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» (3.10^8—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 ($\sim 10^4$ °K) 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 безосновательным.

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 движения. Наконец, вязкость в потенциальном движении создает вихрь лишь при наличии стенок или градиента плотности *).

В принципе не исключено возникновение вихревого движения в том случае, если потенциальное движение приводит к появлению ударных волн. Однако в теории адиабатических возмущений весьма мала амплитуда потенциального движения: $\frac{u}{c} \sim \frac{\delta\rho}{\rho} \sim 10^{-3}-10^{-4}$ — в области спектра, соответствующей массе $10^{13}\ M_\odot$ и выше.

Такая амплитуда не приводит к возникновению ударных волн за космологическое время. Амплитуда может быть больше в области коротких волн при $M \ll 10^{13}\ M_\odot$.

Не исключено, что эти волны превращаются в ударные раньше, чем они затухнут за счет вязкости. Этот процесс может иметь значение для появления энтропийных возмущений и будет обсуждаться ниже.

Однако вихрь скорости, связанный с мелкомасштабными ударными волнами, должен быть, соответственно, малого масштаба, и такой вихрь полностью затухает к моменту рекомбинации. Итак, действительно, в раннем периоде эволюции при отсутствии изначальных вихрей движение остается потенциальным, безвихревым.

Другую сторону вопроса составляет соотношение между моментом вращения тела и ротором скорости.

При вращении твердого тела угловая скорость каждого элементарного объема тождественно равна угловой скорости всего тела Ω. Поэтому $\operatorname{rot} \boldsymbol{u} = 2\Omega$. Когда $\operatorname{rot} \boldsymbol{u} = 0$, то и $\Omega = 0$, а значит, равен нулю и момент тела $\mathcal{M}$. Любопытно, что в общем случае тела́ неправильной формы (не шары) характеризуются тензором моментов инерции I_{ik}, направление момента $\mathcal{M}$ не совпадает с направлением Ω и $\operatorname{rot} \boldsymbol{u}$ и так как $\mathcal{M}_i = I_{ik}\Omega_k$, то момент $\mathcal{M}$ нельзя представить как интеграл по объему от $\operatorname{rot} \boldsymbol{u}$.

Для определенной ограниченной массы жидкости или газа связь между моментом массы и ротором скорости отсутствует. Известны безвихревые движения несжимаемой жидкости с конечным моментом, получающиеся при вращении заполненного жидкостью сосуда неправильной (не осесимметричной!) формы **).

Однако определенная связь между моментом и ротором есть и в случае жидкости. В самом деле, если жидкость имеет везде

*) О понятии вихря в релятивистской гидродинамике см. Зельманов (1959б), Вайнштейн и Рузмайкин (1973), Чернин и Эйдельман (1969, 1971), Чернин (1969), Тиунов и Чернин (1971). Учет зависимости вязкости от плотности, в принципе, приводит к появлению вихря, однако эффект в РД-плазме, по-видимому, ничтожен.

**) Движения типа $u_x = \frac{ay}{x^2+y^2}$, $u_y = -\frac{ax}{x^2+y^2}$, $u_z = 0$ не следует рассматривать как безвихревые: $\operatorname{rot} \boldsymbol{u} = \delta(x^2+y^2)\boldsymbol{n}_z$, вихрь равен нулю везде, кроме оси $\boldsymbol{n}_z$, где он бесконечен.

постоянную плотность, заполняет осесимметричный сосуд *) и ротор скорости отсутствует, то проекция момента на ось тождественно равна нулю. В этом легко убедиться: найдем проекцию момента на заданное направление $\boldsymbol{\omega}$ («ось»):

$$\mathcal{M}_\omega = \rho \int [\boldsymbol{u} \times \boldsymbol{r}]_\omega \, d^3\boldsymbol{r}, \tag{14.6.1}$$

разбивая рассматриваемый объем на кольца с центром на оси. Для такого кольца

$$d\mathcal{M}_\omega = \rho r_1 \, dS \oint u_l \, dl, \tag{14.6.2}$$

где r_1 есть радиус кольца, dS — его сечение, dl отсчитывается вдоль кольца, u_l — проекция скорости на dl.

Интеграл по кольцу представляет собой циркуляцию скорости и, следовательно, по теореме Стокса выражается через интеграл ротора по поверхности, натянутой на кольцо. В безвихревом движении

$$\oint u_l \, dl \equiv 0.$$

Отсюда видно, что возможность возникновения момента при безвихревом движении ограничена, существенно связана с переменной плотностью. Конечный момент объема жидкости тоже можно рассматривать как предельный случай резкой зависимости плотности от координаты: $\rho=\rho_0$ внутри V, $\rho=0$ вне V; на поверхности S, ограничивающей V, имеет место разрыв ρ. Предположим, что жидкость движется потенциально, но имеет отличный от нуля полный момент за счет несимметричной формы объема, занятого жидкостью. Пусть эта жидкость изолирована от действия внешних сил, так что момент сохраняется. Станет ли движение вихревым с течением времени?

Общим свойством твердотельного вращения является минимум кинетической энергии при данном полном моменте вращения. Поэтому изолированное от внешних сил тело с течением времени стремится перейти в состояние твердотельного вращения **). Твердотельное вращение является вихревым движением. Очевидно, вязкость должна вызвать переход потенциального движения с моментом в твердотельное вращательное движение, т. е. создать вихрь; только при твердотельном вращении вязкость перестает увеличивать энтропию, превращая в тепло избыток энергии движения над энергией твердотельного вращения. В твердотельном вращении жидкость не деформируется, и вязкость перестает увеличи-

*) Сосуд должен быть односвязным, без полости на оси, чтобы исключить движения, типа рассмотренного в предыдущем примечании.

**) Внутренние источники энергии, например ядерная реакция внутри тела, могут создавать отклонения от твердотельного вращения.

вать энтропию. Детальное рассмотрение показывает, что в потенциальном несжимаемом движении ограниченного тела с моментом при учете вязкости энтропия растет во всем объеме, но вихрь возникает лишь у границы и постепенно, за время $\sqrt{\nu L}$ (ν — кинематическая вязкость, L — размер), охватывает весь объем. Этот факт естественно согласуется с тем, что в неограниченном пространстве не может быть момента и вязкость не генерирует вихрь при постоянной плотности.

Подробное (может быть, слишком подробное) обсуждение теоремы сохранения вихря и обсуждение взаимоотношения вихря и момента необходимо для понимания внутренней логики работ последних лет, которые прояснили возможность возникновения вращения в космологии в таких объектах, как галактики и скопления галактик. Рассмотрены три задачи:

1) Ранний период малых адиабатических возмущений после рекомбинации.

Отдельные моды возмущений растут в соответствии с линейной теорией. Ротор скорости равен нулю. Вычисляя момент произвольно выбранной сферы в линейном приближении ($u \neq 0$, $\rho = \rho_0$), получим нуль. Однако если учесть отличие плотности от средней $\left(\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \frac{|u|\, t}{l} \neq 0\right)$, то в этом приближении, квадратичном по амплитуде возмущений, момент сферы отличен от нуля [Дорошкевич (1970), Піблс (1969а)]. Опустим все безразмерные множители, чтобы сделать грубую оценку.

При амплитуде возмущений плотности порядка $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim 1$ амплитуда скорости $u \sim \frac{l}{t}$, где l — масштаб и t — космологическое время, поэтому

$$\mathscr{M} \sim \delta\rho\, u l^4 \sim \frac{\rho l^5}{t}. \tag{14.6.3}$$

Подставив $t = (6\pi G\rho)^{-1/2}$, получим

$$\mathscr{M} \sim G^{1/2} \rho^{3/2} l^5 \sim G^{1/2} M^{3/2} l^{1/2}, \tag{14.6.4}$$

где $M = \rho l^3$. Но это как раз тот момент, при котором центробежная сила удерживает массу M в состоянии диска с размером l.

Упомянутые выше авторы не делают такого вывода, ибо он совершенно тривиален, так как в задаче нет никаких безразмерных параметров. Внимание авторов сосредоточено на вычислении безразмерного множителя в выражении для $\mathscr{M}$ (14.6.4); по их оценкам, этот множитель гораздо меньше единицы ($\sim 0{,}005$).

2) Сжатие холодного газа ударной волной после рекомбинации при $z < z_c$.

В нелинейной картине (§ 3 этой главы) развитие возмущений приводит к формированию сильных ударных волн. При наличии ударной волны уже не имеет места сохранение вихря *); формально это связано с тем, что в ударной волне энтропия растет. Заметим, кроме того, что и при охлаждении газа от температуры порядка $4\cdot 10^5$ до 10^4 °К вихрь также не сохраняется.

Важность несохранения вихря в ударной волне для проблемы возникновения вращения галактик отметил качественно Чернин (1970) и подробно исследовал Дорошкевич (1973). Очень грубо представим себе волну, в первом приближении совпадающую с плоскостью $x=0$. Падает газ ($x=0$, $u_x<0$), движущийся не строго по параллельным линиям $\left(u_y\neq 0,\ \frac{\partial u_y}{\partial x}\neq 0\right)$, но безвихревой $\left(\frac{\partial u_y}{\partial x}=\frac{\partial u_x}{\partial y},\ \frac{\partial u_z}{\partial x}=\frac{\partial u_x}{\partial z}\right)$. Ударная волна останавливает нормальное движение по оси x, так что за фронтом $u_x=0$, $\frac{\partial u_x}{\partial y}=\frac{\partial u_x}{\partial z}=0$. Полагая, что тангенциальная скорость сохраняется, учтем, что увеличение плотности в волне в четыре раза сопровождается уменьшением x-компоненты вектора расстояния между частицами, так что $\left.\frac{\partial u_y}{\partial x}\right|_+=4\left.\frac{\partial u_y}{\partial x}\right|_-$ (индекс «+» — после сжатия, индекс «—» — до сжатия волной). Таким образом, равенство $\frac{\partial u_y}{\partial x}-\frac{\partial u_x}{\partial y}=0$, которое приводило к безвихревому движению до сжатия волной, полностью разрушается после сжатия. Грубый подход дает оценку $\operatorname{rot}\boldsymbol{u}=H\frac{\rho}{\bar{\rho}}$, где H — постоянная Хаббла на момент сжатия **). В качестве примера примем, что $z+1=\frac{z_c+1}{1,5}=3$. Тогда $H=3^{3/2}H_0=(1,5\cdot 10^9\ \text{лет})^{-1}$; плотность вещества в галактике есть $\rho=10^{-24}$ г/см^3, $\bar{\rho}=3\cdot 10^{-28}$ г/см^3, и мы получим $\operatorname{rot}\boldsymbol{u}=(7,5\cdot 10^5\ \text{лет})^{-1}$.

Предположим, что с такой угловой скоростью как твердое тело вращается галактика; мы получили бы период обращения

$$T=\frac{2\pi}{\Omega}=\pi(\operatorname{rot}\boldsymbol{u})^{-1}=2,3\cdot 10^6\ \text{лет} \tag{14.6.5}$$

— в 100 раз меньше наблюдаемого!

*) Точнее, надо говорить о сохранении циркуляции скорости по контуру, образованному данными частицами. При адиабатическом движении $\int \boldsymbol{u}\,d\boldsymbol{l}$ сохраняется, а ротор может изменяться. Однако если начальные значения ротора и циркуляции равны нулю, то обе величины остаются равными нулю — можно говорить о сохранении безвихревого движения в условиях, предусмотренных теоремой Гельмгольца — Кельвина.

**) Оценка основана на том, что нелинейное сжатие происходит в том случае, когда локально градиенты возмущений скорости по одному направлению превосходят постоянную Хаббла, от которой зависит общее расширение, но по порядку величины близки к ней. Множитель $\rho/\bar{\rho}$ отражает рост градиента возмущений скорости из-за сжатия вещества.

Возможно, что в точной теории есть безразмерные малые числа: видимо, входит малая величина μ — доля вещества, вошедшего в галактики. Остается обнадеживающим тот факт, что расчет по порядку величины оставляет большой запас для уменьшения угловых моментов галактик. Отметим еще, что центральная часть «блина», которая подверглась адиабатическому сжатию, остается безвихревой в этой концепции (если не учитывать турбулентность).

3) Рассмотрим последнюю стадию, когда возмущения привели к образованию отдельных тел, пространственно отделенных, обособленных друг от друга. Эти тела гравитационно взаимодействуют между собой. Гравитационное взаимодействие в первую очередь приводит к обмену импульсом — к изменению направления и скорости движения. Так взаимодействуют точечные частицы, а также шарообразные тела, гравитационное поле которых снаружи не отличается от поля точки.

Однако тело неправильной формы имеет отличный от нуля квадрупольный Q (и высшие) момент распределения масс. Внешнее поле такого тела имеет слагаемое, зависящее от угла:

$$\varphi_Q = \frac{1}{3} P_Q(r, \theta, \varphi), \tag{14.6.6}$$

где P_Q — квадрупольная сферическая гармоника. В таком потенциале не сохраняется орбитальный момент пролетающего второго тела; соответственно по закону равенства действия и противодействия (или по закону сохранения полного момента) изменяется и момент вращения первого тела (создающего φ_Q) под действием ненаписанного здесь поля второго тела. Говоря проще, несферические невращающиеся тела при пролете друг около друга приобретают моменты.

Характерно (и неизбежно по теории потенциала), что квадрупольное взаимодействие убывает с увеличением расстояния быстрее, чем потенциал точечной массы. Поэтому теория набора момента при столкновениях резко отличается от теории перераспределения скорости поступательного движения. В наборе момента главную роль играют самые близкие столкновения. Момент силы, действующей на первое тело с массой M_1 и квадрупольным моментом Q_1 со стороны второго тела с массой M_2, порядка

$$\left|\frac{d\mathcal{M}}{dt}\right| \sim \frac{GQ_1M_2}{r_{12}^3}. \tag{14.6.7}$$

При пролете тела с прицельным параметром b^* имеем по порядку величины $r_{12} \sim b^*$, $t \sim \frac{b^*}{u}$, где u — скорость пролета, так что

$$|\Delta\mathcal{M}| \sim \frac{GQ_1M_2}{b^{*2}u}. \tag{14.6.8}$$

При хаотических соударениях складываются квадраты статистически независимых приращений момента. Частота столкновений с прицельным параметром между b^* и b^*+db^* равна $d^2W = nu 2\pi b^* db^* dt$, где n — средняя плотность тел.

Таким образом,

$$(\Delta\mathcal{M})^2 \approx G^2 Q_1^2 M_2^2 \frac{nt}{u} \int\limits_{b_0^*} \frac{2\pi b^* db^*}{b^{*4}} \approx \frac{tG^2 Q_1^2 M_2^2 n}{b_0^{*2} u}. \qquad (14.6.9)$$

Ответ существенно зависит от выбора нижнего предела интегрирования b_0^*.

В качестве самой грубой оценки, рассматривая процесс обособления галактик, подставим в (14.6.9) $M_1 \approx M_2 = M$, $Q_1 = MR^2$, $n = R^{-3}$, $b_0^* = R, t = \frac{R}{u}$, $u = \sqrt{\frac{GM}{R}}$, $\mathcal{M}_0 = 0$ ($\mathcal{M}_0$ — момент при начале процесса, $t = 0$). Получается результат, который очевиден из размерности; приобретенный галактикой момент есть в среднем

$$\overline{\mathcal{M}} = \sqrt{GM^3R}, \qquad (14.6.10)$$

т. е. как раз момент, необходимый для того, чтобы центробежная сила галактики с массой M и радиусом диска R уравновесила силу притяжения.

Возникает вопрос: можно ли предположить, что обособляющееся тело (протогалактика) обладает квадрупольным моментом $Q \neq 0$ вначале, пока еще оно не набрало момент вращения? Изолированное тело без момента в состоянии равновесия принимает шаровую форму с $Q \equiv 0$.

Однако в момент обособления тела еще не успевают принять равновесную форму — такова первая причина того, что $Q \neq 0$. Кроме того, даже если первое тело было сферически-симметричным до приближения массы M_2, то само приближение этой массы вызывает приливную деформацию первого тела, а значит, и появление квадрупольного момента. По порядку величины такой «индуцированный» второй массой момент меньше, чем $Q_1 = M_1R^2$, в отношении $\frac{M_2}{M_1}\frac{R^3}{b^3}$ (в момент максимального сближения $r_{12} = b^*$). Для набора вращательного момента нужно еще, чтобы индуцированный квадрупольный момент по направлению главных осей отставал от линии, соединяющей центры тяжести тел. Это обстоятельство приводит к дополнительному множителю $\frac{R}{b^*}$ или $\left(\frac{R}{b^*}\right)^2$ при $b^* \gg R$. Однако снова получится, что после подстановки характерных значений b^*, u и других результирующее выражение для $\overline{\mathcal{M}}$ окажется тем же.

Итак, только подсчет безразмерных множителей может дать окончательный ответ на вопрос о среднем моменте галактик и скоплений галактик в теории адиабатических возмущений. Но подсчет такого рода «теоретическими» (читай: аналитическими) методами вряд ли возможен; сама формулировка исходных условий статистична, ответ тоже должен формулироваться статистически, в виде функций распределения обособившихся тел по массам и моментам.

Вероятно, неизбежно проведение численных расчетов трехмерного движения для набора реализаций случайных исходных данных. Такая программа потребует (с учетом тепловых явлений) нескольких лет. В настоящее время можно констатировать, что есть по крайней мере три принципиально разных процесса, приводящих в адиабатической теории возникновения галактик к набору момента обособленными телами. Нельзя утверждать, что уже сейчас строго доказана достаточность этих процессов. Вместе с тем никак нельзя утверждать и обратное, что теория адиабатических возмущений будто бы неспособна объяснить наблюдаемое вращение галактик. Фактические данные о вращении галактик даны в § 11 этой главы.

§ 7. Магнитное поле галактик

Происхождение магнитного поля галактик проясняется лишь в последние годы, в связи с успехами теории динамо-эффекта — усиления поля при движении плазмы. Предполагается, что первичное весьма слабое магнитное поле возникает вследствие вращения газового облака — протогалактики за счет различия масс электрона и протона и различного взаимодействия электронов и протонов с реликтовым излучением.

Дальнейшее усиление связано с конвективным движением вращающегося газа. В этой концепции мы опираемся на наблюдательно установленный факт вращения спиральных и эллиптических галактик. Выбор той или иной теории происхождения самого вращения мало влияет на выводы, касающиеся магнитного поля.

Несколько лет назад казалось, что в теории динамо-эффекта имеются непреодолимые трудности. Поэтому обсуждалось предположение о существовании сравнительно сильного ($\sim 10^{-9}$ *гс* в настоящее время) первичного космологического магнитного поля, вмороженного в реликтовую плазму и заданного в космологической сингулярности. Мы разберем такую возможность в § 3 гл. 19. Поле галактик ($\sim 10^{-6}$ *гс*) получалось в такой концепции за счет стягивания магнитных силовых линий при конденсации разреженного газа в более плотные галактики. В пространстве между скоплениями, где газ разрежен, должно остаться упорядоченное поле $\sim 10^{-9}$ *гс*.

В настоящее время эта концепция хотя и не опровергнута, но представляется искусственной. Данные об упорядоченном космологическом поле ненадежны [Кавабата и др. (1969), Рейнгардт и Тил(1970), Комберг, Рузмайкин (1972)]. Поэтому космологические