РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А. Ф. ИОФФЕ

На правах рукописи

Левшаков Сергей Анатольевич

НОВЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА АБСОРБЦИОННЫХ СПЕКТРОВ КВАЗАРОВ

(01.03.02 – астрофизика и радиоастрономия)

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2006

Оглавление

Глава 1

Введение

1.1 Краткий обзор

Одним из фундаментальных направлений в современных исследованиях Вселенной являются спектральные наблюдения квазизвездных объектов – квазаров (термин 'quasar' – сокращение от 'quasi-stellar radio source'). Первая расшифровка спектров квазаров была осуществлена в 1963 Мартином Шмидтом (Schmidt 1963). На протяжении последующих четырех десятилетий квазары интенсивно исследуются во всех спектральных диапазонах доступных как наземным, так и орбитальным обсерваториям. Столь пристальное внимание к этим объектам объясняется их уникальными свойствами. Расстояния до самых далеких квазаров сравнимы с радиусом Вселенной. Это означает, что мы наблюдаем эти объекты такими, какими они были 10-13 млрд. лет тому назад, т.е. задолго до образования Солнечной системы. Мощность излучения одного квазара ($\sim 10^{47}$ эрг с$^{-1}$) в тысячи раз превосходит мощность излучения всей нашей Галактики, содержащей сотни миллиардов звезд. В то же время область основного энерговыделения в ядре квазара в миллиарды раз меньше размеров Галактики и сравнима с размером Солнечной системы. Вывод о малых размерах ядер квазаров следует из того факта, что поток жесткого рентгеновского излучения от некоторых квазаров существенно изменяется за время t порядка 3 минут, а следовательно, излучающая область в этих случаях не превосходит величину $c \cdot t = 6 \times 10^{12}$ см $= 0.4$ а.е. (1 а.е. $= 1.5 \times 10^{13}$ см).

В настоящее время считается, что квазары — это находящиеся в активном аномальном состоянии ядра галактик. Массы этих ядер равны 10^6-10^9 $M_\odot$. Источником энергии, по всей вероятности, является гравитационная энергия, выделяющаяся при акреции вещества на тело с высоким гравитационным потенциалом. По-видимому, это сверхмассивные черные дыры, находящиеся в активной стадии энерговыделения в течение 10^7-10^8 лет.

Длины волн широких линий излучения в спектрах квазаров смещены в красную сторону. Относительная величина красного смещения равна $z = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0$, где λ — наблюдаемая, а λ_0 — лабораторная длина волны линии излучения. Примеры нескольких спектров квазаров, полученных автором в ряде наблюдательных программ на 6-м телескопе РАН, показаны на рисунках 1.1, 1.2 и 1.3. Параметр красного смещения обычно вычисляется по нескольким эмиссионным линиям и поэтому является в большинстве случаев надежно установленным. К настоящему времени исследованы эмиссионные спектры десятков тысяч квазаров. У большинства из них величина красного смещения z больше 1. Известны несколько квазаров с $z > 6$ (Fan et al. 2003), т.е. измеренные значения длин волн $\lambda = \lambda_0\,(1 + z)$ увеличены более, чем в 7 раз. Поэтому в видимый диапазон попадают линии из области далекого (вакуумного) ультрафиолета. Общепринятой можно считать космологическую гипотезу природы больших красных смещений, согласно которой наблюдаемое красное смещение линий в спектрах квазаров объясняется общим космологическим расширением Вселенной.

Анализ углового распределения квазаров по небесной сфере свидетельствует о том, что они распределены изотропно и совершенно случайно, т.е. отсутствует какая-либо взаимная корреляция в их угловом распределении. Среднее расстояние между квазарами при $z \sim 2$ составляет примерно 100 Мпс. Это согласуется с тем, что наша Вселенная однородна и изотропна на больших масштабах.

Еще более важные результаты дал статистический анализ распределения квазаров по величине красного смещения их эмиссионных линий $z_{\rm em}$. Это распределение

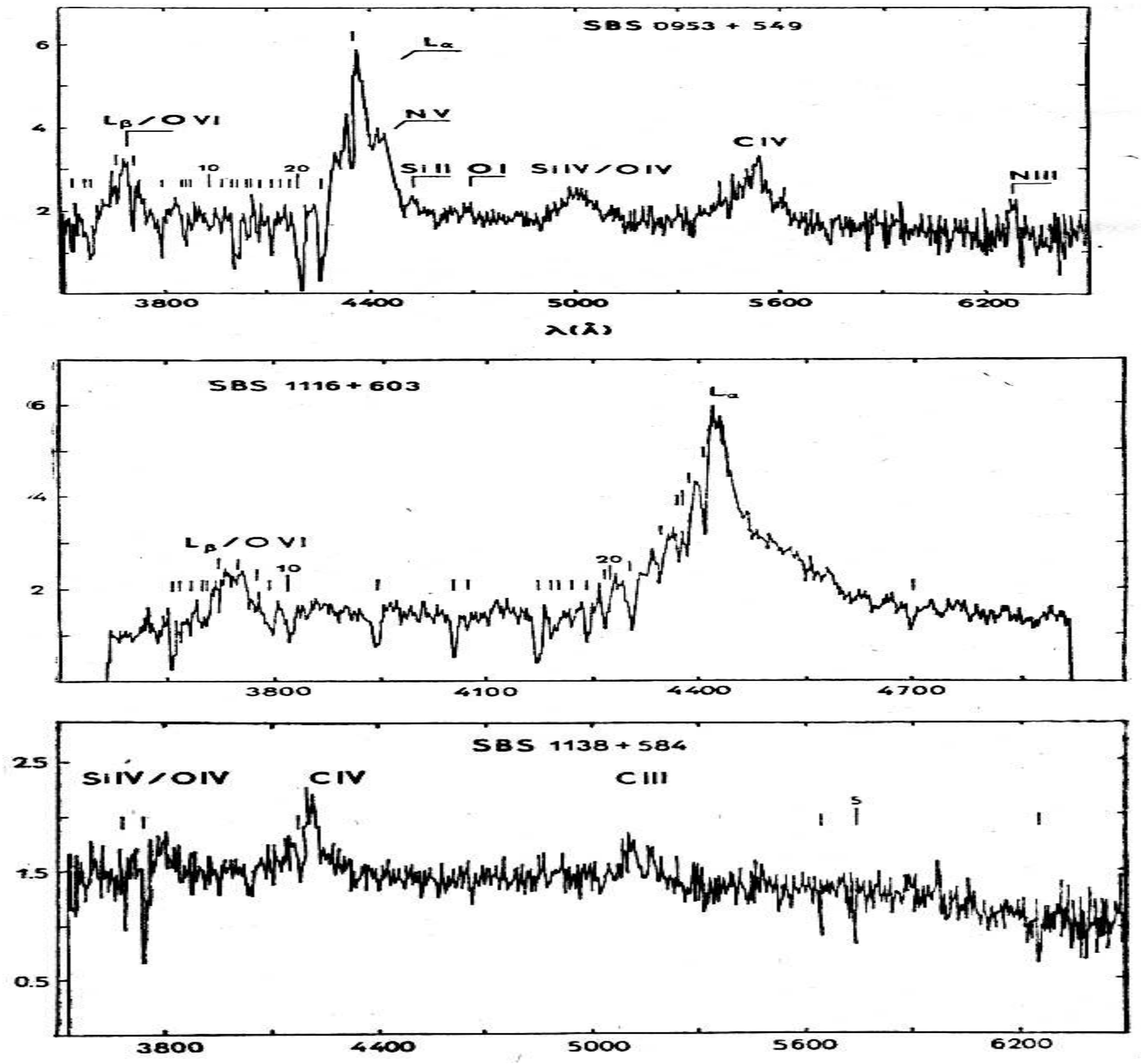

Рис. 1.1: Примеры спектров квазаров из Второго Бюраканского обзора (SBS), полученые с разрешением 3.5-4.0 Å (FWHM) с помощью спектрографа СП-124 на 6-м телескопе РАН (Левшаков и др. 1986): SBS 0953+549 ($z_{\rm em}$ = 2.580), SBS 1116+603 ($z_{\rm em}$ = 2.628) и SBS 1138+584 ($z_{\rm em}$ = 1.699). По горизонтальной оси отложены длины волн в Å, а по вертикальной — относительные интенсивности. Пронумерованными короткими вертикальными шртихами отмечены абсорбционные детали. Символы над широкими эмиссионными линиями соответствуют следующим УФ переходам, сдвинутым из-за красного смещения в видимый диапазон: Lβ/O VI λ1034 Å, Lα λ1216 Å, N V λ1240 Å, Si II λ1264 Å, O I λ1304 Å, Si IV/O IV λ1400 Å, C IV λ1549 Å, N III λ1750 Å, C III λ1909 Å.

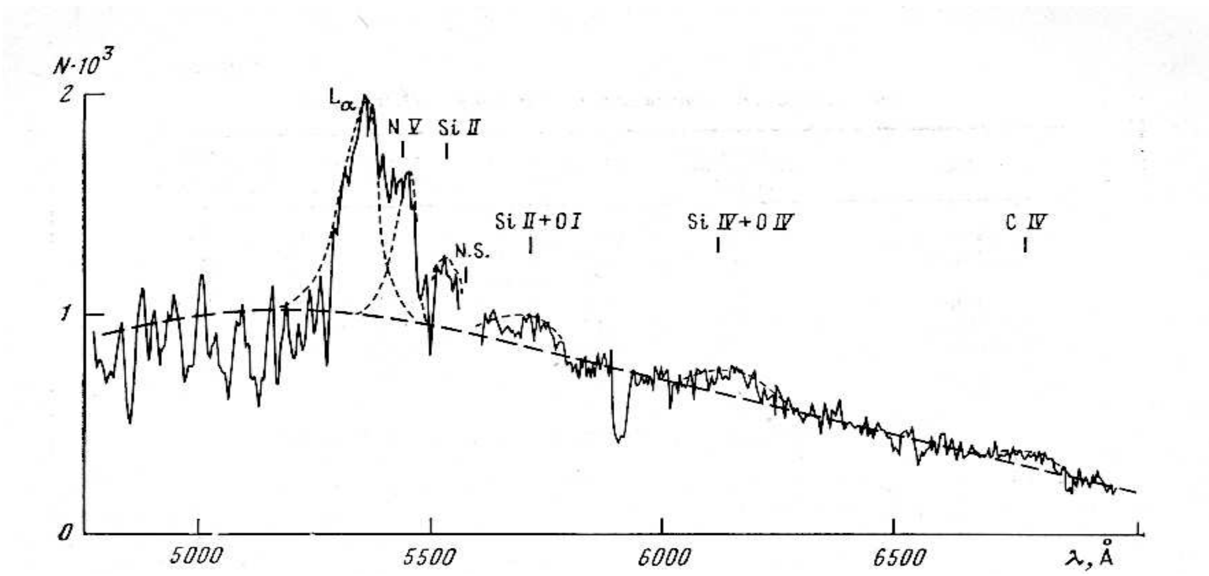

Рис. 1.2: Спектр квазара S5 0014+81 ($z_{\rm em} = 3.382$), полученый с разрешением $\simeq 10$ Å (FWHM) с помощью спектрографа СП-124 на 6-м телескопе РАН (Варшалович и др. 1987). По горизонтальной оси отложены длины волн λ в Å, а по вертикальной — число зарегистрированных фотоэлектронов в канале шириной 5 Å. Пунктиром показан уровень континуума, на фоне которого видно несколько широких эмиссионных линий, лабораторные длины волн которых перечислены в подписи к рис. 1.1. Участок спектра, отмеченный буквами N.S., испорчен эмиссионными линиями ночного неба.

дает нам информацию о том, какова была численность квазаров в прошлые космологические эпохи. Оказалось, что концентрация квазаров в прошлом при $z \sim 2-3$ была выше, чем при $z < 1$, причем это увеличение концентрации значительно превышает естественное изменение концентрации объектов в пространстве в $(1+z)^3$ раз, обусловленное общим космологическим расширением. Это свидетельствует о том, что в 'молодой' Вселенной ($z > 2$) квазары были чрезвычайно активны, т.е. при больших красных смещениях было много мощных источников энерговыделения. К настоящему времени они почти полностью исчезли или стали неактивными.

Экстраполируя эти результаты, можно было бы ожидать, что квазары с еще большими значениями $z_{\rm em}$ будут более многочисленны. Но это оказалось не так. После $z \sim 3$ концентрация квазаров начинает уменьшаться, и начиная с $z \sim 6.5$ пока не удается обнаружить ни одного квазара. По-видимому, расстояния до квазаров имеют предел, соответствующий $z \sim 7$, хотя современные астрономические средства

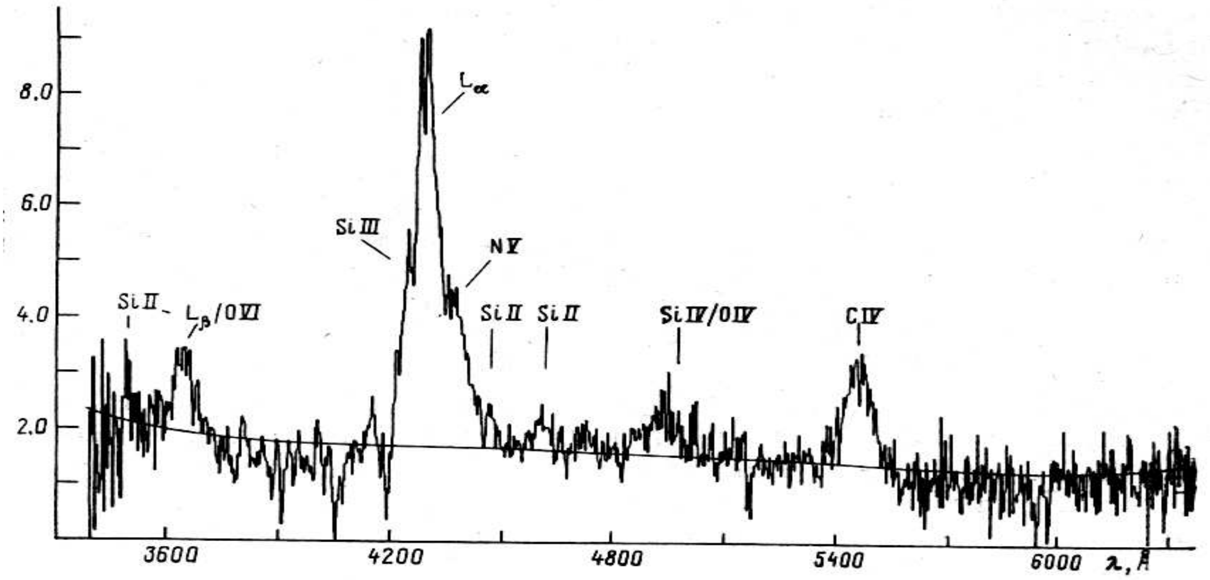

Рис. 1.3: Спектр квазара TB 0933+733 ($z_{\rm em} = 2.523$), полученый с разрешением 4 Å (FWHM) с помощью спектрографа СП-124 на 6-м телескопе РАН (Афанасьев и др. 1990). По горизонтальной оси отложены длины волн λ в Å, а по вертикальной — относительные интенсивности. Непрерывная линия — оценка уровня континуума. Штрихами отмечены эмиссонные детали, лабораторные длины волн которых перечислены в подписи к рис. 1.1. Дополнительные линии кремния, отождествленные с спектре TB 0933+733, имеют следующие длины волн: Si II λ990 и λ1309 Å, Si III λ1206 Å.

позволяют наблюдать объекты с гораздо большими красными смещениями (вплоть до $z \sim 10$). Вполне вероятно, что большинство квазаров образовалось в эпоху при $z < 10$, когда произошел мощный всплеск их активности. Все это дает основания предполагать, что мы наблюдаем квазары от стадии рождения до эпохи затухания их активности. Следовательно, изучение квазаров дает наблюдательные основания говорить о глобальной эволюции Вселенной на временной шкале $\sim 10-13$ млрд. лет.

Кроме широких эмиссионных линий, спектры квазаров содержат большое число узких линий поглощения, часто налагающихся друг на друга и образующих полосы поглощения (см. рис. 1.4). Существенно, что такая особенность абсорбционных спектров присуща только далеким квазарам с $z_{\rm em} \gtrsim 1$. В спектрах близких квазаров плотность абсорбционных деталей в десятки раз ниже. Квазарные абсорбционные спектры формируются за счет поглощения континуального излучения ядра квазара

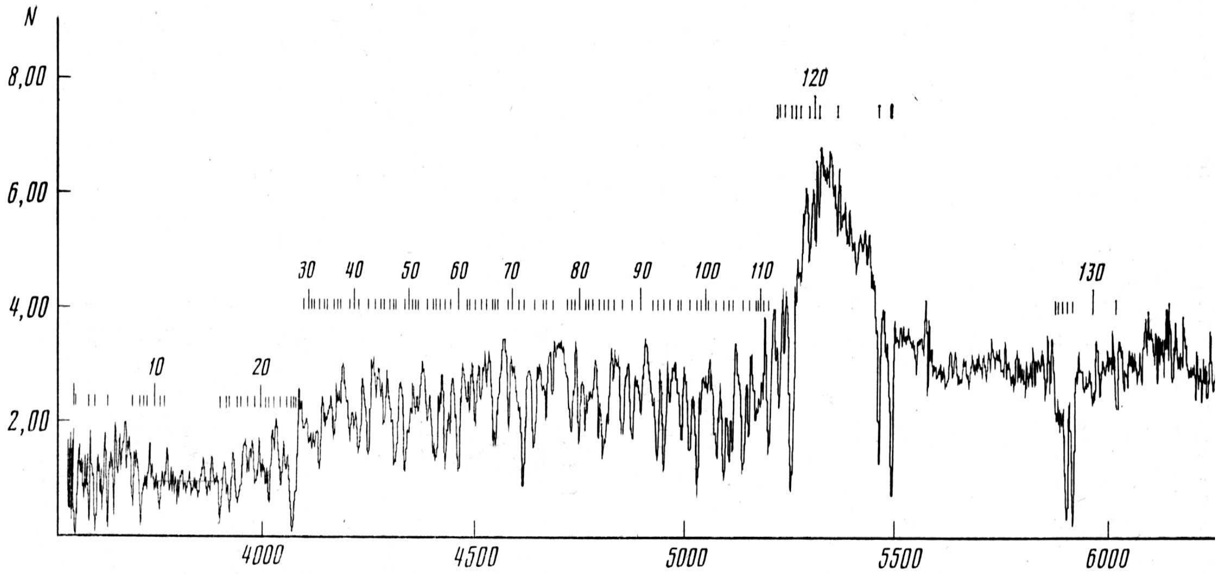

Рис. 1.4: Абсорбционный спектр квазара S5 0014+81 ($z_{\rm em}$ = 3.382), полученный с разрешением 4.5 Å (FWHM) с помощью спектрографа СП-124 на 6-м телескопе РАН (Левшаков и др. 1987). По горизонтальной оси отложены длины волн λ в Å, а по вертикальной — относительные интенсивности. Штрихами отмечены многочисленные линии поглощения в лаймановском лесе (3500 Å $< \lambda <$ 5250 Å), обусловленные в основном поглощением в линии H I Lyα на разных z. Понижение интенсивности в диапазоне $\lambda <$ 4000 Å связано с поглощением в лаймановском континууме в оболочке квазара. Широкая эмиссионная деталь на λ = 5330 Å — линия H I Lyα. Абсорбционные детали с $\lambda >$ 5330 Å связаны с поглощением в линиях металлов, принадлежащих абсорбционным системам с $z_{\rm abs} < z_{\rm em}$.

в линиях лаймановской серии атомарного водорода, а также в многочисленных резонансных переходах атомов и ионов различных степеней ионизации. В некоторых случаях удается также отождествить линии поглощения молекулярного водорода H_2 в лаймановских и вернеровских сериях (Levshakov, Varshalovich 1985; Левшаков, Фольтц 1988; Levshakov et al. 1989, 1992, 2002; Reimers et al. 2003).

Присутствующие в спектрах линии поглощения объединяются в абсорбционные системы, состоящие из набора водородных линий и линий тяжелых элементов, имеющих одинаковые значения параметра $z_{\rm abs}$. Разобраться в таких спектрах очень не просто. Ведь заранее не известно, сколько абсорбционных систем в данном спектре квазара и каковы их красные смещения, поскольку абсорбционные системы не видны в эмиссии. В одном спектре далекого квазара с $z_{\rm em} \sim 3$ содержится, как правило, несколько десятков абсорбционных систем, различающихся как по составу входящих в них линий, так и по параметрам $z_{\rm abs}$. Часто $z_{\rm abs} < z_{\rm em}$, хотя встречаются и такие системы, в которых $z_{\rm abs} \simeq z_{\rm em}$ или даже величины $z_{\rm abs}$ слегка превышают $z_{\rm em}$ (Левшаков 1988, 1989; Левшаков и др. 1989; Reimers et al. 2005).

Согласно общепринятой точке зрения, узкие абсорбционные линии образуются в веществе, лежащем между наблюдателем и квазаром, причем часть из них может возникать в оболочках квазаров (раздел 1.2), в межзвездном газе галактики, которой принадлежит квазар, в межзвездной среде галактик, удаленных от квазара и случайно попадающих на луч зрения, в галактических гало или межгалактических облаках так называемого 'Lyα леса', а также в межзвездной среде нашей Галактики (раздел 1.3). Таким образом, благодаря высокой светимости квазары являются идеальными зондами для исследования межзвездного и межгалактического пространства в широком диапазоне красных смещений от $z = 0$ до $z \sim 7$.

Высокое спектральное разрешение ($\lambda/\Delta\lambda \sim 50\,000 - 100\,000$), доступное в последние годы для изучения абсорбционных спектров квазаров, выдвинуло на одно из первых мест в наблюдательной космологии проблемы измерения первичного химического состава вещества и его эволюции на временных масштабах, сравнимых с возрастом Вселенной. Согласно современной теории происхождения химических элементов, атомные ядра C, N, O и др., в отличие от H, D и He, образуются непрерывно в недрах звезд в результате различных ядерных реакций. Поэтому их количество со временем должно меняться. Если бы темп образования химических элементов в прошлые космологические эпохи был таким же, как сейчас, а возраст Вселенной в несколько раз меньше, то относительное содержание тяжелых элементов при больших красных смещениях должно быть в соответствующее число раз ниже.

Кроме водорода, гелия и тяжелых элементов, в поглощающих областях может содержаться пылевая компонента — частицы с размерами меньше 10^{-4} см (Vladilo et al. 2006). Изучение пылевых частиц на больших красных смещениях и сравнение их свойств с результатами исследований межзвездного поглощения в нашей Галактике и в Магеллановых Облаках является центральной проблемой в интерпретации спектрофотометрических наблюдений галактик и квазаров в ранней Вселенной.

Особый интерес в исследованиях химического состава вещества представляют измерения первичного изотопного состава по ультрафиолетовым линиям водорода H I и дейтерия D I (например, Левшаков, Такахара 1996). Относительное содержание D/H, измеренное в абсорбционных системах с низким содержанием тяжелых элементов, имеет первостепенное значение для моделей горячей Вселенной, описывающих синтез ядер легких элементов на самых ранних этапах эволюции космического вещества. Согласно теоретическим расчетам, доля первичного дейтерия очень чувствительна к значению ρ_b — средней плотности вещества (барионов), поэтому наблюдаемое космическое обилие дейтерия может дать независимое от наблюдений флуктуаций реликтового фонового излучения ограничение на плотность барионов во Вселенной.

Большое количество наблюдательных данных в ближнем инфракрасном, оптическом и ультрафиолетовом диапазонах поступает в настоящее время от наземных (Keck, VLT, SUBARU и др.) и орбитальных (HST, FUSE) телескопов. Поэтому сопоставление результатов наблюдений спектров квазаров с современными теоретическими моделями химической эволюции открывает широкие возможности для изучения барионного вещества во Вселенной в разные космологические эпохи.

При проведении сравнительного анализа абсорбционных спектров квазаров и результатов моделирования формирования профилей линий в поглощающих средах, ионизованных фоновым метагалактическим УФ излучением, можно получить надежные ограничения на относительные содержания тяжелых элементов, а также на такие фундаментальные свойства, как форма спектра фонового ионизующего излучения и его зависимость от красного смещения. Такая работа интенсивно ведется в настоящее время на всех крупнейших обсерваториях в мире. Поэтому можно надеяться на существенный прогресс уже в ближайшие годы в изучении физических свойств метагалактического вещества и его эволюции на космологической временной шкале.

В заключение следует отметить уникальное положение квазаров в вопросах, касающихся фундаментальных физических принципов. Современные теории фундаментальных взаимодействий (такие как теория суперструн, М-теория и др.) предсказывают изменения физических постоянных с ходом космологического времени (см., например, обзоры в Karshenboim & Peik 2004). Универсальность значений фундаментальных постоянных является, как известно, следствием принципа эквивалентности (Мизнер и др. 1977). До сих пор ни одно экспериментальное свидетельство не дало достаточных оснований для того, чтобы усомниться в справедливости этого принципа. Астрофизическим измерениям доступны, по крайней мере, две такие фундаментальные константы: отношение массы электрона к массе протона, m_e/m_p, и постоянная тонкой структуры, $\alpha = e^2/\hbar c$ (Levshakov 1992, 1993; Варшалович, Левшаков 1993; Варшалович и др. 1993; Левшаков 1994; Levshakov, D'Odorico 1995; Levshakov et al. 2002c). Изменения этих величин как в пространстве, так и во времени проявились бы в спектрах квазаров через относительные смещения спектральных линий — эффект, доступный экспериментальной проверке.

1.2 Область формирования непрерывного спектра

Активные галактические ядра (AGN) являются компактными источниками излучения с размерами $R \lesssim 10^{15}$ см и очень высокой светимостью, $L \sim 10^{47} - 10^{48}$ эрг с$^{-1}$ (Urry & Padovani 1995). Основные характеристики структуры ядерных областей установлены достаточно надежно, хотя многие детали физических процессов, приводящих к столь высоким темпам энерговыделения, остаются плохо изученными из-за сильной анизотропии излучения квазаров.

В структуре AGN может быть выделена внешняя 'атмосфера' и внутренний аккреционный диск, окруженный плотной газо-пылевой материей, имеющей форму тора. Модель ядра AGN показана на рис. 1.5 (Holt et al. 1992). В настоящее время считается, что в центре ядра находится сверхмассивная черная дыра, чья гравитационная потенциальная энергия является основным источником светимости AGN. Вещество, падающее на черную дыру, теряет свой угловой момент за счет вязкости или турбулентрых процессов в аккреционном диске, который излучает энергию в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах. Самые внутренние зоны аккреционного диска излучают также в жестком рентгеновском диапазоне. Ультрафиолетовый континуум формируется в аккреционном диске на расстояниях $r_{\rm uv} \lesssim 100 r_{\rm g}$ (где $r_{\rm g} = 2GM/c^2 \simeq 3 \times 10^5 M/M_{\odot}$ см – гавитационный радиус). Таким образом, собственное излучение квазара имеет нетепловой спектр и может быть описано степенным законом $L_\nu \propto \nu^{-\alpha_\nu}$ как функция частоты ν, либо $L_\lambda \propto \lambda^{-\alpha_\lambda}$ как функция длины волны λ, где $\alpha_\lambda = -(2 + \alpha_\nu)$.

Широкие (FWHM $\gtrsim 1000$ км с$^{-1}$) оптические и ультрафиолетовые эмиссионные линии образуются в многочисленных газовых облаках, двигающихся с большими скоростями в потенциале центрального ядра внутри окружающего аккреционный диск газо-пылевого тора (маленькие точки на рис. 1.5). При этом оптическое и ультрафиолетовое излучение может испытывать значительное поглощение в некоторых направлениях в зависимости от угла зрения.

На расстояниях $r_{\rm c} \sim 500$ - $1000 r_{\rm g}$ над аккреционным диском возникает ветер, распространяющийся под углом $\theta \sim 60^\circ$ к оси вращения диска при большом удалении от центра диска (θ - угол раствора конуса). При $r \sim r_{\rm c}$, истечение ветра происходит под прямым углом к плоскости диска, образуя квази-цилиндрические поверхности (Elvis 2004).

Холодная фаза дискового ветра ($T \sim 10^4$ K) дает вклад в широкие эмиссионные линии ионов высокой стадии ионизации (O VI, N V, C IV и др.). Широкие эмиссионные линии ионов низкой стадии ионизации (Mg II, Fe II, C II, Si II и др.) формируются в основном во внешних частях аккреционного диска.

Когда истечение ветра становится почти радиальным, он испытывает ускорение. В этом ускоренно двигающимся газе образуются широкие (FWHM $\gtrsim 10000$ км с$^{-1}$) линии поглощения (спектры типа P Cyg). Абсорбционные зоны с широкими линиями поглощения (BAL) имеют достаточно высокие томсоновские оптические толщины ($\tau_{\rm T} \sim 1$).

Вне тора, гораздо более медленно двигающиеся облака приводят к образованию

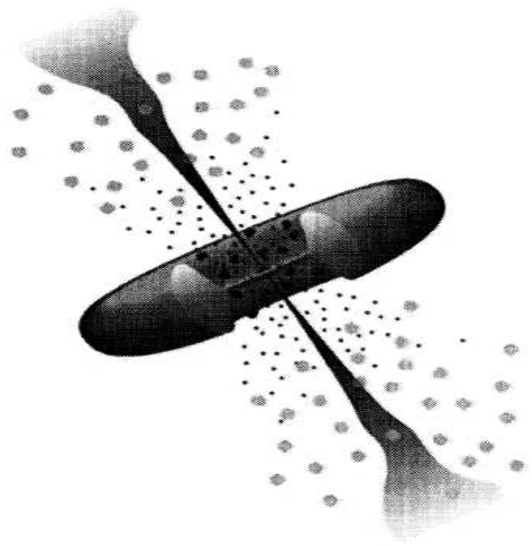

Рис. 1.5: Модель центральной области радиоактивного квазара. Черная дыра в центре рисунка окружена аккреционным диском, вокруг которого двигаются многочисленные газовые облака (маленькие и большие точки). В этих облаках и частично в аккреционном диске образуются эмиссионные линии. Внешняя граница аккреционного диска окружена оптически толстым тором газопылевого вещества. В горячей короне над диском может образовываться континуальное рентгеновское излучение. Ультрафиолетовый континуум излучается самим диском. Радиоджеты формируются вблизи черной дыры и имеют начальные скорости, близкие к релятивистским. Для черной дыры массой $10^8 M_\odot$, гравитационный радиус $r_\mathrm{g} \sim 3 \times 10^{13}$ см, область аккреционного диска, излучающая непрерывный спектр, имеет размер $\sim 1 - 100 r_\mathrm{g}$, облака, формирующие широкие эмисиионные линии, локализованы внутри радиуса $\sim 2 - 20 \times 10^{16}$ см вокруг черной дыры, внутренний радиус тора $\sim 10^{17}$ см. Области образования узких эмиссионных линий простираются до $10^{18} - 10^{20}$ см, а радиоджеты наблюдаются на масштабах от 10^{17} см до 10^{24} см.

узких (FWHM ~ 100 км с$^{-1}$) эмиссионных линий (большие точки на рис. 1.5). Из полюсов, вдоль оси вращения диска, выбрасываются высокоэнергичные частицы, которые формируют коллимированные радиоджеты. На малых масштабах вблизи диска плазма в джетах истекает с околорелятивистскими скоростями, что приводит к релятивистскому сжатию излучающего конуса в направлении движения. Часто в спектрах квазаров наблюдаются абсорбционные системы с линиями металлов, имеющие $z_\mathrm{abs} \approx z_\mathrm{em}$. Эти системы называются ассоциированными и считаются образующимися в облаках газа, выброшенных из внутренних областей содержащей квазар галактики.

Изучение обилий элементов в ассоциированных системах является важным методом получения информации о химической эволюции вещества в околоквазарных областях.

Кроме широких и узких линий поглощения, образующихся в окрестности ядра квазара при $z_{\rm abs} \sim z_{\rm em}$, в абсорбционных спектрах квазаров наблюдаются многочисленные системы линий с $z_{\rm abs} < z_{\rm em}$, общая характеристика которых приводится в следующем разделе.

1.3 Абсорбционные системы с $z_{\rm abs} < z_{\rm em}$

Абсорбционные системы в спектрах квазаров изучаются во многих обсерваториях и на всех крупных телескопах — как наземных так, и орбитальных. Высокая точность современных спектральных наблюдений требует соответствующей полноты и точности расчетных моделей абсорбционных областей, физические параметры которых могут сильно различаться в зависимости от положения зоны поглощения на луче зрения и окружающего фона ионизующего излучения.

Как уже отмечалось выше, линии поглощения в спектрах квазаров образуют системы (комплексы) с различными значениями параметра красного смещения $z_{\rm abs}$. Как правило, $z_{\rm abs}$ может лежать в диапазоне от 0 до $z_{\rm em}$. Предполагается, что этот диапазон значений $z_{\rm abs}$ обусловлен общим космологическим расширением Вселенной. Однако локальные пекулярные скорости могут вносить некоторую степень неопределенности в пространственное распределение абсорбционных систем, особенно вблизи квазара, где очень часто наблюдаются большие радиальные скорости истекающего и/или аккрецирующего газа. Считается, что системы с узкими линиями поглощения, имеющие доплеровские смещения относительно ядра квазара $|\Delta v_{\rm em-abs}| \lesssim 5000$ км с$^{-1}$, являются физически связанными с квазаром (ассоциированные системы), а при $\Delta v_{\rm em-abs} > 5000$ км с$^{-1}$ — возникающими в межгалактической среде (Strittmater, Williams 1976).

Известные в настоящее время абсорбционные системы с красными смещениями

$z_{\rm abs} < z_{\rm em}$ можно разделить на три условных класса:

I. Системы с лучевыми концентрациями нейтрального водорода 10^{13} см$^{-2}$ $\lesssim N(\text{H I}) \lesssim 10^{17}$ см$^{-2}$, образующие так называемый Lyα лес. Примерно в 50% этих систем наблюдаются также линии металлов.

II. Системы с лучевыми концентрациями нейтрального водорода 10^{17} см$^{-2} < N(\text{H I}) \lesssim 10^{19}$ см$^{-2}$. Поскольку данные системы показывают значительное поглощение в лаймановском континууме, они получили условное название Lyman Limit Systems (LLS). Металлы наблюдаются во всех LLS. Считается, что LLS возникают во внешних частях гало галактик.

III. Системы с линиями металлов и высокой концентрацией нейтрального водорода, 10^{19} см$^{-2}$ $\lesssim N(\text{H I}) < 10^{22}$ см$^{-2}$. Профиль линии Lyα атомарного водорода в этих системах имеет насыщенные крылья, что и дало название этим системам Damped Lyα Systems (DLA). DLA возникают при пересечении лучом зрения диска галактики.

Поскольку основным предметом наших исследований является межгалактический газ, приведем некоторые физические характеристики абсорбционных систем с $N(\text{H I}) < 10^{17}$ см$^{-2}$, составляющих основное население лаймановского леса. Как уже было сказано ранее, все далекие квазары имеют богатые абсорбционные спектры в области длин волн $\lambda < \lambda(\text{Ly}\alpha)_{\rm em}$, при этом чем больше величина параметра $z_{\rm em}$, тем выше плотность абсорбционных линий в спектре. Линдс (Lynds 1971) первым высказал идею о том, что бо́льшая часть этих линий является линиями Lyα атомарного водорода с красными смещениями $z_{\rm abs} < z_{\rm em}$. Впоследствии эта идея нашла подтверждение и развитие в многочисленных теоретических и наблюдательных работах. Как правило, кроме Lyα удается отождествить и последующие линии лаймановской серии H I. В последнее время благодаря спутниковым наблюдениям (Hubble, FUSE) появилась возможность наблюдать и соответствующие линии однократно ионизованного гелия He II — гелиевый лес (Vogel & Reimers 1995; Zheng et al.

1998; Anderson et al. 1999; Heap et al. 2000; Smette et al. 2002; Jakobsen et al. 2003; Zheng et al. 2004a,b).

Прямые измерения поперечных размеров облаков Lyα основаны на наблюдательном факте, что близкие по углу квазары имеют множество совпадающих по длинам волн абсорбционных деталей. Нижние пределы на размер, полученные с помощью гравитационно-линзированных квазаров, составляют всего несколько десятков кпс (Foltz et al. 1984; Smette et al. 1992). Нелинзированные пары приводят к бо́льшим характерным размерам: $L \sim 200h^{-1}$, где $h = H_0/(100$ км с$^{-1}$ Мпс$-1)$ и $q_0 = 0.5$ (Bechtold et al. 1994; Dinshaw et al. 1994). Однако, принимая во внимание результаты 3D-моделирования крупномасштабной структуры, следует отметить, что само понятие 'характерный размер' или 'радиус' Lyα облака не является определенным — межгалактические облака имеют разнообразную и сложную топологию.

Усредненные оценки измеряемых поперечных размеров указывают на возможное увеличение $\langle L \rangle$ с уменьшением красного смещения (Impey 1997). Выяснение этой тенденции осложняется неизвестной топологией облаков. Так, например, оценки показывают, что характерные размеры случайно ориентированных дисков на 30-40% больше, чем для сфер (Charlton et al. 1995; Fang et al. 1996). Статистический анализ приводит к заключению, что случайно ориентированные диски или филаменты дают лучшее согласие с наблюдениями, чем сферы (Dinshaw et al. 1997).

Химический состав Lyα облаков неоднородный. Наиболее часто встречаются линии C III, C IV, Si III, Si IV, гораздо реже C II, Si II, Mg II. Содержание металлов в основном низкое, металличность $[Z] \lesssim -2$[1], наименьшее зафиксированное значение $[Z] \simeq -3.5$, наибольшее порядка солнечного, $[Z] \gtrsim 0$ (Левшаков 2003).

[1]Относительное содержание элемента X по числу атомов $Z_{\rm X} = N_{\rm X}/N_{\rm H}$ выражается в единицах солнечного $[Z] = \log(N_{\rm X}/N_{\rm H}) - \log(N_{\rm X}/N_{\rm H})_\odot$.

1.4 Актуальность проблемы

Тема диссертации актуальна, поскольку абсорбционные спектры квазаров содержат уникальную информацию о физических свойствах и химическом составе межгалактической среды, что обусловлено следующими их свойствами:

I. Абсорбционные спектры перекрывают широкий диапазон физических параметров: $N_{\rm H\,I}$ от 10^{11} см$^{-2}$ до 10^{21} см$^{-2}$, металличность Z от нескольких солнечных до $10^{-3}Z_{\odot}$, температуры от 100 K до 10^6 K, диапазон красных смещений от 0 до 7.

II. Квазарные абсорбционные спектры несут информацию о физических условиях и химическом составе газа во всем доступном наблюдениям объеме Вселенной, включающем всю барионную массу и гипотетическое темное вещество.

III. Современные телескопы обеспечивают точность определения центров линий поглощения выше 1 mÅ (относительная точность $\delta\lambda/\lambda \sim 10^{-7}$). Сравнение высокоточных относительных положений линий в квазарных абсорбционных системах с лабораторными значениями открывает возможность проверки фундаментальных физических принципов таких, как постоянство физических констант на космологической временной шкале.

Резкое повышение качества наблюдений квазаров (S/N $\gtrsim$ 100, R $\gtrsim$ 50000), связанное с вводом в строй телескопов нового поколения (Keck, VLT, SUBARU и др.) требует эффективного и наиболее полного решения обратных задач спектроскопии и интенсивного развития теоретического моделирования процессов формирования систем поглощения. Результаты такого моделирования и интерпретация наблюдений на его основе являются основным инструментом изучения физических характеристик внегалактических диффузных облаков на различных стадиях их космологической эволюции. При этом повышенние точности решения обратных задач открывает возможности для количественного анализа химической эволюции вещества во Вселенной.

При численном моделировании профилей линий поглощения различных ионов в квазарных абсорбционных системах необходимо принимать во внимание, что крупномасштабные движения газа и его плотность как функции пространственной координаты носят случайный характер. Однако стандартные методики, широко используемые при обработке абсорбционных спектров, не делают различия между глобальной вдоль луча зрения и локальной формами коэффициента поглощения в спектральной линии, что приводит в общем случае к некорректным оценкам физических параметров. Поэтому возникла необходимость пересмотра на современном уровне ряда механизмов формирования спектральных линий в стохастических средах и разработки новых алгоритмов для анализа абсорбционных систем, содержащих линии ионов в различных стадиях ионизации.

1.5 Цели, задачи и методы исследования

Целями диссертации являются:

(а) разработка моделей формирования профилей спектральных линий в турбулентных средах с коррелированными полями плотности газа и скорости;

(б) на основе рассмотренных моделей — разработка методов решения обратных задач спектроскопии с использованием новейших алгоритмов стохастической оптимизации;

(в) обработка и интерпретация наблюдательных данных по абсорбционным спектрам квазаров, полученных на крупнейших современных телескопах;

(г) изучение химического состава и кинематических свойств межгалактических поглощающих областей с целью выяснения природы квазарных абсорбционных систем и их эволюции в зависимости от красного смещения;

(д) изучение на различных красных смещениях формы спектра ультрафиолетового метагалактического фонового излучения в области энергий от 1 Ryd до 10 Ryd по оптически тонким абсорбционным системам, содержащим линии ионов в последовательных стадиях ионизации;

(e) проведение прецизионных измерений положений линий в спектрах квазаров с целью проверки неизменности фундаментальных физических констант за космологическое время.

Для достижения указанных целей были поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследование зависимости формы профиля абсорбционной линии от оптической толщины, дисперсии флуктуаций и пространственных корреляций поля скорости (условия мезотурбулентности).
2. Измеряемость кинетической температуры по профилям линий металлов, образующихся в стохастических средах.
3. Проведение расчетов методом Монте Карло профилей бленды H I и D I с целью определения относительного содержания дейтерия в ранние космологические эпохи (проверка теории образования легких элементов в первичном нуклеосинтезе, BBN).
4. Обработка и анализ оптически тонких систем поглощения с целью восстановления физических параметров и химического состава газа, а также оценки формы спектра ионизующего фонового излучения (полное решение обратной задачи спектроскопии).
5. Исследование непрозрачности межгалактической среды в линии He II Lyα (эффект Гана-Петерсона) в промежутке красных смещений от $z \sim 1.5$ до $z \sim 3.5$.
6. Проведение высокоточных измерений положений линий Fe II на красных смещениях $z > 1$ с целью проверки неизменности фундаментальных физических констант на космологической временной шкале.

При решении перечисленных задач использовались методы ряда разделов теоретической астрофизики и математической статистики, среди которых наиболее важными являются перенос излучения в спектральных линиях в стохастических средах и нелинейное оценивание параметров физических моделей.

В методе решения обратной задачи спектроскопии использованы новейшие алгоритмы стохастической оптимизации, большая часть которых является собственной разработкой автора.

Численное моделирование ионизации химических элементов в поглощающих облаках проводилось с использованием программы CLOUDY (Ferland 1997).

1.6 Научная новизна

В диссертации *впервые* проведено систематическое обсуждение процессов формирования абсорбционных линий в стохастических средах с коррелированными флуктуациями поля скорости, а также *впервые* рассмотрено решение полной обратной задачи спектроскопии, включающей восстановление физических параметров среды, измерение концентраций химических элементов и оценку формы спектра ионизующего фонового излучения. Результаты представлены в единой форме, удобной для использования в численных расчетах теоретических спектов поглощения, пригодных для анализа квазарных абсорбционных систем. Ряд алгоритмов решения обратных задач является оригинальной разработкой автора.

В результате проведенного моделирования оптически тонких межгалактических диффузных облаков предложен единый подход к анализу абсорбционных систем с линиями металлов.

1) Впервые систематически рассмотрено формирование профиля спектральной линии в среде с флуктуирующей плотностью и случайным полем скорости. Учтены три основных эффекта: конечная корреляционная длина поля скорости, локальное изменение относительной степени ионизации элементов в зависимости от плотности газа, суперпозиция зон различной степени ионизации при фиксированном значении радиальной скорости внутри профиля спектральной линии, вызванное иррегулярными доплеровскими сдвигами локального коэффициента поглощения.
2) Разработан метод оценки физических параметров поглощающего газа по лини-

ям ионов, наблюдаемых в оптически тонких абсорбционных системах — обратный метод Монте Карло (MCI). Проведен детальный анализ многочисленных систем с красными смещениями $1.5 \lesssim z \lesssim 4.2$. Найдена корреляционная зависимость дисперсии радиальных скоростей от размера поглощающего облака, позволяющая заключить, что эти системы являются вириализованными и связанными, с большой вероятностью, с далекими галактиками или их гало. Найдено также, что системы с меньшими размерами имеют систематически бо́льшие концентрации металлов. Показано, что некоторые абсорбционные системы обладают характеристиками, типичными для высокоскоростных облаков (HVC), которые наблюдаются в гало нашей Галактики.

3) Обнаружен класс систем с $N(\text{H I}) \sim 10^{17}$ см$^{-2}$ (нижний край LLS), имеющих чрезвычайно низкую металличность, $Z < 0.001Z_\odot$, и размеры вдоль луча зрения порядка сотен кпс. В этих системах отношение [Si/C] не превышает 0.3. Если данные системы являются протогалактическими облаками, обогащенными продуктами звездного нуклеосинтеза ранних звездных популяций, то измеренное значение [Si/C] означает, что начальная функция масс этих звездных популяций имеет верхнюю границу $M_{\text{up}} < 25\,M_\odot$. Тем самым не подтверждается космологический сценарий, в котором на ранних стадиях эволюции Вселенной ($z > 10$) образовывались звезды с массами $M > 100\,M_\odot$, при котором ожидаемое отношение [Si/C] > 1.

4) Показано, что содержание металлов в межгалактических абсорберах крайне неоднородно, с вариациями от почти солнечных относительных концентраций до 1/1000 солнечных. При этом высокометалличные системы перемежаются с системами без металлов. Такое поведение позволяет считать выброс вещества из галактик основным источником обогащения межгалактической среды тяжелыми элементами.

5) Для оценки формы спектра ионизирующего излучения разработана специальная процедура, основанная на подходах теории планирования эксперимента. Данная процедура позволяет восстановить форму спектра ионизующего излучения в случаях, когда в системе наблюдается много линий металлов различных стадий иони-

зации. Спектры, восстановленные по абсорбционным системам с $z_{\rm abs} \sim 3$, демонстрируют значительную депрессию континуума между 3 и 4 Ryd. Такая форма спектра может быть объяснена межгалактическим поглощением в линии He II Lyα (эффект Гана-Петерсона на гелии) и поддерживает гипотезу о присутствии значительного количества He II на $z = 3$ как результата его 'затянутой' (delayed) реионизации. При этом основной вклад в ионизующий фон на $1.38 < z < 3.0$ вносят квазары и AGN, вклад звездной составляющей не прослеживается. Оценен также верхний предел на долю УФ фотонов, покидающих галактики и дающих вклад в метагалактический фон ионизующего излучения: $f_{\rm esc} < 0.05$.

6) Для высокоточных измерений возможных изменений постоянной тонкой структуры α разработана специальная методика, основанная на использовании отдельных экспозиций и работающая с различными линиями только одного иона – Fe II. Это позволило избавиться от многих систематических эффектов и значительно повысить точность измерений $\Delta\alpha/\alpha$ на отдельных значениях z. С помощью данной методики получено самое точное на текущий момент ограничение относительного изменения постоянной тонкой структуры $\Delta\alpha/\alpha$ на красном смещении $z = 1.15$, $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle = (-0.07 \pm 0.84) \times 10^{-6}$, а также указание на возможное изменение $\Delta\alpha/\alpha$ между этим значением и $\Delta\alpha/\alpha = (5.4 \pm 2.4) \times 10^{-6}$, обнаруженном на $z = 1.84$.

1.7 Научная и практическая ценность

Результаты систематического описания процессов формирования профилей абсорбционных линий в стохастических средах могут применяться при анализе и интерпретации спектров поглощения диффузных облаков, наблюдаемых в межзвездной среде нашей Галактики, ближайших галактик, а также галактик, удаленных на космологические расстояния. Особый интерес представляют разработанные в диссертации методы решения обратных задач спектроскопии, которые уже использовались при работе со спектрами квазаров высокого разрешения в секторе теоретической астрофизики ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, в Европейской южной обсерватории (Мюнхен, Германия), в Астрономической обсерватории Гамбурга (Германия), в Астрономической обсерватории Триеста (Италия), в Астрофизическом центре Калифорнийского университета в Сан Диего (США), в Национальной астрономической обсерватории Японии, в Токийском муниципальном университете и в астрофизическом центре университета Осака (Япония).

Методы анализа абсорбционных спектров квазаров, разработанные автором, могут найти быстрое применение и дальнейшее развитие. Это касается прежде всего ультрафиолетовых спектров межзвездного поглощения, которые наблюдаются на орбитальных обсерваториях. Полученные результаты чрезвычайно важны для проверки современных теорий химической эволюции вещества во Вселенной на космологической временной шкале, а также для изучения глобальных динамических процессов, связанных со вторичной ионизацией межгалактичсекого газа. В случае подтверждения вариации постоянной тонкой структуры α между $z \sim 1$ и $z \sim 2$, дальнейшие аналогичные измерения могут быть использованы для выяснения природы темной энергии и ее уравнения состояния.

1.8 Результаты, выносимые на защиту

1. Разработка метода высших моментов обобщенного уравнения переноса для расчета распределения вероятности интенсивности излучения $P(I_\lambda)$ внутри профиля линии поглощения в случае конечной корреляционной длины поля скорости крупномасштабных движений газа.

2. Разработка метода решения обратных задач спектроскопии с использованием новейших алгоритмов стохастической оптимизации для общего случая формирования профилей спектральных линий в турбулентных средах с флуктуирующей плотностью газа и случайным полем скоростей. Определение на его основе физических характеристик межгалактических газовых облаков, их линейных размеров и степени обагащения тяжелыми элементами. Измерение содержание дейтерия в ранние космологические эпохи.

3. Разработка алгоритма восстановления формы спектра ионизующего фонового излучения. Изучение на его основе непрозрачности межгалактического газа в линии He II Lyα и динамики вторичной полной ионизации межгалактического гелия в широком диапазоне красных смещений от $z \sim 1.5$ до $z \sim 3$.

4. Разработка методики и проведение прецизионных измерений возможных изменений значений фундаментальных физических констант в разные космологические эпохи.

1.9 Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения (**глава 1**), шести глав, заключения (**глава 8**) и списка цитируемой литературы. Полный объем диссертации составляет 307 страниц, включая 90 рисунков. Список литературы насчитывает 264 наименования.

Диссертация в существенной степени опирается на наблюдения и анализ спектров квазаров, проводимых автором совместно с различными научными коллективами на протяжении последних двух десятилетий.

В диссертации обсуждаются механизмы формирования спектральных линий в турбулентных средах с учетом корреляционных эффектов поля скоростей в случае полного (**глава 2**) и неполного (**глава 3**) статистических ансамблей. Решение обратных задач с целью восстановления физических параметров диффузных газовых облаков в приближении постоянной плотности рассмотрено в **главе 4**. Обобщение полученных результатов для случая переменной плотности содержится в **главе 5**. Возможности восстановления формы спектра фонового ионизующего излучения исследованы в **главе 6**. Результаты представлены в единой форме, удобной для использования в численных расчетах спектров поглощения. В **главе 7** подробно обсуждается современное состояние астрофизических экспериментов, связанных с дифференциальными измерениями фундаментальных физических констант. Проводится анализ существующих измерений $\Delta\alpha/\alpha$ различными методами. В заключении (**глава 8**) приведены основные результаты и выводы диссертации.

1.10 Список статей по теме диссертации

1. Levshakov S.A., Varshalovich D.A. *Molecular hydrogen in the $z = 2.81$ absorbing material toward the quasar PKS 0528–250.* MNRAS **212**, 517–521, 1985.

2. Левшаков С.А., Варшалович Д.А., Назаров Е.А. *Спектральные исследования квазаров Второго Бюраканского обзора северного неба. I. Квазары SBS 0953+549, SBS 1116+603 и SBS 1138+584.* Астрофизика **25**, 495–506, 1986.

3. Варшалович Д.А., Левшаков С.А., Назаров Е.А., Спиридонова О.И., Фоменко А.Ф. *Спектральные исследования квазара S5 0014+81. I. Анализ эмиссионного спектра.* Астрон. ж. **64**, 262–270, 1987.

4. Левшаков С.А., Варшалович Д.А., Назаров Е.А., Фоменко А.Ф. *Спектральные исследования квазара S5 0014+81. II. Анализ абсорбционного спектра.* Астрон. ж. **64**, 929–938, 1987.

5. Левшаков С.А., Фольтц К.Б. *Абсорбционная область $z = 2.81$ в направлении на квазар PKS 0528–250.* Письма в Астрон. ж. **14**, 1093–1100, 1988.

6. Левшаков С.А. *Абсорбционные спектры квазаров.* Астрофизика **29**, 408–430, 1988.

7. Левшаков С.А. *Абсорбционные системы с линиями металлов в спектрах квазаров.* Сообщения САО **61**, 43–53, 1989.

8. Левшаков С.А., Вернер Д.А., Яковлев Д.Г., Варшалович Д.А. *Квазар 4C 24.61: наблюдения и анализ абсорбционной системы с $z_a > z_e$.* Сообщения САО **61**, 66–69, 1989.

9. Levshakov S.A., Foltz C.B., Chaffee Jr. F.H., Black J.H. *Molecules at high redshift. V. Improved limits on the column density of CO in two damped Lyman alpha absorption systems.* Astron. J. **98**, 2052–2055, 1989.

10. Афанасьев В.Л., Лоренц Х., Вальтц И.Е., Левшаков С.А. *Спектральные исследования квазара TB 0933+733.* Письма в Астрон. ж. **16**, 483–489, 1990.

11. Levshakov S.A. *Time variation of the fine-structure constant: bounds available from high-resolution spectroscopy of QSOs*. In: *High Resolution Spectroscopy with the VLT*, ed. M.-H. Ulrich (Springer: Berlin), 139–142, 1992.

12. Levshakov S.A., Chaffee F.H., Foltz C.B., Black J.H. *Molecules at early epochs. VI. A search for molecular hydrogen in the z =3.391 damped Lyman alpha system toward Q 0000–263.* Astron. Astrophys. **262**, 385–394, 1992.

13. Levshakov S.A. *On cosmic time variability of the fine-structure constant.* Vistas in Astronomy **37**, 535–538, 1993.

14. Варшалович Д.А., Левшаков С.А. *К вопросу о зависимости физических констант от времени.* Письма в ЖЭТФ **58**, 231–235, 1993.

15. Варшалович Д.А., Левшаков С.А., Потехин А.Ю. *Проверка неизменности фундаментальных констант за космологическое время.* Успехи Физ. Наук **163**, 111–113, 1993.

16. Левшаков С.А. *Дифференциальные измерения фундаментальных физических постоянных в спектрах квазаров.* Астрон. ж. **71**, 181–188, 1994.

17. Levshakov S.A. *Differential measurements of the fine-structure constant from quasar spectra: a test of Kaluza-Klein cosmologies.* MNRAS **269**, 339–348, 1994.

18. Levshakov S.A., Kegel W.H. *The formation of carbon monoxide UV-absorption bands in media with stochastic velocity fields.* MNRAS **271**, 161–174, 1994.

19. Levshakov S.A. *A spectroscopic method for measuring turbulence in QSO Lyα forest clouds.* Space Sci. Rev. **74**, 285–288, 1995.

20. Levshakov S.A., D'Odorico S. *Fine-structure doublets in QSO spectra and variability of the fine-structure constant α.* In: *QSO Absorption Lines*, ed. G. Meylan (Springer: Berlin), 203–204, 1995.

21. Levshakov S.A., Kegel W.H. *Uncertainties in the interpretation of the Lyman alpha forest lines.* MNRAS **278**, 497–505, 1996.

22. Левшаков С.А., Такахара Ф. *Об отождествлении линий дейтерия в квазарных абсорбционных системах.* Письма в Астрон. ж. **22**, 491–496, 1996.

23. Levshakov S.A., Takahara F. *Effect of spatial correlations of chaotic velocity field on the D/H measurements from QSO absorption spectra.* MNRAS **279**, 651–660, 1996.

24. Levshakov S.A., Kegel W.H. *New aspects of absorption line formation in intervening turbulent clouds – I. General principles.* MNRAS **288**, 787–801, 1997.

25. Levshakov S.A., Kegel W.H., Mazetz I.E. *New aspects of absorption line formation in intervening turbulent clouds – II. Monte-Carlo simulation of interstellar H+D Lyα absorption profiles.* MNRAS **288**, 802–816, 1997.

26. Levshakov S.A., Kegel W.H., Takahara F. *The D/H ratio at $z = 3.57$ toward Q 1937–1009.* Astrophys. J. Lett. **499**, L1–L4, 1998.

27. Levshakov S.A., Kegel W.H., Takahara F. *The D/H ratio at $z = 0.7$ toward Q 1718 + 4807.* Astron. Astrophys. **336**, L29–L32, 1998.

28. Levshakov S.A., Kegel W.H. *The Gunn-Peterson effect and the Lyman alpha forest.* MNRAS **301**, 323–327, 1998.

29. Levshakov S.A., Kegel W.H., Takahara F. *New aspects of absorption line formation in intervening turbulent clouds – III. The inverse problem in the study of H+D profiles.* MNRAS **302**, 707–713, 1999.

30. Levshakov S.A., Takahara F., Agafonova I.I. *Measurability of kinetic temperature from metal absorption-line spectra formed in chaotic media.* Astrophys. J. **517**, 609–621, 1999.

31. Levshakov S.A., Agafonova I.I., Kegel W.H. *On the deuterium abundance at $z_a = 3.514$ towards APM 08279+5255.* Astron. Astrophys. **355**, L1–L4, 2000.

32. Левшаков С.А., Тайтлер Д., Бюрлс С., *Deuterium to hydrogen towards QSO 1009+2956 from a mesoturbulent model.* Astron. Astrophys. Trans. **19**, 385–396, 2000.

33. Levshakov S.A., Agafonova I.I., Kegel W.H. *Monte Carlo inversion of hydrogen and metal lines from QSO absorption spectra.* Astron. Astrophys. **360**, 833–845, 2000.

34. Molaro P., Levshakov S.A., D'Odorico S., Bonifacio P., Centurión M. *UVES observations of QSO 0000–2620: Argon and phosphorus abundances in the dust-free damped Lyα system at* $z_{\rm abs} = 3.3901$. Astrophys. J. **549**, 90–99, 2001.

35. Levshakov S.A., Kegel W.H., Agafonova I.I. *Argon and Silicon abundances in the damped Lyα system I Zw 18.* Astron. Astrophys. **373**, 836–842, 2001.

36. Levshakov S.A., Dessauges-Zavadsky M., D'Odorico S., Molaro P. *Molecular hydrogen, deuterium and metal abundances in the damped Lyα system at* $z_{\rm abs} = 3.025$ *toward QSO 0347–3819.* Astrophys. J. **565**, 696–719, 2002.

37. Levshakov S.A., Agafonova I.I., Centurión M., Mazets I.E. *Metal abundances and kinematics of quasar absorbers.– I. Absorption systems toward J2233-606.* Astron. Astrophys. **383**, 813–822, 2002.

38. Levshakov S.A., Dessauges-Zavadsky M., D'Odorico S., Molaro P. *A new constraint on cosmological variability of the proton-to-electron mass ratio.* MNRAS **333**, 373–377, 2002.

39. Levshakov S.A., Agafonova I.I., D'Odorico S., Wolfe A.M., Dessauges-Zavadsky M. *Metal abundances and kinematics of quasar absorbers. – II. Absorption systems toward Q0347–3819 and APM BR J0307–4945.* Astrophys. J. **582**, 596–614, 2003.

40. Levshakov S.A., Agafonova I.I., Centurión M., Molaro P. *Extremely metal-poor Lyman limit system at* $z_{\rm abs} = 2.917$ *toward the quasar HE 0940–1050.* Astron. Astrophys. **397**, 851–857, 2003.

41. Levshakov S.A., Agafonova I.I., Reimers D., Baade R. *Photoionized OVI absorbers toward the bright QSO HE 0515–4414.* Astron. Astrophys. **404**, 449–463, 2003.

42. Reimers D., Baade R., Quast R., Levshakov S.A. *Detection of molecular hydrogen at $z = 1.15$ toward HE 0515–4414.* Astron. Astrophys. **410**, 785–793, 2003.

43. Левшаков С.А. *Спектр ультрафиолетового фона и химический состав межгалактической среды на больших красных смещениях.* В: *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*, ротапринт ИКИ РАН, 17, 2003

44. Levshakov S.A. *Astrophysical constraints on hypothetical variability of fundamental constants.* In: *Astrophysics, Clocks and Fundamental Constants*, eds. S.G. Karshenboim, E. Peik (Springer: Berlin), 151–166, 2004.

45. Levshakov S.A., D'Odorico S., Agafonova I.I., Dessauges-Zavadsky M. *The broad OVI absorber at $z = 3.02$ toward CTQ 325.* Astron. Astrophys. **413**, 827–831, 2004.

46. Quast R., Reimers D., Levshakov S.A. *Probing the variability of the fine-structure constant with the VLT UVES.* Astron. Astrophys. **415**, L7–L11, 2004.

47. Reimers D., Janknecht E., Fechner C., Agafonova I.I., Levshakov S.A., Lopez S. *HE 0141–3932: a bright QSO with an unusual emission line spectrum and associated absorption.* Astron. Astrophys. **435**, 17–27, 2005.

48. Levshakov S.A., Centurión M., Molaro P., D'Odorico S. *VLT/UVES constraints on the cosmological variability of the fine-structure constant.* Astron. Astrophys. **434**, 827–838, 2005.

49. Agafonova I.I., Centurión M., Levshakov S.A., Molaro P. *Spectral energy distribution of the metagalactic ionizing radiation field from QSO absorption spectra.* Astron. Astrophys. **441**, 9–21, 2005.

50. Reimers D., Agafonova I.I., Levshakov S.A., Hagen H.-J., Fechner C., Tytler D., Kirkman D., Lopez S. *Spectral shape of the UV ionizing background and OVI absorbers*

at $z \sim 1.5$ *towards HS 0747+4259.* Astron. Astrophys. **449**, 9–22, 2006.

51. Levshakov S.A., Centurión M., Molaro P., D'Odorico S., Reimers D., Quast R., Pollmann M. *Most precise single redshift bound to* $\Delta\alpha/\alpha$*.* Astron. Astrophys. **449**, 879–889, 2006.

52. Vladilo G., Centurión M., Levshakov S.A., Péroux C., Khare P., Kulkarni V.P., York D.G. *Extinction and metal column density of HI regions up to redshift* $z = 2$*.* Astron. Astrophys. **454**, 151–164, 2006.

53. Agafonova I.I., Levshakov S.A., Reimers D., Fechner C., Tytler D., Simcoe R.A., Songaila A. *Spectral shape of the UV ionizing background and HeII absorption at redshifts* $1.8 < z < 2.9$. Astron. Astrophys. in press (astro-ph/0610442), 2006.

54. Levshakov S.A., Molaro P., Lopez S., D'Odorico S., Centurión M., Bonifacio P., Agafonova I.I., Reimers D. *High-precision measurements of* $\Delta\alpha/\alpha$ *from QSO absorption spectra.* In: *Precision Spectroscopy in Astrophysics*, eds. L. Pasquini, M. Romaniello, and N. C. Santos (Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg), in press (astro-ph/0611803), 2006.

Глава 2

Мезотурбулентное приближение (полная выборка)

В этой главе мы рассмотрим обобщение уравнения переноса излучения в частотах спектральной линии на случай, когда длина свободного пробега фотона сравнима с корреляционной длиной случайного поля скоростей. В астрофизической литературе это условие получило название *мезотурбулентность*, в отличие от *микротурбулентности*, при которой корреляционная длина много меньше длины свободного пробега фотона, и *макротурбулентности* в противоположном случае. Учет конечной корреляционной длины случайного поля скоростей является важной составляющей при анализе профилей абсорбционных линий и интерпретации наблюдений. Как будет показано ниже, сложные профили линий, асимметричные и/или многокомпонентные, могут образовываться в одной и той же области с постоянной плотностью и крупномасштабными движениями газа, носящими случайный характер. Рассмотрение мезотурбулентного приближения может служить введением в решение обратных задач спектроскопии (глава 4).

Результаты данной главы были получены в основном в работах Levshakov, Kegel (1994, 1996), Levshakov, Kegel, Takahara (1999) и Levshakov, Kegel, Agafonova (2001).

2.1 Введение

Уширение профилей спектральных линий в условиях межзвездной среды происходит за счет столкновений, затухания излучения и доплеровских сдвигов, вызванных движением поглощающих и излучающих атомов. Кроме тепловых движений атомов, мы встречаем во многих объектах крупномасштабные гидродинамические течения. Если гидродинамическое поле скоростей известно точно, его учет в процессах переноса излучения не составляет проблемы. В этом случае локальный коэффициент поглощения $\kappa_0\Phi$ [где $\Phi = \Phi(\lambda, v)$ есть профиль коэффициента поглощения] испытывает доплеровское смещение на величину локальной компоненты вектора скорости, параллельной лучу зрения.

Однако во многих астрофизических объектах поле скорости имеет более или менее стохастическую природу, и поэтому проблема переноса излучения в частотах спектральных линий становится довольно сложной. Самое простое и широко используемое решение — это пренебречь всеми возможными корреляциями поля скоростей (микротурбулентность). В этом приближении локальный коэффициент поглощения κ_λ заменяется его средним значением $\langle\kappa_\lambda\rangle$. Здесь усреднение применяется к функции профиля коэффициента поглощения, а уравнение переноса сохраняет свою форму (например, Спитцер 1981). Микротурбулентное приближение оправдано, если длина свободного пробега фотона много больше корреляционной длины и если имеется достаточно большое число турбулентных ячеек вдоль каждого луча зрения. Если это не так, решения стандартного уравнения переноса могут давать неправильные результаты. В общем случае при рассмотрении скорости как случайной переменной появляется новый важный параметр – отношение длины свободного пробега фотона к корреляционной длине ℓ поля скоростей. Очевидно, что этот параметр различен для разных линий и изменяется внутри профиля каждой линии в зависимости от длины волны λ.

Теория переноса излучения в случайных средах с учетом корреляционных эффектов была развита Травингом и его сотрудниками (Gail et al. 1974; Gail, Sedelmayer, Traving 1975; Traving 1975). В наиболее общей форме она изложена в работе Gail, Sedelmayer, Traving (1980). Несколько иной подход к данной поблеме был независимо разработан под руководством Фриша (Auvergne et al. 1973; Frisch, Frisch 1976; Audic, Frisch 1993). Обе группы приходят к заключению, что конечная корреляционная длина турбулентного поля скоростей может значительно менять профили линий и их эквивалентные ширины. Поскольку различные линии в разной степени зависят от корреляционной длины, кривая роста также ведет себя по разному для различных линий.

В дальнейшим мы будем пользоваться формализмом, развитым Gail et al. (1974). В этом подходе скорость крупномасштабных движений v и интенсивность I_λ рассматриваются как две случайные функции пространственной координаты вдоль луча зрения. Если среда описывается только ее статистическими характеристиками, определение точного значения I_λ становится невозможным. Мы можем говорить только о статистических характеристиках интенсивности таких, как, например, среднее значение $\langle I_\lambda \rangle$, которое, согласно определению, есть либо среднее по ансамблю, либо среднее по пространству (или времени)[1]. Если нам нужно сравнить теоретические вычисления с наблюдениями, мы должны установить, какая связь существует между $\langle I_\lambda \rangle$ и наблюдаемой интенсивностью. Ответ может в сильной степени зависеть от рассматриваемой ситуации.

Первоначально теория переноса излучения в частотах спектральных линий в мезотурбулентных средах была развита в применении к звездным спектрам (Traving 1975). В этом случае турбулентное поле скоростей определяется конвективными движениями в атмосфере звезды. Наблюдаемый спектр соответствует усреднению по всей видимой поверхности звезды, которая содержит очень большое число турбулентных ячеек. Поэтому теоретическое среднее значение интенсивности $\langle I_\lambda \rangle$ находиться в согласии с наблюдаемым спектром.

[1]Эти два типа усреднения определяются следующим образом. Пусть $y = y(x)$ есть случайная функция от x и $\Psi(y)$ – функция распределения $y(x)$. Тогда, среднее по ансамблю есть $E(y) = \int y\, d\Psi$, а среднее по времени (или пространству) есть $\bar{y} = \lim_{t\to\infty} \frac{1}{t} \int_0^t y(x)\, dx$.

Позже эта теория применялась для расчета мазерных (Gail, Kegel, Sedelmayr 1975; Böger, Kegel, Hegmann 2003) и межзвездных эмиссионных линий от молекулярных облаков (Albrecht, Kegel 1987; Kegel, Piehler, Albrecht 1993; Piehler, Kegel 1995; Hegmann, Kegel 2000; Hegmann et al. 2006). При радиоастрономических наблюдениях диаграмма направленности антенны (главный лепесток) покрывает значительную часть поверхности молекулярного облака, и вычисленное значение $\langle I_\lambda \rangle$ является разумным приближением для наблюдаемого спектра.

Мезотурбулентный подход был использован нами для интерпретации межзвездных (Levshakov, Kegel 1994) и квазарных линий поглощения (Levshakov 1995; Levshakov, Kegel 1996; Levshakov, Takahara 1996; Levshakov, Kegel 1997; Levshakov, Kegel, Mazets 1997; Levshakov, Kegel, Takahara 1999). В этом случае физическая картина существенно отличается от предыдущих двух, поскольку квазар (или звезда) могут рассматриваться как точечные источники. Поэтому наблюдаемые абсорбционные спектры соответствуют только одному лучу зрения, т.е. одной реализации проекции поля скоростей на луч зрения. Если имеется достаточно большое число турбулентных ячеек на луче зрения, то теоретическая средняя интенсивность $\langle I_\lambda \rangle$ является все еще достаточно хорошим приближением для наблюдений. (Можно ожидать флуктуации малой амплитуды вокруг среднего в спектрах сверхвысокого разрешения. При конечном разрешении такие флуктуации сглаживаются.) Однако если корреляционная длина сравнима с характерным поперечным размером L поглощающей области, то наблюдаемый спектр должен значительно отклоняться от теоретического среднего $\langle I_\lambda \rangle$ (глава 3).

Можно указать на две естественных причины, которые качественно объясняют эти отклонения. Во первых, структура случайного поля скоростей меняется очень медленно по сравнению с характерным значением времени экспозиции $t_{\rm exp} \sim 10$ часов. Для типичных[2] значений корреляционной длины 0.2 пк и среднеквадратичной

[2]Корреляционная длина ℓ может быть определена как характерный размер турбулентной ячейки или вихря. Например, прямые исследования случайного поля скоростей в молекулярном облаке M17SW в линиях ^{17}CO приводят к оценке $\ell \sim 0.2$ пк (Hobson et al. 1994). Это означает, что при

турбулентной скорости 10 км $с^{-1}$ время турбулентного перемешивания равно 2×10^4 лет, т.е. наблюдаемый профиль не может рассматриваться как усредненный по времени. Во вторых, если отношение L/ℓ не очень большое по сравнению с 1, тогда наблюдаемый профиль линии формируется в небольшом числе турбулентных ячеек, распределенных случайно вдоль луча зрения в данный момент времени. Поэтому значительные отклонения могут возникать из-за неполноты выборки статистического ансамбля турбулентных ячеек вдоль луча зрения.

В разделе 2.2 мы рассмотрим основные уравнения, описывающие формирование спектральных линий при полном и статистическом ансамбле, а также зависимость формы профиля от различных турбулентных параметров. Данный подход описывает формирование профилей спектральных линий в турбулентных средах более адекватно, чем широко используемое микротурбулентное приближение. Из этого следует практическая значимость и актуальность проведенных исследований для интерпретации современных спектральных данных высокого разрешения.

2.2 Вывод основных уравнений

Рассмотрим абсорбционное облако со случайным полем скоростей. Как заметил Traving (1975), важность корреляционных эффектов может быть продемонстрирована в общем случае без спецификации деталей случайного поля скоростей. Если мы рассматриваем скорость как стохастическую переменную вдоль любого луча зрения, тогда и интенсивность излучения, прошедшего через облако, также становится случайной величиной, и мы можем вычислить только его математическое ожидание. В случае чистого поглощения это условие записывается следующим образом:

$$\langle I_\lambda(s) \rangle = I_0 \langle \exp[-\tau_\lambda(s)] \rangle \,, \tag{2.1}$$

типичном размере молекулярного облака 1-10 пк на луче зрения должно быть порядка 5-50 турбулентных ячеек. В этом случае профиль коэффициента поглощения $\Phi(\lambda, v)$ должен рассматриваться как случайная функция координаты.

где s является пространственной координатой вдоль луча зрения, I_0 – интенсивность непрерывного излучения, падающего на облако, и $\tau_\lambda(s)$ – оптическая толщина, определяемая через локальный коэффициент поглощения $\kappa_\lambda(s)$ как

$$\tau_\lambda(s) = \int_0^s \kappa_\lambda(s_1)\, ds_1 \,. \tag{2.2}$$

Если разложить экспоненту в (2.1) в ряд Тейлора, получим

$$\langle I_\lambda(s)\rangle = I_0 \left(1 - \langle\tau_\lambda(s)\rangle + \frac{1}{2}\langle\tau_\lambda^2(s)\rangle - \frac{1}{6}\langle\tau_\lambda^3(s)\rangle + \ldots\right) , \tag{2.3}$$

где $\tau_\lambda(s)$ определяется уравнением (2.2) и

$$\begin{aligned} \tau_\lambda^2(s) &= \int_0^s \int_0^s \kappa_\lambda(s_1)\kappa_\lambda(s_2)\, ds_1\, ds_2 \\ &= 2\int_0^s \int_0^{s_1} \kappa_\lambda(s_2)\kappa_\lambda(s_1)\, ds_2\, ds_1 \,, \end{aligned} \tag{2.4}$$

$$\tau_\lambda^3(s) = 6\int_0^s \int_0^{s_1} \int_0^{s_2} \kappa_\lambda(s_3)\kappa_\lambda(s_2)\kappa_\lambda(s_1)\, ds_3\, ds_2\, ds_1, \tag{2.5}$$

и так далее.

Операции усреднения в уравнении (2.3) и интегрирования в (2.2), (2.4) и (2.5) можно переставить местами. В итоге получаются интегралы от величин

$$\langle\kappa_\lambda(s)\rangle, \langle\kappa_\lambda(s_1)\kappa_\lambda(s_2)\rangle, \langle\kappa_\lambda(s_1)\kappa_\lambda(s_2)\kappa_\lambda(s_3)\rangle, \ \ldots \ . \tag{2.6}$$

Пренебрегая на данный момент поглощением в континууме, мы можем записать локальный коэффициент поглощения в виде

$$\kappa_\lambda(s) = \kappa_0(s)\, \Phi[\lambda - \lambda_0 - \lambda_0 v_{||}(s)/c] \,, \tag{2.7}$$

где величина Φ, интеграл от которой по профилю линии равен единице, описывает тепловое уширение линии. Величины $v_{||}(s)$, λ_0 и c – это, соответственно, компонента вектора скорости, параллельная лучу зрения, центральная длина волны линии поглощения и скорость света.

Если населенности уровней считать заданными, а влияние стохастического поля скоростей учитывать через доплеровские сдвиги функции $\Phi(\lambda, v_{||})$, то величины в (2.6) можно записать в виде (далее мы будем использовать вместо $v_{||}$ символ v)

$$\langle\kappa_\lambda(s)\rangle = \kappa_0(s) \int\limits_{-\infty}^{\infty} \Phi(\lambda - \lambda_0 - \lambda_0 v/c) W_1(v)\, dv \,, \tag{2.8}$$

$$\langle\kappa_\lambda(s_1)\kappa_\lambda(s_2)\rangle = \kappa_0(s_1)\kappa_0(s_2) \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \Phi(\lambda, v_1)\Phi(\lambda, v_2) W_2(s_1, v_1; s_2, v_2)\, dv_1 dv_2 \,, \tag{2.9}$$

и

$$\langle\kappa_\lambda(s_1)\ldots\kappa_\lambda(s_n)\rangle = \\ \kappa_0(s_1)\ldots\kappa_0(s_n) \int\limits_{-\infty}^{\infty} \ldots \int\limits_{-\infty}^{\infty} \Phi(\lambda, v_1)\ldots\Phi(\lambda, v_n)\, W_n(s_1, v_1; \ldots; s_n, v_n)\, dv_1 \ldots dv_n \,. \tag{2.10}$$

Величина $W_n(s_1, v_1; \ldots; s_n, v_n)\, dv_1 \ldots dv_n$ в уравнении (2.10) есть вероятность обнаружить в точке s_1 компоненту вектора скорости вдоль луча зрения в интервале $v_1 \ldots v_1 + dv_1$, в точке s_2 – компоненту скорости в интервале $v_2 \ldots v_2 + dv_2$ и так далее. Из этого следует, что мы должны знать многоточечную функцию распределения вероятностей поля скоростей (т.е. корреляционные функции всех порядков) для того, чтобы вычислить точное значение математического ожидания в (2.1). Отметим, что обычное микротурбулентное приближение получается в случае полностью некоррелированного поля скоростей, для которого

$$W_n(s_1, v_1; \ldots; s_n, v_n) = W_1(s_1, v_1)\, W_1(s_2, v_2) \ldots W_n(s_n, v_n) \,. \tag{2.11}$$

Подстановка этого выражения в (2.8)-(2.10) приводит к

$$\langle I_\lambda(s)\rangle = I_0 \exp[-\langle\tau_\lambda(s)\rangle] \,. \tag{2.12}$$

Уравнения (2.3) и (2.8)-(2.10) показывают, что значение корреляционных эффектов возрастает с увеличением оптической глубины.

Для практических вычислений нам необходимо задать конкретный вид функций, описывающих стохастическое поле скоростей. В рамках нашей проблемы переноса излучения нам необходимо знать корреляции компоненты скорости вдоль луча зрения. Мы будем использовать безразмерную величину $u = v/\sigma_{\rm t}$, где $\sigma_{\rm t}$ – это среднеквадратичная величины турбулентной скорости. Мы также будем предполагать, что одноточечная функция распределения гидродинамических скоростей описывается нормальным законом,

$$W_1(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-u^2/2) \ , \tag{2.13}$$

а флуктуации v описываются марковским процессом. Тогда двухточечная корреляционная функция,

$$f(\Delta s) = \langle u(s) u(s + \Delta s) \rangle \ , \tag{2.14}$$

согласно теореме Дуба (Doob 1942), имеет экпоненциальный вид:

$$f(\Delta s) = \exp(-\Delta s/\ell) \ , \tag{2.15}$$

где ℓ – корреляционная длина поля скоростей[3].

Если рассмотреть вероятность $P(s; v, I_\lambda)\, dv\, dI_\lambda$ нахождения в точке s радиальной компоненты скорости со значением между v и $v + dv$, и интенсивности излучения между I_λ и $I_\lambda + dI_\lambda$, то с предположениями (2.13) и (2.15) относительно v можно получить следующее уравнение типа Фоккера-Планка для P (Gail et al. 1974):

$$\frac{\partial P}{\partial s} = \frac{1}{\ell} \frac{\partial}{\partial v} \left(vP + \sigma_{\rm t}^2 \ \frac{\partial P}{\partial v} \right) + \frac{\partial}{\partial I_\lambda} \left[\kappa_0 \Phi P \ (I_\lambda - S_\lambda) \right] \ , \tag{2.16}$$

в котором S_λ — это функция источника. Умножая (2.16) на I_λ и интегрируя по I_λ, получим

$$\frac{\partial Q_\lambda}{\partial s} = \frac{1}{\ell} \frac{\partial}{\partial v} \left(vQ_\lambda + \sigma_{\rm t}^2 \ \frac{\partial Q_\lambda}{\partial v} \right) - \kappa_0 \Phi \ \left[Q_\lambda - S_\lambda W_1(v) \right] \ , \tag{2.17}$$

где Q_λ — первый момент P относительно I_λ,

$$Q_\lambda = \int\limits_0^\infty I_\lambda P(s; v, I_\lambda) \ dI_\lambda \ . \tag{2.18}$$

[3]В дополнение к сноске на стр. 38, величину ℓ можно определить как линейный масштаб, пропорциональный расстоянию между двумя точками, между которыми существует заметная корреляция компонент вектора скорости (Monin, Yaglom 1975).

Чтобы облегчить численное решение уравнения (2.17), Gail & Sedelmayer (1974) ввели новую величину $q_\lambda(s,v)$ через уравнение

$$q_\lambda(s,v)\, W_1(v) = Q_\lambda(s,v)\ . \tag{2.19}$$

Физический смысл данной величины достаточно ясен — это та часть энергии излучения, которая переносится при условии, что в точке s значение радиальной скорости лежит в интервале от v до $v + dv$. Поэтому мы будем называть $q_\lambda(s,v)$ 'условной' интенсивностью.

Подстановка (2.19) в (2.17) приводит к стандартной форме обобщенного уравнения переноса (уравнение Травинга), которое для случая чистого поглощения записывается в виде

$$\frac{\partial q_\lambda(s,u)}{\partial s} = \frac{1}{\ell}\left[\frac{\partial^2 q_\lambda(s,u)}{\partial u^2} - u\,\frac{\partial q_\lambda(s,u)}{\partial u}\right] - \kappa_\lambda(s,u)\ q_\lambda(s,u)\ . \tag{2.20}$$

В этом уравнении локальный коэффициент κ_λ состоит из двух частей – поглощение в линии и в континууме:

$$\kappa_\lambda(s,u) = \kappa_{\rm line}(s,\lambda,u) + \kappa_{\rm c}(s)\ . \tag{2.21}$$

Коэффициент поглощения в линии зависит от u из-за эффекта Доплера. Это означает, что λ и u входят в $\kappa_{\rm line}$ только в комбинации

$$\eta = u - \frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda_0}\,\frac{c}{\sigma_{\rm t}}\ , \tag{2.22}$$

в которой λ_0 играет роль до некоторой степени произвольной точки отсчета. Например, для одиночной линии λ_0 может быть отождествлена с центром линии в системе отсчета, связанной с атомом. Если мы рассматриваем молекулярные полосы поглощения с перекрывающимися профилями индивидуальных линий, как в случае молекулы CO (Levshakov, Kegel 1994), то выбор λ_0 более произвольный. Мы можем выбрать начало полосы, среднюю для полосы длину волны, или длину волны какой-либо индивидуальной линии.

При записи (2.21) мы предполагали, что $\kappa_{\rm c}$ не меняется на ширине, соответствующей профилю линии. Отметим также, что $\kappa_{\rm line}$ в (2.20) содержит только тепловое уширение и затухание излучения. Уширение, вызванное гидродинамическими скоростями, учитывается через диффузионное слагаемое (первое слагаемое в правой части уравнения (2.20)).

Решение уравнения в частных производных (2.20) ищется с начальным условием

$$q_\lambda(s=0,u) = I_0 \ , \tag{2.23}$$

и граничными условиями

$$\lim_{u\to\pm\infty} q_\lambda(s,u) = I_{\rm c}(s) \ . \tag{2.24}$$

Здесь $I_{\rm c}$ – это локальный континуум, равный

$$I_{\rm c}(s) = I_0 \exp[-\tau_{\rm c}(s)] \ , \tag{2.25}$$

где

$$\tau_{\rm c}(s) = \int\limits_0^s \kappa_{\rm c}(s')\, ds' \ . \tag{2.26}$$

После того, как условная интенсивность $q_\lambda(s,u)$ вычислена, среднее значение обычной интенсивности находится с помощью соотношения

$$\langle I_\lambda(s)\rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty} q_\lambda(s,u)\, W_1(u)\, du \ . \tag{2.27}$$

Уравнение Травинга (2.20) можно упростить, если ввести величину

$$\tilde{q}_\lambda(s,u) = \frac{q_\lambda(s,u)}{I_{\rm c}(s)} = \frac{q_\lambda(s,u)}{I_0} \exp(\tau_{\rm c}) \ . \tag{2.28}$$

Умножая уравнение (2.20) на $\exp(\tau_{\rm c})$, получим

$$\frac{\partial \tilde{q}_\lambda(s,u)}{\partial s} = \frac{1}{\ell}\left[\frac{\partial^2 \tilde{q}_\lambda(s,u)}{\partial u^2} - u\,\frac{\partial \tilde{q}_\lambda(s,u)}{\partial u}\right] - \kappa_{\rm line}(s,\lambda,u)\ \tilde{q}_\lambda(s,u) \ . \tag{2.29}$$

В отличие от (2.20), уравнение (2.29) не содержит поглощения в континууме, в остальном оба уравнения идентичны. Начальное и граничные условия для (2.29) записываются в виде:

$$\tilde{q}_\lambda(s=0,u) = 1 \ , \tag{2.30}$$

и

$$\lim_{u\to\pm\infty} \tilde{q}_\lambda(s,u) = 1\ . \tag{2.31}$$

Запишем теперь коэффициент поглощения в линии в следующей форме

$$\kappa_{\rm line}(s,\lambda,u) = \kappa_0(s)\,\Phi(s,\lambda,u)\ . \tag{2.32}$$

Деление уравнения (2.29) на $\kappa_0(s)$ меняет геометрическую шкалу на шкалу оптических глубин τ_0:

$$\tau_0(s) = \int\limits_0^s \kappa_0(s')\,ds'\ . \tag{2.33}$$

Наконец, заменим координаты скорости u на величину η, определенную в (2.22). Как было отмечено в работе Kegel et al. (1993), такая замена значительно облегчает численное решение обобщенного уравнения переноса, особенно для случая $\sigma_{\rm t} \gg v_{\rm th}$, где $v_{\rm th}$ – тепловая скорость атомов. В итоге уравнение (2.29) приобретает следующий вид

$$\frac{\partial\tilde{q}_\lambda(\tau_0,\eta)}{\partial\tau_0} = \frac{1}{\tau_{0,\ell}}\left[\frac{\partial^2\tilde{q}_\lambda(\tau_0,\eta)}{\partial\eta^2} - \left(\eta + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\,\frac{c}{\sigma_{\rm t}}\right)\frac{\partial\tilde{q}_\lambda(\tau_0,\eta)}{\partial\eta}\right] - \Phi(\tau_0,\eta)\,\tilde{q}_\lambda(\tau_0,\eta)\ . \tag{2.34}$$

При этом

$$\tilde{W}_1(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\,\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\eta + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\,\frac{c}{\sigma_{\rm t}}\right)^2\right]\ , \tag{2.35}$$

где $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ и $\tau_{0,\ell} = \kappa_0\,\ell$.

Среднее значение обычной интенсивности, нормированное на локальный континуум, принимает вид

$$\frac{\langle I_\lambda(\tau_0)\rangle}{I_{\rm c}(\tau_0)} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \tilde{q}_\lambda(\tau_0,\eta)\,\tilde{W}_1(\eta)\,d\eta\ . \tag{2.36}$$

Величина

$$\tau_{\lambda,\ell} = \ell\,\kappa_\lambda(s,u=0) = \tau_{0,\ell}\,\Phi(s,\lambda,u=0) \tag{2.37}$$

является отношением корреляционной длины к средней длине свободного пробега фотона на длине волны λ при $u=0$. Если $\tau_{\lambda,\ell} \ll 1$ внутри профиля линии, то, как показали Gail et al. (1974), мы имеем микротурбулентный предел. В этом случае ни профиль линии, ни ее эквивалентная ширина не зависят от корреляционной длины.

Условие $\tau_{\lambda,\ell} \ll 1$ всегда выполняется в крыльях линии. С другой стороны, если в центре линии $\tau_{\lambda,\ell} \gtrsim 1$ и $\sigma_{\rm t} \gtrsim v_{\rm th}$, тогда профиль линии и ее эквивалентная ширина зависят от ℓ, и мы имеем случай мезотурбулентности, для которого уравнение переноса записывается в виде (2.34).

2.3 УФ полосы поглощения молекулы CO

Рассмотрим в качестве примера формирование профилей абсорбционных линий четвертой положительной системы $A\,^1\Pi \leftarrow X\,^1\Sigma^+$ молекулы CO в мезотурбулентном режиме и сравним результаты их анализа, полученные в общепринятом микротурбулентном приближении, с исходными параметрами мезотурбулентной модели. Этот пример очень наглядный, поскольку полосы CO состоят из оптически сильных и слабых линий, которые должны по разному реагировать на корреляционную длину.

В условиях межзвездной среды в диффузных облаках практически все молекулы CO находятся в основном электронном и колебательном состоянии с $v'' = 0$. Для всех эмиссионных и абсорбционных процессов мы будем записывать квантовые числа верхнего состояния как (v', J'), а нижнего состояния – как (v'', J''). Поскольку профили индивидуальных вращательных переходов в полосе $A\,^1\Pi \leftarrow X\,^1\Sigma^+$ частично перекрываются, будем рассматривать коэффициент поглощения, определенный в (2.32), как обобщенный для всей полосы

$$\kappa_{\rm band}(\eta) = \kappa_{v',0}(\lambda, u) = n_{\rm CO} \sum_{J''} \tilde{n}_{J''} \sum_{J'} k_{v'J',0J''}(\lambda, u)\ . \tag{2.38}$$

Здесь относительные населенности вращательных уровней J'' основного колебательного состояния ($v'' = 0$) определяются как

$$\tilde{n}_{J''} = \frac{n_{J''}}{\sum_{J''} n_{J''}}\ , \tag{2.39}$$

и $n_{\rm CO} = \sum n_{J''}$ – локальная плотность молекул CO (число частиц в см^3). Эффективное поперечное сечение $k_{v'J',0J''}$ индивидуального вращательного перехода описывается выражением:

$$k_{v'J',0J''}(\lambda, u) = \frac{\pi e^2}{m_{\rm e} c}\, f_{v'J',0J''}\, \Phi(\lambda, u)\ , \tag{2.40}$$

где $m_{\rm e}$ – масса электрона, e – заряд электрона и $f_{v'J',0J''}$ – сила осциллятора перехода $(0J'') \to (v'J')$.

В условиях межзвездной среды профиль коэффициента поглощения определяется эффектом Доплера и затуханием излучения, т.е. $\Phi(\lambda, u)$ описывается функцией Фойгта:

$$\mathcal{V}(\lambda, u) = \frac{\lambda_{v'J',0J''}}{\sqrt{\pi}\, v_{\rm D}} \frac{a_{J',J''}}{\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)\, dt}{a^2_{J',J''} + (\delta_{J',J''} - t)^2} \ , \tag{2.41}$$

в которой параметр $\delta_{J',J''}$ описывает отклонения от центра линии $\lambda_{v'J',0J''}$ в единицах доплеровской ширины, $v_{\rm D}$:

$$\delta_{J',J''} = \frac{c}{v_{\rm D}} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{v'J',0J''}} - 1 \right) - u\, \frac{\sigma_{\rm t}}{v_{\rm D}} \ , \tag{2.42}$$

а параметр $a_{J',J''}$ – отношение естественной ширины линии к ее доплеровской ширине:

$$a_{J',J''} = (\gamma_{v'} \lambda_{v'J',0J''}/4\pi)/v_{\rm D} \ . \tag{2.43}$$

При чисто тепловом уширении ширина линии определяется кинетической температурой газа, и $v_{\rm D} = v_{\rm th}$. Поэтому $v_{\rm th}$ характеризует ширину локального коэффициента поглощения для заданного значения u. В микротурбулентном приближении уширение линий трактуется как совместное действие двух взаимонезависимых эффектов – теплового и турбулентного уширений, которые приводят к полной ширине линии

$$v_{\rm D} = v_{\rm th} \sqrt{1 + 2(\sigma_{\rm t}/v_{\rm th})} \ . \tag{2.44}$$

Для того, чтобы вычислить полный коэффициент поглощения $\kappa_{\rm band}$ в (2.38), необходимо знать относительные населенности уровней $\tilde{n}_{J''}$, силы осцилляторов и константы затухания, соответствующие обратному времени жизни верхнего уровня для каждого индивидуального перехода. Мы будем предполагать, что $\tilde{n}_{J''}$ подчиняются больцмановскому распределению, характеризующемуся единственным параметром – температурой возбуждения, $T_{\rm ex}$. Эта температура будет свободным параметром задачи, который требуется определить из наблюдений. Силы осцилляторов полос $f_{v',v''}$ и радиативные времена жизни $\tau_{v'}$ были вычислены в работе Eidelsberg et

Таблица 2.1: Силы осцилляторов для полос $(v', 0)$ и времена жизни верхних колебательных уровней четвертой положительной системы CO (Eidelsberg et al. 1992)

(v', v'')	$f_{v',0} \times 10^2$	$\tau_{v'}$, нс	(v', v'')	$f_{v',0} \times 10^2$	$\tau_{v'}$, нс
(0,0)	1.5 ± 0.2	10.30	(7,0)	0.5 ± 0.04	8.95
(1,0)	3.3 ± 0.4	9.88	(8,0)	0.26 ± 0.03	8.91
(2,0)	4.0 ± 0.5	9.69	(9,0)	0.12 ± 0.01	8.86
(3,0)	3.5 ± 0.4	9.46	(10,0)	0.060 ± 0.006	8.86
(4,0)	2.6 ± 0.3	9.09	(11,0)	0.028 ± 0.002	8.89
(5,0)	1.6 ± 0.2	9.02	(12,0)	0.013 ± 0.001	8.93
(6,0)	0.9 ± 0.1	9.03			

al. (1992). Необходимые нам данные приведены в таблице 2.1. Длины волн переходов $(v'', J'') \to (v', J')$ были вычислены Kurucz (1976).

Силы осцилляторов для индивидуальных вращательных переходов $f_{v'J',v''J''}$ могут быть вычислены из сил осцилляторов для соответствующих полос $f_{v',v''}$ согласно соотношению (Schadee 1967):

$$f_{v'J',v''J''} = f_{v',v''} \frac{\omega_{v'J',v''J''}}{\omega_0} \frac{S_J}{2J''+1} \ , \tag{2.45}$$

в котором S_J – это фактор Хёнл-Лондона $[S_J = (J''-1)/2, (2J''+1)/2, (J''+2)/2$ для ветвей P, Q и R переходов $\Sigma \to \Pi$, соответственно], $\omega_{v'J',v''J''}$ – волновое число перехода, и ω_0 – начало полосы. Поскольку отношение $\omega_{v'J',v''J''}/\omega_0$ отличается от 1 менее, чем на 0.1% для линий с $0 \le J'' \le 10$, а силы осцилляторов полос известны с точностью порядка 10%, мы можем использовать приближение

$$f_{v'J',v''J''} = f_{v',v''} \frac{S_J}{2J''+1} \ . \tag{2.46}$$

Времена жизни, перечисленные в таблице 2.1, были вычислены из средних значений вероятностей спонтанных переходов $A_{v'J',v''J''}$. В общем случае величины $A_{v'J',v''J''}$ зависят от квантовых чисел J' и J''. Однако эта зависимость слабая, и для вычисления постоянной затухания $\gamma_{v'}$ достаточно использовать приближенное соотношение

$$\gamma_{v'} = (\tau_{v'})^{-1} = \sum_{v''} A_{v'v''} \; . \qquad (2.47)$$

Решение уравнения (2.34) было получено численно с помощью конечно-разностной схемы Кранка-Николсона (Press et al. 1988). Использовалась адаптивная сетка по координате η, которая автоматически сгущалась в центральных областях индивидуальных линий, составляющих полосу поглощения. Это позволило значительно сократить объемы вычислений и ускорить процесс сходимости.

Для имитации реальных наблюдений теоретические профили CO были свернуты с инструментальной функцией $G(\lambda)$, имеющей форму гауссианы

$$I_\lambda = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle I_{\lambda'}(\tau_0)\rangle}{I_{\rm c}(\tau_0)}\, G(\lambda - \lambda')\, d\lambda' \; . \qquad (2.48)$$

Полная ширина инструментальной функции на половине высоты (FWHM) равнялась 3 км с$^{-1}$, что соответствовало величине спектрального разрешения, с которым наблюдались, например, УФ линии CO на космическом телескопе Хаббла (Sheffer et al. 1992).

Рассмотрим теперь однородный плоско-параллельный газовый слой геометрической толщины L. Параметры $n_{\rm CO}$, L, и ℓ входят в нашу задачу только в комбинациях $n_{\rm CO}L$ и $n_{\rm CO}\ell$. Поэтому, если задана лучевая концентрация $N_{\rm CO} = n_{\rm CO}L$, отношения L/ℓ и $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$, кинетическая температура $T_{\rm kin}$ и температура возбуждения $T_{\rm ex}$, то наша задача полностью определена. В качестве примера мы рассмотрим полосу CO (2,0). В таблице 2.2 перечислены длины волн переходов $\lambda_{2J',0J''}$, силы осцилляторов $f_{2J',0J''}$, и относительные населенности $\tilde{n}_{J''}$, вычисленные для $T_{\rm ex} = 5$ K. Мы также использовали $T_{\rm kin} = 50$ K (т.е. $v_{\rm th} = 0.17$ км с$^{-1}$) и $N_{\rm CO}$ из диапазона $10^{13} - 10^{16}$ см$^{-2}$. Отметим, что профили CO становятся чувствительными к значению корреляционной длины, когда $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} > 1$, в противном случае доминирует тепловое уширение линий, и стохастическое поле скоростей может рассматриваться как возмущения второго порядка (Albrecht, Kegel 1987). По существу, неравенство $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} > 1$ является как раз тем

Таблица 2.2: Спектральные данные полосы CO (2,0) $A\,^1\Pi \leftarrow X\,^1\Sigma^+$

J''	$\lambda^R_{2J',0J''}$	$f^R_{2J',0J''}$	$\lambda^Q_{2J',0J''}$	$f^Q_{2J',0J''}$	$\lambda^P_{2J',0J''}$	$f^P_{2J',0J''}$	$\tilde{n}_{J''}$
0	1477.568*	4.0E-2	...	...	...	...	4.582E-1
1	1477.515	2.0E-2	1477.652	2.0E-2	...	...	4.546E-1
2	1477.480	1.6E-2	1477.683	2.0E-2	1477.820	4.0E-3	8.288E-2
3	1477.456	1.4E-2	1477.732	2.0E-2	1477.935	5.7E-3	4.198E-3
4	1477.456	1.3E-2	1477.791	2.0E-2	1478.067	6.7E-3	6.460E-5

*Вакуумные значения в Å

случаем, который реализуется в диффузных межзвездных облаках (Dickey, Lockman 1990). Типичными значениями дисперсии радиальных скоростей и тепловых ширин ультрафиолетовых линий CO являются $\sigma_{\rm t} \sim 1 - 3$ км с$^{-1}$ и $v_{\rm th} \sim 0.1 - 0.3$ км с$^{-1}$.

Широкий диапазон значений сил осцилляторов $f_{v'J',v''J''}$ вращательных компонент полос CO системы $A\,^1\Pi \leftarrow X\,^1\Sigma^+$ может приводить к случаю, когда переходы с высоких уровней J'' оптически тонкие, в то время как переходы с низких уровней J'' имеею большие оптические толщины. Как видно из рисунка 2.1, значения $\tau_{\lambda,\ell}$ для различных вращательных линий полосы (2,0) могут отличаться на несколько порядков. Для параметров $n_{\rm CO}\ell = 10^{15}$ см$^{-2}$, $T_{\rm kin} = 50$ K и $T_{\rm ex} = 5$ K, величины $\tau_{\lambda,\ell}$ больше 1 в центрах линий $R2, R1, R0, Q1, Q2$ и $P2$. Это приводит к тому, что центральные части этих линий будут чувствительными к конечным значения корреляционной длины ℓ, а оптически тонкие линии $R3, Q3, Q4, P3$ и $P4$ не будут зависеть от ℓ. Благодаря выбранной геометрии, рис. 2.1 может быть масштабирован к любой другой концентрации CO или другой корреляционной длине, чтобы определить, какая часть полосы (2,0) будет чувствительной к ℓ.

Рис. 2.2 демонстрирует влияние различных физических параметров на формирование профилей линий полосы (2,0). Показанная на этом рисунке величина $I_\lambda(s = L)$ соответствует интенсивности на границе облака, где $s = L$. Для сравнения приведены профили в микротурбулентном (пунктир) и мезотурбулентном (сплошная линия)

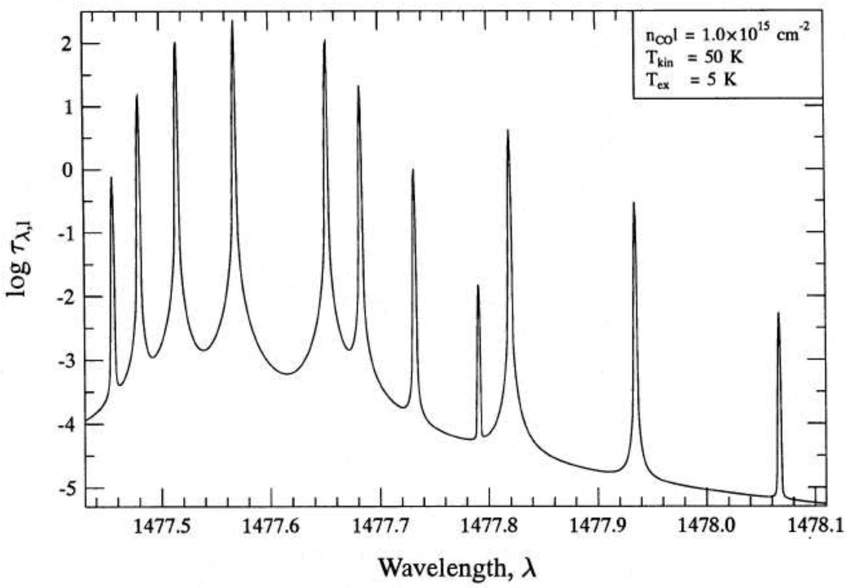

Рис. 2.1: Отношение $\tau_{\lambda,\ell} = \kappa_\lambda \ell$ корреляционной длины ℓ к средней длине свободного пробега фотона внутри абсорбционной полосы CO (2,0) $A - X$ как функция длины волны λ.

режимах. Хорошо видна зависимость формы профиля от корреляционной длины. В микротурбулентном пределе уширение каждой вращательной компоненты описывается уравнением (2.41), в котором v_{D} задается (2.44). Мезотурбулентное решение соответствует пределу, когда корреляционная длина равна толщине газового слоя, т.е. $\ell = L$ или $n_{\mathrm{CO}}\ell = n_{\mathrm{CO}}L$, поскольку мы рассматриваем однородную модель. Все другие решения для конечных значений ℓ из интервала $1 < L/\ell < \ell$ лежат между этими предельными решениями.

Как и следовало ожидать, влияние корреляционной длины на профиль линии усиливается с увеличением лучевой концентрации CO. При $N_{\mathrm{CO}} \sim 10^{15} - 10^{16}$ см$^{-2}$, профиль всей полосы (2,0) не может быть адекватно описан упрощенной классической моделью. Необходимо сделать дополнительные предположения о более сложной структуре абсорбционного облака (вводить дополнительное число более мелких облаков с различными физическими параметрами в каждом из них) для того, чтобы получить соответствие между классической моделью и мезотурбулентным профилем. Рис. 2.3 иллюстрирует, как изначально однородная модель может быть неправильно проинтерпретирована и трансформирована в неоднородную модель в рамках стан-

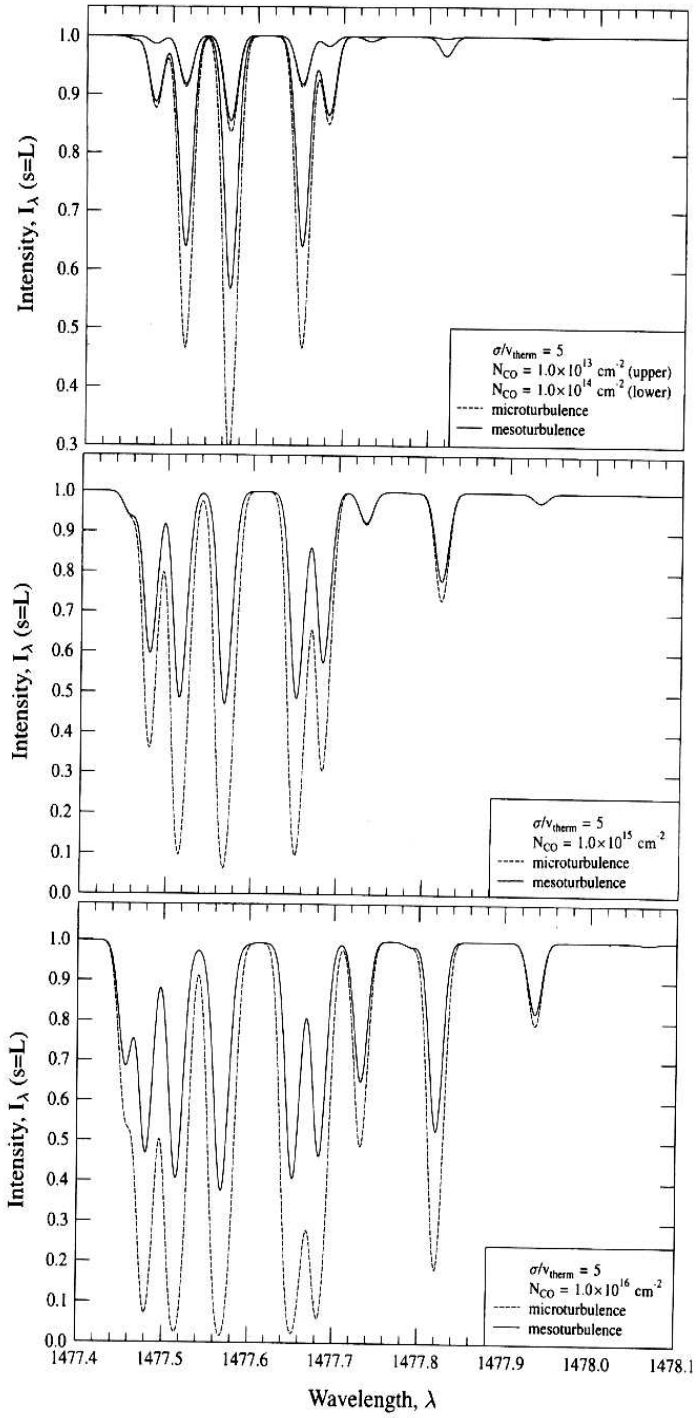

Рис. 2.2: Профили линий абсорбционной полосы CO (2,0) $A-X$, вычисленные при $T_{\rm kin}=50$ K, $T_{\rm ex}=5$ K, $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}=5$ и различных значениях $N_{\rm CO}$. Мезотурбулентный режим с $L/\ell=1$ показан сплошными линиями, пунктирные линии соответствуют микротурбулентному пределу ($\ell\to 0$). Для заданного $N_{\rm CO}$, результаты с промежуточными значениями $1<L/\ell<\infty$ лежат между этими профилями.

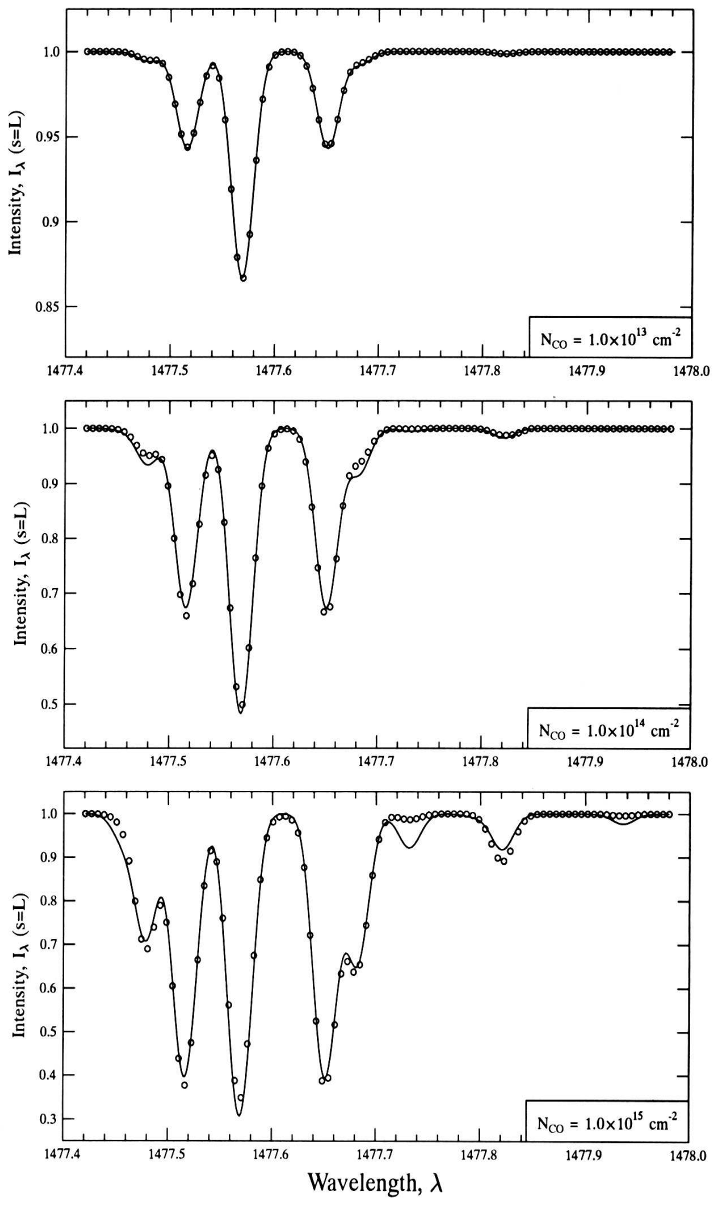

Рис. 2.3: Мезотурбулентные профили линий абсорбционной полосы CO (2,0) $A-X$, вычисленные при $T_{\rm kin}\ = 50$ K, $T_{\rm ex}\ = 4$ K, $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}\ = 10$, $L/\ell = 1$ и различных значениях $N_{\rm CO}$ (показаны окружностями и рассматриваются как ‘наблюдения’). Результаты χ^2-подгонки микротурбулентной модели к наблюдениям с оптимальными значениями лучевой концентрации $N_{\rm CO}$ и $v_{\rm D}$ из таблицы 2.3 показаны сплошными линиями. Хорошо заметны различия между этими профилями при $N_{\rm CO} = 10^{14}$ и 10^{15} см$^{-2}$.

Таблица 2.3: Результаты χ^2-анализа полосы CO (2,0), показанной на рис. 2.3: подгонка микротурбулентной модели к мезотурбулентному профилю

Начальные значения		*Оценки параметров*		
$N_{\rm CO}$, см$^{-2}$	$v_{\rm D}$, км с$^{-1}$	$N_{\rm CO}$, см$^{-2}$	$v_{\rm D}$, км с$^{-1}$	$\chi^2_{\rm min}$
1.0E13	2.44	9.55E12	2.41	0.3*
1.0E14	2.44	5.89E13	2.35	1.5
1.0E15	2.44	1.41E14	2.35	3.1

*Нормированные значения на число степеней свободы.

дартного анализа. Точки профиля полосы CO, показанные окружностями на рис. 2.3, были вычислены для следующих параметров: $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} = 10$, $T_{\rm kin} = 50$ K, $T_{\rm ex} = 4$ K, $L/l = 1$ и $N_{\rm CO} = 10^{13}, 10^{14}, 10^{15}$ см$^{-2}$. Мы рассмотрим эти данные как 'наблюдения', известные с точностью 1%, и попытаемся описать их классической моделью, используя процедуру минимизации χ^2 для оценки параметров модели. Результаты этого анализа представлены в таблице 2.3. Хорошо видно, что в оптически тонком случае, $N_{\rm CO} = 10^{13}$ см$^{-2}$, можно получить согласие между наблюдениями и микротурбулентным профилем (верхняя панель на рис. 2.3), что и ожидалось из нашей теории. При бо́льших лучевых концентрациях оптически тонкие и толстые компоненты полосы (2,0) уже не могут быть одновременно описаны в рамках однородной модели (средняя и нижняя панели на рис. 2.3).

Для того, чтобы показать, что отношение интенсивностей различных колебательных полос системы $A-X$ тоже зависит от корреляционных эффектов, мы вычислили эквивалентные ширины полос $(v', 0)$ для $v' = 0-12$. Результаты показаны на рис. 2.4 для микротурбулентной (пунктирная линия) и мезотурбулентной с $\ell = L$ (сплошная линия) моделей. Результаты вычислений для $1 < L/\ell < \infty$ лежат в областях, показанных серым цветом. Вычисления проделаны с $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} = 5$ и тремя различными лучевыми концентрациями CO, указанными на рисунке. Вновь мы убеждаемся,

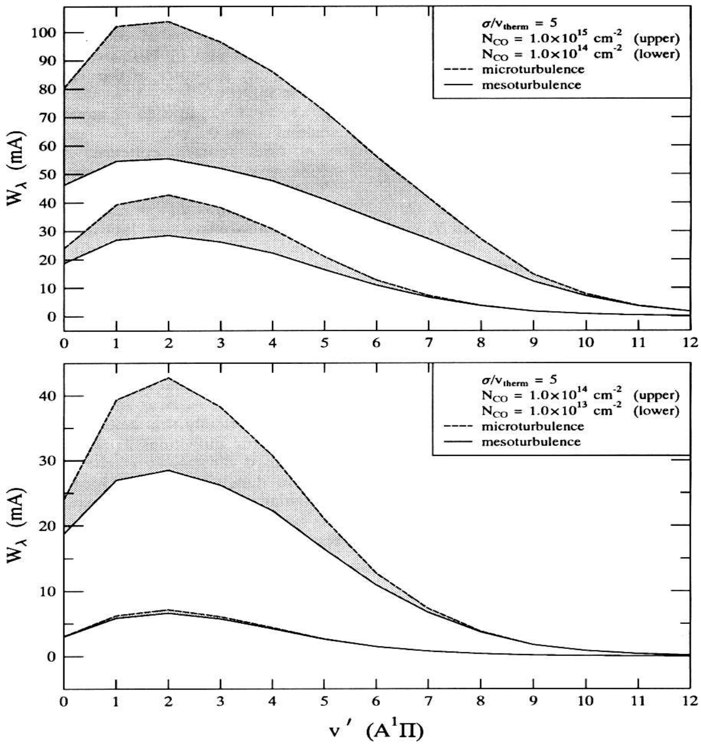

Рис. 2.4: Эквивалентные ширины W_λ (mÅ) абсорбционных полос $(v', 0)$ системы $A - X$ молекулы CO с $v' = 0 - 12$. Микротурбулентный предел ($\ell \to 0$) показан пунктирной линией. Режим мезотурбулентности (сплошная линия) вычислен для $L/\ell = 1$. Решения с промежуточными значениями L/ℓ из интервала $1 < L/\ell < \infty$ расположены в заштрихованной области.

что последовательность эквивалентных ширин полос поглощения CO не зависит от корреляционной длины поля скоростей только в микротурбулентном пределе.

2.4 Содержание металлов в галактике I Zw 18

Наш второй пример относится к анализу реальных спектров поглощения, образующихся в межзвездной среде голубой компактной галактики (BCG) I Zw 18 (Mrk 116), первые спектральные исследования которой были проведены Zwicky (1966). Галактика I Zw 18 ($z = 0.0025$) показывает повышенную активность звездообразования, что делает ее особо привлекательной для изучения процессов звездной эволюции. Например, Östlin (2000) обнаружил две составляющие звездного населения I Zw 18:

красные сверхгиганты возраста 10-20 млн. лет и звезды асимптотической ветви гигантов (AGB) возраста 0.1-5 млрд. лет.

Среди голубых компактных галактик I Zw 18 показывает наименьшее содержание кислорода. Анализ двух гигантских H II зон, северо-западной (NW) и юго-восточной (SE), приводит к значениям[4] $(\mathrm{O/H})_{\mathrm{NW}} = -4.83 \pm 0.03$ и $(\mathrm{O/H})_{\mathrm{SE}} = -4.82 \pm 0.03$ (Izotov et al. 1999). Относительно солнечного содержания элементов эти величины соответствуют[5] $[\mathrm{O/H}] \simeq -1.70$, т.е. $Z/Z_{\odot} \simeq 1/50$, где Z – относительное содержание металлов (под термином 'металлы' здесь и ниже подразумеваются все химические элементы, кроме H и He). Мы будем использовать солнечные концентрации $(\mathrm{O/H})_{\odot} = -3.13 \pm 0.07$, $(\mathrm{Si/H})_{\odot} = -4.44 \pm 0.01$ и $(\mathrm{Fe/H})_{\odot} = -4.50 \pm 0.01$ из работы Grevesse et al. (1996), и $(\mathrm{Ar/H})_{\odot} = -5.48 \pm 0.04$ из работы Sofia, Jenkins (1998).

Нейтральный газ в I Zw 18 наблюдался в линии 21 см (van Zee et al. 1998), а также в нескольких УФ линиях (Kunth et al. 1994; Pettini, Lipman 1995; Vidal-Madjar et al. 2000). Радионаблюдения с высоким пространственным и частотным разрешением обнаружили сложную кинематическую структуру газа H I с дисперсией скоростей $\sigma_{\mathrm{t}} = 13 - 14$ км с$^{-1}$. Анализ профиля линии H I Lα, наблюдавшейся в направлениях на яркие зоны H II, позволил определить лучевую концентрацию нейтрального водорода, $N(\mathrm{H\,I}) = (3.5 \pm 0.5) \times 10^{21}$ см$^{-2}$ (Kunth et al. 1994), что согласуется с пиковым значением $N(\mathrm{H\,I}) \simeq 3 \times 10^{21}$ см$^{-2}$, найденным в радионаблюдениях (van Zee et al. 1998). Столь высокое значение $N(\mathrm{H\,I})$ делает диффузный газ в галактике I Zw 18 похожим на квазарные системы DLA (damped Lα systems), которые наблюдаются на больших красных смещениях.

Первые спектральные исследования этой галактики в ультрафиолетовом диапазоне на космическом телескопе Хаббла привели к заключению, что содержание металлов в зонах H I и H II различается (Kunth et al. 1994). Однако этот вывод не подтвердился в последующих исследованиях (Pettini, Lipman 1995; van Zee et al. 1998), где было показано, что нейтральный и ионизованный газ имеют одинаковую

[4] Величины (X/H) означают логарифмические значения отношения элементов по числу частиц.

[5] $[\mathrm{X/H}] = (\mathrm{X/H}) - (\mathrm{X/H})_{\odot}$.

металличность.

Разногласие в относительных содержаниях металлов в зонах H I и H II возникло вновь при интерпретации новых УФ спектров, полученных на *FUSE* (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer): содержание N, Ar, Si, и Fe в нейтральном газе, измеренное в микротурбулентном приближении (Vidal-Madjar et al. 2000), значительно отличалось от содержания этих элементов в ионизованном газе (Izotov et al. 2001). Для интерпретации наблюдений Izotov et al. предложили модель, состоящую из двух подсистем со значительным отличием металличности: протозвездное вещество, образованное в реакциях термоядерного синтеза на ранних стадиях расширения горячей Вселенной, и газ в H II зонах, обогащенный продуктами звездного термоядерного синтеза. По существу, подобная модель предлагалась ранее в работе Kunth, Sargent (1986). Обнаружение протозвездного газа могло бы иметь важное значение для космологических моделей.

Ниже мы покажем, что выводы относительно сосуществования двух подсистем основаны на сильном упрощении модели формирования спектров поглощения и не подтверждаются, если данные наблюдений с *FUSE* анализируются в рамках более адекватной модели. Мы также покажем, что α-элементы (Si и Ar) в I Zw 18 имеют одинаковые концентрации относительно элементов железного пика, которые наблюдаются в звездах низкой металличности галактического гало. Мы использовали спектральные данные, полученные на *FUSE* в диапазоне $\sim 980 - 1187$ Å с разрешением $\lambda/\Delta\lambda \sim 10000$ и отношением сигнала к шуму $S/N \sim 10$ на элемент разрешения (Vidal-Madjar et al. 2000).

Важным моментом в обработке профилей линий Ar I, Si II и Fe II является тот факт, что апертура спектрографа на *FUSE* ($30'' \times 30''$) полностью покрывает яркие зоны H II, содержащие скопления молодых звезд ($\sim 10'' \times 4''$). Это приводит к тому, что наблюдаемый спектр получен интегрированием вдоль большого числа лучей зрения в направлении на звезды, составляющие эти зоны H II. Таким образом, ожидаемое среднее $\langle I_\lambda \rangle$ должно хорошо соответствовать наблюдениям. В этом случае стандартный микротурбулентный подход, в котором неявно предполагалось, что абсорбционные спектры наблюдаются на фоне точечного источника, может приводить к неправильным оценкам лучевых концентраций, если корреляционная длина стохастического поля скоростей не мала по сравнению с геометрической толщиной области (раздел 2.3).

Микротурбулентный подход. Для сравнения наших результатов с предыдущими рассмотрим сначала случай полностью некоррелированного поля скоростей, т.е. $\ell = 0$, и покажем, как оценки лучевых концентраций $N(\mathrm{Ar\,I}$, $N(\mathrm{Si\,II})$ и $N(\mathrm{Fe\,II})$ могут меняться в зависимости от $\ell = 0$. Силы осцилляторов для линий Ar I λ1048.2199 Å, Si II λ1020.6989 Å и Fe II λ1063.1764 Å, равные $f_{\mathrm{ArI}} = 0.257$, $f_{\mathrm{SiII}} = 0.01391$ и $f_{\mathrm{FeII}} = 0.0547$, взяты из Federman et al. (1992), Charro, Martín (2000) и Raassen, Uylings (1998), соответственно, а длины волн – из Morton (1991).

На рис. 2.5 точками показаны нормированные интенсивности, вычисленные по опубликованным данным в работе Vidal-Madjar et al., к которым добавлен случайный шум, соответствующий $S/N = 10$. Ошибки в значениях интенсивности на уровне 1σ отмечены на рис. 2.5 короткими вертикальными отрезками. Абсорбционные линии Ar I и Si ii частично блендируются линиями Галактического межзвездного молекулярного водорода $\mathrm{H_2}$ L(4-0) $P(1)$ и L(7-0) $P(4)$. Поэтому вначале мы использовали двухкомпонентную модель, чтобы исследовать влияние этих бленд на оценки лучевых концентраций. Оптимальный набор интенсивностей, дающий стабильные оценки, отмечен на рис. 2.5 широкими серыми линиями. После этого профили всех трех абсорбционных линий подгонялись однокомпонентной моделью. Теоретические профили сворачивались с аппаратной функцией спектрографа, которая задавалась гауссианой с шириной FWHM = 26 км с$^{-1}$. Наилучшая подгонка с $\chi^2_{\min} = 24.76$ (число степеней свободы $\nu = 26$) показана на рис. 2.5 широкими серыми линиями. Полученные оптимальные параметры $b = 20.5 \pm 2.5$ км с$^{-1}$, $\log N_{\mathrm{Si\,II}} = 15.05 \pm 0.05$ см$^{-2}$, $\log N_{\mathrm{Ar\,I}} = 13.82 \pm 0.05$ см$^{-2}$ и $\log N_{\mathrm{Fe\,II}} = 14.34 \pm 0.05$ см$^{-2}$ дают оценки (Ar/Si) $= -1.23 \pm 0.07$ и (Fe/Si) $= -0.71 \pm 0.07$, которые находятся в хорошем согласии с данными анализа Vidal-Madjar et al., использованными в работе Izotov et al. (2001).

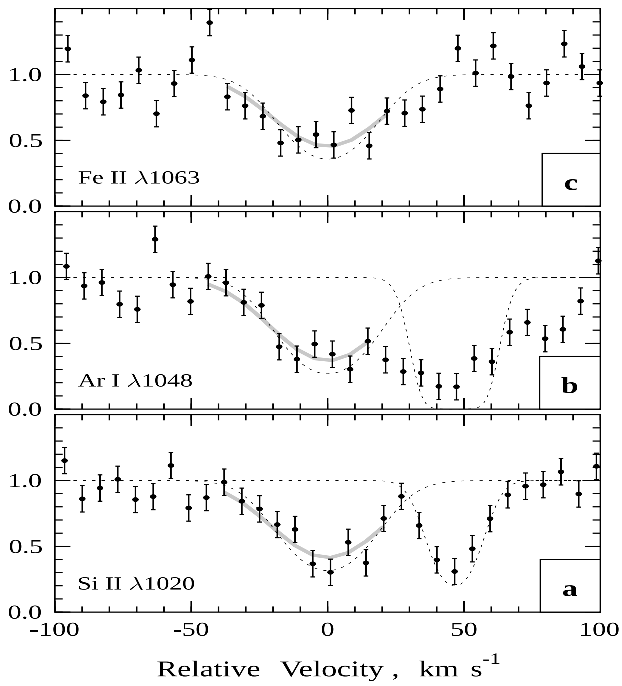

Рис. 2.5: Нормированные интенсивности (точки с вертикальными отрезками, ограничивающими ошибки на уровне 1σ) как функции радиальной скорости по данным с орбитальной обсерватории *FUSE* (Vidal-Madjar et al. 2000). Широкие серые линии – части теоретических профилей, свернутые с аппаратной функцией и используемые в оптимизационной процедуре. Пунктирными линиями показаны соответствующие профили без свертки. Абсорбционные детали на $\Delta v \simeq 49$ км с$^{-1}$ принадлежат Галактическому молекулярному водороду H_2: линия L(7-0) $P(4)$ на панели **a** и линия L(4-0) $P(1)$ на панели **b**.

Наиболее вероятное значение доплеровского параметра b, 20.5 ± 2.5 км с$^{-1}$, согласуется также с результатами радионаблюдений газа H I (van Zee et al. 1998). Тот факт, что $b_{\rm H\,I} \simeq b_{\rm Fe\,II}$, означает, что кинетическая температура нейтрального газа не превышает 500 K и что уширение линий в основном турбулентное.

Оценки лучевых концентраций вместе со значением N(H I) из работы Kunth et al. (1994) приводят к очень низкому содержанию металлов, [Si/H] $= -2.05 \pm 0.09$, [Ar/H] $= -2.24 \pm 0.09$ и [Fe/H] $= -2.70 \pm 0.09$, по сравнению с [O/H] $\simeq -1.7$, измеренному в зонах H II (Izotov et al. 1999). С этими данными и (O/H) $= -4.83 \pm 0.03$ (Izotov et al. 1999) легко получить, что (Ar/O) $= -2.89 \pm 0.09$ и [Ar/O] $= -0.54 \pm 0.12$.

Однако теория нуклеосинтеза предсказывает для газа с низким содержанием металлов (Ar/O) $\simeq -2.4$ (Woosley, Weaver 1995; Limongi et al. 2000). Наблюдения голубых компактных галактик показывают (Ar/O) $= -2.25 \pm 0.09$ (Izotov, Thuan 1999) и (Ar/O) $= -2.32 \pm 0.05$ (Kniazev et al. 2000). Статистические исследования указывают также на то, что отношение [Ar/O] остается практически постоянным ($\simeq 0$) при изменении относительного содержания кислорода на два порядка (Henry, Worthey 1999). Таким образом, мы можем заключить, что микротурбулентный подход приводит к относительным концентрациям, которые трудно согласовать с предсказаниями теории нуклеосинтеза и другими наблюдениями.

Мезотурбулентное приближение. Наблюдения в 21 см с высоким пространственным разрешением показывают, что профиль линии водорода меняется от точки к точке (van Zee et al. 1998). Это является прямым указанием на то, что профили линий в нейтральном газе определяются крупномасштабными движениями. Поэтому разумно обобщить предыдущий анализ на случай $\ell \neq 0$ и рассмотреть предельный случай $L/\ell \to 0$ (макротурбулентность).

Мы будем использовать упрощенную модель однородного турбулентного слоя газа толщиной L, имеющего постоянную кинетическую температуру $T_{\rm kin}$. Задавая лучевые концентрации Ar I, Si II и Fe II, отношение L/ℓ, дисперсию скоростей $\sigma_{\rm t}$, и тепловые ширины для каждой линии, мы можем вычислить математические ожидания $\langle I_\lambda \rangle$, используя обобщенное уравнение переноса (2.34).

При оценке лучевых концентраций мы используем тот же самый массив данных и три подгоночных параметра $\{N(\text{Ar I}),\ N(\text{Si II}),\ N(\text{Fe II})\}$, т.е. $\nu = 27$. Значения $\sigma_{\rm t} = 14.5$ км с$^{-1}$ и $T_{\rm kin} = 200$ K считаются заданными, и мы ищем $\chi^2_{\rm min}$ для фиксированного L/ℓ. Результаты расчетов представлены в таблице 2.4. Следует отметить, что несмотря на значительные различия перечисленных концентраций, профили линий Ar I, Si II, и Fe II практически не отличаются от тех, которые показаны на рис. 2.5. Для всех решений найденные значения $\frac{1}{\nu}\chi^2_{\rm min}$ меньше 1.

Наши численные результаты показывают, что оценки лучевых концентраций и относительных содержаний металлов сильно зависят от эффектов корреляционной

Таблица 2.4: Концентрации Ar, Si и Fe в нейтральном газе межзвездной среды галактики I Zw 18, вычисленные с $b = 20.5$ км с$^{-1}$ при различных значениях L/ℓ

L/ℓ	$N^a_{\mathrm{Ar\,I}}$ (см$^{-2}$)	$N^a_{\mathrm{Si\,II}}$ (см$^{-2}$)	$N^a_{\mathrm{Fe\,II}}$ (см$^{-2}$)	(Ar/H)^b	(Si/H)^b	(Fe/H)^b	(Ar/Si)^c
0	1.2E17	1.2E19	5.6E17	−4.45	−2.48	−3.79	−1.97
0.8	2.1E16	2.3E17	2.3E15	−5.23	−4.18	−6.17	−1.05
0.9	1.1E16	2.3E16	1.2E15	−5.49	−5.18	−6.46	−0.31
1.0	4.0E15	9.0E15	8.8E14	−5.95	−5.59	−6.60	−0.36
1.1	1.1E15	5.8E15	7.1E14	−6.48	−5.78	−6.69	−0.71
1.2	5.5E14	4.5E15	6.2E14	−6.80	−5.89	−6.75	−0.91
1.3	3.7E14	3.8E15	5.5E14	−6.97	−5.97	−6.80	−1.00
1.4	2.9E14	3.3E15	5.0E14	−7.08	−6.03	−6.84	−1.06
1.5	2.4E14	2.9E15	4.7E14	−7.16	−6.07	−6.87	−1.09
1.6	2.1E14	2.7E15	4.4E14	−7.22	−6.11	−6.90	−1.11
1.7	1.9E14	2.5E15	4.2E14	−7.27	−6.14	−6.92	−1.13
1.8	1.7E14	2.4E15	4.0E14	−7.30	−6.17	−6.94	−1.14
1.9	1.6E14	2.3E15	3.9E14	−7.34	−6.19	−6.96	−1.15
2.0	1.5E14	2.2E15	3.8E14	−7.36	−6.21	−6.97	−1.16
микротурбулентность							
∞	6.7E13	1.1E15	2.2E14	−7.72	−6.50	−7.20	−1.23

Внутренняя точность ^{a}0.05 dex, ^{b}0.09 dex, ^{c}0.07 dex; $N(\mathrm{H\,I}) = 3.5 \times 10^{21}$ см$^{-2}$ (Kunth et al. 1994).

длины. Эти эффекты тесно связаны с изменениями формы кривой роста, вызванными конечным отношением L/ℓ, или более точно, величиной τ_ℓ – оптической толщиной слоя, имеющего геометрический линейный размер ℓ. Это означает, что форма кривой роста зависит от силы осциллятора спектральной линии. В качестве примера на рис. 2.6 показаны три кривых роста для линий Ar I и Si II. Они соответствуют двум предельным случаям — микро- и макротурбулентности (Gail et al. 1974), а также одному промежуточному случаю — мезотурбулентности с $L/\ell = 1.45$. Рис. 2.6 показывает, что лучевые концентрации, оцененные по эквивалентным ширинам, в общем случае увеличиваются с увеличением ℓ.

Рис. 2.6 позволяет также проинтерпретировать отношение (Ar/Si) в зависимости от L/ℓ, представленное в таблице 2.4 и проиллюстрированное на рис. 2.7. В микротур-

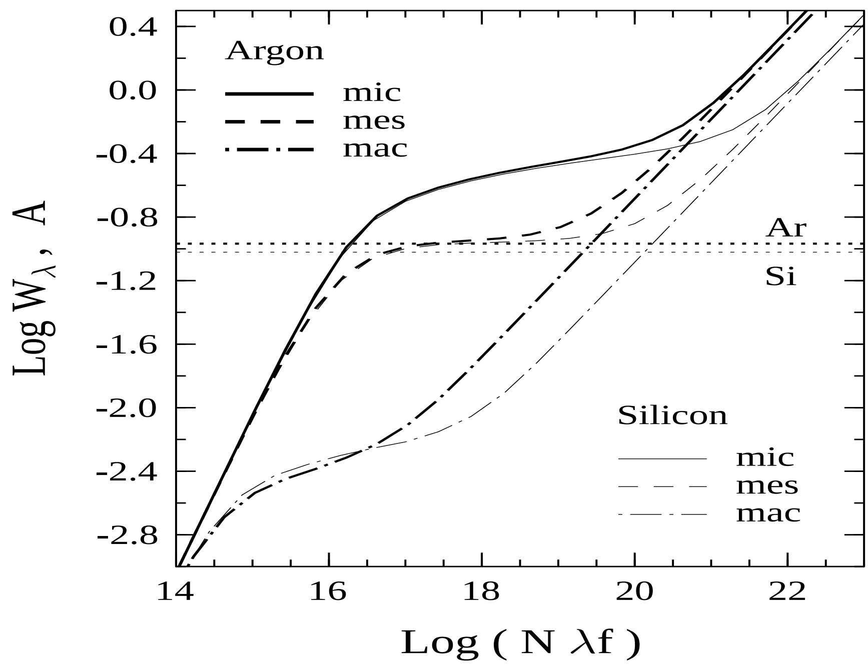

Рис. 2.6: Кривые роста для Ar I $\lambda1048$ и Si II $\lambda1020$, вычисленные с $b = 18$ км с$^{-1}$ и $T_{\rm kin} = 200$ К. Три типа линий соответствуют микро- ($\ell = 0$), мезо- ($L/\ell = 1.45$), и макротурбулентности ($L/\ell = 0$). пунктирные горизонтальные прямые отмечают средние значения измеренных эквивалентных ширин линий Ar I и Si II.

булентном пределе обе абсорбционных линии располагаются близко к линейной части кривой роста, в мезотурбулентных режимах они лежат на горизонтальной части. Поскольку наклон кривой роста на горизонтальной части меньше, чем на линейной, отношение (Ar/Si) больше. В макротурбулентном пределе обе линии расположены на корень квадратной части кривой роста, т.е. их эквивалентные ширины обусловлены радиационным затуханием. В этом случае наклон снова круче и, что наиболее важно, кривые роста хорошо разделяются друг от друга благодаря различным постоянным затухания. Отношение (Ar/Si) становится меньше, чем в мезотурбулентном режиме. Таким образом, при переходе от микро- к макротурбулентному пределу отношение (Ar/Si) сначала возрастает, достигает максимума и снова понижается. Из рис. 2.6 также видно, что в макротурбулентном пределе (Ar/Si) меньше, чем в микротурбулентном. Что касается линии Fe II, то, поскольку она слабее, ее профиль менее

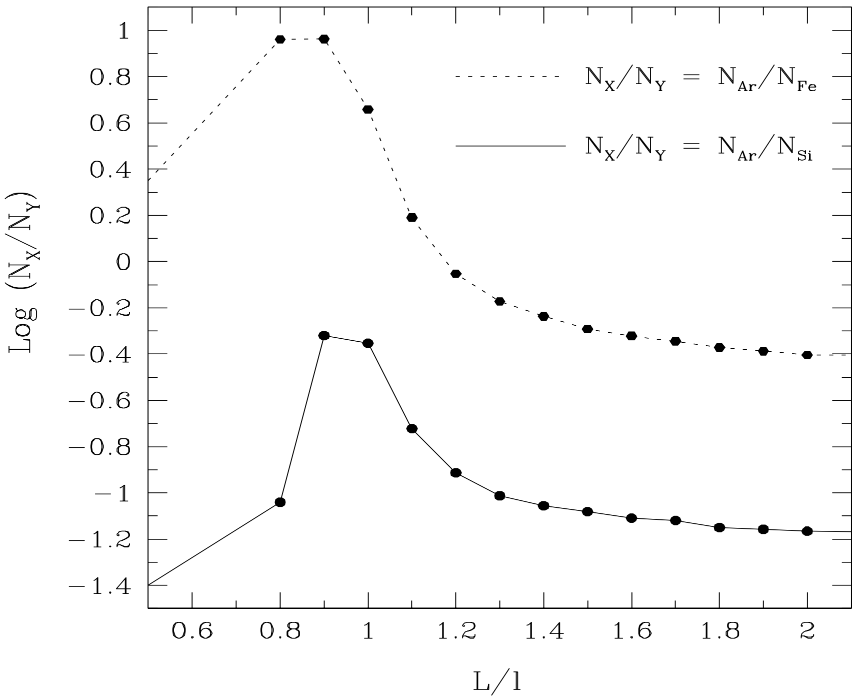

Рис. 2.7: Относительное содержание металлов как финкция L/ℓ – иллюстрация данных из таблицы 2.4.

подвержен корреляционным эффектам, что видно из таблицы 2.4. На рис. 2.7 мы также показываем отношение (Ar/Fe) в зависимости от L/ℓ. Вариации этого отношения обусловлены в основном изменениями в концентрации аргона.

Из приведенного анализа видно, что по данным с *FUSE* невозможно определить концентрации элементов или их отношения с приемлемой точностью. Необходимо использовать дополнительную информацию. Для чисто эмпирического определения содержания тяжелых элементов необходимы измерения бóльшего числа линий, и желательно линий одного и того же элемента, имеющих разные силы осцилляторов. В альтернативном подходе необходимы дополнительные модельные ограничения. Например, мы можем отбирать только те решения, в которых относительные концентрации тяжелых элементов не противоречат предсказаниям теории нуклеосинтеза. Мы будем следовать второму рецепту.

Для этого предположим, что концентрации аргона в подсистемах H I и H II совпадают. (Мы выбрали аргон потому, что из трех рассмотренных элементов его содержание в газе H II известно с наилучшей точностью). Izotov et al. (1999) получили (Ar/H) $= -6.90 \pm 0.05$ (NW) и слегка меньшее значение (Ar/H) $= -7.06 \pm 0.05$ в зоне SE. Это предположение ограничивает возможные значения L/ℓ интервалом от 1.2 до 1.6.

α-элементы O, Ar и Si образуются в одних и тех же массивных звездах. Поэтому их относительные концентрации не должны зависеть от металличности, что и подтверждается наблюдениями (Izotov, Thuan 1999). Если мы предположим для отношений (Ar/O) и (Ar/Si) солнечные значения, тогда $L/\ell \simeq 1.4 - 1.5$. Например, для $L/\ell = 1.4$ мы находим из таблицы 2.4 [Ar/Si] $= -0.02 \pm 0.08$. При (O/H) $= -4.83$ (Izotov et al. 1999), мы находим в дополнение [Ar/O] $= 0.10 \pm 0.12$. Для $L/\ell = 1.5$, эти отношения равны [Ar/Si] $= -0.05 \pm 0.08$ и [Ar/O] $= 0.02 \pm 0.12$.

Мы провели подобные вычисления также для двух крайних величин параметра уширения, $b = 18$ и 23 км с$^{-1}$, с теми же самыми ограничениями. Получились следующие значения при $L/\ell = 1.4$: [Fe/H] $= -2.4 \pm 0.1$ и [Si,Ar/Fe] $= 0.7 \pm 0.1$. Отметим, что наши оценки металличности в нейтральном газе галактики I Zw 18 подобны тем, которые наблюдаются в звездах низкой металличности в гало нашей Галактики. Например, в работе Izraelian et al. (1998) было найдено, что для звезд гало с $-2.0 \geq$ [Fe/H] ≥ -2.5 отношение [O/Fe] лежит в диапазоне от 0.3 до 1.0. Аналогичные результаты для [Si/Fe] были найдены Gratton, Sneden (1988).

Интересно сравнить полученные металличности с содержанием тяжелых элементов в двух хорошо изученных DLA-системах на больших красных смещениях: система с $z = 3.390$ в направлении на квазар Q 0000–2620, где [Fe/H] $\simeq -2$ и отношение α-элементов к элементам железного пика $\simeq 0.20$ (Molaro et al. 2000, 2001), и система с $z = 3.386$ в направлении на Q 0201+1120 с [Fe/H] $\simeq -1.4$ и [α/Fe] ~ 0.16 (Ellison et al. 2001). Обе системы DLA не показывают заметного превышения α-элементов над элементам железного пика по сравнению с измерениями в I Zw 18. Невысокое значение [α/Fe] в системах с низким содержанием металлов обычно рассматривается как доказательство пониженной активности процессов звездообразования, которые должны носить эпизодический характер. Должно пройти достаточно длительное время ($\sim 0.5 - 1$ млрд. лет, согласно Pettini 2000), чтобы аккумулировать элементы железного пика (основной источник которых – сверхновые типа Ia) в межзвездном газе галактики после вспышки сверхновых типа II, которые обогащают межзвездную среду α-элементами (Timmes et al. 1995), до уровня, сравнимого с солнечным относительно α-элементов. Тот факт, что в системе DLA I Zw 18 с красным смещением $z = 0.0025$ наблюдается превышение α-элементов, $[\alpha/\mathrm{Fe}] \sim 0.7$, говорит о том, эта галактика химически более молодая по сравнению с системами на $z \sim 3$.

Таким образом, мы показали, что учет корреляционных эффектов позволяет провести оценку содержания металлов в диффузном газе галактики I Zw 18, которая согласуется с предсказаниями теории нуклеосинтеза и измерениями в других компактных голубых галактиках.

Если крупномасштабные движения газа присущи всем галактикам, то мы можем ожидать, что корреляционные зависимости играют важную роль при оценках химического состава газа во всех тех случаях, когда эффекты оптической толщины становятся существенными.

Глава 3

Мезотурбулентное приближение (неполная выборка)

Во введении к главе 2 отмечалось, что если имеется большое число турбулентных ячеек на луче зрения (или большое число лучей зрения), то теоретическая средняя интенсивность $\langle I_\lambda \rangle$ внутри профиля линии является достаточно хорошим приближением для наблюдаемых интенсивностей. Мы условно назвали этот случай 'усреднением по полному статистическому ансамблю'. В этом разделе будет рассмотрено формирование профиля абсорбционной линии при условии, когда число турбулентных ячеек на луче зрения не очень большое, что приводит к неполноте статистической выборки. Будут рассчитаны также доверительные интервалы для теоретических интенсивностей и зависимость профилей линий от различных турбулентных параметров. Материал данного раздела основывается на результатах, полученных в работах Левшаков, Такахара (1996), Levshakov, Kegel (1997), и Levshakov, Kegel, Mazets (1997).

3.1 Введение

Основная информация о состоянии межзвездной (межгалактической) среды получается из анализа спектров поглощения. Интерпретация измерений обычно опирается на довольно простые физические модели. Практически всегда предполагается, что распределение скоростей частиц в поглощающем облаке описывается нормальным законом, а учет влияния гидродинамических течений рассматривается в микротурбулентом приближении. В рамках этих предположений мы можем измерить лучевые концентрации атомов, N, доплеровские параметры газа, $v_{\rm D}$, и положение (т.е. радиальные скорости, $v_{\rm r}$) абсорбционных деталей. Однако значения этих параметров могут существенно зависеть от корреляционных эффектов, рассмотренных в предыдущем разделе. Поэтому представляется важным указать на те условия, при которых лучевые концентрации модельно независимы.

Предположим, что в нашем распоряжении имеются данные, полученные с бесконечно высоким спектральным разрешением и бесконечно большим отношением сигнал/шум, S/N. Тогда наблюдаемая интенсивность,

$$r_\lambda = I_\lambda / I_0 = \exp(-\tau_\lambda) \ , \tag{3.1}$$

в центральной части абсорбционной линии может быть измерена с высокой точностью до бесконечно малых значений r_λ, а полное число поглощающих атомов вдоль луча зрения может быть найдено непосредственно из наблюдаемого профиля путем интегрирования полностью разрешенного профиля оптической толщины τ_λ:

$$N_{\rm tot} = \frac{m_{\rm e} c^2}{\pi e^2 f_{\rm abs}\, \lambda_0^2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \tau_\lambda \, d\lambda = \frac{m_{\rm e} c}{\pi e^2 f_{\rm abs}\, \lambda_0} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \tau_v \, dv \ , \tag{3.2}$$

где $m_{\rm e}$ – масса электрона, c – скорость света, $f_{\rm abs}$ – сила осциллятора и λ_0 – длина волны центра линии.

В силу сделанных предположений данная процедура абсолютно точная для любого распределения поля скоростей и плотности газа вдоль луча зрения (Jenkins 1986).

Однако данная процедура имеет существенные ограничения при конечном спектральном разрешении и конечной величине S/N. Для оценки этих ограничений нам необходимо знать истинное минимальное значение r_λ, соответствующее максимальной величине τ_λ. Если распределение скоростей нормальное, то оптическая толщина в центре линии равна (Спитцер 1981)

$$\tau_{\lambda_0} \simeq 1.497 \times 10^{-15} \frac{f_{\rm abs}\,\lambda_0}{v_{\rm D}} N_{\rm tot} \ , \qquad (3.3)$$

где λ_0 выражена в Å, $v_{\rm D}$ – в км с$^{-1}$, и $N_{\rm tot}$ – в см$^{-2}$.

При бесконечно большом разрешении, но конечном S/N, τ_{λ_0} должна быть больше, чем минимальное значение для того, чтобы профиль линии мог бы быть измерен. Если $\tau_{\lambda_0} \ll 1$, этим условием является

$$\tau_{\lambda_0} = 1 - \frac{I_{\lambda_0}}{I_0} \geq \alpha \langle S/N \rangle^{-1} \ , \qquad (3.4)$$

в котором коэффициент α (порядка единицы) определяет требуемую точность, а $\langle S/N \rangle$ – среднее отношение сигнала к шуму на уровне континуума.

Соотношения (3.3) и (3.4) накладывают ограничение на условие, при котором $N_{\rm tot}$ может быть найдена с заданной точностью:

$$N_{\rm tot} \geq 6.68 \times 10^{14} \frac{v_{\rm D}}{f_{\rm abs}\,\lambda_0} \frac{\alpha}{\langle S/N \rangle} \ . \qquad (3.5)$$

Для конечного отношения S/N и конечного спектрального разрешения с элементом разрешения $\Delta\lambda_{\rm sp} \geq \Delta\lambda_{\rm D}$ (или $R \equiv \lambda/\lambda_{\rm sp} \leq c/v_{\rm D}$), получаем следующее неравенство:

$$N_{\rm tot} \geq 6.68 \times 10^{14} \frac{c}{f_{\rm abs}\,\lambda_0\, R} \frac{\alpha}{\langle S/N \rangle} \ . \qquad (3.6)$$

Нетрудно получить также и верхний предел для $N_{\rm tot}$ при конечном S/N. Для бесконечно высокого разрешения, $\Delta\lambda_{\rm sp} \ll \Delta\lambda_{\rm D}$, интенсивность в центре линии может быть измерена точно, если

$$\exp(-\tau_0) = \frac{I_{\lambda_0}}{I_0} \geq \beta \frac{\langle I_{\rm min} \rangle}{I_0} \ , \qquad (3.7)$$

где β определяет требуемую точность, а $\langle I_{\rm min} \rangle$ является средней наименьшей интенсивностью (подчиняется, предположительно, статистике Пуассона), которая может быть измерена в спектре. Таким образом, второе условие записывается в виде

$$N_{\rm tot} \leq 6.68 \times 10^{14} \frac{v_{\rm D}}{f_{\rm abs}\,\lambda_0} \ln(I_0/\beta\langle I_{\rm min} \rangle) \ . \qquad (3.8)$$

Замечая, что при статистике Пуассона $S/N \sim \sqrt{I_0}$ и $I_0/\langle I_{\rm min}\rangle \sim \langle S/N\rangle^2$, получим

$$N_{\rm tot} \le 1.34 \times 10^{15}\, \frac{v_{\rm D}}{f_{\rm abs}\,\lambda_0}\, \ln \frac{\langle S/N\rangle}{\sqrt{\beta}}\ . \tag{3.9}$$

Из (3.5) и (3.9) окончательно находим

$$\frac{N_{\rm tot,max}}{N_{\rm tot,min}} \le \frac{2\langle S/N\rangle}{\alpha}\, \ln \frac{\langle S/N\rangle}{\sqrt{\beta}}\ . \tag{3.10}$$

Полученные оценки показывают, что если имеется достаточно высокое спектральное разрешение и условия (3.5) и (3.9) выполняются, то лучевые концентрации могут быть найдены однозначно. Неравенства (3.5) и (3.9) являются, однако, довольно сильными ограничениями. Соотношение (3.10) дает максимальный динамический диапазон для заданной спектральной линии[1]. Например, для $S/N \sim 50$ отношение $N_{\rm tot,max}/N_{\rm tot,min} \sim 400$. Эта величина может значительно превышаться для реальных абсорбционных систем.

Если спектральное разрешение недостаточно высокое, чтобы разрешить отдельные детали профиля линии ($R \le c/v_{\rm D}$, или более точно $R \le c/v_{\rm th}$), то измерение истинной интенсивности внутри профиля становится невозможным. В этом случае обычно ограничиваются измерением эквивалентных ширин, W_λ. Если линия оптически тонкая, то τ_λ является линейной функцией от I_λ, и эквивалентная ширина прямо пропорциональна $N_{\rm tot}$. В этом случае лучевая концентрация все еще может быть найдена точно. (При этом теряется детальная информация о распределении поля скоростей.) Однако если линия не оптически тонкая, скажем $\tau_{\lambda_0} \ge 0.5$, тогда функциональная связь W_λ и $N_{\rm tot}$ становится зависимой от деталей процесса формирования линии и, в частности, может быть подвержена эффектам конечной корреляционной длины поля скоростей, обсуждавшимся в главе 2.

Таким образом, мы можем заключить, что если неравенства (3.5) или (3.9) не выполняются, либо τ_{λ_0} недостаточно мала и $R \le c/v_{\rm th}$, то обсуждавшийся выше метод становится неприменимым. В этом случае лучевые концентрации и другие физические параметры могут быть оценены только из физической модели облака.

[1]При рассмотрении различных линий и, в частности, линий различных атомов, неравенство (3.10) необходимо модифицировать с учетом различных значений λ_0, $f_{\rm abs}$ и $v_{\rm D}$

Как отмечалось в главе 2, в большинстве используемых моделей предполагается, что распределение скоростей атомов является нормальным, а гидродинамические скорости учитываются в микротурбулентном приближении. Этот тип моделей имеет большую привлекательность из-за его простоты. Более того, при таком подходе профиль линии определяется однозначно, если заданы $N_{\rm tot}$ и $v_{\rm D}$. Однако слабой стороной этого метода является то, что перенос излучения трактуется в пределе полностью некоррелированного поля скоростей, $\ell \equiv 0$, что является редко реализуемым условием в действительности.

Рассмотренный в главе 2 мезотурбулентный подход, хотя и является некоторой идеализацией, имеет преимущество в том, что он учитывает в первом приближении влияние корреляционных эффектов поля скоростей на процессы формирования спектральных линий. В этом смысле данный подход является более адекватным действительности. Что касается его практического использования, то реализация метода требует задания двух дополнительных параметров ℓ и $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$, которые усложняют в общем случае анализ спектров.

Наиболее существенной особенность является, однако, тот факт, что при рассмотрении процессов формирования линии на фоне точечного источника континуального излучения становится невозможным предсказать профиль линии однозначно при заданных параметрах модели. Это объясняется тем, что наблюдаемый профиль соответствует единственной реализации поля скоростей, в то время как теоретические интенсивности вычисляются как средние по ансамблю многих реализаций. Ниже будет показано, что в этом случае лучевая концентрация может быть найдена в определенном доверительном интервале, величина которого зависит от турбулентных характеристик в облаке.

3.2 Вывод основных уравнений

Возвращаясь к разделу 2.2, рассмотрим снова вероятность $P(s; v, I_\lambda)\, dv\, dI_\lambda$ нахождения в точке s радиальной компоненты скорости со значением между v и $v + dv$, и интенсивности излучения между I_λ и $I_\lambda + dI_\lambda$. Напомним, что перенос величины P описывается уравнением Фоккера-Планка (2.16), которое может быть преобразовано в аналогичное уравнение (2.17) для первого момента P относительно I_λ – величины Q_λ, определенной в (2.18). Первый момент Q_λ связан с *условной* интенсивностью q_λ соотношением (2.19). С помощью величины q_λ рассчитывалась средняя интенсивность на луче зрения в точке s

$$\langle I_\lambda(s)\rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty} q_\lambda(s,u)\, W_1(u)\, du \ , \tag{3.11}$$

которую мы будем называть в дальнейшем *безусловной* интенсивностью.

Если мы рассматриваем межзвездную линию поглощения, образующуюся в облаке толщиной L, то, как отмечалось во введении, $\langle I_\lambda\rangle$, средняя величина интенсивности после прохождения облака, может заметно отличаться от реально наблюдаемой, хотя модель описывает статистические свойства облака корректно. Чтобы количественно описать такие отклонения, мы можем вычислить распределение вероятности величины I_λ. Существует два подхода для решения этой задачи. Один из них заключается в вычислении $P(s; v, I_\lambda)$ непосредственно из (2.16) с последующим интегрированием результата по v. Однако этот подход требует больших численных расчетов, поскольку уравнение (2.16) содержит на одну независимую переменную больше, чем уравнение (2.20). Альтернативный подход заключается в вычислении высших моментов P относительно I_λ, что можно сделать относительно просто. В нашем случае набор моментов определяет функцию распределения однозначно, поскольку диапазон изменений I_λ конечный: $0 \le I_\lambda/I_0 \le 1$ (см. раздел 3.3).

Умножая уравнение (2.16) на степень I_λ^j и интегрируя по I_λ, получим

$$\frac{\partial Q_{\lambda,j}}{\partial s} = \frac{1}{\ell}\frac{\partial}{\partial v}\left(v Q_{\lambda,j} + \sigma_{\mathrm{t}}^2\ \frac{\partial Q_{\lambda,j}}{\partial v}\right) - j\kappa_0\Phi\ (Q_{\lambda,j} - S_\lambda Q_{\lambda,j-1}) \ , \tag{3.12}$$

где

$$Q_{\lambda,j} = \int\limits_0^{\infty} I_\lambda^j\, P(s; v, I_\lambda)\, dI_\lambda \ . \tag{3.13}$$

Таким образом, мы получили систему рекуррентных дифференциальных уравнений (3.12), решение которой может быть найдено аналогично решению уравнения (2.17).

Дальнейшее упрощение решения получается при рассмотрении чистого поглощения, когда функция источников полагается равной нулю. В этом случае высшие моменты вычисляются так же, как и первый момент с заменой в уравнении (2.20) κ_0 на $j\kappa_0$. В итоге мы получаем величины $\langle I_\lambda^j \rangle$.

По моментам $\langle I_\lambda^j \rangle$ мы можем восстановить кумулятивную функцию распределения для I_λ. После этого становится возможным определить интервал интенсивностей вокруг $\langle I_\lambda \rangle$, в котором наблюдаемая интенсивность может находиться с заданной вероятностью. Как подчеркивается в разделе 3.3, функции распределения вероятности получаются довольно широкими и асимметричными для некоторых параметров, что затрудняет проведение сравнения теоретических результатов с наблюдениями.

Рассмотрение функции распределения I_λ на данном этапе не позволяет еще использовать всю имеющуюся информацию о форме абсорбционной линии. Если мы рассматриваем межзвездные линии поглощения, образованные вдоль одного луча зрения, мы знаем, что только *одна* реализация случайного поля скоростей определяет наблюдаемый спектр. Действительно, в течение наблюдений любые крупномасштабные движения газа внутри облака можно рассматривать как 'замороженные', т.е. у нас нет ни временного усреднения, ни пространственного. В любой точке вдоль луча зрения (и, в частности, на краях облака) компонента скорости имеет свое определенное (заранее неизвестное) значение, которое не меняется за время экспозиции. В этом случае более информативно сравнивать с наблюдениями условную интенсивность $q_\lambda(L, u_0)$, чем $\langle I_\lambda \rangle$. При этом необходимо задание дополнительного свободного параметра u_0, скорости первой турбулентной ячейки на луче зрения, который может быть определен из сравнения с наблюдениями. Величина $q_\lambda(L, u_0)$ – это ожидаемое значение интенсивности при условии, что скорость первой турбулентной ячейки равна u_0.

Вычисленный профиль спектральной линии $q_\lambda(L, u_0)$ будет иметь в общем случае асимметричную форму, если $u_0 \neq 0$. Достаточно просто понять качественно причину такой асимметрии. Предполагая, что флуктуации скорости описываются марковским процессом, условная вероятность найти в точке $s + \Delta s$ значение скорости $v + \Delta v$ при условии, что в точке s скорость равна v, задается выражением (Gail et al. 1980):

$$P_{2v}(s+\Delta s, v+\Delta v|s,v) = \frac{1}{\sigma_{\mathrm{t}}\sqrt{2\pi(1-f^2)}} \exp\left\{-\frac{[\Delta v + v(1-f)]^2}{2\sigma_{\mathrm{t}}^2\,(1-f^2)}\right\} \ , \qquad (3.14)$$

в котором коэффициент корреляции f определяется уравнением (2.15).

Из уравнения (3.14) следует, что среднее значение и дисперсия для Δv соответственно равны

$$\langle \Delta v \rangle = -v[1-\exp(-|\Delta s|/\ell)] \ , \qquad (3.15)$$

и

$$Var(\Delta v) = \sigma_{\mathrm{t}}^2\,[1-\exp(-2|\Delta s|/\ell)] \ . \qquad (3.16)$$

Поэтому условное среднее значение для скорости в точке $s+\Delta s$ лежит в промежутке между нулем и v, в то время как безусловное среднее, вычисленное по (2.13), равно нулю. Это приводит к асимметрии профиля $q_\lambda(u_0) \equiv q_\lambda(L, u_0)$. Зависимость этой асимметрии от различных параметров описывается ниже, в разделе 3.4. Только после выполнения интегрирования в (3.11) профиль принимает симметричный вид.

В заключение отметим, что поскольку $q_\lambda(u_0)$ является условным средним, распределение интенсивностей в наблюдаемом спектре может отличаться от вычисленного (считается, что принятая модель описывает статистические свойства поглощающего облака корректно). Эти отличия могут быть количественно описаны, как и в предыдущем случае, через моменты $q_{\lambda,j}$. При этом функция распределения для $q_\lambda(L, u_0)$ становится у́же, чем для $I_\lambda(L)$. Это объясняется тем, что при рассмотрении $q_\lambda(L, u_0)$ считается известным дополнительный параметр u_0.

Альтернативным подходом к изучению возможных форм профилей спектральных линий и их отличия от ожидаемых средних могут служить численные методы Монте Карло, которые обсуждаются в разделе 3.5.

3.3 Восстановление функции распределения вероятности

Пусть x_λ означает нормированную интенсивность, $x_\lambda = I_\lambda/I_0$. В разделе 3.2 было показано, что любой момент функции распределения $P(s;v,x_\lambda)$ относительно x_λ может быть найден в результате решения системы рекуррентных дифференциальных уравнений (3.12), в которой целое число j пробегает значения $j = 0, 1, 2, \dots$, а $Q_{\lambda,0}(s,v) \equiv 1$. Тогда момент порядка j для безусловной интенсивности x_λ равен

$$\langle x_\lambda^j \rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty} Q_{\lambda,j}(s,v)\,dv\ . \tag{3.17}$$

Для упрощения записи введем следующие обозначения: $x = x_\lambda$ – интенсивность внутри профиля линии на длине волны λ; $\theta(x)$ – плотность вероятности (p.d.f.), и $\Theta(x)$ – кумулятивная функция распределения (c.d.f.).

Если эти величины сравниваются с наблюдениями, тогда

$$\theta(x) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} P(s;v,x)\,dv\ , \tag{3.18}$$

и

$$\Theta(x) = \int\limits_{0}^{x} \theta(t)\,dt\ . \tag{3.19}$$

Однако, как было показано в предыдущем разделе, при работе с межзвездными линиями поглощения более адекватным является сравнение с наблюдениями условной интенсивности $q_\lambda(s,u)$. Моменты условной интенсивности вычисляются аналогичным образом. Полагая $S_\lambda = 0$ для чистого поглощения, мы получаем

$$\frac{\partial q_{\lambda,j}}{\partial s} = \frac{1}{\ell}\left(\frac{\partial^2 q_{\lambda,j}}{\partial u^2} - u\,\frac{\partial q_{\lambda,j}}{\partial u}\right) - j\kappa_0\Phi q_{\lambda,j}\ , \tag{3.20}$$

где

$$q_{\lambda,j}(s,u) = Q_{\lambda,j}(s,u)/W_1(u)\ . \tag{3.21}$$

В этом случае условная плотность вероятности принимает форму

$$\psi(x) = P(s;u,x)/W_1(u)\ , \tag{3.22}$$

а условное кумулятивное распределение соответственно равно

$$\Psi(x) = \int\limits_0^x \psi(t)\, dt \ . \tag{3.23}$$

При заданной лучевой концентрации и кинетической температуре, для нормированной интенсивности можно записать следующее неравенство:

$$0 < \xi \le x \le 1 \ , \tag{3.24}$$

где

$$\xi = \exp[\, -\kappa_0\, L\, \Phi(0)\,] \ . \tag{3.25}$$

Поэтому функции распределения $\Psi(x)$ и $\Theta(x)$ должны обращаться в ноль при $0 \le x < \xi$. Поскольку вид функций $\Psi(x)$ и $\Theta(x)$ известен для интервала $0 \le x < \xi$, нам остается рассмотреть процедуру восстановления только в интервале $\xi \le x \le 1$. Преобразуем этот интервал путем замены случайной переменной x на

$$y = \frac{x - \xi}{1 - \xi} \ . \tag{3.26}$$

Тогда из условия

$$\tilde{\psi}(y)\, dy = \psi(x)\, dx \tag{3.27}$$

находим

$$\tilde{\psi}(y) = (1 - \xi)\, \psi(x) \ . \tag{3.28}$$

Для восстановления функции распределения по ее моментам нам необходимо теперь вычислить моменты в системе y, тогда как моменты в (3.17) и (3.21) определялись в системе x. Связь между моментами в этих двух системах легко получить, если заметить, что

$$m_j = \int\limits_0^1 x^j\, \psi(x)\, dx = \int\limits_\xi^1 x^j\, \psi(x)\, dx = \int\limits_0^1 [(1-\xi)y + \xi]^j\, \tilde{\psi}(y)\, dy \ . \tag{3.29}$$

Это соотношение означает, что

$$m_j = \sum_{i=0}^{j} (-1)^i\, C_j^i\, (1-\xi)^{j-i}\, \tilde{m}_{j-i}\, \xi^i \ , \tag{3.30}$$

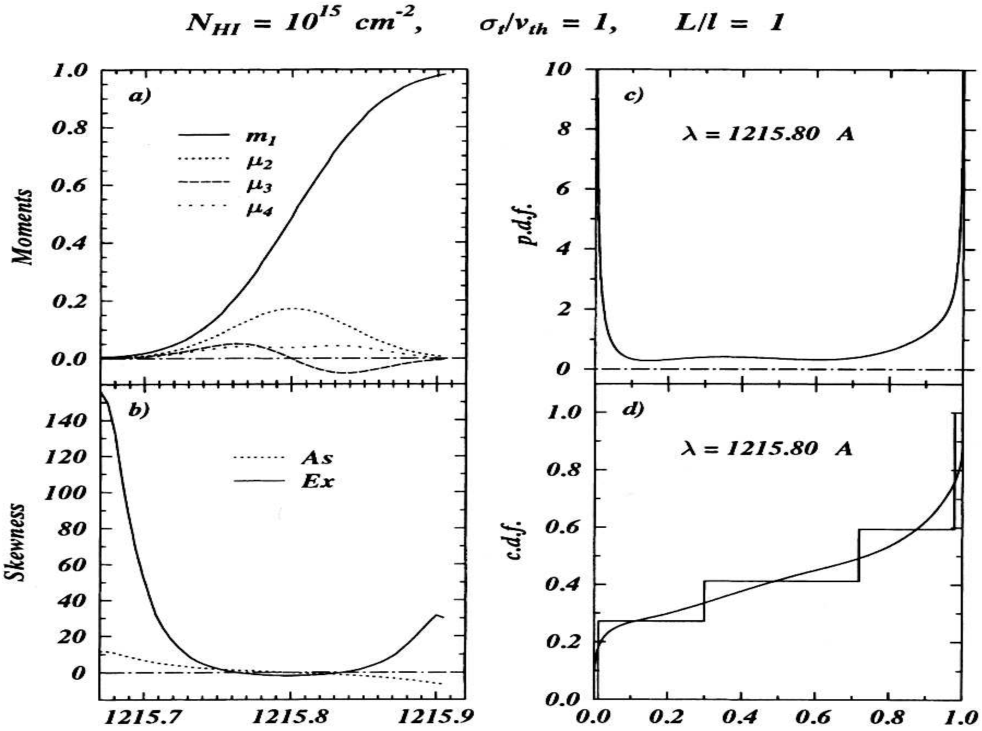

Рис. 3.1: Линия H I Lα: (**a**) первые четыре момента безусловной интенсивности; (**b**) меры скошенности распределения вероятности (асимметрия As и эксцесс Ex); (**c**) пример плотности вероятности для $\lambda = 1215.80$ Å; (**d**) пример соответствующих кумулятивных функций распределения Θ и Θ_1 (непрерывной и ступенчатой). Ось X на панелях (**a**) и (**b**) – длина волны в Å, на панелях (**c**) и (**d**) – нормированная интенсивность I_λ/I_0.

или

$$\tilde{m}_j = \frac{1}{(1-\xi)^j} \sum_{i=0}^{j} (-1)^i \, C_j^i \, m_{j-i} \, \xi^i \, , \tag{3.31}$$

где $C_j^i = j!/i!(j-i)!$ (биномиальные коэффициенты), и $m_0 = \tilde{m}_0 = 1$.

Последовательность моментов $m_1, m_2, \ldots$ может быть найдена либо из (3.12) для безусловной интенсивности, либо из (3.20) для условной интенсивности.

Рисунки 3.1 и 3.2 показывают первые четыре момента для половины профиля линии H I Lα (за точку отсчета взят центр линии $\lambda_0 = 1215.67$ Å). В расчете использовались уравнения (3.12) и (3.17). Для всех вычислений мы использовали $T_{\rm kin} = 10^4$ K, значения других параметров указаны на рисунках. Первые четыре момента могут быть использованы для характеристики скошенности функции распределения веро-

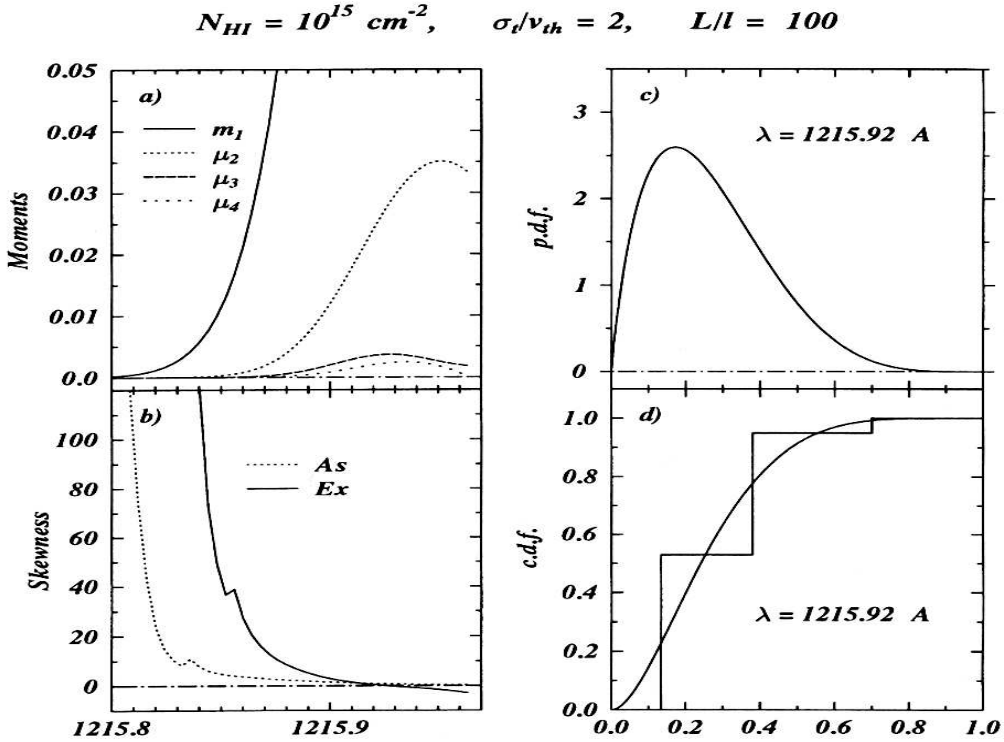

Рис. 3.2: Аналогично рисунку 3.1, но для других отношений $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$ и L/ℓ; (**c**) и (**d**) показаны для $\lambda = 1215.92$ Å.

ятности. Обычными мерами скошенности являются асимметрия и эксцесс:

$$As = \frac{\mu_3}{\mu_2^{3/2}} \ , \ \ Ex = \frac{\mu_4}{\mu_2^2} - 3 \ , \tag{3.32}$$

которые равны нулю, если распределение симметрично. В этих соотношениях μ_j являются центральными моментами

$$\mu_j = \int (x - m_1)^j \, \psi(x) \, dx \ . \tag{3.33}$$

Эти характеристики скошенности показаны на рис. 3.1(**b**) и 3.2(**b**). Как и ожидалось, функции распределения вероятности для существенной части профиля линии Lα асимметричные (они становятся разрывными на краях диапазона при $y_\lambda \to 0$ или $y_\lambda \to 1$).

Перейдем теперь к рассмотрению самой процедуры восстановления. Мы будем восстанавливать условную кумулятивную функцию распределения через ее первые

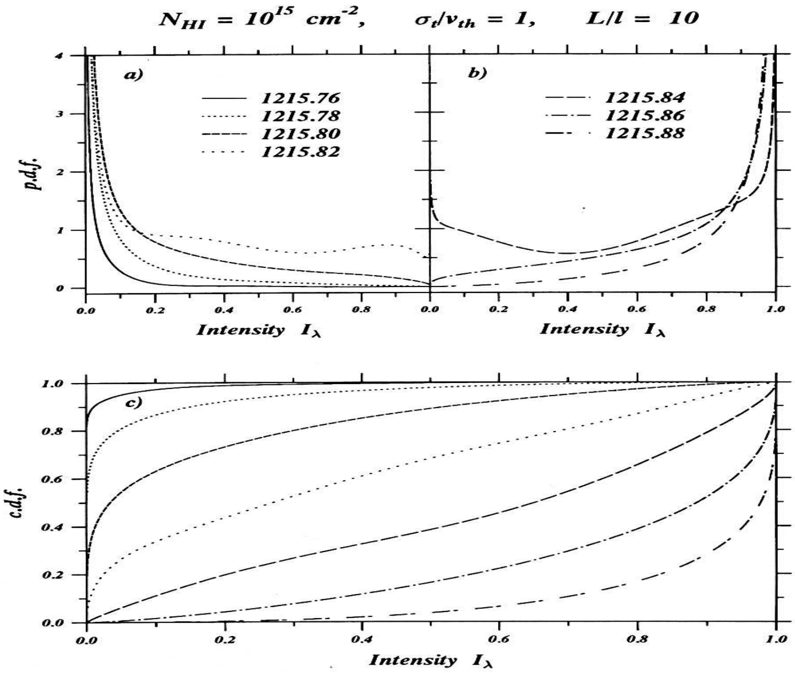

Рис. 3.3: Линия H I Lα: (**a**) и (**b**) различные формы функций распределения вероятности при перемещении от центра линии к ее крылу; (**c**) соответствующие кумулятивные функции распределения вероятности.

моменты. Случайная переменная y лежит в диапазоне [0,1]. Это означает, что функция распределения может однозначно быть восстановлена с помощью последовательности ее моментов (Kendall, Stuart 1963). Один из способов определить общий вид распределения – это использование критерия Пирсона. Например, если

$$\frac{\beta_1\,(\beta_2+3)^2}{4\,(2\beta_2-3\beta_1-6)(4\beta_2-3\beta_1)} < 0\ , \tag{3.34}$$

для $\beta_1 = As^2$ и $\beta_2 = Ex{+}3$, то распределение, определенное на конечном промежутке, принадлежит пирсоновскому типу I:

$$\tilde{\psi}(y) = \frac{1}{B(\gamma_1,\gamma_2)}\, y^{\gamma_1-1}\,(1-y)^{\gamma_2-1}\ , \tag{3.35}$$

где $\gamma_1 > 0, \gamma_2 > 0$. Здесь $B(\gamma_1,\gamma_2)$ – это полная β-функция (интеграл Эйлера первого рода):

$$B(\gamma_1,\gamma_2) = \int\limits_0^1 t^{\gamma_1-1}\,(1-t)^{\gamma_2-1}\,dt\ , \tag{3.36}$$

которая связана с гамма-функцией соотношением

$$B(\gamma_1,\gamma_2) = \frac{\Gamma(\gamma_1)\,\Gamma(\gamma_2)}{\Gamma(\gamma_1+\gamma_2)}\ . \tag{3.37}$$

Мы нашли, что критерий Пирсона (3.34) выполняется для всех наших примеров. Поэтому в качестве первого приближения для функции распределения можно использовать кривую Пирсона типа I, т.е. приближением для кумулятивной функции распределения может служить неполная β-функция $B(\gamma_1,\gamma_2;y)$:

$$\tilde{\Psi}(y) = \frac{B(\gamma_1,\gamma_2;y)}{B(\gamma_1,\gamma_2)}\ , \tag{3.38}$$

где

$$B(\gamma_1,\gamma_2;y) = \int\limits_0^y t^{\gamma_1-1}\,(1-t)^{\gamma_2-1}\,dt\ , \quad 0 \le y < 1\ . \tag{3.39}$$

Это означает, в частности, что для фиксированной длины волны внутри профиля линии

$$\tilde{m}_1 = \frac{\gamma_1}{\gamma_1+\gamma_2}\ , \qquad \tilde{m}_2 = \frac{\gamma_1\,(\gamma_1+1)}{(\gamma_1+\gamma_2)(\gamma_1+\gamma_2+1)}\ , \tag{3.40}$$

т.е. первые два момента определяют однозначно параметры γ_1 и γ_2:

$$\gamma_1 = \frac{\tilde{m}_1(\tilde{m}_1-\tilde{m}_2)}{\mu_2}\ , \qquad \gamma_2 = \frac{(\tilde{m}_1-\tilde{m}_2)(1-\tilde{m}_1)}{\mu_2}\ . \tag{3.41}$$

Если оба параметра γ_1 и γ_2 превосходят единицу, то функция распределения вероятности $\tilde{\psi}(y)$ имеет колоколообразную форму с максимумом в точке $(\gamma_1-1)/(\gamma_1+\gamma_2-2)$, принимающую нулевые значения при $y=0$ и $y=1$. Если γ_1 или γ_2 лежат между 0 и 1, тогда $\tilde{\psi}(y)\to\infty$ при $y\to 0$ или $y\to 1$, соответственно, и распределение становится J-образным. Если оба параметра γ_1 и γ_2 лежат между 0 и 1, тогда $\tilde{\psi}(y)\to\infty$ при $y\to 0$ и $y\to 1$, и распределение имеет U-образную форму.

Эти различные типы распределений показаны на рис. 3.1(**c**), 3.2(**c**) и на рис. 3.3(**a,b**). J-образные распределения встречаются для точек в профиле линии, где $y\sim 0$ или $y\sim 1$, т.е. на тех границах, где $\tilde{\psi}(y)$ становится сингулярной. U-образные распределения встречаются там, где коэффициент поглощения имеет наибольший градиент. В этом диапазоне длин волн небольшое изменение в случайном доплеровском сдвиге приводит к большим изменениям в интенсивности, делая наиболее вероятным нахождение больших значений x_λ (вблизи единицы) или гораздо меньших значений x_λ по сравнению с ожидаемым средним. Эта тенденция функции распределения к концентрациям на краях интервала и обуславливает ее U-образную форму.

Следующий шаг в вычислении точной функции распределения вероятности для y_λ состоит в разложении $\tilde{\psi}(y)$ в ряд по полиномам Якоби:

$$\tilde{\psi}(y) = \omega(y) \sum_{j=0}^{\infty} a_j \, G_j(y) \ , \tag{3.42}$$

в котором полиномы Якоби ($G_0 = 1, a_0 = 1$) ортогональны на интервале (0,1) относительно весовой функции $\omega(y)$. В качестве весовой функции выбирается β-распределение:

$$\omega(y) = \frac{y^{\gamma_1 - 1} \, (1-y)^{\gamma_2 - 1}}{B(\gamma_1, \gamma_2)} \ . \tag{3.43}$$

Полиномы Якоби определяются следующим образом (Abramowitz, Stegun 1964):

$$G_j(y) = \sum_{i=0}^{j} (-1)^i \, C_j^i \, g_{i,j} \, y^i \ , \tag{3.44}$$

где $g_{0,j} = 1$ и

$$g_{i,j} = \prod_{i=1}^{j} \frac{\gamma_1 + \gamma_2 + j + i - 2}{\gamma_1 + i - 1} \ , \quad j \geq 1 \ . \tag{3.45}$$

Умножая (3.42) на $G_k(y)$ и интегрируя по интервалу (0,1), получим

$$a_k = \frac{1}{h_k} \sum_{i=0}^{k} (-1)^i \, C_k^i \, g_{i,k} \, \tilde{m}_i \ , \tag{3.46}$$

где

$$h_k = \int_0^1 \omega(y) \, G_k^2(y) \, dy = \frac{g_{k,k}^2}{B(\gamma_1, \gamma_2)} \, \frac{k!\Gamma(k+\gamma_1)\Gamma(k+\gamma_2)\Gamma(k+\gamma_1+\gamma_2-1)}{(2k+\gamma_1+\gamma_2-1)\Gamma^2(2k+\gamma_1+\gamma_2-1)} \ . \tag{3.47}$$

Легко показать, что если весовая функция $\omega(y)$ задается в виде (3.43), то коэффициенты a_1 и a_2 равны нулю. Для дальнейшего рассмотрения, следуя Durbin, Watson (1951), определим приближение функции $\tilde{\psi}(y)$ порядка n:

$$\tilde{\psi}_n(y) = \omega(y) \sum_{j=0}^{n} a_j \, G_j(y) \ , \tag{3.48}$$

при котором приближением наиболее низкого порядка является весовая функция $\omega(y)$. В нашем случае мы пользовались приближением порядка $n = 4 - 6$.

Соотношение (3.46) позволяет нам найти a_k по известным моментам $\tilde{m}_j$. Подстановка (3.48) с учетом (3.46) в

$$\tilde{m}_j^* = \int_0^1 y^j \, \tilde{\psi}_n(y) \, dy \tag{3.49}$$

приводит к новой последовательности моментов $\tilde{m}_j^*$ любого порядка j $(j = 1, 2, \ldots, n, n+1, \ldots)$, выраженных через коэффициенты a_k:

$$\tilde{m}_j^* = \frac{1}{B(\gamma_1, \gamma_2)} \sum_{k=0}^{n} a_k \sum_{i=0}^{k} (-1)^i \, C_k^i \, g_{i,k} \, B(j + i + \gamma_1, \gamma_2) \ . \tag{3.50}$$

Чтобы проверить точность приближения при заданном порядке n, мы сравнили $\tilde{m}_j^*$ с $\tilde{m}_j$, определенном в (3.31). Оказалось, что относительные ошибки $|\tilde{m}_j^* - \tilde{m}_j|/\tilde{m}_j$ меньше 1% для $j = 8 - 10$, если $n \sim 4 - 6$.

Используя соотношения (3.43)-(3.48), находим окончательное выражение для кумулятивной функции распределения:

$$\tilde{\Psi}(y) = \frac{1}{B(\gamma_1, \gamma_2)} \sum_{k=0}^{n} a_k \sum_{i=0}^{k} (-1)^i \, C_k^i \, g_{i,k} \, B(i + \gamma_1, \gamma_2; y) \ . \tag{3.51}$$

Аналогичная процедура восстановления может быть применена для функции распределения безусловной интенсивности, $\tilde{\Theta}(y)$.

Слудует заметить, что существует независимый метод проверки правильности вычисленной функции распределения с помощью расчета ступенчатой функции $\tilde{\Theta}_1(y)$. Эта функция определяется первыми $2i$ моментами распределения, среди которых i величин – абсциссы ступенек, и другие i величин – высоты ступенек. Если эти $2i$ величины таковы, что i-ступенчатая функция существует, то можно доказать (von Mises 1964), что либо $\tilde{\Theta}(y) \equiv \tilde{\Theta}_1(y)$, либо $\tilde{\Theta}(y)$ пересекает ступенчатую линию в $2i-1$ точках по одному разу на каждом горизонтальном и каждом вертикальном сегменте.

Мы рассчитали такую ступенчатую функцию, пользуясь процедурой, описанной von Mises (1964). Два примера таких вычислений показаны на рис. 3.1(**d**) и 3.2(**d**) для точек $\lambda = 1215.80$ Å и 1215.92 Å в профиле линии Lα. Различные типы кумулятивных функций распределения $\tilde{\Theta}(y)$ показаны на рис. 3.3(**c**) для различных точек профиля в направлении от центра линии (верхние кривые) к ее крылу (нижние кривые).

Нам остается получить вид плотности вероятности в микротурбулентном приближении ($\ell \to 0$). Решение уравнения (2.17) с $S_\lambda = 0$ в этом приближении имеет следующую простую форму (Gail et al. 1974):

$$\lim_{\ell \to 0} \langle I_\lambda \rangle = I_0 \, \exp(-\langle \tau_\lambda \rangle) \ , \tag{3.52}$$

где

$$\langle \tau_\lambda \rangle = \kappa_0 \, L \int \Phi(\lambda, v) \, W_1(v) \, dv \ . \tag{3.53}$$

Для моментов получим из (3.12) при $S_\lambda = 0$

$$\lim_{\ell \to 0} \langle I_\lambda^j \rangle = I_0^j \, \exp(-j \langle \tau_\lambda \rangle) = (\lim_{\ell \to 0} \langle I_\lambda \rangle \,)^j \ . \tag{3.54}$$

Из этого следует, что соответствующая функция распределения является δ функцией Дирака:

$$\theta(x) = \delta(x - \langle x \rangle) \ . \tag{3.55}$$

3.3.1 Корреляционная функция флуктуаций интенсивностей внутри профиля линии

В заключение раздела 3.3 рассмотрим кратко вопрос о корреляционной функции флуктуаций интенсивности внутри профиля линии.

Флуктуации интенсивности вокруг математического ожидания характеризуются функцией распределения интенсивности при фиксированной длине волны λ и корреляционной функцией, являющейся функцией двух переменных (λ_1, λ_2). Таким образом, корреляционная функция $C(\lambda_1, \lambda_2)$ флуктуаций интенсивности определяется как

$$C(\lambda_1, \lambda_2; u_0) = \frac{\langle (I_{\lambda_1} - q_{\lambda_1})(I_{\lambda_2} - q_{\lambda_2}) \rangle_{u_0}}{\sqrt{\langle (I_{\lambda_1} - q_{\lambda_1})^2 \rangle_{u_0} \langle (I_{\lambda_2} - q_{\lambda_2})^2 \rangle_{u_0}}} \ , \tag{3.56}$$

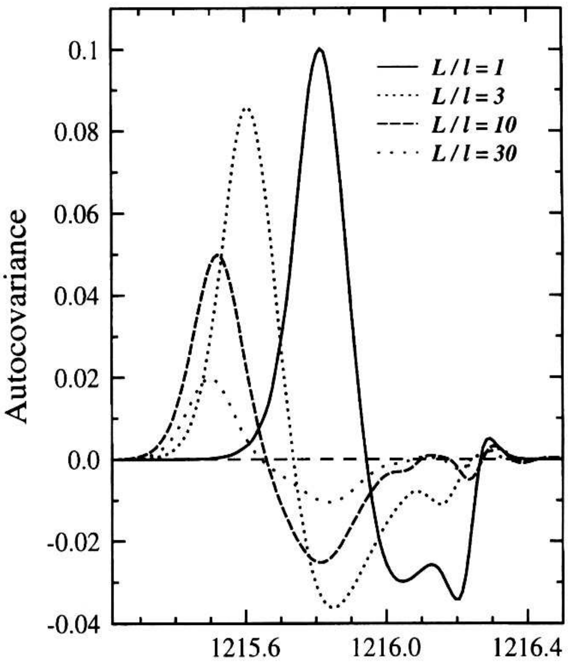

Рис. 3.4: Автоковариационные функции флуктуаций интенсивности в профиле линии H I Lα. Длины волн вдоль оси абсцисс приведены в Å. Детали рисунка обсуждаются в тексте.

где среднее значение вычисляется при определенной величине u_0.

Следует отметить, что поскольку q_λ зависит от λ, то C зависит от λ_1 и λ_2, а не только от разности $\Delta\lambda$, как это было бы в однородном случае.

Используя определение для моментов (3.30) и (3.33), равенство (3.56) можно переписать в виде

$$C(\lambda_1, \lambda_2; u_0) = \frac{\langle I_{\lambda_1} I_{\lambda_2} \rangle_{u_0} - q_{\lambda_1}(u_0)\, q_{\lambda_2}(u_0)}{\sqrt{\mu_2(\lambda_1)\, \mu_2(\lambda_2)}} \; . \tag{3.57}$$

Следовательно, единственная новая величина, которую нужно найти – это $\langle I_{\lambda_1} I_{\lambda_2} \rangle_{u_0}$. Для чистого поглощения мы имеем

$$\frac{d(I_{\lambda_1} I_{\lambda_2})}{ds} = -(\kappa_1 + \kappa_2)\, I_{\lambda_1} I_{\lambda_2} \; . \tag{3.58}$$

Далее мы можем последовать рассуждениям, применявшимся Gail et al. (1974), т.е. можно рассмотреть совместную вероятность $P_c(s|v, I_{\lambda_1} I_{\lambda_2})$ найти в точке s значения v для скорости и $I_{\lambda_1} I_{\lambda_2}$ для произведения интенсивностей в точках λ_1 и λ_2. Для переноса вероятности P_c можно получить уравнение типа Фоккера-Планка, аналогичное уравнению (2.16). Вводя величину q_c, определенную как

$$q_c(\lambda_1, \lambda_2; u)\, W_1(u) = \int\limits_0^\infty (I_{\lambda_1} I_{\lambda_2})\, P_c\, d(I_{\lambda_1} I_{\lambda_2}) \ , \tag{3.59}$$

получим

$$\frac{\partial q_c}{\partial s} = \frac{1}{\ell} \left(\frac{\partial^2 q_c}{\partial u^2} - u\, \frac{\partial q_c}{\partial u} \right) - \kappa_0 \left[\Phi(\lambda_1) + \Phi(\lambda_2) \right] q_c \ . \tag{3.60}$$

Уравнение (3.60) соответствует уравнению (3.20) для второго момента. Существенная разница между ними в том, что вместо $2\Phi(\lambda, u)$ в правой части мы должны взять сумму профилей в двух различных длинах волн. Решение записывается в форме

$$q_c(\lambda_1, \lambda_2; u_0) = \langle I_{\lambda_1} I_{\lambda_2} \rangle_{u_0} \ . \tag{3.61}$$

При записи (3.56) мы рассматривали флуктуации интенсивности относительно q_λ. Разумеется, можно рассматривать флуктуации и относительно $\langle I_\lambda \rangle$. В этом случае, подставляя в уравнение (3.56) безусловную среднюю величину, получим

$$\langle I_{\lambda_1} I_{\lambda_2} \rangle = \int q_c\, W_1(u)\, du \ . \tag{3.62}$$

В качестве иллюстрации на рис. 3.4 показаны автоковариационные[2] функции для профиля Lα при $N(\mathrm{H\,I}) = 10^{14}$ см$^{-2}$, $T_{\mathrm{kin}} = 10^4$ K, $\sigma_{\mathrm{t}}/v_{\mathrm{th}} = 2$, $u_0 = 5$ и различных значениях L/ℓ. В качестве λ_1 взята такая длина волны в коротковолновом крыле линии Lα, при которой $(I_0 - q_\lambda)$ достигает половины своего максимального значения. При этом λ_1 остается фиксированной для каждой кривой, показанной на рисунке. В точке λ_1 автоковариационная функция достигает максимума. Этот максимум соответствует второму центральному моменту $\mu_2(\lambda_1)$.

Из рис. 3.4 видно, что профиль автоковариационной функции сглаживается, а амплитуда уменьшается с уменьшением ℓ. В микротурбулентном пределе ($\ell \to 0$), амплитуда флуктуаций обращается в ноль, что формально следует из предела

$$\lim_{\ell \to 0} \mu_2(\lambda_1) = q^2_{\lambda_1} \ . \tag{3.63}$$

[2]Автоковариация определяется числителем в уравнении (3.57). Мы показываем автоковариацию вместо корреляционной функции C, поскольку при $q_{\lambda_2} \to 1$, второй момент $\mu_2(\lambda_2) \to 0$ и знаменатель в (3.57) становится неопределенным.

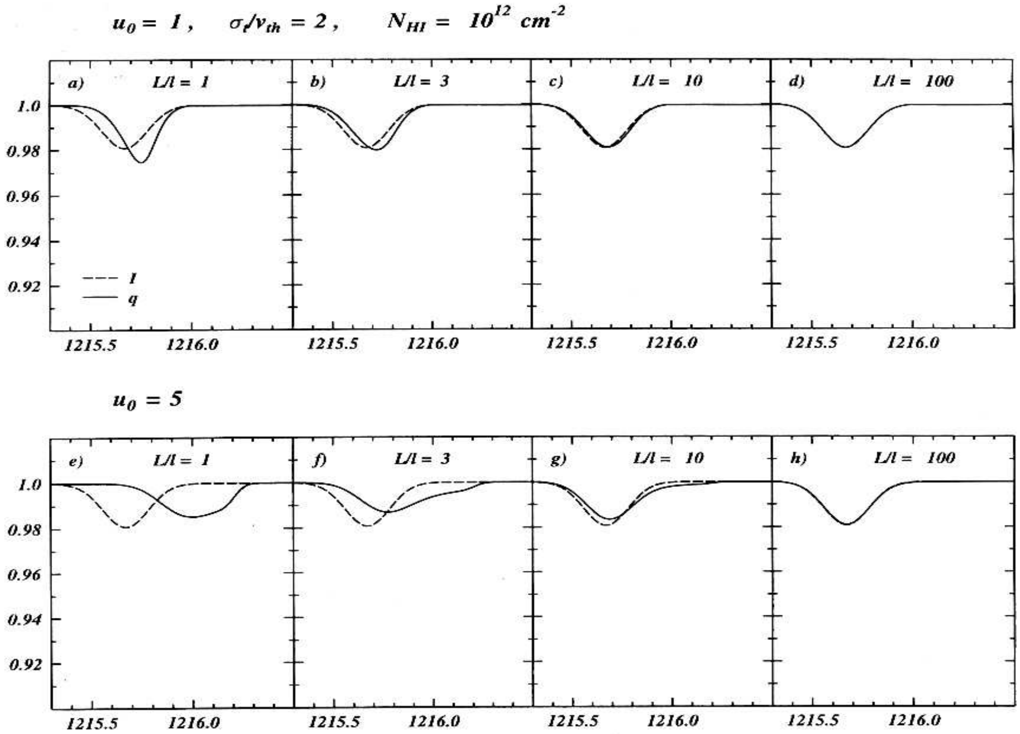

Рис. 3.5: Нормированные интенсивности в зависимости от длины волны, выраженной в Å, для линии H I Lα. Показаны два типа мезотурбулентных профилей: условные (q, сплошная линия) и безусловные (I, пунктирная линия). Расчеты выполнены при $T_{\rm kin} = 10^4$ K, $\sigma_{\rm t}/v_{rmth} = 2$, N(H I) $= 10^{12}$ см$^{-2}$, $u_0 = 1$ (верхняя панель), $u_0 = 5$ (нижняя панель), и различных L/ℓ.

Условие (3.63) соответствует (3.54).

3.4 Вычисление условных интенсивностей

В этом разделе мы рассмотрим профили линий $q_\lambda(u_0)$ и их доверительные интервалы, пользуясь результатами двух предыдущих разделов 3.2 и 3.3, а также вычислительными методами, изложенными в главе 2.

В качестве конкретного примера будет использоваться линия H I Lα, которая наиболее часто наблюдается в абсорбционных спектрах квазаров. Однако полученные результаты легко могут быть масштабированы для любой другой линии. Как и в главе 2, мы будем рассматривать однородную модель с турбулентным полем скоро-

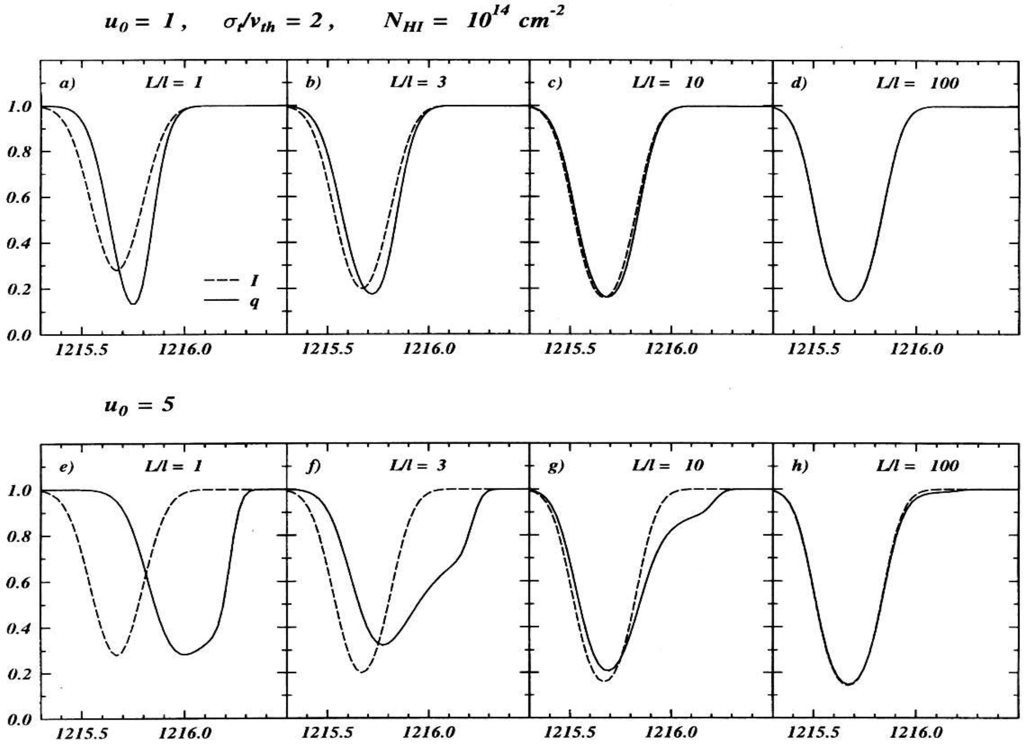

Рис. 3.6: Аналогично рисунку 3.5, но для $N(\mathrm{H\,I}) = 10^{14}$ см$^{-2}$.

стей. При этом свободными параметрами являются лучевая концентрация $N(\mathrm{H\,I})$, отношение геометрической толщины облака L к корреляционной длине ℓ, среднеквадратичное значение турбулентной скорости σ_{t} и кинетическая температура T_{kin}. (Если выразить шкалу $\Delta\lambda$ в единицах доплеровской ширины, а не в абсолютной шкале длин волн, то вместо двух последних параметров достаточно задать только их отношение $\sigma_{\mathrm{t}}/v_{\mathrm{th}}$.) В дополнение к перечисленным параметрам, которые характеризуют поглощающее облако в целом, нам необходимо задать гидродинамическую скорость первой турбулентной ячейки u_0. Для всех вычислений мы будем полагать $T_{\mathrm{kin}} = 10^4$ K. Другие параметры будут варьироваться в широком диапазоне.

Рис. 3.5 показывает спектральные профили q_λ, вычисленные при $N(\mathrm{H\,I}) = 10^{12}$ см$^{-2}$, $\sigma_{\mathrm{t}}/v_{rmth} = 2$, $u_0 = 1$ и 5, а также различных L/ℓ. Чтобы подчеркнуть различие, мы приводим соответствующие профили линий для средней безусловной интенсивности $\langle I_\lambda \rangle$. При лучевой концентрации $N(\mathrm{H\,I}) = 10^{12}$ см$^{-2}$ поглощающее облако

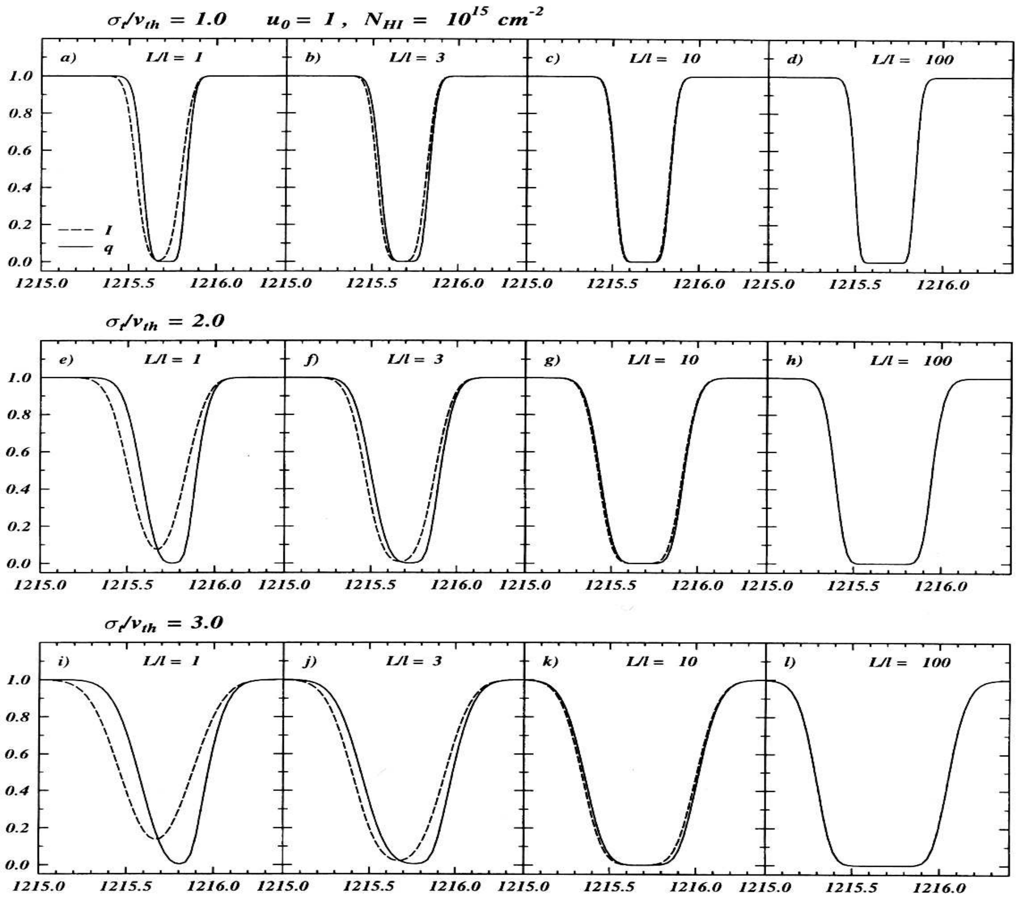

Рис. 3.7: Аналогично рисунку 3.5, но для фиксированных $N(\mathrm{H\,I}) = 10^{15}$ см$^{-2}$, $T_{\mathrm{kin}} = 10^4$ K, $u_0 = 1$ и различных $\sigma_{\mathrm{t}}/v_{\mathrm{th}}$ и L/ℓ.

оптически тонкое. Заметные различия между профилями наблюдаются при небольших значениях L/ℓ: профиль $q_\lambda(u_0)$ асимметричен и сдвинут относительно $\langle I_\lambda \rangle$. При возрастании L/ℓ оба профиля совпадают по форме, как и следовало ожидать.

На рис. 3.5 показан случай с бо́льшей оптической толщиной, $N(\mathrm{H\,I}) = 10^{14}$ см$^{-2}$. Поскольку эффекты оптической толщины нелинейные, относительные различия в профилях изменяются с увеличением $N(\mathrm{H\,I})$, и для $\tau_0 \gg 1$ профиль $q_\lambda(u_0)$ может сохранять отличие от $\langle I_\lambda \rangle$ при достаточны больших значениях L/ℓ.

На рис. 3.5 и 3.6 мы рассматривали профили для различных $N(\mathrm{H\,I})$ при фиксированном отношении $\sigma_{\mathrm{t}}/v_{\mathrm{th}}$. Чтобы показать зависимость степени асимметрии от $\sigma_{\mathrm{t}}/v_{\mathrm{th}}$, мы рассчитали профили при $N(\mathrm{H\,I}) = 10^{15}$ см$^{-2}$ и различных $\sigma_{\mathrm{t}}/v_{\mathrm{th}}$. Эти профили

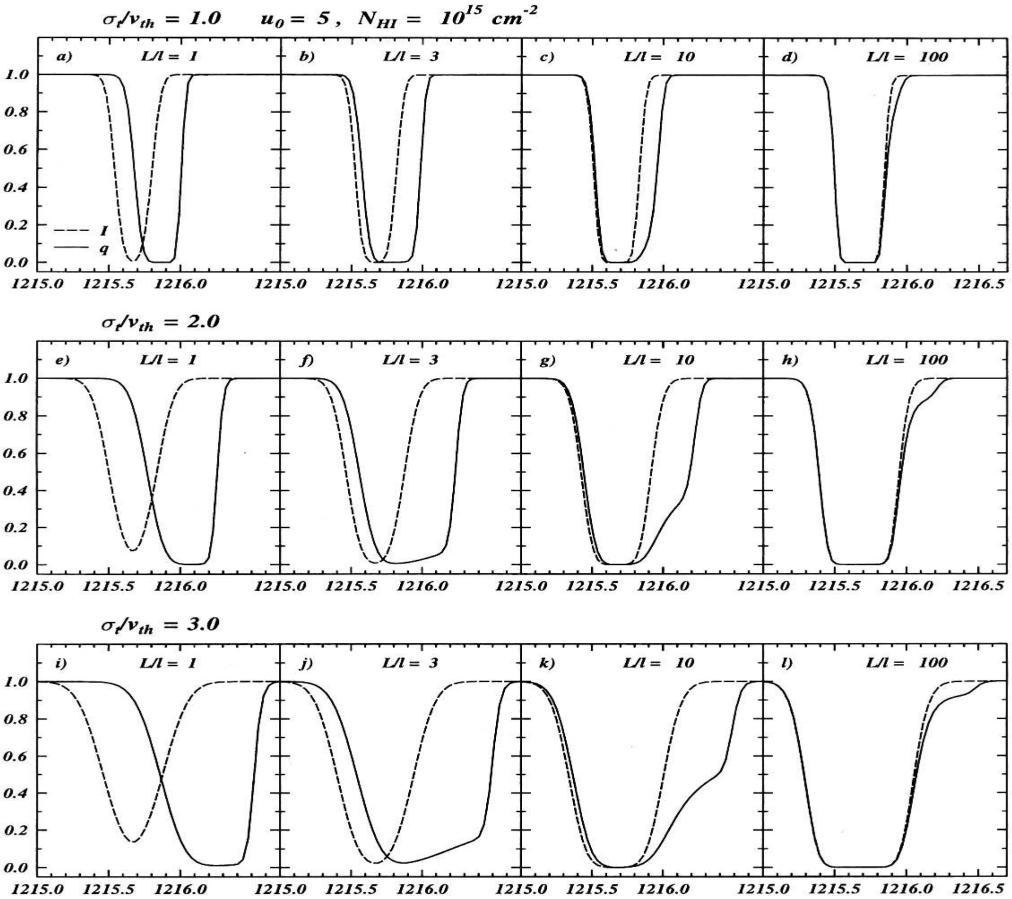

Рис. 3.8: Аналогично рисунку 3.7, но для $u_0 = 5$.

показаны на рис. 3.7 и 3.8.

Еще раз подчеркнем, что наша модель предполагалась *однородной*. Асимметричные профили получились исключительно из-за того, что мы рассматриваем *условные* интенсивности $q_\lambda(u_0)$ с параметром $u_0 \neq 0$. Это отражает тот факт, что межзвездные (квазарные) спектры поглощения формируются вдоль одного луча зрения. Выявленная на рис. 3.5-3.8 асимметрия такова, что будь эти спектры получены в *наблюдениях*, их сложные профили интерпретировались бы как бленды, т.е. асимметрия объяснялась бы поглощением в различных облаках. Однако наши модельные расчеты относятся к одному облаку с постоянной плотностью и постоянной кинетической температурой. Единственная величина, которая меняется вдоль луча зрения – это компонента скорости $v(s)$. Поэтому единственной причиной для обнаруженного эффекта ‘блендирования’ является конечная геометрическая толщина поглощающего облака и ‘замороженная’ на временах экспозиции случайная структура крупномасштабного поля скоростей. Следовательно, в общем случае, когда корреляционная длина $\ell \neq 0$, профиль абсорбционной линии асимметричен.

Перейдем теперь к рассмотрению доверительных интервалов для условных средних интенсивностей $q_\lambda(u_0)$. Знание этих интервалов необходимо для правильной интерпретации данных, полученных с высоким спектральным разрешением, при которым становится заметным ‘турбулентный шум’. Турбулентный шум должен сильно влиять на те участки в профиле линии, где коэффициент поглощения имеет наибольший градиент, в то время как участки в крыльях линии и в насыщенном ядре должны быть менее подвержены влиянию турбулентности. Последнее утверждение следует из того, что в оптически тонком случае и при очень больших τ_λ микро- и мезотурбулентные решения уравнения переноса совпадают (глава 2). Таким образом, для заданной длины волны λ дисперсия

$$Var(q_\lambda) = q_{\lambda,2} - q_{\lambda,1}^2 \qquad (3.64)$$

становится бесконечно малой в микротурбулентном пределе. Это означает, что плотность вероятности для q_λ стремится к δ-функции Дирака при $L/\ell \to \infty$ (раздел 3.3). Поэтому для $q_\lambda \sim 1$ или $q_\lambda \ll 1$ кумулятивная функция распределения является одноступенчатой.

Рассмотрим теперь ту часть профиля линии, где условная интенсивность q_λ имеет крутой наклон. В этом случае, как было показано в разделе 3.3, функция распределения асимметрична и имеет либо колоколообразную, либо J- или U-образную форму.

Для соответствующей кумулятивной функции Ψ_λ и некоторой величины $\alpha < 1$ можно найти интервал $x_1(q_\lambda) \leq x \leq x_2(q_\lambda)$, в котором выполняется условие

$$\Psi_\lambda(x_2) - \Psi_\lambda(x_1) = \int\limits_{x_1}^{x_2} \psi_\lambda(x)\, dx = \alpha\ . \qquad (3.65)$$

Таким образом, для данного α мы можем найти доверительный интервал, в котором вероятность $\mathcal{P}(x_1 < q_\lambda < x_2)$ равна α. Ясно, что при этом доверительный интервал не

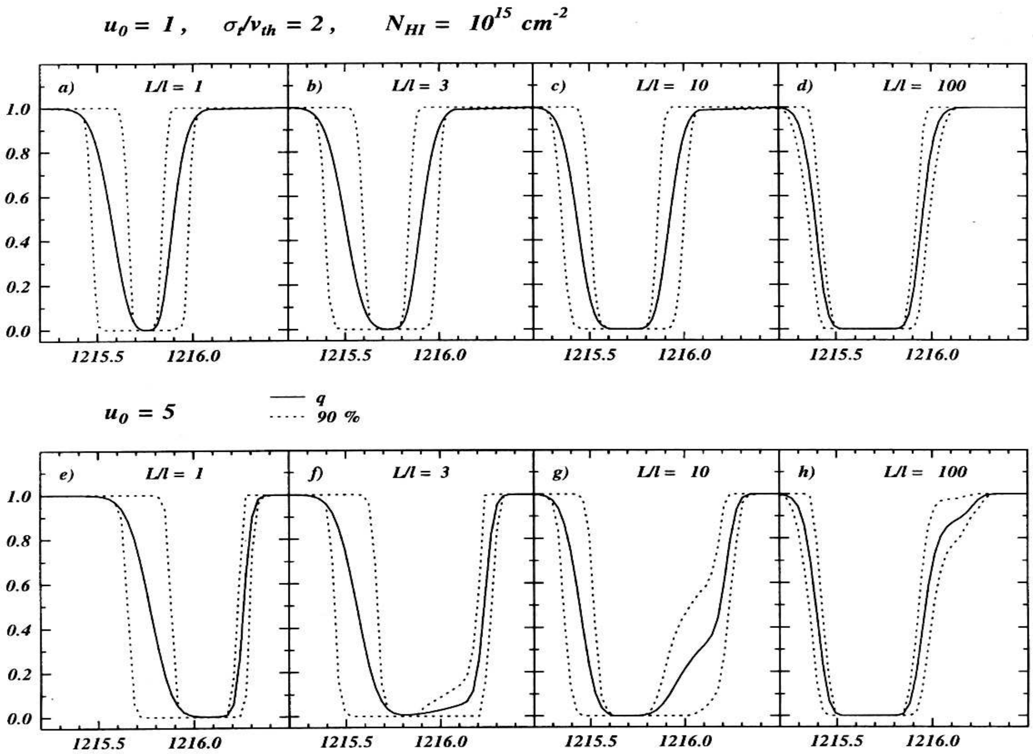

Рис. 3.9: 90% доверительные области, ограниченные пунктирными кривыми, и условные интенсивности q_λ (сплошные линии) для линии H I Lα. Вдоль оси ординат отложены нормированные интенсивности, вдоль оси абсцисс – длины волн в Å.

определяется однозначно. Можно выбрать x_1 произвольно в некотором промежутке и определить x_2 так, что условие (3.65) заведомо выполняется. Чтобы обойти эту неопределенность, наложим дополнительное условие: доверительная область, имеющая в нашем случае вид полосы (рис. 3.8), должна иметь наименьшую ширину.

В качестве иллюстрации к сказанному на рис. 3.9 приведены результаты для линии H I Lα при $N(\text{H I}) = 10^{15}$ см$^{-2}$, $\sigma_\text{t}/v_{th} = 2$, $u_0 = 1$ и 5 и различных L/ℓ. Пунктирные линии ограничивают полосу, соответствующую 90% доверительной области. Как видно из рисунка, сильные флуктуации интенсивности могут ожидаться при небольших отношениях L/ℓ. Наибольшие неопределенности встречаются для наиболее крутых участков профиля линии, где могут быть обнаружены флуктуации интенсивности от $q_\lambda = 0$ до $q_\lambda = 1$ при наблюдениях с очень большим спектральным разрешением. Если разрешение умеренное, то эти флуктуации будут сглажены, и ожидаемое среднее значение условной интенсивности будет больше подходить для описания наблюдений. В этих условиях грубая оценка доверительного интервала $\Delta x_\lambda = x_2(q_\lambda) - x_1(q_\lambda)$ может быть получена делением Δx_λ на $\sqrt{M}$, где M – это число точек из спектра, дающих заметный вклад в свертку на заданной длине волны. M приблизительно равно отношению ширины инструментальной функции к корреляционной длине флуктуаций интенсивности в λ-шкале (раздел 3.3.1).

Инструментальная функция спектрографа играет роль фильтра, который сглаживает флуктуации, вызванные турбулентным шумом. Можно представить, что при этом не все флуктуации будут сглажены. Из наблюдений вдоль одного луча зрения невозможно заключить, что является причиной оставшихся флуктуаций – отдельные облака или низкочастотная компонента турбулентного шума.

Поэтому в общем случае наблюдение абсорбционных линий *не дает* точное значение τ_λ и, таким образом, *не дает* точной лучевой концентрации атомов как функции v. Прямые вычисления лучевых концентраций из измеренных значений τ_λ возможны лишь в случае *полностью некоррелированного* поля скоростей, когда $\tau_\lambda = k_0 \langle \Phi \rangle N_{\rm a}$. В противном случае мы можем определить только вероятность $\mathcal{P}[N_1 < N_{\rm a} < N_2] = \alpha$.

Кроме полной лучевой концентрации $N_{\rm a}$, фундаментальными параметрами нашей теории являются $(i)\, \tau_{\lambda,\ell}$ – отношение корреляционной длины к средней длине свободного пробега фотона с длиной волны λ при $u = 0$, (ii) $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$ – отношение среднеквадратичной скорости крупномасштабных движений к тепловой скорости, и (iii) u_0 – скорость первой турбулентной ячейки. Вариации этих безразмерных параметров внутри физически разумных интервалов приводит к богатому разнообразию абсорбционных профилей, показанных на рис. 3.5-3.8. Основная особенность этих профилей – это асимметрия, которая приводит к *смещению центра тяжести* абсорбционной детали относительно симметричного профиля безусловной интенсивности $\langle I_\lambda \rangle$.

Как видно из рис. 3.7 и 3.8, величина относительного сдвига сильно зависит от второго фундаментального параметра $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$. Например, для умеренных значений $L/\ell \sim 3$ и $u_0 \sim 1$ профили условной интенсивности, показанные на рис. 3.7(a), (b),

(i) и (j), смещены относительно друг друга на $\Delta v \sim 25$ км с$^{-1}$. При $u_0 \sim 5$, соответствующий сдвиг $\Delta v \sim 100$ км с$^{-1}$, если сравнивать профили на рис. 3.8(a), (b) с рис. 3.8(i), (j). Из этого следует, что абсорбционные линии различных элементов, находящихся в одних и тех же пространственных областях, могут иметь различные радиальные скорости, поскольку параметры $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$ индивидуальны для каждого атома.

Подтверждение существования этого эффекта можно найти в измерениях радиальных скоростей $v_{\rm r}$ атомов с предпочтительно большим различием в массах $m_{\rm A}$. Если корреляционные зависимости играют роль в процессе формирования профилей линий поглощения, то мы должны наблюдать систематический сдвиг радиальных скоростей тяжелых элементов относительно легких.

В качестве примера рассмотрим атлас УФ линий поглощения в направлении сверхновой SN1987A в Большом Магеллановом Облаке (Blades et al. 1988). Радиальные скорости неблендированных линий из этого атласа были измерены с точностью $1.5-2$ км с$^{-1}$. Авторы нашли 10 различных групп абсорбционных линий, имеющих разные $v_{\rm r}$. Доминирующая группа, в состав которой входят линии C, O, Mg, Al, Si, Cl, Cr, Mn, Fe, Ni и Zn, наблюдается на $v_{\rm r} \simeq 281$ км с$^{-1}$. Неблендированные линии из этой группы перечислены в таблице 3.1.

В колонке 5 таблицы 3.1 приведены средние значения радиальной скорости для каждого атома, а отношение $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$(Атом) к $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$(C) (параметр ζ) даны в колонке 6. Сравнение этих данных действительно показывает зависимость $\langle v_{\rm r}\rangle$ от ζ: среднее значение радиальной скорости для группы атомов от C до Cl $\langle v_{\rm r}\rangle = 279.1 \pm 1.8$ км с$^{-1}$ отличается от среднего для группы Cr–Zn $\langle v_{\rm r}\rangle = 286.7 \pm 1.0$ км с$^{-1}$.

3.5 Расчеты методом Монте Карло

В этом разделе мы рассмотрим относительно простой численный метод, с помощью которого можно промоделировать формирование профиля линии поглощения в турбулентной среде. Мы будем по-прежнему предполагать однородность по плотности

Таблица 3.1: Межзвездные линии поглощения из абсорбционной системы с $v_{\rm r} \simeq$ 281 км с$^{-1}$ в направлении на SN1987A (Blades et al. 1988)

Атом	$\lambda_{\rm obs}$, Å	$\lambda_{\rm lab}$, Å	$v_{\rm r}$, км с$^{-1}$	$\langle v_{\rm r}\rangle$, км с$^{-1}$	ζ
$^{12}C^0$	1330.07	1328.833	279	277.2	1.0
	1561.75	1560.310	277		
	1562.87	1561.438	275		
	1657.78	1656.266	274		
	1658.48	1656.928	281		
$^{24}Mg^0$	2854.78	2852.127	279	279	1.4
$^{32}S^+$	1255.00	1253.812	284	284	1.6
$^{35}Cl^0$	1348.48	1347.240	276	276	1.7
	1404.06	1402.770	276		
$^{52}Cr^+$	2057.54	2055.59	284	290.0	2.1
	2067.50	2065.46	296		
$^{55}Mn^+$	2578.59	2576.107	289	288.0	2.1
	2596.22	2593.731	288		
	2608.19	2605.697	287		
$^{56}Fe^+$	1612.72	1611.201	283	285.5	2.2
	2262.25	2260.080	288		
$^{59}Ni^+$	1318.49	1317.217	290	286.0	2.2
	1456.22	1454.842	284		
	1711.22	1709.600	284		
$^{65}Zn^+$	2063.97	2062.016	284	284	2.3

Примечание: $\zeta = v_{\rm th}({\rm C})/v_{\rm th}({\rm A})$.

и кинетической температуре. Стохастическое поле скоростей описываться марковским процессом. Вид случайного поля генерируется процедурой Монте Карло, а соответствующий ‘случайный’ профиль вычисляется с помощью (3.1). В отличие от процедур усреднения, описанных в предыдущих разделах, с помощью метода Монте Карло мы вычисляем непосредственно профиль линии, соответствующий одной единственной реализации случайного поля скоростей, что позволяет проводить прямые сравнения с абсорбционными линиями в спектрах источников континуального излучения, которые можно считать точечными.

Рассмотрим случайную компоненту скорости вдоль луча зрения $v(s)$ как случайную функцию координаты s. Тогда и функция профиля линии $\Phi(\lambda)$ будет случайной функцией координаты из-за иррегулярных доплеровских сдвигов коэффициента поглощения, который в нашем случае имеет вид

$$\kappa_\lambda[u(s)] = k_\lambda[u(s)]\, n(s) = \frac{\pi e^2}{m_{\rm e}\, c}\, f_{\rm abs}\, \Phi[\lambda, u(s)]\, n(s)\ , \tag{3.66}$$

где $n(s)$ – это локальная плотность атомов в основном состоянии, а $\Phi[\lambda, u(s)]$ описывает локальное тепловое уширение линии[3]. В условиях межзвездной среды Φ описывается функцией Фойгта (2.41), чья доплеровская ширина задается кинетической температурой и является, таким образом, тепловой шириной $v_{\rm th} = (2k_{\rm B}T_{\rm kin}/m_{\rm A})^{1/2}$. Поэтому в нашей модели $v_{\rm th}$ характеризует ширину локального коэффициента поглощения при заданном u.

При задании конкретных значений лучевой концентрации $N = nL$, отношений L/ℓ и $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$ и кинетической температуры $T_{\rm kin}$ задача расчета профиля линии становит полностью определенной для данной реализации случайного поля скоростей. Мы можем определить оптическую толщину $\tau_\lambda^{(j)}$ ($j = 1, 2, \ldots$ – номер реализации)

$$\tau_\lambda^{(j)} = \int\limits_0^L \kappa_\lambda[u_j(s)]\, ds\ , \tag{3.67}$$

и соответствующий ‘случайный’ профиль

$$r_\lambda^{(j)} = \exp[-\tau_\lambda^{(j)}]\ . \tag{3.68}$$

Если задать значение скорости первой турбулентной ячейки $[u(s{=}0) = u_0]$, то скорость вдоль луча зрения, соответствующая распределению (3.14), может быть разыграна с помощью

$$u(s + \Delta s) = \xi\, \sqrt{1 - f^2} + f\, u(s)\ , \tag{3.69}$$

где ξ является нормально распределенной случайной величиной с $\langle\xi\rangle = 0$ и $Var(\xi) = 1$.

[3] В нашей модели, однородной по n и $T_{\rm kin}$, единственной величиной в правой части (3.66), которая варьируется вдоль луча зрения, является $u(s)$.

В этом выражении величина шага Δs выбирается из следующих соображений. Как было показано в главе 2, зависимость профиля линии от корреляционной длины очень чувствительна к отношению $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$. При численном моделировании следует различать два случая: (i) $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} < 1$, и (ii) $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} \geq 1$. Первый из них означает, что доминирует тепловое уширение и поэтому эффекты коррелированной структуры незначительны. В этом случае мы можем выбрать $\Delta s/L \sim 1$ для любого значения ℓ. Однако если $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} \geq 1$, то влияние корреляционной длины становится заметным. Для того чтобы быть уверенным, что структура поля скоростей не замывается из-за неподходящего выбора шага, мы должны потребовать выполнения неравенства

$$Var(\Delta v) < v_{\rm th}^2 \ , \tag{3.70}$$

где $Var(\Delta v) = \sigma_{\rm t}^2 Var(\Delta u)$. Пользуясь (3.16), нетрудно показать, что условие (3.70) эквивалентно

$$\frac{\Delta s}{\ell} < \ln\left[1 - (v_{\rm th}/\sigma_{\rm t})^2\right]^{-1/2} \ , \tag{3.71}$$

при $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} > 1$.

Для иллюстрации различных типов случайных полей, на рис. 3.10 показаны результаты двух случайных реализаций $u(s)$, полученные методом Монте Карло при $f = 0$ (предельное значение коэффициента корреляции, когда $\ell \to 0$) и при $f \neq 0$ (для $\ell > 0$). Как и следовало ожидать, полностью некоррелированное поле имеет нормальное распределение (пунктирная гистограмма на панели **b**), в то время как распределение $p(u)$ для коррелированного поля существенно отличается от нормального.

Такие отличия вызваны двумя факторами. Во-первых, мы рассматриваем только одну случайную реализацию. Во-вторых, отношение L/ℓ конечно, т.е. геометрическая толщина облака ограничена. Это означает, что мы имеем дело с неполной выборкой. Если рассмотреть распределение, усредненное по многим реализациям (которое может быть либо пространственное среднее, либо усреднение по времени, превосходящем временную динамическую шкалу поля скоростей), или если рассмотреть предельный случай $L/\ell \to \infty$, то статистическая выборка будет полной, и мы полу-

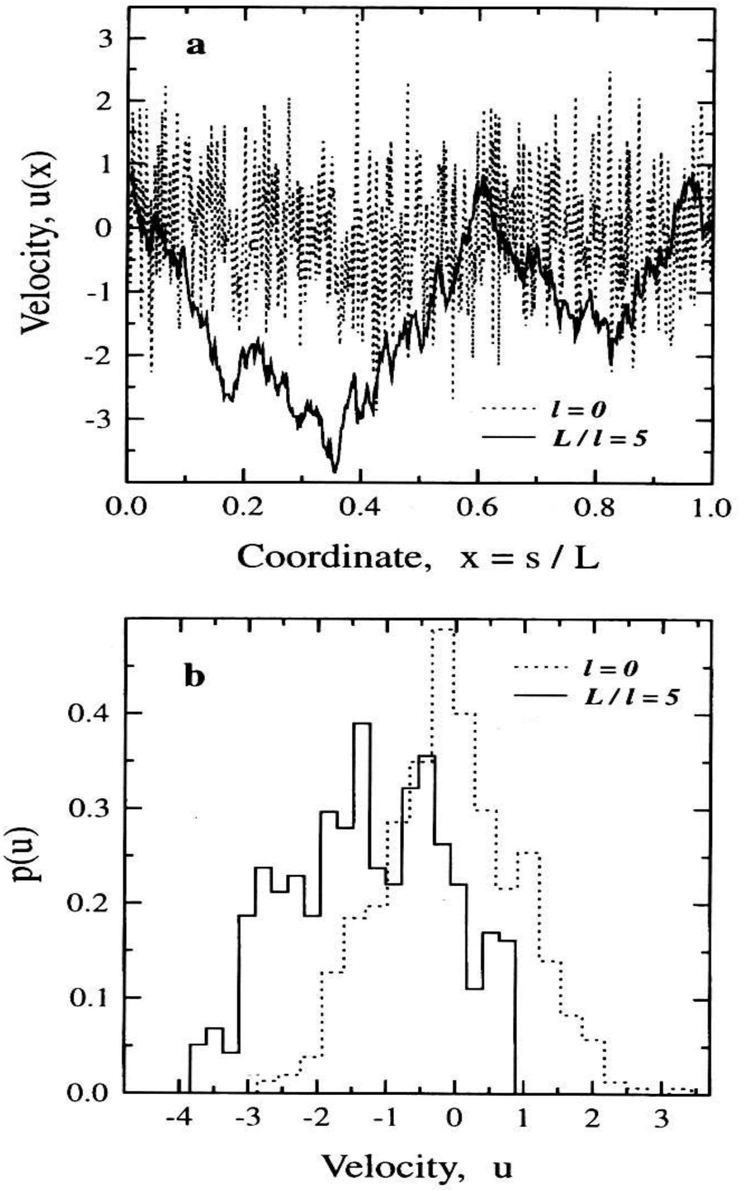

Рис. 3.10: (**a**) Реализация одномерного распределения поля скоростей, $u(x)$, и (**b**) его функция распределения, $p(u)$, для микротурбулентной ($f = 0$, $\ell = 0$; пунктирные линии) и мезетурбулентной ($f \neq 0$, $L/\ell = 5$; сплошные линии) модели.

чим однозначно нормальное распределение. Заметим также, что поскольку мы имеем дело с неполной выборкой, автокорреляционная функция $(ACF)^4$ поля скоростей будет отличаться от экпоненциальной (2.15). Примеры нескольких ACF показаны на

[4] ACF определяется следующим образом. Пусть $x(t)$ – стационарный случайный процесс, а $\{x_i\}$

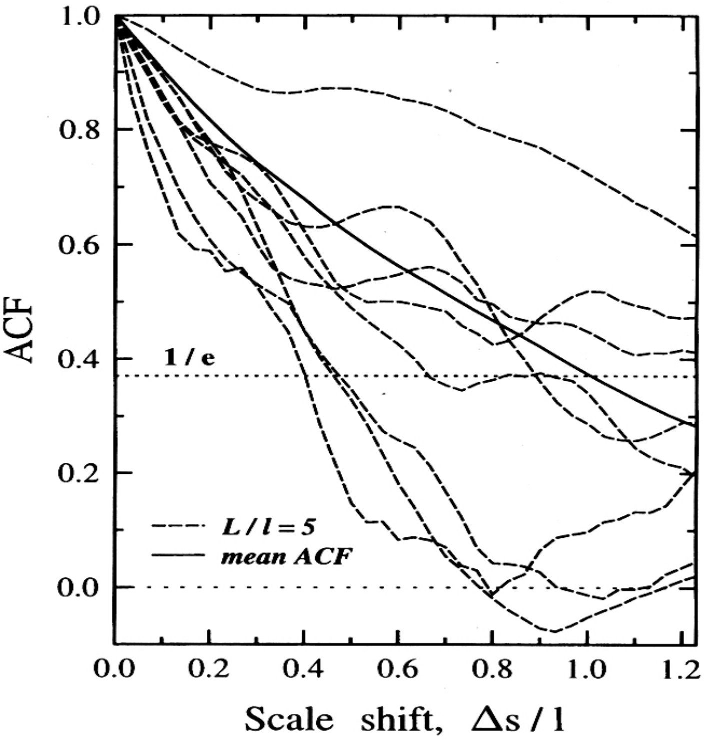

Рис. 3.11: Автокорреляционные функции (ACF) поля скоростей для облака конечного размера L (пунктирные кривые). Средняя ACF (сплошная кривая), усредненная по 30 реализациям ($= 150\ell$), уменьшается в e раз (пунктирная горизонтальная прямая) при сдвиге $\Delta s \simeq \ell$, что соответствует (2.15).

рис. 3.11 для случая $L/\ell = 5$. Как видно из рисунка, корреляции не спадают в e раз для сдвига $\Delta s = \ell$. Только для средней ACF, полученной по 30 индивидуальным реализациям, соответствующим длине интервала в 150ℓ, мы находим изменение корреляционной зависимости в e раз на расстоянии $\sim \ell$, как и ожидалось согласно (2.15).

Эти характеристики флуктуаций поля скоростей вдоль различных лучей зрения

($i = 1, 2, \dots, n$) его дискретное представление. Тогда оценка ACF задается

$$\hat{F}(j) = \frac{1}{n-j} \sum_{i=1}^{n-j} x_i x_{i+j}$$

и $ACF(j) = \hat{F}(j)/\hat{F}(0)$, где $\hat{F}(0) = \langle x^2 \rangle$, и $j = 1, 2, \dots, m$. Отметим, что точность оценки ухудшается с увеличением j.

внутри одного и того же облака имеют глубокие последствия для теоретических интерпретаций наблюдений. Неполнота выборки может существенно изменять результаты традиционного анализа межзвездных линий поглощения, что будет продемонстрировано ниже в разделе 3.5.2.

3.5.1 Обоснованность метода Монте Карло

Подтверждением правильности результатов метода Монте Карло может служить сравнение получаемых профилей линий с решениями обобщенного уравнения переноса и расчетом доверительных интервалов, обсуждавшихся в разделе 3.4.

Рассмотрим профиль условной интенсивности $q_\lambda(u_0)$ в общем случае $u_0 \neq 0$, чтобы подчеркнуть его асимметрию (решению с $u_0 = 0$ соответствует симметричный профиль). В качестве примера рассчитаем $q_\lambda(u_0)$ для линии H I Lα при $N(\text{H I}) = 10^{14}$ см$^{-2}$, $T_{\text{kin}} = 10^4$ K, $L/\ell = 3$, $\sigma_{\text{t}}/v_{\text{th}} = 2.5$ и $u_0 = -3$. Этот профиль показан сплошной кривой на рис. 3.12. Пунктирными кривыми показаны четыре случайных профиля $r_\lambda^{(j)}$. Все они имеют сложную структуру, которая возникает из-за корреляционных эффектов. Сильное различие интенсивностей отражает разброс функций ACF для индивидуальных реализаций, показанных на рис. 3.11.

Следует отметить, что, несмотря на фиксированное отношение $L/\ell = 3$, мы находим больше трех компонент в некоторых случайных профилях на рис. 3.12. Можно предвидеть, что при использовании стандартного разложения сложных профилей на фойгтовские подкомпоненты величина доплеровского b-параметра была бы определена неправильно, и оценка физических параметров поглощающего газа была бы несостоятельной.

Для фиксированного набора физических параметров мы можем рассчитать ряд случайных профилей $r_\lambda^{(j)}$ $(j = 1, 2, \ldots, m)$, а затем вычислить средний профиль $\langle r_\lambda \rangle_m$, чтобы показать его сходимость к условной интенсивности $q_\lambda(u_0)$ с увеличением m. В качестве меры точности выберем величину σ_{mp}, определенную в

$$\sigma^2_{mp} = \frac{1}{m\,p} \sum_{j=1}^{m} \sum_{i=1}^{p} \left[1 - r^{(j)}_{\lambda_i}/q_{\lambda_i}\right]^2 \ . \tag{3.72}$$

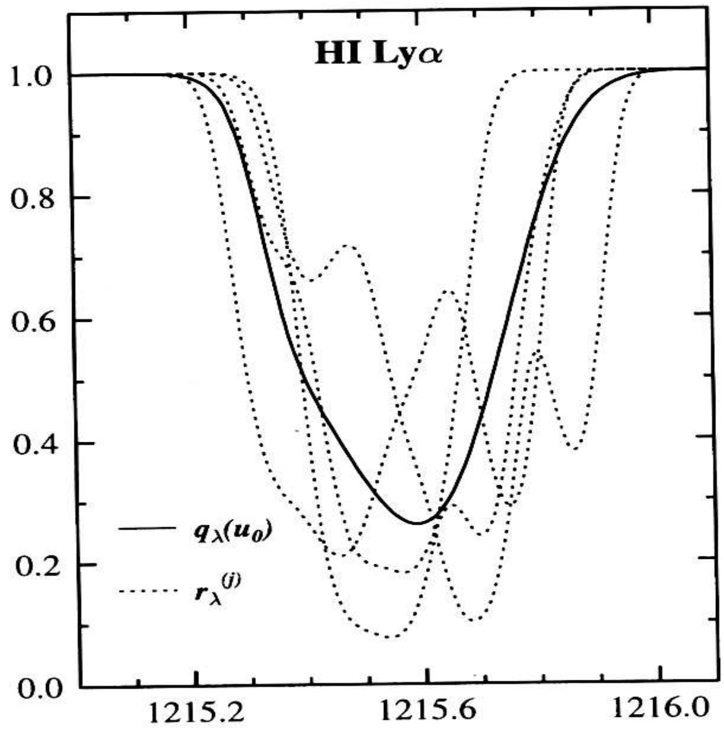

Рис. 3.12: Результаты расчетов методом Монте Карло (пунктирные кривые) для линии H I Lα и решение обобщенного уравнения переноса для условной интенсивности $q_\lambda(u_0)$ (сплошная кривая) при $N(\mathrm{H\,I}) = 10^{14}$ см$^{-2}$, $T_{\rm kin} = 10^4$ K, $L/\ell = 3$, $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} = 2.5$, и $u_0 = -3$. По оси ординат отложены нормированные интенсивности, по оси абсцисс – длины волн в Å.

Расчеты показывают, что при $m \simeq 100$ и $p \simeq 100$ величина $\sigma_{mp} \simeq 0.015$ и становится меньше 0.001 при $m = 1000$. Этот случай показан на рис. 3.13 (верхняя панель) для линии H I Lα при $N(\mathrm{H\,I}) = 10^{15}$ см$^{-2}$, $T_{\rm kin} = 10^4$ K, $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} = 2$, $L/\ell = 3$ и $u_0 = 1$. При тех же параметрах были рассчитаны случайные профили и 90% доверительная область, которые показаны на нижней панели. Доверительная область находилась по методу высших моментов обобщенного уравнения переноса (раздел 3.4). Случайные профили, показанные пунктирными кривыми на нижней панели, должны находиться внутри этой доверительной зоны с вероятностью 90%, что и наблюдается.

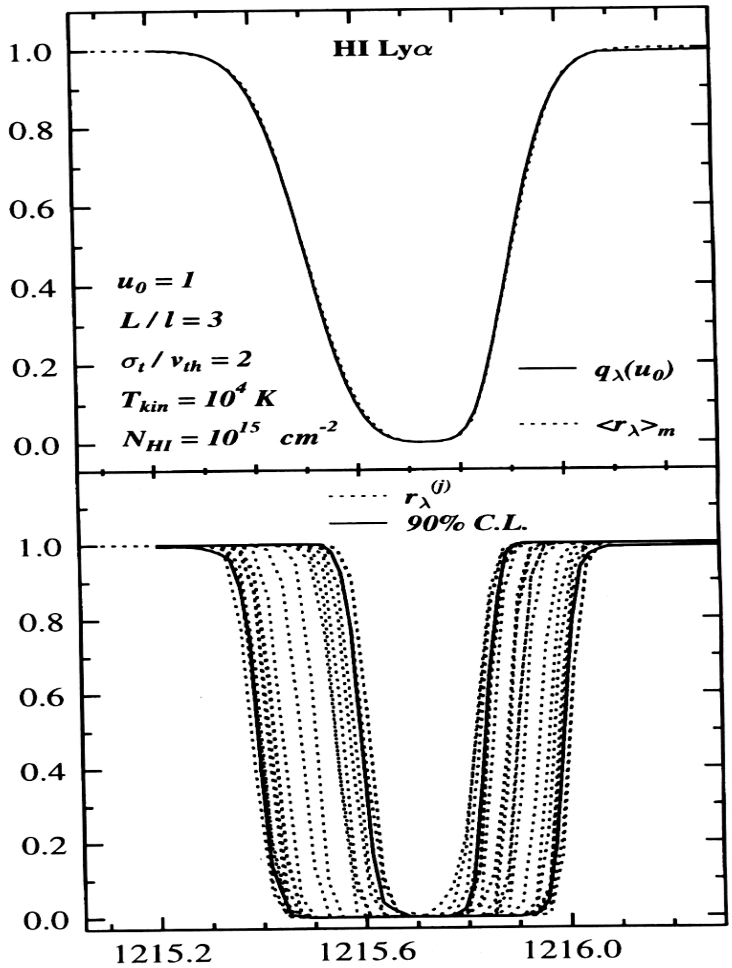

Рис. 3.13: *Верхняя панель*: сходимость среднего профиля $\langle r_\lambda \rangle_m$ (пунктирная кривая) для выборки размера $m = 1000$ к условной интенсивности $q_\lambda(u_0)$ (сплошная кривая), являющейся решением обобщенного уравнения переноса. *Нижняя панель*: 90% доверительная область (ограничена двумя сплошными кривыми) и случайные профили $r_\lambda^{(j)}$ (пунктирные кривые) для линии H I Lα при $N(\text{H I}) = 10^{15}$ см$^{-2}$, $T_{\text{kin}} = 10^4$ K, $\sigma_{\text{t}}/v_{\text{th}} = 2$, $L/\ell = 3$, и $u_0 = 1$. По осям ординат отложены нормированные интенсивности, по оси абсцисс – длины волн в Å.

3.5.2 Пример с профилями H I и D I Lα

Примеры из раздела 3.5.1 показывают, что даже при однородной плотности внутри поглощающего облака наблюдаемые профили линий могут иметь сложную структуру из-за эффектов конечной корреляционной длины поля скоростей. Флуктуации плотности, рассматриваемые в главе 4, могут вносить дополнительные искажения для атомов с различными потенциалами ионизации. Однако если рассматривать атомы с приблизительно равными потенциалами ионизации, то их относительная степень ионизации и распределение вдоль луча зрения одинаковы, и мы все еще можем пользоваться приближением однородной по плотности среды. К таким элементам относятся водород $\mathrm{H\,I}$ и дейтерий $\mathrm{D\,I}$. Их относительное содержание в межзвездной среде нашей галактики и на больших красных смещениях играет исключительно важную роль для космологических теорий происхождения элементов. Мы рассмотрим проблемы, которые могут возникать при измерениях отношения D/H $[\equiv N(\mathrm{D\,I})/N(\mathrm{H\,I})]$ из анализа профилей линии $\mathrm{L}\alpha$.

Теоретическое значение $\mathrm{D/H} \sim 10^{-5}$ превышает примерно на три порядка динамический диапазон, при котором возможны модельно независимые измерения лучевых концентраций (раздел 3.1). Практически линия $\mathrm{D\,I}$ $\mathrm{L}\alpha$ может наблюдаться только при $N(\mathrm{H\,I}) \sim 10^{17} - 10^{18}$ см$^{-2}$. В этих условиях водородная линия $\mathrm{L}\alpha$ сильно насыщена и всегда частично блендирует своим коротковолновым крылом профиль линии дейтерия. При более высоких концентрациях $N(\mathrm{H\,I})$ абсорбция в дейтерии полностью блендируется профилем водородной линии.

Модельные расчеты профиля H+D $\mathrm{L}\alpha$ проведены при следующих параметрах: $N(\mathrm{H\,I}) = 10^{18}$ см$^{-2}$, $\mathrm{D/H} = 1.60 \times 10^{-5}$, $T_{\mathrm{kin}} = 10^3$ K, $\sigma_{\mathrm{t}}/v_{\mathrm{th}}(\mathrm{H}) = 2.5$, и $L/\ell = 3$. Поля скоростей генерировались методом Монте Карло. Значения выбранных параметров и среднеквадратичной скорости ($\sigma_{\mathrm{t}} = 10$ км с$^{-1}$) являются типичными для диффузного газа в зонах $\mathrm{H\,I}$ (Welty et al. 1994).

Сначала рассмотрим линии $\mathrm{H\,I}$ и $\mathrm{D\,I}$ отдельно. Для этого мы сгенерируем 300 случайных полей, рассчитаем профили и вычислим соответствующие эквивалентные ширины $W_\lambda(\mathrm{H})$ и $W_\lambda(\mathrm{D})$. В микротурбулентном пределе при заданных параметрах $W_\lambda(\mathrm{H})_{\mathrm{micro}} = 776$ mÅ и $W_\lambda(\mathrm{D})_{\mathrm{micro}} = 60$ mÅ. В мезотурбулентом случае взаимно однозначное соответствие '$W_\lambda \leftrightarrow (N, v_{\mathrm{D}})$' нарушается (раздел 2.3), и найденные эквивалентные ширины лежат в диапазонах $722 \leq W_\lambda(\mathrm{H}) \leq 785$ mÅ и $46 \leq W_\lambda(\mathrm{D}) \leq 70$ mÅ. Из этого становится ясным, что основным источником ошибки в измерении D/H может служить приближение $\ell = 0$. Чтобы оценить конкретную величину отклонений

D/H от модельного значения, рассмотрим несколько предельных случаев, в которых эквивалентные ширины достигают своих крайних значений.

Случай I – турбулентное поле с сильно коррелированными компонентами $v(s_i)$. Здесь эквивалентные ширины принимают свои минимальные значения $W_\lambda(\mathrm{H}) = 722$ mÅ и $W_\lambda(\mathrm{D}) = 46$ mÅ. Профили линий и соответствующая структура поля скоростей приводятся на рис. 3.14.

В соответствии с нашей моделью, пунктирные кривые на рис. 3.14 показывают профили линий для полностью некоррелированного поля скоростей, нормально распределенного вдоль луча зрения. Ширина этого распределения обычно характеризуется b-параметром. Из рисунка видно, что при $\ell \neq 0$ может произойти 'сжатие' распределения $p(u)$ и сдвиг его центра тяжести (раздел 3.4). Следует отметить, что наименьшая ширина 'сжатого' профиля ограничена снизу тепловой шириной коэффициента поглощения.

Случай II – поле скоростей с умеренно антикоррелированными компонентами (рис. 3.15). Среди 300 случайных реализаций поля скоростей мы находим в этом случае наибольшее значение $W_\lambda(\mathrm{D}) = 70$ mÅ. Однако эквивалентная ширина водородной линии $W_\lambda(\mathrm{H}) = 756$ mÅ не достигает своей наибольшей величины. Интересно отметить, что в этом случае $W_\lambda(\mathrm{D}) > W_\lambda(\mathrm{D})_{\mathrm{micro}}$, а $W_\lambda(\mathrm{H}) < W_\lambda(\mathrm{H})_{\mathrm{micro}}$.

Профиль линии дейтерия показывает многокомпонентную структуру. Он существенно шире, чем соответствующий микротурбулентный профиль. В профиле можно насчитать до семи 'индивидуальных' компонент, распределенных в интервале радиальных скоростей шириной 50 км c^{-1}. При стандартном анализе эти компоненты могли бы быть приписаны индивидуальным облакам, имеющим различные доплеровские ширины, кинетические температуры и лучевые концентрации. Поскольку наша модель сугубо однородная по плотности и температуре, ясно, что при классическом подходе можно получить неправильные оценки параметров.

Как отмечалось выше, флуктуации интенсивности внутри профиля линии не могут иметь ширину меньше, чем тепловая ширина коэффициента поглощения. На верхней панели во второй колонке рис. 3.15 присутствует узкая деталь в профиле D I

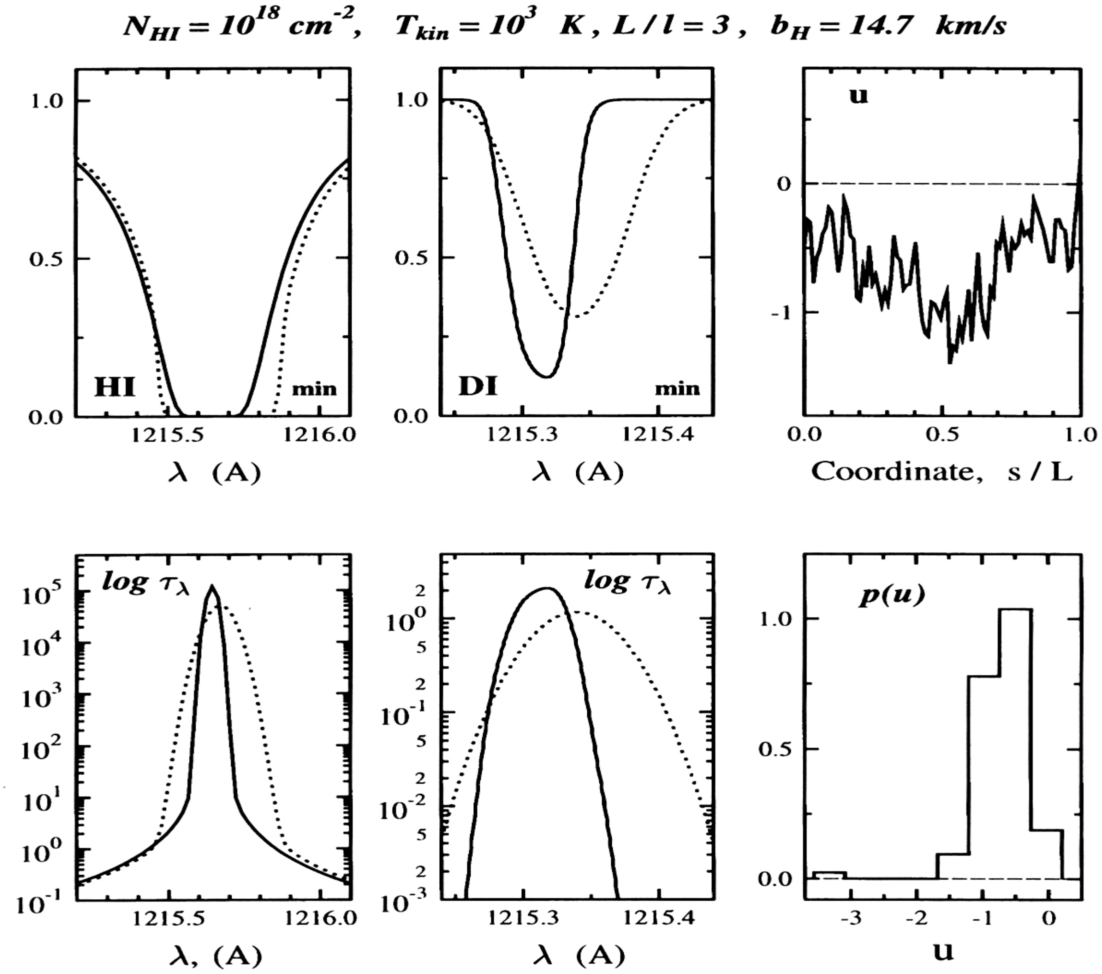

Рис. 3.14: Профили линий H I и D I Lα и соответствующие оптические толщины для случая сильной корреляции между компонентами поля скоростей (сплошные кривые). Для сравнения микротурбулентные профили показаны пунктирными кривыми. Верхняя панель в третей колонке показывает профиль поля скорости вдоль луча зрения, а нижняя панель – эмпирическую функцию распределения $p(u)$. Эквивалентные ширины линий H I и D I Lα достигают своих минимальных значений (метки 'min').

Lα на длине волны λ1215.23 Å. Ее ширина 2.9 км с$^{-1}$ соответствует тепловой ширине линии дейтерия при $T_{\rm kin} = 1000$ K, что и следовало ожидать.

Случай III – сильно антикоррелированное поле скоростей (рис. 3.16). Здесь мы находим максимальное значение для эквивалентной ширины водородной линии, W_λ(H) = 785 mÅ, и близкое к максимальному для линии дейтерия, W_λ(D) = 69 mÅ.

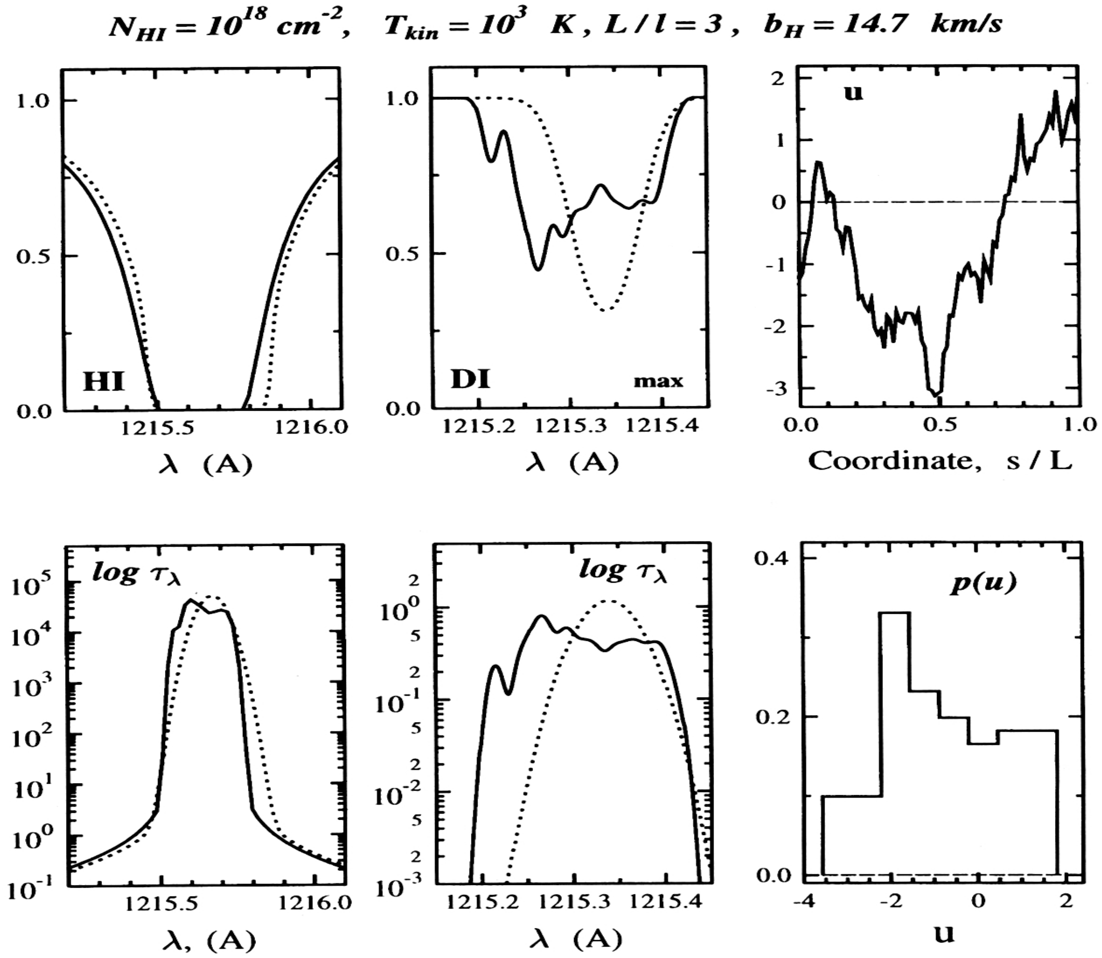

Рис. 3.15: Аналогично рисунку 3.14, но для случая умеренно антикоррелированного поля скоростей. Эквивалентная ширина линии D I Lα достигает своего максимального значения (метка ‘max’).

Вновь профиль D I Lα имеет сложную структуру.

При реальных наблюдениях флуктуации интенсивности внутри профиля линии могут частично сглаживаться из-за свертки с аппаратной функцией и замываться из-за низкого отношения сигнала к шуму. Это приводит к дополнительным усложнениям при интерпретации наблюдений. Для тесных пар, таких как H I и D I Lα, следует также учитывать блендирование линии дейтерия коротковолновым крылом насыщенной линии водорода, что рассматривается в следующем примере.

На рис. 3.17 показаны объединенные профили H+D Lα, представленные отдельно на рис. 3.14-3.16: в первой колонке расположены профили из случая I, во второй – из

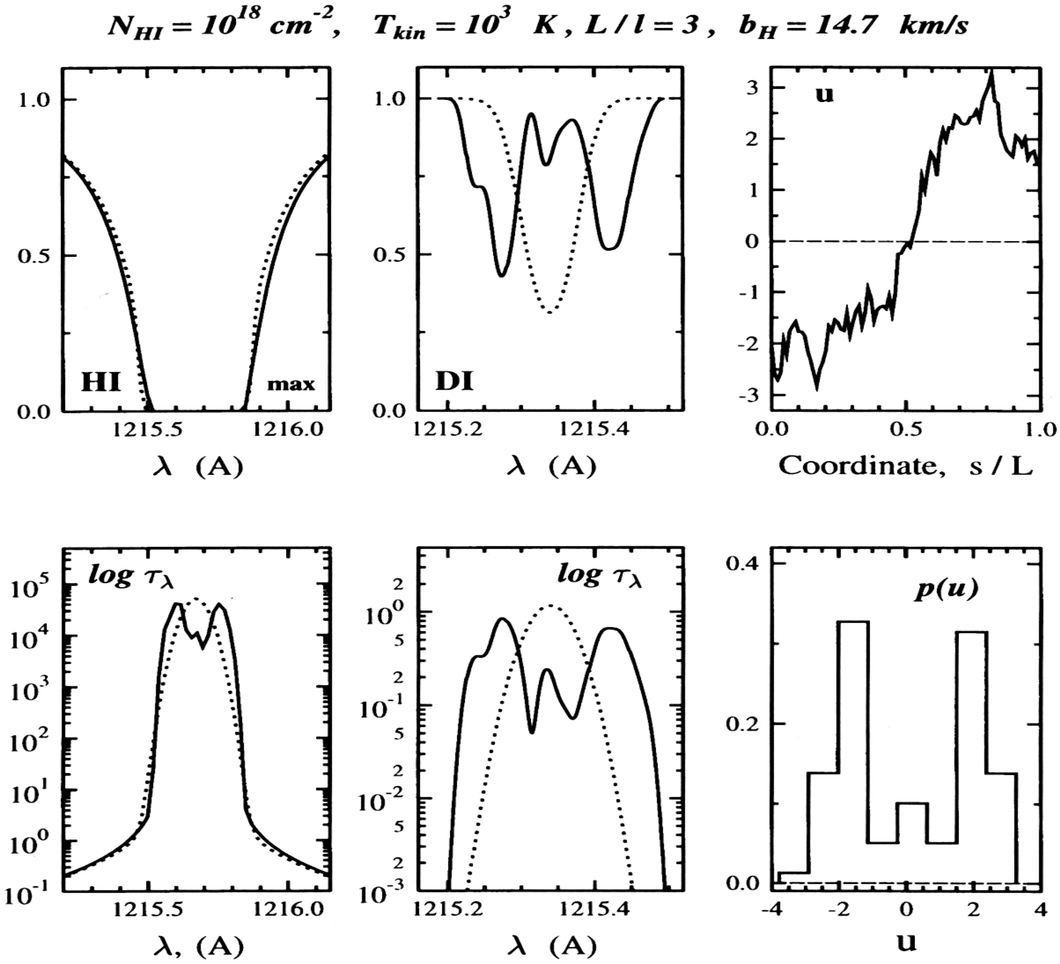

Рис. 3.16: Аналогично рисунку 3.14, но для случая сильно антикоррелированного поля скоростей. Эквивалентная ширина линии H I Lα достигает своего максимального значения (метка ‘max’).

II, и в третьей – из III. Спектры были свернуты с аппаратными функциями с ширинами FWHM = 2.5 км с$^{-1}$ – типичной для наблюдений линий дейтерия на орбитальном телескопе Хаббла (панели **a1**, **b1** и **c1**); FWHM = 15 км с$^{-1}$ (панели **a2**, **b2** и **c2**), что соответствует наблюдениям на *Copernicus*, и FWHM = 30 км с$^{-1}$ (панели **a3**, **b3** и **c3**), что является разрешением на спутнике *IUE*. Для имитации реальных наблюдательных данных мы также добавили пуассоновский шум с амплитудой S/N = 50.

Рассматривая теперь спектры на рис. 3.17 как ‘наблюдения’, попытаемся оценить физические параметры с помощью традиционного разложения сложных профилей на

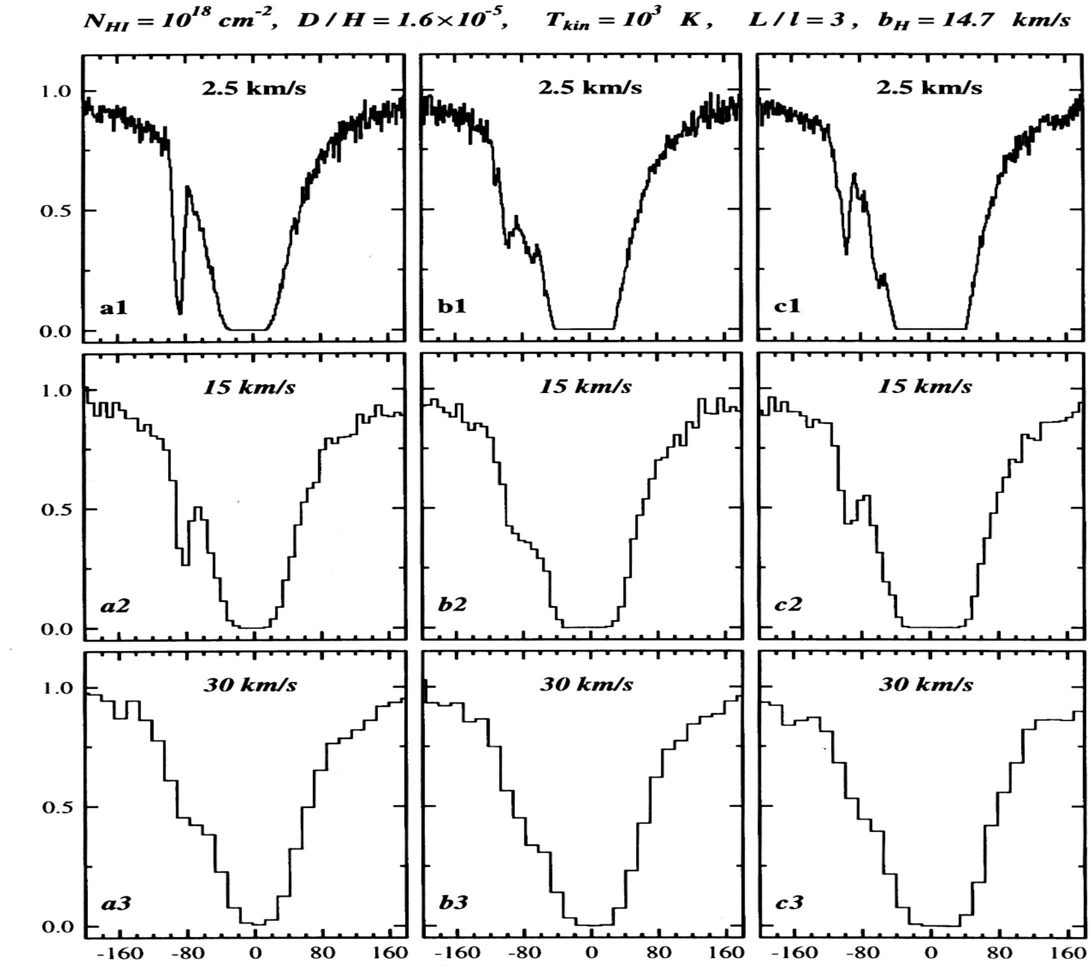

Рис. 3.17: Объединенные профили линий H+D Lα, свернутые с аппаратными функциями с ширинами FWHM = 2.5, 15 и 30 км с$^{-1}$. Добавлен Пуассоновский шум с амплитудой S/N = 50. На панелях **a1**-**a3** показаны спектры, соответствующие рис. 3.14, на панелях **b1**-**b3** данные соответствуют рис. 3.15, а на панелях **c1**-**c3** – рис. 3.16. По осям ординат отложены нормированные интенсивности, по осям абсцисс – радиальные скорости в км с$^{-1}$. Центр радиальных скоростей соответствует точке $\lambda_0 = 1215.67$ Å.

фойгтовские подкомпоненты. При этом подгоночные параметры модели — лучевые концентрации $N^*(\mathrm{H\,I})$, $N^*(\mathrm{D\,I})$, доплеровские ширины b^*_{H}, b^*_{D} и положения линий λ^*_{H}, λ^*_{D} — оцениваются через минимизацию целевой функции χ^2.

Начнем с наиболее простого случая сильной корреляции поля скоростей (профили **a1**, **a2**, **a3** на рис. 3.17), при котором линия дейтерия почти симметричная и хорошо видна на спектрах с разрешением 2.5 и 15 км с$^{-1}$. Значения подгоночных параметров и сопутствующие величины [изотопический сдвиг $\Delta v^*_{\rm D-H}$, (D/H)*, $T^*_{\rm kin}$, и $\sigma^*_{\rm t}$] перечислены в таблице 3.2. По значениям $\chi^2_{\rm min}$ можно заключить, что однокомпонентная модель не противоречит данным из второй и третьей колонки. Однако большое значение $\chi^2_{\rm min}$ для спектра $a1$ указывает на присутствие второй подкомпоненты.

Анализ данных таблицы 3.2 показывает слабую тенденцию увеличения (D/H)* с уменьшением спектрального разрешения, хотя расхождение оценок параметров с их истинными значениями не превышает 19%. доплеровские b-параметры определяются с гораздо бо́льшей ошибкой. Более того, оценки b^*(H) и b^*(D) приводят к неправдоподобно малым значениям среднеквадратичной турбулентной скорости. Этот результат показывает, что процедура разложения сложных профилей на фойгтовские подкомпоненты может приводить к неправильным оценкам отношения $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th}$.

Второй и третий случаи умеренной и сильной антикорреляции поля скоростей оказались более сложными, и нам не удалось получить разумных оценок D/H и других физических параметров. Множественные абсорбционные детали в коротковолновом крыле водородной линии (панели **b1** и **c1** на рис. 3.17) требуют в первую очередь ответа на вопрос, какая из них может быть отождествлена с линией D I Lα. Например, узкая и глубокая деталь в крыле профиля **c1** смещена на -96 км с$^{-1}$ относительно центра водородной линии и не может быть приписана линии дейтерия, если мы рассматриваем однокомпонентную модель. Аналогичные проблемы возникают при анализе профилей **b1**-**b3**. Вычисления показывают, что оценка отношения (D/H)* (а также $b^*_{\rm H}/b^*_{\rm D}$) для индивидуальных компонент становится очень чувствительной к модельным предположениям и что можно получить неправдоподобные концентрации дейтерия и/или даже ‘отрицательные’ кинетические температуры, когда $b^*_{\rm H}/b^*_{\rm D} < 1$. Таким образом применение стандартного подхода к анализу сложных профилей не позволяет провести надежную оценку физических параметров в поглощающем облаке.

Таблица 3.2: Оценка параметров модели по спектрам, показанным в первой колонке на рис. 3.17 (отмечено $*$) и оригинальные значения параметров (данные без $*$)

	Спектр		
Параметр	$a1$	$a2$	$a3$
N^*(H I), см$^{-2}$	9.96E17	9.97E17	9.76E17
N (H I), см$^{-2}$	1.0E18	1.0E18	1.0E18
N^*(D I), см$^{-2}$	1.57E13	1.71E13	1.86E13
N (D I), см$^{-2}$	1.6E13	1.6E13	1.6E13
b^*(H), км с$^{-1}$	6.3	6.1	6.5
b (H), км с$^{-1}$	14.7	14.7	14.7
b^*(D), км с$^{-1}$	5.5	5.0	6.0
b (D), км с$^{-1}$	14.4	14.4	14.4
λ^*(H), Å	1215.644	1215.643	1215.646
λ (H), Å	1215.670	1215.670	1215.670
λ^*(D), Å	1215.313	1215.314	1215.319
λ (D), Å	1215.339	1215.339	1215.339
$\Delta v^*_{\mathrm{D-H}}$, км с$^{-1}$	-81.6	-81.2	-80.7
$\Delta v_{\mathrm{D-H}}$, км с$^{-1}$	-81.5	-81.5	-80.5
σ^*_{t}, км с$^{-1}$	3.2	2.5	3.8
σ_{t}, км с$^{-1}$	10.0	10.0	10.0
T^*_{kin}, K	640	1430	700
T_{kin}, K	1000	1000	1000
(D/H)*	1.58E-5	1.71E-5	1.90E-5
D/H	1.6E-5	1.6E-5	1.6E-5
χ^2_{min}	1.44	1.01	1.02

Глава 4

Обратные задачи (постоянная плотность)

4.1 Введение

В предыдущей главе 3 мы рассматривали формирование профилей линий поглощения в случайных средах с конечной корреляционной длиной поля скоростей (*мезотурбулетность*), когда наблюдаемые спектры соответствуют одному лучу зрения. Было показано, что учет конечности длины корреляций может существенно изменить интерпретацию наблюдений, т.к. профили линий и их эквивалентные ширины могут быть изменены из-за корреляционных эффектов. Поэтому стандартный анализ, основанный на *микротурбулентном* приближении и, как результат, на разложении сложных профилей на фойгтовские подкомпоненты, может давать неправильные оценки физических параметров поглощающего газа. По крайней мере можно утверждать, что результаты, полученные в рамках стандартного подхода, являются модельно-зависимыми, т.е. не могут рассматриваться как единственно возможные.

В главе 3 были рассмотрены прямые задачи, т.е. по заданным физическим параметрам и данной реализации случайного поля скоростей мы вычисляли профили абсорбционных линий. Цель настоящей главы – обратные задачи спектроскопии, под которыми мы понимаем восстановление физических данных по имеющимся наблюдениям. Чтобы воспроизвести наблюдаемый спектр в рамках нашего подхода, необходимо оценить физические параметры *одновременно* с распределением поля скоростей $v(s)$. В разделе 4.2 описывается решение такой задачи на примере профиля линии бленды H I+D I Lα. Для линий водорода и дейтерия возможные флуктуации плотности газа внутри поглощающего облака несущественны при фотоионизации, поскольку они имеют практически одинаковые потенциалы ионизации. Поэтому приближение постоянной плотности можно считать оправданным. Второй пример, когда данное приближение выполняется, рассмотрен в разделе 4.3, где показывается, как может быть оценена кинетическая температура газа по линиям ионов, имеющим подобные профили и приблизительно равные потенциалы ионизации.

Результаты данной главы были получены в основном в работах Levshakov, Kegel, Takahara (1998a,b), Levshakov, Kegel, Takahara (1999), Levshakov, Takahara, Agafonova (1999), Levshakov, Agafonova, Kegel (2000), Левшаков, Тайтлер, Бюрлс (2000).

4.2 Восстановление данных по линиям водорода и дейтерия

Продолжим анализ бленды H+D Lα и покажем, как разрешить проблемы, с которыми мы столкнулись в разделе 3.5.2. Как отмечалось выше, линия дейтерия может наблюдаться в квазарных абсорбционных системах при достаточно высокой лучевой концентрации нейтрального водорода [N(H I) $\gtrsim 10^{17}$ см$^{-2}$ (напомним, что такие системы принято называть LLS). При этих условиях линия дейтерия всегда остается частично блендированной, и поэтому для точной оценки D/H необходимо знать с хорошей точностью N(H I) и механизм уширения линий. Для квазарных систем с N(H I) $\simeq 10^{17}$ см$^{-2}$ модельно-независимая оценка N(H I) может быть получена по глубине лаймановского скачка на $\lambda = 912$ Å. Однако внутренняя структура поля скоростей остается неизвестной.

Происхождение систем LLS обычно связывается с протяженными галактическими. В некоторых случаях панорамные и спектральные наблюдения позволяют напрямую связать галактики с квазарными абсорбционными системами (Bergeron et al. 1992; Bechtold, Ellingson 1992; Lanzetta et al. 1997). Было найдено, что поглощающие системы с $N(\mathrm{H\,I}) \simeq 10^{18.1} - 10^{18.5}$ см$^{-2}$ имеют размеры ~ 50 кпк, температуры $T_{\mathrm{kin}} \sim 10^4$ K, и среднеквадратичные скорости $24 \lesssim \sigma_{\mathrm{t}} \lesssim 55$ км с$^{-1}$ (van Ojik et al. 1997). Таким образом, σ_{t} в несколько раз превышает тепловую скорость $v_{\mathrm{th}} \sim 13$ км с$^{-1}$ водородных атомов внутри зон H I, вкрапленных в галактические гало. Вся эта совокупность фактов – большие абсолютные значения масштабов гидродинамических течений, большие значения σ_{t} и большие отношения $\sigma_{\mathrm{t}}/v_{\mathrm{th}}$ – указывает на то, что мезотурбулентный подход к анализу линий, образующихся в протяженных галактических гало, является более адекватным, чем стандартный метод разложения профилей линий на фойгтовские подкомпоненты.

В наших вычислениях случайная непрерывная функция $v(s)$ представляется дискретным набором данных v_j, равноотстоящих друг от друга по пространственной координате на величину Δs (раздел 3.5). Следовательно, процедура восстановления структуры поля скоростей должна заниматься оптимизацией в конфигурационном пространстве очень большой размерности. Известно, что с подобными проблемами успешно справляются стохастические методы оптимизации такие, как, например, simulated annealing, предложенный впервые Метрополисом (Metropolis et al. 1953). Этот метод имеет множество приложений в задачах с размерностью физической системы $\gg 1$ (Press et al. 1988; Hoffmann 1995). Конкретное применение метода simulated annealing к анализу профилей линий поглощения рассматривается в следующем разделе.

4.2.1 Обратный метод Монте Карло, RMC

Обратный метод Монте Карло (RMC, Reverse Monte Carlo) принадлежит к классу алгоритмов стохастической оптимизации, предназначенных для задач в конфигурационных пространствах большой размерности. В отличие от стандартных методов Монте Карло, при которых генерируются случайные конфигурации физической системы для определения средних характеристик, RMC использует экспериментальные данные и подбирает набор параметров модели, при котором воспроизводятся данные наблюдений.

Обратная задача всегда связана с необходимостью минимизировать некоторую целевую функцию. Хорошо известно, что целевая функция, определенная в пространстве большого числа переменных, имеет многочисленные локальные минимумы. Поэтому оптимизационные методы, основанные на выборе ‘минимизирующего’ направления (градиентные методы), являются в данном случае малоэффективными, поскольку целевая функция часто оказывается ‘заперта’ в таком локальном минимуме. Алгоритмы стохастической минимизации позволяют обойти эту проблему. Они заставляют целевую функцию ‘выбираться’ из локального минимума благодаря тому, что правило отбора текущих конфигураций основывается на вероятностном принципе. Это означает, что вновь найденная конфигурация может быть принята в качестве очередного промежуточного решения даже в том случае, когда ее значение χ^2 больше предыдущего. В применении к абсорбционным спектрам, алгоритм RMC может быть сформулирован следующим образом.

Пусть $\theta = \{N(\text{H I}),\, \text{D/H},\, T_{\text{kin}},\, \sigma_{\text{t}}/v_{\text{th}},\, L/l\}$ означает вектор физических параметров. Чтобы оценить θ и $v(s)$, нам необходимо найти минимум целевой функции

$$\mathcal{L} \equiv \chi^2 = \frac{1}{\nu} \sum_{i=1}^{m} \left[\frac{I(\lambda_i) - r(\lambda_i)}{\sigma_i} \right]^2 \,, \tag{4.1}$$

где $I(\lambda_i)$ – наблюдаемая (нормированная) интенсивность в i-ом пикселе внутри профиля линии, $r(\lambda_i)$ – вычисленная ‘случайная’ интенсивность [уравнение (3.68)], σ_i – ошибка экспериментальных данных и $\nu = m - n$ число степеней свободы (m – число экспериментальных точек, n – размерность вектора θ).

Радиальная компонента скорости предполагается непрерывной случайной функцией координаты $v(s)$, которая представляется в вычислительной процедуре дискретным набором значений v_j, вычисленных в эквидистантных точках s_j. Если мы определим k-размерный вектор $v = \{v_1, v_2, \ldots, v_k\}$, тогда конфигурационное пространство поля скоростей состоит из множества точек v. Поскольку мы рассматриваем коррелированные поля, элементы вектора v не являются независимыми друг от друга. Связь между ними задается авторегрессионным процессом первого рода (3.69), а шаг по пространственной координате выбирается из условия (3.71).

Сама вычислительная процедура RMC состоит их двух частей. Вначале выбираются значения для физических параметров, т.е. задается вектор θ. Затем ищется оптимальная конфигурация поля скоростей для этих параметров. Вся процедура повторяется до тех пор, пока не выполнится условие $\chi^2_\nu \equiv \frac{1}{\nu}\,\chi^2 \lesssim 1$. Последовательность шагов выглядит следующим образом.

I. Фиксируя верхнюю и нижнюю границы параметров, задается область изменения возможных значений вектора параметров θ.

II. В этой области случайным образом выбирается точка θ.

III. Генерируется случайная реализация поля скоростей и вычисляется соответствующее значение χ^2_ν.

IV. В векторе v выбирается элемент v_j и ему придается случайное смещение согласно (3.69): $v_j = f\,v_{j-1} + \varepsilon_j$. Здесь ε – это нормально распределенная случайная величина с нулевым средним и дисперсией $\sigma_\varepsilon = \sigma_{\rm t}\sqrt{1-f^2}$. Если $j = 1$, то $v_1 = \varepsilon_1/\sqrt{1-f^2}$.

V. Вычисляется значение $\mathcal{L}$. Если $\Delta\mathcal{L} < 0$, т.е. если $\chi^2_{\rm new} < \chi^2_{\rm old}$, то измененная конфигурация поля скоростей принимается. Если $\Delta\mathcal{L} \geq 0$, измененная конфигурация принимается с вероятностью $P_{\Delta\mathcal{L}} = \exp(-\frac{1}{2}\,\frac{\Delta\mathcal{L}}{T})$, где T — параметр, определяющий скорость сходимости решения к глобальному минимуму. Это означает, что выбирается наугад случайное число ζ, равномерно распределенное в интервале (0,1) и если $\zeta < P_{\Delta\mathcal{L}}$, то измененная конфигурация принимается. Если $\zeta \geq P_{\Delta\mathcal{L}}$, то изменение конфигурации не принимается, и компоненте v_j

возвращается ее предыдущее значение. Процедура повторяется для всех компонент j ($j = 1, \ldots, k$) поля скоростей β_1 раз или до достижения условия $\chi^2_\nu \lesssim 1$. Значение β_1 устанавливается исходя из условия, чтобы каждая компонента v_j была проварьирована в среднем столько раз, что $Var(v_j) \sim \sigma^2_{\rm t}$.

VI. Случайным образом выбирается элемент θ_i вектора θ, и ему придается случайный сдвиг $\Delta\theta_i$. Проводятся шаги III-V. Значение элемента $\theta_i + \Delta\theta_i$ принимается или отвергается также по вероятностному принципу. Начиная с шага III, процедура повторяется (максимум β_2 раза) до тех пор, пока $\chi^2_\nu \lesssim 1$. Если условие $\chi^2_\nu \lesssim 1$ не достигается после проведения β_2 испытаний, процедура останавливается. Величина β_2 устанавливается так, чтобы каждая компонента θ_i была проварьирована в среднем 30 раз, для достижения репрезентативной статистики.

Следует отметить, что в процедуре RMC k элементов вектора v являются второстепенными параметрами ('nuisance parameters' в англоязычной литературе по статистике). Наша задача – найти оптимальную точку θ в пространстве физических параметров, поэтому количество компонент k не должно влиять на конечное значение θ. [Нижняя граница для k устанавливается неравенством (3.71)].

Перейдем теперь к анализу бленды H+D. Построим несколько 'наблюдаемых' спектров линий Lα, Lβ и L-14 для фиксированного набора физических параметров и различных случайных реализаций поля скоростей и попытаемся восстановить данные с помощью процедуры RMC. Положим $\theta = \{N({\rm H\,I}) = 2.2 \times 10^{17}$ см$^{-2}$, D/H $= 4.5 \times 10^{-5}$, $T_{\rm kin} = 1.7 \times 10^4$ K, $\sigma_{\rm t}/v^{\rm H}_{\rm th} = 1.5$, $L/\ell = 3.0\}$. Переходы в линиях высоких порядков лаймановской серии наблюдаются в квазарных спектрах, поэтому линия L-14 была включена в анализ, чтобы ограничить распределение радиальных скоростей газа. Теоретические спектры были свернуты с аппаратной функцией гауссовской формы и шириной FWHM = 8 км с$^{-1}$. Выбранные физические параметры и спектральное разрешение являются типичными для внегалактических наблюдений дейтерия в системах LLS (Burles, Tytler 1997, 1998; Левшаков, Тайтлер, Бюрлс 2000).

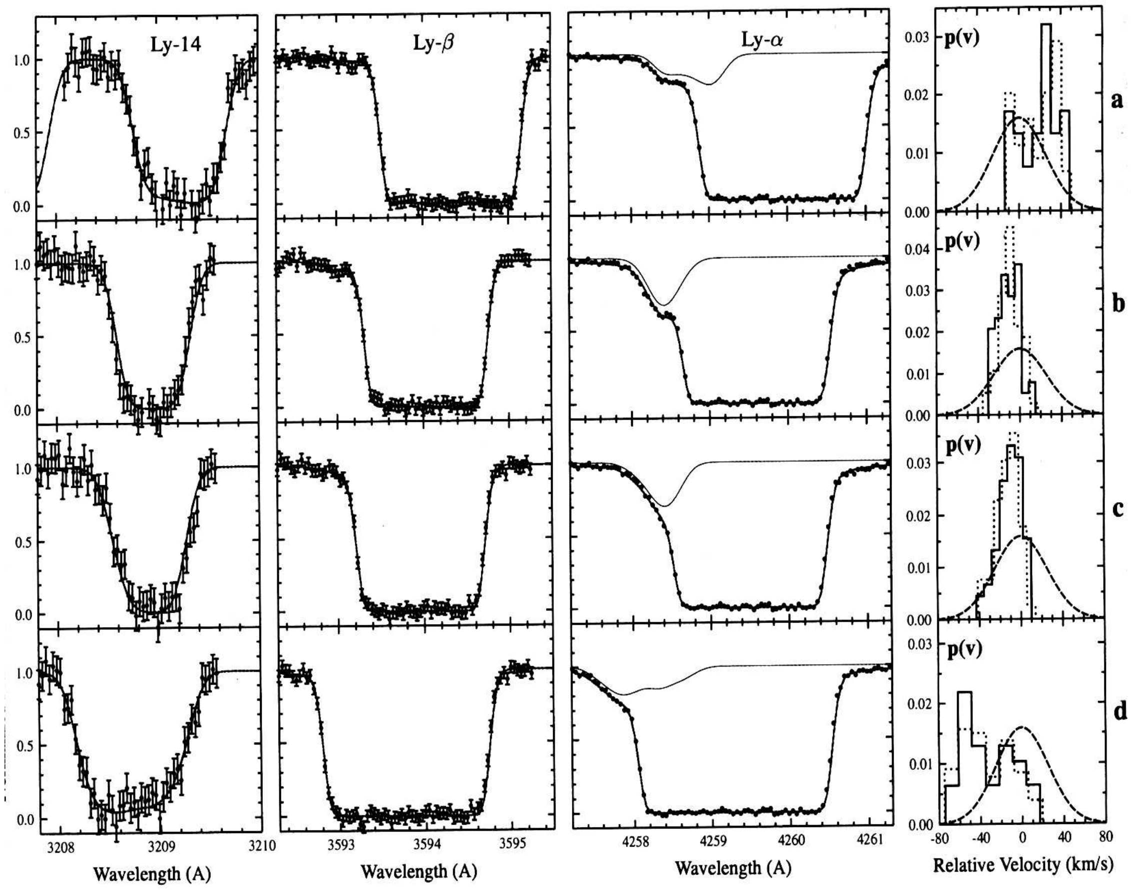

Рис. 4.1: Вычисленные спектры бленды H I+D I для моделей *a*-*d* из таблицы 4.1, свернутые с аппаратной функцией шириной FWHM $= 8$ км с$^{-1}$ и нормированные на континуум (точки с указанными интервалами неопределенности 1σ). Результаты подгонки методом RMC показаны сплошными кривыми. Отдельно тонкой сплошной линией отмечен профиль линии D I. В колонке справа приводятся функции распределения $p(v)$ для индивидуальных случайных реализаций поля скоростей (гистограммы, показанные сплошными линиями) и для средней по полной выборке (гауссиана). Пунктирные гистограммы – восстановленные с помощью RMC функции распределения. Нулевая скорость соответствует красному смещению $z = 2.504$.

Мы использовали то же красное смещение $z = 2.504$ и отношения S/N $= 60$, 25 и 10 для Lα, Lβ и L-14, что и в указанных работах.

На рис. 4.1 точками показаны теоретические спектры для четырех реализаций случайных полей (модели *a*-*d*). В колонке панелей справа изображены соответствующие распределения радиальных скоростей $p(v)$, нормированные так, что $\int p(v)\,dv = 1$.

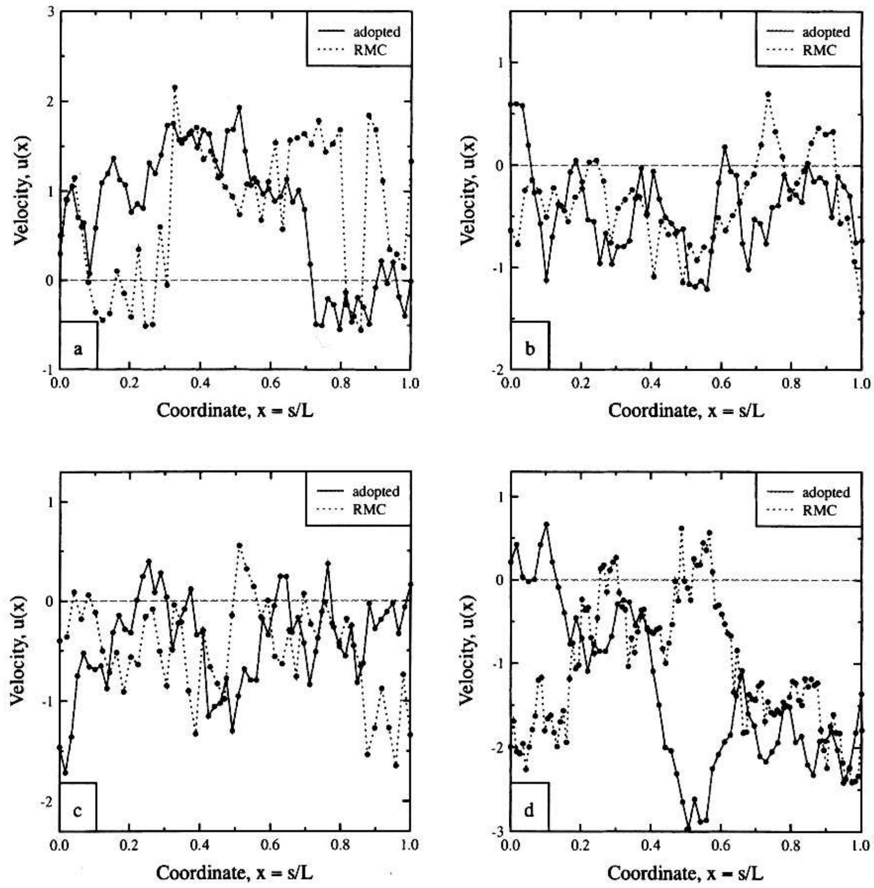

Рис. 4.2: Исходные случайные реализации поля скоростей $u(x) = v(x)/\sigma_{\rm t}$ для моделей a-d из таблицы 4.1 (сплошные линии) и восстановленные процедурой RMC (пунктирные линии). Точками отмечены компоненты v_j, вычисленные в координатах $x_j = s_j/L$.

В этой же колонке пунктирными линиями показаны нормальные распределения для модельного значения дисперсии скоростей $\sigma_{\rm t} = 25$ км с$^{-1}$. В случае полной выборки $p(v)$ должно совпадать с нормальным распределением. Гистограммы из сплошных линий получены по модельным конфигурациям полей $u(x)$, изображенных на рис. 4.2 также сплошными линиями.

Хорошо видно, что индивидуальные реализации полей $u(x)$ значительно отличаются друг от друга. Например, гистограммы $p(v)$ на рис. 4.1 для моделей a и d являются довольно широкими и асимметричными, а для моделей b и c – узкими и более симметричными. Такое разнообразие распределений $p(v)$ приводит к различным

Таблица 4.1: Параметры модели, найденные процедурой RMC

модель	N^*_{17}	$(\mathrm{D/H})^*$	T^*_4	$(\sigma_{\rm t}/v_{\rm th})^*$	$(L/\ell)^*$	$\chi^2_{\rm min}$	ν	$\sigma^*_{\rm t}$
a	2.26	4.08	1.745	1.37	3.11	0.91	102	23.2
b	2.38	4.33	1.688	1.48	3.01	1.05	111	24.8
c	2.10	4.55	1.717	1.50	2.91	1.05	118	25.2
d	2.08	5.24	1.667	1.88	4.10	1.14	119	31.1
начальные	2.2	4.50	1.700	1.50	3.00			25.0

Примечание: N^*_{17} – лучевая концентрация $N(\mathrm{H\,I})$ в единицах 10^{17} см$^{-2}$; $(\mathrm{D/H})^*$ – в ед. 10^{-5}; T^*_4 – в ед. 10^4 K; и $\sigma^*_{\rm t}$ – в км с$^{-1}$.

видам профилей линий дейтерия, хотя все они получены с одним и тем же набором физических параметров.

Попробуем оценить вектор параметров θ^* и конфигурацию поля скоростей v^* пользуясь процедурой RMC. Для элементов вектора θ^* выберем следующие границы: $N(\mathrm{H\,I}) \in (1.8 - 2.8) \times 10^{17}$ см$^{-2}$, $\mathrm{D/H} \in (2.5 - 7.0) \times 10^{-5}$, $T_{\rm kin} \in (1.0 - 2.0) \times 10^4$ K, $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} \in (1.0 - 2.0)$, $L/\ell \in (1.0 - 5.0)$. Число точек в поле скоростей выбрано $k = 50$ и 114 для моделей a-c и d, соответственно. В обоих случаях неравенство (3.71) выполняется.

Найденные наилучшие параметры подгонки перечислены в таблице 4.1 наряду со значениями $\chi^2_{\rm min}$. Соответствующие этим параметрам профили линий показаны на рис. 4.1 сплошными кривыми. Мы также приводим отдельно линии дейтерия, чтобы показать сложную структуру их профилей, которая частично сглаживается из-за блендирования с водородной линией и сверткой с аппаратной функцией. Полученная в методе RMC оценка функций распределения $p^*(v)$ показана пунктирной гистограммой на панелях справа, а конфигурации полей – пунктирными линиями на рис. 4.2.

Следует подчеркнуть, что оценка конфигураций v^* не является однозначной: в зависимости от начальных условий мы можем получить различные поля скорости

$v^*(s)$ (каждое из них имеет своего зеркального двойника, который дает аналогичные профили линий и, разумеется, является решением задачи). Однако все эти поля дают приблизительно одинаковое распределение $p^*(v)$, которое совпадает в пределах статистических ошибок с начальным $p(v)$.

В заключение рассмотрим доверительные области для двух наиболее интересных параметров в задаче измерения космологического содержания дейтерия: лучевой концентрации водорода $N(\text{H I})$ и отношения D/H. На рис. 4.3 показаны проекции поверхности целевой функции в окрестности минимума χ^2_{min} на плоскость '$N_{\text{H I}} - \text{D/H}$'. Эллипсы ограничивают три доверительных зоны, соответствующие уровням 1σ, 2σ и 3σ. Значения $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\text{min}}$ вычислялись согласно теореме C из Press et al. (1988). Точки максимального правдоподобия отмечены ромбом, а исходные значения – темным кружком.

Рис. 4.3 показывает, что во всех четырех случаях разница между исходным значением параметров и оценкой по методу RMC не превышает 3σ. Вытянутая и наклонная форма эллипсов указывает на корреляцию между значениями D/H и $N_{\text{H I}}$. Это означает, что неопределенность в D/H может быть значительно редуцирована, когда значение $N_{\text{H I}}$ известно с хорошей точностью. Поэтому независимые измерения лучевой концентрации водорода по величине лаймановского скачка являются в данное задаче чрезвычайно важными.

Предложенный метод успешно использовался для анализа реальных наблюдений в системе $z = 3.572$, квазар Q 1937–1009 (Levshakov et al. 1998a), и в системе $z = 0.701$, квазар Q 1718+4807 (Levshakov et al. 1998b). Нами было показано, что разногласие между измеренным другими группами низким и высоким отношением D/H снимается, если наблюдательные данные анализируются в рамках мезотурбулентной модели. Полученный результат $\text{D/H} \simeq 3.5 \times 10^{-5}$ поддерживает однородные модели первичного нуклеосинтеза.

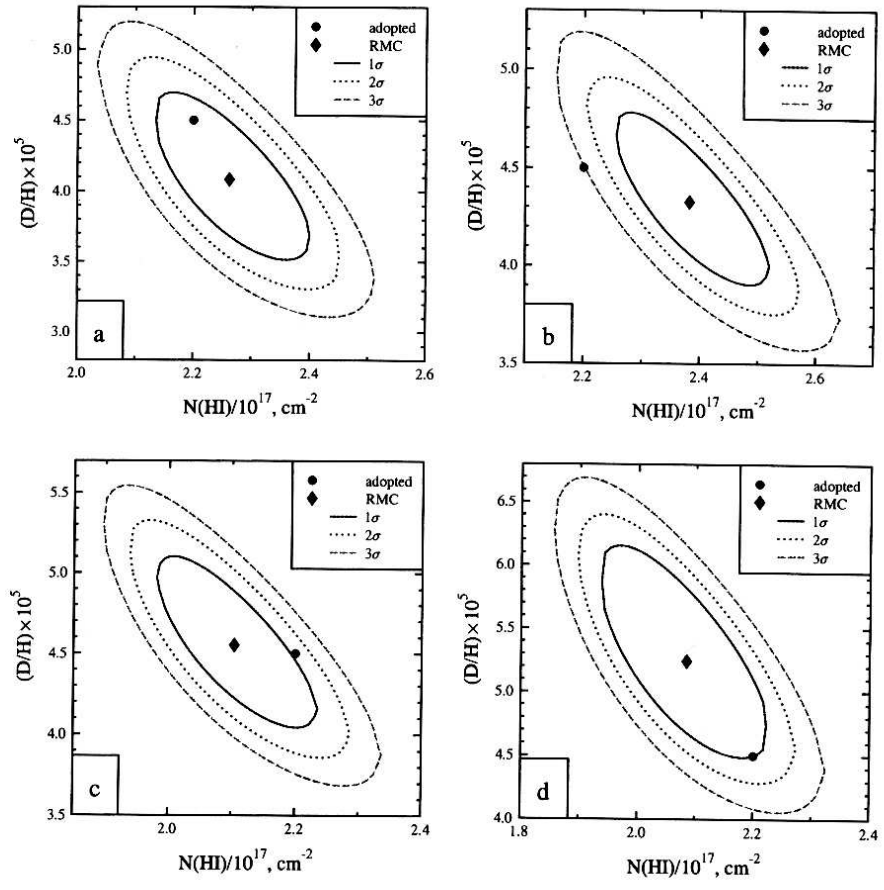

Рис. 4.3: Доверительные области в плоскости '$N_{\mathrm{H\,I}}$ – D/H' при фиксированных параметрах T^*_{kin}, $(\sigma_{\mathrm{t}}/v_{\mathrm{th}})^*$, $(L/\ell)^*$ из таблицы 4.1 и соответствующих конфигурациях полей скоростей v^*. Эллипсы ограничивают 63.8% (внутренний), 95.4% (средний) и 99.7% (внешний) доверительные зоны. Ромбом отмечены точки максимального правдоподобия, темный кружок – исходное значение.

4.3 Измерение кинетической температуры по линиям металлов

В этом разделе рассматриваются ионы, имеющие подобные профили линий поглощения и приблизительно равные потенциалы ионизации. Разработанная вычислительная процедура основывается на преобразовании Фурье абсорбционных профилей с последующей минимизацией целевой функции методом энтропийной регуляризации (ERM, entropy-regularized minimization). Полученные результаты сравниваются с оценками методом RMC, описанном в предыдущем разделе 4.2.1.

Начнем с короткого замечания о терминологии. Обычно термин 'турбулентность', используемый в спектроскопии, не совсем совпадает по смыслу с его гидродинамическим аналогом, а отражает *отсутствие* информации о механизме уширения линии (Traving 1975). Поэтому, приступая к анализу спектральных данных, необходимо прежде всего сформулировать модель уширения профиля линии. Общепринято предполагать, что тепловая и турбулентная скорости вдоль луча зрения имеют нормальное распределение, т.е. их суммарный вклад в общее уширение квадратично складывается:

$$b^2 = v_{\rm th}^2 + 2\sigma_{\rm t}^2 \; . \tag{4.2}$$

Разделить вклад теплового и турбулентного движения можно, если использовать линии различных элементов: при достаточно высоком спектральном разрешении у более массивных ионов будут меньшие значения b параметров и уравнение (4.2) разрешается относительно $T_{\rm kin}$ и $\sigma_{\rm t}$.

Однако применение такого анализа к реальным спектрам часто приводит к неправдоподобно большим флуктуациям температуры внутри зон H I, а в некоторых случаях к нефизическим решениям с $T_{\rm kin} < 0$ K (Spitzer, Fitzpatrick 1993, 1995; Fitzpatrick, Spitzer 1997; Tripp et al. 1997).

До некоторой степени эта проблема связана с интерпретацией сложных профилей как результата флуктуаций плотности газа вдоль луча зрения. Однако как было показано в предыдущих главах, флуктуации интенсивности внутри профиля линии могут быть вызваны корреляционными эффектами в крупномасштабном поле скоростей даже при условии постоянства плотности газа внутри абсорбера.

Процедура ERM, описание которой приводится ниже, учитывает эти корреляционные эффекты. ERM использует сложные профили ионов разной массы, но с близкими потенциалами ионизации (например, C II и Si II). Предполагается, что линии этих ионов образуются в плоско-параллельном газовом слое толщиной L, однородном по температуре T, что приводит к постоянной относительной плотности ионов внутри слоя. Эти условия дают подобные профили для линий рассматриваемых ионов [1], примеры которых можно найти в работах Spitzer, Fitzpatrick (1993) или Songaila (1998). В качестве аргумента в пользу постоянства температуры можно привести тот факт, что стационарным состояниям межзвездного газа соответствует узкий диапазон температур при достаточно широком интервале плотностей (см., например, рис. 8.9 в Shu 1992).

4.3.1 Вывод основных уравнений

Рассмотрим оценку кинетической температуры T и функции распределения радиальных скоростей $\phi_{\rm t}(v)$ на основе анализа профилей линий поглощения двух ионов разной массы. Будем предполагать, что профили известны точно, т.е. данные не содержат шума.

Если межзвездные (межгалактические) линии оптически тонкие, мы можем измерять непосредственно τ^* как функцию длины волны λ

$$\tau^*(\lambda) = \ln\left[I_0(\lambda)/I_{\rm obs}(\lambda)\right] \;, \tag{4.3}$$

где интенсивность внутри профиля линии и в континууме обозначена, соответственно, $I_{\rm obs}$ и I_0.

Наблюдаемый спектр – это свертка истинного профиля с аппаратной функцией спектрографа $\phi_{\rm sp}$

$$I_{\rm obs}(\lambda) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} I_0(\lambda')\,{\rm e}^{-\tau(\lambda')}\,\phi_{\rm sp}(\lambda-\lambda')\,d\lambda' \;, \tag{4.4}$$

где $\tau(\lambda)$ – истинное значение оптической толщины.

Интенсивность фонового источника континуального излучения $I_0(\lambda)$ обычно изменяется очень медленно на ширине аппаратной функции, поэтому (4.4) можно переписать

$$I_{\rm obs}(\lambda) = I_0(\lambda)\int\limits_{-\infty}^{+\infty} {\rm e}^{-\tau(\lambda')}\,\phi_{\rm sp}(\lambda-\lambda')\,d\lambda' \;. \tag{4.5}$$

[1]В данном случае термин ‘подобные’ означает, что ионы имеют одинаковые распределения радиальной компоненты вектора скорости.

Для дальнейшего изложения удобно перейти из λ-шкалы в шкалу радиальных скоростей. Тогда оптическая глубина внутри профиля линии в точке v определяется как

$$\tau(v) = N\, k(v)\ , \tag{4.6}$$

где $k(v)$ – это коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом.

Для большинства межзвездных (межгалактических) линий поглощения эффекты радиационного затухания пренебрежимо малы, и $k(v)$ может быть описан доплеровским ядром функции Фойгта (Спитцер 1981). В этом случае форма профиля линии определяется *локально* только тепловым уширением ($b = v_{\rm th}$):

$$k(v) \equiv k_0 \phi_{\rm th}(v) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{\rm abs} \lambda_0\, \frac{1}{\sqrt{\pi} v_{\rm th}} {\rm e}^{-(v-v_0)^2/v_{\rm th}^2}\ , \tag{4.7}$$

где центр линии обозначен v_0.

Если атомы вовлечены в тепловое и гидродинамическое движение, то форма профиля коэффициента поглощения задается сверткой $\phi_{\rm th}(v)$ с функцией распределения радиальных скоростей крупномасштабных движений

$$\phi_{\rm tot}(v) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \phi_{\rm t}(v')\, \phi_{\rm th}(v - v')\, dv'\ , \tag{4.8}$$

и $\tau(v) = N\, k_0\, \phi_{\rm tot}(v)$.

Обе функции $\phi_{\rm t}$ и $\phi_{\rm th}$ нормированы так, что $\int(\cdot)\, dv = 1$. В общем случае $\phi_{\rm t}$ – это взвешенная с плотностью функция распределения радиальных скоростей, но поскольку мы рассматриваем линии с подобными профилями, зависимостью формы коэффициента поглощения от распределения плотности можно пренебречь. Вид аппаратной функции $\phi_{\rm sp}$ определяется экспериментально в лабораторных исследованиях. Величиной, представляющей астрофизический интерес в этой модели, является функция $\phi_{\rm t}$. Таким образом, наша задача состоит в обращении свертки (4.8) и определении $\phi_{\rm t}$ и T. Мы интересуемся в основном условиями, при которых доминирует нетепловое уширение, $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th} > 1$, в противном случае задача становится тривиальной.

Предположим, что два иона имеют различные массы, и $m_2 > m_1$. Для фиксированной точки v внутри профиля линии оптическая глубина согласно (4.6)-(4.8) задается уравнением

$$\tau_i(v) = \omega_i \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \phi^i_{\rm t}(v')\, \phi^i_{\rm th}(v-v')\, dv' \ , \quad i=1,2 \ , \tag{4.9}$$

где $\omega_i = k_0^{(i)}\, N_i$. Преобразование Фурье этого уравнения имеет вид

$$\hat{\tau}_i(q) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \tau_i(v)\, {\rm e}^{2\pi i q v}\, dv = \omega_i\, \hat{\phi}^i_{\rm th}(q)\, \hat{\phi}^i_{\rm t}(q) \ , \quad i=1,2 \ , \tag{4.10}$$

где $\hat{\phi}^i_{\rm th}(q)$ и $\hat{\phi}^i_{\rm t}(q)$ – Фурье образы функции профиля линии $\phi^i_{\rm th}(v)$ и функции распределения радиальных скоростей турбулентных движений $\phi^i_{\rm t}(v)$, соответственно.

По предположению оба иона имеют одинаковые распределения вдоль луча зрения, т.е. $\phi^1_{\rm t}(v) = \phi^2_{\rm t}(v)$. В этом случае два Фурье-образа, $\hat{\tau}_1(q)$ и $\hat{\tau}_2(q)$, приводят к *точным* уравнениям, связывающим формы линий в пространстве Фурье с кинетической температурой *независимо* от крупномасштабных флуктуаций скорости вдоль луча зрения:

$$\begin{aligned} \Re\left[\frac{\hat{\tau}_2(q)}{\hat{\tau}_1(q)}\right] &= \frac{\omega_2}{\omega_1}{\rm e}^{q^2\pi^2(v^2_{\rm th,1}-v^2_{\rm th,2})} \equiv \frac{\omega_2}{\omega_1}{\rm e}^{aTq^2\pi^2} \ , \\ \Im\left[\frac{\hat{\tau}_2(q)}{\hat{\tau}_1(q)}\right] &= 0 \ , \end{aligned} \tag{4.11}$$

где $a = 2k_{\rm B}(m_2-m_1)/(m_1m_2)$ – численная постоянная.

Первым шагом при оценке T с помощью (4.11), первым шагом является вычисление двух преобразований Фурье $\hat{\tau}_1$ и $\hat{\tau}_2$. Наиболее удобной с вычислительной точки зрения была бы такая процедура, при которой $\tau(v)$ аппроксимировалась набором функций, имеющих аналитические выражения для преобразований Фурье. Поскольку иррегулярные доплеровские сдвиги локального коэффициента поглощения (4.7) вдоль луча зрения приводят к перемешиванию гауссовских функций (4.8), в качестве аппроксимирующих функций удобно взять гауссианы с одинаковыми ширинами (эквидисперсионное приближение):

$$\tau_i(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\beta_i}\sum_{j=1}^{M_i} a_{i,j}{\rm e}^{-(v-v_j)^2/\beta_i^2} \ , \quad i=1,2 \ . \tag{4.12}$$

Здесь M_i – это общее число мод, а $a_{i,j}$ – их относительные веса. В рамках нашей модели для подобных профилей можно выбрать равное число мод $M_1 = M_2 = M$ и одинаковые центры $v_{1,j} = v_{2,j} = v_j$. Согласно сделанным предположениям относительно масс ионов, $\beta_2 < \beta_1$.

Выбор эквидисперсионных гауссиан в нашем случае не имеет никакого специального физического смысла. Моды в уравнении (4.12) должны просто описывать общий вид профиля поглощения. Число мод M – произвольный параметр, который выбирается из условия точности аппроксимации. Эквидисперсионность мод с одинаковыми позициями v_j позволяет легко выполнить второе условие в (4.11) – равенство нулю мнимой части отношения $\hat{\tau}_2/\hat{\tau}_1$, которое следует из требования постоянства отношения $a_{1,j}/a_{2,j} \equiv \xi = \text{constant}$ для всех j. Отметим, что разложение (4.12) не является единственным – его выбор обусловлен простотой вычислительной процедуры. С другой стороны, подобные профили всегда можно разложить на эквидисперсионные гауссианы. Если такое разложение невозможно, то профили не являются подобными, и наш анализ неприменим.

Уравнение (4.12) показывает, что общее число свободных параметров равно $2M + 3$ и что ω_i задается соотношением

$$\omega_i = \sum_{j=1}^{M} a_{i,j} \ , \quad i = 1, 2 \ , \tag{4.13}$$

при этом $\omega_2/\omega_1 = 1/\xi$.

Используя (4.12), преобразования Фурье профилей линий запишутся в виде

$$\hat{\tau}_i(q) = \mathrm{e}^{-\pi^2 \beta_i^2 q^2} \sum_{j=1}^{M} a_{i,j} \, \mathrm{e}^{2\pi i \, v_j q} \ , \quad i = 1, 2 \ . \tag{4.14}$$

Из (4.11)-(4.14) следует, что кинетическая температура определяется как

$$T = (\beta_1^2 - \beta_2^2)/a \ . \tag{4.15}$$

После оценки T функция распределения радиальных скоростей $\phi_{\mathrm{t}}(v)$ вычисляется из обратного преобразования Фурье

$$\phi_{\mathrm{t}}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\phi}_{\mathrm{t}}(q) \, \mathrm{e}^{-2\pi i \, v \, q} \, dq \tag{4.16}$$

для функции

$$\hat{\phi}_{\rm t}(q) = \frac{\hat{\tau}_i(q)}{\omega_i\, \hat{\phi}^i_{\rm th}(q)}\ , \quad i = 1, 2\ . \tag{4.17}$$

Из уравнений (4.14), (4.16) и (4.17) получаем окончательный результат

$$\phi_{\rm t}(v) = \frac{1}{\omega_i \sqrt{\pi(\beta_i^2 - v^2_{{\rm th},i})}} \sum_{j=1}^{M} a_{i,j}\, \exp\left[-\frac{(v - v_j)^2}{\beta_i^2 - v^2_{{\rm th},i}} \right],\ \ i = 1 \text{ or } 2\ . \tag{4.18}$$

Отметим, что хотя в этом уравнении β_1, β_2 – произвольные (нефизические) параметры, их численное наименьшее значение не должно быть меньше, чем тепловая ширина. Такое ограничение необходимо при анализе реальных данных с шумом, чтобы избежать подгонки возможных шумовых деталей в профиле линии. Из этого следует, что отношение $\zeta \equiv \beta_2/\beta_1$ лежит в диапазоне от $(m_1/m_2)^{1/2}$ до 1, и для любого набора параметров $\beta_i^2 - v^2_{{\rm th},i} > 0$.

4.3.2 Вычислительные аспекты метода ERM

Рассмотрим теперь реальную задачу, снимая предположение об отсутствии шума, сделанное в предыдущем разделе. Будем полагать, что наблюдаемые значения интенсивностей I_λ известны с неопределенностью ΔI_λ.

Чтобы оценить температуру T из (4.15), нам прежде всего необходимо найти $2M + 3$ параметров модели, определенной уравнением (4.12): $\beta_1, \xi, \zeta, v_j, a_{1,j}$, где $j = 1, 2, \ldots, M$. Поскольку нас интересует в первую очередь величина T, этот набор параметров удобно переписать в виде вектора параметров $\theta = \{T, \zeta, \xi, v_j, a_{1,j}\} \equiv \{\theta_1, \ldots, \theta_{2M+3}\}$. Оценку θ можно получить стандартным методом минимизации χ^2:

$$\chi^2_\nu(\theta) = \frac{1}{\nu} \sum_{i=1}^{M'} \left[\frac{I(\lambda_i) - I^*(\lambda_i, \theta)}{\Delta I_i} \right]^2\ . \tag{4.19}$$

В этом выражении индекс i – номер пиксела в профиле линии, $I(\lambda_i)$ – исходные данные (нормированные интенсивности) и $I^*(\lambda_i, \theta) = \exp[-\tau(\lambda_i, \theta)]$ – вычисленные интенсивности (свернутые с аппаратной функцией), M' – общее число пикселов и $\nu = M' - 2M - 3$ – число степеней свободы. Как отмечалось выше, количество мод

M – произвольное число, но его минимальное значение определяется достижением условия $\chi^2_\nu \lesssim 1$.

Численные эксперименты с модельными данными показывают, что прямое использование (4.19) приводит к большому разбросу оценок T, отклоняющихся в некоторых случаях более чем на 100% от исходных. Такое поведение решений легко объяснимо: в нашей модели для I^* используется несколько сглаживающих операторов [свертка с аппаратной функцией и суммирование в (4.12)], что делает поставленную задачу *плохо обусловленной* (Tikhonov, Arsenin 1977). Параметры плохо обусловленных задач чрезвычайно чувствительны к ошибкам в данных, что приводит к большим дисперсиям оценок. В астрономических приложениях плохо обусловленные задачи часто встречаются при анализе наблюдений (например, Гончарский, Черепащук, Ягола 1978). Для их решений разрабатываются специальные методы (например, Wu 1997). Общим подходом, стабилизирующим решение, является добавление к целевой функции регуляризирующего слагаемого (штрафной функции), которая отслеживает большие ошибки в оценках параметров. Пользуясь этим предписанием, перепишем (4.19) в виде

$$\mathcal{L}_\alpha(\theta) = \chi^2_\nu(\theta) + \alpha\,\psi(\theta)\ , \tag{4.20}$$

где $\psi(\theta)$ – штрафная функция и α – параметр регуляризации, который необходимо оценить. Наиболее вероятное значение θ_0 находится путем минимизации (4.20).

Выбор ψ, особенно в нелинейных задачах, осуществляется, исходя из конкретных особенностей рассматриваемой проблемы. Например, если в нашем случае мы хотим оценить с наименьшей ошибкой температуру T, разумно выбрать такой вид штрафной функции ψ, который чувствителен к большим ошибкам в T. Поскольку $aT = \beta_1^2\,(1-\zeta^2)$ и $\Delta T/T \propto 1/\beta_1(1-\zeta^2)$, наиболее простой выбор

$$\psi = \frac{1}{\beta_1(1-\zeta^2)}\ . \tag{4.21}$$

Несмотря на простой вид, такая функция ψ очень эффективно локализует оценку T вблизи истинного значения[2]. При этом α имеет размерность скорости.

[2]Следует отметить, что при изменении набора параметров, когда, например, T становится сво-

Выбор оптимального значения α является критическим моментом всех процедур регуляризации. Это до сих пор открытый вопрос, хотя метод множителей Лагранжа, Байесовские оценки и методы максимума энтропии (MaxEnt) оказываются в некоторых случаях очень эффективными. При выборе критерия оптимальности в нашем случае мы исходили из идеи минимизации кросс-энтропии, различные реализации которой используются в методах MaxEnt (Wu 1997).

Поскольку энтропия является вероятностной мерой неопределенности полученной информации, будем рассматривать вектор параметров θ как случайную переменную, которая задается своей плотностью распределения вероятности (PDF) $p_\alpha(\theta)$. В этих обозначениях индекс α отмечает PDF, которая соответствует фиксированному значению параметра регуляризации α. Хотя в общем случае функция $p_\alpha(\theta)$ может отличаться от симметричной, будем считать, что нормальное распределение с центром в θ_0 содержит в себе бо́льшую часть объема истинного распределения $p_\alpha(\theta)$. Тогда

$$p_\alpha(\theta) = \frac{1}{\sqrt{\det(2\pi C)}}\,\exp\{-\frac{1}{2}\,(\theta-\theta_0)\,C^{-1}\,(\theta-\theta_0)^t\}\ , \tag{4.22}$$

где C – ковариационная матрица ошибок.

Эта матрица может быть вычислена с помощью матрицы вторых производных целевой функции $\mathcal{L}_\alpha(\theta)$ при ее разложении в ряд Тейлора в окрестности минимума:

$$\mathcal{L}_\alpha(\theta_0+\Delta\theta) \simeq \mathcal{L}_\alpha(\theta_0) + \frac{1}{2}\Delta\theta\,\frac{\partial^2\mathcal{L}_\alpha(\theta_0)}{\partial\theta^2}\,\Delta\theta^t\ , \tag{4.23}$$

и

$$C_{ij} = \frac{1}{2}\frac{\partial^2\mathcal{L}_\alpha(\theta_0)}{\partial\theta_i\partial\theta_j}\ . \tag{4.24}$$

Если ошибки некоррелированные, уравнение (4.22) упрощается и состоит из произведений индивидуальных распределений параметров:

$$p_\alpha(\theta) = \frac{1}{\sqrt{\prod_{j=1}^{\nu'}(2\pi\sigma_j^2)}}\,\exp\{-\frac{1}{2}\,\sum_{j=1}^{\nu'}\,(\theta_j-\theta_{0,j})^2/\sigma_j^2\}\ , \tag{4.25}$$

бодной переменной, вид штрафной функции остается тем же самым, но с $\beta_1 = [aT/(1-\zeta^2)]^{1/2}$. Это соответствует минимизации относительной ошибки в β_1.

где $\nu' = 2M + 3$, и σ_j – дисперсии распределений соответствующих параметров.

Для того, чтобы определить доверительный уровень в $\mathcal{L}_\alpha$, соответствующий объему, в котором содержится, например, 68% объема плотности вероятности, нам необходимо было бы провести многочисленные вычисления методом Монте Карло. Однако для приблизительной оценки дисперсий параметров можно использовать вместо $\Delta\mathcal{L}_\alpha = \mathcal{L}_\alpha(\theta_0 + \Delta\theta) - \mathcal{L}_\alpha(\theta_0)$ соответствующую величину $\Delta\chi^2_{\nu'}$ (Press et al. 1988). Поскольку регуляризирующее слагаемое в $\mathcal{L}_\alpha$ много меньше, чем основное слагаемое $\chi^2_\nu(\theta)$, такая оценка дисперсий не должна сильно отличаться от полученной методом Монте Карло. В таком случае квадраты дисперсий в (4.25) равны

$$\sigma_j^2 \simeq \frac{\Delta\chi^2_{\nu'}}{\nu} C^{-1}_{jj} \ . \tag{4.26}$$

Кросс-энтропия, известная также как мера Кулбака, определяется как расстояние между двумя распределениями p_1 и p_2 (Csiszár 1996; Wu 1997):

$$\mathcal{K}(p_1||p_2) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} p_1(x) \, \log\left[p_1(x)/p_2(x)\right] \, dx \ \geq 0 \, . \tag{4.27}$$

Равенство нулю для этой *неаддитивной* и *несимметричной* меры достигается только при $p_1 = p_2$.

Предположим теперь, что оптимальная PDF известна и равна $p_{\rm opt}(\theta)$. Тогда для выбора подходящего значения α нам необходимо минимизировать расстояние между $p_{\rm opt}(\theta)$ и p_α, т.е. кросс-энтропию $\mathcal{K}(p_\alpha||p_{\rm opt})$. Используя PDF в форме (4.25), получим

$$\mathcal{K}(p_\alpha||p_{\rm opt}) = \sum_{j=1}^{\nu'} \log\left[\frac{\sigma_j^2(\alpha_{\rm opt})}{\sigma_j^2(\alpha)}\right] + \frac{1}{2}\left[\frac{\sigma_j^2(\alpha)}{\sigma_j^2(\alpha_{\rm opt})} - 1\right] + \frac{\left[\theta_{0,j}(\alpha) - \theta_{0,j}(\alpha_{\rm opt})\right]^2}{2\sigma_j^2(\alpha_{\rm opt})} \, . \tag{4.28}$$

В общем случае оптимальное распределение заранее неизвестно, но мы можем сконструировать его по последовательности решений, полученных с различными α из диапазона от $\alpha_{\rm min}$ до $\alpha_{\rm max}$, просканированного с шагом $\Delta\alpha$. Используя оценку с предыдущего шага в качестве текущего приближения для $p_{\rm opt}$, получим следующую итерационную последовательность:

$\mathcal{K}(p_{\alpha_1}||p_{\alpha_{\rm min}})$, $\mathcal{K}(p_{\alpha_2}||p_{\alpha_1})$, $\ldots$, $\mathcal{K}(p_{\alpha_{\rm max}}||p_{\alpha_{\rm max-\Delta\alpha}})$.

Численные эксперименты с теоретическими спектрами показали, что эта последовательность действительно сходится к 0. Оказалось, что оптимальное значение $\alpha_{\rm opt}$ (т.е. такая величина, при которой оценка T^* наиболее близко подходит к исходной T, используемой при расчете теоретического спектра) совпадает с точкой, в которой кривизна траектории $\mathcal{K}(\alpha_i) \equiv \mathcal{K}(p_{\alpha_i}||p_{\alpha_{i-1}})$ проходит через максимум[3]. Рис. 4.4 иллюстрирует сказанное.

Как известно, кривизна непрерывной кривой $y(x)$ равна

$$\mu = \ddot{y}/(\dot{y}^2 + 1)^{3/2} \ , \tag{4.29}$$

где точки означают дифференцирование. Очевидно, что численное значение μ зависит от единиц, в которых измеряются x и y. Поэтому, чтобы результаты были однородными, мы всегда будем вычислять μ при нормировке $\mathcal{K}$ и α к 1, т.е. в координатах

$$\hat{\mathcal{K}}, \hat{\alpha} = (\mathcal{K} - \mathcal{K}_{\rm min})/(\mathcal{K}_{\rm max} - \mathcal{K}_{\rm min})\,, (\alpha - \alpha_{\rm min})/(\alpha_{\rm max} - \alpha_{\rm min}) \ . \tag{4.30}$$

Производные в (4.29) вычисляются численно через конечные разности: $\ddot{\mathcal{K}}_i = (\mathcal{K}_{i+1} - 2\mathcal{K}_i + \mathcal{K}_{i-1})/\Delta\alpha^2$ и $\dot{\mathcal{K}}_i = (\mathcal{K}_{i+1} - \mathcal{K}_{i-1})/2\Delta\alpha$.

Следует отметить, что существует возможность проверки оценки $\alpha_{\rm opt}$ с помощью внутренних свойств Кулбаковской меры. Как было отмечено выше, кросс-энтропия – это несимметричная мера, т.е. $\mathcal{K}(p_1||p_2) \neq \mathcal{K}(p_2||p_1)$. Мы можем воспользоваться этим свойством, вычисляя величины $\mathcal{K}$ в двух направлениях: 'снизу вверх' $\alpha = \alpha_{\rm min}\,(\Delta\alpha)\,\alpha_{\rm max}$, и 'сверху вниз' $\alpha = \alpha_{\rm max}\,(-\Delta\alpha)\,\alpha_{\rm min}$. После этого производятся две оценки $\alpha_{\rm opt}$, которые должны совпасть, если проведенные вычисления не содержат ошибок. Вторым полезным свойством меры Кулбака является ее неаддитивность, т.е. $\mathcal{K}(p_{\alpha+\Delta\alpha}||p_\alpha) \neq \mathcal{K}(p_{\alpha+\Delta\alpha/2}||p_\alpha) + \mathcal{K}(p_{\alpha+\Delta\alpha}||p_{\alpha+\Delta\alpha/2})$. Это означает, что если решение обратной задачи существует, последовательности $\mathcal{K}(\alpha)$ должны давать одно и тоже значение $\alpha_{\rm opt}$ независимо от выбора шага $\Delta\alpha$.

Пределы $\alpha_{\rm min}$ и $\alpha_{\rm max}$ должны выбираться таким образом, чтобы сохранялось неравенство $\chi^2_\nu \lesssim 1$. Хотя естественным выбором для $\alpha_{\rm min}$ является нулевое значение,

[3]Аналогичное поведение отмечалось Lucy (1994) для других задач оптимизации.

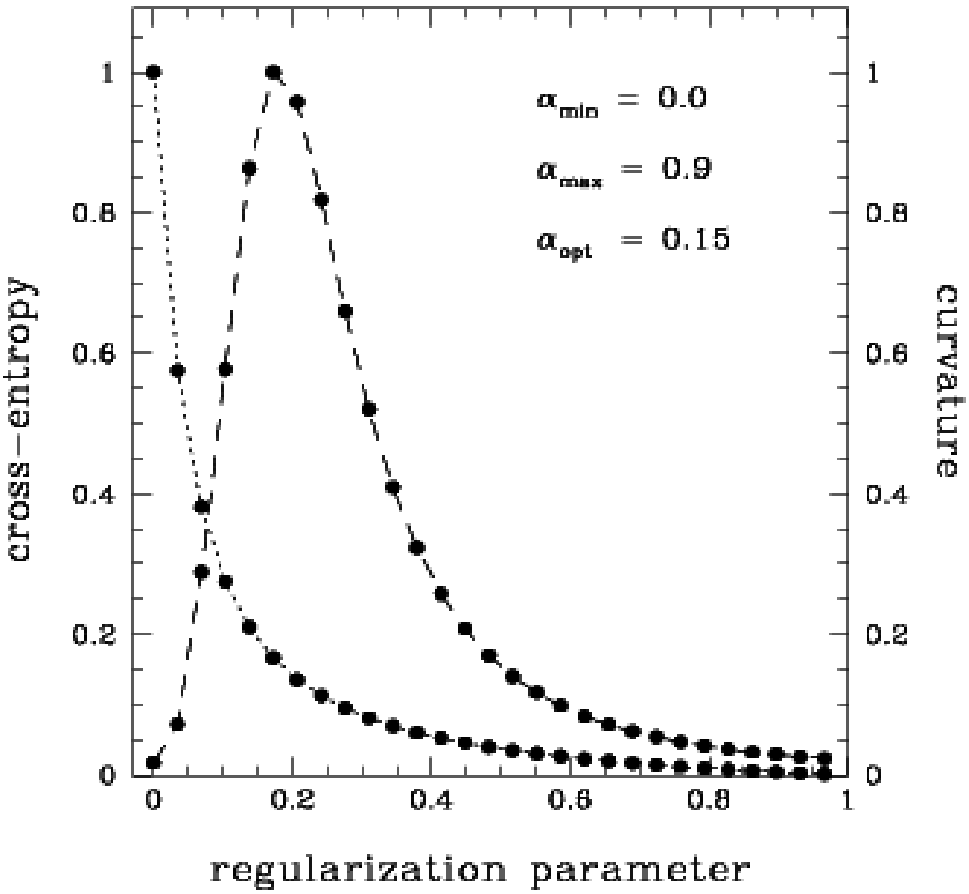

Рис. 4.4: Иллюстрация сходимости кросс-энтропии, определенной уравнением (4.28). Мелкой пунктирной линией соединены точки $\hat{\mathcal{K}}$, вычисленные согласно (4.30). Крупной пунктирной линией соединены значения кривизны $\mu/\mu_{\max}$ траектории $\hat{\mathcal{K}}(\hat{\alpha})$. Оптимальное значение $\alpha_{\rm opt} = 0.15$ соответствует максимуму кривизны в точке $\hat{\alpha} = 0.167$. Этот пример вычислен для модели 3 из таблицы 4.2.

$\alpha_{\min} = 0$, в некоторых случаях α-последовательность может начинаться с отрицательных значений так, чтобы сохранялось неравенство $\mathcal{L}_\alpha > 0$. Такое расширение области возможных значений α может быть необходимо, если в предварительных расчетах обнаружится низкий градиент кривой $\mathcal{K}(\alpha)$ во всем диапазоне $[0, \alpha_{\max}]$, указывающий на то, что точка максимальной кривизны лежит за пределами этого диапазона.

В заключение этого раздела отметим, что метод ERM дает только точечную оценку параметров без сопутствующих доверительных интервалов. Поскольку мы пользовались приближением (4.26), значения дисперсий могут быть либо переоцененными, либо недооцененными. По порядку величины ошибки могут быть оценены с помощью численных экспериментов с теоретическими спектрами. Например, при S/N = 100 и спектральных разрешениях FWHM от 3 км с^{-1} до 12 км с^{-1}, анализ методом ERM подобных профилей ненасыщенных линий C^+, Si^+ и Fe^+ приводит к оценке кинетической температуры с точностью до 10%. Более подробно численные эксперименты обсуждаются в следующем разделе.

4.3.3 Примеры с профилями C II, Si II и Fe II

Поскольку метод ERM содержит ряд специфических предположений, которые могут не иметь однозначного математического описания, естественным требованием является проверка надежности этого метода на задачах оценки кинетической температуры по модельным спектрам. Для этой цели мы сгенерировали разнообразные профили для различных физических параметров и нескольких случайных реализаций одномерных распределений полей скоростей. Вычисления были проделаны с двумя парами линий C II λ1334+Si II λ1260 и C II λ1334+Fe II λ2600.

Физическими параметрами, характеризующими наши модели, являются лучевые концентрации элементов, дисперсии турбулентной скорости $\sigma_{\rm t}$ и кинетические температуры T. Все теоретические спектры сворачивались с аппаратной функцией, имеющей различные ширины FWHM, и к расчетным интенсивностям добавлялся гауссовский шум с S/N = 100. Параметры моделей перечислены в таблице 4.2.

Первым этапом при расчете теоретического спектра является генерация случайного поля скоростей. Для наших моделей мы использовали гауссовские случайные поля $v(s)$, которые вычислялись методом скользящего среднего, предложенным в

Таблица 4.2: Параметры моделей, используемые для вычисления теоретических спектров C II $\lambda1334$, Si II $\lambda1260$, и Fe II $\lambda2600$

Модель	Пара	N (см$^{-2}$)	$\sigma_{\rm t}$ (км с$^{-1}$)	T (K)	FWHM (км с$^{-1}$)	ℓ	ε
1......	C II	4(13)	15	1.5(4)	3	0.1	1.0
	Si II	4(12)					
2......	C II	4(13)	15	1.5(4)	3	0.1	1.1
	Si II	4(12)					
3......	C II	4(13)	15	1.5(4)	6	0.1	1.1
	Si II	4(12)					
4......	C II	4(13)	15	1.5(4)	7	0.25	−0.5
	Si II	4(12)					
5......	C II	4(13)	15	1.5(4)	7	0.25	0.5
	Si II	4(12)					
6......	C II	4(13)	15	1.5(4)	7	0.25	−1.5
	Si II	4(12)					
7......	C II	4(13)	15	1.5(4)	9	0.1	1.0
	Si II	4(12)					
8......	C II	4(13)	15	1.5(4)	9	0.1	1.1
	Si II	4(12)					
9......	C II	4(13)	15	1.5(4)	9	0.1	−1.0
	Si II	4(12)					
10......	C II	4(13)	15	1.5(4)	12	0.1	1.1
	Si II	4(12)					
11......	C II	4(13)	15	1.5(4)	12	0.1	1.0
	Si II	4(12)					
12......	C II	4(13)	5	1.5(4)	3	0.5	−1.5
	Si II	4(12)					
13......	C II	4(13)	5	2.0(3)	3	0.05	−1.5
	Si II	4(12)					
14......	C II	5.5(13)	20	1.0(4)	3	0.3	−1.5
	Fe II	5.3(12)					
15......	C II	5.5(13)	20	1.0(4)	6	0.3	−1.5
	Fe II	5.3(12)					

работе Elliott et al. (1997).

Ковариационная функция $R(s)$, случайное поле $v(s)$ и спектр мощности $S(k)$ связаны друг с другом через прямое и обратное преобразование Фурье:

$$S(k) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} R(s)\, \mathrm{e}^{2\pi i k s}\, ds \ , \tag{4.31}$$

и

$$R(s) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} S(k)\, \mathrm{e}^{-2\pi i k s}\, dk \ . \tag{4.32}$$

Определим функцию $G(s)$, являющуюся Фурье преобразованием корня квадратного из спектра мощности $S(k)$:

$$G(s) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} S^{1/2}(k)\, \mathrm{e}^{2\pi i k s}\, dk \ . \tag{4.33}$$

Тогда $v(s)$ может быть представлена в форме

$$v(s) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} G(s' - s)\, dW(s') \ , \tag{4.34}$$

где $W(s)$ – винеровский процесс с единичной дисперсией (см., например, Cox, Miller 1965).

Метод скользящего среднего вытекает из дискретного представления уравнения (4.34):

$$\hat{v}(s) = \sum_{i=-p}^{p} G(r_i - s)\, \mathcal{Z}(r_i) \ . \tag{4.35}$$

Здесь $\mathcal{Z}$ – гауссовская случайная переменная с нулевым средним и вторым моментом $\langle \mathcal{Z}^2 \rangle = \Delta r$, где Δr – это шаг между эквидистантными точками сетки.

Гауссовские поля считаются идентичными, если их средние и ковариационные функции совпадают. Поэтому для проверки, описывает ли приближенное выражение (4.35) реальное поле, мы должны сравнить ковариационную функцию приближенного поля с принятой $R(s)$. При этом сравнении мы можем оценить величину шага Δr и размерность сетки p. Подходящие значения Δr и p должны обеспечить минимальное различие между вычисленной и принятой ковариационными функциями.

Для генерации случайных полей использовалось следующее параметризованное семейство корреляционных функций (Elliott et al. 1997):

$$\mathcal{C}_{\ell,\varepsilon}(s) = \left(1 + \frac{s^2}{\ell^2}\right)^{\varepsilon/2-1} \cos\left[(2-\varepsilon)\, \arctan\left(\frac{|s|}{\ell}\right)\right] \ . \tag{4.36}$$

Эти функции широко используются для моделировании турбулентных движений, поскольку они обеспечивают широкий диапазон корреляционных зависимостей при изменении парамерта ε в диапазоне $-\infty < \varepsilon < 2$. Например, области с отрицательной корреляцией поля скоростей можно получить с $\varepsilon < 1$, в то время как $\varepsilon \geq 1$ обеспечивает режим положительных корреляций в очень широких масштабах. Значения параметров ℓ и ε, используемые для генерации случайных полей, приведены в таблице 4.2 (ℓ задается в единицах L).

Модели с 1 по 11 использовались для определения точности оценки кинетической температуры в зависимости от спектрального разрешения. Теоретические спектры рассчитывались с фиксированной температурой $T = 15000$ К и $\sigma_{\rm t} = 15$ км с$^{-1}$, используя различные случайные поля. Реализации случайных полей выбирались произвольно. Теоретические спектры сворачивались с аппаратной функцией гауссовского вида с FWHM = 3, 6, 7, 9 и 12 км с$^{-1}$. Спектральное разрешение 3 км с$^{-1}$ использовалось в наблюдениях межзвездной среды с орбитального телескопа Хаббла, а разрешения 6-12 км с$^{-1}$ являются типичными для исследования межгалактической среды с наземных телескопов. Отношение FWHM/$v_{\rm th,2}$ в наших моделях лежит в диапазоне 1-4 км с$^{-1}$, означая, что эффекты сглаживания становятся существенными при FWHM ≥ 6 км с$^{-1}$.

Для проверки процедуры ERM при различных физических параметрах были также сгенерированы теоретические спектры для $\sigma_{\rm t} = 5$ км с$^{-1}$ и $T = 15000$ и 2000 К (модели 12 и 13). Последние две модели, 14 и 15, использовались для проверки режимов с различными отношениями m_1/m_2 и $\sigma_{\rm t}/v_{\rm th,2}$.

В таблице 4.3 перечислены оценки температуры T^* наряду с другими параметрами. Сравнение данных в колонках 7 и 8 показывает высокую эффективность метода ERM. Ошибки температур составляют $|\Delta T/T| \lesssim 10\%$ даже в случае сильно сглаженных спектров (модели 7-11).

В колонке 6 таблицы 4.3 показаны величины $\zeta = \beta_2/\beta_1$. В результате численных экспериментов было найдено, что при $\zeta \gtrsim 0.9$ дисперсия величины T^*, σ_{T^*}, вычисленная с помощью (4.26), начинает возрастать с увеличением параметра регуляри-

Таблица 4.3: Параметры моделей, полученные из теоретических спектров методом ERM

Модель	$\alpha_{\min}$	$\alpha_{\max}$	M	χ^2_ν	ζ	T^*, K$^{(a}$	T, K
1......	0.0	0.2	8	0.713	0.86	14271	15000
2......	−0.4	0.0	7	0.674	0.77	15097	15000
3......	0.0	0.15	4	0.725	0.89$^{(b}$	13775	15000
4......	−0.15	0.0	4	0.364	0.84	14576	15000
5......	0.0	0.275	4	0.797	0.85	15401	15000
6......	0.0	0.2	5	0.814	0.86	15866	15000
7......	−0.037	−0.032	4	0.710	0.93$^{(b}$	14530	15000
8......	−0.069	−0.062	4	0.409	0.89	13537	15000
9......	0.0	0.012	4	0.741	0.95$^{(b}$	13910	15000
10......	−0.006	−0.003	2	0.408	0.96$^{(b}$	14473	15000
11......	−0.0203	−0.0198	4	0.458	0.93$^{(b}$	14632	15000
12......	−0.2	0.5	2	0.257	0.71	16112	15000
13......	0.0	0.02	5	0.752	0.92$^{(b}$	1816	2000
14......	0.0	0.3	11	0.763	0.75	10461	10000
15......	−0.04	0.02	8	0.756	0.85	10081	10000

Примечание: $^{(a}$ T^*– оценка температуры, T – исходное значение.
$^{(b}$ – увеличенные дисперсии $\sigma^*_{T^*}$ (см. текст).

зации α. Такое поведение σ_{T^*} объясняется тем, что при больших ζ недиагональные элементы матрицы ошибок C в уравнении (4.22) становятся сравнимыми по величине с C_{ii} и приближение (4.25) не выполняется из-за коррелированности ошибок. При $\zeta \approx 1$ метод ERM становится неприменимым. Этот режим возникает при больших отношениях FWHM/$v_{\text{th},2}$, когда флуктуации интенсивности внутри профиля линии сильно сглажены.

Последовательность шагов в наших численных экспериментах иллюстрируется на рис. 4.5-4.7. Положительная корреляция в крупномасштабных движениях ($\varepsilon = 1.1$ и 1.0) показана на рис. 4.5 и 4.7, соответственно. Исходная корреляционная функция $\mathcal{C}_{\ell,\varepsilon}$ изображена на рис. 4.5*a* сплошной линией, а автокорреляционная функция, вычисленная по случайной реализации $v(s)$ – пунктирной линией. Как было отмечено ранее, вычисленная ACF может отличаться от точной корреляционной функции из-за неполноты выборки. Сама случайная реализация $u(x) = v(x)/\sigma_{\rm t}$, где $x = s/L$, показана на рис. 4.5b. Это случайное поле приводит к сложным профилям C II и Si II (точки с уровнями неопределенности 1σ на рис. 4.5c и d). Оба профиля свернуты с аппаратной функцией гауссовского вида, имеющей ширину FWHM = 3 км с$^{-1}$. К вычисленным интенсивностям добавлен гауссовский шум с S/N = 100. Полученные таким способом профили различных ионов подгонялись совместно набором эквидисперсионных компонент, положения которых отмечены вертикальными штрихами на панелях c и d. Использовались уравнения (4.12), (4.19) и (4.20). В процессе подгонки количество подкомпонент увеличивалось до тех пор, пока не выполнялось неравенство $\chi^2_\nu \lesssim 1$. Наилучшее решение с $M = 7$ показано на рис. 4.5c и d сплошными кривыми. Наименьшее значение χ^2 на степень свободы ($\nu = 129$), полученное для обеих линий, указано на рис. 4.5d. Кривые на рис. 4.5e показывают поведение меры $\hat{\mathcal{K}}(\hat{\alpha})$ в зависимости от $\hat{\alpha}$. Максимальная кривизна траектории $\hat{\mathcal{K}}(\hat{\alpha})$ достигается в этом случае для $\alpha = 0.0$. При этом $T^* = 15097$ K. После определения кинетической температуры становится возможным восстановление функции распределения скоростей $\phi_{\rm t}(v)$, используя уравнение (4.18) и один из профилей C II или Si II. Найденное распределение показано на рис. 4.5f сплошной линией. На этом же рисунке гистограммой изображается исходное распределение $p(v)$, соответствующее профилю скорости $v(x) = \sigma_{\rm t}\, u(x)$ (рис.4.5b).

Аналогичные результаты для случая отрицательной корреляции ($\varepsilon = -0.5$) и FWHM = 7 км с$^{-1}$ показаны на рис.4.6. Анализ спектров с более низким разрешением FWHM = 12 км с$^{-1}$ демонстрируется на рис.4.7. Параметры подгонки для всех моделей перечислены в таблице 4.3. Во всех проанализированных случаях мы находим стабильные оценки T и $\phi_{\rm t}(v)$, что является подтверждением эффективности метода ERM.

Сравнение со стандартной процедурой VPF. Широко используемая процедура разложения сложных профилей на фойгтовские подкомпоненты (VPF, Voigt profile fitting) часто применяется для анализа межзвездных спектров поглощения и, в частности, для оценок b-параметров и измерения кинетической температуры газа. В результате этой процедуры температура газа для абсорбционных зон получается в диапазоне от ≈ 0 K до ≈ 10000 K (например, Spitzer, Fitzpatrick 1995). Применим VPF к анализу наших теоретических спектров.

Для этого рассмотрим модель 14 из таблицы 4.2, профили C II и Fe II. Теоретические интенсивности, искаженные гауссовским шумом с S/N = 100, изображены точками (с уровнями неопределенности $\pm 1\sigma$) на рис. 4.8. Совместный анализ линий C II и Fe II дает удовлетворительный результат ($\chi^2_\nu = 0.687$, $\nu = 172$) при числе фойгтовских компонент, равном 10. Найденные параметры перечислены в таблице 4.4 для каждого из 10 'облаков'. Видно, что оценки b-параметров приводят к вариациям кинетической температуры от ≈ 10 K до ≈ 18000 K, в то время как теоретические спектры были рассчитаны с одной температурой $T = 10^4$ K. Кроме этого, оценки b_i(C II) и b_i(Fe II) приводят к неправдоподобно малым дисперсиям турбулентных движений, $\sigma^*_i \sim 1 - 4$ км с$^{-1}$, при исходном значении $\sigma_{\rm t} = 20$ км с$^{-1}$.

Анализ тех же самых данных методом ERM дает единственную температуру $T^* = 10461$ (таблица 4.3). Соответствующие эквидисперсионные профили ($M = 11$) показаны на рис. 4.8c, d.

Полученные результаты показывают, что разброс температур, найденный в некоторых облаках межзвездного (межгалактического) газа, может не отражать реальных физических условий.

Профили C II и Si II в спектре Q1937–1009. В заключение этого раздела рассмотрим кратко применение разработанной процедуры ERM к реальным данным – спектру квазара Q1937–1009, полученному на 10 м телескопе Keck с разрешением FWHM = 8 км с$^{-1}$ и отношением S/N = 56 (C II) и 100 (Si II) (Tytler et al. 1995). Линии металлов наблюдаются в этом спектре на $z = 3.572$. Поскольку это одна из абсорбционных систем, в которой обнаружены линии дейтерия Lα и Lβ, спектр данного квазара

Таблица 4.4: Результаты анализа линий $\mathrm{C\,II}$ и $\mathrm{Fe\,II}$ методом VPF

Компонента	Δv (км с$^{-1}$)	$b_i(\mathrm{C\,II})$ (км с$^{-1}$)	$b_i(\mathrm{Fe\,II})$ (км с$^{-1}$)	T_i^* (K)	σ_i^* (км с$^{-1}$)
1......	−47.86	3.75	2.09	8896	0.9
2......	−37.79	6.46	4.90	16212	3.1
3......	−27.42	5.998	5.997	11	4.2
4......	−12.68	5.79	3.64	18590	2.0
5......	−5.90	5.06	2.50	17821	0.7
6......	0.52	5.20	3.76	11854	2.3
7......	9.78	6.07	4.90	11837	3.2
8......	23.24	6.00	5.37	6564	3.7
9......	33.93	5.86	5.63	2467	3.9
10......	41.90	4.38	3.18	8310	1.9

Примечание: исходные значения $T = 10^4$ K и $\sigma_{\rm t} = 20$ км с$^{-1}$.

тщательно исследовался различными методами (Tytler, Burles 1997; Levshakov et al. 1998a; Burles, Tytler 1998). Линии металлов низкой степени ионизации в системе на $z_{\rm abs} = 3.572$ (относится к LLS) имеют подобные спектры. Оригинальные данные, нормированные на локальный континуум, показаны на рис. 4.9 точками с ошибками $\pm 1\sigma$.

Стандартный VPF-анализ, выполненный группой в Tytler, Burles (1997), показал, что абсорбционная система состоит из двух подсистем, разделенных 15 км с$^{-1}$ ('голубая' и 'красная' компоненты). Были найдены следующие физические параметры: $T_{\rm blue} = 17100 \pm 1300$ K, $\sigma_{\rm blue} = 3.35 \pm 0.56$ км с$^{-1}$, $T_{\rm red} = 19000 \pm 5800$ K, $\sigma_{\rm red} = 6.75 \pm 0.28$ км с$^{-1}$ (где $\sigma \equiv b_{\rm turb}/\sqrt{2}$).

Эта же система анализировалась в мезотурбулентном приближении (Levshakov et al. 1998a), см. раздел 4.2.1. Процедура RMC применялась к линиям H+D Lα, Lβ и более высоким линиям лаймановской серии вплоть до L-19. В рамках однокомпонентной модели были получены следующие оценки: $10900 \leq T^* \leq 14300$ K и $18.5 \leq \hat{\sigma}_{\rm t}^* \leq 22.3$ км с$^{-1}$, где $\hat{\sigma}_{\rm t}^*$ – дисперсия восстановленого распределения поля

Таблица 4.5: Результаты ERM анализа линий C II и Si II из абсорбционного спектра квазара Q1937–1009

Компонента	v_j (км с$^{-1}$)	a_j(C II)	a_j(Si II)
1......	−15.18	0.813	0.833
2......	−7.56	1.619	1.658
3......	−0.93	2.998	3.071
4......	8.57	4.930	5.051
5......	17.62	0.445	0.456

Примечание: $\chi^2_\nu = 0.331$ ($\nu = 24$); $T^* = 14090$ K; β^*(C II) = 5.735 км с$^{-1}$, β^*(Si II) = 4.671 км с$^{-1}$, см. урвнение (4.12).

скоростей $v(s)$.

Применяя процедуру ERM к линиям C II и Si II, мы получили температуру газа $T^* = 14090$ K. Результаты этого анализа показаны рис. 4.9, а параметры модели перечислены в таблице 4.5. Оптимальные профили с $M = 5$ эквидисперсионными компонентами показаны сплошными кривыми на панелях a и b. Положения компонент отмечены вертикальными штрихами. Нижняя панель c иллюстрирует распределение радиальных скоростей $\phi_{\rm t}(v)$ (слошная кривая). Дисперсия этого распределения $\sigma^*_{\rm t} = 8.6$ км с$^{-1}$ может отличаться от выборочной дисперсии $\hat{\sigma}^*_{\rm t}$, поскольку случайная реализация поля скоростей не является в общем случае полной выборкой (раздел 3.5). Гистограмма на рис. 4.9c показывает распределение скоростей, восстановленное по линиям водорода и дейтерия методом RMC.

Независимо от выбранной процедуры обработки спектров, оценки температуры по линиям металлов и H I должны совпадать, если поглощающая зона однородная. Именно такие оценки получаются в нашем случае для системы $z = 3.572$: обе процедуры, RMC и ERM, дают оценку $T^* \simeq 14000$ K. Что касается распределения скоростей атомов водорода и дейтерия по сравнению с распределением скоростей атомов металлов, то мы обнаруживаем их явное различие (рис. 4.9c). Это несоответствие наблюдается и в самих спектрах: профили линии дейтерия и металлов имеют противоположно выраженную асимметрию. Интерпретация этого результата может быть следующей.

Считается, что системы LLS образуются во внешних областях гало галактик, лежащих на луче зрения между квазаром и наблюдателем. Основным источником ионизации этих систем является метагалактическое фоновое излучение. Если оцененная температура газа порядка 14000 K является средней кинетической температурой, и газ находится в тепловом равновесии, вариации относительной степени ионизации различных элементов вдоль луча зрения могут вызываться вариациями плотности газа $n_{\rm H}$, которые приводят к различным значениям параметра ионизации $U = n_{\rm ph}/n_{\rm H}$. Если газ оптически тонкий для ионизующего излучения, что является приемлемым допущением для систем с $N(\text{H I}) \sim 10^{17}$ см$^{-2}$, то плотность фотонов ионизующего излучения $n_{\rm ph}$ остается постоянной внутри поглощающей зоны. Расчеты теплового и ионизационного состояний газа с металличностью ниже и порядка солнечной, ионизованного фоновым излучением со степенным спектром, показывают, что равновесная температура слабо зависит от U в диапазоне $-4.7 < \log U < -1.8$, в котором $T \propto U^{1/8}$ (Donahue, Shull 1991). Различия в функциях распределения скоростей может быть вызвано различиями относительных степеней ионизации элементов при вариации U. Эти различия можно использовать для ограничений диапазона флуктуаций плотности газа внутри поглощающего облака. В деталях такая задача рассматривается в следующей главе.

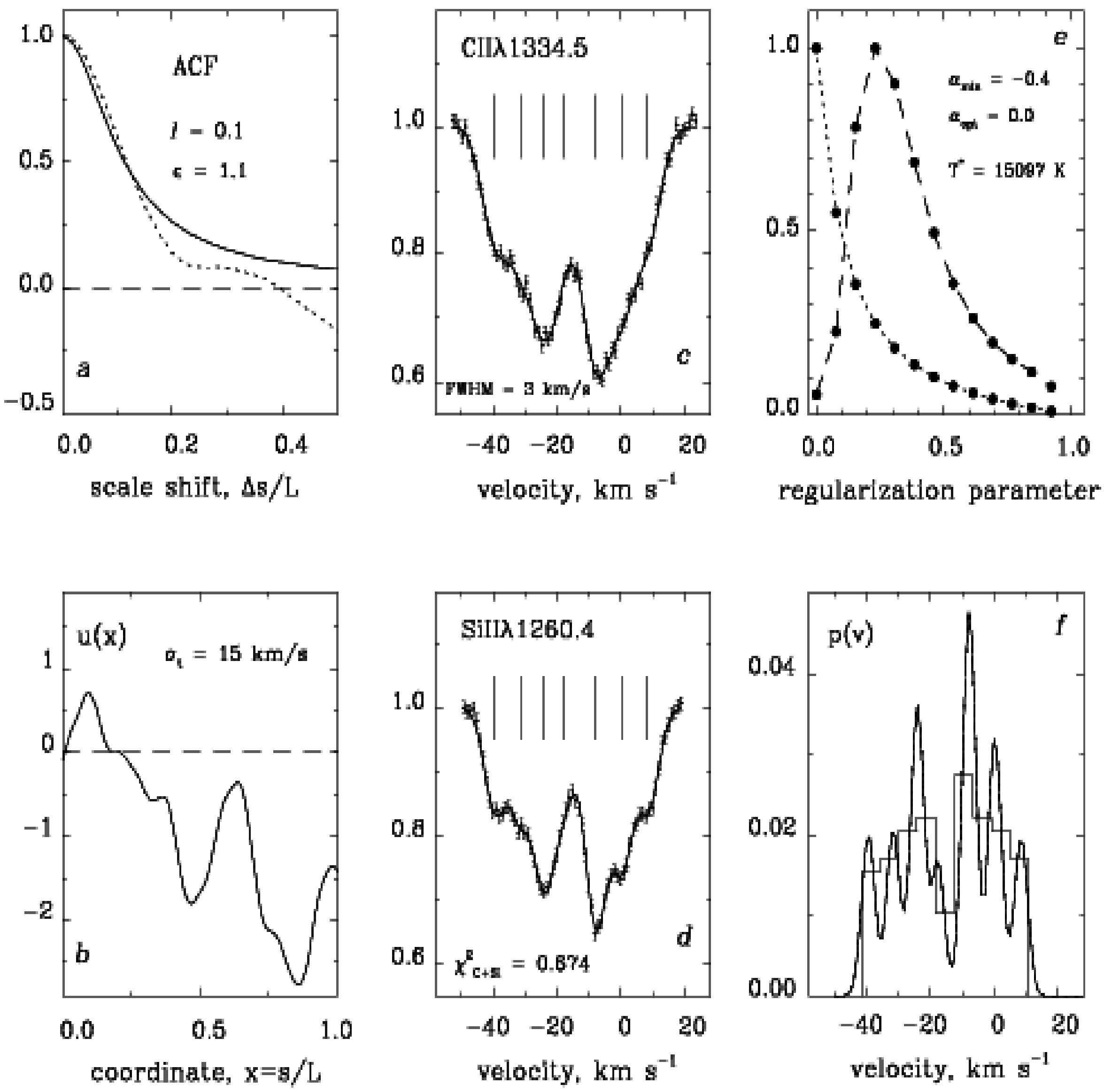

Рис. 4.5: (a) Автокорреляционные функции: сплошная линия – принятая в модели, пунктирная линия – вычисленная по случайной реализации поля скоростей, показанного на панели (b). (c, d) Теоретические спектры (точки с уровнями неопределенности 1σ) и результаты подгонки эквидисперсионными компонентами (сплошные кривые), свернутые с аппаратной функцией FWHM $= 3$ км с$^{-1}$ (модель 2 в таблице 4.2). (e) Кросс-энтропия как функция нормализованного параметра регуляризации $\hat{\alpha}$ (точки, соединенные мелкой пунктирной линией) и ее кривизна (точки, соединенные пунктирной линией с длинными штрихами). (f) Сгенерированное распределение поля скоростей (гистограмма) и его восстановление по профилям C II или Si II (сплошная кривая).

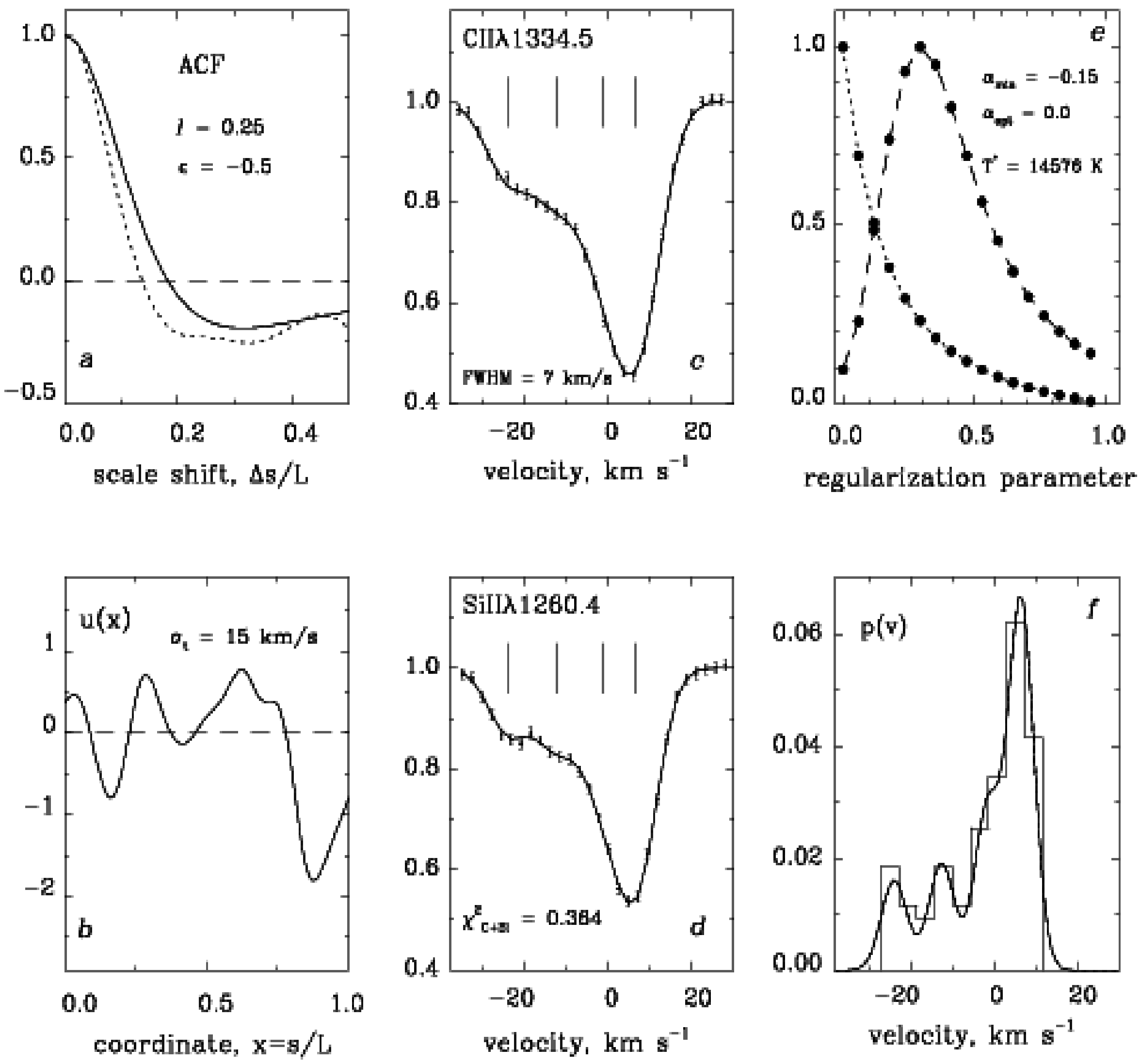

Рис. 4.6: Аналогично рисунку 4.5, но для другого распределения поля скоростей и разрешения FWHM $= 7$ км с$^{-1}$ (модель 4 из таблицы 4.2).

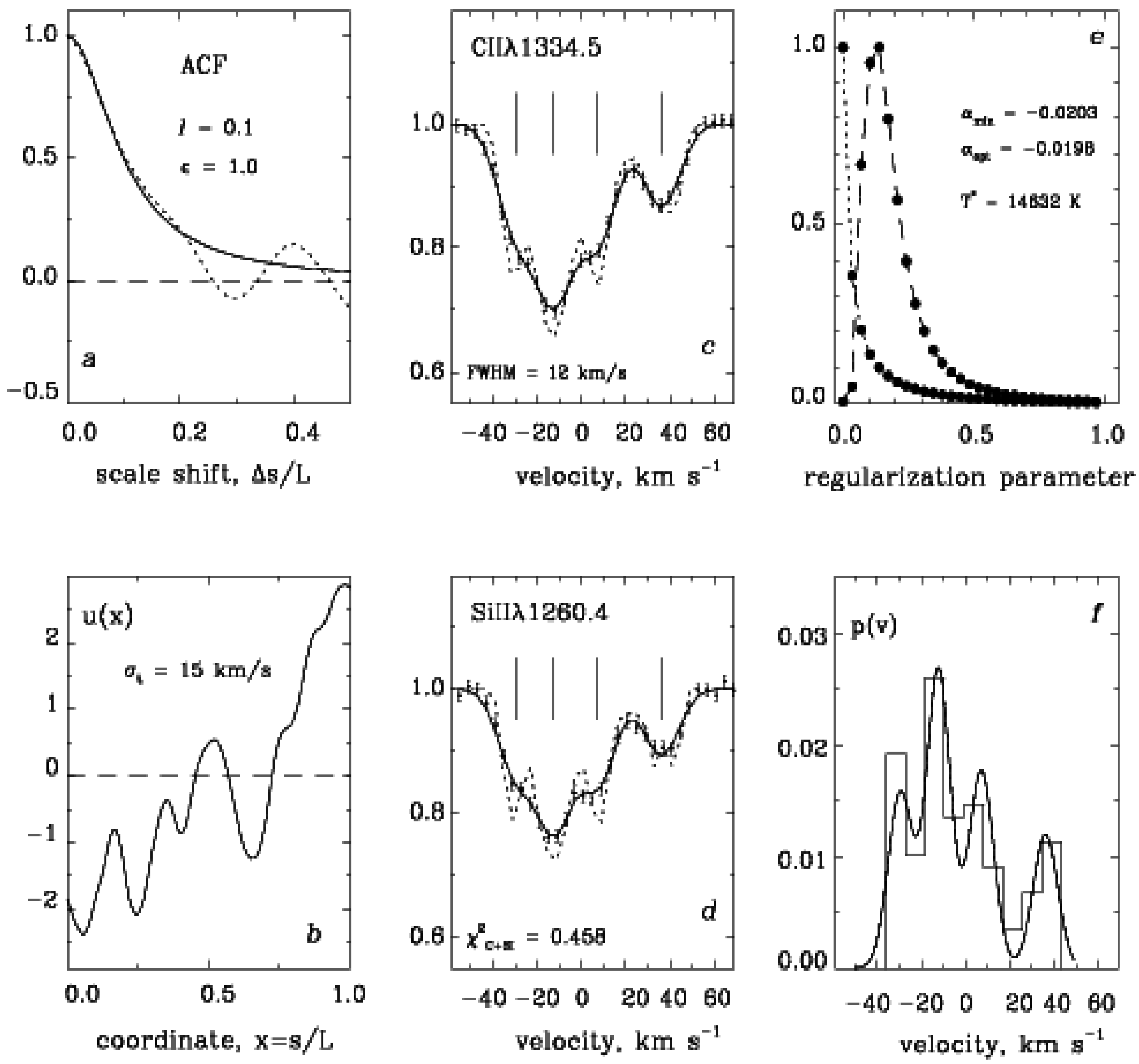

Рис. 4.7: Аналогично рисунку 4.5, но для другого распределения поля скоростей и разрешения FWHM = 12 км с$^{-1}$ (модель 11 из таблицы 4.2). Исходные (несвернутые) спектры показаны на панелях (c) и (d) пунктирными линиями. Отметим, что двойная компонента на $\Delta v = 40$ км с$^{-1}$ в профиле Si II полностью сглаживается после свертки с аппаратной функцией.

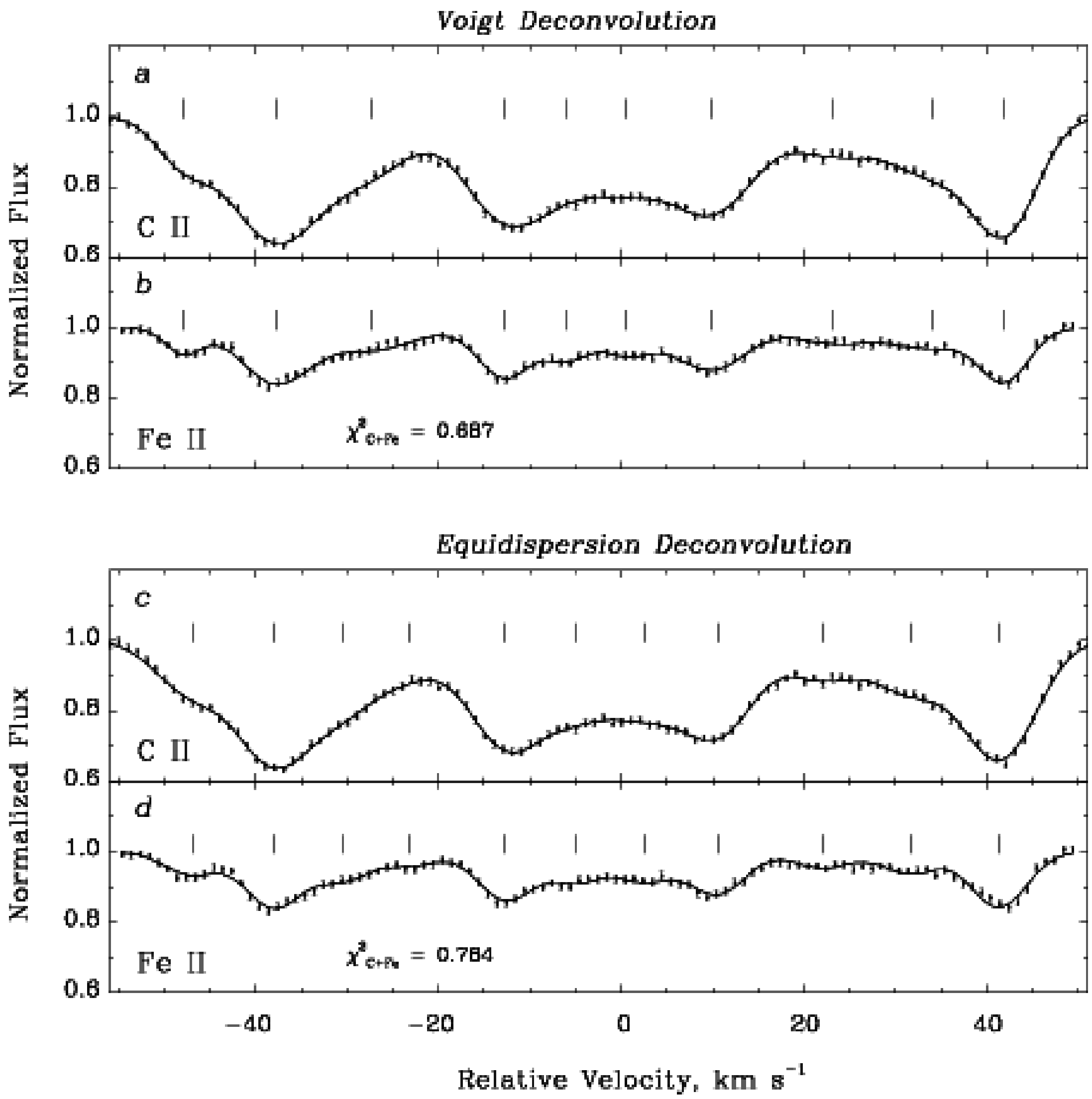

Рис. 4.8: (a, b) Теоретические профили линий C II и Fe II (точки с ошибками $\pm 1\sigma$) для модели 14 из таблицы 4.2. Сплошными кривыми показаны профили, полученные в результате процедуры VPF. Положения 10 подкомпонент отмечены вертикальными штрихами. (c, d) Аналогично (a, b), но для результатов эквидисперсионного разложения и применения процедуры ERM (см. текст).

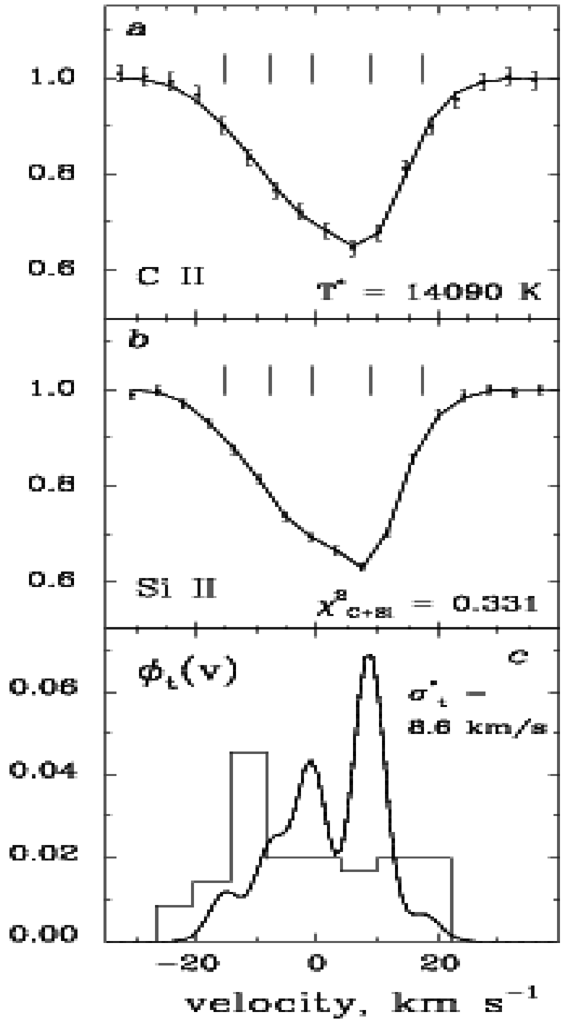

Рис. 4.9: (a, b) Нормированные данные квазара Q1937–1009 (точки с ошибками $\pm 1\sigma$), полученные на спектрографе HIRES (10 м телескоп Keck) с разрешением FWHM = 8 км с$^{-1}$, отношением S/N = 56 (a) и 100 (b) (Tytler, Burles 1997). Результаты эквидисперсионного анализа ERM показаны сплошными кривыми. Положения пяти компонент отмечены вертикальными штрихами. Наименьшее значение χ^2, найденное при совместной подгонке обеих линий, указано на панели b (число степеней свободы $\nu = 24$). Оценка кинетической температуры показана на верхней панели. (c) Сплошная кривая – оценка функции распределения радиальных скоростей $\phi_{\rm t}(v)$, полученная из уравнения (4.18) с использованием параметров, перечисленных в таблице 4.5. Для сравнения гистограммой показана функция распределения, восстановленная процедурой RMC (раздел 4.2.1), примененной к линиям H+D Lα, Lβ и более высоким линиям лаймановской серии вплоть до L-19 (Levshakov et al. 1998a).

Глава 5

Обратные задачи (переменная плотность)

5.1 Введение

В предыдущих главах мы рассматривали задачи восстановления физических параметров в рамках однородных по плотности и степени ионизации моделей поглощающих облаков, и указали границы применимости разработанных процедур для анализа квазарных абсорбционных систем. В настоящей главе эти задачи обобщаются на случай переменной плотности. Методы восстановления физических параметров газа, в котором флуктуируют и скорость, и плотность, имеют наиболее широкую применимость при анализе абсорбционных систем с линиями ионов различных стадий ионизации. Как уже отмечалось в главе 4 и будет еще показано ниже, традиционный микротурбулентный подход, реализуемый в процедуре разложения сложных профилей на фойгтовские компоненты (VPF), часто дает неудовлетворительные результаты, в том числе в ситуациях, когда необходимо учитывать степень ионизации различных элементов для измерения содержания металлов в межгалактической среде.

Результаты главы 5 получены, в основном, в работах Levshakov, Kegel, Agafonova (2000) и Levshakov et al. (2002, 2003a,b, 2004).

5.2 Вывод основных уравнений

Рассмотрим образование абсорбционных линий в спектре точечного источника континуального излучения. В этом случае наблюдаемые профили линий будут определяться только одной случайной реализацией крупномасштабного поля скоростей и случайным распределением плотности вдоль луча зрения внутри абсорбера. Разделим левую часть уравнения (4.5) на $I_0(\lambda)$ и введем обозначение

$$\mathcal{F}_\lambda \equiv \frac{I_{\rm obs}(\lambda)}{I_0(\lambda)} \ . \tag{5.1}$$

Оптическая толщина внутри профиля линии определяется через объемный коэффициент поглощения $\kappa_\lambda(s)$

$$\tau(\lambda) = \int\limits_0^L \kappa_\lambda(s)\,ds = L\int\limits_0^1 \kappa_\lambda(x)\,dx \ , \tag{5.2}$$

где $x = s/L$ – безразмерная координата вдоль луча зрения.

В уравнении (5.2) $\kappa_\lambda(x)$ – это стохастическая переменная, зависящая от случайных реализаций трех полей: скорости, плотности и температуры. Запишем $\kappa_\lambda(x)$ в виде произведения коэффициента поглощения, рассчитанного на один атом, $k_\lambda(x)$, и локальной плотности поглощающих атомов, $n(x)$:

$$\kappa_\lambda(x) = k_\lambda(x)\,n(x) \ . \tag{5.3}$$

В точке x коэффициент поглощения $k_\lambda(x)$ имеет вид

$$k_\lambda(x) = k_0\,\Phi_\lambda[\Delta\lambda_{\rm D}(x), v(x)] \ . \tag{5.4}$$

Множитель k_0 является постоянной величиной для заданной линии

$$k_0 = \frac{\pi e^2}{m_{\rm e} c^2} f_{\rm abs} \lambda_0^2 \,, \tag{5.5}$$

где $m_{\rm e}$ и e – масса и заряд электрона, $f_{\rm abs}$ – сила осциллятора и λ_0 – центральная длина волны линии.

Функция профиля линии Φ_λ описывает локальное уширение в точке x. Эта функция зависит от доплеровского смещения, соответствующего величине локальной скорости $v(x)$:

$$\Phi_\lambda[\Delta\lambda_{\rm D}(x), v(x)] = \Phi_\lambda\{\Delta\lambda_{\rm D}(x), [\lambda - \lambda_0 - \lambda_0 \frac{v(x)}{c}]\} \,. \tag{5.6}$$

Как отмечалось в разделе 4.3.1, для условий в межзвездной или межгалактической среде функция Φ_λ является фойгтовской. Доплеровская ширина линии $\Delta\lambda_{\rm D}$ определяется локально тепловой шириной, $v_{\rm th}$:

$$\Delta\lambda_{\rm D}(x) = \lambda_0 \frac{v_{\rm th}(x)}{c} = \frac{\lambda_0}{c}\sqrt{2k_{\rm B}T(x)/m_{\rm a}} \,, \tag{5.7}$$

где $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана, $m_{\rm a}$ – масса атома и $T(x)$ – локальная кинетическая температура.

Пусть теперь $n_{\rm a}(x)$ означает локальную плотность элемента 'a', $n_{{\rm a},i}(x)$ – плотность иона в i-ой стадии ионизации и $Z_{\rm a} = n_{\rm a}/n_{\rm H}$ – относительную концентрацию данного элемента. Величины $Z_{\rm a}$ считаются постоянными внутри поглощающей зоны. При заданном спектре фонового ионизующего излучения и ионизационном равновесии во всех точках внутри абсорбера относительная степень ионизации иона $\{{\rm a}, i\}$

$$\Upsilon_{{\rm a},i} = \frac{n_{{\rm a},i}(x)}{n_{\rm a}(x)} \tag{5.8}$$

может быть выражена через один параметр ионизации U, $\Upsilon_{{\rm a},i} = \Upsilon_{{\rm a},i}[U(x)]$. Параметр ионизации определяется как отношение

$$U(x) = \frac{n_{\rm ph}}{n_{\rm H}(x)} \,, \tag{5.9}$$

где плотность фотонов с энергиями выше энергии ионизации $\nu_{\rm c}$

$$n_{\rm ph} = \frac{4\pi}{c\,h}\int\limits_{\nu_{\rm c}}^{\infty} \frac{I_\nu}{\nu}\, d\nu \,. \tag{5.10}$$

Используя принятые обозначения, оптическая толщина внутри профиля линии может быть записана в виде

$$\tau_{{\rm a},i}(\lambda) = k_0 L \int\limits_0^1 n_{\rm a}(x)\, \Upsilon_{{\rm a},i}[U(x)]\, \Phi_\lambda[\Delta\lambda_{\rm D}(x), v(x)]\, dx \,, \tag{5.11}$$

или с подстановкой $n_{\rm a}(x) = Z_{\rm a}\, n_{\rm H}(x)$

$$\tau_{{\rm a},i}(\lambda) = k_0 Z_{\rm a} L \int\limits_0^1 n_{\rm H}(x)\, \Upsilon_{{\rm a},i}[U(x)]\, \Phi_\lambda[\Delta\lambda_{\rm D}(x), v(x)]\, dx\ . \qquad (5.12)$$

Для заданной плотности газа $n_{\rm H}(x)$ относительные степени ионизации $\Upsilon_{{\rm a},i}$ вычисляются из условий ионизационного равновесия в рамках той или иной модели ионизации. Все ионизационные расчеты в наших программах проводятся с использованием кода CLOUDY (Ferland 1997). Ниже мы рассмотрим некоторые важные детали формирования линий в случайных средах с переменной плотностью.

5.2.1 Некоторые аспекты формирования линий, связанные с переменной плотностью поглощающего газа

При использовании стандартной процедуры VPF (раздел 4.3.3) для анализа сложных профилей обычно предполагают, что каждая компонента образуется в однородном плоско-параллельном слое газа, характеризующимся своим собственным набором физических параметров: радиальной скоростью, дисперсией турбулентных движений, кинетической температурой, плотностью газа, степенью ионизации и металличностью. Такая процедура будет физически обоснована, если наблюдаемый профиль образуется как суперпозиция абсорбций в одиночных газовых облаках, разнесенных в пространстве.

С другой стороны, из гидродинамических расчетов известно, что непрерывная среда с флуктуирующими характеристиками также приводит к образованию сложных профилей линий. Не существует однозначных наблюдательных данных, говорящих в пользу той или иной возможности. Однако косвенные данные такие, как, например, возрастание числа подкомпонент при увеличении спектрального разрешения, говорят в пользу непрерывной среды. Это имеет важные последствия для задачи восстановления физических характеристик поглощающего газа и определения относительных концентраций химических элементов.

На рис. 5.1 шаг за шагом показано формирование линий в непрерывной среде с

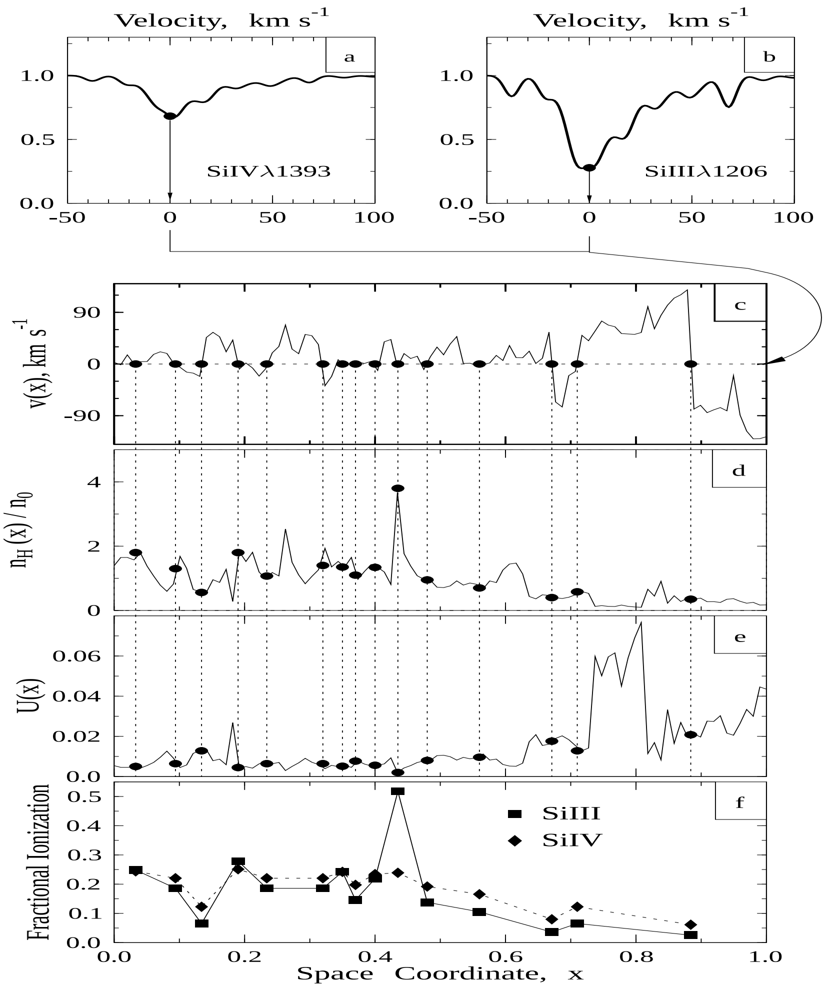

Рис. 5.1: Пример профилей двух линий (a) Si IV и (b) Si III из абсорбционной системы с $z = 3.514$ в спектре квазара Q08279+5255 (Levshakov et al. 2000a). Распределение вдоль луча зрения скорости, плотности и параметра ионизации показаны, соответственно, на панелях c, d и e. Разброс относительных степеней ионизаций в отмеченных точках иллюстрируется на панели f.

флуктуирующими параметрами. Профили Si IV (панель a) и Si III (панель b) из абсорбционной системы с $z = 3.514$ в спектре квазара Q08279+5255 (Levshakov et al. 2000a) образуются при распределениях скорости $v(x)$, плотности $n_{\rm H}(x)/n_0$ и параметра ионизации $U(x)$, показанных на панелях c, d и e, соответственно (здесь n_0 – средняя плотность внутри абсорбера).

Рассмотрим любую точку внутри профилей Si IV и Si III. Для определенности возьмем точку с нулевым значением радиальной скорости, $v = 0$ км с$^{-1}$ (панели a и

b). Точки на панели c отмечают те элементы объема вдоль луча зрения, в которых $v = 0$ км с$^{-1}$. Соответствующие точки на панели d отмечают значения плотности газа в этих элементах, дающих вклад в наблюдаемую интенсивность в точке $v = 0$ км с$^{-1}$. Видно, что для любой фиксированной точки из профиля линии наблюдаемая интенсивность получается в результате суперпозиции различных ионизационных состояний (точки на панели e). При этом интенсивность в заданной точке (например, при $v = 0$ км с$^{-1}$) каждой отдельной линии обусловлена индивидуальной суперпозицией ионизационных состояний из-за того, что относительные степени ионизации Υ для каждого иона по своему зависят от плотности газа. Это приводит к тому, что профили отдельных ионов выглядят по-разному, хотя сформировались в одной и той же области. В качестве примера такое перемешивание ионизационных состояний Si III и Si IV в точке $v = 0$ км с$^{-1}$ показано на панели f.

В процедуре VPF содержание металлов, $Z_{\rm a}$, оценивается обычно из отношения полных лучевых концентраций $N_{\rm a}$ и $N_{\rm H}$ путем введения 'поправки за ионизацию':

$$Z_{\rm a} = \frac{N_{{\rm a},i}}{N_{\rm H\,I}} \frac{\Upsilon_{\rm H\,I}(\bar{U})}{\Upsilon_{{\rm a},i}(\bar{U})} \,. \tag{5.13}$$

Среднее значение параметра ионизации $\bar{U}$ обычно оценивается из отношения лучевых концентраций ионов одного элемента, но разных стадий ионизации, $N_{{\rm a},i}/N_{{\rm a},j}$, и предположения о форме и нормировке спектра фонового излучения. При вариациях степени ионизации вдоль луча зрения, т.е. при флуктуирующей плотности газа, эта операция *не является корректной*. Действительно, учитывая, что $\int \Phi_\lambda d\lambda = 1$, из уравнения (5.12) получим

$$\frac{N_{{\rm a},i}}{N_{{\rm a},j}} = \frac{\int\, n_{\rm H}(x)\,\Upsilon_{{\rm a},i}[U(x)]\,dx}{\int\, n_{\rm H}(x)\,\Upsilon_{{\rm a},j}[U(x)]\,dx} = \frac{\bar{\Upsilon}_{{\rm a},i}}{\bar{\Upsilon}_{{\rm a},j}} \,, \tag{5.14}$$

где $\bar{\Upsilon}_{{\rm a},i}$ и $\bar{\Upsilon}_{{\rm a},j}$ означают средневзвешенные степени ионизации при весовой функции $n_{\rm H}(x)$. Среднее значение параметра ионизации $\bar{U}$ оценивается из неявно предполагаемого равенства

$$\frac{\bar{\Upsilon}_{{\rm a},i}}{\bar{\Upsilon}_{{\rm a},j}} = \frac{\Upsilon_{{\rm a},i}(\bar{U})}{\Upsilon_{{\rm a},j}(\bar{U})} \,. \tag{5.15}$$

Однако $\Upsilon_{{\rm a},i}$ является нелинейной функцией от $n_{\rm H}$, поэтому равенство $\bar{\Upsilon} = \Upsilon(\bar{U})$ выполняется только при постоянной плотности внутри абсорбера. Применение (5.15) в случае переменной плотности приводит к неправильным значениям $\bar{U}$. Более того, такая оценка среднего параметра ионизации зависит от конкретной пары ионов, выбранной для вычисления левой части равенства (5.14).

Обобщая сказанное в данном разделе, можно сделать следующие выводы. С математической точки зрения метод VPF является вполне обоснованным, поскольку он просто предполагает представление неизвестной функции распределения радиальных скоростей набором фойгтовских функций. При этом удается, как правило, описать с достаточно высокой точностью наблюдаемые профили линий и, если линии ненасыщенные, определить общую лучевую концентрацию. Однако если мы хотим продвинуться дальше и определить другие физические параметры, как, например, кинетическую температуру, степень ионизации или металличность, то VPF может приводить к ложным результатам. С физической точки зрения интерпретация каждой компоненты сложного профиля как результата поглощения в отдельном облаке является малоубедительной. Рис. 5.1 показывает, что вклад в наблюдаемую интенсивность в любой точке внутри профиля линии приходит от множества пространственных элементов, распределенных внутри всей поглощающей области.

5.2.2 Модифицированный обратный метод Монте Карло, MCI

В отличие от обратного метода Монте Карло (RMC) из раздела 4.2.1, модифицированный метод MCI (Monte Carlo Inversion) предназначен для оценки физических параметров одновременно с оценкой двух случайных фунукций $n_{\mathrm{H}}(x)$ и $v(x)$. Случайные функции $n_{\mathrm{H}}(x)$ и $v(x)$ определяются следующим образом.

Гидродинамические поля скорости и плотности в диффузных облаках формируются в результате интерференции многих независимых случайных факторов – натекания и истекания газа, вращения, приливных течений, прохождения ударных волн и т.д. В этом случае мы можем рассматривать флуктуирующую амплитуду скорости или плотности вдоль луча зрения как некоторый аналог броуновского движения, который математически описывается марковским процессом (авторегрессия 1-го порядка). В частности, для гауссовских полей конечно-разностное представление для скорости имеет следующий вид:

$$v(x+\Delta x) = f_{\mathrm{v}}\, v(x) + \epsilon(x+\Delta x)\ , \tag{5.16}$$

где $f_{\mathrm{v}} = R_{\mathrm{v}}(\Delta x)/\sigma_{\mathrm{v}}^2$, R_{v} – корреляция между компонентами скорости в точках, разделенных интервалом Δx, т.е. $R_{\mathrm{v}} = \langle v(x+\Delta x)\, v(x)\rangle$, σ_{v} – дисперсия крупномасштабного поля скоростей и ϵ – случайная переменная, распределенная по нормальному закону с нулевым средним и дисперсией

$$\sigma_{\epsilon,\mathrm{v}} = \sigma_{\mathrm{v}}\sqrt{1-f_{\mathrm{v}}^2}\ . \tag{5.17}$$

В общем случае плотность и скорость связаны уравнением неразрывности. Однако, поскольку мы рассматриваем только одну компоненту вектора скорости, корреляция между этой компонентой и плотностью не может быть определена однозначно из уравнения неразрывности. Поэтому предполагается следующая процедура. Вначале генерируются два независимых случайных процесса, представляющих распределения плотности и скорости вдоль луча зрения. Затем эти распределения модифицируются таким образом, чтобы наблюдаемые профили линий воспроизводились с заданной точностью. При этом предполагается, что наблюдаемые профили линий являются своего рода системой фильтров, которые приводят начально независимые процессы к корреляционно связанным. Другими словами, мы не задаем корреляционные зависимости между $n(x)$ и $v(x)$, но считаем, что такие корреляции возникнут в процессе поиска оптимальных распределений $n(x)$ и $v(x)$.

Предположим далее, что распределение логарифма плотности нормальное и введем в рассмотрение безразмерную величину $y(x) = n_{\mathrm{H}}(x)/n_0$ (где n_0 — средняя плотность газа) с конечным вторым центральным моментом σ_y, характеризующим дисперсию распределения плотности вдоль луча зрения. Данное определение означает, что математическое ожидание $E(y) = 1$ для любого x. Введем в рассмотрение случайную функцию $\nu(x)$:

$$\nu(x+\Delta x) = f_{\nu}\, \nu(x) + \epsilon(x+\Delta x)\ . \tag{5.18}$$

Здесь $f_\nu = R_\nu(\Delta x)/\sigma_\nu^2$, R_ν — корреляция между значениями ν в точках, разделенных интервалом Δx, σ_ν — дисперсия логарифма плотности, ϵ — нормально распределенная случайная величина с нулевым средним и дисперсией

$$\sigma_{\epsilon,\nu} = \sigma_\nu \sqrt{1 - f_\nu^2} \ . \tag{5.19}$$

Если распределение $\nu(x)$ известно, распределение плотности находится с помощью преобразования Джонсона (Kendall & Stuart 1963), в котором чисто гауссовский процесс $\xi(x)$ с нулевым средним и единичной дисперсией и $\ln y(x)$ связаны соотношением

$$\xi(x) = \xi_1 + \xi_2 \ln y(x) \ . \tag{5.20}$$

Параметры преобразования Джонсона ξ_1 и ξ_2 находятся через прямое вычисление первого и второго моментов y-распределения

$$p(y) = \frac{\xi_2}{\sqrt{2\pi}\, y} \exp[\ -\frac{1}{2}(\xi_1 + \xi_2 \ln y)^2\ ] \ . \tag{5.21}$$

Искомые моменты равны

$$E(y) = \exp\left(\frac{1}{2\xi_2^2} - \frac{\xi_1}{\xi_2}\right) \tag{5.22}$$

и

$$Var(y) = \exp\left(\frac{1}{\xi_2^2} - \frac{2\xi_1}{\xi_2}\right)\left[\exp\left(\frac{1}{\xi_2^2}\right) - 1\right] \ . \tag{5.23}$$

Из последних двух уравнений находим $\xi_1 = \frac{1}{2}\sqrt{\ln(1+\sigma_y^2)}$ и $\xi_2 = 1/2\xi_1$.

Если мы теперь рассмотрим новый гауссовский процесс $\nu(x) = \sigma_\nu\, \xi(x)$ с $\sigma_\nu = 1/\xi_2 = \sqrt{\ln(1+\sigma_y^2)}$, то

$$n_{\rm H}(x) = n_0\, {\rm e}^{\nu(x) - \frac{1}{2}\sigma_\nu^2} \ . \tag{5.24}$$

Заметим, что в пределе $\sigma_\nu \to 0$ функция $\nu(x)$ описывает контраст плотности $\nu(x) = 1 - y(x)$.

С помощью (5.24) выражение (5.12) для $\tau_{a,i}(\lambda)$ записывается в виде

$$\tau_{{\rm a},i}(\lambda) \ = \ k_0 Z_{\rm a} N_0\, {\rm e}^{-\frac{1}{2}\sigma_\nu^2} \int\limits_0^1 {\rm e}^{\nu(x)}\, \Upsilon_{{\rm a},i}[U(x)]\, \Phi_\lambda[\Delta\lambda_{\rm D}(x), v(x)]\, dx \ , \tag{5.25}$$

где $N_0 = n_0\, L$ — полная лучевая концентрация водорода.

Рассмотрим теперь параметр ионизации $U(x)$. Очевидное соотношение

$$U(x) = \frac{n_{\rm ph}}{n_{\rm H}(x)} = \frac{n_{\rm ph}}{n_0}\, {\rm e}^{-\nu(x)+\frac{1}{2}\sigma_\nu^2} \qquad (5.26)$$

показывает, что средняя величина параметра ионизации U_0 равна

$$U_0 = \frac{n_{\rm ph}}{n_0}\, {\rm e}^{\sigma_\nu^2}\ . \qquad (5.27)$$

Это выражение легко получить, используя преобразование Джонсона для вычисления плотности вероятности $p(U)$. Число ионизующих фотонов, $n_{\rm ph}$, зависит от нормировки и формы спектра ионизующего излучения и является внешним параметром задачи.

Выражение (5.27) отражает важный для интерпретации наблюдаемых спектров факт. Если внутри поглощающей области плотность однородная ($\sigma_\nu = 0$), тогда $U_0 = n_{\rm ph}/n_0$. Если же в распределении плотности имеются некоторые возмущения ($\sigma_\nu > 0$), при одной и той же средней плотности n_0 и одинаковом фоновом излучении среднее значение U_0 становится выше без каких либо дополнительных источников фотоионизации. Перемежающиеся области высокой и низкой степени ионизации могут в этом случае наблюдаться в одном и том же пространственном объеме вдоль луча зрения.

Опишем нашу модель детально. Она задается параметрами N_0 (ожидаемое значение полной лучевой концентрации) и U_0, среднеквадратичными (rms) величинами флуктуаций плотности $\sigma_{\rm y}$ и скорости $\sigma_{\rm v}$, коэффициентами корреляции f_ν и $f_{\rm v}$, а также относительными концентрациями элементов $Z_{\rm a}$, входящих в анализ наблюдаемого спектра. Все эти величины образуют элементы вектора параметров θ. Кроме них, необходимо также знать распределения плотности и скорости. Непрерывные случайные функции $v(x)$ и $\nu(x)$ представляются в нашей модели дискретными наборами точек v_j и ν_j, вычисленных в эквидистантных координатах x_j. Для вычислений v_j и ν_j $(j = 1, 2, \ldots, k)$ используются авторегрессии 1-го порядка, представленные в (5.16) и (5.18).

Чтобы оценить вектор параметров θ и вектора $\{v_j\}_{j=1}^{\mathrm{k}}$ и $\{\nu_j\}_{j=1}^{\mathrm{k}}$ из наблюдаемых профилей абсорбционных линий, нам необходимо минимизировать целевую функцию

$$\chi^2 = \frac{1}{p} \sum_{\ell=1}^{K} \sum_{i=1}^{P_\ell} \left[\mathcal{F}_{\ell,\lambda_i}^{\mathrm{obs}} - \mathcal{F}_{\ell,\lambda_i}^{\mathrm{cal}}(\theta) \right]^2 / \sigma_{\ell,i}^2 \; . \tag{5.28}$$

В этом выражении $\mathcal{F}_{\ell,\lambda_i}^{\mathrm{obs}}$ — наблюдаемая нормированная интенсивность в спектральной линии ℓ, соответствующая (4.5), а $\sigma_{\ell,i}$ — ошибки измерений для пиксела с номером i внутри этой линии. $\mathcal{F}_{\ell,\lambda_i}^{\mathrm{cal}}(\theta)$ — теоретическая интенсивность, вычисленная для линии ℓ в том же самом пикселе i, имеющем длину волны λ_i. Общее число спектральных линий, входящих в процедуру оптимизации, обозначено буквой K, и общее число пикселов $P = \sum_{\ell=1}^{K} P_\ell$, где P_ℓ — число пикселов в линии ℓ. Число степеней свободы обозначено буквой p.

Рассмотрим коэффициенты корреляции f_{v} и f_ν. Как известно, марковский процесс имеет экспоненциальную корреляционную функцию: $R(\Delta x) \propto \exp(-\Delta x/l)$, где l означает корреляционную длину, зависящую в общем случае от пространственного масштаба. Для шага дискретизации $\Delta x/l \ll 1$ корреляционный коэффициент f близок к единице. Из-за стохастической природы соотношений (5.16) и (5.18) вычислительная процедура слабо зависит от конкретных значений f. Поэтому значения f не могут быть определены тем же образом, что и физические параметры. Более приемлемой оказалась процедура, при которой f_{v} и f_ν рассматриваются как внешние параметры, т.е. остаются фиксированными в процессе минимизации (5.28). Таким образом, в реальных вычислениях вектор параметров θ не содержит компоненты f_{v} и f_ν.

Вычислительная схема подобна той, которя описана в разделе 4.2.1, за исключением процедуры оптимизации. Вместо классического метода Метрополиса, используется более эффективный алгоритм с адаптивным уменьшением параметра T и правилом отбора решений на основе статистики Цаллиса (Xiang et al. 1997).

Пробные вычисления с различными искусственными спектрами показали, что минимизация целевой функции χ^2 в форме (5.28) не позволяет оценить физические параметры с достаточной точностью. Для стабилизации оценки θ необходимо регуляризировать решение, т.е. добавить к правой части (5.28) некоторую штрафную функцию. Выбор штрафной функции зависит от конкреной проблемы. Например, при подгонке теоретических спектров к зашумленным данным разумно остановить процедуру минимизации функции χ^2 при достижении значений $\chi^2 \simeq 1$, чтобы не подгонять шум. Другое ограничение связано с процедурой восстановления распределений плотности и скорости. Можно получить более стабильные оценки дисперсий $\sigma_{\rm v}$ и σ_ν, если вместо процессов (5.16) и (5.18) рассмотреть их нормализованные версии: $v^*(x) = v(x)/\sigma_{\rm v}$ и $\nu^*(x) = \nu(x)/\sigma_\nu$, с дисперсиями $\sigma_{{\rm v}^*} = \sigma_{\nu^*} = 1$. Процесс ν^* должен быть центрированным, т.е. $\langle \nu^* \rangle = 0$ (центр распределения скоростей определяется относительными положениями спектральных линий и, в принципе, может отличаться от нуля). С учетом этих замечаний, запишем модифицированную целевую функцию в виде

$$\mathcal{L} = |\chi^2 - 1| + \alpha(|\langle \tilde{\nu}^* \rangle| + |\tilde{\sigma}_{\nu^*} - 1| + |\tilde{\sigma}_{{\rm v}^*} - 1|) \;, \tag{5.29}$$

где постоянная α порядка единицы, а $\tilde{\nu}^*$, $\tilde{\sigma}_{\nu^*}$ и $\tilde{\sigma}_{{\rm v}^*}$ — величины, описывающие текущую конфигурацию. Данная запись означает, что вблизи глобального минимума мы должны иметь $\mathcal{L}_{\rm min} \approx 0$.

В следующем разделе показано практическое применение вычислительной процедуры MCI для восстановления физических параметров поглощающей области.

5.3 Численный пример использования MCI

Для проверки работы алгоритма MCI применим его к анализу искусственных спектров с известными параметрами и распределениями скорости и плотности вдоль луча зрения. Рассмотрим две модели A и B, физические параметры которых приведены в таблице 5.1.

Случайные поля можно генерировать разными способами. Наиболее простой был реализован в модели A: распределения скорости и плотности вычислялись как два независимых марковских процесса согласно соотношениям (5.16) и (5.18) с параметрами $f_{\rm v} = 0.995$ и $f_\nu = 0.999$, а также $\Delta x = 1/300$. По полученному распределению

Таблица 5.1: Параметры моделей для вычисления искусственных спектров

модель	n_0	J_0	L	$\sigma_{\rm v}$	$\sigma_{\rm y}$
	см$^{-3}$	эрг/с см^2 Гц	кпс	км с$^{-1}$	
A	0.001	$1.5\,10^{-21}$	5.5	25	1.5
B	0.005	$3.0\,10^{-21}$	1.5	20	0.8

плотности определялись относительные степени ионизации различных ионов, включенных в анализ. В качестве спектра фонового излучения использовался спектр AGN (Mathews, Ferland 1987). После этого мы рассчитали профили линий поглощения, используя (5.12) при фиксированной металличности $Z = 0.1\,Z_\odot$ (солнечные концентрации элементов взяты из работы Grevesse 1984). Для завершения подготовки искусственных спектров рассчитанные профили были свернуты с функцией спектрографа, имеющей гауссовскую форму и ширину FWHM $=$ 7 км с$^{-1}$, и к ним был добавлен гауссовсий шум, соответствующий S/N $=$ 50.

Модель A проиллюстрирована на рис. 5.2. На панелях **a-d** изображены случайные реализации полей скорости, $u(x) = v(x)/\sigma_{\rm v}$, плотности, $n(x)/n_0$, кинетической температуры, $T_4(x) = T(x)/10^4\,$K, и параметра ионизации, $U(x)/U_0$. Гистограммы на панелях **e** и **f** показывают взвешенные с плотностью распределения радиальных скоростей газа и отдельных ионов, которые определяют вид профилей линий поглощения H I Ly-12, C II, C IV, Si II, Si IV и O VI, расположенных на панелях **g-l**. Линия H I Ly-12 была выбрана потому, что она ненасыщенная и позволяет оценить лучевую концентрацию нейтрального водорода с достаточно высокой точностью. Выбор линий металлов был обусловлен тем, что соответствующие им профили линий формируются в различных частях области поглощения. Например, C II образуется в более плотном газе при менее высоком параметре ионизации (область в окрестности точки $x \simeq 0.2$), тогда как линии O VI формируются в разреженных областях при высоком параметре ионизации ($x \simeq 0.02$, 0.38 и 0.8). Такое разнообразие линий и условий их формирования позволяет восстановить поле плотности и распределение радиальных скоростей газа во всей абсорбционной зоне.

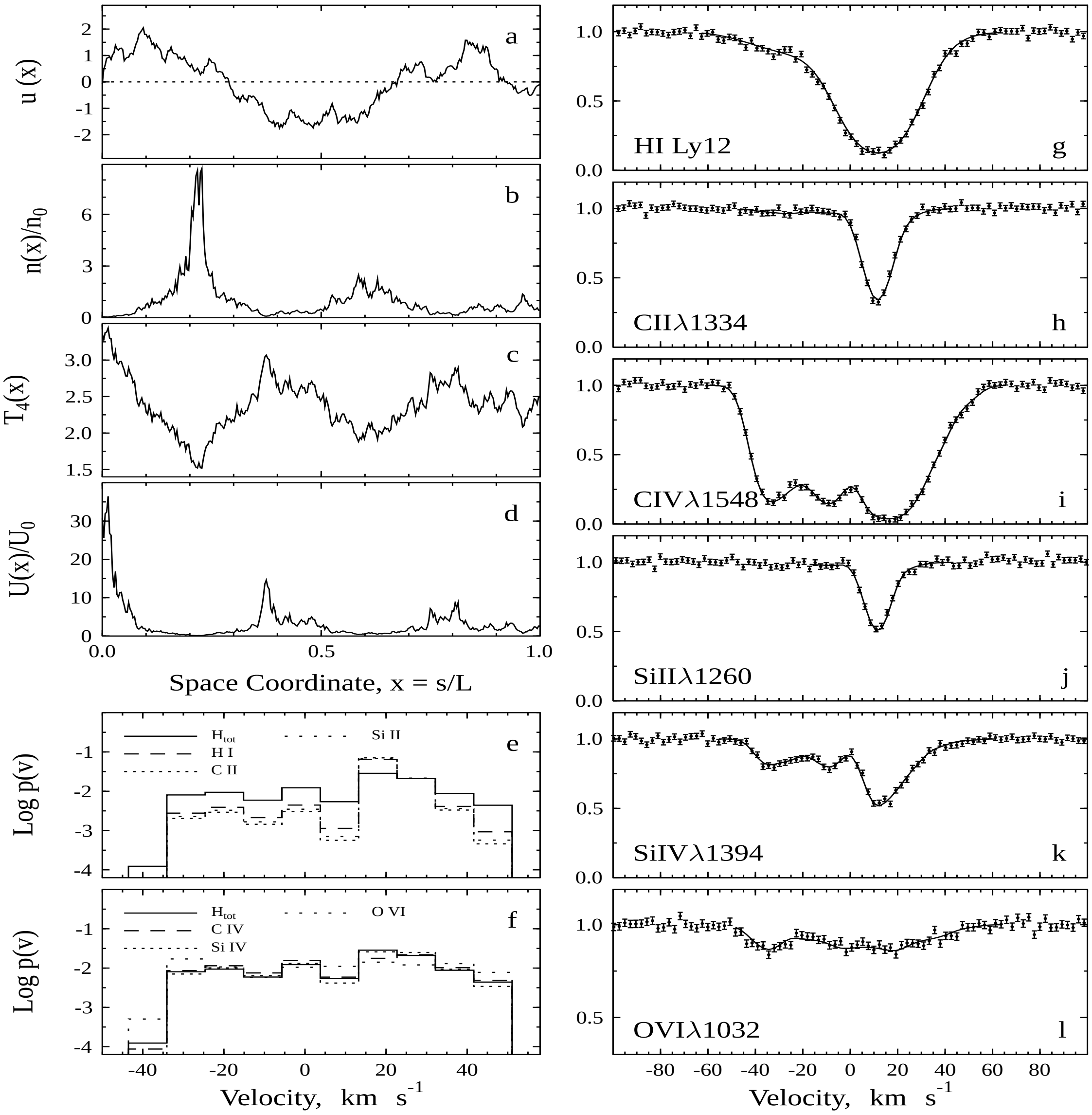

Рис. 5.2: Модель A, марковские поля: распределения нормированной скорости (**a**), плотности (**b**), кинетической температуры (**c**) и параметра ионизации (**d**) вдоль пространственной координаты (T в единицах 10^4 K). Соответствующие взвешенные с плотностью распределения радиальных скоростей для газа и отдельных ионов показаны на панелях **e** и **f**. Искусственные профили, свернутые с функцией спектрографа (FWHM $=$ 7 км с^{-1}), показаны точками на панелях **g**–**l** (интервалы ошибок соответствуют S/N $=$ 50). Результаты подгонки процедурой MCI изображены непрерывными кривыми.

Модель B отличается от A не только значениями физических параметров, но и методом генерирования случайных полей: распределение $u(x)$ и контраст плотности $\delta(x)$ рассчитывались по соответствующим спектрам мощности. Использовалась вычислительная схема Bi et al. (1995), но другой класс спектров мощности. 1D спектр мощности для δ определялся из заданного 1D спектра мощности для скорости. Для нормированного распределения $u(x)$ использовался класс спектров мощности, соответствующий корреляционной функции $\mathcal{C}_{l,\varepsilon}(x)$ [уравнение (4.36), стр. 132]:

$$S_{\mathrm{u}}^{1\mathrm{D}}(k) = \frac{k^{1-\varepsilon}\,\mathrm{e}^{-l\,k}}{2\,\Gamma(2-\varepsilon) l^{\varepsilon-2}}\ , \tag{5.30}$$

в котором Γ — гамма функция, l и ε — фиксированные постоянные ($\varepsilon < 2$ и l в единицах L).

1D спектр мощности для контраста плотности вычисляется из его 3D спектра, который в свою очередь определяется 3D спектром скорости: $S_{\delta}^{3\mathrm{D}} = k^2\, S_{\mathrm{u}}^{3\mathrm{D}}$. (Это соотношение вытекает из уравнения неразрывности, которое линеаризовано в сопутствующей системе координат.) 3D спектр $S_{\mathrm{u}}^{3\mathrm{D}}$ связан с 1D следующим соотношением (Monin & Yaglom 1975):

$$\frac{S_{\mathrm{u}}^{1\mathrm{D}}(k)}{2\pi k^2} = \int\limits_k^{\infty} \frac{S_{\mathrm{u}}^{3\mathrm{D}}(k')}{k'}\, dk'\ . \tag{5.31}$$

Таким образом,

$$S_{\mathrm{u}}^{3\mathrm{D}}(k) = \frac{1}{2\pi k^2}\left[2\, S_{\mathrm{u}}^{1\mathrm{D}}(k) - k\frac{dS_{\mathrm{u}}^{1\mathrm{D}}(k)}{dk}\right]\ . \tag{5.32}$$

Спектр мощности 1D для контраста плотности находится непосредственно из его 3D спектра (Monin & Yaglom):

$$S_{\delta}^{1\mathrm{D}}(k) = 2\pi \int\limits_k^{\infty} S_{\delta}^{3\mathrm{D}}(k')\, k'\, dk'\ . \tag{5.33}$$

Если заданы спектры мощности $S_{\mathrm{u}}^{1\mathrm{D}}(k)$ и $S_{\delta}^{1\mathrm{D}}(k)$, являющиеся преобразованиями Фурье ковариационных функций от u и δ, то оба случайных поля $u(x)$ и $\delta(x)$ могут быть сгенерированы с помощью метода скользящего среднего [соотношение (4.35) на стр. 132]. Чтобы избежать отрицательных значений $n(x)$, предполагается, что флуктуации плотности газа распределены логарифмически нормально. Такое предполо-

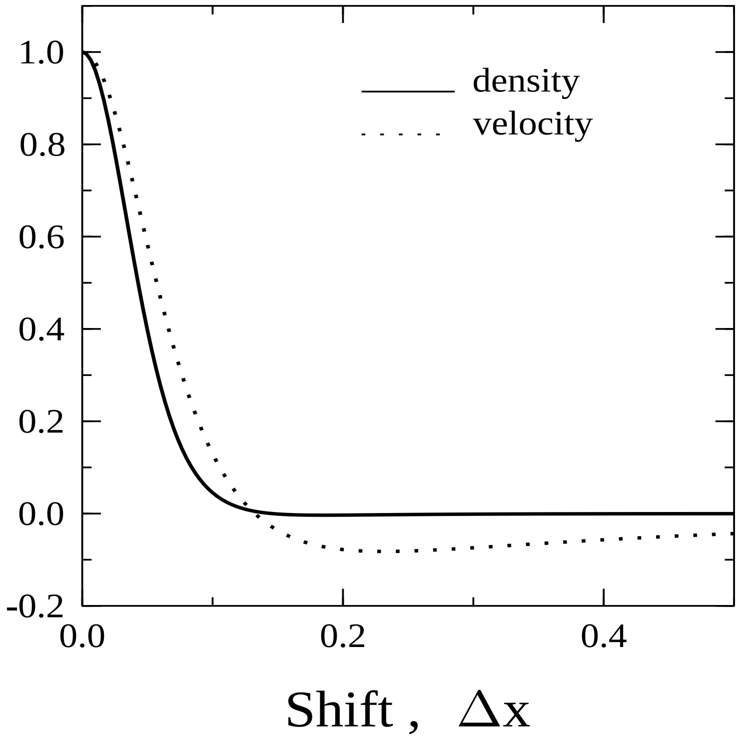

Рис. 5.3: Модель В: корреляционная функция флуктуаций скорости (пунктирная линия) и соответствующая корреляционная функция флуктуаций контраста плотности (непрерывная линия).

жение часто используется при моделировании межгалактических абсорберов (Bi et al. 1992; Bi & Davidsen 1997). Связь между $n(x)$ и $\delta(x)$ задается соотношением

$$n(x)/n_0 = \mathrm{e}^{\delta(x)-\frac{1}{2}\langle\delta^2\rangle} \; , \tag{5.34}$$

аналогично (5.24).

Корреляционные функции процессов $u(x)$ и $\delta(x)$, соответствующие вышеупомянутым спектрам мощности, показаны на рис. 5.3 для параметров $\varepsilon = 0.1$ и $l = 0.1$. Они значительно отличаются от экспоненциальной формы марковского процесса. Поэтому основной целью модели В является проверка, возможна ли аппроксимация произвольного случайного процесса марковским процессом. Соответствующие случайные поля и профили линий для модели В показаны на рис. 5.4 (обозначения такие же, как на рис. 5.2).

Процедура восстановления, при которой минимизируется целевая функция $\mathcal{L}$, со-

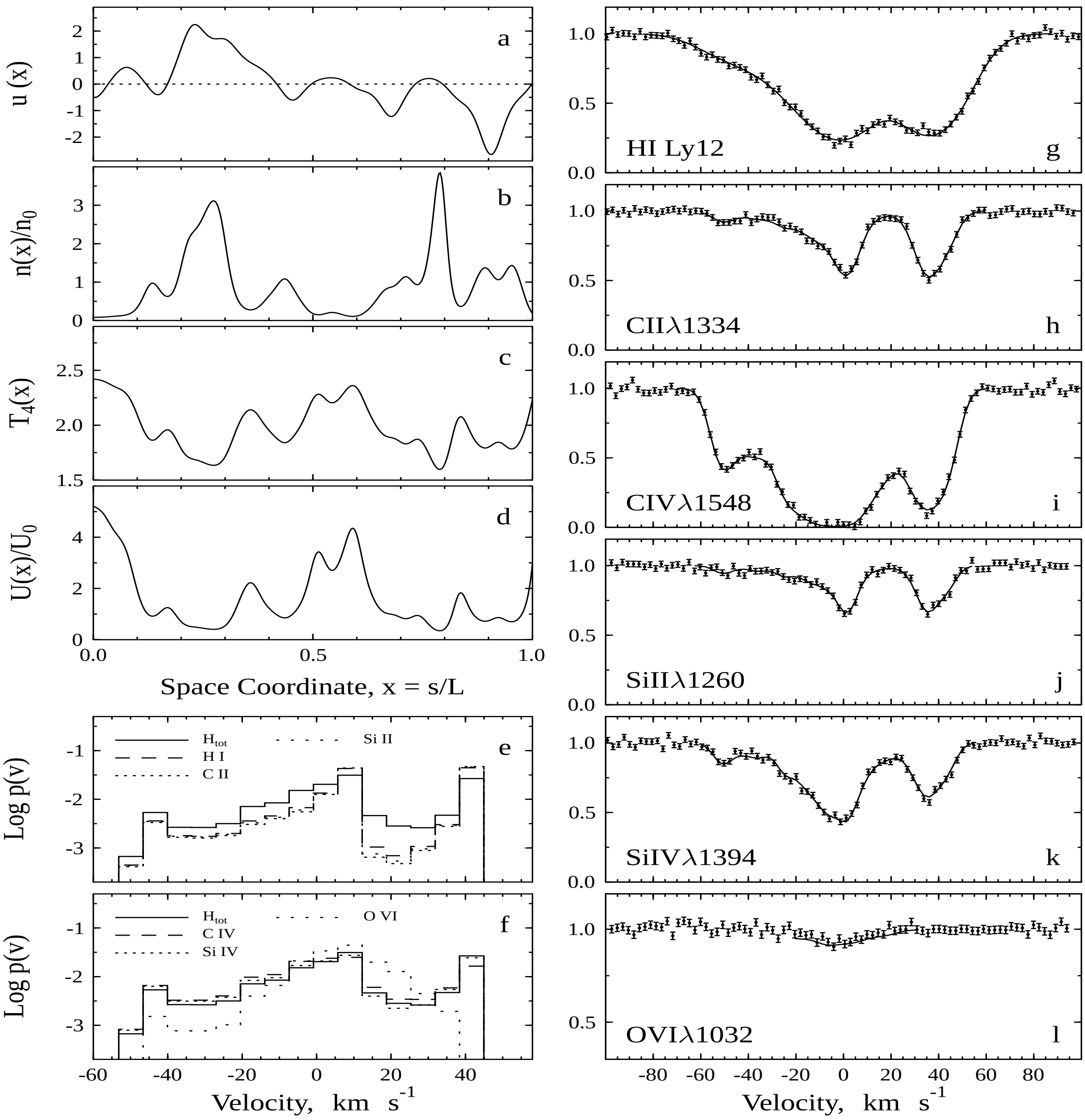

Рис. 5.4: Модель B, аналогично рис. 5.2, но для немарковских полей.

стоит из двух повторяющихся шагов: сначала выбирается случайная точка в пространстве параметров, а затем ищется оптимальная конфигурация полей скорости и плотности. (В реальных вычислениях мы используем вместо N_0 и U_0 их редуцированные значения $\hat{N}_0 = N_0\,\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\sigma_\nu^2}$ и $\hat{U}_0 = U_0\,\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\sigma_\nu^2}$. Это позволяет достичь лучшей стабильности оценки физических параметров.)

Отбор решений в процессе оптимизации производится с помощью правила случайной выборки. Изменение вектора параметров или конфигурации распределений скорости-плотности принимается, если эти изменения приводят к уменьшению текущего значения $\mathcal{L}$. Если такие изменения приводят к увеличению $\mathcal{L}$, то новое значение вектора параметров или конфигурации полей принимается с некоторой вероятностью $p_{\rm a}$. Мы использовали два типа вероятностей $p_{\rm a}$: принятый в классическом алгоритме Метрополиса (больцмановский тип)

$$p_{\rm a} = {\rm e}^{-\Delta\mathcal{L}/\mathcal{T}} \ , \tag{5.35}$$

и основанный на статистике Цаллиса (обобщенный больцмановский тип), который описан в работе Xiang et al. (1997)

$$p_{\rm a} = [1 - (1 - q_{\rm a})\Delta\mathcal{L}/\mathcal{T}]^{1/(1-q_{\rm a})} \ . \tag{5.36}$$

Здесь $q_{\rm a}$ — это некоторая фиксированная постоянная, а $\mathcal{T}$ — параметр, определяющий скорость сходимости $\Delta\mathcal{L}$ к глобальному минимуму. По аналогии выражения (5.35) с распределением Больцмана этот параметр также называется температурой (annealing temperature). аналогичный температуре в распределении Больцмана.

В общем случае использование статистики Цаллиса приводит к более быстрой сходимости процедуры оптимизации, которая в большой степени зависит также от значения $q_{\rm a}$. Поэтому в начале вычислений необходимо провести два-три пробных расчета, чтобы подобрать величину $q_{\rm a}$. Температура $\mathcal{T}$ должна уменьшаться в процессе оптимизации, чтобы гарантировать сходимость к глобальному минимуму. Мы использовали скорость ‘охлаждения’ типа $\mathcal{T} = \mathcal{T}_0/(1 + N_{\rm steps})^q$, в котором начальное значение $\mathcal{T}_0$ и показатель степени q имеют различные значения для случайных перемещений в пространстве параметров и в пространстве конфигураций гидродинамических полей скорости и плотности. Их значения были подобраны в результате численных экспериментов, исходя из требований быстрой сходимости и стабильности оценок параметров. Результаты, представленные ниже, были получены с $\mathcal{T}_0^{\rm par} = 2.0$, $\mathcal{T}_0^{\rm d-v} = \ln(\chi_0^2)$, $q^{\rm par} = 0.5$, $q^{\rm d-v} = 2$ и $q_{\rm a} = -1$ (здесь χ_0^2 — это значение χ^2 для начального шага в пространстве параметров). Распределение, с помощью которого выбирались случайные числа для сравнения с $p_{\rm a}$ (см. п. V на стр. 112), полагалось нормальным с нулевым средним и дисперсией 0.1 (в безразмерных величинах).

Восстановленные профили линий показаны на рис. 5.2 (марковские поля) и на рис. 5.4 (немарковские поля) на панелях **g-l**. В обоих случаях размер шага был $\Delta x = 1/100$ и коэффициенты корреляции $f_{\rm v} = f_{\nu} = 0.95$. Эти значения были выбраны как оптимальные после нескольких предварительных расчетов с различными Δx, $f_{\rm v}$ и f_{ν}.

Алгоритм MCI — это вероятностная процедура, поэтому после завершения единственной оптимизации нельзя утверждать, что был достигнут глобальный минимум. Необходимо провести несколько циклов оптимизации с различными начальными условиями, чтобы оценить средние значения параметров и их ошибки. Вероятностный характер процедуры MCI иллюстрируется на рис. 5.5, который показывает три различных решения для модели A (панели слева) и модели B (панели справа). Непрерывными линиями показаны начальные (принятые) распределения $u(x)$ и $n(x)$, а пунктирными — решения MCI. Все восстановленные поля обеспечивают $\chi^2 \lesssim 1$, означая, что абсорбционные спектры, вычисленные с этими полями, не отличаются друг от друга. Пример, показанный непрерывными линиями на рис. 5.2 или рис. 5.4, является одним из возможных решений MCI. Рис. 5.5 также показывает невозможность точного восстановления (pixel-to-pixel) стохастических полей скорости и плотности — в результате оптимизаций с разными начальными условиями получается множество равновероятных конфигураций. Однако все эти конфигурации приводят к одному и тому же распределению радиальных скоростей, взвешенному с плотностью газа, поскольку, как это уже отмечалось выше, именно это распределение определяет форму профилей абсорбционных линий. Следует отметить, что качество восстановления критически зависит от разнообразия линий ионов, включенных в анализ: чем больше различных ионов наблюдается в абсорбционной системе, тем выше надежность оцениваемых параметров.

В таблице 5.2 перечислены результаты 11 итераций для модели B (аналогичные результаты получаются и для модели A). Видно, что точность оценок параметров довольно высокая: медианные значения отличаются от исходных не более, чем на 10%. Что касается доверительных интервалов, то для их точных оценок требует-

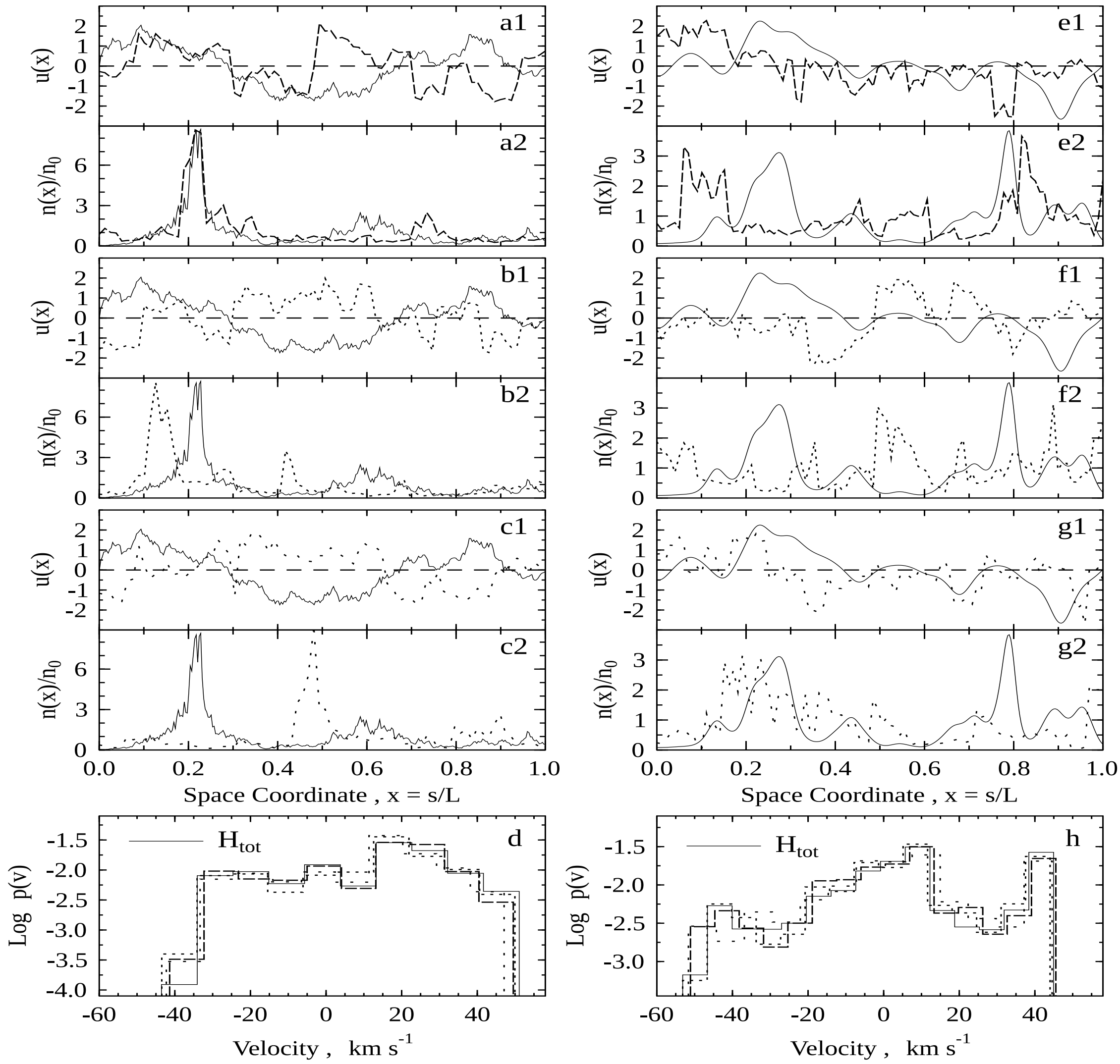

Рис. 5.5: Восстановленные процедурой MCI случайные поля скорости и плотности для трех различных циклов оптимизации для модели A (панели **a1,2**, **b1,2**, **c1,2**) и для модели B (панели **e1,2**, **f1,2**, **g1,2**). Начальные (принятые) конфигурации показаны непрерывными линиями. Различные типы пунктирных линий — решения MCI. Соответствующие взвешенные с плотностью распределения радиальных скоростей показаны на панелях **d** и **h**.

ся бо́льшее число вычислений. Однако качественные выводы можно сделать и по имеющимся 11 результатам. Так, например, разброс металличностей довольно узок (разброс значений Z_O объясняется небольшой эквивалентной шириной линии O VI), т.е. вычислительная процедура довольно чувствительна к этим параметрам. Величи-

Таблица 5.2: Физические параметры, полученные методом MCI (строки 2-12) по абсорбционным спектрам на рис. 5.4. В первой и последней строках перечислены, соответственно, исходные параметры модели B и их медианные оценки

$\hat{U}_0$ $\times 10^3$	$\hat{N}_0/10^{19}$ см$^{-2}$	$\sigma_{\rm v}$ км с$^{-1}$	$\sigma_{\rm y}$	$Z_{\rm C}$ $\times 10^5$	$Z_{\rm Si}$ $\times 10^6$	$Z_{\rm O}$ $\times 10^5$	$\langle\tilde{\nu}^*\rangle$	$\tilde{\sigma}_{\nu^*}$	$\tilde{\sigma}_{\rm v^*}$
4.43	1.58	20.0	0.8	4.90	3.55	8.10			
4.39	1.82	20.0	0.72	4.84	3.49	5.32	1.057	-0.008	1.025
3.87	1.74	23.0	0.73	4.84	3.56	8.41	1.031	0.033	1.006
5.53	1.58	24.6	1.22	4.85	3.54	4.52	1.046	-0.028	0.937
3.88	1.73	21.1	0.80	4.97	3.60	8.34	1.095	4.0e-4	1.009
4.08	1.84	22.0	0.70	4.94	3.49	7.79	1.100	-0.013	0.986
3.10	1.96	22.9	0.45	4.92	3.46	14.1	1.095	-2.0e-4	0.966
5.68	1.49	21.0	1.42	4.87	3.63	5.10	1.103	-0.019	1.001
4.08	1.78	19.6	1.21	4.99	3.46	7.77	1.093	-0.068	1.096
4.52	1.55	22.8	1.01	4.84	3.70	7.67	1.151	-0.004	0.991
4.98	1.63	26.1	1.00	4.91	3.52	7.62	1.155	0.008	0.994
3.85	1.82	20.3	0.68	4.96	3.54	8.47	1.090	-0.013	1.017
4.08	1.73	22.0	0.80	4.91	3.54	7.67			

на $\sigma_{\rm y}$ оценивается хуже – разброс до 50%. Оценки $\hat{U}_0$ и $\hat{N}_0$ имеют разброс около 20%, что является вполне приемлемым для этих физических параметров. Более высокая точность получается для оценок лучевых концентраций отдельных ионов и средних (взвешенных с плотностью) кинетических температур

$$\langle T_{{\rm a},i}\rangle = \frac{\int\, n_{{\rm a},i}(x)\,T(x)\,dx}{\int\, n_{{\rm a},i}(x)\,dx}\ . \tag{5.37}$$

Эти физические параметры перечислены в таблице 5.3 в том же порядке, что и результаты из таблицы 5.2.

В заключение отметим еще раз, что при проведении всех тестов предполагалось, что спектр ионизующего излучения известен, т.е. мы использовали один и тот же спектр типа AGN (Mathews, Ferland 1987) как для имитирования абсорбционных профилей, так и для их последующего анализа. В действительности характеристики спектра ионизующего фонового излучения a priori неизвестны. Влияние спектров

Таблица 5.3: Физические параметры, полученные методом MCI (строки 2-12) по абсорбционным спектрам на рис. 5.4. В первой и последней строках перечислены, соответственно, исходные параметры модели B и их медианные оценки

H I, 10^{16}	C II, 10^{13}	C IV, 10^{14}	Si II, 10^{12}	Si IV, 10^{13}	O VI, 10^{12}	H I	C II	C IV	Si II	Si IV	O VI
	Лучевые концентрации, см$^{-2}$					Средние кинетические температуры, 10^4 K					
5.92	5.52	2.76	4.43	1.80	6.22	1.75	1.74	1.88	1.74	1.84	2.16
5.95	5.24	2.86	4.33	1.77	5.14	1.74	1.72	1.93	1.73	1.87	2.14
6.07	5.61	2.65	4.55	1.75	5.90	1.74	1.72	1.89	1.73	1.84	2.14
5.96	5.52	2.77	4.45	1.77	6.05	1.75	1.73	1.91	1.73	1.85	2.32
5.85	5.50	2.79	4.40	1.79	5.55	1.74	1.72	1.89	1.73	1.85	2.14
6.06	5.68	2.86	4.43	1.76	6.64	1.74	1.72	1.91	1.72	1.86	2.12
5.98	5.56	2.82	4.33	1.78	6.13	1.74	1.73	1.87	1.74	1.84	1.97
5.96	5.51	2.74	4.53	1.78	6.30	1.73	1.72	1.92	1.72	1.86	2.31
5.96	5.65	2.87	4.34	1.77	6.07	1.75	1.74	1.89	1.74	1.85	2.21
5.91	5.47	2.55	4.61	1.75	6.48	1.73	1.72	1.89	1.73	1.84	2.24
5.97	5.58	2.79	4.42	1.76	8.73	1.74	1.73	1.90	1.73	1.85	2.26
5.88	5.55	2.83	4.37	1.78	5.98	1.75	1.75	1.90	1.74	1.85	2.10
5.96	5.55	2.79	4.42	1.77	6.07	1.74	1.72	1.90	1.73	1.85	2.14

УФ излучения на значения оцениваемых параметров и решение самосогласованной обратной задачи с одновременной оценкой параметров поглощающего газа и вида спектра фонового излучения рассматривается в следующей главе 6.

5.4 Принцип минимума скорости изменения энтропии и MCI

Как было показано в предыдущем разделе, оценка методом MCI конфигураций $u(x)$ и $n(x)$ не является единственной. Из найденного решения можно получить множество приемлемых конфигураций путем взаимных перестановок элементов $\{u(x_i), n(x_i)\}$ с элементами $\{u(x_j), n(x_j)\}$, при этом профили абсорбционных линий не изменяются.

В данном случае может возникнуть вопрос о наиболее правдоподобной конфигурации полей скорости и плотности. Ниже мы рассмотрим процедуру, позволяющую сравнивать различные конфигурации.

Предлагается найти такую перестановку $\{u(x_i), n(x_i)\}$ из найденного решения $\{u(x), n(x)\}$, которая обеспечивает наименьшую скорость изменения энтропии в абсорбционном облаке. Согласно теореме Пригожина (Prigogine 1967), такая конфигурация соответствует минимальной диссипации и поэтому является наиболее стабильной. Можно предположить, что такая конфигурация является также и наиболее вероятной.

Общий вид уравнения, описывающего скорость изменения энтропии, имеет следующий вид (Landau & Lifshits 1987):

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \int \frac{\kappa(\mathrm{grad}\, T)^2}{T^2} dV + \int \frac{\eta}{2T} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ik} \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \right)^2 dV + \int \frac{\xi}{T} (\mathrm{div}\, \mathbf{v})^2 dV. \quad (5.38)$$

Здесь $\partial S/\partial t$ — скорость изменения энтропии в системе, гидродинамическая скорость $\mathbf{v}$ и температура T — функции координат (x, y, z), dV — элемент объема, κ — коэффициент теплопроводности, η и ξ — первый и второй коэффициенты динамической вязкости.

Выражение (5.38) включает только слагаемые, учитывающие гидро- и термодинамические процессы, т.к. мы предполагаем ионизационное равновесие в каждом элементе объема, что подразумевает отсутствие заметного вклада от радиационного нагрева и охлаждения в скорость изменения энтропии. Второй коэффициент динамической вязкости равен нулю для разреженных моноатомных газов (Chapman & Cowling 1970), и мы не будем его учитывать в дальнейших вычислениях.

Мы также будем полагать, что теплопроводность κ и вязкость η обусловлены в основном турбулентными движениями, что приводит к равенству 1 числа Прандтля (Monin & Yaglom 1975):

$$\mathrm{Pr} = \frac{\eta C_\mathrm{p}}{\kappa} \simeq 1 \ , \quad (5.39)$$

где C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении. Соотношение (5.39) выполняется как для нейтральных, так и для ионизованных газов.

Из наблюдений нам доступна информация только об одной компоненте $v_{\rm x}$ (вдоль луча зрения) вектора скорости $\mathbf{v}$. Поэтому мы не будем учитывать в уравнении (5.38) те слагаемые, которые содержат частные производные, отличные от $\partial v_x/\partial x$. В этом приближении второе слагаемое в правой части (5.38) можно переписать в виде

$$\int \frac{\eta}{2T}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k}+\frac{\partial v_k}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\delta_{ik}\frac{\partial v_j}{\partial x_j}\right)^2 dV = \int \frac{\eta}{2T}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k}+\frac{\partial v_k}{\partial x_i}\right)^2 dV - \frac{4}{3}\int \frac{\eta}{2T}\left(\operatorname{div}\mathbf{v}\right)^2 dV. \tag{5.40}$$

После всех этих упрощений, получается следующая 1D форма уравнения (5.38):

$$\frac{\partial \tilde{S}}{\partial t} = \int \kappa\left[\frac{1}{\tilde{T}^2}\left(\frac{d\tilde{T}}{dx}\right)^2 + \mathrm{Pr}\frac{\sigma_{\rm v}^2}{C_{\rm p}T_0}\frac{\mathcal{A}}{\tilde{T}}\left(\frac{d\tilde{v}_x}{dx}\right)^2\right]dx\ , \tag{5.41}$$

где $\tilde{S}$ — энтропия на единицу площади, $\tilde{v}_x = v_x/\sigma_{\rm v}$, $\tilde{T} = T/T_0$. При этом $\sigma_{\rm v}$ и T_0 — два масштабирующих фактора, типичные значения скорости и температуры внутри рассматриваемой области. Постоянная $\mathcal{A}$ приблизительно равна единице.

Для моноатомного идеального газа $C_{\rm p} = 5nR/2$ (n число грамм-молей, и R универсальная газовая постоянная), и для полностью ионизованного газа $\kappa \propto T^{5/2}$.

Если даны значения κ, Pr, T_0, $C_{\rm p}$ и $\sigma_{\rm v}$, то мы можем найти такую взаимную перестановку величин $\{v_1,\ldots,v_k\}$ и $\{n_1,\ldots,n_k\}$, которая обеспечит минимум выражения (5.41). Найденные таким образом распределения $u(x)$ и $n(x)$ соответствуют системе с наименьшей диссипацией и наибольшим временем жизни.

5.5 Результаты применения процедуры MCI к анализу абсорбционных систем

Метод MCI применялся к анализу многочисленных оптически тонких ($N_{\rm H\,I} < 10^{17}$ см$^{-2}$) абсорбционных систем с металлами, идентифицированных на разных красных смещениях ($1 < z < 4.2$) в спектрах высокого разрешения нескольких квазаров. Результаты изложены в работах Levshakov et al. (2003a,b) и Levshakov et al. (2004). Основные выводы следующие:

1. Дисперсии скоростей крупномасштабных движений газа функционально связаны с размерами поглощающих облаков, что позволяет заключить, что эти системы являются вириализованными и связанными, с большой вероятностью, с далекими галактиками или их гало (см. рис. 5.6). Показано, что некоторые абсорбционные системы обладают характеристиками, типичными для высокоскоростных облаков (HVC), которые наблюдаются в гало нашей Галактики.

2. Содержание металлов в межгалактических абсорберах крайне неоднородно, с вариациями от почти солнечных относительных концентраций до $1/1000$ солнечных. При этом высокометалличные системы перемежаются с системами без металлов (см. пример на рис. 5.7). Такое поведение позволяет считать выброс вещества из галактик основным источником обогащения межгалактической среды металлами.

3. Системы с меньшими размерами имеют систематически бóльшие содержания металлов (см. рис. 5.8).

4. Обнаружен класс систем, имеющих чрезвычайно низкую металличность, $Z \lesssim 0.001 Z_{\odot}$, и размеры вдоль луча зрения порядка сотен кпс. В этих системах отношение [Si/C] не превышает 0.3. Если данные системы являются протогалактическими облаками, обогащенными продуктами звездного нуклеосинтеза ранних звездных популяций, тогда измеренное значение [Si/C] указывает на то, что начальная функция масс этих звездных популяций имеет верхнюю границу $M_{\rm up} < 25\,M_{\odot}$. Тем самым не подтверждается космологический сценарий, в котором на ранних стадиях эволюции Вселенной ($z > 10$) образовывались звезды с массами $M > 100\,M_{\odot}$, что привело бы к отношениям [Si/C] > 1.

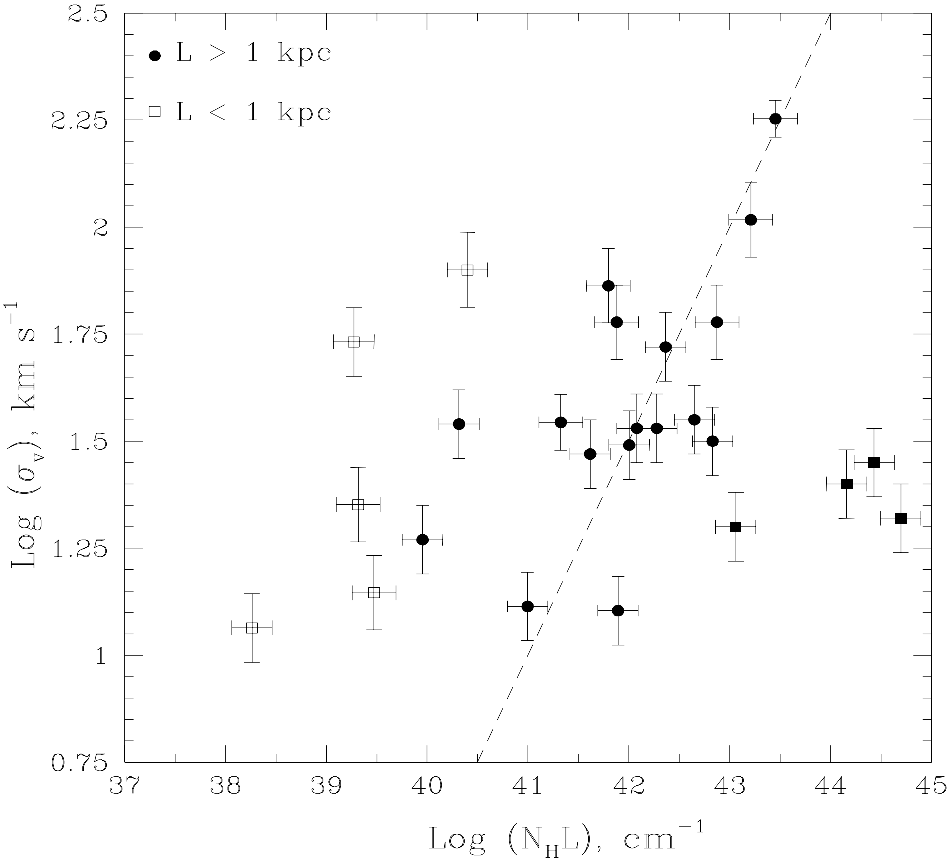

Рис. 5.6: Измеренные значения дисперсии радиальных скоростей, σ_v, в системах с металлами в зависимости от произведения полной лучевой концентрации газа на линейный размер облака вдоль луча зрения, $N_{\rm H}L$. Корреляцию между этими параметрами можно ожидать для вириализованных систем, поскольку $\sigma_v^2 \sim M/L \sim n_{\rm H}L = N_{\rm H}L$, т.е. $\sigma_v \sim (N_{\rm H}L)^{1/2}$. Большинство систем с линейными размерами $L > 1$ кпс расположены вдоль пунктирной линии, имеющей наклон $\kappa \simeq 0.3$, что можно рассматривать как хорошее согласие с ожидаемым соотношением ($\kappa = 0.5$) для вириализованных систем, связанных с галактиками. Системы с меньшими размерами ($L < 1$ кпс) образуются, по-видимому, в высокоскоростных выбросах газа из галактик с активным звездообразованием. Темными квадратами (см. также рис. 5.8) отмечены системы, имеющие размеры порядка 100 кпс, низкие дисперсии скоростей ($\sigma_v \sim 20$ км с$^{-1}$) и чрезвычайно низкие металличности ($Z \sim 0.001 Z_\odot$).

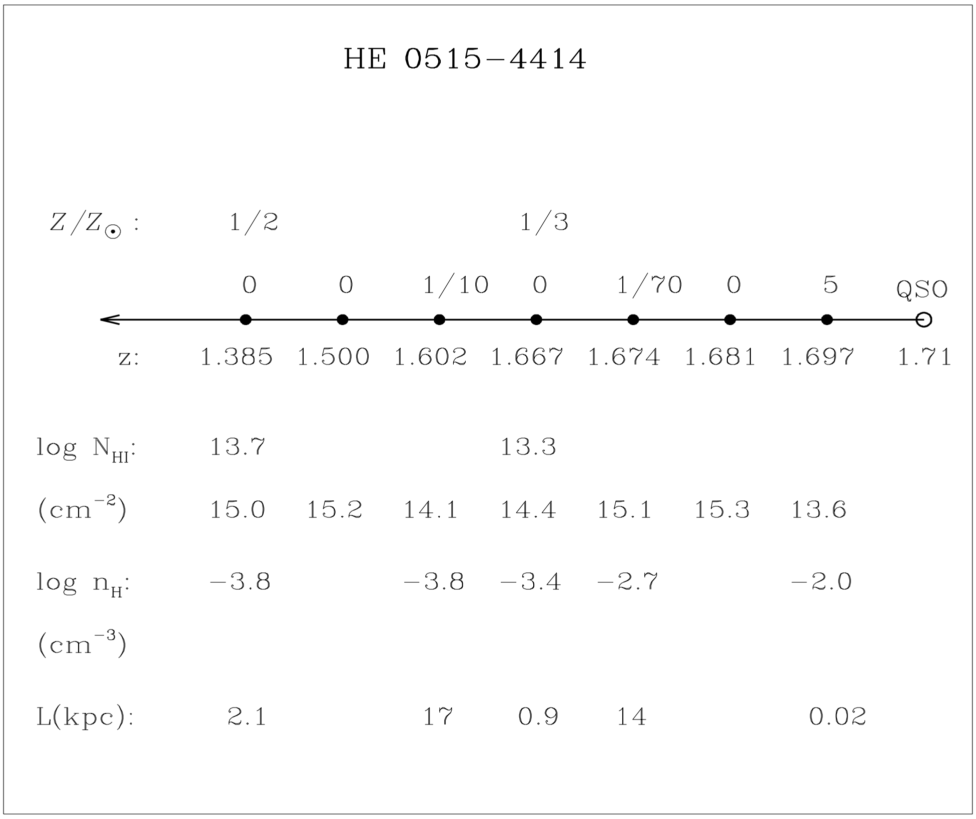

Рис. 5.7: Пример распределения абсорбционных систем вдоль одного луча зрения в направлении на квазар HE 0515–4414 (схематично отмечены точками вдоль оси). Красные смещения абсорбционных систем, $z_{\rm abs}$, и самого квазара, $z_{\rm em}$, подписаны под осью, измеренные металличности ($Z/Z_\odot$) — над осью (два значения в одной вертикальной колонке относятся к двум системам, имеющим близкие красные смещения, $|\Delta v| \leq 150$ км с$^{-1}$). Нулевые металличности означают, что кроме водородных линий лаймановской серии в системах не удается обнаружить других линий атомов или ионов в доступном спектральном диапазоне от 3300 Å до 10000 Å. Абсорбер на $z_{\rm abs} = 1.697$ относится к ассоциированным системам. Соответствующие лучевые и объемные концентрации, а также линейные размеры абсорберов расположены в нижней части схемы. Результаты получены в работе Levshakov et al. (2003b).

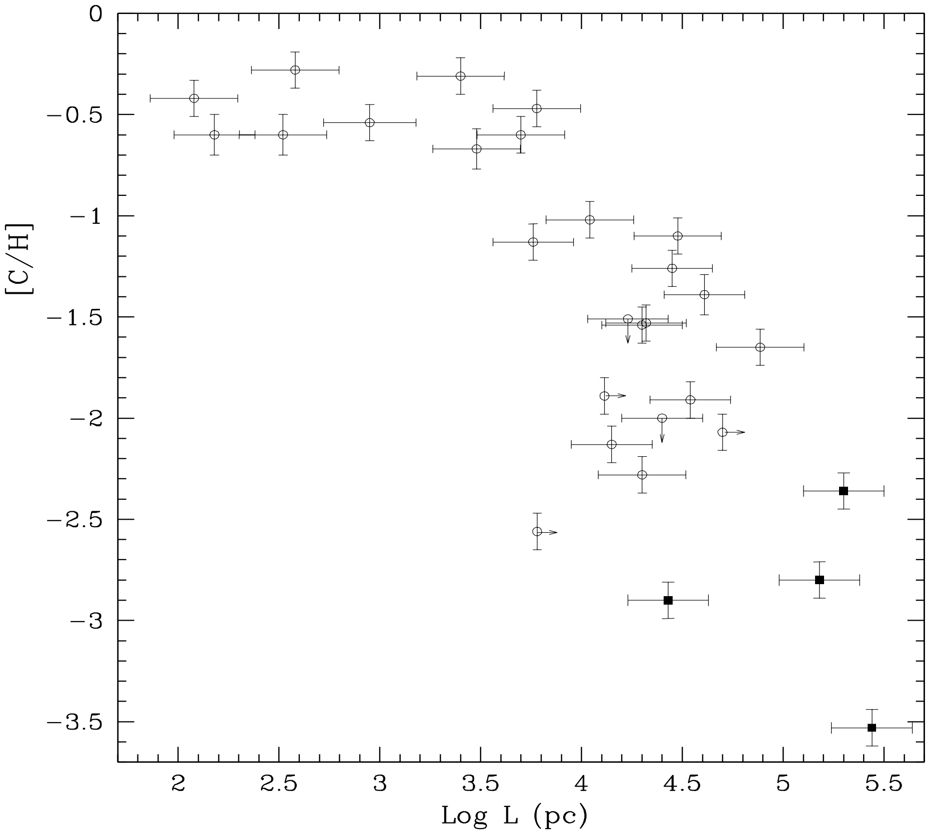

Рис. 5.8: Измеренные относительные концентрации углерода в системах с разными линейными размерами вдоль луча зрения. Систематически более высокое содержание тяжелых элементов наблюдается в более компактных системах. Темными квадратами (см. также рис. 5.6) отмечены системы, имеющие размеры порядка 100 кпс, низкие дисперсии скоростей ($\sigma_v \sim 20$ км с$^{-1}$) и чрезвычайно низкие металличности ($Z \sim 0.001 Z_\odot$).

Глава 6

Спектр ионизующего метагалактического излучения на $z > 1$

6.1 Введение

Исследование распределения энергии ионизующего излучения (spectral energy distribution, SED) в спектре метагалактического происхождения является одной из основных составляющих современной наблюдательной внегалактической космологии. В настоящее время считается, что фоновое ионизующее излучение обусловлено суммарным вкладом от квазаров, активных галактических ядер и звездного населения молодых галактик, а его спектральная форма определяется процессами поглощения в метагалактической среде. Предполагается, что SED эволюционирует за космологическое время из-за различных парциальных вкладов от квазаров и галактик, а также из-за меняющейся непрозрачности метагалактической среды, вызванной вторичной ионизацией водорода и гелия. Поскольку прямое измерение SED на больших красных смещениях затруднено, широкое распространение получили модельные расчеты (например, Haardt, Madau 1996, далее HM).

Из-за сложности и многообразия физических процессов, оказывающих влияние на спектральный фон, такие модели остаются пока еще весьма упрощенными и нуждаются в экспериментальной проверке. Например, форма спектра зависит в значительной степени от распределения облаков Lyα леса — числа абсорбционных линий в единичном интервале красных смещений и единичном интервале лучевых концентраций H I. Это распределение недостаточно хорошо известно. Так, из недавних исследований на телескопе VLT следует, что имеется относительный дефицит сильных абсорберов с $N_{\rm H\,I} > 10^{15}$ см$^{-2}$ на $z < 2$ по сравнению с бо́льшими красными смещениями (Kim et al. 2001). Эти абсорберы являются основным источником непрозрачности в континууме He II, и поэтому их дефицит может привести к более жесткому спектру метагалактического фонового излучения в диапазоне $E > 4$ Ryd, по сравнению с предсказаниями моделей. Другой важной особенностью является тот факт, что при $z < 2$ мы наблюдаем значительные пространственные вариации в плотности абсорбционных линий лаймановского леса (Kim et al. 2002).

Проблема восстановления спектральной формы фонового излучения тесно связана также с вопросом об относительном вкладе УФ излучения от звездного населения галактик и квазаров на разных z. Считается, что светимость квазаров быстро убывает при $z < 2$, в то время как вклад от галактического населения в фоновое излучение становится более значительным (Bianchi et al. 2001; Bolton et al. 2005). Это заключение получено из оценок средней интенсивности фонового излучения на 912 Å. Однако гипотетический вклад от галактик повлиял бы не только на величину средней интенсивности на ионизационном пределе водорода, но и на спектральную форму ионизующего излучения, делая ее более мягкой в диапазоне $\lambda < 912$ Å (Leitherer et al. 1999; Giroux & Shull 1997). Таким образом, восстановление спектральной формы метагалактического излучения дает возможность оценить относительный вклад галактик и квазаров в ультрафиолетовый фон на различных красных смещениях.

Начиная с работ Chaffee et al. (1986) и Bergeron & Stasinska (1986), попытки использования абсорбционных систем в спектрах квазаров для оценок формы спектра метагалактического ионизующего излучения проводились в многочисленных работах. Квазарные абсорберы с линиями ионов Si II–Si IV, C II–C IV, N III, N V, O VI позволяют исследовать спектральный диапазон в области энергий 1 Ryd $< E <$ 10 Ryd. Общепринятая процедура состоит в выборе какой-либо стандартной формы ионизующего излучения, вычисления относительных степеней ионизации различных ионов и сравнения наблюдаемых лучевых концентраций с расчетными. При больших невязках выбирается другой спектр и процедура повторяется. Данный подход можно использовать для получения некоторых качественных характеристик спектра фонового излучения (например, более, менее жесткий при $E >$ 4 Ryd), но его эффективность остается довольно низкой из-за отсутствия четко сформулированной стратегии поиска, что является основным недостатком любого метода 'проб и ошибок'.

В этой главе мы рассмотрим вычислительную процедуру, позволяющую оптимизировать поиск формы спектра фонового ионизующего излучения и организовать пошаговую сходимость в направлении, в котором величина параметра оптимизации улучшается быстрее, чем в любом другом направлении. Процедура основана на методологии поверхности отклика, разработанной в теории планирования эксперимента (Налимов, Чернова 1965; Налимов 1971; Адлер, Маркова, Грановский 1971; Box, Hunter, Hunter 1978). Поскольку эта процедура является расширением MCI, в дальнейшем мы будем называть ее MCISS (MCI + Spectral Shape).

Структура главы 6 следующая. В разделах 6.2 и 6.2.1 приводится описание вычислительного алгоритма и его проверки на искусственных спектрах. Показывается, что MCISS успешно справляется с восстановлением спектральной формы ионизующего излучения по оптически тонким абсорбционным системам. Практическое применение MCISS к анализу наблюдаемых систем изложено в разделе 6.3. Часть из этих систем имеют красные смещения вблизи $z \sim 3$. Этот диапазон красных смещений представляет особый интерес, поскольку он соответствует космологической эпохе, когда He II еще не был полностью ионизован (Reimers et al. 1997). Присутствие в межгалактической среде заметного количества He II влияет на форму спектра фонового ионизующего излучения в диапазоне энергий $E >$ 1 Ryd из-за рекомбинационного излучения линии He II Lyα, двухфотонного излучения и поглощения в континууме He II (Haardt, Madau 1996; Fardal et al. 1998). Обнаружение широких полос поглощения He II Lyα в спектрах пяти квазаров (Vogel & Reimers 1995; Zheng et al. 1998; Anderson et al. 1999; Heap et al. 2000; Smette et al. 2002; Jakobsen et al. 2003; Zheng et al. 2004a) может указывать на непрерывное поглощение в линии He II Lyα в крупномасштабном диффузном межгалактическом газе (эффект Гана-Петерсона, GP) в эпоху $z \sim 3$. Кроме этого, недавние наблюдения на спутнике FUSE леса He II Lyα линий в направлении HE 2347–4342 (Shull et al. 2004; Zheng et al. 2004b) и HS 1700+6416 (Fechner et al. 2006a), объединенные с наземными наблюдениями леса H I Lyα на телескопах VLT и Keck, показали (*i*) значительные вариации параметра η = He II/H I, (*ii*) антикорреляцию между η и N(H I) и (*iii*) систематическое уменьшение η при уменьшении z. Вариации η предполагают изменение параметра $S = J_{912}/J_{228}$, характеризующего 'мягкость' спектра метагалактического фонового излучения (чем выше значение η, тем мягче спектр).

Возможные причины вариаций η связываются с предположением о существовании пространственных флуктуаций метагалактического поля ионизующего излучения в диапазоне $E \gtrsim 4$ Ryd, которые могут быть вызваны разнообразием форм квазарных континуумов, вкладом от звездного населения молодых галактик, эффектами переноса излучения в неоднородных средах и др. Как уже было сказано, теоретический расчет спектров фонового ионизующего излучения с учетом всех этих возможностей остается все еще за рамками технических возможностей, хотя были сделаны попытки объяснения вариаций η с помощью моделирования H I/He II Lyα леса (Maselli & Ferrara 2005; Bolton et al. 2006). Для проверки всех сделанных предположений требуется проведение дополнительных наблюдений спектров квазаров в далекой ультрафиолетовой области на разных красных смещениях и в разных направлениях. Однако прямые измерения линии He II Lyα сопряжены с большими трудностями, вызванными почти полной блокировкой квазарного излучения лежащими на луче зрения системами LLS и DLA. Поэтому предложенный алгоритм восстановления спектральной формы ионизующего излучения по линиям металлов, которые наблюдаются в более удобных спектральных диапазонах, является важным инструментом в исследованиях непрозрачности метагалактической среды на разных красных смещениях.

Результаты главы 6 были получены в основном в работах Levshakov et al. (2003c) и Agafonova et al. (2005, 2006). Применение MCISS к реальным спектрам описано также в работах Reimers et al. (2005a, 2006).

6.2 Процедура восстановления спектральной формы ионизующего фонового излучения, MCISS

Рассматриваются абсорбционные системы, оптически тонкие для ионизующего фонового излучения и содержащие наряду с линиями лаймановской серии атомарного водорода линии ионов металлов, находящихся в различных стадиях ионизации. Метод восстановления спектральной формы ионизующего фонового излучения основывается на методологии поверхности отклика в теории планирования эксперимента (см., например, Box et al. 1978, глава 15). Мы будем использовать частный случай этой теории — планирование экстремального эксперимента, что подразумевает вычислительную процедуру, позволяющую отыскать решение за минимальное количество шагов.

Общая схема метода следующая. На первом шаге выбирается некоторый базовый УФ спектр. С помощью фотоионизационной программы CLOUDY (Ferland 1997) и измеренных лучевых концентраций оценивается средний параметр ионизации, металличность и относительные концентрации химических элементов, входящих в абсорбционную систему. Если наблюдаемые профили абсорбционных линий хорошо описываются с найденными параметрами, это означает, что базовый спектр не противоречит наблюдениям, и процедура заканчивается. Если все профили линий не удается описать и/или возникают какие-либо трудности связанные с достоверностью оцениваемых физических параметров (например, 'экзотические' относительные концентрации элементов), тогда форма базового спектра нуждается в модификации.

Для количественного анализа форма спектра ионизующего излучения должна быть параметризована. В общем случае спектр может быть представлен кусочно-непрерывной функцией, набором степенных и/или экспоненциальных функций, описывающих основные детали его формы. В частной задаче, когда мы интересуемся формой УФ континуума в относительно узком диапазоне энергий 1 Ryd $< E <$ 10 Ryd, ответственном за ионизацию элементов в квазарных абсорбционных системах, можно использовать набор переменных, показанный на рис. 6.1. В теории планирования эксперимента такие переменные называются 'факторами'. Физический смысл выбранных факторов $\{f_i\}_{i=1}^{9}$ следующий.

Первый диапазон между 1 Ryd и аналогом лаймановского скачка в He I (излом в непрерывном спектре) описывается степенной функцией с показателем f_1, ν^{-f_1}, и положением скачка He I f_2. Второй диапазон, между скачками He I и He II (точка A) характеризуется факторами f_3 и f_4 — показателем степени в ν^{-f_3} и положением скачка He II, соответственно. Поскольку в метагалактических спектрах может наблюдаться депрессия в распределении энергии за скачком He II, мы вводим фактор f_5, который характеризует относительную глубину этой депрессии, $f_5 = \log(J_\mathrm{B}/J_\mathrm{A})$, а также фактор f_6 для оценки наклона спектра между точками A и B, ν^{-f_6}. Фактор f_7 используется для оценки наклона спектра между точками B и C, ν^{-f_7}. Для того, чтобы учесть форму эмиссионной детали на 3 Ryd, обусловленную рекомбинационными процессами внутри межгалактических газовых облаков (эмиссия He II Lyα, He II двухфотонное излучение, He II бальмеровский континуум), мы используем факторы f_8 и f_9, характеризующие амплитуду и ширину этой эмиссионной детали, соответственно.

Если энергия, на которой обрезается спектр в далекой УФ области (точка C на рис. 6.1), выбирается выше 100 Ryd, относительные степени ионизации интересующих нас элементов остаются неизменными. Во всех вычислениях, которые обсуждаются ниже, точке C соответствует энергия 128 Ryd, а наклон спектра в диапазоне $E >$ 128 Ryd остается постоянным с показателем степени -1.5. Отметим также, что положения скачков He I и He II могут быть сдвинуты из-за крупномасштабных

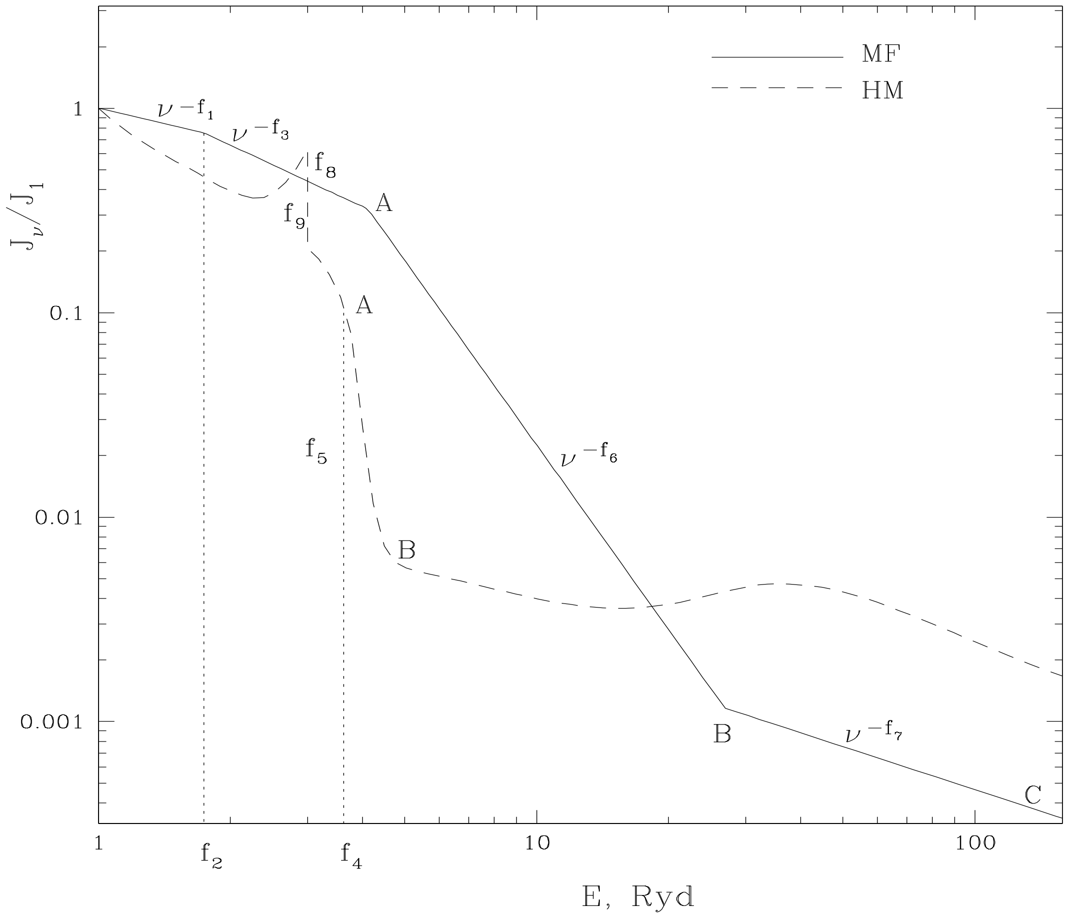

Рис. 6.1: Схематичное изображение спектра метагалактического фонового излучения на $z = 3$ (пунктирная линия), вычисленного в работе Haardt & Madau (1996), а также типичный спектр активного галактического ядра (AGN) из работы Mathews & Ferland (1987), показанный непрерывной линией. Спектры нормированы таким образом, чтобы $J_\nu(h\nu = 1 \text{ Ryd}) = 1$. Эмиссионная деталь на 3 Ryd в метагалактическом спектре обусловлена излучением He II Lyα, He II двухфотонным излучением и He II бальмеровским континуумом от межгалактических облаков. Определения факторов $\{f_i\}$ даны в разделе 6.2.

движений межгалактических облаков и/или эффектов наложения спектров разных типов (например, звездных+метагалактических). Поэтому в общем случае значения f_2 и f_4 не обязательно совпадают с 1.8 Ryd и 4 Ryd, соответственно. Мы можем также ввести в рассмотрение другие факторы для описания специфических деталей в спектре фонового излучения как, например, дополнительная депрессия, вызванная непрерывным поглощением в линии He II Lyα (см. раздел 6.3).

В принятых обозначениях спектр ионизующего излучения определяется как точка $\{f_1, \ldots, f_k\}$ в k-мерном факторном пространстве. Число и выбор факторов зависят от конкретной задачи. Например, метагалактический спектр на $z = 3$, вычисленный в HM, имеет координаты $\{f_1,\, f_4,\, f_5,\, f_6,\, f_7,\, f_8,\, f_9\} = \{\,-1.4,\, 0.55,\, -1.3,\, -13.0, -0.45,\, 0.46,\, 0.11\}$, где f_1 описывает наклон спектра между 1 Ryd и f_4 (все энергии даны в $\log_{10}$). Спектр активного галактического ядра, не прошедший фильтрации метагалактической средой, имеет координаты $\{f_1,\, f_2,\, f_3,\, f_4,\, f_5,\, f_6,\, f_7\} = \{\,-0.5,\, 0.25,\, -1.0,\, 0.61,\, -2.5,\, -3.0, -0.7\,\}$ (Mathews & Ferland 1986; далее MF).

Следующим шагом процедуры восстановления является поиск направления движения в факторном пространстве, которое приведет к более подходящей форме ионизующего излучения. Стартовая ('нулевая') точка задается базовым спектром. Затем вычисляется последовательность новых спектров с помощью варьирования значений факторов вокруг нулевой точки по определенной схеме, называемой 'планированием эксперимента', или просто 'планом'. Мы используем наиболее эффективные многофакторные планы, когда все факторы варьируются одновременно. План представляется матрицей, n строк которой ($n > k$) содержат конкретные значения факторов.

Чтобы получить оценку пригодности для каждого из проверяемых УФ спектров, необходимо определить численную меру $\tilde{\mathcal{R}}$ (обычно называемую 'отклик') таким образом, чтобы бо́льшие значения $\tilde{\mathcal{R}}$ соответствовали бы более высокому качеству подгонки профилей линий. Выбор конкретного вида $\tilde{\mathcal{R}}$ зависит от условий задачи и от той информации, которая была получена на первом шаге с базовым спектром, а также от любой известной *a priori* информации (например, ожидаемые относительные концентрации элементов). Для иллюстрации приведем два примера.

Предположим, что в абсорбционной системе наблюдается ряд линий ионов кремния (Si II, Si III, Si IV) и ионов углерода (C II, C III, C IV) и что с начальным базовым спектром получается переоценка наблюдаемых лучевых концентраций Si II и C IV и недооценка лучевых концентраций Si IV и C II. Тогда отклик может иметь следующий вид $\tilde{\mathcal{R}} = (\text{C II}/\text{C IV})\times(\text{Si IV}/\text{Si II})$, т.е. поиск должен идти по направлению увеличения произведения этих отношений.

Во втором примере рассмотрим абсорбционную систему с линиями Si III, Si IV и C IV. Отношение Si III/Si IV определяет параметр ионизации U. Используя соответствующие значения относительных степеней ионизации Υ_i, мы можем вычислить отношение Si/C = (Si IV/C IV)$\times$($\Upsilon_{\rm C\,IV}/\Upsilon_{\rm Si\,IV}$). Из наблюдений молодых галактик и теоретических расчетов химической эволюции межзвездного вещества известно, что это отношение имеет надежный верхний предел Si/C < 3(Si/C)$_\odot$. Если, например, с базовым спектром получается отношение Si/C $= 10$(Si/C)$_\odot$, тогда поиск модифицированного спектра можно проводить с откликом $\tilde{\mathcal{R}} = \Upsilon_{\rm Si\,IV}/\Upsilon_{\rm C\,IV}$. При этом $\tilde{\mathcal{R}}$ вычисляется для параметра ионизации U, который задается наблюдаемым отношением лучевых концентраций Si III/Si IV (значение U зависит от формы спектра ионизующего излучения). Примеры конкретных систем приводятся в разделе 6.3.

Вычисленные значения откликов $\{\tilde{\mathcal{R}}_i\}_{i=1}^n$ могут быть рассмотрены как точки на некоторой k-мерной поверхности в факторном пространстве. В теории планирования эксперимента эта поверхность носит название ‘поверхность отклика’. Для отыскания направления наиболее быстрого подъема, поверхность отклика должна быть описана некоторой аналитической функцией. В качестве стандартного первого приближения обычно используется линейная модель:

$$\mathcal{R} = \sum_{i=1}^{k} \alpha_i \hat{f}_i + \beta \ , \tag{6.1}$$

в которой коэффициенты $\{\alpha_i\}_{i=1}^k$ отражают эффекты используемых факторов, нормализованные и центрированные факторы обозначены $\hat{f}_i$, $\hat{f}_i = (f_i - f_{0,i})/s_i$, s_i — подходящий масштаб (диапазон варьирования) для i-го фактора, а $\beta = \alpha_0 + \sum_{i,j=1}^k \alpha_{i,j} \hat{f}_i \hat{f}_j$ соответствует вкладу от свободного члена и нелинейного слагаемого, которое учитывает также перекрестные взаимодействия факторов.

Каждый фактор проверяется на двух уровнях: $f_i = f_{0,i} \pm s_i$, где $f_{0,i}$ — значение фактора в нулевой точке. Обычно выбирается $s_i \sim (0.1 - 0.2) f_{0,i}$ для того, чтобы функции отклика при вариации факторов находиться в линейном режиме. Значения $\hat{f}_i$ на верхнем и нижнем уровнях равны, таким образом, $+1$ и -1. Приведем пример

7-факторного плана (Налимов 1971), использованного в некоторых задачах раздела 6.3:

	$\hat{f}_1$	$\hat{f}_2$	$\hat{f}_3$	$\hat{f}_4$	$\hat{f}_5$	$\hat{f}_6$	$\hat{f}_7$	$\tilde{\mathcal{R}}$
$+1$	-1	-1	-1	$+1$	$+1$	$+1$	-1	$\mathcal{R}_1$
$+1$	$+1$	-1	-1	-1	-1	$+1$	$+1$	$\mathcal{R}_2$
$+1$	-1	$+1$	-1	-1	$+1$	-1	$+1$	$\mathcal{R}_3$
$+1$	$+1$	$+1$	-1	$+1$	-1	-1	-1	$\mathcal{R}_4$
$+1$	-1	-1	$+1$	$+1$	-1	-1	$+1$	$\mathcal{R}_5$
$+1$	$+1$	-1	$+1$	-1	$+1$	-1	-1	$\mathcal{R}_6$
$+1$	-1	$+1$	$+1$	-1	-1	$+1$	-1	$\mathcal{R}_7$
$+1$	$+1$	$+1$	$+1$	$+1$	$+1$	$+1$	$+1$	$\mathcal{R}_8$

Первая колонка в этой матрице добавлена для оценки свободного члена β модели (6.1). Такой план носит название 'двухуровневый насыщенный план', поскольку все степени свободы $N = 8$ используются для оценки 8-ми регрессионных коэффициентов ($\{\alpha_i\}_{i=1}^{7}$ и β):

$$\alpha_i = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\hat{f}_{ji}\mathcal{R}_j \ , \tag{6.2}$$

и

$$\beta = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\mathcal{R}_j \ . \tag{6.3}$$

Могут также использоваться и другие планы с различным числом уровней и числом испытаний (строки в матрице плана). Необходимость перехода к более сложным планам выясняется следующим образом. Справедливость линейной модели (6.1) можно проверить с помощью сравнения оценки β' со значением $\mathcal{R}_0$ в нулевой точке, т.е. когда $f_i = f_{0,i}$. Статистическая значимость разности $(\mathcal{R}_0 - \beta')$ указывает на существенный вклад нелинейных членов. В этом случае план эксперимента должен строиться с учетом более высоких порядков.

После того как найдены эффекты $\{\alpha_i\}$ для факторов в модели (6.1), новые значения факторов можно получить из

$$\hat{f}_i^{\mathrm{new}} = f_{0,i} + \Delta\mathcal{R}\, s_i\, \mu_i \ , \tag{6.4}$$

где направляющие косинусы $\mu_i = \alpha_i / \sqrt{\sum_{j=1}^{7} \alpha_j^2}$, а приращение значения отклика $\Delta\mathcal{R}$ выбирается из условия $\chi^2 \sim 1$, которое должно выполняться для каждой абсорбционной линии, включенной в анализ. Максимальное значение $\mathcal{R}$ ищется при движении в факторном пространстве из нулевой точки по градиенту поверхности отклика. Это движение выполняется пошагово до тех пор, пока не будет найдена подходящая форма спектра ионизующего излучения, либо пока не будет достигнута граница области определения факторов. Во втором случае ставится линейный план следующего цикла, и процедура повторяется с использованием последней модификации спектра в качестве нулевой точки.

Начальный набор факторов может быть переизбыточным, т.е. некоторые из эффектов α_i могут оказаться статистически незначимыми. Это означает, что соответствующие детали в спектре не влияют на профили абсорбционных линий. Такие факторы удаляются из модели (6.1), а их значения фиксируются на некотором приемлемом уровне. Оставшиеся m факторов используются для построения соответствующего плана меньшей размерности.

В заключение этого раздела следует остановиться на вопросе о степени неопределенности восстанавливаемого спектра. Спектр ионизующего излучения J_ν определяет скорость процессов фотоионизации Γ_{ij} (с$^{-1}$) через интеграл

$$\Gamma_{ij} = \int\limits_{\nu_{ij}}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu}\, \sigma_{ij}(\nu)\, d\nu \ , \qquad (6.5)$$

в котором $\sigma_{ij}(\nu)$ — сечение фотоионизации на частоте ν для элемента i, находящегося в состоянии ионизации j, и ν_{ij} — частота порога фотоионизации.

В уравнении (6.5) J_ν стоит под интегралом, поэтому оценка формы J_ν относится к классу плохо обусловленных задач (некорректно поставленных), точность решения которых критическим образом зависит от количества ограничений, которые могут быть использованы в процедуре восстановления данных. В применении к нашему случаю это означает, что форма спектра ионизующего излучения может быть восстановлена наиболее точно, если в абсорбционной системе наблюдается большое число линий разных ионов, находящихся в различных стадиях ионизации. Если на-

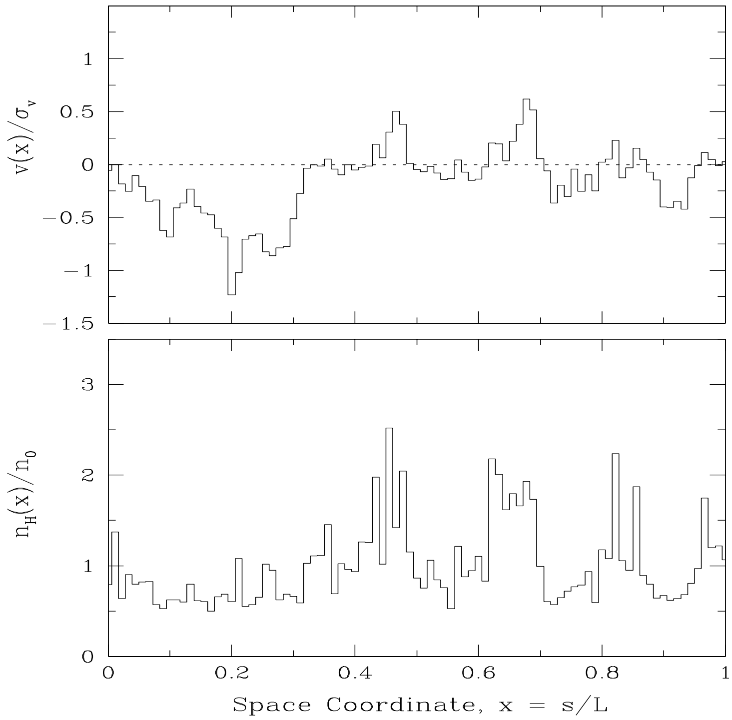

Рис. 6.2: Распределение скорости (верхняя панель) и плотности (нижняя панель) газа вдоль луча зрения, которые используются для расчета искусственных абсорбционных линий, показанных на рис. 6.4.

блюдается только несколько линий, диапазон восстанавливаемого участка спектра уменьшается и уже не покрывает всю область от 1 Ryd до 10 Ryd. Например, линии C III, C IV и O VI позволяют оценить форму спектра только в диапазоне 3 Ryd $< E <$ 4.5 Ryd.

6.2.1 Численная проверка процедуры MCISS

Проверим работоспособность процедуры восстановления формы спектра ионизующего излучения на примере искусственных абсорбционных линий, имитирующих реальные наблюдения. Для расчета модельных профилей линий используем распределения скорости и плотности газа, показанные на рис. 6.2. Исходный спектр фонового

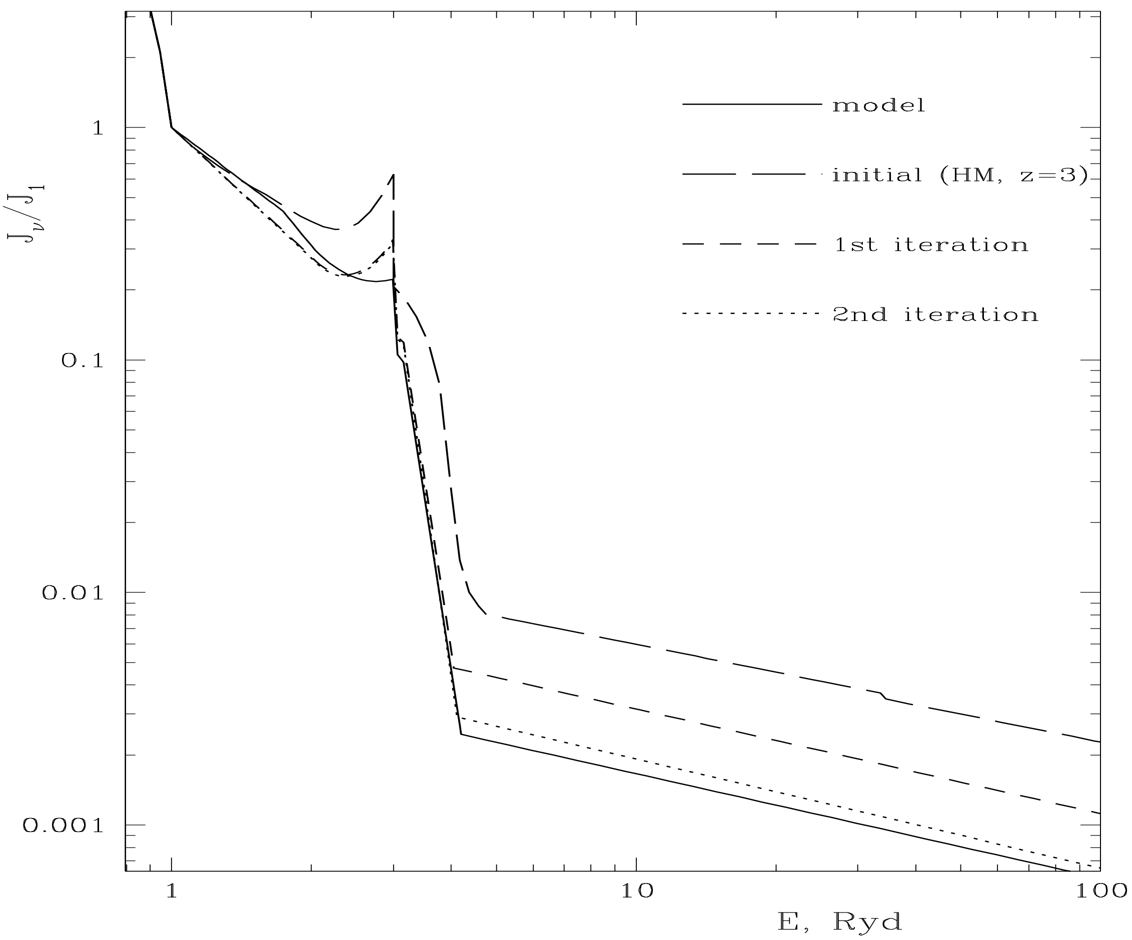

Рис. 6.3: Спектр фонового ионизующего излучения (сплошная линия), используемый для вычисления искусственных абсорбционных линий, показанных на рис. 6.4. В качестве начального приближения (нулевая точка) берется метагалактический спектр на $z = 3$ типа HM (длинный штрих). Результаты первой и второй итераций показаны коротким штрихом и пунктиром, соответственно.

УФ излучения изображен непрерывной линией на рис. 6.3. Физические параметры модели перечислены во второй колонке в таблице 6.1. Рассчитанные профили были свернуты с аппаратной функцией гауссовского типа с FWHM $= 7$ км с$^{-1}$, и к результирующим интенсивностям был добавлен шум с S/N $= 50$. Имитирующие реальные наблюдения профили показаны на рис. 6.4 точками с интервалами неопределенности $\pm 1\sigma$. Принятый спектр может возникнуть в результате комбинации звездного и метагалактического излучения (см., например, Giroux & Shull 1997).

Таблица 6.1: Физические параметры для расчета искусственных профилей, показанных на рис. 6.4

Параметр (1)	Модельные значения (2)	Оценки в нулевой точке (3)	Оценки после 1-ой итерации (4)	Оценки после 2-ой итерайии (5)
U	1.55E-2	5.7E-2	1.3E-2	1.4E-2
$N_{\rm H}$, см$^{-2}$	1.2E19	2.5E18	8.4E18	1.0E19
$\sigma_{\rm v}$, км с$^{-1}$	20.0	17.1	22.2	18.0
$\sigma_{\rm y}$	0.40	0.56	0.50	0.48
$Z_{\rm C}$	8.0E-6	2.7E-5	1.0E-5	9.0E-6
$Z_{\rm Si}$	1.0E-6	3.8E-6	1.6E-6	1.2E-6
N(H I), см$^{-2}$	3.4E15	3.7E15	3.4E15	3.4E15
N(C II), см$^{-2}$	2.5E12	3.0E12	2.9E12	2.6E12
N(C III), см$^{-2}$	8.1E13	5.5E13	6.9E13	7.7E13
N(C IV), см$^{-2}$	9.0E12	9.9E12	9.2E12	8.6E12
N(Si II), см$^{-2}$	3.5E11	4.2E11	3.9E11	3.5E11
N(Si III), см$^{-2}$	5.5E12	5.2E12	5.4E12	5.3E12
N(Si IV), см$^{-2}$	1.9E12	2.2E12	1.8E12	1.9E12

Note: $Z_{\rm X} = N_{\rm X}/N_{\rm H}$

Для использования процедуры MCISS необходимо задание начального спектра ионизующего излучения. В качестве этой нулевой точки выберем модельный спектр HM, показанный на рис. 6.3 линией с длинным штрихом. Форма этого спектра описывается семью факторами $\{ f_1, f_4, f_5, f_6, f_7, f_8, f_9 \}$, значение которых обсуждалось в предыдущем разделе. Единственное изменение касается фактора f_1, который теперь описывает наклон спектра между 1 Ryd и скачком He II, точкой f_4. Вместо рассмотренных в разделе 6.2 отношений лучевых концентраций при расчете откликов $\tilde{\mathcal{R}}$ будем использовать относительные степени ионизаций Υ_i, соответствующие среднему значению параметра ионизации U [при заданной металличности лучевая концентрация иона N_i пропорциональна $\Upsilon_i(\bar{U})$]. Оптимизация заканчивается при достижении условия $\chi^2 \lesssim 1$ для каждой абсорбционной линии, включенной в анализ.

Физические параметры, оцененные для спектра HM (нулевая итерация) при наименьшем значении $\chi^2_{\rm tot}$, перечислены в колонке 3, таблица 6.1. Соответствующие про-

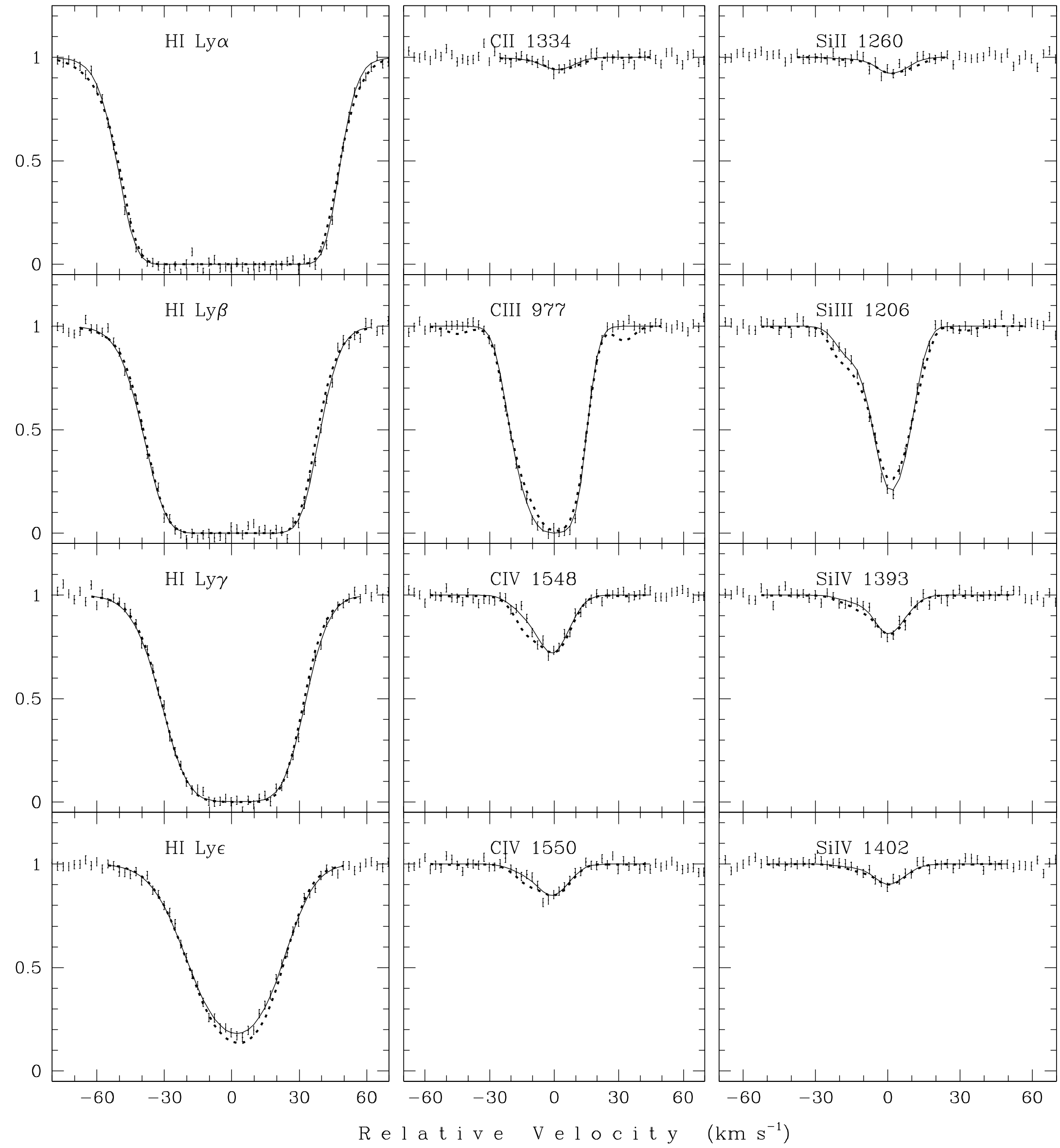

Рис. 6.4: Профили искусственных линий водорода и металлов показаны точками с интервалами неопределенности $\pm 1\sigma$. MCI решение в нулевой точке (см. рис. 6.3) изображается пунктирной линией. Непрерывные кривые показывают профили, найденные с модифицированным во второй итерации спектром фонового ионизующего излучения (пунктирная линия на рис. 6.3).

фили абсорбционных линий показаны на рис. 6.4 пунктирной линией. Как и следовало ожидать, не все абсорбционные линии удается согласованно подогнать, поскольку выбранный УФ спектр отличается от исходного. Из рис. 6.4 хорошо видно, что интенсивности линий C III и Si III получаются недооцененными, а интенсивность C IV переоценена.

Для расчета откликов выберем следующее выражение

$$\tilde{\mathcal{R}} = \log\left(\frac{\Upsilon_{\rm C\,III}}{\Upsilon_{\rm C\,IV}}\frac{\Upsilon_{\rm Si\,III}}{\Upsilon_{\rm Si\,II}}\right)\,, \qquad (6.6)$$

дополненное условием $\log(\Upsilon_{\rm Si\,III}/\Upsilon_{\rm Si\,IV}) \gtrsim 0.4$. Это означает, что доли соответствующих ионов вычисляются при таком значении параметра ионизации U, которое определяется условием $\log(\Upsilon_{\rm Si\,III}/\Upsilon_{\rm Si\,IV}) \gtrsim 0.4$.

Выбранные факторы варьируются на двух уровнях в соответствии с 7-факторным насыщенным планом, который генерирует 8 новых модификаций УФ спектров. Эти спектры являются входными данными для CLOUDY, с помощью которой мы рассчитываем относительные степени ионизации химических элементов, и затем вычисляем значения откликов. После этого находятся эффекты $\{\alpha_i\}$, проверяется линейность модели и определяется новая модификация УФ спектра, которая соответствует продвижению в факторном пространстве по градиенту поверхности отклика.

Новое решение для формы спектра фонового излучения показано на рис. 6.3 линией с коротким штрихом. Соответствующие физические параметры перечислены в колонке 4, таблица 6.1. Подгонка теоретических профилей к ‘наблюдениям’ улучшается, хотя линии C III, C IV и Si IV показывают все еще большие значения χ^2. Поэтому выполняем еще один цикл процедуры MCISS с тем же самым набором факторов, но уже с измененной формой отклика

$$\tilde{\mathcal{R}} = \log\left(\frac{\Upsilon_{\rm C\,IV}}{\Upsilon_{\rm C\,II}}\frac{\Upsilon_{\rm Si\,IV}}{\Upsilon_{\rm Si\,II}}\right)\,, \qquad (6.7)$$

дополненной двумя ограничениями $\log(\Upsilon_{\rm C\,III}/\Upsilon_{\rm C\,IV}) > 0.9$ и $\log(\Upsilon_{\rm Si\,III}/\Upsilon_{\rm Si\,IV}) > 0.5$.

Полученный после второго шага спектр показан на рис. 6.3 пунктиром, а теоретические профили изображены непрерывными линиями на рис. 6.4. Оцененные физические параметры представлены в колонке 5, таблица 6.1. На этом шаге подгонка всех абсорбционных линий показывает хорошее согласие с ‘наблюдениями’, и процедура оптимизации может считаться законченной.

Проведенный тест показывает одновременно и эффективность процедуры MCISS и ее ограничения. Начиная анализ с некоторого стандартного спектра, мы смогли восстановить существенные детали исходного фонового излучения такие, как глубину скачка He II и его сдвиг в сторону меньших энергий. С другой стороны, тонкие детали в исходном спектре (небольшой скачок на 1.8 Ryd и малоконтрастная эмиссионная деталь на 3 Ryd) не могут быть воспроизведены при принятом уровне шума в данных. Чтобы оценить параметры этих деталей требуется более высокое отношение S/N.

6.3 Применение процедуры MCISS к анализу межгалактических абсорбционных систем

В этом разделе приводятся результаты анализ ряда абсорбционных систем, идентифицированных в спектрах далеких квазаров. Рассматриваемые системы удалены от источников континуального излучения на космологические расстояния. Основная цель — восстановление физических параметров абсорбционных облаков одновременно с оценкой формы спектра фонового ионизующего излучения. В вычислениях использовались лабораторные длины волн и силы осцилляторов из таблиц Мортона (Morton 2003) для $\lambda > 912$ Å. Атомные данные для переходов с длинами волн $\lambda < 912$ Å взяты из Verner et al. (1994). Солнечный состав химических элементов брался из работы Asplund et al. (2005).

6.3.1 Система $z_{\rm abs} = 2.9171$, квазар HE 0940–1050

Наблюдения квазара HE 0940–1050 ($B = 16.6$, $z_{\rm em} = 3.06$) из обзора Hamburg/ESO (Reimers et al. 1995, 1996; Reimers, Wisotzki 1997; Wisotzki et al. 2000) были проведены в широком спектральном диапазоне на 8.2 м телескопе VLT (ESO, Чили) с использованием эшельного спектрографа UVES (Ultraviolet-Visual Echelle Spectrograph) в марте/апреле 2000 (Levshakov et al. 2003c; далее LACM). Спектральное разрешение составляло 6.6–7.1 км с$^{-1}$ (FWHM) и отношение S/N $\simeq 60 - 100$.

Мы подтвердили отождествление нескольких абсорбционных систем с линиями металлов на красных смещениях $z_{\mathrm{abs}} = 1.06$, 1.918, 2.32 и 2.82 в спектре низкого разрешения (4 Å), найденных в работе Reimers et al. (1995), и обнаружили новую систему с $z_{\mathrm{abs}} = 2.917$ ($N_{\mathrm{H\,I}} = 3.2 \times 10^{17}$ см$^{-2}$), которая оказалась чрезвычайно обедненной металлами, $Z = 0.001\, Z_{\odot}$ (LACM). Мы также обнаружили, что наблюдаемые интенсивности линий поглощения не согласуются с модельным спектром фонового излучения типа HM. Наилучшее согласие между наблюдаемыми и вычисленными профилями получалось с модифицированным спектром, в котором эмиссионная деталь на 3 Ryd усилена по сравнению с моделью HM. Этот результат был получен методом 'проб и ошибок'. Позже эта система была проанализирована заново с использованием процедуры MCISS в работе Agafonova et al. (2005). Результаты этой работы приводятся ниже.

Если использовать в качестве нулевого базового спектра модельный спектр HM на $z = 3$, то рассчитанные профили будут выглядеть так, как показано на рис. 6.5 пунктиром. Хорошо видно, что интенсивность линии Si II $\lambda 1260$ Å получается переоцененной, в то время как профили C II $\lambda 1334$ Å и Si IV $\lambda 1393$ Å недооценены. Относительно линии C III $\lambda 977$ Å сделать однозначных выводов не представляется возможным, поскольку она расположена в области Lyα леса, где существует высокая вероятность блендирования с водородной абсорбцией.

Модельный спектр фонового излучения HM можно описать тем же набором из 7 факторов, который использовался в разделе 6.2.1. Для расчета откликов была выбрана следующая форма

$$\tilde{\mathcal{R}} = \log \left(\frac{\Upsilon_{\mathrm{C\,II}}}{\Upsilon_{\mathrm{C\,IV}}} \frac{\Upsilon_{\mathrm{Si\,IV}}}{\Upsilon_{\mathrm{Si\,II}}} \right) . \tag{6.8}$$

В качестве матрицы плана использовался 7-факторный план из раздела 6.2. На первом шаге итерации было обнаружено резкое понижение интенсивности в спектре ионизующего излучения на 3 Ryd и значительно усиленная ре-эмиссионная деталь He II по сравнению с базовым спектром HM (пунктирная кривая на рис. 6.6). С модифицированным спектром получалась лучшая подгонка наблюдаемых профилей (все линии углерода, включая C III, показывали теперь $\chi^2 \sim 1$), но профили Si II и Si IV

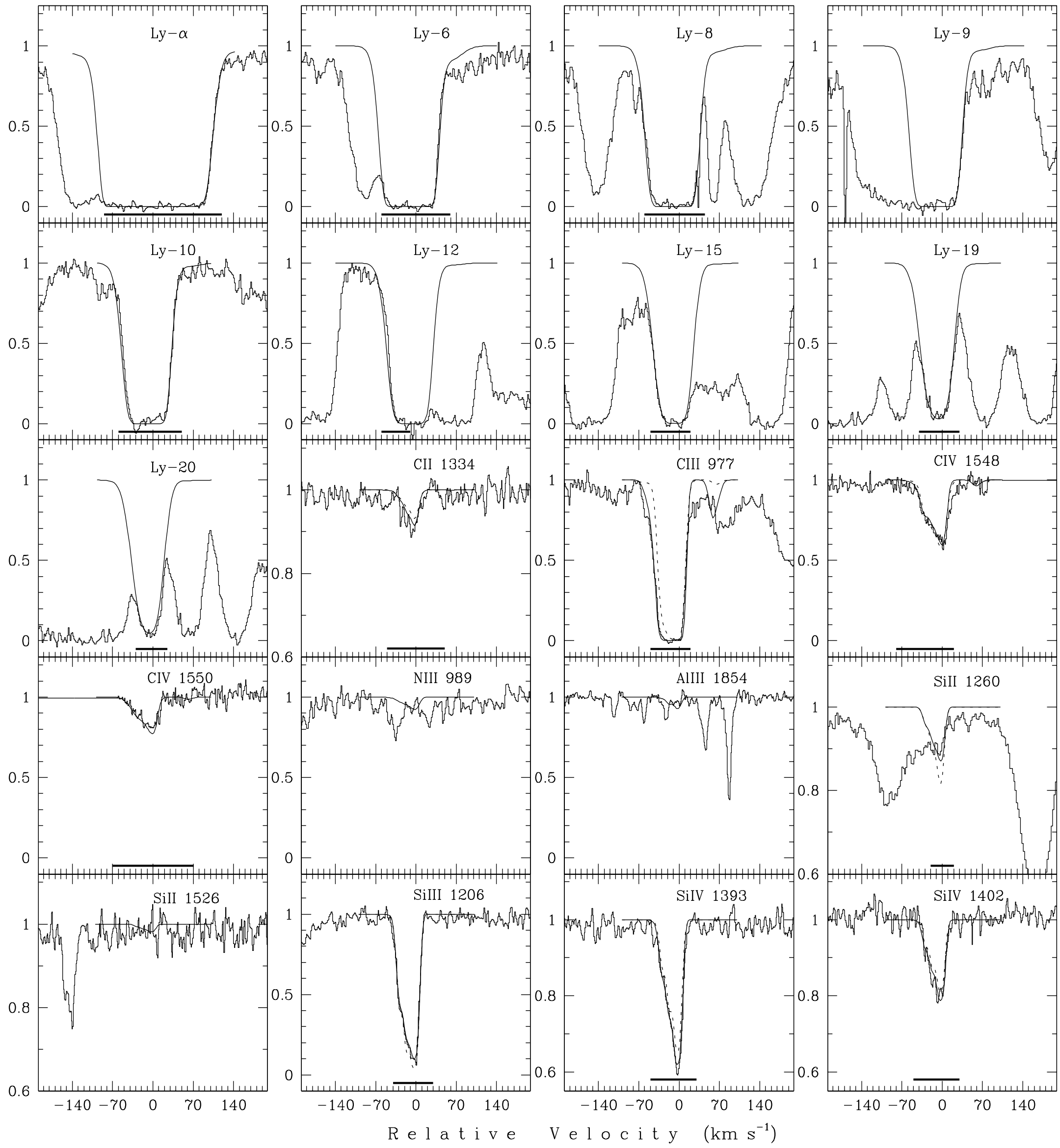

Рис. 6.5: Линии поглощения водорода и металлов в системе $z_{\rm abs} = 2.9171$ в спектре квазара HE 0940–1050 (гистограммы). Расчетные профили, вычисленные с метагалактическим спектром HM на $z = 3$ (непрерывная кривая на рис. 6.6), показаны пунктиром. Профили, полученные с модифицированным УФ спектром (кривая с коротким штрихом на рис. 6.6), показаны непрерывной линией. Соответствующие физические параметры перечислены в колонке 2, таблица 6.2. Профили (или части профилей), включенные в процедуру оптимизации, отмечены горизонтальными отрезками внизу панелей. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.9171$.

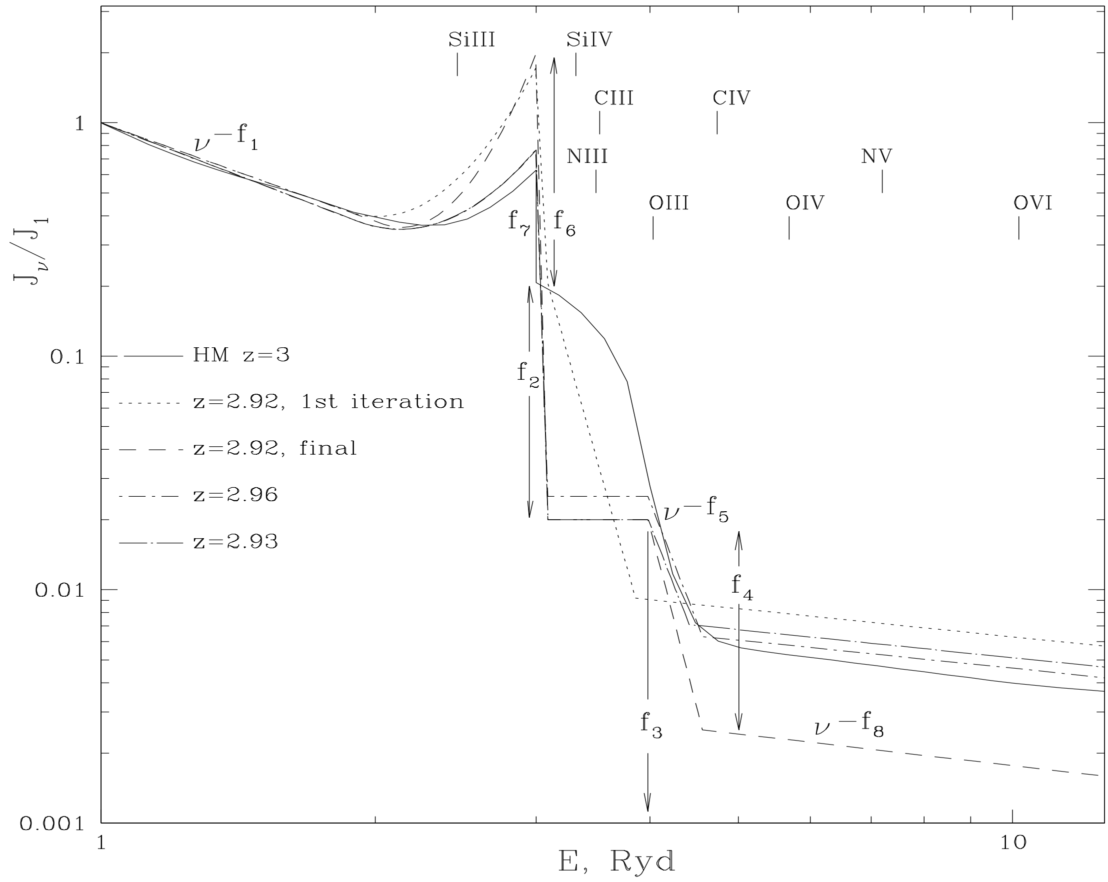

Рис. 6.6: Формы спектров ионизующих излучений, восстановленные по различным абсорбционным системам. В качестве базового спектра используется модельный спектр HM на $z = 3$. Положения пределов ионизации для разных ионов отмечены вертикальными отрезками. Определение факторов $\{f_i\}$ дано в разделе 6.3.1.

оставались пере- и недооцененными, соответственно.

На следующем итерационном шаге был использован тот же набор факторов и тот же план, но с дополнительными ограничениями $\log(\Upsilon_{\rm C\,III}/\Upsilon_{\rm C\,IV}) < 1$ и $\log(\Upsilon_{\rm Si\,III}/\Upsilon_{\rm Si\,IV}) > 0.1$, чтобы обеспечить согласованную подгонку линий C III и Si III. Однако мы не добились каких-либо улучшений на этом этапе. Попытка ввести дополнительные факторы, учитывающие скачок He I (см. рис. 6.1), или использовать другие формы откликов также не привела к успеху.

Решение было найдено после проведения серии модельных вычислений (используя CLOUDY) по переносу излучения в плоско-параллельном абсорбционном слое. Для ионизующего спектра типа HM параметр $\eta = N_{\rm He\,II}/N_{\rm H\,I} > 50$. Оптическая толщина абсорбера с $N_{\rm H\,I} = 3 \times 10^{17}$ см$^{-2}$ в лаймановском континууме водорода близка к единице. Однако его оптическая толщина в континууме He II значительно превышает 1. Излучение в континууме He II эффективно поглощается и частично перерабатывается в излучение эмиссионной линии He II λ304 Å Lyα, двухфотонной эмиссии и в эмиссии бальмеровского континуума. В результате в фоновом ионизующем излучении HM при прохождении через такое облако образуется глубокая депрессия на 4 Ryd и усиленная эмиссия на 3 Ryd. Поэтому значительная эмиссионная деталь в области $E \lesssim 3$ Ryd в спектре ионизующего излучения, восстановленного в системе $z_{\rm abs} = 2.92$, обусловлена, по-видимому, автоэмиссией самого облака.

Однако в восстанавливаемом спектре депрессия начиналась не на 4, а на 3 Ryd, и эта деталь воспроизводилась при всех расчетах с различными формами откликов и различными наборами факторов. В то же время модельные вычисления с CLOUDY показывают, что диапазон 3 Ryd $< E <$ 4 Ryd остается неизменным при прохождении внешнего излучения через облако, т.е. если во внешнем излучении нет депрессии между 3 Ryd и 4 Ryd, то она не может возникнуть в самом облаке. Это означает, что депрессия в области $E \lesssim 3$ Ryd вызывается внешними причинами. Мы предположили, что такое понижение интенсивности в спектре ионизующего излучения может быть вызвано непрерывным поглощением в линии He II Lyα в диффузном метагалактическом газе (эффект Гана-Петерсона на He II) и в дискретных облаках леса H I Lyα. Непрерывное поглощение в линии He II Lyα приводит к образованию полосы поглощения в коротковолновом диапазоне, начиная от 304 Å$\times(1 + z_{\rm em})$. В сочетании с поглощением в континууме ($E \geq 4$ Ryd) это приводит к волнообразной структуре в форме спектра фонового излучения на $E \gtrsim 3$ Ryd. В первом приближении такая структура может быть описана простой ступенькой (см. рис. 6.6).

После этого рассмотрения был введен новый набор факторов, учитывающий возможную форму спектра в виде ступеньки в диапазоне 3 Ryd $< E <$ 4 Ryd: f_1 — наклон спектра между 1 Ryd и 3 Ryd; f_2 — глубина полосы поглощения He II Lyα;

f_3 — положение скачка He II; f_4 — глубина депрессии в континууме He II; f_5 — наклон спектра в зоне скачка He II; f_6, f_7 — высота и ширина реэмиссионной детали He II; f_8 — наклон спектра в континууме He II. В последующем анализе было обнаружено, что факторы f_3 и f_4 оказывают слабое влияние на решение и поэтому их значения были зафиксированы на 4 Ryd и -0.45, соответственно.

Окончательная форма спектра ионизующего излучения, восстановленная с этим набором факторов, показана на рис. 6.6 линией с короткими штрихами. Соответствующие профили абсорбционных линий изображаются сплошными линиями на рис. 6.5, а найденные физические параметры представлены во второй колонке таблицы 6.2. Оцененная лучевая концентрация He II равна 2.8×10^{19} см$^{-2}$, что дает $\eta = 87$.

В данной задаче восстановленный спектр ионизующего излучения можно рассматривать как усредненный (эффективный) спектр, вызывающий наблюдаемые интенсивности линий. Форма этого спектра отражает как детали метагалактического фонового излучения (депрессии между 3 и 4 Ryd на рис. 6.6), так и локальные особенности процессов переноса в самом облаке (усиленная реэмиссия He II Lyα, глубокая депрессия на 4 Ryd). Для восстановления истинных метагалактических спектров необходимы абсорбционные системы, оптически тонкие в лаймановском континууме He II, т.е. системы с $N_{\rm H\,I} \lesssim 10^{15}$ см$^{-2}$.

6.3.2 Система $z_{\rm abs} = 2.9659$, квазар Q 0347–3819

Впервые эта система изучалась в работе Levshakov et al. (2003a). Позже мы перенаблюдали этот квазар на VLT/UVES с полным перекрытием спектрального диапазона и бо́льшим временем экспозиции. В результате были получены высококачественные абсорбционные спектры с разрешением FWHM $\simeq 6$ км с$^{-1}$ и S/N =50-100. Результаты этих наблюдений, проанализированные в Agafonova et al. (2005), приводятся ниже.

Линии атомарного водорода и металлов, отождествленные в этой системе, показаны на рис. 6.7 (гистограммы). В этом случае не удается использовать ни линию C II $\lambda 1334$ Å (интенсивность которой ниже предела детектирования), ни линию Si II

Таблица 6.2: Физические параметры абсорбционных систем с линиями металлов, найденные с помощью процедуры MCISS (верхние пределы приводятся на уровне 1σ)

Параметр[a] (1)	$z_{\rm abs} = 2.9171$ HE 0940–1050 (2)	$z_{\rm abs} = 2.9659$ Q 0347–3819 (3)	$z_{\rm abs} = 2.9375$ HE 0940–1050 (4)	$z_{\rm abs} = 1.9426$ J 2233–606 (5)
U_0	2.46E-2	2.26E-2	1.87E-1	1.97E-2
$N_{\rm H}$, см$^{-2}$	6.00E20	7.22E17	3.19E19	3.20E19
$\sigma_{\rm v}$, км с$^{-1}$	28.4	14.2	35.2	33.5
$\sigma_{\rm y}$	0.75	0.54	0.70	0.75
$Z_{\rm C}$	3.8E-7	1.02E-4	3.0E-6	5.3E-5
$Z_{\rm N}$	$\lesssim$ 1.3E-8	9.0E-6	...	4.9E-6
$Z_{\rm O}$	...	...	1.2E-5	< 3.0E-4
$Z_{\rm Mg}$	...	...	...	1.2E-5
$Z_{\rm Al}$	$\lesssim$ 3.8E-9	...	...	8.0E-7
$Z_{\rm Si}$	4.9E-8	2.9E-5	...	9.9E-6
$[Z_{\rm C}]$	–2.8	–0.38	–1.90	–0.66
$[Z_{\rm N}]$	$\lesssim$ –3.7	–0.82	...	–1.1
$[Z_{\rm O}]$	...	...	–1.57	< –0.2
$[Z_{\rm Mg}]$	...	...	...	–0.44
$[Z_{\rm Al}]$	$\lesssim$ –2.8	...	...	–0.52
$[Z_{\rm Si}]$	–2.8	–0.05	...	–0.51
N(H I), см$^{-2}$	3.2E17	3.4E14	5.6E14	2.5E16
N(C II), см$^{-2}$	5.8E12	≤9.0E11	...	4.0E13
N(Mg II), см$^{-2}$	...	...	...	5.3E12
N(Si II), см$^{-2}$	8.9E11	...	...	5.6E12
N(C III), см$^{-2}$	2.0E14	4.8E13	5.7E12	1.0E15
N(N III), см$^{-2}$	$\lesssim$ 7.8E12	4.3E12	...	9.8E13
N(Al III), см$^{-2}$	$\lesssim$ 2.2E11	...	...	1.5E12
N(Si III), см$^{-2}$	1.2E13	3.8E12	...	7.9E13
N(C IV), см$^{-2}$	2.4E13	1.8E13	9.2E12	3.9E14
N(Si IV), см$^{-2}$	7.6E12	6.0E12	...	5.8E13
N(N V), см$^{-2}$	...	...	...	9.2E12
N(O VI), см$^{-2}$	...	...	4.2E13	< 1.4E14
$\langle T \rangle$, K	2.8E4	1.3E4	3.7E4	1.8E4
N(He II)[b], см$^{-2}$	2.8E19	2.1E16	8.2E16	1.1E18
η[b]	87	62	146	44

[a] $Z_{\rm X} = N_{\rm X}/N_{\rm H}$; $[Z_{\rm X}] = \log(N_{\rm X}/N_{\rm H}) - \log(N_{\rm X}/N_{\rm H})_\odot$.
[b]Предсказанные величины.

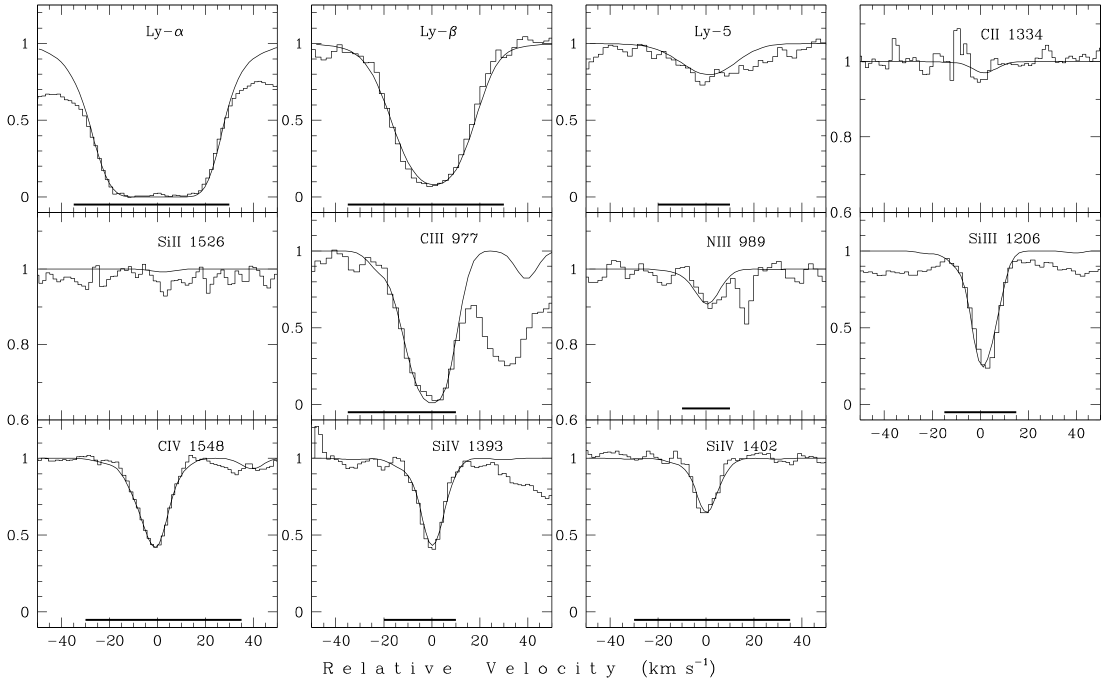

Рис. 6.7: Линии поглощения водорода и металлов в системе $z_{\rm abs} = 2.9659$ в спектре квазара Q 0347–3819 (гистограммы). Расчетные профили, вычисленные с восстановленным спектром фонового излучения (пунктирная линия с коротким штрихом на рис. 6.6), показаны непрерывными линиями. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.2, колонка 3. Горизонтальные отрезки отмечают участки профилей, включенных в процедуру оптимизации. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.9659$.

λ1260 Å, которая блендирована. Это приводит к тому, что роль линии C III λ977 Å в процедуре восстановления спектра фонового излучения становится решающей, поскольку подгонка линий Si III, Si IV и C IV может успешно осуществляться для широкого класса спектров УФ излучения (единственное ограничение [Si/C] < 0.5). Следует отметить, что хотя мы не нашли каких-либо признаков блендирования линии C III с линиями металлов из других абсорбционных систем, мы не можем исключить полностью возможности частичного блендирования со структурой Lyα леса. Поэтому приведенные ниже результаты могут рассматриваться как корректные только в том случае, когда линия C III чистая.

Вычисления с базовым спектром НМ показали, что интенсивность линии C III получается значительно меньше, чем наблюдаемая. Мы проводили вычисления с двумя наборами факторов, без учета и с учетом возможной полосы поглощения He II Lyα. В обоих случаях удавалось найти подходящую форму спектра ионизующего излучения, которая обеспечивала хорошую подгонку профилей наблюдаемых линий. Однако спектр, не содержащий поглощения He II Lyα, имел чрезвычайно усиленную эмиссионную деталь на 3 Ryd и был гораздо более жестким в диапазоне $E > 4$ Ryd по сравнению со спектром HM. Поскольку лучевая концентрация нейтрального водорода в этой системе равна $N_{\rm H\,I} = 3.4 \times 10^{14}$ см$^{-2}$ и система оптически тонкая в континууме He II, то такой спектр не имеет в данном случае физического обоснования.

Восстановленная форма спектра с депрессией в диапазоне 3 Ryd $< E <$ 4 Ryd показана на рис. 6.6 пунктирной линией с коротким штрихом. Расчетные профили изображены сплошными линиями на рис. 6.7, а соответствующие им физические параметры расположены в таблице 6.2, колонка 3. Поскольку глубина полосы поглощения He II Lyα (фактор f_2) довольно сильно влияет на относительные степени ионизации ионов, ее значение измеряется с хорошей точностью, лучшей, чем 0.1 dex. Глубина депрессии в континууме He II (фактор f_4) оценивается с точностью 0.15 dex. Предсказанная лучевая концентрация He II равна 2.1×10^{16} см$^{-2}$ ($\eta = 62$), и поэтому облако действительно оптически тонкое в континууме He II, $\tau^{\rm cont}_{\rm He\,II} \simeq 0.03$.

Таким образом, восстановленный спектр ионизующего излучения совпадает в этом случае со спектром фонового метагалактического излучения, поскольку он не искажается внутри абсорбера. Принимая во внимание оценку глубины полосы поглощения He II Lyα, можно рассчитать непрозрачность метагалактической среды в линии He II Lyα на $z \sim 3$: $\tau_{\rm He\,II} = 2.1 \pm 0.2$.

6.3.3 Система $z_{\rm abs} = 2.9375$, квазар HE 0940–1050

В абсорбционной системе на $z_{\rm abs} = 2.9375$ (HE 0940–1050) мы отождествили линии C III λ977 Å, C IV $\lambda\lambda$1548, 1550 Å и O VI λ1037 Å (вторая линия O VI λ1031 Å блен-

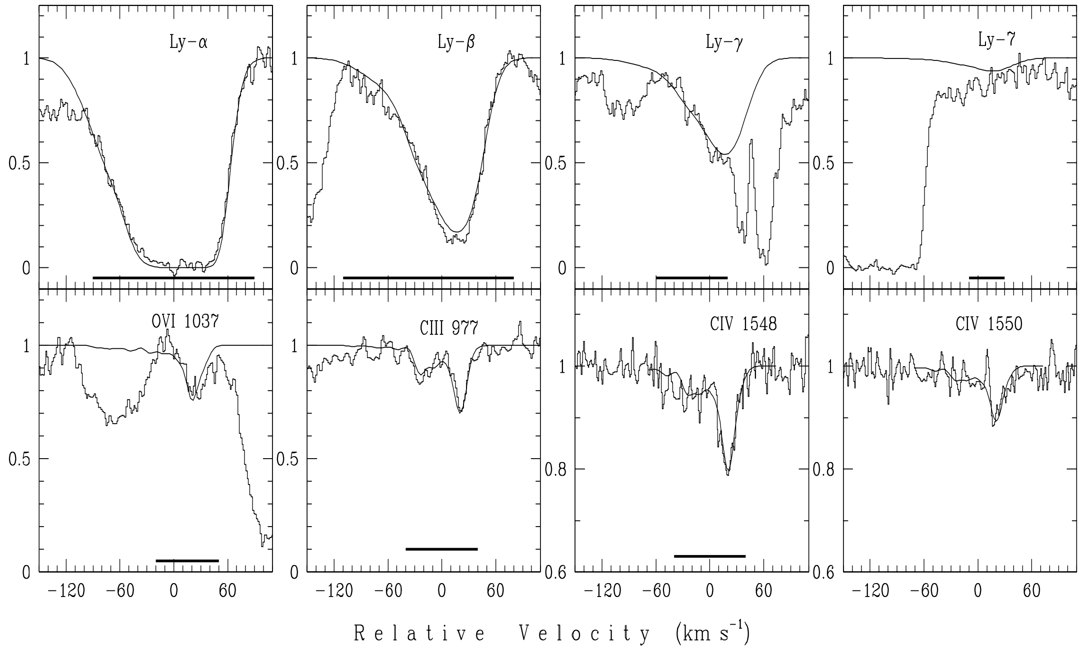

Рис. 6.8: Аналогично рис. 6.7, но для системы $z_{\rm abs} = 2.9375$ в направлении на квазар HE 0940–1050. Расчетные профили, вычисленные с восстановленным спектром фонового излучения (пунктирная линия с длинным штрихом на рис. 6.6), показаны непрерывными линиями. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.2, колонка 4. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.9375$.

дирована, как и обе линии резонансного дублета N V $\lambda\lambda 1238, 1242$ Å) (рис. 6.8). Для линий O VI $\lambda 1037$ Å и C III $\lambda 977$ Å остается вероятность частичного блендирования с абсорбционными линиями Lyα леса, однако бленды с линиями металлов не обнаружены. Как и в предыдущем случае, результаты анализа справедливы, если наблюдаемые интенсивности в профилях линий не искажены в значительной степени блендами.

Профили двух линий одного элемента наряду с одной линией другого элемента могут быть адекватно подогнаны с использованием довольно широкого класса спектров ионизующего излучения. Однако различные спектры будут приводить к отличающимся относительным концентрациям химических элементов. Это позволяет наложить ограничения на выбор подходящих спектров. В нашем случае удобно использовать отношение [O/C]. Измерения [O/C] в галактических и внегалактических областях H II и в звездах гало с дефицитом металлов указывают на надежный верхний предел [O/C] < 0.5 (Henry et al. 2000; Akerman et al. 2004).

Вычисления с базовым спектром HM приводят к [O/C] > 1, что указывает на неадекватность нулевого приближения. Для выполнения условия [O/C] < 0.5 необходимо, чтобы спектр был либо более жестким (на 0.5 dex) в диапазоне $E > 4$ Ryd, либо он должен иметь дополнительную депрессию на $E \gtrsim 3$ Ryd. Второе предположение выглядит более правдоподобным, т.к. ступенькообразная форма спектра УФ излучения в диапазоне $E \gtrsim 3$ Ryd была обнаружена на $z_{\rm abs} = 2.9171$ вдоль этого же луча зрения (см. раздел 6.3.1). Понижение интенсивности в спектре фонового излучения в области 3 Ryd < E < 4 Ryd сильно влияет на отношение C III/C IV, в результате чего наблюдаемое отношение реализуется при более высоком параметре ионизации по сравнению со спектром HM, и, следовательно, соответствующая доля O VI выше.

Используя спектр HM в качестве начального приближения и меняя глубину полосы поглощения He II Lyα (однофакторный эксперимент), можно найти удовлетворительную подгонку наблюдаемых линий с [O/C] < 0.5. Полученная форма спектра показана на рис. 6.6 линией с длинным штрихом. Рассчитанные профили нарисованы сплошными линиями на рис. 6.8, а соответствующие физические параметры приведены в таблице 6.2, колонка 4. Неопределенность глубины ступеньки равна 0.1 dex при условии, что интенсивность излучения в области $E > 4$ Ryd берется на уровне модельного спектра HM. Предсказанная лучевая концентрация однократно ионизованного гелия $N_{\rm He\,II} = 8.2 \times 10^{16}$ см$^{-2}$ соответствует $\eta = 146$, что почти в 2.5 раза выше, чем в системе $z_{\rm abs} = 2.9659$.

6.3.4 Система $z_{\rm abs} = 1.9426$, квазар J 2233–606

Данная система изучалась в работах Prochaska & Burles (1999), D'Odoroco & Petitjean (2001) и Levshakov et al. (2002). Благодаря объединению данных, полученных на

VLT/UVES и HST/STIS, спектр этого квазара известен в широком диапазоне. Нам удалось отождествить множество линий атомарного водорода и металлов (рис. 6.9). К сожалению, важная линия C II $\lambda 1334$ Å блендирована линией водорода из лаймановского леса, а линия C II $\lambda 1036$ Å лежит в слишком зашумленном участке спектра. Однако эта система представляет большой интерес из-за редкого сочетания отождествленных в ней низкоионизованных (Si II, Mg II) и высокоионизованных (N V) ионов.

Вычисления с базовым спектром HM (непрерывная линия на рис. 6.10) дают удовлетворительный результат почти для всех наблюдаемых профилей, кроме линий N III и N V $\lambda\lambda 1238, 1242$ Å, интенсивности которых остаются пере- и недооцененными, соответственно.

Модификация базового спектра проводилась с двумя наборами факторов, с учетом и без учета возможного вклада от эффекта Гана-Петерсона на гелии. В качестве отклика использовалось произведение отношений $\Upsilon_{\rm N\,V}/\Upsilon_{\rm N\,III}, \Upsilon_{\rm C\,II}/\Upsilon_{\rm C\,IV}$, и $\Upsilon_{\rm Si\,IV}/\Upsilon_{\rm Si\,III}$. Все испытания указывали на то, что для согласованной подгонки линий ионов азота спектр фонового излучения должен быть значительно более жестким на $E > 4$ Ryd, чем модельный спектр HM. К сожалению, из-за высокого шума в диапазоне линии C II $\lambda 1036$ Å не удается сделать выбор между формами спектра со ступенькой на 3 Ryd и без нее. Оба вида модифицированного спектра (пунктирная и штриховая линии на рис. 6.10) приводят к хорошей подгонке наблюдаемых профилей. Расчетные профили показаны сплошными линиями на рис. 6.9, а соответствующие физические параметры находятся в таблице 6.2, колонка 5. Полученные данные позволяют установить верхний предел для возможного эффекта Гана-Петерсона на $z = 2$: $\tau_{\rm He\,II} < 1.8$.

Предсказанная лучевая концентрация гелия $N_{\rm He\,II} = 1.1 \times 10^{18}$ см$^{-2}$ ($\eta = 44$) дает $\tau^{\rm cont}_{\rm He\,II} = 1.5$. В принципе, облако с такой оптической толщиной может заметно ослабить интенсивность фонового излучения в диапазоне $E > 4$ Ryd. Наблюдение же линий N III и N V ясно указывает на жесткий УФ спектр в этой области. Это противоречие может быть объяснено двумя способами: либо N V образуется преимущественно во внешних частях облака, где падающее излучение еще не ослаблено поглощением в

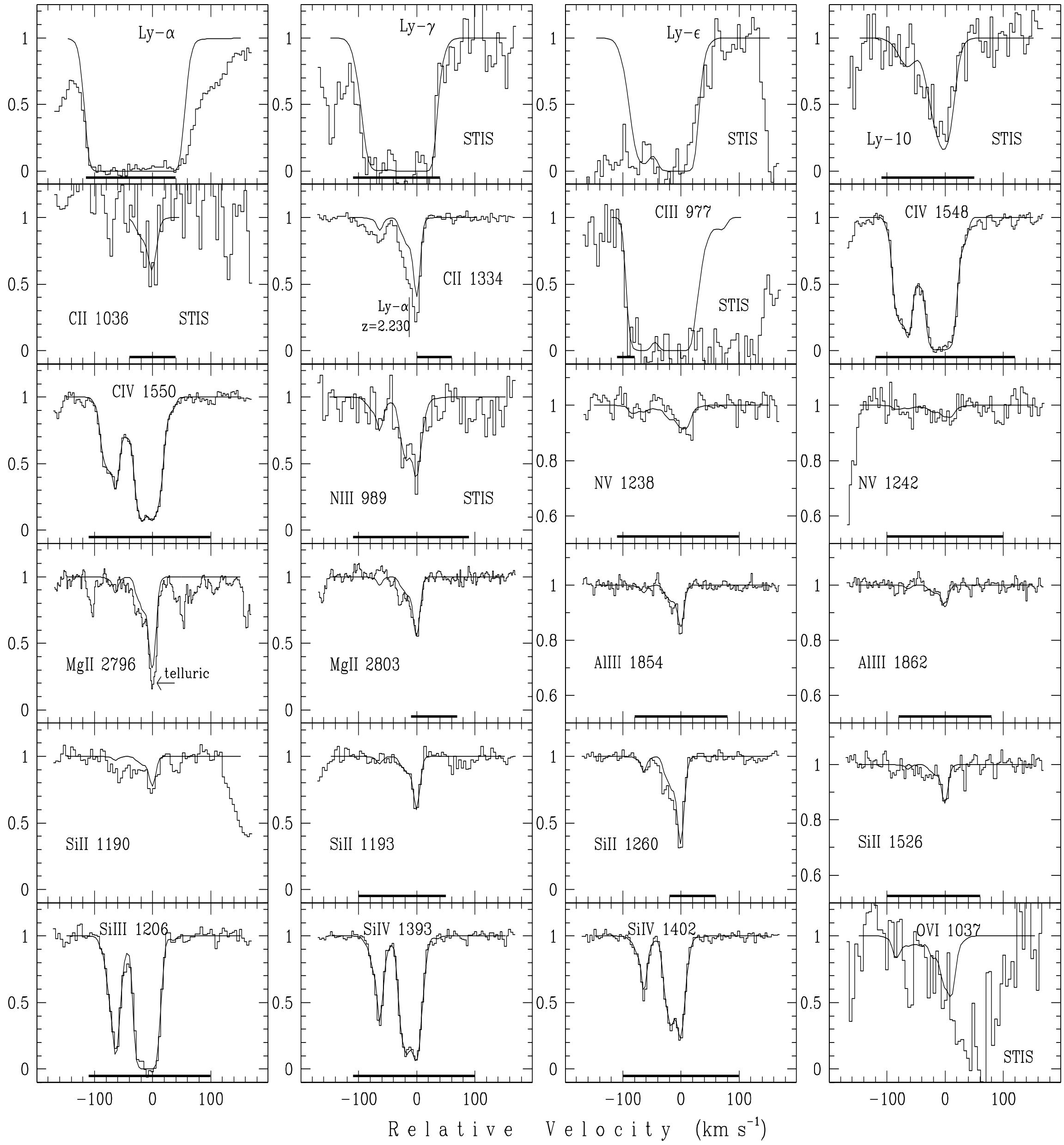

Рис. 6.9: Аналогично рис. 6.7, но для системы $z_{\rm abs} = 1.9426$ в направлении на квазар J 2233–660. Расчетные профили, вычисленные с восстановленным спектром фонового излучения (пунктирная или штриховая линии на рис. 6.10), показаны непрерывными линиями. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.2, колонка 5. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 1.9426$.

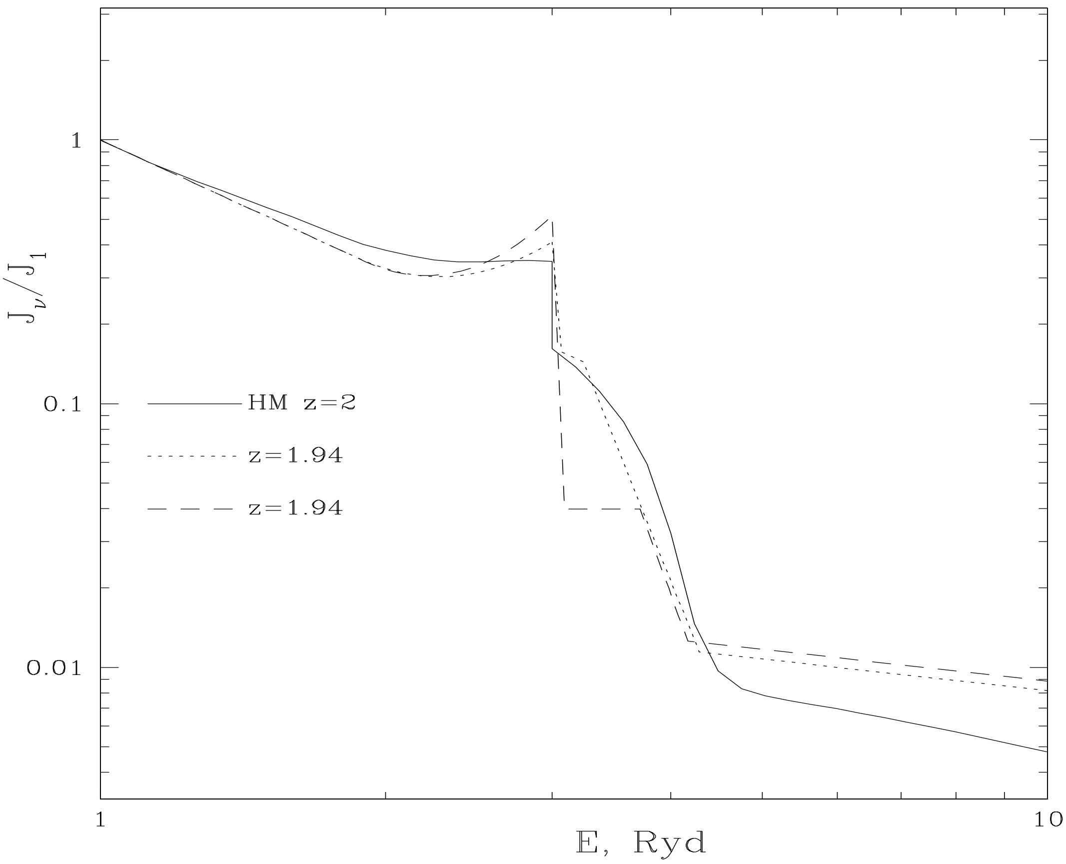

Рис. 6.10: Спектры фонового ионизующего излучения, восстановленные по системе $z_{\rm abs} = 1.9426$ (J 2233–606). В качестве базового спектра используется спектр HM на $z = 2$. Детали приведены в тексте.

континууме He II, либо вариации плотности вдоль луча зрения приводят к меньшей эффективной оптической толщине. В обоих случаях мы приходим к заключению, что метагалактический спектр ионизующего излучения на $z \sim 2$ более жесткий в области $E > 4$ Ryd, чем модельный спектр HM на $z \lesssim 2$.

6.3.5 Система $z_{\rm abs} = 1.8073$, квазар HS 0747+4259

Ультрафиолетовый спектр квазара HS 0747+4259 ($z_{\rm em} = 1.90$, $V = 15.8$; Reimers et al. 1998) в диапазоне от 2136 Å до 2970 Å был получен на HST/STIS с разрешением FWHM ≈ 10 км с$^{-1}$. В более длинноволновом диапазоне этот квазар наблюдался на

KECK/HIRES с разрешением FWHM ≈ 8 км с$^{-1}$. Шум в результирующем спектре систематически возрастает при уменьшении длины волны от S/N ~ 30 на 4500 Å до S/N ~ 5 на 3200 Å. В спектре этого квазара мы отождествили 25 абсорбционных систем с линиями металлов, 6 из которых оказались пригодными для задачи оценки формы спектра УФ фонового излучения. Отобранные системы лежат в диапазоне от $z = 1.46$ до $z = 1.87$, дополняя таким образом диапазон бо́льших красных смещений, рассмотренный в разделах 6.3.1-6.3.5.

Рассмотрим первую из отобранных систем, имеющую красное смещение $z_{\rm abs} = 1.8073$. На этом красном смещении была отождествлена сложная трехкомпонентная система абсорбционных линий разных ионов, показанная на рис. 6.11. К сожалению, не все профили наблюдаемых линий удалось обработать качественно. Из-за высокого шума вычитание фона затруднено для O III λ832 Å, O IV λ788 Å и, вероятно, C III λ977 Å. Предварительные вычисления показали, что система состоит из трех компонент с различными физическими характеристиками: системы низкой ионизации в диапазоне радиальных скоростей -90 км с$^{-1} < v < 0$ км с$^{-1}$ (компонента A) и 0 км с$^{-1} < v < 80$ км с$^{-1}$ (компонента B), в которых наблюдаются линии C II–C IV, Si II–Si IV и O II–O IV, а также накладывающаяся на них система высокой ионизации, которая проявляется только в линиях ионов C IV и O VI на -20 км с$^{-1} < v < 20$ км с$^{-1}$ (компонента C) и, возможно, в линиях O IV, O VI на 30 км с$^{-1} < v < 50$ км с$^{-1}$ и в O VI на -70 км с$^{-1} < v < -20$ км с$^{-1}$.

В дальнейшем компоненты A, B и C анализируются отдельно. Расчеты для компонент A и B проводились с базовым спектром HM на $z = 1.8$ (показан непрерывной линией на рис. 6.12). Найденные физические параметры приведены в таблице 6.3, колонки 2 и 4. Из-за невысокого отношения S/N оказалось возможным воспроизвести почти все профили линий в пределах ошибок, т.е. базовый спектр HM мог бы рассматриваться как подходящий для описания ионизационных состояний в обоих системах. Однако небольшая переоценка интенсивности Si IV λ1393 Å в компоненте A и недооценка интенсивностей C II λ1334 Å и Si II λ1260 Å в компоненте B (штриховые линии на рис. 6.11) указывают на возможное отклонение формы спектра иони-

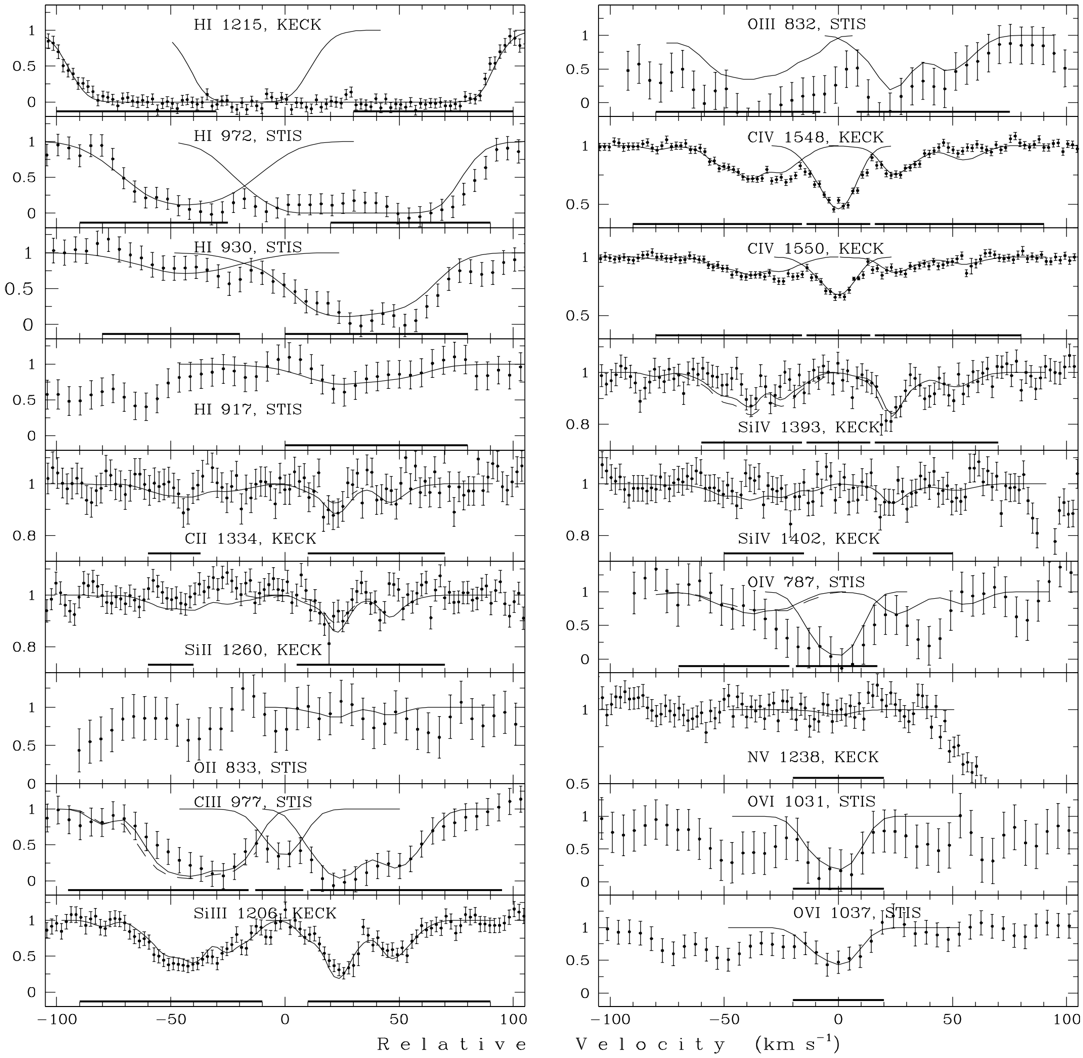

Рис. 6.11: Линии поглощения в системе $z_{\rm abs} = 1.8073$, квазар HS 0747+4259. Нормированные на локальный континуум интенсивности показаны точками с уровнями неопределенности $\pm 1\sigma$. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 1.8073$. Расчетные профили, вычисленные с восстановленным спектром фонового излучения S1 (рис. 6.12), показаны непрерывными линиями. Найденные физические параметры перечислены в таблице 6.3, колонки 3, 5 и 6 (подсистемы A, B и C, соответственно). Штриховыми линиями отмечены профили, вычисленные с базовым спектром HM96 (рис. 6.12) для физических параметров из таблицы 6.3, колонки 2 и 4. Горизонтальные отрезки отмечают участки профилей, включенных в процедуру оптимизации. Неотмеченные профили рассчитаны на заключительном шаге, т.е. с использованием распределений скорости $v(x)$ и плотности $n(x)$, найденных по другим линиям металлов.

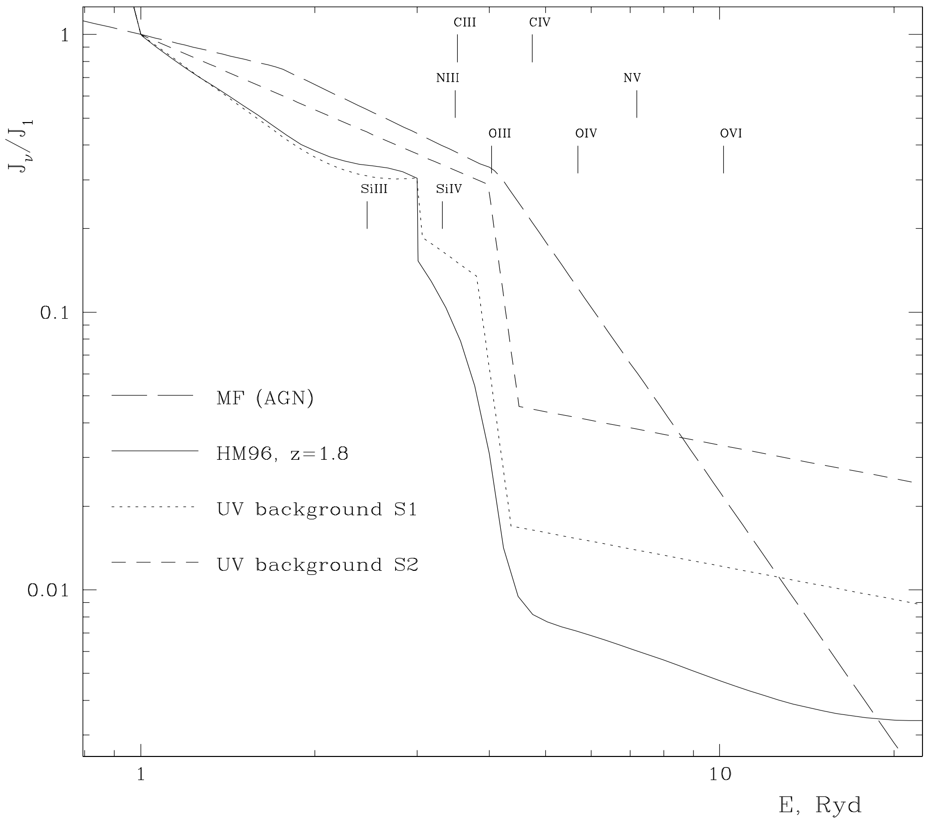

Рис. 6.12: Схематичное изображение спектров фонового метагалактического ионизующего излучения на $z = 2$ (сплошная линия) и спектра активного галактического ядра (линия с длинным штрихом) по результатам работ Haardt & Madau (1996) и Mathews & Ferland (1987), соответственно. Спектры нормированы таким образом, чтобы $J_\nu(h\nu = 1 \text{ Ryd}) = 1$. Положения ионизационных пределов для различных ионов отмечены вертикальными отрезками. Результаты процедуры восстановления MCISS показаны пунктирной линией (S1) и линией с коротким штрихом (S2). Детали приводятся в тексте.

зующего излучения от базовой. Низкое отношение S/N и плохое вычитание фона ограничивают эффективность применения процедуры MCISS в этом случае. Поэтому воспользуемся методом 'проб и ошибок', проделав вычисления для нескольких ионизующих спектров. Так спектр, отмеченный на рис. 6.12 S1, обеспечивает более качественную подгонку профилей по сравнению со спектром HM. Профили для компонент A и B, рассчитанные со спектром S1 и физическими параметрами из колонок

3 и 5, таблица 6.3, показаны непрерывными линиями на рис. 6.12. Часть абсорбции C IV в диапазоне -30 км с$^{-1} < v < 15$ км с$^{-1}$ не включалась в вычисления из-за возможного вклада от компоненты C.

Что касается высокоионизованной компоненты C, ее линии H I полностью скрыты под водородной абсорбцией компоненты B. Верхний предел на лучевую концентрацию H I наряду с измеренными лучевыми концентрациями для линий C III $\lambda977$ Å, C IV $\lambda\lambda1548, 1550$ Å, O IV $\lambda832$ Å и O VI $\lambda\lambda1031, 1037$ Å приведены в колонке 6, таблица 6.3.

Ширина линий O VI (FWHM) равна 24 км с$^{-1}$, что соответствует при чисто тепловом уширении кинетической температуре $T_{\rm kin} \sim 1.6 \times 10^5$ K. Согласно расчетам Sutherland & Dopita (1993), максимальная концентрация иона O VI при столкновительной ионизации достигается при $T_{\rm kin} = 3 \times 10^5$ K и быстро уменьшается при понижении температуры. Из этого следует, что компонента C могла возникнуть либо в газе, ионизованном в прошлом ударной волной и остывающим (рекомбинирующим) на момент формирования абсорбционного спектра (стадия неравновесной ионизации), либо в сильно разреженном газе, находящимся в фотоионизационном равновесии с фоновым излучением, которое должно быть достаточно жестким, чтобы обеспечить наблюдаемую лучевую концентрацию O VI (например, такое как HM96 или S1, показанные на рис. 6.12).

В целом, найденные физические параметры для всего абсорбционного комплекса на $z_{\rm abs} = 1.8073$, — низкоионизованные компактные области ($L \lesssim 0.2$ кпс) относительно высокой металличности, погруженные в высокоионизованный газ, — напоминают характеристики газа, наблюдаемых в ‘сверхпузырях’ (superbubble) в галактиках с повышенной активностью звездообразования (Heckman et al. 2001). При этом предполагаемая близость к лучу зрения некоторой галактики делает интересной проверку подгонки наблюдаемых профилей со спектром ионизующего излучения со значительной звездной составляющей, т.е. со спектром, который более мягкий при $E > 3$ Ryd по сравнению с квазарным (типа HM). Вычисления показали, что любой тип спектров, более мягких, чем HM, не согласуется с наблюдаемыми интенсивностями линий

Таблица 6.3: Физические параметры для системы $z_{\rm abs} = 1.8073$ квазара HS 0747+4259, полученные процедурой MCISS с использованием спектров фонового ионизующего излучения типа HM и его модификации S1 (см. рис. 6.12). Лучевые концентрации в единицах см$^{-2}$

	компонента A		компонента B		компонента C[d]
	$-90 < v < 0$, км с$^{-1}$		$0 < v < 80$, км с$^{-1}$		$-20 < v < 20$, км с$^{-1}$
Параметр[a]	HM96	S1	HM96	S1	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
U_0	8.1E-3	4.5E-3	6.2E-3	4.1E-3	
$N_{\rm H}$	1.2E18	7.7E17	7.6E18	4.7E18	
$\sigma_{\rm v}$, км с$^{-1}$	15.0	13.0	19.8	23.5	
$\sigma_{\rm y}$	0.55	0.60	0.68	0.64	
$Z_{\rm C}$	8.3E-5	1.0E-4	1.2E-5	1.7E-5	
$Z_{\rm O}$	2.5E-4	3.6E-4	4.2E-5	6.0E-5	
$Z_{\rm Si}$	1.1E-5	1.6E-5	1.8E-6	2.9E-6	
$[Z_{\rm C}]$	-0.47	-0.37	-1.30	-1.15	
$[Z_{\rm O}]$	-0.27	-0.10	-1.04	-0.90	
$[Z_{\rm Si}]$	-0.46	-0.31	-1.25	-1.04	
N(H I)	1.4E15	(1.4 ± 0.4)E15	1.0E16	(1.2 ± 0.3)E16	<3.0E14
N(C II)	3.6E12[b]	4.3E12[b]	4.8E12	(7.0 ± 2.0)E12	...
N(O II)	8.1E12[b]	1.0E13[b]	1.2E13[b]	2.2E13[b]	...
N(Si II)	4.9E11[b]	5.6E11[b]	6.9E11	(9.0 ± 3.0)E11	...
N(C III)	7.0E13	5.5E13[c]	7.3E13	6.0E13[c]	(1.0 ± 0.3)E13[e]
N(O III)	2.2E14	2.0E14[c]	2.5E14	2.1E14[c]	...
N(Si III)	5.8E12	(6.1 ± 0.9)E12	8.4E12	(8.1 ± 1.2)E12	...
N(C IV)	1.7E13	(1.50 ± 0.15)E13	1.1E13	(1.1 ± 0.1)E13	(1.9 ± 0.2)E13
N(O IV)	5.6E13	(6.2 ± 2.0)E13	4.9E13[b]	5.0E13[b]	(2.9 ± 0.9)E14[e]
N(Si IV)	3.4E12	(2.6 ± 0.4)E12	2.2E12	(2.0 ± 0.4)E12	...
N(N V)	...	...	...	...	$\leq$2.0E12
N(O VI)	...	...	...	...	(1.10 ± 0.25)E14
$\langle T \rangle$, K	1.3E4	1.5E4	2.0E4	2.0E4	
$n_{\rm H}$, см$^{-3}$	3.3E–3	6.6E–3	5.0E–3	7.6E–3	
L, kpc	0.13	0.04	0.5	0.2	

[a] $Z_{\rm X} = N_{\rm X}/N_{\rm H}$; $[Z_{\rm X}] = \log(N_{\rm X}/N_{\rm H}) - \log(N_{\rm X}/N_{\rm H})_\odot$; [b] вычислено с использованием распределений скорости и плотности, оцененных по профилям металлов, отмеченных горизонтальными отрезками на рис. 6.11; [c] оценка ошибок затруднена из-за плохого вычитания фона; [d] лучевые концентрации для абсорбции O VI в диапазонах -70 км с$^{-1} < v < -20$ км с$^{-1}$ и 30 км с$^{-1} < v < 50$ км с$^{-1}$ не приводятся из-за возможного блендирования с линиями Lyα леса (наблюдаемые интенсивности O VI λ1032 и λ1037 не согласованы); [e] возможно блендирование.

и, более того, звездные спектры приводят к переоценке относительного содержания углерода по сравнению с кремнием ([C/Si] > 0). Насколько нам известно, такое соотношение никогда не наблюдалось в областях H II и не предсказывается теоретически.

6.3.6 Система $z_{\rm abs} = 1.7301$, квазар HS 0747+4259

В этой системе были отождествлены линии ионов как низкой (Si III $\lambda1206$ Å, O III $\lambda832$ Å), так и высокой (C IV $\lambda\lambda1548, 1550$ Å, O VI $\lambda\lambda1032, 1037$ Å) степеней ионизаций (рис. 6.13). Физические параметры, оцененные с базовым спектром HM, приводятся в таблице 6.4, колонка 2. С данным спектром ионизации наблюдаемое отношение линий O III и O VI воспроизводится на пределе: оптимальная подгонка профиля O III приводит к недооценке интенсивности O VI (рис. 6.13, штриховая линия). К сожалению, низкое отношение S/N не позволяет однозначно сделать вывод о непригодности спектра HM. Однако в этом случае получается еще один 'странный' параметр — чрезвычайно большой линейный размер системы, $L \sim 200$ кпс. Подобные линейные размеры (порядка сотен кпс) можно ожидать от филаментов крупномасштабной структуры, но плотность газа в системе $z_{\rm abs} = 1.7301$ слишком высокая ($n_{\rm H} = 3 \times 10^{-4}$ см$^{-3}$, что соответствует контрасту плотности $\delta_{\rm H} \sim 80$), чтобы быть приписанной филаменту. Согласно наблюдениям (Chen et al. 1998, 2001) и теоретическим расчетам (Davé et al. 1999), сильные Lyα абсорберы ($N_{\rm H\,I} > 10^{15}$ см$^{-2}$) образуются при близких прицельных параметрах к галактике фона, $r < 50h^{-1}$ кпс. Поэтому линейный размер системы на $z_{\rm abs} = 1.7301$ должен быть сравним с этой величиной.

С учетом этих соображений базовый спектр HM был модифицирован таким образом, чтобы обеспечить более высокое отношение O VI/O III при допустимо высокой плотности газа, т.е. при допустимо низком параметре ионизации U_0 (5.27). Относительная степень ионизации O III уменьшается с увеличением интенсивности фонового УФ излучения в диапазоне $3 < E < 4$ Ryd, а доля O VI возрастает при более жестком спектре в области $E > 4$ Ryd. Одна из возможных спектральных форм показана на рис. 6.12 линией с коротким штрихом и обозначена S1. Физические параметры, по-

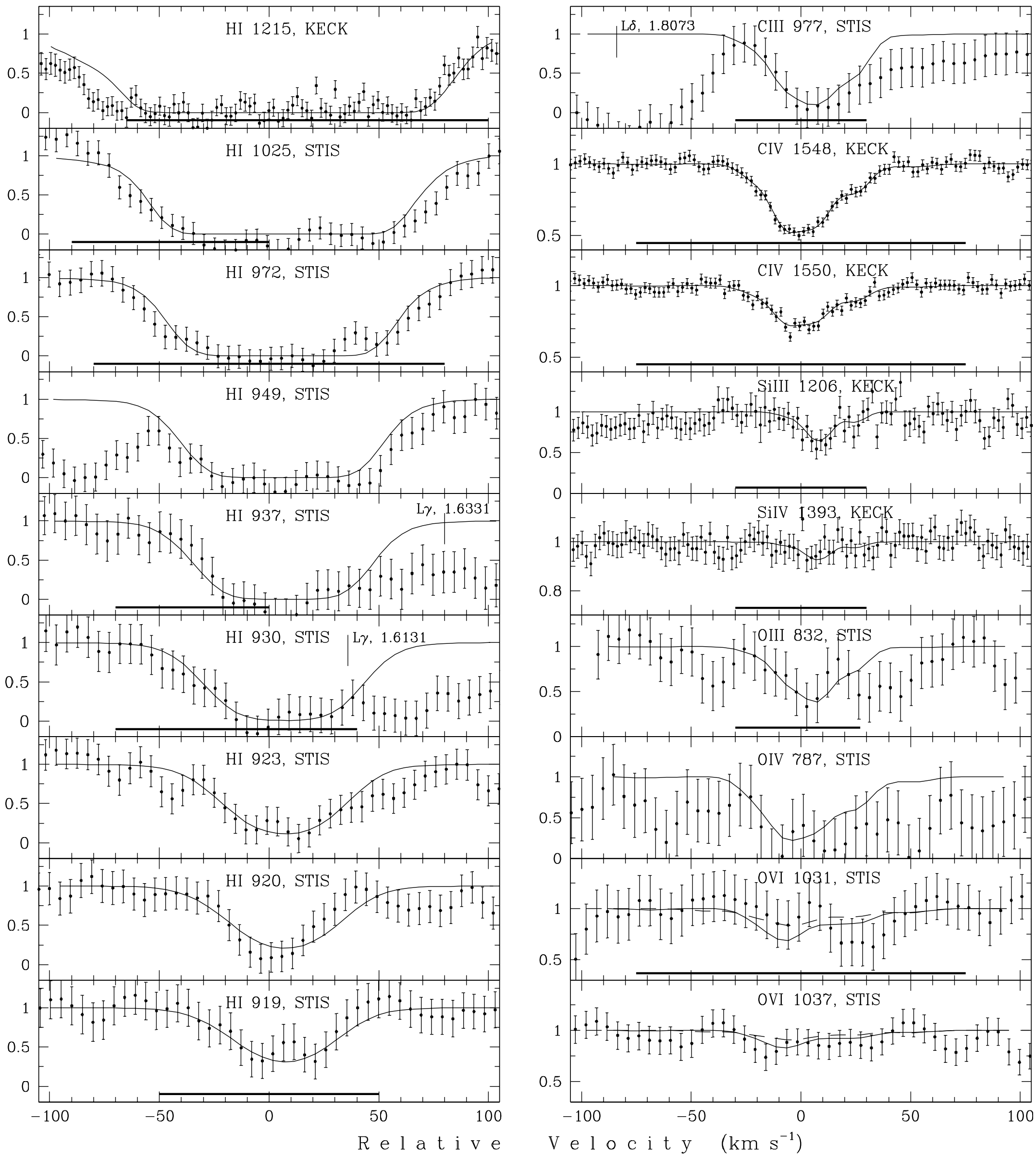

Рис. 6.13: Аналогично рис. 6.11, но для системы $z_{\rm abs} = 1.7301$, квазар HS 0747+4259. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 1.7301$. Физические параметры приведены в таблице 6.4, колонки 2 и 3 для спектров HM96 и S1, соответственно. Вертикальными отрезками отмечены бленды.

лученные с этим спектром, приведены в таблице 6.4, колонка 3, а соответствующие теоретические профили показаны на рис. 6.13 непрерывными линиями. Отметим, что спектр S1 при той же самой интенсивности J_{912} обеспечивает приблизительно в

Таблица 6.4: Физические параметры для систем $z_{\rm abs} = 1.7301$ и 1.6131 квазара HS 0747+4259, полученные из процедуры MCISS с использованием спектров фонового ионизующего излучения типа HM и его модификации S1 (см. рис. 6.12). Лучевые концентрации в единицах см$^{-2}$

	$z_{\rm abs}$ =1.7301		$z_{\rm abs}$ =1.6131	
Параметр[a]	HM96	S1	HM96	S1
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
U_0	1.0E–1	5.7E–2	$\gtrsim$ 2.8E–1	$\gtrsim$ 1.3E–1
$N_{\rm H}$	1.9E20	9.5E19	5.7E19	2.5E19
$\sigma_{\rm v}$, км с$^{-1}$	24.9	24.5	26.4	24.5
$\sigma_{\rm y}$	0.72	0.68	0.53	0.64
$Z_{\rm C}$	8.1E–7	1.6E–6	3.1E–6	6.1E–6
$Z_{\rm N}$	...	...	<2.0E–6	<4.8E–6
$Z_{\rm O}$	2.8E–6	5.6E–6	1.8E–5	3.3E–5
$Z_{\rm Si}$	1.4E–7	2.7E–7	...	...
$[Z_{\rm C}]$	−2.50	−2.18	−1.90	−1.60
$[Z_{\rm N}]$	...	...	< -1.5	< -1.1
$[Z_{\rm O}]$	−2.24	−1.94	−1.41	−1.17
$[Z_{\rm Si}]$	−2.37	−2.11	...	...
N(H I)	1.9E16	(1.9 ± 0.4)E16	7.3E14	(7.2 ± 2.0)E14
N(C III)	4.0E13	(3.9 ± 0.8)E13	3.6E12	(3.5 ± 1.5)E12
N(O III)	1.3E14	(1.3 ± 0.4)E14	3.9E13[b]	3.0E13[b]
N(Si III)	1.7E12	(1.7 ± 0.2)E12	...	...
N(C IV)	3.1E13	(3.10 ± 0.15)E13	1.2E13	(1.1 ± 0.1)E13
N(O IV)	2.3E14[b]	2.4E14[b]	...	...
N(Si IV)	9.0E11	(8.3 ± 3.0)E11	...	...
N(N V)	...	...	<1.6E13	<1.6E13
N(O VI)	2.8E13	(4.0 ± 1.0)E13	1.3E14	(1.30 ± 0.25)E14
$\langle T \rangle$, K	4.0E4	3.9E4	$\gtrsim$ 4.7E4	$\gtrsim$ 4.5E4
$n_{\rm H}$, см$^{-3}$	3.2E–4	5.6E–4	$\lesssim$ 1.0E–4	$\lesssim$ 2.4E–4
L, kpc	200	56	$\gtrsim$ 190	$\gtrsim$ 35

[a] $Z_{\rm X} = N_{\rm X}/N_{\rm H}$; $[Z_{\rm X}] = \log(N_{\rm X}/N_{\rm H}) - \log(N_{\rm X}/N_{\rm H})_\odot$; [b]вычислено с использованием распределений скорости и плотности, оцененных по профилям металлов, отмеченных горизонтальными отрезками на рис. 6.13 и 6.14

четыре раза меньший линейный размер, чем спектр HM.

Следует подчеркнуть, что спектральная форма S1 является одной из возможных, пригодных для описания системы $z_{\rm abs} = 1.7301$, поскольку из-за низкого отношения S/N подгонка наблюдаемых профилей может проводиться в широком диапазоне спектральных форм при $E > 3$ Ryd. Поэтому более определенное решение для данной системы можно будет получить при улучшении качества наблюдаемых спектров. Однако можно заключить, что относительные интенсивности наблюдаемых профилей указывают на более жесткий спектр ионизующего фонового излучения в диапазоне энергий $E > 3$ Ryd по сравнению с модельным спектром HM.

6.3.7 Система $z_{\rm abs} = 1.6131$, квазар HS 0747+4259

Высокоионизованная система на $z_{\rm abs} = 1.6131$ состоит из линий лаймановской серии водорода, слабой абсорбции C IV и сильных линий O VI $\lambda\lambda 1031, 1037$ Å (рис. 6.14). Не обнаружено никаких признаков абсорбции Si IV $\lambda 1393$ Å, на ожидаемой позиции этой линии наблюдается чистый континуум. Наблюдаемая интенсивность в квазарном спектре на ожидаемой позиции линии C III $\lambda 977$ Å может быть использована только для оценки верхнего предела лучевой концентрации, поскольку эта линия лежит в Lyα лесе и частично блендируется абсорбцией Lyδ из системы $z_{\rm abs} = 1.7219$. Для оценки физических параметров системы на $z_{\rm abs} = 1.6131$ мы использовали этот верхний предел, наряду с надежным верхним пределом на $[{\rm O/C}] < 0.5$, установленным по наблюдениям галактических и внегалактических областей H II и звезд гало с обедненным содержанием металлов. Результаты вычислений перечислены в колонках 4 и 5, таблица 6.4, для спектров ионизации типа HM и S1 (рис. 6.12), соответственно. Теоретические профили (непрерывные линии на рис. 6.14) одинаковы для этих двух случаев.

Если использовать спектр HM, тогда линейный размер абсорбера будет превышать сотни кпс, и система должна быть отнесена к филаменту крупномасштабной структуры. Спектр S1 более жесткий при $E > 3$ Ryd и приводит к линейным размерам в несколько раз меньшим, что позволяет отождествлять поглощающую зону с галактическим гало.

Оба результата получаются в предположении, что все ионы находятся в фотоионизационном равновесии. Однако следует рассмотреть и возможность столкнови-

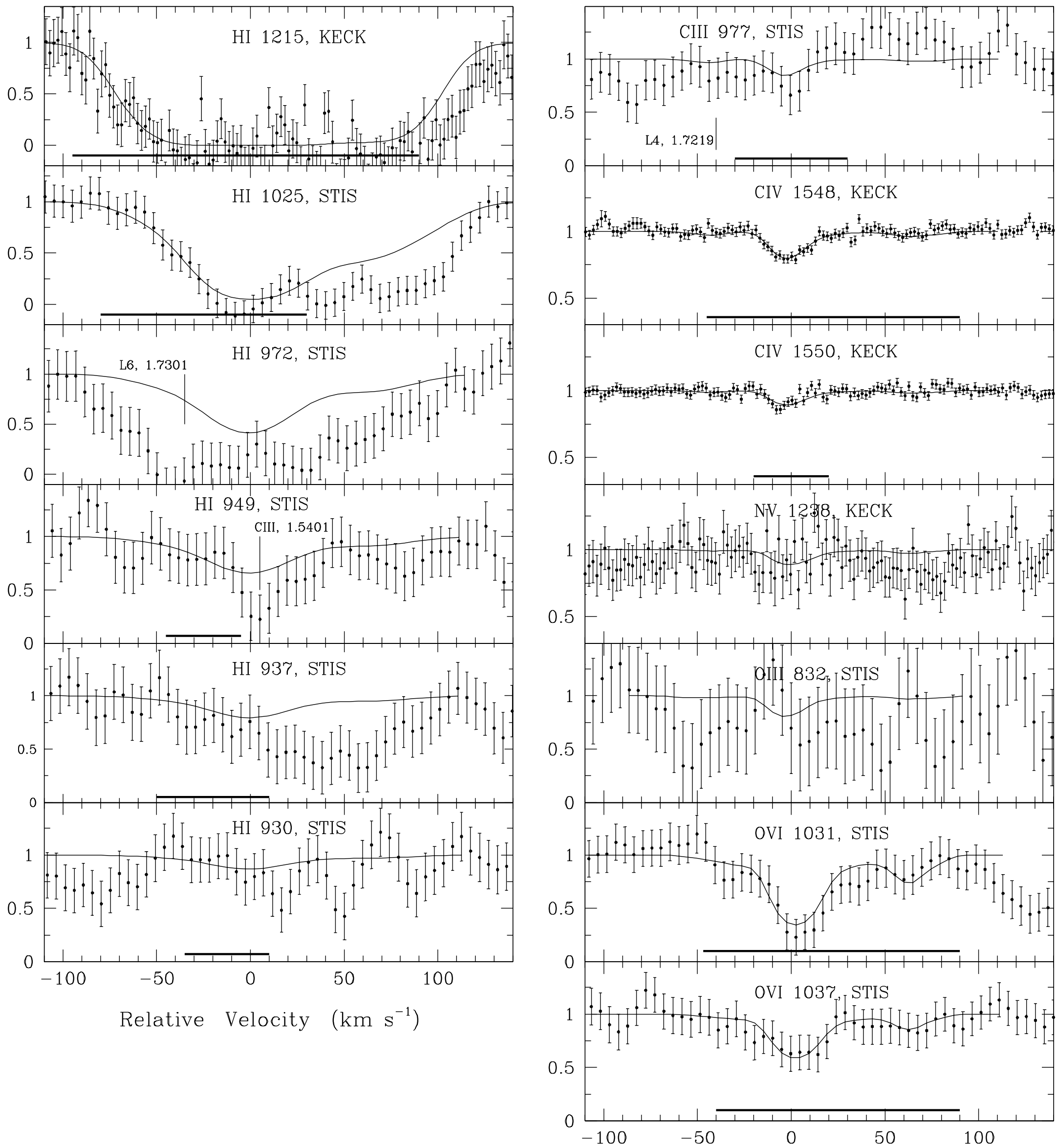

Рис. 6.14: Аналогично рис. 6.11, но для системы $z_{\rm abs} = 1.6131$, квазар HS 0747+4259. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 1.6131$. Физические параметры приведены в таблице 6.4, колонки 4 и 5 для спектров HM96 и S1, соответственно. Вертикальными отрезками отмечены бленды.

тельной ионизации, поскольку мы наблюдаем в этой системе сильные линии O VI. Из наблюдаемых ширин (FWHM) абсорбционных линий H I (60 км с$^{-1}$), C IV (25 км с$^{-1}$) и O VI (35 км с$^{-1}$) и предполагая чисто тепловое уширение, можно получить

$T_{\rm HI} = 7.6 \times 10^4$ K, $T_{\rm CIV} = 1.4 \times 10^5$ K и $T_{\rm OVI} = 3.8 \times 10^5$ K. Такое сильное различие кинетических температур не может возникнуть в одном поглощающем облаке и, следовательно, турбулентное уширение линий играет существенную роль. Предположение о столкновительно ионизованном O VI, окружающем более холодный газ, в котором образуются линии H I и C IV, выглядит маловероятным, поскольку профили линий C IV и O VI подобны. Предположение о неравновесной ионизации O VI также не является убедительным, поскольку время рекомбинации для O VI гораздо короче, чем для H I. Например, при $T_{\rm kin} \sim 3 \times 10^5$ K рекомбинация O VI происходит примерно в 60 раз быстрее (Osterbrock 1974). В этом случае основная масса O VI должна достигнуть фотоионизационного равновесия раньше, чем H I, и мы должны были бы наблюдать слабую и малоконтрастную линию H I Lyα наряду с сильными линиями O VI. Подобная картина противоречит наблюдаемым профилям линий в системе $z_{\rm abs} = 1.6131$. Поэтому фотоионизационное равновесие является наиболее правдоподобным предположением.

Следует отметить, что линии O VI трассируют более разреженный газ, который не проявляется в абсорбции C IV и поэтому они могут быть шире. С дугой стороны, профиль H I может быть шире профиля O VI, поскольку в областях низкой плотности слабая интенсивность O VI трудноразличима на уровне экспериментального шума. Принимая во внимание это замечание, можно оценить нижнюю границу для турбулентной дисперсии скоростей из сравнения профилей H I и O VI: $\sigma_{\rm turb} > 19$ км с$^{-1}$. Облака с такой высокой дисперсией скоростей скорее могут образоваться в гало галактик, чем в филаментах крупномасштабной структуры, где нет достаточно мощных источников уширения линий, кроме хаббловского потока. Таким образом, более жесткие спектры в диапазоне $E > 4$ Ryd по сравнению с модельным спектром HM предпочтительнее для описания системы на $z_{\rm abs} = 1.6131$.

6.3.8 Системы $z_{\rm abs} = 1.595$, 1.540 и 1.464, квазар HS 0747+4259

А) Абсорбционные линии, отождествленные в системе с $z_{\rm abs} = 1.595$, показаны на

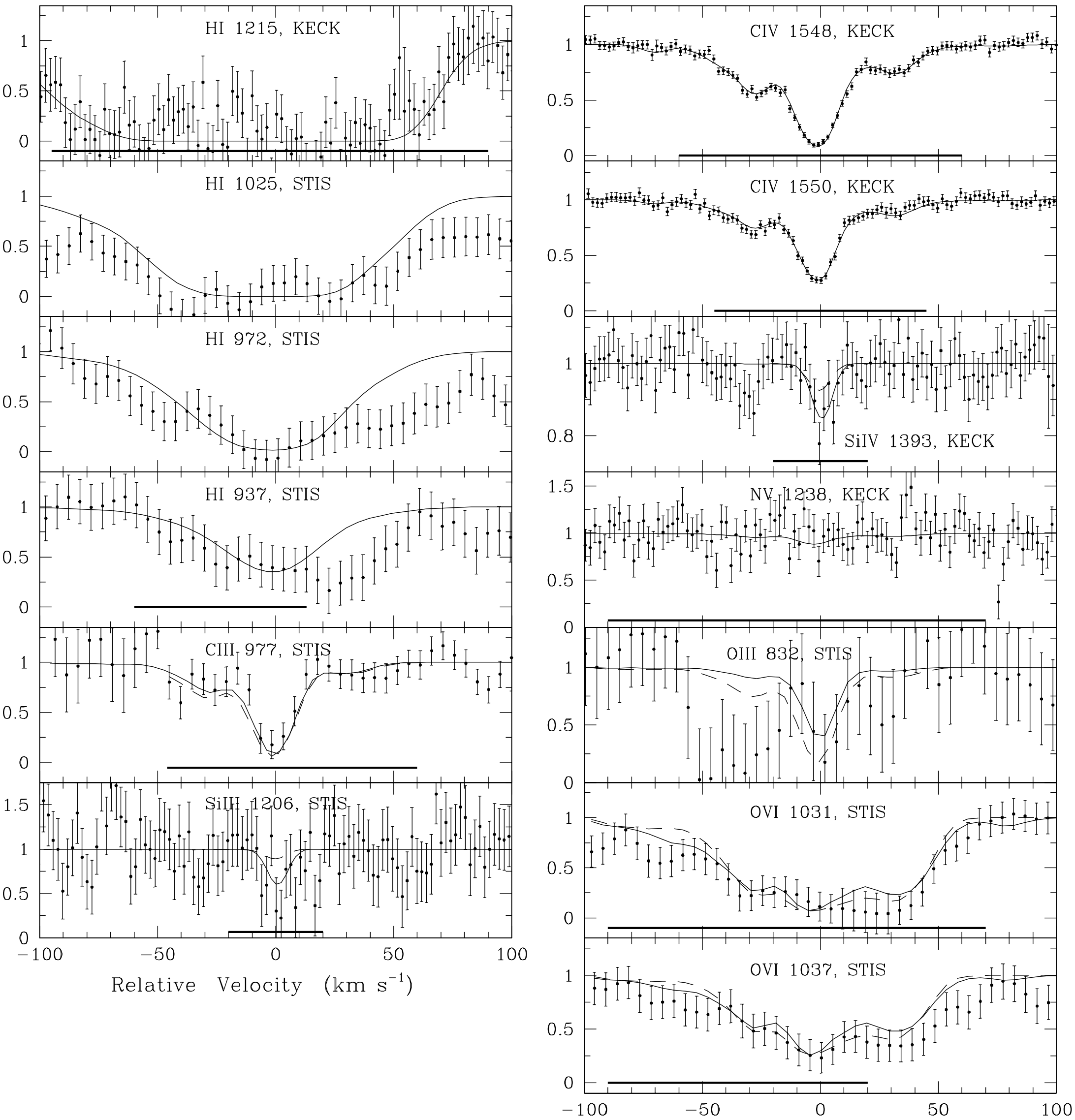

Рис. 6.15: Аналогично рис. 6.11, но для системы $z_{\rm abs} = 1.595$, квазар HS 0747+4259. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 1.5955$. Физические параметры приведены в таблице 6.5, колонки 2 и 3 для спектров HM96 и S2 (рис. 6.12), соответственно.

рис. 6.15. Отметим сильные линии O VI $\lambda\lambda 1032, 1037$ Å, которые наблюдаются одновременно с линиями Si III $\lambda 1206$ Å и Si IV $\lambda 1393$ Å (линия Si IV $\lambda 1402$ Å блендирована). Физические параметры абсорбера, полученные с базовым спектром HM, перечислены в таблице 6.5, колонка 2, а соответствующие профили показаны штриховыми линиями на рис. 6.15. Форма базового спектра оказалась неоптимальной: распределение параметра ионизации внутри поглощающей области, оцененное по линиям C III, C IV и O VI, приводит к значительной недооценки интенсивностей линий ионов кремния (или, что эквивалентно, дает слишком большие сверхсолнечные отношения Si/O, которые не наблюдаются в зонах H II). Кроме этого, линейный размер системы получается слишком большим. Неравновесная ионизация этой системы исключается, поскольку уширение линий C III, C IV, O VI и водородных линий одинаковое. Это указывает на существенную роль турбулентных процессов и на кинетическую температуру порядка 10^4 K. Мы также имеем надежный верхний предел на содержание азота [N/C] < -0.5, полученный по линии N V $\lambda 1238$: поскольку N V трассирует O VI, любая 'перегретая' ионизация газа привела бы к завышенной оценки концентрации азота, вычисленной в предположении ионизационного равновесия. Поэтому требуется подобрать более адекватную форму спектра ионизующего излучения.

Принимая во внимание информацию, полученную с базовым спектром HM, будем искать такую форму спектра, которая сможет обеспечить более высокое отношение степеней ионизации $\Upsilon_{\rm SiIV}/\Upsilon_{\rm CIV}$ при параметрах ионизации U, оцененных по линиям C III, C IV и O VI. Мы также можем потребовать, чтобы значения U были достаточно низкими, чтобы обеспечить физически разумный линейный размер абсорбционной системы. Другими ограничениями на решение задачи служат неравенства [Si,O/C] $<$ 0.5.

Результирующий спектр показан на рис. 6.12 штриховой линией и отмечен символом S2. Он значительно более жесткий во всем диапазоне $E > 1$ Ryd по сравнению со спектром HM и спектром S1, который использовался для описания систем на $z_{\rm abs} =$ 1.807 (раздел 6.3.5), $z_{\rm abs} = 1.730$ (раздел 6.3.6) и $z_{\rm abs} = 1.613$ (раздел 6.3.7). Физические параметры, полученные со спектром S2, приводятся в таблице 6.5, колонка 3, а соответствующие профили показаны непрерывными линиями на рис. 6.15. Оценки относительных концентраций элементов [Si,O,N/C] находятся в согласии с измерениями в Галактических и внегалактических областях H II (например, Matteucci 2003).

Отметим, что набор линий ионов и лучевые концентрации ионов в системе $z_{\rm abs} =$

Таблица 6.5: Физические параметры для систем $z_{\rm abs} = 1.595$, 1.540 и 1.464 квазара HS 0747+4259, полученные процедурой MCISS с использованием спектров фонового ионизующего излучения типа HM и его модификаций S1 и S2 (см. рис. 6.12). Лучевые концентрации в единицах см$^{-2}$

	$z_{\rm abs}$ =1.5955		$z_{\rm abs}$ =1.5401		$z_{\rm abs}$ =1.4649		
Параметр[a]	HM96	S2	HM96	S2	HM96	S1	S2
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
U_0	2.4E-1	5.5E-2	1.8E-1	2.7E-2	$\gtrsim$ 3.4E-1	$\gtrsim$ 1.8E-1	$\gtrsim$ 8.8E-2
$N_{\rm H}$	1.0E20	1.6E19	2.2E18	4.7E17	6.8E19	2.6E19	1.3E19
$\sigma_{\rm v}$, км с$^{-1}$	32.7	29.3	13.1	12.2	22.0	21.0	23.2
$\sigma_{\rm y}$	0.64	0.60	0.83	0.41	0.46	0.60	0.35
$Z_{\rm C}$	6.5E-6	4.4E-5	2.6E-5	1.5E-4	3.4E-6	6.8E-6	2.0E-5
$Z_{\rm N}$	<4.5E-7	<3.0E-6	<1.1E-5	<3.6E-5	...	...	...
$Z_{\rm O}$	3.2E-5	1.5E-4	7.4E-5	2.7E-4	1.8E-5	3.7E-5	6.0E-5
$Z_{\rm Si}$	2.2E-6	7.6E-6	3.5E-6	1.8E-5	...	...	...
$[Z_{\rm C}]$	-1.57	-0.74	-0.98	-0.21	-1.86	-1.55	-1.10
$[Z_{\rm N}]$	<-2.1	<-1.3	<-0.74	<-0.2	...	...	...
$[Z_{\rm O}]$	-1.15	-0.50	-0.80	-0.23	-1.40	-1.10	-0.90
$[Z_{\rm Si}]$	-1.17	-0.63	-0.99	-0.26	...	...	...
N(H I)	2.7E15	2.5E15	3.5E14	3.4E14	6.8E14	6.8E14	7.0E14
N(C III)	3.8E13	3.6E13	1.6E13[b]	1.3E13[b]	2.6E12	2.6E12	1.8E12
N(O III)	1.9E14[b]	9.0E13[b]	...	...	...	...	...
N(Si III)	2.7E11	1.1E12	...	...	...	...	...
N(C IV)	9.0E13	9.1E13	1.45E13	1.75E13	1.2E13	1.1E13	1.2E13
N(Si IV)	5.2E11	1.00E12	6.1E11	5.9E11	...	...	...
N(N V)	<7.5E12	<9.5E12	<4.0E12	<4.0E12	...	...	...
N(O VI)	4.5E14	4.2E14	1.7E13	1.9E13	1.7E14	1.7E14	1.70E14
$\langle T \rangle$, K	3.5E4	3.0E4	2.8E4	2.0E4	$\gtrsim$ 4.8E4	$\gtrsim$ 4.8E4	$\gtrsim$ 3.3E4
$n_{\rm H}$, см$^{-3}$	1.2E-4	5.1E-4	1.9E-4	1.2E-3	$\lesssim$ 6.7E-5	$\lesssim$ 1.5E-4	$\lesssim$ 3.0E-4
L, kpc	280	10	4	0.13	$\gtrsim$ 280	$\gtrsim$ 60	$\gtrsim$ 15

[a] $Z_{\rm X} = N_{\rm X}/N_{\rm H}$; $[Z_{\rm X}] = \log(N_{\rm X}/N_{\rm H}) - \log(N_{\rm X}/N_{\rm H})_\odot$; [b] вычислено с использованием распределений скорости и плотности, определенных по линиям ионов, отмеченных горизонтальными отрезками на рис. 6.15 ($z = 1.59$) и рис. 6.16 ($z = 1.54$)

1.595 напоминают характеристики некоторых высокоскоростных облаков (high-velocity clouds, HVCs), наблюдаемых на $z = 0$ (Collins et al. 2004). Возможно, на $z_{\rm abs} = 1.595$ мы наблюдаем экстрагалактический аналог локальных HVCs.

Следует также подчеркнуть важное различие между спектрами S1 и S2. Форма S1 отвечает одному из возможных решений из довольно широкого множества допустимых, поскольку низкое отношение S/N для большинства профилей из систем $z_{\text{abs}} =$ 1.807, 1.730 и 1.613 не позволяет достичь высокой точности в оценке формы профиля ионизующего излучения. Наоборот линии из системы $z_{\text{abs}} = 1.595$ могут быть описаны самосогласованно только в узком диапазоне возможных форм, и поэтому точность спектра S2 гораздо более высокая. В связи с этим интересно проверить форму спектра S2 на системах $z_{\text{abs}} = 1.807$ и 1.730, в которых содержится много линий металлов. Результат отрицательный — спектральная форма S2 не обеспечивает наблюдаемые интенсивности линий в этих системах. Это позволяет заключить, что ионизующее излучение при $z < 2$ подвержено довольно сильным спектральным флуктуациям.

В) Абсорбционная система $z_{\text{abs}} = 1.540$ отождествлена по линиям H I Lyβ, Lyγ и линиям металлов, показанных на рис. 6.16 (линии H I Lyα и Si III $\lambda1206$ Å попадают в промежуток между спектральными диапазонами HST и Keck телескопов). Отметим необычно узкие линии C IV с FWHM = 12.5 км с$^{-1}$.

Физические параметры, полученные с базовым спектром HM, приводятся в таблице 6.5, колонка 4, а соответствующие профили показаны штриховыми линиями на рис. 6.16. Как и в предыдущем случае, базовый спектр не вполне согласуется с наблюдаемыми интенсивностями линий. Он приводит к переоценке интенсивности линии C III (интенсивность в центре этой линии должна быть меньше наблюдаемой, учитывая блендирование с Lyδ из системы $z_{\text{abs}} = 1.613$), и к существенной недооценке центральных интенсивностей линий C IV $\lambda\lambda1548, 1550$ Å.

Мы также использовали формы спектров S1 и S2. Оказалось, что S1 не подходит по тем же причинам, что и HM — плохая подгонка линий углерода. Спектр S2 хорошо согласуется с наблюдениями и приводит к физическим параметрам, перечисленным в таблице 6.5, колонка 5. Соответствующие профили показаны непрерывными линиями на рис. 6.16.

Данная абсорбционная система показывает характеристики, которые значительно отличаются от типичных межгалактических абсорберов: металличность 0.6 солнечной и линейный размер меньше 1 кпс. Такое абсорбционное облако могло быть

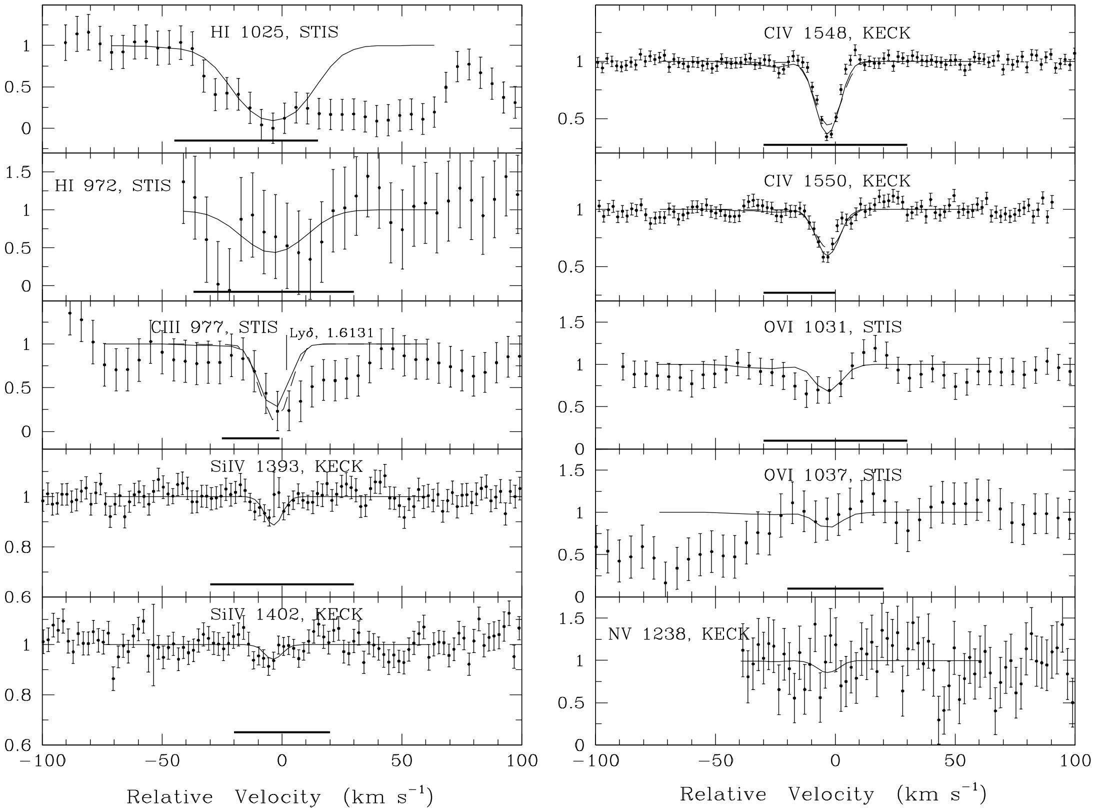

Рис. 6.16: Аналогично рис. 6.11, но для системы $z_{\rm abs} = 1.540$, квазар HS 0747+4259. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 1.5401$. Физические параметры приведены в таблице 6.5, колонки 4 и 5 для спектров HM96 и S2 (рис. 6.12), соответственно. Вертикальными отрезками отмечены бленды.

выброшено из галактики, находящейся вблизи луча зрения на квазар HS 0747+4259. Заметим, что жесткий УФ континуум, оцененный для обеих систем на $z_{\rm abs} = 1.585$ и 1.540 (разделенных на 6500 км с$^{-1}$), может быть обусловлен излучением активного галактического ядра (AGN) в окрестности этих систем (см. рис. 6.12).

C) Абсорбционная система $z_{\rm abs} = 1.464$ очень похожа на систему $z_{\rm abs} = 1.613$ (линии N v $\lambda\lambda 1238, 1242$ Å попадают в промежуток между спектральными диапазонами HST и Keck телескопов). Физические параметры, полученные с базовым спектром HM и спектрами S1 и S2, приводятся в таблице 6.5, колонки 6, 7 и 8, соответственно. Расчетные профили (непрерывные линии на рис. 6.17) совпадают для всех трех случаев. Система показывает такую же высокую турбулентную скорость, как и система $z_{\rm abs} =$

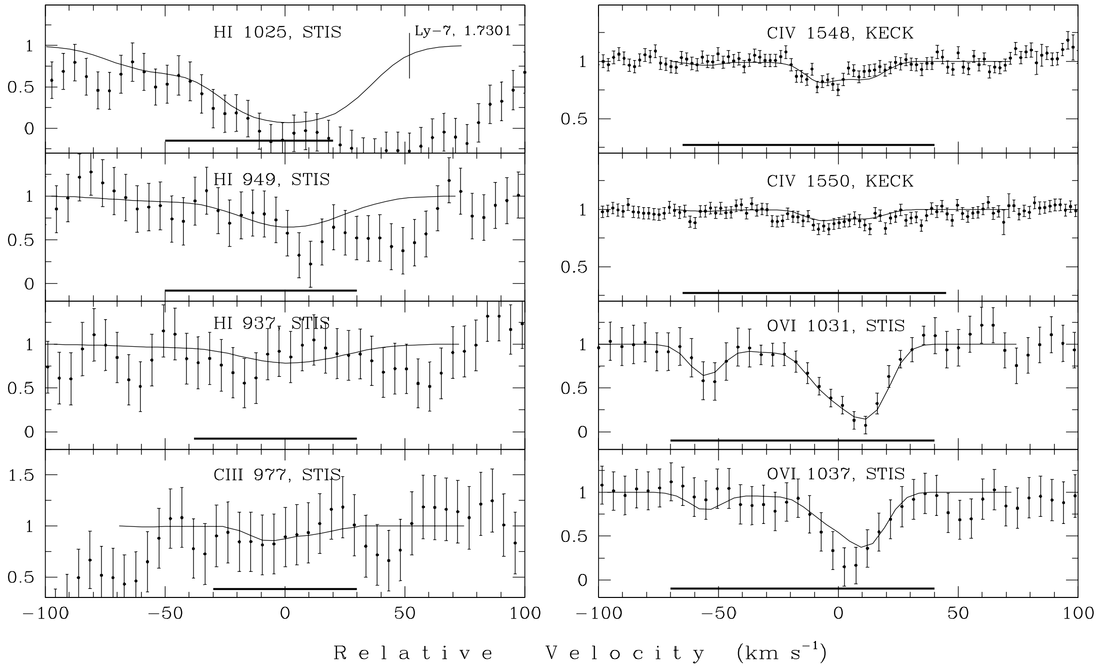

Рис. 6.17: Аналогично рис. 6.11, но для системы $z_{\rm abs} = 1.464$, квазар HS 0747+4259. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 1.4649$. Физические параметры приведены в таблице 6.5, колонки 6, 7 и 8 для спектров HM96, S1 и S2 (рис. 6.12), соответственно. Вертикальными отрезками отмечены бленды.

1.613. Поэтому ее происхождение в филаментах крупномасштабной структуры менее вероятно, чем в галактическом гало. Жесткие спектры S1 и S2 являются для данной системы более предпочтительными.

6.3.9 Системы $z_{\rm abs} = 2.735$, 2.739 и 2.741, квазар HE 2347–4342

Абсорбционные системы на $z_{\rm abs} = 2.735$, 2.739 и 2.741 в спектре квазара HE 2347–4342 имеют общую лучевую концентрацию нейтрального водорода $N(\mathrm{H\,I}) = 2.8 \times 10^{17}$ см$^{-2}$, которую легко получить по величине лаймановского скачка, видимого в спектре квазара на $z = 2.74$. В системе $z_{\rm abs} = 2.735$ (рис. 6.18) наблюдаются все переходы от однократно до трехкратно ионизированных углерода и кремния, а также линии N III $\lambda 989$ Å (частично блендированная) и O III $\lambda 832$ Å (хотя и в очень зашумленной части спектра). Ожидаемые положения линий O VI $\lambda\lambda 1032, 1037$ Å блокированы

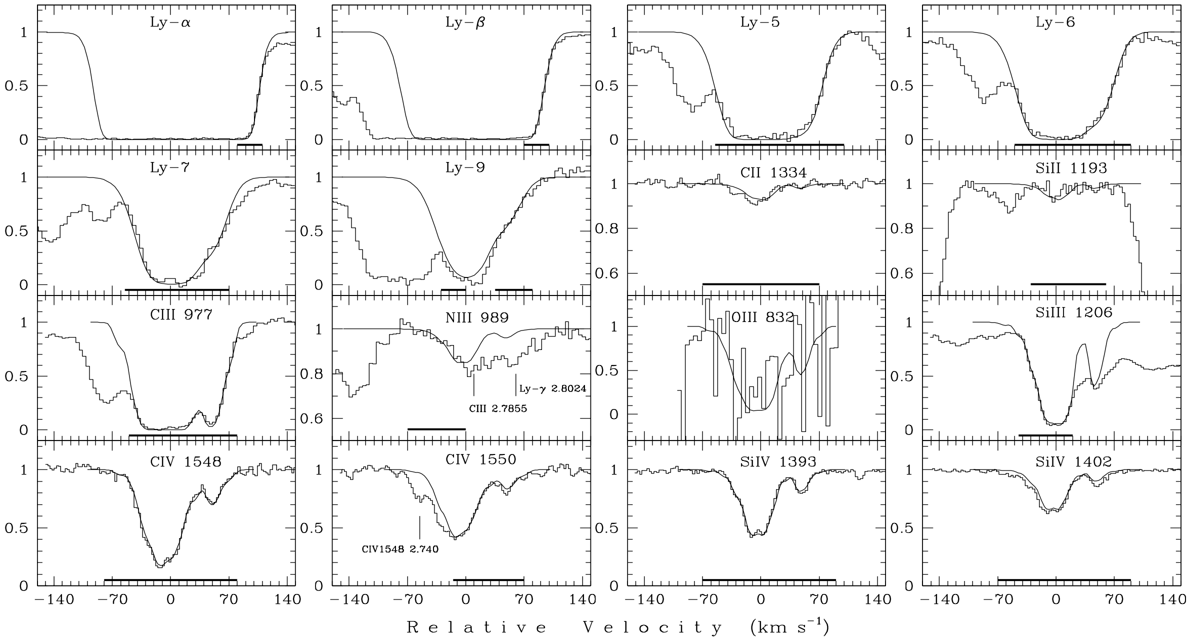

Рис. 6.18: Линии поглощения в системе $z_{\mathrm{abs}} = 2.735$, квазар HE 2347–4342. Нормированные на локальный континуум интенсивности показаны гистограммами. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.73576$. Расчетные профили (непрерывные линии) вычислены с восстановленным спектром фонового излучения, отмеченного штриховой линией на рис. 6.19. Найденные физические параметры перечислены в таблице 6.6, колонка 2. Горизонтальные отрезки отмечают участки профилей, включенных в процедуру оптимизации. Вертикальные отрезки показывают отождествленные бленды.

лаймановским лесом.

Предварительные вычисления со спектром НМ показали, что синтетические профили линий значительно превосходят наблюдаемые интенсивности Si II и недооценивают интенсивности Si IV и C II. Такое поведение синтетических спектров поглощения встречалось уже в разделе 6.3.1. Модифицированный спектр УФ излучения, полученный с помощью процедуры MCISS, показан штриховой линией на рис. 6.19. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.6, колонка 2, а синтетические профили показаны на рис. 6.18 непрерывными линиями.

Восстановленный спектр ионизующего излучения гораздо мягче в диапазоне $E >$ 4 Ryd, чем исходный спектр НМ, и показывает сильный эмиссионный пик на $E = 3$

Таблица 6.6: Физические параметры для систем $z_{\rm abs} = 2.735$, 2.739, 2.464 и 1.796 квазара HE 2347–4342, полученные процедурой MCISS с использованием спектров фонового ионизующего излучения, показанных на рис. 6.19. Лучевые концентрации в единицах см$^{-2}$

Parameter[a] (1)	$z_{\rm abs} = 2.735$ (2)	$z_{\rm abs} = 2.739$ (3)	$z_{\rm abs} = 2.741$ (4)	$z_{\rm abs} = 1.796$ (5)
U_0	3.3E–2	4.4E–3	4.3E–2	2.0E–3
$N_{\rm H}$	2.3E20	7.3E19	5.9E20	2.0E17
$\sigma_{\rm v}$, км с$^{-1}$	25.0	24.0	21.0	15.0
$\sigma_{\rm y}$	0.6	0.5	0.7	0.6
$Z_{\rm C}$	2.4E–6	1.2E–6	7.3E–8	7.4E–4
$Z_{\rm N}$	<2.0E–7	$\lesssim$ 8.0E–8	. . .	. . .
$Z_{\rm O}$	5.0E–6	. . .	. . .	1.3E–3
$Z_{\rm Mg}$	. . .	. . .	. . .	(1.4-2.5)E–4
$Z_{\rm Al}$	. . .	. . .	. . .	1.1E–1
$Z_{\rm Si}$	4.3E–7	1.5E–7	1.0E–8	9.5E–5
$Z_{\rm Fe}$	. . .	. . .	. . .	2.3E–5
$[Z_{\rm C}]$	-2.00	-2.30	-3.53	0.48
$[Z_{\rm N}]$	< -2.5	$\lesssim -2.87$	. . .	. . .
$[Z_{\rm O}]$	-2.00	. . .	. . .	0.45
$[Z_{\rm Mg}]$	. . .	. . .	. . .	0.60-0.85
$[Z_{\rm Al}]$	. . .	. . .	. . .	0.6
$[Z_{\rm Si}]$	-1.90	-2.34	-3.53	0.46
$[Z_{\rm Fe}]$	. . .	. . .	. . .	-0.08
N(H I)	(4.9 ± 0.5)E16	(8.6 ± 1.0)E16	(1.4 ± 0.2)E17	(9.1 ± 2.0)E15
N(O I)	. . .	. . .	. . .	(1.0 ± 0.2)E13
N(C II)	(7.1 ± 0.5)E12	(4.1 ± 0.4)E12	(6.2 ± 0.6)E11	5.9E13[b]
N(Mg II)	. . .	. . .	. . .	(0.9-1.6)E13
N(Si II)	(1.6 ± 0.2)E12	(5.5 ± 0.5)E11	(1.0 ± 0.2)E11	(1.4 ± 0.1)E13
N(Fe II)	. . .	. . .	. . .	(9.4 ± 0.5)E11
N(C III)	(3.7 ± 0.4)E14	6.9E13[b]	3.0E13[b]	. . .
N(N III)	$\lesssim$ 2.5E13	$\lesssim$ 4.6E12	. . .	. . .
N(O III)	(7.5 ± 2.0)E14	. . .	. . .	. . .
N(Al III)	. . .	. . .	. . .	(7.4 ± 0.7)E11
N(Si III)	(2.5 ± 0.2)E13	6.9E12[b]	1.6E12[b]	(4.9 ± 1.0)E12
N(C IV)	(1.2 ± 0.1)E14	(4.4 ± 0.5)E12	(9.5 ± 1.5)E12	(1.2 ± 0.1)E13
N(Si IV)	(2.0 ± 0.2)E13	$2.0 \pm 0.2)$E12	(1.1 ± 0.1)E12	(2.9 ± 0.3)E12
$\langle T \rangle$, K	2.9E4	2.0E4	3.2E4	5.5E3
$n_{\rm H}$, см$^{-3}$	9.0E–4	6.0E–3	7.0E–4	2.2E–2
L, kpc	90	4	280	0.004
N(He II)	7.4E18[b]	4.3E18[b]	2.0E19[b]	2.0E16[b]
η	150 ± 20	50 ± 5	140 ± 20	2 ± 2
$\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II}$ (at 3 Ryd)	1.45 ± 0.2			0

[a] $Z_{\rm X} = N_{\rm X}/N_{\rm H}$; $[Z_{\rm X}] = \log(N_{\rm X}/N_{\rm H}) - \log(N_{\rm X}/N_{\rm H})_\odot$; [b] вычислено с использованием распределений скорости и плотности, определенных по линиям ионов, отмеченных горизонтальными отрезками на рис. 6.18

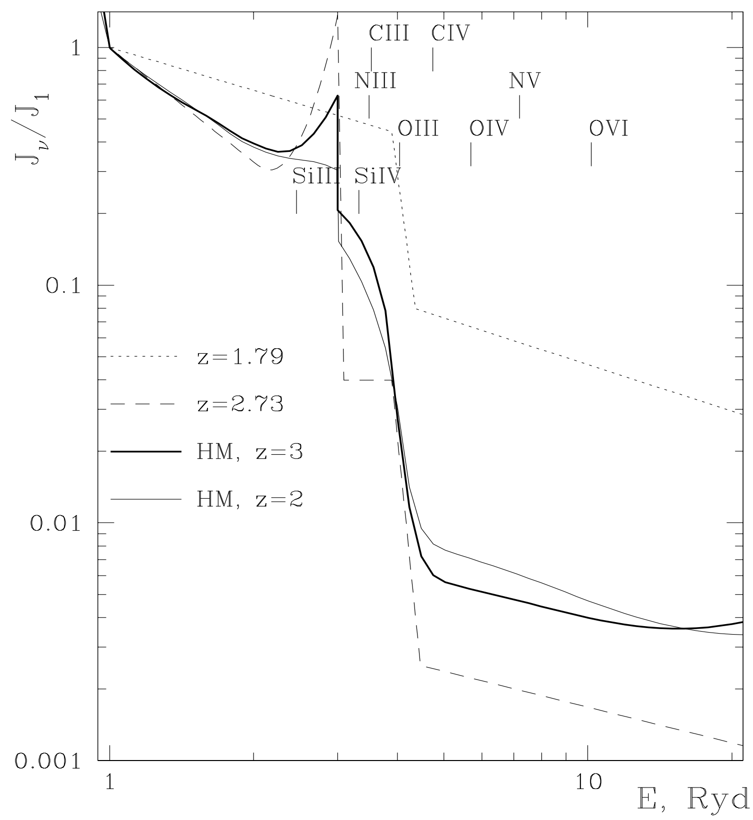

Рис. 6.19: Спектр фонового метагалактического ионизующего излучения на $z = 3$ и $z = 2$ (толстая и тонкая непрерывные линии, соответственно) по модели Haardt & Madau (1996). Положения ионизационных пределов для различных ионов отмечены вертикальными отрезками. Спектры, восстановленные процедурой MCISS, показаны пунктирной ($z = 1.79$) и штриховой ($z = 2.73$) линиями.

Ryd (необходимый для воспроизведения наблюдаемых интенсивностей Si II/Si IV). В то же время наблюдаемое отношение C II/C IV может быть получено только при условии, что интенсивность ионизующего излучения значительно понижена в области между 3 и 4 Ryd (глубина этой депрессии характеризуется величиной $I_{\rm GP}$). Таким образом, восстановленное распределение энергии в спектре ионизующего излучения напоминает решение для системы $z_{\rm abs} = 2.9171$ в квазаре HE 0940–1050 (см. раздел 6.3.1) и отражает, как и в первом случае, суммарное действие двух факторов: локального поглощения в самом облаке фотонов с $E > 4$ Ryd и их последующего переизлучения в линии He II Lyα на 3 Ryd, и внешнего поглощения в межгалактическом газе в линии He II Lyα континуального излучения квазара (эффект Гана-Петерсона). По величине $I_{\rm GP}$ можно оценить эффективную оптическую толщину межгалактического газа в линии He II Lyα на $z_{\rm abs} = 2.735$, $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II} = 1.45 \pm 0.2$. Оценка лучевой концентрации He II, 7.4×10^{18} см$^{-2}$, приводит к $\eta = 150$.

Линии металлов в двух близлежащих системах на $z_{\rm abs} = 2.739$ и 2.741 либо сильно блендированы, либо слабые, что приводит к большой неопределенности в оценке формы спектра ионизующего излучения. В любом случае спектр, который мы восстановили по системе $z_{\rm abs} = 2.735$, подходит для описания этих двух систем. Соответствующие физические параметры приведены в таблице 6.6, колонки 3 и 4, а синтетические профили линий показаны на рисунках 6.20 и 6.21. Отметим чрезвычайно низкую металличность $[Z] \simeq -3.5$ в системе $z_{\rm abs} = 2.741$ наряду с ее очень большим линейным размером $L > 250$ кпс. Несмотря на все неопределенности, связанные с анализом этой системы, оценка металличности и линейного размера оказывается довольно устойчивой: отношение C III/C IV подобно отношению C III/C IV в системе $z_{\rm abs} = 2.735$ (что означает приблизительно одинаковые значения параметра ионизации и плотности газа), однако, наблюдается трехкратное превышение концентрации нейтрального водорода и в десять раз меньшее содержание ионов C III, C IV и Si IV. Насколько нам известно, это *наименьшая металличность*, которую удалось напрямую измерить в облаке лаймановского леса.

Следующий важный результат, связанный с этими системами, заключается в том, что значительное отличие параметра η между абсорбером на $z_{\rm abs} = 2.739$ ($\eta = 50$) и двумя другими ($\eta \simeq 150$) объясняется не вариациями интенсивности фона УФ излучения (все величины были получены с одним и тем же УФ спектром), а различиями в плотности газа: $n_{\rm H} = 6 \times 10^{-3}$ см$^{-3}$ на $z_{\rm abs} = 2.739$ и (7-9)$\times 10^{-4}$ см$^{-3}$ на $z_{\rm abs} = 2.741$ и 2.735 (см. рис. 6.34 на стр. 250).

Следует также отметить, что эти три абсорбционные системы находятся вблизи окна прозрачности He II в интервале красных смещений $2.716 < z < 2.726$, отмеченном буквой ‘K’ на рисунках 1f и 5 в работе Zheng et al. (2004b).

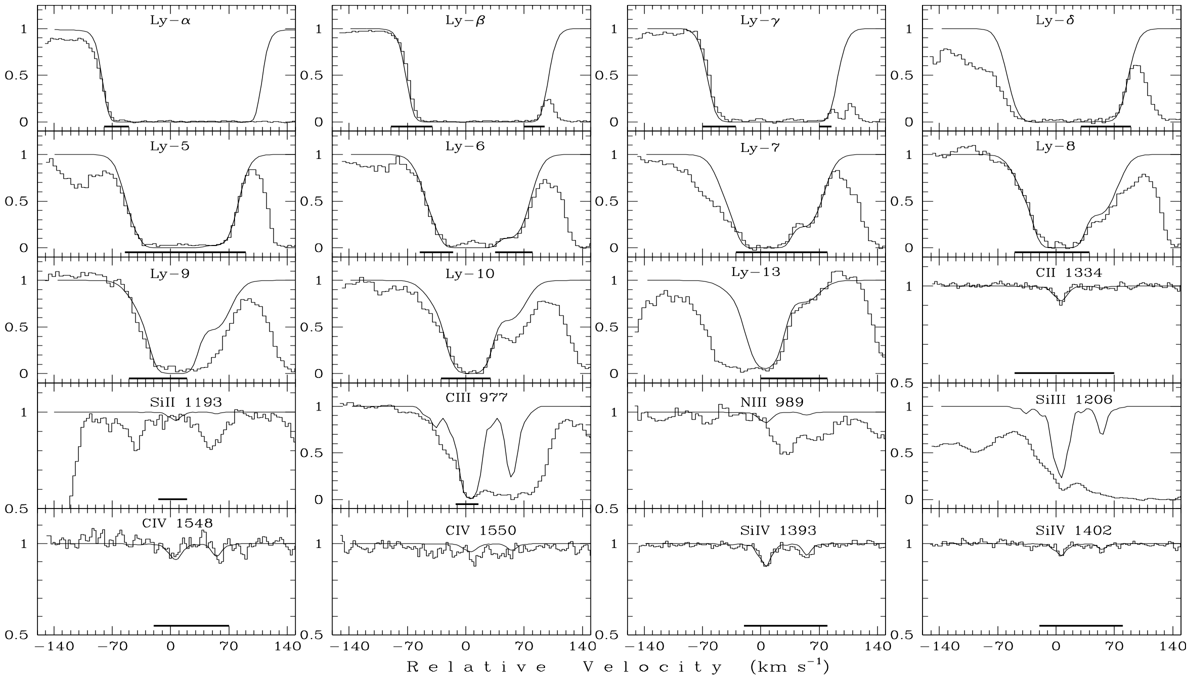

Рис. 6.20: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 2.739$ (HE 2347–4342). Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.6, колонка 3. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.73914$.

Во всех трех системах измеренное отношение [Si/C] составляет $\simeq 0 - 0.1$. Для корректной интерпретации этого отношения необходимо принять во внимание следующее. При восстановлении формы спектра ионизующего излучения использовалась система на $z_{\rm abs} = 2.735$, которая оптически тонкая в лаймановском континууме H I, но толстая в лаймановском континууме He II, что указавает на значимость эффектов переноса излучения. Для описания профилей линий подходит средний спектр, но он может привести к смещенным оценкам металличности. Вычисления с различными формами спектров показывают, что более мягкие спектры в диапазоне $E > 4$ Ryd влияют главным образом на содержание кремния, приводя к более низким оценкам отношения [Si/C]. В общем случае изменение [Si/C] не превышает 0.2 dex. Эта оценка позволяет установить верхний предел для отношения [Si/C] в исследованных системах: [Si/C] $\lesssim 0.3$. Полученное значение полностью согласуется с измерениями [Si/C] в DLA системе с низким содержанием металлов: [C] $= -2.83 \pm 0.05$, [Si] $= -2.57 \pm 0.05$

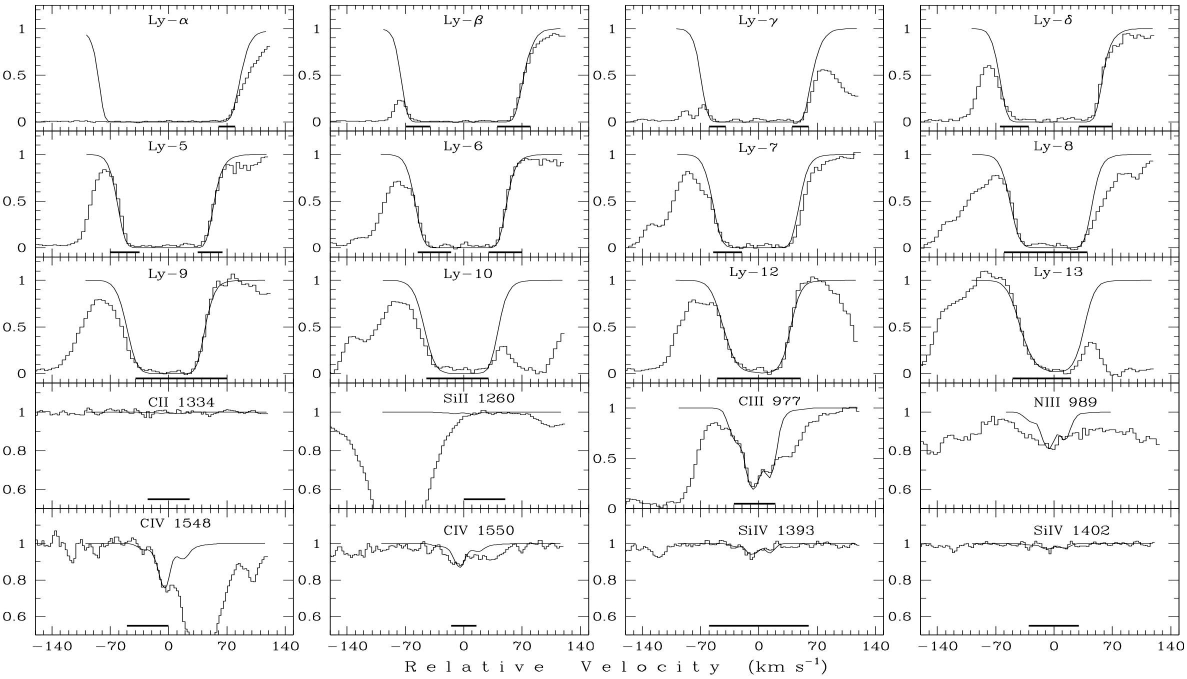

Рис. 6.21: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 2.741$ (HE 2347–4342). Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.6, колонка 4. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.74097$.

(Erni et al. 2006). В нашей Галактике звезды низкой металличности показывают аналогичные концентрации кремния и углерода: [Si/C] < 0.3 при [Mg] < -3 (Cayrel et al. 2004).

Все три системы показывают значительный дефицит азота по сравнению с солнечным: [N/C] < -0.5.

6.3.10 Система $z_{\rm abs} = 1.796$, квазар HE 2347–4342

Эта система была первоначально отождествлена благодаря сильным линиям Mg II (рис. 6.22). В ней также содержатся линии O I $\lambda 1302$ Å, C II $\lambda 1334$ Å (блендирована), Si II $\lambda\lambda 1260, 1193, 1190, 1526$ и 1304 Å, Fe II $\lambda\lambda 2600, 2382$ Å, Al III $\lambda\lambda 1854, 1862$ Å, Si III $\lambda 1206$ Å, C IV $\lambda 1548$ Å и Si IV $\lambda\lambda 1393, 1402$ Å. Ожидаемое положение дублета N V $\lambda\lambda 1238, 1242$ Å блокировано линиями Lyα леса, а обе линии дублета O VI $\lambda\lambda 1032, 1037$ Å не попадают в наблюдаемый диапазон. Из водородных линий в спектре квазара

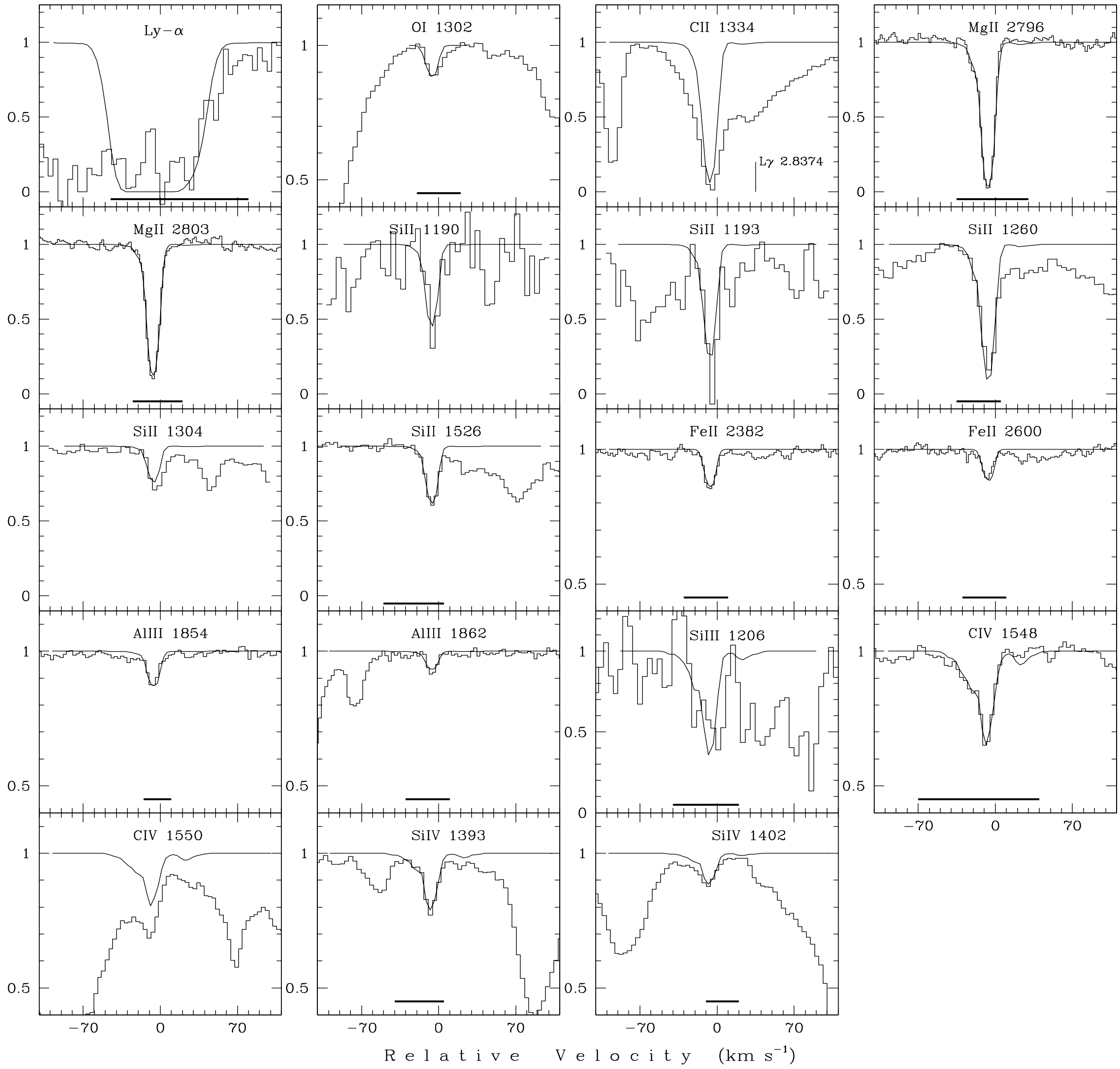

Рис. 6.22: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 1.796$ (HE 2347–4342). Синтетические профили (непрерывные линии) рассчитаны для спектра ионизующего излучения, показанного пунктирной линией на рис. 6.19. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.6, колонка 5. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 1.7963$.

присутствует только линия H I Lyα, голубое крыло которой блендировано. Однако, несмотря на эту неопределенность, большое количество линий металлов и особенно линии кремния позволяют оценить форму спектра ионизующего излучения.

Прежде всего, отметим, что в этой системе наблюдаются одновременно линии O I и C IV. Атомарный кислород трассирует распределение H I, и его относительная ионизация практически не зависит от формы УФ излучения в диапазоне $E > 1$ Ryd. Присутствие в системе O I предполагает, что параметр ионизации $U \leq 10^{-3}$, иначе доля атомарного кислорода становится очень низкой, и для объяснения наблюдений требуется избыточное содержание кислорода относительно кремния, которое превышало бы солнечное более, чем на 1 dex.

Во-вторых, все линии низкоионизованных ионов имеют простые профили одинаковой ширины FWHM = 16 км с$^{-1}$ (b-параметр равен 8.7 км с$^{-1}$). Это означает, что в уширении линий доминируют турбулентные движения газа. Даже при этом слегка заниженном значении b-параметра (пренебрегаем тепловой компонентой в уширении водородных линий) лучевая концентрация H I порядка нескольких единиц на 10^{16} см$^{-2}$ приводит к значительной переоценке интенсивности красного крыла линии Lyα. Это означает, что абсорбционная система является оптически тонкой в лаймановском континууме и само-экранировка как причина для объяснения одновременного присутствия линий O I и C IV не подходит. Таким образом, остается предположить, что заметная абсорбция в C IV при $U \leq 10^{-3}$ вызвана чрезвычайно жестким спектром УФ излучения в области $E > 4$ Ryd.

Подобный тип УФ спектра был обнаружен нами ранее для системы $z_{\rm abs} = 1.78$ в квазаре HE 0141–3932 (Reimers et al. 2005a). Поэтому этот спектр был принят в качестве начального приближения для анализа нашей системы. Вычисления показали, что наблюдаемые интенсивности линий кремния могут быть удовлетворительно описаны только при металличности 2.5-3$Z_\odot$, иначе интенсивность расчетной линии Si III значительно превышает наблюдаемую при любых формах УФ спектров. Это объясняется сильной зависимостью относительного содержания ионов кремния от температуры, которая перекрывает зависимость от формы спектра УФ излучения при металличностях больших или порядка солнечных.

Данные соображения позволили подобрать для описания системы $z_{\rm abs} = 1.796$ форму спектра ионизующего излучения, которая показана на рис. 6.19 пунктирной линией. Из-за ряда неопределенностей, отмеченных выше, этот вид УФ спектра не является единственным. Например, наклон спектра в диапазоне $1 < E < 4$ Ryd мо-

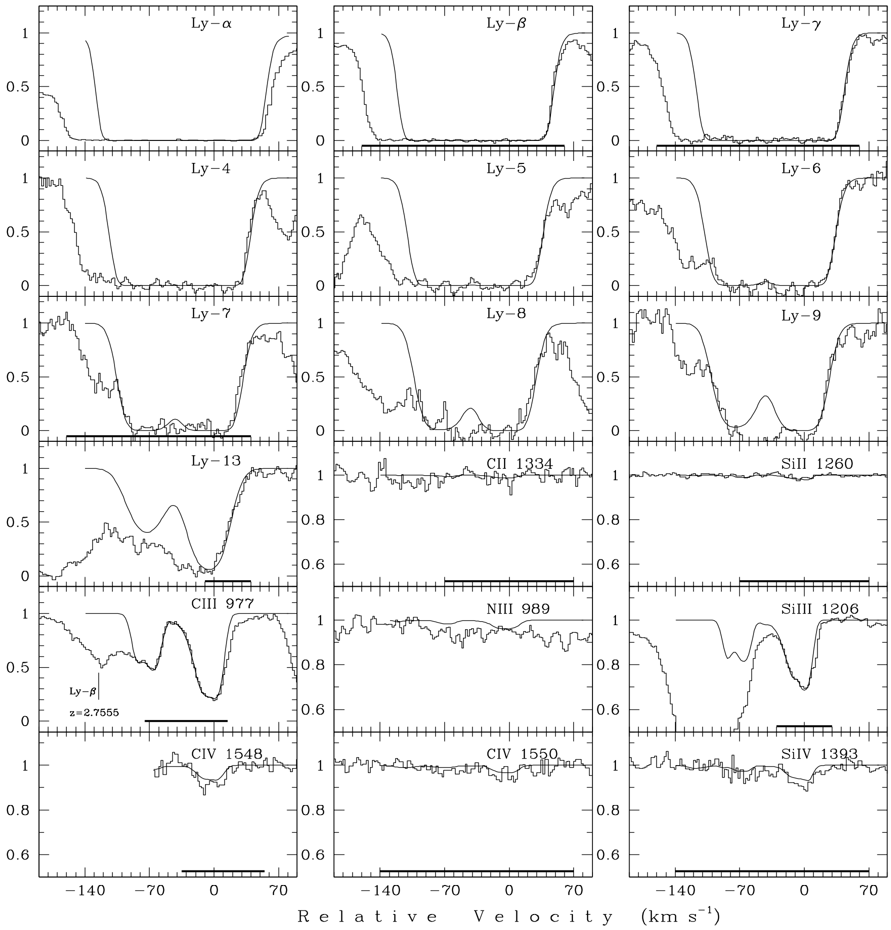

Рис. 6.23: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 2.944$, квазар Q 1157+3143. Синтетические профили (непрерывные линии) рассчитаны для спектра ионизующего излучения, показанного пунктирной линией на рис. 6.24. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.7, колонка 2. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.9444$.

жет быть больше или меньше. Такие изменения повлияют в основном на отношение C/Si, делая его сверхсолнечным при более крутом наклоне. С этой точки зрения более жесткий (пологий) спектр является предпочтительнее. Можно получить, однако, четкое ограничение на величину депрессии спектра на 4 Ryd: интенсивность ниже $0.06 J_{912}$ приводит к сильному сверхсолнечному содержанию кислорода относительно углерода и кремния и, следовательно, исключается.

Физические параметры, полученные с УФ спектром из рис. 6.19, приведены в таблице 6.6, колонка 5. Обнаруженный сильный дефицит железа (трехкратное превышение солнечного содержания для C, O и Si и только 0.8 для Fe) можно рассматривать как реальный, поскольку аналогичные соотношения между этими элементами воспроизводились для всех протестированных типов УФ спектров. Содержание алюминия получилось слегка превышающее C, O и Si (4 раза выше солнечного), однако точность этой оценки невысокая, поскольку рекомбинационные коэффициенты для Al, используемые в CLOUDY, известны с большими погрешностями. Что касается магния, разброс оценок его относительного содержания (4-7 солнечных) можно объяснить эффектами насыщения и возможным блендированием линии Mg II λ2803 Å теллурическими линиями.

6.3.11 Система $z_{\rm abs} = 2.944$, квазар Q 1157+3143

В этом и последующих двух разделах мы рассмотрим три системы поглощения, отождествленные в спектре квазара Q 1157+3143. Абсорбционный спектр этого квазара был получен на 10 м телескопе Keck, редукция данных описана в работе Kirkman, Tytler (1999). Дополнительно этот относительно яркий квазар наблюдался на космическом телескопе Хаббла в области леса He II Lyα (Reimers et al. 2005b).

Абсорбционная система $z_{\rm abs} = 2.944$ (рис. 6.23) имеет красное смещение, очень близкое к квазарному $z_{\rm em} = 2.97$ (Lyα лес начинается на $z = 2.999$), и могла бы быть ассоциированной. Однако спектр Q 1157+3143 не показывает никаких признаков понижения плотности линий Lyα леса в окрестности квазара (‘proximity’ эффект). Наблюдается прямо противоположная картина: плотность линий Lyα леса повышается при приближении к квазару (Ganguly et al. 2001). Набор ионов, отождествленных в этой системе, также типичен для межгалактических абсорберов: ассоциированные системы являются, как правило, высокоионизованными и имеют сильные линии O VI, N V и C IV наряду со слабыми линиями C III, Si III и S IV. Однако в системе $z_{\rm abs} = 2.944$ линии C III и Si III сильнее, чем C IV и Si IV, а дублет N V отсутствует. На ожидаемой длине волны линии O VI λ1031 Å видна лишь слабая абсорбционная деталь, однако ее отождествление ненадежное, поскольку вторая линия дублета O VI λ1037 Å

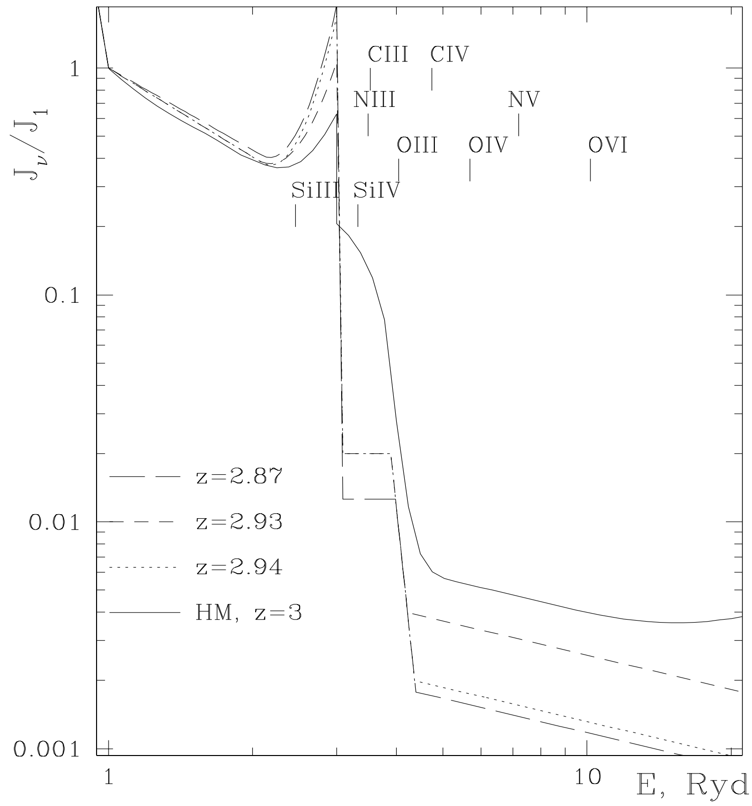

Рис. 6.24: Аналогично рис. 6.19, но для систем $z_{\rm abs}$ = 2.944, 2.939 и 2.875 в спектре квазара Q 1157+3143.

полностью блендирована.

Используя величину абсорбции в лаймановском континууме, можно оценить лучевую концентрацию нейтрального водорода $N(\mathrm{H\,I}) = (1.5 \pm 0.2) \times 10^{17}$ см$^{-2}$, которая в данном случае является суммарной для этой системы и системы на $z_{\rm abs} = 2.939$. Столь высокая концентрация наряду с относительно слабыми линиями металлов указывает на низкую металличность поглощающего газа, что является дополнительным аргументом в пользу того, что система $z_{\rm abs} = 2.944$ не связана с оболочкой квазара.

Предварительный расчет со спектром HM подтвердил это предположение, показав металличность $Z \sim 0.001 Z_\odot$. Однако этот спектр не позволяет описать линию C III: наблюдаемая интенсивность в интервале $-70 < v < 70$ км с$^{-1}$ оказывается значительно недооцененной. Поскольку эта линия расположена в Lyα лесе, следует рассмотреть возможность ее случайного блендирования. Мы тщательно проверили возможные совпадения с линиями металлов из других абсорбционных систем, отождествленных в спектре этого квазара, и не нашли подходящих кандидатов. Единственной возможностью могла бы быть бленда с водородной линией Lyα на $z_{\rm abs} = 2.17$. Если предположить, что наблюдаемый профиль сформирован этой водородной абсорбцией, то определенная по его ширине ($b = 21$ км с$^{-1}$) кинетическая температура газа $T_{\rm kin} \leq 32000$ K. Это означает, что параметр ионизации U меньше 0.02 (для металличности [Z] < -1.5, поскольку на $z_{\rm abs} = 2.17$ нет никаких линий металлов) и что линейный размер гипотетического водородного облака не превышает 0.5 кпс. Вероятность выживания такого облака в межгалактической среде весьма мала, также как и вероятность его случайного попадания на луч зрения. Кроме того, рассматриваемая линия асимметричная, и ее асимметрия согласуется с асимметрией линий Si III, Si IV и C IV. Таким образом, мы можем предположить, что абсорбция в интервале $-70 < v < 70$ км с$^{-1}$ действительно вызвана линией C III на $z_{\rm abs} = 2.944$. В этом случае только спектр ионизующего излучения со значительной депрессией интенсивности между 3 и 4 Ryd предоставляет возможность описать все наблюдаемые линии самосогласованно.

Восстановленный УФ спектр показан на рис. 6.24 пунктирной линией, а соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.7, колонка 2. Синтетические профили показаны непрерывными линиями на рис. 6.23.

Итак, для рассматриваемой системы мы снова находим УФ спектр, подобный тому, что был восстановлен для системы $z_{\rm abs} = 2.9171$ в квазаре HE 0940–1050 (раздел 6.3.1): его форма отражает как внешние (GP депрессия), так и внутренние (усиленная эмиссия на 3 Ryd и резкое понижение интенсивности на 4 Ryd) эффекты, которые связаны с переносом падающего ионизующего излучения в самом облаке.

Оценка непрозрачности межгалактической среды в линии He II Lyα приводит к значению $\tau_{\rm GP}^{\rm HeII} = 2.5 \pm 0.2$. С учетом ионизационной структуры облака лучевая концентрация He II равна 8.5×10^{18} см$^{-2}$, что дает $\eta = 85$.

Следует также отметить относительно низкое содержание азота в этой системе,

Таблица 6.7: Физические параметры для систем $z_{\rm abs} = 2.944$, 2.939 и 2.875 квазара Q 1157+3143, полученные с помощью процедуры MCISS с использованием спектров фонового ионизующего излучения, показанных на рис. 6.24. Лучевые концентрации в единицах см$^{-2}$

Parameter[a] (1)	$z_{\rm abs} = 2.944$ (2)	$z_{\rm abs} = 2.939$ (3)	$z_{\rm abs} = 2.875$ (4)
U_0	1.6E–2	8.8E–3	6.9E–2
$N_{\rm H}$	1.4E20	8.3E18	2.4E20
$\sigma_{\rm v}$, км с$^{-1}$	20.0	22.5	25.0
$\sigma_{\rm y}$	0.6	0.6	0.5
$Z_{\rm C}$	3.0E–7	2.3E–5	1.1E–6
$Z_{\rm N}$	<3.0E–8	<1.0E–6	...
$Z_{\rm Si}$	4.7E–8	3.7E–6	1.6E–7
$[Z_{\rm C}]$	-2.90	-1.02	-2.36
$[Z_{\rm N}]$	< -3.3	< -1.8	...
$[Z_{\rm Si}]$	-2.84	-0.94	-2.34
N(H I)	(1.1 ± 0.2)E17	$1.2 \pm 0.1)$E16	(1.6 ± 0.4)E16
N(C II)	(1.4 ± 0.2)E12	(9.0 ± 0.5)E12	(2.0 ± 0.3)E12
N(Si II)	(2.5 ± 0.2)E11	(1.5 ± 0.2)E12	(1.8 ± 0.2)E11
N(C III)	(3.7 ± 0.6)E13[b]	(1.8 ± 0.2)E14	(1.9 ± 0.2)E14
N(N III)	< 5.8E12	$\lesssim 7.5$E12	...
N(Si III)	(3.4 ± 0.4)E12[b]	2.0E13[c]	4.2E12[c]
N(C IV)	(3.2 ± 0.8)E12	(1.1 ± 0.3)E13	(4.0 ± 0.4)E13
N(Si IV)	(1.7 ± 0.3)E12	(8.0 ± 0.4)E12	(6.8 ± 0.5)E12
$\langle T \rangle$, K	2.7E4	1.8E4	3.7E4
$n_{\rm H}$, см$^{-3}$	2.0E–3	3.0E–3	4.0E–4
L, kpc	27	0.86	200
N(He II)	8.5E18[c]	5.4E17[c]	7.0E18[c]
η	85 ± 10	45 ± 5	440 ± 40
$\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II}$ (at 3 Ryd)	2.5 ± 0.3		2.5-3

[a] $Z_{\rm X} = N_{\rm X}/N_{\rm H}$; $[Z_{\rm X}] = \log(N_{\rm X}/N_{\rm H}) - \log(N_{\rm X}/N_{\rm H})_\odot$; [b] частично блендирована; [c] вычислено с использование распределения скорости-плотности, оцененного по линиям металлов и водорода.

[N/C] < -0.3.

6.3.12 Система $z_{\rm abs} = 2.939$, квазар Q 1157+3143

В этой абсорбционной системе отождествлены линии ионов, находящихся как в низком (C II, Si II), так и в высоком (C IV, Si IV) ионизационном состояниях (рис. 6.25). Линии O VI $\lambda\lambda 1031, 1037$ Å блендированы сильными абсорбциями Lyα леса. Пробный

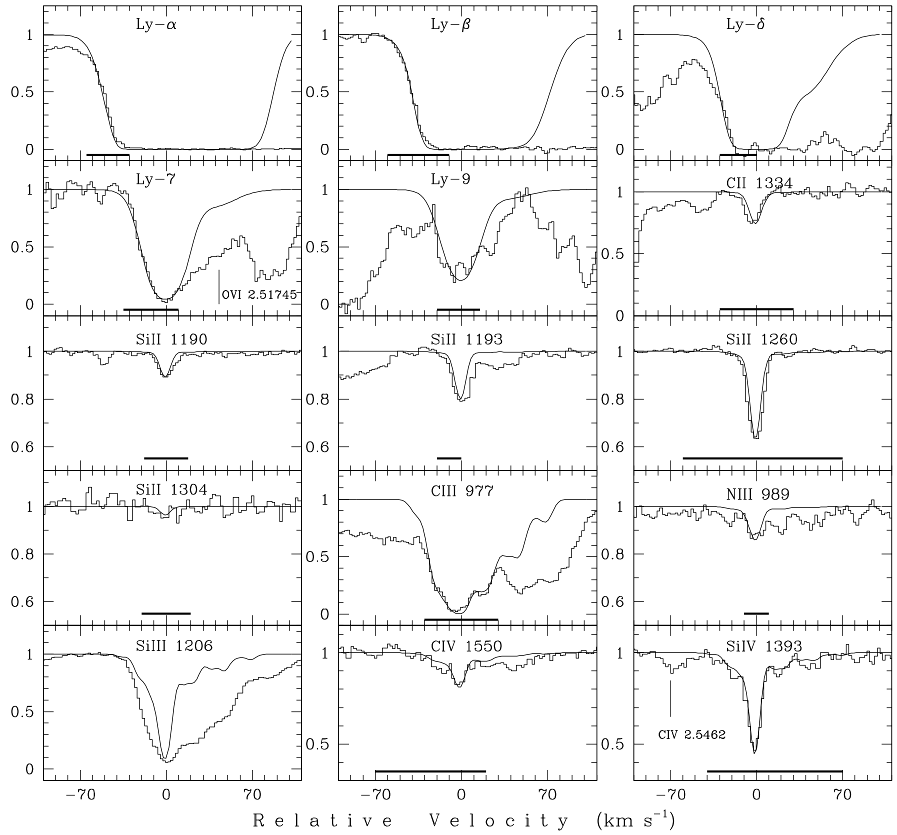

Рис. 6.25: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 2.939$, квазар Q 1157+3143. Синтетические профили (непрерывные кривые) рассчитаны для спектра ионизующего излучения, показанного линией с коротким штрихом на рис. 6.24. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.7, колонка 3. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.93987$.

спектр НМ оказался неподходящим для описания линий поглощения этой системы. Модифицированный УФ спектр показан на рис. 6.24 линией с коротким штрихом. Найденные физические параметры приведены в таблице 6.7, колонка 3, а синтетические профили показаны непрерывными кривыми на рис. 6.25.

Хотя данная система смещена только на $\Delta z = 0.0045$ ($\Delta v = 344$ км с$^{-1}$) от системы с $z_{\rm abs} = 2.944$, ее физические параметры значительно отличаются: металличность на два порядка выше наряду с более низким параметром ионизации (выше плотность газа) и относительно малым для межгалактического облака линейным размером $L < 1$ кпс.

Оптическая толщина в лаймановском континууме иона He II в этой системе близка к 1. Поэтому можно полагать, что восстановленная форма УФ спектра в этом случае близка к фоновой, метагалактической. Из рис. 6.24 видно, что ионизующий спектр мягче в области $E > 4$ Ryd, чем спектр HM, и имеет более выраженный эмиссионный пик на 3 Ryd. Возможно, что эти отличия являются следствием более высокой плотности облаков Lyα леса, обнаруженных при $z \lesssim 3$ в направлении на квазар Q 1157+3143.

Расчетное значение $\eta = 45 \pm 5$ в два раза меньше, чем η на $z_{\rm abs} = 2.944$, что отражает одновременно как более высокую плотность газа, так и более жесткий УФ континуум при $E > 4$ Ryd (см. рис. 6.24).

В этой системе мы снова находим сильный дефицит азота, [N/C] < -0.8.

6.3.13 Система $z_{\rm abs} = 2.875$, квазар Q 1157+3143

Водородные линии и линии металлов, отождествленные в этой системе, показаны на рис. 6.26. Линия C IV λ1548 Å попадает в область между эшельными порядками, линии N III λ989 Å и O VI $\lambda\lambda$1031, 1037 Å сильно блендированы. Чрезвычайно слабая линия Si II λ1260 Å видна в этой системе благодаря высокому отношению сигнала к шуму, S/N = 150.

Предварительный расчет со спектром HM показал низкое содержание углерода, [C/H] = −2.3 наряду с очень высоким относительным содержанием кремния, [Si/C] $\simeq$ 0.8. Это значение явно превышает отношения [Si/C], измеренные в DLA (модельно независимо), [Si/C] $= 0.26 \pm 0.07$ (Erni et al. 2006), и в звездах низкой металличности ([Mg] < -3), [Si/C] < 0.3 (Cayrel et al. 2004). Синтетический профиль C III оказался существенно недооцененным по сравнению с наблюдаемым, однако нельзя исключить его блендирование с линией H I Lyα на $z_{\rm abs} = 2.115$.

Лучевая концентрация определяется в этом случае неточно из-за высокого шума в области линий Ly-7 λ926 Å и Ly-8 λ923 Å. Однако в любом случае она не превышает значение 3×10^{16} см$^{-2}$.

Полученное в предварительных вычислениях высокое относительное содержание

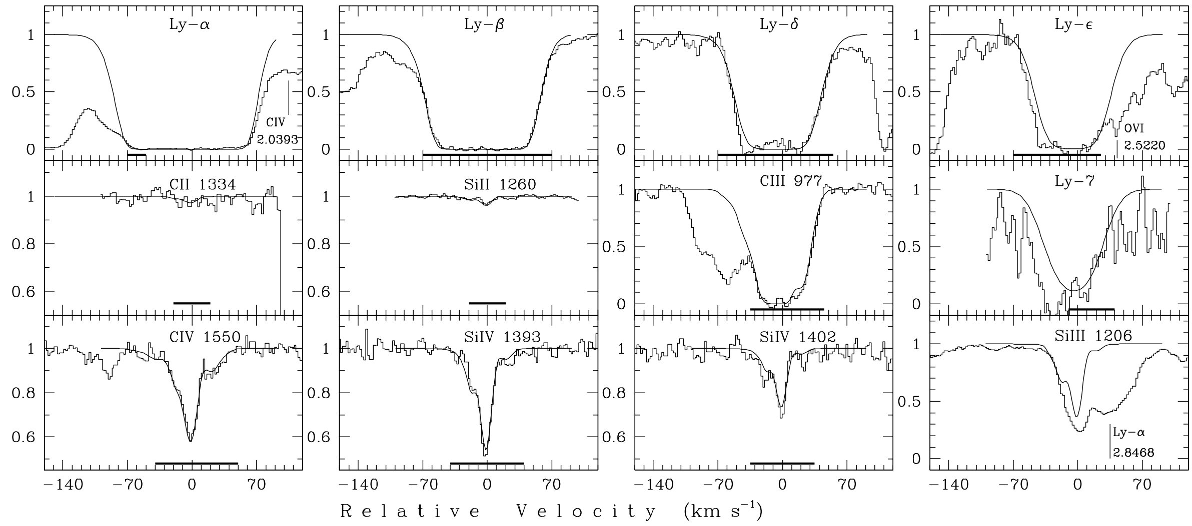

Рис. 6.26: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 2.875$, квазар Q 1157+3143. Синтетические профили (непрерывные кривые) рассчитаны для спектра ионизующего излучения, показанного линией с длинным штрихом на рис. 6.24. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.7, колонка 4. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.87567$.

кремния указывает на то, что спектр УФ излучения должен быть мягче в области $E > 4$ Ryd, чем спектр HM. Реализация возможности переизбытка кремния $[\mathrm{Si/C}] > 0.5$ в результате звездного нуклеосинтеза в звездах с массами $M \geq 100 M_\odot$, принадлежащих гипотетическому звездному населению III, выглядит маловероятным, поскольку, как уже сказано выше, такой переизбыток кремния никогда не наблюдался даже в объектах с чрезвычайно низкой металличностью, $Z \leq 0.001 Z_\odot$ (см. также раздел 6.3.9). Более мягкий спектр может быть связан либо с непрерывным поглощением в лаймановском континууме He II, либо с превышением звездной составляющей над квазарной в суммарном фоновом спектре ионизующего излучения. Первая возможность является в данном случае предпочтительной, если принять во внимание напрямую наблюдаемое высокое содержание He II при $z_{\rm abs} \simeq 2.87$ в направлении на Q 1157+3143 (Reimers et al. 2005b) и гигантский размер анализируемого облака, $L \simeq 200$ кпс.

К сожалению, зашумленный профиль C II $\lambda 1334$ Å и блендирование линии Si III

$\lambda 1206$ Å не позволяют случае восстановить форму УФ спектра с достаточной надежностью. Вычисления со спектром, полученным для системы $z_{\rm abs} = 2.944$, приводят к относительному содержанию кремния [Si/C] $\simeq 0.2-0.3$, а спектр с пониженной на 0.2 dex интенсивностью между 3 и 4 Ryd (линия с длинным штрихом на рис. 6.24) дает [Si/C] $\simeq 0$ (одновременно описывает наблюдаемый профиль линии C III). Эти два УФ спектра ограничивают диапазон возможных форм ионизующего излучения. Физические параметры, вычисленные со вторым спектром, приведены в таблице 6.7, колонка 4, а соответствующие синтетические профили показаны непрерывными кривыми на рис. 6.26. Вычисленная лучевая концентрация $N(\mathrm{He\,II}) = 7.0 \times 10^{18}$ см$^{-2}$ означает, что абсорбционное облако является оптически толстым в лаймановском континууме He II. Таким образом, восстановленный спектр является результатом переработки падающего фонового излучения поглощающим облаком.

Средняя оптическая толщина в линии He II Lyα, $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II} = 2.5-3$, сравнима с $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II} = 2.09 \pm 0.10$, оцененной из прямых наблюдений леса He II Lyα (Reimers et al. 2005b).

Следует подчеркнуть большое значение параметра $\eta = 440 \pm 40$, которое воспроизводится во всех вычислениях, несмотря на неопределенности в $N(\mathrm{H\,I})$ и в форме УФ излучения. Это значение может быть объяснено мягкостью эффективного поля ионизующего излучения и низкой плотностью газа в абсорбере (см. рис. 6.34 на стр. 250).

6.3.14 Система $z_{\rm abs} = 2.568$, квазар HS 1700+6416

Мы переходим к рассмотрению пяти абсорбционных систем в спектре квазара HS 1700+6416, который является одним их наиболее ярких объектов с большим красным смещением ($z_{\rm em} = 2.74$, $V = 16.13$). Этот квазар многократно наблюдался как на наземных, так и на космических телескопах. Первоначально 7 сильных абсорбционных систем с линиями металлов были отождествлены в спектрах низкого разрешения в работах Reimers et al. (1992) и Vogel & Reimers (1995). Позже, Davidsen et al. (1996) измерили непрозрачность межгалактического гелия в линии He II Lyα по УФ спектру,

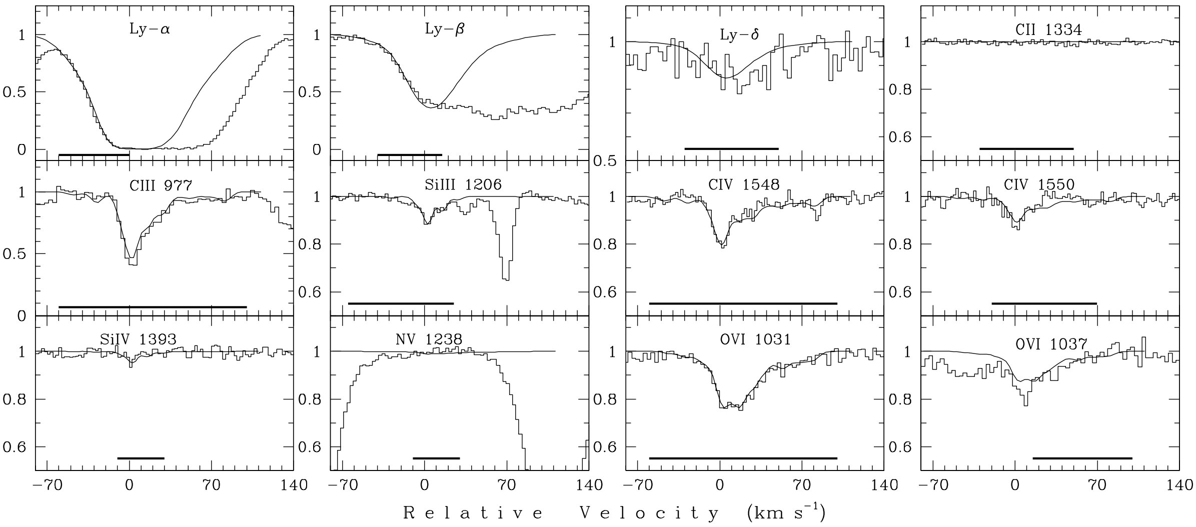

Рис. 6.27: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 2.568$, квазар HS 1700+6416. Синтетические профили (непрерывные кривые) рассчитаны для спектра ионизующего излучения, показанного линией с длинным штрихом на рис. 6.28. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.8, колонка 2. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.56826$.

полученному на HUT. Simcoe et al. (2002, 2006) изучали физические условия в системах с линиями металлов, используя спектры высокого разрешения, полученные на 10 м телескопе Keck. Подробный анализ линий поглощения H I и He II был выполнен Fechner et al. (2006a) и Fechner & Reimers (2006). Для восстановления формы спектров ионизующего излучения мы отобрали системы со многими линиями различных ионов, находящиеся в фотоионизационном равновесии и не показывающие заметных эффектов самоэкранирования. Использовались спектры, полученные на 10 м телескопе Keck в диапазоне $\Delta\lambda = 3150 - 9000$ Å и на космическом телескопе Хаббла в диапазоне $\Delta\lambda = 1155 - 1700$ Å. Первичная обработка данных описана Simcoe et al. (2002) и Fechner et al. (2006b).

Первая из пяти систем — система с красным смещением $z_{\rm abs} = 2.568$ — показана на рис. 6.27. Предварительные вычисления со спектром ионизующего излучения типа HM показали, что красное крыло линии H I Lyα несовместимо с предположением о постоянной металличности внутри абсорбционного облака. Поэтому в дальнейшем

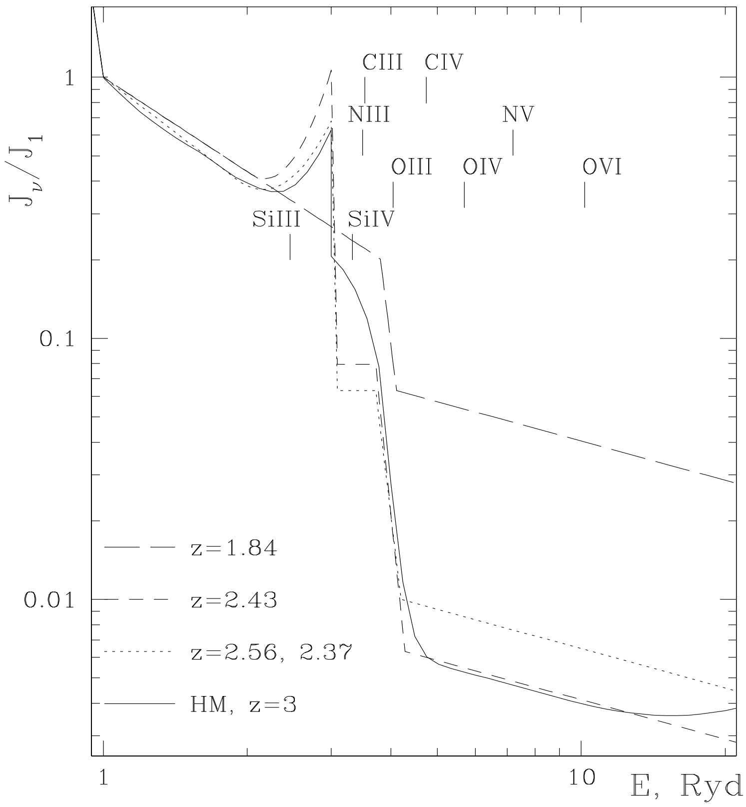

Рис. 6.28: Аналогично рис. 6.19, но для систем $z_{\rm abs} = 2.568$, 2.438, 2.433, 2.379 и 1.845 в спектре квазара HS 1700+6416.

профиль линии Lyα вычислялся через распределения скорости и плотности, определенных по линиям металлов в предположении постоянной металличности.

Вычисления со спектром HM приводят к слишком слабым синтетическим профилям линии C III, существенно отличающимся от наблюдаемого. Блендирование в этом случае маловероятно, т.к. узкий асимметричный профиль C III подобен профилям линий C IV и O VI. Поэтому форма спектра фонового УФ излучения была модифицирована. Результат показан на рис. 6.28 пунктирной линией. Полученные с этим спектром физические параметры перечислены в таблице 6.8, колонка 2, а соответствующие синтетические профили показаны непрерывными кривыми на рис. 6.27.

Средняя оптическая толщина межгалактического газа в линии He II Lyα понижается на красном смещении $z = 2.56$ до значения $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II} = 1.2 \pm 0.2$.

Таблица 6.8: Физические параметры для систем $z_{\rm abs} =$ 2.568, 2.438, 2.433, 2.379 и 1.845 квазара HS 1700+6416, полученные процедурой MCISS с использованием спектров фонового ионизующего излучения, показанных на рис. 6.28. Лучевые концентрации в единицах см$^{-2}$

Parameter[a] (1)	$z_{\rm abs} = 2.568$ (2)	$z_{\rm abs} = 2.438$ (3)	$z_{\rm abs} = 2.433$ (4)	$z_{\rm abs} = 2.379$ (5)	$z_{\rm abs} = 1.845$ (6)
U_0	1.3E–1	1.8E–2	9.4E–3	1.1E–1	7.9E–3
$N_{\rm H}$	3.3E18	1.2E19	2.0E19	3.2E19	2.1E19
$\sigma_{\rm v}$, км с$^{-1}$	20.5	17.0	23.0	27.0	35.0
$\sigma_{\rm y}$	0.5	0.5	0.7	0.6	0.6
$Z_{\rm C}$	2.0E–5	9.2E–6	1.5E–5	2.8E–6	8.4E–5
$Z_{\rm N}$	$\lesssim$ 3.0E–6	$\lesssim$ 2.0E–6	...	...	1.7E–5
$Z_{\rm O}$	1.0E–4	...	...	1.6E–5	2.5E–5
$Z_{\rm Mg}$	...	...	...	...	2.5E–5
$Z_{\rm Al}$	...	...	...	...	1.0E–6
$Z_{\rm Si}$	6.2E–6	1.8E–6	2.4E–6	8.4E–7	1.4E–5
$[Z_{\rm C}]$	-1.08	-1.42	-1.20	-1.94	-0.46
$[Z_{\rm N}]$	$\lesssim -1.3$	$\lesssim -1.5$	...	...	-0.55
$[Z_{\rm O}]$	-0.65	...	...	-1.52	-0.25
$[Z_{\rm Mg}]$	...	...	...	...	-0.25
$[Z_{\rm Al}]$	...	...	...	...	-0.36
$[Z_{\rm Si}]$	-0.75	-1.24	-1.12	-1.61	-0.36
N(H I)	2.5E14[b]	(3.6 ± 1.5)E15	(2.6 ± 1.0)E16	(2.4 ± 0.3)E15	2.5E16[b]
N(C II)	(1.4 ± 0.2)E11	(1.3 ± 0.3)E12	(1.3 ± 0.2)E13	...	3.6E13[c]
N(Mg II)	...	...	...	...	2.2E12
N(Si II)	...	$\lesssim$ 3.0E11	(2.2 ± 0.2)E12	...	(3.9 ± 0.2)E12
N(C III)	(1.2 ± 0.2)E13	(6.7 ± 0.6)E13	(2.5 ± 0.3)E14	(2.3 ± 0.4)E13	...
N(N III)	...	$\lesssim$ 1.4E13	...	...	...
N(O III)	...	...	...	...	1.6E15[c]
N(Al III)	...	...	...	...	(5.8 ± 0.6)E11
N(Si III)	(4.2 ± 0.3)1E11	(5.0 ± 0.3)E12	(2.8 ± 0.2)E13	(6.7 ± 0.3)E11	3.5E13[d]
N(C IV)	(1.2 ± 0.1)E13	(2.5 ± 0.3)E13	(3.6 ± 0.2)E13	(1.6 ± 0.1)E13	(4.3 ± 0.2)E14
N(O IV)	...	...	...	...	1.8E15[c]
N(Si IV)	(4.8 ± 0.4)E11	(4.0 ± 0.2)E12	(1.2 ± 0.1)E13	(5.3 ± 0.5)E11	(3.8 ± 0.3)E13
N(N V)	...	...	...	...	(3.5 ± 0.3)E13
N(O VI)	(3.9 ± 0.4)E13	...	...	(3.0 ± 0.3)E13	...
$\langle T \rangle$, K	3.3E4	2.6E4	2.1E4	4.3E4	1.5E4
$n_{\rm H}$, см$^{-3}$	2.5E–4	1.5E–3	3.0E–3	3.0E–4	4.0E–3
L, kpc	4.0	3	2	38	2
N(He II)	2.6E16[c]	3.7E17[c]	1.1E18[c]	2.9E17[c]	3.5E17[c]
η	100 ± 10	100 ± 10	45 ± 5	120 ± 20	16 ± 5
$\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II}$ (at 3 Ryd)	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2		1.2 ± 0.2	0

[a] $Z_{\rm X} = N_{\rm X}/N_{\rm H}$; $[Z_{\rm X}] = \log(N_{\rm X}/N_{\rm H}) - \log(N_{\rm X}/N_{\rm H})_\odot$; [b] вычислено с использованием распределений скорости и плотности, определенных по линиям ионов и предполагая постоянную металличность внутри абсорбера;
[c] вычислено с использованием распределений скорости и плотности, найденных по линиям металлов и водорода; [d] линия частично блендирована.

Отметим низкое содержание азота в этой системе, [N/C] < -0.3.

6.3.15 Системы $z_{\rm abs} = 2.438$ и 2.433, квазар HS 1700+6416

Обе системы с $z_{\rm abs} = 2.438$ (рис. 6.29) и $z_{\rm abs} = 2.433$ (рис. 6.30) входят в состав большого комплекса шириной более 1000 км с$^{-1}$ и представляют из себя плотные газовые облака, окруженные высокоионизованным разреженным газом, который прослеживается по линиям O VI. Хотя высокоионизованный газ может быть неравновесным, рассматриваемые системы уже достигли равновесного состояния с окружающим фоновым излучением благодаря их более высокой плотности, а следовательно и более короткого времени рекомбинации. Отметим, что весь комплекс напоминает по своей структуре абсорбционный комплекс на $z_{\rm abs} = 1.8073$ в направлении на квазар HS 0747+4259 (см. раздел 6.3.5).

Лучевая концентрация нейтрального водорода для всего комплекса $N(\text{H I}) = 4.0 \times 10^{16}$ см$^{-2}$ была определена по спектрам низкого разрешения в работе Vogel & Reimers (1995). Предварительные расчеты со спектром HM показали, что интенсивность линии C II $\lambda1334$ Å недооценивается, в то время как интенсивность линии Si II $\lambda1193$ Å переоценивается. Модифицированный спектр фонового излучения показан на рис. 6.28 линией с коротким штрихом. Вычисленные физические параметры представлены в таблице 6.8, колонки 3 и 4, а соответствующие синтетические профили показаны непрерывными кривыми на рис. 6.29 и 6.30.

Несмотря на то, что форма спектра ионизующего излучения в этом случае отличается от спектра, восстановленного для системы $z_{\rm abs} = 2.568$, средняя оптическая толщина в линии He II Lyα имеет такое же значение $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II} = 1.2 \pm 0.2$. Это значение следует сравнить с $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II} = 1.0 \pm 0.07$, измеренной напрямую в HS 1700+6416 по спектрам He II леса на $z_{\rm abs} = 2.4$ (Davidsen et al. 1996), и с величиной $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II} = 0.74 \pm 0.34$, полученной недавно на $z_{\rm abs} = 2.45$ по даннам с орбитальной обсерватории FUSE (Fechner et al. 2006a)[1].

[1]Это значение $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II}$ может быть заниженным из-за проблем с вычитанием фона в спектрах с FUSE, которые обсуждаются в работе Fechner et al. 2006a.

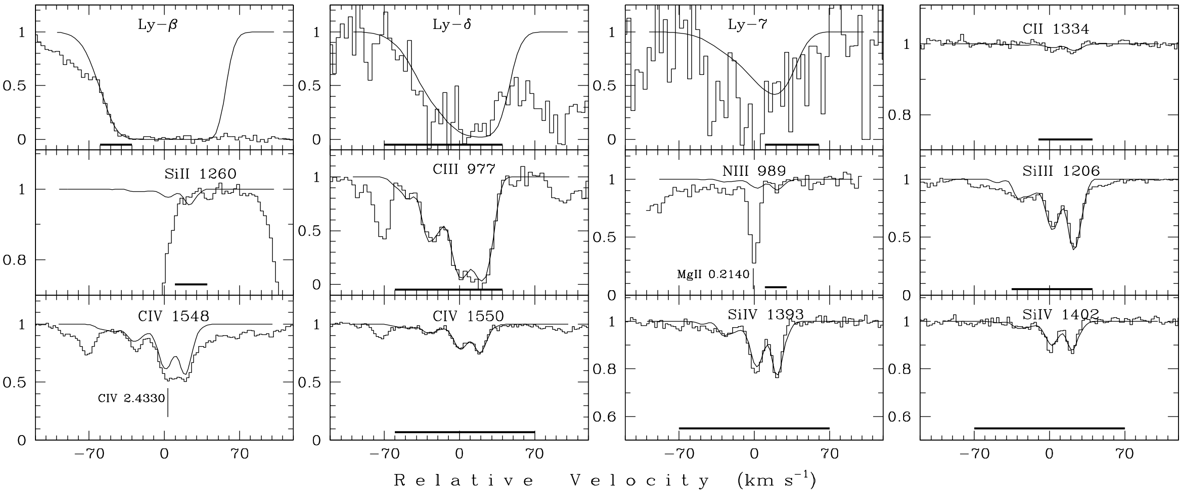

Рис. 6.29: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 2.438$, квазар HS 1700+6416. Синтетические профили (непрерывные кривые) рассчитаны для спектра ионизующего излучения, показанного линией с коротким штрихом на рис. 6.28. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.8, колонка 3. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.4386$.

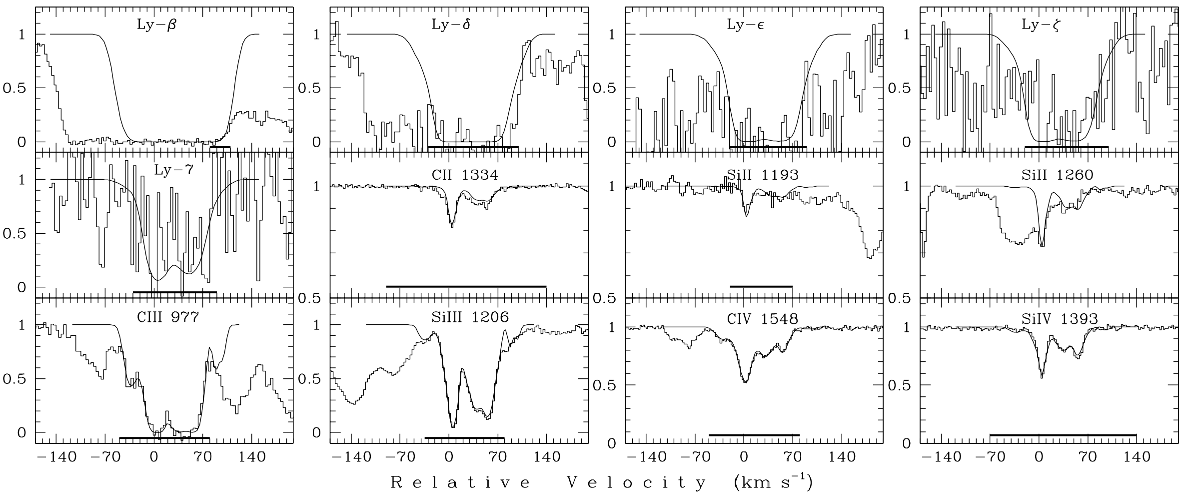

Рис. 6.30: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 2.433$, квазар HS 1700+6416. Синтетические профили (непрерывные кривые) рассчитаны для спектра ионизующего излучения, показанного линией с коротким штрихом на рис. 6.28. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.8, колонка 4. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.4330$.

Отметим также вариации параметра η: на $z_{\rm abs} = 2.433$ $\eta = 45$ и на $z_{\rm abs} = 2.438$ $\eta = 100$ (таблица 6.8). В данном случае эти вариации вызваны изменением плотности газа в рассматриваемых абсорберах.

Величина η на $z_{\rm abs} = 2.438$ близка по своему значению к η на $z_{\rm abs} = 2.568$, хотя плотности газа в этих двух системах существенно различны. Это совпадение является следствием более мягкого спектра УФ излучения на $z_{\rm abs} = 2.438$ (см. рис. 6.34 на стр. 250).

6.3.16 Система $z_{\rm abs} = 2.379$, квазар HS 1700+6416

Набор линий ионов металлов, наблюдаемых в этой системе (рис. 6.31), такой же, как в системе с $z_{\rm abs} = 2.568$, описанной в разделе 6.3.14. К сожалению, зашумленный профиль линии C III затрудняет надежное восстановление формы профиля УФ излучения по этой системе. Однако спектр HM приводит к значительной недооценке интенсивности этой линии, превышающей уровень шумовой дорожки. Блендирование линии C III маловероятно, поскольку из-за узости линии бленда возможна лишь с линией металла из какой-либо другой абсорбционной системы, но ни одной подходящей системы в спектре HS 1700+6416 не найдено. Форма спектра на $z_{\rm abs} = 2.433$ не позволяет правильно описать интенсивность линии Si III, приводя к недооценке наблюдаемой интенсивности. В то же время спектр, восстановленный по системе $z_{\rm abs} = 2.568$, оказывается совместим со всеми наблюдаемыми линиями. Физические параметры, полученные с этим спектром, даны в таблице 6.8, колонка 5, а синтетические профили линий показаны непрерывными кривыми на рис. 6.31.

6.3.17 Система $z_{\rm abs} = 1.845$, квазар HS 1700+6416

В этой системе удается отождествить одну водородную линию (Lyα) и множество линий металлов различных ионов (рис. 6.32), которые позволяют оценить форму спектра УФ излучения. Лучевая концентрация водорода N(H I) $= 5.6 \times 10^{16}$ см$^{-2}$ была измерена по спектру низкого разрешения (Vogel & Reimers 1995), т.е. эта система оптически тонкая в лаймановском континууме H I. Оптическая толщина в лаймановском континууме He II также меньше 1: ослабление падающего излучения из-за

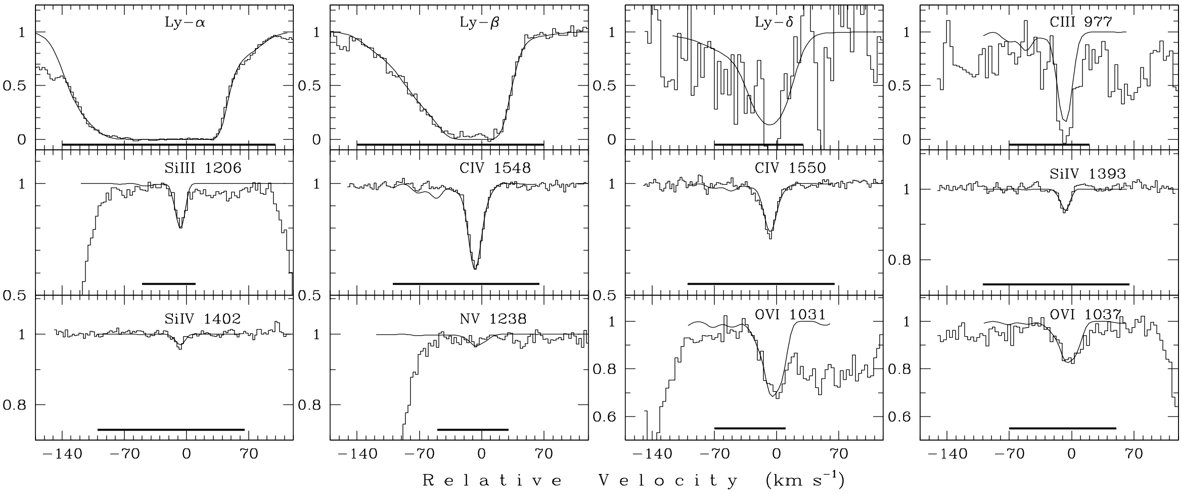

Рис. 6.31: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 2.379$, квазар HS 1700+6416. Синтетические профили (непрерывные кривые) рассчитаны для спектра ионизующего излучения, показанного пунктирной линией на рис. 6.28. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.8, колонка 5. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 2.3799$.

поглощения в лаймановском континууме He II в самом облаке приводит к увеличению отношения Si IV/C IV, но в этой системе мы находим Si IV/C IV = 0.088, что существенно ниже значений, измеренных в системах с локальным ослаблением ионизующего излучения (ср. с ситемами на $z_{\rm abs} = 2.735$, 2.944 и 2.875, таблицы 6.6 и 6.7). Предполагая $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II} < 1$, получим ограничение $N({\rm He\,II}) = \eta N({\rm H\,I}) < 5 \times 10^{17}$ см$^{-2}$ и $\eta \sim 10$, что означает низкий параметр ионизации (высокую плотность газа) и жесткий спектр ионизующего излучения.

Жесткий спектр подсветки требуется также для описания абсорбции N V, иначе относительное содержание азота получается сверхсолнечным, [N/C] > 0. Хотя такое соотношение предсказывается рядом моделей химической эволюции при металличностях $Z > Z_\odot$ (Hamman & Ferland 1999), в реальных системах оно никогда не наблюдалось (Reimers et al. 2005a; Jenkins et al. 2005). В принципе, мы не можем исключить, что данная система еще не достигла ионизационного равновесия и что ион N V переионизован (т.е. не в равновесии с окружающим полем УФ излучения). Линии O VI могли бы помочь прояснить ситуацию, но они не попадают в наблюда-

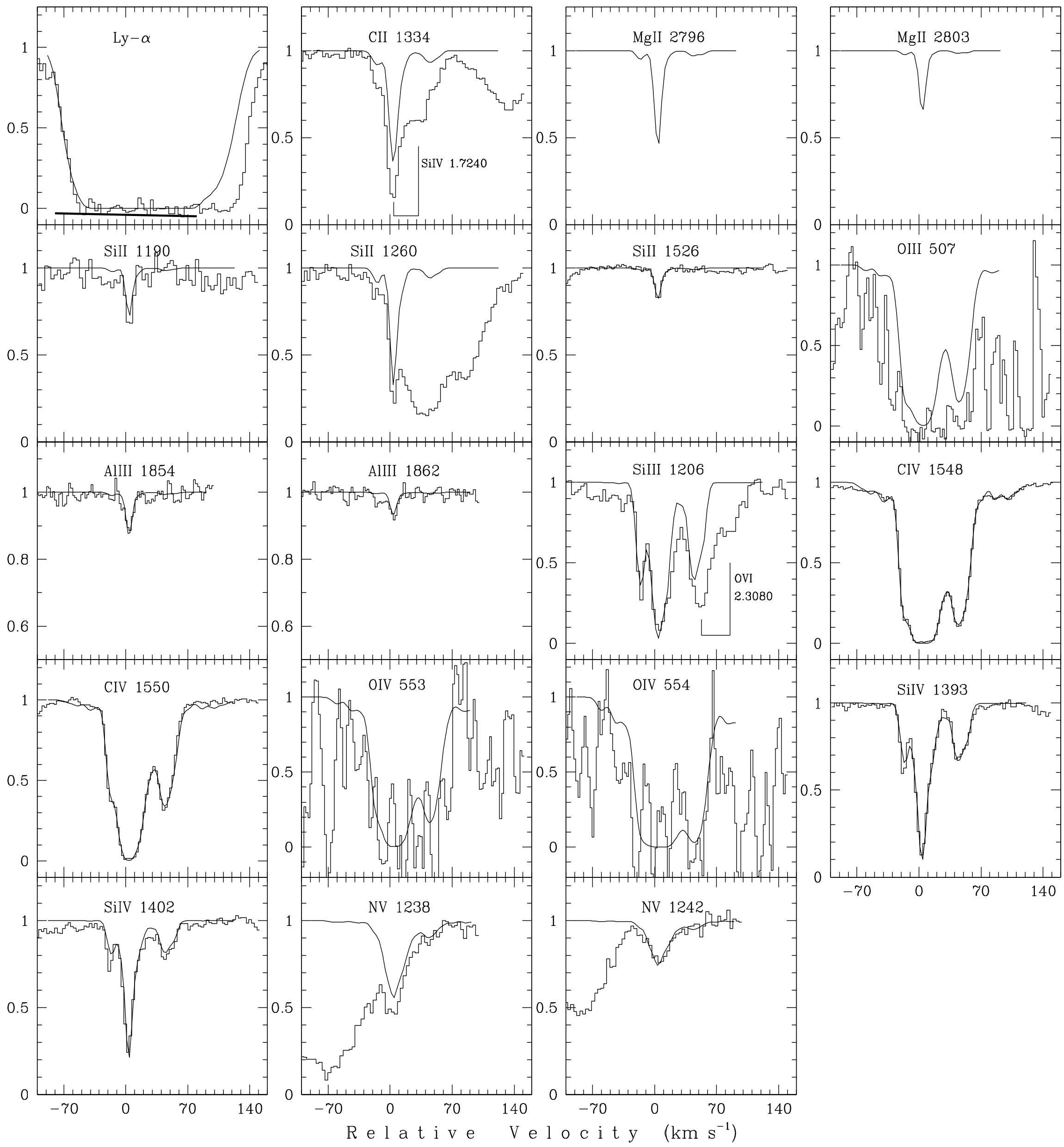

Рис. 6.32: Аналогично рис. 6.18, но для системы $z_{\rm abs} = 1.845$, квазар HS 1700+6416. Синтетические профили (непрерывные кривые) рассчитаны для спектра ионизующего излучения, показанного линией с длинным штрихом на рис. 6.28. Соответствующие физические параметры перечислены в таблице 6.8, колонка 6. Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z = 1.8450$.

емый диапазон. Однако мы не наблюдаем никаких сдвигов между линиями N V и всеми другими линиями металлов, которые могли бы указывать на многофазность поглощающего облака. Поэтому предположение о 'нормальном' ионизационном равновесии является более предпочтительным.

Другой очень важный источник информации о физическом состоянии поглощающего газа представляют в данном случае ионы кремния: наблюдаемые отношения Si IV/Si III $\simeq 1$ и Si IV/Si II $\simeq 10$ могут быть реализованы только при околосолнечных металличностях. Как уже отмечалось в разделе 6.3.10, это заключение следует из высокой чувствительности степени ионизации кремния к кинетической температуре при высоких металличностях, где эта зависимость от $T_{\rm kin}$ преобладает над зависимостью от формы спектра УФ излучения.

Принимая во внимание все эти факты, мы можем оценить вид спектра фонового излучения, который показан на рис. 6.28 линией с длинным штрихом. Полученные физические параметры приведены в таблице 6.8, колонка 6, а синтетические профили линий показаны непрерывными кривыми на рис. 6.32. Красное крыло линии Lyα несовместимо с предположением о постоянной плотности внутри абсорбера. Поэтому мы вычислили профиль Lyα, используя распределения скорости и плотности, оцененные по линиям металлов.

Как отмечалось выше, наблюдаемые линии кремния требуют металличность, близкую к солнечной. Однако уже с $Z \simeq 0.5 Z_\odot$ мы получаем $N(\text{H I}) = 2.5 \times 10^{16}$ см$^{-2}$, что в два раза меньше, чем $N(\text{H I})$, оцененная по величине лаймановского скачка в спектре низкого разрешения этого квазара. Возможным объяснением этого расхождения может служить предположение, что мы наблюдаем пятно высокой металличности ($Z \sim Z_\odot$) с концентрацией $N(\text{H I}) \sim (1-2) \times 10^{16}$ см$^{-2}$, которое окружено облаком или цепочкой облаков с суммарной концентрацией $N(\text{H I}) \sim (3-4) \times 10^{16}$ см$^{-2}$. Чтобы проверить это предположение, требуются дополнительные наблюдения других линий лаймановской серии водорода.

Из-за этой неопределенности со значением лучевой концентрации H I в подсистеме с линиями металлов восстановление формы спектра УФ излучения в этой системе не является надежным. Однако форма спектра, показанная на рис. 6.28, хорошо описывает наблюдаемые профили линий металлов и дает самосогласованные физические параметры. Поэтому мы можем рассматривать эту форму как возможную. В любом случае, показатель степени наклона спектра $\alpha > -1.2$ в диапазоне $1 < E < 4$ Ryd является предпочтительным, поскольку для меньших значений α получается сверхсолнечное отношение C/Si, что никогда не наблюдалось и не предсказывалось в теоретических моделях.

Принимая во внимание высокую металличность и жесткий спектр УФ излучения, можно предположить, что рядом с лучом зрения на $z \sim 1.8$ находится, по-видимому, активное ядро галактики или квазар.

6.4 Обобщение результатов главы 6

В этой главе мы рассмотрели численную процедуру MCISS, позволяющую восстанавливать форму спектра ионизующего метагалактического излучения в диапазоне 1 Ryd $< E <$ 10 Ryd по абсорбционным профилям линий ионов, находящихся в различных стадиях ионизации.

Процедура MCISS состоит из следующих шагов:

- параметризация формы спектра ионизующего излучения в указанном выше диапазоне с помощью набора факторов, отражающих физические процессы в межгалактической среде;
- выбор числовой меры (отклика), характеризующей адекватность оцениваемой формы спектра;
- генерирование различных форм спектра путем рандомизации значений факторов в соответствии с выбранной матрицей плана;
- оценка эффектов факторов;
- нахождение оптимальной формы спектра путем передвижения в факторном пространстве в направлении возрастающей степени качества подгонки наблюдаемых профилей линий ионов.

Достоверность восстанавливаемых спектров зависит от числа линий металлов, включенных в анализ. В общем случае, чем больше линий различных ионов в разных ионизационных состояниях используются в анализе, тем выше точность оценки формы спектра. В отдельных случаях привлечение дополнительной информации, как, например, отношения концентраций элементов, позволяет значительно сузить область возможных значений факторов, что делает возможной оценку формы спектра ионизующего излучения и по небольшому набору линий металлов.

Мы рассмотрели процедуру восстановления формы УФ спектров в диапазоне $1 < E < 10$ Ryd на примере систем с линиями металлов в интервалах красных смещений $1.5 \lesssim z \lesssim 1.9$ и $2.4 \lesssim z \lesssim 3.0$. Обнаружены флуктуации формы спектра ионизующего излучения. Однако эти флуктуации вызываются разными причинами на больших и малых значениях z.

6.4.1 Форма спектра ионизующего излучения на $2.4 < z < 3$ и флуктуации параметра $\eta =$ He II/H I

В интервале $2.4 \lesssim z \lesssim 3.0$ изменения формы спектра вызываются в основном процессами переноса континуального излучения квазаров в межгалактической среде с переменной плотностью газа. Здесь важны как процессы поглощения в линии He II Lyα, так и в He II лаймановском континууме. Отчетливо прослеживается эффект Гана-Петерсона для He II во всех восстановленных спектрах УФ излучения. В то же время мы не находим подтверждения заметного вклада звездных источников в межгалактический УФ фон. Звездная составляющая привела бы к очень крутому наклону спектра в области энергий $E > 1$ Ryd ($\alpha < -2.0$ при $1 < E < 3$ Ryd) и понижению интенсивности на 3 Ryd, тогда как рассмотренные системы требуют относительно жестких спектров ($\alpha > -1.6$) и заметного эмиссионного пика на 3 Ryd в сочетании со значительным ослаблением излучения при $E > 4$ Ryd — т.е. деталей, которые однозначно указывают на процессы поглощения в лаймановском континууме He II с последующим рекомбинационном переизлучением в линиях гелия.

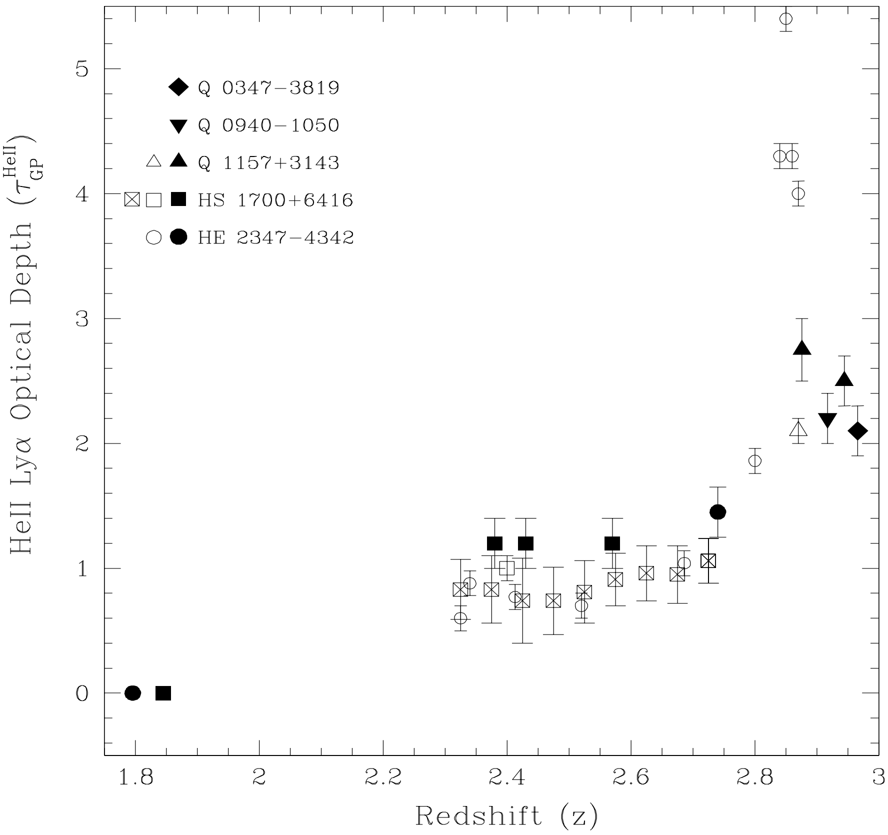

Рис. 6.33: Эволюционная зависимость непрозрачности в линии He II Lyα межгалактического газа, $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II}(z)$. Светлыми символами отмечены прямые измерения по УФ спектрам HE 2347–4342 (Zheng et al. 2004b), HS 1700+6416 (квадратики — Davidsen et al. 1996, перечеркнутые квадратики — Fechner et al. 2006a) и Q 1157+3143 (Reimers et al. 2005b). Темными символами показаны измерения по восстановленным спектрам фонового ионизующего излучения: ромбики и перевернутые треугольники — Agafonova et al. (2005); треугольники, квадратики и окружности — Agafonova et al. (2006). Отмеченные вертикальными отрезками ошибки соответствуют уровню значимости 1σ.

По глубине депрессии Гана-Петерсона, $I_{\rm GP}$, в восстановленных спектрах УФ излучения мы можем оценить эффективную оптическую толщину (непрозрачность) в линии He II Lyα непрерывно распределенного межгалактического газа, $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II}$. На рис. 6.33 показана эволюционная зависимость величины $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II}$ от красного смещения (темные символы) наряду с непосредственно измеренными непрозрачностями межгалактической среды (светлые символы). Соответствие между прямыми измерениями и вычисленными по восстановленным спектрам можно считать удовлетворительным, хотя наши значения получились систематически выше на 20–40% ($\sim 1 - 2\sigma$). Эта разница может быть объяснена следующими причинами. Во-первых, приближение формы депрессии континуального излучения между 3 и 4 Ryd простой ступенькой не учитывает возможной более сложной формы полосы поглощения Гана-Петерсона. Во-вторых, глубина $I_{\rm GP}$ определяется в основном относительными интенсивностями линий C II, C III и C IV. Однако потенциал ионизации C III (3.52 Ryd) близок к началу леса He II Lyβ (3.56 Ryd). Поэтому дополнительный эффект GP на этой гелиевой линии может влиять на измеряемую долю иона C III и следующего за ним C IV. Все эти неопределенности могут приводить к переоценке величины $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II}$ на 0.1–0.2. С другой стороны, измерения $\tau_{\rm GP}^{\rm He\,II}$ по данным с FUSE могут давать заниженные значения из-за проблем, связанных с вычитанием фона и установлением нуль-пункта в коротковолновой части спектра, соответствующей $z < 2.555$ (Fechner et al. 2006a).

Анализ близких абсорбционных систем ($z_{\rm abs} = 2.735$, 2.739 в квазаре HE 2347–4342 и $z_{\rm abs} = 2.433$, 2.438 в квазаре HS 1700+6416) показал флуктуации параметра η в два-три раза. Поскольку эти системы описываются одинаковыми УФ спектрами, то обнаруженные флуктуации η целиком вызываются разницей в плотности газа в этих абсорберах. Если теперь сравнить системы с $z_{\rm abs} = 2.433$ и 1.845, то мы увидим, что обе системы имеют одинаковые U и $n_{\rm H}$, однако параметр η отличается в 3 раза. В этом случае мы наблюдаем эффект 'мягкости' спектра (см. рис. 6.28).

На рис. 6.34 показана зависимость $\eta_{\rm model} = Z_{\rm He}\Upsilon_{\rm He\,II}/\Upsilon_{\rm H\,I}$ от параметра ионизации U, вычисленная с помощью CLOUDY для оптически тонкого случая для различных форм УФ излучения. В случае постоянной плотности внутри поглощающей зоны $\eta_{\rm model} = \eta$. Если же плотность газа внутри абсорбера варьируется, то η определяется как средневзвешенная по величинам $\eta(U)$ и становится меньше, чем $\eta_{\rm model}$, которая соответствует среднему параметру ионизации U_0 (5.27). Как видно из рис. 6.34, в диапазоне $-3 < \log(U) < -1$, характерном для оптически тонких абсорбционных систем на больших z, кривая $\eta_{\rm model}$ имеет градиент, который значительно увеличивается с увеличением мягкости спектра (при $E \geq 4$ Ryd). Также возрастает и

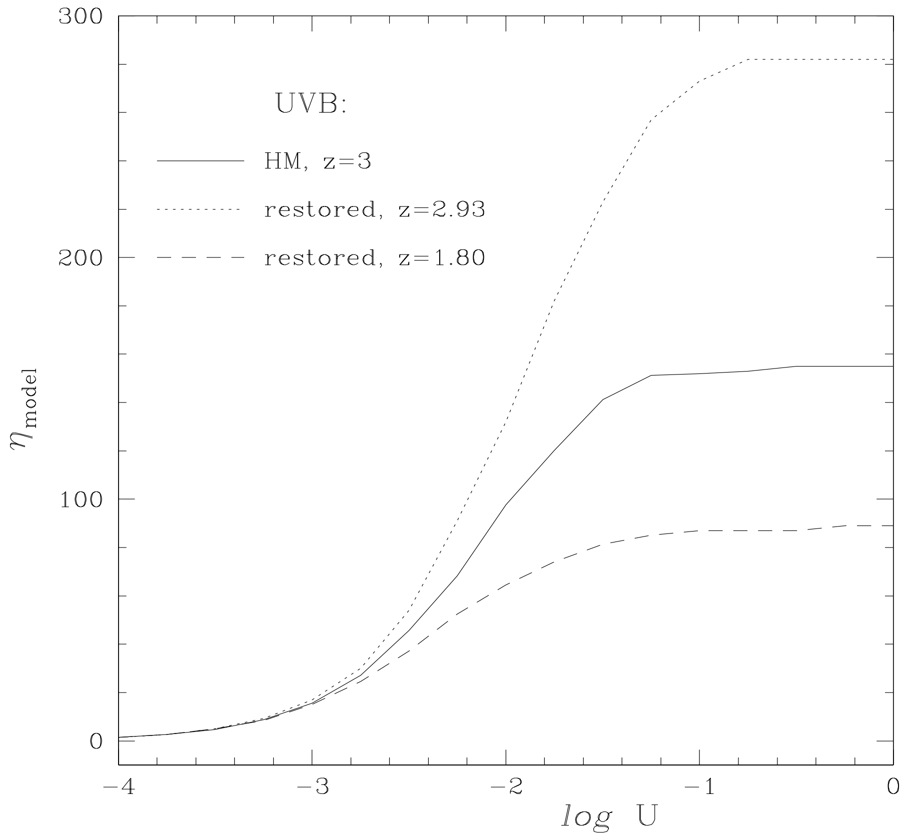

Рис. 6.34: Зависимость $\eta_{\rm model}$ от параметра ионизации U для различных форм спектров ионизующего УФ излучения: HM на $z = 3$ (непрерывная линия), восстановленные спектры на $z = 2.93$ (пунктирная линия) и на $z = 1.80$ (штриховая линия). Принятая металличность $Z = 0.01 Z_{\odot}$.

интервал возможных значений $\eta_{\rm model}$ для $-3 < \log(U) < -1$. Таким образом, в общем случае разброс измеряемых значений η может быть вызван совместным действием различной плотности газа в абсорберах и изменением жесткости УФ спектра из-за непрерывного поглощения в лаймановском континууме He II. На основе наших вычислений мы можем также предсказать уменьшение разброса η на меньших красных смещениях, где спектр фонового ионизующего излучения становится более жестким.

Рисунок 6.34 объясняет также экспериментально обнаруженную корреляцию между низкими значениями лучевых концентраций атомарного водорода и высокими значениями параметра η: слабые абсорберы имеют более низкие плотности газа и поэтому систематически сдвинуты в правую часть кривых на рис. 6.34. Эта же причина связана с более высокими значениями η в войдах по сравнению с протяженными структурами: по определению войды заполнены слабыми H I абсорберами.

Другой причиной высоких η в войдах может быть экранировка фонового излучения филаментными структурами, окружающими войд, что приводит к более мягким УФ спектрам. Такая возможность иллюстрируется системами с $z_{\rm abs} = 2.735$, 2.739 и 2.741 в направлении на квазар HE 2347–4342, которые расположены рядом с войдом на $2.718 < z < 2.727$, показанном на рис. 5 в работе Zheng et al. (2004). Как обсуждается в разделе 6.3.9, спектр УФ излучения, восстановленный по этим системам, очень мягкий при $E > 4$ Ryd, а соответствующие значения $\eta \sim 200$ для $\log U \gtrsim -1.5$. Таблица 2 из работы Zheng et al. предоставляет независимые данные в поддержку этого результата: значения η в войде на $2.718 < z < 2.727$ существенно выше значений η в войде на $2.816 < z < 2.823$. Однако этот второй войд лежит ближе к самому квазару и на его границе нет сильных H I абсорберов, т.е. УФ спектр подсветки может быть в нем довольно жестким. Интересно отметить, что аналогичные по свойствам филаментные структуры на $z_{\rm abs} = 2.9171$ (HE 0940–1050, раздел 6.3.1) и $z_{\rm abs} = 2.875$ (Q 1157+3143, раздел 6.3.13) также расположены на границах войдов.

Однако в широком диапазоне красных смещений корреляция “низкая N(H I) — высокое η” ($N_{\rm H\,I} = 10^{12} - 10^{13.5}$ см$^{-2}$) не должна быть столь выраженной из-за суперпозиции УФ спектров с различной жесткостью: более жесткие спектры дают значительно более низкие η особенно при низких плотностях газа (как правило, низких лучевых концентрациях), что эффективно понижает левую сторону распределения “N(H I) — η”.

Что касается более сильных H I абсорберов ($N_{\rm H\,I} = 10^{13.5} - 10^{15}$ см$^{-2}$), они имеют, как правило, более высокие плотности газа (более низкие значения U) и, согласно рис. 6.34, их величины η менее чувствительны к вариациям формы УФ спектра. Таким образом, корреляция “высокая N(H I) — низкое η” должна прослеживаться в широком диапазоне z. Этот вывод находится в хорошем согласии с прямыми измерениями η по лесу H I/He II Lyα линий, опубликованными в работах Fechner et al. (2006a) и Fechner, Reimers (2006).

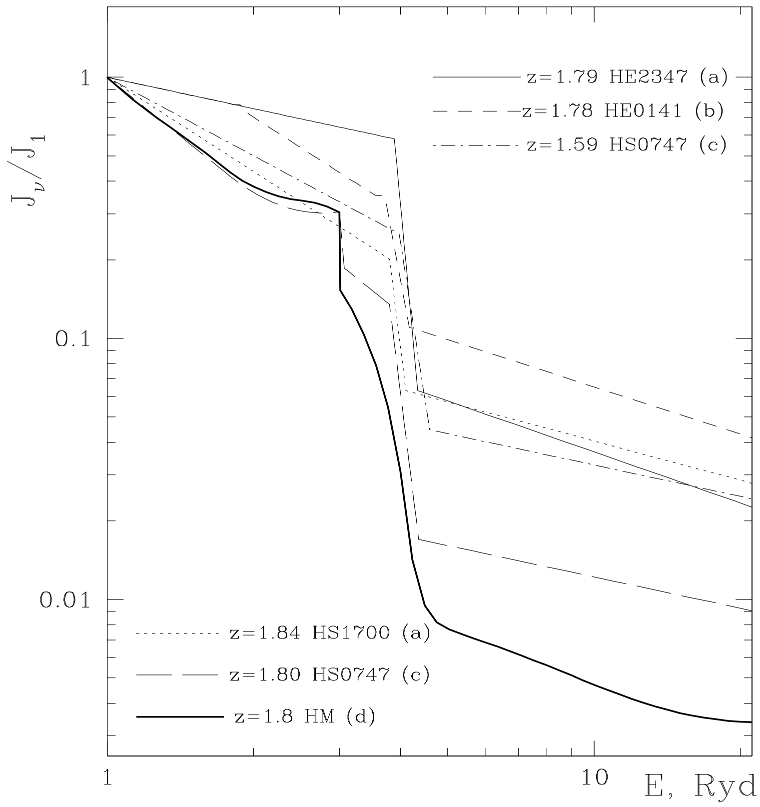

Рис. 6.35: Иллюстрация различий между формами УФ спектров фонового излучения, предсказанными для $z = 1.8$ модели HM (непрерывная толстая кривая) и восстановленными процедурой MCISS (тонкие кривые). Данные взяты из работ: (a) Agafonova et al. (2006), квазары HE 2347–4342 и HS 1700+6416; (b) Reimers et al. (2005a), квазар HE 0141–3932; (c) Reimers et al. (2006), квазар HS 0747+4259; (d) Harrdt & Madau (1996)

6.4.2 Форма спектра ионизующего излучения на $z < 2$

Переходя к восстановленным УФ спектрам на $z < 2$, следует отметить, что они оказались более жесткими в диапазоне $E > 3$ Ryd по сравнению с модельным спектром HM (см. рис. 6.35). Одна из причин такого расхождения указывалась в нашей работе Levshakov et al. (2005): HM использовали искаженную статистику облаков Lyα леса при $z \lesssim 1.8$, в которой относительное содержание сильных H I абсорберов было завышено, что привело к недооценке интенсивности УФ излучения в области $E > 4$ Ryd.

Величина понижения интенсивности УФ континуума на 4 Ryd может быть использована для оценки эффективной лучевой концентрации He II. Примеры таких расчетов для спектров, показанных на рис. 6.35, представлены в таблице 6.9. Видно, что разброс значений $N(\text{He II})$ не превышает 40% вокруг медианы 1.2×10^{18} см$^{-2}$. Кроме этого, восстановленные спектры показывают разнообразие форм с тенденцией к большим спектральным индексам в диапазоне $1 < E < 4$ Ryd ($\alpha > -1.4$, медианное значение $\alpha_{\text{med}} = -1.0$). Эти спектры являются, по-видимому, внутренними спектрами квазаров, т.е. их форма не искажена поглощением в межгалактической среде. Для того, чтобы произвести заметное поглощение в лаймановском континууме He II, межгалактические абсорберы должны иметь лучевые концентрации $N(\text{He II}) > 5 \times 10^{17}$ см$^{-2}$. Согласно рис. 6.34, соответствующий нижний предел на $N(\text{H I})$ должен быть 3.0×10^{15} см$^{-2}$ для спектра HM на $z = 3$ (средняя кривая), 1.8×10^{15} см$^{-2}$ и 5.5×10^{15} см$^{-2}$ для более мягкого и более жесткого спектров, соответственно. Из статистики Lyα леса (Kim et al. 2002) известно, что сильные абсорберы с $N(\text{H I}) > 10^{15}$ см$^{-2}$ становятся более редкими с уменьшением красного смещения. В результате эффективность поглощения в лаймановском континууме He II понижается, что приводит к более жестким УФ спектрам фонового излучения. Однако при жестких спектрах подсветки для реализации $N(\text{He II}) > 5 \times 10^{17}$ см$^{-2}$ требуются еще более сильные H I абсорберы ($N_{\text{He II}} = \eta\, N_{\text{H I}}$ η уменьшается), частота встречаемости которых еще ниже. Таким образом, в эпоху $z \sim 1.8$ бóльшая часть УФ излучения квазаров и активных галактических ядер остается неискаженной поглощением в межгалактической среде.

В поддержку этого вывода можно привести также следующие наблюдательные факты. Используя несколько рентгеновских обзоров, в работе Ueda et al. (2003) исследовалась космологическая эволюция функции светимости AGN. Было найдено, что сопутствующая пространственная плотность наиболее ярких AGN (квазаров) имеет пик на $z \simeq 2$ и после этого быстро уменьшается. Однако пространственная плотность менее ярких, но на порядки более многочисленных AGN продолжает возрастать вплоть до $z \lesssim 1$. С другой стороны, результаты обзора активных галактических ядер на FUSE при $z < 1$ (Scott et al. 2004) показали, что менее яркие AGN обладают

Таблица 6.9: Лучевые концентрации He II, оцененные по спектрам УФ излучения, показанным на рис. 6.35

Квазар	$z_{\rm abs}$	$\tau_{\rm c}^{\rm He\,II}$ (на 4 Ryd)	N(He II) (см$^{-2}$)
HE 0141–3932	1.78	1.2	0.7E18
HS 0747+4259	1.80	2.0	1.3E18
	1.59	1.8	1.2E18
HS 1700+6416	1.84	1.2	0.7E18
HE 2347–4342	1.79	2.2	1.4E18

более жесткими спектрами ($\alpha_{\rm med} = -0.6$) в диапазоне 650–1000 Å (0.9–1.4 Ryd).

Таким образом мы приходим к важным выводам, что изменение жесткости спектра метагалактического УФ излучения произошло между космологическими эпохами $z \sim 2.4$ и $z \sim 1.8$, и что метагалактическая среда становится полностью прозрачной в линии He II Lyα при $z \lesssim 1.8$, т.е. в эту эпоху заканчивался процесс реионизации гелия.

Глава 7

Дифференциальные измерения постоянной тонкой структуры

7.1 Введение

В настоящей главе излагается наиболее последовательная методика, которая разработана для высокоточных дифференциальных измерений постоянной тонкой структуры α ($\equiv e^2/\hbar c$) по абсорбционным спектрам квазаров. Описываемые методы позволяют получить индивидуальную оценку $\Delta\alpha/\alpha = (\alpha_z - \alpha)/\alpha$ на одном красном смещении z, сравнимую по точности с величиной $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle$, усредненной по широкому интервалу Δz, что обычно использовалось в предыдущих работах. Следует сказать, что при исследовании гипотетических вариаций α на космологической временной шкале такие усреднения нежелательны, поскольку они приводят к фиктивно завышенной точности и потере информации о возможных изменениях α внутри интервала усреднения.

Идея о возможном изменении фундаментальных физических постоянных со временем была высказана 70 лет тому назад (Milne 1937; Dirac 1937). С тех пор было проведено множество измерений, однако бесспорных указаний на изменения констант за последние 10^{10} лет найдено не было. Наиболее удобной для сравнения лабораторных экспериментов с астрофизическими измерениями является постоянная тонкой структуры, которая определяет электромагнитные и оптические свойства атомов и ионов. Ее абсолютное значение известно с высокой точностью, $\alpha = 1/137.035\,999\,76(50)$ (Mohr & Tailor 2000). Лабораторные эксперименты с атомными часами приводят к ограничению $|d\ln[\alpha(t)]/dt| < 4 \times 10^{-15}$ год$^{-1}$ (Fischer et al. 2004). На космологической временной шкале $t \sim 10^{10}$ лет ($z > 1$) этот предел соответствует $|\Delta\alpha/\alpha| < 4 \times 10^{-5}$ при линейной зависимости $\alpha(t)$. Результаты современных исследований удобно выражать в единицах 10^{-6} (1 ppm, parts per million). Таким образом точность измерений $\Delta\alpha/\alpha$ по квазарным спектрам должна превосходить 40 ppm, чтобы астрономические данные были сопоставимы с лабораторными.

Однако функциональная зависимость фундаментальных констант от времени не известна. Теоретически возможны разные сценарии, включающие осцилляционное поведение $\alpha(t)$ (Marciano 1984; Mota & Barrow 2004; Fujii & Mizuno 2005; Fujii 2005). Важная связь между возможными изменениями констант и ускорением расширения Вселенной на красных смещениях $z < 1$ рассматривалась в ряде недавних публикаций, например в обзоре Copeland et al. (2006). Это ускорение рассматривается либо как доказательство существования ненулевой космологической постоянной Λ, либо как указание на новую субстанцию — темную энергию, составляющую 70% критической плотности энергии-массы. Во многих моделях космологическая эволюция уравнения состояния темной энергии [$p = w \cdot \rho$, где $w < 0$ и $w = w(t)$] сопровождается изменениями констант связи и, в частности, α (например, Avelino et al. 2006). Поэтому экспериментальные значения $\Delta\alpha/\alpha$ на различных z могут дать важные ограничения на зависимость w от t.

Астрофизические ограничения на $\Delta\alpha/\alpha$ впервые были получены в 1956 году по эмиссионным спектрам близлежащих галактик, $z < 0.1$ (Savedoff 1956). Недавние результаты, основанные на этой методике, следующие: $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle = 70 \pm 140$ ppm в диапазоне $0.16 < z < 0.80$ (Bahcall et al. 2004). С этим интервалом красных смещений перекрываются данные, полученные из ограничения скорости радиоактивного распада некоторых долгоживущих изотопов, найденных в метеоритах: $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle = -0.8 \pm 0.8$

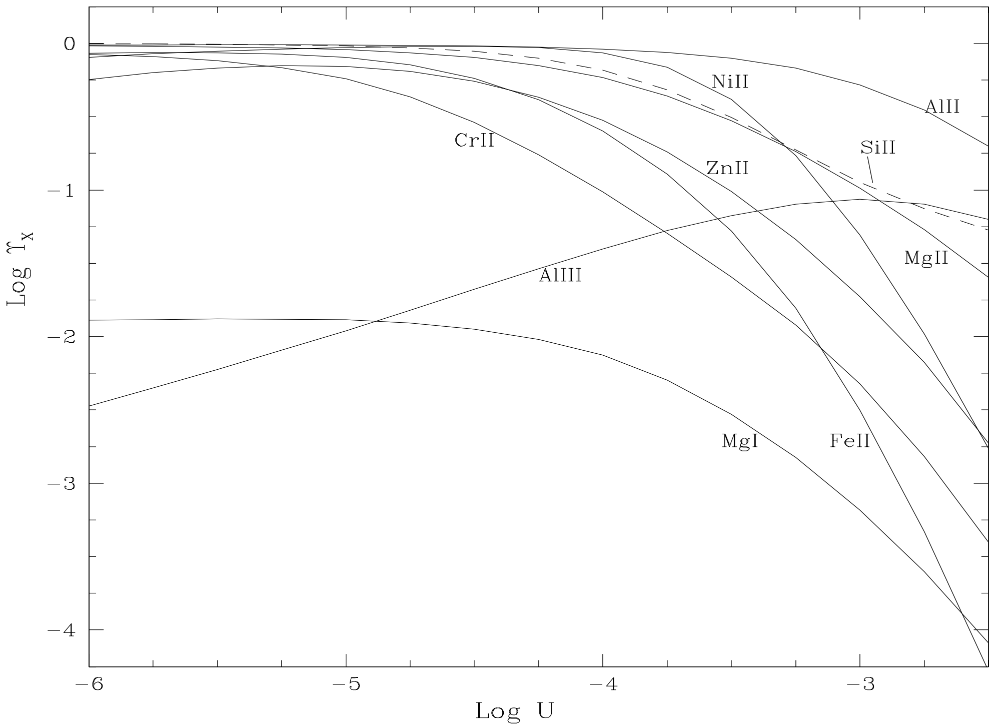

Рис. 7.1: Зависимость относительных концентраций ионов Υ от параметра ионизации U при металличности $Z = 0.1Z_\odot$ — типичной для DLA систем. Форма спектра ионизующего метагалактического излучения соответствует модельной для $z = 3$ из работы Haardt, Madau (1996).

ppm (Olive et al. 2004). Временной интервал, сравнимый с метеоритными данными, имеет естественный реактор в Окло ($z \sim 0.15$). Недавний пересмотр изотопного состава руды из этого реактора привел к интересному выводу, что значение α могло быть больше в прошлые эпохи: $\Delta\alpha/\alpha\ \geq 0.05$ ppm (Lamoreaux & Torgerson 2004).

При $z > 1$ вариации α можно проверять по сдвигам линий в дублетах тонкой структуры различных атомов и ионов, наблюдаемых в абсорбционных спектрах квазаров (Bahcall et al. 1967). Этот подход, известный как AD метод (alkali doublet), использовался во многих недавних работах. Наилучшее ограничение, полученное по дублету Si IV $\lambda\lambda 1393, 1402$ Å равно $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle = -50 \pm 150$ ppm (Murphy et al. 2001).

В серии работ Webb et al. (1999) и Dzuba et al. (1999, 2002) метод дублетов был обобщен во много-мультиплетный MM метод (many-multiplet), который обеспечивает

Таблица 7.1: ESO UVES архивные данные по квазару HE 0515–4414

#	Дата, г-м-д	Время, ч:м	Экс., ч:м	Изображения, $\mathcal{S}$, сек. дуги	T, °C	P, мбар	κ
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
1b	1999-12-14	05:27	1:15	0.46–0.56	11.8–12.8	990.4–991.0	0.2
1r		05:27					
2b	1999-12-14	06:43	1:15	0.56–1.04	11.5–11.9	990.1–990.3	0.3
2r		06:43					
3b	1999-12-15	04:47	1:30	0.51–1.84	10.1–11.9	990.0–990.8	0.006
3r		04:47					
4b	2000-11-17	06:42	1:15	0.34–0.53	13.5–13.8	990.1–990.3	1.0
4r		06:42					
5b	2000-11-18	07:25	1:15	0.55–0.85	13.2–13.7	989.1–989.2	0.8
5r		07:25					
6b	2000-11-19	07:27	1:15	0.58–0.80	13.2–14.0	989.2–989.5	0.2
6r		07:27					
7b	2000-12-25	06:13	1:15	0.55–0.88	15.8–16.5	989.9–990.0	0.5
7r		06:13					

Изображения, $\mathcal{S}$, температура воздуха, T, и атмосферное давление, P, (их крайние значения min и max) за время экспозиции взяты из ESO/ST-ECF Science Archive Ambient Conditions Database, http://archive.eso.org/; b и r — голубая и красная камеры, соответственно. Параметр κ — качесто экспозиции, определен в тексте.

на порядок более высокую точность. ММ метод применялся для обработки абсорбционных спектров квазаров, полученных на 10 м телескопе Keck. По 143 системам, усредненным в диапазоне $0.2 < z < 4.2$ (при $z < 1.8$ доминируют ионы Mg II и Fe II, а при $z > 1.8$ — ионы Al II и Si II), было получено $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle = -5.7 \pm 1.1$ ppm (Murphy et al. 2004), т.е. согласно этим оценкам значение α было меньше в ранние космологические эпохи. Однако данные с 10 м телескопа не были подтверждены независимыми измерениями на телескопе VLT, в которых анализировались 23 системы из диапазона $0.4 < z < 2.3$: $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle = -0.6 \pm 0.6$ ppm (Chand et al. 2004).

Следует отметить, что практическое использование ММ метода включает ряд трудно контролируемых систематических ошибок. Повышение точности измерений $\Delta\alpha/\alpha$ приводит к необходимости тщательного исследования внутренней структуры

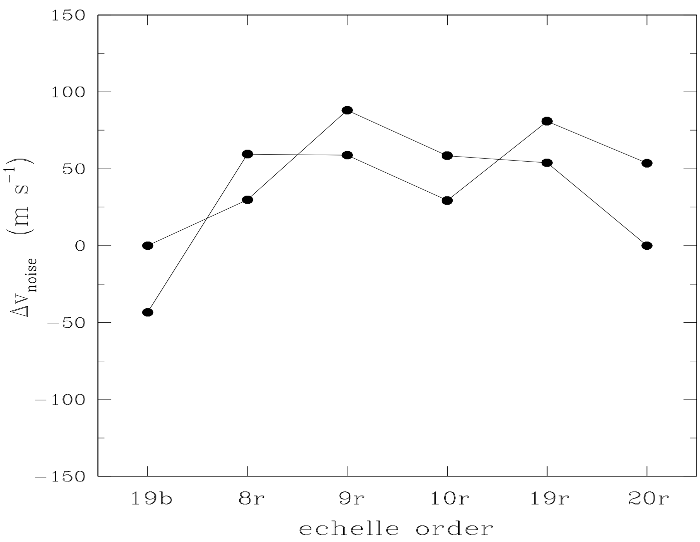

Рис. 7.2: Доплеровские смещения двух линий ThAr (калибровочный спектр No. 1, таблица 7.2), обрамляющих положения линий Fe II, показанных на рис. 7.3. Номера эшельных порядков расположены вдоль оси абсцисс ('b' и 'r' — голубой и красный спектры, соответственно). Использованные линии ThAr имеют следующие длины волн (в Å): 3457.070 & 3462.851 (19b), 5039.230 & 5041.122 (8r), 5101.129 & 5111.278 (9r), 5122.499 & 5125.489 (10r), 5559.891 & 5564.201 (19r), and 5595.063 & 5599.654 (20r). Шум $\Delta v_{\rm noise} \sim 100$ м с$^{-1}$ устанавливает нижнюю границу для ошибки относительных положений линий Fe II.

атомных переходов, которая формируется изотопическими сдвигами и сверхтонким расщеплением уровней (Levshakov 1994). Например, ошибка среднего $\sigma_{\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle} = 1.1$ ppm соответствует ошибке определения положения спектральной линии $\sigma_\lambda \sim 20$ м с$^{-1}$. Эта величина примерно в 40 раз меньше, чем изотопический сдвиг между переходами $3s \rightarrow 3p_{1/2}, 3p_{3/2}$ в ^{26,24}Mg II: $\Delta v_{24-26} \simeq 850$ м с$^{-1}$ (Drullinger et al. 1980). К сожалению влияние изотоптческих сдвигов не может быть оценено с необходимой точностью, поскольку остается неизвестным изотопический состав газа на разных z. Если изотопический состав меняется, это может имитировать вариации $\Delta\alpha/\alpha$ (Ashenfelter et al. 2004; Kozlov et al. 2004). С другой стороны, при металличностях $Z \sim (0.1-1)Z_\odot$ — типичных для квазарных систем с линиями низкозарядных ионов — изотопический состав газа может быть сравним с солнечным (Murphy et al. 2003; Chand et al. 2004).

Другим источником систематических ошибок может являться неоднородность

Таблица 7.2: ESO UVES архивные данные по спектрам сравнения ThAr, которые использовались для калибровки спектра квазара HE 0515–4414

#	Дата, г-м-д	Время, ч:м	T° C	P, mb
1	1999-12-14	08:17	11.8	990.0
4	2000-11-17	07:58	13.7	990.1
5	2000-11-18	08:41	13.3	989.1
6	2000-11-19	08:44	14.1	989.3
7	2000-12-25	07:29	16.5	990.0

ионизационной структуры внутри абсорбера. С целью иллюстрации предположим, что газ находится в фотоионизационном равновесии с метагалактическим фоновым излучением на $z = 3$ ($n_{\rm ph} \simeq 2 \times 10^{-5}$ см$^{-3}$) и что форма спектра ионизующего излучения задается моделью из работы Haardt, Madau (1996). Тогда относительные концентрации ионов $\Upsilon_{a,i} = n_{a,i}/n_a$ различных элементов могут быть вычислены как функции параметра ионизации U. Такие функции для элементов, используемых в MM методе, показаны на рис. 7.1, предполагая металличность $Z = 0.1Z_\odot$. Подобные профили различных ионов могут наблюдаться только при условии, что отношение $\Upsilon_{a,i}/\Upsilon_{b,j}$ постоянно, т.е. кривые на рис. 7.1 параллельны. Это условие реализуется для Mg I, Mg II, Al II, Si II, Fe II, Ni II и Zn II в диапазоне $\log U < -4.2$, т.е. для наиболее плотных областей в абсорбционном облаке ($n_{\rm H} > 0.3$ см$^{-3}$). Однако плотные образования имеют незначительный фактор заполнения, поскольку их линейные размеры небольшие. Поэтому бóльшая часть объема диффузного облака заполнена разреженным газом, который характеризуется бóльшими значениями параметра U. При $\log U > -4$ кривые на рис. 7.1 перестают быть параллельными, что может приводить к небольшим различиям в формах профилей линий, а значит и к относительным сдвигам между ними.

Следует также отметить, что профили разных линий ионов могут испытывать дополнительные искажения, вызванные эффектами конечной корреляционной длины поля скоростей, которые чувствительны к отношению тепловой ширины линии к

Таблица 7.3: Ширины пикселов вдоль эшельных порядков

Эшельный порядок	Диапазон $\Delta\lambda$, Å Ширина пиксела, mÅ	λ(Fe II), Å Ширина пиксела, км $с^{-1}$
b	3449–3469	3459
#19	19.5–16.0	1.55
r	5030–5050	5040
#8	22.7–20.5	1.29
r	5095–5115	5104
#9	20.4–17.9	1.13
r	5113–5133	5123
#10	23.2–21.0	1.30
r	5552–5572	5562
#19	22.9–20.5	1.17
r	5581–5601	5591
#20	25.3–23.2	1.30

b и r — голубая и красная камеры, соответственно.

среднеквадратичной турбулентной скорости (см. главу 3).

Эти чисто методические трудности можно обойти используя линии только одного иона, например, Fe II. Нами был развит соответствующий метод, который для краткости мы будем называть SIDAM (Single Ion Differential α Measurement). С помощью этого метода удается достичь точности порядка 1 ppm для индивидуальных значений $\Delta\alpha/\alpha\,(z)$, что будет проиллюстрировано ниже в разделах 7.2 и 7.3.

Результаты главы 7 получены, в основном, в работах Levshakov (2004), Quast, Reimers & Levshakov (2004), Levshakov et al. (2005) и Levshakov et al. (2006a,b).

7.2 $\Delta\alpha/\alpha$ на $z = 1.15$, квазар HE 0515–4414

Квазар HE 0515–4414 ($z_{\rm em} = 1.73$, $V = 14.9$), обнаруженный в обзоре HE (Reimers et al. 1998), является одним из самых ярких среди объектов с красными смещениями $z_{\rm em} > 1$. Его спектр содержит многокомпонентные линии металлов, принадлежащие системе DLA на $z = 1.15$ (de la Varga et al. 2000; Quast et al. 2002; Reimers et al.

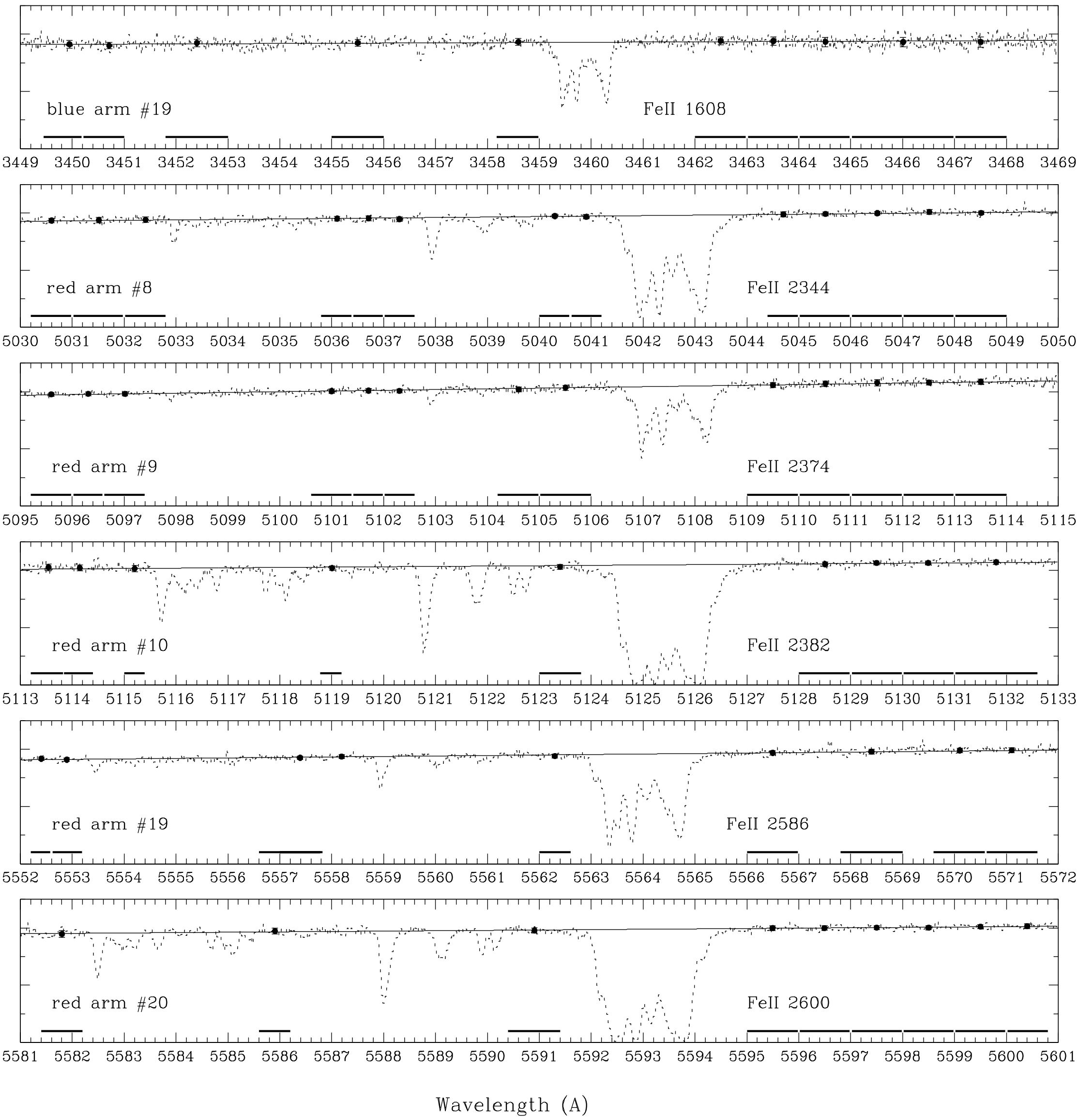

Рис. 7.3: Ненормированные участки спектра квазара HE 0515–4414 (интенсивности в произвольных единицах) с линиями поглощения Fe II ($z_{\rm abs} = 1.15$) из четвертой экспозиции (таблица 7.1). Все анализируемые линии Fe II расположены вблизи центров эшельных порядков, номера которых указаны в левом нижнем углу на каждой панели. Точками отмечены средние значения интенсивностей (усредненные в интервалах длин волн, отмеченных горизонтальными отрезками), которые использовались для определения уровня локального континуума по методу наименьших квадратов (линейная регрессия). Неопределенность в уровне континуума меньше 1%.

2003). С целью измерений $\Delta\alpha/\alpha$ мы использовали однородную подвыборку линий Fe II $\lambda1608$, $\lambda2344$, $\lambda2374$, $\lambda2383$, $\lambda2358$ и $\lambda2600$ Å из этой системы.

7.2.1 Наблюдения и редукция данных

Наблюдения проводились в 1999 г. и 2000 г. на 8.2 м телескопе VLT с помощью спектрографа UVES (UV-Visual Echelle Spectrograph). Отобранные экспозиции перечислены в таблице 7.1. Спектры в голубой и красной областях получались одновременно. Считывание матриц CCD производилось в режиме 1×1 пиксел. Использовались стандартные установки $\lambda346$ нм и $\lambda580$ нм (что отмечено в таблице 7.1 буквами b и r), соответствующая ширина щели составляла 0.8 и 0.7 секунды дуги. Для измерений профилей линий иона железа были отобраны эшельные порядки No. 19 (голубая область) и No. 8, 9, 10, 19 и 20 (красная область)[1]. Все выбранные линии Fe II лежат вблизи середин эшельных порядков, что повышает надежность спектральных данных и уменьшает возможные искажения, вызванные понижением спектральной чувствительности на краях порядков.

В таблице 7.1 содержатся также следующие дополнительные сведения. В колонках 2 и 3 перечислены дата наблюдений и начальное время экспозиции, продолжительность которой показана в колонке 4. Окружающие атмосферные условия (изображения, температура воздуха и давление), характеризующиеся их крайними значениями (min и max) за время экспозиции, приведены в колонках 5-7. Для средней характеристики качества экспозиции можно определить фактор κ (колонка 8), учитывающий разброс $\Delta\mathcal{S}$, ΔT и ΔP: $\kappa = 1/(\Delta\mathcal{S}{\cdot}\Delta T{\cdot}\Delta P)$ и выразить данные в единицах четверной экспозиции, качество которой наилучшее. Хотя выбор переменных $\Delta\mathcal{S}$, ΔT и ΔP до некоторой степени произволен, от разброса значений этих величин зависит точность определения положения спектральной линии. Например, изменение атмосферного давления на $\Delta P = 1$ мбар (или изменение температуры $\Delta T = 0.3$°C) вызывает сдвиг положения линии $\Delta v \sim 50$ м с$^{-1}$ (Kaufer et al. 2004). Дополнительные проблемы

[1]Данная нумерация использовалась только для удобства. Соответствие с реальными номерами эшельных порядков следующее: $19b = 135$, $8r = 121$, $9r = 120$, $10r = 119$, $19r = 110$, $20r = 109$.

Таблица 7.4: Ширины инструментальных профилей (FWHM) в км с$^{-1}$ и средние отношения сигнала к шуму, рассчитанные на один пиксел (указаны в круглых скобках)

No.	Квазарные экспозиции						
	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7
19b	$5.60^{+0.10}_{-0.10}$ (31)	$5.60^{+0.10}_{-0.10}$ (31)	$5.60^{+0.10}_{-0.10}$ (27)	$5.60^{+0.10}_{-0.10}$ (31)	$5.60^{+0.10}_{-0.10}$ (31)	$5.60^{+0.10}_{-0.10}$ (28)	$5.60^{+0.10}_{-0.10}$ (35)
8r	$4.88^{+0.07}_{-0.07}$ (46)	$4.88^{+0.07}_{-0.07}$ (50)	$4.88^{+0.07}_{-0.07}$ (43)	$5.50^{+0.10}_{-0.10}$ (56)	$5.40^{+0.10}_{-0.10}$ (54)	$5.50^{+0.20}_{-0.20}$ (51)	$5.50^{+0.06}_{-0.06}$ (51)
9r	$4.77^{+0.05}_{-0.05}$ (51)	$4.77^{+0.05}_{-0.05}$ (57)	$4.77^{+0.05}_{-0.05}$ (49)	$5.36^{+0.09}_{-0.09}$ (44)	$5.43^{+0.08}_{-0.08}$ (47)	$5.47^{+0.08}_{-0.08}$ (52)	$5.47^{+0.08}_{-0.08}$ (45)
10r	$4.84^{+0.09}_{-0.09}$ (47)	$4.84^{+0.09}_{-0.09}$ (43)	$4.84^{+0.09}_{-0.09}$ (42)	$5.46^{+0.12}_{-0.12}$ (49)	$5.46^{+0.12}_{-0.12}$ (52)	$5.54^{+0.11}_{-0.11}$ (50)	$5.46^{+0.05}_{-0.05}$ (53)
19r	$4.78^{+0.03}_{-0.03}$ (47)	$4.78^{+0.03}_{-0.03}$ (54)	$4.78^{+0.03}_{-0.03}$ (49)	$5.39^{+0.11}_{-0.11}$ (53)	$5.45^{+0.32}_{-0.32}$ (54)	$5.61^{+0.27}_{-0.27}$ (59)	$5.45^{+0.11}_{-0.11}$ (54)
20r	$4.83^{+0.05}_{-0.05}$ (53)	$4.83^{+0.05}_{-0.05}$ (49)	$4.83^{+0.05}_{-0.05}$ (45)	$5.42^{+0.05}_{-0.05}$ (44)	$5.47^{+0.11}_{-0.11}$ (60)	$5.53^{+0.11}_{-0.11}$ (55)	$5.42^{+0.05}_{-0.05}$ (48)

могут возникать из-за изменений качества изображений, которые меняют интенсивность сигнала от квазара во время интегрирования, что приводит к тому, что неоднородности спектрографа проявляются разным образом. Другие эффектны, такие как микровибрация, неоднородности температуры различных частей спектрографа, изменения расстояний между штрихами решетки из-за температурных флуктуаций, неэквивалентное освещение решетки и коллиматора светом квазара и лабораторным источником сравнения, вариации профиля функции спектрографа и рассеянный свет могут приводить к дополнительному шуму на уровне нескольких м с$^{-1}$ (Griffen & Griffen 1973; Brown 1990; Meyer 1990; Gulliver et al. 1996). Эти факторы не позволяют проводить сверхточные ($\Delta v < 10$ м с$^{-1}$) измерения положений линий даже по спектрам с очень высоким отношением сигнала к шуму.

Редукция наблюдательных данных проводилась с помощью пакета программ ECHELLE, входящих в состав MIDAS. Откалиброванные спектры (вакуумные длины волн в гелиоцентрической системе отчета) не переводились в эквидистантную шкалу длин волн, тем самым на первом этапе обработки ширина каждого пиксела соответствовала ее оригинальному значению. Переход к вакуумным значениям длин волн осуществлялся согласно работе Edlén (1966). Ошибки калибровок каждого эшельного порядка, $\sigma_{\rm rms}$, не превышали 1 mÅ.

Следуя той же самой процедуре, которая использовалась для калибровки шкалы длин волн казарных спектров, мы откалибровали спектры сравнения ThAr. Это позволило нам оценить "доплеровский шум" через измерения случайных сдвигов эмиссионных линий ThAr. Для каждого эшельного порядка выбиралась пара изолированных эмиссионных линий, между которыми находились линии Fe II. В качестве примера на рис. 7.2 показаны доплеровские смещения, $\Delta v_{\rm noise}$, измеренные по калибровочной лампе No. 1 (таблица 7.2). Как видно из рисунка, относительные смещения линий не превышают 100 м с$^{-1}$. Эта величина определяет нижнюю границу для ошибки относительных положений линий Fe II.

Обычно, когда требуется точная калибровка абсолютной шкалы длин волн, лампы сравнения записываются до и после начала экспозиции объекта. Как отмечалось выше, меняющиеся атмосферные условия могут вносить различные доплеровские сдвиги между объектом и лампой сравнения, если они записаны с большим промежутком времени между экспозициями. Однако при измерениях $\Delta\alpha/\alpha$ требуются относительные значения длин волн, а именно сдвиг между линий Fe II λ1608 Å и другими линиями иона железа. Поскольку в процедуре SIDAM используются линии Fe II, полученные в одной экспозиции, влияние возможных различий нуль-пунктов спектров ThAr и квазара минимизируется. При этом остаются возможные механические нестабильности, контроль которых также необходимо проводить при редукции данных, что обсуждается ниже в разделе 7.2.2.

Первые три экспозиции квазара HE 0515–4414 калибровались с лампой No. 1 (таблица 7.2), спектры с 4 по 7 калибровались, соответственно, с лампами No. 4-7, полученными непосредственно после экспозиции квазара (см. таблицы 7.1 и 7.2).

Следующее обстоятельство, заслуживающее внимание при высокоточных измерениях положений спектральных линий — это нелинейность шкалы длин волн в эшельных спектрографах, подобных UVES (Ballester & Rosa 1997). В результате этого ширины пикселов в Å убывают с увеличением номера пиксела вдоль эшельного порядка. Данные из таблицы 7.3 иллюстрируют эти изменения для отобранных эшельных порядков. Во второй колонке в верхнем ряду указан для каждого порядка диапазон длин волн, включающий абсорбционные линии Fe II. Соответствующие значения размеров пикселов показаны в нижнем ряду. В колонке 3 приведены длины волн центров абсорбционных линий Fe II и ширины пикселов в км с^{-1}. Сами линии поглощения показаны на рис. 7.3.

Разница между размерами пикселов на краях диапазонов, указанных в таблице 7.3 и на рис. 7.3 составляет 18% для 19-го порядка (голубая камера) и 8-12% для порядков во второй камере. Это приводит к небольшому наклону локального континуума, который может повлиять на положение линии на уровне десятых долей ширины пиксела. Поэтому все оригинальные спектры были нормализованы на локальный континуум, используя линейный регрессионный анализ. Неопределенности уровня локального континуума не превышали 1%. На рис. 7.3 показаны опорные точки, усредненные по спектральным участкам свободным от абсорбционных деталей (отмечены горизонтальными отрезками).

Заканчивая этот раздел, следует отметить, что ширины (FWHM) функции спектрографа измерялись индивидуально для каждого эшельного порядка. Ширина инструментального профиля задается в нашем случае шириной щели, которая была разная для голубой и красной областей в первых трех экспозтциях ($0.8''$ и $0.7''$, соответственно). Значения FWHM, измеренные по узким эмиссионным линиям спектров сравнения, приведены в таблице 7.4 наряду со средними отношениями сигнала к шуму (S/N), рассчитанными на один пиксел. Результаты, изложенные ниже в разделах 7.2.2 и 7.2.3, были получены со средними значениями FWHM из этой таблицы.

7.2.2 Совместимость профилей Fe II

В спектре квазара HE 0515–4414 наблюдается многокомпонентный комплекс абсорбционных линий, связанный с системой DLA на $z_{\rm abs} = 1.15$. Диапазон радиальных скоростей компонент Fe II составляет 660 км с$^{-1}$ (Quast et al. 2004). Однако не все компоненты видны в индивидуальных экспозициях. Самые слабые удается обнаружить только в суммарном спектре. Поэтому мы выбрали две подсистемы на $z_{\rm abs} = 1.150965$ и $z_{\rm abs} = 1.149092$, которые содержат наиболее интенсивные абсорбции Fe II, легко детектируемые в индивидуальных экспозициях. Атомные данные, используемые для их анализа, приведены в таблице 7.5.

В общем случае положение абсорбционной детали зависит от относительных сил частично разрешенных и скрытых компонент. Влияние компонент становится наиболее заметным для насыщенных линий из-за нелинейной зависимости эффекта насыщения от силы линии (Levshakov 1994; Levshakov & D'Odorico 1995; Quast et al. 2004). Как видно из таблицы 7.5, силы линий иона железа, $\log f\lambda_{\rm vac}$, отличаются на порядок величины.

Для обработки бленд частично разрешенных и скрытых компонент необходимо использовать некоторую модель поглощающей зоны. В случае одного элемента задача упрощается и достаточно рассмотреть только распределение радиальной скорости, поскольку все наблюдаемые линии должны иметь подобные профили. Если профили некоторых линий не воспроизводятся, то либо эти линии блендированы линиями металлов из других абсорбционных систем, либо часть данных испорчена 'горячими' пикселами или теллурическими абсорбциями. Таким образом, предварительный анализ позволяет определить пригодность отобранных линий иона железа для дальнейшего измерения $\Delta\alpha/\alpha$.

Наша модель определяется следующими условиями: (1) число компонент n_s одно и то же для всех линий Fe II; (2) доплеровские параметры b_i одинаковы для всех компонент с номером i; (3) относительные интенсивности компонент $r_{i,j}$ и относительные радиальные скорости $\delta v_{i,j}$ между компонентами одинаковы для всех линий Fe II. В этом случае сложный профиль может быть описан суперпозицией n_s фойгтовских функций:

$$\tau_v^{(\ell)} = N_1 \sum_{i=1}^{n_{\rm s}} r_{i,1}\, \mathcal{V}\left[(v - v_\ell - \delta v_{i,1})/b_i\right]\ , \tag{7.1}$$

в которой $\tau_v^{(\ell)}$ — оптическая толщина на радиальной скорости v внутри ℓ-ой линии Fe II ($\ell = 1, 2, \ldots, L$), N_1 — лучевая концентрация главной компоненты, $r_{i,1} = N_i/N_1$, v_ℓ — положение главной компоненты в ℓ-ой линии и $\delta v_{1,1} = 0$. Полное число линий Fe II равно L.

Модель полностью определена заданием $p = 3n_{\rm s} + L - 1$ параметров: N_1, $\{b_i\}_{i=1}^{n_{\rm s}}$, $\{\Delta v_{i,1}\}_{i=1}^{n_{\rm s}-1}$, $\{r_{i,1}\}_{i=1}^{n_{\rm s}-1}$ и $\{v_\ell\}_{\ell=1}^{L}$. Все они являются компонентами вектора параметров $\theta = \{\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_p\}$. Для оценки вектора θ необходимо минимизировать целевую функцию

$$\chi^2(\theta) = \frac{1}{\nu} \sum_{\ell=1}^{L} \sum_{j=1}^{m_\ell} \left[\mathcal{F}^{\rm cal}_{\ell,j}(\theta) - \mathcal{F}^{\rm obs}_{\ell,j}\right]^2 / \sigma^2_{\ell,j}\ . \tag{7.2}$$

Здесь $\mathcal{F}^{\rm obs}_{\ell,j}$ — наблюдаемые нормировынные интенсивности спектральной линии ℓ, $\sigma_{\ell,j}$ — экспериментальные ошибки внутри j-го пиксела, число степеней свободы $\nu = \sum_\ell^L m_\ell - p \equiv M - p$, $\mathcal{F}^{\rm cal}_{\ell,j}(\theta)$ — рассчетные интенсивности, свернутые с соответствующей функцией спектрографа.

Общее число точек, включенных в анализ, равно $M = 2704$ ($z_{\rm abs} = 1.150965$) и $M = 428$ ($z_{\rm abs} = 1.149092$). В соответствии с Quast et al. (2004), мы выбрали $n_{\rm s} = 8$ ($p = 65$) и $n_{\rm s} = 2$ ($p = 47$) для первой и второй подсистем. Оптимизация целевой функции показала, что значение χ^2_ν на степень свободы приблизительно равно 1 в обоих случаях. Таким образом, оба набора линий Fe II являются самосогласованными и не содержат случайных бленд с линиями металлов из других абсорбционных систем.

Однако этот предварительный анализ выявил неожиданно большой сдвиг между данными из голубого и красного крыла спектрографа UVES в третьей экспозиции (линия с коротким штрихом на рис. 7.4). Это могло бы быть и случайным совпадением, но спектральные данные из экспозиции No. 3 имеют наименьший фактор качества экспозиции, $\kappa = 0.006$, по сравнению с единицей (таблица 7.1). Факторы

κ для других экспозиций гораздо выше и не показывают значительных изменений. Похожие сдвиги отмечались нами ранее в спектрах квазара Q 1101–264 (Levshakov et al. 2005), где они связывались с механическими нестабильностями спектрографа UVES. Мы исключаем такие экспозиции из измерений $\Delta\alpha/\alpha$, поскольку они могут вносить ложный сигнал.

Рис. 7.4 показывает еще одну проблему: слишком большие вариации относительных сдвигов δv и зависимость δv от силы линии. Эти характеристики могут быть скорректированы исключением насыщенных линий (например, Fe II $\lambda2382$ и $\lambda2600$ Å) и добавлением дополнительных компонент для того, чтобы точнее учесть влияние скрытых (неразрешенных) компонент на точность центрирования линий. Возможное число компонент контролируется двумя факторами: (i) величина $\chi^2_{\rm min}$ должна быть близка к 1, и (ii) дисперсия значения δv должна уменьшаться, приближаясь к значению, найденному по линиям сравнения ThAr (рис. 7.2). Рис. 7.5 (верхняя панель) показывает результаты, полученные для модели с $n_s = 13$ ($p = 62$).

Оценка ошибок оптимальных параметров модели в случае многопараметрической задачи требует специального подхода. Когда $p \gg 1$, параметры коррелированы, пространство параметров в области глобального минимума целевой функции имеет сложную топологию, и уровни постоянных значений $\Delta\chi^2$ трудно определимы. В таких случаях рекомендуется использовать методы Монте Карло вместо формального обращения ковариационной матрицы (например, Press et al. 1988). Мы использовали метод бутстрепа, чтобы оценить ошибки ($\sigma_{\rm rms}$) оптимальных параметров. Случайные массивы данных генерировались следующим методом. Предположим, что $\tilde{\theta}$ — это оценка вектора параметров, которому соответствуют остатки $R_{\ell,j} = \mathcal{F}^{\rm cal}_{\ell,j} - \mathcal{F}^{\rm obs}_{\ell,j}$. Тогда новый массив данных $\mathcal{F}^{\rm obs^*}_{\ell,j}$ получается случайной перестановкой величин $R_{\ell,j}$ для каждой линии ℓ (что приводит к новым векторам остатков $R^*_{\ell,j}$) и назначением $\mathcal{F}^{\rm obs^*}_{\ell,j} = \mathcal{F}^{\rm cal}_{\ell,j}(\tilde{\theta}) + R^*_{\ell,j}$. После этого находится новый оптимальный вектор параметров $\tilde{\theta}^*$ тем же самым методом, что и вектор $\tilde{\theta}$, т.е. минимизацией целевой функции.

Найденные параметры модели и их ошибки, вычисленные по 30 случайным реализациям, приводятся в таблице 7.6. Отклонения положений линий в этом случае

Таблица 7.5: Атомные данные для линий Fe II[a], и коэффициенты чувствительности $\mathcal{Q}^b$. Оценки ошибок приводятся в круглых скобках

No.[c]	$\lambda_{\rm vac}$, Å	f	$\mathcal{Q}$	$\log f\lambda_{\rm vac}$
1u	2600.1722(1)	0.23878	0.035(4)	2.79
1u	2586.6496(1)	0.06918	0.039(4)	2.25
2u	2382.7641(1)	0.320	0.035(4)	2.88
2u	2374.4603(1)	0.0313	0.038(4)	1.87
3u	2344.2130(1)	0.114	0.028(4)	2.43
8u	1608.45069(8)	0.0580	−0.021(5)	1.97

[a]из работ Murphy et al. (2003) и Aldenius et al. (2006);
[b]определен в разделе 7.2.3;
[c]номера мультиплетов из спектральных таблиц Morton (2003)

уменьшились в 2-3 раза и составляют в среднем 200 м с$^{-1}$.

Нижняя панель на рис. 7.5 показывает разброс относительных положений линий Fe II из второй системы с $z_{\rm abs} = 1.149092$. Бóльшая дисперсия значений δv (разброс $\simeq$ 300 м с$^{-1}$, за исключением 6-ой экспозиции) является следствием более низкой точности определения положений линий из-за меньших эквивалентных ширин линий Fe II в этом случае. В таблице 7.7 содержатся оценки параметров для второй системы линий Fe II, в которой $n_s = 2$ ($p = 29$).

На рис. 7.6 ($z_{\rm abs} = 1.150965$) и рис. 7.7 ($z_{\rm abs} = 1.149092$) показаны исходные данные (нормированные интенсивности) и вычисленные модельные профили. Положения компонент отмечены вертикальными штриховыми линиями. Найденные значения $\chi^2_{\rm min}$ равны 0.9 ($\nu = 2642$) и 0.8 ($\nu = 399$), соответственно для первой и второй систем.

7.2.3 Измерения $\Delta\alpha/\alpha$

Релятивистские поправки для частот резонансных переходов Fe II, учитывающие изменения α (так называемые коэффициенты q), были рассчитаны в работе Dzuba et al. (2002). В нашем анализе мы будем использовать безразмерные коэффициенты

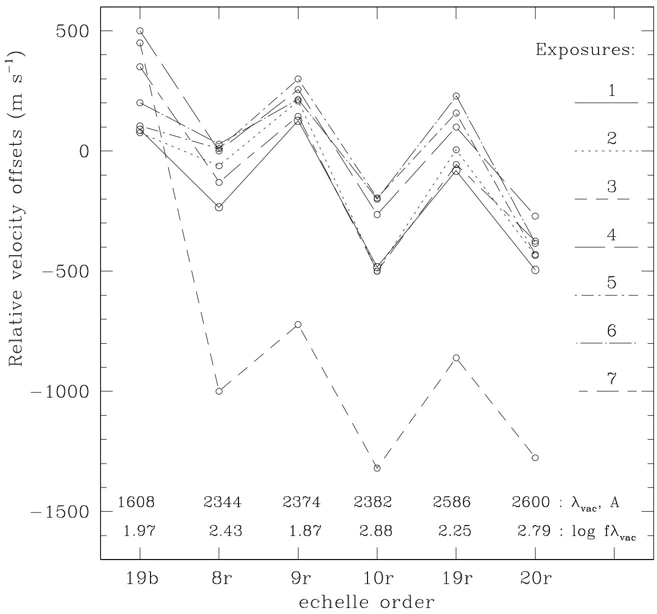

Рис. 7.4: Аналогично рис.7.2, только для линий Fe II из подсистемы $z_{\rm abs} = 1.150965$. Номера экспозиций приведены в таблице 7.1, длины волн линий и их силы — из таблицы 7.5. Относительные сдвиги линий (ось ординат) вычислены по 8-ми компонентной модели.

чувствительности $\mathcal{Q} \equiv q/\omega_0$, перечисленные в таблице 7.5 ($\omega_0 = 1/\lambda_0$ — лабораторное волновое число). Тогда оценку величины $\Delta\alpha/\alpha$ можно получить по паре линий с разными коэффициентами чувствительности. В линейном приближении ($|\Delta\alpha/\alpha| \ll 1$) справедливо следующее соотношение

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{(v_2 - v_1)}{2\,c\,(\mathcal{Q}_1 - \mathcal{Q}_2)}\;, \tag{7.3}$$

в котором v_1 и v_2 — положения линий, измеренные в одной и той же экспозиции. Для краткости индекс "1" будет означать линию $\lambda1608$, а индекс "2" одну из других линий Fe II ($\lambda2344$, $\lambda2374$ или $\lambda2586$).

Найденные значения $\Delta\alpha/\alpha$ и их ошибки приведены в таблице 7.8. Теперь мы можем найти среднее значение $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle$ и его ошибку. Отметим, что в каждой экспозиции неопределенность $\Delta\alpha/\alpha$ обусловлена в основном ошибкой центрирования 'голубой' линии Fe II $\lambda1608$, поскольку ее эквивалентная ширина меньше, чем ширины 'красных' линий ($\lambda2344$, $\lambda2374$, $\lambda2586$), и спектры Fe II $\lambda1608$ имеют систематически

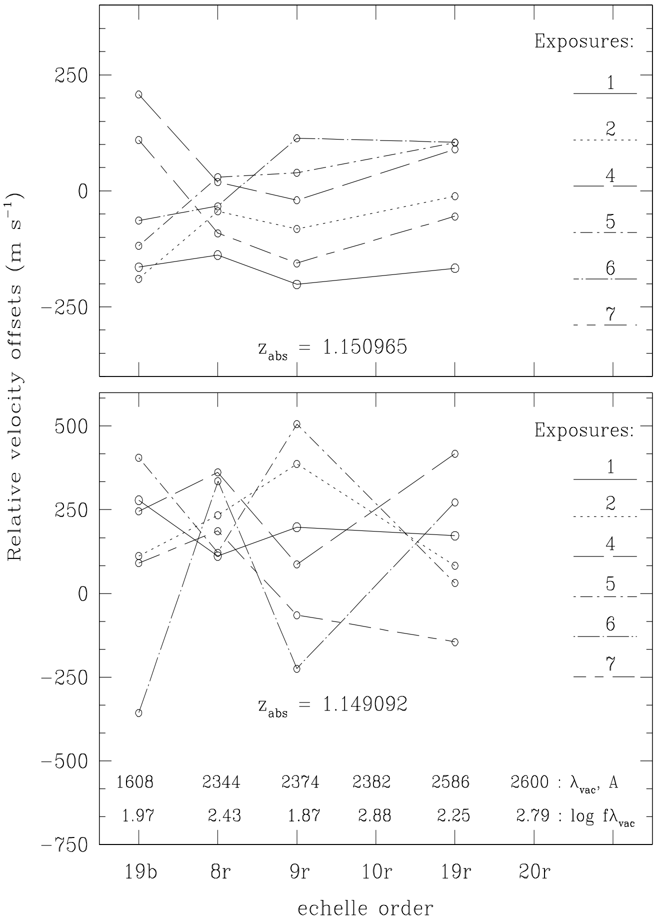

Рис. 7.5: Аналогично рис. 7.4, но только для линий Fe II из систем $z_{\rm abs} = 1.150965$ и $z_{\rm abs} = 1.149092$. Соответствующие модели используют $n_{\rm s} = 13$ и $n_{\rm s} = 2$ фойгтовских профилей. Верхняя панель иллюстрирует эффект скрытых (неразрешенных) компонент: дисперсия δv уменьшилась при увеличении числа компонент. Меньшие эквивалентные ширины линий Fe II из системы $z_{\rm abs} = 1.149092$ приводят к бо́льшему разбросу значений δv, показанных на нижней панели.

более низкие отношения сигнала к шуму. Кроме этого в системе $z_{\rm abs} = 1.150965$ обнаружился систематический эффект во всех экспозициях за исключением первой: индивидуальные значения $\Delta\alpha/\alpha$ имеют одинаковый знак. В системе $z_{\rm abs} = 1.149092$ знак $\Delta\alpha/\alpha$ не меняется в 1-ой и 6-ой экспозициях, а во всех других меняется. Однако объединенная выборка содержит 19 отрицательных и 17 положительных значений $\Delta\alpha/\alpha$, что рандомизирует систематические сдвиги. Более того два значения $\Delta\alpha/\alpha = -23.569$ и -17.466 из 6-ой экспозиции в системе $z_{\rm abs} = 1.149092$ сильно отли-

Таблица 7.6: Относительные положения δv линий Fe II (принятое значение $z_{\rm abs} = 1.150965$), параметры уширения b, лучевые концентрации $\log N$ и их соответствующие ошибки $\sigma_{\rm rms}$ (приводятся в скобках) для 13-компонентной модели

Fe II линия (Å)	Положения главной компоненты в различных экспозициях, v (км с$^{-1}$) #1	# 2	#4	#5	#6	#7
1608	0.536 (0.086)	0.511 (0.085)	0.907 (0.086)	0.582 (0.085)	0.636 (0.086)	0.810 (0.087)
2344	0.533 (0.076)	0.688 (0.076)	0.790 (0.077)	0.804 (0.077)	0.804 (0.077)	0.645 (0.077)
2374	0.562 (0.087)	0.656 (0.084)	0.719 (0.086)	0.729 (0.083)	0.667 (0.085)	0.609 (0.085)
2586	0.498 (0.080)	0.618 (0.080)	0.679 (0.080)	0.739 (0.080)	0.813 (0.080)	0.544 (0.079)

Компонента #	Параметры модели: δv, км с$^{-1}$	b, км с$^{-1}$	$\log N$, см$^{-2}$
1	0.000	2.55(0.13)	13.243(0.049)
2	-39.23(0.10)	3.71(0.08)	12.701(0.080)
3	-30.02(0.67)	4.07(0.76)	12.790(0.079)
4	-24.96(0.19)	2.31(0.09)	13.458(0.075)
5	-20.56(0.40)	2.01(0.33)	12.859(0.099)
6	-14.95(0.17)	2.33(0.17)	13.245(0.081)
7	-3.85(0.37)	5.05(0.15)	13.268(0.111)
8	13.74(0.09)	7.33(0.12)	13.205(0.068)
9	28.46(0.37)	4.69(0.49)	12.893(0.111)
10	35.23(0.14)	3.03(0.31)	12.987(0.102)
11	44.04(0.20)	4.35(0.25)	13.287(0.078)
12	50.68(0.14)	3.96(0.10)	13.313(0.080)
13	58.12(1.22)	18.53(0.93)	12.913(0.054)

Таблица 7.7: Аналогично таблице 7.6, но для абсорбционной системы с $z_{\rm abs} = 1.149092$ (2-х компонентная модель)

Fe II линия (Å)	Положения главной компоненты в различных экспозициях, v (км с$^{-1}$) #1	#2	#4	#5	#6	#7
1608	-0.821 (0.557)	-0.988 (0.572)	-0.854 (0.413)	-0.695 (0.376)	-1.457 (0.319)	-1.010 (0.226)
2344	-0.989 (0.112)	-0.867 (0.096)	-0.739 (0.104)	-0.978 (0.160)	-0.762 (0.121)	-0.914 (0.152)
2374	-0.902 (0.109)	-0.713 (0.245)	-1.014 (0.212)	-0.595 (0.198)	-1.325 (0.255)	-1.165 (0.119)
2586	-0.928 (0.088)	-1.017 (0.069)	-0.683 (0.183)	-1.068 (0.167)	-0.828 (0.106)	-1.245 (0.106)

Компонента #	Параметры модели: δv, км с$^{-1}$	b, км с$^{-1}$	$\log N$, см$^{-2}$
1	0.000	1.51(0.01)	12.501(0.002)
2	3.39(0.02)	5.60(0.01)	12.536(0.002)

чаются от других и превышают уклонение $3\sigma_{\rm rms}$ от средневзвешенного. Эти значения можно трактовать как случайные выбросы и не учитывать в дальнейшем анализе. В результате конечная выборка содержит равное число ($n = 17$) отрицательных и положительных значений $\Delta\alpha/\alpha$.

В качестве весов, w_i, мы использовали величины $\sigma^{-2}_{\rm rms}$ из таблицы 7.8. Несмещенными оценками средневзвешенного $\tilde{x} = \langle\Delta\alpha/\alpha\rangle$ и дисперсии являются величины (Линник 1962):

$$\tilde{x} = \frac{[w\,x]}{[w]}\,, \tag{7.4}$$

и

$$Var(\tilde{x}) = \frac{[w\,\tilde{a}\,\tilde{a}]}{(n-1)[w]}\,. \tag{7.5}$$

Здесь $\tilde{a} = x_i - \tilde{x}$ — “кажущиеся погрешности”, а квадратные скобки означают суммирование, т.е. $[w] = \sum_{i=1}^{n} w_i$, $[wx] = \sum_{i=1}^{n} w_i\,x_i$.

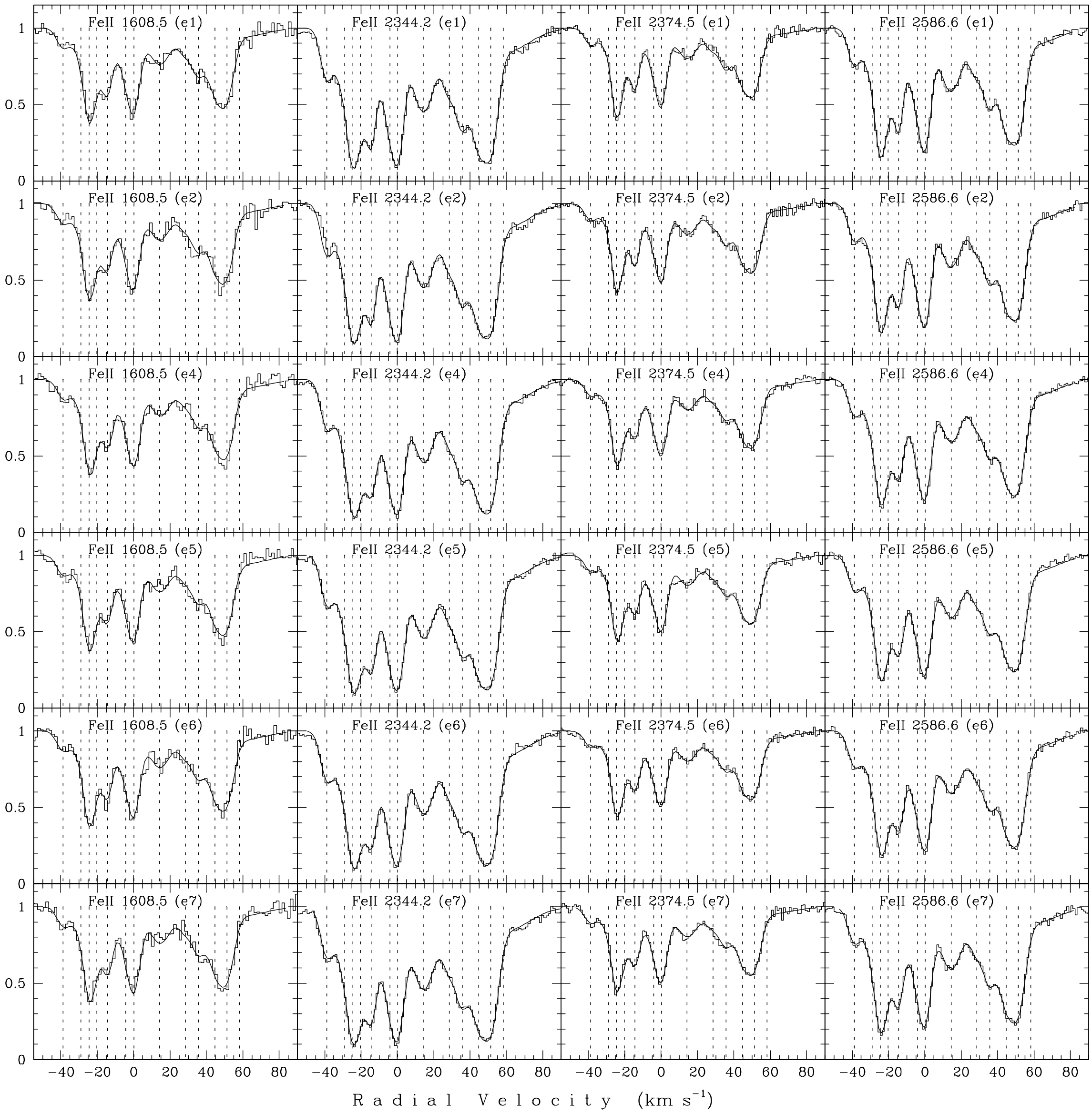

Рис. 7.6: Индивидуальные экспозиции (отмечены как 'e#') линий Fe II, отобранные из спектра квазара HE 0515–4414 для оценки $\Delta\alpha/\alpha$. Нормированные интенсивности показаны гистограммами. Модельные профили (гладкие кривые) вычислены из объединенного анализа всех линий Fe II. Минимизация целевой функции дает $\chi^2_{\nu,\min} = 0.9$ на степень свободы ($\nu = 2642$). Штриховые вертикальные линии отмечают положения компонент, перечисленных в таблице 7.6. Нулевое значение скорости фиксировано для $z = 1.150965$.

Средневзвешенное значение $\Delta\alpha/\alpha$ и его ошибка на уровне 1σ по выборке $n = 34$ оказались равными $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle = -0.07 \pm 0.84$ ppm.

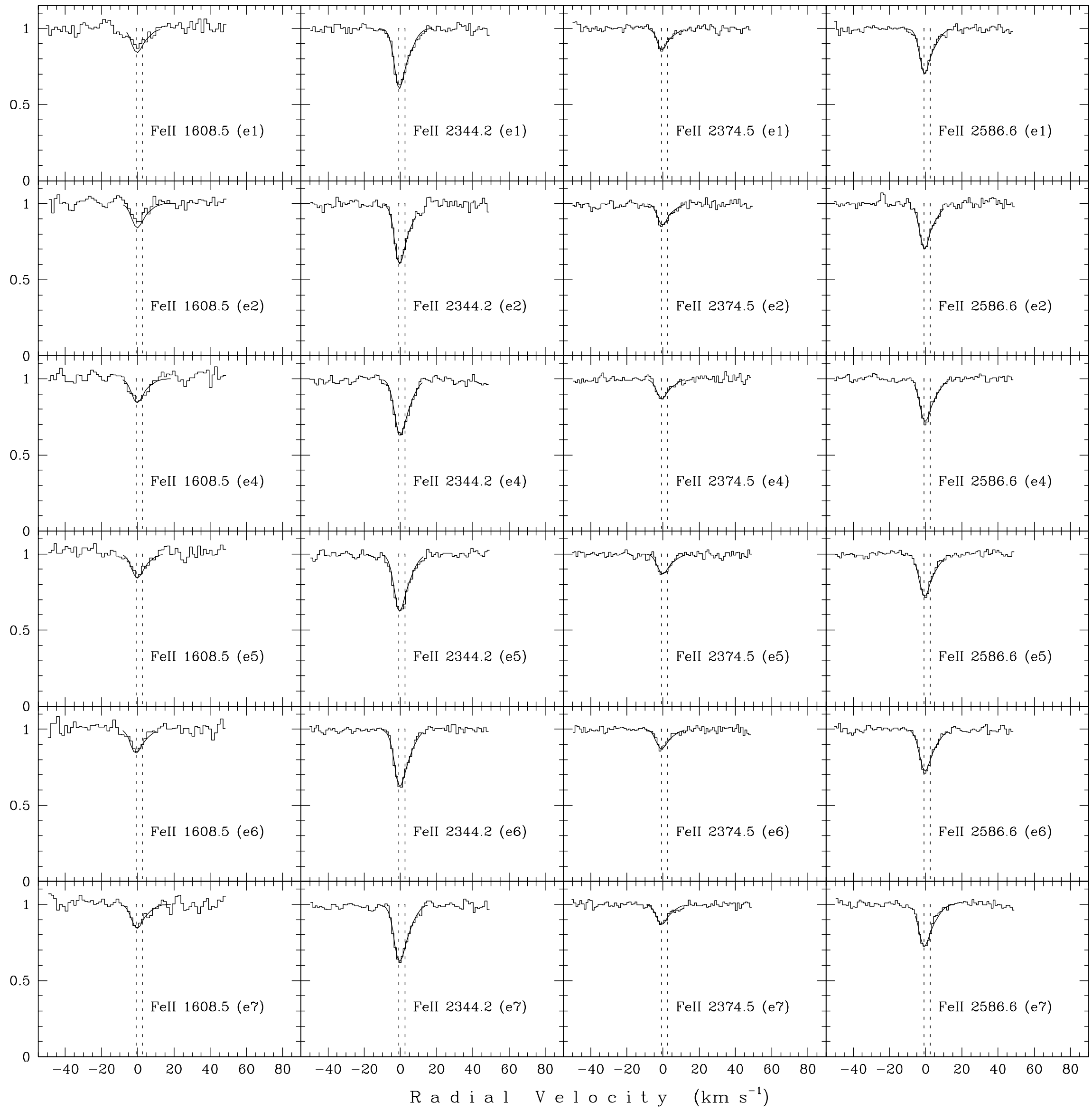

Рис. 7.7: Аналогично рис. 7.6, но для системы с $z_{\rm abs} = 1.149092$. Минимизация целевой функции дает $\chi^2_{\nu,\rm min} = 0.8$ на степень свободы ($\nu = 399$). Штриховые вертикальные линии отмечают положения компонент, перечисленных в таблице 7.7.

В заключение этого раздела следует сделать следующие замечания. Во-первых, в нашей предыдущей работе по системе $z_{\rm abs} = 1.15$ в спектре HE 0515–4414 (Quast et al. 2004) мы использовали усредненные спектры для увеличения величины S/N. Было найдено, что несмотря на хорошее согласие между 8-компонентной моделью и спектрами Fe II, нормированные остатки, $(\mathcal{F}^{cal} - \mathcal{F}^{obs})/\sigma$, показывали некоторую

Таблица 7.8: Величины $\Delta\alpha/\alpha$ (ppm), вычисленные по формуле (7.3) и их ошибки $\sigma_{\rm rms}$ (приводятся в скобках)

Экс.		Fe II пары	
#	1608/2344	1608/2374	1608/2586
		$z_{\rm abs} = 1.150965$	
1	0.07(3.92)	-0.73(3.45)	1.03(3.27)
2	-6.05(3.90)	-4.12(3.38)	-2.97(3.26)
4	3.99(3.93)	5.32(3.44)	6.34(3.26)
5	-7.57(3.90)	-4.17(3.37)	-4.36(3.24)
6	-5.74(3.92)	-0.88(3.41)	-4.93(3.26)
7	5.61(3.95)	5.68(3.42)	7.39(3.27)
		$z_{\rm abs} = 1.149092$	
1	5.69(19.34)	2.28(16.05)	2.95(15.68)
2	-4.12(19.74)	-7.77(17.59)	0.83(16.02)
4	-3.93(14.51)	4.51(13.14)	-4.76(12.57)
5	9.64(13.91)	-2.84(12.02)	10.37(11.44)
6	-23.57(11.61)	-3.73(11.54)	-17.47(9.34)
7	-3.27(9.27)	4.40(7.23)	6.55(6.95)

структуру в их распределении по радиальным скоростям (см. верхнюю панель на рис. 7.8). Мы предположили, что такая структура может быть вызвана скрытыми (неразрешенными) компонентами, которые могут приводить к обнаруженным корреляциям между значениями остатков. Дополнительной причиной таких корреляций могли также быть сдвиги нуль-пуктов шкалы длин волн в индивидуальных экспозициях. Если индивидуальные экспозиции обрабатываются отдельно и число возможных компонент увеличено до 13, корреляция исчезает и распределение остатков становится чисто случайным (нижняя панель, рис. 7.8). Более того точность новых измерений повысилась в 2 раза. В обычных измерениях улучшение точности в 2 раза требует увеличения в 4 раза времени наблюдений при прочих равных условиях, что означало бы 36 часов вместо 9, как это было для спектра HE 0515–4414.

Во-вторых, значение $\langle\Delta\alpha/\alpha\rangle = -5.7 \pm 1.1$ ppm, найденное Murphy et al. (2004) по

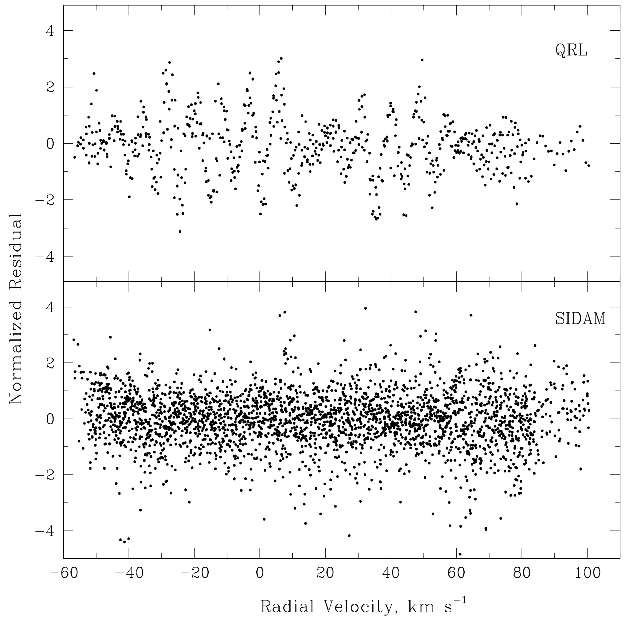

Рис. 7.8: Нормированные остатки, $(\mathcal{F}^{cal} - \mathcal{F}^{obs})/\sigma$, для профилей Fe II ($\lambda\lambda$1608, 2344, 2374, и 2586 Å), вычисленные для 8-компонентной модели (верхняя панель) и для 13-компрнентной модели (нижняя панель). Нулевое значение радиальной скорости фиксировано на $z = 1.150965$.

143 системам из диапазона красных смещений $0.2 \leq z \leq 4.2$ (наблюдения проводились на 10 м телескопе Keck со спектрографом HIRES), сильно отличается от нашего одноточечного значения, которое имеет точность выше 1 ppm. Из этого сравнения мы можем заключить, что данные с 10 м телескопа содержат неучтенную систематическую ошибку.

В-третьих, точность измерений $\Delta\alpha/\alpha$, достигнутая на $z = 1.15$, является предельной для стандартной конфигурации UVES, и дальнейшее увеличение точности может быть получено только при увеличении спектрального разрешения, стабилизации спектрографа во время наблюдений и изоляции его от внешней среды, как это было реализовано, например, для спектрографа HARPS, установленного на 3.6 м телескопе обсерватории La Silla.

7.3 $\Delta\alpha/\alpha$ на $z = 1.84$, квазар Q 1101–264

Система абсорбционных линий Fe II с красным смещением $z = 1.84$ в квазаре Q 1101–264 ($z_{\rm em} = 2.15$, $V = 16.0$) впервые использовалась для оценки $\Delta\alpha/\alpha$ в работе Levshakov et al. (2005). На основании архивных данных, полученных с разрешением 6 км с$^{-1}$ (FWHM) в голубой части спектра ($\lambda \sim 4500$ Å) и 5.4 км с$^{-1}$ в красном диапазоне ($\lambda \sim 7000$ Å), мы получили ограничение $\Delta\alpha/\alpha = 2.4 \pm 3.8$ ppm. После этого нами была предпринята попытка перенаблюдать этот квазар с бо́льшим спектральным разрешением, чтобы уменьшить ошибку оценки $\Delta\alpha/\alpha$. Соответствующие наблюдения были проведены на VLT в феврале 2006 года по программе ESO 076.A-0463. Результаты этих исследований приводятся ниже.

7.3.1 Наблюдения и редукция данных

Квазар Q 1101–264 наблюдался со спектрографом UVES на телескопе VLT Южной Европейской Обсерватории (ESO) в Чили. Журнал наблюдений приводится в таблице 7.9. Использование дихроического фильтра позволяло получать голубую и красную части спектра квазара одновременно, как если бы использовались два спектрографа. Считывание матриц CCD производилось в режиме 1×1, т.е. без дополнительных усреднений. Центральные длины волн голубой и красной частей спектра соответствовали $\lambda 437$ нм и $\lambda 860$ нм (отмечены буквами 'b' и 'r' в таблице 7.9). В обоих случаях ширина щели составляла 0.″5. Качество изображений во время наблюдений менялось в пределах от 0.″5 до 1.″1. Чтобы проконтролировать возможные систематические сдвиги радиальных скоростей, проводился мониторинг температуры и атмосферного давления во время экспозиций. Вариации температуры ΔT всегда были меньше 0.1°C. Эта величина является также максимальной разницей между экспозициями квазара и лампы сравнения. Вариации давления ΔP достигли в одной экспозиции (No. 4, таблица 7.9) значения 0.6 мбар, во всех других случаях ΔP не превышала 0.3 мбар. Напоминаем, что согласно оценкам Kaufer et al. (2004), сдвиги радиальных скоростей достигают величины 50 м с$^{-1}$ для $\Delta T = 0.3$°C и $\Delta P = 1$

мбар. Поэтому данный вид систематических сдвигов не оказывает заметного влияния на величину $\Delta\alpha/\alpha$, если измеряемый сигнал соответствует разности радиальных скоростей линий Fe II ~ 100 м с$^{-1}$.

Из голубой части спектра использовался только один порядок 102, а из красной — порядки 90 и 83 (колонка 5, таблица 7.9), где наблюдаются, соответственно, линии Fe II с длинами волн $\lambda = 1608, 2382$, и 2600 Å. Отобранные линии расположены в центрах эшельных порядков, что минимизирует возможные искажения профилей линий, вызванные понижением спектральной чувствительности на краях порядков. Ширины пикселов в линиях $\lambda1608, \lambda2382$, и $\lambda2600$ соответственно равны 0.025 Å, 0.030 Å и 0.027 Å. Величины S/N, рассчитанные на один пиксел, перечислены для индивидуальных экспозиций и эшельных порядков в колонке 6. В колонках 2, 3 и 4 приводятся дата наблюдений, время начала экспозиции и полная продолжительность экспозиции. Следует подчеркнуть, что лампы сравнения снимались сразу же после экспозиции квазара, чтобы минимизировать влияние изменяющихся окружающих условий на относительные сдвиги радиальных скоростей в спектре квазара и лампы сравнения.

Редукция данных проводилась двумя независимыми методами — с использованием стандартных прикладных программ из пакета MIDAS-ESO и оригинальных программ, специально разработанных для оптимизации обработки данных с эшельных спектрографов (Lopez et al. 2005). Таким образом мы имели два независимых массива данных, что позволило проводить взаимный контроль получаемых результатов. В качестве длин волн лабораторных линий сравнения использовались Лос Аламосские таблицы линий ThAr (Palmer & Engleman 1983; de Cuyper & Hensberge 1988). Невязки в обоих методах калибровки шкалы длин волн были достаточно малыми, и соответствующие среднеквадратичные ошибки, $\sigma_{\rm rms}$, не превышали 20 м с$^{-1}$. Наблюдаемая шкала длин волн переводилась в вакуумную, гелиоцентрическую согласно работе Edlén (1966). Результирующее спектральное разрешение, измеренное по линиям ThAr, составляло 3.95 км с$^{-1}$ (FWHM) в голубой части спектра ($\lambda \sim 4500$ Å) и 3.75 км с$^{-1}$ в красном диапазоне ($\lambda \sim 7000$ Å).

Таким образом новые данные были получены с более высоким спектральным разрешением по сравнению с предыдущими исследованиями. Второй важной особенностью новых спектров является более точная калибровка отдельных экспозиций, поскольку лампы сравнения не разносились во времени на несколько часов после экспозиции спектра квазара, а снимались сразу же после нее.

7.3.2 Измерения $\Delta\alpha/\alpha$

Оценка величины $\Delta\alpha/\alpha$ зависит от измерения относительных положений линий иона железа в квазарном спектре. Перепишем для удобства соотношение (7.3) в виде

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{(v_2 - v_1)}{2\,c\,(\mathcal{Q}_1 - \mathcal{Q}_2)} = \frac{\Delta v}{2\,c\,\Delta\mathcal{Q}}\ , \tag{7.6}$$

в котором индекс "1" будет относиться к линии Fe II λ1608 Å, а индекс "2" — к одной из линий λ2382 или λ2600 Å.

Для получения наиболее точных оценок $\Delta\alpha/\alpha$ важно, чтобы разность коэффициентов чувствительности $\Delta\mathcal{Q}$ была как можно больше. При $\mathcal{Q}_1 = -0.021$ и $\mathcal{Q}_2 = 0.035$ для обеих линий Fe II, $\Delta\mathcal{Q} = -0.056$. Следует отметить, что разность $|\Delta\mathcal{Q}| = 0.056$ почти в два раза больше, чем $|\Delta\mathcal{Q}| \simeq 0.03$, которая используется в стандартном методе ММ при сравнении положений линий Mg II $\lambda\lambda2796, 2803$ с линиями Fe II $\lambda\lambda2344, 2374, 2382, 2586, 2600$[2]. Существенным дополнением является также тот факт, что коэффициенты чувствительности переходов Fe II λ1608 и $\lambda\lambda2382, 2600$ Å имеют разные знаки, что облегчает анализ влияния скрытых бленд на определение центров линий (Levshakov & D'Odorico 1995).

Предварительный анализ линий Fe II показал, что их профили хорошо согласуются и шкалы длин волн в индивидуальных экспозициях не имеют сдвигов, превышающих среднеквадратичную ошибку калибровки. Это позволило перейти к эквидистантной шкале радиальных скоростей и сложить все экспозиции с весами, обратно

[2]Для Mg II, $\mathcal{Q}_{2796} = 0.0059$ и $\mathcal{Q}_{2803} = 0.0034$. Для Fe II, $\mathcal{Q}_{2344} = 0.028$, $\mathcal{Q}_{2374} = 0.038$ и $\mathcal{Q}_{2586} = 0.039$.

пропорциональными квадратам S/N. В качестве постоянного шага выбиралась наименьшая ширина пиксела и между нормированными интенсивностями проводилась линейная интерполяция. Результирующие профили линий Fe II показаны на рис. 7.9. В сложенных спектрах отношение S/N $= 100$ на $\lambda \sim 4566$ Å и S/N $= 120$ на $\lambda \sim 6765$ и 7382 Å. Две независимые процедуры редукции данных (1D и 2D) привели к практически одинаковым средневзвешенным спектрам Fe II. Для их анализа использовалась целевая функция (7.2). Оптимальное решение, показанное непрерывными кривыми на рис. 7.9, было найдено для 16-компонентной модели. Положения компонент отмечены вертикальными пунктирными линиями.

Поскольку коэффициенты чувствительности линий Fe II $\lambda 2382$ и $\lambda 2600$ равны, их положения характеризуют качесто калибровки шкалы длин волн между 90 и 83 эшельными порядками. Измеренный относительный сдвиг между этими линиями составил 20 м с$^{-1}$, что хорошо согласуется с ошибкой, найденной по линиям сравнения ThAr. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать линии $\lambda 2382$ и $\lambda 2600$ как имеющие одну и ту же радиальную скорость, и определим сдвиг Δv между положением этих объединенных линий и линией $\lambda 1608$ Å.

Для определения наиболее вероятного значения Δv мы минимизировали функцию $\chi^2 = \chi^2(\Delta v)$ в интервале значений Δv между -270 м с$^{-1}$ и -90 м с$^{-1}$ с шагом 10 м с$^{-1}$ (см. рис. 7.10). Для каждого фиксированного Δv из этого интервала остальные параметры модели (ширины, силы и относительные положения компонент) варьировались с целью определения наименьшего значения χ^2. Кривая $\chi^2(\Delta v)$ в окрестности глобального минимума должна иметь форму параболы. Наиболее вероятное значение Δv соответствует вершине этой параболы. В нашем случае это величина $\Delta v = -180$ м с$^{-1}$. Ошибка этого значения на уровне 1σ задается условием $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\rm min} = 1$ (см., например, Press et al. 1988). Уровень 1σ показан на рис. 7.10 горизонтальной штриховой линией, пересечение которой с кривой $\chi^2(\Delta v)$ задает интервал ошибок $1\sigma = \pm 80$ м с$^{-1}$. С помощью (7.6) легко получить, что $\Delta\alpha/\alpha = 5.4 \pm 2.4$ ppm.

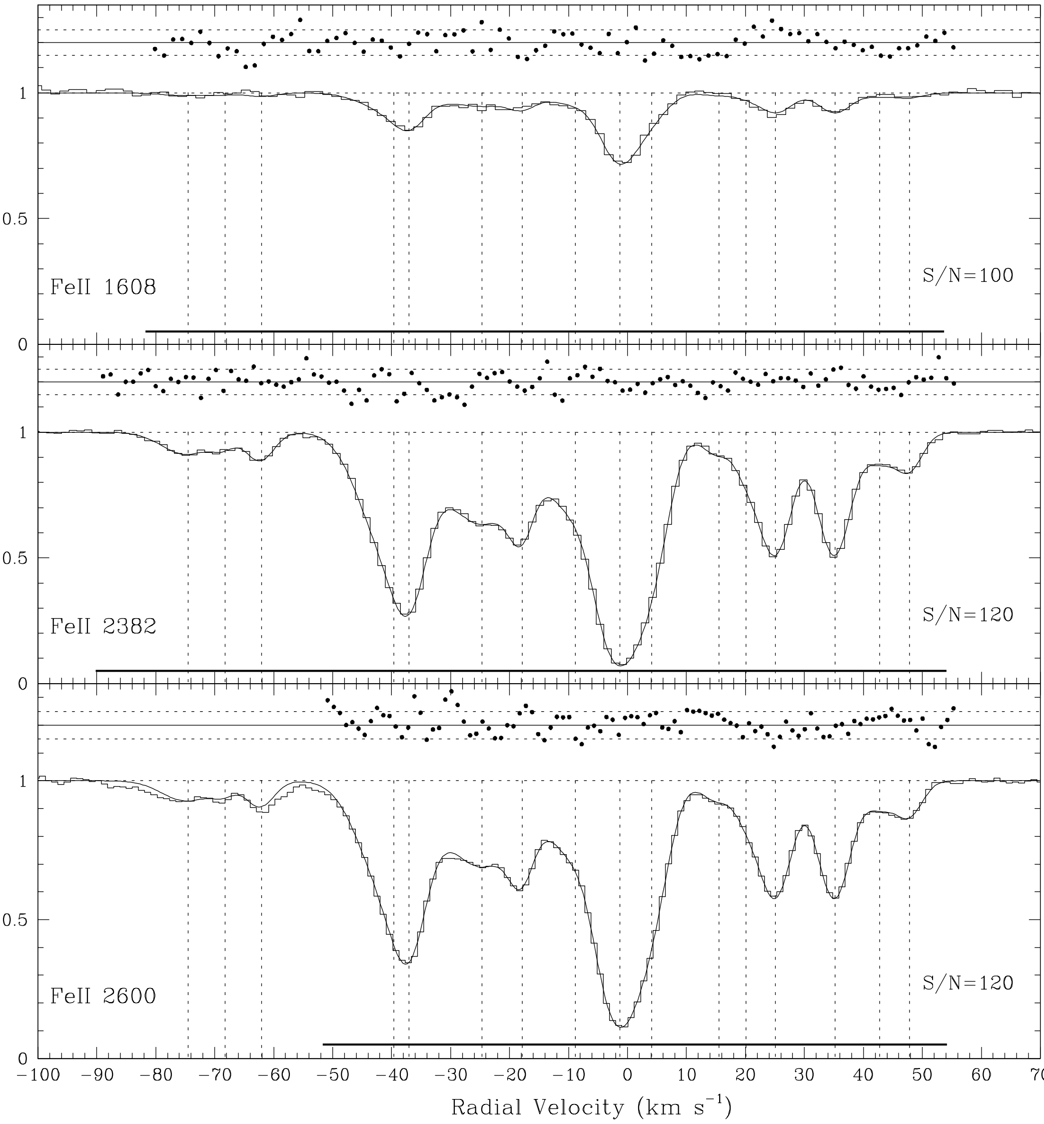

Рис. 7.9: Средневзвешенные спектры поглощения Fe II, отождествленные в системе $z = 1.84$ в квазаре Q 1101–264 (нормированные интенсивности показаны гистограммами). Нулевое значение радиальной скорости соответствует $z_{\rm abs} = 1.838911$. Непрерывные кривые — модельные спектры, вычисленные из совместного анализа линий Fe II. Вертикальные пунктирные линии отмечают положения компонент комплекса Fe II. Нормированные остатки, $(\mathcal{F}_i^{cal} - \mathcal{F}_i^{obs})/\sigma_i$, показаны точками (горизонтальные пунктирные линии ограничивают интервал $\pm 1\sigma$. Толстые горизонтальные отрезки отмечают участки профилей, включенные в процедуру оптимизации. Диапазоны $v < -50$ км с$^{-1}$ и $v \simeq -30$ км с$^{-1}$ в профиле линии Fe II блендированы слабыми теллурическими линиями.

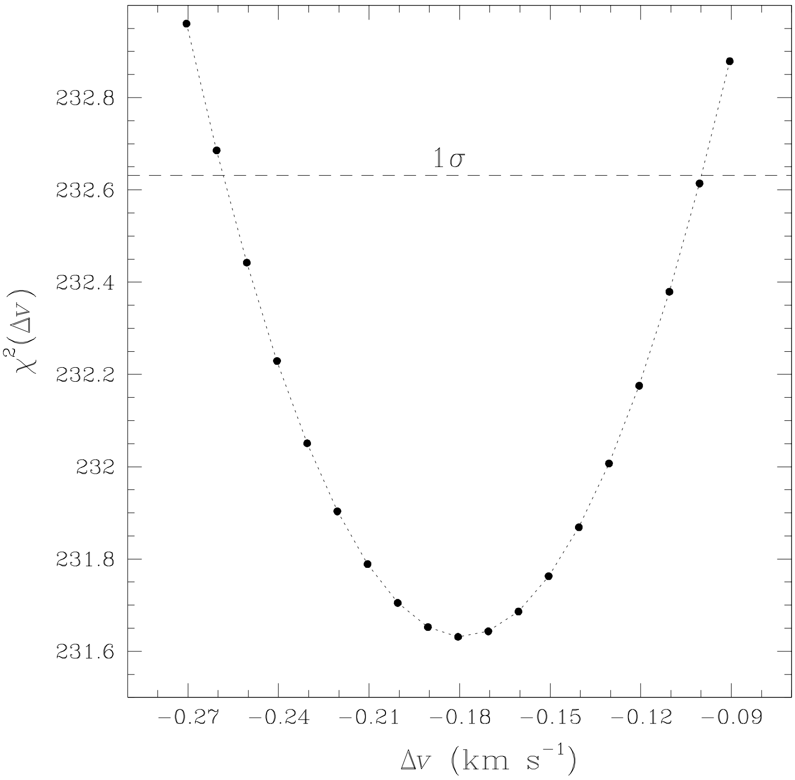

Рис. 7.10: χ^2 как функция разности радиальных скоростей Δv между линиями Fe II $\lambda1608$ и $\lambda\lambda2382, 2600$ Å (число степеней свободы $\nu = 305$). Вершина параболы $\chi^2(\Delta v)$ при $\Delta v = -0.18$ км с$^{-1}$ дает наиболее вероятное значение $\Delta\alpha/\alpha = 5.4$ ppm (уравнение [7.6]). Уровень значимости 1σ определяется условием $\Delta\chi^2 = 1$ (штриховая линия), что приводит к $\sigma_{\Delta v} = 0.08$ км с$^{-1}$, или $\sigma_{\Delta\alpha/\alpha} = 2.4$ ppm.

7.3.3 Возможные систематические ошибки

Измерения на уровне десятых долей ширины пиксела ($\Delta v \sim 100$ м с$^{-1}$) требуют рассмотрения дополнительных систематических эффектов, которые могут привести к ненулевой разнице радиальных скоростей между голубой и красными линиями Fe II, что может имитировать вариацию $\Delta\alpha/\alpha$ на уровне нескольких ppm. Кроме систематических ошибок, обсуждавшихся выше, необходимо учесть следующие факторы.

Сдвиг нуль-пункта шкалы длин волн. Поскольку голубая и красная камеры UVES представляют из себя два независимых спектрографа, неопределенности значений нуль-пунктов двух шкал длин волн могут привести к искусственному доплеровскому сдвигу между линиями λ1608 и λ2382/2600. Чтобы оценить этот сдвиг, мы применили к спектрам сравнения ThAr ту же процедуру, что и при калибровке квазарных спектров, и получили наблюдаемые спектры сравнения в длинах волн. После этого в каждом эшельном порядке, содержащем ту или иную линию Fe II, были выбраны изолированные одиночные эмиссионные линии лампы сравнения и определены их центры с помощью подгонки гауссианой. Критерием качества подгонки служило условие $\chi^2_\nu \simeq 1$. Уклонения вычисленных центров линий от их лабораторных значений можно использовать для оценки неопределенности нуль-пункта шкалы длин волн. В качестве такой меры использовалась дисперсия уклонений, $\sigma_{\Delta v}$. В обоих случаях для голубой (λ1608) и красных (λ2382/2600) линий $\sigma_{\Delta v} \lesssim 20$ м с$^{-1}$. Таким образом, максимальный доплеровский сдвиг между голубым и красными спектрами не превышает 30 м с$^{-1}$.

Изотопические сдвиги. Используя константы массового изотопического сдвига $k_{\rm MS}$ для Fe II, вычисленные в работе Kozlov et al. (2004), легко получить, что неизвестный a priori изотопический состав поглощающего газа может имитировать максимальное изменение $\Delta\alpha/\alpha$ на уровне 0.77 ppm (Levshakov et al. 2005), что эквивалентно доплеровскому сдвигу 20 м с$^{-1}$.

Неразрешенные компоненты. Были исследованы модели с различным количеством компонент Fe II. Во всех случаях относительный сдвиг между линиями λ1608 и λ2382/2600 был порядка 180 м с$^{-1}$. Окончательная модель с 16-ю компонентами была выбрана по причине того, что она приводила к $\chi^2_\nu \lesssim 1$ с наименьшим количеством компонент. Нормированные остатки, $(\mathcal{F}_i^{cal} - \mathcal{F}_i^{obs})/\sigma_i$, на рис. 7.9 также не содержат серий точек, которые могли указывать на неучтенные компоненты.

Возможные бленды. Линии λ1608 и λ2382 лежат в диапазонах, свободных от теллурических линий. Среди всех идентифицированных абсорбционных систем в спектре Q 1101–264 нет кандидатов, чьи линии металлов могли бы совпадать с положениями наблюдаемых линий Fe II из системы $z = 1.84$. Что касается линии λ2600, часть ее профиля в диапазоне $v < -50$ км с$^{-1}$ и при $v = -30$ км с$^{-1}$ бленрируется слабыми теллурическими линиями, что дает дополнительную (по сравнению с модельным профилем) абсорбцию на этих участках (см. рис. 7.9). Блендированный диапазон $v < -50$ км с$^{-1}$ не включался в общий анализ. Поскольку обе линии $\lambda 2382$ и $\lambda 2600$ рассматривались как одна, имеющая одну и ту же радиальную скорость, и профиль линии $\lambda 2382$ чистый, это блендирование теллурическими линиями не влияет на окончательное значение $\Delta\alpha/\alpha$.

7.4 Выводы

Таким образом, новые данные с более высоким спектральным разрешением привели к уменьшению ошибки $\Delta\alpha/\alpha$ в 1.5 раза по сравнению с анализом архивных данных. Кроме этого, новые данные указывают на положительный сигнал $\Delta\alpha/\alpha = 5$ ppm, значимый на уровне 2σ. Поскольку сами наблюдения с разрешением выше 4 км с$^{-1}$ (FWHM) являются уникальными для таких слабых источников как квазары, проведенный анализ подчеркивает важность увеличения спектрального разрешения для дальнейших исследований возможных изменений фундаментальных физических постоянных на космологической временной шкале.

Сравнение $\Delta\alpha/\alpha = 5.4 \pm 2.4$ ppm на $z = 1.84$ с высокоточными измерениями $\Delta\alpha/\alpha = -0.07 \pm 0.84$ ppm на $z = 1.15$ указывает на возможное изменение $\Delta\alpha/\alpha$ между эпохами $z \sim 1$ и $z \sim 1.8$. На положительное значение $\Delta\alpha/\alpha$ в эпоху $z \sim 1.8$ указывают также данные Chand et al. (2004): $\Delta\alpha/\alpha = 2.4 \pm 1.2$ ppm, усредненные по 8 системам из интервала $1.5 < z < 2.0$. С другой стороны, результаты Murphy et al. (2003), усредненные по этому же интервалу красных смещений (16 систем) дают $\Delta\alpha/\alpha = -5.4 \pm 4.5$ ppm. Хотя результаты Chand et al. и наши измерения согласуются на уровне 1σ, значение Murphy et al. существенно отличается и, что наиболее важно, имеет противоположный знак. Можно надеяться, что дальнейшие исследования с высоким спектральным разрешением прояснят этот вопрос.

Таблица 7.9: Журнал наблюдений квазара Q 1101–264 по программе ESO 076.A-0463

# (1)	Дата г-м-д (2)	Время ч:м:с (3)	Экс. с (4)	Эшельный порядок (5)	S/N на пиксел (6)
1b	2006-02-21	07:39:26	6400^q	102	30
1b	2006-02-21	09:27:13	10^c		
1r	2006-02-21	07:39:22	5400^q	90,83	32,34
1r	2006-02-21	09:27:07	5^c		
2b	2006-02-22	02:28:57	5400^q	102	31
2b	2006-02-22	04:00:24	10^c		
2r	2006-02-22	02:28:52	5400^q	90,83	39,37
2r	2006-02-22	04:00:20	5^c		
3b	2006-02-22	04:04:47	4953^q	102	30
3b	2006-02-22	05:28:55	10^c		
3r	2006-02-22	04:04:43	4959^q	90,83	44,44
3r	2006-02-22	05:28:51	5^c		
5b	2006-02-22	07:30:28	6708^q	102	38
5b	2006-02-22	09:23:53	10^c		
5r	2006-02-22	07:30:25	6712^q	90,83	52,48
5r	2006-02-22	09:23:49	5^c		
6b	2006-02-23	01:29:26	6300^q	102	26
6b	2006-02-23	03:15:57	10^c		
6r	2006-02-23	01:29:25	6300^q	90,83	36,38
6r	2006-02-23	03:15:53	5^c		
7b	2006-02-23	03:19:23	7200^q	102	35
7b	2006-02-23	05:20:57	10^c		
7r	2006-02-23	03:19:22	7200^q	90,83	46,48
7r	2006-02-23	05:20:53	5^c		
8b	2006-02-23	05:45:15	5400^q	102	37
8b	2006-02-23	07:16:45	10^c		
8r	2006-02-23	05:45:10	5400^q	90,83	41,46
8r	2006-02-23	07:16:41	5^c		
9b	2006-02-23	07:19:40	7500^q	102	40
9b	2006-02-23	09:26:08	10^c		
9r	2006-02-23	07:19:34	7500^q	90,83	52,53
9r	2006-02-23	09:26:04	5^c		

В колонке 1, ‘b’ и ‘r’ отмечают голубые и красные экспозиции;
в колонке 4, ‘q’ и ‘c’ означают экспозиции квазара и спектра сравнения.

Глава 8

Заключение

8.1 Основные результаты

1. Исследовано влияние конечной корреляционной длины случайного поля скоростей на формирование профилей линий поглощения (мезотурбулентное приближение). Показано, что разногласие в относительных содержаниях металлов в зонах H I и H II в межзвездной среде голубой компактной галактики I Zw 18 снимается, если профили линий поглощения Ar, Si и Fe анализируются с учетом эффектов конечной корреляционной длины.

2. Разработан метод высших моментов обобщенного уравнения переноса для расчета распределения вероятности интенсивности излучения I_λ внутри профиля линии поглощения при неполном статистическом ансамбле. Показано, что в общем случае лучевая концентрация внутри профиля линии, N_v, может быть найдена в определенном доверительном интервале, величина которого зависит от турбулентных характеристик поглощающего газа. Полученные результаты проверены и подтверждены методом Монте Карло.

3. Разработаны методы решения обратных задач спектроскопии с использованием новейших алгоритмов стохастической оптимизации (приближение постоянной плотности газа). Практическое использование обратного метода Монте Карло про-

демонстрировано на примере измерения относительного содержания дейтерия в межгалактических диффузных облаках с низкой металличностью. Показано, что первичное содержание дейтерия близко к величине $\mathrm{D/H} \simeq 3.5 \times 10^{-5}$, что приблизительно в 1.5 раз выше, чем в межзвездном газе в нашей Галактике.

4. Для вычислений кинетической температуры газа по линиям металлов, имеющих подобные профили, разработана вычислительная процедура, основанная на преобразовании Фурье абсорбционных профилей с последующей минимизацией целевой функции методом энтропийной регуляризации. Рассчитаны примеры с линиями C II, Si II и Fe II. Показано, что широко используемая процедура разложения сложных профилей на фойгтовские подкомпоненты может приводить к неверным оценкам кинетической температуры.

5. Детально рассмотрено формирование профилей спектральных линий в турбулентных средах с флуктуирующими плотностью газа и случайным полем скоростей. Проведен анализ эффектов, связанных с неоднородной по лучу зрения степенью ионизации различных химических элементов. Разработан алгоритм решения полной обратной задачи с восстановлением статистических характеристик полей плотности и скорости и одновременной оценкой физических параметров поглощающего облака.

6. Обнаружено, что дисперсии скоростей крупномасштабных движений газа корреляционно связаны с размера поглощающих облаков. Из этого следует, что такие абсорбционные системы близки к вириализованным и, по-видимому, связанны с далекими галактиками или их гало. Показано, что некоторые абсорбционные системы обладают характеристиками, типичными для высокоскоростных газовых облаков, которые наблюдаются в гало нашей Галактики.

7. Найдено, что содержание металлов в межгалактических абсорберах крайне неоднородно, с вариациями от почти солнечных концентраций до концентраций в 1000 раз ниже солнечных. При этом системы с высоким содержанием металлов перемежаются с системами без металлов. Такое поведение позволяет считать выброс

вещества из галактик основным механизмом обогащения межгалактической среды металлами. Показано, что системы с меньшими размерами имеют систематически бóльшие концентрации металлов.

8. Обнаружен класс систем, имеющих чрезвычайно низкую металличность, $Z < 0.001 Z_\odot$, и размеры вдоль луча зрения порядка сотен кпс. В этих системах отношение [Si/C] не превышает 0.3. Если данные системы являются протогалактическими облаками, обогащенными продуктами звездного нуклеосинтеза ранних звездных популяций, то измеренное значение [Si/C] указывает на то, что начальная функция масс этих звездных популяций имеет верхнюю границу $M_{\rm up} < 25\,M_\odot$. Тем самым не подтверждается космологический сценарий, в котором на ранних стадиях эволюции Вселенной ($z > 10$) образовывались звезды с массами $M > 100\,M_\odot$, что привело бы к отношениям $[\mathrm{Si/C}] > 1$.

9. Разработан алгоритм восстановления формы спектра ионизующего метагалактического излучения в диапазоне от 1 Ryd до 10 Ryd по оптически тонким абсорбционным системам, содержащим линии ионов в последовательных стадиях ионизации. Для примера исследованы системы с линиями металлов в интервалах красных смещений $1.5 \lesssim z \lesssim 1.9$ и $2.4 \lesssim z \lesssim 3.0$. Обнаружены флуктуации формы спектра ионизующего излучения. Показано, что эти флуктуации вызываются разными причинами на больших и малых z. В интервале $2.4 \lesssim z \lesssim 3.0$ изменения формы спектра вызываются в основном процессами переноса континуального излучения квазаров в межгалактической среде с переменной плотностью газа. При меньших красных смещениях, когда метагалактический газ становится полностью прозрачным в лаймановском континууме He II, флуктуации формы спектра ультрафиолетового фона связаны с внутренними характеристиками излучения самих квазаров и влиянием ближайшего к поглощающей области соседа.

10. Изучена непрозрачность в линии He II Lyα метагалактического диффузного газа. Определена эволюционная зависимость этой непрозрачности в диапазоне красных смещений $1.8 \lesssim z \lesssim 3$. Показано, что после $z = 2$ вторичная ионизация гелия

практически полностью заканчивается.

11. В восстановленных формах спектров фонового излучения в области энергий $E >$ 4 Ryd не обнаружено никаких признаков мягкой компоненты, которые можно было бы ожидать от звездного населения молодых галактик с активными процессами звездообразования. Таким образом, метагалактический фон ионизующего излучения на $z \sim 3$ и $z \sim 2$ формируется в основном излучением квазаров и активных галактических ядер.

12. На двух красных смещениях $z = 1.15$ и $z = 1.84$ проведены прецизионные измерения возможных вариаций постоянной тонкой структуры, превышающие по своей точности почти на порядок предыдущие результаты. Найденные величины $\Delta\alpha/\alpha = -0.07 \pm 0.84$ ppm ($z = 1.15$) и $\Delta\alpha/\alpha = 5.4 \pm 2.4$ ppm ($z = 1.84$) указывают на возможное изменение α между эпохами $z \sim 1$ и $z \sim 1.8$.

8.2 Заключительный вывод и благодарности

Детальное теоретическое рассмотрение процессов формирования профилей абсорбционных линий в условиях близких к реальным и разработанные методы решения обратных задач спектроскопии с использованием новейших достижений в области многомерной оптимизации дают основания рассматривать данную работу как важный вклад в развитие нового направления в наблюдательной космологии — исследование физических свойств, химического состава и эволюционных процессов в метагалактическом газе на космологической временной шкале.

Автор выражает глубокую признательность своим учителям Д.А. Варшаловичу и В.Г. Кеглю за многолетнее сотрудничество и стимулирующий интерес к осуществлению данной работы. Автор благодарен также всем соавторам работ, результаты которых вошли в диссертацию, и прежде всего – И.И. Агафоновой, И.Е. Мазецу, С. Д'Одорико, П. Моларо, Д. Раймерсу, Ф. Такахара и Д. Тайтлеру.

Литература

1. Адлер Ю.П., Маркова Е.В., Грановский Ю.В., 1971, *Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий* (М.: Наука).

2. Афанасьев В.Л., Лоренц Х., Вальтц И.Е., Левшаков С.А., 1990, Письма в Астрон. ж., **16**, 483.

3. Варшалович Д.А., Левшаков С.А., 1993, Письма в ЖЭТФ, **58**, 231.

4. Варшалович Д.А., Левшаков С.А., Назаров Е.А., Спиридонова О.И., Фоменко А.Ф., 1987, Астрон. ж., **64**, 262.

5. Варшалович Д.А., Левшаков С.А., Потехин А.Ю., 1993, Успехи Физ. Наук, **163**, 111.

6. Гончарский А.В., Черепащук А.М., Ягола А.Г., 1978, *Численные методы решения обратных задач астрофизики* (М.: Наука).

7. Левшаков С.А., 1988, Астрофизика, **29**, 408.

8. Левшаков С.А., 1989, Сообщения САО, **61**, 43.

9. Левшаков С.А., 1994, Астрон. ж., **71**, 181.

10. Левшаков С.А., 2003, *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*, ротапринт ИКИ РАН, 17.

11. Левшаков С.А., Фольтц К.Б., 1988, Письма в Астрон. ж., **14**, 1093.

12. Левшаков С.А., Такахара Ф., 1996, Письма в Астрон. ж., **22**, 491.

13. Левшаков С.А., Варшалович Д.А., Назаров Е.А., 1986, Астрофизика **25**, 495.

14. Левшаков С.А., Варшалович Д.А., Назаров Е.А., Фоменко А.Ф., 1987, Астрон. ж., **64**, 929.

15. Левшаков С.А., Вернер Д.А., Яковлев Д.Г., Варшалович Д.А., 1989, Сообщения САО, **61**, 66.

16. Левшаков С.А., Такахара Ф., 1996, Письма в Астрон. ж., **22**, 491.

17. Левшаков С.А., Тайтлер Д., Бюрлс С., 2000, Astron. Astrophys. Trans., **19**, 385.

18. Линник Ю.В., 1962, *Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений* (М.: ФМ).

19. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., 1977, *Гравитация* (М.: Мир).

20. Налимов В.В., Чернова Н.А., 1965, *Статистические методы планирования экстремальных экспериментов* (М.: Наука).

21. Налимов В.В., 1971, *Теория эксперимента* (М.: Наука).

22. Спитцер Л., 1981, *Физические процессы в межзвездной среде* (М.: Мир).

23. Abramowitz M., Stegun I.A., 1964, *Handbook of mathematical functions* (Dover Publications: N.Y.).

24. Agafonova I.I., Centurión M., Levshakov S.A., Molaro P., 2005, A&A, **441**, 9.

25. Agafonova I.I., Levshakov S.A., Reimers D., Fechner C., Tytler D., Simcoe R.A., Songaila A., 2006, A&A, in press

26. Akerman C.J., Carigi L., Nissen P.E., Pettini M., Asplund M., 2004, A&A, **414**, 931.

27. Albrecht M.A., Kegel W.H., 1987, A&A, **176**, 317.

28. Aldenius M., Johansson S., Murphy M.T., 2006, MNRAS, in press (astro-ph/0605053).

29. Anderson S.F., Hogan C.J., Williams B.F., Carswell R.F., 1999, AJ, **117**, 56.

30. Ashenfelter T., Mathews G.J., Olive K.A., 2004, Phys. Rev. Lett., **92**, 041102.

31. Asplund M., Grevesse N., Sauval A.J., 2005, in *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, eds. F.N. Bash and T.G. Barnes, ASP Conf. Ser., in press (astro-ph/0410214).

32. Audic S., Frisch H., 1993, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **50**, 127.

33. Auvergne M., Frisch H., Frisch U., Froeschlè Ch., Pouquet A., 1973, A&A, **29**, 93.

34. Avelino P.P., Martins C.J.A.P., Nunes N.J., Olive K.A., 2006, astro-ph/0605690.

35. Bahcall J.N., Sargent W.L.W., Schmidt M., 1967, ApJ, **149**, L11.

36. Bahcall J.N., Steinhardt C.L., Schlegel D., 2004, ApJ, **600**, 520.

37. Ballester P., Rosa M.R., 1997, A&AS, **126**, 563.

38. Bechtold J., Ellingson E., 1992, ApJ, **396**, 20.

39. Bechtold J., Crotts A.P.S., Duncan R.C., Fang Y., 1994, ApJ, **437**, L83.

40. Bergeron J., Stasinska G., 1986, A&A, **169**, 1.

41. Bergeron J., Cristiani S., Shaver P., 1992, A&A, **257**, 417.

42. Bi H. G., Börner G., Chu Y., 1992, A&A, **266**, 1.

43. Bi H., Ge J., Fang L.-Z., 1995, ApJ, **452**, 90.

44. Bi H., Davidsen, A. F., 1997, ApJ, **479**, 523.

45. Bianchi S., Cristiani S., Kim T.-S., 2001, A&A, **376**, 1.

46. Blades J.C., Wheatley J.M., Panagia N., Grewing M., Pettini M., Wamsteker W., 1988, ApJ, **334**, 308.

47. Bolton J.S., Haehnelt M.G., Viel M., Springel V., 2005, MNRAS, **357**, 1178.

48. Bolton J.S., Haehnelt M.G., Viel M., Carswell R.F., 2006, MNRAS, **366**, 1378.

49. Box G.E.P., Hunter W.G., Hunter J.S., 1978, *Statistics for Experimenters: An Introduction to Design, Data Analysis, and Model Building* (Wiley & Sons: N.Y.).

50. Böger R., Kegel W.H., Hegmann M., 2003, A&A, **406**, 23.

51. Brown T.M., 1990, in *CCDs in Astronomy*, ed. G. H. Jacoby, PASPC **8**, 335.

52. Burles S., Tytler D., 1997, AJ, **114**, 1330.

53. Burles S., Tytler D., 1998, ApJ, **499**, 699.

54. Cayrel R., Depagne E., Spite M., et al., 2004, A&A, **416**, 1117.

55. Chapman S., Cowling T.G., 1970, *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases* (Cambridge Univ. Press: Cambridge).

56. Chaffee F.H., Jr., Foltz C.B., Bechtold J., Weymann R.J., 1986, ApJ, **301**, 116.

57. Chand H., Srianand R., Petitjean P., Aracil B., 2004, A&A, **417**, 853.

58. Charlton J.C., Churchill C.W., Linder S.M., 1995, ApJ, **452**, 81.

59. Charro E., Martín I., 2000, ApJS, **126**, 551.

60. Chen H.-W., Lanzetta K.M., Webb J.K., Barcons X., 2001, ApJ, **559**, 654.

61. Chen H.-W., Lanzetta K.M., Webb J.K., Barcons X., 1998, ApJ, **498**, 77.

62. Collins J.A., Shull J.M., Giroux M. L., 2004, ApJ, **605**, 216.

63. Copeland E.J., Sami M, Tsujikawa, S., 2006, hep-th/0603057.

64. Cox D.R., Miller H.D., 1965, *The Theory of Stochastic Processes* (Spottiswoode, Ballantyne & Co. Ltd: London and Colchester).

65. Csiszár I., 1996, in *Maximum Entropy and Bayesian Methods*, eds. K.M. Hanson, R.N. Silver (Kluwer: Dordrecht), p. 35.

66. Davé R., Hernquist L., Katz N., Weinberg D., 1999, ApJ, **511**, 521.

67. de Cuyper J.-P., Hensberge H., 1988, A&AS, **129**, 409.

68. de la Varga A., Reimers D., Tytler D., Barlow T., Burles S., 2000, A&A, **363**, 69.

69. Davidsen A.F., Kriss G.A., & Zheng W., 1996, Nature, **380**, 47.

70. Dickey J.M., Lockman F.J., 1990, ARA&A, **28**, 215.

71. Dinshaw N., Weymann R.J., Impey C.D., Foltz C.B., Morris S.L., Ake T., 1997, ApJ, **491**, 45.

72. Dinshaw N., Impey C.D., Foltz C.B., Weymann R.J., Chaffee F.C., 1994, ApJ, **437**, L87.

73. Dirac P.A.M., 1937, Nature, **139**, 323.

74. D'Odorico V., Petitjean P., 2001, A&A, **370**, 729.

75. Donahue M., Shull J. M., 1991, ApJ, **383**, 511 [DS].

76. Doob J.L., 1942, Ann. Math., **43**, 351.

77. Drullinger R.E., Wineland D.J., Bergquist J.C., 1980, Appl. Phys., **22**, 365.

78. Durbin J., Watson G.S., 1951, Biometrika, **38**, 159.

79. Dzuba V.A., Flambaum V.V., Webb J.K., 1999, Phys. Rev. A, **59**, 230.

80. Dzuba V.A., Flambaum V.V., Kozlov M.G., Marchenko M.V., 2002, Phys. Rev. A, **66**, 022501.

81. Edlén B., 1966, Metrologia, **2**, 71.

82. Eidelsberg M., Rostas F., Breton J., Theiblemout B., 1992, J. Chem. Phys., **96**, 5585.

83. Elliott F.W.,Jr, Horntrop D.J., Majda A.J., 1997, Chaos, **7**, 39.

84. Ellison S.L., Pettini M., Steidel C.C., Shapley A.E., 2001, ApJ, **549**, 770.

85. Elvis M., 2004, in *AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey*, eds. G.T. Richards and P.B. Hall, in press (astro-ph/0311436).

86. Erni P., Richter P., Ledoux C., Petitjean P., 2006, A&A, **451**, 19.

87. Fan X., Strauss M.A., Schneider D.P. et al., 2003, AJ, **125**, 1649.

88. Fang Y., Duncan R.C., Crotts A.P.S., Bechtold J., 1996, ApJ, **462**, 77.

89. Fardal M.A., Giroux M.L., Shull M., 1998, AJ, **115**, 2206.

90. Fechner C., Reimers D. 2006, A&A, in press.

91. Fechner C., Reimers D., et al., 2006a, A&A, in press (astro-ph/0605150).

92. Fechner C., Reimers D., et al., 2006b, A&A, in press (astro-ph/0605419).

93. Federman S.R., Beideck D.J., Schectman R.M., York D.G., 1992, ApJ, **401**, 367.

94. Ferland G.J., 1997, *A Brief Introduction to Cloudy* (Internal Rep., Lexington: Univ. Kentucky).

95. Fischer M., Kolachevsky N., Zimmermann M., et al., 2004, Phys. Rev. Lett., **92**, 230802.

96. Fitzpatrick E.L., Spitzer L.,Jr., 1997, ApJ, **475**, 623.

97. Foltz C.B., Weymann R.J., Roser H.-J., Chaffee F.C., 1984, ApJ, **281**, L1.

98. Frisch H., Frisch U., 1976, MNRAS, **175**, 157.

99. Fujii Y., 2005, Phys. Lett. B, **616**, 141.

100. Fujii Y., Mizuno S., 2005, Int. J. Mod. Phys. D, **14**, 677.

101. Gail H.-P., Sedelmayer T., 1974, A&A, **36**, 17.

102. Gail H.-P., Hundt E., Kegel W.H., Schmid-Burgk J., Traving G., 1974, A&A, **32**, 65.

103. Gail H.-P., Sedelmayer T., Traving G., 1975, A&A, **44**, 421.

104. Gail H.-P., Sedelmayer T., Traving G., 1980, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **23**, 267.

105. Ganguly R., Charlton J. C., Bond N. A., 2001, ApJ, **553**, L101.

106. Giroux M.L., Shull J.M., 1997, AJ, **113**, 1505.

107. Gratton R.G., Sneden. C., 1988, A&A, **204**, 193.

108. Grevesse N., 1984, Phys. Scripta, **8**, 49.

109. Grevesse N., Noels A., Sauval A.J., 1996, in *Cosmic Abundances*, ASP Conf. Ser., **99**, 117.

110. Griffin R., Griffin R., 1973, MNRAS, **162**, 243.

111. Gulliver A.F., Hill G., Adelman S.J., 1996, in *Model Atmospheres and Spectrum Synthesis*, eds. S. J. Adelman, F. Kupka, and W. W. Weiss, ASP Conf. Ser., **108**, 232.

112. Haardt F., Madau P., 1996, ApJ, **461**, 20.

113. Hamann F., Ferland G., 1999, ARA&A, **37**, 487.

114. Heap S.R., Williger G.M., Smette A. et al., 2000, ApJ, **534**, 69.

115. Heckman T.M., Sembach K.R., Meurer G.R. et al., 2001, ApJ, **554**, 1021.

116. Hegmann M., Kegel W.H., 2000, A&A, **359**, 405.

117. Hegmann M., Hengel C., Röllig M., Kegel W.H., 2006, A&A, **445**, 591.

118. Henry R.B.C., Worthey G., 1999, PASP, **111**, 919.

119. Henry R.B.C., Edmunds M.G., Köppen J., 2000, ApJ, **541**, 660.

120. Hobson M.P., Jenness T., Padman R., Scott P.F., 1994, MNRAS, **266**, 972.

121. Hoffmann K.H., 1995, *Computatinal Physics*, eds. K.H. Hoffmann, M. Schreiber (Springer: Berlin), p. 45.

122. Holt S.S., Neff S.G., Urry C.M., 1992, *Testing the AGN Paradigm* (AIP: N.Y.)

123. Impey C., 1997, in *Structure and Evolution of the Intergalactic Medium from QSO Absorption Line Systems*, eds. P. Petitjean, S. Charlot (Editions Frontières: Paris), p. 173.

124. Izotov Yu.I., Thuan T.X., 1999, ApJ, **511**, 639.

125. Izotov Yu. I., Chaffee F.H., Foltz C.B., et al., 1999, ApJ, **527**, 757.

126. Izotov Yu.I., Schaerer D., Charbonnel C., 2001, ApJ, **549**, 878.

127. Izraelian G., García López R.G., Rebolo R., 1998, ApJ, **507**, 805.

128. Jakobsen P., Jansen R.A., Wagner S., Reimers D., 2003, A&A, **397**, 891.

129. Jenkins E.B., 1986, ApJ, **304**, 739.

130. Jenkins E.B., Bowen D.V., Tripp T.M., Sembach K.R., 2005, ApJ, **623**, 767.

131. Karshenboim S.G., Peik K., 2004, *Astrophysics, Clocks and Fundamental Constants* (Springer: Berlin), p. 1.

132. Kaufer A., D'Odorico S., Kaper L., 2004. UV-Visual Echelle Spectrograph. User Manual (http://www.eso.org/instruments/uves/userman/), p. 40

133. Kegel W.H., Piehler G., Albrecht M.A., 1993, A&A, **270**, 407.

134. Kendall M.G., Stuart A., 1963, *The advanced theory of statistics* (Griffin: London).

135. Kim T.-S., Cristiani S., D'Odorico S., 2001, A&A, **373**, 757.

136. Kirkman D., Tytler D., 1999, ApJ, **512**, L5.

137. Kniazev A.Yu., Pustilnik S.A., Ugryumov A.V., Kniazeva T.F., 2000, Astr. Lett., **26**, 129.

138. Kozlov M.G., Korol V.A., Berengut J.C., Dzuba V.A., Flambaum V.V., 2004, Phys. Rev. A, **70**, 062108.

139. Kunth D., Sargent W.L.W., 1986, ApJ, **300**, 496.

140. Kunth D., Lequeux J., Sargent W.L.W., Viallefond F., 1994, A&A, **282**, 709.

141. Kurucz R.L., 1976, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. **374**.

142. Lamoreaux S.K., Torgerson J.R., 2004, Phys. Rev. D, **69**, 121701.

143. Landau L. D., Lifshitz E. M., 1987, *Fluid Mechanics* (Butterworth-Heinemann).

144. Lanzetta K.M., Webb J.K., Barcons X., 1997, *Structure and Evolution of the Intergalactic Medium from QSO Absorption Line Systems*, eds. P. Prtitjean, S. Charlot (Editions Frontières: Paris), p. 213.

145. Leitherer C., Schaerer D., Goldader J.D. et al., 1999, ApJS, **123**, 3.

146. Levshakov S.A., 1992, in: *High Resolution Spectroscopy with the VLT*, ed. M.-H. Ulrich (Springer: Berlin), p. 139.

147. Levshakov S.A., 1993, Vistas in Astronomy, **37**, 535.

148. Levshakov S.A., 1994, MNRAS, **269**, 339.

149. Levshakov S.A., 1995, Space Sci. Rev., **74**, 285.

150. Levshakov S.A., 2004, in *Astrophysics, Clocks and Fundamental Constants*, eds. S. G. Karshenboim and E. Peik (Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg), p. 151.

151. Levshakov S.A., Varshalovich D.A., 1985, MNRAS, **212**, 517.

152. Levshakov S.A., Kegel W.H., 1994, MNRAS, **271**, 161.

153. Levshakov S.A., D'Odorico S., 1995, in *QSO Absorption Lines*, ed. G. Meylan, p. 202.

154. Levshakov S.A., Kegel W.H., 1996, MNRAS, **278**, 497.

155. Levshakov S.A., Takahara F., 1996, MNRAS, **279**, 651.

156. Levshakov S.A., Kegel W.H., 1997a, MNRAS, **288**, 787.

157. Levshakov S.A., Kegel W.H., 1997b, MNRAS, **288**, 802.

158. Levshakov S.A., Kegel W.H., 1998, MNRAS, **301**, 323.

159. Levshakov S.A., Foltz C.B., Chaffee Jr. F.H., Black J.H., 1989, Astron. J., **98**, 2052.

160. Levshakov S.A., Chaffee F.H., Foltz C.B., Black J.H., 1992, A&A, **262**, 385.

161. Levshakov S.A., Kegel W.H., Takahara F., 1998a, ApJ, **499**, L1.

162. Levshakov S.A., Kegel W.H., Takahara F., 1998b, A&A, **336**, L29.

163. Levshakov S.A., Kegel W.H., Mazets I.E., 1997, MNRAS, **288**, 802.

164. Levshakov S.A., Kegel W.H., Takahara F., 1999, MNRAS, **302**, 707.

165. Levshakov S.A., Agafonova I.I., Kegel W.H., 2000a, A&A, **355**, L1.

166. Levshakov S.A., Agafonova I.I., Kegel W.H., 2000b, A&A, **360**, 833.

167. Levshakov S.A., Kegel W.H., Agafonova I.I., 2001, A&A, **373**, 836.

168. Levshakov S.A., Dessauges-Zavadsky M., D'Odorico S., Molaro P., 2002a, ApJ, **565**, 696.

169. Levshakov S.A., Agafonova I.I., Centorión M., Mazets I.E., 2002b, A&A, **383**, 813.

170. Levshakov S.A., Dessauges-Zavadsky M., D'Odorico S., Molaro P., 2002c, MNRAS, **333**, 373.

171. Levshakov S.A., Agafonova I.I., D'Odorico S., Wolfe A.M., Dessauges-Zavadsky M., 2003a, ApJ, **582**, 596.

172. Levshakov S.A., Agafonova I.I., Reimers D., Baade R., 2003b, A&A, **404**, 449.

173. Levshakov S.A., Agafonova I.I., Centurión M., & Molaro P., 2003c, A&A, **397**, 851.

174. Levshakov S.A., D'Odorico S., Agafonova I.I., Dessauges-Zavadsky M., 2004, A&A, **413**, 827.

175. Levshakov S.A., Centurión M., Molaro P., D'Odorico S., 2005, A&A, **434**, 827.

176. Levshakov S.A., Centurión M., Molaro P., D'Odorico S., Reimers D., Quast R., Pollmann M., 2006a, A&A, **449**, 879.

177. Levshakov S.A., Molaro P., Lopez S., D'Odorico S., Centurión M., Bonifacio P., Agafonova I.I., Reimers D., 2006b, in *Precision Spectroscopy in Astrophysics*, eds. L. Pasquini, M. Romaniello, and N. C. Santos (Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg), in press (astro-ph/0611803).

178. Limongi M., Straniero O., Chieffi A., 2000, ApJS, **129**, 625.

179. Lopez S., Reimers D., Gregg M., et al., 2005, ApJ, **626**, 767.

180. Lucy L.B., 1994, A&A, **289**, 983.

181. Lynds C.R., 1971, ApJ, **164**, L73.

182. Marciano W.J., 1984, Phys. Rev. Lett., **52**, 489.

183. Maselli A., Ferrara A., 2005, MNRAS, **364**, 1429.

184. Mathews W.D., Ferland G. 1987, ApJ, **323**, 456.

185. Matteucci F., 2003, *The Chemical Evolution of the Galaxy* (Kluwer Academic Publishers: Dordrecht).

186. Metropolis N., Rosenbluth A.W., Rosenbluth M.N., Teller A.H., Teller E., 1953, J. Chem. Phys., **21**, 1087.

187. Meyer D.M., 1990, in *CCDs in Astronomy*, ed. G. H. Jacoby, PASPC, **8**, 345.

188. Milne E.A., 1937, Proc. R. Soc. A, **158**, 324.

189. Mohr P.J., Tailor B.N., 2000, Rev. Mod. Phys., **72**, 351.

190. Molaro P., Bonifacio P., Centurión M., et al. 2000, ApJ, **541**, 54.

191. Molaro P., Levshakov S.A., D'Odorico S., Bonifacio P., Centurión M., 2001, ApJ, **549**, 90.

192. Monin A.S., Yaglom A.M., 1975, *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*, vol. 2, (MIT: Cambridge, MA).

193. Morton D.C., 1975, ApJ, **197**, 85.

194. Morton D.C., 1991, ApJS, **77**, 119.

195. Morton D.C., 2003, ApJS, **149**, 205.

196. Mota D.F., Barrow J.D., 2004, MNRAS, **349**, 291.

197. Murphy M.T., Flambaum V.V., Webb J.K., Dzuba V.V., Prochaska J.X., Wolfe A.M., 2004, in *Astrophysics, Clocks and Fundamental Constants*, eds. S. G. Karshenboim and E. Peik (Springer-Verlag: Berlin), p. 131.

198. Murphy M.T., Webb J.K., Flambaum V.V., 2003, MNRAS, **345**, 609.

199. Murphy M.T., Webb J.K., Flambaum V.V., Prochaska J.X., Wolfe A.M., 2001, MNRAS, **327**, 1237.

200. Olive K.A., Pospelov M., Qian Y.-Z., et al., 2004, Phys. Rev. D, **69**, 027701.

201. Osterbrock D.E., 1974, *Astrophysics of gaseous nebulae* (Freeman: San Francisco).

202. Östlin G., 2000, ApJ, **535**, L99.

203. Palmer B.A., Engleman R.,Jr., 1983, *Atlas of the Thorium Spectrum*, LA-9615.

204. Pettini M., 2000, Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A, **358**, 2035.

205. Pettini M., Lipman K., 1995, A&A, **297**, L63.

206. Piehler G., Kegel W.H., 1995, A&A, **297**, 841.

207. Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., 1988, *Numerical recipes: the art of scientific computing* (Cambridge Univ. Press: Cambridge, UK).

208. Prigogine I., 1967, *Thermodynamics of Irreversible Processes* (Wiley: New York).

209. Prochaska J.K., Burles S.M., 1999, AJ, **117**, 1957.

210. Quast R., Baade R., Reimers D., 2002, A&A, **386**, 796.

211. Quast R., Reimers D., Levshakov S.A., 2004, A&A, **415**, L7.

212. Raassen A.J.J., Uylings P.H.M., 1998, J. Phys. B, **31**, 3137.

213. Reimers D., Agafonova I.I., Levshakov S.A., Hagen H.-J., Fechner C., Tytler D., Kirkman D., Lopez S., 2006, A&A, **449**, 9.

214. Reimers D., Janknecht E., Fechner C., Agafonova I.I., Levshakov S.A., Lopez S., 2005a, A&A, **435**, 17.

215. Reimers D., Fechner C., Hagen H.-J., Jakobsen P., Tytler D., Kirkman D., 2005b, A&A, **442**, 63.

216. Reimers D., Baade R., Quast R., Levshakov S.A., 2003, A&A, **410**, 785.

217. Reimers D., Hagen H.-J., Rodriguez-Pascual P., Wisotzki L., 1998, A&A, **334**, 96.

218. Reimers D., Köhler S., Wisotzki L., Groote D., Rodriguez-Pascual P., Wamsteker W., 1997, A&A, **327**, 890.

219. Reimers D., Köhler S., Wisotzki L., 1996, A&AS, **115**, 225.

220. Reimers D., Rodriguez-Pascual P., Hagen H.-J., Wisotzki L., 1995, A&A, **293**, L21.

221. Reimers D., Vogel S., Hagen H.-J., et al., 1992, Nature, **360**, 561.

222. Savedoff M.P., 1956, Nature, **178**, 688.

223. Schadee A., 1967, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **7**, 169.

224. Schmidt M., 1963, Nature, **197**, 1040.

225. Scott J.E., Kriss G.A., Brotherton M., Green R.F., Hutchings J., Shull J.M., Zheng W., 2004, ApJ, **615**, 135.

226. Sheffer Y., Federman S.R., Lambert D.L., Cardelli J.A., 1992, ApJ, **397**, 482.

227. Shu F.H., 1992, *Gas Dynamics* (Univ. Sci. Books: Sausalito)

228. Shull J.M., Tumlinson J., Giroux M.L., Kriss G.A., Reimers D., 2004, ApJ, **600**, 570.

229. Simcoe R. A., Sargent W. L. W., Rauch M., Becker G., 2006, ApJ, **637**, 648.

230. Simcoe R. A., Sargent W. L. W., Rauch M., 2002, ApJ, **578**, 737.

231. Smette A., Heap S.R., Williger G.M., Tripp T.M., Jenkins E.B., Songaila A., 2002, ApJ, **564**, 542.

232. Smette A. et al., 1992, ApJ, **389**, 39.

233. Sofia U.J., Jenkins E.B., 1998, ApJ, **499**, 951.

234. Songaila A., 1998, AJ, **115**, 2184.

235. Spitzer L.,Jr., Fitzpatrick E.L., 1995, ApJ, **445**, 196.

236. Spitzer L.,Jr., Fitzpatrick E.L., 1993, ApJ, **409**, 299.

237. Strittmater P.A., Williams R.E., 1976, ARA&A, **14**, 307.

238. Sutherland R.S., Dopita M.A., 1993, ApJS, **88**, 253.

239. Tikhonov A.N., Arsenin V.A., 1977, *Solutions of Ill-Posed Problems* (Winston & Sons: Washington, DC).

240. Timmes F.X., Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, ApJS, **98**, 617.

241. Traving G., 1975, in *Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes*, eds. B. Baschek, W.H. Kegel, G. Traving (Springer: Berlin), p. 326.

242. Tripp T.M., Lu L., Savage B.D., 1997, ApJS, **112**, 1.

243. Tytler D., Burles S., 1997, in *Origin of Matter and Evolution of Galaxies*, eds. T. Kajino, Y. Yoshii, S. Kubono (World Sci. Publ. Co.: Singapore), p. 37.

244. Tytler D., Fan, X.M., Burles S., Cottrell L., David C., Kirkman D., Zuo L., 1995, in *QSO Absorption Lines*, eds. J. Bergeron, G. Meylan, J. Wampler (Springer: Heidelberg), p. 289.

245. Ueda M., Akiyama M., Ohta K., Miyaji T., 2003, ApJ, **598**, 886.

246. Urry C.M., Padovani P., 1995, PASP, **107**, 803.

247. van Ojik R., Röttgering H.J.A., Miley G.K., Hunstead R.W., 1997, A&A, **317**, 358.

248. van Zee L., Westpfahl D., Haynes M.P., Salzer J.J., 1998, AJ, **115**, 1000.

249. Vidal-Madjar A., Kunth D., Lecavelier des Etangs A., et al., 2000, ApJ, **538**, L77.

250. Vladilo G., Centurión M., Levshakov S.A., Péroux C., Khare P., Kulkarni V.P., York D.G., 2006, A&A, **454**, 151.

251. Vogel S., Reimers, D., 1995, A&A, **294**, 377.

252. Verner D.A., Barthel P.D., Tytler D., 1994, A&AS, **108**, 287.

253. von Mises R., 1964, *Mathematical theory of probability and statistics* (Academic Press: N.Y.).

254. Webb J.K., Flambaum V.V., Churchill C.W., Drinkwater M.J., Barrow J.D., 1999, Phys. Rev. Lett. **82**, 884.

255. Welty D.E., Hobbs L.M., Kulkarni V.P., 1994, ApJ, **436**, 12

256. Weymann, R.J., 1995, in *QSO Absorption Lines*, ed. G. Maylan (Springer: Berlin), p. 3.

257. Wisotzki L., Christlieb N., Bade N., et al. 2000, A&A, **358**, 77.

258. Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, ApJS, **101**, 181.

259. Wu N., 1997, *The Maximum Entropy Method* (Springer-Verlag: Heidelberg).

260. Xiang Y., Sun D.Y., Fan W., Gong X.G., 1997, Phys. Lett. A, **233**, 216.

261. Zheng W., Chiu K., Anderson S.F., et al. 2004a, AJ, **127**, 656.

262. Zheng W., Kriss G.A., Deharveng J.-M., et al., 2004b, ApJ, **605**, 631.

263. Zheng W., Davidsen A.F., & Kriss G.A., 1998, AJ, **115**, 391.

264. Zwicky F., 1966, ApJ, **142**, 192.