

ghanbari@um.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۸۹/۴/۶؛ پذیرش: ۱۳۸۹/۷/۱۵)

$\beta$

اصلی در ساختار قرص، و شکسانی و خود گرانشی هستند که نقش عمده‌ای در انتقال تکانه زاویه‌ای در قرص‌های گازی شکل دارند. اگر جرم قرص در مقایسه با جرم ستاره مرکزی قابل صرف نظر کردن نباشد خودگرانش اهمیت پیدا می‌کند. یکی از عوامل اصلی در توصیف نظری قرص‌های برافزایشی و شکسانی در قرص‌هاست. به دلیل ساختار تحولی قرص‌های برافزایشی انتخاب بهترین الگو و شکسانی بسیار اهمیت دارد. الگوی  $\alpha$  اولین بارتوسط شاکورا و سانیوف معرفی شد [۲]. تحول زمانی قرص‌های برافزایشی خودگرانشی با الگوی  $\alpha$  مطالعه شده است [۳]. اخیراً دانش

قرص‌های برافزایشی، سیستم‌های شناخته شده‌ای هستند که در اطراف بسیاری از اجرام اختر فیزیکی مانند هسته‌های فعال کهکشانی، ستارگان دوتایی و اجرام ستاره‌ای جوان مشاهده می‌شوند. بیش از نیمی از ستارگان رشته اصلی توسط قرص‌های گازی و گرد و غباری احاطه شده‌اند. قرص‌های برافزایشی اطراف ستارگان رشته اصلی می‌توانند منشأ تولید سیستم‌های سیاره‌ای باشند. ساختار چنین قرص‌هایی از طریق حل‌های خود مشابهی با فرض حالت ناپایدار مطالعه شده است [۱]. به نظر می‌رسد که عوامل

و همکاران الگوی  $\beta$  را به عنوان و شکسانی قرص‌ها معرفی کردند که این الگو برای قرص‌های خود گرانشی و غیر خودگرانشی رفتار متفاوتی نشان می‌دهد [۴]، در حالی که در حد غیر خودگرانشی با الگوی آلفا هم ارز خواهد بود. این الگو در قرص‌های برافزایشی خودگرانشی به طور متفاوتی عمل می‌کند، عباسی و همکاران الگوی  $\beta$  را برای قرص‌های برافزایشی پیش ستاره‌ای خودگرانشی با روش خودمشابهی به کار بردند [۵]. آنها نشان دادند که تفاوت در دو الگوی  $\alpha$  و  $\beta$  در حد خودگرانشی در دینامیک قرص موثر خواهد بود. شواهد رصدی نشان می‌دهد که در قرص‌های برافزایشی میدان مغناطیسی وجود دارد و دینامیک قرص را تحت تأثیر خود قرار می‌دهد. مثل وقوع ناپایداری، که این ناپایداری در قرص می‌تواند باعث انتقال تکانه زاویه‌ای شود [۶]. اگرچه انتظار می‌رود که در بسیاری از نمونه‌های اختر فیزیکی مانند قرص‌های پیش ستاره‌ای سطح یونیدگی که منشأ ایجاد میدان مغناطیسی در قرص است پایین باشد، اما می‌توان اثر این عامل را در فواصل نزدیکتر به قرص مورد مطالعه قرار داد.

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \sigma v_r) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi^2}{r} - \frac{B_\varphi}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (r v_\varphi) + v_r \frac{\partial}{\partial r} (r v_\varphi) = \frac{1}{r \sigma} \frac{\partial}{\partial r} (v \sigma r^3 \frac{\partial \Omega}{\partial r}). \quad (3)$$

که  $v_\varphi, v_r, p, \rho$  به ترتیب چگالی، فشار، سرعت شعاعی و سرعت سمتی قرص گازی هستند و  $\varphi$  پتانسیل گرانشی قرص گازی در داخل شعاع  $r$  است. فرض می‌کنیم رابطه بین فشار و چگالی گاز به صورت زیر باشد:

$$p = K \rho^\gamma, \quad (4)$$

که  $\gamma$  و  $K$  دو ثابت هستند. ضریب پلی تروپ  $\gamma$  رابطه بی دررو فشار-چگالی را توصیف می‌کند. حد عمودی قرص در هر شعاعی با  $h$  داده شده است که نیم پهنای قرص خواهد بود:

$$h = \frac{c_s}{\frac{1}{2\pi G \rho}} = \frac{c_s^2}{(4\pi G \rho)^2}, \quad (5)$$

و در نهایت از آنجا که میدان مغناطیسی را چنبره‌ای در نظر گرفتیم؛ با استفاده از معادلات MHD معادله القا به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (v_r B_\varphi) = 0. \quad (6)$$

برای حل معادلات (۱-۳ و ۶) به کمک الگوی خودمشابهی، آنها را بدون بعد می‌کنیم. در این روش از کمیت بدون بعد  $\xi$  شامل شعاع  $r$  و زمان  $t$  استفاده می‌شود که در این ترکیب  $G$  و  $K$  (ثابت گرانشی)، ثابت هستند:

$$\xi = K^{-\frac{1}{2}} G^{-\frac{\gamma-1}{2}} r t^{\gamma-2}. \quad (7)$$

این کمیت پارامترهای بدون بعد را تعیین می‌کند [۳]. در این کار  $t > 0$  و مبدا زمان  $t = 0$  مطابق با تشکیل هسته در نظر گرفته می‌شود. بنابراین داریم:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} + (\gamma-2) \frac{\xi}{t} \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad (8)$$

حل‌های خودمشابه کاربرد زیادی در معادلات حاکم بر سیستم‌های اختر فیزیکی دارند. حل‌های خودمشابه در قرص‌های برافزایشی اعمال شده است [۷]. مانیز در این مقاله از روش خود مشابه برای قرص‌های برافزایشی استفاده کرده‌ایم. بیشتر شبیه‌سازی‌ها در قرص‌های برافزایشی نشان می‌دهد که مؤلفه چنبره‌ای برای میدان مغناطیسی قرص‌ها در نظر گرفته می‌شود و از آنجا که معمول است به دلیل چرخش قرص و برای سادگی از این مؤلفه میدان مغناطیسی استفاده شود، می‌توان گفت به کار گرفتن مؤلفه چنبره‌ای میدان مغناطیسی انتخاب درستی در فیزیک قرص‌های برافزایشی خواهد بود. در اینجا فرض کرده‌ایم قرص خودگرانشی، پلی تروپ با شکسانی  $\beta$ ، در حضور میدان مغناطیسی چنبره‌ای است. در این مقاله اثر میدان را در ساختار دینامیکی قرص بررسی کرده‌ایم و نتایج حاصل را با نوع بدون حضور میدان مقایسه کرده‌ایم [۵].

از آنجا که معادلات بنیادی حاکم بر سیستم شامل بخش‌های وابسته به زمان و مکان است، می‌توانیم با به کارگیری حل‌های خودمشابهی بعد زمان را در این معادلات خارج کرده و بعد مکان را بر حسب متغیر خودمشابهی بازنویسی کنیم. در نتیجه با استفاده از معادلات (۷ و ۸ و ۹) معادلات بنیادی (۱ و ۲ و ۳ و ۶) به صورت زیر در می‌آیند:

$$\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} (\xi \Sigma u) = (3\gamma - 4) \Sigma, \quad (22)$$

$$u \frac{du}{d\xi} = -\frac{c_1^2}{\Sigma} \frac{d\Sigma}{d\xi} - \frac{M}{\xi^2} + \frac{J^2}{\xi^2} + (2\gamma - 3)u + (2 - \gamma)(\gamma - 1)\xi \quad (23)$$

$$-\frac{B(\xi)}{2} \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi B(\xi)) \Sigma^\gamma \xi,$$

$$u \frac{dJ}{d\xi} = \frac{1}{\Sigma \psi} \frac{d}{d\xi} (\beta \xi^{2\gamma} \Sigma J \frac{d}{d\xi} (\frac{J}{\xi^2})) + (2\gamma - 3)J, \quad (24)$$

$$B \left( \frac{\partial u}{\partial \xi} + (2 - 2\gamma)u \right) = -\frac{\partial B}{\partial \xi} u, \quad (25)$$

که  $u$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$u = V_r - (2 - \gamma)\xi. \quad (26)$$

حال باید با استفاده از روش‌های عددی به حل این دسته از معادلات بپردازیم.

از آنجا که حل این دسته از معادلات بدون در نظر گرفتن هیچ تقریبی مشکل و پیچیده خواهد بود، مرسوم است در قرص‌های برافزایشی از تقریبی به نام حد برافزایش آهسته استفاده شود. با این تقریب، می‌توان گفت برافزایش قرص بسیار آرام صورت می‌گیرد، در این صورت می‌توان از سرعت شعاعی در مقایسه با سرعت چرخشی صرف نظر کرد. در معادله (۲۴) جمله مربوط به میدان مغناطیسی را می‌توان به دو جمله تفکیک کرد که یک جمله آن شیب فشار مغناطیسی و جمله دیگر تنش مغناطیسی خواهد بود.

در این حد در معادله (۲۴) جمله گرانش و نیروی خروج

$$\frac{\partial}{\partial r} = K^{\frac{-1}{2}} G^{\frac{\gamma-1}{2}} t^{\gamma-2} \frac{\partial}{\partial \xi}. \quad (9)$$

برای تغییر متغیرها به شکل بدون بعد از  $K$  و  $G$  استفاده می‌کنیم به این دلیل که ما به کلیه بخش‌های وابسته به زمان در شکل معادلات خود مشابهی نیاز داریم. دیگر کمیت‌های فیزیکی (توابع وابسته به  $t$  و  $r$ ) به کمیت‌های خودمشابهی به صورت زیر تبدیل می‌شوند:

$$v_r(t, r) = K^{\frac{1}{2}} G^{\frac{1-\gamma}{2}} t^{1-\gamma} V_r(\xi), \quad (10)$$

$$v_\phi(t, r) = K^{\frac{1}{2}} G^{\frac{1-\gamma}{2}} t^{1-\gamma} V_\phi(\xi), \quad (11)$$

$$j(t, r) = K G^{1-\gamma} t^{2-2\gamma} J(\xi), \quad (12)$$

$$\sigma(t, r) = (2\pi)^{-1} K^{\frac{1}{2}} G^{\frac{-(1+\gamma)}{2}} t^{-\gamma} \Sigma(\xi), \quad (13)$$

$$\rho(t, r) = (4\pi\gamma)^\gamma G^{-1} t^{-2} \Sigma^\gamma(\xi), \quad (14)$$

$$P(t, r) = (4\pi\gamma)^{-1} K G^{-\gamma} t^{-2\gamma} \Sigma^\gamma(\xi), \quad (15)$$

$$B_\phi(t, r) = K^{\frac{1}{2}} G^{\frac{-\gamma}{2}} (4\pi)^\gamma \gamma^{\gamma\gamma} t^{-\gamma} B(\xi), \quad (16)$$

$$v(t, r) = K G^{1-\gamma} t^{2-2\gamma} v'(\xi), \quad (17)$$

$$m(t, r) = K^{\frac{3}{2}} G^{\frac{1-2\gamma}{2}} t^{4-2\gamma} M(\xi), \quad (18)$$

به طوری که:

$$J = \xi V_\phi, \quad M = \frac{\xi \Sigma u}{3\gamma - 4}. \quad (19)$$

با توجه به شکل دیگر معادله پیوستگی:

$$\frac{\partial m}{\partial t} + v_r \frac{\partial m}{\partial r} = 0, \quad (20)$$

$$m = 2\pi \int_0^r \sigma r dr,$$

ما از الگوی  $\beta$  که توسط داتل و همکارانش [۴] معرفی شد استفاده می‌کنیم:

$$v' = \beta \xi V_\phi, \quad (21)$$

که در آن  $v'$  شکل بدون بعد وشکسانی است.

و (۳۱) داریم:

$$\Sigma = \frac{-1}{2q^2 u} (1 + (1 + \lambda b q^2)^2)^{-1/2}, \quad (32)$$

که اگر  $b=0$  قرار دهیم به معادلات بدون حضور میدان مغناطیسی می‌رسیم. با استفاده از معادلات (۳۲) و (۳۰) و (۲۹) و (۲۷) و (۲۵) در نهایت یک معادله دیفرانسیل معمولی برای  $V_r$  به دست می‌آوریم:

$$\frac{dV_r}{d\xi} = \frac{e}{\beta\xi} \frac{(1+f)(V_r - \xi)^2 V_r - \xi^2 (1+f)V_r}{((1+f)V_r - \xi)^2} + \frac{f(V_r - \xi)^2}{\xi^2 ((1+f)V_r - \xi)^2}, \quad (33)$$

که در آن:

$$e = (2b + \frac{s}{2q^2})^{-1/2},$$

$$s = (1 + (1 + \lambda b q^2)^2)^{-1/2},$$

$$f = \frac{\lambda b}{s} q^2.$$

با حل این معادله درجه یک به روش رانگ-کوتای مرتبه ۴ می‌توانیم توزیع سرعت شعاعی خود مشابهی،  $V_r$  را بر حسب متغیر خود مشابهی، به دست آوریم. با محاسبه  $V_r$  می‌توانیم  $\sum(x), m(x), V_\phi$  و سایر کمیت‌ها را هم بسادگی به دست آوریم. این معادله در تقریب برافزایش آهسته به دست آمده است. قبل از اینکه به حل عددی این معادله بپردازیم می‌توانیم حد معادله (۳۳) را برای  $\xi \rightarrow \infty$  و  $\xi \rightarrow 0$  به دست آوریم. در حد  $\xi \rightarrow \infty$  و  $\xi \rightarrow 0$  داریم:

$$V_r = - \left( \frac{f\beta}{e(1+f)} + \frac{2}{(3+2f)} \right),$$

$$V_r = - \frac{\beta(3+2f)}{g(1+f)}, \quad \xi \rightarrow \infty$$

با استفاده از این حدود می‌توان به حل عددی معادلات پرداخت. در این صورت نمودارهای مربوط به هر کمیت را رسم می‌کنیم (شکل‌های ۱ تا ۴).

از مرکز و بخشی از جمله مربوط به میدان مغناطیسی دارای اهمیت هستند و از جمله شیب فشار گاز و فشار مغناطیسی صرف نظر می‌کنیم. این تقریب در لایه‌های خارجی قرص جایی که سرعت شعاعی کم است و یا در قرص‌هایی که مقیاس زمانی وشکسانی نسبتاً بالایی دارند تقریب مناسبی است در این حد معادله (۲۴) برای  $\gamma=1$  به صورت زیر ساده می‌شود:

$$\frac{J^2}{\xi^3} - \frac{M}{\xi^2} - \frac{B^2}{\Sigma^2 \xi} = 0. \quad (27)$$

در این حالت بدون به کارگیری معادله القا به حل این دسته از معادلات می‌پردازیم. به عبارتی از رابطه بین میدان مغناطیسی و سرعت شعاعی صرف نظر می‌کنیم. در این صورت میدان مغناطیس ثابت فرض می‌شود.

اگر نسبت فشار مغناطیسی به فشار گاز باشد، با استفاده از معادلات (۱۵) و (۱۸) داریم:

$$b = \frac{B^2}{2\Sigma^2},$$

با اختیار  $b$  برای نشان دادن تأثیر میدان، به رابطه زیر خواهیم رسید:

$$J = \xi(2b - \Sigma u)^{-1/2} \quad (28)$$

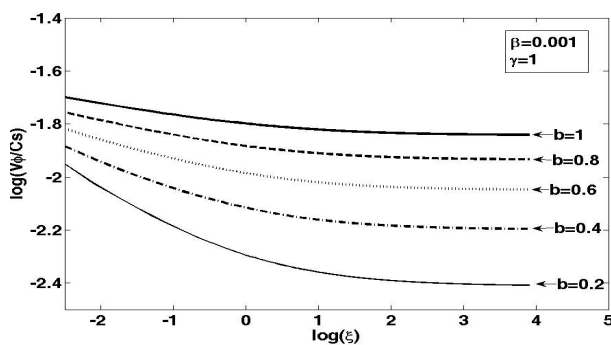
می‌توان معادله پیوستگی در شکل خود مشابهی را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{d \ln \Sigma}{d \ln \xi} = -1 - \frac{d \ln u}{d \ln \xi} - \frac{\Sigma}{u} \quad (30)$$

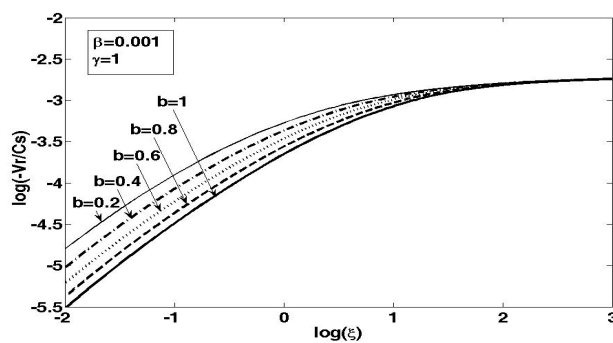
همچنین  $J$  را می‌توان بر حسب جرم محصور شده در قرص به صورت زیر نوشت:

$$J = qM \quad (31)$$

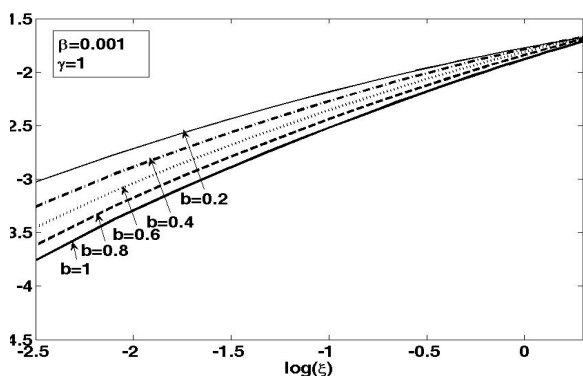
که  $q$  یک ثابت بدون بعد است و معادله (۳۱) رابطه بین  $J$  با جرم محصور در قرص را می‌دهد [۸ و ۹]. توزیع تکانه زاویه‌ای به شدت وابسته به قدرت وشکسانی محیط است. به نظر می‌رسد وقتی اثر وشکسانی در قرص اعمال می‌شود، توزیع  $q$  در قرص ممکن است تغییر کند. همچنین  $q$  پارامتری است که می‌توان توسط آن اثر خودگرانشی قرص را تغییر داد. با استفاده از معادلات (۲۹)



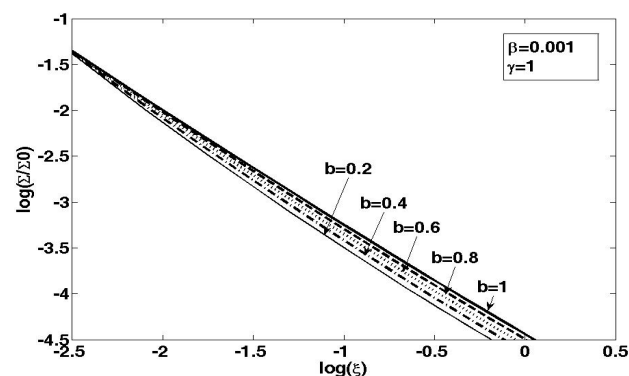
شکل ۲. نمودار مولفه سمتی سرعت که تابعی از فاصله است. با ثابت بودن مقادیر  $q=0.003$ ،  $\beta=0.001$ ،  $\gamma=1$  با تغییر میدان مغناطیسی به ازای  $b=0.2$ ،  $b=0.4$ ،  $b=0.6$ ،  $b=0.8$ ،  $b=1$  نمودار رسم شده است.



شکل ۱. مولفه شعاعی سرعت که تابعی از فاصله است. با ثابت بودن مقادیر  $q=0.003$ ،  $\beta=0.001$ ،  $\gamma=1$  با تغییر اثر میدان مغناطیسی به ازای مقادیر  $b=0.2$ ،  $b=0.4$ ،  $b=0.6$ ،  $b=0.8$ ،  $b=1$  نمودار رسم شده است.



شکل ۴. نمودار آهنگ برافزایش جرم که تابعی از فاصله است. با ثابت بودن مقادیر  $q=0.003$ ،  $\beta=0.001$ ،  $\gamma=1$  با تغییر میدان مغناطیسی به ازای  $b=0.2$ ،  $b=0.4$ ،  $b=0.6$ ،  $b=0.8$ ،  $b=1$  نمودار رسم شده است.



شکل ۳. نمودار چگالی سطحی که تابعی از فاصله است. با ثابت بودن مقادیر  $q=0.003$ ،  $\beta=0.001$ ،  $\gamma=1$  با تغییر میدان مغناطیسی به ازای  $b=0.2$ ،  $b=0.4$ ،  $b=0.6$ ،  $b=0.8$ ،  $b=1$  نمودار رسم شده است.

قرص را در نظر گرفتیم با توجه به اینکه با افزایش میدان مغناطیسی انرژی مغناطیسی بر انرژی جنبشی مواد در راستای شعاعی غلبه می‌کند می‌توان گفت مؤلفه سمتی میدان مغناطیسی، مواد را در همان راستا به همراه خود خواهد برد در نتیجه انتظار داریم با افزایش اثر میدان مغناطیسی سرعت سمتی افزایش پیدا کند (شکل ۲). از طرفی چون با افزایش میدان مغناطیسی، سرعت شعاعی کم می‌شود انتظار داریم برچگالی سطحی افزایش پیدا کند. اثر افزایش میدان مغناطیسی برچگالی سطحی مطابق شکل ۳ بیشتر در نواحی خارجی

شکل ۱ نشان می‌دهد که با افزایش اثر میدان مغناطیسی سرعت شعاعی در فواصل نزدیکتر به ستاره مرکزی کاهش پیدا می‌کند که حاکی از این است که در صورت حضور میدان مغناطیسی فشار مغناطیسی خواهیم داشت که همراه با فشار گاز مواد را به بیرون هدایت می‌کند و فروریزش مواد به سمت داخل قرص را کم می‌کند. پس انتظار داریم با افزایش اثر میدان و افزایش فشار مغناطیسی سرعت فروریزش مواد به سمت داخل کمتر شود. از طرفی چون مؤلفه سمتی میدان

داشته باشند و افزایش چگالی سطحی در اثر افزایش میدان مغناطیسی بیشتر دیده شود و به دلیل کاهش سرعت شعاعی با افزایش میدان مغناطیسی در لایه‌های داخلی مطابق شکل ۴ انتظار داریم آهنگ فروریزش مواد به سمت داخل کمتر شود.

قرص دیده می‌شود. در سرعت چرخشی نیز اثر افزایش میدان مغناطیسی در لایه‌های بیرونی قرص بیشتر دیده می‌شود. که از مقایسه این دو می‌توان گفت، در لایه‌های بیرونی قرص که اثر میدان مغناطیسی بر سرعت شعاعی بیشتر دیده می‌شود، انتظار داریم مواد در این نواحی فرصت بیشتری برای متراکم شدن

(2006) 357.

6. S Balbus, J Hawly, *APJ*, **376** (1991) 214.
7. J Ghanbari, S Abbassi and M Ghasemnezhad, *MNRAS*, **400** (2009) 422.
8. L Mestel, *MNRAS*, **126** (1963) 553.
9. T Tsuribe, *APJ*, **527** (1999) 102.

1. S Mineshige, M Umemura, *APJ*, **480** (1997) 167.
2. N Shakura, R Sunyaev, *A&A*, **24** (1973) 337.
3. S Mineshige, K Nakamaya and M Umemura, *PASJ*, **49** (1997) 439.
4. W J Duschl, P A Strittmatter and P L Biermann, *A&A*, **357** (2000) 1123.
5. S Abbassi, J Ghanbari and F Salehi, *A&A*, **460**