УДК: 524.35—355

ОБОЛОЧЕЧНАЯ СТРУКТУРА БЛИНА И АБСОРБЦИОННЫЕ
СПЕКТРЫ КВАЗАРОВ

Б. В. ВАЙНЕР, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 20 мая 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Рассмотрено образование линий поглощения атомарного водорода в спектрах далеких квазаров. Построена модель образования оболочек «блина», возникающего в адиабатической картине генерации крупномасштабной структуры Вселенной. Показано, что линии поглощения могут образовывать «дублеты»; вычислены эквивалентные ширины соответствующих линий. Обсуждаются физические условия, соответствующие наблюдаемым спектрам поглощения тяжелых элементов.

1. *Введение.* Детальное изучение спектров поглощения квазаров позволило сделать уверенное заключение о том, что межгалактическое пространство, вплоть до красных смещений $z = 3.5$, заполнено газовыми облаками. Выявление природы этих облаков имеет принципиально важное значение для многих задач современной космологии: для оценок средней плотности межгалактического газа и параметров скрытой массы, для определения эволюционных свойств ранних галактик и механизмов формирования крупномасштабной структуры Вселенной и т. д.

В последнее время в этой области появились новые данные и новые идеи их интерпретации, однако уверенные количественные оценки отсутствуют и выводы о догалактической эволюции вещества неоднозначны. Это требует всестороннего анализа наблюдательных характеристик поглощающих облаков в рамках различных моделей. Если говорить о возможности использования абсорбционных спектров квазаров для диагностики процессов, сопровождающих возникновение галактик и их скопления, то здесь следует изучить особенности линий поглощения в двух альтернативных сценариях: адиабатическом и изотермическом.

В адиабатическом сценарии зарождение структуры начинается с оболочения «блинов», около 30% массы которых представляет собой остывший газ ($T < 10^4$ K), а остальная часть вместе с окружающим их веществом представляет собой горячий сильноионизованный газ. В этом случае блин, попадающий на луч зрения между наблюдателем и квазаром, будет

давать в спектре последнего одну или несколько линий поглощения L_{α} , в зависимости от того, является ли холодный слой блина однородным или имеет облачную структуру. Оорт [1] высказал предположение о том, что большая часть абсорбционных линий в спектрах квазаров соответствует лаймановским линиям от нейтрального водорода, принадлежащего различным блинам—«лес» L_{α} -линий. Однако детальный анализ [2, 3] показал, что лишь около 20% линий поглощения в спектрах квазаров с длинами волн, меньшими, чем длина волны L_{α} в эмиссии, могут быть связаны с блинами или сверхскоплениями галактик.

В рамках изотермической модели основной вклад в линии поглощения вносят слои газа, сжатые ударными волнами от гигантских взрывов совокупности первых звезд, собранных в звездные скопления или галактики. Энергия, выделяющаяся при таком взрыве, составляет, по-видимому, не менее 10^{60} эрг. Предполагается, что эти же взрывы приводят и к формированию крупномасштабной структуры [4—7]. В рамках взрывной (изотермической) модели линии поглощения должны группироваться в «дублеты» [8]. Аргументы в пользу существования таких «дублетов» в спектрах некоторых квазаров приведены в [9]. Кроме того, естественным следствием взрывной модели является образование космических «пустот», т. е. протяженных полостей, практически лишенных галактик, которые окаймлены оболочками, содержащими тяжелые элементы. Последние являются продуктами деятельности звезд, обеспечивающих взрывное энерговыделение. Недавно появилось сообщение о том, что в окрестности космических пустот в направлении Bootes и Perseus-Pisces действительно присутствуют тяжелые элементы, причем их обилие лишь незначительно меньше солнечного [10]. Свидетельствует ли это с необходимостью об их взрывной природе, следует ли на основе этих данных отдать предпочтение изотермическому сценарию происхождения структуры во Вселенной? В настоящей работе мы рассмотрим те стадии эволюции блинов, на которых формируются и начинают свою «деятельность» первые звезды, и покажем, что как L_{α} -«дублеты» в спектрах поглощения квазаров, так и наличие тяжелых элементов в окрестности космических пустот может быть объяснено в рамках адиабатического сценария.

2. *Взрывной сценарий образования структуры.* Остановимся кратко на изотермической (энтропийной) модели образования галактик. Основным ее элементом является эскалация масштабов от масс $\sim 10^6 M_{\odot}$ до характерных масс скоплений галактик $\sim (10^{14}—10^{15}) M_{\odot}$ [11]. Масса $10^6 M_{\odot}$ выделена значением джинсовской массы в период космологической рекомбинации. Энтропийные возмущения с большими массами после рекомбинации нарастают и дают начало звездным системам. Механизм эскалации связывается с выделением энергии в термоядерных реакциях в

недрах звезд и выносом этой энергии в окружающую среду взрывным путем [4—7]. Сжатие газа ударными волнами от взрывов способствует образованию новых звезд, часть из которых спустя некоторое время в свою очередь взрывается и дает начало новому этапу звездообразования и т. д.— этот процесс аналогичен детонации. Если эффективность переработки термоядерной энергии в энергию взрыва достаточно высока $\xi = E/Mc^2 \sim 10^{-4}$, то „космологическая детонация“, инициируемая взрывом одной звезды с массой $M = 10 M_{\odot}$ при $z \sim 300$, обеспечивает к моменту $z \simeq 3$ формирование объектов с массами $\sim 10^{15} M_{\odot}$ [7].

В рамках этого сценария галактики и скопления галактик формируются в достаточно плотных газовых оболочках за фронтами сферических ударных волн, ограничивающих каверны — космические пустоты. Размеры наблюдаемых космических пустот имеют порядок $R_0 \sim 30(1+z)^{-1}$ Мпк [12]. Сферическая ударная волна, расширяющаяся по адиабатическому закону

$$r_s = (Et^2/\rho)^{1/5}, \quad (1)$$

за космологическое время t_H достигнет радиуса $r_s = R_0$, если энергия взрыва E составляет

$$E = 10^{65} (1+z) \Omega_b h^4 \text{ эрг.} \quad (2)$$

Здесь t — время, прошедшее от момента взрыва, ρ — плотность невозмущенного газа**, z — красное смещение, соответствующее моменту $r_s(t) = R_0(z)$, Ω_b — безразмерная плотность барионов, $h = H_0/50$ км с⁻¹ Мпк⁻¹ — постоянная Хаббла. Для принятой выше эффективности энерговыделения ξ этой энергии соответствует взрыв объекта с массой

$$M = 10^{15} (1+z) \Omega_b h^4 M_{\odot}. \quad (3)$$

Именно такие объекты образуются на заключительной стадии в схеме «космологической детонации» [7].

* Коэффициент ξ характеризует эффективность взрывного выделения энергии для всей системы в целом. Кроме обычного коэффициента, характеризующего эффективность выделения энергии в термоядерных реакциях, сюда входит доля вещества, вошедшего в звезды, и доля энергии взрыва, пошедшая на кинетическую энергию газа за фронтом ударной волны, вышедшей за пределы системы.

** Решение (1) справедливо лишь в пределе $t \ll t_H$ если для ρ использовать значение плотности в момент взрыва, или при $t \gg t_H$ если в (1) подставлять $\rho = \rho(t)$. В промежуточном случае автомодельное решение отсутствует, однако точные расчеты дают для r_s значение, незначительно отличающееся от (1) (см. [13]).

Следует, однако, отметить, что эффективность энерговыделения ξ для объектов больших масс должна быть существенно меньше 10^{-4} . Действительно, при взрывах отдельных звезд, входящих в состав звездных систем, большая часть энергии взрыва (до 90%) высвечивается при распространении ударной волны в окружающем газе, плотность которого в областях звездообразования, как правило, велика. Ударная волна может затухнуть, не выходя за пределы родительского облака. Дополнительным фактором, уменьшающим коэффициент ξ , является неодновременность вспышек отдельных звезд. Чем реже вспыхивают звезды, тем большая часть энергии будет теряться ударными волнами к тому моменту, когда накопленной энергии окажется достаточно, чтобы результирующая ударная волна была вынесена за пределы звездного скопления, галактики или скопления галактик. В предельном случае, когда частота вспышек звезд настолько мала, что к моменту очередной вспышки межзвездная среда «забывает» действие предыдущей, ударная волна не сможет выйти из системы (имеется, конечно, в виду, что энергии вспышки отдельной звезды для этого недостаточно). Очевидно, что условиям когерентности вспышек звезд удовлетворить тем труднее, чем больше звездная система. Поэтому величина ξ должна быть убывающей функцией M .

Для того, чтобы взрывной механизм приводил к образованию крупномасштабной структуры, в которой области повышенной плотности были бы заполнены галактиками и их скоплениями, ударная волна к моменту гравитационной фрагментации образующейся оболочки должна быть адиабатической. В противном случае высвечивание за фронтом УВ повлечет за собой уменьшение температуры и увеличение плотности и, как следствие, уменьшение джинсовской массы до значения $M \sim (10^7 - 10^3) M_{\odot}$, что существенно меньше масс галактик и скоплений. Ударные волны с энергией взрыва (2) удовлетворяют этому условию. Действительно, время перехода ударной волны из адиабатической стадии в стадию высвечивания (фаза «снегоочистителя») определяется равенством $t = \tau_c(t)$, где

$$\tau_c = \frac{3}{2} \frac{kT_s}{\Lambda(T_s) n_s} \quad (4)$$

— время охлаждения газа за фронтом ударной волны, $T_s(t)$, n_s — температура и концентрация газа за фронтом, $\Lambda(T)$ — функция охлаждения. Для сильной ударной волны $n_s = 4n$ (n — концентрация невозмущенного газа), а $T_s = 3\mu n_H v_s^2 / 16k$ (μ — молекулярный вес, m_H — масса атома водорода, v_s — скорость фронта УВ в сопутствующей системе координат); для полной плотности $\Omega = 1$ $v_s = \frac{dr_s}{dt} = \frac{2}{3} \frac{r_s}{t_H + t}$,

t_H — космологическое время в момент взрыва. Используя (1) и подставляя ϑ , в выражение для T_* , найдем

$$T_* = 7 \cdot 10^{-21} [E^2 h^2 \Omega_b^{-2} (1+z)^2]^{1/5} \cdot \frac{(t/t_H + 3)^2}{(t/t_H)^{6/5} (t/t_H + 1)^{6/5}} \quad (5)$$

здесь мы приняли $\mu = 1/2$. Для энергии взрыва (2) это дает

$$T_* = 7 \cdot 10^5 h^3 (1+z) \cdot \frac{(t/t_H + 3)^2}{(t/t_H)^{6/5} (t/t_H + 1)^{6/5}} \quad (6)$$

Охлаждение газа при $T \geq 10^6$ К определяется свободно-свободными переходами $\Lambda(T) = 2.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2}$ эрг см³ с⁻¹. Это дает для времени охлаждения за фронтом УВ

$$\tau_c = 10^6 E^{1/5} h^{-9/5} \Omega_b^{-1/5} (1+z)^{-27/20} \frac{(t/t_H + 3)}{(t/t_H)^{3/5} (t/t_H + 1)^{3/5}} \quad (7)$$

Отсюда видно, что при энергии взрыва (2) и $z = 2-3$ τ_c существенно превосходит космологическое время. При этом температура газа за фронтом всегда выше, чем 10^6 К. Последнее означает, что если, как следует ожидать во взрывном сценарии, в газе присутствуют тяжелые элементы, такие как C и Si, то они будут находиться в сильноионизованном состоянии — относительная концентрация ионов C IV и Si IV при $T \geq 10^6$ К пренебрежимо мала [14]. Оптимальным для этих ионов является интервал температур $5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$ К, а наблюдаемому в космических пустотах соотношению между ионами $N(C IV) / N(Si IV) \sim 1$, [10], при относительном обилии $n(C) / n(Si)$, близком к нормальному, соответствует температура $T \simeq 10^6$ К. Уменьшая энергию взрыва на пять порядков, можно было бы добиться соответствия между наблюдениями C IV и Si IV и значением температуры за фронтом УВ. Однако, поскольку радиус оболочки зависит от энергии как $r_s \propto E^{1/5}$, то, при прочих равных условиях, размер полости к моменту $T_* = 10^5$ К будет меньше наблюдаемого на порядок. Эта трудность остается, даже если учесть, что примесь тяжелых элементов в газе увеличивает функцию охлаждения примерно на порядок, поскольку и в этом случае время охлаждения газа τ_c превышает космологическое $t_H \approx 4.5 \cdot 10^{27} h^{-1} (1+z)^{-3/2}$ с.

3. Взрывы первых звезд в плоскости блина. Формирование линий поглощения за фронтами ударных волн. В адиабатической теории линии поглощения L_α в спектрах квазаров формируются при прохождении излучения через холодный нейтральный газ центральных областей блинов. При

этом, если холодный газ имеет облачную структуру, то наблюдаемые свойства «леса» L_{α} -линий находят удовлетворительное объяснение [2, 3]. Космические же пустоты здесь представляют собой разреженный сильноионизованный газ, заполняющий пространство между блинами [15].

Обнаружение в окрестности каверн тяжелых элементов, с распространенностью лишь немногим меньше солнечной, свидетельствует о том, что вещество прошло переработку в звездах. Энерговыведение, соответствующее производству тяжелых элементов в тех количествах, которые наблюдаются в космических пустотах, составляет $\sim 10^{16}$ эрг/г. Этого достаточно, чтобы сообщить веществу блина скорости в несколько сотен км/с. Если взрыв, сопутствующий производству тяжелых элементов, происходит в плоскости симметрии блина, то по обе стороны от плоскости будет распространяться ударная волна, которая может давать в поглощении L_{α} -«дублеты», а также «дублеты» линий тяжелых элементов. Причем, поскольку в адиабатическом сценарии пространство между блинами заполнено горячим сильноионизованным газом, луч зрения на какой-либо квазар будет пересекать как каверну, так и расходящиеся ударные волны в блине — это может имитировать полость, окаймленную сферической ударной волной.

Будем предполагать, что в плоскости симметрии блина происходит когерентный взрыв с энергией E (эрг/см²) на единицу площади блина. По обе стороны от плоскости взрыва будут распространяться две ударные волны, положение которых зависит от времени по закону Седова [16],

$$Z_s(t) = \pm (Et^2/\rho)^{1/3}, \quad (8)$$

здесь ρ — плотность газа в блине (предполагается, что в пределах блина $\rho = \text{const}$). Если ξ — эффективность энерговыведения при взрыве (для блина в целом), то $E = \xi \rho c^2 H$, а $|Z_s| = (\xi c^2 H t^2)^{1/3}$, H — толщина блина. Находя отсюда скорость УВ и подставляя ее в выражение для температуры за фронтом, получим:

$$T_s(t) = 10^{-2} (\xi H t^{-2})^{1/3} \text{ К}. \quad (9)$$

Эффективность энерговыведения равна $\xi = \epsilon \cdot \eta$, где ϵ — эффективность взрыва отдельной звезды (для звезд с массой $10 M_{\odot}$ она составляет $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$), η — доля массы блина, вошедшая в первые звезды. Предполагая, что охлаждение вещества за фронтом ударной волны определяется свободно-свободными переходами и подставляя T_s в выражение для τ_r (4), найдем время окончания адиабатической фазы и формирования оболочки:

$$t_{s,h} = 2 \cdot 10^{16} (\epsilon_s \eta_s H_s)^{1/4} n_2^{-3/4} \text{ с}, \quad (10)$$

здесь $\epsilon_5 = \epsilon/10^{-5}$; $\gamma_2 = \gamma/10^{-2}$; $H_1 = H/1$ Мпк; $n_2 = n/10^{-2}$ см⁻³. Принимая для толщины блина оценку $H \sim (0.03 - 0.1) R_p$, где $R_p = 30/(1+z)$ Мпк — поперечный размер блина [2], а для концентрации газа $n_2 \sim 0.1 - 1$ найдем, что при $z = 2$ t_{sh} не превосходит космологического времени. Положение фронты ударной волны и его скорость в момент формирования оболочки равны:

$$Z_{sh} = Z_*(t_{sh}) = 0.2 (\epsilon_5 \gamma_2 H_1 / n_2)^{1/2} \text{ Мпк,} \quad (11)$$

$$v_{sh} = v_*(t_{sh}) = 100 (\epsilon_5 \gamma_2 H_1 n_2)^{1/4} \text{ км/с.} \quad (12)$$

Легко видеть, что $Z_{sh} \ll H$. Это позволяет пренебречь возможностью пересечения внутренней ударной волны, связанной со взрывом, и внешней, ограничивающей блин.

Газ в оболочке быстро охлаждается, и если при этом заметная часть его оказывается нейтральной, то в спектре поглощения квазара, луч зрения на который пересекает плоскость блина, будет наблюдаться L_α-«дублет», разнесенный в сопутствующей системе отсчета на $\Delta\lambda = 2v_{sh}\lambda_\alpha/c = 0.8 (v_{sh}/100 \text{ км/с})$ А. Линии поглощения L_α, формирующиеся в оболочках, оказываются насыщенными. Действительно, число частиц на единицу поверхности оболочки составляет $N = 3 \cdot 10^{23} Z_{sh} n_2$ см⁻²; здесь мы предположили, что в оболочку вошел весь газ от $Z=0$ до $Z=Z_{sh}$. Даже если доля нейтральных атомов водорода в оболочке невелика $\sim 0.1 - 0.01$, то оптическая толща оболочки в линии L_α существенно превосходит единицу. В этом случае эквивалентная ширина линии в сопутствующей системе равна

$$W_\lambda = 1.25 N_H^{1/2} \text{ А,}$$

N_H (пк см⁻³) — число нейтральных атомов водорода в оболочке, приходящееся на единицу площади блина. Если оболочка существует достаточно долго, так что весь водород становится практически нейтральным, то эквивалентная ширина каждого компонента «дублета» будет составлять

$$W_\lambda \simeq 28 (\epsilon_5 \gamma_2 H_1 n_2)^{1/4} \text{ А.} \quad (13)$$

В этом случае отношение $W_\lambda/\Delta\lambda = 35$ не зависит от параметров блина и ударной волны. Во взрывной модели это отношение существенно меньше: $W_\lambda/\Delta\lambda = 1/8$ [9]. Подставляя в (13) $H_1 = (1+z)^{-1}$, $n_2 = 7.5 \times 10^{-3} (1+z)^{12/5}$ (см. [2]), найдем $W_\lambda = 8(1+z)^{7/20}$ А, что в несколько раз превышает наблюдаемую величину [10] при $z \approx 0.04$.

Если предположить, что оболочка существует конечное время, по прошествии которого она начинает дробиться в результате той или иной не-

устойчивости, то к этому времени степень ионизации водорода может оказаться достаточно высокой. В результате, максимальное значение эквивалентной ширины будет меньше, чем (13). Мы будем считать, что фрагментация оболочки происходит за счет гравитационной неустойчивости спустя время $t = t_f$ — джинсовское время, определяемое плотностью газа в оболочке. В этом случае максимальное значение эквивалентной ширины будет определяться концентрацией нейтрального водорода в оболочке к моменту ее фрагментации. Решение уравнений ионизационного баланса в оболочке дает при $t = t_f$ $n(\text{H I})/n \approx 0.2 \cdot (1+z)^{7/10}$ и, следовательно, $W_\lambda \approx 3.6 \times (1+z)^{7/20}$ А (при этом отношение $W_\lambda/\Delta\lambda$ слабо зависит от z и составляет ≈ 5). Полученное значение W_λ лишь немногим превышает наблюдаемое $W_{\lambda, \text{obs}} = 2.3$ А [10].

4. *Массированный взрыв в плоскости блина.* В рассмотренной выше модели взрыв происходит одновременно по всей поверхности центрального плотного слоя блина. Рассмотрим условия, в которых возможно такое энерговыделение. Если его связывать со вспышками сверхновых, то когерентность будет обеспечиваться, если: а) время образования звезд в холодных плотных облаках τ_{cf} существенно меньше времени пребывания звезды на главной последовательности τ_0 , т. е. времени жизни звезды до вспышки ее как сверхновой; б) время жизни звезды τ_0 существенно меньше времени перехода расширения остатка вспышки сверхновой из адиабатической фазы в фазу «снегочистителя» τ_{sp} , когда энергия ударной волны быстро высвечивается; в) пересечение остатков вспышек осуществляется за время t существенно меньшее, чем τ_{sp} — для этого нужно, чтобы расстояние между сверхновыми R_0 было бы существенно меньше радиуса ударной волны от отдельной вспышки к моменту формирования оболочки $R_0 \ll R(\tau_{sp})$. Заметим, что в схеме «космологической детонации» предполагается синхронность взрывов в сферическом слое на каждом этапе выделения энергии. Оценки, приведенные нами в разделах 4, 5, справедливы и для взрывного сценария. Рассмотрим вначале возможность выполнения последних двух условий б) и в).

На седовской фазе расширения радиус остатка равен:

$$r_s(t) = (Et^2/\rho_0)^{1/5}, \quad (14)$$

где $E = \varepsilon M \cdot c^2$, M — масса звезды*. Охлаждение вещества за фронтом ударной волны при $z = 3-4$ и температуре за фронтом $T_s > 10^8$ К осуществляется тормозным излучением со скоростью $\lambda = \lambda_0 T^{1/2}$. Определяя время формирования оболочки, как и выше, условием $\tau_c(t) = t$, найдем

* Мы полагаем, что первые звезды являются массивными: $M = (10-20) M_\odot$.

$$\tau_{sp} = A \left(\frac{\epsilon}{n_0^6} \cdot \frac{M}{M_\odot} \right)^{1/3}, \quad (15)$$

где $A = 2 \cdot 10^{13}$ с/см^{2.4}. Взяв для оценок $\tau_0 = 10^7$ лет, найдем, что условие $\tau_{sp} \gg \tau_0$ эквивалентно неравенству $n_0 \ll 0.025 \left(\epsilon \frac{M}{M_\odot} \right)^{1/6}$ или для $\epsilon = 10^{-4}$, $M = 10 M_\odot$ $n_0 \ll 10^{-2}$ см⁻³.

Остановимся теперь на условии $R_0 \ll R(\tau_{sp})$. Подставляя (15) в (14), найдем

$$R_{sp} = r_s(\tau_{sp}) = B \left(\frac{\epsilon}{n_0^2} \cdot \frac{M}{M_\odot} \right)^{1/4} \text{ см}, \quad (16)$$

где $B = 8.6 \cdot 10^{20}$ см^{-1/2}. Если предположить, что звезды рождаются в центральном слое блина толщиной l , то среднее расстояние между ними равно

$$R_0 = \left(\frac{\pi R_p^2 l}{N} \right)^{1/3}, \quad (17)$$

R_p — радиус блина, N — полное число звезд. Поверхностная плотность звезд $\nu = N/\pi R_p^2$ составит $\nu = \eta_p \rho H/M$, где η_p — доля вещества всего блина, переходящая в звезды, ρ — средняя плотность блина. Очевидно, что $\eta_p = \eta \rho_0 l / \rho H$, где η — доля вещества центрального плотного слоя блина, перешедшего в звезды. Учитывая это, найдем, что условие $R_{sp} \gg R_0$ эквивалентно неравенству $\eta \rho_0 / M \gg B^{-3} \left(\frac{n_0^2 M_\odot}{\epsilon M} \right)^{3/4}$

или

$$\eta \gg 2 \cdot 10^{-6} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/4} n_0^{1/2} \epsilon^{-3/4}. \quad (18)$$

Для $M = 10 M_\odot$, $\epsilon = 10^{-4}$ и $n_0 = 0.01$ см⁻³ $\eta \gg 4 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, если всего 1% вещества центрального слоя блина переходит в звезды, то этого будет достаточно для выполнения условия в) при $n_0 \lesssim 0.01$ см⁻³.

С другой стороны очевидно, что звезды должны рождаться в плотных облаках, а для выполнения условия а) необходимо, чтобы плотность превышала некоторое критическое значение. Считая, что звезды рождаются путем гравитационной неустойчивости с характерным временем $\tau_{sf} \sim 2 \cdot 10^{15} n_c^{-1/2}$, где n_c — концентрация газа в облаке, найдем это критическое значение $n_c > n_{cr} = 5 \cdot 10^3$ см⁻³. Таким образом, для выпол-

нения всех трех условий, за время от момента формирования звезд до их вспышки плотные холодные облака, в которых образуются звезды, должны быть разрушены.

5. *Подготовка газа к массивной вспышке.* Пусть доля массы газа холодного тонкого слоя блина, перешедшая в облака, составляет η_c , а доля массы отдельного облака, перешедшая в звезды — η_* . Ясно что $\eta = \eta_c \cdot \eta_*$. Если условие синхронности их эволюции ($n_c \gg 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$) выполняется, и если на стадии главной последовательности такие звезды теряют массу в форме звездного ветра, то действие этих звезд на окружающий межзвездный газ можно свести к действию отдельной звезды с мощностью ветра, равной суммарной мощности, при условии, что пузыри, создаваемые ветром каждой звезды, быстро (за время $t_{cr} \ll \tau_0$) перекрываются.

Радиус оболочки, создаваемой звездным ветром от отдельной звезды,

$$R_{s1} = 2.5 \cdot 10^{11} L_{36}^{1/5} n_c^{-1/5} t^{3/5} \text{ см}, \quad (19)$$

здесь $L_{36} = L/10^{36}$ эрг/с — мощность ветра. Число звезд в облаке составляет $N_s = \eta_* \frac{M_c}{M}$ (M_c , M — масса облака и звезды, соответственно), поэтому, как легко видеть, условие $R_{s1}(\tau_0) \gg R_{is}$ (R_{is} — расстояние между звездами в облаке) выполняется при $\eta_* \gg 10^{-5}$ (здесь мы приняли $n_c > 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $M \sim 10 \cdot M_\odot$). Таким образом, радиус оболочки, создаваемой суммарным звездным ветром, равен

$$R_s = 2.5 \cdot 10^{11} \left[\eta_* \frac{M_c}{M} L_{36} t^3 n_c^{-1} \right]^{1/5}. \quad (20)$$

Родительское облако будет разрушено, если $R_s(\tau_0) \gg R_c$, где R_c — радиус облака. Это эквивалентно неравенству

$$\eta_* \left(n_c \frac{M_\odot}{M_c} \right)^{2/3} \gg 10^{-5}, \quad (21)$$

которое выполняется при $M_c < 10^{10} M_\odot$, $n_c > 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $\eta_* > 0.1$. В оценках мы полагаем $L_{36} = 1$, что справедливо для звезд с массой $M \sim 10 \cdot M_\odot$.

В случае неоднородного облака, с плотностью, возрастающей к центру, ударная волна распространяется из центральных частей облака к периферийным со скоростью, большей чем в однородном облаке. Если плотность облака изменяется как $R^{-\beta}$, $\beta < 2$, то $R_s \propto t^{3/(5-\beta)}$. При экспоненциальном законе изменения плотности $\rho = \rho_0 \exp(-R/R_0)$ оболочка

расширяется еще быстрее: $R_s \propto t^{3/2}$. Для облака с массой $\sim 10^6 M_\odot$, плотностью $\rho_0 \sim 10^{-20}$ г/см³ и полным числом звезд $N_s \sim 10^3$ разрушение происходит за время $t \ll \tau_0$: $R_s(\tau_0) \approx 30 R_c$. При этом плотность газа в пузыре не будет, по-видимому, превышать плотность межоблачного газа.

6. *Заключение.* Включение в адиабатический сценарий вспышек звезд, соответствующих начальному обогащению вещества тяжелыми элементами, позволяет объяснить обнаружение углерода и кремния в спектрах квазаров, проецируемых на космические пустоты. При этом, как и во взрывном сценарии, предсказывается возможность формирования «дублетов» абсорбционных линий, но необходимые требования к энергетике взрывов в адиабатическом сценарии мягче, чем во взрывном: $\xi = \varepsilon \eta \sim 10^{-7}$ по сравнению с 10^{-4} .

Предсказываемые в той и другой моделях «дублеты» отличаются эквивалентными ширинами: в адиабатической $W_\lambda/\Delta\lambda = 5$, во взрывной $\approx 1/8$. Столь значительное различие позволяет сделать выбор между ними. Отметим в этой связи, что если линии поглощения H I, C IV, Si IV в направлении на пустоты в Perseus-Pisces и Bootes связывать со взрывной моделью, то расстояние между компонентами L_α -«дублетов» должно составлять $\Delta\lambda = 8 W_\lambda \approx 18 \text{ \AA}$ (подставлено наблюдаемое для L_α -линий $W_\lambda = 2.3 \text{ \AA}$), и поэтому они могли бы быть разделены при спектральном разрешении, достигнутом в [10]. Приведенным выше оценкам соответствует $\Delta\lambda \approx W_\lambda/5$, что дает при $W_\lambda = 2.3 \text{ \AA}$ $\Delta\lambda = 0.46 \text{ \AA}$.

Требования к синхронизации взрывов, рассмотренные нами в разделах 4 и 5, в адиабатическом сценарии необходимы только для разделения линий на достаточно сильные «дублеты»: $W_\lambda \geq 0.3 \text{ \AA}$. Взрыв отдельной сверхновой в блине с концентрацией $n \lesssim 1 \text{ см}^{-3}$ может дать очень слабые «дублеты»: $W_\lambda \sim 0.03 \text{ \AA}$ при расстоянии между компонентами $\Delta\lambda \geq 0.3 \text{ \AA}$; причем зависимость W_λ от энергии взрыва чрезвычайно слабая: $W_\lambda \propto E^{1/7}$. Во взрывном сценарии, в частности в схеме «космологической детонации», синхронизация взрывов по сферическому слою является необходимым элементом теории.

Авторы благодарны И. Е. Вальц, А. Г. Дорошкевичу и Б. В. Комбергу за обсуждение результатов и замечания.

Ростовский государственный
университет

THE SHELL STRUCTURE OF PANCAKE AND THE ABSORPTION SPECTRA OF QUASARS

B. V. VAINER, YU. A. SHCHEKINOV

The formation of absorption lines of neutral hydrogen in distant quasars spectra is considered. The model of the pancake shell formation in an adiabatic picture of large scale structure generation in the Universe is considered. It is shown that the absorption lines can form the "doublets", the equivalent widths of such lines are calculated. The physical conditions conformed to the observed absorption spectra of heavy elements are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Oort, *Astron. and Astrophys.*, 51, 935, 1983.
2. А. Г. Дорошкевич, *Астрон. ж.*, 61, 218, 1984.
3. А. Г. Дорошкевич, Я. П. Мюкел, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 331, 1985.
4. J. P. Ostriker, L. L. Cowie, *Astrophys. J.*, 243, L127, 1981.
5. B. J. Carr, S. Ikeuchi, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 213, 497, 1985.
6. E. Bertschinger, *Astrophys. J.*, 268, 17, 1983.
7. E. Bertschinger, *Astrophys. J.*, 295, 1, 1985.
8. V. V. Chernomordik, L. M. Ozernoy, *Nature*, 303, 153, 1983.
9. V. V. Chernomordik, L. M. Ozernoy, *Astrophys. and Space Sci.*, 97, 19, 1984.
10. N. Brosch, P. M. Gondhalekar, *Astron. and Astrophys.*, 140, L43, 1984.
11. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Астрон. ж.*, 44, 285, 1967.
12. M. Davis, J. Huchra, D. W. Latham, J. Toury, *Astrophys. J.*, 253, 423, 1982.
13. S. Ikeuchi, K. Tomtsaka, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.*, 265, 583, 1983.
14. Ал. А. Сучков, Ю. А. Шекинов, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 35, 1984.
15. Я. Б. Зельдович, С. Ф. Шандарин, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 131, 1982.
16. Л. И. Седов, *Методы подобия и размерности в механике*, Наука, М., 1967.