



پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک ( اختر فیزیک )

**بررسی اثر هدایت گرمایی بر قرص های برافزایشی مغناطیده چنبره ای  
با پهن رفت غالب با الگوی وشکسانی بتا در حضور خود گرانش**

استاد راهنما :

دکتر جمشید قنبری

ارائه دهنده :

سارا تاج بخش

بهار ۱۳۸۹

## تقدیر نامه

نخست خداوند را بر این نعمت شاکرم که بر من منت نهاد و افتخار تحصیل در جوار بارگاه ملکوتی حضرتش را به من عطا فرمود.

حال که در سایه الطاف پروردگار یکتا و دعای خیر پدر و مادرم ، تحقیق در مورد این پایان نامه به پایان رسید لازم می دانم که از زحمات جناب آقای دکتر جمشید قنبری که در تهیه و تنظیم این پایان نامه مرا یاری نموده اند ، تقدیر و تشکر کنم .

همچنین از اعضای کمیته دفاع جناب آقای دکتر بهرام خالصه و دکتر خواجوی که زحمت مطالعه این رساله را به خود داده اند کمال تشکر را دارم و توفیق همگی را از خداوند خواستارم.

در پایان ، این پایان نامه را به پدر و مادر مهربانم که در سایه وجودشان امیدوار به تلاش و سرشار از زندگی ام و همسرم که کردارش آکنده از راستی و قلبش مملو از مهر است ، تقدیم می نمایم .

## چکیده

تحقیقاتی که به روی سیال های شبیه *ADAF* ها در اطراف سیاهچاله ها انجام شده است ، نشان می دهد که هدایت گرمایی نقش مهمی در انتقال انرژی تابشی در سیستم دارد و سبب سرد شدن قرص می شود. در پلاسماهای داغ که به سمت جسم مرکزی فروریزش دارند و به اصطلاح کم برخورد هستند، انتقال انرژی آنها توسط هدایت گرمایی صورت می گیرد. در این تحقیق، اثر هدایت گرمایی را در تحول دینامیکی قرص بر افزایش نازک چرخان با پهن رفت غالب در اطراف جرم مرکزی در حضور خود گرانش با استفاده از روش خود مشابه بررسی می کنیم. چرخش از نوع زیر کیلری است و فرض می کنیم قرص مغناطیده چنبره ای با تقارن محوری است. در این مساله فرآیند اتلافی نظیر وشکسانی را نیز وارد می کنیم که برای آن از الگوی بتا استفاده می کنیم.

نتایجی که به دست می آوریم نشان می دهد که خود گرانش در سیستم باعث خواهد شد که هدایت گرمایی اثر کمی بر روی ساختار شاره برافزایشی اطراف سیاهچاله داشته باشد. همچنین تأثیر میدان مغناطیسی را بر روی قرص مورد بررسی قرار می دهیم و به این نتیجه می رسیم که با افزایش میدان مغناطیسی، سرعت شعاعی و سرعت زاویه ای افزایش می یابد. همچنین اندازه سرعت صوت نیز افزایش می یابد.

## فهرست مطالب

صفحه

عنوان

### فصل اول: مقدمه ای بر قرص های برافزایشی

- ۱-۱ تاریخچه قرص های برافزایشی ..... ۲
- ۲-۱ مفهوم قرص های برافزایشی..... ۳
- ۳-۱ برافزایش بوندی..... ۴
- ۱-۳-۱ معادلات پایه..... ۴
- ۲-۳-۱ سرعت صوت و نقاط بحرانی..... ۵
- ۴-۱ عدد ماخ و نقطه تکین..... ۶
- ۵-۱ برافزایش به عنوان منبع انرژی..... ۱۰
- ۶-۱ طبقه بندی قرص ها از نظر شکل هندسی..... ۱۱
- ۱-۶-۱ قرصهای نازک..... ۱۱
- ۲-۶-۱ قرص های ضخیم..... ۱۱
- ۷-۱ طبقه بندی قرص ها از نظر نوع جسم مرکزی..... ۱۲
- ۱-۷-۱ قرص های سیستم پیش سیاره ای..... ۱۲
- ۲-۷-۱ قرص های اطراف ستاره های دو تایی ..... ۱۳

- ۱۴ ..... ۳-۷-۱ قرص های اطراف هسته های فعال کهکشانی
- ۱۵ ..... ۸-۱ اهمیت وشکسانی در قرص های برافزایشی
- ۱۶ ..... ۹-۱ الگوهای وشکسانی قرص ها
- ۱۸ ..... ۱۰-۱ تا بندگی ادینگتون
- ۲۰ ..... ۱۱-۱ بررسی تاثیر هدایت گرمایی بر روی قرص ها
- ۲۲ ..... ۱۲-۱ بررسی تاثیر میدان مغناطیسی بر روی قرص ها
- ۲۴ ..... ۱۳-۱ بررسی اثر خود گرانش بر روی قرص ها

### فصل دوم: بررسی شماره های برافزایشی باپهن رفت غالب

- ۲۸ ..... ۱-۲ مقدمه ای بر قرص های برافزایشی با پهن رفت غالب
- ۲۹ ..... ۲-۲ تعریف شماره های برافزایشی با پهن رفت غالب
- ۳۰ ..... ۳-۲ الگوهای قرص های برافزایشی
- ۳۰ ..... ۱-۳-۲ قرص های استاندارد
- ۳۲ ..... ۲-۳-۲ الگوی شماره های برافزایشی با پهن رفت غالب (ADAF)
- ۳۶ ..... ۴-۲ تابش غیر موثر شماره های برافزایشی
- ۳۷ ..... ۱-۴-۲ خنک سازی توسط پهن رفت چیست؟ وچرا مهم است؟
- ۳۸ ..... ۲-۴-۲ بررسی دیسک ها با چگالی کم و پهن رفت
- ۴۱ ..... ۵-۲ *ADAF* ها از لحاظ هندسی و سینماتیکی

- ۶-۲ خواص گرمایی *ADAF* ها ..... ۴۲
- ۷-۲ ساختار طیفی *ADAF* ها ..... ۴۳
- ۸-۲ شماره های خروجی و جت ها از *ADAF* ها ..... ۴۵
- ۹-۲ روش های حل خود مشابه در قرص های برافزایشی ..... ۴۶
- ۱۰-۲ بررسی حل خود مشابه ..... ۴۷
- ۱-۱۰-۲ بررسی حل خود مشابه *ADAF* ها ..... ۴۷
- ۲-۱۰-۲ بررسی حل یک بعدی خود مشابه وابسته به  $\theta$  برای *ADAF* ها ..... ۴۸
- ۳-۱۰-۲ بررسی حل یک بعدی خود مشابه وابسته به  $R$  برای *ADAF* ها ..... ۴۹

### فصل سوم: روابط و محاسبات

- ۱-۳ فرض های در نظر گرفته شده در این پایان نامه ..... ۵۱
- ۲-۳ معادلات حاکم بر دینامیک قرص های برافزایش ..... ۵۳
- ۳-۳ روابط و محاسبات ..... ۵۴
- ۴-۳ استفاده از روش خود مشابه برای حل معادلات ..... ۶۳

### فصل چهارم: نمودارها

- ۱-۴ مقدمه ..... ۷۰
- ۲-۴ بررسی اثر خود گرانش ..... ۷۱

- ۷۱ ..... ۱-۲-۴ بررسی اثر خود گرانش بر سرعت شعاعی
- ۷۳ ..... ۲-۲-۴ بررسی اثر خود گرانش بر سرعت زاویه ای
- ۷۴ ..... ۳-۲-۴ بررسی اثر خود گرانش بر سرعت صوت
- ۷۶ ..... ۳-۴ بررسی اثر میدان مغناطیسی
- ۷۶ ..... ۱-۳-۴ بررسی اثر میدان مغناطیسی بر سرعت شعاعی
- ۷۸ ..... ۲-۳-۴ بررسی اثر میدان مغناطیسی بر سرعت زاویه ای
- ۷۹ ..... ۳-۳-۴ بررسی اثر میدان مغناطیسی بر سرعت صوت
- ۸۱ ..... ۴-۴ بررسی اثر وشکسانی
- ۸۱ ..... ۱-۴-۴ بررسی اثر وشکسانی بر سرعت شعاعی
- ۸۳ ..... ۲-۴-۴ بررسی اثر وشکسانی بر سرعت زاویه ای
- ۸۴ ..... ۳-۴-۴ بررسی اثر وشکسانی بر سرعت صوت
- ۸۶ ..... ۵-۴ بررسی اثر هدایت گرمایی
- ۸۶ ..... ۱-۵-۴ بررسی اثر هدایت گرمایی بر سرعت شعاعی
- ۸۷ ..... ۲-۵-۴ بررسی اثر هدایت گرمایی بر سرعت زاویه ای
- ۸۸ ..... ۳-۵-۴ بررسی اثر هدایت گرمایی بر سرعت صوت

## فصل پنجم: نتایج و پیشنهادها

- ۹۱ ..... ۱-۵ نتایج
- ۹۲ ..... ۲-۵ پیشنهادها

٩٤ ..... پیوست

٩٧ ..... مراجع



## فصل اول

### مقدمه ای بر قرص های بر افزایشی

- ۱-۱ تاریخچه قرص های بر افزایشی
- ۲-۱ مفهوم قرص های بر افزایشی
- ۳-۱ بر افزایش بوندی
- ۴-۱ عدد ماخ و نقطه ی تکین
- ۵-۱ بر افزایش به عنوان منبع انرژی
- ۶-۱ طبقه بندی قرص ها از نظر شکل هندسی
- ۷-۱ طبقه بندی قرص ها از نظر جسم مرکزی
- ۸-۱ اهمیت و شکسانی در قرص های بر افزایشی
- ۹-۱ الگوی و شکسانی در قرص ها
- ۱۰-۱ تا بندگی ادینگتون
- ۱۱-۱ انتقال انرژی در قرص ها
- ۱۲-۱ بررسی تاثیر هدایت گرمایی بر روی قرص ها
- ۱۳-۱ بررسی تاثیر میدان مغناطیسی بر روی قرص ها

## ۱-۱ تاریخچه قرص های برافزایشی

بررسی قرص های برافزایشی را می توان به اواسط قرن هجدهم و به کارهای کانت<sup>۱</sup> و لاپلاس<sup>۲</sup> مرتبط ساخت [۵۹]. در سال ۱۹۵۲ یکی از مهمترین مقاله ها در مورد قرص های برافزایشی توسط بوندی<sup>۳</sup> ارائه شد و برافزایش کروی غیرچرخان به نام او معروف شد [۱۰].

در دهه ۱۹۷۰ یکی از مهمترین مقاله ها در زمینه برافزایش توسط شاکورا و سانایف<sup>۴</sup> نوشته شد [۷۴].

در این الگو پارامتر تاثیر گذار و شکسانی معرفی شد [۶۱] و اکثر اختر فیزیکدانان از آن به عنوان الگوی استاندارد استفاده می کنند [۶۱]. آنها تحلیل خودسازگاری برای قرصهای برافزایشی که از نظر هندسی نازک و از نظر اپتیکی ضخیم هستند یافتند که به طور کلی همان قرص نازک استاندارد یا قرص

---

<sup>۱</sup>)Kant

<sup>۲</sup>)Laplace

<sup>۳</sup>)Bondi

<sup>۴</sup>) Shakura & Sanyaev

شاکورا و سانویو<sup>4</sup> می باشد. یکی از شاخه های آن شاره های برافزایشی با پهن رفت غالب<sup>5</sup> می باشد که از آنها می توان به الگوی شاره های برافزایشی با پهن رفت غالب که از نظر اپتیکی و هندسی ضخیم هستند اشاره نمود.

این کار توسط آبرومویچ<sup>6</sup> در سال ۱۹۹۸ میلادی انجام شد و همچنین به الگوی شاره های برافزایشی با پهن رفت غالب که از نظر هندسی ضخیم و از نظر اپتیکی نازک هستند اشاره نمود که توسط اختر فیزیکدانان متعددی مورد مطالعه قرار گرفت [۶].

در حال حاضر مباحث اصلی موجود در مورد قرصهای برافزایشی نظریه پهن رفت در سیستم را بیان می کند. این پدیده اغلب می تواند پاسخگوی پدیده های موجود در قرص های برافزایشی باشد [۱۸].

## ۱-۲ مفهوم قرص های برافزایشی

اگر تعدادی ملکول گاز در یک مدار دایره ای حول یک جسم مرکزی با گرانش قوی در حال چرخش باشند در صورتی که انرژی و تکانه زاویه ای ذرات ثابت بماند در مدار باقی می ماند. ولی از آنجا که تحت تاثیر فرایندهای اتلافی مثل برخورد مولکول ها با یکدیگر، امواج ضربه ای<sup>7</sup>، و شکسانی<sup>8</sup> مقداری از انرژی درونی به انرژی گرمایی و انرژی تابشی تبدیل می شود در نتیجه ذرات بیشتر در چاه پتانسیل گرانشی جسم مرکزی فرو می روند و مقداری تکانه زاویه ای خود را از دست می دهند. مقیاس زمانی ای که طی آن ذرات می توانند تکانه زاویه ای از دست رفته خود را تجدید کنند از مقیاس زمانی ای که طی آن ذرات انرژی خود را به صورت تابش از دست می دهند و همچنین از مقیاس زمانی دینامیکی که به حرکت مداری ذرات مربوط می شود بسیار طولانی تر است. بنابراین ذرات انرژی خود را به تدریج از دست می دهند و چون برای یک تکانه زاویه ای معین، حداقل انرژی سیستم در حالتی است که ذرات در مدار دایره ای حرکت کنند، ذرات بصورت مارپیچی در مدار های دایره ای که به تدریج شعاع آن کاهش می یابد به سمت جرم مرکزی حرکت می کنند به این فرایند برافزایش گفته می شود [۲۰].

و [۲۲].

<sup>5</sup>) Advection dominated accretion flows

<sup>6</sup>) Abramowicz

<sup>7</sup>) Shok waves

<sup>8</sup>) viscosity

### ۳-۱-۱ برافزایش بوندی

در این مبحث به بررسی خصوصیات جریان برافزایشی ابر صوتی می پردازیم ، که در اینجا به ساده ترین مورد اشاره خواهیم کرد :

فرض می کنیم برافزایش کروی وپایا است و باد تحت میدان گرانشی توده ای از جرم قرار دارد . مطالعه برافزایش کروی اولین بار توسط بوندی<sup>9</sup> در سال ۱۹۵۲ انجام شد که اغلب به برافزایش بوندی معروف می باشد [۱۰] .

#### ۱-۳-۱-۱ معادلات پایه

در ابتدا ما به بررسی جریان متقارن کروی در اطراف یک شی به جرم  $M$  می پردازیم و فرض می کنیم که جریان در راستای شعاعی و پایا است .

در این جریان علاوه بر این ، فرض می شود که سیستم آدیاباتیک و غیر وشکسان است و همچنین از میدان مغناطیسی و تابش نیز چشم پوشی می کنیم.

در زیر با استفاده از تقریب نیوتونی ، معادله پیوستگی و معادله حرکت را به ترتیب آورده ایم :

$$\frac{1}{4\pi r^2} \frac{d}{dr} (\epsilon \pi r^2 \rho V) = 0 \quad (1-1)$$

$$V \frac{dV}{dr} = - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM}{r^2} \quad (2-1)$$

در اینجا بردار سرعت  $V$  برای باد مثبت و برای شاره برافزایشی منفی است و  $\rho$  چگالی و  $P$  فشار می باشد و سیستم پلی تروپ فرض شده است.

$$P = k \rho^\gamma \quad (3-1)$$

که  $k$  و  $\gamma$  ثابت هستند .

با انتگرال گیری از معادلات بالا ، معادلات پایستگی جرم و برنولی به دست می آید :

$$-\epsilon \pi r^2 \rho V = \dot{M} \quad (4-1)$$

<sup>9</sup> Bondi

$$\frac{1}{\gamma} V^{\gamma} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{r} = E \quad (5-1)$$

که  $M$  آهنگ برافزایش جرم و  $E$  ثابت برنولی است.

### ۲-۳-۱ سرعت صوت و نقاط بحرانی

سرعت صوت آدیاباتیک را  $c_s$  معرفی می کنیم و به صورت  $c_s^{\gamma} = \frac{dp}{d\rho}$  تعریف می شود و در زیر

معادلات اساسی را دوباره بازنویسی می کنیم:

$$-\epsilon \pi r^{\gamma} c_s^{\gamma-1} V = \dot{M} (k\gamma)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (6-1)$$

$$\frac{1}{\gamma} V^{\gamma} + \frac{1}{\gamma-1} c_s^{\gamma} - \frac{GM}{r} = E \quad (7-1)$$

با گرفتن مشتق لگاریتم از معادله ی (۶-۱) و با حذف کردن  $\frac{dp}{dr}$  از معادله (۷-۱) و مقداری دستکاری،

معادله ی باد را خواهیم داشت :

$$(V^{\gamma} - c_s^{\gamma}) \frac{1}{V} \frac{dV}{dr} = \frac{\gamma}{r} c_s^{\gamma} - \frac{GM}{r^{\gamma}} \quad (8-1)$$

و سرعت صوت به صورت زیر بیان می شود :

$$c_s^{\gamma} = (\gamma-1) \left( E + \frac{GM}{r} - \frac{1}{\gamma} V^{\gamma} \right) \quad (9-1)$$

در معادله ی (۸-۱) سمت چپ معادله یعنی  $(V^{\gamma} - c_s^{\gamma})$  در نقاط ابر صوتی (نقاط بحرانی) جایی که سرعت جریان برابر با سرعت صوت است صفر می شود.

جایی که گرادیان سرعت  $\frac{dV}{dr}$  در نقطه ی ابر صوتی محدود باشد، طرف راست معادله ی (۸-۱) باید به

طور همزمان در نقاط بحرانی به صفر برسد.

در این حالت همان طور که در زیر می آید نقاط بحرانی  $r_c$  را می دهد ( اندیس  $c$  برای نقاط بحرانی استفاده می شود ).

علاوه بر این مورد، ما در معادله پیوستگی (۶-۱) و معادله برنولی (۷-۱)  $V_c = r_c$  و  $c_s(r_c)$  را

جایگزین می کنیم و با در نظر گرفتن حالت کلی  $V_c = -c_s$  و  $r_c = \frac{GM}{\gamma c_s^{\gamma}}$  خواهیم داشت :

$$\dot{M} (k\gamma)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \epsilon \pi r_c^{\gamma} |V_c|^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \quad (10-1)$$

$$V_c^\gamma = \frac{\gamma(\gamma - 1)}{\epsilon - \gamma} E \quad (11 - 1)$$

این معادله رابطه ی بین گسستگی در نقاط بحرانی و پارامترهای جریان را می دهد، به علاوه شعاع بحرانی  $r_c$  به صورت زیر بیان می شود :

$$r_c = \frac{GM}{V_{c_{sc}}^\gamma} = \frac{(\epsilon - \gamma)GM}{\epsilon(\gamma - 1)E} \quad (12 - 1)$$

علاوه بر این، برای اینکه برای حالت ابر صوتی پایا ، جواب وجود داشته باشد  $E$  باید مثبت باشد. از این رو رابطه ی زیر

$$1 < \gamma < \frac{\epsilon}{\gamma} \quad (13 - 1)$$

باید جریان آدیباتیک با تقارن کروی را ارضاً کند.

بطور تقریبی ، خارج از نقاط بحرانی سرعت جریان کوچکتر از سرعت صوت است و جریان در حالت تعادل هیدروستاتیکی است و از آنجاییکه با در نظر گرفتن اینکه سرعت جریان از سرعت صوت تجاوز کند جریان درون نقاط بحرانی سقوط آزاد می کند .

## ۴-۱ عدد ماخ و نقطه تکین

در ابتدا به معرفی عدد ماخ  $\mu$  می پردازیم که توسط رابطه ی  $\mu = \frac{v}{c}$  تعریف می شود و معادلات بر حسب  $\mu$  نتیجه می شود. در این مورد به آسانی نتیجه می گیریم :

$$\frac{d\mu}{dN} = \frac{N}{D} \quad (14 - 1)$$

$$D = \mu^\gamma - 1 \quad (15 - 1)$$

$$N = \mu \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \mu^\gamma + 1 \right) \left( \frac{\gamma}{r} - \frac{(\gamma + 1)}{\gamma(\gamma - 1)} \frac{1}{E + \frac{GM}{r}} \frac{GM}{r^\gamma} \right) \quad (16 - 1)$$

بعد از مقداری دستکاری ، برای اینکه رفتار جواب های نزدیک به نقطه بحرانی را امتحان کنیم ، معادلات باد در همسایگی نقاط بحرانی را خطی می کنیم.

ما مخرج و صورت کسر را بسط می دهیم:

$$D(r, \mu) \sim D|_c + \frac{\partial D}{\partial r}|_c dr + \frac{\partial D}{\partial \mu}|_c d\mu \quad (17-1)$$

$$N(r, \mu) \sim N|_c + \frac{\partial N}{\partial r}|_c dr + \frac{\partial N}{\partial \mu}|_c d\mu \quad (18-1)$$

جاییکه  $|_c$  معنای گسستگی معین در نقاط بحرانی را می دهد (بدیهی است  $N|_c = 0 = D|_c$ ) و دیگر ضرائب برای ارائه دادن سیستم آدیاباتیک به صورت زیر می باشد:

$$\lambda_{11} = \frac{\partial D}{\partial r}|_c = 0 \quad (19-1)$$

$$\lambda_{12} = \frac{\partial D}{\partial \mu}|_c = 2 \quad (20-1)$$

$$\lambda_{21} = \frac{\partial N}{\partial r}|_c = \frac{0 - r\gamma}{r_c^2} \quad (21-1)$$

$$\lambda_{22} = \frac{\partial N}{\partial \mu}|_c = 0 \quad (22-1)$$

از ضرائب  $\lambda_{ij}$  استفاده می کنیم ، معادله (14-1) در حالت عمومی نقاط نزدیک به نقطه ی بحرانی را بیان می کند ، چنانچه

$$\frac{d\mu}{dr} = \frac{\lambda_{21} dr + \lambda_{22} d\mu}{\lambda_{11} dr + \lambda_{12} d\mu} = \frac{\lambda_{21} + \lambda_{22} \frac{d\mu}{dr}}{\lambda_{11} + \lambda_{12} \frac{d\mu}{dr}} \quad (23-1)$$

از این رو، ما معادله ی درجه دو بر حسب  $\frac{d\mu}{dr}$  خواهیم داشت :

$$\lambda_{12} \left(\frac{d\mu}{dr}\right)^2 + (\lambda_{11} - \lambda_{22}) \frac{d\mu}{dr} - \lambda_{21} = 0 \quad (24-1)$$

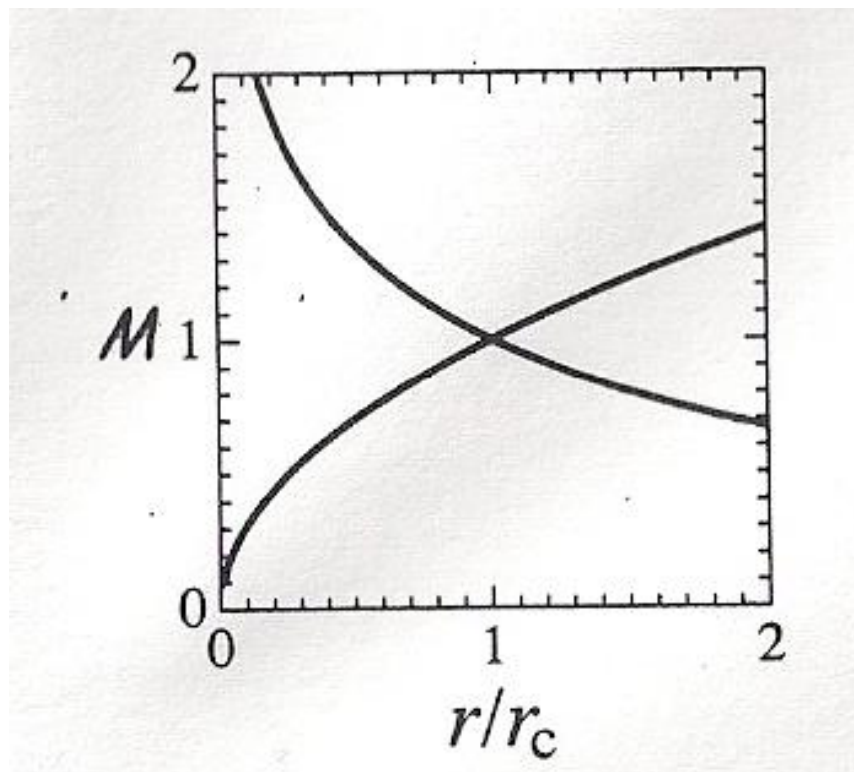
این معادله دو ریشه به صورت زیر خواهد داشت :

$$\frac{d\mu}{dr} = \frac{-\lambda_{11} + \lambda_{22} \pm \sqrt{(\lambda_{11} - \lambda_{22})^2 + 4 \lambda_{12} \lambda_{21}}}{2 \lambda_{12}} \quad (25-1)$$

در این حالت از جریان آدیاباتیکی بدون وشکسانی و بدون فرآیندهای پراکندگی، معادله (25-1) به سادگی به معادله زیر تبدیل می شود:

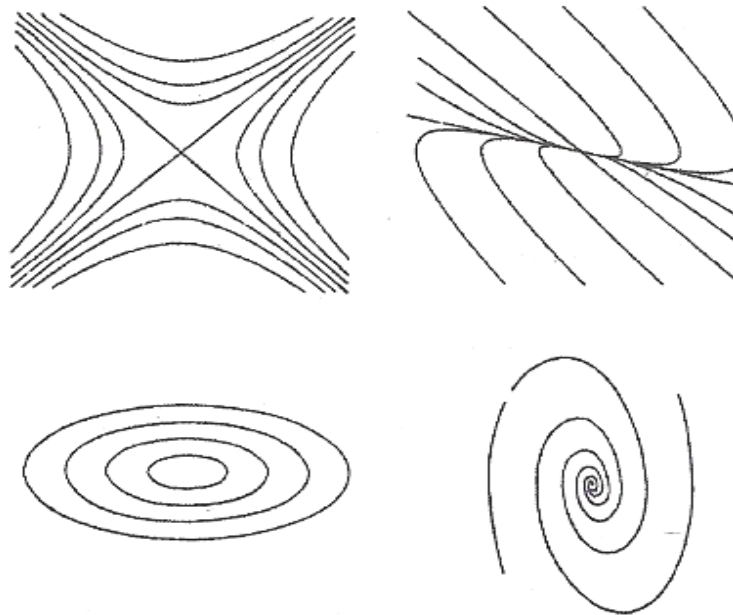
$$\frac{d\mu}{dr} = \pm \frac{\sigma - \gamma}{r_c^2} \quad (1-26)$$

از آنجائیکه  $\frac{d\mu}{dr}$  شیب نمودار  $\mu$  بر حسب  $r$  است اگر جواب های ابر صوتی موجود باشند دو شیب نزدیک به نقطه ی بحرانی وجود دارد. شکل (1-1) که برافزایش بوندی یا کروی و دیگری به باد خورشیدی پارکر مربوط می شود را نشان می دهد .



شکل (1-1) جواب های ابر صوتی در همسایگی نقاط بحرانی به برافزایش بوندی یا کروی مربوط می شود و دیگری به بادهای خورشیدی پارکر مربوط می شود.





شکل (۲-۱) انواع نقاط بحرانی که شامل زینی، منحنی، مرکزی و حلزونی می باشد را نشان می دهد.

جدول (۱-۱) ریشه ها و انواع نقاط بحرانی

ریشه ها	انواع نقاط بحرانی
دو ریشه حقیقی با علامت مخالف	زینی
دو ریشه حقیقی با علامت یکسان	منحنی
ریشه های کاملاً موهومی	مرکزی
ریشه مختلط	حلزونی

به طور عمومی چهار نوع نقاط بحرانی وجود دارد: زینی، مرکزی، منحنی و حلزونی که در جدول (۱-۱) ارتباط بین آنها و خصوصیات ریشه ها به طور خلاصه آمده است. در این مورد جریان آدیاباتیکی بدون وشکسانی، نقطه ی ابر صوتی زینی است همان طور که در بالا آمده است.

## ۱- ۵ برافزایش به عنوان منبع انرژی

در نیمه اول قرن بیستم اخترفیزیکدانان به دنبال بررسی های آسمان در طول موج های رادیویی علاوه بر کشف کهکشان های رادیویی تعدادی منابع رادیویی نیز کشف کردند که یکی از آنها " اختر نماها " <sup>10</sup> بود. در سال ۱۹۶۳ مارتین اشمیت <sup>11</sup> ستاره شناس معروف آلمانی با به تصویر کشیدن طیف اخترنماها متوجه شد این اجرام قرمزگرایی گرانشی بالایی دارند که نشان می داد دارای گرانش قوی هستند. این مسئله "که منبع انرژی زیاد در اختر نماها از چیست؟" ذهن بسیاری از محققان را به خود مشغول کرد، تا سر انجام در سال ۱۹۶۹ لیندن بل <sup>12</sup> مفهوم قرص های برافزایشی در اطراف سیاهچاله ی <sup>13</sup> پرجرم را ارائه کرد و نشان داد منبع عظیم انرژی این اجرام ناشی از تشکیل قرص های برافزایشی در اطراف سیاهچاله مرکزی است [۳۴].

بیشتر پدیده های پر انرژی در جهان توسط انرژی پتانسیل گرانشی قوت می گیرند که می توانند از طریق برافزایش ، انرژی را آزاد نمایند . پتانسیل گرانشی می تواند ناشی از اجرام بسیار فشرده و پرجرم که در مرکز کهکشان متمرکز شده اند ، باشد . اجرام ستاره ای بسیار جوانی که توسط گاز محدودی که از فروریزش ابر اولیه محاصره شده اند نیز به عنوان یک منبع گرانش مهم مطرح می باشد. در تمام این گونه موارد موادبوسیله جرم فشرده مرکزی در حال برافزایش می باشند و انرژی پتانسیل به شکل تابش و گرما آزاد می شود. یکی از مهمترین الگوهایی که برای قرص برافزایشی ارائه شد الگوی استاندارد برافزایشی شاکورا و سانپو <sup>14</sup> است که براساس فرضیات بسیار ساده بنا نهاده شده است. این الگوتوانایی بسیاری برای توصیف سیستم های برافزایشی مختلف دارد . این فرضیات در حد برافزایش کم معقول است [۷۳].

در سال های اخیر نوعی از برافزایش مورد مطالعه قرار گرفته است که انرژی آزاد شده از طریق این فرایند، در گاز در حال برافزایش گرفتار می شود ، در نتیجه قسمت بیشتر انرژی تولیدی بر روی جرم مرکزی شارش می یابد. این نوع از قرص ها به *ADAF* <sup>15</sup> معروف می باشند. گازهای در حال برافزایش در این نوع قرص ها چگالی بسیار کمی دارند و سیال توانایی سرد شوندگی خوبی ندارد [۵۳].

<sup>10</sup> ) quasars

<sup>11</sup> ) Martin Eshmit

<sup>12</sup> ) Lynden-Bell

<sup>13</sup> ) a supermassive black hole-accretion disc system

<sup>14</sup> ) Shakura & sunyaev

<sup>15</sup> ) Advection-dominated accretion dis

## ۶-۱ طبقه بندی قرص ها از نظر شکل هندسی

قرصها به طور عمده به دو دسته نازک و ضخیم تقسیم می شوند:

### ۶-۱-۱ قرص های نازک

در این نوع قرص ها سرعت عمودی که بر ضخامت سیال اثر می گذارد به مراتب از سرعت در راستای شعاعی کوچکتر می باشد، بگونه ای که ذرات عموم آ در روی مسیر دایره ای در یک صفحه دوران می کنند و حرکتشان کاملاً تحت اثر گرانش است. در اکثر این قرص ها جرم ستاره مرکزی بیشتر از جرم قرص بوده و سرعت زاویه ای مواد در حال برافزایش کپلری است [۲۸]. در مطالعه این قرص ها و شکسانی از اهمیت زیادی برخوردار است و درخشندگی زیاد که ناشی از ناپایداری در آهنگ برافزایش بالای ماده می باشد تاکنون مشاهده نشده است [۶۷]. یکی از عواملی که بر شکل قرص اثر می گذارد آهنگ برافزایش ماده است در قرص های نازک آهنگ برافزایش باید بسیار کمتر از آهنگ برافزایش ادینگتون باشد. به علت کوچک بودن ضخامت قرص در برابر شعاع آن ساختار عمودی و شعاعی از یکدیگر جدا هستند. در این نوع قرص ها هنگامی که فشار گاز در سیال اهمیت پیدامی کند توزیع تکانه زاویه ای غیر کپلری خواهد بود [۱۹] و هنگامی که فشار تابشی بر فشار گاز غالب باشد قرص دارای ناپایداری گرمایی می باشد [۶۹]، [۷۰] و [۷۷].

در قرص های نازک ضخامت قرص ( $H$ ) در مقایسه با شعاع آن ( $R$ ) خیلی کوچک است یعنی  $H \ll R$  در نتیجه شکل این نوع قرصها تخت و پخیده است. در این حالت چون چگالی در قرص ها کوچک است و پهنای قرص نسبت به شعاع آن کوچک می باشد لذا نیروی ناشی از شیب فشار در قرص از نیروی گرانش به طور قابل ملاحظه ای کمتر است.

### ۶-۱-۲ قرص های ضخیم

به دلیل این که ناحیه داخل قرص هم از نظر حرارتی و هم ساختاری ناپایدار است پس الگوی قرص نازک نمی تواند الگوی مناسبی برای توصیف ساختار این گونه قرص باشد. ضخامت قرص  $H$  قابل مقایسه با شعاع آن  $R$  است یعنی هر دو از یک مرتبه هستند. این نوع قرص ها در راستای افقی و عمودی ساختار مشابه دارند. پس انتظار می رود کمیت های فیزیکی قرص های ضخیم در راستای

شعاعی و عمودی مشابه یکدیگر رفتار کنند. اولین بار در ۱۹۸۰ ویتاو پازنسکی<sup>16</sup> یک بررسی اجمالی بر روی الگوی قرص های برافزایشی ضخیم انجام دادند که مورد استقبال قرار گرفت [۴۲].

در بررسی هایی که در مورد قرصهای ضخیم توسط آبرومویچ<sup>17</sup> انجام شد تصمیم گرفته شد که حرکت شعاعی در قرص ضخیم از حرکت سمتی در آن کندتر است. قنبری و عباسی<sup>18</sup> در مقاله ای خود گرانش را در یک قرص متعادل چرخان و در حضور یک میدان مغناطیسی دو قطبی بررسی کردند [۲۵].

مطالعه در قرصهای ضخیم خود گرانشی نقش مهمی در تحول و ساختار قرص دارد. افزایش تاثیر خود گرانش ضخامت قرص را کاهش می دهد.

با مطالعه قرص های ضخیم به روی سیاهچاله ها نشان داده می شود، برافزایش گازها در لبه درونی قرص بیش از نواحی دیگر است به گونه ای که سرعت گازهای در حال برافزایش تقریباً با سرعت سقوط آزاد برابر است [۴۰].

## ۱-۷-۱ طبقه بندی قرص ها از نظر نوع جسم مرکزی

قرصهای برافزایشی بر اساس جسم مرکزی را به طور کلی به سه دسته تقسیم می کنند:

### ۱-۷-۱-۱ قرص های سیستم پیش سیاره ای

از زمان انقلاب کوپرنیکی متوجه شده بودند که سیارات منظومه شمسی تقریباً در یک صفحه و به یک شکل به دور خورشید می گردند. در قرن هجدهم کانت و لاپلاس<sup>19</sup> متوجه شدند که چنین موقعیتی تصادفی نیست و حدس زدند که سیاره ها باید از یک ابر گازی چرخان در اطراف خورشید شکل گرفته باشند. این الگو از سحابی خورشیدی، مفهوم قرصهای پیش سیاره ای را بوجود آورد. اغلب قرص های پیش سیاره ای شامل گاز سرد، هیدروژن و مقداری گردوغبار می باشند که بنا به ایده ای برای چندین میلیون سال به همین شکل باقی ماند [۴۱]. سیستم پیش سیاره ای در منطقه بزرگی از ابرهای مولکولی هیدروژنی متولد می شوند که می توانند به جرم هایی حدود  $10^6$  برابر جرم خورشید برسند [۸۰]. بنا به نظریه ای [۴۰]، تکانه زاویه ای در رمبش ابر پیش سیاره ای می تواند آنقدر بزرگ باشد که ستاره

<sup>16</sup>) Wita & Paczynski

<sup>17</sup>) Abramowicz

<sup>18</sup>) Ganbari & Abbasi

<sup>19</sup>) Kant & Laplace