

## نسبت جرم در نواختر کوتوله‌ی OT J002656.6+284933

کاظم فاقعی\*

استادیار، دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان، ایران

(دریافت: ۹۶/۵/۲۴، پذیرش نهایی: ۹۶/۱۱/۱۷)

### چکیده

OT J002656.6+284933 یک سیستم ستاره‌ای دوتایی است که متشکل از یک ستاره کوتوله سفید (ستاره اولیه) و یک ستاره کم جرم (ستاره ثانویه) می‌باشد. مشاهدات تأیید کرده‌اند که این جسم می‌بایست یک نواختر کوتوله باشد که در دوره ابرفوران، برآمدگی‌های متناوب به نام سوپرهامپ را در منحنی نوری‌اش نشان می‌دهد. مشاهدات اخیر بر روی نواختر کوتوله‌ی OT J002656.6+284933 دلالت بر دوره تناوب مداری 0.13d، مقدار جرم ستاره ثانویه  $0.2M_{sun}$  و سوپرهامپ با دوره تناوب 0.13225d دارد. متأسفانه تحلیل داده‌های مشاهداتی موفق در محاسبه دقیق نسبت جرم سیستم (که حاصل تقسیم جرم ستاره ثانویه به جرم کوتوله سفید می‌باشد) نبوده و عدم قطعیت قابل‌ملاحظه‌ای برابر با 0.1-0.15 را برای نسبت جرم این سیستم ستاره‌ای تخمین زده‌اند. به جهت رفع مشکل تخمین نسبت جرم و همچنین به جهت مدل‌سازی این سیستم ستاره‌ای، در این مقاله با استفاده از روش هیدرودینامیک ذرات همواره شده، این نواختر کوتوله را با توجه به دوره تناوب مداری مشاهداتی 0.13d و نسبت جرمی بین 0.14 تا 0.18 شبیه‌سازی نموده‌ایم. نتایج شبیه‌سازی‌ها حاکی از آن است که به‌ازای نسبت جرمی تقریباً 0.145 می‌توان به دوره تناوب سوپرهامپ مشاهداتی 0.13225d دست یافت.

واژه‌های کلیدی: برافزایش، قرص‌های برافزایشی، ستارگان، متغیرهای کاتالیسمیک، نواختر کوتوله.

### ۱. مقدمه

طول فوران معمولی اندازه قرص زیاد می‌شود. در سیستم‌های با  $q \leq 0.3$  قرص قادر است رشد کند و به‌اندازه‌ای برسد که ناپایداری کشندی در مناطق بیرونی-اش برانگیخته شود و قرص خارج از مرکز شود و به‌سرعت شروع به حرکت تقدیمی کند. زمانی که قسمت کشیده‌ی قرص از کنار ستاره ثانویه عبور می‌کند، اثر کشندی و اتلاف و شکسانی بیشترین مقدار خود را دارند و منجر به شکل‌گیری سوپرهامپ در منحنی نوری می‌شوند. سوپرهامپ‌ها حدود یک روز بعد از رسیدن به بیشینه درخشندگی ظاهر می‌شوند. سوپرهامپ‌ها تغییرات اضافی از درخشندگی می‌باشند که دوره تناوبی ( $P_{SH}$ ) به‌اندازه‌ی چند درصد طولانی‌تر از دوره تناوب مداری سیستم ( $P_{Orb}$ ) دارند و دوره تناوب اضافی به‌صورت  $\varepsilon = (P_{SH} - P_{Orb}) / P_{Orb}$  تعریف می‌شود. دوره تناوب اضافی ویژه‌ی هر سیستم می‌باشد. دوره تناوب اضافی وابسته به نسبت جرم سیستم دوتایی بوده و با افزایش آن

نواخترهای کوتوله دسته‌ای از متغیرهای کاتالیسمیک غیرمغناطیسی هستند. منحنی نوری این اجرام افزایش ناگهانی مشخصه‌ای را در درخشندگی نشان می‌دهند که به فوران معروف است. ستارگان SU UMa متعلق به دسته‌ی نواخترهای کوتوله می‌باشند که دو مد مجزای فوران را آشکار می‌کنند. فوران معمولی دامنه‌ای از مرتبه‌ی ۳ قدر دارد و از یک تا به چهار روز طول می‌کشد. ابرفوران‌ها دامنه‌ی حدود یک قدر درخشان‌تر دارند و حدود دو هفته به طول می‌انجامند. هر دو فوران پدیده‌های مربوط به قرص می‌باشند (برای مطالعات بیشتر به مقاله‌ی مروری آساکا ۱۹۹۶ مراجعه شود). فوران‌های معمولی به‌علت یک ناپایداری گرمایی رخ می‌دهند (میر و میروفمایستر، ۱۹۸۴)؛ درحالی‌که ابرفوران‌ها ناشی از ترکیب ناپایداری گرمایی و کشندی قرص می‌باشند (وایت هرست، ۱۹۸۸). ابرفوران‌ها تنها در سیستم‌هایی با نسبت جرم ( $q = M_2 / M_1$ ) کوچک دیده می‌شود. در

به‌ازای چه نسبت جرمی می‌توان به دوره تناوب سوپرهامپ مشاهداتی  $P_{SH} = 0.13225d$  یا به پارامتر معادل آن یعنی دوره تناوب اضافی  $\varepsilon = 0.01731$  دست یافت.

در بخش‌های بعدی مدل هیدرودینامیکی و فرضیات مورد استفاده در آن توصیف خواهد شد، سپس نتایج به‌دست آمده از شبیه‌سازی‌ها بحث می‌شود و خلاصه‌ای از کار انجام شده و کارهای آتی مورد توجه در بخش‌هایی بیان می‌شوند.

## ۲. مدل‌سازی نواختر کوتوله OT J002656

۱-۲. روش هیدرودینامیک ذرات هموار شده حرکت گاز در قرص برافزایشی توسط معادله نویر-استوکس توصیف می‌شود و طبق فرمول‌بندی لاگرانژی به‌صورت زیر می‌باشد:

$$\frac{dv_{\alpha}}{dt} = -\frac{P_{,\alpha}}{\rho} + F_{\alpha} + \frac{1}{\rho} t_{\alpha\beta,\beta} \quad (1)$$

که کما اشاره به مشتق‌گیری دارد. در رابطه فوق  $v$  سرعت،  $p$  فشار،  $\rho$  چگالی،  $t_{\alpha\beta}$  تانسور تنش و شکسانی و  $F$  نیروهای خارجی وارد بر گاز می‌باشند. تانسور تنش با استفاده از ضرایب و شکسانی دینامیکی ( $\eta$ ) و حجمی ( $\zeta$ ) به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$t_{\alpha\beta} = \eta(v_{\alpha,\beta} + v_{\beta,\alpha} - \frac{2}{3}\delta_{\alpha\beta}v_{\gamma,\gamma}) + \zeta v_{\gamma,\gamma} \quad (2)$$

در معادله فوق عبارت داخل پرانتز اشاره به تنش برشی  $\sigma_{\alpha\beta}$  دارد (لاندا و لیفشیتز، ۱۹۸۷). در چارچوب مرجعی که در حال چرخش با دوره تناوب مداری سیستم دوتایی می‌باشد، نیروی خارجی وارد بر گاز درون یک قرص برافزایشی به‌صورت زیر است:

$$F_{\alpha} = -\Phi_{,\alpha} - [\omega \times (\omega \times \hat{r})]_{\alpha} - 2(\omega \times \hat{r})_{\alpha} \quad (3)$$

که  $\omega$  بسامد زاویه‌ای مداری و  $\Phi$  پتانسیل گرانشی ستاره‌های اولیه و ثانویه می‌باشد.

اتلاف انرژی به‌ازای واحد جرم به‌صورت زیر بیان

افزایش می‌یابد (پترسون و همکاران، ۲۰۰۵؛ وود و همکاران، ۲۰۰۹). مطالعه‌ی عددی بر روی پدیده سوپرهامپ از طریق روش‌های شبیه‌سازی بر پایه ذرات (هیدرودینامیک ذرات هموار شده) و همچنین بر پایه شبکه صورت گرفته است (وایت هرست، ۱۹۸۸؛ هیروس و آساکا، ۱۹۹۰؛ وود و همکاران، ۲۰۰۰؛ کلی و همکاران، ۲۰۰۸؛ وود و همکاران، ۲۰۰۹؛ موننگومری و همکاران، ۲۰۱۶ و ۲۰۱۷).

OT J002656.6+284933 (از این پس OT J002656) در سال ۲۰۰۹ به‌عنوان یک نواختر کوتوله محتمل شناخته شد (دریک و همکاران، ۲۰۰۹)؛ اما به علت مشکلات نوری، این نواختر کوتوله در آن زمان مورد توجه قرار نگرفت. در سال‌های ۲۰۱۲ و ۲۰۱۳، OT J002656 مورد مشاهده مجدد قرار گرفت، اما بدون آنکه مطالعه‌ی ویژه‌ای بر روی فوران‌های آن صورت پذیرد. اخیراً کاتو و همکاران (۲۰۱۷)، مشاهداتی بر روی این سیستم بر اساس تلسکوپ‌های ۲۰ تا ۶۰ سانتی‌متری در دوره فوران و ۱/۲۵ متری در دوره ابرفوران انجام داده‌اند. آنها با تحلیل داده‌های مشاهداتی دریافتند که OT J002656 یک نواختر کوتوله از نوع SU UMa با دوره تناوب مداری  $P_{Orb} = 0.130d$ ، دوره تناوب سوپرهامپ  $P_{SH} = 0.13225d$  و جرم ثانویه  $M_2 = 0.2M_{sun}$  می‌باشد. با توجه به مقادیر مشاهداتی دوره‌های تناوب مداری و سوپرهامپ، دوره تناوب اضافی ( $\varepsilon$ ) OT J002656 برابر با 0.01731 می‌شود.

مسیر تحولی استاندارد متغیرهای کاتالیزمیک، نسبت جرم OT J002656 را برابر با ۰/۲۵ اظهار می‌کند؛ درحالی‌که کاتو و همکاران (۲۰۱۷) بر اساس تحلیل داده‌های مشاهداتی مقداری برابر با ۰/۱ - ۰/۱۵ را تخمین زدند که دارای عدم قطعیت قابل توجهی می‌باشد. با توجه به تناقض رخ داده برای محاسبه نسبت جرم در نواختر کوتوله‌ی OT J002656، در نظر است این سیستم ستاره‌ای به‌ازای نسبت جرم‌های مختلف با استفاده از روش هیدرودینامیک ذرات هموار شده شبیه‌سازی شود؛ تا مشخص شود که تنها

می‌شود:

$$T \frac{ds}{dt} = \frac{\eta}{2\rho} \sigma_{\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta} + \frac{\zeta}{\rho} (v_{\gamma,\gamma})^2 \quad (۴)$$

که  $T$  دما و  $s$  آنتروپی بر واحد جرم می‌باشد (لاندا و لیفشیتز، ۱۹۸۷). در طول شبیه‌سازی مقدار  $\zeta$  برابر با صفر انتخاب می‌شود؛ به این علت که ضریب وشکسانی حجمی ( $\zeta$ ) به استثنای جریان‌هایی که با ضربه روبرو هستند بی‌اهمیت بوده و قابل چشم‌پوشی است. همچنین مقدار ضریب وشکسانی سینماتیک ( $\nu = \eta / \rho$ ) ثابت در نظر گرفته می‌شود (فلبه و همکاران، ۱۹۹۴).

همان‌طور که پیش از این بیان شده بود، در این مقاله به منظور شبیه‌سازی نواختر کوتوله OT J002656 از روش هیدرودینامیک ذرات هموار شده استفاده می‌شود. هیدرودینامیک ذرات هموار شده توسط لوسی (۱۹۷۷) و گینگولد و موناهان (۱۹۷۷) معرفی شد که توصیفی لاگرانژی و بدون شبکه برای حل معادلات هیدرودینامیکی است. در این روش، سیال به وسیله بسته‌هایی کوچک از مواد که با جریان حرکت می‌کنند و حامل جرم و تکانه هستند مدل‌سازی می‌شوند. متغیرهای هیدرودینامیکی همچون چگالی، فشار و دما به هر ذره منتسب می‌شوند و مقدار هر یک از این کمیت‌ها به وسیله اندرکنش با ذرات مجاورش مشخص می‌شود.

معادله نویر-استوکس (معادله ۱) تحت فرمول‌بندی هیدرودینامیک ذرات هموار شده به صورت زیر نوشته می‌شود (ریفرت و همکاران، ۱۹۹۵):

$$\left( \frac{dv_{\alpha}}{dt} \right)_i = - \sum_j m_j \frac{p_j + p_i}{\rho_i \rho_j} (W_{,\alpha})_{ij} + \sum_j \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} [\eta_j (\sigma_{\alpha\beta})_j + \eta_i (\sigma_{\alpha\beta})_i] (W_{,\beta})_{ij} \quad (۵)$$

که دو عمل جمع در سمت راست معادله فوق به ترتیب نیروهای فشار و وشکسانی وارد بر ذره  $i$  می‌باشد. شاخص  $j$  مربوط ذراتی است که با ذره  $i$  اندرکنش دارند. برای تابع کرنل  $W_{ij}$  مدل اسپلاین مکعبی را به همراه یک طول هموار ثابت به کار برده‌ایم (موناهان و لاتانزیو، ۱۹۸۵). شکل ذره‌ای تنش برشی استفاده شده در معادله (۵)

به صورت زیر می‌باشد:

$$(\sigma_{\alpha\beta})_i = (v_{\alpha\beta})_i + (v_{\beta\alpha})_i - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} (v_{\gamma\gamma})_i \quad (۶)$$

در معادله فوق  $(v_{\alpha\beta})_i$  نمایش ذره‌ای گرادیان سرعت  $v_{\alpha,\beta}$  می‌باشد که به صورت زیر به دست می‌آید:

$$(v_{\alpha\beta})_i = (v_{\alpha,\beta})_i = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} [(v_{\alpha})_j - (v_{\alpha})_i] (W_{,\beta})_{ij} \quad (۷)$$

از آنجایی که  $\zeta$  برابر با صفر انتخاب شد و با توجه به ارتباط تنش برشی و گرادیان سرعت، معادله (۴) به صورت زیر به دست می‌آید:

$$T \frac{ds}{dt} = \frac{\eta}{\rho} \sigma_{\alpha\beta} v_{\alpha,\beta} \quad (۸)$$

معادله فوق تحت فرمول‌بندی ذرات به صورت زیر به دست می‌آید (ریفرت و همکاران، ۱۹۹۵):

$$\left( T \frac{ds}{dt} \right)_i = \frac{\eta_i}{\rho_i} (\sigma_{\alpha\beta})_i (v_{\alpha\beta})_i \quad (۹)$$

با استفاده از معادله (۷)، معادله انرژی به شکل زیر به دست می‌آید:

$$\left( T \frac{ds}{dt} \right)_i = \sum_j \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} \eta_i (\sigma_{\alpha\beta})_i [(v_{\alpha})_j - (v_{\alpha})_i] (W_{,\beta})_{ij} \quad (۱۰)$$

## ۲-۲. فرضیات و اجرای شبیه‌سازی

به منظور بدون بعد سازی کمیت‌ها، واحد طول را جدایی بین دو ستاره ( $a$ )، واحد جرم را جرم کل سیستم ( $M_t = M_1 + M_2$ ) و واحد زمان را  $P_{orb} / 2\pi$  انتخاب نموده‌ایم. مرکز سیستم مختصات منطبق بر مرکز جرم شده‌اند، یعنی برای فشار، چگالی و غیره، مقادیر انتگرال-گیری شده در راستای عمودی قرص استفاده شدند. به علت از دست دادن ساختار عمودی نمی‌توانیم انتقال تابش را در شبیه‌سازی‌ها اعمال کنیم؛ بنابراین به جای آن فرض می‌کنیم که گرمای تولید شده به وسیله‌ی اندرکنش وشکسانی آنرا از دو طرف قرص تابش می‌شود. این

شکل‌گیری پیرامون کوتوله سفید می‌کند. قرص برافزایشی به وسیله‌ی سطح ستاره اولیه که یک کوتوله‌ی سفید می‌باشد، محدود شده است. در عمل یک لایه‌ی مرزی ممکن است بین کوتوله‌ی سفید و لایه‌ی داخلی قرص توسعه یابد. فیزیک این مرز به خوبی درک نشده است. در اینجا ذراتی را که به کوتوله‌ی سفید از یک فاصله‌ی نزدیک‌تر شوند از محاسبات حذف و جذب کوتوله سفید می‌شوند. در شبیه‌سازی‌ها این شعاع را برابر با  $0.025R_{sum}$  انتخاب می‌کنیم که بسیار کوچک‌تر از شعاع قرص و یا جدایی مداری بدون بعد ( $a=1$ ) می‌باشد.

جهت انجام شبیه‌سازی به روش هیدرودینامیک ذرات هموار شده از برنامه کامپیوتری به زبان فرترن نوشته شده توسط رونالد اسپایت از دانشگاه توینگن آلمان استفاده شد که مناسب برای انجام شبیه‌سازی‌های مورد نیاز در این پژوهش می‌باشد. برنامه علی‌رغم قابلیت‌های قابل توجه آن، کمبودهایی دارد که با نوشتن برنامه‌هایی به زبان‌های مختلف ارتقا داده شد تا قابلیت اجرا در مراکز پردازش مرکزی (CPU) و گرافیکی (GPU) را داشته باشد.

نتایج شبیه‌سازی‌ها که در بخش بعدی آورده شده است حاصل سه مرحله اجرایی بوده است. ابتدا با توجه به سیستم مورد مطالعه و فرضیات بیان شده در بالا، تغییرات لازم در برنامه کامپیوتری اعمال شد و به ازای نسبت‌های جرمی مختلف شبیه‌سازی به انجام رسید. زمان مورد نیاز در هر اجرا با توجه به نسبت جرم مورد بررسی و کامپیوتر مورد استفاده که دارای CPU با مشخصه Intel i7-4930K، حافظه 16Gbyte و دو کارت گرافیک GeForce GTX 780 می‌باشد متغیر بوده و حدوداً دو هفته به طول می‌انجامد. در مرحله دوم اجرا، داده‌های خام به دست آمده می‌بایستی پردازش شوند. برای نمونه برای به دست آوردن شکل‌های ۲ تا ۵، باید انتگرال‌هایی بر روی سطح قرص صورت پذیرد. جهت انجام انتگرال‌گیری ابتدا می‌بایستی داده‌ها را از حالت ذره‌ای به شبکه‌ای (Grid) تبدیل نماییم. انجام چنین تبدیلاتی با استفاده از فرمول‌های اساسی هیدرودینامیک ذرات هموار شده امکان‌پذیر

بدان معنی است که مقیاس زمانی فرآیند سرمایه‌ی بسیار کوتاه‌تر از مقیاس زمانی فرآیند اتلاف و شکسانی در قرص می‌باشد که تقریب مناسبی برای قرص‌های برافزایشی مورد مطالعه است (فلبه و همکاران، ۱۹۹۴)؛ بنابراین آهنگ گرمای تابش شده از واحد سطح قرص به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\Sigma T \frac{ds}{dt} = 2\sigma T_{eff}^4 \quad (11)$$

که  $\Sigma$  چگالی سطحی قرص،  $\sigma$  ثابت تابش،  $T_{eff}$  دمای مؤثر می‌باشد و ضریب ۲ در سمت راست معادله به علت آن است که تابش از دو وجه بالایی و پایینی قرص صورت می‌گیرد. گرمای تابش شده از کل سطح قرص ( $L$ ) به صورت زیر به دست می‌آید:

$$L = \int \Sigma T \frac{ds}{dt} dA \quad (12)$$

که  $dA$  المانی از سطح قرص بوده و انتگرال‌گیری بر روی سطح قرص صورت می‌پذیرد.

به منظور مطالعه سوپرهامپ، می‌بایست قرص را در دوره‌ی ابرفوران مورد بررسی قرار داد. بدین منظور در شبیه‌سازی‌ها یک وشکسانی ثابت در سرتاسر قرص استفاده می‌شود که قرص را همواره در یک حالت داغ قرار می‌دهد. اگرچه در چنین شرایطی اطلاعاتی درباره صعود به درخشندگی پیشینه نمی‌تواند به دست آید، اما رفتار قرص در دوره ابرفوران می‌تواند از این طریق به خوبی مطالعه شود. در اینجا ضریب وشکسانی سینماتیک و آهنگ انتقال جرم به ترتیب برابر با  $3 \times 10^{-8} R_{sum}^2 \cdot s^{-1}$  و  $5 \times 10^{-9} M_{sum} \cdot yr^{-1}$  می‌باشند که (کولب، ۱۹۹۳؛ فلبه و همکاران، ۱۹۹۴؛ آساکا، ۱۹۹۶).

شبیه‌سازی‌ها با یک قرص خالی شروع می‌شود و سپس ذرات به طور پیوسته از طریق نقطه لاگرانژی به لوب‌روچ ستاره‌ی اولیه (کوتوله سفید) منتقل می‌شوند. از آنجایی که گاز در حال جریان نسبت به کوتوله سفید دارای تکانه زاویه‌ای می‌باشد، یک قرص برافزایشی شروع به

که از طریق نقطه لاگرانژی به لوبروچ ستاره اولیه منتقل می‌شود برابر با میزان جرمی شود که بر روی کوتوله سفید برافزایش می‌کند.

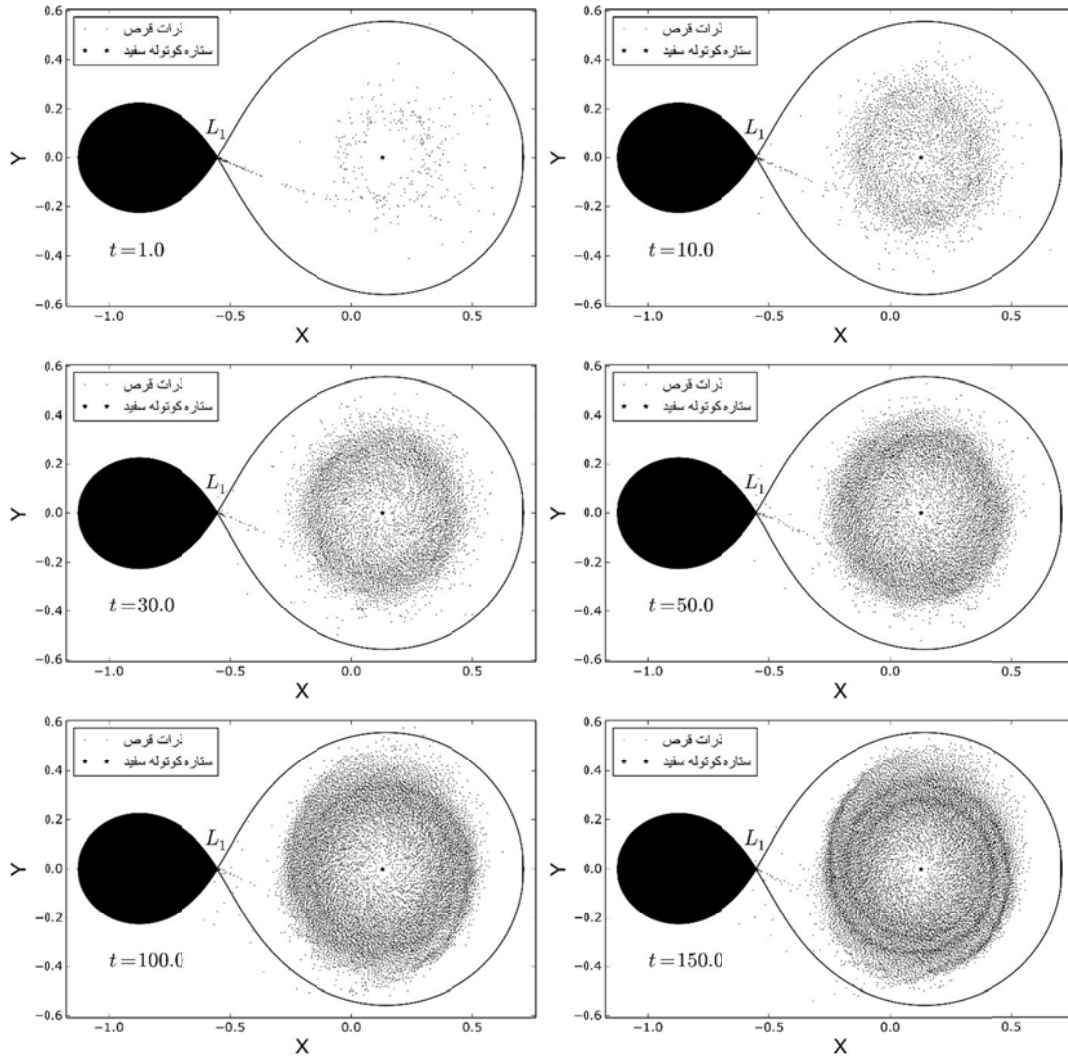
شکل ۱، شکل‌گیری قرص برافزایشی را در بازه زمانی  $t=1-150$  به‌ازای نسبت جرمی  $q=0.145$  نشان می‌دهد که در آن، زمان در واحد دوره تناوب مداری سیستم می‌باشد. همان‌طور که انتظار می‌رود و شکل ۱ آن را تأیید می‌کند، ذراتی که از نقطه لاگرانژی  $L_1$  وارد لوبروچ کوتوله سفید می‌شوند به جهت داشتن تکانه زاویه‌ای مستقیماً بر روی کوتوله سفید برافزایش نمی‌کنند؛ بلکه با توجه به میزان تکانه زاویه‌ای که دارند در مدارهای مربوطه قرار گرفته و به دور کوتوله سفید می‌گردند. همان‌طور که در شکل ۱ دیده می‌شود، پس از گذشت چند دوره تناوب میزان گاز (و یا به‌طور معادل تعداد ذرات) درون قرص زیاد می‌شود. در این زمان گشتاور وشکسانی به میزان قابل‌توجهی بر ذرات اعمال می‌شود. بنابراین ذرات، تکانه زاویه‌ای از دست داده و به کوتوله سفید نزدیک شده و نهایتاً بر روی کوتوله سفید برافزایش می‌کنند.

همان‌طور که پیش از این بیان شده بود، شبیه‌سازی‌ها تا زمانی ادامه می‌یابد که قرص به تعادل برسد. در زمان تعادل میزان جرمی که از طریق نقطه لاگرانژی  $L_1$  به لوبروچ کوتوله سفید وارد می‌شود تقریباً برابر با میزان جرمی است که بر روی کوتوله سفید برافزایش می‌کند. شکل ۲، میزان جرم قرص را تابعی از زمان نشان می‌دهد. جرم قرص در واحد جرم کل سیستم (یعنی مجموع جرم سیستم دوتایی) می‌باشد. همان‌طور که در شکل ۲ دیده می‌شود جرم قرص با گذشت زمان افزایش می‌یابد به‌طوری‌که پس از گذشت تقریباً ۲۰۰ دوره تناوب به بیشترین میزان جرم می‌رسد. کاملاً مشخص است که این افزایش جرم به این علت است که میزان جرمی که بر روی کوتوله سفید برافزایش می‌کند کمتر از میزان جرمی است که از طریق نقطه لاگرانژی وارد لوبروچ کوتوله سفید می‌شود.

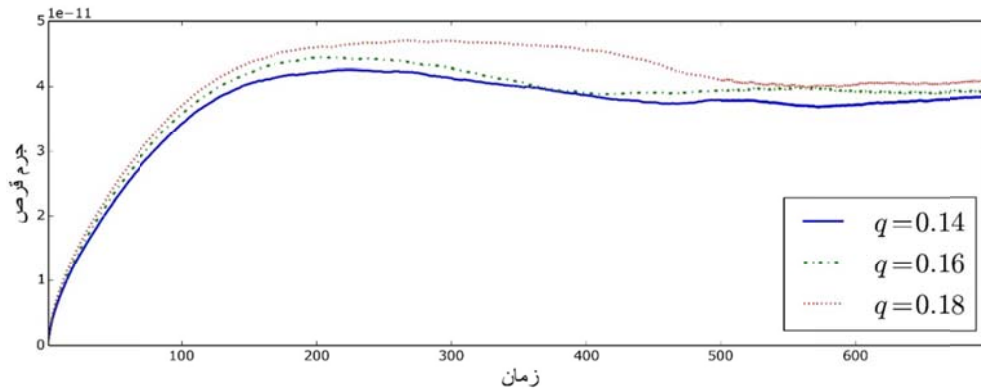
می‌باشد؛ اما انجام آن برای هر اجرا نیاز به زمان CPU قابل‌توجهی فراتر از یک هفته (با توجه به دقت تفکیک مورد استفاده در شبکه‌بندی) می‌باشد. تفکیک مورد استفاده در شبکه‌بندی قرص در این مقاله به تعداد ۵۱۲ قسمت در جهت  $x$  و ۵۱۲ قسمت در جهت  $y$  می‌باشد. بررسی‌های انجام شده در پژوهش حاضر نشان داده است که تفکیک فراتر از این مقدار اثر بسیار ناچیزی در نتایج به‌دست‌آمده می‌گذارد. جهت کاهش زمان اجرای این مرحله از شبیه‌سازی‌ها، برنامه‌ای به زبان فرترن نوشته شد که به جای استفاده از CPU از GPU استفاده نماید. با توجه به کارت گرافیک قدرتمندی که در اجرای این مرحله استفاده شد، زمان اجرای این مرحله به کمتر از یک روز کاهش می‌یابد. مرحله نهایی پردازش و ترسیم داده‌ها با استفاده از زبان برنامه‌نویسی پایتون و بسته‌های نرم‌افزاری matplotlib و astropy انجام گرفت. از بسته نرم‌افزاری matplotlib برای ترسیم داده به‌دست‌آمده و از بسته نرم‌افزاری astropy برای یافتن دوره تناوب داده‌ها استفاده شد.

### ۲-۳. نتایج شبیه‌سازی

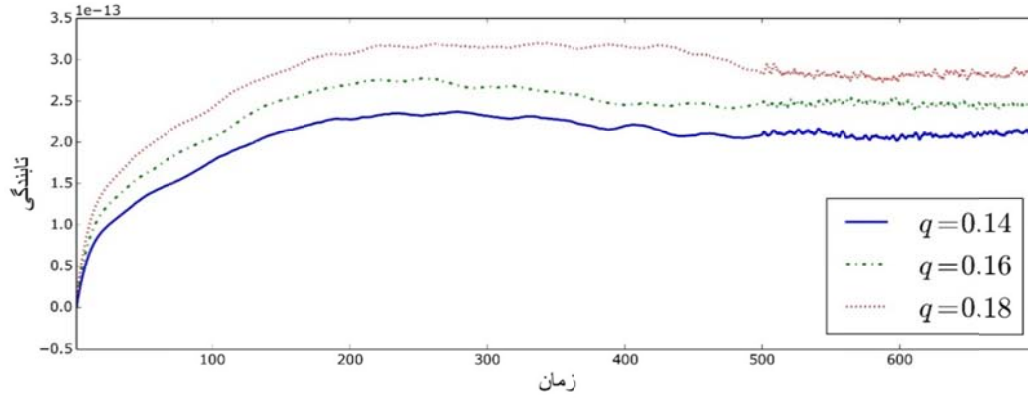
در اینجا نتایج شبیه‌سازی‌ها را به‌ازای نسبت‌های جرمی  $q=0.14-0.18$  آورده‌ایم. کمترین مقدار  $q$  با توجه به بیشترین مقدار جرمی که یک کوتوله سفید می‌تواند داشته باشد انتخاب شد. از آنجایی که جرم ستاره ثانویه در نواختر کوتوله OT J002656 برابر با  $0.2M_{sun}$  می‌باشد، در نتیجه در اینجا کمینه نسبت جرم قابل قبول تقریباً برابر با  $q_{min}=1.4$  می‌باشد. البته لازم به ذکر است در واقع شبیه‌سازی‌ها را به‌ازای دامنه گسترده‌تری از نسبت جرمی ( $q=0.13-0.25$ ) انجام شدند. اما با توجه به آنکه برخی از مقادیر نسبت‌های جرمی (به‌ازای  $q < 0.14$ ) نتایج غیراخترفیزیکی و به‌ازای  $q > 0.18$  به‌طور چشمگیری نتایجی دور از مقدار مورد انتظار داشتند، از آوردن آنها در این مقاله چشم‌پوشی شد. به‌ازای هر مقدار  $q$  که شبیه‌سازی انجام شد، شبیه‌سازی تا جایی ادامه می‌یابد که قرص به تعادل برسد؛ به‌طوری‌که میزان جرمی



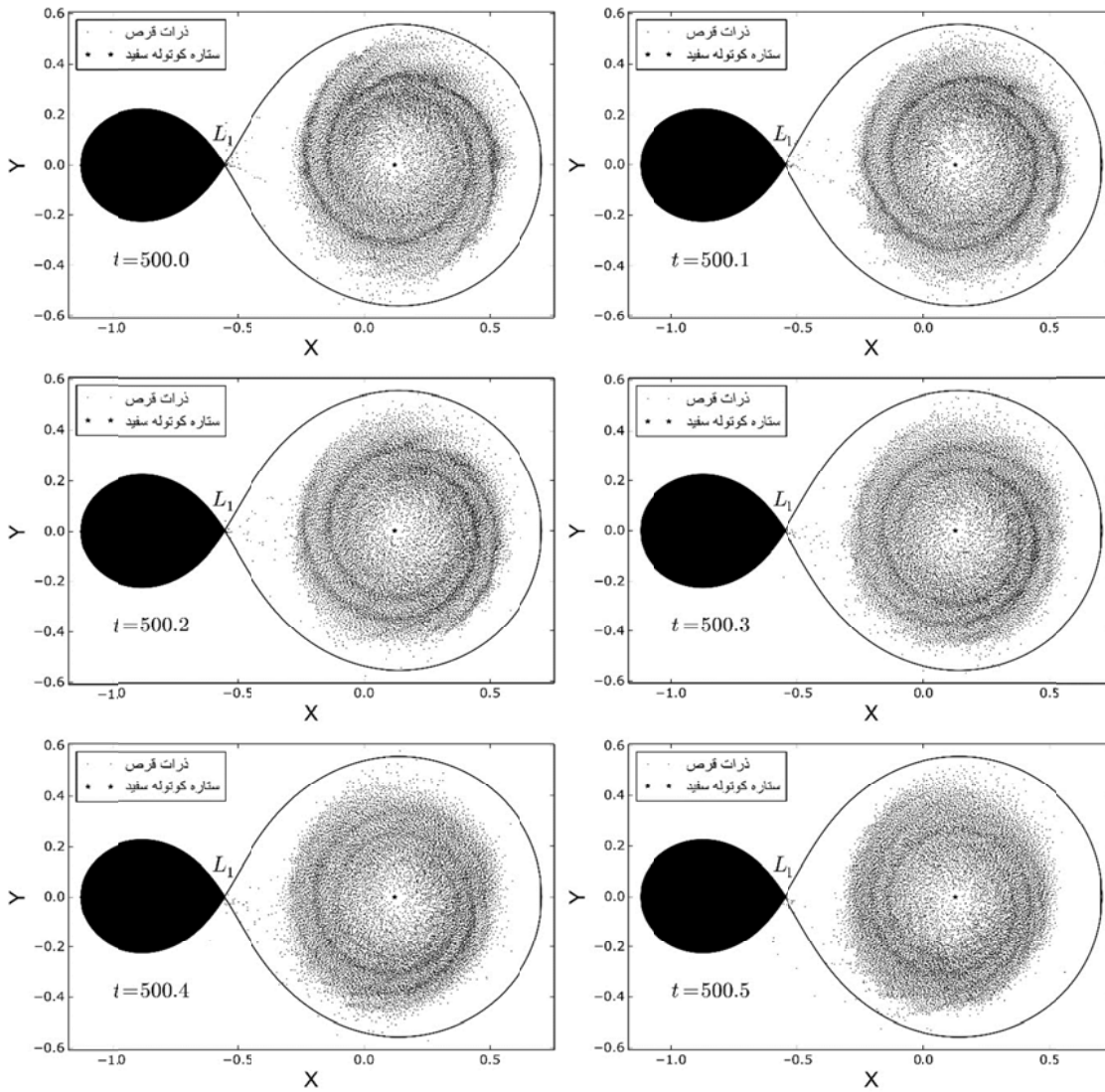
شکل ۱. شکل‌گیری قرص برافزایشی در دوره زمانی  $t = 1$  تا  $t = 150$ . زمان در واحد دوره تناوب مداری سیستم دوتایی می‌باشد. پس از آنکه ستاره ثانویه لوب‌روچ خود را پر می‌کند، مواد از طریق نقطه لاگرانژی  $L_1$  وارد لوب‌روچ ستاره اولیه (کوتوله سفید) می‌شود. همان‌طور که دیده می‌شود به جهت آنکه مواد نسبت به کوتوله سفید دارای تکانه‌زاویه‌ای می‌باشند جریانی از گاز به شکل قرص پیرامون کوتوله سفید تشکیل می‌شود.



شکل ۲. تغییرات زمانی جرم قرص به‌ازای مقادیر مختلف نسبت جرم. مقدار جرم قرص در واحد جرم کل سیستم (مجموع جرم‌های ستاره‌های اولیه و ثانویه) می‌باشد.



شکل ۳. تغییرات زمانی تانبندگی قرص به‌ازای مقادیر مختلف نسبت جرم.



شکل ۴. تحول قرص برافزایشی خارج از مرکز در یک دوره تناوب مداری به‌ازای نسبت جرم  $q = 0.145$ . زمان در واحد دوره تناوب مداری سیستم دوتایی می‌باشد.

از مقایسه‌ی شکل‌های ۲ و ۳ می‌توان دریافت که زمانی که قرص به تعادل می‌رسد و جرم آن تقریباً ثابت باقی می‌ماند، تابندگی قرص نیز در آن زمان به تعادل می‌رسد و ثابت باقی می‌ماند. از مقایسه‌ی نمایه‌های آهنگ اتلاف و شکسانی به‌ازای نسبت جرم‌های متفاوت، می‌توان دریافت که تابندگی قرص در زمان تعادل با افزایش نسبت جرم افزایش می‌یابد که می‌تواند نتیجه‌ای از افزایش جرم قرص باشد.

اثرات کشندی ستاره ثانویه بر روی قرص موجب می‌شود که قرص از شکل متقارن خارج شود؛ اصطلاحاً خارج از مرکز شده و حرکت تقدیمی انجام می‌دهد. در شکل ۴ به‌ازای نسبت جرم  $q=0.145$ ، تحول قرص خارج از مرکز و حرکت تقدیمی آن در یک دوره تناوب مشاهده می‌شود. به علت آشفتگی گرانشی اعمال شده توسط ستاره ثانویه، تقارن قرص از بین رفته و بازوهای مارپیچی در قرص شکل می‌گیرند. همان‌طور که در شکل ۴ دیده می‌شود، بازوهای مارپیچی در نواحی بیرونی قرص (که به ستاره ثانویه نزدیک‌تر می‌باشند) قوی‌تر هستند و با نزدیک شدن به کوتوله سفید تضعیف می‌شوند. در چنین شرایطی، در منحنی نوری قرص برافزایشی خارج از مرکز، سوپرهامپ‌ها ظاهر می‌شوند. در شکل ۵، منحنی نوری قرص برافزایشی به‌ازای چندین نسبت جرمی ترسیم شده‌اند که به‌ازای هر نسبت جرمی سوپرهامپ‌ها به‌وضوح دیده می‌شوند. در هر نمودار برای یافتن دوره تناوب سوپرهامپ‌ها از روش لامب-اسکارگر موجود در بسته نرم‌افزاری astropy استفاده شد که به زبان پایتون می‌باشد. به‌ازای هر نسبت جرم، میزان دوره تناوب اضافی محاسباتی ( $\varepsilon_C$ ) و دوره تناوب اضافی مشاهداتی ( $\varepsilon_O$ ) و همچنین خطای نسبی (بر حسب درصد) بین این دو در نمودارهای شکل ۵ آورده شده است. همان‌طور که ملاحظه می‌شود، کمیت معادل دوره تناوب سوپرهامپ (دوره تناوب اضافی،  $\varepsilon$ ) به‌شدت به مقدار نسبت جرم وابسته می‌باشد و با افزایش نسبت جرم دوره

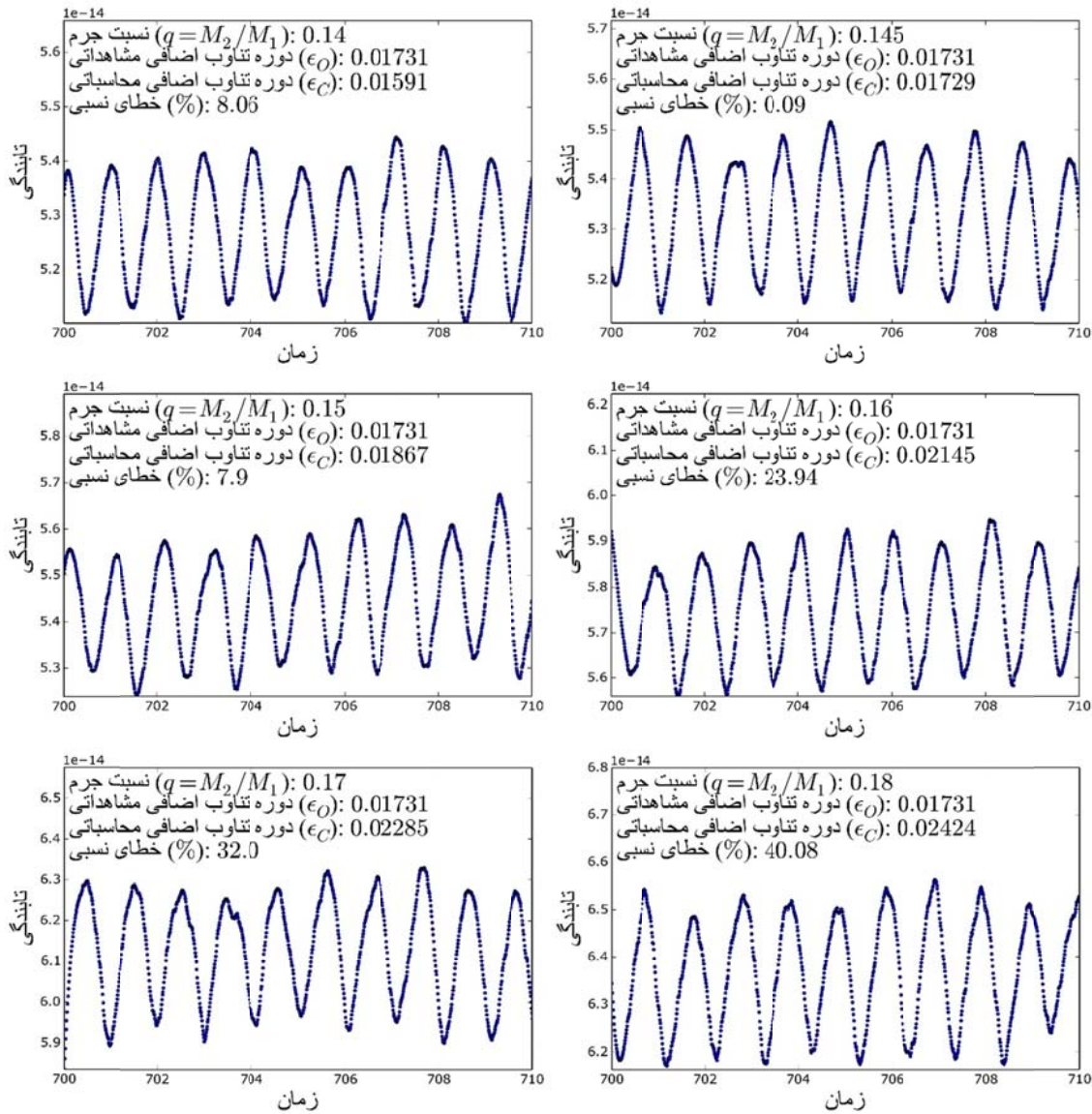
نمایه‌های جرم در شکل ۲ نشان می‌دهند که جرم قرص به‌ازای زمان‌های پس از ۲۰۰ دوره تناوب مداری کاهش می‌یابد. این بدان علت است که جرم قرص در زمان تقریبی ۲۰۰ دوره تناوب مداری زیاد شده و به میزانی می‌رسد که تلاطم و شکسانی، گشتاور قابل‌توجهی را بر گاز درون قرص اعمال می‌کند. در این زمان آهنگ برافزایش جرم بر روی کوتوله سفید افزایش یافته و بزرگ‌تر از میزان آهنگ انتقال جرمی است که به لوب‌روچ کوتوله سفید منتقل می‌شود؛ لذا جرم قرص کاهش می‌یابد. پس از گذشت زمان حدود ۳۰۰ دوره تناوب مداری، قرص به تعادل می‌رسد و جرم قرص تقریباً ثابت باقی می‌ماند. همان‌طور که در شکل ۲ دیده می‌شود میزان زمان مورد نیاز برای آنکه قرص به تعادل برسد تقریباً به مقادیر  $q$  انتخاب شده وابسته نیست. اما نمایه‌های جرم در شکل ۲ دلالت بر آن دارند که جرم نهایی قرص وابسته به نسبت جرم ( $q$ ) می‌باشد و با افزایش نسبت جرم افزایش می‌یابد. این افزایش جرم را می‌توان به صورتی که در ادامه می‌آید توضیح داد. از آنجایی که جرم ستاره ثانویه در شبیه‌سازی‌ها برابر با  $M_2 = 0.2M_{sun}$  است، افزایش نسبت جرم  $(q = M_2/M_1)$  معادل با کاهش جرم کوتوله سفید می‌باشد. لذا کاهش جرم کوتوله سفید دلالت بر اثرات گرانشی کمتر بر قرص و در نتیجه کاهش آهنگ برافزایش جرم بر روی کوتوله سفید دارد. بنابراین جرم قرص با افزایش نسبت جرم (و یا به‌طور معادل با کاهش جرم کوتوله سفید) افزایش می‌یابد.

از آنجایی که در اینجا فرض شد گرمای تولید شده توسط اتلاف و شکسانی به‌طور آبی از قرص تابش می‌شود، لذا تابندگی قرص در هر زمان برابر با کل آهنگ اتلاف و شکسانی می‌باشد. در شکل ۳، تغییرات زمانی تابندگی قرص به‌ازای مقادیر مختلف نسبت جرم ترسیم شد. با گذشت زمان که جرم قرص افزایش می‌یابد تابندگی نیز به جهت نتیجه‌ای از افزایش برافزایش بر کوتوله سفید افزایش می‌یابد.



مقادیر بزرگ‌تر و کمتر از نسبت جرمی  $q=0.145$ ، مقدار دوره تناوب اضافی محاسباتی از مقدار مشاهداتی فاصله گرفته و خطای نسبی نیز به‌طور چشمگیری افزایش می‌یابد.

تناوب اضافی افزایش می‌یابد. همچنین نتایج حاکی از آن است که تنها به‌ازای  $q=0.145$  به دوره تناوب اضافی  $\epsilon_C = 0.01729$  می‌رسیم که به میزان قابل توجهی نزدیک به مقدار مشاهداتی  $\epsilon_O = 0.01731$  می‌باشد. به‌ازای



شکل ۵. ظهور برآمدگی‌های متناوب (سوپرهامپ‌ها) در منحنی نوری قرص خارج از مرکز به‌ازای مقادیر مختلف نسبت جرم.

## ۳. خلاصه و نتیجه گیری

در این مقاله نواختر کوتوله OT J002656 مورد مطالعه قرار گرفت. نواختر کوتوله OT J002656 جزو دسته ی ستارگان SU UMa می باشد که دو مد فوران (فوران معمولی و ابرفوران) را در منحنی نوری اش نشان می دهد. در دوره ابرفوران سوپرهامپ ها با دوره تناوب  $P_{SH} = 0.13225d$  در منحنی نوری OT J002656 ظاهر می شوند که قدری طولانی تر از دوره تناوب مداری  $P_{Orb} = 0.13d$  می باشد (کاتو و همکاران، ۲۰۱۷).

کاتو و همکاران (۲۰۱۷) با استفاده از مدل های استاندارد تحلیلی و مقدار دوره تناوب سوپرهامپ  $(P_{SH} = 0.13225d)$  مقدار نسبت جرم سیستم را بین ۰/۱ تا ۰/۱۵ تقریب زدند؛ در حالی که مسیر تحولی استاندارد متغیرهای کاتالسمیک نسبت جرم را برابر با ۰/۲۵ اظهار می کند. بنابراین تناقض آشکاری در خصوص محاسبه نسبت جرم رخ داده است. لذا در این مقاله به جهت رفع این مشکل و همچنین به جهت شبیه سازی نواختر کوتوله OT J002656، این سیستم ستاره ای با استفاده از هیدرودینامیک ذرات هموار شده در هندسه ای دو بعدی شبیه سازی شد. در اینجا لازم به ذکر است که سوپرهامپ ها، برآمدگی هایی مشخص بر روی منحنی نوری می باشند و دوره تناوب آنها به دقت اندازه گیری می شوند. لذا با اطمینان بر مقدار دوره تناوب سوپرهامپ به دست آمده از مشاهدات  $(P_{SH} = 0.13225d)$  توسط کاتو و همکاران (۲۰۱۷)، هدف شبیه سازی رسیدن به این

دوره تناوب قرار گرفت. بدین ترتیب که مقادیر مختلف نسبت جرم را در شبیه سازی ها به کار بردیم تا دریابیم که به ازای چه مقداری از نسبت جرم می توان به دوره تناوب سوپرهامپ  $P_{SH} = 0.13225d$  دست یافت. شبیه سازی ها نشان دادند که به ازای نسبت جرم  $q = 0.145$ ، می توان به دوره تناوب سوپرهامپ محاسباتی  $0.1322488d$  دست یافت که به میزان قابل توجهی (با اختلاف  $1.2 \times 10^{-6}$ ) نزدیک به مقدار مشاهداتی  $0.13225d$  می باشد.

در خاتمه لازم به ذکر است که در اینجا جهت شبیه سازی نواختر کوتوله OT J002656، مدلی دو بعدی به کار رفت که به دلیل ضخامت کمی است که این دسته از قرص های برافزایشی دارند. با این وجود انجام مدل حاضر در هندسه ای سه بعدی می تواند موضوعی جالب در مطالعات بعدی باشد.

## تشکر و قدردانی

در اینجا لازم می دانم از دکتر رونالد اسپایت به خاطر کمک های ارزشمند ایشان و همچنین استفاده از برنامه کامپیوتریشان که انجام این پژوهش را برای اینجانب ممکن نمود سپاسگزاری نمایم. از حمایت های مالی معاونت پژوهشی دانشگاه دامغان در خصوص طرح پژوهشی شماره 96/Phys/130/290 تقدیر و تشکر به عمل می آید.

## مراجع

- Drake, A. J., Djorgovski, S. G., Mahabal, A., Beshore, E., Larson, S., Graham, M. J., Williams, R., Christensen, E., Catelan, M., Boattini, A., Gibbs, A., Hill, R. and Kowalski, R., 2009, First Results from the Catalina Real-Time Transient Survey, *The Astrophysical Journal*, 696 (1), 870-884.
- Flebbe, O., Munzel, S., Herold, H., Riffert, H. and Ruder, H., 1994, Smoothed Particle Hydrodynamics: Physical viscosity and the simulation of accretion disks, *The Astrophysical Journal*, 431 (2), 754-760.
- Gingold, R. A. and Monaghan, J. J., 1977, Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 181, 375-389.
- Hirose, M. and Osaki, Y., 1990, Hydrodynamic simulations of accretion disks in cataclysmic variables - Superhump phenomenon in SU UMa stars, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, vol. 42, no. 1, p. 135-163
- Kato, T., Tordai, T., Littlefield, C., Kasai, K., Shugarov, S. Y., Katysheva, N., Zastrojnykh, A. M., Pickard, R. D., de Miguel, E., Antonyuk, K., Antonyuk, O., Pavlenko, E. P., Pit, N., Itoh, H., Ruiz, J., Isogai, K., Kimura, M., Wakamatsu, Y., Vanmunster, T. and Stone, G., 2017, OT J002656.6+284933 (CSS101212:002657+284933): an SU UMa-

- type dwarf nova with the longest superhump period, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 69 (3), L4.1-L4.6.
- Kley, W., Papaloizou, J. C. B. and Ogilvie, G. I., 2008, Simulations of eccentric disks in close binary systems, *Astronomy and Astrophysics*, 487 (2), 671-687.
- Kolb, U., 1993, A model for the intrinsic population of cataclysmic variables, *Astronomy and Astrophysics*, 271, 149-166.
- Landau, L. D. and Lifshitz E. M. 1987, *Fluid Mechanics* 2th Ed. (Pergamon press).
- Lucy, L. B., 1977, A numerical approach to the testing of the fission hypothesis, *Astronomical Journal*, 82, 1013-1024.
- Meyer, F. and Meyer-Hofmeister, E., 1984, Outbursts in dwarf novae accretion disks, *Astronomy and Astrophysics*, 132, 143-150.
- Monaghan, J. J. and Lattanzio, J. C., 1985, A refined particle method for astrophysical problems, *Astronomy and Astrophysics*, 149 (1), 135-143.
- Montgomery, M. M., Voloshina, I. and Goel, A., 2016, Photometric observations and numerical modeling of AW Sge, *New Astronomy*, 42, 78-85.
- Montgomery, M. M., Voloshina, I., Olenick, R., Meziere, K. and Metlov, V., 2017, Photometric observations and Numerical modeling of SDSS J162520.29+120308.7, an SU Uma in the CV period gap, *New Astronomy*, 50, 43-51.
- Osaki, Y., 1996, *Dwarf-Nova Outbursts*, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 108, 39-60.
- Patterson, J., Kemp, J., Harvey, D. A., Fried, R. E., Rea, R., Monard, B., Cook, L. M., Skillman, D. R., Vanmunster, T., Bolt, G., Armstrong, E., McCormick, J., Krajci, T., Jensen, L., Gunn, J., Butterworth, N., Foote, J., Bos, M., Masi, G. and Warhurst, P., 2005, *Superhumps in Cataclysmic Binaries*, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 117 (837), 1204-1222.
- Riffert, H., Herold, H., Flebbe, O. and Ruder, H., 1995, Numerical aspects of the smoothed particle hydrodynamics method for simulating accretion disks, *Computational Physics Communication*, 89 (1-3), 1-16.
- Whitehurst, R., 1988, Numerical simulations of accretion disks. I - Superhumps - A tidal phenomenon of accretion disks, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 232, 35-51.
- Wood, M. A., Montgomery, M. M. and Simpson, J. C., 2000, Smoothed Particle Hydrodynamics Simulations of Apsidal and Nodal Superhumps, *The Astrophysical Journal*, 535 (1), L39-L42.
- Wood, M. A., Thomas, D. M. and Simpson, J. C., 2009, SPH simulations of negative (nodal) superhumps: a parametric study, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398 (4), 2110-2121.

Archive

## The mass ratio of dwarf nova OT J002656.6+284933

Faghei, K.\*

*Assistant Professor, school of physics, Damghan University, Damghan, Iran*

*(Received: 15 Aug 2017, Accepted: 6 Feb 2018)*

### Summary

Dwarf novae are a class of cataclysmic variables that consist of a white dwarf star (as primary star) and a low-mass donor star (as secondary star). The white dwarf and the secondary star orbit each other once every few hours. When the low-mass secondary star fills its Roche-lobe, it becomes tidally distorted due to its vicinity to the white dwarf. Thus, the secondary star matter is transferred into the white dwarf Roche-lobe. The matter being transferred has high angular momentum in respect to the white dwarf and it forms an accretion disk around the white dwarf. The angular momentum of the accretion disk is transferred by viscous torques from the inner regions of the disk to the outer regions. The viscosity is also responsible for heat generation in the accretion disk. The energy generated by viscous dissipation inside the disk is radiated away from the surface of it. That is why the accretion disk has been found to be the source of the luminosity in the dwarf novae. The light curve of a dwarf nova shows the suddenly increase of brightness which is known as outburst. The SU UMa stars, which are a subclass of dwarf novae, exhibit two distinct modes of outburst, normal outburst and superoutburst. The normal outbursts have amplitude of approximately equal to three magnitude and last typically from one to four days. However, the superoutbursts are approximately one magnitude brighter than normal outbursts and last as long as a couple of few weeks rather than just a few days. During superoutburst, the periodic humps with the name of superhump appear in the light curve of SU UMa stars. The superhump is an additional variation of the brightness which has a period that is a few percent longer than the orbital period of binary star system. The superhumps are seen in systems with the mass ratio smaller than 0.3, with being the mass ratio as the ratio of masses of secondary star to primary star. In such systems, the disk grows to a size where a tidal instability that induces the accretion disc to become eccentric and starts to precess in the corotating frame. The superhumps are appeared in the light curve, because of the tidal effects of donor star on the disk and also the viscous dissipation is large when the bulk of the eccentric disc passes the donor star. The observations of OT J002656.6+284933 have confirmed that this object should be a dwarf nova of SU UMa type which the superhumps appear in its light curve in during superoutburst. The recent observations imply that dwarf nova OT J002656.6+284933 has the orbital period 0.13d, the secondary star with mass  $0.2M_{sun}$  and the superhump period 0.13225d. The analysis of observational data has not been successful to calculate an exact value for the mass ratio (which is the ratio of masses of secondary star to primary star); their estimation for the mass ratio has the uncertainty between 0.1 and 0.15. To solve the problem regarding mass ratio estimation and to simulate this object, we have simulated this dwarf nova in a two dimensional approach using the smoothed particle hydrodynamics method. As mentioned before, the superhumps are the distinctive humps on the light curve and its period can be estimated accurately. Thus, we applied the different values of the mass ratio in the simulations that for which one of them, we could reach to the observational superhump period value. In the simulations, we assumed that the observational orbital period is 0.13d and applied the mass ratio between 0.14 and 0.18. The simulations imply that the superhump period 0.13225d can be obtained approximately for the mass ratio 0.145.

**Keywords:** accretion, accretion disks, stars: cataclysmic variables, nova, dwarf nova.

\* Corresponding author:

kfaghei@du.ac.ir