ласть еще более длинных волн. Эта сторона дела обсуждается в следующей главе в связи с наблюдениями реликтового излучения.

Выше рассматривались следствия возможной большой амплитуды энтропийных возмущений. Поставим вопрос о том, возможна ли теория без заметной роли энтропийных возмущений. Ясно, что шаровые скопления при этом придется объяснять как-то иначе.

Другая сторона дела заключается в том, что адиабатические возмущения на ранней РД-стадии обязаны были создавать энтропийные возмущения.

Методами § 3 гл. 13 можно показать, что есть два механизма возникновения энтропийных возмущений—диссипация энергии, $\left.\frac{\delta\rho}{\rho}\right|_{\text{энтр}} \approx \approx \left.\frac{1}{\omega t}\right|_s \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)^2_{\text{адиаб}}$, и ударные волны $\left.\frac{\delta\rho}{\rho}\right|_{\text{энтр}} \approx \text{const}\cdot\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)^3_{\text{адиаб}}$.

Для длин волн, ответственных за образование скоплений галактик с $M \approx 10^{13} M_\odot$ и с соответствующей амплитудой $\left.\frac{\delta\rho}{\rho}\right|_{\text{адиаб}} \sim 10^{-3}$, оба механизма дают ничтожное $\left.\frac{\delta\rho}{\rho}\right|_{\text{энтр}}$. Таким образом, ответ целиком определяется тем, как спектр из начальных адиабатических возмущений экстраполируется в области малых масс. Поэтому теория с пренебрежимыми энтропийными флуктуациями вполне возможна, не противоречит общим принципам.

§ 9. Вихревая теория

Вихревая теория исходит из предположения, что на ранней РД-стадии плазма находится в состоянии турбулентного движения. В качественной форме вихревая теория предлагалась Гамовым (1952, 1954), Вейцзеккером (1951) и др.

В последнее время, с учетом современных данных о горячей Вселенной, вихревую теорию подробно развивают Озерной, Чернин (1967, 1968), Оорт (1970), Сато, Матсуда, Такеда (1970), Сато (1971), Томита и др. (1971); ссылки на другие работы см. на стр. 432. Важнейшим успехом вихревой теории является простое объяснение вращательного движения галактик.

Изложив основные положения вихревой теории, мы остановимся и на некоторых ее трудностях, отмеченных, в частности, Пиблсом (1971б, 1973в).

Итак, в современной вихревой теории предполагается, что перед рекомбинацией в плазме имеет место турбулентное движение. Предполагается также, что движение является дозвуковым, $u < b_{\text{зв}}$. Напомним, что скорость звука на ранней стадии равна $b \sim 0{,}58c$, а вблизи момента рекомбинации —$0{,}58c/\sqrt{1+14\Omega}$, т. е. $0{,}15c$ при $\Omega = 1$. Дозвуковая турбулентность соответствует несжимаемому движению жидкости, отдельные объемы жидкости обтекают друг друга; перепады давления порядка ρu^2 и достаточны для того, чтобы менять скорость и направление течения. Но при таких перепадах давления не возникает заметных перепадов плотности:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \frac{\delta P}{P} \sim \frac{\rho u^2}{\rho b_{\text{зв}}^2} \sim 3\,(1+14\Omega)\,\frac{u^2}{c^2} \ll 1. \qquad (14.9.1)$$

Картина резко изменяется в момент рекомбинации. После рекомбинации фотоны и нейтральный водород движутся независимо. Длина пробега фотонов становится очень большой. Фотоны из разных объемов, двигавшихся друг относительно друга, перемешиваются. Нейтральный водород сразу после рекомбинации наследует от предыдущего этапа распределение скоростей. Скорость звука в нейтральном водороде при температуре около 4000 °К мала, $b_{\text{зв}} \approx 0{,}75 \cdot 10^6$ *см/сек*.

Скорость движения газа после рекомбинации во много раз больше скорости звука, турбулентность становится сверхзвуковой. Другими словами, давление нейтрального водорода мало — оно меньше давления РД-плазмы как раз в отношении плотности фотонов к плотности барионов, т. е. $\sim$ в 10^8 раз. Влиянием давления нейтрального водорода на движение газа после рекомбинации можно пренебречь. Дальнейшее движение происходит по инерции и под действием сил тяготения. Гидродинамика в предельном случае нулевого давления не отличается от закона движения совокупности не связанных между собой материальных точек. Говоря иначе, ньютоновские уравнения движения частиц представляют собой уравнения характеристик системы гидродинамических уравнений в частных производных [при $P=0$; см. Зельдович, Мышкис (1973)].

В первый момент после рекомбинации движение остается несжимаемым. В однородном (с постоянной плотностью) веществе с $P=0$ пекулярная (случайная) скорость каждой частицы затухает на фоне космологического расширения: $u \sim a^{-1} \sim t^{-2/3} \sim (z+1)$, где a — общий масштаб Вселенной.

Для интересующего нас процесса образования обособленных тел решающую роль играет тот факт, что движение не остается несжимаемым. В начальный момент свободного движения $t=t_{\text{рек}}$ (момент рекомбинации), $\operatorname{div} u=0$, а значит, $\frac{\partial\rho}{\partial t}=\frac{d\rho}{dt}=0$ *). Однако $\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{div} u \neq 0$, поэтому уже вторая производная, $\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2} \neq 0$, зависит от координат. Поэтому с течением времени возникает неоднородность распределения плотности; вначале эта неоднородность возрастает

---

*) При этом мы отвлекаемся от общего космологического расширения. Точнее, $\operatorname{div} u=3H=2t^{-1}$, $\frac{d\rho}{dt}=-\frac{2\rho}{t}$, но это расширение однородно, поэтому, вводя $\delta\rho=\rho-\bar\rho$ (усреднение по пространству), получим уже точно: $\frac{d\delta\rho}{dt}=0$ при $t=t_{\text{рек}}$.

пропорционально $(t-t_{\text{рек}})^2$. Из соображений размерности ясно, что в этом периоде

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \frac{u^2}{l^2}(t-t_{\text{рек}})^2.$$

В этом смысле эффект нелинейный — входит квадрат скорости возмущения. Для дальнейшего существенно, что в ходе расширения масштаб увеличивается, скорость убывает; поэтому рост флуктуаций плотности замедляется, не продолжается неограниченно, как $(t-t_{\text{рек}})^2$. В приложении к этому параграфу будет подробнее рассмотрена формальная сторона дела. Здесь мы ограничимся качественной картиной.

Возможны два предельных случая:

1) Слабая турбулентность; флуктуации плотности останавливаются на $\frac{\delta\rho}{\rho} \ll 1$ $\left(\text{для этого нужно } \frac{ut_{\text{рек}}}{l} < 1\right)$. Другими словами, сама турбулентность оказывается недостаточной для того, чтобы произошло обособление галактик, их скоплений и т. п. В действительности флуктуации плотности, даже малые, порождают и соответствующее поле тяготения, иными словами, эти флуктуации являются начальными для дальнейшего роста потенциальных возмущений за счет гравитационной неустойчивости. Таким образом, этот предельный случай переходит на рельсы адиабатических возмущений. Отличие заключается в том, что начальное поле скоростей содержит вихревые составляющие. Циркуляция скорости постоянна, она не исчезает, но потенциальные скорости нарастают с течением времени, как $t^{1/3}$, между тем вихревая компонента скорости при расширении уменьшается обратно пропорционально масштабу, т. е. как $t^{-2/3}$. Поэтому вихревая скорость оказывается относительно малой. Теория слабой турбулентности лишена той главной привлекательной черты, ради которой вводится турбулентность. Эта теория не объясняет наблюдаемого вращения [Пиблс (1971б)].

2) Рассмотрим теперь случай сильной турбулентности. Только теория сильной турбулентности может претендовать на роль вихревой теории образования галактик. В этой теории $\frac{ut_{\text{рек}}}{l} \gtrsim 1$; это условие можно наглядно сформулировать так: $\frac{1}{t_{\text{рек}}} = \frac{3}{2} H_{\text{рек}}$, где $H_{\text{рек}}$ есть параметр Хаббла в момент рекомбинации. Произведение $lH_{\text{рек}}$ есть хаббловская скорость в масштабе l. Значит, условие сильной турбулентности заключается в том, что (в данном масштабе l) турбулентные скорости больше хаббловских.

В самом грубом приближении можно пренебречь расширением и связанным с ним затуханием турбулентной скорости. После рекомбинации частицы движутся по инерции. С течением времени траектории соседних частиц пересекаются и возникают слои бесконечной плотности. По существу, повторяется ситуация с «блинами» (§ 2 гл. 8). Качественное отличие заключается в том, что движение является вихревым. Возможно твердотельное вращение «блина» как целого, а также и скольжение одних слоев «блина» относительно других. Количественное отличие вихревой теории от теории адиабатических возмущений заключается в том, что предсказывается раннее образование «блинов», при $z>100$ (под лозунгом «теперь или никогда»). При таком раннем образовании «блинов» плотность их велика; средняя плотность при $z=100$ равна $10^{-23}\ \Omega$ *г/см*^{3}, т. е. не меньше 10^{-24} *г/см*^{3}.

Плотность вещества, сжатого в «блины», очевидно, еще во много раз больше. Далее, при большом z и большой плотности излучения и вещества должна быть сильной теплоотдача газа, сжатого и нагретого ударной волной. К излучению энергии тормозным механизмом (при столкновении электронов с ядрами) добавляется отдача энергии электронами при комптоновском рассеянии, поскольку велика плотность излучения. При $z=100$, $\varepsilon_{\text{изл}}=4\cdot 10^{-13}z^4=4\cdot 10^{-5}$ *эрг/см*^{3} время потери энергии электроном равно $\frac{cm_e}{2\sigma\varepsilon}=5\cdot 10^{11}$ *сек* — в 600 раз меньше космологического времени $t\sim 3\cdot 10^{14}$ *сек*.

Быстрое охлаждение означает, что образовавшиеся сгущения потеряют свою тепловую энергию и останутся плоскими и плотными. Большая плотность обособленных тел является главной и характерной особенностью — а может быть, и трудностью — вихревой теории [см., в частности, Пиблс (1971б)].

В ряде работ Озерного и Чернина (1967, 1968), Озерного (1971), Озерного и Чибисова (1970), Чернина (1971, 1972), Курскова и Озерного (1974а, б, в), Томиты (1973) вихревая теория развивается весьма подробно. Авторы считают оптимальным выбор характерной скорости около $0{,}05$—$0{,}2c$. Задание одного численного параметра вместе с несколькими качественными принципами, по утверждению авторов, практически определяет остальные параметры (см. по этому поводу § 10 этой главы).

Потребуем вслед за авторами, чтобы указанная характерная скорость имела место как раз в масштабе $L=ut_{\text{рек}}$ в момент рекомбинации или, точнее, в момент равенства плотности материи и плотности излучения $z_{\text{рав}}=2\cdot 10^4\ \Omega$.

В масштабах $R>L$ вихревые скорости будем считать меньшими; в этих больших масштабах начальные скорости не успели измениться, возможны в принципе любые предположения. В частности, наиболее экономное предположение есть предположение о падающем спектре скорости.

В масштабах $R<L$ спектр должен быть колмогоровским [см. Колмогоров (1941)]. В таком спектре $\frac{u(R)}{u(L)}=\left(\frac{R}{L}\right)^{1/3}$ *). Такая форма

*) Здесь $u(R)$ есть разность скоростей на расстоянии R.

спектра, как известно, следует из того, что крупномасштабное движение затухает вследствие турбулентной вязкости. При этом энергия крупномасштабного (L) движения не прямо переходит в тепло, а сперва превращается в энергию движения меньшего масштаба, т. е. имеет место поток энергии по шкале масштабов. Турбулентная вязкость по порядку величины равна $\nu_{\text{турб}}=Ru\ (R)$, скорость диссипации энергии

$$q=\rho uR\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\right)^2=\rho uR\left(\frac{u}{R}\right)^2=\rho\,\frac{u^3(R)}{R}.$$

Из условия, чтобы q не зависело от R (вся диссипированная энергия проходит через все масштабы), и следует закон $u\ (R)\sim R^{1/3}$, приведенный выше. Минимальный масштаб R_0, до которого справедлив закон, определяется вмешательством истинной (не турбулентной, фотонной в данном случае) вязкости.

Отсюда получится $R_0=L\ [\mathrm{Re}\ (L)]^{-3/4}$*). Таким образом, оказывается известным весь спектр турбулентного движения.

Рассмотрим сначала очень упрощенный случай: предположим, что до рекомбинации выполняется условие РД (т. е. $\rho_{\text{изл}}>\rho_{\text{вещ}}$) и рекомбинация происходит мгновенно.

Эти упрощения нужны для того, чтобы процесс обособления в нейтральном водороде начался с колмогоровским спектром вихревых скоростей в интервале от «несущего энергию» максимального масштаба L до масштаба затухания R_0.

Энергонесущий (наибольший) масштаб L имеет пекулярную, вихревую скорость движения, как раз равную хаббловской в данном масштабе, $u_L=HL$. Это значит, что время возникновения контраста плотности $\dfrac{\delta\rho}{\rho}\sim 1$ как раз порядка космологического времени.

В меньших масштабах в колмогоровском спектре характерное время τ меньше. В самом деле, $\tau\sim\dfrac{R}{u}$, но $u\sim R^{1/3}$, значит, $\tau\sim R^{2/3}$. С учетом $\tau=t$ для $R=L$ получим

$$\tau=t\left(\frac{R}{L}\right)^{2/3}.$$

Значит, в наименьшем масштабе R_0 сильное сжатие, ударные волны и охлаждение сжатого вещества происходят весьма быстро, за время, существенно меньшее космологического.

Остаются ли возникающие «микроблины» гравитационно связанными? Превращаются ли они за столь же малое время в звезды? Или движение по другим осям (и, в частности, вращение) вызывает

*) Это R_0 меньше, чем силковский масштаб $R_c=L[\mathrm{Re}(L)]^{-1/2}$, соответствующий затуханию за космологическое время t. Турбулентная подкачка энергии связана с меньшим временем. Здесь Re есть число Рейнольдса. Рассматриваем Re для разных масштабов, $\mathrm{Re}(R)=u(R)R\nu^{-1}$. В формулу, приведенную в тексте, входит Re для максимального масштаба L.

диспергирование, рассеяние этих сравнительно малых по массе, но плотных образований? В настоящее время на эти вопросы нет ясных ответов. Важно подчеркнуть, что движение в большом масштабе — вплоть до энергонесущего — продолжается своим чередом, независимо от судьбы малых образований.

С течением времени достигается условие $\delta\rho/\rho \sim 1$ в больших масштабах. Если к этому моменту процессы в меньших масштабах оставили вещество в газовом состоянии, то столкновения газовых масс и высвечивание кинетической энергии столкновений будут продолжаться. В этом случае скопления галактик (соответствующие максимальному масштабу) также окажутся весьма плотными, в соответствии с тем, что они образуются при $z \approx 100$, да еще с потерей энергии.

Меньшей плотности скоплений можно ожидать, если в малом масштабе успевают образоваться галактики и звезды. Динамика скопления, т. е. динамика большого масштаба, есть в этом случае динамика бесстолкновительного газа, молекулами которого являются малые образования — галактики. Именно возможность пересечения траекторий без слипания частиц приводит к тому, что энергия хаотического движения частиц не исчезает и, в согласии с теоремой вириала, хаотическое движение ограничивает среднюю плотность скопления. Таким образом, вихревая теория в этом варианте приводит к картине образования наибольших структурных единиц — скоплений, сверхскоплений — путем «скучивания» меньших образований.

В другом варианте в малых масштабах вещество остается газообразным и гравитационно не связанным. Рыхлые облака газа занимают большую долю объема, они сталкиваются между собой, высвечивая кинетическую энергию относительного движения.

В действительности хаотическое относительное движение в малом масштабе, которое затухает при пересечении траекторий, не является источником упругости, такое движение не останавливает крупномасштабное сжатие. В этом варианте возникают крупномасштабные гравитационные образования большой плотности.

Озерной, Чибисов (1970) уточняют вихревую теорию, учитывая, что 1) при $\Omega > 0{,}07$ (для $H=75$ *км/сек·Мпс*) равенство плотностей вещества и излучения, $\rho_{изл}=\rho_{вещ}$, достигается задолго до рекомбинации, $z_{рав}=2\cdot 10^4\ \Omega$, тогда как $z_{рек}=1400$; 2) немгновенность рекомбинации вызывает дополнительное затухание. В периоде $z_{рав}>z>z_{рек}$, $t_{рав}<t<t_{рек}$ происходит уменьшение всех скоростей, пропорциональное уменьшению z. Напомним, что в РД-периоде при $\rho_{изл}>\rho_{вещ}$ скорости крупномасштабных движений, в которых не сказывается вязкость (ни фотонная, ни турбулентная), остаются постоянными.

Скорости дополнительно уменьшаются во время затянутой рекомбинации. Существенно, что в ходе изменения доли свободных электронов от 1 до 10^{-4} от полного их числа прозрачность меняется в 10^4 раз. Для каждой длины волны возмущения есть такой момент и такой уровень ионизации, при которых данное возмущение затухает наиболее быстро. Чибисов (1972б) получил выражение для затухания малых вихревых возмущений: $\frac{u_{\text{после}}}{u_{\text{до}}}=e^{-(M/M_*)^{-1/3}}$, $M_*=10^{11}M_\odot$. Авторы вихревой теории утверждают, что учет всех этих факторов позволяет улучшить согласие выводов вихревой теории с наблюдениями.

Авторы вихревой теории отмечают, что теория а) дает разумное соотношение между количеством вещества в быстровращающихся (в том числе спиральных) и слабо- или невращающихся (эллиптических) галактиках; б) дает разумную величину средней плотности галактик и их момента вращения и в) дает разумное распределение скоплений галактик по массам и плотностям.

При сравнении теории с наблюдениями надо иметь в виду следующее. Как показали Дорошкевич и Шандарин (1974), переход от фурье-спектра возмущений к распределению по массам отнюдь не прямолинеен, связан с большой дисперсией и большими безразмерными множителями. Результаты зависят не только от одного параметра — скорости движения в энергонесущем масштабе, но и от характера исходного спектра в больших масштабах. Однако представляется, что трудная задача конкретизации теории с целью решения еще более сложной проблемы — сравнения ее с прямыми наблюдениями галактик и скоплений — не является единственным (и, может быть, не является главным) путем проверки правильности теории. Необходимо привлечь наблюдения и теоретические соображения другого типа — искажения реликтового излучения и релятивистскую теорию космологической сингулярности. Об этом речь пойдет в следующем параграфе и в следующей главе.

ПРИЛОЖЕНИЕ К § 9

Рассмотрим нелинейную стадию эволюции вихревых возмущений, которая наступает после момента рекомбинации. Вихревое движение после этого момента происходит со сверхзвуковой скоростью, поэтому до возникновения ударных волн можно пренебречь давлением вещества. Пренебрегаем также и гравитационными полями, связанными с возмущениями плотности. Последнее отличает данную задачу от рассмотренной в § 2 гл. 13, задачи о нелинейной стадии адиабатических возмущений. Аналогично методу § 2 гл. 13, разложим движение среды на хаббловское расширение и пекулярное движение. Запишем вектор r положения каждой частицы в эйлеровой системе координат в виде

$$r=t^{2/3}s+f(t)\,\psi(s); \tag{14.9.п.1}$$

s — лагранжева координата, второй член описывает пекулярное смещение. Наша задача заключается в нахождении функции $f(t)$. Абсолютная скорость частицы в ньютоновской картине есть $\dot{r}=\frac{dr}{dt}$ ($s=\text{const}$). Пекулярная скорость есть разность между абсолютной скоростью и хаббловской скоростью невозмущенной среды в той же точке пространства:

$$u=\dot{r}-Hr=\left(\dot{f}-\frac{2}{3t}f\right)\psi. \qquad (14.9.п.2)$$

Как известно (см. § 1 гл. 3), пекулярная скорость убывает обратно пропорционально масштабу, т. е. как $t^{-2/3}$. Относя численный множитель к функции ψ получим

$$\dot{f}-\frac{2}{3}\frac{f}{t}=t^{-2/3}. \qquad (14.9.п.3)$$

Определим лагранжеву координату s как положение точки в момент начала свободного движения, т. е. в момент рекомбинации $t_{\text{рек}}$:

$$r=t_{\text{рек}}^{2/r}s, \quad f(t_{\text{рек}})=0. \qquad (14.9.п.4)$$

С этим начальным условием получим решение уравнения (14.9.п.3):

$$f=t^{2/3}\cdot 3\left(t_{\text{рек}}^{-1/3}-t^{-1/3}\right). \qquad (14.9.п.5)$$

Перемещение частицы в сопутствующем пространстве дается функцией φ (не смешивать φ с потенциалом!):

$$\varphi=\frac{f}{t^{2/3}}=3\left(t_{\text{рек}}^{-1/3}-t^{-1/3}\right). \qquad (14.9.п.6)$$

Как видно из формулы, $\varphi\sim(t-t_{\text{рек}})$ вблизи начального момента $t_{\text{рек}}$ и $\varphi=3t_{\text{рек}}^{-1/3}=\text{const}$ асимптотически при $t\to\infty$. Этот результат существенно отличается от результата § 2 гл. 13 $\varphi\sim t^{2/3}\to\infty$ при $t\to\infty$ для растущих адиабатических возмущений, усиливаемых своим гравитационным полем.

Зная смещения частиц, вычисляем плотность вещества:

$$\frac{\rho(s,t)}{\bar{\rho}(t)}=D^{-1}, \quad D=|d_{ik}|, \qquad d_{ik}=\delta_{ik}+\varphi(t)\frac{\partial\psi_i}{\partial s_k}. \qquad (14.9.п.7)$$

В вихревой теории функция $\psi(s)$ отнюдь не должна быть потенциальной, как это было для адиабатических возмущений; тензор $\frac{\partial\psi_i}{\partial s_k}$ несимметричен в вихревой теории, его антисимметричная часть соответствует вращению. Рациональным выбором осей координат, постоянным для данной частицы, можно привести тензор $\frac{\partial\psi_i}{\partial s_k}$ к виду

$$\left\|\begin{matrix}\alpha & \omega & \delta\\ -\omega & \beta & \varepsilon\\ \delta & \varepsilon & -(\alpha+\beta)\end{matrix}\right\|. \qquad (14.9.п.8)$$

Величина ω характеризует вращение вокруг оси z (третьей оси). Учтен тот факт, что начальное движение (еще на стадии до рекомбинации) есть движение несжимаемой среды, след тензора $\text{Sp}\frac{\partial\psi_i}{\partial s_k}=\frac{\partial\psi_i}{\partial s_i}=0$. Невихревая (симметричная) часть тензора характеризуется также недиагональными δ и ε. Условившись, что ось z направлена по оси вращения, мы оставили одну лишь степень свободы — поворот координат вокруг оси z — и использовали ее чтобы исключить симметричную часть $\frac{\partial\psi_1}{\partial s_2}$ и $\frac{\partial\psi_2}{\partial s_1}$. Величины α, β, δ, ε, ω зависят от s, так же как и ориентация осей нашей системы координат.

В принятых обозначениях получим, расписывая (14.9.п.7):

$$\frac{\rho(s)}{\bar{\rho}}=\{1-\varphi^2[\alpha^2+\alpha\beta+\beta^2+\delta^2+\varepsilon^2-\omega^2]-$$
$$-\varphi^3[\alpha\beta(\alpha-\beta)+\delta^2\beta+\varepsilon^2\alpha+\omega^2(\alpha+\beta)]\}^{-1}. \qquad (14.9.п.9)$$

Как и следовало ожидать, при малых φ разложение $\frac{\delta\rho}{\bar{\rho}}=\frac{\rho}{\bar{\rho}}-1$ начинается с $\varphi^2\sim(t-t_{\text{рек}})^2$, поскольку учтено, что в начальный момент движение (унаследованное от дорекомбинационного) несжимаемое, $\frac{\partial\rho}{\partial t}=0$ при $t=t_{\text{рек}}$.

При данных компонентах тензора движение может привести к образованию ударной волны при обращении в нуль величины, заключенной в фигурные скобки. В отличие от потенциального случая (§ 3 гл. 13), эта величина никогда не имеет всех трех положительных корней для φ. Однако один положительный корень вполне возможен и при $\omega\neq 0$. Не всякий положительный корень для φ реализуется как ударная волна и бесконечная плотность, поскольку надо иметь в виду ограничение роста $\varphi\longrightarrow\text{const}$, $t\longrightarrow\infty$.

В действительности, однако, когда рост φ (эффективно при $z\sim 0{,}3z_{\text{рек}}$) останавливается, возникшие возмущения плотности начинают гравитационно влиять на решение. Наше пренебрежение гравитацией становится незаконным, и возмущения плотности являются начальными возмущениями растущего решения типа решения § 2 гл. 13.

Выражение для $\frac{\rho}{\bar{\rho}}$ (14.9.п.9) заставляет предполагать, что между плотностью и вихрем скорости есть антикорреляция. В частности, в элементе объема, в котором равны нулю все компоненты тензора, $\alpha=\beta=\delta=\varepsilon=0$, кроме $\omega\neq 0$, плотность монотонно убывает: $\frac{\rho}{\bar{\rho}}=(1+\varphi^2\omega^2)^{-1}$. В элементе объема с $\omega=0$ вначале, при $\varphi\ll 1$, плотность обязательно возрастет. Действительно, пренебрегаем φ^3 по сравнению с φ^2 в (14.9.п.9), а коэффициент при φ^2 в квадратных скобках положителен, так как $\alpha^2+\alpha\beta+\beta^2>0$. В заключение заметим, что подробно статистическая теория описываемой ситуации не разработана.

§ 10. Сравнение эволюционных теорий происхождения галактик

В предыдущих параграфах мы познакомились с некоторыми наблюдательными фактами и основными теоретическими утверждениями, касающимися строения и происхождения галактик.

Эти теоретические утверждения в большинстве своем носят характер следствий, вытекающих из начальных условий. В настоящее время фундаментальной теории выбора начальных условий не существует. Но при этом существуют — и они изложены выше — несколько теорий, каждая из которых может быть «правильна» в узком смысле: следствия из принятых начальных условий получены без ошибок. Нас же интересует то, что происходило во Вселенной