حلهای خود مشابه شاره های برافزایشی مقاوم وشکسان

قنبری، جمشید - صالحي ، فاطمه
دانشگاه فردوسی مشهد - دانشکده علوم پایه

چکیده

حلهای خود مشابه شاره های برافزایشی مقاوم وشکسان با در نظر گرفتن سازوکار اتلاف انرژی در شاره های برافزایشی ارائه می گردد, با این فرض که انتشار مغناطیسی ناشی از تلاطم در شاره برافزاشی صورت می گیرد. بدین منظور یک شاره برافزایشی پایای چرخان با تقارن محوری در نظر می گیریم به طوریکه شامل یک میدان مغناطیسی قطبیوار می باشد. اثر وشکسانی بر روی شاره چرخان و غیر چرخان بررسی می شود. با ملاحظه دستور العمل آلفا ($\nu = \frac{\alpha p}{\rho \Omega}$) نشان می دهیم که با افزایش ضریب آلفا , افزایش سرعت شعاعی و کاهش چگالی شاره در هر دو حالت مزبور صورت می پذیرد. هم چنین این اثر, میدان مغناطیسی قطبیوار را نیز تحت تاثیر قرار می دهد.

مقدمه

قرص های برافزایشی از جمله اجرامی هستند که در اطراف بعضی اجرام اخترفیزیکی همچون هسته های فعال کهکشانی , ستارگان دوتايي و اجرام ستاره اي جوان يافت می شوند. ساختار چنین قرص هايي از طریق حلهای خود مشابه با فرض حالت ناپایا (Mineshige et al. 1997 , Mineshinge & Umemura 1996) و هم از طریق شبیه سازیهای هیدرودینامیکی عددی (Igumenshchev & Abramowicz 1999, Stone et al. 1999) مورد مطالعه قرار گرفته است. در نتیجه این مطالعات به نظر می رسد که یکی از عوامل مهم که نقش بسزايي بر روی انتقال تکانه زاویه ای در قرص گازی دارد, وشکسانی است. بدین منظور انتخاب یک سازوکار برای انتقال تکانه زاویه ای با در نظر گرفتن مدلهايي صورت می پذیرد که از آن جمله می توان , مدل قرص های استاندارد و مدل شاره های برافزایشی پهن رفت را نام برد . به ترتیب اولی توسط (Shakura & Sunyaev 1973) ارائه گردید و مدلی موفق به ویژه برای متغیرهای cataclysmic (Narayan & Popham 1993) است. در این مدل, شاره برافزایشی از نظر هندسی نازك , چرخش کپلری و سرعتها زیر صوتی می باشند. در حالیکه در مدل دومی, انرژی رها شده از طریق فرآیندهای وشکسانی در درون گاز برافزایشی بدام می افتند (Narayan &Yi 1995) . به اختصار به این مدل , ADAF وشکسان می نامند و به نظر می رسد که طرح های مشاهده ای که توسط این مدل توجیه می شوند ممکن است ناشی از فرآیندهای فیزیکی پیچیده ای شامل میدانهای مغناطیسی باشد. رفتار قرص های برافزایشی در حضور میدان های مغناطیسی توسط بعضی مقاله نویسها مطالعه شده است (Ogilvie 1997 , Hawley 2001) . به هر حال انتظار می رود که در این شاره های برافزایشی , تکانه زاویه ای توسط میدان مغناطیسی منتقل شود و انرژی از طریق گرمای ژول (Kaburaki 2000) رها شود. به منظور تشخیص آن از مدل ADAF وشکسان , آنرا مدل ADAF مقاوم می نامند زیرا اتلاف انرژی در شاره برافزایشی ناشی از مقاومت الکتریکی است و انتقال تکانه زاویه ای نه فقط

توسط وشکسان بلکه از طریق فشار مغناطیسی حاصل از یک میدان مغناطیسی با مقیاس بزرگ صورت می پذیرد. بنابراین هدف از مطالعه حاضر بررسی چگونگی ساختار یک قرص ضخیم پایا وابسته به وشکسانی و مقاومتش با حل کردن معادلات MHD دو بعدی است به طوریکه آنها از نظر شعاعی خود مشابه هستند . مطالعاتمان محدود می شود به شاره های برافزایشی غیر چرخان و چرخان که به طور خالص شامل میدان مغناطیسی قطبیوار می باشند.

تجزیه و تحلیل

برای سادگی , خودگرانشی چشم پوشی می شود. قانون گاز کامل را به صورت $p = \rho c^2$ تعریف می کنیم و معادلات پایه را به صورت زیر بکار می بریم:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.(\rho v) = 0 \qquad (۱)$$

$$\rho(\frac{\partial v}{\partial t} + (v.\nabla)v) = -\nabla p - \rho \Delta \Psi + \mu \nabla^2 v + (\mu_b + \frac{1}{3})\nabla(\nabla.v) + \frac{1}{4\pi} J \times B \qquad (۲)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (v \times B - \eta J) \qquad (۳)$$

$$\nabla.B = 0 \qquad (۴)$$

$$\frac{\rho}{\gamma - 1}\frac{d}{dt}(\frac{p}{\rho}) + p\nabla.v = Q_{diss} - Q_{cool} \qquad (۵)$$

هم چنین برای سادگی, ضریب مقاومتی را ثابت فرض می کنیم (Kaburaki 2000) و به صورت $\eta = \eta_\circ \frac{p}{\rho\Omega}$ تعریف می کنیم که در آن $\Omega = (\frac{GN}{r^3})^{1/2}$ است. دستور العمل آلفا $\nu = \frac{\alpha p}{\rho\Omega}$ (Narayan & Yi 1994) را برای وشکسانی بکار می بریم و یک شکل مناسبی را برای میدان مغناطیسی معرفی می کنیم :

$$B = \frac{1}{2\pi}\nabla \times (\frac{\Psi}{r\sin\theta} e_\Phi) + B_\Phi e_\Phi \qquad (۶)$$

با در نظر گرفتن شاره های خود مشابه, یک حل از شکل زیر را جستجو می کنیم :

$$\rho(r,\theta) = \rho_\circ \frac{\rho(\theta)}{(\frac{r}{r_\circ})^{3/2}} \qquad (۷)$$

$$p(r,\theta)=p_{\circ}\frac{p(\theta)}{(\frac{r}{r_{\circ}})^{5/2}} \quad (۸)$$

$$v_r(r,\theta)=r\Omega(r)V(\theta) \quad (۹)$$

$$v_{\Phi}(r,\theta)=r\Omega(r)\Omega(\theta) \quad (۱۰)$$

$$B_r(r,\theta)=\frac{B_{\circ}}{2\pi\sin\theta}\frac{dB(\theta)}{d\theta}\frac{1}{(\frac{r}{r_{\circ}})^{5/4}} \quad (۱۱)$$

$$B_{\theta}(r,\theta)=-B_{\circ}\frac{3B(\theta)}{8\pi\sin\theta}\frac{1}{(\frac{r}{r_{\circ}})^{5/4}} \quad (۱۲)$$

$$B_{\Phi}(r,\theta)=B_{\circ}\frac{b(\theta)}{(\frac{r}{r_{\circ}})^{5/4}} \quad (۱۳)$$

با جانشینی حل بالا در معادلات پایه یک مجموعه از معادلات دیفرانسیلی معمولی را بر حسب θ بدست می آوریم :

$$\rho(1-\frac{V^2}{2}-\Omega^2\sin^2\theta)=A_1p(2.5-\alpha V+\alpha\frac{dV}{d\theta}\cot\theta)+\alpha A_1\frac{d}{d\theta}(p\frac{dV}{d\theta})+$$
$$\frac{A_2}{16\pi}\{b^2+\frac{3B}{4\pi^2\sin\theta}[\frac{3B}{16\sin\theta}-\frac{d}{d\theta}(\frac{1}{\sin\theta}\frac{dB}{d\theta})]\} \quad (۱۴)$$

$$-\rho\Omega^2\sin\theta\cos\theta=-A_1\frac{dp}{d\theta}+\frac{\alpha}{2}A_1p\frac{dV}{d\theta}+\alpha A_1\frac{d}{d\theta}(pV)+$$
$$\frac{A_2}{4\pi}\{\frac{1}{4\pi^2\sin\theta}\frac{dB}{d\theta}\times[\frac{3B}{16\sin\theta}-\frac{d}{d\theta}(\frac{1}{\sin\theta}\frac{dB}{d\theta})]-\frac{b}{\sin\theta}\frac{d}{d\theta}(b\sin\theta)\} \quad (۱۵)$$

$$\frac{1}{2}\rho V\Omega\sin\theta=-\frac{3}{4}\alpha A_1p\Omega\sin\theta+\alpha A_1(p\frac{d\Omega}{d\theta}\cos\theta+\frac{dp}{d\theta}\frac{d\Omega}{d\theta}\sin\theta+$$
$$p\frac{d}{d\theta}\frac{d\Omega}{d\theta}\sin\theta)+2\alpha A_1p\frac{d\Omega}{d\theta}\cos\theta-\frac{A_2}{32\pi^2\sin\theta}[b\frac{dB}{d\theta}+\frac{3B}{\sin\theta}\frac{d}{d\theta}(b\sin\theta)] \quad (۱۶)$$

$$2\pi Vb\rho-\rho\frac{d}{d\theta}(\Omega\Psi)-\rho\Omega\frac{dB}{d\theta}+$$
$$\frac{\eta_{\circ}\pi A_1}{2}pb+\frac{8\pi\eta_{\circ}A_1}{3}\frac{d}{d\theta}[\frac{p}{\rho\sin\theta}\frac{d}{d\theta}(b\sin\theta)]=0 \quad (۱۷)$$

$$\rho V\frac{3\gamma-5}{2(\gamma-1)}=f\alpha(3V^2+(\frac{dV}{d\theta})^2+\frac{9}{4}\Omega^2\sin^2\theta+(\frac{d\Omega}{d\theta})^2\sin^2\theta)\rho+$$
$$\frac{f\eta_{\circ}A_2}{4\pi}\{\frac{1}{4\pi^2}[\frac{3B}{16\sin\theta}-\frac{d}{d\theta}(\frac{1}{\sin\theta}\frac{dB}{d\theta})]^2+\frac{b^2}{16}+[\frac{1}{\sin\theta}\frac{d}{d\theta}(b\sin\theta)]^2\} \quad (۱۸)$$

معادلات بالا, یک مجموعه معادلات دیفرانسیلی معمولی را برای توابع V(θ),Ω(θ),ρ(θ),B(θ),P(θ) به نمایش می گذارند.

شرایط مرزی بین صفحه استوایي $\theta=\frac{\pi}{2}$ و محور چرخش $\theta=0$ مشخص می شود. در $\theta=\frac{\pi}{2}$, با در نظر گرفتن تقارن داریم :

$$\frac{dV}{d\theta}=\frac{d\Omega}{d\theta}=\frac{dp}{d\theta}=\frac{dB}{d\theta}=0 \qquad (۱۹)$$

در $\theta=0$, سعی می کنیم حلهایی خوش رفتار و بدون تکینگی بدست آوریم . بنابراین داریم :

$$\frac{dV}{d\theta}=\frac{d\Omega}{d\theta}=\frac{dp}{d\theta}=0 \qquad V=0 \qquad (۲۰)$$

حلهای عددی معادلات مذکور را برای مقادیر مختلف f $(f=\frac{Q_{cool}}{1-Q_{diss}})$ در دو حالت شاره های چرخان و غیر چرخان بدست می آوریم .

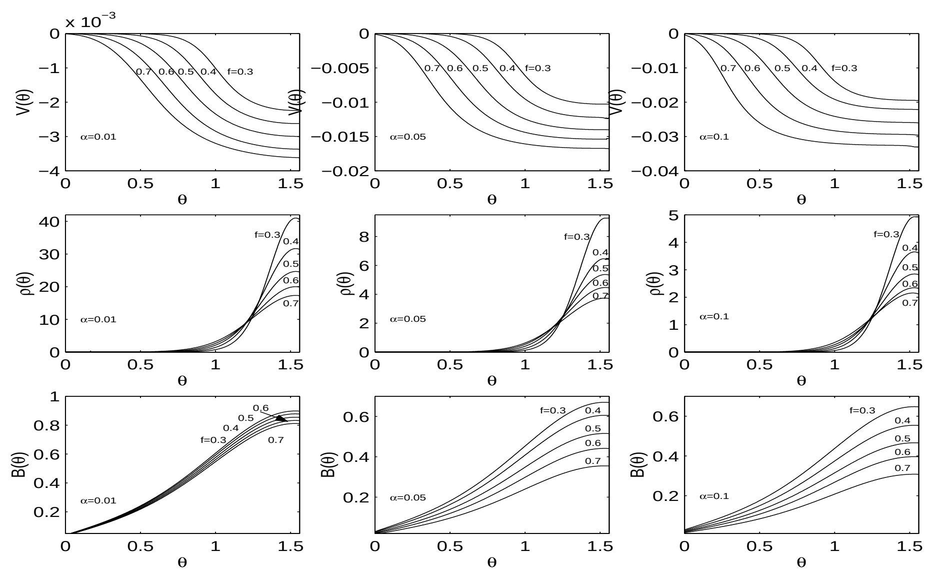
نتیجه گيري

۱- تابع خود مشابه سرعت شعاعی دارای یک بیشینه در ناحیه استوایی است و بر روی محور قطبی هیچ گونه شاره جرمی وجود ندارد. با کاهش f , ناحیه استوايي با سرعت بیشینه باریک می شود. هم چنین در می یابیم که سرعت شعاعی با افزایش پارامتر آلفا در هر دو حالت شاره غیر چرخان و چرخان افزایش می یابد.(شکل ۱و۲)

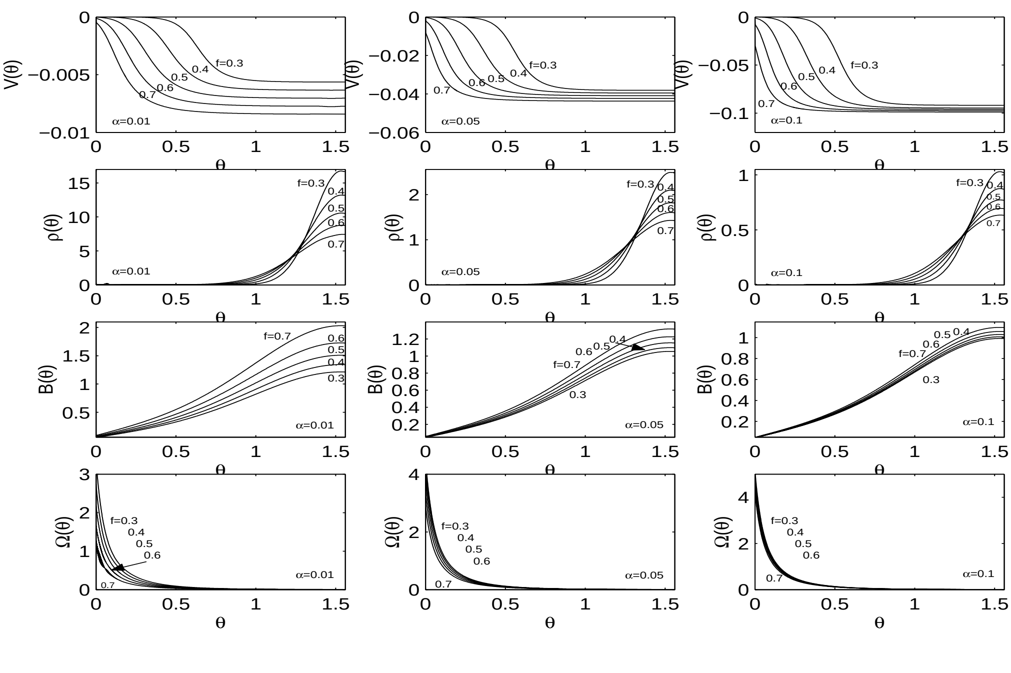
۲- تابع خود مشابه چگالی در هر دو حالت شاره غیر چرخان و چرخان, بین نواحی استوايي و قطبی متمرکز می شود به طوریکه با کاهش مقادیر f افزایش و با افزایش آلفا کاهش می یابد. حلهایی با f کوچک مطابق با سردشوندگی موثر است. بنابراین حل f= ۰٫۷ مانند یک قرص تخت به نظر می رسد. در حالیکه حل f= ۰٫۲ به یک قرص نازك استاندارد نزدیک می شود.(شکل ۱و۲)

۳- تابع خود مشابه شار مغناطیسی برای شاره های غیر چرخان افزایش مي یابد همان طور که انرژی پهن رفت کاهش می یابد (یعنی برای f کوچک) در حالیکه با افزایش پارامتر آلفا کاهش می یابد. از طرفی رفتار مختلفی را از آن برای قرص های چرخان می بینیم. به طوریکه با کاهش f و افزایش پارامتر آلفا برای شاره های چرخان کاهش می یابد.(شکل ۱و۲)

۴- در محاسباتمان به این نتیجه می رسیم که $\Omega B^2=cte.$ است. بنابراین B و Ω به طور معکوس رفتار می کنند.(شکل ۲)



شکل ۱: حلهای خود مشابه مطابق با $\gamma=\frac{4}{3}$، ۱ر۰ = $\eta_\circ$، ۱ر۰= $\beta_\circ$ و ۱ ر۰، ۰۵ر۰ ، ۰۱ر۰= α برای شاره های برافزایشی غیر چرخان. به ترتیب از بالا به پایین عبارتند از: $V(\theta)$ سرعت شعاعی، $\rho(\theta)$ چگالی و $B(\theta)$ شار مغناطیسی به صورت تابعی از زاویه قطبی θ.



شکل ۲: حلهای خود مشابه مطابق با $\gamma=\frac{4}{3}$، ۱ر۰ = $\eta_\circ$ ، ۱ر۰= $\beta_\circ$ و ۱ر۰، ۰۵ر۰، ۰۱ر۰= α برای شاره های برافزایشی چرخان. به ترتیب از بالا به پایین عبارتند از: $V(\theta)$ سرعت شعاعی، $\rho(\theta)$ چگالی، $B(\theta)$ شار مغناطیسی و $\Omega(\theta)$ سرعت زاویه ای به صورت تابعی از زاویه قطبی θ.

References

[۱] Hawley, J. F. 2001**,** *ApJ***, 554**, 534
[۲] Igumenshchev, I. V., & Abramowicz, M. A., 1999**,** *MNRAS*,
303, 309
[۳] Kaburaki, O. 2000, *ApJ***, 531**, 210
[۴] Mineshige, S., & Umemura, M. 1997*, ApJ*, **480**, 167
[۵] Mineshige, S., Nakayama, K., & Umemura M. 1997,
Publ.Astron.Soc, **49**, 439
[۶] Nrayan, R., & Popham, R. 1993, *Nature***, 362**, 820
[۷] Narayan, R., & Yi, I. 1995, *ApJ***, 444**,231
[۸] Ogilvie, G. I. 1997, *MNRAS*, **288**, 63
[۹] Shakura, N. I., & Sunyaev, R.A. 1973*, A&A*, **24**, 337
[۱۰] Stone, J. M., Pringle, J. E., & Begelman, M. C. 1999, *MNRAS***, 310**, 1002