

## نقش سرمایه‌های ذرات گرد و غبار در قرص‌های پیش سیاره‌ای متلاطم گرانشی

فاضله خواجه‌نبی

دانشکده علوم، گروه فیزیک، پردیس دانشگاه گلستان، گلستان

پست الکترونیکی: f.khajenabi@gu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۶/۰۷/۲۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۷/۰۲/۲۴)

### چکیده

ساختار ایستای یک قرص خود-گرانشی متلاطم با در نظر گرفتن سرمایه‌های ناشی از حضور ذرات گرد و غبار مورد بررسی قرار می‌گیرد. در توافق با شبیه‌سازی‌های عددی قرص‌های خود-گرانشی که تاکنون انجام شده است، پارامتر تومره در آستانه مقدار بحرانی‌اش ثابت فرض می‌شود؛ اما ضریب وشکسانی تلاطمی از آهنگ سرمایه‌های سامانه به دست می‌آید. کمیت‌های فیزیکی قرص را به صورت تابعی از مختصه شعاعی به دست می‌آوریم. نشان می‌دهیم که ساختار کلی قرص به دو ناحیه تقسیم می‌شود به طوری که بخش درونی از نظر نوری ضخیم؛ و بخش بیرونی از نظر نوری نازک است. از سوی دیگر، مدلی که ارائه می‌کنیم نشان می‌دهد که هر چه آهنگ برافزایش جرم بیشتر باشد، نقش سرمایه‌های گرد و غباری بیشتر است. نشان می‌دهیم که ضریب وشکسانی تلاطمی با فاصله زیاد می‌شود، ولی این ضریب در ناحیه درونی به دلیل سرمایه‌های گرد و غباری کاهش می‌یابد. سپس جرم تکه‌های ناشی از ناپایداری گرانشی در شعاع خود-گرانشی را تعیین می‌کنیم. نشان می‌دهیم که سرمایه‌های گرد و غباری در آهنگ برافزایش زیاد، شعاع خود-گرانشی را افزایش می‌دهد؛ در حالی که در آهنگ برافزایش کم، سرمایه‌های گرد و غباری، باعث کاهش شعاع خود-گرانشی می‌شود.

واژه‌های کلیدی: قرص‌های برافزایشی، قرص‌های پیش سیاره‌ای، شکل‌گیری سیارات، ناپایداری گرانشی

### ۱. مقدمه

باشد. طی چهار دهه اخیر تلاش‌های نظری زیادی صورت گرفته است تا خصوصیات فیزیکی و ساختار دینامیکی سامانه‌های برافزایشی شناخته شوند. قرص‌های برافزایشی، اطراف اجرام فشرده، نظیر ستاره‌های نوترونی، ستاره‌های جوان و حتی پیرامون مراکز کهکشانی مشاهده شده‌اند. دو مرجع [۱] و [۲] دو مقاله مروری جالب توجه در زمینه آخرین دستاوردها در زمینه قرص‌های برافزایشی هستند. تاکنون مدل‌های زیادی برای توصیف ساختار قرص‌های برافزایشی مطرح شده‌اند.

امروزه اعتقاد بر این است که خاستگاه اصلی تابش دریافتی از برخی از جالب‌ترین اجرام نجومی فرایند برافزایش است. طی این فرایند توده‌ای از گاز چرخان به دور یک جسم مرکزی، به تدریج بر روی آن فرو می‌ریزد؛ و در نتیجه، انرژی گرانشی آزاد شده در گستره وسیعی از طیف الکترومغناطیسی قابل آشکارسازی خواهد بود. شکل هندسی این ماده در حال برافزایش می‌تواند به صورت یک قرص تخت و یا شبه کروی

چگالی سطحی و  $\Omega$  سرعت زاویه‌ای کپلری هستند. شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهند که ساختار چنین قرص‌هایی پس از مدتی تحول به وضعیتی می‌رسند که پارامتر تومره نزدیک به مقدار بحرانی‌اش است و این مقیاس زمانی سرمایش است که نقش تعیین‌کننده‌ای در ناپایداری گرانشی ایفا می‌کند [۱۵-۱۸].

اگر مقیاس زمانی سرمایش از مضرب مشخصی از مقیاس زمانی دینامیکی کمتر باشد، قرص تکه‌تکه می‌شود و در غیر این صورت، از نظر گرانشی پایدار خواهد بود [۱۵]. چنین رفتاری را مدل استاندارد پیش‌بینی نمی‌کند، اما می‌توان برای ساختار چنین قرص‌هایی، همانند مدل استاندارد، از یک توصیف محلی مبتنی بر وشکسانی مؤثر استفاده کرد [۹]. مثلاً مطالعات نظری نشان می‌دهند که اگر ناپایداری گرانشی عامل اصلی انتقال تکانه زاویه‌ای باشد و به علاوه جرم قرص از جرم جسم مرکزی کمتر باشد، آنگاه توصیف محلی قابل قبول خواهد بود و ضریب وشکسانی تلاطمی که به این ترتیب به دست می‌آید تابعی از کمیت‌های فیزیکی قرص می‌شود. به قرصی که دارای چنین شرایطی باشد، قرص متلاطم گرانشی می‌گویند.

رفیکوف در سال (۲۰۰۹) میلادی موفق شد جواب‌های ایستای تحلیلی برای ساختار قرص متلاطم گرانشی ارائه کند [۱۹]. این مدل در چهارچوب مدل استاندارد و با استفاده از تقریب قرص نازک و با توجه به نتایج شبیه‌سازی‌های عددی پایه‌ریزی شد. رفیکوف پارامتر وشکسانی را از آهنگ سرمایشی سامانه و این که پارامتر تومره همواره نزدیک به مقدار بحرانی‌اش باقی می‌ماند، به دست آورد. با توجه به این که ترمودینامیک سامانه نقش کلیدی ایفا می‌کند، رفیکوف در دو حالت حدی از لحاظ نوری ضخیم و از نظر نوری نازک، جواب‌های تحلیلی به دست آورد. البته قبل از رفیکوف هم ساختار ایستای قرص‌هایی با پارامتر تومره نزدیک به مقدار بحرانی، مورد بررسی قرار گرفته‌اند [۶، ۲۰ و ۲۱]. اما در بیشتر این مدل‌ها، پارامتر وشکسانی به صورت تابعی از قبل تعریف شده از پارامتر تومره، در نظر گرفته می‌شود.

در سال (۲۰۱۵) میلادی رفیکوف نشان داد که نتایج مدلش با نتایج کارهایی که پارامتر وشکسانی بر حسب پارامتر تومره

شاکورا و سونیویف نخستین مدل نظری موفق را در سال (۱۹۷۳) میلادی ارائه کردند که بعدها به مدل استاندارد قرص‌های برافزایشی معروف شد [۳]. از آن زمان محققین بسیاری برای بسط و تعمیم این مدل تلاش کرده‌اند [۴-۸].

قسمت اصلی هر مدلی که برای توصیف یک قرص برافزایشی ارائه می‌شود، سازوکاری است که وظیفه انتقال تکانه زاویه‌ای و در نتیجه برافزایش را به عهده دارد. در مدل استاندارد فرض بر این است که تلاطم ایجاد شده در قرص (صرف‌نظر از عامل به وجود آورنده‌اش) به کمک یک وشکسانی مؤثر توصیف می‌شود. سپس بر اساس برخی ملاحظات ساده‌کننده فیزیکی فرض می‌شود که مؤلفه سمتی-شعاعی تانسور وشکسانی متناسب با فشار است و ثابت تناسب، پارامتر بدون بعد  $\alpha$  معرفی می‌شود. در نتیجه کلیه نایقینی‌ها درباره ماهیت تلاطم و انتقال تکانه زاویه‌ای در یک قرص برافزایشی در پارامتر  $\alpha$  خلاصه می‌شود [۹-۱۳].

امروزه می‌دانیم عامل اصلی انتقال تکانه زاویه‌ای، بسته به شرایط فیزیکی قرص، فرایندهایی نظیر ناپایداری مغناطی-دورانی، ناپایداری همرفتی، و یا ناپایداری گرانشی هستند. فرض کلیدی بعدی در مدل استاندارد این است که گرمای ایجاد شده ناشی از تلاطم قرص؛ بلافاصله پس از تولید، از سامانه خارج می‌شود. تحت این شرایط ثابت می‌شود که ضخامت هندسی قرص از ابعاد آن بسیار کوچک‌تر است، و در نتیجه، تقریب قرص نازک اعتبار می‌یابد. اگر چه مدل استاندارد قرص‌های برافزایشی دستاوردهای بسیاری داشته است، در مورد قرص‌های پیش‌سیاره‌ای و یا پیش‌ستاره‌ای، این مدل کارایی کاملاً موفقیت‌آمیز ندارد. برای مثال مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند از شعاعی مشخص به بعد، یک قرص پیش‌ستاره‌ای از نظر گرانشی ناپایدار است. این در حالی است که مشاهدات چنین موضوعی را تأیید نمی‌کنند. از سوی دیگر، ناپایداری گرانشی در قرص‌های پیش‌ستاره‌ای می‌تواند عامل اصلی ایجاد تلاطم و برافزایش باشد. ناپایداری گرانشی یک قرص برافزایشی بر حسب پارامتر تومره،  $Q = c_s \Omega / (\pi G \Sigma)$ ، سنجیده می‌شود [۱۴]. در این رابطه،  $c_s$  سرعت صوت،  $\Sigma$

جمع‌بندی و ارائه خلاصه نتایج اختصاص دارد.

## ۲. فرمول‌بندی مسئله

در یک قرص متلاطم گرانشی، پارامتر تومره همواره نزدیک به مقدار بحرانی‌اش،  $Q_c$ ، است. تحلیل خطی [۱۴] نشان می‌دهد که مقدار بحرانی پارامتر تومره از مرتبه واحد است، یعنی  $Q_c \cong 1$ . به عبارت دیگر اگر پارامتر تومره یک قرص برافزایشی بیشتر از این مقدار بحرانی باشد، این قرص از نظر گرانشی ناپایدار است؛ اما اگر مقدار پارامتر تومره کمتر از مقدار بحرانی باشد، قرص به دلیل ناپایداری گرانشی، تکه‌تکه خواهد شد. اما در یک وضعیت حدی، مقدار پارامتر تومره می‌تواند در حدود همین مقدار بحرانی باشد. در این صورت، به دلیل ناپایداری گرانشی ممکن است توده‌هایی شکل گیرند، اما این ساختارها گذرا هستند و پس از مدتی دوباره پخش می‌شوند. به بیان دیگر، تلاطم ایجاد شده در قرص ناشی از ناپایداری گرانشی است، اما امکان شکل‌گیری توده‌های متراکم بلند-مدت وجود ندارد. در این تحقیق، در واقع ساختار چنین قرص‌هایی را در نظر می‌گیریم. شبیه‌سازی‌های عددی هم نشان می‌دهند که مقدار بحرانی پارامتر تومره در حدود همین مقدار ۱ است [۱۵، ۱۷] و [۱۸]. البته وابستگی جواب‌هایی که برای ساختار یک قرص متلاطم گرانشی به دست می‌آوریم به مقدار بحرانی پارامتر تومره خیلی قوی نیست. در نتیجه، با توجه به تعریف پارامتر تومره، سرعت صوت  $c_s$  از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$c_s = (\pi G Q_c) \frac{\Sigma}{\Omega}, \quad (1)$$

که در این رابطه،  $G$ ،  $\Sigma$  و  $\Omega$  به ترتیب عبارتند از ثابت جهانی گرانش، چگالی سطحی و سرعت زاویه‌ای دورانی کپلری. در نتیجه، داریم  $\Omega = \sqrt{GM/r^3}$ ، که در اینجا  $M$  جرم ستاره مرکزی و  $r$  فاصله شعاعی است. به کمک رابطه فوق، می‌تواند دمای  $T$  را محاسبه کرد:

$$T = \left( \frac{\mu m_H}{k_B} \right) (\pi G Q_c)^2 \frac{\Sigma^2}{\Omega^2}, \quad (2)$$

که  $\mu$  میانگین وزن مولکولی،  $m_H$  جرم هیدروژن، و  $k_B$  ثابت بولتزمن است. با توجه به این که تقریب قرص نازک را به کار

نوشته می‌شود، سازگار است [۲۲]. اما رهیافتی که طی آن پارامتر وشکسانی از آهنگ سرمایه‌های به دست می‌آید اعتبار بیشتری دارد، زیرا نه تنها لازم نیست هیچ فرضی در مورد وابستگی پارامتر وشکسانی به پارامتر تومره به کار برده شود، بلکه محاسبه ضریب وشکسانی از آهنگ سرمایه‌های با نتایج شبیه‌سازی‌های عددی بیشتر سازگار است. نخستین جواب تحلیلی برای ساختار وابسته به زمان یک قرص متلاطم گرانشی مبتنی بر فرض‌هایی که توصیف شد در سال (۲۰۱۷) میلادی از سوی خواجه‌نبی و دیگران ارائه شد [۵]. آنها موفق شدند جواب‌های کاملاً تحلیلی برای توصیف تحول زمانی چنین سامانه‌هایی به دست آورند. در مدل آنها نیز همانند کارهای قبل‌تر، ضریب وشکسانی تلاطمی از آهنگ سرمایه‌های به دست می‌آید. بنابراین در مدل‌های متلاطم گرانشی مهم است که عوامل اصلی سرمایه‌های و گرمایش در نظر گرفته شوند. یکی از این عوامل سرمایه‌های که تاکنون در نظر گرفته نشده است سرمایه‌های ناشی از حضور ذرات گرد و غبار است [۸ و ۲۳].

مشاهدات نشان می‌دهند که حدود ۱ درصد جرم کل قرص‌های پیش سیاره‌ای از ذرات گرد و غبار تشکیل شده‌اند. این ذرات می‌توانند برهم‌کنش‌های متعددی با مؤلفه‌گازی قرص داشته باشند؛ از جمله اتم‌ها و مولکول‌های گاز به دلیل برخوردشان با ذرات گرد و غبار مقداری از انرژی جنبشی‌شان را از دست می‌دهند و همین فرایند به کاهش میانگین انرژی جنبشی مولکول‌های گاز می‌انجامد. ذرات گرد و غبار می‌توانند انرژی جنبشی دریافتی را در طول موج‌های مختلف، بسته به ماهیت ساختارشان، تابش کنند [۲۳].

در این تحقیق برای نخستین بار جواب‌های تحلیلی برای ساختار یک قرص متلاطم گرانشی ارائه می‌کنیم که در آن سرمایه‌های ناشی از حضور ذرات گرد و غبار به صورتی که ذکر شد در نظر گرفته می‌شود. در بخش بعدی، فرض‌های اصلی مدل به همراه معادلات بنیادی را ارائه می‌کنیم و سپس نشان می‌دهیم که ساختار ایستای قرص از حل معادلاتی جبری به دست می‌آیند. در بخش ۳، به تحلیل دقیق جواب‌ها به ازای پارامترهای ورودی مختلف می‌پردازیم. بخش ۴ نیز به

$$\psi = T_d / T$$

از سوی دیگر، ضریب وشکسانی تلامپی  $\alpha$  برابر از این رابطه به دست می‌آید [۱۰]:

$$\alpha = \frac{1}{\Omega t_{cool}}, \quad (6)$$

که  $t_{cool}$  مقیاس زمانی سرد شوندگی است و به صورت نسبت انرژی ذخیره گرمایی و تابع سرد شوندگی تعریف می‌شود:

$$t_{cool} = \Sigma c_s^2 / L$$

دیده می‌شود که رابطه مقیاس زمانی سردشوندگی بر حسب سرعت صوت است. نسبت ظرفیت‌های گرمایی ویژه، در محاسبه سرعت صوت وارد می‌شود اما چون این رابطه و معادله‌های بعدی بر حسب سرعت صوت نوشته شده‌اند، به ظاهر این وابستگی دیده نمی‌شود. در نتیجه، ضریب وشکسانی تلامپی می‌شود

$$\alpha = \frac{4\sigma}{\Omega c_s^2 \tau f(\tau)} (\kappa_{cg} T_d^4 + \kappa_{cd} Z T_d^4), \quad (7)$$

و یا در حضور انرژی تابشی جسم مرکزی،  $Q_{irr}$ ، می‌توان این رابطه را به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\alpha = \frac{4}{f(\tau)} \left( \frac{\mu m_H}{k_B} \right)^4 (\pi G Q_c)^6 \frac{\xi_6(Z, \Psi) \Sigma^5}{\xi_7(Z, \Psi) \Omega^7} \left( 1 - \frac{Q_{irr}}{L} \right), \quad (8)$$

که در اینجا داریم  $\xi_6 = 1 + Z(\kappa_{cd} / \kappa_{cg}) \psi^6$ . در واقع این رابطه بر اساس پایستگی انرژی نوشته شده است. مجموع منابع گرمایش، یعنی تابش جسم مرکزی و تلامپ قرص، برابر است با آهنگ سرمایش. در نتیجه، آهنگ گرمایش تلامپی برابر با آهنگ سرمایش منهای گرمایش ناشی از تابش جسم مرکزی است. از سوی دیگر، ضریب وشکسانی نیز مستقیماً با آهنگ گرمایش تلامپی متناسب است. بنابراین، وشکسانی تلامپی برابر می‌شود با آهنگ سرمایش منهای گرمایش ناشی از جسم مرکزی. به همین دلیل، در معادله (۸) گرمایش ناشی از جسم مرکزی با علامت منفی ظاهر می‌شود. همچنین نسبت انرژی بازتابیده ستاره مرکزی و تابع سرد شوندگی می‌شود

$$\frac{Q_{irr}}{L} = \frac{(1-\beta) g L_{star}}{16\pi\sigma\kappa_{cg}} \left( \frac{\mu m_H}{k_B} \right)^{-6} (\pi G Q_c)^{-11} \frac{\tau f(\tau) \Omega^5}{r^3 \xi_6 \Sigma^{12}}, \quad (9)$$

که  $L_{star}$  تابندگی ستاره مرکزی است. همچنین، پارامتر  $\beta$  آلبدوی قرص است و  $g$  پارامتری است که مقدار دقیق آن به

می‌بریم، رابطه بین چگالی حجمی  $\rho$  و چگالی سطحی  $\Sigma$  می‌شود  $\Sigma = 2\rho H$ . در اینجا، نیم‌ضخامت قرص با  $H$  نشان داده می‌شود. از سوی دیگر، فرض می‌کنیم قرص در راستای عمودی اش در تعادل هیدروستاتیک باشد. در این صورت، مؤلفه عمودی معادله حرکت ایجاب می‌کند داشته باشیم  $H = c_s / \Omega$ . با استفاده از معادله (۱)، چگالی حجمی می‌شود

$$\rho = \frac{\Omega^2}{2\pi G Q_c}. \quad (3)$$

توجه داریم که توزیع چگالی حجمی بر اساس معادله (۳) برای هر قرص متلاطم گرانشی برقرار است. همچنین این نتیجه مستقل از ترمودینامیک سامانه و فرایندهای سرمایش و یا گرمایش به دست آمده است.

اکنون مدل رفیکوف را به حالتی تعمیم می‌دهیم که میزان از دست دادن انرژی گرمایی مؤلفه گازی به دلیل برهم‌کنش مستقیم با ذرات گرد و غبار هم در نظر گرفته شود. در این صورت، تابع سرد شوندگی مؤلفه گازی به صورت زیر نوشته می‌شود [۸]:

$$L = \frac{4\sigma\Sigma}{\tau f(\tau)} (\kappa_g T_d^4 + \kappa_d T_d^4), \quad (4)$$

که  $\sigma$  ثابت استفان-بولتزمن و  $T_d$  دمای گرد و غبار است. همچنین،  $\tau$  عمق نوری است و داریم  $\tau = (\kappa_g + \kappa_d)\Sigma$ ، که  $\kappa_g$  و  $\kappa_d$  به ترتیب کدری‌های گاز و گرد و غبار هستند. به علاوه، تابع برای گذار از ناحیه‌های از نظر نوری ضخیم به نازک (و یا برعکس) به صورت  $f(\tau) = 1 + \frac{3\tau}{4} + \tau^{-1}$  می‌شود [۱۹ و ۲۲]. رابطه‌های مربوط به کدری مؤلفه‌های گازی و گرد و غبار هم به صورت  $\kappa_g = \kappa_{cg} T_d^2$  و  $\kappa_d = \kappa_{cd} Z T_d^2$  نوشته می‌شوند که داریم  $\kappa_{cg} = 5 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \text{ K}^{-2}$  و  $\kappa_{cd} = 7/4 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \text{ K}^{-2}$  غبار است [۸ و ۱۹]. با استفاده از معادله (۲) می‌توانیم عمق نوری را بر حسب  $\Sigma$ ،  $T_d / T$  و  $\Omega$  بنویسیم:

$$\tau = \kappa_{cg} \left( \frac{\mu m_H}{k_B} \right)^2 (\pi G Q_c)^4 \frac{\xi_7(Z, \Psi) \Sigma^5}{\Omega^4}, \quad (5)$$

که پارامتر  $\xi_7$  به صورت  $\xi_7 = 1 + Z(\kappa_{cd} / \kappa_{cg}) \Psi^2$  می‌شود و  $\Psi$  نسبت دمای گرد و غبار به گاز است:

ذرات گرد و غبار،  $\Lambda_d$ ، از رابطه زیر به دست می‌آید [۸ و ۲۳]:

$$\Lambda_d = \tau \sigma \rho \kappa_d (T_d^* - T_{\text{rad}}^*), \quad (13)$$

که  $T_{\text{rad}}$  دما میدان تابشی داخل قرص است و از رابطه زیر به دست می‌آید [۸ و ۲۳]:

$$T_{\text{rad}}^* = \frac{f(\tau) - 1}{f(\tau)} \frac{\kappa_g T_g^* + \kappa_d T_d^*}{\kappa_g + \kappa_d}, \quad (14)$$

که به صورت زیر هم بازنویسی می‌شود:

$$T_{\text{rad}}^* = \frac{f(\tau) - 1}{\tau f(\tau)} \frac{\xi_g}{\xi_g} T_g^*. \quad (15)$$

با فرض این که مؤلفه گرد و غباری در تعادل گرمایی باشد، یعنی  $\Lambda_d = H_d$ ، دمای ذرات گرد و غبار به دست می‌آید.

بنابراین، به دست می‌آوریم

$$C \psi^2 \left( \psi^4 - \frac{\tau f(\tau) - 1}{\tau f(\tau)} \frac{\xi_g}{\xi_g} \right) \frac{\Sigma^9}{\Omega^{11}} = 1 - \psi, \quad (16)$$

که پارامتر  $C$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$C = \sqrt{\frac{\pi}{\lambda \mu}} \left( \frac{16 \sigma}{3 f} \right) \kappa_{cd} a \rho_p \frac{H_{\text{dust}}}{H} \left( \frac{\mu m_H}{k_B} \right)^6 (\pi G Q_c)^6. \quad (17)$$

در نوشتن رابطه فوق فرض کردیم که ذرات گرد و غبار کره‌هایی تک اندازه به شعاع  $a$  و چگالی درونی  $\rho_p$  هستند. نیم‌ضخامت لایه گرد و غباری با  $H_{\text{dust}}$  نمایش داده می‌شود که معمولاً مقدار آن را کسری از ضخامت قرص در نظر می‌گیریم (مثلاً ۰/۰۱).

به این ترتیب، معادله‌های جبری (۱۱) و (۱۶) معادلات اصلی مدلی هستند که ارائه می‌کنیم. از حل این معادلات به ازای یک فاصله شعاعی مشخص، کمیت‌های  $\Sigma$  و  $\Psi$  به دست می‌آیند. در بخش بعدی جواب‌های به دست آمده را بررسی می‌کنیم.

### ۳. بررسی جواب‌ها

در این بخش رفتار جواب‌ها به ازای پارامترهای ورودی متفاوت را بررسی می‌کنیم. شکل ۱ کمیت‌های فیزیکی قرص را به عنوان تابعی از مختصه شعاعی در حالتی نمایش می‌دهد که جرم مرکزی ۰/۱ جرم خورشیدی باشد. بقیه پارامترهای ورودی عبارتند از:  $\mu = 2/1$ ،  $a = 1 \mu\text{m}$ ،  $a = 1 \mu\text{m}$  و  $f = 0/5$ . همچنین

شکل هندسی قرص بستگی دارد، اما محاسبات دقیق‌تر نشان می‌دهند که مقدار آن می‌تواند بین  $\frac{1}{8}$  و  $\frac{1}{2}$  باشد [۲۴]. در نتیجه، ضریب وشکسانی  $\nu = \alpha c_s^2 / \Omega$  می‌شود

$$\nu = \frac{\tau \sigma}{f(\tau)} \left( \frac{\mu m_H}{k_B} \right)^6 (\pi G Q_c)^6 \frac{\xi_g(Z, \psi)}{\xi_g(Z, \psi)} \frac{\Sigma^9}{\Omega^9} \left( 1 - \frac{Q_{\text{irr}}}{L} \right). \quad (10)$$

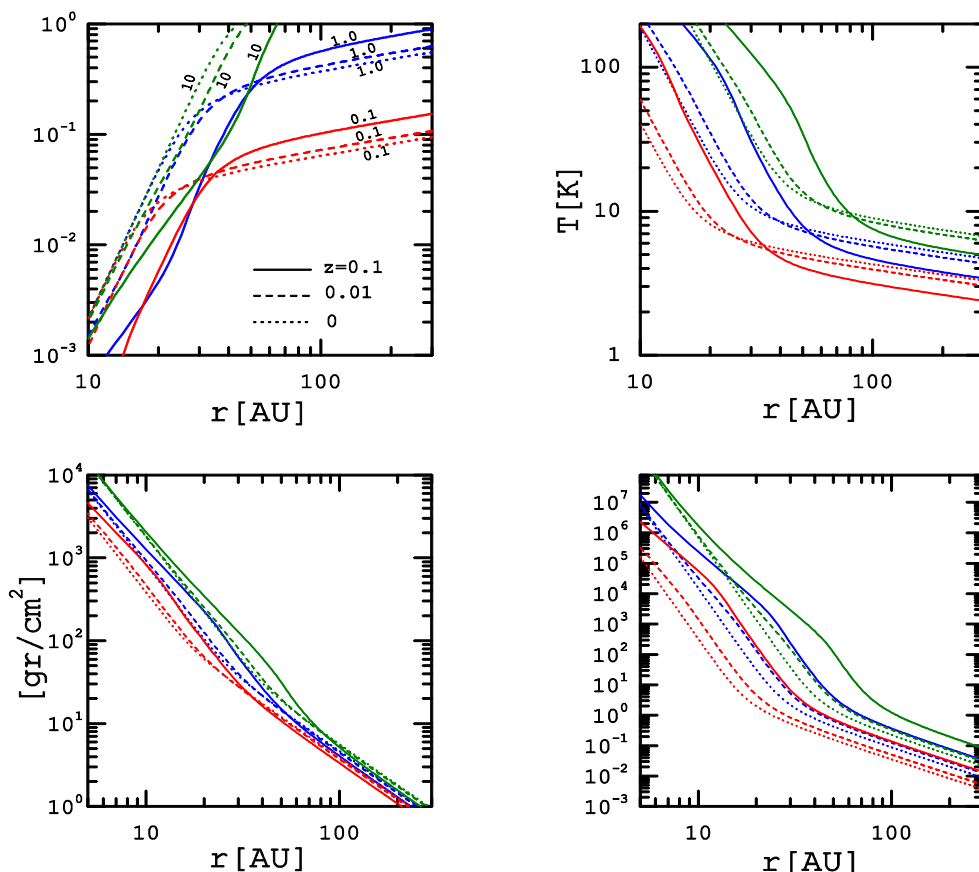
حال با داشتن وشکسانی تلاطمی، یعنی معادله (۱۰)، و به کمک معادله استاندارد  $\dot{M} = 3 \pi \nu \Sigma$  [۳]، نخستین معادله اصلی مدل ما به دست می‌آید:

$$\dot{M} = 12 \pi \frac{\sigma}{f(\tau)} \left( \frac{\mu m_H}{k_B} \right)^6 (\pi G Q_c)^6 \frac{\xi_g(Z, \psi)}{\xi_g(Z, \psi)} \frac{\Sigma^9}{\Omega^9} \left( 1 - \frac{Q_{\text{irr}}}{L} \right), \quad (11)$$

که در این رابطه  $\dot{M}$  آهنگ برافزایش جرم است. توجه داریم که رابطه استاندارد بین آهنگ برافزایش و وشکسانی تلاطمی، اساس مدل استاندارد قرص‌های برافزایشی است که شاکورا و سونیویف در سال ۱۹۷۳ میلادی ارائه کردند [۳]. البته این رابطه در فاصله‌های دور از ستاره مرکزی برقرار است که برای مدل ارائه شده در این تحقیق کفایت می‌کند. در غیاب سرمایه ناشی از حضور ذرات گرد و غبار، یعنی قرار دهیم  $\xi_g = \xi_g = 0$ ، رابطه (۱۱) به معادله (۱۳) مقاله رفیکوف [۱۲] تقلیل می‌یابد که از حل آن چگالی سطحی به صورت تابعی از فاصله شعاعی به دست می‌آید. اما معادله (۱۱) دو مجهول  $\Sigma$  و  $\Psi$  دارد، و در نتیجه، برای تعیین ساختار قرص نیاز به یک معادله مستقل دیگر هم داریم. از برابری میزان انرژی منتقل شده از گاز به ذرات گرد و غبار به دلیل برخورد بین آنها- با آهنگ نشر انرژی ذرات گرد و غبار می‌توان به معادله مستقل مورد نیاز دست یافت. آهنگ انتقال انرژی از گاز به ذرات گرد و غبار از رابطه زیر به دست می‌آید [۲۳]:

$$H_d = n_d n_{\sigma d} \nu_p f (2 k_B T - 2 k_B T_d), \quad (12)$$

که  $n_d$ ،  $n$  و  $\sigma_d$  به ترتیب عبارتند از چگالی عددی ذرات گرد و غبار، چگالی عددی گاز و میانگین سطح مقطع ذره گرد و غبار. به علاوه، میانگین سرعت هسته‌های هیدروژن از رابطه  $\nu_p = \sqrt{\lambda k_B T / \pi m_H}$  به دست می‌آید و سهم سایر انواع ذرات با پارامتر  $f$  معرفی می‌شود. از سوی دیگر، آهنگ نشر گرمایی



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) کمیت‌های فیزیکی یک قرص گرانشی متلاطم به صورت تابعی از مختصه شعاعی نمایش داده می‌شود. جرم مرکزی برابر است با  $M = 0.1 M_{\odot}$ ، و بقیه پارامترهای ورودی عبارتند از  $\mu = 2/1$ ،  $a = 1 \mu\text{m}$  و  $f = 0.5$ . مقادیر مختلف آهنگ برافزایش در نظر گرفته می‌شوند:  $10^{-6}$  (قرمز)،  $1$  (آبی) و  $10$  (سبز). این مقادیر، آهنگ برافزایش بدون بعد  $\dot{m} = \dot{M} / (10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1})$  هستند که هر منحنی با مقدار متناظرش نشانه‌گذاری شده است. به ازای هر آهنگ برافزایش، کمیت‌های فیزیکی قرص برای سه حالت نمایش داده می‌شود: بدون سرمایه‌گرد و غباری (منحنی نقطه‌چین)، با در نظر گرفتن سرمایه‌گرد و غباری و فراوانی  $Z = 0.1$  (منحنی توپر) و  $Z = 0.01$  (منحنی خط‌چین). نمودار بالا، سمت چپ، نمایه ضریب وشکسانی تلاطمی را نشان می‌دهد. نمودار بالا، سمت راست، تغییرات شعاعی دمای قرص را نمایش می‌دهد. توزیع چگالی سطحی و عمق نوری نیز در نمودارهای پایین، به ترتیب سمت چپ و راست، نمایش داده می‌شوند.

کنار هر منحنی، آهنگ برافزایش بدون بعد متناظر است. همان‌طور که قبلاً اشاره کردیم وقتی که پارامتر وشکسانی به یک مقدار بحرانی  $\alpha_C$  برسد، آنگاه قرص می‌تواند به دلیل ناپایداری گرانشی تکه‌تکه شود. البته در مورد مقدار بحرانی پارامتر وشکسانی نایقینی وجود دارد و مقادیری بین  $0.06$  تا  $1$  در نظر گرفته شده‌اند. به همین دلیل در این تحقیق، این مقدار بحرانی را بیشترین مقداری که تاکنون در نظر گرفته‌اند، یعنی  $\alpha_C = 1$ ، در نظر می‌گیریم. با افزایش آهنگ برافزایش، ضریب وشکسانی تلاطمی افزایش می‌یابد. این بدان معناست که تحت

آهنگ‌های برافزایش متفاوت را در نظر می‌گیریم:  $\dot{m} = \dot{M} / (10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}) = 0.1$  (قرمز)،  $1$  (آبی) و  $10$  (سبز). متناظر با هر آهنگ برافزایش، دو حالت با سرمایه‌گرد و غباری و بدون سرمایه‌گرد در نظر گرفته می‌شود. در حالت با سرمایه‌گرد و غباری، دو فراوانی  $Z = 0.1$  (منحنی توپر) و  $Z = 0.01$  (منحنی خط‌چین) را در نظر می‌گیریم. کلیه حالت‌های بدون سرمایه‌گرد و غباری با منحنی نقطه‌چین نمایش داده می‌شوند. شکل ۱ (بالا، سمت چپ) نمایه‌های پارامتر وشکسانی بدون بعد  $\alpha$  نمایش داده می‌شود. عدددهای

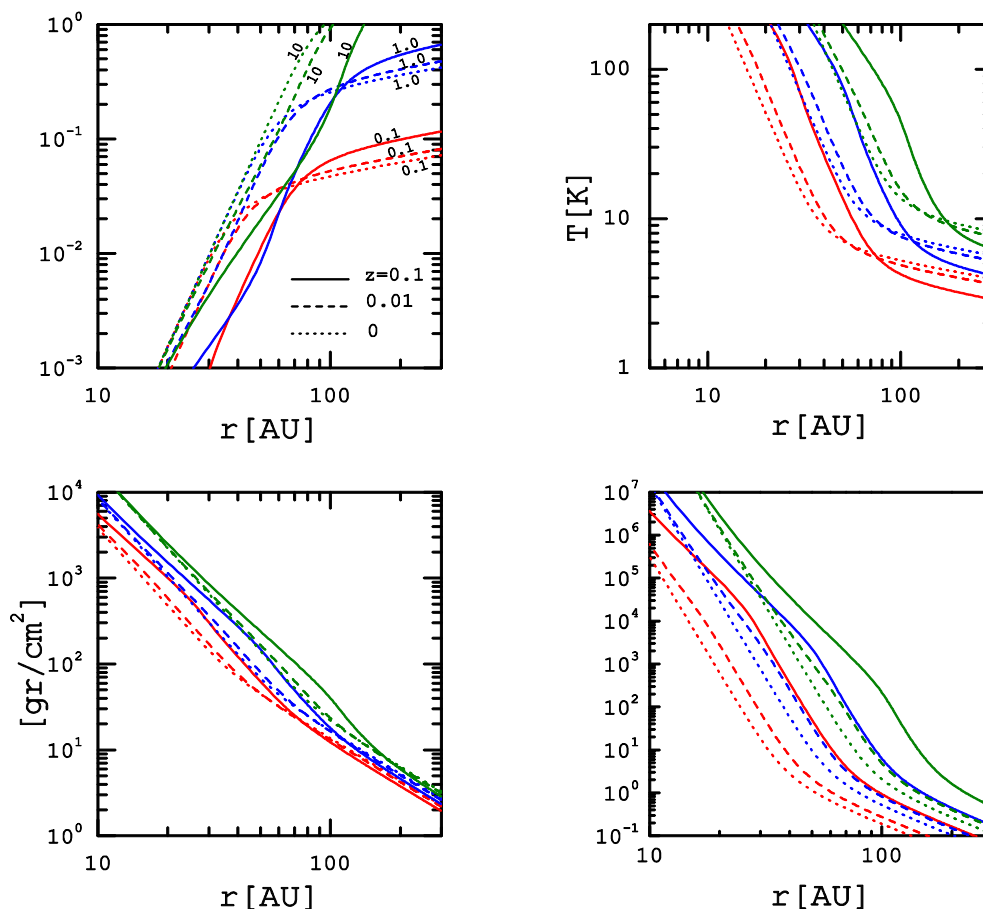
دو ناحیه در شعاع تقریباً مشخصی رخ می‌دهد. هر چه فراوانی ذرات گرد و غبار بیشتر شود، این شعاع گذار از ناحیه نوری ضخیم به نازک افزایش می‌یابد. شکل ۲ نیز همانند شکل ۱ است، منتها در اینجا جرم مرکزی را افزایش دادیم و معادل یک جرم خورشیدی در نظر گرفتیم. بقیه پارامترهای ورودی همانند قبل است. دیده می‌شود که رفتار عمومی کمیت‌های فیزیکی قرص همانند شکل ۱ است.

اکنون می‌توانیم بررسی کنیم یک قرص تحت چه شرایطی تکه‌تکه می‌شود. شعاع خود-گرانشی  $r_{sg}$  را به عنوان شعاعی تعریف می‌کنیم که ضریب وشکسانی تلاطمی به مقدار بحرانی‌اش می‌رسد:  $\alpha(r_{sg}) = \alpha_C$ . در مورد مقدار دقیق وشکسانی تلاطمی بحرانی نایقینی‌های وجود دارد؛ در واقع، این مقدار بر اساس شبیه‌سازی‌های عددی به دست می‌آید [۱۰، ۱۶، ۱۷ و ۱۸]. اما در سازگاری با تحقیقات قبلی، مقداری که در این تحقیق انتخاب می‌کنیم برابر است با  $\alpha_C = 0.06$ . با داشتن کلیه پارامترهای ورودی می‌توان شعاع خود-گرانشی را تعیین کرد. در شکل ۳ (بالا، چپ) نمایه شعاع خود-گرانشی برای مجموعه‌ای از پارامترهای ورودی همانند شکل ۱ به صورت تابعی از آهنگ برافزایش نمایش داده می‌شود. در شکل ۳، جرم مرکزی برابر است با  $0.1$  جرم خورشیدی و برای فراوانی ذرات گرد و غبار دو مقدار در نظر گرفته می‌شود:  $Z = 0.1$  (منحنی توپُر) و  $Z = 0.01$  (منحنی خط‌چین). همچنین برای مقایسه، حالت بدون سرمایه‌های ناشی از حضور ذرات گرد و غبار هم در نظر گرفته شده است که با منحنی نقطه‌چین نمایش داده می‌شود. در می‌یابیم که چنانچه آهنگ برافزایش از مقدار مشخصی - که به فراوانی ذرات گرد و غبار بستگی دارد - بیشتر باشد، شعاع خود-گرانشی مستقل از آهنگ برافزایش می‌شود. برای مثال در غیاب سرمایه‌های گرد و غباری، اگر آهنگ برافزایش بیشتر از  $10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  باشد، آهنگ شعاع خود-گرانشی در حدود  $20$  واحد نجومی خواهد بود. اما به محض این که شعاع خود-گرانشی کوچک‌تر از این مقدار باشد، شعاع خود-گرانشی به شدت افزایش می‌یابد به طوری که برای آهنگ برافزایش  $10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ، این شعاع به حدود  $10000$  واحد

این شرایط، شدت تلاطم زائیده ناپایداری گرانشی بیشتر می‌شود. به ازای آهنگ برافزایش  $0.1$  و  $1$ ، نمایه وشکسانی تلاطمی در ناحیه‌های درونی شیب بیشتری در مقایسه با قسمت‌های بیرونی قرص دارد. البته وقتی آهنگ برافزایش زیاد، یعنی مثلاً  $10^6$  باشد، نمایه وشکسانی تلاطمی قبل از آن که قسمت با شیب کمترش شروع شود به مقدار بحرانی می‌رسد. سرمایه‌های ناشی از گرد و غبار پارامتر وشکسانی را در ناحیه درونی قرص، در مقایسه با حالت بدون سرمایه‌های گرد و غبار، کاهش می‌دهد. جالب اینجاست که در ناحیه بیرونی قرص این وضعیت برعکس می‌شود، یعنی سرمایه‌های ناشی از گرد و غبار، پارامتر وشکسانی را افزایش می‌دهد. همان‌طور که کمی بعدتر بحث خواهیم کرد این رفتار بر اساس تغییر کدوری به علت حضور سرمایه‌های گرد و غبار قابل توجیه است.

شکل ۱ (بالا، راست) نمایه توزیع چگالی را به ازای مقادیر مختلف آهنگ برافزایش و فراوانی گرد و غبار نشان می‌دهد. همان‌طور که انتظار می‌رود هر چه آهنگ برافزایش بیشتر شود، قرص گرم‌تر خواهد بود. در حالی که به علت سرمایه‌های ناشی از گرد و غبار دمای قسمت بیرونی قرص کاهش می‌یابد، دمای ناحیه‌های درونی به دلیل این فرایند افزایش می‌یابد. در ناحیه قرص کدوری ناشی از برهم‌کنش مستقیم ذرات گرد و غبار و گاز، کدوری را افزایش می‌دهد و همین فرایند باعث می‌شود گرمایش ناشی از تلاطم در ناحیه‌های درونی حبس شود، زیرا این ناحیه‌ها از نظر نوری ضخیم هستند.

توزیع چگالی سطحی در شکل ۱ (پایین، چپ) نمایش داده می‌شود. سرمایه‌های گرد و غبار، چگالی سطحی ناحیه درونی را کمی افزایش می‌دهد؛ اما نقش آن در توزیع چگالی سطحی ناحیه بیرونی قرص خیلی قابل توجه نیست. نمایه عمق نوری نیز در شکل ۱ (پایین، راست) نمایش داده می‌شود. به وضوح دیده می‌شود که ساختار قرص از نظر نوری به دو قسمت تقسیم می‌شود: ناحیه درونی از نظر نوری ضخیم است، در حالی که ناحیه بیرونی از نظر نوری نازک است. برهم‌کنش گرد و غبار و گاز، عمق نوری ناحیه درونی را افزایش می‌دهد؛ اما نقش آن در ناحیه بیرونی قابل توجه نیست. البته گذار بین این



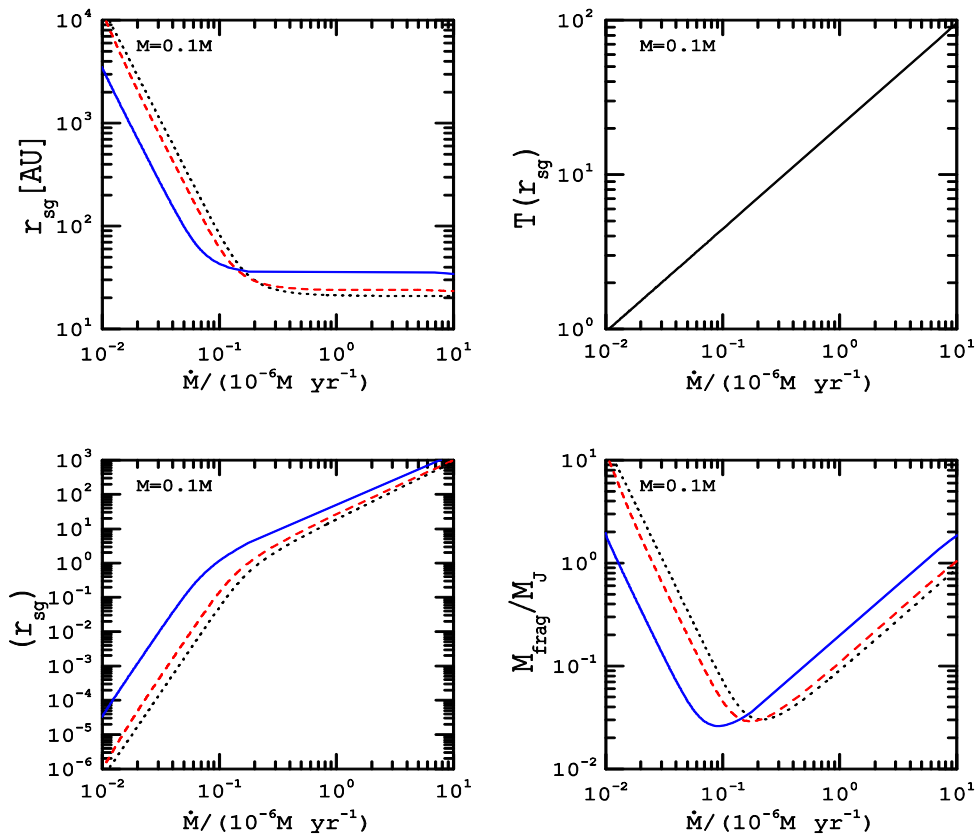
شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) همانند شکل ۱ است، منتها جرم مرکزی برابر است با  $M = 1M_{\odot}$ .

درصد خواهد بود.

به ازای آهنگ برافزایش کمتر از  $10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ، نقش سرمایش گرد و غباری برعکس خواهد بود و شعاع خود-گرانشی را کاهش می‌دهد. اما با در نظر گرفتن سرمایش گرد و غباری و به ازای فراوانی‌های  $0.1$  و  $0.01$ ، شعاع خود-گرانشی را به ترتیب برابر با  $116$  و  $90$  واحد نجومی به دست می‌آوریم. شکل ۳ (بالا، راست) مقدار دما در شعاع خود-گرانشی را به صورت تابعی از آهنگ برافزایش نمایش می‌دهد. در می‌یابیم که مقدار دما در شعاع خود-گرانشی مستقل از فراوانی گرد و غبار است؛ اما این دما با افزایش آهنگ برافزایش زیاد می‌شود. نحوه تغییرات عمق نوری در شعاع خود-گرانشی به صورت تابعی از آهنگ برافزایش در شکل ۳ (پایین، چپ) نمایش داده می‌شود. به ازای آهنگ برافزایش کمتر از  $10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ، شعاع خود-گرانشی در ناحیه از نظر نوری نازک قرار می‌گیرد؛ اما با افزایش آهنگ

نجومی می‌رسد. در می‌یابیم که وقتی سرمایش گرد و غباری را در نظر می‌گیریم رفتار کلی شعاع خود-گرانشی به صورت تابعی از آهنگ برافزایش فرقی نمی‌کند؛ اما به لحاظ کمی نقش قابل اعتنایی می‌تواند داشته باشد. برای فراوانی گرد و غباری  $Z = 0.1$  و آهنگ برافزایش بزرگ‌تر از  $0.18 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ، شعاع خود-گرانشی کمی بیشتر از  $23$  واحد نجومی می‌شود. اما اگر فراوانی گرد و غبار برابر باشد با  $Z = 0.1$ ، آنگاه به ازای آهنگ برافزایش بیشتر از  $0.1 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ، شعاع خود-گرانشی در حدود  $34$  واحد نجومی به دست می‌آید. برای آهنگ برافزایش بزرگ‌تر از  $10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ، شعاع خود-گرانشی به دلیل در نظر گرفتن سرمایش گرد و غباری افزایش می‌یابد. اما نکته مهم اینجاست که این افزایش شعاع خود-گرانشی به شدت به فراوانی گرد و غبار بستگی دارد به طوری که برای فراوانی  $0.1$ ، افزایش شعاع خود-گرانشی تا حدود  $70$



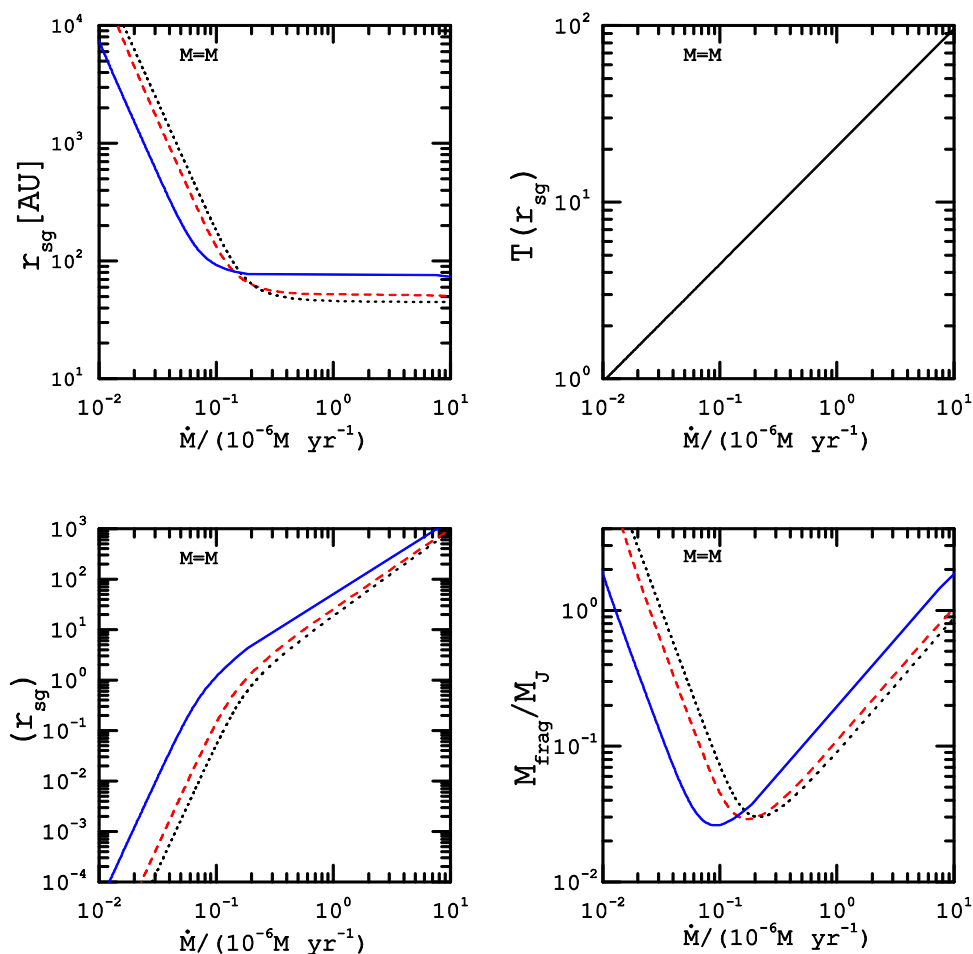


شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) شعاع خود-گرانشی (بالا، چپ)، دما در این شعاع (بالا، راست)، عمق نوری در این شعاع (پایین، چپ) و جرم تکه‌ها در شعاع خود-گرانشی بر حسب آهنگ برافزایش نمایش داده می‌شوند. در اینجا جرم مرکزی برابر است با  $1/10$  جرم خورشیدی و کلیه پارامترهای ورودی همانند شکل ۱ است.

غبار در شبیه‌سازی‌های قرص‌های برافزایشی متلاطم گرانشی تاکنون بررسی نشده است. بنابراین، گام بعدی می‌تواند انجام شبیه‌سازی‌ها باشد. نتایج ارائه شده در تحقیق حاضر که مبتنی بر یک مدل نیمه-تحلیلی هستند می‌توانند در تعبیر و تفسیر شبیه‌سازی‌ها عددی راهگشا باشند. اما در بین مدل‌های تحلیلی ارائه شده برای قرص‌های متلاطم گرانشی نیز تاکنون چنین بررسی انجام نشده است. برای مثال، در مدل رفیکوف [۱۹] و [۲۲] فقط سرمایش ناشی از مؤلفه گازی در نظر گرفته شده است. البته تاناکا و اموکای [۸] مدلی ارائه دادند که نقش سرمایش ناشی از ذرات گرد و غبار در نظر گرفته شده است. با این حال، در مدل آنها وشکسانی تلاطمی به صورت یک تابع از قبل تعریف شده از پارامتر تومره در نظر گرفته شده است. به بیان دیگر، ضریب وشکسانی تلاطمی به طور خود-سازگار از معادله‌های مدل به دست نیامده است. اما در مدلی که

برافزایش، شعاع خود-گرانشی به ناحیه از نظر نوری ضخیم منتقل می‌شود. جرم تکه‌ها در شعاع خود-گرانشی نیز به کمک رابطه  $M_{\text{frag}} = \Sigma H^2$  تخمین زده می‌شود. شکل ۳ (پایین، راست) جرم تکه‌ها را که با جرم سیاره مشتری بهنجار شده است، به صورت تابعی از آهنگ برافزایش نمایش می‌دهد. در می‌یابیم که برای آهنگ برافزایش کمتر از  $10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  جرم تکه‌ها به دلیل سرمایش گرد و غباری به شدت کم می‌شود؛ اما به ازای آهنگ برافزایش بیشتر، جرم تکه‌ها به دلیل در نظر گرفتن سرمایش گرد و غباری زیاد می‌شود. شکل ۴ نیز همانند شکل ۳ است، منتها جرم مرکزی برابر با  $1/10$  جرم خورشیدی در نظر گرفته شده است. دیده می‌شود که رفتار کمیت‌های فیزیکی در شعاع خود-گرانشی به صورت تابعی از آهنگ برافزایش همانند قبل است.

تا جایی که می‌دانیم نقش سرمایش ناشی از ذرات گرد و



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) همانند شکل ۳ است، اما جرم مرکزی برابر است با ۱ جرم خورشیدی.

سامانه به دست می‌آید. در مقایسه با کارهای قبلی، موفق شدیم سرمایه‌های ناشی از برهم‌کنش مستقیم ذرات گرد و غبار با گاز را در نظر بگیریم که این فرایند می‌تواند مقیاس زمانی سرد شوندگی، و در نتیجه، ضریب وشکسانی را تغییر دهد. مدل تحلیلی ارائه شده این امکان را فراهم ساخت تا میزان وابستگی ضریب وشکسانی تلاطمی به پارامترهای ورودی مسئله، نظیر آهنگ برافزایش جرم و فراوانی ذرات گرد و غبار، به دست آید. نشان دادیم که نقش سرمایه‌های گرد و غباری در آهنگ برافزایش زیاد بیشتر مشهود است. به‌ویژه، وقتی آهنگ برافزایش زیاد است، سرمایه‌های گرد و غباری شعاع خود-گرانشی را افزایش می‌دهد؛ در حالی که در آهنگ برافزایش جرم کم، شعاع خود-گرانشی به دلیل سرمایه‌های گرد و غباری کاهش می‌یابد. با توجه به این که شناخت فرایندهای شکل‌گیری سیارات در

ما ارائه دادیم ضریب وشکسانی تلاطمی به طور خود-سازگار و از مقیاس زمانی سرد شوندگی به دست می‌آید. به همین دلیل به نظر می‌رسد نتایج تحقیق حاضر در مقایسه با تاناکا و اموکای [۸] از اعتبار بیشتری برخوردارند.

#### ۴. جمع‌بندی و نتیجه‌گیری

در این تحقیق، با دنبال کردن فرض‌های اصلی مدل استاندارد قرص‌های برافزایشی، ساختار ایستای قرص‌های برافزایشی خود-گرانشی متلاطم را مطالعه کردیم؛ با این تفاوت که تلاطم زائیده ناپایداری گرانشی را نیز در نظر گرفتیم. در حالی که با توجه به نتایج شبیه‌سازی قرص‌های برافزایشی خود-گرانشی، پارامتر تومره در آستانه مقدار بحرانی‌اش ثابت نگه داشته می‌شود؛ ضریب وشکسانی تلاطمی بر اساس آهنگ سرمایه‌های

سرمایش سامانه و در نتیجه، رفتار گرانشی آن را تحت تأثیر قرار دهد. البته توجه داریم که مدل ارائه شده در حالت ایستا برقرار است و برای بررسی تحول دینامیکی یک قرص خود-گرانشی متلاطم ناگزیر از شبیه‌سازی عددی هستیم. با این حال، بر اساس نتایج به دست آمده به نظر می‌رسد نمی‌توان نقش سرمایش گرد و غباری در ترمودینامیک سامانه را در نظر نگرفت.

قرص‌های پیش سیاره‌ای از اهمیت زیادی برخوردار است، نتایج تحقیق حاضر می‌تواند در شناخت بهتر ناپایداری گرانشی به عنوان یک سازوکار مؤثر در پیدایش سیارات راهگشا باشد. حدود یک درصد جرم یک قرص پیش سیاره‌ای از ذرات گرد و غبار تشکیل شده است. اگر چه این مقدار کمی است، نتایج تحقیق حاضر نشان داد که همین مقدار کم می‌تواند آهنگ

## مراجع

1. P J Armitage, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **49** (2011) 195.
2. K M Kratter and G Lodato, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **54** 271.
3. N I Shakura and R A Sunyaev, *A&A* **24** (1973) 337.
4. C J Clarke, *MNRAS* **396** (2009) 1066.
5. F Khajenabi, K Kazrani, and M Shadmehri, *ApJ*. **841** (2017) 99 .
6. K M Kratter, C D Matzner, and M R Krumholz, *ApJ*. **681** (2008) 375.
7. C D Matzner, Y Levin, *ApJ*. **628** (2005) 817.
8. K E Tanaka, K Omukai, *MNRAS* **439** (2014) 1884.
9. S A Balbus and J B C Papaloizou, *ApJ*. **521** (1999) 650.
10. P Cossins, G Lodato, and C Clarke, *MNRAS* **401** (2010) 2587.
11. R G Martin, S H Lubow, *ApJ*. **740** (2011) L6.
12. R G Martin, S H Lubow, *MNRAS* **437** (2014) 682.
13. K Omukai, *ApJ*. **546** (2001) 635.
14. A Toomre, *ApJ*. **139** (1964) 1217.
15. C F Gammie, *ApJ*. **553** (2001) 174.
16. B M Johnson, C F Gammie, *ApJ*. **597** (2003) 131.
17. W K M Rice, P J Armitage, M R Bate, and I A Bonnell., *MNRAS* **339** (2003) 1025.
18. W K M Rice, G Lodato, and P J Armitage, *MNRAS* **364** (2005) L56.
19. R R Rafikov, *ApJ*. **704** (2009) 281.
20. Y Levin, *MNRAS* **374** (2007) 515.
21. R G Martin and M Livio, *MNRAS* **434** (2013) 633.
22. R R Rafikov, *ApJ*. **804** (2015) 62.
23. D Hollenbach, and C F McKee, *ApJS* **41** (1979) 555.
24. J Frank, A King, and D Raine, "Accretion Power in Astrophysics", Cambridge University Press (2002).