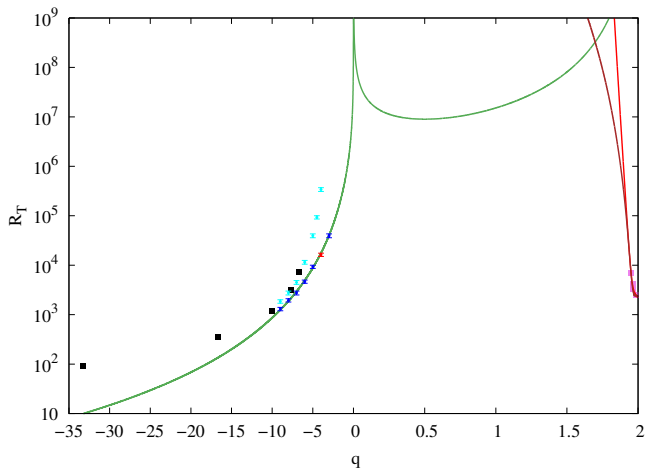


Журавлев В.В.
Отчет за 5 лет

29 ноября 2022 г.

- 1) Zhuravlev V.V., Razdoburdin D.N., “Subcritical transition to turbulence in accretion disc boundary layer”, 2018, A&A, v. 619, p. A44, DOI:10.1051/0004-6361/201833024
- 2) Ivanov P.B., Zhuravlev V.V., Papaloizou J.C.B., “The dynamics of a twisted disc formed after the tidal disruption of a star by a rotating black hole”, 2018, MNRAS, v. 481, p. 3470-3496, DOI:10.1093/mnras/sty2493
- 3) Kulikova O., Popov S.B., Zhuravlev V.V., “Planet migration in wind-fed accretion disks in binaries”, 2019, MNRAS, v. 487, p. 3069-3078, DOI:10.1093/mnras/stz1363
- 4) Zhuravlev V.V., “On the nature of the resonant drag instability of dust streaming in protoplanetary disc”, 2019, MNRAS, v. 489, p. 3850-3869, DOI:10.1093/mnras/stz2390
- 5) Zhuravlev V.V., “The resonant drag instability of dust streaming in turbulent protoplanetary disc”, 2020, MNRAS, v. 494, p. 1395-1410, DOI:10.1093/mnras/staa805
- 6) Zhuravlev V.V., “Dynamic role of dust in formation of molecular clouds”, 2021, MNRAS, v. 500, p. 2209-2226, DOI:10.1093/mnras/staa3424
- 7) Zhuravlev V.V., “Explosive instability of dust settling in a protoplanetary disc”, 2022, MNRAS, v. 512, p. 2636-2653, DOI:10.1093/mnras/stac678
- 8) Zhuravlev V.V., “Does the Streaming Instability exist within the Terminal Velocity Approximation?”, 2022, arXiv:2112.04452, accepted to ApJ

Докритическая гидродинамическая турбулентность во вращательном сдвиговом потоке



Нестационарный изгибный диск, формирующийся в результате приливного разрушения звезды в окрестности вращающейся СМЧД

$$\alpha = 0.01$$

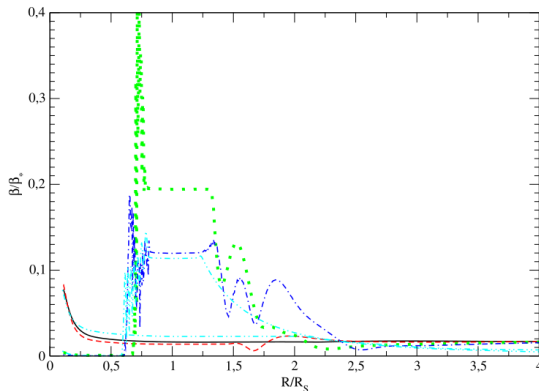


Figure 20. Same as Fig. 19, but for the standard case and later moments of time. Solid, dashed, dotted, and dot-dashed curves correspond to $t/P_{\min} = 40, 60, 80,$ and $100,$ respectively. We also show the results of calculations based on the quasi-static approach by two dot-dot-dashed lines, with the curve for which β is nearly constant for $R/R_S \sim >1$ corresponding to $t = 40P_{\min}$ and the one showing much larger variations of β corresponding to $t = 100P_{\min}.$

Нестационарный изгибный диск, формирующийся в результате приливного разрушения звезды в окрестности вращающейся СМЧД

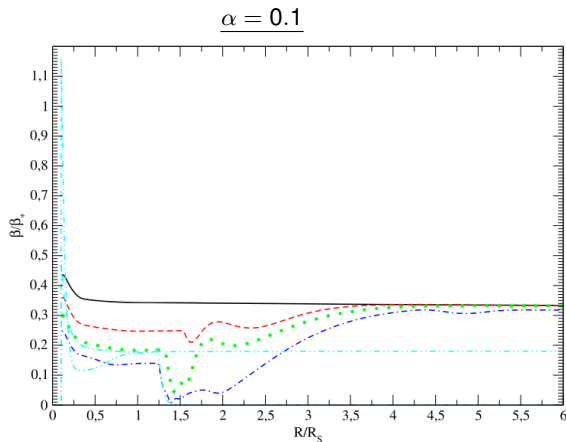
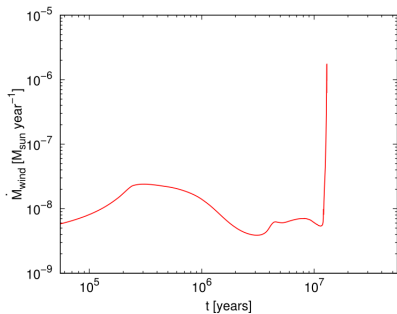
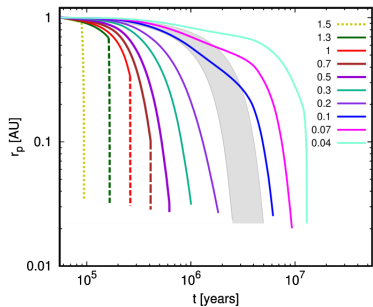


Figure 23. Same as Fig. 20, but for $\alpha = 0.1$. Again, the dot-dot-dashed curve corresponding to $t = 40P_{\min}$ is nearly flat at sufficiently large radii.

Вторичная миграция планет в ветровых дисках тесных двойных систем



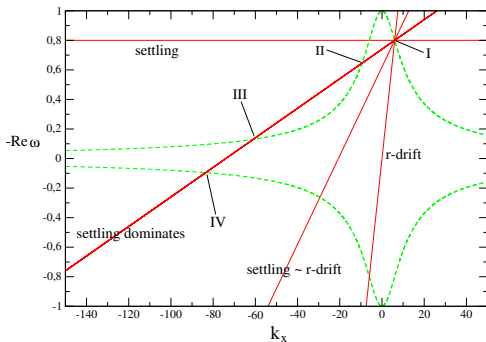
Природа локальной резонансной неустойчивости газопылевой смеси в протопланетных дисках

Общая картина резонансов

$$f = 0$$

Красная кривая: ВПП

Зеленая кривая: ИВ



Везде: $q = 3/2$, $\tau = 0.1$ и $k_z > 0$.

Единицы: Ω_0^{-1} , условная $L < h$.

Только оседание пыли (резонанс-I)

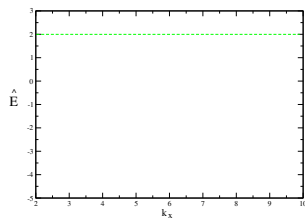
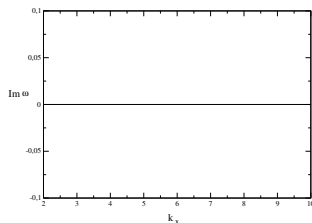
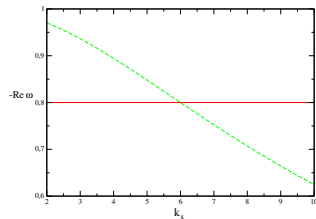
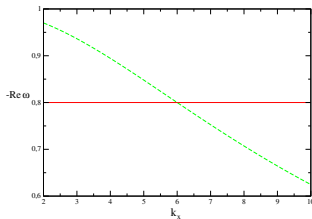
$$f = 0.0$$

$$g_x = 0$$

$$g_z = 1.0$$

$$k_z = 8$$

Спаривание мод
усиливается



Только оседание пыли (резонанс-I)

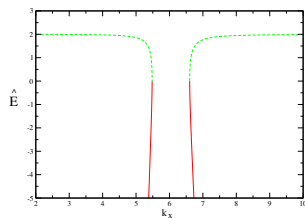
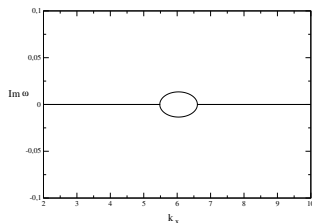
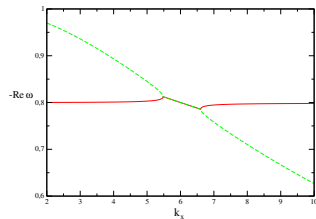
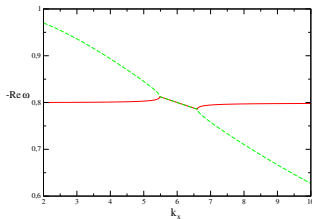
$$f = 0.001$$

$$g_x = 0$$

$$g_z = 1.0$$

$$k_z = 8$$

Спаривание мод
усиливается



Только оседание пыли (резонанс-I)

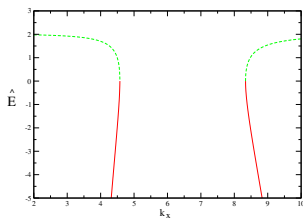
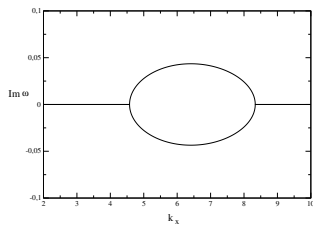
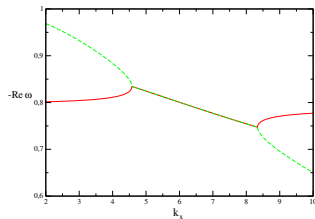
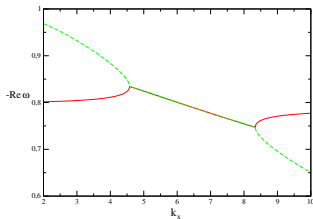
$$f = 0.01$$

$$g_x = 0$$

$$g_z = 1.0$$

$$k_z = 8$$

Спаривание мод
усиливается



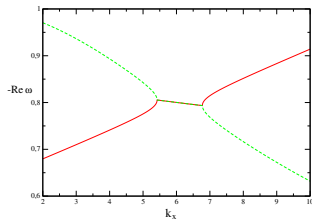
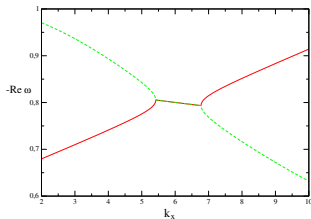
Добавляем радиальный дрейф пыли (резонанс-I)

$$f = 0.01$$

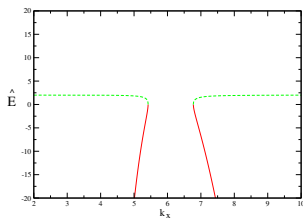
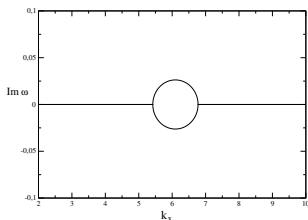
$$g_x = 0.3$$

$$g_z = 0.775$$

$$k_z = 8$$



Спаривание мод \rightarrow
Разбегание мод



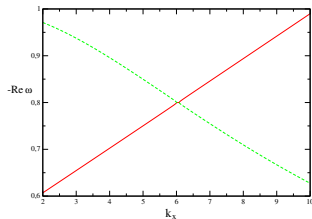
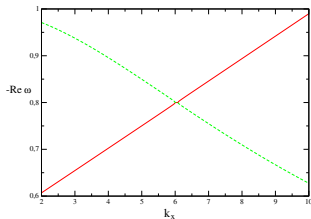
Добавляем радиальный дрейф пыли (резонанс-I)

$$f = 0.01$$

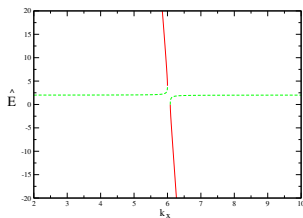
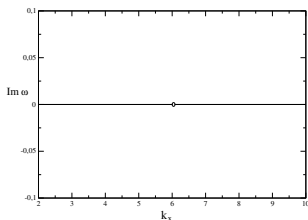
$$g_x = 0.48$$

$$g_z = 0.64$$

$$k_z = 8$$



Спаривание мод \rightarrow
Разбегание мод



Добавляем радиальный дрейф пыли (резонанс-I)

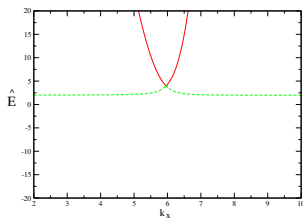
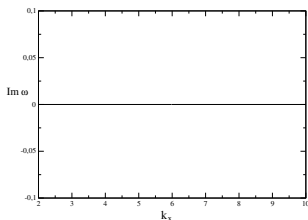
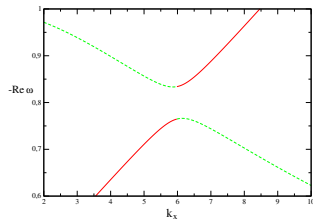
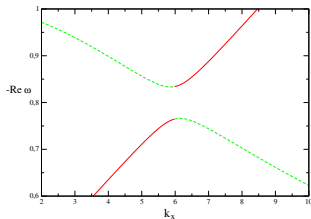
$$f = 0.01$$

$$g_x = 0.8$$

$$g_z = 0.4$$

$$k_z = 8$$

Спаривание мод \rightarrow
Разбегание мод



Действие эффективной вязкости

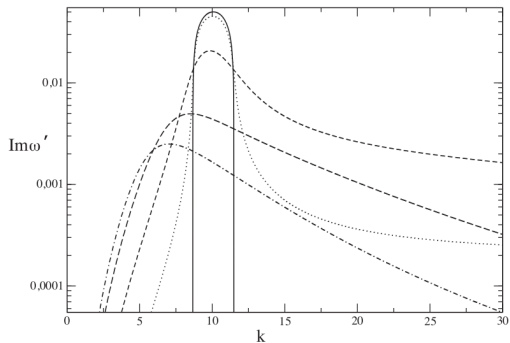


Figure 4. The imaginary part of the solution of the dispersion equation (58) corresponding to the mode akin to SDW versus the absolute value of k for $\theta = 45^\circ$. The solid, dotted, short-dashed, long-dashed, and dot-dashed curves represent $\nu_* = 0, 0.0001, 0.001, 0.005,$ and 0.01 , respectively. Free parameters, notations, and units are the same as in Fig. 3.

Взрывная неустойчивость газопылевой смеси в дисках с оседающей пылью. Нелинейный резонанс трех волн

Согласно теории слабо-нелинейных волн,
см. напр. Кадомцев и Карпман (1971),
если

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$$

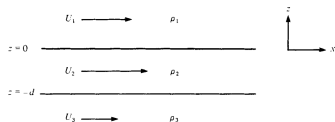
$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3,$$

причем

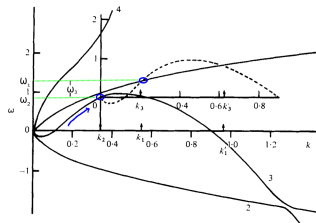
- $|\omega_1| > |\omega_{2,3}|$
- $E_1 < 0$ ($E_1 > 0$)
а $E_{2,3} > 0$ ($E_{2,3} < 0$),

то при взаимодействии друг с другом
все три волны растут неограниченно
за конечное время t_∞ .

Поток трех слоев



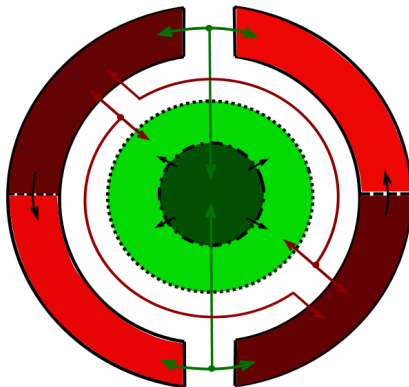
Резонансная триада



Craik & Adam (1979)

Взрывная неустойчивость газопылевой смеси в дисках с оседающей пылью

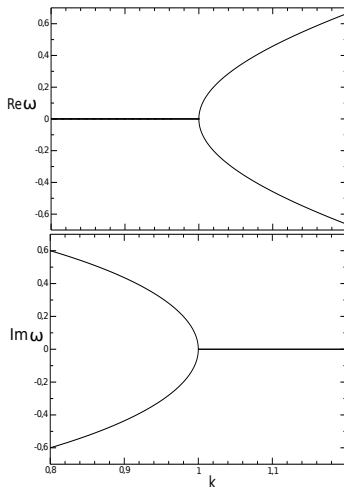
Схема взаимодействия между одной ВПП и двумя ИВ



Динамическая роль пыли в формировании молекулярных облаков. Неустойчивость Джинса

- Бесконечная однородная среда
- Плотностью ρ_g и со скоростью звука c_s
- В собственном гравитационном поле (трюк Джинса: Jeans' swindle)
- Рождает малые гармонические возмущения:

$$\omega^2 - c_s^2 k^2 + \omega_{ff}^2 = 0$$



ω в единицах ω_{ff}

k в единицах $k_J \equiv \omega_{ff}/c_s$

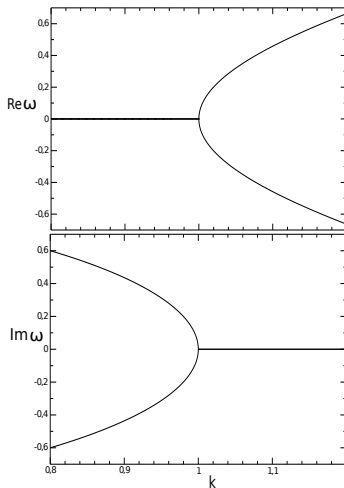
$\omega_{ff} \equiv (4\pi G \rho_g)^{1/2}$

Динамическая роль пыли в формировании молекулярных облаков. Неустойчивость Джинса

- Бесконечная однородная среда
- Плотностью ρ_g и со скоростью звука c_s
- В собственном гравитационном поле (трюк Джинса: Jeans' swindle)
- Рождает малые гармонические возмущения:

$$\omega^2 - c_s^2 k^2 + \omega_{ff}^2 = 0$$

А если среда содержит пылинки...



ω в единицах ω_{ff}
 k в единицах $k_J \equiv \omega_{ff}/c_s$
 $\omega_{ff} \equiv (4\pi G\rho_g)^{1/2}$

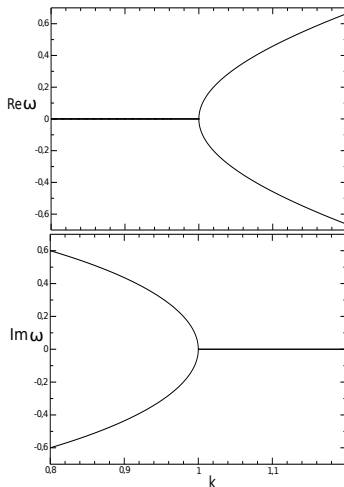
Динамическая роль пыли в формировании молекулярных облаков. Неустойчивость Джинса

- Бесконечная однородная среда
- Плотностью ρ_g и со скоростью звука c_s
- В собственном гравитационном поле (трюк Джинса: Jeans' swindle)
- Рождает малые гармонические возмущения:

$$\omega^2 - c_s^2 k^2 + \omega_{ff}^2 = 0$$

А если среда содержит пылинки...

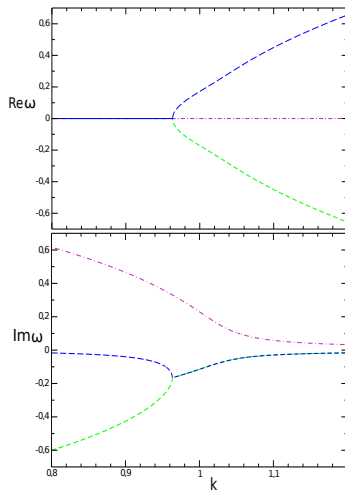
...с конечным временем торможения t_s ?



ω в единицах ω_{ff}
 k в единицах $k_J \equiv \omega_{ff}/c_s$
 $\omega_{ff} \equiv (4\pi G \rho_g)^{1/2}$

Точное решение для $f = 0.01$ и $\tau = 1.0$

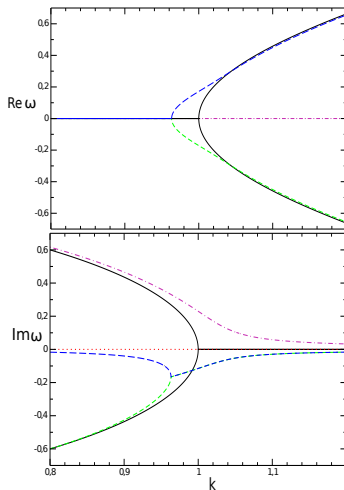
- Три моды возмущений
- На любом масштабе: две затухающие, одна растущая
- Растущая мода - статическая волна
- Затухающие моды переходят в звуковые волны в пределе $k \rightarrow \infty$ и в статические волны с разным затуханием в пределе $k \rightarrow 0$.
- В пределе $k \rightarrow 0$ инкремент растущей моды приближается к ω_{ff} , в пределе $k \rightarrow \infty$ — к малому ненулевому значению. На $k = \tau(c_s t_s)^{-1} = k_J$ растущая мода имеет существенный инкремент $\approx 0.25\omega_{ff}$.



ω в единицах t_s^{-1}
 k в единицах $(c_s t_s)^{-1}$

Точное решение для $f = 0.01, 0.00$ и $\tau = 1.0$

- Три моды возмущений
- На любом масштабе: две затухающие, одна растущая
- Растущая мода - статическая волна
- Затухающие моды переходят в звуковые волны в пределе $k \rightarrow \infty$ и в статические волны с разным затуханием в пределе $k \rightarrow 0$.
- В пределе $k \rightarrow 0$ инкремент растущей моды приближается к ω_{ff} , в пределе $k \rightarrow \infty$ — к малому ненулевому значению. На $k = \tau(cs t_s)^{-1} = k_J$ растущая мода имеет существенный инкремент $\approx 0.25\omega_{ff}$.



ω в единицах t_s^{-1}
 k в единицах $(cs t_s)^{-1}$

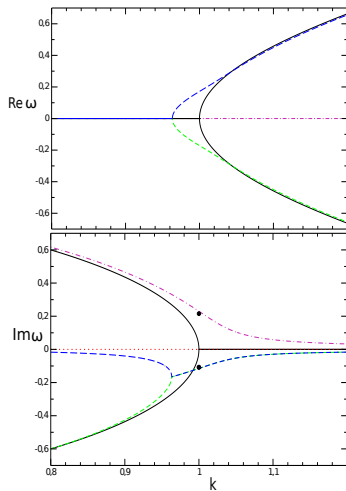
Для $f > 0$ в точке пересечения мод:

$$D_g(\omega_c + \Delta, \mathbf{k}_c)|_{f=0} \cdot D_p(\omega_c + \Delta, \mathbf{k}_c)|_{f=0} = \epsilon(\omega_c, \mathbf{k}_c),$$

$$\Rightarrow \Delta^3 = -if\tau^4$$

$$\Delta \approx \left\{ i, \frac{\pm\sqrt{3} - i}{2} \right\} f^{1/3} \tau^{1/3} \omega_{ff}$$

(в размерном виде)



ω в единицах t_s^{-1}
 k в единицах $(c_s t_s)^{-1}$

В режиме Эпштайна $t_s = \frac{\rho_m S}{\rho_g v_{th}}$ дает:

$$\tau \simeq 0.25 \left(\frac{s}{10^{-4} \text{cm}} \right) \left(\frac{\rho_m}{3 \text{g cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{50 \text{K}} \right)^{-1/2} \left(\frac{n}{50 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2}$$

Соотношение между амплитудами относительных возмущений массовой доли пыли и плотности газа в растущей моде газопылевых возмущений на джинсовском масштабе:

$$\frac{\rho_g'}{\rho_g} \approx \frac{f^{1/3}}{\tau^{2/3}} \frac{f'}{f}$$

Дипломные работы:

- Некрасов А.Д. “Эволюция аккреционных дисков в двойных системах и миграция планет в них”, 2021 (совместно с С.Б. Поповым).
- Степанов Д.С. “Изгибный аккреционный диск вокруг быстро вращающейся черной дыры”, 2019.

“Физика формирования и эволюции экзопланет”, 2018-2021
(совместно с С.Б. Поповым).

Даны лекции и семинары по темам:

- 1) Стандартные диски в астрофизике
- 2) Структура и эволюция протопланетных дисков
- 3) Динамика пыли в протопланетных дисках
- 4) Образование планетезималей
- 5) Рост планетных эмбрионов
- 6) Образование планет
- 7) Миграция планет

<http://xray.sai.msu.ru/~polar/html/presentations.html>

- 1) Развитие теории изгибных дисков (нелинейные изгибные волны, изгибная динамика толстых дисков, изгибная динамика тяжелых дисков, взаимодействие магнитного диполя с диамагнитным бесконечно тонким диском искривленной формы, изгибный диск вокруг быстро вращающейся черной дыры, захваченные моды, изгибные галактические диски в эллипсоидальном гало темной материи).
- 2) Исследование резонансной неустойчивости газопылевой смеси в протопланетных дисках с учетом стратификации.
- 3) Исследование нелинейной стадии резонансной неустойчивости газопылевой смеси в дисках с оседанием пыли.
- 4) Динамика газопылевых возмущений во вращающихся молекулярных облаках.