

УДК: 524.74

## ИЛЛЮСТРАЦИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОЛНОВОЙ МОДЕЛИ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ГАЛАКТИК С РАЗНЫМИ ТИПАМИ КРИВЫХ ВРАЩЕНИЯ

М.Г.АБРАМЯН, С.Г.ХАЧАТРЯН

Поступила 6 сентября 1999

Принята к печати 20 декабря 1999

Результаты развитой нами нелинейной волновой теории спиральной структуры сопоставлены с данными наблюдений галактик М 81, М 51, UGC 2259 и NGC 3883, характеризующихся различными видами кривых вращения.

1. *Введение.* В работах [1,2] проблема возникновения и поддержания спиральной структуры решена путем раскачки нелинейных волн плотности в области диска, где он неустойчив гравитационно (обычно периферийные области). При этом доминирующую роль играет узкий волновой пакет, возбужденный около волнового числа

$$\chi_0 = 1/2 u_{s,0}^2, \quad (1)$$

который соответствует максимальному инкременту линейных волн [2]

$$\lambda_0 = -iv(\chi_0) = \sqrt{\chi_0/2 - 1}. \quad (2)$$

Точка  $\chi_0$  соответствует минимуму дисперсионной кривой, а  $u_{s,0}$  — минимальному значению безразмерной скорости звука при принятии во внимание дифференциальности вращения диска.

Соответствующее безразмерное периодическое решение системы двумерных гидродинамических уравнений, описывающих туго закрученные возмущения плотности во вложенном гравитирующем вращающемся тонком газовом диске, в кубическом приближении выражается в виде суммы первых двух гармоник [2]:

$$\sigma(\rho, \tau) = \sigma_1(\rho + w\tau) \cos \chi \rho + 2(2 - \gamma_s) u_s^2 \chi^2 \sigma_1^2(\rho + w\tau) \cos 2\chi \rho. \quad (3)$$

Здесь использованы следующие безразмерные величины:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} = \frac{1}{\kappa} \left( \frac{\partial}{\partial \tau} + \Omega \frac{\partial}{\partial \phi} \right), \quad k_0 = \frac{\kappa^2}{2\pi G \Sigma_0}, \quad \rho = k_0 r, \quad u_0 = k_0 c_s / \kappa, \quad (4)$$

где  $\Omega$  — угловая скорость вращения,  $\kappa$  — эпициклическая частота диска,  $\gamma_s$  — поверхностный показатель политропы,  $\sigma$  — возмущение плотности в единицах

равновесной поверхностной плотности  $\Sigma_0$ ,  $w$  - безразмерная скорость распространения волны. Амплитуда основной моды  $\sigma_1$  выражается через эллиптические функции Якоби:

I. "Сверхзвуковая" волна:  $w > u_s$ ,

а)  $\alpha_0 > 0$ ,  $E < 0$

$$\sigma_1 = \sigma_{0+} \operatorname{dn}[K(s_2) - \sigma_{0+} \beta \eta, s_2], \quad (5)$$

б)  $\alpha_0 > 0$ ,  $E > 0$

$$\sigma_1 = \sigma_{0+} \operatorname{cn}[\sigma_{0+} \beta \eta / s_1 - K(s_1), s_1], \quad (6)$$

II. "Дозвуковая" волна:  $w < u_s$ ,

а)  $\alpha_0 < 0$ ,  $E > 0$

$$\sigma_1 = \sigma_{0-} \operatorname{cn}[\sigma_{0-} \beta \eta / s_3 - K(s_3), s_3], \quad (7)$$

б)  $\alpha_0 > 0$ ,  $E > 0$

$$\sigma_1 = \sigma_{0-} \operatorname{sn}[\sigma_{0+} \beta \eta, s_0]. \quad (8)$$

В формулах (5)-(8) использованы обозначения

$$\sigma_{0\pm}^2 = \left| \frac{\gamma_0^2}{2\alpha_0} \left( 1 \pm \sqrt{1 + \frac{4\alpha_0(w^2 - u_s^2)}{\gamma_0^4} E} \right) \right|, \quad \beta = \sqrt{\frac{\alpha_0}{w^2 - u_s^2}} \quad (9)$$

$$s_0 = \sigma_{0-} / \sigma_{0+}, \quad s_1^2 = 1 / (1 + s_0^2), \quad s_2^2 = 1 - s_0^2, \quad s_3 = s_0 s_1. \quad (10)$$

Параметр  $\alpha_0$ , описывающий нелинейное взаимодействие между модами, равен

$$\alpha_0 \equiv \alpha(\chi_0) = (2 - \gamma_s) u_{s0}^2 \chi_0^2 (3 - \gamma_s - 4(2 - \gamma_s) u_{s0}^2 \chi_0^2 / v_2^2) / 4. \quad (11)$$

При заданных параметрах диска и одном из параметров волны ( $w, E$ ) второй определяется из условия периодичности волны по полярной координате  $\varphi$

$$\pi whk = 2nK(s_3)(\Omega_p - \Omega), \quad (12)$$

где  $\Omega_p$  - частота вращения спирали.

Представленные результаты описывают регулярную спиральную структуру как при постоянных, так и при медленно меняющихся по радиусу диска равновесных величинах.

В настоящей работе эти результаты сопоставляются с данными наблюдений спиральных структур галактик с различными типами кривых вращения: возрастающая на больших расстояниях от центра, убывающая, выходящая на плато и закон Местеля.

2. *M 81*. На рис.1a и рис.1b, взятых из сети the Internet [3], галактика M81 изображена одинаковым масштабом в оптическом и радиодиапазонах соответственно. Радиоиображение представляет яркость нейтрального водорода. Отметим, что радиус газового диска примерно вдвое превосходит радиус звездной компоненты.

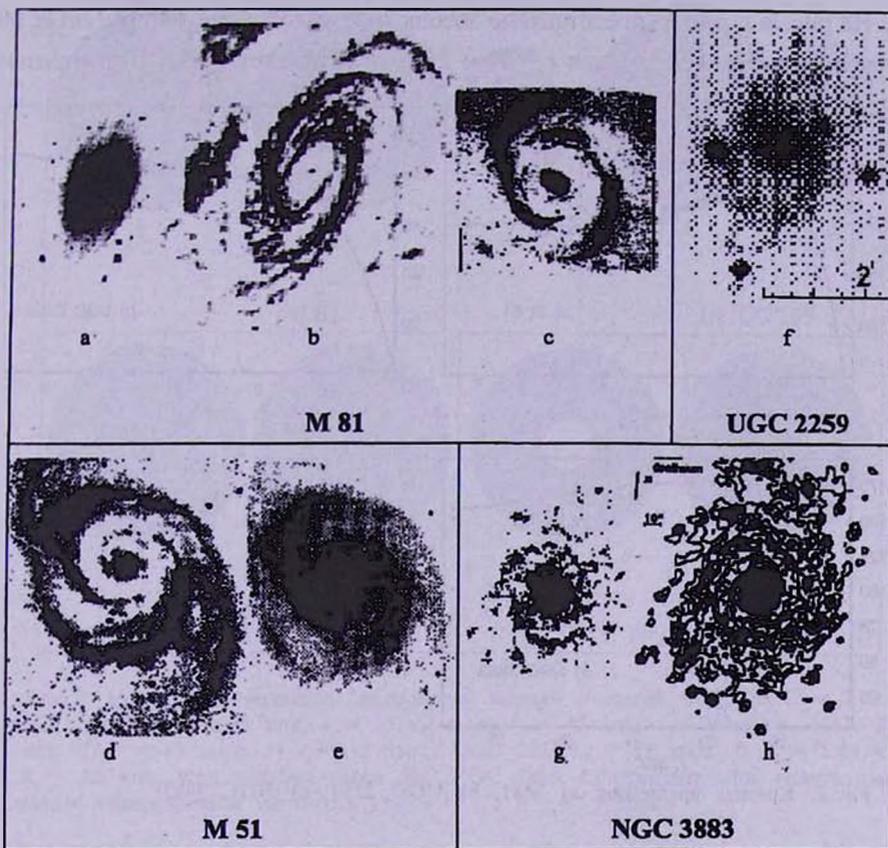


Рис.1. а) Оптическое и б) радиоизображения M81 [3]; в) фронтально скорректированное изображение M81 радиусом  $R_p = 12$  кпк, с убранной средней яркостью [5]. д) Аналогичное рисунку 1с изображение M51; е) поверхностная плотность звездной компоненты в диске M51 [8]. ф) UGC 2259 [16]. г) Оптическое и в)  $H_\alpha$  изображения NGC 3883 [17].

В работе [4] приведены данные по наблюдениям НI - излучения. Моделируя спиральную структуру в одноатомном газе, примем  $\gamma_s = 9/5$ . На рис.2а представлена кривая вращения M 81, взятая из [4], и график аппроксимирующей функции  $V_{rot}(r) = 0.0006417 r^5 - 0.0507422 r^4 + 1.5121511 r^3 - 20.6226114 r^2 + 120.7389 r$ , использованной в расчетах и полученной в предположении постоянства кривой вращения  $V_{rot}(r) = 200 \text{ км/с}$  при  $r > 19$  кпк (гладкая линия).

Исходя из значения радиуса оптического диска, равного 12 кпк [5], радиус коротации примем  $R_0 = 24$  кпк. Тогда  $\Omega_p = 8.3 \text{ км/с кпк}$ . Как и в [2], все расчеты выполнены для линейно убывающего распределения  $u_s(r)$  с максимальным значением  $u_s(0) = 0.7$  в центре диска и минимумом в точке коротации  $u_s(R_0) = 0.49$ . При этом  $\alpha_0 = 0.019 > 0$  и "дозвуковая" волна определяется решением (8). Задавая  $E = \text{const}$ , безразмерная скорость распространения волны  $w(r)$  определяется из (12).

На рис.3а и рис.3б представлено абсолютное уплотнение  $\sigma_k(r)c_s/2\pi G\mu_s(r)$  в газовом диске для случаев  $c_s = 20$  и  $25$  км/с соответственно. Полученные

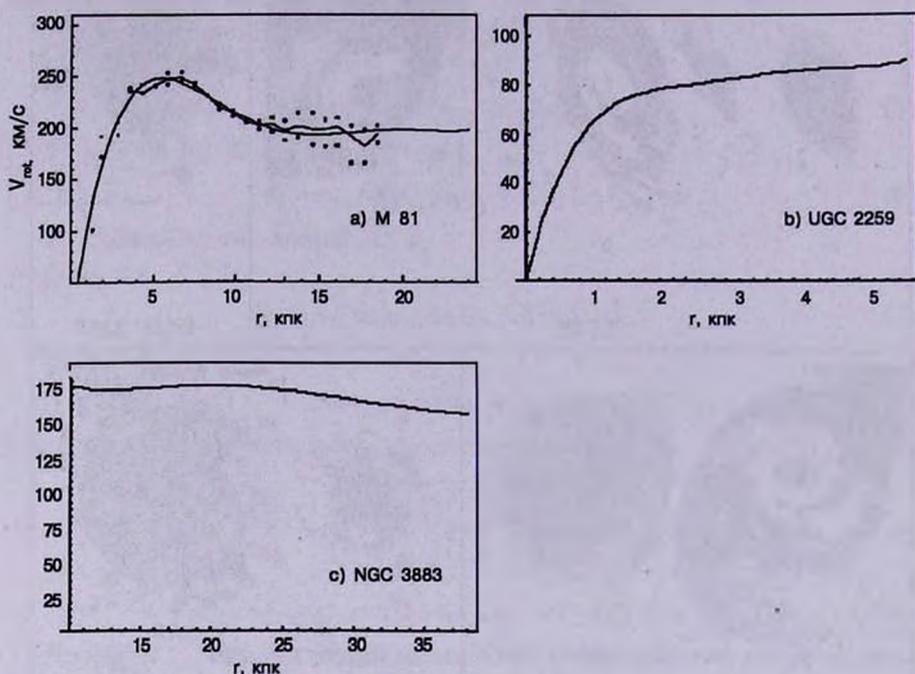


Рис.2. Кривые вращения: а) M81; б) UGC 2259; в) NGC 3883.

спирали хорошо согласуются с наблюдениями. При этом диапазон скорости звука  $c_s = 20-25$  км/с лишь ненамного превышает оценки в [4], если учесть, что наблюдаемое различие в рукавах вызвано приливным взаимодействием с компаньоном. Для принятой кривой вращения раскручивающаяся в центре спираль переходит в закручивающуюся к краю диска.

Центральная область спирали радиусом порядка несколько кпк отличается большой плотностью, где должны интенсивно протекать процессы звездообразования. Действительно, оптическое изображение (рис.1а) имеет яркий центр, подтверждая наличие большого количества звезд. В то же самое время здесь почти отсутствует газовая компонента, которая, как, очевидно, можно предположить, к настоящему времени полностью израсходована на образование звезд.

Расстояние между рукавами в области, прилегающей к радиусу коротации, существенно меньше соответствующего расстояния в периферийных областях газового диска на рис.1б. Это расхождение можно объяснить, если учитывать возможное отклонение газа в реальном диске от плоскопараллельного распределения, увеличивающееся к краю.

Такое отклонение также оговорено и в работе [5] при получении

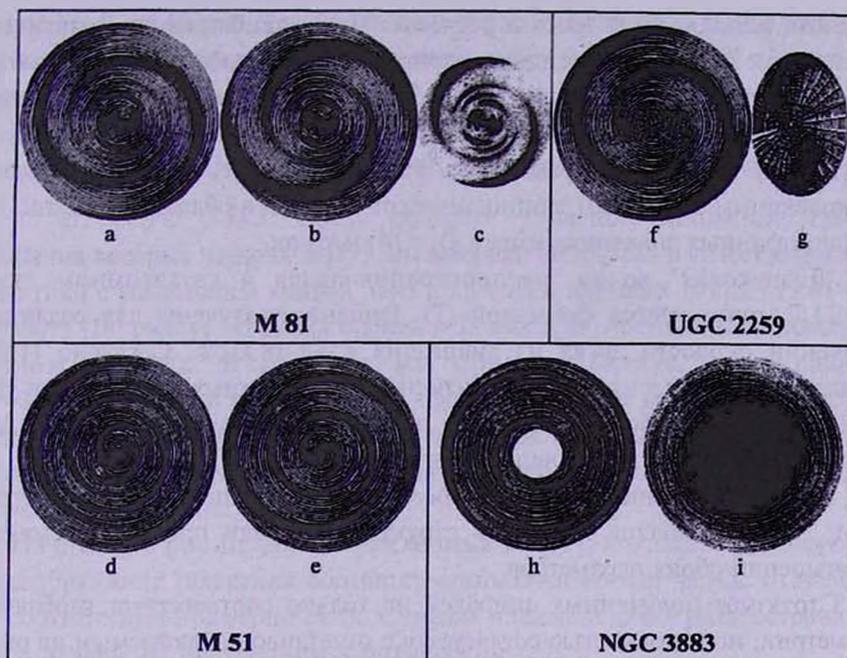


Рис.3. Нелинейная волновая "дозвуковая" модель спиралей. M81: а)  $R_0 = 24$  кпк,  $c_s = 20$  км/с; б)  $R_0 = 24$  кпк,  $c_s = 25$  км/с; в)  $R_0 = 12$  кпк,  $c_s = 25$  км/с. M51,  $R_0 = 15$  кпк: д)  $c_s = 13$  км/с; е)  $c_s = 15$  км/с. UGC 2259,  $c_s = 11$  км/с: ф)  $R_0 = 5.68$  кпк; г)  $R_0 = 2.8$  кпк, угол наклона равен  $41^\circ$ . NGC 3883: h) относительное уплотнение и i) полная поверхностная плотность при  $\gamma_s = 9/5$  и  $c_s = 9$  км/с.

фронтального изображения M81 (рис.1с). При этом убран усредненный радиальный профиль яркости, что фактически соответствует изображению областей абсолютного уплотнения в спиральной волне плотности. Радиус спирали на рис.1с равен  $R_{25} = 12$  кпк. Для сравнения, соответствующая центральная область решения (8) при  $c_s = 25$  км/с показана на рис.3с. Видно, что образования между центром и северным рукавом на рис.1с могут найти естественное объяснение в рамках тонкой структуры рукавов.

3. *M 51*. Расположенная на расстоянии 9.6 Мпк [6,7] галактика M51 является ярко выраженной двухрукавной спиралью. Несмотря на наличие компаньона NGC 5195, только внешняя область диска подвержена приливному взаимодействию [7]. На рис.1д показано аналогичное рис.1с изображение M51 [5], а на рис.1е – поверхностная плотность звездной компоненты в плоскости диска (взято из работы [8]). Исходя из размеров изображения галактики в работе [9], радиус диска принят равным  $R_0 = 15$  кпк, что согласуется как со значением  $R_{25} = 5.48'$  [10], так и с радиусом HI диска  $R_{HI} = 6'$  [11].

В работе [12], продолжая начатое в [7] исследование распределения и динамики молекулярного газа в M51, получена кривая вращения, аппроксимация которой законом Местеля  $v_{rot} = \text{const} = 210$  км/с в области

$r > 1$  кпк использована нами в расчетах. Такое приближение практически совпадает с моделями потенциала, приведенными в работах [8,13]. Отметим, что, предполагая постоянный угол наклона, полученная в [11] по НИ данным кривая вращения спадает от максимума  $v_{rot}(6 \text{ кпк}) = 230 \text{ км/с}$  до значения  $v_{rot}(16 \text{ кпк}) = 100 \text{ км/с}$  к краю диска. Такое поведение, однако, приводит к комплексным значениям эпициклической частоты в области  $r > 10$  кпк. При вышеуказанных значениях имеем  $\Omega_p = 14 \text{ км/с кпк}$ .

"Дозвуковая" волна, распространяющаяся в двухатомном газе с  $\gamma_s = 11/7$ , описывается формулой (7). Решения получены для различных значений скорости звука из диапазона  $c_s = 8-18 \text{ км/с}$ . Согласно [12],  $c_s$  медленно убывает к краям диска, изменяясь в указанных пределах при учете допускаемых ошибок. Наилучшие результаты, показанные на рис.3d и рис.3е, получены при значениях  $c_s = 13-15 \text{ км/с}$ .

Угол закручивания является возрастающей функцией от  $c_s$  и убывающей от  $v_{rot}$ . Это позволяет сохранить структуру спирали при одновременном уменьшении обоих параметров.

Структура полученных спиралей не только соответствует глобальной геометрии, но и полностью согласуется с отчетливо наблюдаемым на рис.3е расщеплением рукавов.

Согласно [7], полуширина СО рукавов приблизительно постоянна, варьируя в пределах  $\approx 0.9-1$  кпк. В нашем же случае она медленно увеличивается к краю диска, меняясь от 0.8 до 1.2 кпк.

К аналогичному узору приводит также и применение (8) в случае одноатомного газа. При этом относительное смещение между решениями (7) и (8) лежит в пределах отмеченного в работах [7,14] смещения между пиками интенсивности в линиях СО и  $\text{H}_\alpha$ .

4. *UGC 2259*. Следуя работе [15], в качестве примера галактики с возрастающей в периферии кривой вращения рассмотрим карликовую галактику UGC 2259. Согласно НИ исследованию [16], радиус газового диска несколько превосходит оптический диаметр и равен  $3'$ . Исходя из значения расстояния до галактики, равного 7.33 Мпк, в расчетах радиус диска принят равным  $R_D = 5.68$  кпк. В [16] также протабулирована кривая вращения, график используемого ниже интерполяционного многочлена которой  $V_{rot}(r) = 0.1632951r^5 - 2.9269602r^4 + 20.2993240r^3 - 68.3474387r^2 + 115.5180027r$  показан на рис.2b. В такой модели  $\Omega_p = 15.8 \text{ км/с кпк}$ .

Рассматривая "дозвуковую" волну, можно легко оценить из (9) параметр  $E$  в точке коротации, где  $w(R_D) = 0$ . В данном случае  $E = 0.08$ . Наилучшее приближение к наблюдаемым данным в случае  $\gamma_s = 9/5$  достигнуто при  $c_s = 11 \text{ км/с}$ . Оптическое изображение UGC2259 представлено на рис.1f, которое воспроизведено из [16]. На рис.3f показано относительное уплотнение (область положительных значений (8)) в соответствующей спирали

радиусом  $R_0 = 5.68$  кпк. Для сравнения на рис.3г изображен центр радиусом 2.8 кпк, соответствующий оптическому диску и повернутый на угол  $41^\circ$ , равный углу наклона галактики [16].

В отличие от предыдущих примеров здесь прерывистость наблюдается только в похожей на бар центральной части узора радиусом 1 кпк.

5. *NGC 3883*. Среди галактик – членов скоплений, кривые вращения которых изучены в [17], мы выбрали NGC 3883 в качестве примера галактики с убывающей кривой. Она получена в пределах  $10 \text{ кпк} < r < 41 \text{ кпк}$ . В работе [18] радиус HI диска оценен в 33 кпк при расстоянии до галактики равном 65 Мпк. В расчетах мы приняли радиус диска равным  $R_0 = 38$  кпк, исключая узкое внешнее кольцо, где кривая вращения возрастает. Используемая ниже кривая представлена на рис.2с. Большой размер диска и умеренная скорость вращения приводят к малой угловой скорости вращения узора:  $\Omega_p = 4 \text{ км/с кпк}$ .

На рис.1g и рис.1h, воспроизведенных из [17], показаны оптическое и  $H_\alpha$  изображения галактики соответственно. Отмеченная на рис.1h шкала в  $10''$  соответствует примерно 5 кпк. Спираль в газовом диске распространяется вдвое дальше от центра, чем в оптическом.

При моделировании "дозвуковой" волны рассматривались как одно-, так и двухатомный газы. Среднее значение угла закручивания наблюдаемых рукавов воспроизводится при  $c_1 = 9 \text{ км/с}$  в первом случае и  $c_2 = 6 \text{ км/с}$  во втором. Относительное уплотнение и полная поверхностная плотность в логарифмическом масштабе при  $\gamma_1 = 9/5$  представлены на рис.3h и рис.3l соответственно.

Отметим, что в области локального максимума кривой вращения (20 кпк  $< r < 25$  кпк) образуется высокочастотная структура. Ее наличие обусловлено поведением кривой вращения и не зависит от параметров диска и волны.

Ереванский государственный университет,  
Армения

## ILLUSTRATION OF THE NONLINEAR WAVE MODEL OF SPIRAL STRUCTURE FOR GALAXIES WITH DIFFERENT TYPES OF ROTATION CURVES

M.G.ABRAHAMIAN, S.G.KHACHATRYAN

The results of the developed by ourselves nonlinear wave theory of spiral structure are compared with the observational data of galaxies M 81, M 51, UGC 2259, NGC 3883. The choice of the specified galaxies is done according to different

behaviour of their rotation curves at large radii: raising, falling, flat almost everywhere (Mestel low) and flat only at the edge of the disc.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.Г.Абрамян, В.Н.Петвиашвили, А.М.Фридман, Уч. зап. ЕГУ, 3(169), 70, 1988.
2. М.Г.Абрамян, С.Г.Хачатрян, Астрофизика, 42, 407, 1999.
3. <http://www.nmt.edu/sconrad>.
4. D.S.Adler, D.J.Westpfahl, Astron. J., 111, 735, 1996.
5. B.G.Elmegreen, D.M.Elmegreen, P.E.Seiden, Astrophys. J., 343, 602, 1989.
6. F.Schweizer, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 313, 1976.
7. N.Nakai, N.Kuno, T.Handa, Y.Sofue, Publ. Astron. Soc. Jap., 46, 527, 1994.
8. S.Garcia-Burillo, F.Combes, M.Gerin, Astron. Astrophys., 274, 148, 1993.
9. R.A.Gonzalez, J.R.Graham, Astrophys. J., 460, 651, 1996.
10. B.G.Elmegreen, D.M.Elmegreen, L.Montenegro, Astrophys. J. Suppl. Ser., 79, 37, 1992.
11. R.P.J.Tilanus, R.J.Allen, Astron. Astrophys., 244, 8, 1991.
12. N.Kuno, N.Nakai, Publ. Astron. Soc. Jap., 49, 279, 1997.
13. M.Miyamoto, R.Nagai, Publ. Astron. Soc. Jap., 27, 533, 1975.
14. S.Garcia-Burillo, M.Guelin, J.Gernicharo, Astron. Astrophys., 274, 123, 1993.
15. M.Persic, P.Salucci, Astro. Lett. & Comm., 28, 307, 1992.
16. C.Carignan, R.Sancisi, T.S. van Albada, Astron. J., 95, 37, 1988.
17. P. Amram et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 103, 5, 1994
18. J. M. van der Hulst, E.D.Skillman, R.C.Kennicutt, G.D.Bothun, Astron. Astrophys., 177, 63, 1987.