

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИК НА УСТАНОВКЕ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТЬЮ

*А.Г.Морозов, М.В.Незлин, Е.Н.Снежкин, А.М.Фридман*

Гидродинамическая теория формирования спиральной структуры галактик с быстро вращающимся ядром подтверждается экспериментом на вращающейся мелкой воде, которая имеет аналогичный ("сверхзвуковой") скачок на профиле скорости и испытывает новую, предсказанную ранее теоретически, центробежную неустойчивость, генерирующую спиральный узор.

В настоящее время является общепринятой волновая теория спиральной структуры плоских галактик<sup>1, 2</sup>, согласно которой спиральный узор галактики представляет собой волну плотности в галактическом диске, вращающуюся относительно его центра с определенной угловой скоростью. Однако вопрос о механизме возбуждения волны плотности составляет физическую проблему, попытка исследования которой на уровне гидродинамического моделирования предпринята в данной работе.

В 1972 г. одним из авторов (А.М.Ф.) была высказана гипотеза<sup>3</sup> о том, что возбуждение спиральной структуры происходит в газовых подсистемах галактик и представляет собой следствие неустойчивости гидродинамической природы, связанной с наличием дифференциального вращения или градиента плотности. Последующее развитие теории<sup>4-6</sup> показало, что такие гидродинамические неустойчивости могут существовать в наблюдаемых галактиках, в которых на краю быстро вращающегося ядра имеется участок резкого уменьшения ("разрыва") скорости вращения<sup>7</sup>. Наличие такого разрыва создает необходимое условие для раскачки в газовой подсистеме галактического диска центробежной неустойчивости, генерирующей спиральный узор. При этом оказывается, что в газовом галактическом диске возмущенной гравитационной силой можно пренебречь по сравнению с величиной возмущенной силы давления (роль гравитации ограничена поддержанием равновесия). Молодые звезды, постоянно образующиеся из газа в спиральных рукавах галактик и делающие эти рукава столь заметными из-за большого отношения светимости к массе, указывают на то, что

спиральные ветви образуются именно в газовом диске галактик. (Повышенная плотность более старого звездного населения в месте спирального рукава есть вторичный эффект, вызванный появлением "спирального" гравитационного потенциала вследствие повышения концентрации газа). Сопоставим выводы теории с данными астрономических наблюдений.

1) Центробежная неустойчивость выражается в возбуждении волн плотности, имеющих вид отстающих спиралей (концы спиралей обращены в сторону, противоположную направлению скорости вращения)<sup>6</sup>; наблюдения подтверждают этот вывод<sup>8</sup>. 2) Число ветвей спирального узора  $m$  определяется "числом Маха"  $M = R\Omega_1/c_s$  и с ростом  $M$  убывает (здесь  $R$  — радиус разрыва,  $\Omega_1$  — угловая частота вращения ядра,  $c_s$  — скорость звука). В нашей<sup>9</sup> и ближайших галактиках М31<sup>7</sup> и М81<sup>10</sup> (с быстро вращающимся ядром и отрицательным градиентом угловой скорости) с определенностью  $M > 3$ , и поэтому, в соответствии с теорией<sup>6</sup>, число спиральных рукавов не может превышать двух. Согласно наблюдениям (см., например, <sup>7, 9, 10</sup>), указанные галактики — двухрукавные. 3) Частота вращения спирального узора  $\Omega_p$  пропорциональна  $\Omega_1$ , а именно:  $\Omega_p = \alpha\Omega_1/2$ , где  $\alpha \approx 1$ . Наблюдаемое отношение  $\Omega_p/\Omega_1$  меньше теоретического в несколько раз; это расхождение, по-видимому, обусловлено сопоставлением линейной теории с данными заведомо нелинейного процесса генерации спиралей в реальных галактиках. Таким образом, наблюдения подтверждают все качественные выводы теории.

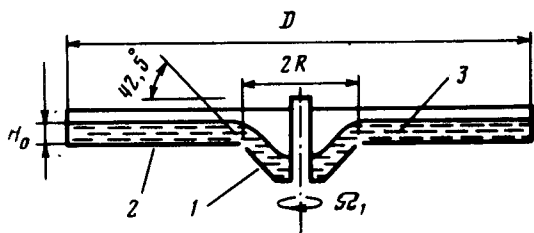


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 — вращающийся конус, 2 — неподвижный диск, 3 — слой "мелкой воды"

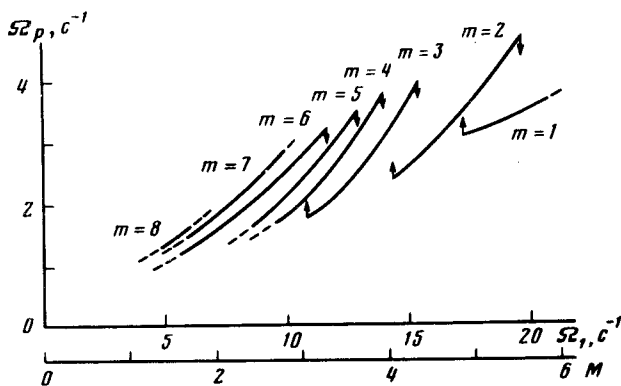


Рис. 3

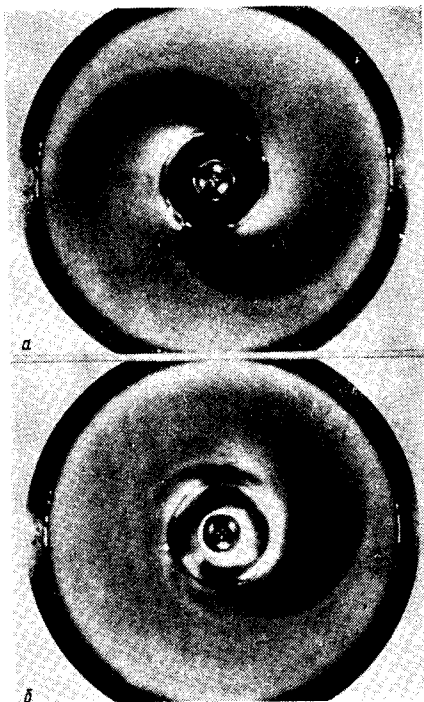


Рис. 2

Рис. 2. Типичные примеры спиралей мод  $m = 2, 1$

Рис. 3. Зависимость частоты вращения спирального узора от частоты вращения ядра при фиксированной глубине жидкости:  $H_0 = 2$  мм. По горизонтали отложены также значения числа Маха,  $M$ . Стрелки, направленные вниз, показывают переходы от высших мод к низшим при увеличении скорости вращения ядра; стрелки, направленные вверх, показывают обратные переходы при уменьшении скорости вращения

Рассматриваемая теория допускает простое лабораторное моделирование. Возможность такого моделирования связана с тем, что уравнения, описывающие динамику газовой подсистемы галактического диска, оказываются полностью эквивалентными уравнениям вращающейся мелкой воды, с заменой  $c_s$  на характерную скорость гравитационных волн на мел-

кой воде,  $(g^*H_0)^{1/2}$  ( $H_0$  — невозмущенная глубина жидкости,  $g^*$  — ускорение равнодействующей силы тяжести и центробежной силы). Соответственно, и гидродинамические неустойчивости газового галактического диска оказываются эквивалентными неустойчивостям мелкой воды, имеющей аналогичный профиль скорости вращения<sup>4-6</sup>.

С целью модельной проверки теории был поставлен следующий эксперимент — рис. 1. В тонком слое жидкости глубиной  $H_0 = 2$  мм;  $H_0 = 3$  мм;  $H_0 = 4$  мм (мелкая вода), располагавшемся вдоль поверхности вращающегося конуса 1 ("ядро") и неподвижного диска 2 ("периферия"), создавался "разрыв" скорости, ширина которого была приблизительно равна глубине жидкости. Радиус разрыва  $R = 4$  см, диаметр неподвижного диска  $D = 28$  см. В качестве рабочей жидкости применялась вода, подкрашенная красителем. При контрастном фотографировании<sup>11</sup> гребень волны (участок с увеличенной толщиной слоя) на фоне белого дна выглядел более темным, чем "ложбина" между гребнями. Результаты эксперимента представлены на рис. 2 и рис. 3 и состоят в следующем.

1) Мелкая вода в системе типа рис. 1 испытывает центробежную неустойчивость<sup>4-6</sup>, связанную с более быстрым вращением ядра. (Другая неустойчивость, не зависящая от знака скачка скорости, — классическая неустойчивость тангенциального разрыва — при столь больших скачках скорости, которые рассматриваются ниже, не развивается<sup>12</sup>). Неустойчивость генерирует волны поверхностной плотности, имеющие вид отстающих спиралей — рис. 2 (гребни спиралей соответствуют сгущениям газа в галактическом диске).

2) Число ветвей спирали (номер моды) уменьшается с увеличением скорости вращения ядра, т. е. с увеличением числа Маха (для мелкой воды  $M = R\Omega_1 / (g^*H_0)^{1/2}$ ), а также с увеличением  $H_0$ . Наибольшее значение  $M$  в эксперименте составляло  $7 \div 8$ .

3) Для фиксированного  $m$  частота вращения спирального узора при меньших  $H_0$  — приблизительно, а при больших  $H_0$  — точно пропорциональна частоте вращения ядра (рис. 3). Коэффициент пропорциональности между  $\Omega_p$  и  $\Omega_1$  в несколько раз меньше его теоретического значения, причем указанное различие возрастает с уменьшением  $m$ . Это расхождение эксперимента с линейной теорией<sup>1)</sup> может быть обусловлено нелинейностью изучаемых процессов.

Одним из признаков нелинейности является гистерезисный характер переходов между модами с различным значением  $m$  — рис. 3. Второй фактор нелинейности, как показывает эксперимент, состоит в том, что у основания спиралей наблюдаемые возмущения имеют характер вихрей (которые генерируются вследствие рассматриваемой неустойчивости на разрыве скорости вращения). Амплитуда этих вихрей достаточно велика — настолько, что их границы оказываются непроницаемыми для частиц жидкости. При своем движении эти вихри, напоминая вихри Россби, экспериментально исследованные в работах<sup>11, 13</sup>,

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 неудивительно, что она отличается от предсказаний линейной теории. 4) Сопоставим экспериментальные значения числа Маха  $M$ , при которых в условиях рис. 3 при увеличении частоты вращения ядра мода  $(m+1)$  переходит в моду  $m$ , с теоретическими значениями чисел Маха, при которых, согласно<sup>6</sup>, инкремент моды  $m$  начинает превышать инкремент моды  $(m+1)$ . Для переходов между модами  $6 \rightarrow 5$ ;  $5 \rightarrow 4$ ;  $4 \rightarrow 3$ ;  $3 \rightarrow 2$  эксперимент дает значения  $M = 3,3$ ;  $3,7$ ;  $4,0$ ;  $4,4$ , а теория, соответственно,  $M = 2,5$ ;  $2,7$ ;  $3,3$ ;  $5,2$ . Видно, что эксперимент разумно соответствует теории.

Сопоставление результатов линейной теории с экспериментом здесь проведено при  $q \equiv \Omega_2 / \Omega_1 = 0$  ( $\Omega_1$  — до разрыва,  $\Omega_2$  — за разрывом скорости вращения). Результаты этой теории позволяют аппроксимировать результаты эксперимента для произвольных значений  $q$ . В соответствии с этим опыты, проведенные в условиях рис. 3, дали качественно те же ре-

1) Примечательно, что близкое количественное расхождение имеет место между рассматриваемой теорией и данными наблюдений реальных галактик (см. выше).

зультаты и при вращении периферии — вплоть до значений  $q \simeq 0,1$  близких к тем, которые характерны для рассматриваемых галактик; при этом максимальное значение частоты вращения периферии составляло  $\Omega_2 \simeq 2 \text{ с}^{-1}$ .

В заключение укажем на следующий экспериментальный факт: в нестационарном режиме, т. е. при постепенном изменении частоты вращения ядра, перестройка мод быстрее происходит вблизи ядра, а на периферии отстает по времени; поэтому наблюдается "двухъярусная" структура спирального узора: число спиральных ветвей на периферии больше, чем внутри — при раскручивании ядра, и меньше, чем внутри — при замедлении ядра. Этот факт позволяет высказать гипотезу о том, что наблюдаемые двухъярусные галактики двух типов находятся в состоянии сильной нестационарности.

Таким образом, в данной работе 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 вращения.

Авторы выражают благодарность Я.Б.Зельдовичу, Б.Б.Кадошцеву — за интерес к работе и ее поддержку, С.В.Антипову, В.К.Родионову и А.С.Трубникову — за помощь в подготовке эксперимента и полезные обсуждения, Ю.М.Торгашину — за помощь при вычислениях.

#### Литература

1. *Lindblad O.B.* Stockholm Obs. Ann., 1941, b. 13, №10.
2. *Lin C.C., Shu F.H.* Astrophys. Journ., 1964, 140, 646.
3. *Еселевич В.Г., Кичигин Г.Н., Коротеев В.И., Поляченко В.Л., Файнштейн В.Г., Фридман А.М.* Доклад на Всесоюзной конференции "Динамика галактик и звездных скоплений", Алма-Ата, 1972 г.
4. *Морозов А.Г., Файнштейн В.Г., Фридман А.М.* Кн. "Динамика и эволюция звездных систем". М.—Л., ВАГО, 1975, с. 238; ДАН СССР, 1976, 231, 588; ЖЭТФ, 1976, 71, 1249.
5. *Морозов А.Г., Поляченко В.Л., Файнштейн В.Г., Фридман А.М.* Астрон. журн., 1976, 53, 946.
6. *Морозов А.Г.* Письма в Астрономический журнал, 1977, 3, 195; Астрономический журнал, 1979, 56, 498.
7. *Rubin V.C., Ford W.K.* Astrophys. Journ., 1970, 159, 379.
8. *Паша И.И., Цицин Ф.А.* Астрономический циркуляр, 1979, №1071, 1.
9. *Rougoor G.M., Oort J.H.* Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1960, 46, 1.
10. *Rots A.H.* Astron. and Astrophys., 1975, 45, 13.
11. *Антипов С.В., Незлин М.В., Снежкин Е.Н., Трубников А.С.* ЖЭТФ, 1982, 82, 145.
12. *Антипов С.В., Незлин М.В., Родионов В.К., Снежкин Е.Н., Трубников А.С.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 319.
13. *Незлин М.В., Снежкин Е.Н., Трубников А.С.* Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 190.