

1.3. Барионная фракция материи во Вселенной

В предыдущем разделе мы привели сводку основных параметров электромагнитной компоненты современной плотности материи во Вселенной. Однако наряду с электромагнитным излучением современная Вселенная заполнена обычным барионным веществом, служащим исходным материалом для формирования звёзд, а впоследствии и ядерным топливом, обеспечивающим их светимость. Отличительной особенностью этой фракции материи является, как правило, крайне низкая температура вещества, значительно уступающая релятивистскому пределу

$$T_p \simeq \frac{m_p c^2}{k} \sim (10^{13}) \text{ К}, \text{ где } m_p - \text{масса протона. Таким образом,}$$

барионная фракция материи должна изменяться по иному, по сравнению с реликтовым электромагнитным излучением, закону в ходе расширения Вселенной,

$$\rho_b = \bar{\rho}_b (1+z)^3, \quad (1.13)$$

где $\bar{\rho}_b$ – современное значение барионной плотности при $z = 0$. В то же время хорошо известно, что сегодня эта фракция представлена в виде различных структурных образований, начиная с конденсированного состояния и заканчивая плазмой. Главным образом она сосредоточена в облаках газа и пыли, планетах, звёздах и звёздных остатках. В свою очередь эти фракции концентрируются в галактики, группы галактик и скопления. Таким образом, в отличие от электромагнитной компоненты, барионная материя структурирована сегодня в высокой степени. Собственно, анализируя наблюдательные проявления этих структурных образований, можно судить о содержании в них барионов, а следовательно, и об их космологической распространённости. Следуя [Fukugita et al., 1998], приведём оценки барионной плотности для различных структурных форм конденсации материи, используя стандартную нормировку средней плотности барионов $\Omega_b = \bar{\rho}_b / \rho_{cr}$ на критическую плотность $\rho_{cr} = 3H_0^2 / 8\pi G \simeq 1,8 \cdot 10^{-29} h^2$, где h – постоянная Хаббла в долях 100 км / (с Мпк).

1.3.1. Звёзды и звёздные остатки в галактиках

Для характеристики роли звёзд и звёздных остатков в галактиках нужно различать две подсистемы звёзд и их остатков, связанных со структурой спиральных и эллиптических галактик,

а именно сферическую компоненту старых звёзд и дисковую компоненту, содержащую более молодые звёзды. Для каждого типа галактик вклады от этих двух подсистем в полную массу звёзд могут различаться. Так, например, у эллиптических галактик наиболее выражена сферическая подсистема звёзд, в то время как неправильные галактики имеют слабо выраженную или вообще отсутствующую сферическую компоненту. Оценки плотности барионов по этим двум основным галактическим компонентам приводят к следующим значениям параметра Ω_b , [Fukugita et al., 1998]:

$$\begin{aligned}\Omega_{sp}h &= 0,0018^{+0,0012}_{-0,0009}, \\ \Omega_{\alpha}h &= 0,0006^{+0,0003}_{-0,0002}\end{aligned}\tag{1.14}$$

и отдельно для неправильных галактик

$$\Omega_{Ir}h = 0,0005^{+0,0003}_{-0,0002}.$$

1.3.2. Атомная и молекулярная газовые компоненты

Данные для этой фракции получены из обзоров [Rao, Briggs, 1993; Roberts, Haynes, 1994] для HI 21 см. Для атомарного водорода

$$\begin{aligned}\Omega_Hh &= 0,00025 \pm 0,00006, \\ \Omega_{H_2}h &\simeq 0,00020 \pm 0,00006.\end{aligned}\tag{1.15}$$

1.3.3. Барионы в скоплениях галактик

В основе оценок Ω_b по данным о величине плотности вещества, сконцентрированного в скоплениях галактик, лежит предложенная в работе [Bachal, Chen, 1993] функция распределения числа скоплений (кластеров) в зависимости от их массы:

$$n_{cl}(> M) = 4 \cdot 10^{-5} h^3 \left(\frac{M}{M_*} \right)^{-1} \exp \left(- \frac{M}{M_*} \right) \text{Мпк}^{-3},\tag{1.16}$$

где $M_* = (1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$, а M – полная масса вещества внутри сферы радиусом $1,5h^{-1}$ Мпк, охватывающей скопление.

Внутри этого радиуса распределение вещества близко к динамическому равновесию. Следуя [Fukugita et al., 1998], определим скопление галактик как объект с массой $M > 10^{14} h M_{\odot}$. Тогда интеграл $\int dM \cdot M \frac{dn_{cl}}{dM} = \rho_{cl}$ соответствует средней плотности барионной компоненты в скоплении (кластере):

$$\rho_{cl} = (7, 7^{+2,5}_{-2,2}) \cdot 10^9 h^2 M_{\odot} (\text{Мпк}^{-3}). \quad (1.17)$$

Нормируя ρ_{cl} на критическую плотность материи, получаем

$$\Omega_{cl} = 0,028^{+0,009}_{-0,008}. \quad (1.18)$$

Заметим, что масса газа между скоплениями галактик уверенно идентифицируется по данным рентгеновских наблюдений [Fabriant et al., 1986; Hughes 1989, White et al., 1993]. Пересчёт вклада этой компоненты на параметр Ω_b свидетельствует о крайне малом вкладе межскопленческого газа в полную плотность барионов [White, Fabian, 1995; Mayers et al., 1997] по сравнению с (1.18):

$$\Omega_{HII,cl} h^{3/2} = 0,0016^{+0,001}_{-0,0007}. \quad (1.19)$$

1.3.4. Плазма в группах галактик

В основе оценок плотности барионной фракции в группах галактик лежат данные наблюдений жёсткого рентгеновского излучения с помощью спутника ROSAT [Mulchaey et al., 1996]. Согласно [Fukugita et al., 2000] для 18 групп галактик по данным измерений потоков мягкого рентгеновского излучения удалось оценить плотность барионной составляющей

$$\Omega_{HII,group} h^{3/2} \simeq 0,003^{+0,004}_{-0,002}. \quad (1.20)$$

1.3.5. Массивные компактные объекты гало (МАСНО)

Сразу после обнаружения эффекта синхронизирования излучения звёзд Большого Магелланова Облака [Alcock et al., 1997] природа этой галактической компоненты приковывает всеобщее внимание. Основываясь на данных [Alcock et al., 1997], можно утверждать, что мы столкнулись с проявлением объектов, по

массе близких к массе Солнца $M_{\text{МАСНО}} \approx 0,5_{-0,2}^{+0,3} M_{\odot}$. Однако до сих пор их природа остаётся предметом дискуссий. Фукужита и др. [Fukugita et al., 1998] отмечают, что если МАСНО состоит из барионов, то максимум параметра Ω_b может достигать $\Omega_{b,\text{МАСНО}} \approx 0,25$. Однако эта оценка указывает лишь на верхнюю границу и может быть принята во внимание лишь с определённой осторожностью. В качестве контрпримера можно привести гипотезу о том, что эти объекты являются массивными чёрными дырами [Ivanov, Naselsky, Novikov, 1994], сформировавшимися на самых ранних фазах расширения Вселенной. Тогда доля барионов в этих объектах будет исчезающе мала, $\Omega_b \approx 0$.

1.3.6. Ly- α “лес” при красных смещениях $z \approx 3$

В отличие от современной эпохи, когда основными представителями барионной фракции материи являются звёзды, анализ Ly- α линий в абсорбционных спектрах квазаров позволяет оценить плотность барионной материи, находящейся в газообразной фазе при красных смещениях $z \approx 3$. Распространённость таких облаков и контраст плотности в них зависит от конкретной модели формирования структур в расширяющейся Вселенной. В работе [Rauch et al., 1997] показано, что для конкретного воспроизводства наблюдений абсорбционных Ly- α линий квазаров барионная фракция, заключённая в облаках, должна быть выше $\Omega_{\text{Ly-}\alpha} h^2 \geq 0,017 \div 0,021$. Однако эта оценка сильно зависит от выбора космологической модели [Fukugita et al., 1998]. К близкому выводу приходят и авторы работы [Hui et al., 2002], показавшие, что барионная плотность может достигать значений $\Omega_b h^2 \approx 0,045$. В данном случае речь идёт фактически о неопределённости, характеризуемой фактором 2, хотя нельзя исключить, что последующие уточнения моделей позволят существенно понизить эту оценку.

Суммируя результаты этого раздела, приведём табл. 1.4 ожидаемых значений плотности барионной фракции материи, основанную на перечисленных выше наблюдательных тестах и их теоретической интерпретации.

Принимая для оценок суммарную плотность барионной фракции $\Omega_b h^2 \approx 0,02$, легко оценить их концентрацию на настоящий момент времени: $n_b \approx 2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0,02} \right) \text{ см}^{-3}$. Для сравнения,

Таблица 1.4

Компонента	Среднее значение	Максимальное значение	Минимальное значение
1. Звёзды сферических подсистем	$0,0026h_{70}^{-1}$	$0,0043h_{70}^{-1}$	$0,0014h_{70}^{-1}$
2. Звёзды диска	$0,00086h_{70}^{-1}$	$0,00129h_{70}^{-1}$	$0,00051h_{70}^{-1}$
3. Звёзды в неправильных галактиках	$0,000069h_{70}^{-1}$	$0,000116h_{70}^{-1}$	$0,0000331h_{70}^{-1}$
4. Нейтральный атомарный газ	$0,00033h_{70}^{-1}$	$0,00041h_{70}^{-1}$	$0,00025h_{70}^{-1}$
5. Молекулярный газ	$0,00030h_{70}^{-1}$	$0,00037h_{70}^{-1}$	$0,00023h_{70}^{-1}$
6. Плазма в скоплениях	$0,0026h_{70}^{-1,5}$	$0,0044h_{70}^{-1,5}$	$0,0014h_{70}^{-1,5}$
7. Плазма в группах	$0,014h_{70}^{-1}$	$0,030h_{70}^{-1}$	$0,0072h_{70}^{-1}$
Газовая составляющая при $z \approx 3$			
10. Лайман-альфа облака	$0,04h_{70}^{-1,5}$	$0,05h_{70}^{-1,5}$	$0,01h_{70}^{-1,5}$

h_{70} – постоянная Хаббла в долях 70 км/(с · Мпк).

соответствующая концентрация квантов реликтового излучения составляет 412 см^{-3} и, следовательно,

$$\xi_{10} = 10^{10} \frac{n_b}{n_\gamma} = 274\Omega_b h^2$$

(1.21)

1.3.7. Космологический нуклеосинтез
и наблюдаемая распространённость
лёгких химических элементов

Как мы уже отмечали в разделе 1.1, проблема объяснения современного химического состава вещества была отправной точкой создания и развития современной космологии. Начиная с пионерских работ Г. Гамова и его коллег, теория космологического синтеза лёгких химических элементов постоянно совершенствовалась, набирая всё большую предсказательную силу. Мы уже отмечали, что чернотельный (планковский) характер спектра реликтового излучения свидетельствует о существовании в прошлом локального термодинамического равновесия между излучением и e^+e^- плазмой. Это равновесие неизбежно