

у линзовидных и эллиптических галактик. Часто такой околоядерный диск не компланарен основному диску. Его происхождение и особенности эволюции являются предметом изучения. Околоядерные диски могут играть большую роль в возникновении активных галактических ядер, однако их вклад в общую массу или светимость галактики всегда незначителен.

11.4. Движение газа и звезд

11.4.1. Столкновение звезд и время релаксации

Каждая звезда в галактике движется по своей (в общем случае, незамкнутой) траектории в гравитационном поле галактики. Движение звезд в любом элементе объема характеризуется, помимо средней (по времени) скорости вращения вокруг центра галактики, еще и собственными случайными скоростями отдельных звезд, или дисперсией скоростей, которая в общем случае различна по разным направлениям. От соотношения между скоростью вращения и компонентами дисперсии скоростей во многом зависит форма и структура галактики.

Важным свойством звездных систем (как звездных скоплений, так и галактик) является бесстолкновительный характер движения звезд. Это связано с тем, что звезды расположены в пространстве очень редко. Так, в окрестности Солнца средняя концентрация звезд с массой порядка солнечной или выше — одна звезда на кубический парсек ($n_* \approx 3 \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-3}$). В звездных скоплениях концентрация звезд на 1–3 порядка выше.

Столкновения — это не обязательно соприкосновение сблизившихся звезд (в таком случае говорилось бы о соударении). Две гравитационно не связанные материальные точки, притягивающие друг друга, будут двигаться по гиперболическим траекториям, и, пройдя на близком расстоянии друг от друга, сохранят полную энергию, изменив, однако, направление движения — то есть итог будет таким же, как для шаров, испытавших абсолютно упругий удар.

Оценим грубо эффективное сечение такого динамического «столкновения» для двух точек (звезд) одинаковой массы. Будем рассматривать сближение звезд в системе центра масс (рис. 11.4), в которой звезды на бесконечном расстоянии друг от друга имели скорость V_0 . Если бы звезды не испытывали взаимного притяжения, они двигались бы по прямым и на минимальном расстоянии d друг

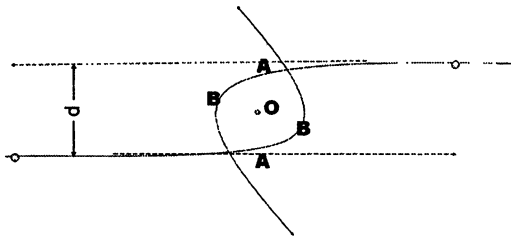


Рис. 11.4. Гравитационное «столкновение» двух звезд. Сплошные линии — траектории звезд одинаковой массы.

от друга находились бы в точках А–А. Из-за притяжения вектор скорости каждой из них меняется по величине и направлению. Полная энергия при этом остается постоянной:

$$E = 2(mV^2/2) - Gm^2/r = mV_0^2,$$

где r — текущее расстояние между звездами, а V_0 — скорость каждой из звезд до сближения (в бесконечности). Условно будем считать, что звезды испытали столкновение, сильно изменив направление движения, если их кинетическая энергия в момент максимального сближения удвоилась. Поскольку речь идет о порядковых оценках, введение строгого критерия для столкновений здесь не требуется. Заметим, что расстояние между звездами в момент максимального сближения В–В осталось примерно равным d . Так как изменение кинетической энергии произошло за счет изменения энергии гравитационной, равной нулю на бесконечности, для изменения суммарной энергии двух звезд можно записать:

$$\Delta(mV^2) = mV_0^2 \approx Gm^2/d,$$

откуда диаметр сечения столкновения точечных тел

$$d \approx Gm/V_0^2.$$

Тогда для площади сечения столкновений $S_c = \pi d^2/4$ будем иметь:

$$S_c = \pi G^2 m^2 / V_0^4. \quad (11.1)$$

Таким образом, сечение столкновений звезд растет обратно пропорционально четвертой степени их относительных скоростей! Чем меньше относительные скорости звезд, тем чаще они сталкиваются.

Оценим для примера характерное время t_c между столкновениями звезд в окрестностях Солнца, приняв во внимание, что средняя относительная скорость звезд около 20 км/с:

$$t_c \approx (n_* V_0 S_c)^{-1} = (n_* \pi G^2 m^2 V_0^3)^{-1} > 5 \cdot 10^{21} \text{с},$$

более 10^{13} лет, что на три порядка больше возраста Галактики.

Оценка изменится, но не принципиально, если в рассмотренном примере считать массу M одного из двух тел много большей массы m другого. Считая массивное тело неподвижным, а скорость (на бесконечности) приближающейся к нему частицы, равной V_0 , получим, что диаметр сечения будет в этом случае вчетверо больше.

Если массивное тело движется в среде, которую образуют звезды много меньшей массы, и имеет среднюю скорость V_0 относительно этой среды, то будет происходить бесстолкновительное изменение траекторий звезд. При этом каждая звезда, сохраняя на бесконечности свою скорость по величине, теряет часть импульса вдоль направления V_0 , передавая его массивному телу. В итоге совокупное действие звезд, «обтекающих» со всех сторон массивное тело, приводит к его торможению, несмотря на отсутствие прямых соударений. Эта сила торможения впервые была рассмотрена Чандрасекаром (1943 г.) и получила название *силы динамического трения*. Она сильно зависит от массы M «рассеивающего» тела и примерно равна mV_0/t_c :

$$F_t \approx -4\pi G^2 M^2 \rho V_0^{-2} \ln \Lambda, \quad (11.2)$$

где ρ — средняя плотность среды, а $\ln \Lambda \approx 3$ — фактор, учитывающий прохождение далеких звезд (так называемый кулоновский логарифм). Динамическое трение может играть большую роль, например, в торможении звездных скоплений и массивных газовых конденсаций в ядерной области галактик, а также небольших спутников, влетевших внутрь галактики и движущихся в ее гало или диске.

Расчеты показывают, что звездные системы с хорошей точностью могут считаться бесстолкновительными. Концентрация звезд в пространстве настолько мала, что близкие прохождения звезд, заметно меняющие вектор их скорости, происходят крайне редко, поэтому парными сближениями звезд можно пренебречь. Лишь в наиболее плотных частях шаровых скоплений за счет того, что концентрация звезд там на три порядка больше, чем в окрестностях Солнца, сближения могут играть существенную роль, поскольку t_c

в этом случае сопоставимо с возрастом скоплений. За время порядка t_c сближения звезд могут «перемешать» направления их скоростей. Но для существенного обмена энергиями между звездами различных масс требуется не одно, а целый ряд столкновений, то есть еще большее время.

Как в случае упругих столкновений шариков с различными массами или электронов с протонами в плазме, так и при сближении звезд, столкновения звезд разной массы должны с течением времени статистически выровнять энергию их движения (маломассивные тела при обмене энергиями получают более высокие скорости). Равновесное состояние, к которому стремится система частиц при обмене энергиями, соответствует максвелловскому распределению случайных скоростей — по аналогии со скоростями теплового движения молекул газа. Характерное время, за которое это распределение из неравновесного становится близким к максвелловскому, называется временем релаксации. Очевидно, что если обмен энергиями происходит лишь при парных сближениях звезд, время релаксации должно на много порядков превосходить время существования звездных скоплений и галактик. Поэтому мы вправе ожидать, что распределение скоростей звезд отражает лишь распределение скоростей облаков газа, из которых они возникли, и оно может быть далеким от равновесного. Для самых молодых звезд это действительно так. Однако реальная ситуация оказалась значительно сложнее и интереснее.

Измерения показали, что звезды, за исключением самых молодых, образуют в Галактике частично «прорелаксировавшую» систему: они имеют максвелловское распределение случайных скоростей, но с разными значениями дисперсии по различным осям (вдоль радиального, азимутального, и перпендикулярного плоскости диска Z направления). Более того, дисперсия скоростей даже в одном и том же объеме пространства не одинакова для различных звезд: наблюдается систематический, хотя и замедляющийся, рост случайных скоростей с возрастом звезд, по крайней мере, в течение первых нескольких миллиардов лет их существования. В окрестностях Солнца за это время случайные скорости возрастают с 10 до ~ 50 км/с. Можно сказать, что звезды различных возрастов в галактиках образуют «звездный газ» с различной «температурой». Возникает вопрос, какой релаксационный механизм обеспечивает рост дисперсии скоростей звезд, если между ними не происходит столкновений.

Проблема релаксации не решена окончательно, но, по-видимому, для молодых звезд с низкой дисперсией скоростей решающую роль играют все же столкновения, только не друг с другом, а с очень массивными газовыми облаками. Эта гипотеза была предложена Спитцером и Шварцшильдом еще в 1950-х годах, когда еще не были открыты гигантские молекулярные облака с массой 10^5 – $10^6 M_{\odot}$. Но оказалось, что дело не только в этом. Если бы никаких массивных облаков не существовало, а звезды диска первоначально двигались по правильным окружностям, то все равно, уже за 1–2 оборота ситуация изменилась бы, и заметная часть энергии вращения перешла бы в энергию случайных движений (конечно, с сохранением полного момента импульса). Численные модели вращающихся дисков прекрасно иллюстрируют этот процесс. Рост случайных скоростей связан в этом случае не со сближениями звезд, а с эффектами их коллективного взаимодействия (они будут рассмотрены в последующих разделах).

11.4.2. Особенности движения звезд различных подсистем

Рассмотрим теперь особенности движения звезд в различных подсистемах галактики. Совокупность звезд можно рассматривать как бесстолкновительную среду (бесстолкновительный газ), для каждого малого элемента объема которого удобно ввести усредненные кинематические характеристики: вектор средней скорости и значения дисперсии скоростей по различным направлениям. Введем для удобства ортогональную систему координат (R, ϕ, z) , где R — расстояние от центра, ϕ — азимутальный угол, отсчитываемый в плоскости диска вокруг центра галактики, а ось z направлена перпендикулярно плоскости диска. Обозначим компоненты скорости как V_r, V_{ϕ}, V_z , а компоненты среднеквадратичной дисперсии скоростей как C_r, C_{ϕ}, C_z . Для полной дисперсии имеем: $C = \sqrt{C_r^2 + C_{\phi}^2 + C_z^2}$. Если $C_r = C_{\phi} = C_z$, то звездный газ называют изотермическим. Азимутальная скорость V_{ϕ} является скоростью вращения звездной подсистемы. Чем больше дисперсия скоростей, тем меньшая доля кинетической энергии приходится на вращение, т. е. тем медленнее вращается подсистема. Самая медленно вращающаяся подсистема в галактике — звездный балдж и гало, для звезд этих подсистем дисперсия скоростей сопоставима со скоростью вращения V_{ϕ} . Скорости вращения эллиптических галактик еще меньше и, как правило, со-

ставляют всего несколько десятков километров в секунду. При этом, как выяснилось, скорость вращения никак не коррелирует со степенью сплюснутости эллиптической галактики. Максимальной скоростью вращения, а, следовательно, минимальной дисперсией скоростей обладает подсистема молодых звезд S-галактик, концентрирующихся к плоскости диска (для нее $C \approx 10$ км/с). Основная масса звезд, образующих диск галактик, имеет возраст миллиарды лет, и их дисперсия скоростей составляет несколько десятков километров в секунду, медленно уменьшаясь с расстоянием от центра диска.

Кинематика газовой подсистемы имеет свои особенности. Для газа, заключенного в диске, как и для звезд диска, основным является движение вокруг центра масс галактики. Но, в отличие от звезд, газ представляет собой диссипативную столкновительную среду, энергия которой может как увеличиваться, так и уменьшаться. Прежде всего, это относится к энергии случайных движений (энергию движения по орбите изменить значительно труднее). В отличие от звезд, характерное время между столкновениями облаков, как и между атомами газа в межоблачной среде, значительно короче динамического времени (т. е. времени обращения вокруг центра галактики). Неупругие столкновения атомов уносят часть кинетической энергии через нагрев и излучение газа, и если бы газ не продолжал получать энергию от звезд, например, в результате расширения звездных оболочек, областей НII или остатков сверхновых, дисперсия скоростей газовых облаков стремилась бы к нулю, а траектории их движения в галактике — к круговым орбитам. Однако дисперсия скоростей облаков газа в галактиках C_g далеко не нулевая: даже вдали от мощных источников энергии, каковыми, в первую очередь, являются молодые звезды, она составляет 6–10 км/с, причем независимо от массы галактики.

Величина C_g , по-видимому, не случайно близка к скорости звука в межоблачном газе: более быстрые, сверхзвуковые движения облаков порождают ударные волны и быстрее «гасятся». Такая скорость случайных движений относится как к атомарному, так и молекулярному газу. Исключением являются гигантские молекулярные облака, дисперсия скоростей которых, по-видимому, меньше, поскольку они образуются путем слияния более мелких облаков. И лишь вблизи мощных источников энерговыделения (области звездообразования, активное ядро) дисперсия скоростей газа может быть существенно выше.

Столкновительный характер газовой среды приводит к тому, что газ является динамически наиболее холодной подсистемой в дисковых галактиках, а следовательно, движется по орбитам, наиболее близким к круговым. Благодаря низкой дисперсии скоростей газ сильнее подвержен действию различных неустойчивостей и более активно реагирует на любое возмущение гравитационного потенциала. Спиральные ветви являются хорошим примером этого. Именно газ (и возникающие из него молодые звезды) делают ветви яркими и контрастными. В старом звездном диске спирали почти всегда слабоконтрастны. А потеря энергии газом (на излучение) при его сжатии ударной волной в спиральных ветвях галактик приводит к его быстрому охлаждению и стимулирует процесс гравитационной конденсации газа в звезды, благодаря чему спиральный узор хорошо прослеживается по ярким молодым звездам.

Заметим, что и само существование дисков галактик (как, впрочем, любых других астрофизических дисков, например, протопланетных) говорит о столкновительном характере среды, из которой они возникли (в случае галактик — о ее газовой природе). Гравитирующий диск — это конфигурация, обладающая минимумом полной энергии при фиксированном моменте импульса. Как следует из теоремы вириала, система, уменьшая полную энергию (в нашем случае — теряя энергию на излучение при столкновении газовых масс), должна уменьшать свою гравитационную энергию и увеличивать при этом кинетическую. Это означает, что газ протогалактики, медленно сжимаясь по всем трем измерениям, должен сдвигаться к центру масс, одновременно наращивая скорость вращения, в соответствии с законом сохранения момента импульса, до скорости, близкой к круговой. Поэтому за характерное время, равное времени существенного уменьшения полной энергии, должен образоваться вращающийся диск, каждый элемент которого движется по орбите, близкой к круговой. Установившаяся скорость вращения газа на данном расстоянии от центра для любого элемента газа при этом будет максимально возможной, а полная энергия — минимально возможной для имеющегося момента импульса. Миллиарды лет назад звездообразование превратило рождающийся диск галактики из газового в звездный. Остатки газа сконцентрировались на «дне» потенциальной ямы, образуемой гравитационным полем звездного диска вблизи его плоскости, где мы и наблюдаем слой динамически холодной межзвездной среды.

11.4.3. Принципы измерения скоростей вращения галактик

Скорость газа в различных областях галактических дисков, как правило, оценивается по доплеровскому смещению эмиссионных линий (обычно используются H_{α} , H_{β} , [NII], [SII], [OIII] — в оптике и HI и CO — в радио). Скорость вращения звездного диска, балджа или E-галактики определяется по абсорбционным линиям звезд или их совокупности в выбранном спектральном интервале. Для того, чтобы получить скорость, относящуюся ко внутренним движениям в галактике, из измеренных значений вычитается скорость V_0 галактики как целого, обычно отождествляемая со скоростью центральной области (ядра). За исключением ближайших галактик, эта системная скорость отражает хаббловское расширение Вселенной и значительно превосходит скорости внутренних движений.

Ниже будем считать, что распределение вещества в галактиках имеет осесимметричный характер. В большинстве случаев это предположение вполне приемлемо, хотя встречаются и сильные отклонения от симметрии, например, в области массивного бара или у сильно взаимодействующих галактик. На далекой периферии галактик звездные и газовые диски могут заметно искривляться, что также усложняет задачу при переходе от лучевой скорости к скорости вращения.

Зависимость скорости вращения от расстояния до центра галактики называют *кривой вращения*. Из наблюдений непосредственно оценивается лишь скорость V_r вдоль луча зрения, поэтому переход от лучевой скорости к скорости вращения в данной точке диска требует учета эффектов проекции. Так, если диск расположен «плашмя», то проекция скорости вращения на луч зрения равна нулю, и оценить ее не представляется возможным. Геометрическое место точек тонкого диска, равноудаленных от центра, для наблюдателя имеет форму эллипса с отношением осей $b/a = \cos i$, где i — угол наклона оси галактики к лучу зрения ($i = 90^\circ$ для диска, видимого с ребра). Для учета проекции необходимо знать, помимо i , еще и угол φ между линией, соединяющей данную точку с центром и большой осью эллипса галактики. Таким образом, для перехода от V_r к V_φ требуется задать пять параметров галактики: две координаты центра (относительно произвольной точки изображения), системную скорость галактики, и углы i и φ . Если галактика выглядит осесимметричной, то задача облегчается, поскольку положение центра галактики и углы ориентации и наклона могут быть определены из

распределения яркости диска. В таком случае для получения кривой вращения достаточно проследить изменение лучевой скорости вдоль щели спектрографа, например, поставив щель таким образом, чтобы она пересекала изображение галактики вдоль ее большой оси ($\varphi = 0$). Тогда

$$V_{\varphi}(R) = |V_0 - V_r(l)| / \sin i,$$

где l — расстояние от центра галактики вдоль щели. Перевод радиуса R от угловых единиц в линейные осуществляется через известное расстояние D до галактики. Большая часть кривых вращения галактик получена именно таким образом.

Однако наиболее полную информацию о движении газа в галактиках дает анализ полей скоростей — совокупности измерений лучевых скоростей для большого числа точек по диску галактики. Для этого на выходе телескопа обычно ставится интерферометр Фабри–Перо, в котором интерферируют пучки света, проходящие с отражением и без отражения через две параллельные полупрозрачные пластины с зеркальным покрытием. Свет выбранной спектральной линии в спектре галактики «вырезается» светофильтром и проходит через пластины эталона, при этом от каждой точки объекта (галактики) на эталон падает параллельный пучок под своим углом к нормали. Свет определенной длины волны пропускается эталоном только если он падает под определенными углами к нормали, которые соответствуют условию максимумов (разность хода равна целому числу длин волн). Линза-объектив, расположенная за пластинами интерферометра, строит изображение интерференционных колец высокого порядка интерференции. В оцифрованном виде изображение вводится в компьютер вместе с изображениями таких же колец от лабораторного источника. Доплеровское изменение длины волны спектральной линии, пропорциональное скорости газа вдоль луча зрения, определяется по изменению радиусов интерференционных колец и измеряется при компьютерной обработке изображения. Таким образом можно оценить скорости газа по всему полю галактики.

Второй способ получения поля скоростей — использование многоканального спектрального приемника (мультизрачкового спектрографа), в котором изображение галактики разбивается на отдельные маленькие участки (пиксели), и свет от каждого из них по отдельному каналу (например, световолокну) подается на входную щель дифракционного спектрографа. И при том, и при другом подходе за одну экспозицию в несколько десятков минут может быть

получена информация о лучевых скоростях газа в сотнях или тысячах областей галактики.

Радионаблюдения газа в линиях HI (длина волны 21 см) или молекулярных линиях (миллиметровый или сантиметровый диапазоны) также позволяют, используя интерферометрические методы, получить двумерную картину распределения лучевых скоростей, которая после обработки дает кривую вращения. Радионаблюдения HI имеют то преимущество, что позволяют измерить скорость газа на таких больших R , где оптические эмиссионные линии слишком слабы для обнаружения. Для целого ряда галактик удалось проследить кривую вращения $V(R)$ до расстояний более $10R_0$ (R_0 — фотометрическая радиальная шкала диска с экспоненциальным падением яркости), в то время как оптические измерения редко простираются дальше $3R_0$ от центра. Благодаря этому удалось получить более длинные кривые вращения, что важно для оценки массы галактики и темного гало. Недостатком радиоизмерений $V(R)$ является, как правило, более низкая разрешающая способность по сравнению с оптическими методами — из-за большой длины волны радиолонии. Поэтому для внутренней области галактики, в которой $V(R)$ изменяется наиболее быстро, радиокривые часто оказываются более «сглаженными» по сравнению с оптическими.

При переходе от измерения лучевых скоростей к скорости вращения серьезную проблему представляет существование областей, где скорость газа заметно отличается от круговой. Как правило, они бывают связаны со спиральными ветвями, баром (из-за нарушения осевой симметрии), или областями интенсивного звездообразования. В отдельных случаях локальные отклонения от круговых движений достигают $50 \div 100$ км/с.

11.4.4. Кривые вращения галактических дисков

Наблюдения показали, что кривые вращения в большинстве случаев возрастают почти «твердотельно» в центральной области, после чего выходят на очень длинные плато или (реже) проходят через пологий максимум и медленно падают к периферии. Однако более чем в половине случаев на кривой выделяются отдельные локальные максимумы. Некоторые из них отражают локальные некруговые движения газа, а некоторые, симметрично расположенные относительно центра, связаны с особенностями распределения массы в галактике, то есть с ее структурой. Так, оптические наблюдения с

хорошим пространственным разрешением показывают, что гигантские галактики часто имеют динамически выделенные околядерные диски размером 0.3–2 кпк, отличающиеся более высокой угловой скоростью, а иногда — и другим углом наклона к лучу зрения по сравнению с основным диском⁴.

Максимальная измеренная скорость вращения галактик — около 500 км/с. Но объекты с $V > 300$ км/с встречаются крайне редко. В среднем, скорость вращения дисков на плато кривой вращения падает от $S0$ к Irr -галактикам (для последних $V \approx 100$ –150 км/с). Для карликовых галактик $V \approx 10$ –100 км/с.

Форма кривой вращения бывает различна даже для внешне похожих галактик. Однако общая закономерность прослеживается достаточно отчетливо: в галактиках с мощным балджем кривая $V(R)$ раньше достигает «насыщения» (плато). Это связано с тем, что благодаря балджу плотность вещества в центральной области более высокая и поэтому скорость вращения быстро возрастает с расстоянием от центра.

У Irr -галактик и небольших по светимости S -галактик, не содержащих заметного сфероидального звездного компонента, $V(R)$, как правило, монотонно возрастает с расстоянием от центра и лишь на самой периферии диска проходит через максимум или выходит на «плато».

Кривые вращения получены для нескольких тысяч галактик, хотя для большинства из них скорость прослеживается лишь по одномерным спектральным разрезам. Однако для значительно большего числа галактик скорость вращения определена по спектральной ширине $\Delta\lambda_H$ линии $H\beta$ (или CO) в интегральном излучении галактики: чем шире интервал скоростей газа во вращающемся диске, тем сильнее доплеровское уширение линии. Для скорости вращения газа будем иметь очевидное соотношение:

$$V \approx \frac{\Delta\lambda_H}{2 \sin i} \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (11.3)$$

Недостатком такой оценки является чувствительность к присутствию некруговых движений, расширяющих линию, и зависимость результата от характера радиального распределения плотности газа в диске.

⁴Динамически обособленные околядерные диски часто выделяются также более высоким содержанием металлов в звездах, что говорит о связи динамических свойств звездных систем с их химической эволюцией (О. К. Сильченко).

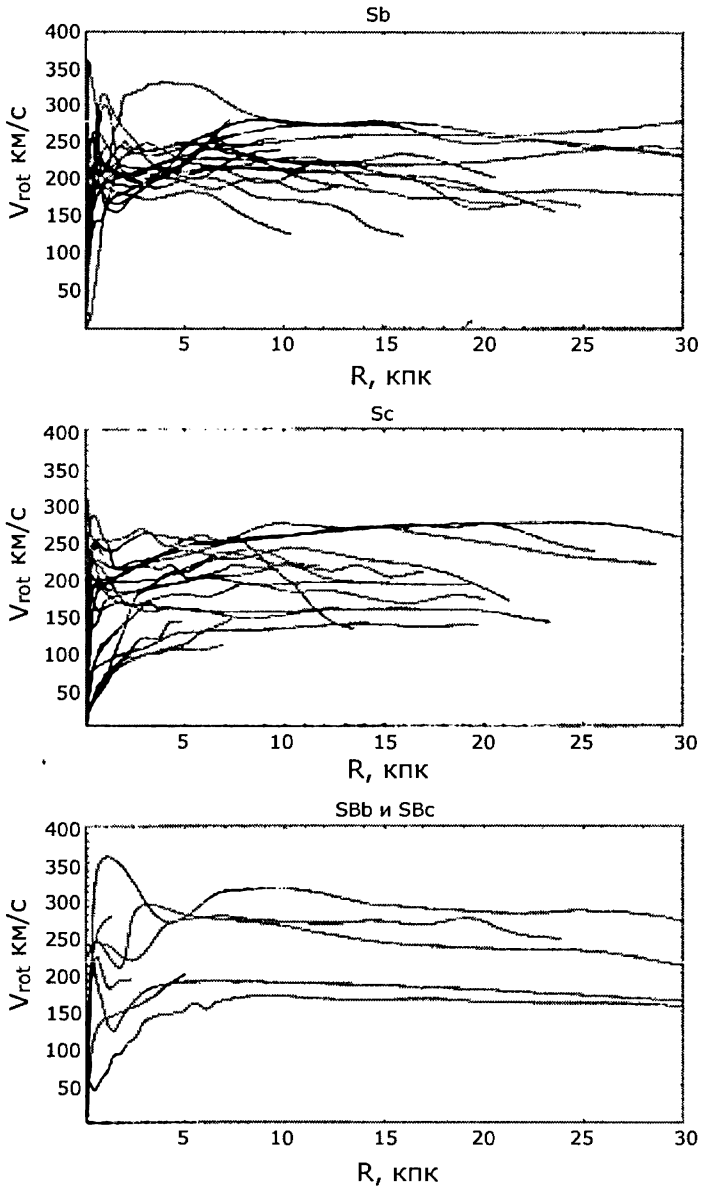


Рис. 11.5. Примеры кривых вращения спиральных галактик различных морфологических типов (по Sofue et al, 2001).

11.4.5. Скорость вращения и круговая скорость

Скорость вращения и круговая скорость — это не синонимы. Круговой скоростью называют скорость V_c , необходимую для движения частиц по окружностям (независимо от того, есть ли такие частицы в галактике) под действием гравитационного притяжения к центру. Приравнивая центростремительное ускорение гравитационному, можно записать:

$$\frac{V_c^2}{R} = -g_r = \frac{\partial \Phi}{\partial R}, \quad (11.4)$$

где Φ — гравитационный потенциал. В общем случае на газ с плотностью ρ_g могут действовать также силы, связанные с радиальным градиентом давления P . Поэтому скорость вращения

$$V^2 = R \left(\frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{\nabla P}{\rho_g} \right). \quad (11.5)$$

Полагая $P = \rho_g C_s^2$, где $C_s = \text{const}$ — скорость звука, получаем

$$V^2 - V_c^2 = C_s^2 \frac{d \ln \rho_g}{d \ln R}. \quad (11.6)$$

Величина $\frac{d \ln \rho_g}{d \ln R}$ обычно порядка 1. Для газа $C_s \approx 6\text{--}10$ км/с, и $(C_s/V)^2 \ll 1$, поэтому различие между V и V_c можно пренебречь, за исключением особых случаев, например, при наличии резких градиентов плотности вблизи ядра, где V мало, или для галактик крайне низкой массы, где V_c и C_s сопоставимы.

Приведенное выше уравнение пригодно не только для газа, но и для бесстолкновительной звездной системы. В этом случае величина C_s будет относиться к радиальной дисперсии скоростей звезд ($C_s = C_r$), а ρ_g — к плотности звездного населения на данном R . Уже для старых звездных дисков, где $C_r \geq 50$ км/с, различие между V и V_c может быть существенным. Для эллиптических галактик с медленным вращением $\frac{V_c^2}{V^2} \ll 1$, поэтому из (11.6) следует:

$$V_c^2 \approx - \frac{R}{\rho_*} \frac{d(\rho_g C_r^2)}{dR}. \quad (11.7)$$

Равновесие этих галактик обусловлено балансом между потенциальной энергией и энергией хаотических движений звезд.

11.4.6. Связь распределения масс в галактике с кривой вращения

Пусть нам известна зависимость круговой скорости от радиуса $V_c(R)$, а давлением газа можно пренебречь, так что $V_c(R)$ равна наблюдаемой скорости вращения $V(R)$. Обратимся к уравнению (11.4), связывающему $V(R)$ с гравитационным потенциалом Φ . Поскольку распределение потенциала отражает распределение масс в галактике, это уравнение может быть использовано для оценки плотности галактики на данном R или массы, заключенной в пределах определенного радиуса. Однако основная проблема заключается в том, что заданный градиент потенциала на данном R можно получить для самых различных распределений массы в галактике. Поэтому, не зная общей структуры галактики, по кривой вращения нельзя получить ни точного значения массы, ни однозначной оценки плотности. Выбор оптимальной модели галактики опирается как на форму кривой вращения, так и на общие представления о структуре, следующие из наблюдаемого распределения яркости. Рассмотрим для примера две простые модели распределения вещества.

А. Сферически-симметричная модель. В этой модели полную массу, заключенную внутри поверхности данного радиуса, можно рассчитать для круговой скорости движения на данном R (поскольку результирующее влияние гравитации внешних слоев при сферическом, или, в общем случае, эллипсоидальном распределении вещества равно нулю): $M(R) = V^2(R)RG^{-1}$. В таком случае для объемной плотности на данном R будем иметь:

$$\rho(R) \equiv \frac{1}{4\pi R^2} \frac{dM}{dR} = \frac{1}{2\pi RG} \left(V \frac{dV}{dR} + \frac{V^2}{2R} \right). \quad (11.8)$$

Для любой кривой вращения это уравнение позволяет однозначно определить радиальное распределение плотности. Заметим, что при $V \sim R^{-1/2}$ выражение в скобках равно нулю, и, следовательно, $\rho(R) = 0$ (за исключением точки $R = 0$). Это случай кеплеровской кривой вращения, когда вся масса системы сосредоточена в центре (как в солнечной системе).

Если распределение плотности представить в форме $\rho(R) \sim R^{-n}$, то, решая обратную задачу, получим:

$$\frac{d\Phi(R)}{dR} = \frac{GM(R)}{R^2}, \quad M(R) = \int_0^R 4\pi R'^2 \rho(R') dR', \quad (11.9)$$

$$V(R) \sim R^{1-n/2}.$$

Отсюда следует, что для однородного шара ($n = 0$) имеет место линейная зависимость $V(R)$ (твердотельное вращение), а плато на кривой вращения требует $n = 2$ (квазиизотермическая модель).

Сферически-симметричная модель удовлетворительно описывает распределение плотности в галактике только тогда, когда масса диска много меньше массы сферических компонентов. Тем не менее, она вполне пригодна для грубой оценки полной массы, заключенной в пределах радиуса R . В общем случае масса, найденная в рамках этой модели, будет являться верхним пределом:

$$M(R) \leq \frac{V^2 R}{G}.$$

Б. Модель плоского диска. Для плоских (дисковых) подсистем вычисление распределения гравитационного потенциала является более сложным. В системе, где линии равной плотности — это сферы или эллипсоиды, на каждую точку действует только масса, заключенная внутри сферы (эллипсоида), проходящей через нее. Но для диска это не так. Даже в случае осесимметричного диска создаваемый им потенциал (а, следовательно, и круговая скорость) на данном расстоянии от центра зависит от массы не только внутри данного радиуса, но и за его пределами. При моделировании галактик часто используется приближение тонкого диска с экспоненциальным распределением поверхностной плотности по радиусу:

$$\sigma(R) = \sigma_0 \exp(-R/R_0),$$

где R_0 — радиальная шкала диска (обычно несколько кпк). Кривая вращения $V(R)$ такого диска, вычисленная через распределение потенциала, может быть выражена через модифицированные функции Бесселя I_n , K_n нулевого и первого порядков по аргументу $y \equiv R/2R_0$:

$$V^2(R) = 4\pi G\sigma_0 R_0 y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)]. \quad (11.10)$$

В этой модели кривая $V(R)$ плавно возрастает от нуля до максимального значения

$$V_m = 0.623(GM/R_0)^{1/2} = 0.623(2\pi GR_0)^{1/2} \quad (11.11)$$

на $R = R_m = 2.151R_0$, после чего медленно спадает. Интегральная масса диска

$$M_d = 2\pi G\sigma_0 R_0^2 \simeq 1.2 \frac{V_m^2 R_m}{G}. \quad (11.12)$$

Потенциальная энергия самогравитирующего диска

$$W = 2\pi \int_0^{\infty} \Phi(R)\sigma(R)RdR \approx -11.6 G\sigma_0^2 R_0^3. \quad (11.13)$$

Полная кинетическая энергия диска, в соответствии с теоремой вириала, равна $|W|/2$.

Полученные выражения вполне пригодны для оценки массы и плотности реальных галактик, в которых во внутренней области доминирует диск. Но в общем случае требуется учет вклада других составляющих в градиент потенциала. Поэтому модели галактик, как правило, бывают многокомпонентными. Потенциалы аддитивны, а следовательно, если $\Phi_n(R)$ — распределение потенциала n -го компонента, то суммарный потенциал $\Phi(R) = \sum_n \Phi_n(R)$, или $\partial\Phi(R)/\partial R = \sum_n (\partial\Phi_n(R)/\partial R)$. Следовательно,

$$V(R) = \left(\sum_n V^2(R) \right)^{1/2}. \quad (11.14)$$

Иными словами, суммируются квадраты круговых скоростей, обусловленные различными компонентами.

Минимальное количество параметров, описывающих каждый компонент, равно двум: один определяет плотность (например, плотность в центре), другой — линейный масштаб (например, R_0). Поэтому введение большого числа компонентов в модель оправдано только в том случае, если имеется независимая информация об их эффективных радиусах, степени сплюснутости и радиальном изменении плотности; в противном случае область допустимых параметров окажется слишком большой.

В типичной дисковой галактике балдж диктует форму кривой вращения во внутренней области $R < R_0$ (обычно 1–3 кпк), темное гало — в области $R > 2 \div 3R_0$, а диск — в интервале 1–2 R_0 . Такой раздел влияния облегчает выделение отдельных компонентов по форме кривой вращения.

Для галактик, содержащих большое количество газа (например, некоторых Irr-галактик), необходим учет еще одного компонента — газового диска, распределение поверхностной плотности вдоль радиуса которого берется непосредственно из наблюдений.

Пример моделирования кривой вращения для спиральной галактики показан на рис. 11.6.

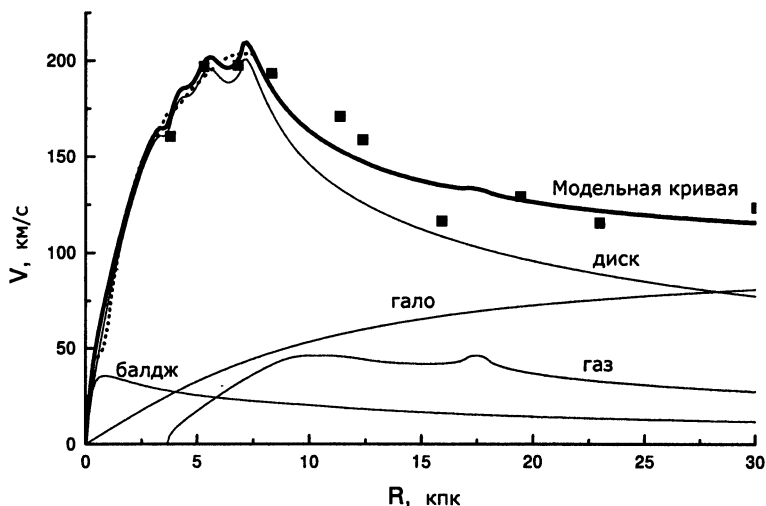


Рис. 11.6. Моделирование кривой вращения галактики NGC 157. Показаны четыре компонента, обусловленные диском, балджем, газом и темным гало.

11.4.7. Проблема темного гало

При интерпретации кривых вращения галактик исследователи столкнулись с неожиданной проблемой: форма кривой вращения во внешних областях галактик, как правило, не соответствует ожидаемой при, казалось бы, естественном предположении, что плотность вещества меняется пропорционально плотности или яркости звездного населения, то есть, что локальное отношение массы к светимости не сильно меняется с радиусом. Для внутренних областей галактик, в пределах 2–3 радиальных шкал R_0 , этого парадокса обычно не возникает. Однако, если исходить из распределения яркости диска, то можно ожидать, что, начиная с некоторого расстояния $R \approx 2R_0$, скорость его вращения должна уменьшаться с удалением от центра, в то время как наблюдения почти никогда этого не демонстрируют. Для того, чтобы объяснить высокую скорость вращения внешних областей галактических дисков, приходится предположить, что на больших расстояниях от центра галактики решающую роль играет дополнительная масса, то есть нечто помимо звезд и газа. Это «нечто» получило название темной массы или темного гало галактики. Иногда недостающую массу называют скрытой массой галактики.

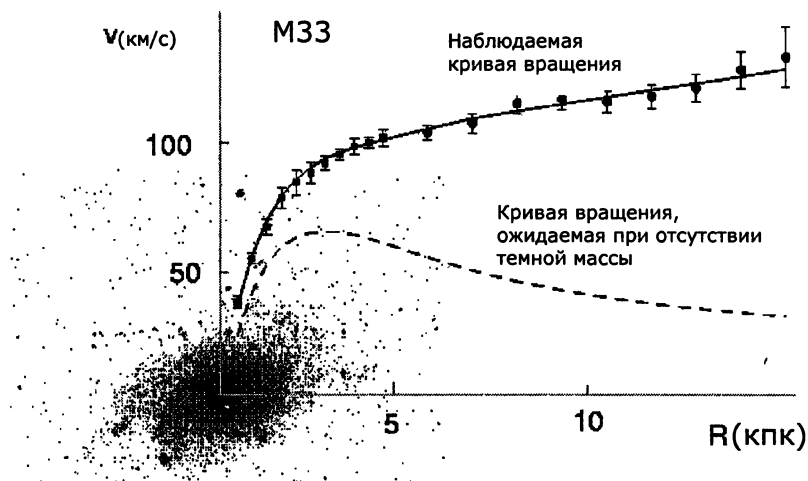


Рис. 11.7. Влияние темного массивного гало на кривую вращения галактик (на примере M33).

тики, хотя это название не очень удачно: раз она все же обнаруживает себя по гравитационному полю, значит, не совсем скрыта...

Независимым образом к выводу о существовании массивных гало в галактиках привели и оценки массы или поверхностной плотности галактических дисков, полученные из условия их гравитационной устойчивости (подробнее об этом см. ниже).

Оказалось, что на долю звезд и газа в галактиках в пределах их оптических границ обычно приходится не более половины полной массы, причем это соотношение меняется в пользу темного гало по мере возрастания расстояния от центра. Измерения скоростей движения спутников галактик дали основание считать, что темное гало простирается, как правило, в несколько раз дальше оптического диаметра, то есть там, где звезд уже практически нет. Полная масса галактики с учетом этих далеких областей может оказаться в 5–10 раз больше, чем суммарная масса видимого вещества в ней.

Еще одно свидетельство наличия темной массы — это существование горячего газа с температурой в миллионы градусов, заполняющего гигантские эллиптические галактики. Если бы в таких галактиках не было ничего, кроме звезд и газа, то создаваемое ими гравитационное поле оказалось бы недостаточным для удержания столь

сильно нагретой среды. Нужна еще дополнительная, темная масса, по-видимому, той же природы, что и темное гало в галактиках с вращающимися дисками.

Присутствие массивных темных гало было обнаружено в галактиках всех типов, но в различных пропорциях по отношению к светящемуся веществу. В среднем, чем ниже поверхностная яркость (или поверхностная плотность) дисков, тем большую роль играет темное гало. Наиболее впечатляющие результаты были получены, когда было измерено вращение галактик очень низкой поверхностной яркости (LSB), свечение которых настолько слабо, что их наблюдения часто находятся на грани возможности современных методов. Несмотря на очень низкую плотность звездного населения, эти галактики довольно быстро вращаются. У них темная масса начинает существенно преобладать над видимым веществом не на краю оптического (звездного) диска, как в большинстве галактик, а почти от самого центра.

Есть основания считать, что существуют еще более слабо светящиеся, практически не видимые в оптике галактики-призраки. При очень низкой яркости они, тем не менее, могут иметь достаточно большие массы и размеры, чтобы их можно было обнаружить по взаимодействию с нормальными галактиками.

Природа темной массы остается неясной. Рассматривалось очень большое количество возможных претендентов на темную или слабо светящуюся массу. Очевидно, что она не может состоять из релятивистских частиц — они не удержались бы в галактиках. Это не может быть и разреженный газ — его излучение легко было бы зафиксировано в рентгеновском диапазоне (если он горячий) или в радиолиниях. Не проходят и гипотезы о труднообнаружимых остатках звездной эволюции — нейтронных звездах или черных дырах звездных масс. Для их образования потребовалось бы громадное количество массивных звезд. Если принять во внимание, что они быстро эволюционируют с потерей вещества, выбрасывая газ, обогащенный тяжелыми элементами, то современная межзвездная среда имела бы совсем иной химсостав.

Труднее проверить предположение о существовании очень большого количества маломассивных звезд или тел планетного типа, которые, давая определяющий вклад в массу, тем не менее почти не излучают света. Но и с этим вариантом, по-видимому, придется расстаться: для объяснения темной массы таких тел должно быть

очень много, значительно больше, чем обычных звезд, и это можно было бы обнаружить по эффекту микролинзирования. Так называется эффект отклонения света далеких звезд гравитационным полем небольших тел, в непосредственной близости от которых (на расстоянии в тысячные доли угловой секунды) проходит траектория лучей. В этом случае тело, даже если оно не излучает света, проявит себя как своего рода гравитационная линза, изменяя регистрируемый наблюдателем световой поток от звезды. Поскольку ожидаемые гравитационные линзы должны двигаться с теми же скоростями, что и обычные звезды, эффект микролинзирования будет продолжаться недолго — от нескольких часов до нескольких суток, недель или месяцев — в зависимости от массы «линзы». За это время видимая яркость звезды должна сначала заметно возрасти, а затем возвратиться на прежний уровень и оставаться в дальнейшем постоянной. Чтобы поймать такое случайное событие, нужно непрерывно отслеживать яркость миллионов звезд, отсеивая те из них, где возрастание яркости носит не разовый характер, а связано с процессами на самой звезде.

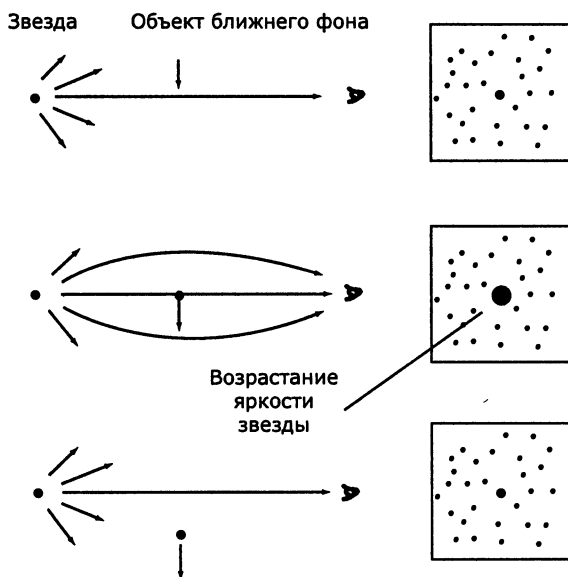


Рис. 11.8. Схема, иллюстрирующая усиление блеска звезды при гравитационном микролинзировании.

Многолетние поиски таких эффектов в направлении на богатые звездами поля в Большом и Малом Магеллановом Облаке и в балдже нашей Галактики привели к обнаружению процесса микролинзирования, но не в таких количествах, какие требуются для объяснения темной массы (проект MACHO, США). Достаточно большого количества тел с массами меньшими, чем у звезд, не было обнаружено. Характерная масса объектов, вызывающих эффект микролинзирования, как оказалось, всего в два–три раза меньше, чем у Солнца. Это просто маломассивные звезды низкой светимости, и их учет не сильно изменил существующие оценки массы звездного населения.

Предполагается, что несветящееся вещество в галактиках может быть связано с массивными элементарными частицами, еще не открытыми в физических лабораториях. Эти частицы должны заполнять весь объем галактики, двигаясь в ней примерно с теми же скоростями, что и звезды, и взаимодействовать с обычным барионным веществом через гравитационное поле. Сокращенное название, которые получили эти гипотетические частицы — WIMPs (англ. *Weakly Interacting Massive Particles*). Делаются попытки их лабораторного обнаружения.

11.4.8. О гравитационной устойчивости звездных дисков

Поскольку звезды образуют бесстолкновительную среду, они не могут терять энергию на неупругие столкновения, как газ, и дисперсия их скоростей со временем может либо оставаться постоянной, либо возрастать, если действуют определенные механизмы увеличения кинетической энергии хаотических движений звезд. Возникает вопрос: что за механизмы влияют на дисперсию скоростей, и чем определяется ее конечное значение? Почему нет галактик, диск которых состоял бы из звезд с такой же низкой дисперсией скоростей, как у облаков газа, то есть из звезд, вращающихся практически по круговым орбитам? Ведь планеты именно так и вращаются вокруг Солнца, образуя своего рода диск из отдельных частиц с круговым вращением.

Численным методом можно смоделировать галактику, звезды которой образуют тонкий диск, сообщив каждой «звезде» начальную скорость, соответствующую круговой орбите. Но уже через один-два оборота диск неузнаваемо изменится. Произойдет перестройка орбит «звезд» и возрастание дисперсии их скоростей. При определенных начальных условиях диск может вообще потерять

осевую симметрию, и в нем возникнет вытянутая долгоживущая конфигурация — бар. В случае планет перестройка орбит не происходит (по крайней мере, за миллиарды оборотов вокруг Солнца). В планетной системе гравитационное поле определяется не планетами, а центральной массой — Солнцем, и воздействие планет друг на друга хотя и обнаружимо, но очень мало. В галактиках нет центрального тела или скопления тел, определяющих гравитационное поле во всем диске, и коллективные эффекты — влияние собственной гравитации диска на движение составляющих его отдельных звезд — является определяющим.

Причина роста дисперсии скоростей звезд диска, первоначально имевших круговые скорости, — это та же гравитационная (джинсовская) неустойчивость, которая приводит к сжатию газовой среды и рождению звезд. Динамически холодная среда неустойчива, причем при нулевой дисперсии скоростей, когда все тела имеют круговые скорости, она неустойчива на всех масштабах. Вращение диска мешает крупномасштабному сжатию, и при достаточно большой угловой скорости диск оказывается гравитационно устойчивым даже если дисперсия скоростей звезд в нем мала (но не нулевая).

Задача нахождения условий устойчивости для вращающегося бесстолкновительного диска имеет четкое математическое решение лишь при введении некоторых упрощений. Так, диск считается тонким (толщина много меньше характерных размеров, в пределах которых развивается линейная стадия неустойчивости), а длины волн возмущений не слишком велики по сравнению с характерным радиальным масштабом изменения параметров диска: плотности, угловой скорости или дисперсии скоростей. При этом отклонения от круговой скорости малы по сравнению со средней скоростью вращения на данном радиусе.

Последнее обычно называют *эпициклическим приближением*, поскольку на «языке орбит» это означает, что траекторию движения звезды можно представить как сумму двух кривых: окружности, лежащей в плоскости диска, и малого эллипса (эпицикла), центр которого движется по окружности со скоростью, близкой к круговой (аналогия с геоцентрической птолемеевской схемой движения планет по кругам и эпициклам вокруг Земли). Если выбрать систему отсчета, равномерно вращающуюся со средней угловой скоростью звезды, то в этой системе звезда будет описывать неподвижные эллипсы с размерами, много меньшими расстояния до центра галакти-

ки, с круговой частотой \varkappa , называемой эпициклической. Она представляется простым выражением (см. вывод в Приложении, раздел А.5):

$$\varkappa = 2\Omega \sqrt{1 + \frac{R}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dR}},$$

где $\Omega = V(R)/R$ — угловая скорость. Для вращения со скоростью V , слабо меняющейся вдоль радиуса (что обычно имеет место на большей части диска) $\Omega \sim R^{-1}$, и $\varkappa \approx \sqrt{2}\Omega$.

Наиболее неустойчивым будет такой диск, звезды которого вообще не обладают случайными скоростями, то есть движутся по окружностям. Как показывают теоретические расчеты, при указанных выше упрощениях самыми неустойчивыми оказываются возмущения с длинами волн

$$\lambda_{cr} = \frac{2\pi^2 G\sigma_*}{\varkappa^2},$$

где σ_* — поверхностная плотность тонкого диска. Развитию более длинноволновых возмущений мешает вращение диска (момент импульса сжимающейся области препятствует уменьшению ее радиуса), а более коротковолновых — радиальная дисперсия скоростей (благодаря случайным скоростям звезды успевают «уйти» из области небольшого размера прежде чем она сожмется). При развитии гравитационной неустойчивости расстояния между соседними уплотнениями должны быть примерно равны λ_{cr} .

Критическое значение радиальной дисперсии скоростей C_r , при которой стабилизируются радиальные возмущения плотности любой длины волны в тонком бесстолкновительном изотермичном диске с поверхностной плотностью σ_* , составляет (по Тоомре)

$$C_{cr} = C_T \approx \frac{3.4G\sigma_*}{\varkappa}. \quad (11.15)$$

Диск устойчив к радиальным возмущениям, когда параметр Тоомре $Q_c = \frac{C_r}{C_T} > 1$. Для тонкого газового диска численный коэффициент в (11.15) заменяется с 3.4 на π .

Пример. Оценим для звездного диска в окрестности Солнца значения λ_{cr} и C_T . Используем следующие параметры: $R = 8$ кпк, $V = 220$ км/с, $\varkappa = \sqrt{2}V/R$, $\sigma \approx 60M_\odot/\text{пк}^2 \approx 1.2 \cdot 10^{-2}$ г/см². Получаем: $\varkappa = 1.3 \cdot 10^{-15} \text{с}^{-1}$, $\lambda_{cr} \approx 9 \cdot 10^{21}$ см (около 3 кпк), $C_T \approx 20$ км/с.

У старых звезд диска наблюдается почти вдвое большая дисперсия радиальных скоростей.

Аналитически получены приближенные решения и для более общих случаев, в частности, учитывающие стабилизирующее влияние конечной толщины диска и рост нерадиальных возмущений, к которым диск менее устойчив, чем к радиальным. Однако одновременный учет этих факторов, как и учет неоднородности диска и влияния его различных зон друг на друга делает задачу аналитически неразрешимой в общем виде. Тем не менее, различные модели дисков можно проверить на устойчивость и проследить, к чему приводит развитие неустойчивостей, используя современные методы численного моделирования дисков галактик. Поэтому для каждой конкретной модели условие устойчивости можно уточнить, рассчитывая динамическую эволюцию диска, то есть рассматривая изменение его формы и кинематических параметров со временем.

В общем виде, критическое значение радиальной дисперсии скоростей, при котором диск становится локально устойчивым к любым гравитационным возмущениям, а не только к радиальным, можно записать в следующем виде:

$$C_{cr} = Q_c C_T = Q_c \frac{3.4 G \sigma_*}{\kappa}, \quad (11.16)$$

где Q_c — параметр устойчивости. Его значение на данном расстоянии от центра зависит сложным образом от геометрических и кинематических параметров диска, а также тех начальных условий, с которых началась его динамическая эволюция. Многочисленные трехмерные численные модели бесстолкновительных дисков с сильно различающимися параметрами показали, что значения Q_c практически всегда больше единицы, и составляют 1.5–2 во внутренней области галактики, где значителен вклад гравитационного поля балджа, и ~ 3 — на расстоянии нескольких радиальных шкал плотности от центра.

Дисперсия скоростей старых звезд, составляющих основную массу диска, может быть оценена из спектральных наблюдений галактик. В этом случае, используя критерий устойчивости (11.16), можно вычислить, каков верхний предел локальной плотности диска, совместимый с его устойчивостью на том или ином расстоянии R , и определить таким образом максимальный вклад диска в кривую вращения галактики. Это дает возможность независимым образом оце-

нить долю массы галактики, которая приходится на диск и на темное гало. Результаты показали, что для многих галактик масса диска в пределах нескольких значений радиальной шкалы R_0 действительно уступает массе недисковых компонентов (балдж + темное гало), подтверждая, что недостающая темная масса заключена в гало, а не в диске.

11.4.9. Дисперсия скоростей и толщина галактических дисков

Рост дисперсии радиальных скоростей звезд неизбежно приводит и к росту дисперсии азимутальных скоростей. Несложно понять, почему эти две величины меняются одинаковым образом. Представим себе, что звездам, вращавшимся по круговым орбитам, придан импульс в радиальном направлении. Звезды начнут колебаться относительно первоначально круговой орбиты с эпициклической частотой. Однако вследствие сохранения удельного момента импульса $V_\phi R$ с той же частотой будет колебаться и азимутальная скорость звезд: они будут отставать от невозмущенного диска, удаляясь от центра, и опережать его, двигаясь к центру. Для стационарного диска $C_r/C_\phi = 2\Omega/\kappa$ (формула Б. Линблада).

Ситуация с дисперсией «вертикальных» скоростей C_z более сложная. Очевидно, что чем меньше C_z , тем более тонким является диск. Может ли он быть сколь угодно тонким? Благодаря какому процессу звезды, первоначально двигавшиеся в плоскости тонкого диска, могут получить скорость в перпендикулярном направлении, если сами звезды редко сближаются друг с другом, и нет никаких возмущающих тел, находящихся вне плоскости? Роль такого процесса играет неустойчивость диска к изгибным возмущениям, то есть тоже коллективное взаимодействие отдельных звезд с диском в целом.

При малых возмущениях плоскости диска, скажем, при появлении на нем небольшого локального искривления, движение звезд через это искривление будет приводить к его росту вследствие возникающей центробежной силы, причем тем более быстрому, чем выше скорость звезд. «Вертикальная» компонента скорости будет возрастать, пока звезды не перестанут реагировать на «неровности» диска в своем движении. В итоге, чем больше скорость движения звезд в плоскости диска, тем сильнее диск «разогревается» и в вертикальном направлении. Джинсовская и изгибная неустойчивости как бы дополняют друг друга. Действительно, рост дисперсии скоростей в плоскости диска подавляет первую и инспирируют вторую неустой-

чивость, а гравитационное поле диска, наоборот, способствует росту возмущений в плоскости диска и противодействует изгибным возмущениям.

Математически рост изгибных возмущений в бесстолкновительном диске (при сильно упрощающих предположениях) был впервые рассмотрен А. Тоомре, а также В. Поляченко и И. Шухманом (1977). Однако, как и в случае неустойчивости в плоскости диска, развитие изгибной неустойчивости в неоднородных дисках и на нелинейной стадии прослеживается лишь в численных экспериментах.

В итоге развития обеих неустойчивостей, возрастают все три компоненты дисперсии скоростей звезд, пока диск не достигнет устойчивого равновесного состояния. При этом, как показывают численные модели, отношение C_z/C_r составляет 0.4–0.7, в зависимости от расстояния от центра и параметров диска, что согласуется с имеющимися наблюдениями.

Дисперсия скоростей C_z определяет такой важный параметр диска как его толщину, а следовательно и объемную плотность (отношение поверхностной плотности к толщине). Полутолщина диска характеризует то расстояние от плоскости диска, на которое могут «подниматься» звезды со среднеквадратичной скоростью C_z , и поэтому она зависит от градиента потенциала (ускорения) по z -координате.

Равновесная толщина самогравитирующего диска определяется из уравнения Пуассона, имеющего для бесконечного плоского диска вид:

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = -4\pi G\rho_*(z), \quad (11.17)$$

и уравнения гидростатического равновесия

$$\frac{d}{dz}(\rho_* C_z^2) = -\frac{d\Phi}{dz}\rho_*(z). \quad (11.18)$$

Считая дисперсию скоростей облаков $C_z^2 = const$ и дифференцируя последнее уравнение по z , получаем из уравнения Пуассона:

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{\rho_*}\frac{d\rho_*}{dz}\right) = -\frac{4\pi G\rho_*}{C_z^2}. \quad (11.19)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\rho_*(z) = \rho_{*0}\operatorname{sech}^2\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (11.20)$$

где ρ_{*0} — плотность в плоскости диска, а полутолщина диска

$$z_0 = \frac{C_z}{(2\pi G \rho_{*0})^{1/2}}. \quad (11.21)$$

Интегрируя $\rho_*(z)$ по z -координате, нетрудно получить, что поверхностная плотность диска $\sigma_* = 2\rho_{*0}z_0$, поэтому из предыдущего уравнения следует:

$$z_0 = \frac{C_z^2}{\pi G \sigma_*}. \quad (11.22)$$

Для нашей Галактики основной звездный диск, то есть диск, образуемый старыми звездами, имеет полутолщину $z_0 \simeq 300$ пк.

Помимо основного диска и тонкого диска, образуемого газом и молодыми звездами, в нашей и, вероятно, в большинстве S и Iгг-галактик существует «толстый» диск, для которого $z_0 \geq 1$ кпк. Его наблюдают у галактик, диски которых повернуты к нам ребром. Толстый диск характеризуется более высокой дисперсией скоростей звезд и представляет собой еще один элемент структуры галактических дисков, однако его динамическое влияние на галактику, как правило, мало (в окрестности Солнца на долю толстого диска приходится лишь несколько процентов полной массы диска). Однако в Iгг-галактиках толстый диск, по-видимому, сопоставим с тонким по поверхностной плотности. Пример нашей Галактики и нескольких других, в которых исследовался толстый диск, показывает, что он состоит из старых звезд, а по химическому составу звезд занимает промежуточное положение между гало и основным диском. По-видимому, его образование связано с определенным этапом в ранней эволюции дискового компонента галактики.

Сопоставим относительную толщину диска, т. е. степень его сплюснутости $\frac{z_0}{R_0}$, с относительной массой диска в галактике $\frac{M_d}{M_t}$, где $M_d \sim \sigma R_0^2$ — масса диска, а $M_t \sim V^2 R_0$ — полная масса галактики в пределах фиксированного радиуса, выраженного в единицах радиальной шкалы диска R_0 . Будем считать, что радиальная дисперсия скоростей $C_r = Q_c C_T$ определяется условием устойчивости диска к возмущениям в его плоскости, где среднее значение Q_c для диска $\approx 1.5-2$. Тогда, учитывая, что полутолщина диска $z_0 \sim C_z^2/\sigma$, а C_z пропорциональна C_r , и принимая во внимание, что $C_T \sim \sigma/\kappa$, получаем:

$$\frac{z_0}{R_0} \sim \frac{C_z^2}{\sigma R_0} \sim \frac{\sigma}{R_0 \kappa^2} \sim \frac{\sigma R_0^2}{V^2 R_0} \sim \frac{M_d}{M_t}. \quad (11.23)$$

Таким образом, можно ожидать, что если дисперсии скоростей звезд по R и z координатам близки к критическим значениям для устойчивости диска, то наиболее тонкими галактиками должны являться галактики с наиболее низкой относительной массой диска. Этот вывод хорошо согласуется как с результатами построения численных трехмерных моделей N тел бесстолкновительных дисков, так и с измерениями относительной толщины диска для спиральных галактик, наблюдаемых «с ребра». Однако среди линзовидных и, по-видимому, неправильных галактик много галактик с «перегретыми» дисками, где дисперсия скоростей превышает соответствующие критические значения.

Среди механизмов, увеличивающих толщину устойчивого равновесного звездного диска, в первую очередь следует назвать рассеяние звезд на массивных газовых облаках, а также «разогрев», связанный с падением на галактику мелких спутников. Сильное гравитационное воздействие на звезды диска со стороны соседних галактик также может привести к увеличению толщины диска, что действительно наблюдается (Ф. Комбес, Т. В. Решетников). При эффективном действии всех этих механизмов дисперсия скоростей звезд, как и толщина дисков, может быть выше тех минимальных значений, которые требуются для их устойчивого равновесного состояния. Однако в большинстве случаев дисперсия скоростей звезд, составляющих основную массу диска, по-видимому, близка к минимальному значению, обеспечивающему его устойчивость к гравитационным и изгибным возмущениям.

11.4.10. Бары галактик

Бары, или перемычки, присутствуют у значительной части дисковых галактик различных типов — от $S0$ до Ir . Это устойчивое равновесное образование, существующее в течение многих оборотов галактики. Бар вращается как целое с некоторой угловой скоростью, которая может не совпадать с угловой скоростью, соответствующей круговому движению на данном расстоянии от центра.

Присутствие баров отражается не только на распределении яркости, но и на поле скоростей газа и звезд в галактике. Звезды, образующие бар, движутся по эллиптическим орбитам, большая ось которых ориентируется вдоль оси бара. При этом бар вращается как целое в ту же сторону, что и диск. Межзвездная среда, двигаясь в гравитационном поле галактики, «возмущенном» присутствием ба-

ра, может испытывать сильное сжатие (на фотографиях галактик заметны пылевые прожилки, идущие параллельно оси бара и указывающие на возрастание плотности и непрозрачности межзвездной среды). Движение межзвездного газа в случае контрастного бара имеет особенно сложный характер. Например, могут возникать радиальные потоки вдоль бара к центру галактики, приводящие к концентрации газа во внутренней области диска.

Существует по крайней мере два механизма образования баров. Первый — крупномасштабная гравитационная неустойчивость диска (барообразующая неустойчивость, или бар-мода). Она реализуется при быстром вращении диска, когда скорость вращения значительно превосходит дисперсию скоростей. Второй механизм — неустойчивость радиальных орбит — наоборот, реализуется при медленном вращении диска, когда основной компонентой скорости является радиальная скорость. Угловая скорость вращения звезд в диске в этом случае должна быть низкой.

Рассмотрим оба механизма образования бара.

а) Барообразующая неустойчивость. Некоторым аналогом барообразующей неустойчивости диска в механике несжимаемых самогравитирующих тел является неустойчивость однородных эллипсоидов вращения при достижении их энергии вращения определенного критического значения. При этом происходит деформация эллипсоида, переход от эллипсоида Маклорена к эллипсоиду Якоби: энергетически выгодным оказывается изменение формы от сплюснутого двухосного эллипсоида к вытянутому трехосному.

Развитие барообразующей неустойчивости в галактике могло иметь место миллиарды лет назад, причем как в звездном, так и в более холодном газовом диске. За миллиарды лет эволюции галактики бары могут как разрушаться, так и рождаться вновь. Острайкер и Пиблс (1973) получили для критерия устойчивости вращающегося диска к бар-моды следующее соотношение:

$$\frac{E_{rot}}{|W|} < 0.14, \quad (11.24)$$

где E_{rot} и $|W|$ — энергия вращения и потенциальная энергия диска. Если это неравенство не выполняется, то образуется бар. Численное моделирование наглядно подтверждает картину возникновения бара в динамически холодных быстро вращающихся дисках за 1–2 оборота диска. Критическое отношение энергий, при котором

диск становится устойчивым к образованию бара, полученное в численных моделях, зависит от параметров модели, но обычно не выходит за пределы 0.14–0.20. Этим значениям соответствует превышение пекулярных скоростей над скоростью вращения. Казалось бы, в таком случае галактик без баров вообще не должно было бы существовать, поскольку в дисках галактик дисперсия скоростей меньше скорости вращения. Это означает, что в галактиках барообразующая неустойчивость стабилизируется не высокой дисперсией скоростей, а иным путем. Устойчивость осесимметричного диска может быть обеспечена присутствием массивного сферического компонента (балдж + темное гало). Его учет увеличивает $|W|$ системы, и она оказывается устойчивой к бар-моде даже при преобладании вращательного движения звезд.

В общем случае, два стабилизирующих фактора — поле сферического компонента и высокая дисперсия скоростей — действуют одновременно. Это означает, что чем больше относительная масса диска, тем больше он должен быть динамически «нагрет», чтобы сохранить осевую симметрию.

Хотя бары — долгоживущие образования, они должны медленно эволюционировать, гравитационно взаимодействуя с диском, балджем и гало галактики. В результате, со временем они могут становиться более «размытыми» и разрушаться, увеличивая дисперсию скоростей звезд диска. При некоторых условиях бары могут возникнуть снова, если существует приток газа во внутреннюю область галактики, увеличивающий массу динамически холодного газового диска, или если на диск начинает действовать внешняя сила со стороны близко подошедшей соседней галактики, перестраивающая и упорядочивающая вытянутые орбиты звезд и газовых облаков.

б) Неустойчивость вытянутых орбит. Эта неустойчивость впервые была рассмотрена независимо Д. Линден-Беллом и В. Л. Поляченко. Суть ее заключается в том, что звезды, движущиеся вокруг ядра галактики на близких вытянутых орбитах, воздействуют друг на друга таким образом, что орбиты, прецессируя навстречу друг другу, сближаются. Происходит как бы гравитационное «слипание» вытянутых орбит, и в итоге образуется вытянутая структура — бар. Если эксцентриситет орбит мал, то «захвата» орбит не происходит. По-видимому, этот механизм образования бара эффективен во внутренней области диска, где звезды обладают значительной радиальной дисперсией скоростей.

В отличие от первой неустойчивости, гравитация диска как целого здесь не принимает участие в образовании бара. Угловая скорость вращения бара, связанного с неустойчивостью вытянутых орбит, должна быть меньше угловой скорости вращения звезд диска и определяться той скоростью, с которой эти орбиты прецессируют. Такие бары называют медленными. Вопрос о частоте их возникновения пока остается открытым.

11.4.11. Принципы оценки масс E-галактик

Особенность E-галактик в том, что в них нет динамически холодных газовых дисков (за исключением иногда встречающихся маленьких околоядерных дисков), и поэтому даже для грубой оценки массы требуется знать как дисперсию скоростей звезд на данном расстоянии от центра, так и радиальное распределение плотности. Это требует построения самосогласованных моделей, которые воспроизводят наблюдаемые значения усредненной по лучу зрения дисперсии скоростей на различном расстоянии от центра.

Оценки показали, что отношения массы к светимости M/L_B в B -диапазоне в центральных областях E-галактик в большинстве случаев составляют 5–10 солнечных единиц. Это вполне совместимо с моделями проэволюционировавшего звездного населения. Однако на периферии галактик локальные значения M/L_B растут, что говорит о сильном влиянии темной массы. Нагляднее всего присутствие последней проявляется в существовании горячих газовых корон с температурой порядка миллиона градусов, наблюдаемых по рентгеновскому излучению в E-галактиках большой массы. Распределение плотности и температуры горячего газа требует, чтобы масса гигантских E-галактик достигала или даже превышала $10^{12} M_{\odot}$. При этом интегральные значения M/L_B оказываются порядка сотни солнечных единиц. Это означает, что в E-галактиках доля массы, приходящейся на темное вещество, еще выше, чем в S-галактиках в пределах оптических границ их дисков, где массы темного и светящегося вещества, как правило, сопоставимы.

11.5. Физическая природа спиральной структуры

11.5.1. Спиральные ветви: наблюдаемые свойства

Большинство наблюдаемых галактик относятся к числу спиральных. Однако правильный, четкий и симметричный спиральный узор