

Физика

УДК 523.855

М. Г. АБРАМЯН, С. В. АРУТЮНЯН

СПЕКТР И СТРУКТУРА КРУПНОМАСШТАБНЫХ
ОСЦИЛЛЯЦИЙ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЗОВОГО СЛОЯ

Исследованы возмущения политропного газового слоя с учетом вращения в гравитационном поле сферической звездной составляющей Галактики. Получены спектр крупно- и мелкомасштабных осцилляций слоя и соответствующие пространственные структуры возмущений. Обсуждены возможности интерпретации наблюдаемых крупномасштабных структур газового слоя Галактики как нормальных мод осцилляций слоя.

Теория возмущений вращающихся дискообразных масс за последние двадцать лет получила бурное развитие, в первую очередь, в связи с теорией спиральной структуры галактик. Успехи и трудности этой теории обсуждались неоднократно и им посвящено немало обзорных работ и монографий (см., напр., [1—3]). Однако в указанной теории в основном рассматривается модель бесконечно тонкого газового диска, равновесные параметры которого (вращение, скорость звука или дисперсия скоростей, поверхностная плотность диска) считаются заданными независимо друг от друга. Очевидно, что модель бесконечно тонкого диска применима для рассмотрения таких возмущений, характерные длины волн которых намного превосходят толщину h диска. Однако, как известно, в ряде важных для астрофизических приложений случаях характерный масштаб возмущений имеет порядок толщины диска ($h \sim k^{-1}$) [3—5]. Естественно, в таких ситуациях необходим учет вертикальной структуры диска.

Получение полного спектра возмущений вращающихся самогравитирующих дисков конечной толщины до сих пор остается нерешенной задачей. Дисперсионное уравнение удается получить в общем виде лишь в модели несжимаемой жидкости [6, 7]. Основная математическая трудность получения спектра возмущений диска конечной толщины связана с учетом его самогравитации. Однако в астрофизических приложениях известно немало ситуаций, когда поведение той или иной подсистемы наблюдаемого объекта диктуется не собственной гравитацией, а гравитацией других подсистем [3]. Таковыми являются газовые компоненты спиральных галактик, диски вокруг планет, некоторых переменных звезд и т. д.

Радиоастрономические наблюдения на линии 21 см нейтрального водорода показывают, что межзвездный слой Галактики во внутренней его части имеет крупномасштабные, волнообразные сгущения с характерным масштабом 2 *кпс* [8, 9]. В работе [10] была сделана попытка представить вышеуказанное явление как результат возмущений однородного, направленного вдоль плоскости диска замороженного магнитного поля. Однако галактическое магнитное поле имеет перпендикулярную к плоскости диска компоненту [11], и поэтому магнитогидродинами-

ческие эффекты могут образовать лишь мелкомасштабные структуры. В работах [12, 13] независимо друг от друга были исследованы возмущения изотермического слоя межзвездной среды без учета самогравитации с предположением, что равновесие обеспечивается силами давления и гравитации звездной компоненты Галактики (при этом в [12] звездная компонента, как и в [14], аппроксимируется однородным диском, а в [13]—однородным сфероидом, а также учитывается вращение). Анализ указанных работ показывает, что наблюдаемую крупномасштабную структуру межзвездной среды трудно представить как результат линейных возмущений изотермического слоя.

Исследованию спектра колебаний невращающегося политропного газового слоя, погруженного в массивный звездный диск, была посвящена также работа [14]. При этом спектр удается получить лишь в асимптотических случаях коротких и длинных волн.

Настоящая работа посвящена исследованию нормальных мод осцилляций (главным образом крупномасштабных) галактического газового слоя с учетом вращения.

Постановка задачи такова: слой межзвездной среды с политропным уравнением состояния вращается в гравитационном поле звездной компоненты, которая аппроксимируется однородным сфероидом. С пренебрежением собственной гравитацией слоя следует найти спектр и пространственную структуру его крупномасштабных осцилляций.

Уравнением относительного равновесия газового слоя является

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = \nabla \left[V_*(r, z) + \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 \right], \quad (1)$$

где $V_*(r, z)$ —внутренний гравитационный потенциал звездного населения однородной плотности ρ_* и эксцентриситета e :

$$V_*(r, z) = -\pi G \rho_* (A_0 r^2 + C_0 z^2), \quad (2)$$

$$A_0 = \frac{1}{2} (2 - C_0) = \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e^2} (\operatorname{arcsine} e - e \sqrt{1 - e^2}). \quad (3)$$

С учетом политропного уравнения состояния

$$P = K \rho^{1 + \frac{1}{n}}, \quad (4)$$

где n , индекс политропы, можно показать, что слоистая структура газового слоя (т. е. $\rho = \rho(z)$) возможна, если [7, 13]

$$\Omega^2 = 2\pi G \rho_* A_0. \quad (5)$$

При этом распределение плотности слоя имеет вид

$$\rho(z) = \rho_c \left(1 - \frac{z^2}{D^2} \right)^n, \quad (6)$$

где D —полутолщина слоя:

$$D^2 = \frac{c_s^2}{\pi G \rho_* C_0}, \quad (7)$$

а $c_s^2 = \frac{K(n+1)}{n} \rho_c^{\frac{1}{n}}$ —скорость звука в плоскости симметрии газового слоя.

Политропные слои с плотностью (5) были рассмотрены в работе [14], однако в отличие от нашей модели в указанной работе слои считались невращающимися.

Рассмотрим малые возмущения слоя, характеризующиеся лагранжевым вектором смещений частиц ξ от их равновесных положений. Представляя возмущения в виде

$$f_1(x, y, z, t) = f_1(z) \exp[i\omega t + ik_x x + ik_y y], \quad (8)$$

получим следующую систему линеаризованных уравнений:

$$\begin{cases} v^2 \bar{\xi}_x + 1v \bar{\xi}_y = i\chi_x u_s^2 (1-\eta^2)^{1-n} \rho_1 / \rho_c, \\ v^2 \bar{\xi}_y - 1v \bar{\xi}_x = i\chi_y u_s^2 (1-\eta^2)^{1-n} \rho_1 / \rho_c, \\ v^2 \bar{\xi}_z = u_s^2 \frac{d}{d\eta} \{ (1-\eta^2)^{1-n} \rho_1 / \rho_c \}, \\ \rho_1 / \rho_c + 1(\chi_x \bar{\xi}_x + \chi_y \bar{\xi}_y)(1-\eta^2)^n + \frac{d}{d\eta} [(1-\eta^2)^n \bar{\xi}_z] = 0. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь мы воспользовались (6) и ввели безразмерные обозначения

$$\eta = \frac{z}{D}; \quad v = \frac{\omega}{2\Omega}; \quad u_s = \frac{c_s}{2\Omega D}; \quad \bar{\xi}_i = \frac{\xi_i}{D}; \quad \chi_i = k_i D. \quad (10)$$

Исключая из (9) лагранжевы смещения, получим уравнение относительно возмущений плотности ρ_1 :

$$\frac{d}{d\eta} \left\{ (1-\eta^2)^n \frac{d}{d\eta} \left[(1-\eta^2)^{1-n} \frac{\rho_1}{\rho_c} \right] \right\} + \left[\frac{v^2}{u_s^2} - \frac{\chi^2 v^2}{v^2 - 1} (1-\eta^2) \right] \frac{\rho_1}{\rho_c} = 0, \quad (11)$$

где $\chi^2 = \chi_x^2 + \chi_y^2$. Устремляя в (11) $n \rightarrow \infty$, получим аналогичное уравнение для возмущений плотности изотермического слоя [12, 13].

Введением функции

$$u = (1-\eta^2)^{\frac{1-n}{2}} \frac{\rho_1}{\rho_c} \quad (12)$$

уравнение (11) приводится к виду

$$(1-\eta^2) \frac{d^2 u}{d\eta^2} - 2\eta \frac{du}{d\eta} + u \left[\frac{v^2}{u_s^2} - \frac{\chi^2 v^2}{v^2 - 1} + n(n-1) + \frac{\chi^2 v^2}{v^2 - 1} \eta^2 - \frac{(n-1)^2}{1-\eta^2} \right] = 0. \quad (13)$$

Конечные решения уравнения (13) получаются при определенной связи $v = v(\chi)$:

$$\frac{v^2}{u_s^2} - \frac{\chi^2 v^2}{v^2 - 1} + n(n-1) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k a_{2k} \left(\frac{\chi v}{\sqrt{v^2 - 1}} \right)^{2k}, \quad (14)$$

где

$$a_0 = l(l+1), \quad a_2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{(2n-1)(2n-3)}{(2l-1)(2l+3)} \right] \text{ и т. д.,}$$

причем $l \geq n-1$, что и представляет дисперсионное уравнение рассмат-

риваемых возмущений слоя. При этом решениями уравнения (13) являются сфероидалные волновые функции:

$$u = \varepsilon S_{n-1,l} \left(\frac{v\chi}{\sqrt{v^2-1}}, \eta \right). \quad (15)$$

Пространственная форма возмущений плотности имеет вид

$$\rho_1 = \varepsilon \rho_c (1 - \eta^2)^{\frac{n-1}{2}} S_{n-1,l} \left(\frac{v\chi}{\sqrt{v^2-1}}, \eta \right), \quad (16)$$

где ε — малая безразмерная постоянная.

Отметим, что коэффициенты в (14) с увеличением k быстро стремятся к нулю, поэтому при выполнении условия $v\chi/\sqrt{v^2-1} \lesssim 1$ можно ограничиваться (при не слишком больших n) первыми двумя членами ряда

$$\frac{v^2}{u_s^2} - \frac{\chi^2 v^2}{v^2-1} + n(n-1) = a_0 - a_2 \frac{\chi^2 v^2}{v^2-1}. \quad (17)$$

Это выражение при малых χ можно упростить, при этом получаются две ветви колебаний системы

$$v_1^2 = 1 + \frac{(a_2 - 1)u_s^2 \chi^2}{[a_0 - n(n-1)]u_s^2 - 1}, \quad (18)$$

$$v_2^2 = u_s^2 [a_0 - n(n-1)] \left[1 - \frac{(a_2 - 1)u_s^2 \chi^2}{[a_0 - n(n-1)]u_s^2 - 1} \right]. \quad (19)$$

Подставив $\Omega = 0$ и ограничившись только симметричными модами ($l = -n + 1 = 2j$), из (19) можно получить результат работы [14]. Нетрудно убедиться, что при $\Omega \rightarrow 0$ ветвь (18) исчезает, следовательно, она является вращательной. При $\chi = 0$ получаем $v^2 = 1$. Впрочем, этот результат можно получить и непосредственно из системы уравнений (9), так как в этом случае движение в плоскости XY отщепляется от движения в z направлении. Джинсовская мода из (18) получается при $l = n - 1$. При этом с помощью (14) получаем известный результат (см., напр., [15])

$$v^2 = 1 + v_s^2 \chi^2, \quad (20)$$

где $v_s^2 = \frac{\gamma_s P_s}{4\Omega^2 D^2 \sigma_0} = \frac{2n u_s^2}{2n+1}$ — квадрат безразмерной скорости звука в плоскости бесконечно тонкого диска, получаемого проецированием плотности слоя конечной толщины на плоскость симметрии [14].

Из формул (18) и (19) следует, что вращение приводит к смещению частот колебаний, причем если частота одной ветви увеличивается, то другой — уменьшается и наоборот. График дисперсионных кривых при $n = 1$, $u_s^2 \approx 1$ приведен на рис. 1 для первых трех мод ($l = 0, 1, 2$).

Если для какой-нибудь моды будет выполняться соотношение $[a_0 - n(n-1)]u_s^2 = 1$, в низшем порядке по χ будем иметь дисперсионные уравнения

$$v_{1,2}^2 = 1 \pm \chi \sqrt{1 - a_2}. \quad (21)$$

Рассмотрим случай $v\chi/\sqrt{v^2-1} \gg 1$. В этом случае имеем

$$v^2 = 1 + \sqrt{1 + u_s^2 \chi^2 (2\delta + n)^2}, \quad (22)$$

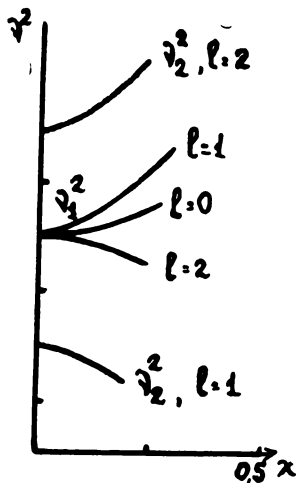


Рис. 1. Дисперсионные кривые при малых χ для $l=0, 1, 2$.

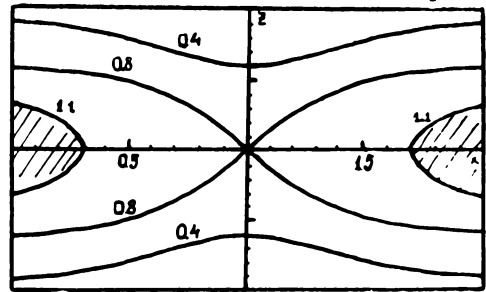


Рис. 2. Линии равной плотности в плоскости XZ для симметричной моды ($n=1, l=0$) на протяжении одной длины волны. Числа над линиями показывают отношение $\frac{\rho+\rho_1}{\rho_c}$.

где

$$\delta = \begin{cases} \frac{1}{2}(l-n), & \text{если } l-n \text{ четно;} \\ \frac{1}{2}(l-n+1), & \text{если } l-n \text{ нечетно.} \end{cases}$$

Собственными функциями уравнения (13) в этом случае являются

$$u = e^{\frac{\nu\chi(r-1)}{2\sqrt{\nu^2-1}}} \Phi\left(-l, n, \frac{\nu\chi}{\sqrt{\nu^2-1}}(1-\eta)\right), \quad (23)$$

где $\Phi(a, c, \eta)$ — есть вырожденная гипергеометрическая функция. Возмущенная плотность при этом задается следующим образом:

$$\rho_1 = \rho_c (1-\eta^2)^{\frac{n-1}{2}} e^{\frac{\nu\chi(\eta-1)}{2\sqrt{\nu^2-1}}} \Phi\left(-l, n, \frac{\nu\chi}{\sqrt{\nu^2-1}}(1-\eta)\right). \quad (24)$$

Для иллюстрации полученных результатов на рис. 2 и 3 приведены профили распределения полной плотности возмущенного газового слоя, построенные на основе численных расчетов. Длина волны возмущений выбрана равной $\lambda=2$ кпс (одно деление по оси X равно 100 пс, по оси z — $D/10$ пс). На рис. 2 представлен профиль плотности слоя при

$n=1, l=0, s^2 \equiv \frac{\nu^2 \chi^2}{\nu^2 - 1} = 1$ ($\Omega = 20$ км/с.кпс). Это симметричная отно-

сительно плоскости $z=0$ мода. Как видно из рисунка, относительно галактической плоскости симметрии возникают симметрично расположенные уплотнения, контуры которых имеют форму замкнутых линий. Размеры этих образований по оси X порядка 400–600 пс. На их самых высоких точках ($z \approx 30$ –60 пс) отношение $\rho_1/\rho(z) \approx 0,1$ –0,3, так что линейный подход правомерен.

Антисимметричный случай ($n=1, l=1$) представлен на рис. 3. Уплотнения в этом случае распределены несимметричным образом. Амплитуда возмущений выбрана так, чтобы высота этих образований достигала 70 пс (при $D \approx 100$ –200 пс), что является значением, приводимым в работах [8, 9] для высоты максимальной плотности газа. В нашем

рассмотрении указанная картина получается при $\frac{\rho_1}{\rho(z)} \approx 0,25$, в отличие от значения $\frac{\rho_1}{\rho(z)} \approx 2$, полученного в работе [12] из сопоставления результатов теории возмущений изотермического слоя с наблюдаемыми. Собственно, большое значение отношения $\frac{\rho_1}{\rho(z)}$ и заставило засомневаться в [12] в применимости линейной теории к интерпретации крупномасштабной структуры галактического газового слоя.

Возможность образования высокоширотных уплотнений при $n=1$ в настоящем рассмотрении связана с более медленным убыванием возмущения плотности с z по сравнению с экспоненциальным убыванием в изотермическом случае.

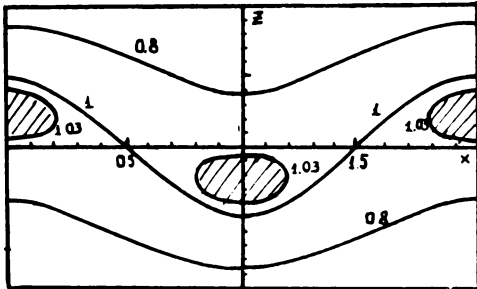


Рис. 3. Линии равной плотности в плоскости XZ для антисимметричной моды ($n=1, l=1$) на протяжении одной длины волны. Числа над линиями показывают отношение $\frac{\rho + \rho_1}{\rho_c}$.

Фазовые скорости волн изменяются в пределах от 16—32 км/с у симметричной моды и от 30—60 км/с—у антисимметричной.

Анализ показывает, что увеличение угловой скорости (что равносильно увеличению параметра $2\pi G \rho_* A_0$ внешней системы) почти не изменяет профиля распределения плотности.

Не исключается возможность [12], что эти волны возбуждаются рукавами спирального узора Галактики. Необходимая для этого длина волны задается формулой

$$\lambda = 2\pi \sqrt{\frac{(u \sin i)^2 - v_s^2}{2\pi G \rho_* C_0}},$$

где u —скорость вращательного движения газа относительно рукава, а i —угол закрутки спирали. Подставляя значения $u=100$ км/с, $i=10$ — 20° , $v_s=10$ км/с, получаем $\lambda=1$ — 2 кпс.

Кафедра общей физики ЕГУ
Ереванский государственный медицинский институт

Поступила 13.11.1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Kaplan S. A., Pikel'ner S. B. Large-scale dynamics of the interstellar medium.— *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1974, v. 12, p. 113—133.
2. Марочник Л. С., Сучков А. А. Проблема спиральной структуры галактик—УФН, 1974, т. 112, № 2, с. 275—308.
3. Поляченко В. Л., Фридман А. М. Равновесие и устойчивость гравитирующих систем. М.: Наука, 1976, 330 с.
4. Поляченко В. Л., Фридман А. М. Когда неустойчивый гравитирующий диск можно считать бесконечно тонким?—Письма в АЖ, 1981, т. 7, № 3, с. 136—141.
5. Поляченко В. Л., Шухман И. Г. Нелинейные волны в бесстолкновительных гравитирующих системах.—Астрон. ж., 1979, т. 56, № 5, с. 957—964.

6. Goldreich P., Lynden-Bell D. Gravitational stability of uniformly rotating disks.— Mon. Notices Roy. Astron. Soc., 1965, v. 130, № 2, p. 97—124.
Абрамян М. Г., Оганесян Р. С. Гравитационная устойчивость вращающихся вложенных дисков.—Астрофизика, 1978, т. 14, вып. 1, с. 129—144.
8. Varsavsky S., Quiroga R. The spiral structure of our Galaxy.—IAU Symp., 1970, v. 38, p. 147.
9. Quiroga R. The corrugation of the galactic layer.— Astrophys. Space Sci., 1974, v. 27, № 2, p. 323—342.
10. Parker F. N. The dynamical state of the interstellar gas and field.—Astrophys. J., 1966, v. 145, № 3, p. 811—833.
11. Wilkinson A., Smith F. G. Characteristics of the local galactic magnetic field determined from background polarization surveys.— Mon. Notices Roy. Astron. Soc., 1974, v. 167, № 3, p. 593—611.
12. Nelson A. H. Large-scale hydrodynamic oscillations of the Galactic gas layer.— Mon. Notices Roy. Astron. Soc., 1976, v. 174, № 3, p. 661—669.
13. Абрамян М. Г., Оганесян Р. С. Межзвездная среда в сфероидальных галактиках.— Астрофизика, 1977, т. 13, вып. 2, с. 253—261.
14. Чурилов С. М., Шухман И. Г. Спектр колебаний подсистемы галактик.—Исс. по геом., аэр. и физ. Сол., 1981, вып. 57, с. 75—79.
15. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Физика межзвездной среды. М.: Наука, 1979, 417 с.

Մ. Գ. ԱՐՐԱՀԱՄՅԱՆ, Ս. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

ԳԱՆՎԱԿՏԻԿԱԿԱՆ ԳԱԶԱՅԻՆ ՇԵՐՏԻ ՄԵԾ ՄԱՍՇՏԱՐԻ ՕՍՑԻԼՅԱՑԻԱՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ուսումնասիրել ենք Գալակտիկայի սֆերոիդալ աստղային բնակչության գրավիտացիոն դաշտում պոլիտրոպ գազային շերտի գրգռումները՝ հաշվի առնելով շերտի պտույտը: Ստացված են շերտի մեծ և փոքր մասշտաբի գրգռումների սպեկտրը և նրանց համապատասխան տարածական կառուցվածքները: Քննարկված է Գալակտիկայի գազային շերտի դիտվող մեծ մասշտաբի կառուցվածքը որպես շերտի օսցիլյացիաների նորմալ մոդերի մեկնարանելու հնարավորությունը: