

Механизмы воздействия среды на внутригалактический газ и последствия этого воздействия могут быть различными. Наиболее эффективными, по-видимому, являются:

- выметание газа из внешних областей диска, где газ слабее удерживается галактикой;
- сжатие газового слоя внешним давлением, стимулирующее звездообразование и более быстрое истощение газа;
- «сдувание» газа, сбрасываемого старыми звездами диска и гало, препятствующее его аккреции на плоскость диска; в результате этого запасы газа в диске галактики не пополняются, и звездообразование приводит к почти полному истощению газа за несколько миллиардов лет.

Наблюдения подтверждают, что в значительной части спиральных галактик скоплений имеет место недостаток газа (HI) по сравнению с его количеством в аналогичных по типу и размеру галактиках вне скоплений.

По-видимому, быстрое истощение газа в спиральных галактиках вследствие звездообразования, «стимулированное» окружением, как и потеря газа из-за взаимодействия с межгалактической средой, являются теми причинами, которые приводят к преобладанию линзовидных галактик в богатых скоплениях. Действительно, как показывают наблюдения, в далеких скоплениях ($z > 0.4$), которые мы наблюдаем в прошлом времени, значительно выше доля галактик с более голубым цветом; в них активное звездообразование либо продолжается, либо завершилось сравнительно недавно (эффект Бачлера–Омлера).

Для центральных галактик скопления, как отмечалось выше, важную роль в эволюции могут играть также потоки охлаждающегося межгалактического газа.

Таким образом, особенности эволюции галактик в скоплениях приводят к преобладанию среди них эллиптических галактик и дисковых галактик с низким содержанием газа и слабым звездообразованием и к появлению отдельных галактик гигантской массы.

11.10. Задачи

1. Найти средние темпы звездообразования $\langle \text{SFR} \rangle$ за всю историю звездного диска Галактики. Принять возраст диска $T = 10^{10}$ лет. Считать, что радиальное распределение плотности диска явля-

ется экспоненциальным со шкалой R_0 , а поверхностная плотность в окрестности Солнца на расстоянии $R_\odot = 7.5 \text{ кпк} \approx 2.5R_0$ от центра $\sigma_\odot = 60M_\odot/\text{пк}^2$.

Решение. $\langle \text{SFR} \rangle = M_d/T$, масса диска $M_d = 2\pi R_0^2 \sigma_\odot \cdot e^{2.5} \approx 4 \cdot 10^{10} M_\odot$. Отсюда $\langle \text{SFR} \rangle \approx 4M_\odot/\text{год}$. Это примерно вдвое выше, чем оценка современных темпов звездообразования в Галактике.

2. Найти период T_z малых «вертикальных» колебаний звезды $z(t)$ относительно плоскости диска для окрестностей Солнца, где плотность диска ρ_* составляет $0.1 M_\odot/\text{пк}^3$.

Решение. Ускорение вдоль z -координаты $d^2z/dt^2 = -4\pi G\rho_* z$ (см. (11.28)). Нетрудно видеть, что это уравнение описывает гармонические колебания с частотой $\omega = (4\pi G\rho_*)^{1/2}$. Отсюда $T_z = \sqrt{\pi/(G\rho_*)}$. Переводя значение ρ_* из единиц $[M_\odot/\text{пк}^3]$ в единицы $[\text{г}/\text{см}^3]$, получаем: $T_z \approx 2.7 \cdot 10^{15} \text{ с}$ или около 10^8 лет. Заметим, что с удалением от центра Галактики T_z возрастает, как, впрочем, и орбитальный период звезд. Эти два периода по порядку величины в широком интервале R близки друг к другу.

3. Оцените, как менялась масса областей, сжимающихся в результате гравитационной неустойчивости газового диска галактики по мере уменьшения его поверхностной плотности от начального значения $\sigma_{0g} \approx 50 M_\odot/\text{пк}^2$ до современного $\sigma_{1g} \approx 10 M_\odot/\text{пк}^2$, если плотность диска оставалась при этом близкой к критической. Диск считать тонким.

Решение. Длина волны наиболее быстро растущих возмущений в тонком диске

$$\lambda \approx \frac{2\pi^2 G \sigma_g}{\kappa^2}.$$

Переводя значения поверхностных плотностей в физические единицы, получаем $\sigma_{0g} \approx 10^{-2} \text{ г}/\text{см}^2$, $\sigma_{1g} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ г}/\text{см}^2$. Для величины $\kappa \approx 10^{-15} \text{ рад}/\text{с}$ получаем, что масса газа, сжимающегося в результате неустойчивости, выраженная в единицах массы Солнца, составит $M_g \approx \lambda^2 \cdot \sigma_g \approx 10^7 M_\odot$ для современного диска, и в 25 раз выше — в начале эволюции. Заметим, что во сколько раз изменилась λ , во столько же раз должна была измениться и дисперсия скоростей газа в равновесном диске. Отсюда следует, что потоки газа в молодом диске двигались примерно с теми же скоростями ($\approx 50 \text{ км}/\text{с}$), какие в настоящую эпоху имеют старые звезды диска.

Более строгий анализ должен учитывать конечную толщину диска, стабилизирующую его, и наличие звездного компонента, также

влияющего на устойчивость газового диска. Но качественно это не изменит результата: при более высоком содержании газа в диске его гравитационная неустойчивость должна приводить к появлению более массивных «сверхоблаков».

4*. Оценить массу покоя m_0 , которая потребовалась бы нейтрино для объяснения темного гало Галактики ($M_{halo} \approx 10^{12} M_{\odot}$) (Дж. Пиблз).

Решение. Существование темного гало, состоящего целиком из массивных нейтрино, означает, что нейтрино удерживаются собственным гравитационным полем (масса барионного вещества внутри гало много меньше, так что создаваемым им гравитационным полем можно пренебречь). Нейтрино — это фермионы (имеют целый спин), поэтому по сути дела задача сводится к нахождению массы нейтрино, при которой возможно было бы построить самогравитирующую «нейтринную звезду» с массой M_{halo} . Будем следовать той же логике, что и при рассмотрении предельной массы белых карликов (предел Чандрасекара). Единственным отличием будет то, что гравитации «нейтринного газа» в этом случае будет противостоять давление этого же самого вырожденного релятивистского нейтринного газа. Для гравитационного давления в центре гало имеем из уравнения гидростатического равновесия:

$$P_g \sim \frac{GM_{halo}}{R} \rho_{\nu} \sim GM_{halo}^{2/3} \rho_{\nu}^{4/3}.$$

(Здесь $\rho_{\nu} \sim M_{halo}/R^3$ — плотность нейтрино). Реликтовые нейтрино с малой массой должны быть релятивистскими, т. е. двигаться со скоростью порядка c . Давление релятивистского Ферми-газа вырожденных нейтрино (см. главу 5) есть

$$P_{\nu} \sim c p_F n_{\nu} \sim \hbar c n_{\nu}^{4/3},$$

где $n_{\nu} = \rho_{\nu}/m_0$ — концентрация нейтрино. Приравнявая эти давления, находим

$$m_0 \sim \left(\frac{\hbar c}{GM_{halo}^{2/3}} \right)^{3/4} = m_{Pl} \sqrt{\frac{m_{Pl}}{M_{halo}}},$$

где $m_{Pl} = \sqrt{\hbar c/G} \approx 10^{19}$ ГэВ $\sim 10^{-5}$ г — фундаментальная планковская масса. Для $M_{halo} \approx 10^{12} M_{\odot}$ получаем оценку $m_0 \sim 500$ эВ,

что намного превосходит лабораторный верхний предел массы покоя нейтрино — около электронвольта. Столь массивные гало нельзя создать из легких нейтрино. Пример, тем не менее, иллюстрирует важность квантово-механических эффектов даже в галактических масштабах!