



ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი  
ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი

**დიმიტრი ჯავრიშვილი**

**პროტოვარსკვლავური თხელი დისკების ჯეტის ფორმირება**

ფიზიკის დეპარტამენტი

სამაგისტრო პროგრამა „ფუნდამენტური ფიზიკა“

სპეციალიზაცია „ასტროფიზიკა“

მისანიჭებელი აკადემიური ხარისხი:

„ფიზიკის მაგისტრი“, სპეციალიზაცია: „ასტროფიზიკა“

სამაგისტრო ნაშრომის ხელმძღვანელები:

ნანა შათაშვილი, ფიზ. მათ. მეცნ. დოქტორი, თსუ ზსმფ-ის

ფიზიკის დეპარტამენტის სრული პროფესორი

ალექსანდრე თევზაძე, მათემატიკის დოქტორი, თსუ ზსმფ-ის

ფიზიკის დეპარტამენტის ასოცირებული პროფესორი

თბილისი, 2013

## სარჩევი

ანოტაცია	3
1. შესავალი	4
2. დისკი-ჯეტის ჰიდროდინამიკური მოდელი	13
3. ანალიზური ავტომოდელური ამონახსნი	21
4. ანალიზური შედეგების შეფასება დისკი-ჯეტი სტრუქტურისათვის	27
5. აკრეციული დისკის ანომალური სიბლანტე: ალფა მოდელი	31
6. დასკვნა	40
7. გამოყენებული ლიტერატურა	42

## ანოტაცია

განზოგადოებული ჰიდროდინამიკური მოდელის საფუძველზე შესწავლილია ასტროფიზიკური დისკი-ჯეტის სტრუქტურის ავტომოდელური ამონახსნი როგორც ზოგადად, ისე პროტოვარსკვლავური დისკების შემთხვევაში. ეს არიან ობიექტები, რომლებიც დაიკვირვებიან ვარსკვლავების დაბადების ადრეულ ეტაპზე და ხასიათებიან ლოკალური აკრეციული დისკითა და კოლიმირებული სუსტად იონიზირებული ჭავლური დინებით – ჯეტით. დისკში ტურბულენტობის ეფექტი შესწავლილია ანომალური სიბლანტის ალფა მოდელის გამოყენებით, ხოლო ტემპერატურის რადიალური ხარისხობრივი სტრატეფიკაციის ეფექტი – ბგერის სიჩქარის რადიალური განაწილების გამოყენებით. ანალიზური ამოხსნა გვიჩვენებს, რომ სტრატეფიკაციის პარამეტრის ზრდასთან ერთად მატულობს სიმკვრივის მნიშვნელობა ცენტრალურ არეში და შესაბამისად იზრდება ჯეტში/ჭავლში გამოტყორცნილი მატერიის რაოდენობაც. დისკი-ჯეტი სისტემის ავტომოდელური ამონახსნი წინასწარმეტყველებს უფრო ვიწრო, ნაკლებად მასიურ ჯეტს/ჭავლს სუსტად სტრატეფიცირებული, ნელა აკრეცირებადი დისკებიდან შედარებით სწრაფი აკრეციის, ძლიერად სტრატეფიცირებულ დისკებთან. რეალისტური პარამეტრებისათვის შეფასებული ჯეტის თეორიული სიჩქარეები ემთხვევა დაკვირვებულ ჯეტების სიჩქარეების ქვედა ზღვრებს.

### **Formation of Jets of Protostellar Disks**

**Dimitri Javrishvili**

Thesis for the degree “Master of Physics, *Specialization: Astrophysics*”

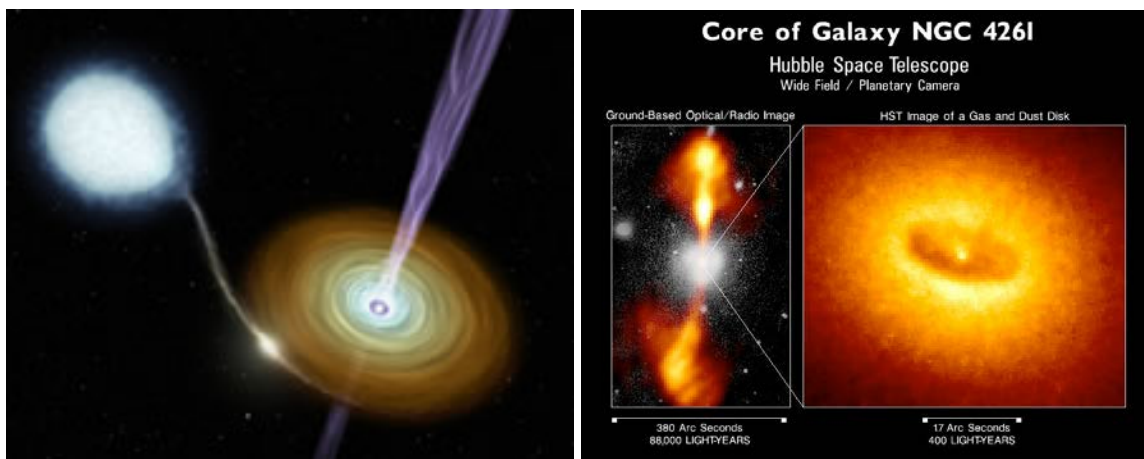
#### **Abstract**

Self-similar solutions for the astrophysical disk-jet systems are studied based on the generalized hydrodynamic model. General as well the Protostellar Disk-Jet solutions are constructed. Latter objects occur at early stages of star formation and are characterized by local accretion disks and well collimated jets with low ionization. Effect of turbulence is studied using anomalous viscosity alpha model and the effect of the temperature radial stratification by radial dependence of the sound speed. Analytic solution shows that the growth of stratification parameter leads to the increase of the mass outflow in the jet. Self-similar solutions predict narrower less massive jets from slowly accreting low density disks compared to rapid accretion strongly stratified disk models. Theoretical predictions based on realistic parameters are in agreement with the lower bounds of jet observational velocities.

# 1. შესავალი

აკრეციული დისკი (ად) ხშირად დაიმზირება ბზრიალას-მაგვარი ამოფრქვეული გაზის – ჯეტის კომბინაციაში და შეადგენს ტიპიურ სტრუქტურას, რომელიც თანმხლებია სხვადასხვა მასშტაბის მასიური ობიექტისა და წყნებული ახალგაზრდა ვარსკვლავებიდან (YSO) დამთავრებული აქტიური გალაქტიკების ბირთვებით (აგბ-ით - AGN) (იხ. მაგ. ნახ. 1). ამ სხვადასხვა სისტემების თითოეული ნაწილის განმსაზღვრელი მექანიზმები არაა უნივერსალური.

დაწყებული ადრეული 70-იანი წლებიდან, როდესაც აღმოჩენილ იქნა რადიო-გალაქტიკები და კვაზარები (იხ. მაგ. [1] და მასში მოცემული ლიტერატურა), სხვადასხვა კლასის ასტროფიზიკური სისტემების ჯეტების დეტექტირებისას აღმოჩნდა, რომ მასიური ობიექტების სიახლოვეში კოლიმირებული ჯეტების ფორმირების მთავარი მახასიათებელია მათი ასოციაცია აკრეციულ დისკებთან (რომლებშიც მიმდინარეობს აკრეცია სხვადასხვა რეჟიმში). უკუ მტკიცება მართებული არაა კონკრეტული ობიექტებისათვის, რომელთათვისაც ად-ებს არ ახლავთ კოლიმირებული ჯეტები (ბლანტი გადატანა/დისკის ქარები თამაშობენ მსგავს როლს ენერჯის ბალანსში) [2].



**ნახ.1.** ნეიტრონული ვარსკვლავის ირგვლივ არსებული აკრეციული დისკის მხატვრული ვიზუალიზაცია (მარცხენა სურათი). აქტიური გალაქტიკური ბირთვის ჭავლი/ჯეტი - გალაქტიკა NGC4261. (მარჯვენა სურათი). დაკვირვება ჩატარებულია ჰაბლის კოსმოსური ტელესკოპის მიერ.

დისკის არეში მასის გადატანა, იმპულსის და ენერჯის გადატანა დამოკიდებულია მასშტაბის პარამეტრებზე; შემოთავაზებულ და შესწავლილ იქნა სხვადასხვა მექანიზმები. კლასიკური (დაჯახებითი) პროცესები არაა საკმარისი აკრეციის ხარისხის განსაზღვრისათვის, ესე იგი ჩასართავია ტურბულენტური გადატანითი პროცესები (მაგნიტური შეშფოთებების ჩართვით) [3]. ქარებს ასევე შეუძლიათ კუთხური მომენტის გადატანა დისკიდან [4]; შედეგად, მთელი ნივთიერება, რომელიც წაიტაცებს ჩაყინულ მაგნიტურ ველს, აკრეცირებს ცენტრისაკენ და ამოიტყორცნება დისკიდან - მაგნიტური ველი უზრუნველყოფს გადატანის მექანიზმს (ითვლება, რომ აკრეციული დისკები განჭოლილია მოწესრიგებული, პოლოიდალური, დიდ-მასშტაბიანი მაგნიტური ველებით).

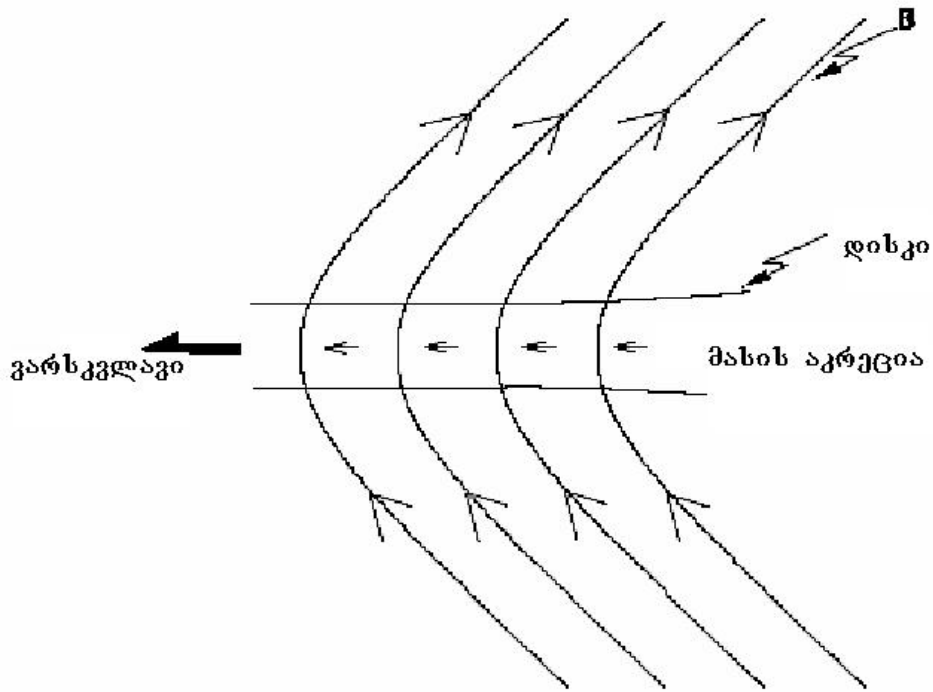
კავშირი დისკსა და ჯეტს შორის უფრო რთულია. თუმცა აშკარაა, რომ ჯეტი ნივთიერებითა და ენერჯით მარაგდება აკრეციული დინებიდან, ამ გადატანის მექანიზმი და პროცესი ჯერჯერობით სრულად არ არის გარკვეული. მიღებულია, რომ ჯეტების ძირითადი შემადგელობა განისაზღვრება იმ მატერიით, რომელიც არის ად-ის იმ ნაწილთან, რომელიც ცენტრალური ობიექტის მახლობლობაშია. ამავე დროს უსწრაფესი გარე-დინებებისათვის სრული ნივთიერების ნაკადში შესაძლებელია წვლილი იყოს ად-ს გარეთა არეებიდანაც [5]. AGN-ში შესაძლებელია დავუშვათ, რომ გარკვეული ენერჯია ცენტრალური შავი ხვრელიდან მოდის. ლივიო [6]-ში აჯამებს ყველა შემოთავაზებულ მოდელებს შემდეგნაირად: (i) მძლავრი ჯეტები იქმნება სისტემებში, სადაც ვერტიკალური ველებით განჭოლილი ად-ების გარდა გვხვდება ენერჯის/ქარის დამატებითი წყარო, შესაძლებელია ასოცირებული ცენტრალურ ობიექტთან (მაგალითად, ვარსკვლავის ქარმა პროტო-ვარსკვლავიდან შესაძლებელია აჩქაროს ახალგაზრდა ვარსკვლავური ობიექტების (YSO) ჯეტები); (ii) ად-დან გარედინების ამოფრქვევას ჭირდება ცხელი კორონა ან მომარაგება რაიმე სხვა დამატებითი ენერჯის წყაროდან; (iii) გაფართოებული ცხელი ატმოსფერო კომპაქტური ობიექტის გარშემო შეიძლება გახდეს დამატებითი აჩქარების მიზეზი. უფრო მეტიც, ბოლოდროინდელი მოდელები [7] დამატებით ასევე განიხილავენ ცხელ დისკს ცხელი კორონით რათა მიღწეულ იქნას კეპლერის სიჩქარეზე მნიშვნელოვნად დიდი სიჩქარე ქარის/ჯეტის ნაწილაკებისა ჯეტის ამოფრქვევისათვის - ამ მოდელებში დისკი თუ ცივდება, გარედინებები ქრება; შემდეგ ჯეტი ჩქარდება, ხდება კაშკაშა და ცხელი.

## მაგნიტური ველის შესაძლებელი როლი

ლოკალური აკრეციის განსაზღვრისათვის მაგნიტური ველი მიიჩნევა ერთერთ მნიშვნელოვან ფაქტორად. მაგნიტური ველის ადვექციისას აკრეციული მატერიით ან/და მისი რაიმე მექანიზმით გენერაციისას ლოკალურად, ბრუნვით გამოწვეული ცენტრისკენული ძალა აიძულებს ჯეტს გაჰყვეს მაგნიტურ ძალწირებს ზე-ალფენურ სიჩქარეებამდე. აქტიური გალაქტიკების ბირთვების (AGN) ჯეტებისათვის *ბლენდფორდი და ზნაჩეკის* მიერ 1977 წელს შემოთავაზებული იყო ალტერნატიული იდეა დამყარებული ელექტრო-დინამიურ პროცესებზე – ენერჯის წყარო ამ იდეაში არის შავი ხვრელი [8]. ექსტრა-გალაქტიკური რადიო ჯეტები შეიძლება აჩქარებული იყოს ძლიერად არაორგანიზებული მაგნიტური ველების მიერ, რომელიც იმდენად ძლიერია, რომ ხდება დომინანტური მექანიზმი მანამ, სანამ არ მიიღწევა ზღვრული ლორენცის ფაქტორი. მაგნიტური ველები არა მხოლოდ ლოკალური აკრეციის განსაზღვრისათვის არის მნიშვნელოვანი, ისინი განიხილება განსაკუთრებით მნიშვნელოვან კომპონენტად ჯეტის ამოფრქვევისა და კოლიმირების პროცესების ასახსნელად. ამ დიდ-მასშტაბიანი ველების გენერირებისათვის 2 ძირითადი მექანიზმი: (i) ველი განიცდის ადვექციას აკრეციული ნივთიერების მიერ დისკში, (ii) ველი გენერირდება ლოკალურად დისკის დინამოს მექანიზმით; ორივე შემთხვევაში ველის მასშტაბი დისკის სიგანის რიგისაა. [9]-ში განიხილება ამ ორივე მექანიზმის - ლოკალური გენერაცია და ადვექცია - კომბინაციის შესაძლებლობაც (ცენტრალური ობიექტის წვლილი განიხილება მნიშვნელოვნად მხოლოდ განსაკუთრებულ შემთხვევებში, როგორცაა YSO [10]). სამწუხაროდ, ხელსაწყოების გარჩევადობა ჯერ კიდევ არაა სასურველ არეში და შესაბამისად დღევანდელი დაკვირვებებით არ ვიცით ზუსტი სტრუქტურა დისკის მაგნიტური ველებისა. უკანასკნელი შედეგები [11] აჩვენებს, რომ მაგნიტური ველის სტრუქტურა პრაქტიკულად გარე-დინების/ჯეტის ორიენტაციის გასწვრივია, დაწყებული მცირე ბირთვის მასშტაბიდან დამთავრებული დიდ, გარედინების მასშტაბამდე; ასევე რიცხვითმა შეფასებებმა აჩვენა, რომ ტურბულენტური ენერჯია დომინირებს მაგნიტურთან შედარებით.

მას მერე, რაც *შაკურასა და სიუნიაევის* მიერ (1973) შემოთავაზებული იქნა ადვექციით დომინირებული აკრეცია ჯეტის ფორმირების მოდელის გაუმჯობესება ძირითად მიდიოდა

ამოცანაში მაგნიტური ველის შემოტანით. *ბლანდფორმდა და პაინმა* (1982) შეისწავლეს მაგნიტო-ცენტრისკენული აჩქარება მაგნიტური ველის ძალწირების გასწვრივ და აჩვენეს, რომ კეპლერის ორბიტაზე მაგნიტური ველით გამოწვეული ნაწილაკთა არამდგრადობის გამო დისკის ცენტრში ფორმირდება ჯეტი. მათ პირველებმა აჩვენეს ნივთიერების გახლეჩა აზიმუტალური მიმართულებით დისკის შიგნით და გარედინების აჩქარება (წარმართული პოლოიდალური მაგნიტური ველით) დისკის ზედაპირის ზემოთ. დინების კოლიმირება შემდგომში ხდება მაგნიტური ველის ტოროიდალური კომპონენტით. მაგალითად, [14]-ში ნაჩვენებ იქნა აჩქარებისა და კოლიმაციის პროცესებში მაგნიტური ველის ეფექტურობა როგორც არა-მბრუნავ, ასევე სრულად კეპლერულ დისკებში. აშკარაა, რომ ამ და სხვა დამზერილი შედეგებიდან გამომდინარე ბუნებრივი ჩანს იმის დაშვება, რომ ჯეტები მაგნიტურად არიან გენერირებულნი აკრეციული დისკიდან.



**ნახ.2.** ახალგაზრდა ვარსკვლავზე მასის (ნივთიერების) აკრეციის სქემატური დიაგრამა.

ვერტიკალური ძალწირები გვიჩვენებენ მაგნიტური ველის მიმართულებას.

ჰორიზონტალური ისრები გვიჩვენებენ აკრეციის მიმართულებას.

დღეისათვის ჯეტის ფორმირების სხვადასხვა მოდელებს შორის ჰიდრო-მაგნიტური მოდელები უფრო ფართოდაა მიღებული, განსაკუთრებით ყველაზე მძლავრი ჯეტების ფორმირებისათვის (დაწყებული YSO-დან დამთავრებული AGN-ებით). ამ მოდელის თანახმად მაგნიტური ველი წარმოადგენს ბუნებრივ კავშირს დისკსა და ჯეტს შორის და პასუხისმგებელია ჯეტის ამოფრქვევის, კონფაინმენტისა და კოლიმაციის პროცესებზე [5,15] - კუთხური მომენტი, ენერგია და ნივთიერება მოდის აკრეცირებადი დინებიდან იმ ეფექტურობით, რომელიც განისაზღვრება ღია მაგნიტური ველების ფარდობით დისკის ზედაპირულ მასის სიმკვრივესთან; ჯეტის კოლიმაციას განსაზღვრავს მაგნიტური ველის ტოროიდალური კომპონენტი სითბური წნევის გარკვეული წვლილით. აღსანიშნავია, რომ ამოფრქვეული დინების აჩქარების ენერგეტიკის განსაზღვრასთან ერთად საჭიროა აიხსნას ისიც, თუ როგორ იცვლის ტოპოლოგიას დენის წირები/მაგნიტური ველის ძაღწირები დისკი-ჯეტის კავშირის არეში.

## ბელტრამის ველი

მოკლედ მიმოვიხილოთ ბელტრამის ვექტორული ველი, რომელსაც ფართო გამოყენება აქვს ბუნებაში არსებული მრავალფეროვანი გრიგალური სტრუქტურების მოდელებში. ბელტრამის პირობა მოითხოვს დინებისა და მისი გრიგალობის გასწვრივობას (*alignment*) და აიძულებს სრულ ენერგიას (რომელიც შედგება სითბური, კინეტიკური და სხვა ბმული ველების, როგორებიცაა გრავიტაციული ან ელექტრომაგნიტური, ენერგიებისაგან) გადანაწილდეს ერთგვაროვნად (*ე.წ. ბერნულის პირობა*); და შედეგად *ბელტრამი-ბერნულის პირობა* შეესაბამება „წონასწორული მდგომარეობის“ (*relaxed state*) ცნებას. მაშინ როცა ბელტრამის ველი, როგორც კონკრეტული სახე წონასწორული მდგომარეობისა, აღმოჩენილ და შესწავლილ იქნა სითხეებისა თუ პლაზმისათვის, სპირალობა (*helicity*) შემოტანილ იქნა პლაზმაში „ძალის გარეშე მაგნიტური ველების“ (*force-free magnetic fields*) შესწავლისას; *ვოლტიემ* [16] შემოიტანა სპირალობა როგორც მაგნიტური ველის მინიმუმების მოთხოვნა; შემდგომში *ტილორმა* [17] „წონასწორულ მდგომარეობას“ უწოდა ენერგიის მინიმუმირების შეზღუდვის პირობა. ტილორის წონასწორული მდგომარეობები დაიმზირება როგორც ექსპერიმენტებში, ისე ასტრონომიულ სისტემებში [18]. სპირალობის შემოტანით მოითხოვება



სასრული გრიგალობით შეზღუდვა წონასწორული მდგომარეობისათვის [19]. ბელტრამის ველები წარმოადგენენ ფართოდ გამოყენებულ კლასს ვექტორებისა (აქსიალური ვექტორებისა) „გრეხილი“ ველის-ძალწირებით. ისინი არა მარტო წონასწორული მდგომარეობების აღსაწერად გამოიყენება, არამედ ასევე გამოიყენებიან არამდგრადობებისა და ტურბულენტობის შესასწავლადაც. შემოთავაზებული იყო მრავალნაირი განზოგადოებები ამ ველებისათვის. დამატებითი შეზღუდვა ეხება ე.წ. ჯვარედინა სპირალობას (*cross helicity*), რომლითაც ვლებულობთ დინებას პარალელურს მაგნიტური ველისა და შესაბამის ჰიდროდინამიკურ წნევას, რომელიც აბალანსებს სტატიკურ წნევას. ორ-სითხოვან (ჰოლის მკდ) ფორმალიზმში [20] კანონიკური გრიგალობებით შემოთავაზებულია ფუნდამენტური სტრუქტურა დინებისა და მაგნიტური ველის ბმით, შედეგად იონური და ელექტრონული ბელტრამის პირობების ერთდროული დაკმაყოფილებით ვლებულობთ წყვილი-ბელტრამის ველებს, რომელთაც აქვთ მრავალი გამოყენება როგორც ლაბორატორიულ, ასევე ასტროფიზიკურ პლაზმებში. განსხვავებული განზოგადებაა, როდესაც ადგილი აქვს გრიგალური და კუმშვადი მოძრაობების ბმას, განზოგადებული ბელტრამის ველების გაძლიერებით ვლებულობთ მოდულირებულ არაწრფივ ალფენის ველებს [21] და დინების მძლავრ აჩქარებას/გენერირებას [22].

დისკი-ჯეტის სისტემის პლაზმის პირობები დამოკიდებულია ობიექტზე: AGN-ში პლაზმა სრულად იონიზებულია, მაგრამ შესაძლებელია საჭირო გახდეს მდგომარეობის რელატივისტური განტოლების გამოყენებაც წყვილების მოსალოდნელი არსებობის გამო; YSO-ში პლაზმა ნაწილობრივ იონიზებულია, და შესაბამისად იდეალურ მკდ-ს პრობლემა ექმნება. პლაზმა დაჯახებითია ორივე შემთხვევაში. ასევე მიდის კამათი, რომ AGN-ში ენერჯის ძირითადი ნაკადი პოინტიგისაა. რიცხვითი თვლებით ფიქრობენ, რომ ჯეტის წარმოქმნის ადგილზე პლაზმის  $\beta$  უნდა იყოს 1-ს რიგის, სხვანაირად ფორმირების მექანიზმი არაეფექტურია (ჯეტის პარამეტრების დეტალებისათვის იხ. [2] და მათში მოყვანილი ლიტერატურა). ასევე ანალიზური და რიცხვითი მოდელები გვთავაზობენ, რომ ჯეტები უნდა იყვნენ ტრანს-ალფენური [10].

მიუხედავად მახასიათებელი მასშტაბის პარამეტრების, როგორებიცაა ლორენცის ფაქტორი, რეინოლდის რიცხვი, ლუნდკვისტის რიცხვი, იონიზაციის ხარისხი და ა.შ., დიდი

მრავალფეროვნებისა, დისკი-ჯეტის მაკროსკოპული გეომეტრია ხასიათდება ალსანიშნავი მსგავსებით. ჩვენი ნაშრომის მიზანი გახლავთ სწორედ ამ მსგავსების ზოგადი პრინციპების ძიება და კონკრეტული მაგალითისათვის ამოხსნის აგება. ჩვენ გავაფართოვეთ ბელტრამის ველების ბუნებას და ვაჩვენებთ, რომ დისკი-ჯეტის სისტემა წარმოადგენს „განზოგადოებულ“ ბელტრამის გრიგალს [23]; განზოგადოება ხორციელდება ახალი განზოგადოებული გრიგალობის შემოტანით, რომელიც მოიცავს „დაყვანილი იმპულსის“ გრიგალობას - „დაყვანილ“-ში გათვალისწინებულია ბლანტი დისიპაცია და ასევე კეპლერის ბრუნვის ცენტრისკენული ძალა [24].

### **ახალგაზრდა ვარსკვლავური ობიექტები**

ახალგაზრდა ვარსკვლავური ობიექტები (YSO) წარმოადგენენ ვარსკვლავების ჩამოყალიბების ადრეულ ეტაპს, როდესაც საწყისი ვარსკვლავთშორისი აირი ან მასიური მოლეკულური ღრუბელი თვითგრავიტაციის ხარჯზე იწყებს შეკუმშვას და ახალგაზრდა ვარსკვლავის ფორმირებას. ამ ობიექტების ასაკი ჩვეულებრივ 1 მილიონ წელიწადზე ნაკლებია. ვარსკვლავების დაბადების არეები დაიშორებიან როგორც პროცესისათვის დამახასიათებელი აკრეციული დისკები და ჭავლური დინებები. ხშირად სწორედ ამ ჭავლური დინებების (ჯეტების) დაკვირვებები მიგვანიშნებენ ვარსკვლავთა დაბადების არეებზე, რომელთა პირდაპირი დამზერა შეუძლებელია. ზოგადად ახალგაზრდა ვარსკვლავური ობიექტების რიცხვს მიაკუთვნებენ პროტოვარსკვლავებს, T-ტაური ტიპის ვარსკვლავებსა და მათგან მომდინარე ჭავლურ დინებებს – ჰერბიგ-ჰარო ობიექტებს.

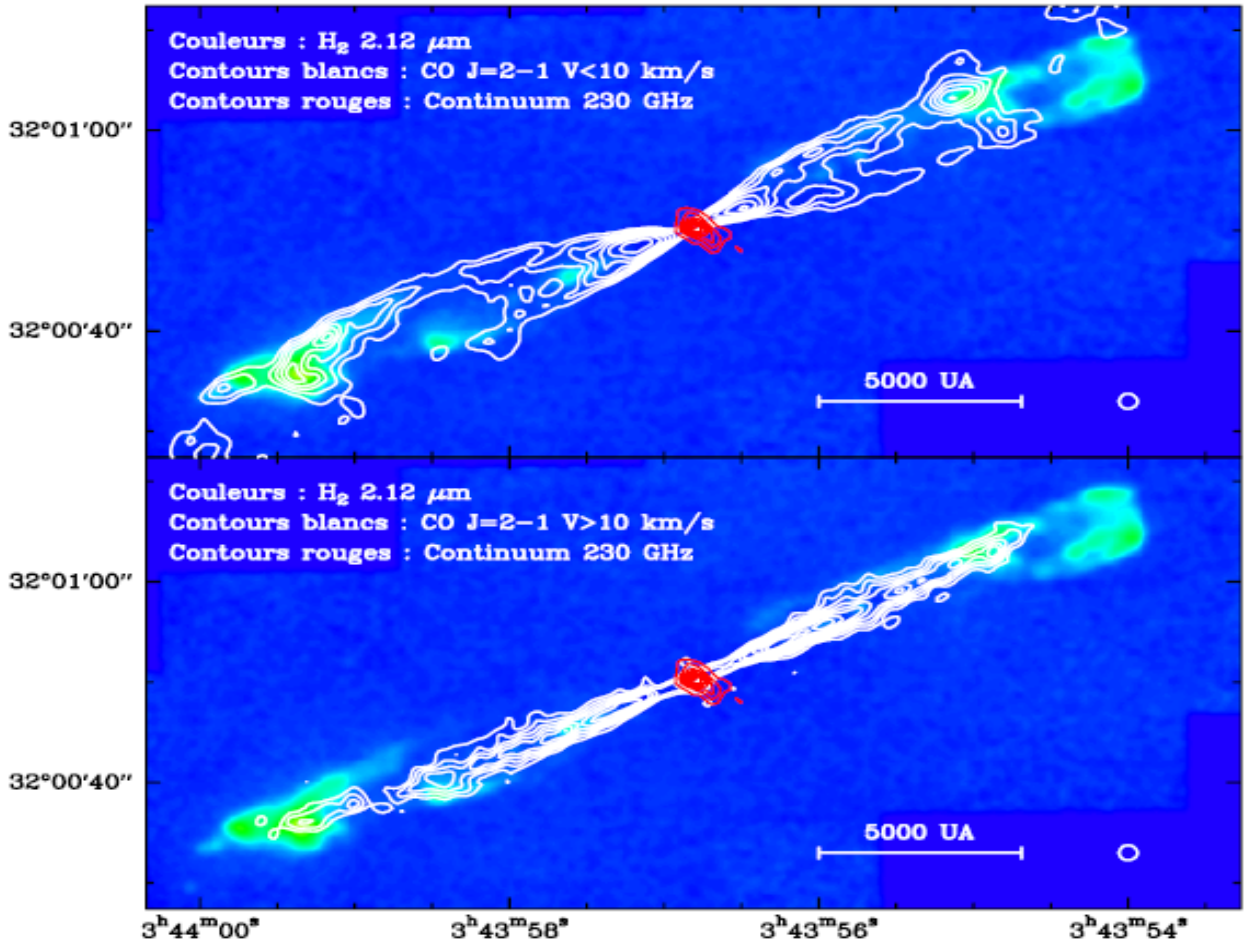
ვარსკვლავის დაბადებისას წარმოშობილი ბიპოლარული ჯეტების პირველმა დაკვირვებებმა აჩვენა მათი დაბალენერგეტიკული ხასიათი გალაქტიკურ ჯეტებთან შედარებით. რელატივისტური ჯეტებისაგან განსხვავებით პროტოვარსკვლავების ჭავლების მახასიათებელი სიჩქარე დაახლოებით 15 კმ/წმ-ის ტოლია, ხოლო ჰერბიგ-ჰარო ობიექტების სიჩქარე 150 კმ/წმ-ს შეადგენს [25].

ცნობილია, რომ ახალგაზრდა ვარსკვლავური ობიექტების ჯეტები იკვებებიან მატერიის ვარსკვლავზე აკრეციის ენერჯით, ანუ მათი არსებობა დაკავშირებულია აკრეციული დისკებისა და აკრეციის პროცესის არსებობასთან. მეორეს მხრივ, ცნობილია, რომ ამ დაბალენერგეტიკული ჯეტების დაკვირვებები მიგვითითებენ მათი იონიზაციის დაბალ ხარისხზე (იხ. ნახ. 3). ამ შემთხვევაში ვარსკვლავისა და აკრეციული დისკის მაგნიტური ველი ზეგავლენას ვერ ახდენს ცივი მოლეკულური აირის დინებაზე და შესაბამისად, ჭავლური დინების ასახსნელად მაგნიტოჰიდროდინამიკური მოდელები არასაკმარისია და საჭირო ხდება შესაბამისი ჰიდროდინამიკური მოდელის შემუშავება.

დღეისათვის არსებობს მთელი რიგი პასუხგაუცემელი შეკითხვებისა, რომლებიც დაკავშირებულნი არიან ახალგაზრდა ვარსკვლავის ფორმირებასა და მის ირგვლივ არსებული დისკი-ჯეტი სტრუქტურის ევოლუციასთან. მაგალითად, დასაზუსტებელია რა ზეგავლენას ახდენს ჯეტის არსებობა ვარსკვლავის საბოლოო ფორმირებაზე, მის ირგვლივ არსებული აკრეციული დისკის დინამიკასა და გვიან ეტაპებზე ვარსკვლავის ირგვლივ პლანეტების შესაძლო ფორმირებაზე. ყველა ამ შეკითხვებზე პასუხის გასაცემად საჭიროა ახალგაზრდა ვარსკვლავური ობიექტების ჯეტების ფორმირების ფიზიკური მოდელის ცოდნა. დაკვირვებები მიგვითითებენ დისკი-ჯეტის თვისებების გამოკვეთილ კორელაციებს: აკრეციული დისკის თვისებები განსაზღვრავენ ჯეტის საწყის სიჩქარეს, კოლიმაციასა და ზოგადად სიცოცხლის ხანგრძლივობას. ამ კონტექსტში ბუნებრივია, რომ უპირატესობა მიენიჭება დისკი-ჯეტის ისეთ მოდელს, რომელიც შეძლებს უნივერსალურად აღწეროს სისტემის ძირითადი თვისებები სხვადასხვა. დღეისათვის დამზერილი, ახალგაზრდა ვარსკვლავური ობიექტებისათვის.

# LE FLOT MOLECULAIRE DE HH 211

Resolution angulaire : 1.5"



**ნახ.3** ახალგაზრდა ვარსკვლავური ობიექტის (ჰერბიგ-ჰარო HH-211) ბიპოლარული ჯეტის წყალბადის მოლეკულური (H<sub>2</sub>) გამოსხივების სპექტრი [25]. დაკვირვება მიგვანიშნებს ჯეტის იონიზაციის დაბალ ხარისხზე, რის გამოც დისკი-ჯეტის სისტემა სავარაუდოდ უნდა აღიწერებოდეს დაუმაგნიტებული ჰიდროდინამიკური მოდელით.

## 2. დისკი-ჯეტის ჰიდროდინამიკური მოდელი

მიუხედავად ძირითადი პროცესების მრავალფეროვნებისა და სირთულისა, უნდა იყოს მარტივი და უნივერსალური მეთოდი, რომელიც განსაზღვრავს გეომეტრიულ დისკი-ჯეტის შემადგენლობების სიმარტივეს.

იმისათვის, რომ ვაჩვენოთ საიდან მოდის გასწვრივობის-პარალელობის (*alignment*) პირობა და შედეგად როგორ განისაზღვრება თხელი დისკისა და ვიწროდ-კოლიმირებული ჯეტის სტრუქტურა, განვიხილოთ ნეიტრალური სითხის მარტივი მოდელი. იმპულსის განტოლება იკითხება შემდეგნაირად:

$$\partial_t \mathbf{P}_i + \nabla_k (\mathbf{P}_i \mathbf{V}_k) = -\rho \nabla_i \phi - \nabla_i p - \nabla_k \Pi_{ik} \quad (1)$$

სადაც,  $V$  - დინების სიჩქარეა,  $\rho$  - მასის სიმკვრივე,  $\phi$  - გრავიტაციული პოტენციალი და  $\mathbf{P} = \rho \mathbf{V}$  - იმპულსის სიმკვრივეა,  $\Pi_{ik}$  - სიბლანტის ტენზორია.

ენერჯის სიმკვრივეები ნორმალიზებულია ერთეულოვან კინეტიკურ ენერჯიაზე

$$\varepsilon_0 = \frac{\rho_0 V_0^2}{2}, \text{ მასშტაბის პარამეტრია } \sigma = \frac{\delta_i}{L_0}, \text{ } L_0 - \text{ სისტემის ზომა, } \delta_i = \frac{mc}{\sqrt{4\pi e^2 \rho_0}}$$

$V_0$  და  $\rho_0$  არიან დინების სიჩქარისა და დინების სიმკვრივის მახასიათებელი სიდიდეები დისკში.

### 2.1 სტაციონალური ამონახსნები

ვეძიოთ ამოცანის ამონახსნი სტაციონალურ მდგომარეობაში, როდესაც დისკი-ჯეტის თვისებები არ არის დამოკიდებული დროზე, ანუ დროითი წარმოებულები ნულის ტოლია ( $\partial_t = 0$ ). რომ გამოვიყვანოთ წევრი, რომელიც გააწონასწორებს სიბლანტის წევრს,

ვანხორციელებით “ინერციული წევრის” განცალმებას შემდეგნაირად  $\rho = \rho_1\rho_2$  , და შესაბამისად ვწერთ:

$$\mathbf{P} := \rho_1\mathbf{V} \quad \mathbf{P}_2 := \rho_2\mathbf{V} , \quad (2)$$

ჩვეულებრივ ჰიდროდინამიკაში ჩვენ ვირჩევთ -  $\rho_2 = 1$ , &  $\rho_1 = \rho$ . შედეგად

$$\nabla_k \cdot (\mathbf{V}_k \mathbf{P}_i) = \nabla_k \cdot (\rho \mathbf{V}_k \mathbf{V}_i) = (\nabla \cdot \mathbf{P}_1) \mathbf{P}_2 + (\mathbf{P}_1 \cdot \nabla) \mathbf{P}_2 .$$

ნივთიერების შენახვის კანონია

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot \mathbf{P} = 0 ,$$

შედეგად (1)-ის მარცხენა მხარე ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$\rho [\partial_t \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V}] .$$

მოცემულ ანალიზში ჩვენ ვირჩევთ “ინერციული წევრის” განსხვავებულ განცალმებას, რათა  $(\nabla \cdot \mathbf{P}_1) \mathbf{P}_2$  დაემთხვეს სიბლანტის წევრს.

დაყვანილი  $\rho_2$  ( $< 1$ ) - ის საშუალებით ჩვენ განვსაზღვრავთ „განზოგადოებულ გრიგალობას“ და „განზოგადოებულ იმპულსს“.

(2)-განტოლების ორივე მხარის ( $\rho_2 / \rho_1$ )-ზე გამრავლება, ბაროტროპული  $\nabla p = \rho \nabla h$

თანაფარდობის დაშვებით ( $h$  -ენტალპიით) გვაძლევს შემდეგს:

$$\mathbf{P}_2 \times \mathbf{C}_2 = \frac{1}{2} \nabla P_2^2 + \rho_2^2 \nabla(\phi + h) + \frac{\rho_2}{\rho_1} [(\nabla \cdot \mathbf{P}_1) \mathbf{P}_2 + \nabla \cdot \Pi] , \quad (3)$$

სადაც

$$\mathbf{C}_2 = \nabla \times \mathbf{P}_2 \quad (4)$$

არის „განზოგადოებული გრიგალობა“ და შემოტანილია აღნიშვნა  $\nabla \cdot \Pi = \nabla_k \Pi_{ik}$ .

უნდა ვაჩვენოთ, რომ „განზოგადოებული ბელტრამის პირობა“ -  $\Omega_2$  -ის პარალელობა (გასწვრივობა)  $\mathbf{P}_2$ -თან - არის ერთადერთი საშუალება, რათა ავირიდოთ თავიდან ენერჯის სიმკვრივის სინგულარობა დისკი-ჯეტის გეომეტრიაში.

## 2.2 დისკი-ჯეტი სისტემის ბელტრამის მოდელი

განვიხილოთ ღერძულად სიმეტრიული ( $\partial_\theta = 0$ ,  $(r, \theta, z)$  კოორდინატებში) დისკი-ჯეტის სისტემა. მასიური ცენტრალური ობიექტი ქმნის  $\phi = -MG/r$  სახის პოტენციალს (ჩვენ უგულვებელვყოფთ მასას დისკსა და ჯეტში). დისკში  $\mathbf{V} \approx V_\theta \mathbf{e}_\theta$  კეპლერის სიჩქარით  $V_\theta \propto r^{-1/2}$ . შემდეგ  $\nabla \times \mathbf{V} \propto r^{-3/2} \mathbf{e}_z$ . იმპულსი არის მკაცრად ლოკალიზებული თხელ დისკში, და გრიგალი განშლადია ღერძთან ახლოს. ეს კერძო კონფიგურაცია ადებს მკაცრ შეზღუდვებს ძალთა ბალანსის (6)-განტოლებას, უშვებს რა მხოლოდ ამონახსნთა სპეციალური სიმრავლის არსებობას. მომდევნო გამოთვლები და დასკვნები შედეგად ადვილად გამოდის.

დისკში რადიალური დინება ( $\ll V_\theta$ ) გამოწვეულია სასრული დისიპაციით (სასრული დისიპაცია არღვევს კუთხური მომენტის შენახვას და დინებას აძლევს აკრეციის საშუალებას). დინება  $V$  არის ძირითადად აზიმუტალური ( $\theta$ ), სიბლანტის ძალა მიახლოებით შეიძლება (იმ დაშვებით რომ გვაქვს აზიმუტალური სიმეტრია და  $\nabla \cdot \mathbf{V} \approx 0$ ,  $\eta$  - არის სიბლანტის წანაცვლებითი კოეფიციენტი) შემდეგნაირად წარმოდგინდეს:

$$-\nabla \cdot \Pi \approx -\nabla \times (\rho \eta \nabla \times \mathbf{V}) \quad (5)$$

კეპლერის თხელ დისკში, სადაც  $V \approx V_0 r^{-\frac{1}{2}} e_\theta$  და  $\nabla(\rho \eta)$  მიახლოებით ვერტიკალურია, შეფასება გვაძლევს შემდეგს:

$$-\nabla \cdot \Pi \approx -\rho \eta \nabla \times (\nabla \times \mathbf{V}) = -\rho \eta V_0 \frac{3}{4} r^{-\frac{5}{2}} e_\theta \quad (6)$$

საიდანაც ჩვენ შეგვიძლია დავწეროთ, რომ  $-\nabla \cdot \Pi = \nu \mathbf{P}$  დადებითი სიბლანტის კოეფიციენტით  $\nu(r) > 0$ , ანუ ეს ნიშნავს, რომ სიბლანტის ძალა ძირითადად არის აზიმუტალური (ტოროიდალური) მიმართულებით და მისი დაბალანსება შესაძლებელია  $(\rho_2 / \rho_1)(\nabla \cdot \mathbf{P}_1) \mathbf{P}_2$  წევრით, რომელიც მოდის ინერციული წევრიდან.

წონასწორული ნივთიერების შენახვის კანონიდან  $(\nabla \cdot \mathbf{P}) = 0$  ნაწილობრივი ინერციული წევრისა და სიბლანტის წევრის ბალანსი მოითხოვს, რომ

$$\mathbf{V} \cdot \nabla \log \rho_2 = \nu \quad , \quad (7)$$

რომელიც განსაზღვრავს  $\rho_2$  პარამეტრს; ნივთიერების შენახვის კანონიდან შეიძლება დარჩენილი ნაწილის  $\rho_1$ -ის პოვნა. მარტივი ანალიზი გვაძლევს შემდეგ თანაფარდობას:

$$\mathbf{V} \cdot \nabla \log \rho_1 = -\nabla \cdot \mathbf{V} - \nu \quad (8)$$



### 2.3 ბელტრამის პირობა

ღერძთან ახლოს დინების პოლოიდალური კომპონენტი ნელ-ნელა იძენს შესამჩნევ ვერტიკალურ (z) კომპონენტს — ეს არის ის ადგილი სადაც იქმნება ჯეტი. ჩვენი მიზანია განვსაზღვროთ დინების კოლიმაციის მექანიზმი.

(3)-განტოლებაში [...]–ში მოთავსებული წევრების ბალანსირების შემდეგ დარჩენილ წევრებს არ აქვთ ტოროიდალური კომპონენტი. გრიგალი  $\mathbf{C}_2$  მოიცავს სინგულარულ ფაქტორს  $\nabla \times \mathbf{V} \propto r^{-\frac{3}{2}} \mathbf{e}_z$ . იმისათვის, რომ მოვსპოთ  $\mathbf{P}_2 \times \mathbf{C}_2$ -ის განშლადობა ღერძთან ახლოს, ამისათვის  $\mathbf{P}_2$  უნდა იყოს  $\mathbf{C}_2$ -ის გასწვრივ. შესაბამისად უნდა დაკმაყოფილდეს ბელტრამის პირობა:

$$\mathbf{C}_2 = \lambda \mathbf{P}_2, \quad (9)$$

$\lambda$  გარკვეული სკალარული ფუნქციაა. ანუ განზოგადოებული დინება  $\mathbf{V} = \mathbf{P}_2 / \rho_2$ , შედეგად კოლიმირებულია განზოგადოებული გრიგალით  $\mathbf{C}_2$ , ქმნის რა ჯეტს.

### 2.4 ბერნულის განზოგადოებული პირობა

როგორც კი ბელტრამის პირობის დაკმაყოფილებით (3)-განტოლებაში მარცხენა მხარე განოლდება, მაშინ დარჩენილი პოტენციალური ძალების ბალანსით ვღებულობთ ბერნულის პირობას:

$$\frac{1}{2\rho_2^2} \nabla P_2^2 + \nabla(\phi + h) = \nabla\left(\frac{1}{2} V^2 + \phi + h\right) + V^2 \nabla \log \rho_2 = 0. \quad (10)$$

შევაჯამოთ განმსაზღვრელი განტოლებების სისტემა: (7)-განტოლებიდან ვიპოვნით  $\rho_2$ -ს მოცემული  $V$ -სთვის. ეს განტოლება მოიცავს  $\mathbf{V} = \mathbf{P}/\rho$ , რომელიც განისაზღვრება ბელტრამის (9) პირობიდან. როგორც კი გამოითვლება  $\mathbf{V}$  და  $\rho_2$ , ჩვენ ამოვხსნით ბერნულის (10) განტოლებას, რათა განვსაზღვროთ  $h$  (გრავიტაციული პოტენციალი მიახლოებით განისაზღვრება შემდეგნაირად  $\phi = -GM/r$ ).

## 2.5 პარამეტრიზაცია კლებშის პოტენციალით

გადაწეროთ განმსაზღვრელი (7)–(10) განტოლებები ლაკონური ფორმით, რომლისთვისაც გამოგვადგება კლებშის პარამეტრიზაცია.  $\mathbf{P}$  ვექტორი შეიძლება ჩაიწეროს პარამეტრულად შემდეგნაირად

$$\mathbf{P} = \nabla \psi \times \nabla \theta + I \nabla \theta \quad (11)$$

სადაც  $I = \rho r V_\theta$ . ორივე  $\psi$  და  $I$  არ არიან დამოკიდებული  $\theta$ -ზე.

აქ  $\mathbf{P} \cdot \nabla \psi = 0$ , და  $\mathbf{P}$ -ს (ან  $\mathbf{V} = \mathbf{P}/\rho$  ვექტორის) დენის წირები არიან  $\psi$  ფუნქციის კონტურული წირები (რომლებიც შეადგენენ ეკვიპოტენციალურ ზედაპირებს).

გავიხსენოთ, რომ დისკის არეში  $r V_\theta \propto r^{1/2}$ , ხოლო  $\rho$  არის მჭიდროდ ლოკალიზებული  $z$ -კოორდინატის მიმართ. ჩავსვათ (11)-თანაფარდობა (7)-განტოლებაში, მივიღებთ:

$$v = \frac{1}{\rho} \mathbf{P} \cdot \nabla \log \rho_2 = \frac{1}{r\rho} \{ \log \rho_2, \psi \} \quad (12)$$

სადაც შემოყვანილია აღნიშვნა:  $\{a, b\} := \left(\frac{\partial}{\partial r} b\right)\left(\frac{\partial}{\partial z} a\right) - \left(\frac{\partial}{\partial r} a\right)\left(\frac{\partial}{\partial z} b\right)$ .

შედეგად ვღებულობთ:

$$v = \frac{1}{\rho r} \left[ \frac{\partial \log \rho_2}{\partial r} \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\partial \log \rho_2}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right].$$

ყოველი მოცემული ნაკრებისათვის  $\mathbf{P}$ ,  $\rho$  და  $v$  შესაძლებელია ვიპოვნოთ  $\rho_2$  სიმკვრივე (12)-იდან, ისევე როგორც  $\rho_1 = \rho / \rho_2$  გამოითვლება (8)-განტოლებიდან.

შევიტანოთ (11) ბელტრამის პირობაში (9)-განტოლება და დავითვალოთ ტოროიდული კომპონენტი

$$\nabla \times \mathbf{P}_2 = \lambda \mathbf{P}_2 \quad \text{ანუ} \quad \nabla \times \frac{1}{\rho_1} \mathbf{P} = \frac{\lambda}{\rho_1} \mathbf{P}, \quad (13)$$

როგორც უკვე აღვნიშნეთ  $I = \rho r V_\theta$  და გვაქვს:  $\frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0$ ,  $\frac{\partial I}{\partial \theta} = 0$ . შედეგად:

$$\begin{aligned} \nabla \psi \left( \nabla \frac{1}{\rho_1} \cdot \nabla \theta \right) - \nabla \theta \left( \nabla \left( \frac{1}{\rho_1} \right) \nabla \psi \right) + \nabla \left( \frac{1}{\rho_1} I \right) \times \nabla \theta + \frac{1}{\rho_1} (\nabla \theta \cdot \nabla) \nabla \psi - \frac{1}{\rho_1} \nabla \theta \Delta \psi + \frac{1}{\rho_1} \nabla \psi \Delta \theta = \\ = \frac{\lambda}{\rho_1} \nabla \psi \times \nabla \theta + \frac{\lambda I}{\rho_1} \nabla \theta \end{aligned}$$

ჩვენ გვინტერესებს (13)-ის ტოროიდული კომპონენტი, ამიტომ გვაქვს

$$\frac{\lambda}{\rho_1} \nabla \psi \equiv \nabla \left( \frac{1}{\rho_1} I \right) \quad (14)$$

თუ აღვნიშნავთ  $I_2 = \frac{I}{\rho_1}$ ,  $I_2 = I_2(\psi)$ , მაშინ (14) შემდეგნაირად ჩაიწერება:  $\frac{\lambda}{\rho_1} \nabla \psi = \nabla I_2$ .

ჩვენს ამოცანაში  $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$  და თუ აღვნიშნავთ  $\mathbf{L}\psi = r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$ , მაშინ

საბოლოოდ (13)-ის პოლოიდალური კომპონენტი გვაძლევს შემდეგ ელიპსურ ნაწილობით დიფერენციალურ განტოლებას

$$\mathbf{L}\psi - \nabla \psi \nabla \log \rho_1 = -\rho_1^2 \frac{\partial I_2}{\partial \psi} I_2, \quad (15)$$

რომელიც განსაზღვრავს პოლოიდალური იმპულსის კლებშის პოტენციალს  $\psi$ .

ეხლა გადავწეროთ ბერნულის განტოლება (10) ენტალპიისათვის კლებშის პოტენციალებით:

$$\nabla h = -V^2 \nabla \log \rho_2 - \nabla \left( \frac{V^2}{2} + \phi \right).$$

მარტივი ალგებრით და (11) თანაფარდობის ჩასმით საბოლოოდ ვღებულობთ განმსაზღვრელ განტოლებას ენტალპიისათვის  $h$ :

$$\nabla h = -\nabla \left( \frac{1}{2r^2 \rho^2} [|\nabla \psi|^2 + I^2] + \phi \right) - \frac{1}{r^2 \rho^2} [|\nabla \psi|^2 + I^2] \nabla \log \rho_2. \quad (16)$$

### 3. ანალიზური ავტომოდელური ამონახსნი

ამ თავში ავაგებთ ამოცანის ავტომოდელურ ამონახსნებს (15) განტოლების ამოხსნით, რომლებიც აღწერენ დისკი-ჯეტის ფუნდამენტურ (ელემენტარულ) სტრუქტურას. შემოგვაქვს ახალი ცვლადები:

$$\tau \equiv \frac{z}{r} \quad (r > 0), \quad (17)$$

და მისი ორთოგონალური ცვლადი (  $(\nabla \sigma \cdot \nabla \tau) = 0$  )

$$\sigma \equiv \sqrt{r^2 + z^2} \quad . \quad (18)$$

დისკის არეში შეიძლება მიახლოებით ავიღოთ, რომ  $\sigma \approx r$  ,  $|z| \ll r$  ; და დისკში

$\frac{\partial \sigma}{\partial z} \equiv 0$  . ჯეტის არეში მიახლოებით  $\sigma \approx z$  . სისტემას სარკული სიმეტრია ახასიათებს

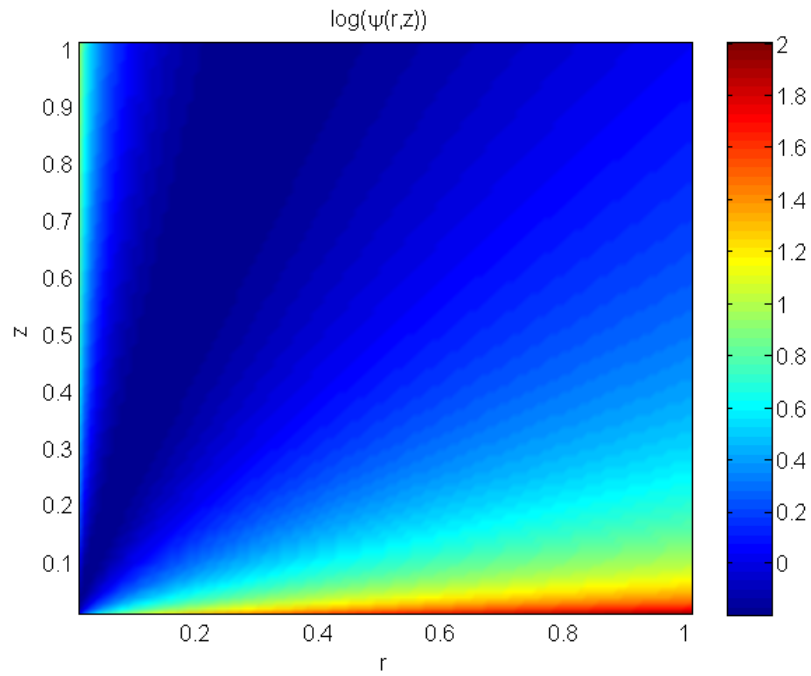
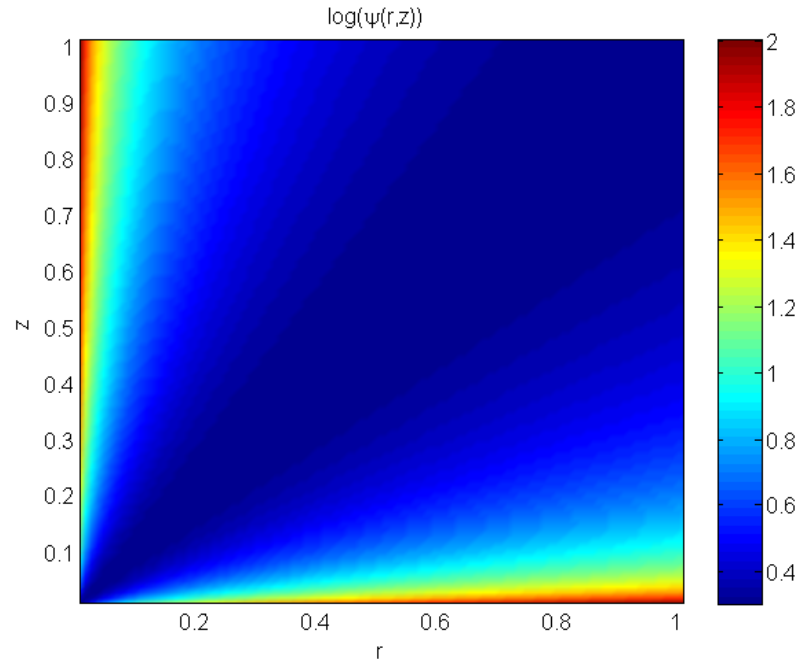
სარკული სიმეტრია  $z = 0$  სიბრტყის მიმართ. ამოცანაში  $r = 0$  და  $z = 0$  სინგულარული წერტილებია.

შემოგვაქვს  $\psi$  ფუნქცია შემდეგნაირად:

$$\psi(\tau) = -\mathfrak{I} \tau^p - D \tau^{-q} \quad , \quad (19)$$

სადაც  $\mathfrak{I} = const > 0$  და  $p = const > 0$  ( $D$  და  $q$  ასევე დადებითი კონსტანტებია) და ენერგეტიკულად ახასიათებენ ჯეტს (დისკს).

როგორც ნაჩვენებია ნახ.4-ზე, ამ  $\psi$  ფუნქციით შესაძლებელია დისკი-ჯეტის მოდელის აგება; მისი კონტურული წირები ( $\tau$ -თი)  $P$ -ს დენის წირებს წარმოადგენენ. ამავე დროს  $\sigma$  არის დენის წირების პარალელური კოორდინატი.



**ნახ.4**  $\psi(r,z)$  ფუნქციის განაწილება შემდეგი პარამეტრებისათვის:  $D=1, J=1, p=1, q=1$  (ზედა გრაფიკი) და  $D=1, J=0.1, p=1, q=1$  (ქვედა გრაფიკი).

დავუშვათ, რომ  $\rho_1$  ახალ ცვლადებში შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგნაირად

$$\rho_1(\tau, \sigma) = \rho_{\perp}(\tau)\rho_{\parallel}(\sigma) \quad (20)$$

და შედეგად  $\log \rho_1 = \log \rho_{\perp}(\tau) + \log \rho_{\parallel}(\sigma)$ .

ეხლა ვნახოთ, თუ როგორ აკმაყოფილებს შემოტანილი  $\psi(\tau)$  ფუნქცია (12), (15) და (16) განტოლებებს. ანუ ჩვენ განვსაზღვრავთ ყველა  $I_2(\psi)$ -ს,  $\rho_1$ -ს,  $\rho_2$ -ს,  $\nu$ -ს და  $h$ -ს ისე, რომ ჩვენი  $\psi(\tau)$  იყოს ამოცანის ამონახსნი.

ნებისმიერი  $f(\tau)$  და  $g(\tau)$  ფუნქციებისათვის ჩვენ გვაქვს:

$$\mathbf{L}f(\tau) = \left[ r \left( \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] f(\tau) ;$$

და

$$\mathbf{L}f(\tau) = \frac{1}{r^2} \left[ (\tau^2 + 1) \frac{\partial^2 f(\tau)}{\partial \tau^2} + 3\tau \frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau} \right] \quad \text{და} \quad \nabla f \cdot \nabla g = \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial g}{\partial r} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{\partial g}{\partial z} = \frac{1}{r^2} (\tau^2 + 1) \frac{\partial f}{\partial \tau} \frac{\partial g}{\partial \tau}.$$

თუ აღვნიშნავთ  $g(\tau) = \log \rho_{\perp}(\tau)$  და  $f = \psi(\tau)$ , მაშინ (15) განტოლების მარცხენა მხარე გადაიწერება შემდეგნაირად:

$$\mathbf{L}\psi(\tau) - \nabla \psi \cdot \nabla \log \rho_1 = \frac{1}{r^2} \left[ (\tau^2 + 1) \frac{\partial^2 \psi(\tau)}{\partial \tau^2} + 3\tau \frac{\partial \psi(\tau)}{\partial \tau} - (\tau^2 + 1) \frac{\partial g(\tau)}{\partial \tau} \frac{\partial \psi(\tau)}{\partial \tau} \right]. \quad (21)$$

იმისათვის რომ (15) განტოლების მარჯვენა მხარე დაბალანსდეს (21) განტოლებით, აუცილებელია, რომ  $r^{-2}\rho_1$  იყოს  $\tau$ -ს ფუნქცია თუ  $I_2'(\psi) \neq 0$ . იმის მაგივრად, რომ მოვითხოვოთ ეს თანაფარდობა  $\rho_1$ -სათვის, დავუშვათ, რომ  $I_2'(\psi) = 0$  (იხ. ამ დაშვების განმარტება [24]-ში) და შესაბამისად (15) საბოლოოდ დაიყვანება შემდეგზე:

$$\frac{\partial g(\tau)}{\partial \tau} = \frac{\frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2}}{\frac{\partial \psi}{\partial \tau}} + \frac{3\tau}{\tau^2 + 1}. \quad \text{და} \quad \frac{\partial \psi(\tau)}{\partial \tau} = -\mathfrak{I}p\tau^{p-1} + Dq\tau^{-q-1}, \quad (22)$$

საიდანაც ვღებულობთ:

$$g(\tau) = \log \rho_{\perp}(\tau) = \int \frac{3\tau d\tau}{\tau^2 + 1} + \int \frac{\mathfrak{I}p(p-1)\tau^{p+q} d\tau}{\mathfrak{I}p\tau^{p+q+1} - Dq\tau} + \int \frac{Dq(q+1)d\tau}{\mathfrak{I}p\tau^{p+q+1} - Dq\tau}. \quad (23)$$

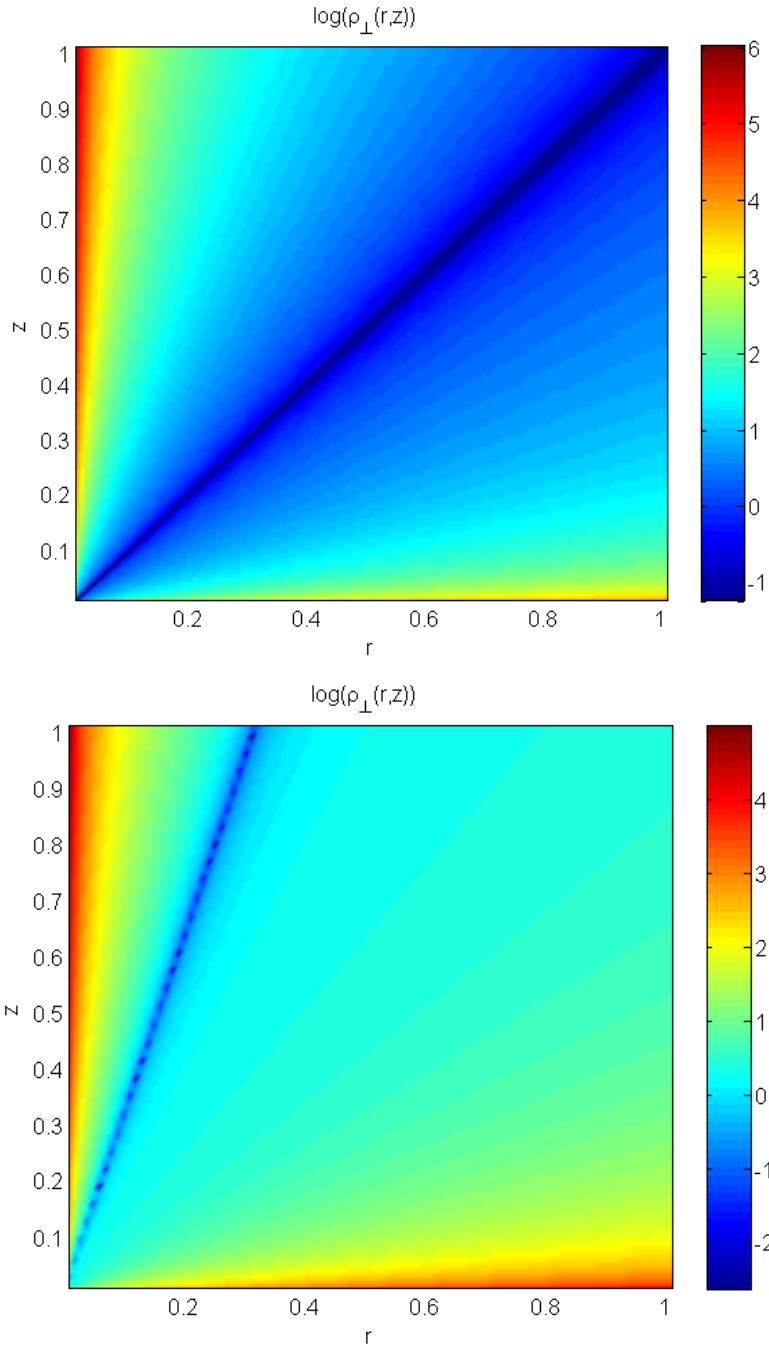
აღვნიშნოთ, რომ ბელტრამის პირობა (22) არ შეიცავს  $\rho_{\parallel}(\sigma)$ -ს, რაც აადვილებს (12)-ის ამოხსნას.

მარტივი გამოთვლებით (23) განტოლებიდან საბოლოოდ ვღებულობთ:

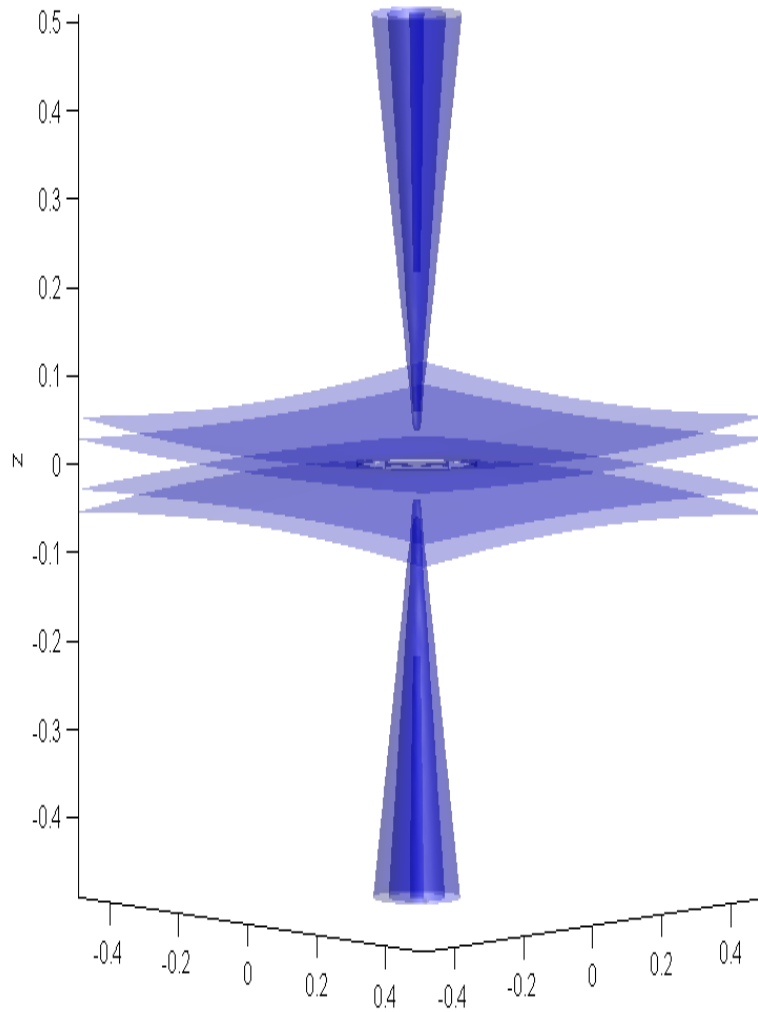
$$\rho_{\perp}(\tau) = \frac{(\tau^2 + 1)^{3/2} (\mathfrak{I}p\tau^{p+q} - Dq)}{\tau^{q+1}}. \quad (24)$$

ნახ.5-ზე მოცემულია  $\rho_{\perp}(\tau)$ -ს პროფილი.





**ნახ.5**  $\rho_{\perp}(r, z)$  განაწილება დისკი-ჯეტი სისტემის სხვადასხვა პარამეტრებისათვის: ზედა გრაფიკზე ნაჩვენებია შემთხვევა როდესაც:  $D=1, J=1, p=1, q=1$ , ხოლო ქვედა გრაფიკზე:  $D=1, J=0.1, p=1, q=1$ .



**ნახ.6**  $\rho = \rho(r, \theta, z)$  სიმკვრივის განაწილების იზოზედაპირები ჰიდროდინამიკური დისკო-ჯეტის სისტემის ანალიზური მოდელისათვის. ამონახსნი გვიჩვენებს თხელი ჰორიზონტალური დისკისა და ვერტიკალური კოლიმირებული ჯეტის ღერძულად სიმეტრიულ გეომეტრიას.

## 4. ანალიზური შედეგების შეფასება დისკი-ჯეტის სტრუქტურისათვის

### 4.1 ბერნულის პირობა დისკის არეში

როგორც უკვე აღვნიშნეთ ზემოთ, დისკის არეში  $\frac{\partial I_2(\psi)}{\partial \psi} (= \lambda) = 0$  და  $I_2 = \rho_2 r V_\theta$  უნდა

იყოს ერთგვაროვნად განაწილებული. დისკის არეში,  $z = 0$ -ის მახლობლობაში, კეპლერის

სიჩქარე არის  $V_\theta \approx \left(\frac{MG}{r}\right)^{\frac{1}{2}}$ , და  $\frac{\rho_1}{r^2}$  არის მხოლოდ  $\tau$ -ს ფუნქცია -

$\rho_1 = \rho_\perp(\tau)\rho_\parallel(\sigma)$ ;  $\rho_\parallel(\sigma) \equiv \sigma \equiv r^2 + z^2$ ; ასევე  $\rho_2 = \rho_{20}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{1}{2}}$ . აღსანიშნავია,

რომ ეხლა  $\rho_1 \propto \rho_\perp$  (ანუ დისკში ღერძთან  $\rho_\parallel = const$ ).

მაშინ, რადგანაც ეხლა  $\rho = \rho_1 \rho_2 = \rho_\parallel \rho_\perp r^{-\frac{1}{2}}$ , (12) განტოლება შემდეგნაირად გადაიწერება:

$$v = \frac{-\frac{\partial \psi(\tau)}{\partial z}}{2\rho_\parallel(\sigma)\rho_\perp(\tau)} r^{-\frac{3}{2}} \propto \frac{1}{2\rho_\parallel(\sigma)} r^{-\frac{5}{2}} \quad (25)$$

ყოველი დენის წირისათვის დისკის არეში. ანუ, მოცემული  $v$ -სათვის შეიძლება ამოვხსნათ

(25) თანაფარდობა და ვიპოვნოთ  $\rho_\parallel$  და ავავოთ სიმკვრივის პროფილი.

ბერნულის პირობიდან (10) ჩვენს პირობებში  $\nabla \cdot \mathbf{P} = 0$  შენახვის კანონიდან ვღებულობთ

$P_r = \rho V_r \propto \frac{1}{r}$ . და თუ  $\rho_\parallel(\sigma) = const$  და მაგალითისთვის ვღებულობთ, რომ  $\rho \propto r^{-\frac{1}{2}}$

(დენის წირის გასწვრივ). მაშინ გვაქვს რადიალური სიჩქარისათვის შემდეგი:  $V_r \propto V_{r0} r^{-\frac{1}{2}}$   
 ( $V_{r0} < 0$ , რადგანაც გვაქვს აკრეცია).

საბოლოოდ აზიმუტალური ( $V_\theta \propto V_{\theta0} r^{-\frac{1}{2}}$ , რომელიც ცოტათი მცირეა კეპლერის სიჩქარესთან  $\sqrt{GM/r}$  შედარებით) და რადიალური სიჩქარეების გაერთიანება გვაძლევს:

$$V^2 = (V_{r0}^2 + V_{\theta0}^2) r^{-1} = V_0^2 r^{-1} .$$

გავიხსენოთ, რომ  $\rho_2$  ახასიათებს აკრეციას და  $\rho_2 \propto r^{-\frac{1}{2}}$ , და შედეგად ბერნულის განტოლება (10) მიიღებს სახეს:

$$\frac{\partial h}{\partial r} = (V_0^2 - MG) r^{-2} ,$$

რომლიდანაც საბოლოოდ ვღებულობთ, რომ ენტალპია განისაზღვრება შემდეგნაირად

$$h = (V_0^2 - MG) r^{-1} .$$

უნდა აუცილებლად აღვნიშნოთ, რომ ზემოთ მოყვანილ შეფასებებში დისკის არეში ყველა ტიპის ენერჯის (გრავიტაციული  $\phi$ , კინეტიკურის  $V^2/2$  და ენტალპიის  $h$ ) სიმკვრივეს აქვს მსგავსი პროფილი  $\propto r^{-1}$ .

## 4.2 ბერნულის პირობა ჯეტის არეში

ჯეტის არეში ( $r = 0$ ) დენის წირები ( $\tau = z/r$  -ს კონტურული წირები) არის თითქმის ვერტიკალური და მიახლოებით ვთვლით, რომ  $\sigma \approx z$ .

გამოვთვალოთ  $\rho_2$  სიმკვრივე (12) განტოლებიდან, რომელიც ჯეტის არეში მიახლოებით ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$\rho r v = \{\log \rho_2, \psi\} \approx \left( \frac{\partial \psi(\tau)}{\partial r} \right) \left( \frac{\partial \log \rho_2}{\partial z} \right) = \Im p \tau^{p+1} \frac{1}{z} \frac{\partial(\log \rho_2)}{\partial z}, \quad (26)$$

და  $\rho_2$  არის ზრდადი ფუნქცია  $|z|$ -ის მიხედვით. (26) განტოლების ინტეგრებით დენის წირის გასწვრივ ( $\tau = const$ ;  $\sigma \approx z$ ), გამოვიყენებთ რა პირობას  $\rho = \rho_{\parallel}(\sigma)\rho_{\perp}(\tau)\rho_2$ , მივიღებთ შემდეგს:

$$\frac{d\rho_2}{\rho_2^2} = \frac{v}{\Im p} \tau^{p+2} \rho_{\perp}(\tau)\rho_{\parallel}(\sigma)z^2 dz \quad . \quad (27)$$

ამ  $\rho_2(z)$ -ის დახმარებით შესაძლებელია შევავსოთ სიჩქარის ტოროიდალური (აზიმუტალური) კომპონენტი, ანუ

$$V_{\theta} = \frac{I_2}{r\rho_2} = \frac{I_2\tau}{z\rho_2},$$

სადაც ეხლა  $I_2$  და  $\tau$  არიან მუდმივები ( $\tau$  არის მუდმივი ყოველი დენის წირის გასწვრივ).

შედეგად ვღებულობთ, რომ კინეტიკური ენერჯიის ფუნქცია ჯეტში  $\frac{V_{\theta}^2}{2}$  აზიმუტალური

სიჩქარისათვის ეცემა  $|z|$ -ის მიხედვით (როგორც  $z^{-2}$  - გეომეტრიული გაფართოების

ფაქტორის გამო და ასევე როგორც  $\rho_2^{-2}$  - სიბლანტის ეფექტის გამო). შედეგად შესაბამისი ჰიდროდინამიკური წნევის მკვეთრი გრადიენტი იწვევს ნივთიერების ძლიერ ამოფრქვევას/ამოტყორცნას ე.წ. „ფეხთან“ (*foot point*) ჯეტისა ( $z \approx 0$ -ის მახლობლობაში).

კინეტიკური ენერჯის პოლიოდალური კომპონენტის შეფასება (16)-განტოლებიდან (19)-ის გამოყენებით საბოლოოდ გვაძლევს შემდეგს:

$$\frac{1}{2}(V_r^2 + V_z^2) = \frac{1}{2\rho^2 r^2} |\nabla \psi|^2 \approx \frac{1}{2\rho^2 r^2} \left( \mathfrak{A} p \frac{z^p}{r^{p+1}} \right)^2 = \frac{(\mathfrak{A} p)^2 \tau^{2p+4}}{2\rho^2 z^4}. \quad (28)$$

სადაც სიმკვრივის  $\rho = \rho_\perp(\tau)\rho_\parallel(\sigma)\rho_2$  ვერტიკალურ განაწილებაში დომინირებს  $\rho_\parallel(\sigma) \approx \rho_\parallel(z)$  -ს წილი.

აქვე აღვნიშნოთ, რომ მასიური სხეულიდან დიდ მანძილებზე ჯეტს აშკარად აქვს ავტომოდელური ამონახსნის თვისება. სიმარტივისათვის ამ მანძილებზე უგულებელვყოთ სიბლანტე ( $\nu = 0$ ) და თუ დავუშვებთ, რომ ამ მანძილებზე  $\rho_2 = 1$  (რაც დაკვირვებებით

გამართლებულია); მაშინ სიმკვრივისათვის პირობა  $\rho_\parallel \propto |z|^{-\frac{3}{2}}$  გვაძლევს თანაფარდობას

$\frac{1}{2}(V_r^2 + V_z^2) \propto z^{-1}$ , რომელიც (10)-ში შესაძლებელია დაბალანსდეს გრავიტაციული

$\phi = -\frac{MG}{z}$  პოტენციალით. აღსანიშნავია, რომ კინეტიკური ენერჯის აზიმუტალური

კომპონენტი ( $V_\theta^2 \propto z^{-2}$ ) დიდ მანძილებზე საბოლოოდ გაქრება, და ბერნულის პირობა (10)

შედეგად მოგვცემს ენტალპიისათვის  $h$  იგივე პროფილს  $\propto |z|^{-1}$ .

## 5. აკრეციული დისკის ანომალური სიბლანტე: ალფა მოდელი

ჰიდროდინამიკური ტურბულენტობა აკრეციულ დისკში იწვევს სიბლანტის ანომალურ მატებას, როდესაც ეფექტური სიბლანტე რამოდენიმე რიგით აღემატება კინემატიკურ სიბლანტეს:  $V_{eff} \gg V$ . ამ შემთხვევაში, სიბლანტის მნიშვნელობა დამოკიდებულია ტურბულენტობის თვისებებზე, ანუ იმაზე, თუ რამდენად ქაოსურია ლოკალური დინება აკრეციულ დისკში. ტურბულენტობის თეორიის სირთულიდან გამომდინარე ამ ეფექტის ზუსტი გათვლა შეუძლებელია. ალტერნატიულ მიდგომას ემყარება შაკურა სიუნიაევის [12] მიდგომა, როდესაც ხდება ტურბულენტობის მოდელის პარამეტრიზაცია ერთი ალფა პარამეტრით:

$$v_{eff} \approx \alpha H c_s \quad (29)$$

ამ შემთხვევაში ეფექტური სიბლანტის კოეფიციენტი დამოკიდებულია რადიალურ კოორდინატზე დისკის სისქისა და ბგერის სიჩქარის ცვლილების გამო. ტურბულენტობის ასეთ პარამეტრიზაციას აკრეციულ დისკებში ალფა მოდელი ეწოდება [26].

თხელ აკრეციულ დისკებში, როდესაც შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ ბრუნვის კუთხური სიჩქარე მხოლოდ რადიალური კოორდინატის ფუნქციაა, დისკის სისქე ბგერის სიჩქარის და კეპლერული ბრუნვის კუთხური სიჩქარის ფუნქციაა (იხ. მაგ. [27]):

$$H = c_s / \Omega .$$

ამიტომ, წინა ორი განტოლების გამოყენებით ჩვენ შეგვიძლია გამოვიყვანოთ სიბლანტის რადიალური პროფილი თხელ დისკებში:

$$v_{eff}(r) = \alpha c_s^2(r) / \Omega(r) \quad (30)$$

ახალგაზრდა ვარსკვლავური ობიექტების და პროტოვარსკვლავების უკანასკნელი დაკვირვებებიდან ცნობილია, რომ დისკის ტემპერატურა ცენტრიდან ხარისხობრივი კანონით ეცემა [28]. ერთ-ერთი ამ ტიპის ობიექტი ნაჩვენებია ნახ.7-ზე. ამრიგად, ტემპერატურის რადიალური სტრუქტურის  $\beta$  პარამეტრის შემოღებით ჩვენ შეგვიძლია ჩავწეროთ:

$$T \propto r^{-\beta} . \quad (31)$$

თხელი კეპლერული დისკის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის გამოყენებით  $\Omega \propto r^{-3/2}$ , და იდეალური აირის შემთხვევაში ბგერის სიჩქარის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების გამოყენებით:

$$c_s^2 = \gamma P / \rho \propto T . \quad (32)$$

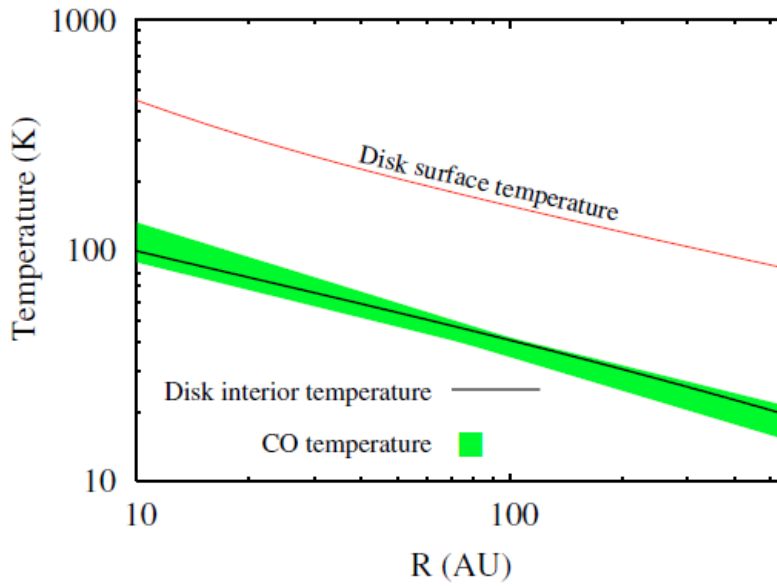
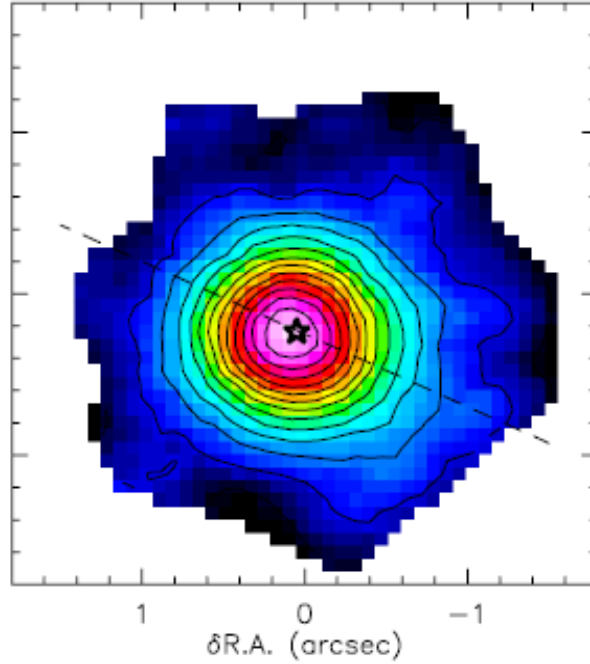
ჩვენ შეგვიძლია დავადგინოთ ზემოთ აღნიშნული მოდელის ფარგლებში ეფექტური სიბლანტის ცენტრალური ვარსკვლავიდან მანძილზე დამოკიდებულების კანონი:

$V_{eff}(r) \propto r^{3/2-\beta}$ , ან თუკი გამოვიყენებთ ნორმირებას  $I_0$  მანძილზე:

$$v_{eff}(r) = a \frac{c_0^2}{\Omega_0} \left( \frac{r}{r_0} \right)^{3/2-\beta} , \quad (33)$$

სადაც  $C_0$  და  $\Omega_0$  განსაზღვრავენ ბგერის სიჩქარესა და ბრუნვის კუთხურ სიჩქარეს დისკში  $I_0$  მანძილზე.





**ნახ.7** ჰერბიგ Ae HD 163296 ობიექტის ირგვლივ არსებული პროტოვარსკვლავური დისკის რადიალური სტრუქტურის დაკვირვება (Isella et al. 2007). ტემპერატურის რადიალური განაწილება დიდი სიზუსტით ემორჩილება ხარისხობრივ კანონს. ანალოგიურია სხვა პროტოვარსკვლავური (T-Tauri, Herbig-Haro ობიექტები) დისკების რადიალური სტრუქტურაც.

დისკის არეში ალფა მოდელის სიბლანტის (33) ჩასმით (12) განტოლებიდან მივიღებთ სიმკვრივის პარალელური მდებარეობის შემდეგ განაწილებას:

$$\rho_{\parallel}(\sigma) = \frac{\Omega_0^2 r_0^{-\frac{5}{2}}}{2\alpha c_0^2} \left( \frac{r}{r_0} \right)^{\beta-4} . \quad (34)$$

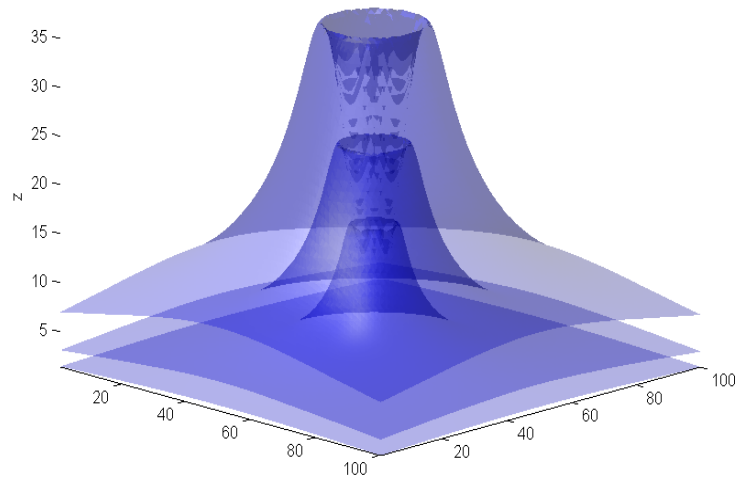
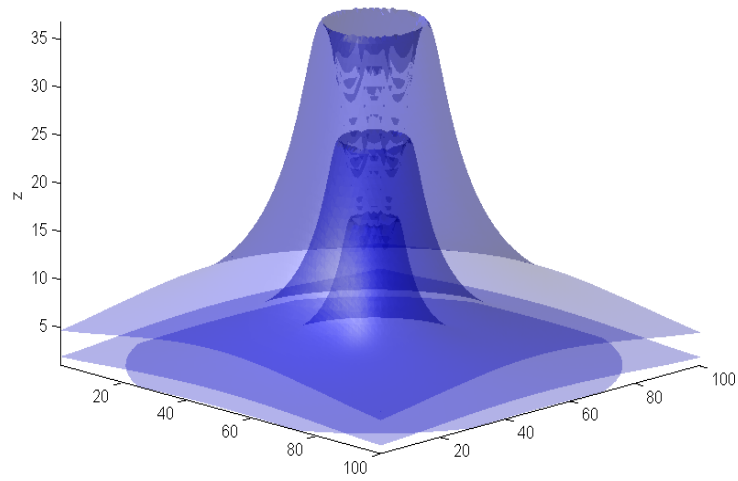
სრული სიმკვრივის მისაღებად საკმარისია განტოლებების (24) და (34) ერთმანეთზე გადამრავლება. მიღებული სიმკვრივის პროფილი სხვადასხვა რადიალური სტრატეფიკაციის პარამეტრისათვის ( $\beta=0.02; 0.2$ ) ნაჩვენებია ნახ.8-ზე. როგორც ნახაზიდან ჩანს, ალფა მოდელის ფარგლებში რადიალური სტრატეფიკაციის ზრდა იწვევს დისკის ცენტრალურ უბნებში ჯამური სიმკვრივის ზრდას. ამავდროულად ამონახსნი გვიჩვენებს, რომ დისკის არეში ჯეტის ფეხის (footpoint) სიგანე არ არის დამოკიდებული სტრატეფიკაციის პარამეტრზე.

დისკი-ჯეტის სტრუქტურის სიმკვრივის აღსადგენად ჩვენ ვიღებთ დისკის  $\rho_2 \propto r^{-\frac{1}{2}}$  განაწილებას დისკის არეში იქ, სადაც  $\tau < 1$  და  $\rho_{\parallel} \propto |z|^{-\frac{3}{2}}$  განაწილებას ჯეტის არეში იქ, სადაც  $\tau > 1$  (იხილეთ შეფასებები ზემოთ). შესაბამისად სრული სიმკვრივის ამონახსნი  $\rho = \rho_{\parallel}(\sigma)\rho_{\perp}(\tau)\rho_2$  მიიღება შემდეგნაირად:

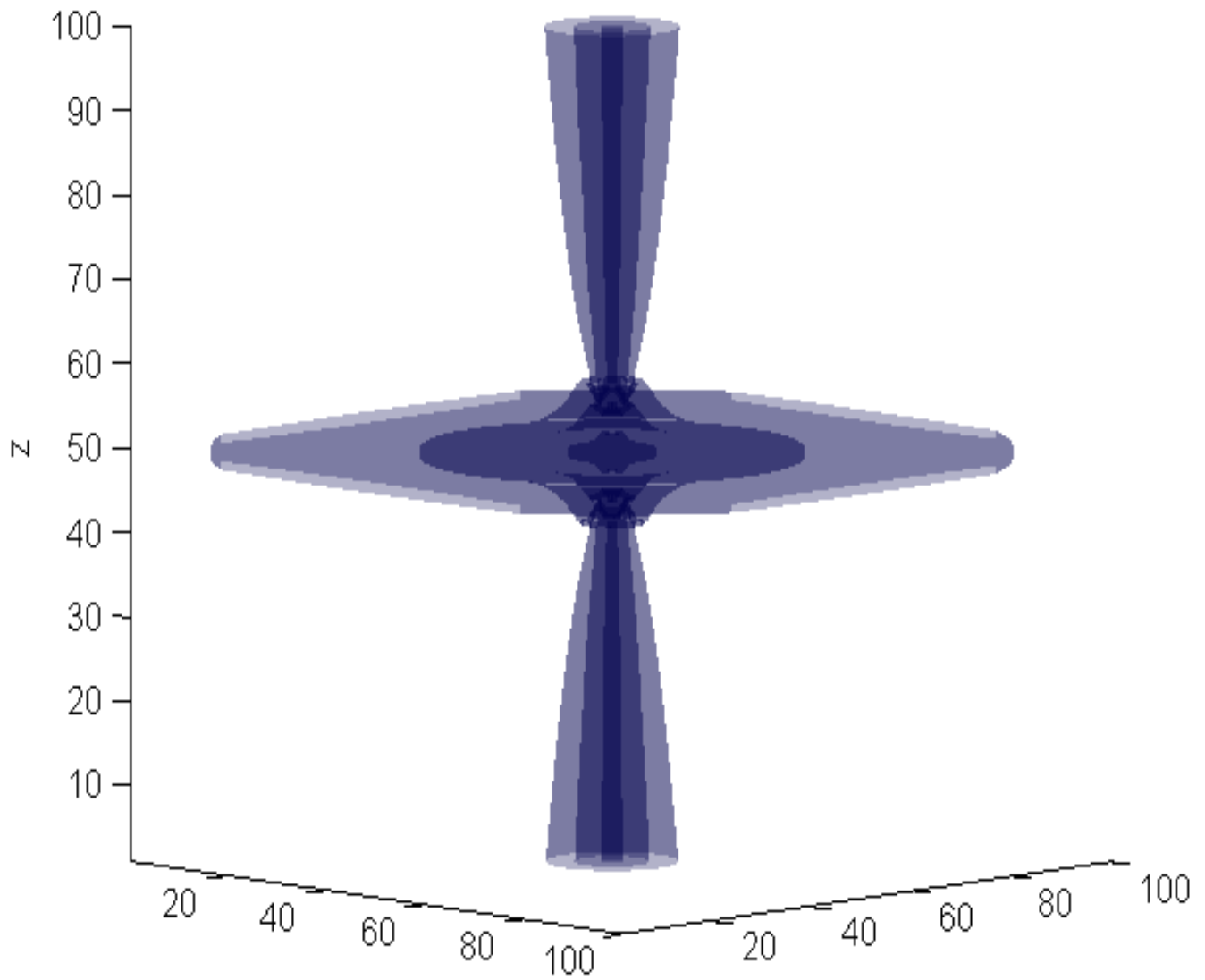
$$\rho_{\parallel} \propto \begin{cases} |z|^{-3/2} & : z > r \\ r^{\beta-4} & : z < r \end{cases} , \quad \rho_2 \propto \begin{cases} Const. & : z > r \\ r^{-1/2} & : z < r \end{cases} , \quad (35)$$

და  $\rho_{\perp}$  განისაზღვრება განტოლება (24)-ით.

გავყოფთ რა  $P$ -ს  $\rho$ -ს სიმკვრივეზე, მივიღებთ სიჩქარეს  $V$ .



**ნახ.8**  $\rho = \rho(r, \theta, z)$  სიმკვრივის განაწილების იზოზედაპირები თხელი დისკის ზღვარში ( $z > 0$ ,  $z \ll r$ ). ნაჩვენებია სხვადასხვა სტრატეფიკაციის პარამეტრისათვის:  $\beta=0.02$  (ზედა გრაფიკი) და  $\beta=0.2$  (ქვედა გრაფიკი). სტრატეფიკაციის პარამეტრის ზრდა იწვევს დისკის ცენტრალურ არეში სიმკვრივის მატებას ფორმირებული ჯეტის ე.წ. „ფეხის“ (*footpoint*) სიგანის ცვლილების გარეშე.



**ნახ. 9**  $\rho = \rho(r, \theta, z)$  სიმკვრივის განაწილების იზოზედაპირები პროტოვარსკვლავური დისკო-ჯეტის სისტემის ანალიზური მოდელისათვის. ამოხსნა გვიჩვენებს თხელი ჰორიზონტალური დისკისა და ვერტიკალური კოლიმირებული ჯეტის ღერძულად სიმეტრიულ გეომეტრიას.

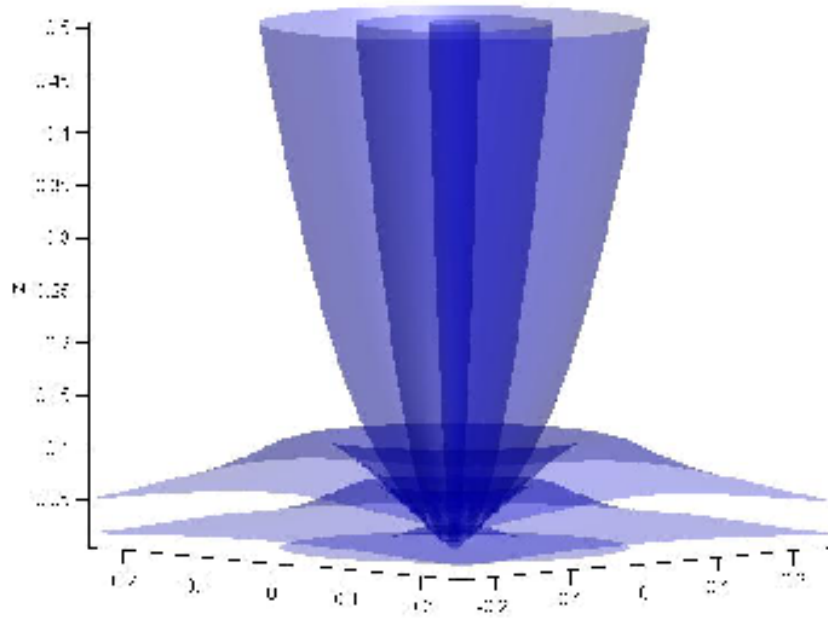
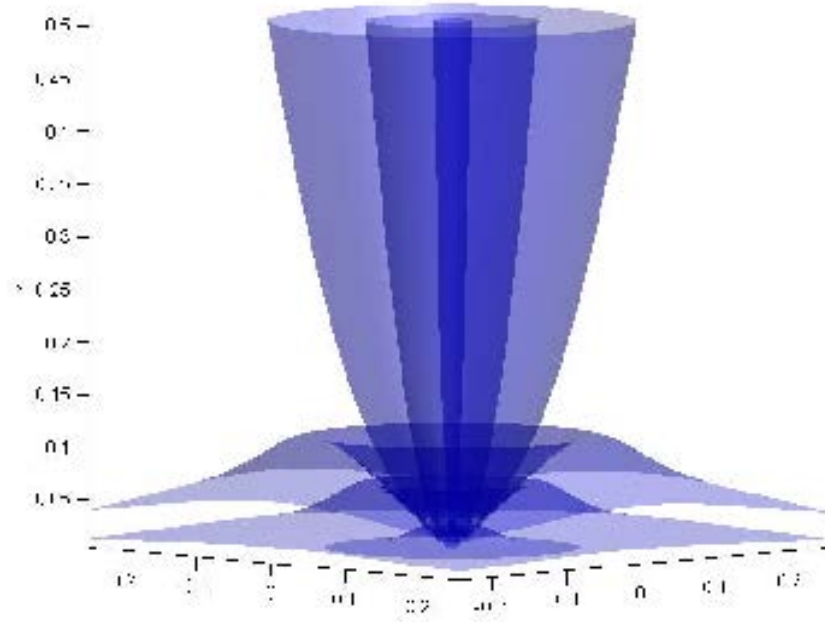
ნახ.9 გვიჩვენებს დისკი-ჯეტის მოდელის სიმკვრივის განაწილების პროფილს, სადაც კარგად ჩანს თხელი დისკისა და კოლიმირებული ჯეტის არეები.

ჯეტის ფორმირებაზე ზეგავლენას ახდენს როგორც დისკის ტურბულენტობა, რომელსაც ჩვენ აღწერთ ანომალური სიბლანტის ალფა მოდელის გამოყენებით, ასევე დისკის მატერიის რადიალური სტრატეფიკაცია.

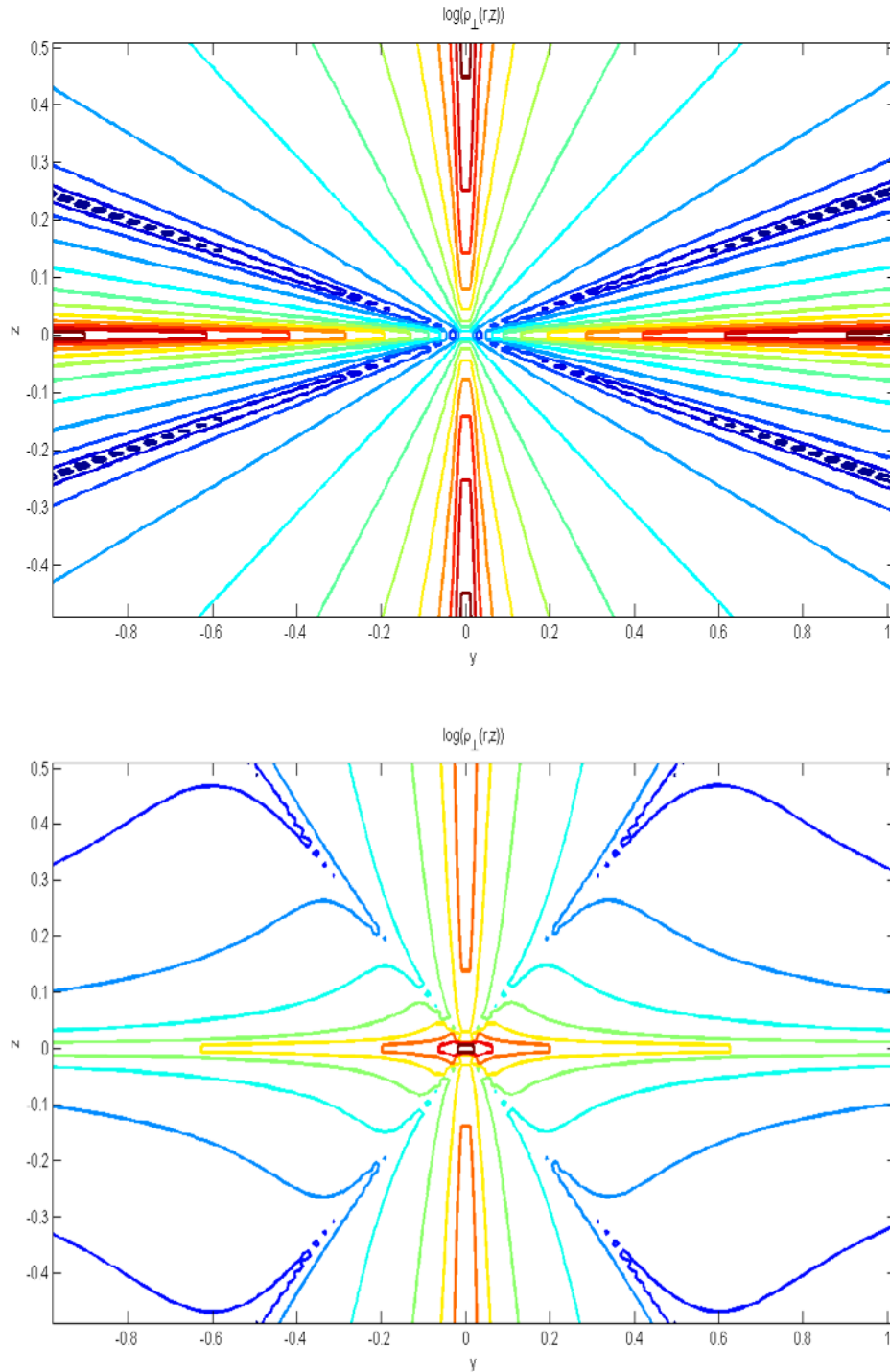
ნახ.10-ზე ნაჩვენებია დისკი-ჯეტის სტრუქტურის ცენტრალური უბანი სტრატეფიკაციის სხვადასხვა პარამეტრებისათვის. ნახაზი გვიჩვენებს, რომ ტემპერატურის რადიალური სტრატეფიკაციის პარამეტრის მატება იწვევს არა მარტო სიმკვრივის ზრდას დისკის არეში, არამედ ჯეტის არეში ჭავლის საწყისი სიგანის მატებას კოლიმაციის პარამეტრის (ჯეტის გაშლის კუთხის) ცვლილების გარეშე.

დისკი-ჯეტის სისტემის პარამეტრები შეიძლება შევავსოთ ჰერბიგ-ჰარო ობიექტების მაგალითზე. ამ შემთხვევაში (28)-ე განტოლების გამოყენებით შესაძლებელია ჯეტის საწყისი სიჩქარის შეფასება დისკის ცენტრალური არის სიმკვრივისა და სიგანის კონკრეტული პარამეტრებზე დაყრდნობით. მაგალითად, [29]-ში მოცემული დაკვირვებებით ჯეტის ტიპური მახასიათებლებია „ფეხთან“ (დისკთან) ახლოს: სიგანე:  $r = 0.01 AU$ ; ნაწილაკების სიმკვრივე:  $N = 10^3$  ნაწილაკი/სმ<sup>3</sup>. ამ შემთხვევაში წყალბადის ჯეტის/ჭავლის მოდელისათვის გარემოს ტიპური სიმკვრივეა  $\sim 10^{-21}$  კგ/მ<sup>3</sup>, სიგანე:  $\sim 10^9$  მ, და ჯეტის სიჩქარეს ჩვენი მოდელის მიხედვით ვღებულობთ  $V \sim z / (r^3 \rho) \sim 10^4$  მ/წმ (თუ დავუშვებთ რომ  $z/r \sim 10$ ). დაკვირვებებიდან ვიცით, რომ რეალური ობიექტების სიჩქარე 15–150 კმ/წმ-ია, ანუ ჩვენი შეფასება რეალურ დაკვირვებების ქვედა ზღვარს უახლოვდება.

ნახ.11 გვიჩვენებს ჯეტი-დისკის სიმკვრივის პროფილების შედარებას სტანდარტული მოდელისა და რადიალურად სტრატეფიცირებული ალფა მოდელის დისკის შემთხვევაში. გრაფიკები ნათლად გვიჩვენებენ ცენტრალურ არეში სიმკვრივის მატებასა და დინების პროფილის მნიშვნელოვან ცვლილებას.



**ნახ.10**  $\rho = \rho(r, \theta, z)$  სიმკვრივის განაწილების იზოზედაპირები დისკო-ჯეტის სტრუქტურის ცენტრალური არისათვის სხვადასხვა სტრატეგიკაციის კანონებისათვის.  $\beta=0.01$  (ზედა გრაფიკი) და  $\beta=0.5$  (ქვედა გრაფიკი). შესაძენეია სიმკვრივის მატება დისკის ცენტრალურ უბანში და ჯეტის სიგანის მატება მაღალი სიმკვრივიც არეში ვერტიკალური ღერძის გასწვრივ.



**ნახ.11** სიმკვრივის განაწილების კონტურები სტანდარტული დისკი-ჯეტის მოდელისათვის (ზედა გრაფიკი) და რადიალურად სტრატეფიცირებული ალფა მოდელით აღწერილი დისკის შემთხვევაში (ქვედა გრაფიკი). ალფა მოდელის შემთხვევაში შესამჩნევია ვარსკვლავთან ახლოს დისკის სისქის და ჯეტის სისქის მატება.

## 6. დასკვნა

განზოგადოებულ თეორიულ მოდელზე [23,24] დაყრდნობით ანალიზურად ვაჩვენეთ, რომ თხელი დისკისა და ვიწროდ-კოლიმირებული ჯეტის კომბინაცია ერთადერთი სტრუქტურაა, რომელიც ახასიათებს კეპლერული გრიგალობის სინგულარობას; საბოლოო გეომეტრია ხასიათდება *ბელტრამის პირობით* - დინებისა და *განზოგადოებული გრიგალობის* პარალელობით/გასწვრივობით. აქ ჩვეულებრივი გრიგალობა განზოგადოებულია (4)-ის სახით ისე, რომ გათვალისწინებულია აკრეციის გამომწვევი სიბლანტის ძალა და კეპლერის სიჩქარის ცენტრისკენული ძალა. მოდელი გამოვიყენეთ პროტოვარსკვლავური დისკების ჯეტების ფორმირების ამოცანისათვის.

შესწავლილია დისკი-ჯეტის სტრუქტურის ავტომოდელური ამონახსნი როგორც ზოგადად, ისე პროტოვარსკვლავური დისკის შემთხვევაში. აღსანიშნავია მნიშვნელოვანი მსგავსება თეორიული შედეგებისა რეალისტურ დაკვირვებებთან. აკრეციას დისკის არეში წარმართავს ტურბულენტური პროცესები (ჩვენს ამოცანაში - სიბლანტე). რეალისტური ასტროფიზიკური ობიექტისათვის ამ პროცესების აღსაწერად ვიყენებთ ანომალური სიბლანტის ალფა მოდელს, რომლის ფარგლებშიც ტურბულენტობის ინტენსივობა დამოკიდებულია როგორც დისკის სისქეზე, ასევე ბგერის სიჩქარეზე. ყოველივე ეს იწვევს ანომალური სიბლანტის კოეფიციენტის რადიალურ კოორდინატზე დამოკიდებულებას. ბგერის სიჩქარის რადიალური განაწილების შესაფასებლად ვიყენებთ იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლებას და ტემპერატურის რადიალური ხარისხობრივი განაწილების კანონს. ეს უკანასკნელი დასტურდება ახალგაზრდა ვარსკვლავური ობიექტების ირგვლივ არსებული დისკების დაკვირვებებით.

თეორიული მოდელის ფარგლებში მიღებული ამონახსნი გვიჩვენებს, რომ ანომალური სიბლანტე და ტემპერატურის რადიალური სტრატეფიკაციის ზრდა იწვევს დისკის ცენტრალურ არეში სიმკვრივის ზრდას ჯეტის ფეხის სიგანის ცვლილების გარეშე (ნახ.8). თუმცა, ამონახსნის ჯეტის ნაწილი გვიჩვენებს, რომ ჯეტის სიგანე მატულობს



სტრატეგიკაციის პარამეტრის ზრდასთან ერთად და შესაბამისად იზრდება ჯეტში/ჭავლში გამოტყორცნილი მატერიის რაოდენობაც (ნახ.10).

მიღებული შედეგები აგებული სხვადასხვა რეალისტური პარამეტრებისათვის შესაბამისობაშია დაკვირვებებთან. დისკი-ჯეტი სისტემის ავტომოდელური ამონახსნი წინასწარმეტყველებს უფრო ვიწრო, ნაკლებად მასიურ ჭავლს სუსტად სტრატეგიცირებული, ნელა აკრეცირებადი დისკებიდან შედარებით სწრაფი აკრეციის, ძლიერად სტრატეგიცირებულ დისკებთან. ჩვენს მოდელში ამონახსნი გვაძლევს ნაკლები სიგანის ჯეტებს ჰერბიგ-ჰარო ობიექტებიდან უფრო ახალგაზრდა პროტოვარსკვლავურ ჯეტებთან შედარებით. სიმკვრივის ზრდა იწვევს ჯეტის სიჩქარის კლებას, რაც თვისობრივად შესაბამისობაშია დაკვირვებით შედეგებთან: ჰერბიგ-ჰარო ობიექტების ნაკლებად მასიური ობიექტების ჯეტების სიჩქარე აღემატება პროტოვარსკვლავური ჯეტების სიჩქარეს.

მიღებული ჯეტი-დისკი მოდელის ანალიზური ამონახსნის საშუალებით ვერტიკალური ჯეტის/ჭავლის სიჩქარის შეფასება გვიჩვენებს, რომ ტიპური ჰერბიგ-ჰარო ობიექტებისათვის მოსალოდნელია 10 კმ/წმ სიჩქარის ჭავლები. სიჩქარის მიღებული შეფასებები დაკვირვებული ობიექტების სიჩქარეების ქვედა საზღვართანაა (15–150 კმ/წმ).

აქვე აუცილებლად უნდა დავამატოთ კვლევითი სიჩქარის სინგულარობაზე მოკლე კომენტარი. ჩვენს ავტომოდელურ ამონახსნს აქვს სინგულარობა სათავეში (სადაც

$\phi = -GM/r$ ) და ეს განაცალკევებს დისკისა და ჯეტის ნაწილებს ამონახსნისში. იმისათვის, რომ ორივე ქვე-სისტემის „შეერთება/შეკავშირება“ მოხდეს, საჭიროა სინგულარული შემფოთების ჩართვა ამოცანაში ფიზიკური სიდიდეების განშლადობის თავიდან ასაცილებლად; საბოლოოდ ეს შემფოთება წარმართავს იმ მოკლე-მასშტაბიან იერარქიას, რომლითაც დისკისა და ჯეტის არეები იქნებიან/რეალურად არიან გლუვად დაკავშირებულნი. სინგულარული შემფოთების მექანიზმი და ლოკალური სტრუქტურა დისკი-ჯეტის კავშირის წერტილისა განსხვავდება ცენტრალური ობიექტის მახლობლობაში აირის/პლაზმის პირობების მიხედვით და შესაბამისად განსხვავდება დისკი-ჯეტი სტრუქტურის საბოლოო მახასიათებელი ფიზიკური პარამეტრებიც.

## 7. გამოყენებული ლიტერატურა

- [1] M. C. Begelman, R. D. Blandford and M. J. Rees. *Theory of extragalactic radio sources. Rev. Mod. Phys.* **56**, 255 (1984).
- [2] A. Ferrari. *Modeling extragalactic jets. Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **36**, 539 (1998).
- [3] S. A. Balbus and J. F. Hawley. *Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. Rev. Mod. Phys.* **70**, 1 (1998).
- [4] A. Königl and R. E. Pudritz, "Disk Winds and the Accretion-Outflow Connection", in *Protostars and Planets IV* ed V. Mannings *et al.* (Tucson: Univ. Arizona Press) 2000, 759; G. Pelletier and R. E. Pudritz, *ApJ* **394**, 117 (1992).
- [5] C. Zanni, A. Ferrari, R. Rosner, G. Bodo and S. Massaglia. *MHD simulations of jet acceleration from Keplerian accretion disks. The effects of disk resistivity. A&A* **469**, 811 (2007).
- [6] M. Livio. "The Formation Of Astrophysical Jets", in *Accretion Phenomena and Related Outflows; IAU Colloquium 163* ed. D. T. Wickramasinghe *et al* (San Francisco: ASP) *ASP Conference Series* 1997, **121**, 845.
- [7] M. Machida and R. Matsumoto. *Global Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Black Hole Accretion Disks: X-Ray Flares in the Plunging Region. ApJ* **585**, 429 (2003); S. V. Bogovalov and S. R. Kelner. *Accretion and Plasma Outflow from Dissipationless Discs. IJMP D* **19**, 339 (2010).
- [8] R. D. Blandford and R. L. Znajek. *Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. MNRAS* **179**, 433 (1977).
- [9] G. I. Ogilvie and M. Livio. *On the Difficulty of Launching an Outflow from an Accretion Disk. ApJ* **499**, 329 (1998).
- [10] C. Dougados, S. Cabrit, J. Ferreira, S. Pesenti, P. Garcia and D. O'Brien. *The Origin of Jets from Young Stars: MHD Disk Wind Models Confronted to Observations. Astr. Sp. Sci.* **292**, 643 (2004); J. Ferreira. *Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs. A&A* **319**, 340 (1997).
- [11] H. Beuther, W. H. T. Vlemmings, R. Rao and F. F. S. van der Tak. *Magnetic Field Structure in a High-mass Outflow/Disk System. ApJ* **724**, L113-L117 (2010).
- [12] N. I. Shakura and R. Sunyaev. *Black holes in binary systems. Observational appearance. A&A* **24**, 337 (1973).

- [13] R. D. Blandford and D. G. Payne. *Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets*. *MNRAS* **199**, 883 (1982).
- [14] G.S. Bisnovaty-Kogan and A.A. Ruzmaikin. *The Accretion of Matter by a Collapsing Star in the Presence of a Magnetic Field (In Russian)*. *Ap&SS* **28**, 45 (1974); G.S. Bisnovaty-Kogan and A.A. Ruzmaikin. *The Accretion of Matter by a Collapsing Star in the Presence of a Magnetic Field. II: Self-consistent Stationary Picture (In Russian)*. *Ap&SS* **42**, 401 (1976); G. S. Bisnovaty-Kogan and R. V. E. Lovelace. *Large-Scale B-Field in Stationary Accretion Disks*. *ApJ* **667(2)**, L167-L169 (2007); R.V.E. Lovelace, M.M. Romanova and W.I. Newman. *Implosive accretion and outbursts of active galactic nuclei*. *ApJ*, **437**, 136 (1994); B. C. Low. Nonlinear force-free magnetic fields. *Rev. Geophys. Space Phys.* **20**, 145 (1982); S.H. Lubow, J.C.B. Papaloizou and J.E. Pringle. *Magnetic field dragging in accretion discs*. *MNRAS* **267**, 235 (1994).
- [15] R. D. Blandford. *Particle acceleration mechanism*. *ApJS* **90**, 515 (1994); R. Krasnopolsky, Z. Y. Li and R. D. Blandford. *Magnetocentrifugal Launching of Jets from Accretion Disks. I. Cold Axisymmetric Flow.s* *ApJ* **526**, 631(1999).
- [16] L. Woltjer. *A theorem on force-free magnetic fields*. *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S.* **44**, 489 (1958).
- [17] J. B. Taylor, *Relaxation of toroidal plasma and generation of reverse magnetic fields*. *Rev. Mod. Phys.* **58**, 741 (1986).
- [18] K. Kusano, Y. Suzuki, & K. Nishikawa. *A solar arc triggering mechanism based on the Woltjer-Taylor minimum energy principle*. *Astrophys. J.* **441**, 942–951 (1995).
- [19] H.K. Moffatt, *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*. Cambridge Univ. Press. (1978).
- [20] S. M. Mahajan, & Z. Yoshida. *Double curl Beltrami flow —diamagnetic structures*. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4863–4866 (1998); S. M. Mahajan, K.I. Nikol'skaya, N.L. Shatashvili & Z. Yoshida. *Generation of flows in the solar atmosphere due to magneto fluid coupling*. *Astrophys. J.* **576**, L161-164 (2002).
- [21] Z. Yoshida. *Nonlinear Alfvén/Beltrami waves —an integrable structure built around the Casimir*. *Comm. Nonlinear Sci. Num. Sim.* **17**, 2223-2232 (2011).
- [22] S.M. Mahajan, N.L. Shatashvili, S.V. Mikeladze and K.I. Sigua. *Acceleration of plasma flows in the closed magnetic fields: Simulation and analysis*. *Phys. Plasmas* **13**, 062902 (2006).
- [23] N.L. Shatashvili & Z. Yoshida, *Z. Generalized Beltrami field modeling disk-jet system*. *AIPCP*, **1392**, 73 (2011).

- [24] Z. Yoshida, N.L. Shatashvili. *Generalized Beltrami Flow – a Model of Thin Disk and Narrow-Jet System*. *arXiv*: 1210.3558, (2012).
- [25] R. L. Snell, R. B. Loren, R. L. Plambeck, *Observations of CO in L1551 - Evidence for stellar wind driven shock*. *Astrophys. J.*, **239**, L17 (1980).
- [26] S. Cabrit, J. Ferreira, C. Dougados. *Molecular and atomic jets in young low-mass stars: Properties and origin, Jets at all Scales, IAU Symposium 275*, 374 (2011).
- [27] J. Frank, A. King, D. Raine. “*Accretion power in astrophysics*”, Cambridge University Press. (2002).
- [28] A. Isella, A. Natta, D. Wilner, J.M. Carpenter, L. Testi. *Millimeter Imaging of MWC 758: Probing the Disk Structure and Kinematics*, *Astrophys. J.*, **725**, 1735 (2007).
- [29] F. Bacciotti, J. Eisloffel, *Ionization and density along the beams of Herbig-haro jets*, *Astron. & Astrophys.* **342**, 717 (1999).