



**БЪЛГАРСКА АКАДЕМИЯ НА НАУКИТЕ
ИНСТИТУТ ЗА КОСМИЧЕСКИ ИЗСЛЕДВАНИЯ И ТЕХНОЛОГИИ
Секция “Астрофизика и космическа динамика”**

**ас. Красимира Димитрова Янкова
Магнитохидродинамика на Акреционно-Дисков Поток**



АВТОРЕФЕРАТ

на дисертационен труд за присъждане на образователна и научна
степен “ДОКТОР” по научната специалност:
01.04.02.Астрофизика и звездна астрономия

Научен ръководител:

доц.д-р Лъчезар Филипов – ИКИТ-БАН

Научно жури:

проф. дфн Петко Неновски – НИГГГ, БАН - Рецензент
проф. дмн Николай Витанов – ИМ, БАН - Рецензент
проф. дфн Радослав Заманов – ИА-НАО, БАН
доц. д-р Георги Петров – ИА-НАО, БАН
доц. д-р Лъчезар Филипов – ИКИТ-БАН

Докторантът е зачислен в задочна докторантура към секция Астрофизика на високите енергии (АфВЕ) на Институт за космически изследвания при Българска академия на науките през 2002г.

От 2001г. е Научен Сътрудник към същата секция.

Изследванията по дисертационната работа са извършени по време на докторантурата на дисертанта, проведена в секцията (АфВЕ) на Института за космически изследвания – БАН.

Дисертационният труд е обсъден и насочен за защита от разширен научен семинар на секция „Астрофизика и космическа динамика“ от Института за космически изследвания и технологии – БАН, ИА-НАО към БАН и ФзФ на СУ”Св. Кл. Охридски“, състоял се на 17.10.2012г.

Защитата на дисертационният труд ще се състои на.....от....., в зала нана редовно заседание на научното жури по “Астрофизика и звездна астрономия” в професионално направление 4.1. Физически науки.

Материалите по Дисертационния труд са на разположение на интересуващите се в канцеларията на ИКИТ – БАН

Обща характеристика на дисертационния труд

Дисертацията се състои от две обособени части:

В първата е представена фундаменталната основа на проблема – Анализирано е състоянието му към момента; Кратко са маркирани експерименталните способности за регистриране на акреционен диск в наблюдавания обект. Дадено е сбито описание на основните типове модели в развитието на теорията; Поставен е теоретичния и математически базис на проблема от гледна точка на флуидната магнито- хидродинамика. И на тази основа са изведени основните уравнения за акреционно – дисковия поток. Представени са и възможните процеси, които оказват влияние на неговата еволюция.

Втората обхваща теоретичното изследване на автора и приложението на резултатите от разработката към два конкретни случая на реално наблюдаеми обекти, типични представители на своите групи.

ДТ съдържа 152 страници, които включват: Увод, Глава I-V; 76-фигури (в това число 314-графики) и 10-таблици; 7/седем/ страници приложения; Библиографията обхващаща 128 заглавия, от които 19 на кирилица и 109 на латиница; общи изводи и приноси.

СПИСЪК СЪС СЪКРАЩЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

АГЯ – AGN – активно галактично ядро

Адвекцията – Advection: е хоризонтално преместване на флуида със пренасяне на свойствата му (топлина, количество на движение, завихреност, и др.).

БХН – ВНН = MRI – МРН – магнито-ротационни неустойчивости

БД – WD – бяло джудже

ГЦ – галактичен център

γ -ray – гама излъчване

ГУ – гранично условие

2D – двумерен; **3D** – тримерен

ДТ – дисертационния труд

Еддингтонова светимост – Eddington limit: изразява факта че налягането на излъчване не трябва да надвишава силата на тежестта. $L_{\text{Edd}} = 4\pi cGM/\kappa$ (κ е коефициента на томсъново или комптаново разсейване).

Ентропия – Entropy: мярка за свързаната топлина в системата. Отрицателния градиент означава че съществува възможност за преподреждане. Системата еволюира като се реструктурира необратимо.

ЗЗЪМ – ЗЗМИ (УД-Ф) – закон за запазване на ъгловия момент

IR – инфрачервено излъчване

Quasar: квази-звезден обект с много висока светимост и на много голямо разстояние от нас. Квазарите имат висока светимост в радиодиапазона, голямо червено отместване, предполага се че съдържа супермасивна ВН и е свързан с ранната еволюция на ядрото на формираща се галактика.

КО – компактен обект

КХН – Келвин-Хелмолдс неустойчивости

МЛ – ML – магнитни линии

МП – MF – магнитно поле

МРН – MRI – магнито-ротационни неустойчивости

МР-моди – MRM – магнито-ротационни моди

МХД (ХД) – МНД (НД) – магнитохидродинамика (хидродинамика)

НЗ – NS – неутронна звезда

НУ – начално условие

Opt – светлината – оптичен диапазон

Периметър - Perimeter: понятието е използвано в ДТ по смисъл на физическа характеристика на потока, като ρ , v_r , v_s , H , V_r , V_ϕ .

ПН – PI – неустойчивости на Паркър

РТН – Релей-Тейлор неустойчивости

СЗК – сферичен звезден куб

SFI – неустойчивости от отместване

Sp – спектър

ТДС – CBS – тясна двойна система

UV – ултравиолетово излъчване

ХДН – HDI – хидродинамични неустойчивости

X-ray – рентгеново излъчване

ЦО – централен обект

ЦРА – ЕПА – екваториалната равнина на диска

ЧД – ВН – черна дупка

Abstract

We are presenting a new magneto-hydrodynamic model of accretion disc. It is helping to obtain solutions regarding disc's 2D and 3D structures. Two key moments of disc evolution are considered: disc spreading from ring and a period afterwards (about this moment the structure formations are created). In this way, more detailed description of the physics processes could be obtained, e.g. structure and evolution of disk, instabilities development and corona generating.

In 2D structure, spirals, micro-vortices (maybe magneto-rotation instabilities, MRI) and higher density short-living rings appeared in the inner regions. The disc primary spreading is observed. The gradient of entropy and the heating, obtained in the ring model give information about the relation between the MRI and the energy released in the disc. In the 3D structure, the velocity vector field is obtained and conditions of MRI existing, enforced by vertical stratification of the disc density, are investigated. In this way, estimation of the outer radius of the disc corona is obtained.

We are introducing new quantities coefficients of the meeting, in this way given feedback on the characteristics of instability with the quantities of the plasma.

We created physical object - local warming in the ring and got averaged expression of its development on the disc.

We obtained for this model expression the condition for the destruction of the internal edge of the disc and the condition for the occurrence of Turing instability in the density flow.

Model has been applied for two specific cases of typical representatives of the stars and super-massive BH:

Cyg X-1 – Invisible component of the CBS in Cygnet - a candidate for low-massive black hole.

SgrA* – core of our Galactica - likely representative of the super-massive black holes.

Results adequately describe physical processes related to both objects and well processes for the individual events, which provides the opportunity to be compared with each other sources.

Актуалност

Астрофизиката изучава физическите процеси и явления, които протичат във/със космическите обекти. **Акрецията** е един от най-важните проблеми на астрофизиката, засягащ трансфера на материя и трансформацията на енергия в космоса. Процеса представлява падане на вещество върху космическо тяло от обкръжаващото пространство и е мощен гравитационен механизъм за производство на лъчиста енергия. Ефективно преобразува масата на веществото посредством вискозно триене, а освободената потенциална енергия трансформира в лъчение чрез удари между частиците.

Акрецията върху компактен обект (КО – свръх плътна звезда или черна дупка) като механизъм е предложена независимо от двама учени – руснакът Я.Зелдович и американецът Е.Солпитер. Такива обекти формират акреционен диск и могат да преработят до 50% от масата на падащата материя.

Акреционната теория свързва развитието си с откриването на първият мощен рентгенов източник през 1962г. Детектирането на космичен обект допринася съществено за изучаване и разбиране на физическите процеси в и около него. Както е добре известно X-ray наблюденията могат да се извършват предимно от сателити и затова изучаването на такива източници е пряко свързано с развитието на космическите изследвания и нови технологии, конструирането и извеждане на изкуствени спътници в околоземното пространство много от които работещи и в момента, като; инфрачервените Спитцер и Хершел; Оптичния телескоп Хъбъл. Серията високо енергетични астрономични обсерватории – HEAO, втората по известна като рентгеновата обсерватория – “Аинщайн” ; “Chandra” ; INTEGRAL - International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (изстреляна през 2002); и др. Изучаването на акреционните дискове (АД) е особено актуално в световен мащаб, защото те са най-мощните енергетични източници в Космоса. Освен това са и сред най-разпространените обекти във Вселената не само във времево и пространствено, но и в еволюционно отношение. Примерно Квазарите са обекти с големи червени отмествания, повечето от тях принадлежат на ранната Вселена. От друга страна АД присъстват в почти всички стадии на еволюция на звездите и техните подсистеми. От прото-звездни, прото-планетни относително студени дискове до горещите АД на КО в края на живота на звездите.

Научният интерес към Акреционните дискове е провокиран именно от високата енергийна ефективност и времева променливост, която показват широкия клас наблюдателни данни в γ -ray, X-ray, оптичния, IR, UV, и радио-диапазона. В тези обекти се развиват редица неустойчивости и структури, които управляват разпределението на енергията. Те намират израз в множество нестационарни явления, които ние наблюдаваме. Разбирането за структурата на диска ще позволи по-добре да изучим естествените характерни процеси на само-организация при едни от най-разпространените източници на енергия във

Вселената и да придобием по-пълна представа за физиката на далечния Космос.

Придобивайки поглед върху енергетиката на проблема бихме могли да предложим решения и на други проблеми извън строго научната сфера, както често се случва с голяма част от изследванията в различни космически направления.

В този дисертационен труд се изследва един от основните въпроси на астрофизиката: Магнито-хидродинамиката на акреционен дисков поток. Проблемът стои на дневен ред и е пряко свързан с не една от областите на съвременната наука в това число фундаменталната теория, космическите технологии и енергетиката – три водещи сфери в човешкото развитие.

Обект на изследване:

1. Тесни двойни системи (ТДС) – Това е система в която, двете звезди са толкова близо, че притежават единна газова обвивка.
2. Активни галактични ядра (АГЯ) – Това е централният регион на активните галактики. Той съдържа супер- масивна черна дупка, която осигурява феноменалната светимост (квазари) асоциирана със активността на галактиката.

Предмет на изследването:

Акреционен- дисков плазмен поток в условия на магнитно поле: еволюция и устойчивост.

ЦЕЛ

Теоретично моделиране на магнито-хидродинамиката на адвективен акреционен диск. Целта е разработване на аналитичен модел за изучаване структурирането на диска в процеса на неговото развитие в качеството му на отворена астрофизична система. Както и да се проследят предпоставките за възникване на корона в/от него.

Задачи:

1. Да се изследват и моделират проблемите на само-организация в диска и зараждането на короната като следствие от неговото структуриране.
2. Да се установи по какъв начин взаимодействието на плазмата в диска с компонентите на полето дава възможност за развитие на неустойчивости. И по специално, да се разгледа връзката на магнитно-ротационните неустойчивости (МРН) с генерирането на дисковата корона.
3. Разработения модел ще се приложи към два типични случая, от групи наблюдаеми обекти: Ниско масивни ($M = 10M_{\odot}$) и Свръх масивни черни дупки ($M = 10^n M_{\odot}$).

4. Ще се проведе сравнителен анализ в поведението на двата конкретни обекта (Лебед X-1 и Стрелец A*), като се отчитат характерните разлики и индивидуални особености.
5. Да се получат оценки за външният радиус на короната и радиуса на разрушаване на диска за избраните обекти (Лебед X-1, Стрелец A*), като се използват допълващите условия на модела.

Методи на изследването:

1. Теоретично моделиране, което включва: Разработка на математичен модел на базата на физиката на изследваните обекти; Аналитични трансформации върху системата векторни диференциални уравнения; Компютърна обработка на проблема [с пакет *Maple* – приближение на Рунге-Кута], Графична обработка с [*Scientific Work Place*] и интерпретация на резултатите.
2. Приложение на теоретичната разработка при конкретни източници – представители на групите изследвани обекти.
3. Сравнение със симулации от други автори:
 - на подобни резултати в разпределението на характеристиките на потока – (плътността на диска при Бисекало в хидродинамиката [1,2])
 - при съвпадение на изследвания обект – за по коректно тълкуване на физическите процеси – (Балбус-Хоули за SgrA*)

Научна новост: по същество идеите, по които е конструиран модела, както и подхода, чрез който е развит, и получените от него резултати са нови:

За първи път от автора са въведени величините **коефициенти на среща**. По този начин е извършена модификация на водещите параметри (характеристиките на потока). **Модификацията** в характеристиките притежава две важни свойства:

- Дефинира (включва в уравненията) неявно обратната връзка, която съществува между неустойчивостите (нелинейните ефекти) и течението.
- Значително опростява изчисленията, като запазва нелинейния характер на проблема.

Изведен (изграден) е също израз за правата връзка, която се проявява като ефект на локално загряване в локалния модел.

За първи път се изследват възможностите за генериране на дисковата корона без участието на вертикална конвекция. Показано е, че това е възможно при определени условия чието изследване също е изложено в дисертационния труд.

Изследвано е влиянието на връзките между коефициентите на среща от глобалния модел и вълновите числа на локалния модел в зависимост от вида на неустойчивостите.

Открито е, че за МРН влиянието на тези връзки дава механизъм на различимост на функциите и позволява да получим оценка за най-външния радиус на короната от диска.

Приложимост и полезност: Разработката с произтичащите резултати представени в ДТ, могат да бъдат използвани в бъдещи теоретични изследвания по проблемите за устойчивостта, възникването на короната и адвекцията в диска, както и взаимодействието в системата корона-диск. Следователно съществено ще допринесат за развитието на акреционната теория в клоната свързан с изучаването на магнетизирани дискове.

Личен принос на автора:

1. Изграден е функционален (работещ) МХД модел на адвективен акреционен диск **въз основата на нов подход базиран на специфична хипотеза за развитието и действието на** адвекцията в диска.

2. Извършената от автора модификация във водещите физически характеристики на потока запазва нелинейния характер на изследваните процеси.

3. Изграденият математически израз на правата връзка на неустойчивостите от енергетиката на диска, получен като директен резултат от локалния модел, дава пълнота в концепцията на разработката.

Така работещия модел позволява в сферата на нелинейната физика да се проведе аналитично изследване за развитието на водещите параметри (характеристики), структурата и еволюцията на диска, както и зараждането на неговата корона.

4. Моделът е завършен но е и отворен към бъдещо числено моделиране.
5. Разработката е приложена (тествана) към два реални източника, като получените резултати дават адекватно и сравнително детайлно описание на протичащите физически процеси в тях.

Апробация:

Разработваните модели, резултатите и техните следствия изложени в ДТ са публикувани в самостоятелни и съвместни публикации, в които авторът взима основно участие. Също така са представяни (поставени и докладвани) и обсъждани на редица международни форуми у нас и в чужбина:

1. *COSPAR Colloquium interball 2002, 5-10 February 2002, Sofia, Bulgaria.*
2. *Third Bulgarian-Serbian astronomical meeting, 13-15 May 2002, Gjolechitsa, Bulgaria.*
3. *12th Annual Conference of Doctoral Students, 10th June - 13th June, WDS 2003 Prague, Czech Republic.*
4. *BAM 2004, 14-18 June 2004, Rogen, Bulgaria.*
5. *Third Advanced Research Workshop "GRAVITY, ASTROPHYSICS AND STRINGS AT THE BLACK SEA", 13-20 June 2005, Kiten, Bulgaria.*

6. 5th Bulgarian-Serbian Conference (V BSCASS): "Astronomy and Space Science" 9-12 May 2006, Sofia, Bulgaria.
7. BG-URSI SCHOOL and WORKSHOP on Waves and Turbulence Phenomena in Space Plasmas, 1–9 July 2006, Kiten, Bulgaria.
8. Fourth Advanced Research Workshop "GRAVITY, ASTROPHYSICS AND STRINGS AT THE BLACK SEA" 10-16 June 2007, Primorsko, BULGARIA.
9. VI SERBIAN BULGARIAN ASTRONOMICAL CONFERENCE 07 - 11 May 2008, Belgrade, Serbia.
10. International Conference MSS-09 "MODE CONVERSION, COHERENT STRUCTURES AND TURBULENCE", 23 - 25 November 2009, Moscow, Russia.
11. "Meetings in Physics 2011" – 24 - 25.02.2011 г.
12. International Conference on Physics in Memoriam Acad. Prof. Matey Mateev, April 10-12, 2011.
13. Национална астрономическа обсерватория "Рожен": Тридесет години с поглед към небето – Международна конференция, Смолян, 26-29 септември 2011
14. Седма научна конференция с международно участие – SES 2011, София, 29 ноември - 1 декември 2011.

КРАТКО ИЗЛОЖЕНИЕ ПО ДИСЕРТАЦИЯТА

Глава I

Анализирани са познатите модели до момента. Обобщени са резултатите от научните изследвания и се налагат следните – изводи към I глава:

1. Налага се създаване на обобщен модел за магнито-хидродинамиката на диска, в който да се достига необходимата информативност на решението, като при това се запазва нелинейният характер на проблема.

Има пряка зависимост на неустойчивостите (всички видове) от енергетиката на диска и съответно обратна връзка в развитието на характеристиките на потока, в резултат от действието на тези неустойчивости в него.

2. Обратната връзка е израз на неявната зависимост от нелинейните ефекти. Важно е тя да се изрази, като се въведе в уравненията по подходящ начин.

3. Необходимо е да се въведе физически обект (величина), който да носи информация за правата връзка в само-организацията на диска при неговото еволюционно развитие.

4. Важно е модела да дава качествено (и отчасти количествено) описание, както на общите така и на индивидуалните физически процеси за конкретен източник.

Глава II

Изведени са базисните уравнения на акреционно – дисковия поток въз основа на теорията на флуидната магнито- хидродинамика.

В уравнението на движение по естествен начин при преобразуването на $\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j)$ се получава адвективния член. Трансформацията

дава $v_i \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j)}{\partial x_j} \right) + \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j}$ и тъй като закона за запазване на

масата е $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$ тогава: $\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j) = \rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) = \rho \frac{Dv_i}{Dt}$. Видът

на така получения адвективен член показва, че това не е индивидуално изменение на някоя или на всички от компонентите на скоростта, а цялостно отместване на средното течение като поток със скорост v_i в някаква посока.

Закона за запазване на енергията (33E) е трансформиран чрез термодинамичните закони (първи и втори принципи) и преминава в у-ние на топлинния баланс.

Глава III – Теоретично изследване:

Предложен е и разработен обобщен модел за изследване на магнито-хидродинамиката на адвективен акреционен диск с цел изучаване на авто- структурирането му и предпоставките за възникване на корона. Базисните уравнения на модела са: уравнение на непрекъснатост, уравнение на движение, уравнение на магнитна индукция, уравнение на топлинния баланс и уравнение на състоянието.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 ; \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 ; \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 ;$$

ρ - масовата плътност; \mathbf{v} - скорост на средното течение; \mathbf{B} -

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi + \left(\frac{\mathbf{B}}{4\pi\rho} \cdot \nabla \right) \mathbf{B} + \mathcal{G} \nabla^2 \mathbf{v} ;$$

магнитната индукция; p - пълното налягане; Φ - гравитационният

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}$$

потенциал; \mathcal{G} -динамичният визкозитет;

η - магнитният визкозитет; T -

$$\rho \mathbf{T} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} - \frac{\dot{M}}{2\pi r} \mathbf{T} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial r} = Q^+ - Q^- + Q_{mag}$$

температурата; \mathbf{S} -ентропията; \dot{M} -

скорост на акреция; Q^+ -вискозна

десипация; Q^- - лъчисто охлаждане;

Q_{mag} - магнитна десипация.

$$\mathbf{p} = p_r + p_g + p_m$$

Тези уравнения са получени при галилееви трансформации, в условия на относително движение на координатна система вързана с върха на потока, спрямо неподвижна координатна система с център в центъра на акретора.

Конструираният модел е нестационарен, неосисиметричен Кеплеров диск с адвекция, в нормално магнитно поле.

Работи се в цилиндрични координати $(r, \phi, z; t)$, които са подходящи поради геометрията на потока и в приближение за тънък диск по смисъла на нашите **допускания, които са:**

- Избираме черна дупка като акретор в нашето изследване. Тя ни предоставя най-добрите условия за изучаване на физиката на МРН в диска (Вижте междинните резултати в [16]). Освен това в работата [21] е доказано, че за въртяща се черна дупка винаги се генерира слабо поле дори в първоначално немагнитна плазма. За гравитационния потенциал, сме избрали псевдо-Нютоновата форма: $\Phi = -\frac{GM}{r-r_g}$; $r_g = \frac{2GM}{c^2}$; $\mathbf{r} = (r^2 + z^2)^{1/2}$ това е прост и удобен

начин релативистките ефекти, предизвикани от компактният обект върху акрецията да бъдат включени в разглеждането на напълно Нютоново течение. [5]. Потокът е нерелативистки, защото $v_{cp}^2/c^2 \sim 4 \cdot 10^{-2} \ll 1$.

- Скоростта е въведена във формата $\mathbf{v} = (v_r, r\Omega_k = r \sqrt{\frac{GM}{r(r-r_g)^2}}, 0)$,

защото дискът е Кеплеров. Първоначалните и размер и посока са обвързани със степента на асиметрия на диска (елиптични орбити, включително елиптични неустойчивости [23]) в условия на осисиметричен централен потенциал; (трябва да се отбележи че този параметър се приема за известен в качеството си на начално условие).

- Друга особеност в случая ЧД, е магнитното поле. То е резултатно от началното разпределение на остатъчния заряд при колапса и работата на грави-магнитното динамо впоследствие, затова и може да се разглежда като дипол ориентиран по оста на въртене. При това полето остава достатъчно низко, за да може да разглеждаме плазма в слабо магнитно поле:

МХД приближения:

- Флуида е неутрален $\rho_e = 0$, когато концентрацията от свободни електрони в напълно йонизираната водородна плазма е много пониска \ll , от тези, които балансират заряда;
- Ако полето се изменя бавно, отместването на тока $\frac{1}{c} \frac{\partial E_i}{\partial t}$, може да се пренебрегне, когато работим с несвиваем флуид.
- Предполага се, че вертикалното поле на акретора не се изменя с времето. Основно то се определя от вертикалният компонент,

представен в явен вид: $\mathbf{B}_z = \frac{\mu}{r^3}$ и за екваториалната плоскост не зависи от φ и t [4]; ако вертикалното поле остане в явен вид по всички координати при едно по сложно представяне, това няма да повлияе на уравненията съществено, защото то няма да доведе нови параметри или да прикачи допълнителни диференциални членове към уравненията.

- С $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$ обозначаваме електрическото съпротивление.

МП на обекта може да бъде свое собствено или външно (галактично или от донора). Ако е централно поле и разположено перпендикулярно на равнината на диска, то момента в диска се увеличава, навътре към акретора. Този ефект може да бъде компенсирал от мощните джетове. (Те отвеждат веществото преминало през екваториалният прозорец заедно с натрупания ъглов момент в него [22]). Но преди достигането до централната фуния, преразпределението на момента оказва своето влияние: Ускореното въртене освобождава повишени количества енергия, която пряко повлиява градиента на ентропията и чрез него допринася за развитие на адвекция. По този начин, преразпределението на момента, влияе върху пререструктурирането на диска, в качеството му на отворена система. В случай на оптически плътни потоци, които отговарят на под-Едингтонова акреция, радиацията е в капан вътре в спиралния поток и диска не може да я преизлъчи ефективно [19].

Адвективна хипотеза – адвективен член.

1. Повечето автори на адвекцията разглеждат адвективно доминирани суб- и супер- Еддингтонови потоци. (Това са потоци (течения) излъчващи максимална светимост наречена Еддингтонова [9, 10, 19 и др.] В нашите разглеждания адвекцията не е доминиращ механизъм. В моделите с които съм запозната се предлага известна деформация на течението под формата на рязко увеличаване на радиалната скорост и осезаемо падане в орбиталната скорост до суб-Кеплерови стойности – завъртане на вектора на скоростта. Такова завъртане физически означава, че действието на $\frac{\partial v_i}{\partial t}$ е пренебрегнато. За разлика от тези модели ние предлагаме адвекция под формата на пълния адвективен член, естествено получен в уравненията описващи динамиката на потока.

2. Операторът $\frac{D}{Dt}$ дефинира този адвективен член. Както

установихме и по рано $\rho(r, \varphi, z, t) \frac{D}{Dt} v_i(r, \varphi, z, t)$ не е нарастване на радиалната скорост, а отместване на средното течение като поток със скорост v_i в някаква посока. Няма завъртане на вектора, макар че такова

може да се разглежда като частен случай (и работи добре в атмосферата на Земята). По общото тълкуване (и при мощното поглъщане присъщо на черните дупки, физически по вероятно (правилното)) е, че решението като цяло се пренася към по малки радиуси. Орбиталната скорост разбира се променя, но това е свързано с новата орбита и само косвено зависи от адвекцията. Орбиталната скорост обаче отново е Кеплерова тъй като при такъв пакетен пренос течението не променя характера си.

3. За диполно поле нормално на диска, членът $\mathbf{B}_r \mathbf{B}_\phi$ в уравнението на движение, създава условия за радиална на адвекция [12] - т.е. определя посоката на изместване на средното течение: В този смисъл актуалността на орбиталната скала е близка по значимост с радиалната. Радиалното придърпване в черната дупка може да достигне скорост, което е около половината от скоростта на свободно падане, без да отслаби орбиталното въртене, напротив, то се ускорява в резултат от преразпределението на момента. Тогава вискозната и динамична времеви скали (които са сравними) са по-кратки от мащаба на топлинната скала и охлаждането е неефективно.

Адвекцията в този вариант, може да сработи и при относително по-ниски температури в по външни региони на диска. По ранната и поява пък гарантира потока да се задържи оптично плътен и при температури на порядък по високи от обичайно възприетите.

Въз основата на новия подход в разглеждане на адвективния механизъм, ние може да запазим следните предположения валидни:

- *Геометрично тънък диск , оптически плътен и без само-гравитация.*
- *Едно-температурна, напълно йонизирана плазма.*
- *Температурата на електроните е от порядъка на йонната температура, тъй като наличието на магнитно поле гарантира ефективен трансфер на топлина към охлаждащата компонента.*

4. В уравнението на топлинния баланс, адвекцията извежда (извлича) топлинната навътре по диска и осигурява енергетично структурообразуването при малки радиуси. Радиалният градиент на ентропията е адвективният член в топлинния баланс и може да бъде представен във

формата $-\frac{\dot{M}}{2\pi r} \mathbf{T} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial r} = -2\mathbf{H} \rho v \left(-\frac{3}{2} \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi r}\right)$, защото адвекцията е пряк резултат

от взаимодействието на магнитното поле и плазмата.

Охлаждането на практика е свързано с вертикалният градиент на

ентропията в 2D-диск и има вид $Q^- = \frac{acT^4}{3\tau}$.

- **Знакът на ентропията (на $\partial_t \mathbf{S}$)** определя основният критерий за развитие, равновесие и стабилност на диска. Ако той не се охлажда ефективно с течение на времето, енергията която се съхранява в диска под формата на топлина намалява градиента към центъра. Отрицателния градиент на ентропията ($\partial_t \mathbf{S}$) създава условия за усвояване на енергия от съществуващите

неустойчивости и по този начин стимулира обратните връзки в пренареждането на диска. Така постепенно диска променя вътрешната си структура, за да регулира динамичното квази-устойчиво състояние в което се намира, понеже то е твърде далеч от равновесие.

ВИСКОЗИТЕТА

Тук за вискозната дисипация, ние избираме от същия тип, както и в стандартния модел: $Q^+ = \mathcal{G} \rho \mathbf{H} \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2$.

Магнитната дисипация ηj^2 също е представена в $g\mathbf{f}$ -компонента, тъй като основното движение на електрони е в посоката на \mathbf{f} -оста, а магнитният вискозитет се дължи на съпротивлението на радиалният ток $\eta = \alpha_m \mathbf{v}_s \mathbf{H}$. Ротацията може да се създава и поддържа от него, дори и при липсата на кинетичен вискозитет [20]. Съпротивлението предизвикано от отместване изисква описание на неговите ефекти: включва се вертикалната стратификация по масова плътност. При увеличаване на магнитното поле, спектъра на неустойчивите моди се измества към големите дължини на вълните. Тогава, се включва вертикалната скала: $v_a^2 > v_s^2$ [3,6], и няма да има нито една магнито-ротационна мода, която да е неустойчива - стабилност (насищане). Нарастването на МРН значително зависи от конфигурацията на основното поле. От тороидално поле, където ги няма, до еднородно вертикално, където са най-добре изразени [25]. В нашия случай асиметричните МР-моди нарастват най-бързо. Насищането на магнитното поле създава мощно налягане, което се транспортира от неустойчивостите (на Паркър и, или РТН и др.) и се формира силно намагнитена корона. Баланса в енергиите $E_m \sim E_k$ е подсигурен в диска и магнитното поле не може да потисне ефектите от въртене и да угаси магнито-ротационните неустойчивости там.

На този етап развитието на диска основно се определя от глобалния компонент на полоидалното поле. При достатъчно ниско поле в диференциално въртяща система линейните неустойчивости може да се пренебрегнат: в кинетичния вискозитет, защото е изпълнен критерият на Релей; в магнитния вискозитет, защото отместването, винаги води до динамо, но когато е слабо вертикалното глобално поле и радиалната скорост е различна от нула (т.е. поток се стреми към обекта, мястото [12], имаме докритично динамо $D \approx D_{CR}$ и то няма да води до динамо действие. След първоначалното увеличение на магнитната енергия, тя ще намалее заради дисипация на поле и Динамото ще бъде в състояние на самоиндукция, в което само се компенсират загубите. [8,11]. Тогава нелинейните ефекти в диска, преразпределят енергията, полето и ъгловия

момент. Вискозен коефициент $\alpha_t = \alpha + \alpha_m$: $\alpha_t = \frac{v_t^2 + v_{ms}^2}{v_s^2} = \frac{\langle \mathbf{v}_r \mathbf{v}_\varphi \rangle}{v_s^2} + \frac{\langle \mathbf{b}_r \mathbf{b}_\varphi \rangle}{4\pi \rho v_s^2}$

- Може да се избере α – константа за удобство т.к. се явява хидродинамичен параметър. По този начин се намалява влиянието на чисто хидродинамичните неустойчивости, без да се игнорира наличието им. Ако α не е константа, това може да бъде свързано само с взаимодействие между видовете неустойчивост. От друга страна, не трябва да се игнорира напълно действието на ХДН. **Тогава системата се разцепва.** Ентропията не е **периметър** на течението, а характеристика на състоянието. Затова за разлика от $\partial_t v$, $\partial_t S$ не е част от адвективният член на топлинният баланс, а отговор (и причина, проявление на обратна връзка) на развиващата се в диска адвекция!
- $\alpha_m = const$; В диска ротацията има стабилизиращ ефект и може да прекрати изместването на МРН, тогава те започват да нарастват. Адвекцията придвижва неустойчивостите навътре и по този начин поддържа α_m близо до константа.
- Този диск има условия за термо- вискозна нестабилност, но тя е в контролиран режим балансирана от магнитна адвекция. Симбиозата на механизми позволява да се достигане на вириална температура дори и в отсъствие на свободно падане:
- $T \sim T_{vir} = \frac{GMm_i}{kr}$.

И МОДИФИКАЦИИ

- ▣ ще приложим следните промени в модела, който изградихме върху горните предположения:

Различните неустойчивости в диска създават нерегулярни периодичности в измененията на характеристиките на течението, които не бива да се пренебрегват и могат да се използват. Диска не е оси-симетричен, но ако го разделим на сектори, ще видим, че може да представим водещите му **периметри** във вида:
 $F_i = F_{i0} \mathfrak{R}_i(x = r/r_0) \exp[k_\phi(x) \phi + \omega(x)t]$, където F_{i0} са стойностите на външния ръб на диска r_0 .

Има пряка зависимост на неустойчивостите (всички видове) от енергетиката на диска и съответно обратна връзка в развитието на характеристиките на потока, в резултат от действието на тези неустойчивости в него. Обратната връзка е израз на не-явната зависимост от нелинейните ефекти. В [7] тя е представена, като член в развитието на динамото при линеен анализ, но всъщност не е дефинирана.

Ние въвеждаме на коефициентите $\omega(R)$ и $k_\phi(R)$, като по този начин определяме обратната връзка в неявна форма, за всички видове неустойчивости (ако ги въведем в явен вид, това би било погрешно, защото с налагане на някакво условие, което ще се отрази в резултатите, те ще бъдат предопределени).

Изборът на периодичната функция съвсем не е случаен. Той е продиктуван по аналогия с разпределението на Поасон в статистиката при случайно отклонение на течението (ние не знаем отнапред кога и колко често ще се случва) и е свързан с адвективната природа на диска (експонентцялен характер – [13]). Положителният знак на експонентата отчита фактора взаимодействие. Разпределението на Поасон се занимава с невзаимодействащи частици в изолиран обем. В идеален газ частиците не взаимодействат, но това не се отнася за вихровите такива. Дори ако ние намаляваме изолирания обем до размера на частиците трябва да се отчитат взаимодействията по границите на вихъра. Такива взаимодействия, стимулират появата на нови обекти в разпределението [28].

Така приетите от нас зависимости по t и φ имат коефициенти на периодичност зависещи от разстоянието до центъра r (обратните връзки се заключват – затварят), а по координатите r и z функциите запазват своя неперодичен характер.

Коефициента $\omega(r)$ показва колко често течението се отклонява поради среща със структура, или в резултат на спонтанно смущение по пътя си. Коефициента $k_\varphi(r)$ е синуса от централния ъгъл (измерван в радиани) между такива отклонения на една орбита. Наричаме въведените от нас величини $\omega(r)$ и $k_\varphi(r)$ **коефициенти на среща**. Те са свързани с вълновите числа от локалния модел. Но трябва да се отбележи, че отношението им към дадено смущение не е конкретно, защото **Коефициентите** са глобални обратни връзки и имат отношение към общото разпределение на нелинейните ефекти в течението като цяло (от всички видове).

Построения върху тези допускания и с въведените от нас модификации модел, притежава съществени физически преимущества в сравнение с останалите модели и математически комфорт по отношение на решението, защото:

1. **Коефициентите на среща**, които зависят от разстоянието до центъра, **дефинират** изключително важната за физиката на обекта **обратна връзка**;
2. Това представяне на променливите позволява да запазим неявната зависимост на водещите **периметри** от времето и ъгловата пространствена координата (φ - азимутална пространствена компонента);
3. **Уравненията остават нелинейни**;
4. Модификацията в **периметрите** F_i , (обратната връзка) понижава броя на променливите. Така от чисто физически съображения, системата ЧДУ се ограничава до система ОДУ.

Получената система е обезразмерявана по външния ръб. Така че, получаваме удобни начални/гранични условия $f_i(1)=1$, $f_i'(1)=0$, които ни дават възможността при конкретен източник да съгласуваме стойностите на водещите **периметри** с действителни теоретични изчисления или реални оценки от наблюдения.

Тази нелинейна безразмерна система я подлагаме на компютърна обработка чрез итерации (на Рунге - Кута), като на първата стъпка положим $\frac{\partial f_i(x)}{\partial x} = 0$ за $i = 1, \dots, 8$. $\frac{\partial^2 f_6(x)}{\partial x^2} = 0$ от чисто физически съображения, поради скок във \mathbf{V}_Φ на външния ръб т.к. \mathbf{V}_Φ се генерира в диска.

Получаваме добро приближено **решение за радиалната структура** на диска при точката на втичане ($\varphi_0 = 0$). Приближението е извършено с точност до 10% в аналитичните редове. Това решение представя функциите на водещите **периметри** във вида:

$$f_1(x) = \frac{2+c_2}{10x^{10}} + \frac{1+c_1+c_3}{x^{2/2}} [1-(x-x_g)] + \frac{8-c_2}{10}$$

$$f_2(x) = (c_2 + 2)(x-1) + 1$$

$$f_3(x) = \frac{c_6}{6}x^6 + \frac{c_7x^5}{5} + \frac{(2+c_2)-c_5(1+c_2)}{2}(x-1) + (1-c_5)\frac{1+c_1+c_3}{2x^{1/2}}(x-x_g-1) + 1 - \frac{c_6}{6} - \frac{c_7}{5}$$

$$f_4(x) = (1-c_{12}-c_{14})x + \frac{c_{12}}{x^4} + \frac{c_{14}}{x^4(x-x_g)}$$

$$f_5(x) = \frac{1+c_4}{2x^2} + \frac{1-c_4}{2}$$

$$f_6(x) = \frac{2+3\alpha c_{10}}{4c_8x^{17/2}}(x-x_g-1) - \left[\frac{1+c_1}{c_8x^8} + \frac{2\alpha c_{10}-1}{c_8x^{15/2}} \right] \frac{1}{(x-x_g)} +$$

$$+ \frac{\alpha c_{10}}{c_8x^{13/2}} \frac{1}{(x-x_g)^2} + \frac{c_9}{3c_8x^3} + \frac{1}{x^2} + \frac{c_1+\alpha c_{10}}{c_8} - \frac{c_9}{3c_8}$$

$$f_7(x) = \left[\frac{4c_{10}-c_2+c_{11}-2c_{13}}{c_1} - \frac{c_{16}}{c_1c_4} \right] \frac{1}{x} - \left[\frac{c_3}{c_1x^{1/2}} + \frac{c_3}{2c_1c_4x^{1/2}} - \frac{c_{17}}{c_1x^{3/2}} \right] \frac{1}{x-x_g} -$$

$$- \frac{c_3}{c_4c_1} \frac{x^{1/2}}{(x-x_g)^2} + 1 + \frac{c_2}{c_1} + \frac{c_3}{c_1} - \frac{4c_{10}}{c_1} - \frac{c_{11}}{c_1} + \frac{2c_{13}}{c_1} - \frac{c_{17}}{c_1} + \frac{3c_3+2c_{16}}{2c_4c_1}$$

$$f_8(x) = \left(c_4 + 1 - k_{\varphi 0} - \frac{c_4+1}{k_{\varphi 0}} - \frac{1+2c_4+c_{11}}{c_{13}} \right) (x-1) + \frac{c_{15}}{c_{13}x} - \frac{1+c_1+c_3}{c_{13}x^{1/2}}(x-x_g-1) + \frac{c_{13}-c_{15}}{c_{13}}$$

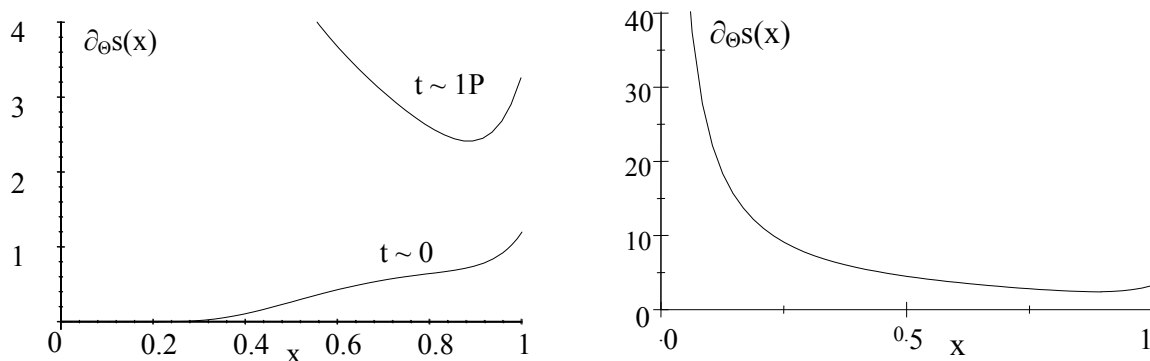
тук $f_1(x)$, $f_2(x)$, $f_3(x)$, $f_4(x)$, $f_5(x)$, $f_6(x)$, $f_7(x)$, $f_8(x)$ са съответно безразмерните функции на физическите характеристики ρ , \mathbf{v}_r , \mathbf{v}_s , \mathbf{H} , \mathbf{B}_r , \mathbf{V}_Φ на течението и коефициентите на среща ω , k_Φ . А c_i са безразмерни комбинации на стойностите на водещите **периметри** на външния ръб на диска \mathbf{F}_{i0} .

Моделът дава решения в различни еволюционни моменти, но тук резултатите са третирани само за две много важни точки $t=1P=2\pi\Omega_0^{-1}$ и $t\sim 0$ от развитието на диска. Функциите представени в графичен вид за тези ключови моменти, ни помагат да регистрираме появата на спирала, микроструктури и краткоживущи уплътнения във вътрешния регион, както и да видим първичното разстилане на диска.

При анализа на резултатите за само-организацията на диска, важно е да се вземат под внимание поведението на топлинния баланс и локалните условия в адвективните псевдо- пръстени (уплътненията).

Градиент на Ентропията

Като използвахме решението на първата група уравнения от разцепената базисна система на глобалния модел получаваме градиента на ентропията. Той се определя от баланса в механизмите на затопяне и охлаждане и изразява изменението на ентропията в диска с времето:



Фиг.12а: Градиента на ентропията в **12б:** Разпределението на градиента двата ключови моменти $t=1P\sim\Omega_0^{-1}$ на ентропията в диска. (горе) и $t\sim 0$ (отдолу).

Където величината Θ е безразмерна променлива по време.

$$\frac{\partial s}{\partial \Theta}(x) = \frac{2a_4}{\alpha_m^2} x^{15} + \frac{a_4}{\alpha_m^2} x^{13} - a_3 x^9 + a_5 x^8 + (\alpha_m a_6 - 2a_1) x^6 +$$

$$+ \alpha_m a_7 x^5 + (\alpha_m a_8 - a_1) x^4 + a_2 \alpha \left[\frac{x^3}{(x-x_g)^4} + \frac{x^2}{(x-x_g)^3} + \frac{x}{4(x-x_g)^2} \right]$$

Резултатите за 2D-структурата на диска [17, 29] сочат, че се образуват кратко-живущи формирания с повишена плътност (виж звуковата скорост). В тези образувания адвекцията контролира ентропията, като поддържа $\partial_t \mathbf{S} \approx \mathbf{0}$ за времето им на живот (престой) при дадена орбита и така те могат да се разглеждат локално (Ако $\partial_t \mathbf{S}$ се променяше, псевдо-

пръстенът би се размил в околната среда или ще се разбие на неправилни късове в зависимост от знака на градиента). За целта е построен модел, въз основа на базисните уравнения на диска, но съгласуван с локалните физически условия в пръстена. Може да предположи, че ъгловия момент, звуковата и магнитно-звуковата скорости в първо приближение са постоянни, а ρ и \mathbf{v} са периодични функции.

Тогава като положим: $K = rk_r + ik_\varphi$ и отчетем, че температурата на потока е почти вириална, **получаваме (изграждаме) в явен вид правата връзка:**

$$K = \frac{\alpha a_2 \left[\frac{x}{4(x-x_g)^2} + \frac{x^2}{(x-x_g)^3} + \frac{x^3}{(x-x_g)^4} \right] + \alpha_m (a_6 x^6 + a_7 x^5 + a_8 x^4)}{-2 \frac{\alpha_4}{\alpha_m} x^{15} - \frac{\alpha_4}{\alpha_m} x^{13} + a_3 x^9 - a_5 x^8 + 2a_1 x^6 + a_1 x^4}$$

и вълновите числа в зависимост от дисковите **периметри**. Като включим глобалните разпределения на дисковите **периметри**, ще получим **локалните зависимости на вълновите числа $\omega(x,K)$, $k_\varphi(x,K)$, и $k_r(x,K)$ в пръстен при дадена орбита:**

$$i\omega(K) = \left(\frac{c_{18}}{x^{1/2}(x-x_g)} - \frac{K}{c_1 x} \right) + \left(\frac{c_{19}}{c_1} (2x^5 + x^3) - \frac{I}{c_1 c_5 x} \right) \left(I \pm \sqrt{I - c_{20} \frac{x^{1/2}}{x-x_g} + \frac{4}{c_{10}} K} \right) - \frac{c_{21}}{(x-x_g)^2}$$

$$k_\varphi(K) = \frac{I}{k_{\varphi 0}} \left(K - I \mp \sqrt{I - c_{20} \frac{x^{1/2}}{x-x_g} + \frac{4}{c_{10}} K} \right)$$

$$k_r(K) = \frac{c_{22}}{x} \left(I \pm \sqrt{I - c_{20} \frac{x^{1/2}}{x-x_g} + \frac{4}{c_{10}} K} \right)$$

тези резултати заедно със $\partial_t \zeta$ дават информация относно връзката на МРН със енергетиката на диска.

Запазваме апроксимацията за тънък диск под формата $\partial F / \partial z \approx F / z$, $\partial^2 F / \partial z^2 \approx 2F / z^2$. Приближението е подходящо тъй като ние не излизаме от модела, а използваме само първият комплект от уравнения на разцепената система. Така **получаваме вертикалната структура** на диска:

$$f_1(x, Z) = \frac{c_1 + c_3}{x^{13/2} Z^4} [I - (x - x_g)] + C_1(Z)$$

$$f_2(x, Z) = -\frac{9c_{z10} + 2}{x}Z + C_2(Z)$$

$$f_3(x, Z) = \frac{c_6}{2}x^2Z^4 + \frac{c_{z7}x^3Z^2}{3} - \frac{c_5Z^2}{4x^2} + (c_1 + c_3)\left(\frac{x^{3/2}}{2Z^2} - \frac{c_5}{2x^{1/2}}\right)(x - x_g - 1) + C_3(Z)$$

$$f_5(x, Z) = \frac{1 + c_4}{3x^3}Z + C_5(Z)$$

$$f_6(x, Z) = 3\frac{2 + \alpha c_{z10}}{4c_8x^{13/2}Z^2}(x - x_g - 1) - \left[\frac{c_1}{c_8x^4Z^4} + \frac{2\alpha c_{z10} - 1}{c_8x^{11/2}Z^2}\right]\frac{1}{(x - x_g)} +$$

$$+ \frac{\alpha c_{10}}{c_8x^{9/2}Z^2}\frac{1}{(x - x_g)^2} + \frac{c_{z9}}{3c_8x^3} + \frac{Z^2}{2x^4} + C_6(Z)$$

$$f_7(x, Z) = -\left[\frac{c_3}{c_1}\frac{x^{1/2}}{Z} + \frac{c_3x^{1/2}}{2c_1c_4Z} - \frac{c_{17}x^{3/2}}{c_1Z^3}\right]\frac{1}{x - x_g} - \frac{c_3}{c_4c_1}\frac{x^{3/2}}{(x - x_g)^2Z} +$$

$$+ \frac{5 + 20c_{z10}}{c_1}\frac{Z}{x^2} - \frac{4c_{z6}}{c_1x} - \frac{c_{z16} + 2c_{z10}}{c_1Z} + C_7(Z)$$

$$f_8(x, Z) = \left(-\frac{c_4 + 1}{k_{\varphi 0}} - \frac{2c_4}{c_{z6}}\right)(x - 1) + \frac{(c_1 + c_3)x^{3/2}}{c_{z6}Z^2}(x - x_g - 1) - \frac{k_{\varphi 0}^2 + 2}{2k_{\varphi 0}}\frac{x^2}{Z^2} +$$

$$+ \left(\frac{1 + c_4}{Z} - \frac{c_{z5}}{c_{z6}Z^2}\right)x + C_8(Z)$$

$$f_9(x, Z) = \frac{c_{z3}}{(x - x_g)} - \frac{c_{z2}x^2}{2Z^2} - \frac{c_{z4}x^3Z^2}{3} + C_9(Z)$$

$f_1(x, Z)$, $f_2(x, Z)$, $f_9(x, Z)$, $f_3(x, Z)$, $f_5(x, Z)$, $f_6(x, Z)$, $f_7(x, Z)$, $f_8(x, Z)$ са съответни на разпределенията на физическите величини ρ , \mathbf{v}_r , \mathbf{v}_z , \mathbf{v}_s , \mathbf{B}_r , \mathbf{B}_φ и коефициентите ω , k_φ . Получените функции дават свобода за избор на начални разпределения $C_i(Z) = f_i(1, Z)$, където $f_i(1, 0) = 1$. Константите c_{iz} могат да се видят прил. 3. от ДТ.

Вертикалната структура допълва 2D-модела качествено, като разгръща описателните възможности на глобалния модел като цяло.

Наред с проследяването на еволюцията на водещите **периметри** дава възможност за онагледяване на специфичните условия [28] завършващи пълнотата на модела.

Важно следствие е, че ако се използва приблизително линейното разпределение на $f_4(x)$ от 2D-модела за граница на диска с короната, от 3D-структурата на диска може да се получат началните разпределения $f_i(x, H)$ за флуида. На долната граница на короната такива условия получени от 2D-структурата: $f_i(x, 0) = f_i(x)$ са некоректни, поради осредняването по z .

И накрая, като анализираме едновременно поведението на вълновите числа (в локалния модел) и коефициентите на среща (2D-модела), заедно с развитието на условието $v_a^2 < v_s^2$ в диска (3D-структурата) и вземем под внимание локалното загряване може да направим оценка за външния радиус на короната по диска.

Изводи – основни резултати

1. Разработен е обобщен теоретичен модел за магнито-хидродинамиката на адвективен акреционен диск, който позволява да се разглежда обекта в няколко значими аспекта:
 - Да се получи структурата на диска;
 - Да се проследи еволюцията му;
 - Да се изследва зараждането на неустойчивости в него;
 - Да се изучава генерирането на дисковата корона.
2. Модела притежава следните съществени преимущества от гледна точка на физиката и математиката на проблема.
 - Коефициентите на среща, дефинират изключително важната за физиката на обекта обратна връзка;
 - позволяват 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;
 - Дава се възможността за директно внасяне на изчислени или оценени от наблюдения стойности на характеристиките на течението за даден конкретен обект.
3. Въведени са коефициенти на среща, които са носители на *нелинейната обратната връзка* на характеристиките на неустойчивостите с величините на акреционния поток.
4. Получен е физически обект – локално затопляне в пръстеновидна област, който носи информация за зависимостта на развитието на неустойчивостите от енергетиката на диска. Той е израз на *правата връзка*.
5. Получени са за конкретния модел изрази за условието за разрушаване на диска на вътрешния му край и условието за възникване на Тюринг- неустойчивости в плътностният поток.
6. Получен е способ за оценка на външния радиус на короната на диска.

Глава IV

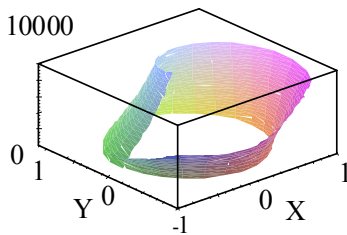
Проведено е изследване чрез разработения модел по експериментални данни от съгласувани наблюдения, числени резултати и симулации. Като използваме константите в прил.1 и стойностите в прил.5 от ДТ получаваме функциите на източниците за два конкретни реални обекти типични представители на избраните групи:

Суг X-1 – Невидимата компонента на ТДС от съзвездие Лебед – кандидат за ниско-масивна черна дупка.

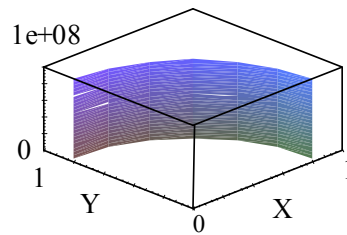
SgrA* – Ядрото на нашата Галактика – вероятен представител на свръх-масивни черни дупки.

Резултатите обработени за двата ключови момента са представени графично – При Направеният сравнителен анализ, който тук ще демонстрираме, са констатирани общо проявените процеси и обсъдени индивидуално проявените ефекти.

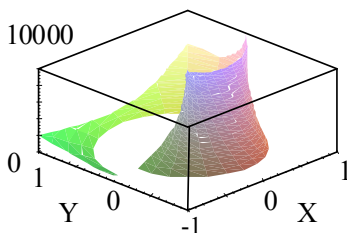
Радиална структура



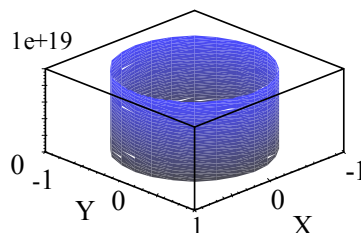
Фиг.29а: Разпределението в равнината на диска (X,Y) на функцията на екваторялната плътност $f_1(x,\varphi)$ в момента $t=1P\sim\Omega_0^{-1}$, за Суг X-1.



29b: Разпределението в равнината на диска (X,Y) на функцията на екваторялната плътност $f_1(x,\varphi)$ в момента $t\approx 0$.



Фиг.52а: Разпределението в равнината на диска (X,Y) на функцията на екваторялната плътност $f_1(x,\varphi)$ в момента $t=1P\sim\Omega_0^{-1}$, за SgrA*.



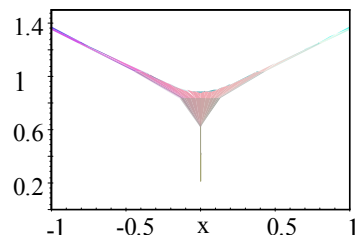
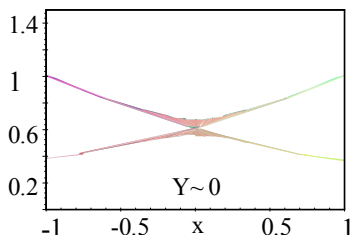
52b: Разпределението в равнината на диска (X,Y) на функцията на екваторялната плътност $f_1(x,\varphi)$ в момента $t\approx 0$.

Разрива в повърхностните разпределения на плътността показва спиралата и разкрива асиметричния характер на потока за Суг X-1 (Фиг.29). Фигурата показва как в двойната, орбитите придобиват елиптичност и техният център се измества от този на диска (гравитационният). Аналогично при другия обект (Фиг.52.). Наблюдаваме спиралата, при нарастване на плътността обаче диска връща част от материала обратно в тора.

Скоростта на потока се оформя в два отделени независими клона (фиг.30). Имаме сходно поведение и при двата обекта, едновременно увеличаване и намаляване на радиалната скорост. Профилите за фиксирана ъглова координата показват забавящо се вливане и

едновременно с него изтичане. Такова поведение подсказва недвусмислено наличие на микро- вихри по целия диск. Това са структури, а не проява на турбулентност, ако се дължеше на нея скоростта не би имала точно две определени приоритетни направления, тя би била хаотична и щяхме да наблюдаваме сумарния ефект (еднопосочен вектор с по малка големина).

В момента на разстилане наблюдаваме падащият клон на скоростта. Това съответства на забавянето при протичането навътре от основната плътност - началното струпуване в пръстен или тор.

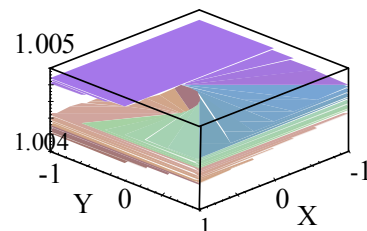
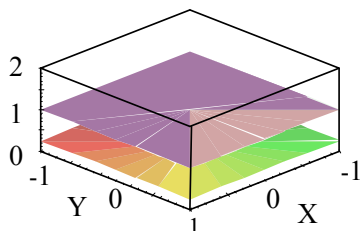


Фиг.30а: Разпределението в равнината на диска (X, Y) на функцията на радиалната скорост $f_2(x, \varphi)$ в момента $t=1P \sim \Omega_0^{-1}$.

30b: Разпределението в равнината на диска (X, Y) на функцията на радиалната скорост $f_2(x, \varphi)$ в момента $t \approx 0$.

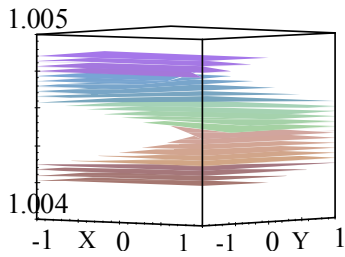
Звуковата скорост също показва два основни клона по целия диск.

Горния клон при $\text{Cug } X-1$ (Фиг.31) показва, че всеки пръстен притежава цял спектър слаби, гъсто разположени, преливащи уплътнения. Ясно изразеното завъртане в клоновите повърхнини подсказва връзка с преминаващите бързи звукови вълни във потока и съответно предполага различна степен на уплътняване в пръстена. Различните плътности в слоевете на такъв пръстен може да доведат до формиране на **флуидни световоди**, които да подсиgurяват адвекцията и в по студена среда (не са свързани с естествените процеси на поглъщане и разсейване в диска, а с пречупването на вече формираното лъчение в някой от слоевете).

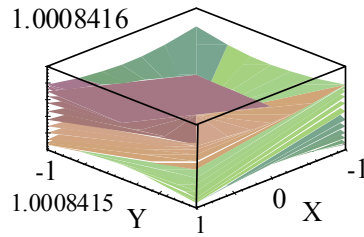


Фиг.31а: Разпределението в равнината на диска (X, Y) на функцията на звуковата скорост $f_3(x, \varphi)$ в момента $t=1P \sim \Omega_0^{-1}$, за $\text{Cug } X-1$.

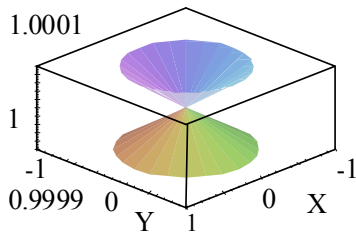
31b



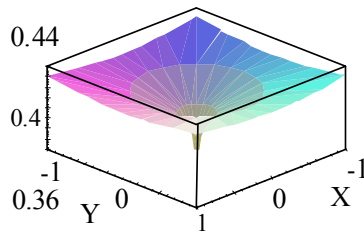
31c: Разпределението в равнината на диска (X,Y) на функцията на звуковата скорост $f_3(x,\varphi)$ в момента $t=1P\sim\Omega_0^{-1}$, за Cyg X-1.



31d: Разпределението в равнината на диска (X,Y) на функцията на звуковата скорост $f_3(x,\varphi)$ в момента $t\approx 0$.

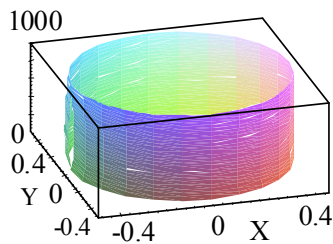


Фиг.54a: Разпределението в равнината на диска (X,Y) на функцията на звуковата скорост $f_3(x,\varphi)$ в момента $t=1P\sim\Omega_0^{-1}$, за SgrA*.



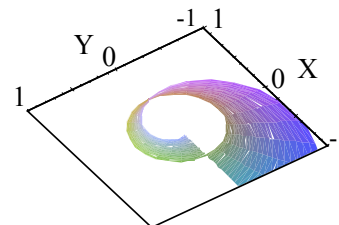
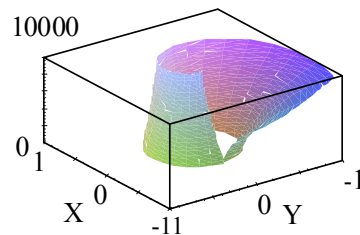
54b: Разпределението в равнината на диска (X,Y) на функцията на звуковата скорост $f_3(x,\varphi)$ в момента $t\approx 0$.

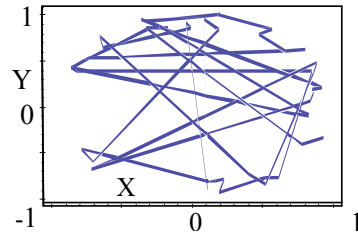
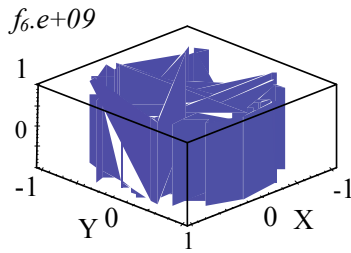
При SgrA* (Фиг.54) имаме два добре оформени клона и те се простират до външния радиус на Кеплеровия диск. Звуковата скорост на SgrA* силно се отличава от тази в диска на звездната система. Формират се пръстени, но без допълващи уплътнения – няма световоди.



Фиг.32: Разпределението в равнината на диска (X,Y) на функцията на радиалната компонента на магнитното поле $f_5(x,\varphi)$ в момента $t=1P\sim\Omega_0^{-1}$, за Cyg X-1.

B_r нараства едновременно навътре и навън в двете половини на диска. Тъй като носи същия знак такова поведение се свързва с наличието на начално смущение около точката на втичане, като следствие от което също се генерира поле.

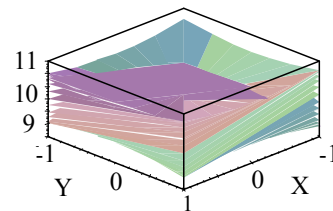
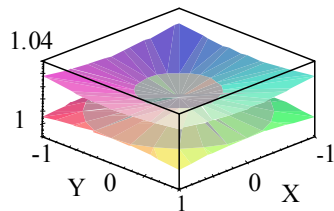




Фиг.33а: Разпределението в равнината на диска (X, Y) на функцията на азимуталната компонента на магнитното поле $f_6(x, \varphi)$ в момента $t=1P \sim \Omega_0^{-1}$, за Sgr A*.

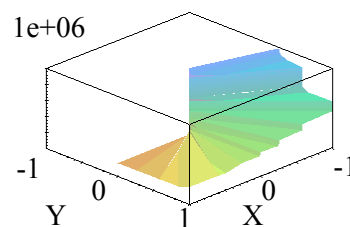
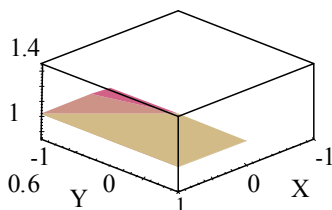
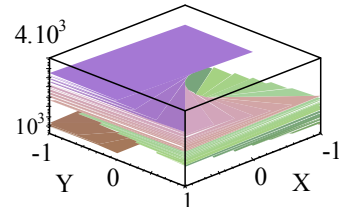
33b: Проекцията на $f_6(x, \varphi)$ показва, че в диска има множество и различни по размер примки – положителни и отрицателни спрямо посоката на течението.

Наблюдава се усилваща се асиметрия в \mathbf{B}_r , а Функцията на \mathbf{B}_φ не показва групиране около дискретни стойности в нарастването, каквото ще видим при Sgr A*.



Фиг.55: Разпределението в равнината на диска (X, Y) на функцията на радиалната компонента на магнитното поле $f_5(x, \varphi)$ в момента $t=1P \sim \Omega_0^{-1}$, за Sgr A*.

Поведението на функцията показва съществуване на различни групи МРН, с обмен на енергия между ниски и високи хармоники в спектъра (виж гл.2 от ДТ, §3.7&3.8). С други думи, дробене и окрупняване съпроводено поглъщане на енергия и от средата при гореспоменатия обмен.

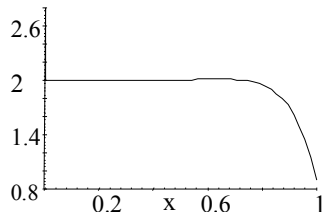


Фиг.56а: Разпределението в равнината на диска (X, Y) на функцията на азимуталната компонента на магнитното поле $f_6(x, \varphi)$ в момента $t=1P \sim \Omega_0^{-1}$, за Sgr A*.

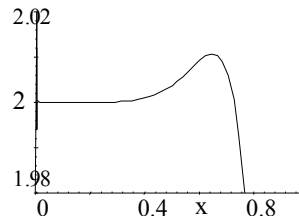
56b: Покачването със скокове подкрепя идеята подсказана от разпределението на радиалното поле B_r .

Градиента на Ентропията

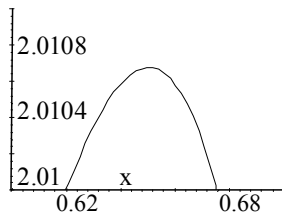
Ентропията на *Syg X-1* показва, че при $t=0$ разстилането е стабилно с нарастващи загуби на енергия към центъра. В момента $t=1P \sim \Omega_0^{-1}$ имаме слаб, отрицателен градиент в интервала $(0.16, 0.65)x$ от където следва че значителна част от енергията остава в диска да храни неустойчивостите. След $0.15x$ отново имаме положителен градиент и той остава такъв до вътрешния ръб на диска.



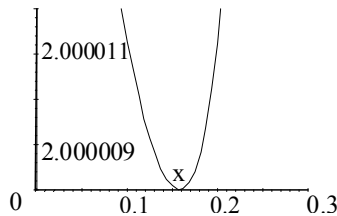
Фиг.35а



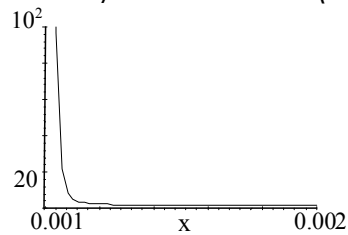
35b



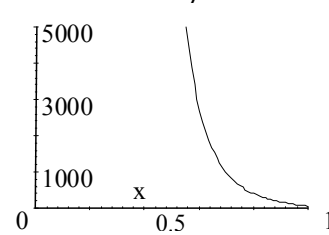
35c: Максимум на $x \sim 0.65$ ($650R_g$)



35d: Минимум на $x \sim 0.16$ ($160R_g$)

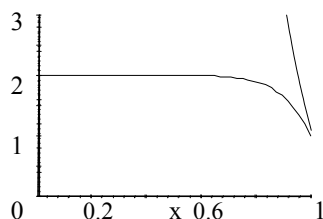


35e: Разпределението на безразмерната функция на градиента на ентропията по диска за $t=1P \sim \Omega_0^{-1}$, за *Syg X-1*.

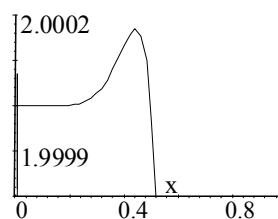


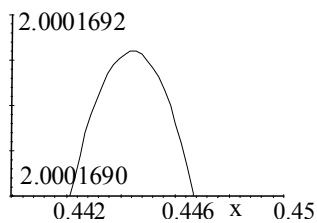
35f: Разпределението на безразмерната функция на градиента на ентропията в момента $t \approx 0$.

*Sgr A** показва аналогично поведение при $t=0$. Но след складирането на енергия в средните слоеве на диска, градиента няма минимум и в най вътрешните региони дискът е раздробен на акреционни пръстени и нишки.

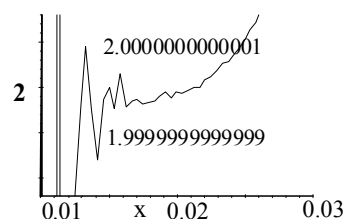


Фиг.58а: Разпределението на безразмерната функция на градиента на ентропията в момента $t=1P \sim \Omega_0^{-1}$, за *Sgr A**.



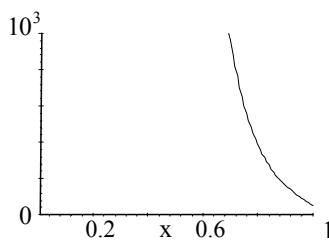


58b: Максимум на $x \sim 0.44 \div 0.45$ ($44 \div 45 R_g$)



58c: Няма минимум, градиента хаотично си сменя знака.

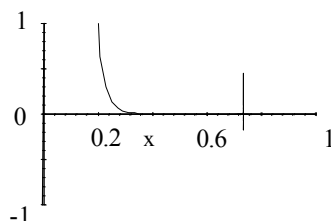
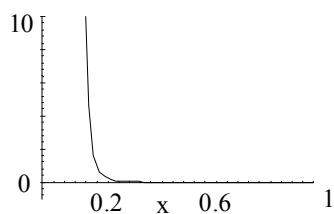
58d: Разпределението на безразмерната функция на градиента на ентропията в момента $t \approx 0$, за SgrA*.



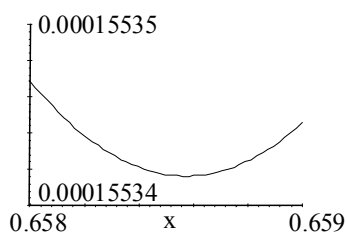
Локална структура – Суг X-1

Локалното загряване по диска отразява зоните в които той се охлажда качествено (с помощта на адвекцията) или губи способността да се охлажда ефективно (под $0.2x$). Това също е способ за оценка на външния радиус на короната.

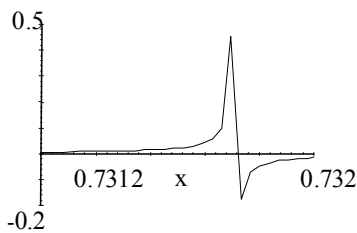
При навлизане във вътрешните региони поведението на вълновите числа показва, че количеството неустойчивости расте (профилите се качват нагоре). С покачване на локалното затопляне те се раждат все по често и нарастват в съгласие с отрицателния градиент на ентропията. От друга страна **коэффициентите на среща** показват, че неустойчивостите се стремят да напуснат диска.



Фиг.36а: Разпределението на функцията на локалното затопляне $K(x)$ в момента $t = 1P \sim \Omega_0^{-1}$, за Суг X-1.

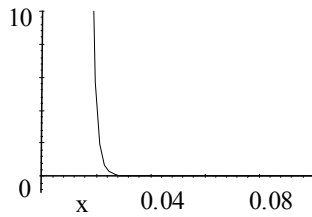


Фиг.36b: Вторичния минимум във функцията на локалното затопляне $K(x)$

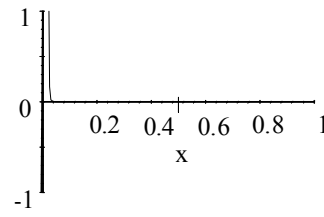


Фиг.36c: Смушението от втичане достига до $\sim 731-732 R_g$ тук и се проявява доста по неосезаемо.

Локална структура на SgrA*



Фиг.59а: Разпределението на функцията на локалното затопляне за точката на втичане ($\phi_0 = 0$) в момента $t=1P \sim \Omega_0^{-1}$, за SgrA*.

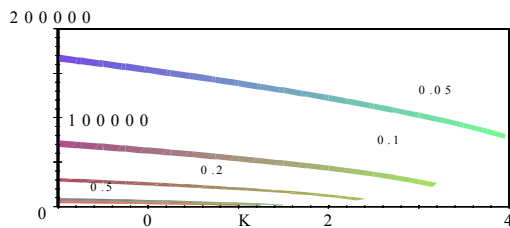


59b: Смущението в спиралата достига до $\sim 50R_g$ в диска и е още по слабо отколкото при Cyg X-1.

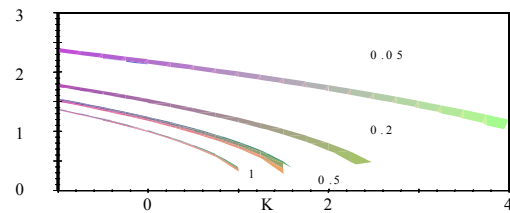
Почти целия диск се охлажда за сметка на адвекцията и нарастването размера на неустойчивостите. Тук вече всички вълнови числа намаляват при нарастване на затоплянето в пръстена, което подсилва аргументите в полза на убеждението че в този диск МРН увеличават размерите си. Броя родени неустойчивости по същество не намалява, намалява броя на съществуващите във времето т. к. при нарастването си те взаимно се поглъщат. Затова пада и $\omega(K)$.

Отново съпоставката със коефициентите на среща показва че МРН напускат вътрешните региони на диска.

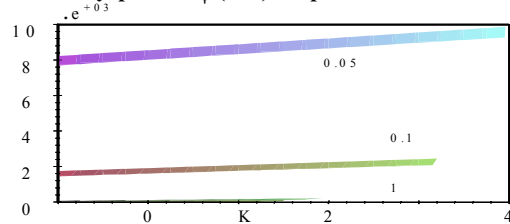
Вълновите числа за Cyg X-1 (вляво) и SgrA* (вдясно)



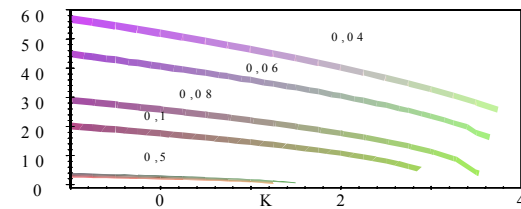
Разпределението $k_r(x, K)$.
Контури $k_r(K)$ при $x \sim \text{const}$.



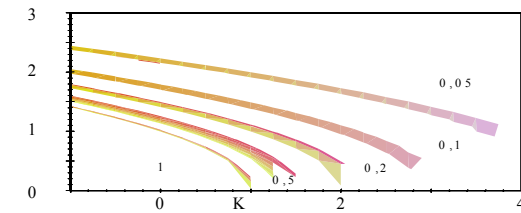
Разпределението $k_\phi(x, K)$.
Контури $k_\phi(K)$ при $x \sim \text{const}$.



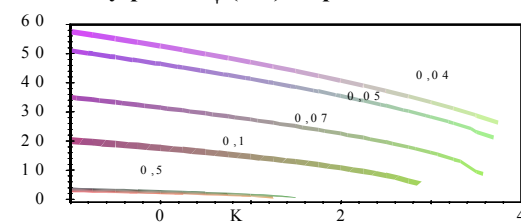
Разпределението $\omega(x, K)$.
Контури $\omega(K)$ при $x \sim \text{const}$.



Разпределението $k_r(x, K)$.
Контури $k_r(K)$ при $x \sim \text{const}$.

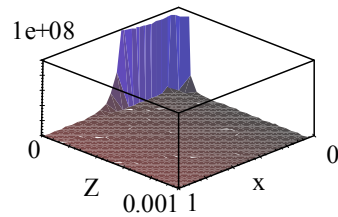
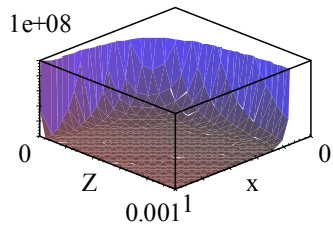


Разпределението $k_\phi(x, K)$.
Контури $k_\phi(K)$ при $x \sim \text{const}$.



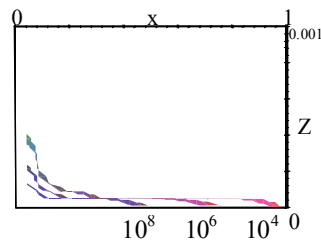
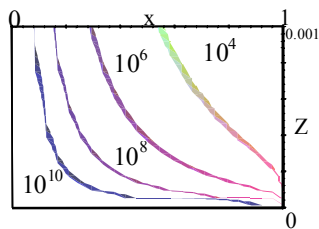
Разпределението $\omega(x, K)$.
Контури $\omega(K)$ при $x \sim \text{const}$.

Вертикална структура



Фиг.40а: Разпределението в равнината (x, Z) на функцията на плътността $f_1(x, Z)$ за точката на втичане в момента $t \sim \Omega_0^{-1}$, за Cyg X-1.

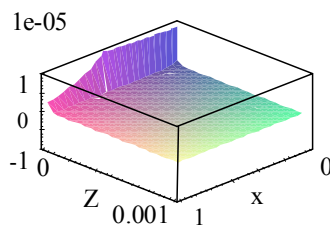
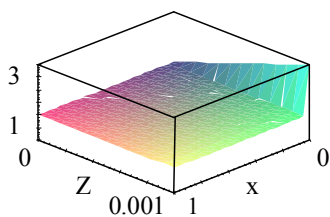
40b: Разпределението в равнината (x, Z) на функцията на плътността $f_1(x, Z)$ за точката на втичане в момента $t \approx 0$.



40с: Профил (x, Z) на периметъра при $f_1(x, Z) = 10^4; 10^6; 10^8; 10^{10}$.

40d: Профил (x, Z) на периметъра при $f_1(x, Z) = 10^4; 10^6; 10^8$.

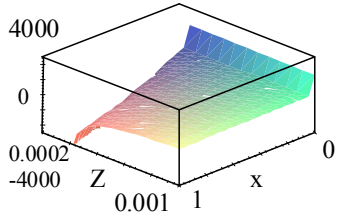
За Cyg X-1 Канбановидните максимуми под $0.2x$ в плътностните контури за момента $t \approx 0$ указват разстилането към центъра. Радиалната и вертикална скорости се различават от константа главно в близка околност на екваторялната равнина.



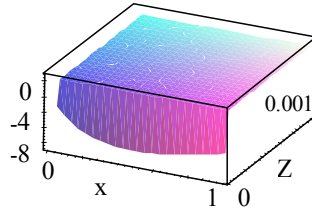
Фиг.41а: Разпределението в равнината (x, Z) на функцията на радиалната скорост $f_2(x, Z)$ за точката на втичане ($\varphi_0 = 0$) в момента $t \sim \Omega_0^{-1}$, за Cyg X-1.

41b: Разпределението в равнината (x, Z) на функцията на радиалната скорост $f_2(x, Z)$ за точката на втичане ($\varphi_0 = 0$) в момента $t \approx 0$.

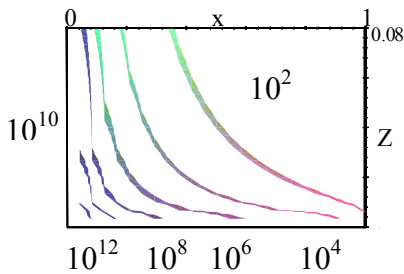
Радиалната скорост в момента $t = 1P \sim \Omega_0^{-1}$ расте с отдалечаване от екваторялната равнина, което значи че акрецията се ускорява с нарастването на височината. Вертикалната скорост търпи обръщане на знака, като в най-външния регион на диска остава изцяло отрицателна – това е втичането в момента $t = 1P \sim \Omega_0^{-1}$.



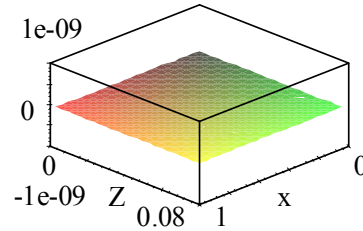
Фиг.42а: Разпределението в равнината (x,Z) на функцията на вертикалната скорост $f_9(x,Z)$ за точката на втичане ($\phi_0 = 0$) в момента $t \sim 1P \sim \Omega_0^{-1}$, за Суг X-1.



42b: Разпределението в равнината (x,Z) на функцията на вертикалната скорост $f_9(x,Z)$ за точката на втичане ($\phi_0 = 0$) в момента $t \approx 0$.



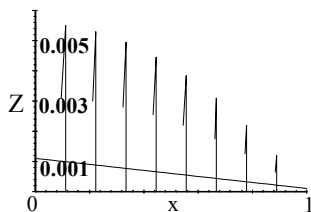
Фиг.63а: Профил в равнината (x, Z) при $f_1(x,Z) = 10^{12}; 10^{10}; 10^8; 10^6; 10^4; 10^2$.



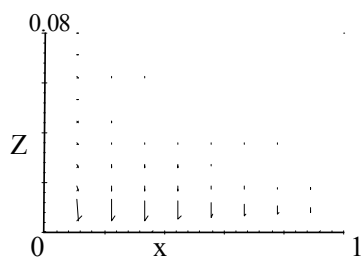
63b: Разпределението в равнината (x, Z) на функцията на плътността $f_1(x,Z)$ в момента $t \approx 0$, за SgrA*.

Профилът на диска на **Sgr A*** за момента $t \approx 0$ остава абсолютно празен (в рамката няма контури). Това е типично поведение при разстилане от тор. Първоначално се спуска само спиралата(те), а впоследствие се запълва и диска.

Изпълнени са условието за стабилност на смесващите моди [27,28] (виж прил.10 от ДТ) по целия диск, както и критерия на Шварцшилд за вертикалния градиент на ентропията. Те се потвърждават независимо от векторните полета на двата обекта:

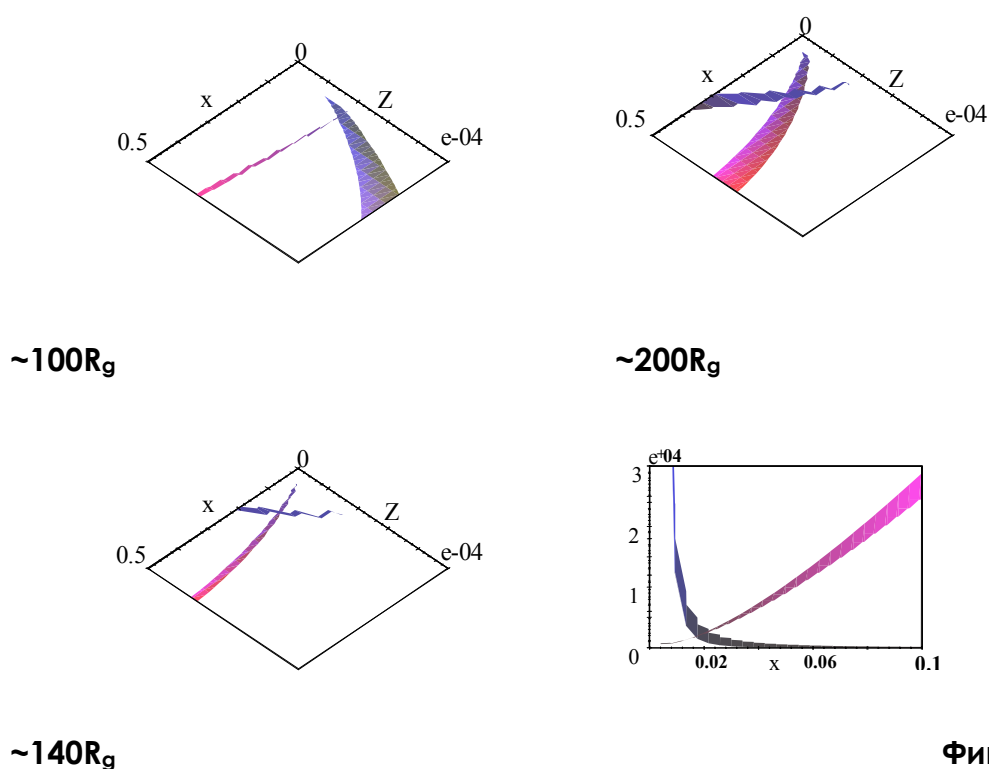


Фиг.45: Векторите с компоненти $[f_2(x,Z), f_9(x,Z)]$ във всяка точка от равнината (x,Z) представляват векторното поле на скоростта $v(v_r, v_z)$ на Суг X-1 за $\phi_0=0$ в момента $t \sim \Omega_0^{-1}$. То не променя посоката си (еднопосочно е) и следователно в диска няма конвекция.



Фиг.68: Векторите с компоненти $[f_2(x,Z), f_3(x,Z)]$ във всяка точка от равнината (x,Z) представляват векторното поле на скоростта $v(v_r, v_z)$ на Sgr A* за $\phi_0=0$ в момента $t=1P\sim\Omega_0^{-1}$.

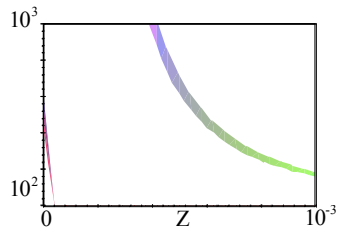
Векторното поле отново е едноразмерно и няма конвекция в диска. То е насочено към ЕРД, но това не означава че МРН потъват. Просто веществото по-ефективно и бързо с помощта на РТН освобождава МЛ от натоварването и ускорява развитието на ПН и короната [14]. Както вече установихме чрез локалната с-ра, магнитните линии ефективно извличат МРН в короната.



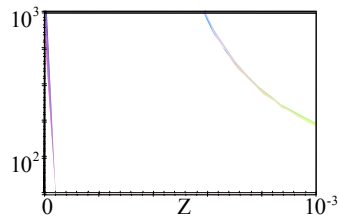
Фиг.48: Cyg X-1.

След като установихме пряката взаимовръзка на условието $|\mathbf{v}_a| < |\mathbf{v}_s|$ със раждането на короната (виж гл.3 от ДТ) , то неговото нарушаване дава вероятна стойност за външния ѝ радиус. **За Cyg X-1** това се случва при $0.2x$ (Фиг.48).

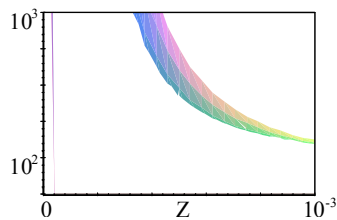
А Ако се върнем към локалното затопляне на диска ще установим че именно там той вече не може да се охлажда (адвекцията е включена още при отрицателния градиент на ентропията). Качествено това значи, че това е външния радиус за короната. Двете оценки не само съвпадат помежду си, но и попадат в интервала $(15-250)R_g$ от възможни оценки за сферична корона получени от други автори по независими начини (експериментални и числени оценки).



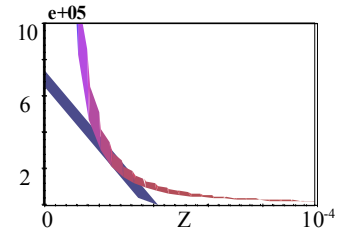
при $x \sim 0,9$;



при $x \sim 0,5$;



при $x \sim 0,2$;

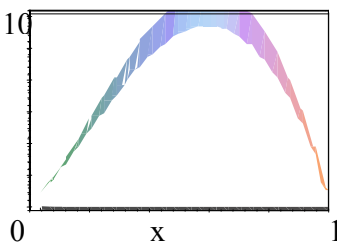


при $x \sim 0,05$.

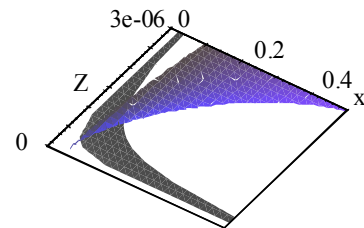
Фиг.49: Cyg X-1.

Вида на условието $|\mathbf{v}_a| < |\mathbf{v}_s|$ във височина показва наличие на акреционни канали на различни нива в диска на Cyg X-1 (Фиг.49).

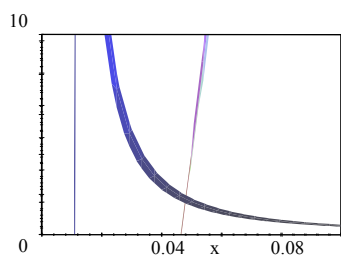
Локалното условие за радиуса на разрушаване дава оценка за R_d от порядъка на $100R_g$. Акреционните канали принципно могат да понижат R_d .



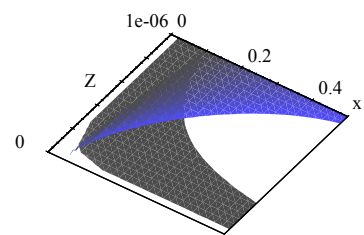
$\sim 5R_g$



$\sim 12R_g$



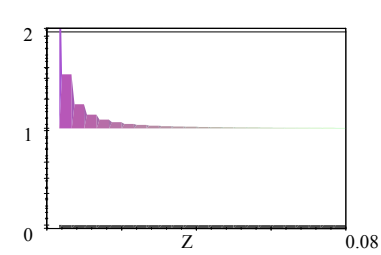
$\sim 20R_g$



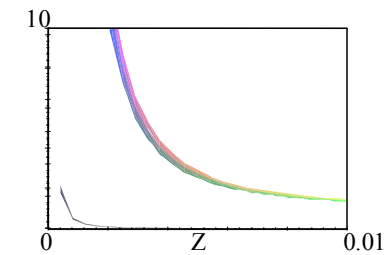
Фиг.71: SgrA*.

За Sgr A* Получаваме че условието за външният радиус на короната се изтегля навън при приближаване към екваторялната равнина (Фиг.71), но навън и дебелината на диска намалява. Това дава основание да се предположи че короната обхваща целия диск и се влива в тора ($\sim 60R_g$).

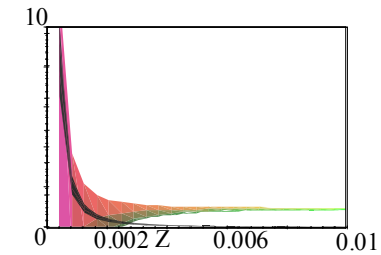
От условието $\langle \mathbf{v}_a(\mathbf{r}) \rangle^2 \leq \frac{9}{4} \langle \mathbf{v}_\phi(\mathbf{r}) \rangle^2$ за R_d установяваме че диска на ядрото не се разрушава в короната (виж прил.9 от ДТ) Изпарява се чак при $3R_g$, по причини от съвсем друг характер.



a)



b)



c)

Фиг.72. Развитие на условието $|v_a| < |v_s|$ по Z на ниво $x \sim \text{const}$ за SgrA*:

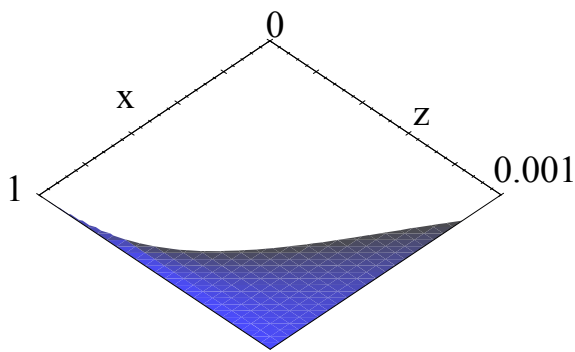
a) при $x \sim 1$;

b) при $x \sim 0,1$;

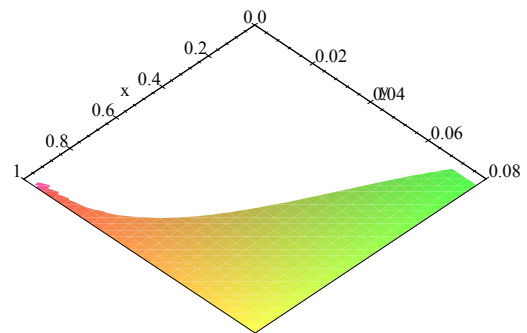
c) при $x \sim 0,05$.

Особеност на този диск е факта че на различни нива едновременно се изпълнява и нарушава условието за съществуване на магнито-ротационните неустойчивости. Това много помага на веществото да проникне през екваторялния прозорец тъй като самият дисков поток има относително по студена компонента.

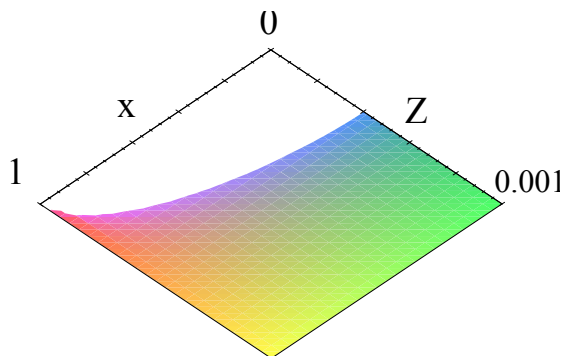
Вертикални разпределения на коефициентите на среща за Cyg X-1 (вляво) и SgrA* (вдясно) в момента $t = 1P \sim \Omega_0^{-1}$.



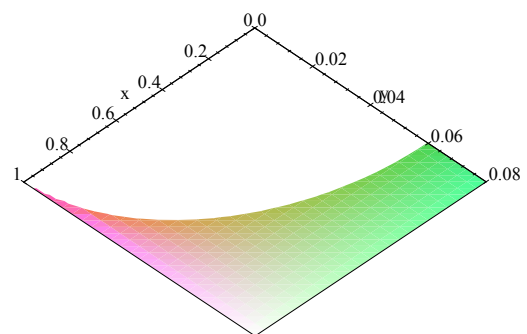
Фиг.50:



Фиг.73:



Фиг.51:



Фиг.74:

Изводи:

1. В най външния слой ($0.9 \leq x \leq 1$) на диска във функцията на разпределение на средното локално затопляне се забелязва особен елемент (фиг.). Той видимо се отмества навътре ($0.7 \leq x \leq 0.8$) за Суг X-1 и ($0.45 \leq x \leq 0.55$) за SgrA*, като същевременно рязко снижава порядъка си. Елементът показва охлаждане свързано с локално изменение на плътността и нарастване във лъчисто налягане и при двата източника. Това съответства на ефект предизвикан от втичащата струя.
2. В диска на Суг X-1 наличието на цял спектър близки стойности за звуковата скорост в даден пръстен-уплътнение подсказва за формиране на флуидни световоди, които задържат енергия и по този начин стават фактор осигуряващ адвекция и в по студена среда.
3. И в двата диска няма конвекция, защото:
 - Изпълнено е условието за устойчивост на вертикалната смесваща мода $\mathbf{v}_a H < \mathbf{v}_s r$ по целия диск;
 - Изпълнен е критерият на Шварцшилд за $\partial_z S$;
 - Векторните полета ($\mathbf{v}_r, \mathbf{v}_z$) и във двата обекта са едноръководни.
 - Освен всичко това, свръхзвуковата скорост създава ударни вълни и бързата дисипация ефективно заглушава (подтиска) конвекцията.
4. МРН „бягат“ от диска. Това показват резултатите за вълновите числа в локалния модел и поведението на коефициентите на среща в 3D-структурата при условие, че се разглеждат едновременно. От една страна количеството раждащи се неустойчивости нараства във вътрешните райони, от друга все по рядко те се срещат към центъра и в дълбочина към екваториалната равнина. Въз основа именно на това привидно противоречие може да се заключи, че този тип неустойчивости напускат диска.
5. Получените оценки за външния радиус на короната от усредненото локално затопляне на диска и нарушаването на условието $\mathbf{v}_a \leq \mathbf{v}_s$. За Суг X-1 съвпадат и влизат в интервала от най вероятни оценки за сферична корона правени от други автори [18, 24, 26].
6. Разликата във $\omega(x, K)$ на двата диска показва, че увеличаването на размерите (канибализма, окрупняването) на неустойчивостите при SgrA* става значително по интензивно отколкото в диска на рентгеновата двойна.
7. Видът на звуковата и алфеновата скорости и компонентите на магнитното поле на SgrA* дава основание да се смята че в онази част от диска. Която е обхваната от короната, ако е изпълнено $a_{mp}^{1/2} < \mathbf{v}_a / \mathbf{v}_s$, са налице останалите предпоставки за възникване на магнитни Тюринг-неустойчивости. Така се генерират двумерни тороидални вихри, чиито размери биха могли да се групират към дискретни стойности. Тяхното окрупняване води до скокообразно нарастване на \mathbf{B}_ϕ и \mathbf{v}_a в 2D-модела.

8. Ентропията в Суг X-1 показва повторно стабилизиране на потока в най-вътрешната област на диска вследствие адвекцията, докато в центъра на нашата Галактика под три Шварцшилдови радиуса се наблюдава гъст сноп акреционни нишки – ентропията хаотично си сменя знака, нестабилността на района е максимална за диска. Допълнителният вътрешен тор, който регистрират [15] в своето числено моделиране по скоро представлява прецесията в снопа акреционни нишки, която става значима при радиуса на енергосферата (иначе за останалите части на диска е пренебрежима).
9. Разпределенията на плътността на флуида и компонентите на скоростта на течението в 2D- и 3D-структурите на двата диска, предполагат типичното поведение на обектите. В ТДС се разстила диска и впоследствие се формира спиралата, докато в АГЯ тора спускат първо спиралите, а после запълва и Кеплеровия диск.

Заключение

Синтезирани са резултатите. Те показват, че модела може да регистрира както познатите от наблюдения мегаструктури – корона и спирали; така и микроструктури, и уплътнения, и други проявления на динамиката на потока, регистрирани в множеството симулации от други автори.

Проведен е сравнителен анализ на поведението на двата обекта, като се отчитат характерните разлики и индивидуалните им особености. Предложени са и препоръки за по бъдещо използване на модела.

Основни резултати и научни приноси в дисертацията

Теоретични:

1. Разработен е обобщен модел за магнито-хидродинамиката на адвективен акреционен диск, който позволява: Да се получи структурата на диска; Да се проследи еволюцията му; Да се изследва зараждането на неустойчивости в него; Да се изучава генерирането на дисковата корона.
2. Дефинирани са коефициенти на среща, като носители на (нелинейната) обратната връзка на характеристиките на неустойчивостите с величините на акреционния поток.
3. Описан е нов физически ефект – локално загряване в пръстеновидна област, който носи информация за зависимостта на развитието на неустойчивостите от енергетиката на диска. Той е изведен като израз на правата връзка.

Приложни:

4. Показано е, че МРН напускат вътрешните области от диска. Този ефект съчетан с поведението на локалното загряване дава метод за оценка на външния радиус на короната.
5. Открито е наличие на флуидни световоди в диска на Суг Х-1, те са фактор осигуряващ адвекция и в относително по студена среда.
6. Установени са предпоставки за възникване на магнитни неустойчивости на Тюринг в диска на SgrA*. Те са свързват с двумерни МРН, които се развиват в инверсна скала.
7. Хаотичното поведение което показва ентропията в диска на центъра на нашата Галактика охарактеризира прецесия в снопа акреционни нишки, които се навива като кълбо в региона на енергосферата.

Научни публикации на които се базира ДТ:

Публикации в научни списания:

1. *Kr. D. Yankova, L. G. Filipov*

Structuring the hot advective accretion flow, as a result interaction of plasma with magnetic field

Astron. Nachr. / AN (submitted)

2. *Kr. D. Yankova*

Corona-Support for the Entirety of High Energetic Disk

Journal of Earth Science and Engineering 2 (2012) 395-400

3. *L. Filipov, Kr. Yankova, D. Andreeva*

Some features of a disk and advective-dominated accretion disk. Self-similar solutions and their comparison. – I,

<http://adsabs.harvard.edu/abs/2003ARBI...17...23F>

Aerospace Research in Bulgaria (ISSN 0861-1432), No. 17, p. 23 - 33 (2003). (Review)

4. *L. Filipov, Kr. Yankova, D. Andreeva*

Some features of a disk and advective-dominated accretion disk. Self-similar solutions and their comparison. – II,

<http://adsabs.harvard.edu/abs/2004ARBI...18..142F>

Aerospace Research in Bulgaria (ISSN 0861-1432), No. 18, p. 142 - 154 (2004). (Review)

5. *Kr. D. Yankova, L. G. Filipov*

Influence of the magnetic field of the compact object on the accretion disk – results, <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ARBI...20..167I>

Aerospace Research in Bulgaria (ISSN 0861-1432), No. 20, p. 167 - 170 (2005). (Review)

6. *Yankova Kr. D.*

Accretion disk with advection and magnetic field

BSSPP Proceedings, Series No. 1, pp 143-146, 2007,

Zhelyazkov, ed., [ISSN: 1313-2199] (Review)

<http://sp.phys.uni-sofia.bg/Kiten06/Pres/Yankova.pdf>.

7. *Kr.D. Iankova*

[Evinces of Interaction of Flow in Disk with Magnetic Field](#)

Bulg. J. Phys. (2007) vol.**34** no.s2 pp. 326-329, [ISSN1310-0157] (Review)

http://aquila.skyarchive.org/5_BSAC/presentations/Iankova.pdf

8. *Iankova Kr. D.*

Stability and evolution of magnetic accretion disk

Publ. Astron. Soc. "Rudjer Bošković", No. 9, pp 327-333, Belgrade (2009).

[ISSN0506-4295] http://aquila.skyarchive.org/6_SBAC/pdfs/31.pdf

Публикации в научни сборници:

1. *Kr. Iankova, L. Filipov*

Accretion flow and magnetic field

WDS'03 Proceedings of Contributed Papers, Part III, 524-526, 2003, Prague.
(Review)

2. [Iankova, Krasimira](#)

Development of coefficients k_ϕ and w in accretion flow

"Gravity, Astrophysics, and Strings at the Black Sea, Proceedings of the conference held 10-16 June, 2007 in Primorsko, Bulgaria. Published online at <http://www.tcpa.uni-sofia.bg/conf/GAS>, p.9"

3. *Yankova Krasimira.*

Theoretical modeling 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.

Забелязани цитирания:

Публикация № 1.4 е цитирана във:

Feng, Rui; Yu, Yan-Xiang, <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006AcSSn..19..704F>
(Review)

Библиография

1. Бисикало Д. В., Боярчук А. А., Кильпио А. А., Кузнецов О. А., Четкин В. М., *Астрономически журнал*, 2001, том 78, №8, с.707-716.
2. Бисикало Д. В., Боярчук А. А., Кильпио А. А., Кузнецов О. А., *Астрономически журнал*, 2001, том 78, №9, с.780-790.
3. Каулинг Т., *Магнитная гидродинамика*, 1978, Атомиздат, Москва.
4. Липунов В. М., *Астрофизика нейтронных звезд*, 1987, Москва, Наука.
5. Abramowicz, M. A., Czerny, B., Lasota, J. P., Szuszkiewicz, E.: 1988, *Astrophysical Journal*, vol. 332, p. 646-658.
6. Armitage P.J., Livio M., Pringle J.E., 1996, *AJ*, 445:332-339.
7. Balbus S.A., Hawley J.F., *Reviews of Modern Physics*, Vol 70, No 1, Jan 1998.
8. Biskamp D., *MHD Turbulence*, Cambridge University Press.
9. Bisnovatyi-Kogan G.S., 1998, arXiv: (astro-ph/9810112).
10. Bisnovatyi-Kogan G.S., Lovelace R.V.E., July 30, 2002.
11. Brandenburg A., Subramanian K., 2004, arXiv: (astro-ph/0405052v1).
12. Campbell C. G., Papaloizou J. C. B., Agapitiu V., 1998, *MNRAS*, 300, 315-320.
13. Filipov L., **Yankova Kr.**, Andreeva D., "Some features of α disk and advective-dominated accretion disk. Self-similar solutions and their comparison. – II", *Aerospace Research in Bulgaria* (ISSN 0861-1432), No. 18, p. 142 - 154 <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004ARBI...18..142F>
14. Fromang S., Terquem C., 2004, arXiv: (astro-ph/0402373v1).
15. Hawley J.F., Balbus S.A., *AJ*, 573, 749, 2002.
16. **Yankova Kr. D.**, Filipov L. G., "Influence of the magnetic field of the compact object on the accretion disk – results", *Conf. Ser. BAM 2004, Bulgaria, 2004*, 148, <http://www.space.bas.bg/astro/Rogen2004/StPh-2.pdf>.
17. **Yankova Kr.D.**, "Accretion disk with advection and magnetic field ", 2007, *Conf. Ser. Black Sea School on Plasma Physics* <http://sp.phys.uni-sofia.bg/Kiten06/Pres/Yankova.pdf>.
18. **Yankova Kr.D.**, "Evinces of Interaction of Flow in Disk with Magnetic Field" *Bulg. J. Phys.* (2007) vol.34 no.s2 pp. 326-329, [ISSN1310-0157] (Review) http://aquila.skyarchive.org/5_BSAC/presentations/Yankova.pdf
19. Igumenshchev, I.V., Abramovich, M.A.: 2000, *Astrophysical Journal* 130, 463-484.
20. Kaburaki Os. , 1999, arXiv:(astro-ph/9910252).
21. Khanna R., 1999, arXiv:(astro-ph/9903091v1).
22. Kuncic Zd., Bicknell G.V: 2004, arXiv: astro-ph/0402421v1.
23. Lebovitz N. R., Zweibel E., 2004, arXiv: (astro-ph/0403316v1).
24. Novak M.A., Wilms J., Vanghan B., Dove J., Begelman M.: 1999, *AJ*, 515, 726-737.
25. Papaloizou J.C.B., Terquem C.. 1997, *MNRAS*, 287, 771-789.
26. Pottschidt K., Konig M., Wilms J., Stanbert R.: 1998, *A&A*.
27. Spruit H.C., Stehle R., Papaloizou J.C.B., 1995, *MNRAS*, 275, 1223-1231.
28. **Yankova Kr.D.**, Filipov L., " " Interaction the magnetic field of a compact object with his disk " ." Sixth Scientific Conference SES 2010, Sofia, 2 - 4 November 2010, proceedings SES 2010 , 2011, 389-394, ISSN 1313-3888.
29. **Yankova Kr. D.**, L. G. Filipov, " Structuring the hot advective accretion flow, as a result interaction of plasma with magnetic field", *Astron. Nachr. / AN* (submitted).

Благодарности

Признателна съм и благодаря на всички мои колеги от Институтите на Българската Академия на Науките и ФзФ на СУ"Св. Кл. Охридски", които засвидетелствуваха своята подкрепа към мен, като уважиха поканата за предзащитата на този дисертационен труд.

Благодаря също за оказаната ми подкрепа от ръководството на Института за космически изследвания и технологии към БАН

Благодаря и на екипа по проекта „Акреция“ от Института по Астрономия на РАН, за проведените консултации и получените ценни съвети по време на нашата събместна работа.

Изказвам специални благодарности на научния си ръководител доц. д-р Лъчезар Филипов затова, че ми показва най-правилния път към целта, която си бях поставила.

Посвещавам работата си на моите най-близки хора като знак, че оценявам търпението и разбирането с което ме обграждаха през цялото време.

И накрая ако пропукаам някого, моля да ме извини, защото съм благодарна на всички които не загубиха доверие в мен независимо от обстоятелствата.