Ионизационно-тепловая неустойчивость в аккреционных дисках молодых звезд

Фомин С.О., Дудоров А.Е.

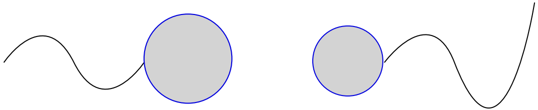
Челябинский государственный университет

САО РАН, 2019

Физический механизм магнитной ионизационно-тепловой неустойчивости (МИТН)

Физический механизм ИТН (Flannery and Press, 1979; Dudorov et al., 2019; Дудоров и Фомин, 2019):

$$t > t_{rec};\ \delta Q \propto \Gamma - \Lambda \equiv 0 \text{ в равновесии.}$$



$\Lambda \propto x^{\eta};\ \delta Q > 0 \qquad \delta Q = 0$

- При учете магнитного поля возникают другие типы колебаний — быстрые и медленные магнитозвуковые волны (Кадомцев, 1976).
- Инкременты МИТН меньше инкрементов ИТН (Dudorov and Stepanov, 1999; Dudorov et. al., 2019).

Постановка задачи

Исследовать условия развития МИТН в аккреционных дисках молодых звезд с учетом

- вмороженного магнитного поля
- объемного нагрева с модельной функцией $\Gamma \propto \rho$ $\left[\text{эрг см}^{-3}\,\text{с}^{-1}\right]$
- объемного охлаждения с модельной функцией $\Lambda \propto \rho^{\delta+1} T^{\zeta} x^{\eta}$ $\left[\text{эрг см}^{-3}\,\text{с}^{-1}\right]$ (Дудоров и Фомин, 2019)
- ионизации космическими лучами с постоянной скоростью ξ $\left[\text{с}^{-1}\right]$ (Spitzer, 1978)
- лучистых рекомбинаций с коэффициентом $\alpha(T) \propto T^{-\beta}$ $\left[\text{см}^{3}\,\text{с}^{-1}\right]$ (Seaton, 1959)

Нагрев и охлаждение аккреционных дисков

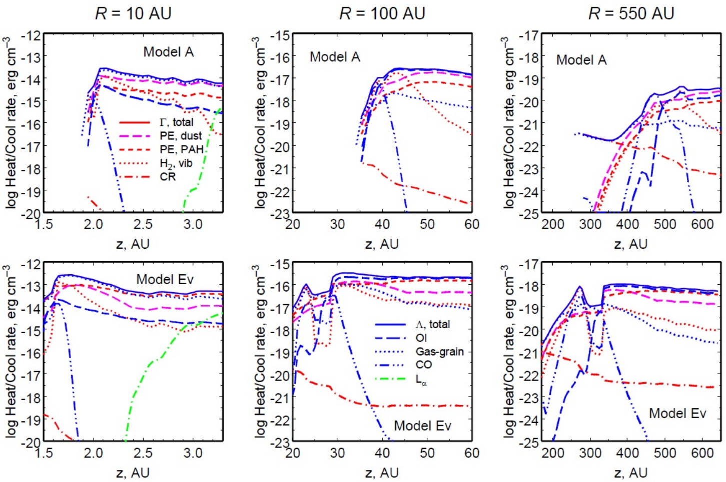


Рис. 1: Зависимость объемного нагрева и охлаждения от высоты диска для расстояний 10, 100, 550 а.е. от звезды с $T_{eff} = 4000\ K$, $M = 0.7 M_{\odot}$, $R = 2.64 R_{\odot}$, $L \approx 6 \cdot 10^{33}$ эрг с$^{-1}$, DM Tau диск (Akimkin et al., 2013)

Нагрев и охлаждение аккреционных дисков

- На краю диска ($z \approx 50$ а.е., $R \approx 100$ а.е.) ближе к областям фотодиссоциации существенным процессом охлаждения является столкновительное возбуждение O I 630 нм (Akimkin et al., 2013):

$$\Lambda_{\mathrm{O\ I}} = 1.8 \cdot 10^{-24} X_{\mathrm{O}} x n^2 e^{-22800/T} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-3}, \tag{1}$$

  где X_{O} — обилие нейтрального кислорода. Модельная функция охлаждения запишется в виде $\underline{\Lambda \sim \rho^2 T^{\zeta} x}$.

- Нагрев на краю диска ($z \approx 50$ а.е., $R \approx 100$ а.е.) обеспечен фотоэлектрическим нагревом на пыли и ПАУ с линейными размерами ≤ 0.01 мкм (Bakes and Tielens, 1994):

$$\Gamma(\rho, T) = 10^{-24} G_0 \epsilon(T) n \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-3} . \tag{2}$$

  Модельную функцию нагрева запишем в виде $\underline{\Gamma \sim \rho}$.

Степень ионизации в аккреционных дисках молодых звезд

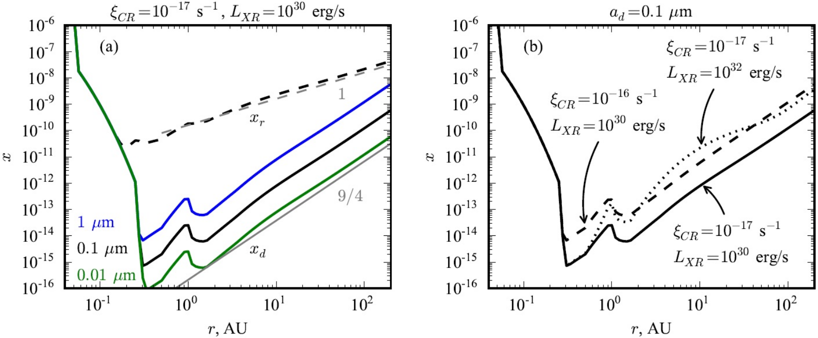


Рис. 2: Зависимость степени ионизации от расстояния до звезды согласно модели Дудорова и Хайбрахманова (2014) для параметров ионизации космическими лучами — ξ_{CR}, светимости звезды — L_{XR} и линейных размеров пыли.

Основные уравнения

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\,\mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \frac{1}{4\pi\rho}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \tag{5}$$

$$\frac{1}{\gamma - 1}\left[\frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\,P\right] - \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{P}{\rho}\left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\,\rho\right] = -\mathcal{L}(\rho, T, x), \tag{6}$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\,x = -\mathcal{R}(\rho, T, x), \tag{7}$$

$$P = \frac{k_B}{\mu m_H}\rho T, \tag{8}$$

где ρ — плотность газа, $\mathbf{B}$ — индукция магнитного поля, $\gamma = 7/5$ показатель адиабаты, $\mathcal{L}(\rho, T, x)$ — чистая функция охлаждения, $x = n_e/n$ степень ионизации, $\mathcal{R}(\rho, T, x)$ — чистая функция рекомбинации, k_B — постоянная Больцмана, μ — молекулярный вес газа и m_H — масса атома водорода.

Безразмерная система уравнений МГД

Введем следующие безразмерные переменные $\widetilde{\rho} = \rho/\rho_0$, $\widetilde{T} = T/T_0$, $\widetilde{x} = x/x_0$, $\widetilde{\mathbf{B}} = \mathbf{B}/B_0$, $\widetilde{\mathbf{v}} = \mathbf{v}/c_T$, $\widetilde{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/(c_T t_{cool})$ и $\tau = t/t_{cool}$ и перепишем систему (3–8) в виде (Дудоров и Фомин, 2019):

$$\frac{\partial \widetilde{\rho}}{\partial \tau} + \widetilde{\nabla} \cdot \left(\widetilde{\rho}\widetilde{\mathbf{v}}\right) = 0, \tag{9}$$

$$\widetilde{\rho}\left[\frac{\partial \widetilde{\mathbf{v}}}{\partial \tau} + \left(\widetilde{\mathbf{v}} \cdot \widetilde{\nabla}\right)\widetilde{\mathbf{v}}\right] = -\widetilde{\nabla}\left(\widetilde{\rho}\widetilde{T}\right) + A\left(\widetilde{\nabla} \times \widetilde{\mathbf{B}}\right) \times \widetilde{\mathbf{B}}, \tag{10}$$

$$\frac{\partial \widetilde{\mathbf{B}}}{\partial \tau} = \widetilde{\nabla} \times \left(\widetilde{\mathbf{v}} \times \widetilde{\mathbf{B}}\right), \tag{11}$$

$$\widetilde{\rho}\left[\frac{\partial \widetilde{T}}{\partial \tau} + \left(\widetilde{\mathbf{v}} \cdot \widetilde{\nabla}\right)\widetilde{T} + (\gamma - 1)\,\widetilde{T}\widetilde{\nabla} \cdot \widetilde{\mathbf{v}}\right] = -\frac{(\gamma - 1)\, t_{cool}\mathcal{L}(\rho, T, x)}{\rho_0 c_T^2}, \tag{12}$$

$$\frac{\partial \widetilde{x}}{\partial \tau} + \left(\widetilde{\mathbf{v}} \cdot \widetilde{\nabla}\right)\widetilde{x} = -\frac{t_{cool}\mathcal{R}(\rho, T, x)}{x_0}, \tag{13}$$

где $\widetilde{\nabla} = c_T t_{cool} \nabla$ безразмерный оператор набла в декартовой системе координат и $A = v_{\mathrm{A}}^2/c_T^2$ число Альфвена.

Дисперсионное уравнение

Линеаризуем систему (9-13) и для малых возмущений $f' = f_1 \exp(\sigma\tau + i\mathbf{k}\cdot\widetilde{\mathbf{r}})$ в плоскости $(\mathbf{B}_0, \mathbf{k})$ получим

$$a_0\sigma^6 + a_1\sigma^5 + a_2\sigma^4 + a_3\sigma^3 + a_4\sigma^2 + a_5\sigma + a_6 = 0 \qquad (14)$$

с коэффициентами

$$a_0 = 1,$$

$$a_1 = \zeta + 2\tau_{c/r} + \tau_{c/i},$$

$$a_2 = (\gamma + A)k^2 + (2\tau_{c/r} + \tau_{c/i})\zeta + \tau_{c/r}\eta\beta,$$

$$a_3 = k^2\left[\zeta - \delta + (\gamma + A)\left(2\tau_{c/r} + \tau_{c/i}\right) + A\zeta\right],$$

$$a_4 = k^2\left[A\gamma k^2\cos^2\theta + \left(2\tau_{c/r} + \tau_{c/i}\right)(\zeta - \delta + A\zeta) + \tau_{c/r}\eta\,(1 + \beta + A\beta)\right],$$

$$a_5 = Ak^4\cos^2\theta\left[\zeta - \delta + \left(2\,\tau_{c/r} + \tau_{c/i}\right)\gamma\right],$$

$$a_6 = Ak^4\cos^2\theta\left[\left(2\tau_{c/r} + \tau_{c/i}\right)(\zeta - \delta) + \tau_{c/r}\eta(1 + \beta)\right],$$

где $\tau_{c/r} = t_{cool}/t_{rec}$, $\tau_{c/i} = t_{cool}/t_{ion}$, $k = 2\pi t_{cool}/t_{cros}$, $\theta = \angle(\mathbf{B}_0, \mathbf{k})$.

Функция охлаждения

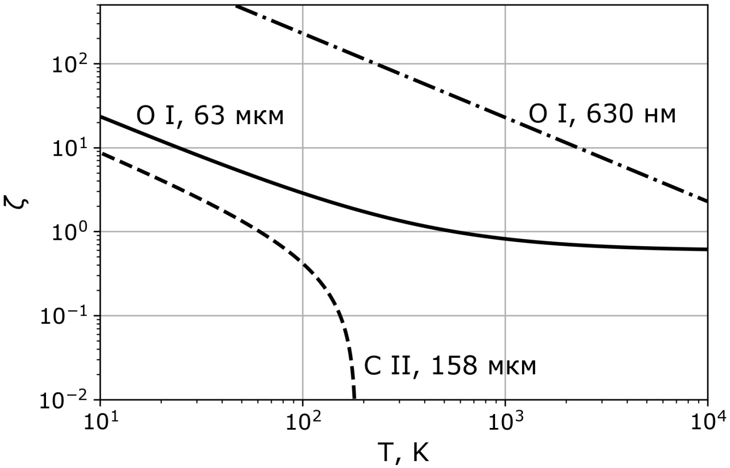


Рис. 3: Значения ζ для функций охлаждения $\Lambda \propto \rho^2 T^{\zeta} x$ (штриховая и штрих-пунктирная линии) и $\Lambda \propto \rho^2 T^{\zeta}$ (сплошная линия).

Области неустойчивости

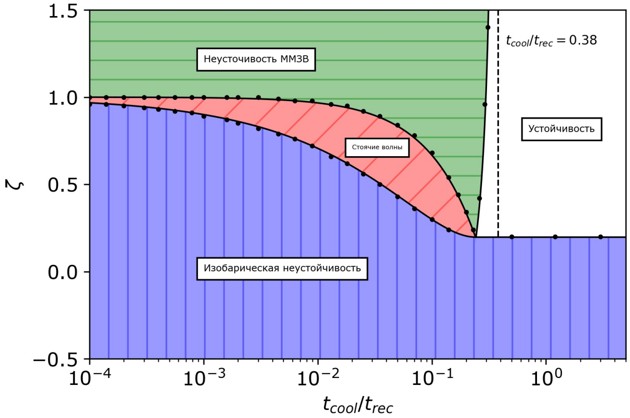


Рис. 4: Черным точкам соответствуют границы неустойчивости из численных решений дисперсионного уравнения (14) для $t_{cool}/t_{ion} = 0$, $\delta = 1$, $\eta = 1$, $\beta = 0.6$, $A = 1$ и $\theta = \pi/4$, а сплошным черным линиям — границам согласно критериям неустойчивости (Дудоров и Фомин, 2019).

Выводы

- МИТН может проявляться в аккреционных дисках молодых звезд, если функция охлаждения в некоторых областях диска зависит от степени ионизации газа
- неустойчивые медленные магнитозвуковые волны могут возникать ближе к областям фотодиссоциации в аккреционных дисках молодых звезд, если модельная функция охлаждения $\Lambda \propto \rho^2 T^{\zeta} x$

Спасибо за внимание!