

Ветровая неустойчивость в астрофизике (применительно к джетам, кометным хвостам, спиральной структуре галактик). II

С. Г. Гестрин, В. М. Конторович

Радиоастрономический институт НАН Украины
310002, Украина, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 26 октября 1998 г., после переработки 25 февраля 1999 г.

Вторая часть обзора, посвященного ветровой неустойчивости (ВН – разновидность сдвиговой неустойчивости при резонансе с локализованной волновой модой). ВН может быть ответственна за возникновение спиральной структуры с баром в газовых подсистемах галактических дисков при наличии особенности (излома) на кривой вращения. Возмущение плотности межзвездного газа представляет собой бар, переходящий в туго закрученную спираль. Переход спирали в бар соответствует точке поворота уравнения Рэлея. В достаточно сильном кольцевом магнитном поле, характерном для некоторых галактик, для развития ВН требуется лишь весьма слабая особенность, обеспечивающая существование локализованной (поверхностной) моды, а именно – скачок второй производной угловой скорости. При этом возникает пересеченная спиральная структура с числом рукавов, определяемым отношением скорости вращения диска вблизи особенности кривой вращения к альфвеновской скорости в диске. Возникновение спиральных бароподобных структур представляет интерес в связи с их корреляцией с активностью галактических ядер и влиянием магнитных полей.

Друга частина огляду присвяченого вітрової нестійкості (різновид зсувної при резонансі з локалізованою хвильовою модою). ВН може відповідати за виникнення спіральної структури з баром в газових підсистемах галактичних дисків за наявності особливості (злому) кривої обертання. Збурення густини міжзіркового газу – це бар, що переходить у туго закручену спіраль в точці ВКБ повороту рівняння Релея. В досить сильному кільцевому магнітному полі, типовому для деяких галактик, для розвитку ВН потрібна лише дуже слабка особливість, що забезпечує існування локалізованої (поверхневої) моди, а саме – стрибок другої похідної кутової швидкості. При цьому виникає перетнута спіральна структура з числом рукавів, що визначається відношенням швидкості обертання диска поблизу особливості кривої обертання до альфвенівської швидкості в диску. Виникнення спіральних бароподібних структур є цікавим з огляду на їх кореляцію з активністю галактичних ядер та впливом магнітних полів.

Содержание

4. Ветровая неустойчивость галактических дисков.

4.1. ВН и пересеченная спиральная структура в быстро вращающемся диске.

4.2. ВН в случае медленного вращения. Слабо изогнутый бар.

4.3. Спиральная структура галактик при наличии кольцевого магнитного поля.

5. Заключение.

Приложение 2. Неустойчивость релятивистского сверхзвукового тангенциального разрыва.

Приложение 3. Граничные условия на особенности кривой вращения.

Список литературы.

4. Ветровая неустойчивость галактических дисков

Как хорошо известно, спиральный узор в галактиках представляет собой волну плотности в звездном и газовом диске галактики. Эта

идея Линдблада [1] была детально разработана Линем и Шу [2] (см., например, обзоры [3,4,5]). Волновой узор существует между внутренним и внешним линдбладовскими резонансами и обладает радиальной групповой скоростью, выходящей его за пределы диска всего лишь за несколько оборотов [6,7]. Поэтому регулярные спирали нуждаются в возбуждающем агенте. В соответствии с наблюдениями и теорией такими агентами могут служить взаимодействие с соседней галактикой или наличие бара (неосимметричного распределения плотности вблизи центра диска), который достаточно часто сопровождает спирали¹. Мы увидим, впрочем, что бар в центральной области может возникать как следствие развития ВН неустойчиво-

¹ Согласно данным Корменди и Нормана [30], Д. и Б. Эльмегринов [31] (см. также обсуждение в [8]) не менее 70% галактик с глобальной регулярной спиралью находятся в плотных группах или обладают баром или спутником. Гидродинамический механизм возбуждения баром спиральной ударной волны см. [32].

сти, приводящей к появлению спиральной структуры.

Достаточно сильная спиральная волна, являющаяся ударной волной по отношению к газовой составляющей диска, может возбуждаться в результате взаимодействия (захвата) галактики со спутником, как это детально прослежено на примере галактик М 51; М 86; NGC 5364 с эллиптическим компаньоном NGC 5364; М 81 (см. ссылки в [8]). Хернквист и Михос [9] показали, используя математическое моделирование, что в сильной спиральной волне, образующейся при слиянии галактик со значительно отличающимися массами, газ, тормозящийся в ударной волне, эффективно движется в центр массивной галактики, обуславливая активность ее ядра. Интересно было бы знать, какая доля спиралей возбуждена подобными взаимодействиями. Один из возникающих здесь вопросов – может ли (и в какой степени) наличие спиральных узоров служить указанием на взаимодействие галактик. Особенно актуально это в связи со ставшей чрезвычайно популярной в последнее время парадигмой слияния галактик [8], как основного механизма их эволюции и возникновения активности (как объемной, например, в ИК диапазоне [10], сопровождающей глобальную вспышку звездообразования, так и активности ядра галактики [11,12]).

Наряду с гравитационными механизмами, источником, поддерживающим спиральную волну, могут служить и гидродинамические неустойчивости. А. Г. Морозовым, А. М. Фридманом и их коллегами рассмотрен аналог неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (КГ), который может возникать в случае кривых вращения со “скачком” скорости (подробная библиография приведена в [5,13]) при переходе от твердотельно вращающегося внутреннего (газового) диска к дифференциально вращающейся периферии. Хотя этот способ поддержания спирального узора связан с рядом проблем [14], модельные эксперименты на мелкой воде М. В. Незлина и его сотрудников [15,16] проиллюстрировали блестящие возможности гидродинамических способов возбуждения.

Ниже мы остановимся на ВН [17] как на одной из возможных причин возникновения регулярной спиральной структуры (и резонансной с ней системы вихрей). Хотя условия ее возбуждения довольно специфичны (см. ниже), ВН сама приводит к возникновению бара в центральной части диска, а также к преимущественной генерации двухрукавных спиралей, что как раз в большинстве случаев и наблюдается. Бар, таким образом, может являться следствием, а не причиной. Если кривая вращения имеет излом угловой скорости Ω (на скачке невозможен резонанс с вихрем и ВН не разви-

вается), то может реализоваться ВН, которая возникает, когда поверхностная спиральная волна на особенности кривой вращения оказывается в резонансе с вихрями на коротационном радиусе, где скорость вращения совпадает с фазовой скоростью спиральной волны. Существеннейшим признаком ВН является одновременное развитие спирального узора и находящихся с ним в резонансе вихревых возмущений в потоке газа (см. часть I данной статьи [18]).

4.1. ВН и пересеченная спиральная структура в быстро вращающемся галактическом диске

Исходная система уравнений для возмущенных величин (см. упомянутые выше обзоры) представляет собой две горизонтальные компоненты уравнения Эйлера и уравнение непрерывности, проинтегрированные по толщине диска (вертикальной координате). Поскольку мы будем интересоваться чисто гидродинамическими эффектами, связанными с наличием особенности (“излома”) на кривой вращения, самогравитацией в возмущенных уравнениях пренебрегаем². Заметим, что при гладких неособых кривых вращения исследуемое нами явление сводится к коротационному резонансу, не приводящему к возникновению спиральной волны в отсутствие самогравитации (подробное обсуждение см. в статье [19]). В нашем же случае за счет раскачки ветровой неустойчивости, как будет показано ниже, спиральная волна возбуждается и в отсутствие неустойчивости Джинса³.

Итак, исследуемая система уравнений, описывающих возмущения скорости v , поверхностной плотности σ и плоскостного давления p пропорциональные $\exp(m\phi - \omega t)$ во вращающемся газовом диске, записанная в цилиндрических координатах, имеет вид:

²При этом в невозмущенных уравнениях, разумеется, должна учитываться как самогравитация, так и влияние потенциала сферической подсистемы, в которую погружен диск (включая “корону” галактики и темное “гало”, что существенно для устойчивости системы в целом). Результирующая угловая скорость $\Omega(r)$ по этой причине не связана непосредственно с распределением плотности массы в одном только диске. Мы будем считать ее заданной “произвольной” величиной, определяющей параметр Оорта $B(r) = \Omega(r) + r/2 \cdot d\Omega/dr$ и “эпициклическую” частоту $\chi^2(r) = 4B(r)\Omega(r)$. Последняя описывает радиальные колебания вблизи устойчивых кеплеровских орбит, которые (с учетом орбитального движения) напоминают эпициклы Птолемея.

³Анализу длинноволновой моды ($k \rightarrow 0$) при учете самогравитации, возникающей при изломе кривой вращения, посвящена недавно вышедшая работа [33].

$$\begin{aligned}
 i\omega^* v_r &= \frac{1}{\sigma_0} \frac{\partial p}{\partial r} - 2\Omega v_\phi, & \omega^* &\equiv \omega - m\Omega; \\
 i\omega^* v_\phi &= \frac{\chi^2}{2\Omega} v_r + \frac{imp}{\sigma_0 r}, & \chi^2 &\equiv 2\Omega(2\Omega + r\Omega'); \\
 i\omega^* \sigma r &= \sigma_0 \frac{\partial}{\partial r} (v_r r) + im\sigma_0 v_\phi, & & (4.1)
 \end{aligned}$$

($\omega^* \equiv \omega - m\Omega$ – частота во вращающейся системе координат, χ – эписциклическая частота). Как и в первой части обзора используем подход Майлса. Для чего вначале из системы (4.1) получаем уравнение для вихревой компоненты скорости – аналог уравнения Рэлея:

$$\begin{aligned}
 (v_r r)'' - \frac{1}{r} (v_r r)' \left\{ 1 + 2\beta^{-2} \left(\frac{m^2}{r^2} - r\Omega' \frac{m\omega^*}{c_s^2} \right) \right\} + (v_r r) \times \\
 \times \left\{ \frac{m}{r(\omega^* + i\delta)} \left(\Omega'' r + \Omega' - 4 \frac{\Omega}{r} - \frac{m^2 \chi^2}{\Omega r^3 \beta^2} \right) + \right. \\
 \left. + \frac{m^2}{c_s^2} \frac{\Omega'}{\Omega r \beta^2} \chi^2 + k^2 + \frac{m^2}{c_s^2} \frac{\Omega'}{\Omega r \beta^2} \chi^2 + k^2 \right\} = 0. & (4.2)
 \end{aligned}$$

Параметры β и k , равные

$$\beta^2 = \frac{\omega^{*2}}{c_s^2} - \frac{m^2}{r^2}, \quad k^2 = \beta^2 - \frac{\chi^2}{c_s^2}, \quad (4.3)$$

имеют размерность волновых чисел, c_s – скорость звука, штрих означает производную по r , $\delta \rightarrow +0$ определяет правило Ландау-Лина обхода особой точки при $\text{Im}\omega = 0$:

$$m\Omega(R_c) = \text{Re}\omega. \quad (4.4)$$

Появление особенности в (4.2) при $\omega = m\Omega$ ($\omega^* = 0$) связано с резонансом между вихрями, локализованными вблизи коротационного радиуса R_c и поверхностными волнами на изломе. Из непрерывности давлений на поверхности $R_0 + \zeta$ (при $\partial p_0^2 / \partial r = 0$, что предпо-

лагается в дальнейшем для простоты) следует дисперсионное соотношение

$$(\omega - m\Omega(R_0)) \left(\frac{(v_r r)'}{(v_r r)} \Big|_{R_0-0} - \frac{(v_r r)'}{(v_r r)} \Big|_{R_0+0} \right) = m[\Omega']. \quad (4.5)$$

где

$$[\Omega'] \equiv \Omega'(R_0 + 0) - \Omega'(R_0 - 0). \quad (4.6)$$

Величины $(v_r r)' / (v_r r) \Big|_{R_0 \pm 0}$, входящие в (4.5), должны быть определены из уравнения Рэлея (4.2).

Используя приближение ВКБ, означающее для спирали тугую закрутку, а для бара достаточно быстрое спадание амплитуды волны с удалением от излома, при достаточно малых скоростях звука c находим:

$$\begin{aligned}
 v_r r &\sim \exp \left(\int_{R_0}^r \alpha_1(s) ds \right) & (r < R_0), \\
 v_r r &\sim \exp \left(- \int_{R_0}^r \alpha_2(s) ds \right) & (r > R_0),
 \end{aligned} \quad (4.7)$$

где

$$\alpha_{1,2}^2(r) \equiv \frac{\chi_{1,2}^2(r)}{c_s^2} \left(1 - \frac{m^2 \Omega'_{1,2}(r)}{\Omega_{1,2}(r) r \beta_{1,2}^2} \right) - \beta_{1,2}^2. \quad (4.8)$$

Из (4.2) может быть определена также мнимая часть $\text{Im}(v_r r)' / (v_r r) \Big|_{R_0+0}$, появляющаяся в результате обхода полюса

$$\begin{aligned}
 \text{Im} \frac{(v_r r)'}{(v_r r)} \Big|_{R_0+0} &\approx -\pi \left(\frac{\Omega''(R_c)}{|\Omega'(R_c)|} + 3 \frac{\text{sign} \Omega'(R_c)}{R_c} \right) \times \\
 &\times \exp \left(-2 \int_{R_0}^{R_c} \alpha_2(r) dr \right). & (4.9)
 \end{aligned}$$

В предположении малости излома угловой скорости $|\Omega'| R_0 \ll \Omega(R_0)$ (см. рис. 4.1), из (4.5), (4.7), (4.9) находим выражения для частоты

ты и инкремента поверхностных волн на изломе [20], считая для определенности⁴ $|\Omega'_2| > |\Omega'_1|$:

$$\omega \approx m\Omega(R_0) + \frac{m[\Omega']}{\alpha_1(R_0) + \alpha_2(R_0)}, \quad (4.10)$$

$$\gamma(m) \approx -\pi \frac{m[\Omega']}{(\alpha_1(R_0) + \alpha_2(R_0))^2} \times \left(\frac{\Omega''(R_c)}{\Omega'(R_c)} + \frac{3 \operatorname{sign} \Omega'(R_c)}{R_c} \right) \exp \left(-2 \int_{R_0}^{R_c} \alpha_2(r) dr \right), \quad (4.11)$$

где

$$\alpha_{1,2}^2(R_0) \equiv \frac{\chi_{1,2}^2(R_0)}{c_s^2} \left(1 + \frac{\Omega'_{1,2}(R_0)R_0}{\Omega_{1,2}(R_0)} \right) + \frac{m^2}{R_0^2}. \quad (4.12)$$

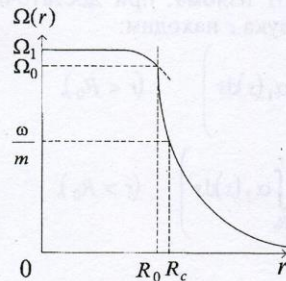


Рис. 4.1. Пример кривой вращения с малым изломом угловой скорости $\Omega(r)$.

R_0 – радиус излома, R_c – коротационный радиус

Из (4.11) видно, что ВН реализуется только в случае достаточно быстрого локального спада $\Omega(r)$ вблизи R_c (если $\Omega(r) \sim r^{-\mu}$, то $\mu > 2$). Однако, поскольку в соответствии с (4.10) R_c лежит вблизи R_0 , для существования ВН достаточно наличия узкой области большого градиента $\Omega(r)$ только вблизи излома⁵. Заметим, что применимость ВКБ при этом не

⁴ В случае $|\Omega'_2| < |\Omega'_1|$ (если вид $\Omega(r)$ допускает наличие резонанса) коротационный радиус $R_c < R_0$, но картина ВН остается аналогичной. Действительно, в (4.9) при этом изменяется общий знак в результате изменения направления интегрирования при обходе полюса. Меняется также знак $[\Omega']$. В (4.11) эти изменения компенсируют друг друга.

⁵ В области коротации, где $\Omega(r)$ спадает быстрее, чем r^{-2} , кроме ВН развивается и линдбладовская неустойчивость круговых орбит в звездной подсистеме диска.

нарушается, если только число Маха на изломе $M \gg 1$.

Из (4.11) следует наличие максимума γ при

$$m = m_{\max} \approx \sqrt{2 \left(2 + \frac{\Omega'_2(R_0)R_0}{\Omega(R_0)} \right) \left(1 + \frac{\Omega'_2(R_0)R_0}{\Omega(R_0)} \right)} M. \quad (4.13)$$

Если вблизи излома $\Omega(r) \sim r^{-\mu}$, то $m_{\max} \approx \sqrt{2(\mu - 2)(\mu - 1)}M$. Доминирование моды с тем или иным номером m определяется как числом Маха M , так и величиной градиента угловой скорости $\Omega'_2(R_0)$. Отметим, что $M \equiv R_0\Omega(R_0)/c_s$ непосредственно не связано с числом Маха во внутренней части диска $M_1 = R_0\Omega_1/c_s$.

Как видно из (4.11), мода с $m=0$ ВН не раскачивается⁶, при этом в (4.2) выпадает резонансное слагаемое. Вне области большого градиента будем считать для простоты $\Omega(r) = \Omega_1 = \text{const}$ (при $r < R_0$) и $\Omega(r) = \Omega_2 = \text{const}$ (при $r > R_0$), причем $\Omega_1 > \Omega(R_0) \gg \Omega_2$. Здесь возмущение поверхностной плотности σ для $m=2$ имеет вид [20]:

$$\sigma \sim \exp(2i\varphi) \exp \left\{ 2 \int_{R_0}^r \sqrt{\frac{\Omega_1^2 - (\Omega_1 - \Omega(R_0))^2}{c_s^2} + \frac{1}{r^2}} dr \right\} \quad (r < R_0), \quad (4.14)$$

$$\sigma \sim \exp \left\{ 2i \left(\varphi + \frac{\Omega(R_0)r}{c_s} \right) \right\} \exp \left(-\frac{\gamma r}{c_s} \right) \quad (r > R_0)$$

Таким образом, при $r < R_0$ решение представляет собой бар, переходящий при $r > R_0$ в туго закрученную отстающую спираль. В силу малости γ амплитуда спиральной волны слабо убывает с удалением от излома при $r > R_0$.

При $m \geq 3$ (если $m^2(\Omega_1 - \Omega(R_0))^2 > 4\Omega_1^2 + \frac{m^2}{r^2}$,

т. е. $\alpha_1^2 < 0$) волна плотности σ представляет собой отстающие m -рукавные спирали при всех r (вне области большого градиента, а также на достаточном удалении от $r=0$, где слагаемое m^2/r^2 превосходит все остальные в

⁶ По поводу моды $m=1$ см. [26]. Впрочем, в отдельных случаях эта мода, по-видимому, также реализуется [34].

$\alpha_1^2(r)$). Форма рукавов описывается выражениями [20]:

$$\sigma \sim \exp \left\{ im \left(\varphi + \int_{R_0}^r \sqrt{\frac{(\Omega_1 - \Omega(R_0))^2 + (2/m)^2 \Omega_1^2}{c_s^2} - \frac{1}{r^2}} dr \right) \right\} \times$$

$$\times \exp \left\{ \frac{m^2 (\Omega_1 - \Omega(R_0)) \gamma}{c_s^2} \int_{R_0}^r \frac{ds}{\sqrt{-\alpha_1^2(s)}} \right\} \quad (r < R_0),$$

$$\sigma \sim \exp \left\{ im \left(\varphi + \frac{\Omega(R_0)r}{c_s} \right) \right\} \exp \left(-\frac{\gamma r}{c_s} \right) \quad (r > R_0). \quad (4.15)$$

В (4.14) и (4.15) выбраны убывающие с удалением от излома решения.

С ростом M , очевидно, должна расти и закрутка спиральных рукавов (4.14), (4.15) и соответственно совершаться переход от SBc (NGC 2525) к SBb (NGC 1300) и SBa (NGC 7743), и от Sc (NGC 1232) к Sb (NGC 6814) и Sa (NGC 3898) галактикам, что соответствует наблюдениям.

Выше для упрощения вычислений рассмотрен случай малого скачка производной угловой скорости $[\Omega'] R_0 \ll \Omega(R_0)$. Для произвольного скачка $[\Omega']$ ВН также реализуется, если обеспечено условие резонанса (4.4). Ограничимся ниже случаем малой сжимаемости.

4.2. Ветровая неустойчивость в случае медленного вращения диска. Слабо изогнутый бар

В случае малой сжимаемости инкремент γ достаточно вычислить при $c_s \rightarrow \infty$. Из (4.6) при $\Omega(r) = \text{const}$ для $r < R_0$ [20] следует:

$$\omega + i\gamma \approx m\Omega(R_0) + \frac{R_0 \Omega'(R_0)}{2} +$$

$$+ i \frac{R_0^2 \Omega'(R_0)}{4m} \text{Im} \frac{(v_r, r)'}{(v_r, r)} \Big|_{r=R_0+0}, \quad (4.16)$$

куда должна быть подставлена вычисляемая с помощью уравнения Рэлея $\text{Im}(v_r, r)' / (v_r, r) \Big|_{r=R_0+0}$.

Эта величина благодаря полюсному характеру особенности в уравнении Рэлея (4.2) легко находится при больших m и имеет вид [20]:

$$\text{Im} \frac{(v_r, r)'}{(v_r, r)} \Big|_{r=R_0+0} \approx$$

$$\approx -\pi \left\{ \frac{\Omega''(R_c)}{|\Omega'(R_c)|} + 3 \frac{\text{sign} \Omega'(R_c)}{R_c} \right\} \left(\frac{R_0}{R_c} \right)^{2m}. \quad (4.17)$$

В интересующем нас случае $\Omega(r) \propto r^{-\mu}$ ($r > R_0$), как видно из (4.16), (4.17). ВН возникает при $\mu > 2$. Заметим, что так как кольцевая мода ($m=0$) при ВН не возникает, и инкремент убывает с ростом m , то выделенным является значение $m=2$. Решение – слабо закрученная отстающая спираль

$$\sigma \sim \left(\frac{r}{R_0} \right)^m \exp im \left(\varphi - \frac{\gamma}{mc_s^2} \int_r^{R_0} \Omega r dr \right) \quad (r < R_0), \quad (4.18)$$

переходящая в лидирующую спираль

$$\sigma \sim \left(\frac{R_0}{r} \right)^m \exp im \left(\varphi - \frac{\gamma}{mc_s^2} \int_{R_0}^r \Omega r dr \right) \quad (R_0 < r < R_s), \quad (4.19)$$

практически имеет вид бара в силу малости инкремента ВН. В точке R_s , определяемой условием $\alpha^2(R_s) = 0$, бар переходит в туго закрученные отстающие спирали (см. рис. 4.2). Таким образом, ВН приводит в линейном приближении к пересеченной спиральной структуре⁷.

В заключение отметим, что ВН, видимо, может иметь место и в звездной подсистеме галактического диска. Действительно, звездная подсистема хорошо описывается уравнениями гидродинамики [4], в которых вместо обычного газодинамического давления фигурирует тензор $p_{ik} = \rho \sigma_{ik}$, где σ_{ik} – тензор дисперсии скоростей звезд ($\sigma_{ik} \equiv \langle (v_i - \langle v_i \rangle) (v_k - \langle v_k \rangle) \rangle$). В случае, когда дисперсия скоростей не зависит от направления, $p_{ik} = p \delta_{ik}$ (p – скалярное давление). Для того, чтобы замкнуть систему уравнений, необходимо задать уравнение состояния звездной подсистемы $p = p(\rho, T)$. В вычислениях часто

⁷ Отметим, что к возникновению бара может приводить и так называемая бароподобная неустойчивость [5.21]. При достаточно быстром вращении аксиально-симметричная форма вращающегося самогравитирующего тела становится неустойчивой и образуется бар.

используют изотермическое $p = c_s^2 \rho$ или политропное $p \propto \rho^\gamma$ уравнения состояния [4,21].

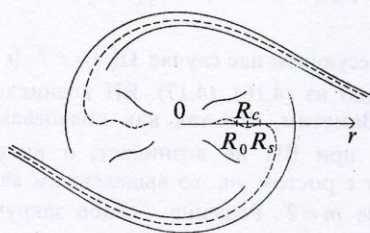


Рис. 4.2. Слабо изогнутый бар, возникающий при развитии ВН в медленно вращающемся газовом диске ($M \leq 1$).

R_s – точка ВКБ поворота уравнения Рэлея (4.2)

Результаты разделов 4.1, 4.2 могут быть применены к описанию звездных подсистем дисков Sa и SBa галактик. В Sa и SBa галактиках основная масса сосредоточена в мощной сферической подсистеме старых звезд (масса, сосредоточенная в диске, незначительна). Поэтому можно пренебречь возмущением гравитационного потенциала, вызываемым спиральной волной, что и предполагалось при вычислениях. С другой стороны, в SBb и SBc галактиках, где диск значительно более массивен, прохождение волны плотности в звездной подсистеме вызывает возмущение гравитационного потенциала, которым, по-видимому, нельзя пренебречь.

4.3. Спиральная структура галактик при наличии кольцевого магнитного поля

Магнитное поле в галактических дисках генерируется, как принято считать, благодаря действию механизма магнитного динамо, приводящего к созданию структур с преобладанием азимутальной компоненты поля [22,23]. Мы примем простейшую модель чисто кольцевого магнитного поля, которая широко использовалась в литературе (например, [24]) и характерна для ряда галактик, например M 31, IC 342 [22]. Создавая дополнительную упругость газового диска, магнитное поле может существенно влиять на его спиральную структуру, возбуждаемую гидродинамическими неустойчивостями. В качестве причины возникновения спирального узора ниже рассмотрена ветровая неустой-

чивость, возникающая благодаря резонансу между поверхностными волнами на особенности кривой вращения $\Omega(r)$ и вихрями, локализованными вблизи радиуса коротации R_c , где скорость вращения диска совпадает с фазовой скоростью спиральной волны [25]. При $H_\phi \neq 0$ для существования поверхностной волны и развития ВН достаточно лишь наличия скачка второй производной от угловой скорости (рис. 4.3), в то время как в отсутствие поля поверхностные волны и связанные с ними гидродинамические неустойчивости возникают на скачке [26], либо на изломе [20,27] угловой скорости $\Omega(r)$.

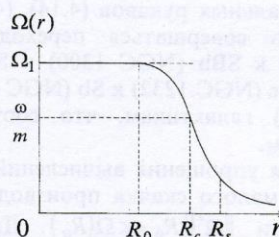


Рис. 4.3. Пример кривой вращения со скачком $\Omega''(r)$.

R_0 – радиус скачка, R_s – точка ВКБ поворота уравнения (4.20)

Газовый диск галактики, находящийся в азимутальном магнитном поле $H_\phi(r)$, будем описывать при помощи системы МГД уравнений, где в силу малости массы газовой подсистемы диска по сравнению с массой звездной подсистемы мы пренебрегли гравитационным потенциалом ϕ_{gas} поскольку он мал в сравнении с ψ_{star} :

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{4\pi\rho} [\text{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{H}] - \nabla \psi_{star};$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]; \quad \text{div} \mathbf{H} = 0; \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \mathbf{v} = 0.$$

Здесь \mathbf{v} , p , ρ – соответственно скорость, давление и плотность газовой подсистемы; ψ_{star} – гравитационный потенциал, создаваемый звездной подсистемой.

Усредним систему уравнений (см. Приложение 3) по z на типичной толщине диска l [24] и линеаризуем ее для возмущений вида $\exp(i(m\phi - \omega t))$, где $m = 0, 1, 2 \dots$ – азимутальное число. Полагая в дальнейшем, что волны, распространяющиеся в газовой подсистеме, в силу её малой массы не влияют на звездную подсистему диска, будем пренебрегать возмущениями гравитационного потенциала ψ_{star} . Считая также для простоты газодинамическое давление много меньшим, чем давление магнитного поля⁸, получаем из исходной системы уравнение для радиальной компоненты возмущенного магнитного поля h_r , которое наиболее удобно для последующего анализа [25]:

$$(rh_r)'' + \frac{1}{r}(rh_r)' - (rh_r) \left\{ \frac{4m\Omega}{\omega^*} \frac{(rH_\phi)'}{r^2 H_\phi} + \left(\frac{mv_a}{r\omega^*} \right)^2 \frac{1}{r^2} \left[\frac{(rH_\phi)'}{H_\phi} \right]^2 + \frac{2}{r^2} \frac{(rH_\phi)'}{H_\phi} - \frac{1}{r^2} \left[\frac{(rH_\phi)'}{H_\phi} \right]^2 + \frac{\chi^2 - \omega^{*2}}{v_a^2} + \frac{m^2}{r^2} \right\} = 0, \quad (4.20)$$

где v_a – альфвеновская скорость.

Отсюда при некоторых ограничениях, включая $\Omega R_0 \gg v_a$, что выполняется для большинства галактик, следует аналог уравнения Рэлея (которое, однако, не заменяет (4.20)):

$$(rh_r)'' + \frac{1}{r}(rh_r)' - (rh_r) \times \left[\frac{4\Omega m}{\omega^* + i\delta} \frac{1}{r^2} \frac{1}{H_\phi} (rH_\phi)' + \frac{\chi^2 - \omega^{*2}}{v_a^2} + \frac{m^2}{r^2} \right] = 0. \quad (4.20')$$

Первое слагаемое в коэффициенте при rh_r в (4.20) содержит полюсную особенность, отвечающую резонансу поверхностных волн, локализованных на особенности кривой вращения, с вихревыми возмущениями на коротационном радиусе R_c , сносимыми со скоростью вращения диска $\Omega(R_c)$. Такой вид условия резонанса ($\omega = m\Omega(R_c)$) полностью связан с рассматриваемым

⁸ В реальной ситуации газодинамическое давление p и давление магнитного поля p_H в диске галактик одного порядка. Условие $p_H \gg p$ используется исключительно с целью получения простых аналитических выражений. Магнитное поле, ответственное за радиоизлучение, успешно может служить удобным трассером сдвиговых течений, в частности, в центральных областях спиралей с баром (см. [35] и цитируемые в ней работы).

мым предельным случаем (скорость $c_s=0$). Отсутствие в (4.20) полюсов, связанных с возмущениями, движущимися относительно вращающегося диска, аналогичными альфвеновской и быстрой магнитозвуковой волне, объясняется взаимной компенсацией соответствующих резонансных слагаемых в рассматриваемом предельном случае, что легко видеть на примере соответствующего уравнения Рэлея в плоской геометрии (ср. [18,27]).

Из непрерывности давления p_H на $R_0 + \zeta$ следует “дисперсионное соотношение”:

$$\left. \frac{(rh_r)'}{(rh_r)} \right|_{R_0-0} = \left. \frac{(rh_r)'}{(rh_r)} \right|_{R_0+0}. \quad (4.21)$$

Найти аналитическое решение (4.20) в общем случае для произвольной кривой вращения и магнитного поля $H_\phi(r)$, разумеется, не представляется возможным. Однако, так как нас будет интересовать малый инкремент возникающей вследствие резонанса неустойчивости, нам, как и выше, достаточно будет определить

$\text{Im}(rh_r)' / (rh_r) \Big|_{R_0+0}$, после чего поле можно будет

вычислить, ограничившись ВКБ приближением. При достаточно малых v_a получаем:

$$\begin{aligned} rh_r &\propto \alpha_1^{-1/2} \exp\left(\int_{R_0}^r \alpha_1 dr\right) \quad (r < R_0), \\ rh_r &\propto \alpha_2^{-1/2} \exp\left(-\int_{R_0}^r \alpha_2 dr\right) \quad (r > R_0), \end{aligned} \quad (4.22)$$

где

$$\alpha_{1,2}^2(r) \approx \frac{\chi_{1,2}^2 - \omega^{*2}}{v_{a1,2}^2} + \frac{m^2}{r^2} \quad (4.23)$$

определяет поперечные волновые числа; индексы 1, 2 относятся соответственно к областям $r < R_0$ и $r > R_0$. Из (4.20) может быть определена также

мнимая часть $\text{Im}(rh_r)' / (rh_r) \Big|_{R_0+0}$,

возникающая в результате обхода полюса. В итоге находим выражения для частоты и ин-

кремента γ поверхностных волн на скачке $\Omega''(r)$:

$$\omega = m\Omega_0 - \sqrt{\chi_0^2 + \frac{m^2}{R_0^2} v_{a0}^2 - v_{a0}^2 \left(\frac{1}{4} \frac{\Omega_0 R_0}{v_{a0}^2} (\Omega_1'' - \Omega_2'') \right)^{2/3}}, \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} \gamma(m) \approx & \frac{2\pi}{3} v_{a0}^2 v_a(R_0) \left(\frac{1}{4} \frac{\Omega_0 R_0}{v_{a0}^2} (\Omega_1'' - \Omega_2'') \right)^{2/3} \times \\ & \times \frac{\Omega(R_c)}{|\Omega'(R_c)|} \frac{1}{R_c^2} \left. \frac{(rH_\phi)'}{H_\phi R_c} \right|_{R_c} \left(\chi_0^2 + \frac{m^2}{R_0^2} v_{a0}^2 \right)^{-1/2} \times \\ & \times \left(\chi^2(R_c) + \frac{m^2}{R_c^2} v_a^2(R_c) \right)^{-1/2} \times \\ & \times \exp \left(-2 \int_{R_0}^{R_c} \sqrt{\frac{\chi^2(r) - (\omega - m\Omega(r))^2}{v_a^2(r)} + \frac{m^2}{r^2}} dr \right). \quad (4.25) \end{aligned}$$

Отсюда видно, что при $H_\phi \neq 0$ ВН существует при растущем или спадающем медленнее, чем $1/r$, магнитном поле в области коротационного резонанса и при сколь угодно медленном убывании $\Omega(r)$ для $r > R_0$.

Номер наиболее быстро растущей моды m_{\max} определяется максимумом инкремента γ по m . Моды с $m=0$ и $m=1$ ВН не раскачиваются (при $m=0$ в (4.20) выпадает резонансное слагаемое, а при $m=1$, как видно из (4.24), не может быть реализовано условие резонанса). Анализ выражения (4.25) указывает на то, что $m_{\max} < \chi_0 R_0 / v_{a0}$. При $v_a \sim 3 + 4 c_s$ (что необходимо для выполнения условия $c_s^2 \ll v_a^2$, использованного в настоящем параграфе) и типичных для галактик числах Маха $\Omega R_0 / c_s \leq 10$ ВН приводит к преимущественному нарастанию мод с небольшими m .

Волны с $m \geq 3$ могут убывать с удалением от R_0 , не доходя до ядра галактики и образуя m -рукавный спиральный узор (рис. 4.4, б), характерный для некоторых галактик, в которых спиральная структура вблизи ядра отсутствует (NGC 309).

Особый интерес представляет случай $m=2$, при котором возмущение плотности межзвездного газа имеет вид бара, переходящего в туго

закрученную спираль (рис. 4.4, а) в точке ВКБ поворота R_s уравнения (4.20):

$$\sigma \propto \exp(2i\varphi) \exp \left\{ \int_{R_0}^r \sqrt{\frac{\chi^2(r) - (\omega - 2\Omega(r))^2}{v_a^2(r)} + \frac{4}{r^2}} dr \right\} \quad (r < R_0),$$

$$\sigma \propto \exp(2i\varphi) \exp \left\{ - \int_{R_0}^r \sqrt{\frac{\chi^2(r) - (\omega - 2\Omega(r))^2}{v_a^2(r)} + \frac{4}{r^2}} dr \right\} \quad (R_0 < r < R_s), \quad (4.26)$$

$$\sigma \propto \exp \left[2i \left(\varphi + \frac{\omega r}{v_a(r)} \right) \right] \exp \left(- \frac{\gamma r}{v_a(r)} \right) \quad (r > R_s).$$

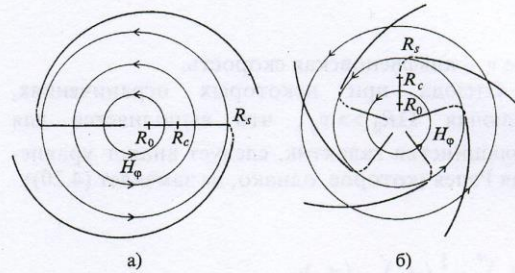


Рис. 4.4. Спиральный узор, возникающий при развитии ВН в кольцевом магнитном поле H_ϕ (линии проведены вдоль максимума волны плотности): а) волна с $m=2$, образующая спиральную структуру с баром; б) волна с $m=5$

Таким образом, в достаточно сильном кольцевом магнитном поле, характерном для ряда галактик, для развития ВН требуется лишь наличие слабой особенности (скачка $\Omega''(r)$) на кривой вращения. Необходимо также, чтобы вблизи коротационного радиуса напряженность магнитного поля росла с удалением от центра галактики или спадала медленнее, чем $1/r$.

Приложение 2.
Неустойчивость релятивистского
сверхзвукового тангенциального разрыва⁹

Неустойчивость КГ сверхзвукового потока исследовалась численно [28]. Между тем переход в симметричную систему отсчета позволяет в случае скачка скорости в однородной среде провести достаточно простое аналитическое исследование [27]. Приведем его результат как для сравнения с ВН, так и потому, что исследование может представить и самостоятельный интерес. Действительно, монотонный рост инкремента КГ ограничивается лишь диссипацией и приводит к росту наиболее коротковолновых возмущений, которые могут быть ответственны за появление мелкомасштабных структур, либо за турбулентное размытие границы раздела.

В симметричной системе отсчета уравнение для $V = \omega/k_x$, где ось x направлена вдоль скорости, имеет вид:

$$(u+V)^2 \left\{ \Gamma^2 k_x^2 \left[\left(1 + \frac{uV}{c^2} \right)^2 - \frac{(u+V)^2}{c_s^2} \right] + k_y^2 \right\}^{-1/2} =$$

⁹ По поводу граничных условий на поверхности тангенциального разрыва сделаем небольшое замечание. Казалось бы, вопрос давно решен [29]. Однако в [36] сделано интригующее утверждение, что при некоторых условиях (иллюстрируемых примером для диска Галактики) на разрыве возможен скачок давления и амплитуды смещения ζ . Одним из исходных для подобного вывода явилось потребованное авторами условие $\zeta \gg \delta$, где δ – ширина переходного слоя “разрыва”. По нашему мнению, этого ограничения на амплитуду снизу не существует. Ограничение снизу верно для длин волн возмущений $\lambda = 2\pi/k$. Тем самым, оставляется лишь длинноволновая часть спектра, что эквивалентно $\delta \rightarrow 0$. Для конечного δ при сокращенном описании, приводящем к скачку, нужно ограничиться движениями, при которых разрыв будет смешаться как целое и в нем не будут возбуждаться внутренние движения, “микроскопические” степени свободы, т. е. при условии $k\delta \ll 1$ и аналогичном ограничении на частоты. (Ср. с колебаниями кристаллической решетки, где микроскопический масштаб δ ограничивает макроскопическую часть спектра, но не амплитуду колебаний). Для гравитирующих систем последовательный вывод, использующий уравнения только в виде законов сохранения, приводит к непрерывности полного давления и, разумеется, смещения [27]. Использование уравнений не в форме законов сохранения (как и любых неточных во всей области, включая разрыв) не может гарантировать получение правильного результата. Очевидно, не любой переходный слой может быть заменен скачком, особенно в сложной многокомпонентной системе. Аргументы, относящиеся к диску Галактики [36], скорее означают последнее.

$$= (u-V)^2 \left\{ \Gamma^2 k_x^2 \left[\left(1 - \frac{uV}{c^2} \right)^2 - \frac{(u-V)^2}{c_s^2} \right] + k_y^2 \right\}^{-1/2} \quad (\text{П2.1})$$

Здесь Γ – лоренц-фактор, c_s – скорость звука, $k_x = k \cos \theta$ и $k_y = k \sin \theta$ – компоненты волнового вектора возмущения. Возводя обе части (П2.1) в квадрат и сокращая множители, не содержащие мнимых корней, получим биквадратное уравнение для V :

$$V^4 \left(\Gamma^2 \frac{u^2}{c^4} - \frac{1}{c^2} - \frac{\Gamma^2}{c_s^2} \right) + 2V^2 \left(\frac{1}{\cos^2 \vartheta} + \Lambda + \Gamma^2 \frac{u^2}{c_s^2} \right) + \left[\frac{2u^2}{\cos^2 \vartheta} - \Gamma^2 u^4 \left(\frac{1}{c_s^2} - \frac{1}{c^2} \right) \right] = 0; \quad \Lambda \equiv -\frac{u^2}{c^2} (1 + \Gamma^2). \quad (\text{П2.2})$$

Откуда (отметим, что среднее слагаемое Λ в коэффициенте при V^2 было пропущено в [27])

$$\omega = \pm k_x \left\{ \frac{1}{\cos^2 \vartheta} + \Lambda + \Gamma^2 \frac{u^2}{c_s^2} \mp \left[\left(\frac{1}{\cos^2 \vartheta} + \Lambda + \Gamma^2 \frac{u^2}{c_s^2} \right)^2 + \Gamma^2 \left(\frac{u^2}{c^2} + \frac{u^2}{c_s^2} - 2 \frac{u^4}{c^4} \right) \left[\frac{2}{\cos^2 \vartheta} - \Gamma^2 \left(\frac{u^2}{c_s^2} - \frac{u^2}{c^2} \right) \right] \right]^{1/2} \right\} \times \left[\Gamma \left(\frac{1}{c^2} + \frac{1}{c_s^2} - 2 \frac{u^2}{c^4} \right)^{1/2} \right]^{-1}. \quad (\text{П2.3})$$

Видно, что при любых скоростях имеются нарастающие колебания.

Для u больших чем $u_{cr} = \sqrt{2} c_s \left(1 + c_s^2/c^2 \right)^{1/2}$ происходит стабилизация волн, бегущих под углами

$$\vartheta < \vartheta_{\Gamma} = \arccos \frac{\sqrt{2} c_s}{u \Gamma} \left(1 - \frac{c_s^2}{c^2} \right)^{-1/2}$$

к потоку, однако волны, бегущие под большими углами, остаются неустойчивыми. Преимущественный рост волн, бегущих под углом ϑ_{\max} к потоку, начинается при скоростях $u > u^*$ ($u^* < u_{cr}$). Когда $c_s \ll c$, находим, что u^* близко к своему нерелятивистскому значению $\frac{\sqrt{3}}{2} c_s$ и $\vartheta_{\max} \approx \arccos(u^*/u\Gamma)$.

В нерелятивистском пределе получаем известный результат Ландау $u_{cr} = \sqrt{2}c_s$ (см. часть I). Максимум γ при $u > u^*$ смещается с ростом u в сторону больших ϑ , оставаясь постоянным по величине: $\gamma_{max} = kc_s/2$ [27]. В двумерной системе, как это было впервые отмечено Безденковым и Погуце (см. [29], стр. 571) на примере мелкой воды, достижение u_{cr} означает переход к устойчивому течению.

Приложение 3.
Граничные условия на особенности кривой вращения

Для существования ВН необходимо наличие особенности на кривой вращения, обеспечивающей существование поверхностной волны. Граничные условия на особенности $\Omega(r)$ получим из системы уравнения двухжидкостной гидродинамики для газа и звезд:

$$\frac{d\mathbf{v}_{gas}}{dt} = -\frac{1}{\rho_{gas}} \nabla p_{gas} + \frac{1}{4\pi\rho_{gas}} [\text{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{H}] - \nabla(\psi_{star} + \varphi_{gas}), \quad (П3.1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_{star}}{dt} = -\frac{1}{\rho_{star}} \nabla p_{star} - \nabla(\psi_{star} + \varphi_{gas}), \quad (П3.2)$$

$$\Delta\varphi_{gas} = 4\pi G\rho_{gas}, \quad (П3.3)$$

$$\Delta\psi_{star} = 4\pi G\rho_{star}, \quad (П3.4)$$

$$\frac{\partial\rho_{gas}}{\partial t} + \text{div}(\rho_{gas}\mathbf{v}_{gas}) = 0, \quad (П3.5)$$

$$\frac{\partial\rho_{star}}{\partial t} + \text{div}(\rho_{star}\mathbf{v}_{star}) = 0, \quad (П3.6)$$

где φ_{gas} , ψ_{star} – гравитационные потенциалы, создаваемые газовой и звездной подсистемами диска соответственно. Уравнения для магнитного поля мы не выписываем.

Вместо уравнений (П3.1) и (П3.2) удобно рассмотреть суммарное уравнение

$$\rho_{gas} \frac{d\mathbf{v}_{gas}}{dt} + \rho_{star} \frac{d\mathbf{v}_{star}}{dt} = -\nabla(p_{gas} + p_{star}) - (p_{gas} + p_{star}) \nabla(\varphi_{gas} + \psi_{star}) + \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{H}], \quad (П3.7)$$

которое может быть записано в виде закона сохранения импульса

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{gas} v_i^{gas} + \rho_{star} v_i^{star}) + \frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} = 0, \quad (П3.8)$$

где

$$\begin{aligned} \Pi_{ik} = & \rho_{star} v_i^{star} v_k^{star} + \rho_{gas} v_i^{gas} v_k^{gas} + (p_{star} + p_{gas}) \delta_{ik} - \\ & - \frac{1}{4\pi G} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial x_i} \frac{\partial\Phi}{\partial x_k} - \frac{1}{2} \delta_{ik} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial x_n} \right)^2 \right) - \\ & - \frac{1}{4\pi} \left(H_i H_k - \frac{1}{2} H^2 \delta_{ik} \right) \end{aligned} \quad (П3.9)$$

($\Phi \equiv \varphi_{gas} + \psi_{star}$ – суммарный гравитационный потенциал газа и звезд).

В нулевом приближении (невозмущенный диск) из (П3.1) и (П3.2) находим условия, определяющие равновесие газовой и звездной подсистем диска:

$$\Omega_{0gas}^2 r = \frac{1}{\rho_{0gas}} \frac{\partial\rho_{0gas}}{\partial r} + \frac{1}{\rho_{0gas}} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{H_{\varphi 0}^2 r^2}{8\pi} \right) + \frac{\partial\Phi_0}{\partial r}, \quad (П3.10)$$

$$\Omega_{0star}^2 r = \frac{1}{\rho_{0star}} \frac{\partial\rho_{0star}}{\partial r} + \frac{\partial\Phi_0}{\partial r}. \quad (П3.11)$$

При выводе (П3.10) предполагалось, что невозмущенное магнитное поле является чисто азимутальным.

Из (П3.10) и (П3.11) на особенности кривой вращения в нулевом приближении получаем:

$$\begin{aligned} R_0 [\Omega_{0gas}]_{R_0} = & \\ = & \left[\left(\frac{\partial\rho_{0gas}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{H_{\varphi 0}^2 r^2}{8\pi} \right) \right) \frac{1}{\rho_{0gas}} \right]_{R_0} + \left[\frac{\partial\Phi_0}{\partial r} \right]_{R_0}, \end{aligned} \quad (П3.12)$$

$$R_0 [\Omega_{0star}^2]_{R_0} = \left[\frac{\partial\rho_{0star}}{\partial r} \frac{1}{\rho_{0star}} \right]_{R_0} + \left[\frac{\partial\Phi_0}{\partial r} \right]_{R_0}. \quad (П3.13)$$

Здесь R_0 – радиус, на котором кривая вращения имеет особенность; квадратные скобки

обозначают скачок заключенной в них величины: $[\Omega_{0gas}^2] \equiv \Omega_{0gas}^2(R_0 + 0) - \Omega_{0gas}^2(R_0 - 0)$ и т. п.

Интегрируя (ПЗ.10) и (ПЗ.11) вблизи R_0 , находим при $\rho_{0gas} = \text{const}$, $\rho_{0star} = \text{const}$

$$\left[p_{0gas} + \frac{H_\phi^2}{8\pi} + \rho_{0gas} \Phi_0 \right]_{R_0} = [p_{0star} + \rho_{0star} \Phi_0]_{R_0} = 0. \quad (\text{ПЗ.14})$$

Из (ПЗ.3) и (ПЗ.4) следует

$$[\Phi_0]_{R_0} = 0. \quad (\text{ПЗ.15})$$

Из (ПЗ.14) и (ПЗ.15) получаем:

$$\left[p_{0gas} + \frac{H_\phi^2}{8\pi} \right]_{R_0} = [p_{0star}]_{R_0} = 0. \quad (\text{ПЗ.16})$$

В дальнейшем, в силу малости массы газа по сравнению с массой звездной подсистемы, будем пренебрегать гравитационным потенциалом газа ($\Phi_0 = \psi_{star}$, $\Phi_{gas} = 0$) и считать звездную подсистему невозмущенной. Тензор Π_{ik} может быть тогда записан в виде:

$$\Pi_{ik} = \Pi_{ik}^{gas} + \Pi_{ik}^{star}, \quad (\text{ПЗ.17})$$

где

$$\Pi_{ik}^{gas} = \rho_{gas} v_i^{gas} v_k^{gas} + p_{gas} \delta_{ik} - \frac{1}{4} \left(H_i H_k - \frac{1}{2} H^2 \delta_{ik} \right) \\ \Pi_{ik}^{star} = \rho_{star} v_i^{star} v_k^{star} + p_{star} \delta_{ik} - \frac{1}{4\pi G} \left(\frac{\partial \psi_{star}}{\partial x_i} \frac{\partial \psi_{star}}{\partial x_k} - \frac{1}{2} \delta_{ik} \left(\frac{\partial \psi_{star}}{\partial x_n} \right)^2 \right)$$

Рассмотрим далее возмущенную поверхность излома или скачка $\Omega^*(r)$ в газе $R = R_0 + \zeta$. При выводе на ней граничных условий необходимо учитывать смещение границы раздела и колебания нормали к поверхности: $\mathbf{n} \approx (1, - (1/R)(\partial\zeta/\partial\phi))$ (ср. с [29]).

Граничное условие, следующее из уравнения неразрывности для газа, получим интегрируя (ПЗ.5) по области, окружающей колеблющуюся поверхность разрыва:

$$[\rho v_n]_R = 0. \quad (\text{ПЗ.18})$$

Запишем (ПЗ.18) в виде

$$[(\rho_0 + \delta\rho)(\mathbf{v}_0 + \delta\mathbf{v})(\mathbf{n}_0 + \delta\mathbf{n})]_{R_0+\zeta} = 0,$$

откуда в линейном приближении получим

$$[\delta\rho(\mathbf{v}_0, \mathbf{n}_0)]_{R_0} + [\rho_0(\delta\mathbf{v}, \mathbf{n}_0)]_{R_0} + [\rho_0(\mathbf{v}_0, \delta\mathbf{n})]_{R_0} + \left[\frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 v_0 r) \right]_{R_0} \zeta = 0. \quad (\text{ПЗ.19})$$

Первое и четвертое слагаемое здесь равны нулю. Во втором слагаемом в системе отсчета, в которой граница покоится,

$$(\delta\mathbf{v}, \mathbf{n}_0) = v_r - \frac{\delta\zeta}{\delta t}.$$

Таким образом, из (ПЗ.19) имеем:

$$\left[\rho_0 \left(v_r - \frac{\partial\zeta}{\partial t} \right) \right]_{R_0} - [\rho_0 V_{0\phi}]_{R_0} \frac{1}{R_0} \frac{\partial\zeta}{\partial\phi} = 0.$$

Поскольку

$$\frac{d\zeta}{dt} = \frac{\partial\zeta}{\partial t} + \frac{V_{0\phi}}{R_0} \frac{\partial\zeta}{\partial\phi},$$

окончательно получаем:

$$\left[\rho_0 \left(v_r - \frac{\partial\zeta}{\partial t} \right) \right]_{R_0} = 0. \quad (\text{ПЗ.20})$$

В силу того, что $v_r \equiv d\zeta/dt$, граничное условие (ПЗ.20) выполняется автоматически.

Из закона сохранения импульса (ПЗ.8) на возмущенной газовой поверхности R находим:

$$[\Pi_{ik} n_k]_R = 0, \quad (\text{ПЗ.21})$$

или

$$[\Pi_{ik}^{star} n_k]_R + [\Pi_{ik}^{gas} n_k]_R = 0. \quad (\text{ПЗ.22})$$

Первое слагаемое в (ПЗ.22), связанное со звездами, выпадает, так как на возмущенной поверхности газа величины, относящиеся к звездам, не претерпевают скачков. Таким образом, из (ПЗ.22) имеем:

$$[\Pi_{ik}^{gas} n_k]_{R_0+\zeta} = 0. \quad (\text{ПЗ.23})$$

Пусть в (ПЗ.23) $i = r$. Тогда в линейном приближении

$$\left[\delta \Pi_{rrk}^{gas} n_r^{(0)} \right]_{R_0} + \left[\Pi_{r\phi}^{(0)gas} \delta n_\phi \right]_{R_0} + \left[\frac{\partial \Pi_{rrk}^{(0)gas}}{\partial r} \right]_{R_0} \zeta = 0. \quad (ПЗ.24)$$

Второе слагаемое здесь равно нулю, т. к. $\Pi_{r\phi}^{(0)gas} = 0$. Окончательно из (ПЗ.24) на поверхностях излома $\Omega(r)$ или скачка $\Omega^*(r)$:

$$\left[p^{gas} \right]_{R_0} + \left[\frac{H_\phi h_\phi}{4\pi} \right]_{R_0} + \left[\frac{\partial p_{r0}^{gas}}{\partial r} \right]_{R_0} \zeta + \left[\frac{\partial H_\phi^2}{\partial r} \frac{1}{8\pi} \right]_{R_0} \zeta = 0. \quad (ПЗ.25)$$

Положим, в (ПЗ.23) $i = \phi$. Тогда

$$\left[\Pi_{\phi k}^{gas} n_k \right]_{R_0 + \zeta} = 0. \quad (ПЗ.26)$$

Отсюда в линейном приближении

$$\left[\rho_{0gas} V_{\phi 0}^{gas} \left(v_r - \frac{d\zeta}{dt} \right) \right]_{R_0} - \frac{1}{R_0} \frac{d\zeta}{d\phi} \left[p_0^{gas} + \frac{H_\phi^2}{8\pi} \right]_{R_0} = 0. \quad (ПЗ.27)$$

Граничное условие (ПЗ.27) выполняется, т. к. $v_r = d\zeta/dt$ и $\left[p_0^{gas} + \frac{H_\phi^2}{8\pi} \right]_{R_0} = 0$ в силу (ПЗ.16).

Таким образом, из трех граничных условий (ПЗ.20), (ПЗ.27) и (ПЗ.25) первые два выполняются автоматически и только (ПЗ.25) является нетривиальным.

Считая в дальнейшем, что градиенты невозмущенного газодинамического и магнитного давления не терпят скачков на R_0 , и пренебрегая газодинамическим давлением по сравнению с магнитным, из (ПЗ.25) находим:

$$\left[\frac{H_\phi h_\phi}{4\pi} \right]_{R_0} \equiv \left[p_H \right]_{R_0} = 0. \quad (ПЗ.28)$$

Граничное условие (ПЗ.28) было использовано при получении дисперсионного соотношения (4.11).

Отметим также, что в работе [20], в которой магнитное поле не учитывалось ($H_\phi = 0$) и пренебрегалось градиентом газодинамического давления по диску, было использовано граничное условие $\left[p^{gas} \right]_{R_0} = 0$, следующее из (25).

Заключение

Небольшой настоящий обзор, являющийся развитием краткой публикации [37], написан по работам, выполненным в те годы, когда еще можно было рассматривать самую простую геометрию течения и магнитного поля, и обходиться без суперкомпьютера. В настоящее время решаются значительно более сложные задачи. Исследуются МГД течения, в которых задействованы винтовые конфигурации тока и поля. Рассматривается проникновение джета в окружающую неоднородную среду: поведение головной ударной волны существенно зависит от величины градиента плотности, порождая либо "стреловидные", либо "толстые" конфигурации струи. Успешно изучается возникновение струй как звездных, так и галактических масштабов в замагниченных аккреционных дисках. Существенные результаты получены при изучении устойчивости дисков и струй. Авторы снабдили обзор краткими ссылками, ограничиваясь по необходимости последними доступными им работами без каких бы то ни было претензий на полноту. Мы не касались, например, устойчивости галактических дисков с гладкими кривыми вращения (см. развитие теории Тумре в [38]). Мы не касались также неволновых теорий спиральной структуры (см. например [39]). Отметим, впрочем, что аргументы в пользу волновой природы спиральных рукавов в Галактике до сих пор актуальны [40]. Нетривиальная роль бароподобных течений в присутствии вмороженных магнитных полей только начинает проявляться (см. ссылки в [35]). Хотя рассматривавшиеся нами объекты на первый взгляд не связаны между собой, последние данные о роли спиральных волн и баров в формировании газовых потоков к центрам активных галактик указывают на возможное их отношение к проблеме активности галактических ядер. Отметим, что бар, согласно [41], по-видимому, имеется и в Млечном Пути. Некоторые из важных источников остались для нас недоступными, как например монография [42]. Мы старались также не дублировать ссылки во второй и первой частях обзора.

Нам кажется, что предпринятая попытка может оказаться полезной благодаря объединяющей плодотворной идее, пришедшей в астрофизику из теории, связанной с волнами, вет-

ром и морем, и той наглядности, которая придает здесь обманчивую легкость трудностям.

Один из авторов (В. К.) считает своим долгом почтить память Инны Балуцы и отметить большую помощь, оказанную ею при подготовке рукописи обзора.

Примечание при корректуре

Недавние исследования изображения 24 сейфертовских галактик в видимом и близком инфракрасном диапазоне из CfA обзора, проведенные на Хаббловском космическом телескопе [43], показали, что околядерные области очень богаты газом и пылью, часто принимающей форму спирали на масштабах нескольких сотен парсек.

Авторы искали морфологические признаки динамики, ответственной за транспортировку газа из масштабов килопарсека в активное ядро, что необходимо для его заправки топливом. В то время, как эти ядерные спирали найдены в 20 из 24 сейфертов, среди всей выборки были найдены только 5 ядерных баров. Этим подтверждаются и выводы ряда других исследований, что в случае сейфертовских галактик ядерные бары не являются основным средством транспортировки вещества в ядро.

Оценка плотности газа в ядерных спиральных, основанная на измерениях экстинкции, дала авторам основание предполагать, что пылевые ядерные спирали это, скорее всего, — спиральные ударные волны в ядерных газовых дисках, не сильно самогравитирующих. Так как ударные волны могут диссипировать энергию и угловой момент, эти пылевые полосы могут служить каналами, по которым газ из диска родительской галактики подается в центральную машину.

Литература

1. B. Lindblad. *Stockholm. Abs. Ann.* 1941, **13**, No. 10.
2. C. C. Lin, F. H. Shu. *Astrophys. J.* 1964, **140**, p. 646.
3. К. Рольфс. Лекции по теории волн плотности. Москва, Мир, 1980, 208 с.
4. S. A. Kaplan, S. B. Pikel'ner. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1974, **12**, pp. 113-133.
С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, А. В. Засов. в сб. Происхождение и эволюция галактик и звезд. Под ред. С. Б. Пикельнера. Москва, Наука, 1976, 408 с.
А. В. Засов. Нормальные галактики. В сб. Итоги науки и техники. Астрономия, Москва, ВИНТИ, 1981, с. 3-47.
5. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман. Равновесие и устойчивость гравитирующих систем. Москва, Наука, 1976, 438 с.
6. В. А. Антонов, А. М. Фридман. Итоги науки и техники. Астрономия. **10**, Москва, ВИНТИ, 1975.
7. У. Саслау. Гравитационная физика звездных и галактических систем. Москва, Мир, 1989, 542 с.
8. A. Toomre. *Astrophys. J.* 1969, **158**, No. 3, p. 899, *ARA&Ap.* 1977, **15**, pp. 437-478.
9. R. C. Kennicutt, Jr. F. Schweizer, J. E. Barnes. *Galaxies: Interactions and Induced Star Formation. Saas-Fee Advance Course 26*, Springer, 1998, 404 pp.
10. L. Hernquist, J. C. Mihos. *Astrophys. J.* 1995, **448**, No. 1, pp. 41-63.
11. D. B. Sanders, I. F. Mirabel. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1996, **34**, pp. 749-792.
12. B. V. Komberg. In *Astrophysics on the Threshold of the 21-st century*. G&B. 1992, pp. 253-276.
13. V. M. Kontorovich. *Astron. Astrophys. Trans.* 1994, **5**, No. 4, pp. 259-278.
14. А. М. Фридман, О. В. Хоружий. *Природа*. 1998, № 8, с. 7-19.
15. Ю. Н. Ефремов. Очаги звездообразования в галактиках (звездные комплексы и спиральные рукава). Москва, Наука, 1989.
Ю. Н. Ефремов, Л. С. Марочник, В. И. Корчагин, А. А. Сучков. *УФН*. 1989, **157**, №4, с. 599-629.
16. М. В. Незлин, В. Л. Поляченко, Е. Н. Снежкин, А. С. Трубников, А. М. Фридман. *Письма в Астрон. журн.* 1986, **12**, №7, с. 504-521.
А. Г. Морозов, М. В. Незлин, Е. И. Снежкин, А. М. Фридман. *УФН*. 1985, **145**, №1, с. 160-165.
17. М. В. Незлин, Е. Н. Снежкин. Вихри Россби и спиральные структуры (астрофизика и физика плазмы в опытах на мелкой воде). Москва, Наука, 1990, 240 с.
М. В. Незлин. *УФН*. 1980, **150**, №1, с. 3-60.
18. J. W. Miles. *J. Fluid Mech.* 1957, **3**, pp. 185-204.
19. С. Г. Гестрин, В. М. Конторович. *Радиофизика и радиоастрономия*. 1997, **2**, №4, с. 419-438.
20. P. Goldreich and S. Tremaine. *Astrophys. J.* 1979, **233**, No. 3, pp. 857-871.
21. С. Г. Гестрин, В. М. Конторович. *Письма в Астрон. журн.* 1987, **13**, №8, с. 648-653.
22. Л. С. Марочник, А. А. Сучков. *Галактика*. Москва, Наука, 1984.
23. Х. Сафье, Т. Такано. *Publ. Astron. Soc. Japan*. 1981, **33**, №1, p. 47.
24. А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, А. М. Шукуров. *Магнитные поля галактик*. Москва, Наука, 1989.
25. W. W. Roberts, C. Yuan. *Astrophys. J.* 1970, **161**, p. 877.
26. С. Г. Гестрин. Препринт РИАН Украины. Харьков, 1988, №16, 18 с.
27. А. Г. Морозов. *Астрон. журн.* 1977, **56**, №3, с. 498-504.
28. С. Г. Гестрин, В. М. Конторович. *Письма в Астрон. журн.* 1986, **12**, №7, с. 522-528.
С. Г. Гестрин, В. М. Конторович. *ЖЭТФ*. 1986, **91**, №3, с. 779-791.
29. B. D. Turland, P. A. G. Scheuer. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1976, **176**, №2, pp. 421-441.
R. D. Blandford, J. E. Pringle. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1976, **176**, №2, pp. 443-454.
30. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Гидродинамика*. Москва, Наука, 1986, 736 с.
31. J. Kormendy, C. Norman, *Astrophys. J.* 1979, **233**, №2, pp. 539-552.

31. D. M. Elmegreen, B. G. Elmegreen. *Astrophys. J.* 1987, **314**, №1, pp. 3-9.
32. А. Д. Чернин. *Письма в Астрон. журн.* 1997, **23**, №1, с. 3-14.
33. В. А. Антонов, А. С. Баранов. *Астрон. журн.* 1998, **75**, №3, с. 467-475.
34. В. А. Воронцов-Вельяминов. *Внегалактическая астрономия*. Москва, Наука, 1978.
35. R. Beck, M. Ehle, V. Shoutenkov, A. Shukurov, D. Sokolov. *Nature*. 1999, 397, pp. 324-327.
R. Beck, M. Ehle, A. Shukurov, D. Sokolov. *Ann. Rev. Astron. Sp.* 1996, **34**, pp. 155-206.
36. А. М. Фридман, О. В. Хоружий. *УФН.* 1993, **163**, №3, с. 79-85.
37. S. G. Gestrin, V. M. Kontorovich. *Proc. joint conference of 7-th Kiev International congress on waves and instabilities in plasma and 7th International conference on plasma theory*. Kiev: Naukova Dumka, 1987, pp. 245-248.
38. В. Л. Поляченко, Е. В. Поляченко, А. В. Стрельников. *Письма в Астрон. журн.* 1997, **23**, № 7, с. 551-560; №8, с. 598-605.
39. Yu. N. Eliseev, K. N. Stepanov. *Astrophys. and Space Sci.* 1985, **144**, pp. 233.
40. А. М. Мельник, Т. Г. Ситник, А. К. Дамбис, Ю. Н. Ефремов, А. С. Рассторгуев. *Письма в Астрон. журн.* 1998, **24**, №9, с. 689-698.
41. L. Blitz et al. *Nature*. 1993, **361**, pp. 417-424.
42. V. I. Petviashvili, O. A. Pokhotelov. *Solitary waves in plasmas and in the atmosphere*. G&B, 1992, 264 p.
43. P. Martini and R. W. Pogge. *Hubble Space Telescope Observations of the CfA Seyfert 2s: The Fueling of Active Galactic Nuclei*. Preprint astro-ph/9909032 (AJ, Dec. 1999).

Wind Instability in Astrophysics (in Application to Jets, Comet Tails and Spiral Structure of Galaxies). II

S. G. Gestrin, V. M. Kontorovich

The second part of the review, which deals with wind instability (WI), i. e. kind of shear at resonance with localized wave mode. WI can account for occurrence of spiral structure with a bar in gas subsystems of galaxy disks if there is a singularity (kink) on the rotation curve. Perturbation of interstellar gas is a bar transforming into a tight spiral in the WKB turning point of Rayleigh equation. In rather strong ring magnetic field, typical for some galaxies, only rather weak singularity, ensuring existence of the localized (surface) mode, namely, the jump of the second derivative from angular velocity is required for WI development. In this case, it appears the crossed spiral structure with a number of branches determined by relation of disk rotation velocity near singularity to the Alfvén velocity in the disk. The occurrence of spiral barlike structures is of interest in connection with their correlation with the galaxy nuclei activity and the effect of magnetic fields.