

تحول دینامیکی خودمشابه مغناطوسیال برافزایشی مقاومتی در اطراف یک سیاهچاله ساکن

محبوبه شقاقیان

گروه فیزیک، واحد شیراز، دانشگاه آزاد اسلامی، شیراز

*پست الکترونیکی: shaghaghian@iaushiraz.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۰۵/۲۵؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۰۷/۲۷)

چکیده

در این تحقیق، ما بر معادلات مغناطوهیدرودینامیک نسبیت عامی حاکم بر حرکت مغناطوپلاسمای برافزایشی بر یک سیاهچاله ساکن، حد نیوتنی اعمال می‌کنیم. و تحول زمانی یک قرص مغناطیده برافزایشی ضخیم ناوشکسان را در حضور میدان مغناطیسی دوقطبی سیاهچاله مرکزی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. با حضور رسانندگی الکتریکی متناهی برای سیال، در واقع تنش مغناطیسی، جایگزین تنش وشکسانی لایه‌ای در الگوی قرص استاندارد می‌شود و مسئولیت انتقال تکانه زاویه‌ای را به عهده می‌گیرد. همه کمیات فیزیکی سامانه تابعی از سه متغیر r ، t و θ هستند. وابستگی زمانی توابع فیزیکی سامانه را از روش خودمشابه زمانی می‌یابیم. با فرضیات فیزیکی مناسب، وابستگی فضایی توابع را تا حد امکان با جواب‌های تحلیلی دقیق، و سپس به ناچار به روش عددی به دست می‌آوریم. جواب‌های خودمشابه نشان می‌دهند که با گذشت زمان، فروریزش و چرخش سیال کندتر، قرص کم چگال‌تر، سردتر و کم فشارتر می‌شود، همچنین رسانندگی الکتریکی سیال نیز کاهش می‌یابد. هرچه رسانندگی الکتریکی سیال بیشتر می‌شود، فروریزش و چرخش سیال کندتر، قرص چگال‌تر و سردتر می‌شود ولی آهنگ برافزایش جرم بیشتر می‌شود. چگالی جریان الکتریکی سمتی تولید شده به خاطر حرکت مغناطوسیال، ساختار میدان مغناطیسی درون قرص را تعیین می‌کند و منجر به یک مؤلفه قطبی برای میدان مغناطیسی قرص می‌شود. به لطف رسانندگی الکتریکی متناهی سیال، بر سطح مرزی قرص، خطوط ثابت میدان مغناطیسی قرص به خطوط دوقطبی میدان مغناطیسی سیاهچاله مرکزی متصل می‌شوند. با سپری شدن زمان، این پیکربندی ثابت می‌ماند؛ زیرا تابعیت زمانی مؤلفه‌های میدان مغناطیسی قرص یکسان است.

واژه‌های کلیدی: برافزایش، قرص‌های برافزایشی، سیاهچاله، مغناطوهیدرودینامیک

۱. مقدمه

گرانشی مرکزی منجر می‌شود. این بدان دلیل است که فرایند جدایی لندازه حرکت زاویه‌ای از فرایند سقوط آزاد، با آهنگ بسیار کندتری انجام می‌شود. به طور وسیعی اعتقاد بر این است که دلیل درخشندگی بسیاری از اجرام اخترفیزیکی درخشان مانند منابع پرتو ایکس، اختروش‌ها و هسته‌های فعال کهکشانی، برافزایش به سیاهچاله‌ها است. بدین ترتیب مطالعه قرص‌های برافزایشی اطراف سیاهچاله‌ها، از موضوعات داغ علاقه‌مندی‌ها و گمانه‌زنی‌های اخترفیزیکی است. مطالعات اولیه بر این

از دیدگاه اخترفیزیکی، پارانرژی‌ترین نقش سیاهچاله‌ها در عالم، یک سازوکار مؤثر در تبدیل انرژی پتانسیل گرانشی به تابش الکترومغناطیسی، به نام برافزایش است. پلاسمای فروریزشی با محتوای اندازه حرکت زاویه‌ای زیاد، به صورت سقوط آزاد بر سیاهچاله مرکزی فرو نمی‌ریزد. بلکه محتوای زیاد تکانه زاویه‌ای پلاسمای به یک ساختار قرص مانند اطراف سیاهچاله

مینکوفسکی به جای یک فضا- زمان خمیده، معقول و منطقی به نظر می‌رسد. معادلات GRMHD حاکم بر دینامیک مغناطوپلاسمای برافزایشی بر یک جسم فشرده مرکزی در یک فضا- زمان خمیده توسط پراسلانا و همکارانش (۱۹۸۹) استخراج شد [۱۲]. حد نیوتنی این معادلات، توسط تریپیتی و همکارانش (۱۹۹۰) بر یک قرص مغناطیده برافزایشی ضخیم اعمال شد [۱۱].

مطالعه تحول زمانی این سامانه‌ها نیز، از دیرباز، بسیار مورد علاقه محققان در بستر اختریف یک نظری بوده است. تحول زمانی دینامیکی سامانه‌های GRMHD دوبعدی با وابستگی شعاعی و نصف النهاری، به طور معمول توسط شبیه‌سازی‌های عددی بررسی می‌شوند [۱۳ و ۱۴]. حال آن که، اگر به جزئیات دقیق شرایط اولیه و مرزی مسئله علاقه‌مند نباشیم، جواب‌های خودمشابه نیز توصیف کاملی از رفتار جواب‌ها در مجانب‌های میانی و دور از مرزها، به دست می‌دهند.

حبیبی و همکارانش (۲۰۱۵)، تحول زمانی خودمشابه قرص توصیف شده توسط تریپیتی (۱۹۹۰) را در دو حالت قرص برافزایشی نازک و ضخیم بررسی کردند [۱۵ و ۱۶]. در مورد قرص ضخیم، آنها الگوی شبه‌کپلری را برای چرخش سیال برگزیدند و سرعت‌های شعاعی و نصف النهاری را متناسب با هم فرض کردند. این تناسب، منجر به عدم حضور نیروهای لختی و لورنتس در معادله تعادل نیروها، و همچنین حذف چگالی جریان الکتریکی سمتی شد.

شقاقیان (۲۰۲۳)، در بستر نسبیت عام، تحول زمانی یک قرص مغناطیده برافزایشی ضخیم در اطراف یک سیاهچاله شوارزشیلد، را با در نظر گرفتن همه مؤلفه‌های میدان‌های الکترومغناطیسی و هر سه مؤلفه سرعت سیال، با جواب‌های دقیق تحلیلی مورد مطالعه قرار داد. در تحقیق حاضر، ما با اعمال حد نیوتنی بر معادلات GRMHD استخراج شده توسط شقاقیان (۲۰۲۳)، رفتار خودمشابه زمانی آن سامانه را بررسی می‌کنیم.

تاکنون، راه حل خودمشابه زمانی برای حل معادلات مغناطوپلاسمای دینامیک (MHD) با وابستگی فضایی دوبعدی

موضوع، در دهه‌های ۱۹۷۰ و ۱۹۸۰، به قرص‌های از نظر هندسی نازک و از نظر نوری ضخیم محدود شد [۱، ۲ و ۳]. در همان دهه‌ها، نسخه نسبی آن الگو نیز ارائه شد [۴ و ۵]. به دلیل مبنای مشاهداتی محکم، این نظریه‌های استاندارد قرص‌های برافزایشی نازک به خوبی درک شده‌اند و پیشرفت بهتری داشته‌اند.

ولی در حال حاضر هیچ الگوی پذیرفته شده و از نظر جهانی توسعه یافته‌ای برای قرص‌های برافزایشی ضخیم با پشتیبانی از فشار وجود ندارد. بنابراین، عدم قطعیت‌های مشاهده‌ای و نظری زیادی در مورد ماهیت، ساختار و ثبات آنها وجود دارد. اما خواه ناخواه، چنین ساختارهایی در طبیعت شکل می‌گیرند و به عنوان الگوهای از اختروش‌ها، هسته‌های فعال کهکشانی، برخی دوتایی‌های پرتو ایکس، انفجارهای پرتو گاما [۶] و قرص‌های اطراف پیش‌ستارگان پیشنهاد می‌شوند [۷]. جریان‌های خروجی و فواره‌های موازی نیز اغلب به یک الگوی قرص برافزایشی ضخیم استناد می‌کنند [۷]. به عنوان مثال، زمانی که درخشندگی قرص از حد درخشندگی ادینگتون بیشتر می‌شود، نیروی رو به بیرون فوتون‌ها بر کشش گرانش پلاسمای برافزایشی غالب می‌شود و برخی از مواد توسط فشار شار تابش به بیرون رانده می‌شوند و ضخامت قرص قابل مقایسه یا بیشتر از شعاع می‌شود. بدین ترتیب، یک قرص برافزایشی ضخیم تشکیل می‌شود [۸]. بر این اساس، مطالعه قرص‌های برافزایشی ضخیم، هم از نقطه نظر مشاهده‌ای و هم از دیدگاه نظری از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است.

درک کامل و دقیق سامانه‌هایی که توسط برافزایش به یک سیاهچاله توانمند می‌شوند، نیازمند یک الگوی مغناطوپلاسمای دینامیکی نسبیت عامی (GRMHD) است. علی‌رغم این حقیقت، اعمال حد نیوتنی بر این معادلات GRMHD در مطالعه دینامیک قرص‌های برافزایشی اطراف سیاهچاله‌ها، مورد توجه پژوهشگران بسیاری بوده است [۹، ۱۰ و ۱۱]. این بدان دلیل است که با دور شدن از افق رویداد سیاهچاله، اثرات گرانش قوی سیاهچاله مرکزی ضعیف‌تر می‌شود و در نظر گرفتن مغناطوسیال در یک فضا-زمان تخت

برافزایشی اطراف یک سیاهچاله معقول به نظر می‌رسد. بنابراین، با اعمال حد نیوتنی ($V \ll c, r_s \ll r$) بر معادلات مرجع [۱۸] و فرض ناچیز بودن مؤلفه نصف‌النهاری سرعت سیال ($V^\theta = 0$)، معادلات پایه حاکم بر دینامیک یک قرص مغناطیده برافزایشی ضخیم در حضور رسانندگی الکتریکی متناهی سیال، در مختصات کروی به صورت زیر خلاصه می‌شوند:

معادله پیوستگی جرم

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho \sin \theta V^r) = 0, \quad (1)$$

مؤلفه شعاعی معادله اندازه حرکت

$$\rho \left[\frac{\partial V^r}{\partial t} + V^r \frac{\partial V^r}{\partial r} + \frac{GM}{r^2} - \frac{(V^\varphi)^2}{r} \right] + \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{c} \left[(\vec{J} \times \vec{B})_r + E_r J^t \right] = 0, \quad (2)$$

مؤلفه قطبی معادله اندازه حرکت

$$\rho \left[-\frac{(V^\varphi)^2}{r} \cot \theta \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{c} \left[(\vec{J} \times \vec{B})_\theta + E_\theta J^t \right] = 0, \quad (3)$$

مؤلفه سمتی معادله اندازه حرکت

$$\frac{\partial V^\varphi}{\partial t} + V^r \frac{\partial V^\varphi}{\partial r} + \frac{V^r V^\varphi}{r} + \frac{1}{c} \left[(\vec{J} \times \vec{B})_\varphi + E_\varphi J^t \right] = 0, \quad (4)$$

معادله حالت گاز کامل به جای معادله پایستگی انرژی

$$p = \frac{\rho K_B T}{\mu m_H}, \quad (5)$$

معادلات ماکسول شامل قانون آمپر

$$\frac{4\pi}{c} J^r = \frac{\partial E_r}{\partial t} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\varphi), \quad (6)$$

$$\frac{4\pi}{c} J^\theta = \frac{\partial E_\theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi), \quad (7)$$

$$\frac{4\pi}{c} J^\varphi = \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial B_r}{\partial \theta} - \frac{\partial (r B_\theta)}{\partial r} \right], \quad (8)$$

قانون گوس در الکتریسیته

$$\frac{4\pi}{c} J^t = - \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 E_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta E_\theta) \right] = -\vec{\nabla} \cdot \vec{E}, \quad (9)$$

قانون گوس در مغناطیس

(r و θ)، بسیار محدود به کار گرفته شده است [۱۵]. این در حالی است که جواب‌های خودمشابه مکانی دوبعدی (با وابستگی r و θ) برای یک سامانه ایستا و تقارن محور [۹ و ۱۰] و همچنین جواب‌های خودمشابه زمانی با وابستگی فضایی یک‌بعدی r [۱۷]، در حل معادلات MHD، بسیار زیاد استفاده شده است.

سامانه مورد مطالعه ما، یعنی مغناطوسیال مقاومتی برافزایشی بر سیاهچاله ساکن مرکزی که تشکیل یک قرص برافزایشی ضخیم در اطراف سیاهچاله می‌دهد؛ مشابه با سامانه مفروض حبابی و همکارانش (۲۰۱۵) است. ما هم مانند آنها، به دنبال یافتن جواب‌های خودمشابه زمانی برای معادلات MHD با وابستگی فضایی دوبعدی هستیم. اما تفاوت اساسی در محاسبات ما، در کنار گذاشتن فرض شبه‌کپلری چرخش سیال و تناسب سرعت‌های شعاعی و نصف‌النهاری آنها است که منجر به حضور چگالی جریان الکتریکی سمتی برای سیال می‌شود. این چگالی جریان، نقش مهمی در دینامیک قرص بازی می‌کند.

در بخش بعد، معادلات پایه حاکم بر سامانه به همراه فرضیات مسئله بیان می‌شود و همچنین پیکربندی میدان مغناطیسی نمایش داده می‌شود. راه‌حل‌های خودمشابه در قسمت ۳ ارائه خواهند شد و در قسمت ۴ به تحلیل این راه‌حل‌های خودمشابه می‌پردازیم. قسمت ۵، به نتیجه‌گیری و جمع‌بندی بحث اختصاص داده شده است.

۲. فرمول‌بندی ریاضی

۲.۱. معادلات دینامیکی پایه

معادلات مغناطوهیدرودینامیک نسبیت عامی حاکم بر رفتار دینامیکی پلاسمای مغناطیسی مقاومتی که توسط سیاهچاله مرکزی برافزوده می‌شود و تشکیل یک قرص برافزایشی ضخیم در اطراف سیاهچاله ساکن مرکزی را می‌دهد؛ شامل معادلات (۱۰) - (۲۳) در مرجع [۱۸] است. در فواصل چندین شعاع شوارزشیلد ($r_s = \frac{2GM}{c^2} \ll r$)، چشم‌پوشی کردن از اثرات نسبیت عام در مطالعه دینامیک مغناطوسیال

صورت زیر حاصل می‌شود:

$$E_r = B_\theta \frac{V^\varphi}{c},$$

$$E_\theta = -B_r \frac{V^\varphi}{c}.$$

جاننشینی این روابط در مؤلفه زمانی قانون اهم (معادله (۱۵))،

چگالی بار الکتریکی J^t را به دست می‌دهد

$$J^t = -\frac{\sigma}{c} E_r V^r = J^\varphi \frac{V^\varphi}{c}.$$

این نتایج، منجر به ساده شدن جملات نیروی لورنتس $(\vec{J} \times \vec{B} + \vec{E} J^t)$ در معادلات حرکت می‌شود. نیروی لورنتس در واقع از برهمکنش میدان مغناطیسی با جریان‌های الکتریکی در پلاسما، ناشی می‌شود. به طور مثال مؤلفه شعاعی نیروی لورنتس به صورت زیر ساده می‌شود:

$$\frac{1}{c} [(\vec{J} \times \vec{B})_r + E_r J^t] = \frac{1}{c} [B_\varphi J^\theta - B_\theta J^\varphi (1 - \frac{(V^\varphi)^2}{c^2})].$$

با در نظر گرفتن حد نیوتنی ($V \ll c$) و فرض $J^r = J^\theta = 0$ معادلات حرکت را به صورت زیر بازنویسی می‌کنیم:

مؤلفه شعاعی معادله اندازه حرکت

$$\rho \left[\frac{\partial V^r}{\partial t} + V^r \frac{\partial V^r}{\partial r} + \frac{GM}{r^2} - \frac{(V^\varphi)^2}{r} \right] + \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{c} B_\theta J^\varphi = 0, \quad (16)$$

مؤلفه قطبی معادله اندازه حرکت

$$\rho \left[-\frac{(V^\varphi)^2}{r} \cot \theta \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{c} B_r J^\varphi = 0, \quad (17)$$

مؤلفه سمتی معادله اندازه حرکت

$$\frac{\partial V^\varphi}{\partial t} + V^r \frac{\partial V^\varphi}{\partial r} + \frac{V^r V^\varphi}{r} = 0. \quad (18)$$

به منظور به دست آوردن مؤلفه قطبی میدان مغناطیسی، به سراغ معادله (۱۰) فاکسول می‌رویم. جواب‌های زیر، این معادله را برآورده می‌سازند:

$$B_r = -B_1 r^{k-1} \sin^k \theta \cot \theta, \quad (19)$$

$$B_\theta = B_1 r^{k-1} \sin^k \theta, \quad (20)$$

که در اینجا k یک عدد صحیح و B_1 یک ضریب ثابت است. با جایگذاری این جواب‌ها در معادله (۸) فاکسول، چگالی سمتی جریان الکتریکی به دست می‌آید

$$J^\varphi(r, \theta) = \frac{c B_1}{4\pi} (1 - k) r^{k-2} \sin^{k-2} \theta. \quad (21)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \sin \theta B_r) + r \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\theta) = 0, \quad (10)$$

قانون القای فاراده

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta E_\varphi) + r \sin \theta \frac{\partial B_r}{\partial t} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) - r \frac{\partial B_\theta}{\partial t} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r E_\theta) - \frac{\partial E_r}{\partial \theta} + r \frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = 0, \quad (13)$$

به همراه قانون اهم

$$\vec{J} = -\frac{\sigma}{c} [\vec{V} \times \vec{B} + \vec{E}], \quad (14)$$

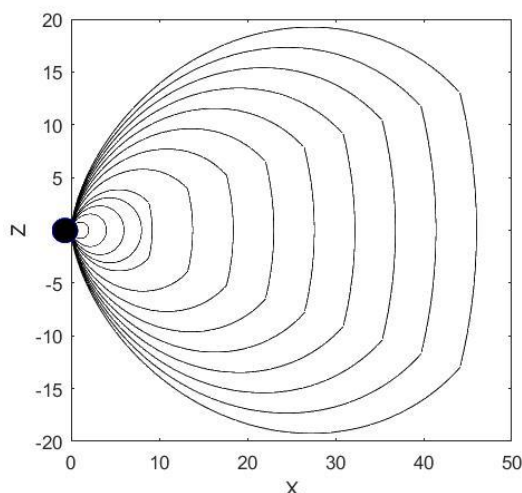
$$J^t = -\frac{\sigma}{c} \vec{E} \cdot \vec{V}. \quad (15)$$

در این معادلات، توابع فیزیکی مجهولی که به منظور مطالعه دینامیک سامانه باید تعیین شوند شامل ρ چگالی، p فشار، T دما، σ رسانندگی الکتریکی و \vec{V} سرعت کل سیال، \vec{E} میدان الکتریکی، \vec{B} میدان مغناطیسی و \vec{J} چگالی جریان الکتریکی مغناطوسیال هستند. ثابت‌های حاضر در معادلات سامانه نیز به شرح زیرند: G ثابت جهانی گرانش، M جرم سیاهچاله مرکزی، K_B ثابت بولتزمن، μ جرم متوسط ذره، m_H جرم هیدروژن.

۲.۲. فرضیات

حل این مجموعه معادلات پایه (۱) تا (۱۵)، در حالت کلی و بدون فرضیات ساده کننده، تقریباً غیر ممکن به نظر می‌رسد. در نتیجه به هدف ساده‌سازی سامانه، به عنوان یک فرض ساده کننده، از مؤلفه سمتی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی ($E_\varphi = B_\varphi = 0$) و همچنین مؤلفه قطبی چگالی جریان الکتریکی سیال ($J^r = J^\theta = 0$) صرف نظر می‌کنیم.

فرض عدم حضور مؤلفه سمتی میدان الکتریکی ($E_\varphi = 0$) در معادلات (۱۱) و (۱۲) منجر به این می‌شود که مؤلفه قطبی میدان مغناطیسی تابعی از زمان نباشد ($\frac{\partial B_r}{\partial t} = \frac{\partial B_\theta}{\partial t} = 0$). به همین ترتیب، فرض عدم وجود مؤلفه قطبی چگالی جریان الکتریکی ($J^r = J^\theta = 0$) و همچنین مؤلفه سمتی میدان مغناطیسی قرص ($B_\varphi = 0$) در معادلات (۶) و (۷) به عدم وابستگی زمانی مؤلفه قطبی میدان الکتریکی ($\frac{\partial E_r}{\partial t} = \frac{\partial E_\theta}{\partial t} = 0$) می‌انجامد. همچنین با اعمال این فرضیات، به مؤلفه قطبی قانون اهم (معادله (۱۴))، مؤلفه قطبی میدان الکتریکی نیز به



شکل ۱. ساختار میدان مغناطیسی دوقطبی سیاهچاله مرکزی در حضور خطوط ثابت میدان مغناطیسی قرص در صفحه نصف‌النهاری.

به خاطر رسانندگی الکتریکی متناهی سیال، خطوط میدان دوقطبی سیاهچاله مرکزی به قرص نفوذ می‌کنند و به خطوط ثابت (موازی با محور Z) میدان مغناطیسی قرص متصل می‌شوند. به دلیل یکسان بودن وابستگی زمانی مؤلفه‌های میدان مغناطیسی (معادلات (۱۹) و (۲۰))، این پیکربندی میدان مغناطیسی (شکل ۱) با گذشت زمان تغییر نمی‌کند.

۳. راه حل‌های خودمشابه

اکنون که به لطف فرضیات مناسب و ساده‌سازی سامانه، معادلات ماکسول و قانون اهم (معادلات (۶)–(۱۵)) حل شدند، برای تکمیل مطالعه دینامیک سامانه، به سراغ معادلات حرکت (۱۶)–(۱۸) می‌رویم. برای حل این معادلات که معادلاتی وابسته به زمان و شامل دو متغیر فضایی r و θ هستند، از روش خود مشابه بهره می‌بریم. روش خودتشابه، ابزاری توانمند در حل معادلات مغناطویدرودینامیک در صورت وجود تقارن و خواص ناوردایی برای معادلات است. این روش بر اساس ناوردایی معادلات حاکم بر سامانه فیزیکی تحت تبدیل خاصی از متغیرهای زمان و شعاع بنا شده است. روش خودتشابه زمانی، به این واقعیت اشاره دارد که توزیع فضایی ویژگی‌های حرکت در تمام زمان‌ها در ضمن حرکت، مشابه باقی

از طرفی مؤلفه سمتی قانون اهم (معادله (۱۴)) نیز، بیانی دیگر برای چگالی سمتی جریان الکتریکی به صورت زیر به دست می‌دهد:

$$J^{\phi}(r, \theta) = -\frac{\sigma}{c} (\vec{V} \times \vec{B})_{\phi} = -\frac{\sigma}{c} V^r B_{\theta}. \quad (22)$$

از سازگاری این دو بیان متفاوت برای چگالی سمتی جریان الکتریکی (معادلات (۲۱) و (۲۲))، و جانشینی معادله (۲۰)،

سرعت شعاعی فروریزش سیال حاصل می‌شود

$$V^r(r, \theta) = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{k-1}{r \sin^2\theta}. \quad (23)$$

از آنجا که برافزایش و یا فروریزش سیال به سمت سیاهچاله مرکزی به معنی منفی بودن V^r است، پس از اینجا بازه مجاز برای ضریب صحیح k حاصل می‌شود ($k < 1$). حالت $k = 1$ ، نیز حالت فیزیکی جالبی است و به معنی عدم برافزایش سیال و حضور یک قرص چرخان محض در اطراف سیاهچاله مرکزی است. در اینجا معرفی یک تابع فیزیکی دیگر بنام آهنگ برافزایش جرم، خالی از لطف نیست

$$\dot{M}(r, \theta, t) = 4\pi r^2 \rho V^r. \quad (24)$$

۳.۲. پیکربندی میدان مغناطیسی

برای میدان مغناطیسی سیاهچاله مرکزی، الگوی دوقطبی در نظر گرفته می‌شود [۷، ۱۱، ۱۰]

$$B_r^{BH} = 2 B_0 \left(\frac{R}{r}\right)^3 \cos\theta, \quad (25)$$

$$B_{\theta}^{BH} = B_0 \left(\frac{R}{r}\right)^3 \sin\theta, \quad (26)$$

که در اینجا B_0 ، شدت میدان مغناطیسی بر سطح سیاهچاله و شعاع سیاهچاله است. خطوط میدان مغناطیسی، خطوطی منحنی در فضا هستند که مماس بر این خطوط در هر نقطه، موازی با بردار میدان مغناطیسی در آن نقطه است. شیب این خطوط در هر نقطه به صورت $\frac{dr}{r d\theta}$ تعریف می‌شود. از سوی دیگر، شیب میدان مغناطیسی در آن نقطه، نیز به صورت $\frac{B_r}{B_{\theta}}$ بیان می‌شود. بنابراین $\frac{B_r}{B_{\theta}} = \frac{dr}{r d\theta}$. این رابطه $r = \frac{r_0}{\sin\theta}$ و برای میدان مغناطیسی سیاهچاله مرکزی (معادلات (۲۵) و (۲۶)) به رابطه $r = \frac{r_0}{\sin^2\theta}$ می‌انجامد. با تبدیل به دستگاه مختصات دکارتی ($X = r \sin\theta$ و $Z = r \cos\theta$)، مشاهده می‌شود که در صفحه نصف‌النهاری قرص، خطوط میدان مغناطیسی دوقطبی سیاهچاله مرکزی در سطح قرص به خطوط ثابت میدان مغناطیسی قرص ($X = r \sin\theta = r_0$) متصل می‌شود (شکل ۱).

انتقال تکانه زاویه‌ای، ضروری است [۱۹ و ۲۰]. در بسیاری مقالات، اثر رسانندگی الکتریکی را به کمک کمیت انتشار مغناطیسی ($\eta' = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$) بررسی می‌کنند [۹]. شایان ذکر است که بازه تغییرات دو متغیر بدون بُعد فاصله شعاعی η و زاویه قطبی θ در حالت کلی در محدوده $0 \leq \eta \leq 1$ و $0 \leq \theta \leq \pi$ تعریف می‌شود. ولی در این مطالعه، ما این بازه را به ناحیه گسترده‌تری در یک طرف صفحه استوا محدود می‌کنیم ($0 \leq \eta \leq 1$ و $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$). به این علت که قرص را حول صفحه استوا، متقارن فرض کرده‌ایم، برای متغیر زاویه‌ای θ ، توجه خود را به نیمه بالای صفحه استوای قرص معطوف می‌کنیم.

به منظور بی‌بعدسازی معادلات، روابط (۲۷) - (۲۸) را در معادلات (۱۶) - (۱۸) و معادله (۲۳)، جایگذاری می‌کنیم و ضرایب بُعددار $V_0, \rho_0, \varphi_0, \sigma_0$

$$\begin{aligned} V_0 &= (GM)^{1/3}, \\ \rho_0 &= \frac{B_1^\gamma}{4\pi} (GM)^{\gamma(k-1)}, \\ \rho_0 &= \frac{B_1^\gamma}{4\pi} (GM)^{\gamma(k-2)}, \\ \sigma_0 &= \frac{c^\gamma}{4\pi} (GM)^{-\frac{\gamma}{2}} \end{aligned} \quad (29)$$

توان‌های زمان

$$\begin{aligned} n &= \frac{\gamma}{3}, \quad m_r = m_\varphi = m_\sigma = -\frac{1}{3}, \\ m_p &= 2n(k-1), \\ m_\rho &= n(2k-1), \end{aligned} \quad (30)$$

و شکل بی‌بعد معادلات فوق شامل معادله پیوستگی

$$(V_r - n\eta) \frac{\partial R}{\partial \eta} + R \left[m_\rho + \frac{\gamma}{\eta} V_r + \frac{\partial V_r}{\partial \eta} \right] = 0, \quad (31)$$

مؤلفه شعاعی معادله حرکت

$$\begin{aligned} R \left[(V_r - n\eta) \frac{\partial V_r}{\partial \eta} + m_r V_r + \frac{1}{\eta^\gamma} - \frac{V_\varphi^\gamma}{\eta} \right] + \frac{\partial P}{\partial \eta} \\ + (k-1)\eta^{2k-2} \sin^{2k-2}\theta = 0, \end{aligned} \quad (32)$$

مؤلفه قطبی معادله حرکت

$$\begin{aligned} -R \frac{V_\varphi^\gamma}{\eta} \cot \theta + \frac{1}{\eta} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \\ (k-1)\eta^{2k-2} \sin^{2k-2}\theta \cot \theta = 0, \end{aligned} \quad (33)$$

مؤلفه سمتی معادله حرکت

$$(V_r - n\eta) \frac{\partial V_\varphi}{\partial \eta} + m_r V_\varphi + \frac{1}{\eta} V_r V_\varphi = 0, \quad (34)$$

می‌ماند. در واقع بدین صورت، رفتار آینده سامانه، بدون درگیری به حل تحولی صریح سامانه پیش‌بینی می‌شود.

در حقیقت چنین راه‌حل‌هایی، رفتار "میانی-مجانبی" جواب‌ها را در ناحیه‌ای توصیف می‌کنند که در آن ناحیه، راه‌حل‌ها، دیگر به جزئیات خاص شرایط اولیه و یا مرزی بستگی ندارد.

در حالی که روش‌های خودتشابه برای سامانه‌های متقارن، بینشی کیفی از جواب‌ها ارائه می‌دهند؛ اما برای سامانه‌های بسیار پیچیده و نامتقارن، دقت مورد نیاز برای پیش‌بینی‌های کمی دقیق را ندارند. در این حالت، اغلب، روش‌های عددی مانند تفاوت محدود یا عنصر محدود مفید به نظر می‌رسند. از دیگر محدودیت‌های روش خودتشابه می‌توان به مسائل با هندسه‌های مرزی پیچیده و یا وابستگی زمانی پیچیده توابع سامانه، اشاره کرد که به جای جواب‌های خودمشابه، تقریب‌های عددی و یا تحلیلی مختلف را می‌طلبد.

با تعریف متغیر مشابهت مناسب به صورت:

$$\eta \equiv \frac{r}{V_0 t^n},$$

تحت تبدیل $(r, \theta, t) \rightarrow (\eta, \theta, t)$ ، معادلات دیفرانسیل مشتق جزئی سامانه، وابستگی زمانی و شعاعی جداگانه خود را کنار می‌گذارند و به متغیر مشابهت η و زاویه قطبی θ وابسته می‌شوند. در اینجا مشتقات نیز به صورت زیر تبدیل می‌شوند:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &\rightarrow -n \frac{\eta}{t} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial t}, \\ \frac{\partial}{\partial r} &\rightarrow \frac{1}{V_0 t^n} \frac{\partial}{\partial \eta}. \end{aligned} \quad (27)$$

بنابراین کمیات فیزیکی سامانه را بر حسب این متغیر مشابهت به صورت زیر بیان می‌کنیم:

$$\begin{aligned} V^r(r, \theta, t) &= V_0 V_r(\eta, \theta) t^{m_r}, \\ V^\varphi(r, \theta, t) &= V_0 V_\varphi(\eta, \theta) t^{m_\varphi}, \\ \rho(r, \theta, t) &= \rho_0 R(\eta, \theta) t^{m_\rho}, \\ p(r, \theta, t) &= p_0 P(\eta, \theta) t^{m_p}, \\ \sigma(t) &= S_0 \sigma_0 t^{m_\sigma}. \end{aligned} \quad (28)$$

در اینجا، رسانندگی الکتریکی را در ابعاد فضایی همسانگرد فرض کرده، در نتیجه برای آن فقط تابعیت زمانی در نظر می‌گیریم. همچنین ضریب بی‌بعد S_0 به عنوان ضریبی برای بررسی تأثیر بزرگی رسانندگی الکتریکی بر سایر توابع فیزیکی در نظر گرفته می‌شود. احتساب رسانندگی الکتریکی متناهی برای یک سیال ناوشکسان، به عنوان یک سازوکار

و سرعت شعاعی فروریزش سیال

$$V_r(\eta, \theta) = \frac{1}{S_0} \frac{k-1}{\eta \sin^2 \theta} \quad (35)$$

را به دست می‌آوریم. با جانشینی معادله (۳۵) در شکل بی‌بعد معادله پیوستگی (۳۱)، تابعیت بی‌بعد تابع چگالی

$$R(\eta, \theta) = \frac{R_0}{\eta} \left[n \eta^2 - \frac{k-1}{S_0} \frac{1}{\sin^2 \theta} \right]^{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{m_p}{n} \right)} \quad (36)$$

و با جانشینی آن در شکل بی‌بعد مؤلفه سمتی معادله حرکت (۳۴)، مؤلفه سمتی سرعت سیال به دست می‌آید

$$V_\phi(\eta, \theta) = \frac{L_0}{\eta} \left[n \eta^2 - \frac{k-1}{S_0} \frac{1}{\sin^2 \theta} \right]^{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{m_r}{n} \right)} \quad (37)$$

در اینجا R_0 و L_0 ثابت‌های انتگرال‌گیری هستند. حال با توجه به معادله (۲۴)، می‌توان شکل بی‌بعد آهنگ برافزایش جرم را نیز محاسبه کرد

$$\dot{M}(\eta, \theta) = \eta^2 R V_r \quad (38)$$

در ادامه محاسبات، مؤلفه‌های شعاعی و قطبی معادله حرکت را می‌توان ترکیب کرد. بدین ترتیب که جمله مشترک $-R \frac{V_\phi}{\eta}$ را از مؤلفه قطبی معادله حرکت (۳۳) به صورت زیر می‌توان محاسبه کرد:

$$-R \frac{V_\phi}{\eta} = -\frac{1}{\eta} \frac{\partial P}{\partial \theta} \tan \theta - (k-1) \eta^{2k-3} \sin^{2k-2} \theta,$$

و در مؤلفه شعاعی معادله حرکت جایگزین کرد. با معلوم بودن سرعت شعاعی فروریزش سیال V_r (معادله (۳۵)) و R (معادله (۳۶))، یک معادله دیفرانسیل مشتق جزئی بر حسب P به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$R \left[(V_r - n \eta) \frac{\partial V_r}{\partial \eta} + m_r V_r + \frac{1}{\eta^2} \right] + \frac{\partial P}{\partial \eta} - \frac{1}{\eta} \frac{\partial P}{\partial \theta} \tan \theta = 0.$$

با فرض این که $P(\eta, \theta) = \frac{1}{\eta} p_1(\theta)$ ، به یک معادله دیفرانسیل معمولی بر حسب $p_1(\theta)$ می‌رسیم

$$\frac{d p_1(\theta)}{d \theta} = \cot \theta \left[-p_1(\theta) + R \eta^2 \left\{ (V_r - n \eta) \frac{\partial V_r}{\partial \eta} + m_r V_r + \frac{1}{\eta^2} \right\} \right] \quad (39)$$

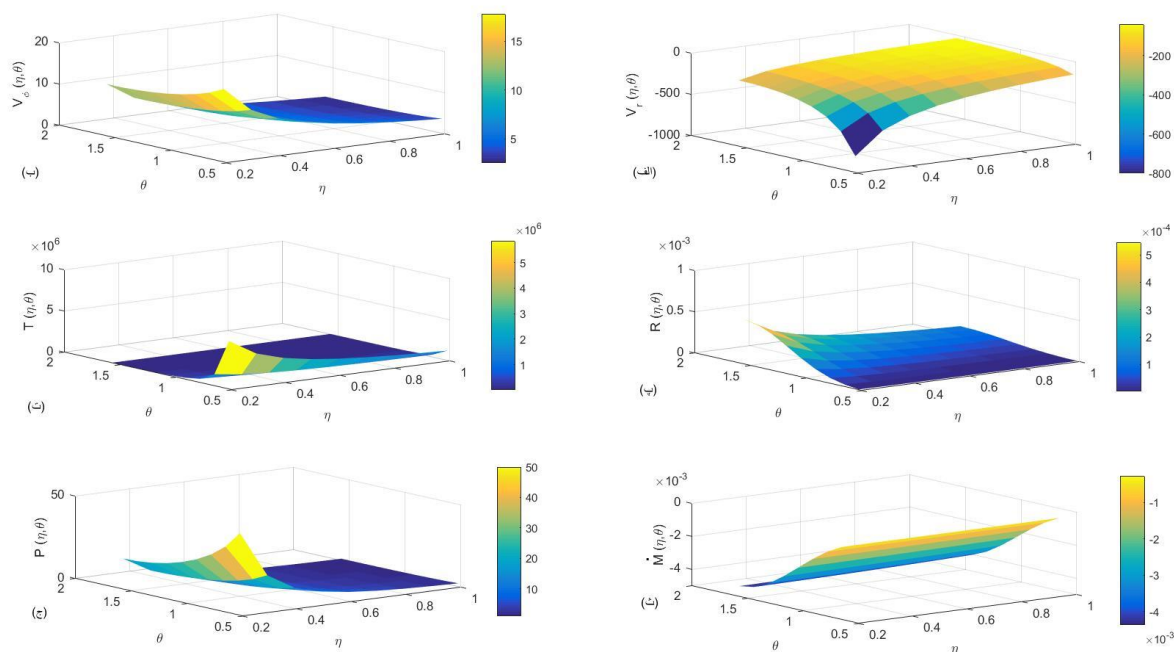
که با شرط مرزی $\frac{1}{\eta \sin \theta}$ روی سطح مرزی بالایی قرص $\theta = \frac{\pi}{6}$ به ازای η های مختلف با روش رونزکوتای مرتبه ۴ به راحتی حل می‌شود. حل عددی این معادله دیفرانسیل، بازه مجاز k را محدودتر می‌کند، زیرا در بازه $1 < k \leq 2$ در مواردی مقادیر منفی برای تابع فشار به دست می‌آورد، که نتیجه‌ای غیر فیزیکی است. پس بازه $-3 \leq k$ را برای محدوده مجاز k انتخاب می‌کنیم.

اکنون، با معلوم بودن توابع خود مشابه چگالی و فشار سیال، از معادله حالت گاز کامل (معادله (۵))، تابع خودمشابه دمای سیال نیز حاصل می‌شود

$$T(\eta, \theta) = \frac{P(\eta, \theta)}{R(\eta, \theta)} \quad (40)$$

۴. تحلیل جواب‌های خودمشابه

همان‌طور که ملاحظه کردیم توابع فیزیکی خودمشابه سامانه شامل سرعت شعاعی فروریزش سیال (معادله (۳۵))، سرعت چرخش سیال (معادله (۳۷))، آهنگ برافزایش جرم (معادله (۳۸))، چگالی (معادله (۳۶))، و دمای گاز (معادله (۴۰)) به صورت تحلیلی و فشار گاز از حل عددی معادله (۳۹) حاصل شدند. مقادیری که برای توان‌های زمان (روابط (۳۰)) به دست آمدند نشان می‌دهند که در حل خودمشابه زمانی، فواصل شعاعی r تابعی از زمان بوده و با گذشت زمان افزایش می‌یابند ($r \propto t^n$). این بدین معناست که با گذشت زمان، فواصل شعاعی دورتر می‌شوند. همچنین با سپری شدن زمان، فروریزش و چرخش سیال کندتر، قرص کم چگال‌تر، سردتر و کم فشارتر می‌شود و رسانندگی الکتریکی سیال کاهش می‌یابد؛ زیرا همان‌طور که ملاحظه می‌کنیم، توان‌های زمانی همه این توابع فیزیکی سامانه در دامنه مجاز $k (-3 \leq k)$ ، منفی‌اند. از ضرایب بُعددار رابطه (۲۹) استنتاج می‌شود که جرم سیاهچاله مرکزی، به طور مستقیم روی سرعت سیال مؤثر است (ضریب V_0). با سنگین‌تر شدن سیاهچاله، چرخش و فروریزش سیال سریع‌تر می‌شود. اما قرص کم فشارتر (ضریب p_0) و کم چگال‌تر (ضریب ρ_0) می‌شود (برای مقادیر مجاز $-3 \leq k$) و همچنین رسانندگی الکتریکی سیال (ضریب



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار سه‌بعدی راه حل‌های خودمشابه وابسته به زمان (الف) سرعت شعاعی، (ب) سرعت سمتی، (پ) چگالی، (ت) دما، (ث) آهنگ برافزایش جرم و (ج) فشار برحسب متغیرهای η و θ . پارامترهای آزاد عبارتند از: $k = -3, L_0 = 1, S_0 = 1/0, R_0 = 7$.

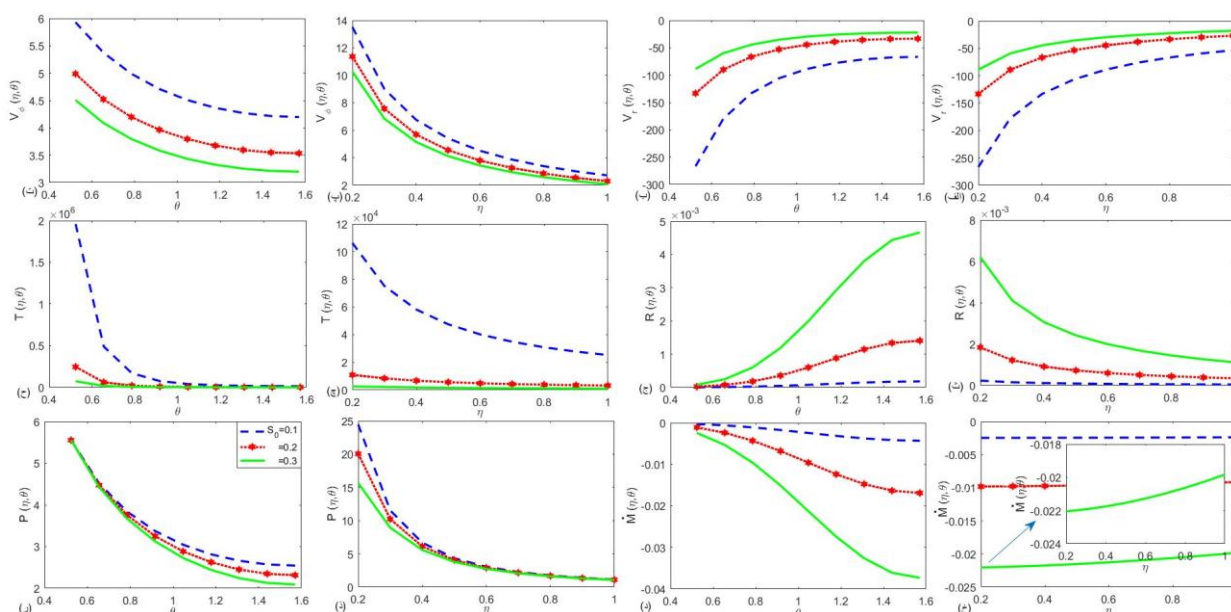
هنگامی که در راستای شعاعی از لبه بیرونی قرص به سمت سیاهچاله مرکزی پیش می‌رویم، فروریزش (شکل‌های ۲. الف و ۳. الف) و چرخش (شکل‌های ۲. ب و ۳. ب) سیال و همچنین آهنگ برافزایش جرم (شکل‌های ۲. ث و ۳. خ) سریع‌تر می‌شود. قرص چگال‌تر (شکل‌های ۲. پ و ۳. ث)، گرم‌تر (شکل‌های ۲. ت و ۳. ج) و پرفشارتر (شکل‌های ۲. ج و ۳. ذ) می‌شود.

برای بررسی نحوه رفتار زاویه‌ای توابع فیزیکی قرص، در راستای نصف‌النهاری از مرز بالایی قرص ($\theta = \frac{\pi}{2}$) به سمت استوای قرص ($\theta = \frac{\pi}{4}$) حرکت می‌کنیم، فروریزش (شکل‌های ۲. الف و ۳. ب) و چرخش (شکل‌های ۲. ب و ۳. ت) سیال کندتر می‌شود. قرص سردتر (شکل‌های ۲. ت و ۳. ح) و کم فشارتر (شکل‌های ۲. ج و ۳. ر) می‌شود. این در حالی است که آهنگ برافزایش جرم (شکل‌های ۲. ث و ۳. د) و چگالی قرص (شکل‌های ۲. پ و ۳. ج) افزایش می‌یابد.

علاوه‌براین، شکل ۳، تأثیر بزرگی رسانندگی الکتریکی سیال بر دینامیک قرص را نیز نشان می‌دهد. با افزایش رسانندگی

(σ_0) نیز کاهش می‌یابد. قوی‌تر شدن میدان مغناطیسی قرص (ضریب B_1) نیز به طور مستقیم بر فشار (ضریب p_0) و چگالی (ضریب ρ_0) سیال تأثیرگذار است و قرص را چگال‌تر و پرفشارتر می‌کند.

در شکل ۲، نمودار سه‌بعدی تغییرات این توابع خودمشابه برحسب دو متغیر فاصله شعاعی η و زاویه قطبی θ در شکل ۳، نمودار دوبعدی آنها به طور جداگانه برحسب این دو متغیر رسم شده است. لازم به توضیح است که علامت منفی سرعت شعاعی و آهنگ برافزایش جرم، بر حرکت سیال به سمت سیاهچاله مرکزی دلالت دارد. همچنین متذکر می‌شویم که در رسم نمودارهای دوبعدی، متغیر دوم باید ثابت در نظر گرفته شود. به طور مثال نمودارها در شکل ۳ برحسب متغیر η در لایه $\theta = \frac{\pi}{4}$ و برحسب متغیر θ در شعاع $\eta = 0/6$ رسم شده‌اند. شایان ذکر است که در حل معادلات سامانه، چهار پارامتر آزاد S_0, R_0, L_0, k ظاهر می‌شود که سه‌تای اول به ترتیب معرف بزرگی رسانندگی الکتریکی، چگالی سیال و چرخش قرص و k نیز یک عدد صحیح است.



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار دوبعدی راه حل‌های خودمشابه وابسته به زمان برای (الف) و (ب) سرعت شعاعی، (پ) و (ت) سرعت سمتی، (ث) و (ج) چگالی، (چ) و (ح) دما، (خ) و (د) آهنگ برافزایش جرم، (ذ) و (ر) فشار برحسب متغیرهای θ و η به ازای مقادیر مختلف S_0 . پارامترهای آزاد عبارتند از: $k = -3, L_0 = 1, R_0 = 7$.

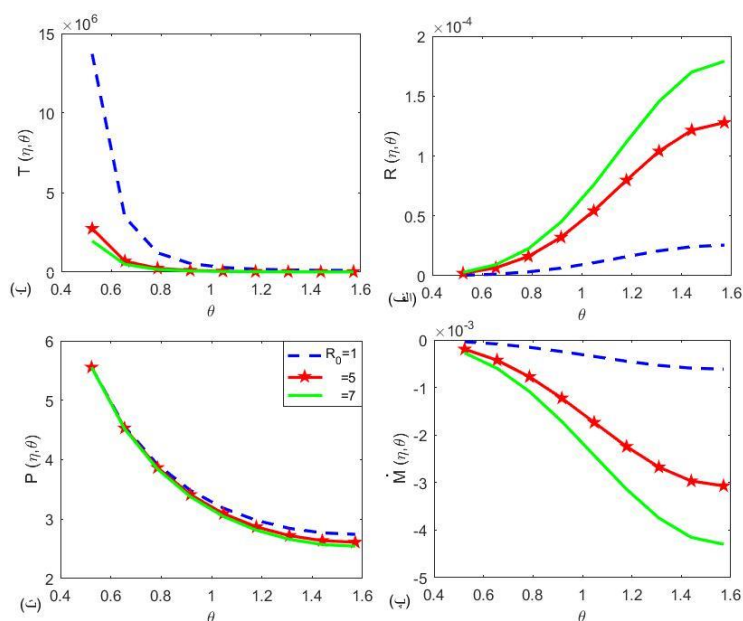
همچنین، پارامتر آزاد چرخش قرص L_0 نیز، بر توابع فیزیکی سامانه نقش قابل توجهی ندارد.

۵. نتیجه‌گیری

انتظار می‌رود که منبع اصلی انرژی بسیاری از درخشان‌ترین پدیده‌های عالم مانند اختروش‌ها، دوتایی‌های پرتو ایکس و هسته‌های فعال کهکشانی، برافزایش به سیاهچاله‌ها باشد. از این‌رو، برافزایش به سیاهچاله‌ها هم از علاقه‌مندی رصدی ویژه‌ای و هم از اهمیت نظری قابل ملاحظه‌ای برخوردار است. این امر، انگیزه ما را برانگیخت که به جریان‌های مغناطیسه که از منبع مغناطوپلاسمای اطراف، بر سیاهچاله مرکزی برافزوده می‌شود؛ علاقه‌مند شویم و ساختار و تحول دینامیکی قرص مغناطیسه برافزایشی ضخیم شکل گرفته در اطراف سیاهچاله مرکزی را مورد مطالعه قرار دهیم. اگرچه فهم دقیق و کامل چنین سامانه‌ای، مطالعه یک الگوی GRMHD را می‌طلبد، اما اعمال حد نیوتنی بر این معادلات و بررسی رفتار خودمشابه سامانه نیز، خالی از لطف نیست.

الکتریکی سیال، فروریزش (شکل‌های ۳. الف و ب) و چرخش (شکل‌های ۳. پ و ت) سیال کندتر، قرص چگال‌تر (شکل‌های ۳. ث و ج) و سردتر (شکل‌های ۳. چ و ح) می‌شود. اما آهنگ برافزایش جرم، افزایش می‌یابد (شکل‌های ۳. خ و د). رسانندگی الکتریکی بر فشار گاز، تأثیر کوچکی داشته و اندکی فشار را در شعاع‌های داخلی (شکل ۳. د) و در لایه‌های نزدیک استوا (شکل ۳. ر) کاهش می‌دهد.

تأثیر اندازه چگالی سیال بر دینامیک قرص در شکل ۴، نشان داده شده است. با چگال‌تر شدن سیال (شکل ۴. الف)، قرص سردتر (شکل ۴. ب) می‌شود و آهنگ برافزایش جرم (شکل ۴. پ) افزایش می‌یابد. همچنین تشابه رفتار نصف‌النهاری آهنگ برافزایش جرم (شکل ۴. پ) و چگالی (شکل ۴. الف) بیان می‌کند که در آهنگ برافزایش جرم، چگالی سیال نسبت به سرعت شعاعی فروریزش سیال، نقش تأثیرگذارتری دارد. افزایش چگالی قرص، فشار گاز را در لایه‌های نزدیک به استوای قرص، اندکی کاهش می‌دهد (شکل ۴. ت). در این الگو، همانطور که معادلات (۳۵) و (۳۷) نشان می‌دهند، چگالی قرص بر سرعت شعاعی و چرخش قرص مؤثر نیست.



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار دویعدی حل خودمشابه وابسته به زمان برای (الف) چگالی، (ب) دما، (پ) آهنگ برافزایش جرم و (ت) فشار برحسب متغیر θ به ازای مقادیر مختلف R_0 . پارامترهای آزاد عبارتند از: $L_0 = 1, S_0 = 1/10, k = -3$.

می‌سازد.

می‌دانیم که رسانندگی الکتریکی بُعد عکس زمان دارد. در واقع می‌توان گفت که معیاری از آهنگ لغزش خطوط میدان به درون پلازما است. این در حالی است که در یک پلاسمای آرمانی (پلازما با رسانندگی الکتریکی بینهایت)، خطوط میدان در داخل پلازما فریز می‌شوند و هیچ تغییری در توپولوژی خطوط میدان صورت نمی‌گیرد.

در بیان اهمیت تحقیق حاضر می‌توان به این نکته اشاره کرد که بیشتر راه‌حل‌های خودمشابه زمانی، تاکنون برای معادلات MHD با یک بُعد فضایی یعنی وابستگی شعاعی ارائه شده‌اند. این در حالی است که در تحقیق حاضر، هم وابستگی شعاعی و هم نصف‌النه‌اری، برای توابع فیزیکی در نظر گرفته شده است و وابستگی زمانی سامانه به صورت تحول زمانی خودمشابه بررسی شده است. مشابه این کار، یعنی تحول زمانی خودمشابه یک قرص برافزایشی ضخیم با در نظر گرفتن وابستگی شعاعی و نصف‌النه‌اری، توسط حبیبی و همکارانش در سال ۲۰۱۵، انجام شده است [۲]. آنها چرخش سیال را شبه‌کپلری در نظر گرفتند، در نتیجه از جمله‌گرادیان فشار در معادله شعاعی حرکت صرف‌نظر کردند. همچنین به عنوان یک فرض ساده کننده،

تحول زمانی سامانه را با جواب‌های خودمشابه زمانی برای معادلات MHD با وابستگی فضایی دویعدی در دستگاه مختصات کروی، بررسی می‌کنیم. جواب‌های خودمشابه نشان می‌دهند که با گذشت زمان، فروریزش و چرخش سیال کندتر، قرص کم چگال‌تر، سردتر و کم فشارتر می‌شود، و رسانندگی الکتریکی سیال نیز کاهش می‌یابد. همچنین هرچه رسانندگی الکتریکی سیال بیشتر می‌شود، فروریزش و چرخش سیال کندتر، قرص چگال‌تر و سردتر می‌شود ولی آهنگ برافزایش جرم بیشتر می‌شود.

حرکت مغناطوسپلاسمای برافزایشی در حضور میدان مغناطیسی دوقطبی سیاهچاله مرکزی، به ایجاد یک چگالی جریان الکتریکی و یک چگالی بار برای سیال می‌انجامد. این جریان الکتریکی، یک مؤلفه قطبی برای میدان مغناطیسی قرص تولید می‌کند که به دلیل حضور رسانندگی الکتریکی متناهی سیال، بر سطح مرزی قرص پیوسته است. در واقع، خطوط میدان دوقطبی سیاهچاله مرکزی، به واسطه رسانندگی متناهی پلازما به قرص نفوذ می‌کنند و به پدیده بازاتصال خطوط میدان مغناطیسی می‌انجامند. پلاسمای برافزایشی، این خطوط را به سمت خارج می‌کشد و آنها را با محور دوران قرص در صفحه نصف‌النه‌اری موازی

بر دینامیک قرص می‌شود. در ادامه این تحقیق، می‌توان به بررسی نقش نیروی لورنتس در شکل‌گیری فواره‌های مغناطیسی پرداخت. در محیط‌های با میدان مغناطیسی بسیار قوی مانند اطراف هسته‌های فعال کهکشانی، جریان‌های الکتریکی پلاسما با میدان مغناطیسی از طریق نیروی لورنتس برهمکنش نشان می‌دهند. این نیرو، به پلاسما در راستای خطوط میدان مغناطیسی شتاب می‌دهد و می‌تواند به یکی از پدیده‌های زیبا و پر انرژی اختر فیزیک بنام فواره‌های مغناطیسی بیانجامد. مطالعه دینامیک این پدیده زیبا را به تحقیقات آینده موکول می‌کنیم.

سرعت‌های شعاعی و نصف‌النهاری را متناسب با هم فرض کردند. در نظر گرفتن این فرض، منجر به عدم حضور نیروهای لختی و لورنتس در معادلات حرکت و همچنین حذف چگالی جریان الکتریکی سمتی و به تبع آن غیبت اثرات میدان مغناطیسی برای پلاسما شده است. حال آن که در این تحقیق، ما معادلات حرکت را در حضور همه جملات لختی، لورنتس و گرادیان فشار، بدون فرض یک الگوی از پیش تعیین شده برای چرخش پلاسما حل می‌کنیم. در نتیجه، حضور چگالی جریان الکتریکی سمتی و میدان مغناطیسی در پلاسما منجر به ایفای نقش رسانندگی الکتریکی متناهی پلاسما

مراجع

1. N I Shakura, R A Sunyaev, *A&A* **24** (1973) 337.
2. D Lynden-Bell and J E Pringle, *MNRAS* **168** (1974) 603.
3. J E Pringle, *ARA&A* **19** (1981) 137.
4. J M Bardeen, W H Press, and S A Teukolsky, *ApJ* **178** (1972) 347.
5. D N Page and K S Thorne, *ApJ* **191** (1974) 499.
6. M A Abramowicz, V Karas, and A Lanza, *A&A* **331** (1998) 1143.
7. D Banerjee, J R Bhatt, A C Das, A R Prasanna, *ApJ* **449** (1995) 789.
8. M A Abramowicz, M Calvani, and L Nobili, *ApJ* **242** (1980) 772.
9. J Ghanbari, F Salehi, and S Abbassi, *MNRAS* **381** (2007) 159.
10. J Ghanbari and S Abbassi, *MNRAS* **350** (2004) 1437.
11. S C Tripathy, A R Prasanna, and A C Das, *MNRAS* **246** (1990) 384.
12. A R Prasanna, S C Tripathy, and A C Das, *J. Astrophys. Astron.* **10** (1989) 10.
13. S Koide, et al., *ApJ* **536** (2000) 668.
14. A Cruz-Osorio, S Gimeno-Soler, and J A Font, *MNRAS* **492** (2020) 5730.
15. F Habibi, M Shaghaghian, and R Pazhouhesh, *Int. J. Mod. Phys. D* **24** (2015) 1550077.
16. Fhabibi, R Pazhouhesh, and M Shaghaghian, *Astron. Note.* **336** (2015) 84.
17. M Ghasemnezhad, *Iran. J. Phys. Res.* **21** (2022) 811 (In Persian).
18. M Shaghaghian, *MNRAS* **523** (2023) 2651.
19. Kaburaki, *MNRAS* **220** (1986) 321.
20. Kaburaki, *MNRAS* **229** (1987) 165.