

ГАЛАКТИКА АНДРОМЕДЫ М 31.
I. ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

Я. И. ЭЙНАСТО

Поступила 10 марта 1968

На базе опубликованных фотографических и фотовольтовых данных о распределении светимости вдоль большой и малой оси галактики М 31 разработана ее модель, состоящая из четырех составляющих (ядро, диск и плоская составляющая). Массы составляющих определены по скорости вращения, выведенной по оптическим и радиоданным, по дисперсии скоростей звезд и спектральному определению звездного состава ядра галактики.

Найдено, что круговая скорость достигает максимума $V=380$ км/сек уже на расстоянии $4'$ от центра, скорость вращения звезд сферической составляющей в этой области составляет всего 125 км/сек. Такое большое смещение центра скорости обусловлено большой дисперсией скоростей и большим радиальным градиентом плотности составляющей. Динамическое отношение массы к светимости 17.3 хорошо согласуется со спектральным (16.7).

Масса галактики М 31 получается равной $200 \cdot 10^9$ солнечных масс. Найденные другими авторами большие массы (см. табл. 3) искажены учетом конечных размеров галактики.

В движении межзвездного водорода имеют место локальные отклонения от кругового движения.

1. *Введение.* Изучение строения большой галактики Андромеды М 31 представляет интерес прежде всего потому, что она наиболее близкая к нам внешняя спиральная галактика. Это позволяет выяснить в ее строении подробности, не видимые или трудно изучаемые у других, более удаленных галактик. Кроме того, хорошо известно, что галактика М 31 по своему строению весьма похожа на нашу Галактику. Благодаря этому обстоятельству исследование галактики М 31 в ряде случаев дополняет изучение нашей Галактики и наоборот.

Среди результатов, полученных при исследовании общей структуры галактики М 31, можно отметить следующие два противоречивых вывода.

1. Оценки массы системы, несмотря на весьма точно определенную кривую вращения, получаются очень различными, колеблясь от 200 до 600 миллиардов солнечных масс (см. табл. 3).

2. По динамическому определению отношение массы к светимости f в центре системы очень мало, а на периферии приближается к бесконечности (см. рис. 9). С другой стороны, по спектральному определению состава ядра М31 центральное значение f приблизительно равно его среднему значению, то есть величина f должна быть приблизительно постоянной.

В настоящей серии статей будет построена новая модель галактики М31 и сделана попытка выяснить причины указанных противоречий. Допускается, что галактика М31 состоит из четырех основных составляющих: ядрышка, ядра с гало, диска и плоской составляющей. В ходе работы оказалось, что модель целесообразно построить последовательными приближениями. Поэтому в первой статье серии описывается предварительная модель системы. В дальнейшем модель будет уточняться и детализироваться.

2. *Функции описания и уравнения связи между ними.* Из наблюдений можно определить следующие функции или их частные значения: спроектированную плотность светимости $L_s(X, Y)$ в фотометрической системе s (X и Y — прямоугольные видимые координаты, выраженные в угловых единицах, причем ось X направлена вдоль видимой большой оси галактики, а Y — вдоль малой оси); скорость вращения некоторых подсистем V_0 ; дисперсию скоростей звезд σ и звездный состав (для ядра галактики). Кроме того можно изучить распределение и физические свойства отдельных ярких звезд.

Для моделирования галактики необходимо ввести упрощающие предположения. В данном цикле работ допускается, что галактика М31 может быть разделена на конечное число физически однородных составляющих, поверхности равных пространственных плотностей которых являются подобными соосными эллипсоидами вращения. Отношение полуосей эллипсоидов разных составляющих ε может быть разным, плотность изменяется плавно.

Так как основные функции описания являются аддитивными (кроме V_0 и σ), то для упрощения будем писать их уравнения связи не для суммарных величин, а для отдельных составляющих.

Пусть $\rho(x, y, z)$ — пространственная плотность массы составляющей и $l_s(x, y, z)$ — пространственная плотность светимости в фотометрической системе s (x, y и z — прямоугольные галактоцентрические координаты, ось z направлена вдоль оси системы). При указанных выше допущениях

$$\varphi(x, y, z) = \varphi(a) = \int_s l_s(a), \quad (2.1)$$

где

$$a^2 = x^2 + y^2 + z^{-2} z^2 \quad (2.2)$$

и f_s — отношение массы к светимости данной составляющей. Функции плотности связаны с функциями массы $\mu(a)$ и светимости $h_s(a)$ формулами [1]

$$\mu(a) = 4\pi s a^2 \rho(a) \quad (2.3)$$

и

$$h_s(a) = 4\pi s a^2 l_s(a). \quad (2.4)$$

Спроектированная плотность светимости выражается в нашем случае формулой [1]

$$L_s(A) = \frac{1}{2\pi E} \int_A^\infty \frac{h_s(a) da}{a \sqrt{a^2 - A^2}}, \quad (2.5)$$

где

$$A^2 = X^2 + E^{-2} Y^2 \quad (2.6)$$

$$E^2 = \cos^2 i + s^2 \sin^2 i, \quad (2.7)$$

причем i — угол между осью системы и лучом зрения.

Скорость вращения составляющей V_θ и круговая скорость V , обусловленная системой в целом, связаны между собой формулой [2]

$$V_\theta^2 + q^2 R^2 = V^2, \quad (2.8)$$

где σ_R — дисперсия скоростей звезд составляющей в радиальном направлении ($R^2 = x^2 + y^2$), а параметр q выражается так

$$-q = \left(1 - \frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_R^2}\right) + R \left(1 - \frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_R^2}\right) \frac{\partial \alpha}{\partial z} + G\{\rho(R)\} + G\{\sigma_R^2(R)\}. \quad (2.9)$$

В последней формуле для логарифмического градиента использовано обозначение

$$G\{f(R)\} = \frac{\partial \ln f(R)}{\partial \ln R}, \quad (2.10)$$

α — угол наклона вертекса к плоскости симметрии системы (вне плоскости $\alpha \neq 0$).

Выражение для q в виде (2.9) неудобно для практических применений, так как ни отношения дисперсии скоростей, ни градиент угла α не могут быть непосредственно найдены из наблюдений. При преобразовании выражения q будем пользоваться найденными Г. Г. Кузминым [2, 3] соотношениями

$$R \frac{\partial \alpha}{\partial z} = -\frac{1}{4} G\{\rho_t(R)\} \quad (2.11)$$

($\rho_t(R)$ — тотальная плотность галактики) и

$$\frac{1}{\sigma_z^2} = \frac{1}{\sigma_\theta^2} + \frac{1}{\sigma_R^2}, \quad (2.12)$$

а также формулой Линдблада

$$\frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_R^2} = \frac{-B}{A-B}. \quad (2.13)$$

Формулы (2.11)–(2.13) выведены для плоских подсистем. Однако вычисления показывают, что в окрестностях Солнца эти формулы могут быть применены и для менее сплюснутых подсистем. Поэтому можно допустить, что использование этих формул при построении модели галактики М 31 не связано с большими погрешностями.

В формуле Линдблада для плоских подсистем орбитальные параметры A и B могут быть выражены через круговую скорость $\omega(R) = V_\theta/R$ и логарифмический градиент функции скорости $G\{v(R)\}$, причем функция скорости определяется формулой [1]

$$v(R) = \frac{V^2 R}{G}, \quad (2.14)$$

где G — гравитационная постоянная. Имеем

$$A(R) = \omega(R) \frac{3 - G\{v(R)\}}{4} \quad (2.15)$$

и

$$B(R) = -\omega(R) \frac{1 + G\{v(R)\}}{4}, \quad (2.16)$$

откуда вместо (2.13) и (2.12) получим

$$k_\theta = \frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_R^2} = \frac{1 + G\{v(R)\}}{4} \quad (2.17)$$

$$k_z = \frac{\sigma_z^2}{\sigma_R^2} = \frac{1 + G\{v(R)\}}{5 + G\{v(R)\}}. \quad (2.18)$$

Итак, для q после этих преобразований имеем

$$-q = \frac{[3 - G\{v\}]}{4} - \frac{G\{\rho_t\}}{5 + G\{v\}} + G\{\rho\} + G\{\sigma_R^2\}. \quad (2.19)$$

Это же выражение годится и для сферических подсистем, если считать $V_\theta \sim V$. При более строгом рассмотрении в выражении q круговую скорость надо заменить скоростью вращения подсистемы V_θ .

Функция скорости $v(R)$ связана с функцией массы уравнением [1]

$$v(R) = \int_0^R \frac{\mu(a) da}{\sqrt{1 - \left(\frac{ea}{R}\right)^2}}, \quad (2.20)$$

где $e^2 = 1 - \varepsilon^2$.

Наконец, используем еще уравнение Пуассона [4]

$$4\pi G\rho_t = C^2 - 2(A^2 - B^2), \quad (2.21)$$

причем C — параметр Кузмина. Последний выражается в случае плоских подсистем формулой

$$C = \sigma_z / \zeta, \quad (2.22)$$

где σ_z и ζ — дисперсии z -скоростей и z -координат звезд.

3. *Выбор формы основной функции описания.* Модель распределения массы и светимости галактики полностью определена, если известно распределение светимости ее подсистем, а также отношение массы к светимости подсистем. Тогда по формулам (2.1), (2.4) и (2.5) может быть найдено распределение массы системы, а по формулам (2.3) и (2.20) — ход круговой скорости. Ввиду пропорциональности ρ и I , в этом разделе будем писать формулы только для одной из них — ρ .

Для построения гидродинамической модели, кроме функции распределения массы и связанных с ней функций, должен быть известен еще ход скорости вращения или дисперсии скоростей подсистем. Тогда по формулам (2.8), (2.12) и (2.13) могут быть вычислены другие интересующие нас гидродинамические функции. Уравнение Пуассона (2.21) позволяет проверить полученные результаты.

Итак, гидродинамическая модель полностью определена заданием функций $\rho(a)$, $V_0(R)$ и параметров ε и f всех составляющих галактики.

Репрезентативность модели существенно зависит от выбора вида указанных основных функций описания. Естественно требовать, чтобы эти функции описания не имели резких скачков и изломов, чтобы $\rho(a) > 0$ и $\sigma_R^2(R) \geq 0$. Так как реальные звездные системы имеют конечные размеры (вследствие возмущающего действия соседних систем), то желательно выбрать для $\rho(a)$ выражение, достаточно быстро убывающее с увеличением a . С другой стороны, $\rho(a)$ не должно убывать слишком быстро, так как в таком случае круговое движение неустойчиво.

Учитывая все эти соображения, мы выбрали для $\rho(a)$ обобщенное экспоненциальное выражение [5, 6]

$$\rho(a) = \rho_0 \exp \left[- \left(\frac{a}{a_0 k} \right)^\nu \right], \quad (3.1)$$

где ρ_0 и a_0 — масштабные параметры центральной плотности и радиуса, k — безразмерный нормирующий параметр (см. [6]) и ν — структурный параметр модели, определяющий концентрацию массы к центру. В число структурных параметров модели через a входит и ε , определяющее толщину модели.

В случае плоской составляющей простая эллипсоидальная модель плохо представляет распределение плотности. Известно, что в центральных областях галактик нет представителей плоских подсистем — эмиссионных туманностей и звездных ассоциаций [7, 8]. Чтобы учесть это обстоятельство в нашей модели, мы использовали искусственный прием: плотность составляющей была вычислена как разность двух эллипсоидальных моделей

$$\rho(a) = \rho_+ \left(a \mid a_0, \rho_0, \nu, \varepsilon \right) - \rho_- \left(a \mid \frac{a_0}{\kappa}, \rho_0, \nu, \varepsilon \right), \quad (3.2)$$

где $\kappa > 1$. При таком $\rho(a)$ автоматически $\rho_{R=0}(z) = 0$. При подходящем выборе $\rho(a)$ соблюдаются еще условия $\rho(a) > 0$ и $\partial\rho/\partial z^2 < 0$ при $z \neq 0$.

В рамках предварительной модели галактики М 31 достаточно задать гидродинамические функции только для сферической составляющей — ядра. В этом случае скорость вращения составляющей может быть представлена формулой [9]

$$V_\theta = V_0 \frac{R}{\left[1 + \left(\frac{R}{R_0} \right)^n \right]^{3/2n}}. \quad (3.3)$$

4. *Наблюдательный материал.* а) Фотометрические данные о распределении яркости вдоль большой и малой осей галактики М 31 были собраны из всех доступных источников. Были использованы только данные, которые можно было привести к системе UBV (см. [10, 11]). Для построения составной модели было бы желательно иметь фотометрические данные в разных цветах. Достаточно широкий интервал яркости охватывают, однако, лишь данные в синих лучах, поэтому пришлось ограничиться одной фотометрической системой В. Из фотографических наблюдений использованы результаты Редмана и Ширли [12], Фрике [13], Джонсона [14], Рихтера и Хёгнера [15], из фотоэлектрических наблюдений — данные Тиссена [16] и Вокулера [10].

Для образования сводной кривой распределения яркости галактики М 31 данные по NE и SW половинам большой оси, а также по NW и SE половинам малой оси были объединены и соответствующие яркости усреднены. Согласие между NE и SW полуосями повсюду хорошее. Согласие же между NW и SE полуосями менее хорошее, особенно в области сильного поглощения NW полуоси на расстоянии 4.5 до 17' от центра. В рамках предварительной модели М 31 указанная область была исключена. Не было учтено и общее равномерное поглощение ни в нашей Галактике, ни в галактике М 31.

Выведенные сводные значения спроектированной светимости по большой оси указаны на рис. 1 точками. На рис. 2 приведено изменение отношения полуосей изофот E . В качестве аргумента фигурирует R^{μ} , причем угловое расстояние от центра системы по большой оси выражено в минутах дуги.

б) Скорость вращения была определена по оптическим [17—20] и радиоданным [21—25]. В области ядра ($R \leq 10'$) были использованы только оптические данные, так как скорость быстро изменяется и радионаблюдения имеют слишком малое разрешение. В диапазоне $10' < R \leq 50'$ были использованы как оптические, так и радиоданные, в области $R > 50'$ — только радиоданные как более точные. Взаимная согласованность радиоданных, полученных разными авторами, очень хорошая. Для скорости центроида галактики в целом было выбрано значение — 300 км/сек. При таком выборе лучше всего согласуются области максимальной скорости по обеим сторонам от центра.

Найденные сводные скорости вращения изображены на рис. 3 и 4 точками.

в) Расстояние галактики М 31 было принято $d = 692$ кпс, в соответствии с истинным модулем расстояния $(m - M)_0 = 24.2$ [26].

г) Наклон галактики был определен по ходу видимого отношения полуосей изофот E и по видимому распределению эмиссионных туманностей [7]. Найденное значение $i = 77.2$ хорошо согласуется с оценкой Бааде $i = 77.3$ (см. [27]) и недавним результатом Арпа $74^\circ \leq i \leq 79^\circ$ [7].

д) Дополнительные данные могут быть получены для центральных, наиболее ярких областей системы. Дисперсия скоростей звезд ядра по Минковскому равна $\sigma_R = 225$ км/сек. [28], а отношение массы к светимости по Спирраду получается равным $f = 16.7$ [29].

5. Построение модели при фиксированном аналитическом виде основных функций описания сводится к определению модель-параметров этих функций. В данном случае для всех четырех составляющих модели нужно найти следующие параметры:

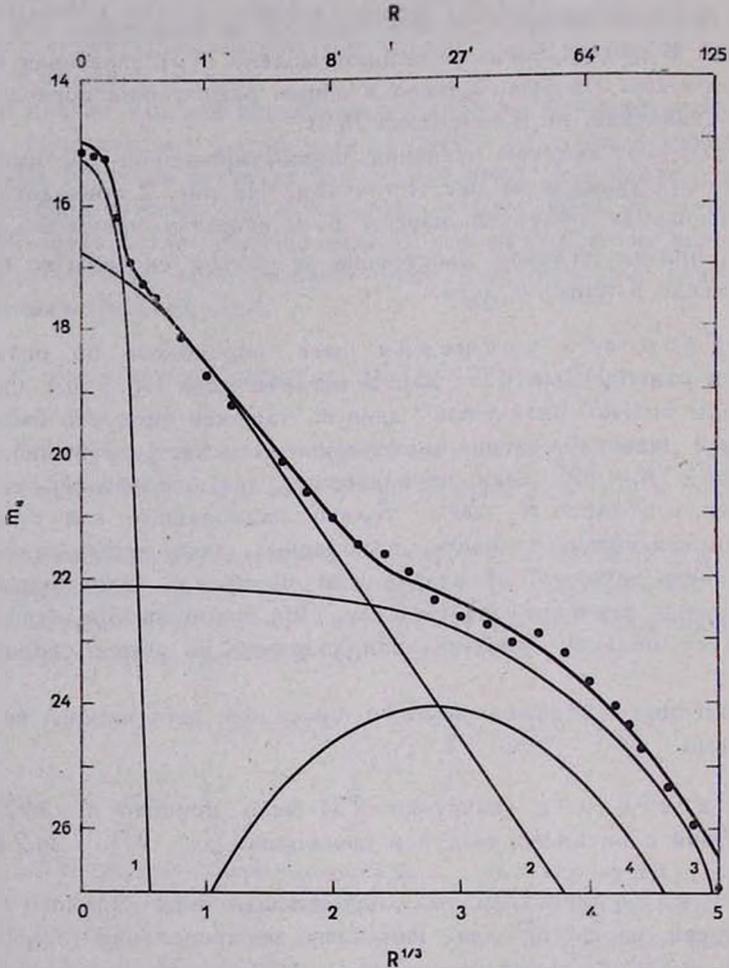


Рис. 1. Распределение яркости по большой оси М 31. Составляющие обозначены: 1—ядро, 2—ядро, 3—диск, 4—плоская составляющая.

а) масштабные параметры l_0 и α_0 ; б) структурные параметры γ и ϵ ; в) динамический параметр f .

Для сферической составляющей (ядра) кроме того нужно знать еще параметры закона вращения (3.3).

Анализ наблюдательного материала показал, что как масштабные, так и структурные параметры составляющих не могут быть достаточно уверенно найдены по скорости вращения. На скорость вращения, кроме распределения массы, влияют еще относительные движения звезд. Работа Вокулера [10] показывает, что параметры модели вполне успешно могут быть найдены по фотометрическим данным.

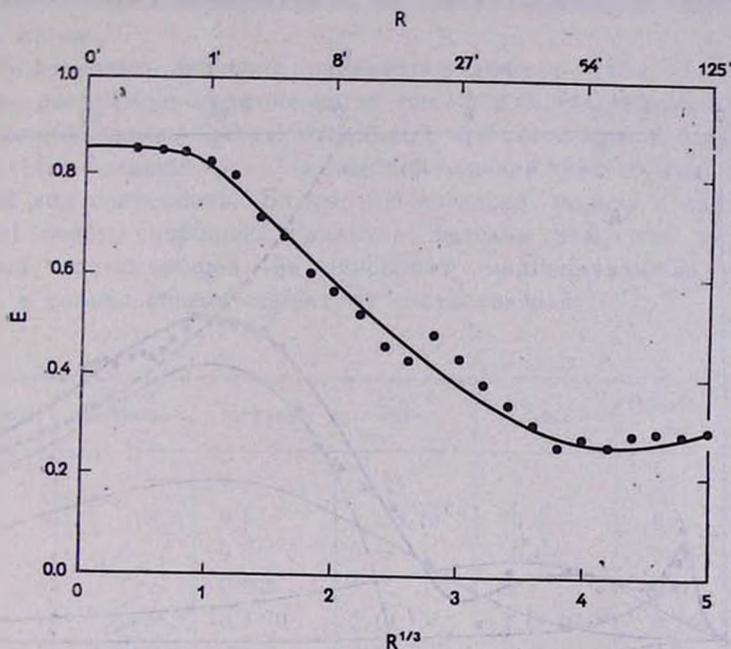


Рис. 2. Распределение отношения полуосей изофот.

Учитывая вышеизложенное, мы определили параметры l_0 , a_0 , ν_0 и ε по фотометрическому материалу. Практическая процедура сводилась к следующему.

На электронном вычислителе для ряда значений параметра ν были найдены нормированные функции спроектированной плотности $L^0(\alpha)$ и функции скорости $v^0(\alpha)$, причем α — безразмерное нормированное расстояние (большая полуось). Нормирование было выполнено так, чтобы моменты порядка -1 и 0 функции массы $\mu^0(\alpha)$ были равны единице (см. [5]).

Найденные функции $L^0(\alpha)$ были нанесены на график в логарифмической шкале $\lg L^0(\lg \alpha)$. Аналогичные графики были составлены и для спроектированной светимости М 31 по большой и малой осям.

Так как масштабные преобразования (смещения на логарифмической шкале) не изменяют форму кривой $\lg L(\lg \alpha)$, то параметр ν может

быть просто найден по совпадению формы вычисленной кривой из общего их семейства с наблюдаемой. Масштабные параметры l_0 и a_0 получаются по величине вертикального и горизонтального смещения вычисленной кривой для получения ее совпадения с наблюдаемой. Параметр видимой сплюснутости E определяется по сравнению распределения светимости на малой оси с распределением на большой оси. Истинное отношение полуосей e вычисляется по формуле (2.7).

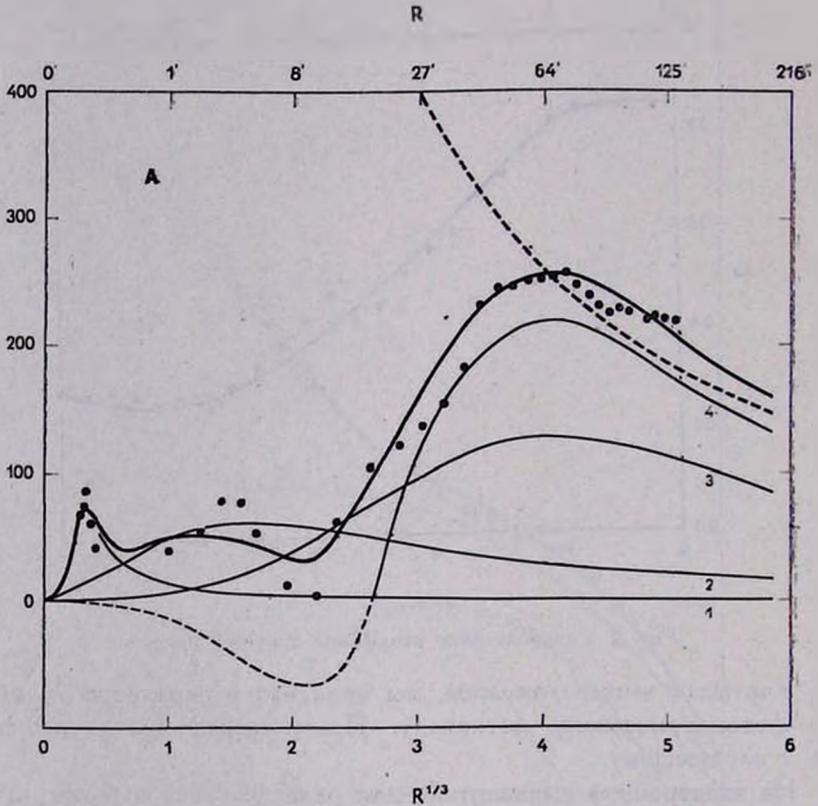


Рис. 3. Распределение круговой скорости. Массы составляющих приняты по варианту А (см. табл. 1). При вычислении функции скорости по (2.20) принята модель плоского диска ($e=1$). Скорости выражены в км/сек.

Единственная практическая трудность при таком способе определения параметров заключается в том, что одновременно нужно найти параметры для всех четырех составляющих системы. Однако распределение плотности компонент весьма различно — на это указывает ход общей яркости (см. рис. 1). Уже после некоторых проб удалось найти удовлетворительные значения параметров.

Указанный путь не применим для нахождения параметра ε плоской составляющей. В этом случае ε был подобран так, чтобы получить разумный ход эффективной полутолщины составляющей

$$z_e = \frac{1}{2} \frac{P(R)}{\rho(R)}, \tag{5.1}$$

где $P(R)$ — спроектированная на плоскость симметрии системы плотность массы.

Полученные значения параметров даны в табл. 1. Найденная модель изображена графически на рис. 1 и 2. На первом из них тонкой линией указан вклад отдельных составляющих в общую светимость (по большой оси), а жирной линией дан суммарный вычисленный ход светимости. Видим, что согласие модели с наблюдениями (точки) весьма хорошее. Различия вызваны тем, что наша модель плоской составляющей не описывает индивидуальные спиральные ветви, а только общую структуру составляющей.

Таблица 1

Величина	Единица	Нуклеус	Ядро	Диск	Плоская сост.		Σ
					+	-	
ν		1	0.25	1	1	1	
k		0.5	$1.263 \cdot 10^{-4}$	0.5	0.5	0.5	
ε		0.84	0.57	0.09	0.01	0.02	
a_0		0.025	5	50	40	20	
l_0	$L_{\odot}/\text{мс}^2$	$8.7 \cdot 10^3$	$2.10 \cdot 10^3$	$2.17 \cdot 10^{-2}$	0.140	0.140	
L	$10^3 L_{\odot}$	0.003	4.95	6.46	2.29	0.57	13.13
Σ	$\left\{ \begin{array}{l} \text{A} \\ \text{B} \end{array} \right.$	0.009	2.4	58	188	47	201
		0.05	85.5	111.5	5.73	1.43	201
f	$\left\{ \begin{array}{l} \text{A} \\ \text{B} \end{array} \right.$	2.5	0.5	9	82	82	15.3
		17.3	17.3	17.3	2.5	2.5	15.3

Отношение массы к светимости может быть определено двумя способами: А) по скорости вращения; В) по спектральным наблюдениям и другим независимым источникам.

При первом способе обычно считается, что скорость вращения равна круговой скорости $V_0 = V$. Практически метод состоит в выборке путем проб таких значений f , которые приводят (при фиксированных параметрах a_0) вычисленные кривые скорости в согласие с наблюдаемой кривой вращения. Найденные значения f приведены в табл. 1 (вариант А), соответствующие кривые вращения изображены на рис. 3. Как и на рис. 1, тонкие линии указывают вклад отдель-

ных составляющих, жирная линия — общую вычисленную кривую вращения, а точки — наблюдения. Прерывистой линией дана кеплеровская кривая вращения, соответствующая точечному источнику с массой, равной массе нашей модели. Видим, что теоретическая кривая весьма хорошо представляет наблюдения.

Следует сказать, что модель плоской составляющей имеет тороидообразный вид. Внутри тороида вектор притяжения направлен не к центру системы, а к ближайшей стороне тороида. Поэтому в этой области функция скорости отрицательна и круговое движение невозможно (если нет других составляющих, компенсирующих отрицательную область функции скорости). На рис. 3 и 4 эта область вклада составляющей на кривую вращения показана прерывистой линией.

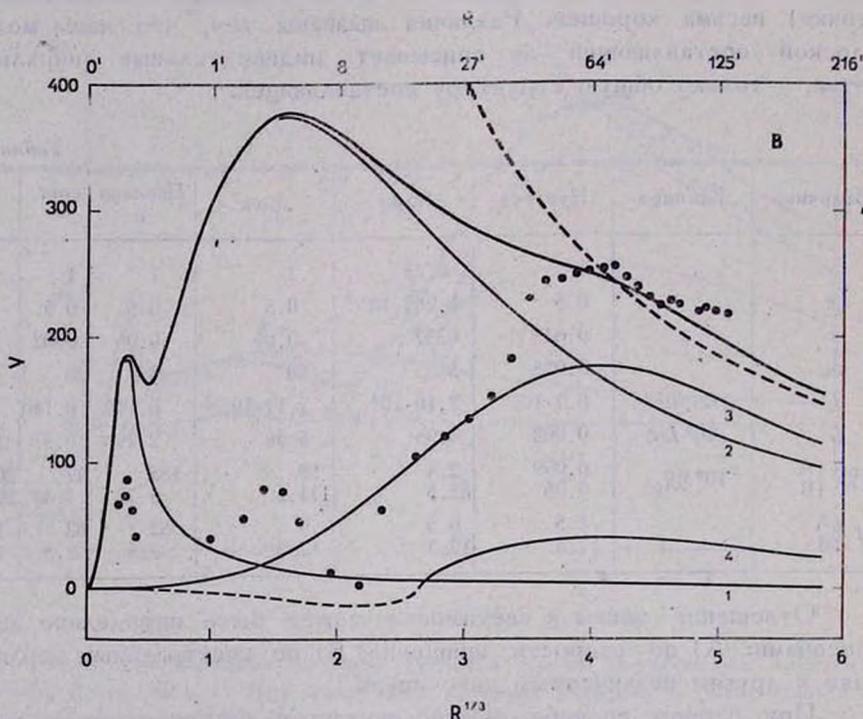


Рис. 4. Распределение круговой скорости; вариант В.

Во втором варианте параметры были найдены следующим образом. Для ядра галактики М 31 f был получен Спиррадом по спектральным наблюдениям [29] $f = 16.7$. Плоская составляющая состоит в основном из водорода, масса которого по [21, 23 — 25] может быть принята равной $M = 3.7 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Масса звезд плоской составляющей

может быть оценена по интегральной светимости составляющей и начальной функции светимости и массы [30, 31]. В итоге мы получили для массы составляющей $\mathfrak{M} = 4.3 \cdot 10^9 \mathfrak{M}_\odot$. Так как $L = 1.72 \cdot 10^9 L_\odot$, то $f = 2.5$. Зная светимость всех составляющих и f ядра и плоской составляющей, нетрудно вычислить f диска. Результат почти точно совпадает с найденным Спинрадом значением f для ядра. Поэтому мы приняли, что все составляющие, кроме плоской имеют одинаковое отношение массы к светимости (вариант В в табл. 1). Соответствующие кривые вращения даны на рис. 4.

В этом варианте в области $R < 50'$ круговая скорость заметно больше скорости вращения и достигает при $R = 4'$ максимального значения $V = 380 \text{ км/сек}$. Наблюденная скорость вращения при $R = 4'$ составляет всего $V_0 = 80 \text{ км/сек}$. Возникает вопрос, может ли смещение центра скорости достигать такого большого значения $\Delta V = V - V_0 = 300 \text{ км/сек}$?

Вычисления по формулам (2.8) и (2.19) показали, что в пределах точности исходных данных найденное смещение действительно может быть объяснено. На рис. 5 изображен один возможный вариант хода скорости вращения V_0 и дисперсии скоростей σ_R сферической составляющей М 31. Для V_0 принимался закон (3.3), σ_R определялась по формуле (2.8). При вычислениях мы учитывали, что наблюдаемые V_0 и σ_R меньше действительных максимальных их значений. Это вызвано тем, что мы наблюдаем некоторое среднее значение дисперсии и скорости [32]

$$\overline{V_0(R)} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} V_0(R, Z) I(R, Z) dZ}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(R, Z) dZ}, \quad (5.2)$$

где Z — координата вдоль луча зрения. В области $R < 10'$ кроме того необходимо было немного изменить ход градиента плотности, что в пределах точности имеющихся данных также вполне допустимо.

Мы пришли к выводу, что в варианте В динамическое определение f согласуется со спектральным.

Вычисленные значения функции описания приведены в табл. 2. Буквой V_k обозначена критическая скорость, вычисленная по функции скорости $v(R)$, с использованием формулы [5]

Таблица 2

R		G(p)			ρ		V	V _k	A	B	C	k ₀	k _z
'	кпс	2	3	4	$\rho_{\odot}/\text{гсм}^3$	$\rho_{\odot}/\text{гсм}^3$	км/сек		км/сек/кпс				
0	0	0.0	0.0	0.0	1.9·10 ³	7.6·10 ³	0	1041	0	55700	64500	1.000	0.500
5	1	2.4	0.2	-0.1	3.29	3880	377	720	194	181	433	0.483	0.326
10	2	2.8	0.4	-0.1	0.82	1350	351	613	102	73	234	0.418	0.295
15	3	3.1	0.6	0.0	0.44	720	326	579	65	43	169	0.397	0.284
20	4	3.3	0.8	0.2	0.31	473	308	540	46	30	138	0.398	0.284
25	5	3.5	1.0	0.4	0.237	345	297	502	35	24	119	0.406	0.289
30	6	3.7	1.2	0.7	0.188	269	284	475	28	20	104	0.415	0.293
35	7	3.8	1.4	1.0	0.151	216	278	453	23	17	93	0.420	0.296
40	8	4.0	1.6	1.3	0.122	176	272	432	20	14	83	0.423	0.297
45	9	4.1	1.8	1.6	0.098	145	267	414	17	12	75	0.425	0.298
50	10	4.2	2.0	1.9	0.079	120	262	399	15.1	11.0	67	0.420	0.296
55	11	4.3	2.2	2.3	0.064	99	258	383	13.7	9.6	60	0.410	0.291
60	12	4.4	2.4	2.6	0.051	79	254	370	12.7	8.5	54	0.401	0.286
65	13	4.5	2.6	2.9	0.042	69	251	359	11.8	7.4	49	0.385	0.278
70	14	4.6	2.8	3.2	0.034	58	246	348	11.0	6.5	44	0.373	0.272
75	15	4.6	3.0	3.5	0.028	48	241	334	10.3	5.7	40	0.359	0.264
80	16	4.7	3.2	3.8	0.022	40	237	323	9.6	5.2	36	0.350	0.259
85	17	4.8	3.4	4.1	0.018	33	233	315	9.0	4.6	33	0.335	0.251
90	18	4.8	3.6	4.4	0.014	28	228	307	8.6	4.0	30	0.321	0.243
95	19	4.9	3.8	4.6	0.012	23	224	299	8.1	3.6	27	0.311	0.237
100	20	5.0	4.0	4.9	0.0093	19.4	220	291	7.64	3.26	24.5	0.299	0.230
110	22	5.1	4.4	5.4	0.0060	13.4	211	278	6.93	2.61	20.2	0.274	0.215
120	24	5.2	4.8	6.0	0.0040	9.3	202	264	6.22	2.15	16.8	0.257	0.204
130	26	5.3	5.2	6.5	0.0026	6.5	195	255	5.62	1.84	14.1	0.246	0.198
140	28	5.4	5.6	7.0	0.0017	4.5	187	245	5.10	1.55	11.9	0.233	0.189
150	30	5.5	6.0	7.5	0.0011	3.1	180	237	4.64	1.33	10.1	0.222	0.182
160	32	5.6	6.4	8.0	0.0008	2.0	174	228	4.24	1.18	8.6	0.218	0.179
170	34	5.7	6.8	8.5	0.0005	1.7	168	222	3.87	1.05	7.4	0.214	0.176
180	36	5.8	7.2	9.0	0.0003	1.2	162	216	3.53	0.94	6.4	0.211	0.175
190	38	5.9	7.6	9.5	0.0002	0.7	158	210	3.27	0.87	5.7	0.210	0.174

$$V_k^2(R) = 2 \int_R^{\infty} \frac{v(X) dX}{X^2} \quad (5.3)$$

В таблице приводятся также логарифмические градиенты плотности составляющих $G\{\rho(R)\}$. Обычно используемые в исследованиях нашей Галактики градиенты $m(R) = -\partial \lg \rho(R)/\partial R$ могут быть легко получены по формуле

$$m(R) = -\frac{\text{Mod}}{R} G\{\rho(R)\}. \quad (5.4)$$

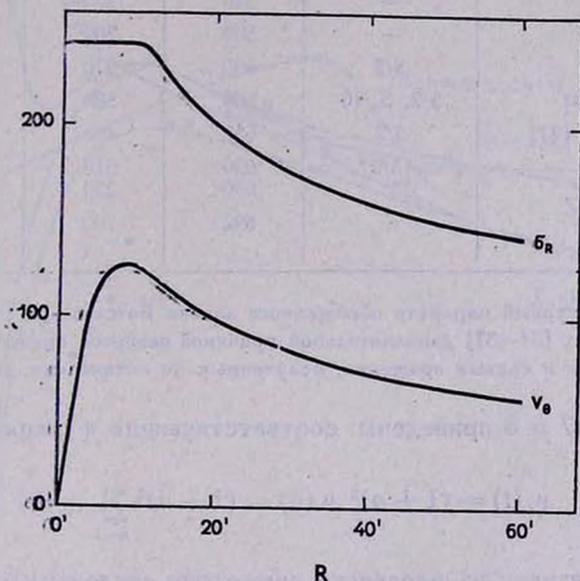


Рис. 5. Вычисленная скорость вращения V_0 и дисперсия скоростей σ_R звезд сферической составляющей.

Из таблицы видим, что значения функций описания галактики Андромеды на расстоянии 10 кпс от центра очень хорошо согласуются с системой локальных околосолнечных параметров в нашей Галактике [33].

б) *Анализ модели.* Прежде чем приступить к анализу полученных результатов, приводим основные результаты некоторых разработанных ранее моделей.

а) *Сравнение с результатами других авторов.* Вычисленные по моделям [9, 24, 25, 27, 34—38], а также по настоящей модели (вариант В) массы галактики М 31 приведены в табл. 3; для

некоторых из этих моделей на рис. 6 дано изменение круговой скорости с расстоянием. Точки обозначают принятые нами значения скорости вращения.

Таблица 3

Автор	n^*	d (кpc)	\mathfrak{M}^{**} ($10^6 \mathfrak{M}_{\odot}$)	\mathfrak{M} ($d = 692$ кpc) ($10^6 \mathfrak{M}_{\odot}$)
Lohmann [34]	3/2	460	330	500
Schwarzschild [35]	—	460	140	210
Schmidt [27]	—	630	338	370
Takase [36]	—	540	200	260
Poveda [37]	—	500	200	280
Brandt [38]	3/2	600	370	430
Brandt, Scheer [9]	3/2, 3, 10	630	580	640
Gottesman et al. [24]	3/2	630	480	530
Roberts [25]	{ 3/2 3	690 690	310 220	310 220
Einasto	—	692	200	200

* n — структурный параметр обобщенного закона Ботлингера (3.3).

** В работах [34—37] дополнительной причиной разброса оценок массы являются большие различия в кривых вращения, полученных по оптическим данным.

На рис. 7 и 8 приведены соответствующие функции массы

$$\mu_t(t) = (1+a)^2 \mu(a) = (1+a)^2 \sum_{k=1}^n \mu_k(a) \quad (6.1)$$

и спроектированная на плоскость симметрии системы плотность массы

$$P_t(t) = 2\pi a (1+a)^2 P(a) = 2\pi a (1+a)^2 \sum_{k=1}^n P_k(a) \quad (6.2)$$

В этих формулах n — число составляющих данной модели и

$$t = \frac{a}{1+a} \quad (6.3)$$

причем a выражено в градусах. Замена координат проведена с целью более наглядного представления распределения плотности на периферии модели.

Сравнение моделей показывает, что в распределении массы имеют место различия как внутри модели, так и в периферийных областях ее.

Различия первого вида изменяют ход параметра f ; общая масса системы \mathcal{M} от них мало зависит. Различия второго вида влияют как на ход f , так и на массу системы \mathcal{M} . На подобные различия мы указали уже во введении. Так как эти различия вызваны разными причинами, рассмотрим их отдельно.

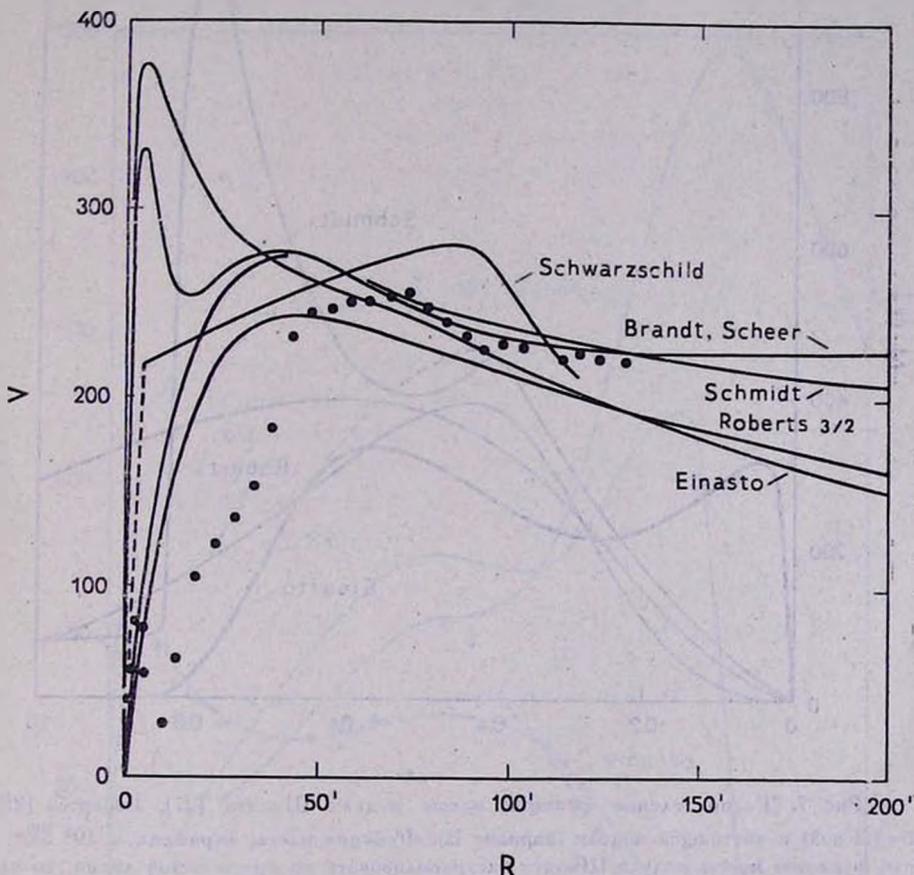


Рис. 6. Круговая скорость моделей Шварцшильда [35], Брандта и Шера [9], Шмидта [27], Робертса [25] ($n=3/2$) и настоящей модели (вариант В).

6) Структура внутренних областей модели определяется в значительной степени способом обработки — будет ли смещение скорости центроида учтено или нет. В большинстве цитированных выше работ, как и в нашем варианте А, наличие смещения игнорировалось. Такой способ обработки встречает следующие возражения.

1) Во внутренних областях галактики преобладает второе население, звезды которого имеют большую дисперсию скоростей. Это

подтверждается и непосредственными определениями дисперсии. Поэтому в уравнении (2.8) второй член слева больше первого и пренебрежение им не оправдано.

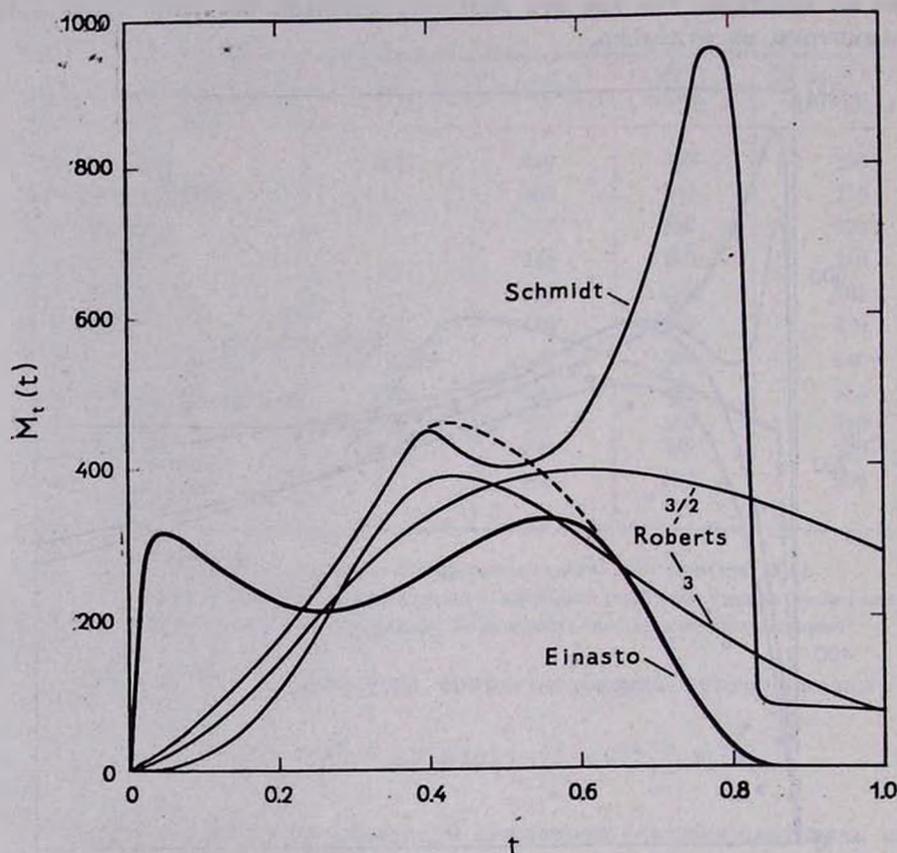


Рис. 7. Распределение функции массы модели Шмидта [27], Робертса [25] ($n=3/2$ и 3) и настоящей модели (вариант В). Функция массы выражена в $10^9 M_{\odot}$. Если функцию массы модели Шмидта экстраполировать по прерывистой линии, то ее масса не отличается от массы настоящей модели.

2) Допущение $V_0 = V$ приводит к тому, что в центральных областях галактики отношение массы к светимости f мало (см. [27], а также табл. 1 и рис. 9, вариант А). Исследование эллиптических галактик показывает, однако, что отношение массы к светимости звезд второго населения имеет достаточно большое значение ($f > 10$). Это подтверждается и непосредственными спектральными наблюдениями [29]. Следовательно, допущение $V_0 = V$ приводит в центральных областях галактик к неприемлемым значениям отношения массы к светимости.

Мы приходим к заключению, что вариант А не может быть принят. Вариант же В приводит, как мы видели выше, к распределению массы, которое приемлемо как с динамической, так и с физической точки зрения. Отсюда следует, что концентрация массы к центру М 31 значительно большая, чем считалось ранее.

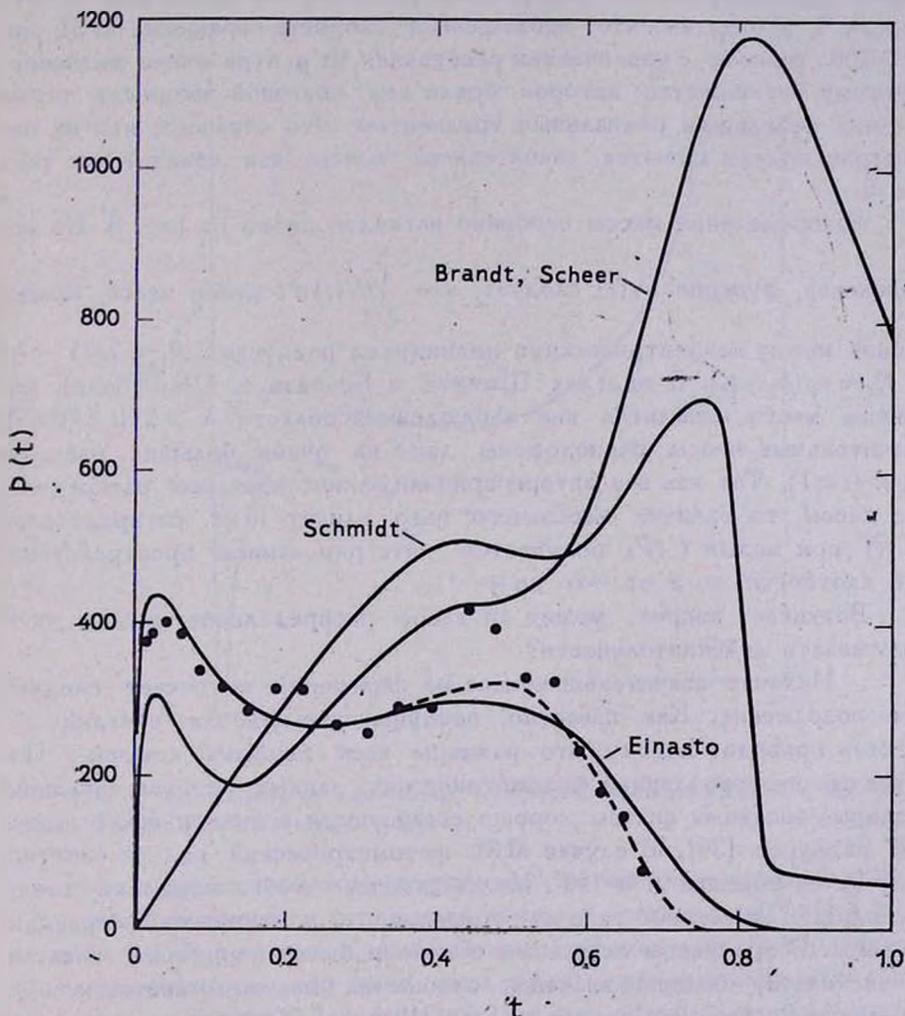


Рис. 8. Распределение спроектированной плотности моделей Брандта и Шера [9], Шмидта [27] и настоящей модели (единица $10^6 M_{\odot}$).

в) Структура внешних областей модели определяется в основном законом экстраполяции функции скорости. Экстраполяция может быть произведена двумя способами — по функции скорости или

по функции массы (вычисляя функцию скорости уже по известному распределению массы.)

В работах по исследованию структуры галактик обычно применяется первый из указанных способов. При этом экстраполяция выполняется тем или иным законом хода круговой скорости, параметры которого подбираются по доступным наблюдениям диапазону R . На рис. 3, 4, и 6 видим, что наблюдаемая скорость вращения М 31 при $R > 100'$ убывает с увеличением расстояния от центра очень медленно. Поэтому большинство авторов брали ход круговой скорости также с очень небольшим радиальным градиентом. Это означает, что на периферии модели имеются значительные массы, как показывают рис. 7 и 8.

Распределение массы особенно наглядно видно на рис. 8. Из определения функции $P_i(t)$ следует, что $\int_{t_1}^{t_2} P_i(t) dt$ равен массе, заключенной между концентрическими цилиндрами радиусами $R_1 = t_1/(1 - t_1)$ и $R_2 = t_2/(1 - t_2)$. В моделях Шмидта и Брандта и Шер более половины массы находится вне наблюдаемой области $R > 2^\circ$ ($t > 0.67$), значительные массы расположены даже на очень больших расстояниях ($t \approx 1$). Так как все авторы приняли эллипсоидальные распределения массы, то наличие массивного гало влияет и на распределение $P_i(t)$ при малых t (P_i получается интегрированием пространственной плотности по z от $-\infty$ до $+\infty$).

Возникает вопрос, может ли такое распределение массы соответствовать действительности?

Наличие значительных масс на периферии встречает следующее возражение. Как известно, возмущающее действие соседних галактик приводит к тому, что размеры всех галактик конечны. Полученные экстраполяцией фотометрических данных радиусы (внешние границы) звездных систем хорошо согласуются с динамической оценкой радиусов [39]. В случае М 31 фотометрический радиус системы получается порядка $R = 150'$. Маловероятно, чтобы галактики имели „невидимое“ массивное гало за пределами фотометрической границы системы. В противном случае мы получили бы на периферии галактик фантастически большие значения отношения массы к светимости f , как видно на рис. 9 в случае модели Шмидта. Допущение значительного увеличения f на периферии модели требует для своего объяснения наличия активного механизма „рассортировки“ звезд по массам, что представляется маловероятным.

Если принимать распределение массы согласно нашей модели, то вычисленный радиальный градиент круговой скорости при $R > 100'$

больше наблюдаемого градиента скорости вращения. Нам кажется, что в данном случае имеет место локальное отклонение движения объектов плоской составляющей от кругового движения. Отклонения порядка 5—10 км/сек от кругового движения имеют место и в нашей Галактике. Подобными отклонениями можно объяснить и отмеченную многими авторами асимметрию кривой скорости [24, 25].

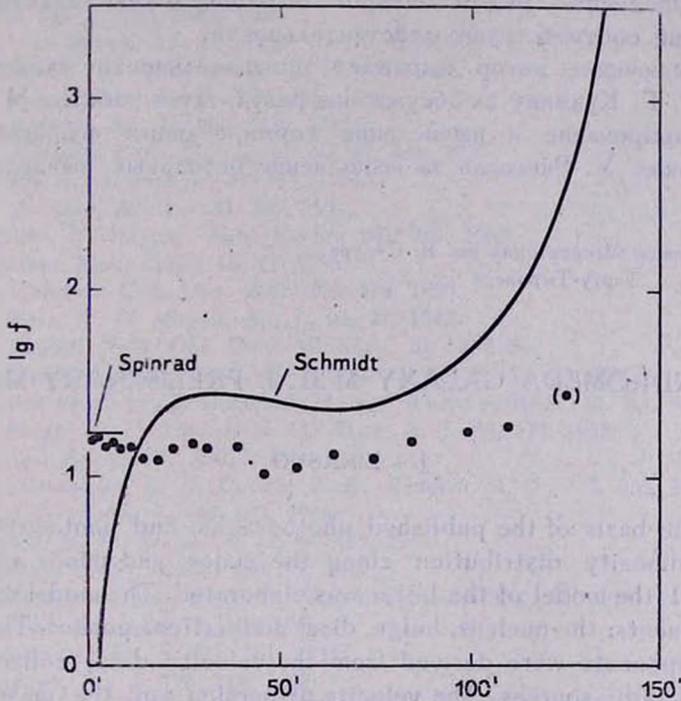


Рис. 9. Зависимость от расстояния логарифма отношения массы к светимости модели Шмидта [27] и настоящей модели.

Вычисленные по фотометрическому материалу плотности $P_i(t)$ в допущении постоянного отношения массы и светимости $f = 15.3$ показаны на рис. 8 точками. Сравнение нашей модели с фотометрическими данными показывает, что даже наша модель имеет слишком большое гало. Это можно было ожидать, так как мы приняли неограниченный экспоненциальный закон для плотности. Предполагаемый действительный ход спроектированной плотности показан прерывистой линией.

Различия между нашей моделью и точками на рис. 8 очевидно вызваны тем, что параметр f не постоянен, а имеет локальные отклонения, в частности, в спиральных ветвях. Совмещая точки с вычислен-

ной кривой $P_i(t)$ можем получить „наблюденные“ значения f . Они показаны в логарифмической шкале на рис. 9 (точки). Видим, что допущение о постоянстве среднего значения f неплохо выполняется. Области минимумов f соответствуют основным спиральным ветвям галактики.

Итак, мы приходим к заключению, что увеличение f на периферии, а также выведенные рядом авторов большие массы галактики М 31, вероятно, не соответствуют действительности.

В заключение автор выражает признательность чл.-корр. АН ЭстССР Г. Г. Кузмину за обсуждение результатов работы, М. Круллу за программирование и вычисление нормированных функций $L^0(\alpha)$ и $v^0(\alpha)$, а также У. Рюммель за выполнение остальных вычислительных работ.

Астрофизическая обсерватория им. В. Струве
Тарту-Тыравере

THE ANDROMEDA GALAXY M 31. I. PRELIMINARY MODEL

J. I. EINAŠTO

On the basis of the published photographic and photoelectric data on the luminosity distribution along the major and minor axis of the galaxy M 31 the model of the latter was elaborated. The model consists of four components: the nucleus, bulge, disc, and flat component. The masses of the components were derived from the velocity data, collected from optical and radio sources. The velocity dispersion and the mass-to-light-ratio, spectroscopically obtained for the centre of M 31, were also used.

It was found that the circular velocity curve has a maximum $V=380 \text{ km/sec}$ at the distance of $4'$ from the centre. The rotational velocity of the spheroidal component (the bulge) equals to only 125 km/sec in this region. The great difference between the circular and rotational velocities can be explained by the great velocity dispersion and radial density gradient of the spheroidal component. The dynamical mass-to-light-ratio 17.3 is in good agreement with the spectroscopical one, 16.7.

For the mass of the galaxy M 31 a value of $200 \cdot 10^9$ solar masses is found. Considerably greater values obtained by other authors (see Table 3) are biased by neglecting the fact, that the galaxies are of finite sizes.

In the motion of instellar hydrogen local deviations from the circular motion occur.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Эйнасто, Публ. Тарт. АО, 36, 357, 1968.
2. Г. Г. Кузмин, Бюлл. Абастум. астрофиз. обс. 27, 89, 1962.
3. Г. Г. Кузмин, Публ. Тарт. АО, 33, 351, 1961.
4. Г. Г. Кузмин, Публ. Тарт. АО, 32, 5, 1952.
5. Я. Эйнасто, Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР, 5, 87, 1965.
6. Я. Эйнасто, Публ. Тарт. АО, 36, 414, 1968.
7. Н. Агр, Ap. J., 139, 1045, 1964.
8. S. van den Bergh, Ap. J., Suppl. Ser. 9, 65, 1964.
9. J. C. Brandt, L. S. Scheer, A. J., 70, 471, 1965.
10. G. de Vaucouleurs, Ap. J., 128, 465, 1958.
11. T. D. Kinman, Ap. J., 142, 1376, 1965.
12. R. O. Redman, E. G. Shirley, M. N., 97, 416, 1937.
13. W. Fricke, Z. Astrophys., 34, 137, 1954.
14. H. M. Johnson, Ap. J., 133, 309, 1961.
15. N. Richter, W. Högnner, Astr. Nachr., 287, 261, 1963.
16. G. Thlessen, Mem. Liege, 15, 411, 1955.
17. H. W. Babcock, Lick. Obs. Bull., No. 498, 1939.
18. A. B. Wyse, N. U. Mayall, Ap. J., 95, 24, 1942.
19. N. U. Mayall, Publ. Obs. Univ. Michigan, 10, 19, 1951.
20. A. Lallemand, M. Duchesne, M. Walker, P.A.S.P., 72, 78, 1960.
21. H. C. van de Hulst, E. Ratmond, H. van Woerder, BAN, 14, No. 480, 1, 1957.
22. B. F. Burke, K. C. Turker, M. A. Tuve, A. J., 68, 274, 1963.
23. E. Arglye, Ap. J., 141, 750, 1965.
24. S. T. Gottesmann, R. D. Davies, V. C. Reddish, M. N., 133, 359, 1966.
25. M. S. Roberts, Ap. J., 144, 639, 1966.
26. W. Baade, H. H. Swope, A. J., 68, 435, 1963.
27. M. Schmidt, BAN, 14, No. 480, 17, 1957.
28. R. L. Minkovski, Ann. Rept. Mt. Wilson-Palomar Obs., 26, 1954.
29. H. Spinrad, P.A.S.P., 78, 367, 1966.
30. E. E. Salpeter, Ap. J., 121, 161, 1955.
31. A. Sandage, Ap. J., 125, 422, 1957.
32. C. J. van Houten, BAN, 16, No. 509, 1961.
33. B. J. Bok, Internat. Astr. Union Draft Reports, 677, 1967.
34. W. Lohmann, Z. Astrophys., 35, 159, 1954.
35. M. Schwarzschild, A. J., 59, 273, 1954.
36. B. Takase, Publ. astr. Soc. Japan, 9, 16, 1957.
37. A. Poveda, Bol. Obs. Tonantzintla Tacubaya, 17, 3, 1958.
38. J. C. Brandt, Ap. J., 131, 293, 1960.
39. I. King, A. J., 67, 471, 1962.