

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА.

ТОМ 13

ФЕВРАЛЬ, 1977

ВЫПУСК 1

МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК СО СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

В. А. КРОЛЬ, С. А. СИЛИЧ, П. И. ФОМИН

Поступила 6 октября 1975

Развивается магнитогазодинамический подход к известной проблеме вращения спиральных галактик, опирающийся на следующие наблюдательные данные: продольную замагниченность рукавов и существование рекуррентных выбросов сверхзвуковых газовых потоков из центральных областей. Механизм вращения («сегнеров» механизм) состоит в передаче рукаву вращательного момента при прохождении ударных волн вдоль замагниченной спирали с падающей плотностью и последующем ударном сбросе газовых масс из конца рукава в пространство. Показано, что этот механизм может обеспечить накопление наблюдаемой скорости вращения спиралей за время порядка миллиарда лет и приводит к установлению стационарного режима вращения. Период установившегося вращения пропорционален радиусу галактики.

1. *Введение.* В настоящей работе развивается магнитогазодинамический подход к известной проблеме вращения спиральных галактик [1—5], опирающийся на следующие наблюдательные данные [3—5]: продольную замагниченность рукавов и существование рекуррентных выбросов газовых потоков из центральных областей со сверхзвуковыми скоростями ($v \sim 200$ км/сек). Такие выбросы должны порождать ударные волны в рукавах.

Мы рассматриваем механизм вращения спиральной структуры галактики, подобный «сегнерову» механизму и состоящий в передаче рукаву вращательного момента при прохождении ударных волн вдоль замагниченной спирали с падающей плотностью и последующем ударном сбросе газовых масс из конца рукава. Прохождение волн при учете градиента плотности и диссипации рассматривается методом Бринкли—Кирквуда [10]. Показано возникновение квазистационарного режима движения газа в средних частях рукава со скоростями ~ 10 км/сек, что соответствует наблюдениям [4]. В конце рукава, при предположении, что он определяется замыканием магнитных силовых линий, имеющих, как известно [5], противоположное на-

правление над и под экваториальной галактической плоскостью, в уравнениях магнитной газодинамики учитывается поперечное магнитное поле. Находятся автомодельные асимптотические решения, описывающие выход ударной волны на границу рукава с нарастающей скоростью, и вычисляются сбрасываемая масса газа и импульс. Показано, что рассматриваемый здесь «сегнеров» механизм может обеспечить накопление наблюдаемой угловой скорости вращения галактик за время порядка одного миллиарда лет и приводит к возникновению стационарного режима вращения^{*}.

Передача момента рукавам ударными волнами и вызываемое ими движение газа вдоль рукавов, очевидно, облегчает также решение известной проблемы устойчивости спиральных рукавов [5, 11]. Поскольку в рукавах газ частично ионизован, так что выполняется условие вмороженности магнитных силовых линий, указанное движение газа поддерживает устойчивость наблюдаемой магнитной структуры рукавов и проливает свет на саму проблему возникновения магнитной структуры [9]. Рассматриваемый здесь механизм может иметь значение и в проблеме происхождения спиральных рукавов.

Отметим, что решаемая в настоящей работе задача может рассматриваться в значительной степени независимо от конкретной модели происхождения спиральной и магнитной структуры рукавов. Эффекты, которые здесь рассматриваются, могут быть согласованы (возможно, с некоторыми коррективами) с различными механизмами генерации рукавов, в частности, с волновой теорией [7—9]. В свою очередь эти эффекты, повторяем, могут облегчить разработку как качественных, так и количественных аспектов проблемы генерации и устойчивости рукавов.

2. Квазистационарный режим распространения ударных волн вдоль рукавов. В этом разделе мы покажем, что, несмотря на диссипацию, распространение ударных волн вдоль рукава, при учете падения плотности газа, происходит в квазистационарном режиме, что позволяет волне распространяться на очень большие расстояния вплоть до конца рукава.

В соответствии с наблюдательными данными [4, 5] закон падения плотности газа вдоль рукава можно приближенно задать следующей формулой:

$$\rho_1(l) = \rho_{10} (L/l)^m, \quad (1)$$

где l —расстояние вдоль рукава, L —некоторый характерный масштаб, показатель m ограничен пределами $1.2 \leq m \leq 1.5$. Прохождение ударной волны вдоль рукава при учете диссипации и градиента плотности может быть рассмотрено с помощью метода Бринкли—Кирквуда [10].

^{*} Отметим, что вопрос о возможном существовании механизма перераспределения момента между веществом галактики и выброшенным из нее веществом обсуждался ранее в [6]. Авторы благодарны академику В. А. Амбарцумяну за эту информацию.

Суть метода коротко состоит в следующем. Система уравнений газовой динамики в форме Лагранжа:

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)\left(\frac{r}{r_0}\right)^N \frac{\partial u}{\partial r_0} + \frac{Nu}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

$$\left(\frac{r_0}{r}\right)^N \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial r_0} = 0, \quad (3)$$

с дифференциальным соотношением, связывающим r_0 и r :

$$\frac{dr_0}{dr} = \frac{\rho r^2}{\rho_0 r_0^2},$$

где r_0 —лагранжева, r —эйлерова координаты, $\rho_0 = \rho(r, 0)$ —плотность газа в начальный момент ($N=0, 1, 2$ —соответственно для плоского, цилиндрического и сферического движений), дополняется еще двумя уравнениями. Первое из них получается дифференцированием уравнений сохранения импульса на фронте ударной волны, а второе описывает закон сохранения энергии. Тогда система уравнений становится замкнутой относительно частных производных, что позволяет сформулировать задачу в обыкновенных дифференциальных уравнениях. Возникающая при этом система уравнений, в рассматриваемом нами случае, имеет вид:

$$\frac{d\xi}{dy} = -\frac{\nu \lambda}{\gamma \delta y^m} \frac{\xi^3}{4 + 2(2 + \lambda)\xi + \lambda(3 - \lambda)\xi^2} + \frac{(1 + \xi)(1 + \lambda\xi)[2 + (2 - \lambda)\xi]}{4 + 2(2 + \lambda)\xi + \lambda(3 - \lambda)\xi^2} \frac{m}{y}, \quad (4)$$

$$\frac{d\delta}{dy} = -\frac{\gamma}{y^m} \left\{ \frac{\xi(\xi + 2) - (\xi + 1)\left(\xi + \frac{2\gamma}{\gamma - 1}\right)[1 - (1 + \xi)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}}]}{2\gamma + (1 + \gamma)\xi} + \frac{Q}{a_1^2} (\alpha_2 - \alpha_1) \right\}, \quad (5)$$

где $\nu = 1 - (1/3) \exp(-\xi)$, $\xi = (p_2 - p_1)/p_1$ — безразмерный скачок давления на фронте ударной волны, p_1, p_2 — газовое давление перед и за фронтом волны; $y = l/L$, δ — безразмерная координата и энергия ударной волны; $\lambda = (\gamma + 1)/2\gamma$, $\gamma = C_p/C_v$, a_1 — скорость звука перед фронтом волны; α_2 и α_1 — степень ионизации газа за и перед фронтом, соответственно; $Q = 1.3 \cdot 10^{13}$ эрг/г — потенциал ионизации водорода на

единицу массы, m — показатель в законе падения плотности вдоль рукава

$$\rho_1(l) = \rho_{10} y^{-m}.$$

Уравнение (4) соответствует уравнению (14.13) [12], а (5) — уравнению (14.14) из той же работы, в котором, однако, выражение для прироста энтальпии h взято в более общей форме (8.29), пригодной, в отличие от (14.12), не только для слабых волн.

В уравнениях (4) и (5) учтены потери энергии волны на нагревание газа и ионизацию. Первый член в правой части уравнения (4) описывает затухание за счет диссипативных процессов и второй, с противоположным знаком, отражает эффект ускорения волны при движении по среде с падающей плотностью. Это указывает на возможность существования квазистационарного режима. В околоядерной области, при больших ξ , преобладает первый член. По мере уменьшения ξ возрастает роль второго члена. При этом затухание волны за счет диссипации компенсируется ускорением за счет градиента плотности, и волна выходит на квазистационарный режим:

$$\xi \rightarrow \xi_0 = \text{const}.$$

Рассмотрим случай умеренно сильной ударной волны, когда $\xi \gg 1$. После разложения по $1/\xi \ll 1$ система (4), (5) приобретает вид:

$$\frac{d\xi}{dy} = -\frac{\nu}{\gamma(3-\lambda)} \frac{\xi^2}{\delta y^m} + \frac{2-\lambda}{3-\lambda} \frac{m\xi}{y}; \quad (6)$$

$$\frac{d\delta}{dy} = -\frac{\gamma}{y^m} \left\{ \frac{\xi^{1/\gamma}}{\gamma+1} - \frac{1}{\gamma-1} + \frac{Q}{a_1^2} (\alpha_2 - \alpha_1) \right\}. \quad (7)$$

Будем искать в этом приближении ожидаемый квазистационарный режим, когда

$$\frac{d\xi}{dy} = 0. \quad (8)$$

Обозначим индексом «0» величины, относящиеся к квазистационарному режиму. Тогда из (8) и (6) получаем:

$$\delta_0(y) = \frac{\nu}{\gamma(2-\lambda)m} \frac{\xi_0}{y^{m-1}}. \quad (9)$$

Подставляя $\delta_0(y)$ вместо $\delta(y)$ в (7), находим:

$$\xi_0 = \frac{m\gamma^2(2-\lambda)}{\nu(m-1)} \left\{ \frac{\xi_0^{1/\gamma}}{\gamma+1} - \frac{1}{\gamma-1} + \frac{Q}{a_1^2} (\alpha_2 - \alpha_1) \right\}. \quad (10)$$

Соотношение (10) представляет собой уравнение, определяющее квазистационарное значение ξ_0 . Решим его для различных значений индекса падения плотности: $1.2 \leq m \leq 1.5$. Степень ионизации α_2 за фронтом ударной волны будем вычислять по формуле Саха [13]:

$$\frac{\alpha_2^2}{\alpha_2 - 1} = \frac{2.24 \cdot 10^{15}}{n_2} T_2^{3/2} e^{-\frac{157500}{T_2}}, \quad (11)$$

где значения концентрации частиц n_2 и температуры T_2 за фронтом волны вычисляются по формулам [12]:

$$n_2 = \frac{z + \eta_{11}}{1 + \eta_{11}z - \frac{2\gamma\eta_{11}}{a_1^2} Q(\alpha_2 - \alpha_1)} n_1; \quad (12)$$

$$T_2 = \frac{z}{z + \eta_{11}} \left[1 + \eta_{11}z - \frac{2\gamma\eta_{11}}{a_1^2} Q(\alpha_2 - \alpha_1) \right] T_1, \quad (13)$$

$$\eta_{11} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad z = \rho_2/\rho_1.$$

Уравнение (10) решаем графически, используя последовательные приближения по Q . Сначала находим n_2 и T_2 при $Q=0$. Затем по формуле Саха (11) вычисляем α_2 . Подставляя найденное значение α_2 в (12) и (13), найдем n_2 и T_2 в первом приближении. Для этих значений n_2 и T_2 вычисляем α_2^1 и т. д.

Мы остановились на втором шаге метода итераций. Для n_1 и T_1 выбрали, в соответствии с [14, 15], значения: $n_1 \sim 1 \text{ см}^{-3}$, $T_1 \sim 10^4 \text{ К}$.

На рис. 1 приведено графическое решение уравнения (10), которое показывает, что квазистационарный режим осуществляется при $\xi_0 = 24 \div 27$. Такие значения ξ_0 согласуются с нашим предположением, что волна является умеренно сильной. Существенно, что ударная волна, выходя на квазистационарный режим, «забывает» о начальных условиях. Это избавляет нас от необходимости задаваться определенной начальной энергией, которая, строго говоря, неизвестна и может быть оценена лишь приближенно.

Скорость ударной волны и газа за ее фронтом, соответствующие квазистационарному режиму, вычисляются по формулам [12]:

$$D_0 = a_1 \left\{ \frac{1 + \eta_{11} + \xi_0}{\gamma \left[1 - \eta_{11} + \frac{2\gamma\eta_{11}}{a_1^2 \xi_0} Q(\alpha_2 - \alpha_1) \right]} \right\}^{1/2}, \quad (14)$$

$$u_{20} = \frac{3}{4} D_0 \quad (\text{для сильной волны}). \quad (15)$$

При $\gamma = 5/3$, $T_1 \sim 10^3 K$, $\xi_0 = 24 \div 27$ выражения (14), (15) приводят к следующим значениям скорости газа за фронтом волны: $u_{20} \sim 12 \div 13$ км/сек. Этот результат хорошо согласуется с наблюдаемыми [4] скоростями крупномасштабного движения газа вдоль рукава в средних его частях. Наша интерпретация природы этого явления, как квазистационарного движения газа, возникающего за счет действия ударных волн, идущих от центра, предполагает, что эти волны следуют друг за другом достаточно часто (см. ниже).

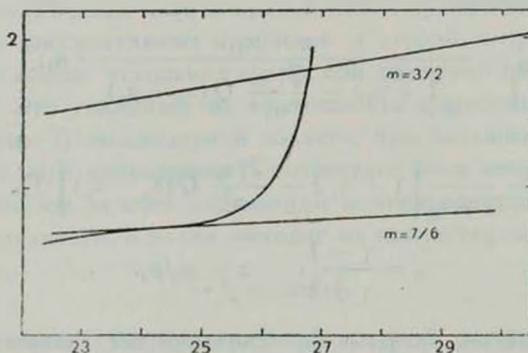


Рис. 1

Спиральные рукава продольно замагничены. Поэтому ударная волна распространяется в продольном магнитном поле. В таком случае связь между газодинамическим движением и магнитным полем отсутствует [16]. Это дает возможность рассматривать распространение ударных волн вдоль рукава без явного учета магнитного поля в уравнениях движения. Косвенным образом, однако, продольное магнитное поле рукава играет в рассматриваемой задаче важную роль, обеспечивая движение ударных волн вдоль спирали.

3. Ударный сброс газовых масс в конце рукава. В конце рукава, предполагая, что он определяется замыканием магнитных силовых линий (имеющих, как известно [5], противоположное направление над и под экваториальной плоскостью), в уравнениях, описывающих движение ударных волн, следует учесть поперечное магнитное поле. Необходимо также учитывать большой градиент плотности в конце рукава, так как концентрация газа в гало и межгалактическом пространстве на несколько порядков ниже концентрации в рукавах. Мы принимаем закон падения плотности в конце рукава в виде:

$$\rho_1(x) = \rho_0(x/x_0)^n, \quad n \geq 2,$$

где координата x отсчитывается от конца рукава назад; значения параметров ρ_0 и x_0 будут фиксированы в дальнейшем.

Одномерное нестационарное движение проводящего газа с бесконечной проводимостью, нулевой вязкостью и теплопроводностью в магнитном поле \vec{H} , перпендикулярном направлению распространения волны, описывается следующей системой уравнений магнитной гидродинамики [17]:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (p + h); & \frac{dp}{dt} &= -\gamma p \frac{\partial v}{\partial x}; \\ \frac{d\rho}{dt} &= -\rho \frac{\partial v}{\partial x}; & \frac{dh}{dt} &= -2h \frac{\partial v}{\partial x}, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x}; \quad h = H^2 - 8\pi.$$

Уравнения (16) не содержат размерных постоянных, поэтому движение будет автомодельным [18], если в начальные и граничные условия войдут только две постоянные (обозначим их a и b) с независимыми размерностями:

$$[a] = ML^k T^s, \quad [b] = LT^{-6},$$

где M , L и T —символы единиц измерения массы, длины и времени.

Введем вместо v , ρ , p , h соответствующие безразмерные функции $V(\lambda)$, $R(\lambda)$, $P(\lambda)$ и $H(\lambda)$ с помощью соотношений:

$$\begin{aligned} v &= \frac{x}{t} V(\lambda); & h &= \frac{a}{x^{k+1} t^{s-2}} H(\lambda); \\ p &= \frac{a}{x^{k+1} t^{s+2}} P(\lambda); & \rho &= \frac{a}{x^{k+3} t^s} R(\lambda), \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\lambda = \frac{x}{bt^6}.$$

В силу автомодельности, безразмерные функции V , R , P , H зависят только от одного безразмерного переменного λ . Система уравнений в частных производных (16) превращается в следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \lambda \left[(V - \delta) V' + \frac{(P + H)'}{R} \right] &= -V^2 + V + (k + 1) \frac{(P + H)}{R}; \\ \lambda [(V - \delta) R' / R + V'] &= s + (k + 2) V; \\ \lambda [(V - \delta) P' / P + \gamma V'] &= s + 2 + (k + 1 - \gamma) V; \\ \lambda [(V - \delta) H' / 2H + V'] &= \frac{s + 2}{2} + \frac{k - 1}{2} V. \end{aligned} \quad (18)$$

Наличие ударных волн учитывается в граничных условиях [17]:

$$\begin{aligned} [R(V - \delta)] &= 0; \quad \{H(V - \delta)^2\} = 0; \quad \{R(V - \delta) V + P + H\} = 0; \\ \left\{ R(V - \delta) \left(\frac{P}{R(\gamma - 1)} + \frac{V^2}{2} + \frac{H}{R} \right) + (P + H) V \right\} &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь фигурными скобками обозначена разность значений заключенных в них величин с обеих сторон поверхности разрыва.

В качестве параметров a и b с независимыми размерностями выбираем:

1) коэффициент перед x^n в законе падения плотности:

$$\rho_1(x) = \rho_1(x/x_0)^n = ax^n, \quad (20)$$

$$2) \quad b = (H_1^2/a)^{\frac{1}{2+n}}, \quad (21)$$

где H_1 — поперечное магнитное поле перед фронтом волны в конце рукава. При таком выборе a и b из соображений размерности и вида связи размерных величин с безразмерными (17) получаем для k , s и δ следующие значения:

$$k = -3 - n, \quad s = 0, \quad \delta = \frac{2}{2 + n}. \quad (22)$$

За начало отсчета времени $t=0$ принимается момент выхода фронта ударной волны на край рукава. В момент $t=0$ скорость и давление (магнитное и газовое) на любом конечном расстоянии x должны быть ограничены. При $t \rightarrow 0$ и конечном x имеем: $\lambda \rightarrow \infty$. Поэтому необходимо, чтобы выполнялись дополнительные условия:

$$V(\infty) \rightarrow 0, \quad H(\infty) \rightarrow 0, \quad P(\infty) \rightarrow 0. \quad (23)$$

Учитывая (23) и значения k , s и δ (22), находим из (18), что скорость, плотность и давление (магнитное и газовое) при $t \rightarrow 0$ будут определяться уравнениями:

$$\frac{d \ln V}{d \ln \lambda} = -\frac{1}{\delta}; \quad \frac{d \ln P}{d \ln \lambda} = -\frac{2}{\delta};$$

$$\frac{d \ln H}{d \ln \lambda} = -\frac{2}{\delta}; \quad R = \text{const.} \quad (24)$$

Решения системы (24), т. е. асимптотические решения системы (18) в момент выхода ударной волны на край рукава имеют вид:

$$V = C_1 \lambda^{-1/\delta}; \quad P(\lambda) = C_2 \lambda^{-2/\delta};$$

$$R = C_3; \quad H(\lambda) = C_4 \lambda^{-2/\delta}; \quad (25)$$

Постоянные интегрирования C_1 , C_2 , C_3 и C_4 определяются из граничных условий (19).

На фронте ударной волны ($x = x_1(t)$) имеем [18]:

$$\lambda = x_1/bt^\delta = \lambda_0 = \text{const}, \quad x_1(t) = b\lambda_0 t^\delta. \quad (26)$$

Это соотношение определяет зависимость координаты фронта от времени в автомодельном режиме. Скорость волны при этом равна

$$D = \dot{x}_1(t) = b\lambda_0 \delta t^{\delta-1}.$$

В момент $t=t_0$, когда фронт волны находится в точке x_0 ($x_1(t_0) = x_0$), в которой квазистационарный режим распространения волны переходит в автомодельный, эта скорость должна совпадать с D_0 , определяемой формулой (14). Это условие приводит к соотношениям:

$$b\lambda_0 \delta t_0^{\delta-1} = D_0, \quad b\lambda_0 t_0^\delta = x_0.$$

Исключив из них t_0 , находим следующее выражение для λ_0 :

$$\lambda_0 = D_0^\delta / b\delta^\delta x_0^{\delta-1}. \quad (27)$$

Подставляя решения (25) в граничные условия (19) в системе отсчета, в которой газ перед фронтом покоится, и учитывая (27), получим систему четырех уравнений для коэффициентов C_1 , C_2 , C_3 , C_4 . Анализ этих уравнений и их решение приводятся в Приложении I. Здесь мы выпишем лишь интересующий нас результат для распределения плотности и скорости газа за фронтом ударной волны в момент выхода фронта на конец рукава:

$$\rho_2(x) \approx 3\rho_0 (x/x_0)^n, \quad (28)$$

$$u_2(x) \approx u_{20} (x_0/x)^{n/2}, \quad (29)$$

где $u_{20} \approx 12 \div 13$ км/сек есть скорость газа за фронтом волны в квазистационарном режиме, определяемая (15), (14). Отметим, что формулами

(28), (29) можно пользоваться практически только при $l \leq x \leq x_0$, где l — длина свободного пробега [19, 20].

С уменьшением x скорость $u_2(x)$, согласно (29), быстро возрастает и, начиная с некоторого $x = x_c$, $0 < x_c < x_0$, становится больше некоторой критической скорости $u_c = u_2(x_c) \gg u_{20}$, достаточной для отрыва газа от магнитной структуры рукава. Полная масса, сбрасываемая одной ударной волной, равна

$$\Delta m = \int_0^{x_c} S \rho_2(x) dx = 3S \rho_0 \frac{x_0}{n+1} \left(\frac{u_{20}}{u_c} \right)^{2 + \frac{2}{n}}, \quad (30)$$

где S — площадь поперечного сечения рукава. Часть газа приобретает при этом скорость больше параболической

$$U_p = (2M_G G / R_G)^{1/2} \sim 300 \text{ км/сек},$$

где M_G и R_G — масса и радиус галактики и выбрасывается в межгалактическое пространство. Относительно вращающегося рукава этот газ должен двигаться со скоростями, превышающими $U_p + V(t)$, где $V(t)$ — линейная скорость вращения конца рукава. Его масса определяется выражением

$$\Delta m_p = \int_0^{x_p} S \rho_2(x) dx = \frac{3S \rho_0 x_0}{n+1} \left(\frac{u_{20}}{U_p + V(t)} \right)^{2 \left(1 + \frac{1}{n} \right)}, \quad (31)$$

где

$$x_p = x_0 \left(\frac{u_{20}}{U_p + V(t)} \right)^{2/n}.$$

Часть газа $m - m_p$, имеющая скорости в интервале $u_c < u < U_p + V$, остается в галактике, но теряет связь с рукавом.

Импульс массы, сбрасываемой одной ударной волной относительно рукава, равен

$$\Delta P = \int_0^{x_c} S \rho_2(x) u_2(x) dx = \frac{6S \rho_0 x_0 u_{20}}{n+2} \left(\frac{u_{20}}{u_c} \right)^{1 + \frac{2}{n}}. \quad (32)$$

Момент импульса относительно центра галактики, уносимый массой, сбрасываемой одной ударной волной, есть

$$\Delta M = R_G S \int_0^{x_c} \rho_2(x) [u_2(x) - V(t)] dx = R_G [\Delta P - V(t) \Delta m] \geq 0, \quad (33)$$

где Δm и ΔP представляются выражениями (30) и (32).

4. Установление стационарного режима вращения рукавов. Из закона сохранения момента следует, что равный (33) по абсолютной величине момент импульса будет передаваться рукаву*. Угловая скорость вращения рукава $\Omega(t) = V(t)/R_G$ будет при этом увеличиваться до тех пор, пока $V(t)$ не достигнет такого значения V_m , при котором выражение (33) для сбрасываемого момента обратится в нуль. Для этой стационарной скорости на основании (33), (32) и (30) находим следующее выражение:

$$V_m = \Delta p / \Delta m = \frac{n+1}{n+2} 2u_c. \quad (34)$$

Закон установления стационарного режима вращения определится из уравнения

$$J \frac{d\Omega(t)}{dt} = \frac{\Delta M}{\Delta t}, \quad (35)$$

где J — момент инерции рукава, Δt — временной интервал между двумя последовательными ударными сбросами газа из конца рукава, а ΔM дается (33). Подставляя в (35) выражение (33), получим уравнение

$$J \dot{\Omega}(t) + R_G^2 \frac{\Delta m}{\Delta t} \Omega(t) = R_G \frac{\Delta P}{\Delta t}. \quad (36)$$

Его решение при начальном условии $\Omega(0) = 0$ имеет вид

$$\Omega(t) = \Omega_m (1 - e^{-t/\tau}), \quad (37)$$

где

$$\Omega_m = V_m / R_G = \frac{n+1}{n+2} \frac{2u_c}{R_G}, \quad (38)$$

$$\tau = J \cdot \Delta t / R_G^2 \Delta m. \quad (39)$$

Таким образом, рассматриваемый здесь ударный магнитогазодинамический механизм вращения замагниченных рукавов, аналогичный в известном смысле механизму вращения сегнера колеса, приводит к существованию стационарного режима вращения с угловой скоростью, даваемой (38), и временем установления (39).

Оценим время установления τ для галактик, имеющих параметры, близкие к параметрам нашей Галактики. Для Галактики момент инерции

* Механизм передачи момента рукаву как целому связан с «упругостью» магнитных силовых линий и должен осуществляться в основном за счет обратного распространения альвеновских волн. Этот вопрос будет рассмотрен отдельно; здесь мы ограничимся лишь учетом закона сохранения момента.

рукава оценивается величиной $J = 10^8 M_{\odot} R_G^2$. Отношение $\Delta m/\Delta t$ представляет собой величину сброса массы газа из конца рукава в единицу времени. В установившемся режиме она должна быть порядка массы газа, протекающего в единицу времени через поперечное сечение рукава с найденной в разделе 2 квазистационарной скоростью u_{20} :

$$\Delta m/\Delta t \sim u_{20} \rho_0 S \sim 13 \text{ км/сек} \cdot 10^{-21} \text{ г/см}^3 \cdot 5 \cdot 10^5 \text{ пс}^2 \sim 0.1 M_{\odot}/\text{год}.$$

Подставляя эти оценки в (39), находим:

$$\tau \sim 10^8 M_{\odot} / 0.1 M_{\odot}/\text{год}^{-1} \sim 10^9 \text{ лет}. \quad (40)$$

Относительно Ω_m , определяемой формулой (38), мы можем заметить следующее. Величина Ω_m не чувствительна к точному значению n при $n \gtrsim 2$ и определяется в основном отношением удвоенной критической скорости отрыва u_c к радиусу галактики R_G . Мы не имеем пока прямой оценки u_c , но, учитывая условия $u_{20} \ll u_c < U_p + V$ и приведенные выше значения u_{20} и U_p , можем все же заключить, что u_c должна иметь порядок $100 \div 200$ км/сек. Кроме того, поскольку по своему физическому смыслу u_c должна определяться физическими условиями (плотность газа, степень ионизации, величина магнитного поля) на конце рукава, а эти условия для всех спиральных галактик являются, по-видимому, более или менее универсальными [5], естественно ожидать, что величина «скорости отрыва» u_c для всех спиральных галактик примерно одинакова. Тогда, на основании формулы (38), мы приходим к следующему выводу: магнитогазодинамический механизм вращения спиральных галактик приводит к линейной зависимости периода установившегося вращения от радиуса галактики:

$$T_m = \frac{2\pi}{\Omega_m} = \frac{n+2}{n+1} \frac{\pi}{u_c} R_G. \quad (41)$$

Это предсказание находится в примечательном согласии с данными наблюдений, приведенными в статье Б. А. Воронцова-Вельяминова [5, 23]. Заметим также, что поскольку для спиральных галактик разброс по R_G относительно невелик, периоды вращений, согласно (41), должны быть заключены в соответственно узких пределах:

$$\Delta T_m \approx \frac{n+2}{n+1} \frac{\pi}{u_c} \Delta R_G,$$

что согласуется с данными [23].

Авторы глубоко благодарны академику В. А. Амбарцумяну, профессору Л. В. Мирзояну и С. А. Каплану за полезные обсуждения.

В этом Приложении мы произведем вычисление безразмерных постоянных C_1, C_2, C_3, C_4 . Для этого прежде всего запишем граничные условия (19) в системе отсчета, где газ перед фронтом волны покоится:

$$\begin{aligned} -\delta R_1 &= R_2(V_2 - \delta); \\ \delta^2 H_1 &= H_2(V_2 - \delta)^2; \\ P_1 + H_1 &= R_2(V_2 - \delta)V_2 + P_2 + H_2; \\ -\delta \left(\frac{P_1}{\gamma - 1} + H_1 \right) &= R_2(V_2 - \delta) \left[\frac{P_2}{R_2(\gamma - 1)} + \frac{V_2^2}{2} + \frac{H_2}{R_2} \right] + (P_2 + H_2)V_2. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Учитывая связь безразмерных функций с размерными (17) и значения k, s, δ (22), выразим R_1, P_1, H_1 через плотность и давление, магнитное и газовое, перед фронтом ударной волны. Для плотности из (17) следует:

$$\rho_1(x) = \alpha x^n = \frac{\alpha}{x^{k+3} t^s} R_1 = \alpha x^n R_1,$$

откуда

$$R_1 \equiv 1. \quad (1.2)$$

Для магнитного поля:

$$h = \frac{\bar{H}_1^2}{8\pi} = \frac{\alpha}{x^{-n-2} t^2} H_1; \quad H_1 = \frac{\bar{H}_1^2}{8\pi\alpha} (t^2/x^{n+2}).$$

Так как $\lambda = b/x t^{\delta}$, то $t^2/x^{n+2} = (\lambda b)^{-2/\delta}$.

При этом:

$$H_1 = \frac{\bar{H}_1^2}{8\pi\alpha} (\lambda b)^{-2/\delta}. \quad (1.3)$$

Аналогично для P_1 :

$$P_1 = \frac{p_1}{\alpha} (\lambda b)^{-2/\delta}. \quad (1.4)$$

Подставив решения (25), а также (1.2)—(1.4), в граничные условия (1.1) при $\lambda = \lambda_0$ (27), получим для C_1, C_2, C_3 и C_4 следующую систему уравнений:

$$\delta_0^{1/\delta} - C_1 = \delta_0^{1/\delta} C_2^{-1}; \quad (1.5)$$

$$8\pi C_4 = C_2^2; \quad (1.6)$$

$$8\pi H_1^2 C_3 = 8\pi p_1 + H_1^2 (1 - C_2^2) + 8\pi \delta \lambda_0^{1/6} H_1 C_1; \quad (I.7)$$

$$4\pi (\gamma - 1) H_1^2 C_1^2 - (\gamma - 1) H_1^2 (C_2 - 1)^2 + \\ + 8\pi H_1^2 (\gamma - 1) \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} C_2^{-1} - 1 \right) C_3 = p_1. \quad (I.8)$$

Находя C_2 из (I.7) и C_1 из (I.5) и подставляя в уравнение (I.8), после несложных преобразований получим следующее уравнение для C_2 :

$$C_2^2 + AC_2 - B = 0, \quad (I.9)$$

где

$$A = 40 \frac{p_1}{H_1^2} + 8\pi \delta^2 \lambda_0^{2/5} + 5; \quad B = 32\pi \delta^2 \lambda_0^{2/5}. \quad (I.10)$$

Отрицательный корень не имеет физического смысла, поэтому берем

$$C_2 = -\frac{A}{2} + \left(\frac{A^2}{4} + B \right)^{1/2}. \quad (I.11)$$

Произведем оценки C_2 при значениях $\rho_{01} \sim 3 \cdot 10^{-25} \text{ г/см}^3$, $T_1 \sim 10^3 \text{ К}$; $H_1 \sim 10^{-6} \text{ гс}$, которые можно предполагать для области конца рукава. При этих значениях параметров на основании (I.10) и (I.11) получается:

$$C_2 \approx 3. \quad (I.12)$$

Используя этот результат и выражение (27) для ρ_0 , найдем из (I.5)

$$C_1 = \frac{2}{3} D_0 \frac{x_0^{n/2}}{b^{1+n/2}} \approx u_{20} \frac{x_0^{n/2}}{b^{1+n/2}}. \quad (I.13)$$

Значения C_2 и C_1 легко теперь получить, используя (I.12), (I.13) и (I.6), (I.7).

Приложение II

Для того, чтобы выяснить, насколько существенным для полученных выше результатов в рассматриваемой задаче является учет поперечного магнитного поля в уравнениях, описывающих движение ударных волн в области конца рукава, мы рассмотрим в этом Приложении ситуацию без учета магнитного поля. В этом случае мы должны решать задачу об ударном сбросе газовых масс на основе уравнений (16) и граничных условий (19) с $h=0$. Закон спадания плотности в конце рукава снова задаем в форме (20). Так как теперь второй размерный параметр отсутствует ($b=0$), за-

дача становится автомодельной второго рода. Ее решение для предельных распределений плотности и скорости за фронтом в момент выхода ударной волны на край рукава имеет вид [19—21] (это решение может быть также получено методом Чизнела—Уизема [12]):

$$\rho_2(x) = 4\rho_1(x) = 4\rho_{01}(x/x_0)^n, \quad (II.1)$$

$$u_2(x) = u_{20}(x_0/x)^l, \quad (II.2)$$

$$l = n \left(2 + \sqrt{\frac{2n}{n-1}} \right)^{-1}. \quad (II.3)$$

Вычисления, аналогичные произведенным в разделе 3, дают для сбрасываемых одной ударной волной массы и импульса:

$$\Delta m = 4 S \rho_{01} \frac{x_0}{n+1} (x_c/x_0)^{n+1}; \quad (II.4)$$

$$\Delta P = 4 S \rho_{01} x_0 \frac{u_{20}}{n+1-l} (x_c/x_0)^{n-l-1}. \quad (II.5)$$

Для установившегося периода вращения рукавов при этом получается:

$$T_m = 2\pi \frac{n+1-l}{n+1} \frac{1}{u_c} R_0. \quad (II.6)$$

Это значение примерно вдвое превышает значение (41), полученное при учете магнитного поля. Таким образом, учет поперечного магнитного поля в конце рукава заметно влияет на количественные результаты, но качественные физические выводы, полученные в тексте, остаются теми же и без учета поля.

Институт теоретической физики
АН УССР

MAGNETOGASODYNAMIC MECHANISM OF ROTATION OF GALAXIES WITH SPIRAL STRUCTURE

V. A. KROL, S. A. SILICH, P. I. FOMIN

A magnetogasdynamic approach to the problem of rotation of spiral galaxies is developed. This approach is based on two observational facts: longitudinal magnetization of the spiral arms and the existence of recurrent outputs of supersonic gas fluxes from the central regions. The mechanism of rotation (Segner's mechanism) consists in the transfer of a rotational moment to the arm under the passage of shock waves

along the magnetized spiral with decreasing density and the subsequent shock output of gas masses from the end of the arm into space. It is shown that this mechanism can ensure the accumulation of the observed rate of rotation of the spiral during the period of about 10^9 years and results in a stationary regime of the rotation. The period of the steady rotation is proportional to the radius of the galaxy. In the middle parts of the arms the quasistationary longitudinal motion of the gas with the velocities ~ 10 km/s appears.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Оорт, УФН, 106, 673, 1972.
2. М. М. Озерной, А. Д. Чернин, Астрон. ж., 44, 1131, 1967; 45, 1137, 1968.
3. Проблемы современной космогонии, Под ред. В. А. Амбарцумяна, Наука, М., 1972.
4. Д. Я. Мартынов, Курс общей астрофизики, Наука, М., 1965.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1972.
6. V. A. Ambartsumian, Introduction Semaine d'Etude sur Les Noyaux des Galaxies — avril 1970, Pontificiae Academiae Scientiarum Scripta Varia, No. 35, 1971.
7. А. С. Марочник, А. А. Сучков, УФН, 112, 275, 1974.
8. А. А. Фридман, Итоги науки и техники: Астрономия, том 10, стр. 61, Изд-во ВИНТИ, М., 1975.
9. Ю. Н. Мишуков, В. М. Тэфтисев, А. А. Сучков, Письма АЖ, 1, № 4, 1975.
10. S. R. Brinkley, I. G. Kirkwood, Phys. Rev., 71, 606, 1947.
11. S. Chandrasekhar, E. Fermi, Ap. J., 118, 113, 1953.
12. И. А. Климишин, Ударные волны в неоднородных средах (на укр. яз.), Изд. Львовского ун-та, 1972.
13. Б. М. Гура, И. А. Климишин, Цирк. АО Львовского ун-та, 46, 9, 1971.
14. Космическая газодинамика, Под ред. Хаббига, Мир, М., 1972.
15. Нестационарные явления в галактиках, Симпозиум МАС № 29, Изд. АН Армянской ССР, 1968.
16. С. И. Сыроватский, УФН, 62, 247, 1957.
17. В. П. Коробейников, ДАН СССР, 121, 613, 1958.
18. А. И. Седов, Методы подобия и размерности в механике, Наука, М., 1972.
19. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.
20. Г. М. Гандельман, Д. А. Франк-Каменецкий, ДАН СССР, 107, 811, 1956.
21. A. Sakurai, Comm. Pure Appl. Math., 13, 353, 1960.
22. Д. К. Надежин, Д. А. Фран-Каменецкий, Астрон. ж., 41, 812, 1964.
23. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астрон. ж., 47, 16, 1970.