

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕТО НА МАГНИТНОТО ПОЛЕ НА КОМПАКТЕН ОБЕКТ С НЕГОВИЯ ДИСК

Красимира Янкова, Лъчезар Филипов

Институт за космически и слънчево-земни изследвания – Българска академия на науките
e-mail: f7@space.bas.bg

Ключови думи: магнито-хидродинамика, акреционен диск, адвекция

Резюме: В статията се разглежда магнито-хидродинамиката на акреционен диск с адвекция. Отбелязват се някои от особеностите на модела. Обсъждат се допълващи локални условия съгласувани с него. Как и защо променливите са избрани във такъв вид. Какво ни дават глобалното и локалното решение.

INTERACTION OF THE MAGNETIC FIELD OF A COMPACT OBJECT WITH ITS DISK

Krasimira Yankova, Lachezar Filipov

Space and Solar-Terrestrial Research Institute – Bulgarian Academy of Sciences
e-mail: f7@space.bas.bg

Магнитното поле

Моделът се базира на основните уравнения на флуидната МХД

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) &= 0 & \nabla \cdot v &= 0 & \nabla \cdot B &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v &= -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi + \left(\frac{B}{4\pi\rho} \cdot \nabla \right) B + g \nabla^2 v & \Phi &= \frac{GM}{r - r_g} \\ \frac{\partial B}{\partial t} &= \nabla \times (v \times B) + \eta \nabla^2 B & \eta &= \frac{\eta_m}{\rho} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \\ \rho T \frac{\partial S}{\partial t} - \frac{M\dot{c}}{2\pi r} T \frac{\partial S}{\partial r} &= Q^+ - Q^- + Q_{mag} & r_g &= \frac{2GM}{c^2} \end{aligned}$$

$$p = p_r + p_g + p_m$$

За въртящи се звезди с магнитно поле електродвижещата сила играе роля на колиматор на течението [15], дори първоначалното течение да има сферична симетрия, скоро то се концентрира в екваториалната равнина и образува диск или тор. Случая на сферична акреция се реализира само ако магнитната звезда не се върти.

Една от главните особености на всеки модел е свързана с разпределението на ъгловия момент. При звезди с централно-симетрично нормално поле, ъгловият момент нараства към звездата. Когато полето е външно момента нараства навън по диска.

В този модел няма наложени ограничения за местоположение на първичното поле или за независимост по координатите ϕ и t . Дори момента може да се преразпределя в двете посоки, когато има комбинация от вътрешни и външни полета. Затова може да се прилага и при трите варианта, достатъчно е вертикалната компонента на полето да е представена в явен вид по всички координати.

Тук използваме централно поле и вертикалната компонента представена във вида $B_z = \frac{\mu}{r^3}$ е независима от азимуталната и времева координата за екваториалната равнина.

Превключването на магнитни силови линии ги съкращава и разстоянието между тях се увеличава, така че излишъкът от магнитна енергия се освобождава в новата конфигурация.

Превключването е необходимо за поддръжка на равновесието $E_k \sim E_t$ на кинетичната и турбулентна енергия в диска. То е представено от две близки противоположни бримки образуващи неутрална конфигурация. Плътността на тока е $j = (c/4\pi)\nabla \times B \sim cB_r/4\pi l$ и за малки l – скала на локалните вихри, j е голямо. Мощната аниhilация освобождава много енергия [18]. Процесът се апроксимира до магнитна турбулентна проводимост σ [4,6]. [18] представя турбулентията в ролята на бавни MHD ударни вълни. Принципно изразява същността на магнитният вискозитет.

Вискозитета

Триенето между съседните слоеве в диска, които имат различна плътност наричаме вискозитет (механичен и магнитен). Акреционният диск е топлинна машина. Той се затопля като чрез вискозно триене и се охлажда чрез излъчване от повърхността си. Вискозитета е и основен фактор в преразпределянето на ъгловия момент.

Отместването е причината за появата на хидродинамични вихри. Отклоненията на потока от средното течение генерира поле. – Поради опъването на магнитните линии магнитната индукция нараства. При достатъчно слабо поле коефициентите водещи до линейни неустойчивости могат да се пренебрегнат. В кинетичния вискозитет, защото е изпълнен критерия на Рейлей. В диференциално въртяща се система с магнитно поле отместването винаги води до динамо, но не и до динамо действие. Това е така, защото спиралността на течението внася известна локална асиметрия в полето, но като цяло главното поле може да остане ос-симетрично (диполно, нормално). Динамото се установява в докритично състояние.

Турбулентното динамо може да пренася енергия от малката към голямата скала, защото промяната на полето в дадена част от спектъра примки идва от всички хармоники, а не само от тези с малки вълнови номера. Когато нарастването на примките е бързо (равноразпределение $E_k \sim E_t$ по целия спектър), сработва обратната връзка MRI и част от енергията се връща в турбулентните вихри.

◆ Коефициента $\alpha_t = \alpha + \alpha_m$

$$(1) \quad \alpha_t = \frac{v_t^2 + v_{ms}^2}{v_s^2}, \quad \text{където} \quad \alpha = \frac{\langle v_r v_\phi \rangle}{v_s^2} \sim v_t^2 \tau_t \quad \text{и} \quad \alpha_m = \frac{\langle b_r b_\phi \rangle}{4\pi \rho v_s^2}.$$

В този модел се счита, че механичният и магнитен вискозитет имат сравним принос в конфигурацията. Не се пренебрегва единия за сметка на другия.

Адвекцията и Ентропията

Основната изследователска цел на модела е свързана с изучаване на поведението на въртящи се астрофизични системи, като двойни звезди и активни галактични ядра. В горещите акреционни дискове около много масивни компактни обекти – черни дупки се появява адвекцията. Те имат температури, близки до вириалната [3,4,5]. Тя е факторът, който осигурява възможността да останат в равновесие и не позволява те да се разрушат.

Предпоставка за възникването на адвекцията е отрицателният радиален градиент на ентропията вследствие наличието на термо- вискозна неустойчивост (ТВН) или/и аниhilация на магнитно поле. [3,4].

Ентропията не е параметър на течението, а глобална характеристика на състоянието. Градиентът ѝ се определя от механизмите на затопляне и охлаждане в диска:

$$(2) \quad T \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{3}{2} H v_r \frac{v_a^2}{r} = H \vartheta \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2 - \frac{3c}{\tau} \left(v_s^2 - \frac{v_a^2}{2} - RT \right) + \frac{\eta}{4\pi\rho} \left(\frac{B_r}{H} + \frac{3\mu}{r^4} \right)^2$$

Знакът на градиента определя основния критерий за развитието, равновесието и устойчивостта на диска. Ако той не се охлажда ефективно, това е предпоставка да премине към ново термодинамично състояние за да остане глобално устойчив и да не се разруши. Такъв преход е необратим. Неустойчивостите ще се превърнат в структури (вихри, спирали, корона) подържани от излишъкът освободена енергия.

$$(3) \quad \frac{\partial s}{\partial \Theta}(x) = \frac{2a_4}{\alpha_m^2} x^{15} + \frac{a_4}{\alpha_m^2} x^{13} - a_3 x^9 + a_5 x^8 + (\alpha_m a_6 - 2a_1) x^6 + \\ + \alpha_m a_7 x^5 + (\alpha_m a_8 - a_1) x^4 + a_2 \alpha \left[\frac{x^3}{(x-x_g)^4} + \frac{x^2}{(x-x_g)^3} + \frac{x}{4(x-x_g)^2} \right]$$

Където величината Θ е безразмерна променлива за време.

Сложната периодична зависимост за развитието на ентропията във времето е свързана с включването и изключването на един или няколко от дисипативните механизми.

$$(4) \quad s(\theta) = A_1(x, \beta) e^{3\theta} + A_2(x, \beta) e^{\theta} + A_3(x, \beta) \theta + \\ + A_4(x, \beta) e^{-\theta} + A_5(x, \beta) e^{-2\theta} + A_6(x, \beta) e^{-3\theta} + A_7(x, \beta)$$

В горещите акреционни дискове дифузията е по бавна от дисипацията и те не могат да се охладят ефективно. Енергията се запазва в диска под формата на топлина, която намалява радиалния градиент на ентропията към центъра и предизвиква адвекция. Отрицателната ентропия създава на условия за поглъщане на енергия от неустойчивостите – стимулира обрания връзки. Води до ново състояние чрез необратим преход.

Адвекцията регулира геометричната дебелина на диска и не му позволява да се разруши. Повечето автори считат, че тя просто пренася свойствата на флуида към по-малки радиуси, както познатия ефект в земната атмосфера. Но при тези високо-енергетични обекти адвекцията проявява изстинката си същност. Тя обхваща (опакова) решението като цяло и го увлича към центъра, което би могло да се сведе до известния процес в ниско-енергетичната граница. Има и друга съществена отлика от познатите модели – не е ограничено наличието на ТВН, тук магнитната адвекция я контролира, но не я заличава (няма основание за такова твърдение). При ТВН балансирана от магнитна адвекция може да се достигне вириална температура и в условия на несвободно падане.

Променливите

Въвеждаме неявно физически съществуващата обратна връзка между характеристиките на течението и тези на неговите неустойчивости, като представим водещите периметри във вида:

$$(\otimes) \quad F_i = F_{i0} \mathfrak{R}_i(x = r/r_0) \exp[k_\varphi(x)\varphi + \omega(x)t]$$

където F_{i0} са стойностите на външния ръб на диска r_0 .

Коефициента $\omega(r)$ показва колко често течението се отклонява поради среща със структура или спонтанно смущение по пътя си. Коефициента $k_\varphi(r)$ е синуса от централния ъгъл (измерван в радиани) между такива отклонения на една орбита. Ще наречем $\omega(r)$ и $k_\varphi(r)$ коефициенти на среща, те корелират с вълновите числа от локалния модел. Отношението им към дадено смущение не е конкретно, те са глобални обратни връзки на характеристиките на потока с локалните характеристики на неустойчивостите в него (всички видове) и имат отношение към общото им разпределение в течението като цяло.

Изборът на периодичната функция също не е случаен. Той е продиктуван от аналогия с разпределението на Поасон от статистиката за случайно отклонение на течението (ние не знаем отнапред кога и колко често ще се случва) и е свързан с адвективната природа на диска (експонентчялен характер – [виж резултатите на 10]). Положителният знак на експонентата отчита фактора взаимодействие. Разпределението на Поасон борави с невзаимодействащи частици в изолиран обем [1,7]. В идеален газ елементарните частици не взаимодействат, но това не важи за вихровите. Дори ако сведем изолирания обем до размера на частицата трябва да се отчита взаимодействието по границите и. Адвекцията подсилва ефекта. МВ провокират ТВН и така кръгът се затваря.

Разглеждането на магнито-хидродинамиката на акреционен-дисков поток в астрофизиката е сериозен нелинеен проблем. Редица автори [1-9,16,17,21] изследват неустойчивостите в и на течението като използват микро-флуктуации на параметрите – линеаризиране на проблема, т.е. те не ползват пълните уравнения. Математически това опростява задачата, но се губи поглед върху нелинейните ефекти.

Предимствата на така трансформираните променливи:

- ◆ Коефициентите дефинират изключително важната за физиката на обекта обратна връзка.
- ◆ Такова представяне позволява да запазим неявната зависимост на водещите параметри от времето и ъгловата пространствена координата.
- ◆ Уравненията остават нелинейни.
- ◆ Понижен е броя променливи и от чисто физически съображения системата е сведена до ОДУ.

Възможности и избор

1. $f_3(x) = const$; $f_4(x) = x$

2. $f_3(x) = x^{-1}$; $f_4(x) = x^2$

3. $f_3(x) = x^{-2}$; $f_4(x) = x^3$.

Когато използвахме връзките (#) за водещите параметри на диска, получихме междинни резултати [11]. Получените груби резултати ни дават три възможни решения. За да подберем най-подходящото за нашите изследвания решение ние избираме гравитационният център да бъде черна дупка. Така получаваме глобални решения за структурата и развитието на диска [11,12]. Другите две приближения съответстват на случаите на раздуване в тор и разрушаване на диска в система с пропелер. Те не са третираны по нататък.

Локален модел

Резултатите от глобалния модел сочат, че в диска се образуват кратко-живущи формирования – пръстени с повишена плътност. Адвекцията контролира ентропията им, като я поддържа (задържа) постоянна във времето.

Построен е модел на такова формирование основан на базисните уравнения, но съобразен с локалните физически условия. В него са получени локалното загряване и вълновите числа в зависимост от него: $\omega(K)$ и $k_\phi(K)$, и $k_r(K)$ на дадена орбита r .

Описан е нов физическият ефект израз на правата връзка. Локалното загряване в пръстеновидна област K носи информация за зависимостта на развитието на неустойчивостите от енергетиката на диска. Неустойчивостите там се хранят от дисковото затопляне, щом енергията, която диска е могъл да произведе, не е могъл да я произлъчи.

За да придобие завършен вид описанието на изследвания източник е необходимо да допълним модела с някои локални условия съгласувани с него:

1. Условието за оценка на R_d

В [8] изследват рушенето на диска на вътрешната му граница. То е свързано с вискозната неустойчивост, която осигурява геометрично тънко течение $\partial\mu/\partial\Sigma < 0$ (където $\mu = \mathcal{G}\Sigma$, Σ – повърхнинна плътност). Те получават аналитично решение близо до радиусът на рушене r_d и

него самия при $\partial\mu/\partial\Sigma = 0$. Тази неустойчивост може да се представи също като $Q_{\text{mag}}/Q^+ > 1$, където става важна магнитната дисипация [9].

Локално условие за оценка на радиуса на унищожаване на диска : $(Q_{\text{mag}}/Q^+) \leq 1$

$$(5) \quad \left(\frac{B_r}{H} + \frac{3\mu}{r^4}\right)^2 \leq 4\pi\alpha\rho H \left(r \frac{\partial\Omega}{\partial r}\right)^2$$

$$(6) \quad \frac{1}{4\pi\rho} \left(\frac{B_r}{H} + \frac{B_z}{r}\right)^2 \approx \frac{\langle v_a \rangle^2}{r^2} \leq \alpha H \left(-\frac{3}{2}\Omega_k\right)^2 \leq \frac{9}{4}\Omega_k^2$$

$$(7) \quad \Rightarrow \quad \langle v_a(r) \rangle^2 \leq \frac{9}{4} \langle v_\phi(r) \rangle^2$$

получено от нас в термините на модела. В тази форма то е удобно за научноизследователските ни цели.

2. Условие за устойчивост на смесващите моди

$$(8) \quad v_a H < v_s r$$

Пълния вид на условието $|v_a|H < |v_s|r$ е определен и изследван в [22]. Тук то ще ни даде възможност да проверим има ли наличие на вертикална конвекция в диска на изследваният обект.

3. Условието за възникване на Тюринг неустойчивости има приблизително следната

форма: $\tau_a < \tau_\eta$

$$(9) \quad \text{Където } \tau_\eta \sim \frac{L^2}{\eta} \text{ е скалата на Омово гасене}$$

$$(10) \quad \tau_a \sim \frac{L_{c\wedge} \rho^{1/2}}{B_{c\wedge}} \text{ е времето за което Алфеновата вълна пробягва слоя.}$$

В нашия случай, като вземем под внимание, че $\eta = \alpha_m v_s H$, условието приема вида:

$$(11) \quad \alpha_m \rho^{1/2} < 1, \text{ когато } v_a < v_s \text{ и}$$

$$(12) \quad \alpha_m \rho^{1/2} < v_a/v_s, \text{ когато } v_a \geq v_s.$$

Решението при $t \sim 0$

Решението $f_i(x)\exp(-\omega_0 f_7(x)/\Omega_0)$ дава описание на първичното разстилане на диска.

База за сравнение

Може да се търси база за сравнение в няколко направления:

1 .Модела е построен с цел да бъде използван при разнороден тип източници с разнообразен набор маси.

2. По вида на резултатите – характера на екваториалната плътност за по горещи дискове (групата на Бисекало)

3. По стойността на оценките при съвпадение на обекта - външния радиус на короната на диска в системата Суг Х-1. Очакваният резултат при съгласуване на наблюдения, числени резултати и симулации варира от 15-250R_g [19] за сферична корона и до 320-640R_g за не-сферична [20]. Нашите резултати принадлежат към първият интервал.

Адаптация

Пълната адаптация на уравненията предстои. Тя следва естественото развитие на модела във вертикална посока. Целта е да се свърже физиката на короната с процесите на преподреждане в диска в качеството му на отворена система, когато двата глобални потока нямат обща енергетика.

Заклучение

Тази теоретична разработка дава широко поле на приложение към реални обекти за тестването на обобщен модел на структурата и еволюцията на акреционен диск при високо енергетични източници. Този модел ще бъде използван в бъдещо изследване на проблемите за устойчивост, възникването на корона, адвекцията в диска и взаимодействието в системата корона-диск-(джетове) при по слабо познати обекти.

Литература:

1. Anselm, A. I., Statisticheskoy fiziky I termodinamiky, 1973(Rus).
2. Balbus, S. A., J. F. Hawley, Reviews of Modern Physics, Vol 70, No 1, Jan 1998.
3. Beloborodov, A. M., 1999, arxiv astro-ph/9901108.
4. Bisnovatyı-Kogan, G. S., 1998, arxiv astro-ph/9810112.
5. Bisnovatyı-Kogan, G. S., 1999, arxiv astro-ph/9911212.
6. Bisnovatyı-Kogan, G. S., R. V. E. Lovelace, July 30, 2002.
7. Borisoglebsky, L. A., Kwantowaia mehanika, 1988(Rus).
8. Campbell, C. G., MNRAS, 301, 754-758, 1998.
9. Campbell, C. G., P. M. Heptinstall, MNRAS, 299, 31-41, 1998.
10. Filipov, L., Kr. Yankova, D. Andreeva, "Some features of α disk and advective-dominated accretion disk. Self-similar solutions and their comparison. – II", BAS, SRI, Aerospace Research in Bulgaria. 18.142-154.2004. Sofia.
http://www.space.bas.bg/astro/Aerospace18/AdvFlen_II.pdf, 2004ARBl...18..142F.
11. Iankova, Kr. D., L. G. Filipov, "Influence of the magnetic field of the compact object on the accretion disk – results" BAM 2004, Aerospace Research in Bulgaria, No. 20, p. 167-170 (2005).
<http://www.space.bas.bg/astro/Rogen2004/StPh-2.pdf>.
12. Iankova, Kr. D., // SES'2005, Book I: 31. <http://www.space.bas.bg/astro/SES2005/a4.pdf>.
13. Iankova, Kr. D., "Stability and evolution of magnetic accretion disk", Publ. Astr. Soc. "Rudjer Bošković", No. 9, 2009, 327-333. http://aquila.skyarchive.org/6_SBAC/pdfs/31.pdf
14. Iankova, K. "Theoretical modelling of accretion discs. Correlation of the global coefficients with the distributions of local wave numbers in the disc", International Conference MSS-09 "MODE CONVERSION, COHERENT STRUCTURES AND TURBULENCE", Moscow, 23-25 November 2009, 409-414. ISBN 978-5-9710-0272-7.
15. Kaburaki, Os., arXiv: astro-ph/9910252, Oct 14, 1999.
16. Kuncic, Z., G. V. Bicknell, arXiv: astro-ph/0402421v1, 18 Feb 2004.
17. Lebovitz, N. R., E. Zweibel, arXiv: astro-ph/0403316v1, 12 Mar 2004.
18. Matteo, T. Di, MNRAS, 299, L15-L20, 1998.
19. Novak, M. A., J. Wilms, B. Vanghan, J. Dove, M. Begelman (1999) AJ 515 726-737.
20. Pottschidt, K., M. König, J. Wilms, R. Stanbert (1998) A&A.
21. Regios, E., MNRAS, 286, 104-114, 1997.
22. Spruit, H. C., R. Stehle, J. C. B. Papaloizou, MNRAS, 275, 1223-1231, 1995.