Vybrané kapitoly z astrofyziky:

SPIRÁLNÍ GALAXIE: TEORIE SPIRÁLNÍCH HUSTOTNÍCH VLN

Bruno Jungwiert

Astronomický ústav AV ČR
oddělení: Dynamická astronomie
pracovní skupina: Dynamika galaxií
Praha

duben 2002

"What are galaxies ?
No one knew before 1900.
Very few people knew in 1920.
All astronomers knew after 1924."

(Allan Sandage, *The Hubble Atlas of Galaxies*, 1961)

- **18. století:**
  - Immanuel Kant, Emanuel Swedenborg, Thomas Wright:
  - spekulace o „ostrovním vesmíru“ ("island-universe")

- **William Herschel: katalog mlhovin a hvězdokup (1786, 1789, 1802)**
  John Herschel: *The General Catalogue of Nebulae, 1864*

- **J. L. E. Dryer (1888):**
  - A New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars (NGC)
  ***- Index catalogues (IC),* 1895, 1908**

- **pozorování spirální struktury: W. Parsons (M31, M51, M101)**

- **první vizuální spektroskopie (konec 19. století):**
  W. Huggins (M31): spojité spektrum ==> *WHITE NEBULAE*

- **fotografie: Keeler, Curtis – Lickova observatoř (1900, 36" reflektor)**

- **čárová spektra několika galaxií:**
  Slipher (1910) – velké radiální rychlosti

- **1917-1921: „Velká debata“**
  <u>Curtis</u> vs. Shapley: mlhoviny = externí galaxie ?
  (Lundmark, Van Maanen)

- **30. 12. 1924 – Hubble: Cepheidy v M31, M33, NGC 6822**
  ***Publications of the American Astronomical Society*, 5, 261 (1925)**
  ***Astrophysical Journal* 62, 409 (1925), 63, 236 (1926), 69, 103 (1929)**

TEORIE SPIRÁLNÍ STRUKTURY

- ***Winding dilemma (winding problem)*:**
  problém „navíjení“ spirálních ramen v diferenciálně rotujícím disku

- **Bertil Lindblad (1927 – 1965) – spirální struktura je důsledkem interakce mezi drahami a gravitačními silami hvězd disku ==> STELÁRNÍ DYNAMIKA**
  - 1963: spirální ramena = *pattern* (vzor) rotující
  s konstantní úhlovou rychlostí

- **převládající názor do poloviny 60. let:**

spirální struktura souvisí s mezihvězdným magnetickým polem

- **C. C. Lin, F. Shu (1964, *ApJ 140, 646*):**
  - 1) spirální struktura hvězdného disku =
  HUSTOTNÍ VLNA (*density wave*)
  - 2) tato vlna je kvazi-stacionární

  ==> TEORIE HUSTOTNÍCH VLN (*Density-wave theory*)

Alternativní teorie vzniku spirálních ramen:

ŠÍŘENÍ TVORBY HVĚZD (*PROPAGATING STAR FORMATION*)

***Seiden, Gerola, Schulman* (1978)**
- stochastická spirální ramena

***Grand-design* galaxie vs. flokulentní (*flocculent*) galaxie**
Elmegreen & Elmegreen 1982, 1987
12 tříd „kvality“ spirálních ramen (*arm classes*)

Gravitační nestabilita

1. Homogenní, nekonečné a izotermální prostředí (Jeansova nestabilita)

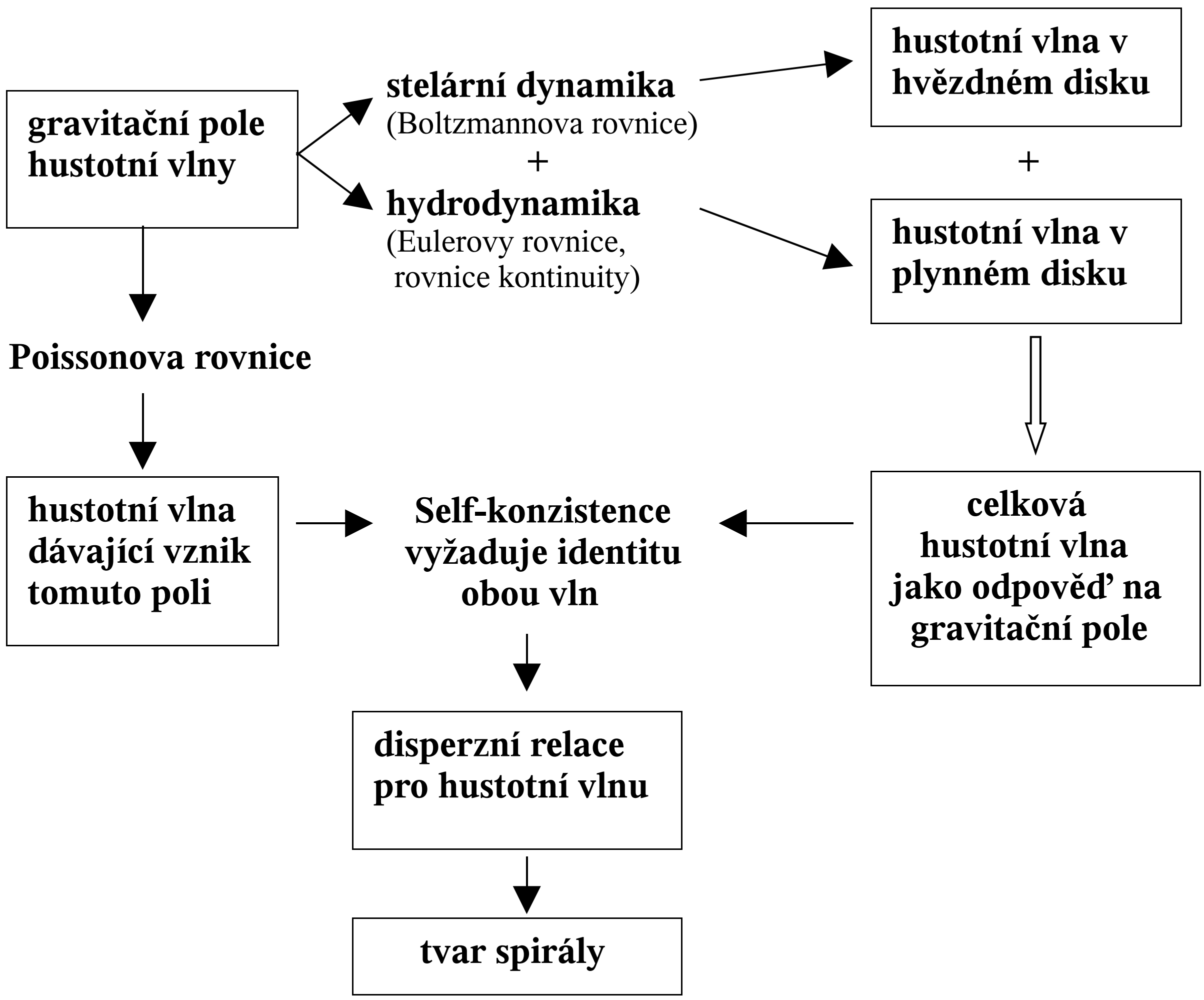
$$t_{ff} \sim \frac{1}{(G\rho_0)^{1/2}} \qquad t_s \sim \frac{R}{c_S}$$

Jeansova délka (*Jeans length*) λ_J:

$$\lambda > \lambda_J = \frac{\pi^{1/2} c_S}{(G\rho_0)^{1/2}} \qquad \textit{(plyn)}$$

$$\lambda > \lambda_J = \frac{\pi^{1/2} \sigma}{(G\rho_0)^{1/2}} \qquad \textit{(hvězdy)}$$

Schéma nalezení kvazi-stacionární spirální struktury



Self-gravitující disk s nulovou disperzí rychlostí

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R}\left\{\frac{\partial R\Sigma v_R}{\partial R} + \frac{\partial \Sigma v_\theta}{\partial \theta}\right\} = 0$$

$$\frac{\partial v_R}{\partial t} + v_R \frac{\partial v_R}{\partial R} + \frac{v_\theta}{R}\frac{\partial v_R}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{R} = -\frac{\partial \Phi}{\partial R}$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_R \frac{\partial v_\theta}{\partial R} + \frac{v_\theta}{R}\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_R v_\theta}{R} = -\frac{1}{R}\frac{\partial \Phi}{\partial \theta}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{1}{R}\frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{1}{R^2}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi G\,\Sigma(R, \theta, t)\,\delta(z)$$

Počáteční rovnovážný stav:

$\Sigma = \Sigma_0(R)$
$\Phi = \Phi_0(R,z)$
$v_R = 0$
$v_\theta = V(R) = R\,\Omega(R) > 0$

Lineární porucha:

$\Sigma = \Sigma_0(R) + \Sigma_1(R,\theta,t)$
$\Phi = \Phi_0(R,z) + \Phi_1(R,\theta,z,t)$
$v_R = v_{R1}(R,\theta,t)$
$v_\theta = V(R) + v_{\theta 1}(R,\theta,t)$

Linearizace rovnic s poruchou

$$\frac{\partial \Sigma_1}{\partial t} + \Omega \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \theta} + \frac{1}{R} \frac{\partial R\Sigma_0 v_{R1}}{\partial R} + \frac{\Sigma_0}{R} \frac{\partial v_{\theta 1}}{\partial \theta} = 0$$

$$\frac{\partial v_{R1}}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_{R1}}{\partial \theta} - 2\,\Omega\, v_{\theta 1} = -\frac{\partial \Phi_1}{\partial R}$$

$$\frac{\partial v_{\theta 1}}{\partial t} + \Omega \frac{\partial v_{\theta 1}}{\partial \theta} - 2\,B\, v_{R1} = -\frac{1}{R} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi_1}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial z^2} = 4\,\pi\, G\, \Sigma_1\, \delta(z)$$

Elementární řešení (vlnové módy):

Hustotní vlna spirálního tvaru

$$\Sigma_1 = \Sigma^*(R) \exp[i(\omega t - m\theta)] = \Sigma'(R) \exp[i(\omega t - m\theta + F(R))]$$

$\Sigma^*(R)$ komplexní: $\quad \Sigma^*(R) = \Sigma'(R) \exp[\, i\, F(R)\,]$

F(R): „fázový faktor" (*phase factor*),
„tvarová funkce" (*shape function*)

podobně pro Φ_1, v_{R1} a $v_{\theta 1}$:

$$\Phi_1 = \Phi_1^*(R) \quad \exp[i(\omega t - m\theta)]$$
$$v_{R1} = v_{R1}^*(R) \quad \exp[i(\omega t - m\theta)]$$
$$v_{\theta 1} = v_{\theta 1}^*(R) \quad \exp[i(\omega t - m\theta)]$$

Frekvence vlny:

$$\omega = \omega_R + i\omega_I$$

oscilující módy: $\quad |\omega_R| \gg |\omega_I|$

- **tlumené:** $\omega_I > 0$
- **rostoucí:** $\omega_I < 0$ (***overstability***)
- **neutrální:** $\omega_I = 0$

nestabilní módy: $\quad -\omega_I \gg |\omega_R|$

<u>I. Lin & Shu 1964, ApJ 140, 646-655</u>

Předpoklady:

1) slabá porucha ($\Sigma_1 << \Sigma_0$) ==> linearizace rovnic

2) nulová disperze rychlostí ($c_s = 0$, $\sigma_* = 0$)

(při tomto zjednodušení mají plynné a hvězdné disky stejnou dynamiku)

3) WKB aproximace (WKB teorie hustotních vln)
„Asymptotická teorie těsně navinutých spirál“
(*Asymptotic theory of tightly wound spirals*)

$$\mathrm{ctg}\, i = \frac{R\,|k|}{m} >> 1$$ **(malý úhel sklonu ramen)**

==> lokální „odpověď“ potenciálu na hustotu:

$$\Phi_1(R,\theta,t) = -\lambda G \Sigma_1(R,\theta,t)$$

tj. $$\Phi_1{}'(R) = -\lambda G \Sigma_1{}'(R)$$

poruchy v potenciálu a v hustotě jsou v *antifázi*,
tj. minimum potenciálu odpovídá maximu hustoty
(platí pouze ve WKB aproximaci)

==> disperzní relace:

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 - 2\pi G \Sigma_0\, |\,k\,|$$

- **ω je obecně komplexní, reálná část $\omega_R = m\Omega_p$**

- **řešení linearizované soustavy rovnic existuje pouze pro**
  $\kappa^2 + \omega_I^2 - (\omega_R - m\Omega)^2 > 0$

  ==> vymezení intervalu R, kde může spirální řešení existovat

  ==> krajní body odpovídají lokálním gravitačním rezonancím

- **integrací disperzní relace lze získat tvar spirálních ramen**

- **existovat mohou ramena typu *trailing* i *leading***

==

- **tvrzení Lina a Shua:**
  osově nesymetrické (spirální) poruchy se mohou šířit diskem beze změny tvaru i při přítomnosti diferenciální rotace

- **spekulace Lina a Shua:**
  v důsledku stabilizujícího efektu disperze rychlostí mohou v reálném disku existovat neutrální hustotní vlny($\omega_I = 0$)
  (gravitační nestabilita je omezena růstem disperze rychlostí)

  ==> KVAZI-STACIONÁRNÍ SPIRÁLNÍ STRUKTURA
  (*Quasi-stationary spiral structure, QSSS)*

– v dalším předpokládáme pouze neutrální vlny ($\omega_I = 0$)

- **Poruchy v rychlostech:**

$$v_{R1}^{*}(R) = \frac{(m\Omega - \omega)}{\Delta} \, k \, \Phi_1^{*}(R) \qquad (\textit{ve fázi s } \Phi_1)$$

$$v_{\theta 1}^{*}(R) = \frac{\kappa^2}{2\Omega} \frac{1}{\Delta} \, i \, k \, \Phi_1^{*}(R) \quad (\textit{fázově posunuta})$$

kde $\Delta = \kappa^2 - (m\Omega - \omega)^2 > 0$

- $(m\Omega - \omega) = m(\Omega - \Omega_p)$ **mění znaménko na *korotaci***
- Δ **mění znaménko na *Lindbladových rezonancích***

- ***korotace*** **(CR):** $\Omega_p = \Omega$
- ***vnitřní Lindbladova rezonance*** **(ILR):** $\Omega_p = \Omega - \kappa/m$
- ***vnější Lindbladova rezonance*** **(OLR):** $\Omega_p = \Omega + \kappa/m$

v blízkosti Lindbladových rezonancí poruchy v rychlostech divergují ==> lineární aproximaci nelze použít

II. Lin & Shu 1966

(Proceedings of the National Academy of Sciences, Vol 55, No. 2, pp. 229-234)

- **Rozšíření výpočtů na realistický hvězdný disk s nenulovou disperzí rychlostí**

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 - 2\pi G\Sigma_0 \,|\, k \,|\, \mathcal{F}\left(\frac{\omega - m\Omega}{\kappa}, \frac{k^2\,\sigma^2_R}{\kappa^2}\right)$$

$\mathcal{F} \leq 1$ ***Redukční faktor***

$$\langle v_{R1}^{*}\rangle (R) = \frac{(m\Omega - \omega)}{\Delta}\, k\, \Phi_1^{*}(R)\, \mathcal{F}$$

- **Plynný disk s nenulovou disperzí rychlostí**

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 - 2\pi G\Sigma_0 \,|\, k \,|\, + k^2 c^2_s$$