

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

Отделение физики плазмы, атомной физики и астрофизики

Сектор теоретической астрофизики

На правах рукописи

ТЕЛИКОВА КСЕНИЯ НИКОЛАЕВНА

Научный доклад

**ИЗУЧЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В
МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОМ ВЕЩЕСТВЕ РАННЕЙ
ВСЕЛЕННОЙ МЕТОДАМИ АБСОРБЦИОННОЙ
СПЕКТРОСКОПИИ КВАЗАРОВ**

Направление: 03.06.01 — Физика и астрономия

Специальность: 1.3.1 — Физика космоса, астрономия

Санкт-Петербург — 2023

Научный руководитель: Балашев Сергей Александрович

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник сектора теоретической астрофизики ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Рецензенты:

Нестеренок Александр Владимирович

к. ф.-м. н., научный сотрудник лаборатории астрофизики высоких энергий ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Васильев Евгений Олегович

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник отдела теоретической астрофизики и космологии Астрокосмического центра ФИАН им. П.Н. Лебедева РАН

Оглавление

Общая характеристика научно-квалификационной работы	3
Актуальность исследования	3
Цель работы	4
Задачи, выполняемые в ходе работы	4
Научная и практическая значимость работы	4
Основные результаты	5
Апробация работы	6
Основное содержание работы	7
Формализм	8
Профиль Фойта	8
Зависимость температура-плотность для МГС	10
Данные наблюдений	13
Спектральный анализ данных	14
Прополка выборки от линий металлов	18
Статистический анализ выборки	18
Основные результаты	21
Джинсовское уширение $L\alpha$ линий	22
Ограничения на применимость классического формализма	23
Заключение	27
Список работ, опубликованных автором по теме исследования	29
Литература	30

Общая характеристика научно-квалификационной работы

Актуальность исследования

В рамках космологической модели Λ CDM хорошо известно, что межгалактическая среда (МГС) – это основной резервуар барионов во Вселенной, в особенности на больших красных смещениях ($z \sim 3$) [1, 2]. При этом тепловое состояние МГС определяется фоновым ионизирующим излучением сначала первых звёзд, а потом галактик и квазаров.

Несмотря на значительный прогресс в области физики МГС, современное понимание тепловой эволюции Вселенной далеко не исчерпывающее. Известны два ключевых события в тепловой истории Вселенной, меняющие соотношение между температурой и плотностью в МГС, – это повторная ионизация водорода H I (и одновременно с этим гелия He I) на $z \sim 6 - 8$ и повторная ионизация гелия He II на $z \sim 3 - 4$. Однако характерные красные смещения и длительности этих событий, как и в целом сценарии их протекания, всё ещё не достаточно хорошо известны и остаются предметом исследований. При этом параметры соотношения температура-плотность для МГС зависят как от красных смещений и длительности этих событий, так и от свойств фонового ультрафиолетового (УФ) излучения. Таким образом, определяя параметры зависимости температуры от плотности для МГС, а также их эволюцию с красным смещением из анализа наблюдений, можно получать ценную информацию о процессах, имевших место в эпоху реионизации Вселенной, что и обосновывает актуальность поставленной астрофизической задачи.

Цель работы

Исследование теплового состояния межгалактического вещества ранней Вселенной в эпоху реионизации гелия He II на красных смещениях $z \sim 2-4$.

Задачи, выполняемые в ходе работы

1. Разработка автоматической процедуры анализа одиночных линий $\text{Ly}\alpha$ леса в спектрах квазаров.
2. Анализ имеющегося архива наблюдений спектров квазаров и получение выборки абсорбционных систем $\text{Ly}\alpha$ леса в пространстве параметров лучевых концентраций и доплеровских уширений.
3. Статистический анализ полученной выборки и оценка теплового состояния МГС, а так же его эволюции с красным смещением.
4. Анализ возможных ограничений на формализм, широко используемый при определении теплового состояния МГС.

Научная и практическая значимость работы

Исследование физических условий в межгалактическом веществе на больших красных смещениях необходимо для понимания процессов, происходящих в ранней Вселенной. Определение эволюции плотности и температуры с красным смещением позволяет поставить ограничения на сценарии протекания процессов реионизации фоновым излучением, имевшие место, в том числе, и в эпоху зарождения первых звёзд, галактик и квазаров. Однако вопросы как о механизмах формирования этих объектов, так и о периоде их зарождения и характеристиках ионизирующего излучения до сих пор остаются открытыми. Для того, чтобы ответить на эти фундаментальные вопросы, необходимо тесное взаимодействие между аналитическими моделями, гидродинамическими расчётами процессов реионизации вещества и непосредственно наблюдениями физических условий в ранней Вселенной. Появление же в последнее десятилетие заметного количества

спектров квазаров высокого разрешения делает важным разработку автоматических методов анализа наблюдательных данных.

Данная работа посвящена разработке автоматического метода анализа $\text{Ly}\alpha$ леса в спектрах квазаров и получению наблюдательных ограничений на характеристики межгалактической среды.

Основные результаты

1. Разработана автоматическая процедура анализа одиночных линий $\text{Ly}\alpha$ леса в спектрах квазаров.
2. Проведён анализ имеющегося архива наблюдений спектров квазаров (98 спектров из архивов телескопов Keck и Very Large Telescope (VLT)) и получена выборка абсорбционных систем $\text{Ly}\alpha$ леса в пространстве параметров лучевых концентраций и доплеровских уширений.
3. Разработан статистический метод анализа распределения абсорбционных систем $\text{Ly}\alpha$ леса по лучевым концентрациям и доплеровским параметрам.
4. Проведён статистический анализ выборки и получена оценка на тепловое состояние межгалактического вещества и его эволюцию с красным смещением.
5. Показано, что дополнительный механизм уширения, связанный с наличием пространственной структуры филаментов МГС и пренебрегаемый в классическом формализме, может значительно влиять на определяемые параметры теплового состояния МГС.
6. Используя аналитический формализм, в котором минимальное уширение линий МГС определяется как тепловым движением атомов, так и космологическим расширением самих филаментов, оценён характерный размер филаментов МГС на красных смещениях $z = 1.6 - 4.3$.

7. Продемонстрировано, что пространственная неоднородность реионизации накладывает дополнительные ограничения на методы определения теплового состояния МГС. Необходима калибровка методов, основанных на минимальном уширении абсорбционных линий, по результатам моделирования, учитывающего неоднородный характер реионизации He II. В противном случае эти методы могут быть нечувствительны к процессам реионизации МГС. Тем не менее, такие методы могут использоваться для определения теплового состояния областей МГС, не затронутых реионизацией.

Апробация работы

Результаты научно-квалификационной работы получены в период с 2018 по 2022 гг. и опубликованы в 5 статьях в рецензируемых журналах. Основные результаты доложены на объединённых астрофизических семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также на всероссийских и международных конференциях: “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра” HEA-2018, 2019, 2021 (Москва), “Физика” 2018, 2019, 2020, 2021 (Санкт-Петербург), “Актуальные проблемы внегалактической астрономии” (Пушино, 2018, 2019), “Intergalactic interconnections” (Марсель, Франция, 2018) и “2022: Statistical methods for event data” (США, 2022).

Основное содержание работы

Квазары – активные ядра галактик – позволяют исследовать историю реионизации МГС. В спектрах квазаров филаментарная структура Вселенной, а именно содержащаяся там остаточная фракция нейтрального водорода, наблюдается в виде множества линий поглощения H I , или же так называемого $\text{Ly}\alpha$ леса (см. рис. 1). $\text{Ly}\alpha$ лес содержит в себе информацию о мелкомасштабной структуре и тепловой эволюции МГС. Получить эту ценную информацию возможно при помощи спектров квазаров высокого разрешения, снятых на крупных наземных оптических телескопах, таких как Кеэк и VLT.

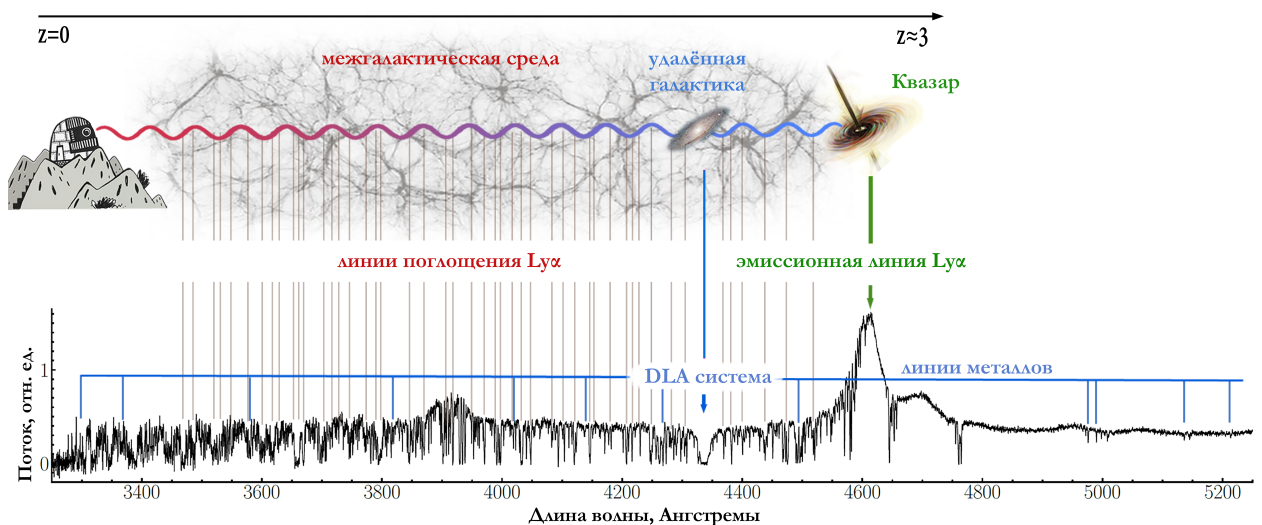


Рис. 1: Схематическое изображение образования линий поглощения в спектре квазара от межгалактического газа и галактик на луче зрения квазар-наблюдатель. Адаптировано из работы [3].

Для исследования физических условий в МГС, в частности зависимости температура-плотность, за последнее время в литературе предложено множество методов, основанных на различных свойствах $\text{Ly}\alpha$ леса. Среди них – анализ функции распределения потока [4], спектра мощности потока [5, 6], вейвлет-анализ $\text{Ly}\alpha$ леса [7, 8], анализ кривизны $\text{Ly}\alpha$ леса [9] и многие другие. Тем не менее, результаты, основанные на вышеупомянутых методах, до сих пор не вполне согласуются между собой. К примеру, неясно, существует

ли эпоха в истории реионизации Вселенной, для которой характерно инвертированное соотношение между температурой и плотностью, то есть эпоха, в которую менее плотные области МГС характеризовались более высокой температурой. В этой работе используется другой метод оценки физических условий в МГС, основанный на подгонке отдельных линий $\text{Ly}\alpha$ леса профилем Фойта [10, 11, 12, 13, 14]. Этот метод является наиболее прямым из вышеперечисленных, однако и он не лишён недостатков. В частности, имеется сильная зависимость результата подгонки линий $\text{Ly}\alpha$ леса многокомпонентным профилем Фойта от выбора скоростной структуры в облаке, то есть от количества и положения компонент. Кроме того линии тяжелых элементов (металлов) различной степени ионизации из межзвёздной среды могут попадать в область $\text{Ly}\alpha$ леса, что осложняет отождествление абсорбционных линий в спектре с линиями H I , возникающими в МГС. В данной работе при помощи оригинальной процедуры был проведён анализ $\text{Ly}\alpha$ леса на большом массиве архивных спектров квазаров, полученных на крупнейших наземных оптических телескопах. На основе полученной выборки абсорбционных систем $\text{Ly}\alpha$ леса было оценено тепловое состояние МГС на красных смещениях $z = 2 - 4$, а так же проведён анализ возможных ограничений используемого формализма.

Формализм

Профиль Фойта

Линии поглощения $\text{Ly}\alpha$ леса в спектрах квазаров (так же как и другие спектральные линии) обычно описывают профилем Фойта. В таком приближении профиль линии определяется оптической толщиной $\tau(\lambda)$, которая в системе отсчёта, связанной с поглощающим облаком, имеет следующий вид:

$$\tau(\lambda) = \sqrt{\pi} \frac{e^2}{m_e c} \frac{\lambda_{ik} f_{ik} N}{b} H(a, x) \equiv \tau_0 H(a, x), \quad (1)$$

где e и m_e – заряд и масса электрона, c – скорость света, λ_{ik} и f_{ik} – длина волны и сила осциллятора соответствующего перехода. Параметр b в выражении (1) представляет собой ширину распределения поглощающих

атомов по проекциям скоростей на луч зрения, а N – лучевую концентрацию поглощающих атомов. $H(a, x)$ – это функция Фойта, которая имеет вид

$$H(a, x) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(x-y)^2 + a^2} dy, \quad (2)$$

где $x = (\lambda - \lambda_{ik})/\Delta\lambda_D$, $\Delta\lambda_D = \lambda_{ik}b/c$, $a = \gamma_{ik}\lambda_{ik}/(4\pi b)$, а γ_{ik} – коэффициент затухания. Наблюдаемые на красном смещении z спектральные линии сдвигаются и уширяются вследствие космологического расширения, которое учитывается подстановкой $\lambda \rightarrow \lambda/(1+z)$ в выражение (1). Функция Фойта в выражении (2) представляет собой свёртку функций Лоренца и Гаусса, описывающих, соответственно, сечение связно-связных переходов и распределение проекций скоростей атомов водорода на луч зрения. Описание распределения поглощающих атомов по скоростям функцией Гаусса справедливо в случае теплового движения атомов. Помимо этого существует также турбулентное движение в МГС, которое часто описывается в пределе пренебрежимо малой корреляционной длины поля скорости крупномасштабных движений газа, то есть моделью микротурбулентности (см., например, [15]), в которой распределение скоростей атомов можно также описать функцией Гаусса. Стоит отметить, что коррелированные случайные поля скорости могут приводить к тому, что однородная МГС с учётом хаббловского расширения может также породить в спектре квазара структуру, внешне подобную Ly α лесу [16]. Так как учесть данный эффект не представляется возможным, далее мы будем пользоваться классическим приближением микротурбулентности. В этом случае распределение суммы тепловых и пекулярных скоростей, определяющееся свёрткой распределений слагаемых, также описывается функцией Гаусса.

Таким образом, для атомарного перехода с известными длиной волны λ_{ik} , силой осциллятора f_{ik} и коэффициентом затухания γ_{ik} профиль линии описывается всего тремя параметрами: шириной распределения атомов по проекциям скоростей b , лучевой концентрацией N и красным смещением абсорбционной системы z .

Наблюдаемый профиль в спектре представляет собой свёртку непоглощённого континуума фонового источника $I_c(\lambda)$, умноженного на профиль абсорбционной линии, с инструментальной функцией спектрального прибора G :

$$I_{\text{conv}}(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_c(\lambda') e^{-\tau(\lambda')} G(\lambda, \lambda') d\lambda'. \quad (3)$$

В случае оптических спектров инструментальная функция обычно симметрична, слабо зависит от положения в спектре, то есть $G(\lambda, \lambda') = G(\lambda - \lambda')$, и может быть аппроксимирована функцией Гаусса с шириной, соответствующей спектральному разрешению инструмента.

Зависимость температура-плотность для МГС

Считается, что после реионизации водорода H I на красном смещении $z \sim 6 - 8$ [17] зависимость температуры от плотности для МГС определяется балансом процессов фотоионизации и адиабатического охлаждения вследствие расширения Вселенной. Это приводит к тому, что температура и плотность МГС связаны следующим соотношением [18]:

$$T = T_0 \left(\frac{\rho}{\bar{\rho}} \right)^{\gamma-1} \equiv T_0 \Delta^{\gamma-1}, \quad (4)$$

где T_0 – температура для средней плотности Вселенной $\bar{\rho}$, Δ – плотность вещества, отнесённая к средней плотности. Зависимость (4) называется также эффективным уравнением состояния, истинное же уравнение состояния вещества, разумеется, соответствует идеальному газу. Вдали от неравновесных процессов фотоионизации МГС, показатель степени $\gamma - 1$ принимает равновесное значение ≈ 0.6 [18]. Параметры эффективного уравнения состояния, а также их эволюция с красным смещением могут служить в качестве индикаторов тех или иных процессов, проходящих во время реионизации МГС [19]. Оказывается, что получаемое из анализа большого числа спектров квазаров распределение линий Ly α леса в пространстве параметров (N, b) демонстрирует заметный контраст плотности при малых b . Этот эффект получил название нижней границы распределения линий Ly α ле-

са. Обычно считается, что эта граница связана с исключительно тепловым уширением спектральных линий [10]:

$$\min b(N) = b_{\text{th}} \equiv \sqrt{2k_{\text{B}}T/m}, \quad (5)$$

где k_{B} – постоянная Больцмана, m – масса атома водорода, тогда как для большинства линий в уширение вносит вклад как тепловое движение атомов среды, так и турбулентное. Положение нижней границы (N, b) распределения содержит в себе информацию об эффективном уравнении состояния межгалактического вещества. Это основывается на следующих соображениях. В предположении однородности ультрафиолетового фона, локального гидростатического равновесия в облаке, а также равенства характерного размера облака джинсовской длине, лучевая концентрация нейтрального водорода в абсорбционной системе с плотностью ρ может быть записана в следующем виде [20]

$$N = 1.7 \times 10^{13} \frac{\Delta^{3/2}}{\Gamma_{-12}} \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{-0.22} \left(\frac{1+z}{3.4} \right)^{9/2} \text{ cm}^{-2}, \quad (6)$$

где Γ_{-12} – скорость ионизации водорода в единицах 10^{-12} s^{-1} . Числовой коэффициент перед выражением (6) зависит от соотношения характерного размера облака и джинсовской длины. Скорость ионизации водорода зависит от свойств ультрафиолетового фонового излучения и обычно определяется из наблюдений средней оптической толщины $\text{Ly}\alpha$ леса, предполагая некоторые фиксированные значения параметров эффективного уравнения состояния МГС, или же рассчитывается для определенной модели ультрафиолетового фонового излучения. При выводе выражения (6) и далее используется скорость рекомбинации водорода $R(T) = 4 \times 10^{-13} (T/10^4 \text{ K})^{-0.72} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [21].

Согласно формулам (4)–(6), зависимость параметра теплового уширения спектральной линии от лучевой концентрации нейтрального водорода в поглощающем облаке имеет степенной вид:

$$b_{\text{th}} = b_0 \left(\frac{N}{10^{12} \text{ cm}^{-2}} \right)^{\xi-1} \left(\frac{1+z}{3.4} \right)^{-9(\xi-1)/2}, \quad (7)$$

где b_0 – нормировочная константа, зависящая от T_0 и Γ_{-12} :

$$b_0 = 12.8 \left(\frac{\Gamma_{-12}}{17} \right)^{\xi-1} \left(\frac{T_0}{10^4 \text{ K}} \right)^{1/2+0.22(\xi-1)} \text{ км с}^{-1} \quad (8)$$

При этом степенные индексы в выражениях (4) и (7) связаны следующим образом:

$$\xi - 1 = \frac{\gamma - 1}{3 - 0.44(\gamma - 1)}. \quad (9)$$

Таким образом, определяя положение нижней границы распределения абсорбционных систем в пространстве параметров (N, b) для разных диапазонов красных смещений, можно делать выводы о тепловой эволюции межгалактического вещества, в частности о $\gamma(z)$, $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$. Стоит отметить, что наклон нижней границы распределения (N, b) однозначно определяется степенным параметром γ и не зависит от числового коэффициента в выражении (6). В свою очередь $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$ определяются свободным параметром нижней границы b_0 и зависят от реального соотношения между характерным размером облака и джинсовской длиной. Более того, выражение (8) позволяет оценить определённую комбинацию $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$, но не сами параметры по-отдельности. Чтобы избавиться от вырождения по $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$, необходимы дополнительные ограничения на данные параметры. В качестве физически обоснованных ограничений на $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$ могут служить измерения эффективной оптической толщи $\text{Ly}\alpha$ леса, то есть усредненной по множеству лучей зрения оптической толщи $\text{Ly}\alpha$ переходов.

Эффективную оптическую толщину можно выразить через локальную оптическую толщину τ и функцию распределения плотности газа $P(\Delta, z)$ [22]:

$$\tau_{\text{eff}}(z) = -\ln \left[\int_0^\infty P(\Delta, z) e^{-\tau(z)} d\Delta \right]. \quad (10)$$

Локальная оптическая толщина в приближении Ганна-Петерсона имеет вид [23]:

$$\tau = \frac{\pi e^2 f}{m_e \nu} \frac{1}{H(z)} \frac{R(T)}{\Gamma} n_{\text{HII}} n_e, \quad (11)$$

где ν – это частота, а f сила осциллятора H I Ly α перехода, $n_{\text{H II}}$ и n_e – соответственно, плотность протонов (ионизованного водорода H II) и электронов, $H(z)$ – параметр Хаббла. Таким образом, зная $P(\Delta, z)$, можно оценить комбинацию $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$, отличную от той, которая следует из анализа профилей отдельных линий Ly α леса, то есть из формул (6)–(9).

Одним из возможных способов оценки функции распределения газа является гидродинамическое моделирование Ly α леса. В данной работе используется аналитическая модельная функция распределения газа из работ [24, 22], которая хорошо описывает результаты гидродинамического моделирования:

$$P(\Delta, z) = A \exp\left(-\frac{(\Delta^{-2/3} - C_0)^2}{2(2\delta_0/3)^2}\right) \Delta^{-\zeta}, \quad (12)$$

Подгоночные параметры A , C_0 , ζ и δ_0 в выражении (12) и значения эффективной оптической толщины в работе [22] приведены для нескольких значений красного смещения, далее будет использоваться их интерполяция.

Таким образом, комбинация уравнений (6)–(12) с измерениями средней непрозрачности Ly α леса, позволяет оценить как параметры эффективного уравнения состояния МГС, T_0 и γ , так и скорость ионизации водорода Γ .

Данные наблюдений

В первой части работы отобрано и проанализировано 47 оптических спектров квазаров высокого разрешения ($R \sim 36000 - 72000$), взятых из базы данных телескопа Keck KODIAQ¹ [25]. Спектры получены при помощи спектрографа высокого разрешения HIRES на телескопе Keck-I. Результаты последних двух разделов, посвященных анализу дополнительного механизма уширения абсорбционных линий МГС, основаны на совместном анализе 47 спектров из базы данных KODIAQ и 51 спектра квазаров высокого разрешения ($R \sim 45000$), взятых из базы данных телескопа VLT SQUAD² [26]. Последние спектры получены при помощи спектрографа вы-

¹Keck Observatory Database of Ionized Absorption toward Quasars

²The UVES Spectral Quasar Absorption Database

сокого разрешения UVES. Все спектры имеют высокое отношение сигнала к шуму ($\text{SNR} \sim 20 - 250$). Красное смещение абсорбционных систем Ly α леса в отобранных спектрах $z \sim 2 - 4$.

Спектральный анализ данных

Общепринятым методом анализа линий Ly α леса является многокомпонентный анализ, например, при помощи программы VPFIT [27]. Для этого предполагается, что отдельные компоненты образуются в пространственно не связанных областях и каждая из компонент описывается профилем Фойта (с различными значениями N , b и z). Однако, покомпонентное разложение таких профилей поглощения, то есть выбор скоростной структуры поглощающего облака МГС, является нетривиальной обратной задачей, которая может привести к неоднозначным и необъективным результатам. Во избежание этих сложностей, данная работа сосредоточена на анализе линий Ly α с простой структурой, то есть с одной доминирующей компонентной. Более того, аналитический подход, описанный в предыдущем разделе, по определению напрямую применим лишь к отдельным филаментам МГС, не зависящих от наличия соседних филаментов.³ Поэтому выбор одиночных линий для анализа в рамках используемого формализма естественен.

Была разработана оригинальная процедура для поиска линий леса Ly α с простой однокомпонентной структурой в спектрах квазаров и определения параметров этих линий, как подробно описано тут [28, 29]. Для поиска линий Ly α леса в спектре каждого квазара с красным смещением z_{QSO} выбиралась область длин волн между эмиссионными линиями Ly α и Ly β . Верхняя граница области анализа λ_{red} смещалась в сторону от эмиссионной линии Ly α на $v_{\text{red}} = 3000 \text{ km s}^{-1}$, то есть $\lambda_{\text{red}} = \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1 + z_{\text{red}}) = \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1 + z_{\text{QSO}})(1 - v_{\text{red}}/c)$. Это смещение необходимо, чтобы исключить попадание в область анализа как широких линий поглощения, связанных с квазаром, так и линий Ly α леса, образующихся в непосредственной близости к квазару и поэтому, возможно, испытывающих его влияние. Аналогич-

³Наличие соседних филаментов может свидетельствовать об областях с богатой космологической структурой и, как следствие, повышенной плотностью ионизирующих источников, приводящих к более высокому УФ фону, чем средний.

ным образом положение нижней границы λ_{blue} выбранного диапазона длин волн определяется выражением $\lambda_{\text{blue}} = \lambda_{\text{Ly}\beta}(1 + z_{\text{blue}})$, где $\lambda_{\text{Ly}\beta} = 1025,72 \text{ \AA}$ — длина волны линии $\text{Ly}\beta$ в системе покоя, а z_{blue} определяется с помощью смещения в на $v_{\text{blue}} = -2000 \text{ км с}^{-1}$. Это гарантирует исключение линий $\text{Ly}\beta$ от потенциальных абсорбционных систем с отрицательными пекулярными скоростями в системе покоя квазара. Полученная область поиска должна содержать только линии поглощения $\text{Ly}\alpha$ с некоторой примесью линий металлов. Пример спектра и соответствующая область поиска показаны на верхней панели рис. 2.

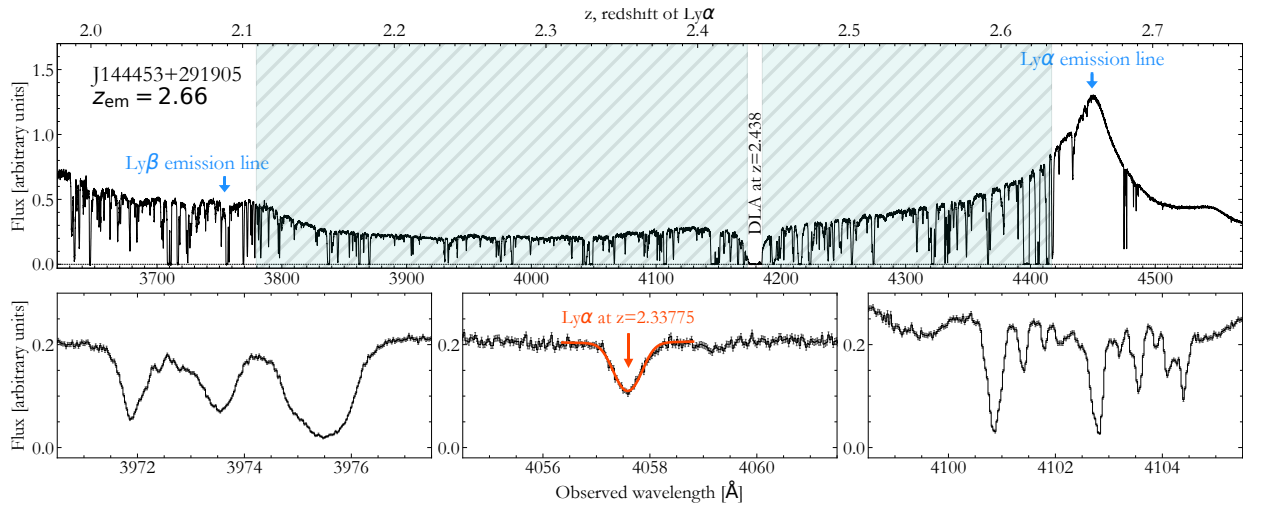


Рис. 2: Спектр квазара J144453+291905, полученный с помощью HIRES на телескопе Кекс. Спектр показан черными линиями на панелях. Спектр не нормализован по потоку. *Верхняя панель:* часть спектра, содержащая $\text{Ly}\alpha$ лес. Заштрихованной областью показан диапазон длин волн (то есть диапазон красных смещений, см. метки на верхней оси), расположенный между эмиссионными линиями квазара $\text{Ly}\alpha$ и $\text{Ly}\beta$, используемый для анализа $\text{Ly}\alpha$ леса. *Левая нижняя панель:* пример сложной линии $\text{Ly}\alpha$ леса, состоящей из нескольких отдельных перекрывающихся линий поглощения. *Центральная нижняя панель:* пример простой однокомпонентной линии $\text{Ly}\alpha$ леса. Красной линией показан профиль Фойта, аппроксимирующий линию поглощения $\text{Ly}\alpha$ на $z \sim 2.33775$. *Правая нижняя панель:* пример профиля линий металлов, в данном случае являющимися линиями поглощения Si II $\lambda 1193 \text{ \AA}$ от системы ДЛА на $z \sim 2.4366$ (дэмпфированная линия поглощения $\text{Ly}\alpha$ видна на верхней панели на $\sim 4180 \text{ \AA}$).

Поиск $\text{Ly}\alpha$ линий осуществлялся в ограниченном пространстве параметров (N, b) , которое содержит ожидаемое положение нижней границы распределения для выбранных диапазонов красных смещений. Нижний предел для b был выбран равным 10 км с^{-1} , так как при меньших b большинство линий принадлежат спектральным переходам в различных металлах, а не $\text{Ly}\alpha$ лесу. Верхний предел для b и нижний предел для N были

выбраны, чтобы избежать проблем с идентификацией широких и/или слабых линий. Верхний предел для $\log N[\text{см}^{-2}]$ был равным 14.5, так как число линий с большими N мало (из-за степенного распределения абсорбционных систем HI по N), а также из-за нетривиальности анализа сильно насыщенных линий (с $\tau_0 \gg 1$). Для каждого спектра генерировались синтетические линии $\text{Ly}\alpha$ на плотной сетке из N и b , где шаги сетки оценивались с учетом разрешения и отношения сигнала к шуму в спектре на основе формализма матрицы Фишера.

Для каждой точки (z, N, b) в пространстве параметров рассчитывалась функция правдоподобия \mathcal{L} – вероятность реализации спектра при заданном профиле в предположении гауссовского распределения неопределённостей потока⁴:

$$2 \ln \mathcal{L} \equiv -\chi^2 = -\sum_{i=1}^n \left(\frac{y_i - I_{\text{conv}}(\lambda_i)}{\sigma_i} \right)^2, \quad (13)$$

где y_i – поток в спектральных пикселях на заданной длине волны λ_i с погрешностями измерения σ_i . Сумма проводилась по всем пикселям, выбранным для сравнения наблюдаемого спектра с модельным профилем линии поглощения I_{conv} из формулы 3, где инструментальная функция выбрана согласно разрешению спектра.

Для каждой точки (z, N, b) на сетке параметров пиксели выбирались на основе профиля модели, используя 4 маски, позволяющие включить в анализ частично блендрованные линии. Это было сделано для того, чтобы увеличить выборку $\text{Ly}\alpha$ линий. Маски выбирались следующим образом:

$$M = \begin{cases} \tau(\lambda) > 0.05, \\ \tau(\lambda) > 0.05, \lambda > \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1+z) \text{ and } e^{-\tau(\lambda)} > e^{-\tau_0}/2, \lambda < \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1+z), \\ \tau(\lambda) > 0.05, \lambda < \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1+z) \text{ and } e^{-\tau(\lambda)} > e^{-\tau_0}/2, \lambda > \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1+z), \\ e^{-\tau(\lambda)} > e^{-\tau_0}/3, \end{cases} \quad (14)$$

⁴Здесь не учитывается, что соседние пиксели в спектре могут коррелировать.

где $\tau(\lambda)$ соответствует профилю модели в некоторой точке (z, N, b) , а τ_0 – оптическая толщина в центре линии. Использование таких масок позволяет включить в анализ линии, частично блендированные в синем или красном крыльях (соответственно, вторая и третья маски в выражении (14)) или одновременно в обоих крыльях (четвертая маска в выражении (14)). Одиночная неблендированная линия хорошо описывается первой маской в выражении (14). Эти четыре маски и примеры подобранных линий показаны на рис. 3.

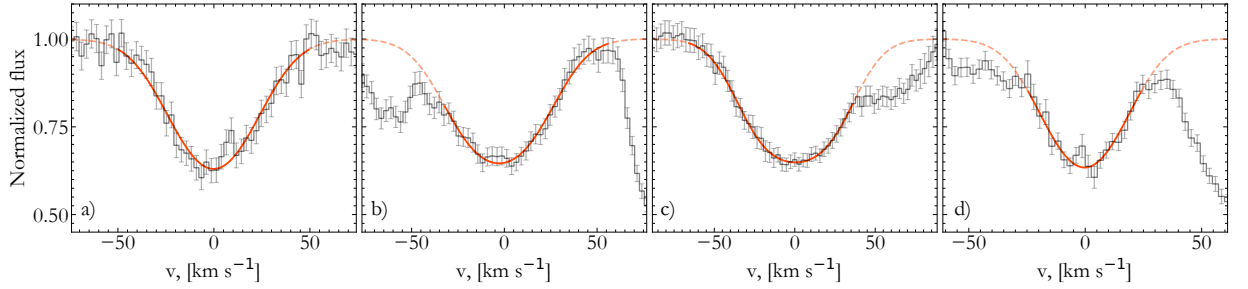


Рис. 3: Маски, используемые в спектральном анализе. Пунктирными и сплошными красными линиями показаны полный и маскированный профили, соответственно, наложенные на примеры частично блендированных линий $\text{Ly}\alpha$ из реального спектра (показан серым). Панели a)–d) соответствуют четырем маскам в выражении (14).

Для каждой маски на сетке параметров (z, N, b) считался локальный максимум функции правдоподобия, удовлетворяющий критерию $\chi_{\text{red}}^2 \equiv \chi^2/\text{dof} < \chi_{\text{thres}}^2$, где $\text{dof} = n - 3$ и n - количество пикселей в профиле замаскированной линии. Таким образом отбирались линии, которые хорошо согласуются с профилем Фойта. Эмпирически было обнаружено, что пороговое значение $\chi_{\text{thres}}^2 = 3$ обеспечивает хороший компромисс между полнотой выборки (относительно выбора линий с простой структурой) и долей линий с плохой подгонкой.

После нахождения локальных максимумов, для каждой линии максимизировалась функция правдоподобия с выбранной маской. Неопределенности параметров линий оценивались для наилучших параметров подгонки как квадратные корни диагональных элементов ковариационной матрицы или же теоретически по матрице Фишера.

Для каждой потенциальной линии $\text{Ly}\alpha$, найденной вышеописанной процедурой, также проверялось, что соответствующие линии высших серий Лаймана (например, $\text{Ly}\beta$) не противоречат спектру. На заключительном

этапе для дальнейшего анализа были выбраны линии, которые имеют χ_{red}^2 для наилучших параметров подгонки в пределах 99% доверительного интервала распределения χ^2 с соответствующим числом степеней свободы, определяющимся количеством пикселей внутри маски.

Прополка Ly α леса от линий металлов

Хорошо известно, что линии H I можно перепутать с линиями поглощения различных металлов, попадающих в диапазон длин волн Ly α леса [например, 30, 13]. Поэтому перед анализом выборку линий Ly α леса необходимо “прополоть” от линий металлов, то есть исключить из выборки возможные линии металлов, возникающие от других абсорбционных систем, связанных с гало галактик на различных красных смещениях, попавших на луч зрения. Линии поглощения металлов обычно имеют сложную структуру, то есть в их профилях можно четко выделить несколько компонент, сдвинутых по скорости за счёт движений в гравитационном гало галактик. Преобладающее большинство линий поглощения металлов в спектрах квазаров представляет собой дублеты, такие как C IV $\lambda\lambda$ 1550,1548Å, Si IV $\lambda\lambda$ 1393,1402Å, Mg II $\lambda\lambda$ 2803,2796Å, а также линии металлов, ассоциированные с Демпфированными Ly α системами (ДЛА или DLA), суб-Демпфированными Ly α системами (суб-ДЛА или sub-DLA) и системами Лаймановского скачка (LLS). Идентификация линий металлов проводилась вручную (см. рис. 4).

Статистический анализ Ly α леса

Большинство методов анализа (N, b) распределения линий Ly α леса, известных в литературе, главным образом имеют своей целью определение положения нижней границы, используя информацию лишь о малой части (N, b) распределения⁵ [10, 32, 13]. В данной работе был разработан новый оригинальный статистический метод для анализа ограниченного наблюда-

⁵см., однако, работы Ricotti et al. [31], Hiss et al. [14]

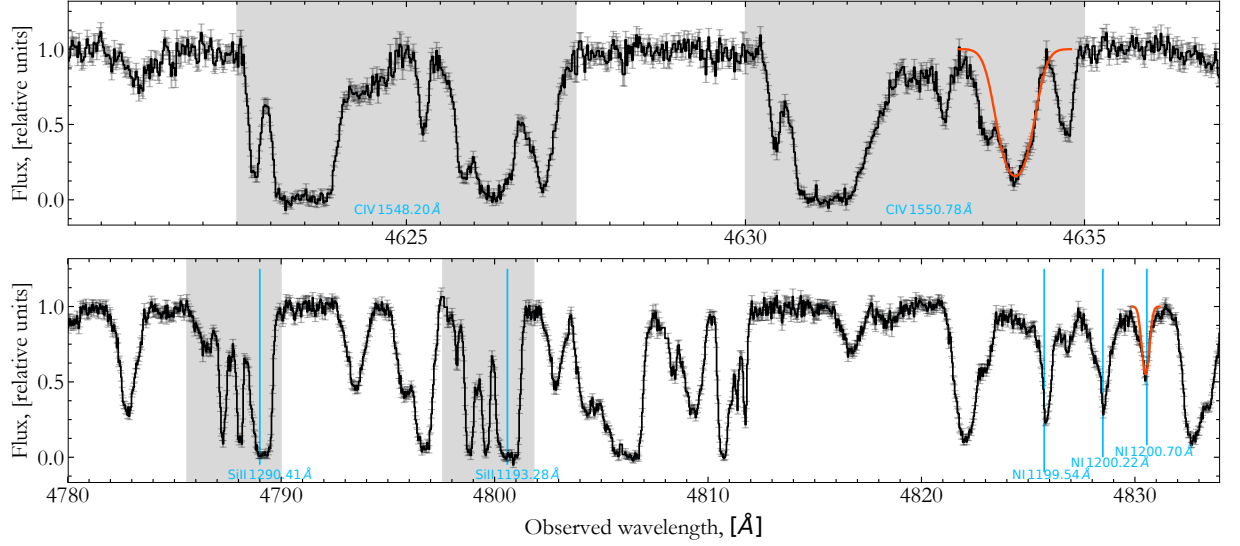


Рис. 4: *Верхняя панель:* Часть спектра квазара, содержащая дублет C IV на $z \sim 1.987$. Хорошо видно, что линии дублета имеют одинаковую структуру скоростей (протяженность которой $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$), что делает возможной его достоверную идентификацию. *Нижняя панель:* Часть спектра квазара, содержащая линии металлов, связанных с системой ДЛА на $z \sim 3.0229$. На обеих панелях ложноположительно идентифицированные линии $\text{Ly}\alpha$ показаны красными кривыми.

емого (N , b) распределения путём его аппроксимации модельной функцией распределения [28, 29].

В полное уширение линии вносит вклад как тепловое уширение, так и дополнительные уширения нетепловой природы. Если пренебречь космологическим расширением филаментов МГС (влияние этого допущения будет исследовано в последних двух разделах), дополнительное уширение линий в основном связано с пекулярными движениями внутри облака, возникающими либо в результате турбулентных движений, либо в результате проекционных эффектов. Предполагая, что это уширение – гауссово с параметром b_{add} , и что тепловые и пекулярные движения не коррелированы, можно записать полное уширение в виде

$$b^2 = b_{\text{th}}^2 + b_{\text{add}}^2. \quad (15)$$

Предполагая, что N и b_{add} – независимые случайные величины, совместную 2D плотность вероятности распределения линий $\text{Ly}\alpha$ леса по N и

b можно записать как

$$f(N, b) = \int f_N(N) f_{\text{add}}(b_{\text{add}}) \delta \left(b - \sqrt{b_{\text{th}}^2 + b_{\text{add}}^2} \right) db_{\text{add}}, \quad (16)$$

где $f_N(N)$ и $f_{\text{add}}(b_{\text{add}})$ – это функции распределения линий $\text{Lu}\alpha$ леса по N и b_{add} соответственно. Распределение линий $\text{Lu}\alpha$ леса по лучевым концентрациям хорошо изучено в широком диапазоне красных смещений и имеет степенную форму $f_N(N) \propto N^\beta$ [см., например, 33, 30, 34]. Распределение линий $\text{Lu}\alpha$ леса по дополнительному уширению $f_{\text{add}}(b_{\text{add}})$, вообще говоря, неизвестно, и в данной работе предполагалось, что оно имеет степенную форму $\propto b_{\text{add}}^p$. Эмпирический вывод формы распределения b_{add} подробно описан в работе [35].

Функция правдоподобия, которая характеризует вероятность наблюдения i -ой $\text{Lu}\alpha$ линии с параметрами (N_i, b_i) из распределения (16) должна учитывать как ошибки измерений, так и эффекты селекции, возникающие из-за ограниченности выборки. Функция правдоподобия, удовлетворяющая вышеперечисленным требованиям, имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{data}}(N_i, b_i) = \frac{\int f(\tilde{N}, \tilde{b}) \exp\left(-\frac{(\tilde{N}-N_i)^2}{2\sigma_{N_i}^2}\right) \exp\left(-\frac{(\tilde{b}-b_i)^2}{2\sigma_{b_i}^2}\right) d\tilde{N} d\tilde{b}}{\int f(\tilde{N}, \tilde{b}) I(N, b) \exp\left(-\frac{(\tilde{N}-N)^2}{2\sigma_{N_i}^2}\right) \exp\left(-\frac{(\tilde{b}-b)^2}{2\sigma_{b_i}^2}\right) dN db d\tilde{N} d\tilde{b}}, \quad (17)$$

где σ_{N_i} и σ_{b_i} ошибки измерений N и b , а $I(N, b)$ – индикаторная функция, принимающая значение 1, если пара (N, b) лежит внутри границ выборки, и 0 – если нет.

Такая функция, тем не менее, не учитывает возможное наличие в выборке неотожествлённых (вследствие блендирования с линиями $\text{Lu}\alpha$ леса) на этапе прополки линий металлов, а так же $\text{Lu}\alpha$ систем с пекулярными физическими условиями вследствие, например, неоднородности ультрафиолетового фона. Такие системы в рамках вышеописанной модели являются статистическими выбросами.

Для того, чтобы учесть возможное наличие статистических выбросов, в данной работе использовался метод одновременного моделирования рас-

пределения истинных систем HI и распределения статистических выбросов, как это описано в работе [36].

В таком приближении полная функция правдоподобия имеет вид

$$\mathcal{L} = \prod_i [(1 - P_b)\mathcal{L}_{\text{data}}(N_i, b_i) + P_b\mathcal{L}_{\text{out}}(N_i, b_i)], \quad (18)$$

где L_{out} – функция правдоподобия для статистических выбросов, а P_b – вероятность того, что случайная точки из выборки является статистическим выбросом. В данной работе распределение статистических выбросов было выбрано эмпирически и являлось равномерным. Параметры распределений линий L_{α} леса и статистических выбросов определялись в рамках байесовского подхода с помощью метода Монте-Карло по схеме марковских цепей с использованием пакета emcee [37].

Основные результаты

Полученная выборка линий L_{α} леса в пространстве параметров (N, b) была поделена на 6 диапазонов по красному смещению, содержащих примерно одинаковое количество L_{α} линий. Все параметры модели подгонялись отдельно в каждом диапазоне по красному смещению. Определенная из анализа эволюция параметров зависимости температура-плотность (выражение 4) показана на рис. 5 и 6. Измерения γ хорошо согласуются с результатами из литературы [13, 11]. В четырех из шести диапазонах по z мы видим, что $\gamma - 1$ как минимум на 2σ ниже асимптотического значения 0.6. Это можно объяснить реионизацией He II при $z \gtrsim 3$. Кроме того, $T_0(z)$ (рис. 6) достигает значений $(2 - 3) \times 10^4$ K, что также согласуется с реионизацией He II [39, 19]. Однако неопределенности измерений $T_0(z)$ достаточно велики, поэтому сделать однозначные выводы о характере её эволюции с z представляется затруднительным. Таким образом, результаты данного раздела указывают на реионизацию He II при $z \gtrsim 3$. На рис. 5 и 6 также показаны модельные кривые из работы [19], посчитанные с учетом реионизации He II (синие сплошные линии) и без реионизации He II (красные пунктирные линии). Видно, что сплошная кривая согласуется с данными

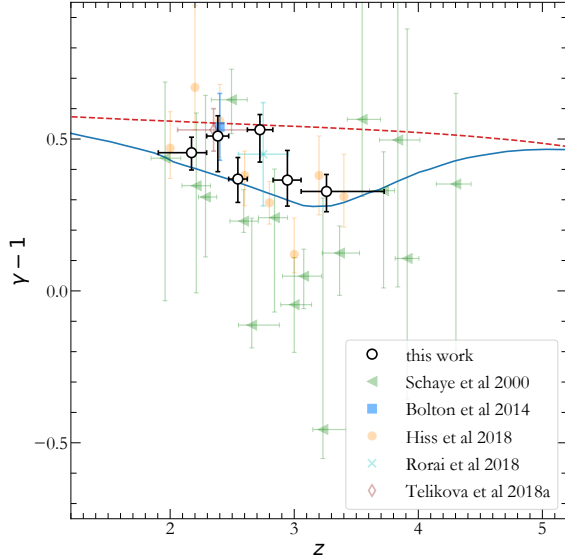


Рис. 5: Эволюция степенного индекса $\gamma - 1$ с красным смещением z . Незаполненными кружками показаны результаты данной работы. Остальными символами показаны измерения, взятые из литературы [11, 32, 13, 38, 28]. Сплошной и штриховой линиями показаны модели из [19] с учетом и без учета реионизации He II соответственно.

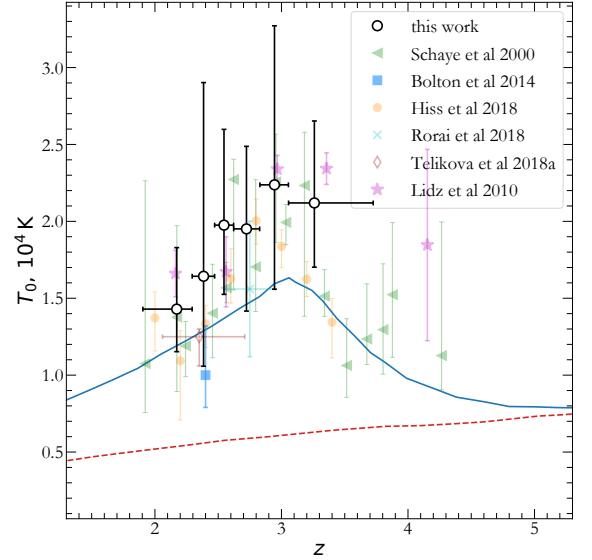


Рис. 6: Эволюция температуры при средней плотности T_0 с красным смещением z . Незаполненными кружками показаны результаты данной работы. Остальными символами показаны измерения, взятые из литературы [11, 32, 13, 38, 28, 7]. Сплошной и штриховой линиями показаны модели из [19] с учетом и без учета реионизации He II соответственно.

гораздо лучше, чем штриховая кривая. Однако, стоит оговориться, что приведенные модели не являются полностью независимыми от данных наблюдений, так как в работе [19] результаты моделирования подгонялись к доступным в литературе измерениям температуры МГС из работ [9] и [40].

Джинсовское уширение $\text{Ly}\alpha$ линий

В предыдущих разделах было использовано стандартное приближение, в рамках которого минимальное уширение $\text{Ly}\alpha$ линий имеет исключительно тепловую природу за счёт теплового движения атомов H I в поглощающем облаке. Однако пренебрежение пространственной структурой филаментов МГС может привести к дополнительным неопределённостям при измерении параметров теплового состояния газа [41, 42, 43]. Оказывается, что конечная протяженность филаментов МГС увеличивает минимальное уширение линий поглощения за счет космологического расширения самих филаментов (так называемое джинсовское уширение). Ранее в литературе этот вопрос исследовался только на синтетических спектрах $\text{Ly}\alpha$ леса. В

данном разделе на большом массиве наблюдательных данных исследовалось влияние учёта джинсовского уширения на определяемые параметры теплового состояния МГС. В формализме, описанном в работах [42, 43], минимально возможное уширение линий МГС определяется двумя слагаемыми

$$b_{\min}^2 = \frac{2k_{\text{B}}T}{m} + f_{\text{J}}^2 \left(\frac{\lambda_{\text{J}}H(z)}{2\pi} \right)^2, \quad (19)$$

где λ_{J} – джинсовская длина (которая зависит от таких параметров среды как T , Δ и др.), а f_{J} – масштабный параметр, связывающий джинсовскую длину с характерным размером филаментов МГС [42]. При этом джинсовское уширение доминирует при малых Δ (и, следовательно, малых N), тогда как тепловое уширение – при больших Δ . Таким образом, параметр γ из выражения 4, определяемый в данном формализме наклоном *тепловой компоненты* нижней границы, зависит, в основном, от распределения систем $\text{Ly}\alpha$ с относительно высокими лучевыми концентрациями H I . Учитывая, что количество систем $\text{Ly}\alpha$ уменьшается степенным образом с ростом N , для количественной оценки влияния учета джинсовского уширения на измеряемые параметры теплового состояния газа было необходимо увеличить выборку линий $\text{Ly}\alpha$ леса. Поэтому в данном разделе для анализа использовался увеличенный массив данных из 98 спектров квазаров⁶. Полученная выборка была поделена на 4 диапазона по красному смещению, содержащих примерно одинаковое количество $\text{Ly}\alpha$ линий. Так же, как и в предыдущем разделе, все параметры модели определялись методом Монте-Карло отдельно в каждом диапазоне по красному смещению.

Ограничения на применимость классического формализма

Результаты анализа представлены на рис. 7, где сплошными красными кривыми показаны посчитанные нижние границы (N, b) распределений. Зелеными и синими пунктирными кривыми показан, соответственно, вклад теплового и джинсовского уширений. Как можно заключить из рис. 7, джинсовское уширение вносит заметный вклад в минимальное уширение

⁶Несмотря на то, что результаты предыдущего раздела получены на меньшем массиве спектров, было проверено, что данные результаты согласуются с анализом большего массива спектров при использовании то же самого формализма.

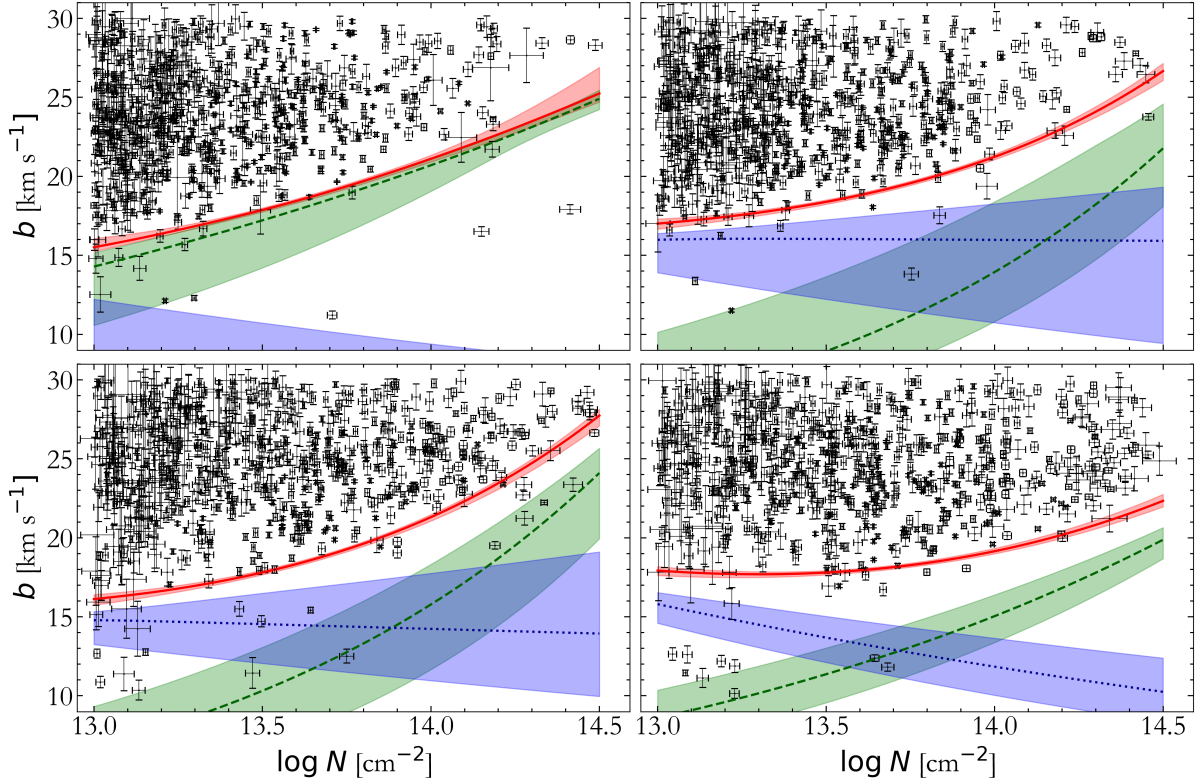


Рис. 7: Распределения (N, b) $\text{Ly}\alpha$ линий в четырех диапазонах по красному смещению со средними красными смещениями 2.2 (вверху слева), 2.5 (вверху справа), 2.8 (внизу слева) и 3.3 (внизу справа). Точками показаны линии $\text{Ly}\alpha$ из 98 спектров квазаров высокого разрешения. Посчитанные нижние границы (N, b) распределений показаны сплошными красными кривыми (с соответствующими 68-процентными доверительными интервалами, показанными красными областями). Зелеными и синими пунктирными кривыми показан, соответственно, вклад теплового и джинсовского уширений (с соответствующими 68-процентными доверительными интервалами, показанными зелеными и синими областями).

линий во всем исследуемом диапазоне лучевых концентраций. Это означает, что учёт джинсовского уширения и предположение о фиксированном масштабном коэффициенте f_J ⁷ может существенно влиять на измеряемые параметры теплового состояния газа.

Апостериорные распределения параметров соотношения температура-плотность, а также параметров Γ и f_J , показаны на рис. 8. Видно, что параметры сильно скоррелированы между собой, а двумерные апостериорные распределения параметров имеют сложную форму. Несмотря на это, можно заключить, что то для всех диапазонов по красному смещению $T_0 < 10\,000$ К. Для моделей с постоянными $\Gamma(z)$ и $f_J(z)$ при $z < 6$ зависимость $T_0(z)$ имеет пик на красных смещениях, соответствующих ожи-

⁷Масштабный фактор $f_J = 1$ в большинстве предыдущих исследований, см., однако, [14].

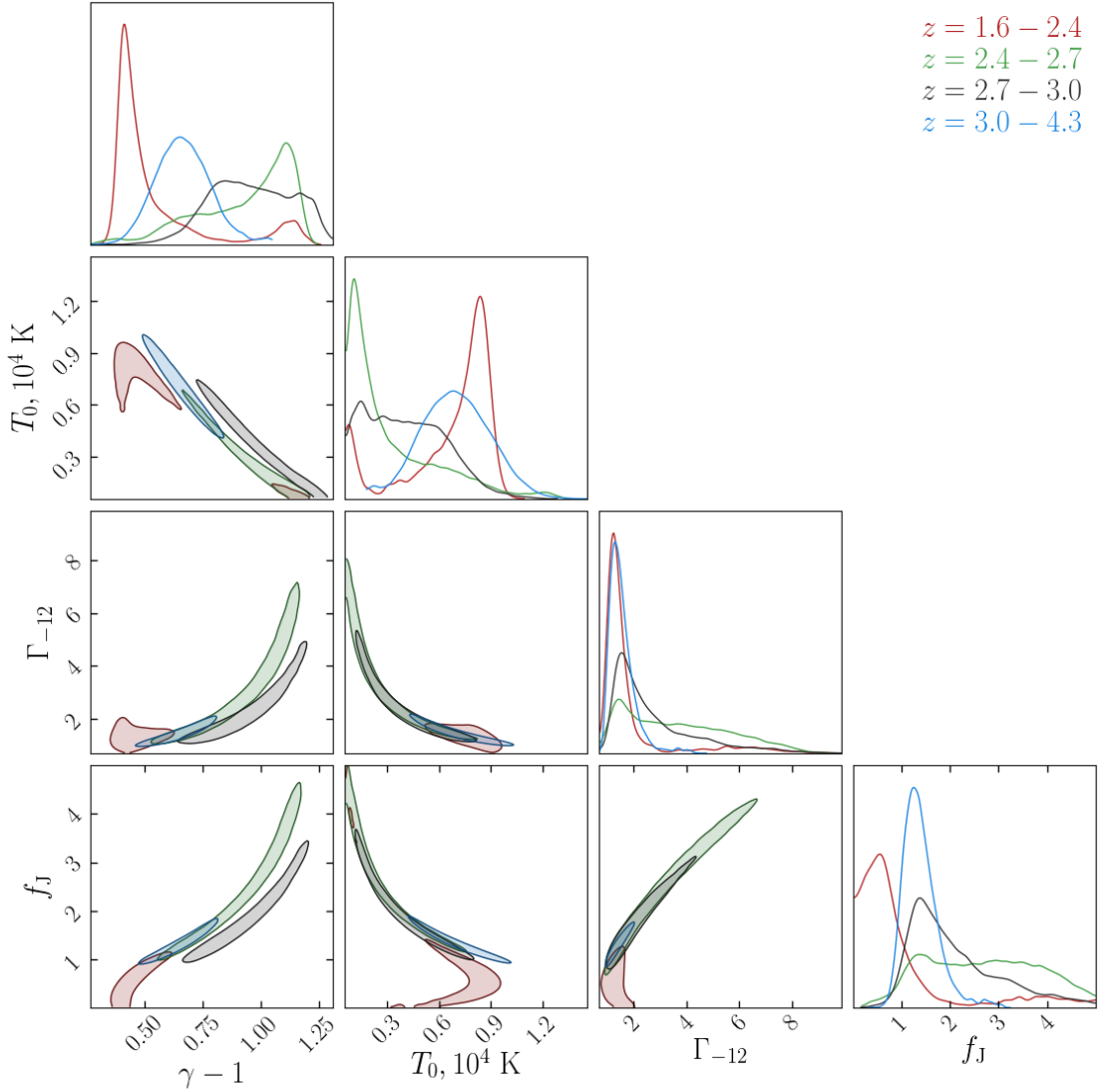


Рис. 8: Апостериорные распределения параметров соотношения температура-плотность $\gamma - 1$ и T_0 , скорости фотоионизации водорода Γ_{-12} и масштабного коэффициента f_J для четырех диапазонов по красному смещению.

даемой в моделировании реионизации He II. Амплитуда этого пика очень чувствительна к параметрам ионизирующего фонового излучения и обычно считается $\sim 20\,000$ K.

Возможное объяснение такого кажущегося несоответствия результатов данной работы с предсказаниям моделирования, учитывающим реионизацию He II при $z \sim 3$, может заключаться в неоднородном характере реионизации МГС. Действительно, недавно предложенная полуаналитическая модель [44] показывает, что образование ионизированных областей He III вокруг источников сильного ионизирующего излучения приводит к более сложной картине, где разные области МГС описываются разными

локальными параметрами T_0 и γ . В этом случае пока ионизованные области He III не начнут значительно перекрываться друг с другом, нижняя граница распределения (N, b) будет характеризоваться областями МГС, в которых He II ещё не реионизован, то есть областями с более низкими температурами, чем уже ионизированные области. (см. рис. 4 в [44]). Тем не менее, неоднородная реионизация, вероятно, не слишком сильно влияет на усредненную по лучам зрения температуру МГС. Однако представленная здесь модель, а также аналогичные предыдущие измерения, основанные на нахождении нижней границы распределения (N, b) , могут быть нечувствительны к областям реионизации He II. Поэтому такие методы могут оказаться непригодными для исследования непосредственно реионизации He II, по крайней мере без калибровок таких методов с учетом моделирования неоднородной реионизации МГС. Тем не менее, такие методы могут использоваться для определения теплового состояния областей МГС, не затронутых реионизацией He II.

Заключение

Основные результаты, полученные в научно-квалификационной работе:

1. Разработана автоматическая процедура анализа одиночных линий Лайман- α леса в спектрах квазаров.
2. Проведён анализ имеющегося архива наблюдений спектров квазаров (98 спектров из архивов телескопов Keck и VLT) и получена выборка абсорбционных систем Ly α в пространстве параметров лучевых концентраций и доплеровских уширений.
3. Разработан статистический метод анализа распределения абсорбционных систем Ly α по лучевым концентрациям и доплеровским параметрам.
4. Проведён статистический анализ выборки и получена оценка на тепловое состояние межгалактического вещества и его эволюции с красным смещением.
5. Показано, что дополнительный механизм уширения, связанный с наличием пространственной структуры филаментов МГС и пренебрегаемый в классическом формализме, может значительно влиять на определяемые параметры теплового состояния МГС.
6. Используя аналитический формализм, в котором минимальное уширение линий МГС определяется как тепловым движением атомов, так и космологическим расширением самих филаментов, оценён характерный размер филаментов МГС на красных смещениях $z = 1.6 - 4.3$.
7. Продемонстрировано, что пространственная неоднородность реионизации накладывает дополнительные ограничения на методы определения теплового состояния МГС. Необходима калибровка методов,

основанных на минимальном уширении абсорбционных линий, по результатам моделирования, учитывающего неоднородный характер реионизации He II. В противном случае эти методы могут быть нечувствительны к процессам реионизации МГС. Тем не менее, такие методы могут использоваться для определения теплового состояния областей МГС, не затронутых реионизацией.

Список работ, опубликованных автором по теме исследования

1. Telikova K. N., Shternin P. S., Balashev S. A., “Constraints on the temperature-density relation of the intergalactic medium with non-negligible absorber spatial structure”, J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 2103, article id 012028 (2021)
2. Telikova K. N., Shternin P. S., Balashev S. A., “Thermal state of the intergalactic medium at $z \sim 2 - 4$ ”, ApJ, Vol. 887, Issue 2, article id 205, 15 pp. (2019)
3. Telikova K. N., Balashev S. A., Shternin P. S., “Jeans smoothing of the Ly α forest absorption lines”, J. Phys.: Conf. Ser., Vol. 1400, article id 022024 (2019)
4. Telikova K. N., Balashev S. A., Shternin P. S., “Estimation of the temperature-density relation in the intergalactic medium at $z \sim 2 - 4$ via Ly α forest”, J. Phys.: Conf. Ser., Vol. 1135, article id 012010 (2018)
5. Telikova K. N., Balashev S. A., Shternin P. S., “Equation of state of the intergalactic medium in the early Universe”, J. Phys.: Conf. Ser., Vol. 1038, article id 012015 (2018)

Литература

1. Rauch Michael. The Lyman Alpha Forest in the Spectra of QSOs // Ann. Rev. Astron. Astroph.. — 1998. — Jan. — Vol. 36. — P. 267–316.
2. McQuinn Matthew. The Evolution of the Intergalactic Medium // Ann. Rev. Astron. Astroph.. — 2016. — Sep. — Vol. 54. — P. 313–362.
3. Balashev S. A., Noterdaeme P. Molecular hydrogen in absorption at high redshifts // Experimental Astronomy. — 2023. — Vol. 55, no. 1. — P. 223–239.
4. Lee K.-G. et al. IGM Constraints from the SDSS-III/BOSS DR9 Ly α Forest Transmission Probability Distribution Function // Astroph. J.. — 2015. — Vol. 799. — P. 196.
5. Rorai A. et al. Exploring the thermal state of the low-density intergalactic medium at $z = 3$ with an ultrahigh signal-to-noise QSO spectrum // MNRAS. — 2017. — Vol. 466. — P. 2690–709.
6. Zaldarriaga M., Hui L., Tegmark M. Constraints from the Ly α Forest Power Spectrum // Astroph. J.. — 2001. — Vol. 557. — P. 519–26.
7. Lidz A., Faucher-Giguère C.-A., Dall’Aglio A. et al. A Measurement of Small-scale Structure in the $2.2 \leq z \leq 4.2$ Ly α Forest // Astroph. J.. — 2010. — Vol. 718. — P. 199–230.
8. Garzilli A., Bolton J. S., Kim T.-S. et al. The intergalactic medium thermal history at redshift $z = 1.7 - 3.2$ from the Ly α forest: a comparison of measurements using wavelets and the flux distribution // MNRAS. — 2012. — Vol. 424. — P. 1723–36.
9. Becker G. D., Bolton J. S., Haehnelt M. G., Sargent W. L. W. Detection of extended He II reionization in the temperature evolution of the intergalactic medium // MNRAS. — 2011. — Vol. 410. — P. 1096–112.
10. Schaye J., Theuns T., Leonard A., Efstathiou G. Measuring the equation of state of the intergalactic medium // MNRAS. — 1999. — Vol. 310. — P. 57–70.
11. Schaye J., Theuns T., Rauch M. et al. The thermal history of the intergalactic medium // MNRAS. — 2000. — Vol. 318. — P. 817–26.

12. Rudie G. C., Steidel C. C., Pettini M. The Temperature-Density Relation in the Intergalactic Medium at Redshift $\langle z \rangle = 2.4$ // *Astroph. J. Lett.* — 2012. — Vol. 757. — P. L30.
13. Hiss Hector, Walther Michael, Hennawi Joseph F. et al. A New Measurement of the Temperature-density Relation of the IGM from Voigt Profile Fitting // *Astroph. J.* — 2018. — Sep. — Vol. 865, no. 1. — P. 42.
14. Hiss Hector, Walther Michael, Oñorbe Jose, Hennawi Joseph F. A Novel Statistical Method for Measuring the Temperature-Density Relation in the IGM Using the $b - N_{\text{HI}}$ Distribution of Absorbers in the Ly α Forest // *Astroph. J.* — 2019. — May. — Vol. 876, no. 1. — P. 71.
15. Meiksin A. A. The physics of the intergalactic medium // *Reviews of Modern Physics.* — 2009. — Vol. 81. — P. 1405–69.
16. Levshakov Sergei A., Kegel Wilhelm H. The Gunn-Peterson effect and the Lyman alpha forest // *MNRAS.* — 1998. — Vol. 301, no. 2. — P. 323–327.
17. McGreer I. D., Mesinger A., D’Odorico V. Model-independent evidence in favour of an end to reionization by $z \approx 6$ // *MNRAS.* — 2015. — Vol. 447. — P. 499–505.
18. Hui L., Gnedin N. Y. Equation of state of the photoionized intergalactic medium // *MNRAS.* — 1997. — Vol. 292. — P. 27–42.
19. Upton Sanderbeck P. R., D’Aloisio A., McQuinn M. J. Models of the thermal evolution of the intergalactic medium after reionization // *MNRAS.* — 2016. — Vol. 460. — P. 1885–1897.
20. Schaye J. Model-independent Insights into the Nature of the Ly α Forest and the Distribution of Matter in the Universe // *Astroph. J.* — 2001. — Vol. 559. — P. 507–15.
21. Draine Bruce T. *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium.* — Princeton : Princeton University Press, 2011.
22. Faucher-Giguère C.-A., Lidz A., Hernquist L., Zaldarriaga M. Evolution of the Intergalactic Opacity: Implications for the Ionizing Background, Cosmic Star Formation, and Quasar Activity // *Astroph. J.* — 2008. — Vol. 688. — P. 85–107.
23. Gunn J. E., Peterson B. A. On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space. // *Astroph. J.* — 1965. — Vol. 142. — P. 1633–41.

24. Miralda-Escudé Jordi, Haehnelt Martin, Rees Martin J. Reionization of the Inhomogeneous Universe // *Astroph. J.* — 2000. — Feb. — Vol. 530, no. 1. — P. 1–16.
25. O’Meara J. M., Lehner N., Howk J. C. et al. The Second Data Release of the KODIAQ Survey // *Astron. J.* — 2017. — Vol. 154. — P. 114.
26. Murphy Michael T., Kacprzak Glenn G., Savorgnan Giulia A. D., Carswell Robert F. The UVES Spectral Quasar Absorption Database (SQUAD) data release 1: the first 10 million seconds // *MNRAS.* — 2019. — Vol. 482, no. 3. — P. 3458–3479.
27. Carswell R. F., Webb J. K. VPFIT: Voigt profile fitting program. — ascl:1408.015. — 2014.
28. Telikova K. N., Balashev S. A., Shternin P. S. Equation of state of the intergalactic medium in the early Universe // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2018. — Jun. — Vol. 1038. — P. 012015.
29. Telikova K. N., Balashev S. A., Shternin P. S. Estimation of the temperature-density relation in the intergalactic medium at $z \sim 2 - 4$ via Ly α forest // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2018. — Dec. — Vol. 1135. — P. 012010.
30. Rudie G. C., Steidel C. C., Shapley A. E., Pettini M. The Column Density Distribution and Continuum Opacity of the Intergalactic and Circumgalactic Medium at Redshift $\langle z \rangle = 2.4$ // *Astroph. J.* — 2013. — Vol. 769. — P. 146.
31. Ricotti M., Gnedin N. Y., Shull J. M. The Evolution of the Effective Equation of State of the Intergalactic Medium // *Astroph. J.* — 2000. — Vol. 534. — P. 41–56.
32. Bolton J. S., Becker G. D., Haehnelt M. G., Viel M. A consistent determination of the temperature of the intergalactic medium at redshift $z = 2.4$ // *MNRAS.* — 2014. — Vol. 438. — P. 2499–507.
33. Janknecht E., Reimers D., Lopez S., Tytler D. The evolution of Lyman α absorbers in the redshift range $0.5 < z < 1.9$ // *Astron. Astroph.* — 2006. — Vol. 458. — P. 427–439.
34. Kim T. S., Carswell R. F., Cristiani S. et al. The physical properties of the Ly α forest at $z > 1.5$ // *MNRAS.* — 2002. — Sep. — Vol. 335, no. 3. — P. 555–573.
35. Telikova K. N., Shternin P. S., Balashev S. A. Thermal State of the Intergalactic Medium at $z \sim 2-4$ // *Astroph. J.* — 2019. — Vol. 887, no. 2. — P. 205.

36. Hogg D. W., Bovy J., Lang D. Data analysis recipes: Fitting a model to data // ArXiv e-prints. — 2010.
37. Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J. emcee: The MCMC Hammer // Pub. Astron. Soc. Pacific. — 2013. — Vol. 125. — P. 306.
38. Rorai A., Carswell R. F., Haehnelt M. G. et al. A new measurement of the intergalactic temperature at $z \sim 2.55 - 2.95$ // MNRAS. — 2018. — Vol. 474. — P. 2871–83.
39. McQuinn M., Lidz A., Zaldarriaga M. et al. He II Reionization and its Effect on the Intergalactic Medium // Astroph. J.. — 2009. — Vol. 694. — P. 842–866.
40. Boera E., Murphy M. T., Becker G. D., Bolton J. S. The thermal history of the intergalactic medium down to redshift $z = 1.5$: a new curvature measurement // MNRAS. — 2014. — Vol. 441. — P. 1916–33.
41. Hui L., Gnedin N. Y., Zhang Y. The Statistics of Density Peaks and the Column Density Distribution of the Ly α Forest // Astroph. J.. — 1997. — Vol. 486. — P. 599–622.
42. Garzilli A., Theuns T., Schaye J. The broadening of Lyman- α forest absorption lines // MNRAS. — 2015. — Vol. 450. — P. 1465–76.
43. Garzilli Antonella, Theuns Tom, Schaye Joop. Measuring the temperature and profiles of Ly α absorbers // MNRAS. — 2020. — Vol. 492, no. 2. — P. 2193–2207.
44. Upton Sanderbeck Phoebe, Bird Simeon. Inhomogeneous He II reionization in hydrodynamic simulations // MNRAS. — 2020. — Vol. 496, no. 4. — P. 4372–4382.