

УДК: 524.7—355—36

АБСОРБЦИОННЫЕ СПЕКТРЫ КВАЗАРОВ

С. А. ЛЕВШАКОВ

Поступила 10 мая 1988

Обзор состоит из следующих частей. 1. Введение. 2. Общая характеристика абсорбционных спектров. 3. Абсорбционные системы L_{α} -линий (L_{α} -лес). 3.1. Функция распределения (dN/dz). 3.1.1. Эффект блендирования линий L_{α} -леса. 3.1.2. Инверсия функции распределения. 3.2. Функция распределения $n(W)$. 3.3. Функция распределения $n(N_e)$. 3.4. Скучивание систем L_{α} . 3.5. Размеры L_{α} -облаков. 3.6. Химический состав L_{α} -облаков. 3.7. Происхождение L_{α} -леса. 4. Абсорбционные системы с линиями металлов. 4.1. Области образования систем с линиями металлов. 4.2. Размеры абсорбционных областей. 4.3. Структура линий поглощения. 4.4. Переменность абсорбционных линий. 4.5. Относительная распространенность элементов. 4.6. Плотность газа в абсорбционных областях. 4.7. Температура газа в абсорбционных областях. 5. Заключение.

1. Введение. В обсерватории Ла Палма, расположенной на высоте 2400 м на Канарских островах, вступает в строй новый 4.2-м телескоп им. Вильяма Гершеля, оснащенный самой современной светоприемной аппаратурой. Телескоп предназначен для поиска и исследования квазаров. Тема эта доступна в настоящее время лишь крупным обсерваториям и занимает основную часть наблюдательного времени на всех больших телескопах. Причина столь пристального внимания к квазарам заключается в том, что с астрофизической точки зрения эти объекты предоставляют единственную возможность исследовать «эру образования галактик прямыми наблюдениями» (У. Саргент [1]). Квазары являются идеальными зондами для исследования межгалактической среды.

За двадцатилетний период спектральных наблюдений накоплен достаточно большой и разнообразный материал даже по такой «узкой» теме, какой является исследование абсорбционных спектров квазаров. Среди основных работ, хронологически отражающих развитие этой темы, можно назвать обзоры П. Голдрейха и У. Саргента [2], П. Штриттматтера и

Р. Вильямса [3], Ю. Перри и др. [4], Р. Карсуэлла [5], Р. Веймана и др. [6], А. Боксенберга и У. Саржента [7], У. Саржента и А. Боксенберга [8]. Наиболее полный каталог квазаров, в котором отмечены объекты с абсорбционными системами, выпущен А. Хьюит и Дж. Бербиджем [9].

К сожалению, в данном обзоре мы не сможем уделить внимание ряду специальных вопросов, относящихся к методам получения и обработки квазарных спектров. С ними можно познакомиться, например, по следующим работам: цифровые приемники слабого излучения [10—13]; методы обработки цифровых спектров [14—18]; поиск абсорбционных систем [19, 20]. Останутся также без внимания и так называемые BAL QSO — квазары с широкими абсорбционными линиями типа P Cyp. Линии поглощения в объектах этого класса образуются, в основном, в газе, физически связанном с самим квазаром. Основные сведения о BAL QSO можно почерпнуть из работ [21—23] и цитируемой в них литературы.

Здесь же мы рассмотрим вопросы, касающиеся изучения вещества, расположенного вдали от квазара, на расстояниях, сравнимых с размерами скоплений галактик.

В разделе 2 дается общая характеристика абсорбционных спектров квазаров. Далее, в разделах 3 и 4, рассмотрены, соответственно, чисто водородные абсорбционные системы L_{α} -линий и системы с линиями металлов. В заключительном разделе 5 обсуждается новая концепция единой популяции абсорбционных систем.

2. Общая характеристика абсорбционных спектров. Линии поглощения в спектрах квазаров могут образовываться в оболочке самого квазара, в межзвездной среде фоновых галактик и межгалактических газовых облаках, расположенных на луче зрения между наблюдателем и квазаром. Из-за большой удаленности мы не видим изображения далеких галактик (или протогалактик). Однако если эти объекты окружены обширными газовыми гало, они будут поглощать свет более далекого квазара. На луче зрения может оказаться несколько поглощающих областей, поэтому в квазарных спектрах должен присутствовать целый набор абсорбционных систем с различными значениями красных смещений. В той или иной мере это и наблюдается. Абсорбция найдена во всех далеких квазарах при исследовании их с достаточно высоким разрешением ($\Delta\lambda \sim 1 \text{ \AA}$) и отношением сигнала к шуму ≥ 20 . Рекордсменом среди них является недавно открытый квазар Q 0051—279 с красным смещением $z_{em} = 4.43$ [24], спектр которого сильно подавлен линиями поглощения в области $\lambda < 6500 \text{ \AA}$.

При простом визуальном просмотре квазарных спектров можно отметить четыре характерных особенности:

1) линий поглощения в спектрах далеких квазаров гораздо больше, чем линий излучения;

2) в распределении абсорбционных линий вдоль спектра имеется явная диспропорция: с коротковолновой стороны эмиссионной линии $H\text{I } L_\alpha$ плотность абсорбционных деталей в несколько раз превышает плотность линий, расположенных в длинноволновой области спектра;

3) абсорбционные линии в длинноволновом спектральном диапазоне располагаются группами по две или более;

4) поглощение за пределом лаймановской серии водорода $H\text{I}$ у далеких квазаров имеет разную величину: есть случаи как с сильным ($\tau_c \gg 1$), так и очень слабым ($\tau_c \lesssim 1$) поглощением в лаймановском континууме, но не обнаружено ни одного квазара, у которого наблюдалось бы повышение интенсивности в спектре за лаймановским скачком.

Присутствующие в спектрах линии поглощения объединяются в абсорбционные системы, состоящие из набора ультрафиолетовых резонансных линий атомов и/или ионов, имеющих одинаковые значения параметра z_{abs} . В одном спектре можно обнаружить несколько абсорбционных систем, различающихся как по составу входящих в них линий, так и по параметрам z_{abs} . Часто $z_{abs} < z_{em}$, хотя встречаются и такие системы, в которых $z_{abs} \simeq z_{em}$ или даже $z_{abs} > z_{em}$ [25].

Известные в настоящее время абсорбционные системы можно разделить на три основных класса:

I. Системы, в состав которых входят лишь линии атомарного водорода $H\text{I}$, образующие, так называемый, L_α -лес.

II. Системы, содержащие наряду с линиями $H\text{I}$ линии металлов (под металлами здесь будут подразумеваться все химические элементы, кроме H и He).

III. Системы с широкими абсорбционными линиями, спектры типа $P\text{ Cyg}$.

Перейдем к рассмотрению абсорбционных систем, относящихся к классу I.

3. *Абсорбционные системы L_α -линий (L_α -лес)*. Все далекие квазары имеют богатые абсорбционные спектры в области $\lambda < \lambda(L_\alpha)_{em}$. Причем чем больше величина параметра z_{em} , тем выше плотность абсорбционных линий в их спектрах. К. Линдс [26] первым высказал идею о том, что большая часть этих линий является линиями L_α атомарного водорода. Впоследствии эта идея нашла подтверждение и развитие в работах П. Янга и др. [20] и У. Саржента и др. [27]. В некоторых случаях кроме L_α удается отождествить и последующие линии лаймановской серии $H\text{I}$, вхо-

дящие в состав чисто водородной абсорбционной системы [28, 29]. Однако до сих пор не было ни одного случая надежного отождествления каких-либо других линий атомов и/или ионов в системах L_{α} -леса.

Лишь небольшая доля ($\leq 20\%$) абсорбционных деталей из L_{α} -леса может относиться к линиям металлов или H_2 , входящим в состав абсорбционных систем, которые, как полагают, образуются в фоновых галактиках [30]. Линия L_{α} в таких системах значительно сильнее, чем линии из L_{α} -леса.

В заданном интервале красных смещений количество линий леса меняется в разных квазарах согласно статистике Пуассона [31]. Доступность изучения L_{α} -леса в широком диапазоне красных смещений от $z = 1.5$ до $z > 4$ с помощью наземных телескопов и большое число L_{α} -линий открывают возможность широкого использования различных статистических методов для анализа свойств этих линий. Основную роль при этом играет исследование свойств трех функций распределения (аналогичных по своему смыслу функции светимости для звезд или галактик): 1) функция распределения среднего числа L_{α} -линий в единичном диапазоне красных смещений (dN/dz), 2) функция распределения эквивалентных ширины L_{α} -линий $l(W)$ и 3) функция распределения концентраций N_c (column density) атомарного водорода $l(N_c)$.

Что же касается информации о физических условиях и химическом составе абсорбционных систем L_{α} , то, к сожалению, она в настоящее время довольно малочисленна и трудно доступна с наблюдательной точки зрения. По этой причине интерпретация результатов наблюдений может значительно видоизменяться по мере поступления новых, более точных данных.

3.1. *Функция распределения (dN/dz)*. Для исследования пространственного распределения систем L_{α} выбирались приблизительно близкие по светимости квазары, чьи спектры были получены с достаточно высоким разрешением ($\Delta\lambda \lesssim 1 \text{ \AA}$) и отношением сигнала к шуму $\gtrsim 30$ [27]. Предполагалось, что распределение линий поглощения отражает пространственное распределение облаков нейтрального водорода, являющихся частью межгалактической среды. В этом случае общее расширение Вселенной должно привести к тому, что в единичном интервале красных смещений dz среднее число облаков $dN(z)$ будет увеличиваться с возрастанием z . Действительно, число облаков, оказавшихся на мировой линии длиной dl , равно

$$dN(z) = \rho(z) \sigma(z) dl, \quad (1)$$

где $\rho(z)$ — пространственная плотность облаков, а $\sigma(z)$ — их поперечное сечение.

Принимая во внимание, что $\rho(z) = \rho_0(1+z)^3$, а $dl = cdt$, и учитывая связь дифференциалов dz и dt [32]

$$H_0 dt = -dz / (1+z)^3 \cdot (1+2q_0z)^{-1/2}, \quad (2)$$

получим, что при постоянном значении величины среднего поперечного сечения облака $\sigma(z) = \sigma_0$ число облаков в единичном интервале красных смещений будет равно:

$$(dN/dz) = (dN/dz)_0 (1+z)(1+2q_0z)^{-1/2}, \quad (3)$$

где $(dN/dz)_0 = \rho_0 \sigma_0 c / H_0$ — локальная плотность L_* облаков.

Время t , входящее в уравнение (2), отсчитывается от точки сингулярности ($z = \infty$, $t = 0$).

При работе с экспериментальными данными полученную зависимость (3) удобнее использовать, если она имеет степенной вид

$$(dN/dz) = (dN/dz)_0 (1+z)^\gamma. \quad (4)$$

Сравнивая соотношения (3) и (4), можно показать, что степень γ в общем случае имеет вид

$$\gamma = \frac{1 + q_0z - q_0}{1 + 2q_0z}. \quad (5)$$

Частные значения γ для $q_0 = 0$ и $q_0 = 1/2$ соответственно равны 1 и $1/2$. Этот тест можно было бы использовать для определения параметра ускорения q_0 , если бы существовали указания на то, что величина $(dN/dz)_0$ в уравнении (4) не меняется со временем для определенного класса объектов. Иначе тест будет сталкиваться с теми же проблемами, что и более простые соотношения «красное смещение — видимая звездная величина» или «красное смещение — угловой размер» источников. Следует подчеркнуть, однако, что тест на плотность абсорбционных облаков имеет некоторые преимущества в том, что он, как это следует из уравнения (3), обладает максимальной чувствительностью к изменениям значений q_0 вблизи $z = 0$, где существуют наилучшие шансы разобраться с эволюционными эффектами [27].

Из уравнения (4) следует, что величина (dN/dz) является медленно меняющейся функцией z . Наблюдения свидетельствуют о совершенно иной зависимости, носящей явный эволюционный характер. Особенностью распределения облаков L_* является резкое увеличение их среднего числа с возрастанием z [33]. Этот эффект был подтвержден также в работах [34, 35], хотя, как отмечает Д. Тейтлер [36], еще остаются некоторые разногласия между отдельными наблюдателями (в зависимости от применяе-

мой методики обработки получались следующие значения γ : 0.48 ± 0.54 [27]; 1.81 ± 0.48 [34]; 1.4 ± 0.7 , 0.6 ± 0.6 , -2.1 ± 1.5 [37]; 2.2 ± 0.4 [38]; -0.4 ± 0.3 [39]; 2.36 ± 0.36 [40] и 1.7 ± 1.0 [41]). Наиболее полно этот вопрос был раскрыт в работе Х. Мардоха и др. [42]. Исследуя в расширенном диапазоне красных смещений ($1.5 \leq z_{em} \leq 3.78$) спектры 11 квазаров, они нашли, что показатель степени $\gamma = 2.17 \pm 0.36$ и $(dN/dz)_0 = 4.06$. Тем самым было установлено, что $\gamma > 1$ — максимального значения, которое можно было бы ожидать в модели с абсорбционными облаками, чьи свойства остаются постоянными во времени. Эволюционный характер изменения среднего числа облаков L_a был доказан.

3.1.1. Эффект блендирования линий L_a -леса. Из-за высокой плотности линий L_a -леса, которая приводит к замыванию отдельных деталей, возникает вопрос о влиянии эффекта блендирования линий на вид эволюционной зависимости (dN/dz) от z . Как отмечают У. Саргент и др. [27], в выборках абсорбционных линий с эквивалентными ширинами $W > W_0$ наблюдаемая плотность линий будет, с одной стороны, завышена благодаря блендированию слабых линий с $W < W_0$, а с другой стороны, будет занижена из-за блендирования среди членов выборки линий с $W > W_0$. Можно ожидать, что, благодаря экспоненциальному виду функции распределения эквивалентных ширин (см. раздел 3.2), блендирование слабых линий будет здесь основной помехой, хотя не совсем ясно, как эта помеха будет меняться с z и каким образом эти возможные изменения могут сказаться на определении величины γ .

Шум от указанных конкурирующих помех можно оценить косвенным путем, изучая функцию распределения (dN/dz) при различных спектральных разрешениях. В работе [31] было показано, что эта функция почти не меняется в широком диапазоне $\Delta\lambda$ от 0.3 до 5 Å. Поэтому можно считать, что эффект блендирования при $\Delta\lambda \sim 1$ Å не приводит к серьезным систематическим ошибкам в анализе функции распределения (dN/dz) .

3.1.2. Инверсия функции распределения. Исследование распределения линий L_a -леса привело не только к открытию глобального роста функции (dN/dz) с увеличением z , но и к эффекту инверсии: внутри индивидуального спектра квазара в диапазоне между эмиссионными линиями L_3 и L_a функция распределения (dN/dz) либо не меняется с изменением z , либо слегка уменьшается с увеличением z [42, 43]. Этот эффект является отражением общей закономерности уменьшения плотности абсорбционных линий в голубом крыле эмиссионной линии L_a [44]. По-видимому, он вызван одной из двух причин: 1) либо увеличением степени ионизации водорода в облаках, расположенных в окрестностях квазара, 2) либо тем, что неко-

торые облака имеют меньшие размеры по сравнению с размером эмиссионной области квазара [42]. Эмпирическим путем было установлено, что эффект инверсии уменьшается, если в выборку L_α -линий не включать абсорбционные детали из голубого крыла эмиссионной линии L_α [30], т. е. существует некоторая критическая длина волны $\lambda_c < \lambda(L_\alpha)_{em}$, которая условно разделяет зону действия инверсии на две области: далекую от $(L_\alpha)_{em}$ ($1025 \text{ \AA} < \lambda < \lambda_c$), где она слабая, и близкую к $(L_\alpha)_{em}$ ($\lambda_c < \lambda < (L_\alpha)_{em}$), где эффект инверсии усиливается (линейный размер зоны инверсии ~ 4 Мпк [42]).

Для учета этого явления при исследовании функции распределения (dN/dz) Д. Гайтлер [36] предложил добавить в уравнение (4) еще один член, который отражал бы зависимость значений (dN/dz) от положения каждой абсорбционной детали в спектре относительно наблюдаемой длины волны эмиссионной линии L_α . При условии, что эта зависимость также имеет степенной вид, уравнение (4) можно переписать в виде

$$\frac{dN}{dz} \propto (1 + z_{abs})^\gamma \cdot \left(\frac{1 + z_{abs}}{1 + z_{em}} \right)^{-\delta} = (1 + z_{abs})^{\gamma-\delta} \cdot (1 + z_{em})^\delta, \quad (6)$$

где z_{abs} — красное смещение абсорбционной линии L_α в спектре квазара с эмиссионным красным смещением z_{em} .

Теперь уже критерием эволюции L_α -облаков должно служить выполнение неравенства $\gamma - \delta > 1$ (см. раздел 3.1).

Анализируя распределение L_α -линий, выбранных вне зоны действия эффекта инверсии, Р. Ханстид и др. [30] пришли к заключению, что влияние инверсии незначительно ($\delta \simeq 0$), а среднее значение параметра γ равно 2.3 ± 0.4 .

3.2. Функция распределения $n(W)$. Распределение эквивалентных ширины линий L_α -леса.

$$n(W) = \frac{\partial}{\partial W} \left(\frac{\partial N}{\partial z} \right) \quad (7)$$

впервые последовало в работе [27]. Использовалась однородная выборка абсорбционных линий с эквивалентными ширинами $W \geq W_0 (= 0.16 \text{ \AA})$. Подсчитывалось число линий ΔN , эквивалентные ширины которых лежат в диапазоне ΔW , так что $n(W) \simeq \Delta N / \Delta W \cdot \Delta z$. Интервал возможных значений Δz выбирался общим для всех квазаров из выборки.

Оказалось, что в диапазоне $0.16 < W < 1 \text{ \AA}$ распределение $n(W)$ хорошо описывается экспоненциальной зависимостью

$$n(W) = (N_*/W_*) \cdot \exp(-W/W_*), \quad (8)$$

где $N_* = 154 \pm 11$ и $W_* = 0.362 \pm 0.021$ (в выборку были включены линии L_α из систем с тяжелыми элементами).

При получении соотношения (8) полностью игнорировалась зависимость от z , поскольку вначале считалось, что функция $(\partial N/\partial z)$ слабо меняется с z [27]. Однако и при более тщательном анализе не удалось обнаружить каких-либо корреляций между W и z с достоверностью $\geq 3\sigma$ [42]. Дальнейшие исследования функции распределения $n(W)$ показали, что добавление в выборку слабых линий приводит к тому, что в области $0.06 \leq W \leq 0.2$ А функция $n(W)$ заметно отклоняется от экспоненциальной формы [42, 45], линий становится значительно больше. Важно отметить и тот факт, что характер зависимости $n(W)$ остается неизменным в широком диапазоне спектральных разрешений $\Delta\lambda = 20-300$ км/с [31]. Таким образом, было установлено, что вид функции распределения $n(W)$ слабо зависит от спектрального разрешения и параметра z , а сама функция хорошо описывается экспонентой в диапазоне $W > 0.2$ А.

3.3. Функция распределения $n(N_c)$. С помощью функций (dN/dz) и $n(W)$ легко получить общий вид зависимости $n(N_c)$. Действительно, характер распределения (dN/dz) означает, что эквивалентные ширины индивидуальных линий L_α -леса должны уменьшаться с возрастанием времени, поскольку функция $n(W)$ почти не зависит от z . Это приводит к тому, что при малых значениях параметра $z (< 1)$ эквивалентные ширины линий L_α оказываются ниже порогового значения W_0 рассматриваемых выборок. Математически эта зависимость может быть выражена следующим образом [42]:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial z \partial W} = (A_0/W_*) \cdot \exp(-W/W_*) \cdot (1+z)^{-1}, \quad (9)$$

где A_0 — константа.

Соотношение (9) остается справедливым в области, где W_* не зависит от W , т. е. сохраняется экспоненциальный вид функции распределения $n(W)$. В этом случае эквивалентная ширина W индивидуальной линии L_α меняется с z по закону

$$W = \tau W_* \cdot \ln(1+z) + \text{const}. \quad (10)$$

Характерные значения доплеровских ширин b линий L_α -леса и концентраций атомарного водорода N_c в L_α -облаках равны $b = 10-45$ км/с и $N_c = 10^{13}-10^{16}$ см $^{-2}$ [44], т. е. оптические толщины линий $\tau_0 \gtrsim 1$ (в большинстве случаев $\tau_0(L_\alpha) \approx 1$, что подтверждается отсутствием в спектре соответствующей линии L_β). Поэтому кривая роста для лайтмановских систем хорошо аппроксимируется логарифмической зависимостью:

$$W \simeq 2\Delta\lambda_D \sqrt{\ln \tau_0}, \quad (11)$$

где $\Delta\lambda_D = \lambda_0 \cdot b/c$.

При некотором среднем значении параметра b соотношение (11) можно переписать в виде

$$W = K \cdot \ln(N_c/N_c^*), \quad (12)$$

из которого следует, что $N_c \propto (1+z)^3$, $\eta = \gamma W_*/K$, а K — некий коэффициент, зависящий от b .

Принимая во внимание полученные значения γ и W_* и приближительную величину K ($\equiv \partial W / \partial \ln N_c$), можно показать, что $\eta > 2$, т. е. в индивидуальном облаке концентрация N_c возрастает с увеличением z .

Следует отметить, что уравнение (12) справедливо лишь на логарифмическом участке кривой роста, в ограниченном диапазоне значений W . Однако по счастливой случайности в этот диапазон попадает большая часть линий L_a -леса, экспоненциальное распределение которых $n(W)$ обладает удивительным свойством однородности. Можно показать, что этой функции будет соответствовать степенной закон распределения $dn(N_c)$ вида

$$dn(N_c) \propto N_c^{-\beta} dN_c \quad (13)$$

с показателем степени β , равным $K/W_* + 1$.

Из экспериментальных данных получено, что в диапазоне $10^{13} < N_c < 10^{16} \text{ см}^{-2}$ $\beta = 1.68 \pm 0.10$ [44], т. е. наблюдаемое число систем L_a медленно возрастает с уменьшением N_c .

3.4. Скучивание систем L_a . Наиболее точную информацию о пространственной структуре распределения L_a -облаков можно было бы получить, изучая спектры квазаров, находящихся в небольшом телесном угле [46]. Однако на практике из-за низкой поверхностной плотности квазаров приходится исследовать спектры одиночных объектов. Удобным инструментом в таких задачах служит двухточечная корреляционная функция [27], которую определяют как вероятность обнаружения некоторого объекта в единичном объеме d^3r , находящемся на расстоянии r от заданной точки:

$$dp = \rho [1 + \xi(r)] d^3r, \quad (14)$$

где ρ — средняя пространственная плотность объектов.

Первое слагаемое $dp \propto \rho d^3r$ соответствует случайному распределению объектов в пространстве, а второе отражает скучивание объектов, если корреляционная функция $\xi(r) > 0$ [47, 48]. Корреляционная

функция для галактик имеет степенной вид [49]: $\xi(r) = (r/r_c)^{-1.77}$, где $r_c = 5 (H_0/100)^{-1}$ Мпк (r_c — характерная длина сгущивания — масштаб, на котором сгущивание становится сильным, т. е. $\xi(r) \simeq 1$).

С помощью этой функции можно исследовать распределение отдельных пар L_α -облаков, различие лучевых скоростей которых считается либо космологическим, либо связанным с эжекцией газа из квазара со скоростью

$$v_{e,1} = c \cdot [(1 + z_{em})^2 - (1 + z_{abs})^2] / [(1 + z_{em})^2 + (1 + z_{abs})^2]. \quad (15)$$

Если считать, что разность лучевых скоростей вызвана космологическим расширением, необходимо принять во внимание, что объекты с различными z относятся к различным состояниям Вселенной. Это учитывается с помощью введения сопутствующих координат, в которых расстояние до объекта выражается следующей зависимостью [27]:

$$S_0(z) = \frac{2c}{H_0} [1 - (1 + z)^{-1/2}], \quad \text{для } q_0 = 1/2. \quad (16)$$

Тогда соответствующее расстояние между объектами, имеющими красное смещение $z_1 = \lambda_1/1215.67 - 1$ и $z_2 = \lambda_2/1215.67 - 1$, будет равно

$$\Delta s_0 = |S_0(z_1) - S_0(z_2)|. \quad (17)$$

И в первом и во втором случае получаются одинаковые результаты; линии L_α -леса не проявляют тенденций к сгущиванию в диапазоне скоростей от 300 до 30 000 км/с [27, 35], чем они отличаются от абсорбционных систем с линиями металлов, в которых тенденция к сгущиванию ярко выражена [50]. Масштаб сгущивания для облаков L_α был впервые количественно оценен У. Саргентом и др. [46]. Они показали, что при $z = 2.5$ длина сгущивания $r_c \leq 0.2$ Мпк. Несколько более высокий предел на величину r_c ($\leq 5 (H_0/100)^{-1}$ Мпк) получили недавно Дж. Острайкер и др. [51]. В их работе сообщается также о существовании возможного сгущивания облаков L_α на малых масштабах $\Delta v \sim 200-600$ км/с. Этот результат, который конечно же нуждается в дальнейших проверках, мог бы стать важным свидетельством сгущивания новой популяции объектов, пространственная структура которых, по-видимому, гораздо менее упорядочена, чем структура галактик.

Поиск больших масштабов сгущивания ($r_c \sim 50 (H_0/100)^{-1}$ Мпк) среди линий L_α -леса пока не привел к положительному результату. Сообщение А. Кроттса [52] об обнаружении пустоты (void) размером 28 Мпк при $z \simeq 2.58$ в направлении на квазар Q 0420—388 ($z_{em} = 3.12$) не нашло подтверждения при дальнейших исследованиях [51.]

Таким образом можно, по-видимому, считать твердо установленным, что среди линий L_k -леса не существует пустот в диапазоне $z \gtrsim 2$ [53].

Тенденция к скучиванию L_k -линий проверялась также и с помощью кросс-корреляционного анализа абсорбционных спектров двух квазаров, расположенных на близком угловом расстоянии $\Delta\theta$. Впервые эта проверка была выполнена на паре квазаров Q 1623+269 ($z_{em} = 2.52$) и Q 1623+268 ($z_{em} = 2.61$), для которых $\Delta\theta = 172''$ [46]. В данном случае также не было найдено никаких корреляций.

В итоге поиска положительных корреляций в спектрах близких пар квазаров был обнаружен лишь один случай [54] слабой корреляции на малых масштабах ($\Delta\nu \sim 500$ км/с) между L_k -линиями в паре Q0307—195 А, В, разделенной на $58''$.

3.5. Размеры L_k -облаков. Угловой размер θ объекта, расположенного на расстоянии z и имеющего линейный размер D , выражается следующей формулой [27]:

$$\theta = \frac{D}{c/H_0} \frac{q_0^2 \cdot (1+z)^2}{q_0 z + (q_0 - 1) [\sqrt{1 + 2 \cdot q_0 z} - 1]} \quad (18)$$

Отсюда следует, что прямые оценки линейных размеров абсорбционных облаков можно получить по спектрам близких пар квазаров, угловые расстояния между которыми составляют несколько секунд (при $q_0 = 1/2$ углу $\theta = 10''$ соответствует линейный размер $D \approx 40 (H_0/100)^{-1}$ Мпк для $z \sim 2.5$). Такую возможность могут предоставить недавно открытые гравитационные линзы [55], расщепляющие изображение далекого квазара на отдельные компоненты, характерные расстояния между которыми $\sim 5''$. Фокусное расстояние гравитационной линзы и ее положение относительно квазара однозначно определяют линейное расстояние между изображениями этих компонентов в любой точке траектории [56]. Повторю по абсорбционным системам с одинаковым параметром z_{abs} , присутствующим в спектрах близкой пары квазаров, можно определить нижнюю границу размеров облаков L_k . Такую работу с компонентами А и С тройного квазара PG 1115+080 [57] провели недавно Р. Вейман и К. Фольтц [58], получив оценку $D_{min} \geq 0.4$ кпк. Позже, исследуя компоненты А и В двойного квазара 2345+007 [59], К. Фольтц и др. [60] нашли более надежный нижний предел размера облака L_k : $D_{min} \approx 5-25$ кпк при $z = 2$ (указанная неопределенность связана с неточным знанием положения гравитационной линзы).

Оценка верхних размеров облаков L_k может быть получена по результатам исследования упоминавшейся пары (см. раздел 3.4) Q 0307—195 А, В: $D_{max} \leq 0.45$ Мпк при $z = 2.5$ и $q_0 = 1/2$.

Наконец, из ограничений на доплеровские ширины линий L_α ($b \lesssim 45$ км/с [44]) можно также получить оценку верхних размеров облаков L_α , предполагая, что они свободно расширяются вместе со Вселенной: $D_{\text{max}} \leq 0.14$ Мпк. Следовательно, размеры облаков L_α должны лежать в диапазоне $10^{21} \lesssim D \lesssim 4 \cdot 10^{22}$ см.

3.6. Химический состав L_α -облаков. Изучая физические свойства L_α -леса, ряд исследователей провел в нем поиск линий металлов с целью определения относительного содержания тяжелых элементов в первичном космологическом газе, из которого, как полагают, состоят облака L_α . Сложность такого поиска связана с тем, что при средних концентрациях атомарного водорода, которые встречаются в облаках L_α , ожидаемые эквивалентные ширины линий любого элемента $W_\lambda \ll 1$, если только относительное содержание $[Z/H] = \log(N/N_H) - \log(N'_i/N'_i)_\odot$ химических элементов в газе не превосходит -1 .

Метод поиска линий металлов в облаках L_α -леса был предложен Дж. Норрисом и др. [61]. Для одного L_α -облака строится композиционный спектр: относительно каждой линии из L_α -леса выбирается участок абсорбционного спектра квазара, в котором, как предполагается, должны находиться линии металлов; затем, после приведения каждого участка в сопутствующую систему отсчета, все они складываются. Это позволяет увеличить эффективное отношение сигнала к шуму для 100 абсорбционных линий приблизительно в 10 раз.

Обработав таким способом спектры двух квазаров 4C 05.34 ($z_{em} = 2.877$) и OQ 172 ($z_{em} = 3.544$), авторы работы [61] пришли к заключению, что наиболее сильные линии ионов C II λ 1334, C IV $\lambda\lambda$ 1548, 1551, Si II λ 1260, Si IV $\lambda\lambda$ 1394, 1403 и NV $\lambda\lambda$ 1239, 1243 отсутствуют в их композиционных спектрах. Применяя такую же методику к анализу спектра Q 1623 + 267 ($z_{em} = 2.52$), У. Саргент и А. Боксенберг [8] нашли, что верхний предел на значение эквивалентной ширины W_0 линии C IV λ 1548, соответствующий типичной линии из L_α -леса, не превосходит 3 mÅ. Это примерно в 100 раз ниже, чем среднее значение W_0 (C IV) в абсорбционных системах с линиями металлов. Слабые линии дублета O VI $\lambda\lambda$ 1032, 1038, о возможном обнаружении которых сообщалось в работах [61] и [8], дают оценку величины $[Z/H] \lesssim -1.1$. Однако, поскольку линии O VI лежат в области L_α -леса, результат такого анализа оказывается сильно зашумленным и поэтому не может считаться надежным.

К интересным выводам пришли недавно Ф. Чаффи и др. [28], изучавшие химический состав L_α -облака с $z_{abs} = 3.32$ в спектре сверхмощного квазара S5 0014+81 [62]. Абсорбционная область $z_{abs} = 3.32$, состоящая из двух подсистем с $z_1 = 3.32118$ и $z_2 = 3.32282$, отличается высокой кон-

центрацией атомарного водорода, $\log N_{\text{HI}} = 16.66$ и 16.33 , соответственно. При первом анализе авторам удалось отождествить слабую линию Si III λ 1206, с помощью которой была получена оценка величины $[Z/H] \cong -2.7$ в этой абсорбционной системе. Данное значение $[Z/H]$ оказалось близким к оценкам относительного содержания тяжелых элементов в веществе звездного населения II нашей Галактики. Продолжение исследования системы $z_{\text{abs}} = 3.32$ было связано с расчетом фотоионизационных моделей, из которых следовало, что обнаружение в этой системе линии Si III и отсутствие линий дублета C IV приводит к однозначным выводам о том, что в спектре S5 0014+81 должна присутствовать абсорбционная линия C III λ 977 с наблюдаемой эквивалентной шириной 360 m\AA [63]. Проведенные наблюдения в соответствующем спектральном диапазоне не подтвердили этого предсказания. Отсюда авторы сделали вывод об их ошибочном отождествлении линии Si III λ 1206. Полученный верхний предел на концентрацию иона C III ($\log N(\text{C III}) \leq 12.9$) приводит к оценке $[Z/H] \leq -3.5$ — самой низкой величине, когда-либо наблюдавшейся во внегалактических объектах. К сожалению, и это значение $[Z/H]$ нельзя применять непосредственно к облакам L_{α} -леса, поскольку система на $z_{\text{abs}} = 3.32$ имеет структуру на масштабах $\Delta v \sim 110 \text{ км/с}$, характерных для абсорбционных систем с линиями металлов. Тем самым вопрос о нижнем пределе величины $[Z/H]$ в облаке L_{α} остается открытым, а значит возможность того, что L_{α} -лес образован первичным догалактическим газом гипотетического населения III [64] становится более вероятной.

3.7. Происхождение L_{α} -леса. Рассматривая вопрос о происхождении L_{α} -леса, следует прежде всего обратить внимание на два факта. Во-первых, плотность линий L_{α} -леса примерно одна и та же во всех объектах в расчете на единичный интервал красных смещений. Во-вторых, линии эти не группируются в широком диапазоне возможных масштабов скучивания. Это наводит на мысль о происхождении L_{α} -леса в космологически распределенных объектах.

В альтернативной гипотезе об эжективном происхождении L_{α} -леса необходимо предполагать, что все квазары, имеющие одинаковые красные смещения, должны иметь в среднем одинаковое число эжектированных облаков, распределенных случайно в широком диапазоне скоростей. Эти два требования, по-видимому, трудно выполнимы.

Ниже мы рассмотрим несколько возможных вариантов гипотезы о космологическом происхождении L_{α} -леса.

1) Межгалактические облака. Эта гипотеза, впервые выдвинута М. Аронсом [65], который рассматривал возможность образования линий

L_{α} в протогалактическом газе, была впоследствии развита в работах [27] и [33]. Она опирается на три основных аргумента: а) линии L_{α} не скучиваются подобно системам с линиями металлов, у которых проявление такого свойства связано с принадлежностью этих систем к фоновым галактикам; б) газ, в котором образуются линии L_{α} -леса, очевидно обеднен тяжелыми элементами; в) пространственная плотность облаков L_{α} превышает плотность систем с линиями металлов примерно в 60 раз. Если бы линии L_{α} -леса образовывались в газе, связанном с галактиками, их сечения можно было бы значительно увеличить.

2) *Гало галактик.* Дж. Бакал [66] предположил, что галактики окружены очень протяженными диффузными водородными гало, в которых могут образовываться линии L_{α} -леса. Тогда для объяснения наблюдаемой плотности линий L_{α} (~ 60 на $\Delta z = 1$ при $z = 2.44$) требуется, чтобы гало имели радиус [27]

$$R = 175 (H_0/100)^{-1} (1 + 4.9q_0)^{1/4} \text{ кпк.} \quad (19)$$

Такие большие размеры L_{α} -облаков не соответствуют данным, полученным из наблюдений ($D_{\text{max}} < 70 (H_0/100)^{-1}$ кпк).

3) *Карликовые галактики.* Многочисленные карликовые галактики, в которых на ранних этапах развития могли происходить бурные процессы звездообразования, рассматривались в качестве возможных источников образования L_{α} -леса в работах [67] и [68]. Предполагалось, что линии L_{α} -леса образуются в газе, который выметается из карликовых галактик звездным ветром. Однако при детальном исследовании профилей L_{α} и L_{β} линий не было обнаружено характерных двойных минимумов [61], которые предсказывались К. Франсоном и Р. Эпштейном [67].

4) *Сверхскопления.* Дж. Оорт [69] выдвинул гипотезу о происхождении L_{α} -леса в газе, оставшемся после образования сверхскоплений. Эта идея опирается на тот факт, что средние расстояния между L_{α} -облаками (~ 170 Мпк в настоящую эпоху) сравнимы со средним расстоянием между сверхскоплениями. В этом случае должна наблюдаться высокая степень корреляции между абсорбционными деталями в близких парах квазаров, что пока не подтверждается надежно.

5) *Межгалактические ударные волны.* Образование линий L_{α} -леса во фронтах ударных волн было предложено В. В. Черномордиком и Л. М. Озерным [70]. Ударные волны могли бы образовываться как следствие взрывов в молодых галактиках и квазарах. Авторы предсказывают, что

абсорбционные линии L_{α} -леса должны иметь вид близких дублетов с разницей длин волн компонентов в сопутствующей системе отсчета $\Delta\lambda_0 \leq 3\Delta$ и примерно одинаковыми эквивалентными ширинами. Однако, учитывая, что во всех корреляционных исследованиях абсорбционных спектров квазаров, за исключением работы [51], не было найдено сгущения линий L_{α} -леса при малых масштабах, мы не можем считать данную гипотезу доказанной.

Подводя итог, следует признать, что наибольшей убедительностью обладает в настоящее время гипотеза межгалактических облаков. Если эта идея верна, то найденное в разделе 3.1 доказательство эволюции среднего числа L_{α} -облаков с увеличением z означает, что эти объекты эволюционируют со временем. Это чрезвычайно важный результат, поскольку до сих пор об эволюции космических источников за мировое время мы могли судить лишь по подсчетам радиосисточников и квазаров, искаженным эффектами селекции. На вопрос о том, как образовались L_{α} -облака, попытались ответить А. Г. Дорошкевич и Я. П. Мюкет [71]), рассматривая в своей работе модифицированный вариант теории «блинов», в которой L_{α} -облака являются гипотетическими «блинами» второго поколения, расположенными среди «блинов» первого поколения, являющихся прэволюционировавшими современными сверхскоплениями.

Однако к настоящему времени многие вопросы, касающиеся физических состояний L_{α} -облаков, остаются не выясненными. В большинстве теоретических работ [72—75] принимается, что они представляют собой приблизительно сферические образования размером $R_0 \sim 10$ кпк, которые равномерно распределены во всем пространстве. Массы облаков незначительны ($\sim 10^7 M_{\odot}$), и облака не могут удерживаться самогравитацией [27]. Предполагается, что L_{α} -облака относительно холодные ($T_c \sim 3 \cdot 10^4$ К) и подобны плотным вкраплениям в более горячую и менее плотную межгалактическую среду, внешнее давление которой удерживает их от разрушения. Считается, что относительно высокая степень ионизации ($n_{\text{HI}}/n_{\text{H}} \simeq 10^5$) в облаках вызывается межгалактическим фоновым излучением квазаров и молодых галактик.

Перечисленные параметры выбираются таким образом, чтобы суммарный вклад от облаков и межгалактической среды не становился значительным в общей плотности вещества во Вселенной.

4. *Абсорбционные системы с линиями металлов.* Системы с узкими абсорбционными линиями тяжелых элементов распределены в широком диапазоне красных смещений от $z_{\text{abs}} \simeq z_{\text{em}}$ до $z_{\text{abs}} \ll z_{\text{em}}$. Относительные скорости этих систем, отсчитываемые от квазара, превышают в некоторых случаях 0.7 с. В состав таких систем входят линии наиболее распростра-

ненных элементов: H, C, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, Ca, Cr, Fe, Ni и Zn. Наблюдаются системы как с низкой, так и с высокой степенью ионизации. Встречаются также случаи, когда в состав одной и той же абсорбционной системы входят линии ионов низкой и высокой степени ионизации. Наиболее сильными, доминирующими в оптических спектрах квазаров являются линии ионов C II λ 1334, C IV $\lambda\lambda$ 1548, 1550, Si IV $\lambda\lambda$ 1393, 1402 и Mg $\lambda\lambda$ 2795, 2802, с которыми иногда сравниваются по силе резонансные линии первых трех мультиплетов иона Fe II [76]. Линии, образующиеся при переходах с возбужденных уровней основного состояния атома или иона, почти не наблюдаются. В системах, где концентрация атомарного водорода превышает 10^{17} см⁻², становится заметным поглощение в лаймановском континууме. Если при этом квазар является источником радиоизлучения, удастся иногда обнаружить линию поглощения H I 21 см. В этих случаях концентрации H I оказываются равными $\approx 10^{20} - 10^{21}$ см⁻², а спиновые температуры газа $T_s \approx 100$ K [77]. В одной из таких систем с концентрацией $N_{\text{H I}} \approx 2.4 \cdot 10^{21}$ см⁻² были обнаружены недавно линии молекулярного водорода H₂ [78, 79]. Поиск линий других молекул (например, УФ-линий молекулы CO в системах с высокой концентрацией H I [80, 81], и радиолиний молекул CO [82—84] и OH [85]) пока не увенчался успехом. Предыдущие сообщения о возможном отождествлении линий CO в абсорбционных спектрах ряда квазаров [86—88] нуждаются в более детальной проверке по спектрам высокого разрешения. Программа исследований молекулярных систем в спектрах квазаров изложена в работах [89] и [90].

4.1. *Области образования систем с линиями металлов.* Фактически, как и в случае L_1 -систем, существуют только две разумных возможности для объяснения природы поглощающего вещества, в котором образуются системы с линиями металлов. Первая — это облака, выброшенные из самого квазара и связанные с ним физически (эжективная гипотеза). Во второй гипотезе предполагается внешнее происхождение таких систем, в облаках газа, входящих в состав фоновых галактик, случайно попадающих на луч зрения. Обе эти гипотезы сталкиваются с серьезными трудностями.

Следствием первой гипотезы является факт существования абсорбционных систем с голубым смещением ($-1 < z < 0$), которые должны были бы наблюдаться в спектрах близких квазаров. Ни в одном известном квазаре таких систем не обнаружено. Казалось бы, в этом случае вторая гипотеза имеет явное преимущество. Однако, с помощью уравнений (2) и (3) легко показать, что при средней локальной плотности галактик $\rho_0 = 0.02$ Мпк⁻³ [91] и среднем времени жизни молодой галактики $\Delta t \approx 10^8$ лет [92], для объяснения наблюдаемого числа абсорбционных систем $N(z)$ с линиями металлов требуется увеличить радиусы фоновых галактик до размеров

$$R_g \geq \left(\frac{3 \cdot \bar{N}(z)}{\pi \cdot \rho_0 \cdot c \cdot \Delta t} \right)^{1/2} \cdot (1+z)^{-3/2} \quad (20)$$

в случае, когда параметр ускорения $q_0 = 0$.

При $\bar{N}(2.5) \simeq 1$ получаем, что $R_g \geq 200$ кпк. Возможно, это условие не столь критично, поскольку, благодаря большой чувствительности линий поглощения плотность газа, в котором образуются заметные абсорбции, может быть достаточно низкой ($n \simeq 10^{-6} - 10^{-11}$ см $^{-3}$), поэтому оценки радиусов галактик, определяемые по линиям поглощения, могут получаться выше любых других оценок [93]. То, что некоторые квазарные абсорбционные системы могут образовываться в межзвездной среде фоновых галактик, было доказано прямыми наблюдениями этих галактик [94].

4.2. *Размеры абсорбционных областей.* Сильные линии поглощения ($\tau_0 \geq 1$), встречающиеся в крыльях широких эмиссионных линий, указывают на то, что размеры абсорбционных областей $\geq 10^{19}$ см. Оценка нижней границы размеров гравитационно связанных объектов — $D_{\min} \sim 8$ кпк ($H_0 = 50$ км/с Мпк, $q_0 = 1/2$) — была получена П. Янгом и др. [95] по общим абсорбционным системам в компонентах А и В квазара 0957+561, изображение которого раздвоено гравитационной линзой. У. Саргент и др. [96] определили, что в одном галактическом гало содержится примерно 10^6 облаков, размеры которых ~ 100 пк. Наилучшая прямая оценка верхней границы размеров абсорбционных областей следует из наблюдений близких пар квазаров. Здесь приблизительный верхний предел получается равным 500 кпк [97].

4.3. *Структура линий поглощения.* Абсорбционные линии в рассматриваемых системах, как и межзвездные линии в нашей Галактике, имеют сложный многокомпонентный профиль. Расстояния между отдельными компонентами лежат в диапазоне от ~ 10 до ~ 100 км/с. Важно отметить, что линии, образующие L_α -лес, такой структуры не имеют [8].

Линии ионов высокой степени ионизации (С IV, Si IV) часто обладают более широким набором компонентов, чем линии ионов низкой ионизации (С II, Si II, Al II, Fe II), входящих в одну и ту же абсорбционную систему. Кроме этого, слабые абсорбционные линии, в отличие от сильных, чаще бывают одиночными.

Перечисленные основные характеристики линий поглощения из систем с тяжелыми элементами указывают на то, что спектр эквивалентных ширины линий металлов должен отражать кинематическую структуру поглощающих областей, т. е. чем больше эквивалентная ширина линии, тем большее число компонентов входит в состав абсорбционной области [98].

4.4. *Переменность абсорбционных линий.* Изменение со временем эквивалентных ширин W_λ и/или положений абсорбционных деталей, очевидно, должно означать, что поглощение возникает в газе, связанном с самим квазаром. В подавляющем большинстве исследований, когда была возможность провести точные сравнения, квазарные абсорбционные линии не менялись за несколько лет ни по W_λ , ни по своему положению. Известны только три случая, когда переменность абсорбционных деталей была зафиксирована. В объекте 0215+015 наблюдалось изменение сил некоторых компонентов линий Fe II за период $\Delta t \lesssim 11$ дней [99]. Подобные изменения в компонентах линии H I 21 см наблюдались в объекте АО 0235+164 [100]. Недавние исследования К. Фольтца и др. [101] показали, что в BAL-квазаре 1303+308 высокоскоростной компонент широкой абсорбционной детали C IV заметно меняет свою остаточную интенсивность за период $\Delta t \lesssim 2$ года, но при этом не сдвигается по λ .

4.5. *Относительная распространенность элементов.* В условиях, когда нет возможности дать какие-либо ограничения на значения параметров поглощающего газа, определение относительного содержания химических элементов довольно затруднительно. Даже такое, казалось бы, очевидное предположение о гауссовском распределении атомов по скоростям является довольно грубым приближением: более высокое спектральное разрешение позволяет обнаруживать все более тонкие субкомпоненты абсорбционных деталей. Кроме того, различия в степени ионизации газа, ответственного за тот или иной субкомпонент, означают, что весовые параметры, полученные для компонентов линии одного иона, не могут быть применены к линиям других ионов. Сильная неоднозначность может возникать также и от неопределенности положения линии на кривой роста: часто из-за сложного контура невозможно решить, состоит ли данная абсорбционная деталь из большого набора узких оптически тонких компонентов или из нескольких более широких, но оптически толстых.

Наиболее тщательно изученные абсорбционные области имеют следующие характеристики [7]: величина доплеровского параметра b лежит в диапазоне 10—100 км/с; концентрации атомов и ионов соответствуют значениям от 10^{13} до 10^{16} см⁻²; относительное содержание химических элементов либо равно солнечному, либо отличается от него не более, чем на порядок.

4.6. *Плотность газа в абсорбционных областях.* Отсутствие указаний на депрессию континуума с коротковолновой стороны от эмиссионной линии L_α в спектрах далеких квазаров может означать, что либо средняя плотность межгалактического вещества чрезвычайно мала ($n_{\text{HI}}(z=0) \lesssim$

$\lesssim 9 \cdot 10^{-14} (H_0/100) \text{ см}^{-3}$ [102]), либо ионизация газа почти полная [103]. Поэтому наблюдаемые абсорбционные детали должны образовываться в дискретных источниках.

В областях, дающих абсорбцию в линиях металлов, верхние пределы на электронную плотность могут быть установлены из наблюдений линий поглощения, возникающих при переходах с уровней тонкой структуры основных состояний атомов или ионов [104]. Наиболее чувствительным в этом случае является переход в $\text{C IV } P_{3/2}^0 \rightarrow {}^2D_{5/2}$ (данный уровень отстоит от основного на 0.008 эВ [105]) с длиной волны 1335.68 А. В некоторых абсорбционных системах были получены вполне строгие оценки электронной плотности: $n_e \lesssim 2 \text{ см}^{-3}$ [44, 106].

4.7. *Температура газа в абсорбционных областях.* В спектрах квазаров, полученных с предельно высоким разрешением ($\Delta\lambda \simeq 0.1\text{--}0.2 \text{ А}$), наблюдаемые ширины абсорбционных линий можно использовать для оценки верхней границы значений температуры газа. В случае надежно определенного доплеровского параметра $b \simeq 3 \text{ км/с}$ для линий C IV М. Петтини и др. [107] дают предел $T \leq 1.8 \cdot 10^4 \text{ К}$, что указывает на холодное облако, в котором ион C IV должен образовываться преимущественно за счет фотоионизации, а не в результате ударной ионизации. Оценки спиновой температуры, о которых уже упоминалось выше ($T_s \simeq 100\text{--}150 \text{ К}$), сравнимы с результатами для диффузных облаков, находящихся в плоскости нашей Галактики [108].

5. *Заключение.* Исследование абсорбционных спектров квазаров является быстроразвивающейся областью современной астрофизики. Многие проблемы, поставленные в настоящее время, предстоит еще решить в будущем. На одной из них, вопросе о пространственном распределении абсорбционных систем с линиями металлов, хотелось бы остановиться в заключение данного обзора.

Идеальным материалом для статистических исследований квазарных абсорбционных систем могли бы послужить однородные выборки квазаров, в которых абсорбционные линии имели бы 1) одинаковый порог обнаружения W_0 в сопутствующей системе отсчета, 2) одинаковый диапазон доступных красных смещений и 3) одинаковый диапазон доступных относительных скоростей v_{ej} , если эти системы рассматриваются в рамках гипотезы об их эжективном происхождении. На практике эти условия не удается выполнить одновременно, поэтому требование однородности выборки по тем или иным параметрам часто не выполняется. По-видимому, это одна из главных причин того противоречия, с которым столкнулись современные исследования. А именно, существуют убедительные аргумен-

ты в пользу того, что системы с линиями металлов образуются в областях, связанных с фоновыми галактиками, входящими в состав скоплений и сверхскоплений [8, 109]. Тем самым эти системы отличаются от равномерно распределенных в пространстве облаков L_2 . Однако ряд авторов [43, '98] приводит не менее убедительные доказательства того, что эти две популяции абсорбционных систем не различаются по основным своим статистическим свойствам и составляют единую систему поглощающих областей. Разобраться в этом вопросе позволят, возможно, будущие спектральные наблюдения квазаров с высоким разрешением в красном диапазоне (от 6000 до 10 000 Å), который остается пока менее изученным по сравнению с содержащим линии L_α -леса голубым диапазоном.

Автор выражает искреннюю признательность В. Г. Горбацкому за содействие в выборе тем, освещенных в данном обзоре, Д. А. Варшаловичу за постоянную поддержку и полезные обсуждения, а также У. Саргенту, К. Фольтцу, Р. Ханстиду, Д. Тайтлеру, Дж. Робертсону, Р. Дункан и Ф. Такахага, приславшим свои работы до их опубликования в журналах. Результаты этих работ использовались в данном обзоре.

Физико-технический ин-т
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

ABSORPTION SPECTRA OF QUASARS

A. L. LEVSHAKOV

A review of absorption spectra of quasars on the basis of recent observational data is presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. L. W. Sargent, *Physica Scripta*, 21, 753, 1980.
2. P. Goldreich, W. Sargent, *Comm. Astrophys.*, 6, 133, 1976.
3. P. A. Strittmatter, R. E. Williams, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 14, 307, 1976.
4. J. J. Perry, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 90, 337, 1978.
5. R. F. Carswell, *New Zealand J. Sci.*, 22, 321, 1979.
6. R. J. Weymann, R. F. Carswell, M. G. Smith, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 19, 41, 1981.
7. A. Boksenberg, W. L. W. Sargent, 24-th Liege Astrophys. Colloq., 1983, p. 500.
8. W. L. W. Sargent, A. Boksenberg, 24th Liege Astrophys. Colloq., 1983, p. 518.
9. A. Hewitt, G. Burbidge, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 63, 1, 1987.
10. W. K. Ford, Jr., *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 17, 189, 1979.
11. А. Боксенберг, Оптические телескопы будущего, под ред. Ф. Пачини, В. Рихтера и В. Вильсова, М., 1981, стр. 379.

12. *J. G. Timothy*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 95, 810, 1983.
13. *М. Экла, Э. Сим, К. Триттон*. Детекторы слабого излучения в астрономии, М., 1986.
14. *J. G. Robertson*, AAO UM 11 Prepr., 1983.
15. *R. C. Bohlin, J. J. Hill, E. B. Jenkins, B. D. Savage, T. P. Snow, Jr., L. Spitzer, Jr., D. G. York*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 51, 277, 1983.
16. *A. S. Trew, P. W. J. Brand*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 211, 485, 1984.
17. *J. W. Sulentic, H. Arp, J. Jorje*, Astron. J., 90, 522, 1985.
18. *K. Horns*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 98, 609, 1986.
19. *M. Aaronson, C. F. McKee, J. C. Weisheit*, Astrophys. J., 198, 13, 1975.
20. *P. J. Young, W. L. W. Sargent, A. Boksenberg, R. F. Carswell, J. A. J. Whelan*, Astrophys. J., 229, 891, 1979.
21. *R. Weymann, C. Foltz*, 24th Liege Astrophys. Colloq., 1983, p. 538.
22. *D. A. Turnshek*, Astrophys. J., 280, 51, 1984.
23. *M. A. Malkan, R. F. Green, J. B. Hutchings*, Astrophys. J., 322, 729, 1987.
24. *S. J. Warren, P. C. Hewett, P. S. Osmer, M. J. Irwin*, Nature, 330, 453, 1987.
25. *R. J. Weymann, R. E. Williams*, Physica Scripta, 17, 217, 1978.
26. *C. R. Lynde*, Astrophys. J., 164, L 73, 1971.
27. *W. L. W. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, D. Tytler*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 42, 41, 1980.
28. *F. H. Chaffee, Jr., C. B. Foltz, H.-J. Röser, R. J. Weymann, D. W. Latham*, Astrophys. J., 292, 362, 1985.
29. *С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, Е. А. Назаров, А. Ф. Фоменко*, Астрон. ж., 64, 929, 1987.
30. *R. W. Hunstead, H. S. Murdoch, M. Pettini, J. C. Blades*, Univ. Sydney Prepr. 87/ 12, 1987.
31. *R. W. Hunstead*, Univ. Sydney Prepr. 87/ 14, 1987.
32. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Строение и эволюция Вселенной, М., 1975.
33. *B. A. Peterson*, IAU Symp. 79, 390, 1978. (Русск. пер.: Крупномасштабная структура Вселенной, под ред. М. Лонгеяра и Я. Эйнасто, М., 1981, стр. 430).
34. *P. J. Young, W. L. W. Sargent, A. Boksenberg*, Astrophys. J., 252, 10, 1982.
35. *Z.-L. Zou, J.-S. Chen, Y.-L. Bian, X.-Y. Tang, Z.-X. Cui*, Chinese Astron. and Astrophys., 7, 31, 1983.
36. *D. Tytler*, Astrophys. J., 321, 69, 1987.
37. *R. F. Carswell, J. A. J. Whelan, M. G. Smith, A. Boksenberg, D. Tytler*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 198, 91, 1982.
38. *B. A. Peterson*, IAU Symp. № 104, 349, 1983.
39. *S. Phillips, R. S. Ellis*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 204, 493, 1983.
40. *B. A. Peterson*, 24th Liege Astrophys. Colloq., 1983, p. 563.
41. *B. Atwood, J. A. Baldwin, R. F. Carswell*, Astrophys. J., 292, 58, 1985.
42. *H. S. Murdoch, R. W. Hunstead, M. Pettini, J. C. Blades*, Astrophys. J., 309, 19, 1986.
43. *D. Tytler*, Astrophys. J., 321, 49, 1987.
44. *R. F. Carswell, D. C. Morton, M. G. Smith, A. N. Stockton, D. A. Turnshek, R. J. Weymann*, Astrophys. J., 278, 486, 1984.
45. *O. Boulade, D. Kunth, W. L. W. Sargent, L. Vigroux*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 98, 1140, 1986.
46. *W. L. W. Sargent, P. J. Young, D. P. Schneider*, Astrophys. J., 256, 374, 1982.
47. *S. M. Fall*, Rev. Mod. Phys., 51, 21, 1979.

48. Ф. Дж. Э. Пиблс, Структура Вселенной в больших масштабах, М., 1983.
49. P. J. E. Peebles, *Astrophys. J.*, 185, 413, 1973.
50. A. Boksenberg, W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 198, 31, 1975.
51. J. P. Ostriker, S. Bajtlik, R. C. Duncan, *Princeton Observ. Prepr.* N 244, 1987.
52. A. P. S. Crofts, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 228, p. 41, 1987.
53. R. F. Carswell, M. J. Rees, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 224, p. 13, 1987.
54. P. A. Shaver, J. G. Robertson, *Astrophys. J.*, 268, L 57, 1983.
55. D. Walsh, R. F. Carswell, R. J. Weymann, *Nature*, 279, 381, 1979.
56. Д. Г. Яковлев, И. Г. Митрофанов, С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, *Astrophys. and Space Sci.*, 91, 133, 1983.
57. R. J. Weymann, D. Jatham, J. R. Angel, R. F. Green, J. W. Liebert, D. A. Turnshek, D. E. Turnshek, J. A. Tyson, *Nature*, 285, 643, 1980.
58. R. J. Weymann, C. B. Foltz, *Astrophys. J.*, 272, L 1, 1983.
59. D. W. Weedman, R. J. Weymann, R. F. Green, T. M. Heckman, *Astrophys. J.*, 255, L5, 1982.
60. C. B. Foltz, R. J. Weymann, H.-J. Roser, F. H. Chaffee, Jr., *Astrophys. J.*, 281, L 1, 1984.
61. J. Norris, F. D. A. Hartwick, B. A. Peterson, *Astrophys. J.*, 273, 450, 1983.
62. Д. А. Варшалович, С. А. Левшаков, Е. А. Вазаров, О. И. Спиридонова, А. Ф. Фоменко, *Астрон. ж.*, 64, 262, 1987.
63. F. H. Chaffee, Jr., C. B. Foltz, J. Bechtold, R. J. Weymann, *Astrophys. J.*, 301, 116, 1986.
64. P. J. E. Peebles, R. H. Dicke, *Astrophys. J.*, 154, 891, 1958.
65. M. Arons, *Astrophys. J.*, 172, 553, 1972.
66. J. N. Bahcall, *IAU Colloq.*, № 54, 215, 1980.
67. C. Fransson, R. Epstein, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 198, 1127, 1982.
68. Б. В. Комберг, *Астрофизика*, 24, 321, 1986.
69. J. H. Oort, *Astron. and Astrophys.*, 94, 359, 1981.
70. В. В. Черномордик, Л. М. Озерной, *Nature*, 303, 153, 1983.
71. А. Г. Дорошкевич, Я. П. Мюкел, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 331, 1985.
72. A. L. Mellott, *Astrophys. J.*, 241, 889, 1980.
73. J. Black, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 197, 553, 1981.
74. J. P. Ostriker, S. Ikeuchi, *Astrophys. J.*, 268, L 63, 1983.
75. S. Ikeuchi, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.*, 301, 522, 1986.
76. С. А. Левшаков, *Астрон. циркуляр*, № 1430, 1, 1986.
77. A. M. Wolfe, D. A. Turnshek, H. E. Smith, R. D. Cohen, *Astrophys. J. Suppl Ser.*, 61, 249, 1986.
78. С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 212, 517, 1985.
79. C. B. Foltz, F. H. Chaffee, Jr., J. H. Black, *StSci Workshop*, May 19—21, 1987, p. 136
80. C. B. Foltz, F. H. Chaffee, Jr., J. H. Black, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 18, 995, 1986.
81. J. H. Black, F. H. Chaffee, Jr., C. B. Foltz, *Astrophys. J.*, 317, 442, 1987.
82. F. Takahara, Y. Sofue, M. Inoue, N. Nakai, H. Tabara, T. Kato, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 36, 387, 1984.
83. С. А. Левшаков, В. К. Херсонский, Д. А. Варшалович, *Астрон. ж.*, 63, 25, 1986.
84. F. Takahara, N. Nakai, F. H. Briggs, A. M. Wolfe, H. S. Liszt, *NRO Rep.* N 142, 1987.

85. G. J. de Waard, R. G. Strom, G. K. Miley, *Astron. and Astrophys.*, 145, 479, 1985.
86. Д. А. Варшалович, С. А. Левшаков, *Письма в Астрон. ж.*, 5, 371, 1979.
87. Д. А. Варшалович, С. А. Левшаков, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 204, 1981.
88. С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, *Астрофизика*, 18, 49, 1982.
89. В. К. Херсонский, Д. А. Варшалович, С. А. Левшаков, *Астрон. ж.*, 58, 29, 1981.
90. Д. А. Варшалович, С. А. Левшаков, *Сопм. Astrophys.*, 9, 199, 1982.
91. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
92. P. J. E. Peebles, R. B. Partridge, *Astrophys. J.*, 147, 868, 1967.
93. J. N. Bahcall, J. Spitzer, *Astrophys. J.*, 156, L 63, 1969.
94. J. Bergeron, *Astron. and Astrophys.*, 155, L 8, 1986.
95. P. Young, W. L. W. Sargent, A. Boksenberg, J. B. Oke, *Astrophys. J.*, 249, 415, 1981.
96. W. L. W. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, R. F. Carswell, J. A. J. Whelan, *Astrophys. J.*, 230, 49, 1979.
97. P. A. Shaver, J. G. Robertson, 24th Liege Astrophys. Colloq., 1983, p. 598.
98. K. M. Lanzetta, D. A. Turnshek, A. M. Wolfe, *Astrophys. J.*, 322, 739, 1987.
99. R. W. Hunstead, H. S. Murdoch, M. Pettini, J. C. Blades, *IAU Symp. № 104*, 359, 1983.
100. A. M. Wolfe, *IAU Symp. № 97*, 313, 1982.
101. C. B. Foltz, R. J. Weymann, S. L. Morris, D. A. Turnshek, *Astrophys. J.*, 317, 450, 1987.
102. C. C. Steidel, W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 318, L 11, 1987.
103. P. A. G. Scheuer, *Nature*, 207, 963, 1965.
104. J. N. Bahcall, E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, 144, 847, 1966.
105. S. Bashkin, J. O. Stoner, Jr., *Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams*, N.-H. Publ. Com., 1975.
106. A. Boksenberg, *Physica Scripta*, 17, 205, 1978.
107. M. Pettini, R. W. Hunstead, H. S. Murdoch, J. C. Blades, *Astrophys. J.*, 273, 436, 1983.
108. V. Radhakrishnan, J. D. Murray, P. Lockhart, R. P. J. Whittle, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 24, 15, 1972.
109. W. L. W. Sargent, C. C. Steidel, *Astrophys. J.*, 322, 142, 1987.