

# Характеристики первых звезд и продуктов их эволюции

## Characteristics of the first stars and products of their evolution

**Поройков С.Ю.**

Канд. физ.-мат. наук МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

e-mail: sporoykov@mail.ru

**Sporoykov S.Yu.**

Ph. D. (Phys.-Math.), Lomonosov Moscow State University, Moscow

e-mail: sporoykov@mail.ru

### Аннотация

В спектрах старых звезд есть следы легких элементов до углерода, что связывается с массивностью звезд первого поколения. Согласно радиолинии водорода в период  $z \sim 20 - 15$  межзвездный газ был ионизован, что связывается с УФ излучением голубых звезд. Период ионизации  $\Delta z \sim 5$ , в том числе максимальной  $\Delta z \sim 2$ , ограничивает время жизни звезд  $(3 - 7) \cdot 10^7$  лет, их массу  $(5 - 7) \cdot M_{\odot}$  и энерговыделение  $\sim 10^{52}$  эрг. Преимущественно углеродное ядро таких гигантов превращается в белый карлик (БК) массой  $\sim 0,9 M_{\odot}$ . Протогалактики средней массой  $\sim 10^{11} M_{\odot}$  радиусом  $\sim 80$  кпк могли содержать  $\sim 10^{10}$  БК. БК слабой светимости  $< 10^{-3} L_{\odot}$  в двойных (кратных) звездах могут вносить вклад в скрытую массу гало (корон) галактик с долей  $\Omega_w \sim 0,12 \Omega_b$ .

**Ключевые слова:** протогалактики, гиганты, белые карлики, молекулярные облака, фоновое космическое излучение.

### Abstract

Traces of light elements down to carbon are found in the spectra of old stars, which is associated with the massiveness of the first generation stars. According to the hydrogen radio line, in the period  $z \sim 20 - 15$  the interstellar gas was ionized, which is associated with the UV radiation of blue stars. Ionization period  $\Delta z \sim 5$ , incl. maximum  $\Delta z \sim 2$ , limits the lifetime of stars  $(3 - 7) \cdot 10^7$  years, their mass  $(5 - 7) \cdot M_{\odot}$  and energy release  $\sim 10^{52}$  erg. The predominantly carbon core of such giants turns into a white dwarf (WD) with a mass of  $\sim 0.9 M_{\odot}$ . Protogalaxies with an average mass of  $\sim 10^{11} M_{\odot}$  and a radius of  $\sim 80$  kpc could contain  $\sim 10^{10}$  WD. WD of low luminosity  $< 10^{-3} L_{\odot}$  in binary (multiple) stars can contribute to the dark mass of the halo (corona) of galaxies with a fraction  $\Omega_w \sim 0.12 \Omega_b$ .

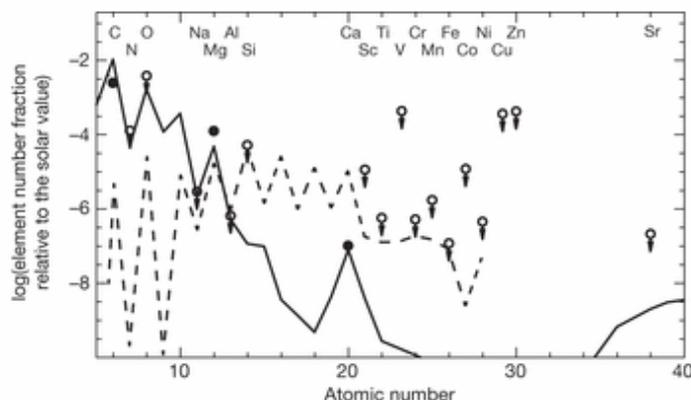
**Keywords:** protogalaxies, giants, white dwarfs, molecular clouds, background cosmic radiation.

### Введение

Предполагается, что звездами первого поколения были массивные короткоживущие звезды, не дожившие до наших дней [1]. В частности, согласно теории гравитационных неустойчивостей распределение вещества в однородном (первичном) газе неустойчиво относительно распада на облака достаточно большого масштаба [2, с. 522].

Старым звездам присуще низкое содержание *тяжелых элементов* (ТЭ)  $\sim 1\%$  солнечного обилия [3, с. 65], т.е. их состав близок к первичному газу. В спектрах старых звезд есть следы легких элементов при очень низкой доле элементов тяжелее углерода. Например, оптический

спектр старой маломассивной звезды SMSS 0313-6708 (предположительно второго поколения) не выявляет признаков железа (с верхней границей  $\leq 10^{-7}$  солнечного обилия), но содержит углерод с обилием  $\sim 1\%$  солнечного (черный кружок на рис. 1) [4]. Звезды очень низкой металличности обнаружены как в нашей Галактике, так и в соседней карликовой галактике Скульптора AS0039 [5].



**Рис. 1.** Содержание элементов в SMSS 0313-6708

Звезды массой  $>100 M_{\odot}$  неустойчивы [3, с. 68]. Зарегистрированы единичные события, связываемые со взрывами парно-нестабильных звезд – супергигантов с низким обилием ТЭ массой  $\geq 100 M_{\odot}$ . Парно-нестабильная сверхновая мощностью  $\sim 10^{52}$  эрг не оставляет какой-либо остаток, кроме ТЭ, успевших синтезироваться в их ядрах. Так, допускается, что взрывы парных нестабильных обогатили бы галактики железом [4], т.е. распространенность супергигантов среди первых звезд неочевидна.

Железо образуется в ядрах сверхгигантов массой  $\geq 10 M_{\odot}$ . Звезды такой массы эволюционируют в красные сверхгиганты, которые интенсивно теряют массу и считаются главными поставщиками ТЭ в межзвездную среду [2, с. 424]. Слоевые источники энергии в красных гигантах и сверхгигантах (слоевое горение водорода и гелия в оболочке звезд) обеспечивают сильную конвекцию, выносящую ТЭ, синтезируемые в ядрах звезд, на поверхность. Сверхгиганты эволюционируют в низкоэнергетичные сверхновые II типа мощностью  $\sim 10^{49}$  эрг (основную долю энергии, выделяющейся при коллапсе ядер звезд, уносят нейтрино) [6, сс. 433-434]. Железные ядра сверхгигантов образуют нейтронные звезды, аккумулирующие основную массу ТЭ.

Низкая металличность старых звезд не подтверждает массу первых звезд  $8 - 10 M_{\odot}$ . В ядрах гигантов такой массы загорается углерод, что приводит к взрыву и полному разлету вещества звезды в виде сверхновой I типа [7, с. 492] с мощным энергосвободением  $10^{50} - 10^{51}$  эрг [6, сс. 433-434]. Сверхновые I типа эффективно обогащают межзвездную среду ТЭ.

Звезды массой в диапазоне  $1 - 8 M_{\odot}$  эволюционируют в белые карлики – углеродно-кислородные ядра звезд, сбросившие газовую оболочку в виде планетарных туманностей [7, с. 488], обогащающих межзвездную среду ТЭ [8, с. 619], включая углерод [8, с. 620]. Подобные спектры присущи старым звездам типа SMSS 0313-6708.

Таким образом, оптические спектры старых звезд (предположительно второго поколения) свидетельствуют в пользу массы первых звезд  $M < 8 M_{\odot}$ .

Период ионизации газа, связываемый с УФ излучением голубых звезд в эпоху  $z \sim 20 - 15$  [9], ограничивает их время жизни  $(3 - 7) \cdot 10^7$  лет и массу  $(5 - 7) \cdot M_{\odot}$ . Данный диапазон масс удовлетворяет обоснованному выше критерию  $M < 8 M_{\odot}$ , т.е. он соответствует звездам, эволюционирующим в белый карлик, окруженный планетарной туманностью.

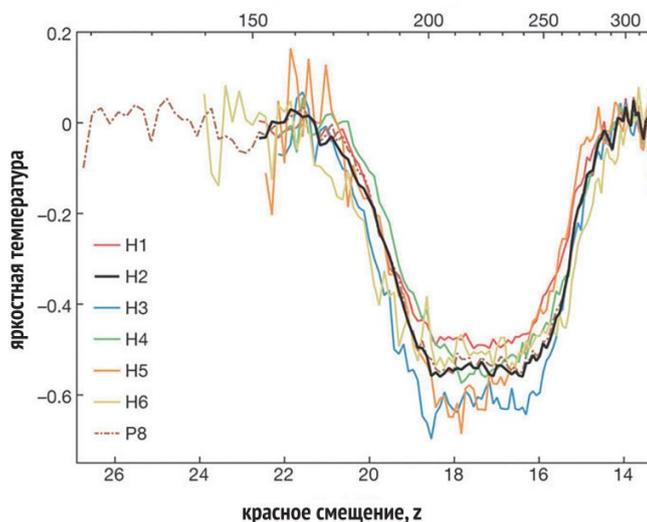
Среднее энергосвободение первых звезд – гигантов  $\sim 1,25 \cdot 10^{52}$  эрг могло обеспечить временную плотность энергии излучения  $\sim 0,26 \Omega_b$  эВ/см<sup>2</sup>. Из-за рассеяния протозвездными

облаками второго поколения радиусом  $\sim 0,3$  пк (содержащими углеродную пыль) с температурой  $\sim 50$  К излучение первых звезд могло стать изотропным и образовать тепловой спектр на современной длине волны в области максимума энергетического спектра  $\sim 1$  мм.

Данный планковский спектр рассеянного излучения накладывается на спектр *микроволнового фонового излучения* (МФИ). Часть излучения первых звезд эпохи  $z \sim 15$  в фазе красных гигантов, в том числе близких к финальной стадии (так называемых углеродных звезд, образующих углеродную пыль), рассеянное их пылевыми оболочками, но не рассеянное молекулярными облаками, может исказить спектр МФИ в субмиллиметровом диапазоне в области  $\sim 140$  мкм, а также на длине волны  $\sim 20$  мкм с суммарной плотностью энергии  $\sim 0,01 \text{ } \Omega_b \text{ эВ/см}^2$ .

## 1. Период образования и масса первых звезд

Согласно радиолинии водорода 21 см межзвездный газ был ионизован в эпоху, определяемую красным смещением  $z \sim 17$  при полуширине пика  $\pm 12\%$ , что связывается с УФ излучением массивных звезд [9] (рис. 2).



**Рис. 2.** Спектр радиолинии водорода эпохи молодых галактик

Первые звезды сформировались из протозвездных молекулярных облаков (§ 2). Межзвездный газ в Галактике присутствует в виде молекулярных облаков и атомарного водорода межоблачной среды [8, с. 85]. Молекулы водорода не излучают в радиолинии водорода. Это может указывать на присутствие в эпоху  $z \sim 20 - 15$  протозвездных молекулярных облаков, служащих индикатором звездообразования. Молодые галактики завершают реионизацию газа при красных смещениях  $z < 15$  [10] (рис. 2), что может указывать на окончание всплеска первичного звездообразования.

Протозвездные облака коллапсируют в звезды за  $\sim 2 \cdot 10^6$  лет (§ 2), что на порядок меньше длительности эпохи реионизации  $(3 - 7) \cdot 10^7$  лет (2). С одной стороны, это может указывать на длительность процесса звездообразования, обусловленную разницей во времени выхода на главную последовательность звезд отличающейся массы (§ 2). С другой стороны, это может указывать на существенный вклад в интенсивность радиолинии водорода излучения голубых звезд, ионизовавших газ в эпоху  $20 \geq z \geq 15$ , форма которой обусловлена разницей во времени жизни первых звезд отличающейся массы.

Оценим массу первых звезд исходя из времени их жизни. Стандартная космологическая модель определяет возраст нестационарной Вселенной критической плотности в эпоху, определяемую красным смещением  $z$ :

$$T_0 = T_B / (z + 1)^{3/2}, \quad (1)$$

где  $T_B$  – возраст современной Вселенной;  $z$  – красное смещение.

Время жизни первых звезд:

$$t = T_B [1/(z_2 + 1)^{3/2} - 1/(z_1 + 1)^{3/2}], \quad (2)$$

где  $z_1$  – красное смещение начала эпохи реионизации;  $z_2$  – ее завершения.

Как видно из рис. 2, в эпоху  $20 \geq z \geq 15$  межзвездный газ был ионизован (максимально ионизован при  $18 \geq z \geq 16$ ), что связывается с УФ излучением голубых звезд. При  $T_B \sim 13,8$  млрд. лет [11] длительность эпохи ионизации  $\Delta z \sim 5$ , в том числе максимальной ионизации  $\Delta z \sim 2$  ограничивает *период светимости первых голубых звезд*  $(3 - 7) \cdot 10^7$  лет.

Время жизни звезд главной последовательности падает с увеличением массы  $t \approx t_0 \cdot (M_0/M)^3$  [3, с. 68], из чего следует оценка массы звезд:

$$M \approx M_0 \cdot (t_0/t)^{1/3}, \quad (3)$$

где  $M_0$  – масса Солнца;  $t_0$  – время жизни Солнца;  $t$  – время жизни звезд.

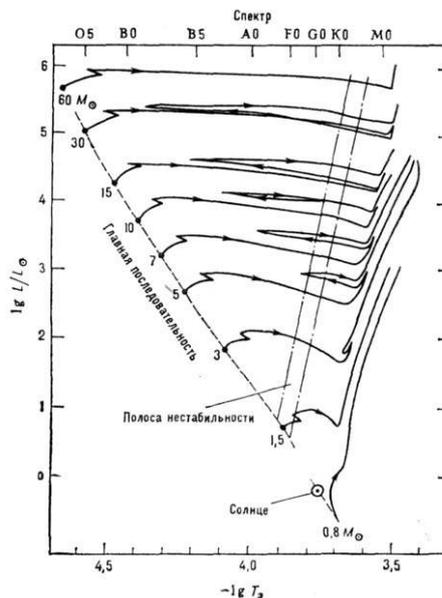
Время жизни Солнца  $t \sim 10^{10}$  лет [3, с. 68]. У голубых звезд с временем жизни на главной последовательности  $t \sim (3 - 7) \cdot 10^7$  лет (2) начальная масса  $(5 - 7) \cdot M_0$ . Средняя масса *первых звезд – гигантов*  $M \approx 6 \pm 0,1 M_0$ .

Оценим длину волны излучения первых голубых звезд в области максимума энергетического спектра на основе закона Вина:

$$\lambda = b/T, \quad (4)$$

где  $b$  – постоянная Вина;  $T$  – температура звезд.

У голубых гигантов массой  $\sim 6 M_0$  главной последовательности спектрального класса В (рис. 3) эффективная температура  $T \sim 1,8 \cdot 10^4$  К [6, с. 611]. При  $b = 0,29$  см·К [2, с. 279] звезды излучают в области максимума энергетического спектра на УФ длине волны  $\lambda \approx 160$ . Порог фотоионизации водорода  $\lambda_i = 91,2$  нм [12, с. 410] сравним, существенная часть излучения голубых гигантов ионизует водород, т.е. *первые звезды могли ионизовать межзвездный водород в эпоху  $z \sim 17$* , как это и предполагается в работе [9].



**Рис. 3.** Эволюционные треки звезд главной последовательности

Эволюцию звезд главной последовательности отражают эволюционные треки на диаграмме Герцшпрунга – Расселла (рис. 3), так что голубые гиганты эволюционируют в красные гиганты [2, с. 444]. Звезды массой  $\geq 0,8 M_0$  после сгорания в их ядрах водорода переходят с главной последовательности на *асимптотическую ветвь гигантов* (АВГ).

Более массивные первые звезды могли позже выйти на главную последовательность и ионизовать межзвездный газ вследствие факторов, обусловленных характером гравитационного коллапса протозвездных облаков и их аккрецией на молодые звезды (§ 2), т.е. *первые звезды меньшей массы могли появиться раньше, чем большей*. Тем самым, максимальную ионизацию водорода в области  $z \sim 18 - 16$  (рис. 2) могли обеспечить более массивные звезды большей светимости. Звезды массой  $\sim 5 M_{\odot}$  могли ионизовать газ в эпоху  $20 \leq z \leq 15$ ; звезды массой  $\sim 7 M_{\odot}$ , по-видимому, зажглись в эпоху  $z \sim 18$  и погасли при  $z \sim 16$ .

Звезды на АВГ находятся  $\sim 10\%$  времени своей жизни [3, с. 488], но излучают более интенсивно. Доля УФ излучения первых звезд на главной последовательности в общем энерговыделении  $\delta_{\text{УФ}} \sim 0,6$  (§ 5). Температура фотосферы красных гигантов  $T \sim 2 \cdot 10^3$  К [3, с. 178], т.е. согласно закону Вина (4) они излучают в области максимума энергетического спектра на ИК длине волны  $\lambda \approx 1,4$  мкм и не способны ионизовать межзвездный водород, поскольку порог фотоионизации водорода ( $\lambda_i = 91,2$  нм) в  $\lambda/\lambda_i \approx 15$  раз выше.

Гиганты массой  $(5 - 7) \cdot M_{\odot}$  имеют преимущественно углеродное ядро и проходят стадию звезд на АВГ, обладающих сильной конвекцией. На финальной стадии эволюции такие звезды могли обогатить межзвездную среду углеродом. Это подтверждают спектры старых звезд [4]. Ядра гигантов эволюционируют в белые карлики, что позволяет оценить их массовую долю (§ 10), а также энерговыделение первых звезд (§ 5).

## 2. Характеристики первых протозвездных облаков

После отделения реликтового излучения от первичного газа и выхода из газовых сгустков, силам тяготения стало противостоять лишь давление газа [3, с. 479], так что и газ в сгустках начал коллапсировать в звезды (§ 7).

Межзвездный газ подвержен тепловой неустойчивости, разбивающей среду на холодные молекулярные облака и теплые области межоблачной среды (значительно отличающиеся по плотности). Около половины межзвездного газа современной Галактики собрана в молекулярных облаках; другая часть газа присутствует в виде атомарного водорода межоблачной среды, подогретой излучением звезд, космических лучей, ударными волнами сверхновых и проч. факторами [8, с. 86]. Ввиду отсутствия звезд при первичном звездообразовании в протогалактиках они не могли подогреть межоблачную среду, т.е. доля атомарного водорода могла быть меньше, чем в современных галактиках. Тем самым, в протогалактиках мог преобладать газ в молекулярных облаках, впоследствии коллапсировавший в звезды.

При плотности газа  $\sim 10^{-22}$  г/см<sup>3</sup> происходит разделение диффузных облаков с температурой  $>50$  К и молекулярных облаков с температурой  $<50$  К. При звездообразовании в первичном газе, не содержавшем ТЭ, охлаждение молекулярных облаков обеспечивал процесс возбуждения вращательных уровней молекул водорода H<sub>2</sub> с последующим излучением [6, с. 163]. Звездообразование происходит в мелких молекулярных облаках с концентрацией газа  $n \geq 10^2$  см<sup>-3</sup> [8, с. 86] (плотностью  $\rho = n m_p \geq 10^{-22}$  г/см<sup>3</sup>).

Оценим радиус первых протозвездных облаков:

$$r = (3M/8\pi n m_p)^{1/3}, \quad (5)$$

где  $M$  – масса звезды;  $n$  – концентрация газа в молекулярном облаке;  $m_p$  – масса протона.

При  $n \geq 10^2$  см<sup>-3</sup> [8, с. 86];  $M \sim 6 M_{\odot}$  (§ 1) *радиус протозвездных облаков*  $r \leq 0,5$  пк, что соответствует радиусу мелких молекулярных облаков (гигантских глобул)  $\leq 0,5$  пк [8, с. 86]; [13, с. 132].

Напомним, из теории гравитационных неустойчивостей следует, что распределение вещества в однородном газе неустойчиво относительно распада на облака достаточно большого масштаба [2, с. 522]. Тем самым, из однородного первичного газа могли образоваться более крупные облака, чем из неоднородного газа, переработанного первыми звездами. Звезды второго поколения могли подчиняться распределению масс Солпитера, т.е. их типичная масса могла достигать  $M \sim 1 M_{\odot}$ . Согласно формуле (5), радиус протозвездных молекулярных облаков второго поколения  $r \leq 0,3$  пк.

Оценим период коллапса первых протозвездных облаков в первые звезды:

$$t_k = (\pi/32\alpha G\rho)^{1/2}, \quad (6)$$

где  $\alpha \leq 1$  – коэффициент, учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления газа [12, с. 529].

При  $\alpha \sim 1$  (после отделения излучения от вещества) протозвездные облака плотностью  $n \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$  коллапсируют за  $t_k \approx 2 \cdot 10^6$  лет, что на порядок меньше длительности эпохи реионизации  $\sim 7 \cdot 10^7$  лет согласно радиолинии водорода (§ 1).

Более массивные звезды первого поколения могли позже выйти на главную последовательность и ионизовать межзвездный газ вследствие факторов, обусловленных гравитационным коллапсом протозвездных облаков и их аккрецией на молодые звезды.

Во-первых, более массивные звезды образуются из более массивных однородных протозвездных облаков. Более крупные и массивные молекулярные облака разреженнее мелких, более плотных молекулярных облаков [8, с. 86]. При этом время гравитационного коллапса газовых облаков в звезды с ростом плотности газа снижается  $t_k \sim 1/\sqrt{\rho}$  (6).

Во-вторых, период аккреции газа протозвездных облаков на молодую звезду пропорционален ее массе  $t_a \sim M$ ; протозвездные оболочки (коконы) существуют до  $< 10^6$  лет [6, с. 164], что сравнимо с периодом коллапса протозвездных облаков  $\sim 2 \cdot 10^6$  лет (6). Частицы околозвездной пыли являются хладагентом, рассеивающим излучение протозвезд (§ 3). Ввиду отсутствия в первичном газе межзвездной пыли процесс аккреции на протозвезды мог быть более длительным.

Во внешних атмосферах гигантов поздних спектральных классов могут формироваться углеродные пылинки (§ 3), что придает рассеянному излучению планковский спектр. Газовые оболочки протозвезд излучают в ИК диапазоне [3, с. 67]; [6, с. 164]. Оптическая толщина плотных молекулярных облаков по рассеянию света в оптическом диапазоне  $\geq 1$  [7, с. 171], т.е. они рассеивают свет звезд, переизлучая его в субмиллиметровом диапазоне (§ 6).

### 3. Образование первыми звездами межзвездной пыли

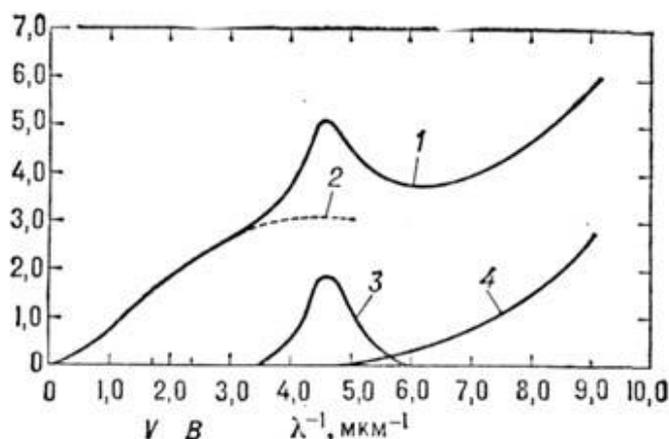
Одним из продуктов эволюции первых звезд могла быть межзвездная пыль. Массивные звезды на АВГ имеют слоевые источники энергии, где периодически возникают гелиевые вспышки, по окончании которых внешняя конвективная зона проникает в зону с измененным химическим составом. Подобный процесс может выводить ТЭ, образовавшиеся в недрах звезды, на поверхность. Звезды на АВГ интенсивно теряют массу и считаются главными поставщиками ТЭ в межзвездную среду [2, с. 424]. Так, холодные звезды поставляют в межзвездную среду не менее 10% межзвездной пыли [8, с. 83].

Образование тугоплавких частиц пыли происходит во внешних частях атмосфер гигантов поздних спектральных классов (близких к финальной стадии), планетарных туманностях и газовой-пылевой среде при возникновении протозвезд [8, с. 83]. Пылевыми оболочками обладают обычно старые звезды, теряющие вещество (например, красные гиганты), или молодые звезды, окруженные остатками газопылевой среды, из которой они образовались [3, с. 178]. Давление света на пыль, образующуюся в холодной атмосфере красных гигантов, может выносить ее в межзвездную среду, внося вклад в истечение вещества (§ 4).

Преимущественно углеродные ядра красных гигантов массой  $\sim 6 M_{\odot}$  (§ 1), близких к финальной стадии, эволюционируют в *белые карлики* (БК) и окружающие их планетарные туманности, что соответствует указанным выше критериям. Красные гиганты, близкие к финальной стадии, напоминают так называемые углеродные звезды. В атмосферах углеродных звезд возникают частицы из графита (или аморфного углерода). Холодные звезды поставляют в межзвездную среду тугоплавкие ядра конденсации, из которых образуются пылинки [8, с. 83].

В темных молекулярных облаках тугоплавкие ядра конденсации за  $2 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7$  лет за счет адсорбции обрастают оболочками из ряда летучих элементов, включая Н и С [8, с. 84],

что сравнимо с временем коллапса протозвездных облаков  $\sim 2 \cdot 10^6$  лет (§ 2). Тем самым, *продуктом эволюции первых звезд могли быть углеродные пылинки* (преимущественно мелкие).



**Рис. 4.** Вклад частиц в кривую межзвездного поглощения

На рис. 4 представлен вклад различных частиц в кривую межзвездного поглощения. Суммарная кривая 1 включает вклад углеродных (кривая 3) и силикатных пылинок (кривая 4), а также крупных пылинок радиусом 0,1 – 0,15 мкм (кривая 2).

Углеродные пылинки весьма распространены. В спектрах практически всех звезд в области УФ длины волны  $\lambda = 220$  нм ( $\lambda^{-1} = 4,6$  мкм $^{-1}$ ) наблюдается пик поглощения шириной ок. 50 нм (кривая 3 на рис. 4) [8, с. 84] (эффективная зона поглощения 170 – 270 нм), связываемый с углеродными пылинками радиусом 10 – 20 нм [8, с. 85].

Первые звезды (голубые) могли излучать в области максимума энергетического спектра на сравнимой УФ длине волны  $\lambda \sim 160$  нм (§ 1), т.е. *газопылевые протозвездные облака второго поколения могли достаточно эффективно поглощать УФ излучение первых звезд*.

Особенностью пылеобразования первых звезд может являться малая доля силикатных пылинок. Обилие кремния в старых звездах менее  $< 10^{-4}$  солнечного обилия [4] (Рис. 1), что делает их образование маловероятным. В современной Галактике наиболее распространенные мелкие силикатные пылинки радиусом 5 – 10 нм. Они могут быть ответственны за межзвездное поглощение УФ излучения с меньшими длинами волн  $\lambda < 160$  нм (кривая 4 на рис. 4) [8, с. 85], включая его ионизирующую газ часть. Спектр радиолинии водорода свидетельствует в пользу эффективной ионизации первыми звездами межзвездного газа (§ 1), что не противоречит выводу о низкой доле силикатных пылинок в эпоху первых звезд.

По-видимому, межзвездная пыль могла появиться не ранее эпохи  $z < 17$ , когда первые звезды могли эволюционировать в красные гиганты (§ 1).

Давление света звезд выносит пылинки в межзвездную среду (§ 4), где они оседают в газовых облаках. Так, наблюдается корреляция в распределении межзвездного газа и пыли [8, с. 83]. Межзвездную пыль могли содержать протозвездные облака второго поколения, которые могли рассеивать излучение первых звезд (§ 8).

Частицы околозвездной пыли являются хладагентом, рассеивающим излучение звезд [8, с. 83]. Так, красные гиганты и сверхгиганты, близкие к финальной стадии, окружены пылевыми оболочками (коконами), рассеивающими их излучение в ИК области (рис. 7). Рассеянное пылевыми звездными оболочками излучение имеет тепловой (планковский) спектр (§ 6).

#### 4. Звездный ветер первых звезд

Образование звездного ветра массивных голубых звезд может происходить при участии ТЭ. Так, звездный ветер горячих звезд ускоряет давление света в спектральных линиях ТЭ

[3, с. 67]. Ввиду отсутствия ТЭ в первичном газе *звездный ветер первых голубых звезд мог быть слабее, чем у современных аналогов.*

Голубые гиганты эволюционируют в красные гиганты – звезды на АВГ (§ 1). Характерным свойством звезд на АВГ является интенсивная потеря массы [3, с. 488]. Механизм потери вещества звездами на АВГ массой  $< 8 M_{\odot}$  до конца не ясен. Исходя из данных наблюдений основная масса звезд на АВГ теряется в виде спокойного истечения вещества [7, с. 492].

После образования гелиевого ядра в звездах на АВГ в их оболочках возникают зоны неполной ионизации гелия и водорода и резко возрастает их непрозрачность; на этой стадии возможно резкое увеличение потери массы звездой [7, с. 493]. Ускорению звездного ветра звезд на АВГ может способствовать давление света в полосах поглощения молекул, образующихся в их холодной атмосфере и давление света на пыль [3, с. 488].

Первичный газ не содержал ТЭ, из которых формируются как пыль, так и различные виды молекул. Однако в атмосферах гигантов, близких к финальной стадии, присутствует углерод, который образует пылинки (§ 3).

В атмосферах первых звезд на АВГ мог образоваться ряд молекул. Так, в звездах массой  $< 8 M_{\odot}$ , близких к финальной стадии, образуется углеродное ядро с примесью кислорода [7, с. 488]. В атмосфере углеродных звезд содержится больше углерода, чем кислорода; смешиваясь в верхних слоях звезды, они образуют молекулы СО, оставляя атомы углерода свободными для образования других углеродных соединений. В атмосферах первых звезд, близких к финальной стадии, могли присутствовать молекулы  $H_2$ , СН, СО,  $C_2$  и др. Данные молекулы наблюдаются в межзвездном газе [8, с. 193] при преобладании молекул  $H_2$  и СО [8, с. 85].

Массивные звезды поздних спектральных классов – холодные звезды с сильным истечением вещества, имеют оттекающие оболочки, в которых присутствует широкий набор молекул [3, с. 63]. В спектрах холодных звезд с температурой  $\leq 6 \cdot 10^3$  К наблюдаются следы молекул в виде молекулярных полос [8, с. 192]. *Образование молекул в атмосферах первых звезд на этапе красных гигантов могло способствовать истечению вещества.*

Низкое содержание ТЭ в старых звездах  $\sim 1\%$  солнечного обилия [3, с. 65]; [4] указывает на то, что концентрация молекул и пыли в атмосферах первых звезд на АВГ могла быть ниже, чем у современных аналогов. Тем самым, *у первых звезд, близких к финальной стадии, истечение вещества с участием молекул и пыли могло происходить менее интенсивно*, т.е. масса газа, уносимого звездным ветром первых звезд на стадии АВГ из окрестности *планетарной туманности* (ПТ), образующейся вокруг первых БК, могла быть меньше. Данный фактор может иметь ряд следствий.

Во-первых, в области торможения звездного ветра межзвездной средой образуются сферические газовые оболочки [3, с. 67], включая Солнце [8, с. 90]. Оболочки из звездного ветра первых звезд могли быть менее массивные, чем у современных аналогов.

Во-вторых, масса ПТ вокруг первых БК могла быть больше, чем у современных аналогов. При средней массе современных ПТ  $\sim 0,2 M_{\odot}$  [8, с. 620], их радиус составляет  $\sim 0,03$  пк [8, с. 619], что на порядок меньше радиуса мелких (протозвездных) молекулярных облаков (гигантских глобул)  $\leq 0,5$  пк [8, с. 86]. Вместе с тем, некоторые ПТ имеют протяженное гало, более чем на порядок превышающее средний размер туманностей [8, с. 619].

Оболочки из звездного ветра и ПТ при остывании могут формировать молекулярные облака, являющиеся областями звездообразования для звезд второго поколения. Например, атмосфера старой маломассивной звезды SMSS 0313-6708 содержит углерод (рис. 1), что указывает на возможность ее формирования из газа, истекшего с первых звезд (в том числе на стадии углеродных звезд), а не из остатка вспышки сверхновой (низкоэнергетичной), как это предполагается в работе [4].

В-третьих, более протяженные молекулярные облака эффективнее рассеивают свет, способствуя *изотропии* излучения первых звезд (§ 8).

Звезды второго поколения, которые могут рождаться в оболочках из звездного ветра и ПТ вокруг БК, могут образовывать с БК двойные (кратные) системы. В процессе фрагментации протозвездного облака могут рождаться двойные звезды [2, с. 563]. Учитывая вероятную

распространенность БК (§ 10) и равномерность их распределения в протогалактиках, чей размер был выше, чем у современных галактик (§ 9), можно предположить присутствие БК в гало (коронах) галактик в виде двойных (кратных) звезд БК – БК, а также систем типа БК – красный карлик; БК – два красных карлика. Присутствие звезд соответствующей массы в гало (короне) Галактики подтверждают данные микролинзирования (§ 11).

## 5. Энерговыделение первых звезд

Светимость звезд на главной последовательности  $L \approx L_{\odot}(M/M_{\odot})^4$ ; время их жизни  $t \approx t_{\odot}(M_{\odot}/M)^3$  [3, с. 68]; энерговыделение ( $W = Lt$ ) звезд главной последовательности пропорционально их массе:

$$W \approx L_{\odot} t_{\odot} M/M_{\odot}, \quad (7)$$

где  $M$  – масса звезды;  $L_{\odot}$  – светимость Солнца.

У первых звезд средней массой  $M \sim 6 M_{\odot}$  (§ 1) энерговыделение на стадии голубых гигантов  $W \approx 7 \cdot 10^{51}$  эрг.

Полное энерговыделение первых звезд  $W_s \approx 1,25 \cdot 10^{52}$  эрг (8) заметно выше, что обусловлено энерговыделением звезд на стадии красных гигантов, сравнимым с их энерговыделением на главной последовательности, т.е. в энерговыделении первых звезд доля  $U\Phi$  излучения  $\delta_{\text{уф}} = W/W_s \approx 0,6$ .

Полное энерговыделение первых звезд можно оценить исходя из массы ТЭ, синтезируемых в их недрах. Гелий выгорает в ядрах массивных звезд, образуя более тяжелые элементы. В звездах массой  $< 8 M_{\odot}$  ядерное горение гелия заканчивается после образования углеродного ядра с примесью кислорода [7, с. 488]. Углерод загорается в ядрах гигантов массой  $\geq 8 M_{\odot}$  [7, с. 492], т.е. первые звезды массой  $(5 - 7) \cdot M_{\odot}$  (§ 1) могли синтезировать преимущественно углерод. Ядро звезд массой  $\sim 5 M_{\odot}$  превращается с БК массой  $\sim 0,85 M_{\odot}$  [7, с. 492]; с ростом массы звезды масса БК растет (§ 10).

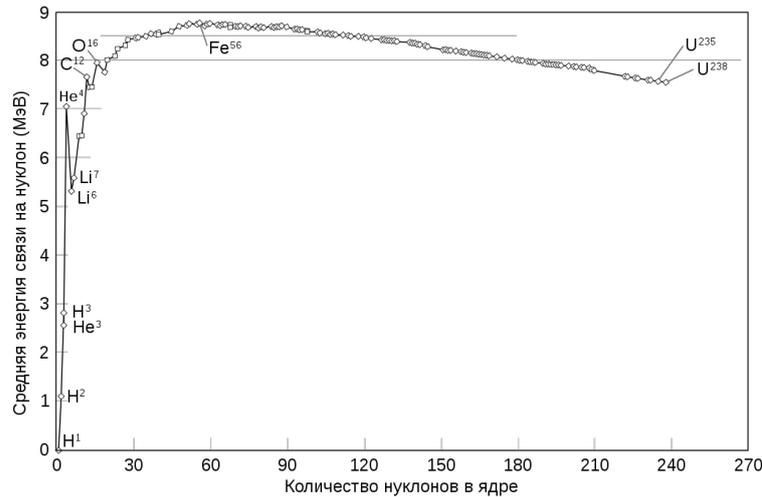
Суммарное содержание ТЭ в старых звездах  $\delta_t \sim 10^{-2} \delta_{\odot}$  солнечного обилия [3, с. 65]; [4]. Массовая доля ТЭ в атмосфере Солнца  $\delta_{\odot} \sim 2\%$  [6, с. 490]. Обилие прочих ТЭ помимо углерода (включая кислород), которыми первые звезды могли обогатить межзвездную среду  $< \delta_t \delta_{\odot} \sim 10^{-4}$  [4], что не существенно.

Оценим энерговыделение звезд, эволюционирующих в БК:

$$W_s = W m_w / m_p, \quad (8)$$

где  $m_p$  – масса протона;  $m_w$  – масса углеродного ядра первых звезд;  $W$  – энерговыделение на протон при синтезе углерода из водорода.

В водородном цикле ( $4p \rightarrow {}^4\text{He}$ ) энерговыделение на один протон (без учета энергии нейтрино)  $W_{\text{He}} = 6,55$  МэВ; в гелиевом цикле ( $3{}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$ )  $W_c = 0,61$  МэВ; при синтезе более тяжелых элементов энерговыделение на протон падает [14, с. 759] подобно энергии связи в ядре на нуклон (рис. 5).



**Рис. 5.** Энергия связи в ядре на нуклон

При синтезе кислорода из углерода  $^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$  [14, с. 759] энерговыделение на протон  $W_o \sim 0,3$  МэВ (рис. 5), что составляет  $W_o/W \approx 4\%$  суммарного энерговыделения в расчете на протон. В условиях преобладания в ядрах звезд массой  $< 8 M_\odot$  углерода (обилие кислорода в старых звездах  $< 10^{-4}$ ) энерговыделение при синтезе кислорода первыми звездами меньшей массы  $(5 - 7) \cdot M_\odot$  не существенно.

Суммарное энерговыделение в расчете на протон в недрах звезд с углеродным ядром  $W \sim W_{\text{He}} + W_c \approx 7,16$  МэВ. У звезд массой  $6 \pm 0,1 M_\odot$  (§ 1) масса ядер  $m_w \sim 0,92 \pm 0,02 M_\odot$  (§ 10), где  $M_\odot = 1,989 \cdot 10^{30}$  кг. Согласно формуле (8) среднее энерговыделение первых звезд  $W_s \approx (1,25 \pm 0,04) \cdot 10^{52}$  эрг.

Оценим плотность энергии излучения первых звезд  $\varepsilon_s = n_s W_s$  из их концентрации, усредненной по всему пространству современной Вселенной:

$$n_s \approx \rho_c (1 - \delta_g) \Omega_b / M, \quad (9)$$

где  $\rho_c$  – критическая плотность современной Вселенной;  $\delta_g$  – доля межзвездного газа в протогалактиках.

С учетом падения энергии квантов  $E_v = E_o / (z + 1)$  с ростом  $z$  плотность энергии излучения первых звезд в современную эпоху:

$$\varepsilon_s = \rho_c (1 - \delta_g) W_s \Omega_b / M (z + 1). \quad (10)$$

По современным данным WMAP и Planck постоянная Хаббла  $H_o \sim 70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ , чему соответствует  $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30} \text{ г} / \text{см}^3$ . В насыщенных газом галактиках, где много голубых звезд, доля газа  $\delta_g \sim 0,2$  [2, с. 389].

При  $W_s = (1,25 \pm 0,04) \cdot 10^{52}$  эрг (8);  $z \sim 17$  [9] современная плотность энергии излучения первых звезд  $\varepsilon_s \approx (0,26 \pm 0,01) \cdot \Omega_b \text{ эВ} / \text{см}^3$ . Плотность энергии МФИ  $\varepsilon_v = 0,25 \text{ эВ} / \text{см}^3$  [8, с. 135]. При  $\Omega_b = 1$  (§ 13) разница с оценкой (10)  $\Delta \varepsilon_s = \varepsilon_s - \varepsilon_v = 0,01 \pm 0,01 \text{ эВ} / \text{см}^3$  (в пределах погрешности расчетов).

В работе [9] отмечается значительное энерговыделение первых звезд, которое, как минимум, вдвое выше принятой максимальной оценки для эпохи вторичного разогрева газа, т.е.  $\varepsilon_s / \varepsilon_v > 0,2$ ; при этом поднимается проблема «исчезновения» излучения первых звезд. Расчеты показывают, что излучение первых звезд могли рассеять молекулярные облака (§ 8) с последующим наложением их теплового спектра на спектр МФИ (§ 6).

Превышение оценки (10) над плотностью энергии МФИ  $\Delta \varepsilon_s / \varepsilon_v \approx 4 \pm 4 \%$  при  $\Omega_b = 1$  может быть объяснимо излучением первых звезд, не рассеянным молекулярными облаками с сопоставимой долей  $< 6\%$  (§ 8). Так, часть излучения первых звезд (близких к финальной стадии) эпохи  $z \sim 15$  может исказить спектр МФИ в субмиллиметровой области, т.е. в рамках принятых пределов  $\Delta \varepsilon_s / \varepsilon_v \sim 1 - 10 \%$  плотности энергии МФИ (§ 6).

## 6. Вклад первых звезд в фоновое космическое излучение

Искажение спектра МФИ в длинноволновой и коротковолновой областях, в том числе связывается с энерговыделением  $\Delta\varepsilon/\varepsilon\nu \sim 1 - 10\%$  плотности энергии МФИ в эпоху вторичного разогрева (реионизации) газа, произошедшего при формировании галактик [8, с. 135]. Излучение первых звезд эпохи  $20 \geq z \geq 15$  (§ 1) могли рассеять протозвездные молекулярные облака, вследствие чего оно приобрело изотропию; при этом могло не успеть рассеяться до  $<6\%$  излучения первых звезд (§ 8).

Оптическая толщина плотных молекулярных облаков по рассеянию света в оптическом диапазоне  $\geq 1$  [7, с. 171], т.е. они рассеивают свет звезд, переизлучая его в субмиллиметровом диапазоне. В атмосферах красных гигантов, близких к финальной стадии (углеродных звезд), образуются ядра углеродных пылинок (§ 3). При этом пыль в газопылевых облаках придает рассеянному ими излучению звезд тепловой (планковский) спектр [3, с. 178]. Тем самым, *излучение протозвездных облаков второго поколения, рассеявших излучение первых звезд, могло иметь тепловой спектр.*

Молекулярные облака с температурой  $T \leq 50$  К образуются из более теплых и разреженных диффузных облаков с температурой  $T > 50$  К [6, с. 163], так что максимальный размер протозвездных молекулярных облаков соответствует их температуре  $\sim 50$  К (§ 2). Газопылевые облака с температурой 50 К согласно закону Вина (4) излучают на длине волны  $\lambda \sim 60$  мкм в области максимума энергетического спектра.

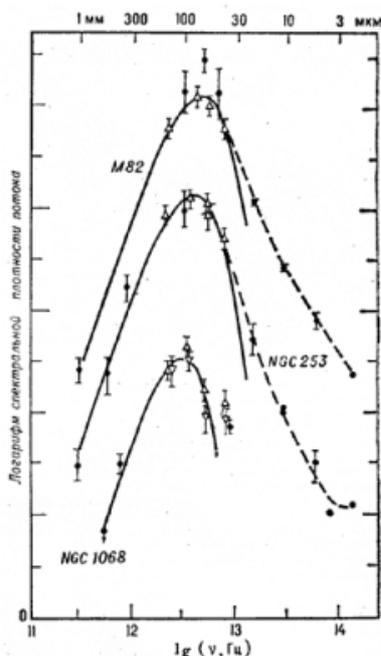


Рис. 6. Спектры инфракрасного излучения активных галактик

В спектре космического излучения в области  $\sim 60$  мкм наблюдается подъем [15], связываемый с рассеянием света звезд т.н. перистыми газовыми облаками. В сравнимой области излучают галактики с активными ядрами [14, с. 922] (рис. 6). Так, в центрах галактик плотность межзвездной среды не ниже  $\geq 10^{-22}$  г/см<sup>3</sup> [8, с. 84] и сравнима с плотностью молекулярных облаков  $\geq 10^{-22}$  г/см<sup>3</sup>, рассеивающих излучение звезд (§ 2).

Скорость звездообразования была максимальной при образовании галактик [3, с. 68], т.е. протогалактики могли излучать в сравнимой области  $\sim 60$  мкм. Излучение протогалактик эпохи  $z \sim 17$  (§ 1) на длине волны  $\lambda_{sb} \sim 60$  мкм к настоящему времени сместится в микроволновой диапазон  $\lambda_v = \lambda_{sb}(z + 1) \approx 1,1$  мм. При этом произойдет его наложение на спектр МФИ. Так, по закону Вина (4) температуре МФИ  $T_v = 2,7$  К [8, с. 134] соответствует длина волны в области максимума энергетического спектра  $\lambda_v \approx 1,1$  мм.

Сходным образом соотносима температура молекулярных облаков в протогалактиках  $T \sim 50$  К и температура МФИ  $T_\nu = T/(z + 1) \approx 2,7(7)$  К. Зависимость роста температуры МФИ от красного смещения подтверждена измерением эффекта Сюняева-Зельдовича в скоплениях галактик, наблюдениями линий тонкой структуры нейтрального углерода, а также линий молекул СО в спектрах далеких квазаров вплоть до  $z \approx 3$  [13, с. 498], что почти на порядок меньше  $z \sim 17$ . Формально подобный период формирования МФИ не противоречит экспериментальным данным.

МФИ имеет барионное число  $\delta_\nu = n_\nu/n_b \sim 10^8$  при космологической плотности барионов  $\Omega_b = 1$  [2, с. 178]. Напомним, что барионное число – отношение числа фотонов и барионов:

$$\delta_\nu = n_\nu n_p / \rho_c \Omega_b, \quad (11)$$

где  $n_\nu$  – концентрация фотонов;  $\Omega_b$  – доля барионов.

При  $n_\nu \sim 500 \text{ см}^{-3}$  [2, с. 178]; [13, с. 39];  $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$  (§ 5); параметр  $\delta_\nu \approx 10^8/\Omega_b$ . При  $\Omega_b = 1$  (§ 13) барионное число МФИ  $\delta_\nu \approx 10^8$ .

Высокое барионное число объяснимо значительной разницей между энергией термоядерного синтеза в ядрах первых звезд  $W \sim 7,2$  МэВ на протон (§ 5) и низкой тепловой энергии фотонов  $E_\nu \sim kT \approx 4,3 \cdot 10^{-3}$  эВ, рассеянных холодными молекулярными облаками с температурой  $T \sim 50$  К.

Ядерный синтез в ядрах первых звезд обеспечит барионное число:

$$\delta_\nu = W_\gamma \delta_s / \mu E_\nu, \quad (12)$$

где  $\delta_s$  – доля барионов, участвующих в ядерном синтезе;  $W_\gamma$  – среднее энерговыделение на протон при ядерном синтезе;  $E_\nu$  – тепловая энергия фотонов рассеянного излучения;  $\mu$  – параметр, учитывающий среднюю энергию фотонов.

При концентрации фотонов чернотельного излучения с учетом закона Вина  $n \approx 1/2\lambda m^3$ , где  $\lambda_m$  – длина волны в области максимум спектра [13, с. 39] для фотонов с тепловой энергией  $E_\nu \sim kT$  параметр  $\mu \approx 2$ . Параметр  $\delta_s$  соответствует массовой доле БК  $\Omega_w \sim 0,12 \Omega_b$  (§ 10). При  $W = 7,16$  МэВ (§ 5);  $E_\nu \sim 4,3 \cdot 10^{-3}$  эВ барионное число  $\delta_\nu \approx 10^8 \Omega_b$ , что соответствует принятой оценке барионного числа  $\sim 10^8$  для космологической плотности барионов [2, с. 178], т.е. *излучение первых звезд, рассеянное молекулярными облаками, может обеспечить барионное число при  $\Omega_b = 1$ .*

Космологическое излучение также могло быть рассеяно молекулярными облаками в эпоху  $z \sim 17$  с наложением на спектр МФИ, либо оно может его исказить (§ 7).

Часть излучения (до  $\Delta < 6\%$ ) первых звезд на стадии красных гигантов эпохи  $z \sim 15$  молекулярные облака могли не успеть рассеять (§ 8). В эпоху  $z \sim 15$  могли сохраниться первые звезды массой  $\sim 5 M_\odot$  с временем жизни на главной последовательности  $\sim 7 \cdot 10^7$  лет (§ 1). Звезды на АВГ находятся  $\sim 10\%$  времени своей жизни [3, с. 488], что превышает оценку  $\Delta < 6\%$  (§ 8). Тем самым, молекулярные облака могли не успеть рассеять часть излучения первых звезд в фазе красных гигантов, в т.ч. близких к финальной стадии.

Первые звезды на стадии красных гигантов могли излучать в области максимума энергетического спектра на ИК длине волны  $\lambda \sim 1,4$  мкм (§ 1). Красные гиганты, близкие к финальной стадии, за счет рассеяния света пылевыми оболочками переизлучают свет в области максимума ИК спектра на длинах волн  $\lambda \sim 8 - 10$  мкм (Рис. 7) [3, с. 178].

Из-за красного смещения часть излучения первых звезд (не рассеянное межзвездной средой) к настоящему времени сместится в область:

$$\lambda' = \lambda(z + 1). \quad (13)$$

Излучение красных гигантов эпохи  $z \sim 15$  сместится в ИК область  $\lambda_{ir} \approx 22$  мкм.

Излучение оболочек красных гигантов, близких к финальной стадии, сместится в субмиллиметровую область  $\lambda_{sb} \approx 130 - 160$  мкм.

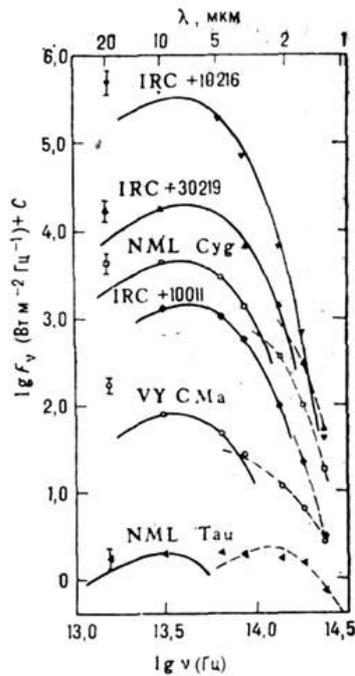


Рис. 7. Спектры гигантов и сверхгигантов поздних спектральных классов

Отклонение спектра МФИ от чернотельного выражено в области 140 мкм с плотностью энергии излучения  $\epsilon_{sb} \sim 4 \cdot 10^{-3}$  эВ/см<sup>3</sup> [13, с. 55]; [16] ( $\epsilon_{sb}/\epsilon_v \approx 1,6\%$  плотности энергии МФИ), т.е. излучение первых звезд может вносить вклад в *фоновое космическое излучение* (ФКИ) в субмиллиметровой области.

Плотность энергии ФКИ в области  $\sim 20$  мкм не определена [13, с. 55]; [16] из-за сложности выделения ФКИ на фоне зодиакального света. Оценки показывают, что излучение первых звезд на стадии АВГ может формировать ок. половины пика ФКИ  $\epsilon_{sb}/2$  в субмиллиметровой области 140 мкм (§ 7).

Исходя из наших оценок  $\Delta v = 4 \pm 4\%$  (§ 5) и  $\Delta < 6\%$  (§ 7), плотность энергии излучения красных гигантов эпохи  $z \sim 15$  может вносить вклад в ФКИ в ИК области  $\sim 20$  мкм  $\delta_{ir} = \Delta v - \epsilon_{sb}/2\epsilon_v \approx 3,2 \pm 4\%$  и  $\Delta - \epsilon_{sb}/2\epsilon_v < 5,2\%$  при плотности энергии  $\epsilon_{ir} = \delta_{ir}\epsilon_v \approx (1 \pm 1) \cdot 10^{-2}$  эВ/см<sup>3</sup>, что соответствует принятой оценке  $\sim 10^{-2}$  эВ/см<sup>3</sup> для ФКИ в ИК диапазоне [12, с. 1228].

Отметим, что излучение звезд второго поколения (обычных), которые могли появиться во второй половине эпохи реионизации при  $17 > z \geq 15$  (§ 8), не может существенно исказить спектр ФКИ в ИК области. Светимость звезд на главной последовательности  $L \approx L_{\odot}(M/M_{\odot})^4$  [3, с. 68], т.е. светимость звезд типа Солнца в  $(M/M_{\odot})^4 \approx 10^3$  раз меньше, чем первых звезд средней массой  $M \sim 6 M_{\odot}$  (§ 1). Время жизни звезд типа Солнца  $t_{\odot} \sim 10^{10}$  лет [3, с. 68], что превышает длительность второй половины эпохи реионизации  $\Delta T/2 \sim 3 \cdot 10^7$  лет при  $\Delta T \sim 7 \cdot 10^7$  лет (§ 1) в  $t_{\odot}/2\Delta T \sim 3 \cdot 10^2$  раз. Звезды второго и последующих поколений могут вносить существенный вклад в ФКИ в эпоху  $z \sim 2 - 3$  в ИК области  $\sim 1$  мкм [17].

В ФКИ также может вносить вклад излучение продуктов эволюции первых звезд – БК. Взрывы сверхновых типа Ia вызывает аккреция на БК в двойных звездах [2, с. 185]; [6, с. 433] и столкновение БК [18]. Сверхновые являются источником *космических лучей* (КЛ) и  $\gamma$ -излучения, служащее их индикатором [3, с. 474]. Излучение первых сверхновых в  $\gamma$ -диапазоне может вносить вклад в *метagalактическое изотропное гамма-излучение* (МИГИ). Так, с МИГИ связывается  $\gamma$ -излучение молодой Вселенной [2, с. 406]. Тем самым, рождение БК в молодых галактиках может объяснять МИГИ.

Образуемые в оболочках сверхновых КЛ порождают потоки *нейтрино* (через пионы) [8, с. 257]. Большие потоки нейтрино высокой энергии, связываемые с КЛ, возникают в молодых галактиках, находящихся в яркой фазе при  $z > 10 - 20$ , что сравнимо с периодом появления

БК во второй половине эпохи реионизации  $17 > z \geq 15$  (§ 1). Максимум энергетического спектра данных нейтрино определяется красным смещением  $z$  [8, с. 258]:

$$E_\nu = 6 \cdot 10^6 [20/(z+1)]^2 \text{ ГэВ.} \quad (14)$$

Согласно зависимости (14) при  $z < 19$  наблюдается резкий рост энергии нейтрино, что подтверждает возможность рождения БК в ту эпоху.

## 7. Период отделения космологического излучения от вещества

После отделения *реликтового излучения* (РИ) от газа согласно теории гравитационных неустойчивостей в изначально однородной среде стало возможно образование неоднородностей. При выходе излучения из газовых сгустков силам тяготения стало противостоять лишь давление газа [3, с. 479], так что газ в сгустках начал коллапсировать в звезды.

Оценим период отделения РИ от первичного газа, при котором он смог коллапсировать в звезды исходя из плотности газа той эпохи. В стандартной космологической модели нестационарной Вселенной критической плотности средняя плотность вещества в эпоху, определяемую красным смещением  $z$ :

$$\rho_0 = \rho_c(z+1)^2. \quad (15)$$

Возраст Вселенной  $T$  эпохи рекомбинации  $z_r$  мог соответствовать периоду коллапса однородного газового облака  $t_k = (3\pi/32\alpha G\rho)^{1/2}$  (6), соответствующему времени рождения первых звезд  $T = T_b/(z_s+1)^{3/2}$  (1). Из равенства  $T = t_k$  с учетом формулы (15) при  $z_r \gg z_s$  следует:

$$z = [3\pi(z_s+1)^3/32\alpha G\rho_c T_b^2]^{1/2}. \quad (16)$$

При  $T_b \sim 13,8$  млрд. лет [11];  $z_s \sim 17$  (§ 1);  $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> (§ 5);  $\alpha \sim 1$  *реликтовое излучение могло отделиться от первичного газа в эпоху  $z_r \approx 130$ .*

Предполагается, что излучение отделилось от первичного газа, когда после рекомбинации он превратился в смесь нейтральных атомов водорода и гелия, остыв до температуры  $\sim 4 \cdot 10^3$  К [8, с. 134]; по уточненным данным  $\sim 3 \cdot 10^3$  К [13, с. 498]. При этом рекомбинационное излучение, а также излучение, соответствующее температуре среды  $> 4 \cdot 10^3$  К может исказить спектр МФИ в коротковолновом диапазоне [8, с. 134].

До отделения излучения от первичного газа оно могло находиться с ним в термодинамическом равновесии, вплоть до температуры  $T_r \sim 3 \cdot 10^3$  К [13, с. 498]. Согласно закону Вина (4) данной температуре соответствует длина волны излучения в области максимума энергетического спектра в оптическом диапазоне  $\lambda \approx 1$  мкм. Если РИ отделилось от вещества в эпоху  $z_r \sim 130$  (16), в эпоху первых звезд  $z \sim 17$  его длина волны в области максимума теплового спектра с учетом (13) могла сдвинуться в ИК область  $\lambda_i = \lambda_r(z_r+1)/(z+1) \approx 7$  мкм.

К современной эпохе РИ (или часть его теплового спектра) могло сместиться в субмиллиметровую область  $\lambda_{sb} = \lambda_r(z_r+1) \approx 130$  мкм. В спектре ФКИ в сравнимой области  $\lambda_{sb}' \sim 140$  мкм наблюдается подъем [13, с. 55]; [16], т.е. *реликтовое излучение может вносить вклад в ФКИ в субмиллиметровой области  $\sim 140$  мкм* наряду с излучением первых звезд, близких к финальной стадии, рассеянными их пылевыми оболочками (§ 6).

Отличие оценки  $\lambda_{sb} \sim 130$  мкм от наблюдаемого максимума  $\lambda_{sb}' \sim 140$  мкм может быть вызвано тем, что часть спектра РИ (более длинноволновая на  $\Delta\lambda_{sb} = (\lambda_{sb}' - \lambda_{sb})/\lambda_{sb} \approx 8\%$ ) не была рассеяна молекулярными облаками. Газопылевые облака частично пропускают излучение в ИК области  $\sim 7$  мкм. Так, в данном ИК диапазоне газ имеет «окна прозрачности» [13, с. 65]. Также плохо поглощает длинноволновое ИК излучение межзвездная пыль (рис. 4).

В субмиллиметровой области  $\sim 140$  мкм концентрация фотонов  $n_{sb} \sim 0,3$  см<sup>-3</sup> [13, с. 55] на 3 порядка меньше, чем МФИ ( $\sim 500$  см<sup>-3</sup>) и соответствует барионному числу ФКИ в области  $\sim 140$  мкм  $\delta_{sb} = n_{sb}/n_b \Omega_b \sim 10^5$  при  $\Omega_b = 1$ . Плотность его энергии  $\epsilon_{sb}/\epsilon_\nu \approx 1,6\%$  плотности энергии МФИ (§ 6).

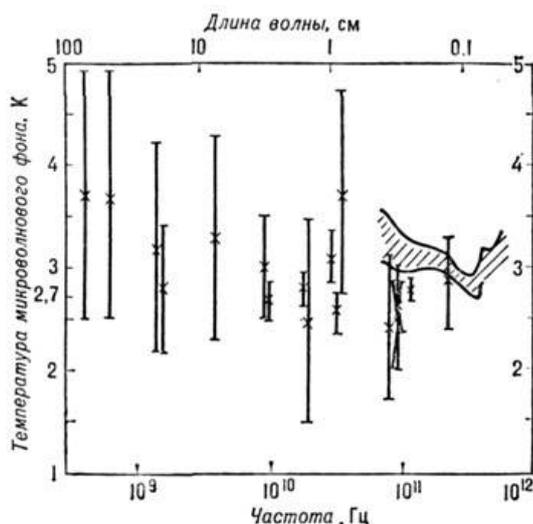
Рекомбинационное излучение на длине волны  $\lambda_r = 91$  нм [12, с. 410] эпохи  $z_r \sim 130$  может сдвинуться в область  $\lambda_{sb} = \lambda_r(z+1) \approx 12$  мкм. Плотность энергии ФКИ в данной области не определена [13, с. 55]; [16].

При отделении РИ от первичного газа при температуре  $\sim 3 \cdot 10^3$  К [13, с. 498] оно имело непрерывный тепловой спектр. Тем самым, часть РИ могли рассеять полосы поглощения молекул водорода. Напомним, что первичный газ содержал молекулы водорода, в которых происходило возбуждение вращательных уровней с последующим излучением [6, с. 163] (§ 2).

Температура рекомбинации первичного газа  $\sim 3 \cdot 10^3$  К близка к температуре фотосферы холодных (красных) звезд. В спектрах звезд наблюдаются следы молекулярных спектральных полос ряда молекул уже при температуре  $\leq 6 \cdot 10^3$  К [8, с. 192]. Энергия диссоциации молекул водорода 432 кДж/моль, т.е. 4,3 эВ втрое ниже энергии ионизации атома водорода 13,6 эВ; молекулы  $H_2$  диссоциированы при  $T_{\max} = 5 \cdot 10^3$  К на 95%; при  $T_{\min} = 2 \cdot 10^3$  К на 0,13% [2, с. 297]. Возбуждение вращательных уровней молекул  $H_2$  с последующим излучением могло происходить при температуре первичного газа  $T \geq 2 \cdot 10^3$  К, сравнимой с температурой рекомбинации  $T_r \sim 3 \cdot 10^3$  К.

При энергетической подпитке в оптическом диапазоне молекулы  $H_2$  могут излучать на длине волны  $\lambda_{sb} \sim 82$  мкм. Вращательная постоянная молекул водорода  $B = 60,85 \text{ см}^{-1}$  [12, с. 852] соответствует длине волны субмиллиметрового излучения  $\lambda = 1/2B = 82$  мкм, а такжекратно меньшим длинам волн  $1/4B = 41$  мкм и т.д. Для сравнения, на длине волны  $\lambda_{sb} = 82$  мкм, согласно закону Вина (4), могут излучать газовые облака с температурой  $T \approx 35$  К. Что сравнимо с температурой молекулярных облаков  $\leq 50$  К [6, с. 163].

Согласно зависимости (13) современная длина волны излучения  $\lambda_{sb} = 82$  мкм эпохи  $z_r \sim 130$  (16) составит  $\lambda_r = \lambda_{sb}(z + 1) \approx 1$  см.



**Рис. 8.** Распределение яркости микроволнового фонового излучения

В спектре яркости МФИ на сравнимой длине радиоволны  $\sim 0,9$  см наблюдается выраженный (на 40%) подъем (рис. 8) [8, с. 135]. Излучение на данной длине волны резко обрывается и не наблюдается на больших длинах волн  $\geq 1$  см, т.е. оно близко к монохроматическому и может соответствовать излучению в спектральной линии. Это дает основания предполагать, что это излучение является реликтовым (или частью его спектра), переизлученным первым вращательным уровнем молекул водорода в эпоху рекомбинации.

Отличие оценки  $\lambda_r \sim 1$  см от наблюдаемой длины волны  $\lambda_r' \sim 0,9$  см может быть обусловлено тем, что молекулы водорода рассеяли часть спектра РИ (более коротковолновую на  $\Delta\lambda_r = (\lambda_r' - \lambda_r)/\lambda_r \approx 10\%$ ).

Плотность энергии данного излучения  $\epsilon_0$  можно оценить на основе плотности энергии МФИ исходя из закона излучения Планка, согласно которому объемная плотность излучения в длинноволновой области обратно пропорциональна квадрату длины волны  $\rho_v \sim 1/\lambda^2$ . Из чего следует оценка:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon\nu\eta(\lambda\nu/\lambda_r)^2, \quad (17)$$

где  $\varepsilon\nu$  – плотность энергии МФИ;  $\lambda\nu$  – длина волны в области максимума энергетического спектра МФИ;  $\eta$  – превышение яркостной температуры МФИ над чернотельной в области искажения  $\lambda_r$ .

Яркостная температура МФИ в области  $\lambda_r \sim 9$  мм выше чернотельной на  $\eta \sim 40\%$  (рис. 8). При  $\lambda\nu \sim 1,1$  мм и  $\varepsilon\nu \sim 0,25$  эВ/см<sup>3</sup> для МФИ возможная плотность энергии реликтового излучения  $\varepsilon_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$  эВ/см<sup>3</sup>, что составляет  $\eta_r = \varepsilon_0/\varepsilon\nu \approx 0,8\%$  плотности энергии МФИ.

Оценка (17) сравнима с плотностью энергии ФКИ в субмиллиметровой области  $\sim 0,14$  мм  $\eta_{sb} = \varepsilon_{sb}/\varepsilon\nu \approx 1,6\%$  плотности энергии МФИ (§ 6), что позволяет предположить присутствие в них общего источника.

Возможный сдвиг спектра РИ, рассеянного молекулами водорода в коротковолновую область на  $\Delta\lambda_r \sim 10\%$  сравним с его сдвигом в более длинноволновую область на  $\Delta\lambda_{sb} \sim 8\%$ . Это позволяет предположить, что доли рассеянного и не рассеянного РИ сравнимы и составляют  $\sim \eta_r$ . Тем самым, возможный вклад РИ в пик в области  $\sim 0,14$  мм может достигать половины  $\eta_{sb} - \eta_r \approx \eta_{sb}/2$ . Суммарная плотность энергии РИ  $2\eta_r \approx 1,6\%$  плотности энергии МФИ.

Барионное число радио-излучения на длине волны  $\lambda_r$ :

$$\delta_0 = \delta\nu\eta\lambda\nu/\lambda_r, \quad (18)$$

где  $\delta\nu$  – барионное число МФИ.

При космологической плотности барионов  $\Omega_b = 1$  (§ 13) барионное число МФИ  $\delta\nu \sim 10^8$  [2, с. 178], т.е. барионное число радио-излучения на длине волны  $\sim 9$  мм составляет  $\delta_0 \sim 10^7$ .

Барионное число не рассеянного реликтового излучения:

$$\delta_r = \delta_0 T/T_r, \quad (19)$$

где  $T$  – температура излучения вращательного уровня молекул водорода.

При  $\delta_0 \sim 10^7$  (18);  $T_r \sim 3 \cdot 10^3$  К и  $T \approx 35$  К согласно предыдущим оценкам, барионное число реликтового излучения  $\delta_r \sim 10^5$ .

Оценка (19) согласуется с барионным числом субмиллиметрового ФКИ в области  $\sim 140$  мкм  $\delta_{sb} \sim 10^5$  при  $\Omega_b = 1$ , как и плотность энергии излучений.

Отметим, что оценка  $z_r \sim 130$  (16) имеет и другие существенные для космологии следствия. Во-первых, это позволяет скорректировать шкалу температура – плотность молодой Вселенной и, как следствие, долю барионов в первичном газе. Предполагается, что первичный газ с температурой  $\sim 3 \cdot 10^3$  К рекомбинировал при  $z \sim 1100$  [13, с. 498]. Согласно стандартной космологической модели при зависимости  $\rho \sim (z + 1)^2$  (15) для  $z > 100$  плотность газа в эпохи  $z_r$  и  $z$  отличается в  $\Omega$  раз:

$$\Omega = (z_r/z)^2. \quad (20)$$

При  $z_r \sim 130$ ;  $z \sim 1100$  параметр  $\Omega \approx 0,014$ .

Соответственно, плотность Вселенной в эпоху нуклеосинтеза могла быть пропорционально ниже, что повысит оценку доли барионов. Исходя из современного обилия легких элементов доля барионов  $\Omega_b \sim 0,03$ ; исходя из их обилия согласно спектрам далеких галактик (квазаров)  $\Omega_b \sim 0,02$  [13, с. 497]. С учетом выгорания дейтерия в первых массивных звездах  $\Omega_b < 0,02$  (§ 13), что согласуется с оценкой  $\Omega \sim 0,014$  (20). Тем самым, оценка  $z_r \sim 130$  (16) свидетельствует в пользу космологической доли барионов.

Во-вторых, оценки  $z_r \sim 130$  (16) и  $\delta_r \sim 10^5$  (19) на основе сравнения сил тяготения и давления газа в нестационарную эпоху рекомбинации позволяют оценить массу газовых облаков  $\sim 10^{15} M_\odot$ , которые могли сформировать крупномасштабную структуру Вселенной соответствующего масштаба (§ 9).

## 8. Рассеяние излучения первых звезд молекулярными облаками

Подобно первичному газу, первые звезды могли быть распределены в пространстве достаточно равномерно. Первые звезды могли формироваться в протогалактиках. Радиус протогалактик мог быть сравним с радиусом корон современных галактик и первые звезды могли

располагаться в пределах гало (корон) современных галактик; при этом близость протогалактик друг к другу могла обеспечить изотропию их излучения (§ 9). Так, в ряде диапазонов спектр ФКИ формируют многочисленные далекие дискретные источники [7, с. 336]. Например, ФКИ в оптическом диапазоне связывается с излучением звезд в галактиках [7, с. 337], а именно, карликовых галактиках [17].

Рассмотрим возможность рассеяния молекулярными облаками света первых звезд. Излучение первых звезд могли рассеивать протозвездные облака (§ 2). В Галактике присутствует водород в виде молекулярных облаков и атомарного водорода межоблачной среды. Молекулярные облака не излучают в радиолнии водорода, так что ее усиление при  $z \leq 15$  может указывать на завершение всплеска первичного звездообразования в протогалактиках (§ 1).

При этом во второй половине эпохи реионизации  $17 > z \geq 15$  могли формироваться звезды второго поколения (§ 6). У кандидата в самые удаленные галактики CEERS-93316  $z \sim 16,4$  (спектроскопически пока не подтверждено) [10]. По данным за 2022 г. у наиболее удаленной галактики HD1  $z = 13,27$  [19]; сравнимое красное смещение у UDFj-39546284 ( $z = 11,9$ ) и GN-z11 ( $z = 11,09$ ), что подтверждено данными спектроскопии – смещением как спектра галактик, так и реперных спектральных линий элементов.

Оценим возможность рассеяния излучения первых звезд протозвездными молекулярными облаками, из которых образовались звезды первого и второго поколения. Длина свободного пробега фотонов до их рассеяния протозвездными молекулярными облаками:

$$l_v \approx 1/\pi\beta\delta\rho n r^2, \quad (21)$$

где  $r$  – радиус молекулярных облаков;  $\beta$  – коэффициент рассеяния ими света;  $n$  – концентрация звезд в протогалактике;  $\delta\rho$  – отношение числа протозвездных облаков к числу звезд.

Концентрация протозвездных молекулярных облаков пропорциональна концентрации звезд, усредненной по всему пространству той эпохи:

$$n_s \approx \rho_c \Omega_b (1 - \delta_g)(z + 1)^2 / M, \quad (22)$$

где  $M$  – масса звезд.

Формула (21) с учетом (22) сводится к виду:

$$l_v \approx M/\pi\beta\delta\rho r^2 \rho_c \Omega_b (1 - \delta_g)(z + 1)^2. \quad (23)$$

Отношение числа протозвездных облаков к числу первых звезд:

$$\delta\rho \approx 2t_k/\Delta T, \quad (24)$$

где  $\Delta T$  – длительность эпохи реионизации;  $t_k$  – период коллапса молекулярных облаков.

При  $\Delta T \sim 7 \cdot 10^7$  лет (§ 1);  $t_k \sim 2 \cdot 10^6$  лет (§ 2) параметр  $\delta\rho \approx 0,06$ .

Оптическая толщина темных туманностей (плотных молекулярных облаков) по рассеянию света в оптическом диапазоне  $1 - 100$  [7, с. 171], т.е. газо-пылевым облакам второго поколения (содержащим пыль) может соответствовать параметр  $\beta' \sim 1$  (§ 3).

В протозвездных облаках первого поколения пыль отсутствовала. Молекулярные полосы поглощения водорода (Лаймана и др.) в молекулярных облаках могли рассеять часть УФ спектра первых голубых звезд при параметре  $\beta < 1$ .

При  $z \sim 17$ ,  $M \sim 6 M_\odot$  (§ 1);  $r \sim 0,5$  пк (§ 2);  $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>,  $\delta_g \sim 0,2$  (§ 5) длина пробега фотонов до рассеяния протозвездными облаками *первого поколения*  $l_v > 3/\Omega_b$  Мпк. При  $\Omega_b = 1$  длина пробега фотонов  $l_v > 3$  Мпк.

При типичной массе звезд второго поколения  $M \sim 1 M_\odot$  радиус протозвездных облаков  $r \sim 0,3$  пк (§ 2). Согласно формуле (23) длина свободного пробега фотонов до рассеяния протозвездными облаками *второго поколения*  $l_v' \approx 1,2/\Omega_b$  Мпк. При  $\Omega_b = 1$  длина  $l_v' \approx 1,2$  Мпк.

В течение половины эпохи реионизации длительностью  $\Delta T \sim 7 \cdot 10^7$  лет (§ 1) свет звезд преодолет расстояние  $x = c\Delta T/2 \approx 10$  Мпк.

При  $\Omega_b = 1$  (§ 13) число рассеяний фотонов первыми протозвездными облаками  $N = x/l_v < 3$ ; для протозвездных облаков второго поколения  $N' = x/l_v' \approx 8$ . Тем самым, в эпоху  $z = 17 \pm 2$  излучение *первых звезд могло быть рассеяно преимущественно протозвездными облаками второго поколения.*

Доля излучения первых звезд, которое могли не успеть рассеять протозвездные облака второго поколения  $\Delta < 1/2N' \approx 6\%$ . Искажение спектра МФИ связывается со сравнимым

энерговыведением  $\Delta\varepsilon/\varepsilon\nu = 1 - 10\%$  плотности энергии МФИ в эпоху вторичного разогрева (реионизации) газа, произошедшего при формировании галактик [8, с. 135].

## 9. Характеристики протогалактик

Предполагается, что крупномасштабная структура Вселенной возникла в процессе иерархического сгущивания, когда начальные возмущения плотности возникли в масштабах сверхскоплений галактик (для масс  $\sim 10^{15} M_{\odot}$ ), в масштабах галактик ( $\sim 10^{11} M_{\odot}$ ) и, возможно, в еще меньших масштабах ( $\sim 10^6 M_{\odot}$ ) [3, с. 531]. В классической космологии предполагается присутствие первичных неоднородностей плотности вещества, но масштаб и свойства первичных флуктуаций нельзя предсказать априори. В этом состоит проблема начальных условий классической космологии [8, с. 554].

Оценим массу первых газовых облаков (диффузных), которые могли образоваться в эпоху рекомбинации. Напомним, что после отделения РИ от первичного газа и его выхода из газовых сгустков, силам тяготения стало противостоять лишь давление газа [3, с. 479] и газ в сгустках начал коллапсировать в звезды (§ 7); состояние материи стало нестационарным.

Давление первичного (рекомбинировавшего) нейтрального газа  $p = nkT$  могло уравновесить плотность гравитационной энергии сферического облака  $\varepsilon_g = 2\pi G\rho^2 r_0^2/9$ . Исходя из равенства  $p = \varepsilon_g$  и зависимости  $\rho_0 = \rho_c(z+1)^2$  (15), при  $z_r > 100$ ; с учетом соотношения  $n = \rho/m_p$  радиус первых газовых облаков:

$$r_0 = (3kT_r/4\pi Gm_p\rho_c z_r^2)^{1/2}, \quad (25)$$

где  $z_r$  – красное смещение эпохи рекомбинации;  $T_r$  – температура газа.

При  $T_r \sim 3 \cdot 10^3$  К [13, с. 498];  $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> (§ 5)  $z_r \sim 130$  (16) *радиус первых газовых облаков*  $r_0 \approx 2$  кпк, что сравнимо с радиусом т.н. сверхоблаков 1 – 2 кпк [8, с. 85] и карликовых галактик 1 – 3 кпк [2, с. 389].

Масса сферических газовых облаков  $M = 4\pi\rho_0 r_0^3/3$  с учетом (15):

$$M = 4\pi\rho_c z_r^2 r_0^3/3. \quad (26)$$

При  $r_0 \sim 2$  кпк (25) *масса протогалактических облаков*  $M_r \approx 7 \cdot 10^7 M_{\odot}$ , что сравнимо с массой звезд в карликовых галактиках  $\sim 10^7 M_{\odot}$  (без учета их корон) [2, с. 389], которые согласно распределению галактик по массам Холмберга наиболее многочисленны [20, с. 444].

При зависимости  $r_0 \sim \sqrt{T/z}$  (25) формула (26) сводима к зависимости:

$$M \sim T^{3/2}/z. \quad (27)$$

В эпоху, когда излучение рассеивалось веществом, в силу высокого барионного числа РИ  $\delta\nu$  плотность энергии излучения доминировала над плотностью тепловой энергии газа. В условия доминирования энергии излучения формула (27) сводится к виду:

$$M \sim (\delta\nu T)^{3/2}/z. \quad (28)$$

До отделения РИ от вещества (до эпохи рекомбинации при  $z_i \geq z_r$ ) первичный газ и излучение находились в термодинамическом равновесии и могли уравновесить гравитацию ионизованного газа массой  $M_i \sim (\delta\nu T_i)^{3/2}/z_i$ . Крупномасштабная структура Вселенной в масштабах сверхскоплений галактик массой  $M_i \sim 10^{15} M_{\odot}$  могла сформироваться при барионном числе  $\delta\nu = (T_r/T_i) \cdot (M_i z_i / M_r z_r)^{2/3}$ . При сопоставимых  $T_i \sim T_r$  и  $z_i \sim z_r$  в период рекомбинации (§ 7) параметр  $\delta\nu \sim (M_i/M_r)^{2/3} \approx 10^5$ . Подобное барионное число  $\sim 10^5$  при ( $\Omega_b = 1$ ) у фотонов ФКИ в области  $\sim 0,14$  мм, а также на длине волны  $\sim 9$  мм, что позволяет связать данные области спектра ФКИ с составляющими РИ – не рассеянной и рассеянной молекулами водорода (§ 7).

При  $z_i \gg z_r$  при адиабатическом расширении Вселенной температуру газа  $T \sim z_i$  определяла энергия фотонов  $\sim E/z_i$  и зависимость (28) сводима к виду  $M \sim \delta\nu^{3/2} \sqrt{z}$ , т.е. оценка (28) может соответствовать минимальному масштабу первичных неоднородностей вещества, которые могли возникать в молодой Вселенной. По-видимому, *формированию крупномасштабных неоднородностей вещества могло способствовать нестационарное состояние материи эпохи рекомбинации* (отделения излучения от вещества).

Появлению крупномасштабной структуры Вселенной также могло способствовать давление излучения первых звезд на рассеявшие его протозвездные газопылевые облака. Так, плотность энергии излучения первых звезд может на два порядка превышать плотность энергии РИ (§ 7). В данном случае в качестве масштабного фактора может выступать оптическая толщина межзвездной среды по рассеянию фотонов, определяемая длиной их свободного пробега до рассеяния молекулярными облаками.

Для протозвездных облаков второго поколения (содержащих пыль) эпохи  $17 > z \geq 15$  при  $\Omega_b = 1$  длина свободного пробега  $lv' \approx 1,2$  Мпк (§ 8). Соответствующий масштабный фактор в современной Вселенной  $lv'(z + 1) \approx 20$  Мпк, чему соответствует *средний радиус войдов*  $R_v = D/2 \approx 20 \pm 5$  Мпк при размере войдов  $D \sim 50$  Мпк [2, с. 347];  $D \sim 30 - 35$  Мпк [3, с. 478]. *Давление излучения первых звезд, рассеянное протозвездными облаками второго поколения, могло способствовать образованию зародышей войдов.*

Согласно распространенной модели галактики возникают в результате сжатия протогалактического газового облака, дробящегося из-за развития гравитационных неустойчивостей на отдельные системы протозвезд. По другой модели крупные галактики могут образовываться при слиянии газово-звездных комплексов типа карликовых галактик [2, с. 390]. Оценки (25) и (26) свидетельствуют в пользу второй модели. Из первых однородных сферических облаков могли сформироваться сферические галактики, часть которых путем слияния могла образовать более крупные галактики (спиральные).

Напомним, что в диффузных облаках выделяются более плотные и холодные молекулярные облака, в которых происходит звездообразование (§ 2). Радиус первых газовых облаков  $\sim 2$  кпк (25) сравним с радиусом современных сверхоблаков, содержащих прочие газовые структуры, включая гигантские молекулярные облака массой  $\sim 5 \cdot 10^5 M_\odot$  [8, с. 85], из которых формируются звездные скопления. В процессе звездной эволюции первые звездные скопления (сферической формы) могли трансформироваться в шаровые звездные скопления. Так, шаровые скопления массой до  $\leq 10^6 M_\odot$  – одни из старейших объектов Галактики, содержащие старые звезды с низким содержанием ТЭ [3, с. 65].

Масштаб протогалактик намного превышал размер современных галактик [2, с. 388]. Оценим расстояние между протогалактиками:

$$D_0 = 1/(z + 1)\Omega_g^{1/3}, \quad (29)$$

где  $\Omega_g$  – концентрация галактик в современной Вселенной.

Концентрация галактик во Вселенной  $\Omega_g < 0,1$  Мпк<sup>-3</sup> [3, с. 530]. По уточненным данным, концентрация галактик (без учета карликовых)  $\Omega_g \sim 0,03$  Мпк<sup>-3</sup> [21]; среднее расстояние между ними  $D = 1/\Omega_g^{1/3} \approx 3$  Мпк. В эпоху первых звезд  $z \sim 17$  (§ 1) среднее *расстояние между протогалактиками*  $D_0 \approx 170$  кпк.

*Радиус протогалактик*  $R_0 = D_0/2 \leq 85$  кпк, что сравнимо с радиусом короны нашей Галактики  $R_k \sim 75$  кпк [12, с. 1215], относящейся к наиболее распространенным спиральным галактикам, т.е. вероятно  $R_0 \sim 80$  кпк. Гало (сферическая составляющая) галактик содержит старые звезды [2, с. 390]; [3, с. 68], т.е. *первые звезды могли располагаться в пределах корон современных галактик*. При этом подобно первичному газу, первые звезды могли быть рассеяны в пространстве более равномерно, чем в современных галактиках.

Оценим концентрацию первых звезд той эпохи на основе формулы  $n_s \approx \rho_c \Omega_b (1 - \delta_g)(z + 1)^2/M$  (22). При  $M \sim 6 M_\odot$ ,  $z \sim 17$  (§ 1);  $\rho_c \sim 9 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>;  $\delta_g \sim 0,2$  (§ 5) усредненная по всему пространству Вселенной той эпохи *концентрация первых звезд*  $n_s \approx 6 \cdot 10^{-6} \Omega_b$  пк<sup>-3</sup>.

Среднее расстояние между первыми звездами:

$$\Delta R = 1/n_s^{1/3}. \quad (30)$$

При  $n_s \sim 6 \cdot 10^{-6}$  пк<sup>-3</sup>;  $\Omega_b = 1$  (§ 13) среднее расстояние между первыми звездами  $\Delta R \approx 60$  пк, что в  $\Delta = R_0/\Delta R \sim 10^3$  раз меньше радиуса протогалактик  $R_0 \sim 80$  кпк (29). Среднее *число первых звезд в масштабах, сравнимых с диаметром протогалактик*  $D_0 = 2R_0$  составит  $N = (2\Delta)^3 \sim 2 \cdot 10^{10}$ .

Оценим концентрацию первых звезд в протогалактиках сферической формы с учетом соотношения объемов сферы  $V_s = 4\pi r^3/3$  и куба  $V = (2r)^3$ , который в нее вписан  $\delta_s = V_s/V$ , где  $\delta_s = \pi/6 \approx 0,52$ . Средняя концентрация первых звезд в протогалактиках  $ns' = ns\Omega_b/\delta_s \approx 10^{-5}$  пк<sup>-3</sup> при среднем расстоянии между звездами  $\Delta R \approx 50$  пк при  $\Omega_b = 1$ .

Средняя масса протогалактик  $M_N \sim 1,3 \cdot 10^{11} \Omega_b \cdot M_\odot$ , что при  $\Omega_b = 1$  на порядок выше массы звезд типа Солнца в типичных галактиках  $\sim 10^{10} M_\odot$  и сравнима со скрытой массой их корон, проявляющейся в линзировании.

Из газа первых звезд, истекшего в процессе их эволюции, могли образоваться звезды второго поколения – обычные звезды типичной массой  $\sim M_\odot$  (§ 2) в эпоху  $z \leq 17$ . Средняя концентрация звезд второго поколения в протогалактиках  $ns = ns' M/M_\odot \approx 6 \cdot 10^{-5}$  пк<sup>-3</sup> при  $M \sim 6 M_\odot$ ;  $ns' \sim 10^{-5}$  пк<sup>-3</sup>.

Для сравнения, концентрация звезд в диске Галактики  $ns \sim 0,1$  пк<sup>-3</sup> [2, с. 387] на 3 порядка выше. Приведенная оценка концентрации звезд второго поколения может соответствовать концентрации красных карликов низкой светимости в гало (короне) Галактики, вносящих вклад в скрытую массу и проявляющихся в микролинзировании (§ 11). Так, старые звезды низкой металличности в гало галактик массой  $\leq 0,85 M_\odot$  [3, с. 387] могут относиться к звездам второго поколения [1].

Период коллапса плотных областей неоднородного газа, истекшего с поверхности первых звезд, в том числе в виде звездного ветра и ПТ (§ 4), намного меньше периода оседания газа к центру галактик, определяемого средней плотностью более разреженного межзвездного газа  $t_k \sim 1/\sqrt{\rho}$  (6). Тем самым, радиус молодых галактик в эпохи звезд первого и второго поколения может быть сравним.

Оценим возможность формирования протогалактиками изотропного излучения. Для статистической оценки однородности распределения галактик в разных масштабах используют корреляционные функции, учитывающие их среднюю пространственную концентрацию [3, с. 530]. Если расстояние между протогалактиками достигало  $D_0 \approx 170$  кпк (29), то сравнимый масштаб имело их пространственное распределение. При радиусе современной Вселенной  $R_v \sim 12000$  Мпк [2, с. 347] масштаб пространственного распределения протогалактик соответствует угловому расстоянию в области горизонта  $\phi_0 \sim D_0/R_v \approx 10^{-5}$  (при малых углах  $\sin \phi \sim \phi$ ).

В малых угловых масштабах тепловые флуктуации МФИ наблюдаются в масштабах от одной угловой минуты [8, с. 134]. При  $1' = 1/60^\circ$  в секторе 1 рад  $\sim 57^\circ$  флуктуации МФИ заметны в угловом масштабе  $\phi \approx 3 \cdot 10^{-4}$  рад, что на порядок больше предыдущей оценки  $\phi_0 \sim 10^{-5}$ . Тем самым, излучение протогалактик может формировать изотропное излучение.

Оценим возможный вклад в тепловые флуктуации МФИ излучения протогалактик исходя из их распределения по массам. Светимость галактик пропорциональна их массе  $L \sim M$  [2, с. 389], т.е. во флуктуации МФИ могут вносить заметный вклад наиболее яркие (массивные) протогалактики.

Исходя из распределения галактик по массам Холмберга расстояние между массивными протогалактиками в эпоху  $z \sim 17$  могло составлять:

$$D_M = D_0/\delta_x^{1/3}, \quad (31)$$

где  $\delta_x$  – показатель функции масс Холмберга для массивных галактик.

Масса гигантских спиральных галактик  $\sim 10^{12} M_\odot$ ; эллиптических  $\leq 10^{13} M_\odot$  [2, с. 389]. Формирование эллиптических галактик связывают со слиянием спиральных галактик [2, с. 342], т.е. масса молодых гигантских спиральных галактик могла достигать  $\sim 10^{12} M_\odot$ .

Согласно функции масс Холмберга вклад гигантских галактик массой  $\sim 10^{12} M_\odot$  в суммарную массу всех галактик  $\delta_x \sim 0,1\%$  [20, с. 444].

При  $D_0 \sim 170$  кпк (29) в эпоху  $z \sim 17$  расстояние между наиболее массивными протогалактиками согласно (31) могло достигать  $D_M \sim 2$  Мпк при соответствующем масштабе неоднородности их распределения.

При  $R_v \sim 12000$  Мпк [2, с. 347] и  $D_M \sim 2$  Мпк угловое расстояние между неоднородностями распределения гигантских протогалактик в области горизонта:  $\varphi_M \sim D_M/R_v \approx 2 \cdot 10^{-4}$ .

Напомним, что флуктуации МФИ заметны в угловом масштабе  $\varphi \approx 3 \cdot 10^{-4}$  рад, что сравнимо с нашей оценкой  $\varphi_M \sim 2 \cdot 10^{-4}$ , т.е. *излучение первых гигантских протогалактик может вносить вклад во флуктуации МФИ.*

## 10. Массовая доля белых карликов

Оценим массовую долю БК, рожденных первыми звездами:

$$\Omega_w = m_w(1 - \delta_g)\Omega_b/M, \quad (32)$$

где  $M$  – масса первых звезд;  $m_w$  – масса белых карликов;  $\Omega_b$  – доля барионов в первичном газе.

Масса первых звезд  $(5 - 7) \cdot M_\odot$  при средней массе  $M \sim 6 \pm 0,1 M_\odot$  (§ 1). Звезды массой  $5 M_\odot$  эволюционируют в БК массой  $m_w \sim 0,85 M_\odot$  [7, с. 492]. У звезд массой  $M = (1 - 13) \cdot M_\odot$  масса ядер  $m_w$  пропорциональна массе звезд. Звезды массой  $\sim 1 M_\odot$  образуют ядра массой  $0,6 M_\odot$  [7, с. 492]; у звезд массой  $\leq 13 M_\odot$  масса ядер  $\leq 1,29 M_\odot$  [7, с. 493]. При зависимости  $\Delta m_w \sim 0,067 \pm 0,01 \Delta M_\odot$  у звезд массой  $6 \pm 0,1 M_\odot$  масса ядер  $m_w \sim 0,92 \pm 0,02 M_\odot$ .

Микролинзирование выявляет в гало (короне) Галактики объекты сравнимой массы  $\leq 0,9 M_\odot$  [22] (§ 11). Типичная масса БК в диске Галактики  $(0,6 - 0,8) \cdot M_\odot$ ; при этом наблюдаются более массивные БК [23]. Тем самым, данные наблюдений не противоречат приведенной выше оценке.

При  $\delta_g \sim 0,2$  (§ 5) *массовая доля белых карликов*  $\Omega_b \approx (0,12 \pm 0,004) \cdot \Omega_b$ .

Максимально возможная доля барионов  $\Omega_b \leq 1$  (§ 13) ограничивает максимальную долю БК  $\Omega_w \approx 0,12 \pm 0,004$ .

В диске Галактики (где доля барионов  $\Omega_b \sim 1$ ) БК составляют 3 – 10% общего числа звезд [2, с. 185]. По уточненным данным доля БК в числе звезд диска  $\sim 4\%$  [23], что втрое меньше оценки (32). По-видимому, основная доля первых БК находится в короне Галактики, подобно первым звездам (§ 9).

Значительная часть БК входит в состав двойных звезд [2, с. 185]. Так, большинство звезд Галактики входят в состав двойных звезд и кратных звездных систем [2, с. 387]. Аккреция на БК вещества *красных карликов* (КК) вызывает вспышки сверхновых Ia типа в  $pr \sim 20\%$  случаев. В  $pw \sim 80\%$  случаев их может вызывать столкновение двух БК [18]. Это может указывать на преобладание числа БК над КК в двойных звездах с БК. КК светимостью  $(10^{-3} - 0,4) \cdot L_\odot$  считаются самыми многочисленными звездами в нашей и большинстве других галактик [3, с. 489]. Соответственно, БК также могут быть весьма многочисленны.

Светимость БК  $10^{-1} - 10^{-4} L_\odot$  соответствует их температуре  $7 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^3$  К. БК светимостью  $10^{-3} L_\odot$  остывают за  $10^9$  лет, что согласуется с предсказаниями теории (Каплана – Местела) [2, с. 185]. Старые БК низкой светимости  $< 10^{-3} L_\odot$  трудно обнаружимы. Таким образом, первые БК, в т.ч. в двойных звездах, могут вносить вклад в скрытую массу гало (короны) Галактики (§ 11).

## 11. Проблема микролинзирования звезд в гало (короне) Галактики

Ряд групп (MACHO, EROS, OGLE, PLANET и др.) два десятилетия ведут наблюдения гравитационного микролинзирования в направлении звезд Большого и Малого *Магеллановых Облаков* (МО), а также балджа Галактики. Анализ результатов позволяет заключить, что часть скрытой массы гало (короны) Галактики формируют маломассивные (т.е. тусклые) звезды  $(0,15 - 0,9) M_\odot$  [22], что соответствует массе белых и красных карликов, относимых к *массивным астрофизическим космическим объектам гало* (MACHO).

По данным микролинзирования доля звезд средней массой  $\sim 0,5 M_\odot$ , пересекших траекторию световых лучей звезд МО  $\sim 20\%$  массы гало [22]. Между тем доля MACHO могла бы

быть примерно вдвое выше. Так, ок. половины массы корон галактик может составлять межгалактический газ (§ 13).

Допускается, что часть скрытой массы образуют двойные и кратные звезды, что может увеличить долю МАСНО. Ряд наблюдавшихся при микролинзировании несимметричных кривых блеска интерпретировались в рамках модели двойной гравитационной линзы. Между тем несимметричные кривые блеска также могут быть связаны с микролинзированием двойной звезды одиночной гравитационной линзой [24]. Значительная часть БК входит в состав двойных звезд [2, с. 185], что может распространяться на первые БК (§ 10).

Также следует учесть, что для части звезд гало (короны) *Магеллановы Облака могут выступать в качестве фокуса, парного по отношению к фокусу в Галактике, что снизит частоту линзирования звезд гало.* Звезды в сферической подсистеме (гало) Галактики вращаются по вытянутым (эллиптическим), хаотически ориентированным орбитам с большими эксцентриситетами [2, с. 387]. Звезды на эллиптических орбитах с фокусами в МО и Галактике не пересекут траекторию световых лучей звезд МО.

В Большом МО (удаленном на  $\sim 50$  пк от Галактики) масса звезд  $1,4 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ ; в соседнем Малом МО  $5 \cdot 10^9 M_{\odot}$  [12, с. 1224]. С учетом гало галактик МО и массы соединяющего их Магелланова Моста суммарная масса МО может достигать  $\sim 10^{11} M_{\odot}$ , что сравнимо с массой звезд нашей Галактики  $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$  [2, с. 389]. Гравитация МО может систематически отклонять траектории части звезд, движущихся в короне Галактики в их направлении, способствуя гравитационному маневру последних.

## 12. Проявления белых карликов в короне Галактики

БК могут вносить вклад в скрытую массу гало (корон) галактик. Так, микролинзирование выявило в гало Галактики тусклые объекты (звезды) массой  $\leq 0,9 M_{\odot}$  (§ 11), что включает массу первых БК  $\sim 0,9 M_{\odot}$  (§ 10).

Разогрев коронального газа связывается с присутствием в *коропах галактик* (КГ) двойных рентгеновских систем, включающих компактные продукты эволюции массивных звезд [25]. БК относятся к таким объектам. На поверхности БК в тесных двойных звездах происходит термоядерное горение водорода, перетекающего со второго компонента, обычно имеющее характер вспышек [2, с. 185]. Нестационарная аккреция на БК в тесных двойных системах с маломассивным красным карликом является причиной возникновения вспышек так называемых карликовых новых и новоподобных катастрофических переменных звезд [13, с. 307]. Тем самым, *белые карлики в тесных двойных звездах могут разогреть газ в гало (коропах) галактик.*

БК в двойных звездах могут как разогревать корональный газ, так и удерживать его в КГ магнитным полем. Горячий газ в КГ сильно ионизован [8, с. 81]; его может удерживать магнитное поле  $B \sim 4$  мкГс [26], сравнимое с магнитным полем Галактики  $2 - 3$  мкГс [3, с. 682].

Оценим магнитное поле на поверхности БК, находящихся в КГ:

$$B_0 = B \Delta R / r_0, \quad (33)$$

где  $r_0$  – радиус звезды;  $\Delta R$  – среднее расстояние между звездами;  $B$  – магнитное поле в короне галактики.

Среднее расстояние между первыми звездами в протогалактиках (сравнимых по масштабу с КГ)  $\Delta R \sim 50$  пк (§ 9).

Радиус БК  $r_0 \sim 0,01 R_{\odot}$  [2, с. 185]. При  $B \sim 4$  мкГс [26] в КГ среднее магнитное поле белых карликов  $B_0 \sim 10^6$  Гс.

Магнитное поле БК достигает  $10^6 - 10^8$  Гс при минимальной величине  $\sim 10^4$  Гс [2, с. 185]. По уточненным данным магнитное поле БК  $4 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^8$  Гс [27]. БК с магнитным полем  $\sim 10^8$  Гс относят к полярам – БК в тесных двойных звездах, т.е. *горячий газ в коропах галактик может удерживать магнитное поле белых карликов в тесных двойных звездах  $\sim 10^6$  Гс.*

### 13. Доля барионов в первичном газе

Доля барионов в первичном газе традиционно оценивается на основе модели горячей Вселенной исходя из наблюдаемого обилия ряда легких элементов. Наблюдаемое обилие дейтерия (по массе)  $X \sim 3 \cdot 10^{-5}$  [3, с. 478]; [6, с. 263];  $X = (2 - 3) \cdot 10^{-5}$  [28] объясняется нуклеосинтезом в горячей Вселенной [2, с. 519]; [3, с. 478].

С ростом плотности горячей Вселенной доля синтезируемого дейтерия резко падает. Современное обилие дейтерия ограничивает долю барионов  $\Omega_b \sim 0,03$  [3, с. 479]; [28]; [29]. Исходя из содержания легких элементов, проявляющихся в спектрах далеких квазаров, доля барионов  $\Omega_b \sim 0,02$  [13, с. 497]. Так, в молодых галактиках (квазарах) с  $z = 2,5$  обилие дейтерия (по числу частиц)  $D/H = 2,5 \cdot 10^{-5}$  ( $X = 4,7 \cdot 10^{-5}$ ), что в полтора раза выше современного уровня и соответствует доле барионов  $\Omega_b \sim 0,02$  [30].

Дейтерий выгорает в звездах (прежде всего, в горячих звездах), что способствует снижению его обилия в газе, переработанном в их недрах [28]. С учетом выгорания в первых звездах – гигантах, обилие дейтерия в первичном газе (если он имеет космологический генезис)  $X > 5 \cdot 10^{-5}$  при  $\Omega_b < 0,02$ , что не подтверждают экспериментальные данные о доле барионов.

По данным Planck 2015 доля скрытой массы, проявляющейся в линзировании  $\Omega_c = 0,258 \pm 0,011$  при доле барионов  $\Omega_b = 0,0484 \pm 0,001$  [11]. Суммарная доля вещества  $\Omega_m = \Omega_c + \Omega_b = 0,306 \pm 0,012$ . По другим данным  $\Omega_m = 0,315 \pm 0,012$  [31]. Усредненная доля вещества  $\Omega_m = 0,31 \pm 0,012$ , что сравнимо с долей вириальной массы КГ  $\leq 0,3$  [2, с. 347]; [25].

Около половины массы КГ может составлять горячий межгалактический газ. Доля барионов в звездах и межгалактическом газе достигает  $\Omega_b \leq 0,15$  [8, с. 81]; по уточненным данным  $\Omega_b = 0,18 \pm 0,04$  [32]; [33]. Исследования показывают, что в скрытую массу вносят вклад межгалактический газ (барионы) и МАСНО – темные карлики (красные и белые) (§ 11), т.е. МАСНО образуют звезды слабой светимости, состоящие из барионов.

Кроме того, барионы обнаружены в войдах (пустотах). Характеристики быстрых радиовсплесков позволяют оценить долю ионизованного газа в войдах  $\Omega_{gv} = 0,051 \pm 0,025$  [34]. В войдах обнаружены *ультрадиффузные галактики* (УДГ), которые обладают низкой поверхностной яркостью и имеют протяженное массивное темное гало [25]. При светимости карликов УДГ имеют размеры гигантов [35].

УДГ обладают в основном сферической и эллиптической морфологией [36]. При этом сфероидальные карликовые галактики окружены массивными ореолами скрытой массы [37]. Отношение масса-светимость УДГ  $M_v/L_v \sim 10^3 M_\odot/L_\odot$  [38] до двух порядков выше, чем у галактик общей популяции  $M_f/L_f \sim 10 M_\odot/L_\odot$  [2, с. 389]. Предполагается, что в разреженной среде войдов показатель Солпитера может достигать  $\gamma = 3,85$  (показатель стандартной функции Солпитера  $\gamma = 2,35$ ) [39], что может способствовать образованию темных карликов.

УДГ в войдах радиусом  $\sim 20$  Мпк образуют сферические субструктуры радиусом  $\sim 2$  Мпк [21] и распределены в пространстве равномернее, чем галактики общей популяции в филаментах. При значительной протяженности гало УДГ [25]; [35] плохо проявляется в линзировании. Так, в войдах обнаружено незначительное гравитационное линзирование [40].

Возможно, заметную часть скрытой массы, в т.ч. протяженного гало УДГ в войдах, составляют первые сферические карликовые галактики массой  $\sim 7 \cdot 10^7 M_\odot$ , которые могли образоваться при сжатии первых газовых облаков (§ 9). Карликовые галактики малой массы, содержащие тусклые старые звезды, труднообнаружимы, в том числе путем линзирования.

С учетом экспериментальных данных о доле барионов в войдах, включая межгалактический газ и УДГ, суммарная доля барионов может быть скорректирована в сторону повышения. Так, теория гравитационных неустойчивостей применительно к формированию крупномасштабной структуры Вселенной свидетельствует в пользу  $\Omega_b = 1$  [3, с. 479].

Сходный вывод следует из оценки периода гравитационного коллапса в первые звезды первичного газа эпохи рекомбинации, свидетельствующий в пользу корректировки шкалы плотность – температура Вселенной эпохи нуклеосинтеза в сторону снижения плотности на два порядка при пропорциональном повышении доли барионов до  $\Omega_b \sim 1$  (§ 7). Актуальность

смещения шкалы плотность – температура горячей Вселенной в сторону снижения плотности также следует из проблемы упаковки фотонов при ядерной плотности вещества (для большого барионного числа) [41].

Отметим, что космологическая доля барионов свидетельствует в пользу интерпретации космологического  $\Lambda$  члена в уравнении теории тяготения как гравитационного влияния материи Вселенной за ее горизонтом. В данной модели расширение Вселенной обеспечит давление среды в сопутствующей системе отсчета, связанной со средой [41]; [42]. Расширение современной Вселенной возможно при плотности энергии среды в войдах  $\sim 0,1$  эВ/см<sup>3</sup> [26].

## 14. Выводы

1. Исходя из периода реионизации  $\Delta z \sim 5$  (в том числе максимальной  $\Delta z \sim 2$ ) в эпоху  $20 \geq z \geq 15$  согласно радиолинии водорода, оценено время жизни первых голубых звезд на главной последовательности  $(3 - 7) \cdot 10^7$  лет. Оценена масса первых звезд – гигантов  $(5 - 7) \cdot M_{\odot}$  при средней массе  $\sim 6 M_{\odot}$ .

2. Гиганты массой  $(5 - 7) \cdot M_{\odot}$  с преимущественно углеродным ядром проходят стадию асимптотической ветви гигантов, обладающих сильной конвекцией, и на финальной стадии формируют планетарные туманности. Такие звезды обогащают межзвездную среду углеродом, что подтверждают спектры старых звезд типа SMSS 0313-6708 (второго поколения).

3. Отмечается возможность образования углеродных пылинок в холодных оболочках первых красных гигантов, близких к финальной стадии, образующихся после них темных планетарных туманностях (остывших), а также молекулярных облаках.

4. Рассматривается возможность образования в атмосферах первых звезд на стадии красных гигантов молекул H<sub>2</sub>, CH, CO, C<sub>2</sub> и др., что может способствовать истечению их вещества со звездным ветром.

5. Низкая металличность старых звезд свидетельствует в пользу того, что звездный ветер первых звезд мог быть слабее, чем у современных аналогов, что могло привести к повышенной массивности планетарных туманностей и повысить вероятность образования белыми карликами двойных (кратных) звезд.

6. Оценено среднее энерговыделение первых звезд  $1,25 \cdot 10^{52}$  эрг, а также современная плотность энергии их излучения  $0,26 \cdot \Omega_b$  эВ/см<sup>2</sup>.

7. Показано, что излучение первых звезд могли преимущественно рассеять протозвездные газопылевые облака второго поколения радиусом  $\sim 0,3$  пк (содержащие углеродную пыль). Рассеянное ими излучение могло приобрести тепловой (планковский) спектр.

8. Оценена доля излучения первых звезд (на стадии красных гигантов)  $< 6\%$ , которую могли не успеть рассеять протозвездные облака второго поколения.

9. Оценена современная длина волны излучения первых звезд  $\sim 1$  мм, рассеянного мелкими молекулярными облаками (гигантскими глобулами) с температурой  $\sim 50$  К, что соответствует длине волны МФИ в области максимума энергетического спектра.

10. Показано, что термоядерный синтез в ядрах первых звезд – гигантов в условиях рассеяния их излучения молекулярными (газопылевыми) облаками может обеспечить барионное число  $\sim 10^8$  при космологической доле барионов  $\Omega_b = 1$ .

11. Показано, что часть излучения первых звезд эпохи  $z \sim 15$  в фазе красных гигантов, в том числе близких к финальной стадии (рассеянного их оболочками), не рассеянное молекулярными облаками, может исказить спектр МФИ в субмиллиметровом диапазоне в области  $\sim 140$  мкм, а также вносить вклад в ИК фон на длине волны  $\sim 20$  мкм с суммарной плотностью энергии  $\sim 0,01 \Omega_b$  эВ/см<sup>2</sup> (в соотношении 1 : 25 к излучению в области  $\sim 1$  мм).

12. Оценен период гравитационного сжатия в звезды первичного газа эпохи рекомбинации  $z \sim 130$  при рождении первых звезд в эпоху  $z \sim 17$ .

13. Аргументирована актуальность смещения шкалы плотность – температура Вселенной эпохи нуклеосинтеза в сторону снижения плотности на два порядка при пропорциональном повышении доли барионов до  $\Omega_b \sim 1$ .

14. Рассматривается возможность искажения реликтовым излучением спектра МФИ в субмиллиметровой области  $\sim 0,14$  мм при плотности энергии излучения  $\sim 0,8\%$  плотности энергии МФИ.

15. Рассматривается возможность рассеяния реликтового излучения в эпоху рекомбинации во вращательных уровнях молекул водорода с последующим излучением. Показано, что часть реликтового излучения может исказить спектр МФИ в радио-области  $\sim 9$  мм при плотности энергии излучения  $\sim 0,8\%$  плотности энергии МФИ.

16. Исходя из температуры и гравитации неоднородностей газа в эпоху рекомбинации, оценен радиус  $\sim 2$  кпк и масса  $\sim 7 \cdot 10^7 M_{\odot}$  протогалактических газовых облаков, которые могли образовать карликовые сферические галактики, в том числе формирующие путем слияния более крупные галактики.

17. Рассматривается возможность формирования крупномасштабной структуры Вселенной  $\sim 10^{15} M_{\odot}$  за счет давления реликтового излучения в нестационарную эпоху рекомбинации, а также образования зародышей войдов радиусом  $\sim 1,2$  Мпк за счет давления света первых звезд, рассеянного протозвездными газопылевыми облаками второго поколения.

18. Оценен радиус протогалактик  $\sim 80$  кпк средней массой  $\sim 10^{11} M_{\odot}$ , а также число в них белых карликов, рожденных первыми звездами  $\sim 10^{10}$ .

19. Показано, что излучение протогалактик может быть изотропным. При этом излучение гигантских протогалактик может вносить вклад в тепловые флуктуации МФИ.

20. Гиганты средней массой  $\sim 6 M_{\odot}$  превращаются в белые карлики массой  $\sim 0,9 M_{\odot}$ , на основе чего оценена их массовая доля  $\Omega_w \sim 0,12 \Omega_b$ .

21. Рассматривается возможность, что остывшие белые карлики слабой светимости  $< 10^{-3} L_{\odot}$  могут вносить вклад в скрытую массу гало (корон) галактик.

22. Показано, что Магеллановы Облака могут выступать в качестве фокуса, парного по отношению к фокусу в Галактике, что снизит частоту микролинзирования объектов гало в их направлении.

23. Показано, что белые карлики в двойных звездах могут разогревать газ в коронах галактик, а также удерживать его магнитным полем  $\sim 10^6$  Гс.

24. Приведены экспериментальные данные о доле вещества (в виде барионов), содержащегося в МАСНО, межгалактическом газе, а также ультрадиффузных галактиках в войдах, свидетельствующие о возможности повышения оценки доли барионов в первичном газе вплоть до  $\Omega_b = 1$ .

## Литература

1. V. Bromm, R.B. Larson. The First Stars // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. – 2004 – V. 42. – pp. 79-118.
2. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 1. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988. – 704 с.
3. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 2. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998. – 703 с.
4. S.C. Keller, et al. A single low-energy, iron-poor supernova as the source of metals in the star SMSS J031300.36-670839.3 // Nature. – 2014. – V. 506. – P. 463-466.
5. Á. Skúladóttir, S. Salvadori, A. M. Amarsi, E. Tolstoy, M.J. Irwin, V. Hill, P. Jablonka, G. Battaglia, E. Starkenburg, D. Massari. Zero-metallicity Hypervelocity Star Uncovered by an Ultra-metal-poor Star in the Sculptor Dwarf Spheroidal Galaxy\* // The Astrophysical Journal Letters. – 2021. – V. 915. – № 2. – L30. – 8 pp.
6. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 4. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994. – 704 с.
7. А.М. Прохоров. Физическая энциклопедия, т. 5. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998. – 784 с.

8. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 3. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992. – 672 с.
9. J.D. Bowman, A.E.E. Rogers, R.A. Monsalve, T.J. Mozdzen, N. Mahesh. An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum // *Nature*. – 2018. – V. 555. – P. 67-70.
10. C.T. Donnan, et al. The evolution of the galaxy UV luminosity function at redshifts  $z \sim 8 - 15$  from deep JWST and ground-based near-infrared imaging // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2023. – V. 518. – Is. 4. – P. 6011–6040.
11. R. Adam, et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results // *Astronomy and Astrophysics*. – 2016. – V. 594. – A1. – 38 pp.
12. *И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов.* Физические величины. Справочник. – М.: Энергоатомиздат. – 1991. – 1232 с.
13. *А.В. Засов, К.А. Постнов.* Общая астрофизика. 2-е изд. испр. и дополн. Фрязино: Век 2. – 2011. – 576 с.
14. *А.М. Прохоров.* Физический энциклопедический словарь. М.: Советская энциклопедия. – 1983. – 928 с.
15. R.C. Henry. Diffuse background radiation // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1999. – № 516. – № 2. – L49-L52.
16. M.G. Hauser, E. Dwek. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2001. – V. 39. – P. 249-307.
17. C.J. Conselice, A. Wilkinson, K. Duncan, A. Mortlock. The evolution of galaxy number density at  $Z < 8$  and its implications // *The Astrophysical Journal*. – 2016. – V. 830:83. – № 2. – 17pp.
18. J.I.G. Hernández, et al. No surviving evolved companions of the progenitor of SN 1006 // *Nature*. – 2012. – V. 489. – P. 533–536.
19. Yu. Harikane et al. A Search for H-Dropout Lyman Break Galaxies at  $z \sim 12-16$  // *The Astrophysical Journal*. – 2022. – V. 929. – № 1. – 15pp.
20. *Я.Б. Зельдович, Н.Д. Новиков.* Строение и эволюция Вселенной. – М.: Наука. – 1975 – 736 с.
21. S.A. Pustilnik, A.L. Tepliakova, D.I. Makarov. Void galaxies in the nearby Universe – I. Sample description // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – V. 482. – Is. 4. – P. 4329-4345.
22. C. Alcock, et al. The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations // *The Astrophysical Journal*. – 2000. – V. 542. – № 1. – P. 281-307.
23. M. Kilic, N.C. Hambly, P. Bergeron, C. Genest-Beaulieu, N. Rowell. Gaia Reveals Evidence for Merged White Dwarfs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*. – 2018. – V. 479. – Is. 1. – P. L113–L117.
24. *М.В. Сажин, А.М. Чеперащук.* Микролинзирование двойных и кратных звезд // *Письма в астрономический журнал*. – 1994. – Т. 20. – № 9. – С. 613-619.
25. *А.В. Засов, А.С. Сабурова, А.А. Хонерсков, С.А. Хонерсков.* Темная материя в галактиках // *Успехи физических наук*. – 2017. – Т. 187. – № 1. – С. 3-44.
26. *С.Ю. Поройков.* Расширение войдов и их субструктур под давлением космических лучей, рассеиваемых магнитным полем гало (корон) галактик // *Журнал естественнонаучных исследований*. – 2021. – Т. 6. – № 4. – С. 15-30.
27. S. Vagnulo, J.D. Landstreet. New insight into the magnetism of degenerate stars from the analysis of a volume-limited sample of white dwarfs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2021. – V. 507. – Is. 4. – P. 5902–5951.
28. *Б.В. Вайнер, Ю.А. Щекинов.* Происхождение дейтерия // *Успехи физических наук*. – 1985. – Т. 146. – № 1 – С. 143-171.
29. *В.А. Бедняков.* О происхождении химических элементов // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. – 2002. – Т. 33. – № 4. – С. 915-963.

30. J.M. O'Meara, D. Tytler, D. Kirkman, N. Suzuki, J.X. Prochaska, D. Lubin, A.M. Wolfe. The Deuterium to Hydrogen Abundance Ratio toward a Fourth QSO: HS 0105+1619 // *The Astrophysical Journal*. – 2001. – V. 552. – № 2. – P. 718-730.
31. M.H. Abdullah, A. Klypin, G. Wilson. Cosmological Constraints on  $\Omega_m$  and  $\sigma_8$  from Cluster Abundances Using the GalWCat19 Optical-spectroscopic SDSS Catalog // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – V. 901:90. – № 2 – 8 pp.
32. J.M. Shull, B.D. Smith, C.W. Danforth. The Baryon Census in a Multiphase Intergalactic Medium: 30% of the Baryons May Still be Missing // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – V. 759. – № 1. – 15 pp.
33. M. Fukugita, C.J. Hogan, P.J.E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – V. 503. – № 2. – P. 518-530.
34. J.-P. Macquart, et al. A census of baryons in the Universe from localized fast radio bursts // *Nature*. – 2020. – V. 581. – P. 391-408.
35. M.A. Beasley, A.J. Romanowsky, V. Pota, I.M. Navarro, D.M. Delgado, F. Neyer, A. L. Deich. An overmassive Dark Halo around an Ultra-diffuse Galaxy in the Virgo Cluster // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2016. – V. 819. – № 2. – L20. – 7 pp.
36. I.V. Chilingarian, A.V. Afanasiev, K.A. Grishin, D. Fabricant, S. Moran. Internal Dynamics and Stellar Content of Nine Ultra-diffuse Galaxies in the Coma Cluster Prove Their Evolutionary Link with Dwarf Early-type Galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – V. 884:79. – № 1. – № 2. – 12 pp.
37. S. Mashchenko, A. Sills, H.M. Couchman. Constraining Global Properties of the Draco Dwarf Spheroidal Galaxy // *The Astrophysical Journal*. – 2006. – V. 640. – № 1. – P. 252-269.
38. J.D. Simon, M. Geha. The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites: Solving the Missing Satellite Problem // *The Astrophysical Journal*. – 2007. – V. 670. – № 1. – P. 313-331.
39. H. Lee, B.K. Gibson, C. Flynn, D. Kawata, M.A. Beasley. Is the initial mass function of low surface brightness galaxies dominated by low-mass stars? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2004. – V. 353. – Is. 1. – P. 113-117.
40. J. Clampitt, B. Jain. Lensing measurements of the mass distribution in SDSS voids // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – V. 454. – Is. 4. – P. 3357-3365.
41. С.Ю. Поройков. Учет ненаблюдаемой (временноподобной) части Вселенной в космологических моделях. – 2022. – Т. 7. – № 4. – С. 2-26.
42. С.Ю. Поройков. Допущения и идеализации, используемые в космологических моделях // *Основания фундаментальной физики и математики: материалы VI Российской конференции (ОФФМ-2022) / под ред. Ю.С. Владимирова, В.А. Панчелюги – М.: РУДН. – 2022. – С. 223-227.*