بسم الله الرحمن الرحیم

وزارت علوم، تحقیقات و فناوری
دانشگاه دامغان
فیزیک

پایان‌نامه کارشناسی ارشد
فیزیک (گرایش نجوم و اخترفیزیک)

مطالعه‌ی پدیده همرفت در جریان‌های برافزایشی غیر تابشی مغناطیده

توسط:
مرضیه سلیمی

استاد راهنما:
دکتر کاظم فاقعی

استاد مشاور:
دکتر مسعود جعفری

شهریور ۱۳۹۲

به نام خدا

مطالعه‌ی پدیده همرفت در جریان‌های برافزایشی غیر تابشی مغناطیده

توسط:

مرضیه سلیمی

پایان‌نامه

ارائه شده به تحصیلات تکمیلی دانشگاه به عنوان بخشی از فعالیت‌های تحصیلی لازم
برای اخذ درجه کارشناسی ارشد

در رشته

فیزیک (گرایش نجوم و اخترفیزیک)

از دانشگاه دامغان

ارزیابی و تأیید شده توسط کمیته پایان‌نامه با درجه: عالی

دکتر کاظم فاقعی استادیار رشته فیزیک، گرایش نجوم و اخترفیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان (استاد راهنما)

دکتر مسعود جعفری استادیار رشته فیزیک، گرایش نجوم و اخترفیزیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان (استاد مشاور)

دکتر نیما قلعه دانشیار رشته فیزیک، گرایش هسته‌ای، دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان (داور اول)

دکتر حسین چراغچی استادیار رشته فیزیک، گرایش حالت جامد، دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان (داور دوم)

دکتر سهیل خوشبین‌فر استادیار رشته فیزیک، گرایش فیزیک هسته‌ای، دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان (نماینده تحصیلات تکمیلی)

شهریور ۱۳۹۲

تقدیم به

پدر و مادر مهربانم که هر لحظه وجودم را از چشمه سار پر از عشق چشمانشان سیراب می کنند.

و تقدیم به همسر مهربانم که وجودش امید و قوت قلب من بوده و هست.

سپاسگزاری

سپاس خدای را که سخنوران، در ستودن او بمانند و شمارندگان، شمردن نعمت‌های او ندانند و کوشندگان، حق او را گزاردن نتوانند. و سلام و درود بر محمّد و خاندان پاک او، طاهران معصوم، هم آنان که وجودمان وامدار وجودشان است.

بدون شک جایگاه و منزلت معلم، اجل از آن است که در مقام قدردانی از زحمات بی شائبه او، با زبان قاصر و دست ناتوان، چیزی بنگاریم. اما از آنجا که تجلیل از معلم، سپاس از انسانی است که هدف و غایت آفرینش را تامین می کند و سلامت امانت هایی را که به دستش سپرده اند تضمین؛ بر حسب وظیفه از پدر و مادر عزیزم، این دو معلم بزرگوار، که همواره بر کوتاهی و درشتی من قلم عفو کشیده و کریمانه از کنار غفلت هایم گذشته اند و در تمام عرصه های زندگی یار و یاوری بی چشم داشت برای من بوده اند؛ از استاد با کمالات و شایسته جناب آقای دکتر کاظم فاقعی که در کمال سعه صدر، با حسن خلق و فروتنی از هیچ کمکی در این عرصه بر من دریغ ننمودند و زحمت راهنمایی این پایان نامه را بر عهده گرفتند که بدون مساعدت ایشان این پایان نامه به نتیجه مطلوب نمی رسید؛ کمال تشکر و قدردانی را دارم. در آخر از دو برادر عزیزم که همیشه حامی من بوده اند و به من انگیزه و انرژی دادند تشکر می کنم.

چکیده

مطالعه‌ی پدیده همرفت در جریان‌های برافزایشی غیر تابشی مغناطیده

به وسیله‌ی:
مرضیه سلیمی

رده‌ای از جریان‌های برافزایشی وجود دارند که در آن‌ها گاز نمی‌تواند انرژی گرمایی خود را در کمتر از زمان برافزایش تابش کند. این‌گونه از جریان‌های برافزایشی به جریان‌های برافزایشی با تابش ناکارآمد یا RIAFs شهرت یافته‌اند. در این تحقیق قصد داریم پدیده‌ی همرفت را در این‌گونه از جریان‌های برافزایشی با حضور میدان مغناطیسی مورد مطالعه قرار دهیم. ابتدا معادلات مغناطوهیدرودینامیک با حضور اغتشاشات را برای یک جریان برافزایشی مغناطیده حل کرده و به معادله‌ی پاشندگی رسیدیم. به منظور مطالعه‌ی همرفت رده‌ای از جریان‌های برافزایشی غیر تابشی تحت غلبه همرفت یا $CDAFs$ را در نظر گرفته‌ایم. شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیکی حاکی از آن است که در این‌گونه از جریان‌های برافزایشی تکانه زاویه‌ای ایجاد شده از اغتشاشات همرفتی باید رو به داخل باشد. مطالعه‌ی حاضر شان می‌دهد که در قرص‌های برافزایشی کپلری و غیر کپلری تحت غلبه‌ی همرفت با حضور میدان مغناطیسی عموماً تکانه زاویه‌ای به سمت بیرون انتقال می‌یابد. هم‌چنین با بررسی میزان رشد ناپایداری در این‌گونه از قرص‌های برافزایشی از نمودارها مشخص است که میزان رشد ناپایداری در قرص‌های کپلری و غیر کپلری رفتار مشابهی دارد؛ ولی با افزایش سرعت چرخش میزان رشد افزایش پیدا می‌کند. شار تکانه زاویه‌ای یعنی $t_{r\phi}$ نیز در قرص‌های برافزایشی کپلری و غیر کپلری در مقادیر مختلف طول موج مقادیر متفاوتی دارد به طوری‌که بیشترین انتقال تکانه زاویه‌ای به سمت بیرون مربوط به قرص‌های ابرکپلری می‌باشد.

فهرست مطالب

فهرست مطالب ه

فهرست شکل‌ها ز

۱ مقدمه ای بر قرص های برافزایشی ۲

۱-۱ مقدمه ۲

۱-۲ قرص‌های برافزایشی ۳

۱-۳ برافزایش بوندی ۴

۱-۴ مدل استاندارد ۷

۱-۵ انواع قرص های برافزایشی در اخترفیزیک ۹

۱-۶ تابندگی ادینگتون ۱۷

۱-۷ قرص‌ها برافزایشی ناپایدار ۲۱

۱-۸ طرح کلی مطالب پایان نامه ۳۴

۲ ناپایداری برشی در قرص‌های برافزایشی مغناطیده ۳۶

۲-۱ مقدمه ۳۶

۲-۲ ناپایداری چیست؟ ۳۶

۳ بررسی انتقال تکانه زاویه‌ای در قرص‌های مغناطیده با حضور همرفتی ۵۱

۳-۱ مقدمه ۵۱

۳-۲ انتقال تکانه زاویه‌ای شعاعی ۵۲

۳-۳ محاسبات تنش ۵۶

۴ خلاصه و نتیجه‌گیری **۶۹**

مراجع **۷۱**

فهرست شکل‌ها

۱-۱ برافزایش کروی ۴
۱-۲ پیدایش یک سیستم سیاره‌ای ۱۱
۱-۳ دوتایی مرئی ۱۲
۱-۴ دوتایی نجوم سنجی ۱۲
۱-۵ دوتایی طیف سنجی ۱۴
۱-۶ دوتایی گرفتی ۱۴
۱-۷ اثر متقابل گرانشی یک سیستم سه تایی ۱۵
۱-۸ منحنی روچ ۱۶
۱-۹ هسته فعال کهکشانی ۱۷
۱-۱۰ تابندگی ادینگتون ۱۸
۱-۱۱ دونات لهستانی اخترفیزیکی ۲۰
۱-۱۲ تفاوت بین برافزایش اطراف هسته فعال کهکشانی و برافزایش از لحاظ تابشی ناکارآمد ۲۱
۱-۱۳ سلول همرفتی ۲۴
۱-۱۴ ناپایداری مغناطوچرخشی ۳۴

۳-۱ انتقال تکانه زاویه‌ای در قرص‌های غیر مغناطیده ۵۸
۳-۲ انتقال تکانه زاویه‌ای و محدوده‌ی ناپایداری در قرص‌های کپلری ۶۱
۳-۳ انتقال تکانه زاویه‌ای در حضور همرفت در قرص‌های مغناطیده ۶۲
۳-۴ محدوده‌ی انتقال تکانه زاویه‌ای رو به داخل ۶۲
۳-۵ رشد ناپایداری به ازای $\mathcal{N}^۲/\Omega^۲ = ۰/۵$ ۶۴

۳-۶ رشد ناپایداری به ازای $\mathcal{N}^2/\Omega^2 = ۱$ ۶۴
۳-۷ رشد ناپایداری به ازای $\mathcal{N}^2/\Omega^2 = ۱/۵$ ۶۵
۳-۸ رشد ناپایداری به ازای $\mathcal{N}^2/\Omega^2 = ۲$ ۶۵
۳-۹ تنش برشی به ازای $\mathcal{N}^2/\Omega^2 = ۰/۵$ ۶۷
۳-۱۰ تنش برشی به ازای $\mathcal{N}^2/\Omega^2 = ۱$ ۶۷
۳-۱۱ تنش برشی به ازای $\mathcal{N}^2/\Omega^2 = ۱/۵$ ۶۸
۳-۱۲ تنش برشی به ازای $\mathcal{N}^2/\Omega^2 = ۲$ ۶۸

پیشگفتار

قرص‌های برافزایشی به توده چرخان مواد در اطراف یک جسم فشرده‌ی مرکزی اطلاق می‌شود که بر روی آن در حال فروریزش هستند. قرص‌های برافزایشی در اطراف اجرام فشرده‌ای نظیر سیاهچاله‌ها و ستاره‌های نوترونی مشاهده شده‌اند. از آن‌جا که اطلاعات رصدی ما در مورد سیاهچاله‌ها بسیار کم است، بر پایه‌ی اطلاعاتی که از تأثیر سیاهچاله‌ها بر محیط اطرافشان یعنی قرص‌های برافزایشی به دست می‌آید، می‌توانیم درک کاملتری از از سیاهچاله‌ها و خصوصیات آن‌ها داشته باشیم. هم‌چنین قرص‌های برافزایشی را از جمله علل اصلی پدیده‌های دیگر فعال در عالم از قبیل شکل‌گیری سیستم‌های سیاره‌ای، تحول ستاره‌های دو تایی، تولید جت اخترفیزیکی، حتی شکل‌گیری کهکشان‌ها و انفجارهای پرتو گاما می‌دانند. لذا قرص‌های برافزایشی در اختر فیزیک از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. برای شکل‌گیری یک قرص‌برافزایشی تکانه‌ی زاویه‌ای باید به بیرون و مواد رو به داخل انتقال یابند. در این پژوهش ما قصد داریم جهت انتقال تکانه زاویه‌ای را در قرص‌های برافزایشی تحت غلبه همرفت با حضور میدان مغناطیسی مورد بررسی قرار دهیم. ابتدا در فصل اول مقدماتی در رابطه با قرص‌های برافزایشی و خصوصیات آن بیان کردیم. در فصل دوم معادله‌ی پاشندگی را برای قرص‌های برافزایشی در حضور میدان مغناطیسی به دست آوردیم. سپس در فصل سوم حالت خاصی از معادله‌ی پاشندگی را در قرص‌های برافزایشی تحت غلبه‌ی همرفت در نظر گرفتیم و به بررسی میزان رشد ناپایداری و جهت انتقال تکانه زاویه‌ای پرداختیم و در فصل چهارم نتایج را بیان کردیم.

فصل ۱

مقدمه ای بر قرص های برافزایشی

۱-۱ مقدمه

سالیان متمادی و تا همین چند دهه پیش حتی با وجود پیشرفت تجهیزات رصد این‌گونه تصور می‌شد که تنها واحدهای اجرام آسمانی ستاره‌ها، سیارات و سحابی‌ها هستد. هم‌چنین چون انرژی ستاره‌ها از فرایندهای هسته‌ای در مرکز آن‌ها تأمین می‌شود این تصور وجود داشت که تنها منبع انرژی در عالم فرآیندهای هسته‌ای هستند. در اواسط قرن بیستم با کشف قرص‌های برافزایشی[۱] این تصور کاملا دگرگون شد؛ زیرا در این پدیده‌ها بر خلاف ستاره‌ها انرژی گرانشی نقش غالب را بازی می‌کند. در مقایسه با ستارگان که از زمان باستان شناخته شده‌اند می‌توان گفت قرص‌های برافزایشی اجرام جدیدی در عالم محسوب می‌شوند که در حال حاضر گستره‌ی وسیعی از مطالعات دانشمندان علم نجوم و اختر فیزیک را به خود اختصاص داده‌اند.

قرص‌های برافزایشی در اطراف اجرام فشرده‌ای نظیر سیاهچاله‌ها و ستاره‌های نوترونی مشاهده شده‌اند. در حقیقت این اجرام فشرده مراحل پایانی عمر یک ستاره محسوب می‌شوند. اما حتی در مراحل آغازین زندگی یک ستاره چنین قرص‌هایی وجود دارند. امروزه داده های رصدی بسیاری وجود دارند که نشان می‌دهند معمولا در نواحی شکل‌گیری ستاره‌ها (محیط‌های میان ستاره‌ای)، در اطراف پیش ستاره‌ها قرص‌های عظیمی از ماده وجود دارند. از آن‌جا که اطلاعات رصدی ما در مورد سیاهچاله‌ها بسیار کم است، بر پایه اطلاعاتی که از تأثیر سیاهچاله‌ها بر محیط اطرافشان (قرص‌های برافزایشی) به دست می‌آید، می‌توانیم درک کامل‌تری از سیاهچاله‌ها و خصوصیات آن‌ها داشته باشیم. هم‌چنین قرص‌های برافزایشی را از جمله علل اصلی پدیده‌های دیگر فعال در عالم از

[۱] Accretion Disks

قبیل شکل‌گیری سیستم‌های سیاره‌ای، تحول ستاره‌های دوتایی، تولید جت‌های اختر فیزیکی، حتی شکل‌گیری کهکشان‌ها و انفجارهای پرتوی گاما می‌دانند. لذا به دلیل اهمیت قرص‌های برافزایشی و فرایند برافزایش در اختر فیزیک، در این پایان نامه به مطالعه و پژوهش درباره فیزیک این اجرام اخترفیزیکی می‌پردازیم.

۱-۲ قرص‌های برافزایشی

در اخترفیزیک مفهوم برافزایش به فرایندی که در آن گاز به درون یک چاه پتانسیل می‌ریزد اطلاق می‌شود. در نتیجه‌ی این فرایند انرژی پتانسیل گرانشی به انرژی جنبشی،گرمایی و یا تابشی تبدیل می‌شود. به طور معمول کسر زیادی از انرژی پتانسل گرانشی به صورت انرژی تابشی آزاد می‌شود. مقدار انرژی آزاد شده به عمق چاه بستگی دارد که از آن به فشردگی یاد می‌شود، نسبت جرم به شعاع (M/R) چاه پتانسیل جسم فشرده است.

در واقع قرص‌های برافزایشی توده چرخان مواد در اطراف یک جسم فشرده مرکزی هستند که در حال فروریزش بر روی آن می‌باشند. برای این‌که مواد بتوانند برافزایش کنند باید سرعت برافزایش داشته باشند. یک ذره آزاد با تکانه زاویه‌ای که به دور یک جسم مرکزی می‌چرخد تا زمانی‌که تکانه زاویه‌ای خود را حفظ می‌کند بر روی جسم مرکزی نخواهد ریخت و انرژیِ پتانسیل آن آزاد نخواهد شد. به منظور شکل‌گیری قرص‌های برافزایشی باید تکانه زاویه‌ای مواد به سمت بیرون انتقال داده شود و ذرات به سمت داخل جریان داشته باشند. مادامی که در جریان های اتلافی انرژی می تواند به گرما تبدیل شده و سپس به بیرون تابش شود، تکانه زاویه‌ای سخت‌تر از دست می‌رود.

اگر ذره ای به جرم m از بی نهایت سقوط کند و روی سطح یک ستاره به جرم M و شعاع R_* به حالت سکون درآید، انرژی آزاد شده برابرست با:

$$\frac{GMm}{R_*} = (\frac{R_s}{۲R_*})mc^۲ \qquad (۱.۱)$$

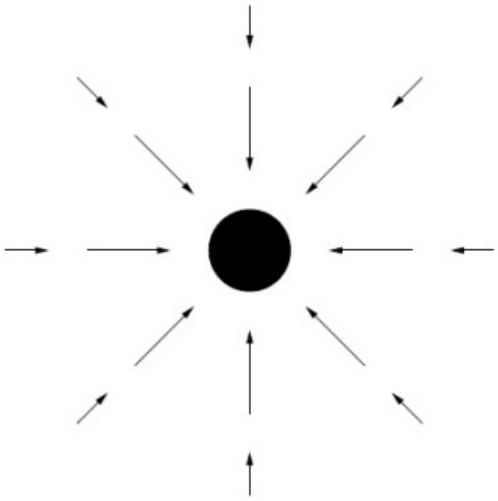
که در آن $R_s = ۲GM/c^۲$ شعاع شوارتزشیلد[۲] است. برای یک ستاره فشرده مانند ستاره نوترونی، $(M \approx ۳ \times ۱۰^{۳۳}gr, R_* \approx ۱۰^۶cm)$، انرژی آزاد شده کسر معینی در حدود ۲۰ درصد از انرژی جرم سکون ذره است و برافزایش منبع انرژی پرکاربردتری حتی نسبت به هم‌جوشی هسته ای می‌باشد.

فروریزش با تقارن کروی (تکانه زاویه‌ای صفر) بر روی یک جسم گرانشی، ساده‌ترین حالت برافزایش است که می‌توان تصور کرد. این حالت اولین بار توسط بوندی [۳] مورد مطالعه قرار گرفت

[۲] Schwarzschild radius

[۳] Bondi

و به برافزایش بوندی شهرت یافت.



شکل ۱-۱: برافزایش کروی [۱].

بوندی ستاره‌ای را در نظر گرفت که ساکن است ولی مواد از محیط اطراف تحت تأثیر جاذبه گرانشی‌اش به سمت آن کشیده می‌شوند. نتیجه کار بسیار جالب بود: در اطراف ستاره مرکزی ماده به طور یکنواخت بر روی جسم مرکزی افزوده نمی‌شود، بلکه به وضوح چند ناحیه قابل تشخیص است. در حالی‌که در ناحیه‌های دور از ستاره مرکزی سرعت برافزایش ماده زیر صوتی است، به تدریج که به سمت ستاره مرکزی پیش می‌رویم سرعت برافزایش ماده افزایش یافته تا جایی‌که در نقطه بحرانی دقیقا با سرعت صوت برابر می‌شود و از این فاصله نزدیک‌تر سرعت برافزایش اَبَرصوتی می‌شود. بوندی بر این اساس موفق شد آهنگ برافزایش را بر حسب خصوصیات مواد در فاصله‌های دور از جسم ستاره مرکزی محاسبه کند. در بخش بعدی برافزایش بوندی را به تفصیل بررسی خواهیم کرد.

۱-۳ برافزایش بوندی

به منظور بررسی برافزایش بوندی برای جسمی به جرم M که در احاطه ماده‌ای گازی است و تحت تأثیر جاذبه گرانشی جسم مرکزی به سمت آن در حرکت است فرضیات زیر را در نظر می‌گیریم:

- ماده در حال برافزایش صرفا دارای مؤلفه‌ی سرعت شعاعی است (یعنی نمی‌چرخد)،
- رفتار ترمودینامیکی سیستم بر اساس معادله‌ی حالت هم‌دما یا پلی‌تروپ مشخص می‌شود،

- سیستم را در حالت مانا (مستقل از زمان) در نظر می‌گیریم،
- در دستگاه مختصات کروی مختصه شعاعی معادلات را در نظر می‌گیریم.

اکنون به محاسبه‌ی آهنگ برافزایش می‌پردازیم:

فرض می‌کنیم چگالی محیط اطراف جسم مرکزی در فاصله‌های زیاد مقدار معلوم $\rho(\infty)$ است. جسم مرکزی را در مرکز دستگاه مختصات کروی (r, θ, φ) را در نظر می‌گیریم و با توجه به این‌که سرعت شعاعی $v_r = v$ برای برافزایش مقداری منفی است معادله‌ی پیوستگی را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d(r^2\rho)}{dr} = 0 \qquad (2.1)$$

از این معادله آهنگ برافزایش مقدار ثابتی به دست می‌آید:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(-v) \qquad (3.1)$$

$\dot{M}$ را نمی‌دانیم؛ علامت منفی را به این دلیل می‌آوریم که آهنگ برافزایش مثبت شود. در حال حاضر مقدار عددی این پارامتر بر اساس معادلات و شرایط مرزی حاکم بر مسأله به دست می‌آید.

برای نوشتن معادله حرکت با توجه به فرض‌هایی که انجام دادیم تنها مؤلفه r را در نظر می‌گیریم.

$$v\frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \qquad (4.1)$$

چون نحوه‌ی دقیق انتقال انرژی را نمی‌دانیم به جای معادله آن از معادله‌ی حالت پلی‌تروپ استفاده می‌کنیم.

$$P = K\rho^\gamma \qquad (5.1)$$

که K مقدار ثابتی است و γ بسته به شرایط فیزیکی (نظیر دما) می‌تواند مقدار ثابت مختلفی داشته باشد. لازم به ذکر است γ در رابطه‌ی بالا با نسبت ظرفیت گرمایی ویژه گاز در حجم ثابت به فشار ثابت، ارتباطی ندارد. سه معادله بالا را به صورت زیر بازنویسی می‌کنیم:

$$\frac{1}{2}(1 - \frac{c_s^2}{v^2})\frac{d}{dr}(v^2) = -\frac{GM}{r^2}[1 - (\frac{2c_s^2 r}{GM})] \qquad (6.1)$$

که در آن c_s سرعت صوت است.

در تحلیل کیفی معادله بالا می‌توان گفت: بر اساس این فرض که در فاصله‌های زیاد از جسم مرکزی شاره در حال سکون است با نزدیک شدن به جسم مرکزی سرعت برافزایش زیاد می‌شود یعنی $\frac{d(v^2)}{dr} < 0$. از سوی دیگر در فاصله‌های زیاد از جسم مرکزی سرعت صوت به مقدار محدود $c_s(\infty)$ میل می‌کند، ولی عبارت داخل کروشه مقدار منفی می‌شود. درنتیجه، در فاصله‌های بزرگ

سمت راست معادله‌ی بالا مثبت است و برای آن‌که سمت چپ هم مثبت شود، باید داشته باشیم:

$$1 - \frac{c_s^2}{v^2} < 0$$

یا

$$v < c_s \tag{7.1}$$

نا مساوی بالا بدان معنا است که در فاصله‌های زیاد از جسم مرکزی سرعت برافزایش ماده کمتر از مقدار سرعت صوت است یعنی زیر صوتی است. با همین استدلال می‌توان نشان داد که در فاصله‌های کم از جسم مرکزی سرعت برافزایش به صورت ابَرصوتی است. در فاصله‌ی مشخص r_s سرعت برافزایش دقیقا با سرعت برابر می‌شود. از صفر شدن سمت راست ۶.۱ شعاع بحرانی به دست می‌آید:

$$r_s = \frac{GM}{2c_s^2} \tag{8.1}$$

در این‌جا به منظور محاسبه‌ی سرعت صوت در شعاع بحرانی از معادله حرکت انتگرال می‌گیریم:

$$\frac{v^2}{2} + \int \frac{dP}{\rho} - \frac{GM}{r} = K. \tag{9.1}$$

که $K.$ مقدار ثابتی است. با در نظر گرفتن معادله پلی تروپ داریم:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{K\gamma}{\gamma - 1}\rho^{\gamma-1} - \frac{GM}{r} = K. \tag{10.1}$$

سرعت صوت برابر است با :

$$c_s^2 = \gamma\frac{P}{\rho} = K\gamma\rho^{\gamma-1} \tag{11.1}$$

از قرار دادن معادله بالا در (۱۰.۱) داریم :

$$\frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma - 1} - \frac{GM}{r} = K. \tag{12.1}$$

معادله بالا برای هر شعاعی برقرار است و در بینهایت هم مقدار سمت چپ برابر $K.$ می‌شود. این معادله را برای بینهایت و شعاع بحرانی بازنویسی می‌کنیم و داریم :

$$c_s^2(r_s)[\frac{1}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} - 2] = \frac{c_s^2(\infty)}{\gamma - 1} \tag{13.1}$$

یا

$$c_s(r_s) = c_s(\infty)\Big(\frac{2}{5 - 3\gamma}\Big)^{\frac{1}{2}} \tag{14.1}$$

رابطه بالا سرعت صوت در شعاع بحرانی بر حسب سرعت صوت در بینهایت مشخص می‌کند. آهنگ برافزایش عبارت است از :

$$\dot{M} = 4\pi r^2\rho(-v) = 4\pi(r_s)^2\rho(r_s)c_s(r_s) \tag{15.1}$$

برای محاسبه‌ی هر چه دقیق‌تر رابطه بالا چگالی را در شعاع بحرانی محاسبه می‌کنیم:

$$\rho(r_s) = \rho(\infty)\left[\frac{c_s(r_s)}{c_s(\infty)}\right]^{\frac{۲}{\gamma-۱}} \qquad (۱۶.۱)$$

با داشتن چگالی در شعاع بحرانی آهنگ برافزایش عبارت است از :

$$\dot{M} = \pi G^{۲} M^{۲} \frac{\rho(\infty)}{c_s(\infty)}\left[\frac{۲}{۵-۳\gamma}\right]^{\frac{۵-۳\gamma}{۲(\gamma-۱)}} \qquad (۱۷.۱)$$

بدین ترتیب آهنگ برافزایش بوندی بر حسب مشخصات شاره در بینهایت به دست آمد.

۱-۴ مدل استاندارد

همان‌طور که قبلا اشاره شد در قرص‌های برافزایشی مهم‌ترین فرایند دینامیکی انتقال تکانه زاویه‌ای است. ارائه مدلی برای توصیف ساز و کار این انتقال موضوعی است که دانشمندان زیادی آن را مورد مطالعه قرار داده‌اند. در قرص‌های برافزایشی عموما ویسکوزیته عامل توزیع تکانه زاویه‌ای می‌باشد.

شاکورا[۴] و سانیو [۵] در سال ۱۹۷۳ به منظور توصیف ساز و کار انتقال تکانه زاویه‌ای که توسط ویسکوزیته صورت می‌گیرد مدلی را ارائه دادند که به خوبی می‌توانست ساز و کار را توصیف کند. آن‌ها فرضیاتی را در نظر گرفتند که عبارتند از:

- قرص نازک در نظر گرفته می‌شود، یعنی از ضخامتش در مقابل با شعاعش صرف‌نظر می‌کنیم. این فرض معادلات حاکم بر سیستم را ساده‌تر می‌کند ولی باعث می‌شود نتوانیم ساختار عمودی قرص را مطالعه کنیم.
- قرص دارای تقارن محوری فرض می‌شود.
- در این مدل قرص در حالت مانا در نظر گرفته می‌شود، یعنی فرض بر این است که تغییرات زمانی کمیت‌های فیزیکی بسیار اندک است.

فرض بعدی فرضی است که بتواند ساز و کار انتقال تکانه زاویه‌ای را توجیه کند. ساز و کار باید به گونه‌ای باشد که مواد قرص هم‌چنان که در حرکتی دایره‌ای به دور جسم مرکزی در حرکتند، انرژی و تکانه زاویه‌ای را از دست دهند و به تدریج شعاع مدارشان کاهش یابد تا جایی که بر روی جسم مرکزی فرو ریزند. این ساز و کار باید اتلافی باشد[۲]، [۳].

برای بیان فرض بعدیِ مدل استاندارد ابتدا بیان می‌کنیم که قرص‌های برافزایشی متلاطم هستند. بدین

[۴] Shakura

[۵] Sunyaev

منظور عدد رینولدز[۶] را معرفی می‌کنیم. عدد رینولدز در سیالات نسبت نیروی اینرسی به نیروی ویسکوزیته است و عبارت است از:

$$R = \frac{l_{flow} V_{flow}}{\nu}$$

که در آن l_{flow} طول مشخصه سیال است و V_{flow} سرعت مشخصه سیال و ν ویسکوزیته محیط است. اگر $R >> ۱$ ویسکوزیته نقش عمده ای در سیال ندارد ولی اگر $R << ۱$ باشد ویسکوزیته نقش مهمی در سیال را ایفا می‌کند. عدد رینولدز بحرانی با توجه به شرایط فیزیکی سیالات مقدار $۱۰^{۲-۳}$ است. اگر $R > R_{crit}$ باشد سیال متلاطم است.

در قرص‌های برافزایشی طول مشخصه سیال، همان فاصله شعاعی تا ستاره مرکزی است که با s نشان می‌دهیم و سرعت مشخصه هم همان V_ϕ است. عدد رینولدز تخمینی برای بعضی از قرص‌های برافزایشی به شرح زیر است:

برای قرص‌های واقع در دوتایی‌ها:

$$R_{disk} \approx \frac{۱/۱۵ \times ۱۰^{۱۸}}{\frac{\nu}{۱}\frac{cm^۲}{s}} \left(\frac{M}{M_\odot}\frac{s}{۱۰^{۱۰} cm}\right)^{\frac{۱}{۲}}$$

برای قرص‌های اطراف پیش ستاره‌ها:

$$R_{disk} \approx \frac{۴/۴۶ \times ۱۰^{۱۹}}{\frac{\nu}{۱}\frac{cm^۲}{s}} \left(\frac{M}{M_\odot}\frac{s}{۱ Au}\right)^{\frac{۱}{۲}}$$

برای قرص‌های موجود در هسته‌های فعال کهکشانی:

$$R_{disk} \approx \frac{۶/۴ \times ۱۰^{۲۶}}{\frac{\nu}{۱}\frac{cm^۲}{s}} \left(\frac{M}{M_\odot}\frac{s}{۱ Pc}\right)^{\frac{۱}{۲}}$$

به وضوح عدد رینولدز در قرص‌های برافزایشی از مقدار بحرانی بیشتر است که بیان می‌دارد تلاطم در قرص‌های برافزایشی نقش عمده‌ای دارد. در مدل استاندارد فرض می‌شود تلاطم موجود در قرص، همان عامل فرایند اتلافی باشد[۲]. یعنی در قرص جریان‌های گردابی به وجود می‌آیند که شاکورا و سانیو فرض کردند ویسکوزیته خاستگاه این تلاطم‌های منجر به انتقال تکانه زاویه‌ای و آزاد شدن انرژی باشد. ویسکوزیته تلاطمی عبارت است از:

$$\nu_{turb} = \frac{۱}{۳} l_{turb} V_{turb}$$

[۶] Reynolds Number

چون هم l_{turb} و هم V_{turb} نا مشخص هستند شاکورا و سانیو فرض کردند:
- l_{turb} همسانگرد است و بیشترین مقدار آن ضخامت قرص است. یعنی: $l_{turb} = \alpha_l H = \alpha_l C_s/\Omega$ که در آن α_l ضریب مقیاس‌بندی است. $\alpha_l < ۱$ شرط همسانگردی را برآورده می‌کند.
-برای V_{turb}، اگر بیشتر از سرعت صوت باشد شوک ناشی از آن باعث کاهش انرژی و کاهش سرعت امواج تلاطمی می‌شود. بنابراین برای سرعت مشخصه از سرعت صوت در محیط استفاده کردند:

$$V_{turb} = \alpha_v C_s$$

در نهایت منجر به این می‌شود که ویسکوزیته تلاطمی به صورت زیر در آید:

$$\nu_{turb} = \frac{۱}{۳}\alpha_l \alpha_v \frac{C_s}{\Omega} C_s$$

$$\rightarrow \nu_{turb} = \alpha \frac{C_s^{۲}}{\Omega} \qquad (۱۸.۱)$$

که در آن $\alpha = ۱/۳\alpha_l\alpha_v$ و Ω سرعت زاویه‌ای است؛ که برای قرص‌های کپلری $\Omega = (GM)^{۱/۲} r^{-۳/۲}$ است. رابطه ۱۸.۱ معروف به دستورالعمل α منتسب به شاکورا و سانیو است [۴].

در مدل شاکورا و سانیو فرض می‌شود، قرص در تعادل گرمایی موضعی است و به طور کارآمدی می‌تواند گرمای خود را تابش کند. در این مورد، قرص گرمای وشکسان را تابش کرده، سرد و از نظر هندسی نازک می‌شود. مدل α شاکورا و سانیو هم از نظر گرمایی و هم از نظر ویسکوزیته ناپایدار است.

۱-۵ انواع قرص های برافزایشی در اخترفیزیک

قرص های برافزایشی را می توان به گونه های زیر دسته بندی کرد:
الف) قرص‌های پیش ستاره‌ای و پیش سیاره‌ای
ب) قرص‌های اطراف ستارگان دوتایی
پ) قرص‌های اطراف هسته های فعال کهکشان

۱-۵-۱ قرص های پیش ستاره‌ای و پیش سیاره‌ای

شکل‌گیری یک ستاره با یک ناپایداری گرانشی در درون یک ابر مولکولی آغاز می‌شود. در آغاز دمای ابر حدود ده درجه کلوین است ولی به سرعت افزایش می‌یابد و اگر توده ابر به اندازه‌ای باشد که دمای مرکزی را همواره افزایش دهد تا به دمای لازم برای آغاز فرایندهای گرما هسته‌ای برساند جسم مورد

نظر یک ستاره خواهد شد. ستارگان جوان با جرم ۰/۵ − ۲ برابر جرم خورشید را ستارگان $T-Tauri$ می‌نامند. توسط تابش‌های فروسرخ در بالای جو ستارگان $T-Tauri$ وجود قرص‌های برافزایشی در اطراف این ستارگان تأیید شده است که توزیع انرژی طیفشان SED [۷] نیز آن را تأیید می‌کند. این ستارگان نوزاد با شروع واکنش‌های هسته‌ای، فواره‌هایی از گاز را در راستای محور چرخش خود به بیرون پرتاب می‌کنند و ذرات غباری را که ممکن است اطراف آن وجود داشته باشد و بخواهد بر روی آن سقوط کند را به گاز تبدیل می‌کنند. گازها به دلیل تمایل به فرار و هم‌چنین فشار تابشی ستاره‌ی نوزاد از آن دور می‌شوند یعنی از این پس جرم پیش‌ستاره افزایش نمی‌یابد. این اجرام در این مرحله به اجرام هربینگ - هارو [۸] شناخته می‌شوند. پیش ستاره از این به بعد به انقباض گرانشی ادامه می‌دهد تا دما و چگالی هسته مرکزی آن به حدی برسد که آغازگر واکنش‌های هسته‌ای پایدار باشد. پیش ستاره در این مرحله به حالت کمابیش پایدار تعادل هیدرواستاتیکی رسیده و در واقع در این مرحله است که پیش‌ستاره به ستاره تبدیل می‌شود. در این حالت قرصی گازی اطراف ستاره جوان را احاطه کرده است و به جهت آن‌که در آینده بسیاری از سیارات از این قرص‌ها شکل می‌گیرند این نوع از قرص‌ها را قرص‌های پیش سیاره‌ای [۹] می‌نامند. قسمت اعظم این قرص‌های پیش سیاره‌ای سرد و تاریک است به صورتی‌که هیدروژن مولکولی نمی‌تواند تابش داشته باشد. این مناطق تنها به وسیله‌ی مجموعه‌ای از بخش‌های کوچک سازنده‌شان که شامل گسیل حرارتی از قرص و یا نور پراکنده شده‌ی ستارگان می‌باشند کاوش می‌شوند. معمولا مقدار ماده یک قرص پیش سیاره‌ای در حدود یک صدم جرم ستاره است. در شکل ۱-۲ چگونگی شکل گیری یک ستاره جوان و قرص پیش سیاره‌ای را مشاهده می‌کنید.

۱-۵-۲ قرص های اطراف ستارگان دوتایی

یک سیستم دوتایی را می‌توان به صورت دو ستاره‌ی نزدیک به هم که تحت تأثیر گرانش طبیعی‌شان حول مرکز جرمشان می‌چرخند در نظر گرفت. این دو ستاره در تماس با هم، یا در حد واحدهای نجومی از هم جدا هستند. این تعریف باید در حدی گسترش یابد که بتواند دوتایی‌های زیادی که توسط لیوتن[۱۰] در سال ۱۹۳۳ کشف شدند و دارای حرکت خاص مشترک [۱۱] بودند را نیز در بر بگیرد. تا مدت زمان بسیاری این سوال مطرح بود که این گونه از دوتایی‌ها در دوره تناوب طولانی حرکت می‌کنند یا فقط با هم حرکت می‌کنند؟ به دنبال شکلی از دسته‌بندی دوتایی‌ها هستیم که بتواند همه‌ی

[۷] Spectral Energy Distributation

[۸] Herbing-Haro

[۹] Protoplanetary

[۱۰] Luyten

[۱۱] Common-Proper-Motion