

توصیف KHz QPOs بر اساس برهمکنش قرصهای برافزایشی و مگنتوسفر ستاره

نوترونی در LMXBs

عباسی، شهرام^۱ رضانیا، وحید^{۲،۳}

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه علوم پایه دامغان

^۲دانشکده فیزیک دانشگاه ادمونتون کانادا

^۳پژوهشکده نجوم و اختر فیزیک، IPM، تهران

چکیده

کشف QPOs توسط تلسکوپ پرتو ایکس RXTE در دهه گذشته معمای جدیدی در پیش روی اختر فیزیک دانها قرار داد. در این مطالعه سعی داریم یک مدل خود سازگار در توصیف نوسانات QPOs و مکانیزمی جهت برانگیخته شدن آنها بر اساس برهمکنششان با قرص برافزایشی اطرافشان داشته باشیم. ما نشان خواهیم داد که برهمکنش مواد یونیده در قسمتهای داخلی قرص برافزایشی با مگنتوسفر ستاره نوترونی می تواند امواج آلفون در آنها ایجاد کند که فرکانس این نوسانات با فرکانسهای مشاهده شده در QPOs همخوانی دارد. هندسه دو قطبی برای میدان مغناطیسی ستاره نوترونی در نظر گرفتاریم. وقوع ناپایداری Fire hose در این نوسانات بررسی شده است.

مقدمه

امروزه ثابت شده است که ستاره های نوترونی در LMXBs ابزار مناسبی جهت آزمایش تئوری های مطرح شده درباره قسمتهای داخلی قرصهای برافزایشی هستند. میدان مغناطیسی در این اجرام به اندازه کافی ک وچک است (در حدود $10^{10} - 10^7$ گاوس) تا حداقل کسری از گاز برافزایشی در مدار تقریباً دایره ای در میدان قوی گرانشی و تابش این ستاره ها حرکت کنند. از طرفی این میدان به اندازه کافی قوی است تا بتواند تابشهای پرتو ایکس نا مقارنی را باعث شود. مشاهدات اخیر از این هجرام توسط RXTE اطلاعات ارزشمندی درباره میدان گرانشی قوی، میدان مغناطیسی، سرعت اسپینی، جرم و شعاع این ستاره ها در اختیار ما قرار داده است.

ازموقع آغاز بکار RXTE در طی ده سال گذشته بیشتر از ۳۰ ستاره نوترونی در LMXBs نوسانات QPOs دیده شده است. این نوسانات بسیار قوی و همدوس هستند. محدوده فرکانسی آنها بین ۱۰ تا ۱۲۰۰ هرتز است. این محدوده فرکانسی بسیار نزدیک به مقیاس دینامیکی گاز برافزایشی در محدوده چند ده کیلومتری از ستاره نوترونی است. بنابر این این فرکانسها می تواند با فرکانس دوران کپلری مواد در شعاع های داخلی قرص مرتبط باشد. تقریباً همه این اجرام دو قله در طیف پرتو ایکس با فرکانس ماکزیمم و مینیمم دارند. این فرکانسها در طیف با یکدیگر تغییر می کنند. این فرکانسها می تواند در طی چندصد ثانیه تا دو برابر تغییر کند در حالیکه در طی این تغییرات شدت همدوس باقی می ماند. به همین دلیل مکانیزم تولید آنها باید بتواند همدوسی آنها را توصیف کند.

با اینکه تفتاهای بسیاری بین منابع پرتو ایکس وجود دارد با اینحال QPO های مشاهده شده با دقت بالایی شبیه هم هستند، هم در فرکانس شان و هم در فاصله دو قله ماکزیمم و مینیمم شان. ۶ مورد از این QPO ها بنام منابع Z و مابقی بنام منابع atoll شناخته می شوند. این شباهت رفتاری در QPOs نشان می دهد که آنها به خواص عمومی

منابع پرتو ایکس وابسته اند که در همه آنها مشترک است . همه این منابع دارای سیستم برافزایشی هستند . نقش برافزایش در تولید این فرکانسها غیر قابل چشمپوشی است.

در اواخر دهه نود میلر مدل **beat frequency** را مطرح نمود. در این مدل فرض بر این است که در نزدیکی ستاره نوترونی ناحیه باریکی وجود دارد که سرعت شارش مواد برافزایشی با کاهش شعاع شدت افزایش می یابد. این تغییر شدید در سرعت شعاعی یک شعاع صوتی در آنجا ایجاد می کند . این شعاع خیلی نزدیک به نزدیکترین شعاع پایدار قرص برافزایشی است. در این شعاع که بسیار به شعاع آلفون، که در آن فشار مغناطیسی با فشار رم برابر است، نزدیک است. در این تحقیق بر آنیم تا بر اساس برهمکنش سیال برافزایشی با میدان مغناطیسی ستاره بتوانیم توجیهی برای QPOs داشته باشیم . برهمکنش قرص برافزایشی نه تنها باعث شارش مواد بسمت سطح ستاره از طریق میدان میشود، بلکه باعث فشردگی و تغییر شکل خطوط میدان در راستای برهمکنش آنها میشود . علاوه بر این شارش مواد در راستای خطوط میدان م میتواند نواحی با چگالی زیاد در راستای خطوط میدان ایجاد کند . در هنگام برخورد قرص برافزایشی علاوه بر تغییر شکل خطوط میدان میدان اختلالی در این ناحیه با چگالی زیاد ایجاد می کند . قرص برافزایشی خطوط میدان را بسمت داخل فشرده میکند تا جایی که فشار مغناطیسی مانع فشردگی بیشتر شود. در چنین حالتی هرگونه تحریکی باعث ایجاد امواج آلفون در خطوط میدان می گردد. در ادامه معادلات حاکم بر سیستم را ارائه می دهیم.

امواج مگنتو - هیدرودینامیکی:

در این بخش به بررسی امواج MHD و کاربرد آن در امواج آلفون و شرایط تشدید در آن می پردازیم. در حالت کلی شرایط حاکم بر سیال بوسیله چگالی، فشار، پتانسیل گرانشی، بردارهای سرعت شار و میدان مغناطیسی حاکم بر آن توصیف می شود.

$$\begin{aligned} \partial \mathbf{v} / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} &= -\nabla p / \rho - (1/4\pi\rho) \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) - \nabla \Phi, \\ \partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0, \end{aligned}$$

مدل پالی تروپ برای رابطه چگالی و فشار اختیار کرده ایم $p = k\rho^\gamma$. برای مطالعه وقوع ناپایداری در مگنتوسفر ستاره باید ابتدا حالت‌های تعادلی را در سیستم بیابیم . در یک سیال مغناطیسی امواج به سه روش می توانند انتقال یابند : امواج آلفون، امواج مگنتواکوستیکی کند و تند . در یک سیال هم سانگرد این امواج بطور مستقل از یکدیگر منتقل می شوند. اما در یک سیال ناهمسانگرد این سه مد نوسانی میتوانند ترکیب شوند . تشدید در خطوط میدان FLR از ترکیب امواج مگنتواکوستیکی تند با امواج آلفون ایجاد میشوند . ما وقوع FLR را در خطوط میدان مگنتوسفر ستاره بررسی می کنیم. همانطور که اشاره کردیم، ناهمسانگردی چگالی در اطراف خطوط میدان میتواند باعث ایجاد FLR شود. در میدانهای بسیار قوی تعریف امواج آلفون بدلیل بیشتر شدن از سرعت نور صادق نیست و تعریف نسبی مناسب است:

$$h = \frac{c^2 \rho + B^2/4\pi}{c^2} \quad v_A^2 = B^2/4\pi h = \frac{c^2}{c^2 \rho + B^2/4\pi} \frac{B^2}{4\pi} .$$

اگر فرض کنیم که مقیاس زمانی برانگیخته شدن امواج کمتر از مقیاس زمانی تغییرات در شار خطوط میدان باشد و همچنین اگر فرض کنیم دوران ستاره بی تاثیر باشد (بدلیل اجتناب از پیچیدگی) معادلات خطی شده در حضور سیال شارشی در جهت خطوط میدان بصورت زیر خواهد بود:

$$h \left(\frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \delta \mathbf{v} + \delta \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla \delta p + \frac{\nabla p}{h} \delta h$$

$$- \frac{1}{4\pi} \delta \mathbf{B} \times \nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times \nabla \times \delta \mathbf{B},$$

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\delta \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{v} \times \delta \mathbf{B}),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \delta p + \delta \mathbf{v} \cdot \nabla p = -\gamma (\delta p \nabla \cdot \mathbf{v} + p \nabla \cdot \delta \mathbf{v}),$$

از آنجا که تقریباً میدان اطراف ستاره نوترونی دوقطبی است، اما برافزایش ساختار هندسی آن را تغییر میدهد، بخصوص در صفحه قرص. به همین دلیل از دستگاه مختصات (μ, ν, φ) استفاده می کنیم که در آن μ در جهت خطوط میدان، ν تعداد پوسته مغناطیسی را در جهت عمود بر خطوط میدان می شمارد و φ همان مختصات سمتی است.

$$ds^2 = h_\mu d\mu^2 + h_\nu d\nu^2 + h_\phi d\phi^2,$$

$$\mu = \cos \theta / r^2; \quad \nu = \sin^2 \theta / r,$$

$$h_\mu = r^3 / \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta},$$

$$h_\nu = r^2 / \sin \theta \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta},$$

$$h_\phi = r \sin \theta,$$

در روابط بالا (r, θ, φ) همان دستگاه مختصات قطبی کروی است. متریک h_μ کمک لازم برای نمایش میدان دوقطبی بصورت $B = \frac{\mu^{mag}}{h_\mu} e_\mu$ را می نماید که در آن μ^{mag} ممتوم مغناطیسی میدان دوقطبی ستاره است. توجه

$$B = B_p e_\mu, \quad B_p h_\mu = \mu^{mag} \text{ داریم:}$$

معادلات مختل شده در این مختصات جدید بصورت زیر خواهد بود:

$$\partial_t (h_i \delta v_i) + \frac{1}{h_j} [v_j \partial_j (h_i \delta v_i) + \delta v_j \partial_j (h_i v_i)] - \frac{2}{h_j} v_j \delta v_j \partial_i h_j = -\frac{1}{h} \partial_i (\delta p + \frac{1}{4\pi} B_j \delta B_j)$$

$$+ \frac{1}{4\pi h} \frac{1}{h_j} [B_j \partial_j (h_i \delta B_i) + \delta B_j \partial_j (h_i B_i)] - \frac{1}{4\pi h} \frac{2}{h_j} B_j \delta B_j \partial_i h_j,$$

$$\partial_t (h_i \delta B_i) = -(h_i B_i) (\nabla \cdot \delta \mathbf{v}) - (h_i \delta B_i) (\nabla \cdot \mathbf{v})$$

$$+ \frac{1}{h_j} [B_j \partial_j (h_i \delta v_i) - \delta v_j \partial_j (h_i B_i)] + \frac{1}{h_j} [\delta B_j \partial_j (h_i v_i) - v_j \partial_j (h_i \delta B_i)]$$

$$+ \frac{2}{h_j} (B_i \delta v_j - B_j \delta v_i) \partial_j h_i + \frac{2}{h_j} (\delta B_i v_j - \delta B_j v_i) \partial_j h_i,$$

$$\partial_t \delta p + \frac{1}{h_j} v_j \partial_j \delta p + \gamma (\nabla \cdot \mathbf{v}) \delta p = -\frac{1}{h_j} \delta v_j \partial_j p - \gamma p (\nabla \cdot \delta \mathbf{v}),$$

که در آن $j = 1, 2, 3$ و هیپگونه جمعی روی i صورت نمی گیرد. همچنین فرض می کنیم که شار برافزایشی در جهت خطوط میدان منتقل شود، $V = V_p e_\mu$ و علاوه بر این فرض می کنیم:

$$\delta(\mu, \nu, \phi, t) \sim \delta(\mu, \nu) e^{-i\omega t} e^{im\phi},$$

در اینصورت معادلات در دستگاه دوقطبی با استفاده از تقریب **WKB** بصورت زیر در می آید:

$$\begin{aligned} - (i\omega_D + K_\mu)(h_\mu \delta v_\mu) + \frac{1}{h_\nu} \delta v_\nu \partial_\nu (h_\mu v_p) &= -\frac{1}{h} \partial_\mu \delta p, \\ (-i\omega_D + K_\nu)(h_\nu \delta v_\nu) - \frac{2}{h_\mu} v_p \delta v_\mu (\partial_\nu h_\mu) &= -\frac{1}{h} \partial_\nu (\delta p + \frac{1}{4\pi} B_p \delta B_\mu) \\ &+ \frac{1}{4\pi h} \frac{1}{h_\mu} B_p [(ik + \frac{1}{h_\nu} \partial_\mu h_\nu) h_\nu \delta B_\nu - 2\delta B_\mu \partial_\nu h_\mu], \\ (-i\omega_D + K_\phi)(h_\phi \delta v_\phi) &= -\frac{im}{h} (\delta p + \frac{1}{4\pi} B_p \delta B_\mu) + \frac{1}{4\pi h} \frac{1}{h_\mu} B_p (ik + \frac{1}{h_\phi} \partial_\mu h_\phi) h_\phi \delta B_\phi \\ (-i\omega_D + K_\mu)(h_\mu \delta B_\mu) &= -h_\mu B_p \left[\frac{1}{h_\mu^2} \partial_\nu (h_\mu h_\phi) \delta v_\nu + \frac{h_\phi}{h_\mu} \partial_\nu \delta v_\nu + \frac{im h_\nu}{h_\mu} \delta v_\phi \right] \\ &+ \frac{1}{h_\nu} (h_\nu \partial_\nu v_p - v_p \partial_\nu h_\mu) \delta B_\nu + \frac{2}{h_\nu} B_p \partial_\nu h_\mu \delta v_\nu, \\ (-i\omega_D + K_\nu)(h_\nu \delta B_\nu) &= \frac{1}{h_\mu} B_p (ik - \partial_\mu h_\nu / h_\nu) h_\nu \delta v_\nu, \\ (-i\omega_D + K_\phi)(h_\phi \delta B_\phi) &= \frac{1}{h_\mu} B_p (ik - \partial_\mu h_\phi / h_\phi) h_\phi \delta v_\phi, \\ -i\omega_D \delta p &= -\frac{1}{h_\mu} \delta v_\mu \partial_\mu p - \frac{1}{h_\nu} \delta v_\nu \partial_\nu p - \gamma p \nabla \cdot \delta \mathbf{v}, \end{aligned}$$

که در آن

$$\begin{aligned} \omega_D &= \omega - \frac{k}{h_\mu} v_p, \\ K_i &= \frac{1}{h_\mu h_i} v_p \partial_\mu h_i \end{aligned}$$

که با کمی ساده سازی معادله پاشندگی بصورت زیر بدست می آید:

$$\begin{aligned} \left[-i\omega_D + K_\mu + \frac{m^2 h_\nu v_A^2}{h_\mu h_\phi} \frac{i\omega_D + K_\phi}{Q} \right] \delta B_\mu &= -\frac{h_\phi}{h_\mu} B_p \partial_\nu \delta v_\nu \\ &- \frac{B_p}{h_\mu} \left[\frac{1}{h_\mu} \partial_\nu (h_\mu h_\phi) - \frac{2}{h_\nu} \partial_\nu h_\mu \right. \\ &\left. + \frac{1}{h_\mu h_\nu} (h_\mu \partial_\nu v_p - v_p \partial_\nu h_\mu) \frac{ik - \partial_\mu h_\nu / h_\nu}{-i\omega_D - K_\nu} \right] \delta v_\nu, \end{aligned}$$

که در آن

$$Q = \omega_D^2 + K_\phi^2 - \frac{v_A^2}{h_\mu^2} [k^2 + \frac{1}{h_\phi^2} (\partial_\mu h_\phi)^2].$$

در نتیجه خواهیم داشت:

$$\delta B_\mu / B_p = \eta_1 \partial_\nu \delta v_\nu + \eta_2 \delta v_\nu,$$

$$\eta_1 = (h_\phi Q / h_\mu) / [(i\omega_D - K_\mu)Q - (mh_\nu v_A / h_\mu)^2 (i\omega_D + K_\phi)]$$

$$\eta_2 = \frac{\eta_1}{h_\phi} \left[\frac{1}{h_\mu} \partial_\nu (h_\mu h_\phi) - \frac{2}{h_\nu} \partial_\nu h_\mu - \frac{1}{h_\mu h_\nu} (h_\mu \partial_\nu v_p - v_p \partial_\nu h_\mu) \frac{ik - \partial_\mu h_\nu / h_\nu}{i\omega_D + K_\nu} \right],$$

نوسانات خطوط میدان FLR در $\eta_1 = 0$ و یا معادل آن در $Q = 0$ رخ می دهد.

$$\omega_D^2 + K_\phi^2 - \frac{v_A^2}{h_\mu^2} [k^2 + \frac{1}{h_\mu^2} (\partial_\mu h_\phi)^2] = 0.$$

که در نتیجه فرکانس FLR بصورت زیر خواهد بود:

$$\omega_\pm = (kv_p / h_\mu) \pm \left[(v_A^2 / v_p^2 - 1) K_\phi^2 + k^2 v_A^2 / h_\mu^2 \right]^{1/2},$$

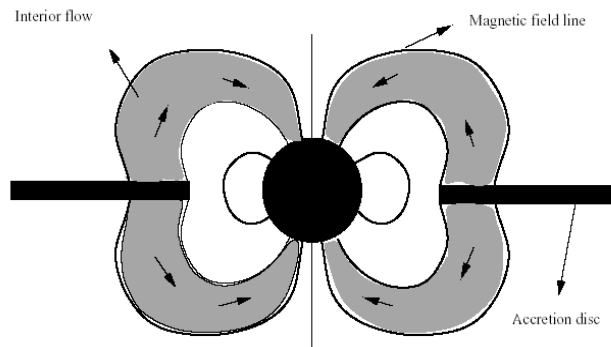
$$= (kv_p / h_\mu) \left(1 \pm \left[v_A^2 / v_p^2 - (1 - v_A^2 / v_p^2) (k \partial_\mu \ln h_\phi)^2 \right]^{1/2} \right)$$

که در حد خطوط میدان مستقیم به جوابهای رضائیا ۲۰۰۵ تبدیل می شود. از معادله بالا متوجه می شویم که شرط پایداری جوابها بصورت:

$$\begin{cases} v_A \geq qv_p / \sqrt{1 + q^2} \rightarrow \text{stabel modes,} \\ v_A < qv_p / \sqrt{1 + q^2} \rightarrow \text{unstabel modes,} \end{cases}$$

$$q = k \partial_\mu \ln h_\phi.$$

در ادامه به بحث در مورد پایداری جوابها می پردازیم.



مرجع ها (لوتوس 14 پرنگ)

- [1] Van der Klis, M., 2000, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 38, 717
- [2] Wijnands, R., et al., 2003, Nature, 424, 44
- [3] Rezanian et al., 2005, A&A, 531, 210