

اثر مقاومت مغناطیسی متغیر بر ساختار قرصهای برافزایشی با پهن رفت غالب مغناطیده دوقطبی

جمشید قنبری^۱، شهرام عباسی^۲ و آرزو تاج محمدی^۱

۱. گروه فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد

۲. دانشکده فیزیک، دانشگاه علوم پایه دامغان

پست الکترونیکی: jam_ghanbari@yahoo.com

(دریافت مقاله: ۱۳۸۸/۴/۲۵؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۸۸/۶/۵)

چکیده

در این مقاله ما حل‌های خود مشابه برای قرصهای برافزایشی با پهن رفت غالب همراه با اتلاف ناشی از وشکسانی و مقاومت مغناطیسی در اطراف ستاره فشرده با میدان مغناطیسی دو قطبی را بررسی می‌کنیم. سیال برافزایشی را با تقارن محوری، ایستا و همدم که شامل میدان مغناطیسی دو قطبی ناشی از ستاره مرکزی است در نظر می‌گیریم. ساز و کار غالب در اتلاف انرژی، وشکسانی و مقاومت مغناطیسی است. ما اثر مقاومت مغناطیسی متغیر را بر ساختار قرص برافزایشی با پهن رفت غالب بررسی می‌کنیم، و نشان می‌دهیم که کمیت‌های فیزیکی سیستم مانند سرعت شعاعی، سرعت زاویه‌ای، شارمغناطیسی و چگالی به این تغییرات حساس هستند.

واژه‌های کلیدی: برافزایش، شاربرافزایشی، پهن رفت، میدان مغناطیسی، مقاومت مغناطیسی

۱. مقدمه

خارج نشده و در داخل قرص و به همراه آن به سمت سیاه چاله پهن رفت می‌یابد. در نتیجه آنها می‌توانند بسیار گرمتر از الگوی قرص استاندارد باشند [۷] و به همین دلیل تابش مؤثر کمتری دارند و کم نورتر به نظر می‌رسند. در دو حالت سرمایش اثر کمتری نسبت به گرمایش ناشی از وشکسانی دارد: در حالت اول، برای قرصهای برافزایشی که از نظر اپتیکی ضخیم هستند، تابش در مقیاس زمانی طولانی تر از مقیاس زمانی برافزایش به دام می‌افتد و در حالت دوم، هنگامیکه قرص از نظر اپتیکی نازک است، تابش ناچیز بوده در نتیجه سرمایش غیر مؤثر می‌باشد [۵].

توصیف کلی شارهای برافزایشی با پهن رفت غالب در اطراف یک ستاره فشرده توسط ناریان و یوان در سال ۱۹۹۵ میلادی صورت گرفت. آنها درجه پهن رفت را با پارامتر معرفتی نمودند، که به عنوان نسبت انرژی ذخیره شده در قرص به انرژی

سه دهه است که الگو سازی قرصهای برافزایشی در اطراف سیاه چاله‌ها مورد علاقه منجمین قرار گرفته است و چندین نوع الگو برای آنها پیشنهاد شده است. اختر فیزیکدانها متوجه شده‌اند، پهن رفت^۱ تأثیر قابل توجهی بر خصوصیات درونی ترین قسمت قرصهای برافزایشی (اطراف سیاهچاله) که سرعت برافزایش بالایی دارند خواهد داشت [۷].

اهمیت پهن رفت در قرصها در توصیف پدیده‌هایی چون سیاهچاله‌هایی با روشنایی کم مشخص شده است. در قرص استاندارد، الگوی شاکورا و سانیوف نشان می‌دهد که انرژی اتلافی به طور مؤثری تابش می‌شود. در نتیجه قرص سرد و از نظر هندسی نازک می‌شود در حالی که در شارهای برافزایشی با پهن رفت غالب، انرژی حرارتی ناشی از وشکسانی از محیط

مغناطیسی است. برای این منظور ابتدا معادلات اساسی حاکم بر قرص را می‌نویسیم.

معادله پیوستگی

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0. \quad (1)$$

معادله اویلر (حرکت)

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\vec{\nabla} p - \rho \vec{\nabla} \phi + \mu \nabla^2 \vec{u} + (\mu_b + \frac{1}{3}\mu) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \frac{1}{4\pi} \vec{J} \times \vec{B}. \quad (2)$$

معادله انرژی

$$\rho \left[\frac{D\epsilon}{Dt} + p \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = Q^+ - Q^- = Q^{adv} = fQ^+. \quad (3)$$

معادله ماکسول

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (4)$$

معادله القای مغناطیسی

$$\frac{D\vec{B}}{Dt} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) + \eta \nabla^2 \vec{B}. \quad (5)$$

در روابط قبل، از تعریف زیر استفاده می‌کنیم

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}), \quad (6)$$

که ρ چگالی گاز، p فشار گاز، ϵ انرژی داخلی به‌ازای واحد جرم، \vec{u} سرعت جریان گاز، \vec{B} میدان مغناطیسی و $\vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{B}$ چگالی جریان، η مقاومت مغناطیسی پلازما، μ و شکسانی لایه‌ای و μ_b و شکسانی توده‌ای، Q^{adv} آهنگ گرمای ناشی از پهن رفت، Q^+ آهنگ گرمایش ناشی از شکسانی و Q^- آهنگ سرمایش ناشی از تابش به ازای واحد حجم و ϕ پتانسیل ناشی از گرانش جسم مرکزی است (در اینجا از خود گرانش صرف نظر می‌شود). قرص مورد بررسی، یک قرص برافزایشی با پهن رفت غالب و از نظر اپتیکی نازک است. بنابراین تابش آن بسیار ناچیز است و می‌توان از فشار تابشی در مقابل فشار گاز صرف نظر کرد.

پهن رفت یافته در جسم مرکزی (نه تابش شده) تعریف می‌شود (انرژی حرارتی کل توسط وشکسانی تولید شده است) [۵]. نتیجه‌ای که از حل عددی و خود مشابه معادلات به دست می‌آید این است که در پهن رفت بالا ($f \approx 1$) قرصی ضخیمتر، داغتر و با سرعت فروریزش شعاعی بالاتر خواهیم داشت.

یکی از مسائل مهم در قرصهای برافزایشی با پهن رفت غالب بررسی میدان مغناطیسی در آنها است. مطالعاتی در این زمینه انجام شده است، به عنوان مثال کابوراکي، حل تحلیلی برای شماره برافزایشی با معادلات مغناطویدروینامیک ارائه نموده است [۴]. همچنین شادمهری این روش را بسط داد و اثر مقاومت مغناطیسی را نیز در معادلات شماره مغناطیسی وارد کرد [۶]. بعد از او قنبری و همکارانش اثر وشکسانی و میدان مغناطیسی را توأم با یک مقاومت مغناطیسی ثابت در یک قرص برافزایشی با پهن رفت غالب در اطراف یک سیاهچاله بررسی کردند [۲].

ما در این مقاله کار آنها را بسط می‌دهیم و اثر مقاومت مغناطیسی متغیر را در یک شماره برافزایشی با پهن رفت غالب در اطراف سیاهچاله با میدان مغناطیسی دو قطبی بررسی خواهیم کرد.

ما سه پارامتر α (ضریب وشکسانی)، η (مقاومت مغناطیسی) و f (پارامتر پهن رفت) را معرفی می‌کنیم. و با تغییر این پارامترها اثر تغییر وشکسانی، مقاومت مغناطیسی و پهن رفت را روی کمیت‌های فیزیکی سیستم مانند چگالی، سرعت زاویه‌ای، سرعت شعاعی و شار مغناطیسی بررسی می‌کنیم. در بخش ۲ معادلات حاکم بر سیستم را ارائه می‌کنیم. در بخش ۳ حل خود مشابه برای حل معادلات در نظر می‌گیریم و درباره حل عددی آنها بحث می‌کنیم و در بخش ۴ نتایج را بررسی خواهیم کرد و در نهایت در بخش ۵ استنتاج و کارهای آتی را بیان می‌کنیم.

۲. معادلات اساسی

قرص مورد بررسی در این کار یک قرص برافزایشی با پهن رفت غالب با حضور وشکسانی، میدان مغناطیسی و مقاومت مغناطیسی است. کار ما بررسی رفتار کمیت‌های دینامیکی سیستم نسبت به تغییر پارامترهای وشکسانی، پهن رفت و مقاومت

که $H = \frac{C_s}{\Omega k}$ ضخامت قرص، $C_s = \sqrt{\frac{P}{\rho}}$ سرعت صوت هم دما در قرص، $\Omega_k = \sqrt{\frac{GM}{r^3}}$ سرعت زاویه‌ای کپلری و α ضریب وشکسانی است.

دو عامل مقاومتی در محیط در نظر می‌گیریم که یکی وشکسانی v و دیگر مقاومت مغناطیسی η است.

از آنجا که ابعاد مقاومت مغناطیسی با وشکسانی یکسان است، می‌توانیم برای مقاومت مغناطیسی نیز رابطه‌ای مشابه وشکسانی به صورت زیر بنویسیم:

$$\eta = \eta_0 C_s H \quad \eta = \eta_0 C_s H \quad (12)$$

پیش از این از اثرات مقاومت مغناطیسی در دینامیک قرصهای برافزایشی به‌طور کلی صرف نظر می‌شد. ما با وارد کردن پارامتر η به عنوان مقاومت مغناطیسی نقش آن را در دینامیک سیستم مطالعه خواهیم کرد. η_0 پارامتر بدون بعدی است که توسط بیز - کلگان^۱ معرفی شده و به صورت $\eta_0 \approx \alpha$ مشخص شده است. در حالت کلی η می‌تواند تابعی از فاصله شعاعی از ستاره مرکزی و زمان باشد [۱]. با این حال فرض می‌کنیم که مقدار آن در سرتاسر قرص ثابت است و دینامیک قرص را برای مقادیر متغیر آن مطالعه خواهیم کرد. با قرار دادن H و C_s در روابط (۱۱) و (۱۲) می‌توانیم بنویسیم:

$$v = \frac{\alpha p}{\rho \Omega_k} \quad (13)$$

$$\eta = \eta_0 \frac{p}{\rho \Omega_k} \quad (14)$$

نسبت این دو را عدد مغناطیسی پرندهت تعریف می‌کنیم.

$$p_m = \frac{v}{\eta} = \frac{u_T l}{\eta} \quad (15)$$

که u_T سرعت پخش ذرات و l مسافت آزاد میانگین است. برای یک پلاسمای کاملاً یونیده عدد پرندهت خیلی بزرگتر از یک است. وقتی این عدد نزدیک به یک باشد وشکسانی و مقاومت مغناطیسی سهم یکسانی در آزادسازی انرژی دارند. چنانچه p_m کوچکتر از یک باشد، مقاومت مغناطیسی برجسته‌تر از وشکسانی است. ما در اینجا p_m را کوچکتر و

$$p^{gas} \gg p^{rad} \quad (7)$$

آهنگ گرمایش ناشی از وشکسانی و مقاومت مغناطیسی به شکل زیر تعریف می‌شود

$$Q^+ = \nu \mu E_{ij} E^{ij} + (\mu_b - \frac{2}{3} \mu) (\vec{\nabla} \cdot \vec{V})^2 + Q_B \quad (8)$$

$$E_{ij} = \frac{1}{\nu} (V_{i,j} + V_{j,i}) \quad (8)$$

که E_{ij} تانسوری متقارن است. سرماییش ناشی از مقاومت مغناطیسی به شکل زیر بیان می‌شود.

$$Q_B = \frac{\eta}{4\pi} J^2 \quad (9)$$

و همچنین آهنگ سرماییش ناشی از تابش را با Q^- نشان می‌دهیم. پارامتر f را به عنوان پارامتر پهن رفت تعریف می‌کنیم.

$$f = \frac{Q^{adv}}{Q^+} \quad (10)$$

به این معنی که ضریب پهن رفت نسبت انرژی پهن رفت به انرژی ناشی از وشکسانی است. در حد $f \approx 1$ قرص در حد پهن رفت غالب قرار دارد و بالعکس وقتی $f \approx 0$ قرص استاندارد و نازک شاکورا و سانیوف داریم.

در قرص مورد بررسی که یک قرص برافزایشی با پهن رفت غالب است، بیشتر انرژی گرمایی ناشی از وشکسانی به داخل محیط پهن رفت می‌یابد. بنابراین

$$Q^{adv} \approx Q^+ \gg Q^- \quad (10)$$

برای سادگی بیشتر سیستم را در حالت پایا $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$ و دارای تقارن محوری $\left(\frac{\partial}{\partial \phi} = 0\right)$ در نظر می‌گیریم. این فرضیات در عین اینکه از جامع بودن مسئله نمی‌کاهد و با مشاهدات قرصهای اطراف سیاه چاله‌ها تطابق دارد، معادلات مغناطیسی هیدرو دینامیکی را ساده‌تر می‌کند.

میدان مغناطیسی که در این کار مورد نظر ماست یک میدان دو قطبی ناشی از ستاره مرکزی است. ضریب وشکسانی سینماتیکی $v = \frac{H}{\rho}$ است و الگویی که برای وشکسانی به کار می‌بریم الگوی α شاکورا و سانیوف است. بنابراین وشکسانی را به شکل زیر تعریف می‌کنیم.

$$v = \alpha C_s H \quad (11)$$

$$u_{\phi}(r, \theta) = r \Omega_k(r) \Omega(\theta) \sin \theta, \quad (22)$$

$$B_r(r, \theta) = \frac{B}{2\pi} \frac{d\psi}{\sin \theta} (r/r_0)^{-5/4}, \quad (23)$$

$$B_{\theta} = \frac{-3B_0 \psi(\theta)}{8\pi \sin \theta} (r/r_0)^{-5/4}, \quad (24)$$

که در اینجا B_0 ، P_0 و ρ_0 برای بدون بعد سازی معادلات وارد شده‌اند. فرض می‌کنیم $u_{\theta} = 0$ باشد، از قبل داریم $(\frac{\partial}{\partial t} = 0)$. با استفاده از این فرضها در رابطه (۱) می‌توانیم بنویسیم

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho u_r) = 0. \quad (25)$$

با استفاده از تعریفهای (۱۹) و (۲۱) رابطه زیر را به دست می‌آوریم

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \rho_0 \rho (r/r_0)^{-3/2} \Omega_k U] = 0. \quad (26)$$

از معادله (۲۶) روی θ انتگرال می‌گیریم. با این کار می‌توانیم آهنگ برافزایش جرم را به دست آوریم.

$$\dot{M} = -2\dot{M}_0 \int \rho u \sin \theta d\theta \quad (27)$$

$$\dot{M}_0 = 2\pi \rho_0 r_0^2 \sqrt{\frac{GM}{r_0}}$$

که در این کار ما وشکسانی لایه‌ای را در نظر نمی‌گیریم $u_b = 0$

$$\mu = \frac{\alpha P}{\Omega_k} = \frac{\alpha P_0 P}{\Omega_k} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3/2}$$

و μ را تعریف می‌کنیم.

اکنون اگر معادلات (۱) تا (۵) را در دستگاه قطبی بسط دهیم و فرضیات در نظر گرفته را اعمال نماییم و سپس روابط (۱۹) تا (۲۴) را در آن معادلات قرار دهیم، خواهیم داشت

$$\frac{dp}{d\theta} = \frac{3\alpha p}{2(1-\alpha U)} \frac{dU}{d\theta} + \frac{3p kU}{16\pi^2 B_0 \eta_0 C_1 p \Omega^2 \sin^2 \theta (1-\alpha U)} \frac{d\Omega}{d\theta} + \frac{p \Omega^2 \sin \theta \cot \theta}{C_1 (1-\alpha U)}, \quad (28)$$

$$\frac{d^2 U}{d\theta^2} = \frac{-2/5}{\alpha} + U - \cot \theta \frac{dU}{d\theta} - \frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta} + \frac{p}{C_1 \alpha p} \left(1 - \frac{U^2}{2} - \Omega^2 \sin^2 \theta\right) + \frac{2Uk\rho}{B_0 \eta_0 \alpha C_1 \Omega} \left(\frac{3}{8\pi p \sin \theta}\right)^2, \quad (29)$$

نزدیک به یک در نظر می‌گیریم.

در رابطه انرژی، انرژی درونی را به شکل $\varepsilon = \frac{p}{\rho(\Gamma-1)}$ تعریف می‌کنیم [۲]. در این رابطه Γ نسبت گرماهای ویژه گاز است.

با توجه به رابطه $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ می‌توانیم تابعی مناسب برای میدان مغناطیسی به شکل زیر تعریف کنیم.

$$\vec{B} = \vec{B}_p(r, \theta) + \vec{B}_{\phi}(r, \theta) \quad (16)$$

که جمله اول مؤلفه قطبی وار و جمله دوم مؤلفه چنبره‌ای میدان مغناطیسی است. بر اساس کار کابوراکي سهم جمله چنبره‌ای در ایجاد گرمایش مغناطیسی ناچیز است [۴]، به همین دلیل ما از مؤلفه سمتی میدان صرف نظر کردیم و مؤلفه قطبی وار را با تابع شار مغناطیسی $\Psi(r, \theta)$ به شکل زیر تعریف می‌کنیم [۲]

$$\vec{B} = \vec{B}_p(r, \theta) = \frac{1}{2\pi} \vec{\nabla} \times \left(\frac{\Psi}{r \sin \theta} \hat{e}_{\phi} \right), \quad (17)$$

به طوری که شرط $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_p = 0$ برقرار می‌شود. تابع شار مغناطیسی $\Psi(r, \theta)$ به پتانسیل برداری وابسته است $\Psi = r A_{\phi}$. در این رابطه A_{ϕ} مؤلفه سمتی پتانسیل برداری است. به طور مشابه می‌توانیم سرعت شار را به شکل زیر بنویسیم

$$\vec{u} = \vec{u}_p(r, \theta) + \vec{u}_{\phi}(r, \theta). \quad (18)$$

مؤلفه قطبی وار سرعت یک مؤلفه شعاعی دارد، به طوری که $u_p = u_r$. چون مواد درون قرص به شکل شعاعی به سمت داخل می‌ریزند، علامت u را منفی در نظر می‌گیریم. معادلات اساسی به دست آمده را در دستگاه مختصات قطبی فضایی بسط می‌دهیم. این معادلات به شدت غیرخطی هستند و به روشهای تحلیلی قابل حل نیستند [۲]. ما از روش خود مشابه برای حل معادلات استفاده می‌کنیم.

۳. حل خود مشابه

برای حل این معادلات از روش خود مشابه استفاده می‌کنیم. ابتدا معادلات را به شکل بدون بعد می‌نویسیم. می‌توانیم نشان دهیم روابط زیر در معادلاتمان صدق می‌کنند [۲].

$$\rho(r, \theta) = \rho_0 \rho(\theta) (r/r_0)^{-3/2}, \quad (19)$$

$$p(r, \theta) = \bar{p}_0 p(\theta) (r/r_0)^{-5/2}, \quad (20)$$

$$u_r(r, \theta) = r \Omega_k(r) U(\theta), \quad (21)$$

$$\frac{du}{d\theta} = \frac{d\Omega}{d\theta} = \frac{dp}{d\theta} = \frac{d\Psi}{d\theta} = 0 \quad (۴۴)$$

بدیهی است شرایط مرزی بالا با شرایط مرزی به کار رفته در سایر مطالعات و همچنین با شواهد رصدی از قرصهای داغ اطراف سیاه چاله‌ها همخوانی دارد. در بخش بعد نتایج عددی ارائه می‌گردد.

۴. نتایج حل عددی

در این بخش سه کمیت η ، α و f را که قبلاً معرفی کردیم تغییر می‌دهیم تا اثر وشکسانی، مقاومت مغناطیسی و پهن رفت را روی چگالی، سرعت شعاعی، سرعت زاویه‌ای و شارمغناطیسی بررسی کنیم. نمودار شکل ۱-الف اثر پهن رفت را روی چگالی نشان می‌دهد. دیده می‌شود، برای α و η ثابت با افزایش پهن رفت در نقاط میانی چگالی زیاد می‌شود و در حوالی استوا با افزایش پهن رفت چگالی کم می‌شود. شکل ۱-ب اثر پهن رفت را روی سرعت شعاعی نشان می‌دهد. دیده می‌شود، برای α و η ثابت با افزایش پهن رفت از قطب تا استوا سرعت شعاعی زیاد می‌شود. و در حوالی مرزها سرعت شعاعی مستقل از θ است.

شکل ۱-ج اثر پهن رفت را روی شار مغناطیسی نشان می‌دهد. دیده می‌شود، برای α و η ثابت با افزایش پهن رفت از قطب تا استوا شار مغناطیسی زیاد می‌شود.

نمودارهای رسم شده در شکل ۲ اثر تغییرات وشکسانی را روی قرص برافزایشی نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل ۲-الف دیده می‌شود، با افزایش وشکسانی در محیط چگالی مواد درون قرص زیاد می‌شود. شکل ۲-ب اثر تغییرات وشکسانی را روی سرعت شعاعی قرص برافزایشی نشان می‌دهد. با افزایش وشکسانی در محیط سرعت شعاعی مواد درون قرص کم می‌شود.

شکل ۲-ج نشان می‌دهد با افزایش وشکسانی شار مغناطیسی زیاد می‌شود.

شکل ۲-د اثر تغییرات وشکسانی را روی سرعت زاویه‌ای قرص برافزایشی نشان می‌دهد. با افزایش وشکسانی در محیط سرعت زاویه‌ای مواد درون قرص کم می‌شود.

$$\rho = \frac{-B_0 \eta_0 C_1}{2} \left(\frac{\lambda \pi p \sin \theta \Omega^{1/2}}{2 U k^{1/2}} \right)^2 \times \left[\frac{1/5(\delta - 2\Gamma)}{3} + 2\alpha U^2 + \alpha \left(\frac{dU}{d\theta} \right)^2 + \frac{9}{4} \alpha \Omega^2 \sin^2 \theta + \alpha \sin^2 \theta \left(\frac{d\Omega}{d\theta} \right)^2 \right] \quad (۳۰)$$

$$\frac{d\Omega}{d\theta} = \frac{-A \pm \sqrt{A^2 + 2B}}{3}, \quad A = \frac{\Omega dp}{p d\theta} + 2\Omega \cot \theta, \quad (۳۱)$$

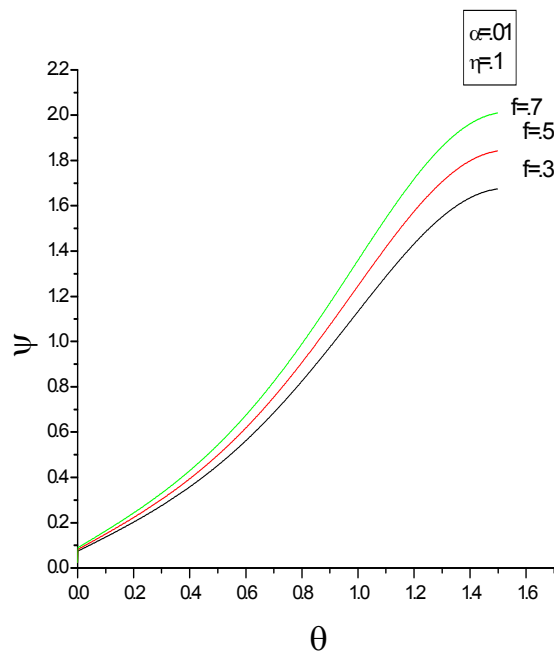
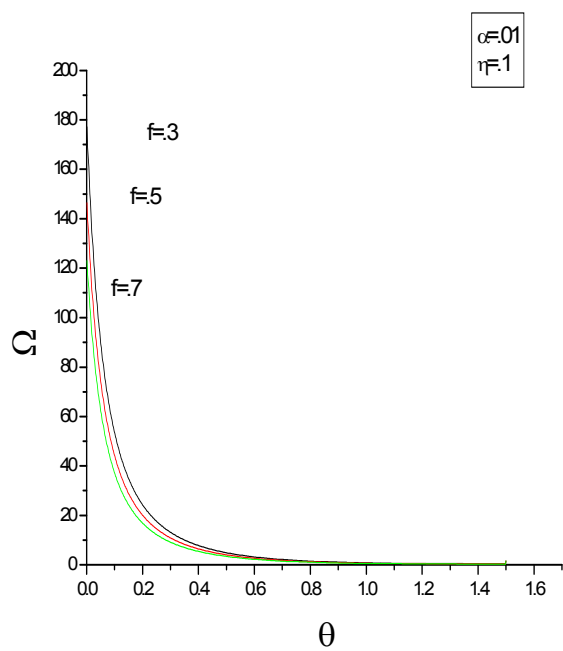
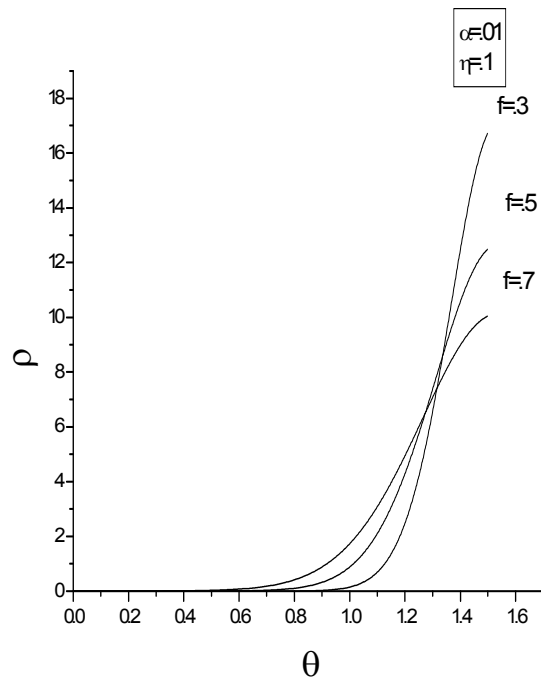
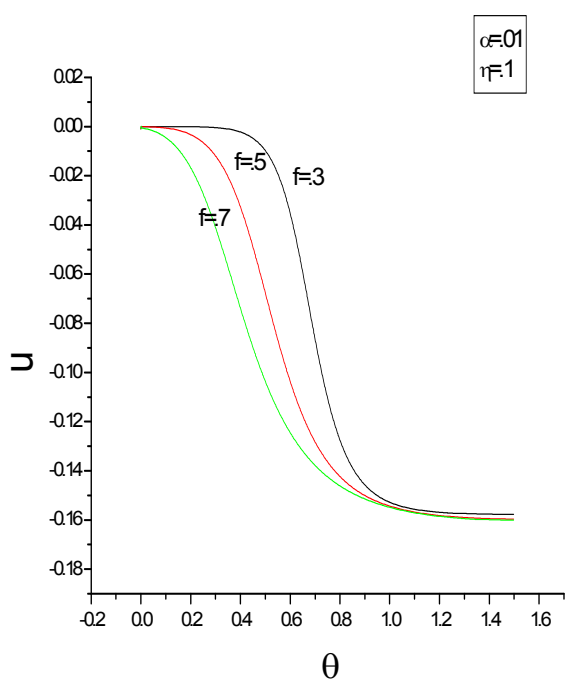
$$B = \left[\frac{9}{4} + \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{2}{\eta_0} \right) \frac{\rho U}{C_1 p} \right] \Omega^2, \quad \int \frac{d\Omega}{\Omega} = -2 \int \frac{d\psi}{\psi} \Rightarrow \Omega \psi^2 = k, \quad (۳۲)$$

که k یک ثابت دلخواه است و ما در محاسباتمان آن را یک انتخاب می‌کنیم. در روابط قبل $C_1 = \frac{P_0}{\rho} \left(\frac{GM}{r_0} \right)^{-1}$ ، $C_2 = \frac{B_0^2}{P_0} \left(\frac{GM}{r_0} \right)^{-1}$ و $\beta_0 = \frac{P_0}{B_0^2 / \lambda \pi}$ تعریف شده است.

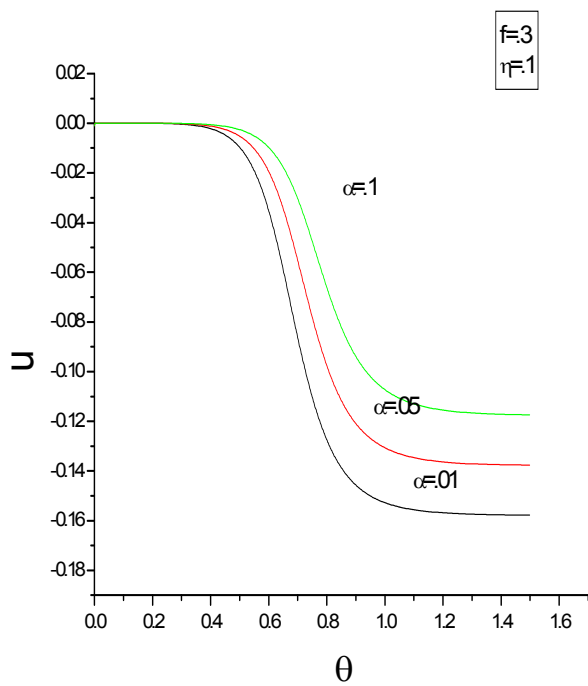
معادلات (۲۸) تا (۳۲) معادلاتی غیر خطی و حاوی ۴ متغیر خود مشابه ρ ، U ، p و Ω می‌باشند. در واقع حل این معادلات وابسته به شرایط مرزی است. روشهای زیادی برای حل این معادلات وجود دارد. در اینجا به علت پیچیدگی معادلات، نمی‌توانیم از روشهای تحلیلی آنان را حل کنیم. بنابراین به دنبال حل معادلات با روشهای عددی هستیم. حل عددی این معادلات منوط به داشتن شرایط مرزی مناسب و کافی است. بعضی از متغیرها در مرز اول که استواست $\left(\theta = \frac{\pi}{2} \right)$ و برخی از کمیتها در مرز دوم که قطب است $(\theta = 0)$ ، معلومند. بنابراین با مسئله دو مرزی مواجهیم. در چنین شرایطی روش Relaxation روشی مناسب به نظر می‌رسد. در مختصات کروی برای قرص، در قطب $(\theta = 0)$ شرایط مرزی به صورت زیر است [۳].

$$\frac{dU}{d\theta} = \frac{d\Omega}{d\theta} = \frac{dp}{d\theta} = \frac{d\psi}{d\theta}, \quad U = 0, \quad \psi = 0 \quad (۳۳)$$

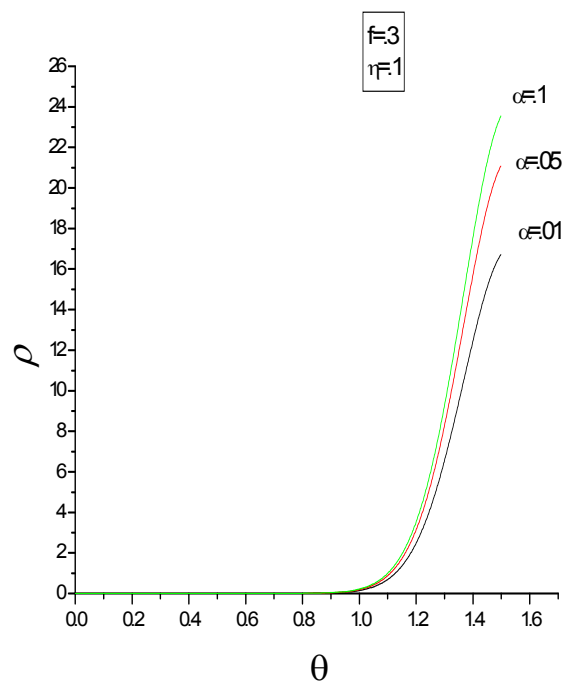
و شرایط مرزی در استوا $\left(\theta = \frac{\pi}{2} \right)$ بدین صورت است.



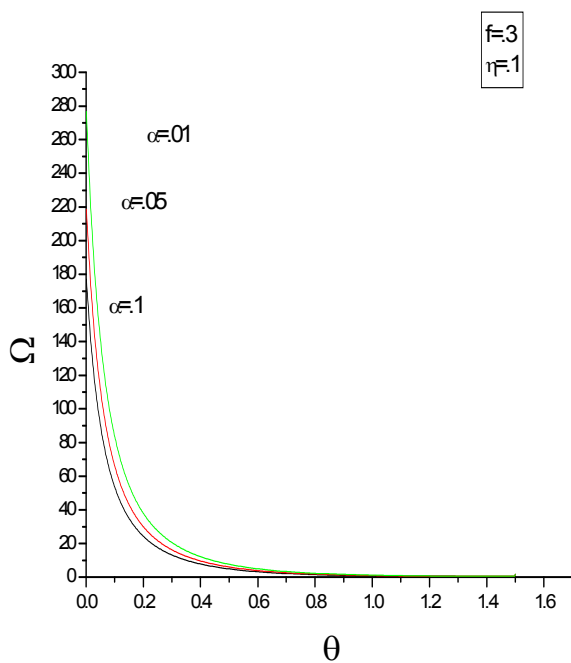
شکل ۱. بررسی اثر پهن رفت برای: $\alpha = 0.01$ و $\eta = 0.1$ و f های متفاوت.



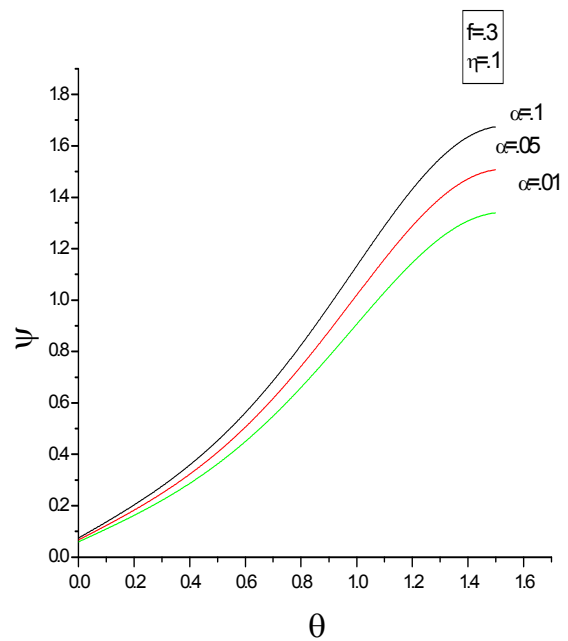
(ب)



(الف)

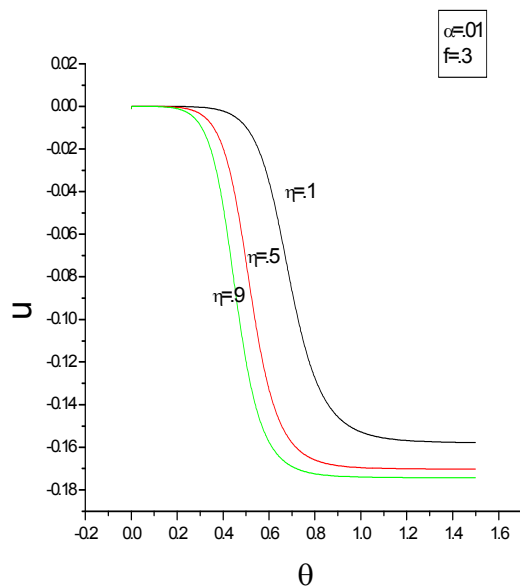


(د)

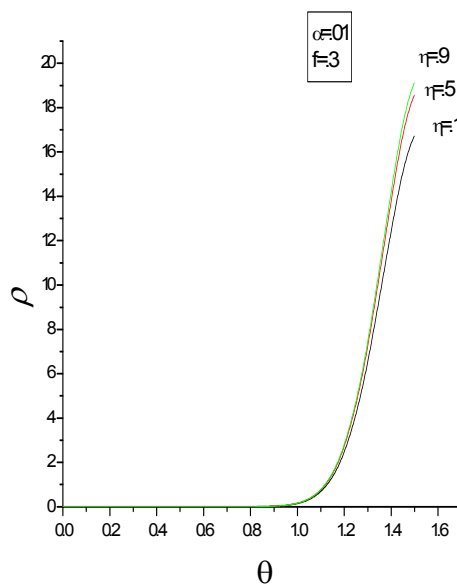


(ج)

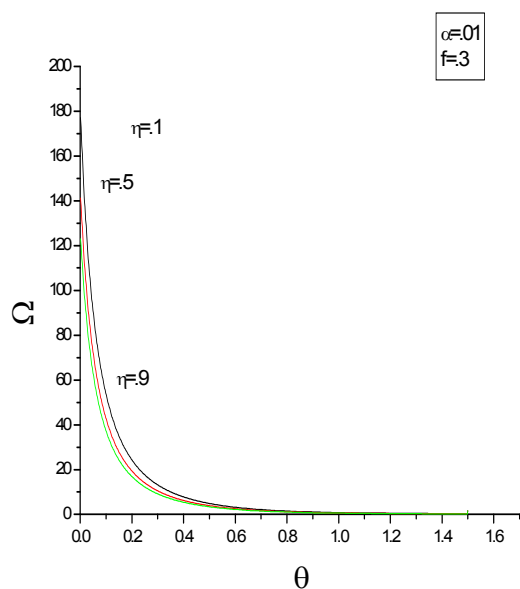
شکل ۲. بررسی اثر وشکسانی برای $f = 0.3$ و $\eta = 0.1$ و α های متفاوت.



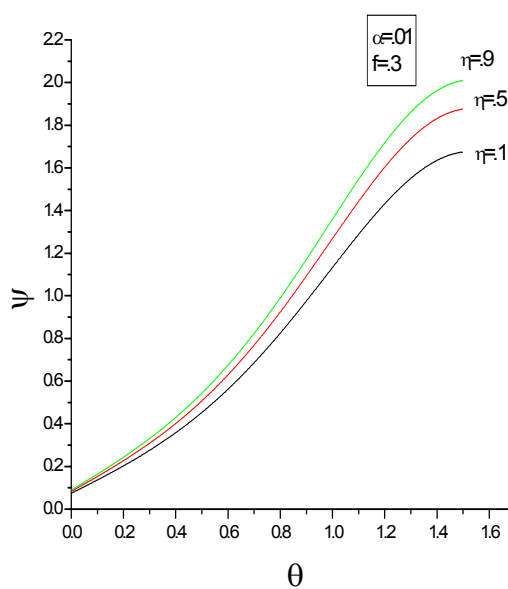
(ب)



(ف)



(د)



(ج)

شکل ۳ بررسی اثر مقاومت مغناطیسی برای $\alpha=0.01$ و $f=0.3$ و η های متفاوت.

شکل ۳-ب اثر تغییرات مقاومت مغناطیسی را روی سرعت شعاعی قرص برافزایشی نشان می‌دهد. با افزایش مقاومت مغناطیسی در محیط سرعت شعاعی مواد درون قرص افزایش می‌یابد.

شکل ۳-الف اثر تغییرات مقاومت مغناطیسی را روی چگالی قرص برافزایشی نشان می‌دهد. با افزایش مقاومت مغناطیسی در محیط چگالی مواد درون قرص افزایش می‌یابد.

می‌کنند و قرص ضخیمتر می‌شود. همچنین با افزایش پهن رفت انرژی درونی سیستم زیاد شده و سرعت شعاعی افزایش می‌یابد. تراکم زیاد مواد در قطب باعث فشردگی خطوط میدان و افزایش شار مغناطیسی می‌شود و سرعت زاویه‌ای کاهش می‌یابد.

با ثابت بودن پهن رفت و وشکسانی با افزایش مقاومت مغناطیسی، سرعت شعاعی و شارمغناطیسی افزایش می‌یابد که نشان می‌دهد افزایش مقاومت مغناطیسی در محیط به پهن رفت کمک می‌کند و باعث می‌شود مواد بیشتری و با سرعت شعاعی بزرگتر به سمت ستاره مرکزی حرکت کنند، در نتیجه تراکم مواد خطوط میدان با فشرده شدن مواد درون قرص فشرده‌تر شده و شارمغناطیسی افزایش و سرعت زاویه‌ای کاهش می‌یابد.

برای کامل کردن این کار می‌توان وشکسانی توده‌ای را نیز وارد کرد و با در نظر گرفتن خودگرانش مسئله را با الگوی وشکسانی β حل کرد. ما اثر هدایت گرمایی را در این کار در نظر نگرفتیم، از دیگر کارهایی که می‌شود انجام داد اضافه کردن هدایت گرمایی به مسئله است. همچنین می‌توانیم میدان مغناطیسی چنبره‌ای را نیز در نظر بگیریم. بررسی رفتارهای نسبیتی قرصهای برافزایشی و جایگزین کردن پتانسیلهای شبه نسبیتی و نسبیتی به جای پتانسیل نیوتونی از کارهایی است که می‌توان در این زمینه انجام داد.

نمودارهای رسم شده در شکل ۳-ج اثر تغییرات مقاومت مغناطیسی را روی شار مغناطیسی قرص برافزایشی نشان می‌دهد. با افزایش مقاومت مغناطیسی در محیط شار مغناطیسی مواد درون قرص افزایش می‌یابد

شکل ۳-د اثر تغییرات مقاومت مغناطیسی را روی سرعت زاویه‌ای قرص برافزایشی نشان می‌دهد. با افزایش مقاومت مغناطیسی در محیط سرعت زاویه‌ای مواد درون قرص کاهش می‌یابد.

۵. استنتاج و کارهای آتی

وقتی پهن رفت و مقاومت مغناطیسی در محیط ثابت باشد با افزایش وشکسانی حرکت لایه‌های قرص به سمت داخل بیشتر می‌شود، بنابراین چگالی مواد زیادتر شده و قرص ضخیمتر می‌شود و با افزایش چگالی و تراکم شدن مواد درون قرص خطوط میدان مغناطیسی متراکم تر شده شار مغناطیسی افزایش می‌یابد و سرعت زاویه‌ای نیز بر اساس معادله (۳۲) کاهش می‌یابد که نتیجه اینها ایجاد یک قرص برافزایشی ضخیم است. علاوه بر آن وشکسانی باعث کند شدن حرکت مواد و کاهش سرعت شعاعی می‌شود.

در صورتی که وشکسانی و مقاومت مغناطیسی در قرص ثابت باشد با افزایش پهن رفت چگالی در حوالی استوا کاهش و در نقاط میانی افزایش می‌یابد زیرا با زیاد شدن پهن رفت مقدار بیشتری از مواد درون قرص به سمت ستاره مرکزی حرکت

مراجع

1. G S Bisnovaty- kogan, & A A Ruznaikin, *Astrophys. & Space Sci.* **42** (1976) 401.
2. J Ganbari, S Abbasi, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **350** (2004) 1437.
3. J Ganbari, F Salehi, S Abbasi, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **381** (2007) 159.
4. O Kaburaki, *The Astrophys. J.* **531** (2000) 210.
5. R Narayan, I Yi, *Astrophys. J.* **444** (1995) 238.
6. M Shadmehri, *Astronomy and Astrophys.*, **424** (2004) 379.
7. N I Shakura, R A Sunyev, *Astronomy and Astrophys.*, **24** (1973) 337.