

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

На правах рукописи

ТЕЛИКОВА КСЕНИЯ НИКОЛАЕВНА

**ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛОВОГО СОСТОЯНИЯ РАННЕЙ
ВСЕЛЕННОЙ МЕТОДАМИ АБСОРБЦИОННОЙ
СПЕКТРОСКОПИИ КВАЗАРОВ**

Специальность 1.3.1 — Физика космоса, астрономия

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к. ф.-м. н.
Балашев Сергей Александрович

Санкт-Петербург — 2023

Содержание

Введение	6
1 Абсорбционная спектроскопия квазаров	15
1.1 Открытие и первые наблюдения квазаров	15
1.2 Наблюдения Вселенной в поглощении	16
1.3 Основы спектрального анализа	19
1.4 Распределение систем поглощения H I по лучевым концентрациям	21
2 Тепловое состояние межгалактической среды на $z = 2 - 4$.	24
2.1 Введение	24
2.2 Распределение абсорбционных систем $\text{Ly}\alpha$ леса	27
2.3 Непрозрачность $\text{Ly}\alpha$ леса	29
2.4 Данные наблюдений	30
2.5 Спектральный анализ данных	31
2.5.1 Поиск и анализ линий H I	31
2.5.2 Прополка $\text{Ly}\alpha$ леса от линий металлов	38
2.6 Статистический анализ $\text{Ly}\alpha$ леса	41
2.6.1 Функция правдоподобия	41
2.6.2 Анализ функции распределения линий $\text{Ly}\alpha$ леса мето- дом Монте-Карло по схеме марковских цепей	45
2.7 Результаты	49
2.8 Возможные источники неопределённостей	52
2.9 Заключение к главе	54
3 Джинсовское уширение линий межгалактической среды на $z = 2 - 4$	57
3.1 Введение	57

3.2	Формализм	58
3.3	Наблюдательные данные	60
3.4	Анализ	60
3.5	Результаты	63
3.6	Заключение к главе	69
4	Температура нейтрального окологалактического газа на $z \sim 2$	71
4.1	Введение	71
4.2	Наблюдательные данные	74
4.3	Анализ	75
4.4	Температура тёплой нейтральной среды на $z \approx 2.2$	78
4.5	Сравнение с измерениями из литературы на $z > 2$	78
4.6	Зависимость между температурой и лучевой концентрацией нейтрального водорода	81
4.7	Перспективы: ESPRESSO и UVES	85
4.8	Заключение к главе	88
5	Межзвёздное и окологалактическое вещество на $z \sim 2 - 3$: распространённость H_2 и темп охлаждения газа в линии [C II] $\lambda 158$ мкм	90
5.1	Введение	90
5.2	Наблюдательные данные	91
5.3	Спектральный анализ	92
5.3.1	Нейтральный водород	93
5.3.2	Молекулярный водород	96
5.3.3	Металлы и деплеция	96
5.3.4	Нейтральный углерод	98
5.3.5	Поглощение на пыли	99
5.4	Оценка концентрации электронов	100
5.5	Сравнение результатов анализа новых ESDLA систем с данны- ми из литературы: содержание металлов и H_2	102
5.6	Охлаждение газа в линии [C II] $\lambda 158$ мкм	106
5.7	Бимодальность темпов охлаждения газа в линии [C II] $\lambda 158$ мкм	110
5.7.1	Отношение C II*/C II: наблюдения	112

5.7.2	Отношение $C II^*/C II$: моделирование	114
5.7.3	Фазовая диаграмма нейтрального газа	114
5.7.4	Бимодальность темпов охлаждения в линии [C II] $\lambda 158$ мкм как результат мультифазности ней- тральной среды	117
5.7.5	Вклад ионизованного газа	120
5.8	Заключение к главе	121
Заключение		123
Литература		126
Приложение А		144
A.1	Наблюдательные данные из архива KODIAQ	144
A.2	Апостериорные распределения плотности вероятности пара- метров	146
A.3	Формализм матрицы Фишера для профиля Фойгта	147
A.4	Модельная плотность вероятности распределения L_{α} линий . .	148
Приложение В		150
B.1	Наблюдательные данные из архива SQUAD	150
Приложение С		152
C.1	Анализ суб-DLA системы на $z = 2.187$ в направлении на квазар HE 0001–2340	152
C.2	Анализ DLA системы на $z = 2.076$ в направлении на квазар Q 2206–199	156
Приложение D		157
D.1	J 0024–0725	157
D.2	J 1238+1620	157
D.3	J 1353+0956	158
D.4	J 1418+0718	158
D.5	J 2205+102	160
D.6	J 2351–0639	161

D.7 J 2359+1354 162

Введение

Актуальность темы диссертации

Работа посвящена изучению теплового состояния газа в ранней Вселенной на красных смещениях $z \sim 2 - 4$. Несмотря на значительный прогресс в области внегалактической астрофизики и космологии, современное понимание тепловой эволюции Вселенной остаётся неполным. Эпоха реионизации — одна из важнейших вех в истории Вселенной. Так как самыми распространенными элементами во Вселенной являются водород и гелий, процесс реионизации вещества условно можно разделить на две основные стадии. Первая стадия — это реионизация водорода H I , инициируемая фоновым излучением первых звёзд и галактик [1]. Считается, что тогда же произошла и реионизация гелия He I . Совокупность наблюдательных данных, в числе которых отсутствие сильного эффекта Ганна-Петерсона в спектрах квазаров — сильного поглощения H I на длинах волн меньше эмиссионной линии $\text{Ly}\alpha$ — на красных смещениях $z \lesssim 5$, указывает на то, что к этому моменту Вселенная была практически полностью реионизирована и остается такой до сих пор [2]. Реионизация $\text{He II} \rightarrow \text{He III}$ произошла на более поздних этапах эволюции Вселенной более жёстким излучением от квазаров в эпоху их наибольшей активности. Поглощение $\text{He II Ly}\alpha$ в спектрах квазаров, наблюдаемое в ультрафиолетовом диапазоне, указывает на то, что реионизация He II произошла на $z \sim 3$ (см., например, [3, 4, 5]). Однако точные красные смещения, динамика и длительность процессов реионизации Вселенной всё ещё недостаточно изучены и остаются предметом активных дебатов.

Не меньше открытых вопросов и в сценариях формирования галактик. Определяющую роль в формировании галактик играет аккреция вещества из межгалактической среды и галактических гало, а также выметание вещества из областей звездообразования звёздными и галактическими ветрами [6]. Аккреция и выметание газа входят в совокупность процессов барионного цикла

и охватывают пространственные масштабы от долей парсек до сотен килопарсек, от молекулярных облаков в межзвёздном веществе до филаментарной структуры межгалактического вещества, поэтому их самосогласованный учёт в моделировании формирования галактик крайне сложен. Как следствие современные модели ограничены с точки зрения их предсказательной силы (см., например, [7]). Для того, чтобы пролить свет на механизмы барионного цикла, необходимы наблюдательные ограничения на физические свойства газа на различных масштабах, дополняющие космологические симуляции.

Спектроскопия квазаров на крупных оптических телескопах при помощи инструментов высокого разрешения предоставляет уникальную возможность исследовать тепловую эволюцию как межгалактического (МГС), так и окологалактического (ОГС) и межзвёздного (МЗС) газа на больших красных смещениях. Появление в последнее десятилетие заметного количества спектров квазаров высокого качества (разрешение $R \gtrsim 50\,000$ и отношение сигнала к шуму $S/N > 30$) делает чрезвычайно актуальными такие исследования.

Цели и задачи работы

Целью работы является определение теплового состояния газа на больших красных смещениях, $z = 2 - 4$, и различных пространственных масштабах, от межзвёздных облаков до межгалактических филаментов.

Нейтральный газ из МГС, ОГС и МЗС можно наблюдать в спектрах квазаров по характерным линиям поглощения лаймановской серии H I, сдвинутым на красное смещение, соответствующее эпохе, в которую образовались эти линии. Помимо линий H I в спектрах идентифицируются также линии металлов (см., например, [8, 9]), то есть элементов тяжелее гелия, различной степени ионизации и, иногда, молекул [10, 11, 12]. Совокупность линий поглощения H I и ассоциированных с ними линий других элементов и соединений принято называть абсорбционными системами. В зависимости от лучевой концентрации H I абсорбционные системы оказываются связаны с разным окружением. МГС детектируется в спектрах квазаров в виде частотола в основном ненасыщенных линий H I Ly α , $N(\text{H I}) \lesssim 10^{17} \text{ см}^{-2}$), называемого Ly α лесом. ОГС и МЗС проявляется в спектрах в виде суб-насыщенных

Ly α систем (от английского термина sub-damped Ly α systems, sub-DLAs, с лучевой концентрацией нейтрального водорода $N(\text{H I}) = 10^{19} - 10^{20.3} \text{ см}^{-2}$), насыщенных Ly α систем (damped Ly α systems, DLAs, $N(\text{H I}) \gtrsim 10^{20.3} \text{ см}^{-2}$), а также дублетов линий поглощения Mg II и C IV. Такие абсорбционные системы зачастую связаны с газом на больших галактоцентрических расстояниях ($\lesssim 30$ кпк). Среди насыщенных Ly α систем также выделяют подкласс экстремально насыщенных Ly α систем (extremely strong damped Ly α systems, ESDLAs, $N(\text{H I}) \gtrsim 10^{21.7} \text{ см}^{-2}$), трассирующих газ на малых (менее 3 кпк) галактоцентрических расстояниях.

В представленной диссертации для определения теплового состояния в МГС, ОГС и МЗС посредством спектроскопии квазаров решался ряд задач:

- Разработка автоматической процедуры анализа линий Ly α леса в спектрах квазаров высокого разрешения с учётом возможного блендирования линий.
- Разработка статистического метода анализа ансамбля индивидуальных линий Ly α леса с целью оценки физических условий в МГС.
- Исследование теплового состояния МГС в эпоху реионизации He II, а именно зависимости температуры газа от его плотности. Получение ограничений на скорость фотоионизации водорода. Исследование механизма уширения спектральных линий Ly α леса за счёт космологического расширения филаментов МГС, а также оценка характерного размера филаментов МГС на красных смещениях $z = 2 - 4$.
- Измерение кинетической температуры тёплой фазы нейтральной среды в суб-насыщенной Ly α системе на красном смещении $z \approx 2.2$ в направлении на квазар HE 0001–2340. Сравнение полученных результатов с имеющимися данными по насыщенным Ly α системам на больших красных смещениях.
- Оценка темпа охлаждения межзвёздного газа в линии [C II] $\lambda 158$ мкм для экстремально насыщенных Ly α систем, ассоциированных с газом на малых галактоцентрических расстояниях. Анализ бимодального ха-

рактера распределения темпов охлаждения газа в линии [C II] $\lambda 158$ мкм для насыщенных Ly α систем.

Научная новизна

Результаты диссертации являются новыми и оригинальными. Разработана автоматическая процедура поиска и анализа одиночных линий Ly α леса в спектрах квазаров. Разработан оригинальный статистический метод анализа распределения абсорбционных систем Ly α леса, позволяющий оценивать тепловое состояние МГС. Проведён детальный анализ новых наблюдений суб-насыщенной Ly α системы на $z \approx 2.2$, полученных на спектрографе ESPRESSO/VLT [13] с чрезвычайно высоким разрешением $R = 140\,000$, а также новых наблюдений экстремально насыщенных Ly α систем, полученных на спектрографе X-Shooter/VLT [14].

Следующие результаты, описанные в диссертации, получены впервые:

- На основе анализа наблюдательных данных количественно показано, что учёт дополнительного механизма уширения спектральных линий МГС, связанного с конечным размером самих филаментов, влияет на определяемые тепловые параметры МГС.
- На основе анализа спектра с чрезвычайно высоким разрешением $R \approx 140\,000$ получена оценка на температуру тёплой нейтральной фазы окологалактического газа. Показано наличие антикорреляции между температурой и полной лучевой концентрацией нейтрального водорода H I для абсорбционных систем в диапазоне $N(\text{H I}) = 10^{17.4} - 10^{20.8} \text{ см}^{-2}$ на красном смещении $z > 2$.
- Показано, что темпы охлаждения газа в линии [C II] $\lambda 158$ мкм для экстремально насыщенных Ly α систем, трассирующих газ на малых галактоцентрических расстояниях, согласуются с темпами охлаждения для общей популяции насыщенных Ly α систем. Бимодальность темпов охлаждения газа в линии [C II] $\lambda 158$ мкм для насыщенных Ly α систем отражает бимодальность в пространстве параметров C II*/C II – метал-

личность¹. При этом отношение $C II^*/C II$ растёт с уменьшением металличности.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов обосновывается использованием современных методов математической статистики, а также современных методов анализа оптических спектров квазаров высокого и среднего разрешения. Кроме того, по возможности, результаты, описанные в диссертации, сравнивались с результатами других авторов и/или с предсказаниями численного моделирования.

Научная и практическая значимость

Представленный в диссертации статистический метод аппроксимации наблюдаемого распределения абсорбционных систем $Ly\alpha$ леса модельной функцией распределения позволяет надежно определить нижнюю границу распределения в пространстве параметров лучевых концентраций и доплеровских уширений (N, b). Преимущество разработанного метода заключается в том, что он позволяет включать в анализ наблюдаемое распределение систем $Ly\alpha$ леса, а не только системы, находящиеся вблизи нижней границы.

Оценка содержания $C II^*$, а также анализ темпов охлаждения газа в линии $[C II] \lambda 158$ мкм для экстремально насыщенных $Ly\alpha$ систем, то есть газа на малых галактоцентрических расстояниях, наблюдаемого в поглощении, важны для интерпретации излучения в линии $[C II] \lambda 158$ мкм от галактик на больших красных смещениях по данным текущих (ALPINE-ALMA, CRISTAL-ALMA) и будущих (CCAT-p) обзоров.

Полученные оценки на химический состав и физические условия, в частности температуру и темп охлаждения, для абсорбционных систем, ассоциированных с ОГС и МЗС, необходимы для понимания теплового состояния газа на больших красных смещениях и служат наблюдательными ограничениями для численного моделирования формирования галактик.

¹Здесь и далее верхний индекс * означает первый возбуждённый уровень тонкой структуры.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Разработанный статистический метод аппроксимации наблюдаемого распределения абсорбционных систем $\text{Lu}\alpha$ леса в пространстве параметров лучевых концентраций и доплеровских уширений (N, b) модельной функцией распределения позволяет определить нижнюю границу распределения (N, b) , необходимую для расчёта тепловых параметров МГС и их эволюции.
2. Дополнительный механизм уширения, связанный с наличием пространственной структуры филаментов МГС, значительно влияет на определяемые из наблюдений параметры теплового состояния МГС. При этом пространственная неоднородность реионизации накладывает дополнительные ограничения на методы определения теплового состояния МГС. Характерный размер филаментов МГС средней плотности на $z \approx 2.4 - 4.3$ составляет $1 - 1.6$ Мпк.
3. Кинетическая температура тёплой фазы нейтральной среды в субнасыщенной $\text{Lu}\alpha$ системе на красном смещении $z \approx 2.2$ в направлении на квазар HE 0001–2340 для большинства отдельных скоростных компонент системы систематически превышает каноническое значение, получаемое в стандартных моделях теплового баланса. При этом средневзвешенная температура системы, измеренная как по спектру ESPRESSO/VLT, так и по спектру UVES/VLT, равна $T = 16\,000$ К.
4. Существует значимая антикорреляция между температурой тёплой нейтральной фазы и полной лучевой концентрацией H I для абсорбционных систем в диапазоне $N(\text{H I}) = 10^{17.4} - 10^{20.8} \text{ см}^{-2}$.
5. Темпы охлаждения в линии [C II] $\lambda 158$ мкм, измеряемые в экстремально насыщенных $\text{Lu}\alpha$ системах, ассоциированных с газом на малых галактоцентрических расстояниях ($\lesssim 3$ кпк), согласуются с результатами для насыщенных $\text{Lu}\alpha$ систем из общей популяции, трассирующих преимущественно окологалактический газ ($\lesssim 30$ кпк). Бимодальный характер распределения темпов охлаждения газа в линии [C II] $\lambda 158$ мкм для на-

сыщенных $\text{Lu}\alpha$ систем отражает бимодальность в пространстве параметров $\text{C II}^*/\text{C II}$ – металличность. При этом отношение $\text{C II}^*/\text{C II}$ растёт с уменьшением металличности.

Апробация работы и публикации

Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в 9 статьях в рецензируемых журналах и доложены на объединённых астрофизических семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также на всероссийских и международных конференциях: “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра” НЕА-2016, 2017, 2018, 2019, 2021 (Москва), “The first joint international conference on astrophysics for young scientists” (Бюракан, Армения, 2017), “Физика.СПб” 2018, 2019, 2020, 2021 (Санкт-Петербург), “Актуальные проблемы внегалактической астрономии” (Пушино, 2018, 2019), “Intergalactic interconnections” (Марсель, Франция, 2018), “ВАК-2021: Астрономия в эпоху многоканальных исследований” (Москва, 2021), “Joint Observatories Kavli Science Forum in Chile” (Сантьяго, Чили, 2022) и “iid2022: Statistical methods for event data” (Хантсвилл, США, 2022).

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах (в публикациях, где соискатель является первым автором, вклад диссертанта в работу определяющий. Для публикаций, где соискатель не является первым автором, в скобках указан личный вклад диссертанта):

- [A1] Telikova K. N., Balashev S.A., Noterdaeme, P., Krogager, J. -K., Ranjan A., “Extremely strong DLAs at high redshift: gas cooling and H_2 formation”, *MNRAS*, 2022, **510**, 5974
- [A2] Balashev S. A., Telikova K.N., Noterdaeme, P., “ CII^*/CII ratio in high-redshift DLAs: ISM phase separation drives the observed bimodality of $[\text{CII}]$ cooling rates”, *MNRAS*, 2022, **509**, L26 (*Спектроскопический и статистический анализ наблюдательных данных. Участие в обсуждении результатов и подготовке текста публикации.*)
- [A3] 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.*, 2021, **2103**, id 012028
- [A4] Noterdaeme P., Balashev S., Ledoux C., Duchoquet G., Lopez S., Telikova K., Boisse P., Krogager J.-K., De Cia A., Bergeron J., “Sharpening quasar absorption lines with ESPRESSO. Temperature of warm gas at $z \sim 2$, constraints on the Mg isotopic ratio, and structure of cold gas at $z \sim 0.5$ ”, *A&A*, 2021, **651**, A78 (*Спектральный анализ суб-DLA системы на $z \sim 2$, включая оценку температуры газа. Независимый статистический анализ полученных результатов и сравнение с данными из литературы. Участие в обсуждении работы и подготовке текста публикации.*)
- [A5] Telikova K. N., Balashev S. A., Noterdaeme P., Krogager J.-K., Ranjan A., “Extremely strong damped Ly α systems at high redshifts”, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2020, **1697**, id 012034
- [A6] Telikova K. N., Shternin P. S., Balashev S. A., “Thermal state of the intergalactic medium at $z \sim 2 - 4$ ”, *ApJ*, 2019, **887**, id 205
- [A7] 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, **1135**, id 012010
- [A8] 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, **1038**, id 012015
- [A9] Balashev S. A., Zavarygin E. O., Ivanchik A. V., Telikova K. N., Varshalovich D. A., “The primordial deuterium abundance: sub-DLA system at $z_{abs} = 2.437$ towards the QSO J1444+2919”, *MNRAS*, 2016, **458**, 2188 (*Редукция и первичная обработка наблюдательных данных исследуемого спектра квазара. Участие в обсуждении результатов работы.*)

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, библиографии и приложения. Общий объём диссертации 183 страницы, включая 71 рисунок, 14 таблиц. Библиография включает 197 наименований на 17 страницах.

Глава 1

Абсорбционная спектроскопия квазаров

1.1 Открытие и первые наблюдения квазаров

Открытие и первые наблюдения квазаров берут начало в 60-х годах. В 1959 году был опубликован каталог по радиообзору северного неба, проведённого группой радиоастрономов из Кембриджского университета [15]. Достаточно яркие объекты из этого обзора, в частности объект 3С 273, были включены в программу Калифорнийского технологического института по определению точных размеров радиоисточников с целью их дальнейшего оптического отождествления. Предполагалось, что такие объекты представляют собой слабые галактики. Однако после оптического отождествления 3С 273 оказалось, что этот объект имеет очень небольшие угловые размеры, чем напоминает звезду [16]. В 1963 году на 5.1-метровом телескопе им. Хейла (Паломарская обсерватория) был снят оптический спектр объекта, который оказался совершенно не похож на спектр звезды. Отсюда и возникло название “quasi-stellar object” – квазизвёздный объект или, сокращённо, – квазар. В 1963 году Мартен Шмидт сопоставил линии в спектре 3С 273 с известными спектральными линиями химических элементов, предположив, что эмиссионные линии бальмеровской серии водорода, а также линии однократно ионизованного магния и запрещённая линия двукратно ионизованного кислорода смещены в длинноволновую сторону за счет космологического красного смещения, и определил значение красного смещения объекта 3С 273 $z = 0.16$ [17, 18]. Сразу стало ясно, что с учётом удалённости подобные объекты должны обладать мощным энерговыделением. И действительно, на данный момент известно, что квазары представляют собой активные яд-

ра галактик [19]. Характерные значения болометрических светимостей таких объектов $\sim 10^{42} - 10^{48}$ эрг с^{-1} .

Благодаря этим мощнейшим и в то же время далёким источникам излучения человечество имеет возможность заглянуть в далёкое прошлое нашей Вселенной, на миллиарды лет назад. Сейчас самый далёкий обнаруженный квазар имеет красное смещение $z = 7.642$ [20]. В рамках стандартной космологической модели это означает, что свет от него до нас шёл около 13 миллиардов лет.

Для интерпретации оптических и ультрафиолетовых (УФ) спектров излучения в квазарах выделяют две характерные области: область формирования широких эмиссионных линий и аккреционный диск, характеризующийся в спектре областью континуума, то есть непрерывным спектром, свободным от эмиссионных линий. Благодаря высокой яркости квазаров помимо исследования самих квазаров можно изучать абсорбционные линии в их спектрах, образующиеся при поглощении излучения квазара на пути к наблюдателю. Такой подход представляет большой интерес для современной астрофизики и космологии как инструмент для определения таких ключевых параметров, как температура, плотность и химический состав МГС, ОГС и МЗС. Однако для осуществления такого анализа необходимо высокое качество спектров. И такая возможность появилась с введением в строй крупнейших оптических телескопов Кека в 1996 году и Very Large Telescope (VLT) в 1998 с эшелле-спектрографами среднего и высокого разрешения, что открыло новую веху в истории наблюдательной космологии и астрофизики.

1.2 Наблюдения Вселенной в поглощении

Данная диссертация посвящена изучению газового компонента Вселенной, то есть МГС, ОГС и МЗС. Межгалактическое вещество в силу очень низкой плотности (несколько атомов на квадратный метр) и ограниченных наблюдательных возможностей практически невозможно изучать в эмиссии, не применяя статистических методов, основанных на анализе композитных изображений. Анализ окологалактического и межзвёздного газа на больших красных смещениях в излучении также представляется затруднительным из-

за предела чувствительности и пространственного разрешения современных приборов.

Другим широко используемым методом исследования газового компонента Вселенной на больших красных смещениях является анализ линий поглощения, которые он оставляет в спектрах ярких фоновых источников, таких как квазары или оптические послесвечения γ -всплесков. Водород – наиболее распространённый элемент во Вселенной. Небольшая фракция нейтрального водорода из МГС, оставшаяся после эпохи его реионизации (эпоха на $z \gtrsim 5$), а также нейтральный водород из ОГС и МЗС, попадая на луч зрения квазар-наблюдатель, образуют в спектре квазара характерные линии поглощения. Как уже говорилось ранее, МГС наблюдается в спектрах квазаров в основном в виде частотола ненасыщенных абсорбционных линий $\text{Ly}\alpha$ нейтрального водорода, называемого $\text{Ly}\alpha$ лесом [21]. Лучевая концентрация линий $\text{Ly}\alpha$ леса составляет $N(\text{H I}) < 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Атомарный водород из ОГС и МЗС детектируется в виде насыщенных линий поглощения лаймановской серии H I . Наблюдения линии $\text{Ly}\alpha$ H I наземными телескопами ограничены минимальным красным смещением $z \approx 1.6$ из-за непрозрачности атмосферы на длинах волн $\lesssim 3200 \text{ \AA}$. Абсорбционные системы с лучевой концентрацией атомарного водорода $N(\text{H I}) \gtrsim 10^{20.3} \text{ см}^{-2}$, так называемые насыщенные $\text{Ly}\alpha$ системы или DLA, из-за эффекта самоэкранирования водорода от ионизирующего излучения ассоциированы с преимущественно нейтральным газом [8]. Поэтому DLA системы долгое время связывали с областями, где потенциально могут происходить процессы звездообразования, то есть в основном с МЗС. Помимо линий поглощения H I , в DLA системах обычно регистрируются многочисленные линии поглощения металлов различной степени ионизации. Более того, в небольшой части DLA систем также обнаруживаются и молекулы: в основном H_2 , (первое обнаружение [10]), но также HD (первое обнаружение [11]) и CO (первое обнаружение [12]). На рис. 1.1 схематично показано, как выглядит газовый компонент Вселенной, ассоциированный с абсорбционными системами в спектре квазара, снятого с высоким разрешением, включая $\text{Ly}\alpha$ лес и DLA систему.

Большинство линий поглощения атомов и молекул (лаймановская серия H I , линии металлов и электронные переходы молекул) находятся в УФ ча-

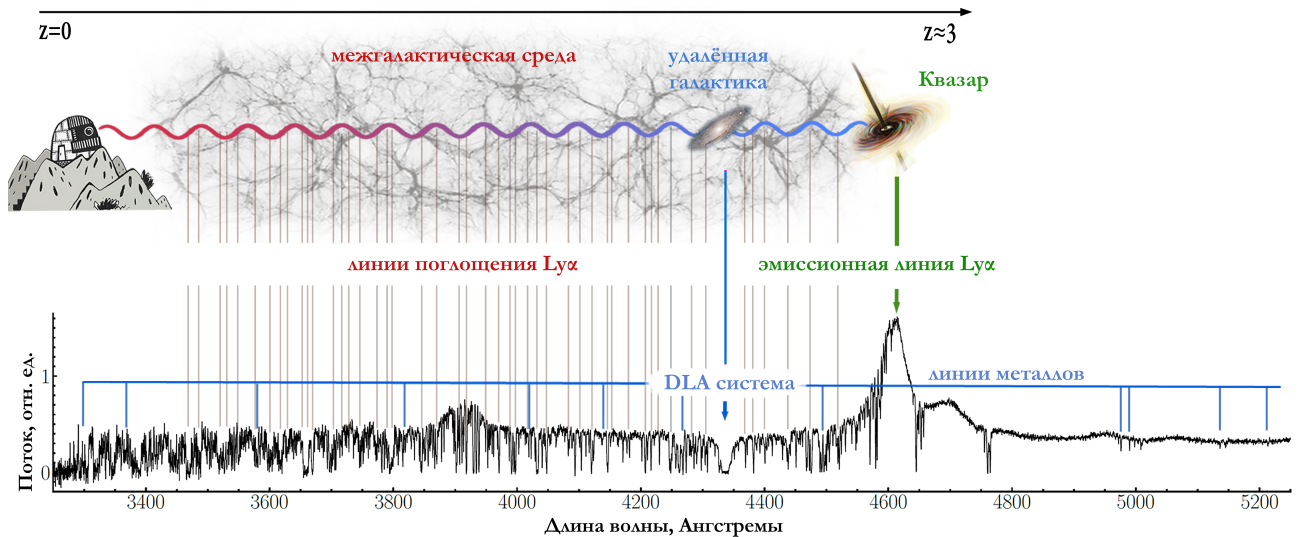


Рисунок 1.1: Схематическое изображение образования линий поглощения в спектре квазара с большим красным смещением от межгалактического газа и галактик на луче зрения квазар-наблюдатель. Рисунок адаптирован из работы [22].

сти спектра, однако из-за космологического красного смещения эти линии от удалённых объектов ($z > 2$) сдвигаются в оптический диапазон. Это обстоятельство позволяет изучать газовый компонент Вселенной на больших красных смещениях при помощи спектроскопии высокого разрешения на крупных наземных оптических телескопах, чему и посвящена данная диссертация.

Все спектры квазаров, используемые в данной диссертации, были получены при помощи эшелле-спектрографов среднего и высокого разрешения, а именно на спектрографе среднего разрешения X-Shooter [14] (спектральное разрешение $R \sim 5000 - 9000$ и диапазон длин волн $300 - 2500$ нм), установленном на телескопе VLT, на спектрографах высокого разрешения UVES [23] и HIRES [24] ($R \sim 50\,000$ и $300 - 1000$ нм) на VLT и Кекк, а также на спектрографе нового поколения ESPRESSO [13] ($R \sim 140\,000$ и $380 - 788$ нм) на VLT.

1.3 Основы спектрального анализа

Линии поглощения от отдельных облаков газа в спектрах квазаров высокого разрешения обычно описывают профилем Фойгта. В таком приближении профиль линии определяется оптической толщиной $\tau(\lambda)$, которая в системе отсчёта, связанной с поглощающим облаком, имеет следующий вид:

$$\tau(\lambda) = \sqrt{\pi} \frac{e^2}{m_e c} \frac{\lambda_{ik} f_{ik} N}{b} H(a, x) \equiv \tau_0 H(a, x), \quad (1.1)$$

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 (1.1) представляет собой ширину гауссова распределения, предполагаемого для поглощающих частиц по проекциям скоростей на луч зрения, а параметр N – лучевую концентрацию поглощающих частиц, определяемую объёмной концентрацией n , проинтегрированной вдоль луча зрения:

$$N = \int_0^L n(\psi) d\psi, \quad (1.2)$$

где L – это протяжённость поглощающего облака. Функция $H(a, x)$ в выражении (1.1) – это функция Фойгта, которая имеет вид

$$H(a, x) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(x-y)^2 + a^2} dy, \quad (1.3)$$

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 перехода $i \rightarrow k$.

Если линии поглощения формируются на красном смещении z , то в системе наблюдателя они сдвигаются и уширяются вследствие космологического расширения Вселенной, которое учитывается подстановкой $\lambda \rightarrow \lambda/(1+z)$ в выражение (1.1). Функция Фойгта в выражении (1.3) представляет собой свёртку функции Лоренца, описывающей сечение связно-связных переходов, и функции Гаусса. Предположение о гауссовом распределении поглощающих частиц по проекциям скоростей на луч зрения в точности справедливо в случае теплового движения частиц. Помимо этого существуют также турбулентное и пекулярное движения в среде. Обычно нетепловое движение газа

рассматривается в модели микротурбулентности, то есть в пределе пренебрежимо малой корреляционной длины поля скоростей крупномасштабных движений газа (см., например, [25]), в которой распределение скоростей атомов можно также описать функцией Гаусса¹. В приближении микротурбулентности распределение суммы тепловых и пекулярных скоростей, определяющееся свёрткой распределений слагаемых, также описывается функцией Гаусса.

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

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

$$I_{\text{conv}}(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_c(\lambda') e^{-\tau(\lambda')} G(\lambda, \lambda') d\lambda'. \quad (1.4)$$

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

Существует большое количество программ, позволяющих анализировать линии поглощения многокомпонентным профилем Фойгта. Среди них VPFIT [27], VoigFit [28], FITLYMAN [29] и другие. В случае анализа абсорбционных линий многокомпонентным профилем Фойгта мы в основном использовали программу Spectro², разработанную С. Балашевым, в основе которой лежит сэмплирование апостериорных распределений параметров профилей линий методом Монте-Карло по схеме марковских цепей. На рис. 1.2 приведён пример аппроксимации сложной абсорбционной системы многокомпонентным профилем Фойгта при помощи программы Spectro.

¹Важно заметить, что коррелированные случайные поля скоростей могут приводить к тому, что однородная МГС с учётом хаббловского расширения может также порождать в спектре квазара структуру, внешне подобную Ly α лесу [26].

²<https://spectro.readthedocs.io/en/latest/index.html>

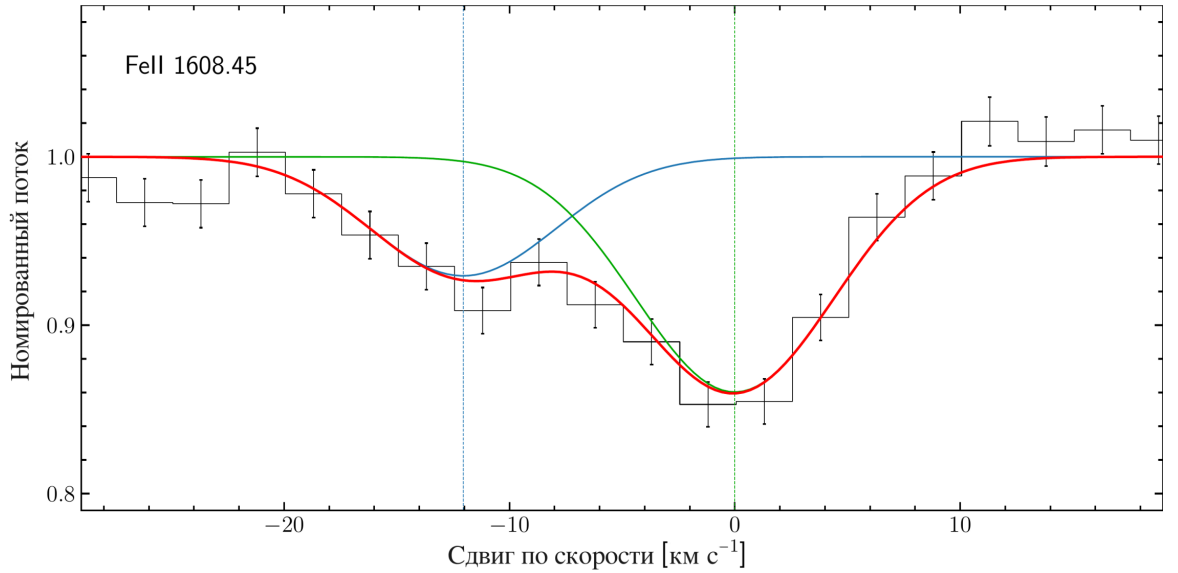


Рисунок 1.2: Результат аппроксимации абсорбционной линии Fe II $\lambda 1608.45 \text{ \AA}$ многокомпонентным профилем Фойгта. Наблюдаемый спектр показан чёрным цветом. Суммарный модельный профиль, посчитанный по наилучшим параметрам аппроксимации, показан красным цветом. Профили отдельных компонент и центры этих профилей показаны зелёным и синим цветами. По оси абсцисс показан относительный сдвиг компонент профиля по скорости.

1.4 Распределение систем поглощения H I по лучевым концентрациям

Системы поглощения H I, наблюдаемые в спектрах квазаров, позволяют изучать распределение барионной материи во Вселенной на космологических масштабах. Для этого нужно использовать статистический анализ большого количества спектров квазаров. На практике можно измерить количество систем поглощения H I $d\mathcal{N}$ в интервале красных смещений dz . Однако величина $d\mathcal{N}/dz$ для систем поглощения с постоянной плотностью $n = \text{const}(z)$ и сечением $\sigma = \text{const}(z)$ будет увеличиваться с красным смещением из-за космологического расширения Вселенной. Поэтому принято использовать понятие абсорбционного расстояния:

$$X = \int \frac{H_0}{H(z)} (1+z)^2 dz, \quad (1.5)$$

где $H(z)$ – параметр Хаббла, а $H_0 = H(z=0)$. Таким образом функция распределения систем поглощения H I по лучевым концентрациям в зависимости

от красного смещения определяется как

$$f_{\text{HI}}(N, X) = \frac{\partial^2 \mathcal{N}}{\partial N \partial X}. \quad (1.6)$$

На рис. 1.3 приведена функция f_{HI} для красного смещения $z \sim 3$. При этом,

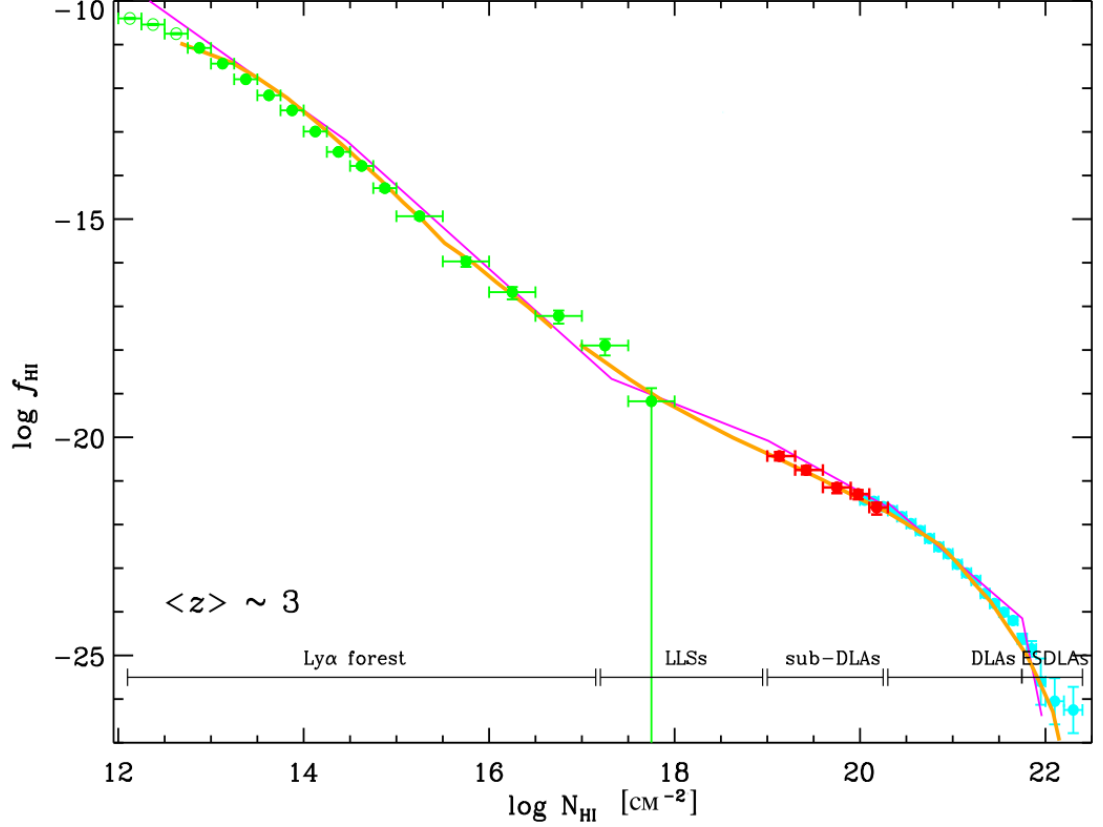


Рисунок 1.3: Распределение систем поглощения HI по лучевым концентрациям на $z \sim 3$. Символами показаны измерения из работ [30, 31, 32]. Оранжевой кривой показан результат гидродинамического моделирования из работы [33]. Розовой кривой показана аппроксимация наблюдаемого распределения из работы [34]. Рисунок адаптирован из работы [32].

в зависимости от лучевой концентрации HI системы поглощения HI Ly α оказываются ассоциированы с газом, находящимся при различных физических условиях (см., например, [32]).

Ly α лес ($N(\text{HI}) < 10^{17} \text{ cm}^{-2}$), как уже говорилось ранее, трассирует практически полностью ионизованный (на $z \lesssim 5$) сильно разреженный межгалактический газ (см., например, [21]).

Для систем с бóльшей лучевой концентрацией принято использовать следующую классификацию. Стоит отметить, что границы по лучевым концентрациям с физической точки зрения здесь весьма условные.

Системы лаймановского скачка (от английского Lyman limit system или LLS, $N(\text{H I}) = 10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-2}$) связаны с ОГС. Из-за небольшой лучевой концентрации H I, недостаточной для самоэкранирования газа от УФ фонового излучения, существенная доля газ может быть ионизована. Такие системы также демонстрируют наличие связанных с ними металлов различной степени ионизации (см., например, [35]).

Sub-DLA (или суб-DLA) системы ($N(\text{H I}) = 10^{19} - 10^{20.3} \text{ см}^{-2}$) связаны с частично ионизованной ОГС или МЗС. Помимо металлов различной степени ионизации, суб-DLA системы также обнаруживают иногда молекулы H_2 и HD (см., например, [36]).

DLA системы ($N(\text{H I}) \gtrsim 10^{20.3} \text{ см}^{-2}$) связаны с преимущественно нейтральной ОГС или МЗС. Такие системы обнаруживают металлы различной степени ионизации, а также в редких ($\sim 5\%$ [37, 38]) случаях H_2 и ещё реже HD и CO. Статистически суб-DLA и DLA системы преимущественно связаны с газом на больших галактоцентрических расстояниях (до ~ 30 кпк) (см., например, [39]).

Также отдельно выделяют подкласс DLA систем с $N(\text{H I}) \gtrsim 10^{21.7} \text{ см}^{-2}$), так называемые ESDLA (от английского extremely strong DLA) системы, которые ассоциированы с газом на малых (менее 3 кпк) галактоцентрических расстояниях (см., например, [40, 41]). Такие системы позволяют изучать физические и химические условия в газе в непосредственной близости к центрам их родительских галактик, чем представляют огромный интерес.

Таким образом, абсорбционная спектроскопия квазаров позволяет изучать многообразие физических условий в газе на различных пространственных масштабах, от МЗС до МГС. Последующие главы диссертации посвящены изучению теплового состояния газа в МГС, ОГС и МЗС на красных смещениях $z \sim 2 - 4$ посредством оптической спектроскопии квазаров.

Глава 2

Тепловое состояние межгалактической среды на $z = 2 - 4$

2.1 Введение

В рамках космологической модели Λ CDM хорошо известно, что МГС — это основной резервуар барионов во Вселенной, в особенности на больших красных смещениях ($z > 3$) [21, 42]. Причём на больших пространственных масштабах барионы МГС трассируют динамическую эволюцию тёмной материи, что в конечном итоге приводит к филаментарному виду Вселенной, где скопления и сверхскопления галактик соединены между собой нитями МГС (см., например, [43]). В слабонелинейном режиме возмущений ($\Delta \lesssim 6$, где Δ — плотность материи в единицах средней плотности) эволюция плотности МГС так же, как и тёмной материи, описывается аппроксимацией Зельдовича, которая применима к расширяющейся материи в отсутствие давления [44, 45]. Однако на масштабах, на которых тепловое давление газа становится существенным, сжатие барионной материи останавливается, и её распределение размывается по отношению к распределению тёмной материи.

Тепловое состояние МГС определяется фоновым ионизирующим излучением первых звёзд, а затем галактик и квазаров. Считается, что после реионизации нейтрального водорода на красном смещении $z \sim 5 - 8$ [46] зависимость температуры от плотности МГС определяется балансом процессов фотоионизации и адиабатического охлаждения вследствие расширения Вселенной. Это приводит к тому, что температура T и плотность ρ в МГС оказываются связаны следующим соотношением [45]:

$$T = T_0 \left(\frac{\rho}{\bar{\rho}} \right)^{\gamma-1} \equiv T_0 \Delta^{\gamma-1}, \quad (2.1)$$

где T_0 – температура для средней плотности Вселенной $\bar{\rho}^1$. В литературе зачастую, в особенности в ранних работах, зависимость (2.1) называется уравнением состояния МГС или, реже, эффективным уравнением состояния. Далее мы будем называть выражение (2.1) зависимостью температура-плотность, что в настоящее время является более употребительным термином. Простая форма степенной зависимости в уравнении (2.1) может быть получена аналитически в предположении одномоментной ионизации водорода на некотором красном смещении [45]. Она подтверждается также в гидродинамическом моделировании, однако даже в предположении однородной реионизации He II характеризуется некоторой дисперсией, увеличивающейся с увеличением плотности [45]. Пример зависимости температуры от плотности в МГС, полученный на основе гидродинамического моделирования из работы [45] показан на рис. 2.1. Параметры зависимости температура-плотность, а также

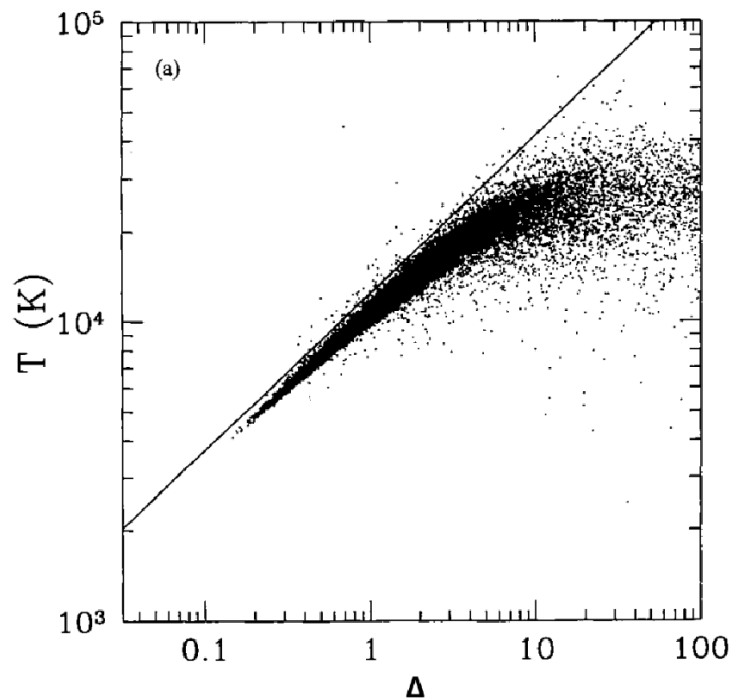


Рисунок 2.1: Зависимость температуры от плотности в МГС на красном смещении $z = 4$. Облако точек соответствует результату гидродинамического моделирования в предположении одномоментной ионизации водорода на красном смещении $z = 8$. Прямой показана аналитическая аппроксимация. Рисунок адаптирован из работы [45].

их эволюция с красным смещением могут служить в качестве индикаторов

¹Так как в слабонелинейном режиме возмущений пространственная эволюция плотности барионного вещества описывается так же, как и эволюция плотности тёмной материи, $\Delta = \rho_b/\bar{\rho}_b = \rho_{DM}/\bar{\rho}_{DM}$, где индексы b и DM относятся, соответственно, к барионной и тёмной материи [47].

тех или иных процессов, проходящих во время реионизации МГС [48]. Во время реионизации газа показатель степени $\gamma - 1$ должен стремиться к нулю, вдали от реионизационных событий $\gamma - 1$ принимает значение ≈ 0.6 [45]. Реионизация He II обеспечивает дополнительный нагрев газа, что должно приводить к увеличению его температуры на соответствующих красных смещениях [45]. Детальные гидродинамические расчёты теплового состояния газа, закладывающие неоднородность в процесс реионизации He II, предсказывают значения $\gamma - 1 \approx 0.3$ и $T_0 \approx 20\,000$ К во время реионизации He II [42]. В отличие от реионизации водорода на $z > 5$, реионизация He II происходила уже на больших пространственных масштабах и под действием более экзотических и редких источников излучения, таких как квазары. Поэтому реалистичное моделирование переноса излучения, которое позволяет точно отслеживать изменение температуры МГС в эпоху реионизации He II, является очень сложной и ресурсоёмкой задачей.

В спектрах квазаров межгалактические облака наблюдаются в виде так называемого Ly α леса (см. раздел 1.2). Для исследования физических условий в МГС, в частности зависимости температура-плотность, за последнее время предложено несколько методов, основанных на различных свойствах Ly α леса. Среди них анализ функции распределения потока [49], спектра мощности потока [50, 51], вейвлет-анализ Ly α леса [52, 53], анализ кривизны Ly α леса [54] и другие. Вместе с тем результаты, основанные на вышеупомянутых методах, до сих пор не вполне согласуются между собой. К примеру, некоторые оценки указывают на то, что в истории реионизации Вселенной могла существовать эпоха, в которую соотношение между температурой и плотностью в МГС было инвертированным, то есть показатель степени $\gamma - 1$ был меньше нуля (см., например, [55]).

В диссертации развивается другой метод оценки физических условий в МГС, основанный на анализе ансамбля индивидуальных линий Ly α леса [56, 57, 58, 59, 60]. Этот метод также не лишён недостатков. В частности, может иметь место зависимость результата аппроксимации линий Ly α леса многокомпонентным профилем Фойгта от выбора скоростной структуры в облаке. Кроме того, линии металлов различной степени ионизации из ОГС и МЗС могут попадать в область Ly α леса, что осложняет отождествление

абсорбционных линий в спектре с линиями H I, возникающими в МГС. Эти обстоятельства явились для нас мотивацией для разработки метода, основанного на анализе простых одиночных линий Ly α леса.

Данная глава посвящена описанию оригинального статистического метода анализа линий Ly α леса в спектрах квазаров, а также оригинального статистического метода аппроксимации распределения ансамбля линий Ly α леса по лучевой концентрации N и параметру Доплера b модельной функцией распределения. В качестве результата приводится детальный спектроскопический анализ линий Ly α леса на красных смещениях $z = 2 - 4$ в 47 спектрах квазаров, снятых с высоким разрешением на спектрографе HIRES/Keck, и оценка теплового состояния МГС на $z = 2 - 4$. По ходу всей главы будет подразумеваться стандартная космологическая модель Λ CDM с параметрами плотностей материи $\Omega_m = 0.28$, тёмной энергии $\Omega_\Lambda = 0.72$, барионов $\Omega_b = 0.046$, выраженных в единицах критической плотности Вселенной, а также параметром Хаббла $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

2.2 Распределение абсорбционных систем Ly α леса

Получаемое из анализа большого числа спектров квазаров распределение линий Ly α леса в пространстве параметров (N, b) демонстрирует резкий контраст плотности при малых параметрах Доплера b . Этот эффект получил название нижней границы распределения линий Ly α леса. Обычно считается, что эта граница связана с исключительно тепловым уширением спектральных линий [56]:

$$\min b(N) = b_{\text{th}} \equiv \sqrt{2k_B T/m}, \quad (2.2)$$

где k_B — постоянная Больцмана, m — масса атома водорода, тогда как для большинства линий в их уширение вносит вклад как тепловое движение атомов среды, так и турбулентное. Положение нижней границы распределения (N, b) содержит в себе информацию о зависимости температура-плотность в МГС. Это основывается на следующих соображениях. В предположении однородности УФ фона и локального гидростатического равновесия в обла-

ке лучевая концентрация нейтрального водорода в абсорбционной системе с плотностью Δ может быть записана в следующем виде [61] :

$$N = 1.7 \times 10^{13} \frac{\Delta^{3/2}}{\Gamma_{-12}} \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{-0.22} \left(\frac{1+z}{3.4} \right)^{9/2} \text{ см}^{-2}, \quad (2.3)$$

где Γ_{-12} – скорость ионизации водорода Γ в единицах 10^{-12} с^{-1} . Значение числового коэффициента перед выражением (2.3) зависит от соотношения характерного размера облака и джинсовской длины. Здесь предполагается, что характерный размер облака в точности равен джинсовской длине. Скорость ионизации водорода зависит от свойств УФ фонового излучения и обычно определяется из наблюдений средней оптической толщины $\text{Ly}\alpha$ леса в предположении некоторых фиксированных значений параметров зависимости температура-плотность в МГС, или же рассчитывается для определенной модели УФ фона. При выводе выражения (2.3) и далее использовалась следующая скорость рекомбинации водорода $R(T) = 4 \times 10^{-13} (T/10^4 \text{ K})^{-0.72} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [62].

Согласно формулам (2.1)–(2.3), зависимость параметра теплового уширения спектральной линии от лучевой концентрации нейтрального водорода в поглощающем облаке подчиняется степенному закону:

$$b_{\text{th}} = b_0 \left(\frac{N}{10^{12} \text{ см}^{-2}} \right)^{\xi-1} \left(\frac{1+z}{3.4} \right)^{-9(\xi-1)/2}, \quad (2.4)$$

где b_0 – нормировочная константа, зависящая от T_0 и Γ :

$$b_0 = 12.8 \left(\frac{\Gamma_{-12}}{17} \right)^{\xi-1} \left(\frac{T_0}{10^4 \text{ K}} \right)^{1/2+0.22(\xi-1)} \text{ км с}^{-1}. \quad (2.5)$$

При этом степенные индексы в выражениях (2.1) и (2.4) связаны следующим образом:

$$\xi - 1 = \frac{\gamma - 1}{3 - 0.44(\gamma - 1)}. \quad (2.6)$$

Таким образом, определяя положение нижней границы распределения абсорбционных систем $\text{Ly}\alpha$ леса 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 (2.3). В свою очередь $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$ определяются свободным параметром нижней границы b_0 и зависят от соотношения между характерным размером облака и джинсовской длиной. Более того, выражение (2.5) позволяет оценить определённую комбинацию $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$, но не сами параметры по отдельности. Таким образом, чтобы избавиться от вырождения по $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$, необходимы независимые ограничения на эти параметры.

2.3 Непрозрачность $\text{Ly}\alpha$ леса

В качестве физически обоснованных ограничений на $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$ могут служить измерения эффективной (то есть усредненной по большому ансамблю $\text{Ly}\alpha$ линий) оптической толщи $\text{Ly}\alpha$ леса.

Эффективную оптическую толщину можно выразить через локальную оптическую толщину τ и функцию распределения плотности газа $P(\Delta, z)$ [63]:

$$\tau_{\text{eff}}(z) = -\ln \left[\int_0^\infty P(\Delta, z) e^{-\tau(z)\Delta} d\Delta \right]. \quad (2.7)$$

Локальная оптическая толщина в приближении Ганна-Петерсона имеет вид [64]:

$$\tau(z) = \frac{\pi e^2 f}{m_e \nu} \frac{1}{H(z)} \frac{R(T(z))}{\Gamma(z)} n_{\text{HII}} n_e, \quad (2.8)$$

где ν и f – это частота и сила осциллятора $\text{H I Ly}\alpha$ перехода, n_{HII} и n_e – плотность протонов (ионизованного водорода H II) и электронов, а $H(z)$ – параметр Хаббла. При таком подходе отдельные профили плотности усредняются. Форма распределения линий $\text{Ly}\alpha$ леса по лучевым концентрациям определяет среднюю оптическую толщину. 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 $\text{Ly}\alpha$ леса, то есть из формул (2.3)–(2.6).

Одним из возможных способов оценки функции распределения плотности газа является гидродинамическое моделирование $\text{Ly}\alpha$ леса. Мы использовали аналитическую модельную функцию распределения плотности газа из работ [65, 63], которая хорошо описывает результаты гидродинамического моделирования:

$$P(\Delta, z) = A \exp \left(-\frac{(\Delta^{-2/3} - C_0)^2}{2(2\delta_0/3)^2} \right) \Delta^{-\zeta}, \quad (2.9)$$

где A , C_0 , ζ и δ_0 – параметры аппроксимации. Значения этих параметров, а также эффективной оптической толщи в работе [63] приведены для нескольких значений красного смещения. Далее для расчёта комбинации $T_0(z)$ и $\Gamma(z)$ для конкретных значений красных смещений мы использовали их линейную интерполяция по z .

Таким образом, комбинация уравнений (2.3)–(2.9) с измерениями средней непрозрачности $\text{Ly}\alpha$ леса, позволяет оценить как параметры зависимости температура-плотность в МГС, T_0 и γ , так и скорость ионизации водорода Γ .

2.4 Данные наблюдений

Основываясь на качестве спектров и диапазоне красных смещений, соответствующих $\text{Ly}\alpha$ лесу, мы отобрали и проанализировали 47 оптических спектров квазаров высокого разрешения ($R \sim 36000 - 72000$), взятых из базы данных KODIAQ² [66] телескопа Кекк. Распределение отобранных квазаров на небесной сфере по их прямому восхождению и склонению показано на рис. 2.2.

Все спектры имеют высокое отношение континуума к шуму ($C/N \sim 20 - 100$). Красное смещение абсорбционных систем $\text{Ly}\alpha$ леса в отобранных спектрах $z \sim 2 - 4$. Спектры получены при помощи эшелле-спектрографа высокого разрешения HIRES/Кекк. Детальное описание спектров и их параметров представлены в таблице A.1 в Приложении А. В базе данных KODIAQ содержатся уже отнормированные при помощи автоматической процедуры, описанной в работе [66], на непоглощённый континуум квазаров спектры. Поскольку оценка континуума квазара по эшелле спектру, который обычно не откалиброван по потоку, является нетривиальной задачей, мы скорректировали определенный континуум в каждом спектре из базы данных KODIAQ при помощи интерполяции B -сплайном по областям, свободным от явных линий поглощения. Кроме того, мы перенормировали области спектров, со-

²Keck Observatory Database of Ionized Absorption toward Quasars

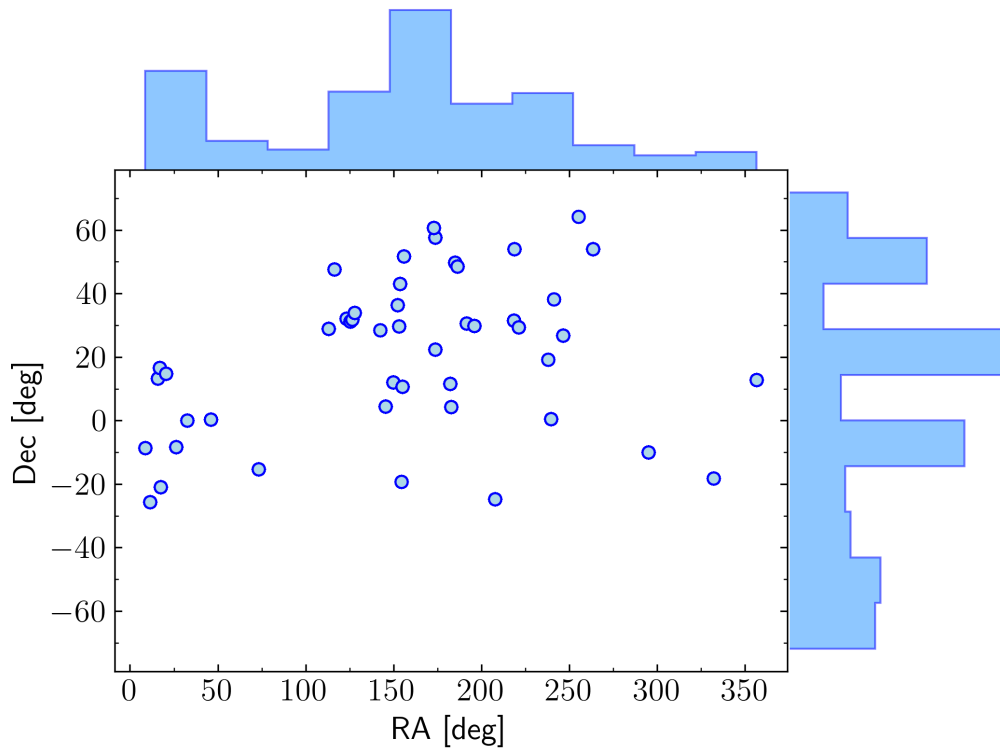


Рисунок 2.2: Распределение отобранных квазаров на небесной сфере в экваториальной системе координат.

держачие крылья насыщенных $\text{Ly}\alpha$ систем³, что позволило нам включить в анализ попавшие туда линии поглощения от $\text{Ly}\alpha$ леса. Тем не менее возможные неточности в определении континуума лишь незначительно влияют на определяемые параметры линий в области значений параметров, используемой в нашей работе.

2.5 Спектральный анализ данных

2.5.1 Поиск и анализ линий H I

Распространённым методом анализа линий $\text{Ly}\alpha$ леса является многокомпонентный анализ, например, при помощи программы VPFIT [27]. При этом предполагается, что отдельные компоненты линий образуются в простран-

³Системы насыщенных линий поглощения лаймановской серии, которые имеют $N \gtrsim 10^{20} \text{ см}^{-2}$ и поэтому их линии поглощения $\text{Ly}\alpha$ имеют ярко выраженные гладкие крылья, размах которых может достигать нескольких десятков \AA .

ственно не связанных областях и каждая из компонент описывается профилем Фойгта (со своими 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 приводить к неоднозначным и необъективным результатам. Во избежание этих сложностей, мы сосредоточились на анализе линий $\text{Ly}\alpha$ с простой структурой, то есть с одной доминирующей компонентной. Более того, аналитический подход, описанный в предыдущем разделе 2.2, по определению напрямую применим лишь к отдельным филаментам МГС, не зависящим от наличия соседних филаментов. Наличие 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. Поэтому выбор одиночных линий для анализа в рамках используемого формализма вполне естественен.

Нами была разработана оригинальная процедура для поиска линий $\text{Ly}\alpha$ леса с простой однокомпонентной структурой в спектрах квазаров и определения параметров этих линий, как подробно описано в работах [67, 68]. Для поиска линий $\text{Ly}\alpha$ леса в спектре каждого квазара с красным смещением z_{QSO} выбиралась область длин волн между эмиссионными линиями $\text{Ly}\alpha$ и $\text{Ly}\beta$. Верхняя граница области анализа λ_{red} смещалась в сторону от эмиссионной линии $\text{Ly}\alpha$ на $v_{\text{red}} = 3000 \text{ км с}^{-1}$, 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 $\text{Ly}\alpha$ леса, образующихся в непосредственной близости к квазару и поэтому, возможно, испытывающих его влияние. Аналогичным образом положение нижней границы λ_{blue} выбранного диапазона длин волн определялось выражением $\lambda_{\text{blue}} = \lambda_{\text{Ly}\beta}(1 + z_{\text{blue}}) = \lambda_{\text{Ly}\beta}(1 + z_{\text{QSO}})(1 - v_{\text{blue}}/c)$, где $\lambda_{\text{Ly}\beta} = 1025.72 \text{ \AA}$ — длина волны линии $\text{Ly}\beta$, а z_{blue} определялось с помощью смещения 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. Таким образом, полученные области поиска гарантированно содержали только линии поглощения $\text{Ly}\alpha$ с примесью

линий металлов. Пример спектра и соответствующая область поиска показаны на верхней панели рис. 2.3.

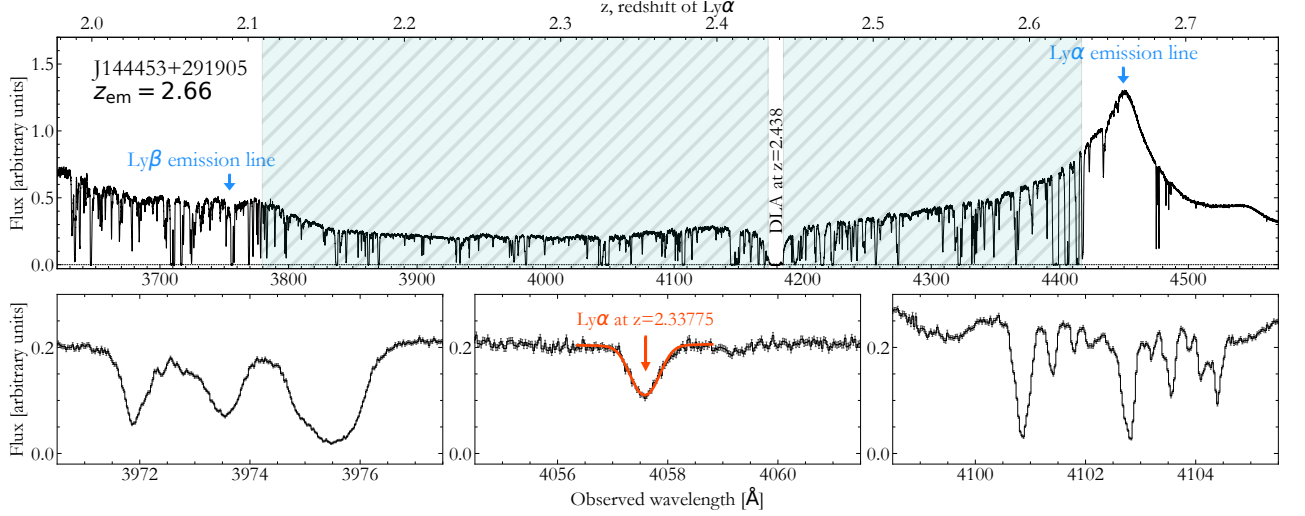


Рисунок 2.3: Спектр квазара J144453+291905, полученный с помощью спектрографа HIRES/Keck. Спектр показан чёрным. *Верхняя панель*: часть спектра, содержащая Ly α лес. Заштрихованной областью показан диапазон длин волн (то есть диапазон красных смещений, см. метки на верхней оси), расположенный между эмиссионными линиями квазара Ly α и Ly β и используемый для анализа линий Ly α леса. Для наглядности эмиссионных особенностей квазара, показан ненормированный по потоку спектр. *Левая нижняя панель*: пример сложной линии Ly α леса, состоящей из нескольких отдельных перекрывающихся линий поглощения. *Центральная нижняя панель*: пример простой однокомпонентной линии Ly α леса. Красной линией показан профиль Фойгта, аппроксимирующий линию поглощения Ly α на $z \sim 2.33775$. *Правая нижняя панель*: пример профиля линий металлов, в данном случае Si II $\lambda 1193 \text{ \AA}$ от DLA системы на $z \sim 2.4366$ (насыщенная линия поглощения Ly α видна на верхней панели на $\sim 4180 \text{ \AA}$).

Используемые для анализа линий Ly α леса диапазоны красных смещений и отношение континуума к шуму для отобранных спектров квазаров проиллюстрированы на рис. 2.4.

Поиск Ly α линий осуществлялся в ограниченном пространстве параметров (N, b) , которое содержало ожидаемое положение нижней границы распределения для выбранных диапазонов красных смещений⁴:

$$\begin{cases} \log N [\text{cm}^{-2}] = 13 - 14.5, \\ b = 10 - 30 \text{ км с}^{-1}. \end{cases} \quad (2.10)$$

⁴Фактически, чтобы избежать краевых эффектов, верхний предел для b был расширен до $b = 50 \text{ км с}^{-1}$. После процедуры поиска и аппроксимации линий для дальнейшего анализа были выбраны линии с $b < 30 \text{ км с}^{-1}$.

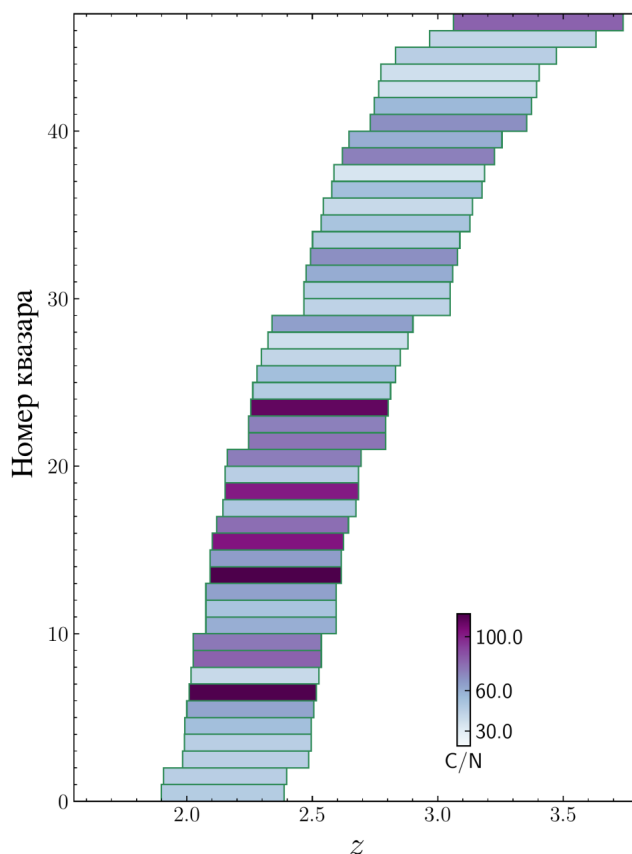


Рисунок 2.4: Используемые для анализа линий $\text{Ly}\alpha$ леса диапазоны красных смещений в спектрах квазаров, отобранных из базы данных KODIAQ. Цветом для каждого спектра показано медианное отношение континуума к шуму C/N в соответствующих диапазонах красных смещений.

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 таким образом, 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 (для которых оптическая толщина в центре линии $\tau_0 \gtrsim 1$). Для каждого спектра генерировались синтетические линии $\text{Ly}\alpha$ на плотной сетке из N и b , где шаги сетки оценивались с учётом разрешения и отношения сигнала к шуму в спектре на основе формализма матрицы Фишера. Детали расчета приведены в Приложении А в разделе А.3.

Полученные синтетические профили линий сравнивались с наблюдаемыми спектрами в диапазонах красных смещений для квазаров (см. рис. 2.4 и

таблица A.1 в Приложении A) с шагом по красному смещению, соответствующему типичному размеру спектрального пикселя. Это позволило минимизировать вычислительные затраты при процедуре поиска линий Ly α леса. Поскольку линии Ly α намного шире, чем инструментальная функция спектрографа (для разрешения $R = 50\,000$ ширина инструментальной функции $\text{FWHM} = 6 \text{ км с}^{-1}$), в профиле каждой линии содержится как минимум несколько пикселей. Это делает пропуск линий на произвольном z в пределах заданных диапазонов при поиске с помощью описанной процедуры маловероятным. Для каждой точки сетки (z, N, b) рассчитывалась функция правдоподобия \mathcal{L} – вероятность реализации спектра при заданном профиле в предположении нормального распределения неопределённостей потока⁵:

$$2 \ln \mathcal{L} \equiv -\chi^2 = - \sum_{i=1}^n \left(\frac{y_i - I_{\text{conv}}(\lambda_i)}{\sigma_i} \right)^2, \quad (2.11)$$

где y_i – поток в спектральных пикселях на заданной длине волны λ_i с неопределённостями измерения σ_i . Модельный профиль линии поглощения I_{conv} определялся по формуле (1.4), где ширина инструментальной функции выбрана согласно разрешению спектра. Для каждой точки (z, N, b) на сетке параметров пиксели, по которым производилось суммирование (2.11), выбирались на основе модельного профиля, используя 4 маски, позволяющие включить в анализ частично блендрованные линии. Это было сделано для того, чтобы увеличить выборку Ly α линий. Маски выбирались следующим образом:

$$M = \begin{cases} \tau(\lambda) > 0.05, & \text{(a)} \\ \tau(\lambda) > 0.05, \lambda > \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1+z) \text{ и } e^{-\tau(\lambda)} > e^{-\tau_0}/2, \lambda < \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1+z), & \text{(b)} \\ \tau(\lambda) > 0.05, \lambda < \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1+z) \text{ и } e^{-\tau(\lambda)} > e^{-\tau_0}/2, \lambda > \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1+z), & \text{(c)} \\ e^{-\tau(\lambda)} > e^{-\tau_0}/3, & \text{(d)} \end{cases} \quad (2.12)$$

⁵Здесь не учитывается, что неопределённости и значения потока в соседних пикселях в спектре могут коррелировать.

где $\tau(\lambda)$ соответствует профилю модели в некоторой точке (z, N, b) . Таким образом, маски (2.12) позволяют включить в анализ линии, частично блендированные в синем (b) или красном (c) крыльях или одновременно в обоих крыльях (d). Одиночная неблендированная линия хорошо описывается маской (a). Эти четыре маски и примеры обнаруженных линий показаны на рис. 2.5.

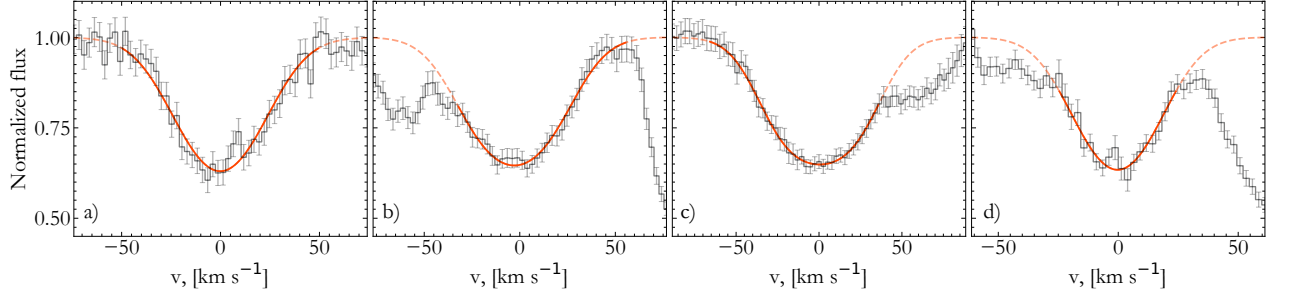


Рисунок 2.5: Маски, используемые в спектральном анализе. Пунктирными и сплошными красными линиями показаны полный и маскированный профили, соответственно, наложенные на примеры частично блендированных линий $\text{Ly}\alpha$ из реального спектра (показан серым). Панели a – d соответствуют четырем маскам в выражении (2.12).

Для каждой маски на сетке параметров (z, N, b) вычислялся 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 маске. Таким образом отбирались линии, которые хорошо согласуются с профилем Фойгта. 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 аппроксимацией.

После нахождения локальных максимумов для каждой линии максимизировалась функция правдоподобия с выбранной маской. Неопределённости параметров линий оценивались для наилучших параметров аппроксимации как квадратные корни диагональных элементов ковариационной матрицы.

Для каждой потенциальной линии $\text{Ly}\alpha$, найденной вышеописанной процедурой, также проверялось, что соответствующие линии высших порядков серии Лаймана ($\text{Ly}\beta$ и $\text{Ly}\gamma$) не противоречат спектру. На заключительном этапе для дальнейшего анализа отбирались линии, которые имеют χ_{red}^2 для наилучших параметров аппроксимации в пределах 99% доверительного интервала распределения χ^2 с соответствующим числом степеней свободы, опре-

деляющимся количеством пикселей внутри маски. В результате для каждого квазара была получена выборка $\text{Ly}\alpha$ линий с простой однокомпонентной структурой. После процедуры “прополки” $\text{Ly}\alpha$ леса от линий металлов, которая обсуждается подробно в следующем разделе, итоговая выборка содержала 1503 линии $\text{Ly}\alpha$ среди которых 786, 467 и 271 линия соответствуют маскам a, b/c и d (см. рис. 2.5). Использование масок b – d, то есть включение в анализ частично блендированных линий, позволило увеличить размер выборки в два раза. Распределение линий по χ_{red}^2 и отношению континуума к шуму, C/N , показаны на рис. 2.6, где зелёным цветом показаны неблендированные линии, а синим – частично блендированные. Распределение χ_{red}^2 для

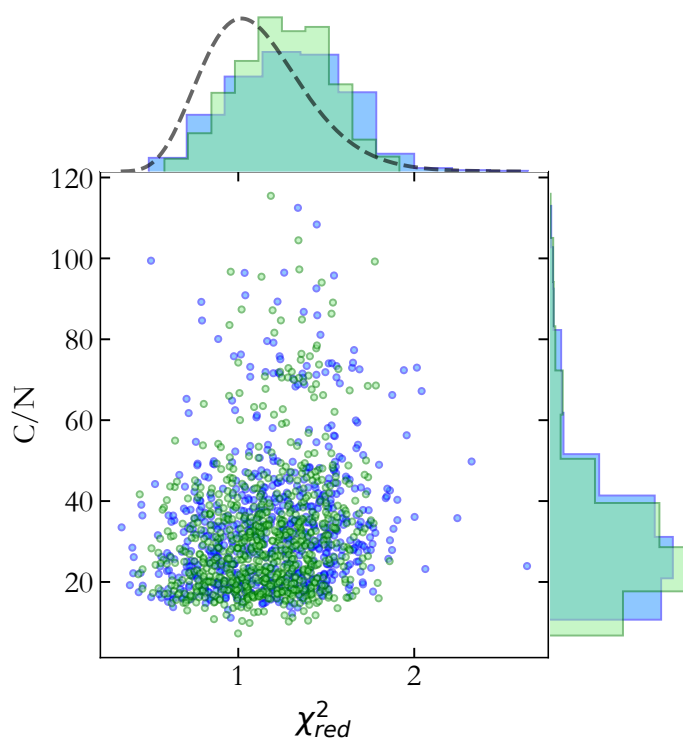


Рисунок 2.6: Зависимость отношения континуума к шуму C/N от χ_{red}^2 для всей выборки линий $\text{Ly}\alpha$ леса после “прополки” от линий металлов. Зелёным и синим цветами показаны, соответственно, неблендированные и частично блендированные линии. Гистограммами справа и сверху показаны, соответственно, маргинализованные распределения C/N и χ_{red}^2 . Пунктирной кривой на верхней гистограмме показана плотность распределения χ^2 с 20 степенями свободы.

полученных линий относительно хорошо согласуется с распределением χ^2 с 20 степенями свободы (пунктирная кривая на рис. 2.6). Стоит отметить, что

фактическое число степеней свободы линий в выборке варьируется в пределах $\sim 15 - 50$.

2.5.2 Прополка $\text{Ly}\alpha$ леса от линий металлов

Хорошо известно, что линии H I можно ошибочно принять за линии поглощения различных металлов, попадающих в диапазон длин волн $\text{Ly}\alpha$ леса (см., например, [69, 59]). Поэтому перед статистическим анализом выборку линий $\text{Ly}\alpha$ леса необходимо “прополоть” от линий металлов, то есть исключить из выборки возможные линии металлов, возникающие от других абсорбционных систем, связанных с галактиками 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. Преобладающее большинство линий поглощения металлов в спектрах квазаров представляет собой дублеты, такие как $\text{C IV } \lambda\lambda 1550, 1548 \text{ \AA}$, $\text{Si IV } \lambda\lambda 1393, 1402 \text{ \AA}$, $\text{Mg II } \lambda\lambda 2803, 2796 \text{ \AA}$, а также линии металлов, ассоциированные с DLA, суб-DLA и системами лаймановского скачка.

Таким образом, обычно у выбранной линии металла в спектре есть по крайней мере один “близнец” – линия с аналогичной структурой, но с другой длиной волны. В принципе, это позволяет идентифицировать такие линии в спектре. К сожалению, расстояние между длинами волн дублетов металлов обычно невелико ($\Delta\lambda \approx 2 - 10 \text{ \AA}$ в лабораторной системе отсчёта), поэтому “близнецы” тоже попадают в область $\text{Ly}\alpha$ леса и могут частично или полностью перекрываться с линиями H I .

В DLA системах можно выделить ассоциированные с ними группы элементов близкой степени ионизации, которые имеют схожую скоростную структуру, например, металлы из групп элементов низкой степени ионизации (таких как Fe II , Si II , O I и т. д.) или элементов высокой степени ионизации (таких как Si IV и C IV). Это обстоятельство, а также известные длины волн и силы осцилляторов соответствующих переходов, позволяют идентифицировать такие линии. Однако существуют линии металлов, такие как $\text{Si III } \lambda 1206 \text{ \AA}$, которые, хотя и могут быть связаны с DLA, не имеют “близне-

цов” с аналогичной скоростной структурой. Все эти факторы препятствуют простой автоматизации процедуры поиска и отождествления линий металлов в области Ly α леса.

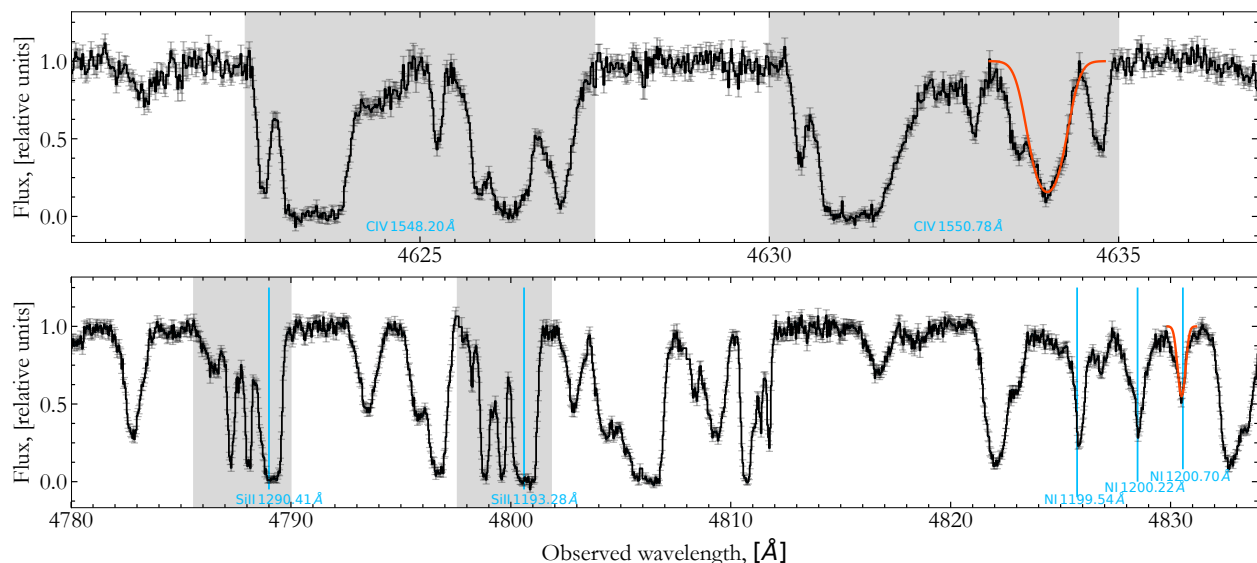


Рисунок 2.7: *Верхняя панель:* Часть спектра квазара, содержащая дублет C IV на $z \approx 1.987$. Хорошо видно, что линии дублета имеют одинаковую структуру скоростей (протяженность которой ~ 500 км с $^{-1}$), что делает возможной его достоверную идентификацию. *Нижняя панель:* Часть спектра квазара, содержащая линии металлов, связанных с DLA системой на $z \approx 3.0229$. На обеих панелях ложноположительно идентифицированные Ly α линии показаны красными кривыми.

В нашей работе идентификация линий металлов проводилась вручную. Отождествление проводилось на основе сходства скоростной структуры и ожидаемой разницы длин волн между различными переходами металлов, взятых из базы данных спектральных линий [70] (см. пример на рис. 2.7).

Так как наша автоматическая процедура поиска линий Ni II позволяет находить симметричные однокомпонентные линии, то в случае их ложной идентификации с линиями металлов, найденный профиль описывает только одну из компонент суммарного сложного профиля линии металла. Таким образом, остальные линии, находящиеся сильно выше нижней границы распределения (N, b) , то есть линии с большими значениями доплеровского параметра b , являются слишком широкими для типичных компонент линий металлов (тепловая компонента уширения спектральных линий обратно пропорциональна массе элемента). Поэтому мы тщательно проверяли линии на предмет их

ложной идентификации с H I только в некоторой окрестности нижней границы распределения (N, b) . Все линии, находящиеся ниже визуального контраста плотности распределения (N, b) , были проверены на возможную ложную идентификацию с линиями H I. Остальные линии в окрестности нижней границы выбирались для проверки случайным образом.

Зеленым цветом на левой панели рис. 2.8 показаны проверенные вручную $\text{Ly}\alpha$ линии, профили которых не удалось отождествить с каким-либо переходом в металлах, и для которых профили линий более высокого порядка лаймановской серии ($\text{Ly}\beta$ и $\text{Ly}\gamma$) согласуются с наблюдаемым спектром. Там же оранжевым цветом показаны отождествлённые линии металлов. На правой панели рис. 2.8 показано количество отождествлённых линий металлов в зависимости от их природы. Первый столбец содержит все линии металлов, не ассоциированные с C IV, Si IV, Mg II и Al II. Всего было обнаружено 120 линий металлов, что составляет около 7% от исходной выборки.

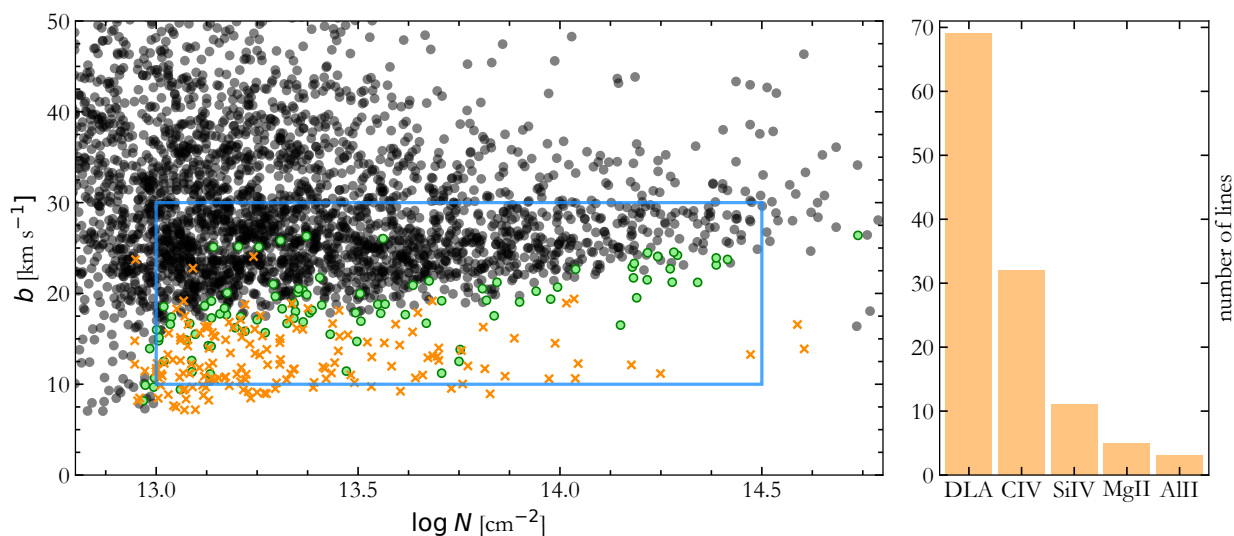


Рисунок 2.8: *Левая панель:* Распределение параметров (N, b) , найденных при помощи автоматической процедуры поиска линий в области $\text{Ly}\alpha$ леса. Оранжевым цветом показаны отождествлённые линии металлов. Зелёным цветом показаны проверенные вручную $\text{Ly}\alpha$ линии, профили которых не удалось отождествить с каким-либо переходом в металлах, и для которых профили линий более высокого порядка лаймановской серии ($\text{Ly}\beta$ и $\text{Ly}\gamma$) согласуются с наблюдаемым спектром. Стоит отметить, что мы случайным образом проверяли линии только в окрестности нижней границы распределения (N, b) . Синим прямоугольником показана область, далее используемая для статистического анализа распределения (N, b) . *Правая панель:* Количество отождествлённых линий металлов в зависимости от их природы.

2.6 Статистический анализ L_{α} леса

Большинство методов анализа распределения (N, b) линий L_{α} леса, описанных в литературе, основаны на итерационных алгоритмах нахождения нижней границы⁶ и требуют калибровки результатов, основанной на гидродинамическом моделировании МГС [56, 72, 59]. При таком подходе для анализа используется информация лишь о малой части доступного распределения (N, b) , а именно о линиях L_{α} леса, находящихся непосредственно вблизи видимой нижней границы. Это обстоятельство сподвигло нас на разработку нового оригинального статистического метода для анализа усечённого⁷ наблюдаемого распределения (N, b) путём его аппроксимации модельной функцией распределения [67, 68, 73].

2.6.1 Функция правдоподобия

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 рассмотрено в главе 3), дополнительное уширение линий в основном связано с пекулярными движениями внутри облака, возникающими либо в результате турбулентных движений газа, либо в результате проекционных эффектов. Предполагая, что это уширение – гауссово с параметром b_{add} , и что тепловые и пекулярные движения не скоррелированы, можно записать полное уширение в виде

$$b^2 = b_{\text{th}}^2 + b_{\text{add}}^2. \quad (2.13)$$

Предполагая, что N и b_{add} – независимые случайные величины, совместную двумерную плотность вероятности распределения линий L_{α} леса по N и b можно записать как

$$f(N, b) = \int f_N(N) f_{\text{add}}(b_{\text{add}}) \delta \left(b - \sqrt{b_{\text{th}}^2 + b_{\text{add}}^2} \right) db_{\text{add}}, \quad (2.14)$$

⁶См., однако, работы Ricotti et al. [71], Hiss et al. [60].

⁷Так как поиск линий осуществлялся в некотором ограниченном боксе параметров, см. выражение (2.10).

где $f_N(N)$ и $f_{\text{add}}(b_{\text{add}})$ – это, соответственно, функции распределения линий $\text{Ly}\alpha$ леса по N и b_{add} . Распределение линий $\text{Ly}\alpha$ леса по лучевым концентрациям хорошо изучено в широком диапазоне красных смещений и имеет степенную форму $f_N(N) \propto N^\beta$ (см., например, [74, 69, 75]). Распределение линий $\text{Ly}\alpha$ леса по дополнительному уширению $f_{\text{add}}(b_{\text{add}})$, вообще говоря, неизвестно, и в нашей работе предполагалось, что оно тоже имеет степенную форму $\propto b_{\text{add}}^p$. Выбор такой формы распределения b_{add} основан на следующих эмпирических соображениях. Проведя на глаз нижнюю границу в плоскости $N - b$ (красная сплошная кривая на левой панели рис. 2.9) и не беря в расчёт линии, находящиеся ниже этой предполагаемой нижней границы, можно получить приблизительное “эмпирическое” значение b_{add} для каждой $\text{Ly}\alpha$ линии. Полученное распределение b_{add} показано на правой панели рис. 2.9⁸. Необходимо подчеркнуть, что это распределение не полностью отражает истинное распределение f_{add} . Только при малых значениях $b_{\text{add}} \lesssim 15 \text{ км с}^{-1}$ эмпирическое распределение по b_{add} совпадает с f_{add} , тогда как завал эмпирического распределения на больших b_{add} в правой части рис. 2.9 происходит из-за усечения выборки на $b = 30 \text{ км с}^{-1}$.

Действительно, эмпирическое распределение $f_{\text{em}}(b_{\text{add}})$ можно записать, маргинализовав двумерное распределение $N - b_{\text{add}}$ по N в ограниченной области из выражения (2.10), то есть, опуская нормировочный множитель, имеем

$$f_{\text{em}}(b_{\text{add}}) \propto f_{\text{add}}(b_{\text{add}}) \int_{N_{\text{low}}}^{N_{\text{up}}} f_N(N) dN, \quad (2.15)$$

где $\log N_{\text{low}}[\text{см}^{-2}] = 13$, а верхний предел равен $\log N_{\text{up}}[\text{см}^{-2}] = \min(14.5, \log N_{\text{max}}(b_{\text{add}}))$. Здесь $N_{\text{max}}(b_{\text{add}})$ является решением следующего уравнения

$$b_{\text{th}}(N_{\text{max}}) = \sqrt{b_{\text{max}} - b_{\text{add}}}, \quad (2.16)$$

где $b_{\text{max}} = 30 \text{ км с}^{-1}$ – верхняя граница выборки. Таким образом, f_{em} эквивалентно f_{add} до значений b_{add} , соответствующих $\log N_{\text{max}}[\text{см}^{-2}] = 14.5$ в уравнении (2.16). Для $b_{\text{add}} \lesssim 15 \text{ км с}^{-1}$ эмпирическое распределение на правой панели рис. 2.9 имеет степенной вид. Для иллюстрации на правой

⁸Здесь для расчёта использовалось среднее красное смещение $\bar{z} = 2.67$, однако форма распределения существенно не изменится, если принять во внимание красные смещения индивидуальных $\text{Ly}\alpha$ систем.

панели рис. 2.9 пунктирной черной кривой показано $f_{\text{em}}(b_{\text{add}})$, рассчитанное с использованием уравнения (2.15) с $p = 1.4$ и $\beta = -1.4$. Из рисунка можно заключить, что предложенная форма распределения хорошо согласуется с данными.

Несколько наглядных примеров зависимости принятой формы распределения $f(N, b)$ от параметров модели приведены в Приложении А на рис. А.2. Видно, что в то время как параметры ξ и b_0 очевидным образом определяют положение нижней границы распределения, параметры p и β определяют контраст плотности.

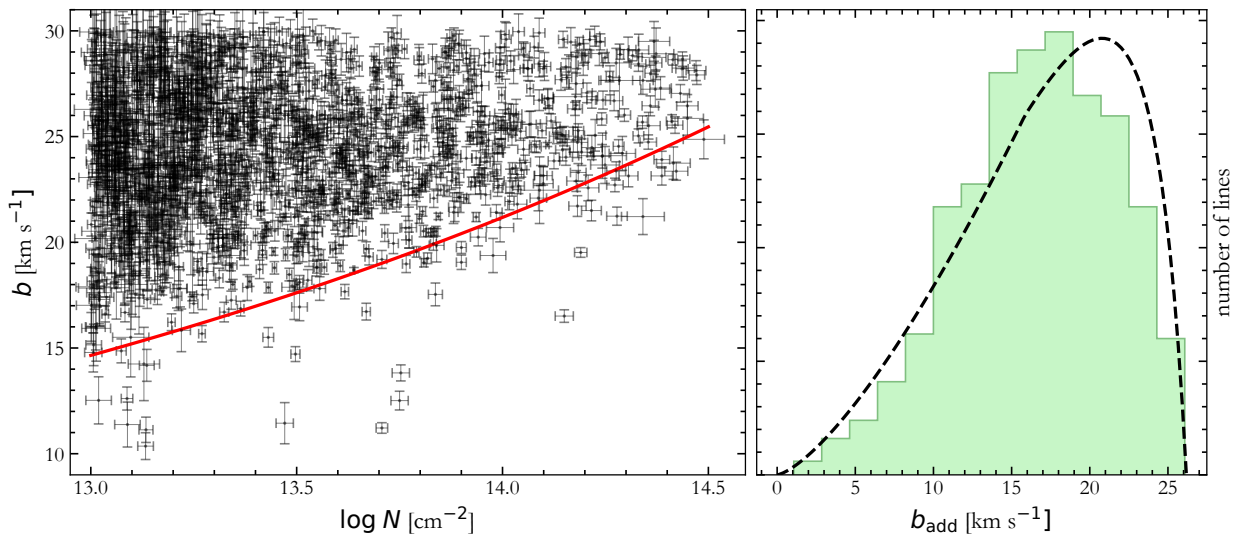


Рисунок 2.9: *Левая панель:* Чёрными символами показана выборка линий $\text{Ly}\alpha$ леса после процедуры “прополки” от линий металлов. Проведённая на глаз нижняя граница распределения (N, b) , использовавшаяся для построения эмпирического распределения b_{add} , показана красной сплошной кривой.

Правая панель: Эмпирическое распределение b_{add} , рассчитанное для среднего красного смещения $\bar{z} = 2.67$ и проведенной на глаз нижней границы (красная сплошная кривая на левой панели). $\text{Ly}\alpha$ линии ниже этой границы не брались в расчёт (см. подробности в тексте). Чёрной пунктирной кривой показано распределение $f_{\text{em}}(b_{\text{add}})$, посчитанное для $p = 1.4$ и $\beta = -1.4$.

Функция правдоподобия, которая характеризует вероятность наблюдения i -ой $\text{Ly}\alpha$ линии с параметрами (N_i, b_i) из распределения (2.14) должна учитывать как ошибки измерений, так и эффекты селекции, возникающие из-за ограниченности выборки. Функция правдоподобия, удовлетворяющая вышеперечисленным требованиям, имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{data}}(N_i, b_i) = \frac{\int f(\tilde{N}, \tilde{b}) \exp\left(-\frac{(\tilde{N}-N_i)^2}{2\sigma_{N_i}^2}\right) \exp\left(-\frac{(\tilde{b}-b_i)^2}{2\sigma_{b_i}^2}\right) d\tilde{N} d\tilde{b}}{\int f(\tilde{N}, \tilde{b}) I(N, b) \exp\left(-\frac{(\tilde{N}-N)^2}{2\sigma_{N_i}^2}\right) \exp\left(-\frac{(\tilde{b}-b)^2}{2\sigma_{b_i}^2}\right) dN db d\tilde{N} d\tilde{b}}, \quad (2.17)$$

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 также $\text{Lu}\alpha$ 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, зачастую используются итеративные методы, например, такие как исключение из анализа точек выборки на заданном уровне значимости (см., например, [58]). В своей работе мы развиваем другой подход. Для учёта выбросов мы использовали метод “смешанного моделирования” – одновременного моделирования распределения истинных систем H I и распределения статистических выбросов, как это описано, например, в работе [76]. В таком приближении полная функция правдоподобия имеет вид

$$\mathcal{L} = \prod_i [(1 - P_b)\mathcal{L}_{\text{data}}(N_i, b_i) + P_b\mathcal{L}_{\text{out}}(N_i, b_i)], \quad (2.18)$$

где \mathcal{L}_{out} – функция правдоподобия для статистических выбросов, а P_b – вероятность того, что случайная точка из выборки является статистическим выбросом. Следуя работе [76], для данной задачи в качестве нулевого приближения для статистических выбросов было выбрано распределение Гаусса, однако апостериорные распределения для среднего и дисперсии показали, что результирующее распределение всё же близко к равномерному. Поэтому было принято решение остановиться на равномерном распределении статистических выбросов с целью уменьшения параметров задачи.

2.6.2 Анализ функции распределения линий $\text{Lu}\alpha$ леса методом Монте-Карло по схеме марковских цепей

Диапазон красных смещений полученной нами выборки линий $\text{Lu}\alpha$ леса составляет $z = 1.9 - 3.7$. Эта выборка была поделена на 6 диапазонов по красному смещению, содержащих примерно одинаковое количество $\text{Lu}\alpha$ линий. Все параметры модели аппроксимировались отдельно в каждом диапазоне.

Функция правдоподобия в выражении (2.18) зависит от 5 параметров: четыре параметра описывают распределение $\text{Lu}\alpha$ систем (ξ , $\log b_0$, β , p) и один параметр, P_b , описывает распределение статистических выбросов. Отметим, что тепловое уширение b_{th} в выражениях (2.14) – (2.18) рассчитывается с использованием фактического красного смещения каждой линии, см. выражение (2.4).

Параметры распределений линий $\text{Lu}\alpha$ леса и статистических выбросов определялись в рамках байесовского подхода с помощью метода Монте-Карло по схеме марковских цепей с использованием пакета emcee [77]. Для всех параметров были выбраны равномерные априорные распределения в диапазонах $\xi = [-3, 3]$, $\log b_0 = [-3, 3]$, $\beta = [-3, 3]$, $p = [1, 5]$. Для статистических выбросов была установлена верхняя граница $P_b < 0.5$, поскольку мы предполагаем, что большинство линий в выборке не являются статистическими выбросами.

диапазон по z	\bar{z}	$\xi - 1$	$\gamma - 1$	$\log b_0$ км с ⁻¹	p	β	T_0 10 ⁴ К	Γ 10 ⁻¹² с ⁻¹
1.90 – 2.29	2.17	0.16 ^{+0.02} _{-0.02}	0.45 ^{+0.05} _{-0.06}	0.98 ^{+0.04} _{-0.03}	1.16 ^{+0.15} _{-0.11}	-1.82 ^{+0.10} _{-0.10}	1.4 ^{+0.4} _{-0.3}	0.8 ^{+0.2} _{-0.2}
2.29 – 2.45	2.38	0.18 ^{+0.02} _{-0.04}	0.51 ^{+0.07} _{-0.12}	0.97 ^{+0.12} _{-0.04}	1.15 ^{+0.24} _{-0.12}	-1.46 ^{+0.10} _{-0.10}	1.6 ^{+1.3} _{-0.6}	0.7 ^{+0.3} _{-0.2}
2.45 – 2.60	2.55	0.13 ^{+0.02} _{-0.03}	0.37 ^{+0.07} _{-0.08}	1.08 ^{+0.03} _{-0.04}	1.10 ^{+0.15} _{-0.08}	-1.58 ^{+0.11} _{-0.10}	2.0 ^{+0.6} _{-0.5}	0.6 ^{+0.1} _{-0.1}
2.60 – 2.81	2.72	0.19 ^{+0.02} _{-0.04}	0.53 ^{+0.05} _{-0.11}	0.99 ^{+0.05} _{-0.03}	1.40 ^{+0.25} _{-0.21}	-1.25 ^{+0.10} _{-0.11}	2.0 ^{+0.5} _{-0.5}	0.6 ^{+0.1} _{-0.1}
2.81 – 3.05	2.94	0.13 ^{+0.03} _{-0.03}	0.36 ^{+0.10} _{-0.09}	1.10 ^{+0.05} _{-0.05}	1.31 ^{+0.30} _{-0.22}	-1.18 ^{+0.10} _{-0.09}	2.2 ^{+1.0} _{-0.7}	0.5 ^{+0.1} _{-0.1}
3.05 – 3.73	3.26	0.11 ^{+0.02} _{-0.02}	0.30 ^{+0.06} _{-0.07}	1.12 ^{+0.03} _{-0.03}	1.45 ^{+0.25} _{-0.21}	-1.14 ^{+0.07} _{-0.08}	2.1 ^{+0.5} _{-0.4}	0.6 ^{+0.1} _{-0.1}

Таблица 2.1: Параметры распределения $\text{Lu}\alpha$ систем для 6 диапазонов по красному смещению. T_0 и Γ посчитаны из оценок b_0 и непрозрачности $\text{Lu}\alpha$ леса, как это описано в разделах 2.2 и 2.3.

Апостериорные распределения плотности вероятности параметров для каждого из шести диапазонов по красному смещению приведены в Приложении А на рис. А.1. Результаты аппроксимации параметров модели приведены в таблице 2.1. Точечные оценки представляют собой медианы апостериорных маргинализованных распределений, а неопределенности параметров соответствуют 68% доверительным интервалам, рассчитанным по кумулятивным распределениям параметров.

Функции распределения L_{α} систем в пространстве параметров (N, b) для 6 диапазонов по красному смещению, посчитанные по наилучшим параметрам аппроксимации, показаны цветовым градиентом на рис. 2.10. Статистические выбросы, то есть линии, для которых математическое ожидание для первого члена в уравнении (2.18), рассчитанное по апостериорному распределению, меньше математического ожидания для второго члена, выделены красными символами.

Также была исследована эффективность процедуры МСМС путём её применения к набору синтетических выборок линий L_{α} леса, сгенерированных из распределения (2.18) (включая распределение статистических выбросов). Запустив эту процедуру пару десятков раз, было обнаружено, что полученные доверительные интервалы в большинстве случаев перекрывают начальные значения параметров, не демонстрируя существенных выбросов (см. рис. 2.11). Это подтверждает надежность разработанной процедуры.

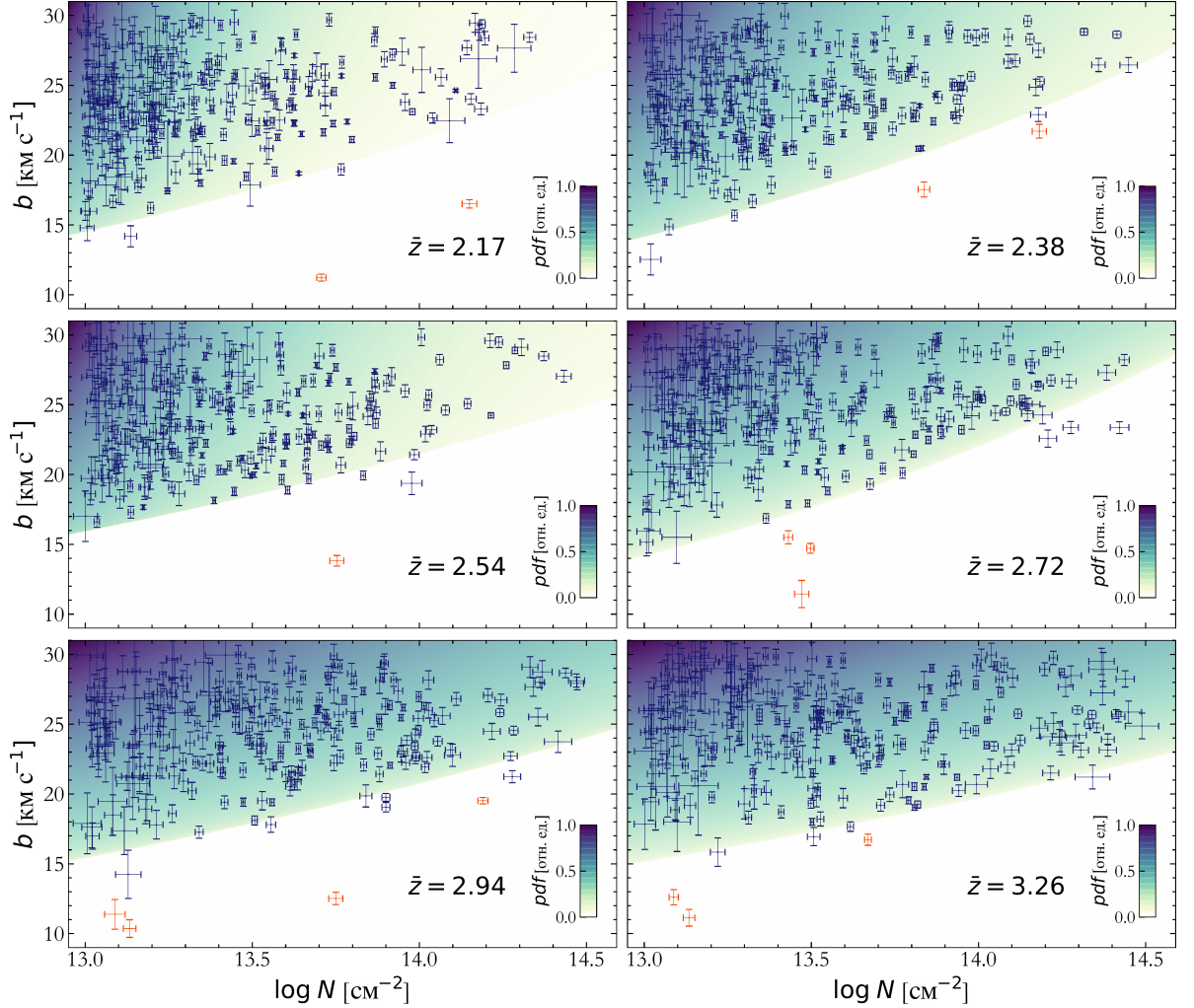


Рисунок 2.10: Синими точками показана выборка линий $\text{Lu}\alpha$ леса после прополки от металлов (см. подраздел 2.5.2) для 6 диапазонов по z . Цветовым градиентом показана плотность функции распределения $\text{Lu}\alpha$ систем в относительных единицах в каждом диапазоне по красному смещению, посчитанная по точечным значениям параметров аппроксимации из таблицы 2.1. Статистические выбросы показаны красными точками (подробности см. в тексте).

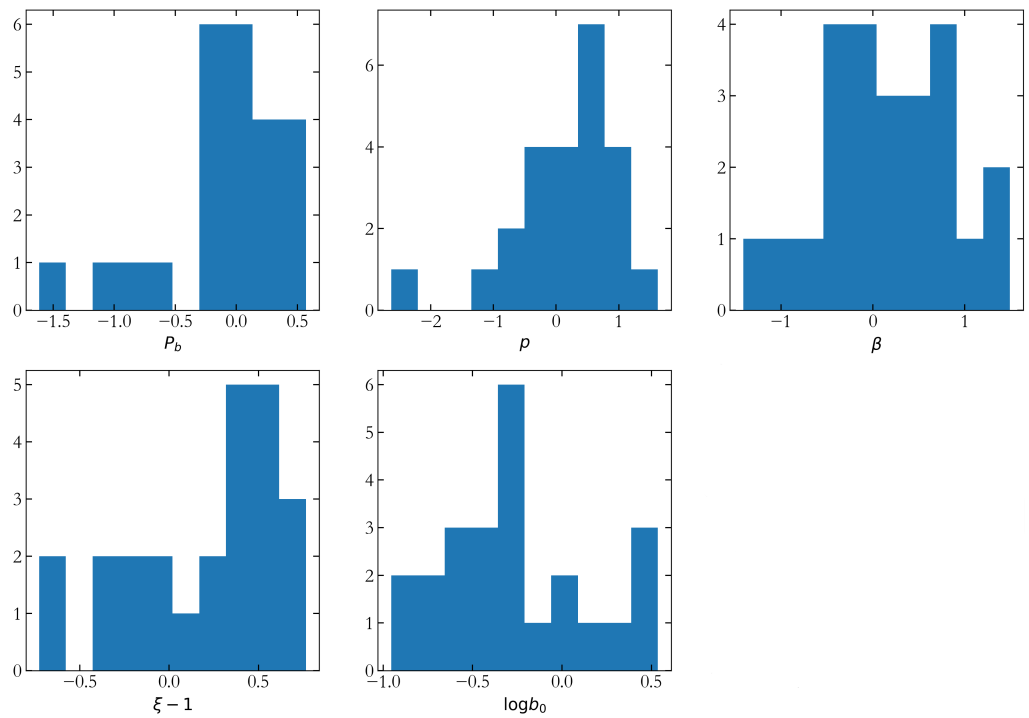


Рисунок 2.11: Разница $(p_i^{\text{sim}} - p_i^{\text{true}}) / \sqrt{\text{Var}(p_i^{\text{sim}})}$ между входными параметрами сгенерированных выборок, p_i^{true} , и параметрами, полученными в результате аппроксимации МСМС, p_i^{sim} , (в единицах стандартного отклонения, $\sqrt{\text{Var}(p_i^{\text{sim}})}$, оценённого для каждого прогона процедуры МСМС) для 24 сгенерированных выборок $\text{Lu}\alpha$ линий.

2.7 Результаты

Из полученных апостериорных распределений параметров модели можно напрямую определить параметр $\gamma(z)$, используя уравнение (2.6). Однако, как уже обсуждалось ранее, напрямую определить $T_0(z)$ из параметров модели нельзя. Оценить Γ и T_0 по отдельности возможно, объединив используемый формализм с измерениями непрозрачности $\text{Ly}\alpha$ леса. Соответствующие значения Γ и T_0 приведены в таблице 2.1. Стоит обратить внимание, что погрешности этих параметров, приведённые в таблице 2.1 и на рисунках 2.13 и 2.14, включают ошибки измерения эффективной оптической толщи из работы [78].

Определённая из анализа эволюция параметров зависимости температура-

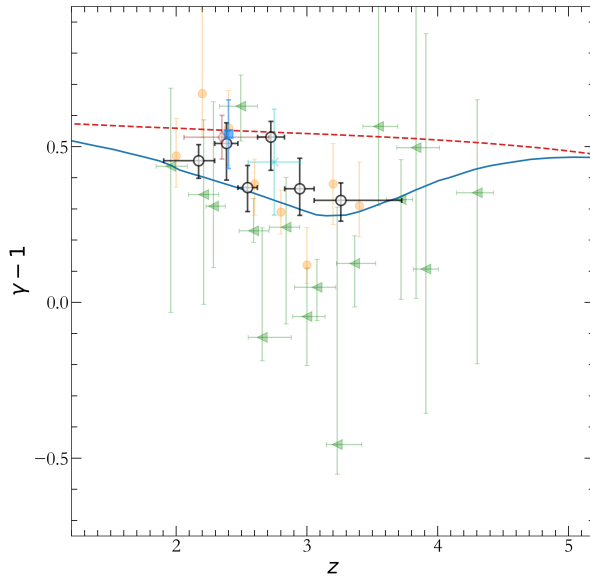


Рисунок 2.12: Эволюция степенного индекса γ с красным смещением z . Чёрными символами показаны результаты нашей работы. Остальными символами показаны измерения, взятые из литературы [57, 59, 67, 72, 79]. Сплошной и штриховой линиями показаны модели из работы [48] с учётом и без учёта реионизации He II, соответственно.

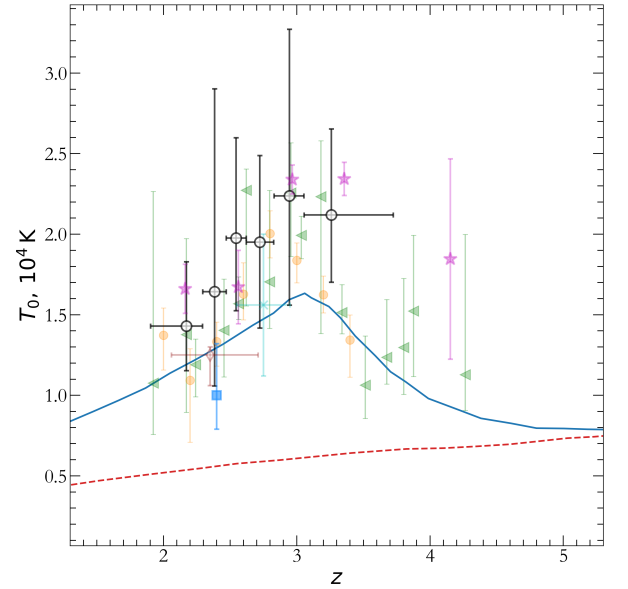


Рисунок 2.13: Эволюция температуры при средней плотности T_0 с красным смещением z . Чёрными символами показаны результаты нашей работы. Остальными символами показаны измерения, взятые из литературы [52, 57, 59, 67, 72, 79]. Сплошной и штриховой линиями показаны модели из работы [48] с учётом и без учёта реионизации He II, соответственно.

плотность (выражение (2.1)) показана на рис. 2.12 и 2.13. Наши измерения γ хорошо согласуются с результатами из литературы [59, 57]. Стоит отметить, что наши измерения γ имеют меньшие погрешности, чем оценки в преды-

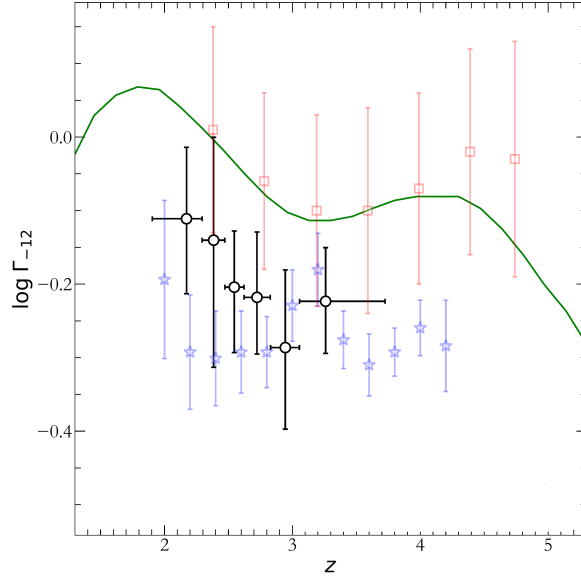


Рисунок 2.14: Эволюция скорости фотоионизации $\text{H I } \Gamma_{-12}$ с красным смещением z . Чёрными символами показаны результаты нашей работы. Измерения Γ_{-12} рассчитаны для $\gamma(z)$ из таблицы 2.1. Измерения из работ [63] и [80], рассчитанные для $\gamma - 1 = 0.63$ и $\gamma - 1 = 0.40$, показаны, соответственно, синими и красными символами. Измерения из работ [80] и [63] показаны без учёта разницы в принятой в работах космологии. Модель из работы [81] показана зелёной сплошной кривой.

дущих работах (см., однако, работу [60], где погрешности на γ сравнимы с нашими оценками), однако эти погрешности являются чисто статистическими и систематические погрешности здесь не оцениваются. Степенной индекс $\gamma(z)$, по-видимому, уменьшается с увеличением красного смещения и достигает $\gamma - 1 \sim 0.3$ при $z \sim 3$. Однако наклон линейной регрессии составляет $a = -0.11 \pm 0.07$, что означает, что это уменьшение $\gamma(z)$ имеет невысокую статистическую значимость. Тем не менее, видно, что $\gamma - 1$ как минимум на 2σ ниже асимптотического значения 0.6 в четырех из шести диапазонов по z . Такое поведение $\gamma - 1$ можно объяснить реионизацией He II при $z \gtrsim 3$. Кроме того, $T_0(z)$ (рис. 2.13) достигает значений $(2 - 3) \times 10^4$ К при $z \sim 3$, что также согласуется с реионизацией He II [82, 48]. Вместе с тем неопределенности измерений $T_0(z)$ достаточно велики, поэтому сделать однозначные выводы о характере её эволюции с z представляется затруднительным. Таким образом, результаты нашей работы согласуются с реионизацией He II на $z \gtrsim 3$. На рис. 2.12 и 2.13 также показаны модельные кривые из работы [48], посчитанные с учетом реионизации He II (синие сплошные линии) и без ре-

ионизации He II (красные пунктирные линии). Видно, что сплошная кривая согласуется с данными гораздо лучше, чем штриховая кривая. Однако стоит оговориться, что приведённые модели не являются полностью независимыми от результатов наблюдений, так как в работе [48] результаты моделирования подгонялись к доступным в литературе измерениям температуры МГС из работ [54] и [83]⁹.

На рис. 2.14 приведено сравнение параметра Γ , оценённого в нашей работе, с результатами из литературы [63], [80] и [81]. Стоит отметить, что измерения из литературы, приведенные на рис. 2.14, получены в предположении фиксированных значений $\gamma - 1 = 0.40$ [80] и $\gamma - 1 = 0.63$ [63], а также заданной температуры $T_0(z)$. Также измерения из работы [80] получены для несколько других значений космологических параметров, однако этот эффект пренебрежимо мал в отличие от разницы в принятых в данной работе и измеренных нами в самосогласованном подходе значениях γ и T_0 , поэтому на рис. 2.14 он не учитывается. Таким образом, основной причиной расхождения этих измерений Γ является разная температура T_0 . Значения T_0 , полученные в нашей работе, ниже значений, используемых в [63], и выше, чем в [80]. Наши измерения Γ находятся между измерениями [80] и [63]. Как и результаты [63], и в отличие от результатов [80], наши измерения систематически ниже, чем значения Γ , основанные на недавно предложенной модели УФ фона [81], показанной зелёной сплошной кривой на рис. 2.14.

Степенной индекс распределения систем Ly α леса по лучевым концентрациям β в выражении (2.18) эволюционирует с красным смещением z от $\beta \approx -1.14$ при $\bar{z} = 3.26$ до $\beta \approx -1.82$ при $\bar{z} = 2.17$, то есть в ростом z распределение становится более пологим. Результаты нашей работы согласуются с результатами из литературы [75], где $\beta = -1.42 \pm 0.03$ для диапазона красных смещений $z = 1.53 - 2.57$ и $\beta = -1.11 \pm 0.04$ для $z = 2.96 - 3.60$ и значений лучевых концентраций $\log N [\text{cm}^{-2}] = 12.5 - 14$.

⁹Данные измерения были получены при помощи другого статистического метода, основанного на анализе кривизны Ly α леса, и поэтому на рис. 2.13 не приводятся.

2.8 Возможные источники неопределённостей

Форма распределения плотности газа $P(\Delta, z)$ потенциально может быть источником дополнительных систематических ошибок. В частности, если исследуемый диапазон лучевых концентраций находится в хвосте распределения, может быть важно, насколько хорошо хвосты аналитического распределения описывают результаты гидродинамического моделирования. Поэтому мы проверили, какую долю от всей популяции абсорбционных систем $\text{Lu}\alpha$ леса покрывает наша наблюдательная выборка.

Как можно видеть из рис. 2.15, из-за длинного хвоста функции распределения плотности газа наша ограниченная выборка покрывает более 19% от всей популяции абсорбционных систем $\text{Lu}\alpha$ леса. В диапазоне красных смещений $z = 2.81 - 3.73$ (последние два бина), где мы ожидаем увидеть свидетельства реионизации He II, наша выборка покрывает более 60% от всей популяции. Поэтому можно заключить, что используемая аналитическая форма распределения скорее всего не должна значительно влиять на результаты анализа.

Тем не менее, как уже говорилось ранее, аналитическая форма распределения $P(\Delta, z)$ основана на результатах моделирования из работы [84]. Поэтому возможным источником неопределённостей может выступать гидродинамическое моделирование само по себе. Как было подчёркнуто другими авторами в работах [85, 63], распределение плотности газа в гидродинамическом моделировании зависит как от физических параметров, используемых при моделировании, в частности космологии и УФ фона, так и от численных параметров, таких как размер ячейки и разрешение по массе. Учёт этих факторов может привести к увеличению неопределённостей на T_0 и Γ , которые и без того достаточно велики.

Другим источником неопределённостей может быть используемая нами параметрическая модель для распределения (N, b) . Хотя выбранная форма хорошо согласуется с данными наблюдений, выбор модели распределения может привести к некоторым систематическим неопределённостям. Недавно в работе [60] был представлен новый метод сравнения наблюдаемого распределения (N, b) с модельными распределениями, полученными в результате

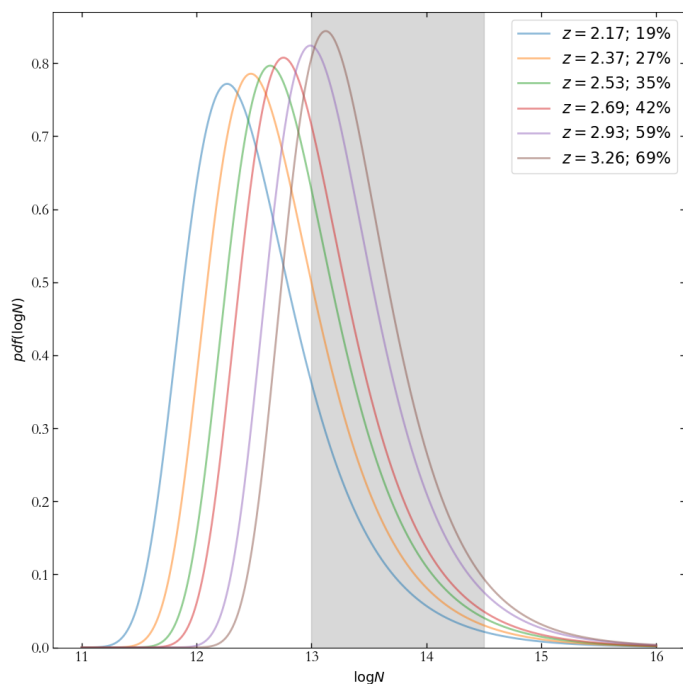


Рисунок 2.15: Функция распределения плотности газа, посчитанная для параметров Γ и T_0 , оценённых для 6 диапазонов по красному смещению. Серая область соответствует диапазону $\log N$, используемому в нашей работе. В подписи на рисунке показаны доли от всей популяции абсорбционных систем $\text{Ly}\alpha$, покрытые в каждом диапазоне по z .

анализа синтетического $\text{Ly}\alpha$ леса. Синтетический $\text{Ly}\alpha$ лес, в свою очередь, был получен с помощью гидродинамического моделирования МГС. Моделирование проводилось на сетке тепловых параметров (T_0 и γ) и интерполировалось посредством гауссовой интерполяции главных компонент сглаженной плотности распределения (N, b) . Этот метод аналогичен различным методам определения нижней границы распределения (N, b) , в которых положение нижней границы (или других дискретных показателей, таких как, например, медиана распределения [79]) калибруется посредством гидродинамического моделирования МГС, однако в работе [60] вместо этого распределение (N, b) калибруется целиком. Основная сложность этого подхода заключается в том, что моделирование на самом деле требует значительных вычислительных ресурсов, особенно когда размер выборки велик. Таким образом, для получения надёжной оценки на тепловые параметры шаг сетки (T_0, γ) должен быть достаточно малым, чтобы минимизировать ошибки интерполяции [60]. Кроме того, в таком подходе [60] возможная систематика может исходить из выбора входных данных для гидродинамического моделирования и их калибровки.

Также наши результаты получены в предположении, что характерный размер поглощающего облака равен джинсовской длине, см. уравнение (2.3) и [61]. На самом деле характерный размер облака может быть близок к джинсовской длине, но не обязательно равен ей [61, 86]. Это, в свою очередь, может привести к смещению измерений параметров T_0 и Γ . Мы проверили, что изменение множителя в уравнении (2.3) в два раза приводит к изменению T_0 на 30% и изменению Γ на 20%. Детальное рассмотрение модели, в которой коэффициент пропорциональности между характерным размером облака и джинсовской длиной является свободным параметром аппроксимации, представлено в главе 3.

Кроме того, в используемой нами модели предполагается, что минимальное уширение при фиксированном N обусловлено только тепловыми движениями в поглощающем облаке. Однако известно, что пространственная структура филаментов МГС может влиять на минимальное уширение из-за хаббловского расширения самих филаментов [47, 86, 87]. Это может привести к систематической недооценке показателя степени γ , а также повлиять на измерения T_0 и Γ . Подробное рассмотрение этого вопроса представлено в главе 3.

В нашей работе была использована большая выборка спектров квазаров из одной базы данных, полученных на одном приборе и обработанных по одним и тем же алгоритмам. Тем не менее, статистические погрешности довольно велики. Для уменьшения неопределённостей необходимо увеличить количество спектров квазаров. Это может быть достигнуто либо с использованием архивных данных других инструментов (таких как VLT/UVES), либо с появлением следующего поколения оптических телескопов, таких как Extremely Large Telescope (E-ELT) и Thirty Meter Telescope, которые увеличат эффективность спектральных наблюдений квазаров и позволят накопить большую выборку наблюдательных данных высокого качества.

2.9 Заключение к главе

В данной главе представлен новый метод оценки параметров теплового состояния МГС и их эволюции с красным смещением, основанный на анали-

зе распределения (N, b) линий $\text{Ly}\alpha$ леса в спектрах квазаров. Разработана автоматическая процедура для поиска и анализа линий $\text{Ly}\alpha$ леса с простой скоростной структурой в спектрах квазаров. При помощи разработанной процедуры проанализированы 47 спектров квазаров высокого разрешения из базы данных KODIAQ и получена выборка из 1503 абсорбционных систем $\text{Ly}\alpha$ леса (после процедуры очистки выборки от линий металлов) на $z = 2 - 4$ в пространстве параметров (N, b) . Проведено сравнение наблюдаемого распределения параметров (N, b) в шести диапазонах по красному смещению с модельной двумерной функцией распределения. Также учтено наличие статистических выбросов в рамках смешанной модели. Для оценки температуры при средней плотности T_0 и скорости фотоионизации водорода Γ использовались модельная функция распределения плотности газа, предложенная в работе [65], и измерения средней непрозрачности $\text{Ly}\alpha$ леса из работы [78]. В результате получены оценки на физические параметры МГС в зависимости от красного смещения.

Основные результаты:

1. Показатель степени γ в зависимости температура-плотность в МГС имеет тенденцию к уменьшению с увеличением красного смещения и достигает $\gamma - 1 \approx 0.30$ при $z \sim 3$. Зависимость $\gamma(z)$ согласуется с предсказаниями сценария тепловой эволюции Вселенной, при котором реионизация He II происходит вблизи $z \gtrsim 3$.
2. Хотя неопределенности $T_0(z)$ довольно велики (рис. 2.13), характерные значения температуры достигают $T_0 \approx (2.2 \pm 1.0) \times 10^4$ К на $z \sim 3$. Это также свидетельствует в пользу сценария реионизации He II , однако сделать окончательное утверждение об эволюции температуры с красным смещением затруднительно. То же верно и для параметра Γ (см. рис. 2.14). Среднее значение скорости фотоионизации водорода в рассматриваемом диапазоне красных смещений составляет $\Gamma \approx 0.6 \times 10^{-12} \text{ c}^{-1}$.
3. Показатель степени β распределения систем $\text{Ly}\alpha$ леса по лучевым концентрациям эволюционирует с красным смещением z от $\beta \approx -1.14$ при $\bar{z} = 3.26$ до $\beta \approx -1.82$ при $\bar{z} = 2.17$, то есть в ростом z распределение

становится более пологим, что согласуется с предыдущими измерениями [75].

4. Помимо гидродинамического моделирования, результаты которого были использованы для оценки непрозрачности $L\mu\alpha$ леса с целью разделения параметров T_0 и Γ , основным источником систематических неопределённостей представленных результатов может являться допущение равенства характерного размера облаков джинсовской длине. Изменение коэффициента пропорциональности между размером облака и джинсовской длиной в два раза приводит к изменению T_0 на 30% и изменению Γ на 20%. Более детальное рассмотрение модели, в которой коэффициент пропорциональности между характерным размером облака и джинсовской длиной является свободным параметром аппроксимации, представлено в главе 3.

Глава 3

Джинсовское уширение линий межгалактической среды на $z = 2 - 4$

3.1 Введение

Как было подробно описано в предыдущей главе, одним из широко используемых методов изучения эволюции зависимости температуры от плотности в МГС с красным смещением является анализ минимального уширения линий $\text{Ly}\alpha$ леса в спектрах квазаров [56, 57, 58, 88]. В рамках стандартного формализма минимальное уширение этих линий объясняется исключительно тепловым уширением за счёт теплового движения атомов H I в поглощающем облаке. Однако пренебрежение пространственной структурой филаментов МГС может привести к систематическим ошибкам определяемых параметров зависимости температура-плотность [47, 86, 87]. Оказывается, что конечная протяженность филаментов МГС увеличивает минимальное уширение линий поглощения за счёт хаббловского расширения самих филаментов (так называемое джинсовское уширение). Данная глава посвящена рассмотрению джинсовского уширения линий $\text{Ly}\alpha$ леса и оценке правомерности пренебрежения данным механизмом при анализе тепловой эволюции МГС. По ходу всей главы будет, как и в главе 2, подразумеваться стандартная космологическая модель ΛCDM с параметрами плотностей материи $\Omega_m = 0.28$, тёмной энергии $\Omega_\Lambda = 0.72$, барионов $\Omega_b = 0.046$, выраженных в единицах критической плотности Вселенной, а также параметром Хаббла $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

3.2 Формализм

Из-за теплового давления газа профиль пространственного распределения барионов в межгалактических филаментах только качественно отражает распределение тёмной материи. Пространственное распределение барионов сглаживается по сравнению с распределением тёмной материи на некотором масштабе. Считается, что роль такого масштаба играет джинсовская длина, определяющая характерный размер филаментов МГС [61]:

$$\lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_{\text{tot}}}}, \quad (3.1)$$

где c_s – скорость звука, G – гравитационная постоянная, а ρ_{tot} – полная плотность материи.

Выражение (3.1) можно переписать через космологические параметры и параметры теплового состояния газа в виде (см., например, [87, 47]):

$$\lambda_J = \pi \left(\frac{40}{9}\right)^{1/2} \left(\frac{3\gamma}{5}\right)^{1/2} \left(\frac{k_B}{m}\right)^{1/2} \mu^{-1/2} H_0^{-1} (1+z)^{-3/2} \Omega_m^{-1/2} T^{1/2} \Delta^{-1/2}, \quad (3.2)$$

где Ω_m – параметр плотности материи, μ – средний молекулярный вес газа, а H_0 – современное значение параметра Хаббла. Так как характерный размер филаментов МГС порядка джинсовской длины, но не обязательно должен быть равен ей, далее мы вводим коэффициент пропорциональности f_J между характерным размером филаментов и λ_J [86], то есть размер филаментов $L = f_J \lambda_J$. Кроме того, коэффициент f_J также естественным образом учитывает, что излучение от квазара может проходить через филамент под произвольным углом. В модели филамента с гауссовым профилем плотности [86, 87] нижняя граница $b_{\text{min}}(N)$ распределения (N, b) определяется двумя слагаемыми в виде

$$b_{\text{min}}^2 = \frac{2k_B T}{m} + f_J^2 \left(\frac{\lambda_J H(z)}{2\pi}\right)^2, \quad (3.3)$$

где k_B – постоянная Больцмана, m – масса атома водорода, а $H(z)$ – параметр Хаббла. Первый член в выражении (3.3) соответствует тепловому уширению, а второй – джинсовскому. Стоит обратить внимание, что параметр

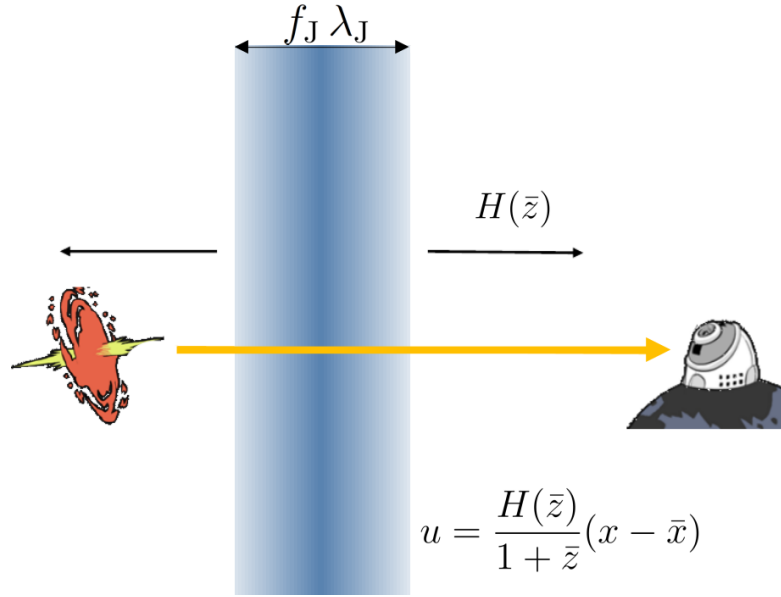


Рисунок 3.1: Иллюстрация прохождения излучения квазара через расширяющийся филамент МГС на среднем красном смещении \bar{z} . x – сопутствующая координата вдоль луча зрения, u – скорость вдоль луча зрения. Координата \bar{x} соответствует среднему красному смещению \bar{z} .

f_J косвенно влияет на тепловое уширение в выражении (3.3) через соотношение между лучевой концентрацией N и Δ (см. например, [86]). В этом смысле невозможно восстановить результаты анализа, который не включает джинсовское уширение, положив $f_J = 0$. То есть формализм исключительно теплового уширения, описанный в предыдущей главе, не является предельным случаем выражения (3.3) с $f_J = 0$. Это также означает, что второй член в правой части выражения (3.3) не может быть опущен в самосогласованной модели. При этом джинсовское уширение доминирует при $\Delta \lesssim 1$ (и, следовательно, малых N), тогда как тепловое уширение – при $\Delta > 1$. Таким образом, параметр γ из выражения (2.1), определяемый в данном формализме наклоном *тепловой компоненты* нижней границы, зависит в основном от распределения систем $\text{Ly}\alpha$ леса с относительно высокими лучевыми концентрациями N . Учитывая, что количество систем $\text{Ly}\alpha$ леса уменьшается степенным образом с ростом N , для количественной оценки влияния учёта джинсовского уширения на измеряемые параметры теплового состояния газа мы решили увеличить выборку линий $\text{Ly}\alpha$ леса по сравнению с выборкой, использованной в предыдущей главе.

3.3 Наблюдательные данные

В связи с необходимостью увеличения выборки систем Ly α леса результаты, описанные в данной главе, основаны на совместном анализе 47 спектров из базы данных KODIAQ (описание в предыдущей главе) и 51 спектра квазара высокого разрешения ($R \sim 45000$), взятых из базы данных SQUAD¹ [89] телескопа VLT. Последние спектры получены при помощи спектрографа высокого разрешения UVES. В результате выборка содержит 98 спектров с высоким разрешением ($R \sim 36000 - 72000$) и высоким отношением континуума к шуму ($C/N \sim 20 - 250$). Детальное описание добавленных спектров и их параметры представлены в таблице B.1 в Приложении B.

3.4 Анализ

Спектральный анализ дополнительной выборки квазаров практически полностью аналогичен анализу, подробно описанному в главе 2. Единственное отличие связано с методом оценки неопределённостей параметров линий Ly α леса N и b . В главе 2 неопределённости параметров линий оценивались для наилучших параметров аппроксимации как квадратные корни диагональных элементов ковариационной матрицы. В данной главе ошибки измерения N и b определялись с помощью формализма матрицы Фишера, подробно описанном в Приложении A в разделе A.3. Это отличие по сравнению с главой 2 связано с усовершенствованием оригинальной процедуры поиска линий Ly α леса в спектрах квазаров, описанной в подразделе 2.5.1. В последней версии процедуры, использованной в данной главе, маски из выражения (2.12) являлись динамическими и пересчитывались на каждом шаге в процессе максимизации функции правдоподобия в пространстве параметров (N, b) для найденной линии с начальными параметрами $(N_{\text{ini}}, b_{\text{ini}})$. В главе 2, напротив, маски рассчитывались для начальных параметров $(N_{\text{ini}}, b_{\text{ini}})$ найденной линии и в процессе точной аппроксимации параметров не менялись. Это изменение, однако, незначительно влияет на результирующую выборку линий Ly α леса. Кроме того, несмотря на то, что результаты, описанные в предыдущей главе,

¹The UVES Spectral Quasar Absorption Database

получены на меньшем массиве спектров, было проверено, что эти результаты согласуются с анализом бóльшего массива спектров при использовании того же самого формализма и не зависят от метода оценки неопределённостей параметров N и b . Используемые для анализа диапазоны красных смещений и отношение континуума к шуму для добавленных спектров квазаров проиллюстрированы на рис. 3.2.

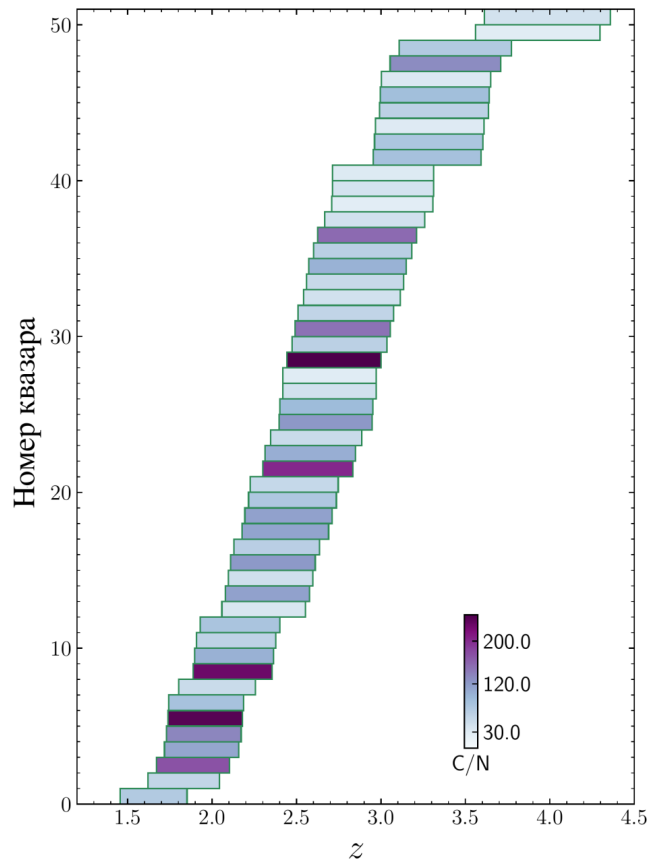


Рисунок 3.2: Используемые для анализа линий $\text{Ly}\alpha$ леса диапазоны красных смещений спектров квазаров из базы SQUAD, добавленные в этой главе к выборке спектров из главы 2. Цветом для каждого спектра показано медианное отношение континуума к шуму C/N в соответствующих диапазонах красных смещений.

Статистический анализ выборки линий $\text{Ly}\alpha$ леса также аналогичен описанному в предыдущей главе анализу, за исключением того, что нижняя граница в модельной функции распределения систем $\text{Ly}\alpha$ леса в пространстве параметров N и b определяется формализмом (3.3). В этом случае функция правдоподобия содержит на один параметр больше: к параметрам, определяющим распределение систем $\text{Ly}\alpha$ леса, добавляется масштабный коэффициент f_J . Для масштабного коэффициента, температуры для средней плотности

и скорости фотоионизации водорода были выбраны равномерные априорные распределения в диапазонах $f_J = [10^{-3}, 5]$, $T_0 = [500, 10^5]$ и $\Gamma_{-12} = [0.1, 10]$.

Для увеличения статистики систем Ly α леса в каждом исследуемом диапазоне по красному смещению вся выборка была поделена на 4 диапазона по z со средними красными смещениями 2.2, 2.5, 2.8 и 3.3, содержащими примерно одинаковое количество Ly α линий. Соответствующие распределения (N, b) показаны чёрными символами на четырёх панелях рис. 3.3.

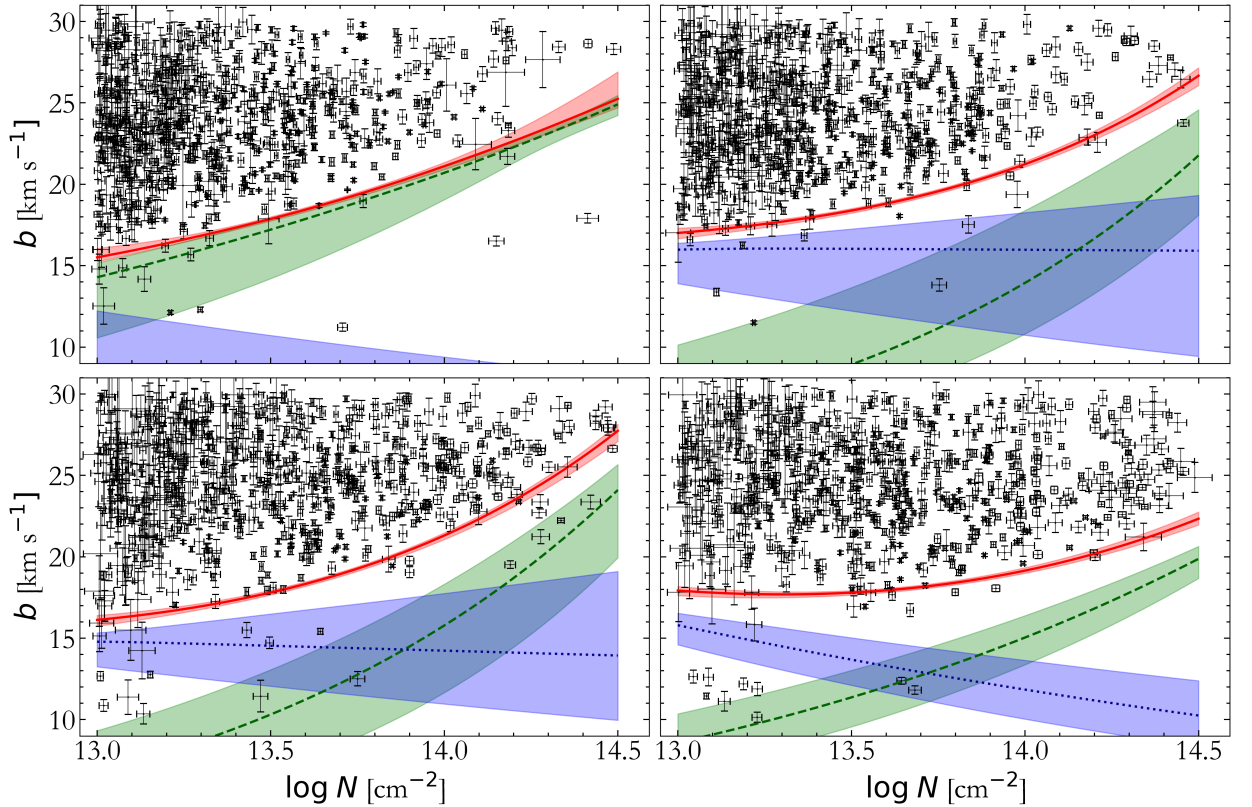


Рисунок 3.3: Распределения (N, b) линий Ly α леса для четырёх диапазонов по красному смещению со средними красными смещениями 2.2 (вверху слева), 2.5 (вверху справа), 2.8 (внизу слева) и 3.3 (внизу справа). Чёрными символами показана выборка линий Ly α из 98 спектров квазаров высокого разрешения. Сплошными красными кривыми и красными областями показаны точечные и интервальные оценки нижних границ полученных распределений (N, b) , соответствующие медианам и 68% доверительным интервалам, посчитанным по 0.16 и 0.84 квантилям распределений. Аналогично зелёными и синими пунктирными кривыми и областями показаны вклады теплового и джинсовского уширений.

3.5 Результаты

Нижние границы распределений (N, b) для четырёх диапазонов по красному смещению показаны на рис. 3.3. Видно, что джинсовское уширение играет существенную роль в значительной части анализируемого диапазона лучевых концентраций. Это означает, что пренебрежение джинсовским уширением и предположение о фиксированном масштабном коэффициенте f_J ² может значительно влиять на определяемые параметры теплового состояния газа. На рис. 3.4 показаны измеренные значения $\gamma - 1$, T_0 , f_J и Γ_{-12} в четырёх диапазонах по красному смещению.

Оценки температуры во всех диапазонах по z согласуются с полуаналитической моделью из работы [48] в отсутствие реионизации He II (показана красными штриховыми кривыми на первых двух панелях рис. 3.4). Однако стоит отметить, что имеет место значительная корреляция параметров соотношения температура-плотность с Γ и f_J , сопровождающаяся сложной формой двумерных маргинализованных апостериорных распределений (см. рис. 3.5), что затрудняет интерпретацию точечных оценок по маргинализованным распределениям параметров. Хотя в расчётах, приведенных в данной главе, оптическая толщина L_{α} леса хорошо согласуется с наблюдательными данными, полученное значение $\Gamma_{-12} \sim 1.5$ относительно велико по сравнению с измерениями и моделями из литературы, особенно для $z \sim 2.5 - 3$ (см., например, [81]). К сожалению, имеющиеся расчёты скорости фотоионизации водорода неразрывно связаны с предполагаемой температурой МГС [63] (в случае оценки Γ по непрозрачности L_{α} леса) или с параметрами ионизирующего фона [90], и не могут быть использованы как независимые априорные данные для нашего исследования. Независимые ограничения на параметры ионизирующего фона и/или на физический размер филаментов МГС, возможно, улучшат эту ситуацию.

Джинсовская длина зависит как от тепловых параметров среды, γ и T_0 , так и от плотности Δ (см. выражение (3.2)). При этом джинсовская длина при средней плотности $\lambda_J(\Delta = 1) = \lambda_{J0}$, преимущественно определяется тем-

²Стоит отметить, что $f_J = 1$ предполагалось в большинстве предыдущих исследований, см., однако, [60].

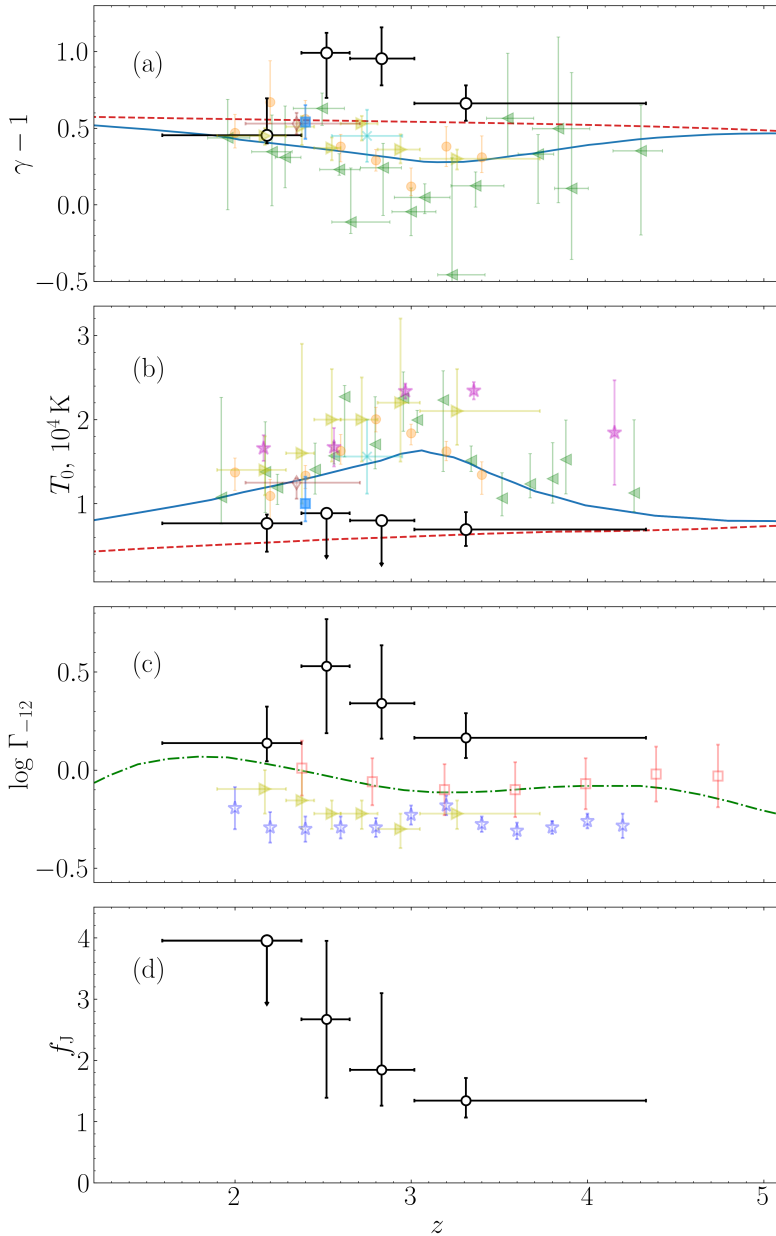


Рисунок 3.4: Параметры $\gamma - 1$ (a), T_0 (b), Γ_{-12} (c) и f_J (d) в зависимости от красного смещения. Чёрными символами показаны результаты этой главы. Точечные оценки и верхние пределы соответствуют 0.5 и 0.95 квантилям распределений. Неопределённости измерений посчитаны по 0.16 и 0.84 квантилям распределений. Синие сплошные и красные пунктирные кривые соответствуют двум различным сценариям реионизации из работы [48]: с учётом и без учёта реионизации He II, соответственно. Остальными символами показаны измерения T_0 из работ [52, 67, 57, 72, 79, 88] и Γ_{-12} из [63, 80]. Модель УФ фона из работы [81] показана зелёной штрихпунктирной кривой. Результаты главы 2 показаны жёлтыми треугольниками.

пературой для средней плотности T_0^3 , поэтому распределение λ_{J0} отражает распределение T_0 . При этом характерный размер филаментов средней плотности, $L_0 = f_J \lambda_{J0}$, зависит ещё и от масштабного коэффициента f_J . Распределения λ_{J0} и L_0 для четырёх диапазонов по красному смещению показаны на рис. 3.6. На рис. 3.7 показаны оценки на размер филаментов средней плотности для трёх диапазонов по красному смещению, в которых значения L_0 хорошо восстанавливаются (см. также панели b–d рис. 3.6). Видно, что ха-

³ λ_{J0} также слабо зависит от коэффициента неадиабатичности $3\gamma/5$.

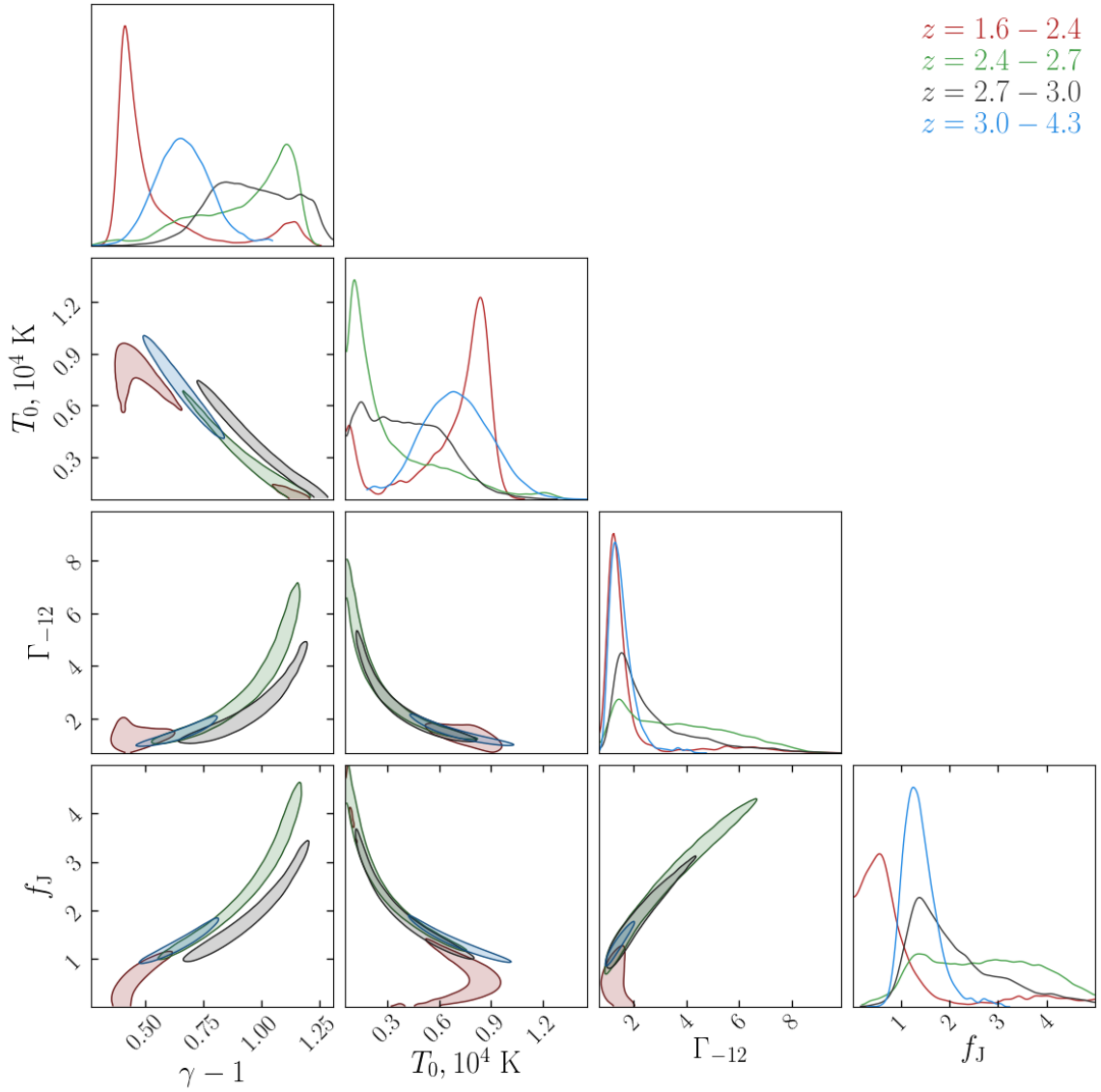
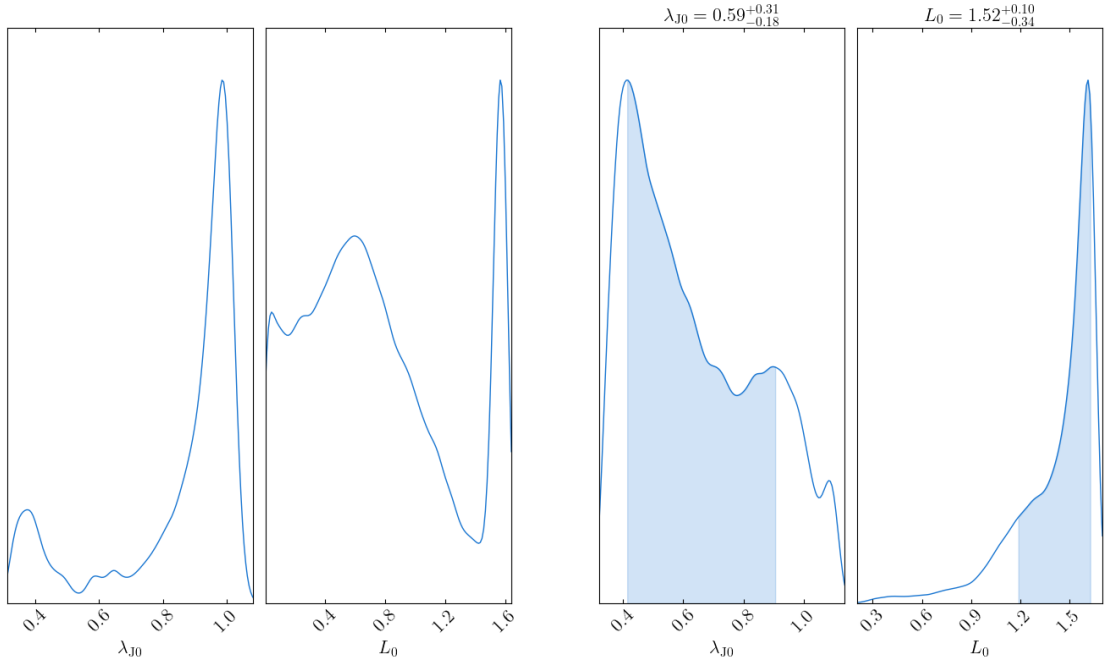


Рисунок 3.5: Апостериорные распределения плотности вероятности параметров (далее для простоты – распределения параметров) соотношения температура-плотность $\gamma - 1$ и T_0 , скорости фотоионизации водорода Γ_{-12} и масштабного коэффициента f_J для четырех диапазонов по красному смещению. На диагональных панелях показаны одномерные маргинализованные распределения параметров. Двумерные маргинализованные распределения показаны 68% доверительными областями на недиагональных панелях.

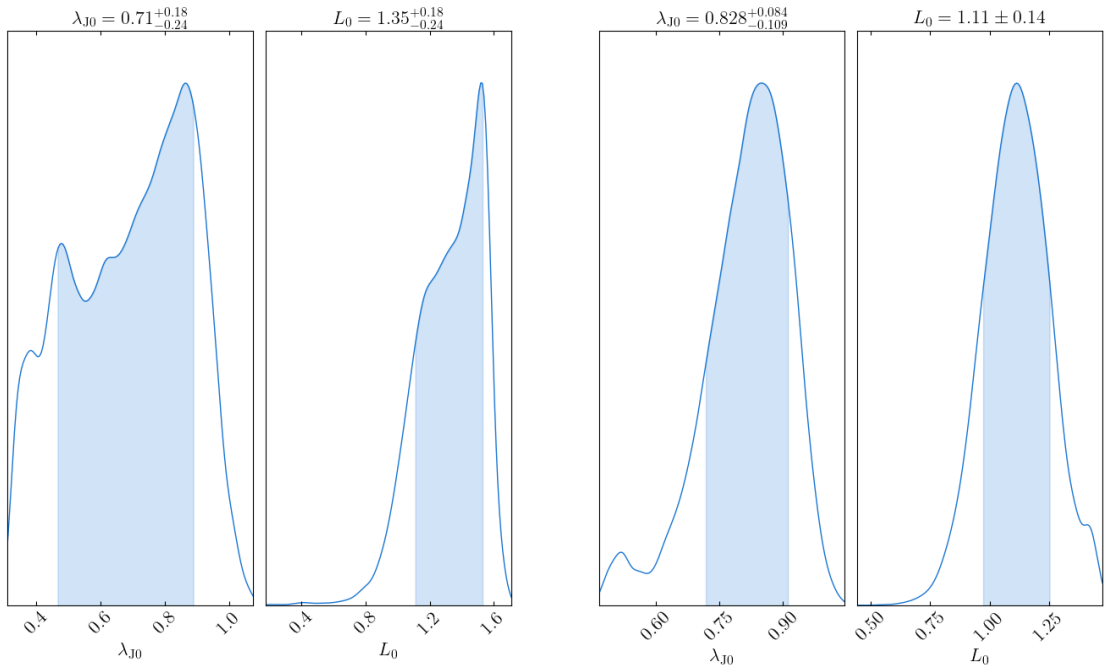
характерный размер филаментов МГС при средней плотности в сопутствующей системе координат⁴ на $z \approx 2.4 - 4.3$ составляет 1 – 1.6 Мпк.

⁴В системе координат, сохраняющей расстояние между фиксированными точками в расширяющейся Вселенной.



(a) $z = 1.6 - 2.4$

(b) $z = 2.4 - 2.7$



(c) $z = 2.7 - 3.0$

(d) $z = 3.0 - 4.3$

Рисунок 3.6: Распределения джинсовской длины λ_{J0} и характерного размера филаментов L_0 при средней плотности для четырех диапазонов по красному смещению. Точечные оценки и неопределенности (показаны сверху каждой панели кроме первой, где распределения λ_{J0} и L_0 оказались бимодальными) рассчитывались как медианные значения и 68% доверительные интервалы, рассчитанные по кумулятивным распределениям параметров (показаны закрашенными синими областями). Значения λ_{J0} и L_0 представлены в Мпк в сопутствующих координатах.

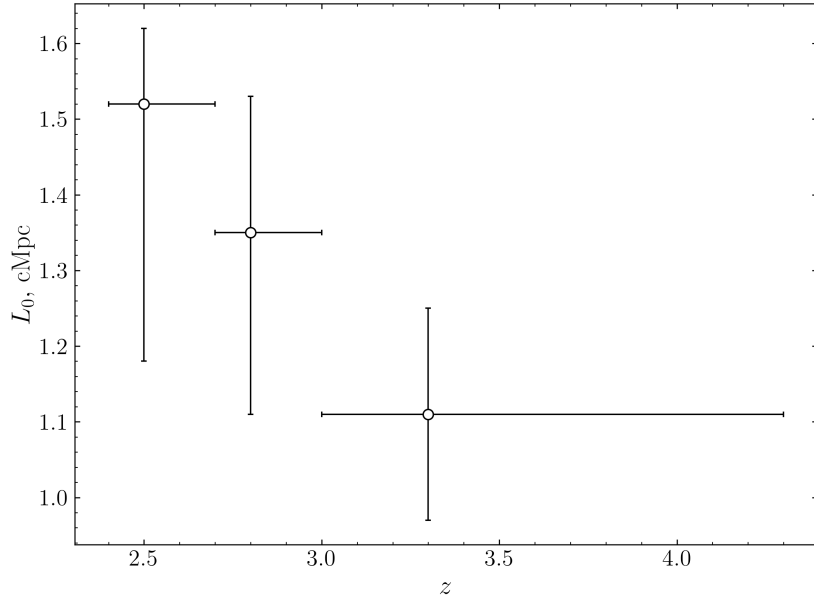


Рисунок 3.7: Характерный размер филаментов МГС при средней плотности, измеренный в представленном в этой главе формализме, в зависимости от красного смещения.

Для моделей с постоянными $\Gamma(z)$ и $f_J(z)$ на $z \lesssim 5$, то есть после реионизации водорода, зависимость $T_0(z)$ имеет пик на красных смещениях, соответствующих ожидаемой в моделировании реионизации He II. Амплитуда этого пика очень чувствительна к параметрам ионизирующего фонового излучения и обычно считается $\sim 20\,000$ К. По результатам, представленным в данной главе, мы, напротив, такого характерного пика не наблюдаем.

Возможное объяснение такого несоответствия результатов нашей работы с предсказаниям моделирования, учитывающим реионизацию He II на $z \sim 3$, может заключаться в неоднородном характере реионизации МГС. Действительно, недавно предложенная полуаналитическая модель [91] показывает, что образование ионизированных областей He III вокруг источников жесткого 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. 3.8). Таким образом, представленная здесь модель, как и аналогичные предыдущие измерения, основанные на методах нахождения нижней границы распределения (N, b) , могут быть нечувствительны к областям реионизации

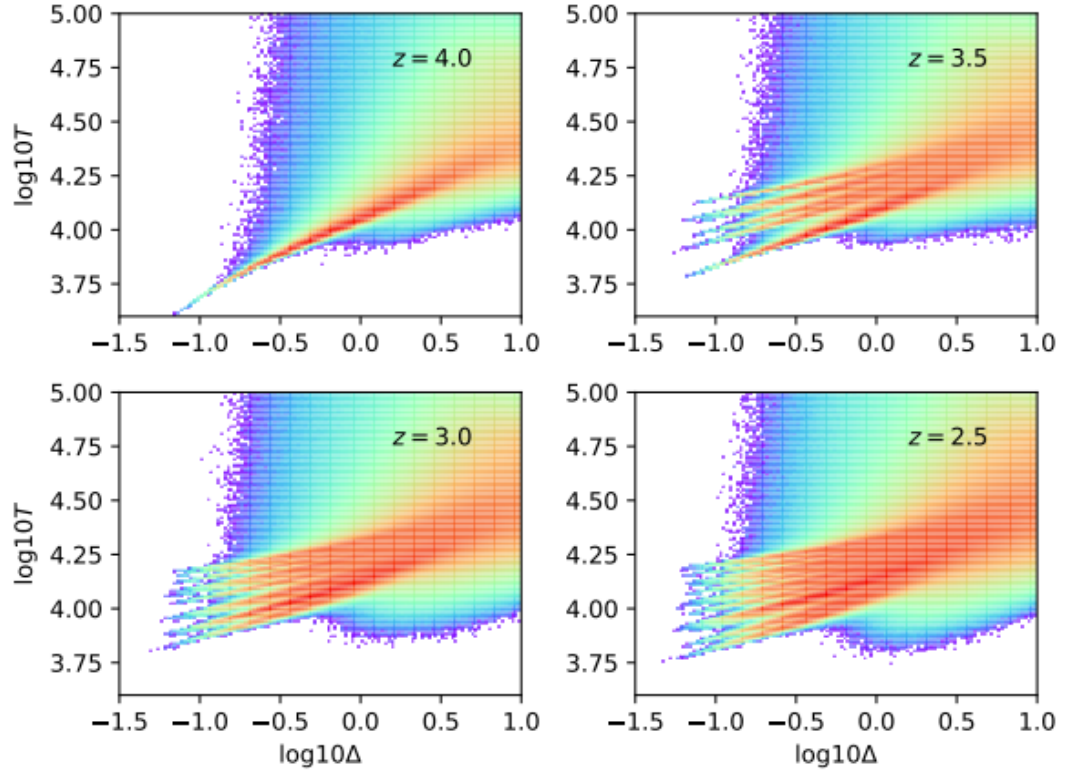


Рисунок 3.8: Модельная зависимость температуры от плотности МГС, учитывающая неоднородный характер реионизации He II. Отдельные панели соответствуют 4 различным значениям красного смещения, приведённым в верхних левых углах каждой панели. Отдельные ветви зависимости температура-плотность отражают независимую эволюции отдельных He III пузырей. Цветом показана плотность функции распределения частиц симуляции в относительных единицах. Рисунок взят из работы [91].

He II. Поэтому такие методы могут оказаться непригодными для исследования непосредственно истории реионизации He II, по крайней мере без калибровок таких методов с учётом моделирования неоднородной реионизации МГС. Более того, недавно при помощи гидродинамического моделирования неоднородной реионизации HI→HII было показано, что на малых временных масштабах после реионизации водорода масштаб сглаживания барионной компоненты филаментов может не описываться джинсовской длиной [92]. Если последнее верно и для реионизации He II→He III, это может означать, что формализм, в котором размер филаментов МГС пропорционален джинсовской длине, также не подходит для исследования истории реионизации МГС. Однако последний вывод требует детального исследования с использованием гидродинамического моделирования реионизации He II→He III.

Тем не менее такие методы, основанные на нахождении нижней границы распределения (N, b) , могут использоваться для определения теплового состояния областей МГС, не затронутых реионизацией He II. Кроме того, моделирование показывает, что неоднородная реионизация, вероятно, не слишком сильно влияет на среднюю температуру МГС [91]. Однако вопрос о корректном определении средней температуры по наблюдательным данным всё ещё остаётся открытым.

3.6 Заключение к главе

В данной главе рассмотрен джинсовский механизм уширения абсорбционных линий МГС, обусловленный хаббловским расширением филаментов. Была рассмотрена модель гауссова филамента, характерный размер которого порядка джинсовской длины, но не обязательно равен ей. Для того, чтобы поставить количественные ограничения на влияние такого механизма уширения на определяемые тепловые параметры МГС, мы увеличили выборку спектров квазаров, описанную в главе 2, добавив и проанализировав 51 спектр квазара из базы данных SQUAD. Финальная выборка содержала 98 спектров квазаров высокого разрешения отобранных из баз данных KODIAQ и SQUAD. После анализа этих спектров мы получили выборку из 2670 систем Ly α леса на $z = 1.6 - 4.3$ в пространстве параметров (N, b) . Сравнив распределение (N, b) в четырёх диапазонах по красному смещению с модельной двумерной функцией распределения, учитывающей вклад джинсовского уширения линий МГС, мы получили оценки на физические параметры МГС.

Основные результаты:

1. Дополнительный механизм уширения, связанный с наличием пространственной структуры филаментов МГС, которым пренебрегается в классическом формализме, значительно влияет на определяемые параметры теплового состояния МГС в исследуемом диапазоне лучевых концентраций $N(\text{H I}) = 10^{13} - 10^{14.5} \text{ см}^{-2}$.
2. При помощи аналитического формализма, в котором минимальное уширение линий МГС определяется как тепловым движением атомов, так

и космологическим расширением самих филаментов, оценён характерный размер филаментов МГС при средней плотности на $z \approx 2.4 - 4.3$, который составляет $1 - 1.6$ Мпк.

3. Пространственная неоднородность реионизации накладывает дополнительные ограничения на методы определения теплового состояния МГС. Методы, основанные на минимальном уширении абсорбционных линий, могут быть нечувствительны к процессам реионизации МГС. Необходима калибровка таких методов по результатам моделирования, учитывающего неоднородный характер реионизации He II. Тем не менее такие методы могут использоваться для определения теплового состояния областей МГС, не затронутых реионизацией.

Глава 4

Температура нейтрального окологалактического газа на $z \sim 2$

4.1 Введение

Под барионным циклом понимается совокупность процессов циркуляции газа в галактиках, происходящих в том числе вследствие аккреции вещества из межгалактической среды и галактических гало, а также выметания вещества из областей звездообразования звёздными и галактическими ветрами. Эти процессы охватывают пространственные масштабы от долей парсек до сотен килопарсек, то есть от молекулярных облаков в межзвёздном веществе до филаментарной структуры межгалактического вещества, и играют определяющую роль в формировании и эволюции галактик [6]. Из-за большого диапазона как пространственных, так и временных масштабов внутри барионного цикла его самосогласованный учёт в моделировании формирования галактик крайне сложен. Поэтому предсказательные возможности даже современных моделей формирования галактик ограничены (см., например, [7]). С этой точки зрения необходимы новые наблюдательные ограничения на физические свойства газа на различных масштабах, дополняющие космологические симуляции, которые могут пролить свет на механизмы процессов внутри барионного цикла.

Данная глава посвящена нейтральному газу, являющемуся потенциальным топливом для звездообразования в галактиках. Такой газ трассируется суб-DLA и DLA системами. Однако наблюдения, как и гидродинамическое моделирование, показывают, что газ в галактиках находится при крайне неоднородных физических условиях и представляет собой смесь из различных фаз ионизованного (ударно ионизованного горячего, излучающего в рентге-

новском диапазоне, и тёплого фотоионизованного), нейтрального (тёплого диффузного и холодного плотного) и молекулярного газа (диффузного и более плотного).

Теория предсказывает, что в условиях теплового баланса фазовая диаграмма нейтрального газа состоит из двух устойчивых ветвей, относящихся к тёплой диффузной среде с температурами порядка 10^4 К и к холодной, более плотной среде с $T \sim 100$ К (см., например, [93, 62]). На рис. 4.1 показан пример фазовой диаграммы нейтрального газа из работы [62]. Ниже некоторого минимального давления, P_{\min} , газ в основном представляет собой тёплую нейтральную среду, в то время выше некоторого максимального давления, P_{\max} , существует только холодная нейтральная среда. При промежуточных значениях давления, между P_{\min} и P_{\max} , как это обычно бывает в галактических дисках, газ представляет собой смесь тёплой и холодной фаз (см., например, [94]). Могут существовать и другие, метастабильные фазы (см., например, [95]), но для простоты рассмотрения далее остановимся на каноническом двухфазном описании нейтрального газа.

Температура нейтрального газа и его доля в различных фазах были исследованы локально по комбинированным данным наблюдений излучения и поглощения H I в линии 21 см (см., например, [96]). К сожалению, такой метод по-прежнему недоступен для исследования индивидуальных галактик далекой Вселенной на $z \gtrsim 0.4$ [97] (см., однако, эмиссионные наблюдения в линии 21 см от линзированной галактики на $z \sim 1.3$ [98], а также измерения спиновой температуры газа на $z \sim 1 - 3$, трассируемого радио-громкими квазарами [99]).

Низкая частота детектирования поглощения в линии 21 см (см., например, [99]) и в полосах молекулярного водорода (см., например, [100, 101, 102, 38]), а также косвенные данные по анализу возбуждения тонкой структуры C II и Si II [103] указывают на то, что большинство DLA систем трассируют тёплую фазу нейтральной среды (об эффектах селекции см., например, [104]).

В то время как температура холодной фазы хорошо определяется из анализа относительной населённости $J = 0$ и $J = 1$ вращательных уровней H_2 (см., например, [105, 106, 107]), температура тёплой фазы на больших красных смещениях не достаточно хорошо изучена. За неимением система-

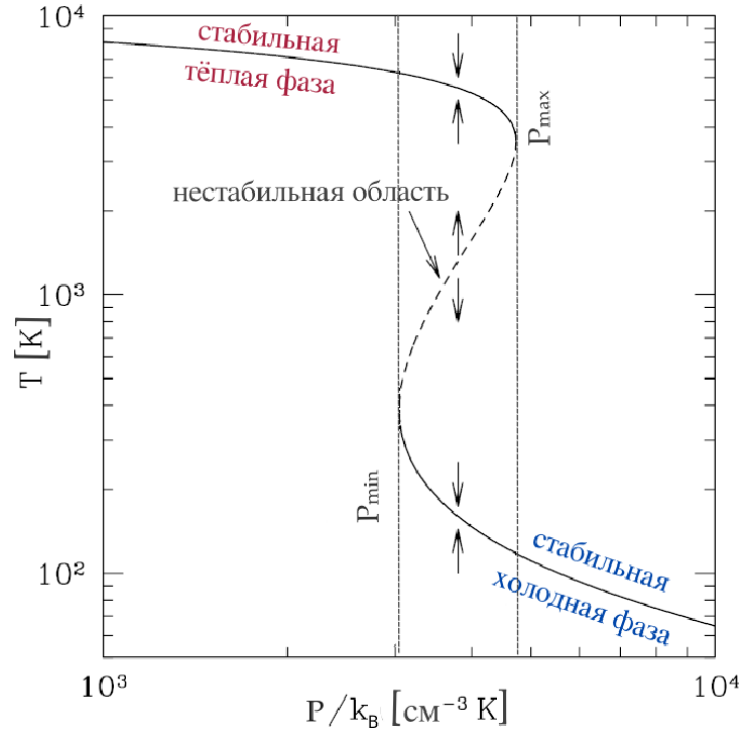


Рисунок 4.1: Фазовая диаграмма – зависимость температуры T от теплового давления P – для нейтрального газа. Можно обратить внимание, что в некотором диапазоне давлений $[P_{\min}, P_{\max}]$ (область между двумя вертикальными пунктирными прямыми) тёплый и холодный нейтральный газ могут сосуществовать в равновесии. Рисунок адаптирован из [62].

тических измерений температура тёплой фазы обычно *предполагается* равной каноническому значению $\approx 10^4$ К, получаемому для тёплой нейтральной фазы диффузной МЗС в стандартных моделях теплового баланса (см., например, [94]). Это обусловлено тем, что измерение температуры тёплой фазы нейтральной среды представляет собой нетривиальную задачу. Информация о температуре тёплой фазы в принципе заключена в тепловом уширении линий, возникающем в результате теплового движения частиц газа. Однако, как уже упоминалось в предыдущих главах, из-за наличия в газе также и макроскопических движений, реально наблюдаемое доплеровское уширение линий (измеряемый параметр b) в приближении микротурбулентности определяется суммой квадратов теплового и турбулентного уширений: $b^2 = b_{\text{th}}^2 + b_{\text{turb}}^2 = 2k_B T/m + b_{\text{turb}}^2$, где m – это масса элемента. Отделить тепловое уширение от турбулентного можно, если, например, иметь доступ к нескольким элементам с разной массой, трассирующим газ при тех же самых физических условиях. Иллюстрация такого метода приведена на рис. 4.2.

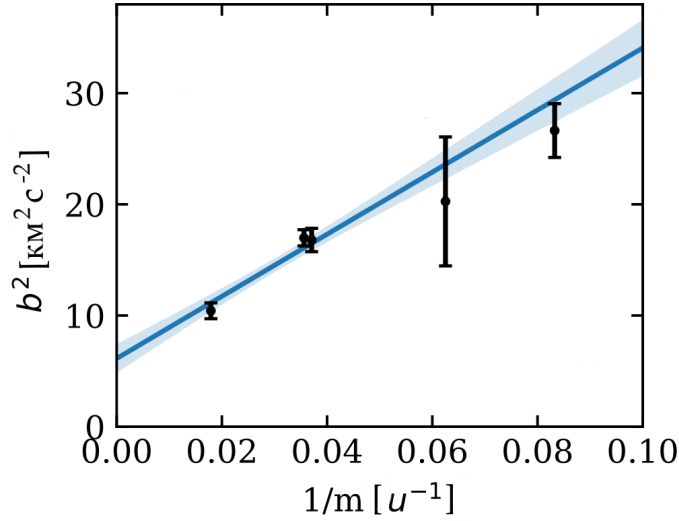


Рисунок 4.2: Чёрными символами показано измеренное суммарное уширение абсорбционных линий различных элементов в зависимости от массы элемента для одной из скоростных компонент суб-DLA системы на $z \approx 2.2$ в спектре квазара HE 0001–2340. Синей прямой показан результат регрессии, проведенной по данным измерениям. Полученные значения температуры и параметра турбулентного уширения оказались $T = 16\,800 \pm 2000$ К и $b_{\text{turb}} = 2.5 \pm 0.5$ км с $^{-1}$.

Отдельные скоростные компоненты линий поглощения металлов, возникающие в нейтральном газе, обычно характеризуются уширением порядка 4 – 5 км с $^{-1}$, поэтому для точного измерения суммарного b необходимыми условиями являются как высокое спектральное разрешение, так и высокое отношение сигнала к шуму наблюдательных данных.

4.2 Наблюдательные данные

Эта глава посвящена детальному анализу суб-DLA системы на красном смещении $z = 2.187$ с лучевой концентрацией нейтрального водорода $\log N[\text{см}^{-2}] = 19.7$ в спектре квазара HE 0001–2340. Эта суб-DLA система уникальна тем, что она находится на луче зрения очень яркого (визуальная звёздная величина $V = 16.7^m$) квазара, что позволило получить его спектр с чрезвычайно высоким разрешением ($R \sim 140\,000$) при помощи спектрографа ESPRESSO. Наблюдения проводились 9, 12 и 28 ноября 2018 года при помощи ESPRESSO в режиме одиночного телескопа на VLT Unit 3 (PI: С. Леду). ESPRESSO находится в некогерентном комбинированном фокусе Куде VLT и представляет собой высокостабилизированный эшелле-спектрограф

с термоконтролем, питаемый от двух волокон, одно из которых используется для объекта, а второе — для одновременной калибровки. Мы использовали режим высокого разрешения (HR), что соответствует медианному разрешению $R = 139\,000$, измеряемому по эмиссионным линиям ThAr-лампы. Условия во время наблюдений соответствовали типичному качеству изображения 0''.89. Данные наблюдений редуцировались при помощи программы ESO Reflex ESPRESSO DAS [108] версии 2.0.0. Отношение сигнала к шуму для этого спектра оказалось $S/N \approx 40$ на длинах волн 525 — 788 нм.

В силу того, что задача по определению температуры газа требует разрешения его скоростной структуры, такие наблюдения предоставили нам исключительную возможность надёжно измерить температуру тёплой фазы данной суб-DLA системы. Стоит отметить, что это первый анализ спектра квазара, полученного при помощи ESPRESSO, а также первое измерение температуры нейтрального окологалактического газа по спектру с таким высоким разрешением. Кроме того, имеются также и архивные наблюдения данного квазара на спектрографе более низкого разрешения UVES ($R \sim 50\,000$). Спектр, взятый из базы данных UVES SQUAD, имеет характерное отношение сигнала к шуму $S/N \approx 90$. Таким образом наличие архивных данных хорошего качества позволило нам сравнить результаты, полученные на основе спектров UVES и ESPRESSO.

4.3 Анализ

Исследуемая суб-DLA система в силу небольшой лучевой концентрации нейтрального водорода $\log N[\text{см}^{-2}] = 19.7$ и низкой металличности $[\text{O}/\text{H}] = -1.81 \pm 0.07$ характеризуется ненасыщенными линиями C II и O I. Этот факт позволил нам включить в анализ как тяжёлые ($m > 28$ а.е.м.) и промежуточные ($16 < m < 28$ а.е.м.) по массам элементы, так и лёгкие ($m < 16$ а.е.м.). В результате в анализ были включены следующие переходы: C II $\lambda 1334$, O I $\lambda 1302$, Si II $\lambda 1260$, 1304, 1526, Fe II $\lambda 1608$, 2344, 2374, 2382 и Al II $\lambda 1670$. Спектр ESPRESSO аппроксимировался многокомпонентным профилем Фойгта при помощи широко используемой программы VPFIT. Результаты анализа приведены в Приложении C в таблице C.1. В отличие

от анализа профилей абсорбционных линий, описанного в предыдущих главах, а также в главе 5, здесь линии элементов различной массы описываются своими параметрами b . К решению задачи об оценке температуры можно подойти двумя способами. Первый способ заключается в аппроксимации линий элементов различной массы m_i профилями Фойгта, для которых b_i – свободные параметры аппроксимации. После такого анализа по измерениям $b_i(m_i)$ проводится регрессия, определяющая b_{turb} и T (иллюстрация такого способа приведена на рис. 4.2). Вторым способом заключается в том, чтобы сразу использовать b_{turb} и T в качестве свободных параметров аппроксимации. В этом случае в результате аппроксимации линий профилями Фойгта мы напрямую получаем оценку на b_{turb} и T . Далее мы используем второй способ, однако мы проверили, что результаты, полученные обоими способами согласуются между собой.

Кроме того, мы провели также независимый анализ спектра исследуемой суб-DLA системы, полученного на спектрографе ESPRESSO, при помощи программы *Spectro*, в основе которой лежит байесов подход. В этой программе сэмплирование апостериорных распределений параметров профилей линий проводится методом Монте-Карло по схеме марковских цепей (подробнее см. [107]). Наблюдаемые профили линий металлов и их аппроксимация многокомпонентным профилем Фойгта при помощи программы *Spectro* приведены на рис. 4.3. Использование формализма Монте-Карло в принципе помогает более эффективно исследовать пространство параметров, что важно в случае функции правдоподобия сложной формы. Оказалось, что результаты, полученные при помощи программы VPFIT, хорошо согласуются с анализом методом Монте-Карло, поэтому далее для удобства все точечные и интервальные оценки на параметры суб-DLA системы в направлении на HE 0001–2340, полученные из анализа спектра ESPRESSO, будут приведены по результатам VPFIT.

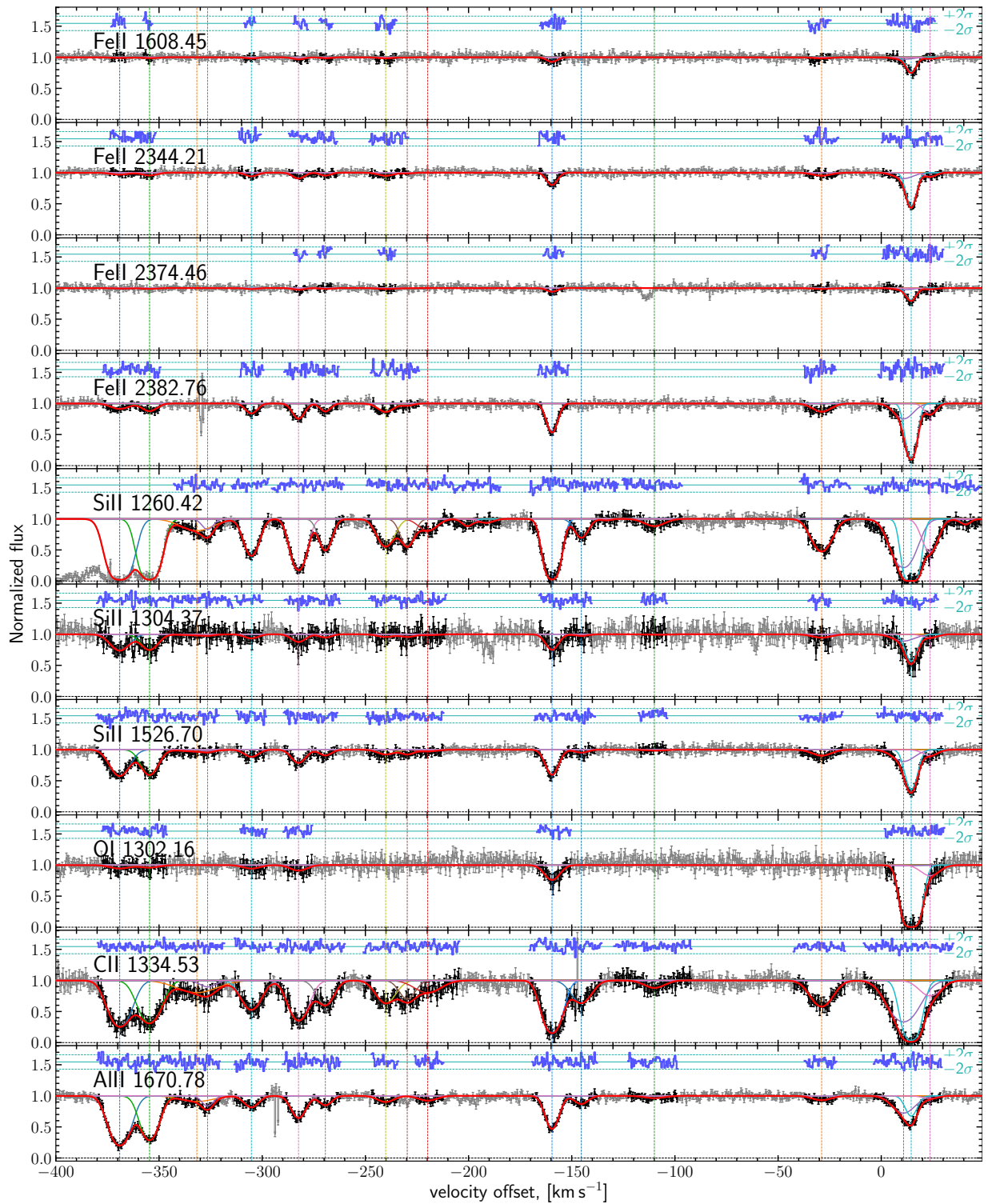


Рисунок 4.3: Результат покомпонентного анализа спектра суб-DLA системы на $z = 2.187$ в направлении на квазар HE 0001–2340 многокомпонентным профилем Фойгта при помощи программы Spectro. Приведённый спектр был получен при помощи ESPRESSO. Модель для наилучших параметров аппроксимации показана красным цветом, области спектра, используемые для анализа, показаны чёрным. Кривыми других цветов показаны профили отдельных компонент суб-DLA системы. Наверху каждой из панелей синим цветом показана невязка. Панели соответствуют линиям отдельных переходов металлов, указанных в левом верхнем углу каждой из панелей.

4.4 Температура тёплой нейтральной среды на $z \approx 2.2$

На рис. 4.4 приведена измеренная кинетическая температура компонент суб-DLA системы. Здесь приведена температура только для тех компонент, для которых она хорошо восстанавливается из анализа, верхние и нижние пределы на данном рисунке опущены. В первую очередь стоит отметить, что температура для отдельных компонент согласуется между собой в пределах $1.5-2\sigma$. при этом средневзвешенная температура $T = 16\,000 \pm 1300$ К (невзвешенная средняя $T = 20\,000$ К) в полтора (два) раза выше канонического значения $10\,000$ К.

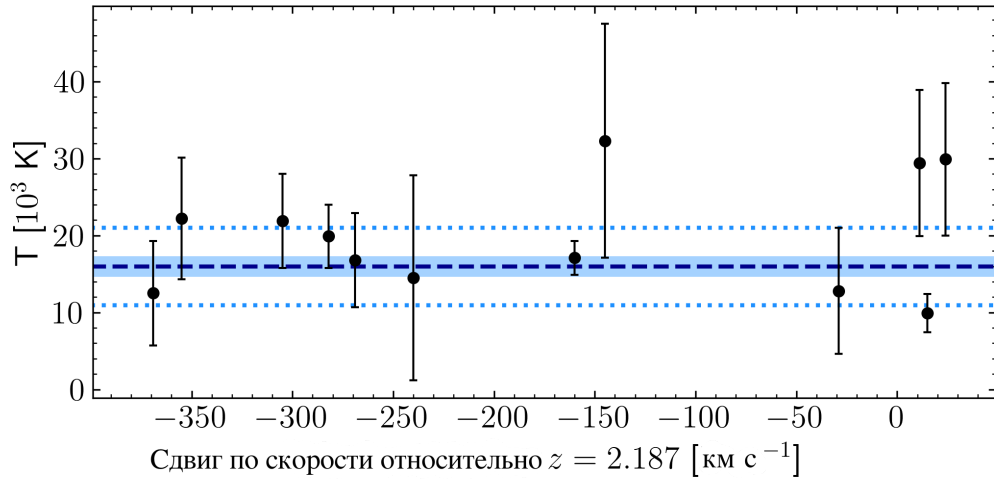


Рисунок 4.4: Кинетическая температура отдельных компонент суб-DLA системы на $z = 2.187$ (нуль в пространстве скоростей на оси абсцисс) в направлении на квазар HE 0001–2340. Средневзвешенная температура и соответствующая ошибка на среднее $T = 16\,000 \pm 1300$ К показаны голубой штриховой линией и голубой закрашенной областью. Взвешенная дисперсия температуры показана пунктирными линиями.

4.5 Сравнение с измерениями из литературы на $z > 2$

В литературе имеется не так много оценок температуры тёплой нейтральной фазы из-за сложности таких измерений. В таблице 4.1 приведены имеющиеся на момент написания работы измерения температуры тёплой фазы

для суб-DLA систем, DLA систем и одной системы лаймановского скачка. Все они, кроме [109] и [110], включая нашу работу [111], являются побочным продуктом решения задачи об относительной распространённости первичного дейтерия D/H. Стоит отметить, что собранные здесь измерения температуры относятся к одной или нескольким компонентам в синей части профилей соответствующих DLA систем. Это обусловлено двумя факторами: близостью расположения линий D I и H I ($\Delta v = -81.6 \text{ км с}^{-1}$) и низкой металличностью исследуемых DLA систем. Последнее является необходимым критерием селекции DLA систем для определения первичной распространённости дейтерия. Значения температуры и неопределённости взяты из соответствующих работ, где это было возможно. В работах, где температура не была приведена, а именно для систем в направлении на Q 0913+072 и на J 1558–0031, мы оценили её, используя измеренные авторами доплеровские параметры b для разных элементов [112, 113] (аналогично методу, приведённому на рис. 4.2). В случаях, когда ошибки на измерения температуры (или на параметры b) не были приведены авторами, ошибки в таблице 4.1 соответствуют стандартному отклонению для приведённых измерений. Из-за неоднородности методов оценок неопределённостей температуры, последние имеют исключительно иллюстративный характер и не используются нами при дальнейшем анализе.

В работе [109], посвящённой DLA системе на $z = 2.076$ в направлении на Q 2206–199, авторами проведены измерения температуры тёплой нейтральной фазы газа тем же методом, что мы используем в нашей работе, то есть методом, основанным на анализе уширения абсорбционных линий металлов низкой степени ионизации. Авторами был проведён анализ металлов низкой степени ионизации однокомпонентным профилем Фойгта. Одновременно с этим, авторы моделировали линии поглощения Ly α леса, блендированные с линиями C II $\lambda 1334$, O I $\lambda 1039$, Fe II $\lambda 1144$ от DLA системы. Значение температуры, приведенное для Q 2206–199 в таблице 4.1, соответствует результату анализа из работы [109]. Однако при детальном рассмотрении данной DLA системы нами было обнаружено, что однокомпонентная модель не вполне удовлетворительно описывает спектр (см. левую панель рис 4.5), так как наблюдаемые профили линий металлов явно асимметричны. Поэтому было

Квazar	z_{abs}	$\log N(\text{H I})$	$[\text{X}/\text{H}]$	T (10^3 K)	Ссылки
Q 1009+2956	2.504	17.39 ± 0.06	—	18.0 ± 6.0	2
HS 0105+1619	2.536	19.42 ± 0.01	-1.76 ± 0.02	11.5 ± 0.2	3, 13
HE 0001–2340	2.187	19.70 ± 0.06	-1.81 ± 0.07	16.1 ± 1.3	1
Q 1243+307	2.525	19.76 ± 0.03	-2.77 ± 0.03	8.3 ± 0.8	4
J 1444+2919	2.437	19.98 ± 0.01	-2.04 ± 0.01	10.1 ± 5.1	5
Q 0913+072	2.618	20.31 ± 0.04	-2.42 ± 0.01	7.2 ± 0.8	6
J 1419+0829	3.050	20.39 ± 0.01	-1.92 ± 0.01	10.3 ± 0.9	7
Q 2206–199	2.076	20.44 ± 0.05	-2.31 ± 0.07	12.0 ± 3.0	8
CTQ 247	2.621	20.45 ± 0.10	-1.99 ± 0.10	8.8 ± 1.5	9
J 1558+6522	3.067	20.50 ± 0.01	-2.33 ± 0.02	5.1 ± 0.4	10
J 0035–0918	2.390	20.55 ± 0.10	-2.69 ± 0.17	6.5 ± 1.5	11
J 1558–0031	2.702	20.75 ± 0.03	-1.65 ± 0.04	4.7 ± 1.5	12

Таблица 4.1: Сводная таблица абсорбционных систем H I на $z > 2$, для которых имеются измерения температуры тёплой нейтральной фазы газа. Ссылки соответствуют измерениям средней кинетической температуры по тепловому уширению абсорбционных линий в суб-DLA и DLA системах из литературы, в том числе из нашей работы по первичному дейтерию: (2) [114], (3) [115], (4) [116], (5) [111], (6) [112], (7) [117], (8) [109], (9) [118], (10) [119], (11) [110], (12) [113], (13) [120]. Под номером (1) приведены наши измерения для суб-DLA системы в направлении на квазар HE 0001–2340, полученные при помощи анализа спектра ESPRESSO [121].

решено провести независимый анализ данной системы. Исключив из анализа линии, блендированные $\text{Lu}\alpha$ лесом, нами была проведена аппроксимация линий металлов низкой степени ионизации как однокомпонентной, так и многокомпонентной моделями. На рис. 4.5 приведено сравнение между нашими аппроксимациями спектра однокомпонентным и трёхкомпонентным профилями Фойгта. Для иллюстрации приведены только три спектральных перехода. Детальный результат аппроксимации всех используемых линий металлов приведен в Приложении С на рис. С.2. Исходя из наличия явной структуры в невязке для однокомпонентной аппроксимации можно заключить, что DLA система на самом деле имеет более сложную скоростную структуру. В результате аппроксимации спектра трёхкомпонентной моделью, измерен-

ная температура отдельных компонент оказалась равна $(9.1^{+2.1}_{-2.9}) \times 10^3$ К, $(7.1^{+1.7}_{-2.7}) \times 10^3$ К и $(18.1^{+2.0}_{-2.3}) \times 10^3$ К (компоненты слева направо на правой панели рис 4.5). Тем не менее полученное нами среднее значение температуры для данной DLA системы равно 11 400 К, что довольно близко к полученному авторами работы [109] значению 12 000 К. Поэтому далее в анализе для Q 2206–199 мы будем использовать значение температуры из работы [109].

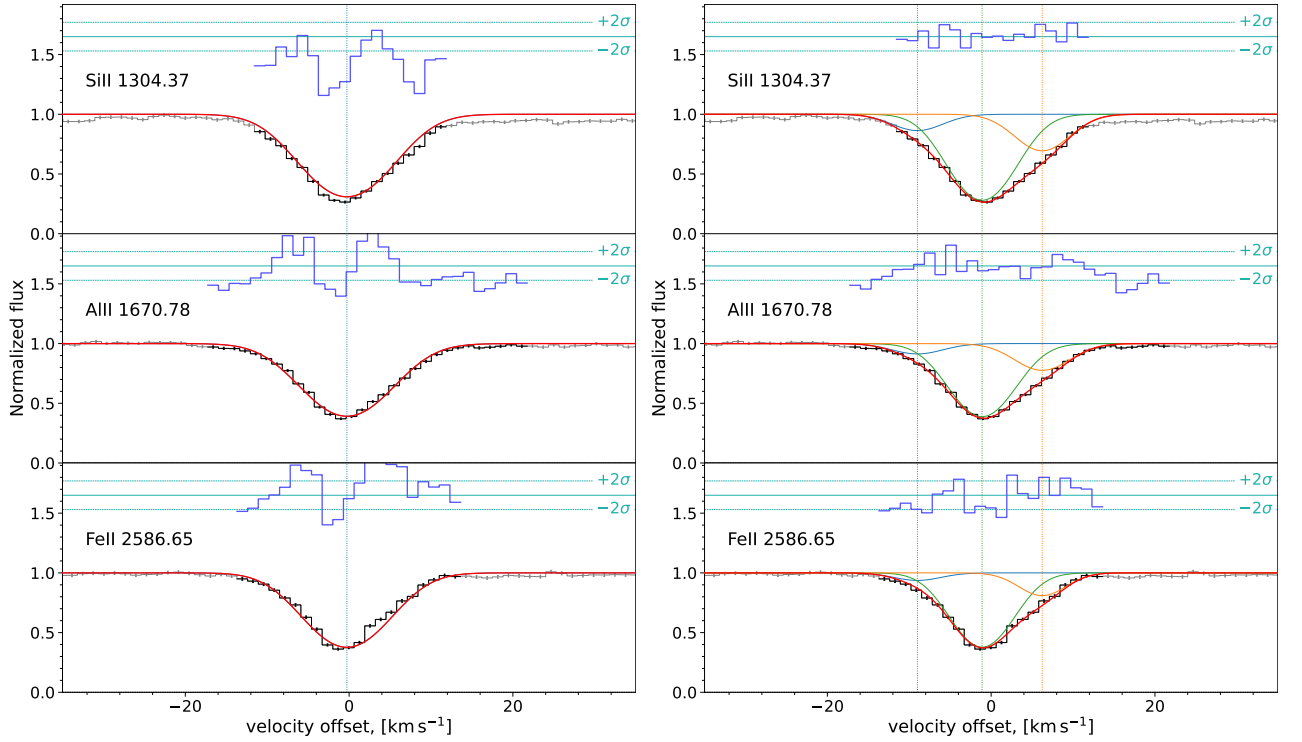


Рисунок 4.5: Результат аппроксимации однокомпонентной (слева) и трёхкомпонентной (справа) моделью линий металлов низкой степени ионизации от DLA системы на $z = 2.076$ в направлении на Q 2206–199 при помощи программы *Spectro*. Модель для наилучших параметров аппроксимации показана красным цветом, наблюдаемый спектр – чёрным. Синим показана невязка. Кривыми других цветов справа показаны профили отдельных компонент DLA системы. Приведённые на панелях линии анализировались совместно с остальными доступными и неблендированными линиями металлов низкой степени ионизации, см. подробности в тексте.

4.6 Зависимость между температурой и лучевой концентрацией нейтрального водорода

На рис. 4.6 приведены измерения кинетической температуры в зависимости от полной лучевой концентрации H I для DLA систем из таблицы 4.1.

Невооружённым глазом заметна антикорреляция между температурой и полной лучевой концентрацией HI. Коэффициент линейной корреляции Пирсона составляет $r = -0.78$ с соответствующей величиной p -уровня значимости 0.25%. Стоит обратить внимание, что система с наибольшей температурой¹, находящаяся в левом верхнем углу данного рисунка, является системой лаймановского скачка. Известно, что бóльшая часть газа в таких системах вероятнее всего ионизована вследствие низкой полной лучевой концентрации HI, недостаточной для эффективного самоэкранирования газа от УФ фонового излучения. Для того, чтобы проверить вклад данной системы в наблюдаемую антикорреляцию, мы посчитали коэффициент линейной корреляции Пирсона, исключив её из выборки. В этом случае коэффициент линейной корреляции Пирсона оказался равен $r = -0.65$ с соответствующей величиной p -уровня значимости 3%. Таким образом, мы можем заключить, что наблюдаемая антикорреляция является статистически значимой для суб-DLA и DLA систем, и не определяется наличием в выборке системы лаймановского скачка.

Физическая интерпретация увеличения кинетической температуры с уменьшением $N(\text{HI})$ неочевидна. Действительно, температура газа измеряется локально, и, как правило, только в нескольких компонентах, в то время как полная лучевая концентрация HI соответствует суммарному значению для всей абсорбционной системы и является глобальной характеристикой трассируемого газа. Таким образом, несмотря на то, что кинетическая температура, по-видимому, определяется локальными условиями в отдельных облаках (например, УФ излучением, степенью ионизации и металличностью газа), она также проявляет некоторую зависимость и от глобальных характеристик газа на бóльших пространственных масштабах. Принимая во внимание низкие металличности рассматриваемых здесь абсорбционных систем, можно предположить, что эти системы трассируют газ далеко от областей звездообразования, поэтому основной вклад в УФ облучение этого газа вносит метагалактический фон (например, [81]), который может быть достаточно однородным для всех систем (однако, эволюционирующим с z). В этом случае наблюда-

¹Ошибка измерения температуры для данной системы тоже большая, однако здесь, как уже упоминалось, мы не используем ошибки измерений в анализе.

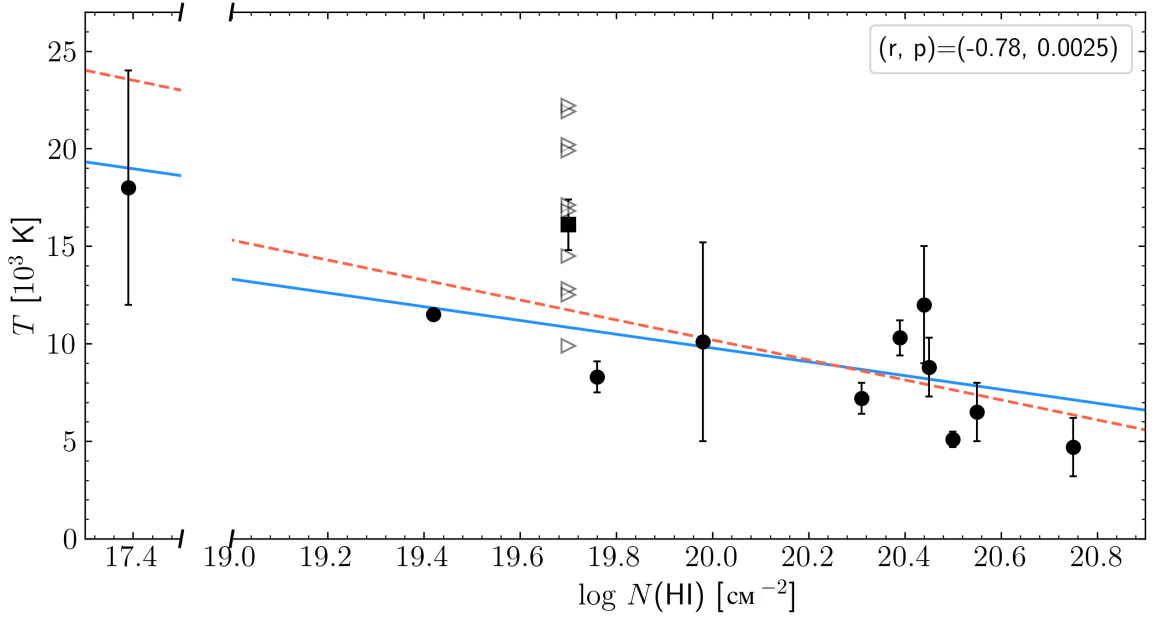


Рисунок 4.6: Кинетическая температура в зависимости от полной лучевой концентрации HI для насыщенных Ly α систем. Температуры отдельных компонент суб-DLA системы в спектре HE 0001–2340, исследуемой в нашей работе, показаны серыми треугольниками, квадратом показана средневзвешенная температура этой системы. Остальными символами показаны измерения, взятые из литературы (см. таблицу 4.1). Коэффициент линейной корреляции Пирсона для приведённых измерений равен $r = -0.78$ с соответствующей величиной p -уровня значимости 0.25%. Синей (красной) линией показан результат линейной регрессии невзвешенных данных, включая (исключая) измерение, соответствующее системе лаймановского скачка в спектре Q 1009+2956 с наименьшей полной лучевой концентрацией HI.

мая антикорреляция $T - N(\text{HI})$ может быть проявлением известной антикорреляции между лучевой концентрацией HI и прицельным параметром, то есть расстоянием от луча зрения до центра галактики, с которой ассоциирована суб-DLA или DLA система (см., например, [39]), проиллюстрированной на рис. 4.7.

Одно из возможных объяснений зависимости T от $N(\text{HI})$ состоит в том, что чем ниже лучевая концентрация HI, тем больше расстояние от родительской галактики, и тем больше перемешивание нейтрального газа с ударно нагретым ионизированным газом в гало, температура которого выше канонического значения температуры тёплой нейтральной фазы $T \sim 10^4$ K, определяющегося резкой зависимостью функции охлаждения Ly α от температуры. И всё же дальнейшие измерения кинетических температур в широком

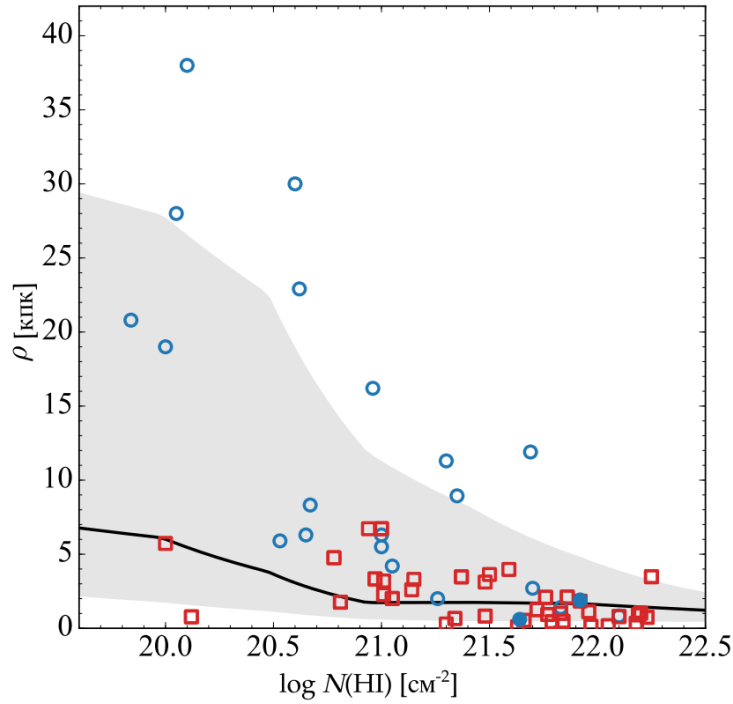


Рисунок 4.7: Зависимость прицельного параметра ρ от полной лучевой концентрации нейтрального водорода. Измерения из литературы, полученные по абсорбционным системам в спектрах квазаров и послесвечений γ -всплесков показаны, соответственно, синими и красными символами. Чёрной кривой и серой областью показан результат моделирования (среднее и 68% доверительный интервал) из работы [40]. Рисунок адаптирован из работы [122].

диапазоне физических условий и наблюдаемых характеристик (например, $N(\text{HI})$), необходимы для уточнения и объяснения наблюдаемой антикорреляции $T - N(\text{HI})$. Зависимость между локальной (температура) и глобальной (полная лучевая концентрация HI) характеристиками газа требует дальнейшего изучения с привлечением количественного моделирования теплового состояния газа. Кроме того, для подтверждения наблюдаемой антикорреляции $T - N(\text{HI})$ было бы интересно исследовать дисперсию температуры в различных диапазонах по лучевой концентрации. Физические условия в отдельных облаках газа на больших галактоцентрических расстояниях могут различаться менее сильно, чем в облаках в центральной части галактик и диске. Поэтому можно было бы ожидать, что дисперсия температуры будет больше при более высокой лучевой концентрации HI — не только для средних температур, измеренных для различных DLA систем, но и также среди компонент в каждой конкретной системе.

Не менее интересно было бы исследовать, как температура газа связана с металличностью и кинематикой, поскольку моделирование и частично наблюдения показывают, что истекающий газ имеет как более высокую металличность, так и более высокие температуры [123, 124]. Оценка кинетических температур на большой выборке систем может дать новую ценную информацию, необходимую для понимания теплового состояния нейтральной фазы в окологалактической среде на больших красных смещениях. Как показано в данной главе, такая выборка может быть получена с помощью изучения спектров квазаров высокого разрешения.

4.7 Перспективы: ESPRESSO и UVES

Высокое разрешение ESPRESSO ($R \approx 140\,000$) позволяет разрешать скоростную структуру многокомпонентных абсорбционных систем и аккуратно измерять кинетическую температуру газа. Однако существует практическая сложность систематического анализа температуры тёплой фазы нейтральной среды на большой выборке DLA систем, используя ESPRESSO. Заключается эта сложность в специфике инструмента ESPRESSO, который позволяет получать спектры с высоким разрешением, $R \approx 140\,000$, и относительно высоким отношением сигнала к шуму за разумное время наблюдения только для довольно ярких ($V < 17^m$) квазаров. Таких квазаров, притом содержащих на луче зрения DLA системы, довольно мало. Перспективным направлением исследований может быть анализ большого массива архивных спектров DLA систем, полученных при помощи спектрографа более низкого разрешения UVES ($R \approx 50\,000$), способного, однако, наблюдать более тусклые квазары, нежели ESPRESSO. Для того, чтобы проверить, достаточно ли спектрального разрешения UVES для решения задачи по систематическому измерению температуры газа, нами был проведён анализ архивного спектра квазара HE 0001–2340, полученного при помощи спектрографа UVES. Результат анализа соответствующей суб-DLA системы на $z \approx 2.2$ при помощи программы Spectro приведён на рис. С.1 в Приложении С. На рис. 4.8 приведено сравнение температур для отдельных компонент суб-DLA системы, полученных при независимом анализе спектров ESPRESSO и UVES. Здесь,

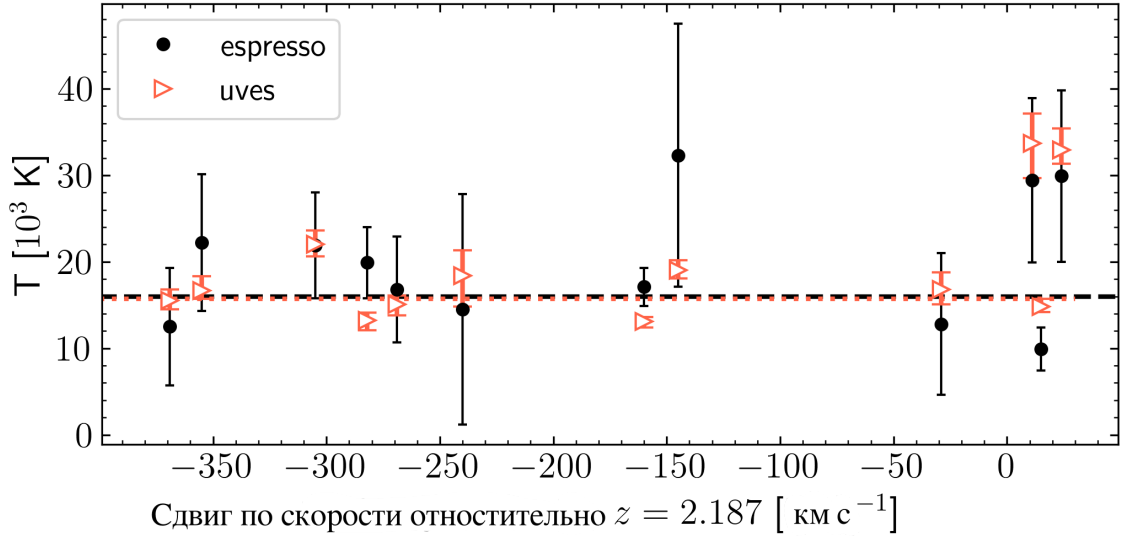


Рисунок 4.8: Кинетическая температура отдельных компонент суб-DLA системы на $z = 2.187$ в направлении на квазар HE 0001–2340, определенная из анализа спектров ESPRESSO (чёрные символы) и UVES (красные символы). Для простоты сравнения незначительная разница в наилучших параметрах аппроксимации красного смещения для спектров ESPRESSO и UVES не показана. Средневзвешенная температура показана горизонтальными чёрной (ESPRESSO) красной (UVES) прямыми.

как и на рис 4.4, верхние и нижние пределы опущены. Видно, что результаты, полученные по спектрам ESPRESSO и UVES, довольно хорошо согласуются между собой. Более того, можно обратить внимание, что результаты по наблюдениям UVES имеют значительно меньшие статистические ошибки измерений. Это связано с тем, что спектр UVES обладает в два раза более высоким отношением сигнала к шуму (90 против 40 для ESPRESSO). Такой результат показывает широкую перспективу дальнейшего статистического анализа DLA систем из архива UVES на предмет определения температуры тёплой нейтральной среды.

Стоит оговориться, что такой вывод основан на анализе лишь одной системы, для которой было возможным сравнить спектры разного разрешения, полученные при помощи UVES и ESPRESSO. Для остальных DLA систем из архива UVES нет возможности проверить правильность выбора скоростной структуры, который является чрезвычайно важным для анализа. Для суб-DLA системы в направлении на HE 0001–2340 оказалось, что выбор скоростной структуры облака, проведённый на основании спектра UVES полностью подтверждается при наблюдениях данной системы с более высоким

разрешением ESPRESSO². Однако для DLA систем с более высокой лучевой концентрацией нейтрального водорода и/или более высокой металличностью, отдельные компоненты могут перекрываться значительно сильнее, что может ставить под вопрос использование спектров UVES.

Эту проблему можно обойти наблюдениями таких систем при помощи ESPRESSO. Как уже говорилось выше, большие значения звёздных величин основной выборки квазаров не позволят провести такие наблюдения с высоким отношением сигнала к шуму. Тем не менее, такие спектры могут помочь определить скоростную структуру сложных DLA систем, которая будет использована для анализа спектров этих же систем с более высоким отношением сигнала к шуму из архива UVES. Иллюстрация такого подхода приведена на рис 4.9, где наблюдаемый спектр абсорбционной системы в направлении на J0916+0702, полученный при помощи спектрографа UVES, сравнивается с синтетическим спектром более высокого разрешения, соответствующего возможностям спектрографа ESPRESSO. Видно, что для подтверждения скоростной структуры газа, наблюдаемой при помощи UVES, необходимы наблюдения с более высоким разрешением. И для этой задачи подойдут наблюдения на ESPRESSO.

²Стоит, однако, отметить, что в более ранней работе П. Рихтера и соавторов [125], скоростная структура этой же суб-DLA системы, восстановленная по спектру UVES, несколько отличается от полученной нами. В частности, авторы не разделяют между собой компоненты A1–A3 (см. таблицу C.1 в Приложении C). Более того, авторы декларируют скоростную компоненту на $z = 2.18501$ в профилях Mg II и C II, которая не подтверждается наблюдениями ESPRESSO.

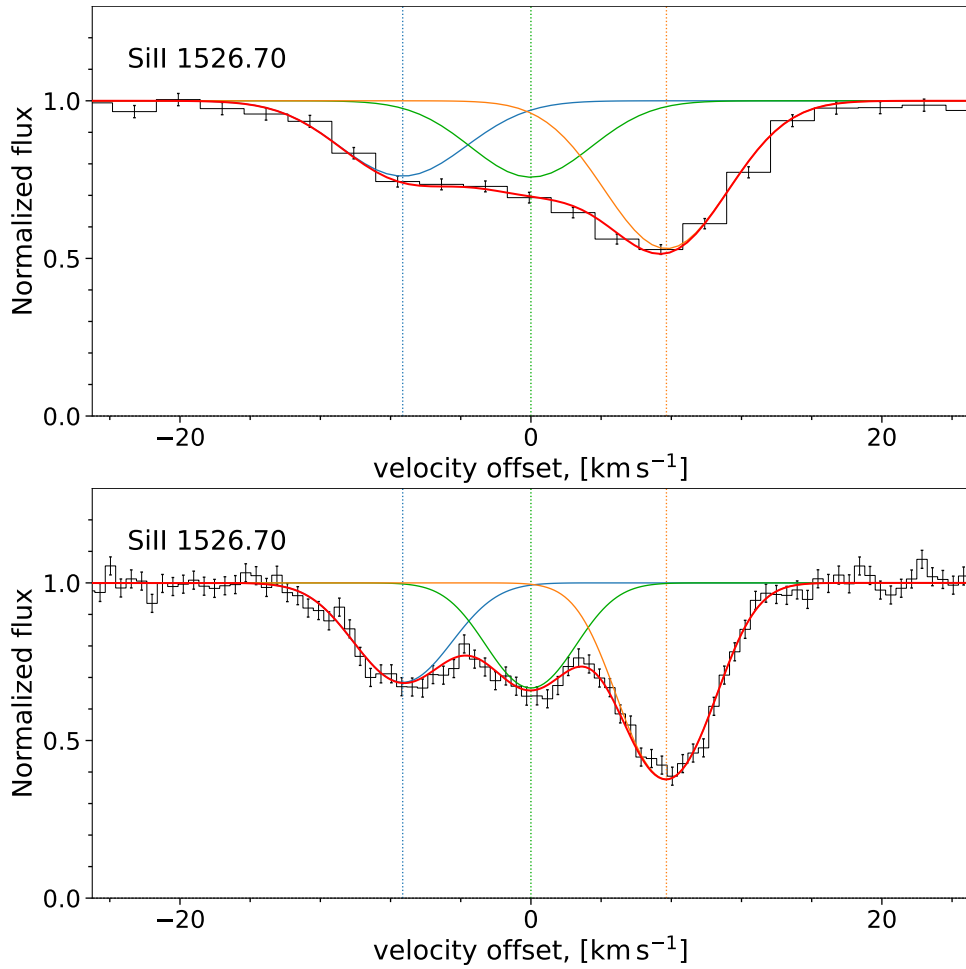


Рисунок 4.9: *Верхняя панель:* абсорбционная линия Si II в спектре DLA системы в направлении на J0916+0702, взятом из архива UVES. Наблюдаемый спектр показан чёрным. Модель полного профиля показана красной кривой, отдельные компоненты показаны синей, зелёной и оранжевой кривыми. Сигнал к шуму наблюдаемого спектра UVES составляет $S/N \sim 100$. *Нижняя панель:* Синтетический спектр ESPRESSO той же самой абсорбционной системы в предположении скоростной структуры, полученной из анализа спектра UVES. Сигнал к шуму для синтетического спектра ESPRESSO в непоглощённом континууме составляет $S/N = 35$.

4.8 Заключение к главе

В этой главе представлен анализ абсорбционной системы нейтрального газа на красном смещении $z \approx 2.2$, спектр которой был получен с чрезвычайно высоким разрешением спектрографа ESPRESSO $R = 140\,000$. Это позволило разрешить скоростные компоненты газа и измерить его кинетическую температуру посредством анализа набора линий металлов низкой степени ионизации в диапазоне масс от углерода до железа. Помимо этого, результаты, полученные из анализа спектра ESPRESSO, сравнивались с результатами,

полученными из анализа спектра более низкого разрешения ($R = 50\,000$), взятого из архива UVES.

Основные результаты:

1. Кинетическая температура тёплой фазы нейтральной среды в суб-DLA системе на красном смещении $z \approx 2.2$ в направлении на квазар HE 0001–2340 для большинства отдельных компонент систематически превышает каноническое значение, получаемое для тёплой нейтральной фазы диффузной МЗС в стандартных моделях теплового баланса. При этом средневзвешенная температура суб-DLA системы, измеренная как по спектру ESPRESSO, так и по спектру UVES, равна $T = 16\,000$ К.
2. Обнаружена антикорреляция между температурой тёплой нейтральной фазы и полной лучевой концентрацией HI в насыщенных Ly α системах в диапазоне $N(\text{HI}) = 10^{17.4} - 10^{20.8}$ см $^{-2}$. Это может указывать на увеличение средней температуры тёплой фазы нейтрального и частично ионизованного газа от центра к периферии галактик.
3. Результаты измерения температуры, полученные из анализа спектра более низкого разрешения из архива UVES, согласуются с результатами, полученными по данным ESPRESSO. Более того, измерения температуры по данным UVES имеют меньшие статистические ошибки за счёт более высокого отношения сигнала к шуму данных UVES. Это демонстрирует перспективность использования архивных спектров UVES для систематического измерения температуры тёплой нейтральной фазы окологалактического газа на больших красных смещениях.

Глава 5

Межзвёздное и окологалактическое вещество на $z \sim 2 - 3$: распространённость H_2 и темп охлаждения газа в линии $[\text{C II}] \lambda 158 \text{ мкм}$

5.1 Введение

На основе моделирования (см., например, [40]), а также при помощи анализа наблюдательных данных [126, 41, 127, 122] было показано, что DLA системы с $N(\text{HI}) \gtrsim 10^{21.7} \text{ см}^{-2}$, так называемые экстремально насыщенные $\text{Ly}\alpha$, или ESDLA, системы, скорее всего, ассоциированы с газом на малых галактоцентрических расстояниях, обычно $\lesssim 3$ кпк, в то время как DLA системы из общей популяции (или далее по тексту регулярные DLA системы) в основном трассируют нейтральный газ на больших галактоцентрических расстояниях [39], вплоть до ~ 30 кпк, и, чаще всего, связаны с окологалактической средой.

Таким образом, ESDLA системы содержат информацию о физических и химических условиях в непосредственной близости от центров их родительских галактик, предоставляя уникальную возможность заглянуть в историю их эволюции. Однако систематический анализ ESDLA систем осложняется их малым геометрическим сечением, то есть низкой вероятностью попасть на луч зрения квазар-наблюдатель по сравнению с протяжённой окологалактической средой, что отражается в степенной форме распределения DLA систем по лучевым концентрациям HI: менее 1% DLA систем, обнаруженных в Слоановском цифровом обзоре неба (Sloan Digital Sky Survey или SDSS)

имеют лучевую концентрацию HI больше, чем $10^{21.7}$ см⁻², что составляет примерно порядка 100 ESDLA систем из порядка 40 000 DLA систем [41]. Из-за этого обстоятельства, несмотря на чрезвычайно высокий интерес к изучению ESDLA систем, их детальный анализ на основе спектров среднего или высокого разрешения на данный момент проведён только для пары десятков систем из каталогов квазаров (см., например, [122]). Стоит отметить, что помимо ESDLA систем в спектрах квазаров, наблюдаются также ESDLA системы в спектрах оптических послесвечений γ -всплесков. Такие системы трассируют непосредственно области звездообразования в галактиках, где происходит сам γ -всплеск, поэтому они характеризуются высокой лучевой концентрацией HI и малым галактоцентрическим расстоянием. К настоящему времени имеются результаты детального анализа около дюжины ESDLA систем в спектрах послесвечений γ -всплесков, снятых при помощи спектрографов среднего разрешения [128].

Данная глава посвящена анализу семи новых ESDLA систем на красных смещениях $z = 2 - 3$, полученных при помощи спектрографа среднего разрешения X-Shooter на VLT. Кроме этого, здесь будет рассмотрено тепловое состояние газа, трассируемого DLA и ESDLA системами. Мы оценим темп охлаждения для ESDLA систем за счёт излучения в линии [C II] $\lambda 158$ мкм, а также рассмотрим природу бимодальности распределения темпов охлаждения газа для DLA и ESDLA систем.

5.2 Наблюдательные данные

Кандидаты в ESDLA системы были отобраны из выборки DLA систем в каталоге SDSS-DR14 [129] по условиям наилучшей наблюдаемости на широте Европейской Южной Обсерватории в Чили (склонение $\delta < 20$), а также красному смещению $z > 2.2$. Последнее условие было необходимо для постановки ограничений на лучевую концентрацию H₂, наблюдаемого в полосах Лаймана и Вернера. Наблюдения проводились в 2018 году в рамках программы ID 0101.A-0891(A) (PI: А. Ранжан) при помощи многоволнового спектрографа среднего разрешения X-Shooter, установленного на VLT Unit 2. Наблюдения проводились с шириной щели 1.6, 0.9 и 1.2 угловых секунды для, соответ-

ственно, UVB (3000 – 5600 Å), VIS (5500 – 10 200 Å) и NIR (10 200 – 24 800 Å) плеч спектрографа X-Shooter.

Данные наблюдений редуцировались при помощи программы esorex 2.6.8 [130, 131]. Все спектры были откалиброваны по потоку с использованием наблюдений стандартной звезды, полученных в ту же ночь, что и спектры квазаров. Для четырёх квазаров были получены по две отдельные экспозиции, которые были индивидуально обработаны и впоследствии сложены с использованием обратной ошибки на измерение потока в качестве статистического веса. Одномерные спектры были получены из двумерных спектров согласно алгоритму из работы [132]. Длины волн в спектрах были пересчитаны для вакуума и выражены в гелиоцентрической системе. Наконец, спектры были скорректированы с учетом галактического поглощения с использованием карт пыли из работы [133]. Поскольку мы не анализировали области длин волн, для которых характерно сильное поглощение и эмиссия от земной атмосферы, полученные спектры не были скорректированы на наличие линий неба.

Наблюдения проводились в хороших погодных условиях, поэтому фактическое разрешение определялось не использованной шириной щели, а локальными неоднородностями атмосферы. Поэтому на протяжении всего анализа мы использовали номинальное для стандартных ширин щели (1.0, 0.9 и 0.9 угловых секунды) спектральное разрешение в диапазонах UVB, VIS и NIR равное, соответственно, 5400, 8900 и 5600, что согласуется со средним качеством астрономических изображений¹ в процессе наблюдений. Подробности наблюдений представлены в таблице 5.1.

5.3 Спектральный анализ

Все семь ESDLA систем были проанализированы при помощи процедуры аппроксимации линий поглощения многокомпонентным профилем Фойгта (подробнее см. [107]). Основные характеристики проанализированных

¹Определяется размытием астрономического изображения неоднородностью атмосферы, в англоязычной литературе называется seeing.

Квazar	Дата наблюдения	Качество изображения	Время экспозиции†	C/N†
		угловые секунды	с	
J 002409.3-072554.8	2018-08-16	0.83	1490, 1440, 3 × 300	22, 12, 8
J 123815.9+162043.9	2018-04-09	0.67	1490, 1440, 3 × 300	30, 15, 13
J 123815.9+162043.9	2018-04-16	1.01	1490, 1440, 3 × 300	30, 15, 13
J 135316.9+095634.8	2018-04-19	0.85	1490, 1440, 3 × 300	20, 14, 11
J 141801.9+071846.3	2018-04-23	0.69	1490, 1440, 3 × 300	21, 12, 8
J 220525.7+102119.9	2018-07-09	0.94	1490, 1440, 3 × 300	18, 7, 6
J 220525.7+102119.9	2018-07-09	0.89	1490, 1440, 3 × 300	20, 8, 6
J 235124.8-063916.4	2018-08-11	1.05	1490, 1440, 3 × 300	14, 9, 5
J 235124.8-063916.4	2018-08-14	0.83	1490, 1440, 3 × 300	15, 9, 5
J 235916.6+135445.0	2018-08-12	0.78	1490, 1440, 3 × 300	18, 13, 13
J 235916.6+135445.0	2018-08-15	1.01	1490, 1440, 3 × 300	15, 10, 13

Таблица 5.1: Подробности наблюдений спектров квазаров, содержащих ESDLA системы на луче зрения, при помощи спектрографа X-Shooter.

† Времена экспозиций и характерные значения C/N приведены для UVB, VIS и NIR плеч спектрографа, соответственно.

ESDLA систем приведены в таблице 5.2. Подробная информация об анализе линий поглощения представлена в подразделах ниже и в Приложении D.

5.3.1 Нейтральный водород

Лучевая концентрация H I оценивалась путем аппроксимации линий лаймановской серии (в большинстве случаев Ly α и Ly β) однокомпонентным профилем Фойгта. Поскольку сильно насыщенные Ly α линии поглощают континуум квазара в широком диапазоне длин волн, оценка континуума квазара в этой области представляется нетривиальной задачей. В связи с этим континуум квазара в области линии Ly α моделировался при помощи полиномов Чебышева², параметры которых аппроксимировались одновременно с профилем линии поглощения H I. В качестве начального предположения о непоглощённом континууме квазара бралась визуальная оценка с помощью интерполяции непоглощённых областей спектра B-сплайном.

²Порядок полинома определялся исходя из выбранного диапазона длин волн аппроксимируемой части спектра и обычно составлял 6 – 8.

Квazar	z_{em}^*	z_{abs}	$\log N(\text{H I})$ [cm ⁻²]	$\log N(\text{H I})^{\text{SDSS}}$ [cm ⁻²]	$\log N(\text{H}_2)$ [cm ⁻²]	[X/H]	[Fe/X]	$\log N(\text{Fe}^{\text{dust}})$ [cm ⁻²]	A_V^\dagger [m]
J0024-0725	2.87	2.68120	21.81 ± 0.01	21.8	< 17.20	-1.77 ^{+0.06} _{-0.09}	-0.56 ^{+0.10} _{-0.09}	15.40 ^{+0.12} _{-0.18}	< 0.1
J1238+1620	3.43	3.20907	21.60 ± 0.01	21.7	< 17.25	-1.01 ^{+0.05} _{-0.05}	-0.43 ^{+0.06} _{-0.05}	15.89 ^{+0.13} _{-0.16}	< 0.1
J1353+0956	3.61	3.33326	21.61 ± 0.01	21.7	< 17.30	-1.61 ^{+0.13} _{-0.20}	-0.46 ^{+0.22} _{-0.15}	15.32 ^{+0.22} _{-0.61}	< 0.1
J1418+0718	2.58	2.39211	21.59 ± 0.02	21.8	< 17.20	-1.50 ^{+0.05} _{-0.04}	-0.36 ^{+0.05} _{-0.06}	15.34 ^{+0.13} _{-0.15}	< 0.1
J2205+1021	3.41	3.25516	21.61 ± 0.02	21.7	18.16 ± 0.03	-0.93 ^{+0.05} _{-0.05}	-0.87 ^{+0.09} _{-0.07}	16.12 ^{+0.09} _{-0.10}	< 0.1
J2351-0639	2.91	2.55744	21.90 ± 0.01	21.9	< 17.75	-1.58 ^{+0.05} _{-0.05}	-0.46 ^{+0.11} _{-0.11}	15.64 ^{+0.13} _{-0.17}	< 0.1
J2359+1354	2.77	2.2499	21.96 ± 0.02	22.0	19.28 ± 0.06	-0.47 ^{+0.03} _{-0.03}	-0.94 ^{+0.03} _{-0.03}	16.94 ^{+0.23} _{-0.37}	0.3 ± 0.1

Таблица 5.2: Основные характеристики выборки ESDLA систем. [X/H] и [Fe/X] – металличность и деплеция железа, где X обозначен элемент, плохо оседающий на пыли. Для всех систем в качестве такого элемента использовался цинк, кроме системы J 1418+0718, для которой X – сера, см. подробности в тексте.

* Красное смещение квазара.

† Верхние пределы на A_V соответствуют системам, для которых измеренное значение поглощения меньше характерных систематических ошибок ($\lesssim 0.1$), связанных с неопределённостью формы континуального спектра квазара.

В режиме высоких лучевых концентраций N (корневой участок кривой роста – зависимости эквивалентной ширины линии от лучевой концентрации, для которой эквивалентная ширина пропорциональна квадрату корню лучевой концентрации и не зависит от параметра b), значения N не зависят от выбора доплеровского параметра b . Поэтому значение параметра b выбиралось таким образом, чтобы модельные профили линий приблизительно воспроизводили ширину наблюдаемых линий лаймановской серии более высоких порядков. Профили линий поглощения H I Ly α показаны на рис. 5.1. Хотя полученные значения лучевых концентраций H I в целом согласуются со значениями, измеренными по спектрам низкого разрешения из SDSS с низким отношением сигнала к шуму [118, 41], для четырёх систем (J 1238+1612, J 1353+0956, J 1418+0718 и J 2205+1021) лучевая концентрация H I на ~ 0.1 в логарифмических единицах ниже порогового значения, первоначально использовавшегося для определения ESDLA систем ($N(\text{H I}) \gtrsim 10^{21.7}$ см⁻²). Однако с физической точки зрения такая граница является условной и не носит строгий пороговый характер, поэтому далее по тексту для простоты эти системы также будут называться ESDLA системами.

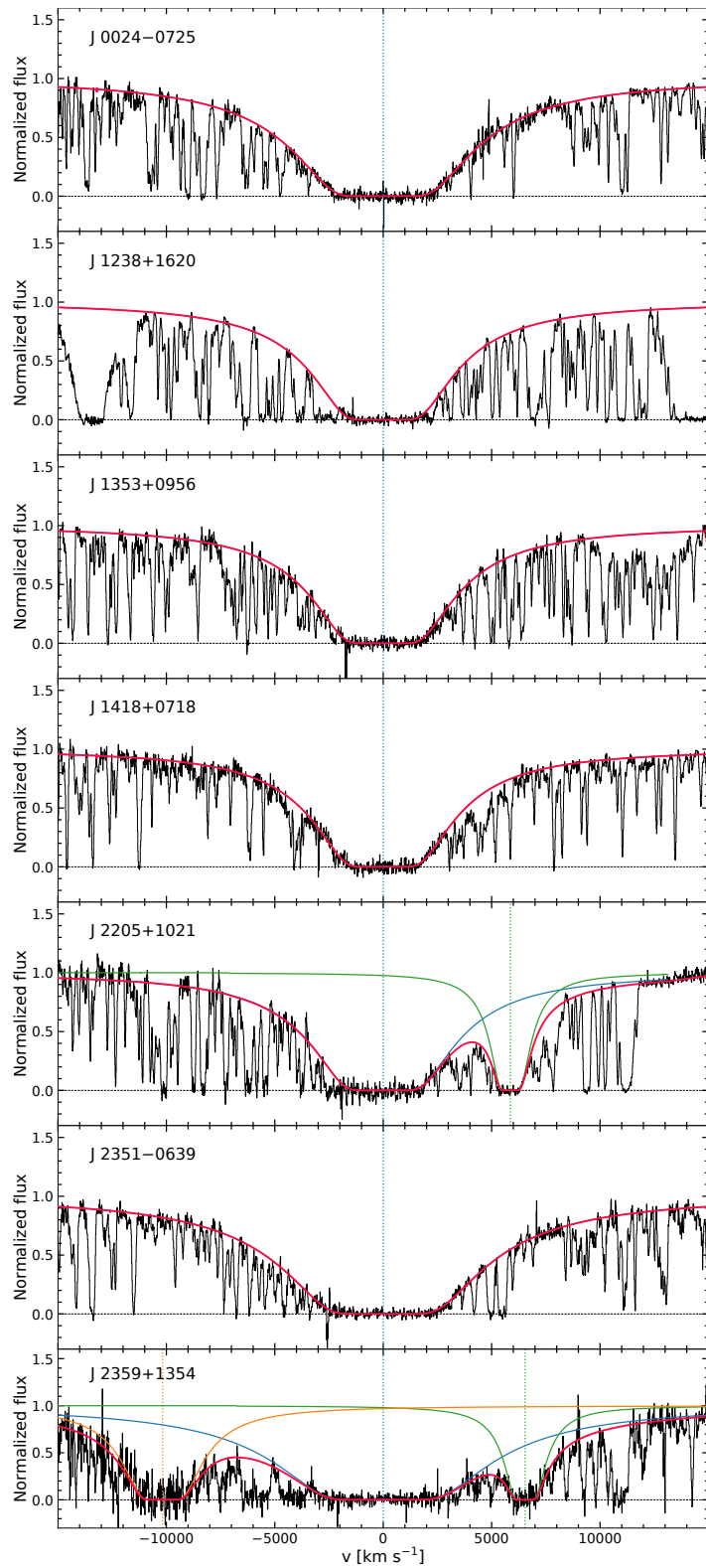


Рисунок 5.1: Результат аппроксимации H I Ly α линий. Чёрным цветом показаны наблюдаемые спектры. Красными кривыми показаны полученные профили линий. Голубые сплошные кривые соответствуют профилям изучаемых ESDLA систем, тогда как зелёными (для систем J 2205+1021 и J 2359+1354) и оранжевыми (для системы J 2359+1354) сплошными кривыми показаны DLA системы, блендированные с ESDLA системами. По оси абсцисс указана относительная скорость по отношению к красным смещениям центров профилей ESDLA систем.

5.3.2 Молекулярный водород

Мы исследовали резонансные УФ (в системе покоя) линии поглощения H_2 , то есть полосы Лаймана ($^1\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$) и Вернера ($^1\Pi_u \rightarrow ^1\Sigma_g^+$). Для двух систем (в направлении на J 2205+1021 и J 2359+1354) обнаружено сильное поглощение в линиях H_2 с полной лучевой концентрацией, соответственно, $\log N(\text{H}_2)[\text{см}^{-2}] = 18.16 \pm 0.03$ и $\log N(\text{H}_2)[\text{см}^{-2}] = 19.28 \pm 0.06$.

Для оставшихся пяти систем в спектрах X-Shooter нет явных признаков наличия линий H_2 . Поэтому для этих систем мы оценили консервативные верхние пределы на лучевую концентрацию H_2 по первым двум вращательным уровням $J = 0$ и $J = 1$, которые, как известно, содержат основную долю полной лучевой концентрации H_2 . Для этого для каждой системы значение доплеровского параметра b фиксировалось на уровне 1 км с^{-1} , а температура T_{01} — на уровне 100 К . Для выбранных параметров моделировались синтетические профили H_2 на красном смещении, варьируемом в диапазоне, который соответствует наблюдаемой скоростной протяженности профилей линий металлов (обычно $100\text{--}200 \text{ км с}^{-1}$). Из-за наличия произвольно расположенных линий Ly α леса в области поглощения H_2 в расчёт брались только области с положительной невязкой. Консервативный верхний предел на $N(\text{H}_2)$ определялся как наибольшая лучевая концентрация, при которой синтетический профиль согласуется с наблюдаемым спектром с соответствующей долей положительных точек невязки выше уровня 2σ менее 5%. Оценки на $N(\text{H}_2)$ приведены в таблице 5.2.

5.3.3 Металлы и деплеция

Основной целью диссертации являлось изучение физических условий в газе, детектируемом в поглощении. Химические и физические условия нейтральной фазы газа можно изучать посредством анализа линий металлов низкой степени ионизации (см., например, [9]). Мы анализировали линии таких металлов как Si II, Zn II, Cr II, S II, Fe II, Mn II, Ni II, Ti II, O I, C I и C II. Предполагалось, что все перечисленные элементы (кроме C I, который, скорее всего, связан с молекулярным газом) трассируют один и тот же газ, и, следовательно, имеют одинаковую скоростную структуру. Стоит отметить отличия

в спектральном анализе линий металлов по сравнению с главой 4. В главе 4 в процессе анализа линий металлов низкой степени ионизации профилем Фойгта параметры T и b_{turb} являлись свободными параметрами аппроксимации, и, соответственно профили элементов различной массы описывались различными параметрами Доплера $b^2 = 2k_{\text{B}}T/m + b_{\text{turb}}^2$. В главе 5 мы используем спектры среднего разрешения, полученные при помощи X-Shooter, для которых инструментальная функция имеет ширину FWHM $\approx 33 - 55 \text{ км с}^{-1}$. Низкое разрешение спектров не позволяет проводить такой анализ абсорбционных систем и разделять тепловое и турбулентное уширения спектральных линий. Поэтому в данной главе в процессе анализа линий металлов многокомпонентным профилем Фойгта, все линии металлов низкой степени ионизации (за исключением C I) описываются одним и тем же набором параметров уширения b . При этом мы интерпретируем только интегральные характеристики систем, такие как полная (суммированная по всем скоростным компонентам) лучевая концентрация элементов, средние содержание металлов и обеднение железа вследствие его оседания на пыли (или же деплеция железа). Содержание металлов и деплеция железа оценивались по отношению к солнечному обилию, взятому из работы [134], как³:

$$[X/H] = \log \left(\frac{N(X)}{N(H)} \right) - \log \left(\frac{X}{H} \right)_{\odot} \quad (5.1)$$

и

$$[Fe/X] = \log \left(\frac{N(Fe II)}{N(X)} \right) - \log \left(\frac{Fe}{X} \right)_{\odot}, \quad (5.2)$$

где X обозначены анализируемые металлы, а индекс \odot означает солнечное обилие. Известно, что и сера, и цинк являются элементами, плохо оседающими на пыли (см., например, [135]). В нашей работе для всех систем, кроме J 1418+0718, металличность оценивалась как отношение количества цинка к водороду, а деплеция газа на пыли – как отношение железа к цинку. Для системы J 1418+0718 вместо цинка использовалась сера, так как по результатам аппроксимации мы получили большие неопределённости на значение лучевой концентрации Zn II. В таблице 5.2 приведена только металличность,

³Для всех семи ESDLA систем $N(H) = N(H I) + 2N(H_2) \approx N(H I)$, так как $\log N(H_2)[\text{см}^{-2}] < 19.3$.

подробное содержание всех проанализированных в каждой системе элементов приведено в Приложении D в таблице D.4.

Поскольку процесс формирования и экранирования H_2 тесно связан с содержанием пыли в облаке, мы также оценили лучевую концентрацию железа – элемента, сильно оседающего на пыли, – в пылевой форме:

$$N(\text{Fe}^{\text{dust}}) = (1 - 10^{[\text{Fe}/\text{X}]})N(\text{X}) \left(\frac{\text{Fe}}{\text{X}} \right)_{\odot}, \quad (5.3)$$

где распространённость железа предполагается равной солнечной распространённости, а символ X соответствует, как и ранее, цинку (или же сере для системы J 1418+0718).

5.3.4 Нейтральный углерод

Из анализа наблюдательных данных известно, что нейтральный углерод тесно связан с молекулярным водородом (см., например, [136, 137]). Поэтому было интересно проверить наличие линий нейтрального углерода в новых спектрах ESDLA систем. Только в одной системе, J 2359+1354, удалось обнаружить детектируемое количество C I. В нашей выборке эта система примечательна тем, что она характеризуется наибольшими значениями лучевой концентрации H_2 и поглощения на пыли, что согласуется с предыдущими исследованиями по DLA системам, содержащим C I. При аппроксимации линий C I однокомпонентным профилем Фойгта параметр Доплера и красное смещение варьировались независимо от металлов низкой степени ионизации. Полная лучевая концентрация (то есть суммированная лучевая концентрация для переходов трёх уровней тонкой структуры основного уровня нейтрального углерода C I, C I* и C I**⁴) на $z = 2.2485$ оказалась равна $\log N(\text{C I}^{\text{tot}})[\text{cm}^{-2}] = 13.72 \pm 0.06$. Мы анализировали линии только в области $\sim 1656 \text{ \AA}$, так как другие линии, например, в области $\sim 1560 \text{ \AA}$ оказались сильно блендированы, см. рис. 5.2. Полученная лучевая концентрация согласуется со значениями, наблюдающимися в других DLA системах, содержащих H_2 (см., например, [138]).

⁴Здесь и далее верхний индекс * означает первый (**, соответственно, второй) возбуждённый уровень тонкой структуры, например, C I*, C I**, Si II*, C II*.

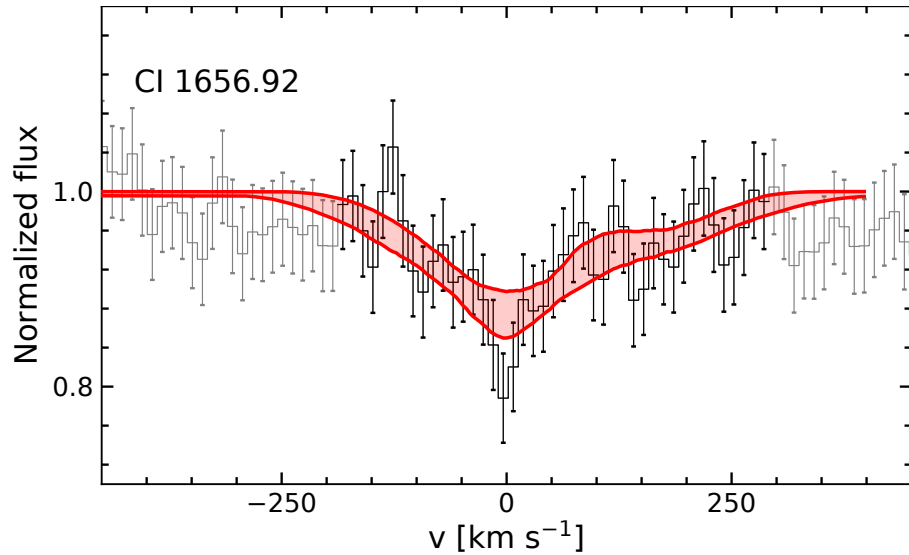


Рисунок 5.2: Профиль линий C I для J 2359+1354. Красным показан суммарный профиль перекрывающихся друг с другом переходов для трёх уровней тонкой структуры C I на длине волны $\lambda \approx 1656 \text{ \AA}$ с соответствующей неопределенностью аппроксимации на уровне 1σ . Ось абсцисс соответствует относительной скорости по отношению к переходу на $\lambda = 1656.92 \text{ \AA}$ ($J = 0$).

5.3.5 Поглощение на пыли

Для всех спектров было оценено поглощение из-за наличия пыли в абсорбционной системе на луче зрения квазара. Для этого наблюдаемый спектр квазара аппроксимировался шаблонным спектром, смещённым на соответствующее красное смещение наблюдаемого квазара, с учётом возможного поглощения на пыли на красном смещении ESDLA системы, z_{abs} , по эмпирическому закону поглощения для Малого Магелланова Облака [139]. В качестве шаблонного спектра непоглощённого квазара использовался композитный спектр, основанный на наблюдениях квазаров при помощи X-Shooter [140]. Стоит отметить, что систематические погрешности преобладают над статистическими из-за возможной вариации формы континуума квазара. Поэтому мы приводим только систематические ошибки на поглощение A_V , оцененные в работе [141] по характерной дисперсии наблюдаемого наклона спектров квазаров [142].

Для шести из семи квазаров измеренное поглощение находится в пределах систематических погрешностей. Однако для системы с наибольшей ме-

талличностью и лучевой концентрацией H_2 , J 2359+1354, оценка поглощения является статистически значимой, $A_V = (0.3 \pm 0.001_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{sys}})^m$ (см. рис. 5.3).

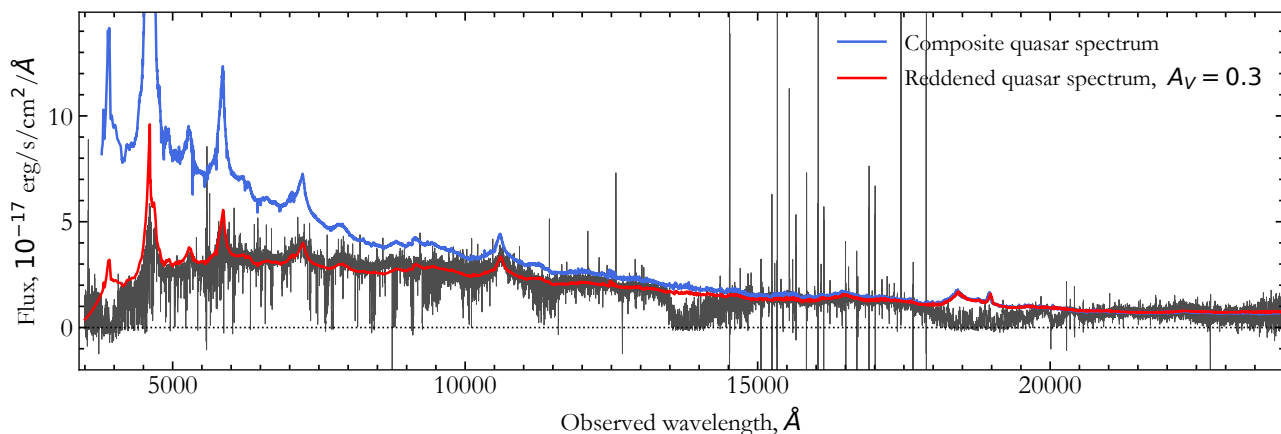


Рисунок 5.3: Поглощение на пыли в направлении на квазар J 2359+1354. Чёрным цветом показан наблюдаемый спектр, полученный при помощи X-Shooter, а красным – его аппроксимация композитным спектром квазара из [140] с использованием закона поглощения на пыли для Малого Магелланова Облака при $z_{\text{abs}} = 2.25$ с наилучшим значением $A_V = 0.3^m$. Для сравнения композитный спектр непоглощённого квазара показан синим цветом.

Это значение согласуется как с измерениями поглощения на пыли для систем из работы [143], отобранных по наличию нейтрального углерода C I, для которых среднее значение $A_V \approx 0.2^m$, так и с общим трендом $A_V - N(\text{Fe}^{\text{dust}})$, наблюдаемым как для локальной МЗС, так и для МЗС на больших красных смещениях (см., например, [143]).

5.4 Оценка концентрации электронов

Вдали от ионизирующих источников излучения столкновительная накачка уровней C II* и Si II* превалирует над их радиационным возбуждением. В таком случае лучевые концентрации C II* и Si II* можно использовать для оценки электронной плотности газа, предполагая равновесие между столкновительным возбуждением и спонтанной радиационной релаксацией [144]. Возбужденные уровни тонкой структуры Si II могут заселяться либо столкновениями с атомарным (и молекулярным) водородом в преимущественно нейтральной среде, либо столкновениями с электронами в ионизованной среде, окружающей области нейтрального газа. Для ESDLA системы на

$z = 2.2486$ в направлении на J 2359+1354 с наибольшей лучевой концентрацией HI мы обнаружили поглощение в линиях Si II*. Профили линий переходов Si II* $\lambda 1264 \text{ \AA}$ и Si II* $\lambda 1533 \text{ \AA}$ аппроксимировались одновременно с Si II и линиями других доступных металлов (см. рис. D.21 в Приложении D). Профили соответствующих линий Si II и Si II* показаны на рис. 5.4.

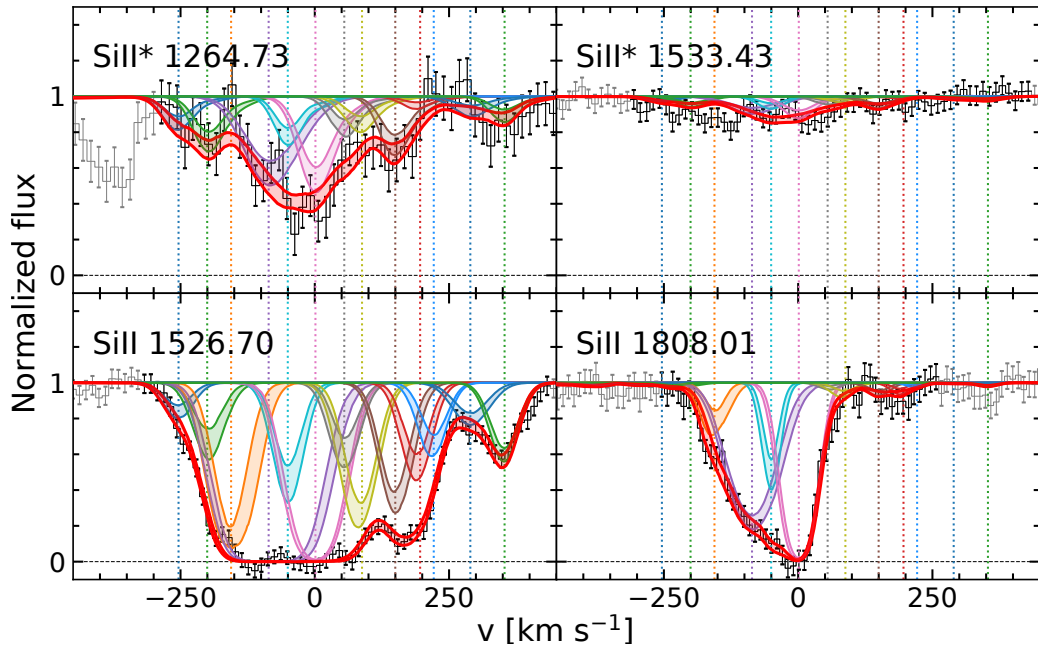


Рисунок 5.4: результат аппроксимации профилей линий Si II и Si II* в системе J 2359+1354. Чёрным цветом показаны области наблюдаемого спектра, использовавшиеся для анализа. Красными областями показаны суммарные профили Фойгта с соответствующими неопределённостями на уровне 68%. Вертикальными пунктирными линиями показано взаимное расположение отдельных компонент профиля, показанных 68% областями соответствующих цветов.

Полная лучевая концентрация Si II* оказалась равна $\log N(\text{Si II}^*)[\text{cm}^{-2}] = 13.84_{-0.03}^{+0.04}$, что соответствует $N(\text{Si II}^*)/N(\text{Si II}) = (1.0_{-0.2}^{+0.1}) \times 10^{-3}$. Полученное нами значение согласуется с измерением для другой ESDLA системы J 1135–0010 из работы [145], но в то же время оно на порядок выше значения, полученного для двух других ESDLA систем в работах [146] и [147].

Для воспроизведения высокого измеренного отношения $N(\text{Si II}^*)/N(\text{Si II})$ в предположении преобладания столкновения с нейтральными частицами в газе потребовались бы очень высокие тепловые давления $\sim 10^6 \text{ K cm}^{-3}$ для холодной молекулярной фазы, что указывало бы на чрезвычайно плотный и компактный газ (с концентрацией $n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$). Поэтому далее мы предполагаем, что Si II* в основном связан с ионизированным газом, где он эф-

фактивно заселяется столкновениями с электронами. В случае равновесия между столкновительным возбуждением и спонтанной радиационной релаксацией для Si II плотность электронов n_e может быть выражена как функция температуры газа:

$$n_e = \frac{A_{21}}{C_{12}(T)} \frac{N(\text{Si II}^*)}{N(\text{Si II})}, \quad (5.4)$$

где $A_{21} = 2.13 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ – коэффициент Эйнштейна для спонтанного перехода $\text{Si II}^* \rightarrow \text{Si II}$, а $C_{12} = 3.32 \times 10^{-5} T^{-0.5} \exp(-413.4/T) \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$ – температурно-зависимый коэффициент столкновительной накачки Si II (см., например, [144]).

Таким образом в предположении температуры равной $\sim 10^4 \text{ K}$, концентрация электронов оказывается равна $n_e \sim 0.7 \text{ cm}^{-3}$. Это значение следует рассматривать как нижний предел на концентрацию электронов в ионизированной среде, так как неизвестно, какая часть наблюдаемой лучевой концентрации Si II связана с этой фазой. Следовательно, фактическое отношение $N(\text{Si II}^*)/N(\text{Si II})$ в ионизированной среде может быть выше, чем измеренное по полной лучевой концентрации значение $(1.0_{-0.2}^{+0.1}) \times 10^{-3}$ (см. также [148]).

5.5 Сравнение результатов анализа новых ESDLA систем с данными из литературы: содержание металлов и H_2

Ранее в литературе высказывалось предположение, что ESDLA системы, детектируемых в спектрах квазаров, трассируют то же физическое окружение, что и DLA системы, детектируемые в спектрах оптических послесвечений γ -всплесков [146]. Измерения, основанные примерно на двух десятках ESDLA систем в спектрах квазаров и дюжине DLA систем в спектрах послесвечений γ -всплесков, подтверждают эту гипотезу [128, 122]. Поэтому далее мы провели сравнение свойств семи систем из нашей работы с выборкой ESDLA систем в спектрах квазаров и DLA систем в спектрах послесвечений γ -всплесков из литературы.

Хотя системы из нашей работы расположены в той же области на диаграмме металличность-деплегция (рис. 5.5), три из них имеют относительно

высокую металличность $[Zn/H] \gtrsim -1$ по сравнению со средним значением по ESDLA системам $[Zn/H] \approx -1.3$ [122]. Для систем, демонстрирующих

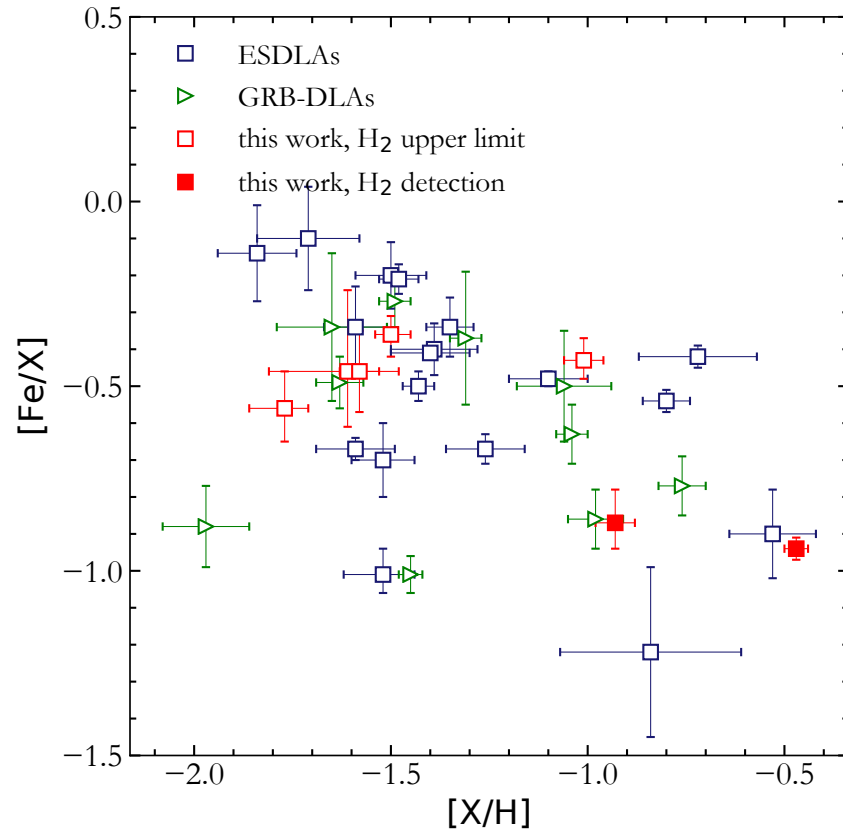


Рисунок 5.5: Металличность ESDLA систем в зависимости от деплеции железа. ‘X’ соответствует элементу, плохо оседающему на пыли, в зависимости от конкретной системы это Zn или S. ESDLA системы из нашей выборки показаны красными незакрашенными (верхние пределы на H₂) и покрашенными (детектирование H₂) квадратами. ESDLA системы из литературы [122, 127, 146, 149, 150] показаны синими квадратами. DLA системы в спектрах послесвечений γ -всплесков из работы [128] показаны зелёными треугольниками. Солнечная распространённость элементов, принятая в измерениях, приведённых из литературы, отличается между собой в пределах ошибок на измеряемую металличность. Поэтому на данном рисунке эта разница не учитывается.

наибольшую деплецию, мы обнаружили молекулярный водород с лучевой концентрацией $\log N(H_2)[\text{см}^{-2}] > 18$, что согласуется с работой [100].

На рис. 5.6 показана диаграмма H I–H₂ для DLA систем, обнаруженных на красном смещении $z \gtrsim 2$. Согласно нашим измерениям, частота детектирования H₂ (2 из 7 систем) составляет 10–55% на основе 68% доверительного интервала биномиальной пропорции, что согласуется с данными, полученными по ESDLA системам в спектрах квазаров, $\sim 40\%$ [38, 122], а также в спек-

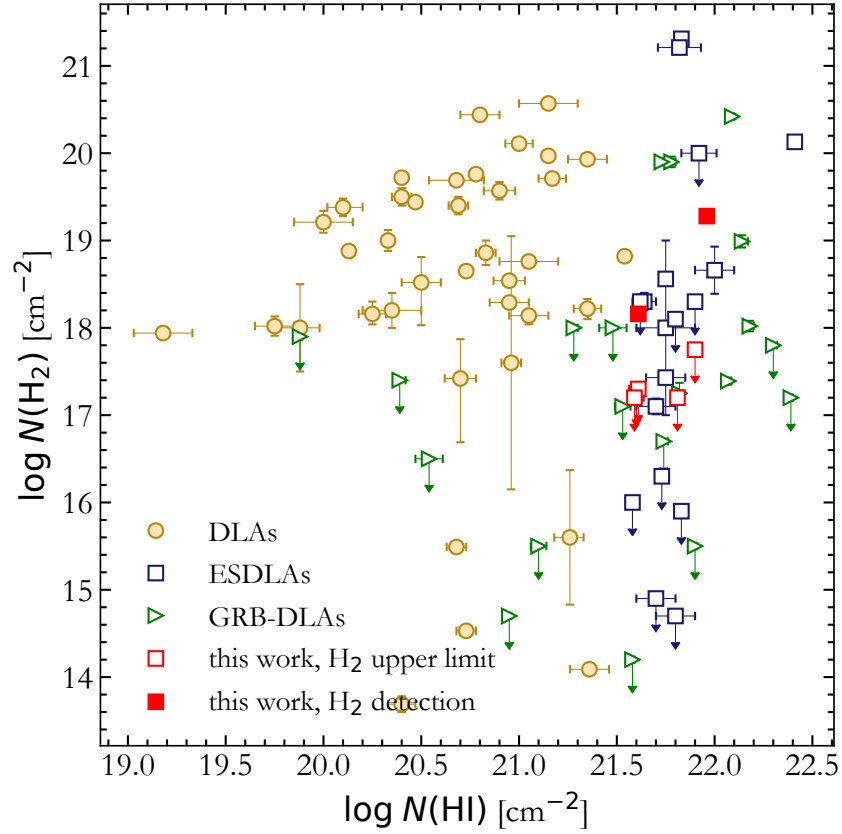


Рисунок 5.6: Лучевые концентрации HI и H₂. Наши измерения показаны незакрашенными (верхние пределы на H₂) и покрашенными (детектирование H₂) красными квадратами. Голубыми и коричневыми символами показаны измерения по, соответственно, ESDLA и регулярным DLA системам в спектрах квазаров из литературы [41, 101, 107, 122, 127, 146, 147, 151, 37, 152, 137, 149, 153, 154, 155, 156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 163, 164]. Зелёными символами показаны измерения и верхние пределы по DLA системам в спектрах послесвечений γ -всплесков из работы [128].

трах послесвечений γ -всплесков, $\sim 30\%$ [128]. Хотя для пяти из семи систем возможно было оценить только верхние пределы на лучевую концентрацию H₂, наши результаты подтверждают более высокую частоту детектирования H₂ для систем с высокой лучевой концентрацией HI по сравнению с общей популяцией DLA систем, для которых это значение приблизительно равно $\sim 5\%$ [37, 38].

Поскольку образование H₂ тесно связано с наличием пыли и её количеством (так как H₂ эффективно образуется на пыли в холодной фазе), можно ожидать корреляцию между лучевой концентрацией H₂ и долей пыли, измеряемой по лучевой концентрации железа в пылевой фазе [37]. На рис. 5.7

приведена лучевая концентрация железа в пылевой фазе в зависимости от лучевой концентрации H_2 .

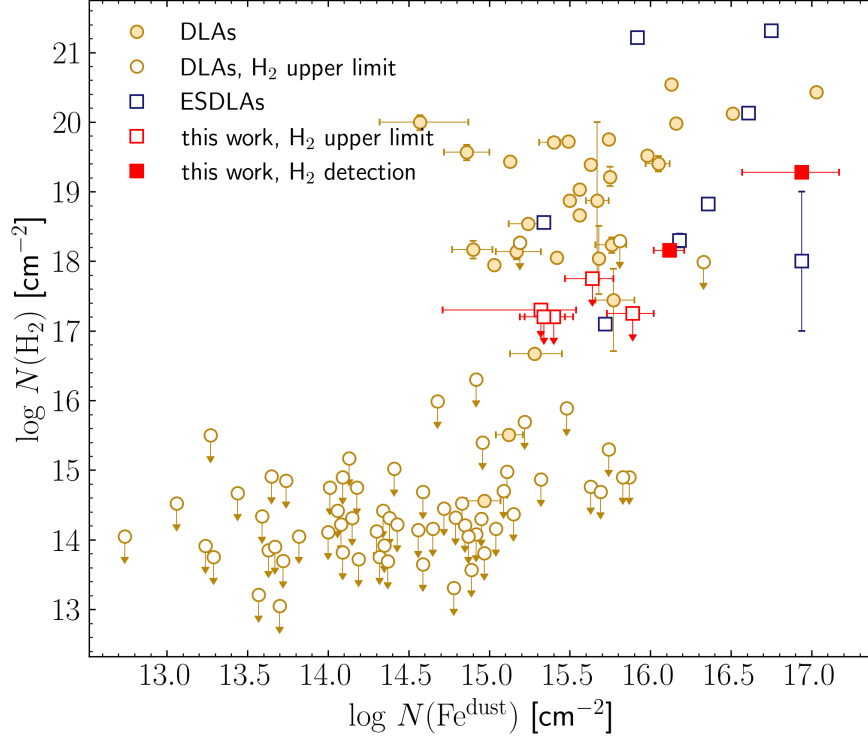


Рисунок 5.7: Лучевая концентрация железа в пылевой фазе в зависимости от лучевой концентрации H_2 . ESDLA системы из нашей работы показаны красными незакрашенными (верхние пределы на $N(\text{H}_2)$) и покрашенными (детектирование H_2) квадратами. Голубыми и покрашенными коричневыми символами показаны, соответственно, ESDLA и регулярные DLA системы из работы [107]. Коричневыми незакрашенными символами показаны регулярные DLA системы с верхними пределами на $N(\text{H}_2)$, собранные в работе [107].

Результаты, основанные на нашей выборке систем, подтверждают предыдущие выводы из литературы о скачкообразном увеличении частоты детектирования и лучевой концентрации H_2 в DLA системах при $\log N(\text{Fe}^{\text{dust}})[\text{cm}^{-2}] > 15$ [37, 107]. Действительно, две системы из нашей выборки с сильным поглощением в линиях H_2 имеют самые высокие лучевые концентрации железа в пылевой фазе, в то время как остальные пять систем с верхним пределом на H_2 имеют $\log N(\text{Fe}^{\text{dust}})[\text{cm}^{-2}] < 16$. При этом системы с высоким содержанием H_2 , $\log N(\text{H}_2)[\text{cm}^{-2}] > 18$, демонстрируют умеренную корреляцию между лучевыми концентрациями H_2 и Fe^{dust} (коэффициент линейной корреляции Пирсона $r = 0.39$ и соответствующий p -уровень значимости 3%), хотя разнородность выборок и наличие эффектов селекции не позволяют сделать окончательные выводы.

чательный вывод о наличии корреляции между лучевыми концентрациями H_2 и Fe^{dust} для общей популяции DLA систем.

На рис. 5.7 также видно, что ESDLA системы, содержащие H_2 , имеют относительно высокие значения $N(\text{Fe}^{\text{dust}})$ по сравнению с другими DLA системами, также содержащими H_2 . Это, очевидно, объясняется тем, что ESDLA системы трассируют бóльшие лучевые концентрации газа, чем регулярные DLA системы. ESDLA системы с большими $\log N(\text{Fe}^{\text{dust}})[\text{cm}^{-2}] > 16$ имеют гораздо бóльшую дисперсию на плоскости $\text{H}_2 - \text{Fe}^{\text{dust}}$, что может быть связано со сложной многокомпонентной структурой систем, трассирующих различные физические условия вдоль луча зрения, тогда как лучевые концентрации H_2 скорее всего определяются на меньших масштабах, то есть локальными физическими условиями. Поскольку ESDLA системы, вероятно, связаны с центральными частями родительских галактик, ожидается, что соответствующие лучи зрения будут просекать области с более разнообразными физическими условиями (такие как диск, истечения, гало), чем в случае регулярных DLA систем, которые связаны преимущественно с околוגалактическим газом. Это может приводить к бóльшему разбросу наблюдаемых свойств для ESDLA систем.

5.6 Охлаждение газа в линии [C II] $\lambda 158$ мкм

Углерод является одним из самых распространённых элементов в МЗС (см., например, [165]). При этом переход [C II] $\lambda 158$ мкм со столкновительно возбужденного уровня ${}^2P_{3/2}^\circ$ на основной уровень ${}^2P_{1/2}^\circ$ (см., например, [166]) является ключевым каналом охлаждения диффузной нейтральной МЗС (см., например, [167]). В случае абсорбционных измерений можно оценить локальный темп охлаждения (на единицу атома водорода) МЗС в линии [C II] $\lambda 158$ мкм, l_c , как [168, 169]:

$$l_c = \frac{N(\text{C II}^*)h\nu_{21}A_{21}}{N(\text{H I})} \text{ эрг с}^{-1} \text{ H}^{-1}, \quad (5.5)$$

где $A_{21} = 2.29 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ – коэффициент Эйнштейна для спонтанного испускания ${}^2P_{3/2}^\circ \rightarrow {}^2P_{1/2}^\circ$, $h\nu_{21} = 1.26 \times 10^{-14}$ эрг (или же 92 К) – энергия данного перехода, а $N(\text{C II}^*)$ – лучевая концентрация однократно ионизованного уг-

лерода на его первом возбужденном уровне, которую можно оценить через его электронный переход на длине волны 1335 \AA .

А. Вольф с коллегами предложили использовать такой метод оценки темпа охлаждения для газа, ассоциированного с DLA системами [169]. Для DLA систем $\text{C II}^* \lambda 1335 \text{ \AA}$ часто попадает в область вне $\text{Ly}\alpha$ леса, что позволяет надежно оценивать $N(\text{C II}^*)$. Проведя обзор DLA систем при помощи инструментов ESI/Keck [170] (разрешение спектров $R \approx 7000 - 9000$), HIRES/Keck ($R \approx 50\,000$), и добавив к ним архивные измерения, полученные при помощи UVES/VLT ($R \approx 50\,000$), авторы оценили темп охлаждения газа в линии $[\text{C II}] \lambda 158 \text{ мкм}$ для 76 DLA систем. Для половины из них авторам удалось поставить только верхние или нижние пределы на l_c . Результаты такого анализа явно указывали на бимодальный характер распределения DLA систем по темпам охлаждения в линии $[\text{C II}]$ [171]. Так как ESDLA системы могут быть связаны с более богатым окружением (диском, истечениями, галло), нежели DLA системы из общей популяции (зачастую ассоциированные с околосгалактическим газом), нам было интересно сравнить, как соотносятся темпы охлаждения в линии $[\text{C II}]$ для ESDLA и регулярных DLA систем. Для трёх систем (в направлении на J 0024–0725, J 1353+0956 и J 1418+0718) оказалось возможным оценить лучевую концентрацию C II^* , в то время как в остальных системах линии C II^* сильно насыщены. Для того, чтобы увеличить статистику ESDLA систем с измеренной лучевой концентрацией C II^* , к данной выборке спектров были добавлены и проанализированы спектры ESDLA систем из работы [122]. Таким образом, в общей сложности наша финальная выборка ESDLA систем, для которых мы оценили темп охлаждения в линии $[\text{C II}]$, содержала семь систем, полученных при помощи спектрографа среднего разрешения X-Shooter, и четырёх систем, полученных при помощи спектрографа высокого разрешения UVES [23] (см. таблицу 5.3). Из-за низкого разрешения спектров X-Shooter и, следовательно, вероятной неразрешённости скоростной структуры металлов для таких систем нельзя исключить возможное насыщение линии поглощения C II^* . В связи с чем для этих систем была получена консервативная оценка на лучевую концентрацию C II^* . Для этого были рассмотрены два предельных случая. В качестве нижнего предела на $\log N(\text{C II}^*)$ использовалось значение, полученное путем одновре-

Квазар	$\log N(\text{H I})$ [см ⁻²]	$\log N(\text{H}_2)$ [см ⁻²]	$\log f^\dagger$	[X/H]	$\log N(\text{C II}^*)$ [см ⁻²]	$\log l_c$ [эрг с ⁻¹ H ⁻¹]	Спектрограф	Ссылки*
J 0024–0725	21.81 ± 0.01	< 17.20	< -4.30	-1.77 ^{+0.06} _{-0.09}	13.93 ± 0.35	-27.42 ± 0.35	XS	1
J 1353+0956	21.61 ± 0.01	< 17.30	< -4.00	-1.61 ^{+0.13} _{-0.20}	14.07 ± 0.50	-27.08 ± 0.50	XS	1
J 1418+0718	21.59 ± 0.02	< 17.20	< -4.07	-1.50 ^{+0.05} _{-0.04}	13.87 ± 0.29	-27.26 ± 0.29	XS	1
J 0017+1307	21.62 ± 0.03	< 18.3	< -2.99	-1.50 ± 0.09	14.76 ± 0.88	-26.40 ± 0.88	XS	2
J 1349+0448	21.80 ± 0.01	< 18.1	< -3.39	-1.35 ± 0.06	> 14.16	> -27.17	XS	2
J 2232+1242	21.75 ± 0.03	18.56 ± 0.02	-2.89 ± 0.03	-1.48 ± 0.05	14.83 ± 0.76	-26.46 ± 0.76	XS	2
J 2322+0033	21.58 ± 0.03	< 16.0	< -5.25	-1.71 ± 0.13	14.06 ± 0.45	-27.06 ± 0.45	XS	2
HE 0027–1836	21.75 ± 0.10	17.43 ± 0.02	-4.02 ^{+0.10} _{-0.04}	-1.59 ± 0.10	14.67 ^{+0.13} _{-0.09}	-26.62 ^{+0.16} _{-0.13}	UVES	4
J 0843+0221	21.82 ± 0.11	21.21 ± 0.02	-0.48 ^{+0.07} _{-0.08}	-1.52 ^{+0.08} _{-0.10}	14.91 ^{+0.28} _{-0.17}	-26.45 ^{+0.30} _{-0.19}	UVES	3
Q 1157+0128	21.80 ± 0.10	< 14.75	< -6.65	-1.40 ± 0.10	14.7 ± 0.02	-26.59 ± 0.10	UVES	5
J 2140–0321	22.41 ± 0.03	20.13 ± 0.07	-1.98 ± 0.06	-1.52 ± 0.08	15.63 ^{+0.46} _{-0.47}	-26.32 ^{+0.46} _{-0.46}	UVES	2

Таблица 5.3: Характеристики ESDLA систем, для которых были измерены темпы охлаждения l_c в линии [C II] $\lambda 158$ мкм.

† $f = 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2)+N(\text{H I}))$ – доля молекулярного водорода.

* Ссылки на работы с измерением лучевых концентраций H I и H₂: (1) наша работа [172], (2) [122], (3) [147], (4) [173], (5) [37].

менной аппроксимации линии поглощения C II* с линиями других металлов низкой степени ионизации в системе (как это описано в подразделе 5.3.3). Эти нижние пределы соответствуют оптически тонкому случаю или промежуточному насыщению линий C II*. Для оценки консервативных верхних пределов на $N(\text{C II}^*)$ линии C II* аппроксимировались однокомпонентным профилем Фойгта с доплеровским параметром $b = 3$ км с⁻¹, характерным для линий C II* в спектрах более высокого разрешения (например, в спектрах, полученных при помощи спектрографа UVES). В качестве точечных оценок для дальнейших вычислений (кроме J 1349+0448, для которой приводится только нижний предел на $N(\text{C II}^*)$) использовались средние значения консервативных диапазонов $N(\text{C II}^*)$. Указанные в таблице 5.3 ошибки на $N(\text{C II}^*)$ соответствуют этим консервативным диапазонам.

На рис. 5.8 представлено сравнение полученных темпов охлаждения газа в линии [C II] для ESDLA систем с темпами охлаждения для регулярных DLA систем из литературы [171]⁵ и [110]. Результаты нашей работы подтверждают бимодальность распределения темпов охлаждения в ли-

⁵Некоторые DLA системы в таблице 1 из работы [171] имели нулевые ошибки на $\log N(\text{H I})$. Поэтому нами было использовано характерное для спектров высокого разрешения значение 0.1 в логарифмических единицах в качестве неопределённостей на $\log N(\text{H I})$ для этих систем, что согласуется со значениями, показанными авторами для них же на рис. 1 их работы.

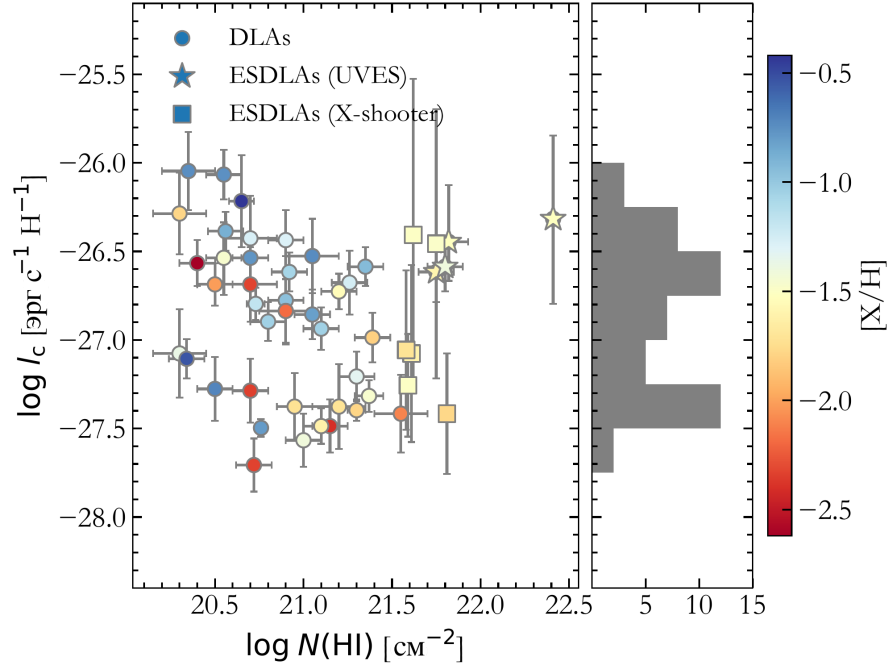


Рисунок 5.8: Темп охлаждения газа в линии [C II] в зависимости от лучевой концентрации HI. Круглыми символами показаны DLA системы из работ [171, 110]. ESDLA системы показаны звёздами (UVES) и квадратами (X-Shooter). Цветовым градиентом показана металличность. Гистограммой показано распределение темпов охлаждения, маргинализованное по лучевым концентрациям HI.

нии [C II], обнаруженную ранее А. Вольфом и соавторами [171] со следующими двумя группами DLA систем: с высокими темпами охлаждения газа, $\log l_c[\text{эрг с}^{-1} \text{H}^{-1}] > -27$, и с низкими, $\log l_c[\text{эрг с}^{-1} \text{H}^{-1}] \lesssim -27$. Действительно, четыре ESDLA системы из нашей выборки имеют низкие темпы охлаждения, $\log l_c[\text{эрг с}^{-1} \text{H}^{-1}] \sim -27.2$, в то время как остальные шесть систем имеют высокие темпы охлаждения, $\log l_c[\text{эрг с}^{-1} \text{H}^{-1}] \sim -26.5$.

Мы проверили, не противоречат ли новые измерения, основанные на ESDLA системах, статистическим свойствам, полученным ранее для регулярных DLA систем. Для этого мы использовали смешанный алгоритм Гаусса с двумя компонентами, аналогично тому, как это описано в работе [171]. Алгоритм применялся ко всей совместной выборке из уже известных DLA и новых ESDLA систем. В результате были получены две группы систем (с долей систем в каждой группе 0.6 и 0.4) с медианными значениями темпов охлаждения $\log l_c[\text{эрг с}^{-1} \text{H}^{-1}] = -26.6$ и -27.3 .

Все ESDLA системы, полученные при помощи UVES, то есть в спектрах которых скоростная структура C II* хорошо разрешается (что позволяет лег-

ко оценить насыщение линий), имеют высокие темпы охлаждения, в то время как четыре из шести систем, полученные при помощи X-Shooter, имеют низкие темпы охлаждения. Справедливо задаться вопросом о том, не возникает ли эта разница в темпах охлаждения ESDLA систем из-за использования двух разных инструментов. Однако консервативная процедура оценки верхнего предела на $N(\text{C II}^*)$ исключает сильное насыщение линий C II^* в нашей выборке (см. таблицу 5.3). Таким образом, приведенная интервальная оценка $N(\text{C II}^*)$ для систем, полученных на X-Shooter, достаточно надежна. Кроме того, разница в темпах охлаждения для ESDLA систем в спектрах X-Shooter и UVES в нашей выборке подтверждается более высоким содержанием H_2 в системах, полученных при помощи UVES, по сравнению с системами, полученными на X-Shooter, что указывает на различие физических условий, трассируемых этими системами. Более подробно этот вопрос будет обсуждаться в следующем разделе.

5.7 Бимодальность темпов охлаждения газа в линии $[\text{C II}] \lambda 158 \text{ мкм}$

А. Вольф с коллегами предположили, что бимодальность темпов охлаждения DLA систем в линии $[\text{C II}]$ отражает бимодальность темпов звездообразования в их родительских галактиках [171]. Такой вывод основывался на предположении теплового баланса для исследуемых DLA систем, где нагрев газа определялся в основном фотоэлектронами с пыли, а охлаждение — излучением в линии $[\text{C II}]$. Для удовлетворительного описания DLA систем с $\log l_c [\text{эрг с}^{-1} \text{H}^{-1}] > -27$ авторам также необходимо было ввести дополнительный к космологическому УФ фону локальный источник нагрева газа. Так как нагрев фотоэлектронами пропорционален УФ фону, а тот, в свою очередь, темпу звездообразования, авторы получили оценки на темпы звездообразования в DLA системах, также характеризующиеся бимодальным распределением. Однако, как было показано позже, оценённые таким образом темпы звездообразования для систем с $\log l_c [\text{эрг с}^{-1} \text{H}^{-1}] > -27$ не согласуются с прямыми наблюдательными оценками, где темп звездообразования для DLA

систем был измерен по УФ (в системе отсчета DLA) эмиссии в композитных изображениях, полученных на космическом телескопе им. Хаббла и наземных телескопах [174].

Согласно недавней работе [175], определение темпа звездообразования по C II* является непростой задачей из-за мультифазной природы образования C II*, то есть из-за наличия C II* как в тёплой, так и в холодной нейтральной среде. Авторы подчеркивают отсутствие явной корреляции между $N(\text{C II}^*)$ и лучевой концентрацией H I в каждой из этих двух фаз в нашей Галактике, что указывает на мультифазное происхождение C II*. Помимо нейтрального газа C II* может также образовываться и в ионизованной среде, которая может попасть на луч зрения, что ещё сильнее усложняет задачу.

Более того, излучение в линии [C II] является основным каналом охлаждения только для холодной фазы нейтральной МЗС, тогда как в охлаждении тёплой фазы основную роль играет излучение Ly α , благодаря которому температура тёплой нейтральной фазы устанавливается на уровне $\sim 10^4$ K (см., например, измерения температуры для DLA систем из предыдущей главы). Следовательно, допущение о доминирующем вкладе излучения в линии [C II] в процесс охлаждения газа для оценки темпа нагрева в приближении теплового баланса и, следовательно, для оценки темпа звездообразования возможно только в том случае, когда большая часть наблюдаемого C II* относится к холодной фазе с температурами порядка ~ 100 K.

Ко всему прочему, как было показано в недавней работе [176], допущение о доминирующем вкладе фотоэлектронов с пыли в нагрев газа не вполне правомерно для газа низкой металличности. При металличностях, характерных для основной популяции DLA систем, важную (а при низких металличностях $[X/H] \lesssim -1$ и основную) роль в нагреве газа начинают играть космические лучи.

Несмотря на то, что оценки l_c для ESDLA систем согласуются с оценками l_c для регулярных DLA систем, наши измерения противоречат объяснению природы бимодальности l_c для выборки регулярных DLA систем, предложенному А. Вольфе и соавторами. В работе [171] утверждалось, что бимодальность возникает из-за разницы в темпах звездообразования для двух разных популяций галактик: более массивных с высоким содержанием металлов и

менее массивных с низким содержанием металлов. Однако полученная нами выборка новых ESDLA систем достаточно однородна с точки зрения металличности ($[X/H] \sim -1.5$, см. таблицу 5.3) и эквивалентной ширины Si II $\lambda 1526$ (которая использовалась А. Вольфе и соавторами в качестве индикатора массы родительской галактики).

Мы предлагаем другое объяснение наблюдаемой бимодальности темпов охлаждения газа в линии [C II], связанного с разделением нейтрального газа на холодную и тёплую фазы и зависимостью теплового состояния газа от металличности. Далее мы детально рассмотрим предпосылки и аргументацию для такого объяснения.

5.7.1 Отношение C II*/C II: наблюдения

Для дальнейшего обсуждения удобнее перейти от рассмотрения темпов охлаждения газа за счёт перехода ${}^2P_{3/2}^{\circ} \rightarrow {}^2P_{1/2}^{\circ}$ между уровнями тонкой структуры C II (то есть за счёт излучения в линии [C II] $\lambda 158$ мкм) к рассмотрению отношения населённостей этих уровней, напрямую зависящей от физических условий в среде. Наблюдаемое отношение $N(\text{C II}^*)/N(\text{C II})$, усредненное по скоростным компонентам DLA системы, можно выразить как

$$R_C \approx \frac{N(\text{C II}^*)}{N(\text{H I}) (C/H)_{\odot} \langle Z \rangle_{\text{DLA}}} \equiv \langle R_C \rangle_{\text{DLA}}, \quad (5.6)$$

где $(C/H)_{\odot}$ – это солнечная распространенность углерода из работы [134], а $\langle Z \rangle_{\text{DLA}}$ – металличность, усреднённая по всем компонентам DLA системы⁶. В силу того, что линия C II практически всегда сильно насыщена в DLA системах, измерить лучевую концентрацию C II напрямую чаще всего не представляется возможным. Поэтому в выражении (5.6) для оценки $N(\text{C II})$ мы используем среднюю металличность DLA системы, $\langle Z \rangle_{\text{DLA}}$, предполагая солнечную распространенность углерода. На рис. 5.9 показана зависимость $\langle R_C \rangle_{\text{DLA}}$ от средней металличности DLA систем. Стоит отметить, что отсутствие наблюдательных данных в серых областях рисунка обусловлено эффектами селекции. В частности, эти области недоступны для наблюдений из-за насыщенности (правый верхний угол) или слабости (левый

⁶Здесь и далее для удобства буквой Z мы будем обозначать металличность относительно солнечной, то есть для систем из нашей выборки $\langle Z \rangle_{\text{DLA}} = 10^{[X/H]}$, где $[X/H]$ приведено в таблице 5.3.

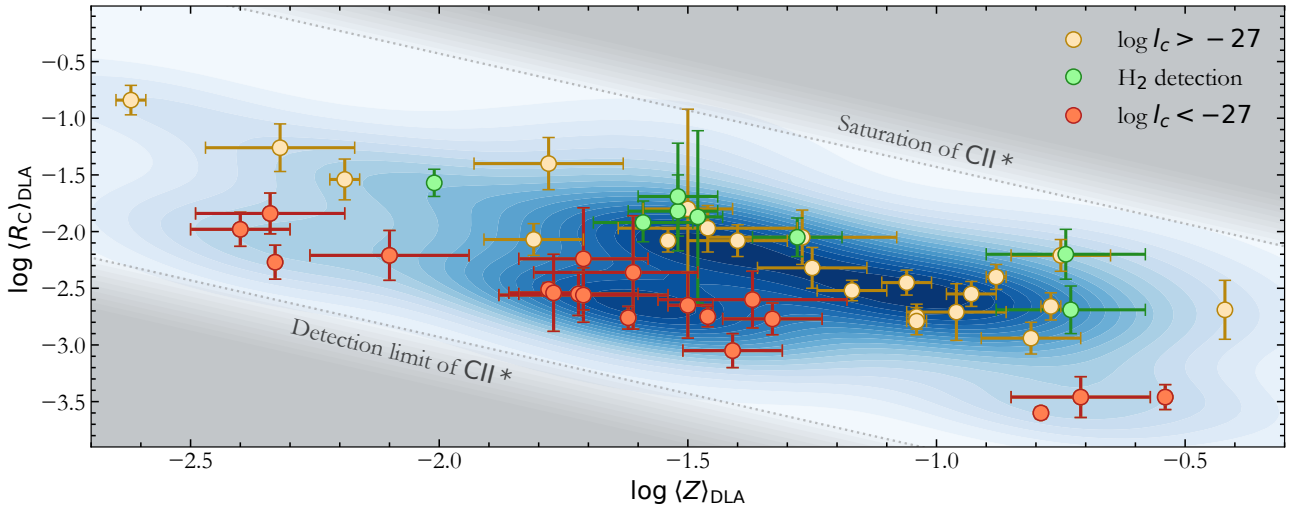


Рисунок 5.9: Среднее отношение $C II^*/C II$ в зависимости от средней металличности DLA систем. DLA системы с $\log l_c [\text{эрг с}^{-1} \text{H}^{-1}] < -27$, показаны красным цветом. DLA системы, содержащие H_2 , показаны зелёным цветом. Цветовым градиентом показана плотность точек в относительных единицах, посчитанная с учётом ошибок измерений. Области, недоступные для наблюдений, показаны серым цветом, см. подробности в тексте.

нижний угол) линий $C II^*$. Для иллюстрации мы приводим условные границы этих недоступных областей пунктирными линиями, рассчитанными для $\log N(C II^*) [\text{см}^{-2}] = 12.5$ (предел детектирования) и 15 (предел насыщения). Эти оценки соответствуют хвостам нашего наблюдаемого распределения по $\log N(C II^*)$ и медианному значению $\log N(H I) [\text{см}^{-2}] = 21$. Оценка плотности точек на плоскости $\langle R_C \rangle_{DLA} - \langle Z \rangle_{DLA}$, вычисленная с учётом ошибок измерений⁷, показана цветовым градиентом. Видно, что при заданной металличности мы имеем две группы измерений: с высоким и низким отношением $C II^*/C II$, то есть $\langle R_C \rangle_{DLA}$. Такое разделение отражает бимодальность темпов охлаждения DLA систем, так как $\langle R_C \rangle_{DLA} \sim l_c / \langle Z \rangle_{DLA}$. Для наглядности DLA системы с $\log l_c [\text{эрг с}^{-1} \text{H}^{-1}] < -27$, то есть системы с низкими темпами охлаждения согласно классификации А. Вольфа и соавторов, показаны красным цветом. На рис. 5.9 также выделены DLA системы, содержащие молекулярный водород на луче зрения. Мы обнаружили, что все DLA системы, содержащие H_2 , принадлежат популяции с высоким отношением $C II^*/C II$. Как показывают наблюдения (см., например, [107]), молекулярный водород всегда принадлежит холодной фазе вещества. Это наводит на мысль, что бимодальность l_c может быть связана с разделением МЗС на тёплую диф-

⁷Сглаживание с гауссовыми функциями наблюдаемой выборки точек с учётом ошибок измерений.

фузную и более плотную холодную фазы. Качественное и количественное подтверждение этого предположения представлено в последующих разделах.

5.7.2 Отношение C_{II^*}/C_{II} : моделирование

Отношение C_{II^*}/C_{II} определяется физическими условиями в газе. Его можно записать как

$$R_C = \frac{n(C_{II^*})}{n(C_{II})} \approx \frac{C_{12}(T)n}{A_{21}}, \quad (5.7)$$

где температурно-зависимый коэффициент $C_{12}(T)$ определяется столкновительным партнером (например, электроны, нейтральный или молекулярный водород), отвечающим за накачку C_{II^*} . Мы предполагали, что накачка C_{II^*} происходит посредством столкновения с атомарным водородом в нейтральной среде⁸ или же с электронами в случае полностью ионизованной среды (этот случай будет рассмотрен ниже отдельно). Для проверки выдвинутой гипотезы о том, что наблюдаемая бимодальность R_C связана с разделением нейтрального газа на фазы, необходимо рассчитать R_C для физических условий (температуры и плотности), релевантных для тёплой и холодной фаз, а также характерных металличностей наблюдаемых DLA систем.

5.7.3 Фазовая диаграмма нейтрального газа

Для оценки температур и плотностей стабильного тёплого и холодного нейтрального газа мы рассчитали фазовую диаграмму нейтрального газа и её зависимость от металличности. Для расчёта так же, как и в работах [93, 177, 94, 176], мы предполагали баланс между охлаждением и нагревом газа. Мы учитывали охлаждение газа за счёт $Ly\alpha$ (см., например, [178]) и излучения в линиях C_{II} и O_{I} . Излучение в линиях рассчитывалось с учётом возбуждения уровней тонкой структуры (см., например, [179]) с использованием столкновительных коэффициентов из работ [180, 181, 182]. В качестве механизмов нагрева мы рассматривали нагрев фотоэлектронами

⁸Присутствие молекулярного водорода в принципе может несколько влиять на функцию охлаждения, однако этот эффект может быть важен только в плотном газе, содержащем значительную долю H_2 .

с пыли, космическими лучами (КЛ) и турбулентной диссипацией. Для первых двух механизмов мы использовали стандартное описание (см., например, [176]), зависящее от доли электронов в среде, полученное с использованием аналогичных расчетов, как это было проделано в работе [183]. Нагрев из-за диссипации турбулентности плохо известен для диффузной МЗС и не имеет прямых наблюдений. Для простоты мы использовали усредненную функцию охлаждения посредством диссипации турбулентности, зависящую от концентрации газа n : $\Gamma_{\text{turb}} \sim \gamma_{\text{turb}} n$, где γ_{turb} имеет характерные значения $\sim 10^{-27}$ эрг с^{-1} (см., например, [184, 185]). Это значение приводит к нагреву газа, сопоставимому с нагревом КЛ, обеспечиваемому скоростью ионизации КЛ $\zeta = 10^{-16} \text{с}^{-1}$.

Важным моментом для дальнейшего обсуждения является то, что фазовая диаграмма нейтральной МЗС зависит от металличности, что подробно было рассмотрено несколькими авторами в работах [186, 176]⁹. На рис. 5.10 показаны примеры фазовых диаграмм в диапазоне металличностей, важных для нашего исследования и рассчитанных для $\zeta = 10^{-16} \text{с}^{-1}$, $\gamma_{\text{turb}} = 10^{-27}$ эрг с^{-1} и УФ фона $\chi = 1$ (в единицах Дрейна). Зависимость от металличности в основном проявляется в увеличении P_{min} (минимального давления для холодной фазы) и P_{max} (максимального давления для тёплой фазы) с уменьшением металличности. Это связано с тем, что охлаждение переходами тонкой структуры (которое инициирует переход между холодной и тёплой фазами и, следовательно, определяет P_{min} и P_{max}) зависит от металличности, в то время как нагрев КЛ и турбулентностью – которые преобладают при низких металличностях, $Z \lesssim 0.1$, [176] – нет. Нагрев фотоэлектронами, преобладающий при промежуточных значениях металличности $Z \gtrsim 0.1$, пропорционален отношению пыли к газу, Z_{d} , и, следовательно, зависит от металличности. Однако наблюдения указывают на нелинейную зависимость Z_{d} от металличности, особенно при низких $Z \lesssim 0.3$. Далее для простоты мы рассмотрели степенную зависимость Z_{d} от Z с единым показателем степени $\alpha = 2.0$ для всего диапазона металличностей, что согласуется с наблюдениями [187].

⁹В отличие от работы [176], мы не учитывали нагрев и охлаждение газа молекулярным водородом, так как это неважно для диапазонов металличностей и плотностей в нашей работе.

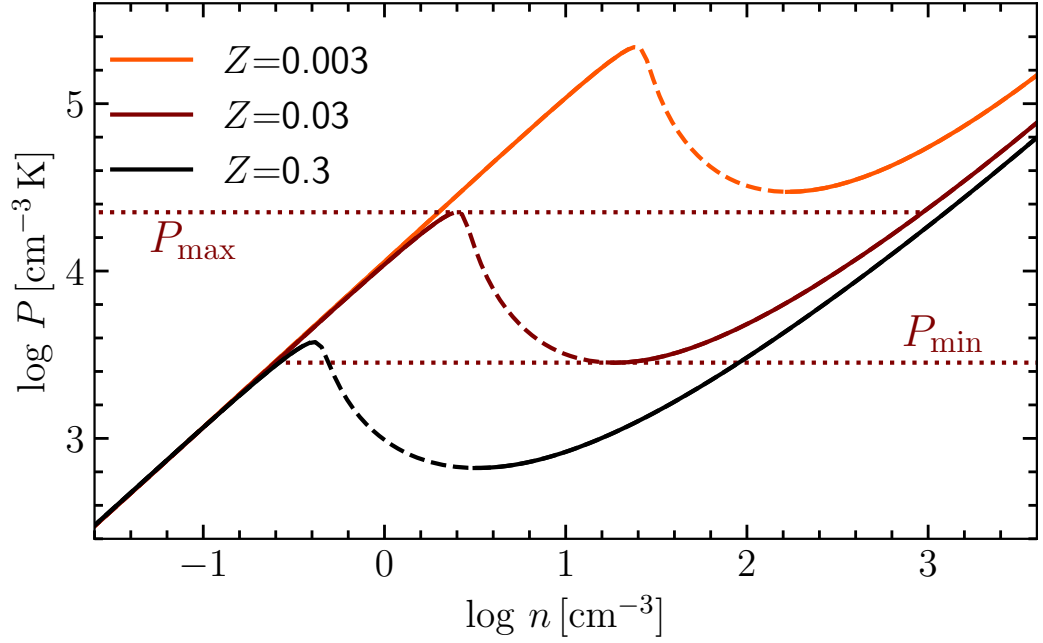


Рисунок 5.10: Фазовая диаграмма (зависимость давления от плотности) нейтральной МЗС в зависимости от металличности. Чёрная, коричневая и красная кривые соответствуют металличностям $Z = 0.3, 0.03$ и 0.003 от солнечной. Штриховая часть кривых неустойчива. Параметры, используемые для расчета фазовой диаграммы, приведены в тексте. Горизонтальными пунктирными линиями показано максимальное (минимальное) давление, при котором может существовать тёплая (холодная) нейтральная фаза, рассчитанное для фазовой диаграммы с $Z = 0.03$.

На рис. 5.11 приведены рассчитанные по формуле (5.7) значения R_C на сетке по T и n в предположении столкновений с нейтральным водородом [181]¹⁰. Также на рисунок нанесены фазовые диаграммы, рассчитанные для различных металличностей. Как следует из фазовой диаграммы, R_C в холодной фазе остается почти постоянным (поскольку излучение С II является основным каналом охлаждения), но при этом растёт с плотностью (и давлением) в тёплой фазе. Отметим также, что даже при заданной металличности R_C в холодной фазе остается значительно выше, чем в тёплой, даже при максимально возможном для существования тёплой фазы давлении. С уменьшением металличности характерное значение R_C увеличивается как для холодной фазы, так и для тёплой, что связано с ростом характерных плотностей и температур. Важно подчеркнуть, что наблюдаемое значение R_C может быть использовано для измерения плотности в тёплом стабильном газе. В DLA системах, где температура может быть ограничена из других

¹⁰Столкновения с электронами являются субдоминантными пока доля ионизации составляет $\lesssim 10^{-2}$.

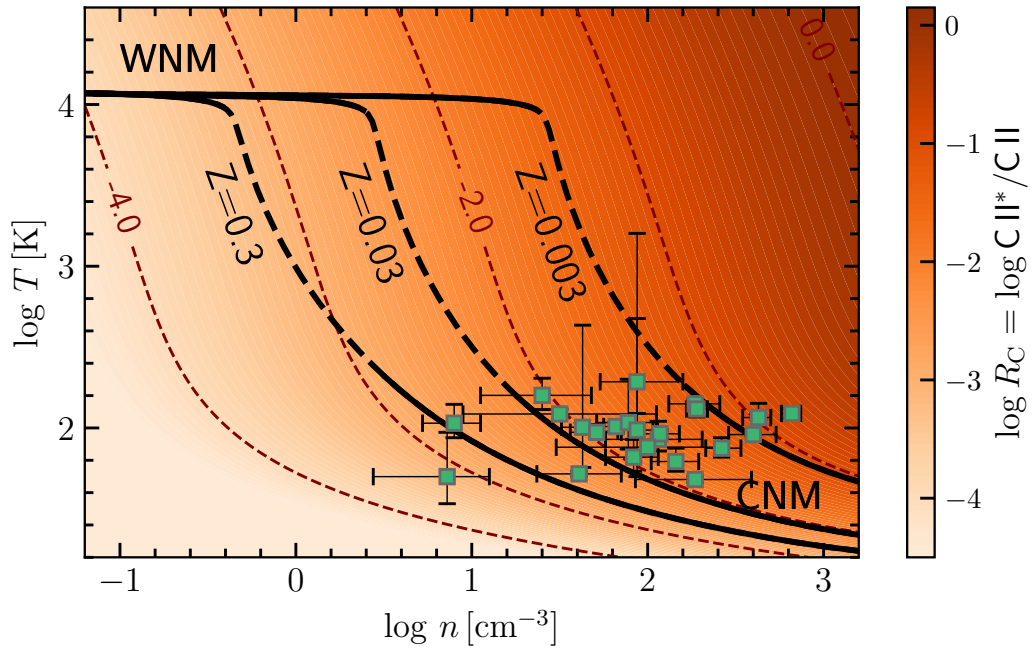


Рисунок 5.11: Отношение $C II^*/C II$ (показано цветовым градиентом) в зависимости от плотности и температуры. Коричневым пунктиром показаны контуры постоянного R_C . Чёрные сплошные (штриховые) кривые соответствуют устойчивым (неустойчивым) ветвям фазовых диаграмм, рассчитанным для металличностей $Z = 0.3, 0.03$ и 0.003 (обозначены текстовыми метками). WNM и CNM обозначены ветви тёплой и холодной фаз. Зелёными символами показаны измерения для DLA систем, содержащих H_2 , из работ [138, 107].

наблюдений (см. предыдущую главу), $C II^*$ может также использоваться для определения теплового давления газа.

5.7.4 Бимодальность темпов охлаждения в линии $[C II] \lambda 158$ мкм как результат мультифазности нейтральной среды

Используя представленный расчёт, мы оценили диапазоны R_C в тёплой и холодной фазах как функцию металличности. Для каждой металличности на сетке, равномерной в логарифмическом масштабе и меняющейся от 10^{-3} до 1, мы построили распределение R_C в холодной и тёплой фазах путем розыгрыша характеристических давлений из рассчитанных фазовых диаграмм. Поскольку DLA системы скорее всего связаны с общей популяцией галактик [188], они, безусловно, должны характеризоваться некоторым разбросом преобладающих в них физических условиях, которые влияют на

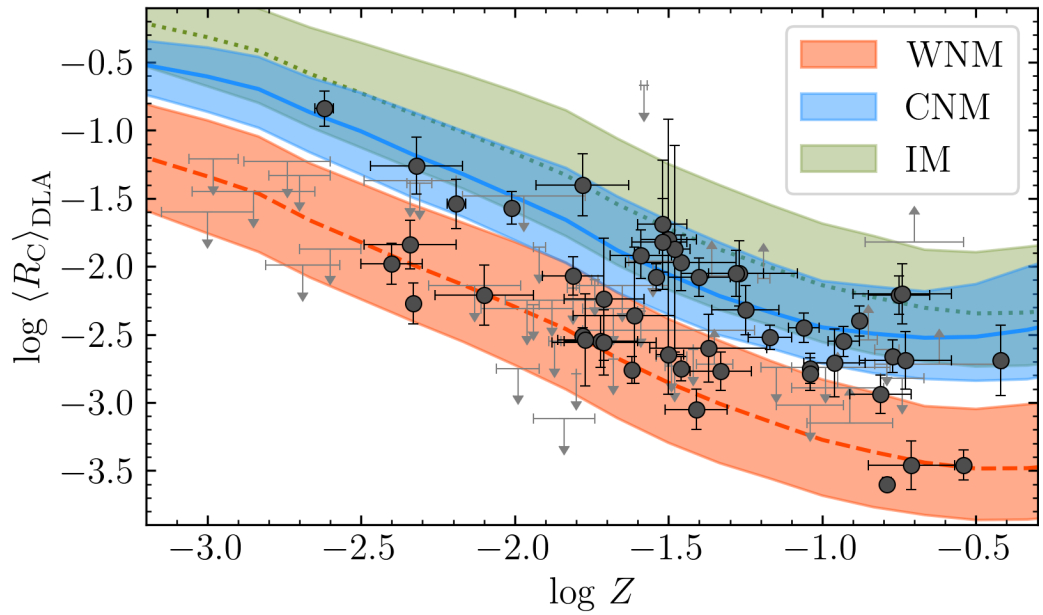


Рисунок 5.12: Отношение $C\text{ II}^*/C\text{ II}$ в зависимости от металличности. Чёрными символами показаны наблюдаемые значения отношения $C\text{ II}^*/C\text{ II}$ для DLA систем (те же, что и на рис. 5.9), в то время как серыми символами показаны верхние и нижние пределы из работ [171, 110]. Красной, голубой и оливковой областями показаны 68% доверительные области для распределений R_C , рассчитанных для, соответственно, тёплой нейтральной (WNM), холодной нейтральной (CNM) и ионизированной (IM) среды. Подробности расчёта приведены в тексте.

фазовую диаграмму. Для интенсивности УФ фона и турбулентного нагрева были выбраны логнормальные распределения s , соответственно, дисперсией 0.3 в логарифмических единицах и средним значением 1 (в единицах Дрейна) и 10^{-27} эрг с^{-1} . Мы предположили квадратичную зависимость скорости ионизации КЛ от УФ фона с нормировкой $\zeta = 10^{-16}$ с^{-1} для стандартного локального УФ фона Дрейна (как недавно было показано в работе [189] и, вероятно, объясняется связью КЛ со звездообразованием). Мы также добавили аналогичную дисперсию 0.3 в логарифмических единицах для Z_d для его квадратичной зависимости от металличности. Затем для каждой фазовой диаграммы мы оценили диапазоны значений R_C для холодной и тёплой фаз путем розыгрыша давления с равномерной функцией распределения в логарифмическом масштабе в диапазоне $[P_{\min}, P_{\max}]$ (см. рис. 5.10) для каждой фазовой диаграммы. На рис. 5.12 показаны полученные характерные диапазоны значений R_C для холодной и тёплой фаз в зависимости от металличности. Видно, что разделение нейтрального газа на фазы объясняет значения R_C , измеренные в DLA, включая общую зависимость от металличности и

бимодальность распределения R_C при каждом фиксированном значении металличности. Отметим, что результаты весьма чувствительны к параметрам распределения УФ фона, ζ и турбулентного нагрева, а также к зависимости Z_d от металличности (особенно в диапазонах металличностей $Z \gtrsim 0.1$) из-за очевидной зависимости фазовой диаграммы от этих параметров. Кроме того, результаты, особенно для тёплой фазы, зависят от розыгрыша давлений (это видно на рис. 5.11, поскольку R_C очень чувствительно к n и, следовательно, к P). Отметим также, что наблюдаемые точки соответствуют значениям R_C , усредненным по компонентам в DLA системах, тогда как в наших расчётах мы фактически рассматривали две фазы по отдельности. Поэтому, используя только эти данные, трудно сделать надежные количественные выводы о физических условиях в DLA системах.

В результате мы показали, что две популяции DLA систем с высокими и низкими темпами охлаждения в линии [C II] представляют собой DLA системы, где лучевая концентрация C II* преимущественно связана с холодной и теплой фазами. Поскольку в холодной фазе R_C обычно на порядок выше, чем в тёплой, то даже небольшая доля холодного газа на луче зрения в пределах данной DLA системы может вносить значительный вклад в общую лучевую концентрацию C II* (а также полную концентрацию H I), приближая усреднённое значение R_C по DLA системе к характерным для холодной нейтральной фазы значениям, показанным на рис. 5.12. Это делает количественные оценки затруднительными. Однако в целом повышенная доля DLA систем с высокими темпами охлаждения при $\log Z \gtrsim -1.3$ указывает на более высокую вероятность того, что на луч зрения попадёт холодная фаза МЗС. Это можно объяснить как увеличением количества скоростных компонент DLA систем с ростом металличности (см., например, [190]), так и более высокой вероятностью каждой из компонент относиться к холодной фазе¹¹. С точки зрения наблюдений, это подтверждается более высокой частотой детектирования H₂ при более высоких металличностях [191, 37, 107]. Интересно, что хотя H₂ всегда связан с холодной фазой, он обнаруживается толь-

¹¹Минимальное давление, необходимое для существования холодной фазы, уменьшается с увеличением металличности (см. рис. . 5.11), что приводит к уменьшению характерных плотностей и, следовательно, к увеличению поперечного сечения такого газа.

ко примерно в одной четверти DLA систем с высокими темпами охлаждения $\log l_c[\text{эрг с}^{-1} \text{H}^{-1}] < -27$ из нашей выборки (заметим, что не все спектры DLA систем в нашей выборке покрывают область длин волн, в которой расположены линии H_2). В отличие от выборки DLA систем, наша выборка ESDLA систем является репрезентативной с точки зрения спектрального покрытия полос поглощения H_2 . Тем не менее только в 4 из 6 ESDLA систем с высокими темпами охлаждения нам удалось надёжно задетектировать H_2 . Таким образом, селекция DLA систем с высоким значением $\langle R_C \rangle_{\text{DLA}}$ может обеспечить интересный способ выявления потенциально большой доли холодной фазы, которая не характеризуется заметным поглощением в линиях H_2 (как также отмечено в работе [192]).

5.7.5 Вклад ионизованного газа

Стоит отметить, что высокие значения отношения $\text{C II}^*/\text{C II}$ могут также возникать в ионизированной среде, которая в нашей модели не учитывается. Хотя исследования нашей Галактики (см., например, [193]), а также моделирование (см., например, [194]) показывают, что большая часть излучения $[\text{C II}] \lambda 158 \text{ мкм}$ может быть связана с ионизированной средой, есть сомнения, что то же самое справедливо и для DLA систем [195]. Однако в дополнение к нейтральному газу, на луч зрения, пересекающий DLA систему, может также попадать ионизированный газ из-за наличия ионизирующих фотонов в областях звездообразования и вспышек сверхновых звёзд. Следовательно DLA системы даже с полной лучевой концентрацией H I , достаточно высокой для экранирования газа от ионизирующих фотонов в данном отдельном облаке, могут содержать существенную долю ионизированного газа. Действительно, линии поглощения металлов высокой степени ионизации часто наблюдаются в DLA системах (см., например, [196]). В ионизированной фазе уровень C II^* может значительно заселяться столкновениями с электронами¹². На рис. 5.12 показано ожидаемое значение R_C в полностью ионизированном газе при температуре $T = 10^4 \text{ K}$, рассчитанное с использованием того же розыгрыша давлений как для тёплой и холодной фаз в предыдущих разделах. Видно, что

¹²Возбуждение электронами обычно приводит к более высоким (примерно на порядок) отношениям $\text{C II}^*/\text{C II}$, чем при столкновениях с атомарным водородом для той же плотности газа.

если доля ионизованного газа вдоль луча зрения относительно велика в DLA системе, то интегральное (измеряемое) отношение $C\text{ II}^*/C\text{ II}$ может быть намного выше, чем для тёплой фазы и, тем самым, имитировать присутствие холодной фазы.

5.8 Заключение к главе

В главе представлен подробный анализ семи новых ESDLA систем на больших красных смещениях в спектрах квазаров, полученных при помощи спектрографа X-Shooter. Для всех систем были измерены лучевые концентрации нейтрального водорода и металлов, были оценены металличность и деплеция, поглощение на пыли и лучевая концентрация железа в пылевой фазе. Для двух из семи систем обнаружен молекулярный водород с $\log N(\text{H}_2)[\text{cm}^{-2}] > 18$. Эти две системы также демонстрируют самую высокую лучевую концентрацию железа в пылевой фазе, что указывает на значительное количество пыли в соответствующих системах. В системе J 2359+1354, которая характеризуется самой большой лучевой концентрацией H_2 и наибольшим значением поглощения на пыли A_V в выборке, были также обнаружены линии нейтрального углерода (который, как известно, связан с H_2) и Si II^* . С помощью последнего была оценена плотность электронов в газе.

Частота детектирования H_2 на уровне 10 – 55% для ESDLA систем, оценённая в нашей работе, согласуется с наблюдениями DLA систем в спектрах оптических послесвечений γ -всплесков ($\sim 30\%$ [128]). Это значение несколько выше, чем частота детектирования H_2 в регулярных насыщенных $\text{Ly}\alpha$ системах в спектрах квазаров (5% [37, 38]).

Объединив нашу выборку с ESDLA системами из работы [122], и проведя детальный анализ всех систем, мы получили оценки на лучевую концентрацию $C\text{ II}^*$ и темп охлаждения газа в линии $[C\text{ II}]$. Также мы представили интерпретацию бимодальности темпов охлаждения газа в линии $[C\text{ II}]$.

Основные результаты:

1. Темпы охлаждения в линии $[C\text{ II}]$ $\lambda 158$ мкм, измеряемые в ESDLA системах, ассоциированных с газом на малых галактоцентрических расстояниях ($\lesssim 3$ кпк), согласуются с результатами для DLA систем из об-

щей популяции, трассирующих преимущественно окологалактический газ ($\lesssim 30$ кпк).

2. Бимодальный характер распределения темпов охлаждения в линии [C II] $\lambda 158$ мкм для DLA систем отражает бимодальность в пространстве параметров отношение C II*/C II – металличность. При этом отношение C II*/C II растёт с уменьшением металличности. Это объясняется ростом характерной плотности газа с уменьшением металличности за счёт изменения теплового баланса в среде.
3. Бимодальность темпов охлаждения в линии [C II] $\lambda 158$ мкм как для ESDLA, так и для регулярных DLA систем, объясняется двухфазностью нейтрального газа и не связана с различием в темпах звездообразования их родительских галактик, как это предполагалось ранее.

Заключение

В представленной диссертации исследовано тепловое состояние газа на различных пространственных масштабах, от межзвёздных облаков до межгалактических филаментов. В главе 2 представлены автоматическая процедура для поиска и анализа линий $\text{Ly}\alpha$ леса с простой скоростной структурой в спектрах квазаров и оригинальный статистический метод анализа ансамбля индивидуальных линий $\text{Ly}\alpha$ леса с целью оценки физических условий МГС. В главе 3 представлен анализ дополнительного механизма уширения линий МГС, связанный с космологическим расширением филаментов, и учёт влияния данного механизма на измеряемые тепловые параметры МГС. В главе 4 представлен анализ абсорбционной системы нейтрального газа на красном смещении $z \approx 2.2$, спектр которой был получен с чрезвычайно высоким разрешением ESPRESSO $R = 140\,000$, и получена оценка температуры тёплой фазы нейтральной среды. В главе 5 проведён подробный анализ семи новых ESDLA систем на больших красных смещениях в спектрах квазаров, полученных при помощи спектрографа X-Shooter и представлена интерпретация бимодальности темпов охлаждения газа в линии $[\text{C II}] \lambda 158 \text{ мкм}$, измеряемых для DLA и ESDLA систем.

Основные результаты, полученные в данной работе:

1. Разработанный статистический метод аппроксимации наблюдаемого распределения абсорбционных систем $\text{Ly}\alpha$ леса в пространстве параметров лучевых концентраций и доплеровских уширений (N, b) модельной функцией распределения позволяет надёжно определить нижнюю границу распределения (N, b) , необходимую для расчёта тепловых параметров МГС и их эволюции.
2. Дополнительный механизм уширения, связанный с наличием пространственной структуры филаментов МГС, которым пренебрегается в классическом формализме, значительно влияет на определяемые параметры

теплового состояния МГС в исследуемом диапазоне лучевых концентраций $N(\text{H I}) = 10^{13} - 10^{14.5} \text{ см}^{-2}$.

3. При помощи аналитического формализма, в котором минимальное уширение линий МГС определяется как тепловым движением атомов, так и космологическим расширением самих филаментов, оценён характерный размер филаментов МГС при средней плотности на $z \approx 2.4 - 4.3$, который составляет $1 - 1.6$ Мпк.
4. Пространственная неоднородность реионизации накладывает дополнительные ограничения на методы определения теплового состояния МГС. Методы, основанные на минимальном уширении абсорбционных линий, могут быть нечувствительны к процессам реионизации МГС. Необходима калибровка таких методов по результатам моделирования, учитывающего неоднородный характер реионизации He II. Тем не менее такие методы могут использоваться для определения теплового состояния областей МГС, не затронутых реионизацией.
5. Кинетическая температура тёплой фазы нейтральной среды в суб-DLA системе на красном смещении $z \approx 2.2$ в направлении на квазар HE 0001–2340 для большинства отдельных компонент систематически превышает каноническое значение, получаемое для тёплой нейтральной фазы диффузной МЗС в стандартных моделях теплового баланса. При этом средневзвешенная температура суб-DLA системы, измеренная как по спектру ESPRESSO, так и по спектру UVES, равна $T = 16\,000$ К.
6. Обнаружена антикорреляция между температурой тёплой нейтральной фазы и полной лучевой концентрацией H I в насыщенных Ly α системах в диапазоне $N(\text{H I}) = 10^{17.4} - 10^{20.8} \text{ см}^{-2}$. Это может указывать на увеличение средней температуры тёплой фазы нейтрального и частично ионизованного газа от центра к периферии галактик.
7. Результаты измерения температуры, полученные из анализа спектра более низкого разрешения из архива UVES, согласуются с результатами, полученными по данным ESPRESSO. Более того, измерения температуры по данным UVES имеют меньшие статистические ошибки за

счёт более высокого отношения сигнала к шуму данных UVES. Это демонстрирует перспективность использования архивных спектров UVES для систематического измерения температуры тёплой нейтральной фазы окологалактического газа на больших красных смещениях.

8. Темпы охлаждения в линии [C II] $\lambda 158$ мкм, измеряемые в ESDLA системах, ассоциированных с газом на малых галактоцентрических расстояниях ($\lesssim 3$ кпк), согласуются с результатами для DLA систем из общей популяции, трассирующих преимущественно окологалактический газ ($\lesssim 30$ кпк).
9. Бимодальный характер распределения темпов охлаждения в линии [C II] $\lambda 158$ мкм для DLA систем отражает бимодальность в пространстве параметров отношение C II*/C II – металличность. При этом отношение C II*/C II растёт с уменьшением металличности. Это объясняется ростом характерной плотности газа с уменьшением металличности за счёт изменения теплового баланса в среде.
10. Бимодальность темпов охлаждения в линии [C II] $\lambda 158$ мкм как для ESDLA, так и для регулярных DLA систем, объясняется двухфазностью нейтрального газа и не связана с различием в темпах звездообразования их родительских галактик, как это предполагалось ранее.

Благодарности

Я благодарна в первую очередь моему научному руководителю, Сергею Александровичу Балашеву, за чуткое руководство, знания и опыт, а также привитый интерес к спектроскопии и математической статистике. Я признательна всем моим соавторам за ценный вклад в наши совместные работы и плодотворные дискуссии. Хочу также выразить благодарность Петру Сергеевичу Штернину за помощь в подготовке и ценные замечания по тексту диссертации, а также всему коллективу сектора теоретической астрофизики за рабочую и в то же время дружескую атмосферу. Хочу выразить благодарность коллективу Европейской Южной Обсерватории в Чили за гостеприимство, в особенности я признательна Сердрику Леду за внимательное руководство и бесценный опыт.

Я сердечно благодарна моим родителям за безусловную любовь и заботу и моим друзьям за моральную поддержку.

Литература

1. Robertson B. E., Ellis R. S., Furlanetto S. R., Dunlop J. S. Cosmic Reionization and Early Star-forming Galaxies: A Joint Analysis of New Constraints from Planck and the Hubble Space Telescope // *Astroph. J. Lett.* — 2015. — Vol. 802. — P. L19.
2. Fan Xiaohui, Carilli C. L., Keating B. Observational Constraints on Cosmic Reionization // *Ann. Rev. Astron. Astroph.* — 2006. — Vol. 44, no. 1. — P. 415–462.
3. Jakobsen P., Boksenberg A., Deharveng J. M. et al. Detection of intergalactic ionized helium absorption in a high-redshift quasar // *Nature*. — 1994. — Vol. 370, no. 6484. — P. 35–39.
4. Anderson Scott F., Hogan Craig J., Williams Benjamin F., Carswell Robert F. Mapping Low-Density Intergalactic Gas: A Third Helium Ly α Forest // *Astron. J.* — 1999. — Vol. 117, no. 1. — P. 56–62.
5. Shull J. Michael, Tumlinson Jason, Giroux Mark L. et al. The Fluctuating Intergalactic Radiation Field at Redshifts $z = 2.3$ - 2.9 from He II and H I Absorption toward HE 2347-4342 // *Astroph. J.* — 2004. — Vol. 600, no. 2. — P. 570–579.
6. Péroux Céline, Howk J. Christopher. The Cosmic Baryon and Metal Cycles // *Ann. Rev. Astron. Astroph.* — 2020. — Vol. 58. — P. 363–406.
7. Naab Thorsten, Ostriker Jeremiah P. Theoretical Challenges in Galaxy Formation // *Ann. Rev. Astron. Astroph.* — 2017. — Vol. 55, no. 1. — P. 59–109.
8. Wolfe Arthur M., Gawiser Eric, Prochaska Jason X. Damped Ly α Systems // *Ann. Rev. Astron. Astroph.* — 2005. — Vol. 43, no. 1. — P. 861–918.
9. Tumlinson Jason, Peeples Molly S., Werk Jessica K. The Circumgalactic Medium // *Ann. Rev. Astron. Astroph.* — 2017. — Vol. 55, no. 1. — P. 389–432.
10. Levshakov S. A., Varshalovich D. A. Molecular hydrogen in the $z=2.811$ absorbing material toward the quasar PKS 0528-250. // *MNRAS*. — 1985. — Vol. 212. — P. 517–521.

11. Varshalovich D. A., Ivanchik A. V., Petitjean P. et al. HD Molecular Lines in an Absorption System at Redshift $z=2.3377$ // *Astronomy Letters*. — 2001. — Vol. 27, no. 11. — P. 683–685.
12. Srianand R., Noterdaeme P., Ledoux C., Petitjean P. First detection of CO in a high-redshift damped Lyman- α system // *Astron. Astroph.* — 2008. — Vol. 482, no. 3. — P. L39–L42.
13. Pepe F., Cristiani S., Rebolo R. et al. ESPRESSO at VLT. On-sky performance and first results // *Astron. Astroph.* — 2021. — Vol. 645. — P. A96.
14. Vernet J., Dekker H., D’Odorico S. et al. X-shooter, the new wide band intermediate resolution spectrograph at the ESO Very Large Telescope // *Astron. Astroph.* — 2011. — Vol. 536. — P. A105.
15. Edge D. O., Shakeshaft J. R., McAdam W. B. et al. A survey of radio sources at a frequency of 159 Mc/s. // *Mem. R. Astron. Soc.* — 1959. — Vol. 68. — P. 37–60.
16. Matthews T. A., Sandage A. R. Optical Identification of 3C 48, 3C 196, and 3C 286 with Stellar Objects. // *Astroph. J.* — 1963. — Vol. 138. — P. 30.
17. Schmidt M. 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift // *Nature*. — 1963. — Vol. 197. — P. 1040.
18. Greenstein J. L., Schmidt M. The Quasi-Stellar Radio Sources 3C 48 and 3C 273. // *Astroph. J.* — 1964. — Vol. 140. — P. 1.
19. Salpeter E. E. Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. // *Astroph. J.* — 1964. — Vol. 140. — P. 796–800.
20. Wang Feige, Yang Jinyi, Fan Xiaohui et al. A Luminous Quasar at Redshift 7.642 // *Astroph. J. Lett.* — 2021. — Vol. 907, no. 1. — P. L1.
21. Rauch Michael. The Lyman Alpha Forest in the Spectra of QSOs // *Ann. Rev. Astron. Astroph.* — 1998. — Jan. — Vol. 36. — P. 267–316.
22. Balashev S. A., Noterdaeme P. Molecular hydrogen in absorption at high redshifts // *Experimental Astronomy*. — 2023. — Vol. 55, no. 1. — P. 223–239.
23. Dekker Hans, D’Odorico Sandro, Kaufer Andreas et al. Design, construction, and performance of UVES, the echelle spectrograph for the UT2 Kueyen Telescope at the ESO Paranal Observatory // *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors* / Ed. by Masanori Iye, Alan F. Moorwood. — Vol. 4008 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 2000. — P. 534–545.

24. Vogt S. S., Allen S. L., Bigelow B. C. et al. HIRES: the high-resolution echelle spectrometer on the Keck 10-m Telescope // *Instrumentation in Astronomy VIII* / Ed. by David L. Crawford, Eric R. Craine. — Vol. 2198 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 1994. — P. 362.
25. Meiksin A. A. The physics of the intergalactic medium // *Reviews of Modern Physics*. — 2009. — Vol. 81. — P. 1405–69.
26. Levshakov Sergei A., Kegel Wilhelm H. The Gunn-Peterson effect and the Lyman alpha forest // *MNRAS*. — 1998. — Vol. 301, no. 2. — P. 323–327.
27. Carswell R. F., Webb J. K. VPFIT: Voigt profile fitting program. — ascl:1408.015. — 2014.
28. Krogager Jens-Kristian. VoigtFit: A Python package for Voigt profile fitting // *arXiv e-prints*. — 2018. — P. arXiv:1803.01187.
29. Fontana A., Ballester P. FITLYMAN: a Midas tool for the analysis of absorption spectra. // *The Messenger*. — 1995. — Vol. 80. — P. 37–41.
30. Noterdaeme P., Petitjean P., Carithers W. C. et al. Column density distribution and cosmological mass density of neutral gas: Sloan Digital Sky Survey-III Data Release 9 // *Astron. Astroph.* — 2012. — Vol. 547. — P. L1.
31. Kim T. S., Partl A. M., Carswell R. F., Müller V. The evolution of H I and C IV quasar absorption line systems at $1.9 < z < 3.2$ // *Astron. Astroph.* — 2013. — Vol. 552. — P. A77.
32. Zafar T., Péroux C., Popping A. et al. The ESO UVES advanced data products quasar sample. II. Cosmological evolution of the neutral gas mass density // *Astron. Astroph.* — 2013. — Vol. 556. — P. A141.
33. Altay Gabriel, Theuns Tom, Schaye Joop et al. Through Thick and Thin—H I Absorption in Cosmological Simulations // *Astroph. J. Lett.* — 2011. — Vol. 737, no. 2. — P. L37.
34. Prochaska J. Xavier, O’Meara John M., Worseck Gabor. A Definitive Survey for Lyman Limit Systems at $z \sim 3.5$ with the Sloan Digital Sky Survey // *Astroph. J.* — 2010. — Vol. 718, no. 1. — P. 392–416.
35. Fumagalli Michele, O’Meara John M., Prochaska J. Xavier. The physical properties of $z > 2$ Lyman limit systems: new constraints for feedback and accretion models // *MNRAS*. — 2016. — Vol. 455, no. 4. — P. 4100–4121.

36. Tumlinson J., Malec A. L., Carswell R. F. et al. Cosmological Concordance or Chemical Coincidence? Deuterated Molecular Hydrogen Abundances at High Redshift // *Astroph. J. Lett.*. — 2010. — Vol. 718, no. 2. — P. L156–L160.
37. Noterdaeme P., Ledoux C., Petitjean P., Srianand R. Molecular hydrogen in high-redshift damped Lyman- α systems: the VLT/UVES database // *Astron. Astroph.*. — 2008. — Vol. 481, no. 2. — P. 327–336.
38. Balashev S. A., Noterdaeme P. Constraining the H₂ column density distribution at $z \sim 3$ from composite DLA spectra // *MNRAS*. — 2018. — Vol. 478, no. 1. — P. L7–L11.
39. Krogager J. K., Møller P., Fynbo J. P. U., Noterdaeme P. Consensus report on 25 yr of searches for damped Ly α galaxies in emission: confirming their metallicity-luminosity relation at $z \gtrsim 2$ // *MNRAS*. — 2017. — Vol. 469, no. 3. — P. 2959–2981.
40. Rahmati Alireza, Schaye Joop. Predictions for the relation between strong HI absorbers and galaxies at redshift 3 // *MNRAS*. — 2014. — Vol. 438, no. 1. — P. 529–547.
41. Noterdaeme P., Petitjean P., Pâris I. et al. A connection between extremely strong damped Lyman- α systems and Lyman- α emitting galaxies at small impact parameters // *Astron. Astroph.*. — 2014. — Vol. 566. — P. A24.
42. McQuinn Matthew. The Evolution of the Intergalactic Medium // *Ann. Rev. Astron. Astroph.*. — 2016. — Sep. — Vol. 54. — P. 313–362.
43. Schaye Joop, Crain Robert A., Bower Richard G. et al. The EAGLE project: simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments // *MNRAS*. — 2015. — Vol. 446, no. 1. — P. 521–554.
44. Zel'dovich Y. B. Gravitational instability: An approximate theory for large density perturbations. // *Astron. Astroph.*. — 1970. — Vol. 5. — P. 84–89.
45. Hui L., Gnedin N. Y. Equation of state of the photoionized intergalactic medium // *MNRAS*. — 1997. — Vol. 292. — P. 27–42.
46. 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.
47. 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.

48. 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.
49. 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.
50. 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.
51. Zaldarriaga M., Hui L., Tegmark M. Constraints from the Ly α Forest Power Spectrum // Astroph. J.. — 2001. — Vol. 557. — P. 519–26.
52. 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.
53. 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.
54. 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.
55. Bolton J. S., Viel M., Kim T. S. et al. Possible evidence for an inverted temperature-density relation in the intergalactic medium from the flux distribution of the Ly α forest // MNRAS. — 2008. — Vol. 386, no. 2. — P. 1131–1144.
56. Schaye J., Theuns T., Leonard A., Efstathiou G. Measuring the equation of state of the intergalactic medium // MNRAS. — 1999. — Vol. 310. — P. 57–70.
57. Schaye J., Theuns T., Rauch M. et al. The thermal history of the intergalactic medium // MNRAS. — 2000. — Vol. 318. — P. 817–26.
58. 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.
59. 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.

60. 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.
61. 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.
62. Draine Bruce T. *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium.* — Princeton : Princeton University Press, 2011.
63. 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.
64. Gunn J. E., Peterson B. A. On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space. // *Astroph. J.* — 1965. — Vol. 142. — P. 1633–41.
65. Miralda-Escudé Jordi, Haehnelt Martin, Rees Martin J. Reionization of the Inhomogeneous Universe // *Astroph. J.* — 2000. — Feb. — Vol. 530, no. 1. — P. 1–16.
66. 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.
67. 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.
68. 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.
69. 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.
70. Morton Donald C. Atomic Data for Resonance Absorption Lines. III. Wavelengths Longward of the Lyman Limit for the Elements Hydrogen to Gallium // *Astroph. J. Suppl.* — 2003. — Vol. 149, no. 1. — P. 205–238.
71. 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.

72. 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.
73. 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.
74. 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.
75. 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.
76. Hogg D. W., Bovy J., Lang D. Data analysis recipes: Fitting a model to data // ArXiv e-prints. — 2010.
77. Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J. emcee: The MCMC Hammer // Pub. Astron. Soc. Pacific. — 2013. — Vol. 125. — P. 306.
78. Faucher-Giguère Claude-André, Prochaska Jason X., Lidz Adam et al. A Direct Precision Measurement of the Intergalactic Ly α Opacity at $2 \leq z \leq 4.2$ // Astroph. J.. — 2008. — Jul. — Vol. 681, no. 2. — P. 831–55.
79. 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.
80. Becker G. D., Bolton J. S. New measurements of the ionizing ultraviolet background over $2 < z < 5$ and implications for hydrogen reionization // MNRAS. — 2013. — Vol. 436. — P. 1023–1039.
81. Khaire Vikram, Srianand Raghunathan. New synthesis models of consistent extragalactic background light over cosmic time // MNRAS. — 2019. — Apr. — Vol. 484, no. 3. — P. 4174–99.
82. 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.
83. 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.

84. Springel Volker, Hernquist Lars. Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation // MNRAS. — 2003. — Feb. — Vol. 339, no. 2. — P. 289–311.
85. Bolton J. S., Haehnelt M. G., Viel M., Springel V. The Lyman α forest opacity and the metagalactic hydrogen ionization rate at $z \sim 2 - 4$ // MNRAS. — 2005. — Vol. 357. — P. 1178–1188.
86. Garzilli A., Theuns T., Schaye J. The broadening of Lyman- α forest absorption lines // MNRAS. — 2015. — Vol. 450. — P. 1465–76.
87. Garzilli Antonella, Theuns Tom, Schaye Joop. Measuring the temperature and profiles of Ly α absorbers // MNRAS. — 2020. — Vol. 492, no. 2. — P. 2193–2207.
88. 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.
89. 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.
90. Puchwein Ewald, Haardt Francesco, Haehnelt Martin G., Madau Piero. Consistent modelling of the meta-galactic UV background and the thermal/ionization history of the intergalactic medium // MNRAS. — 2019. — Vol. 485, no. 1. — P. 47–68.
91. Upton Sanderbeck Phoebe, Bird Simeon. Inhomogeneous He II reionization in hydrodynamic simulations // MNRAS. — 2020. — Vol. 496, no. 4. — P. 4372–4382.
92. Puchwein Ewald, Bolton James S., Keating Laura C. et al. The Sherwood-Relics simulations: overview and impact of patchy reionization and pressure smoothing on the intergalactic medium // MNRAS. — 2023. — Vol. 519, no. 4. — P. 6162–6183.
93. Field G. B., Goldsmith D. W., Habing H. J. Cosmic-Ray Heating of the Interstellar Gas // Astroph. J. Lett.. — 1969. — Vol. 155. — P. L149.
94. Wolfire Mark G., McKee Christopher F., Hollenbach David, Tielens A. G. G. M. Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy // Astroph. J.. — 2003. — Apr. — Vol. 587, no. 1. — P. 278–311.
95. Salpeter E. E. Planetary nebulae, supernova remnants, and the interstellar medium. // Astroph. J.. — 1976. — Vol. 206. — P. 673–678.

96. Heiles Carl, Troland T. H. The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. II. Properties of the Warm and Cold Neutral Media // *Astroph. J.* — 2003. — Vol. 586, no. 2. — P. 1067–1093.
97. Fernández Ximena, Gim Hansung B., van Gorkom J. H. et al. Highest Redshift Image of Neutral Hydrogen in Emission: A CHILES Detection of a Starbursting Galaxy at $z = 0.376$ // *Astroph. J. Lett.* — 2016. — Vol. 824, no. 1. — P. L1.
98. Chakraborty Arnab, Roy Nirupam. Detection of H I 21 cm emission from a strongly lensed galaxy at $z \sim 1.3$ // *MNRAS*. — 2023. — Vol. 519, no. 3. — P. 4074–4081.
99. Kanekar N., Prochaska J. X., Smette A. et al. The spin temperature of high-redshift damped Lyman α systems // *MNRAS*. — 2014. — Vol. 438, no. 3. — P. 2131–2166.
100. Ledoux Cédric, Petitjean Patrick, Srianand R. The Very Large Telescope Ultraviolet and Visible Echelle Spectrograph survey for molecular hydrogen in high-redshift damped Lyman α systems // *MNRAS*. — 2003. — Vol. 346, no. 1. — P. 209–228.
101. Noterdaeme P., Petitjean P., Ledoux C. et al. HD molecules at high redshift. A low astration factor of deuterium in a solar-metallicity DLA system at $z = 2.418$ // *Astron. Astroph.* — 2008. — Vol. 491, no. 2. — P. 397–400.
102. Jorgenson Regina A., Murphy Michael T., Thompson Rodger, Carswell Robert F. The Magellan uniform survey of damped Lyman α systems - II. Paucity of strong molecular hydrogen absorption // *MNRAS*. — 2014. — Vol. 443, no. 3. — P. 2783–2800.
103. Neeleman Marcel, Prochaska J. Xavier, Wolfe Arthur M. Probing the Physical Conditions of Atomic Gas at High Redshift // *Astroph. J.* — 2015. — Vol. 800, no. 1. — P. 7.
104. Krogager Jens-Kristian, Noterdaeme Pasquier. Modeling the statistics of the cold neutral medium in absorption-selected high-redshift galaxies // *Astron. Astroph.* — 2020. — Vol. 644. — P. L6.
105. Ledoux C., Srianand R., Petitjean P. Detection of molecular hydrogen in a near Solar-metallicity damped Lyman-alpha system at $z_{\text{abs}} \sim 2$ toward Q0551–366 // *Astron. Astroph.* — 2002. — Vol. 392. — P. 781–789.
106. Noterdaeme P., Petitjean P., Srianand R. et al. Physical conditions in the neutral interstellar medium at $z = 2.43$ toward Q2348–011 // *Astron. Astroph.* — 2007. — Vol. 469. — P. 425–436.

107. Balashev S. A., Klimenko V. V., Noterdaeme P. et al. X-shooter observations of strong H₂-bearing DLAs at high redshift // MNRAS. — 2019. — Vol. 490, no. 2. — P. 2668–2678.
108. Freudling W., Romaniello M., Bramich D. M. et al. Automated data reduction workflows for astronomy. The ESO Reflex environment // Astron. Astroph.. — 2013. — Vol. 559. — P. A96.
109. Carswell R. F., Becker G. D., Jorgenson R. A. et al. The kinetic temperature in a damped Lyman α absorption system in Q2206-199 - an example of the warm neutral medium // MNRAS. — 2012. — Vol. 422, no. 2. — P. 1700–1708.
110. Dutta R., Srianand R., Rahmani H. et al. A study of low-metallicity DLAs at high redshift and C II* as a probe of their physical conditions // MNRAS. — 2014. — Vol. 440, no. 1. — P. 307–326.
111. Balashev S. A., Zavarygin E. O., Ivanchik A. V. et al. The primordial deuterium abundance: subDLA system at $z_{abs} = 2.437$ towards the QSO J 1444+2919 // MNRAS. — 2016. — Vol. 458, no. 2. — P. 2188–2198.
112. Pettini Max, Zych Berkeley J., Murphy Michael T. et al. Deuterium abundance in the most metal-poor damped Lyman alpha system: converging on $\Omega_{b,0}h^2$ // MNRAS. — 2008. — Vol. 391, no. 4. — P. 1499–1510.
113. O’Meara J. M., Burles S., Prochaska J. X. et al. The Deuterium-to-Hydrogen Abundance Ratio toward the QSO SDSS J155810.16-003120.0 // Astroph. J. Lett.. — 2006. — Vol. 649. — P. L61–L65.
114. Burles S., Tytler D. The Deuterium Abundance toward QSO 1009+2956 // Astroph. J.. — 1998. — Vol. 507. — P. 732–744.
115. O’Meara John M., Tytler David, Kirkman David et al. The Deuterium to Hydrogen Abundance Ratio toward a Fourth QSO: HS 0105+1619 // Astroph. J.. — 2001. — Vol. 552, no. 2. — P. 718–730.
116. Cooke Ryan J., Pettini Max, Steidel Charles C. One Percent Determination of the Primordial Deuterium Abundance // Astroph. J.. — 2018. — Vol. 855, no. 2. — P. 102.
117. Pettini Max, Cooke Ryan. A new, precise measurement of the primordial abundance of deuterium // MNRAS. — 2012. — Vol. 425, no. 4. — P. 2477–2486.
118. Noterdaeme P., Petitjean P., Carithers W. C. et al. Column density distribution and cosmological mass density of neutral gas: Sloan Digital Sky Survey-III Data Release 9 // Astron. Astroph.. — 2012. — Vol. 547. — P. L1.

119. Cooke R. J., Pettini M., Jorgenson R. A. et al. Precision Measures of the Primordial Abundance of Deuterium // *Astroph. J.* — 2014. — Vol. 781. — P. 31.
120. Cooke Ryan J., Pettini Max, Jorgenson Regina A. The Most Metal-poor Damped Ly α Systems: An Insight into Dwarf Galaxies at High-redshift // *Astroph. J.* — 2015. — Vol. 800, no. 1. — P. 12.
121. Noterdaeme P., Balashev S., Ledoux C. et al. Sharpening quasar absorption lines with ESPRESSO. Temperature of warm gas at $z \sim 2$, constraints on the Mg isotopic ratio, and structure of cold gas at $z \sim 0.5$ // *Astron. Astroph.* — 2021. — Vol. 651. — P. A78.
122. Ranjan A., Noterdaeme P., Krogager J. K. et al. Chemical enrichment and host galaxies of extremely strong intervening DLAs towards quasars. Do they probe the same galactic environments as DLAs associated with γ -ray burst afterglows? // *Astron. Astroph.* — 2020. — Vol. 633. — P. A125.
123. Christensen Charlotte R., Davé Romeel, Brooks Alyson et al. Tracing Outflowing Metals in Simulations of Dwarf and Spiral Galaxies // *Astroph. J.* — 2018. — Vol. 867, no. 2. — P. 142.
124. Chisholm J., Tremonti C., Leitherer C. Metal-enriched galactic outflows shape the mass-metallicity relationship // *MNRAS.* — 2018. — Vol. 481, no. 2. — P. 1690–1706.
125. Richter P., Ledoux C., Petitjean P., Bergeron J. The sub-damped Ly α system toward HE 0001-2340: galaxy formation at $z \approx 2$ // *Astron. Astroph.* — 2005. — Vol. 440, no. 3. — P. 819–829.
126. Noterdaeme P., Laursen P., Petitjean P. et al. Discovery of a compact gas-rich damped Lyman- α galaxy at $z = 2.2$: evidence of a starburst-driven outflow // *Astron. Astroph.* — 2012. — Vol. 540. — P. A63.
127. Ranjan A., Noterdaeme P., Krogager J. K. et al. Molecular gas and star formation in an absorption-selected galaxy: Hitting the bull's eye at $z \simeq 2.46$ // *Astron. Astroph.* — 2018. — Vol. 618. — P. A184.
128. Bolmer J., Ledoux C., Wiseman P. et al. Evidence for diffuse molecular gas and dust in the hearts of gamma-ray burst host galaxies. Unveiling the nature of high-redshift damped Lyman- α systems // *Astron. Astroph.* — 2019. — Vol. 623. — P. A43.
129. Pâris Isabelle, Petitjean Patrick, Aubourg Éric et al. The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog: Fourteenth data release // *Astron. Astroph.* — 2018. — Vol. 613. — P. A51.

130. Goldoni P., Royer F., François P. et al. Data reduction software of the X-shooter spectrograph // Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy. — Vol. 6269 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference. — 2006.
131. Modigliani A., Goldoni P., Royer F. et al. The X-shooter pipeline // Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems III. — Vol. 7737 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 2010.
132. Horne K. An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy // Pub. Astron. Soc. Pacific. — 1986. — Vol. 98. — P. 609–617.
133. Schlafly Edward F., Finkbeiner Douglas P. Measuring Reddening with Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra and Recalibrating SFD // *Astroph. J.*. — 2011. — Vol. 737, no. 2. — P. 103.
134. Asplund Martin, Grevesse Nicolas, Sauval A. Jacques, Scott Pat. The Chemical Composition of the Sun // *Ann. Rev. Astron. Astroph.*. — 2009. — Vol. 47, no. 1. — P. 481–522.
135. Vladilo Giovanni, Bonifacio Piercarlo, Centurión Miriam, Molaro Paolo. Zinc as a Tracer of Metallicity Evolution of Damped Ly α Systems // *Astroph. J.*. — 2000. — Vol. 543, no. 1. — P. 24–27.
136. Srianand Raghunathan, Petitjean Patrick, Ledoux Cédric et al. The VLT-UVES survey for molecular hydrogen in high-redshift damped Lyman α systems: physical conditions in the neutral gas // *MNRAS*. — 2005. — Vol. 362, no. 2. — P. 549–568.
137. Noterdaeme P., Ledoux C., Zou S. et al. Spotting high- z molecular absorbers using neutral carbon. Results from a complete spectroscopic survey with the VLT // *Astron. Astroph.*. — 2018. — Vol. 612. — P. A58.
138. Klimenko V. V., Balashev S. A. Physical conditions in the diffuse interstellar medium of local and high-redshift galaxies: measurements based on the excitation of H₂ rotational and C I fine-structure levels // *MNRAS*. — 2020. — Vol. 498, no. 2. — P. 1531–1549.
139. Gordon Karl D., Clayton Geoffrey C., Misselt K. A. et al. A Quantitative Comparison of the Small Magellanic Cloud, Large Magellanic Cloud, and Milky Way Ultraviolet to Near-Infrared Extinction Curves // *Astroph. J.*. — 2003. — Vol. 594, no. 1. — P. 279–293.
140. Selsing J., Fynbo J. P. U., Christensen L., Krogager J. K. An X-Shooter composite of bright $1 < z < 2$ quasars from UV to infrared // *Astron. Astroph.*. — 2016. — Vol. 585. — P. A87.

141. Noterdaeme P., Krogager J. K., Balashev S. et al. Discovery of a Perseus-like cloud in the early Universe. H I-to-H₂ transition, carbon monoxide and small dust grains at $z_{abs} \approx 2.53$ towards the quasar J0000+0048 // *Astron. Astroph.* — 2017. — Vol. 597. — P. A82.
142. Krawczyk Coleman M., Richards Gordon T., Gallagher S. C. et al. Mining for Dust in Type 1 Quasars // *Astron. J.* — 2015. — Vol. 149, no. 6. — P. 203.
143. Zou S., Petitjean P., Noterdaeme P. et al. Near-infrared spectroscopic observations of high redshift C I absorbers // *Astron. Astroph.* — 2018. — Vol. 616. — P. A158.
144. Srianand R., Petitjean P. Physical conditions in broad and associated narrow absorption-line systems toward APM 08279+5255 // *Astron. Astroph.* — 2000. — Vol. 357. — P. 414–428.
145. Kulkarni Varsha P., Meiring Joseph, Som Debopam et al. A Superdamped Ly α Quasi-stellar Object Absorber at $z = 2.2$ // *Astroph. J.* — 2012. — Vol. 749, no. 2. — P. 176.
146. Noterdaeme P., Srianand R., Rahmani H. et al. VLT/UVES observations of extremely strong intervening damped Lyman- α systems. Molecular hydrogen and excited carbon, oxygen, and silicon at $\log N(\text{H I}) = 22.4$ // *Astron. Astroph.* — 2015. — Vol. 577. — P. A24.
147. Balashev S. A., Noterdaeme P., Rahmani H. et al. CO-dark molecular gas at high redshift: very large H₂ content and high pressure in a low-metallicity damped Lyman alpha system // *MNRAS*. — 2017. — Vol. 470, no. 3. — P. 2890–2910.
148. Noterdaeme P., Balashev S., Krogager J. K. et al. Down-the-barrel observations of a multi-phase quasar outflow at high redshift. VLT/X-shooter spectroscopy of the proximate molecular absorber at $z = 2.631$ towards SDSS J001514+184212 // *Astron. Astroph.* — 2021. — Vol. 646. — P. A108.
149. Guimarães R., Noterdaeme P., Petitjean P. et al. Metallicities, Dust, and Molecular Content of a QSO-damped Ly α System Reaching $\log N(\text{H I}) = 22$: An Analog to GRB-DLAs // *Astron. J.* — 2012. — Vol. 143, no. 6. — P. 147.
150. Ranjan A., Srianand R., Petitjean P. et al. Multi-phase gas properties of extremely strong intervening DLAs towards quasars // *Astron. Astroph.* — 2022. — Vol. 661. — P. A134.
151. Noterdaeme P., Petitjean P., Srianand R. et al. Physical conditions in the neutral interstellar medium at $z = 2.43$ toward Q 2348-011 // *Astron. Astroph.* — 2007. — Vol. 469, no. 2. — P. 425–436.

152. Noterdaeme P., Petitjean P., Ledoux C. et al. A translucent interstellar cloud at $z = 2.69$. CO, H₂, and HD in the line-of-sight to SDSS J123714.60+064759.5 // *Astron. Astroph.* — 2010. — Vol. 523. — P. A80.
153. Fynbo J. P. U., Ledoux C., Noterdaeme P. et al. Galaxy counterparts of metal-rich damped Ly α absorbers - II. A solar-metallicity and dusty DLA at $z_{abs} = 2.58$ // *MNRAS*. — 2011. — Vol. 413, no. 4. — P. 2481–2488.
154. Rahmani H., Wendt M., Srianand R. et al. The UVES large program for testing fundamental physics - II. Constraints on a change in μ towards quasar HE 0027-1836 // *MNRAS*. — 2013. — Vol. 435, no. 1. — P. 861–878.
155. Ellison Sara L., Pettini Max, Steidel Charles C., Shapley Alice E. An Imaging and Spectroscopic Study of the $z_{abs}=3.38639$ Damped Ly α System in Q0201+1120: Clues to Star Formation at High Redshift // *Astroph. J.* — 2001. — Vol. 549, no. 2. — P. 770–779.
156. Klimenko V. V., Balashev S. A., Ivanchik A. V. et al. Partial covering of the emission regions of Q 0528-250 by intervening H₂ clouds // *MNRAS*. — 2015. — Vol. 448, no. 1. — P. 280–298.
157. Balashev S. A., Ivanchik A. V., Varshalovich D. A. HD/H₂ molecular clouds in the early Universe: The problem of primordial deuterium // *Astronomy Letters*. — 2010. — Vol. 36, no. 11. — P. 761–772.
158. Balashev S. A., Petitjean P., Ivanchik A. V. et al. Partial coverage of the broad-line region of Q1232+082 by an intervening H₂-bearing cloud // *MNRAS*. — 2011. — Vol. 418, no. 1. — P. 357–369.
159. Albornoz Vásquez D., Rahmani H., Noterdaeme P. et al. Molecular hydrogen in the $z_{abs} = 2.66$ damped Lyman- α absorber towards Q J 0643-5041. Physical conditions and limits on the cosmological variation of the proton-to-electron mass ratio // *Astron. Astroph.* — 2014. — Vol. 562. — P. A88.
160. Carswell R. F., Jorgenson R. A., Wolfe A. M., Murphy M. T. A cold component and the complex velocity structure of DLA1331 + 170 // *MNRAS*. — 2011. — Vol. 411, no. 4. — P. 2319–2335.
161. Srianand R., Gupta N., Petitjean P. et al. Detection of 21-cm, H₂ and deuterium absorption at $z \gtrsim 3$ along the line of sight to J1337+3152 // *MNRAS*. — 2010. — Vol. 405, no. 3. — P. 1888–1900.
162. Jorgenson Regina A., Wolfe Arthur M., Prochaska J. Xavier. Understanding Physical Conditions in High-redshift Galaxies Through C I Fine Structure Lines: Data and Methodology // *Astroph. J.* — 2010. — Vol. 722, no. 1. — P. 460–490.

163. Milutinovic Nikola, Ellison Sara L., Prochaska J. Xavier, Tumlinson Jason. Ionization corrections in a multiphase interstellar medium: lessons from a $z_{abs} \sim 2$ sub-DLA // MNRAS. — 2010. — Vol. 408, no. 4. — P. 2071–2082.
164. Krogager J. K., Fynbo J. P. U., Noterdaeme P. et al. A quasar reddened by a sub-parsec-sized, metal-rich and dusty cloud in a damped Lyman α absorber at $z = 2.13$ // MNRAS. — 2016. — Vol. 455, no. 3. — P. 2698–2711.
165. Anders E., Grevesse N. Abundances of the elements: Meteoritic and solar // Geochimica et Cosmochimica Acta. — 1989. — Vol. 53, no. 1. — P. 197–214.
166. Goldsmith Paul F., Langer William D., Pineda Jorge L., Velusamy T. Collisional Excitation of the [C II] Fine Structure Transition in Interstellar Clouds // Astroph. J. Suppl.. — 2012. — Vol. 203, no. 1. — P. 13.
167. Lagache G., Cousin M., Chatzikos M. The [CII] 158 μm line emission in high-redshift galaxies // Astron. Astroph.. — 2018. — Vol. 609. — P. A130.
168. Pottasch S. R., Wesselius P. R., van Duinen R. J. Determination of cooling rates in the interstellar medium. // Astron. Astroph.. — 1979. — Vol. 74. — P. L15–L17.
169. Wolfe Arthur M., Prochaska Jason X., Gawiser Eric. C II* Absorption in Damped Ly α Systems. I. Star Formation Rates in a Two-Phase Medium // Astroph. J.. — 2003. — Vol. 593, no. 1. — P. 215–234.
170. Sheinis A. I., Bolte M., Epps H. W. et al. ESI, a New Keck Observatory Echellette Spectrograph and Imager // Pub. Astron. Soc. Pacific. — 2002. — Vol. 114, no. 798. — P. 851–865.
171. Wolfe Arthur M., Prochaska Jason X., Jorgenson Regina A., Rafelski Marc. Bimodality in Damped Ly α Systems // Astroph. J.. — 2008. — Vol. 681, no. 2. — P. 881–896.
172. Telikova K. N., Balashev S. A., Noterdaeme P. et al. Extremely strong DLAs at high redshift: gas cooling and H $_2$ formation // MNRAS. — 2022. — Vol. 510, no. 4. — P. 5974–5983.
173. Noterdaeme P., Ledoux C., Petitjean P. et al. Excitation mechanisms in newly discovered H $_2$ -bearing damped Lyman- α clouds: systems with low molecular fractions // Astron. Astroph.. — 2007. — Vol. 474, no. 2. — P. 393–407.
174. Fumagalli Michele, O’Meara John M., Prochaska J. Xavier et al. Directly imaging damped Ly α galaxies at $z > 2$ - III. The star formation rates of

- neutral gas reservoirs at $z \sim 2.7$ // MNRAS. — 2015. — Vol. 446, no. 3. — P. 3178–3198.
175. Roy Nirupam, Frank Stephan, Carilli Christopher L. et al. C II Radiative Cooling of the Galactic Diffuse Interstellar Medium: Insight into the Star Formation in Damped Ly α Systems // Astroph. J.. — 2017. — Vol. 834, no. 2. — P. 171.
176. Bialy Shmuel, Sternberg Amiel. Thermal Phases of the Neutral Atomic Interstellar Medium from Solar Metallicity to Primordial Gas // Astroph. J.. — 2019. — Vol. 881, no. 2. — P. 160.
177. Wolfire M. G., Hollenbach D., McKee C. F. et al. The Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium // Astroph. J.. — 1995. — Vol. 443. — P. 152.
178. Spitzer Lyman. [Physical processes in the interstellar medium.](#) — 1978.
179. Klessen Ralf S., Glover Simon C. O. Physical Processes in the Interstellar Medium // Saas-Fee Advanced Course. — 2016. — Vol. 43. — P. 85.
180. Launay J. M., Roueff E. Fine structure excitation of carbon and oxygen by atomic hydrogen impact. // Astron. Astroph.. — 1977. — Vol. 56, no. 1-2. — P. 289–292.
181. Barinovs Ģirts, van Hemert Marc C., Krems Roman, Dalgarno Alexander. Fine-Structure Excitation of C⁺ and Si⁺ by Atomic Hydrogen // Astroph. J.. — 2005. — Vol. 620, no. 1. — P. 537–541.
182. Abrahamsson E., Krems R. V., Dalgarno A. Fine-Structure Excitation of O I and C I by Impact with Atomic Hydrogen // Astroph. J.. — 2007. — Vol. 654, no. 2. — P. 1171–1174.
183. Balashev S. A., Kosenko D. N. HD/H₂ ratio in the diffuse interstellar medium // MNRAS. — 2020. — Vol. 492, no. 1. — P. L45–L49.
184. Elmegreen Bruce G., Scalo John. Interstellar Turbulence I: Observations and Processes // Ann. Rev. Astron. Astroph.. — 2004. — Vol. 42, no. 1. — P. 211–273.
185. Pan Liubin, Padoan Paolo. The Temperature of Interstellar Clouds from Turbulent Heating // Astroph. J.. — 2009. — Vol. 692, no. 1. — P. 594–607.
186. Liszt H. Two-phase equilibrium and molecular hydrogen formation in damped Lyman-alpha systems // Astron. Astroph.. — 2002. — Vol. 389. — P. 393–404.

187. Rémy-Ruyer A., Madden S. C., Galliano F. et al. Gas-to-dust mass ratios in local galaxies over a 2 dex metallicity range // *Astron. Astroph.* — 2014. — Vol. 563. — P. A31.
188. Cen Renyue. The Nature of Damped Ly α Systems and Their Hosts in the Standard Cold Dark Matter Universe // *Astroph. J.* — 2012. — Vol. 748, no. 2. — P. 121.
189. Kosenko D. N., Balashev S. A., Noterdaeme P. et al. HD molecules at high redshift: cosmic-ray ionization rate in the diffuse interstellar medium // *arXiv e-prints*. — 2021. — P. arXiv:2103.10676.
190. Ledoux C., Petitjean P., Fynbo J. P. U. et al. Velocity-metallicity correlation for high-z DLA galaxies: evidence of a mass-metallicity relation? // *Astron. Astroph.* — 2006. — Vol. 457, no. 1. — P. 71–78.
191. Petitjean P., Ledoux C., Noterdaeme P., Srianand R. Metallicity as a criterion to select H₂-bearing damped Lyman- α systems // *Astron. Astroph.* — 2006. — Vol. 456, no. 3. — P. L9–L12.
192. Krogager Jens-Kristian, Noterdaeme Pasquier. Modeling the statistics of the cold neutral medium in absorption-selected high-redshift galaxies // *Astron. Astroph.* — 2020. — Vol. 644. — P. L6.
193. Lehner N., Wakker B. P., Savage B. D. C II Radiative Cooling of the Diffuse Gas in the Milky Way // *Astroph. J.* — 2004. — Vol. 615, no. 2. — P. 767–793.
194. Ramos Padilla A. F., Wang L., Ploeckinger S. et al. Diagnosing the interstellar medium of galaxies with far-infrared emission lines. I. The [C II] 158 μm line at $z \sim 0$ // *Astron. Astroph.* — 2021. — Vol. 645. — P. A133.
195. Wolfe Arthur M., Howk J. Christopher, Gawiser Eric et al. On the Nature of the Heat Source for Damped Ly α Systems // *Astroph. J.* — 2004. — Vol. 615, no. 2. — P. 625–644.
196. Fox A. J., Ledoux C., Petitjean P., Srianand R. C IV absorption in damped and sub-damped Lyman- α systems. Correlations with metallicity and implications for galactic winds at $z \approx 2$ -3 // *Astron. Astroph.* — 2007. — Vol. 473, no. 3. — P. 791–803.
197. Heinzel P. Derivatives of the Voigt Functions // *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*. — 1978. — Jan. — Vol. 29. — P. 159.

Приложение А

В данном разделе приведены дополнительные материалы к главам 2 и 3. В разделе [A.1](#) приведены список и детали наблюдательных данных, использовавшихся для анализа в главах 2 и 3. В разделе [A.2](#) приведены детали байесовского анализа распределения систем $\text{Ly}\alpha$ леса. В разделе [A.3](#) описывается формализм матрицы Фишера, использовавшийся для оценки шагов сетки автоматической процедуры поиска и анализа линий $\text{Ly}\alpha$ леса в главах 2 и 3, а также для оценки неопределённостей параметров аппроксимации линий $\text{Ly}\alpha$ леса в главе 3. В разделе [A.4](#) иллюстрируется как изменяется используемая в главах 2 и 3 модельная плотность распределения линий $\text{Ly}\alpha$ леса в зависимости от параметров модели.

A.1 Наблюдательные данные из архива KODIAQ

В таблице [A.1](#) приведены характеристики квазаров, отобранных из базы данных KODIAQ эшелле-спектрографа HIRES/Кеск. Квазары отбирались по отношению континуума к шуму $C/N \gtrsim 20$ и красному смещению областей $\text{Ly}\alpha$ леса $z \sim 2 - 4$.

Таблица A.1: Список и характеристики спектров квазаров.

*Красное смещение квазара.

**Диапазон красных смещений, используемый для анализа $\text{Ly}\alpha$ леса.

Квазар	z_{em}^*	z_{range}^{**}	C/N	Разрешение
J020950-000506	2.83	2.246 – 2.792	66	48000
J155152+191104	2.84	2.255 – 2.802	111	36000
J162548+264658	2.52	1.983 – 2.486	32	36000
J170100+641209	2.73	2.161 – 2.694	67	72000
J010311+131617	2.72	2.153 – 2.684	99	36000
J082107+310751	2.63	2.076 – 2.595	49	48000
J014516-094517	2.72	2.153 – 2.684	32	48000
J101155+294141	2.65	2.093 – 2.615	117	48000
J220852-194400	2.57	2.025 – 2.536	76	36000
J082619+314848	3.09	2.467 – 3.049	30	48000
J121117+042222	2.53	1.991 – 2.496	32	48000
J101723-204658	2.54	2.000 – 2.506	53	48000

продолжение на следующей странице

Таблица А.1 – продолжение

Квазар	z_{em}^*	z_{range}^{**}	C/N	Разрешение
J234628+124859	2.57	2.025 – 2.536	69	48000
J121930+494052	2.63	2.076 – 2.595	39	48000
J143500+535953	2.63	2.076 – 2.595	54	48000
J081240+320808	2.71	2.144 – 2.674	37	48000
J012156+144823	2.87	2.280 – 2.832	42	48000
J143316+313126	2.94	2.340 – 2.901	55	36000
J120917+113830	3.10	2.476 – 3.059	50	36000
J102009+104002	3.17	2.535 – 3.128	39	36000
J095852+120245	3.30	2.646 – 3.256	49	36000
J173352+540030	3.42	2.747 – 3.374	49	36000
J193957-100241	3.79	3.062 – 3.739	76	48000
J003501-091817	2.42	1.898 – 2.388	34	36000
J004530-261709	3.44	2.764 – 3.394	23	48000
J010806+163550	2.65	2.093 – 2.615	56	36000
J010925-210257	3.23	2.586 – 3.187	19	36000
J030341-002321	3.18	2.544 – 3.138	26	48000
J045213-164012	2.68	2.119 – 2.644	72	36000
J073149+285448	3.68	2.968 – 3.631	28	36000
J074521+473436	3.22	2.578 – 3.177	42	48000
J083102+335803	2.43	1.907 – 2.398	32	36000
J092914+282529	3.40	2.731 – 3.355	61	72000
J094202+042244	3.27	2.620 – 3.226	66	48000
J100841+362319	3.13	2.501 – 3.088	35	48000
J101447+430030	3.12	2.493 – 3.078	61	36000
J102325+514251	3.45	2.773 – 3.404	22	48000
J113130+604420	2.92	2.323 – 2.881	23	48000
J113418+574204	3.52	2.832 – 3.473	32	36000
J113508+222715	2.89	2.297 – 2.851	28	48000
J122518+483116	3.09	2.467 – 3.049	33	48000
J124610+303131	2.56	2.017 – 2.526	26	48000
J130411+295348	2.85	2.263 – 2.812	34	48000
J135038-251216	2.53	1.992 – 2.496	42	48000
J144453+291905	2.66	1.992 – 2.624	101	48000
J155810-003120	2.83	2.246 – 2.792	70	36000
J160455+381214	2.55	2.009 – 2.516	116	36000

A.2 Апостериорные распределения плотности вероятности параметров

На рис. A.1 показаны маргинализованные апостериорные распределения плотности вероятности параметров модели (далее для простоты – распределения параметров). Панели а–в соответствуют 6 диапазонам по красному смещению со средними значениями красных смещений, указанными в заголовках. На каждой панели по диагонали показаны одномерные маргинализованные распределения параметров, в то время как вне диагонали 68% и 95% доверительными областями показаны двумерные маргинализованные распределения. В большинстве случаев получались простые колоколообразные одномерные распределения, которые позволяли получить разумные интервальные оценки на параметры. Стоит отметить, что во втором диапазоне по z как одномерные, так и двумерные распределения бимодальные, то есть характеризующиеся двумя отдельными областями в пространстве исследуемых параметров. Было проверено, что эта особенность не является ре-

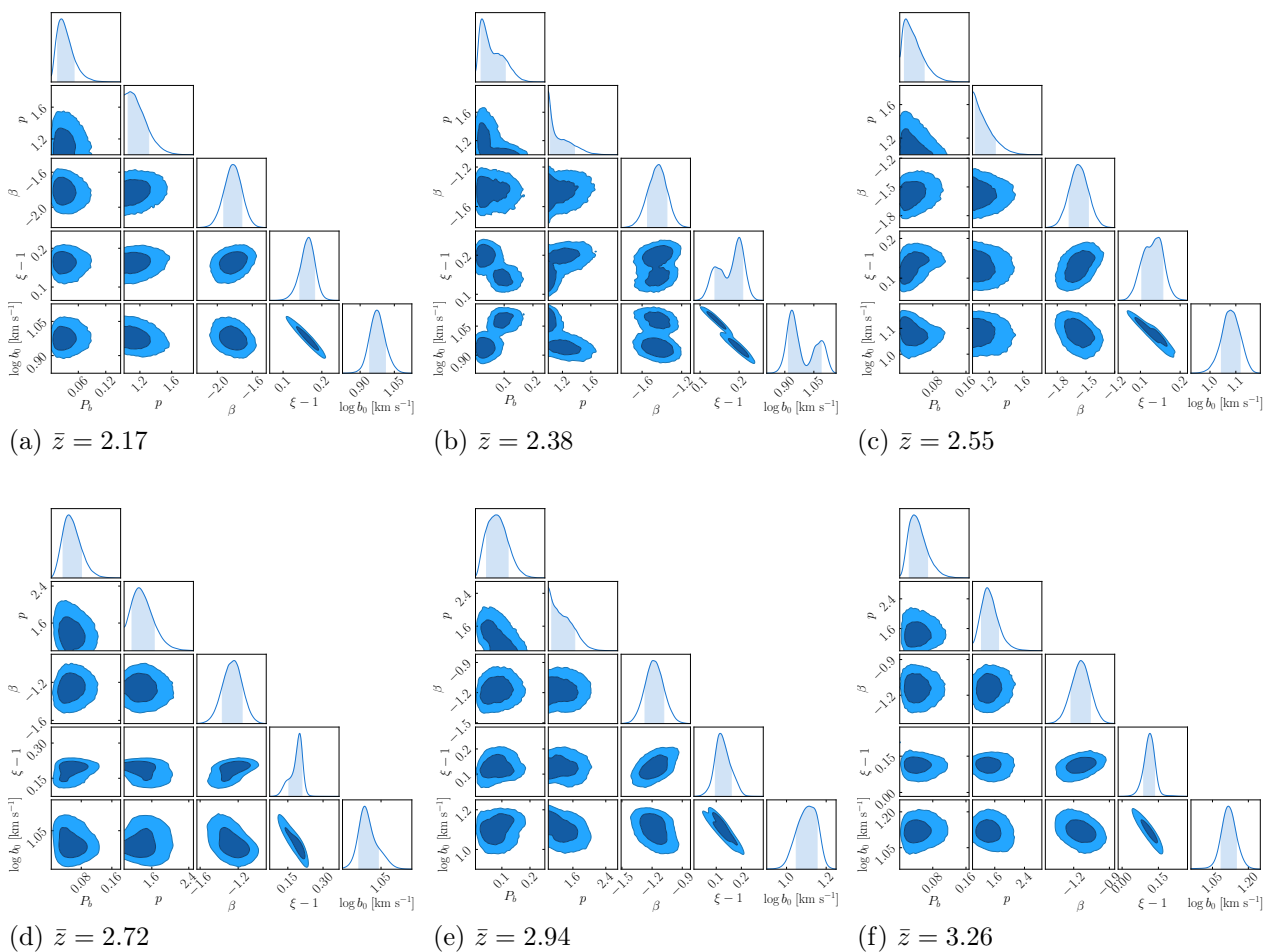


Рис. A.1: Апостериорные распределения параметров для 6 диапазонов по красному смещению. Синие (тёмные) и голубые (светлые) области соответствуют 68% и 95% доверительным интервалам.

результатом проблемы со сходимостью МСМС для данного диапазона по z , а, скорее, отражает характеристики полученной выборки $\text{Ly}\alpha$ линий, которые требуют заметного уменьшения значения $\xi - 1$ (и $\gamma - 1$) вблизи второго диапазона по z , см. рис. 2.12 и таблицу 2.1. Чтобы проверить это, мы перебинировали исходную выборку, после чего проанализировали распределение $\text{Ly}\alpha$ линий в двух сдвинутых относительно первоначально заданных по z диапазонах: $2.17 < z < 2.38$ и $2.38 < z < 2.55$. Эти диапазоны содержали то же количество линий, что и исходные диапазоны, но их границы были сдвинуты на половину размера диапазона. После анализа мы получили $\xi - 1 = 0.19 \pm 0.03$ и $\log b_0 [\text{км с}^{-1}] = 0.92 \pm 0.04$ для первого смещенного диапазона и $\xi - 1 = 0.11 \pm 0.02$ и $\log b_0 [\text{км с}^{-1}] = 1.10 \pm 0.02$ для второго смещенного диапазона. Полученные значения близки к положениям мод для бимодальных распределений на рис. A.1(b).

А.3 Формализм матрицы Фишера для профиля Фойгта

В данном разделе приведены уравнения, используемые для расчета матрицы Фишера для одиночной линии поглощения, описывающейся профилем Фойгта. Формализм матрицы Фишера – это стандартный способ прогнозирования неопределенностей эксперимента на основе известной функции правдоподобия. Неопределенности σ_N и σ_b параметров N и b , рассчитанные по матрице Фишера, использовались для оценки размеров шага сетки для поиска линий $\text{Ly}\alpha$ леса в главах 2 и 3. В главе 3 по этому же принципу оценивались неопределенности параметров линий $\text{Ly}\alpha$ леса, использующиеся в дальнейшем для статистического анализа выборки.

Предполагается, что красное смещение линии фиксировано (то есть оно не является параметром аппроксимации), поэтому далее приведены выражения для двух параметров профиля Фойгта, N и b . Компоненты матрицы Фишера можно представить в виде

$$F_{kl} = \mathbb{E} \left(\frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial \theta_k \partial \theta_l} \right) \approx 2(C/N)^2 \sum_{i=1}^n \frac{\partial I_{\text{conv}}}{\partial \theta_k} \frac{\partial I_{\text{conv}}}{\partial \theta_l}, \quad (8)$$

где $\ln \mathcal{L}$ – функция правдоподобия (см. выражение (2.11)), I_{conv} – профиль линии (см. выражение (1.4)), θ_k равно b или N , а математическое ожидание рассчитывается по функции распределения в каждом пикселе. Мы также предположили, что пиксели, содержащие линию, имеют одинаковые неопределенности потока, σ , то есть $C/N \approx 1/\sigma$. Частная производная профиля I_{conv} равна

$$\frac{\partial I_{\text{conv}}}{\partial \theta_k} = G \otimes \frac{\partial I}{\partial \theta_k} = G \otimes \left(e^{-\tau} \frac{\partial \tau}{\partial \theta_k} \right), \quad (9)$$

где \otimes обозначает математическую свертку, G – инструментальная функция спектрографа, а частные производные оптической толщи τ (данные в уравнении 1.1) по b и N равны

$$\frac{\partial \tau}{\partial N} = \frac{\tau_0 H}{N}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau}{\partial b} &= -\frac{\tau}{b} + \tau_0 \left(\frac{\partial H(a, x)}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial b} + \frac{\partial H(a, x)}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial b} \right) \\ &= -\frac{2\tau_0}{b} \left(H(a, x) \left(a^2 - x^2 + \frac{1}{2} \right) \right. \\ &\quad \left. + 2K(a, x) ax - \frac{a}{\sqrt{\pi}} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где $H(a, x)$ – функция Фойгта с переменными a и x (см. уравнение (1.3)) и $K(a, x)$ – мнимая часть функции Фойгта [197].

Чтобы использовать уравнения (8)–(11), нужно задать определенное отношение континуума к шуму и ширину на полувысоте (FWHM) инструментальной функции G (G предполагается гауссовым). Учитывая разрешение спектра R , полагаем $\text{FWHM} = \lambda/R$, где λ – медиана длины волны в искомой области. Размер пикселя принимается равным $\text{FWHM}/3$, что типично для наблюдаемых оптических спектров.

Как только матрица Фишера для данных b и N определена, ее обратная матрица дает ковариационную матрицу для этих параметров. Квадратные корни диагональных элементов ковариационной матрицы использовались в дальнейшем для оценки неопределенностей, определяющих шаги адаптивной сетки в пространстве параметров (N, b) , используемых при поиске. В главе 3 эти неопределённости используются также и для статистического анализа выборки как неопределённости подгоночных параметров линий $\text{Lu}\alpha$ леса.

А.4 Модельная плотность вероятности распределения $\text{Lu}\alpha$ линий

На рис. А.2 проиллюстрировано, как меняется функция плотности вероятности в выражении (2.14) при изменении её основных параметров. В качестве примера выбран пятый диапазон по красному смещению $z = 2.81 - 3.05$.

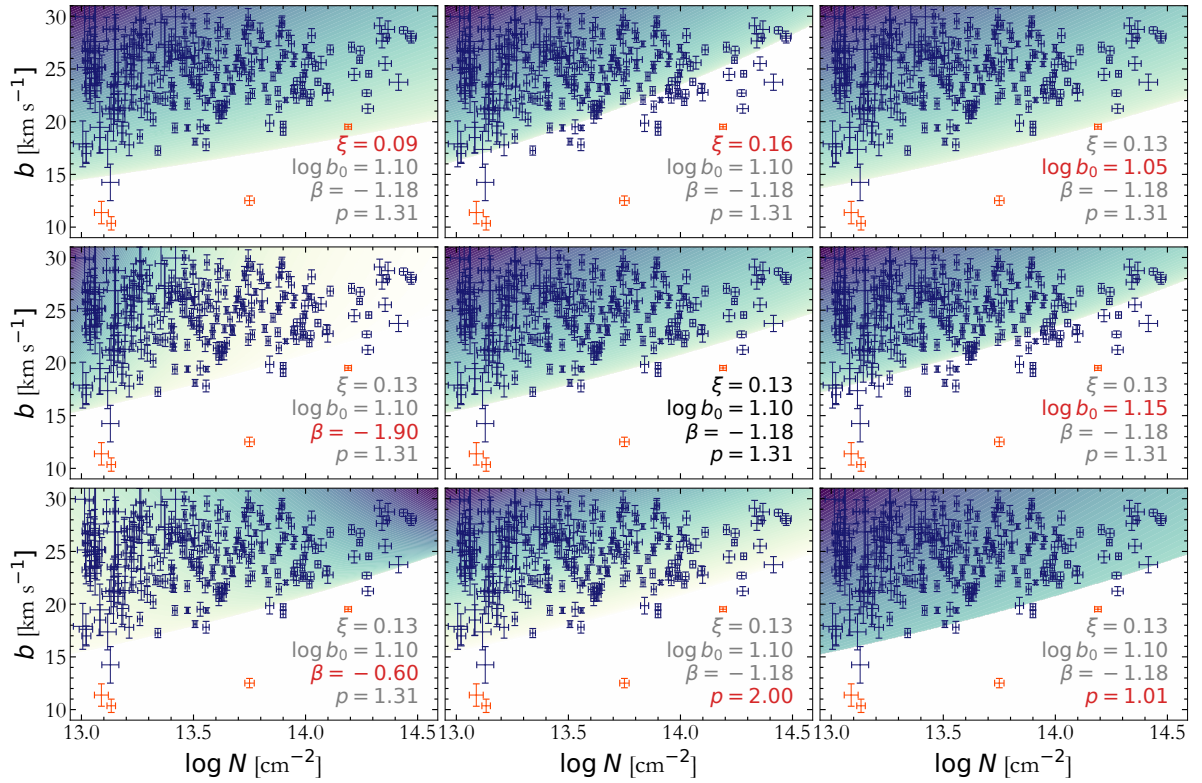


Рис. А.2: Наблюдаемое распределение линий $\text{Ly}\alpha$ леса на красном смещении $z = 2.81 - 3.05$ показано синими символами. Статистические выбросы показаны красными символами. Модельная функция распределения, посчитанная по медианным значениям апостериорных распределений параметров аппроксимации, показана на центральной панели цветным градиентом. На других панелях показаны функции распределения, рассчитанные при изменении значения одного из параметров ξ , $\log b_0$, ρ или β . На каждой из панелей красным цветом показаны измененные значения параметров, в то время как не измененные параметры показаны серым цветом. Каждый из трёх параметров менялся как в большую, так и меньшую стороны от их точечной оценки из аппроксимации.

Приложение В

В данном разделе приведены список и детали наблюдательных данных, использовавшихся для анализа в главе 3.

В.1 Наблюдательные данные из архива SQUAD

В таблице В.1 приведены характеристики квазаров, отобранных из базы данных SQUAD эшелле-спектрографа UVES/VLT. Квазары отбирались по отношению континуума к шуму $C/N \gtrsim 30$ и красному смещению областей $\text{Ly}\alpha$ леса $z \sim 2 - 4$.

Таблица В.1: Список и характеристики спектров квазаров.

*Красное смещение квазара.

**Диапазон красных смещений, используемый для анализа $\text{Ly}\alpha$ леса.

Квазар	z_{em}^*	z_{range}^{**}	C/N	Разрешение
J000448-415728	2.76	2.194 – 2.710	115	55800
J000852-290043	2.65	2.096 – 2.596	47	41500
J001602-001225	2.09	1.620 – 2.044	60	49800
J004131-493611	3.24	2.601 – 3.183	68	59800
J005758-264314	3.66	2.954 – 3.593	86	52000
J010516-184642	3.03	2.419 – 2.971	32	49800
J010604-254651	3.37	2.708 – 3.307	29	47800
J011143-350300	2.41	1.896 – 2.365	103	49800
J012403+004432	3.84	3.108 – 3.772	74	47800
J012417-374423	2.20	1.718 – 2.157	111	49800
J014049-083942	3.71	3.003 – 3.650	36	47800
J014214+002324	3.37	2.712 – 3.312	35	49800
J015327-431137	2.74	2.177 – 2.690	113	49800
J024008-230915	2.22	1.738 – 2.180	243	49800
J033106-382404	2.42	1.907 – 2.377	64	49800
J033108-252443	2.69	2.130 – 2.636	69	49800
J033244-445557	2.60	2.058 – 2.552	39	49800
J034943-381030	3.21	2.572 – 3.149	102	59800
J040718-441013	3.00	2.397 – 2.947	123	49800
J042214-384452	3.11	2.491 – 3.055	150	49800

продолжение на следующей странице

Таблица В.1 – продолжение

Квazar	z_{em}^*	z_{range}^{**}	C/N	Разрешение
J045313-130555	2.30	1.803 – 2.256	53	49800
J045523-421617	2.66	2.109 – 2.611	122	55800
J064326-504112	3.09	2.474 – 3.035	67	49800
J091127+055054	2.80	2.226 – 2.747	57	49800
J091613+070224	2.79	2.216 – 2.736	78	49800
J094253-110426	3.05	2.443 – 3.000	249	49800
J095355-050418	4.37	3.560 – 4.297	31	47800
J103909-231326	3.13	2.508 – 3.075	61	49800
J103921-271916	2.23	1.743 – 2.187	85	49800
J110325-264515	2.15	1.671 – 2.103	174	54500
J110855+120953	3.67	2.968 – 3.610	34	41100
J111350-153333	3.37	2.712 – 3.312	42	49800
J112442-170517	2.40	1.888 – 2.355	230	49000
J114254+265457	2.63	2.079 – 2.577	115	59800
J120044-185944	2.45	1.929 – 2.402	82	49800
J124957-015928	3.67	2.962 – 3.603	80	47800
J132029-052335	3.70	2.992 – 3.637	66	47800
J134258-135559	3.19	2.559 – 3.134	55	49800
J144331+272436	4.43	3.612 – 4.358	44	47800
J145102-232930	2.22	1.731 – 2.172	136	59800
J151352+085555	2.90	2.313 – 2.849	105	49800
J162116-004250	3.70	2.995 – 3.640	90	47800
J200324-325144	3.77	3.054 – 3.709	132	47800
J212912-153841	3.27	2.625 – 3.211	156	49800
J214159-441325	3.17	2.542 – 3.114	45	49800
J222756-224302	1.89	1.456 – 1.852	74	49800
J223408+000001	3.03	2.419 – 2.971	45	49800
J224708-601545	3.01	2.402 – 2.952	94	49800
J233446-090812	3.32	2.667 – 3.259	45	49800
J235034-432559	2.89	2.300 – 2.833	203	49800
J235129-142756	2.94	2.347 – 2.887	53	49800

Приложение С

В данном разделе приведены детали спектроскопического анализа суб-DLA системы на $z = 2.187$ в направлении на квазар HE 0001–2340 и DLA системы на $z = 2.076$ в направлении на квазар Q 2206–199 из главы 4.

С.1 Анализ суб-DLA системы на $z = 2.187$ в направлении на квазар HE 0001–2340

В таблице С.1 приведены результаты аппроксимации спектра суб-DLA системы на $z = 2.187$ в направлении на квазар HE 0001–2340, полученного при помощи ESPRESSO/VLT, многокомпонентным профилем Фойгта при помощи программы VPFIT. Сдвиг компонент системы по скорости приведён относительно $z = 2.187$.

Таблица С.1: Результат покомпонентного анализа суб-DLA системы на $z = 2.187$ при помощи программы VPFIT.

Комп.	v_{rel} км с ⁻¹	z_{abs}	Ион	$\log N$ см ⁻²	b_{turb} км с ⁻¹	T 10 ⁴ К	b км с ⁻¹
A1	+24	2.18725	C II	12.95 ± 0.07	1.90 ± 1.33	2.95 ± 0.93	6.67
			O I	13.16 ± 0.08			5.85
			Al II	10.71 ± 0.16			4.67
			Si II	12.22 ± 0.04			4.59
			S II	12.77 ± 0.22			4.35
			Fe II	11.81 ± 0.04			3.52
A2	+15	2.18716	C II	13.85 ± 0.08	2.36 ± 0.18	1.03 ± 0.24	4.45
			O I	14.48 ± 0.08			4.04
			Al II	11.52 ± 0.08			3.45
			Si II	13.11 ± 0.03			3.42
			S II	13.18 ± 0.07			3.30
			Fe II	12.79 ± 0.02			2.94
A3	+11	2.18711	C II	13.63 ± 0.07	5.52 ± 0.71	2.82 ± 0.90	8.34
			O I	13.05 ± 0.23			7.73
			Al II	11.74 ± 0.06			6.92
			Si II	12.72 ± 0.07			6.87
			Fe II	12.17 ± 0.07			6.24
B	-29	2.18669	C II	13.18 ± 0.03	5.45 ± 0.53	1.28 ± 0.78	6.89

Таблица С.1: продолжение.

Комп.	v_{rel} км с ⁻¹	z_{abs}	Ион	$\log N$ см ⁻²	b_{turb} км с ⁻¹	T 10 ⁴ К	b км с ⁻¹
			Al II	11.00 ± 0.06			6.13
			Si II	12.33 ± 0.01			6.11
			Fe II	11.86 ± 0.03			5.79
C	-110	2.18583	C II	12.53 ± 0.10	6.88 ± 2.43	< 3.79	6.88
			Si II	11.58 ± 0.06			6.88
			Al II	10.78 ± 0.11			6.88
D	-145	2.18546	C II	12.98 ± 0.04	1.12 ± 4.13	2.99 ± 1.37	6.53
			Al II	11.17 ± 0.04			4.43
			Si II	11.87 ± 0.03			4.35
E	-160	2.18530	C II	13.61 ± 0.02	2.43 ± 0.24	1.70 ± 0.21	5.43
			O I	13.21 ± 0.04			4.86
			Al II	11.87 ± 0.01			4.05
			Si II	12.85 ± 0.01			4.00
			Fe II	12.29 ± 0.01			3.31
G	-225	2.18461	C II	13.11 ± 0.09	9.86 ± 3.74	< 17.31	14.26
			Al II	11.31 ± 0.06			12.02
			Si II	12.09 ± 0.08			11.94
H	-230	2.18455	C II	12.52 ± 0.20	1.73 ± 2.27	< 2.29	4.03
			Si II	11.81 ± 0.07			2.94
			Fe II	11.07 ± 0.13			2.42
I	-240	2.18445	C II	13.00 ± 0.08	4.17 ± 0.82	1.89 ± 1.22	6.60
			Al II	11.04 ± 0.09			5.39
			Si II	12.14 ± 0.04			5.35
			Fe II	11.83 ± 0.03			4.80
J	-269	2.18414	C II	13.05 ± 0.04	2.20 ± 0.79	1.71 ± 0.59	5.34
			Al II	11.20 ± 0.04			3.92
			Si II	12.12 ± 0.02			3.87
			Fe II	11.65 ± 0.04			3.15
K	-282	2.18400	C II	13.40 ± 0.02	2.74 ± 0.42	2.00 ± 0.39	5.94
			O I	12.82 ± 0.09			5.32
			Al II	11.69 ± 0.01			4.46
			Si II	12.57 ± 0.01			4.40
			Fe II	11.99 ± 0.02			3.67
L	-305	2.18376	C II	13.20 ± 0.03	2.78 ± 0.65	2.25 ± 0.59	6.23
			O I	12.61 ± 0.15			5.58
			Al II	11.36 ± 0.03			4.64
			Si II	12.29 ± 0.01			4.59
			Fe II	11.78 ± 0.03			3.80

Таблица С.1: продолжение.

Комп.	v_{rel} км с ⁻¹	z_{abs}	Ион	$\log N$ см ⁻²	b_{turb} км с ⁻¹	T 10 ⁴ К	b км с ⁻¹
M	-327	2.18352	C II	12.93 ± 0.08	5.42 ± 1.55	< 4.11	7.29
			Al II	11.52 ± 0.04			6.32
			Si II	12.00 ± 0.05			6.29
N	-338	2.18340	C II	12.64 ± 0.18	4.94 ± 4.11	< 6.00	6.55
			Al II	10.92 ± 0.18			5.71
			Si II	11.56 ± 0.15			5.69
O	-355	2.18323	C II	13.48 ± 0.03	3.66 ± 0.66	2.24 ± 0.78	6.66
			O I	12.40 ± 0.24			6.05
			Al II	12.21 ± 0.01			5.21
			Si II	12.98 ± 0.02			5.16
			Fe II	11.74 ± 0.03			4.48
P	-369	2.18308	C II	13.57 ± 0.02	5.44 ± 0.40	1.26 ± 0.64	6.86
			O I	12.34 ± 0.28			6.54
			Al II	12.37 ± 0.01			6.11
			Si II	13.07 ± 0.01			6.09
			Fe II	11.65 ± 0.04			5.77

На рис [С.1](#) показан результат аппроксимации спектра суб-DLA системы на $z = 2.187$ в направлении на квазар HE 0001–2340, полученного при помощи UVES/VLT, многокомпонентным профилем Фойгта при помощи программы Spectro.

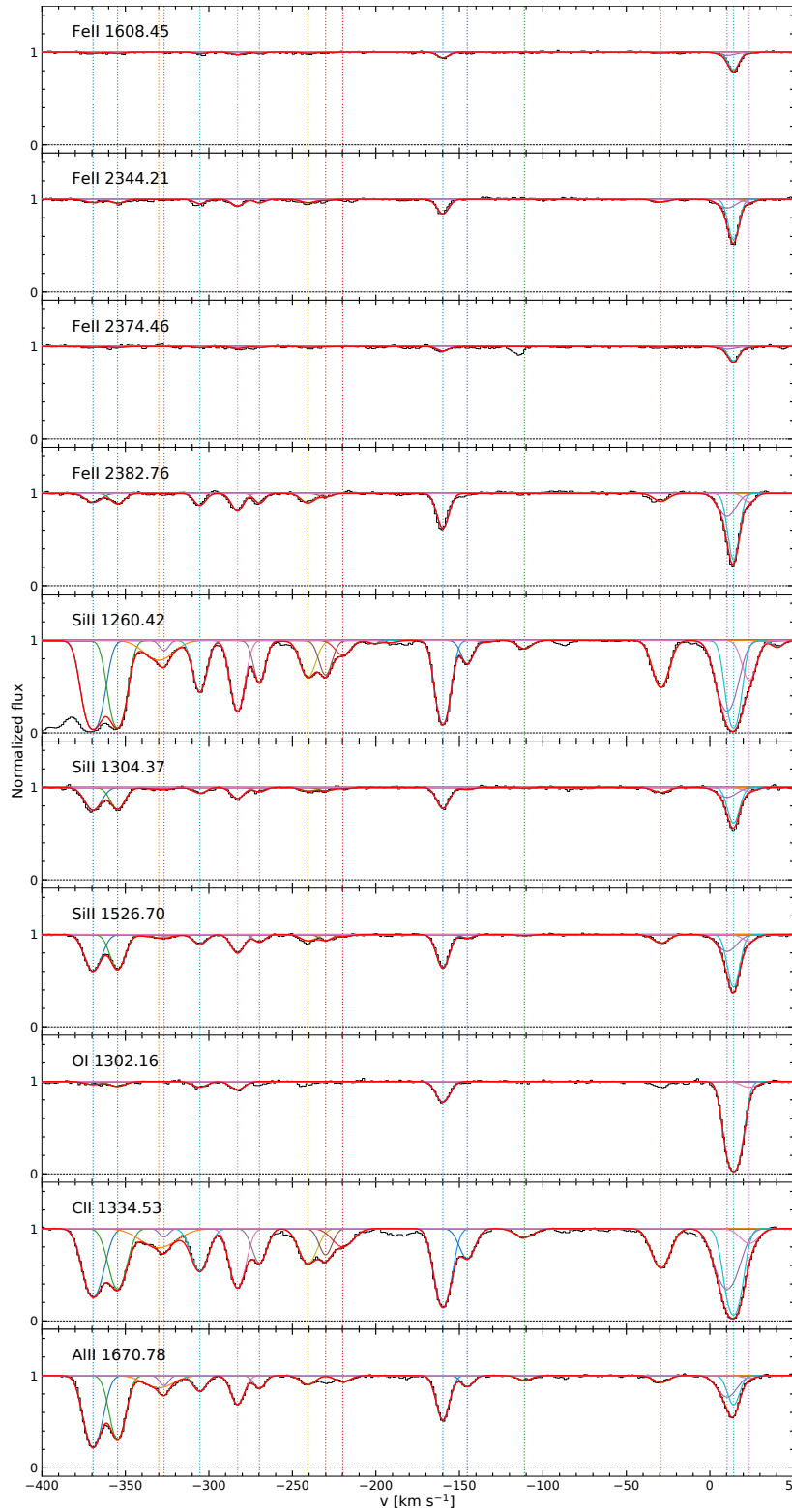


Рис. С.1: Результат покомпонентного анализа спектра суб-DLA системы на $z = 2.187$ в направлении на квазар HE 0001–2340 многокомпонентным профилем Фойгта при помощи программы *Spectro*. Приведённый спектр был взят из архива SQUAD спектрографа UVES. Модель для наилучших параметров аппроксимации показана красным цветом, области спектра, используемые для анализа, показаны чёрным. Кривыми других цветов показаны профили отдельных компонент суб-DLA системы. Панели соответствуют линиям отдельных переходов металлов, указанных в левом верхнем углу каждой из панелей.

С.2 Анализ DLA системы на $z = 2.076$ в направлении на квазар Q 2206–199

На рис С.2 показан результат аппроксимации спектра DLA системы на $z = 2.076$ в направлении на квазар Q 2206–199, полученного при помощи UVES/VLT, однокомпонентным и трёхкомпонентным профилями Фойгта при помощи программы Spectro.

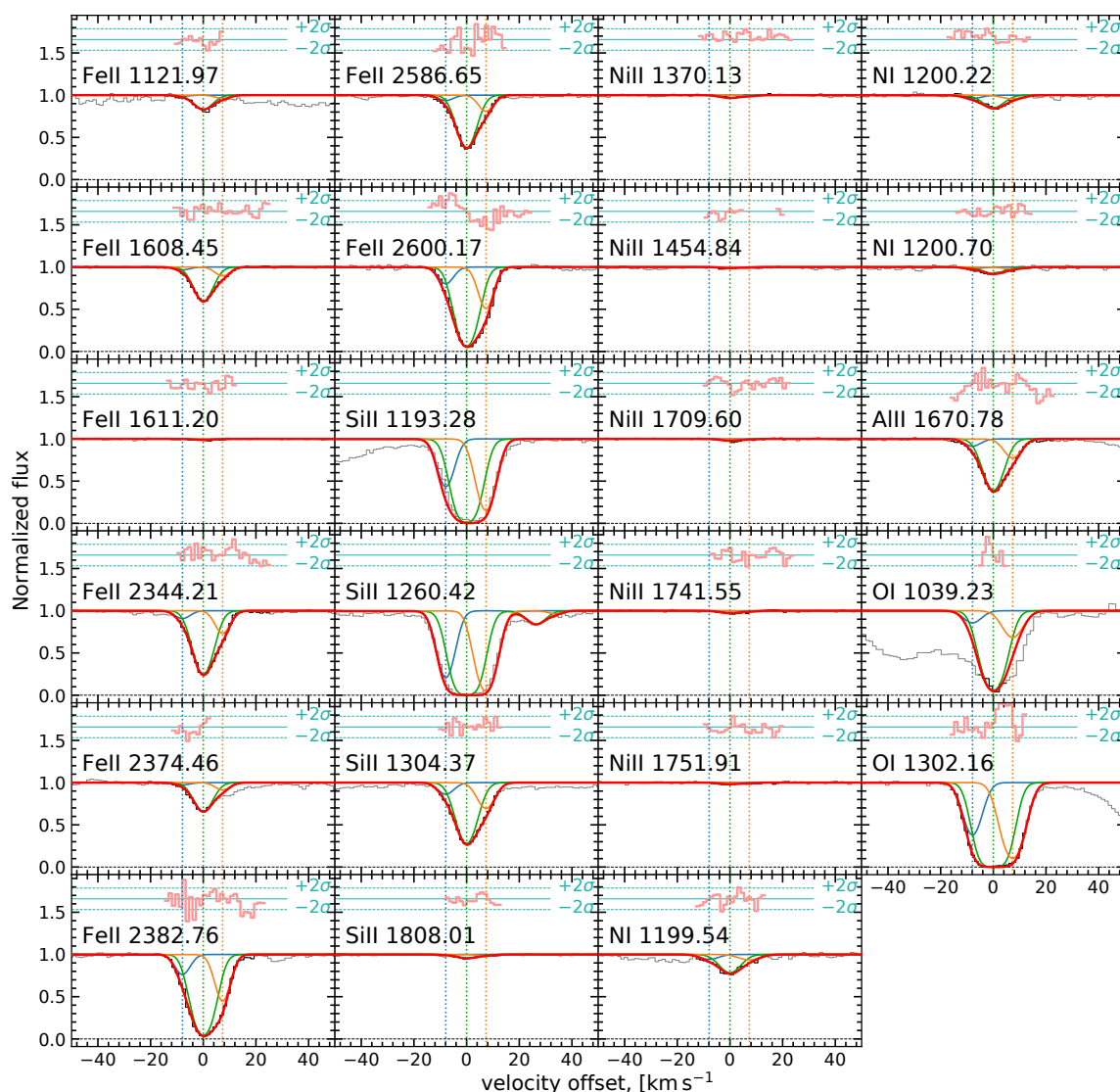


Рис. С.2: Результат покомпонентного анализа спектра DLA системы на $z = 2.076$ в направлении на квазар Q 2206–199, полученного при помощи спектрографа UVES. Модель для наилучших параметров аппроксимации показана красным цветом, наблюдаемый спектр – чёрным. Также цветными кривыми показаны профили отдельных компонент DLA системы. Наверху каждой из панелей коралловым цветом показана невязка. Панели соответствуют линиям отдельных переходов металлов, указанных в левом верхнем углу каждой из панелей.

Приложение D

В данном разделе приведены детали спектроскопического анализа 7 экстремально насыщенных Ly α систем из главы 5. Все спектры были получены при помощи спектрографа X-Shooter/VLT.

D.1 J 0024–0725

Анализ профилей лаймановской серии H I показан на рис. D.1. Профиль H $_2$, соответствующий верхнему пределу на лучевую концентрацию H $_2$ показан на рис. D.2. Детали аппроксимации линий металлов представлены в таблице D.1. Точечные оценки соответствуют моде апостериорного распределения параметров, а неопределенности соответствуют 68% доверительным интервалам. Полные лучевые концентрации O I и C II являются нижними пределами из-за сильного насыщения соответствующих переходов. Профили Фойгта для линий металлов, рассчитанные для наилучших параметров аппроксимации, показаны на рис. D.3.

Комп.	1	2	3	$\log N_{\text{tot}}$	[X/H]	[X/ZnII]
z	2.681026 $^{+5}_{-8}$	2.681148 $^{+31}_{-22}$	2.682114 $^{+14}_{-18}$			
b , км с $^{-1}$	13.2 $^{+0.5}_{-0.5}$	15.1 $^{+1.9}_{-1.6}$	5.0 $^{+0.7}_{-0.9}$			
$\log N(\text{SiII})$	15.39 $^{+0.06}_{-0.08}$	13.97 $^{+0.41}_{-0.95}$	14.12 $^{+0.35}_{-0.13}$	15.42 $^{+0.09}_{-0.05}$	-1.90 $^{+0.09}_{-0.05}$	-0.13 $^{+0.12}_{-0.08}$
$\log N(\text{FeII})$	14.94 $^{+0.07}_{-0.04}$	11.18 $^{+1.06}_{-0.18}$	13.53 $^{+0.10}_{-0.14}$	14.98 $^{+0.04}_{-0.06}$	-2.33 $^{+0.04}_{-0.06}$	-0.56 $^{+0.10}_{-0.09}$
$\log N(\text{CrII})$	13.09 $^{+0.20}_{-0.47}$	12.99 $^{+0.24}_{-0.73}$	11.21 $^{+0.94}_{-0.11}$	13.20 $^{+0.10}_{-0.13}$	-2.25 $^{+0.10}_{-0.13}$	-0.48 $^{+0.13}_{-0.15}$
$\log N(\text{ZnII})$	12.20 $^{+0.28}_{-0.62}$	12.48 $^{+0.11}_{-0.25}$	11.21 $^{+0.67}_{-0.09}$	12.60 $^{+0.06}_{-0.09}$	-1.77 $^{+0.06}_{-0.09}$	0
$\log N(\text{OI})$	17.37 $^{+0.25}_{-0.23}$	15.10 $^{+0.48}_{-1.48}$	15.34 $^{+0.55}_{-0.50}$	17.37 $^{+0.26}_{-0.20}$	-1.13 $^{+0.26}_{-0.20}$	0.64 $^{+0.28}_{-0.21}$
$\log N(\text{CII})$	16.77 $^{+0.45}_{-0.54}$	17.63 $^{+0.39}_{-0.73}$	17.11 $^{+0.25}_{-0.62}$	17.61 $^{+0.33}_{-0.26}$	-0.63 $^{+0.33}_{-0.26}$	1.14 $^{+0.34}_{-0.27}$
$\log N(\text{CII}^*)$	13.65 $^{+0.09}_{-0.15}$	13.27 $^{+0.32}_{-1.31}$	10.05 $^{+0.47}_{-0.05}$	13.66 $^{+0.06}_{-0.05}$	-4.58 $^{+0.06}_{-0.05}$	-2.81 $^{+0.10}_{-0.08}$
$\log N(\text{NiII})$	13.71 $^{+0.14}_{-0.52}$	13.75 $^{+0.13}_{-0.38}$	12.83 $^{+0.21}_{-1.93}$	13.86 $^{+0.05}_{-0.05}$	-2.17 $^{+0.05}_{-0.06}$	-0.40 $^{+0.10}_{-0.08}$

Таблица D.1: Результат анализа линий металлов на $z \sim 2.681$ в направлении на J 0024–0725.

D.2 J 1238+1620

Анализ профилей лаймановской серии H I показан на рис. D.4. Профиль H $_2$, соответствующий верхнему пределу на лучевую концентрацию H $_2$ показан на рис. D.5. Для данной DLA системы переход Si II $\lambda 1808\text{\AA}$ блендирован, в

то время как остальные переходы Si II насыщены. В связи с этим линии Si II не были включены в анализ. Детали аппроксимации линий металлов представлены в таблице D.2. Точечные оценки соответствуют моде апостериорного распределения параметров, а неопределенности соответствуют 68% доверительным интервалам. Профили Фойгта для линий металлов, рассчитанные для наилучших параметров аппроксимации, показаны на рис. D.6.

Комп.	z	b , км с ⁻¹	$\log N(\text{FeII})$	$\log N(\text{CrII})$	$\log N(\text{ZnII})$	$\log N(\text{NiII})$	$\log N(\text{TiII})$
1	3.20550 ⁽⁺²¹⁾ ₍₋₁₀₎	25.6 ^{+24.0} _{-11.5}	13.11 ^{+0.22} _{-0.13}	12.50 ^{+0.25} _{-0.49}	11.27 ^{+0.48} _{-0.26}		
2	3.206279 ⁽⁺¹¹⁾ ₍₋₁₀₎	14.8 ^{+0.8} _{-1.2}	14.74 ^{+0.02} _{-0.04}	13.13 ^{+0.06} _{-0.05}	12.26 ^{+0.18} _{-0.41}		
3	3.20706 ⁽⁺⁴⁾ ₍₋₅₎	21.8 ^{+7.9} _{-4.3}	13.75 ^{+0.07} _{-0.05}	12.66 ^{+0.20} _{-0.24}	11.25 ^{+0.50} _{-0.19}		
4	3.207904 ⁽⁺¹⁶⁾ ₍₋₂₂₎	9.6 ^{+0.8} _{-1.4}	14.55 ^{+0.07} _{-0.04}	12.52 ^{+0.25} _{-0.77}	11.88 ^{+0.18} _{-0.58}		
5	3.20819 ⁽⁺¹²⁾ ₍₋₁₃₎	53.1 ^{+22.1} _{-15.2}	11.54 ^{+1.09} _{-0.45}	13.05 ^{+0.27} _{-0.39}	10.74 ^{+0.72} _{-0.22}	13.83 ^{+0.12} _{-0.11}	
6	3.20861 ⁽⁺⁸⁾ ₍₋₄₎	19.8 ^{+8.9} _{-4.2}	14.70 ^{+0.11} _{-0.06}	13.02 ^{+0.14} _{-0.16}	11.16 ^{+0.42} _{-0.53}	12.62 ^{+0.53} _{-0.82}	
7	3.209333 ⁽⁺¹³⁾ ₍₋₁₁₎	19.7 ^{+1.4} _{-1.3}	15.43 ^{+0.03} _{-0.03}	13.76 ^{+0.02} _{-0.03}	12.95 ^{+0.05} _{-0.06}	14.26 ^{+0.01} _{-0.05}	13.11 ^{+0.03} _{-0.07}
8	3.210062 ⁽⁺²⁹⁾ ₍₋₃₆₎	4.1 ^{+2.2} _{-1.0}	14.38 ^{+0.09} _{-0.24}	11.20 ^{+0.55} _{-0.20}	11.53 ^{+0.29} _{-0.45}		
9	3.21011 ⁽⁺²⁴⁾ ₍₋₂₂₎	45.8 ^{+7.3} _{-11.3}	14.15 ^{+0.18} _{-0.28}	11.18 ^{+0.70} _{-0.16}	12.19 ^{+0.28} _{-0.45}		
$\log N_{\text{tot}}$			15.66 ^{+0.01} _{-0.01}	13.99 ^{+0.02} _{-0.01}	13.15 ^{+0.05} _{-0.05}	14.39 ^{+0.01} _{-0.02}	13.11 ^{+0.03} _{-0.07}
[X/H]			-1.44 ^{+0.02} _{-0.02}	-1.25 ^{+0.02} _{-0.02}	-1.01 ^{+0.05} _{-0.05}	-1.43 ^{+0.02} _{-0.02}	-1.44 ^{+0.03} _{-0.07}
[X/ZnII]			-0.43 ^{+0.06} _{-0.05}	-0.24 ^{+0.06} _{-0.05}	0	-0.42 ^{+0.06} _{-0.05}	-0.43 ^{+0.06} _{-0.08}

Таблица D.2: Результат анализа линий металлов на $z \sim 3.209$ в направлении на J 1238+1620.

D.3 J 1353+0956

Анализ профилей лаймановской серии H I показан на рис. D.7. Профиль H₂, соответствующий верхнему пределу на лучевую концентрацию H₂ показан на рис. D.5. Детали аппроксимации линий металлов представлены в таблице D.3. Точечные оценки соответствуют моде апостериорного распределения параметров, а неопределенности соответствуют 68% доверительным интервалам. Лучевые концентрации O I и C II являются нижними пределами из-за сильного насыщения соответствующих переходов. Профили Фойгта для линий металлов, рассчитанные для наилучших параметров аппроксимации, показаны на рис. D.9.

D.4 J 1418+0718

Анализ профилей лаймановской серии H I показан на рис. D.10. Профиль H₂, соответствующий верхнему пределу на лучевую концентрацию H₂ показан на рис. D.11. Детали аппроксимации линий металлов представлены в таблице D.4. Точечные оценки соответствуют моде апостериорного распределения параметров, а неопределенности соответствуют 68% доверительным интервалам. Лучевые концентрации O I и C II являются нижними пределами

Комп.	1	[X/H]	[X/ZnII]
z	$3.333463^{(+4)}_{(-6)}$		
b , км с ⁻¹	$9.9^{+0.3}_{-0.3}$		
$\log N(\text{SiII})$	$15.38^{+0.06}_{-0.06}$	$-1.74^{+0.06}_{-0.06}$	$-0.13^{+0.21}_{-0.14}$
$\log N(\text{FeII})$	$15.03^{+0.09}_{-0.08}$	$-2.08^{+0.09}_{-0.08}$	$-0.46^{+0.22}_{-0.15}$
$\log N(\text{CrII})$	$13.39^{+0.07}_{-0.04}$	$-1.86^{+0.07}_{-0.05}$	$-0.24^{+0.21}_{-0.14}$
$\log N(\text{ZnII})$	$12.56^{+0.13}_{-0.20}$	$-1.61^{+0.13}_{-0.20}$	0
$\log N(\text{NiII})$	$13.91^{+0.03}_{-0.04}$	$-1.92^{+0.03}_{-0.04}$	$-0.31^{+0.20}_{-0.14}$
$\log N(\text{OI})$	$16.50^{+0.20}_{-0.20}$	$-1.80^{+0.20}_{-0.20}$	$-0.19^{+0.28}_{-0.24}$
$\log N(\text{CII}^*)$	$13.74^{+0.09}_{-0.10}$	$-4.30^{+0.09}_{-0.10}$	$-2.68^{+0.22}_{-0.16}$
$\log N(\text{CII})$	$16.62^{+0.38}_{-0.24}$	$-1.42^{+0.38}_{-0.24}$	$0.20^{+0.43}_{-0.27}$

Таблица D.3: Результат анализа линий металлов на $z \sim 3.333$ в направлении на J 1353+0956.

из-за сильного насыщения соответствующих переходов. Профили Фойгта для линий металлов, рассчитанные для наилучших параметров аппроксимации, показаны на рис. D.12.

Комп.	1	[X/H]	[X/SII]
z	$2.3919315^{(+31)}_{(-27)}$		
b , км с ⁻¹	$14.6^{+0.2}_{-0.3}$		
$\log N(\text{SiII})$	$15.56^{+0.06}_{-0.05}$	$-1.54^{+0.06}_{-0.06}$	$-0.04^{+0.07}_{-0.07}$
$\log N(\text{FeII})$	$15.23^{+0.04}_{-0.04}$	$-1.86^{+0.04}_{-0.05}$	$-0.36^{+0.05}_{-0.06}$
$\log N(\text{SII})$	$15.21^{+0.05}_{-0.04}$	$-1.50^{+0.05}_{-0.04}$	0
$\log N(\text{CII})$	$16.39^{+0.18}_{-0.16}$	$-1.63^{+0.18}_{-0.16}$	$-0.13^{+0.19}_{-0.16}$
$\log N(\text{NiII})$	$13.95^{+0.04}_{-0.04}$	$-1.86^{+0.04}_{-0.05}$	$-0.36^{+0.05}_{-0.06}$
$\log N(\text{OI})$	$16.57^{+0.13}_{-0.09}$	$-1.71^{+0.13}_{-0.10}$	$-0.21^{+0.13}_{-0.11}$
$\log N(\text{CII}^*)$	$13.64^{+0.06}_{-0.07}$	$-4.38^{+0.07}_{-0.07}$	$-2.88^{+0.07}_{-0.08}$
$\log N(\text{ZnII})$	$12.25^{+0.33}_{-1.06}$	$-1.90^{+0.33}_{-1.06}$	$-0.40^{+0.33}_{-1.06}$
$\log N(\text{CrII})$	$13.52^{+0.05}_{-0.05}$	$-1.71^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.21^{+0.06}_{-0.07}$

Таблица D.4: Результат анализа линий металлов на $z \sim 2.392$ в направлении на J 1418+0718.

D.5 J 2205+102

Анализ профилей лаймановской серии H I показан на рис. D.13. Профиль H₂, рассчитанный для наилучшего значения аппроксимации лучевой концентрации H₂ показан на рис. D.14. Полная лучевая концентрация определялась по переходам, соответствующим $J = 0-4$ вращательным уровням. Детали аппроксимации линий металлов представлены в таблице D.5. Точечные оценки соответствуют моде апостериорного распределения параметров, а неопределенности соответствуют 68% доверительным интервалам. Профили Фойгта для линий металлов, рассчитанные для наилучших параметров аппроксимации показаны на рис. D.15. Для данной системы отдельные VIS экспозиции характеризуются разным спектральным разрешением. Поэтому в процессе аппроксимации здесь также варьировалось разрешение отдельных экспозиций.

Комп.	1	2	3	$\log N_{\text{tot}}$	[X/H]	[X/ZnII]
z	$3.2547756^{(+54)}_{(-3)}$	$3.255557^{(+17)}_{(-14)}$	$3.257465^{(+39)}_{(-30)}$			
b , км с ⁻¹	$10.6^{+0.8}_{-0.6}$	$14.8^{+1.0}_{-1.2}$	$33.3^{+5.3}_{-4.9}$			
$\log N(\text{SiII})$	$16.20^{+0.18}_{-0.12}$	$15.37^{+0.04}_{-0.08}$	$14.21^{+0.05}_{-0.05}$	$16.26^{+0.16}_{-0.10}$	$-0.86^{+0.16}_{-0.10}$	$0.07^{+0.16}_{-0.11}$
$\log N(\text{NiII})$	$13.98^{+0.04}_{-0.05}$	$13.53^{+0.10}_{-0.10}$	$13.21^{+0.28}_{-0.68}$	$14.14^{+0.05}_{-0.05}$	$-1.69^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.76^{+0.07}_{-0.07}$
$\log N(\text{FeII})$	$15.16^{+0.09}_{-0.07}$	$14.70^{+0.09}_{-0.07}$	$13.45^{+0.15}_{-0.12}$	$15.30^{+0.07}_{-0.05}$	$-1.81^{+0.07}_{-0.06}$	$-0.87^{+0.09}_{-0.07}$
$\log N(\text{ZnII})$	$13.06^{+0.06}_{-0.06}$	$12.73^{+0.06}_{-0.09}$	$12.14^{+0.25}_{-1.15}$	$13.24^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.93^{+0.05}_{-0.05}$	0
$\log N(\text{CrII})$	$13.46^{+0.05}_{-0.06}$	$12.83^{+0.24}_{-0.39}$	$12.65^{+0.32}_{-1.35}$	$13.56^{+0.07}_{-0.07}$	$-1.69^{+0.07}_{-0.07}$	$-0.76^{+0.08}_{-0.08}$

Таблица D.5: Результат анализа линий металлов на $z \sim 3.255$ в направлении на J 2205+1021.

D.6 J 2351–0639

Анализ профилей лаймановской серии H I показан на рис. D.16. Профиль H₂, соответствующий верхнему пределу на лучевую концентрацию H₂ показан на рис. D.11. Детали аппроксимации линий металлов представлены в таблице D.6. Точечные оценки соответствуют моде апостериорного распределения параметров, а неопределенности соответствуют 68% доверительным интервалам. Профили Фойгта для линий металлов, рассчитанные для наилучших параметров аппроксимации, показаны на рис. D.18.

Комп.	1	2	3	$\log N_{\text{tot}}$	[X/H]	[X/ZnII]
z	2.557846 $^{(+7)}_{(-9)}$	2.558457 $^{(+25)}_{(-25)}$	2.559162 $^{(+15)}_{(-17)}$			
b , км с ⁻¹	20.1 $^{+1.0}_{-0.6}$	6.9 $^{+2.3}_{-1.1}$	15.5 $^{+4.3}_{-2.3}$			
$\log N(\text{SiII})$	15.80 $^{+0.06}_{-0.06}$	13.78 $^{+0.61}_{-0.49}$	13.81 $^{+0.36}_{-0.12}$	15.82 $^{+0.06}_{-0.05}$	-1.59 $^{+0.06}_{-0.05}$	-0.01 $^{+0.08}_{-0.07}$
$\log N(\text{FeII})$	15.35 $^{+0.10}_{-0.11}$	13.61 $^{+0.09}_{-0.10}$	13.25 $^{+0.03}_{-0.03}$	15.36 $^{+0.10}_{-0.10}$	-2.04 $^{+0.10}_{-0.10}$	-0.46 $^{+0.11}_{-0.11}$
$\log N(\text{NiII})$	14.19 $^{+0.02}_{-0.02}$	12.93 $^{+0.27}_{-0.66}$		14.21 $^{+0.02}_{-0.02}$	-1.91 $^{+0.02}_{-0.03}$	-0.33 $^{+0.05}_{-0.06}$
$\log N(\text{CrII})$	13.85 $^{+0.02}_{-0.02}$	12.04 $^{+0.37}_{-0.65}$		13.85 $^{+0.03}_{-0.02}$	-1.69 $^{+0.03}_{-0.02}$	-0.11 $^{+0.06}_{-0.06}$
$\log N(\text{ZnII})$	12.84 $^{+0.05}_{-0.05}$	11.85 $^{+0.22}_{-0.47}$		12.88 $^{+0.05}_{-0.05}$	-1.58 $^{+0.05}_{-0.05}$	0
$\log N(\text{SII})$	15.59 $^{+0.04}_{-0.06}$	14.56 $^{+0.21}_{-0.21}$		15.62 $^{+0.04}_{-0.04}$	-1.40 $^{+0.05}_{-0.04}$	0.18 $^{+0.07}_{-0.06}$
$\log N(\text{TiII})$	12.81 $^{+0.17}_{-0.23}$	12.80 $^{+0.15}_{-0.24}$		13.06 $^{+0.10}_{-0.11}$	-1.79 $^{+0.10}_{-0.11}$	-0.20 $^{+0.12}_{-0.12}$

Таблица D.6: Результат анализа линий металлов на $z \sim 2.557$ в направлении на J 2351–0639.

D.7 J 2359+1354

Анализ профилей лаймановской серии H I показан на рис. D.19. Линия Ly α H I от экстремально насыщенной Ly α системы на $z = 2.2499$ попадает на эмиссионную линию Ly β квазара. Несмотря на то, что это не сильно меняет оценку на полную лучевую концентрацию H I данное обстоятельство было принято во внимание в процессе аппроксимации континуума квазара. Профиль H $_2$, рассчитанный для наилучшего значения аппроксимации лучевой концентрации H $_2$ показан на рис. D.20. Детали аппроксимации линий металлов представлены в таблице D.7. Точечные оценки соответствуют моде апостериорного распределения параметров, а неопределенности соответствуют 68% доверительным интервалам. Профили Фойгта для линий металлов, рассчитанные для наилучших параметров аппроксимации, показаны на рис. D.21.

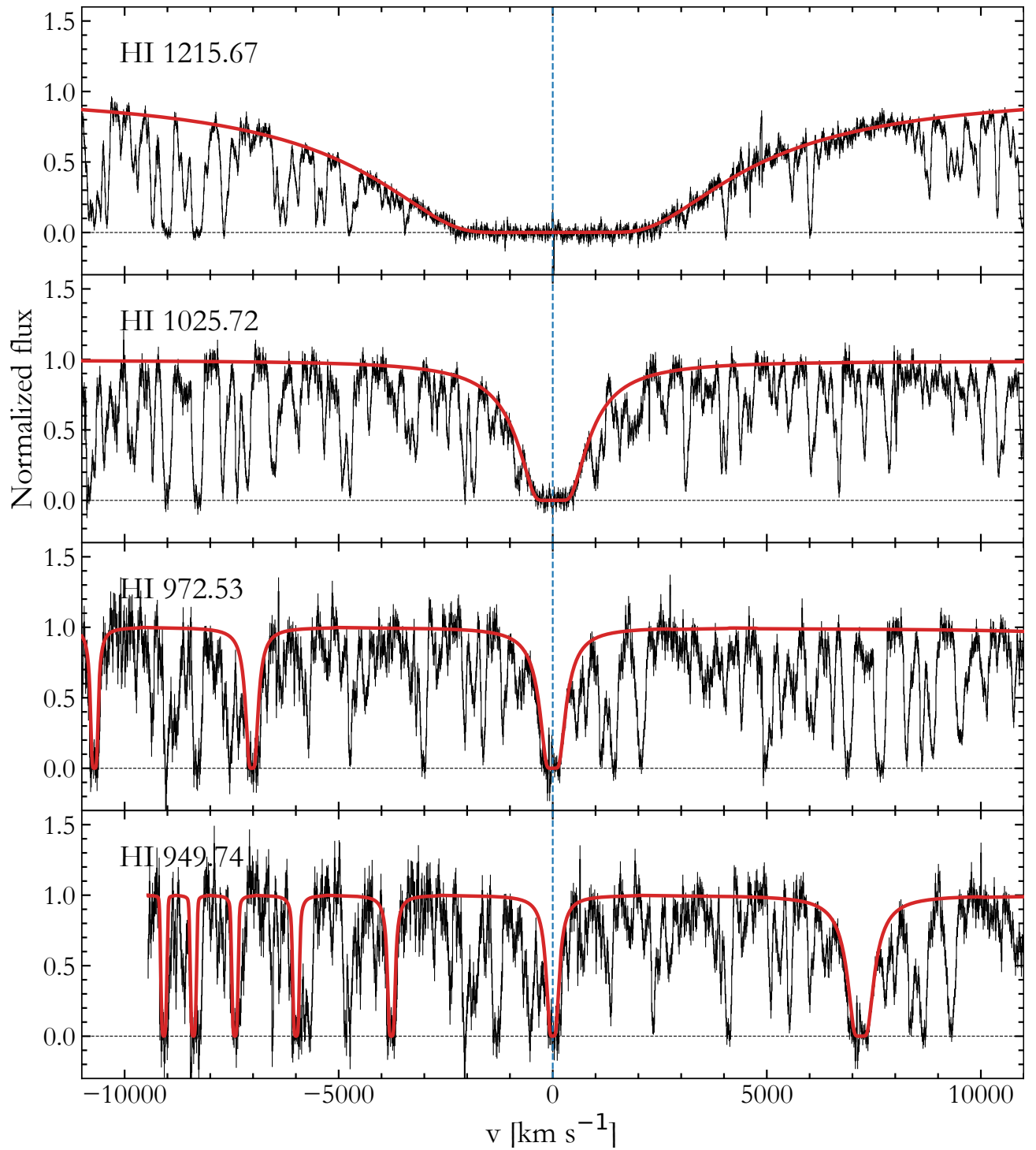


Рис. D.1: Анализ абсорбционных линий HI на $z \sim 2.681$ в направлении на J 0024-0725. Красным цветом показаны профили переходов, указанных в левом верхнем углу каждой панели. Вертикальной штриховой линией показаны центры линий HI.

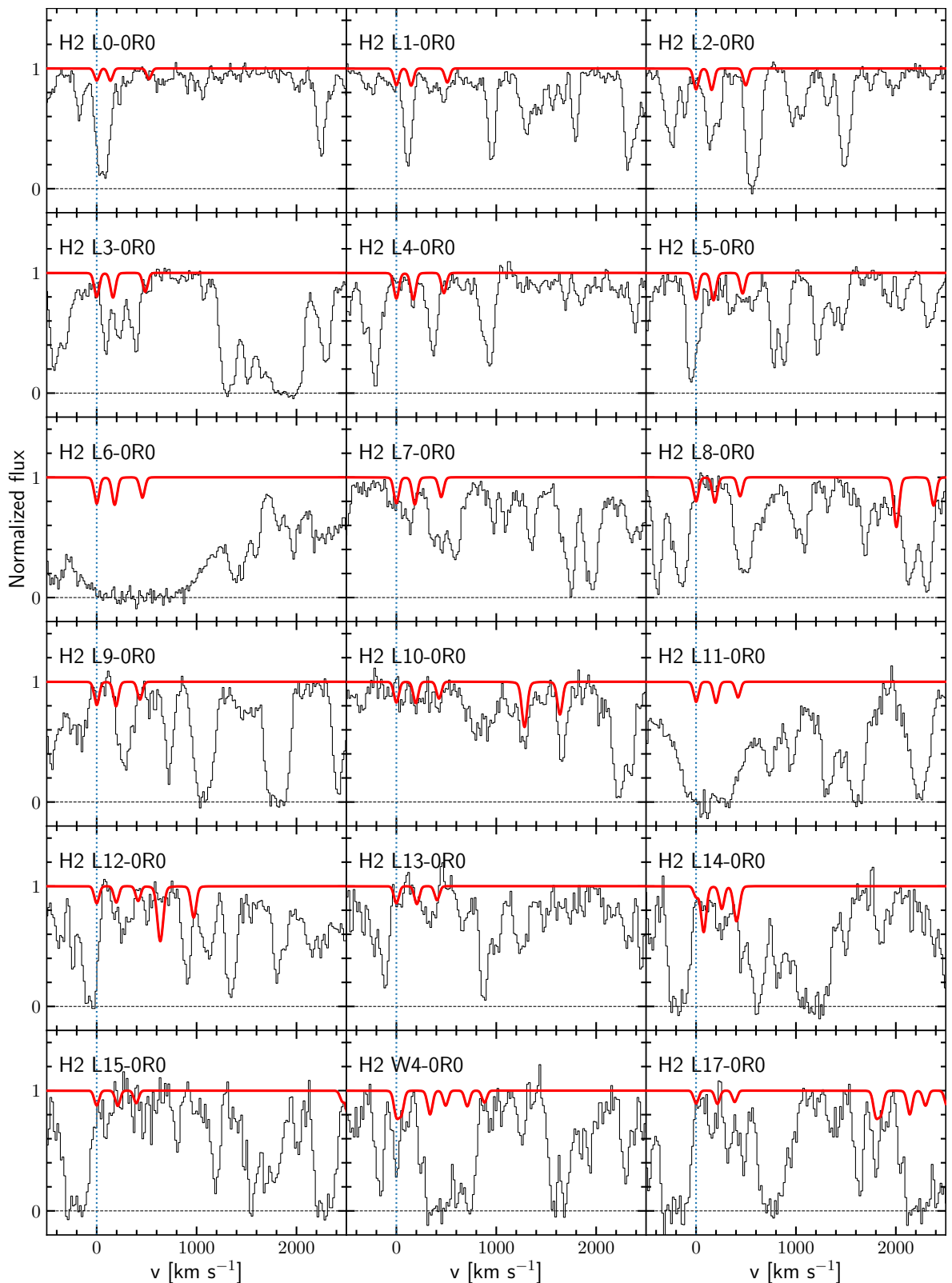


Рис. D.2: Области спектра J 0024–0725, соответствующие ожидаемому положению линий H_2 , ассоциированных с экстремально насыщенной $Ly\alpha$ системой на $z \sim 2.681$. На отдельных панелях показаны переходы лаймановской полосы H_2 . Красным цветом показан профиль H_2 , соответствующий оценённому верхнему пределу на лучевую концентрацию H_2 . Вертикальными штриховыми линиями показаны местоположения переходов R0 H_2 , которые согласуются с красным смещением переходов металлов.

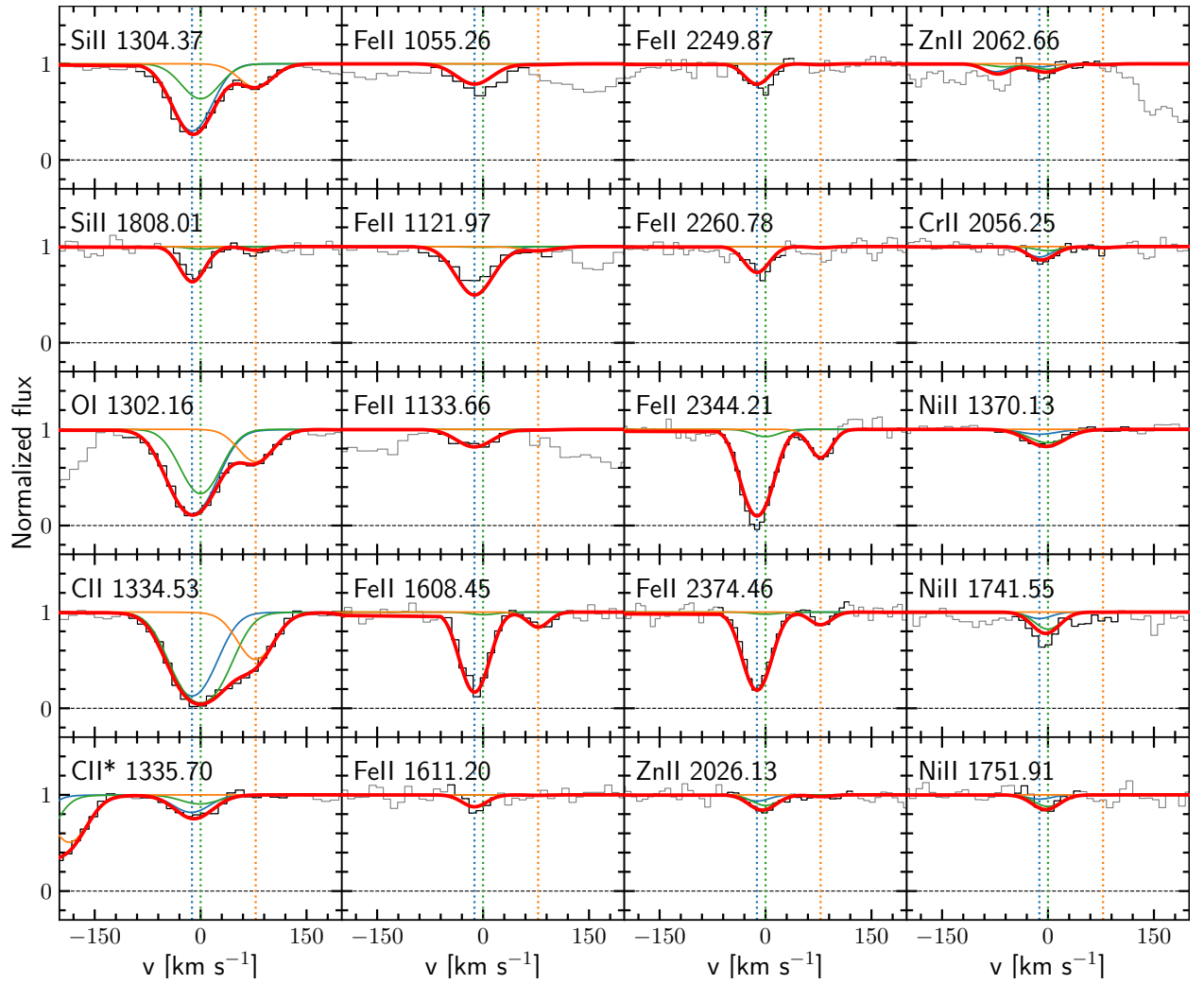


Рис. D.3: Анализ абсорбционных линий металлов на $z \sim 2.681$ в направлении на J0024-0725. Красным показаны профили переходов металлов, указанных в левом верхнем углу на каждой из панелей, посчитанные для наилучших параметров аппроксимации. Остальными цветными кривыми показаны профили отдельных компонент системы. Вертикальными штриховыми линиями показано относительное расположение компонент профиля.

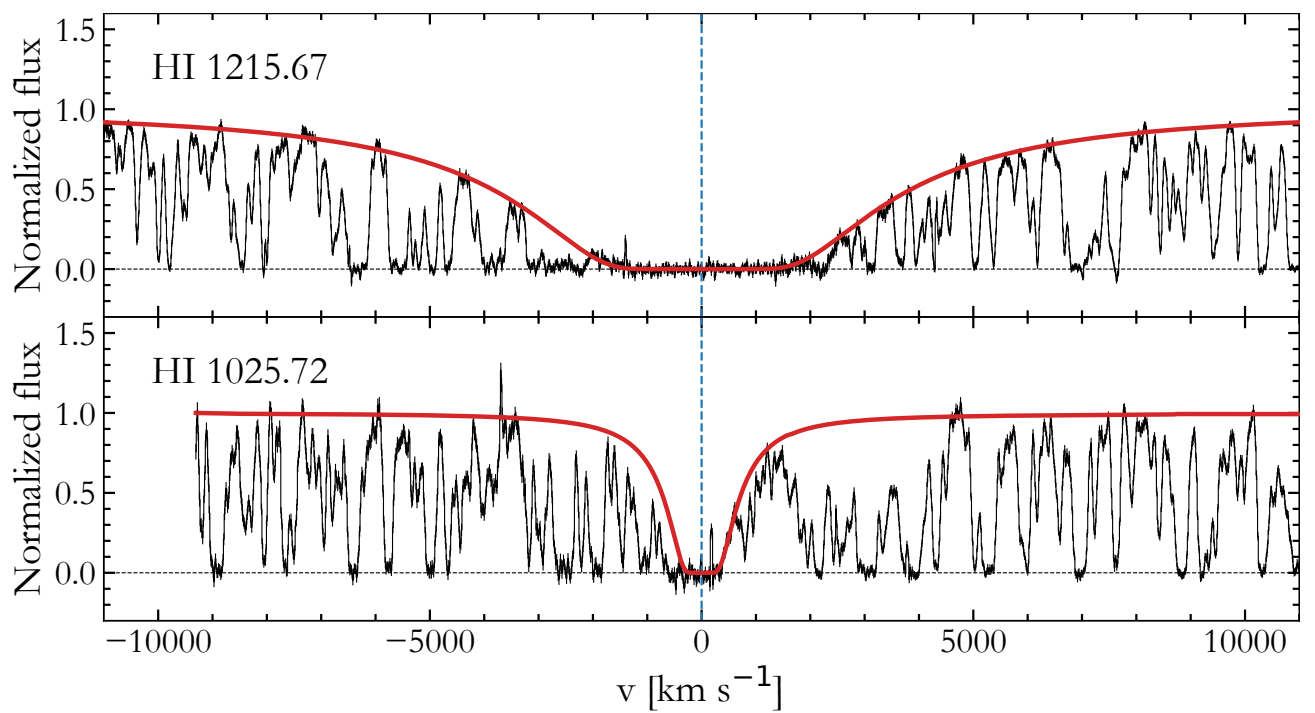


Рис. D.4: Анализ абсорбционных линий HI на $z \sim 3.209$ в направлении на J1238+1620. Красным цветом показаны профили переходов, указанных в левом верхнем углу каждой панели. Вертикальной штриховой линией показаны центры линий HI.

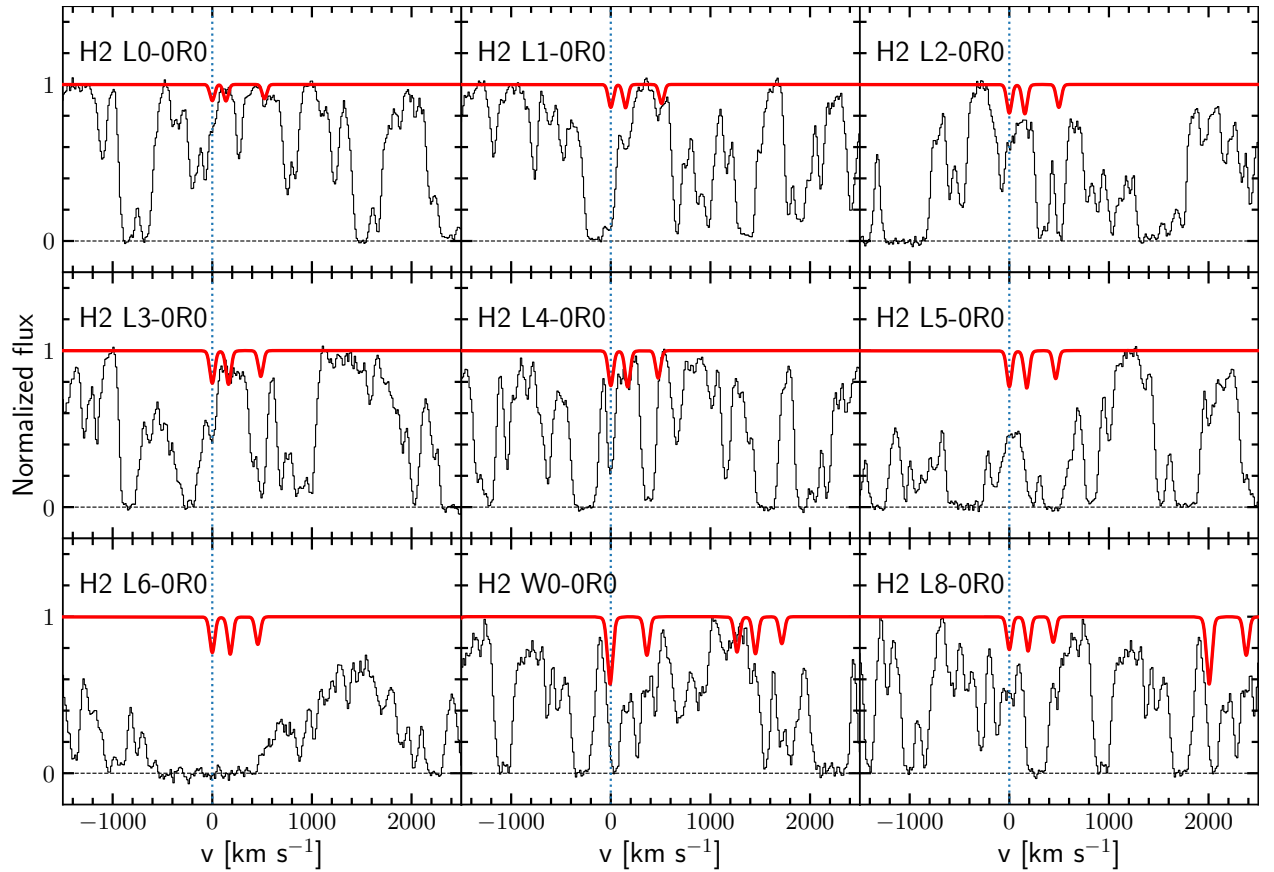


Рис. D.5: Области спектра J 1238+1620, соответствующие ожидаемому положению линий H_2 , ассоциированных с экстремально насыщенной $\text{Ly}\alpha$ системой на $z \sim 3.209$. На отдельных панелях показаны переходы лаймановской полосы H_2 . Красным цветом показан профиль H_2 , соответствующий оценённому верхнему пределу на лучевую концентрацию H_2 . Вертикальными штриховыми линиями показаны местоположения переходов R0 H_2 , которые согласуются с красным смещением переходов металлов.

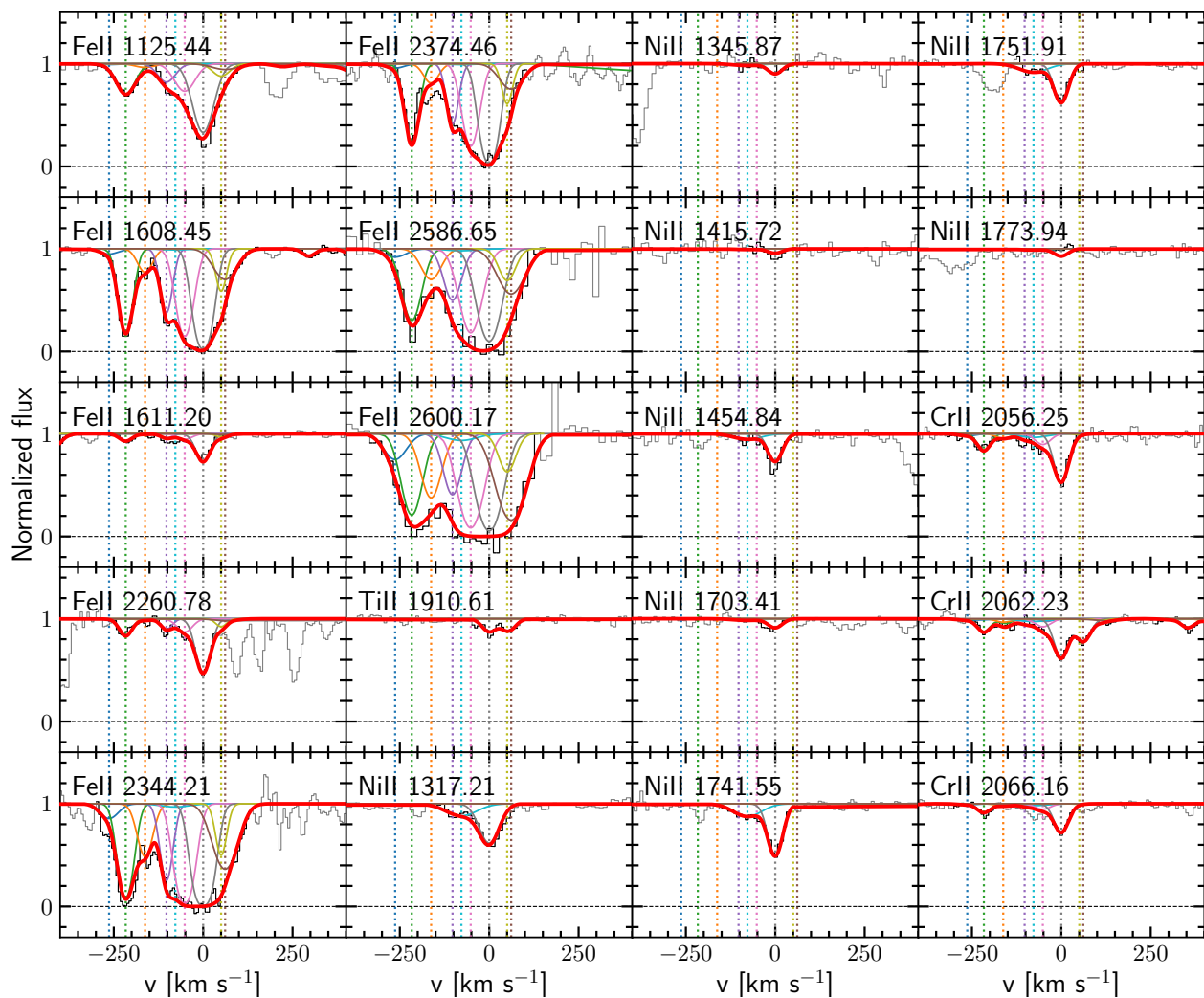


Рис. D.6: Анализ абсорбционных линий металлов на $z \sim 3.209$ в направлении на J1238+1620. Красным показаны профили переходов металлов, указанных в левом верхнем углу на каждой из панелей, посчитанные для наилучших параметров аппроксимации. Остальными цветными кривыми показаны профили отдельных компонент системы. Вертикальными штриховыми линиями показано относительное расположение компонент профиля.

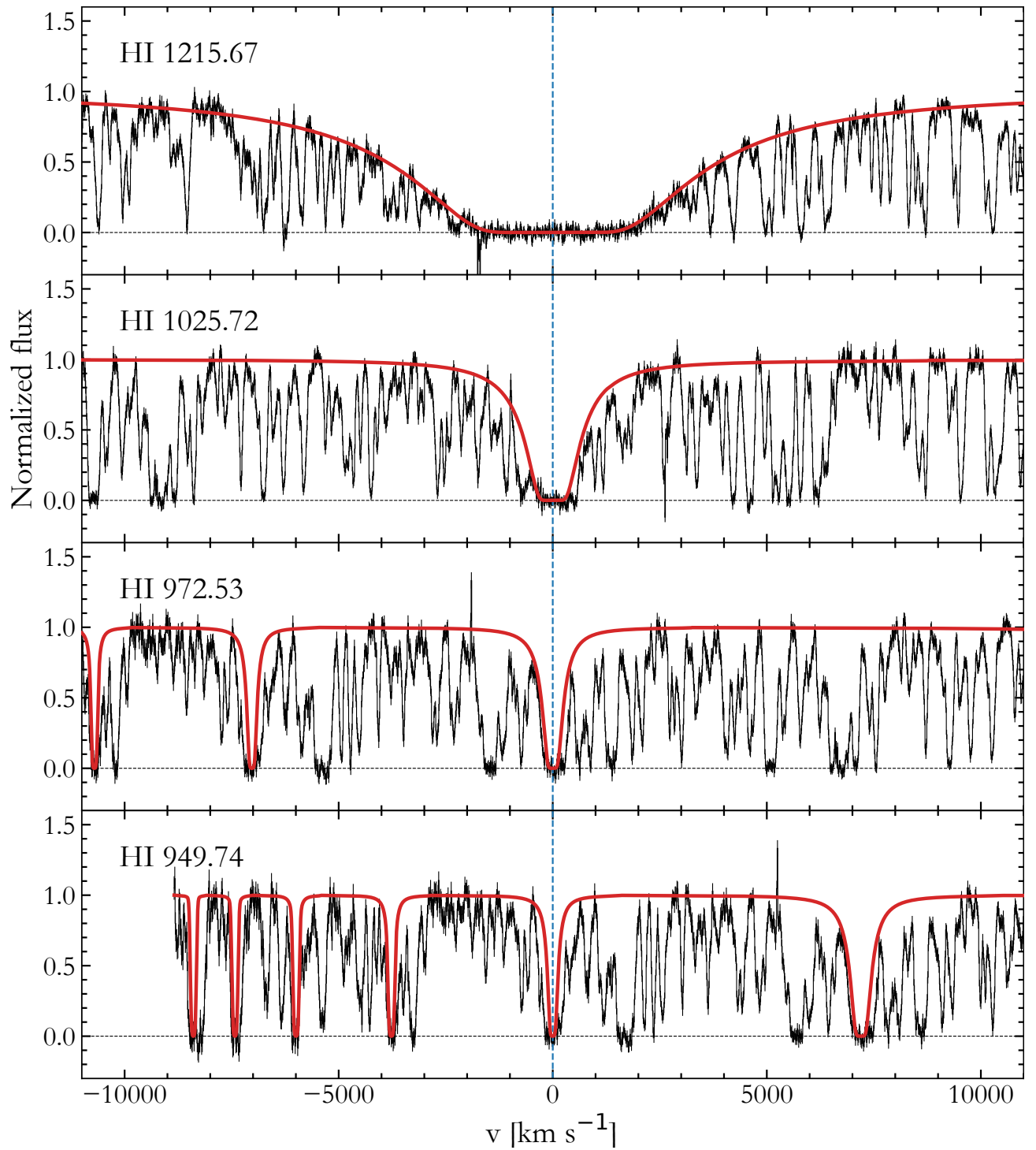


Рис. D.7: Анализ абсорбционных линий HI на $z \sim 3.333$ в направлении на J1353+0956. Красным цветом показаны профили переходов, указанных в левом верхнем углу каждой панели. Вертикальной штриховой линией показаны центры линий HI.

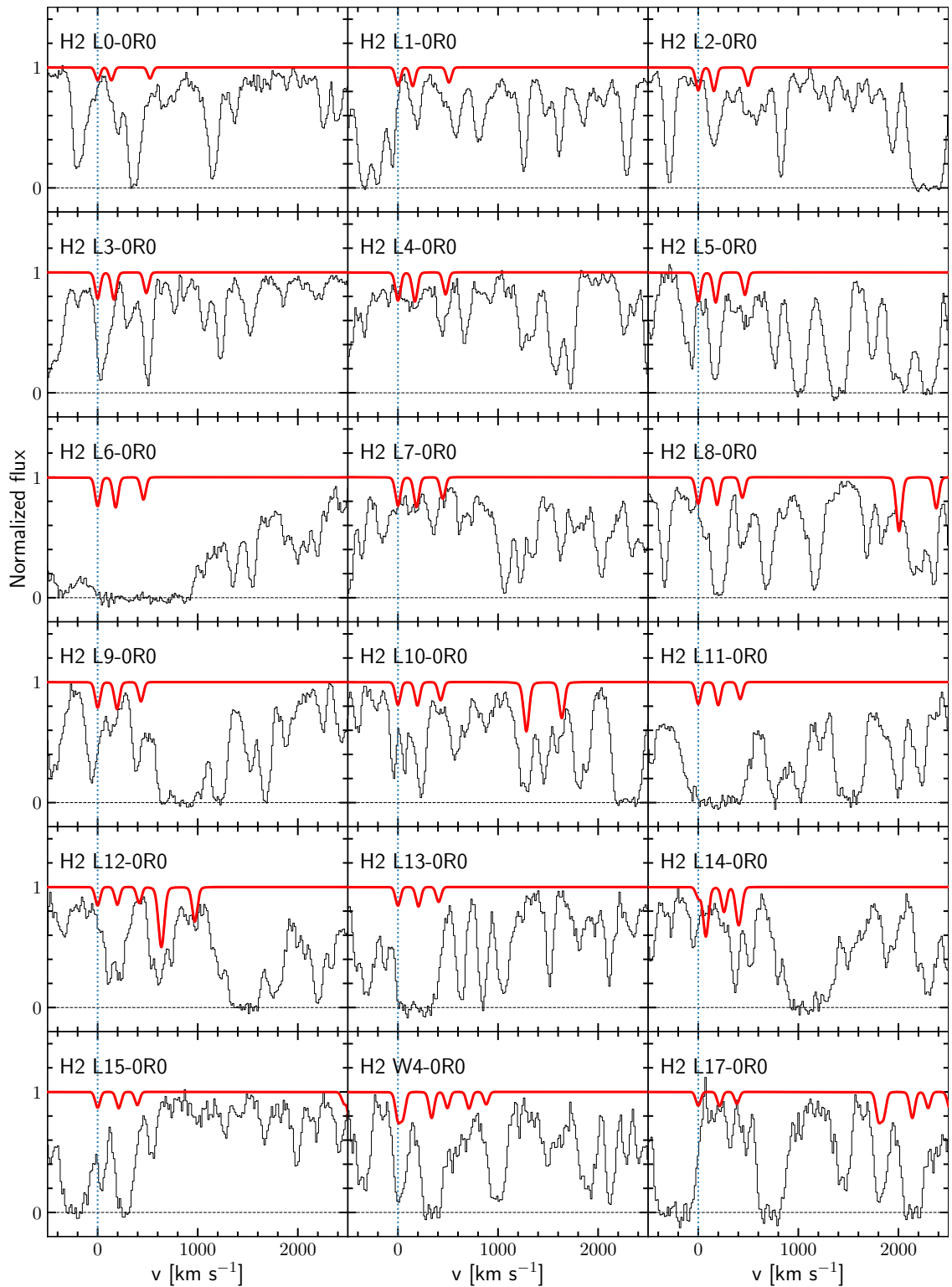


Рис. D.8: Области спектра J 1353+0956, соответствующие ожидаемому положению линий H_2 , ассоциированных с экстремально насыщенной $Ly\alpha$ системой на $z \sim 3.333$. На отдельных панелях показаны переходы лаймановской полосы H_2 , соответствующие разным колебательным уровням. Красным цветом показан профиль H_2 , соответствующий оценённому верхнему пределу на лучевую концентрацию H_2 . Вертикальными штриховыми линиями показаны местоположения переходов R0 H_2 , которые согласуются с красным смещением переходов металлов.

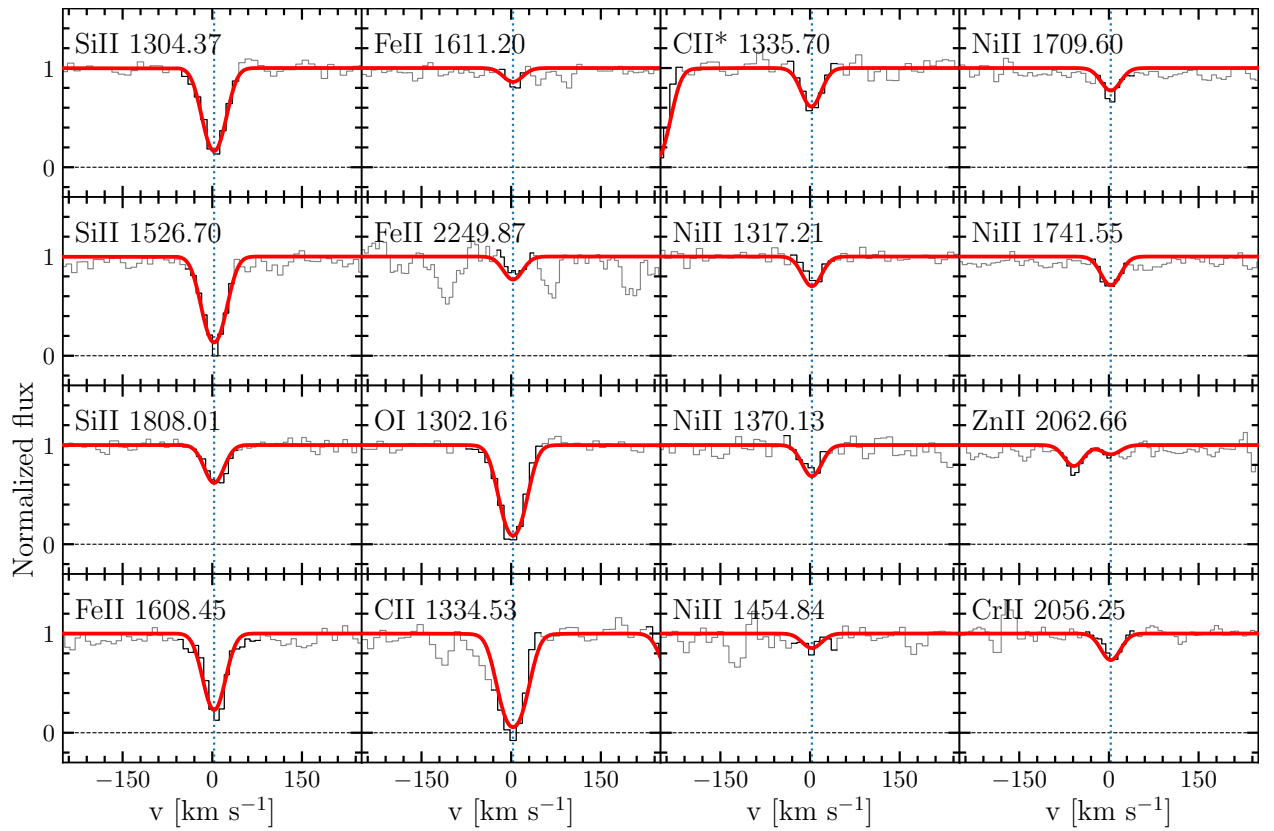


Рис. D.9: Анализ абсорбционных линий металлов на $z \sim 3.3333$ в направлении на J 1353+0956. Красным показаны профили переходов металлов, указанных в левом верхнем углу на каждой из панелей, рассчитанные для наилучших параметров аппроксимации. Вертикальными штриховыми линиями показаны центры линий.

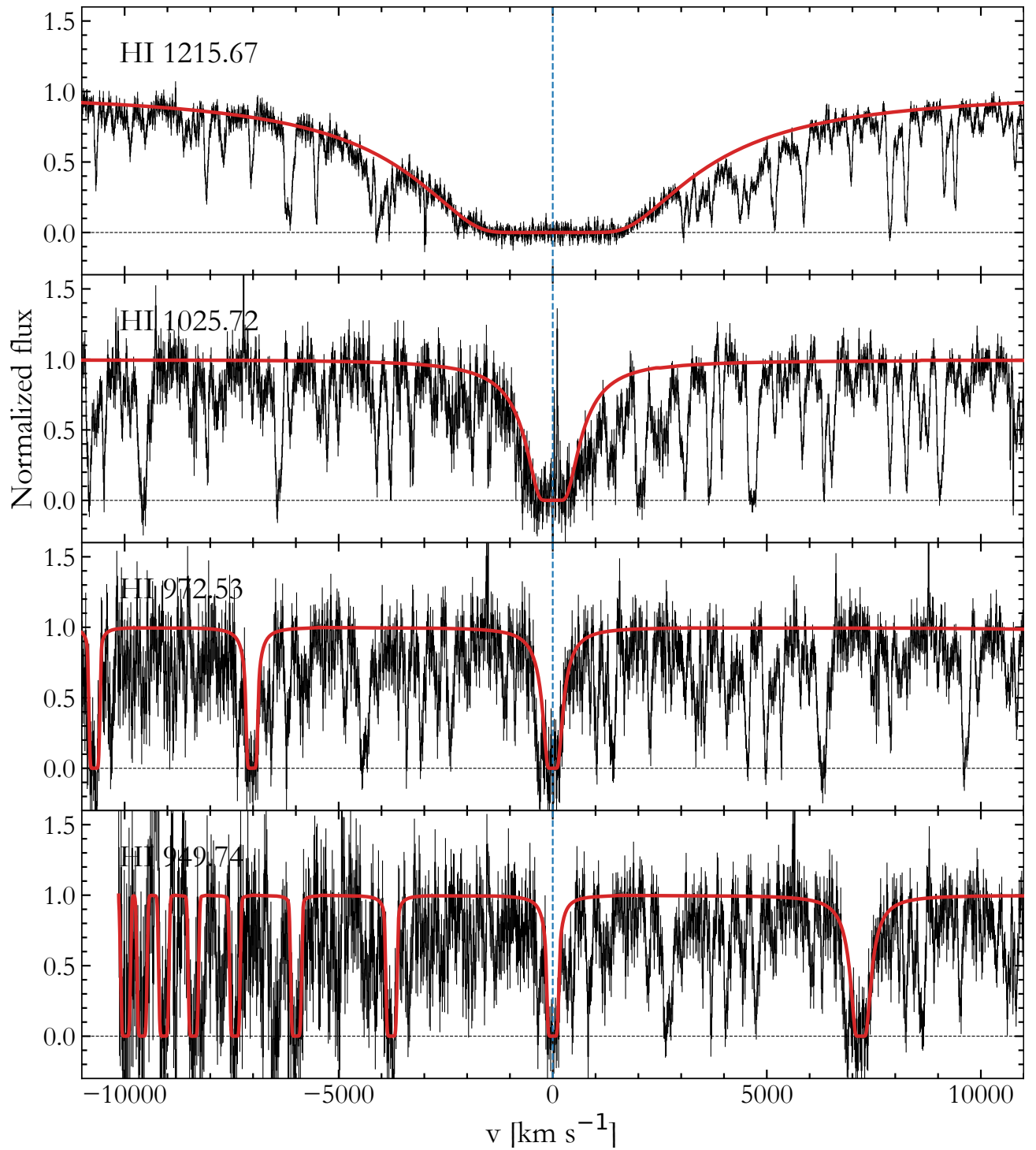


Рис. D.10: Анализ абсорбционных линий HI на $z \sim 2.392$ в направлении на J1418+0718. Красным цветом показаны профили переходов, указанных в левом верхнем углу каждой панели. Вертикальной штриховой линией показаны центры линий HI.

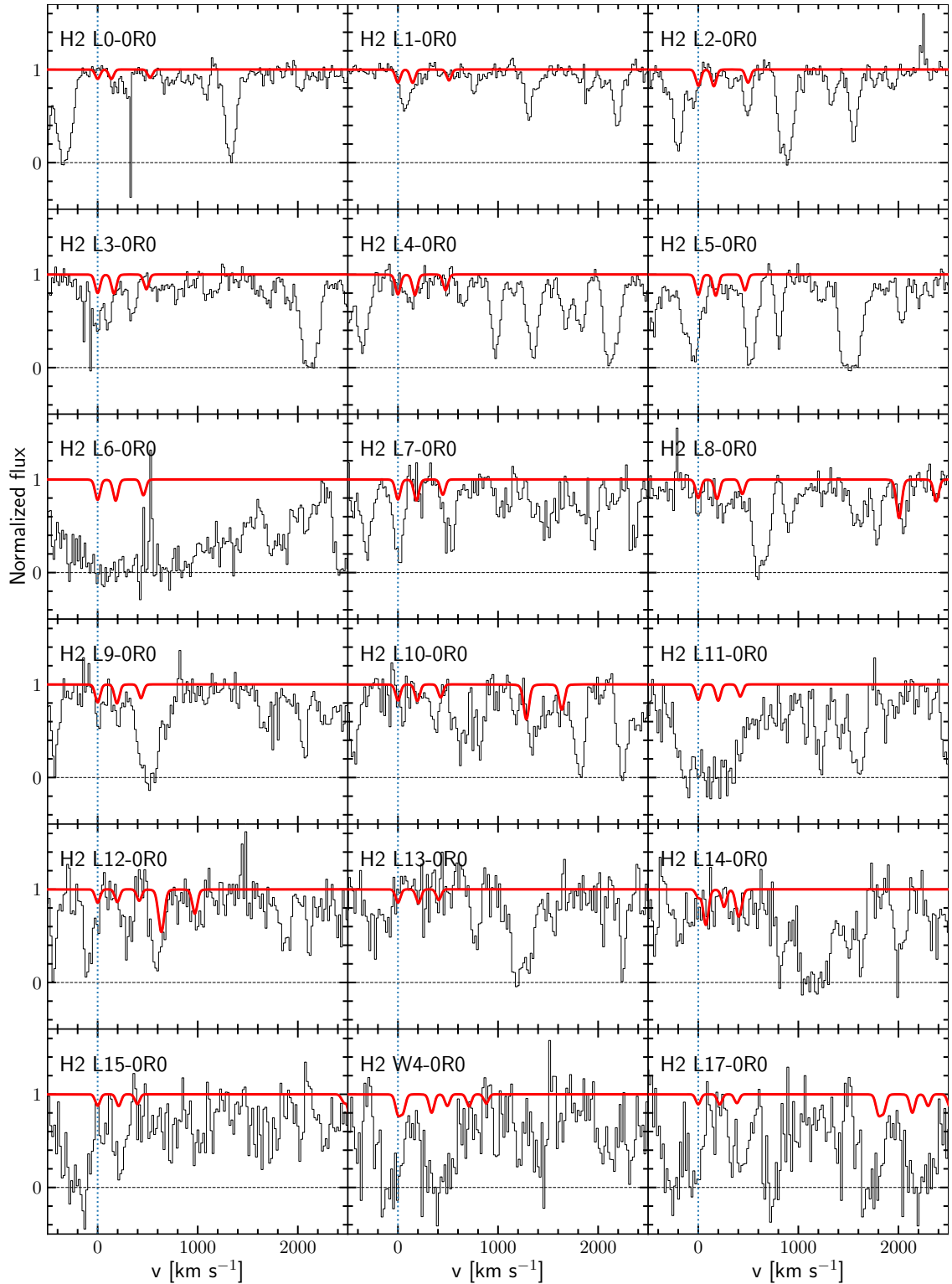


Рис. D.11: Области спектра J 1418+0718, соответствующие ожидаемому положению линий H₂, ассоциированных с экстремально насыщенной Ly α системой на $z \sim 2.392$. На отдельных панелях показаны переходы лаймановской полосы H₂. Красным цветом показан профиль H₂, соответствующий оценённому верхнему пределу на лучевую концентрацию H₂. Вертикальными штриховыми линиями показаны местоположения переходов R0 H₂, которые согласуются с красным смещением переходов металлов.

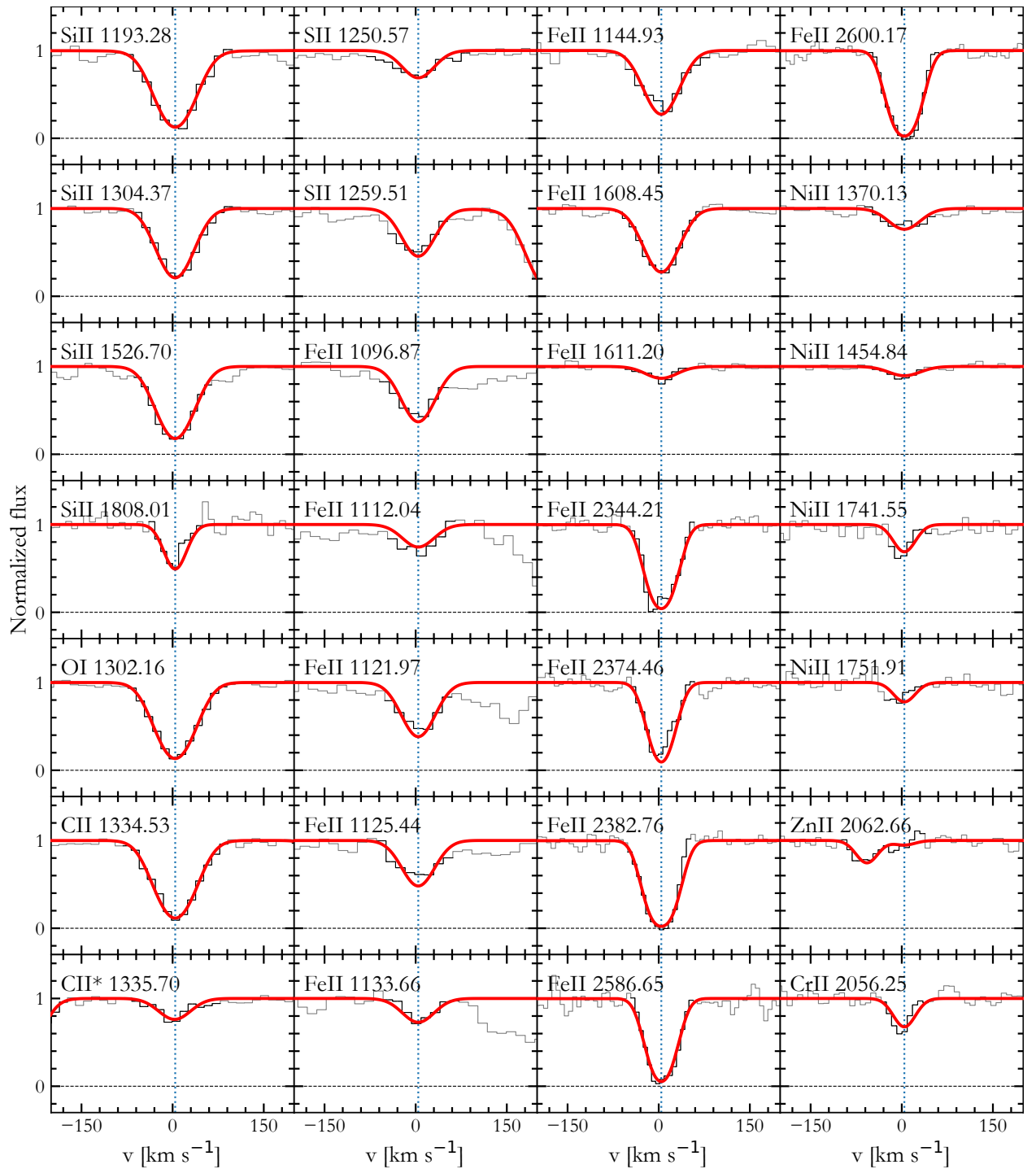


Рис. D.12: Анализ абсорбционных линий металлов на $z \sim 2.392$ в направлении на J1418+0718. Красным показаны профили переходов металлов, указанных в левом верхнем углу на каждой из панелей, посчитанные для наилучших параметров аппроксимации. Вертикальными штриховыми линиями показаны центры линий.

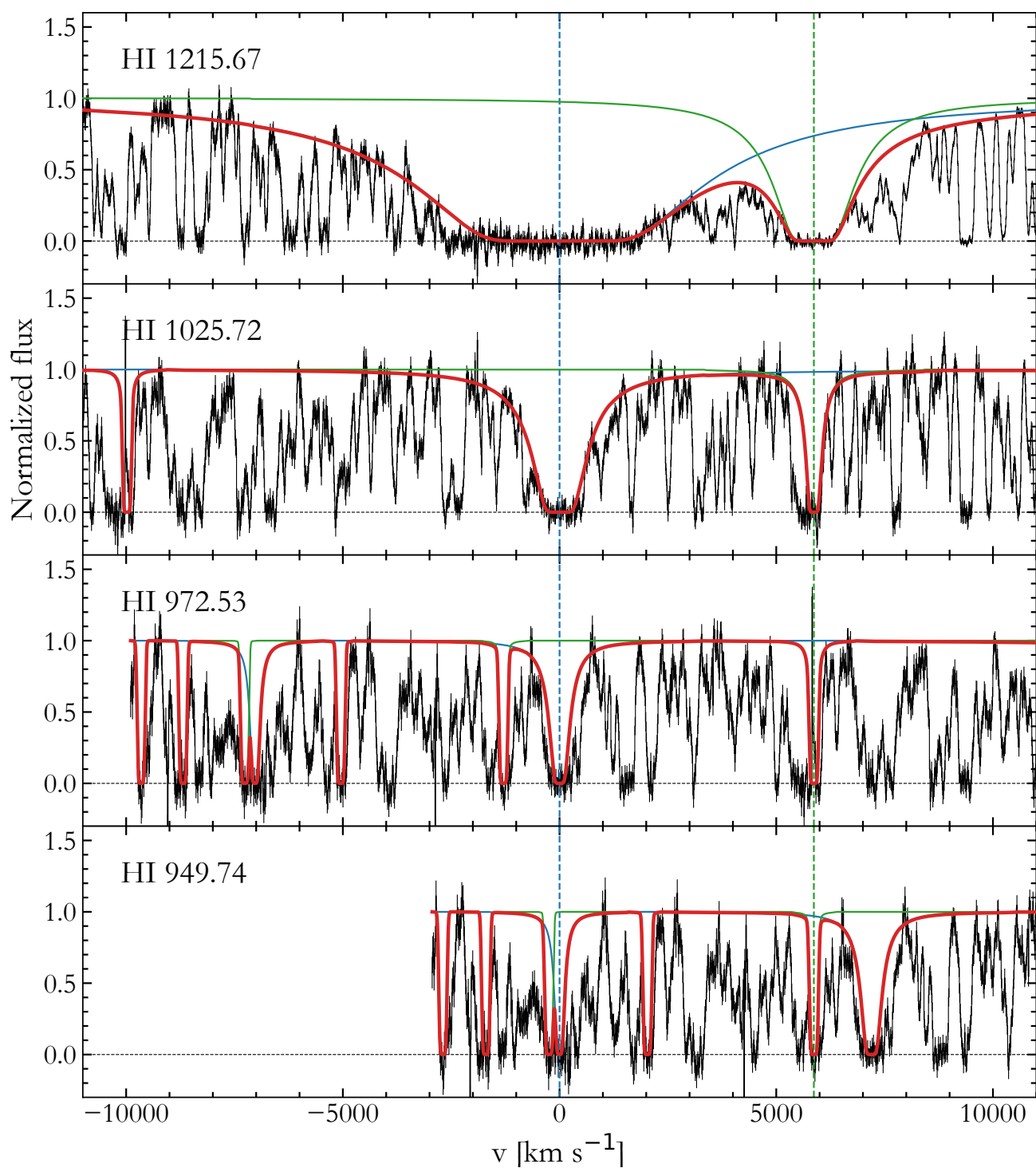


Рис. D.13: Анализ абсорбционных линий HI в направлении на J 2205+1021. Красным цветом показан суммарный профиль HI переходов, указанных в левом верхнем углу каждой панели, от двух соседних DLA систем. Синим цветом показан профиль HI исследуемой экстремально насыщенной Ly α системы на $z \sim 3.255$, зелёным – профиль соседней DLA системы. Вертикальными штриховыми линиями показано относительное расположение двух DLA систем.

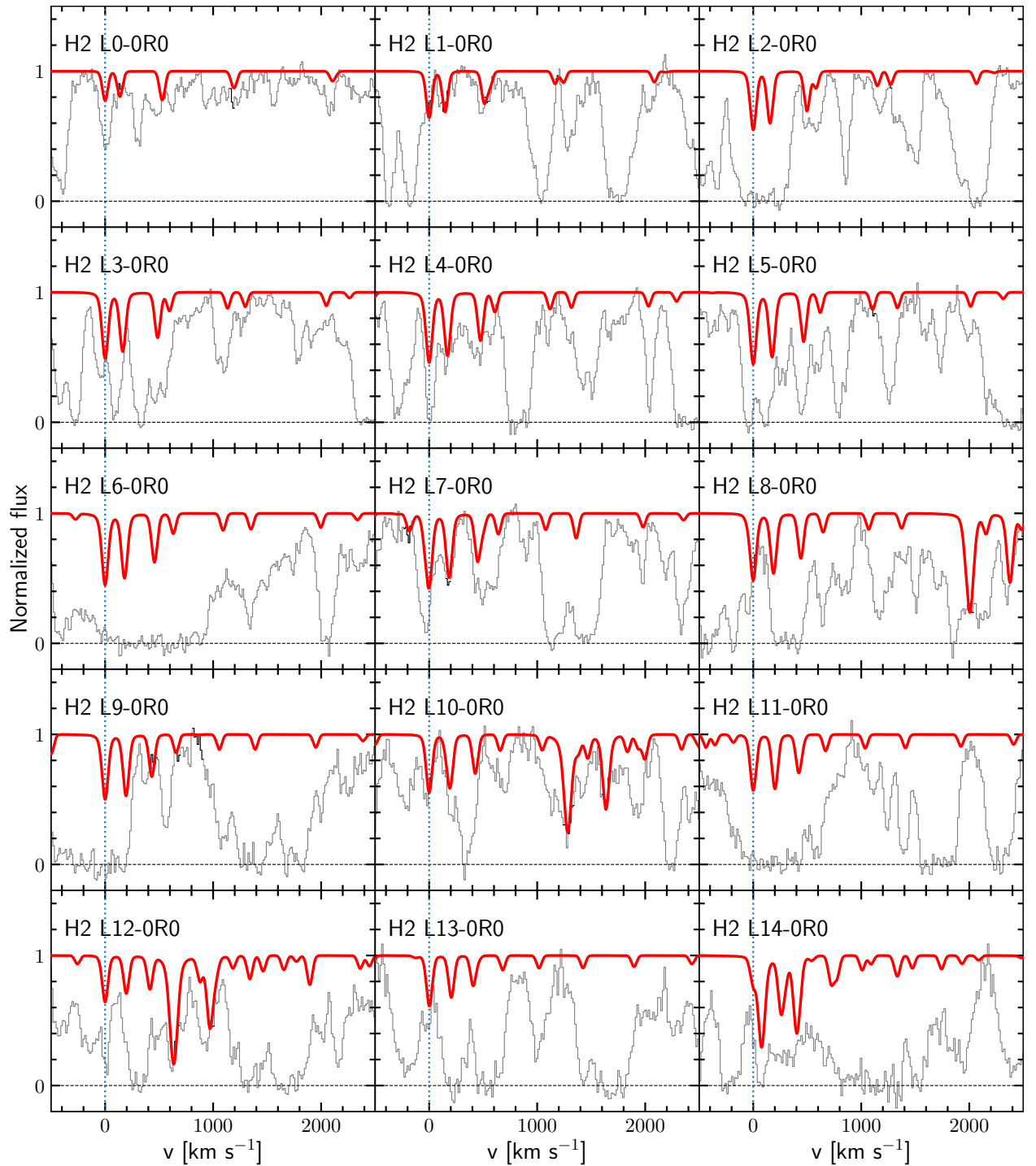


Рис. D.14: Области спектра J 2205+1021, соответствующие ожидаемому положению линий H_2 , ассоциированных с экстремально насыщенной $\text{Ly}\alpha$ системой на $z \sim 3.255$. На отдельных панелях показаны переходы лаймановской полосы H_2 . Красным цветом показан профиль H_2 , рассчитанный по наилучшему значению аппроксимации лучевой концентрации H_2 . Вертикальными штриховыми линиями показаны местоположения переходов R0 H_2 .

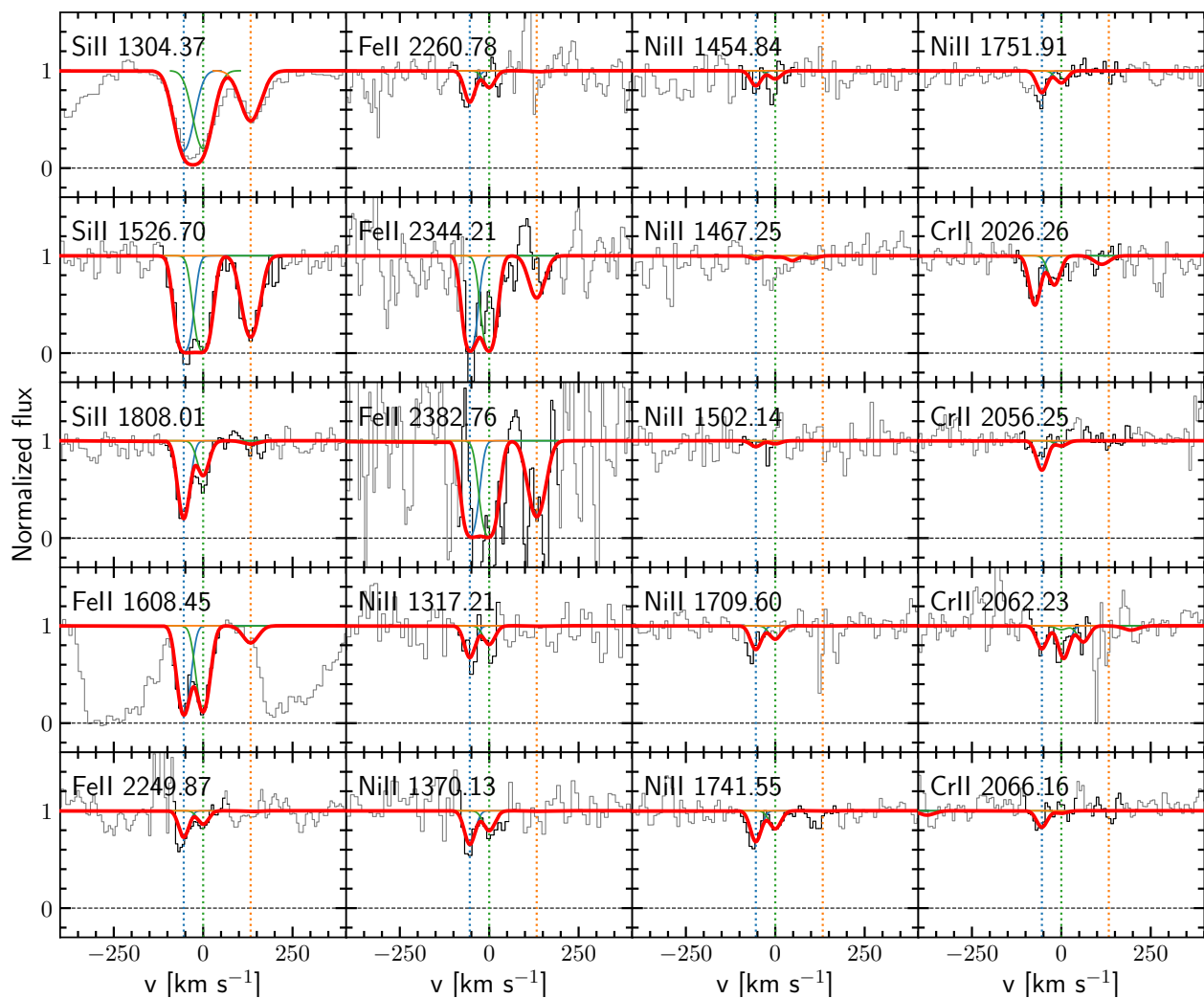


Рис. D.15: Анализ абсорбционных линий металлов на $z \sim 3.255$ в направлении на J 2205+1021. Красным показаны профили переходов металлов, указанных в левом верхнем углу на каждой из панелей, посчитанные для наилучших параметров аппроксимации. Остальными цветными кривыми показаны профили отдельных компонент системы. Вертикальными штриховыми линиями показано относительное расположение компонент профиля.

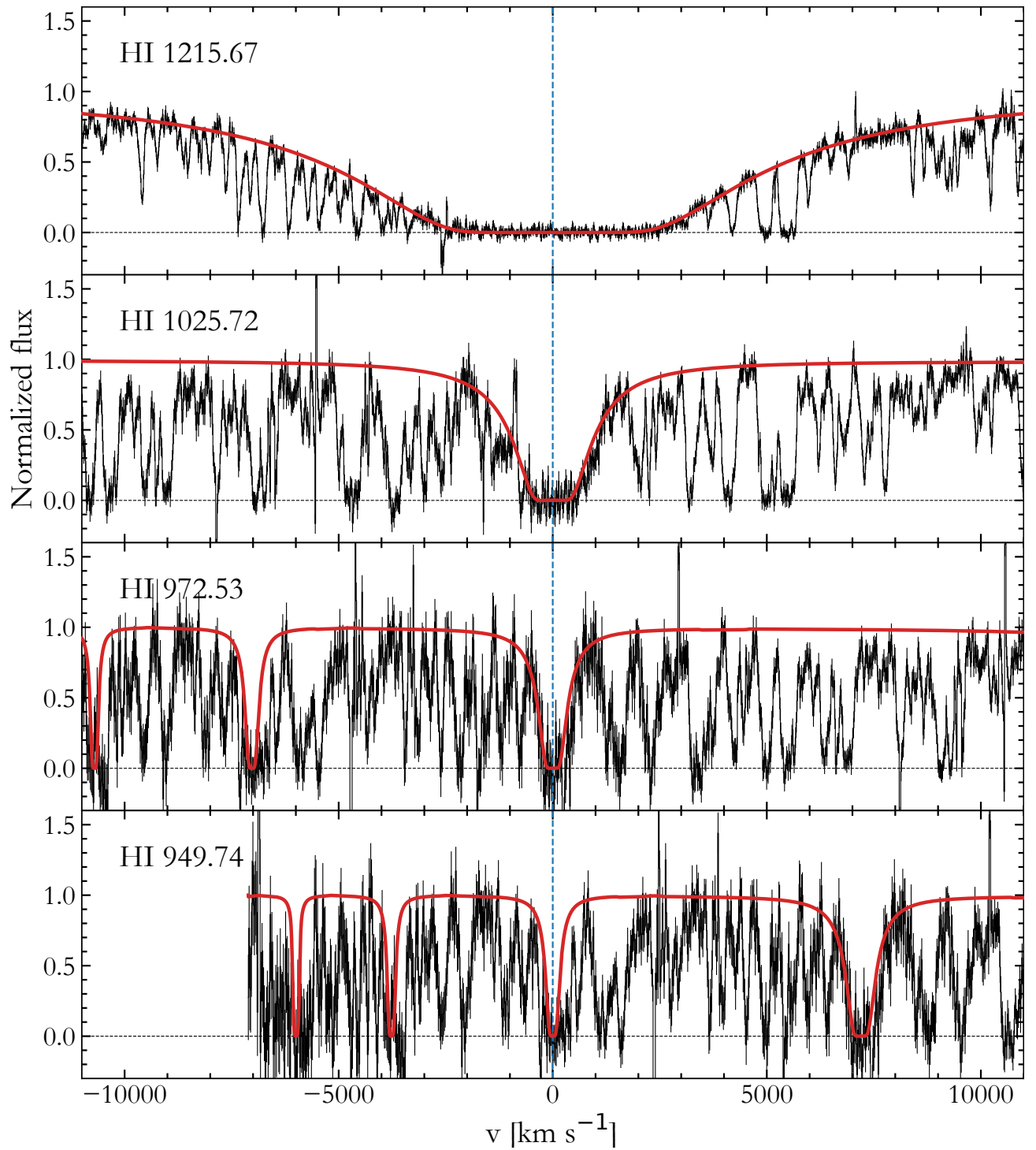


Рис. D.16: Анализ абсорбционных линий HI на $z \sim 2.557$ в направлении на J 2351-0639. Красным цветом показаны профили переходов, указанных в левом верхнем углу каждой панели. Вертикальной штриховой линией показаны центры линий HI.

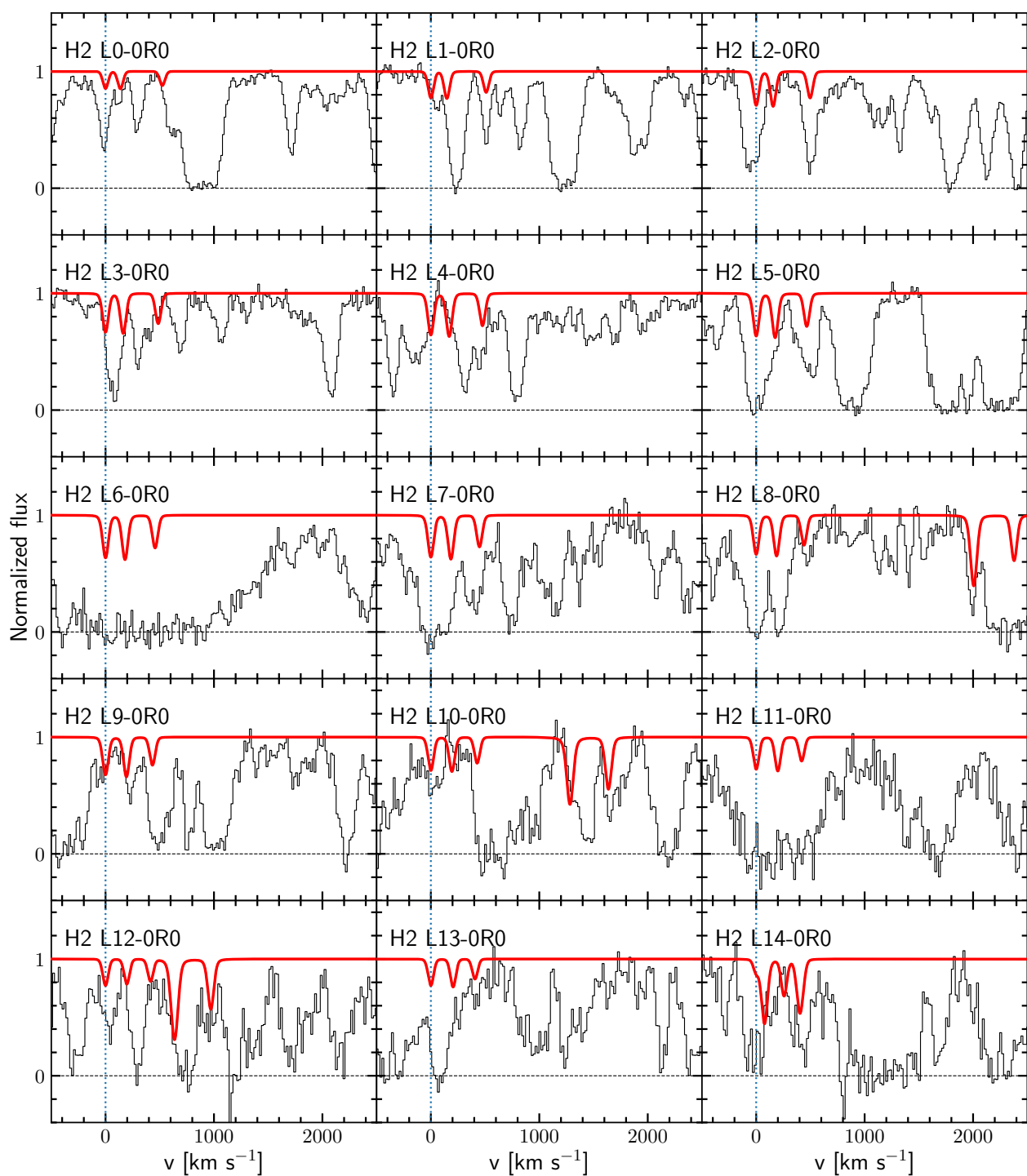


Рис. D.17: Области спектра J 2351–0639, соответствующие ожидаемому положению линий H_2 , ассоциированных с экстремально насыщенной $Ly\alpha$ системой на $z \sim 2.557$. На отдельных панелях показаны переходы лаймановской полосы H_2 . Красным цветом показан профиль H_2 , соответствующий оценённому верхнему пределу на лучевую концентрацию H_2 . Вертикальными штриховыми линиями показаны местоположения переходов R0 H_2 , которые согласуются с красным смещением переходов металлов.

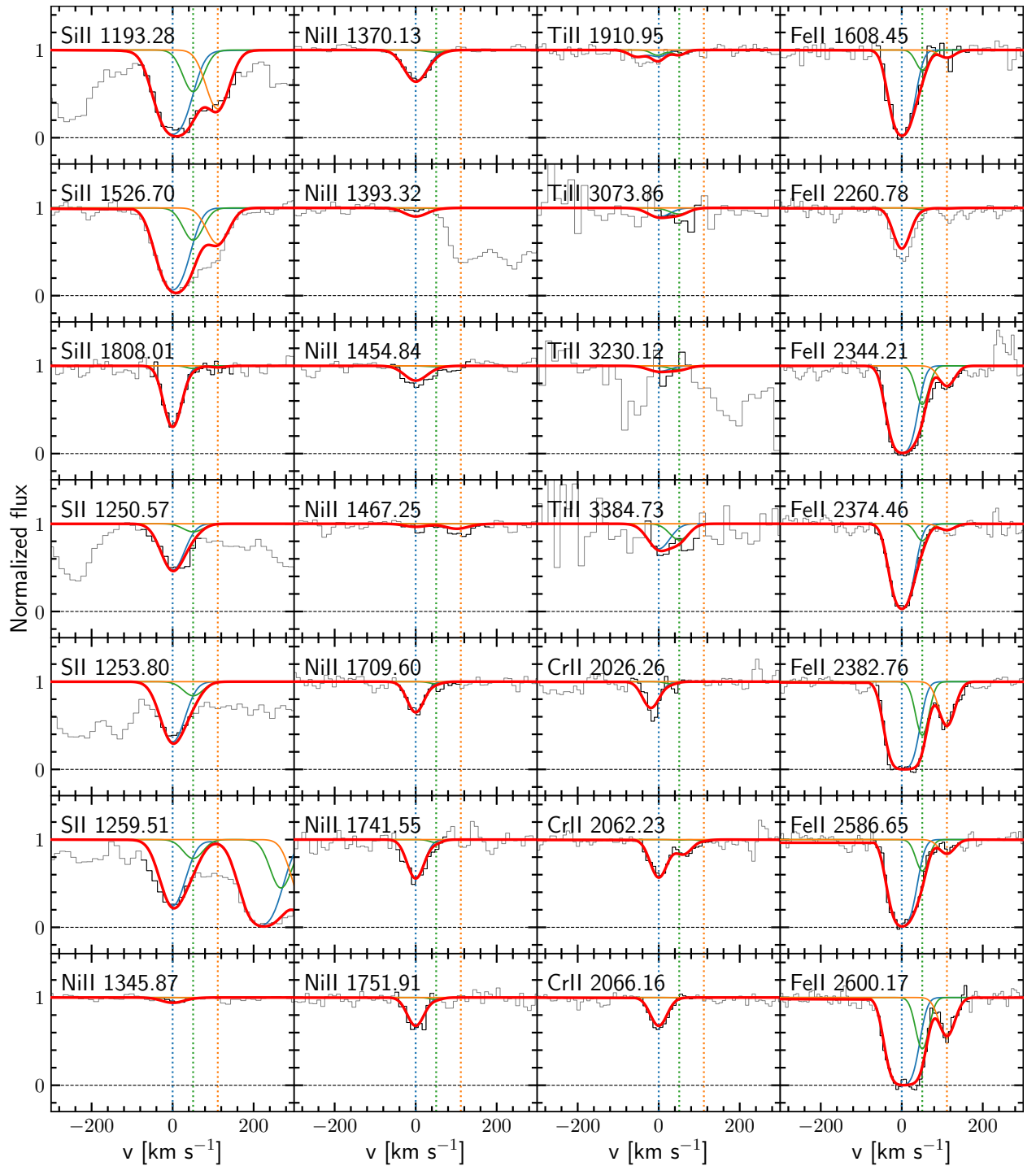


Рис. D.18: Анализ абсорбционных линий металлов на $z \sim 2.557$ в направлении на J2351-0639. Красным показаны профили переходов металлов, указанных в левом верхнем углу на каждой из панелей, посчитанные для наилучших параметров аппроксимации. Остальными цветными кривыми показаны профили отдельных компонент системы. Вертикальными штриховыми линиями показано относительное расположение компонент профиля.

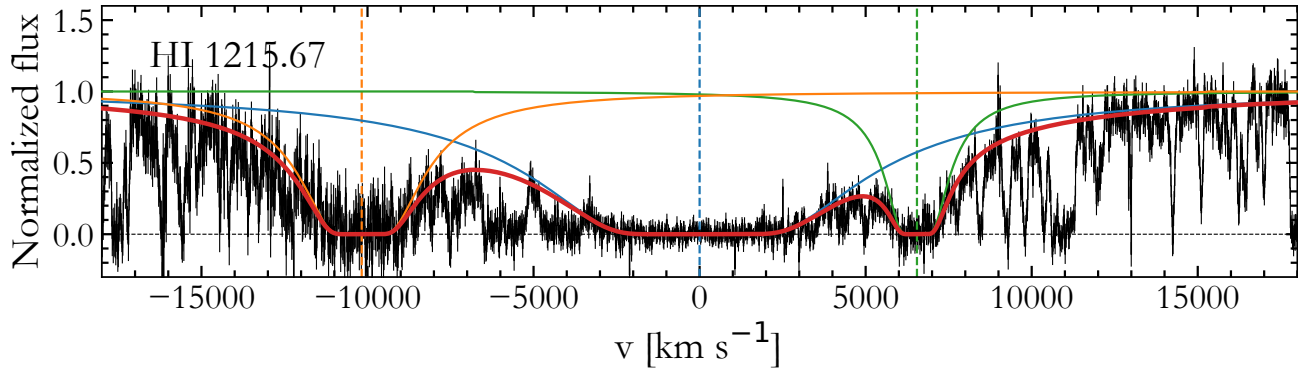


Рис. D.19: Анализ абсорбционных линий H I в направлении на J 2359+1354. Красным цветом показан суммарный профиль H I переходов, указанных в левом верхнем углу каждой панели, от трёх соседних DLA систем. Синим цветом показан профиль H I исследуемой экстремально насыщенной Ly α системы на $z \sim 2.250$, зелёным и оранжевым – профили соседних DLA систем. Вертикальными штриховыми линиями показано относительное расположение трёх DLA систем.

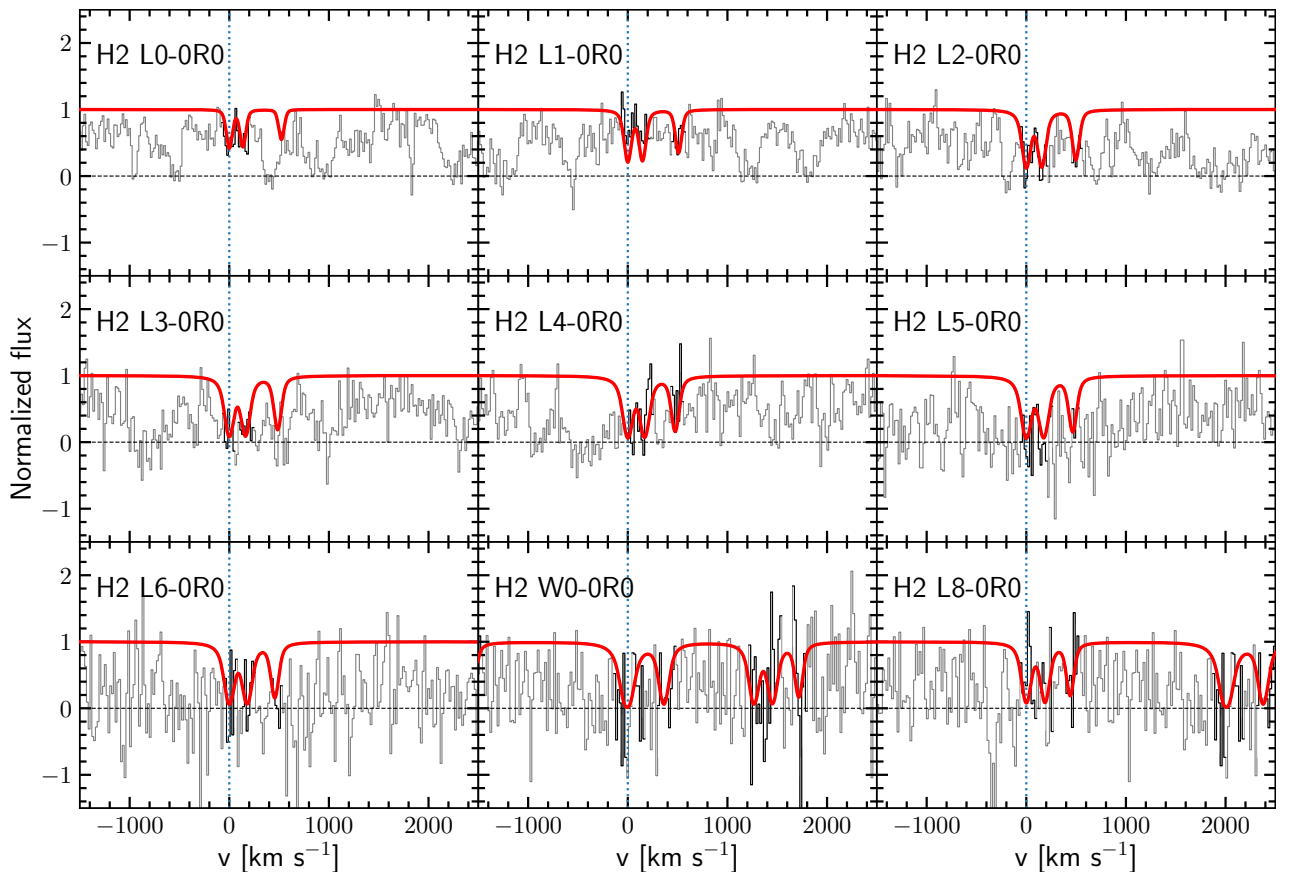


Рис. D.20: Области спектра J 2359+1354, соответствующие ожидаемому положению линий H₂, ассоциированных с экстремально насыщенной Ly α системой на $z \sim 2.249$. На отдельных панелях показаны переходы лаймановской полосы H₂. Красным цветом показан профиль H₂, рассчитанный по наилучшему значению аппроксимации лучевой концентрации H₂. Вертикальными штриховыми линиями показаны местоположения переходов R0 H₂.

Комп.	z	b , км с $^{-1}$	$\log N(\text{SiII})$	$\log N(\text{FeII})$	$\log N(\text{NiII})$	$\log N(\text{SiII})$	$\log N(\text{TiII})$	$\log N(\text{SiII}^*)$	$\log N(\text{MnII})$	$\log N(\text{ZnII})$	$\log N(\text{CrII})$
1	2.24577 $^{(+3)}_{(-5)}$	16.4 $^{+1.0}_{-1.7}$	13.36 $^{+0.14}_{-0.10}$	12.78 $^{+0.06}_{-0.07}$	13.25 $^{+0.13}_{-0.23}$	14.82 $^{+0.12}_{-0.21}$	12.00 $^{+0.07}_{-0.29}$	12.51 $^{+0.11}_{-0.13}$		11.45 $^{+0.19}_{-0.13}$	12.48 $^{+0.10}_{-0.31}$
2	2.24638 $^{(+3)}_{(-3)}$	19.2 $^{+2.3}_{-3.3}$	13.77 $^{+0.17}_{-0.16}$	13.56 $^{+0.07}_{-0.10}$	13.52 $^{+0.10}_{-0.12}$	11.67 $^{+0.14}_{-0.15}$	11.45 $^{+0.14}_{-0.18}$	12.80 $^{+0.14}_{-0.11}$	12.23 $^{+0.08}_{-0.12}$	11.45 $^{+0.10}_{-0.16}$	12.46 $^{+0.16}_{-0.22}$
3	2.24682 $^{(+8)}_{(-8)}$	23.6 $^{+1.7}_{-4.6}$	15.17 $^{+0.14}_{-0.14}$	13.97 $^{+0.15}_{-0.17}$	13.31 $^{+0.15}_{-0.14}$	14.69 $^{+0.13}_{-0.21}$	11.75 $^{+0.16}_{-0.23}$	10.40 $^{+0.22}_{-0.12}$	11.82 $^{+0.10}_{-0.20}$	11.45 $^{+0.21}_{-0.21}$	13.98 $^{+0.04}_{-0.04}$
4	2.247598 $^{(+40)}_{(-28)}$	51.1 $^{+2.5}_{-2.4}$	16.18 $^{+0.05}_{-0.05}$	15.68 $^{+0.02}_{-0.04}$	14.53 $^{+0.04}_{-0.08}$	16.01 $^{+0.05}_{-0.20}$	12.93 $^{+0.07}_{-0.17}$	13.27 $^{+0.05}_{-0.12}$	13.60 $^{+0.04}_{-0.02}$	13.52 $^{+0.04}_{-0.05}$	13.00 $^{+0.18}_{-0.13}$
5	2.247981 $^{(+41)}_{(-24)}$	7.3 $^{+1.2}_{-1.2}$	15.81 $^{+0.17}_{-0.15}$	14.72 $^{+0.11}_{-0.13}$	13.83 $^{+0.05}_{-0.05}$	16.11 $^{+0.20}_{-0.16}$	12.44 $^{+0.14}_{-0.15}$	12.84 $^{+0.11}_{-0.12}$	13.11 $^{+0.07}_{-0.16}$	12.48 $^{+0.16}_{-0.14}$	13.00 $^{+0.18}_{-0.13}$
6	2.248548 $^{(+20)}_{(-25)}$	24.6 $^{+0.8}_{-1.6}$	16.66 $^{+0.10}_{-0.08}$	15.73 $^{+0.03}_{-0.02}$	14.61 $^{+0.04}_{-0.04}$	15.80 $^{+0.21}_{-0.08}$	13.00 $^{+0.03}_{-0.08}$	13.19 $^{+0.09}_{-0.12}$	13.82 $^{+0.02}_{-0.03}$	13.81 $^{+0.05}_{-0.04}$	14.07 $^{+0.04}_{-0.05}$
7	2.24912 $^{(+6)}_{(-3)}$	11.5 $^{+1.2}_{-3.2}$	14.14 $^{+0.11}_{-0.19}$	14.06 $^{+0.13}_{-0.13}$	13.70 $^{+0.09}_{-0.14}$	15.20 $^{+0.13}_{-0.17}$	12.59 $^{+0.08}_{-0.15}$	12.62 $^{+0.17}_{-0.17}$	11.67 $^{+0.18}_{-0.19}$	12.39 $^{+0.19}_{-0.05}$	11.90 $^{+0.21}_{-0.14}$
8	2.24944 $^{(+3)}_{(-4)}$	20.0 $^{+3.2}_{-1.5}$	14.51 $^{+0.14}_{-0.13}$	14.16 $^{+0.08}_{-0.09}$	13.41 $^{+0.18}_{-0.11}$	13.52 $^{+0.18}_{-0.17}$	12.34 $^{+0.07}_{-0.21}$	12.48 $^{+0.20}_{-0.09}$	12.13 $^{+0.11}_{-0.24}$	12.59 $^{+0.06}_{-0.14}$	11.42 $^{+0.14}_{-0.21}$
9	2.25015 $^{(+3)}_{(-4)}$	17.5 $^{+2.3}_{-2.7}$	14.47 $^{+0.11}_{-0.08}$	13.88 $^{+0.04}_{-0.06}$	13.23 $^{+0.22}_{-0.08}$	14.76 $^{+0.11}_{-0.16}$		12.85 $^{+0.11}_{-0.11}$	12.09 $^{+0.10}_{-0.14}$	12.23 $^{+0.13}_{-0.15}$	
10	2.25057 $^{(+4)}_{(-3)}$	10.5 $^{+1.8}_{-1.4}$	14.38 $^{+0.06}_{-0.29}$	13.89 $^{+0.08}_{-0.07}$	13.40 $^{+0.18}_{-0.12}$	14.36 $^{+0.18}_{-0.17}$		12.06 $^{+0.08}_{-0.23}$		11.78 $^{+0.19}_{-0.14}$	
11	2.250911 $^{(+41)}_{(-28)}$	9.4 $^{+2.9}_{-1.1}$	13.89 $^{+0.19}_{-0.07}$	13.35 $^{+0.10}_{-0.11}$	13.41 $^{+0.15}_{-0.10}$	14.59 $^{+0.10}_{-0.16}$		10.30 $^{+0.17}_{-0.11}$		11.84 $^{+0.15}_{-0.11}$	
12	2.25167 $^{(+3)}_{(-4)}$	28.4 $^{+3.0}_{-1.5}$	13.54 $^{+0.08}_{-0.08}$	13.17 $^{+0.04}_{-0.04}$	13.56 $^{+0.12}_{-0.15}$	14.40 $^{+0.21}_{-0.10}$		12.21 $^{+0.21}_{-0.11}$			
13	2.252353 $^{(+13)}_{(-24)}$	14.8 $^{+1.8}_{-1.6}$	13.90 $^{+0.09}_{-0.05}$	13.65 $^{+0.04}_{-0.05}$	13.68 $^{+0.06}_{-0.17}$			12.35 $^{+0.14}_{-0.19}$		12.17 $^{+0.12}_{-0.12}$	
$\log N_{\text{tot}}$			16.83 $^{+0.09}_{-0.04}$	16.05 $^{+0.01}_{-0.01}$	15.05 $^{+0.02}_{-0.02}$	16.52 $^{+0.09}_{-0.06}$	13.46 $^{+0.02}_{-0.03}$	13.84 $^{+0.04}_{-0.03}$	14.10 $^{+0.02}_{-0.01}$	14.05 $^{+0.02}_{-0.03}$	14.36 $^{+0.02}_{-0.03}$
[X/H]			-0.64 $^{+0.10}_{-0.04}$	-1.41 $^{+0.02}_{-0.03}$	-1.13 $^{+0.03}_{-0.03}$	-0.56 $^{+0.10}_{-0.06}$	-1.45 $^{+0.03}_{-0.04}$	-3.63 $^{+0.04}_{-0.04}$	-1.29 $^{+0.03}_{-0.02}$	-0.47 $^{+0.03}_{-0.03}$	-1.24 $^{+0.03}_{-0.03}$
[X/ZnII]			-0.17 $^{+0.10}_{-0.04}$	-0.94 $^{+0.03}_{-0.03}$	-0.66 $^{+0.03}_{-0.03}$	-0.09 $^{+0.10}_{-0.06}$	-0.99 $^{+0.03}_{-0.04}$	-3.17 $^{+0.05}_{-0.04}$	-0.83 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.00 $^{+0.04}_{-0.04}$	-0.77 $^{+0.03}_{-0.04}$

Таблица D.7: Результаты анализа линий металлов на $z \sim 2.250$ в направлении на J2359+1354.

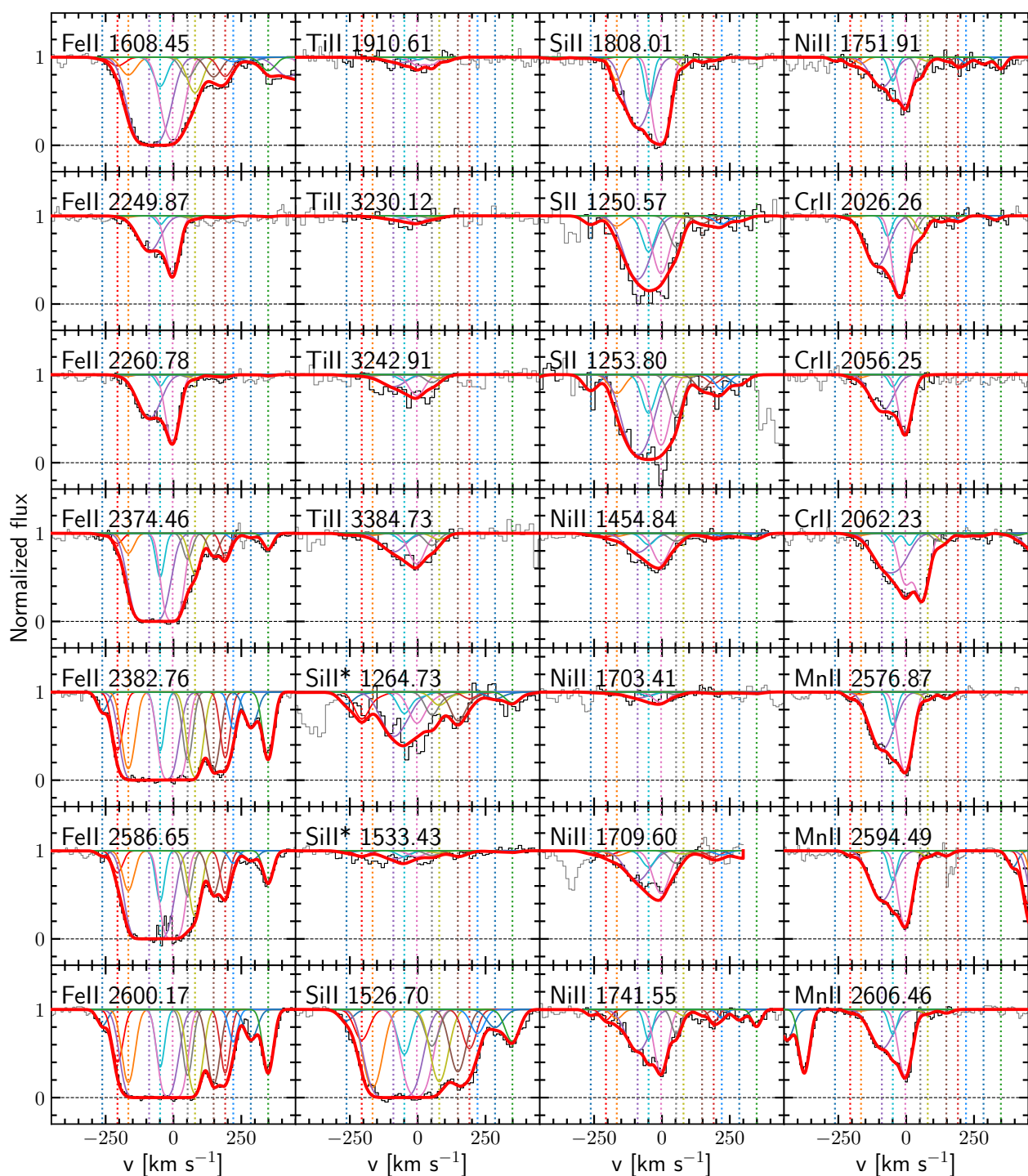


Рис. D.21: Анализ абсорбционных линий металлов на $z \sim 2.250$ в направлении на J 2359+1354. Красным показаны профили переходов металлов, указанных в левом верхнем углу на каждой из панелей, рассчитанные для наилучших параметров аппроксимации. Остальными цветными кривыми показаны профили отдельных компонент системы. Вертикальными штриховыми линиями показано относительное расположение компонент профиля.