

تأثیر گرانش ستاره مرکزی بر سحابی سیاره نما در حضور چگالی دو بعدی محیط

دکتر جمشید قبیری ، علی برادران حسینی

دانشگاه آزاد اسلامی ، واحد مشهد - دانشکده علوم

چکیده

در مدل برهمنکنیش دو باد ستاره ای ، سحابی های سیاره نما بر اثر برخورد باد سریع ، با باد کندی که در مراحل تحول قبلی ایجاد شده ، بوجود می آید. اما این مدل قادر به توضیح ساختار های نامتقارن مانند سحابی های سیاره نما پروانه ای ، دوقطبی یا نامتقارن دیگر نیست . بنابراین در اینجا نقش سه عامل دیگر را بر ساختار سحابی های سیاره نما بررسی می کنیم .

۱. فشار نامتقارن مغناطیسی که باعث تمرکز شار در صفحه استوایی می شود .

۲. عدم تقارن چگالی که به عمل چرخش ستاره مرکزی می باشد . این اثر را با استفاده از دو متغیر آزاد که یکی تمرکز چگالی بین قطب و استوا و دیگری شدت وابستگی چگالی به زاویه را نشان می دهد به شکل زیر بیان می کنیم :

$$\rho_a = \left(\frac{\dot{M}}{V_a \int_0^{4\pi} (1+e \sin^m \theta) d\omega} \right)^{\frac{1+e \sin^m \theta}{r^2}} \equiv A \frac{1+e \sin^m \theta}{r^2}$$

۳. عامل سوم اثر گرانش ستاره مرکزی بر روی سحابی سیاره نما است .

۱- مقدمه

امروزه تقریبا همه در این موضوع که غولهای قرمز مولد سحابی های سیاره نما هستند به توافق رسیده اند . اتفاق مهم این است که غول قرمز مقدار قابل ملاحظه ای جرم ، از طریق فشار تابشی روی ذرات غبار و متراکم کردن جو اطراف خود و افزایش برخورد ، به اطراف می فرستد و یک پوش وسیع هم مرکز ایجاد می کند . این پوش را می توان با فن آوریهای آشکار سازی فروسرخ و ریز موج مشاهده کرد . این پوش را باد کند اولیه یا ابر باد می نامند . موضوع مهم دیگر آن است که هسته های سحابی های سیاره نما دارای باد ستاره ای (از طریق فشار تابشی مستقیم روی گاز) هستند که سرعت هایی یک یا دو مرتبه توانی بزرگتر و چگالی هایی به همین اندازه کمتر از سرعت و چگالی باد غول قرمز دارند . این باد را باد ثانویه می نامند . در اثر برهمنکنیش این دو باد سحابی سیاره نما شکل می گیرد .

۲- شبیه سازی دو بعدی پوسته سحابی

در سحابی سیاره نما ، میدان مغناطیسی غالب ، میدان مغناطیسی ستاره مرکزی است . میدان مغناطیسی در صفحه استوایی چرخش به صورت زیر است [۱] :

$$B_T = B_s \frac{v_{rot}}{v_w} \left(\frac{r_s}{r} \right)^2 \left(\frac{r}{r_s} - 1 \right)$$

$$B_r = B_s \left(\frac{r_s}{r} \right)^2 \quad (1-2)$$

در معادلات بالا B_r و B_T ، به ترتیب میدان مغناطیسی شعاعی و مماسی ، r_s شعاع ستاره مرکزی ، v_{rot} سرعت چرخشی سطح ستاره در صفحه استوا و B_s میدان در سطح ستاره مرکزی و v_w سرعت شعاعی باد ستاره ای می باشد . در فاصله دور نسبت $\frac{B_T}{B_r} \geq 10^2$ برقرار است و از میدان شعاعی صرف نظر می کنیم و $B_T \equiv B$ می نویسیم .

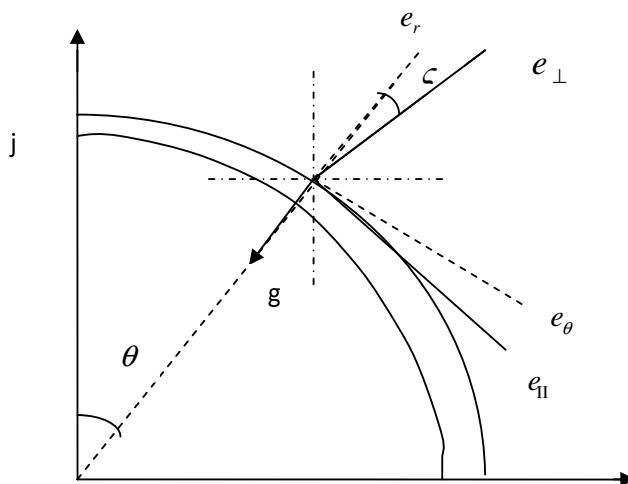
با تبدیل فرم انتگرالی معادله تکانه برای مواد درون المان حجمی پوسته، به انتگرال روی پوسته، که خود پوسته با سرعت \vec{U} حرکت می‌کند به معادله تکانه زیر می‌نویسیم:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho \vec{v} dv = \oint \hat{n} \cdot (\rho \vec{u} \vec{v}) ds - \oint \hat{n} \cdot [\rho \vec{v} \vec{v} - \frac{\vec{B} \vec{B}}{4\pi} + \vec{I} (p + \frac{B^2}{4\pi}) - \vec{T}] ds \quad (2-2)$$

که \vec{T} تانسور گرانش، به صورت زیر است:

$$T_{ik} = \frac{-1}{4\pi G} [g_i g_k - \frac{g^2}{2} \delta_{ik}] \quad (3-2)$$

حال با استفاده از فرض تقارن محوری، معادله (2-2) را در یک صفحه با زاویه سمتی دلخواه، در نظر می‌گیریم، که برای یک المان حجم دلخواه، از مولفه عمودی هر انتگرال روی سطح‌های داخلی و خارجی (با بردار نرمال \hat{e}_\perp) و سطح‌های طرفین (با بردار نرمال \hat{e}_{II}) انتگرال گرفت. کمیتها را روی سطح خارجی و داخلی پوسته با اندیس‌های ۰ و ۱ و مولفه‌های موازی و عمودی بر پوسته را با اندیس‌های \parallel و \perp نشان می‌دهیم شکل (۱-۲).



شکل (۱-۲). نمایش بردارهای یکه دو دستگاه مختصات در پوسته نامتقارن

سرعت مواد روی شعاع خارجی پوسته را، \vec{V}_A و سرعت مواد درون پوسته را \vec{V} می‌نامیم. چون چگالی در شعاع داخلی پوسته، خیلی کمتر از چگالی مواد اطراف پوسته است، از آن صرف نظر می‌شود. اما چگالی مواد اطراف یا باد کند را، به علت دوران ستاره مرکزی به شکل زیر می‌گیریم [۲] [۳]:

$$\rho_a = \left(\frac{\dot{M}}{V_a \int_0^{4\pi} (1 + e \sin^m \theta) d\omega} \right) \frac{1 + e \sin^m \theta}{r^2} \equiv A \frac{1 + e \sin^m \theta}{r^2} \quad (4-2)$$

که \dot{M} آهنگ خروج جرم از ستاره مرکزی در باد کند است.

بعد تمام این محاسبات پیچیده و طولانی، معادله تکانه به شکل زیر به دست می‌آید:

$$\mu \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\rho_a (u_\perp - v_{a\perp}) (\vec{v} - \vec{v}_a) + \hat{e}_\perp \left(p_i + \frac{B_i^2}{8\pi} \right) - (v_{II} - u_{II}) \mu \frac{\cos \zeta}{R} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \theta} + \frac{g^2}{4\pi G} [(\cos 2\zeta) \hat{e}_\perp - (\sin 2\zeta) \hat{e}_{II}] \quad (5-2)$$

معادله پایستگی جرم هم به همین روش و استفاده از رابطه $\rho > \mu > 2\eta$ برای تبدیل چگالی حجمی ρ به چگالی سطحی μ بدست می آید [۴].

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = -\rho_a(v_{\perp a} - u_{\perp}) - \frac{2\mu}{R} \frac{\partial R}{\partial t} - \mu \tan \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial t} - \frac{\cos \zeta}{R^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [R \sin \theta \mu (v_{II} - u_{II})] \quad (۷-۲)$$

و یک معادله هم از هندسه مسئله داریم که عبارتست:

برای حل این چهار معادله (معادله ۵-۲)، خود دو معادله است، با فرض انساط خود مشابه (یعنی ζ با زمان تغیر نمی کند) و می توانیم معادلات را به شکل زیر بی بعد کنیم:

$$w = w_0 V(\theta), \quad v_{II} = w_0 U(\theta), \quad \mu_s = \rho_1 t_1 w_0 \Omega(\theta), \quad \lambda = \frac{v_a}{w_0}, \quad \rho_a = \rho_1 \left[\frac{w_0 t_1}{w(\theta) t} \right]^2 (1 + e \sin^m \theta)$$

سرعت شعاعی در راستای قطب $W(\theta) = 0$ در یک زمان مشخصه دلخواه t_1 ، می باشد. با نوشتن چگالی سطحی به شکل W_0

$$f(x) \text{ که } \left(p_i + \frac{B_i^2}{8\pi} \right) = p_i f(x) \left(\frac{t_1}{t} \right)^2, \quad \mu(\theta) = \mu_s(\theta) \frac{t_1}{t}$$

$$\Omega(\theta), V(\theta), \zeta(\theta), U(\theta) \text{ و میرسیم: } x = \left(\frac{a}{0.6^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{w(\theta)}{w_0} \sin \theta$$

$$\tan \zeta = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial \theta}$$

$$V^2 \Omega = (V - \lambda) \cos \zeta (1 + e \sin^m \theta) - \frac{\cos \zeta}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [V \sin \theta \Omega (U + V \sin \zeta)]$$

$$0 = -\cos^2 \zeta \left(1 - \frac{\lambda}{V} \right)^2 (1 + e \sin^m \theta) + f(x) (1 - \lambda)^2 - (U + V \sin \zeta) \Omega \frac{\cos \zeta}{V} \times$$

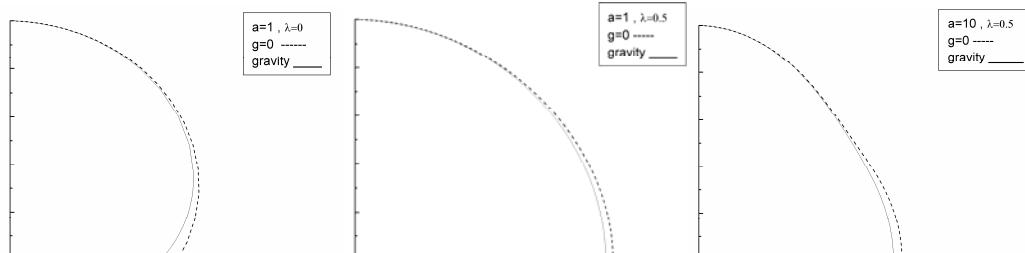
$$\left[\frac{\partial (V \cos \zeta)}{\partial \theta} - U \left(1 + \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right) \right] + \frac{GM^2}{4\pi w_0^6 \rho_1} \left(\frac{1}{t^2 t_1^2} \right) \left[\frac{\cos(2\zeta)}{V^4} - f(x) \right]$$

$$0 = -\left(1 - \frac{\lambda}{V} \right) (U + \lambda \sin(\zeta)) (1 + e \sin^m \theta) - (U + V \sin \zeta) \Omega \times$$

$$\left[\frac{\partial U}{\partial \theta} + V \cos \zeta \left(1 + \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right) \right] - \frac{GM^2}{4\pi w_0^6 V^3 \rho_1} \left(\frac{1}{t^2 t_1^2} \right) \frac{\sin(2\zeta)}{\cos \zeta}$$

با انتگرال گیری از این معادلات با چهار پارامتر آزاد a, λ, e, m (a نشان دهنده شدت میدان مغناطیسی است) در بازه

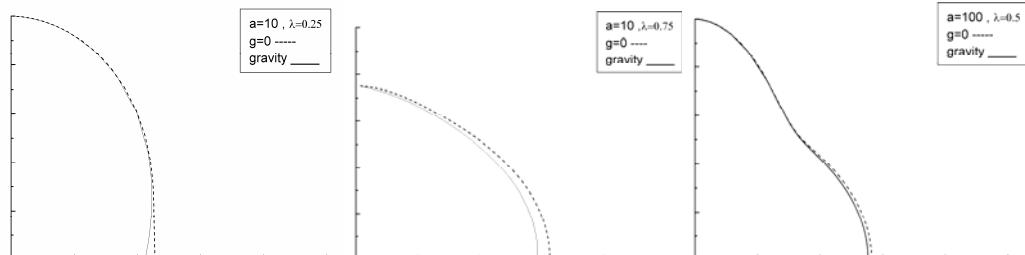
به نمودارهای زیر می رسمیم.



شكل ۳

شكل ۲

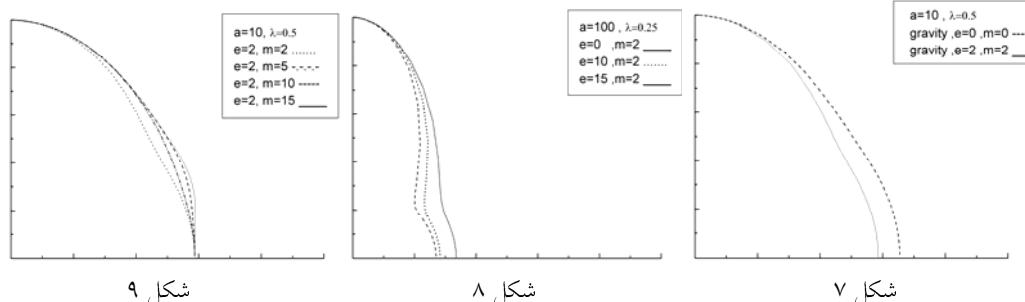
شكل ۱



شكل ۶

شكل ۵

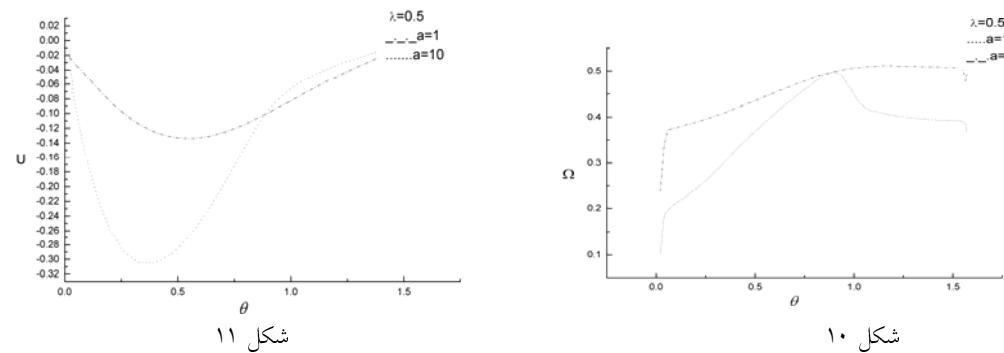
شكل ۴



شكل ۹

شكل ۸

شكل ۷



شكل ۱۱

شكل ۱۰

مراجع:

- [1] Chevalier R.A. & Luo, D. ,1994," Magnetic Shaping of Planetary Nebulae and other Stellar Wind Bubbles",APJ,421:225-235
- [2] Ghanbari ,J. & Khesali ,A.R. 2001," Dynamical Structure of Planetary Nebulae in Three Dimension", Astrophysics&Space science,278:391-402.
- [3] Ghanbari, J. & Khesali ,A.R, 2003,"Dynamical and Ionization Structure of Planetary Nebulae in Three Dimension.A Simulation for NGC3132", Astrophysics&Space science,288:465-482.
- [4] Giuliani, J.L., 1982," A General Formulation of the Thin-Shell Approximation for Axisymmetric, Hypersonic, Hydromagnetic Flow", APJ, 256 : 624-636.