

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт космических исследований Российской академии наук

на правах рукописи

Лыскова Наталья Сергеевна

Методы определения масс эллиптических галактик,
применимые для больших обзоров

01.03.02 Астрофизика и звёздная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
член-корр РАН, д.ф.-м.н. Чуразов Е.М.

Москва, 2015

Оглавление

1	Введение	3
1.1	Актуальность	3
1.2	Цели и задачи диссертационной работы	5
1.3	Научная новизна	6
1.4	Теоретическая и практическая значимость	6
1.5	Основные положения, выносимые на защиту	6
1.6	Список публикаций по теме диссертации	7
1.7	Апробация работы	8
1.8	Личный вклад автора	9
2	Методы определения масс галактик	10
2.1	Рентгеновский анализ	10
2.2	Гравитационное линзирование	11
2.3	Динамическое моделирование	13
2.4	Простые методы оценки массы эллиптических галактик	14
2.4.1	Теорема вириала и вириало подобные оценки массы	14
2.4.2	Методы оценки массы, основанные на сферическом уравнении Джинса	18
2.4.2.1	Локальный подход	20
2.4.2.2	Глобальный подход	24
3	Тестирование локального метода оценки массы эллиптических галактик	25
3.1	Введение	25
3.2	Выборка модельных эллиптических галактик	26
3.2.1	Описание выборки	26
3.2.2	Изотермичность потенциала массивных галактик	26
3.2.3	Процедура анализа	28
3.3	Анализ выборки модельных галактик	33
3.3.1	На специальном радиусе R_{sweet}	33
3.3.2	Модельные галактики на больших красных смещениях	40
3.3.3	Масса из интегральных характеристик	41
3.3.4	Круговая скорость из апертурной дисперсии лучевых скоростей	41
3.3.5	Круговая скорость из анализа рентгеновских данных	43
3.4	Тестирование метода на модельных скоплениях галактик	44
3.5	Обсуждение полученных результатов	47
3.6	Выводы	53

4	Звёздная кинематика массивных эллиптических галактик	55
4.1	Введение	55
4.2	Описание и обоснование метода	56
4.2.1	Вращение галактик	56
4.2.2	Алгоритм оценки V_c	58
4.3	Анализ	59
4.3.1	M87	59
4.3.2	Наблюдения и обработка данных	63
4.3.3	Круговая скорость из рентгеновских данных	65
4.3.4	Круговая скорость из оптических данных	71
4.3.5	Комментарии относительно индивидуальных галактик	73
4.3.6	Анализ звёздных популяций	77
4.4	Обсуждение	88
4.5	Выводы	93
5	Сравнение простых методов оценки массы	95
5.1	Введение	95
5.2	Формулы для оценки массы	95
5.2.1	Локальный подход	95
5.2.2	Глобальный подход	97
5.3	Тестирование	98
5.3.1	Сферические аналитические модели	98
5.3.1.1	Идеальные модели	101
5.3.1.2	Сетка аналитических моделей	102
5.3.2	Модельные галактики	106
5.4	Сравнение простых оценок массы с передовыми методами	111
5.5	Индикатор массы	118
5.6	Обсуждение и выводы	122
6	Заключение	126

Глава 1

Введение

1.1 Актуальность

С начала XX века определение масс галактик и скоплений галактик - активно развивающаяся и обсуждаемая область астрофизики. Именно интерес к “взвешиванию” галактик и скоплений фактически привёл к открытию тёмной материи. В 1933 г. Фриц Цвикки (Цвики, 1933) применил вириальную теорему к скоплению галактик Сома и обнаружил, что вириальная масса скопления в ≈ 400 раз превышает значение “видимой” массы, оценённой из полной светимости скопления. Вычисления Цвикки наводили на мысль, что существует какая-то форма невидимой, не светящейся материи (“тёмной материи”), способной удерживать галактики скопления от “разлетания”. Первые наблюдения кривых вращения спиральных галактик (Бабкок, 1939; Маялл, 1951) вопреки ожиданиям показали отсутствие кеплеровского убывания скорости вращения во внешних областях. Однако эти наблюдения практически не имели влияния на научное сообщество, лишь детали анализа (как, например, принятые расстояния до объектов) были поставлены под сомнение. Большинство астрономов в 1950-60 гг. верили, что дисковые галактики должны иметь кеплеровские скорости на умеренных и больших расстояниях от центра галактики. Благодаря технологическому прогрессу, наблюдения сотен кривых вращения стали доступными в ~ 80 -ых годах, большинство из которых шли вразрез с предсказаниями кеплеровской динамики. Этот факт сыграл важнейшую роль в осознании научным сообществом существования невидимой (тёмной) материи. Потребовалось почти 50 лет для принятия парадигмы тёмной материи. Согласно простейшей модели, тёмная материя взаимодействует с обычным веществом только посредством гравитационных сил. К сожалению, пока что не удалось надёжно задетектировать частицы тёмной материи в земных экспериментах, что сохраняет за галактиками и скоплениями галактик статус основных лабораторий по исследованию свойств тёмной материи.

Определение масс галактик играет также ключевую роль в понимании процессов формирования и эволюции со временем этих объектов. Современная стандартная космологическая модель Λ CDM предсказывает иерархический рост структуры во Вселенной. Первыми коллапсируют маленькие сгустки повышенной плотности, затем получив-

шиеся “комки” тёмной материи сливаются и образуют большие гало, которые служат “колыбелью” для формирования галактик. Одно из предсказаний модели Λ CDM состоит в том, что структурные параметры галактик коррелируют со свойствами массивного родительского гало тёмной материи, которые, в свою очередь, тесно связаны со значением массы гало (например, Мо и др., 1998; Маччио и др., 2008, а также ссылки в этих работах).

Масса спиральных галактик может быть измерена практически напрямую из наблюдений. В первом приближении можно считать, что звёзды и газ в диске движутся по круговым орбитам и, измеряя лучевые скорости на разных радиусах и зная угол наклона спиральной галактики, можно восстановить кривую вращения галактики $V_c(r)$ и распределение полной массы $M(< r) = rV_c^2(r)/G$. К сожалению, подобный подход к измерению массы не может быть напрямую применён к эллиптическим галактикам, т.к. орбиты звёзд последних неизвестны, и существует вырождение между массой галактики и анизотропией распределения орбит звёзд. Последние десятилетия активно разрабатываются подходы для определения массы эллиптических галактик различных уровней сложности и общности. Метод динамического моделирования Шварцшильда, основанный на суперпозиции орбит, считается на сегодняшний день самым точным и передовым для исследования галактик раннего типа. Он позволяет получить детальное распределение массы в зависимости от радиуса, изучить вклад отдельных компонент, таких как тёмное гало и свехмассивная чёрная дыра, в потенциал галактики с точностью $\lesssim 15\%$ (Томас и др., 2005; Кражновик и др., 2005). Метод Шварцшильда широко используется для определения масс сверхмассивных чёрных дыр в центрах галактик, для определения профиля полной массы, вкладов звёздной и тёмной материи, а также для изучения структуры орбит звёзд галактики (например, Гебхардт и др., 2003; Каппеллари и др., 2006; Томас и др., 2007b, 2009, 2011; МакКоннелл и др., 2012, 2013; Русли и др., 2013). Среди недостатков данного подхода помимо высокой стоимости вычислений (десятки тысяч часов процессорного времени) следует отметить его чувствительность к качеству наблюдаемых данных - необходимы детальные кинематические профили с высоким отношением сигнала к шуму, позволяющие определить не только радиальные скорости и дисперсии скоростей, но и моменты Гаусса-Эрмита третьего и четвёртого порядков (например, Герхард, 1993; ван дер Марел & Франкс, 1993). Кроме того, численные эксперименты показывают, что даже самые лучшие кинематические карты, полученные при помощи современных панорамных спектрографов, не позволяют однозначно ограничить все параметры модели из-за внутренних вырождений (например, Томас и др., 2007a; ван дер Бош & ван де Вен, 2009).

Крупные обзоры невысокого углового и/или спектрального разрешения становятся основным инструментом для изучения галактик, поскольку они делают возможными статистические исследования свойств всей популяции галактик. Точное определение масс большого количества галактик (современные обзоры содержат информацию о миллионах объектов) на разных красных смещениях имеет важнейшее значение для понимания процессов их формирования и эволюции со временем. Имея лишь фотометрические и кинематические данные невысокого разрешения, использовать детальное

динамическое моделирование не всегда оправданно, а порой и вовсе невозможно. Для подобных задач целесообразно иметь простые и надёжные методы, которые позволяют из минимального набора наблюдательных данных получить несмещённую оценку массы с известным и умеренным разбросом.

1.2 Цели и задачи диссертационной работы

Настоящая работа посвящена изучению, дальнейшему развитию и применению к реальным объектам простых методов определения массы эллиптических галактик, основанных на самых базовых наблюдаемых параметрах в оптическом диапазоне, а именно, на профилях поверхностной яркости $I(R)$ и дисперсии лучевых скоростей звёзд $\sigma_p(R)$. К сожалению, этих данных недостаточно для однозначного определения профиля массы галактики из-за вырождения между массой и анизотропией распределения орбит звёзд. Тем не менее, при разумных предположениях оказывается возможным получить надёжную оценку массы галактики, не привлекая дополнительных данных. Недавно были предложены два простых метода (Чуразов и др., 2010; Вольф и др., 2010), которые позволяют обойти вырождение между массой и анизотропией и оценить массу эллиптической галактики из профилей поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей, но только на определённом радиусе. Причём априорные предположения о функциональной зависимости профиля массы и/или анизотропии не требуются. Существование такого радиуса, на котором оценка массы оказывается практически нечувствительной к неизвестной анизотропии распределения орбит, было показано ещё в работах Ричстоун & Тремейн (1984); Герхард (1993). Один из подходов (Вольф и др., 2010) использует среднее значение наблюдаемой дисперсии скоростей $\langle \sigma_p^2 \rangle$ для оценки массы галактики на эффективном радиусе для трёхмерного распределения плотности светимости $r_{1/2}$, т.е. для применения данного метода необходимо определить *глобальные* характеристики системы. Подход, предложенный в работе Чуразов и др. (2010), напротив, использует *локальные* свойства галактики - логарифмические наклоны профилей поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей - для оценки массы на радиусе, близком к R_2 , где $I(R) \propto R^{-2}$. В данной работе основной акцент сделан именно на исследовании и тестировании подобных простых методов оценки массы эллиптических галактик. Поставленная цель была разбита на несколько подзадач:

- Тестирование и сравнение простых методов оценки массы на объектах с заранее известным распределением массы.
- Адаптация метода к реальным наблюдениям, в частности, к наблюдениям в длинноцелевом режиме.
- Демонстрация возможных областей применения простых методов на реальных объектах. Сравнение различных независимых методов измерения масс.

1.3 Научная новизна

В настоящей работе впервые проведено комплексное изучение простых методов оценки масс эллиптических галактик и исследована область их применения. На большой выборке модельных галактик, полученных в результате численного моделирования космологической эволюции структуры Вселенной, продемонстрирована результативность методов в режимах, имитирующих панорамные и длиннощелевые наблюдения. Попутно разработан алгоритм анализа модельных галактик, позволяющий в автоматическом режиме удалять галактики-спутники с изображения поверхностной яркости. Впервые проведены оценки полной массы, вклада нетепловой компоненты в полное давление газа и доли тёмной материи в NGC 708, NGC 1129, NGC 1550, UGC 3957 и NGC 4125, являющиеся центральными в скоплениях/группах галактик. Обсуждается также перспектива использования локального значения дисперсии лучевых скоростей на радиусе R_2 в качестве индикатора полной массы галактик.

1.4 Теоретическая и практическая значимость

Несмотря на то, что рассматриваемые простые методы позволяют оценить массу галактики на одном только специально выбранном радиусе, их простота, “неприхотливость” к наблюдательным данным, несмещённость оценки и известный умеренный разброс позволяют применять данные методы для широкого круга задач. Например,

- (1) для быстрой оценки массы большой выборки эллиптических галактик;
- (2) для кросс-калибровки других методов;
- (3) для оценки вклада нетепловой составляющей в полное давление горячего газа эллиптической галактики при сравнении с рентгеновским профилем массы;
- (4) для определения доли тёмной материи при сравнении с оценкой вклада звёздной компоненты в полную массу галактики;
- (5) для вычисления наклона профиля полной массы эллиптической галактики при сравнении со значением массы, полученной из гравитационного линзирования;
- (6) для оценки полной массы галактики, используя в качестве индикатора полной массы локальное значение дисперсии лучевых скоростей на радиусе R_2 , где наблюдаемый профиль поверхностной яркости спадает как R^{-2} .

1.5 Основные положения, выносимые на защиту

1. Проведено тестирование локального метода оценки масс эллиптических галактик на достаточно большой выборке индивидуальных галактик, полученных в результате численного космологического моделирования, схожих по своим свойствам с

наблюдаемыми галактиками раннего типа в близкой Вселенной. Для выборки массивных галактик, из которой исключены быстро вращающиеся объекты, наблюдаемые вдоль оси вращения, среднее отклонение от истинной скорости составляет $\overline{\Delta_{opt}} \simeq 0\%$, а среднеквадратичный разброс $RMS \simeq 5.4\%$. Простота данного подхода, несмещённость оценки круговой скорости и умеренный среднеквадратичный разброс делает его подходящим для анализа больших выборок галактик как на маленьких, так и больших красных смещениях.

2. Область применения обсуждаемого простого метода оценки массы не ограничивается эллиптическими галактиками. Он также может быть применен к скоплениям галактик. Согласно тестам на модельных скоплениях галактик, средняя оценка круговой скорости оказывается практически несмещённой, а среднеквадратичный разброс остаётся умеренным. В частности, для богатых скоплений, содержащих более 100 галактик-членов скопления с измеренными лучевыми скоростями, $RMS = 6.4\%$.
3. Применение простого подхода к оценке массы проиллюстрировано на примере выборки из пяти массивных эллиптических галактик, ярких в рентгеновском диапазоне, оптические профили для которых получены при помощи 6м телескопа БТА САО РАН. Проведено сравнение оптической оценки массы с рентгеновской и массой звёздного компонента. Получены ограничения на вклад нетепловой составляющей в полное давление горячего газа галактик, конфигурацию звёздных орбит, долю тёмной материи.
4. Проведено сравнение локального и глобального подходов к оценке массы эллиптических галактик на (i) аналитических моделях, (ii) выборке модельных галактик, полученных в результате численного моделирования космологической эволюции структуры Вселенной, а также на (iii) выборке галактик раннего типа, которые уже были проанализированы передовыми методами.
5. Предложен новый индикатор полной массы эллиптической галактики. Согласно тестам на модельных изолированных галактиках локальное значение лучевой дисперсии скоростей σ_p на радиусе R_2 , где наблюдаемый профиль поверхностной яркости убывает как R^{-2} , может быть использовано в качестве индикатора полной массы галактики.

1.6 Список публикаций по теме диссертации

В реферируемых журналах по теме диссертации опубликованы следующие работы:

1. *Testing a simple recipe for estimating galaxy masses from minimal observational data.* **Lyskova N.**, Churazov E., Zhuravleva I., Naab T., Oser L., Gerhard O., Wu, X., 2012, MNRAS, 423, 1813.

2. *A simple recipe for estimating masses of elliptical galaxies and clusters of galaxies.*
Lyskova N., 2013, AN, 334, 360.
3. *Stellar kinematics of X-ray bright massive elliptical galaxies*
Lyskova N., Churazov E., Moiseev A., Sil'chenko O., Zhuravleva I., 2014, MNRAS, 441, 2013.
4. *Comparison of simple mass estimators for slowly rotating elliptical galaxies.*
Lyskova N., Thomas J., Churazov E., Tremaine S., Naab T., 2015, MNRAS, 450, 3442.
5. *The mass and angular momentum distribution of simulated massive early-type galaxies to large radii.*
Wu X., Gerhard O., Naab T., Oser L., Martinez-Valpuesta I., Hilz M., Churazov E., Lyskova N., 2014, MNRAS, 438, 2701.

1.7 Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались на следующих семинарах и конференциях:

1. Всероссийская конференция “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра”, декабрь 2011 г., Москва (Россия)
2. XMM-Newton workshop “Galaxy clusters as Giant Cosmic Laboratories”, май 2012 г., Мадрид (Испания)
3. Международная конференция “X-ray Sky: from Stars and Black Holes to Cosmology”, сентябрь 2012 г., Москва (Россия)
4. Всероссийская конференция “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра”, декабрь 2012 г., Москва (Россия)
5. Международная конференция “The mass profile of galaxy clusters from the core to the outskirts: the need for a multi-wavelength approach”, март 2013 г., Мадонна-ди-Кампильо (Италия).
6. Международная конференция “Physical link between galaxies and their halos”, июнь 2013 г., Гархинг/Мюнхен (Германия).
7. Доклад на семинаре Института Макса Планка по Астрофизике, октябрь 2013 г., Гархинг/Мюнхен (Германия)
8. Конференция “3D2014: Gas and stars in galaxies: A multi-wavelength 3D perspective”, март 2014 г., Гархинг/Мюнхен (Германия).

9. XI Конференция молодых ученых “*Фундаментальные и прикладные космические исследования*”, апрель 2014 г., Москва (Россия).
10. Международная конференция “*Zeldovich 100: Cosmology and Relativistic Astrophysics*”, июнь 2014 г., Москва (Россия).
11. IAU Symposium 311 “*Galaxy Masses as Constraints of Formation Models*”, июль 2014 г., Оксфорд, (Великобритания).

1.8 Личный вклад автора

По теме диссертации опубликовано 4 работы в рецензируемых научных изданиях, определяющую роль в подготовке и написании которых сыграл автор диссертации. Соискателем выполнена работа по изучению и дальнейшему развитию простых методов оценки масс эллиптических галактик, их тестированию на объектах с известным радиальным распределением массы и применению к реальным наблюдательным данным. Также автором диссертации были получены оценки массы из анализа рентгеновских данных обсерваторий Chandra и XMM. Наблюдения эллиптических галактик при помощи 6м телескопа БТА САО РАН, а также обработка данных (параграф 4.3.2) проведены А.В. Моисеевым (САО РАН, ГАИШ МГУ). Свойства звездных популяций (параграф 4.3.6) были исследованы О.К. Сильченко (ГАИШ МГУ).

Глава 2

Методы определения масс галактик

2.1 Рентгеновский анализ

Массивные эллиптические галактики (и скопления галактик) являются яркими источниками рентгеновского излучения, история изучения газа в которых начинается с наблюдений космической обсерватории имени Эйнштейна (1978-1981). Наблюдения в рентгеновском диапазоне позволяют детектировать горячий разреженный газ, удерживаемый потенциалом галактики (или скопления галактик) вплоть до 10 эффективных радиусов¹, где наблюдения в оптическом или радиодиапазонах крайне затруднены. Предполагая, что наблюдаемый газ находится в состоянии гидростатического равновесия и что он распределён сферически симметрично, из наблюдаемых (точнее, извлечённых из наблюдений) профилей температуры и плотности можно получить оценку массы галактики (или скопления галактик):

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{d\Phi}{dr} = \frac{GM(< r)}{r^2} \quad (2.1)$$

$$M(< r) = -\frac{kTr}{G\mu m_p} \left(\frac{d \ln n}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} \right), \quad (2.2)$$

где $\rho = \mu m_p n$ - плотность газа (m_p - масса протона, μ - средняя атомная масса), $P = nkT$ - давление газа (k - константа Больцмана) и $\Phi(r)$ - гравитационный потенциал.

Строго говоря, горячая корона эллиптических галактик может отклоняться от сферической симметрии. Однако было показано, что сферическое усреднение эллипсоидальных объектов вносит только небольшую систематическую ошибку (при усреднении по всем ориентациям) для не слишком плоских моделей галактик (например, Буоте & Хамфри, 2012с). Уравнение (2.1) также не учитывает возможный нетепловой

¹Эффективный радиус - радиус круга, внутри которого содержится половина полной светимости рассматриваемой системы.

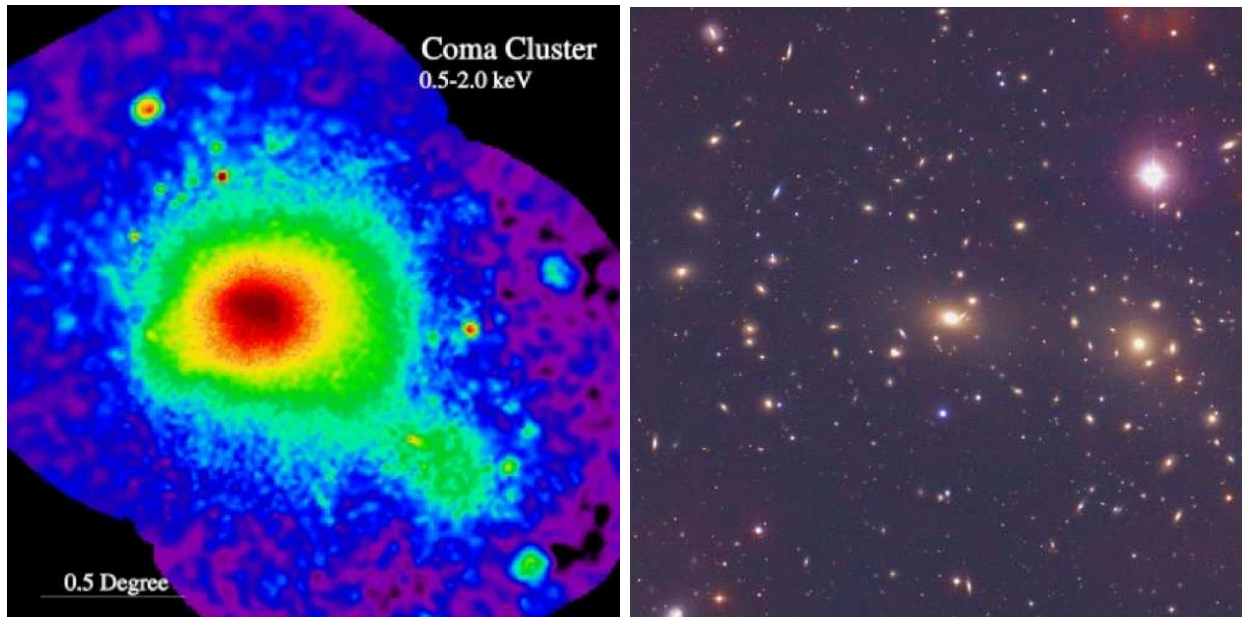


Рис. 2.1. Слева - горячий, излучающий в рентгеновском диапазоне газ в скоплении галактик в созвездии Волосы Вероники (Coma) по данным космической рентгеновской обсерватории ROSAT (С.Л. Сноуден/ROSAT/MPE). Справа - оптическое изображение (О. Лопез-Круз & И. Шелтон/NOAO/AURA/NSF).

вклад в общее давление газа, возникающий, например, из-за турбулентных движений, космических лучей, магнитных полей и т.д. (например, Чуразов и др., 2008). Согласно результатам численного моделирования, в системах, где уже завершились процессы релаксации, вклад нетепловой компоненты составляет 5-35% от общего давления газа (например, Нагай и др., 2007; Лау и др., 2009; Журавлёва и др., 2013). Сравнение оценок рентгеновской массы с массой, полученной другими методами, позволяет наложить ограничения на вклад нетепловой компоненты в полное давление газа.

2.2 Гравитационное линзирование

Гравитационное линзирование, суть которого состоит в искривлении световых лучей гравитационным полем, - единственный метод определения массы галактик (или скопления галактик), который может быть применен к любым объектам независимо от их состава или динамического состояния. В зависимости от угла, на который отклоняется луч света, различают два режима гравитационного линзирования - сильное линзирование и слабое. В первом случае наблюдатель видит множественные изображения фонового источника и/или кольцеобразные структуры - арки (см. Рисунок 2.2). Измеряя угловое расстояние между изображениями и радиус кривизны арок, можно получить оценку полной массы M линзирующего объекта (например, галактики или скопления

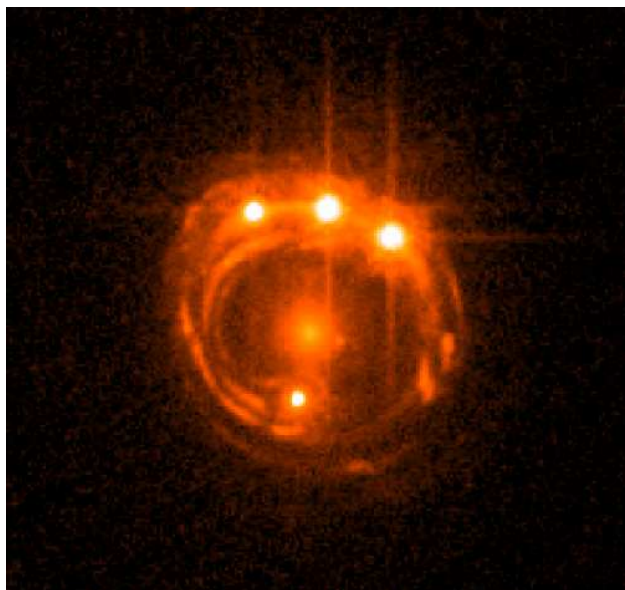


Рис. 2.2. Пример сильного гравитационного линзирования. Изображение гравитационно линзированного квазара RXJ1131-123, полученное космическим телескопом “Хаббл”. Четыре изображения квазара соединены кольцом Эйнштейна. Галактика-линза расположена в центре кольца.

галактик), заключенной в цилиндре радиусом $R_E = \sqrt{\frac{4GM D_d(D_s - D_d)}{c^2 D_s}}$, где G - гравитационная константа, c - скорость света, D_d и D_s - расстояния от наблюдателя до линзы и до источника соответственно. Эффект сильного гравитационного линзирования также дает возможность измерить один из важнейших космологических параметров - постоянную Хаббла. Измеряя временное запаздывание сигнала от разных изображений переменного источника и реконструируя распределение массы линзы, можно вычислить физические расстояния до объектов системы, и, сравнивая их с красными смещениями, получить постоянную Хаббла. В отличие от других методов данный подход позволяет напрямую оценить геометрические размеры системы.

В то время как события сильного гравитационного линзирования относительно редки, слабое линзирование (теоретически) может быть задетектировано практически в любом направлении. В режиме слабого гравитационного линзирования наблюдаются лишь искажения размеров и формы (тангенциальное растягивание) фоновых источников. Слабое линзирование позволяет исследовать форму гравитационного потенциала галактики/скопления галактик и построить карту распределения тёмной материи на больших расстояниях от центра системы, где другие методы уже не применимы. Однако следует отметить, что амплитуда искажений фоновых галактик сравнима с абберациями телескопа. В настоящее время методики извлечения информации из слабого линзирования на галактиках, скоплениях галактик и крупномасштабной структуре представ-

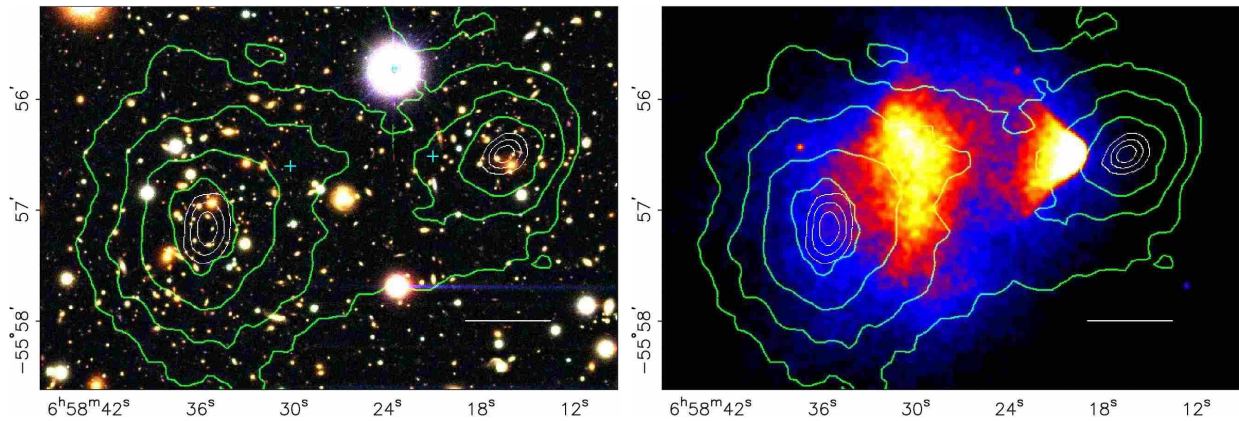


Рис. 2.3. Пример реконструкции распределения массы в скоплении Пуля (1E 0657-56) посредством слабого гравитационного линзирования. Слева - оптическое изображение, полученное при помощи телескопа Магеллана Аризонского университета, справа - рентгеновское изображения горячего газа по данным обсерватории “Чандра”. Контуры распределения плотности материи, измеренные методом слабого линзирования, показаны зелёным цветом. Явное расхождение в картах распределения горячего газа и гравитирующей материи в целом свидетельствует в пользу существования тёмной материи.

ляются особенно перспективными для космологических исследований (например, для изучения тёмной энергии). Они динамично развиваются, тестируются и калибруются на численных экспериментах и применяются к данным наблюдений.

2.3 Динамическое моделирование

Все методы, основанные на моделировании кинематических данных эллиптических галактик, страдают от фундаментального вырождения между массой галактики и анизотропией орбит пробных частиц (например, звёзд). Однозначная интерпретация наблюдаемого профиля дисперсии лучевых скоростей $\sigma_p(R)$ оказывается невозможной без привлечения дополнительных данных из-за отсутствия в эллиптических галактиках идеальных пробных частиц на известных орбитах.

Метод динамического моделирования галактики, на сегодняшний день рассматриваемый научным сообществом как самый точный и современный, - метод Шварцшильда - был предложен в 1979 году Мартином Шварцшильдом (Шварцшильд, 1979). Основная идея данного численного метода состоит в том, что эллиптическая галактика рассматривается как система индивидуальных пробных частиц (например, звёзд) в динамическом равновесии, траектория каждой из которых может быть получена решением интегралов движения, таких как закон сохранения энергии, закон сохранения импульса. Метод Шварцшильда позволяет восстановить гравитационный потенциал и орбиталь-

ную структуру эллиптической галактики с точностью $\lesssim 15\%$ (например, Томас и др., 2005).

Метод Шварцшильда состоит из нескольких шагов: (i) сперва в заданном гравитационном потенциале вычисляется множество орбит звёзд, соответствующих всевозможным начальным положениям в 6-мерном фазовом пространстве; (ii) затем вычисляются/подбираются веса орбит таким образом, чтобы их комбинация описывала с машинной точностью наблюдаемое распределение поверхностной яркости рассматриваемой галактики и достаточно хорошо воспроизводила дисперсию лучевых скоростей; (iii) следующим шагом варьируются параметры, которые входят в заложенный гравитационный потенциал, и вся процедура выполняется вновь, и так до тех пор, пока отклонение полученной модели галактики от наблюдательных данных не достигнет желаемого значения.

Метод Шварцшильда позволяет получить детальное распределение массы в зависимости от радиуса, изучить вклад отдельных компонент, таких как тёмное гало и сверхмассивная чёрная дыра, в гравитационный потенциал галактики. Метод может применяться для любой бесстолкновительной системы частиц, находящейся в динамическом равновесии. Никаких предположений о распределении орбит не требуется, более того, получаемая функция распределения орбит в 6-мерном фазовом пространстве заведомо положительна (т.е. имеет физический смысл). Основная трудность заключается в том, чтобы построить репрезентативную библиотеку орбит. Следует заметить, что данный метод очень чувствителен к качеству и полноте данных наблюдений, и даже наиболее полные наблюдательные данные не всегда позволяют наложить ограничения на все параметры модели, часть из которых вырождена. Также метод является затратным с точки зрения вычислений. К примеру, на анализ близкой гигантской эллиптической галактики M87 методом Шварцшильда необходимо более ~ 37500 часов процессорного времени (Гехардт & Томас, 2009).

2.4 Простые методы оценки массы эллиптических галактик

2.4.1 Теорема вириала и вириало подобные оценки массы

Несмотря на значительный прогресс в разработке и усовершенствовании методов определения массы эллиптических галактик (и скоплений галактик), скалярная теорема вириала по-прежнему широко используется для анализа сфероидальных систем, особенно на больших красных смещениях, где подробные наблюдательные данные высокого качества не всегда доступны. Общая масса изолированной сферической системы в стационарном состоянии может быть выражена как (Бинни & Трмейн, 2008)

$$M = 3 \frac{\langle \sigma_p^2 \rangle r_g}{G}, \quad (2.3)$$

где G - гравитационная постоянная, r_g - так называемый гравитационный радиус, который характеризует размер системы, не обладающей чёткими границами. Средняя дисперсия лучевых скоростей $\langle \sigma_p^2 \rangle$, взвешенная по светимости, определяется как

$$\langle \sigma_p^2 \rangle = \frac{\int_0^\infty \sigma_p^2(R) I(R) R dR}{\int_0^\infty I(R) R dR}. \quad (2.4)$$

Помимо простоты основное преимущество скалярной вириальной теоремы - выражение (2.4) строго не зависит от анизотропии распределения скоростей звёзд (или других пробных частиц) β^2 , в то время как вырождение между массой системы и анизотропией является камнем преткновения многих динамических методов. К сожалению, величина r_g зависит от распределения полной и светящейся масс системы, что делает выражение (2.4) не практичным для определения масс реальных систем. Однако гравитационный радиус r_g при определенных предположениях может быть выражен через определяемый из наблюдений эффективный радиус $R_{1/2}$ - радиус круга, внутри которого сосредоточена половина полной светимости рассматриваемой системы. Спитцер (1969) заметил, что отношение между трёхмерным эффективным радиусом $r_{1/2}$, т.е. радиусом шара, излучающего половину полной светимости, и r_g для различных политроп³ (политропный индекс n варьируется между 3 и 5) примерно равно $r_{1/2}/r_g \approx 0.4 \pm 0.2$. Этот результат был подтвержден в работах Мамон (2000); Лукас & Мамон (2001), в которых была теоретически выведена зависимость $r_{1/2}/r_g \approx 0.403$ для модели Хернкуист (1990). Для широкого диапазона распределений звёздной поверхностной яркости (экспоненциальный профиль, профиль Серсика, модели Пламмера, Кинга) трёхмерный эффективный радиус $r_{1/2}$ относится к спроектированному (двумерному) эффективному радиусу $R_{1/2}$ как $r_{1/2} \approx 1.3R_{1/2}$ (Чиотти, 1991; Спитцер, 1987). Таким образом, выражение (2.3) может быть записано как

$$M \approx 1.6 \frac{\langle \sigma_p^2 \rangle R_{1/2}}{G} \quad (2.5)$$

для наиболее часто используемых аналитических профилей звёздной плотности/поверхностной яркости.

Другой способ исключить гравитационный радиус r_g из уравнения (2.3) - предположить изотермический гравитационный потенциал $\Phi(r) = V_c^2 \ln r + const$. Как уже отмечалось выше, гравитационный потенциал эллиптических галактик близок к изотермическому. Это подтверждается рядом независимых исследований по кинемати-

²Параметр анизотропии $\beta = 1 - \sigma_t^2/2\sigma_r^2$, где σ_t и σ_r - дисперсия скоростей в тангенциальном и радиальном (относительно луча зрения) направлениях, характеризует распределение орбит пробных частиц: при $\beta \rightarrow -\infty$ орбиты преимущественно круговые, случай $\beta = 0$ соответствует изотропному распределению орбит, а при $\beta = 1$ орбиты идеально радиальные.

³Политропными называются модели сферических звёздных систем, в которых функция распределения звёзд в фазовом пространстве задается как $f(\varepsilon) = \begin{cases} F\varepsilon^{n-3/2}, & (\varepsilon \geq 0) \\ 0, & (\varepsilon < 0) \end{cases}$, где F - нормировоч-

ный коэффициент, $\varepsilon = \Psi(r) - v^2/2$ - относительная энергия звезды в пересчёте на единицу массы, $\Psi = -\Phi + \Phi_0$ - относительный потенциал, Φ - гравитационный потенциал системы (Бинни & Тремейн, 2008).

ке звёзд/шаровых скоплений/планетарных туманностей, рентгеновскому излучению и гравитационному линзированию. Предполагая, что $V_c(r) = const$, вириальная теорема позволяет связать наблюдаемую среднюю дисперсию лучевых скоростей пробных частиц $\langle \sigma_p \rangle$ и профиль массы системы $M(< r)$, который строго не зависит от параметра анизотропии β :

$$M(< r) = 3 \frac{\langle \sigma_p^2 \rangle r}{G}. \quad (2.6)$$

В любом виде вириальная теорема требует определения квадрата дисперсии лучевых скоростей, взвешенного по светимости и усреднённого по всей галактике или внутри достаточно большой апертуры. Рассмотрим, насколько большим должен быть апертурный

радиус R_{ap} , чтобы величина $\sigma_{ap}^2(R_{ap}) = \frac{\int_0^{R_{ap}} \sigma_p^2(R) I(R) R dR}{\int_0^{R_{ap}} I(R) R dR}$ не зависела от анизотропии

или, другими словами, $\sigma_{ap}^2 \approx \langle \sigma_p^2 \rangle$. Рассмотрим, к примеру, сферическую галактику с изотермическим гравитационным потенциалом, пробные частицы в которой находятся на изотропных (параметр анизотропии $\beta = 0$), круговых ($\beta \rightarrow -\infty$) и идеально радиальных ($\beta = 1$) орбитах. В общем случае, параметр анизотропии может меняться от $-\infty$ до 1, случаи с идеально круговыми/радиальными орбитами являются предельными и наглядно демонстрируют ожидаемый разброс наблюдаемых величин вследствие неизвестной анизотропии. Рисунок 2.4 показывает зависимость апертурной дисперсии лучевых скоростей $\sigma_{ap}(R)$, полученных для разных значений параметра анизотропии ($\beta = 0, -\infty$ и 1), от радиуса апертуры. Для поверхностной яркости, задаваемой законом де Вокулёра, профили дисперсий лучевых скоростей сходятся к одному значению $\sigma_{ap} \approx \sqrt{\langle \sigma_p^2 \rangle} = V_c/\sqrt{3}$ на достаточно большом удалении от центра рассматриваемой сферической галактики ($R_{ap} \sim 10$ эффективных радиусов). Для меньших значений апертурного радиуса σ_{ap} оказывается очень чувствительной к анизотропии и не может быть использована в качестве аппроксимации $\sqrt{\langle \sigma_p^2 \rangle}$. Большие апертуры доступны в основном для удалённых галактик. Для близких эллиптических галактик профили дисперсии лучевых скоростей, как правило, наблюдаются вплоть до $\sim 1 - 2$ эффективных радиусов.

Помимо теоремы вириала широко используются вириало-подобные выражения для оценки массы вида

$$M(< r_M) = k \frac{\sigma_{ap}^2(R_\sigma) R_{1/2}}{G}, \quad (2.7)$$

где масса системы внутри радиуса r_M оценивается исходя из дисперсии лучевых скоростей, усреднённой внутри круга апертуры $R_{ap} = R_\sigma$, k - некоторый коэффициент. Отметим некоторые из них, полученные, как правило, для частных случаев распределения поверхностной яркости. К примеру, для политропных моделей Спитцер (1969) получил выражение для полной массы системы $M = 7.5 r_{1/2M} \langle \sigma_p^2 \rangle / G$, где $r_{1/2M}$ - радиус шара, содержащего половину массы галактики (если отношение массы к светимости M/L не зависит от радиуса, то $r_{1/2M} = r_{1/2}$). Для сферических галактик с $M/L = const$

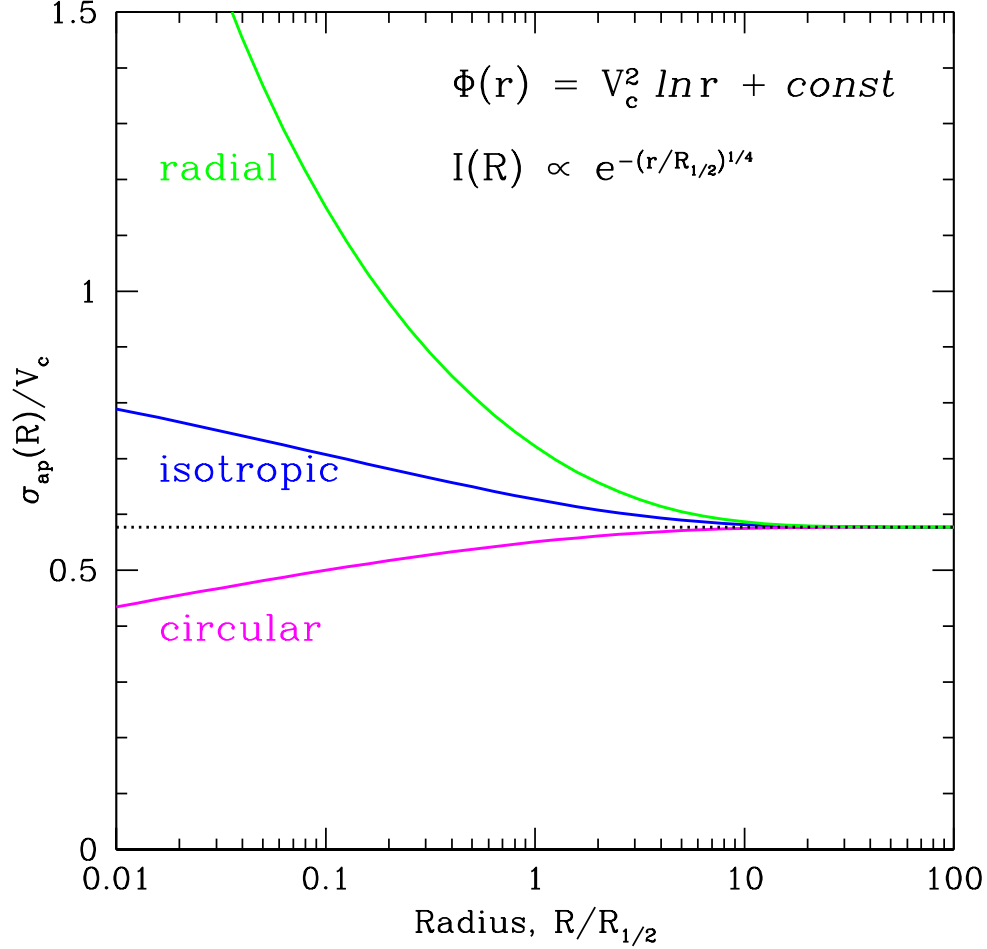


Рис. 2.4. Апертурная дисперсия лучевых скоростей σ_{ap} как функция апертурного радиуса, нормированного на эффективный радиус, для сферической галактики с поверхностной яркостью, описываемой законом де Вокулёра $I(R) \propto e^{-7.67(R/R_{1/2})^4}$, и изотермическим гравитационным потенциалом $\Phi(r) = V_c^2 \ln r + const$. Синим цветом показана наблюдаемая апертурная дисперсия лучевых скоростей для случая $\beta = 0$ (изотропное распределение орбит пробных частиц), зелёным - $\beta = 1$ (идеально радиальные орбиты) и пурпурным - $\beta \rightarrow -\infty$ (круговые орбиты). Минимальный апертурный радиус, необходимый для надежной оценки $\langle \sigma_p^2 \rangle$ составляет $\sim 10R_{1/2}$. Рисунок адаптирован из работы Чуразов и др. (2010).

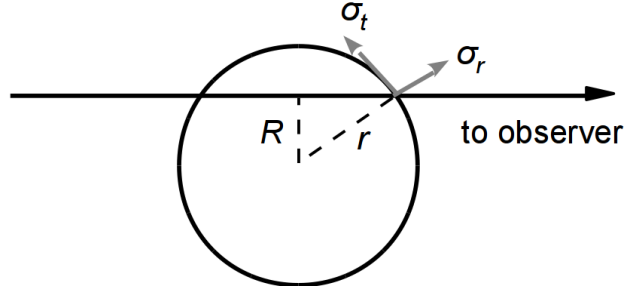


Рис. 2.5. Проекция сферической системы вдоль луча зрения. r - трёхмерный радиус, R - спроектированный (двумерный) радиус, σ_t и σ_r - радиальная и тангенциальная составляющие дисперсии скоростей.

и де Вокулёровским профилем поверхностной яркости Иллинговорт (1976) приводит следующую оценку полной массы такой системы: $M \approx 8.5R_{1/2} \langle \sigma_p^2 \rangle / G$, где $R_{1/2}$ - эффективный радиус.

Основываясь на реальных данных большого количества галактик раннего типа по поверхностной яркости и двумерных кинематических картах, полученных при помощи спектрографа интегрального поля, Каппеллари и др. (2006, 2013), эмпирически получил вириало-подобное выражение

$$M(< r_{1/2}) \approx 1.9 \frac{\sigma_e^2 r_{1/2}}{G} \approx 2.5 \frac{\sigma_e^2 R_{1/2}}{G}, \quad (2.8)$$

где $\sigma_e^2 = \langle \sigma_p^2 \rangle_e$ - взвешенная по светимости дисперсия лучевых скоростей, усредненная внутри круговой апертуры радиусом $R_{ap} = R_{1/2}$, и использовано соотношение между трёх- и двумерными эффективными радиусами $r_{1/2} \approx 1.33R_{1/2}$ (Хернкуист, 1990; Чиотти, 1991; Вольф и др., 2010). Следует отметить, что приведенное выше выражение получено для $R_{1/2}$ и σ_e , измеренными определённым способом (детали см. в работах Каппеллари и др. (2006, 2013)), ключевой момент заключается в том, что эффективный радиус $R_{1/2}$ определяется как радиус, содержащий половину наблюдаемой светимости галактики, а не половину экстраполированной полной светимости.

2.4.2 Методы оценки массы, основанные на сферическом уравнении Джинса

Другим распространённым подходом к оценке масс эллиптических галактик является использование стационарного уравнения Джинса, которое описывает движение бесстолкновительных пробных частиц в гравитационном потенциале $\Phi(r)$. Для сферически симметричных самогравитирующих систем уравнение Джинса устанавливает соотношение между параметром анизотропии β , объёмной плотностью пробных частиц $j(r)$ и

радиальной дисперсией лучевых скоростей σ_r :

$$\frac{d}{dr} (j\sigma_r^2) + 2\frac{\beta}{r}j\sigma_r^2 = -j\frac{d\Phi}{dr}, \quad (2.9)$$

где параметр анизотропии $\beta(r) = 1 - \sigma_t^2/\sigma_r^2$ (см. Рисунок 2.5) для сферической системы ($\sigma_t(r)$ - тангенциальная составляющая дисперсии скоростей). Или в терминах массы:

$$M(< r) = -\frac{r\sigma_r^2}{G} \left[\frac{d \ln j}{d \ln r} + \frac{d \ln \sigma_r^2}{d \ln r} + 2\beta(r) \right] \quad (2.10)$$

Уравнение Джинса (2.9 или 2.10) - надёжный инструмент восстановления профиля массы эллиптических галактик, если известны трёхмерные профили $j(r)$, $\beta(r)$ и $\sigma_r(r)$, как показали тесты на медленно эволюционирующих триаксиальных системах, таких как гало в бесдиссипативных космологических симуляциях (например, Тормен и др. 1997) и эллиптических галактик, сформировавшихся в результате слияния богатых газом спиральных галактик в диссипативном компьютерном моделировании N тел (например, Мамон и др. 2006)

В принципе, для любого заданного профиля $\beta(r)$ уравнение Джинса позволяет восстановить распределение полной массы $M(< r)$ системы, т.к. трёхмерные $j(r)$ и $\sigma_r(r)$ могут быть выражены через наблюдаемые профили поверхностной яркости $I(R)$ и дисперсии лучевых скоростей $\sigma_p(R)$ через уравнения

$$I(R) = 2 \int_R^\infty \frac{j(r)r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}, \quad (2.11)$$

$$\sigma_p^2(R)I(R) = 2 \int_R^\infty \left(1 - \frac{R^2}{r^2}\beta\right) \frac{j(r)\sigma_r^2 r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}. \quad (2.12)$$

Для случая изотропного распределения орбит пробных частиц ($\beta = 0$) можно решить уравнение Джинса и получить выражение для массы сферической системы через наблюдаемые величины $I(R)$ и $\sigma_p(R)$ (Мамон & Буэ, 2010):

$$M(< r) = -\frac{r}{\pi G j(r)} \int_r^\infty \frac{d^2(I\sigma_p^2)}{dR^2} \frac{RdR}{\sqrt{R^2 - r^2}}, \quad (2.13)$$

где объёмная плотность пробных частиц определяется посредством уравнения инверсии Абеля:

$$j(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dI}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}}, \quad (2.14)$$

К сожалению, не существует прямого и надёжного метода определения $\beta(r)$ из наблюдательных данных без привлечения дорогого (с точки зрения часов процессорного времени) детального моделирования. И уравнение Джинса не позволяет получить распределение массы галактики из-за вырождения между массой и анизотропией скоростей пробных частиц.

Недавно было предложено несколько простых подходов, позволяющих при разумных предположениях обойти вырождение между массой и анизотропией и оценить массу эллиптической галактики из профилей поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей, но только на определённом радиусе. Причём априорные предположения о функциональной зависимости профиля массы и/или анизотропии, как правило, не требуются. Изучение подобных простых методов и является целью данной работы, поэтому рассмотрим их в деталях.

2.4.2.1 Локальный подход

Существование специального радиуса, на котором оценка массы оказывается практически нечувствительной к неизвестной анизотропии распределения орбит, было показано ещё в работе Ричстоун & Трмейн (1984). Для сферической галактики с постоянным отношением массы к светимости и поверхностной яркостью, описываемой законом де Вокулёра $I(R) \propto e^{-7.67(R/R_{1/2})^4}$, величины наблюдаемой дисперсии лучевых скоростей (полученных из моделирования Шварцшильда) для изотропных, круговых и радиальных орбит достаточно близки друг к другу на некотором определённом радиусе (см. Рисунок 1 в работе Ричстоун & Трмейн 1984 и Рисунок 2.6), наводя на мысль, что на этом радиусе оценка массы галактики подвержена минимальному влиянию неизвестной анизотропии орбит пробных частиц. Изучая профили скоростей звёзд в изотермическом потенциале, Герхард (1993) отметил, что для поверхностной яркости, изменяющейся по степенному закону $I(R) \propto R^{-\alpha}$, дисперсия лучевых скоростей не зависит от анизотропии при $\alpha = 2$ (Рисунок 2.7).

Объединив два этих наблюдения, Чуразов и соавторы (Чуразов и др., 2010) предложили простой метод оценки массы галактики, восстанавливающий значение массы на специальном радиусе, который близок к R_2 , где $I(R)$ спадает как $\propto R^{-2}$. Оказывается, что, предполагая изотермический гравитационный потенциал $\Phi(r) = V_c^2 \ln r + const$, можно из уравнения Джинса (2.9) получить аналитические выражения для наблюдаемой дисперсии лучевых скоростей для изотропных ($\beta = 0$), круговых ($\beta \rightarrow -\infty$) и радиальных ($\beta = 1$) орбит:

$$\begin{aligned}\sigma_p^{\text{iso}}(R) &= V_c(r) \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha + \gamma}} \\ \sigma_p^{\text{circ}}(R) &= V_c(r) \sqrt{\frac{\alpha}{2(1 + \alpha + \gamma)}} \\ \sigma_p^{\text{rad}}(R) &= V_c(r) \frac{1}{\sqrt{(\alpha + \gamma)^2 + \delta - 1}},\end{aligned}\tag{2.15}$$

где

$$\alpha \equiv -\frac{d \ln I(R)}{d \ln R}, \quad \gamma \equiv -\frac{d \ln \sigma_p^2}{d \ln R}, \quad \delta \equiv \frac{d^2 \ln [I(R) \sigma_p^2]}{d(\ln R)^2}.\tag{2.16}$$

Приведённые уравнения справедливы только в случае логарифмического потенциала, т.е. когда круговая скорость V_c не зависит от радиуса. Однако, на тех масштабах,

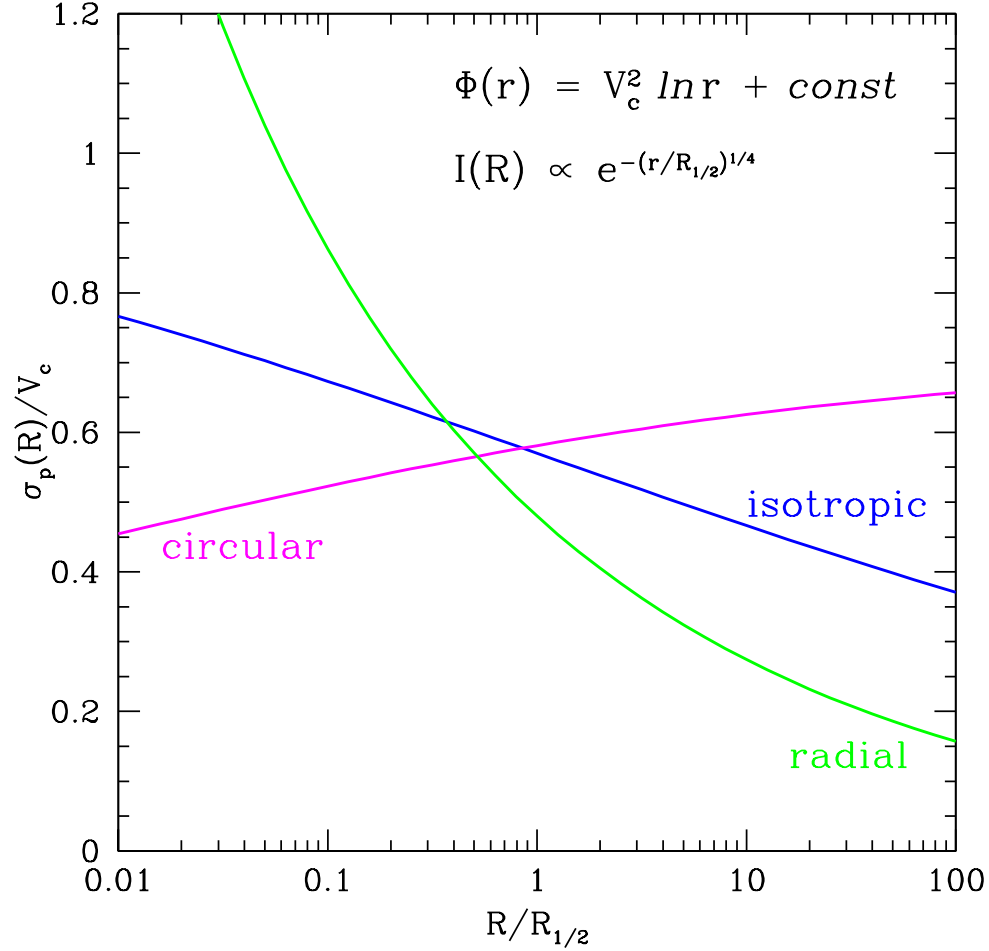


Рис. 2.6. Дисперсия лучевых скоростей $\sigma_p(R)$ как функция радиуса, нормированного на эффективный радиус $R_{1/2}$, для сферической галактики с поверхностной яркостью, описываемой законом де Вокулёра $I(R) \propto e^{-7.67(R/R_{1/2})^4}$, и изотермическим гравитационным потенциалом $\Phi(r) = V_c^2 \ln r + const$. Кривыми разного цвета изображена наблюдаемая дисперсия лучевых скоростей для изотропных (синий цвет), круговых (пурпурный) и радиальных (зелёный) орбит пробных частиц. Как видно из рисунка, существует специальный радиус, на котором чувствительность к анизотропии минимальна. Рисунок адаптирован из работы Чуразов и др. (2010).

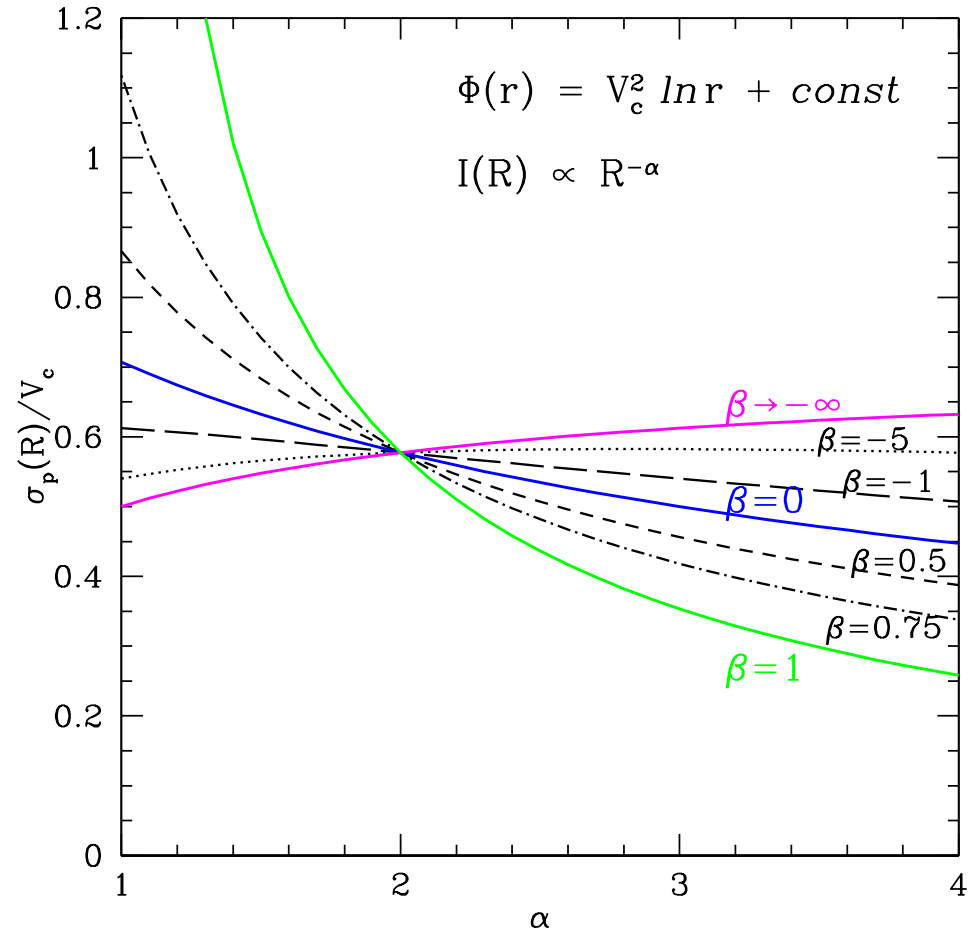


Рис. 2.7. Дисперсия лучевых скоростей $\sigma_p(R)$ как функция α для сферической галактики со степенной поверхностной яркостью $I(R) \propto R^{-\alpha}$ и изотермическим гравитационным потенциалом $\Phi(r) = V_c^2 \ln r + const$. Кривые показывают наблюдаемую дисперсию лучевых скоростей для разных значений параметра анизотропии β . Рисунок адаптирован из работы Чуразов и др. (2010).

где V_c меняется достаточно плавно, дисперсия лучевых скоростей для $\beta = -\infty, 0, 1$ приблизительно описывается уравнениями (2.15), что позволяет обратить эти уравнения и получить оценки круговой скорости для разных значений параметра анизотропии через локальные свойства наблюдаемых профилей $I(R)$ и $\sigma_p(R)$:

$$\begin{aligned} V_c^{\text{iso}} &= \sigma_p(R) \cdot \sqrt{1 + \alpha + \gamma} \\ V_c^{\text{circ}} &= \sigma_p(R) \cdot \sqrt{2 \frac{1 + \alpha + \gamma}{\alpha}} \\ V_c^{\text{rad}} &= \sigma_p(R) \cdot \sqrt{(\alpha + \gamma)^2 + \delta - 1}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Для типичных гравитационных потенциалов эллиптических галактик существует некоторый характерный радиус (который в работе Чуразов и др. 2010 обозначается как R_{sweet}), на котором оценка круговой скорости (или, другими словами, массы $V_c = \sqrt{GM(< r)/r}$) слабо зависит от β . В идеальном случае, этот радиус определяется как точка пересечения кривых V_c^{iso} , V_c^{circ} и V_c^{rad} , т.е. там, где оценки круговой скорости для разных значений параметра анизотропии дают совершенно одинаковые значения. В реальных галактиках пересечение V_c^{iso} , V_c^{circ} и V_c^{rad} на одном радиусе не гарантировано, и R_{sweet} определяется как радиус, на котором эти три кривые наиболее близки по значениям друг к другу, т.е. оценка круговой скорости слабо зависит от β .

Для массивных эллиптических галактик, как правило, $\ln \sigma_p/d \ln R \ll \ln I/d \ln R$ или, другими словами, $\gamma \ll \alpha$ и $\delta \ll \alpha$. Следовательно, уравнения (2.17) могут быть упрощены до

$$\begin{aligned} V_c^{\text{iso}} &= \sigma_p(R) \cdot \sqrt{\alpha + 1} \\ V_c^{\text{circ}} &= \sigma_p(R) \cdot \sqrt{2 \frac{\alpha + 1}{\alpha}} \\ V_c^{\text{rad}} &= \sigma_p(R) \cdot \sqrt{\alpha^2 - 1}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Таким образом, для слабо меняющихся профилей дисперсии лучевых скоростей в изотермическом гравитационном потенциале галактики круговая скорость (или масса) может быть оценена на радиусе R_2 , где $I(R) \propto R^{-2}$, как уже было отмечено в работе Герхард (1993). В общем случае, оценка круговой скорости, не зависящая от неизвестной анизотропии, может быть получена из локальных свойств наблюдаемых профилей $I(R)$ и $\sigma_p(R)$ на радиусе R_{sweet} , на котором аналитические выражения (2.17) для V_c дают примерно одинаковые значения.

Хотя и уравнения (2.17), (2.18) выведены в предположении об изотермичности гравитационного потенциала, тесты на модельных сферических галактиках с не логарифмическим потенциалом, не степенной поверхностной яркостью и меняющейся с радиусом анизотропией, а также тесты на модельных галактиках, полученных в результате численного космологического моделирования, (Чуразов и др., 2010; Лыскова и др., 2015) показали, что круговая скорость по-прежнему может быть оценена с разумной точностью.

2.4.2.2 Глобальный подход

Другой подход к оценке массы сфероидальных систем обсуждается в работе Вольф и др. (2010), авторы которой, опираясь на сферическое уравнение Джинса и теорему вириала, показали, что масса системы с примерно плоским профилем дисперсии лучевых скоростей $\sigma_p(R) \approx const$ может быть оценена на радиусе r_3 , где объёмная плотность пробных частиц $j(r)$ спадает как r^{-3} . В пределах данного радиуса оценка массы $M(< r_3)$ оказывается наименее чувствительной к неизвестной анизотропии β и может быть выражена через взвешенную по светимости дисперсию лучевых скоростей $\langle \sigma_p^2 \rangle$, усреднённую по всей галактике:

$$M(< r_3) \simeq 3G^{-1} \langle \sigma_p^2 \rangle r_3, \quad (2.19)$$

или в терминах круговой скорости

$$V_c^2(r_3) \simeq 3 \langle \sigma_p^2 \rangle. \quad (2.20)$$

Как уже упоминалось выше, для широкого класса распределений наблюдаемого света (экспоненциального профиля, профилей Серсика, Кинга, Гаусса, Пламмера) r_3 достаточно близок к $r_{1/2}$ - трёхмерному эффективному радиусу, который, в свою очередь, примерно равен $\frac{4}{3}R_{1/2}$ (Хернкуист, 1990; Чиотти, 1991; Вольф и др., 2010), где $R_{1/2}$ - двумерный эффективный радиус, доступный из наблюдений.

Как видно из приведённых уравнений, в отличие от локального подхода данный метод требует усреднения дисперсии лучевых скоростей по всей галактике и определения эффективного радиуса, т.е. зависит от глобальных характеристик системы.

Глава 3

Тестирование локального метода оценки массы эллиптических галактик

3.1 Введение

Определение масс таких объектов, как эллиптические галактики и скопления галактик, имеет важнейшее значение для космологии. Современные обзоры содержат информацию о миллионах галактик и тысячах скоплений галактик на различных красных смещениях, измеряя массы которых можно построить функцию масс и получить ограничения на космологические параметры. Однако, набор измеряемых параметров для индивидуальных объектов зачастую весьма ограничен, что не позволяет проводить детальный анализ каждой галактики/скопления. Поэтому необходимы простые и быстрые методы измерения массы, базирующиеся на минимальном наборе данных и обеспечивающие несмещённую её оценку. В данной работе обсуждается метод определения круговой скорости эллиптических галактик и скоплений галактик на основе данных наблюдений в оптическом диапазоне – поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей. Метод позволяет быстро и с разумной точностью получить несмещённую оценку круговой скорости.

Цель данной главы - тестирование локального подхода к оценке масс эллиптических галактик на выборке модельных галактик, полученных из космологических симуляций. Основные вопросы, на которые мы хотим ответить, следующие: (i) Какова точность изучаемого метода? (ii) Позволяет ли он восстановить несмещённое значение массы? (iii) Каковы ограничения для применения этого метода? Также обсуждается возможность применения локального метода к оценке масс скоплений галактик на примере анализа модельных гало.

3.2 Выборка модельных эллиптических галактик

3.2.1 Описание выборки

В качестве платформы для тестирования локального метода оценки масс эллиптических галактик (параграф 2.4.2.1) мы использовали выборку из 65 модельных галактик, полученных в результате космологических симуляций (Озер и др., 2010, 2012). Эти SPH¹ симуляции включают в себя обратную связь от сверхновых II типа, однородное ультрафиолетовое фоновое радиационное поле, образование звёзд, излучательное охлаждение водорода и гелия, однако не учитывают обратную связь в виде ветров, раздуваемых сверхновыми. Звёздные массы модельных галактик на красном смещении $z = 0$ изменяются в пределах от $2.18 \times 10^{10} M_{\odot} h^{-1}$ до $28.68 \times 10^{10} M_{\odot} h^{-1}$ внутри 30 кпк.

Длина смягчения (англ. “softening”) гравитационного потенциала в рассматриваемых симуляциях составляет примерно $R_{soft}=400$ пк h^{-1} , $h = 0.72$. Как правило, смягчение гравитационного потенциала может оказать влияние на интересующие нас профили до $\sim 3R_{soft}$, что составляет $\simeq 1.7$ кпк в нашем случае. Подходя консервативно к рассмотрению вопроса влияния численных приёмов на свойства модельных галактик, мы исключили из анализа внутренние области систем вплоть до $r = 3$ кпк. Следует отметить, что мало массивные модельные галактики, возможно, по своим свойствам не имеют себе подобных среди реальных эллиптических галактик, что скорее всего связано с не учётом важных физических процессов (таких, например, как существенные ветры) при моделировании. Однако, как было продемонстрировано в работе Озер и др. (2012), массивные модельные галактики очень близки по свойствам к наблюдаемым галактикам раннего типа (см. также Рисунок 3.4), т.е. они “подчиняются” наблюдаемым корреляционным соотношениям и эволюции этих соотношений с красным смещением. Детальное описание численного моделирования и учтённых физических процессов приведено в работах (Озер и др., 2010, 2012).

Чтобы эффективно увеличить количество галактик, мы рассматривали три независимые проекции каждой галактики. Таким образом, полная выборка состоит из 195 объектов².

3.2.2 Изотермичность потенциала массивных галактик

Прежде всего отметим, что массивные галактики в рассматриваемой выборке имеют практически изотермический профиль кривой вращения в широком диапазоне радиусов. Для демонстрации данного утверждения (Рисунок 3.1) мы отобрали галактики с дисперсией лучевых скоростей на эффективном радиусе $\sigma_p(R_{eff})$ (процедура определения R_{eff} описана в параграфе 3.2.3), превышающей 200 км/с, и отобрали их круго-

¹англ. “Smoothed Particle Hydrodynamics” - гидродинамика сглаженных частиц - вычислительный метод для численного моделирования жидкостей и газов.

²Тем не менее, при подсчёте ошибки в оценке смещения ($= \text{RMS} / \sqrt{N}$) мы консервативно использовали реальное количество модельных галактик, т.к. подвыборки, соответствующие разным проекциям, не совсем независимы

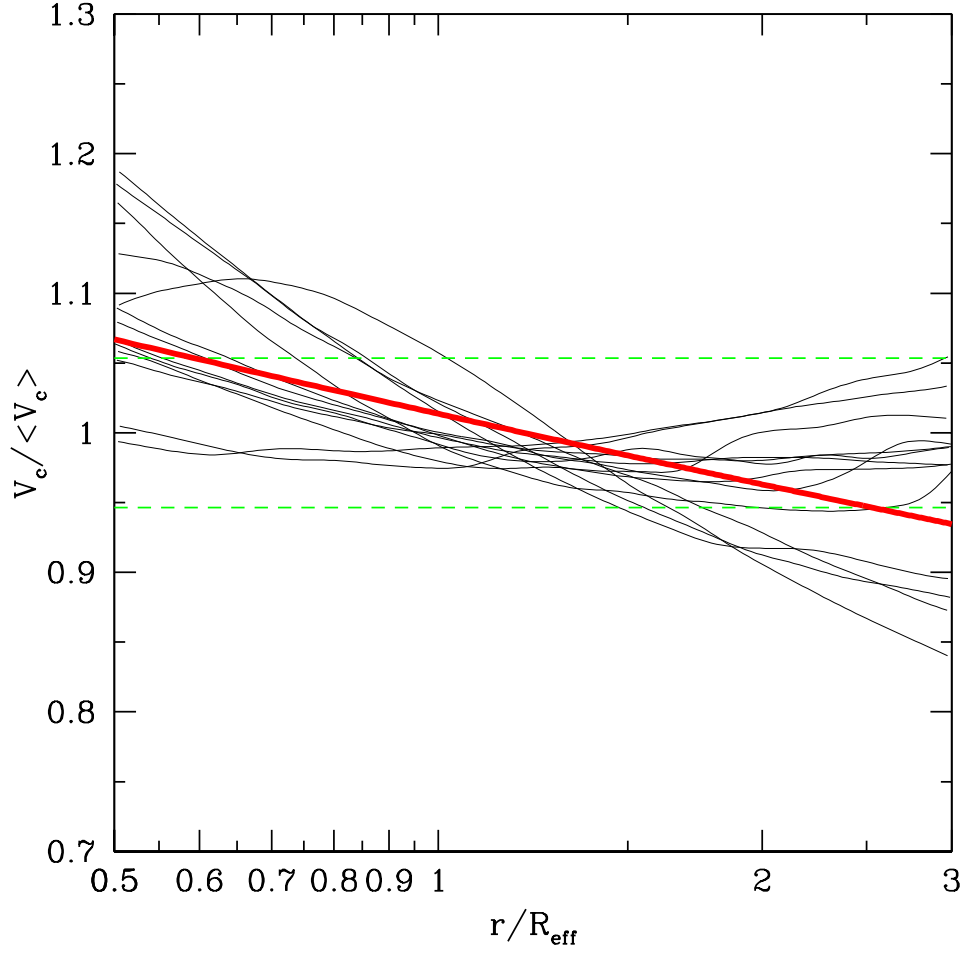


Рис. 3.1. Профили круговой скорости массивных модельных галактик ($\sigma_p(R_{\text{eff}}) > 200$ км/с). Чёрным показаны индивидуальные кривые вращения, нормированные на среднее в интервале $[0.5R_{\text{eff}}, 3R_{\text{eff}}]$ значение круговой скорости. Зелёные штриховые линии обозначают интервал $[1 - RMS, 1 + RMS]$, где $RMS = 4.9\%$, красная толстая линия показывает общий тренд $V_c \propto r^{-0.06}$.

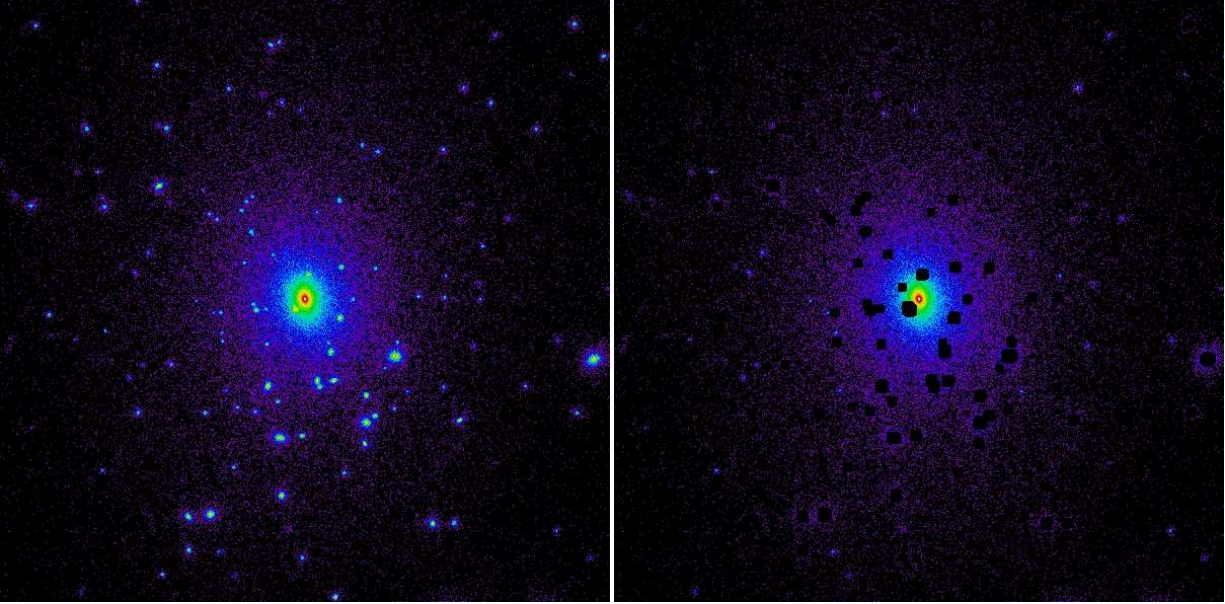


Рис. 3.2. Исключение “комков” (галактик-спутников) с изображения поверхностной яркости (распределения звёзд, спроектированного на плоскость). Изображения $150 \text{ кпк} \times 150 \text{ кпк}$. Слева: начальное изображение галактики. Справа: очищенное изображение галактики.

вые скорости $V_c = \sqrt{GM(< r)/r}$ как функцию r/R_{eff} . G - гравитационная постоянная, $M(< r)$ - масса шара радиусом r и R_{eff} - эффективный радиус галактики. Кривые круговой скорости были нормированы на величину V_c , усреднённую по $r \in [0.5R_{\text{eff}}, 3R_{\text{eff}}]$. Три профиля круговой скорости, которые вносят наибольший вклад в среднеквадратичный разброс (RMS), соответствуют галактикам с эффективным радиусом $R_{\text{eff}} < 6 \text{ кпк}$. Тот факт, что для этих галактик $0.5R_{\text{eff}}$ близок к максимальному радиусу влияния смягчения может, в принципе, влиять на разброс.

3.2.3 Процедура анализа

Анализ каждой галактики состоит из следующих шагов, описанных ниже.

- Шаг 1: Удаление галактик-спутников с изображения модельной галактики.

Как правило, изображение модельной галактики (т.е. распределение звёзд, спроектированное на плоскость) содержит большое количество “комков”-спутников и нуждается в обработке. Удаление “комков” делает профили поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей более гладкими и уменьшает Пуассоновский шум, связанный с “комками”. Для удаления “комков” был использован следующий алгоритм: во-первых, для каждой звезды была посчитана величина w , характеризующая локальную плотность звёзд ($w \propto \rho_*^{-1/3}$) и аналогичная длине смягчения;

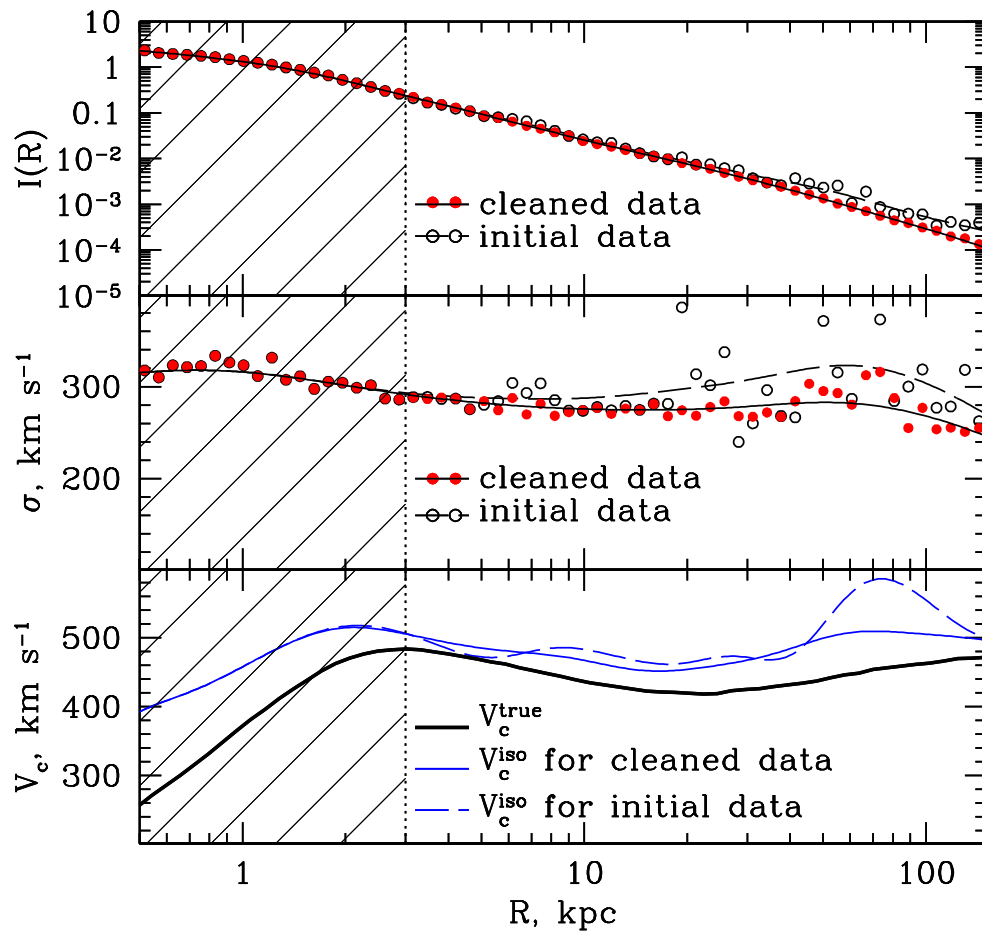


Рис. 3.3. Влияние галактик-спутников на профили поверхностной яркости (верхняя панель) и дисперсии лучевых скоростей (посередине). Чёрные незакрашенные кружочки соответствуют начальному изображению галактики, а красные закрашенные кружочки - изображению с удалёнными галактиками-спутниками. Чёрной штриховой линией показана сглаженная кривая для начальных данных, а чёрной сплошной - для “очищенных” данных. На нижней панели приведена истинная круговая скорость (чёрная толстая линия) и восстановленная круговая скорость для изотропного распределения орбит звёзд (показана синим цветом) для начальных (штриховая линия) и “очищенных” данных (сплошная линия). Очевидно, что удаление галактик-спутников уменьшает разброс значений дисперсии лучевых скоростей от радиуса к радиусу, что делает профиль $\sigma_p(R)$ более гладким.

и массив величин w был отсортирован. Затем $(0.4 \cdot N_{stars})$ -итый член отсортированного массива выбирался в качестве опорной величины w_o , где N_{stars} - общее число звёзд в галактике, а фактор, стоящий перед N_{stars} , - некоторый произвольный параметр (величина 0.4 была подобрана методом проб и ошибок). Звёзды, удалённые от центра на расстояние $r > 10$ кпк и имеющие $w < w_o$, рассматривались как члены галактики-спутника. После проецирования звёзд на плоскость, перпендикулярную лучу зрения, мы исключали “комки” вместе с прилегающим участком размером 1.5 кпк. Начальные и финальные (обработанные) профили случайно выбранной галактики (с вириальной массой гало $\simeq 1.7 \times 10^{13} M_{\odot} h^{-1}$) показаны на Рисунке 3.2.

- Шаг 2: Оценка $I(R)$ и $\sigma_p(R)$.

Все радиальные профили были посчитаны в концентрических кольцах вокруг центра гало с логарифмическим шагом. Чтобы получить профиль поверхностной яркости за вычетом вклада галактик-спутников, мы сперва определили количество звёзд в каждом кольце и площадь каждого кольца, исключая области вокруг “комков”. Отношение количества звёзд к площади как раз и даёт нам желаемый “очищенный” профиль поверхностной яркости. Средняя лучевая скорость звёзд и дисперсия лучевых скоростей были посчитаны аналогичным образом.

Важность процедуры удаления “комков” и результирующие профили $I(R)$ и $\sigma_p(R)$ показаны на Рисунке 3.3. Данные по поверхностной яркости (чёрные незакрашенные кружочки соответствуют начальному (“неочищенному”) изображению, а красные покрашенные - “очищенному”) и сглаженные кривые, расчёт которых описан в Шаге 3, показаны в верхней панели, дисперсия лучевых скоростей показана посередине. Истинная круговая скорость $V_c^{true}(r)$ (чёрная сплошная кривая) и восстановленная из начальных (синяя штриховая) и “очищенных” данных (синяя сплошная) круговая скорость для изотропного распределения орбит звёзд V_c^{iso} (первое уравнение в (2.17)) показаны на нижней панели. Последняя кривая значительно лучше согласуется с истинным профилем круговой скорости. Все результаты и графики в данной главе приводятся для нецентральных областей галактик с $R > 3.0$ кпк.

- Шаг 3: Взятие производных.

Для взятия производных мы следуем процедуре, описанной в Приложении работы Чуразов и др. (2010). Основная идея данной процедуры заключается в том, что все экспериментальные точки участвуют в подсчёте производной, но с разными весами. Весовая функция определяется как

$$W(R_0, R) = \exp \left[-\frac{(\ln R_0 - \ln R)^2}{2\Delta^2} \right], \quad (3.1)$$

где R_0 - радиус, на котором считается производная, а параметр Δ - ширина весовой функции.

Как правило, и реально наблюдаемая, и извлеченная из симуляций поверхностная яркость достаточно гладкая, поэтому мы использовали $\Delta_I = 0.3$ для определения логарифмической производной $d \ln I(R)/d \ln R$. Для данных по дисперсии лучевых скоростей $\Delta_{\sigma_p} = 0.5$. Эти ширины весовой функции позволяют сгладить локальные возмущения, не влияя на общий тренд. Изменение величин Δ_I и Δ_{σ_p} в диапазоне $[0.3, 0.5]$ не оказывает существенного влияния на финальные результаты/выводы³. Отличие в терминах круговой скорости составляет менее 1%. Пример сглаженных профилей $I(R)$ и $\sigma_p(R)$, подсчитанных при помощи описанной процедуры, приведён на Рисунке 3.3.

Мы также протестировали влияние параметров обсуждаемого алгоритма сглаживания. До тех пор пока сглаженная кривая приемлемо описывает экспериментальные точки, ни функциональная форма весовой функции, ни иные параметры (как члены более высокого порядка в разложении $\ln I(R) = a(\ln R)^2 + b \ln R + c$ или $\sigma_p(R) = a(\ln R)^2 + b \ln R + c$) не влияют существенным образом на конечный результат.

- Шаг 4: Оценка круговой скорости.

Применяя уравнения (2.17) или (2.18) к сглаженным $I(R)$ и $\sigma_p(R)$, мы оценили профили V_c для изотропных, радиальных и круговых орбит звёзд. Затем мы определили специальный радиус R_{sweet} , на котором величина $(V_c^{\text{iso}} - \bar{V})^2 + (V_c^{\text{rad}} - \bar{V})^2 + (V_c^{\text{circ}} - \bar{V})^2$, где $\bar{V} = (V_c^{\text{iso}} + V_c^{\text{rad}} + V_c^{\text{circ}})/3$, минимальна. В качестве искомой оценки круговой скорости галактики берём значение круговой скорости для изотропного распределения орбит звёзд на R_{sweet} . Именно $V_c^{\text{iso}}(R_{\text{sweet}})$ выступает в качестве оценки $V_c(R)$ галактики, а не V_c^{circ} или V_c^{rad} по двум причинам. Во-первых, примерно на одном эффективном радиусе для большинства эллиптических галактик справедливо $\sigma_{zz} < \sigma_{RR} \sim \sigma_{\phi\phi}$ (Каппеллари и др., 2007). Следовательно, сферически усреднённая анизотропия умеренная (см., например, Рисунок 4 работы ?). Орбиты звёзд в массивных эллиптических галактиках наиболее близки к изотропным. Таким образом, изотропное распределение орбит представляется лучшим приближением по сравнению с чисто радиальными или круговыми орбитами. Во-вторых, величина V_c^{iso} менее всего подвержена ложным “волнам” в профилях $I(R)$ и $\sigma_p(R)$.

Эффективный радиус R_{eff} определяется как радиус круга, внутри которого содержится половина спроектированной звёздной массы, принимая во внимание удалённые “комки”. Мы обнаружили, что в выборке модельных галактик величина эффективного радиуса зависит от максимального радиуса, внутри которого подсчитывается полное число звёзд галактики. Проблема становится особенно острой для наиболее массивных галактик, т.к. они характеризуются практически степенным распределением звёздной плотности $\rho_* \propto r^{-a}$, где $a \simeq 3$. В отличие от работы Озер и др. (2012), для определения

³Однако, если выбрать ширину весовой функции меньше $\Delta = 0.3$, то локальный разброс данных не будет сглажен, и результаты становятся неопределёнными.

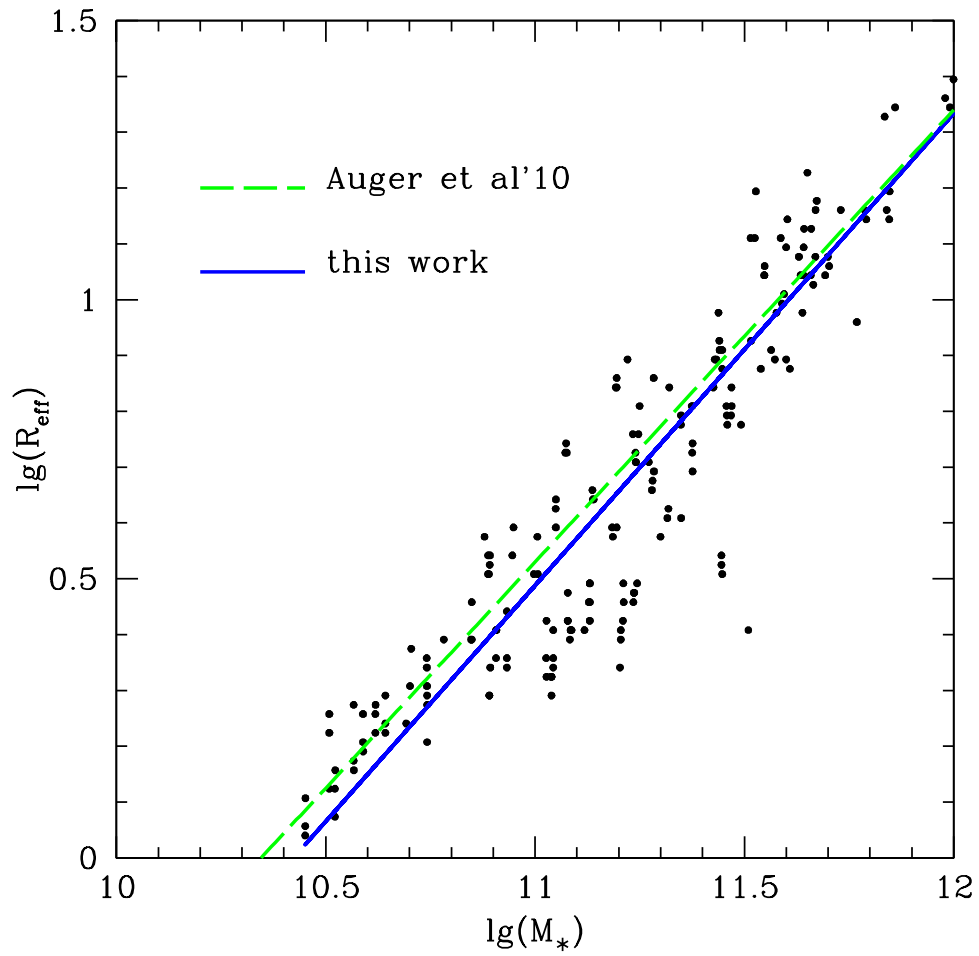


Рис. 3.4. Зависимость $R_{\text{eff}} - M_*$. Синей сплошной линией показана линейная подгонка данных, полученных из симуляций, зелёной штриховой - наблюдаемое соотношение между массой и размером из работы Аугер и др. (2010)

эффективного радиуса мы не вводили искусственно радиус обрезания и использовали все звёзды галактики (исключая “комки”) вплоть до вириального радиуса. Результирующий эффективный радиус как функция полной звёздной массы показан в логарифмическом масштабе на Рисунке 3.4. Наклон и нормировка соотношения между R_{eff} и M_* довольно близки к значениям фита для обзора SLACS, приведённым в работе Аугер и др. (2010).

Отношение осей q каждой проекции каждой галактики считалось как квадратный корень собственных значений диагонализированного тензора инерции. Тензор инерции, в свою очередь, был подсчитан внутри эффективного радиуса без удаления “комков”-спутников. Величина q оказалась не чувствительной к процедуре “очистки” изображения, т.к. внутри R_{eff} , как правило, практически нет “комков”.

3.3 Анализ выборки модельных галактик

3.3.1 На специальном радиусе R_{sweet}

Для каждой галактики в выборке мы выполнили все шаги, описанные выше, и определили специальный радиус, на котором аналитические профили круговой скорости для изотропных, круговых и радиальных орбит (уравнения (2.17)) пересекаются или лежат максимально близко друг к другу. Затем мы вычислили величину изотропной скорости V_c^{iso} на этом радиусе. Чтобы охарактеризовать точность наших оценок, определим величину отклонения от истинной круговой скорости $\Delta_{\text{opt}} = (V_c^{\text{iso}} - V_c^{\text{true}}) / V_c^{\text{true}}$, где V_c^{iso} и V_c^{true} должны быть взяты на радиусе R_{sweet} . Нижний индекс “opt” (англ. “optical”) использован, чтобы отличить этот метод, основанный на оптических данных, от оценок круговой скорости из анализа рентгеновских данных. Мы построили число галактик, нормированное на полное количество галактик и выраженное в %, как функцию отклонения Δ_{opt} в форме гистограммы. Чтобы иметь представление, даёт ли рассматриваемый метод разумную точность, также показаны гистограммы для отклонений на R_{eff} , $0.5R_{\text{eff}}$ и $2R_{\text{eff}}$. Полная выборка (назовём её подвыборкой “А”) представлена на Рисунке 4.6. Усреднённое по выборке отклонение $\overline{\Delta_{\text{opt}}}$ немного меньше нуля во всей случаях. Например, на специальном радиусе R_{sweet} $\overline{\Delta_{\text{opt}}} = (-1.8 \pm 1.1)\%$, а среднеквадратичный разброс $RMS = 8.6\%^4$.

Большие отклонения ($\sim 30 - 40\%$) наблюдаются только у галактик, находящихся на стадии слияния. Слияние или отсутствие динамического равновесия проявляет себя в виде “волн” на профиле дисперсии лучевых скоростей. Пример такой системы показан на Рисунке 3.6 (правая панель). Наличие такой “волны” указывает на то, что круговая скорость может значительно завышена (в $\sim 1.2 - 1.5$ раза), что неудивительно, т.к. локальный подход основан на сферическом уравнении Джинса, а предположение о динамическом равновесии нарушено. Гладкие и монотонные профили $I(R)$ и $\sigma_p(R)$

$${}^4\bar{x} = \frac{\sum x}{N}, \text{ RMS} = \sqrt{\frac{\sum (x - \bar{x})^2}{N - 1}}$$

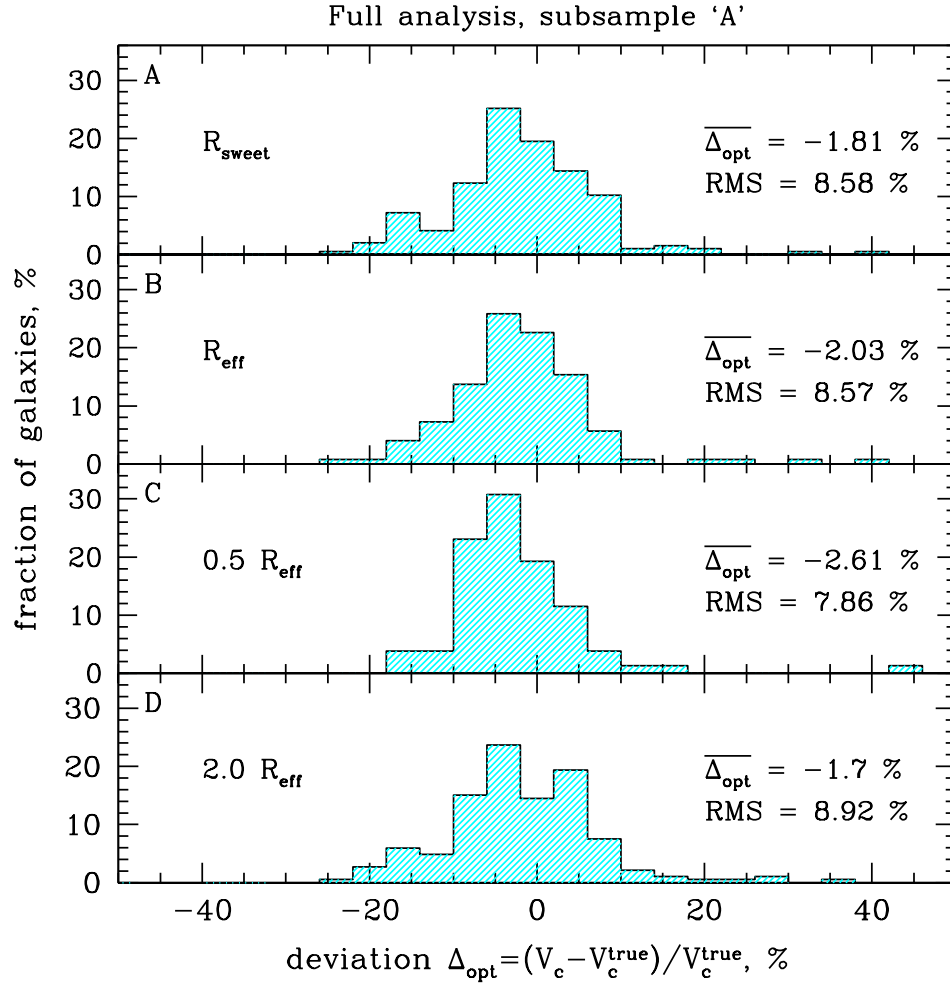


Рис. 3.5. Доля галактик (в %) как функция отклонения оценки круговой скорости от истинного её значения $\Delta_{\text{opt}} = (V_c^{\text{iso}} - V_c^{\text{true}}) / V_c^{\text{true}}$, где V_c^{iso} получена при помощи первого уравнения из системы (2.17), на разных радиусах: R_{sweet} (панель (A)), R_{eff} (панель (B)), $0.5R_{\text{eff}}$ (панель (C)) и $2R_{\text{eff}}$ (панель (D)).

позволяют восстановить круговую скорость с заметно лучшей точностью (Рисунок 3.6, левая панель).

Выборка модельных галактик включает в себя объекты с разной эллиптичностью. Отношение длин малой и большой осей q , подсчитанное из диагонализированного тензора инерции в пределах R_{eff} , изменяется от 0.19 до 0.99. Чтобы протестировать возможное влияние эллиптичности на точность оценок круговой скорости, мы отобрали галактики с отношением осей $q < 0.6$. Результирующее распределение как функция отклонений оценок круговой скорости от истинного значения V_c практически симметричное, несмещённое, со среднеквадратичным разбросом $RMS \simeq 8\%$ (Рисунок 3.7). С другой стороны, если мы рассмотрим те же самые галактики, но в проекции с максимальной величиной отношения осей q , мы получим распределение, заметно смещённое в сторону отрицательных значений отклонения ($\overline{\Delta_{opt}} = (-10.2 \pm 1.6)\%$). Причина этого смещения кроется во вращении. При наблюдении галактики вдоль её оси вращения дисперсия лучевых скоростей оказывается существенно меньше по сравнению с перпендикулярными направлениями. Для дальнейшего тестирования этого утверждения мы повернули каждую модельную галактику таким образом, чтобы главные оси (эллипсоида) галактики ($A \geq B \geq C$) совпадали с координатной системой (x , y и z соответственно), и проанализировали карты скоростей для каждой проекции. В качестве критерия вращения мы использовали параметр $(v/\sigma)^* = \frac{v/\bar{\sigma}_p}{\sqrt{(1-q)/q}}$, где v - средняя скорость

вращения звёзд, $\bar{\sigma}$ - средняя дисперсия лучевых скоростей и q - отношение осей (Бинни, 1978; Бендер & Нието, 1990). Если $(v/\sigma)^* > 1.0$, то рассматриваемый объект считается вращающимся. Мы обнаружили, что наиболее массивные модельные галактики, как правило, не вращаются или вращаются медленно и демонстрируют признаки триаксиальности, в то время как менее массивные галактики вращаются быстрее и являются аксиально симметричными, что хорошо согласуется с выводами наблюдательных работ (например, Каппеллари и др. (2007) и указанные в этой работе ссылки). Более того, большинство вращающихся галактик представляются сплюснутыми у полюсов, вращаясь вокруг самой короткой своей оси. Таким образом, для сплюснутых у полюсов галактик, наблюдаемых вдоль оси вращения (и, как следствие, в проекции с отношением осей q , близким к единице), метод дает заниженную оценку круговой скорости. Следует отметить, что при наблюдениях вращающихся галактик вдоль их длинных осей оценка круговой скорости оказывается слегка завышенной (в работе Томас и др. (2007a) приводится подобный вывод). Среднее отклонение для подвыборки быстро вращающихся галактик, наблюдаемых перпендикулярно оси вращения, составляет $\Delta_{opt} \simeq (4.4 \pm 1.4)\%$ с $RMS = 6.3\%$.

Чтобы понять, как возможные эффекты проекции влияют на результат нашего анализа, мы выбрали одну вращающуюся галактику (вириальная масса гало которой составляет $\simeq 2.2 \times 10^{12} M_{\odot} h^{-1}$) и извлекли профили поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей для разных лучей зрения. В то время как профили поверхностной яркости несильно отличаются друг от друга, дисперсия лучевых скоростей может изменяться существенно, когда луч зрения параллелен оси вращения и когда перпендику-

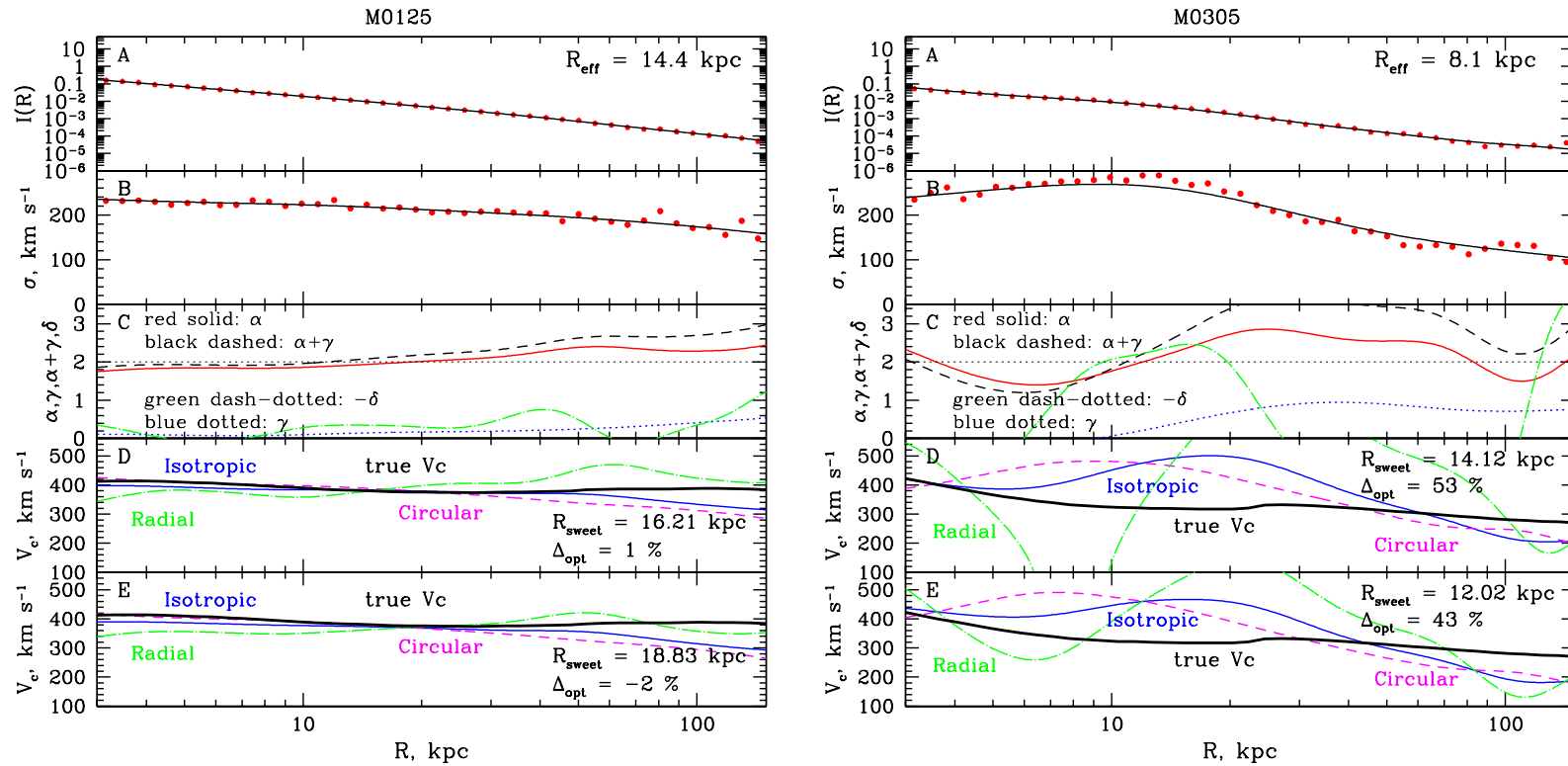


Рис. 3.6. Слева: пример галактики, идеально подходящей для анализа. Профили поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей показаны на панелях (A) и (B) соответственно. Данные представлены как красные точки, а сглаженные кривые, которые использовались для подсчёта производных (α , γ , δ), - как чёрные сплошные линии. Вспомогательные коэффициенты α , γ , $-\delta$ и $\alpha + \gamma$ показаны на панели (C) красной сплошной, синей пунктирной, зелёной штрих-пунктирной и чёрной штриховой линиями соответственно. Профили круговой скорости для изотропных орбит звёзд (синяя сплошная кривая), идеально радиальных (зелёный штрих-пунктир) и идеально круговых (пурпурный пунктир) орбит, полученных в результате полного анализа (уравнения (2.17)), а также истинная круговая скорость (чёрная сплошная кривая) изображены на панели (D). Те же самые кривые, но рассчитанные по упрощенным формулам (2.18), показаны на панели (E). Справа: пример галактики с большим значением отклонения Δ_{opt} вследствие активного слияния, в стадии которого находится данная галактика. “Волна” на профиле дисперсии лучевых скоростей на $R \simeq 20$ кпк приводит к значительной переоценке величины круговой скорости.

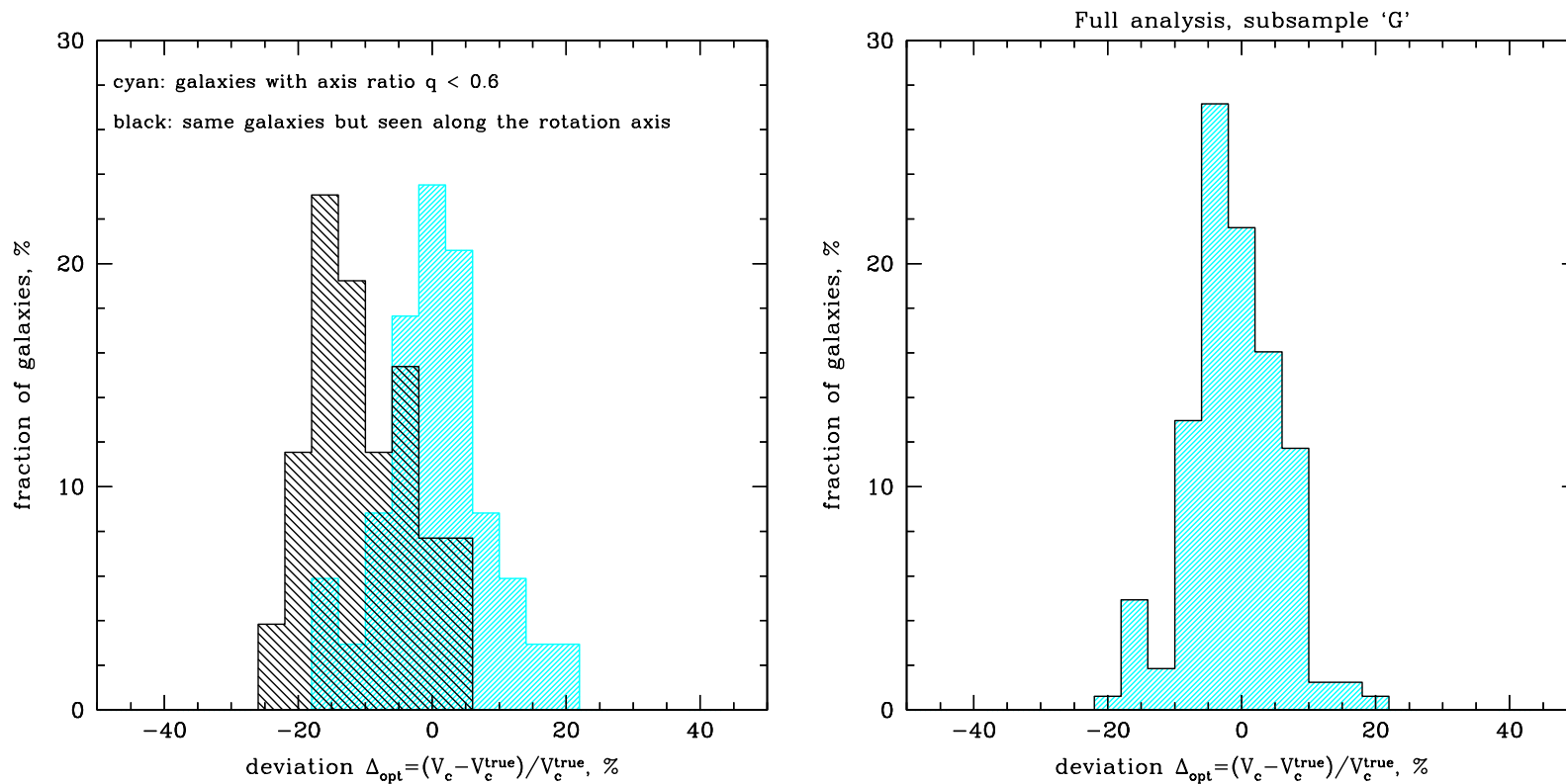


Рис. 3.7. Слева: голубым цветом показана гистограмма отклонений Δ_{opt} для галактик с отношением осей $q < 0.6$, чёрным показана гистограмма для тех же галактик, но наблюдаемых в проекции, когда отношение малой и большой осей q близко к 1 (другими словами, наблюдаемых вдоль оси вращения). Справа: гистограмма отклонений Δ_{opt} для выборки, из которой исключены сливающиеся, а также быстро вращающиеся галактики, наблюдаемые вдоль оси вращения (подвыборка "G"). Усреднённое по выборке отклонение $\overline{\Delta_{opt}} = (-1.2 \pm 0.9)\%$, среднеквадратичный разброс $RMS = 6.8\%$.

лярен ей. Мы оценили среднее значение восстановленной круговой скорости, принимая во внимание вероятности наблюдения галактики под разными углами. Для выбранной галактики среднее отклонение от истинной V_c составляет -4.9% , а максимальное отклонение (при наблюдении вдоль оси вращения) - примерно -25% .

Отметим, что рассматриваемый метод (локальный подход) был получен для оценки круговой скорости массивных эллиптических галактик и не гарантирует точные результаты для мало массивных систем. К тому же эллиптических галактик с $\sigma_p < 150 - 200$ км/с наблюдается не так много (например, Бернарди и др., 2010).

С практической точки зрения, удобно различать модельные галактики с малой и большой массой по величине дисперсии лучевых скоростей на эффективном радиусе. Будем называть массивными галактики с $\sigma_p(R_{\text{eff}}) > 150$ км/с. Если мы применим наш анализ к подвыборке массивных галактик, из которой исключим сливающиеся и быстро вращающиеся галактики, наблюдаемые вдоль оси вращения, (подвыборка “MG”), то получим несмещённое распределение со среднеквадратичным разбросом $RMS = 5.4\%$. Результирующая гистограмма показана на Рисунке 3.8, левое изображение, панель (A). Оценки на других радиусах дают несколько более смещённый и менее точный результат (Рисунок 3.8, левое изображение, панели (B)-(D)).

Таким образом мы выделили 4 подвыборки - все модельные галактики без исключения (подвыборка “A” - от англ. “all”), подвыборка с исключёнными сливающимися и быстро вращающимися галактиками, наблюдаемыми вдоль оси вращения, (подвыборка “G” - от англ. “good”), подвыборка массивных галактик (“M” от англ. “massive”) с $\sigma_p(R_{\text{eff}}) > 150$ км/с и, наконец, подвыборка массивных галактик, из которой исключены сливающиеся и быстро вращающиеся галактики, наблюдаемые вдоль оси вращения, (“MG”).

В случае скудных или ненадёжных данных по дисперсии лучевых скоростей авторы локального подхода Чуразов и др. (2010) советуют использовать упрощённую версию анализа (уравнения (2.18)). Пренебрежение членами γ и δ тождественно предположению о том, что дисперсия лучевых скоростей практически плоская. Тогда радиус R_2 , на котором $I(R) \propto R^{-2}$, и есть специальный радиус, на котором оценка круговой скорости наименее чувствительна к неизвестной анизотропии звёзд. Результирующие гистограммы для подвыборки “MG” показаны на Рисунке 3.8, правая панель. Как следует из приведённых гистограмм, данные по дисперсии лучевых скоростей играют заметную роль в анализе, если требуемая точность оценки круговой скорости составляет несколько процентов. Пренебрежение производными от $\sigma_p(R)$ приводит к тому, что усреднённая величина V_c оказывается заниженной ($\overline{\Delta_{opt}} = (-4.0 \pm 1.1)\%$ на R_{sweet}) и крылья распределения становятся более широкими ($RMS = 6.4\%$ на R_{sweet}) по сравнению с Рисунком 3.8, левая панель. Тем не менее, если доступны только профиль поверхностной яркости и несколько измерений дисперсии лучевых скоростей, упрощённый анализ представляется хорошим выбором.

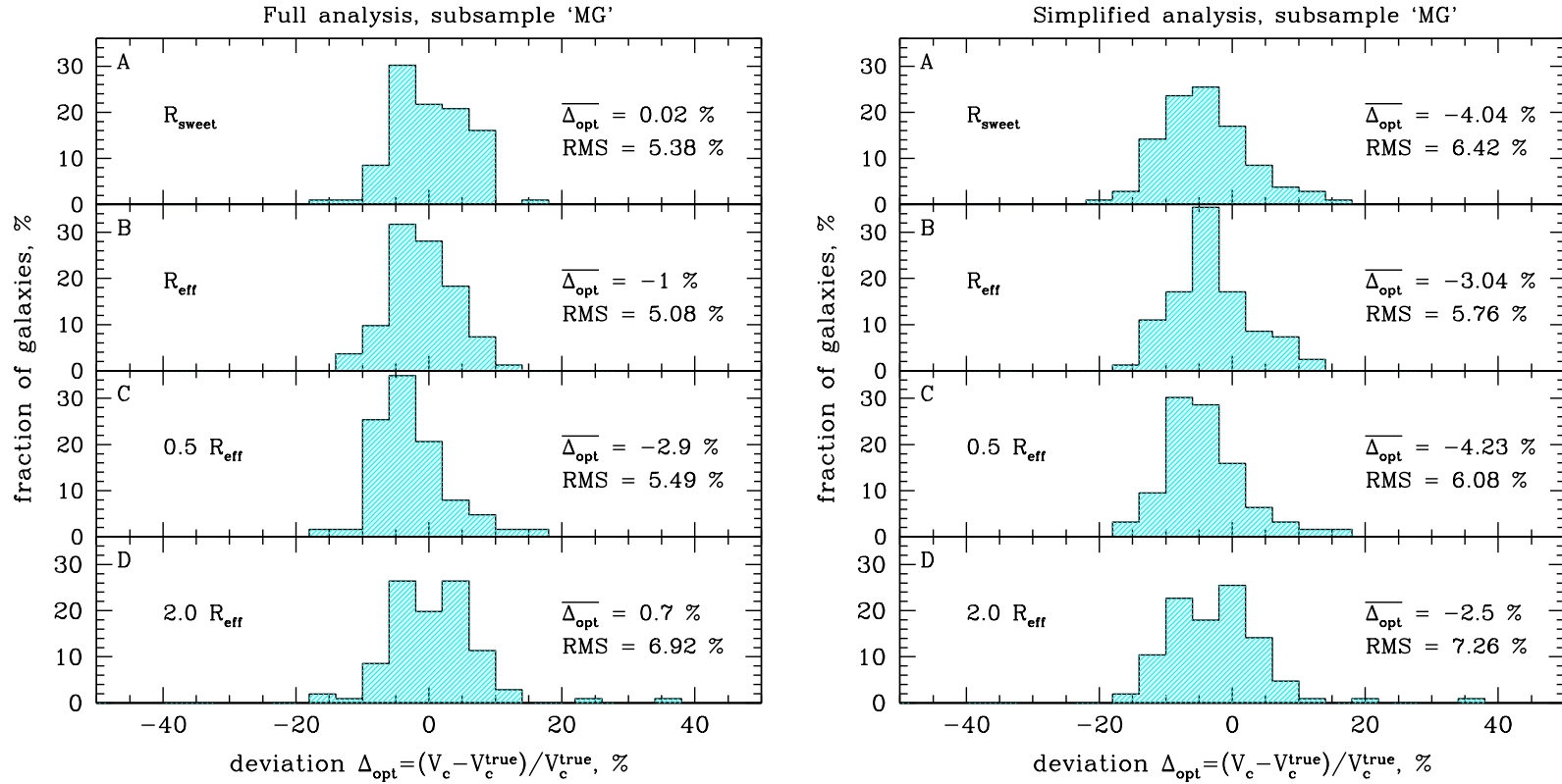


Рис. 3.8. Слева: распределение галактик из подвыборки “MG” (массивные галактики с $\sigma_p(R_{eff}) > 150$ км/с, из которых исключены сливающиеся, а также быстро вращающиеся галактики, наблюдаемые вдоль оси их вращения) по отклонениям оценки круговой скорости от истинного её значения Δ_{opt} . Отклонения посчитаны на R_{sweet} (панель (A)), R_{eff} (панель (B)), $0.5R_{eff}$ (панель (C)) и $2R_{eff}$ (панель (D)). Справа: те же гистограммы, но для упрощённой версии анализа (уравнения (2.18))

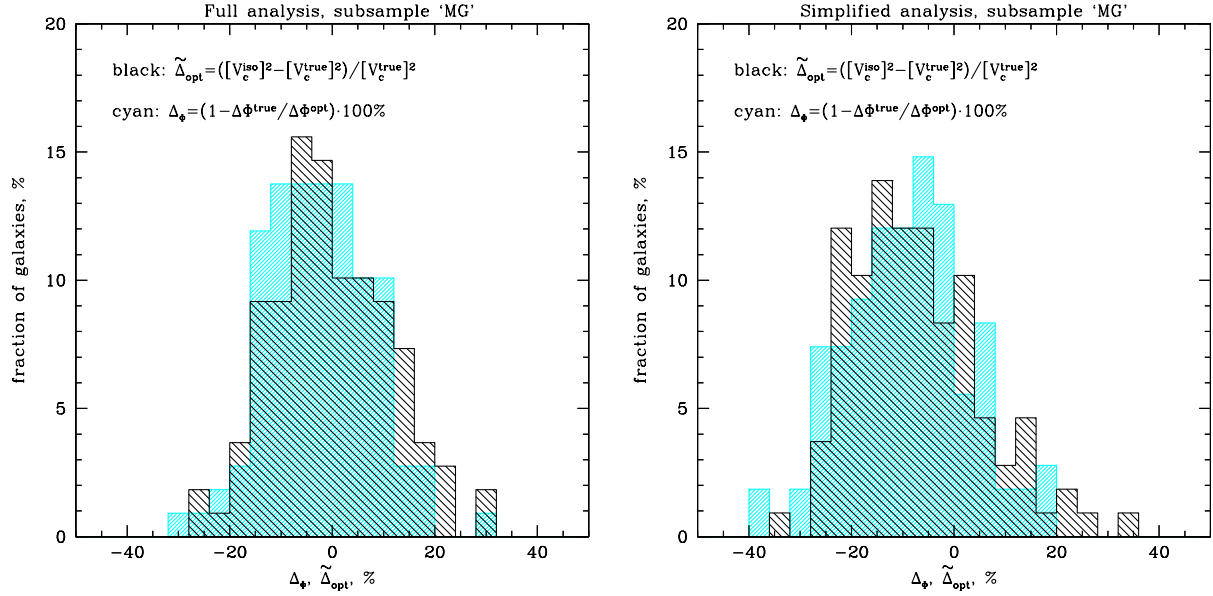


Рис. 3.9. Точность полученного потенциала массивных галактик (сливающиеся и наблюдаемые вдоль оси вращения быстро вращающиеся галактики исключены). Голубым цветом показана гистограмма для величины $\Delta_\Phi = (1 - \kappa) \cdot 100\%$, где $\kappa = \Delta\Phi^{true} / \Delta\Phi^{opt}$. Чёрным показана гистограмма для отклонения $\tilde{\Delta}_{opt}$ оценки $[V_c^{iso}]^2$ на R_{sweet} от истинного значения $[V_c^{true}]^2$. Слева: гистограммы, полученные для полной версии анализа (уравнения (2.17)). Среднее значение κ составляет $\bar{\kappa} = 1.02 \pm 0.02$, а разброс $RMS = 10.3\%$. При этом среднее значение $\tilde{\Delta}_{opt} = (-0.2 \pm 1.9)\%$ и $RMS = 11.3\%$. Справа: гистограммы для упрощенного анализа (уравнения (2.18)). $\bar{\kappa} = 1.09 \pm 0.02$ и $RMS = 11.8\%$, $\tilde{\Delta}_{opt} = (-7.2 \pm 2.1)\%$ и $RMS = 12.7\%$.

3.3.2 Модельные галактики на больших красных смещениях

Мы также протестировали локальный подход на галактиках на больших красных смещениях, а именно на $z = 1$ и $z = 2$. Доля сливающих галактик в выборке выше на больших красных смещениях, по сравнению с $z = 0$, а также количество звёзд в каждом гало значительно меньше. Тем не менее, результаты выглядят вполне приемлемо. Для подвыборки “MG” среднее отклонение круговой скорости для изотропных орбит звёзд (оценённой из уравнений (2.17)) на специальном радиусе R_{sweet} от истинной V_c близко к нулю, значение среднеквадратичного отклонения умеренно. На красном смещении $z = 1$ усреднённое по выборке отклонение составляет $\overline{\Delta_{opt}} = (-0.3 \pm 1.1)\%$ с разбросом $RMS = 6.0\%$, на красном смещении $z = 2$ $\overline{\Delta_{opt}} = (0.9 \pm 2.2)\%$, а $RMS = 8.0\%$.

3.3.3 Масса из интегральных характеристик

Предполагая логарифмическую форму гравитационного потенциала $\Phi(r) = V_c^2 \ln r + \text{const}$, мы можем оценить потенциал Φ на некотором диапазоне радиусов с точностью до константы. Для оценки потенциала необходимо знать профиль круговой скорости. Если предположить, что этот профиль грубо совпадает с изотропным профилем V_c^{iso} на некотором диапазоне радиусов (для определенности положим $R \in [0.5R_{\text{eff}}, 3R_{\text{eff}}]$ как радиальный диапазон, в принципе доступный для наблюдений), то можно определить:

$$\Phi^{\text{opt}} = \int_{0.5R_{\text{eff}}}^R \frac{[V_c^{\text{iso}}]^2}{r} dr, \quad (3.2)$$

где $R \in (0.5R_{\text{eff}}, 3R_{\text{eff}}]$, V_c^{iso} следует, например, из полного анализа (первое уравнение системы (2.17)) или его упрощённой версии (уравнения (2.18)). Т.к. истинный потенциал системы известен, мы можем записать $\Phi^{\text{true}} = \kappa \cdot \Phi^{\text{opt}} + \text{const}$. В идеальном случае $\kappa = \Delta\Phi^{\text{true}}/\Delta\Phi^{\text{opt}} = 1.0$. Точность такого подхода проиллюстрирована на Рисунке 3.9. Голубым цветом показано распределение отклонений для подвыборки галактик “MG” как функция $\Delta_\Phi = (1 - \kappa) \cdot 100\%$. Напомним, что подвыборка “MG” состоит из массивных галактик с $\sigma_p(R_{\text{eff}}) > 150$ км/с, из которой исключены сливающиеся, а также быстро вращающиеся галактики, наблюдаемые вдоль оси вращения. В случае полного анализа распределение выглядит практически несмещённым (среднее значение κ составляет 1.02 ± 0.02) с $RMS = 10.9\%$. При оценки V_c^{iso} посредством упрощённой формулы наблюдается некоторое смещение $\bar{\kappa} = 1.09 \pm 0.02$, а среднеквадратичный разброс при этом $RMS = 11.8\%$. Для небольших отклонений среднеквадратичный разброс RMS для оценок потенциала в два раза превышает RMS для круговой скорости, т.к. потенциал Φ пропорционален V_c^2 . Для сравнения этого подхода с предыдущими результатами введём величину $\tilde{\Delta}_{\text{opt}} = ([V_c^{\text{iso}}]^2 - [V_c^{\text{true}}]^2)/[V_c^{\text{true}}]^2$, значение которой будем оценивать на специальном радиусе R_{sweet} . Результирующее распределение для той же подвыборки показано чёрным цветом на Рисунке 3.9. Как и ожидалось, ширина этого распределения примерно в два раза больше ширины распределения оценок круговой скорости (Рисунок 3.8).

Таким образом, мы показали, что гравитационный потенциал может быть оценен через V_c^{iso} с разумной точностью, что согласуется с ранее упоминавшимся утверждением о том, что наиболее массивные галактики в выборке имеют практически плоскую кривую вращения в широком диапазоне радиусов.

3.3.4 Оценка круговой скорости из апертурной дисперсии лучевых скоростей

Если данные по дисперсии лучевых скоростей доступны только в виде апертурной дисперсии, т.е. дисперсии лучевых скоростей, усреднённой внутри круговой апертюры R_{ap} ,

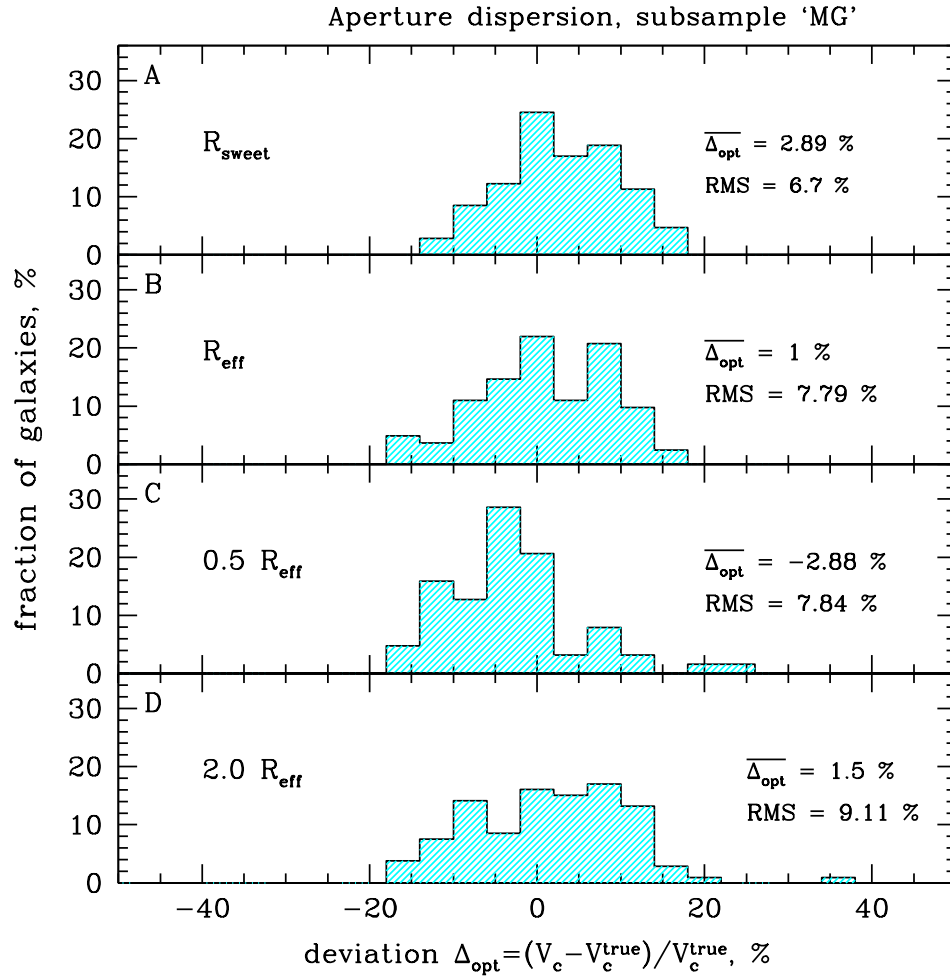


Рис. 3.10. Распределение галактик из подвыборки “MG” (галактики с $\sigma_p(R_{\text{eff}}) > 150$ км/с, причём сливающиеся и быстро вращающиеся галактики, наблюдаемые вдоль оси вращения, исключены).

то круговую скорость можно оценить, используя следующее простое выражение:

$$V_c^2 = 3 \cdot \sigma_{ap}^2(R_{ap}). \quad (3.3)$$

Чтобы протестировать это соотношение, мы вычислили взвешенную по светимости дисперсию внутри апертуры радиусом R_{ap} (исключая область $R < 2R_{soft} = 3$ кпк, где смягчение гравитационного потенциала может влиять на результаты анализа)

$$\sigma_{ap}^2(R_{ap}) = \frac{\int_{2R_{soft}}^{R_{ap}} I(x)\sigma_p^2(x)xdx}{\int_{2R_{soft}}^{R_{ap}} I(x)xdx} \quad (3.4)$$

и оценили отклонение от истинной круговой скорости на разных радиусах: на специальном радиусе R_{sweet} (уравнения (2.17)), а также на $0.5R_{eff}$, R_{eff} и $2R_{eff}$. Результирующие гистограммы для подвыборки “MG” представлены на Рисунке 3.10. По сравнению с локальной оценкой круговой скорости на одном радиусе, в частности, на R_{sweet} , данный подход даёт несколько смещённый результат $\overline{\Delta_{opt}}(R_{eff}) = (1.0 \pm 1.3)\%$ и заметно больший среднеквадратичный разброс (на эффективном радиусе $RMS = 7.8\%$).

3.3.5 Круговая скорость из анализа рентгеновских данных

Рассмотрим также метод оценки массы эллиптических галактик, основывающийся на анализе горячего, яркого в рентгеновском диапазоне газа галактик. Измеряя профили плотности и температуры газа из рентгеновских наблюдений, мы можем найти полную массу в предположении о гидростатическом равновесии газа (например, Мэтьюс, 1978; Форман и др., 1985). Напомним, что для сферической системы уравнение гидростатического равновесия может быть записано в виде

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{d\Phi(r)}{dr} = \frac{V_c^2(r)}{r} = \frac{GM(< r)}{r^2}, \quad (3.5)$$

где $P = nkT$ - давление газа, (n - концентрация частиц), $\rho = \mu m_p n$ - плотность газа (m_p - масса протона). В симуляциях средний атомный вес μ положен равным 0.58. Строго говоря, предположение о гидростатическом равновесии эквивалентно пренебрежению возможным вкладом в полное давление нетепловой компонентой, которая может возникать из-за присутствия турбулентности в тепловом газе, космических лучей и магнитных полей (например, Чуразов и др., 2008).

Для оценки степени отклонения от гидростатического равновесия мы взяли подвыборку наиболее массивных галактик с $M > 6.5 \cdot 10^{12} M_\odot$. Рентгеновские свойства менее массивных галактик в выборке подвержены влиянию смягчения гравитационного потенциала в центральных областях ($< 3 - 4$ кпк) и характеризуются наличием холодных и плотных комков в центре. Более того, из наблюдений следует, что только наиболее

массивные галактики имеют яркие в рентгене атмосферы (например, О’Салливан и др., 2001).

Типичные профили плотности и температуры газа, извлечённые из симуляций, показаны на Рисунке 3.11. Чтобы исключить возможный вклад холодных плотных комков, для каждого сферического слоя мы использовали медианное значение плотности электронов n_e и температуры T . Полученные профили давления и круговой скорости (уравнение 4.2) также показаны на Рисунке 3.11. Однако, как можно заметить, даже использование медианного значения не исключает комки полностью, чем и обусловлено резкое возрастание плотности и падение температуры к центру. Обилие холодных и плотных комков в центральных 3-4 кпк - особенность симуляций, не имеющая отношения к реальности. Это комки движутся по баллистическим траекториям и не находятся в состоянии гидростатического равновесия.

Отклонения от гидростатического равновесия $\Delta_X = \frac{V_c^X - V_c^{\text{true}}}{V_c^{\text{true}}}$ были посчитаны на эффективном радиусе R_{eff} (голубая гистограмма на Рисунке 3.12) и на $2R_{\text{eff}}$ (чёрная гистограмма на Рисунке 3.12). Усреднённое по выборке значение отклонения на R_{eff} составляет $\overline{\Delta_X} = (-3.0 \pm 1.3)\%$ при среднеквадратичном разбросе $RMS = 4.4\%$. На $2R_{\text{eff}}$: $\overline{\Delta_X} = (-4.0 \pm 1.1)\%$, $RMS = 3.8\%$. Среднее значение $\frac{V_{\text{true}}^2 - V_x^2}{V_{\text{true}}^2}$ на интервале $R_{\text{eff}} < R < 2R_{\text{eff}}$ составляет 6.8%.

Чтобы посчитать усреднённое отношение кинетической к тепловой энергии $\frac{E_{\text{kin}}}{E_{\text{therm}}}$ в диапазоне $R_{\text{eff}} < R < 2R_{\text{eff}}$, необходимо сперва удалить холодные плотные комки, т.к. их вклад в кинетическую энергию может быть существенным. Процедура исключения комков описана в работе Журавлёва и др. (2012). Вкратце, в каждом радиальном сферическом слое исключаются частицы, плотность которых превышает медианное значение на более, чем 2 стандартных отклонения. Пример начальной карты спроектированной плотности и только её диффузной составляющей (т.е. с исключёнными комками) показаны на Рисунке 3.13. Среднее отношение $\frac{E_{\text{kin}}}{E_{\text{therm}}}$ для диффузной компоненты составляет 4.4 %, что близко к величине смещения оценки массы из уравнения гидростатического равновесия.

3.4 Тестирование метода на модельных скоплениях галактик

Простой локальный метод оценки массы эллиптических галактик из оптических данных не ограничен анализом профилей поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей звёзд. В принципе, планетарные туманности и/или шаровые скопления также могут быть использованы в качестве пробных частиц. Более того, этот метод может быть применен к скоплениям галактик, для которых мы можем использовать пространственное распределение и дисперсию лучевых скоростей отдельных галактик-членов скопления для оценки массы (или круговой скорости). Мы протестировали локальный подход на выборке модельных скоплений галактик из работы Долаг и др. (2009). Извле-

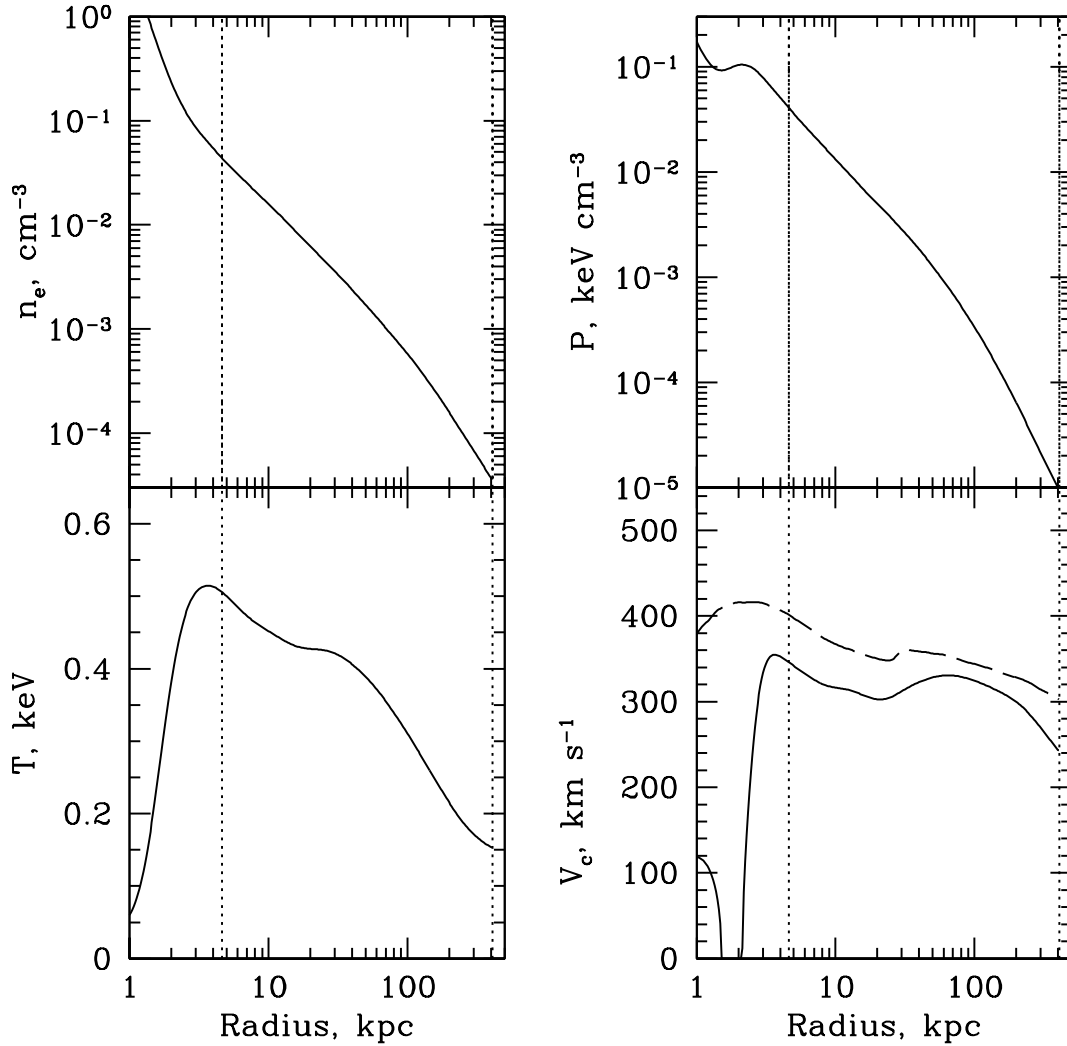


Рис. 3.11. Пример профилей плотности электронов, температуры, давления и круговой скорости некоторой модельной галактики. Пунктирные вертикальные линии маркируют нижний и верхний пределы на R . На графике круговой скорости сплошной и пунктирной кривыми показаны масса, оценённая посредством уравнения гидростатического равновесия (4.2), и полная масса модельной галактики.

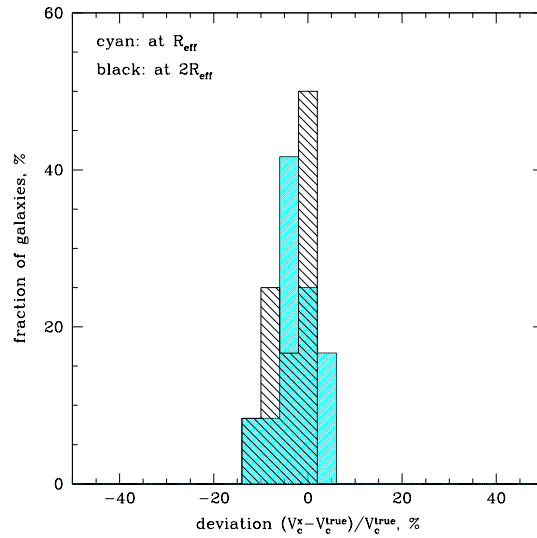


Рис. 3.12. Доля галактик (в %) как функция отклонений рентгеновской оценки круговой скорости V_c^X от её истинного значения V_c^{true} , взятыми на R_{eff} (показано голубым цветом) и на $2R_{\text{eff}}$ (показано чёрным). Оценка V_c^X получена при помощи уравнения гидростатического равновесия (4.2) для горячего газа. В выборке 12 галактик.

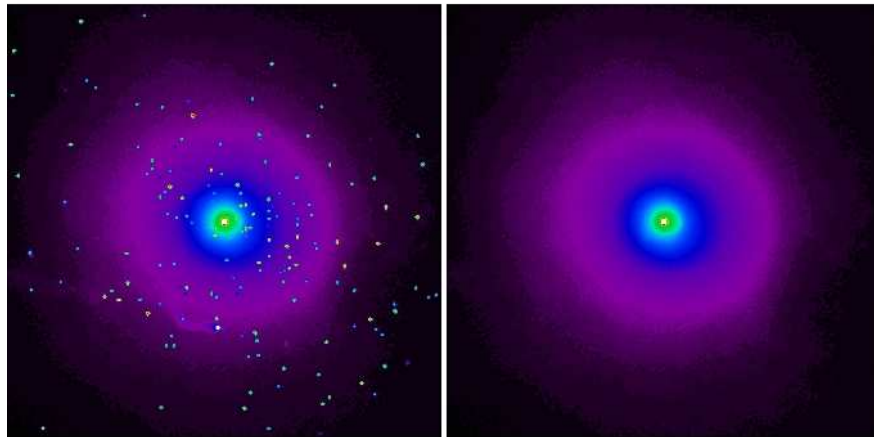


Рис. 3.13. Пример двумерной карты спроектированной плотности горячего газа в модельной галактике. Слева: начальная плотность, справа: плотность, полученная после исключения комков.

чѐнные профили света (количество галактик на единицу площади) и дисперсии лучевых скоростей оказались сильно более шумными, чем для модельных эллиптических галактик, в силу значительно меньшего количества пробных частиц. Поэтому видится более целесообразным использовать упрощѐнную версию анализа (уравнения (2.18)).

На Рисунке 3.14 проиллюстрирован пример применения метода к модельному скоплению галактик. Профили спроектированной концентрации галактик (количество галактик на единицу площади) $I(R)$ и дисперсии лучевых скоростей показаны на панелях (А) и (В) соответственно. Используя уравнений (2.18), мы рассчитали кривые V_c^{iso} , V_c^{rad} и V_c^{circ} и определили радиус R_{sweet} их пересечения, на котором мы оценили круговую скорость и вычислили отклонение Δ_{opt} .

На Рисунке 3.15 показаны гистограммы отклонения Δ_{opt} для двух случаев: когда количество галактик (субгало) велико, т.е. $N_{\text{subhalos}} > 100$ (Рисунок 3.15, верхняя панель), и когда количество галактик не превышает 50 (Рисунок 3.15, нижняя панель).

Усреднѐнное по выборке отклонение близко к нулю, что позволяет использовать данный метод для оценки масс даже небольших скоплений и для кросс-калибровки других методов определения массы (рентгеновский анализ, слабое линзирование и другие).

3.5 Обсуждение полученных результатов

Резюмируя полученные результаты, мы приводим в Таблице 4.3 среднее смещение и среднеквадратичный разброс для всех обсуждаемых в данной главе методов. Напомним, что выборка модельных галактик была разделена на 4 подвыборки:

- вся выборка без исключений (“А”),
- подвыборка “G” (от англ. “good”) с исключѐнными сливающимися и быстро вращающимися галактиками, наблюдаемыми вдоль оси вращения,
- подвыборка “M” массивных галактик с $\sigma_p(R_{\text{eff}}) > 150$ км/с,
- подвыборка “MG” массивных объектов, причем сливающиеся и быстро вращающиеся галактики, наблюдаемые вдоль оси вращения, исключены.

Для оценки потенциала среднее смещение и среднеквадратичный разброс RMS примерно в два раза больше, чем для оценок круговой скорости. Для избежания путаницы все величины в Таблице 4.3 приведены для V_c - оценок.

В случае подвыборки “MG” оценка круговой скорости на специальном радиусе R_{sweet} через уравнения (2.17) даёт несмещѐнный результат ($\overline{\Delta_{\text{opt}}} \simeq 0\%$) и разумный разброс ($RMS \simeq 5-6\%$). Чтобы убедиться, что несмещѐнное среднее значение оценки V_c - это не просто случайность, мы провели тест “складного ножа”. Результирующее среднее для случайно выбранных подвыборок составляет менее 1%. Подвыборка “MG” состоит из 106 объектов, и статистическая неопределѐнность в этом случае равна примерно 0.9%.

Для подвыборки “M” массивных галактик (127 объектов, 26 из которых, т.е. 13.3%, сплюснутые у полюсов, и 3 галактики (2.4%) с признаками слияния) среднее значение оценки круговой скорости также практически не смещено ($\overline{\Delta_{\text{opt}}} = (0.2 \pm 1.2)\%$). С

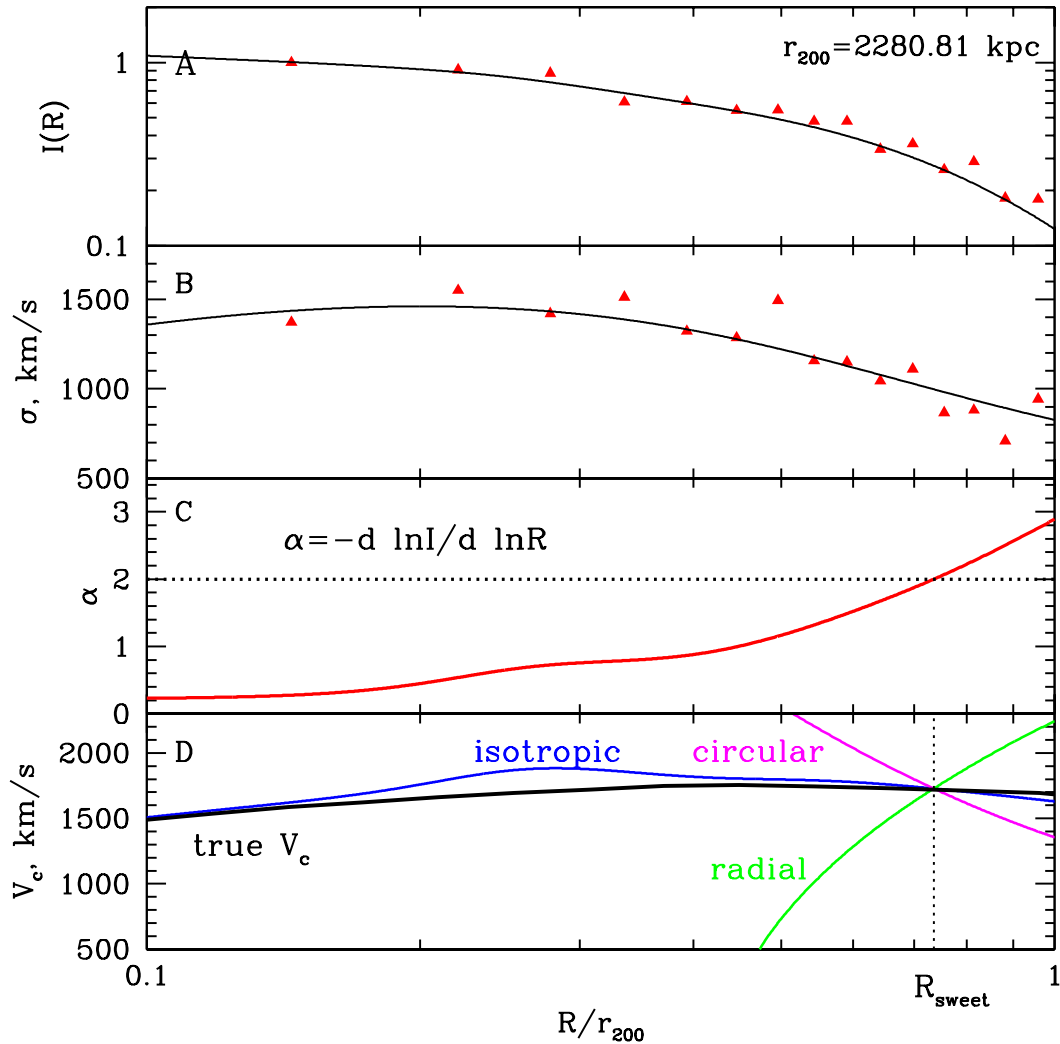


Рис. 3.14. Оценка круговой скорости в модельных скоплениях галактик. Спроектированная концентрация галактик (количество галактик на единицу площади) и дисперсия лучевых скоростей показаны на панелях (A) и (B) соответственно (данные показаны красными треугольниками, сглаженные кривые - сплошными чёрными линиями). Логарифмический наклон поверхностной яркости α показан на панели (C) красной сплошной линией. Профили круговой скорости для изотропного распределения орбит галактик (синяя сплошная линия), идеально радиальных (зелёная штрих-пунктирная) и идеально круговых (пурпурная штриховая) орбит, а также истинная круговая скорость (чёрная жирная линия) представлены на панели (D) для упрощённой версии анализа (уравнения (2.18)).

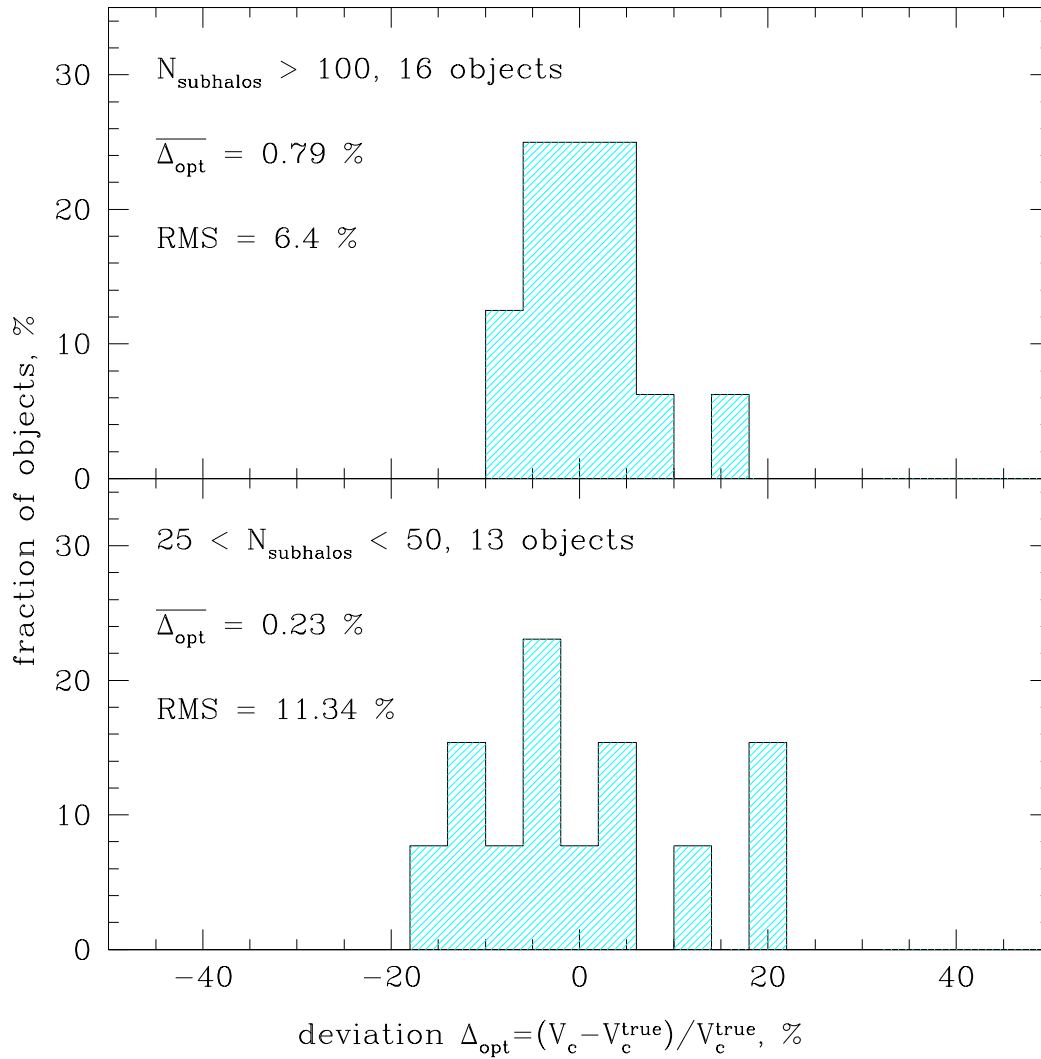


Рис. 3.15. Доля модельных скоплений галактик как функция отклонения Δ_{opt} для богатых (панель А) и бедных (панель В) скоплений.

Таблица 3.1. Точность обсуждаемых методов для разных подвыборок.

	A		G		M		MG	
	$\overline{\Delta}$, %	RMS , %	$\overline{\Delta}$, %	RMS , %	$\overline{\Delta}$, %	RMS , %	$\overline{\Delta}$, %	RMS , %
полный анализ, R_{sweet}	-1.8	8.6	-1.2	6.8	0.2	7.7	0.0	5.4
полный анализ, R_{eff}	-2.0	8.6	-2.4	5.9	-0.6	8.5	-1.0	5.1
упрощённый анализ, R_{sweet}	-5.9	9.6	-5.8	7.4	-3.3	9.2	-4.0	6.4
упрощённый анализ, R_{eff}	-4.3	8.9	-4.6	6.6	-2.7	8.7	-3.0	5.8
Φ^{opt} , уравнения (2.17)	3.7	8.7	2.9	7.1	1.2	6.7	1.2	5.1
Φ^{opt} , уравнения (2.18)	7.5	10.1	6.7	8.2	4.4	7.8	4.5	5.9
апертурные дисперсии, R_{eff}	-1.4	10.3	-1.5	9.2	1.1	9.2	1.0	7.8
	R_{eff}				$2R_{\text{eff}}$			
	$\overline{\Delta}$, %	RMS, %		$\overline{\Delta}$, %	RMS, %			
Рентген	-3.0	4.4		-4.0	3.8			

наблюдательной точки зрения сливающиеся объекты могут быть легко идентифицированы и исключены, в то время как информация о трёхмерной форме галактик может оказаться недоступной. Если мы исключим сливающиеся галактики из подвыборки “M”, то получим среднее значение отклонения $\overline{\Delta}_{\text{opt}} = -0.7\%$ и среднеквадратичный разброс относительно среднего $RMS = 5.9\%$, т.е. практически не смещённый результат. Если мы проведём тест “складного ножа”, то получим незначительно смещённое среднее значение оценки круговой скорости: $|\overline{\Delta}_{\text{opt}}| < 1.5\%$.

Локальный подход к оценке массы может быть применён также к галактикам на больших красных смещениях. Оценка круговой скорости, усреднённая по подвыборке массивных и медленно (или совсем не) вращающихся галактик (сливающиеся объекты исключены), на красном смещении $z = 1$ составляет $\overline{\Delta}_{\text{opt}} = (-0.3 \pm 1.1)\%$ с $RMS = 6.0\%$, на $z = 2$ среднее отклонение $\overline{\Delta}_{\text{opt}} = (0.9 \pm 2.2)\%$, а разброс $RMS = 8.0\%$. Таким образом, оценки круговой скорости оказываются также практически несмещёнными и с разумным разбросом 6 – 8%, как и для галактик на $z = 0$.

Несмотря на то, что вывод уравнений (2.17) и (2.18) основан на предположении о логарифмической форме гравитационного потенциала, мы показали, что оценка круговой скорости на специально выбранном радиусе R_{sweet} остаётся разумной, даже если истинный профиль круговой скорости не плоский.

Случай медленно изменяющего с радиусом профиля V_c может быть проиллюстрирован следующим примером. Предположим, что V_c изменяется с радиусом по степенному закону, также как и поверхностная яркость и дисперсия лучевых скоростей $I(R) \propto R^{-\alpha}$, $\sigma_p^2 \propto R^{-\gamma}$, при этом параметр анизотропии $\beta = \text{const}$. Из уравнения Джинса (2.9) мы получаем следующее соотношение между V_c и σ_p :

$$V_c^2(R) = \sigma_p^2(R) \cdot \frac{1 + \alpha + \gamma - 2\beta}{(1 - \beta \cdot \frac{\alpha + \gamma}{1 + \alpha + \gamma})} \cdot \frac{\Gamma[\frac{\alpha}{2}] \cdot \Gamma[\frac{1 + \alpha + \gamma}{2}]}{\Gamma[\frac{1 + \alpha}{2}] \cdot \Gamma[\frac{\alpha + \gamma}{2}]}, \quad (3.6)$$

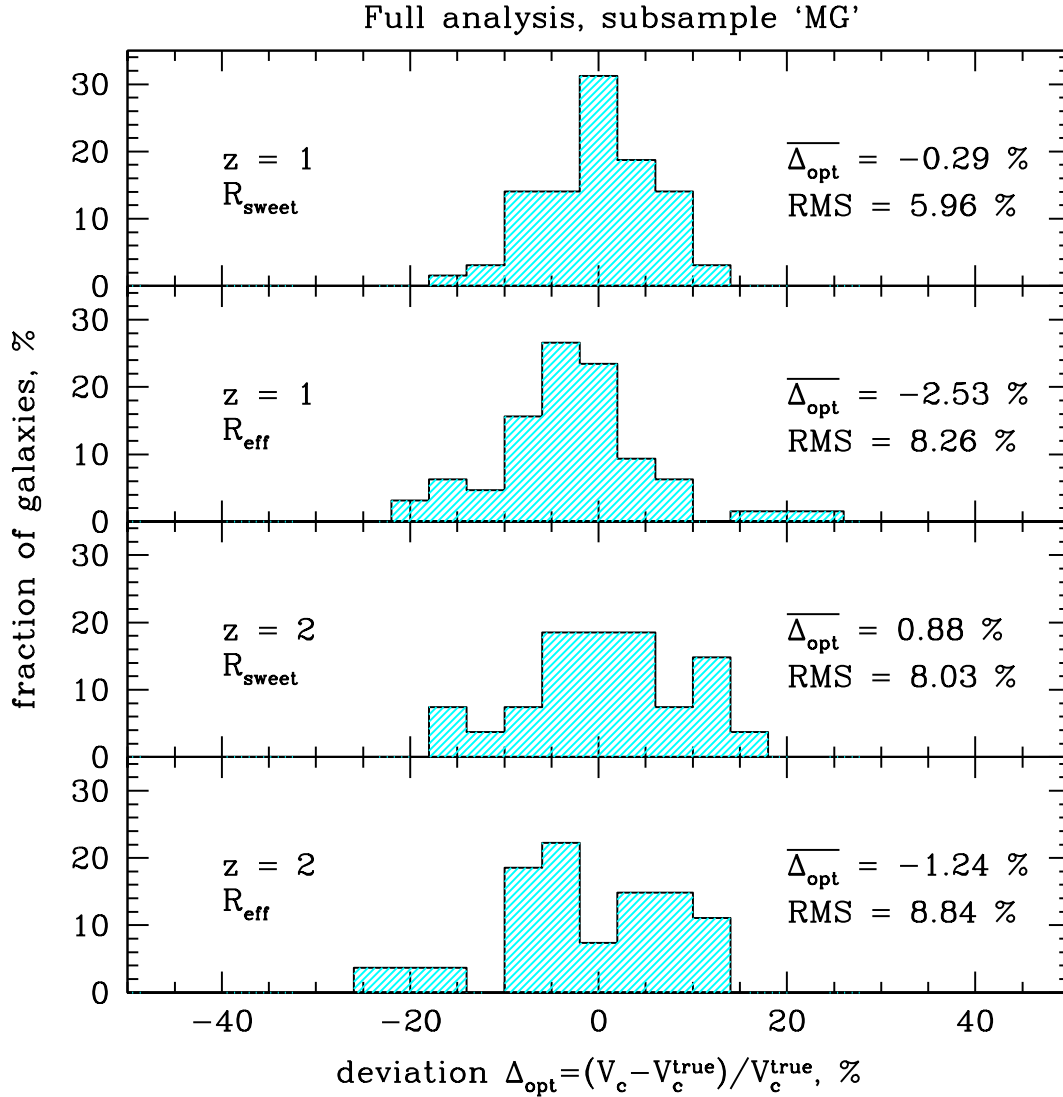


Рис. 3.16. Распределение галактик на больших красных смещениях из подвыборки “MG” (массивные галактики с $\sigma_p(R_{\text{eff}}) > 150$ км/с, причём сливающиеся, а также быстро вращающиеся галактики, наблюдаемые вдоль оси вращения, исключены) в соответствии с их отклонениями оценки круговой скорости от истинного значения V_c . Отклонения посчитаны на R_{sweet} (панели (A), (C)) и на R_{eff} (панели (B), (D)).

где $\Gamma[x]$ - Гамма-функция. Это выражение не зависит от параметра анизотропии β при $\alpha + \gamma = 2$. Следовательно, есть основания ожидать, что для наклонов, медленно меняющихся с радиусом, специальный радиус R_{sweet} совпадет с радиусом, на котором $\alpha + \gamma = 2$. Подстановка $\alpha + \gamma = 2$ в уравнение (3.6) приводит соотношение между V_c и σ_p к виду уравнения (2.16) для изотропных орбит и $\alpha = 2$. Отклонение α от 2 на 10% вызывает умеренные $\sim 3\%$ вариации в V_c .

Галактики, полученные в результате численных космологических симуляций, конечно, намного более сложные, чем приведённый выше пример. Для выборки модельных галактик мы исследовали возможные корреляции (см. также параграф 5.3) между отклонением Δ_{opt} оценки круговой скорости от истинной V_c и локальными (на R_{sweet}) логарифмическими наклонами круговой скорости $d \ln V_c^{\text{true}}/d \ln r$, поверхностной яркости $\alpha = -d \ln I(R)/d \ln R$ и дисперсии лучевых скоростей $\gamma = -d \ln \sigma_p^2/d \ln R$. Явной корреляции между Δ_{opt} и α или γ не обнаружено. Существует некоторая линейная зависимость между Δ_{opt} и $d \ln V_c^{\text{true}}/d \ln r$, однако она сравнима с разбросом в Δ_{opt} . $V_c(R)$ большинства галактик в выборке медленно убывает с радиусом вблизи R_{sweet} (см. Рисунок 3.1). Отметим, что учёт корреляции между Δ_{opt} и $d \ln V_c^{\text{true}}/d \ln r$ уменьшает среднеквадратичный разброс в Δ_{opt} с 5.4% до 5.0%, т.е. всего на 0.4%.

Сравнимые результаты получены при использовании $\int [V_c^{\text{iso}}]^2/r dr$ в диапазоне $[0.5R_{\text{eff}}, 3R_{\text{eff}}]$ в качестве индикатора гравитационного потенциала.

Упрощённая версия анализа (уравнения (2.18)) позволяет восстановить значение круговой скорости на специально выбранном радиусе $R_{\text{sweet}} = R_2$ практически с такой же точностью, как и на эффективном радиусе. Таким образом, если наблюдательных данных недостаточно для подсчёта всех производных для применения уравнений (2.17), то разумно оценить V_c^{iso} из первого уравнения системы (2.18) и использовать $V_c^{\text{iso}}(R_{\text{eff}})$ или $V_c^{\text{iso}}(R_2)$ в качестве оценки круговой скорости. Точность такого подхода зависит от “качества” выборки галактик. Для невзаимодействующих и почти сферических галактик среднеквадратичное отклонение $RMS \simeq 7\%$, а смещение усреднённого по выборке среднего значения составляет $(-4 \pm 1.1)\%$. Предположение о плоском профиле дисперсии лучевых скоростей приводит к недооценке круговой скорости. Если данные по дисперсии лучевых скоростей позволяют оценить общий тренд $\Delta\sigma_p/\Delta R$, то это может уменьшить смещение средней оценки.

В общем случае можно ожидать, что специальный радиус R_{sweet} расположен в окрестности радиуса R_2 , на котором $-d \ln I(R)/d \ln R \simeq 2$. Действительно, для гладкого профиля поверхностной яркости, плавно увеличивающегося с радиусом свой наклон (по абсолютной величине), интеграл $\int I(R)RdR$ расходится на нижнем или верхнем пределах для $-d \ln I(R)/d \ln R$ больше или меньше 2 соответственно. Следовательно, есть основания полагать, что на радиусе R_2 вклады в общий интеграл интегралов по $R < R_2$ и по $R > R_2$ сравнимы и что $R_2 \sim R_{\text{eff}}$. Таким образом, $R_{\text{sweet}} \sim R_{\text{eff}}$. К примеру, для модели Серсика $I(R) \propto \exp[-b_n(R/R_{\text{eff}})^{1/n}]$ с индексом n (Грэхэм & Драйвер (2005))

$$-\frac{d \ln I(R)}{d \ln R} \simeq 2 \left(\frac{R}{R_{\text{eff}}} \right)^{1/n},$$

т.е. специальный радиус для оценки круговой скорости оказывается сравним с эффективным радиусом. Более того, в работе Чуразов и др. (2010) (в частности, см. их Таблицу 4) показано, для моделей Серсика вклад звёздной анизотропии в неопределённость оценки круговой скорости минимальна на $\simeq 0.5R_{\text{eff}}$, и этот радиус также может быть использован в качестве специального.

Мы проверили утверждение о том, что $R_{\text{sweet}} \sim R_2 \sim R_{\text{eff}}$, на выборке модельных галактик. Если логарифмический наклон поверхностной яркости близок к -2 на некотором диапазоне радиусов или $\alpha = -d \ln I(R)/d \ln R$ не монотонна, тогда существует некоторая неопределённость в выборе R_{sweet} и R_2 . Для избежания этой неопределённости мы сгладили $I(R)$ и $\sigma_p(R)$ с шириной весовой функции $\Delta_I = \Delta_\sigma = 1.0$. В результате, $\alpha(R)$ стала монотонной для большинства объектов, и определённые по этим профилям \tilde{R}_{sweet} , \tilde{R}_2 удовлетворяют соотношению $\tilde{R}_{\text{sweet}} \sim \tilde{R}_2 \sim R_{\text{eff}}$. Однако значительное сглаживание данных приводит к смещению средней оценки круговой скорости $\overline{\Delta_{\text{opt}}} \simeq -2\%$ и на \tilde{R}_{sweet} , и на \tilde{R}_2 .

3.6 Выводы

Определение масс эллиптических галактик оказывается достаточно часто затруднено, особенно для галактик на больших красных смещениях. Мы использовали большую выборку индивидуальных галактик, полученных из космологических симуляций, для того, чтобы протестировать простой, но надёжный метод (локальный подход, см. уравнения (2.17), (2.18)) для оценки круговой скорости (а, следовательно, и массы) массивных галактик, основанный на базовых наблюдаемых профилях - поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей. Метод очень простой и не требует предположений о профиле анизотропии скоростей звёзд. Для массивных эллиптических галактик без значительного вращения на красных смещениях $z = 0 - 2$ локальный подход позволяет восстановить несмещённую оценку круговой скорости (смещение $\Delta_{\text{opt}}(R_{\text{sweet}})$ составляет менее 1%) со среднеквадратичным разбросом в 5-6%. Следовательно, данный метод подходит для анализа больших выборок галактик с ограниченным набором наблюдательных данных на больших и маленьких красных смещениях. Локальный подход работает лучше всего на наиболее массивных галактиках с $\sigma_p(R_{\text{eff}}) > 200$ км/с, которые в используемых для тестирования симуляциях имеют практически изотермический профиль круговой скорости в широком диапазоне радиусов.

Локальный подход не следует применять к сливающимся галактикам, т.к. круговая скорость может быть значительно переоценена. Для вращающихся галактик, наблюдаемых вдоль оси вращения, данный метод даёт заметно недооцененное значение V_c .

Круговая скорость с наименьшим разбросом может быть определена на специальном радиусе R_{sweet} , на котором ожидается, что чувствительность оценки круговой скорости к анизотропии орбит звёзд минимальна. Радиус R_{sweet} сравним с радиусом R_2 , на котором профиль поверхностной яркости спадает примерно как $I \propto R^{-2}$. В свою очередь, R_2 достаточно близок (в пределах фактора 2) к эффективному радиусу галактики R_{eff} . Наши тесты показывают, что точность (среднеквадратичный разброс) оценок круго-

вой скорости на $0.5 - 2 R_{\text{eff}}$ составляет $5 - 7\%$ для наиболее массивных эллиптических галактик.

Ещё более простой метод, основанный на апертурной дисперсии лучевых скоростей (уравнения (3.3), (3.4)), показал себя менее точным, но всё равно даёт разумные результаты. К примеру, для массивных галактик без значительного вращения усреднённое отклонение круговой скорости на эффективном радиусе равно $\Delta_{\text{opt}}(R_{\text{eff}}) = (1.0 \pm 1.3)\%$ с разбросом $\simeq 8\%$. Точность восстановления круговой скорости для других значений апертуры приведена в параграфе 3.3.4.

Используя тот же набор модельных галактик, мы также протестировали точность рентгеновской оценки круговой скорости, полученной из уравнения гидростатического равновесия горячего газа в массивных галактиках. Мы обнаружили смещение в сторону отрицательных значений на уровне $3 - 4\%$ и разброс $\simeq 5\%$. Наличие смещения обусловлено остаточными движениями газа.

Область применения обсуждаемого метода не ограничивается эллиптическими галактиками. Он также может быть применён к скоплениям галактик. В случае скоплений оказывается целесообразным использовать упрощённую версию анализа (уравнения (2.18)), т.к. количество пробных частиц (роль пробных частиц играют отдельные галактики-члены скопления) значительно меньше, чем для эллиптических галактик. Усреднённая по выборке оценка круговой скорости оказывается практически несмещённой как для богатых, так и для бедных скоплений, а среднеквадратичный разброс остаётся умеренным. В частности, $RMS = 11.3\%$ для скоплений, содержащих 25-30 галактик (точнее, для которых доступны 25-30 измерений лучевых скоростей), и разброс уменьшается до 6.4% для скоплений с более, чем 100 галактик.

Глава 4

Звёздная кинематика массивных эллиптических галактик

4.1 Введение

Как наиболее массивные галактики в локальной Вселенной, гигантские эллиптические галактики служат естественной лабораторией для изучения процессов формирования и эволюции галактик. Современная парадигма формирования галактик представляет собой иерархический сценарий, предполагающий, что галактики раннего типа имеют сложную историю накопления вещества в основном через процесс аккреции маленьких галактик и редкие события крупных слияний (например, де Лучия & Блейзот, 2007; Нааб и др., 2007). Точные измерения массы, а также разделение звёздной и тёмной компонент на разных красных смещениях - ключевые шаги к последовательной теории формирования эллиптических галактик.

В этой главе мы применили локальный метод к маленькой и достаточно произвольно выбранной выборке массивных эллиптических галактик, расположенных в центрах скоплений/групп галактик и ярких в рентгеновском диапазоне. Профили поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей вплоть до нескольких эффективных радиусов получены при помощи спектральных измерений с длинной щелью на 6м телескопе БТА Специальной Астрофизической Обсерватории Российской Академии Наук (САО РАН). Используя архивные рентгеновские данные обсерватории Chandra, мы также рассчитали рентгеновский профиль массы и сравнили его с оптическими оценками, получив тем самым ограничения на вклад нетепловой компоненты в общее давление газа галактик. Из анализа Ликских индексов $H\beta$, Mgb , $Fe5270$ и $Fe5335$ было получено радиальное распределение звёздной массы и оценена доля тёмной материи в пределах специального радиуса R_{sweet} .

4.2 Описание и обоснование метода

4.2.1 Вращение галактик

Эллиптические галактики могут быть поделены на два больших семейства: (1) нормальные эллиптические галактики, существенно вращающиеся и имеющие форму сплюснутых у полюсов эллипсоидов вращения; (2) гигантские эллиптические галактики, которые практически не вращаются и скорее всего являются триаксиальными (например, Корменди и др., 2009; Эмселлем и др., 2007). Строго говоря, локальный подход в его оригинальном виде применим только к не вращающимся сферическим галактикам, каковых в природе (практически) не встречается. Тем не менее, как показали тесты на модельных галактиках, метод всё же позволяет восстановить значение круговой скорости для массивных эллиптических галактик без существенного вращения. Для вращающихся галактик величина V_c , полученная из данных только по $\sigma_p(R)$ и уравнений (2.17) или (2.18), окажется вероятнее всего заниженной. Можем ли мы уменьшить смещение, возникающее из-за вращения, чтобы расширить метод на быстро вращающиеся эллиптические галактики?

Рассмотрим диск, вращающийся со скоростью $\tilde{V}_{\text{rot}}(R)$. При наблюдении под некоторым углом наклона i , где $i = 0^\circ$ соответствует проекции “плашмя”, наблюдаемая скорость вращения вдоль видимой большой оси есть просто $V_{\text{rot}}(R) = \tilde{V}_{\text{rot}}(R) \sin i$. После усреднения по всем возможным углам наклона $0 \leq i \leq \pi/2$ получаем

$$\langle V_{\text{rot}}^2 \rangle = \int_0^{\pi/2} V_{\text{rot}}^2 \cos i \, di = \int_0^{\pi/2} \tilde{V}_{\text{rot}}^2 \sin^2 i \cos i \, di = \frac{1}{3} \tilde{V}_{\text{rot}}^2, \quad (4.1)$$

т.е. истинная скорость вращения в $\sqrt{3}$ раз больше, чем усреднённая наблюдаемая скорость. Это соотношение похоже на соотношение между просто оценкой V_c и наблюдаемой дисперсией лучевых скоростей в окрестности специального радиуса R_{sweet} (уравнения 2.18, $\alpha = 2$). В силу того, что коэффициент, связывающий V_c и σ_p на R_{sweet} не (сильно) зависит от неизвестной конфигурации орбит звёзд, можно использовать величину $V_{\text{rms}}^2(R) = \sigma_p^2(R) + V_{\text{rot}}^2(R)$ (среднеквадратичная скорость), где $V_{\text{rot}}(R)$ - наблюдаемая скорость вращения, вместо $\sigma_p(R)$ в уравнениях (2.17) или (2.18), чтобы иметь возможность оценить круговую скорость выборки галактик, включающей в себя быстро вращающиеся объекты. Понятно, что для сплюснутых у полюсов вращающихся галактик оценка V_c , полученная из V_{rms} , окажется завышенной при наблюдениях галактики с ребра и заниженной, когда диск виден “плашмя”. Но после усреднения по разным углам наклона смещение становится близким к нулю. Предложение использовать V_{rms} вместо $\sigma_p(R)$ в уравнениях (2.17) или (2.18) мы также протестировали на выборке модельных галактик, полученных из космологических симуляций высокого разрешения Озер и др. (2010, 2012). Выборка включает в себя и быстро, и медленно вращающиеся галактики в пропорции, примерно согласующейся с результатами обзора ATLAS^{3d} (Эмселлем и др., 2007, 2011; Нааб и др., 2014).

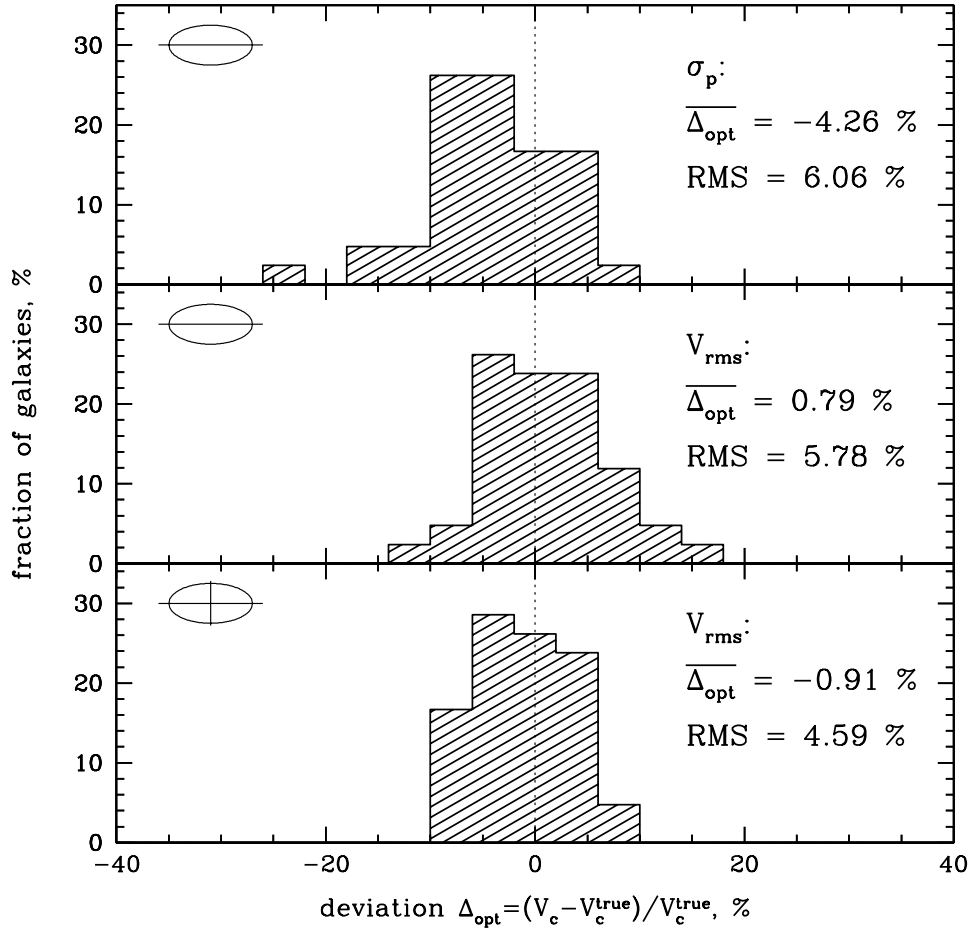


Рис. 4.1. Доля галактик, выраженная в %, как функция отклонения $\Delta_{opt} = (V_c^{iso} - V_c^{true}) / V_c^{true}$ для выборки модельных галактик с $\sigma_p(R_{eff}) > 150$ км/с. Для каждой галактики рассмотрен набор случайных проекций. Для каждой проекции были получены профили $I(R)$, $\sigma_p(R)$ и $V_{rot}(R)$. Для каждой галактики усреднены локальные оценки круговой скорости по всем возможным углам наклона галактики. Гистограмма на верхней панели показывает результат анализа только профилей $I(R)$ и $\sigma_p(R)$, измеренных вдоль щели, ориентированной вдоль большой оси, без учёта возможного вклада $V_{rot}(R)$. В этом случае оценка круговой скорости после усреднения по выборке оказывается заниженной. Это смещение можно, в принципе, компенсировать, рассматривая $V_{rms}(R) = \sqrt{\sigma_p(R) + V_{rot}(R)}$ вместо $\sigma_p(R)$ в уравнениях (2.17), что и продемонстрировано на средней панели. Гистограмма на нижней панели показывает оценки V_c , когда доступны профили вдоль большой и малой осей, а также использована величина V_{rms} вместо $\sigma_p(R)$. Усреднённая по выборке оценка круговой скорости оказывается практически несмещенной, распределение выглядит примерно симметричным, и среднеквадратичный разброс умеренный.

Сначала для каждой модельной галактики мы вычисляем профили поверхностной яркости, дисперсии лучевых скоростей и скорости вращения вдоль видимой большой оси галактики, имитируя длиннощелевые наблюдения. Затем мы оцениваем круговую скорость двумя путями: 1) используя информацию о $\sigma_p(R)$ (уравнения (2.17)) только и 2) используя $V_{\text{rms}}(R) = \sqrt{\sigma_p^2(R) + V_{\text{rot}}^2(R)}$ вместо $\sigma_p(R)$. Далее мы считаем усреднённое по всем возможным углам наклона галактики отклонение Δ_{opt} оценки круговой скорости от её истинного значения $V_c^{\text{true}}(r) = \sqrt{GM(< r)/r}$. Мы рассматриваем только галактики, дисперсия лучевых скоростей которых на эффективном радиусе $\sigma_p(R_{\text{eff}})$ превышает 150 км/с (при наблюдении галактики с ребра). Таким образом, исследуемая выборка состоит 26 объектов. Результаты анализа представлены в виде гистограмм (доля галактик как функция отклонения оценки круговой скорости от истинного её значения) на Рисунке 4.1. На верхней панели Рисунка 4.1 представлена гистограмма для случая, когда вращение не учитывается при анализе. Средняя оценка V_c оказывается недооцененной: $\overline{\Delta_{\text{opt}}} = -4.3\%$. Если мы заменим $\sigma_p(R)$ на $V_{\text{rms}}(R) = \sqrt{\sigma_p^2(R) + V_{\text{rot}}^2(R)}$ в уравнениях (2.17), то получим практически не смещённую (в пределах статистических ошибок) оценку круговой скорости со среднеквадратичным разбросом $RMS \approx 6\%$ (средняя панель Рисунка 4.1). В то время как для сплюснутых у полюсов эллиптических галактик наблюдения вдоль большой оси несут в себе всю необходимую информацию для простой оценки массы, вращение вдоль малой оси для триаксиальных галактик может быть существенным. Если доступны измерения вдоль большой и малой осей галактики, использование $V_{\text{rms}}^2 = \frac{I_1 V_{\text{rms},1}^2 + I_2 V_{\text{rms},2}^2}{I_1 + I_2}$ делает распределение $\Delta_{\text{opt}} = (V_c - V_c^{\text{true}})/V_c^{\text{true}}$ более симметричным, чем для случая с данными вдоль одной щели, и уменьшает среднеквадратичный разброс до 4.6% (нижняя панель Рисунка 4.1). Отметим, что для выборки галактик, состоящей только из сплюснутых у полюсов вращающихся галактик, нет смысла использовать взвешенную среднеквадратичную скорость $V_{\text{rms}}^2 = \frac{I_1 V_{\text{rms},1}^2 + I_2 V_{\text{rms},2}^2}{I_1 + I_2}$, т.к. это приведёт к недооценке круговой скорости (сравните средние отклонения на средней и нижней панелях). Однако, если выборка содержит также и триаксиальные гало, то такой подход позволит уменьшить разброс, не сильно влияя на величину смещения. По крайней мере для исследуемой выборки из 26 модельных объектов смещение не существенно, т.е. $\overline{\Delta_{\text{opt}}} < RMS/\sqrt{N}$.

4.2.2 Алгоритм оценки V_c

Основываясь на результатах, полученных выше, был разработан следующий алгоритм оценки круговой скорости:

1. Сперва необходимо на основе наблюдаемых профилей поверхностной яркости $I(R)$ и дисперсии лучевых скоростей вычислить логарифмические производные α , γ и δ , используя уравнения (2.16).

2. Получить круговую скорость $V_c(R)$ для изотропных, радиальных и круговых орбит звёзд, используя уравнения (2.17) в случае надёжных данных (полный анализ) или уравнения (2.18) в случае шумных наблюдательных данных (упрощённая версия анализа). Для вращающихся галактик предлагается использовать $V_{\text{rms}}(R)$ вместо $\sigma_p(R)$ в уравнениях (2.17) или (2.18).
3. Оценить V_c как $V_c^{\text{iso}}(R_{\text{sweet}})$ на специальном радиусе R_{sweet} , на котором значения $V_c^{\text{iso}}(R)$, $V_c^{\text{circ}}(R)$ и $V_c^{\text{rad}}(R)$ максимально близки друг к другу. На R_{sweet} чувствительность метода к параметру анизотропии β ожидается минимальной, поэтому оценка круговой скорости на данном конкретном радиусе не сильно подвержена влиянию неизвестного распределения орбит звёзд.

4.3 Анализ

4.3.1 M87

В этом параграфе мы пошагово проиллюстрируем описанный алгоритм на массивной галактике M87 (NGC4486). Это близкая (16.1 Мпк) гигантская эллиптическая галактика, яркая в рентгеновском диапазоне. Распределение массы этой галактики было изучено в деталях множеством методов, и процедура, аналогичная той, что описана в параграфе 4.2.2 была уже применена к M87 (Чуразов и др., 2010). Однако, новые данные по звёздной кинематике оправдывают повторный анализ этой галактики.

Начиная с 1960-х годов M87 активно изучается, и сейчас доступно большое количество наблюдательных данных. Мы фокусируемся на недавней работе Мёрфи и др. (2011) (здесь и далее ‘M11’), в которой был получен профиль массы M87 из аксиально симметричного моделирования орбит звёзд, а также проведено сравнение полученного распределения массы с другими оценками, доступными в литературе.

Моделирования Шварцшильда (Шварцшильд, 1979) рассматривается как передовой метод исследования близких галактик, позволяющий восстановить массу и орбитальную анизотропию с точностью $\sim 15\%$ (Томас и др., 2005). Этот метод состоит в анализе трёхмерной орбитальной структуры звёздной системы в некотором предполагаемом гравитационном потенциале и в получении наблюдаемых фотометрических и кинематических данных посредством суперпозиции построенных орбит. Предполагается, что система находится в динамическом равновесии и, как правило, наблюдается с ребра (например, Гебхардт и др., 2000, 2003; Томас и др., 2004, 2005).

Предполагая, что профили массы и круговой скорости для M87, полученные в работе M11, точны и не смещены (не ожидается наличие существенных систематических неопределённостей в динамических моделях (например, Томас и др., 2007а)), мы будем сравнивать наши простые оценки с этими кривыми.

Для анализа мы используем тот же набор данных, что и в работе M11. В частности, профиль поверхностной яркости взят из работы Корменди и др. (2009), в качестве данных по звёздной кинематике были использованы данные проекта SAURON

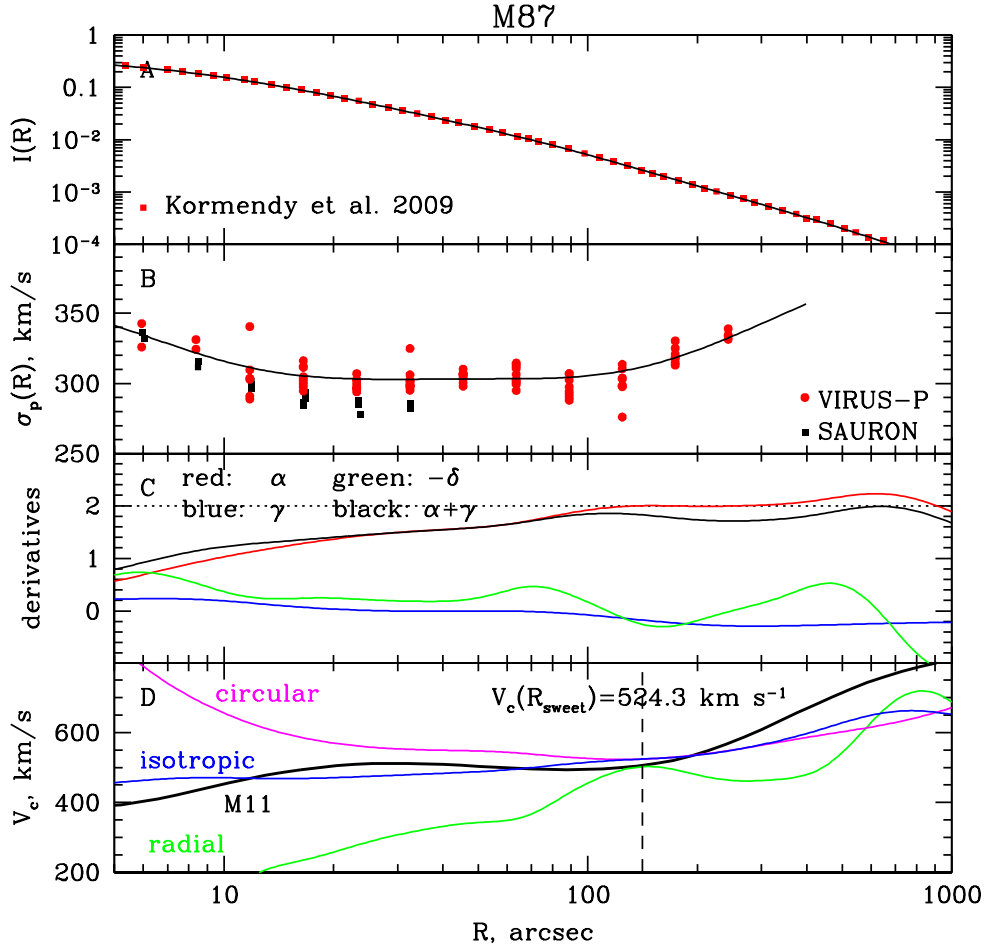


Рис. 4.2. Оценка круговой скорости M87. Поверхностная яркость звёзд и дисперсия лучевых скоростей показаны на панелях (A) и (B) соответственно. Наблюдательные данные представлены как точки, а smoothed кривые, используемые для подсчета вспомогательных коэффициентов α , γ , δ , - как чёрные сплошные линии. Логарифмические производные α , γ , $-\delta$ и $\alpha + \gamma$ (уравнения 2.16) показаны на панели (C) красным, синим, зелёным и чёрным цветами соответственно. Аналитические профили круговой скорости для изотропных орбит звёзд (в синем цвете), идеально радиальных (в зелёном) и идеально круговых (в пурпурном) орбит, а также круговая скорость (в чёрном) из работы M11 представлены на панели (D).

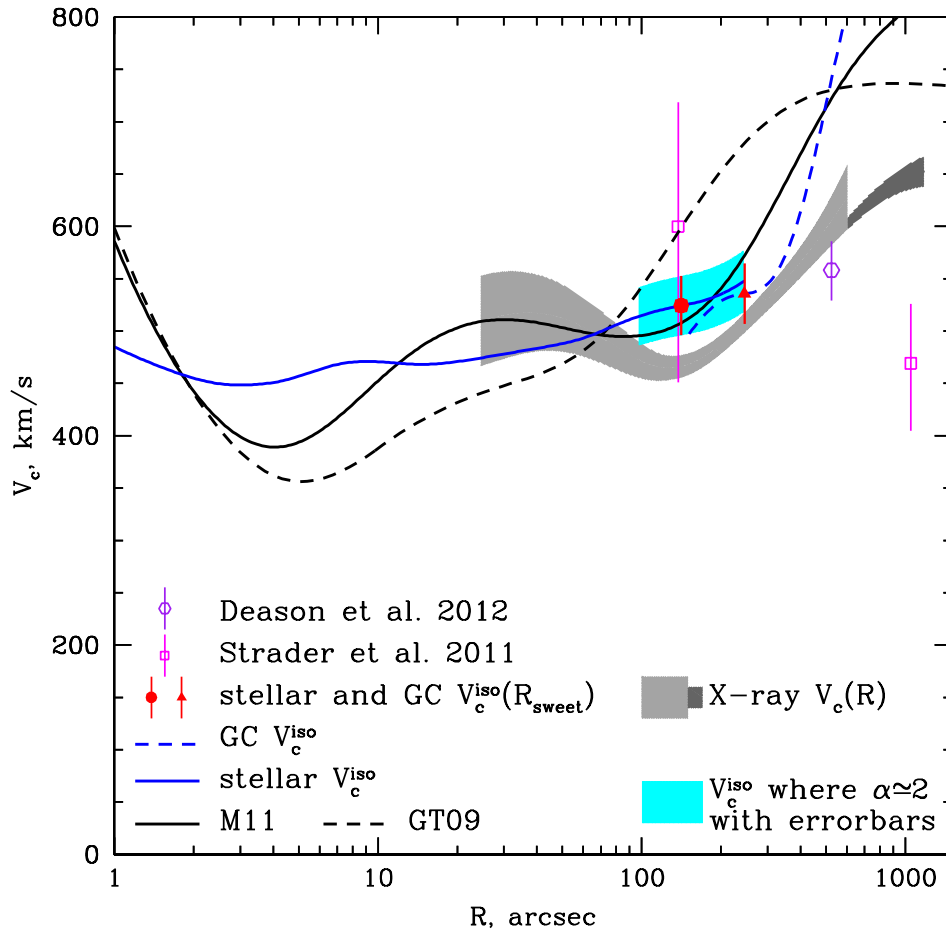


Рис. 4.3. Сравнение простых локальных оценок круговой скорости для M87 с профилями V_c , полученными передовыми методами. Сплошная линия - модель, полученная в работе M11, штриховая - профиль круговой скорости из GT09. V_c^{iso} , полученная на основе того же набора данных (в основном, фотометрия и кинематика звёзд), который использовался в M11, показана сплошной синей линией. Профиль V_c^{iso} , результирующий из тех же данных по шаровым скоплениям, что использовались в GT09, показан синей штриховой линией. Красным кружком и красным треугольником представлены простые локальные оценки круговой скорости, полученные из тех же наборов данных, что лежат в основе моделей M11 и GT09 соответственно. Серым цветом показана круговая скорость с ошибками, полученная из анализа рентгеновских данных обсерваторий Chandra и XMM. Оценки V_c из недавних работ (Дисон и др. 2012 и Страдер и др. 2011) показаны фиолетовой и пурпурными точками.

(Эмселлем и др., 2004) и данные из M11, полученные при помощи инструмента VIRUS-P.

Сперва мы вычисляем вспомогательные коэффициенты α , γ и δ (уравнения 2.16) на основе сглаженных профилей $I(R)$ и $\sigma_p(R)$ (процедура сглаживания подробно описана в работе Чуразов и др. 2010). Профили $I(R)$ и $\sigma_p(R)$ для M87 показаны на Рисунке 4.2, панели (A) и (B). Поверхностная яркость звёзд из Корменди и др. (2009) показана красными квадратами. Измерения дисперсии лучевых скоростей проекта SAURON и инструмента VIRUS-P представлены красными кружками и чёрными квадратами соответственно. При сглаживании дисперсии лучевых скоростей, мы используем только данные SAURON в диапазоне радиусов $R \lesssim 8''$, и SAURON, и VIRUS-P данные в диапазоне $8'' \leq R \leq 16''$ и только VIRUS-P для $R \geq 16''$, как это сделано в работе M11. Логарифмические производные показаны на панели (C). Отметим, что $\alpha \approx 2$ при $100'' \leq R \leq 300''$. В этом радиальном диапазоне мы ожидаем слабую зависимость от параметра анизотропии β , и что кривая круговой скорости для изотропных орбит близка к истинной круговой скорости. Посредством уравнений (2.17) мы вычисляем $V_c(R)$ для изотропного распределения орбит звёзд (в синем цвете), для идеально радиальных и идеально круговых (в зелёном и пурпурном цветах соответственно). Эти три кривые пересекают друг друга на специальном радиусе $R_{\text{sweet}} \approx 141''$, на котором мы оцениваем $V_c^{\text{opt}}(R_{\text{sweet}}) \equiv V_c^{\text{iso}}(R_{\text{sweet}}) \approx 524.3$ км/с. Относительная ошибка нашей оценки на R_{sweet} по отношению к круговой скорости $V_c^M(R_{\text{sweet}})$ из M11 (Рисунок 4.2, панель (D), чёрная сплошная кривая) равна $\Delta = (V_c^{\text{opt}} - V_c^M) / V_c^M = 3.3\%$. Таким образом, в пределах ожидаемой неопределённости ¹ наша простая оценка на специальном радиусе R_{sweet} хорошо согласуется с круговой скоростью, полученной из моделирования Шварцшильда.

Рассматриваемый метод не только простой и быстрый в исполнении, результирующая оценка оказывается не сильно зависящей от качества наблюдаемых данных. Для демонстрации этого утверждения мы проанализировали набор данных, который использовался для моделирования M87 в работе Гебхардт & Томас (2009) (здесь и далее “ГТ09”). Авторы работ ГТ09 и M11 получили профиль массы M87 из практически одинаковых осесимметричных динамических моделей. Основное отличие состоит в использованных наблюдательных данных. ГТ09 использовали звёздные кинематические профили проекта SAURON (Эмселлем и др., 2004) и из ван дер Марел (1994) на $R \lesssim 40''$. На больших радиусах ГТ09 основывались на данных по поверхностной плотности шаровых скоплений из работы МакЛоклин (1999), а индивидуальные скорости шаровых скоплений были взяты из Коте и др. (2001). Для этого набора данных простая локальная оценка круговой скорости даёт $V_c = 535.6$ км/с на $R_{\text{sweet}} = 245.5''$. Эта оценка фактически получена только из данных по шаровым скоплениям. Она на $\approx 21\%$ меньше круговой скорости, полученной в ГТ09, но хорошо согласуется ($\Delta = 6.4\%$) с кривой вращения из M11. На Рисунке 4.3 представлены профили круговых скоростей, полученных различными методами. Профили, извлечённые из динамических моделей M11

¹5.4%, как было получено в главе 3 и в работе Лыскова и др. (2012) для выборки медленно вращающихся модельных галактик

и ГТ09, показаны чёрной сплошной и чёрной штриховой линиями соответственно. Простые локальные оценки V_c показаны красным кружком (оценка, полученная на основе данных из работы М11) и красным треугольником (на основе данных из ГТ09). V_c^{iso} в радиальном диапазоне, где логарифмический наклон поверхностной яркости $\alpha \simeq 2$, с ожидаемой неопределённостью в $\pm 5.4\%$ показана голубым. Серая заштрихованная область демонстрирует результат анализа архивных рентгеновских данных обсерваторий Chandra и ХММ. Профили плотности и температуры газа были получены депроекцией рентгеновских данных в предположении сферической симметрии (детали см. в параграфе 4.3.3). Затем из уравнения гидростатического равновесия газа получено распределение массы. Ширина заштрихованной области определяется в основном не статистическими вариациями, а систематическими отклонениями $V_c(R)$, связанными с тем, какие предположения об обилии металлов были сделаны. Профиль круговой скорости с неопределённостями, полученный на основе только ХММ данных, показан тёмно серой заштрихованной областью. Расхождение между профилями V_c из динамического моделирования и рентгеновского анализа может быть объяснено вкладом в нетеплового давления газа в полное давление (Чуразов и др., 2008). “Покачивание” рентгеновской кривой $V_c(R)$ at $R \sim 200''$ связано с квазисферической ударной волной, порождённой сверхмассивной чёрной дырой в центре М87.

Сравнивая оптическую оценку круговой скорости для М87 на специальном радиусе R_{sweet} с рентгеновской оценкой на том же радиусе, получаем $\frac{V_c^{\text{opt}}}{V_c^X} \approx 1.12$, что подразумевает $\sim 25\%$ вклад нетеплового давления. Отметим, однако, специальный радиус R_{sweet} оказался в окрестности фронта ударной волны (Форман и др., 2007), и рентгеновская круговая скорость, вероятно, недооценена вблизи “углубления”. Ранее уже проводилось сравнение рентгеновских данных с результатами анализа оптических наблюдений из работ Романовски & Кочанек (2001) и ГТ09 (Чуразов и др. 2008, 2010). В первом случае (Романовски & Кочанек 2001+рентген) вклад нетеплового давления не превышал $\sim 10\%$ от теплового, в то время как сравнение с результатами работы ГТ09 давало оценку на вклад нетепловой компоненты в 50%. Причина этого расхождения лежит в разнице оптических данных. С новыми данными и анализом (М11) это расхождение практически нивелируется. Отметим также, что в работах Чуразов и др. (2008, 2010) рентгеновская оценка круговой скорости $V_c^X \sim 440$ км/с была получена из подгонки гравитационного потенциала соотношением $\Phi(R) = V_c^2 \ln r + \text{const}$ в широком диапазоне радиусов - от $0.1'$ до $5'$.

4.3.2 Наблюдения и обработка данных

Спектроскопические наблюдения в прямом фокусе 6м телескопа CAO РАН были сделаны при помощи многорежимного фокального редуктора SCORPIO (Афанасьев & Моисеев, 2005) и его новой версии SCORPIO-2 (Афанасьев & Моисеев, 2011). В режиме длинной щели оба прибора имеют щель 6 угловых минут в длину и пространственный масштаб вдоль щели 0.36 угловых секунд на пиксель. Однако, имея

Таблица 4.1. Выборка эллиптических галактик. В колонках представлено следующее: (1) - название галактики; (2) - красное смещение из базы данных NASA/IPAC; (3) - принятое расстояние; (4) - центральная дисперсия лучевых скоростей из HyperLeda; (5) - плотность колонки водорода из работы Дики & Локман 1990.

Имя (1)	z (2)	D , Мпк (3)	σ_c , км/с (4)	N_H , 10^{20} см $^{-2}$ (5)
NGC 708	0.016195	68.3	229.8 ± 9.7	5.37
NGC 1129	0.017325	73.1	329.5 ± 15.1	9.81
NGC 1550	0.012389	52.1	308.0 ± 6.2	11.5
NGC 4125	0.004523	23.9	226.8 ± 6.9	1.84
UGC 3957	0.034120	145.9	331.1 ± 35.1	4.63

Таблица 4.2. Журнал наблюдений

Галактика	PA ($^\circ$)	Дата	Ширина щели ($''$)	Спектр. диапазон (\AA)	Спектр. разр. (\AA)	Время эксп. (мин)	Види- мость ($''$)
NGC 708	-4	05.10.2011	1.0	4840–5610	2.2	180	1.1–1.2
	215	03.10.2011	1.0	4840–5610	2.2	185	1.4–3.5
NGC 1129	166	21.10.2012	0.5	4080–5810	3.0	180	1.2–1.4
	256	15.10.2012	0.5	4080–5810	3.0	180	1.4–1.5
NGC 1550	116	09.12.2012	1.0	3700–7200	5.1	180	1.5–1.6
	206	16-17.10.2012	0.5	4080–5810	3.0	180	1.3–1.6
NGC 4125	175	14.04.2013	1.0	4840–5610	2.2	160	1.2–1.3
	265	19.10.2012	0.5	4080–5810	3.0	200	1.6–1.7
UGC 3957	287	03.11.2010	1.0	4415–6015	2.2	180	1.1–1.5

похожее спектральное разрешение, SCORPIO-2 обеспечивает вдвое больший спектральный диапазон. На SCORPIO в качестве детектора использовалась ПЗС-матрица EEV 42-40, на SCORPIO-2 - E2V 42-90.

В Таблице 4.1 приведены исследуемые галактики, а в Таблице 4.2 представлен журнал наблюдений: позиционные углы щели спектрографа для каждой галактики, дата наблюдений, ширина щели, спектральный диапазон, спектральное разрешение (оценённое как средняя FWHM линий ночного неба), полная экспозиция T_{exp} и условия видимости (англ. “seeing”). Как правило, исследуемые галактики наблюдались в двух положениях щели: вдоль фотометрических большой и малой осей. Исключение составляют только NGC 708 (вторая щель была расположена вдоль полосы пыли, пересекающей ядро галактики) и UGC 3957, для которой были сделаны только наблюдения вдоль большой оси.

Обработка данных проводилась стандартным образом с использованием пакета программ в среде IDL разработанным в CAO РАН (Афанасьев & Моисеев, 2005). Измерения распределения лучевых скоростей V_{rot} и звёздной дисперсии скоростей σ_p были получены кросс-корреляцией спектров галактик со спектрами звёзд - спектрофотометрических стандартов, наблюдавшихся в те же ночи. Процедура измерения подробно описана в работах (Моисеев, 2001; Сильченко и др., 2010). Мы наблюдали несколько звёзд - шаблонов спектральных классов III G8 - III K5, а также сумеречное небо (т.е. солнечный спектр). Для финальных измерений мы отобрали шаблон, дающий наибольший коэффициент корреляции. Оценивая параметры звёздной кинематики, мы использовали логарифмическое биннирование вдоль щели с целью обеспечить достаточное отношение сигнала к шуму ($S/N > 15 - 20$ на бин в каждом пикселе). Также в каждом пучке мы определили поверхностную яркость $I(R)$ как интегральную интенсивность звёздного континуума в диапазоне 5040 – 5140 Å. На Рисунке 4.4 представлены результаты наших спектральных наблюдений, а также изображения галактик в V-диапазоне, сделанные в те же ночи в режиме прямых снимков приборами SCORPIO и SCORPIO-2.

4.3.3 Круговая скорость из рентгеновских данных

Используя данные в свободном доступе обсерватории Chandra, мы получили профили круговых скоростей исследуемых галактик в предположении о гидростатическом равновесии. Процедура анализа данных подробно описана в работе Чуразов и др. (2010). Приведём краткое описание её ключевых моментов.

Сперва для каждого наблюдения мы следуем процедуре обработки, описанной в Вихлинин и др. (2005), т.е. отфильтровываем периоды высокого фона и применяем калибровочную коррекцию к зарегистрированным рентгеновским фотонам, а также определяем интенсивность фона.

Затем мы применяем непараметрическую процедуру депроекции, описанную в работах Чуразов и др. (2003, 2008). Её суть состоит в следующем: наблюдаемые рентгеновские спектры в концентрических кольцах моделируются линейной комбинацией спектров в сферических оболочках; две последовательности спектров связаны матрицей,

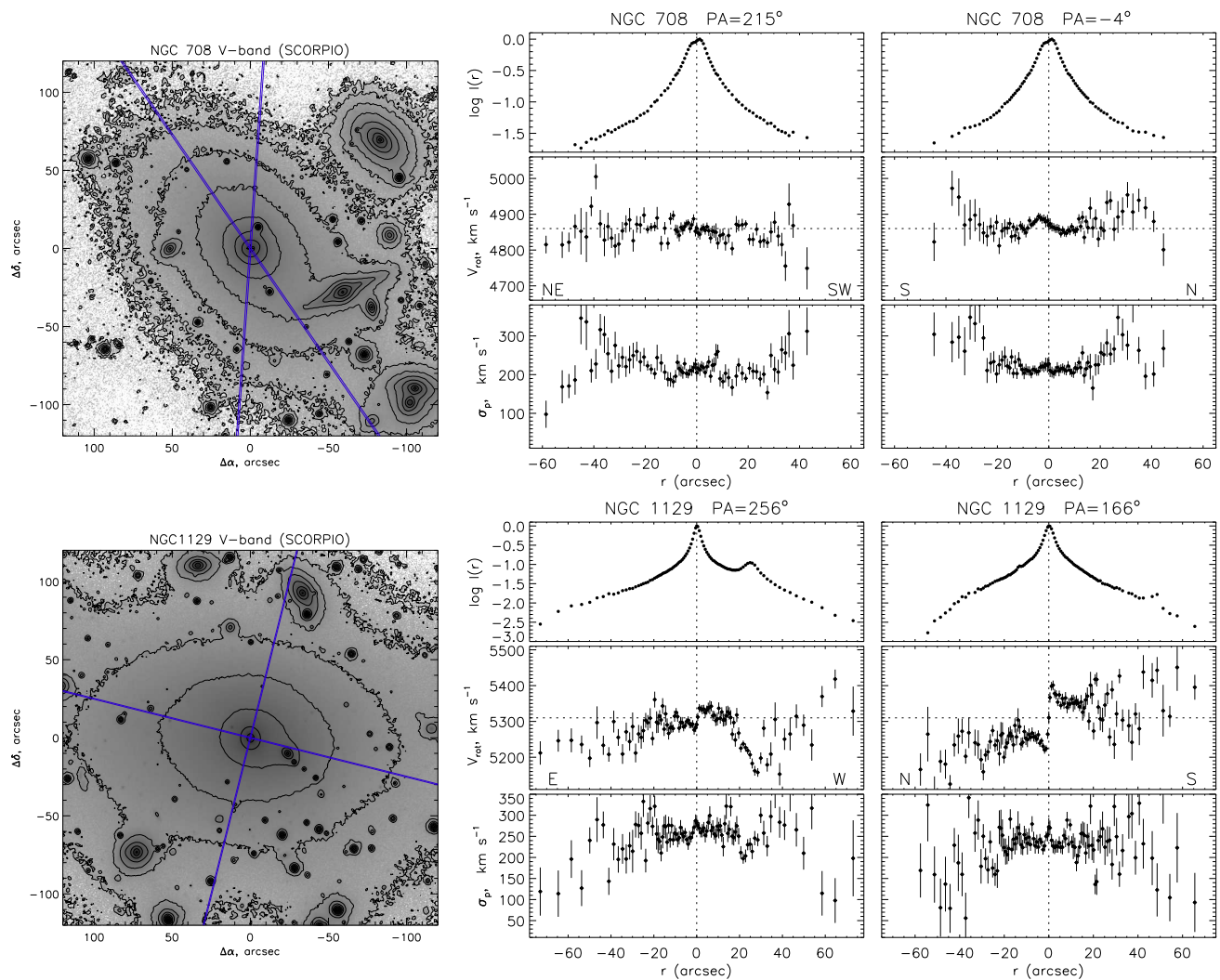


Рис. 4.4. Результаты наблюдений на 6м телескопе САО РАН. Слева: Изображения в фильтре V и положения щели спектрографа. Посередине: распределение поверхностной яркости звёздного континуума, лучевые скорости и дисперсия лучевых скоростей звёзд, измеренные вдоль большой оси. Пунктирная линия обозначает положение ядра и принятое значение скорости системы. В случае NGC 1129 на $r \approx 20 - 30''$ щель пересекает галактику-компаньона. Справа: то же для второго положения щели. На больших радиусах неопределенности в дисперсии лучевых скоростей, вероятно, недооценены, т.к. они не учитывают систематические ошибки, возникающие при вычитании неба.

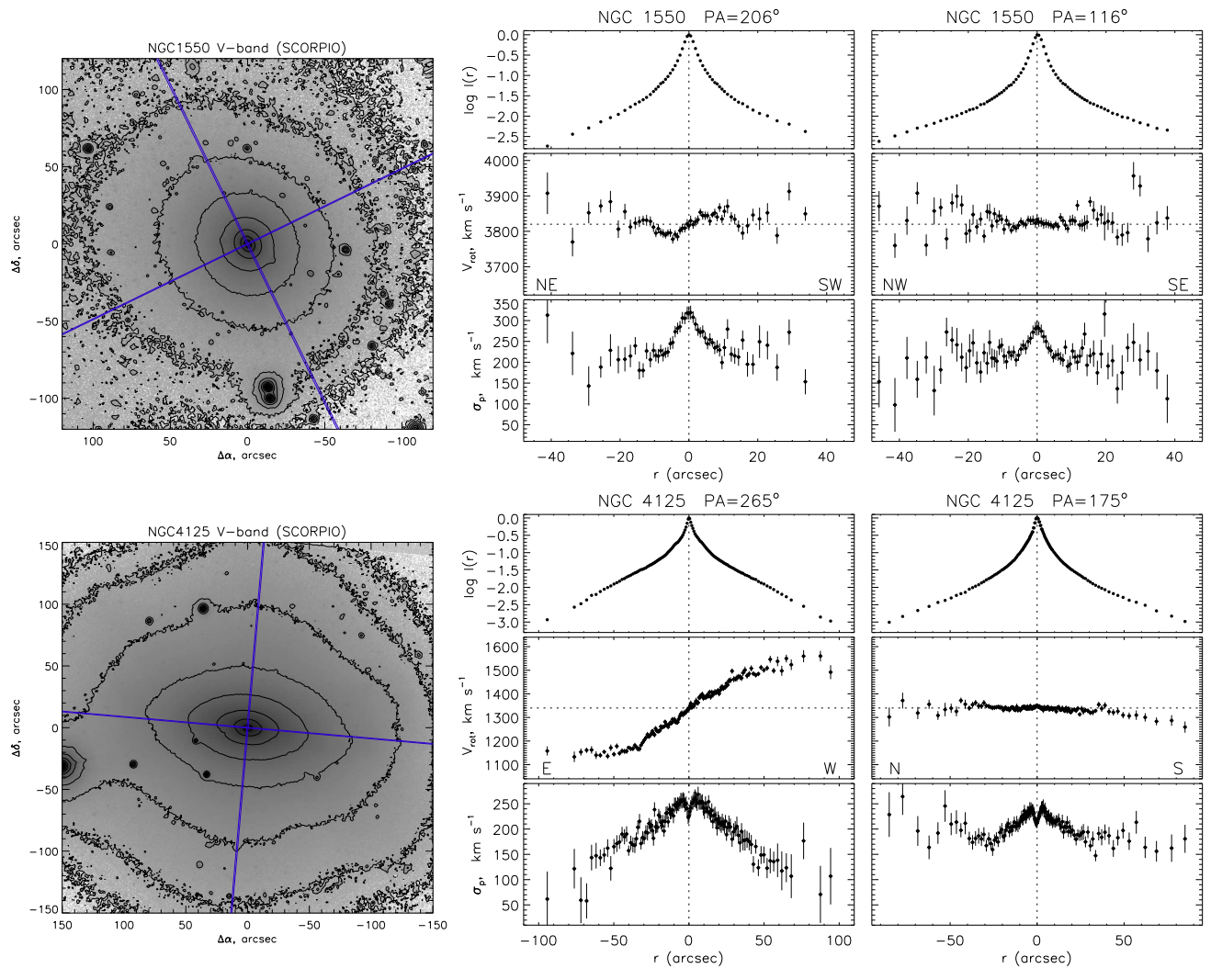


Рис. 4.4. (Продолжение)

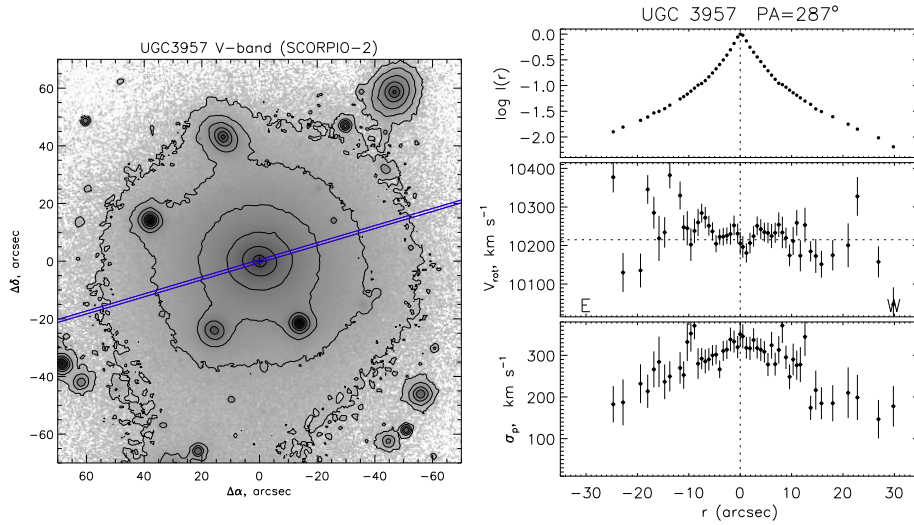


Рис. 4.4. (Продолжение)

описывающей проекцию оболочек на кольца. Чтобы учесть вклад спроецированного излучения газа на больших расстояниях от центра (т.е. на расстояниях, превышающих размер области r_{max} , покрытой имеющимися наблюдениями), необходимо сделать явное предположение о профилях плотности/температуры газа. Мы предполагаем, что на всех энергиях объёмная излучательная способность газа на $r > r_{max}$ убывает с радиусом по степенному закону. Наклон этого степенного закона оценивается исходя из наблюдаемого профиля рентгеновской поверхностной яркости на $r \lesssim r_{max}$. Предположение о одинаковой степенной зависимости во всех диапазонах энергий фактически означает постоянную форму спектра и, следовательно, изотермичность газа за пределами r_{max} . Вклад этих слоёв добавлен в матрицу проекции с нормировкой в качестве дополнительного свободного параметра. Определяется матрица, обратная к итоговой матрице депроекции, и спектры оболочек вычисляются в явном виде применением полученной обратной матрицы к данным в узких диапазонах энергий.

Результирующие спектры аппроксимируются в пакете программ XSPEC (Арнод, 1996) моделью APEC однотемпературной оптически тонкой плазмы (Смит и др., 2001). Зафиксированные при моделировании значения красного смещения z (из базы данных NED - NASA/IPAC Extragalactic Database) и плотности колонки нейтрального водорода N_H вдоль луча зрения (Дики & Локман, 1990) приведены в Таблице 4.1. Для каждой сферической оболочки мы определяем меру эмиссии (и, следовательно, плотность газа) и температуру газа. Эти величины необходимы для вычисления распределения массы посредством уравнения гидростатического равновесия. Для низких температур (менее 1 кэВ) и примерно солнечного обилия тяжелых элементов излучение в линиях обеспечивает значительный вклад в поток в диапазоне энергий 0.5-2 кэВ. Спектральное разрешение современных рентгеновских телескопов, к сожалению, не всегда позволяет разделить излучение в континууме и в линиях. Как результат, мера эмиссии и обилие антикоррелированы, что может привести к большому разбросу в значениях

меры эмиссии, обеспечивающих наилучшее соответствие. В качестве промежуточного, но не являющимся полностью удовлетворительным решения мы фиксируем обилие на значении в 0.5 от солнечного для всех оболочек и используем стандартную таблицу солнечного обилия металлов в XSPEC (Андерс & Гревессе, 1989). К этому вопросу мы ещё вернёмся ниже.

Имея данные по концентрации газа n и температуре T в каждой оболочке, можно оценить профили $M(r)$ или $V_c(r)$ посредством уравнения гидростатического равновесия:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{d\Phi}{dr} = \frac{V_c^2}{r} = \frac{GM}{r^2}, \quad (4.2)$$

где, напомним, $P = nkT$ - давление газа, $\rho = \mu m_p n$ - плотность газа (m_p - массы протона). Средний атомный вес μ положен равным 0.61.

Результирующие профили круговой скорости $V_c^X(r)$ для всех галактик в исследуемой выборке показаны на Рисунке 4.6 (нижние панели) чёрными толстыми линиями с ошибками, представленными чёрными заштрихованными областями. Следует помнить, что предполагая гидростатическое равновесие, мы пренебрегаем возможным нетепловым вкладом в давление, возникающим из-за турбулентности в тепловом газе, космических лучей, магнитных полей и не излучающих релятивистских протонов (например, Чуразов и др., 2008). Таким образом, сравнение оптической и рентгеновской оценок круговой скорости может обеспечить ограничения на вклад нетепловых частиц в давление газа. С помощью космологических симуляций высокого разрешения было показано, что движения газа вносят $\sim 5\%$ -ный вклад в общее давление в центре и до $\sim 15 - 20\%$ на r_{500} в системах с завершившимися процессами релаксации (например, Лау и др., 2009; Журавлёва и др., 2013). Согласно недавним работам, в которых проводилось сравнение рентгеновской оценки массы с профилем массы, полученным передовыми методами динамического моделирования, вклад нетепловой компоненты может составлять до $\sim 50\%$ (например, Шен & Гебхардт 2010, Русли и др. 2011, GT09), хотя неопределённости в модельных предположениях могут оказаться существенными (Буоте & Хамфри, 2012a). В силу того, что наш простой метод обеспечивает несмещённую оценку массы на специальном радиусе R_{sweet} , которая практически не зависит от анизотропии, мы интерпретируем разницу в рентгеновском и оптическом измерениях на R_{sweet} как проявление отклонения от гидростатического равновесия. В частности, отношение $f_{nt} = (M_{\text{opt}} - M^X)/M_{\text{opt}}$ даёт оценку вклада нетеплового давления в полное давление, предполагая, что это отношение не меняется с радиусом. В этом приближении $M^{X,c}(r) = M^X(r)/(1 - f_{nt})$ - оценка массы на других радиусах.

В силу того, что давление газа предполагается изотропным, расхождение между откорректированной рентгеновской круговой скоростью $V_c^{X,c}$ и изотропной V_c^{iso} , полученной из уравнения Джинса, может дать представление об орбитальной структуре галактики. Например, на маленьких радиусах $V_c^{X,c} > V_c^{\text{iso}}$ свидетельствует в пользу более круговых орбит, а на больших радиусах это неравенство будет соответствовать более радиальным орбитам. Надёжность этих предсказаний сильно зависит от полученных V_c^X и V_c^{iso} .

NGC 0708

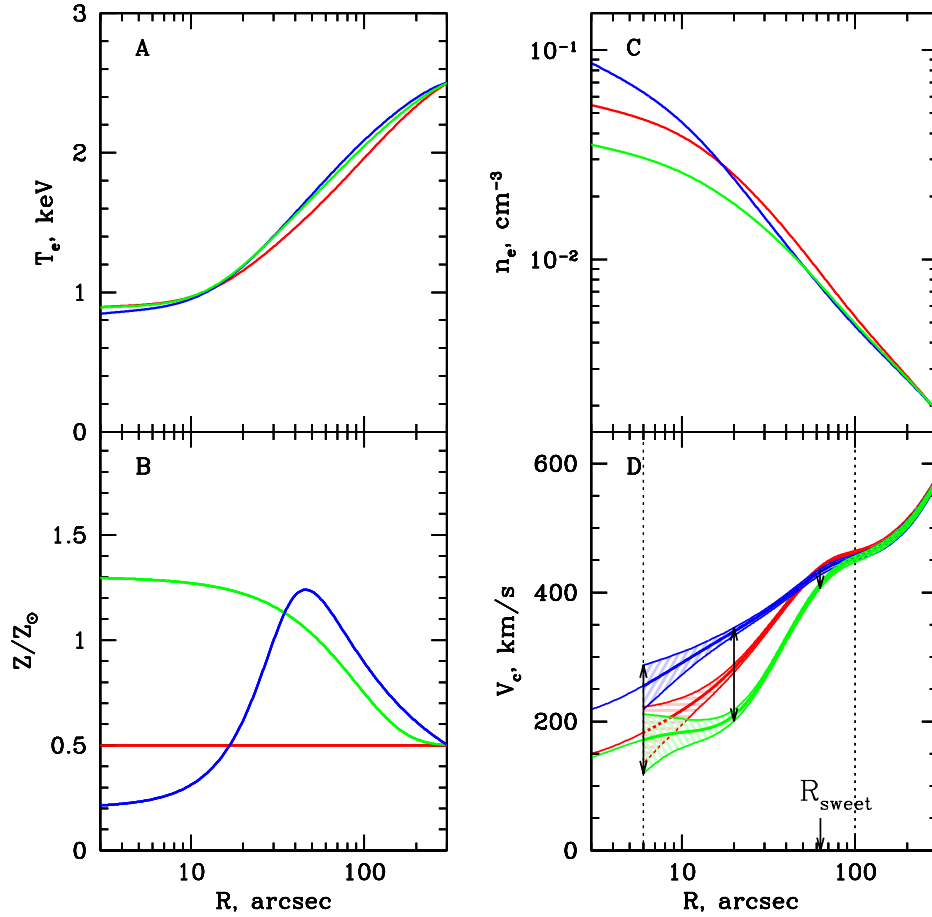


Рис. 4.5. Влияние градиента обилия на профиль круговой скорости. На панели (A) показан профиль температуры NGC 0708, полученный в результате сферической де-проекции, на панели (B) - предполагаемые модели распределения металличности, на панели (C) - плотность газа, и, наконец, на панели (D) - результирующие круговые скорости с 1σ -ошибками, оцененными из 1000 Монте-Карло реализаций. Вертикальная пунктирная линия маркирует область, в которой доступны и оптические, и рентгеновские данные. Стрелка показывает разброс в оценках круговой скорости, который соответствует разным профилям обилия.

Проиллюстрируем влияние нашего предположения о плоском профиле обилия $Z = 0.5Z_{\odot}$ и оценим возникающие ошибки на полученную круговую скорость.

На низких температурах ($\lesssim 2$ кэВ) обилие металлов, полученное из рентгеновских спектров с ограниченным энергетическим разрешением современных рентгеновских телескопов, связано с неоднозначностью разделения излучения в линиях и континуума. В то время как полученная круговая скорость слабо чувствительна к конкретному значению металличности в спектральных моделях, на неё могут существенно повлиять радиальные вариации обилия тяжелых элементов (например, Джонсон и др., 2009; Чуразов и др., 2010).

Измерения обилия могут быть неточными, смещёнными (например, Буоте, 2000), поэтому мы постарались сделать консервативную оценку влияния меняющейся с радиусом металличности, включая в спектральную модель несколько аналитических профилей металличности и вновь аппроксимируя депроецированные данные, оставляя при этом нормировку и температуру свободными параметрами².

В качестве примера, на Рисунке 4.5 приведены полученные профили плотности, температуры и круговой скорости³ для NGC 0708. Статистические ошибки оценены из 1000 Монте-Карло реализаций. Здесь мы рассматриваем 3 модели: (i) плоский профиль обилия $Z = 0.5Z_{\odot}$ (показан красным цветом), (ii) подгонка депроецированной металличности с убыванием к центру (показан синим) и (iii) некоторая физически мотивированная модель (показана зелёным), в которой обилие металлов возрастает к центру системы, как это ожидается для эллиптических галактик (например, Хамфри & Буоте, 2006). По сравнению с плоским профилем обилия металличность, монотонно возрастающая к центру, приводит к уплощению профиля плотности газа и занижению итоговой оценки круговой скорости. Убывающая к центру $Z(r)$, напротив, “поднимает” V_c^X , как это видно из Рисунка 4.5.

Другие галактики в исследуемой выборке демонстрируют только монотонное увеличение депроецированного обилия металлов к центру, поэтому разброс в итоговых значениях V_c^X меньше. Профили круговой скорости, соответствующие плоскому обилию, (чёрные толстые сплошные линии) и 1σ из 1000 Монте-Карло реализаций (чёрная заштрихованная область между двумя тонкими чёрными линиями) показаны на Рисунке 4.6.

4.3.4 Круговая скорость из оптических данных

Все галактики в исследуемой выборке достаточно массивны, близки к сферическим и медленно вращаются (за исключением, быть может, NGC 4125), что делает их пригод-

²Также в качестве входного профиля $Z(r)$ можно рассматривать профили звёздной металличности, полученные из индексов поглощения (параграф 4.3.6). Для исследуемых галактик это предположение не оказывает существенного влияния на итоговые оценки.

³Т.к. уравнение (4.2) включает в себя дифференцирование, для подсчёта производных мы сгладили профили плотности, температуры и давления, следуя процедуре, описанной в работе Чуразов и др. (2010). Типичная ширина сглаживающего окна равна ~ 0.55 .

ными для нашего анализа. Согласно алгоритму оценки круговой скорости, описанному в параграфе 4.2.2, мы выполнили следующие шаги:

1. Сперва на основе данных по поверхностной яркости I_i , дисперсии лучевых скоростей σ_{pi} с ошибками $\Sigma_{\sigma i}$ и скорости вращения V_{roti} с ошибками Σ_{roti} , измеренных вдоль двух щелей ($i = 1, 2$), построим средние профили

$$I = \frac{I_1 + I_2}{2}; \quad (4.3)$$

$$\sigma_p^2 = \frac{I_1 \sigma_{p1}^2 / \Sigma_{\sigma 1}^2 + I_2 \sigma_{p2}^2 / \Sigma_{\sigma 2}^2}{I_1 / \Sigma_{\sigma 1}^2 + I_2 / \Sigma_{\sigma 2}^2}. \quad (4.4)$$

В случае, если вращением вдоль щели V_{roti} нельзя пренебречь, то вместо σ_p мы используем V_{rms} , которое определяется как

$$V_{rms}^2 = \frac{I_1 V_{rms1}^2 / \Sigma_{rms1}^2 + I_2 V_{rms2}^2 / \Sigma_{rms2}^2}{I_1 / \Sigma_{rms1}^2 + I_2 / \Sigma_{rms2}^2}, \quad (4.5)$$

где $\Sigma_{rmsi}^2 = \Sigma_{\sigma i}^2 + \Sigma_{roti}^2$; Σ_{roti} - ошибки измерения скорости вращения.

2. Затем мы вычисляем логарифмические производные α , γ и δ на основе полученных профилей, используя уравнения (2.16).
3. Следующим шагом оцениваем круговую скорость $V_c(r)$ для изотропных, радиальных и круговых орбит звёзд, используя уравнения (2.17) в случае надёжных наблюдательных данных (полный анализ) или уравнения (2.18) для шумного (или подверженного систематическим ошибкам) профиля дисперсии лучевых скоростей (упрощённый анализ). Как уже упоминалось выше, для вращающихся галактик следует использовать $V_{rms}(R)$ вместо $\sigma_p(R)$ в уравнениях (2.17) или (2.18).
4. Берём значение $V_c^{iso}(R_{sweet})$ в качестве искомой оценки V_c на радиусе R_{sweet} , на котором все три кривые $V_c^{iso}(R)$, $V_c^{circ}(R)$ и $V_c^{rad}(R)$ максимально близки друг к другу. На R_{sweet} чувствительность метода к параметру анизотропии β ожидается минимальной, поэтому оценка круговой скорости на этом конкретном радиусе не сильно подвержена влиянию неизвестного распределения орбит звёзд. Для упрощённого анализа $R_{sweet} \equiv R_2$, где $\alpha = -\frac{d \ln I(R)}{d \ln R} = 2$.
5. Наконец, мы сравниваем полученную оценку V_c с рентгеновской круговой скоростью, взятой на том же радиусе. В Таблице 4.3 приведены результирующие оценки круговой скорости из оптических и рентгеновских данных, а также температура горячего газа на R_{sweet} . Разброс в оптических V_c обусловлен разницей между наблюдаемыми $I(R)$ и $\sigma_p(R)$ вдоль двух щелей или ошибками измерения $\sigma_p(R)$, если

Таблица 4.3. Оценки V_c для исследуемой выборки эллиптических галактик, полученные из оптического и рентгеновского анализа. В колонках представлены: (1) - название галактики; (2) - специальный радиус; (3) - оптическая оценка V_c на R_{sweet} ; (4) - оценка V_c из рентгена на R_{sweet} , в скобках указаны консервативные оценки ошибок; (5) - температура газа на R_{sweet} .

Название (1)	$R_{\text{sweet}}, ''$ (2)	$V_c^{\text{iso}}, \text{ км/с}$ (3)	$V_c^X, \text{ км/с}$ (4)	кТ, кэВ (5)
NGC 708	63.1	371^{+53}_{-53}	$437^{+4}_{-4} (-31)$	1.7
NGC 1129	45.7	444^{+31}_{-44}	464^{+20}_{-25}	3.0
NGC 1550	30.9	382^{+12}_{-19}	$383^{+5}_{-6} (-29)$	1.2
NGC 4125	44.7	375^{+45}_{-36}	$322^{+7}_{-9} (-18)$	0.5
UGC 3957	14.8	476^{+43}_{-43}	$518^{+45}_{-66} (+47)$	2.2

данные доступны только вдоль одной щели. Ошибки рентгеновской оценки круговой скорости получены из 1000 Монте-Карло реализаций. В скобках приведены консервативные оценки ошибок для случая меняющей с радиусом металличности.

Результаты анализа представлены на Рисунке 4.6. Логарифмический наклон профиля поверхностной яркости для каждой галактики в исследуемой выборке показан на панели (А). Тонкие красные кривые соответствуют наклонам, измеренным вдоль каждой из щелей, а толстой кривой показан средний профиль (уравнение 4.3). Заштрихованная область показывает разброс в профилях вдоль разных щелей (когда измерения вдоль второй щели доступны). Полученные профили V_c^{iso} , V_c^{circ} и V_c^{rad} показаны на панели (В) синим, пурпурным и зелёным цветом соответственно. Тонкими линиями представлены кривые V_c , полученные из измерений вдоль каждой из щелей, толстыми - средние профили из уравнений (4.3)-(4.5). Если доступны наблюдения вдоль двух щелей, тогда заштрихованные области иллюстрируют разброс между этими щелями, если же измерения проводились только вдоль одной щели, то заштрихованные области отображают ошибки $\sigma_p(R)$. Профили круговой скорости, полученные из данных рентгеновского телескопа Chandra, показаны чёрным цветом. Вклад звёзд в круговую скорость, оценённый для начальных функций масс Салпитера и Крупы (Крупа, 2001), показан жёлтым цветом (см. параграф 4.3.6).

4.3.5 Комментарии относительно индивидуальных галактик

- NGC 0708

NGC 0708 (Рисунок 4.6, верхний левый угол) - это cD галактика, расположенная в центре скопления Abell 262. Поверхностная яркость и дисперсия лучевых скоростей измерены вдоль двух положений щели: Р.А. = -4° и Р.А. = 215° . Профиль поверхностной яркости вдоль щели, расположенной под углом Р.А. = -4° , убывает

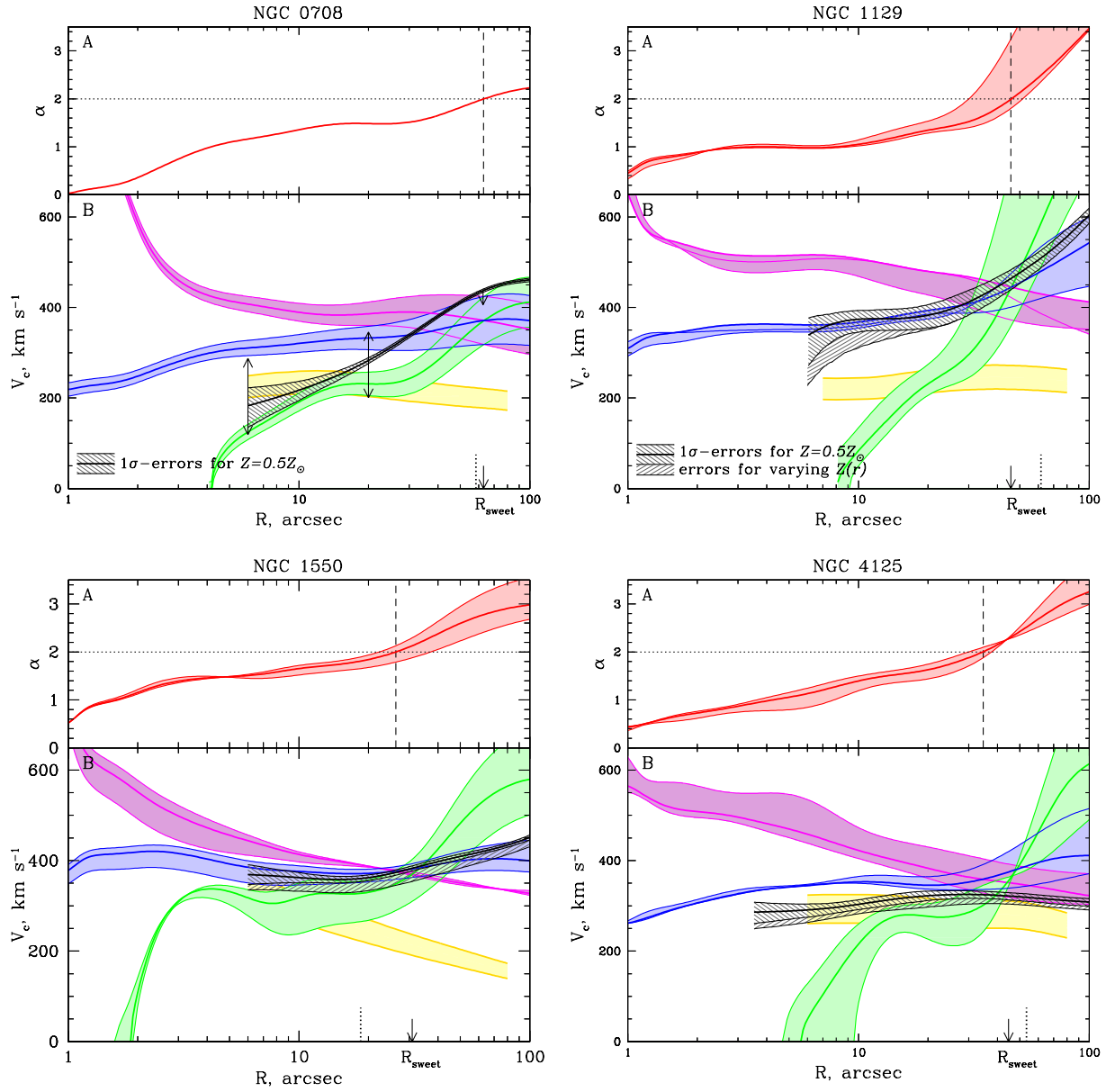


Рис. 4.6. Панель (А) - наклон профиля поверхностной яркости α (красная кривая) и положение радиуса R_2 , на котором $\alpha = 2$ (вертикальная штриховая линия). Панель (В) - профили V_c для изотропных (в синем цвете), радиальных (в зелёном) и круговых (в пурпурном) орбит. Профиль рентгеновской круговой скорости показан чёрной толстой линией. Заштрихованная область демонстрирует статистические ошибки для плоской и меняющейся с радиусом металличности. Для NGC 708 стрелки такие же, как и на Рисунке 4.5, и обозначают консервативные нижний и верхний пределы на рентгеновскую V_c , полученные из радиальных изменений обилия металлов. Вклад звездной компоненты в профиль круговой скорости показан жёлтым (см. параграф 4.3.6). Положение радиуса $R_{\text{eff}}^{\text{slit}}$, который определяется из подгонки профиля де Вокулёра к щелевой поверхностной яркости, обозначено пунктирной линией.

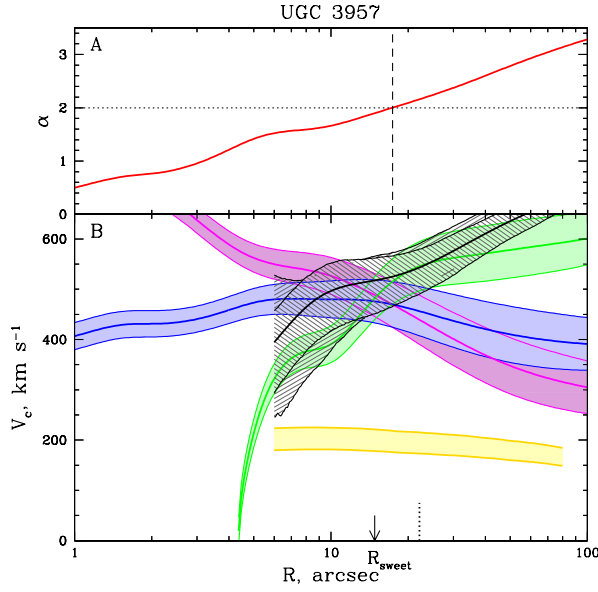


Рис. 4.6. (Продолжение)

очень медленно, его логарифмический наклон $\alpha = -d \ln I(R)/d \ln R$ не превышает 1.5 в наблюдаемом диапазоне радиусов, что ведёт к расхождению полной звёздной массы. Такое поведение может быть результатом влияния гравитационного потенциала скопления. Поэтому для нашего анализа мы используем только данные вдоль щели с позиционным углом $P.A. = 215^\circ$. Профиль дисперсии лучевых скоростей близок к плоскому на радиусах $R \lesssim 30''$ и становится подверженным систематическим ошибкам на больших расстояниях от центра, поэтому мы используем упрощённую версию анализа. Результаты представлены на Рисунке 4.6 в верхнем левом углу. Наклон поверхностной яркости (вдоль щели под углом $P.A. = 215^\circ$) показан на панели (A), полученные профили круговой скорости для разных типов орбит - на панели (B). Заштрихованные области демонстрируют неопределённость в полученных кривых V_c^{iso} (в синем цвете), V_c^{circ} (в пурпурном) и V_c^{rad} (в зелёном), возникающую из ошибок измерений $\sigma_p(R)$. Специальный радиус R_{sweet} , на котором чувствительность метода к анизотропии минимальна, расположен на $63''$, т.е. несколько за пределами диапазона радиусов, в котором доступны оптические наблюдательные данные. Хотя надёжность такой оценки не очевидна, экстраполированная кривая V_c^{iso} лежит достаточно близко к круговой скорости, полученной из анализа рентгеновских данных.

- NGC 1129

NGC 1129 - гигантская эллиптическая галактика, расположенная в центре бедного скопления AWM 7. на Рисунке 4.6 (вверху справа) представлены результаты оптического и рентгеновского анализов. Прежде чем оценивать круговую скорость

из оптических данных, на основе визуальной инспекции мы исключили области, в которых поверхностная яркость, вероятно, “загрязнена” проекцией компаньонов. Таким образом, мы рассматриваем профиль поверхностной яркости вдоль щели, расположенной под углом Р.А. = 166° , в радиальном диапазоне от $-55''$ до $41''$ и в случае щели с Р.А. = 256° - при $R \leq 0''$. Профиль наблюдаемой дисперсии скоростей выглядит практически плоским на $R \lesssim 20''$ и становится достаточно шумным на $R \gtrsim 20''$, поэтому мы предполагаем, что $\sigma_p(R) \equiv \text{const} = 257$ км/с (среднее значение, взвешенное по поверхностной яркости). Оптическая оценка V_c^{iso} в окрестности R_{sweet} согласуется с круговой скоростью, полученной из уравнения гидростатического равновесия горячего газа галактики. Более того, V_c^{iso} и V_c^X согласуются друг с другом в пределах ошибок в диапазоне радиусов, в котором доступны и оптические, и рентгеновские данные. Отметим, что у NGC 1129 вращение вдоль малой оси существенно, что можно интерпретировать как признак триаксиальной формы галактики.

- NGC 1550

NGC 1550 - S0 галактика, являющейся центральной в яркой группе галактик. Поверхностная яркость и дисперсия лучевых скоростей измерены вдоль двух положений щели, расположенных под углами Р.А. = 116° и Р.А. = 206° . Скорость вращения согласуется с нулевой. Профили не имеют никаких особенностей, поэтому мы используем всю доступную информацию для оценки круговой скорости. Результат нашего анализа представлен на Рисунок 4.6 (слева на средней панели). Заметим, что круговая скорость, соответствующая изотропному распределению орбит звёзд, практически постоянна в доступном диапазоне радиусов и совпадает в пределах ошибок с рентгеновским профилем круговой скорости, что свидетельствует в пользу того, что гравитационный потенциал NGC 1550 близок к изотермическому, галактика находится в состоянии динамического равновесия, а её горячий газ - в состоянии гидростатического равновесия.

- NGC 4125

NGC 4125 (Рисунок 4.6, справа на средней панели) - E6 галактика, расположенная в центре группы галактик с одноимённым названием. Это единственная галактика в нашей выборке с существенным вращением. Чтобы учесть вращение, мы используем $V_{\text{rms}}(R) = \sqrt{\sigma_p(R)^2 + V_{\text{rot}}(R)^2}$ вместо $\sigma_p(R)$ в уравнениях (2.17). Изотропная круговая скорость V_c^{iso} несколько превышает V_c^X во всем радиальном диапазоне, где доступны оптические наблюдательные данные, что свидетельствует в пользу нетеплового вклада в полное давление на уровне $f_{nt} \approx 36\%$ на специальном радиусе R_{sweet} .

- UGC 3957

UGC 3957 (Рисунок 4.6, нижняя панель) - это центральная эллиптическая галактика в группе галактик с одноимённым названием. Она наблюдалась только вдоль одной щели с позиционным углом Р.А. = 287° . Как и в случае с NGC 0708,

заштрихованные области иллюстрируют неопределённость в полученных профилях V_c , возникающую из ошибок измерений $\sigma_p(R)$. На специальном радиусе R_{sweet} оптическая оценка круговой скорости согласуется с рентгеновской. Расхождение между оптической кривой $V_c(r)$ и рентгеновской $V_c^X(r)$ на $r \gtrsim 20''$, вероятно, означает, что параметр анизотропии $\beta > 0$ в этом радиальном диапазоне, если справедливо приближение гидростатического равновесия.

4.3.6 Звёздные популяции: свойства, отношение массы к светимости, вклад в полную массу

Используя те же длиннощелевые спектральные данные, полученные с прибора SCORPIO, мы посчитали Ликские индексы $H\beta$, Mgb , $Fe5270$ и $Fe5335$ вдоль щелей с тем, чтобы вычислить возраст и химическое обилие, которые необходимы для определения меняющегося с радиусом отношения массы к светимости звёздной компоненты и оценки вклада звёздной компоненты в полную массу галактики на R_{sweet} . Используемый подход к калибровке Ликских индексов подробно описан в работе Баес и др. (2007).

Наши спектральные данные достаточно глубокие, что позволяет получить высокоточные профили Ликских индексов вплоть до 1.1 – 2.2 эффективных радиусов от центра для четырёх (из пяти) исследуемых галактик. Рисунок 4.7 представляет сравнение наших измерений Ликских индексов вдоль большой оси галактики NGC 4125 с измерениями из работы Пу и др. (2010), полученными на основе данных с 9.2м телескопа Hobby-Eberly. Видно, что согласие достаточно хорошее и что разброс от точки к точке сравним. На Рисунке 4.8 сравниваются наши данные для NGC 708 с данными из работы Вегнер и др. (2012) для двух положений щели (мы не сравниваем измерения $H\beta$ около центра, т.к. на основе имеющихся данных невозможно рассчитать поправку, связанную с искажением абсорбционной линии эмиссией). На этот раз наши данные более точные, и профили Ликских индексов доступны в большем диапазоне радиусов, чем в работе Вегнер и др. (2012), которая основывается на данных 2.4м телескопа Hiltner.

Мы сопоставили наши измерения Ликских индексов вдоль радиуса в исследуемых галактиках с расчётами, выполненными в рамках моделей простых звёздных населений SSP (“Simple Stellar Population”) из работы Thomas et al. (2003), которые допускают изменение отношения магния к железу. Действительно, гигантские эллиптические галактики отличаются высоким содержанием магния (Трагер и др., 2000), что должно быть учтено при определении возраста этих объектов. Сопоставляя $\langle Fe \rangle \equiv (Fe5270 + Fe5335)/2$ и Mgb , мы обнаружили, что в четырёх галактиках отношение $[Mg/Fe] = +0.3$ и не зависит от радиуса, и только в NGC 4125 $[Mg/Fe] = +0.1$, демонстрируя несколько разное поведение вдоль большой и малой осей: в последнем случае на больших радиусах $[Mg/Fe]$ доходит до $+0.3$ (Рисунок 4.10). Это различие вместе с быстрым вращением вдоль большой оси свидетельствует в пользу наличия звёздного диска в NGC 4125, что даёт нам основания придать больший вес профилю отношения звёздной массы к светимости вдоль малой оси (см. ниже). SSP-эквивалентные оценки среднего (взвешенного

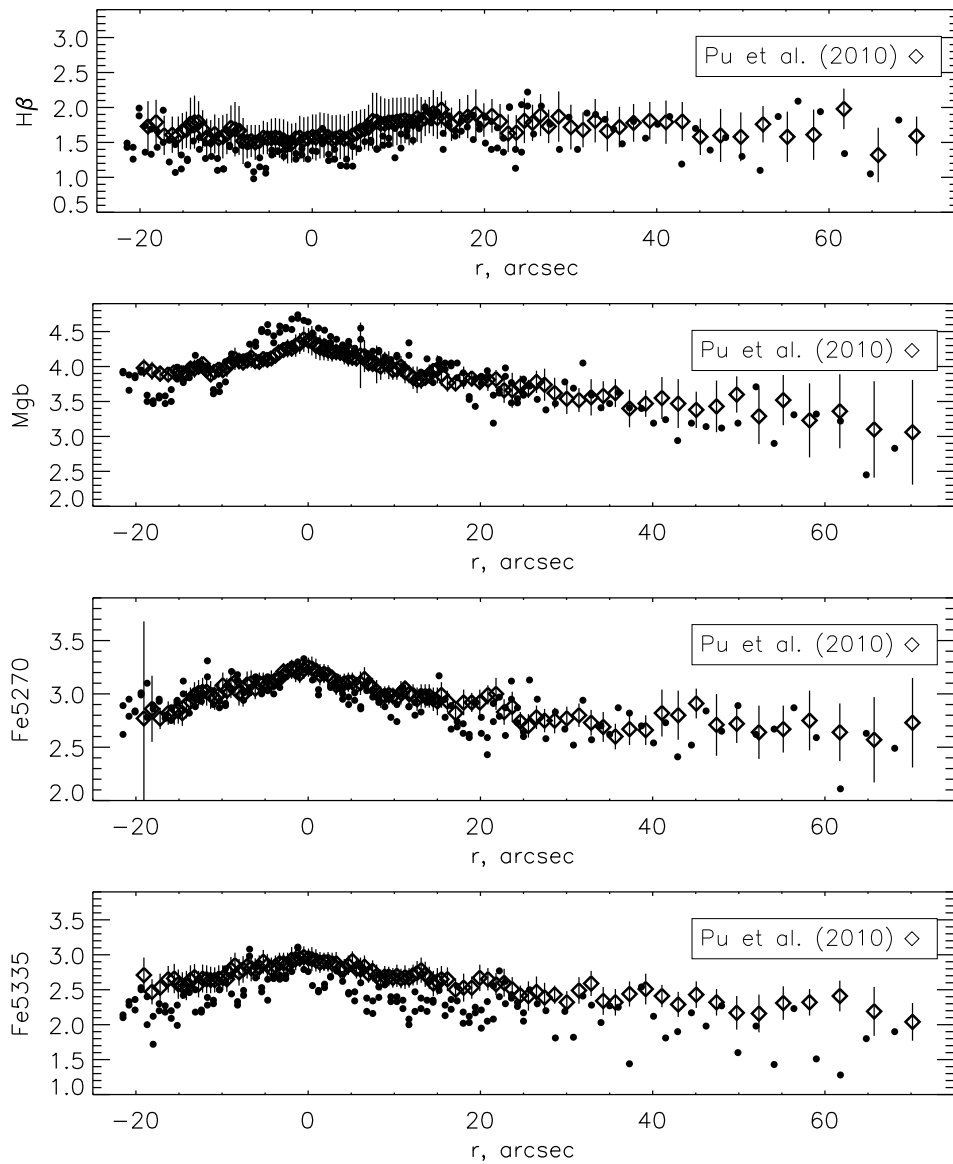


Рис. 4.7. Сравнение Ликских индексов вдоль большой оси NGC 4125, полученных по нашим данным и по данным работы Пу и др. (2010).

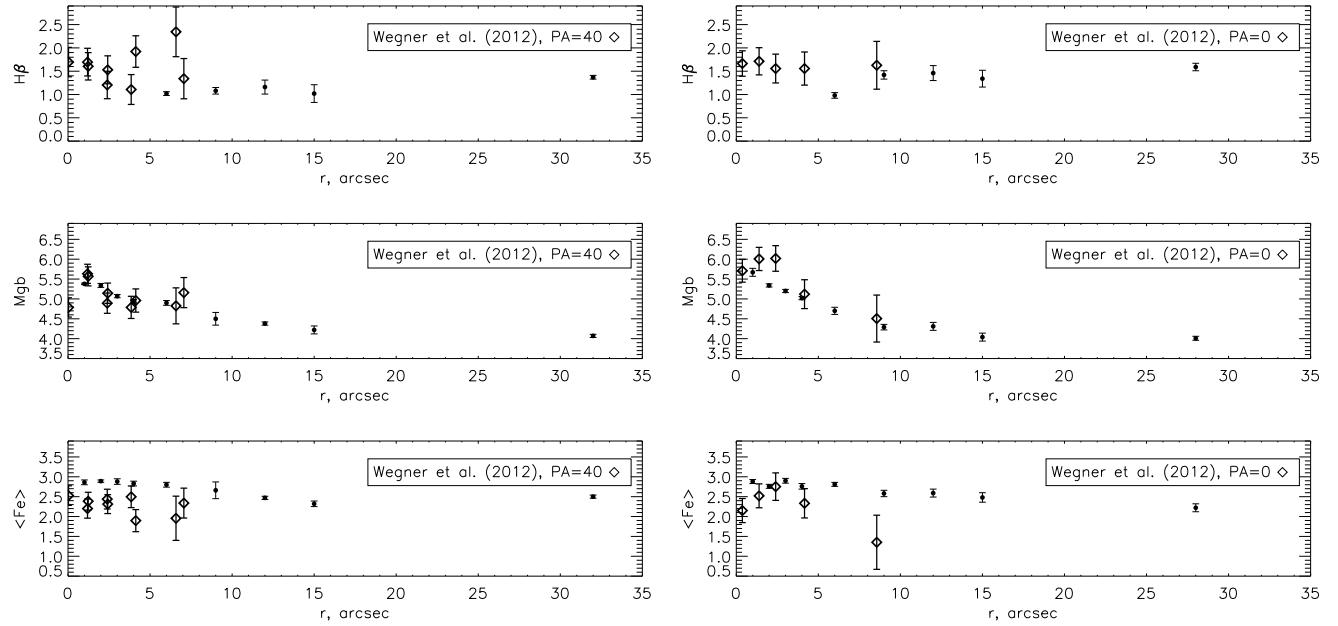


Рис. 4.8. Сравнение Ликских индексов NGC 708, полученных по нашим данным и по данным в работе Вегнер и др. (2012) для двух положений щели.

со светимостью) возраста звёздного населения, полученные путем сопоставления $H\beta$ и комбинированного индекса металлов $[MgFe]$ (Рисунок 4.9), указывают на звёздное население старше 8 млрд лет за пределами самой центральной области галактик. Однако возраст звёздных ядер UGC 3957, NGC 1129 и NGC 1550 может быть около 5 млрд лет (мы не можем оценить возраст звёздного населения ядра NGC 708 из-за сильной эмиссии газа, не позволяющей определить индекс $H\beta$).

Рисунок 4.10 демонстрирует радиальные вариации металличности в пяти эллиптических галактиках. Значения металличности $[Z/H]$ показаны как функция нормированного радиуса - R/R_{eff} , принимая во внимание различные величины R_{eff} вдоль большой и малой осей. Центры всех галактик имеют сверхсолнечную металличность, которая да-

Таблица 4.4. Радиальные градиенты металличности в пределах и за пределами половины эффективного радиуса.

Галактика	$\Delta[Z/H]/\Delta \log R, (R < 0.5R_{\text{eff}})$	$\Delta[Z/H]/\Delta \log R, (R > 0.5R_{\text{eff}})$
NGC 0708, большая ось	-0.74 ± 0.07	0?
NGC 0708, $PA = -4$	-0.45 ± 0.11	0?
NGC 1129, большая ось	-0.41 ± 0.07	то же значение?
NGC 1129, малая ось	-0.50 ± 0.15	то же значение?
NGC 1550, малая ось	-0.69 ± 0.04	то же значение?
NGC 4125, малая ось	-0.52 ± 0.05	-0.27 ± 0.18
UGC 3957	—	-2.07 ± 0.33

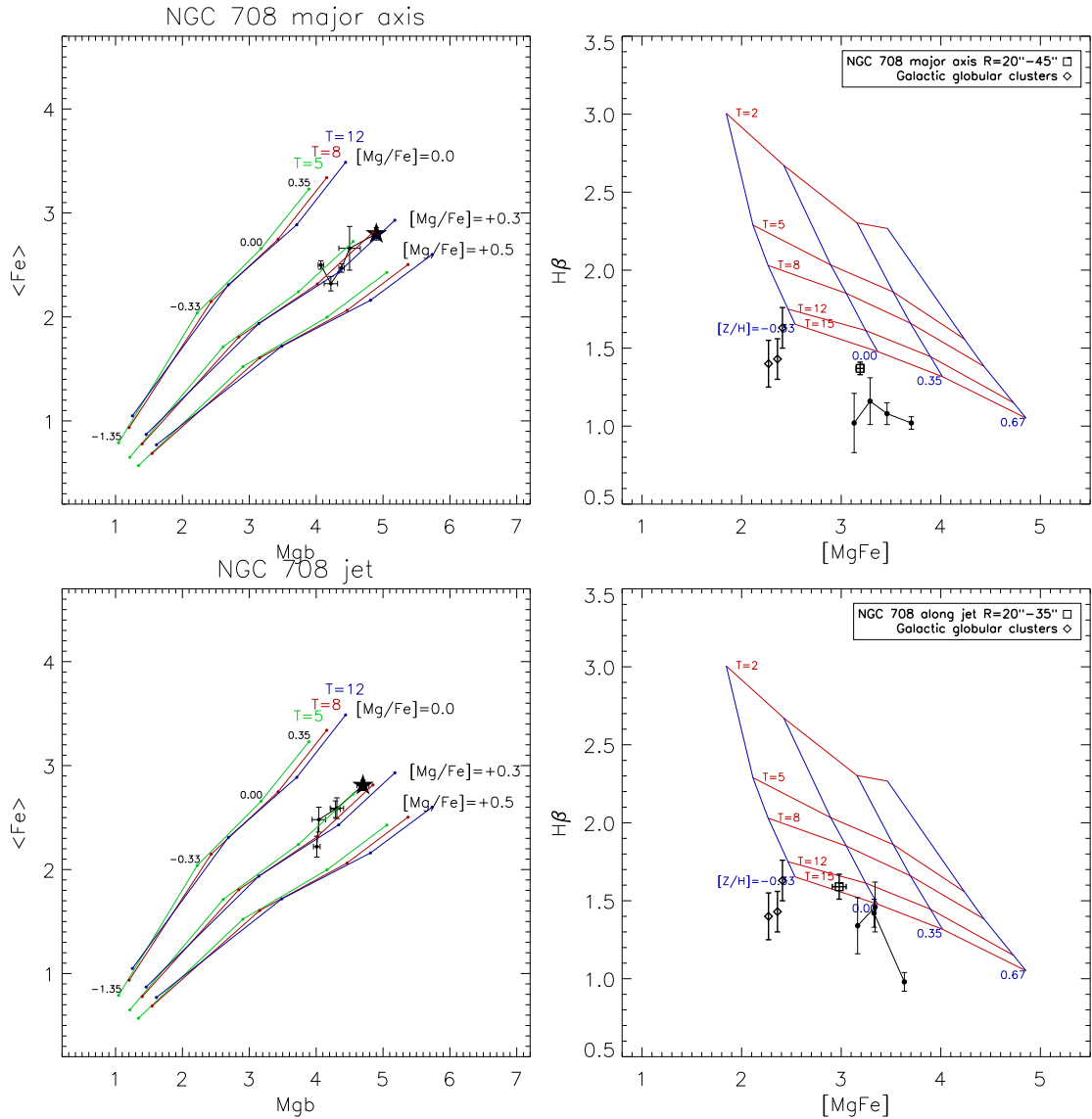


Рис. 4.9. Диагностические диаграммы “индекс-индекс” для всех рассматриваемых галактик и всех ориентаций щели. Слева – диаграмма $\langle Fe \rangle$ vs Mgb. Простые модели звёздной популяции из работы Thomas et al. (2003) для трёх разных отношений магния к железу (0.0, +0.3 и +0.5) и трёх разных возрастов (5, 8 и 12 миллиардов лет) показаны в качестве опорных. Подписи вдоль модельных кривых - значения металличности +0.35, 0.00, -0.33 и -1.35. Справа – диаграмма диагностики возраста звёздных популяций в центральных частях рассматриваемых галактик. Модели звёздных популяций из работы Thomas et al. (2003) для [Mg/Fe]= +0.3 (в случае NGC 4125 – для [Mg/Fe]= +0.0) и пяти разных возрастов (2, 5, 8, 12 и 15 миллиардов лет, от верхней кривой к нижней) показаны в качестве опорных; пересечение синих линий и последовательности модельных металличностей маркируют значения металличности +0.67, +0.35, 0.00, -0.33 слева направо.

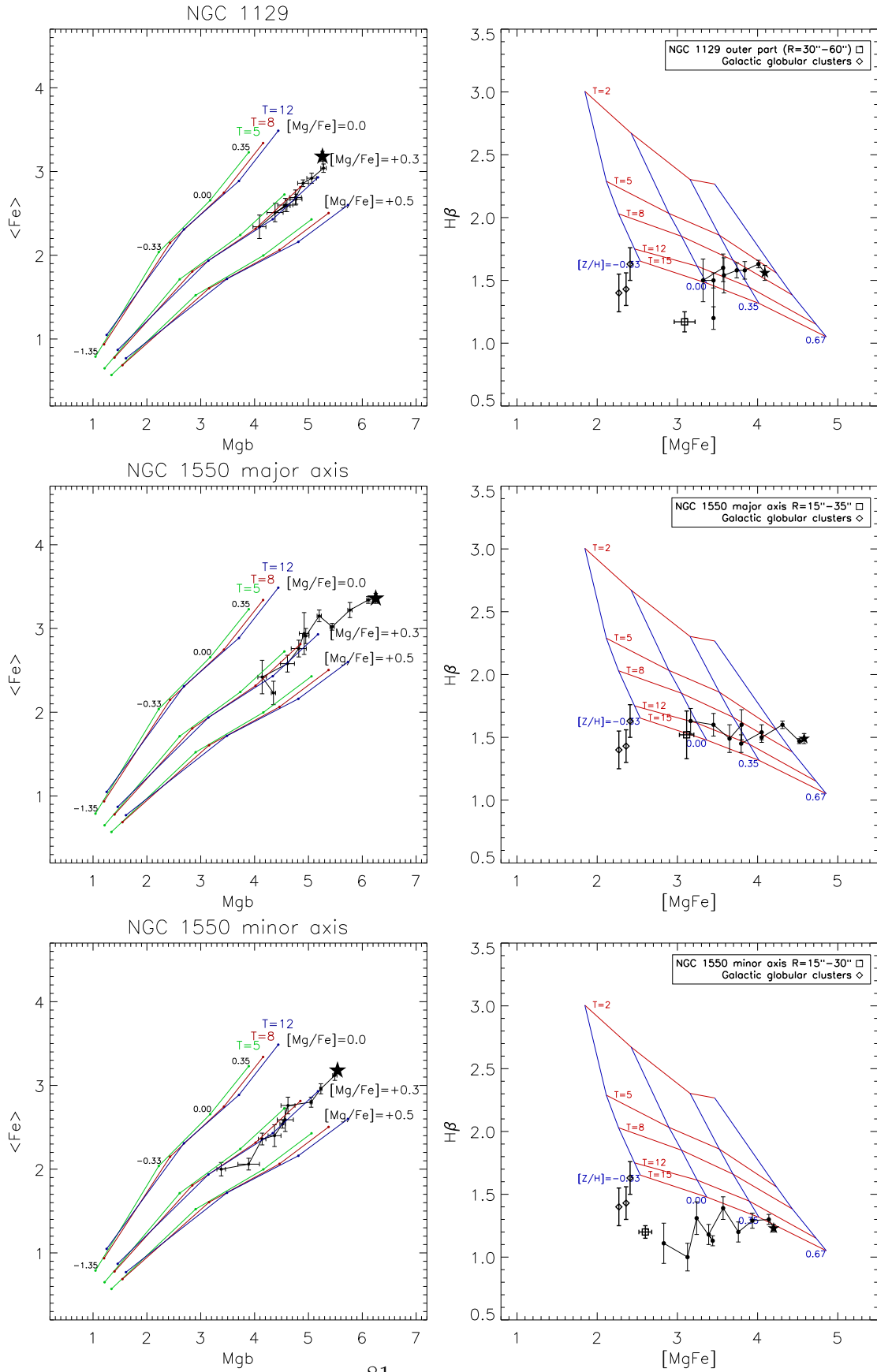


Рис. 4.9. (Продолжение)

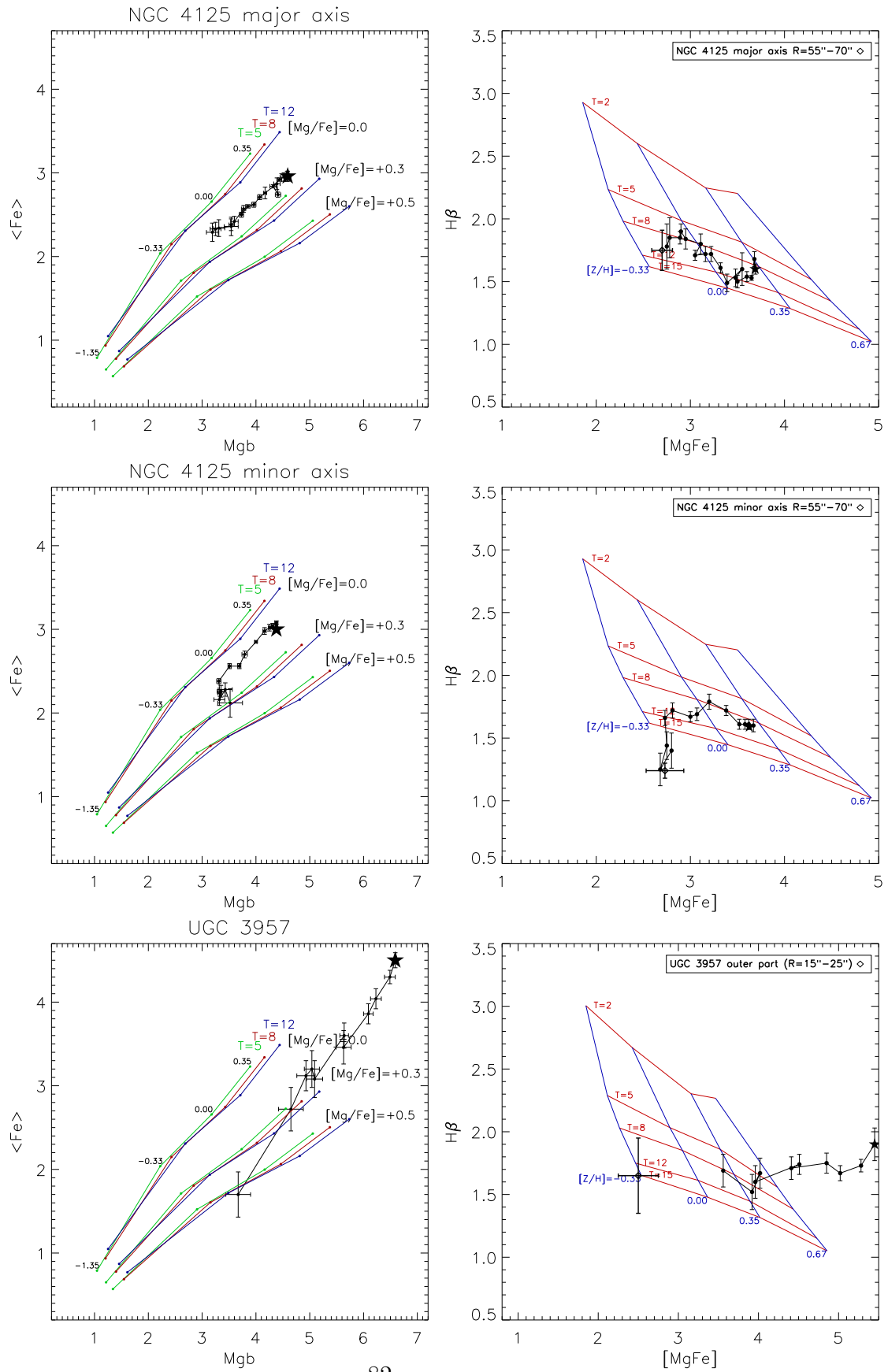


Рис. 4.9. (Продолжение)

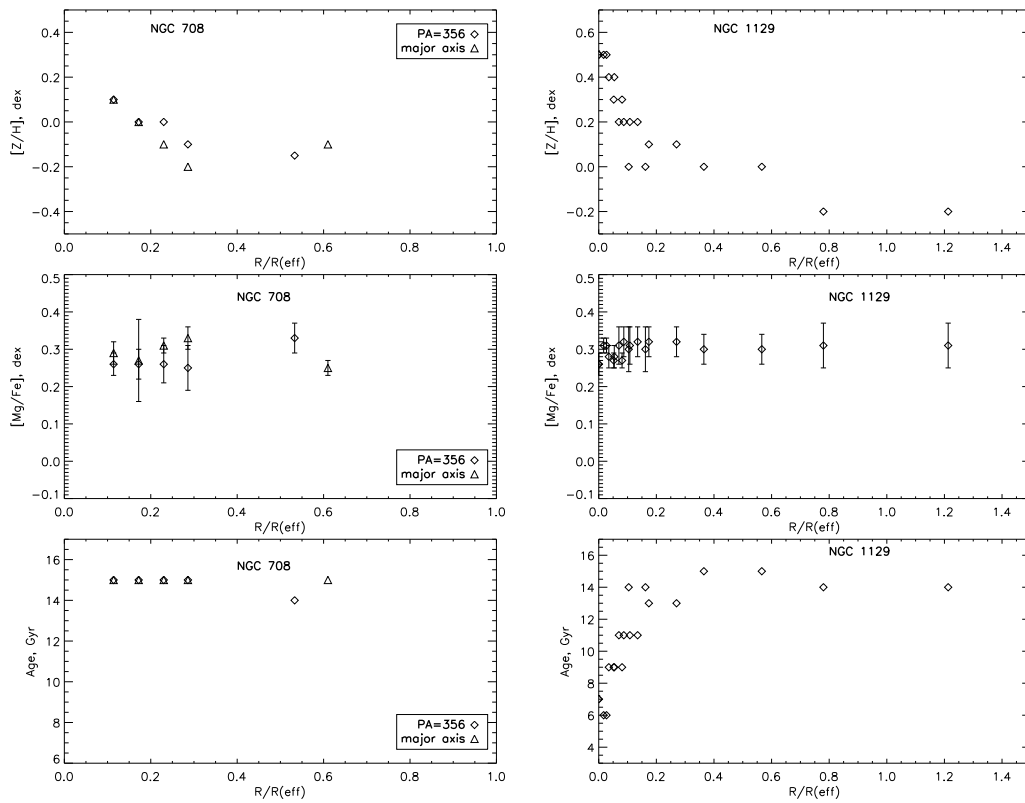


Рис. 4.10. Радиальные вариации параметров звёздной популяции для пяти рассматриваемых эллиптических галактик; для NGC 1129 оба положения щели объединены, т.к. они дают совпадающие результаты.

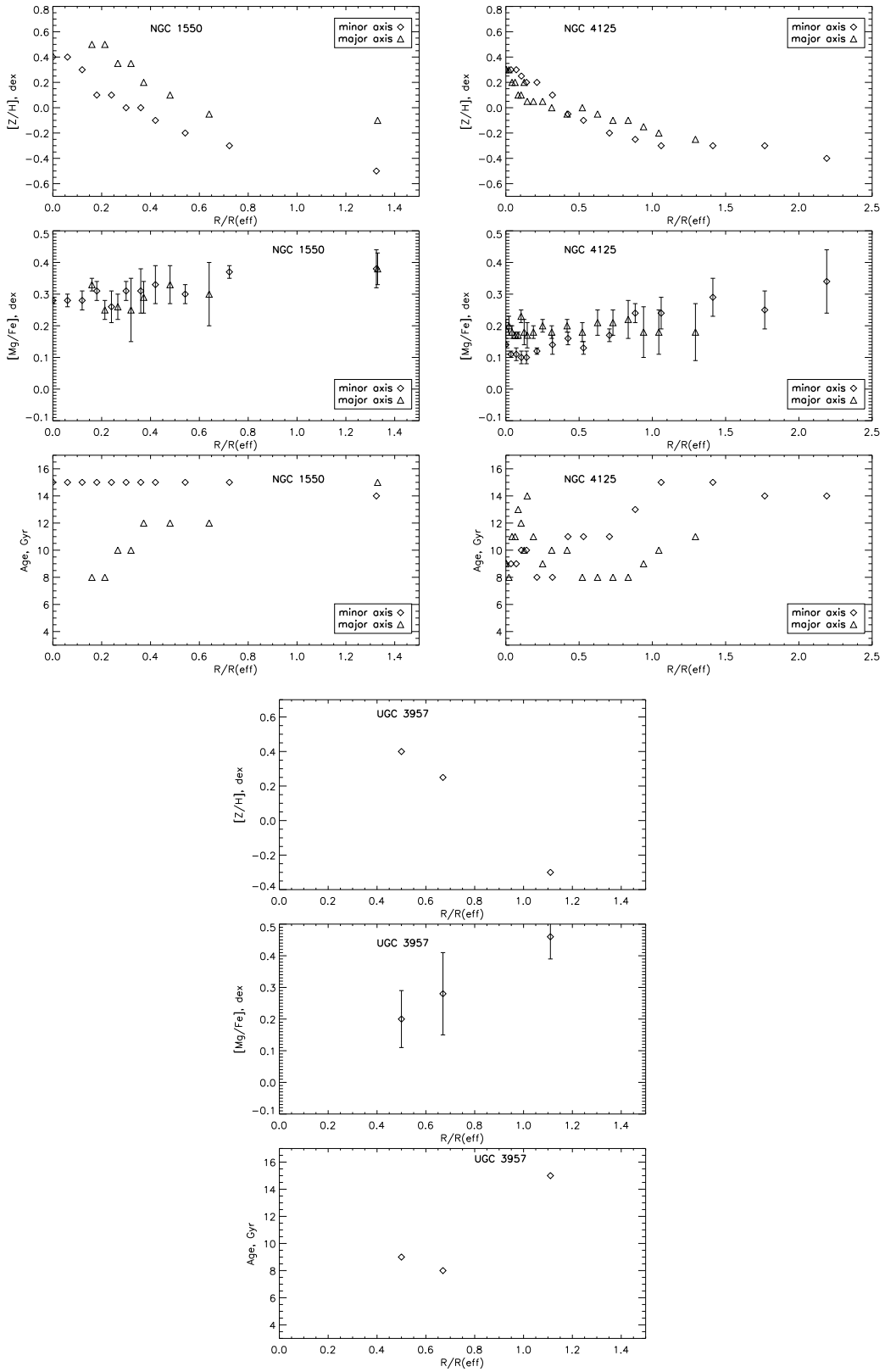


Рис. 4.10. (Продолжение)

же оказывается за пределами модельной сетки Thomas et al. (2003) в случае наиболее массивной и яркой галактики - UGC 3957; однако во внешних частях металличность звёзд становится везде меньше солнечной. Градиенты металличности в исследуемых галактиках отрицательные и лежат в интервале от -0.4 до -0.7 dex/dex. В NGC 4125 и NGC 1550 профили металличности во внешних областях вдоль большой оси лежат выше профилей вдоль малой оси, что также говорит в пользу возможного присутствия диска, ориентированного вдоль большой оси и сформированного в некоторых диссипативных процессах, включающих в себя обогащение тяжёлыми элементами. Мы оценили градиенты металличности в сфероидах в пределах $0.5R_{\text{eff}}$, $R < 0.5R_{\text{eff}}$, и за пределами $0.5R_{\text{eff}}$, $R > 0.5R_{\text{eff}}$ (Таблица 4.4), т.к. ранее были обнаружено изменение наклона профиля металличности как раз в окрестности этого радиуса в другой выборке эллиптических галактик, также наблюдавшихся инструментом SCORPIO в режиме длиннощелевой спектроскопии (Баес и др., 2007). На этот раз мы обнаружили переход от крутого градиента в центре к практически плоскому профилю металличности во внешних областях на $0.5R_{\text{eff}}$ только в двух самых маломассивных галактиках - в NGC 0708 и NGC 4125. В массивных NGC 1129, NGC 1550 и UGC 3957 градиент металличности во внешних областях так же крут, как и во внутренних. Возможно, для этих галактик мы не достигли радиуса перехода, т.к., например, в центральной галактике NGC 4889 скопления Coma градиент металличности испытывает “разлом” на $R = 1.2R_{\text{eff}}$ (Cocato et al., 2010); возможно, положение радиуса “разлома” коррелирует с массой галактики. Однако градиенты металличности в исследуемых галактиках во внутренних областях, а также и во внешней части UGC 3957, - все круче, чем -0.3 dex/dex; что означает, что внутренние части этих галактик не могли быть сформированы крупным слиянием (Кобаяши, 2004).

Радиальные вариации отношения массы к светимости звёздного населения в этом случае отражают в основном вариации металличности. Мы рассчитали $M/L(V)(R)$ для каждой галактики, используя модельную сетку Марастон (2005). $[Z/H]$ и значения возраста, полученные выше из Ликских индексов, были использованы для оценки отношения $M/L(V)$, соответствующего свойствам звёздного населения на каждом радиусе. Радиальный профиль $M/L(V)$ для каждой галактики показан на Рисунке 4.11. Представлены кривые для начальной функции масс Крупы (Крупа, 2001). Если же предположить классическую начальную функцию масс Салпитера, то все значения $M/L(V)$ увеличатся в 1.54 раза. Коэффициент 1.54 был получен путём сопоставления $M/L(V)$ для НФМ Крупы с $M/L(V)$ для НФМ Салпитера, посчитанными Марастон 2005.

Мы аппроксимировали профили, изображённые на Рисунке 4.11, гладкими логарифмическими или полиномиальными кривыми и использовали полученными зависимостями для преобразования профилей поверхностной яркости (здесь имеются в виду профили поверхностной яркости, полученные изофотным анализом, с соответствующими азимутально усреднёнными значениями R_{eff}) в поверхностную массовую плотность (Рисунок 4.12). Наша цель была оценить, пусть и в рамках очень простых предположений, массу звёзд в пределах R_{sweet} и сравнить её с динамической массой, полученной в предыдущих параграфах. Профили, представленные на Рисунке 4.12, были депроеци-

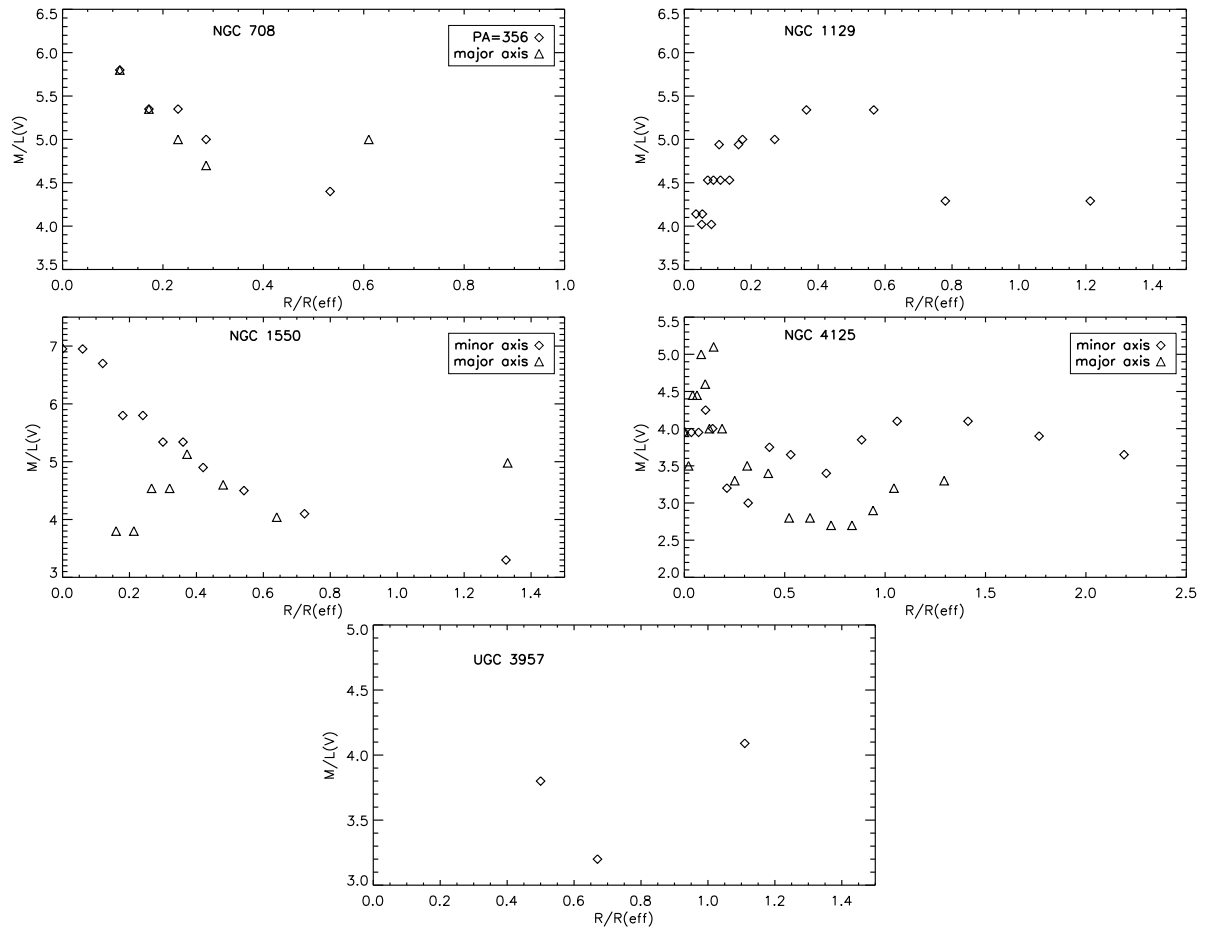


Рис. 4.11. Вариации отношений массы к светимости звёздных населений вдоль радиуса для пяти рассматриваемых галактик; для NGC 1129 оба положения щели объединены, т.к. они дают совпадающие результаты.

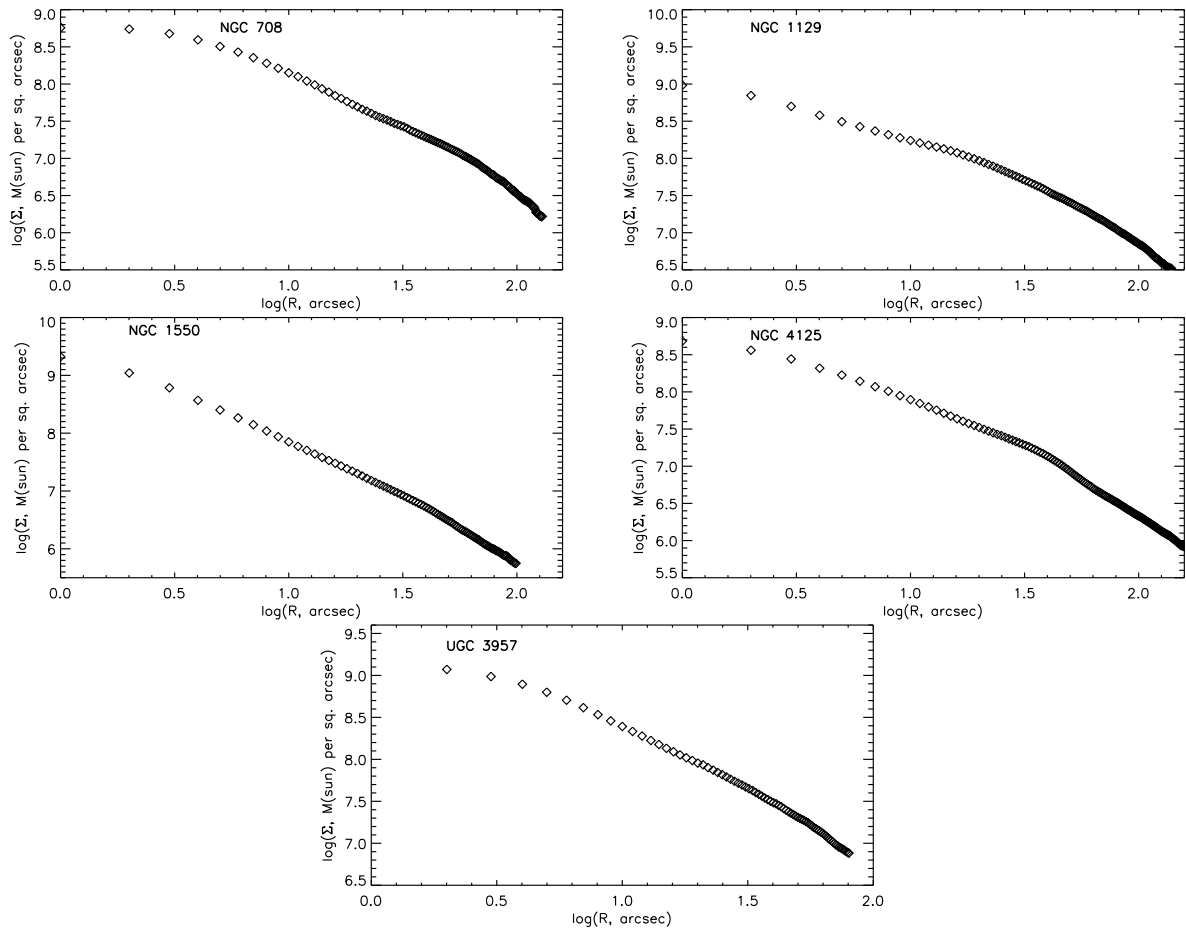


Рис. 4.12. Радиальные профили поверхностной плотности массы для пяти рассматриваемых эллиптических галактик.

Таблица 4.5. Звёздные массы ($V_c^* = \sqrt{GM_*(< R_{\text{sweet}}) / R_{\text{sweet}}}$) и доля тёмной материи в пределах R_{sweet} для начальной функции масс (НФМ) Крупы и Салпитера.

Галактика	НФМ Крупы		НФМ Салпитера	
	V_c^* , км/с	% тёмной материи	V_c^* , км/с	% тёмной материи
NGC 0708	178	77	221	64
NGC 1129	218	76	270	63
NGC 1550	190	75	236	62
NGC 4125	248	56	308	32
UGC 3957	174	87	216	79

рованы при помощи формул из работы Холопов (1949), и затем мы проинтегрировали полученные профили вплоть до R_{sweet} , предполагая сферическую симметрию. Конечно, предположение о сферической симметрии достаточно грубое для наших объектов, особенно для NGC 708 и NGC 4125; к тому же исходя из того факта, что профили поверхностной плотности массы не уходят на бесконечно большие значения R , а “обрываются” на некотором произвольном радиусе, полученные оценки звёздной массы представляют собой только нижние пределы. Тем не менее, эти оценки позволяют получить некоторое представление о доли тёмной материи в пределах оптических границ в гигантских эллиптических галактиках.

Как видно из Таблицы 4.5, в нашей маленькой выборке галактик наблюдается диапазон оценок массы тёмного вещества. Например, практически вся масса NGC 4125 в пределах R_{sweet} сосредоточена в звёздах. Однако, если мы предположим НФМ Салпитера, то типичное значение доли тёмной материи внутри сферы радиусом R_{sweet} составит 60%. Для НФМ Крупы усреднённая по выборке доля тёмной материи равна $\sim 75\%$. Сравнение оценок звёздной и динамической масс в пределах R_{sweet} показано на Рисунке 4.13 (правая панель).

4.4 Обсуждение

Мы обсуждаем простой и быстрый, и тем не менее надёжный метод оценки массы галактик раннего типа только из профилей поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей. Метод основан на предположении, что отношение между наблюдаемой дисперсией скоростей и круговой скоростью практически не чувствительно к анизотропии орбит звёзд на некотором специальном радиусе R_{sweet} , на котором аналитические профили круговой скорости для изотропного распределения орбит звёзд, для идеально круговых и идеально радиальных орбит звёзд максимально близки друг к другу. R_{sweet} лежит вблизи радиуса R_2 , на котором поверхностная плотность $I(R)$ убывает как R^{-2} . R_2 в свою очередь лежит неподалеку от эффективного радиуса галактики R_{eff} . Несмотря на то, что метод позволяет оценить массу только внутри некоторого определённого радиуса (или в пределах радиального диапазона, в котором $I(R) \propto R^{-2}$), он не требует какой-либо априорной параметризации профиля массы или анизотропии, и

Таблица 4.6. Эллиптичность и эффективный радиус для рассматриваемых галактик. В колонках представлены: (1) - название галактики; (2) - эллиптичность; (3) - эффективный радиус, определённый из подгонки профиля де Вокулёра к поверхностной яркости, усреднённой по эллипсам; (4) - эффективный радиус, определённый из подгонки профиля де Вокулёра к профилю вдоль щели.

Название (1)	Эллиптичность (2)	$R_{\text{eff}}, ''$ (3)	$R_{\text{eff}}^{\text{slit}}, ''$ (4)
NGC 708	0.45	63.5 ± 1.5	58.4 ± 2.9
NGC 1129	0.22	86.7 ± 2.4	61.7 ± 6.8
NGC 1550	0.11	25.7 ± 0.7	18.5 ± 1.1
NGC 4125	0.46	56.4 ± 0.4	54.3 ± 0.7
UGC 3957	0.1	33.9 ± 0.8	22.1 ± 1.0

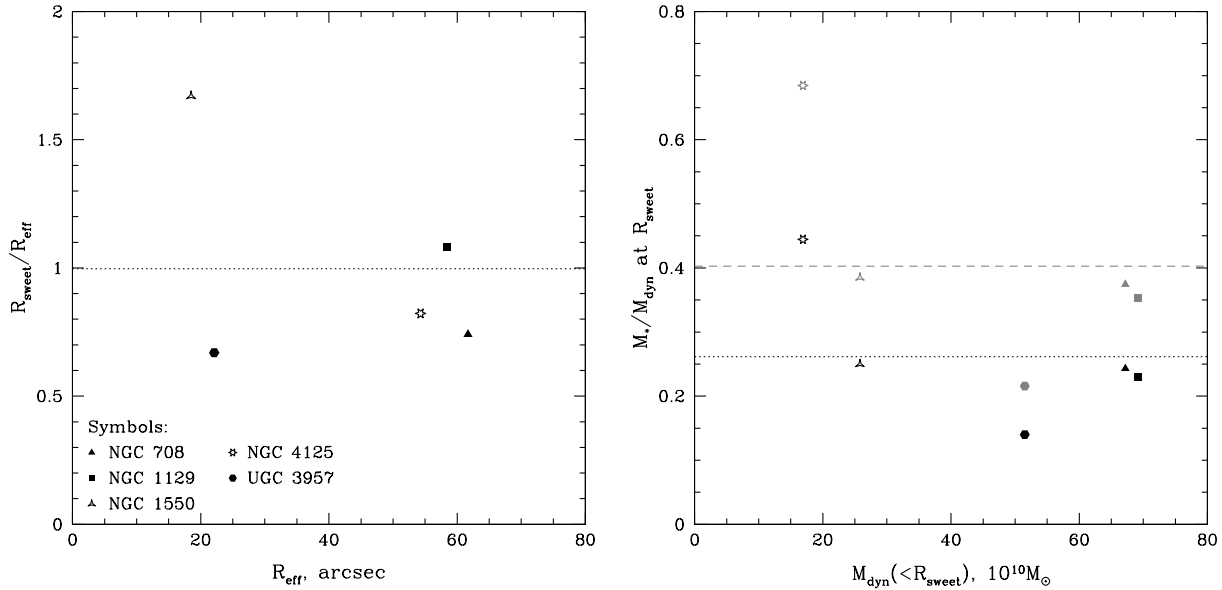


Рис. 4.13. Слева: сравнение специального радиуса R_{sweet} и эффективного радиуса $R_{\text{eff}}^{\text{slit}}$, определяемого из аппроксимации профиля поверхностной яркости вдоль щели моделью де Вокулёра. Разные символы обозначают разные галактики: закрашенный треугольник - NGC 708, закрашенный квадратик - NGC 1129, искривлённый треугольник - NGC 1550, звёздочка - NGC 4125, закрашенный шестиугольник - UGC 3957. Пунктирная линия показывает среднее отношение $R_{\text{sweet}}/R_{\text{eff}}^{\text{slit}}$. Справа: сравнение значений звёздной $M_*(< R_{\text{sweet}})$ и динамической $M_{\text{dyn}}(< R_{\text{sweet}}) = [V_c^{\text{iso}}]^2 R_{\text{sweet}}/G$ масс на специальном радиусе R_{sweet} . Чёрные символы показывают отношение M_*/M_{dyn} для начальной функции масс Круппы, а серые символы - для начальной функции масс Салпитера. Чёрная пунктирная и серая штриховая линии указывают среднее отношение M_*/M_{dyn} для НФМ Круппы и Салпитера соответственно.

итоговая оценка не зависит существенным образом от качества данных. Данный метод уже был протестирован в Главе 3, основанной на работе (Лыскова и др., 2012), на выборке из 65 модельных галактик, полученных из космологических симуляций авторами работ Озер и др. (2010, 2012). Тестирование показало, что после усреднения по выборке массивных ($\sigma_p(R_{\text{eff}}) > 150$ км/с) медленно вращающихся галактик оценка круговой скорости оказывается практически несмещённой ($\overline{\Delta_{opt}} < 1\%$), а среднеквадратичный разброс - умеренным ($RMS = 5.4\%$). Следует заметить, что в Главе 3 профили поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей были получены в концентрических кольцах вокруг центра модельной галактики. В данной главе мы (i) имитировали длиннощелевые наблюдения, вычисляя профили вдоль щелей, и также (ii) расширили наш анализ на вращающиеся галактики, заменив $\sigma_p(R)$ в уравнениях (2.17) или (2.18) на $V_{\text{rms}}(R) = \sqrt{\sigma_p^2(R) + V_{\text{rot}}^2(R)}$, где $V_{\text{rot}}(R)$ - наблюдаемая скорость вращения вдоль щели. Были выполнены тесты на выборке массивных модельных галактиках ($\sigma_p(R_{\text{eff}}) > 150$ км/с при наблюдении с ребра), которая включает себя и быстро, и медленно вращающиеся галактики в пропорции, близкой к полученной в результате анализа обзора ATLAS^{3d} (Эмселлем и др., 2007). Мы обнаружили, что значение круговой скорости, полученной на основе $I(R)$ и $\sigma_p(R)$, измеренных вдоль щели, расположенной вдоль видимой большой оси галактики, в среднем недооценено на 4 – 5%, среднеквадратичный разброс при этом составляет примерно 6%. Смещение практически исчезает, если $\sigma_p(R)$ в уравнениях (2.17) заменена на $V_{\text{rms}}(R) = \sqrt{\sigma_p^2(R) + V_{\text{rot}}^2(R)}$, разброс остаётся прежним. Если же доступны наблюдения вдоль большой и малой осей галактики, то может быть уменьшен разброс, возникающий из-за триаксиальности эллиптических галактик. В этом случае, среднеквадратичный разброс уменьшается до 5%.

Рентгеновские круговые скорости для всех исследуемых галактик получены в предположении о постоянной металличности ($Z = 0.5Z_{\odot}$), однако ошибки оценены консервативно и допускают градиенты обилия. Если обилие монотонно возрастает к центру галактики, то предположение о плоском профиле металличности приведёт к завышенной оценке круговой скорости. При убывающем к центру обилии круговая скорость V_c^X , напротив, оказывается заниженной. Измерения обилия в системах с низкой температурой ($\lesssim 1.5$ кэВ) вносят самый большой вклад в неопределенность оценки круговой скорости эллиптических галактик из рентгеновских данных. Для более горячих систем влияние обилия не столь велико. К примеру, круговая скорость NGC 0708 может оказаться завышенной/заниженной не более, чем на 25-30 % (консервативная оценка) на $R \lesssim 30 - 40''$.

Полученные оценки круговой скорости из оптических и рентгеновских данных для исследуемых галактик согласуются друг с другом на удивление хорошо, особенно для NGC 1550 и NGC 1129, что указывает на динамическое равновесие этих галактик, практически изотропное распределение орбит звёзд в пределах 1-2 эффективных радиусов и что горячий газ этих объектов в гидростатическом равновесии. Единственная вращающаяся галактика в нашей выборке - NGC 4125 оказалась также единственной с заметным вкладом нетеплового давления (на уровне $\approx 36\%$). Для UGC 3957 и рентгенов-

ский, и оптический анализ дают практически одинаковую оценку (в пределах ошибок) на R_{sweet} , и на $R > R_{\text{sweet}}$ мы наблюдаем $V_c^X(R) > V_c^{\text{iso}}(R)$, что может быть интерпретировано как доминирование орбит звёзд, близких к радиальным. NGC 708 - наиболее трудная для интерпретации галактика. На $R \lesssim 30''$, где оптические данные достаточно надёжны, $V_c^X(R)$ лежит ниже $V_c^{\text{iso}}(R)$. Затем на $30'' \gtrsim R \gtrsim 60''$ эти две кривые примерно согласуются друг с другом. На специальном радиусе R_{sweet} , расположенном слегка за пределами радиального диапозона, в котором доступны оптические наблюдения, рентгеновская оценки массы превышает оптическую на $\sim 40\%$, однако надёжность V_c^{iso} на этом радиусе под вопросом, и усы ошибок достаточно большие. Среднее отношение оптической V_c^{iso} к V_c^X на R_{sweet} равно 0.98 со среднеквадратичным разбросом относительно среднего $RMS \approx 0.11^4$. Принимая во внимание разброс, этот результат указывает на то, что средний вклад нетепловой компоненты в полное давление газа мал, примерно согласует с нулем. Наибольшие отклонения $\left\langle \frac{V_c^{\text{iso}}}{V_c^X} \right\rangle$ от среднего значения наблюдаются у двух галактик - NGC 4125 и NGC 0708. Эти объекты имеют самые маленькие значения центральной дисперсии лучевых скоростей и, по всей видимости, наиболее чувствительны к ошибкам определения обилия при рентгеновском анализе. В силу низкой температуры NGC 4125 ($T \approx 0.5$ кэВ) невозможно разделить излучение в линиях и в континууме. В свою очередь, NGC 0708 имеет более высокую температуру в окрестности R_{sweet} , но наблюдаются существенные градиенты обилия, что приводит к большому разбросу в оцениваемой круговой скорости. Если мы исключим эти две галактики, то среднее отношение составит $\left\langle \frac{V_c^{\text{iso}}}{V_c^X} \right\rangle \approx 0.96$ с $RMS \approx 0.03$. Этот разброс сопоставим с ожидаемой величиной в 5.4%, полученной в результате анализа выборки модельных массивных эллиптических галактик без существенного вращения.

Отметим также, что для нашего анализа мы намеренно использовали профили поверхностной яркости, измеренные вдоль щелей, а не усреднённые по эллипсам профили. С одной стороны, кривая $I(R)$ для конкретного позиционного угла, может оказаться затронутой локальными неоднородностями в яркости, и отношение сигнала к шуму меньше, чем для азимутально усреднённых профилей. С другой стороны, анализ одинаково измеренных профилей дисперсии лучевых скоростей и поверхностной яркости представляется более самосогласованным и оправданным. Более того, поставленная цель состояла в демонстрации результативности простого метода, позволяющего оценить массу галактики из самых базовых наблюдений, т.е. мы намеренно пренебрегли всеми возможными осложнениями. Кроме использования распределения поверхностной яркости вдоль щелей только, мы также упростили анализ, пренебрегая возможными отклонениями от сферической симметрии (см. уравнения (4.3)-(4.5)). Если же мы учтём информацию об усреднённых по эллипсам профилях поверхностной яркости и эллиптичности, то получим оценки круговой скорости, согласующиеся в пределах ошибок с представленными в данной работе, хотя и усреднённые профили поверхностной яркости

$${}^4\bar{x} = \frac{\sum x}{N} \pm \frac{RMS}{\sqrt{N}}, \quad RMS = \sqrt{\frac{\sum (x - \bar{x})^2}{N}}$$

несколько более пологие, чем вдоль щели, что “отодвигает” значение R_{sweet} в сторону больших радиусов, где кинематика становится более шумной и менее надёжной.

Рекомендуется использовать полную версию анализа, т.е. уравнения (2.17) при надёжных данных по дисперсии лучевых скоростей в интересующем радиальном диапазоне. Круговая скорость $V_c^{\text{rad}}(R)$ для идеально радиальных орбит зависит от второй производной $\delta = \frac{d^2 \ln[I(R)\sigma_p^2(R)]}{d(\ln R)^2}$, а значит, и от качества $\sigma_p(R)$. Если же профиль дисперсии шумный и не быстро убывает, то R_2 - радиус, на котором $\alpha = d \ln I(R)/d \ln R = 2$ - может быть использован в качестве специального радиуса для оценки круговой скорости. Для исследуемых галактик среднее отношение $\left\langle \frac{V_c^{\text{iso}}(R_{\text{sweet}})}{V_c^{\text{iso}}(R_2)} \right\rangle$ оценок круговой скорости из уравнений (2.17) на R_{sweet} и на R_2 составляет 1.02 с $RMS = 0.016$. Если наблюдательные данные не позволяют использовать полную версию анализа, то круговая скорость может быть оценена при помощи упрощённого анализа (уравнения 2.18). Среднее отношение $\left\langle \frac{V_c^{\text{iso}}(R_{\text{sweet}})}{V_c^{\text{iso},s}(R_2)} \right\rangle$ составляет 1.04 с $RMS = 0.032$, где $V_c^{\text{iso},s}$ рассчитано из уравнений (2.18).

Как и ожидалось, значение специального радиуса R_{sweet} близко к R_2 и к значению эффективного радиуса галактики (эффективные радиусы $R_{\text{eff}}^{\text{slit}}$, использованные здесь, приведены в Таблице 4.6). Для исследуемой выборки среднее отношение $\left\langle \frac{R_{\text{sweet}}}{R_2} \right\rangle \approx 1.06$ со среднеквадратичным разбросом $RMS \approx 15\%$, а $\left\langle \frac{R_{\text{sweet}}}{R_{\text{eff}}^{\text{slit}}} \right\rangle \approx 1.0$ с разбросом $RMS \approx 36\%$. Отношение $\frac{R_{\text{sweet}}}{R_{\text{eff}}^{\text{slit}}}$ как функция $R_{\text{eff}}^{\text{slit}}$ показано на Рисунке 4.13 (левая панель). Для успешного применения нашего простого метода необходимы профили поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей, которые доступны до значений радиусов, несколько превышающих R_{sweet} или R_2 , т.к. в уравнения (2.17) входят производные от этих профилей. Для поверхностной яркости, описываемой законом Серсика $I(R) = I(R_{\text{eff}}) \exp[-b_n ((R/R_{\text{eff}})^{1/n} - 1)]$, где $b_n \simeq 2n - 0.324$ (для $0.5 \leq n \leq 10$, Чиотти 1991), R_2 и R_{eff} связаны соотношением (Грэхэм & Драйвер, 2005):

$$R_2 \simeq \left(\frac{2n}{b_n}\right)^n R_{\text{eff}} \simeq 1.2R_{\text{eff}}, \quad (4.6)$$

т.е. $R_2 \simeq 1.2R_{\text{eff}}$. Другими словами, в терминах эффективных радиусов наблюдаемые профили должны быть доступны вплоть до $\sim 1.2 - 1.5R_{\text{eff}}$ для надёжной оценки массы. Стоит однако отметить, что величина эффективного радиуса сильно зависит от метода измерения. Эффективные радиусы R_{eff} и $R_{\text{eff}}^{\text{slit}}$ для нашей выборки галактик, полученные из подгонки профилем до Вокулёра к усреднённой по эллипсам и длиннощелевой поверхностной яркости соответственно перечислены в Таблице 4.6. Для некоторых галактик R_{eff} и $R_{\text{eff}}^{\text{slit}}$ отличаются в ~ 1.5 раза. Эффективный радиус может значительно изменяться в зависимости от того, (i) измеряется ли он с использованием экстраполяции данных или без, (ii) от параметрической формы распределения поверхностной яркости,

используемой для подгонки, (iii) а также от используемого для подгонки радиального диапазона, (iv) и от качества фотометрических данных (см., например, Корменди и др., 2009; Каппеллари и др., 2013). По сравнению с простым методом оценки массы, предложенным в работе Вольф и др. (2010), наш подход не привязан к эффективному радиусу. Специальный радиус R_{sweet} зависит от *локальных* свойств профилей $I(R)$ и $\sigma_p(R)$ или даже только от $I(R)$.

4.5 Выводы

В данной главе мы обсуждаем простой подход к оценке массы, который позволяет оценить круговую скорость из *локальных* свойств поверхностной яркости и лучевой кинематики на специальном радиусе, на котором оценка V_c практически не зависит от неизвестной анизотропии звёздных орбит. Хотя и метод в его оригинальном виде получен для не вращающихся сферических галактик, мы расширили его также на умеренно вращающиеся аксиально симметричные и медленно вращающиеся триаксиальные системы, заменив $\sigma_p(R)$ в уравнениях (2.17) или (2.18) на $V_{\text{rms}}(R) = \sqrt{\sigma_p^2(R) + V_{\text{rot}}^2(R)}$, где $V_{\text{rot}}(R)$ - скорость вращения. Тесты на модельных массивных галактиках показали, что оценка круговой скорости, полученная на основе профилей $I(R)$ и $\sigma_p(R)$, измеренных вдоль большой и малой видимых осей галактики, оказывается практически несмещённой со среднеквадратичным разбросом $\sim 5\%$.

Мы применили данный метод к гигантской эллиптической галактике M87 и сравнили наши простые оценки с профилями круговой скорости, полученными из рентгеновского анализа и из передового моделирования Шварцшильда. На специальном радиусе $R_{\text{sweet}} = 141''$ простая оценка круговой скорости даёт $V_c^{\text{opt}} = 524$ км/с, что хорошо согласуется с круговой скоростью, полученной в работе Мёрфи и др. (2011). Сравнив оптическую и рентгеновские оценки, мы пришли к выводу, что на специальном радиусе R_{sweet} вклад нетепловой компоненты в полное давление газа составляет $\sim 25\%$. Истинное значение нетеплового вклада может быть даже ниже, т.к. рентгеновские данные в окрестности R_{sweet} могут быть искажены ударной волной (Форман и др., 2007).

С помощью 6м телескопа БТА САО РАН в пяти ярких в рентгеновском диапазоне эллиптических галактиках мы измерили поверхностную яркость, лучевую скорость и дисперсию лучевых скоростей звёзд вплоть до двух эффективных радиусов вдоль одной или двух щелей. Мы применили наш простой подход к оценке круговой скорости и сравнили полученную оценку с круговой скоростью, рассчитанной из анализа рентгеновских данных обсерватории Chandra. Полученные оптические и рентгеновские оценки V_c согласуются достаточно хорошо друг с другом, усреднённый по выборке вклад нетеплового давления составляет $\sim 4\% \pm 20\%$, т.е. сопоставим с нулём.

С помощью глубоких длиннощелевых спектральных данных SCORPIO/БТА мы рассчитали высокоточные профили Ликских индексов вплоть до ~ 2 эффективных радиусов, которые в свою очередь были использованы для оценки радиальных изменений отношения массы к светимости звёздного населения и доли тёмной материи в преде-

лах R_{sweet} ; типичное значение последней составило $\sim 60\%$ для начальной функции масс Салпитера и $\sim 75\%$ для НФМ Крупы.

Глава 5

Сравнение простых методов оценки массы

5.1 Введение

В данной главе основное внимание будет уделено сравнению двух простых методов оценки массы эллиптических галактик, предложенных в работах Чуразов и др. (2010) и Вольф и др. (2010), а именно локального и глобального подходов (см. параграфы 2.4.2.1 и 2.4.2.2). Напомним, что обсуждаемые простые методы позволяют восстановить круговую скорость или массу галактики на специальном радиусе, основываясь только на данных по поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей. В общем случае, простые формулы для оценки V_c можно записать как

$$V_c^2(R_{char}) = k\sigma_p^2, \quad (5.1)$$

где σ_p - некоторый вид дисперсии лучевых скоростей, который делает зависимость коэффициента k от неизвестной орбитальной структуры звёзд минимальной, насколько это возможно, а R_{char} - специальный радиус, оценки круговой скорости на котором минимально подвержена влиянию анизотропии. Рассматриваемые локальный и глобальный подходы будут протестированы на сферических аналитических моделях, модельных галактиках и на выборке реальных эллиптических галактик, для которых имеются кинематические данные высокого качества и результаты динамического моделирования Шварцшильда.

5.2 Формулы для оценки массы

5.2.1 Локальный подход

Прежде чем перейти непосредственно к тестированию простых методов, напомним основные предположения, при которых они были получены. Локальная формула для

оценки круговой скорости (см. также параграф 2.4.2.1) получена из стационарного уравнения Джинса (уравнение (2.9)) для сферических систем в предположении, что гравитационный потенциал галактики логарифмический, т.е. $\Phi(r) = V_c^2 \ln(r) + \text{const}$. Для изотропных, идеально радиальных и идеально круговых орбит звёзд V_c выражается аналитически:

$$\begin{aligned} V_c^{\text{iso}} &= \sigma_p(R) \cdot \sqrt{1 + \alpha + \gamma} \\ V_c^{\text{circ}} &= \sigma_p(R) \cdot \sqrt{2 \frac{1 + \alpha + \gamma}{\alpha}}, \\ V_c^{\text{rad}} &= \sigma_p(R) \cdot \sqrt{(\alpha + \gamma)^2 + \delta - 1}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

где коэффициенты α , γ и δ выражаются через логарифмические наклоны профилей поверхностной яркости $I(R)$ и дисперсии лучевых скоростей $\sigma_p(R)$

$$\alpha \equiv -\frac{d \ln I(R)}{d \ln R}, \quad \gamma \equiv -\frac{d \ln \sigma_p^2}{d \ln R}, \quad \delta \equiv \frac{d^2 \ln [I(R) \sigma_p^2]}{d (\ln R)^2}. \quad (5.3)$$

Оценка круговой скорости галактики производится на специальном радиусе $R_{char} = R_{\text{sweet}}$, определяемом как радиус, на котором стандартное отклонение между профилями V_c^{iso} , V_c^{rad} и V_c^{circ} минимально. Как видно из приведённых выше уравнений, величина R_{sweet} зависит только от *локальных* свойств наблюдаемых профилей поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей.

В случае недостатка или ненадёжности данных по дисперсии лучевых скоростей, членами γ и δ можно пренебречь по сравнению с α . И тогда оценка круговой скорости может быть получена из выражений:

$$\begin{aligned} V_c^{\text{iso,s}} &= \sigma_p(R) \sqrt{\alpha + 1} \\ V_c^{\text{circ,s}} &= \sigma_p(R) \sqrt{2 \frac{\alpha + 1}{\alpha}} \\ V_c^{\text{rad,s}} &= \sigma_p(R) \sqrt{\alpha^2 - 1}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

В этом случае зависимость между V_c для разных значений параметра анизотропии и σ_p оказывается одинаковой при $\alpha = 2$, т.е. специальный радиус R_{char} , на котором оценка круговой скорости минимально подвержена влиянию анизотропии, равен R_2 (радиус, на котором логарифмический наклон поверхностной яркости $\alpha = 2$).

Таким образом, мы имеем три подвида локальной формулы оценки круговой скорости:

- **формула L1:** $V_c^{\text{iso}}(R_{\text{sweet}})$, где V_c^{iso} определяется из первого уравнения системы (5.2), а R_{sweet} - это радиус, на котором все аналитические профили V_c из уравнений (5.2) максимально близки друг к другу.

- **формула L2:** $V_c^{\text{iso}}(R_2)$, где V_c^{iso} также определяется из системы (5.2), R_2 - радиус, на котором логарифмический наклон профиля поверхностной яркости равен -2 ($\alpha = 2$ в уравнениях (5.3)).
- **формула L3:** $V_c^{\text{iso,s}}(R_2)$, где $V_c^{\text{iso,s}}$ определяется из первого уравнения системы (5.4) и радиус R_2 - тот же, что и для L2.

5.2.2 Глобальный подход

Глобальная формула, предложенная в работе Вольф и др. (2010), получена из уравнения Джинса (2.9) и вириальной теоремы (2.3) при предположении о практически плоском профиле наблюдаемой дисперсии скоростей $\sigma_p(R)$. Масса галактики, как утверждают Вольф и соавторы, может быть оценена из взвешенной по светимости дисперсии лучевых скоростей $\langle \sigma_p^2 \rangle$, усреднённой в идеале по всей галактике, на радиусе r_3 , на котором трёхмерная плотность светимости $j(r)$ спадает как r^{-3} :

$$M(< r_3) \simeq 3G^{-1} \langle \sigma_p^2 \rangle r_3, \quad (5.5)$$

или в терминах круговой скорости (здесь и далее, глобальная **формула G1**)

$$V_c^2(r_3) \simeq 3 \langle \sigma_p^2 \rangle. \quad (5.6)$$

Как следует из этих уравнение, оценка массы зависит от *глобальных* свойств наблюдаемых профилей поверхностной яркости $I(R)$ и дисперсии лучевых скоростей $\sigma_p(R)$.

Как уже упоминалось в параграфе 2.4.2.2, для широкого диапазона профилей распределения света r_3 примерно равен трёхмерному эффективному радиусу $r_{1/2}$, внутри которого сосредоточена половина полной светимости галактики, который, в свою очередь, близок к величине $\frac{4}{3}R_{1/2}$, где $R_{1/2}$ - спроектированный (двумерный) эффективный радиус. Другими словами, оценка круговой скорости может быть также выражена как

$$V_c^2(r_{1/2}) \simeq 3 \langle \sigma_p^2 \rangle \quad (5.7)$$

(формула **G2**) или

$$V_c^2\left(\frac{4}{3}R_{1/2}\right) \simeq 3 \langle \sigma_p^2 \rangle \quad (5.8)$$

(формула **G3**).

Глобальный подход получен для галактик, которые (i) сферические, (ii) не вращающиеся, (iii) имеют пространственно разрешённые кинематические данные на протяжении всей галактики и (iv) дисперсия лучевых скоростей которых постоянна с радиусом.

И локальный, и глобальный подходы к оценке масс эллиптических галактик получены из сферического уравнения Джинса (2.9) и позволяют определить значение полной массы системы только внутри специального радиуса R_{char} , на котором оценка массы не чувствительна к анизотропии. Несмотря на эти сходства, финальные уравнения и

выражения для R_{char} выглядят по-разному. Основное отличие между методами состоит в следующем: локальная оценка V_c зависит только от локальных свойств наблюдаемых профилей ($\sigma_p(R)$ и логарифмических наклонов $I(R)$ и $\sigma_p(R)$), в то время как глобальная формула требует усреднения дисперсии лучевых скоростей по всей галактике и определения эффективного радиуса, т.е. она зависит от глобальных свойств системы. Основные свойства рассматриваемых методов приведены в Таблице 5.1.

5.3 Тестирование

Для сравнения результативности локального и глобального подходов мы протестировали их на сферических аналитических моделях, модельных галактиках и выборке реальных эллиптических галактик, которые уже были проанализированы передовыми методами.

5.3.1 Сферические аналитические модели

Для создания сетки аналитических моделей, мы решили уравнение Джинса для набора профилей трёхмерной плотности светимости $j(r)$, анизотропии $\beta(r)$ и круговой скорости $V_c(r)$. Плотность светимости получена в результате сферической депроекции профиля Серсика $I(R) = I(R_{1/2}) \exp[-b_n ((R/R_{1/2})^{1/n} - 1)]$ (Серсик, 1968), где b_n - решение уравнения $\Gamma(2n) = 2\gamma(2n, b_n)$. $\Gamma(2n)$ - это полная Гамма-функция и $\gamma(2n, b_n)$ - нижняя неполная Гамма-функция. Мы задали профиль анизотропии в виде $\beta(r) = (\beta_2 r^c + \beta_1 r_a^c) / (r^c + r_a^c)$, где c - параметр концентрации, r_a - некоторый характерный радиус, на котором анизотропия меняется от своего центрального значения β_1 к значению на периферии β_2 . В реальных галактиках раннего типа распределение звёздных орбит считается слегка тангенциальным в самом центре (Томас и др., 2014), близким к изотропному на малых и умеренных расстояниях от центра и более радиальным во внешних частях системы (например, Герхард и др., 2001; Томас и др., 2009). В связи с этим, мы варьируем β_1 от -0.7 до 0.0 и β_2 от 0.1 до 0.5 . Величины r_a и c изменяем в диапазоне $0.1R_{1/2} \leq r_a \leq 3.2R_{1/2}$ и $0.1 \leq c \leq 5.1$ соответственно.

Круговая скорость параметризована следующим образом:

$$V_c^2(r) \propto V_1^2 \frac{r^2}{r^2 + r_c^2} + V_2^2 \frac{\ln(1 + r/r_s) - r/(r + r_s)}{r/r_s}, \quad (5.9)$$

чтобы имитировать наблюдаемые профили V_c (например, Герхард и др., 2001; Бреддельс и др., 2013). Другими словами, гравитационный потенциал модельной сферической галактики представляет собой комбинацию логарифмического потенциала с ядром (Бинни & Тремейн, 2008) и потенциала, схожего по форме с потенциалом Наварро-Френка-Уайта (Наварро и др., 1995). Отметим, что это простое аналитическое представление круговой скорости и свободные параметры подобраны таким образом, чтобы покрыть широкий диапазон наблюдаемых форм и “прощупать” разные части реального профиля круговой скорости (возрастающую, примерно плоскую и спадающую

Таблица 5.1. Основные свойства локального и глобального методов оценки массы.

Метод	Предположения	Данные	Формула $V_c^2(R_{char}) = k\sigma_p^2$
Локальный (L1, L2, L3)	дин. равновесие	лог-наклон $I(R)$,	L1: $V_c^2(R_{sweet}) = [1 + \alpha(R_{sweet}) + \gamma(R_{sweet})] \cdot \sigma_p^2(R_{sweet})$,
	сф. симметрия	$\sigma_p(R_{sweet})$ или $\sigma_p(R_2)$,	где R_{sweet} : $V_c^{iso} \approx V_c^{circ} \approx V_c^{rad}$ (ур. (2.17)).
	нет вращения $\Phi(r) = V_c^2 \ln r + const$	лог-наклон $\sigma_p(R)$, $d^2 \ln[I\sigma_p^2]/d(\ln R)^2$	L2: $V_c^2(R_2) = [3 + \gamma(R_2)] \cdot \sigma_p^2(R_2)$, где R_2 : $I(R) \propto R^{-2}$. L3: $V_c^2(R_2) = 3 \cdot \sigma_p^2(R_2)$.
Глобальный (G1, G2, G3)	дин. равновесие	$\langle \sigma_p^2 \rangle$,	G1: $V_c^2(r_3) = 3\langle \sigma_p^2 \rangle$,
	сф. симметрия	депроекция $I(R)$	где r_3 : $j(r) \propto r^{-3}$.
	нет вращения $\sigma_p(R) = const$	или определение $R_{1/2}$	G2: $V_c^2(r_{1/2}) = 3\langle \sigma_p^2 \rangle$, где $r_{1/2}$ - радиус шара половины полной светимости. G3: $V_c^2(\frac{4}{3}R_{1/2}) = 3\langle \sigma_p^2 \rangle$ где $R_{1/2}$ - радиус круга половины полной светимости.

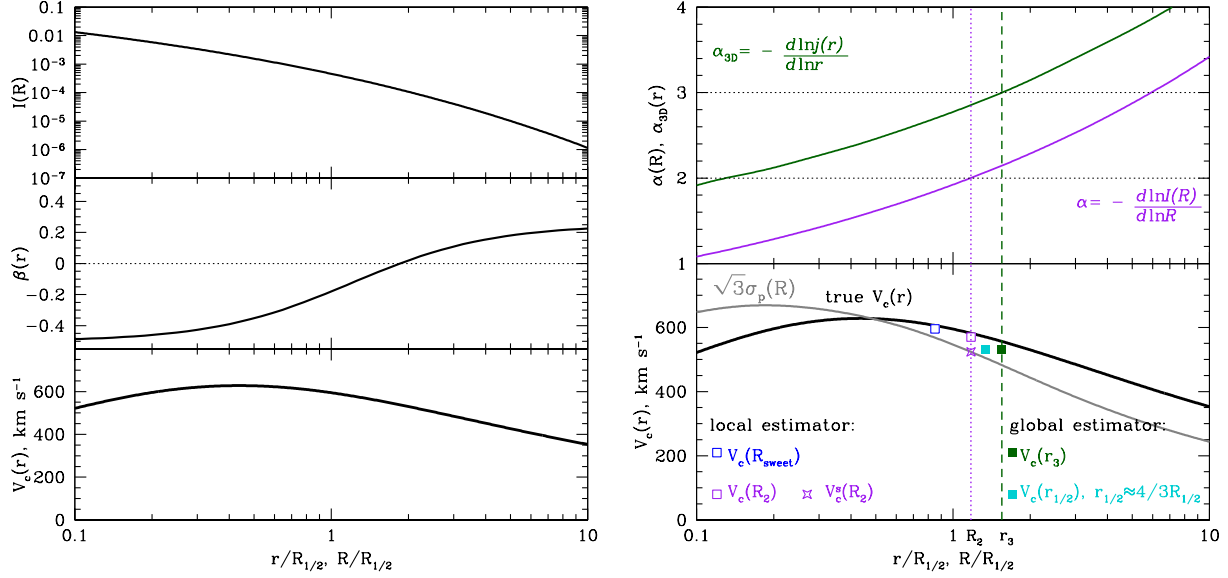


Рис. 5.1. Профили типичной аналитической модели (в данном примере, модель Серсика с $n = 4$). Слева: профили поверхностной яркости $I(R)$, анизотропии $\beta(r)$ и круговой скорости $V_c(r)$ как функции $R/R_{1/2}$ (или $r/R_{1/2}$ для трёхмерных профилей), где $R_{1/2}$ - радиус круга, внутри которого сосредоточена половина полной светимости галактики. Справа: профили, необходимые для оценки круговой скорости. Логарифмические наклоны $j(r)$ (профиль объёмной плотности звёзд получен из сферической депроекции поверхностной яркости) и $I(R)$ показаны в верхней панели как темно зелёная и фиолетовая кривые соответственно. r_3 , R_{sweet} и R_2 обозначены тёмно зелёной штриховой, синей штриховой и фиолетовой пунктирной линиями соответственно. Профиль дисперсии лучевых скоростей, полученный из сферического уравнения Джинса, показан серым цветом на нижней панели. Простые оценки круговой скорости представлены как не закрашенные и закрашенные символы разных цветов. Закрашенный тёмно зелёный квадрат соответствует глобальной оценке круговой скорости на r_3 (G1). В этой модели $r_{1/2}$ с точностью $\sim 1\%$ равен $\frac{4}{3}R_{1/2}$, поэтому мы изобразили G2 и G3 вместе как закрашенный голубой квадратик. Не закрашенный синий квадратик показывает локальную оценку на R_{sweet} (L1) и не закрашенный фиолетовый квадратик - на R_2 (L2), и, наконец, не закрашенная фиолетовая звёздочка соответствует упрощённой версии локального подхода (L3).

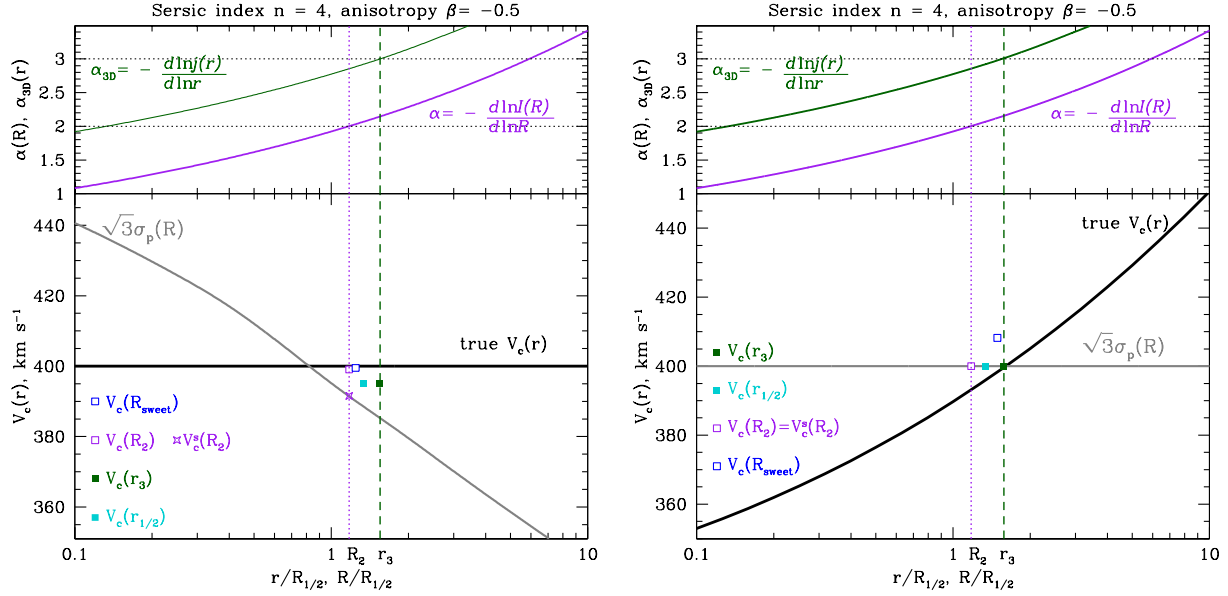


Рис. 5.2. Оценки круговой скорости “идеальной” галактики с плоской $V_c(r)$ (слева) или плоской $\sigma_p(R)$ (справа). Поверхностная яркость описывается профилем Серсика с индексом $n = 4$, параметр анизотропии $\beta = -0.5$. Параметры n и β выбраны случайно и только для демонстрационных целей. Верхняя панель показывает логарифмический наклон трёхмерной плотности светимости α_{3D} (тёмно зелёным цветом) и наклон поверхностной яркости (фиолетовым). Дисперсия лучевых скоростей, профиль истинной круговой скорости, а также простые оценки V_c показаны на нижней панели. r_3 , R_{sweet} и R_2 маркированы тёмно зелёной штриховой, синей штриховой и фиолетовой пунктирной линиями.

с радиусом). Параметр r_s варьируется от 0 до 90 эффективных радиусов, r_c изменяется от 0 до $12R_{1/2}$.

Взвешенная по светимости дисперсия лучевых скоростей $\langle \sigma_p^2 \rangle$ усреднена на интервале $[0.1R_{1/2}; 10R_{1/2}]$. Рисунок 5.1 иллюстрирует все шаги анализа и показывает типичные профили, рассмотренные для аналитических моделей.

5.3.1.1 Идеальные модели

Первым делом мы применили локальную и глобальную формулы оценки круговой скорости, описанные в параграфе 5.2 и Таблице 5.1, к двум “идеальным” галактикам, которые удовлетворяют всем предположениям, при которых были получены обсуждаемые методы: динамическое равновесие, сферическая симметрия, постоянная с радиусом анизотропия, плоская $V_c(r)$ для локального подхода и плоская $\sigma_p(R)$ для глобального. Назовём эти две модели “идеальной локальной” и “идеально глобальной” галактиками. Рисунок 5.2 демонстрирует типичные профили, полученные для модели Серсика с ин-

дексом $n = 4$ и постоянной анизотропией $\beta = -0.5$, а также полученные локальные и глобальные оценки круговой скорости. Не закрашенный синий квадратик соответствует локальной оценке на R_{sweet} (L1), не закрашенный фиолетовый - локальной оценке на R_2 (L2) и не закрашенная фиолетовая звёздочка - упрощённой версии локального подхода (L3). Простые глобальные оценки показаны закрашенными символами: тёмно зелёный квадратик соответствует глобальной оценке на r_3 (G1), голубой квадратик - на $r_{1/2} \approx \frac{4}{3}R_{1/2}$ (G2/G3). Как и ожидалось, оба метода показывают высокую точность, будучи применёнными к “идельным” галактикам, которые удовлетворяют всем соответствующим предположениям. В идеальном случае для локального подхода глобальная оценка оказывается слегка заниженной с типичным отклонением от истинной круговой скорости $\approx -3\%$. Аналогично, для идеальной для глобального подхода галактики локальная оценка несколько завышена по сравнению с истинной круговой скоростью на $\approx 3\%$, которые соответствуют $\mp 6\%$ ошибке в определении массы

5.3.1.2 Сетка аналитических моделей

Мы исследовали ~ 30000 аналитических моделей, поверхностная яркость которых описывается профилем Серсика с индексом $2 < n < 20$, с анизотропией, плавно возрастающей с радиусом, и круговой скоростью, характерной для (i) карликовых сфероидальных систем (V_c растёт с радиусом; $\simeq 50\%$ моделей), в которых преобладает тёмная материя, и (ii) массивных эллиптических галактик (V_c примерно плоская или убывает с радиусом; $\simeq 50\%$ моделей). Мы, однако, не задавались целью исследовать всё пространство параметров. Задача была понять, насколько чувствительны простые методы к предположениям о постоянстве $V_c(r)$ или $\sigma_p(R)$ и к меняющейся анизотропии. Результирующие гистограммы для локального (верхние панели) и глобального (нижние панели) подходов показаны на Рисунке 5.3. Среднеквадратичный разброс RMS для глобальных оценок почти в два раза больше, чем для локальных оценок.

В силу того, что локальная оценка выведена в предположении логарифмического гравитационного потенциала (т.е. плоского профиля $V_c(r)$), важно понять, как точность оценки зависит от наклона профиля круговой скорости. Действительно, для локальной формулы L1 существует явная корреляция между отклонением Δ круговой скорости от истинного её значения и логарифмическим наклоном истинной $V_c(r)$ на R_{sweet} : $\Delta \approx k \times (-d \ln V_c^2 / d \ln r)$ (Рисунок 5.4, панель А). Чтобы понять эту зависимость, давайте рассмотрим для простоты идеально круговые орбиты. Если круговая скорость увеличивается (уменьшается) с радиусом, то скорости звёзд на $r > R$ становятся больше, чем на $r = R$, что приводит к увеличению (уменьшению) σ_p по сравнению с предполагаемым вариантом постоянной в пространстве V_c . Это, в свою очередь, приводит к систематической переоценке (недооценке) круговой скорости. Детали корреляции между Δ и $-d \ln V_c^2 / d \ln r$ зависят от заполнения (дискретизации) пространства параметров. Однако, скорее всего основной тренд для локальной оценки универсален. Для растущей/убывающей V_c в окрестности R_{sweet} (который близок к R_2) локальный подход переоценивает/недооценивает истинное значение V_c на множитель $\approx 1 + 0.1 (-d \ln V_c^2 / d \ln r)$. Для плоской V_c возле R_{sweet} локальная оценка, усреднённая по пространству парамет-

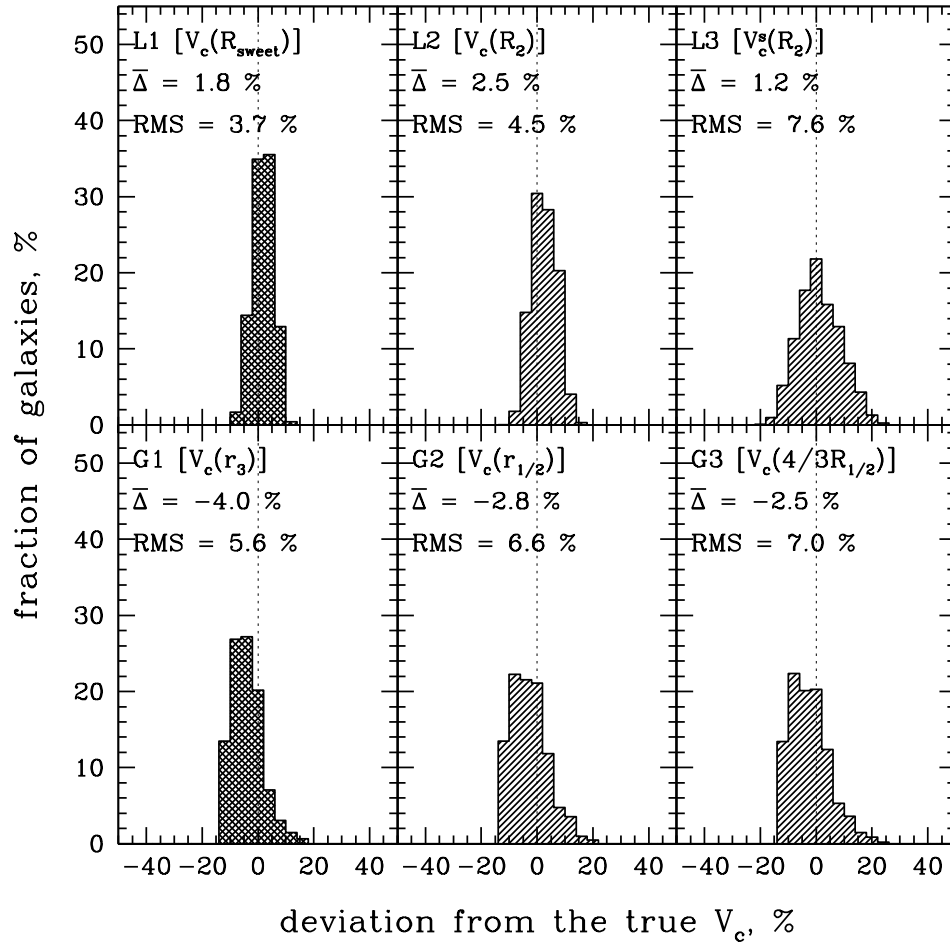


Рис. 5.3. Гистограмма отклонений простой оценки V_c модельных сферических галактик (параграф 5.3.1.2) от истинного значения V_c^{true} для локального (верхняя панель) и глобального (нижняя панель) методов. Аналитические модели характеризуются профилем поверхностной яркости Серсика, медленно возрастающей с радиусом анизотропией и круговой скоростью, по форме схожей с наблюдаемыми профилями. Отклонения посчитаны как $\Delta = (V_c - V_c^{true})/V_c^{true}$, где восстановленная V_c и истинная V_c^{true} взяты на одном и том же радиусе. Среднеквадратичный разброс (RMS) определен относительно $\bar{\Delta}$.

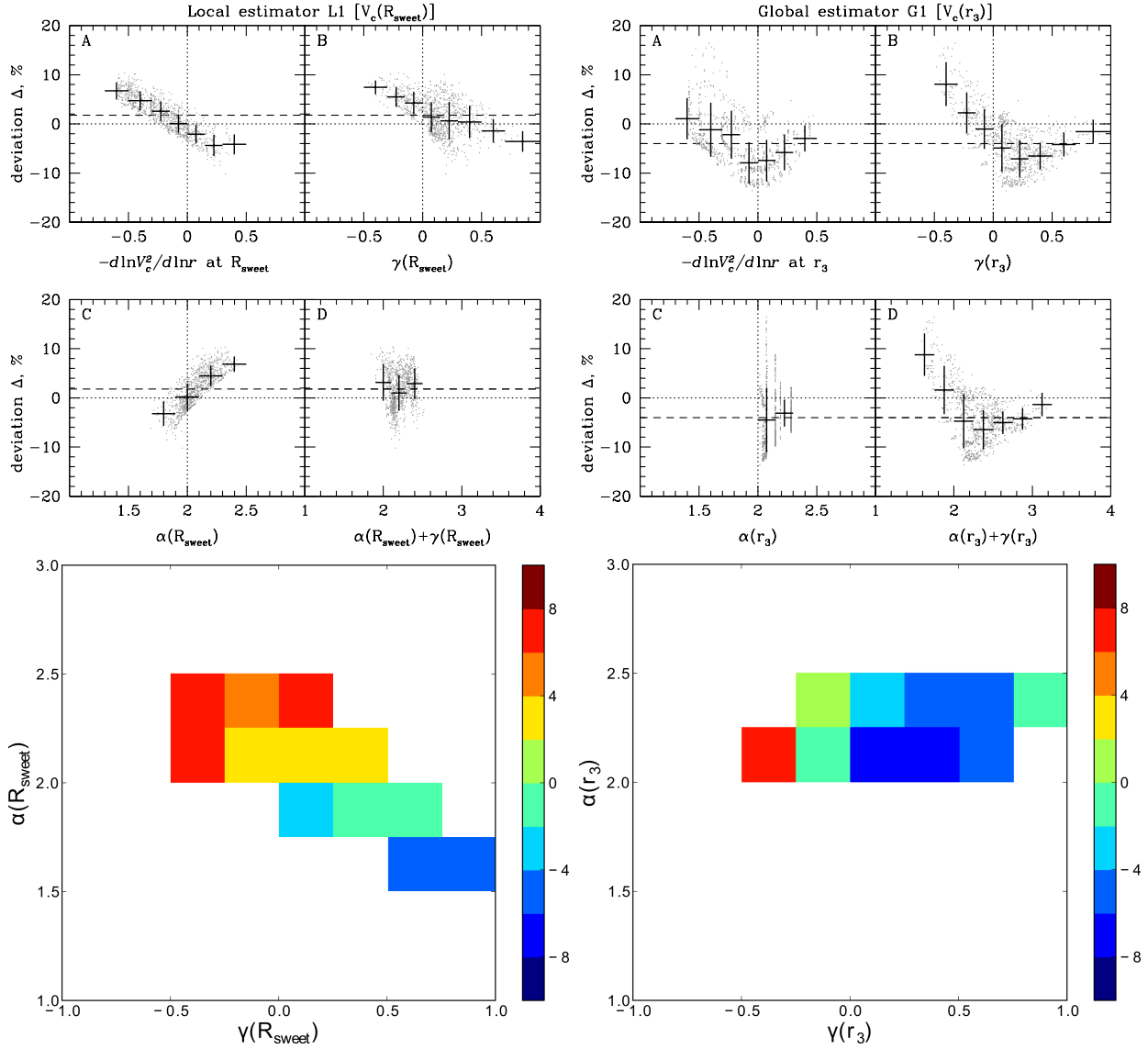


Рис. 5.4. Зависимость ошибки в оценке V_c от свойств истинной $V_c(r)$ и наблюдаемых профилей $I(R)$ и $\sigma_p(R)$ для модельных сферических галактик (параграф 5.3.1.2). Панели (A): Отклонение Δ оценки V_c от истинного значения как функция лог-наклона истинной круговой скорости $-d \ln V_c^2 / d \ln r$, взятого на специальном радиусе (R_{sweet} для локального метода L1 и r_3 для глобального подхода G1). Панели (B): Δ как функция лог-наклона дисперсии лучевых скоростей $\gamma = -d \ln \sigma_p^2 / d \ln R$. Панели (C): Δ как функция лог-наклона поверхностной яркости $\alpha = -d \ln I / d \ln R$. Панели (D): Δ как функция $\alpha + \gamma$. Горизонтальная штриховая линия показывает усреднённое по всей выборке аналитических моделей отклонение. Крестиками представлено среднее отклонения в каждом отдельно взятом интервале. Для ясности показаны только 1000 случайных моделей. Нижний ряд: отклонение Δ как функция α и γ . Левые панели показывают результаты локальной оценки L1, а правые - глобальной G1.

ров, покрытому исследованными аналитическими моделями, оказывается практически не смещённой. Похожий тренд наблюдается и между отклонениями Δ и логарифмическим наклоном дисперсии лучевых скоростей $\gamma = -d \ln \sigma_p^2 / d \ln R$ на R_{sweet} (Рисунок 5.4, панель В). Если σ_p растёт с радиусом в окрестности R_{sweet} , то локальная оценка V_c оказывается завышенной по сравнению с истинным значением круговой скорости. Для случая плоских или умеренно убывающих профилей наблюдаемой дисперсии локальный подход позволяет получить практически не смещённую оценку V_c . Наблюдаемый тренд в $\Delta(\gamma)$ частично компенсируется обратным трендом в $\Delta(\alpha)$ (Рисунок 5.4, панель С), что делает коэффициент $\sqrt{1 + \alpha(R_{\text{sweet}}) + \gamma(R_{\text{sweet}})}$ между σ_p и круговой скоростью (первое уравнение в системе (2.17)) близким к $\sqrt{3}$. Отклонение Δ практически не зависит от $\alpha + \gamma$ (Рисунок 5.4, панель D) для локального метода, к тому же разброс в $(\alpha + \gamma)$ на R_{sweet} достаточно мал ($1.9 \lesssim \alpha + \gamma \lesssim 2.5$). Для локальных формул L2 и L3 корреляции между Δ и $-d \ln V_c^2 / d \ln r$ практически такие же, как для L1.

Глобальный подход демонстрирует более сложную зависимость от наклона профиля круговой скорости (Рисунок 5.4, панель А), причём наблюдается заметное негативное смещение оценок V_c для плоской круговой скорости (при $V_c(r) = \text{const}$ наблюдаемая дисперсия σ_p может значительно меняться с радиусом). Как и ожидалось, глобальная формула лучше всего работает для примерно плоских профилей дисперсии лучевых скоростей. Глобальные оценки V_c оказываются завышенными, если σ_p быстро возрастает с радиусом ($\gamma \lesssim 0.3$). Значительные отрицательные отклонения наблюдаются для моделей с $\sigma_p(R)$, демонстрирующими “горб” т.е. когда $\gamma(R)$ меняет знак. Приведенные выводы справедливы также и для глобальных формул G2 и G3.

Из Рисунка 5.4 следует, что локальный подход следует применять с осторожностью к системам с возрастающей дисперсией лучевых скоростей и/или к системам с растущей круговой скоростью в окрестности R_2 . Т.к. глобальный подход основан на глобальных характеристиках галактик, то он демонстрирует высокую точность, если профиль дисперсии лучевых скоростей слабо меняется с радиусом на протяжении всей галактики. Грубо говоря, глобальная формула подходит для оценки массы карликовых сфероидальных систем (см. работу Ковальчек и др. 2013, которые протестировали глобальный метод на выборке модельных карликовых галактик) и для эллиптических галактик с примерно плоской наблюдаемой дисперсией, в время как локальный подход работает для эллиптических галактик в целом. Анализируя отдельно подвыборки аналитических моделей с $V_c(r)$, схожей по форме с круговой скоростью (i) карликовых сфероидальных систем и (ii) эллиптических галактик, мы пришли к подобному заключению.

Следует отметить, что для больших значений индекса Серсика ($n > 8 - 10$), типичных для массивных эллиптических галактик, расположенных в центрах групп или скоплений, логарифмический наклон поверхностной яркости α близок к 2 в широком диапазоне радиусов, и в этом диапазоне истинная круговая скорость хорошо описывается аналитическим профилем V_c^{iso} для изотропного распределения орбит звёзд (первое уравнение из системы (2.17)).

5.3.2 Модельные галактики

От сферических моделей перейдем к выборке индивидуальных галактик (Озер и др. 2010, 2012, см. также параграф 3.2.1), полученных в результате космологических симуляций, масса которых изменяется в широких пределах: $7 \times 10^{11} M_{\odot} h^{-1} < M_{vir} < 2.7 \times 10^{13} M_{\odot} h^{-1}$, $h = 0.72$, где M_{vir} - вириальная масса гало на красном смещении $z = 0$. Эти модельные галактики по свойствам схожи с наблюдаемыми близкими галактиками раннего типа (Нааб и др. 2014), изученными, например, в рамках проекта ATLAS^{3d}. Типичные эффективные радиусы модельных галактик $\sim 2 - 15$ кпк. Мы определяем эффективный радиус как $R_{1/2}$, т.е. радиус круга, внутри которого содержится половина *полной* звёздной массы галактики без искусственного введения радиуса обрезания (как это сделано в работах Озер и др. (2010, 2012), в которых эффективный радиус определен как радиус, внутри которого сосредоточена половина звёздной массы сферы с максимальным радиусом, составляющим 10% от вириального радиуса). Типичное отношение наблюдаемых осей q (эллиптичность $\epsilon = 1 - q$), определяемое как квадратный корень собственных значений диагонализированного тензора инерции, посчитанного в пределах эффективного радиуса, составляет $\sim 0.5 - 1$. Анизотропия модельных галактик слегка тангенциальная или близкая к изотропной в центре и становится радиальной с $\beta \sim 0.2 - 0.4$ на периферии (Ву и др., 2014).

Локальный подход уже был протестирован на модельных галактиках в Главе 3, здесь мы следуем той же процедуре анализа. Вкратце, сперва мы удаляем с изображения галактики “комки” (галактики-спутники) и вычисляем радиальные профили $I(R)$, $\sigma_p(R)$ и истинной круговой скорости $V_c^{true}(r) = \sqrt{GM(<r)/r}$ в логарифмических концентрических кольцах/слоях вокруг центра гало. На практике, такое усреднение по концентрическим кольцам может быть применено к двумерным кинематическим картам, полученных из панорамных спектральных наблюдений. В качестве оценки круговой скорости мы берём значение V_c^{iso} на R_{sweet} и считаем отклонение от истинного значения на этом радиусе $\Delta = (V_c^{iso} - V_c^{true}) / V_c^{true}$.

Мы применили локальный и глобальных подходы к выборке массивных ($\sigma_p(R_{1/2}) > 150$ км/с) модельных галактик, из которой исключены сливающиеся ($\sim 3\%$ от общего числа), а также быстро вращающиеся галактики, наблюдаемые вдоль оси вращения ($\sim 15\%$ от общего числа).

Рисунок 5.5 показывает долю галактик как функцию отклонения $\Delta = (V_c - V_c^{true}) / V_c^{true}$ для локальных формул L1, L2 и L3. Левая и правая панели уже были представлены в Главе 3. Заметим, что формулы L1 и L2 демонстрируют похожие результаты: усреднённое по выборке отклонение близко к нулю и среднеквадратичный разброс составляет $\approx 5 - 6\%$. Т.е. радиус R_2 , однозначно определяемый только из профиля поверхностной яркости, может быть использован вместо R_{sweet} , который зависит также от логарифмического наклона дисперсии лучевых скоростей $-d \ln \sigma_p^2 / d \ln R$ и второй производной $d^2 \ln[I \sigma_p^2] / d(\ln R)^2$.

Чтобы протестировать точность глобального подхода на выборке модельных галактик, нам необходимо посчитать (i) взвешенную по светимости дисперсию лучевых скоростей $\langle \sigma_p^2 \rangle$, усреднённую в некотором диапазоне $[R_{min}; R_{max}]$, (ii) специальные радиусы

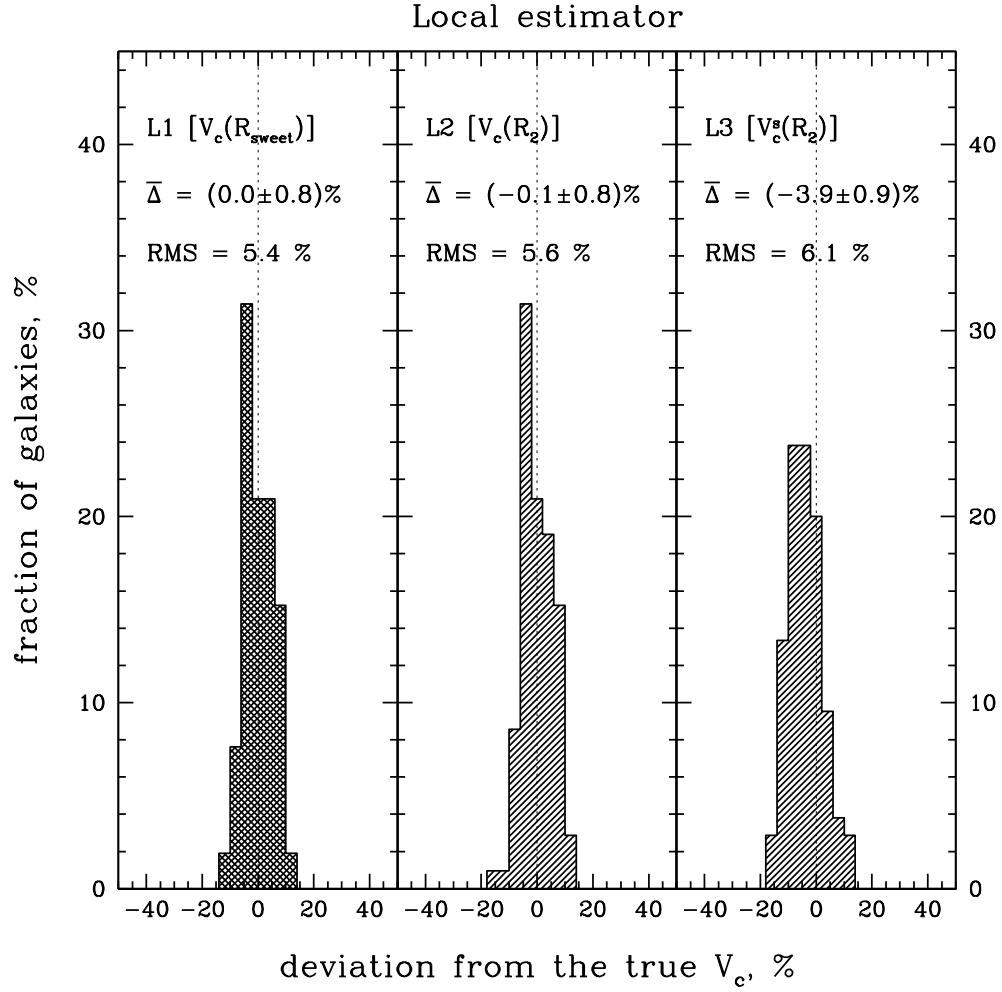


Рис. 5.5. Гистограммы отклонений локальной оценки V_c от истинной круговой скорости для модельных галактик (параграф 5.3.2, см. также параграф 3.3.1). $V_c(R_{\text{sweet}})$ (L1) и $V_c(R_2)$ (L2) определены из уравнений (5.2) на R_{sweet} (радиус, на котором $V_c^{\text{iso}} \approx V_c^{\text{circ}} \approx V_c^{\text{rad}}$) и R_2 (где $I \propto R^{-2}$) соответственно. $V_c^s(R_2)$ (L3) получена из уравнений (5.4).

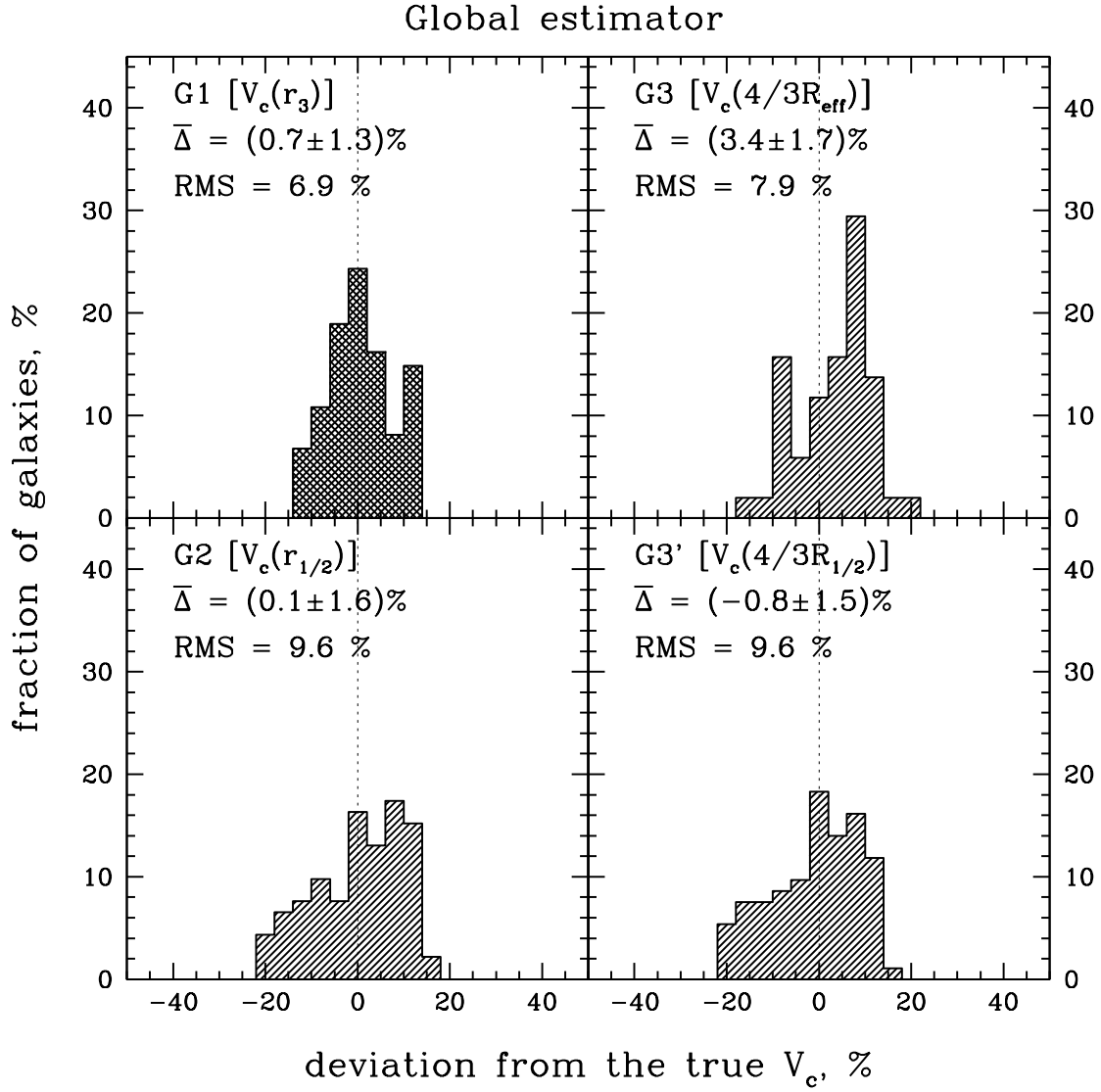


Рис. 5.6. Гистограммы отклонений глобальной оценки V_c от истинной круговой скорости для модельных галактик (параграф 5.3.2). Отклонения рассчитаны на следующих специальных радиусах: (i) r_3 (верхняя левая панель), где $j(R) \propto r^{-3}$, (ii) фактор $\frac{4}{3} \times$ “наблюдательный” эффективный радиус, определённый из подгонки профиля Серсика к профилю поверхностной яркости в диапазоне $[3r_{\text{soft}}; 0.1R_{\text{vir}}]$ (верхняя правая панель), (iii) трёхмерный радиус половины света $r_{1/2}$ (нижняя левая панель) и (iv) фактор $\frac{4}{3} \times$ двумерный радиус половины света $R_{1/2}$ (нижняя правая панель).

r_3 , $r_{1/2}$ и $\frac{4}{3}R_{1/2}$, на которых роль анизотропии в оценке круговой скорости ожидается минимальной. Трёхмерный радиус половины света $r_{1/2}$ и спроектированный (двумерный) радиус половины света $R_{1/2}$ определены как радиусы шара/круга, внутри которых сосредоточена половина полной трёхмерной/спроектированной звёздной массы соответственно. В силу того, что на практике, из реальных наблюдательных данных информация о полной светимости галактики часто не доступна, или её затруднительно оценить, мы также ввели “наблюдательный” эффективный радиус R_{eff} , который определяется из подгонки профиля Серсика $I(R) \propto \exp(-b_n(R/R_{\text{eff}})^{1/n})$ к наблюдаемой поверхностной яркости в том же диапазоне радиусов $[R_{\text{min}}; R_{\text{max}}]$, который использовался для усреднения σ_p^2 . Мы положили $R_{\text{min}} = 3r_{\text{soft}}$, где $r_{\text{soft}} \approx 400 h^{-1}$ пк - длина смягчения гравитационного потенциала в симуляциях и $3r_{\text{soft}}$ - максимальный радиус, до которого профили могли быть затронуты смягчением. И, наконец, $R_{\text{max}} = 0.1R_{\text{vir}}$, где R_{vir} - вириальный радиус гало ($\equiv R_{200}$ - радиус, на котором отношение средней плотности вещества гало к критической плотности Вселенной равно 200).

Рисунок 5.6 иллюстрирует результативность глобального подхода на разных радиусах: (G1) r_3 (верхняя левая панель), на котором $\alpha_{3D} = -d \ln j(r)/d \ln r = 3$, (G2) трёхмерный эффективный радиус $r_{1/2}$ (нижняя левая панель), (G3) $\frac{4}{3} \times$ “наблюдательный” эффективный радиус (верхняя правая панель) и (G3') $\frac{4}{3} \times$ эффективный радиус $R_{1/2}$ (нижняя левая панель). Как мы видим, глобальные оценки $V_c(r_3)$ и $V_c(r_{1/2})$ практически не смещены (при усреднении по выборке модельных галактик), среднее отклонение глобальной $V_c(\frac{4}{3}R_{\text{eff}})$ завышено на $\approx 3 - 4\%$. Среднеквадратичный разброс для всех случаев составляет $\approx 7 - 10\%$, т.е. существенно больше, чем для локального подхода. Как уже упоминалось выше, наблюдаемые профили на $R < R_{\text{min}} = 3r_{\text{soft}}$ могут быть не вполне реалистичными из-за возможного влияния смягчения гравитационного потенциала, и для анализа глобального подхода мы рассматриваем только модельные галактики, для которых специальный радиус больше, чем $2R_{\text{min}} = 6r_{\text{soft}}$. Этот критерий отбора фактически оставляет в выборке только наиболее массивные галактики с примерно логарифмическим гравитационным потенциалом (см. параграф 3.2.2). Для этих галактик согласно вириальной теореме V_c на любом радиусе хорошо описывается $3\langle\sigma_p^2\rangle$, и точное значение специального радиуса не важно.

Если мы будем варьировать R_{max} и R'_{max} в разумных пределах, величины R_{eff} и $\langle\sigma_p^2\rangle$ для индивидуальных галактик изменятся, но не существенно, и среднее отклонение Δ останется практически тем же ($|\overline{\Delta}| \lesssim 3 - 5\%$) со среднеквадратичным разбросом в $\simeq 8 - 10\%$.

Тесты на аналитических моделях (параграф 5.3.1.2) показывают, что для локального подхода отклонение Δ коррелирует с логарифмическим наклоном истинной круговой скорости. Для растущего профиля $V_c(r)$ локальная оценка оказывается завышенной по сравнению с истинной круговой скоростью. Для выборки модельных галактик мы также наблюдаем похожий тренд для локальной формулы L1 (Рисунок 5.7, Панели А), но не такой сильный, как для сферических аналитических моделей. Этот вывод справедлив и для локальных формул L2 и L3. Для имеющихся значений γ отклонение практически

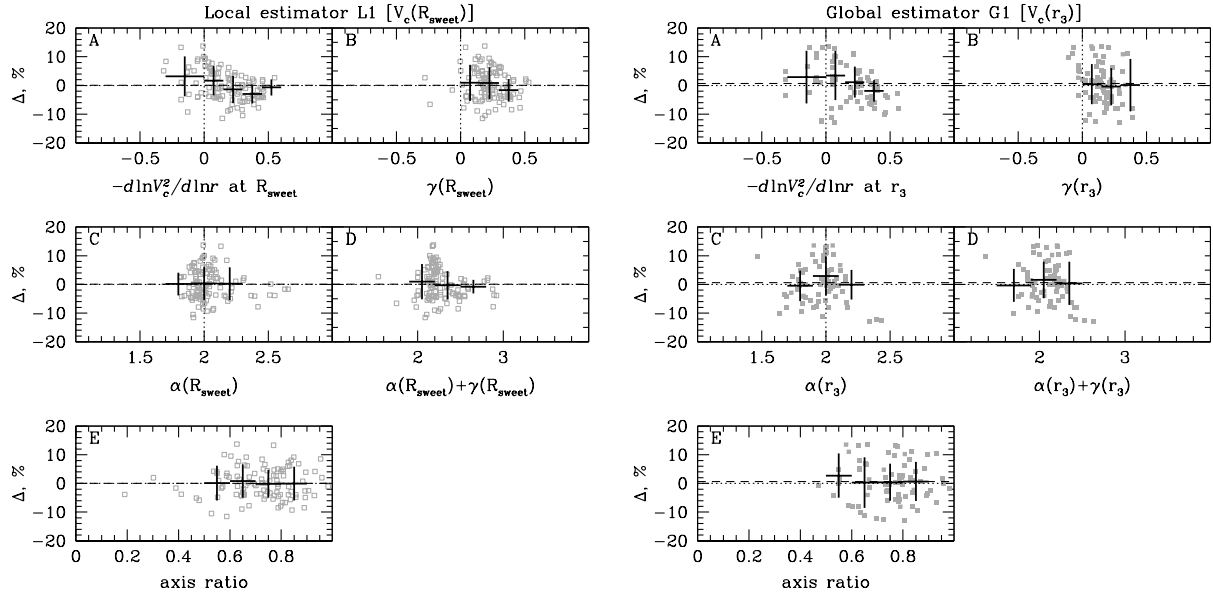


Рис. 5.7. Наблюдаемые зависимости для модельных галактик (параграф 5.3.2). Панели (A): отклонение Δ как функция лог-наклона истинной круговой скорости $-d \ln V_c^2 / d \ln r$, взятой на специальном радиусе (R_{sweet} для локальной оценки L1 и r_3 для глобальной оценки G1). Панели (B): Δ как функция логарифмического наклона дисперсии лучевых скоростей $\gamma = -d \ln \sigma_p^2 / d \ln R$. Панели (C): Δ как функция логарифмического наклона поверхностной яркости $\alpha = -d \ln I / d \ln R$. Панели (D): Δ как функция $\alpha + \gamma$. Панели (E): Δ как функция отношения осей. Горизонтальная штриховая линия показывает отклонение, усреднённое по всей выборке модельных галактик. Крестиками представлено среднее отклонения в каждом отдельно взятом интервале. Левые панели показывают результаты локальной оценки L1, а правые - глобальной G1.

не зависит от γ (Рисунок 5.7, панель D), как и в случае с аналитическими моделями (Рисунок 5.4, панель D).

Очевидной корреляции между простой локальной и глобальной оценками и логарифмическим наклоном дисперсии лучевых скоростей γ или логарифмическим наклоном поверхностной яркости α , или отношением осей q обнаружено не было.

на Рисунке 5.8 мы приводим отклонение простых оценок от истинного значения круговой скорости как функцию вириальной массы гало M_{vir} . Точками показаны отклонения для индивидуальных галактик и линиями - линейная подгонка методом наименьших квадратов $\Delta[\%] = a \cdot \lg\left(\frac{M_{vir}}{10^{10}M_{\odot}h^{-1}}\right) + b$. Отметим, что для локальных формул L1, L2 и глобальной G1 зависимости от вириальной массы достаточно слабые. Глобальный подход был применён только к тем модельным галактикам, специальный радиус которых $R_{char} \geq 2R_{min} = 6r_{soft}$, таким образом, доступный диапазон масс отличается для разных специальных радиусов.

5.4 Сравнение простых оценок массы с передовыми методами

Перейдём к тестированию простых методов оценки массы на реальных галактиках раннего типа, для которых имеются данные по звёздной кинематике высокого разрешения и которые уже были детально изучены при помощи моделирования Шварцшильда. Количество таких галактик постоянно увеличивается, однако протяжённость кинематических профилей для большинства из них ограничена $\approx R_{eff}$ (“наблюдательный” эффективный радиус, полученный, как правило, из подгонки профиля де Вокулёра). Для успешного определения массы с помощью простых методов желательно иметь пространственно разрешённые кинематические профили по крайней мере до $\approx 1.2 - 1.5R_{eff}$. В качестве целевой выборки мы используем галактики раннего типа из обзора галактик скопления Coma, которые уже были промоделированы методом Шварцшильда в работе Томас и др. (2007b), и дополнительно гигантскую эллиптическую галактику M87 из скопления Virgo, промоделированную Мёрфи и др. (2011). Для наших целей мы отобрали только те галактики из работы Томаса и соавторов, для которых кинематические наблюдательные данные доступны до $\gtrsim 1.5R_{eff}$ и которые вращаются медленно, а именно $\sigma_p(R_{eff}) > V_{rot}(R_{eff})$, где σ_p и V_{rot} - дисперсия лучевых скоростей и скорость вращения, измеренные вдоль видимой большой оси.

Галактики нашей целевой выборки (7 галактик скопления Coma и M87) приведены в Таблице 5.2. Для оценки круговой скорости посредством уравнений (5.2) и (5.8) мы использовали поверхностную яркость и среднеквадратичную скорость $V_{RMS}(R) = \sqrt{\sigma_p^2(R) + V_{rot}^2(R)}$. Для каждой галактики мы провели сравнение простых оценок скорости с наиболее вероятной круговой скоростью, полученной в результате моделирования передовыми методами. Взвешенная по светимости дисперсия лучевых скоростей $\langle \sigma_p^2 \rangle$, необходимая для применения глобальной оценки, получена усреднением по диапазону радиусов, на котором доступны наблюдательные данные. В силу того, что некоторые галактики демонстрируют умеренное вращение, мы протестировали также несколько

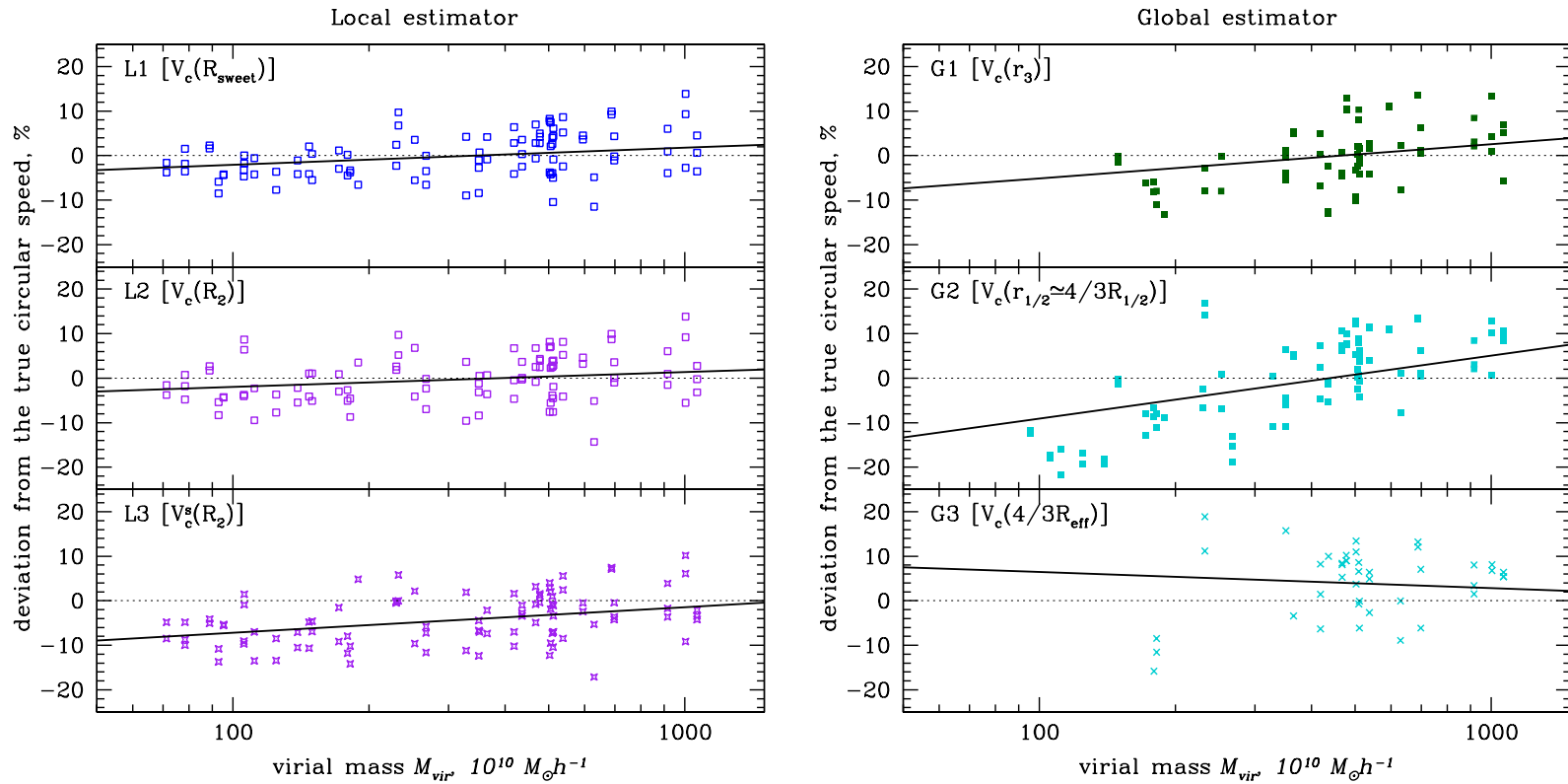


Рис. 5.8. Отклонение оценки круговой скорости от истинного её значения как функция вириальной массы гало (извлечённой из симуляций). Локальный подход (левые панели) восстанавливает значение истинной круговой скорости в широком диапазоне вириальных масс практически одинаково хорошо. Глобальный метод работает заметно лучше, будучи применённым к наиболее массивным галактикам в выборке ($M_{vir} \gtrsim 3 \cdot 10^{12} M_{\odot} h^{-1}$). Нетрудно заметить, что глобальная оценка на разных специальных радиусах показана в разных диапазонах вириальных масс. Для применения глобального подхода на $R_{char} = \{r_3, r_{1/2}, \frac{4}{3}R_{eff}\}$ мы оставляем в выборке только галактики с $R_{char} > 2R_{min} = 6r_{soft}$. Как результат, три панели для $R_{char} = \{r_3, r_{1/2}, \frac{4}{3}R_{eff}\}$ отображают разные подвыборки в пределах относительно малых масс. В дополнение ко всему, специальные радиусы r_3 и $r_{1/2}$, которые близки друг к другу для наиболее общепотребительных аналитических профилей распределения света (таких как, например, профиль Серсика), иногда отличаются в $\sim 2 - 3$ раза для модельных галактик.

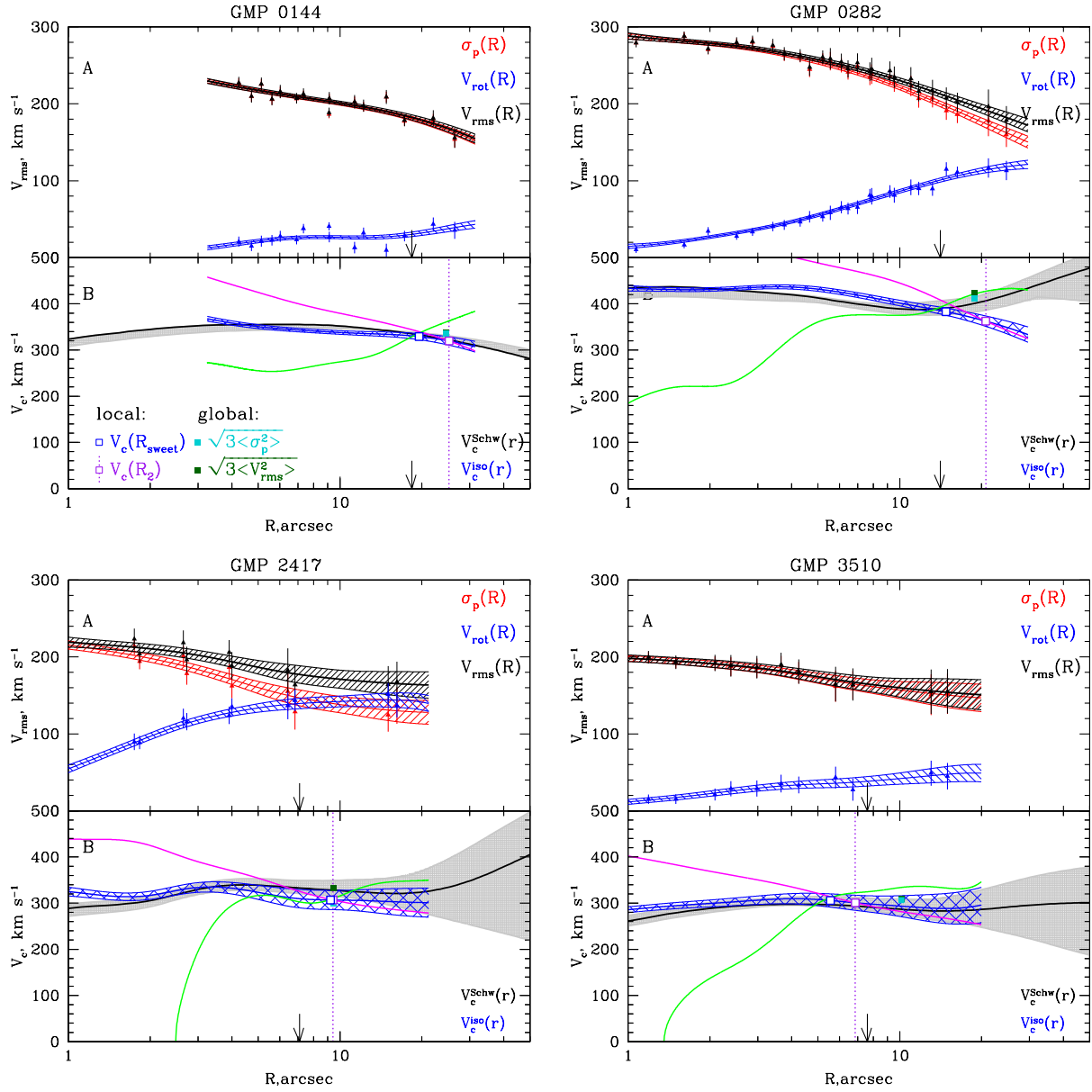


Рис. 5.9. Сравнение простых оценок V_c с круговой скоростью V_c^{Schw} , полученной в результате динамического моделирования (параграф 5.4). Панель (A): профили σ_p , V_{rot} и $V_{RMS} = \sqrt{\sigma_p^2 + V_{rot}^2}$ вдоль большой оси галактики. Панель (B): V_c^{Schw} (чёрная толстая кривая) с ошибками, V_c^{iso} (в синем цвете) из уравнений (2.17) с “наблюдательными” ошибками Σ_{obs} , обусловленными неопределённостью в измерении V_{RMS} . V_c^{circ} и V_c^{rad} показаны пурпурной и зелёной кривыми соответственно. Простые оценки V_c изображены квадратиками разных цветов: синий не закрашенный квадратик соответствует локальной оценке V_c на R_{sweet} (L1), фиолетовый не закрашенный квадратик - локальной оценке на R_2 (L2), глобальные оценки (вычисленные как $\langle \sigma_p^2 \rangle$ и $\langle V_{RMS}^2 \rangle$) на $\frac{4}{3}R_{eff}$ (G3) показаны голубым и тёмно зелёным закрашенными квадратиками. Стрелка и пунктирная фиолетовая линия маркируют R_{eff} и R_2 соответственно.

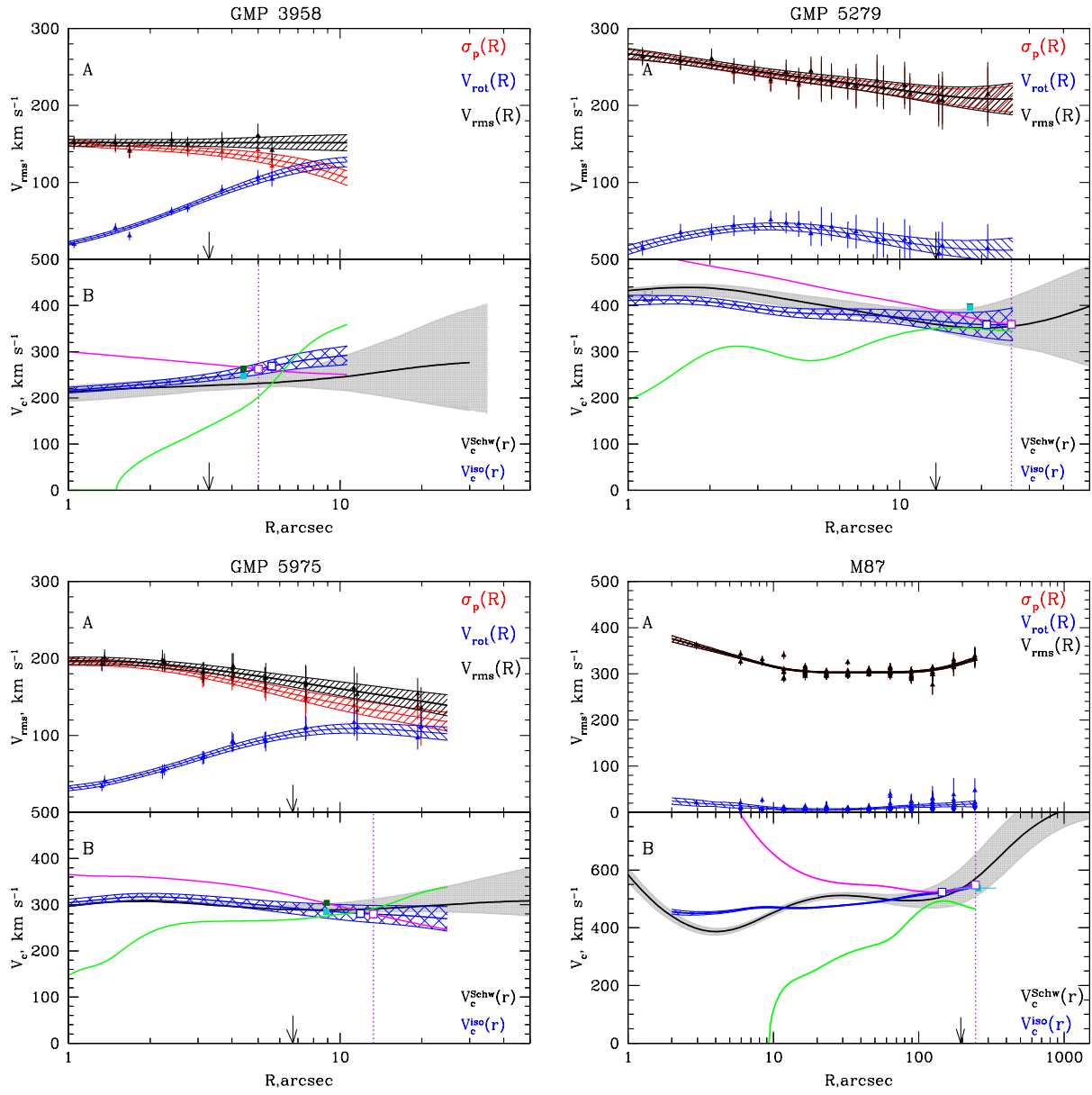


Рис. 5.9. (продолжение)

Таблица 5.2. Выборка реальных эллиптических галактик, промоделированных методом Шварцшильда (7 галактик скопления Сомы из работы Томас и др. (2007b) и гигантская эллиптическая галактика M87 (NGC4486) из Мёрфи и др. 2011). Эффективные радиусы и эллиптичности для галактик скопления Сомы взяты из Томас и др. (2007b), эффективный радиус и эллиптичность M87 - из Корменди и др. (2009).

Название	др. название	$R_{\text{eff}},''$	эллиптичность $\epsilon(R_{\text{eff}})$
NGC 4957	GMP 0144	18.4	0.256
NGC 4952	GMP 0282	14.1	0.315
NGC 4908	GMP 2417	7.1	0.322
NGC 4869	GMP 3510	7.6	0.112
IC 3947	GMP 3958	3.3	0.323
NGC 4827	GMP 5279	13.6	0.205
NGC 4807	GMP 5975	6.7	0.170
NGC 4486	M87	194.41	0.218

модифицированный вариант глобальной формулы, в котором $\langle \sigma_p^2 \rangle$ заменена на значение средней взвешенной по светимости среднеквадратичной скорости $\langle V_{RMS}^2 \rangle$.

Результаты представлены на Рисунке 5.9. Панель (А) иллюстрирует скорость вращения V_{rot} (данные показаны синими треугольниками) и дисперсию лучевых скоростей σ_p (красные треугольники), измеренные вдоль видимой большой оси, а также ошибки измерений (Σ_{rot} и Σ_σ соответственно). Среднеквадратичная скорость $V_{RMS} = \sqrt{\sigma_p^2 + V_{rot}^2}$ с наблюдательными ошибками $\Sigma_{RMS} = \sqrt{\Sigma_{rot}^2 + \Sigma_\sigma^2}$ изображена чёрными треугольниками. Сплошными линиями показаны сглаженные кривые (напомним, что процедура сглаживания описана в Чуразов и др. 2010) для кинематических данных, заштрихованными областями - ошибки измерения. Панель (В) иллюстрирует круговую скорость галактики V_c^{Schw} (чёрная кривая), полученную в результате моделирования Шварцшильда, и 1σ -неопределённость (серая заштрихованная область); синим показана изотропная круговая скорость, определённая из первого уравнения системы (2.17), в котором $\sigma_p(R)$ заменена на $V_{RMS}(R)$. Синяя заштрихованная область отражает неопределённость, связанную с измерением V_{RMS} . Простые оценки V_c показаны квадратами разных цветов: синий не закрашенный соответствует локальной оценке на R_{sweet} (L1), фиолетовый не закрашенный - локальной оценке на R_2 (L2), глобальные оценки (посчитанные как $\langle \sigma_p^2 \rangle$ и $\langle V_{RMS}^2 \rangle$) на $\frac{4}{3}R_{\text{eff}}$ (G3) изображены голубым и тёмно зелёным закрашенными квадратами. Положение эффективного радиуса R_{eff} обозначено стрелкой, а радиуса R_2 - фиолетовой пунктирной линией. В силу того, что профили “истинной” (из моделирования Шварцшильда) круговой скорости и наблюдаемой дисперсии лучевых скоростей (или среднеквадратичной скорости) практически плоские, и локальная, и глобальная оценки должны восстанавливать значение круговой скоростью с разумной точностью. Отметим, что галактики в исследуемой подвыборке не удовлетворяют всем критериям для использования простых оценок массы. В частности, большинство галактик сплюснутые, и некоторые из них медленно вращающиеся. Тем не менее, как мы видим, про-

Таблица 5.3. Простые оценки V_c и V_c из динамического моделирования. В колонках приведены: (1) - Простой метод оценки V_c ; (2) - Отклонение $\bar{\Delta} = \langle V_c/V_c^{Schw} - 1 \rangle$ оценки V_c от V_c^{Schw} , полученной в результате динамического моделирования, усреднённое по выборке 8 галактик (7 галактик скопления Coma + M87); (3) - среднеквадратичный разброс RMS вокруг среднего отклонения; (4) - средняя наблюдательная ошибка на специальном радиусе, нормированная на V_c^{Schw} ; (5) - средняя ошибка на значение V_c^{Schw} на специальном радиусе. В силу того, что смещение средней локальной оценки по большей части обусловлено вкладом одной-единственной галактики IC 3947 (самая компактная галактика в выборке), мы исключили эту галактику, и привели в скобках также результаты анализа оставшихся галактик в выборке.

Метод (1)	$\bar{\Delta}$, % (2)	RMS , % (3)	$\langle \Sigma_{obs} \rangle / V_c^{Schw}$, % (4)	$\langle \Sigma_{Schw} \rangle / V_c^{Schw}$, % (5)
L1 [$V_c(R_{sweet})$]	5.2 (3.2)	6.6 (3.1)	± 5.8 (± 5.7)	+8.1/-4.8 (+8.0/-4.9)
L2 [$V_c(R_2)$]	3.3 (1.2)	7.5 (4.9)	± 6.2 (± 6.3)	+9.6/-6.4 (+9.7/-6.7)
G3 [$\sqrt{3\langle \sigma_p^2 \rangle}$ at $\frac{4}{3}R_{eff}$]	2.0 (1.1)	7.4 (7.6)	± 5.7 (± 5.8)	+8.4/-5.4 (+8.4/-5.6)
$\sqrt{3\langle V_{RMS}^2 \rangle}$ at $\frac{4}{3}R_{eff}$	8.9 (7.3)	7.8 (6.9)	± 5.7 (± 5.8)	+8.4/-5.4 (+8.4/-5.6)

стые оценки круговой скорости хорошо согласуются с V_c^{Schw} , особенно для медленно вращающихся галактик (GMP 0144, GMP 3510, GMP 5279), для которых простые локальные оценки на R_{sweet} и R_2 практически совпадают со значением $V_c^{Schw}(r)$. В Таблице 5.3 приведены результаты сравнения простых оценок V_c с круговой скоростью из моделирования Шварцшильда. Используемые методы перечислены в колонке (1), среднее отклонение $\bar{\Delta}$ от V_c^{Schw} - в колонке (2). Среднеквадратичный разброс вокруг $\bar{\Delta}$ (колонка (3)) определён как $\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta_i - \bar{\Delta})^2}{N - 1}}$. В колонке (4) приведена неопределённость Σ_{obs} , связанная с ошибками измерения. Для каждой галактики Σ_{obs} посчитана как $\sqrt{1 + \alpha + \gamma} \cdot \Sigma_{RMS}$ (уравнения (2.17)). В колонке (5) показаны средние ошибки круговой скорости, полученной в результате моделирования Шварцшильда и взятой на соответствующем специальном радиусе. Для реальных эллиптических галактик специальные радиусы $r_{1/2}$ и r_3 не всегда известны/доступны, и их определение часто требует дополнительных предположений, поэтому в Таблице 5.3 мы приводим результаты для глобальной оценки только на $\frac{4}{3}R_{eff}$. Более того, исследуемые эллиптические галактики имеют примерно плоские профили круговой скорости и дисперсии лучевых скоростей, поэтому результативность глобального подхода на других специальных радиусах (r_3 , $r_{1/2}$ и $\frac{4}{3}R_{eff}$) ожидается примерно одинаковой. Среднее отклонение глобальной формулы для $V_c(r_3)$ и $V_c(r_{1/2})$ составляет $\simeq 2.6\%$ и $\simeq 1.3\%$, а среднеквадратичное отклонение - $\simeq 6.0\%$ и $\simeq 8.5\%$ соответственно. В данной работе радиусы r_3 и $r_{1/2}$ были получены из сферической депроекции наблюдаемой поверхностной яркости и её аппроксимации профилем Серсика соответственно.

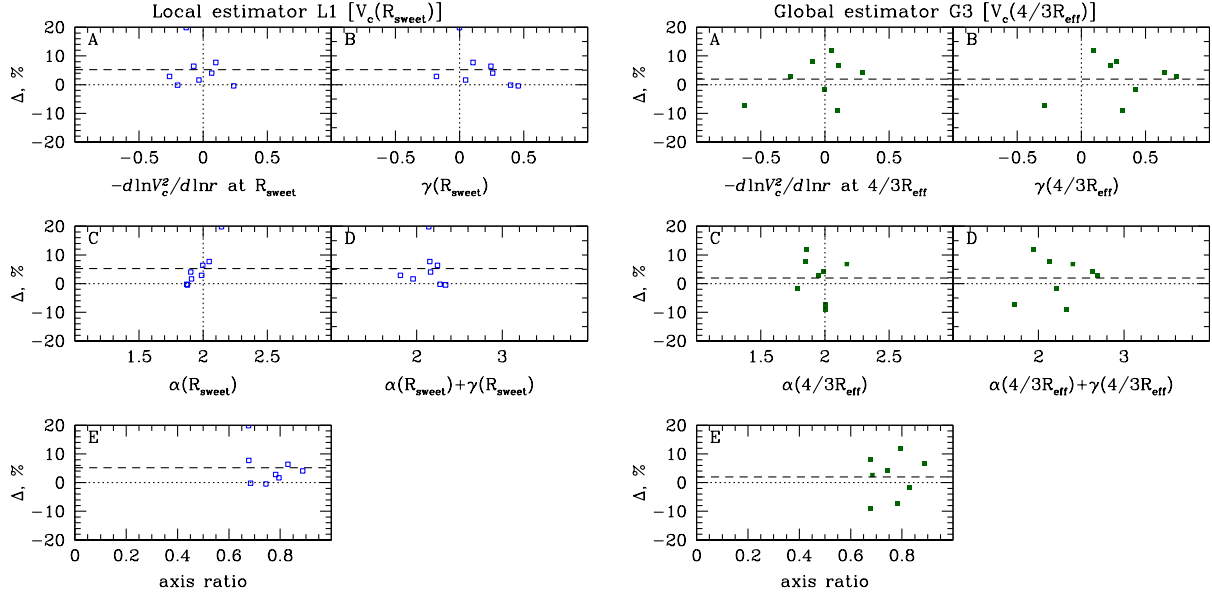


Рис. 5.10. Наблюдаемые зависимости для реальных галактик (7 галактик скопления Coma + M87). Панели (А): Отклонение Δ как функция лог-наклона круговой скорости, полученной из динамического моделирования, взятого на специальном радиусе (R_{sweet} для локального метода L1 и $\frac{4}{3}R_{\text{eff}}$ для глобального подхода G3). Панели (В): Δ как функция лог-наклона дисперсии лучевых скоростей $\gamma = -d \ln \sigma_p^2 / d \ln R$. Панели (С): Δ как функция лог-наклона поверхностной яркости $\alpha = -d \ln I / d \ln R$. Панели (D): Δ как функция $\alpha + \gamma$. Панели (E): Δ как функция отношения осей $1 - \epsilon$. Горизонтальная штриховая линия показывает отклонение, усреднённое по всей выборке эллиптических галактик. Левые панели показывают результаты локальной оценки L1, а правые - глобальной G3.

Рисунок 5.10 иллюстрирует наблюдаемые корреляции для исследуемых реальных эллиптических галактик. Вновь не наблюдается сильной зависимости между простыми оценками V_c и отношением осей галактик, хотя следует отметить, что критерий отбора по скорости вращения ($\sigma_p > V_{rot}$ на эффективном радиусе) оставляет только относительно круглые галактики.

Для заметно вращающихся галактик (т.е. $V_{rot}(R_{eff}) > \sigma_p(R_{eff})$) простые методы дают значительно смещённую оценку круговой скорости. Рисунок 5.11 иллюстрирует сравнение простых оценок с результатами моделирования Шварцшильда для четырех дополнительных галактик раннего типа из выборки (Томас и др., 2007b), для которых доступны кинематические данные вдоль большой видимой оси вплоть до $\sim 1.5R_{eff}$, и $\sigma_p(R_{eff}) < V_{rot}(R_{eff})$. Когда для оценки круговой скорости используется среднеквадратичная скорость $V_{RMS} = \sqrt{\sigma_p^2 + V_{rot}^2}$, то итоговые простые оценки V_c завышают значение “истинной” круговой скорости (полученной из моделирования Шварцшильда) на 15 – 30%. Если не учитывать вращение и использовать только дисперсию лучевых скоростей для оценки V_c , тогда финальные оценки оказываются заниженными на 15 – 30%. Как показано в Главе 4, локальные оценки, полученные из V_{RMS} , оказываются практически несмещёнными после усреднения по галактикам со случайными углами наклона.

Исследуемые галактики с заметным вращением - это, как правило, сплюснутые у полюсов галактики, наблюдаемые с ребра (см. Томас и др., 2007b). И неудивительно, что для таких объектов с кинематическими данными только вдоль большой оси, оценка круговой скорости вида $V_c^2(R_{char}) = k\sqrt{\sigma_p^2 + \xi V_{rot}^2}$ с $\xi \approx 0.5$ даёт более разумный результат. В качестве грубого приближения мы можем предположить, что вдоль видимой малой оси вращения нет, и измерения дисперсии лучевых скоростей остаются практически такими же, что и вдоль большой оси. Тогда усреднение V_{RMS} по большой и малой осям приведёт к $V_{RMS} \approx \sqrt{\sigma_p^2 + 0.5V_{rot}^2}$, где σ_p и V_{rot} измерены вдоль большой оси.

Вращение представляется основным фактором, отвечающим за смещение оценки круговой скорости. Для исследуемой выборки галактик раннего типа (11 из работы Томас и др. 2007b и M87) отклонение $(V_c - V_c^{Schw})/V_c^{Schw}$ коррелирует со взвешенным по светимости отношением V_{rot}/σ_p , измеренным внутри эффективного радиуса, на удивление хорошо (Рисунок 5.12).

5.5 Индикатор массы

Мы также протестировали на модельных галактиках могут ли простые оценки круговой скорости играть роль индикатора вириальной массы галактики. Простые методы зависят от величин $\sigma_p(R_2)$ и $\langle \sigma_p^2 \rangle$. Построим их в зависимости от вириальной массы гало для каждой индивидуальной галактики, чтобы оценить, насколько хорошо эти величины коррелируют друг с другом.

Рисунок 5.13 демонстрирует вириальную массу галактик как функцию локального значения дисперсии лучевых скоростей на R_2 (левая панель) и как функцию взвешенной

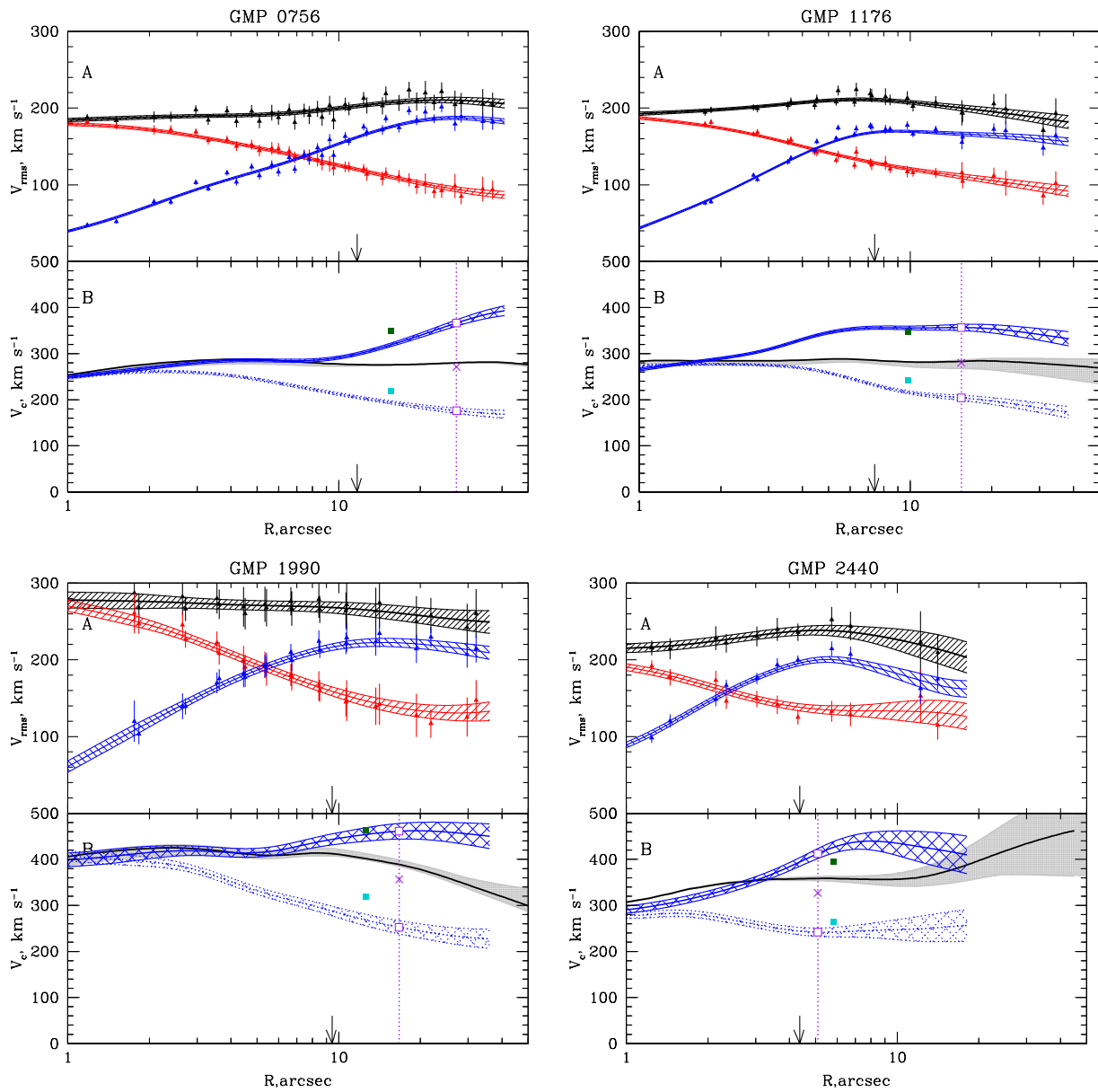


Рис. 5.11. Сравнение простых оценок круговой скорости с V_c^{Schw} , полученной в результате динамического моделирования 4 галактик из Томас и др. (2007b), для которых доступны кинематические данные вплоть до $\sim 1.5R_{\text{eff}}$ и выполняется $\sigma_p(R_{\text{eff}}) < V_{\text{rot}}(R_{\text{eff}})$. Панель (A): $V_{\text{RMS}}(R) = \sqrt{\sigma_p^2(R) + V_{\text{rot}}^2(R)}$ (чёрная кривая), $\sigma_p(R)$ (красная) и $V_{\text{rot}}(R)$ (синяя), измеренные вдоль большой оси. Панель (B): V_c^{Schw} (чёрная толстая кривая) с ошибками; изотропная круговая скорость, вычисленная как $V_c^{\text{iso}} = V_{\text{RMS}}\sqrt{1 + \alpha + \gamma}$ (синяя сплошная кривая), и изотропная V_c , расчёт которой не включает в себя вращение, - $V_c^{\text{iso}} = \sigma_p\sqrt{1 + \alpha + \gamma}$ (синий пунктир). Простые локальные оценки V_c на R_2 показаны не закрашенными квадратами, простые глобальные оценки на $\frac{4}{3}R_{\text{eff}}$ - закрашенными квадратами. Стрелка и фиолетовая пунктирная линия маркируют R_{eff} и R_2 соответственно. Фиолетовый крестиком показано среднее значение простых локальных оценок.

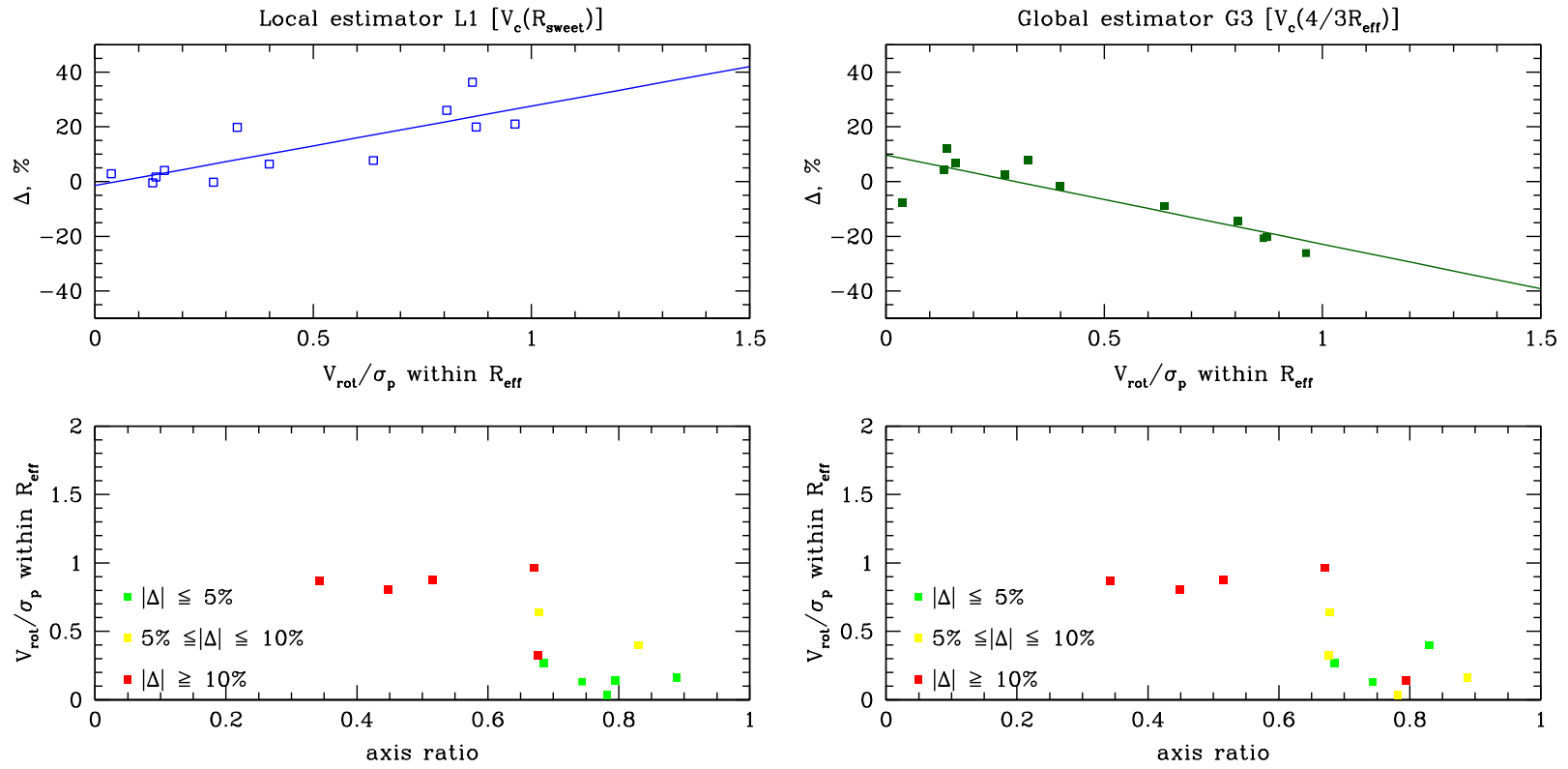


Рис. 5.12. Влияние вращения на простые оценки круговой скорости для выборки реальных галактик раннего типа (11 галактик из работы Томас и др. 2007b и M87). Отклонение Δ как функция отношения V_{rot}/σ_p , измеренного в пределах R_{eff} , показано на верхней панели. Нижняя панель показывает в цвете отклонение Δ как функцию V_{rot}/σ_p и отношения осей.

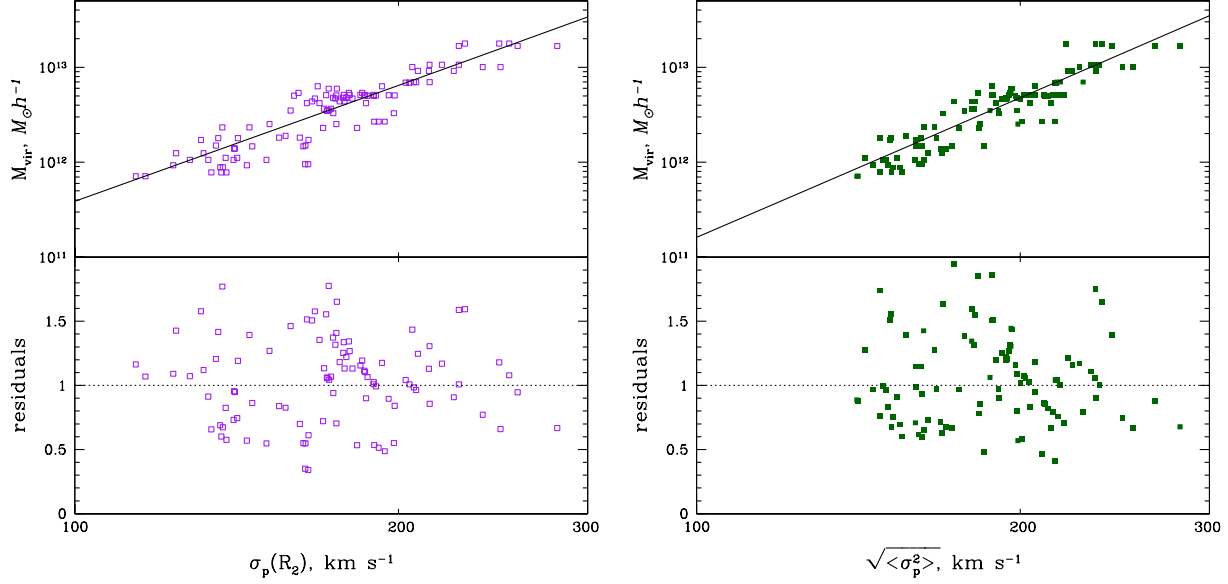


Рис. 5.13. Виральные массы модельных галактик как функция локального значения дисперсии лучевых скоростей на R_2 (слева) и как функция взвешенной по светимости дисперсии лучевых скоростей (справа).

по светимости средней дисперсии лучевых скоростей $\langle \sigma_p^2 \rangle^{1/2}$ (правая панель). Квадратики разных цветов изображают дисперсию скоростей и виральную массу для каждой модельной галактики (верхние панели), а прямые линии - подгонка методом наименьших квадратов в лог-линейных координатах. Отклонения от подгонки показаны на нижней панели. Виральная масса M_{vir} (в единицах $M_\odot h^{-1}$) может быть аппроксимирована $M_{vir} \approx 6.0 \cdot 10^{12} \left(\frac{\sigma_p(R_2)}{200 \text{ км/с}} \right)^4$ со среднеквадратичным разбросом $RMS \approx 38\%$

или $M_{vir} \approx 4.5 \cdot 10^{12} \left(\frac{\sqrt{\langle \sigma_p^2 \rangle}}{200 \text{ км/с}} \right)^5$ с $RMS \approx 37\%$. Величины $\sigma_p(R_2)$ и $\langle \sigma_p^2 \rangle$ предсказыва-

ют значение полной массы гало практически с одинаковой точностью, причём то, что $\langle \sigma_p^2 \rangle$ может служить хорошим индикатором виральной массы гало для нашей выборки модельных галактик, вполне ожидаемо, т.к. большинство из них имеет практически логарифмический потенциал, который согласно виральной теореме хорошо описывается выражением $\Phi(r) \approx 3 \langle \sigma_p^2 \rangle \ln r + const$ на любом радиусе. Любопытно, что отношение между массой сверхмассивной чёрной дыры M_{BH} и дисперсией скоростей в балдже родительской галактики $M_{BH} \propto \sigma^{4.24}$ (Гултекин и др., 2009) имеет примерно такой же разброс ($\approx 31\%$) и такой же показатель степени, как и для $M_{vir} - \sigma_p(R_2)$ и $M_{vir} - \langle \sigma_p^2 \rangle$ соотношений.

Мы также протестировали, коррелируют ли $\sigma_p(R_{1/2})$ и взвешенная по светимости дисперсия лучевых скоростей $\langle \sigma_p^2 \rangle_e$, измеренная внутри апертуры радиуса половины света $R_{1/2}$, с вириальной массой. Среднеквадратичный разброс в этом случае для $\sigma_p(R_{1/2})$ составляет $\approx 60\%$, а для $\langle \sigma_p^2 \rangle_e$ - примерно 50% , т.е. заметно выше, чем для $\sigma_p(R_2)$ и $\langle \sigma_p^2 \rangle$. Мы не исследовали вопрос, являются ли $\sigma_p(R_2)$ и $\langle \sigma_p^2 \rangle$ лучшими индикаторами вириальной массы гало, следовательно, мы не можем исключить, что измерения дисперсии скоростей на других радиусах могут лучше подходить для этой роли. Отметим, что в отличие от подходов, обсуждаемых в параграфе 5.2, индикаторы вириальной массы - это эмпирический результат, не имеющий теоретического обоснования и проверенный только на выборке массивных изолированных модельных галактик.

5.6 Обсуждение и выводы

Мы провели сравнение двух простых и быстрых методов оценки массы эллиптических галактик, позволяющих восстановить массу на специальном радиусе, на котором оценка оказывается практически не чувствительной к анизотропии скоростей звёзд (или других пробных частиц). Подобные методы могут оказаться полезными для определения масс больших выборок галактик с данными невысокого разрешения/качества, когда детальное исследование не практично или не применимо. Надёжная оценка массы на одном радиусе может также быть использована как дополнительное ограничение для моделирования передовыми методами (например, методом Шварцшильда), таким образом сокращая диапазон допустимых и необходимых к исследованию гравитационных потенциалов.

Один подход использует локальные свойства галактики - логарифмический наклон (и иногда кривизну) профилей поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей, и позволяет восстановить значение массы на радиусе, на котором поверхностная яркость спадает как R^{-2} (локальный подход; Чуразов и др. 2010). Другой метод использует взвешенную по светимости среднюю дисперсию скоростей $\langle \sigma_p^2 \rangle$ и восстанавливает массу на радиусе, где трёхмерная плотность светимости $j(r) \propto r^{-3}$, который может быть выражен через трёхмерный и спроектированный радиусы половины света $r_3 \approx r_{1/2} \approx \frac{4}{3}R_{1/2}$ для широкого диапазона звёздных распределений (глобальный подход; Вольф и др. 2010). Мы протестировали точность и надёжность этих простых методов оценки массы на аналитических моделях, на выборке индивидуальных галактик, полученных в результате численного моделирования космологической эволюции Вселенной, и на выборке реальных галактик раннего типа, которые уже были детально изучены методом Шварцшильда.

Мы пришли к следующим выводам:

(i) применительно к сферическим аналитическим моделям оба подхода восстанавливают истинную круговую скорость с хорошей точностью. Для набора исследованных моделей с различными профилями массы и анизотропии среднее отклонение простой локальной оценки V_c от истинного значения круговой скорости составляет $\bar{\Delta} \simeq 2\%$, при этом среднеквадратичный разброс - $RMS \simeq 4\%$. Для глобального метода $\bar{\Delta} \simeq -4\%$ и

Таблица 5.4. Сравнение точности разных методов на примере разных выборок. Лучшие методы выделены жирным.

	Локальный подход		Глобальный подход		
Применим к	медленно вращающиеся эллиптические галактики		медленно вращающиеся звёздные системы с $\sigma_p \simeq const$		
Данные	лог-наклон $I(R)$ в окрестности R_{char} , $\sigma_p(R_{char})$, лог-наклон $\sigma_p(R)$ вблизи R_{char} и $d^2 \ln[I\sigma_p^2]/d(\ln R)^2$ (для L1)		депроекция $I(R)$ или определение $R_{1/2}$, $\sigma_p(R)$ по всей галактике		
R_{char} ($V_c^2(R_{char}) = k\sigma_p^2$)	R_{sweet} или R_2		r_3 или $r_{1/2}$ или $\frac{4}{3}R_{1/2}$		
σ_p	$\sigma_p(R_{char})$		$\sqrt{\langle \sigma_p^2 \rangle}$		
k	$1 + \alpha(R_{char}) + \gamma(R_{char})$ или $1 + \alpha(R_2)$		3		
Метод	L1 [$V_c(R_{sweet})$]	L2 [$V_c(R_2)$]	G1 [$V_c(r_3)$]	G2 [$V_c(r_{1/2})$]	G3 [$V_c(\frac{4}{3}R_{1/2})$]
	сферические аналитические модели				
Среднее отклонение $\bar{\Delta}$, %	1.78 ± 0.02	2.50 ± 0.03	-4.00 ± 0.03	-2.75 ± 0.04	-2.49 ± 0.04
<i>RMS</i> , %	3.66	4.48	5.56	6.59	7.01
	модельные галактики				
Среднее отклонение $\bar{\Delta}$, %	0.0 ± 0.8	-0.1 ± 0.8	0.7 ± 1.3	0.1 ± 1.6	3.4 ± 1.7
<i>RMS</i> , %	5.4	5.6	6.9	9.6	7.9
	реальные эллиптические галактики				
Среднее отклонение $\bar{\Delta}$, %	5.2 ± 2.3	3.3 ± 2.7	2.6 ± 2.1	1.3 ± 3.0	2.0 ± 2.6
<i>RMS</i> , %	6.6	7.5	6.0	8.5	7.4

$RMS \simeq 6\%$. Несмотря на то, что точные значения среднего отклонения и среднеквадратичного разброса зависят от дискретизации пространства параметров, локальный подход оказывается менее чувствительным к предположениям, при которых он был получен, чем глобальный подход.

(ii) Также мы применили простые методы к выборке массивных ($\sigma_p(R_{1/2}) > 150$ км/с) модельных галактик, из которой исключены быстро вращающиеся объекты, наблюдаемые вдоль оси вращения ($\sim 15\%$ от общего числа). Для этой выборки локальные формулы L1, L2 позволяют получить (практически) несмещённую оценку круговой скорости со среднеквадратичным разбросом $\approx 5 - 6\%$. Глобальный подход также даёт практически несмещённое измерение V_c на радиусе, на котором трёхмерная плотность светимости убывает как r^{-3} , среднеквадратичный разброс при этом $RMS \approx 7\%$. На $\frac{4}{3}R_{\text{eff}}$ (где R_{eff} определён из подгонки профиля Серсика к наблюдаемой поверхностной яркости) средняя глобальная оценка круговой скорости оказывается завышенной на 3.4%, и $RMS \approx 8\%$. Определение R_{eff} реальных объектов связано с дополнительной неопределённостью, особенно для эллиптических галактик с большим индексом Серсика, т.к. величина эффективного радиуса зависит от используемого для анализа диапазона радиусов и деталей применяемых методов, и этот факт является ещё одним преимуществом локального подхода.

(iii) Для выборки из 8 реальных медленно вращающихся эллиптических галактик с $\sigma_p(R_{\text{eff}}) < V_{\text{rot}}(R_{\text{eff}})$, уже детально изученных передовыми методами, оба подхода демонстрируют отличное согласие с круговой скоростью, полученной в результате динамического моделирования. При усреднении по выборке из 8 галактик локальный подход даёт завышенную на 5% оценку круговой скорости. Это смещение связано в основном с одной галактикой - IC 3947 - с самым маленьким значением R_{eff} в исследуемой выборке. Если исключить эту галактику из рассмотрения, то локальная оценка $V_c(R_{\text{sweet}})$ завышает значение круговой скорости (по отношению к V_c^{Schw}) на 3.2%, при этом среднеквадратичный разброс равен $\approx 3.1\%$. Среднеквадратичный разброс между простыми локальными оценками для исследуемой выборки из 8 галактик составляет $\approx 6.6\%$, что сравнимо с ошибками измерений. Глобальный подход для той же выборки даёт завышенное в среднем на $\approx 2\%$ значение круговой скорости с несколько большим разбросом в $\approx 7.4\%$.

(iv) Галактика, выглядящая круглой в проекции на небе, может оказаться в действительности сплюснутой системой (например, сплюснутая у полюсов галактика, наблюдаемая вдоль оси вращения). В этом случае простые оценки (как и динамические модели) ожидаемо будут менее точными. Однако для выборки массивных эллиптических галактик загрязнение сплюснутыми, наблюдаемыми “плашмя” галактиками ожидается небольшим (например, Эмселлем и др., 2011).

В Таблице 5.4 приведены среднее отклонение и среднеквадратичный разброс для разных простых методов, полученные из тестов на сферических аналитических моделях, модельных и реальных галактиках. Отметим, что локальные формулы на R_{sweet} и R_2 показывают практически одинаковую результативность, наводя на мысль, что в ка-

честве специального радиуса вместо R_{sweet} , определяемого из уравнений (2.17), можно использовать R_2 - радиус, на котором поверхностная яркость спадает как R^{-2} .

Локальное значение дисперсии лучевых скоростей на R_2 оказывается хорошим индикатором вириальной массы галактики. M_{vir} (в единицах $M_{\odot} h^{-1}$) может быть аппроксимирована $M_{\text{vir}} \approx 6 \cdot 10^{12} \left(\frac{\sigma_p(R_2)}{200 \text{ км/с}} \right)^4$ со среднеквадратичным разбросом $\approx 40\%$.

Разброс сравним с таковым для случая, когда величина $\sqrt{\langle \sigma_p^2 \rangle}$ используется в качестве индикатора вириальной массы гало.

Мы также протестировали “смешанный” подход, предложенный в работе Агнелло и др. (2014), который представляет собой в некотором смысле обобщение локального метода на степенные профили полной плотности ($\rho_{\text{tot}} \propto r^{-a}$). “Смешанная” оценка круговой скорости имеет вид $V_c^2(R_M) = K \sigma_p^2(R_{\sigma})$, где R_{σ} - это радиус, на котором зависимость от показателя a минимальна, R_M выбирается таким образом, чтобы минимизировать зависимость R_{σ} от профиля анизотропии, и K - безразмерная константа. К примеру, если поверхностная яркость описывается профилем де Вокулера, и анизотропия - профилем Осипкова-Меритта, то круговая скорость такой галактики может быть оценена как $V_c(3.4R_{\text{eff}}) \simeq 1.67\sigma_p(1.15R_{\text{eff}})$. Для тестирования данного метода на нашей сетке аналитических моделей и выборке модельных галактик, мы получили значения триплета (R_{σ}, R_M, K) для соответствующих профилей Серсика и профилей анизотропии Осипкова-Меритта в виде $\beta(r) = r^2/(r^2 + r_a^2)$ с $r_a = 1R_{\text{eff}}, 3R_{\text{eff}}$ и $10R_{\text{eff}}$. Для выборки аналитических моделей усреднённое по выборке отклонение оценки круговой скорости от истинного её значения составило $\simeq -7.4\%$ со среднеквадратичным разбросом $\simeq 3.4\%$. Смещение в сторону отрицательных значений наблюдается также и для модельных галактик: $\bar{\Delta} = -10\%$, $RMS \simeq 5\%$. Для реальных галактик раннего типа профиль круговой скорости, полученный из моделирования Шварцшильда, на больших расстояниях от центра становится плохо определённым, что делает сравнение оценки $V_c(R_M)$ на $R_m \gtrsim 3R_{\text{eff}}$ с “истинной” скоростью малоинформативной. Таким образом, основываясь на результатах тестов на сферических аналитических моделях и модельных галактиках, мы пришли к выводу, что оценка круговой скорости в виде $V_c^2(R_M) = K \sigma_p^2(R_{\sigma})$ вряд ли имеет очевидные преимущества перед локальным и глобальным подходами.

Глава 6

Заключение

Диссертация посвящена исследованию и дальнейшему развитию простых методов определения массы галактик раннего типа, применимых для больших обзоров галактик с шумными и/или скудными данными. В силу отсутствия пробных частиц на известных орбитах измерение распределения массы в эллиптических галактиках затруднено. Динамическое моделирование Шварцшильда, основанное на суперпозиции орбит, в настоящее время считается передовым методом исследования свойств галактик раннего типа и восстановления профиля их массы. Однако этот подход требует кинематические данные высокого качества и имеет высокую стоимость вычислений (десятки тысяч часов процессорного времени), что делает его непрактичным для применения к большим обзорам галактик, особенно если речь идёт о шумных и/или скудных наблюдательных данных. Для решения подобных задач желательно иметь простые и надёжные методы, основанные на “базовых” наблюдаемых параметрах/профилях и обеспечивающие несмещённую оценку массы с известным и умеренным разбросом.

Самыми “базовыми” наблюдательными данными для эллиптических галактик в оптическом диапазоне являются профили поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей звёзд. Однако этих данных недостаточно для однозначного определения профиля массы галактики из-за вырождения между массой и анизотропией орбит звёзд. Тем не менее, при разумных предположениях оказывается возможным получить надёжную оценку массы галактики, не привлекая дополнительных данных и/или детального моделирования, хотя и только на специально выбранном радиусе, т.е. подобные методы не позволяют восстановить радиальное распределение массы.

Обсуждаются два простых метода (Чуразов и др., 2010; Вольф и др., 2010), которые позволяют оценить массу (или круговую скорость $V_c(r) = \sqrt{GM(< r)/r}$) эллиптической галактики из профилей поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей на определённом радиусе, не делая априорных предположений о функциональной зависимости профиля массы и/или анизотропии. Один подход (глобальный, Вольф и др. 2010) использует среднее значение наблюдаемой дисперсии скоростей для оценки массы галактики на трёхмерном эффективном радиусе (радиусе шара, внутри которого излучается половина полной светимости), т.е. зависит от глобальных свойств галактики.

Подход, предложенный в работе Чуразов и др. (2010), напротив, использует локальные свойства галактики - логарифмические наклоны профилей поверхностной яркости и дисперсии лучевых скоростей - для оценки массы на радиусе, близком к R_2 , где поверхностная яркость $I(R) \propto R^{-2}$. Несмотря на то, что подобные методы позволяют получить надёжную оценку массы только на одном определённом радиусе, они могут оказаться полезными для широкого круга задач. Например,

1. для быстрой оценки массы большой выборки эллиптических галактик или скоплений галактик;
2. для кросс-калибровки других методов;
3. для оценки вклада нетеплового давления горячего газа эллиптической галактики (или скопления галактик) при сравнении с рентгеновским профилем массы;
4. для определения доли тёмной материи при сравнении с оценкой вклада звёздной компоненты в полную массу галактик;
5. для вычисления наклона профиля полной массы эллиптической галактики при сравнении со значением массы, полученной из гравитационного линзирования.
6. для оценки полной массы галактики, используя локальное значение дисперсии лучевых скоростей на радиусе R_2 в качестве индикатора полной массы галактики.

Простые методы оценки массы были протестированы на объектах с заранее известным распределением массы, а именно, (i) на аналитических моделях, (ii) на модельных галактиках, сходных по своим свойствам с галактиками раннего типа в близкой Вселенной, и (iii) на выборке реальных галактик раннего типа, которые уже были проанализированы передовыми методами. На основе проведённых тестов были сделаны следующие выводы:

1. В целом, и локальный, и глобальный подходы позволяют получить практически несмещённую оценку круговой скорости (или массы) при усреднении по выборке. Причём локальный метод демонстрирует меньший разброс, тем самым указывая на меньшую чувствительность по сравнению с глобальной оценкой к предположениям, при которых он был получен.
2. Тесты на сферических аналитических моделях дополнительно показали, что если логарифмический наклон наблюдаемого профиля поверхностной яркости примерно равен 2 в некотором диапазоне радиусов (как, например, у галактик с большим индексом Серсика), то локальный подход позволит надёжно оценить массу галактики в данном диапазоне, а не только на одном радиусе. Однако применительно к карликовым эллиптическим галактикам локальный метод в среднем завышает оценку массы, в то время как глобальный подход восстанавливает практически несмещённое её значение.

3. Для массивных медленно вращающихся модельных галактик среднее отклонение оценки круговой скорости от истинного её значения в среднем сопоставимо с 0% для обоих методов. Локальная оценка характеризуется среднеквадратичным разбросом, составляющим примерно 5 – 6%, глобальная - 7 – 10%. Также ожидается некоторая неопределённость при применении глобального метода, связанная с вычислением таких глобальных параметров, как эффективный радиус и среднее значение дисперсии скоростей.
4. Тесты на модельных галактиках также показали, что локальное значение дисперсии лучевых скоростей σ_p на радиусе R_2 , где наблюдаемый профиль поверхностной яркости убывает как R^{-2} , может быть использовано в качестве индикатора полной массы галактики. Оказывается, что вириальная масса галактик M_{vir} (в единицах $M_\odot h^{-1}$) может быть аппроксимирована выражением $M_{vir} \approx 6.0 \cdot 10^{12} \left(\frac{\sigma_p(R_2)}{200 \text{ км/с}} \right)^4$, где $h = 0.01H_0$, H_0 - постоянная Хаббла, со среднеквадратичным разбросом $RMS \approx 38\%$.
5. Для выборки умеренно вращающихся галактик раннего типа из работ Томас и др. (2007b) и Мёрфи и др. (2011), изученных детально методами динамического моделирования, простая оценка массы в среднем согласуется с массой, полученной передовыми методами, в пределах наблюдательных ошибок. Вращение представляется основным фактором, ухудшающим точность простой оценки. Массивные медленно/умеренно вращающиеся галактики являются идеальными кандидатами для применения простых методов.

Локальный метод оценки массы был применён к выборке из 6 эллиптических массивных галактик (M87, NGC 0708, NGC 1129, NGC 1550, NGC 4125, UGC 3957), являющихся центральными в группах и скоплениях галактик, для 5 из которых были измерены радиальные скорости, дисперсии скоростей звёзд и распределение поверхностной яркости вплоть до нескольких эффективных радиусов на 6м телескопе БТА САО РАН. Проведённое сравнение оптической оценки круговой скорости с профилем V_c , полученным в результате анализа рентгеновских данных в предположении гидростатического равновесия, позволило оценить вклад нетепловой компоненты в давление газа и сделать вывод, что на радиусе, где влияние анизотропии на оценку минимально, вклад нетепловой компоненты в давление мал (усреднённое по выборке значение составляет $\sim 4\%$). После коррекции рентгеновской круговой скорости на возможный нетепловой вклад расхождение между рентгеновской V_c^X и оптической круговой скоростью для изотропного распределения орбит звёзд V_c^{iso} указывает на орбитальную структуру галактики. К примеру, на небольших радиусах неравенство $V_c^X > V_c^{iso}$ говорит о преобладании круговых орбит, а на больших расстояниях от центра системы это неравенство свидетельствует в пользу орбит, близких к радиальным. Для двух галактик из нашей выборки мы наблюдаем, что на радиусах, превышающих эффективный радиус, орбиты звёзд становятся более радиальными. Исходя из оценки вклада звёзд в полную массу, была получена оценка доли тёмной материи f_{DM} на радиусе, близком к

R_2 (который, в свою очередь, близок к эффективному). Среднее по выборке значение f_{DM} составляет $\sim 60\%$ для начальной функции масс Салпитера и $\sim 75\%$ для функции начальных масс Крупы.

Область применения обсуждаемого метода не ограничивается эллиптическими галактиками. Он также может быть применен к скоплениям галактик. В случае скоплений оказывается целесообразным использовать упрощённую версию анализа (уравнения (2.18)), т.к. количество пробных частиц (роль пробных частиц играют отдельные галактики-члены скопления) значительно меньше, чем для эллиптических галактик. Усреднённая по выборке оценка круговой скорости оказывается практически несмещённой как для богатых, так и для бедных скоплений, а среднеквадратичный разброс остаётся умеренным. В частности, $RMS = 11.3\%$ для скоплений, содержащих 25-30 галактик (точнее, для которых доступны 25-30 измерений лучевых скоростей), и разброс уменьшается до 6.4% для скоплений с более, чем 100 галактик.

Литература

- Агнелло А., Эванс Н., Романовский А. (Agnello A., Evans N.W, Romanowski A.J.) 2014, MNRAS, 442, 3284
- Андерс Е., Гревессе Н. (Anders E., Grevesse N.) 1989, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197
- Арнод К. А. (Arnaud K. A.) 1996, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, 101, 17
- Аугер М. и др. (Auger M.W., Treu T., Bolton A.S., Gavazzi R., Koopmans L.V.E., Marshall P.J., Moustakas L.A., Burles S.) 2010, ApJ, 724, 511
- Афанасьев В.Л., Моисеев А.В. (Afanasiev V. L., Moiseev A. V.) 2005, Astron. Letters, 31, 194
- Афанасьев В.Л., Моисеев А.В. (Afanasiev V. L., Moiseev A. V.) 2011, Baltic Astronomy, 20, 363
- Бабкок Х. (Babcock H.W.) 1939, Lick Obs. Bull., 19, 41
- Баес М. и др. (Baes M., Sil'chenko O. K., Moiseev A. V., Manakova E. A.) 2007, A& A, 467, 991
- Бендер Р., Нието Дж. (Bender R., Nieto J.-L.) 1990, A&A, 239, 97
- Бернарди М. и др. (Bernardi M., Shankar F., Hyde, J.B., Mei S., Marulli F., Sheth R.K.) 2010, MNRAS, 404, 2087
- Бинни Дж. (Binney J.) 1978, MNRAS, 183, 501
- Бинни Дж., Тремейн С. (Binney J., Tremaine S.) 2008, Galactic Dynamics, 2nd edn. (Princeton University Press)
- Бреддельс М. и др. (Breddels M.A., Helmi A., van den Bosch R.C.E., van de Ven G., Battaglia G.) 2013, MNRAS, 433, 3173
- Буоте Д. (Buote D. A.) 2000, MNRAS, 311, 176

- Буоте Д., Хамфри П. (Buote D. A., Humphrey P. J.) 2012, in Kim D.-W., Pellegrini S., eds, Astrophysics Space Science Library Vol. 378, Hot Interstellar Matter in Elliptical Galaxies. Springer, Berlin, p. 235
- Буоте Д., Хамфри П. (Buote D. A., Humphrey P. J.) 2012, MNRAS, 421, 1399
- ван дер Бош Р., ван де Вен Г. (van den Bosch R. C. E., van de Ven G.) 2009, MNRAS, 398, 1117
- ван дер Марел Р., Франкс М. (van der Marel R.P., Franx M.) 1993, ApJ, 407, 525
- ван дер Марел Р. (van der Marel R.P.) 1994, MNRAS, 270, 271
- Вегнер Г. и др. (Wegner G.A., Corsini E.M., Thomas J., Saglia R.P., Bender R., Pu S.B.) 2012, AJ, 144, A78
- Вихлинин А. и др. (Vikhlinin A., Markevitch M., Murray S.S., Jones C., Forman W., Van Speybroeck L.) 2005, ApJ, 628, 655
- Вольф Дж. и др. (Wolf J., Martinez G.D., Bullock J.S., Kaplinghat M., Geha M., Muñoz R.R., Simon J.D., Avedo F.F.) 2010, MNRAS, 406, 1220
- Ву Кс. (Wu X., Gerhard O., Naab T., Oser L., Martinez-Valpuesta I., Hilz M., Churazov E., Lyskova N.) 2014, MNRAS, 438, 2701
- Гехардт К. и др. (Gebhardt K., Richstone D., Kormendy J., Lauer T.R., Ajhar E.A., Bender R., Dressler A., Faber S. M., Grillmair C., Magorrian J., Tremaine S.) 2000, AJ, 119, 1157
- Гехардт К. и др. (Gebhardt K., Richstone D., Tremaine S., Lauer T. R., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S. M., Filippenko A. V., Green R., Grillmair C., Ho L.C., Kormendy J., Magorrian J., Pinkney J.) 2003, ApJ, 583, 92
- Гехардт К., Томас Й. (Gebhardt K., Thomas J.) 2009, ApJ, 700, 1690
- Герхард О. (Gerhard O.E.) 1993, MNRAS, 265, 213
- Герхард О. и др. (Gerhard O., Kronawitter A., Saglia R. P., Bender R.) 2001, AJ, 121, 1936
- Грэхэм А, Драйвер С. (Graham A.W., Driver S.P.) 2005, Publications of the Astronomical Society of Australia, 22, 118
- Гултекин К. и др. (Gültekin K., Richstone D.O., Gebhardt K., Lauer T. R., Tremaine S., Aller M. C., Bender R., Dressler A., Faber S. M., Filippenko A.V., Green R., Ho L.C., Kormendy J., Magorrian J., Pinkney J., Siopis C.) 2009, ApJ, 698, 198
- де Лучия Г., Блейзот Дж. (de Lucia G., Blaizot J.) 2007, MNRAS, 375, 2

- Дисон А. и др. (Deason A. J., Belokurov V., Evans, N. W., An J.) 2012, MNRAS, 424, 44
- Джонсон и др. (Johnson R., Chakrabarty D., O'Sullivan E., Raychaudhury S.) 2009, ApJ, 706, 980
- Дики Дж., Локман Ф. (Dickey J. M., Lockman F. J.) 1990, ARAA, 28, 215
- Долаг К. и др. (Dolag K., Borgani S., Murante G., Springel V.) 2009, MNRAS, 399, 497
- Журавлёва И. и др. (Zhuravleva I., Churazov E., Kravtsov A., Sunyaev R.) 2012, MNRAS, 422, 2712
- Журавлёва И. и др. (Zhuravleva I., Churazov E., Kravtsov A., Lau E. T., Nagai D., Sunyaev R.) 2013, MNRAS, 428, 3274
- Иллингворф Г. (Illingworth G.) 1976, ApJ, 204, 73
- Кашпеллари М. и др. (Cappellari M. et al.) 2006, MNRAS, 366, 1126 (The SAURON project - IV)
- Кашпеллари М. и др. (Cappellari M. et al.) 2007, MNRAS, 379, 418
- Кашпеллари М. и др. (Cappellari M. et al.) 2013, MNRAS, 432, 1709
- Кобаяши Ч. (Kobayashi C.) 2004, MNRAS, 347, 740
- Ковальчек К. и др. (Kowalczyk K., Lokas E.L., Kazantzidis S., Mayer L.) 2013, MNRAS, 431, 2796
- Корменди Дж. и др. (Kormendy J., Fisher D. B., Cornell M. E., Bender R.) 2009, ApJS, 182, 216
- Коте П. и др. (Côté P., McLaughlin D.E., Hanes D.A., Bridges T.J., Geisler D., Merritt D., Hesser J.E., Harris G.L.H., Lee M.G.) 2001, ApJ, 559, 828
- Кражновик Д. и др. (Krajinović D., Cappellari M., Emsellem E., McDermid R. M., de Zeeuw P.T.) 2005, MNRAS, 357, 1113
- Крупа П. (Kroupa P.) 2001, MNRAS, 322, 231
- Лау Э. и др. (Lau E. T., Kravtsov A. V., Nagai D.) 2009, ApJ, 705, 1129
- Лукас Е., Мамон Г. (Łokas E.L., Mamon G.A.) 2001, MNRAS, 321, 155
- Лыскова Н. и др. (Lyskova N., Churazov E., Zhuravleva I., Naab T., Oser L., Gerhard O., Wu X.) 2012, MNRAS 423, 1813
- Лыскова Н. и др. (Lyskova N., Churazov E., Moiseev A., Sil'chenko O., Zhuravleva I.) 2014, MNRAS 441, 2013

- ЛЫСКОВА Н. и др. (Lyskova N., Thomas J., Churazov E., Tremaine S., Naab T.) 2015, MNRAS, 450, 3442
- МакКоннелл Н. и др. (McConnell N. J., Ma C.-P., Murphy J.D., Gebhardt K.; Lauer T.R., Graham J.R., Wright S.A., Richstone D. O.) 2012, ApJ, 756, 179
- МакКоннелл Н. и др. (McConnell N. J., Chen S.-F. S., Ma C.-P., Greene J. E., Lauer T R., Gebhardt K.) 2013, ApJ, 768, 21
- МакЛоклин Д. (McLaughlin D.E.) 1999, AJ, 117, 2398
- Мамон Г. (Mamon G.A.) 2000, in Combes F., Mamon G. A., Charmandaris V., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 197, Dynamics of Galaxies: from the Early Universe to the Present. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 377
- Мамон Г. и др. (Mamon G.A., Lokas E.L., Dekel A., Stoehr F., Cox T.J.) 2006, in Mamon G.A., Combes F., Deffayet C., Fort B., eds, Mass Profiles and Shapes of Cosmological Structures. EAS Publications Series, vol. 20 of EAS Publications Series, p. 139
- Мамон Г., Буэ Г. (Mamon G.A., Boué G.) 2010, MNRAS, 401, 2433
- Марастон К. (Maraston C.) 2005, MNRAS, 362, 799
- Маччио А. и др. (Macciò A.V., Dutton A.A., van den Bosch F.C.) 2008, MNRAS, 391, 1940
- Маялл Н. (Mayall N.U.) 1951, in The Structure of the Galaxy (Ann Arbor: Univ. Michigan Press), 19
- Мёрфи Дж. и др. (Murphy J. D., Gebhardt K., Adams J. J.) 2011, ApJ, 729, 129
- Мо Х. и др. (Mo H.J., Mao S., White S. D. M.) 1998, MNRAS, 295, 319
- Моисеев А. (Moiseev A.V.) 2001, Bull. SAO., 51, 11 (astro-ph/0111219)
- Мэтьюс В. (Mathews W. G.) 1978, ApJ, 219, 413
- Нааб Т. и др. (Naab T., Johansson P. H., Ostriker J. P., Efstathiou G.) 2007, ApJ, 658, 710
- Нааб Т. и др. (Naab T. et al.) 2014, MNRAS, 444, 3357 (The ATLAS^{3D} project - XXV)
- Наварро Х. и др. (Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M.) 1995, MNRAS, 275, 56
- Нагай Д. и др. (Nagai D., Vikhlinin A., Kravtsov A. V.) 2007, ApJ, 655, 98
- Озер Л. и др. (Oser L., Ostriker J.P., Naab T., Johansson P.H., Burkert A.) 2010, ApJ, 725, 2312

- Озер Л. и др. (Oser L., Naab T., Ostriker J.P., Johansson P.H.) 2012, ApJ, 744, 630
- О’Салливан Э. и др. (O’Sullivan E., Forbes D. A., Ponman T. J.) 2001, MNRAS, 328, 461
- Пу С. и др. (Pu S.B., Saglia R.P., Fabricius M.H., Thomas J., Bender R., Han Z.) 2010, A& A, 516, A4
- Ричстоун Д., Тремейн С. (Richstone D. O., Tremaine S.) 1984, ApJ 286, 27
- Романовски А., Кочанек К. (Romanowsky A. J., Kochanek C. S.) 2001, ApJ, 553, 722
- Русли С. и др. (Rusli S. P., Thomas J., Erwin P., Saglia R. P., Nowak N., Bender R.) 2011, MNRAS, 410, 1223
- Русли С. и др. (Rusli S. P., Thomas J., Saglia R. P., Fabricius M., Erwin P., Bender R., Nowak N., Lee C. H., Riffeser A., Sharp R.) 2013, AJ, 146, 45
- Серсик Дж. (Sérsic J.-L.) 1968, Atlas de Galaxias Australes (Cordoba: Observatorio Astronomico)
- Сильченко О. и др. (Sil’chenko O. K., Moiseev A. V., Shulga, A. P.) 2010, AJ, 140, 1462
- Смит Р. и др. (Smith R.K., Brickhouse N.S., Liedahl D.A., Raymond J.C.) 2001, ApJ, 556, L91
- Спитцер Л. (Spitzer L.J.) 1969, ApJ, 158, L139
- Спитцер Л. (Spitzer L.J.) 1987, Dynamical Evolution of Globular Clusters. Princeton Univ. Press, Princeton, NJ, p. 191
- Страдер Дж. и др. (Strader J. Romanowsky A.J., Brodie J.P., Spitler L.R., Beasley M.A., Arnold J.A., Tamura N., Sharples R.M., Arimoto N.) 2011, ApJS, 197, 33
- Томас Д. и др. (Thomas D., Maraston C., Bender R.) 2003, MNRAS, 339, 897
- Томас Й. и др. (Thomas J., Saglia R.P., Bender R., Thomas D., Gebhardt K., Magorrian J., Richstone D.) 2004, MNRAS, 353, 391
- Томас Й. и др. (Thomas J., Saglia R. P., Bender R., Thomas D., Gebhardt K., Magorrian J., Corsini E. M., Wegner G.) 2005, MNRAS, 360, 1355
- Томас Й. и др. (Thomas J., Jesseit R., Naab T., Saglia R.P., Burkert A., Bender R.) 2007, MNRAS, 381, 1672
- Томас Й. и др. (Thomas J., Saglia R.P., Bender R., Thomas D., Gebhardt K., Magorrian J., Corsini E.M., Wegner G.) 2007, MNRAS, 382, 657
- Томас Й. и др. (Thomas J., Jesseit R., Saglia R.P., Bender R., Burkert A., Corsini E. M., Gebhardt K., Magorrian J., Naab T., Thomas D., Wegner G.) 2009, MNRAS, 393, 641

- Томас Й. и др. (Thomas J., Saglia R.P., Bender R., Thomas D., Gebhardt K., Magorrian J., Corsini E.M., Wegner G., Seitz S.) 2011, MNRAS, 415, 545
- Томас Й. и др. (Thomas J., Saglia R.P., Bender R., Erwin P., Fabricius M.) 2014, ApJ, 782, 39
- Тормен Г. и др. (Tormen G., Bouchet F.R., White S.D.M.) 1997, MNRAS, 286, 865
- Трагер С. и др. (Trager S.C., Faber S.M., Worthey G., González J.J.) 2000, AJ, 120, 165
- Форман В. и др. (Forman W., Jones C., Tucker W.) 1985, ApJ, 293, 102
- Форман В. и др. (Forman W., Jones C., Churazov E., Markevitch M., Nulsen P., Vikhlinin A., Begelman M., Böhringer H., Eilek J., Heinz S., Kraft R., Owen F., Pahre M.) 2007, ApJ, 665, 1057
- Хамфри П., Буоте Д. (Humphrey P. J., Buote D. A.) 2006, ApJ 639, 136
- Хернкуист Л. (Hernquist L.) 1990, ApJ, 356, 359
- Холопов П. (Kholopov P.N.) 1949, AZh, 26, 298
- Цвики Ф. (Zwicky F.) 1933, Helv. Phys. Acta, 6, 110
- Чиотти Л. (Ciotti L.) 1991, A&A, 249, 99
- Чоккато Л. и др. (Coccatto L., Gerhard O., Arnaboldi M.) 2010, MNRAS Letters, 407, L26
- Чуразов Е. и др. (Churazov E., Forman W., Jones C., Böhringer H.) 2003, ApJ, 590, 225
- Чуразов Е. и др. (Churazov E., Forman W., Vikhlinin A., Tremaine S., Gerhard O., Jones C.) 2008, MNRAS, 388, 1062
- Чуразов Е. и др. (Churazov E., Tremaine S., Forman W., Gerhard O., Das P., Vikhlinin A., Jones C., Böhringer H., Gebhardt K.) 2010, MNRAS, 404, 1165
- Шварцшильд М. (Schwarzschild M.) 1979, ApJ, 232, 236
- Шен Дж., Гебхардт К. (Shen J., Gebhardt K.) 2010, ApJ, 711, 484
- Эмселлем Э. и др. (Emsellem E., Cappellari M., Peletier R. F., McDermid R. M., Bacon R., Bureau M., Copin Y., Davies R. L., Krajnović D., Kuntschner H., Miller B.W., de Zeeuw P.T.) 2004, MNRAS, 352, 721
- Эмселлем Э. и др. (Emsellem E., Cappellari M., Krajnović D., van de Ven G., Bacon R., Bureau M., Davies R. L., de Zeeuw P. T., Falcón-Barroso J., Kuntschner H., McDermid R., Peletier R. F., Sarzi M.) 2007, MNRAS, 379, 401
- Эмселлем Э. и др. (Emsellem E. et al.) 2011, MNRAS, 414, 888