

ЛЕС ЛИНИЙ ЛАЙМАН-АЛЬФА И УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЙ ФОН

© 2022 г. М. И. Демянский^{1,2}, А. Г. Дорошкевич^{3,4}, Т. И. Ларченкова^{3*}

¹Институт теоретической физики Варшавского университета, Варшава, Польша

²Астрономический факультет Уильямс колледжа, Вильямстаун, США

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 27.05.2022 г.; принята к публикации 20.06.2022 г.

Наблюдаемый в спектрах квазаров лес линий Ly_{α} позволяет изучать эволюцию структуры Вселенной и свойства ультрафиолетового (УФ) фона вплоть до красных смещений ~ 6 . Анализ свойств ~ 6000 линий леса Ly_{α} , наблюдаемых при красных смещениях $4.5 \geq z \geq 2$, показывает, что этот лес может быть образован поглощением излучения квазаров сильно ионизованным водородом, сосредоточенным в гало темной материи (ТМ) и в межгалактической среде. В работе предложена физическая модель поглощающих объектов, позволяющая связать наблюдаемые характеристики линий поглощения со свойствами гало ТМ и окружающего УФ-фона. Показано, что доплер-параметр и температура газа определяются энергией инжекции, выделяемой при фотоионизации водорода, и зависят только от спектра окружающего УФ-фона. Напротив, наблюдаемая концентрация нейтрального водорода зависит как от интенсивности и спектра УФ-фона, так и от массы и плотности гало ТМ. Проведенный анализ может быть использован для выделения ограниченной популяции гало ТМ, наблюдаемых как линии Ly_{α} , среди множества всех гало ТМ.

Ключевые слова: лес линий Лайман-альфа, ультрафиолетовый фон, гало темной материи, спектр поглощения квазаров.

DOI: 10.31857/S032001082207004X

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения спектров поглощения далеких квазаров позволяют получать информацию об эволюции Вселенной вплоть до масштабов галактик с массами $\sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$ (Тегмарк, Залдаряга, 2002; Иррик и др., 2017; Иррик, МакКуинн, 2018). Современное состояние этих вопросов в наблюдениях, теоретических и численных моделях, а также интерпретация леса линий Ly_{α} обсуждаются во многих работах (Мейксин, 2009; МакКуинн, 2016; Данфорс и др., 2016; Болтон и др., 2017; Рораи и др., 2017; Тоннсен и др., 2017; Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020; Вилласенор и др., 2021; Болтон и др., 2022; Моларо и др., 2022).

При малых красных смещениях $z \leq 1$ наблюдаемый лес линий поглощения связывают с окружением отдельных галактик и филаментов (circumgalactic medium) (Данфорс и др., 2016; Демянский, Дорошкевич, 2018). При красных смещениях $z \geq 2$ часть наблюдаемых линий поглощения отождествляется с галактиками, но большая

часть может быть связана с гало темной материи (ТМ) (Рис, 1986; Икеучи, 1986; Чен и др., 1994; Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020), ионизуемыми дискретными источниками ультрафиолетового (УФ) излучения (Шайе и др., 1999; МакКуинн, 2016; Болтон и др., 2017, 2022; Моларо и др., 2022).

Как свидетельствуют наблюдения барионных осцилляций (Айзенштайн и др., 2005; Росел и др., 2022), в масштабах ≤ 100 Мпк скорости барионов тесно связаны с движением частиц ТМ, и возникающие каустики являются ранним промежуточным этапом образования гало ТМ, галактик и других элементов структуры Вселенной во всех масштабах (Зельдович, 1970). Хорошо изученная как в наблюдениях, так и в численных моделях, концентрация галактик и гало ТМ в филаментах и сверхскоплениях соответствует такому представлению. Эти процессы приводят как к образованию многочисленных маломассивных гало ТМ (Тамлинсон и др., 2017; Нааб, Острайкер, 2017; Баллок, Бойлан-Колчин, 2017; Векслер, Тинкер, 2018), так и менее представительной популяции маломассивных и

*Электронный адрес: ltanya@asc.rssi.ru

ультра-диффузных галактик (Уолкер и др., 2009; Мартинес-Дельгадо и др., 2016; Роман, Тражилло, 2017; Ши и др., 2017) с малым количеством барионов и звезд, что обсуждается в литературе как 'missing satellite problem' (Клыпин и др., 2015). Часть перечисленных объектов наблюдается как линии поглощения Ly_α в спектрах квазаров. Возникает вопрос: какими свойствами должны обладать эти гало ТМ и галактики, и как их выделить из множества всех гало ТМ.

Свойства линий поглощения чувствительны только к локальным параметрам поглощающей гелиево-водородной плазмы, которые во многом похожи во всех случаях. При этом распределение и эволюция расстояний между линиями леса Ly_α (Баккал, Пиблз, 1969; Ким и др., 2013; Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020), образованными в стабильных гало ТМ и в межгалактической среде, могут отличаться. В качестве характеристики такой эволюции в работе Демянский, Дорошкевич (2018) было предложено использовать разность красных смещений соседних линий. В случае одиночных линий, образованных как в гало ТМ, так и в межгалактической среде, эта величина определяет расстояние между линиями вдоль луча зрения. В случае систем близких линий, образованных внутри стабильного гало, она определяет дисперсию скоростей в этом гало.

В работе Демянский, Дорошкевич (2018) было показано, что сопутствующее расстояние d_{sep}^* вдоль луча зрения между линиями Ly_α (длина свободного пробега) слабо зависит от красного смещения z . Такая же слабая зависимость наблюдается для расстояний между линиями поглощения металлов (Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020), что типично для компактных гало, расположенных случайно в изотропно расширяющейся среде. Экспоненциальное распределение расстояний d_{sep}^* (Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020) также подтверждает связь линий леса с отдельными гало ТМ.

По этому признаку наблюдаемые линии Ly_α леса можно разделить на группы: системы близких линий, образованных в одном гало ТМ (или галактике), одиночные линии, образованные в гало ТМ и/или в межгалактической среде. Анализ этих линий, наблюдаемых на разных красных смещениях, позволяет проследить эволюцию гало ТМ во времени, построить физическую модель поглощающих объектов и проверить ее работоспособность на хорошо изученных объектах.

В настоящей работе в разделе 1 проанализированы свойства 5354 линий поглощения Ly_α , наблюдаемых на красных смещениях $4.2 \geq z \geq 2$, для

которых лучевая концентрация нейтрального водорода $N_{HI} \leq 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Построено распределение по доплер-параметру выборки 6306 линий поглощения Ly_α , наблюдаемых на тех же красных смещениях, которая также включает линии с лучевой концентрацией нейтрального водорода большей, чем 10^{14} см^{-2} . На основании полученных данных в разделе 2 рассмотрена возможная физическая модель поглощающих объектов в предположении, что линии поглощения Ly_α образуются в гелиево-водородной плазме, расположенной в стабильном гало ТМ и ионизованной внешним УФ-излучением. Исследовано влияние этого излучения на свойства газа в гало ТМ.

В разделе 3 в рамках предложенной модели получено выражение для лучевой концентрации нейтрального водорода в рассматриваемом гало ТМ с учетом УФ-фона. С помощью этого выражения можно сопоставлять модельные параметры линий поглощения Ly_α с наблюдаемыми, что позволит среди множества всех гало ТМ (при заданном УФ-фоне) выделять популяцию гало ТМ, наблюдаемых как линии Ly_α . Предложенная модель проверяется на хорошо изученных маломассивных спутниках галактик MW и M31. Полученные результаты обсуждаются в разделе 4. Заключение приведено в разделе 5.

Параметры космологической модели. Дальнейший анализ выполнен в рамках стандартной Λ CDM космологической модели со значениями постоянной Хаббла $H(z)$, средней плотности нерелятивистского вещества (темная материя и барионы) $\langle \rho_m(z) \rangle$ и плотности барионов $\langle n_b(z) \rangle$, полученными в работах Комацу и др. (2011); Аде и др. (2016):

$$H^2(z) = H_0^2[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda], \quad (1)$$

$$H_0 = 67.8 \text{ км/с/Мпк},$$

$$\langle \rho_m \rangle = 2.2 \times 10^{-30} (1+z)^3 \Theta_m \text{ г/см}^3,$$

$$\langle n_b \rangle = 1.9 \times 10^{-7} (1+z)^3 \Theta_m \text{ см}^{-3},$$

$$\Omega_\Lambda \simeq 0.72, \quad \Omega_{DM} \simeq 0.24, \quad \Omega_b \simeq 0.04,$$

$$\Omega_m = \Omega_{DM} + \Omega_b, \quad \Theta_m = \Omega_m/0.28,$$

где Ω_b , Ω_m , Ω_{DM} и Ω_Λ — безразмерные плотности барионов, нерелятивистского вещества, темной материи и темной энергии соответственно.

1. НАБЛЮДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛИНИЙ Ly_α НА БОЛЬШИХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЯХ

Линии, наблюдаемые в спектрах поглощения квазаров, характеризуются лучевой концентрацией нейтрального водорода N_{HI} (или какого-либо

иона) и доплер-параметром b , который определяется профилем линии, и характеризует температуру поглощающей среды. Эти параметры зависят от внешнего УФ-фона.

Для оценки эволюции системы поглощающих элементов можно использовать сопутствующую плотность линий dn/dz (Баккал, Пиблз, 1969; Ким и др., 2013) и/или сопутствующее расстояние d_{sep}^* (Демянский, Дорошкевич, 2018) вдоль луча зрения между линиями леса. Плотность dn/dz определяется следующим образом:

$$\frac{dn}{dz} \propto \frac{(1+z)^2}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}. \quad (2)$$

Разность красных смещений соседних линий поглощения Δz_i в случае системы близко расположенных линий, образованных в одном гало ТМ, определяет дисперсию случайных скоростей в гало v_{kin} . В случае же больших значений Δz_i эта разность определяет сопутствующее расстояние вдоль луча зрения между поглощающими элементами d_{sep}^* :

$$d_{\text{sep}}^*(z_i) = \frac{s_0(1+z_i)^2 \Delta z_i}{\sqrt{(1+z_i)^3 + \Omega_\Lambda/\Omega_m}}, \quad (3)$$

$$v_{\text{kin}} = \frac{c \Delta z_i}{1+z_i},$$

$$s_0 = \frac{c}{H_0 \Omega_m^{1/2}} = \frac{7.8 \times 10^3 \text{ Мпк}}{\Theta_m^{1/2}},$$

$$\Delta z_i = z_{i+1} - z_i,$$

где c — скорость света, z_i — красное смещение линии.

Функции dn/dz и d_{sep}^* хотя и близки по форме, но не тождественны. Так, dn/dz характеризует спектр в целом, тогда как d_{sep}^* характеризует отдельные линии (как и b , и N_{HI}). Поэтому интерпретация этих функций также различна.

Ранее в работе Демянский и др. (2020) были проанализированы два каталога систем линий Ly_α , наблюдаемых в спектрах квазаров (Данфорс и др., 2016; Демянский и др., 2006) на больших красных смещениях $z \geq 2$ и малых $z \leq 0.5$, а также каталог линий CIV для красных смещений $2 \leq z \leq 4$ из работы Боксенберг, Саргент (2015). В результате для этих трех каталогов линий были получены средние значения параметров b , v_{kin} , d_{sep}^* . Оказалось, что в случае больших красных смещений для выборки линий Ly_α и выборки линий CIV средние значения параметров v_{kin} , d_{sep}^* существенно отличаются, при этом средние значения доплер-параметра близки. Анализ также показал, что наблюдается широкий диапазон значений лучевой

концентрации нейтрального водорода $10^{12} \text{ см}^{-2} \leq N_{\text{HI}} \leq 10^{15} \text{ см}^{-2}$ как при малых, так и при больших красных смещениях.

Теперь проследим эволюцию во времени параметров N_{HI} , b , d_{sep}^* для выборки 5354 линий поглощения Ly_α с лучевой концентрацией нейтрального водорода $N_{\text{HI}} \leq 10^{14} \text{ см}^{-2}$ на красных смещениях $2 \leq z \leq 4.2$. Для этого разобьем диапазон красных смещений от 2 до 4.2 на равные интервалы с шагом 0.2 и в каждом интервале вычислим средние значения исследуемых параметров.

Результаты проведенного анализа представлены в табл. 1. Обращает на себя внимание высокая стабильность как средних значений параметров $\langle b \rangle$, $\langle d_{\text{sep}}^* \rangle$, $\langle N_{\text{HI}} \rangle$, так и их среднеквадратичных отклонений (дисперсий), которые характеризуют ширину функции распределения этих параметров. Средние значения доплер-параметра $\langle b \rangle$ слабо зависят как от красного смещения, так и от направления на небесной сфере. Как уже было отмечено, они близки к значениям для выборки линий металлов (Демянский и др., 2020).

Для средних значений сопутствующего расстояния $\langle d_{\text{sep}}^* \rangle$ также наблюдается слабая зависимость от красного смещения. При этом в работах Демянского, Дорошкевича (2018) и Демянского и др. (2020) было показано, что функция распределения сопутствующего расстояния между линиями вдоль луча зрения близка к экспоненциальной. Такое распределение предполагает близость среднего значения и среднеквадратичного отклонения, что наглядно видно из табл. 1.

Для рассмотренной выборки линий эволюция их линейной плотности описывается степенным законом $\langle dn/dz \rangle \simeq 1.6(1+z)^{0.563}$, что совпадает с результатами, полученными ранее (см., например, Ким и др., 2013).

Теперь проанализируем значения доплер-параметра для выборки всех имеющихся в каталоге 6306 линий Ly_α (без введенного ранее ограничения $N_{\text{HI}} \leq 10^{14} \text{ см}^{-2}$), наблюдаемых в диапазоне красных смещений от 2 до 4.5. Результаты этого анализа представлены в табл. 2 и на рис. 1. Для большинства линий значения доплер-параметра лежат в диапазоне 10–50 км/с с максимумом при $b \simeq 25$ км/с. Отметим, что полученное распределение лишь в деталях отличается от распределения для рассмотренных слабых линий, которое приведено в табл. 1.

Таблица 1. Эволюция наблюдаемых параметров выборки 5354 линий поглощения Ly_α с $N_{HI} \leq 10^{14} \text{ см}^{-2}$

$\langle z \rangle$	f	$\langle b \rangle$, км/с	$\langle d_{sep}^* \rangle$, Мпк	$\langle dn/dz \rangle$	$\langle \log N_{12} \rangle$
2.1	0.09	27 (1 ± 0.48)	29 (1 ± 1.1)	3.1 (1 ± 0.011)	1.1 (1 ± 0.8)
2.3	0.08	25 (1 ± 0.52)	26 (1 ± 1.2)	3.2 (1 ± 0.010)	1.0 (1 ± 0.7)
2.5	0.08	31 (1 ± 0.50)	31 (1 ± 1.4)	3.3 (1 ± 0.009)	1.1 (1 ± 0.6)
2.7	0.15	31 (1 ± 0.59)	29 (1 ± 0.8)	3.4 (1 ± 0.008)	1.2 (1 ± 0.7)
2.9	0.19	31 (1 ± 0.58)	29 (1 ± 1.3)	3.5 (1 ± 0.008)	1.3 (1 ± 0.7)
3.1	0.14	31 (1 ± 0.52)	29 (1 ± 0.9)	3.6 (1 ± 0.007)	1.3 (1 ± 0.7)
3.3	0.07	28 (1 ± 0.52)	27 (1 ± 1.1)	3.7 (1 ± 0.007)	1.3 (1 ± 0.6)
3.5	0.09	28 (1 ± 0.62)	27 (1 ± 0.7)	3.8 (1 ± 0.007)	1.4 (1 ± 0.7)
3.7	0.04	29 (1 ± 0.64)	32 (1 ± 0.8)	3.9 (1 ± 0.007)	1.5 (1 ± 0.6)
3.9	0.04	27 (1 ± 0.54)	38 (1 ± 0.8)	4.0 (1 ± 0.006)	1.7 (1 ± 0.5)
4.1	0.03	27 (1 ± 0.51)	33 (1 ± 0.7)	4.1 (1 ± 0.004)	1.3 (1 ± 9.6)

Примечание. f — доля линий, $N_{12} = N_{HI}/10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Таблица 2. Распределение 6306 линий поглощения Ly_α по значению доплер-параметра

z_{min}	z_{max}	N_{abs}	$\langle b \rangle$	f_{10}	f_{50}	$\langle \log N_{13} \rangle$
2.0	2.5	1281	27 (1 ± 0.5)	0.076	0.085	0.06
2.5	3.0	2400	31 (1 ± 0.5)	0.052	0.110	0.24
3.0	3.5	1632	29 (1 ± 0.5)	0.061	0.092	0.31
3.5	4.0	820	28 (1 ± 0.5)	0.091	0.096	0.63
4.0	4.5	173	27 (1 ± 0.5)	0.069	0.058	0.30
2.0	4.5	6306	29 (1 ± 0.5)	0.065	0.092	0.26

Примечание. z_{min} и z_{max} — минимальное и максимальное значения красного смещения, N_{abs} — число линий поглощения, f_{10} и f_{50} — доля линий с $b \leq 10 \text{ км/с}$ и $b \geq 50 \text{ км/с}$, $N_{13} = N_H/10^{13} \text{ см}^{-2}$.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЛО ТЕМНОЙ МАТЕРИИ, НАБЛЮДАЕМЫХ КАК ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ Ly_α

Если сопоставить полученные в предыдущем разделе свойства линий поглощения Ly_α со свойствами линий поглощения металлов, которые естественным образом связаны с галактиками (или окологалактической средой), то можно отметить некоторые общие особенности (в пределах полученных ошибок):

- 1) близкие средние значения доплер-параметра,
- 2) средние значения доплер-параметра не зависят от направления на небесной сфере и от красного смещения,

3) средние значения сопутствующего расстояния не зависят от красного смещения.

Перечисленные общие свойства можно рассматривать как указание на возможное подобие галактик и гало ТМ, связанных с образованием линий Ly_α , что будет нами использовано при построении физической модели поглощающих объектов. Предположим, что линии поглощения Ly_α образуются в гелиево-водородной плазме, расположенной в стабильном гало ТМ, которая ионизована внешним УФ-излучением. Сначала рассмотрим влияние этого излучения на свойства газа, находящегося в гало ТМ.

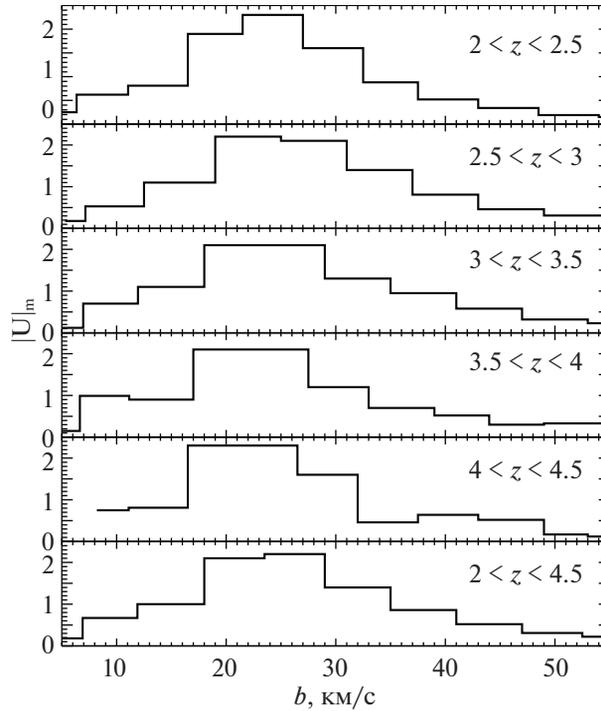


Рис. 1. Функция распределения 6306 линий поглощения Ly_{α} по доплер-параметру b для пяти интервалов по красному смещению.

2.1. Влияние УФ-фона на свойства газа в гало ТМ

Известно, что УФ-фон образован излучением галактик, ядер галактик, квазаров и других источников (МакКуинн, 2016; Хаард, Мадау, 2012; Демянский, Дорошкевич, 2004). При красных смещениях $z \sim 6-10$ это излучение привело к ионизации межгалактического газа и продолжает поддерживать его высокую степень ионизации при $z \leq 3$ (МакКуинн, 2016). Интенсивность и спектр УФ-фона зависят от расположения и свойств источников излучения, а потому они сильно неоднородны. В первом приближении УФ-фон можно охарактеризовать с помощью энергии инжекции, выделяемой в плазму при фотоионизации водорода E_{HI} (и гелия E_{HeI} , E_{HeII}) и скорости фотоионизации водорода Γ_{HI} :

$$\Gamma_{\text{HI}} = 10^{-12} \text{ с}^{-1} \Gamma_{12}, \quad (4)$$

где случайная функция Γ_{12} зависит от свойств и расположения ближайших источников излучения (Хаард, Мадау, 2012).

Напротив, энергия инжекции главным образом зависит от спектра УФ-фона. Для степенного спектра нетеплового излучения

$$J(z, \nu) \propto \nu^{-\gamma}$$

эти энергии оцениваются (Блэк, 1981) как

$$\begin{aligned} E_{\text{HI}} &= 5.2\Theta_i \text{ эВ}, & E_{\text{HeI}} &= 17.5\Theta_i \text{ эВ}, \\ E_{\text{HeII}} &= 25\Theta_i \text{ эВ}, & \Theta_i &= 2/(1 + \gamma). \end{aligned} \quad (5)$$

Для таких спектров энергия инжекции близка к половине величины потенциала ионизации водорода и гелия соответственно.

Для фона, образованного тепловыми источниками, также можно ожидать, что значения энергии инжекции близки к половине потенциала ионизации водорода. Так, например, для спектра

$$J \propto \nu^3 \exp(-\chi\nu/\nu_c)$$

энергия инжекции $E_{\text{HI}} = \chi h\nu_c$, где ν_c соответствует потенциалу ионизации водорода, h — постоянная Планка.

При сильной фотоионизации газа, когда плотность нейтрального водорода n_{HI} меньше плотности протонов n_p и барионов $n_b \simeq n_p \gg n_{\text{HI}}$, можно ожидать равновесную степень ионизации водорода и иногда гелия (Блэк, 1981; МакКуинн, 2016), что позволяет исключить в ряде задач влияние интенсивности УФ-фона условием ионизационного баланса:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{HI}} n_{\text{HI}} &\simeq \alpha_{\text{HI}} n_p^2, \\ \alpha_{\text{HI}} &\simeq 4T_4^{-0.75} \times 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}, \\ T_4 &= T/10^4 \text{ К}, \end{aligned} \quad (6)$$

где α_{HI} — коэффициент рекомбинации водорода. Это предположение учитывает, что нейтральный газ чувствительнее к УФ-фону, чем температура плазмы. Изменения n_{HI} компенсируют вариации

УФ-фона и делают температуру плазмы нечувствительной к интенсивности фона.

Эти особенности позволяют хорошо воспроизводить значение наблюдаемой температуры межгалактической среды $T_{m\text{gg}}(z)$ (МакКуинн, 2016; Демянский, Дорошкевич, 2004). Наблюдения показывают, что при красных смещениях $z \geq 4$ доминирует тепловое излучение с умеренной энергией инжекции. При $2 \leq z \leq 4$ энергия инжекции максимальна и вновь уменьшается при $z \leq 2$, что примерно соответствует положению пика светимости квазаров.

2.2. Нейтральный водород в гало ТМ

Свойства газа внутри стабильного гало ТМ тесно связаны со свойствами УФ-фона и определяются уравнением равновесия и балансом радиационного нагрева газа УФ-фоном $E^+ \simeq E_{\text{HI}}$ (5) и радиационного остывания газа E^- (9):

$$\frac{1}{\rho_g} \frac{dP_g}{dr} = G \frac{M_{DM}}{r} + G \frac{M_g}{r}, \quad (7)$$

$$dT_g/dt \propto E^+ - E^- = 0,$$

где M_{DM} и $M_g \ll M_{DM}$ — массы гало ТМ и газа, T_g , P_g и ρ_g — температура, давление и плотность газа соответственно. Интервал наблюдаемых значений доплер-параметра 10–50 км/с (см. табл. 2) соответствует интервалу температуры газа

$$T_4 = T_g/10^4 \text{ К} \simeq 5(b/30 \text{ км/с})^2, \quad (8)$$

$$0.5 \leq T_4 \leq 15.$$

При таких температурах главный вклад в остывание сильно ионизованной гелиево-водородной плазмы вносит рекомбинационное излучение, и при каждой рекомбинации теряется энергия (Каплан, Пикельнер, 1963):

$$E^- \sim (0.7-0.8)kT_g. \quad (9)$$

В равновесии число ионизаций равно числу рекомбинаций, и тепловой баланс устанавливается при температуре ионизованного газа

$$kT_g \simeq (1.2-1.5)E^+. \quad (10)$$

Для нетеплового излучения энергия E^+ близка к половине потенциала ионизации водорода (и гелия). Для сложного спектра теплового излучения, доминирующего в УФ-фоне, эта энергия несколько меньше и определяется спектром фона. Поэтому доплер-параметр можно рассматривать как меру энергии инжекции и, тем самым, характеристику спектра УФ-фона.

Профиль плотности сильно ионизованного газа s (почти) постоянной температурой определяется решением уравнения (7), в которое входит профиль

плотности гало ТМ. Для рассматриваемой задачи достаточно принять известный профиль плотности гало ТМ (Наварро и др., 1997):

$$\rho_{DM}(x) = \frac{\rho_0}{x(1+x)^2}, \quad (11)$$

$$M_{DM}(x) = M_0 f_m(x), \quad M_0 = 4\pi\rho_0 r_0^3,$$

$$x = r/r_0, \quad f_m(x) = \ln(1+x) - \frac{x}{1+x},$$

$$v_0^2 = G \frac{M_0}{r_0},$$

где постоянные ρ_0 , r_0 , M_0 , v_0 определяют параметры гало ТМ. Размеры гало ограничены вириальным радиусом $R_{\text{vir}} = r_0 c_{\text{vir}}$, $c_{\text{vir}} \simeq 4-8$. Гравитационный потенциал в таком гало равен

$$\Phi(x) = v_0^2 \phi(x) = \quad (12)$$

$$= v_0^2 \left\{ \begin{array}{l} \frac{x}{1+x} - \frac{c_{\text{vir}}}{1+c_{\text{vir}}} - \frac{f_m(x)}{x}, \quad x \leq c_{\text{vir}} \\ -f_m(c_{\text{vir}})/x, \quad x \geq c_{\text{vir}} \end{array} \right\},$$

$$\phi(0) \simeq -1.$$

Профиль плотности изотермического распределения газа с температурой (10) определяется скоростью звука

$$a_T^2 = kT_g/m_b = b^2/2$$

и скоростью v_0 , характеризующей кинетическую температуру гало ТМ,

$$\rho_g(r) = \rho_g(0) \exp[-\kappa_T^2 \Delta\phi], \quad (13)$$

$$\kappa_T^2 = v_0^2/a_T^2, \quad \Delta\phi = \phi(x) - \phi(0).$$

Для скоплений галактик подобная задача решена в работе Гребенева, Сюняева (2019).

В этой модели плотность газа в центре гало остается конечной и профиль плотности зависит от отношения $\kappa_T^2 = v_0^2/a_T^2$. При условии $a_T^2 \gg v_0^2$ гравитация гало мало влияет на свойства ионизованного газа, и линия Ly_α не возникает. Напротив, при условии $a_T^2 \ll v_0^2$, $\kappa_T \gg 1$ высокая плотность газа в центре быстро убывает до среднего уровня. В таком гало могут возникать редкие абсорбционные линии с большим значением N_{HI} .

Для оценки $\rho_g(0)$ необходимо использовать условия перехода от гало к межгалактической среде на его внешней границе. В рассматриваемой приближенной модели гало ТМ можно ограничиться простой оценкой

$$\rho_g(0) \simeq \rho_{bg}(z_{\text{cr}}) \exp(\kappa_T^2). \quad (14)$$

Эта оценка предполагает, что гало со скоростью v_0 и скоростью звука в газе гало a_T образовалось при красном смещении z_{cr} из межгалактической

среды с плотностью (1), температурой T_{bg} и скоростью звука $a_{bg} \leq a_T$. Для межгалактической среды (МакКуинн, 2016; Демянский, Дорошкевич, 2004)

$$\langle T_{bg} \rangle \simeq 10^4 \text{ K}, \quad \langle a_{bg} \rangle \simeq 9 \text{ км/с}. \quad (15)$$

Однако локальная температура T_{bg} и скорость звука a_{bg} зависят от УФ-фона и могут быть как больше, так и меньше этих средних значений.

3. ОЖИДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛИНИЙ Ly_α , ОБРАЗОВАННЫХ В ГАЛО ТМ

3.1. Сравнение наблюдаемых и ожидаемых значений доплер-параметра

В разделе 1 был проведен анализ значений доплер-параметра для выборки линий Ly_α , наблюдаемых на красных смещениях от 2 до 4.5. Согласно рассматриваемой модели, слабая зависимость доплер-параметра от красного смещения свидетельствует о постоянстве энергии инжекции и среднего спектра УФ-фона, а значительная ширина распределения доплер-параметра подтверждает его переменность.

Полученный результат согласуется с наблюдаемой эволюцией температуры межгалактической плазмы (МакКуинн, 2016). При этом для $\sim 10\%$ линий значение $b \leq 10$ км/с, и их возможное образование из межгалактического газа с температурой $T_{bg} \simeq 10^4$ К (15) требует специального анализа. Однако следует иметь в виду, что идентификация слабых линий в спектрах квазаров ненадежна.

Линии поглощения с $b \geq 50$ км/с могут образовываться в массивных гало ТМ, для которых $v_{kin} \geq b$.

3.2. Лучевая концентрация нейтрального водорода в гало ТМ

Отождествляемые с линиями Ly_α гало ТМ наблюдаются уже при $z \geq 4$ и их количество медленно растет со временем. Соотношения (4), (6) и (14) позволяют оценить лучевую концентрацию водорода N_{HI} в гало, образованных в результате сжатия межгалактической среды (МакКуинн, 2016):

$$N_{HI} = n_b^2 \alpha_{HI}(T_g) L_{HI} / \Gamma_{HI}, \quad (16)$$

$$n_b \simeq n_{bg}(z_{cr}) \exp(\kappa^2),$$

где n_b и T_g — плотность и температура барионов в гало, $n_{bg}(z)$ — плотность барионов в межгалактической среде, $L_{HI} = l_0$ кпк характеризует эффективный размер поглощающей среды. При выборе красного смещения образования гало ТМ z_{cr} нужно учесть отмеченную выше медленную эволюцию

сопутствующей плотности наблюдаемых поглощающих объектов при $2 \leq z \leq 4.5$, что предполагает их образование при $z \geq 5$.

Переходя к безразмерным переменным

$$b = 30\beta \text{ км/с}, \quad (17)$$

$$T_g \simeq m_b b^2 / 2 = 5\beta^2 \times 10^4 \text{ K},$$

$$\kappa^2 = 2v_0^2 / b^2,$$

$$n_{bg}(z) = 4 \times 10^{-5} \zeta_{cr}^3 \text{ см}^{-3},$$

$$\zeta_{cr} = (1+z)/6$$

получаем для плотности n_b и лучевой концентрации N_{HI}

$$n_b \simeq 4 \times 10^{-5} \text{ см}^{-3} \zeta_{cr}^3 \exp(\kappa^2), \quad (18)$$

$$N_{HI} \simeq 4 \times 10^{11} \text{ см}^2 \beta^{-3/2} \exp(2\kappa^2) \zeta_{cr}^6 l_0 / \Gamma_{12},$$

$$2.5 \leq \beta^{-3/2} \exp(2\kappa^2) \zeta_{cr}^6 l_0 / \Gamma_{12} \leq 250.$$

При $\kappa^2 \simeq 1-2$ полученные величины N_{HI} соответствуют наблюдениям, что подтверждает адекватность рассматриваемой модели и позволяет выделить популяцию гало ТМ, связанных с наблюдаемыми линиями Ly_α .

Прежде всего отметим, что наблюдения леса при $z \sim 4-4.5$ указывают, что эти гало образовались при $z \geq 5$. Сильная зависимость $N_{HI} \propto \zeta_{cr}^6$ (18) и слабая наблюдаемая эволюция d_{sep}^* указывают, что образованные позже гало почти не увеличивают количество наблюдаемых линий Ly_α . Этот результат воспроизводит 'missing satellite problem' — лишь малая доля гало ТМ наблюдается как карликовые галактики (МакКуинн, 2016). Увеличение количества линий Ly_α при $z \leq 2$ (Данфорс и др., 2016; Демянский, Дорошкевич, 2018) связано как с эволюцией УФ-фона, так и с образованием структурных элементов между галактиками. Эта задача требует отдельного обсуждения.

Важной особенностью соотношения (18) является сильная зависимость лучевой концентрации от всех четырех параметров, что определяет неустойчивость результата — наблюдаемая величина N_{HI} воспроизводится разным набором этих параметров. Причем параметры β и Γ_{12} относятся к УФ-фону, а параметры ζ_{cr} и l_0 — к гало ТМ. Это снижает достоверность восстановления свойств индивидуального поглощающего объекта по измерениям b и N_{HI} .

Экспоненциальная зависимость $N_{HI} \propto \exp(2\kappa^2)$ показывает, что наблюдаемые линии Ly_α возникают в гало ТМ с характерной скоростью $v_0 \simeq b$. Пик в распределении доплер-параметра при $b \simeq 30$ км/с соответствует гало ТМ с $v_0 \simeq 30$ км/с и массами $M_{DM} \sim (10^8 - 10^9) M_\odot$, образованными при $z \geq 5$. Напротив, в гало с $v_0 \leq b$, $\kappa \leq 1$ образуются слабые и ненаблюдаемые линии с малым

значением N_{HI} . Однако корреляция факторов κ и ζ_{cr} (при больших ζ_{cr} преимущественно образуются гало с меньшими массами и v_0) сглаживает их влияние.

3.3. Сравнение с карликовыми галактиками

На примере наблюдаемых спутников MW и M31 проверим, насколько рассмотренная модель воспроизводит их свойства. В этом случае линии поглощения образуются в газе, находящемся внутри гало ТМ с массами, сопоставимыми с массами спутников MW и M31. Для галактик с массой $M_{\text{gal}} \simeq (10^6 - 10^7) M_{\odot}$ наблюдаются следующие значения радиуса R_{gal} , лучевой скорости v_{gal} и плотности ρ_{gal} (Уолкер и др., 2009):

$$v_{\text{gal}} \simeq 10 \text{ км/с}, \quad \rho_{\text{gal}} \simeq 10^{-23} \text{ г/см}^3, \quad (19)$$

$$R_{\text{gal}} \simeq 1 \text{ кпк}.$$

В таких галактиках плотность барионов, ионизованных УФ-фоном и нагретых до температуры $T_4 \simeq 5\beta^2$, приводит к образованию линии поглощения с

$$n_b \simeq \frac{\rho_{\text{gal}}}{m_b} \frac{\Omega_b}{\Omega_m} \frac{v_{\text{gal}}^2}{b^2} \simeq 0.1/\beta^2, \quad (20)$$

$$N_{\text{HI}} \simeq 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2} \beta^{-7/2} l_0 / \Gamma_{12}.$$

Полученные значения лучевой концентрации N_{HI} характерны для систем, связанных с маломассивными галактиками (Вольф и др., 2005), для которых $l_0 \sim 1$, $\Gamma_{12} \sim 1$ и $\beta \sim 1$. Таким образом, предложенная модель работает в случае хорошо изученных маломассивных спутников MW и M31.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотренная в настоящей работе модель леса линий Ly_{α} связывает эти линии с водородом, заполняющим гало ТМ с массами $M_{\text{DM}} \leq (10^5 - 10^9) M_{\odot}$. Такие многочисленные маломассивные гало ТМ образуются в численных моделях (Тамлинсон и др., 2017; Нааб, Острайкер, 2017; Баллок, Бойлан-Колчин, 2017; Векслер, Тинкер, 2018), что обсуждается как “missing satellite problem” (Клыпин и др., 2015). Часть этих гало должна наблюдаться как линии леса.

Выше было показано, что наблюдаемые свойства линий леса тесно связаны со свойствами УФ-фона. Водород сильно ионизован фоновым УФ-излучением и нагрет до температуры, которая определяется спектром этого фона. При этом лучевая концентрация нейтрального водорода N_{HI} зависит от интенсивности УФ-фона и, тем самым, от свойств окружающих источников излучения. Так, в окрестности квазаров концентрация нейтрального

водорода подавлена, и линии Ly_{α} не наблюдаются (proximity effect).

Рассмотренная модель образования линий Ly_{α} качественно согласуется с интерпретацией систем линий поглощения тяжелых элементов, которые наблюдаются при пересечении луча зрения и галактики. Эта модель естественно объясняет отмеченные в разделе 2 наиболее яркие наблюдаемые особенности линий леса.

Так, слабая зависимость среднего расстояния между поглощающими объектами от красного смещения естественна для хаббловского расширения популяции ранее образованных стабильных гало ТМ. Слабая зависимость от красного смещения доплер-параметра объясняется слабой эволюцией спектра УФ-фона, определяющего температуру газа. Это справедливо также и для систем линий металлов, отождествляемых с галактиками. И, наконец, широкий диапазон наблюдаемых значений лучевой концентрации нейтрального водорода определяется совместным влиянием нескольких факторов, рассмотренных выше (18).

Полученные результаты подтверждают отмеченную ранее (Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020) многокомпонентность популяции поглощающих объектов, в которой часть линий поглощения относится к гало ТМ разной массы и возраста, а часть возникает в межгалактической среде (Болтон и др., 2022; Тонсен и др., 2017; Вилласенор и др., 2021; Моларо и др., 2022). Поэтому количество гало ТМ возрастает со временем. Гало ТМ могут входить в состав структурных элементов (филаментов), но при этом участвовать в (почти) свободном хаббловском расширении.

Таким образом, наблюдения линии Ly_{α} позволяют не только установить расположение гало ТМ, но и оценить свойства УФ-фона в том же месте. Учет вклада гало ТМ в лес линий Ly_{α} полезен и для корректировки измерений одномерного спектра возмущений (МакКуинн, 2016; Палан-Делабуэ и др., 2015; Давудбхой и др., 2018; Гарни и др., 2018). Тем не менее современные методы не позволяют достаточно надежно разделить линии Ly_{α} , относящиеся к гало ТМ, от редких линий, относящихся к межгалактической среде. Эти методы нуждаются в дальнейшем совершенствовании.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ свойств ~ 6000 линий леса Ly_{α} , наблюдаемых при красных смещениях $4.5 \geq z \geq 2$, показывает, что этот лес может быть образован поглощением излучения квазаров сильно ионизованным водородом, сосредоточенным в гало ТМ. В работе предложена физическая модель поглощающих объектов, позволяющая связать наблюдаемые

характеристики линий поглощения со свойствами гало ТМ и окружающего УФ-фона.

Показано, что доплер-параметр и температура газа определяются энергией инъекции, выделяемой при фотоионизации водорода, и зависят только от спектра окружающего УФ-фона. Медленная эволюция доплер-параметра во времени (см. табл. 2) подтверждает медленную эволюцию этого спектра. Широкая функция распределения доплер-параметра (см. рис. 1) характеризует разнообразие спектров источников УФ излучения при рассмотренных красных смещениях ($2 \leq z$).

Напротив, наблюдаемая лучевая концентрация N_{HI} (18) зависит не менее чем от четырех факторов, причем два относятся к свойствам гало ТМ (его масса и плотность), а два — к свойствам окружающего УФ-фона. Это чрезвычайно затрудняет интерпретацию наблюдений. Тем не менее, если заданы параметры УФ-фона, то рассмотренная модель по наблюдаемым параметрам (18) позволит выделить популяцию гало ТМ, связанных с линиями Ly_{α} , среди множества гало ТМ с массами $M_{DM} \leq (10^5 - 10^9) M_{\odot}$.

Для уверенного разделения линий, связанных с гало ТМ и с межгалактической средой, необходим анализ численных моделей при адекватном описании УФ-фона. Теоретическое описание рассмотренной проблемы совместно с численными моделями поможет продвинуться в понимании эволюции Вселенной после ионизации водорода при $z \sim 8-10$ и интерпретации спектров поглощения квазаров (Палан-Делабуэе и др., 2015; Давудбхой и др., 2018; Гарни и др., 2018).

Работа выполнена в рамках программы ФИАН ННГ 41-2020. Авторы признательны анонимным рецензентам за полезные замечания и обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аде и др. (Planck Collaboration, P. A. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Banday, R. Barreiro, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, 13 (2016).
2. Айзенштайн и др. (D. Eisenstein, I. Zehavi, D. Hogg, et al.), *Astrophys. J.* **633**, 560 (2005).
3. Баккал, Пиблз (J. Bahcal and J. Peebles), *Astrophys. J.* **156**, L7 (1969).
4. Баллок, Бойлан-Колчин (J. Bullock and M. Boylan-Kolchin), *Ann. Rev.* **55**, 343 (2017).
5. Блэк (J. Black), *MNRAS* **197**, 5538 (1981).
6. Боксенберг, Саргент (A. Boksenberg and W. Sargent), *Astrophys. LS* **218**, 7 (2015).
7. Болтон и др. (J. Bolton, E. Puchwein, D. Sijacki, M. Haehnelt, T.-S. Kim, A. Meiksin, J. Regan, and M. Viel), *MNRAS* **464**, 897 (2017).
8. Болтон и др. (J. Bolton, G. Prakash, M. Haehnelt, et al.), arXiv:2111.0960 (2022).
9. Векслер, Тинкер (R. Wechsler and J. Tinker), *Ann. Rev.* **56**, 435 (2018).
10. Вилласенор и др. (B. Villaseñor, B. Robertson, P. Madau, and E. Schneider), arXiv:2111.00019 (2021).
11. Вольф и др. (A. Wolfe, E. Gawiser, and J. Prochaska), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **43**, 861 (2005).
12. Гарни и др. (M. Garny, T. Konstandin, L. Sagunski, and S. Tulin), *J. Cosmolog. Astropart. Phys.* **09**, 011 (2018).
13. Гребенев С.А., Сюняев Р.А., *Письма в Астрон. журн.* **45**, 835 (2019) [S.A. Grebenev, R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **45**, 791 (2020)].
14. Давудбхой и др. (T. Dawoodbhoy, P. Shapiro, P. Ocvirk, et al.), *MNRAS* **480**, 1740 (2018).
15. Данфорс и др. (C. Danforth, B. Keeney, E. Tilton, J. Shull, J. Stocke, M. Stevans, M. Pieri, B. Savage, et al.), *Astrophys. J.* **817**, 111 (2016).
16. Демянский, Дорошкевич (M. Demiański and A. Doroshkevich), *MNRAS* **354**, 183 (2004).
17. Демянский и др. (M. Demiański, A. Doroshkevich, and V. Turchaninov), *MNRAS* **371**, 915 (2006).
18. Демянский, Дорошкевич (M. Demiański and A. Doroshkevich), *AAT* **30**, 185 (2017).
19. Демянский, Дорошкевич (M. Demiański and A. Doroshkevich), *Astron. Rep.* **62**, 859 (2018).
20. Демянский М., Дорошкевич А., Ларченкова Т., *Письма в Астрон. журн.* **46**, 383 (2020) [M. Demiański, A. Doroshkevich, and T. Larchenkova, *Astron. Lett.* **46**, 359 (2020)].
21. Зельдович (Ya. Zeldovich), *Astron. Astrophys.* **5**, 84 (1970).
22. Икеучи (S. Ikeuchi), *Astrophys. Space Sci.* **118**, 509 (1986).
23. Ирсики и др. (V. Irsic, M. Viel, T. Berg, V. D'Odorico, M. Haehnelt, S. Cristiani, G. Cupani, T.-S. Kim, et al.), *MNRAS* **466**, 4332 (2017).
24. Ирсики, МакКуинн (V. Irsic and M. McQuinn), *J. Cosmolog. Astropart. Phys.* **04**, 026 (2018).
25. Каплан С., Пикельнер С., *Межзвездная среда* (М.: Физматгиз, 1963).
26. Ким и др. (T.-S. Kim, A. Partl, R. Carswell, and V. Muller), *Astron. Astrophys.* **552**, A77 (2013).
27. Клыпин и др. (A. Klypin, I. Karachentsev, D. Makarov, and O. Nasonova), *MNRAS* **454**, 1798 (2015).
28. Комацу и др. (E. Komatsu, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **182**, 18 (2011).
29. МакКуинн (M. McQuinn), *Ann. Rev.* **54**, 313 (2016).
30. Мартинес-Дельгадо и др. (D. Martinez-Delgado, R. Lasker, M. Ssharina, E. Toloba, J. Fliri, R. Beaton, D. Valls-Gabaud, I. Karachentsev, et al.), *Astrophys. J.* **151**, 96 (2016).
31. Мейксин (A. Meiksin), *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1405 (2009).
32. Моларо и др. (M. Molaro, V. Irsic, J. Bolton, et al.), *MNRAS* **500**, 61 (2022).
33. Нааб, Острикер (T. Naab and J. Ostriker), *Ann. Rev.* **55**, 59 (2017).

34. Наварро и др. (J. Navarro, C. Frenk, and S. White), *MNRAS* **275**, 720 (1997), *Astrophys. J.* **490**, 493.
35. Палан-Делабуийе и др. (N. Palanque-Delabouille, C. Yèche, J. Baur, et al.), *J. Cosmolog. Astropart. Phys.* **11**, 011 (2015).
36. Рис (M. Rees), *MNRAS* **218**, 25 (1986).
37. Роман, Тражилло (J. Roman and I. Trujillo), *MNRAS* **468**, 703 (2017).
38. Рораи и др. (A. Rorai, G. Becker, M. Haehnelt, R.F. Carswell, J.S. Bolton, S. Cristiani, V. D'Odorico, G. Cupani, et al.), *MNRAS* **466**, 2690 (2017).
39. Росел и др. (A. Rosell, M. Rodrigues-Monroy, M. Сроссе, et al.), *MNRAS* **509**, 7 (2022).
40. Тамлинсон и др. (J. Tumlinson, M. Peebles, and J. Werk), *Ann. Rev.* **55**, 389 (2017).
41. Тегмарк, Залдаряга (M. Tegmark and M. Zaldarriaga), *Phys. Rev. D* **66**, 103508 (2002).
42. Тоннесен и др. (S. Tonnesen, B. Smith, J. Kollmeier, and R. Cen), *Astrophys. J.* **845**, 47 (2017).
43. Хаард, Мадау (F. Haardt and P. Madau), *Astrophys. J.* **746**, 125 (2012).
44. Шайе и др. (J. Schaye, T. Theuns, A. Leonard, and G. Efstathiou), *MNRAS* **310**, 57 (1999).
45. Ши и др. (D. Shi, X. Zheng, H. Zhao, et al.), arXiv:1708.00013 (2017).
46. Чен и др. (J. Cen, J. Miralda-Escudo, J. Ostriker, and M. Rauch), *Astrophys. J.* **437**, L9 (1994).
47. Уолкер и др. (M. Walker, M. Mateo, E. Olszewski, J. Penarrubia, N. Evans, and G. Gilmore), *Astrophys. J.* **704**, 1274 (2009).