

ДИСКИ-НАКОПИТЕЛИ В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ И ИХ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

Р. А. СЮНЯЕВ и П. И. ШАКУРА

Дисковая аккреция на замагниченные быстро вращающиеся нейтронные звезды и белые карлики невозможна, если радиус магнитосферы превышает радиус коротации. Вокруг звезды формируется мертвый диск-накопитель. Такие диски могут быть ответственны за торможение вращения звезды, появление транзиентных источников, вспышки в карликовых двойных; они могли существовать во время выключений источника Her X-1 на годы.

STORE-DISCS IN BINARY SYSTEMS AND THEIR OBSERVATIONAL APPEARANCES, by R. A. Syunyaev and N. I. Shakura. Disc accretion onto magnetized rapidly rotating neutron stars and white dwarfs is impossible, if radius of magnetosphere exceeds the corotations radius. The dead disc—reservoir of material is formed around a star. Such discs may be responsible for deceleration of the star rotation, appearance of transient X-ray sources, flares in dwarf binaries and can exist during the turn off for several years of Her X-1.

Наличие в газовых дисках эффективных механизмов передачи момента количества движения (турбулентности или хаотических магнитных полей) является необходимым но недостаточным условиям аккреции вещества (медленного радиального движения вещества по последовательности кеплеровских орбит к компактной звезде), которая сопровождается выделением гравитационной энергии. Дисковая аккреция вещества на замагниченные быстро вращающиеся нейтронные звезды или белые карлики может оказаться выключенной из-за появления центробежного барьера вблизи внутренней границы диска. Действительно, при наличии у компактной звезды сильного магнитного поля оно нарушает на некотором радиусе R_i структуру диска (Прингл и Рис, 1972). Этот радиус определяется равенством магнитного давления и давления со стороны вещества диска. Ближе к звезде формируется магнитосфера, вращающаяся с угловой скоростью компактного объекта Ω . При этом существует радиус коротации $R_c = (GM/\Omega^2)^{1/3}$, вблизи которого твердотельная скорость вращения магнитосферы равна кеплеровской (Прингл и Рис, 1972; Дэвидсон и Острайкер, 1973; Лэмб и др., 1973). При $R_i < R_c$ возможна аккреция, сопровождающаяся передачей момента вращения компактной звезде и ускорением ее вращения. Ясно, что при $R_i > R_c$ имеется значительный центробежный барьер и аккреция затруднена.

В принципе в случае наклонного ротатора может работать механизм «пропеллера» Илларионова и Сюняева (1975), ведущий к отбросу вещества на бесконечность. Однако возможна и другая картина: вокруг замагниченной звезды формируется «мертвый» диск; скорость аккреции ничтожно мала; вязкие силы взаимодействия между магнитосферой и веществом на внутренней границе диска приводят к отбору момента вращения у звезды и отводу его по диску, например, за пределы двойной системы. Отвод момента связан с наличием турбулентной вязкости и сопровождается выделением в диске энергии, отбираемой у вращающейся и замедляемой этим

механизмом звезды. В аккреционном диске в зоне с $R > R_i$ при $R_i < R_c$ выделяется энергия порядка $GM\dot{M}/R_i$, падение вещества на поверхность звезды приводит к светимости $L = GM\dot{M}/R_*$, где R_* — радиус компактной звезды и $R_* \ll R_i$. В «мертвых» дисках при аналогичных условиях на внешней границе энерговыделение оказывается сравнимым с выделением энергии в аккреционных дисках, т. е. в $R_i/R_* \gg 1$ раз меньше, чем полное энерговыделение при аккреции. Поэтому такие диски можно с полным основанием называть «мертвыми».

Структура «мертвого» диска. Для любого стационарного турбулентного диска уравнение переноса углового момента имеет вид (Шакура и Сюняев, 1973):

$$\dot{M}\omega R^2 + 2\pi W_{r\varphi} R^2 = C, \quad (1)$$

где первый член слева $\dot{M}\omega R^2$ описывает передачу момента усредненным радиальным движением (он важен, когда идет аккреция), а второй — вязкими турбулентными силами ($W_{r\varphi}$ — вязкая сила, проинтегрированная по толщине диска).

В принципе в зависимости от граничных условий возможны любые соотношения между двумя слагаемыми в левой части (1). Рассмотрим экстремальный случай «мертвого» диска, когда $\dot{M} = 0$. Используя граничные условия, получаем

$$W_{r\varphi}(R) = W_{r\varphi}(R_i) \left(\frac{R_i}{R}\right)^2, \quad (2)$$

где $W_{r\varphi}(R_i)$ — вязкая сила связи (турбулентные напряжения) на внутренней границе диска. При наличии такой связи в диск поступает поток механической энергии $L_D = 2\pi W_{r\varphi}(R_i) R_i^2 \omega(R_i)$, которая диссипирует в диске и излучается его поверхностью. Для потока тепловой энергии, излучаемой единицей поверхности диска, имеем

$$Q(R) = \frac{1}{2} W_{r\varphi} R \frac{\partial \omega}{\partial R} = \frac{3}{4} W_{r\varphi} \omega = Q(R_i) \left(\frac{R_i}{R}\right)^{7/2}. \quad (3)$$

Очевидно, что

$$L_D = 4\pi \int_{R_i}^{\infty} Q(R) R dR = 2\pi W_{r\varphi}(R_i) R_i^2 \omega(R_i).$$

Если такой диск излучает, как черное тело ($Q = bT_s^4$), то $T_s \propto R^{-7/8}$. Спектр излучения диска имеет вид

$$F_{\nu} = \frac{4\pi^2 h \nu^3}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{R dR}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad F_{\nu} \propto \nu^{5/2} \text{ при } h\nu < kT(R_i).$$

Напомним, что в аккрецирующем диске, излучающем в результате выделения гравитационной энергии, при $R \gg R_i$ имеем $Q \propto R^{-3}$ и $F_{\nu} \propto \nu^{1/2}$.

К магнитосфере звезды со стороны диска приложен тормозящий момент сил $2\pi W_{r\varphi} R_i^2$, поэтому звезда будет замедлять свое вращение.

Положение внутренней границы диска и вязкие силы вблизи нее в принципе можно найти, зная детальную радиальную и вертикальную структуры диска. Введем полутолщину диска $H(R)$ и поверхностную плотность вещества $\Sigma(R) = 2 \int_0^H \rho(z, R) dz$ и будем использовать систему алгебраических уравнений для дисковой аккреции (Шакура и Сюняев, 1973; 1976):

$$\omega = \sqrt{GM/R^3} \text{ — кеплеровский закон вращения;}$$

$P = \frac{3}{10} \frac{\Sigma}{H} V_s^2$ — уравнение состояния полностью ионизованной водородной плазмы;

$V_s = \Pi_1 \omega H$ — следствие уравнения гидростатического равновесия;

$\varepsilon_r = aT^4 = \frac{\Pi_2 \kappa \Sigma}{c} Q$ — следствие уравнения радиационного переноса энергии;

$Q = \frac{3}{4} W_{r\varphi} \omega$ — уравнение энерговыделения;

$W_{r\varphi} = 2\alpha P H$ — выражение для турбулентной вязкой силы.

Здесь P — усредненное значение давления, T — температура внутри диска, V_s — скорость звука. Безразмерные факторы Π_1 , Π_2 (порядка единицы) появляются при усреднении уравнения по z -координате, а безразмерный параметр α характеризует степень возбуждения турбулентности. Для иллюстрации приведем результаты расчета структуры диска в предположении, что главный вклад в непрозрачность κ дают свободные переходы, т. е. $\kappa = \frac{7.4 \cdot 10^{22}}{T^{3.5}} \rho = \frac{3.7 \cdot 10^{22} \Sigma}{H T^{3.5}} \text{ см}^2/\text{г}$.

Удобно разрешить эту систему, рассматривая Σ и $\omega(R) = \frac{c}{\sqrt{2} R_g} \left(\frac{R_g}{R} \right)^{3/2}$ как независимые переменные:

$$H \text{ (см)} \approx 2.34 \cdot 10^6 (\alpha \Pi_2)^{1/4} \Pi_1^{-13/14} \omega^{-6/7} \Sigma^{3/14},$$

$$V_s \text{ (см/с)} \approx 2.34 \cdot 10^6 (\alpha \Pi_2 \Pi_1)^{1/4} \omega^{1/7} \Sigma^{3/14},$$

$$T \text{ (К)} \approx 2 \cdot 10^4 (\alpha \Pi_2 \Pi_1)^{1/7} \omega^{2/7} \Sigma^{3/7},$$

$$P \text{ (дин/см}^2\text{)} \approx 0.7 \cdot 10^6 (\alpha \Pi_2)^{1/4} \Pi_1^{15/14} \omega^{8/7} \Sigma^{17/14},$$

$$W_{r\varphi} \text{ (дин/см)} \approx 3.3 \cdot 10^{12} \alpha^{8/7} (\Pi_2 \Pi_1)^{1/2} \omega^{2/7} \Sigma^{10/7},$$

$$Q \text{ (эрг/см}^2 \cdot \text{с)} \approx 2.5 \cdot 10^{12} \alpha^{8/7} (\Pi_2 \Pi_1)^{1/2} \omega^{9/7} \Sigma^{10/7}.$$

Если дополнить эту систему уравнением переноса момента (4), то можно найти связь между Σ и R при данном \dot{M} в случае аккреции или при данных граничных условиях $\Sigma(R_0)$ на внешнем радиусе диска R_0 в случае мертвого диска с $\dot{M} = 0$. Очевидно, что вместо Σ_0 можно ввести в качестве параметра массу диска $M_D = 2\pi \int \Sigma(R) R dR$. Используя (2), находим зависимость параметров диска от радиуса:

$$\Sigma(R)/\Sigma(R_0) = (R_0/R)^{11/10}, \quad H(R)/H(R_0) = (R/R_0)^{21/20}, \quad V_s/V_{s0} = (R_0/R)^{9/20}, \\ P/P(R_0) = (R_0/R)^{61/20}, \quad T(R)/T(R_0) = (R_0/R)^{9/10}.$$

Мертвый диск существует только при условии $R_i > R_c = (GM/\Omega^2)^{1/3}$. Удобно положение внутренней границы характеризовать безразмерным параметром $\xi = R_i/R_c > 1$. Оценим полную светимость «мертвого» диска L (эрг/с) = $2\pi W_{r\varphi}(R_i) R_i^2 \omega(R_i) = 5.7 \cdot 10^{34} \alpha^{8/7} (\Pi_1 \Pi_2 m)^{1/7} M_{23}^{10/7} R_{11}^{-9/7} \Omega \xi^{-3/2}$, где $m = M/M_\odot$, $M_{23} = M_D/10^{23}$ г, $R_{11} = R_0/10^{11}$ см. Ниже $\dot{m}_{17} = \dot{M}/10^{17}$ г/с, $i = I/10^{15}$ г·см², I — момент инерции звезды. Приведем выражение для полной массы мертвого диска $M_D = \frac{20\pi}{9} \Sigma_0 R_0^2$ и аккреционного диска (используются формулы Шакуры и Сюняева, 1973)

$$M_D^a = \frac{8\pi}{5} \Sigma_0 R_0^2 = 3.8 \cdot 10^{23} \dot{m}_{17}^{7/10} m^{1/4} a^{-4/5} (\Pi_1 \Pi_2)^{1/10} R_{11}^{5/4} \text{ г}.$$

Отметим, что при одинаковой поверхностной плотности вещества на внешней границе диска плотность на внутренней границе в случае мертвого диска ($\Sigma \propto R^{-10/11}$) несколько больше, чем в случае аккреционного ($\Sigma \propto R^{-3/4}$). Оценим также характерное время торможения звезды «мертвым» диском

$$\tau = \frac{I\Omega}{2\pi W_{r\varphi}(R_i) R_i^2} \approx 600 i \Omega a^{-8/7} (\Pi_1 \Pi_2 m)^{-1/7} R_{11}^{9/7} M_{23}^{-10/7} \text{ лет}.$$

Наиболее неопределенным параметром в теории дисковой аккреции на звездные объекты является положение внутренней границы диска или величина параметра ξ . Со всеми подобающими оговорками будем полагать ниже, что внутренняя граница диска находится из равенства газового и магнитного давлений:

$$P = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{B_D^2}{8\pi} \frac{R_i}{2H} = \frac{\mu^2}{8\pi R_i^2 H}$$

(μ — магнитный момент звезды). Здесь фактор $R_i/2H$ учитывает усиление поля в $(R_i/2H)$ раз вблизи края диска (Лишунов и Шакура, 1977). Подставляя полученные выше выражения для P и H , получаем

$$\xi = \frac{R_i}{R_c} \approx \frac{\mu_{30}^{2/3} \Omega^{2/3} R_{11}^{3/2}}{m^{8/21} M_{23}^{10/21}} (\alpha \Pi_1 \Pi_2)^{-1/21}, \quad \mu_{30} = \mu / 10^{30} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3.$$

Условия на внешней границе. Рассмотрим качественно картину образования и эволюции газового диска в двойной системе. Пусть в некоторый момент времени из внутренней точки Лагранжа начинается истечение газовой струи. Наличие момента вращения и действие неупругих диссипативных процессов должно приводить к формированию газового кольца радиуса R_0 вокруг компактной звезды. Предположим, что вещество в кольце сильно турбулизовано. Тогда, как в любой диффузионной задаче, должно произойти расплывание кольца за характерное время порядка $\tau \sim R_0^2/\nu_t$, где $\nu_t = \eta/\rho \simeq \alpha V_s H$ — кинематическая турбулентная вязкость (Линден-Белл и Прингл, 1974). Газ достигает радиуса R_i , где сравниваются его давление вещества в диске и давление магнитного поля компактного объекта. Если $R_i < R_c$, то включается аккреция. Если же $R_i > R_c$, то центробежный барьер препятствует аккреции и по диску лишь отводится угловой момент от компактной звезды.

В кольцо непрерывно втекает новое вещество. Имеются две возможности.

1. Вязкие силы приводят к отводу момента и оттоку всего поступающего вещества за пределы двойной системы. В этом случае задача стационарна, постоянна масса диска, меняется лишь угловая скорость вращения звезды: она замедляется, и когда Ω станет меньше $\omega(R_i)$, станет возможной аккреция.

2. На внешней границе диска за счет действия приливных сил происходит эффективная передача момента вращения из диска в орбитальный момент двойной системы (Пачинский, 1976; Папалайзоу и Прингл, 1977). В результате непрерывно увеличивается количество вещества на внешней границе. Внутренние части диска перестраиваются за время, много меньшее чем τ . Диск становится «накопителем» — его масса непрерывно увеличивается. Но в каждый момент времени структура диска описывается приведенными выше формулами, меняется лишь Σ и масса диска. Увеличение массы диска сопровождается повышением давления на магнитосферу и уменьшением R_i . Компактная звезда замедляет свое вращение. Когда R_i сравнивается с R_c , включается аккреция и за время порядка τ происходит сброс массы диска. На полную мощность работает источник (его светимость возрастает в R_i/R_* раз), и происходит ускорение вращения компактной звезды за счет приноса момента вращения аккрецирующим веществом (Прингл и Рис, 1972). Возможно, что аккреция, сопровождающаяся течением газа по магнитосфере, ведет к увеличению давления на нее и уменьшает R_i (Сюняев, 1976). После сброса существенной части массы диска вновь наступает стадия накопления и процесс становится квазипериодическим.

Транзиентные источники (источники, появляющиеся на несколько месяцев и исчезающие вновь). Диски-накопители могут быть одной из причин возникновения транзиентных источников. При малом темпе перетекания вещества к нейтральной звезде аккреция становится возможной лишь

после накопления большой массы в диске, сопровождающейся уменьшением радиуса магнитосферы. Данная модель предсказывает замедление вращения звезды на стадии «мертвого» диска и слабое его свечение в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах. При включенном рентгеновском излучении должно наблюдаться ускорение звезды.

Карликовые новые. Ситуация с диском-накопителем может иметь место и в тесных двойных системах, включающих быстровращающийся белый карлик, на который идет дисковая аккреция. Белый карлик должен иметь магнитное поле (в зависимости от скорости перетекания) 10^5 — 10^7 Гс и вращаться с периодом порядка $15 (R_i/R_*)^{3/2}$ с. Вспышка оптического ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения происходит, когда R_i становится меньше R_c и длится τ . В такой модели легко рассчитать основные характеристики как «мертвого», так и аккрецирующего диска.

Выключения рентгеновского излучения Нег X-1. Венцель и Гесснер (1972) и Лиллер (1975) обнаружили, что сильная оптическая переменность звезды HZ Нег, связанная с нагревом одной ее стороны рентгеновским излучением, временами исчезает на несколько лет. Это можно интерпретировать как свидетельство выключения рентгеновского источника и прекращения аккреции. На поверхность видимой звезды падает в виде рентгеновских фотонов в 30 раз больше энергии, чем поступает из ее недр (Баско и Сюняев, 1973). HZ Нег имеет собственную температуру поверхности около 7000 К и максимум оптического спектра приходится на фильтр *B*. Интенсивность излучения в максимуме чернотельной кривой возрастает, как $F_\nu \propto T^3$, а полный поток энергии — как в T^4 . Эффект нагрева рентгеновскими лучами был бы замечен, если бы соответствующая переменность превышала 0^m . 2, т. е. $\Delta F_\nu \sim 0.2 F_\nu$. Эти цифры показывают, что рентгеновское излучение уменьшалось более чем в $(150)^{4/3} \simeq 1000$ раз.

Такое уменьшение можно связать со значительным уменьшением темпа перетекания, что ведет к $R_i > R_c$ и $\Omega > \omega (R_i)$. В этом случае вокруг нейтронной звезды должен существовать «мертвый» диск, слабо излучающий в ультрафиолете и оптике. Полагая массу диска равной 10^{22} г, $\alpha \simeq 0.1 \div 1$, $\xi \simeq 1$ и $R_0 = 10^{11}$ см, легко оценить светимость «мертвого» диска $L_D \simeq 10^{34} \div 10^{35}$ эрг/с, максимальную температуру на его поверхности $T_s \sim 10^5$ К, оптическую светимость 10^{33} — 10^{34} эрг/с. Максимум излучения приходится на далекий ультрафиолетовый диапазон. По диску отводится момент, и нейтронная звезда должна замедлять свое вращение с характерным временем $\tau \sim 10^3$ лет. Причиной включения аккреции может быть увеличение темпа перетекания вещества либо замедление вращения нейтронной звезды.

Инт-т космических исследований АН СССР,
Москва

Поступила в редакцию
29 марта 1977 г.

Гос. астрономический ин-т
им. П. К. Штернберга, Москва

ЛИТЕРАТУРА

- Баско М. М. и Сюняев Р. А., 1973. *Astrophys. and Space Sci.*, **23**, 71.
Венцель и Гесснер (Wenzel W., Hessner H.), 1972. *Inform. Bull. Variable Stars*, Nr 733.
Дэвидсон и Острикер (Davidson K., Ostriker J. P.), 1973. *Astrophys. J.*, **179**, 585.
Илларионов А. Ф. и Сюняев Р. А., 1975. *Astron. and Astrophys.*, **39**, 185.
Лиллер (Liller W. M.), 1975. *NASA SP-389*, В сб.: «X-ray Binaries», Washington, 155.
Линден-Белл и Прингл (Linden-Bell D., Pringle J. E.), 1974. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **168**, 603.
Липунов В. М. и Шакура Н. И., 1977. *Астрон. ж.* (в печати).
Лэмб и др. (Lamb F. K., Pethick C. J., Pines D.), 1973. *Astrophys. J.*, **184**, 271.
Папалоizou и Прингл (Papaloizou J., Pringle J. E.), 1977. *Preprint Cambridge Univ.*
Пачинский (Paczynski B.), 1976. *Comments on Astrophys and Space Phys.*, **6**, 95.
Прингл и Рис (Pringle J. E., Rees M. J.), 1972. *Astron. and Astrophys.*, **21**, 1.
Сюняев Р. А., 1976. *Письма в АЖ*, **2**, 287.
Шакура Н. И. и Сюняев Р. А., 1973. *Astron. and Astrophys.*, **24**, 337.
Шакура Н. И. и Сюняев Р. А., 1976. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **175**, 613.