

524.6(046)

А. Г. Морозов, М. В. Незлин, Е. Н. Снежкин, А. М. Фридман. Лабораторное моделирование процесса генерации спиральной структуры галактик (теория и эксперимент). Спиральные рукава галактик видны, прежде всего, как обра-

зования повышенной светимости, создаваемой молодыми яркими звездами. Радионаблюдения показывают, что практически весь газ сосредоточен в рукавах, — повышенная плотность газа в спиралях и обеспечивает там постоянное звездообразование. В нашей Галактике доля массы газа составляет около 10% от массы галактического диска, гравитационный потенциал ψ в спиралях примерно на такую же величину превосходит гравитационный потенциал фона ψ_0 . Следовательно, газовая компонента в Галактике играет существенную роль в образовании спиральной структуры.

В гравитационной концепции волн плотности газу отводится вспомогательная роль: он лишь «откликается» на спиральное гравитационное возмущение плотности, возникающее первоначально в звездной компоненте.

В 1972 г. одним из авторов (А. М. Ф.) была высказана гипотеза¹ о том, что при наличии градиентов скорости и плотности в газовом галактическом

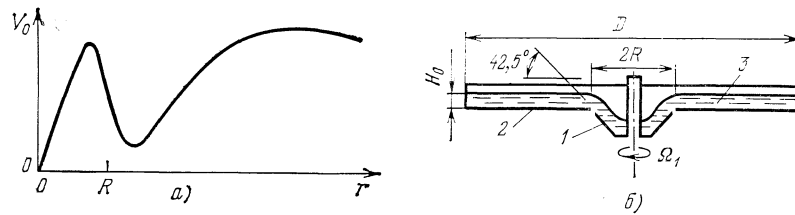


Рис. 1. а) Наблюдаемая в галактиках²⁻⁴ зависимость линейной скорости вращения газового диска V_0 от радиуса r ; б) экспериментальная установка.

1 — конус, быстро вращающийся с угловой частотой Ω_1 ; 2 — медленно вращающийся (в частности неподвижный) диск; при не слишком малой скорости вращения диск 2 заменялся конусом с углом наклона к горизонту в несколько градусов; 3 — слой мелкой воды

диске могут развиваться гидродинамические неустойчивости, превосходящие по основным характеристикам гравитационные (развиваются на меньшей длине волны и за меньшее время, несравненно хуже подвержены стабилизации и т. д.).

Наблюдательное обнаружение участка резкого уменьшения скорости вращения газового галактического диска ряда галактик²⁻⁴ (рис. 1, а) стимулировало развитие теории устойчивости таких дисков⁵⁻⁸.

Для газовых дисков галактик²⁻⁴ было показано⁵⁻⁸, что в спиральных волнах плотности — по причинам, перечисленным выше, — возмущенной гравитационной силой можно пренебречь по сравнению с величиной возмущенной силы давления. Другими словами, роль гравитации заключается лишь в поддержании равновесия газового диска. Эту функцию выполняет звездная компонента, распределение массы которой определяет величину $\partial\psi_0/\partial r$ и задает тем самым наблюдаемый профиль скорости $V_0(r)$ в газовом диске (см. рис. 1, а), в соответствии с условием равновесия $V_0^2/r = \partial\psi_0/\partial r$ (член с градиентом давления, как правило, пренебрежимо мал).

Таким образом, в уравнениях для возмущений газового гравитирующего диска отсутствуют члены «гравитационной» природы. В результате мы получаем уравнения для возмущений во вращающейся «мелкой воде» (толщина диска много меньше его радиуса) с учетом того, что скорость звука в газе c_s заменена на характерную скорость волн на мелкой воде $c = \sqrt{gH_0}$ (g — ускорение силы тяжести, H_0 — глубина жидкости). Следовательно, при «галактическом» профиле вращения (см. рис. 1, а) мелкой воды мы должны видеть на ее поверхности «галактические» спирали (возвышениям на возмущенной поверхности жидкости будут соответствовать сгущения газа в галактическом диске).

С целью модельной проверки теории был поставлен следующий эксперимент⁹ (рис. 1, б). В тонком слое жидкости глубиной $H_0 = 2; 3; 4$ мм, располагавшемся вдоль поверхности быстро вращающегося конуса 1 («ядро», угловая скорость Ω_1) и медленно вращающегося в ту же сторону (в частно-

сти, неподвижного) диска 2 («периферия», угловая скорость Ω_2), создавался «разрыв» скорости шириной $\sim H_0$. Радиус разрыва $R = 4$ см, диаметр диска $D = 28$ см. Опыты с подвижной периферией проводились при $\Omega_2 \leq 2c^{-1}$; отношение $\Omega_2/\Omega_1 = 0,1$ было близко к тому, которое характерно для рассматриваемых галактик. Наибольшее значение числа Маха $Ma = R\Omega_1/c$ в эксперименте составляло около 12. Рабочей жидкостью была вода, подкрашенная красителем. При контрастном фотографировании¹² гребень волны на фоне белого дна выглядел более темным, чем «ложбина» между гребнями.

Сопоставим выводы линейной теории устойчивости газового галактического диска (или вращающейся мелкой воды с «разрывом» угловой скорости

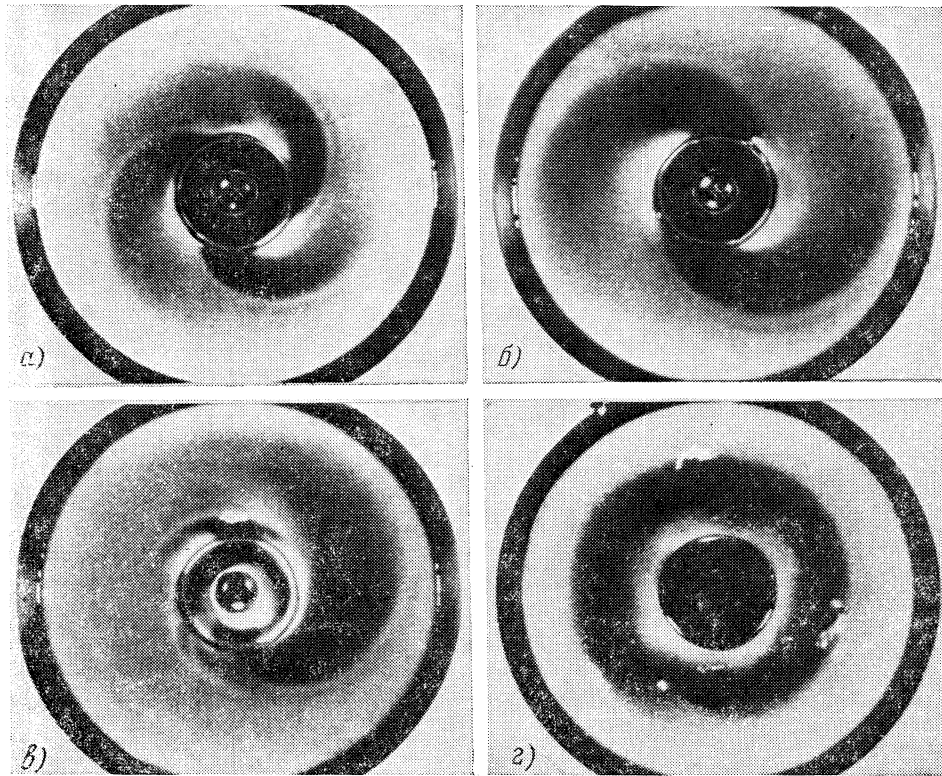


Рис. 2. Типичные примеры спиральных волн поверхностной плотности, моды $m = 3; 2; 1; 0$.

Последний случай соответствует часто наблюдаемым кольцевым галактикам (ring galaxies)

вращения: $\Omega = \Omega_1$ при $r < R$ и $\Omega = \Omega_2$ при $r > R$) с результатами эксперимента.

Качественное сопоставление показывает, что эксперимент подтверждает следующие выводы теории:

1. В случае $Ma \ll 1$ неустойчивость развивается как при $\Omega_2 < \Omega_1$, так и при $\Omega_2 > \Omega_1$, и идентифицируется нами как неустойчивость Кельвина — Гельмгольца^{10, 11}.

2. В случае $Ma \gg 1$ неустойчивость развивается только при $\Omega_2 < \Omega_1$, и мы называем ее центробежной^{0 *}).

*) В дальнейшем обсуждается только эта ситуация ($Ma \gg 1, \Omega_2 < \Omega_1$), поскольку она характерна для рассматриваемых галактик.

3. Центробежная неустойчивость генерирует спиральные волны поверхностной плотности, вращающиеся в ту же сторону, что и ядро (рис. 2) *)⁹.

4. Генерируемые спирали являются отстающими — их концы направлены в сторону, противоположную вращению (рис. 2) ⁹.

5. Угловая скорость спирального узора Ω_p меньше угловой скорости ядра Ω_1 (рис. 3) ⁹.

6. Зависимость угловой скорости спирального узора Ω_p от угловой скорости ядра Ω_1 является линейной (рис. 3, а) ⁹.

7. С ростом числа Маха Ma число рукавов у генерируемой спиральной структуры уменьшается (рис. 2, 3) ⁹.

Количественное сопоставление результатов эксперимента и теории позволяет сделать следующие выводы.

8. Теория предсказывает числа Маха, при которых по мере роста Ma инкремент центробежной неустойчивости моды m начинает превышать ин-

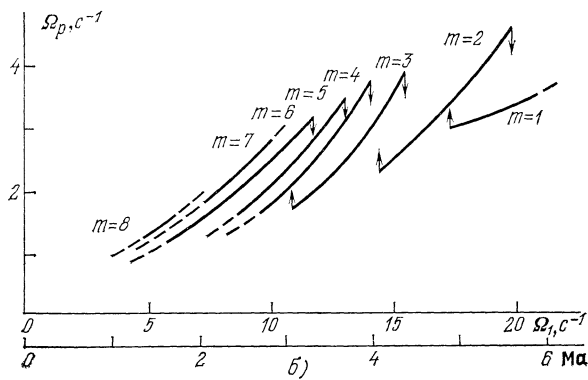
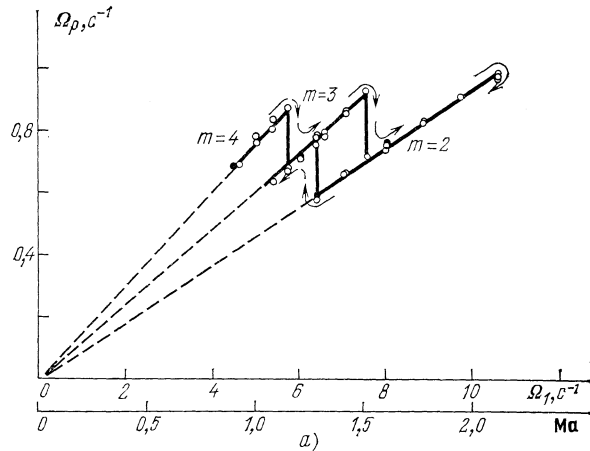


Рис. 3. Зависимость угловой скорости вращения спирального узора Ω_p от угловой скорости вращения ядра Ω_1 ($\Omega_2 = 0$) при постоянной глубине жидкости $H_0 = 4$ мм (а) и 2 мм (б).

По шкале абсцисс отложены также значения числа Маха Ma . Стрелки показывают чередование мод при изменении величины Ω_1 .

кремент моды $m + 1$. В эксперименте с ростом Ma также происходит перестройка мод. Переход между модами $6 \rightarrow 5$, $5 \rightarrow 4$, $4 \rightarrow 3$, $3 \rightarrow 2$ в экспериментальных условиях (рис. 3, б) наблюдается при $Ma = 3,3; 3,7; 4,0; 4,4$, а соответствующие теоретические значения составляют $Ma = 2,5; 2,7; 3,3; 5,2$ ⁹. Видно, что отличия экспериментально полученных чисел Ma от вычисленных теоретически не превышают 30%.

9. Линейная теория дает отношение $\Omega_p/\Omega_1 = 1/2$ (при $\Omega_2 \ll \Omega_1$). Наблюдаемое в эксперименте отношение Ω_p/Ω_1 в 2—5 раз меньше теоретического, причем это различие возрастает с уменьшением m . Указанное расхождение

*) Эксперименты по получению моды $m = 0$ проводились с участием А. С. Трубникова.

эксперимента с линейной теорией⁵⁻⁸ может быть обусловлено нелинейностью изучаемых процессов. Одним из признаков этой нелинейности является скачкообразный и гистерезисный характер переходов между модами с различным значением m (см. рис. 3)⁹. Второй фактор нелинейности состоит в том, что у основания спиралей наблюдаемые возмущения имеют характер вихрей (которые генерируются вследствие рассматриваемой центробежной неустойчивости на разрыве скорости вращения)⁹. Амплитуда этих вихрей настолько велика, что их границы оказываются непроницаемыми для частиц жидкости. При своем движении эти вихри, напоминающие вихри Россби, экспериментально исследованные в^{12,13}, возбуждают волны типа «корабельных волн», которые в данном случае имеют вид крупных спиралей на мелкой воде. Скорость вращения спиралей вокруг центра системы совпадает со скоростью движения вихрей, поэтому (в свете результатов^{12,13}) неудивительно, что она отличается в меньшую сторону от предсказаний линейной теории.

Принципиально важно отметить, что обсуждаемая теория находится в хорошем качественном согласии с данными астрономических наблюдений. В галактиках, где, как и в описанных опытах, исследуемые процессы, несомненно, являются сильно нелинейными, угловая скорость вращения спирального узора оказывается меньше теоретического значения Ω_p . Примечательно, что количественное расхождение здесь близко к тому, какое имеет место между данной линейной теорией и рассмотренным модельным экспериментом⁹.

Итак, можно констатировать, что экспериментально обнаружена предсказанная теоретически новая неустойчивость вращающейся мелкой воды с тангенциальным разрывом скорости, в частности, превышающим характерную скорость волн. Неустойчивость развивается, если на разрыве радиальный градиент угловой скорости отрицателен. Она, по-видимому, ответственна за формирование спиральной структуры галактик с аналогичным профилем скорости вращения²⁻⁴. Интересно отметить, что при других условиях эксперимента рассмотренные здесь неустойчивости являются, по-видимому, причиной генерации автосолитона Россби, который моделирует Большое Красное Пятно Юпитера¹⁴.

В заключение укажем на следующий экспериментальный факт: в нестационарном режиме, например при постепенном изменении частоты вращения ядра, перестройка мод происходит сначала вблизи ядра, и лишь затем образовавшаяся у разрыва новая мода постепенно распространяется к внешней части периферии. При этом в течение переходного процесса наблюдается «двухъярусная» структура спирального узора: рукава «ветвятся» (например, раздваиваются) наружу, когда ядро раскручивается, и внутрь — когда оно замедляется. Этот факт позволяет высказать гипотезу о том, что наблюдаемые астрономами двухъярусные галактики двух указанных типов тоже находятся в состоянии сильной нестационарности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Еселевич В. Г., Кичигин Г. Н., Коротеев В. И., Поляченко В. Л., Файнштейн В. Г., Фридман А. М. Доклад на Всесоюзной конференции «Динамика галактики и звездных скоплений». Алма-Ата, 1972.
2. Rougoor G. W., Oort J. H.— Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1960, v. 46, p. 1.
3. Rubin V. C., Ford W. K.— Astrophys. J., 1970, v. 159, p. 379.
4. Rots A. H.— Astron. and Astrophys., 1975, v. 45, p. 13.
5. Морозов А. Г., Файнштейн В. Г., Фридман А. М.— В кн.: Динамика и эволюция звездных систем.— М.: Л.: ВАГО, 1975, с. 238; ДАН СССР, 1976, т. 231, с. 588; ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1249.
6. Морозов А. Г., Поляченко В. Л., Файнштейн В. Г., Фридман А. М.— Астрон. ж., 1976, т. 53, с. 946.
7. Поляченко В. Л., Фридман А. М. Равновесие и устойчивость гравитирующих систем.— М.: Наука, 1976.
8. Морозов А. Г.— Письма Астрон. ж., 1977, т. 3, с. 195; Астрон. ж., 1979, т. 56, с. 498.

9. Морозов А. Г., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Фридман А. М.— Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 504.
10. Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.— Ibid., 1982, т. 36, с. 490.
11. Антипов С. В., Незлин М. В., Родионов В. К., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.— Ibid., 1983, т. 37, с. 319.
12. Антипов С. В., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 145.
13. Антипов С. В., Незлин М. В., Родионов В. К., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.— ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 1357.
14. Антипов С. В., Незлин М. В., Трубников А. С.— Письма ЖЭТФ, 1985, т. 41, вып. 1.