

تحول یک قرص پیش سیاره‌ای در حضور باد مغناطیده

محسن شادمهری

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گلستان، گرگان

پست الکترونیکی: m.shadmehri@gu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۹/۵/۴؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۹/۶/۴)

چکیده

مطالعات نظری و شبیه‌سازی‌های عددی قرص‌های پیش سیاره‌ای حکایت از آن دارند که ناپایداری مغناطودورانی سازوکار اصلی برافزایش است. با این حال، شواهد اخیر رصدی نشان می‌دهند که در چنین سامانه‌هایی بادهای مغناطیده نیز حضور دارند. پرتاب چنین بادهایی به از دست دادن تکانه زاویه‌ای و آهنگ برافزایش جرم بیشتر می‌انجامد. شبیه‌سازی‌های عددی غیر آرمانی نیز نشان می‌دهند که بین ناپایداری مغناطودورانی و پرتاب باد مغناطیده همبستگی وجود دارد. در نتیجه مطالعه ساختار قرص‌های پیش سیاره‌ای در حضور باد مغناطیده از اهمیت بسزایی برخوردار است. جواب‌هایی کاملاً تحلیلی برای تحول زمانی یک قرص پیش سیاره‌ای در حضور باد مغناطیده ارائه می‌کنیم. مؤلفه‌های تانسور تنش برای تلاطم درون قرص و باد مغناطیده را بر اساس رابطه‌هایی مبتنی بر شبیه‌سازی‌های عددی به کار می‌گیریم. این مؤلفه‌ها بر حسب نسبت فشار گاز به فشار مغناطیده نوشته می‌شوند و در حالتی که میدان مغناطیسی قوی باشد، نقش باد مغناطیده در از دست دادن تکانه زاویه‌ای غالب است. نشان می‌دهیم که در مراحل آغازین تحول، کاهش جرم قرص چندان چشمگیر نیست. اما پس از سپری شدن زمانی مشخص، این فرایند کاهش جرم به شدت تقویت می‌شود. به نظر می‌رسد نقش باد مغناطیده در قرص‌های پیش سیاره‌ای که جوان نیستند اهمیت بیشتری دارد. همچنین نشان می‌دهیم این الگوی دو مرحله‌ای تحول قرص در حضور باد مغناطیده تقریباً از نحوه توزیع شعاعی دمای قرص مستقل است.

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

۱. مقدمه

و هم از نظر مدل‌سازی این سامانه‌ها بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند [۱ و ۲]. امروزه امکان ثبت و آشکارسازی برخی از جزئیات ساختاری قرص‌های پیش سیاره‌ای نظیر حلقه‌ها و شکاف‌ها نیز فراهم شده است. حتی می‌توان تا حدودی برخی از کمیت‌های ساختاری قرص، نظیر توزیع شعاعی دما و چگالی سطحی و یا سرعت شعاعی ماده را اندازه‌گیری کرد [۳]. البته هنوز هم نایقینی‌های متعددی وجود دارند؛ ولی داده‌های

به دنبال کشف سیارات فراخورشیدی، بسیاری از اخترشناسان در تلاشند سازوکارهای پیدایش سیارات را مطالعه کنند. به نظر می‌رسد زادگاه بیشتر این سیارات؛ قرص‌هایی متشکل از گاز و ذرات گرد و غبار باشند که پیرامون ستاره‌های جوان و یا در حال شکل‌گیری حضور دارند [۱]. به همین دلیل مطالعه "قرص‌های پیش سیاره‌ای" هم به لحاظ کسب داده‌های رصدی

دست می‌رود و برافزایش مشاهده شده زائیده این سازوکار است [۸]. این بر خلاف ناپایداری مغناطو دورانی است که باعث می‌شود تکانه زاویه‌ای قرص از ناحیه‌های درونی به قسمت‌های بیرونی‌تر منتقل شود. جالب اینجاست که شبیه‌سازی‌های عددی در حضور عوامل غیرآرمانی مغناطیده نیز نشان می‌دهند برافزایش ایجاد شده زائیده باد مغناطیده است و نه ناپایداری مغناطو دورانی [۸]. این یافته نظری در کنار برخی شواهد رصدی ایجاب می‌کنند که ساختار قرص‌های برافزایشی در حضور باد مغناطیده بیشتر مورد بررسی قرار گیرد. البته شبیه‌سازی تحول زمانی قرص در بازه زمانی طولانی به دلیل پیچیدگی‌های معادلات حاکم بر چنین سامانه‌هایی و محدودیت‌های محاسباتی تقریباً غیر ممکن است. از این رو مدل‌های مبتنی بر مدل استاندارد با استفاده از برخی رابطه‌های نتیجه شده از شبیه‌سازی‌های عددی محدود می‌تواند بسیار مفید باشند [۱۴-۱۶].

با این حال بیشتر مدل‌هایی که برای قرص‌های پیش‌سیاره‌ای ارائه شده‌اند مبتنی بر روش‌های عددی و یا نیمه‌تحلیلی هستند. البته در مرجع [۱۴] جواب‌هایی تحلیلی برای ساختار یک قرص با باد مغناطیده ارائه شده است. اما این جواب‌ها با تقریب قرص ایستا به دست آمدند. در مرجع [۱۵] ساختار قرص در حضور باد مغناطیده به طور عددی بررسی شد. آنها مدل استاندارد قرص برافزایشی را بر اساس یافته‌های شبیه‌سازی‌های عددی [۱۷] تعمیم دادند تا نقش باد مغناطیده در نظر گرفته شود. تا جایی که اطلاع داریم جواب کاملاً تحلیلی برای تحول قرص در حضور باد مغناطیده تاکنون ارائه نشده است.

در این مقاله، از مدل معرفی شده در مرجع [۱۵] استفاده می‌کنیم در حالت حدی که میدان مغناطیسی قوی است، جواب‌هایی کاملاً تحلیلی برای تحول زمانی یک قرص پیش‌سیاره‌ای در حضور باد مغناطیده به دست می‌آوریم. در بخش ۲ فرمول‌بندی مدل ارائه می‌شود. سپس جواب‌های تحلیلی در بخش ۳ به دست می‌آیند. در بخش ۴ خصوصیات این جواب‌ها مورد بررسی قرار می‌گیرند. در بخش ۵ به جمع‌بندی نتایج می‌پردازیم.

رصدی به تازگی سناریوهای جدیدی را در مورد ساختار قرص‌های پیش‌سیاره‌ای پیش می‌کشند [۴ و ۵]. به ویژه سازوکار مؤثر در برافزایش، موضوعی است که به تازگی به دنبال داده‌های رصدی از قرص‌های پیش‌سیاره‌ای بیشتر مورد توجه قرار گرفته است [۴-۶].

حدود سه دهه قبل ناپایداری مغناطو دورانی به عنوان سازوکار مؤثر در انتقال تکانه زاویه‌ای در قرص‌های برافزایشی مطرح شد که به برافزایش می‌انجامد [۷]. شبیه‌سازی‌های عددی نیز نشان می‌دهند که این ناپایداری به ویژه زمانی کارا است که محیط جزئی یونیده باشد. البته حتی در حضور عوامل غیر آرمانی مغناطیده نیز همچنان ناپایداری مغناطو دورانی می‌تواند فعال باشد هر چند ممکن است پدیده‌های دیگری نیز روی دهند [۸]. البته اگر جرم یک قرص سرد از مقدار مشخصی بیشتر باشد، سازوکارهای دیگری نظیر ناپایداری گرانشی می‌توانند فرایند غالب در ایجاد برافزایش باشند [۹ و ۱۰]. به نظر می‌رسد در ناحیه‌های بیرونی قرص‌های پیش‌سیاره‌ای شرایط برای تحریک ناپایداری گرانشی بیشتر فراهم است [۱۱ و ۱۲]؛ در حالی که در ناحیه‌های درونی قرص، ناپایداری مغناطو دورانی مؤثر است. این که کدام سازوکار عامل اصلی برافزایش در قرص‌های پیش‌سیاره‌ای است هنوز هم با قطعیت مشخص نیست، به ویژه آن که شواهد رصدی در این زمینه محدودند. در واقع تلاش بر این است تا مبتنی بر مدل‌های نظری، معیارهایی معرفی شوند که بر اساس آنها و شواهد رصدی موجود، بتوان سازوکار مؤثر در انتقال تکانه زاویه‌ای در قرص‌های پیش‌سیاره‌ای را تعیین کرد.

تعیین رصدی پارامتر ضریب وشکسانی و سرعت شعاعی ماده از جمله‌های معیارهایی هستند که تاکنون برای شناسایی عامل اصلی برافزایش در قرص‌های پیش‌سیاره‌ای مطرح شده‌اند [۴ و ۱۳]. در حال حاضر این مطالعات حکایت از آن دارند که ناپایداری مغناطو دورانی به تنهایی نمی‌تواند سازوکار مؤثر برافزایش در قرص‌های پیش‌سیاره‌ای باشد [۴، ۵ و ۸]. به نظر می‌رسد به ویژه در ناحیه‌های درونی قرص‌های برافزایشی، بخش عمده‌ای از تکانه زاویه‌ای قرص از طریق باد مغناطیده از

۲. فرمول‌بندی مدل

مدلی که در اینجا ارائه می‌کنیم مبتنی بر مدل استاندارد قرص‌های برافزایشی است با این تفاوت که رابطه‌های وشکسانی تلاطمی و تکانه زاویه‌ای که باد مغناطیده حمل می‌کند بر اساس شبیه‌سازی‌های عددی هستند. همان‌طور که پیش از این اشاره شد نظیر چنین مدلی در مرجع‌های [۱۴] و [۱۵] مورد بررسی قرار گرفت منتها در هیچ کدام از این مطالعات جواب تحلیلی وابسته به زمان برای تحول دینامیکی قرص ارائه نشده است. فرض می‌کنیم قرص نازک است و آهنگ دورانی آن حول ستاره مرکزی به جرم M به صورت کپلری باشد، یعنی $\Omega_K = \sqrt{GM/r^3}$. در این صورت معادله حاکم بر تحول چگالی سطحی Σ چنین به دست می‌آید:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{r}{r \Omega_K} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Sigma c_s^2 W_{r\phi}) + r^2 (\rho c_s^2)_{\text{mid}} W_{z\phi} \right) \right] - C_W (\rho c_s^2)_{\text{mid}}, \quad (1)$$

که c_s و ρ سرعت صوت و چگالی قرص هستند. همچنین، داریم $c_s = (k_B T / \mu m_H)^{1/2}$ ، که T و μ دما و میانگین وزن مولکولی هستند. به علاوه، k_B و m_H ثابت بولتزمن و جرم هیدروژن هستند. زیرنویس mid نیز بدان معناست که کمیت مورد نظر در صفحه میانی قرص سنجیده می‌شود. در این صورت از میانگین‌گیری در راستای عمودی قرص به دست می‌آوریم $\rho_{\text{mid}} = \rho / (\sqrt{\pi} H)$ ، که H ضخامت قرص است. بر اساس شرط تعادل هیدرواستاتیک در راستای عمودی قرص به دست می‌آوریم $H = \sqrt{r} c_s / \Omega_K$. جمله دوم سمت راست معادله فوق نیز بیانگر آهنگ از دست دادن جرم از طریق باد مغناطیده است. به دلیل نایقینی در میزان جرمی که از طریق باد مغناطیده از دست می‌رود، پارامتر C_W معرفی می‌شود که با تغییر آن می‌توان نقش آهنگ از دست دادن جرم را بررسی کرد.

در معادله (۱) پارامترهای $W_{z\phi}$ و $W_{r\phi}$ عبارتند از تنش برافزایش و شار تکانه زاویه‌ای که باد حمل می‌کند. البته هر دو این کمیت‌ها به‌نچار شده‌اند. به کمک شبیه‌سازی‌های عددی

می‌توان این دو کمیت مهم را بر حسب نسبت فشار مغناطیسی و فشار گاز نوشت [۱۵]:

$$\log W_{r\phi} = -2/2 + 0/5 \tan^{-1} \left(\frac{4/4 - \log \beta_s}{0/5} \right), \quad (2)$$

$$\log \left(\frac{W_{z\phi}}{r} \right) = 1/25 - \log \beta_s, \quad (3)$$

که در اینجا β_s نسبت فشار گاز به فشار مغناطیسی است، یعنی $\beta_s = 1 P_{\text{mid}} / B_z^2$. در این رابطه، داریم $P_{\text{mid}} = \rho_{\text{mid}} c_s^2$ و B_z مؤلفه عمودی میدان مغناطیسی است. بر اساس شبیه‌سازی‌های عددی، معادله‌های (۲) و (۳) در بازه $10^0 \leq \beta_s \leq 10^3$ ابرقرارند. بدیهی است هر چه پارامتر β_s کمتر باشد، میدان مغناطیسی و در نتیجه باد مغناطیده قوی‌تر است.

با استفاده از معادله‌های (۲) و (۳) می‌توان معادله (۱) را به طور عددی حل کرد و تحول قرص را در حضور باد مغناطیده و به ازای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی بررسی کرد. این البته همان کاری است که دقیقاً در مرجع [۱۵] انجام شده است. ولی همان‌طور که پیش از این اشاره شد تاکنون معادله (۱) به طور تحلیلی حل نشده است. در واقع با توجه به دشواری‌های حل عددی، چنانچه بتوان برای معادله تحول قرص جوابی تحلیلی به دست آورد، چنین جوابی می‌تواند بسیار مفید باشد. البته توجه داریم که در معادله (۱) سرعت صوت هم حضور دارد که باید معادله انرژی را هم در نظر بگیریم تا بتوان به طور خود سازگار معادله را حل کرد. اما شواهد رصدی در مورد قرص‌های پیش‌سیاره‌ای نشان می‌دهند که توزیع دما در چنین قرص‌هایی با تقریب خوبی از یک رابطه توانی پیروی می‌کنند، یعنی $T = T_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-q}$ ، که داریم $T_0 = 300 \text{ K}$ و $r_0 = 1 \text{ au}$. بر طبق مشاهدات رصدی بازه تغییرات دما چنین است: $0 < q \leq 1$ ، البته $q = 1/2$ را به عنوان مقدار استاندارد در نظر می‌گیریم.

برای حل معادله (۱) بهتر است آن را به صورت بدون بعد تبدیل کنیم. برای این کار متغیرهای بدون بعد زیر را تعریف می‌کنیم:

$$y = \frac{\Sigma}{\Sigma_0}, x = \frac{r}{r_0}, \tau = \frac{t}{t_0}, \quad (4)$$

آهنگ از دست دادن جرم از طریق باد هم بیشتر خواهد بود. بر این اساس، فرض می‌شود که همواره یک رابطه خطی بین ξ_z و ξ_W وجود دارد؛ یعنی $\xi_W = \psi \xi_z$ که ψ پارامتر ورودی مدل است.

جواب عمومی معادله (۶) به ازای $q \neq 1$ به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$y(x, \tau) = x^{(q-r)/r} \exp\left[-\frac{r\psi}{q-1} x^r\right] F(u), \quad (7)$$

که داریم:

$$u = \tau + \frac{r}{\xi_z(q+r)} x^{(q+r)/r}, \quad (8)$$

و $F(u)$ یک تابع دلخواه است. البته در اینجا می‌توانیم این تابع را به کمک توزیع اولیه چگالی $y(x, \tau=0)$ به دست آوریم. در نتیجه داریم:

$$F(u) = \left[\frac{\xi_z(r+q)}{r} \right]^{r+q} u^{r+q} \exp\left\{ \frac{r\psi}{q-1} \left[\frac{\xi_z(q+r)}{r} \right]^{q+r} u^{q+r} \right\} y(x, 0), \quad (9)$$

که در لحظه $\tau=0$ رابطه بین x و u چنین است:

$$x = \left[\frac{\xi_z(q+r)}{r} \right]^{r+q} u^{r+q}. \quad (10)$$

حال با قرار دادن معادله (۹) در معادله (۷)، تحول چگالی قرص چنین می‌شود

$$y(x, \tau) = \left[\frac{\xi_z(r+q)}{r} \right]^{r+q} x^{q-r} \exp\left(\frac{-r\psi}{q-1} x^r + \Gamma\right) \left(\tau + \frac{r}{\xi_z(q+r)} x^r \right)^{r+q} y(\Theta, 0), \quad (11)$$

که متغیرهای Γ و Θ به صورت زیر معرفی می‌شوند:

$$\Gamma = \frac{r\psi}{q-1} \left[\frac{\xi_z(r+q)}{r} \right]^{q+r} \left(\tau + \frac{r}{\xi_z(q+r)} x^r \right)^{q+r}, \quad (12)$$

$$\Theta = \left[\frac{\xi_z(r+q)}{r} \right]^{r+q} \left(\tau + \frac{r}{\xi_z(q+r)} x^r \right)^{r+q}. \quad (13)$$

که در اینجا داریم $t_0 = \Omega_0^{-1}$ ، $\Sigma_0 = 170 \text{ g cm}^{-2}$ و $\Omega_0 = (GM_\odot / r_0^3)^{1/2} = 2 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ در نتیجه، معادله (۱) می‌شود

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left[\sqrt{x} \frac{\partial}{\partial x} (\xi_r x^{r-q} y) + \xi_z x^{(r-q)/r} y \right] - \xi_W x^{-r/r} y, \quad (5)$$

که کمیت‌های بدون بعد ξ_r ، ξ_z و ξ_W عبارتند از:

$$\xi_r = (M / M_\odot)^{-1/r} (H_\odot / r_\odot)^r W_{r\phi}$$

$$\xi_z = \pi^{-1/r} (H_\odot / r_\odot) W_{z\phi}$$

$$\xi_W = (2\pi)^{-1/r} (M / M_\odot)^{1/r} C_W$$

اکنون با اعمال شرایط مرزی و اولیه مناسب می‌توان معادله (۵) را به طور عددی حل کرد. با تغییر پارامتر β شدت باد مغناطیسه پرتاب شده قابل کنترل است؛ اما همان طور که پیش از این اشاره شد بر اساس شواهد رصدی، بخش‌های درونی قرص‌های پیش‌سیاره‌ای تحت غلبه باد مغناطیسه‌اند. در بخش بعدی جواب‌های تحلیلی معادله را بررسی می‌کنیم.

۳. جواب‌های تحلیلی

با محاسبه پارامترهای ξ_r و ξ_z به ازای مقادیر مختلف پارامتر β ، دیده می‌شود که همواره داریم $\xi_z > \xi_r$. به ویژه در حالت باد قوی، داریم $\xi_z \gg \xi_r$. این بدان معناست که بخش عمده تکانه زاویه‌ای قرص، به جای این که، به دلیل ناپایداری مغناطی دورانی، باز توزیع شود از طریق باد مغناطیسه از سامانه خارج می‌شود. از این‌رو برافزایش ایجاد شده زائیده پرتاب باد مغناطیسه است. تحت چنین شرایطی می‌توان با تقریب خوبی از جمله تنش تلاطمی صرف‌نظر کرد و معادله (۵) به صورت زیر ساده می‌شود:

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left[\xi_z x^{(r-q)/r} y \right] - \xi_W x^{-r/r} y, \quad (6)$$

که این معادله دیفرانسیل مشتقات جزئی را می‌توان به طور تحلیلی حل کرد. البته توجه داریم که اگر چه کمیت ξ_z بر حسب نسبت فشار گاز به فشار مغناطیسه نوشته می‌شود، هنوز کمیت بدون بعد آهنگ کاهش جرم را مقید نکرده‌ایم. در مرجع [۱۵] فرض می‌شود هر چه شدت باد مغناطیسه بیشتر باشد،

در بخش بعد رفتار جواب‌های تحلیلی به دست آمده را بررسی می‌کنیم.

۴. بررسی خصوصیات جواب‌های تحلیلی

همان‌طور که پیش از این اشاره شد جواب‌های تحلیلی (۱۴) و (۱۹) برای نخستین بار ارائه می‌شوند و می‌توانند تحول دینامیکی یک قرص برافزایشی در حضور باد مغناطیده را توصیف کنند. اگر چه این جواب‌ها را می‌توان برای گستره وسیعی از انواع قرص‌های برافزایشی به کار برد، در اینجا از این جواب‌های تحلیلی برای توصیف قرص‌های پیش‌سیاره‌ای استفاده می‌کنیم. توجه داریم که این جواب‌ها برای حالتی اعتبار دارند که سامانه برافزایشی تحت غلبه باد مغناطیده باشد؛ یعنی عامل اصلی برافزایش، پرتاب باد مغناطیده باشد. بدیهی است هر چه شدت میدان مغناطیسی بیشتر باشد، نقش دینامیکی باد مغناطیده بیشتر خواهد بود.

در اینجا وضعیتی حدی را در نظر می‌گیریم که برافزایش فقط ناشی از باد مغناطیده باشد؛ یعنی حالت باد قوی. چنین حالتی متناظر است با $\beta_0 = 10^3$ و به سادگی می‌توان نشان داد که در این صورت داریم $\xi_z \ll \xi_r$. همچنین در غیاب اطلاعات کافی درباره آهنگ از دست دادن جرم، پارامتر کاهش جرم را قرار می‌دهیم $\psi = 0.001$.

همچنین برای تعیین ضریب A در رابطه توزیع اولیه چگالی از جرم اولیه قرص استفاده می‌کنیم. جرم قرص از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$M_d = \int_{r_{in}}^{r_{out}} 2\pi r \Sigma dr, \quad (20)$$

که r_{in} و r_{out} به ترتیب عبارتند از شعاع‌های درونی و بیرونی قرص. در این تحقیق فرض می‌کنیم $r_{in} = 0.001 \text{ au}$ و $r_{out} = 100 \text{ au}$. اگر جرم اولیه قرص را با M_{d0} نشان دهیم، ضریب A به ازای $n=2$ چنین به دست می‌آید:

$$A = \frac{1}{\ln\left(\frac{x_{out}}{x_{in}}\right)} \left(\frac{M_{d0}}{2\pi r_0^2 \Sigma_0} \right) \approx 0.172, \quad (21)$$

با مشخص کردن توزیع اولیه چگالی، معادله (۱۱) تحول چگالی قرص را به دست می‌دهد. حال ساده‌ترین وضعیت را در نظر می‌گیریم؛ یعنی فرض می‌کنیم که توزیع اولیه چگالی به صورت توانی باشد: $y(x, \tau=0) = Ax^{-n}$ ، که نمای n و ثابت A پارامترهای ورودی هستند. در این صورت معادله (۱۱) به معادله زیر ساده می‌شود:

$$y(x, \tau) = x^{-\frac{r\psi+1}{r}} F(u), \quad (14)$$

$$y(x, \tau) = A \left[\frac{\xi_z (r+q)}{r} \right]^{\frac{r-q-2n}{r+q}} x^{-\frac{q-r}{r}}$$

$$\exp\left(\frac{-r\psi}{q-1} x^{\frac{q-1}{r}} + \Gamma \right) \left(\tau + \frac{r}{\xi_z (q+r)} x^{\frac{q+r}{r}} \right)^{\frac{r-q-2n}{r+q}}.$$

اما معادله (۱۴) به ازای $q=1$ برقرار نیست و واگرا می‌شود. به ازای $q=1$ ، جواب معادله (۶) چنین به دست می‌آید:

$$y(x, \tau) = x^{-\frac{r\psi+1}{r}} F(u), \quad (15)$$

که $u = \tau + (r/3\xi_z)x^{3/r}$ همانند حالت قبل با معلوم بودن توزیع چگالی اولیه، به دست می‌آوریم:

$$F(u) = \left(\frac{r\xi_z}{r} \right)^{\frac{r\psi+1}{r}} u^{-\frac{r\psi+1}{r}} y(x, 0), \quad (16)$$

که در لحظه $\tau=0$ رابطه بین x و u چنین است:

$$x = \left(\frac{r\xi_z}{r} \right)^{\frac{r}{3}} u^{\frac{r}{3}}. \quad (17)$$

در نتیجه، تحول زمانی چگالی می‌شود:

$$y(x, \tau) = \left(\frac{r\xi_z}{r} \right)^{\frac{r\psi+1}{r}} x^{-\frac{r\psi+1}{r}} \left(\tau + \frac{r}{3\xi_z} x^{\frac{r}{3}} \right)^{\frac{r\psi+1}{r}}$$

$$y \left(\left(\frac{r\xi_z}{r} \right)^{\frac{r}{3}} \left(\tau + \frac{r}{3\xi_z} x^{\frac{r}{3}} \right)^{\frac{r}{3}} \right), \quad (18)$$

حال اگر توزیع اولیه چگالی را همانند حالت قبل به صورت توانی در نظر بگیریم، یعنی $y(x, 0) = Ax^{-n}$ تحول چگالی قرص می‌شود:

$$y(x, \tau) = A \left(\frac{r\xi_z}{r} \right)^{\frac{r\psi-2n+1}{r}} x^{-\frac{r\psi+1}{r}} \left(\tau + \frac{r}{3\xi_z} x^{\frac{r}{3}} \right)^{\frac{r\psi-2n+1}{r}}. \quad (19)$$

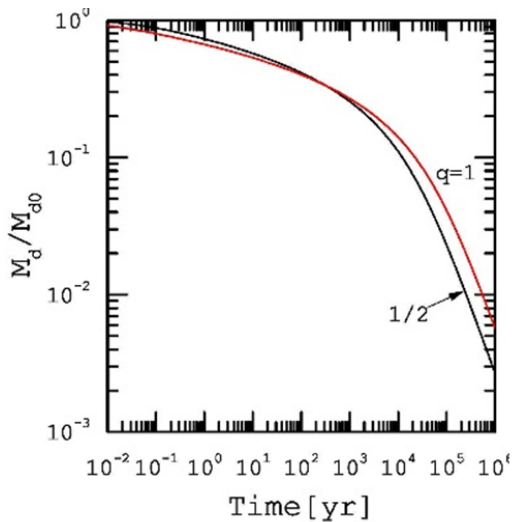
جواب‌های نمایش داده شده در شکل ۱، تقریباً به کار رفته درست بوده است. این الگوی کاهش چگالی سطحی که با نواحی درونی آغاز می‌شود و به تدریج به ناحیه‌های بیرونی می‌رسد در حل عددی معادله (۵) در مرجع [۱۴] نیز دیده شده است. اما نکته اینجاست که جواب‌های ما تحلیلی هستند و می‌توانند به خوبی همین رفتار را نشان دهند. ضمناً توجه داریم که این رفتار مستقل از نحوه توزیع دما در قرص است؛ یعنی صرف‌نظر از مقدار انتخاب شده برای نمای توزیع دما، حضور باد مغناطیسه منجر به کاهش مؤثر چگالی سطحی در ناحیه درونی قرص می‌شود.

حال به بررسی تحول زمانی جرم کل قرص می‌پردازیم. شکل ۲ تحول زمانی جرم کل قرص را به ازای پارامترهای ورودی انتخاب شده در شکل ۱ نمایش می‌دهد. همانند قبل، منحنی‌های توپر و خط‌چین، به ترتیب، متناظرند با نمای دمای ۰/۵ و ۱. شکل ۲ نشان می‌دهد که با گذشت زمان، جرم قرص مطابق انتظار به تدریج کاهش می‌یابد. البته این کاهش جرم با شیب یکسانی نیست. سیر تحول جرم قرص را تقریباً می‌توان به دو مرحله تقسیم کرد. همان‌طور که دیده می‌شود در زمان‌های اولیه، فرایند کاهش جرم با شیب نسبتاً ملایمی روی می‌دهد؛ اما از یک زمان مشخص به بعد، این کاهش جرم با شیب بسیار تندتری ادامه می‌یابد. چنین رفتاری بدان معناست که قرص‌های پیش‌سیاره‌ای جوان، کاهش جرم چندانی به دلیل باد مغناطیسه ندارند؛ اما قرص‌های پیش‌سیاره‌ای که مسن‌ترند، به نحو قابل ملاحظه‌ای از طریق باد مغناطیسه جرم از دست می‌دهند.

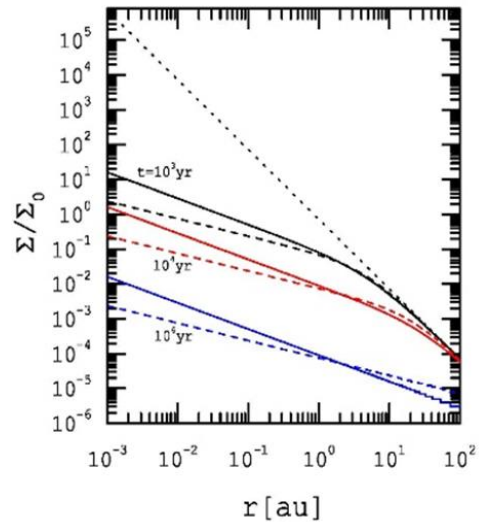
می‌توانیم عمر یک قرص را مدت زمانی تعریف کنیم که طول می‌کشد تا جرم قرص به کسر مشخصی از جرم اولیه‌اش، مثلاً یک درصد جرم اولیه، کاهش یابد. توجه داریم که در غیاب فرایند از دست دادن جرم از طریق باد مغناطیسه، جرم قرص صرفاً به دلیل برافزایش به روی ستاره مرکزی کاهش می‌یابد. اما در مدلی که اینجا ارائه کردیم، از دست دادن جرم از طریق باد مغناطیسه نیز مجاز است. در نتیجه، کاهش جرمی که جواب‌های ما نشان می‌دهند ناشی از برافزایش به روی ستاره مرکزی و از دست دادن جرم از طریق باد مغناطیسه است. البته خود باد

که جرم اولیه قرص را برابر با ۰/۱ جرم خورشیدی در نظر گرفتیم.

شکل ۱ توزیع چگالی سطحی قرص در زمان‌های مختلف را نشان می‌دهد. پارامترهای ورودی عبارتند از $\beta_0 = 10^3$ و $M_{d0} = 0.1 M_{\odot}$. برای مقایسه دو مقدار مختلف، نمای دما در نظر گرفته شده است؛ یعنی $q = \frac{1}{r}$ (منحنی توپر) و $q = 1$ (منحنی خط‌چین). همچنین توزیع اولیه چگالی سطحی با منحنی نقطه‌چین نمایش داده شده است. هر منحنی با زمان متناظر سپری شده نشانه‌گذاری شده است. همان‌طور که انتظار می‌رود با گذشت زمان چگالی سطحی قرص کاهش می‌یابد، اما این کاهش از ناحیه درونی قرص آغاز می‌شود و به تدریج به قسمت‌های بیرونی قرص سرایت می‌کند. در نتیجه چنانچه شعاع قرص را بر اساس یک مقدار چگالی آستانه تعریف کنیم، به نظر می‌رسد با گذشت زمان اندازه قرص تغییر چندانی نخواهد داشت؛ زیرا همان‌طور که این شکل نشان می‌دهد چگالی ناحیه بیرونی قرص در حضور باد مغناطیسه تغییر چندانی ندارد مگر در زمان‌های طولانی. البته این رفتار قابل پیش‌بینی بود. پیش از این اشاره شد که وضعیت تحت غلبه باد مغناطیسه را در نظر می‌گیریم. در این شرایط وشکسانی تلاطمی که به تغییر نحوه توزیع تکانه زاویه‌ای می‌انجامد در مقایسه با آهنگ از دست دادن تکانه زاویه‌ای به دلیل باد مغناطیسه ناچیز است. در نتیجه، شعاع قرص بدون تغییر باقی می‌ماند. به همین دلیل است که الگوی کاهش چگالی سطحی در شکل ۱ از قسمت درونی آغاز می‌شود. نکته جالب اینجاست که در حضور باد مغناطیسه، نمی‌توان تابع توزیع چگالی سطحی را به صورت یک تابع توانی از شعاع در نظر گرفت؛ مگر در زمان‌های طولانی. همان‌طور که شکل ۱ نشان می‌دهد هر چه زمان بیشتر سپری می‌شود، شیب توزیع چگالی سطحی کمتر می‌شود؛ به ویژه در ناحیه درونی. با افزایش نمای توزیع دمای q ، کاهش دما در ناحیه درونی بیشتر است. همچنین بر اساس جواب‌های تحلیلی ارائه شده در این مقاله و برای راست‌آزمایی تقریب تحت غلبه باد مغناطیسه، آهنگ برافزایش ناشی از وشکسانی تلاطمی و باد مغناطیسه را مقایسه کردیم و دریافتیم که برای



شکل ۲. تحول زمانی جرم قرص برای توزیع دمای مختلف، یعنی $q = \frac{1}{2}$ (منحنی مشکی) و $q = 1$ (منحنی قرمز). البته هر منحنی با مقدار متناظر نما دما نیز نشانه‌گذاری شده است و بقیه پارامترهای ورودی همانند شکل ۱ هستند.



شکل ۱. تحول زمانی چگالی سطحی قرص در حضور باد مغناطیده نمایش داده می‌شود. پارامترهای ورودی عبارتند از $\beta_0 = 10^3$ و $M_{d0} = 0.01 M_\odot$. منحنی نقطه‌چین، نمایه اولیه چگالی را نمایش می‌دهد. نما توزیع دما چنین است: $q = \frac{1}{2}$ (منحنی تو پر) و $q = 1$ (منحنی خط‌چین). هر منحنی با زمان سپری شده متناظر نشانه‌گذاری شده است.

قرص پیش سیاره‌ای به دلیل حضور باد مغناطیده در مراحل ابتدایی تحول نیست.

۵. جمع‌بندی و نتیجه‌گیری

در این تحقیق، با دنبال کردن فرض‌های اصلی مدل استاندارد قرص‌های برافزایشی، جواب‌های کاملاً تحلیلی برای تحول قرص به دست آوردیم. این جواب‌ها زمانی برقرارند که برافزایش عمدتاً ناشی از پرتاب باد مغناطیده باشد. با توجه به شبیه‌سازی‌های اخیر [۱۷] و همچنین داده‌های رصدی [۴] از قرص‌های پیش سیاره‌ای، به نظر می‌رسد وقتی میدان مغناطیسی نسبتاً قوی است، برافزایش عمدتاً ناشی از پرتاب باد مغناطیده خواهد بود. جواب‌های تحلیلی ما نشان می‌دهند تحول قرص در حضور باد مغناطیده در دو مرحله ادامه می‌یابد. در مراحل آغازین تحول، تغییرات جرم قرص چندان زیاد نیست؛ اما بعد از گذشت زمانی مشخص، جرم قرص به شدت کاهش می‌یابد. این بدان معناست که فرایند از دست دادن جرم ناشی از فعالیت

مغناطیده به دلیل نقشی که در کاهش تکانه زاویه‌ای قرص دارد باعث برافزایش بیشتر به روی جسم مرکزی می‌شود. شکل ۲ نشان می‌دهد که در مراحل آغازین تحول قرص، کاهش جرم چندان به نحوه توزیع دما که با نما دما توصیف می‌شود، وابسته نیست. اما هر چه زمان بیشتر سپری می‌شود، کاهش جرم قرص بیشتر تحت تأثیر نحوه توزیع دما خواهد بود. به علاوه، هر چه شیب شعاعی توزیع دما کمتر باشد، جرم قرص سریع‌تر کاهش می‌یابد. برای مثال، عمر قرص به ازای نماهای دما 0.5 و 1 ، به ترتیب، حدود 200 و 500 هزار سال به دست می‌آید. البته توجه داریم که این مقادیر از عمر قرص‌های پیش سیاره‌ای کمتر است. دلیلش این است که مدل ارائه شده در اینجا تحت غلبه باد مغناطیده است و این باعث می‌شود قرص سریع‌تر جرم از دست دهد. اما این که آیا قرص‌های پیش سیاره‌ای در کل مدت عمرشان تحت غلبه باد مغناطیده هستند یا نه، هنوز به درستی معلوم نیست. اما شکل ۲ نشان می‌دهد که عمده کاهش جرم

مهاجرت کند. برای مطالعه مهاجرت سیارات جوان در قرص‌های پیش‌سیاره‌ای، ضروری است ساختار دینامیکی قرص مورد توجه قرار گیرد. اما بیشتر مطالعات در این زمینه یا از مدل ایستای قرص برافزایشی استفاده می‌کنند و یا مدل‌های تحول قرص مبتنی بر محاسبات عددی را مورد استفاده قرار می‌دهند. اما با توجه به این جواب‌های تحول زمانی ارائه شده در این مقاله کاملاً تحلیلی هستند به راحتی می‌توان از آنها در مطالعات مهاجرت سیارات جوان استفاده کرد، همچنین می‌توان بررسی کرد باد مغناطیده تا چه بر مهاجرت سیارات جوان تأثیر دارد.

باد مغناطیده، به ویژه، در مراحل پایانی تحول قرص نقش تعیین کننده‌ای دارد. نشان دادیم که این الگوی دو مرحله‌ای تحول قرص مستقل از نحوه توزیع شعاعی دماست.

اگر چه جواب‌های تحلیلی ارائه شده را برای قرص‌های پیش‌سیاره‌ای به کار بردیم، از این جواب‌های می‌توان در سایر سامانه‌های برافزایشی استفاده کرد که باد مغناطیده نقش غالب را دارد. همچنین از این جواب‌ها می‌توان در سایر مطالعات مربوط به قرص‌های پیش‌سیاره‌ای استفاده کرد. برای مثال، سیارات جوان با گاز قرص پیش‌سیاره‌ای برهم‌کنش گرانشی دارد. این برهم‌کنش باعث می‌شود سیاره از مدار اولیه‌اش خارج شود و

مراجع

1. P J Armitage, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **49** (2011) 195.
2. J Frank, A King, and D Raine, "Accretion Power in Astrophysics" Cambridge University Press (2002).
3. M Ansdell, J P Williams, C F Manara, A Miotello, S Facchini et al., *AJ*. **153** (2017) 240.
4. L Wang and J J Goodman, *ApJ*. **835** (2017) 59.
5. J R Najita and E A Bergin, *ApJ*. **864** (2018) 168.
6. K M Kratter, G Lodato, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **54** (2016) 271
7. S A Balbus and J F Hawley, *ApJ*. **376** (1991) 214.
8. X. N Bai and J M Stone, *ApJ*. **769** (2013) 76.
9. W K M Rice, P J Armitage, M R Bate, I A Bonnell, *MNRAS* **339** (2003) 1025.
10. W K M Rice, G Lodato, P J Armitage, *MNRAS* **364** (2005) L56.
11. R R Rafikov, *ApJ*. **704** (2009) 281.
12. R R Rafikov, *ApJ*. **804** (2015) 62.
13. R R Rafikov, *ApJ*. **837** (2017) 163.
14. M Shadmehri, S M Ghoreyshi, *MNRAS*, **488** 20194623
15. F Khajenabi, M Shadmehri, M E Pessah, R G Martin, *MNRAS* **475** (2018) 5059
16. T K Suzuki, T Muto, S I Inutsuka, *ApJ*. **718** (2010) 1289.
17. J B Simon, X N Bai, P J Armitage, J M Stone, K Beckwith, *ApJ* **775** (2013) 73..