Поведение планет в аккреционном диске по мере эволюции двойной звездной системы

Некрасов А. Д., Журавлев В. В., Попов С. Б.

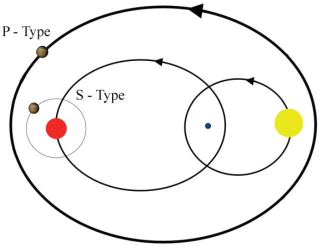
ГАИШ МГУ

2 ноября, 2021

Москва, Россия

Актуальность задачи

В двойных звездных системах наблюдаются экзопланеты.
По мере эволюции системы планеты тоже эволюционируют.
В частности, в конце жизни главной звезды системы вокруг звезды-компаньона может образовываться аккреционный диск, набирающий массу из интенсивного звездного ветра.
Планеты около компаньона взаимодействуют с диском, что может приводить к интересным наблюдательным проявлениям.



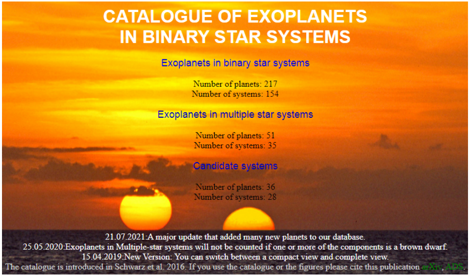
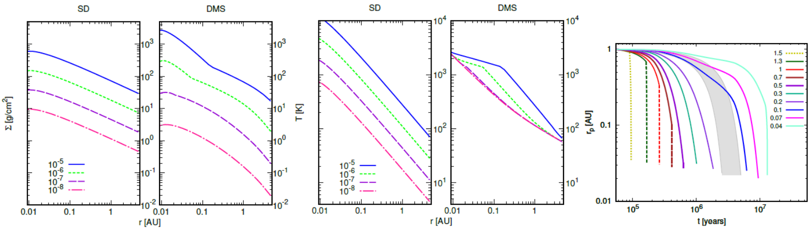


Рис. из Schwarz et.al. 2011 и с сайта univie.ac.at/adg/schwarz/multiple.html.
Например, планеты могут выпадать на центральную звезду, порождая оптические транзиенты.

Введение: базовые работы

Настоящее исследование представляет собой развитие и обобщение идей, излагаемых в следующих базовых работах:

- Perets & Kenyon 2013 (Статья 1): модель осесимметричного аккреционного диска в широкой двойной системе;
- Kulikova & Popov & Zhuravlev 2019 (Статья 2): развитие модели аккреционного диска из Статьи 1 и рассмотрение миграции планет в таком диске.



Некоторые результаты из Статьи 2.

Введение: предпосылки для развития модели

По результатам Статьи 2 возникают новые вопросы:

- Важна ли нестационарность диска?
- Что происходит за снеговой линией (учет более реалистичной непрозрачности вещества)?
- Важен ли прогрев диска массивной звездой-донором?
- Наблюдается ли быстрая миграция первого типа в рамках построенной модели?
- Важны ли длительные эпохи миграции планет в оптически тонком диске?
- Как влияет на диск и миграцию планет изменение полуоси двойной системы?
- Как меняются диск и миграция планет при изменении начальной массы донора?
- ...

Введение: принципиальная геометрия системы

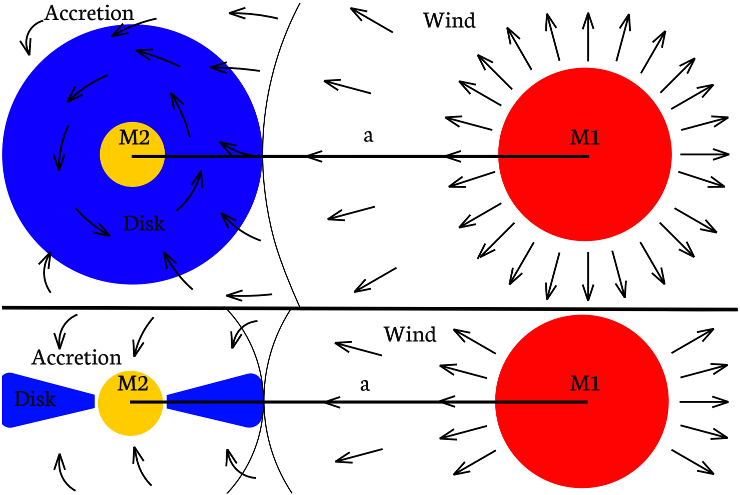
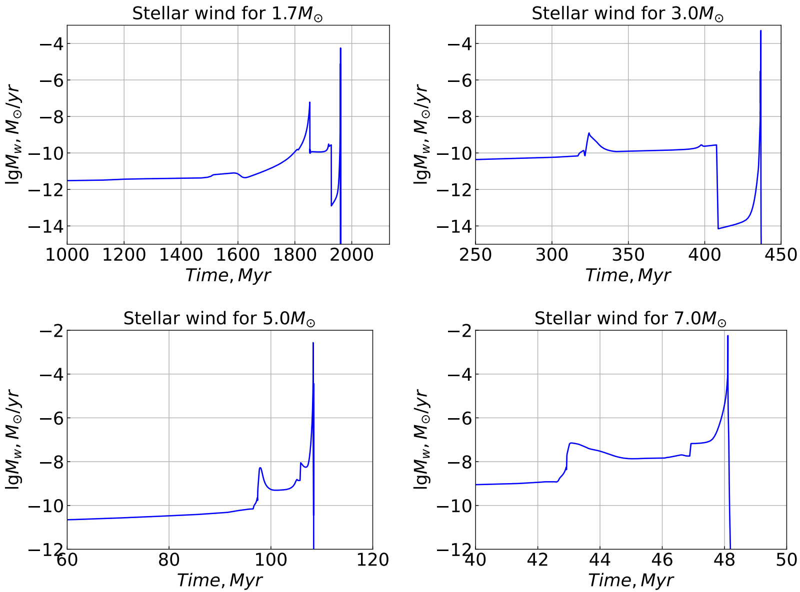


Иллюстрация: геометрия двойной звездной системы и аккреционного диска, аккреция звездного ветра в рамках модели аккреции Бонди. Вид «сверху» и «сбоку». Не в масштабе.

Введение: звездный ветер от главной звезды



Звездный ветер по треку MESA для разных масс донора. Треки MESA рассчитаны Александром Андрюшиным andriushin.as14@physics.msu.ru.

Математическая модель: образование диска

Важное условие формирования диска — угловой момент аккрецируемого вещества должен превышать угловой момент на экваторе звезды-компаньона (Статья 1):

$$1 < \frac{j_{acc}}{j_2} \approx 1.2 \left(\frac{\eta}{0.2}\right) \left(\frac{M_2}{M_\odot}\right)^{3/2} \left(\frac{R_2}{R_\odot}\right)^{-1/2} \left(\frac{v_{rel}}{10\ \mathrm{km/s}}\right)^{-4} \times$$
$$\times \left(\frac{a}{100\ \mathrm{au}}\right)^{-3/2} \left(\frac{M_1 + M_2}{2.5 M_\odot}\right)^{1/2}.$$

При выполнении этого условия в полости Роша звезды-компаньона формируется осесимметричный диск, набирающий вещество из звездного ветра.

Отсюда же характерные значения параметров системы:

$$M_2 = M_\odot, \quad a \approx (10 - 100)\ \mathrm{au}, \quad M_1 \approx (1.5 - 8.0) M_\odot.$$

Широкие системы: $a \geqslant 10$ au.

Математическая модель: аккреция Бонди

Аккреция Бонди — цилиндрически симметричная аккреция вещества звездного ветра. Реализуется в случаях, когда донор не заполняет свою полость Роша. Это выполняется для широких систем.

Суммарный темп аккреции вещества на диск в этом приближении:

$$\dot{M}_{acc} = \frac{r_a^2}{4a^2}\dot{M}_w,$$

$$r_a = \frac{2GM_2}{v_{rel}^2 + c_w^2}, \quad v_{rel}^2 = v_w^2 + \frac{GM_1}{a}\frac{M_1}{M_1+M_2}.$$

Прирост поверхностной плотности диска в таком случае записывается в виде (Статья 1):

$$\left(\frac{\partial\Sigma}{\partial t}\right)_{ext} = \frac{\dot{M}_{acc}}{2\pi r r_a} = \frac{\dot{M}_w r_a}{8\pi r a^2}\theta(r_a - r)\,.$$

Bondi 1952 / Hoyle & Lyttleton 1941.

Математическая модель: изменение полуоси системы

Донор теряет массу с ветром, следовательно система расширяется (если нет стадии с общей оболочкой, которая обычно начинается при полуосях системы 10 au или меньше). В общем случае полуось системы меняется в соответствии с уравнением, согласно Postnov & Yungelson 2014:

$$\frac{1}{2}\frac{\dot{a}}{a} = \left(-1 + \eta\frac{M_1}{M_2} + \frac{1}{2}\frac{(1-\eta)M_1}{M_1+M_2}\right)\frac{\dot{M}_1}{M_1} + \frac{\dot{J}_{orb}}{J_{orb}}, \quad \eta = \frac{r_a^2}{4a^2} = \frac{\dot{M}_{acc}}{\dot{M}_w}.$$

После преобразований получим:

$$\frac{\dot{a}}{a} = \frac{\dot{M}_w}{M_1}\left(1 + \frac{r_a^2}{4a^2} - 2\frac{r_a^2}{4a^2}\frac{1}{q} - \left(1 - \frac{r_a^2}{4a^2}\right)\frac{q}{1+q}\right), \quad q = \frac{M_2}{M_1}.$$

Математическая модель: полость Роша и приливное усечение диска

Осесимметричный диск формируется в пределах полости Роша, Eggleton 1983:

$$\frac{r_l}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln\left(1 + q^{1/3}\right)} \in (0.23, 0.33), \quad q = \frac{M_2}{M_1}.$$

Также важно и усечение размеров диска внутри данного радиуса, вызванное приливным влиянием донора на вещество (аппроксимация по результатам работы Paczynski 1977):

$$r_{out} = r_{tidal} \approx 0.896 \left(\frac{1}{1+q}\right)^{0.0467} r_l.$$

Таким образом определяется внешняя граница диска.

Математическая модель: уравнение диффузии

Взаимно однозначная замена радиальной переменной — удельный момент импульса:

$$h = rv_K = \sqrt{GM_2 r}.$$

Уравнение, описывающее эволюцию осесимметричного диска, записывается аналогично Lynden-Bell & Pringle 1974, но присутствует дополнительный член, аналогичный Статье 1:

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial t} = \frac{(GM_2)^2}{4\pi h^3}\frac{\partial^2 F}{\partial h^2} + \left(\frac{\partial\Sigma}{\partial t}\right)_{ext}.$$

Здесь введена величина момента вязких сил в диске:

$$F = 3\pi h\nu\Sigma.$$

Граничные условия задаются стандартно для такого типа задач:

$$F\big|_{h_{in}} = 0, \quad \left.\frac{\partial F}{\partial h}\right|_{h_{out}} = 0.$$

Математическая модель: вязкость и температура

Параметризация вязкости с α-параметром
Shakura & Sunyaev 1973 и приближение вертикального гидростатического равновесия $z \approx \dfrac{c_s}{\Omega}$:

$$\nu = \alpha c_s z = \frac{\alpha c_s^2}{\Omega}.$$

Скорость звука определяется как для идеального газа:

$$c_s^2 = \frac{\gamma k_B}{\mu m_H} T_c.$$

Здесь T_c — температура в центральной плоскости диска, определяемая из уравнения энергетического баланса.

Математическая модель: энергетический баланс

$$T_c^4 = \frac{3F\Omega_K^2}{8\pi h \sigma_B}\left(1 + \frac{3\tau_R}{8} + \frac{1}{2\tau_P}\right) + T_{I,A}^4 + T_{I,D}^4 + T_W^4\left(1 + \frac{1}{2\tau_P}\right)$$

Принципиальные идеи расчета представлены в работе Nakamoto & Nakagawa 1994, но есть и существенные отличия. Поэтому кратко повторим вывод уравнения.
Локальный энергетический баланс в диске:

$$\dot{E}_v = 2F_z(h).$$

Поток энергии учитываем только по вертикали, так как преполагается выполнение условия локального высвечивания энергии. Это справедливо, когда $\tau_r > 1$.
В случае, если это условие не выполняется, расчет значительно усложняется.

Расширение модели в оптически тонкую область

Локальное высвечивание энергии предполагает, что вся энергия, приходящая на данный радиус в диске r, на данном радиусе и высвечивается. Это выполняется, если $\tau_r > 1$.

Но данное условие не накладывает ограничений на толщу по вертикали в диске τ_z, что позволяет расширить область применимости модели:

$$\tau_z(r) = \int_0^h \kappa_R(r)\rho(r,z)dz = \frac{\kappa_R(r)\Sigma(r)}{2},$$

$$\tau_r(r) = \int_{r_{in}/r_{out}}^{r} dr \int_0^h \kappa_R(r)\frac{\rho(r,z)}{h}dz = \int_{r_{in}/r_{out}}^{r} \frac{\tau_z(r)}{h}dr,$$

при этом справедлива оценка:

$$\frac{\tau_r}{\tau_z} \gtrsim \frac{r}{h} \gg 1.$$

Расширение модели в оптически тонкую область

В диске реализуется три характерных случая:

- Классическая оптически толстая модель диска:

$$\tau_r \gg 1, \quad \tau_z > 1;$$

- Допустимое расширение модели в оптически тонкую область:

$$\tau_r > 1, \quad \forall \tau_z;$$

- Полностью оптически тонкий диск — здесь обсуждаемая модель уже не должна работать, не выполняется условие локального высвечивания энергии:

$$\tau_r < 1.$$

Далее будем детально рассматривать только первые два случая.

Энергетический баланс подробно

$$\dot{E}_v = F_z(h) + F_z(-h) = 2F_z(h).$$

Учитываемые источники нагрева и охлаждения диска:

$$F_z(h) = F_d - F_{I,A} - F_{I,D} - F_W,$$

при предполагаемом здесь и далее условии ЛТР — эти источники являются чернотельными.

1. Темп вязкой диссипации энергии:

$$\dot{E}_v = \nu\Sigma\left(r\frac{\partial\Omega}{\partial r}\right)^2 = \frac{9}{4}\nu\Sigma\Omega_K^2.$$

2. Собственное излучение диска:

$$F_d = \begin{cases} \sigma_B T_d^4, & \tau_z > 1, \\ 2\tau_P\sigma_B T_d^4, & \tau_z < 1. \end{cases}$$

Энергетический баланс подробно

Собственное излучение диска и его связь с центральной температурой в двух случаях Ruden & Lin 1986:

$$F_d = \begin{cases} \sigma_B T_c^4 - \dfrac{3}{16}\tau_R \dot{E}_v, & \tau_z > 1, \\ \sigma_B T_c^4, & \tau_z < 1. \end{cases}$$

3. Нагрев аккретором (центральной звездой) Chiang & Goldreich 1997:

$$F_{I,A} = \begin{cases} \dfrac{2}{3\pi}\dfrac{R_2^3}{r^3}\sigma_B T_2^4, & \tau_z > 1, \\ \dfrac{2}{\pi}\dfrac{R_2^2}{r^2} 2\tau_P \sigma_B T_2^4, & \tau_z < 1. \end{cases}$$

4. Диссипация кинетической энергии вещества из ветра от донора (Статья 1):

$$F_W = \frac{GM_2 \dot{M}_{acc}}{2\pi r^2 r_a} = \frac{GM_2 \dot{M}_w r_a}{8\pi a^2 r^2}\theta(r_a - r).$$

Энергетический баланс подробно

5. Нагрев донором:

$$F_{I,D} = \begin{cases} \dfrac{2}{3\pi}\sigma_B T_1^4 f(R_1, r, r_{max}, \delta, a), & \tau_z > 1, \\ \dfrac{2}{\pi}\dfrac{R_1^2}{a^2 - r^2} 2\tau_P \sigma_B T_1^4, & \tau_z < 1. \end{cases}$$

$$f(R_1, r, r_{max}, \delta, a) =$$

$$= \max\left[\frac{\dfrac{R_1}{a}\left(\dfrac{R_1^2}{a^2} + \dfrac{3}{2}\delta^2\right) - \dfrac{1}{2}\dfrac{r}{a}\delta\left(9\dfrac{R_1^2}{a^2} + \dfrac{3}{2}\delta^2\right)}{\left(1 - \dfrac{r^2}{a^2}\right)} - \frac{5}{2}\frac{\delta^3\left(1 + \dfrac{9}{10}\dfrac{r}{a}\right)}{\left(1 + \dfrac{r}{r_{max}}\right)^3}, \quad 0 \right].$$

Нагрев донором: упрощенная иллюстрация

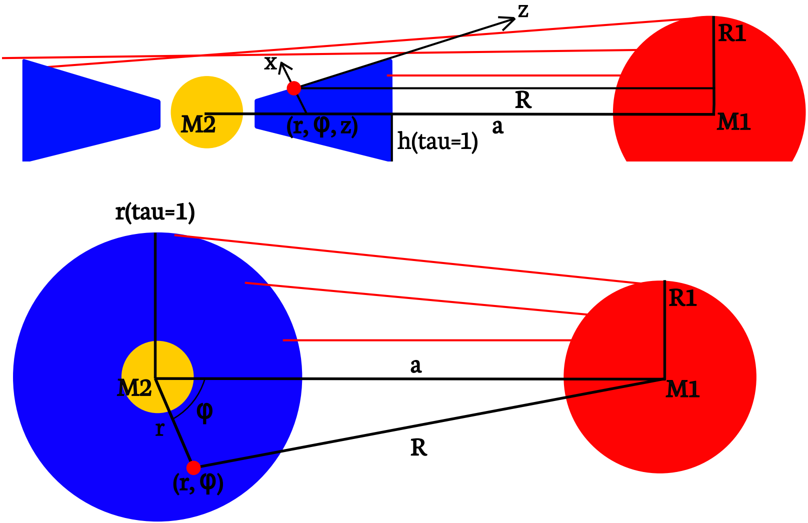


Иллюстрация: вид «сбоку» и «сверху» на систему при расчете нагрева донором. Не в масштабе.

Энергетический баланс подробно

Подставляем отдельные слагаемые 1-5 в общее уравнение, для двух случаев получаем:

$$
\begin{cases}
\sigma_B T_c^4 = \frac{1}{2}\dot{E}_v \left(1 + \frac{3\tau_R}{8}\right) + F_{I,A} + F_{I,D} + F_W, & \tau_z > 1, \\
2\tau_P \sigma_B T_c^4 = \frac{1}{2}\dot{E}_v + F_{I,A} + F_{I,D} + F_W, & \tau_z < 1,
\end{cases}
$$

или, объединяя в одно выражение для произвольной толщи:

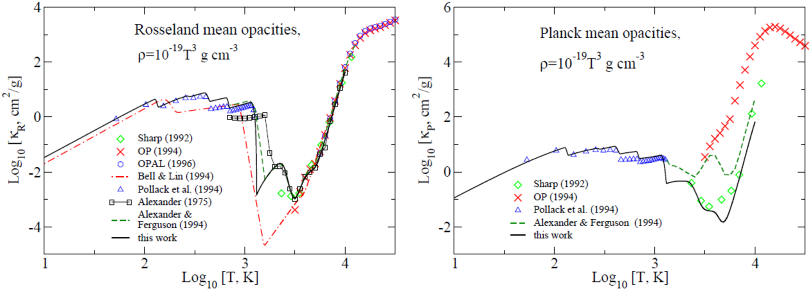
$$
\sigma_B T_c^4 = \frac{9\nu\Sigma\Omega_K^2}{8}\left(1 + \frac{3\tau_R}{8} + \frac{1}{2\tau_P}\right) + F_{I,A} + F_{I,D} + F_W \left(1 + \frac{1}{2\tau_P}\right).
$$

То же самое в терминах температуры:

$$
T_c^4 = \frac{9\nu\Sigma\Omega_K^2}{8\sigma_B}\left(1 + \frac{3\tau_R}{8} + \frac{1}{2\tau_P}\right) + T_{I,A}^4 + T_{I,D}^4 + T_W^4 \left(1 + \frac{1}{2\tau_P}\right).
$$

Модель непрозрачности

Непрозрачность $\kappa_{R,P}$ вычисляется по Semenov et. al. 2003 (более реалистичная), либо по Bell & Lin 1994 (простая модельная):



Непрозрачности в разных моделях из Semenov et. al. 2003.

Квазистационарное решение

Для произвольного момента времени t можно получить «стационарный» диск, соответствующий диску, насыщенному веществом при «замороженных» в данный момент параметрах задачи, когда все процессы принимают стационарный характер:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{(GM_2)^2}{4\pi h^3}\frac{\partial^2 F}{\partial h^2} + \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial t}\right)_{ext},$$

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = 0, \quad F\big|_{h_{in}} = 0, \quad \left.\frac{\partial F}{\partial h}\right|_{h_{out}} = 0, \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad \nu\Sigma = \frac{\dot{M}_{acc}}{3\pi} f(h, h_a),$$

$$f(h, h_a) = \begin{cases} 1 - \dfrac{h_{in}}{h} - \dfrac{h^2}{3h_a^2} + \dfrac{h_{in}^3}{3h_a^2 h}, & h \leqslant h_a, \\ \dfrac{2h_a}{3h} - \dfrac{h_{in}}{h} + \dfrac{h_{in}^3}{3h_a^2 h}, & h > h_a. \end{cases}$$

Именно это решение рассматривалось в Статьях 1 и 2.

Математическая модель аккреционного диска: эволюция диска и геометрия системы

Еще раз основные уравнения задачи:

$$
\begin{cases}
\dfrac{\partial \Sigma}{\partial t} = \dfrac{(GM_2)^2}{4\pi h^3}\dfrac{\partial^2 F}{\partial h^2} + \left(\dfrac{\partial \Sigma}{\partial t}\right)_{ext}, \quad h \in (h_{in}, h_{out}(t)), \quad t > t_0, \\
F\big|_{h_{in}} = 0, \quad \left.\dfrac{\partial F}{\partial h}\right|_{h_{out}} = 0, \quad t > t_0, \quad F = 3\pi h \nu \Sigma, \quad h(r) = \sqrt{GM_2 r}, \\
\Sigma(h, t_0) = \Sigma_0(h), \quad h \in [h_{in}, h_{out}(t_0)], \quad q(t) = \dfrac{M_2}{M_1(t)}, \\
\dfrac{r_{out}(t)}{a(t)} = 0.896\left(\dfrac{1}{1+q(t)}\right)^{0.047}\dfrac{0.49 q^{2/3}(t)}{0.6 q^{2/3}(t) + \ln\left(1 + q^{1/3}(t)\right)}, \\
\dfrac{\dot a}{a} = \dfrac{\dot M_w(t)}{M_1(t)}\left(1 + \dfrac{r_a^2(t)}{4a^2(t)} - 2\dfrac{r_a^2(t)}{4a^2(t)}\dfrac{1}{q(t)} - \left(1 - \dfrac{r_a^2(t)}{4a^2(t)}\right)\dfrac{q(t)}{1+q(t)}\right), \\
r_a(t) = \dfrac{2GM_2}{v_{rel}^2(t) + c_w^2}, \quad \left(\dfrac{\partial \Sigma}{\partial t}\right)_{ext} = \dfrac{\dot M_w(t) r_a(t)}{8\pi r a^2(t)}\theta(r_a - r).
\end{cases}
$$

Математическая модель аккреционного диска: центральная температура

$$
\begin{cases}
\nu(r,t) = \alpha \dfrac{\gamma k_B}{\mu m_H} \dfrac{1}{\Omega_K} T_c(r,t), \quad \Omega_K = \dfrac{(GM_2)^2}{h^3}, \quad \tau_{R,P} = \dfrac{\kappa_{R,P}\Sigma}{2} \\
T_c^4 = \dfrac{3F\Omega_K^2}{8\pi h \sigma_B}\left(1 + \dfrac{3\tau_R}{8} + \dfrac{1}{2\tau_P}\right) + T_{I,A}^4 + T_{I,D}^4 + T_W^4\left(1 + \dfrac{1}{2\tau_P}\right), \\
T_W^4(r,t) = \dfrac{GM_2 \dot{M}_w r_a}{8\pi\sigma_B a^2 r^2}\theta(r_a - r), \quad T_{I,A}^4(r,t) = \begin{cases} \dfrac{2}{3\pi}\dfrac{R_2^3}{r^3} T_2^4, \\ \dfrac{2}{\pi}\dfrac{R_2^2}{r^2} 2\tau_P T_2^4, \end{cases} \\
T_{I,D}^4(r,t) = \begin{cases} \dfrac{2}{3\pi} T_1^4 f(R_1, r, r_{max}, \delta, a), & \tau_z > 1, \\ \dfrac{2}{\pi}\dfrac{R_1^2}{a^2 - r^2} 2\tau_P T_1^4, & \tau_z < 1. \end{cases}
\end{cases}
$$

Миграция планет: критерий устойчивости и переход к приливной миграции

Начальные орбиты планет ограничены сверху динамическим критерием устойчивости Holman & Wiegert 1998:

$$\frac{r_p^{max}}{a_{init}} = 0.464 - 0.380\frac{1}{1+q_{init}} \in (0.131, 0.225).$$

Снизу орбиты планет ограничены областью, где приливное взаимодействие со звездой становится существенным для последующей миграции, Jackson et. al. 2008:

$$\frac{r_p^{fin}(t)}{r_{in}} = \left(1 + \frac{117}{4Q}\left(\frac{R_2}{r_{in}}\right)^5 \left(\frac{m_p}{M_2}\right)\sqrt{\frac{GM_2}{r_{in}^3}}\,t\right)^{2/13},$$

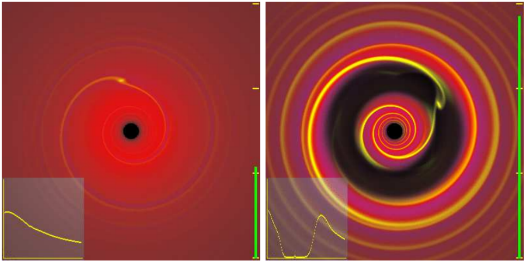
оценка:

$$\frac{r_p^{fin}(t)}{r_{in}} = \left(1 + 5.2\times10^{-8}\left(\frac{m_p}{m_\oplus}\right)\left(\frac{t}{yrs}\right)\right)^{2/13} \in (1.0, 5.0).$$

Математическая модель миграции планет: миграция первого типа

Модель миграции в настоящей работе — аналитическая.
Планеты не воздействуют на параметры диска, миграция вычисляется постфактум.
С образованием диска для всех планет начинается миграция первого типа (Tanaka et. al. 2002) — без открытия щели:

$$\frac{dr_p}{dt} = -(2.72 + 1.08\beta)\frac{m_p}{M_2^2}\delta^{-2}\Sigma r_p^3\Omega_p, \quad \Sigma \sim r_p^{-\beta}.$$



Как миграция первого и второго типа влияет на диск. Цвет — возмущения плотности. Из Armitage et. al. 2005.

Математическая модель миграции планет: миграция второго типа

Миграция второго типа начинается при превышении планетой критической массы (Baruteau et. al. 2014):

$$\frac{m_p}{M_2} = q > q_{crit} = \frac{100}{Re}\left((X+1)^{1/3} - (X-1)^{1/3}\right)^{-3},$$

где Re — число Рейнольдса на данном радиусе r_p в диске, X — безразмерный параметр:

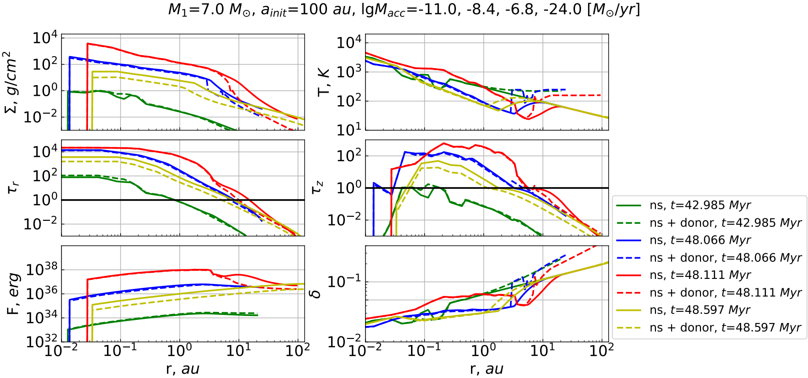
$$Re = \frac{r_p^2 \Omega_p}{\nu}, \quad X = \sqrt{1 + \frac{3}{800}\delta^3 Re}.$$

Если критерий по массе выполняется, то планета открывает щель в диске и миграция планеты задается уравнением для миграции второго типа (Tanaka et. al. 2020):

$$\frac{dr_p}{dt} = -\frac{3}{2}\alpha\delta^2 r_p \Omega_p f^{-1}.$$

Результаты: важен ли в итоге прогрев донором?

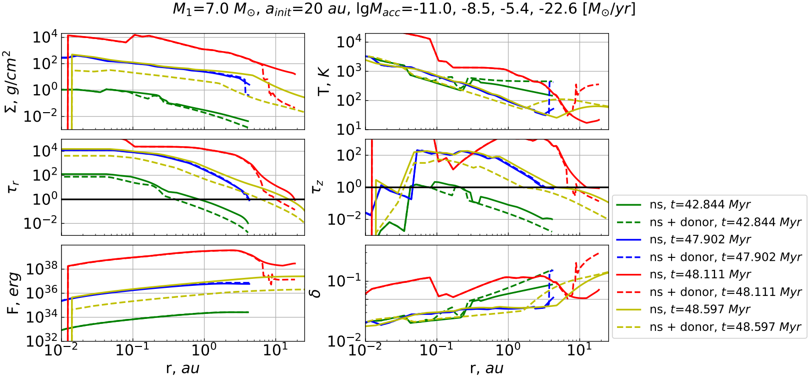
Прогрев донором проявляется в основном во внешних частях плотных дисков, мало влияет на миграцию внешних планет в сторону незначительного ее ослабления. Во внешних частях диска как правило миграция и так слабая.



Параметры диска в системе с $a_{init} = 100$ au с донором $M_{init} = 7M_\odot$ в различные моменты времени.

Важен ли в итоге прогрев донором?

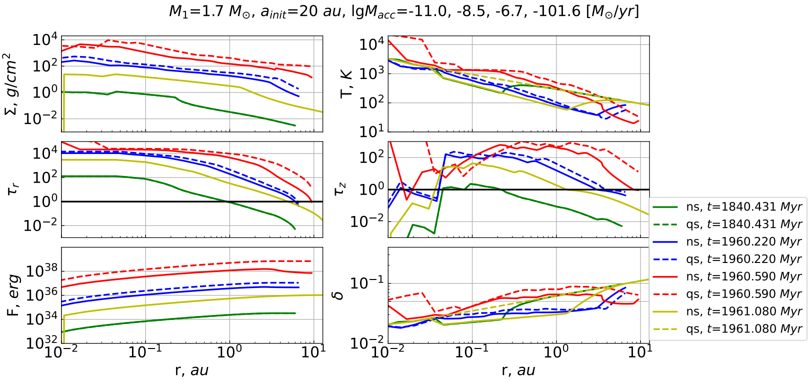
В тесных системах прогрев полностью блокируется самой внешней частью диска, существенно раздувающейся в результате нагрева.



Параметры диска в системе с $a_{init} = 20$ au с донором $M_{init} = 7M_\odot$ в различные моменты времени.

Транзиентные диски

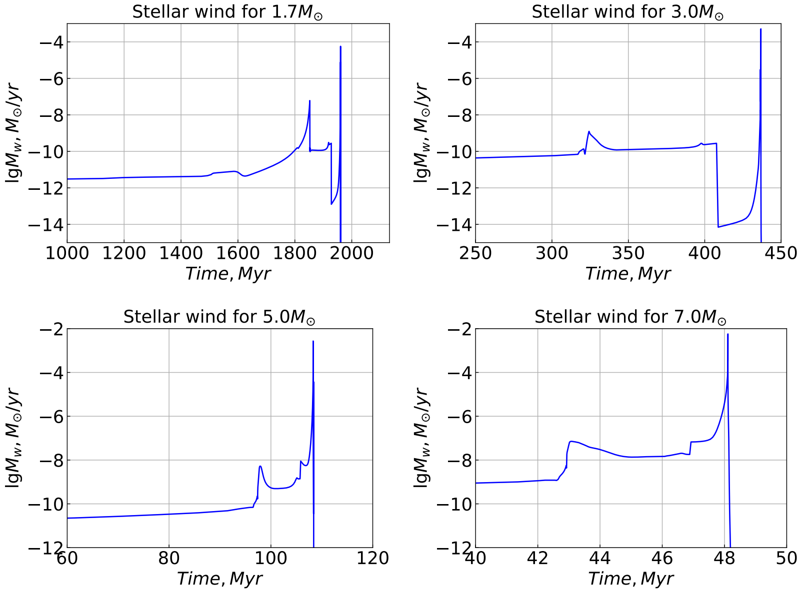
В системах с маломассивным донором диски могут существовать очень долго, появляясь и рассеиваясь больше одного раза за время эволюции системы.



Параметры диска в системе с $a_{init} = 20$ au с донором $M_{init} = 1.7 M_\odot$ в различные моменты времени.

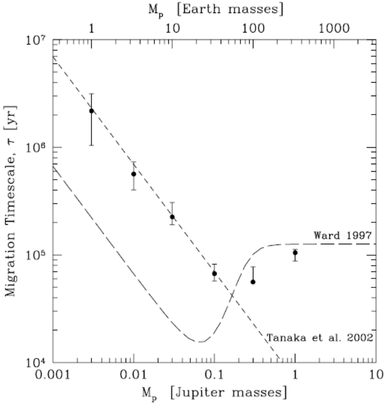
Транзиентные диски

Это связано с особенностью истечения ветра от донора:



Проблема быстрой миграции первого типа

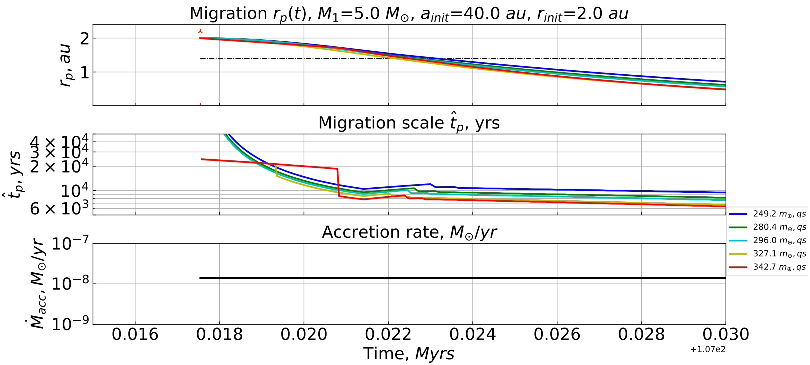
При моделировании в работе Bate et. al. 2003 менее массивные планеты, еще не открывшие щель, мигрировали быстрее, чем планеты, уже открывшие щель в диске.



Результат из Bate et. al. 2003 — при массах планет, близких к критической, наблюдается быстрая миграция первого типа.

Быстрая миграция первого типа в нашем моделировании

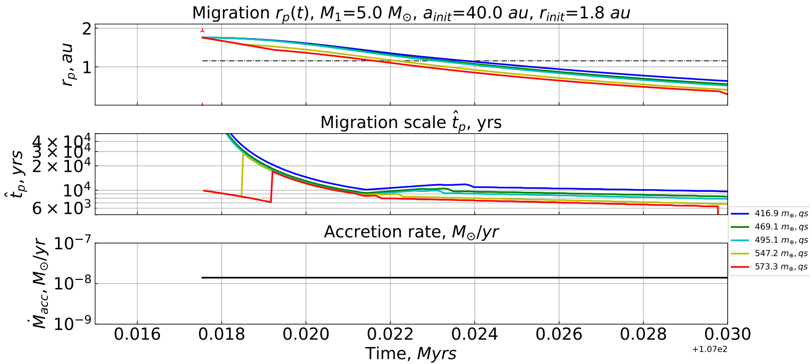
Не наблюдается при больших значениях α. При приближенном воспроизведении параметров диска из Bate et. al. 2003 все-таки удалось увидеть подобный эффект.



Быстрая миграция первого типа. Массы планет в единицах критической массы равны $0.8, 0.9, 0.95, 1.05, 1.10\ m_{crit}$.
$\Sigma \approx 100\ g/cm^2,\ T_c \approx 80\ K,\ \alpha = 0.004$.

Быстрая миграция первого типа в нашем моделировании

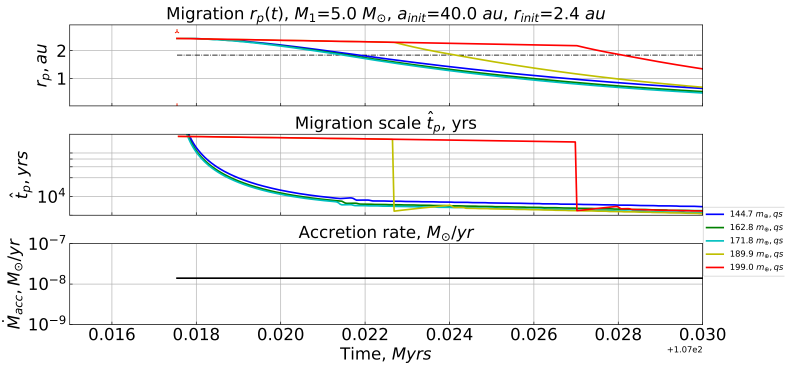
При больших α — не наблюдается.



Нет быстрой миграции первого типа. Массы планет в единицах критической массы равны $0.8, 0.9, 0.95, 1.05, 1.10$ m_{crit}.
$\Sigma \approx 60$ g/cm^2, $T_c \approx 70$ K, $\alpha = 0.01$.

Быстрая миграция первого типа в нашем моделировании

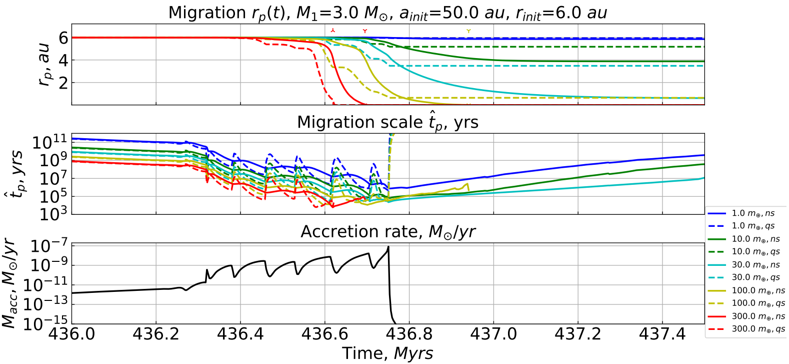
При меньших значениях α эффект тоже может наблюдаться. Но приходится достаточно точно воспроизводить параметры работы.



Быстрая миграция первого типа. Массы планет в единицах критической массы равны $0.8, 0.9, 0.95, 1.05, 1.10\ m_{crit}$.
$\Sigma \approx 150\ g/cm^2$, $T_c \approx 100\ K$, $\alpha = 0.001$.

Миграция ледяных гигантов

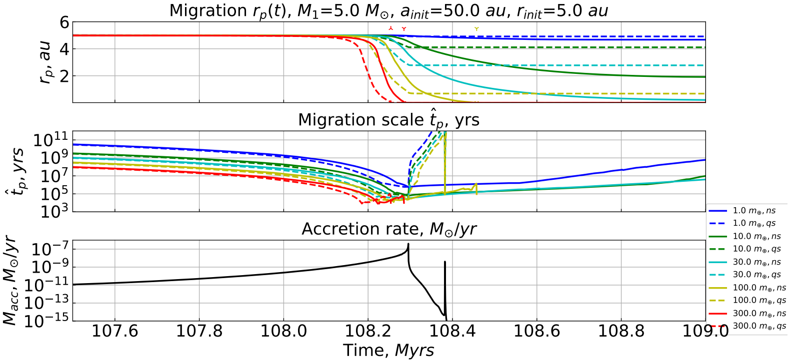
В ряде случаев наблюдается существенная миграция ледяных гигантов. С учетом набора массы такими гигантами из диска можно получить механизм образования горячих Юпитеров.



Полуось планет и темп миграции в зависимости от времени. Темп аккреции вещества приведен для представления о параметрах диска в текущий момент времени.

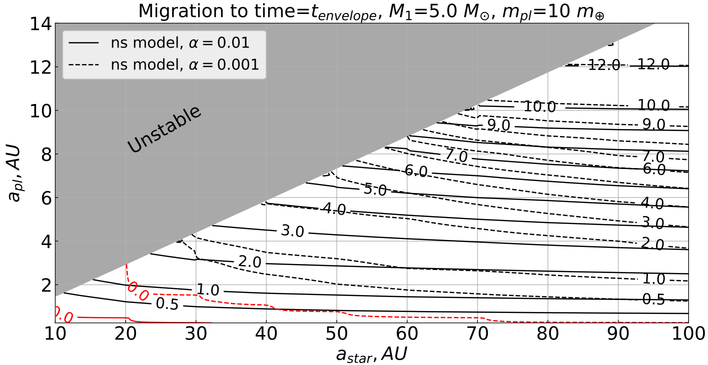
Миграция наиболее массивных гигантов

Массивные планеты мигрируют наиболее существенно, достигают областей приливной миграции и потенциально могут выпадать на родительскую звезду, давая оптические транзиенты.



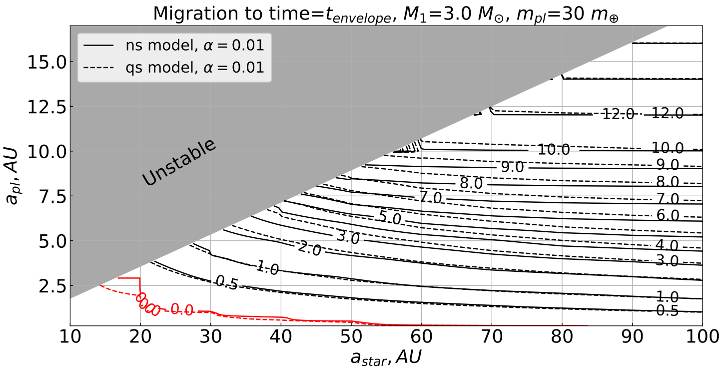
Полуось планет и темп миграции в зависимости от времени. Темп аккреции вещества приведен для представления о параметрах диска в текущий момент времени.

Изолинии миграции: заготовка для популяционного синтеза



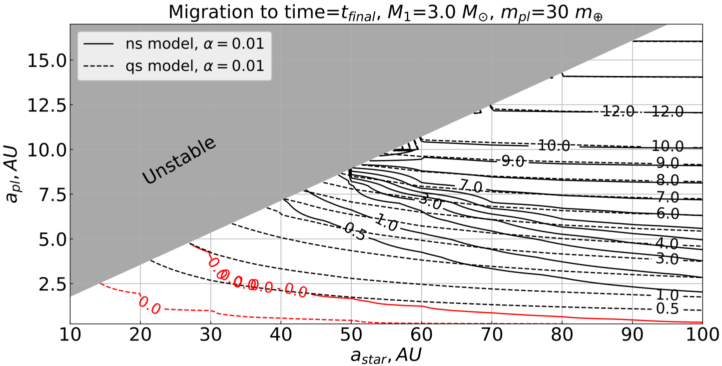
Изолинии показывают финальные значения полуосей планет после миграции от момента образования диска до момента сброса оболочки донором. Сравниваются две модели, различающиеся значением параметра альфа.

Изолинии миграции: заготовка для популяционного синтеза



Изолинии показывают финальные значения полуосей планет после миграции от момента образования диска до момента сброса оболочки донором. Сравниваются нестационарная и квазистационарная модели.

Изолинии миграции: заготовка для популяционного синтеза



Изолинии показывают финальные значения полуосей планет после миграции от момента образования диска до момента полного рассеяния диска в рамках модели. Сравниваются нестационарная и квазистационарная модели.

Выводы

1. Длительные эпохи эволюции: построенная модель позволяет проводить детальный расчет эволюции аккреционного диска на протяжении длительных эпох, с учетом оптически тонких (по вертикали) дисков;
2. Нагрев диска донором: оказывается наиболее существенным в оптически тонких областях диска и мало влияет на миграцию планет;
3. Транзиентные диски: в системах с «маломассивными» донорами возможно существование транзиентных дисков;
4. Быстрая миграция 1 типа: наблюдается при низких значениях α ($\leqslant 0.004$) и при определенных условиях в диске;
5. Возможный механизм образования горячих Юпитеров: удается построить в рамках модели;
6. Планеты, выпадающие на звезду: определяется распространенность таких планет, что позволяет поставить ограничения на наблюдаемость оптических транзиентов из-за выпадения таких планет.

Спасибо за внимание!

Некрасов А. Д.

Для связи: nekrasov.ad15@physics.msu.ru