

образуется сжатый газ. К тому же неизвестно заранее направление поисков: сжатый газ должен наблюдаться при z , значительно превышающем красное смещение «обычных» всеволновых радиоисточников, таких, как квазары. Вскоре после образования облака сжатого газа радиоизлучение в линии 21 см должно прекращаться или по крайней мере существенно ослабевать. Значительная часть нейтрального водорода превращается в звезды, часть оставшегося свободным газа снова ионизируется излучением молодых звезд. Практически в любой теории можно ожидать такого эффекта, но в существенно отличающиеся моменты времени, при разных z . Наблюдение радиоизлучения протогалактик имело бы огромное принципиальное значение.

§ 5. Массы скоплений и фрагментация протоскоплений

Теоретическая оценка массы протоскоплений по характерной (критической) длине волны возмущений является лишь весьма грубым приближением. В статистической задаче, очевидно, следует ожидать некоего распределения масс, зависящего от формы спектра возмущений, т. е. от закона изменения амплитуды возмущений в зависимости от длины волны.

Могут возникнуть также большие безразмерные числа в соотношении между массами гравитационно связанных объектов (в частности, скоплений галактик) и величиной размерности массы — кубом половины длины волны, умноженным на плотность.

Второй вопрос, рассматриваемый в данном параграфе, касается дальнейшей судьбы обособленных газовых тел (протоскоплений), структура которых была выяснена выше. Гравитационная неустойчивость протоскоплений приводит к их дальнейшему разделению на отдельные тела (галактики и квазары).

Для того чтобы определить момент, когда в значительной доле вещества становятся существенными нелинейные эффекты, или, попросту, значительная часть сжата в «блины», в первом приближении достаточно найти долю вещества, где $\alpha \frac{b}{a} > 1$ [см. (14.3.1)]. Как показали гидродинамические расчеты одномерной задачи, количество вещества, сжатое ударной волной, превышает количество вещества, которое само (без учета ударной волны, подчиняясь условию $\alpha \frac{b}{a} \geq 1$) доходит до бесконечной плотности.

На начальном этапе и при мгновенном охлаждении это превышение составляет $\sqrt{3}$ раз, а без охлаждения — почти в два раза по сравнению с условием $\alpha \frac{a}{b} \geq 1$. С помощью функции распределения вероятности α , β , γ можно, интегрируя по β и γ , найти $W(\alpha)$ — полную вероятность того, что α больше заданной величины при любых β и γ . Отсюда получается закон изменения со временем об-

шего количества сжатого вещества. На рис. 51 представлен этот закон: по оси абсцисс откладываем $\lg(t/t_c)$, по оси ординат $2W$ ($\frac{ab}{a} = 1$). При этом t_c в статистической задаче определим как момент, когда вычисленная по линейной теории величина $(\frac{\delta\rho}{\rho})^2 = 1$. Для сравнения приведена также кривая, относящаяся к одномерной задаче с синусоидальным возмущением (пунктир). Ее отличие от сплошной

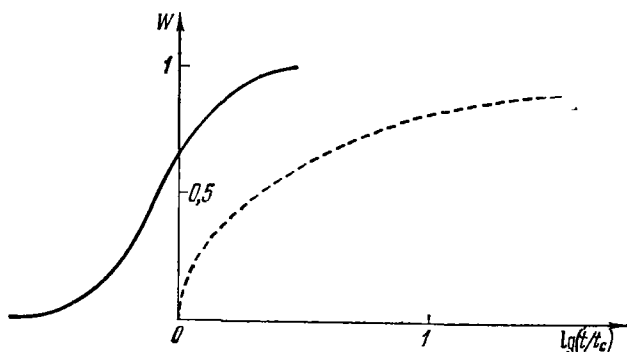


Рис. 51. Зависимость доли вещества, сжатого ударной волной, от времени. Сплошная кривая — в статистической теории, пунктир — в одномерной задаче с синусоидальным возмущением.

кривой связано главным образом не с одномерностью, а со статистичностью, так как синусоидальное возмущение очень сильно отличается от статистического. Расчеты проделаны для $\Omega = 1$.

От начальной амплитуды возмущений зависит только абсолютное значение t_c . Если по оси абсцисс отложено отношение t/t_c или логарифм этого отношения, то кривые универсальны, не зависят от амплитуды.

Попытка пройти существенно дальше в детализации нелинейного этапа предпринята в работе Дорожкевича и Шандарина (1975). С помощью корреляционной функции с той точностью, которую имеет приближенная теория, удастся определить в каждый момент плотность «ядер кристаллизации» — число областей высокой плотности, число «блинов» в единице объема. Оцениваются также тот объем и масса, расположенные вокруг «блина», которые с большой вероятностью присоединяются к данному «блину».

Расчеты сложны и на поздних стадиях становятся ненадежными, так как не все локальные максимумы α дают самостоятельные отдельные «блины». Частица может быть сжата ударной волной другого «блина» раньше, чем в ней возникнет своя, зависящая от ее значения α , бесконечная плотность. Очевидно, что формулы приближенной теории здесь теряют силу уже потому, что в сжатом

веществе давлением отнюдь нельзя пренебрегать. Кроме того, оценки размеров «блина» очень ненадежны.

Важным выводом работы Дорошкевича и Шандарина является следующий. Толщина «блина» (по лагранжевой координате) порядка R_c , в то время как площадь «блина» доходит до $\sim 30 R_c^2$.

Очень поучительно появление подобных больших безразмерных множителей: они показывают недопустимость упрощенного подхода к сложной статистической задаче. Численные трехмерные расчеты могут внести поправки в оценки Дорошкевича и Шандарина, но возврат к наивному отождествлению M_c и массы скоплений не предвидится.

Вопрос о фрагментации (разделении на отдельные части, фрагменты) протоскопления рассмотрен в уже цитированной работе Сюняева и Зельдовича (1972б).

Особенность задачи заключается в том, что рассматривается гравитационная неустойчивость вещества, занимающего тонкий слой, с толщиной, во много раз меньшей продольных размеров. К тому же холодное плотное вещество находится под внешним давлением окружающего горячего вещества, плотность которого гораздо меньше. Это давление на начальной стадии роста «блина» больше, чем гравитационные силы между частицами плотного слоя.

Задача о гравитационной неустойчивости тонкого (в пределе бесконечно тонкого) слоя рассматривалась многими авторами в связи с теорией галактического диска и вопросами о распаде вращающегося диска на спиральные ветви.

Наша задача проще, так как можно предположить, что нет вращения и нет пекулярных скоростей в плоскости диска.

Будем рассматривать однородный диск данной поверхностной плотности σ ($г/см^2$). Решение уравнений для возмущений плотности ищем в виде (в предположении весьма тонкого диска)

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \text{const} \cdot e^{\omega t + ikx} \quad (14.5.1)$$

(k , x — двумерные). При этом гравитационный потенциал рассматривается в трех измерениях. С учетом того, что вне диска $\Delta\varphi=0$, имеем

$$\delta\varphi = \text{const} \cdot e^{\omega t + ikx - |k||z|}, \quad (14.5.2)$$

и амплитуда потенциала определяется граничным условием в плоскости:

$$\frac{\partial\delta\varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} - \frac{\partial\delta\varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = 4\pi G\delta\sigma. \quad (14.5.3)$$

Уравнения для возмущений дают закон нарастания возмущений:

$$\omega = \sqrt{2\pi G\sigma |k|}. \quad (14.5.4)$$

Характерное отличие от трехмерной задачи — зависимость скорости нарастания от волнового вектора $|k|$; напомним, что в трехмерном случае

$$\omega = \sqrt{4\pi G\rho - a^2 k^2} \rightarrow \sqrt{4\pi G\rho} \quad \text{при } k \rightarrow 0 \quad (14.5.5)$$

(см. гл. 9). Размерность $\sigma |k|$ та же (g/cm^2), что и размерность ρ ; поэтому не удивительно, что в формулу вместо ρ входит именно $\sigma |k|$.

При конечной толщине диска («блина») меняются формулы для гравитационного потенциала, а главное, появляется сила, противодействующая гравитационной неустойчивости. Эта сила, действующая в плоскости диска, есть произведение давления на площадь сечения, перпендикулярного плоскости диска, точнее — градиент этой величины, возникающий в результате возмущения. Площадь сечения на единицу длины линии пересечения есть толщина диска h . С учетом конечной толщины и давления получим

$$\omega = \sqrt{2\pi G\sigma |k| - \sigma^{-1} P h k^2}. \quad (14.5.6)$$

Таким образом, при конечной толщине диска есть критическая длина волны, аналогичная джинсовской длине волны трехмерной задаче:

$$\omega = 0, \quad k = k_{\text{дж}} = \frac{2\pi G\sigma^2}{Ph}, \quad \lambda_{\text{дж}} = \frac{2\pi}{k_{\text{дж}}}. \quad (14.5.7)$$

Есть и величины, не имеющие аналога в трехмерной задаче: волновой вектор $k_{\text{мах}}$ и длина волны $\lambda_{\text{мах}}$ наиболее «опасного», т. е. наиболее быстро растущего, возмущения, для которого ω максимально. Легко убедиться, что $k_{\text{мах}} = \frac{1}{2} k_{\text{дж}}$, $\lambda_{\text{мах}} = 2\lambda_{\text{дж}}$. Если давление в слое определяется только весом (тяготением) вещества слоя, то в середине слоя $P_{\text{ц}} = \frac{\pi}{2} G\sigma^2$, на краях, очевидно, $P=0$ и среднее давление порядка $P = G\sigma^2$. Подставляя это значение в выражения для $\lambda_{\text{дж}}$ (14.5.7) и $\lambda_{\text{мах}}$, будем иметь

$$\lambda_{\text{дж}} = h, \quad \lambda_{\text{мах}} = 2h \quad (14.5.8)$$

и, далее, используя $\sigma = h\bar{\rho}$, получим

$$\omega_{\text{мах}} = 0,885 \sqrt{4\pi G\bar{\rho}}. \quad (14.5.9)$$

Эти результаты вполне естественны с точки зрения теории размерности.

Если слой окружен горячим легким газом, то нужно учитывать давление этого газа, но можно пренебречь его тяготением и возмущением под действием возмущения потенциала. В этом случае критическая длина волны и опасная длина волны возрастают в

отношении $\frac{P_{\text{газ}} + P_g}{P_g}$, где $P_{\text{газ}}$ — давление газа на поверхность слоя, а P_g — найденное выше значение $P = G\sigma^2$.

В работе Сюняева и Зельдовича эти соображения применяются к распаду плоского протоскопления — «блина», структура которого описана в предыдущем параграфе.

Возможная схема образования галактик (которая весьма предварительна и может сильно измениться), например, следующая. Внутренний, самый плотный (сжатый адиабатически) слой должен, по оценкам, распадаться на массы порядка 10^7 — $10^8 M_{\odot}$. Слой, остывший до $\sim 10^4$ К, распадается на массы порядка 10^{11} — $10^{12} M_{\odot}$. Горячий газ с $T > 4 \cdot 10^5$ К частично остается гравитационно не связанным, а частично образует горячее гало вокруг масс 10^{11} — $10^{12} M_{\odot}$. Предлагается гипотеза [Сюняев, Зельдович (1972б)], согласно которой наиболее плотные, но малые массы представляют собой квазары и ядра галактик.

Массы 10^{11} — $10^{12} M_{\odot}$ естественно отождествляются с галактиками. С этой точки зрения объясняются и некоторые общие свойства связанных тел разных типов.

В адиабатически сжатом газе не должно быть вихревой компоненты скорости. Начальная плотность этого газа порядка 30 атомов/см³; в ходе дальнейшего сжатия средняя плотность может возрасти.

После образования первых «блинов» часть газа, охваченная ударной волной, нагревается до высокой температуры, жесткое излучение этих слоев прогревает уже весь газ до температуры выше адиабатической. Такой прогрев не влияет на общую картину дальнейшего образования «блинов», но в «блинах», образовавшихся позже, средний слой уже не столь плотный и холодный, как в первых «блинах». Можно предположить, что образование квазаров (и ядер галактик?) прекратится раньше, чем прекратится образование галактик. Возможно, что резкое падение числа квазаров и радиисточников при $z \gtrsim 3$, отмеченное Лонгейром (1966) [см. также Дорошкевич, Лонгейр, Зельдович (1970)], связано с этим обстоятельством.

В первых «блинах» в квазары и ядра переходит, по предположению, около 1% всего вещества. Такое количество согласуется с грубыми оценками, исходящими из представления, что активная жизнь квазара*) длится всего 10^5 — 10^6 лет.

В каждом «блине» с плотной средней прослойкой можно ожидать образования около 100 плотных объектов. Не должны ли в таком случае квазары располагаться группами, не должны ли их положения быть коррелированными? Наблюдения не подтверждают

*) Здесь в квазары включены также квазизвездные радиоспокойные объекты; название «квазар» (quasistellar galaxies) не привилось.

такой корреляции, но ее и не должно быть, если учесть, что упомянутый активный период жизни квазаров (10^5 — 10^6 лет) во много раз меньше как сегодняшнего космологического времени (10^{10} лет), так и времени образования «блинов» ($3 \cdot 10^8$ — 10^9 лет). В каждый момент мы наблюдаем порядка 10^{-3} от общего числа плотных объектов — потенциальных квазаров, так что среднее число наблюдаемых квазаров на одно протоскопление значительно меньше единицы, ожидаемые пары квазаров должны составлять менее 10% общего числа их.

Обращаясь к галактикам, отметим, прежде всего, стабильность температуры слоя, из которого, предположительно, образуются галактики. Эта температура ($\sim 10^4$ °К) определяется особенностями законов рекомбинации и излучения оптически тонкого газа. Газ излучает наиболее сильно при частичной ионизации, когда велико излучение в линиях и рекомбинационное излучение; после рекомбинации излучение резко уменьшается. Поэтому температура, до которой нагревается газ, слабо зависит от предыстории и параметров «блина» как целого (его массы и момента образования). Эта стабильность температуры, возможно, отражается в том, что (по замечанию Озерного) галактики отличаются малым разбросом средней плотности.

Другая возможная схема распада «блина» на галактики, учитывающая идеализированный характер рассмотренной выше одномерной картины, предложена в работе Дорошкевича и Шандарина (1974). В их схеме важную роль играет появление вихревой компоненты скорости в сжатом ударной волной газе (см. § 6 этой главы) и предполагается турбулизация сжатого газа.

Мы закончили обсуждение стадией разбиения «блина» на отдельные облака газа. Возникновение звезд в этих облаках лежит за пределами космологии. Фактические данные наблюдений о массах скоплений, групп галактик, о массах самих галактик, их вращении даны в § 11 этой главы.

§ 6. Вращение галактик

Возможно ли возникновение вращения в теории, в которой предполагается, что начальные возмущения являются безвихревыми?

В течение долгого времени казалось, что вращение в такой ситуации не возникает. Такое мнение не было совсем бесосновательным.

Известные теоремы Гельмгольца — Кельвина говорят о том, что гравитационные силы, обладающие потенциалом, способны создать поле скорости только потенциальное, т. е. с равным нулю вихрем.

До рекомбинации плотность и давление однозначно связаны друг с другом; силы, связанные с давлением, не создают вихревого