

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Математико-механический факультет

Кафедра астрофизики

Марчук Александр Александрович

Двухжидкостная неустойчивость и крупномасштабное
звездообразование в дисковых галактиках

Дипломная работа

Допущена к защите.
Зав. кафедрой:
д.ф.-м.н., проф. В. А. Гаген-Торн

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., доцент Н. Я. Сотникова

Рецензент:
д.ф.-м.н., проф. В. П. Решетников

Санкт-Петербург
2013

SAINT-PETERSBURG STATE UNIVERSITY

Mathematics & Mechanics Faculty

Chair of Astrophysics

Alexander Marchuk

Two-fluid instability and large-scale star formation in disc galaxies

Graduation Thesis

Admitted for defence.
Head of the chair:
professor Vladimir Hagen-Thorn

Scientific supervisor:
docent Natalia Sotnikova

Reviewer:
professor Vladimir Reshetnikov

Saint-Petersburg
2013

Содержание

1	Введение	4
1.1	Крупномасштабное звездообразование в галактиках	4
1.2	Краткая постановка задачи	6
2	Двухжидкостная неустойчивость. Теория	8
2.1	Механизмы, регулирующие крупномасштабное звездообразование	8
2.2	Простой одножидкостный критерий	9
2.3	Критерий гравитационной неустойчивости в двухжидкостном приближении	10
2.3.1	Гидродинамическое приближение	10
2.3.2	Кинетическое приближение	12
2.3.3	Учет конечной толщины	13
2.4	Астрофизические приложения	14
2.4.1	Двухжидкостный критерий и реальные галактики	14
2.4.2	Звездообразование в периферийных областях. Карликовые галактики	17
2.4.3	Галактики с газовыми кольцами	18
3	Постановка задачи и методика	20
3.1	Двухжидкостный критерий с полными данными	20
3.2	Наблюдательные данные	21
3.3	Массовая модель звездного диска	22
3.4	Восстановление 3D кинематики	24
3.4.1	Восстановление эллипсоида скоростей на основе уравнения асиммет- ричного сдвига	24
3.4.2	Восстановление эллипсоида скоростей из дисперсии скоростей на луче зрения	25
3.4.3	Восстановление профиля толщины звездного диска	26
3.5	Общая методика нахождения критического значения поверхностной плотно- сти газа с учетом влияния звездного диска	27
3.6	Методика определения ошибок	28
4	Применение критерия двухжидкостной неустойчивости к конкретным га- лактикам	30
4.1	Выборка галактик	30
4.2	Индивидуальные особенности	31
5	Результаты	33
5.1	Галактики с непротиворечивой фотометрией	34
5.2	Галактики с противоречивой фотометрией	41
6	Выводы	45
7	Заключение	46
8	Список литературы	47
9	Приложение	50

1 Введение

1.1 Крупномасштабное звездообразование в галактиках

Важным вопросом в галактической астрономии является вопрос о связи между количеством межзвездного газа в галактике и темпом крупномасштабного звездообразования (star formation rate, SFR). Его значимость состоит в том, что эта связь лежит в основе большинства моделей формирования и эволюции галактик.

Галактики с интенсивным звездообразованием детектируются по большому количеству молодых звезд высокой светимости. Показатели цвета таких галактик более голубые, в них наблюдается большое количество ярких областей ионизованного водорода HII, которые распознаются по излучению в спектральной линии H α . Излучение в линии H α является одним из индикаторов звездообразования, а эквивалентная ширина этой линии служит мерой темпа текущего звездообразования. Современный средний темп звездообразования в нашей Галактике оценивается в 3-5 M_\odot /год. Эта величина сильно варьируется вдоль хаббловской последовательности: она меньше для галактик ранних типов и возрастает для галактик поздних типов.

Многими авторами отмечалась связь между темпом звездообразования и количеством газа в галактическом диске, но механизм этой связи на масштабах всей галактики (а не только в пределах отдельного газового облака) до сих пор является предметом дискуссий. Очень долгое время темп крупномасштабного звездообразования $\psi(t)$ описывался эмпирическим законом Шмидта (Schmidt, 1959)

$$\psi(t) = \frac{d\mathcal{M}_s}{dt} \propto (\Sigma_g)^d, \quad (1.1.1)$$

где \mathcal{M}_s — масса звезд, Σ_g — поверхностная плотность газа, $d \approx 2$. Качественно этот закон обосновывается следующим образом. Звезды рождаются в газовых облаках, коллапсирующих под действием гравитационной (джинсовской) неустойчивости. Процессы охлаждения играют ключевую роль в такого рода сжатии. Скорость охлаждения во многих случаях пропорциональна квадрату концентрации частиц в газе n_g^2 (ударное охлаждение), поэтому можно ожидать появления квадратичной (или во всяком случае нелинейной) зависимости между скоростью звездообразования и поверхностной плотностью газа.

Kennicutt (1989) исследовал закон Шмидта для большой выборки галактик. Индикатором звездообразования служила интенсивность излучения в линии H α — $I(\text{H}\alpha)$. Для скорости звука в газе c_g бралось значение ~ 6 км/с. Для тех областей галактик, в которых газа много, он получил

$$I(\text{H}\alpha) \propto \Sigma_g^{1.3}. \quad (1.1.2)$$

На больших расстояниях от центра галактики интенсивность излучения $I(\text{H}\alpha)$ быстро падает ниже величины, предсказываемой соотношением (1.1.2). Как видно на Рис. 1, радиус области, где найденный эмпирический закон выполняется и наблюдается значительное звездообразование, совпадает с радиусом области, где величина поверхностной плотности газа Σ_g лежит выше значения

$$\Sigma_g^{\text{cr89}} = \alpha \frac{\kappa c_g}{\pi G}. \quad (1.1.3)$$

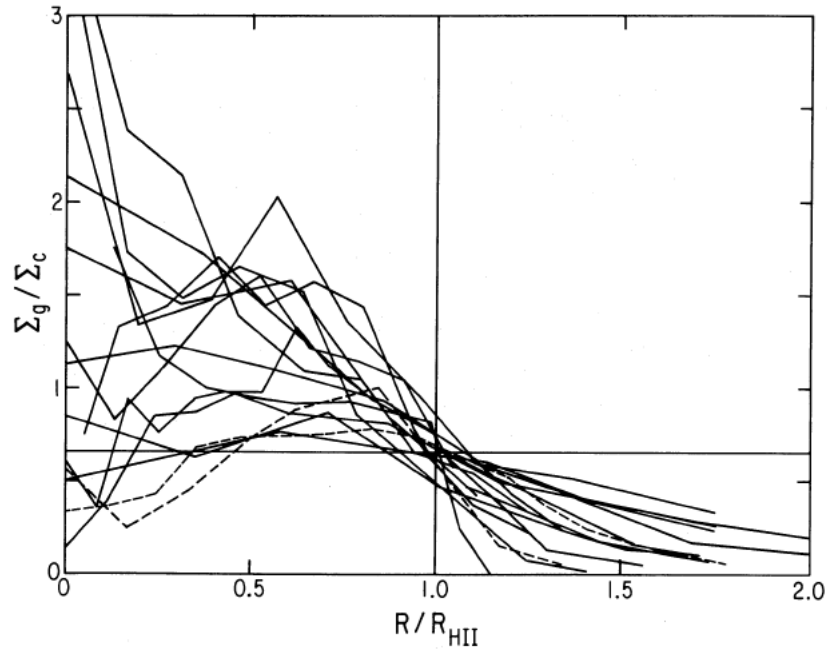


Рис. 1: Радиальная зависимость отношения газовой поверхностной плотности Σ_g к критической плотности Σ_c (в обозначениях дипломной работы Σ_c^{cr89}) для галактик с активным звездообразованием. Радиальная координата нормирована на размер области, в которой наблюдается излучение HII. Горизонтальная линия обозначает порог неустойчивости, соответствующий $\alpha = 0.67$ (формула (1.1.3)). Рисунок взят из работы Kennicutt (1989).

Без множителя α этот критерий фактически совпадает с критерием, предсказываемым так называемой *моделью одножидкостной гравитационной неустойчивости* (Toomre, 1964). Kennicutt (1989) эмпирически получил значение коэффициента $\alpha = 0.67$ и дал физическое объяснение этому. Оно заключается в следующем: классический критерий Тумре применим только для осесимметричных возмущений. Так как в диске всегда присутствуют возмущения и других мод (неосесимметричные), то диску нужно иметь больший запас прочности, чтобы оставаться устойчивым. Поэтому эмпирически полученный множитель α исправляет критерий Тумре за возмущения других мод.

Таким образом, в работе Kennicutt (1989) впервые был физически обоснован механизм крупномасштабного звездообразования и объяснена связь между SFR и Σ_g .

В последующем полученная пороговая связь между скоростью звездообразования и гравитационной неустойчивостью звездного диска неоднократно исследовалась и подтверждалась во многих работах. В статье Martin & Kennicutt (2001) изучались области звездообразования по H α CCD фотометрии в 32 близких галактиках с хорошо измеренными кривыми вращения и известными значениями профилей поверхностной плотности HI и H $_2$. Практически для всех галактик резкий обрыв на профиле излучения в линии H α наблюдался в тех областях, где газовый диск становился устойчивым согласно критерию (1.1.3).

Полученный в работе Kennicutt (1989) критерий гравитационной неустойчивости хорошо работает для объяснения наблюдаемого звездообразования в центральных областях и для тех мест в галактике, где большое количество межзвездного газа. С помощью такого подхода удастся объяснить примерно половину галактик из рассмотренных в работах Kennicutt (1989) и Martin & Kennicutt (2001). Однако для всех оставшихся случаев простой

одножидкостный критерий не может служить объяснением наблюдаемого на периферии и во внешних газовых кольцах некоторых галактик крупномасштабного звездообразования через механизм гравитационной неустойчивости. Скорость образования новых звезд может регулироваться и другими механизмами — молекуляризация холодных облаков при тепловой неустойчивости, разрушение их дифференциальным вращением, но роль таких механизмов не может быть определяющей (Leroy et al., 2008).

В работе Jog & Solomon (1984) описана модель гравитационной двухжидкостной неустойчивости, в которой газовый диск рассматривается совместно с звездным диском. Как продемонстрировано в статье, присутствие звездного диска может изменять динамическое состояние газового, делая его менее устойчивым. Возможно такая модификация простого одножидкостного критерия позволит объяснить связь темпа крупномасштабного звездообразования и плотности газа в диске для всех наблюдаемых галактик, и тем самым уточнить фундаментальные модели формирования и эволюции галактик.

1.2 Краткая постановка задачи

В дипломной работе будет исследована устойчивость газового диска конкретных спиральных галактик на основе критерия двухжидкостной неустойчивости и определены профили критической поверхностной плотности газа. Эти профили будут сравниваться с наблюдаемым распределением газа. Условия наступления неустойчивости будут проанализированы с точки зрения идущего в галактиках крупномасштабного звездообразования, индикатором которого является излучение в линии H_α . Особое внимание будет уделено галактикам, у которых излучение в линии H_α наблюдается, а газовый диск в областях звездообразования оказывается устойчивым согласно стандартному критерию гравитационной неустойчивости. Возможно, решение этой загадки будет найдено в рамках критерия двухжидкостной неустойчивости.

Для решения поставленной задачи будет отобран ряд галактик с известными кривыми вращения как по линиям HI (газовые кривые вращения — $v_c(R)$), так и по абсорбционным линиям (звездные кривые вращения — $\bar{v}_\varphi(R)$). За основу будет взята выборка из работы Noordermeer et al. (2005), объекты для которой были отобраны из обзора WHISP — Westerbork HI survey of spiral and irregular galaxies. Выборка Noordermeer et al. (2005) включает 68 галактик с протяженными кривыми вращения и профилями поверхностной плотности HI — $\Sigma_g(R)$. Данные по звездной кинематике будут найдены в литературе.

Кривые вращения совместно с известными по литературе профилями дисперсии лучевых скоростей $\sigma_{\text{los}}(R)$ дадут возможность восстановить форму эллипсоида скоростей и профиль дисперсии скоростей в радиальном направлении σ_R . Кроме этого, для отобранных галактик будут собраны данные по декомпозиции изображений галактик на балдж и диск. Тем самым будут определены профили поверхностной яркости диска $I_d(R)$, а через отношение масса-светимость и профили поверхностной плотности.

Данные, взятые вместе — кривая вращения $v_c(R)$, полученные профили дисперсии скоростей звезд $\sigma_R(R)$ и поверхностные плотности газового и звездного дисков $\Sigma_g(R)$ и $\Sigma_s(R)$, — позволят найти профиль критической поверхностной плотности газа, превышение которого делает диск неустойчивым.

Особое внимание будет уделено галактикам, у которых распределение нейтрального водорода демонстрирует кольцо, и тем галактикам, у которых в области кольца наблюдается интенсивное звездообразование.

Предполагается:

1. Сравнив профили критической поверхностной плотностей газа, определенные согласно критерию двухжидкостной неустойчивости и простому одножидкостному критерию, сделать выводы о реальном динамическом статусе газовых дисков конкретных галактик;
2. Отобрать галактики, для которых переоценка запаса прочности газового диска на основе одножидкостного критерия, наиболее существенна;
3. Для этих галактик сопоставить области звездообразования (профили яркости в линии H_{α}) с областями, где газовый диск неустойчив по критерию двухжидкостной неустойчивости;
4. Уточнить выводы о роли гравитационной неустойчивости в регулировании крупномасштабного звездообразования.

2 Двухжидкостная неустойчивость. Теория

2.1 Механизмы, регулирующие крупномасштабное звездообразование

В астрофизике дисковых галактик известны различные механизмы, регулирующие крупномасштабное звездообразование: гравитационная неустойчивость, разрушение гигантских молекулярных облаков (ГМО) дифференциальным вращением (galactic shear), а также тепловая неустойчивость и молекуляризация образующихся в результате этого холодных облаков (см., например, Leroy et al., 2008). Все эти процессы относятся к пороговым. Они включают механизм звездообразования при достижении газом определенных значений физических параметров.

Упомянутая работа Leroy et al. (2008) является на сегодняшний момент самым обширным исследованием связи крупномасштабного звездообразования с различными процессами в газовом диске. В работе рассматривалась выборка 23 близких спиральных и неправильных галактик. Использовались очень хорошие наблюдательные данные: карты HI были взяты из обзора THINGS (The HI Nearby Galaxy Survey; Walter et al., 2008), а данные по H_2 и CO — из обзора HERACLES (HERA CO-Line Extragalactic Survey; Leroy et al., 2008) и BIMA SONG (Berkeley-Illinois-Maryland Association Survey of Nearby Galaxies; Helfer et al., 2003). Для оценок темпа звездообразования использовались наблюдения в далеком УФ диапазоне со спутника GALEX (Galaxy Evolution Explorer; Gil de Paz et al., 2007) и ИК наблюдения на длине волны $24\ \mu m$ из обзора SINGS (the Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey; Kennicutt et al., 2003). Профили поверхностной плотности звезд определялись на основе данных SINGS на длине волны $3.6\ \mu m$. Кинематические данные (кривые вращения) брались из обзора THINGS.

Проведенное исследование не выявило ведущий процесс (из упомянутых трех), который бы полностью регулировал крупномасштабное звездообразование. Однако еще в работе Kennicutt (1989) было показано, и в последующем подтверждено, что для большого количества галактик применение механизма только одной гравитационной неустойчивости часто хорошо согласуется с наблюдательными данными. По этой и другим причинам такой механизм обычно рассматривается в качестве основного. Данная работа не является исключением. Как будет показано далее, модель механизма гравитационной неустойчивости исторически представляет собой ряд последовательно усложняющихся моделей. В корректном рассмотрении этих моделей и различий между ними будет заключаться данный раздел. Однако помимо отличий, есть и ряд общих моментов, которые необходимо отметить.

Звезды рождаются в газовых облаках, коллапсирующих под действием гравитационной (джинсовской) неустойчивости. Джинсовский механизм запускается возмущениями, амплитуда которых обычно зависит от времени как $e^{i\omega t}$ (так называемые *нормальные моды*), где ω — частота возмущения. Как самый простой случай рассматривают осесимметричные возмущения. В получающийся критерий неустойчивости потом вносят корректирующий фактор за счет роста неосесимметричных возмущений. Галактика также полагается осесимметричной. Тогда для каждой рассматриваемой физической модели газового и звездного дисков можно написать свое дисперсионное уравнение вида $\omega^2(k)$, где k — волновое число возмущения. Если для дисперсионного уравнения существуют такие волновые числа k , где $\omega^2(k) < 0$, то ω очевидным образом получается комплексным, и возмущение будет нарастать экспоненциально. Такое состояние и будет состоянием неустойчивости, которое

должно приводить к крупномасштабному звездообразованию.

Итак, чтобы найти неустойчивые возмущения, необходимо решить неравенство вида $\omega^2(k) < 0$ относительно k . Это неравенство дает *критерий гравитационной неустойчивости*. В данной работе мы не будем рассматривать вывод соответствующих дисперсионных уравнений, а только воспользуемся следующими из них критериями неустойчивости.

2.2 Простой одножидкостный критерий

Самый простой критерий гравитационной неустойчивости (называемый также *критерием Тумре* или *одножидкостным критерием*) получается из анализа бесстолкновительного уравнения Больцмана. Точная оценка минимальной дисперсии скоростей в радиальном направлении, необходимой для локальной устойчивости звездного диска относительно осесимметричных возмущений, впервые была получена Toomre (1964). Для случая бесконечно тонкого звездного диска:

$$\sigma_R^{\min} = \frac{3.36G\Sigma_s}{\kappa}, \quad (2.2.1)$$

где Σ_s — поверхностная плотность звезд диска, а $\kappa = \frac{3}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2}$ — эпициклическая частота, Φ — гравитационный потенциал, определяемый всеми подсистемами галактики.

Критерий (2.2.1) можно представить в другом виде — через критическое значение поверхностной плотности звезд

$$\Sigma_s^{\text{cr}} = \frac{\kappa \sigma_R}{3.36G}. \quad (2.2.2)$$

Если поверхностная плотность звезд диска $\Sigma_s > \Sigma_s^{\text{cr}}$, то диск неустойчив относительно рассматриваемых осесимметричных возмущений. Этот красивый теоретический результат является одним из основных результатов работы Toomre (1964).

Для газового диска значения критической плотности получаются аналогичным образом из анализа гидродинамических уравнений (Goldreich & Linden-Bell, 1965)

$$\Sigma_g^{\text{cr}} = \frac{\kappa c_g}{\pi G}, \quad (2.2.3)$$

где c_g — скорость звука в газе. Фактически выражения (2.2.2) и (2.2.3) отличаются только коэффициентами: 3.36 — в формуле (2.2.2) и π — в выражении (2.2.3).

Для выводов об устойчивости дисков используют безразмерный параметр, называемый числом Тумре Q . Этот параметр показывает запас прочности диска относительно роста осесимметричных возмущений плотности. Для звездного диска

$$Q_s = \frac{\Sigma_s^{\text{cr}}}{\Sigma_s} = \frac{\sigma_R}{\sigma_R^{\min}} = \frac{\kappa \sigma_R}{3.36G\Sigma_s}. \quad (2.2.4)$$

Аналогично для газа:

$$Q_g = \frac{\Sigma_g^{\text{cr}}}{\Sigma_g} = \frac{\kappa c_g}{\pi G\Sigma_g}. \quad (2.2.5)$$

Таким образом в случае одножидкостного критерия для устойчивости газового диска относительно осесимметричных возмущений необходимо выполнение неравенства $Q_g > 1$.

2.3 Критерий гравитационной неустойчивости в двухжидкостном приближении

2.3.1 Гидродинамическое приближение

Основная идея более сложной модели, называемой *двухжидкостной*, заключается в следующем. В присутствии звездного диска газовый диск, будучи маргинально (на пределе) устойчивым сам по себе, тем не менее может перейти в неустойчивое состояние. В сугубо *гидродинамическом приближении* задача о неустойчивости двух жидкостей была рассмотрена Jog & Solomon (1984). Было выведено дисперсионное уравнение для осесимметричных возмущений, а критерий неустойчивости сформулирован в следующем виде

$$\frac{2\pi G k \Sigma_s}{\kappa + k^2 \sigma_s} + \frac{2\pi G k \Sigma_g}{\kappa + k^2 c_g} > 1 \quad (2.3.1)$$

хотя бы для некоторых волновых чисел k . В выражении (2.3.1) σ_s — дисперсия скоростей звезд¹. Введем новые обозначения: безразмерный параметр Тумре для газового диска Q_g по формуле (2.2.5), безразмерный параметр Тумре для звездного диска² $Q_s \equiv \frac{\kappa \sigma_s}{\pi G \Sigma_s}$, безразмерное волновое число $\bar{k} \equiv \frac{k \sigma_s}{\kappa}$, отношение скорости звука в газе к дисперсии скоростей звезд $s \equiv \frac{c_g}{\sigma_s}$. С учетом введенных обозначений преобразуем неравенство (2.3.1) и запишем выражение для *эффективного параметра Тумре* Q_{eff}

$$\frac{1}{Q_{\text{eff}}} = \frac{2}{Q_s} \frac{\bar{k}}{1 + \bar{k}^2} + \frac{2}{Q_g} s \frac{\bar{k}}{1 + \bar{k}^2 s^2} > 1. \quad (2.3.2)$$

Тогда условие двухжидкостной неустойчивости сведется к следующему неравенству

$$Q_{\text{eff}} < 1$$

для хотя бы некоторых значений безразмерного волнового числа \bar{k} . Основной результат работы Jog & Solomon (1984) состоит в том, что при определенных условиях, даже если $Q_g > 1$ (газовый диск устойчив) и $Q_s > 1$ (звездный диск устойчив), совместный звездно-газовый диск может оказаться неустойчивым. Рис. 2 демонстрирует этот факт в терминах зависимости квадрата частоты возмущения ω^2 от волнового числа (λ^{-1}). На рисунке звездный диск (S) маргинально устойчив (минимальное значение $\omega^2 = 0$), газовый диск (G) устойчив с большим запасом ($\omega^2 \gg 0$ для всех значений k), а звездно-газовый диск (S+G) неустойчив ($\omega^2 < 0$ для некоторого диапазона значений k).

¹В гидродинамическом приближении распределение по скоростям считается изотропным, но мы будем подразумевать под σ_s дисперсию скоростей звезд в радиальном направлении σ_R .

²Введенный по аналогии с Q_g параметр Тумре отличается от значения, даваемого выражением (2.2.4) для бесстолкновительных систем. Это означает, что при введенных обозначениях однокомпонентный звездный диск неустойчив, когда $Q_s < 3.36/\pi = 1.07$.

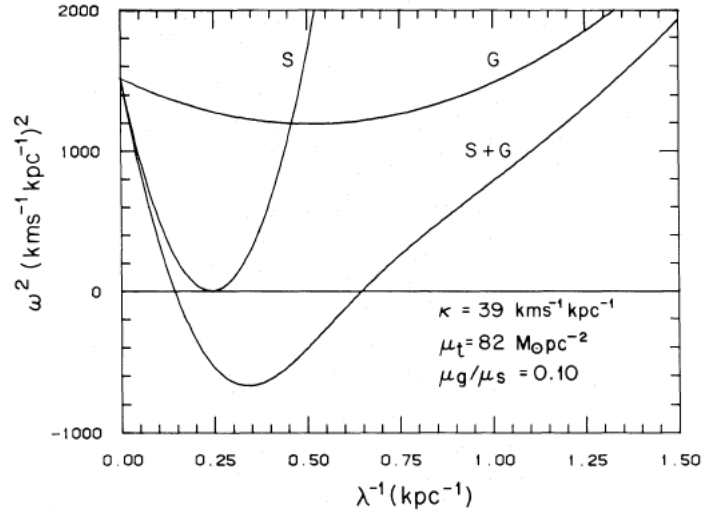


Рис. 2: Модельная зависимость квадрата частоты возмущений ω^2 от обратной длины волны возмущения λ^{-1} , полученная из дисперсионного уравнения, соответствующего условию (2.3.2). Звездный (S) и газовый (G) диски по отдельности устойчивы, однако суммарный двухжидкостный диск (S+G) неустойчив. Рисунок взят из работы Jog & Solomon (1984).

Elmegreen (1995) показал, что условие $Q_{\text{eff}} = 1$ (условие маржинальной устойчивости) сводится к решению кубического уравнения относительно \bar{k} . Также было продемонстрировано, что неравенство (2.3.2) можно переформулировать в эквивалентное утверждение: максимум выражения, стоящего слева и являющегося функцией \bar{k} , оказывается больше 1. У этого выражения, как правило, оказывается один максимум (один действительный корень для кубического уравнения). Однако, для некоторых значений параметров s и $q \equiv \frac{Q_g}{Q_s}$ может существовать два максимума (два действительных корня соответствующего кубического уравнения: \bar{k}_{m1} и \bar{k}_{m2}). В этом случае условие (2.3.2) должно выполняться для \bar{k}_m , дающего больший максимум. Bertin & Romeo (1988) в ходе численных экспериментов показали, что у выражения, стоящего в левой части (2.3.2), имеется один максимум, если $s^2 > 0.0294$ и $\Sigma_g/\Sigma_s > 0.172$.

Efstathiou (2000) переписал критерий (2.3.2) в терминах критической поверхностной плотности газа $\Sigma_g^{\text{cr},2}$. Выражение для $\Sigma_g^{\text{cr},2}$ в присутствии звездного диска выглядит аналогично выражению (2.2.3)

$$\Sigma_g^{\text{cr},2} = \frac{\kappa c_g}{\pi G g(a, b)} = \frac{\Sigma_g^{\text{cr}}}{g(a, b)}, \quad (2.3.3)$$

где $a = \frac{\sigma_s}{c_g} = \frac{1}{s}$, $b = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_g}$, а $g(a, b)$ — функция, численно рассчитанная в работе Efstathiou (ее вычисление опять сводится к решению кубического уравнения). Так как значение $g(a, b) > 1$ для любых значений a и b , то неустойчивость в присутствии звездного диска наступает при меньших значениях поверхностной плотности газового диска, чем по критерию (2.2.3). Это существенно для астрофизических приложений в контексте исследования динамического статуса галактических дисков и процесса крупномасштабного звездообразования.

Существуют также аппроксимационные формулы для Q_{eff} через Q_s и Q_g , которые помогают легко рассчитать Q_{eff} . Wang & Silk (1994) предложили следующую аппроксимаци-

онную формулу для эффективного значения параметра Тумре Q_{eff} в виде

$$\frac{1}{Q_{\text{eff}}} = \frac{1}{Q_s} + \frac{1}{Q_g}. \quad (2.3.4)$$

Jog (1996) и Romeo & Weigert (2011) раскритиковали это выражение. Было показано, что использование этой формулы может приводить к ошибкам в оценках Q_{eff} до 50%. В работе Romeo & Weigert (2011) авторы также привели и обосновали свою аппроксимационную формулу, дающую погрешность не более 9%. Если известны значения σ_s , c_g , κ , Σ_s и Σ_g , то можно сделать с помощью аппроксимационных формул оценку Q_{eff} для данной области диска и определить, устойчив или неустойчив диск локально в этой области.

На самом деле все эти аппроксимации имеют не слишком большое значение. Во-первых, современные вычислительные средства легко позволяют численно находить значение Q_{eff} в зависимости от заданных параметров. Во-вторых, критерий (2.3.1) был сформулирован в гидродинамическом приближении. Для звездного диска это приближение верно только для длинноволновых возмущений. В общем случае для описания звездного диска нужно брать бесстолкновительное уравнение Больцмана (как это сделано в работе Toomre, 1964), а не гидродинамические уравнения.

Таким образом, результаты работ Jog & Solomon (1984) и др. предоставляют теоретическую базу для возможности с помощью двухжидкостной модели объяснить наблюдаемое звездообразование в областях галактик, где простой одножидкостный критерий (1.1.3) дает устойчивые решения. Однако предложенное гидродинамическое приближение нельзя полагать слишком хорошим.

2.3.2 Кинетическое приближение

Если для описания звездного диска взять бесстолкновительное уравнение Больцмана, то при этом изменяется форма соответствующего дисперсионного уравнения и полученный критерий неустойчивости будет отличаться от (2.3.2). Корректное рассмотрение этого случая двухжидкостной неустойчивости (*кинетическое приближение*) провел Rafikov (2001) и получил следующее выражение для критерия гравитационной неустойчивости

$$\frac{1}{Q_{\text{eff}}} = \frac{2}{Q_s} \frac{1}{\bar{k}} \left[1 - e^{-\bar{k}^2} I_0(\bar{k}^2) \right] + \frac{2}{Q_g} s \frac{\bar{k}}{1 + \bar{k}^2 s^2} > 1, \quad (2.3.5)$$

где $I_0(\bar{k}^2)$ — модифицированная функция Бесселя первого рода.

Условие выполнения этого неравенства уже не сводится к решению кубического уравнения и должно находиться численно. Для этого нужно при заданных параметрах σ_s , c_g , κ , Σ_s и Σ_g (соответственно при заданных значениях Q_s , Q_g и $s = \sigma_s/c_g$) найти все максимумы выражения в левой части³. Это можно сделать, если производную от левой части приравнять нулю и численно решить получившееся уравнение⁴, после чего убедиться, что самое максимальное значение больше 1. Как уже отмечалось выше, это будет означать, что существуют возмущения определенных длин волн, относительно которых звездно-газовый диск неустойчив. В противном случае диск устойчив.

³В кинетическом приближении нужно вместо σ_s использовать σ_R как в одножидкостном критерии Тумре (2.2.4).

⁴Отметим, что функция Бесселя $I_0(x)$ и ее производная $I_1(x)$ растут как e^{x^2} и в расчетах дают большую ошибку. В ряде математических библиотек есть нормированные Бесселевы функции (в `python` это `scipy.special.i0e`), следует пользоваться ими в случае наличия.

2.3.3 Учет конечной толщины

Рассмотренные выше критерии верны для бесконечно тонких дисков. Однако для более реалистичных моделей необходимо учитывать конечную толщину газового и звездного дисков. Эффект конечной толщины проявляется в том, что за счет распределения вещества по высоте уменьшается плотность вблизи $z = 0$, и, как следствие, уменьшается гравитационная сила. По этой причине диск приобретает дополнительный запас прочности относительно возмущений плотности.

В своей первой работе Jog & Solomon (1984) показали, как следует модифицировать дисперсионное уравнение и соответствующий критерий неустойчивости (2.3.1). Если обозначить характерный вертикальный масштаб звездного диска через $2h_z^s$, а газового — через $2h_z^g$, то условие неустойчивости следует переписать в виде⁵

$$\frac{2\pi G k \Sigma_s}{\kappa + k^2 \sigma_s} \left\{ \frac{1 - \exp(-k h_z^s)}{k h_z^s} \right\} + \frac{2\pi G k \Sigma_g}{\kappa + k^2 c_g} \left\{ \frac{1 - \exp(-k h_z^g)}{k h_z^g} \right\} > 1. \quad (2.3.6)$$

Romeo (1992) подробно проанализировал эффект конечной толщины, а Elmegreen (1995) в приближении, предложенном Jog & Solomon (1984), рассмотрел несколько примеров и показал, что конечная толщина звездного и газового дисков увеличивает значение эффективного параметра Тумре примерно на 20%, давая дополнительный запас прочности диску.

Romeo (1994) рассмотрел этот вопрос в деталях и предложил простой поправочный коэффициент T для оценки параметра устойчивости диска

$$T \approx 0.8 + 0.7 \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_R} \right),$$

где σ_z — дисперсия скоростей в вертикальном направлении, а σ_R — дисперсия скоростей в радиальном направлении. Как показано в работе, формула применима для значений отношения дисперсий в пределах $0.5 \leq \sigma_z/\sigma_R \leq 1$. Обычно это справедливо для звездных дисков (в окрестности Солнца это отношение равно 0.53 ± 0.07 , Dehnen & Binney, 1998). Очевидно, что для газового диска это отношение следует брать равным 1 (здесь справедлива изотропность). Romeo & Weigert (2011) предложили удобную аппроксимационную формулу для Q_{eff} с учетом поправочного коэффициента T , дающую погрешность не более 15% по сравнению с численной оценкой,

$$\frac{1}{Q_{\text{eff}}} = \begin{cases} \frac{W}{T_s Q_s} + \frac{1}{T_g Q_g}, & T_s Q_s \geq T_g Q_g, \\ \frac{1}{T_s Q_s} + \frac{W}{T_g Q_g}, & T_s Q_s \leq T_g Q_g. \end{cases}$$

Все выше сказанное относится к критерию (2.3.6), который был получен в гидродинамическом приближении. Для использования более корректного кинетического приближения в данной работе мы будем рассматривать критерий вида (2.3.5), исправленный соответствующим образом за конечную толщину диска

⁵Вертикальное распределение вещества в звездном диске обычно аппроксимируется зависимостью $\propto \text{sech}^2(z/z_0)$, где z_0 — полутолщина однородного слоя, или характерный вертикальный масштаб. При $z \rightarrow \infty$ получаем $\text{sech}^2(z/z_0) \rightarrow e^{-|z|/h_z}$, где $2h_z = z_0$.

$$\frac{2}{Q_s} \frac{1}{\bar{k}} \left[1 - e^{-\bar{k}^2} I_0(\bar{k}^2) \right] \left\{ \frac{1 - \exp(-k h_z^s)}{k h_z^s} \right\} + \frac{2}{Q_g} s \frac{\bar{k}}{1 + \bar{k}^2 s^2} \left\{ \frac{1 - \exp(-k h_z^g)}{k h_z^g} \right\} > 1. \quad (2.3.7)$$

Чтобы не усложнять чрезмерно формулу, здесь использованы одновременно и безразмерное волновое число \bar{k} , и обычное волновое число k . В данном случае это упрощает запись, однако следует быть аккуратным и разницу между ними иметь в виду при получении аналитической производной от левой части выражения.

2.4 Астрофизические приложения

В астрофизических приложениях двухжидкостный критерий гравитационной неустойчивости использовался в разных контекстах. Одной из областей его приложений является вопрос о регулировании крупномасштабного звездообразования.

2.4.1 Двухжидкостный критерий и реальные галактики

Martin & Kennicutt (2001) попытались оценить влияние звездного диска на условие наступления неустойчивости в газовом диске. В приближении Wang & Silk (1994) (см. формулу (2.3.4)) они сделали оценку Q_{eff} для нашей Галактики и нашли, что в околосолнечной окрестности это значение оказывается равным примерно $Q_{\text{eff}} = \alpha_{\text{eff}} Q_g$, где $\alpha_{\text{eff}} = 0.72$. Для рассмотренной ими выборки галактик они также нашли, что α_{eff} варьируется в пределах от 0.25 до 1.0. Это означает, что в некоторых случаях запас прочности газового диска может быть преувеличен в несколько раз, если не учитывается влияние звездного диска.

Boissier et al. (2003) для выборки из 16 галактик с известными кривыми вращения вычислили радиальные профили отношения $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr}}$ в приближении Wang & Silk (1994). Во всех случаях, включая отдельно рассмотренный пример с нашей Галактикой, эти профили оказались лежащими выше тех, что получаются по критерию одножидкостной неустойчивости (2.2.3). Получившаяся величина отношения $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr}}$ близка к 1 (или больше) и примерно постоянна в областях интенсивного звездообразования, но резко падает вне этих областей. Результат в целом подтверждает выводы работ Kennicutt (1989) и Martin & Kennicutt (2001), но получен более корректным образом с учетом дестабилизирующего влияния звездного диска. Тем не менее результат работы Boissier et al. (2003) нельзя считать вполне удовлетворительным по трем причинам.

Во-первых, использованное приближение Wang & Silk (1994) может давать существенную ошибку (см., например, Jog, 1996).

Во-вторых, профиль $\sigma_s(R)$ (или $\sigma_R(R)$) определялся не из спектральных данных, а из эмпирической линейной зависимости между круговой скоростью вращения v_c и дисперсией скоростей звезд на расстоянии от центра, равном одному экспоненциальному масштабу звездного диска в полосе $B - h_d$ (Bottema, 1993)

$$\sigma_R(R = h_d) = -4.3 + 0.3 v_c.$$

Эта зависимость имеет довольно большой разброс (см. рис. 6 в работе Boissier et al., 2003) и вносит неопределенность в оценку Σ_g^{cr} .

В-третьих, форма профиля зависимости предполагалась экспоненциальной с масштабом, равным двум масштабам звездного диска h_d

$$\sigma_R(R) = \sigma_R(0) \exp(-R/2h_d). \quad (2.4.1)$$

Такое предположение имеет под собой физическое обоснование, но оно не обязательно верно для конкретных галактик⁶.

Наконец, в-четвертых, в этой работе совершенно не учитывался эффект конечной толщины обоих дисков.

В уже упоминавшейся работе Leroy et al. (2008) рассматривались различные механизмы неустойчивостей в галактических дисках и их связь с звездообразованием. Использовалась выборка 23 спиральных и неправильных галактик и очень хорошие наблюдательные данные. В результате исследований не удалось определить, какой механизм из рассмотренных играет главную роль в регулировании крупномасштабного звездообразования. Однако больший интерес представляет следующий полученный в работе вывод: при рассмотрении динамического статуса газового диска (устойчив он гравитационно или нет) влиянием звезд по схеме Jog & Solomon (1984) пренебрегать нельзя. Если это влияние учитывать, то для большей части рассмотренных галактик газовый диск оказывается лишь маргинально устойчивым со значением эффективного параметра Тумре $Q_{\text{eff}} = 1.3 - 2.5$. При этом значение Q_{eff} лишь слабо возрастает по направлению к периферии в отличие от величины Q_g , которая растет быстро. Однако полученный результат также нельзя считать вполне удовлетворительным по ряду причин.

В работе Leroy et al. (2008) использовалось неточное гидродинамическое приближение и совсем не учитывались эффекты конечной толщины звездного и газового дисков. Что касается учета кинематических эффектов, то замечания к этой процедуре сводятся к следующему. Для рассмотренной выборки галактик спектральные данные, из которых можно было бы получить профили дисперсии скоростей звезд, вообще не рассматривались. Вместо этого предполагалось, что профиль дисперсии скоростей звезд в радиальном направлении следует экспоненциальному закону с экспоненциальным масштабом, равным удвоенному экспоненциальному масштабу звездного диска, как в соотношении (2.4.1)⁷. Нормировочный коэффициент $\sigma_R(0)$ находился из соотношения $\sigma_z = 0.6\sigma_R$, а величина σ_z — из условия гидростатического равновесия изотермического слоя с полутолщиной $z_0 = 2h_z$

$$\sigma_z^2 = \pi G z_0 \Sigma_s, \quad (2.4.2)$$

при этом значение полутолщины бралось из отношения $2h_d/z_0 = 7.3 \pm 2.2$. Последнее значение является средним для выборки галактик с ребра, изученной Kregel et al. (2002). Использование таких усредненных данных дает для звездных дисков выборки значение $Q_s = 2 - 4$. И если нижняя оценка согласуется с предположением о маргинальной устойчивости звездных дисков, то верхняя говорит скорее о динамической перегретости звездных дисков, что может быть неверным.

Данные Leroy et al. (2008) были пересмотрены в работе Romeo & Weigert (2011). Здесь впервые была сделана попытка при рассмотрении двухжидкостной неустойчивости применительно к конкретным галактикам учесть эффект конечной толщины дисков по аппроксимационной формуле, предложенной Romeo & Weigert (2011). Сделан вывод, что значение эффективного параметра Тумре Q_{eff} в этом случае оказывается на 20-50% больше, чем в

⁶Для ряда галактик с восстановленным прямым методом эллипсоидом скоростей показано, что масштаб для σ_R может в несколько раз отличаться от h_d (Gerssen & Shapiro Griffin, 2012).

⁷Смотри критику этого предположения в предыдущей сноске.

случае бесконечно тонких дисков, то есть стабилизирующим эффектом конечной толщины пренебрегать нельзя.

В работе Li et al. (2005) проанализированы результаты численных расчетов звездообразования в самогравитирующих звездных дисках в присутствии газа. Гравитационная неустойчивость в таких моделях исследована с точки зрения двухжидкостного критерия. Показано, что коллапс газовых масс происходит в тех областях, где $Q_{\text{eff}} < 1.6$. Бурное звездообразование наблюдается, когда $Q_{\text{eff}} < 1$, но умеренный темп имеет место уже при $Q_{\text{eff}} < 1.6$. Эти результаты означают, что при оценках отношения $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr},2}$ следует иметь в виду этот поправочный коэффициент (по сути означающий учет неосесимметричных возмущений плотности для двухжидкостного критерия).

Очень интересный подход к исследованию связи между крупномасштабным звездообразованием и динамическим состоянием газового диска был продемонстрирован в работе Yang et al. (2007). Изучалось Большое Магелланово Облако (БМО). Объект был выбран в силу близости к нашей Галактике и возможности проводить звездную (а не поверхностную) фотометрию с высоким разрешением. Внутреннее и внешнее поглощение для БМО малы, а умеренный угол наклона галактики к лучу зрения позволяет практически однозначно интерпретировать кинематические данные. Поверхностная плотность звезд определялась по плотности красных гигантов и звезд асимптотической ветви, которые хорошо трассируют старое звездное население, фактически полностью определяющее вклад всех звезд в гравитационный потенциал галактики. Анализ их кинематики давал оценку дисперсии скоростей. Данные с космического телескопа Спитцер использовались для картографирования молодых звездных объектов, которые являются индикаторами текущего звездообразования. Также использовались карты распределения нейтрального и молекулярного водорода.

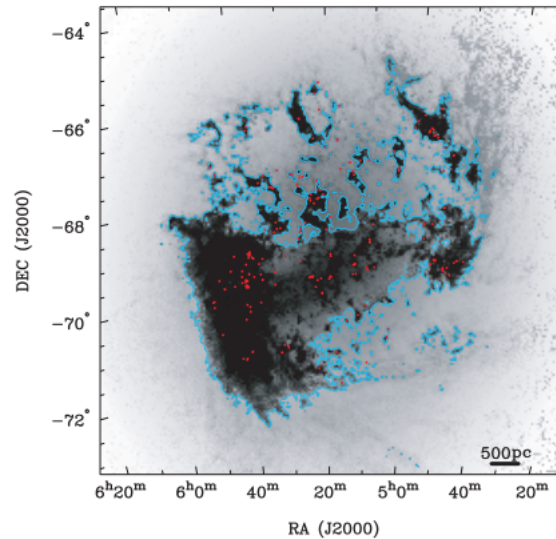


Рис. 3: Карта распределения значений эффективного параметра Тумре в БМО. Светло-серый цвет — большие значения, темно-серый — маленькие. Красными точками показано расположение областей с молодыми массивными звездами. Голубые контуры являются изолиниями, на которых $Q_{\text{eff}} = 1$ для критерия двухжидкостной неустойчивости. Рисунок взят из работы Yang et al. (2007).

Все эти данные в совокупности использовались для картографирования величины Q_{eff} , вычисляемой по формуле (2.3.5) из работы Rafikov (2001) (таким образом, дестабилизирующее влияние звездного диска учитывалось корректно, хотя эффект конечной толщины диска не принимался во внимание). На карту распределения молодых объектов были нанесены линии одинаковых значений Q_{eff} (см. Рис. 3). Оказалось, что области сгущений молодых объектов согласуются с рассматриваемой моделью и всегда лежат внутри контуров $Q_{\text{eff}} < 1.0$, а их количество резко падает вне этих контуров. Для сравнения вычислялась величина Q_g без учета влияния звездного диска. Из сравнения полученных величин в работе Yang et al. (2007) был сделан вывод, что пренебрегать этим влиянием нельзя.

2.4.2 Звездообразование в периферийных областях. Карликовые галактики

Известен ряд объектов и областей в них, для которых в областях текущего звездообразования поверхностная плотность газа оказывается меньше критического (порогового) значения, предсказываемого критерием (1.1.3). На такие объекты (например, M33 и NGC 2043) указывалось еще в первых работах по исследованию связи крупномасштабного звездообразования с гравитационной неустойчивостью (Kennicutt, 1989; Martin & Kennicutt, 2001). К ним, в первую очередь, относятся карликовые галактики (см., например, исследование 11 карликовых галактик в работе van Zee et al., 1997). В этой работе представлены азимутально усредненные профили отношения $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr}}$ и почти во всех случаях и на всем протяжении по радиусу диска это отношение оказывается меньше значения $\frac{1}{0.67}$, найденного как пороговое значение в работе Kennicutt (1989).

Периферийные области близких ярких галактик, в которых наблюдается звездообразование, также имеют значения поверхностной плотности газа меньше порогового. Здесь примечательно исследование галактики NGC 6946. Ferguson et al. (1998) проанализировали H_α изображения трех близких галактик позднего типа (NGC 628, NGC 1058 и NGC 6946). Эти галактики демонстрируют присутствие областей HII в пределах двух оптических радиусов в полосе B , что говорит о текущем звездообразовании. При этом поверхностная яркость галактик в линии H_α на периферии падает намного быстрее, чем поверхностная плотность областей HII. Отношение наблюдаемой поверхностной плотности газа HI к ее критическому значению определено только для галактики NGC 6946, для которой есть хорошие кинематические данные. Согласно критерию (1.1.3), $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr}}$ оказывается больше 1 в центральных областях, где звездообразование наиболее интенсивно (большая поверхностная яркость в линии H_α), а газовый диск неустойчив. Тем не менее на периферии (за пределами одного оптического радиуса галактики) газовый диск оказывается устойчивым, хотя области HII там видны, и их плотность практически не падает. Этот вывод сделан при тех предположениях, которые закладывались в анализ, проведенный в работе Kennicutt (1989), т.е. дисперсия скоростей в газе (скорость звука) бралась постоянной и равной 6 км/с. Если учесть изменения скорости с расстоянием (как это получается из анализа профиля линии 21 см), то отношение $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr}}$ оказывается меньше 0.7 – 0.9 уже на всем протяжении диска, несмотря на наблюдаемое звездообразование.

Другим примером является галактика M83. В ней на основе данных УФ спутника GALEX обнаружены области звездообразования на большом протяжении в диске галактики, включая периферию (Thilker, 2005). Хотя число областей звездообразования во внешнем диске меньше, чем во внутреннем, они уверенно наблюдаются. Между тем, поверхностная плотность нейтрального водорода во внешних областях невелика и, по-видимому,

оказывается меньше порогового значения для развития гравитационной неустойчивости (Kennicutt, 1989). Такой же вывод был сделан относительно периферийных областей M31 (Cuillandre et al., 2001), хотя особенностью звездообразования здесь является формирование преимущественно звезд малых масс.

На периферии галактик, а также в карликовых галактиках распределение водорода часто клочковатое. Фактор заполнения может колебаться от 6 до 50% (Braun, 1997). Критерий, полученный в работе Kennicutt (1989), не учитывает этот факт и оперирует с азимутально усредненной поверхностной плотностью газа, тем самым занижая ее значение в тех областях, где газа много и где могут быть сосредоточены области звездообразования. Именно поэтому при неоднородном распределении газа правильнее картографировать области звездообразования, отмечая локально (поскольку критерий неустойчивости локальный) те места, где Q_g (или Q_{eff}) меньше 1, как это сделано в работе Yang et al. (2007) для БМО. Было бы интересно увидеть такой анализ для карликовых неправильных галактик и периферийных областей ярких галактик.

Как уже отмечалось, Leger et al. (2008) исследовали и другие процессы, которые могут регулировать крупномасштабное звездообразование, не только гравитационную неустойчивость. В частности, они определили для галактик своей выборки профили отношения $\Sigma_{\text{S04}}/\Sigma_g$, где Σ_{S04} — критическое значение поверхностной плотности газа, при которой в результате действия тепловой неустойчивости происходит образование холодных облаков и их дальнейшая молекуляризация (Schaye, 2004). Для большей части галактик это отношение, как правило, меньше 1. Это говорит о том, что данный механизм работает. Но часто в периферийных областях $\Sigma_{\text{S04}}/\Sigma_g > 1$, и этот механизм не может служить альтернативой (или заменой) гравитационной неустойчивости в объяснении крупномасштабного звездообразования.

2.4.3 Галактики с газовыми кольцами

Еще один интересный класс объектов, для которых анализ связи между крупномасштабным звездообразованием и гравитационной неустойчивостью нужно проводить предельно корректно, это галактики с газовыми кольцами.

Ряд таких галактик содержится в выборке Noordermeer et al. (2005), объекты для которой были отобраны из обзора WHISP — Westerbork HI survey of spiral and irregular galaxies (Kamphuis et al., 1996; van der Hulst et al., 2001). Выборка состоит из 68 галактик с протяженными кривыми вращения и профилями поверхностной плотности HI — $\Sigma_g(R)$. Многие галактики показывают центральную депрессию поверхностной плотности, что может быть результатом плохого пространственного разрешения, но некоторые уверенно классифицируются как галактики, имеющие широкие пики поверхностной плотности газа в промежуточных областях галактики.

Для 6 галактик из выборки, в которых газ сконцентрирован в протяженных кольцах, Noordermeer et al. (2005) проанализировали связь между распределением нейтрального водорода и светимостью звезд в полосе B , вклад в которую дают в основном молодые яркие звезды. Особенно интересен анализ галактик UGC 3993, UGC 11914 (NGC 7217), UGC 2487 (NGC 1167) и UGC 6787 (NGC 3898).

В первых двух галактиках на профилях яркости в полосе B наблюдается уярчение в области газового кольца. Более того, у галактики UGC 11914 дополнительно обнаружено заметное излучение в линии H_α как раз в кольце. Для галактики UGC 3993 таких данных нет, но звезды в кольце более голубые, чем в центральных областях. Для двух других

галактик в области кольца не наблюдаются ни уярчение в полосе B , ни эмиссия в линии H_α .

Периферийные области галактик выборки Noordermeer et al. (2005) хорошо подходят для анализа условий гравитационной неустойчивости, так как здесь газ находится в основном в форме нейтрального водорода и вкладом молекулярного газа в полную поверхностную плотность можно пренебречь⁸.

Для упомянутых шести галактик Noordermeer et al. (2005) построили профили отношения поверхностной плотности газа к пороговому значению плотности $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr}89}$, согласно критерию (1.1.3). Во всех случаях это отношение оказалось существенно меньше 1 (около 0.25) даже в области кольца. Это неудивительно для галактик без заметного звездообразования UGC 2487 и UGC 6787, но кажется странным для галактик с активным звездообразованием в кольце — UGC 3993 и UGC 11914.

Sil'chenko et al. (2011) пересмотрели анализ данных для галактики UGC 11914, применив к ней критерий двухжидкостной неустойчивости согласно схеме Efstathiou (2000), т.е. с учетом дестабилизирующего влияния звездного диска, но без учета влияния толщины. В результате отношение $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr},2}$ увеличилось до значения 0.5 — 0.6 в области кольца, что все равно мало для неустойчивого состояния. Однако, если исправить полученную оценку за учет неосесимметричных возмущений (Li et al., 2005), то тогда величина $\Sigma_g^{\text{cr},2}$ для галактики UGC 11914 может уменьшиться в 1.6 раза, и величина Σ_g в области кольца составит 80-90% от порогового значения, что близко к состоянию маргинальной устойчивости.

Примечательной особенностью работы Sil'chenko et al. (2011) является то, что при учете дестабилизирующего влияния звездного диска (смотри формулу (2.3.1)) использовались реальные профили дисперсии скоростей звезд в радиальном направлении — $\sigma_R(R)$. Этого до сих пор не делалось ни в одной работе, изучающей связь крупномасштабного звездообразования с критерием гравитационной неустойчивости. Более того, хотя галактика NGC 7217 наблюдается под промежуточным углом наклона, были также определены профили толщины звездного диска $z_0(R)$. Для этого использовался восстановленный профиль $\sigma_z(R)$ и условие равновесия звездного диска в вертикальном направлении (2.4.2).

Таким образом, для получения наиболее достоверных результатов необходимо корректно восстанавливать эллипсоид скоростей (как в работе Sil'chenko et al., 2011) и учитывать влияние толщины звездного диска, не прибегая к дополнительным предположениям.

⁸Результаты обзоров излучения в спектральных линиях CO говорят о том, что молекулярный газ сосредоточен в основном в центральных областях галактик (см., например, Sofue et al., 2003)

3 Постановка задачи и методика

3.1 Двухжидкостный критерий с полными данными

Одна из главных сложностей в попытке применить критерий двухжидкостной неустойчивости к реальным галактикам заключается в том, что необходимые наблюдательные данные (например спектральные данные по абсорбционным линиям) в настоящее время имеются не более, чем для двух десятков объектов (Gerssen et al., 1997, 2000; Shapiro et al., 2012; Noordermeer et al., 2008; Zasov et al., 2008; Sil'chenko et al., 2011; Gerssen & Shapiro Griffin, 2012; Zasov et al., 2012). Такая ситуация возникает из-за действительно серьезных требований к количеству и качеству данных. Если учесть, что далеко не все данные находятся в открытом доступе, то составить сколько-нибудь значимую выборку представляется практически непосильной задачей. Ниже представлен список необходимых наблюдательных данных:

- «холодная» газовая кривая вращения $v_c(R)$,
- усредненная звездная азимутальная скорость $\bar{v}_\varphi(R)$,
- дисперсия скоростей вдоль луча зрения по большой оси $\sigma_{\text{los}}^{\text{maj}}$,
- не обязательно, но желательно иметь дисперсию скоростей вдоль луча зрения по малой оси $\sigma_{\text{los}}^{\text{min}}$,
- радиальное распределение поверхностной плотности газа $\Sigma_g(R)$,
- поверхностная фотометрия диска галактики (желательно в нескольких цветах),
- декомпозиция на балдж и диск, оценка расстояния до галактики, угол наклона i ,
- информация об областях звездообразования (эмиссия в линии H_α , наличие голубых областей).

Сама процедура применения двухжидкостного критерия с полными данными довольно сложна и может быть отнесена к так называемым некорректным задачам по той причине, что включает в себя задачу восстановления эллипсоида скоростей, не имеющую однозначного решения. Общая схема этой процедуры в данной работе состоит из следующих пунктов:

1. Приблизить гладко полиномами кривые вращения и профили дисперсий скоростей. Для этого наблюдательные данные симметрично отражаются относительно оси симметрии и затем приближаются полиномами (обычно степень $\deg > 10$) с весами. Вес точек наблюдательных данных полагается равным $w = 1/\sigma^2$, где σ — стандартное отклонение. Значения дисперсии скоростей вдоль луча зрения σ_{los} (maj и, в случае наличия, min) экстраполируются экспонентой на краях наблюдений (Bottama, 1993).
2. Вычислить отношение $\sigma_\varphi^2/\sigma_R^2$ (3.4.2) и приблизить его гладко функцией вида $f = 0.5(1 + e^{-R/R_0})$, где R_0 — характерный масштаб. Такое приближение оправдано следующими соображениями. Для равновесного диска верно $\sigma_\varphi^2/\sigma_R^2 = 0.5 \left(1 + \frac{R}{\bar{v}_\varphi} \frac{d\bar{v}_\varphi}{dR} \right)$ (Binney & Tremaine, 1987). Для твердотельного участка вращения в центральных

областях выражение в скобках равно 2, а $\sigma_\varphi^2/\sigma_R^2 = 1$. На плоском участке кривой вращения на периферии диска $\sigma_\varphi^2/\sigma_R^2 \approx 0.5$. Функция f как раз аппроксимирует такое поведение отношения $\sigma_\varphi^2/\sigma_R^2$.

3. Вычислить и аппроксимировать в случае необходимости профиль эпициклической частоты $\kappa(R)$. В формуле для эпициклической частоты присутствует потенциал Φ , однако получать его нет необходимости. Дело в том, что эпициклическую частоту можно выразить через круговую скорость вращения $v_c(R)$

$$\kappa = \sqrt{2} \frac{v_c}{R} \sqrt{1 + \frac{R}{v_c} \frac{dv_c}{dR}}.$$

Если известна кривая вращения, то после сглаживания, вычислив производную, можно получить профиль $\kappa(R)$.

4. Вычислить центральную светимость I_0 и через оценку M/L в данной полосе получить значения поверхностной плотности звездного диска в центре $\Sigma_s(0)$ и распределение поверхностной плотности

$$\Sigma_s(R) = \Sigma_s(0) \cdot e^{-R/h_d}.$$

5. Восстановить всеми возможными способами значения эллипсоида скоростей $(\sigma_R, \sigma_\varphi, \sigma_z)$ вдоль радиуса диска. Здесь возможно три основных варианта действий:
 - использовать уравнение асимметричного сдвига по схеме Sil'chenko et al. (2011),
 - предположить, что $\sigma_z/\sigma_R = \text{const}$ (как в работе Romeo & Weigert (2011)),
 - взять $\sigma_\varphi = \sigma_z$ (Noordermeer et al., 2008).
6. Получить кинетический масштаб профиля $\sigma_R(R)$, равный h_{kin} , и другие необходимые экспоненциальные приближения.
7. Восстановить вертикальный масштаб звездного z_0^s и газового z_0^g дисков.
8. Используя полученные значения $\Sigma_s, \Sigma_g, \sigma_R, \sigma_\varphi, z_0^s, z_0^g$, найти величину Σ_g^{cr} в приближениях (1.1.3), (2.3.2), (2.3.5) и (2.3.7).
9. Оценить ошибки и сравнить полученные значения $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr}}$ с распределением крупномасштабного звездообразования в галактике.

Перейдем к более подробному рассмотрению этой методики и описанию использованных данных.

3.2 Наблюдательные данные

В данном разделе описаны использованные в исследовании источники данных.

Данные по газовой кинематике $v_c(R)$ брались из работ Noordermeer et al. (2005) и Noordermeer et al. (2007a). Выборка галактик в этих работах была составлена из объектов обзора WHISP — Westerbork HI survey of spiral and irregular galaxies. Также из этих работ были взяты необходимые данные по профилям поверхностной плотности газа HI — $\Sigma_g(R)$. Эти профили всегда исправлялись за наличие других элементов (в основном He) умножением на стандартный фактор 1.44.

Качественных данных по звездной кинематике мало, поэтому источники подобных данных представляют большую ценность и интерес. Звездные кривые вращения $\bar{v}_\varphi(R)$ и дисперсии скоростей вдоль луча зрения для двух галактик (NGC 338 и NGC 1167) были получены по личному запросу из работ Zasov et al. (2008) и Zasov et al. (2012). Аналогичные данные для NGC 7217 были взяты из работы Sil'chenko et al. (2011). Для всех остальных галактик звездная кинематика, а также частично данные по ионизованному газу были получены из работы Noordermeer et al. (2008) и из соответствующих баз данных, когда результаты выкладывались в открытый доступ.

Фотометрические данные и данные по декомпозиции на балдж и диск в полосах B , R и частично I были взяты из работы Noordermeer et al. (2007b). Для отдельных галактик рассматривались параметры декомпозиции в полосе R , полученные в работе Gutierrez et al. (2011) и в полосе J из работы Mendez-Abreu et al. (2008). Для галактики NGC 7217 была взята фотометрия в полосе I из работы Sil'chenko et al. (2011).

Отношения масса-светимость M/L для модели максимального диска взяты из диссертации Noordermeer (2006). Данные по углам наклона, расстояниям и другим основным параметрам для рассматриваемых галактик описаны в Noordermeer et al. (2007a). Также для поиска этих данных была использована Страсбургская база данных CDS. Расположение и протяженность голубых областей в дисках галактик визуально оценивались по изображениям из обзора SDSS. Данные по спектральным наблюдениям в линии H_α были взяты из работ Nameed & Devereux (1999) и Nameed & Devereux (2005).

Изображения рассматриваемых галактик, взятые из обзора SDSS (в случае отсутствия — в линии H_α), а также профили поверхностной плотности газа HI приведены на рисунках 13-19 в Приложении.

3.3 Массовая модель звездного диска

Как было показано во многих работах (см., например, Freeman, 1970), сглаженное радиальное распределение поверхностной яркости в дисках спиральных галактик описывается экспоненциальной функцией:

$$I_d = I_0 e^{-R/h_d}, \quad (3.3.1)$$

где I_0 — центральная поверхностная яркость в светимостях Солнца на пк^2 , а h_d — масштаб распределения яркости (смотри также сноску 5 на с. 13). Если известна оценка отношения массы к светимости $(M/L)_\lambda$ для данной полосы λ и данного типа звездного населения, то можно получить оценку поверхностной плотности звездного диска на расстоянии R от центра диска

$$\Sigma_s(R) = (M/L)_\lambda \times I_0 e^{-R/h_d}.$$

В случае, если у галактики наблюдаются два диска, внешний и внутренний, то поверхностная яркость общего профиля описывается суммой экспоненциальных функций

$$I_d = I_0^{(1)} e^{-R/h_d^{(1)}} + I_0^{(2)} e^{-R/h_d^{(2)}}.$$

Для каждого диска можно найти значение центральной поверхностной яркости I_0 , если проведена декомпозиция и найдено значение $\mu_{0,d}^c$ (центральная поверхностная яркость в звездных величинах с квадратной секунды, исправленная за поглощение в Галактике) в наблюдаемой полосе

$$I_0 = 4.255 \cdot 10^8 \cdot 10^{0.4(M_\odot^\lambda - \mu_{0,d}^c)},$$

здесь M_\odot^λ — абсолютная звездная величина Солнца в полосе λ . Таким образом, зная h_d , $\mu_{0,d}^c$ и оценку отношения масса-светимость M/L , можно получить полную массовую модель звездного диска. Помимо структурных параметров диска желательно еще иметь полную декомпозицию на диск и балдж. Это необходимо, чтобы понять, с какого расстояния от центра галактики можно начать применять модель (3.3.1). В данной работе за такое расстояние принято значение эффективного радиуса балджа $r_{e,b}$.

Для 21 галактики из выборки Noordermeer et al. (2005) с определенными газовыми кривыми вращения в работе Noordermeer et al. (2007a) была проведена декомпозиция на диск и балдж. Данные по всем галактикам, изучаемым в дипломной работе, в полосах B и R (частично также I) есть в этих работах. Там же приведены результаты декомпозиции, определены все необходимые параметры балджа и диска. К сожалению, массовое редко бывает достаточно точным, и у данной декомпозиции имеется несколько недостатков. Во-первых, диск всегда приближается одной экспонентой, тогда как для нескольких галактик явно прослеживается наличие короткого внутреннего и длинного внешнего дисков. В этом случае работа Noordermeer et al. (2008) дает некое среднее значение между двумя дисками, что конечно не может быть достаточно точным. Во-вторых, хоть это и сложно отнести к недостаткам, массовые модели по этой декомпозиции в разных полосах иногда не сходятся между собой и результатами других декомпозиций. Несомненным достоинством этой работы является качество и количество рассмотренных галактик, поэтому она была взята в качестве основной. Однако для каждой галактики в литературе искали и другие данные по фотометрии и декомпозиции, и в каждом случае принималось отдельное решение, какие именно данные брать при определении массовой модели диска. Подробности описаны в разделе (4.2).

Рассмотрим вопрос о том, какое M/L необходимо взять. Этот вопрос очень важный, так как от отношения M/L линейно зависит плотность звездного диска Σ_s , а значит он напрямую влияет на конечный результат, связанный с неустойчивостью диска. В работе Bell et al. (2003) была использована большая выборка галактик из 2MASS и SDSS, чтобы получить калибровочные зависимости M/L как функции показателя цвета. Полученные калибровки довольно хорошо описывают наблюдения и приведены в виде расчетных коэффициентов a_λ , b_λ для функции

$$\log_{10}(M/L) = a_\lambda + b_\lambda \times Color. \quad (3.3.2)$$

В качестве показателя цвета $Color$ необходимо брать разность наблюдаемых звездных величин для диска m_d в указанных для коэффициентов полосах.

Калибровки в работе Bell et al. (2003) хороши как усредненные по выборке значения, но в отдельном частном случае они могут давать плохие результаты. В качестве альтернативы для всех галактик бралось значение $(M/L)_{\max}$ для модели максимального диска и модели темного гало NFW (Navarro et al., 1996), описанное в диссертации Noordermeer (2006). Такой выбор обусловлен тем фактом, что чем более массивный звездный диск рассматривается, тем более нестабильным получается газовый диск. Соответственно наибольшие значения Σ_s как раз и получаются при использовании моделей максимального диска. Выбрав такие значения M/L и получив в результате устойчивый газовый диск, мы можем быть уверены, что он останется устойчивым и при других значениях отношения масса-светимость.

Таким образом, для каждой галактики выбирается наиболее вызывающая доверие декомпозиция из найденных в литературе и в работе Noordermeer et al. (2008). Итоговая массовая модель звездного диска получается в большинстве случаев в двух вариантах — с применением M/L , полученного из калибровок Bell et al. (2003) для выбранной фотометрии и $(M/L)_{\max}$ из модели максимального диска Noordermeer (2006).

3.4 Восстановление 3D кинематики

3.4.1 Восстановление эллипсоида скоростей на основе уравнения асимметричного сдвига

Для галактик, наблюдаемых под промежуточными углами наклона i к лучу зрения, компоненты дисперсии скоростей звезд σ_R , σ_φ и σ_z связаны с наблюдаемой дисперсией скоростей на луче зрения вдоль большой и малой осей галактики, через следующие выражения:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{los,min}}^2(R \cos i) &= \sigma_R^2 \sin^2 i + \sigma_z^2 \cos^2 i, \\ \sigma_{\text{los,maj}}^2(R) &= \sigma_\varphi^2 \sin^2 i + \sigma_z^2 \cos^2 i.\end{aligned}\tag{3.4.1}$$

Имея только два разреза, мы можем получить лишь линейную комбинацию дисперсий скоростей $\sigma_R(R)$, $\sigma_\varphi(R)$ и $\sigma_z(R)$. Если звездный диск находится в равновесии, то есть еще одно дополнительное соотношение, связывающее $\sigma_R(R)$ и $\sigma_\varphi(R)$ со средней азимутальной скоростью звезд \bar{v}_φ (Binney & Tremaine, 1987)

$$\frac{\sigma_\varphi^2}{\sigma_R^2} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\partial \ln \bar{v}_\varphi}{\partial \ln R} \right).\tag{3.4.2}$$

Как было показано выше в пункте 3.1, для дисковых галактик это отношение должно гладким образом меняться от 1 до 0.5, однако для реальных данных это не всегда так (колебания вокруг теоретически предсказанного значения), и поэтому применяется аппроксимация $\sigma_\varphi^2/\sigma_R^2 = 0.5(1 + e^{-R/R_0})$.

Попытки восстановить эллипсоид скоростей при известных звездной кривой вращения \bar{v}_φ и двух разрезах дисперсии скоростей звезд вдоль луча зрения делались давно, но корректно эта процедура была впервые проделана для галактики NGC 488 в работе Gerssen et al. (1997). К сожалению, примененная схема восстановления давала сильно зашумленные данные, так как по сути она включает в себя процедуру вычитания двух величин $\sigma_{\text{los,min}}^2$ и $\sigma_{\text{los,maj}}^2$, которые близки друг к другу. Еще одно слабое место этой схемы — численное дифференцирование профиля \bar{v}_φ . Чтобы избежать этих неприятных моментов, применяется параметризация профилей дисперсии скоростей (см., например, Gerssen et al., 1997, 2000; Shapiro et al., 2012). Минус этого нововведения — зависимость получаемых профилей от принятой параметризации. Непараметрический подход к восстановлению эллипсоида скоростей предложен и осуществлен в работе Noordermeer et al. (2008).

В работе Sil'chenko et al. (2011) использовали аналогичную непараметрическую схему, которая лишена указанных выше недостатков. Все кинематические профили, получаемые непосредственно из наблюдений, аппроксимировались полиномами, а затем восстанавливаемые профили получались с использованием этих аналитических приближений. Для восстановления профиля σ_R использовалось уравнение для *асимметричного сдвига* (Binney & Tremaine, 1987)

$$v_c^2 - \bar{v}_\varphi^2 = \sigma_R^2 \left(\frac{\sigma_\varphi^2}{\sigma_R^2} - 1 - \frac{\partial \ln \Sigma_s}{\partial \ln R} - \frac{\partial \ln \sigma_R^2}{\partial \ln R} \right). \quad (3.4.3)$$

Левую часть уравнения мы знаем из наблюдаемых кривых вращения, отношение $\frac{\sigma_\varphi^2}{\sigma_R^2}$ из (3.4.2). Поймем, как в этом выражении вычисляются логарифмические производные $\frac{\partial \ln \Sigma_s}{\partial \ln R}$ и $\frac{\partial \ln \sigma_R^2}{\partial \ln R}$. Если отношение массы к светимости принять постоянной вдоль радиуса величиной, то в производной $\frac{\partial \ln \Sigma_s}{\partial \ln R}$ можно использовать поверхностную яркость звездного диска (3.3.1) вместо поверхностной плотности Σ_s в тех полосах, которые трассируют старое звездное население. Это означает, что логарифмическая производная должна быть заменена отношением $-\frac{R}{h_d}$, где h_d — экспоненциальный масштаб диска.

Для вычисления второй логарифмической производной $\frac{\partial \ln \sigma_R^2}{\partial \ln R}$ и окончательного определения σ_R необходимо действовать следующим образом: положим, что σ_R ведет себя как экспонента (Bottema, 1993) с масштабом, называемым *кинетическим масштабом* h_{kin} . Тогда $\frac{\partial \ln \sigma_R^2}{\partial \ln R} = -\frac{2R}{h_{\text{kin}}}$ и если будет известен кинетический масштаб, то все слагаемые в скобках (3.4.3) можно найти и вычислить σ_R . Положим теперь $h_{\text{kin}} = 2h_d$, вычислим из уравнения асимметричного сдвига первое приближение дисперсии скоростей в радиальном направлении $\sigma_{R,1}^2$. Приблизим полученные значения экспонентой, полученный экспоненциальный масштаб примем за новое h_{kin} , после чего вычислим второе приближение $\sigma_{R,2}^2$ и так далее пока метод не сойдется.

Полученные в результате итеративного процесса значения σ_R используем для полного восстановления эллипсоида скоростей. Дисперсию в азимутальном направлении σ_φ можно получить перемножением отношения (3.4.2) и σ_R , в вертикальном направлении — из полученного σ_φ и дисперсии вдоль луча зрения по большой оси (второе уравнение (3.4.1)):

$$\sigma_z^2 \cos^2 i = \sigma_{\text{los,maj}}^2(R) - \sigma_\varphi^2 \sin^2 i.$$

Восстановленные таким образом по наблюдательным данным профили $\sigma_R(R)$ и $\sigma_z(R)$ могут иметь не слишком большую протяженность вдоль радиуса галактики, поэтому, как и в следующих двух методах, все полученные профили экстраполируются к краю диска убывающими экспонентами с масштабом h_{kin} .

3.4.2 Восстановление эллипсоида скоростей из дисперсии скоростей на луче зрения

Описанный выше способ восстановления эллипсоида скоростей с помощью уравнения асимметричного сдвига, к сожалению, может быть успешно применен далеко не ко всем галактикам. Причина этого может быть в не совсем корректно полученных кривых вращениях или, например, в неправильно оцененном угле наклона. Неопределенность угла наклона для галактик из выборки Noordermeer et al. (2005) составляет несколько градусов (Noordermeer et al., 2007a, см. также таблицу 2 на с. 31). Приходится прибегать к дополнительным предположениям.

Если положить верным условие

$$\frac{\sigma_z}{\sigma_R} = \alpha, \quad (3.4.4)$$

то зная константу α можно довольно легко восстановить эллипсоид скоростей. Радиальная дисперсия скоростей получается из уравнения для большой оси (3.4.1)

$$\sigma_{\text{los,maj}}^2(R) = \sigma_R^2 \left(\frac{\sigma_\varphi^2}{\sigma_R^2} \sin^2 i + \alpha^2 \cos^2 i \right).$$

Дисперсия скоростей в азимутальном направлении, как и раньше, получается перемножением отношения (3.4.2) и σ_R . В вертикальном направлении — из (3.4.4): $\sigma_z = \alpha \sigma_R$.

Какое же значение принять для величины α ? Если есть хорошие наблюдательные данные как для дисперсии скоростей вдоль луча зрения по большой оси $\sigma_{\text{los}}^{\text{maj}}$, так и для малой оси $\sigma_{\text{los}}^{\text{min}}$, то можно попробовать приблизить оба профиля совместно, используя условие (3.4.4), и из полученного приближения найти константу. Если таких данных нет, то можно принять некое среднее значение. Величина анизотропии скоростей $\alpha = \sigma_z/\sigma_R$ варьируется в широких пределах для галактик разных типов — от 0.25 (поздние типы) до 0.75 для ранних типов (Gerssen et al., 1997, 2000; Shapiro et al., 2012; Gerssen & Shapiro Griffin, 2012). В данной работе в качестве среднего значения принято значение $\alpha = 0.5$ (в работе Romeo & Weigert, 2011 взято $\alpha = 0.6$). Конечно, такое среднее значение может оказаться слишком грубым еще и по той причине, что, согласно Sil'chenko et al. (2011) отношение (3.4.4) также сильно варьируется с радиусом в пределах одной галактики.

Можно сделать базовым другое предположение, как в работе Noordermeer et al. (2008),

$$\sigma_\varphi = \sigma_z. \quad (3.4.5)$$

Как видно из (3.4.1), тогда две из трех составляющих эллипсоида скоростей будут равны $\sigma_{\text{los}}^{\text{maj}}$

$$\sigma_\varphi = \sigma_z = \sigma_{\text{los}}^{\text{maj}},$$

а за кинетический масштаб можно будет взять масштаб найденной экстраполяции дисперсии вдоль луча зрения. Третья составляющая σ_R может быть найдена с использованием (3.4.2). Отметим, что, несмотря на различие исходных предположений (3.4.4) и (3.4.5), в применении к реальным галактикам эти два метода дают похожие значения дисперсии скоростей в радиальном направлении и отличающиеся в два раза значения в вертикальном направлении, что влияет только на толщину диска.

3.4.3 Восстановление профиля толщины звездного диска

Восстановив эллипсоид скоростей, мы получаем возможность применить критерий двухжидкостной неустойчивости в форме (2.3.5) или (2.3.1). Более того, зная профиль σ_z , мы можем корректно учесть эффект конечной толщины звездного и газового дисков. Для этого можно записать условия гидростатического равновесия изотермического слоя с полутолщиной $z_0 = 2h_z$:

$$\begin{aligned} \sigma_z^2 &= \pi G z_0^s (\Sigma_s + \Sigma_g), \\ c_g^2 &= \pi G z_0^g (\Sigma_g + \Sigma_s). \end{aligned} \quad (3.4.6)$$

Из этого выражения можно легко найти характерный вертикальный масштаб $2h_z$. Отметим, что по сути получаемое значение h_z зависит от отношения σ_z^2/Σ_s , поэтому результат может как убывать, так и возрастать к краю диска. На Рис. 4 изображены профили $h_z^s(R)$, полученные указанным способом для двух рассматриваемых в этой работе галактик. Как видно из рисунка, один модельный профиль толщины звездного диска действительно получается возрастающим, а второй — убывающим.

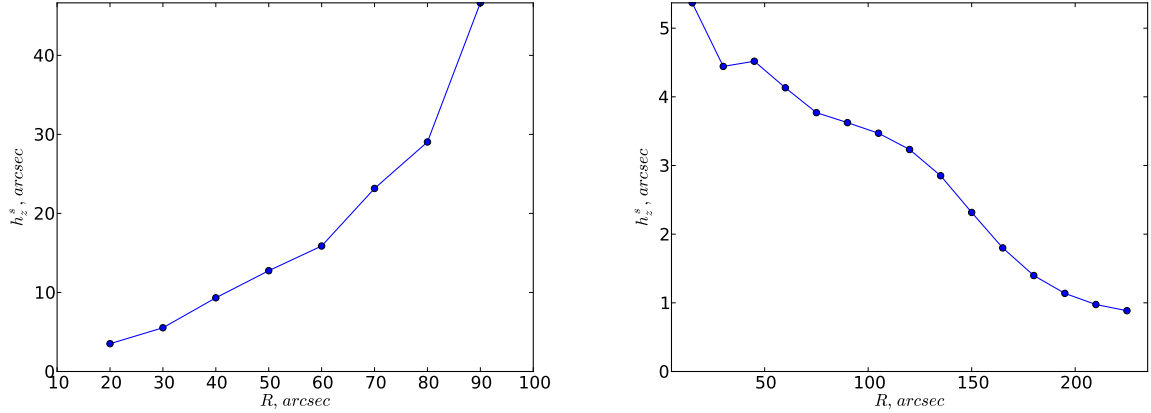


Рис. 4: Восстановленные профили толщины h_z^s для галактики NGC 338 (слева) и NGC 1167 (справа).

Как было объяснено в пункте (2.3.3), толщина звездного диска оказывает стабилизирующее воздействие. Чем более «толстым» оказывается звездный диск, тем более устойчив к возмущениям газ, причем зависимость оказывается крайне нелинейной. В связи с этим очень важно не переоценить толщину наблюдаемого диска. Если дисперсия скоростей в вертикальном направлении была восстановлена не очень хорошо (например, предположения (3.4.4) или (3.4.5) оказались слишком грубыми), то и полученное значение h_z^s окажется значительно заниженным или, наоборот, завышенным, что более вероятно. Поэтому для всех случаев также рассматривалось некоторое «усредненное» значение полутолщины звездного диска,

$$h_z^s = 0.1h_d. \quad (3.4.7)$$

Это отношение согласуется с оценкой среднего значения h_z^s для выборки галактик, изученной Kregel et al. (2002).

3.5 Общая методика нахождения критического значения поверхностной плотности газа с учетом влияния звездного диска

Для каждой галактики, массовой модели диска и метода восстановления эллипсоида скоростей рассматриваются 5 различных критериев неустойчивости газового диска:

- простой одножидкостный критерий (1.1.3),
- двухжидкостный критерий в гидродинамическом приближении (2.3.2),
- двухжидкостный критерий в кинетическом приближении (2.3.5),

- двухжидкостный критерий в кинетическом приближении с учетом полученной толщины звездного диска (2.3.7),
- двухжидкостный критерий в кинетическом приближении с учетом «средней» толщины звездного диска (3.4.7).

В каждом случае для данного радиуса R , где есть данные по газовой плотности Σ_g , находится величина Q_{eff} и затем из нее получается значение Σ_g^{cr} . Для всех случаев, кроме простого одножидкостного, нам необходимо решить отдельное неравенство, выведенное из соответствующего случаю дисперсионного уравнения и означающего экспоненциальный рост возмущений. Как было указано выше в работах Rafikov (2001) и Elmegreen (1995), достаточно найти максимум левой части неравенства и сравнить его с 1. В данной работе для всех случаев находится аналитическое выражение для производной левой части неравенства по безразмерному волновому числу \bar{k} , после чего это выражение приравнивается нулю, и полученное уравнение решается численно. Как правило, решение получается только одно. Если полученных решений несколько, то среди них находится то, которое дает максимальное выражение в исходном неравенстве. Это максимальное значение выбирается в качестве $\frac{1}{Q_{\text{eff}}}$.

Для окончательного ответа на вопрос, устойчив ли диск на данном расстоянии от центра R , нам необходимо вычислить отношение поверхностных плотностей газа $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$ и исправить его за неосесимметричные возмущения. Это отношение вычисляется как

$$\frac{\Sigma_g}{\Sigma_g^{\text{cr}}} = \frac{\beta}{Q_{\text{eff}}},$$

где β — константа для исправления за неосесимметричные возмущения. В случае простого одножидкостного критерия $Q_g = Q_{\text{eff}}$ и $\beta = 1/0.67$ (Kennicutt, 1989). Для всех остальных рассматриваемых случаев $\beta = 1.6$ согласно Li et al. (2005).

3.6 Методика определения ошибок

Если известны начальные ошибки всех наблюдательных данных, то, зная расчетные формулы, можно вывести аналитическое выражение и значения для ошибок получаемого результата. Однако в случае, когда формулы сложны и их много, а алгоритм не совсем линеен, такой подход представляется нереализуемым и применяются другие методы.

Очень часто используется метод Монте-Карло, в котором неким случайным образом изменяются начальные значения данных, производится большое число реализаций и после этого оцениваются вариации конечного результата. В данной работе была сделана попытка применить данный метод. Начальные наблюдательные данные считались случайными величинами, распределенными по нормальному закону с дисперсией, равной начальным ошибкам. Количество реализаций бралось 10000, за ошибки критической поверхностной плотности принималось получаемое среднеквадратическое отклонение среди всех реализаций. К сожалению, такой подход оказался несостоятельным. Дело в том, что как было указано в предварительной части, для получения конечного результата требуются хорошие гладкие аппроксимации полиномами наблюдательных данных. Процесс получения хороших аппроксимаций очень сложно автоматизировать, а требуемого качества на случайных точках стандартными методами добиться не получилось. Еще один недостаток заключался в том, что суммарное время расчетов становится слишком большим и исчисляется сутками.

Важно, что все полученные методом Монте-Карло ошибки оказывались меньше, чем ошибки из-за вариаций в угле наклона галактики i . Для учета таких ошибок нет необходимости заново подгонять данные, а только перенормировать имеющиеся аппроксимации на $\sin i$. Вариации углов Δi для галактик, изучаемых в данной работе, были оценены в Noordermeer et al. (2007a) и приведены в таблице 2. Большое количество рассматриваемых массовых моделей диска и способов восстановления эллипсоида скоростей также может дать представление о верхней и нижней границе получаемых значений.

Таким образом в данной работе принята следующая методика определения ошибок: для каждой модели определяются ошибки из-за вариаций по углу наклона Δi , после чего в полученных результатах выбираются максимальное и минимальное возможные значения, которые и формируют диапазон возможных ошибок критической плотности газового диска.

4 Применение критерия двухжидкостной неустойчивости к конкретным галактикам

4.1 Выборка галактик

В первоначальную выборку было отобрано 15 галактик-кандидатов из работы Noordermeer et al. (2007a), для которых был проведен поиск необходимых наблюдательных данных в литературе и электронных базах. Наиболее сложно найти хорошие, протяженные данные по звездной кинематике. Как было указано ранее, они имеются в наличии не более чем для двух десятков объектов. В итоговую выборку попали 7 галактик, для которых все необходимые наблюдательные данные были найдены. Основные параметры для исследуемых объектов приведены в сводной таблице 2, данные по декомпозиции в полосах B и R (иногда I) — в таблице 1. Все галактики принадлежат к спиральному типу. У четырех галактик наблюдаются массивные газовые кольца на периферии.

NGC	Полоса	$r_{e,b}$ "	m_b mag	M_b mag	$\mu_{0,d}^c$ mag/□"	h_d "	m_d mag	M_d mag	B/D
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
338	R	15.0	12.30	-21.91	21.92	18.3	13.34	-20.87	2.60
	B	15.0	14.19	-20.12	22.53	17.7	14.34	-19.97	1.15
	I	15.0	11.82	-22.35	19.79	12.9	12.26	-21.91	1.50
1167	R	6.7	12.94	-21.69	20.12	24.2	11.69	-22.94	0.32
	B	6.7	14.57	-20.37	21.71	27.5	13.40	-21.54	0.34
2273	R	2.2	13.40	-18.97	19.49	21.1	11.13	-21.24	0.12
	B	2.2	15.07	-17.42	20.93	22.0	12.56	-19.93	0.10
2985	R	25.1	10.28	-21.41	21.32	52.2	10.80	-20.89	1.62
	B	25.1	11.82	-19.92	22.06	57.6	11.43	-20.31	0.70
3898	R	8.8	11.13	-20.31	20.49	36.2	10.70	-20.74	0.68
	B	8.8	12.59	-18.88	22.00	42.9	11.92	-19.55	0.54
5533	R	9.9	12.05	-21.66	21.27	34.4	11.69	-22.02	0.72
	B	9.9	13.78	-19.96	22.39	32.4	12.93	-20.81	0.46
7217	R	26.2	10.63	-20.47	19.91	36.8	10.38	-20.72	0.80
	B	26.2	12.06	-19.19	20.48	29.9	11.47	-19.78	0.58

Таблица 1: Структурные параметры балджа и диска из работы Noordermeer et al. (2007a). (1) Фотометрическая полоса. (2) Эффективный радиус балджа. (3) Видимая звездная величина балджа. (4) Абсолютная звездная величина балджа. (5) Центральная поверхностная яркость диска, исправленная за поглощение в Галактике. (6) Экспоненциальный масштаб диска. (7) Видимая звездная величина диска. (8) Абсолютная звездная величина диска. (9) Отношение светимостей диска и балджа.

NGC	UGC	Тип	Расстояние Мпк	Масштаб кпк/''	M_B mag	M_R mag	V_{sys} км/с	PA deg	i deg	Δi deg
		(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
338	624	Sab	65.1	0.32	-20.83	-22.25	4789	288	64	7.5
1167	2487	SA0	67.4	0.33	-21.88	-23.24	4952	253	36	2.0
2273	3546	SB(r)a	27.3	0.13	-20.02	-21.35	1837	56	56	3.0
2985	5253	(R)SA(r)ab	21.1	0.10	-20.86	-21.90	1329	348	37	3.0
3898	6787	SA(s)ab	18.9	0.092	-20.00	-21.28	1172	112	66	3.0
5533	9133	SA(rs)ab	54.3	0.26	-21.22	-22.62	3858	34	53	2.5
7217	11914	(R)SA(r)ab	14.9	0.072	-20.27	-21.35	951	266	30	5.0

Таблица 2: Основные параметры рассмотренных галактик. Взяты из работ Noordermeer et al. (2007a) и Noordermeer et al. (2007b). (1) Морфологический тип согласно базе NED. (2) Оценка расстояния до галактики в Мпк. (3) Масштаб для пересчета угловых размеров в линейные согласно оцененному расстоянию. (4), (5) Абсолютная звездная величина галактики в полосах B и R . (6) Гелиоцентрическая систематическая скорость. (7) Позиционный угол главной оси. (8), (9) Угол наклона галактики и абсолютная ошибка его определения.

4.2 Индивидуальные особенности

NGC 338 Галактика типа Sa или Sab. В диске, за пределами балджа, видны нечеткие спиральные ветви, в области рукавов заметны яркие голубые узлы (см. Рис. 13 в Приложении). Излучение ионизованного газа наблюдается вплоть до $45\text{--}47''$. В галактике довольно много газа, интегрально $M_{\text{HI}} = 1.8 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Значения поверхностной плотности также большие (Рис. 13 в Приложении). Кривая вращения по газу быстро выходит на плато. Усредненная по данным с двух сторон от центра, она выглядит упорядоченно, но на самом деле есть асимметрия поля скоростей, которая скорее всего возникает из-за взаимодействия с соседней галактикой.

В работе Zasov et al. (2012) NGC 338 описывается как спиральная галактика раннего типа со слабым звездообразованием. Отмечается, что балдж получается слишком яркий и протяженный, возможно плохо проведена декомпозиция на балдж и диск. В результате моделирования в работе Zasov et al. (2012) получены значения $M_d = 15.5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ для массы диска, откуда можно оценить центральную поверхностную плотность диска как $\Sigma_d(0) \approx 700 M_{\odot} / \text{пк}^2$.

NGC 1167 Галактика раннего типа. В диске наблюдаются туго закрученные тонкие ветви (см. Рис. 14 в Приложении). Излучение H_{α} наблюдается только в центре. На профиле яркости в полосе B никаких особенностей не заметно. В работе Zasov et al. (2008) отмечено отсутствие ОВ звезд и областей HII. В галактике содержится много газа, интегрально $M_{\text{HI}} = 1.65 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Тем не менее газ распределен очень широко (Рис. 14 в Приложении), и как следствие значения поверхностной плотности низкие, даже в области газового кольца примерно на $60''$. Газовая и звездная кинематика плохо согласуются между собой, точки на звездной кривой вращения лежат выше точек на газовой кривой вращения, поэтому эллипсоид скоростей не получается восстановить из уравнения для асимметричного сдвига. Звездная кривая вращения значительно короче газовой.

NGC 2273 Сейфертовская галактика (Mrk 620) раннего типа. Имеется бар, который, по-видимому, двойной. Центральные области галактики много изучались. В диске хорошо видны два спиральных рукава, однако в SDSS изображения нет. Излучение H_α видно на всем протяжении диска и довольно мощное в области бара (см. Рис. 15 в Приложении). В диске голубые узлы разбросаны вдоль спиральных рукавов. Внешний бар окружен кольцом водорода с большим количеством голубых звезды. На профиле яркости в полосе B в этой области уярчение. У галактики умеренное количество газа, интегрально $M_{\text{HI}} = 1.65 \cdot 10^9 M_\odot$. Большая часть газа сосредоточена в области газового кольца примерно на $90''$ - $100''$ (Рис. 15 в Приложении). Газовая и звездная кинематика плохо согласуются (точки на звездной кривой вращения лежат выше точек на газовой кривой вращения).

NGC 2985 Галактика типа Sab, много изучалась, имеются изображения в разных фильтрах. Наблюдается довольно мощное излучение в H_α (см. Рис. 16 в Приложении). В области $R > 43''$ видны туго закрученные многорукавные спирали. На $R \simeq 68''$ находится газовое псевдокольцо (Рис. 16 в Приложении). В нем много голубых звезд, а на профилях яркости наблюдается заметное уярчение. У галактики большое количество газа, интегрально $M_{\text{HI}} = 4.75 \cdot 10^{10} M_\odot$. Поверхностные плотности умеренно большие. Есть параметры декомпозиции изображения в полосе R из работы Gutierrez et. al. (2011) и в полосе J в работе Mendez-Abreu et. al. (2008).

NGC 3898 Галактика типа Sab. Довольно хорошо изучена. Есть излучение в H_α , но SFR низкий. В области вне яркого балджа видны туго закрученные спирали, в них голубые уярчения (см. Рис. 17 в Приложении). На профиле распределения плотности водорода выделяются два кольца ($R \simeq 70''$ и $R \simeq 200''$, Рис. 16 в Приложении). В галактике умеренное количество газа, интегрально $M_{\text{HI}} = 3.96 \cdot 10^9 M_\odot$.

NGC 5533 Галактика типа Sab. В области вне яркого балджа видны туго закрученные спирали, в них голубые уярчения (см. Рис. 18 в Приложении). Наблюдается излучение в линиях ионизованного водорода вплоть до $50''$. В галактике довольно много газа, интегрально $M_{\text{HI}} = 2.63 \cdot 10^{10} M_\odot$. Значения поверхностной плотности в пределах оптического радиуса галактики ($\sim 180''$) умеренно большие (Рис. 18 в Приложении). Профиль распределения плотности водорода монотонно убывающий. Кривая вращения по газу быстро выходит на плато.

NGC 7217 Изолированная галактика типа Sab. Подробно изучена в работе Sil'chenko et al. (2011) и других. Галактика имеет три газовых кольца на расстояниях $11''$, $33''$ и $75''$, два из которых по-видимому образовались из-за слияния с менее крупными спутниками. Внешнее кольцо наиболее массивное из всех, в нем наблюдается активное звездообразование, что видно по наличию ярких голубых областей (см. Рис. 19 в Приложении). В NGC 7217 умеренное количество газа, интегрально $M_{\text{HI}} = 0.69 \cdot 10^9 M_\odot$, большая часть которого находится в кольце на $75''$ (смотри профиль HI на рисунке 19 в Приложении). Галактика, по видимому, имеет в своей структуре два диска, тогда как декомпозиция в работе Noordermeer et al. (2007a) учитывает только внешний диск.

5 Результаты

Из полученных результатов можно сделать ряд общих предварительных выводов.

Во-первых, рассмотренные галактики разделяются на две группы: с хорошей, согласующейся между собой фотометрией и без таковой. К счастью, вторая группа оказывается меньше первой (всего 2 галактики). Полученные результаты будут рассматриваться согласно такому разделению.

Во-вторых, методику восстановления эллипсоида скоростей из уравнения асимметричного сдвига (3.4.3) удастся успешно применить только для двух галактик. Для всех остальных дисперсия в радиальном направлении σ_R оказывается либо слишком большой, либо меньше дисперсии в вертикальном направлении. Это связано с не очень хорошими наблюдательными данными, для которых зачастую точки на звездной кривой вращения лежат выше точек на газовой кривой вращения. Также, по-видимому, это связано с сильной нелинейной зависимостью получаемых дисперсий от угла наклона i и характерной величины асимметричного сдвига $v_c^2(R) - \bar{v}_\phi^2(R)$.

В-третьих, для всех рассмотренных моделей результаты расчетов критической поверхностной плотности Σ_g^{cr} , полученные в гидродинамическом (2.3.2) и кинетическом (2.3.5) приближениях, отличаются лишь незначительно. Таким образом, указанные приближения могут использоваться взаимозаменяемо.

В-четвертых, по-видимому, профиль толщины звездного диска $h_z^s(R)$ во многих случаях восстановлен не очень корректно и толщина оказывается переоцененной, особенно к краю диска (см. Рис. 5).

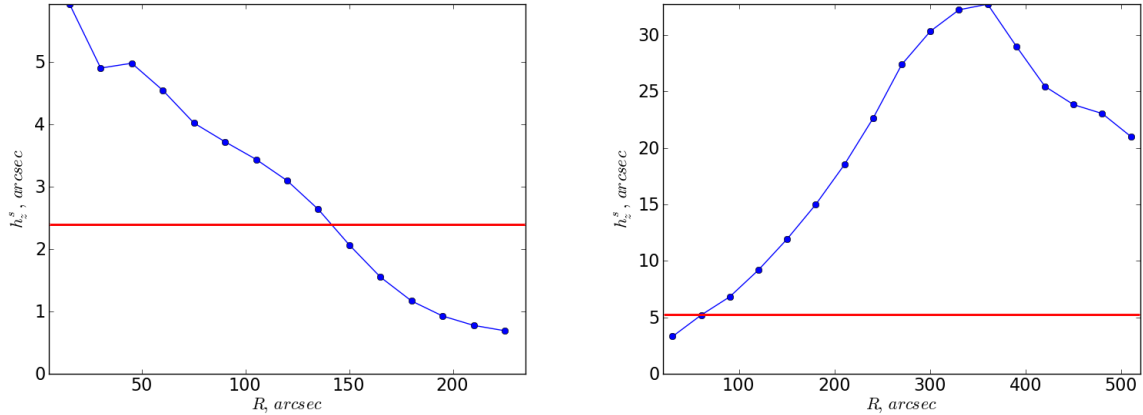


Рис. 5: Корректно восстановленный профиль толщины звездного диска $h_z^s(R)$ для галактики NGC 1167 (слева, значение $h_d = 24.2''$ в полосе R) и переоцененный профиль толщины для NGC 2985 (справа, значение $h_d = 52.2''$ в полосе R). Красной линией показано ожидаемое среднее значение толщины $h_z^s = 0.1h_d$.

Напомним, что толщина получается из условия гидростатического равновесия изотермического слоя (3.4.6)

$$\sigma_z^2 = 2\pi G h_z^s (\Sigma_s + \Sigma_g).$$

Для сравнения используется среднее значение толщины звездного диска h_z^s , полученное в работе Kregel et al. (2002), и равное $h_z^s = 0.1h_d$. По-видимому, значение дисперсии в

вертикальном направлении σ_z зачастую переоценено в силу применяемых методик, тогда как значения поверхностной плотности диска недооцениваются из-за сомнительно проведенной фотометрии. Также немаловажную роль играет применяемая экспоненциальная экстраполяция профилей дисперсий скоростей в сторону увеличения расстояния от центра галактики R . Если экспоненциальный масштаб экстраполяции оказывается меньше экспоненциального масштаба профиля поверхностной плотности h_d , то толщина звездного диска растет с удалением от центра галактики и в итоге оказывается значительно переоцененной по сравнению со средними данными Kregel et al. (2002).

В данном разделе для каждой галактики из обеих групп будут обсуждаться полученные приближения кривых вращения и профилей дисперсий скоростей вдоль луча зрения, мотивация в выборе массовой модели диска, применяемые методы восстановления эллипсоида скоростей и найденные значения критической поверхностной плотности газа Σ_g^{cr} .

5.1 Галактики с непротиворечивой фотометрией

NGC 338 Галактика NGC 338 не входит в выборку галактик, рассмотренных в диссертации Noordermeer (2006), поэтому модель максимального диска для нее не рассматривалась. Значения M/L , полученные по калибровкам из работы Bell et al. (2003) и структурным параметрам из Noordermeer et al. (2007a), дают следующие значения центральной поверхностной плотности в разных полосах

$$\begin{aligned}(M/L)_B &= 1.37, & \Sigma_s(0) &= 87.9 M_\odot/\text{пк}^2, \\(M/L)_R &= 1.45, & \Sigma_s(0) &= 61.5 M_\odot/\text{пк}^2, \\(M/L)_I &= 1.30, & \Sigma_s(0) &= 287.0 M_\odot/\text{пк}^2.\end{aligned}$$

Видно, что фотометрия в B и R дает очень маленькие значения поверхностной плотности диска в центре. Как было отмечено в Zasov et al. (2012), в данной галактике скорее всего сильно переоценен вклад балджа, откуда и получаются такие маленькие значения. В качестве наиболее правдоподобной массовой модели в данной работе рассматривается фотометрия и декомпозиция в полосе I , при которой центральная поверхностная яркость получается равной $I_d(0) = 221.3$ светимостей Солнца на пк^2 , экспоненциальный масштаб диска $h_d = 12.9''$.

Кривые вращения хорошо приближаются полиномами, но, как видно из Рис. 6а, распадаются довольно близко. Газовая кривая вращения v_c к тому же сильно нерегулярна, по-видимому это обусловлено приливным взаимодействием с другой галактикой. Профиль дисперсии скоростей вдоль луча зрения $\sigma_{\text{los}}^{\text{maj}}(R)$ содержит наблюдательные точки вплоть до 45 угловых секунд (Рис. 6b), области наблюдаемого звездообразования также располагаются до этого значения. Эллипсоид скоростей плохо восстанавливается из уравнения для асимметричного сдвига и итоговые значения получаются по двум другим методам (3.4.4) и (3.4.5). Полученные значения, как и было указано в описании методов выше, согласуются между собой, кроме значения дисперсии в вертикальном направлении σ_z . Кинетический масштаб получается равным $h_{\text{kin}} = 120''$.

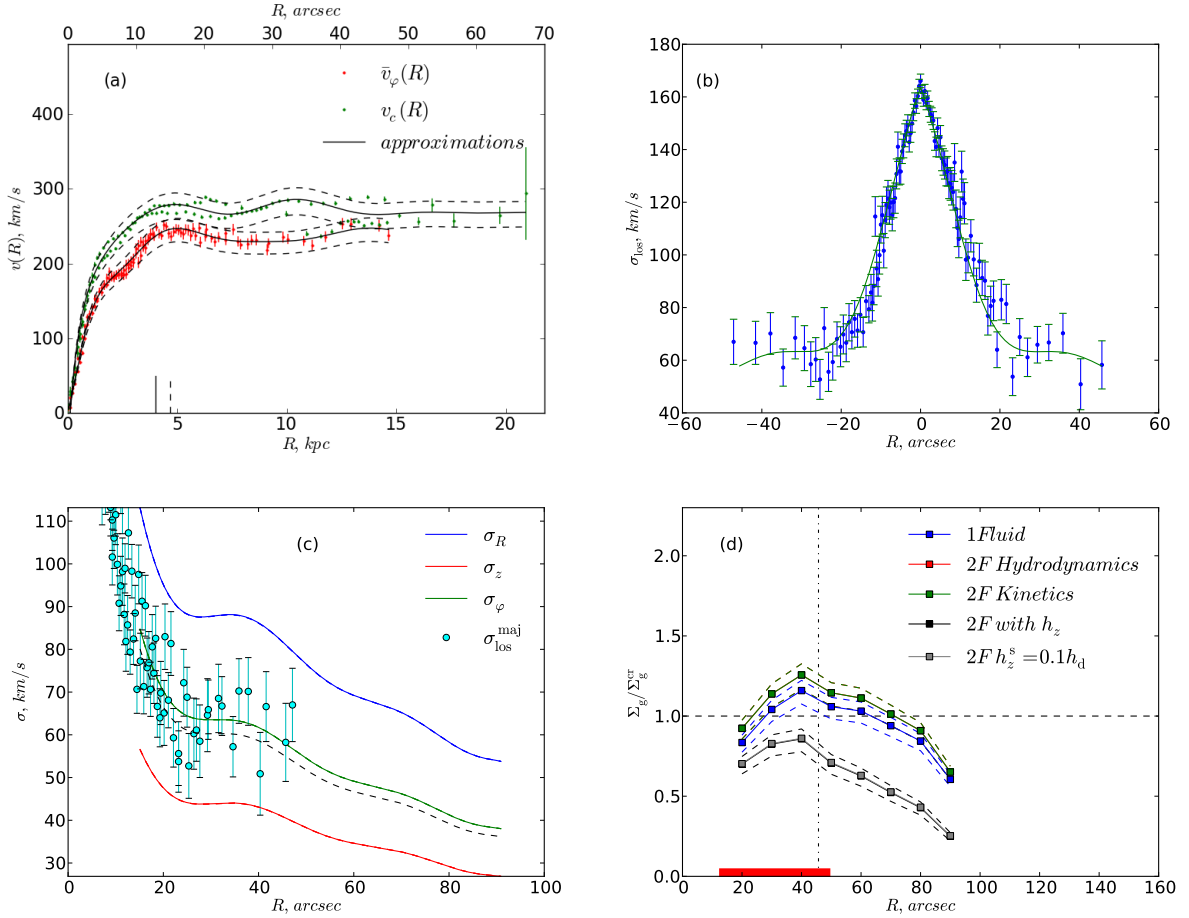


Рис. 6: Полученные результаты для галактики NGC 338. **(a)** Газовая $v_c(R)$ и звездная $\bar{v}_\varphi(R)$ кривые вращения. Сплошной черной линией показаны аппроксимации полиномами, прерывистой черной — вариации по углу наклона i . Вертикальным прерывистым отрезком обозначен эффективный радиус балджа $r_{e,b}$, сплошным — экспоненциальный масштаб диска h_d . **(b)** Дисперсия скоростей вдоль луча зрения σ_{los} и полученные полиномиальные аппроксимации. **(c)** Восстановленный эллипсоид скоростей (σ_R , σ_φ , σ_z). Черной прерывистой линией обозначены восстановленные значения $\sigma_{\text{los}}^{\text{maj}}(R)$. **(d)** Отношение поверхностной плотности газа к критической $\Sigma_g(R)/\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$ для разных моделей. Вертикальная линия показывает масштаб, до которого есть наблюдательные данные по звездной кинематике. Красным цветом вдоль оси абсцисс показаны области, в которых наблюдаются особенности в распределении водорода, а также активное звездообразование. Прерывистой линией показаны вариации по углу наклона i . Синяя сплошная линия соответствует одножидкостной модели (1.1.3), красная сплошная линия — двухжидкостной модели в гидродинамическом приближении (2.3.2), зеленая сплошная линия — двухжидкостной модели в кинетическом приближении (2.3.5), черная сплошная линия — двухжидкостной модели в кинетическом приближении с учетом полученного профиля толщины звездного диска $h_z^s(R)$ (2.3.7), серая сплошная линия соответствует двухжидкостной модели в кинетическом приближении с учетом среднего профиля толщины $h_z^s(R) = 0.1h_d$ (3.4.7).

Восстановленный профиль толщины диска $h_z^s(R)$ оказывается сильно переоцененным. На рисунке 6с представлены результаты для эллипсоида скоростей, восстановленного в предположении $\sigma_z = 0.5\sigma_R$ (3.4.4). На итоговом графике отношения поверхностной плотно-

сти газа к критической (Рис. 6d) видно, что и реально восстановленная толщина, и средний профиль толщины (3.4.7) дают одинаковый стабилизирующий эффект (соответствующие кривые не отличаются друг от друга). Также из этого графика видно, что двухжидкостная и одножидкостная модели гравитационной неустойчивости демонстрируют схожие значения Σ_g^{cr} , и в области звездообразования газовый диск оказывается неустойчив. Кинематическое и гидродинамическое приближение для случая двухжидкостной неустойчивости дают практически одинаковые значения, соответствующие им кривые на Рис. 6d идентичны.

NGC 1167 Фотометрия в полосах B и R дает согласованные значения центральной поверхностной плотности для диска. Действительно, полученные из калибровок Bell et al. (2003) значения M/L равны 8.39 и 4.41 для B и R соответственно. В пересчете на значения центральной поверхностной плотности $\Sigma_s(0)$ это дает $1149.9 M_\odot/\text{пк}^2$ и $984.8 M_\odot/\text{пк}^2$. В работе Noordermeer (2006) M/L для максимального диска и NFW модели темного гало (Navarro et. al., 1996) бралось равным 4. В связи с этим значения отношения масса-светимость, полученные по калибровкам Bell et al. (2003), представляются завышенными, хоть и согласующимися друг с другом. В итоге рассматриваются две массовые модели диска: по данным фотометрии в полосе R из работы Noordermeer et al. (2007a) с $(M/L)_R = 4.41$ и по данным той же фотометрии с $(M/L)_{\text{max}} = 4.0$.

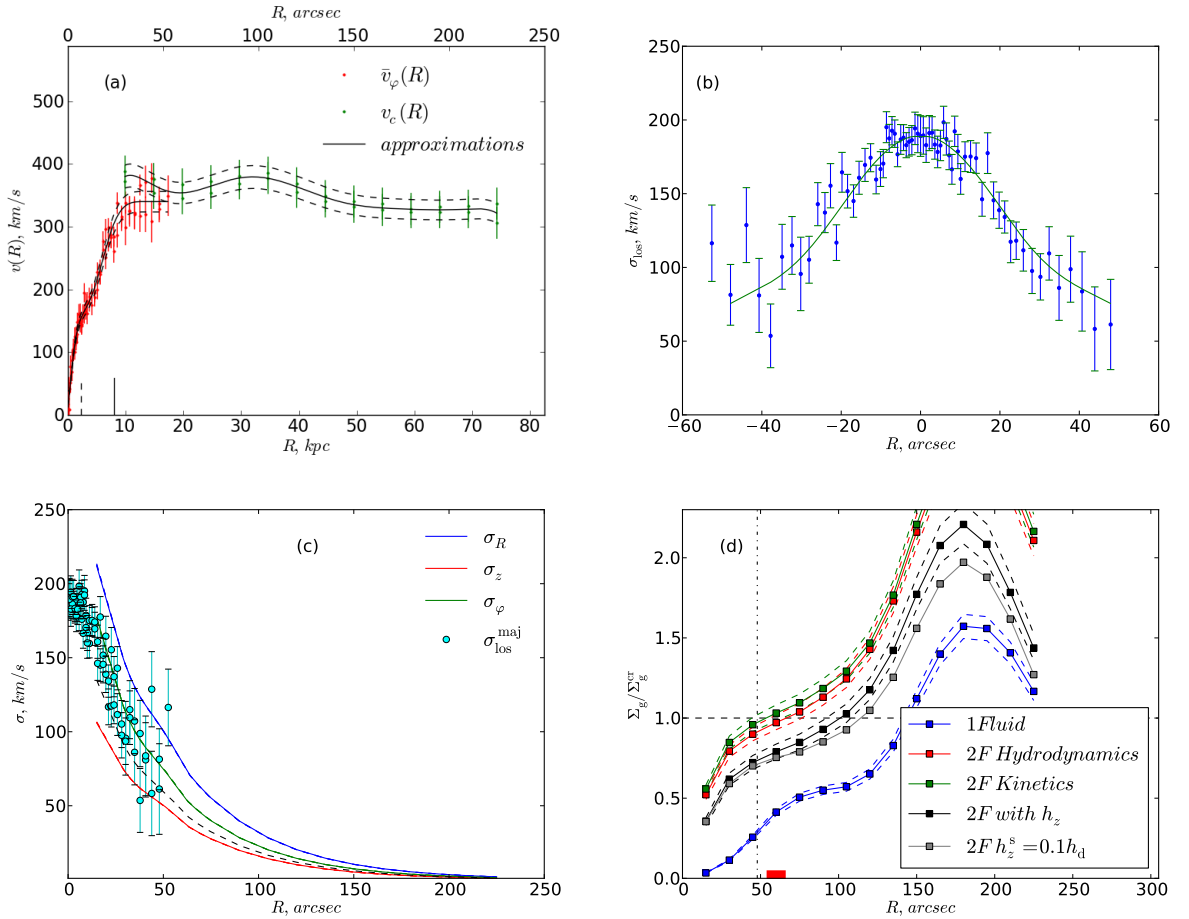


Рис. 7: Полученные результаты для галактики NGC 1167. Обозначения как на Рис. 6.

Звездная кривая вращения наблюдалась только до начала газового кольца (см. Рис. 14

в Приложении) и наблюдательные точки пересекаются с точками газовой кривой вращения v_c (Рис. 7a), поэтому попытка восстановить эллипсоид вращения из уравнения для асимметричного сдвига не проводилась. Вместо этого для каждой из двух массовых моделей диска профили $(\sigma_R, \sigma_\varphi, \sigma_z)$ восстанавливались из предположений (3.4.4) и (3.4.5), что дает в итоге четыре различных варианта $\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$. Для всех рассмотренных методов полученные профили дисперсий скоростей согласуются между собой с учетом сделанных ранее оговорок, а также демонстрируют сходный кинетический масштаб для σ_R около $46''$. На рисунках 7c и 7d представлены профили дисперсий скоростей и $\Sigma_g(R)/\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$ в предположении $\frac{\sigma_z}{\sigma_R} = 0.5$ и $(M/L)_R = 4.41$. Восстановленная толщина звездного диска согласуется со средней оценкой (3.4.7), поэтому кривые, соответствующие учету толщины, дают схожие значения критической поверхностной плотности газа. Одножидкостная модель дает устойчивые значения газового диска на всем его протяжении, тогда как двухжидкостная (как с учетом толщины h_z^s , так и без) говорит о маргинальной устойчивости в районе газового кольца на $60''$. Этот результат следует принимать с осторожностью по той причине, что в этой области и за ее пределами нет наблюдательных данных для кинематики, и полученные значения вычислены с помощью экстраполяций, которые несомненно могут давать значительные ошибки.

NGC 2273 Полученные из калибровок Bell et al. (2003) значения M/L для данной галактики равны 4.21 и 2.89 в полосах B и R соответственно. В пересчете на значения центральной поверхностной плотности $\Sigma_s(0)$ это дает согласованные значения $1182.4 M_\odot/\text{пк}^2$ и $1151.71 M_\odot/\text{пк}^2$. Однако, приведенная фотометрия не учитывает наличие бара. Вследствие этого декомпозиция галактики противоречивая, разные авторы приводят разные значения параметров. По-видимому, диск имеет бóльшую шкалу, чем та, что приведена в Noordermeer et al. (2007a), а именно $h_d = 21'' - 22''$. Модель максимального диска, если используется NFW модель темного гало, предсказывает значения $(M/L)_{\text{max}} = 2.5$ для полосы R , что меньше полученного значения по калибровкам Bell et al. (2003). Для построения итоговой массовой модели бралась фотометрия из работы Noordermeer et al. (2007a) в полосе R с двумя разными оценками отношения масса-светимость (полученными по модели максимального диска и по калибровке Bell et al., 2003).

Так же, как и для двух предыдущих галактик, данные по звездной кинематике не дают возможности восстановить эллипсоид скоростей из уравнения асимметричного сдвига (3.4.3). Полученные другими двумя методами значения профилей дисперсий скоростей согласуются между собой и дают правдоподобные значения восстановленного профиля $\sigma_{\text{los}}^{\text{maj}}(R)$ (прерывистая черная линия на рисунке 8c, изображен случай $\frac{\sigma_z}{\sigma_R} = 0.5$ и $(M/L)_R = 2.5$). Кинетический масштаб приблизительно равен $58''$. Толщина звездного диска $h_z^s(R)$, по-видимому, получается корректно и практически не превышает среднее значение толщины из работы Kregel et al. (2002), однако из-за наличия бара имеет множество изломов в центральной части. То же наблюдается и для профиля $\Sigma_g(R)/\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$ во всех моделях двухжидкостной гравитационной неустойчивости (Рис. 8d). Одножидкостная модель дает устойчивый газовый диск, даже в массивном газовом кольце на $100''$ (см. Рис. 15 в Приложении). Двухжидкостная модель, даже с учетом стабилизирующего эффекта толщины звездного диска, демонстрирует сильную неустойчивость на всем протяжении диска, что согласуется с областями наблюдаемого излучения H_α .

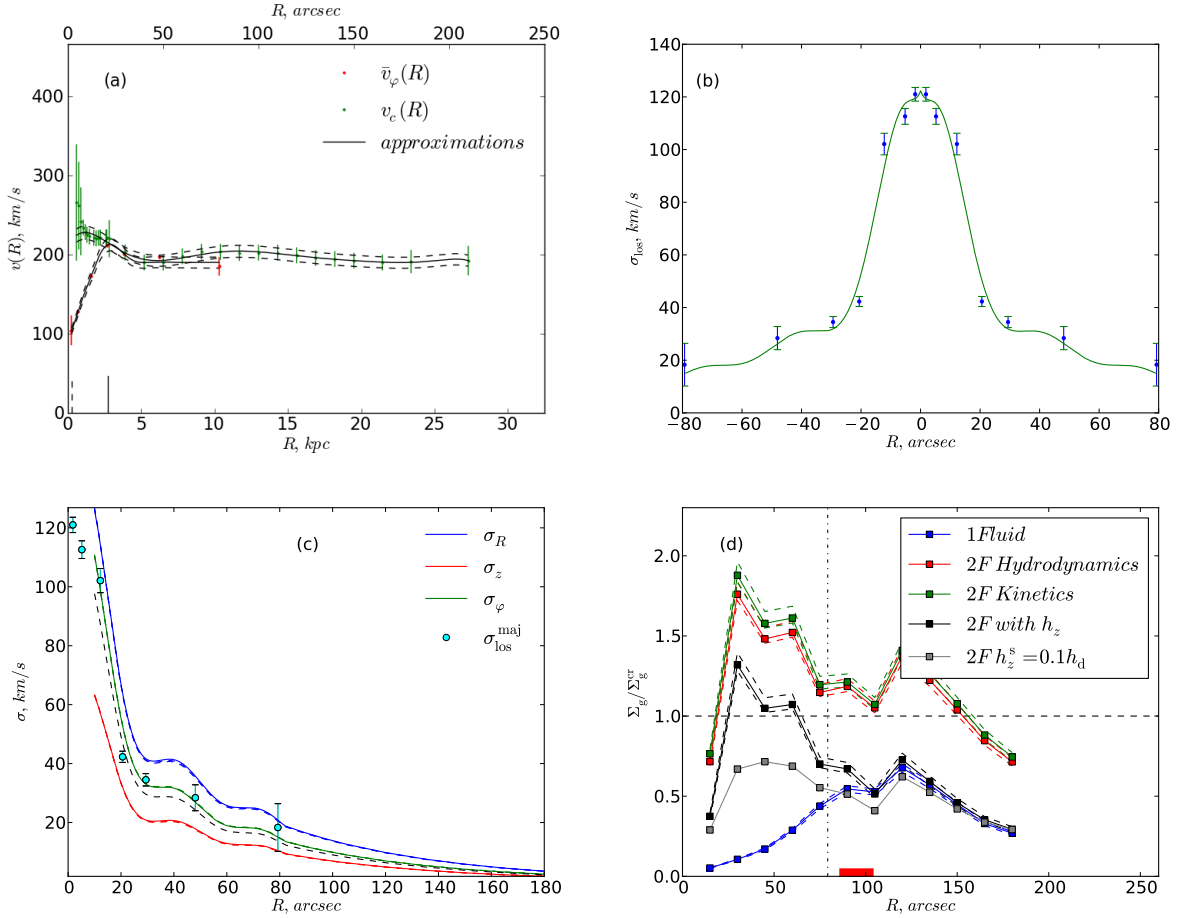


Рис. 8: Полученные результаты для галактики NGC 2273. Обозначения как на Рис. 6.

NGC 3898 Фотометрия в B и R дает согласованные значения центральной поверхностной плотности для диска, но они не очень большие при отношении $(M/L)_R \approx 2$ (по калибровкам Bell et al., 2003 для цвета $B-R$). Тем не менее фотометрия в полосе J из работы Mendez-Abreu et. al. (2008) дает $(M/L)_J = 1.12$, что согласуется с фотометрией в оптике, то есть приводит к тем же значениям поверхностной плотности диска, что и для полосы R (порядка $330 M_\odot/\text{пк}^2$). Декомпозиция галактики отчасти противоречивая, по-видимому, у нее есть слабый протяженный внешний диск с большой шкалой (Gutierrez et. al., 2011, см. Таблицу 3). Динамическая оценка отношения масса-светимость из кривой вращения в диссертации Noordermeer (2006) дает значение $(M/L)_{R,\text{max}} = 4$, если используется NFW модель темного гало. За массовую модель для галактики NGC 3898 принимается фотометрия в полосе R из работы Noordermeer et al. (2007a) с соответствующими оценками M/L (по калибровке Bell et al., 2003 и по модели максимального диска).

Обе кривые вращения протянуты довольно далеко (Рис. 9a), однако получаемые значения асимметричного сдвига $v_c^2(R) - \bar{v}_\varphi^2(R)$ слишком большие, вследствие чего значения σ_R^2 получаются сильно переоцененными. Это, в свою очередь, не дает возможности получить верные значения σ_z^2 , поэтому приходится восстанавливать эллипсоид скоростей, пользуясь предположениями (3.4.4) и (3.4.5). Дополнительную сложность дает нерегулярный профиль $\sigma_{\text{los}}^{\text{maj}}(R)$, наблюдательные точки которого плохо описываются гладкими полиномиальными кривыми (Рис. 9b). Фактически невозможно провести хорошую аппроксимацию на краю профиля, из-за чего значения кинетического масштаба получаются порядка $300''$.

Также $\sigma_{\text{los}}^{\text{mja}}(R)$ демонстрирует довольно большие значения около 250 км/с в центральной области, что, вместе с маленькими значениями поверхностной плотности $\Sigma_{\text{s+g}}(R)$ дает сильно переоцененные оценки для профиля толщины звездного диска $h_z^s(R)$. Все модели гравитационной неустойчивости дают схожие значения критической поверхностной плотности Σ_g^{cr} (соответствующие кривые на Рис. 9d почти не отличаются) и сильно устойчивый газовый диск на всем протяжении наблюдательных данных, что согласуется с низким темпом звездообразования у этой галактики. Значения $\Sigma_g(R)/\Sigma_g^{\text{cr}}(R) \gg 1$ при $R > 100''$ ненадежны, так как в этой области нет кинематических данных, и все восстановленные профили дисперсий скоростей экстраполированы в эту область. Изображенные на рисунках 9c и 9d профили получены в предположении $\frac{\sigma_z}{\sigma_R} = 0.5$ и $(M/L)_R = 2.04$.

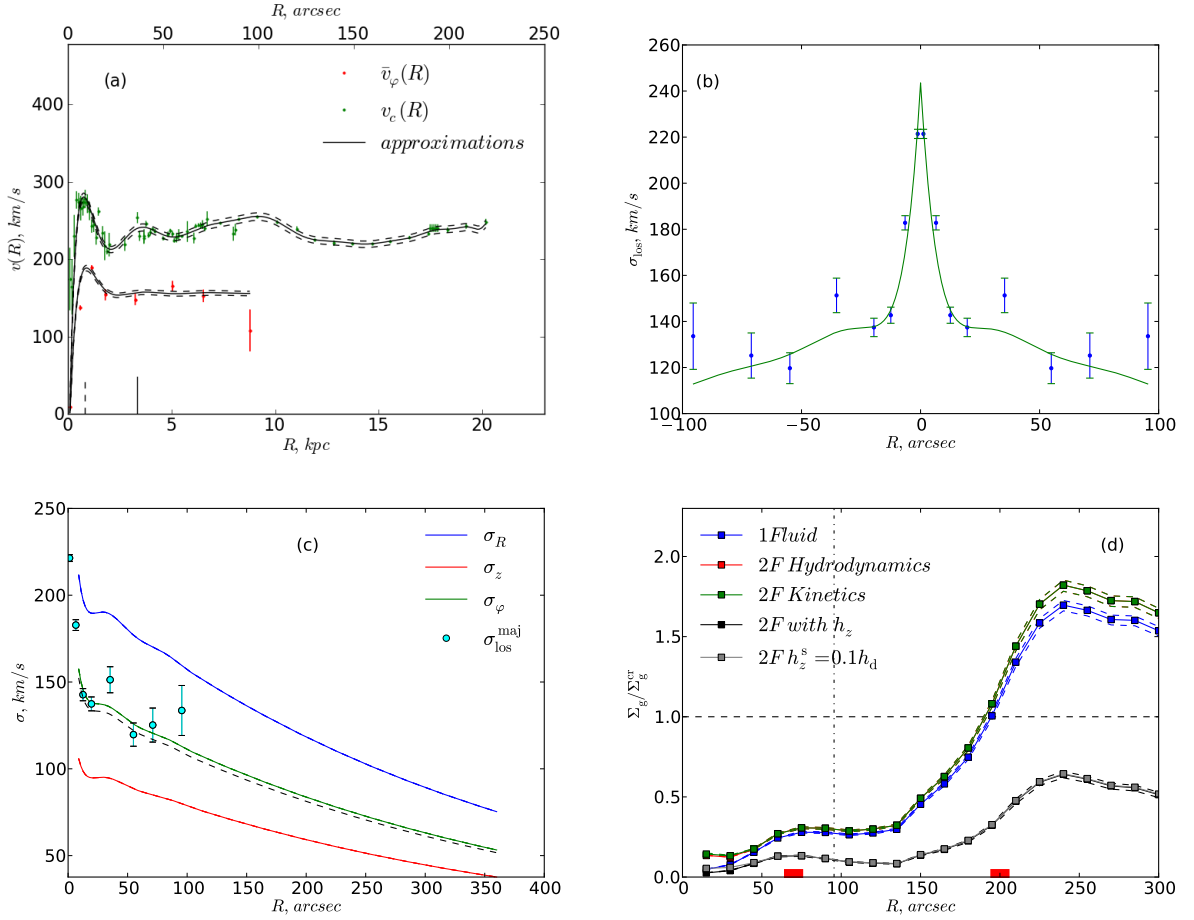


Рис. 9: Полученные результаты для галактики NGC 3898. Обозначения как на Рис. 6.

NGC 7217 При построении массовой модели диска для данной галактики использовались параметры фотометрической декомпозиции из работы Sil'chenko et al. (2011), как наиболее надежные. Согласно данным декомпозиции фотометрического профиля в полосе I внутренний короткий диск имеет масштаб $h_d^{\text{in}} = 12.5''$ и значение поверхностной яркости, равное $\mu_{d,0}^{\text{in}} = 17.4 \text{ mag}/\square''$, а внешний — $h_d^{\text{out}} = 35.8''$ и $\mu_{d,0}^{\text{out}} = 18.3 \text{ mag}/\square''$, соответственно. Отношение масса-светимость было оценено по профилю цвета звёздного населения

методом популяционного синтеза. Полученное значение составило $(M/L)_I \simeq 2.2$. Для модели максимального диска из работы Noordermeer (2006) это значение получается равным $(M/L)_R = 10$, и оно явно завышено, в частности потому, что при в 5 раз меньшем отношении $(M/L)_R$ центральная поверхностная плотность получается совсем не маленькой — $\Sigma_s(0) \simeq 6300 M_\odot/\text{пк}^2$. Тем не менее, модель максимального диска также рассматривалась в данной работе.

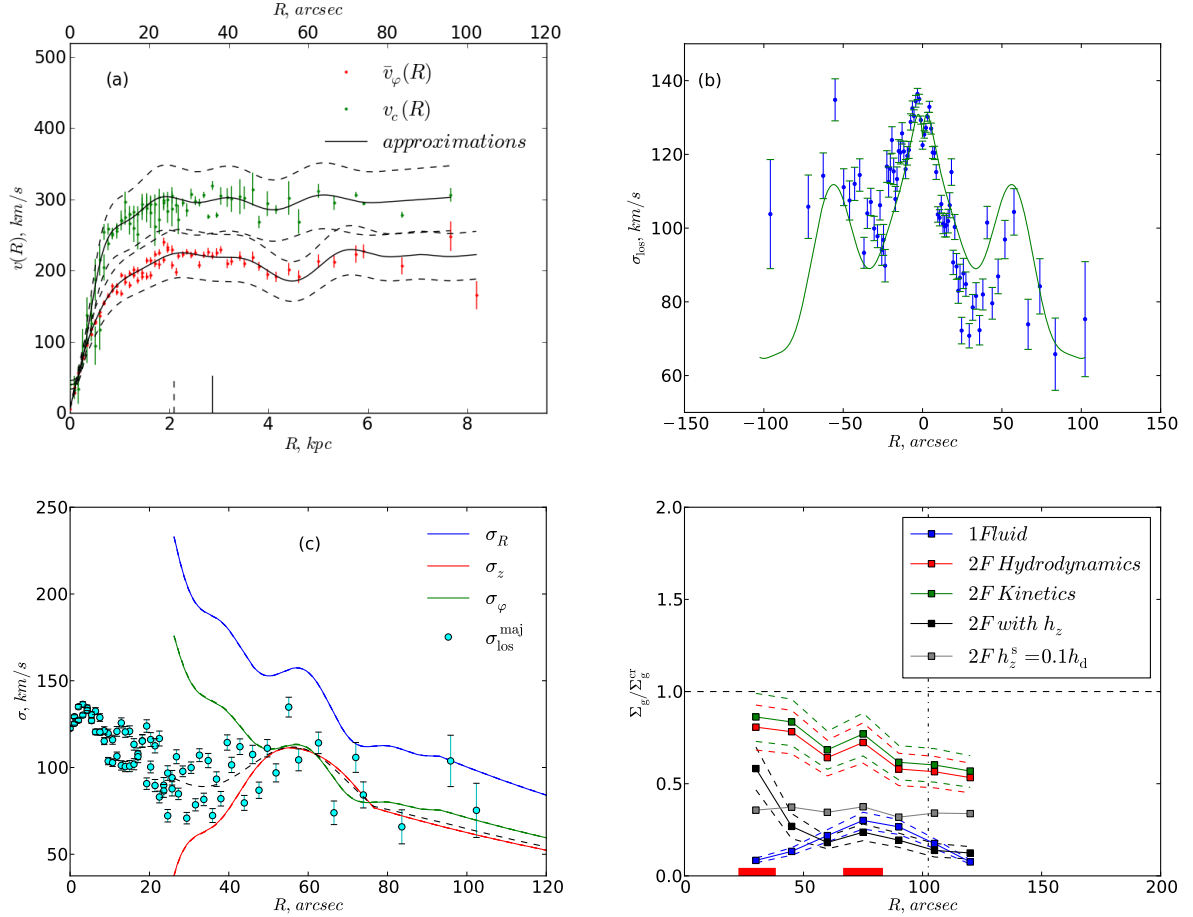


Рис. 10: Полученные результаты для галактики NGC 7217. Обозначения как на Рис. 6.

Кривые вращения протянуты на несколько экспоненциальных радиусов диска h_d и хорошо приближаются полиномами (Рис. 10a). Профиль дисперсии скоростей вдоль луча зрения вдоль большой оси аппроксимируется не очень точно (Рис. 10b). Тем не менее эллипсоид скоростей хорошо восстанавливается как с помощью уравнения для асимметричного сдвига, так и другими методами. Полученные профили $(\sigma_R, \sigma_\varphi, \sigma_z)$ (см. Рис. 10c; на этом рисунке, а также на Рис. 10d, изображены профили, полученные из уравнения асимметричного сдвига при $(M/L)_I = 2.2$) отлично согласуются между собой и с профилями в работе Sil'chenko et al. (2011), что не удивительно в виду использования тех же исходных данных. Кинетический масштаб получается равным $114''$. Восстановленный профиль толщины звездного диска дает в несколько раз более толстый диск, чем предсказывается средним значением h_z^s (Kregel et al., 2002). Итоговый профиль $\Sigma_g(R)/\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$ для одножидкостной модели (Рис. 10d) в точности повторяет результаты Noordermeer et al. (2007a), а двухжидкостная модель дает значения большие, чем в работе Sil'chenko et al.

(2011) за счет учета неосесимметричных возмущений. Диск оказывается в состоянии, близком к маржинальной неустойчивости, как раз в двух газовых кольцах, где наблюдается звездообразование. Теория Jog & Solomon (1984) подтверждается на практике, однако учет толщины диска создает сильный стабилизирующий эффект, в том числе и в случае среднего значения $h_z^s(R) = 0.1h_d$ (3.4.7). Следует также отметить, что при использовании M/L для модели максимального диска, все профили $\Sigma_g(R)/\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$ (даже в случае учета восстановленной толщины) оказываются значительно выше 1, что еще раз подтверждает нереалистичность такой оценки отношения масса-светимость.

Галактика	$\mu_{e,b}$ mag/□'' (1)	n (2)	$r_{e,b}$ '' (3)	$\mu_{0,d}$ mag/□'' (4)	h_d '' (5)
NGC 2985	17.94	2.92	13.2	18.22	25.8
NGC 3898	18.13	3.75	11.9	19.07	29.2
NGC 5533	17.70	2.34	5.1	18.03	14.1

Таблица 3: Параметры декомпозиции изображения на балдж и диск в полосе J из работы Mendez-Abreu et. al. (2008). (1) Эффективная поверхностная яркость балджа. (2) Показатель Серсика для балджа. (3) Эффективный радиус балджа. (4) Центральная поверхностная яркость диска. (5) Экспоненциальный масштаб диска.

Галактика	$h_{d,in}$ (1)	$h_{d,out}$ '' (2)	$\mu_{0,d,in}$ mag/□'' (3)	$\mu_{0,d,out}$ (4)
NGC 2985	18.1	81.0	18.57	21.76
NGC 3898	30.0	59.9	19.54	21.53

Таблица 4: Параметры декомпозиции изображения на два диска в полосе R из работы Gutierrez et. al. (2011). (1), (2) Экспоненциальный масштаб для внутреннего и внешнего диска, соответственно. (3), (4) Центральная поверхностная яркость для внутреннего и внешнего диска, соответственно.

5.2 Галактики с противоречивой фотометрией

NGC 2985 Если рассматривать отношение M/L для этой галактики, полученное из калибровок Bell et al. (2003), то фотометрия в B и R дает согласованные значения центральной поверхностной плотности для диска, но они очень маленькие ($52.5 M_\odot/\text{пк}^2$ и $59.7 M_\odot/\text{пк}^2$). Динамическая оценка $(M/L)_{R,\text{max}}$ из декомпозиции кривой вращения на вклады диска, балджа и темного гало в работе Noordermeer (2006) полагается равной 6 для модели максимального диска и NFW темного гало, что дает значение $\Sigma_s(0) \simeq 450 M_\odot/\text{пк}^2$. Найденные параметры декомпозиции изображения на балдж и диск в полосе R (см. Таблицу 4) из работы Gutierrez et. al. (2011) и в полосе J (см. Таблицу 3) не согласуются между собой и при оценке $(M/L)_J = 1.18$, $(M/L)_R = 0.8$ дают значения центральной поверхностной плотности больше $1000 M_\odot/\text{пк}^2$. По видимому, у галактики есть два звездных диска —

короткий внутренний и протяженный внешний, а полученное в работе Noordermeer et al. (2007a) значение $h_d = 52.2''$ является средним между ними. Таким образом результаты декомпозиции галактики противоречивые, и за основу массовой модели мы приняли результаты декомпозиции изображения в полосе R из работы Noordermeer et al. (2007a) с оценкой отношения масса-светимость только для модели максимального диска.

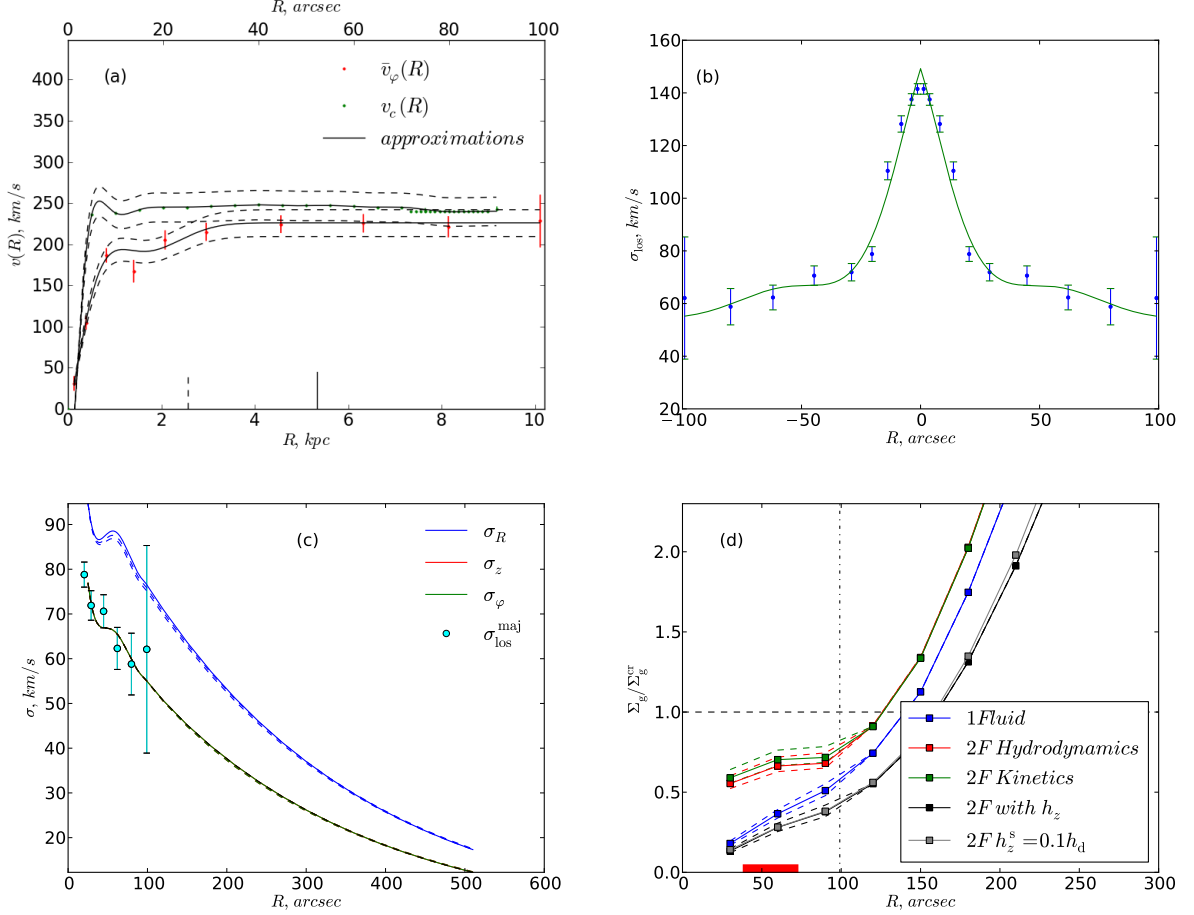


Рис. 11: Полученные результаты для галактики NGC 2985. Обозначения как на Рис. 6.

Попытка восстановить эллипсоид скоростей из уравнения для асимметричного сдвига оказалась неудачной. Наблюдательные данные для профиля дисперсии скоростей вдоль луча зрения по большой оси $\sigma_{\text{los}}^{\text{maj}}(R)$ протянуты вплоть до $R = 100''$ (Рис. 11b), профиль очень пологий, из-за чего кинетический масштаб получается очень большим $h_{\text{kin}} = 280''$. Для случая, изображенного на Рис. 11c, эллипсоид скоростей восстанавливался в предположении $\sigma_\varphi = \sigma_z$, поэтому профили дисперсий в вертикальном и азимутальном направлениях не отличаются друг от друга. Профиль толщины звездного диска восстанавливается, по-видимому, корректно в случае предположения (3.4.4) для фотометрии Noordermeer et al. (2007a), значения не превышают в среднем 5 угловых секунд. В случае использования предположения (3.4.5) значения получаются завышенными. Тем не менее необходимо иметь в виду то обстоятельство, что так как декомпозиция в работе Noordermeer et al. (2007a) для галактики NGC 2985 скорее всего проведена неверно, то профиль толщины $h_z^s(R)$ в любом случае оказывается переоцененным из-за недооценки $\Sigma_s(R)$. Итоговый полученный профиль $\Sigma_g(R)/\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$ на Рис. 11d для одножидкостной модели демонстрирует

устойчивый газовый диск на всем протяжении. Двухжидкостная модель показывает значения около 0.6-0.8, которых недостаточно для развития гравитационной неустойчивости. Следует однако принять во внимание тот факт, что значения принятой в данной работе массовой модели, как видно из данных в полосе J , могут быть существенно занижены. Соответственно значения Q_{eff} могут быть пересмотрены в сторону уменьшения, а газовый диск окажется неустойчивым или устойчивым маргинально. Такое состояние диска будет согласовываться с наблюдаемым крупномасштабным звездообразованием.

NGC 5533 Фотометрия в B и R полосах дает согласованные значения центральной поверхностной плотности для диска, но они не очень большие. По цвету $B-R$ из калибровочных зависимостей получается $(M/L)_R \approx 2.11$ и $(M/L)_B \approx 2.52$, а значения центральной поверхностной плотности около $\Sigma_d(0) \simeq 150 M_\odot/\text{пк}^2$. Для модели максимального диска центральная поверхностная плотность получается равной $328.0 M_\odot/\text{пк}^2$ (отношение масса-светимость равно 5). Фотометрия в полосе J (Mendez-Abreu et. al., 2008) не согласуется с фотометрией в оптике (Таблица 3), то есть приводит к значениям поверхностной плотности диска, отличающимся от тех, что получаются для полосы R из Noordermeer et al. (2007a). Для этой полосы центральная поверхностная яркость $I_d(0) = 746.3 L_\odot/\text{пк}^2$, центральная поверхностная плотность того же порядка при $(M/L)_J \approx 1.0$. Тем не менее ясно видно, что в полосе J масштаб диска явно занижен, а поверхностная яркость завышена. Декомпозиция галактики таким образом противоречивая, в качестве двух используемых массовых моделей выбирается опять фотометрия в полосе R из работы Noordermeer et al. (2007a) и оценки $(M/L)_R$ из работы Bell et al. (2003) и для модели максимального диска.

Звездная кривая вращения \bar{v}_φ протянута не очень далеко, к тому же последняя точка из наблюдений явно получена не совсем корректно (Рис. 12a). Тем не менее, NGC 5533 — это одна из двух галактик, для которых формально удается провести восстановление эллипсоида скоростей методом асимметричного сдвига. Получаемые значения $(\sigma_R, \sigma_\varphi, \sigma_z)$ не очень хорошо согласуются с другими методами, профиль $\sigma_z(R)$ довольно быстро начинает превышать дисперсию в радиальном направлении и к тому же совершенно не приближается экспонентой с масштабом h_{kin} (который получается равным $\simeq 72''$). Для двух других методов восстановления эллипсоида скоростей профили получаются как обычно гладкими (Рис. 12с, изображены профили дисперсий скоростей для случая $(M/L)_R = 2.11$ и $\frac{\sigma_z}{\sigma_R} = 0.5$), но с другими значениями кинетического масштаба — около $128''$. Тем не менее на характере поведения итогового профиля поверхностных плотностей газа $\Sigma_g(R)/\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$ различия между тремя использованными методами не сказываются. По тем же причинам, что и для NGC 2985, профиль толщины звездного диска оказывается переоцененным. Для всех рассмотренных способов восстановления эллипсоида скоростей и принятых массовых моделях одножидкостная и двухжидкостная модели дают устойчивый газовый диск, который дестабилизируется с увеличением расстояния R до центра галактики (Рис. 12d; кривые, соответствующие гидродинамическому и кинетическому приближениям, практически совпадают). По-видимому, рост $\Sigma_g(R)/\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$ к краю галактики связан с ненадежно восстановленным профилем $\sigma_R(R)$ из-за отсутствия данных в этой области и с тем, что характерный экспоненциальный масштаб убывания профиля $\Sigma_s(R)$ оказывается много меньше, чем экспоненциальный масштаб убывания дисперсий скоростей h_{kin} , а значение Q_g также стремительно уменьшается с увеличением R .

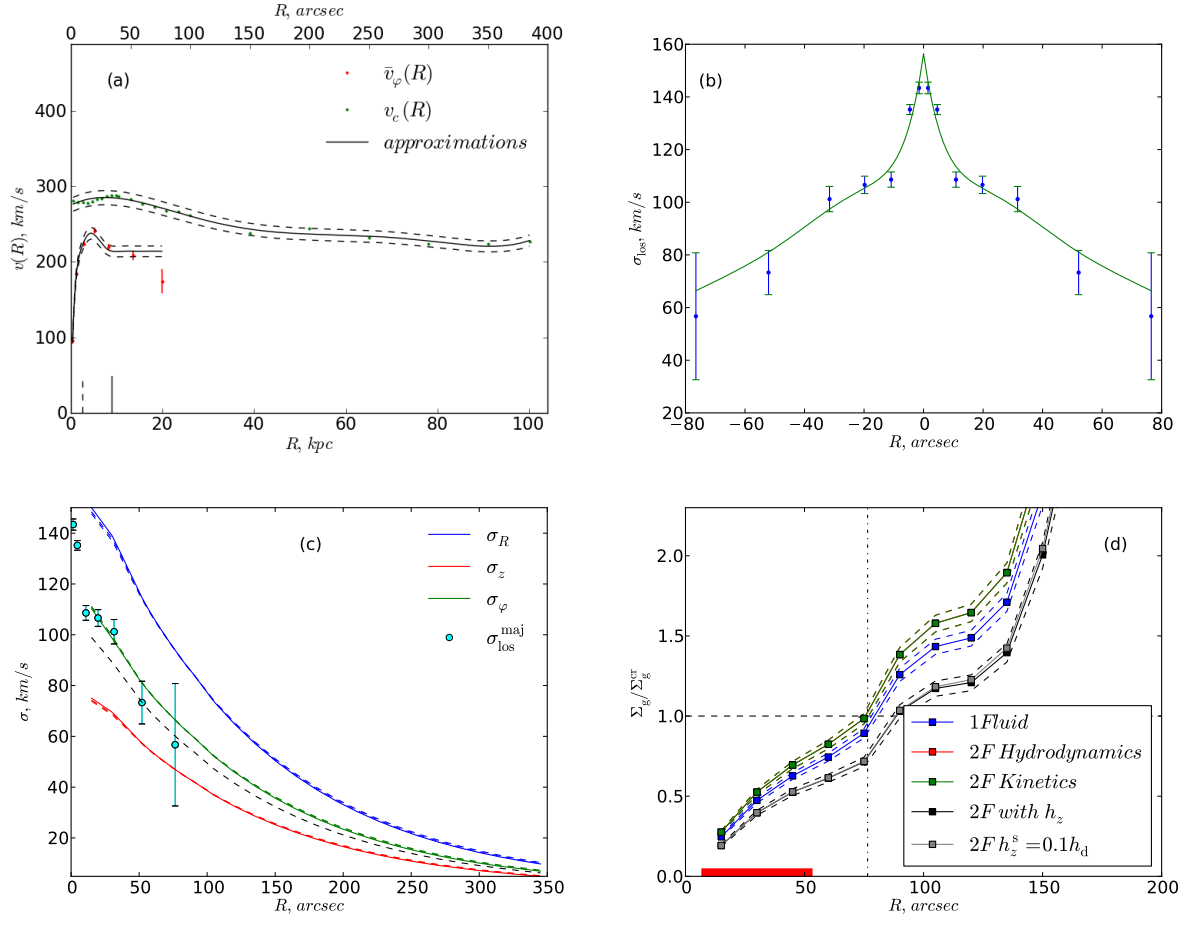


Рис. 12: Полученные результаты для галактики NGC 5533. Обозначения как на Рис. 6.

6 Выводы

По результатам проведенных исследований можно сделать несколько важных в контексте использования механизмов гравитационной неустойчивости выводов, которые верны для всех рассмотренных методов и моделей:

1. Первоначально предполагаемая как основная, методика восстановления эллипсоида скоростей с помощью уравнения для асимметричного сдвига плохо работает на имеющихся наблюдательных данных. Для ряда галактик это связано с практически полным совпадением (или наоборот, большой удаленностью) звездной $\bar{v}_\varphi(R)$ и газовой $v_g(R)$ кривых вращения, для других, по-видимому, с не совсем корректно полученным профилем дисперсии скоростей вдоль луча зрения $\sigma_{\text{los}}^{\text{maj}}(R)$. В связи с этим случай восстановления NGC 7217, описанный Sil'chenko et al. (2011), представляется довольно уникальным.
2. Модель одножидкостной неустойчивости, примененная к реальным наблюдательным данным, всегда дает бóльшие значения Q_{eff} , чем описанная Jog & Solomon (1984) модель двухжидкостной неустойчивости. Во многих случаях величины эффективного параметра Тумре отличаются более, чем в два раза, что означает для двухжидкостной модели в два раза меньшие значения Σ_g^{cr} и, таким образом, значительно менее устойчивый газовый диск в галактике. При этом учтены не только осесимметричные возмущения, но и возмущения более высоких порядков. Указанные существенные различия наблюдаются для галактик NGC 1167, NGC 2273, NGC 2985 и NGC 7217.
3. Попытка восстановить значения профиля толщины звездного диска $h_z^s(R)$ согласно (3.4.6) практически для всех случаев дает сильно переоцененные значения. Учет толщины для модели двухжидкостной неустойчивости (2.3.7) приводит к значительному стабилизирующему эффекту для газового диска. Этот эффект гораздо больше того, что оценивался в работе Jog & Solomon (1984) из теоретических соображений. Даже для указанных четырех галактик, у которых газовый диск существенно неустойчив в случае двухжидкостной модели, учет конечной толщины звездного диска приводит к намного меньшим значениям $\Sigma_g(R)/\Sigma_g^{\text{cr}}(R)$, чем в случае одножидкостной модели, что хорошо видно из соответствующих рисунков.
4. Для галактики NGC 2273 и частично NGC 2985 и NGC 7217 газовый диск для двухжидкостной модели оказывается неустойчивым или устойчивым маргинально точно в тех областях, где наблюдается крупномасштабное звездообразование. Этот результат является основным в данной работе. Для этих же областей одножидкостный критерий (1.1.3), даже с учетом неосесимметричных возмущений, дает сильно устойчивый диск и никак не может служить объяснением наблюдаемому излучению в H_α . Для двухжидкостного критерия гравитационной неустойчивости данный вывод верен без учета профиля конечной толщины звездного диска, который скорее всего восстановлен некорректно.
5. В работе не учитывался вклад молекулярного водорода в поверхностную плотность газа. Этот вклад, по-видимому, незначителен для периферии дисков, но может увеличить значение $\Sigma_g/\Sigma_g^{\text{cr}}$ в центральных областях, что, возможно, приведет к неустойчивому состоянию диска.

7 Заключение

В ходе проделанной работы были получены результаты, позволяющие уточнить роль механизма гравитационной неустойчивости в регулировании крупномасштабного звездообразования для галактик.

В тех случаях, когда наблюдаемое звездообразование хорошо объясняется с точки зрения одножидкостной модели гравитационной неустойчивости (в основном в центральных частях, верно для половины всех рассматриваемых галактик в работе Martin & Kennicutt, 2001), нет необходимости уточнять принятую модель неустойчивости. Для таких галактик двухжидкостный критерий также дает неустойчивые значения.

Для ряда галактик, где на периферии наблюдается излучение в линии H_α , однако газовый диск оказывается устойчивым согласно одножидкостному критерию, модель двухжидкостной гравитационной неустойчивости способна хорошо объяснить протекающее крупномасштабное звездообразование. Есть надежда, что учет более точной массовой модели и корректная оценка профиля толщины звездного диска позволят подтвердить данный результат для большего количества галактик.

Таким образом исследованная модель двухжидкостной гравитационной неустойчивости достаточна для объяснения наблюдаемого крупномасштабного звездообразования в ряде галактик как на периферии (например, в газовых кольцах), так и для центральных частей.

Благодарности: Хочется выразить большую благодарность и признательность моему научному руководителю Наталье Яковлевне Сотниковой за проявленное внимание, неоценимую помощь в подготовке материалов и руководство моей научной работой на протяжении старших курсов. Я также выражаю крайнюю степень признательности моему рецензенту Владимиру Петровичу Решетникову за проявленное терпение и за то, что ему удалось на первом курсе заинтересовать меня тематикой галактической и внегалактической астрономии. Благодарю всех преподавателей и сотрудников СПбГУ, чьи лекции были познавательны и интересны, а любовь к науке оказывалась столь заразной.

8 Список литературы

- Bell, E., 2003, ApJ, 149, 289
- Bertin, G. & Romeo, A. B. 1988, A&A, 195, 105
- Binney, J. & Tremaine, S. 1987, Galactic Dynamics, (Princeton, NY, Princeton University Press)
- Boissier, S., Prantzos, N., Boselli, A., Gavazzi G. 2003, MNRAS, 346, 1215
- Bottema, R. 1993, A&A, 275, 16
- Braun, R. 1997, ApJ, 484, 637
- Cuillandre, J., Lequeux, J., Allen, R. J., Mellier, Y., Bertin, E. 2001, ApJ, 554, 190
- Dehnen W., Binney J. J., 1998, MNRAS, 298, 387
- Efstathiou, G. 2000, MNRAS, 317, 697
- Elmegreen, B. G. 1995, MNRAS, 275, 944
- Freeman, K. C. 1970, ApJ, 160, 811
- Helfer, T. T., Thornley, M. D., Regan, M. W., Wong, T., Sheth, K., Vogel, S. N., Blitz, L., Bock, D. C.-J. 2003, ApJS, 145, 259
- Hameed S., Devereux N., 1999, AJ, 118, 730
- Hameed S., Devereux N., 2005, AJ, 129, 2597
- Ferguson, A. M. N., Wyse, R. F. G., Gallagher, J. S., Hunter D. A. 1998, ApJ, 506, L19
- Gerssen J., Kuijken K., Merrifield M. 1997, MNRAS, 288, 618
- Gerssen J., Kuijken K., Merrifield M. 2000, MNRAS, 317, 545
- Gerssen J., Shapiro Griffin K. 2012, MNRAS, 423, 2726
- Gil de Paz, A., et al. 2007, ApJS, 173, 185
- Goldreich, P. & Linden-Bell, D. 1965, MNRAS, 130, 97
- Gutiérrez L., Erwin P., Aladro R., Beckman J. E. 2011, ApJ, 142, 145
- Jog, C. J. 1996, MNRAS, 278, 209
- Jog, C. J. & Solomon, P. M. 1984, ApJ, 276, 114
- Kamphius, J. J., Sijbring, D., van Albada, T. S. 1996, A&AS, 116, 15
- Kennicutt, Jr., R. C. 1989, ApJ, 344, 685

- Kennicutt, Jr., R. C., et al. 2003, *PASP*, 115, 928
- Kregel, M., van der Kruit, P. C., de Grijs, R. 2002, *MNRAS*, 334, 646
- Li, Y., Mac Low M.-M., Klessen R. S. 2005, *ApJ*, 626, 823
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., de Block W. J. G., Madore B., Thornley M. D. 2008, *AJ*, 136, 2782
- Martin, K. L., Kennicutt, Jr., R. C. 2001, *ApJ*, 555, 301
- Méndez-Abreu J., Aguerri J. A. L., Corsini E. M., Simonneau E. 2008, *A&A*, 478, 353
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 463, 563
- Noordermeer, E. 2006, PhD Thesis
- Noordermeer, E., van der Hulst, J. M., Sancisi, R., Swaters, R. A., van Albada, T. S. 2005, *A&A*, 442, 137
- Noordermeer, E., van der Hulst, J. M. 2007, *MNRAS*, 376, 1480
- Noordermeer, E., van der Hulst, J. M., Sancisi, R., Swaters, R. A., van Albada, T. S. 2007, *MNRAS*, 376, 1513
- Noordermeer, E., Merrifield, M. R., Aragón-Salamanca, A. 2008, *MNRAS*, 388, 1381
- Rafikov, R. R. 2001, *MNRAS*, 323, 445
- Romeo, A. B. 1992, *MNRAS*, 256, 307
- Romeo, A. B. 1994, *A&A*, 286, 799
- Romeo, A. B., Weigert, J. 2011, *MNRAS*, 416, 1191
- Shapiro, K. L., Gerssen J., van der Marel R. P. 2003, *AJ*, 126, 2707
- Schaye, J. 2004, *ApJ*, 609, 667
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
- Sil'chenko, O. K., Chilingarian, I. V., Sotnikova, N. Ya., Afanasiev, V. L. 2011, *MNRAS*, 414, 364
- Sofue, Y., Koda, J., Nakanishi, H., et al. 2003, *PASJ*, 55, 17
- Thilker, D. A., Bianchi, L., Boissier, S., et al. 2005, *ApJ*, 619, L79
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
- van der Hulst, J. M., van Albada, T. S. Sancisi, R. 2001, in *Gas and Galaxy Evolution*, ASP Conf. Ser. 240, 451
- van Zee, L., Haynes, M. P., Salzer, J. J., Broeils, A. H. 1997, *AJ*, 113, 1618

Walter F. et al. 2008, AJ, 136, 2563

Wang, B., Silk, J. 1994, ApJ, 427, 759

Yang, C.-C., Gruendl, R. A., Chu, Y.-H., Mac Low M.-M., Fukui Y. 2007, ApJ, 671, 374

Zasov, A. V., Moiseev, A., V., Khoperskov, A. V., Smirnova, E. A. 2008, Astronomy Reports, 52, 79

Zasov, A. V., Khoperskov, A. V., Katkov, I. Y., Afanasiev, V. L., Kaisin, S. S. 2012, Astrophysical Bulletin, 67, 362

9 Приложение

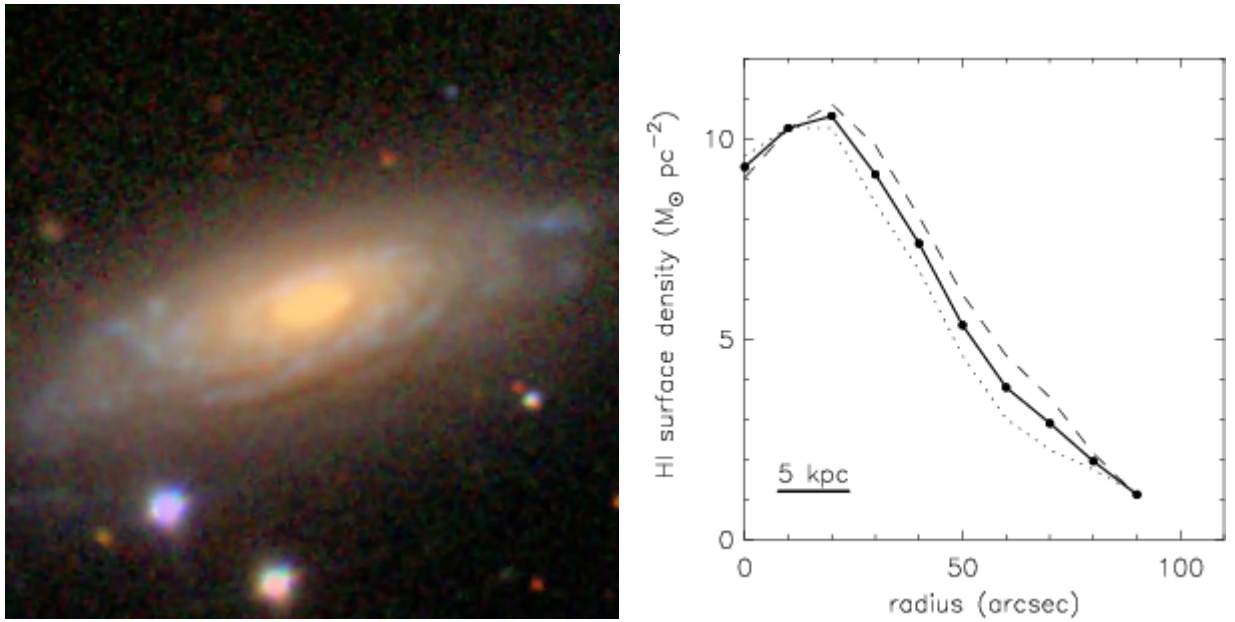


Рис. 13: Изображение галактики NGC 338 из обзора SDSS (слева), профиль поверхностной плотности галактики по HI (из работы Noordermeer et al., 2005; справа).

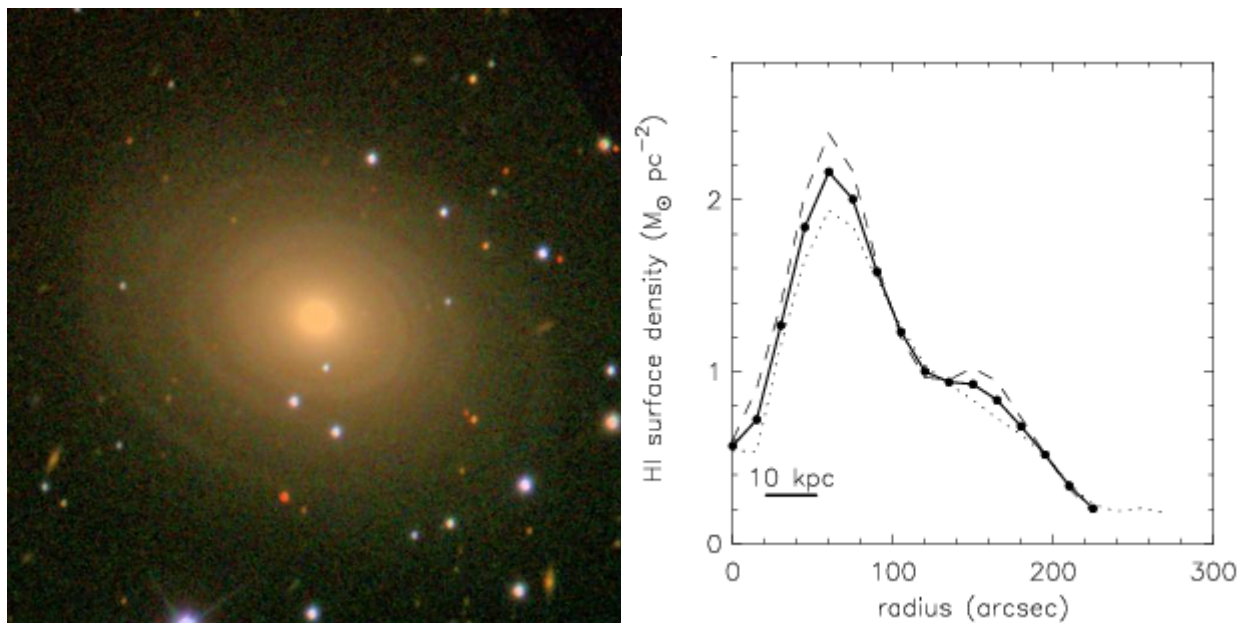


Рис. 14: То же, что и на Рис. 13. Галактика NGC 1167.

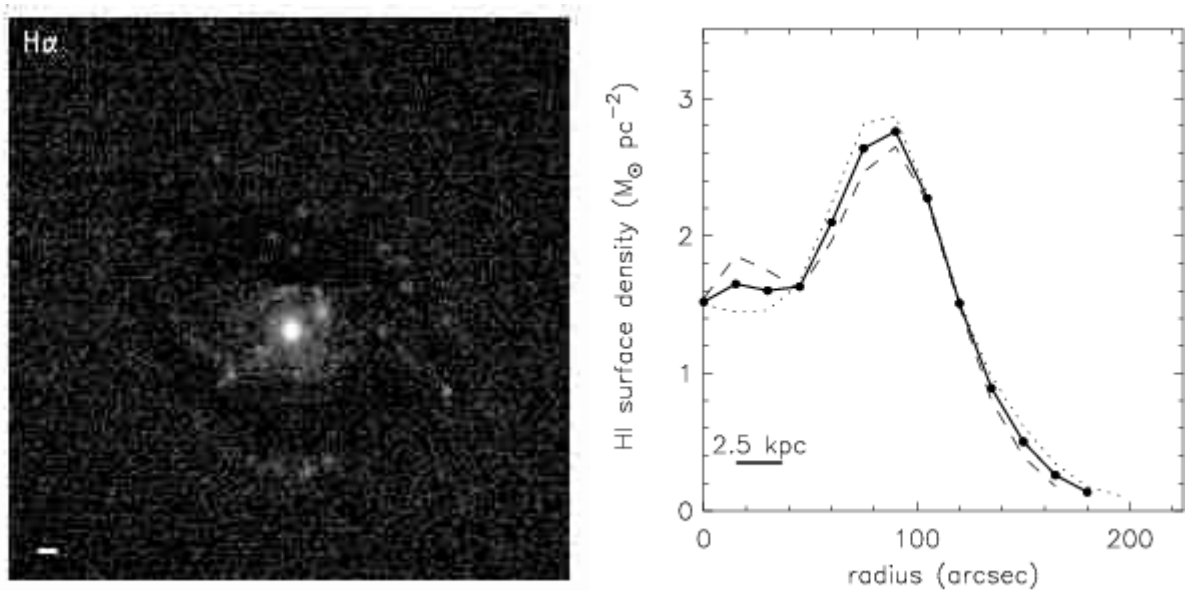


Рис. 15: Изображение галактики NGC 2273 в линии H_{α} (взято из работы Nameed & Devereux, 1999; слева), профиль поверхностной плотности галактики по HI (из работы Noordermeer et al., 2005; справа).

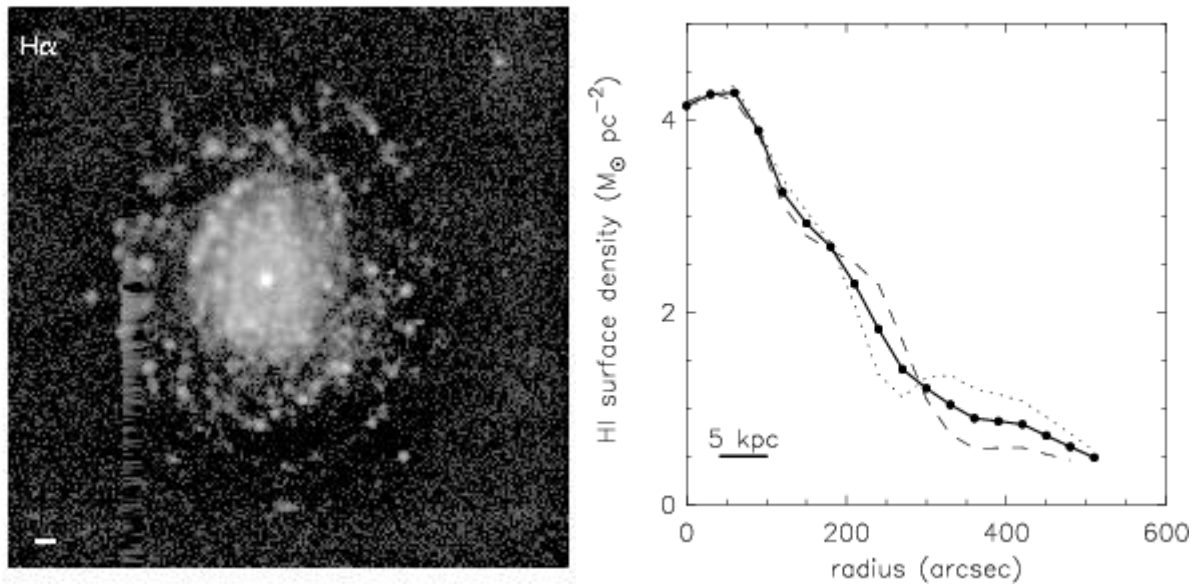


Рис. 16: Изображение галактики NGC 2985 в линии H_{α} (взято из работы Nameed & Devereux, 2005; слева), профиль поверхностной плотности галактики по HI (из работы Noordermeer et al., 2005; справа).

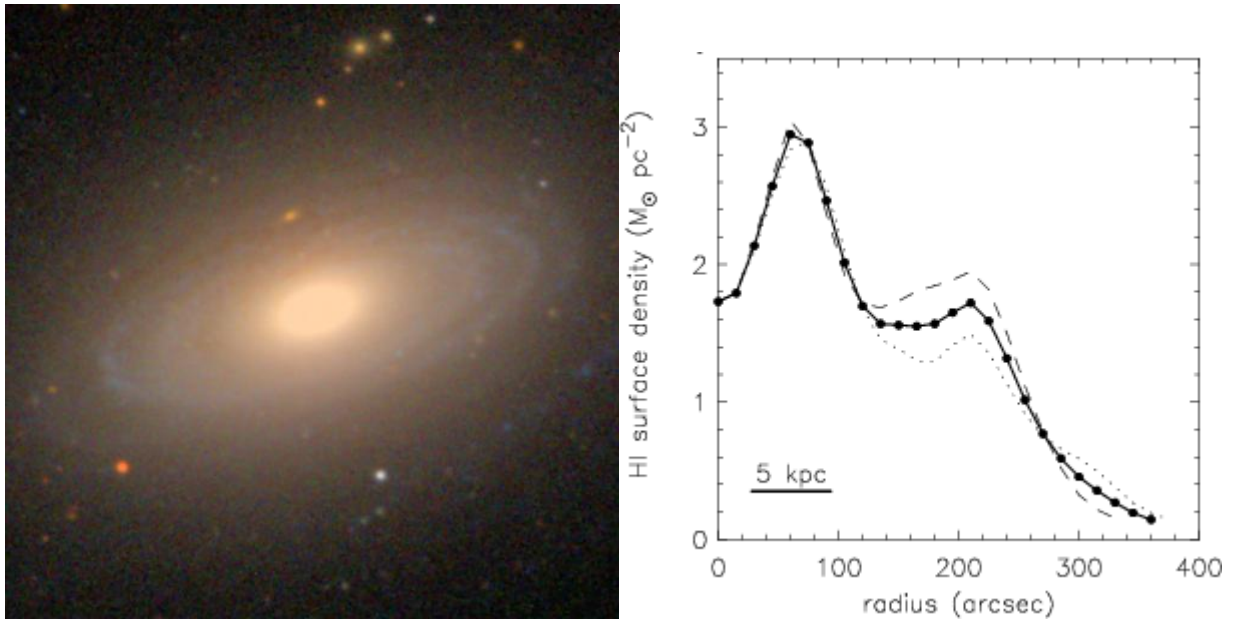


Рис. 17: То же, что и на Рис. 13. Галактика NGC 3898.

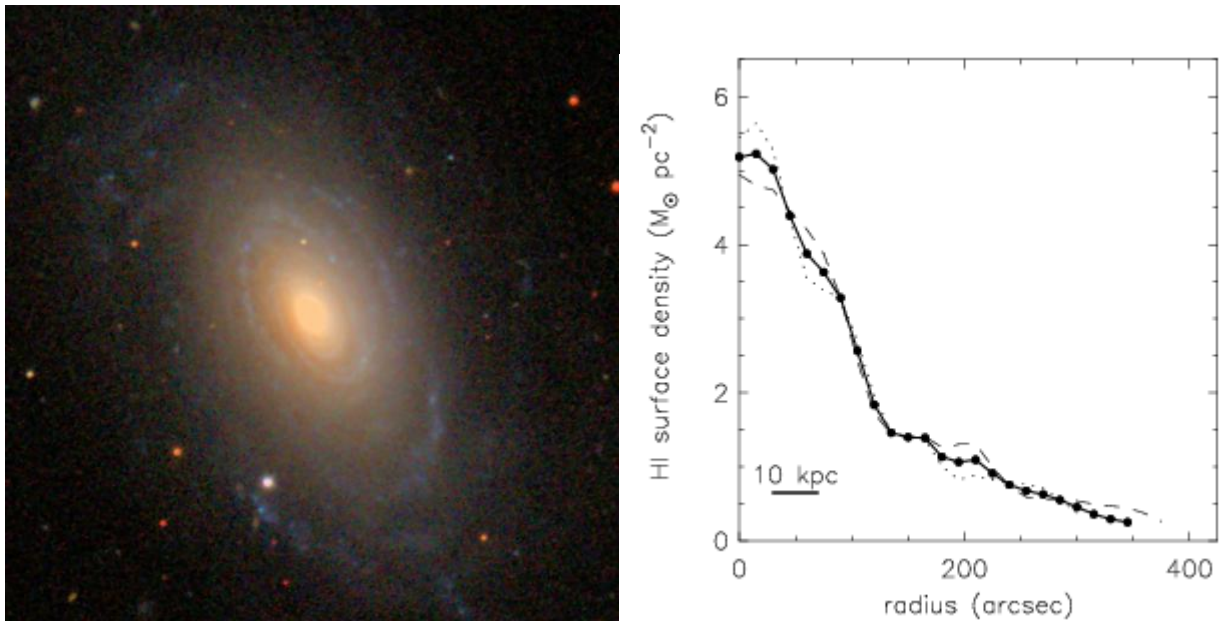


Рис. 18: То же, что и на Рис. 13. Галактика NGC 5533.

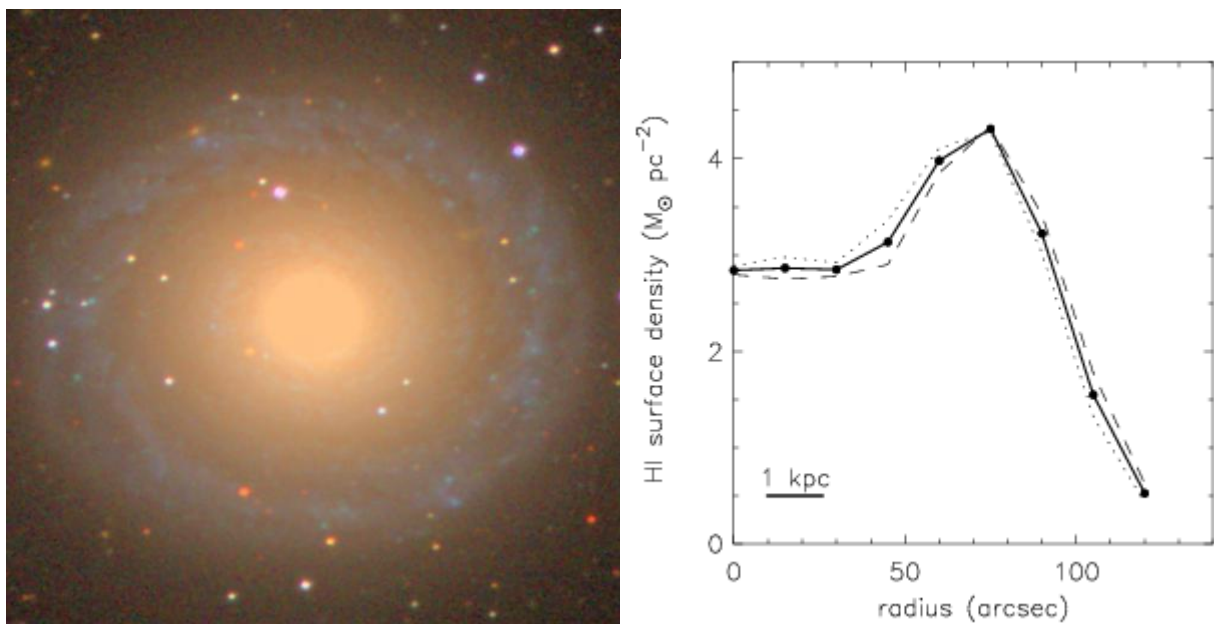


Рис. 19: То же, что и на Рис. 13. Галактика NGC 7217.