

УДК 523-524

## МАГНИТОГИДРОДИНАМИКА ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ГАЗОПЫЛЕВЫХ ДИСКОВ

Г.И. Зими́на, А.В. Витязев

## MAGNETOHYDRODYNAMICS OF CIRCUMSTELLAR GAS-DUST DISKS

G.I. Zimina, A.V. Vityazev.

Протопланетный газопылевой диск имел массу 3–7 % от массы  $M_{\odot}$  молодого Солнца. Подобные (порядка  $10^3$ ) диски около звезд солнечного типа обнаружены в областях современного звездообразования. Время их жизни порядка 1 млн лет. Планеты Солнечной системы составляют  $\frac{1}{700} M_{\odot}$ . Возникает вопрос: как и когда теряется порядка 90 % первичной газовой компоненты. Проблема в том, что центральные области диска (уплощенного тора) имеют низкие температуры и степени ионизации. Нами показано, что внешние оболочки тора имеют степени ионизации ( $10^{-11}$ – $10^{-12}$ ) больше критической (порядка  $10^{-13}$ ). Это способствует развитию магниторотационной неустойчивости (MRI) и соответствующего турбулентного переноса газа из ближних областей в дальние от звезды. Характерное время переноса газа порядка 100 тыс. лет (на расстояниях 10–30 а.е.). Оболочка этого иономагнитотора подпитывается из центральных более плотных (на 1–2 порядка) областей. Поэтому общее время диссипации диска составляет порядка 1 млн лет.

Protoplanetary gas-dust disk had mass 3–7% from mass  $M_{\odot}$  of the young Sun. The same (about  $10^3$ ) disks near stars of solar type were found out in the region of modern star formation. Time of their life is of the order of 1 million years. The planets of Solar system make  $\frac{1}{700} M_{\odot}$ . The question: how and when primary gas components of the order of 90 % are lost. The problem that the central plane of disk (complanate tore) have low temperatures and degrees of ionization. It is shown that external shell of tore has degrees of ionization ( $10^{-11}$ – $10^{-12}$ ) more than the critical one (about  $10^{-13}$ ). It promotes development magnetorotational instability (MRI) and corresponding turbulent transportation of gas from near region at the distance from a star. Characteristic time of gas transportation is of the order of 100 thousand years (at the distance 10–30 AU). Shell of the ionomagnitotore inject from more dense (on 1–2 orders) central areas. Therefore total time of dissipation of disk makes the order of 1 million years.

**Введение**

В 1972 г., 35 лет назад, в Ницце на международной конференции было проведено сравнительное обсуждение основных подходов к описанию картины формирования планетной системы Солнца. Кроме краткого обсуждения первых формализованных астрофизических моделей формирования планет Берлаге и Вейцеккера (30–40 гг. XX столетия) были представлены английская школа – модель Мак-Крея, американская – модель Камерона, шведская – модель Альфвена–Аррениуса и русская (Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта), которую представлял Виктор Сафронов. Из трех кардинально отличных классов моделей околосолнечного допланетного диска (рис. 1) признание получил лишь один («русский вариант»): умеренно холодный, умеренно массивный, слабоионизованный газопылевой диск около молодого Солнца с массой, близкой к массе современного Солнца  $M_{\odot}$ . Модель нобелевского лауреата Г. Альфвена (H. Alfvén) со всюду горячей, ионизованной маломассивной околосолнечной небулой, и другой крайний случай – массивная ( $\sim 2 M_{\odot}$ ) досолнечная туманность знаменитого американского астрофизика А. Камерона (A. Cameron) были признаны не подходящими для объяснения процесса формирования планет в околосолнечном диске. В последующие десятилетия исследования велись «по русскому пути». Так называемая стандартная модель околосолнечного диска и его эволюции изложена в ряде работ московской, японской (модель Киото) и др. школ (см., например, [1, 2]). На основе этой модели были осуществлены успешные поиски сотен околозвездных (звезды типа Т Tauri,  $M_* = 0.5 \div 1.5 M_{\odot}$ ) дисков. В то же время в [1] отмече-

но, что варианты Г. Альфвена и А. Камерона могут встречаться около некоторых других молодых звезд и должны приниматься во внимание при поиске и построении общей теории околозвездных дисков. Так, уже открытые (более 200 к 2006 г.) планеты около сотни молодых звезд являются либо планетами-гигантами, либо коричневыми карликами. Для их образования необходимы массивные (камероновского типа) диски.

В последние двадцать лет в рамках стандартного сценария продолжались интенсивные и весьма успешные поиски механизмов, объясняющих основные черты и особенности формирования планет Солнечной системы с целью удовлетворения имеющимся изотопным и др. космохимическим данным.

В теории околосолнечного диска оставалась нерешенной проблема потери 95 % газа первичной околосолнечной туманности. Потеря газа по механизму Джинса (как сегодняшние потери легких газов из атмосферы Земли) очень мала. Гипотеза о выметании газа из диска звездным ветром молодого Солнца требовала чуть ли не стократной по сравнению с околосолнечным диском массы, т.е. еще одной солнечной массы. Второй из самых загадочных и необъясненных проблем является факт наличия намагниченности отдельных метеоритных зерен. Лабораторные исследования естественной остаточной намагниченности (Natural Remanent Magnetization – NRM) многих фрагментов сотен метеоритных образцов указывают на существование в допланетном диске магнитных полей 1–500 мкТл. Неупорядоченное расположение намагниченных фрагментов в метеоритных образцах свидетельствует о намагничивании, произошедшем до их объединения в единые агрегаты. Было предложено несколько механизмов генерации магнит-

ных полей в весьма различающихся моделях газопылевых дисков (сжатое межзвездное в молодом Солнце, генерируемое в недрах раннего Солнца, самогенерация в ионизованном диске и т.д.). В большинстве достаточно хорошо обоснованных моделей показано, что на расстояниях ~0.1–20 а.е. вблизи центральной плоскости существовала так называемая «мертвая зона» («dead zone», «magnetic gap»), где из-за крайне низкой степени ионизации магнитогидродинамические эффекты, ведущие к развитию МГД-неустойчивостей, вызываемому ими переносу углового момента и вещества, а также к намагничиванию пыли, не существенны (см., например, [2]).

Итак, стоит задача исследования роли слабой ионизации в стандартной модели диска и возможности генерации слабых магнитных полей. Необходимо оценить степень ионизации, величину магнитного поля, величину и функциональное поведение коэффициента магнитной вязкости. В этой связи нами сделаны первые оценки, показывающие возможность перехода к детальным численным расчетам.

### Основные уравнения и методика оценок

За основу нами взята стандартная осесимметричная модель  $P(R,z,t)-\rho(R,z,t)-T(R,z,t)$  (давления, плотности, температуры) распределений в гравитирующем газопылевом диске, находящемся в квазикеплеровом вращении около молодого Солнца (детально описанная, в [1, 2]). Добавленная система уравнений МГД аналогична широко используемой исследователями в этой области (см. [2]). В качестве дополнительных ионизирующих факторов к радиоактивному  $^{26}\text{Al}$ , добавлены  $^{60}\text{Fe}$ ,  $^{40}\text{K}$ , солнечные УФ и рентген. Учитывалась возможность более высокого уровня космической радиации в зоне звездообразования.

### Степень ионизации, требуемая для развития магниторотационной неустойчивости (МРН)

В ряде работ (см., например, [2]) показано, что МГД-турбулентность в диске, порождаемая МРН, эффективна, если магнитное число Рейнольдса

$$\text{Re}_M = \frac{v_a^2}{\Omega \eta} \geq 1,$$

где  $v_a$  – альфвеновская скорость,  $\Omega$  – кеплеровская частота вращения,  $\eta$  – коэффициент магнитной вязкости.  $\text{Re}_M$  может быть переписано как функция электронной плотности  $x_e$  и температуры  $T$ .

$$\text{Так как } \eta = \frac{2 \cdot 10^2 T^{\frac{1}{2}}}{x_e},$$

$$\text{то } \text{Re}_M = \frac{v_a^2}{\Omega \eta} \approx \frac{c_s H}{\beta \eta} = \left(\frac{10}{\beta}\right) \left(\frac{x_e}{10^{-13}}\right) \left(\frac{H}{0.1 \text{ а.е.}}\right) \geq 1,$$

где  $c_s$  – скорость звука,  $\beta$  (10–100) – плазменный параметр,  $H$  – характерная высота атмосферы. Для удовлетворения этого неравенства доля электронов должна быть больше  $x_e = 10^{-13}$  на  $r = 1$  а.е. Согласно [2] для  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  МРН требует степень ионизации  $\xi$  в 30 000 раз выше, чем стандартное значение  $\xi_{CR} \approx 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ . В области образования молодых звезд  $\xi_{CR}$

может быть на два порядка больше. Все равно не хватает 2 порядков.

Рассмотрим формулу для параметра ионизации  $n_H \xi = n_e n_i \alpha$ ,  $n_i \approx n_e$ , где  $n_H$  – концентрация нейтрального водорода,  $n_e$  – концентрация электронов,  $n_i$  – концентрация ионов,  $\alpha$  – параметр рекомбинации, который может быть найден по формуле [3]

$$\alpha_H(T) = 2.5 \cdot 10^{-13} \left(\frac{10^4 K}{T}\right)^{0.7}$$

(для  $T \approx 300 \text{ К}$   $\alpha \approx 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ ).

Найдем степень ионизации  $x_e = \frac{n_e}{n_H}$  для одной и

двух характерных высот атмосферы диска:

$$\begin{aligned} \xi_H = 10^{-14} \text{ с}^{-1}, \text{ для } n_H = 10^{15} \text{ см}^{-3} \ n_e = 10^6 \text{ см}^{-3}, &\Rightarrow x_e = 10^{-9}; \\ \text{для } n_H = 10^{13} \text{ см}^{-3} \ n_e = 10^5 \text{ см}^{-3}, &\Rightarrow x_e = 10^{-8}; \\ \xi_H = 10^{-16} \text{ с}^{-1}, \text{ для } n_H = 10^{15} \text{ см}^{-3} \ n_e = 10^5 \text{ см}^{-3}, &\Rightarrow x_e = 10^{-10}; \\ \text{для } n_H = 10^{13} \text{ см}^{-3} \ n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}, &\Rightarrow x_e = 10^{-9}; \\ \xi_H = 10^{-18} \text{ с}^{-1}, \text{ для } n_H = 10^{15} \text{ см}^{-3} \ n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}, &\Rightarrow x_e = 10^{-11}; \\ \text{для } n_H = 10^{13} \text{ см}^{-3} \ n_e = 10^3 \text{ см}^{-3}, &\Rightarrow x_e = 10^{-10}. \end{aligned}$$

Таким образом, видно, что если  $n$  взять на 2–3 порядка меньше, т.е. подняться на несколько характерных высот в область низких плотностей, то требуемая степень ионизации достигается.

### Оценка величины магнитного поля

Зная степень ионизации для температурного распределения  $T \sim r^{-\frac{1}{2}}$ , согласно [2], легко находим оценку величины магнитного поля:

$$B(r) \approx 2 \left(\frac{r}{1 \text{ а.е.}}\right)^{-\frac{13}{8}} \left(\frac{\beta}{100}\right)^{-\frac{1}{2}} G.$$

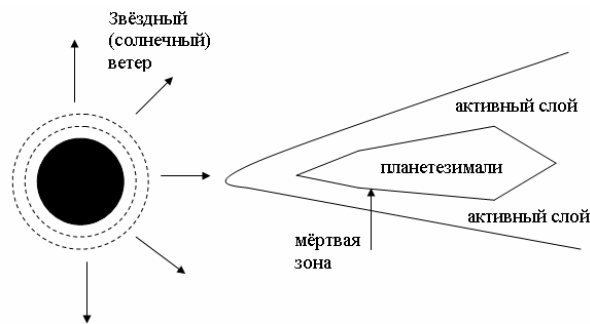


Рис. 1.

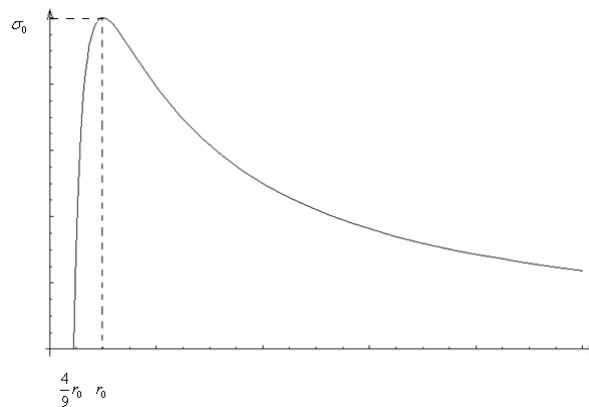


Рис. 2.

**Уравнение для переноса массы газа, вызванного МРН**

Подставляя значение коэффициента магнитной диффузии  $\eta(r)$  в уравнение вязкого переноса массы газа  $\sigma$ , получаем следующее уравнение:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{d}{dr} r^{\frac{1}{2}} \frac{d}{dr} r^{\alpha} \sigma + \varepsilon(r; t). \quad (*)$$

Для температурной зависимости в стандартном диске  $T \sim r^{-\frac{1}{2}}$   $\alpha = \frac{3}{2}$ . Иногда берут несколько отличное температурное распределение  $T \sim r^{-\frac{3}{8}}$ , поэтому мы исследовали уравнение для различных  $\alpha$  со следующими граничными условиями:

$$\sigma(r = r_0) = \sigma_0, \quad \frac{d\sigma}{dr}(r = r_0) = 0, \quad \sigma(r \rightarrow \infty) = 0,$$

где  $r_0$  – расстояние от звезды до газопылевого облака.

Прежде, чем исследовать численно уравнение (\*) с возможными источниками и стоками, важно найти стационарное решение.

**Нахождение стационарного решения для уравнения турбулентного переноса слабо ионизированного газа в верхней оболочке допланетного диска**

$$\frac{3}{r} \frac{d}{dr} r^{\frac{1}{2}} \frac{d}{dr} r^{\alpha} \sigma = 0, \quad \alpha > 0, \quad (1)$$

граничные условия:

$$\sigma(r = r_0) = \sigma_0, \quad \frac{d\sigma}{dr}(r = r_0) = 0, \quad \sigma(r \rightarrow \infty) = 0.$$

Проинтегрировав однократно по  $\int dr$  уравнение (1), получим  $\frac{\partial}{\partial r} r^{\alpha} \sigma(r) = \frac{A}{2r^{\frac{1}{2}}}$ . Интегрируя полученное выражение по  $\int dr$  второй раз, получим

$$\sigma(r) = \frac{Ar^{\frac{1}{2}} + B}{r^{\alpha}} \quad (2), \Rightarrow \frac{d\sigma}{dr} = \frac{A\left(\frac{1}{2} - \alpha\right)r^{\frac{1}{2}} - \alpha B}{r^{\alpha+1}}. \quad (3).$$

Найдем константы  $A$  и  $B$  из граничных условий.

$$\begin{cases} \left(\alpha - \frac{1}{2}\right)Ar_0^{\frac{1}{2}} + \alpha B = 0, \\ Ar_0^{\frac{1}{2}} + B = \sigma_0 r_0^{\alpha}, \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A = 2\alpha r_0^{\alpha - \frac{1}{2}} \sigma_0, \\ B = (1 - 2\alpha)r_0^{\alpha} \sigma_0, \end{cases}$$

$$\sigma(r) = \sigma_0 \left[ 2\alpha \left(\frac{r_0}{r}\right)^{\alpha - \frac{1}{2}} + (1 - 2\alpha) \left(\frac{r_0}{r}\right)^{\alpha} \right]. \quad (4)$$

В случае  $\alpha = \frac{3}{2}$  решение (4) примет вид (см. рис. 2)

$$\sigma(r) = \sigma_0 \left[ 3 \frac{r_0}{r} - 2 \left(\frac{r_0}{r}\right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (5).$$

**Выводы**

Проведено исследование турбулентности, порождаемой в основном магниторотационной неустойчивостью во внешней ионизированной оболочке газопылевого тора (диска) около молодого Солнца. По сути, введены понятия ионотора и магнитотора протопланетного газопылевого диска около молодой звезды. В отличие от широко известных ионосфер и магнитосфер планет и звезд, генерация магнитного поля во внешней оболочке околозвездного диска происходит в самом ионоторе. Используя формулу для вязкого переноса слабо ( $\sim 10^{-13}$ ) ионизованного газа  $\tau = \frac{R^2}{\eta}$ , на расстояниях (5–10 а.е.) получаем время около 100 тысяч лет.

Слабая потеря газа из диска по механизму диссипации Джинса на больших ( $> 10$  а.е.) расстояниях от Солнца сменяется газодинамическим истечением в межзвездное пространство. Так как в верхней ионизированной оболочке ионотора, где происходит турбулентный перенос вещества, имеется подпитка из центральных, на порядок более плотных (по поверхностной плотности  $\sigma$  г/см<sup>2</sup>) областей диска, то общая длительность диссипации на порядок дольше  $\sim 1$  млн лет. Таким образом, дано качественное решение задачи о потере 95 % первичной массы из околосолнечной туманности, согласующееся с астрофизическими данными. Полученные оценки позволяют переходить к численным расчетам.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы. М.: Наука, 1990.
2. Takayoshi Sano et al. Magnetorotational instability in protoplanetary disks // *Astrophys. J.* 2000. N 543. С. 486–501.
3. Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Физика межзвездной среды. М.: Наука, 1979.

*Институт динамики геосфер Российской академии наук, Москва*