

П. 54

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

И Я Ф 68 - 70

В.Л.Поляченко, В.С.Сынах, А.М.Фридман

**СВЯЗЬ МОРФОЛОГИИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК
С ИХ ОСНОВНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ**



Новосибирск

1970

V

В.Л.Поляченко, В.С.Сынах, А.М.Фридман

СВЯЗЬ МОРФОЛОГИИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК
С ИХ ОСНОВНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

А Н Н О Т А Ц И Я

В качестве модели спиральной галактики рассматривается гетерогенная система, состоящая из двух вращающихся дисков, отличающихся угловой скоростью вращения, плотностью и тепловой дисперсией скоростей. Показано, что такая система неустойчива, причём имеет место сильная гидродинамическая неустойчивость, приводящая к нарастанию спиралевидных возмущений плотности. Исследуются условия нарастания различных видов спиральных возмущений. В частности показано, что двухрукавные спирали и кольца образуются в случае, когда частота "звука", вызванного тепловым разбросом по скоростям звёзд сферической подсистемы, равна характерной частоте гравитационной конденсации. При этом образование кольца или двухрукавной спирали определяется величиной плотности плоской подсистемы (большей плотности соответствует кольцо). В этом случае раскачиваются и некоторые другие моды (кроме $m = 0, 2$), но со значительно меньшими инкрементами. Если же частота "звука" намного превышает все другие характерные частоты, зависимость инкремента неустойчивости от номера моды практически отсутствует.

Предлагается отличная от Хаббла схема классификации галактик по их нормированному моменту вращения (см.рис.1) и связанная с ней гипотеза о природе галактик с перемичками.



ON THE CONNECTION BETWEEN MORFOLOGICAL
FORMS AND MAIN PARAMETERS OF SPIRAL
GALACTICS

V.L.POLYACHEHKO, V.S.SYENAKH, A.M.FRIDMAN

ABSTRACT

The heterogeneous system, consisting of two rotating disks, differing in angular velocities, densities, and thermal velocity dispersions is considered as a model of the spiral galactic. It is shown that such a system is unstable. Moreover, there is the strong hydrodynamic instability, leading to the growth of spiral density disturbances. The formation conditions of different spiral galactics are investigated. In particular it is shown that two-armed spirals and rings are formed in the case, when the frequency of "sound", caused by thermal motions of stars of the spherical subsystem, is equal to

characteristic frequency of the gravitational condensation. Formation of a ring or two-armed spiral is determined by the density value of the flat subsystem (larger density corresponds to a ring). Other modes (apart from $m=0,2$) increase in this case with much smaller growth rates. If the frequency of "sound" is much larger, than all other characteristic frequencies, the dependence between a growth rate of the instability and number of the mode is practically lacking. Classification of galactics by their specific angular momenta and the connected hypothesis on the nature of bar galactics are proposed.

§ 1. Введение

Среди гипотез об эволюции галактик /1-5/ особое место занимает гипотеза Я.Оорта /6,7/, в которой различные формы галактик рассматриваются не как последовательные стадии медленного эволюционного развития, а как результат различий в начальных условиях их возникновения (в зависимости от величины суммарного момента количества движения и др.). Эта гипотеза нашла подтверждение в работах /8-13/, где показана устойчивость модели сферических галактик относительно произвольных малых возмущений.

Не имея возможности останавливаться на всех существующих гипотезах эволюции галактик, заметим, что каждая из них связана с определенным представлением о природе спиральных рукавов галактик, являющейся темой настоящей работы.

В настоящее время существуют различные точки зрения на природу спиральной структуры в галактиках. Согласно Амбарцумяну (см., например, /14/), спиральные рукава образуются при истечении газа из ядра галактики и дальнейшем его закручивании дифференциальным вращением. По мнению авторов работы /15/ спиральные рукава образуются в результате джинсовской гравитационной неустойчивости и дальнейшем закручивании дифференциальным вращением неустойчивых возмущений.

Более привлекательной, на наш взгляд, является гипотеза Линдблада /16/, согласно которой спиральная структура галактик имеет волновую природу. Эта гипотеза в последние годы интенсивно разрабатывалась в работах Лина и Шу /17,18/. Однако, в этих работах проблема происхождения спиральной структуры не рассматривалась. Целью авторов, по их собственному признанию /18/, являлось доказательство существования самоподдерживающихся установившихся волн плотности с тем, чтобы объяснить устойчивый спиральный узор в Галактике по всему ее диску (который не разрушается дифференциальным вращением Галактики).

Целью настоящей работы является выяснение механизма неустойчивости, формирующего спиральные ветви в галактиках. Показано, что таковым, по-видимому, является механизм пучковой гравитационной неустойчивости в гетерогенных системах, который позволяет объяснить основные формы строения спиральных галактик. Мы пытаемся также доказать гипотезу Оорта, показывая, как различные типы спиральных галактик определяются начальными условиями.

Заметим, что попытки доказательства гипотезы Линдблада предпринимались и ранее (см. /19/, /20/). В одной из первых работ Тумре /19/ показана неустойчивость вращающегося холодного диска, приводящая к нарастанию спиральной волны плотности.

Ошибочный результат работы /19/: независимость инкремента неустойчивости от азимутальной моды m (на что было указано в /21/) не может объяснить наблюдаемое многообразие форм спиральных галактик. Более того, оставаясь в рамках гомогенной системы, правильный результат /21/ объясняет лишь один из многочисленных видов спиральных галактик, достаточно редко встречающийся ("сетку" /22/).

В настоящей работе исследуется устойчивость модели спиральной галактики в виде гетерогенной системы, состоящей из двух дисков^x). В гидродинамическом приближении показана возможность раскачки как кольцевых возмущений, так и спиральных возмущений с $m = 2, 3, \dots$ в зависимости от начальных условий. В заключении работы обсуждается отличная от Хаббла схема классификации галактик и связанная с ней гипотеза о природе галактик с перемычками.

§ 2. Выбор модели

Из классических работ по исследованию устойчивости различных геометрических фигур относительно малых возмущений следует, что результаты существенно зависят от выбора стационарной системы. Именно поэтому в настоящей работе мы рассмотрим максимально широкий спектр исходных параметров с тем, что-

х) В /20/ исследовалась кинетическая неустойчивость аналогичной системы.

Если отвлечься от ошибок, допущенных в /20/ (на что указано в работах /23/, /24/), из-за чего результат /20/ $\gamma = \gamma_{\text{max}}$ при $m = 3 \div 5$ противоречит наблюдательным данным /22/, /25/, можно отметить, что инкремент кинетической неустойчивости /20/ много меньше инкрементов гидродинамической неустойчивости, полученных в настоящей работе.

бы установить некоторые общие закономерности динамики галактических подсистем. Следуя /23/, в качестве модели галактики рассмотрим гетерогенную систему, состоящую из двух различных подсистем, отличающихся друг от друга угловой скоростью, плотностью и дисперсией скоростей. Одна из подсистем моделирует плоскую подсистему галактики, а вторая соответственно, эллиптическую и сферическую подсистемы. Будем в дальнейшем отличать их индексами 1 и 2. Тогда из наблюдений можно считать, что $\Omega_1 \gg \Omega_2$, где Ω - угловая частота обращения.

Ниже для обеих систем будет использоваться гидродинамическое описание. Как известно, такое приближение не включает в себя эффекты, связанные с резонансным взаимодействием волны с частицами /26/. Однако, из /8-13/ следует, что кинетические эффекты в моделях сферических подсистем отсутствуют. Значит их исследование можно проводить в рамках гидродинамики.

Кинетическое описание плоских подсистем необходимо в случае их гидродинамической устойчивости. Однако, как будет показано ниже, наблюдаемый спиральный узор, по-видимому, обязан развитию как раз гидродинамической неустойчивости.

В работах /19,21/ при исследовании устойчивости моногенного вращающегося диска использовалось уравнение Пуассона в виде

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\partial \Psi_1}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} - \frac{m^2}{r^2} \Psi_1 = 4\pi G \sigma_1(z) \delta(z) \quad (1)$$

где $\Psi_1 = \Psi_1(r, z)$ - возмущенный гравитационный потенциал, $\sigma_1(z)$ - возмущенная поверхностная плотность, $\delta(z)$ - дельта-функция Дирака, G - гравитационная постоянная.

При таком выборе возмущенной плотности вещества диска

$$\rho_1(r, z) \equiv \sigma_1(z) \delta(z) \quad (2)$$

возмущенное макроскопическое движение имеет место лишь в плоскости $Z = 0$, т.е. $v_{z1} \equiv 0$, а возмущенный гравитационный потенциал

$$\Psi_1(r, z) \sim 2\pi G e^{-k|z|} J_m(kr) \quad (3)$$

где K - радиальная компонента волнового вектора, $J_m(kr)$ - функция Бесселя действительного аргумента (подробнее см. /19/, /21/).

Очевидно, что переходя к исследованию устойчивости гетерогенной системы относительно возмущений вида (2), зависимость возмущенных величин от координат вблизи плоскости $Z = 0$ остается прежней. В этом случае, имеется уже два возмущенных диска с характерной толщиной $h \approx \lambda/2\pi$ (λ - радиальная длина волны возмущения), один из которых "вырезан" возмущением вида /2/ из сферической подсистемы.

§ 3. Основные уравнения

Линеаризованные уравнения гидродинамики для каждой из подсистем в цилиндрических координатах имеют следующий вид:

$$\frac{\partial p_{1j}}{\partial t} + \rho_{1j} \frac{\partial v_{z1j}}{\partial z} + \frac{\partial \rho_{1j}}{\partial z} v_{z1j} + \frac{\rho_{1j}}{r} v_{z1j} + \rho_{1j} \frac{\partial p_{1j}}{\partial \varphi} + \frac{\rho_{1j}}{r} \frac{\partial v_{\varphi 1j}}{\partial \varphi} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial v_{z1j}}{\partial t} + \Omega_j \frac{\partial v_{z1j}}{\partial \varphi} - 2\Omega_j v_{\varphi 1j} = -\frac{1}{\rho_{1j}} \frac{\partial p_{1j}}{\partial z} - \frac{\partial \Psi_1}{\partial z} - \frac{p_{1j}}{\rho_{1j}^2} \frac{\partial \rho_{1j}}{\partial z} \quad (5)$$

х) Заметим, что возмущение другого вида с $v_{z1} \neq 0$ приводит к дополнительным колебаниям частиц относительно плоскости (подробнее см. /33/, /34/).

$$\frac{\partial v_{\varphi 1j}}{\partial t} + \Omega_j \frac{\partial v_{\varphi 1j}}{\partial \varphi} + (2\Omega_j + r \frac{\partial \Omega_j}{\partial r}) v_{\varphi 1j} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \varphi} - \frac{1}{r \rho_{1j}} \frac{\partial p_{1j}}{\partial \varphi} \quad (6)$$

где возмущенные величины обозначены (снизу) индексом 1, а невозмущенные - индексом 0; индекс $j = 1, 2$ нумерует подсистемы; ρ - объемные плотности вещества подсистем, связанные с поверхностными плотностями σ очевидным образом:

$\sigma = h\rho$ (h - толщина дисков); v_r и v_φ - радиальная и азимутальная скорости; p - давление, Ψ - гравитационный потенциал. Представляя возмущения в виде $\sim f(r) \exp[i(m\varphi - \omega t)]$,

аналогично /21/, из (4)-(6) находим связь между возмущенными потенциалом и плотностью в виде:

$$\sigma_j = -\frac{k^2 \sigma_{0j} \Psi}{\chi_j^2 - (\omega - m\Omega_j)^2 + k^2 \mathcal{D}_j^2} \quad (7)$$

где $\chi_j = 2\Omega_j (1 + r\Omega_j/2\Omega_j)^{1/2}$ - эпициклические частоты, \mathcal{D}_j - скорость звука. Искомое дисперсионное уравнение получается после подстановки (7) в соотношение:

$$\Psi = -\frac{2\pi G}{k} (\sigma_1 + \sigma_2) \quad (8)$$

следующее в коротковолновом приближении из уравнения Пуассона /19/. Это дисперсионное уравнение может быть представлено в следующем безразмерном виде:

$$\begin{aligned} & \chi^4 + 2m(1+\Omega)\chi^3 + [m^2 - \chi_1^2 + (m^2 - \chi_2^2)\Omega^2 + 4m^2\Omega - \\ & - \chi_1^2 - \chi_2^2 + \beta_1^2 + \beta_2^2]\chi^2 + 2m[(m^2 - \chi_1^2)\Omega + (m^2 - \chi_2^2)\Omega^2 - \\ & - \chi_2^2 + \beta_2^2 - \Omega(\chi_1^2 - \beta_1^2)]\chi + \Omega^2[\chi_1^2\chi_2^2 + m^2 - m^2(\chi_1^2 + \chi_2^2)] = 0 \end{aligned}$$

$$+ \alpha_1^2 \alpha_2^2 + \Omega^2 (\alpha_1^2 - \beta_1^2) (\chi_1^2 - m^2) + (\alpha_2^2 - \beta_2^2) (\chi_2^2 - m^2) - \quad (9)$$

$$- \beta_1^2 \alpha_2^2 - \beta_2^2 \alpha_1^2 = 0$$

Здесь введены обозначения: $\chi = \omega / \Omega_1$; $\Omega = \Omega_2 / \Omega_1$;

$$\chi_j^2 \neq 0 \quad \text{если} \quad \Omega_j \neq 0 \quad \text{и} \quad \chi_j^2 = 0 \quad \text{если} \\ \Omega_j = 0 : \quad \alpha_j^2 = \frac{\kappa_j^2 \Omega_j^2}{\Omega_1^2} ; \quad \beta_j^2 = \frac{2\pi G \sigma_j \kappa}{\Omega_1^2}$$

§ 4. Обыкновенные спирали и кольца

Как уже отмечалось выше (§ 2), результаты исследования устойчивости гравитирующей системы существенно определяются её основными параметрами. В данном случае, интересуясь вопросом образования спиральных рукавов, мы сталкиваемся со следующей трудностью. Достаточно изученные в настоящее время плоские галактики имеют, как правило, четко выраженную спиральную структуру. Вследствие этого использование наблюдательных данных таких галактик при исследовании образования спиралей является некорректным^{x)}.

Одна из возможностей избежать отмеченную трудность состоит, например, в том, чтобы, задавая определенную форму возмущения, найти наиболее широкий спектр начальных параметров, при которых данное возмущение будет развиваться с максимальным инкрементом. Исходя из наблюдательных данных, прежде всего представляют интерес возмущения с модами $m = 0, 2$.

Уравнение (6) решалось при помощи ЭВМ. Для каждого фиксированного набора параметров: $\chi_1^2 (2, 4)$; $\chi_2^2 (0, 2, 4)$; $\alpha_1 (0, 1, 2, 3)$; $\alpha_2 (1, 2, 3, 4)$; $\beta_1, \beta_2 = (0, 25 ; 0, 5 ; 0, 75 ; 1)$; α_1, α_2 ; $\Omega (0, 0, 2)$ устраивался просмотр по

x) Например, как показано в работе [27], сильные резонансные (нелинейные) эффекты могли бы очень существенно изменить наблюдаемую картину за время, отделяющее нас от эпохи образования спиралей.

моду m , с целью отыскания той моды, для которой $\Im m \chi$ имеет максимальное значение.

Вычисления показывают, что наиболее часто встречающиеся в природе кольцевые и двухрукавные структуры отличается от остальных разновидностей одно характерное обстоятельство, отраженное в таблице 1. Для каждого из названных выше двух видов галактик оказываются равными частота "звука", вызванного тепловым разбросом по скоростям звезд сферической подсистемы ($\alpha_2 \sim \kappa \Omega$, $\Omega^2 = \partial^2 \epsilon / \partial \rho^2$) и характерная частота гравитационной конденсации ($\beta_2 \sim 2\pi G \sigma_2 \kappa$).

Из таблицы 1 видно, что моды $m = 0$ и $m = 2$ развиваются в большинстве случаев при одних и тех же значениях всех параметров, кроме плотности плоской подсистемы ($\sim \beta_1$); причём, моде $m = 2$ отвечают меньшие значения этой плотности. Для сравнения в таблице 2 приведены значения основных параметров в случаях, когда максимальный инкремент неустойчивости достигается при $m = 7, 8$.

Таблица 1

Основные параметры некоторых моделей, соответствующие кольцевым (верхняя строка) и двухрукавным (нижняя строка) галактикам.

№№ п.п.	χ_1^2	χ_2^2	α_2	β_2	α_1	β_1	$\Im m \chi$	
1.	2	0	2	2	1	{ 0,75 0,25	{ 0,84 0,34	для $m = 0$ для $m = 2$
2.	2	0	2	1	1	{ 1 0,5	{ 1,11 0,58	для $m = 0$ для $m = 2$
3.	2	0	3	3	1	{ 0,5 0,25	{ 0,81 0,47	
4.	2	0	3	3	2	{ 1,5 1	{ 1,73 1,19	
5.	2	0	4	4	1	{ 0,5 0,25	{ 1,02 0,58	

Продолжение таблицы 1

№№ п.п.	α_1^2	α_2^2	α_2	β_2	α_1	β_1	$J_{m \times}$	
6.	2	0	4	4	2	$\begin{cases} 1 \\ 0,5 \end{cases}$	$\begin{cases} 1,49 \\ 0,87 \end{cases}$	$m=0$ $m=2$
7.	2	0	4	4	3	$\begin{cases} 2,25 \\ 1,5 \end{cases}$	$\begin{cases} 2,55 \\ 1,75 \end{cases}$	$m=0$ $m=2$
8.	2	2	4	4	1	$\begin{cases} 0,5 \\ 0,25 \end{cases}$	$\begin{cases} 0,90 \\ 0,57 \end{cases}$	
9.	2	4	2	2	1	$\begin{cases} 1 \\ 0,75 \end{cases}$	$\begin{cases} 1,06 \\ 0,79 \end{cases}$	
10.	2	4	3	3	1	$\begin{cases} 0,75 \\ 0,25 \end{cases}$	$\begin{cases} 1,10 \\ 0,40 \end{cases}$	
11.	2	4	3	3	1	$\begin{cases} 1 \\ 0,5 \end{cases}$	$\begin{cases} 1,43 \\ 0,77 \end{cases}$	
12.	2	4	4	4	1	$\begin{cases} 0,75 \\ 0,25 \end{cases}$	$\begin{cases} 1,42 \\ 0,54 \end{cases}$	
13.	2	4	4	4	1	$\begin{cases} 1 \\ 0,5 \end{cases}$	$\begin{cases} 1,76 \\ 0,96 \end{cases}$	
14.	4	0	3	3	1	$\begin{cases} 1 \\ 0,75 \end{cases}$	$\begin{cases} 1,27 \\ 0,99 \end{cases}$	
15.	4	0	3	3	2	$\begin{cases} 1,5 \\ 1 \end{cases}$	$\begin{cases} 1,57 \\ 1,11 \end{cases}$	
16.	4	0	4	4	1	$\begin{cases} 0,75 \\ 0,25 \end{cases}$	$\begin{cases} 1,23 \\ 0,55 \end{cases}$	

Таблица 2

Основные параметры некоторых моделей, соответствующие 7-ми (верхняя строка) и 8-ми (нижняя строка) - рукавным галактикам.

№№ п.п.	α_1^2	α_2^2	α_2	β_2	α_1	β_1	$J_{m \times}$	
1.	2	2	4	1	2	$\begin{cases} 1,5; 2 \\ 0,5 \end{cases}$	$\begin{cases} 0,25; 0,38 \\ 0,06 \end{cases}$	для $m=7$ для $m=8$
2.	2	2	4	1	2 3	$\begin{cases} 2 \\ 2,25 \end{cases}$	$\begin{cases} 0,38 \\ 0,36 \end{cases}$	для $m=7$ для $m=8$
3.	2	2	4	2	2 3	$\begin{cases} 0,5; 1,0 \\ 0,75; 1,50 \end{cases}$	$\begin{cases} 0,11; 0,36 \\ 0,17; 0,47 \end{cases}$	
4.	2	4	4	1	2	$\begin{cases} 1,5; 2 \\ 0,5; 1,0 \end{cases}$	$\begin{cases} 0,25; 0,38 \\ 0,08; 0,09 \end{cases}$	
5.	2	4	4	1	1 3	$\begin{cases} 0,25 - 1 \\ 2,25 \end{cases}$	$\begin{cases} 0,048-0,14 \\ 0,36 \end{cases}$	
6.	2	4	4	2	3	$\begin{cases} 2,25 \\ 0,75; 1,5 \end{cases}$	$\begin{cases} 0,77 \\ 0,16; 0,47 \end{cases}$	

Таблица показывает, что аналогично случаям $m=0,2$ (таблица 1) здесь также моды $m=7$ и $m=8$ различает (при прочих одинаковых параметрах) большая (для $m=7$) или меньшая (для $m=8$) плотность плоской подсистемы галактики ($\sim \beta_1$). От случаев $m=0$ и $m=2$ моды $m=7,8$ отличаются, прежде всего, меньшей плотностью сферической подсистемы ($\sim \beta_2$, ср. таблицы 1 и 2).

Аналогичные вычисления были проделаны для случая, когда параметр α_2 велик. Максимальные значения инкрементов здесь приходится, как правило, либо на моду $m=0$, либо на моды с большими m . Однако, следует отметить, что выделенность этих мод в рассматриваемом случае является очень незначительной:

различия в инкрементах во втором или третьем десятичном знаке^{x)}.

Последний результат контрастирует с рассмотренным выше случаем: $\alpha_2 = \alpha_1, \beta_1, \beta_2$, где имеется резкая зависимость инкремента неустойчивости от номера моды m . При этом конкурирующими являются, в основном, только моды $m=0$ и $m=2$. Большинство других мод — устойчиво.

В качестве иллюстрации к только что сказанному приведена таблица 3 с результатами соответствующего просмотра для трех различных случаев при $\chi_{m=2} = \chi_{max}$

x) В слабой зависимости инкремента неустойчивости от m при большом значении параметра α_2 нетрудно убедиться аналитически. Приняв, что $\alpha_2 \gg m$, $\beta_1, \alpha_1, \beta_2, \alpha_1$ из (6) получим:

$$\chi_{1,2} \approx -m \pm \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2 - \beta_1^2} \quad (10)$$

При выводе (10) для простоты положено $\chi_2 = 0$ (сферическая подсистема неподвижна).

Как видно из (10), неустойчивость имеет место при условии $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 < \beta_1^2$, причём инкремент не зависит от моды m . Аналогичный результат был получен для моногенного диска /19,21/.

Таким образом наличие корней вида (10) для гетерогенной системы может объясняться "отщеплением" "веток" при больших значениях параметра m .

Здесь уместно отметить, что ввиду существенных технических трудностей вычисления стационарного состояния гетерогенной системы, мы не можем точно определить параметр α_2 по известным другим параметрам системы. Не исключено, что рассмотренный только что случай вообще запрещен условием равновесия.

Таблица 3

Инкременты неустойчивости для различных мод в некоторых моделях с максимальным инкрементом, соответствующем моде $m=2$.

Основные пары метры модели	Инкременты неустойчивости									
	0	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1. $\alpha_1^2 = 2; \alpha_2^2 = 0;$ $\alpha_1 = 1; \alpha_2 = 2;$ $\beta_1 = 0,25; \beta_2 = 2$	0,288	0,346	уст.	уст.	уст.	уст.	уст.	уст.	уст.	уст.
2. $\alpha_1^2 = 2; \alpha_2^2 = 2;$ $\alpha_1 = 3; \alpha_2 = 4;$ $\beta_1 = 1,5; \beta_2 = 4$	1,747	1,756	1,714	1,158	1,280	0,580	уст.	уст.	уст.	уст.
3. $\alpha_1^2 = 2; \alpha_2^2 = 4;$ $\alpha_1 = 1; \alpha_2 = 2;$ $\beta_1 = 0,75; \beta_2 = 2$ $\Omega = 0,2$	0,764	0,789	0,675	0,016	уст.	уст.	уст.	уст.	уст.	уст.

В заключение настоящего параграфа сделаем следующее замечание, касающееся моды $m=1$. Если рассматривать галактику как изолированную систему, то мода $m=1$ запрещена, как сдвигающая центр масс системы. Для простоты покажем это на примере ограниченного по радиусу цилиндра.

Условие неподвижности центра масс есть:

$$\int_0^{2\pi} d\psi e^{im\psi} \begin{cases} \cos\psi \\ \sin\psi \end{cases} \cdot \int_0^R \rho(r) r^2 dr = 0 \quad (11)$$

Для всех мод, кроме $m=1$, условие (11) выполняется за счёт обращения в нуль угловой части интеграла. Для моды $m=1$ угловая часть интеграла в нуль не обращается, и мы приходим к

дополнительному условию

$$\int_0^R \rho(z) z dz = 0 \quad (12)$$

Пользуясь уравнением Пуассона для цилиндра, последнее условие можно представить в виде

$$\int_0^R \frac{\partial}{\partial z} (z \Psi_2') z dz = \int_0^R \Psi_2 z dz \quad (13)$$

Интегрируя левую часть равенства (13) по частям, получим:

$$\Psi_2'(R) = \frac{\Psi_2(R)}{R} \quad (14)$$

или

$$\Psi_2(R) = C_1 R, \quad C_1 = \text{const} \quad (15)$$

Вне вещества величина возмущенного потенциала цилиндра при $m = 1$ равна

$$\Psi_2'(z) = \frac{C_2}{z}, \quad C_2 = \text{const}, \quad (z > R) \quad (16)$$

Таким образом из условия "сшивки" потенциала на границе

$$C_1 = \frac{C_2}{R^2} \quad (17)$$

Подставляя (16) и (17) в (14), получим:

$$\Psi_2' = \frac{C_2}{R^2} \quad (18)$$

С другой стороны, из (16) имеем:

$$\Psi_2' = -\frac{C_2}{R^2} \quad (19)$$

Следовательно, требуя непрерывности потенциала на границе системы, мы получаем разрывность его производной.

Однако, если считать возмущение исследуемой системы внесенным извне (например, случай взаимодействующих галактик), равенство (11), вообще говоря, не выполняется. Тогда существо-

вание моды $m = 1$ возможно, причём условие её раскачки близко к условиям раскачки близких ей мод $m = 0$ и $m = 2$.

§ 5. Спирали с перемычкой

В недавней работе Марочкина и Птицыной /28/ получено следующее выражение для возмущенной величины гравитационного потенциала:

$$\psi \sim \text{const} \cdot z^2 \quad (\text{при } m = 2) \quad (20)$$

Это особое решение системы линеаризованных уравнений вблизи центра галактики было интерпретировано авторами /28/ как "бароподобная" волна плотности, являющаяся родоначальником спиралей с перемычкой. Однако, плавная форма таких спиралей не соответствует наблюдениям. Согласно последним, она представляет собой прямой бар, простирающийся из ядра на значительное расстояние, и прикрепляющиеся к нему под прямым (а часто и под острым) углом спиральные ветви.

Если предположить, что ядро галактики и прилегающие к нему области сферической и эллиптической подсистем близки по свойствам к несжимаемой жидкости, то более правдоподобной представляется следующая гипотеза происхождения спиралей с перемычками. "Сферическая" и эллиптическая подсистемы имеют форму двухосного эллипсоида лишь при достаточно малых полных моментах K вращения /29, 30/:

$$K < K_{cr} = 2,89 G^{1/2} M^{2/3} \rho^{-1/6} \quad (21)$$

где G - гравитационная постоянная, M, ρ - масса и плотность галактики (последняя в /29, 30/ предполагается постоянной). При

$K > K_{cr}$ устойчивой становится форма трехосного эллипсоида, постепенно вытягивающегося в плоскости вращения с увеличением углового момента. Ясно, что в этом случае вещество плоской подсистемы будет собираться преимущественно в направлении вытянутости, образуя перемычку. На достаточном удалении от центрального тела проявляется автономность плоской подсистемы и свойственные ей неустойчивости. Возникающие в плоской подсистеме спиральные ветви, естественно, будут прикрепляться к концам перемычек, где плотность вещества значительно выше.

Таким образом, трехосная форма эллипсоида "сферической" подсистемы выделяет определенное направление, в котором и формируется перемичка; в то же время в случае двухосного эллипсоида в плоскости вращения нет выделенного направления, так что перемичка не образуется. Отсюда следует, что спирали с перемичками должны отличаться от обыкновенных спиралей прежде всего большим нормированным моментом вращения ($\mathcal{M} = K/M^{3/2}$). Далее геометрически очевидно, что число рукавов в спиралах с перемичками должно быть ограничено в основном $m = 0$ (кольцо) и $m = 2$ (два рукава), что и наблюдается в действительности.

§ 6. Обсуждение результатов

Полученные выше результаты можно изложить в виде следующих трех положений.

1. Двухрукавные спирали и кольца образуются в случае, когда частота "звука", $K\Omega$, вызванного тепловым разбросом по скоростям звезд сферической подсистемы, равна характерной частоте гравитационной конденсации $\sqrt{2\pi G \rho_0} K$. При этом образование кольца или двухрукавной спирали определяется величиной плотности плоской подсистемы — большей плотности соответствует кольцо.

2. Основные параметры определяют не только моду с максимальным инкрементом γ_{max} , но и величину, на которую γ_{max} отличается от инкрементов других мод. При этом оказывается, что в случае, когда звуковая частота намного превышает частоту обращения, зависимость инкремента от номера моды практически отсутствует. В отличие от последнего случая, где сильный тепловой разброс сглаживает явления "пучковости", при близости звуковой частоты к частоте обращения зависимость максимального инкремента от номера моды становится весьма отчетливой.

3. Спирали с перемичкой, по-видимому, обязаны своим происхождением трехосной форме эллипсоида "сферической" подсистемы, вследствие того, что нормированный момент их больше нормированного момента обычных спиралей. (Последнее положение не более, чем гипотеза, нуждающаяся в проверке

прежде всего в её экспериментальной части). В силу сказанного выше нам кажется более удобным камертонную схему Хаббла заменить прямой, где по оси абсцисс откладывается нормированный момент $\mathcal{M} = K/M^{3/2}$ (см. рис. 1). Как видно из рисунка наименьшим нормированным моментом обладают эллиптические галактики, а наибольшим — галактики с перемичкой. Обыкновенные спирали занимают промежуточное положение, причем нормированный момент отвечает последовательности $Sa \rightarrow Sb \rightarrow Sc$. Это не противоречит имеющимся наблюдательным данным о наличии у более плоских галактик меньшей частоты обращения /31/. Действительно, сплюснутость $\xi \sim K^2/M^3$ /32/, где K — момент, M — масса галактики.

Аналогичная схема, основанная на наблюдательных данных и касающаяся только обычных спиралей, приведена в обзоре /14/.

Хотя наблюдательные данные, касающиеся зависимости формы галактики от её нормированного момента вращения в виде, указанном на рис. 1, нуждаются в проверке, можно привести чрезвычайно простые соображения в пользу такой зависимости.

Протогалактики, не вращающиеся или вращающиеся медленно, могут стягиваться без потери массы до того момента, когда газ окажется сжатым настолько, что образуются звезды. Так получаются массивные сферические и эллиптические галактики. Большинство быстро вращающихся систем не может притянуть всю свою массу: происходит истечение газа с быстро вращающейся экваториальной кромки. Таким образом, "лишняя" масса, — сверх определенной величины, — выбрасывается. В результате получаем как раз соотношение, схематично изображенное на рис. 1.

Косвенным доказательством выдвинутого выше положения может служить следующее. Если первоначальное распределение протогалактик по массам было случайным, а конечное распределение явилось следствием распределения по начальным моментам, то у спиральных галактик должны по соседству находиться сопутствующие системы. Наблюдения подтверждают это. Около нашей Галактики расположены неправильные Магеллановы облака и много других малых и беспорядочных систем. Около других соседних галактик, вплоть до предела видимости, также находятся неправильные и связанные с ними системы. Поиски эти нелегки,

т.к. нужно разглядеть слабые карликовые галактики, расположенные рядом с относительно далекими системами. Но можно сказать, что наличие галактических "ключей" не так заметно у эллиптических и сферических галактик, как у соседних с ними спиралей.

Л и т е р а т у р а

1. J. Jeans, *Astronomy and Cosmogony*, Cambridge, (1929).
2. E. Hubble, *The Realm of the Nebulae*, New Haven, Yale Univ. Press, (1937).
3. D. ter Haar, *Rev. Mod. Phys.*, 22, 119, (1950).
4. Л.Э.Гуревич, *Вопросы космологии*, 2, 150 (1954).
5. Л.Э.Гуревич, *АЖ*, 46, 304 (1969).
6. J. H. Oort, *Scientific American*, 195, 101, (1956).
7. J. H. Oort, *Structure and Evolution of the Galactic Systems*, доклад на съезде МАС в Гамбурге, 1964г.
8. А.Б.Михайловский, А.М.Фридман, Я.Г.Эпельбаум, *ЖЭТФ*, № 10, (1970).
9. А.М.Фридман, *ЖЭТФ*, (1970).
10. В.С.Сынах, А.М.Фридман, И.Г.Шухман, *Астрофизика*, (1970).
11. А.М.Фридман, И.Г.Шухман, *ДАН СССР*, (1970).
12. А.М.Фридман, И.Г.Шухман, *АЖ*, (1970).
13. А.М.Фридман, *АЖ*, (1970).
14. X. C. Arn, в сб. "Астрофизика", изд. "Наука", М., 1967.
15. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 130, 125 (1965).
16. B. Lindblad, *Stockholm Obs. Ann.*, 21, 8, (1961).
17. C. Lin, F. Shu, *Ap. J.*, 140, 646 (1964).
18. C. Lin, F. Shu, *Ap. J.*, 155, 721 (1969).

19. А. Тостиче, Ар. J., 139, 1217, (1964).
20. Л.С.Марочник, А.А.Сучков, АЖ, 46, №№ 2,3 (1969).
21. В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, АЖ, (1970).
22. В.А.Воронцов-Вельяминов, АЖ, 41, в.5. (1964).
23. Г.С.Бисноватый-Коган, Я.Б.Зельдович, Р.З.Сагдеев, А.М.Фридман, ПМТФ, № 3, 3 (1969).
24. В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, АЖ, (1970).
25. М.Вокулер, в сб. "Строение звездных систем", ИЛ, 14, 1962.
26. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ, 16, 574, (1946).
27. В.С.Сынах, А.М.Фридман, Б.В.Чириков, ЖЭТФ, (1970).
28. Л.С.Марочник, Н.Г.Птицына, АЖ, 46, 762, (1970).
29. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Теория поля, ГИФМЛ, М., 1962.
30. Г.Ламб, Гидродинамика, Гостехиздат, М., 1947.
31. В.А.Воронцов-Вельяминов, АЖ, 47, 16, (1970).
32. Л. Э.Гуревич, АЖ, 46, 304, (1969).
33. С. Hunter, Ар. J., 157, 183, (1969).
34. С. Hunter, Ар. J., 155, 747, (1969).



рис.1. Зависимость морфологии галактик от величины нормированного момента $\mu = K/M^{2/3}$.
 Введение нормированного момента μ , слабо зависящего от массы при $K = K_{cr}$ ($\mu_{cr} \sim M^{-1/6}$), (см. формулу (21)) приводит к слабой зависимости от массы и сплюснутости ξ : $\xi \sim \mu^2/M^{1/3}$.