جامـــعة قاصـــدي مربـــاح ورقـــلة

كلـــية الرياضـــيات وعـــلوم المـــادة

قســـم الفيزيـــاء

مذكـرة تخـــرج لنيـــل شـهـادة

ماســــــتر أكاديــــــمي

الميدان: عـــلوم المـــادة

الشعبة: فيزيــــاء

التخــــــــــصص: فيزيــــــــاء طاقوية وطاقات متجددة

من إعــداد الطـالبة: سنوسي مروة

بعنـــــــــوان:

نقل الطاقة بالحمل والإشعاع: ظاهرة التراكم حول ثقب أسود

نوقشت بتاريخ:

26/06/2024

أمام لجنة المناقشة المكونة من:

بالحاج محمد مصطفى	أستاذ محاضر (أ)	جامعة ورقلة	رئيسا
بن طويلة عمر	أستاذ تعليم عالي	جامعة ورقلة	مناقشا
الزين عبد الله	أستاذ مساعد (أ)	جامعة ورقلة	مشرف
بالغيثار الحاج بالشراير	أستاذ محاضر (أ)	جامعة ورقلة	مساعد
زنخري جمال الدين	أستاذ مساعد (أ)	جامعة ورقلة	مدعو

الموسم الجامعي 2024/2023

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَٰنِ الرَّحِيمِ

إهداء

الحمد لله الذي تتم بنعمته الصالحات،

اللهم لك الحمد حتى ترضى، ولك الحمد والشكر بعد الرضى، ولك الحمد والشكر إذا رضيت.

اهدي عملي هذا إلى الوالدين الكريمين بارك الله في عمرهما،

وإلى إخوتي، وإلى كل الأسرة الكريمة.

شكر وتقدير

قال رسول الله صلى الله عليه وسلم: "من لم يشكر الناس لم يشكر الله"

الحمد لله على إحسانه والشكر له على توفيقه وامتنانه، أشكر الله سبحانه وتعالى على توفيقه لنا لإتمام هذا البحث المتواضع.

أتقدم بجزيل الشكر إلى عائلتي الكريمة على دعمها في سبيل إكمال دراستي الجامعية،

كما أتقدم بشكري الخاص إلى أساتذتي المشرفين، الأستاذ المشرف الزين عبد الله، والأستاذ المساعد بالغيثار الحاج بالشراير على التوجيهات التي ساهمت بشكل كبير في استكمال هذا العمل،

كما أتوجه بشكري للأساتذة أعضاء لجنة المناقشة

وأتمنى أن يكون هذا العمل خير عون للباحثين والمهتمين بهذا المجال، وأن يساهم ولو بالقليل في إثراء المعرفة العلمية في هذا الميدان.

وفي الختام، أتوجه بالشكر والتقدير لكل من ساهم في إتمام هذا العمل بنجاح.

والحمد لله رب العـالمين.

سنوسي مروة

الفهرس

قائمة الأشكال

قائمة الرموز والمصطلحات

الرمز		
ADAF	Advection Dominated Accretion Flow	هيمنة الحمل على تدفق التراكم
CDAF	Convection Dominated Accretion Flow	هيمنة الحمل الحراري على تدفق التراكم
ADIOS	Advection Dominated Inflow-Outflow Solution	هيمنة الحمل على التدفق الداخلي والخارجي
T_{vir}	virial temperature	درجة الحرارة الفيروسية: درجة الحرارة التي يجب أن يصل إليها الغاز في نظام نجمي أو كوني لكي يكون في حالة توازن ديناميكي.
CV	Cataclysmic variables	المتغيرات الكارثية

مقدمة عامة

علم الفلك من أقدم العلوم، يدرس حركة الأجرام السماوية كالنجوم والكواكب والظواهر المحيطة بها، وقديما كان بواسطة العين المجردة أو الأجهزة البسيطة المصنوعة بشكل يتناسب مع علوم ذلك العصر. مع اختراع التلسكوبات المتطورة، والنماذج النظرية والمحاكاة الحاسوبية والتي من خلالها سعى العلماء لفهم طبيعة الكون وقوانينه، حقق هذا العلم قفزات هائلة. انقسم هذا المجال إلى فرعين: فرع علم الفلك الرصدي وعلم الفلك النظري. فأما علم الفلك الرصدي فيعتمد على استخدام المراصد على الأرض والمراصد الفضائية لتجميع الصور وتحليل البيانات باستخدام أجهزة الرصد مثل التلسكوب، وأما علم الفلك النظري فيهتم بصياغة النظريات وتطوير نماذج للعمليات الفيزيائية التي تجري في مختلف الأجرام السماوية. يكمل الفرعين بعضهما البعض حيث يسعى علم الفلك النظري إلى تفسير النتائج الرصدية والظواهر الفيزيائية. ولعل أهم الظواهر الفيزيائية المعقدة التي تحدث في الكون الأقراص التراكمية، ويحدث ذلك عندما تتجمع المادة حول جسم مركزي بفعل الجاذبية. ويمكن رؤية هذه العملية بوضوح في العديد من الظواهر مثل تكوين النجوم من السحب الغازية، وتشكيل الكواكب حول النجوم الفتية، وتجمع المادة حول الثقوب السوداء. وتعتبر هذه الأخيرة من أبرز أمثلة التراكم في الفضاء، وتتضمن تجميع المادة حول ثقب أسود بفعل جاذبيته القوية، وهناك تفاعلات معقدة تحدث في هذه المنطقة يمكن فهمها من خلال عمليات نقل الطاقة بالحمل والإشعاع.

من خلال هذا العمل وفي إطار التخصص (فيزياء طاقوية وطاقات متجددة) نسعى إلى تقديم فهم شامل لآليات نقل الطاقة بالحمل والإشعاع وظاهرة التراكم حول الثقوب السوداء، للوصول إلى نتائج تتفق مع النماذج العلمية المتعلقة بنقل الطاقة في سياق الثقوب السوداء. وهذا من خلال التعرف على الثقوب السوداء وأقراص التراكم ومكان تواجدها وكيفية تشكلها.

ولذلك ارتأينا في أن تكون خطة الدراسة التي سنعتمد عليها في هذه المذكرة تحت عنوان (نقل الطاقة بالحمل والإشعاع: ظاهرة التراكم حول الثقوب السوداء)، أن نبدأ بمقدمة عامة حول الموضوع العام للبحث، وثلاث فصول وفي النهاية نقدم خلاصة البحث نبين فيها مختلف النتائج المتوصل إليها.

في الفصل الأول المعنون بـ: الثقوب السوداء وظاهرة التراكم سنقدم فيه نظرة عن الثقوب السوداء ووصفا عن أقراص التراكم، وكيفية تشكلها. وفي الفصل الثاني الذي عنوانه: المعادلات الأساسية للتراكم سنعرض فيه المعاملات التي تخص الثقوب السوداء، والأخرى الخاصة بالقرص. الفصل الثالث عُنون بـ: سلوك نقل الطاقة بالحمل والاشعاع في حالة التوازن الحراري حيث سنقوم بطرح معادلات الطاقة مع رسمها، ومناقشة الظاهرة المدروسة.

الفصل الأول

الثقوب السوداء وظاهرة التراكم

يهدف هذا الفصل إلى تقديم نظرة عن الثقوب السوداء وظاهرة التراكم، مع وصف الأقراص التراكمية حول الثقوب السوداء.

I. 1- الثقوب السوداء

من بين القوى الأربع في الطبيعة (القوة القوية، القوة الضعيفة، القوة الكهرومغناطيسية والجاذبية)، وتعتبر الجاذبية القوة المهيمنة في الكون، وتبرز تأثيراتها بشكل أكبر حول الثقوب السوداء. في عام 1705، ذكر إسحاق نيوتن في كتاب البصريات أن الضوء ذو طبيعة جسيمية ويتأثر بالجاذبية. خطرت الفكرة بالعالم الفلكي جون ميشيل John Michel (Michel1784[1]) وتوصل إلى أنه إذا كان هناك نجم يبلغ نصف قطره 500 مرة نصف قطر الشمس وبنفس متوسط الكثافة، فإن سرعة الإفلات ستكون مساوية لسرعة الضوء.

وسرعة الإفلات ويقصد بها السرعة التي يجب أن يمتلكها الجسم للهروب من حقل الجاذبية.

إن مساواة سرعة الإفلات للنجم مع سرعة الضوء ببساطة تؤدي إلى تعبير عن نصف قطر النجم

$$\upsilon_{esc} = \sqrt{\frac{2GM}{R_\star}} \Rightarrow R_\star = \frac{2GM}{c^2} \qquad (I.1)$$

حيث c هي سرعة الضوء و υ_{esc} سرعة الإفلات و M الكتلة و $R_\star$ هو نصف قطر النجم. أنتجت المعادلة $(I.1)$ إجابات بدت في ذلك الوقت غير مهمة ولم تحض سوى بالقليل من الاهتمام بين المجتمع العلمي. على سبيل المثال كتلة الشمس $(M_\odot \sim 2 \times 10^{33} g)$ تؤدي إلى $R_\star \sim 29$ Km.

في القرن العشرين، طور ألبرت أينشتاين Albert Einstein نظريته عن النسبية (Einstein1915[2]) وأظهر بأن الجاذبية تؤثر بالفعل على الضوء بسبب انحناء الزمكان حيث انه قدم حججا مختلفة عن ما قدمه ميشيل، ثم قام كارل شوارزشيلد Karl Schwarzschild بحل معادلات أينشتاين لوصف مجال الجاذبية خارج كتلة كروية غير دوارة، وأظهر أن وجود ثقب أسود ممكن من الناحية النظرية. ومع ذلك، فإن العملية التي أدت إلى تشكيله لا تزال لغزا.

في ثلاثينيات القرن العشرين، كان العديد من الفيزيائيين مثل شاندراسيخار Chandrasekhar وأوبنهايمر Oppenheimer يهتمون بالمصير النهائي للنجوم الضخمة. ووصف أوبنهايمر Oppenheimer وسنايدر Snyder ظاهرة انهيار الجاذبية لنجم استنفد كل وقوده النووي (Oppenheimer et Snyder 1939 [3])، ثم وضع أوبنهايمر Oppenheimer وفولكوف Volkoff (عام 1939[4]) نظرية أنه قد يكون هناك حد لكتلة نجم نيوتروني (الجسم الأكثر كثافة المعروف في ذلك الوقت)، والنجم الذي يتجاوز هذا الحد قد يتعرض لانهيار كلي. ونتيجة لذلك، يُعتقد أن الثقوب السوداء هي المرحلة النهائية من تطور النجوم الضخمة.[5]

I. 1-1 الأدلة الرصدية للثقوب السوداء

بحلول الأربعينيات من القرن الماضي، أصبحت النظرية وراء الثقوب السوداء مفهومة في معظمها، لكن كانت هناك مشكلة واحدة لم يكن هناك دليل عليها. وهذا ليس مفاجئًا، نظرًا لأنه بطبيعتها من المستحيل ملاحظة الثقوب السوداء بشكل مباشر. لم تبدأ الأدلة الرصدية غير المباشرة في الظهور إلا في سبعينيات القرن العشرين وكان ذلك نتيجة لتراكم المادة في الثقوب السوداء. فكان أول ثقب أسود مرشح في نظام $\mathrm{Cygnus\ X}-1$ ($\mathrm{Cyg\ X}-1$) تم اكتشافه بالأشعة السينية عام 1964، وهو أحد أكثر مصادر الأشعة السينية سطوعًا التي يمكن رؤيتها من الأرض مع لمعان للأشعة يبلغ $4.6\times 10^{37}\mathrm{erg\,s}^{-1}$ في النطاق $0.7-300\ KeV$. (Makishima et al.2007 [6]).

بعد ذلك، تم اكتشاف النظير البصري على أنه نجم متغير أزرق عملاق غير قادر على إنتاج تدفق كبير للأشعة السينية. إذا لم يتمكن العملاق الأزرق من إنتاج الأشعة السينية المرصودة فلا بد من وجود شيء آخر. كانت الدلائل الأولى على احتواء $\mathrm{Cyg\ X}-1$ على نوع من الأجسام المدمجة من القمر الصناعي Uhuru (Oda et al .1971[7]) أظهرت الملاحظات الموسعة أن مصدر الأشعة السينية كان يتغير بسرعة، يشير هذا إلى أن مصدر الأشعة السينية يجب أن يكون صغيرًا نظرًا لسرعة الضوء التي تقيد الاتصال بين المناطق المختلفة. أدى هذا إلى بعض التوقعات بأن $\mathrm{Cyg\ X}-1$ نظام ثنائي يتكون من نجم عملاق وجسم مضغوط يحمل بعض المواصفات. اكتشف Webster & Murdin ([8]1972) وبولتون Bolton سنة ([9] 1972) فترة مدارية للعملاق مدتها 5.6 يومًا، استنادًا إلى الفترة ووظيفة الكتلة وكتلة العملاق الفائق (تم الحصول عليها من تحديده الطيفي وتقدر كتلة النجم من خلال النظر إلى أطيافه. ترتبط درجة حرارة الغلاف الجوي للنجم بكتلة النجم. تؤثر درجة الحرارة أيضًا على حالات التأين للذرات في الغلاف الجوي مما يؤدي إلى اختلاف الأطياف النجمية) وجد أن كتلة الجسم المضغوط كبيرة جدًا بالنسبة لنجم نيوتروني، في النجم النيوتروني يتم دعم وزن النجم من خلال تفاعلات تنافرية قصيرة المدى بين النيوترونات التي تحكمها القوة القوية وضغط الانحطاط الكمي للنيوترونات. إذا كانت كتلة جسم مضغوط أكبر من $\sim 1.5-3.0\ M_{\odot}$، فلن تتمكن هذه القوى من منع الجسم من الانهيار إلى شكل أكثر كثافة، وأحدث تقدير لكتلة الجسم المضغوط هو $8.7\ \mathrm{M}_{\odot}$ (Iorio 2008[10]).

الطريقة الوحيدة لإنتاج الأشعة السينية هي سقوط بعض المواد على ما يعرف بالثقب الأسود و تُسمى هذه العملية بالتراكم، و يبدو أن $\mathrm{Cyg\ X}-1$ يتكون من ثقب أسود يتراكم من نجم عملاق. تم تحديد المرشح الثاني$\mathrm{LMC\ X}-3$ للثقب الأسود بواسطة كاولي وآخرين Cowley et al ([11]1984). وهذه الأجسام $\mathrm{Cyg\ X}-1$ و $\mathrm{LMC\ X}-3$ ما هما إلا مجرد مثالين لفئة من الأجسام تسمى ثنائيات الأشعة السينية، والتي تتكون جميعها من جسم مضغوط (نجم نيوتروني أو ثقب أسود) يتراكم بطريقة ما من نجم ثانوي. [5]

I. 2 ظاهرة التراكم

ظاهرة التراكم تشير إلى تلك العملية التي من خلالها تتراكم المادة في شكل غاز وغبار، وتسقط على جرم سماوي مثل نجم أو كوكب أو ثقب أسود بسبب الجاذبية. ولهذه الظاهرة أهمية خاصة في تكوين وتطور الأجسام الفلكية المختلفة.

I. 2 − 1 التراكم كمصدر للطاقة

التراكم هو مصدر الأشعة السينية عالية الطاقة المنبعثة من المصدر $\mathrm{Cyg\ X}-1$ كما ذكر سابقا و يعد التراكم مصدرًا فعالاً للطاقة ويعمل على تشغيل العديد من أعلى مصادر الطاقة في الكون. إذا كان لدينا جسمًا كتلته M ونصف قطره $R_\star$ ، فإن طاقة الجاذبية الكامنة المستخرجة من الكتلة m التي تسقط على سطحه هي:

$$\Delta E_{acc} = \frac{GMm}{R_\star} \qquad (\mathrm{I.}\,2)$$

ومن الواضح من المعادلة $(\mathrm{I.}\,2)$ أن كفاءة عملية التراكم تعتمد على نسبة $M/R_\star$ وتكون هذه النسبة أكبر عند التعامل مع الأجسام المدمجة مثل النجوم النيوترونية والثقوب السوداء. بافتراض أن كل الطاقة المنطلقة من المادة المتساقطة يتحول إلى إشعاع على السطح النجمي وتتراكم المادة بمعدل $\dot{M}$ ، ينتج اللمعان المتزايد:

$$L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{R_\star} \qquad (\mathrm{I.}\,3)$$

المعادلة $(\mathrm{I.}\,3)$ صالحة فقط عندما يكون للمجمع سطح صلب مثل قزم أبيض أو نجم نيوتروني، عندما يكون التراكم ثقبًا أسودًا المعادلة $(\mathrm{I.}\,3)$ ليست صحيحة، يمكن لبعض المواد ببساطة أن تسقط عبر أفق الحدث وتضاف إلى كتلة الثقب الأسود بدلاً من إنتاج إشعاع يمكن ملاحظته. يمكن تحديد درجة عدم اليقين هذه من خلال إدراج كمية بلا أبعاد η (كفاءة التراكم).

$$L_{acc} = \frac{2\eta GM\dot{M}}{R_\star} = \eta \dot{M} c^2 \qquad (\mathrm{I.}\,4)$$

حيث تم استبدال $R_\star$ بنصف قطر شوارزشيلد من المعادلة $(\mathrm{I.}\,1)$ و η لها قيمة نموذجية ($\eta \sim 0.1$).

إن أبسط مشكلة تراكم فيزيائية فلكية هي التراكم الثابت والمتماثل كرويًا على نجم كتلتهM . تم أخذ هذه الوضعية بعين الاعتبار من قبل ([12] Hoyle &Lyttleton1939)، ([13]Bondi&Hoyle1944)، وبوندي ([10]Bondi1952)، إنه تقريب معقول لنجم يتراكم من سحابة غازية أو وسط بين النجوم ويوفر تقديرًا أعلى مفيدًا لمعدل التراكم على النجم. يبدأ الاشتقاق بمعادلات ديناميكيات الغاز، وتحديدًا معادلة الاستمرارية للتدفق الثابت:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2\rho v) = 0 \qquad (\mathrm{I.}\,5)$$

$$\frac{d}{dr}(r^2\rho\upsilon) = 0$$

حيث r هي موضع الغاز، وسرعته υ وكثافته ρ. وهذا يتكامل ليكون:

$$r^2\rho\upsilon = C$$

$$4\pi r^2\rho(-\upsilon) = \dot{M} \qquad (I.6)$$

نظرًا لأن $\rho(-\upsilon)$ عبارة عن تدفق داخلي للمادة، يمكن أن يكون ثابت التكامل C مرتبطًا بالتراكم $\dot{M}$. إذا كان من المفترض أن يتم التقاط كل الغاز الموجود ضمن مسافة r_{acc} بواسطة النجم فإن تراكمه يكون من الشكل:

$$\dot{M} = 4\pi r_{acc}^2\rho(-\upsilon) \qquad (I.7)$$

هناك حالتان متطرفتان يمكنهما تحديد حجم r_{acc} وهما عندما تكون حركة النجم في الغاز أسرع من الصوت، وعندما يكون النجم في حالة سكون بالنسبة للغاز. درس هويل وليتلتون Lyttleton (Hoyle1939[12]) النظام الأول ووجد $r_{acc} \sim 2GM/\upsilon^2$ ، بينما وجد (Bondi1952[14])

$r_{acc} \sim 2GM/c_s^2$ في النظام الثاني، حيث c_s هي سرعة الصوت للغاز. يوجد الآن شكلان لمعدل التراكم الكتلي:

$$\dot{M} = 4\pi\rho\frac{(GM)^2}{\upsilon^3}$$

$$\dot{M} = 4\pi\rho\frac{(GM)^2}{c_s^3} \qquad (I.8)$$

وأخيراً اقترح (Bondi1952[14]) صيغة لسد الفجوة بين الطرفين:

$$\dot{M} = 4\pi\rho\frac{(GM)^2}{(\Delta\upsilon^2 + c_s^2)^{3/2}} \qquad (I.9)$$

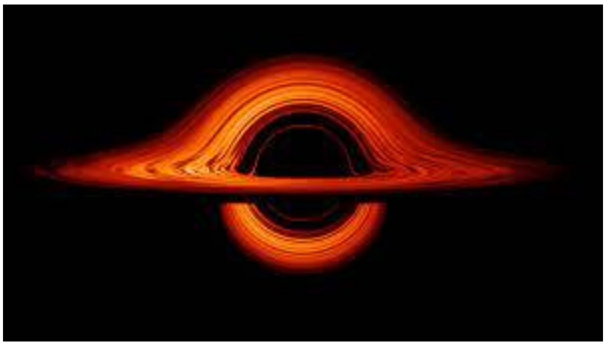
حيث $\Delta\upsilon^2$ هي السرعة النسبية بين النجم والغاز. ما سبق يكون صالحًا فقط إذا لم يكن للغاز الساقط زخم زاوي جوهري بشكل عام، ويؤدي الزخم الزاوي المحدد إلى دوران الغاز حول المجمع مما يؤدي إلى ظهور قرص تراكمي. الزخم الزاوي النوعي لجسم يدور في مدار نصف قطره R حول جسم مركزي كتلته M هو :

$$j = (GMR)^{1/2} \qquad (I.10)$$

كلما اقترب الجسم من الكتلة المركزية، يقل زخمه الزاوي، وعلى العكس من ذلك، إذا زادت R فإن j ترتفع أيضًا نظرًا لأنه يجب الحفاظ على الزخم الزاوي الإجمالي للقرص، فإن فقدان الزخم الزاوي للكتلة التي تسقط على المُجمِع يجب أن يكون مصحوبًا بزيادة في الزخم الزاوي للكتلة الموجودة في القرص الخارجي، أي يجب نقل الزخم الزاوي إلى الخارج لتتراكم المادة. [5]

I. 2-2 تراكم القرص

أقراص التراكم هي أجسام فلكية مسطحة مصنوعة من غاز يدور بسرعة ويلتف ببطء نحو جسم جاذب مركزي. تعمل طاقة الجاذبية للمادة الساقطة المستخرجة في الأقراص المتراكمة على تشغيل الثنائيات النجمية والنوى المجرية النشطة والأقراص الكوكبية الأولية وبعض انفجارات أشعة جاما. يعد تراكم الثقب الأسود في النجوم الزائفة أقوى محرك ثابت معروف في الكون وأكثرها كفاءة. في الأقراص التراكمية يتم نقل الزخم الزاوي العالي للمادة الدوارة تدريجيًا إلى الخارج عن طريق الضغوط (المتعلقة بالاضطراب واللزوجة والقص والمجالات المغناطيسية). هذا الفقدان التدريجي للزخم الزاوي يسمح للمادة بالتحرك تدريجياً نحو الداخل نحو مركز الجاذبية .وبالتالي يتم تحويل طاقة الجاذبية للمادة الغازية إلى حرارة. يتم تحويل جزء من الحرارة إلى إشعاع، والذي يتسرب جزئيًا ويبرد القرص التراكمي. وبالتالي فإن فيزياء قرص التراكم تحكمها مجموعة غير خطية تشمل العديد من العمليات، بما في ذلك الجاذبية والديناميكا المائية واللزوجة والإشعاع والمجالات المغناطيسية.

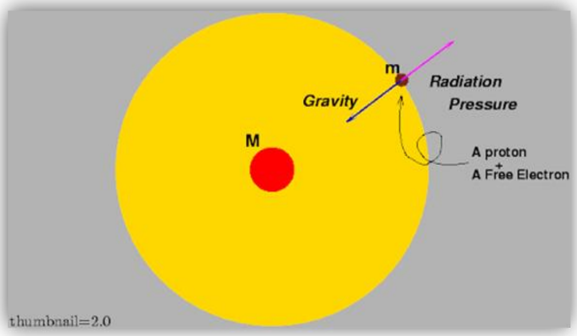


الشكل (I.1): صورة توضح قرص التراكم

I. 2-3 حد إدينجتون

تم تقديمه من قبل العالم البريطاني آرثر إدينجتون عام 1920. وهو الحد الأقصى للتدفق الإشعاعي الذي يمكن أن يتحمله الجسم مثل النجم قبل أن تتفاعل قوى الجاذبية وتبدأ عملية الانهيار. ويختلف من نجم إلى آخر اعتمادا على خصائصه الفيزيائية، إذا تجاوز النجم هذا الحد فإن الضغط الإشعاعي يصبح أكبر من قوى الجاذبية مما يؤدي إلى انفجار النجم أو ظهور ظواهر فلكية أخرى مثل النجوم النيوترونية أو الثقوب السوداء.

$$\dot{M}_{Edd} \frac{1.3 \times 10^{38}}{\eta c^2} \frac{M}{M_{\odot}} \ \mathrm{g}\, s^{-1} \tag{I.11}$$



الشكل (I.2): شكل يوضح حد إدينجتون

I. 3 آلية التحكم في القرص

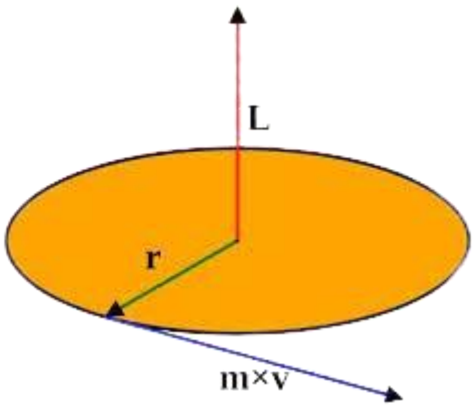
I. 3-1 الزخم الزاوي (Angular Momentum)

الزخم الزاوي يعبر عن كمية الحركة الدورانية للأجسام في الفضاء. قانون حفظ الزخم الزاوي ينص على أن الزخم الزاوي لنظام معزول يبقى ثابتا ما لم تأثر عليه قوى خارجية. وهذا المبدأ مهم جدا في فهم حركة الكواكب والنجوم. وتكمن أهميته في أنه يلعب دورا هاما في خصائص الثقوب السوداء، ثقوب كير (Kerr Black Holes) هذا النوع يعتمد على الزخم الزاوي والكتلة، مما يؤثر عليها في جذبها للمادة والضوء. وفي الأنظمة الثنائية تبادل الزخم الزاوي بين النجوم يمكن أن يحدث تطورات مثل انتقال المادة بين النجوم وتغيير مداراتها، وتشكيل نجوم جديدة أو انفجارات نجمية (مثل السوبرنوفا).

الزخم الزاوي L لجسم ما يعطى بالمعادلة:

$$L = p \times r \qquad (I.12)$$

r هو متجه الموقع بالنسبة لنقطة معينة، p متجه الزخم الخطي ($p = m\text{v}$ حيث أن m الكتلة، و v السرعة).



الشكل (I.3): الزخم الزاوي

I. 3-2 اللزوجة

عندما يتم التقاط المواد بواسطة جسم ضخم بفعل الجاذبية، لا تتراكم مباشرة ويرجع ذلك إلى الزخم الزاوي للمادة، الذي سيدور في مدار حول الجسم مكونًا قرص تراكمي. يوجد حول المجمع المركزي قرص دوار من الغاز يتحرك بسرعة زاوية مميزة إضافة إلى ذلك، تتسبب قوى اللزوجة في انتشار القرص في الاتجاه الشعاعي عادة ما تكون كتلة قرص التراكم أصغر بكثير من كتلة الجسم المتراكم و إذا كان هذا هو الحال بالفعل، فيمكن تجاهل الجاذبية الذاتية للقرص التراكمي ويدور القرص حول الجسم المركزي للكتلة M مع سرعة كبلر الزاوية:

$$\Omega_{\mathrm{k}}(R) = \left(\frac{GM}{R^3}\right)^{1/2} \qquad (\mathrm{I.}13)$$

حيث R هي المسافة من M وهذا يعني الدوران التفاضلي في قرص التراكم، أي أن المادة الأقرب إلى M سيكون لها سرعة زاوية أعلى من المادة الموجودة في نصف قطر أكبر. عندما تنزلق حلقتان متجاورتان بالقرب من بعضهما البعض، تؤدي الحركات الحرارية العشوائية للغاز إلى نقل الزخم الزاوي بشكل عمودي على السرعة الدائرية للغاز، وتسمى هذه العملية بلزوجة القص.[5]

• **لزوجة Shakura-Sunyaev** (Shakura-Sunyaev Viscosity)

اللزوجة وفق نموذج Shakura-Sunyaev هو وصف مبسط لفيزياء قرص التراكم، ويعد مصدراً رئيسياً للتقدم في وصف أقراص التراكم في مختلف الفيزياء الفلكية بسبب بساطته التي تجعله أفضل خيار ممكن، تم تقديمه عام 1973.

في هذا النموذج تم وضع معايير اللزوجة دون تحديد مصدرها، وتم التعبير عن اللزوجة بمعامل α يعتمد على الخواص والخصائص الفيزيائية للمادة. الصيغة التي قدمها العالمان هي:

$$\nu = \alpha c_s H \qquad (\mathrm{I.}14)$$

حيث: α هو معامل اللزوجة، c_s سرعة الصوت، و H ارتفاع القرص.

I. 3-3 تدفق المادة

التدفق يشير عادة إلى حركة المادة (غبار أو غاز) عبر الفضاء، بسبب تأثيرات الجاذبية والضغط. هذا المفهوم مهم جدا لفهم مجموعة واسعة من الظواهر الفلكية، من تشكل النجوم إلى ديناميكيات المجرات.

ومن بعض الآليات المرتبطة بتدفق المادة نذكر:

• الأقراص التراكمية: عندما تسقط المادة نحو جسم مركزي فإنها تشكل قرص تراكمي. يتم فقدان الزخم الزاوي ببطء مما يسمح للمادة بالتدفق نحو الجسم.

• الرياح النجمية: هي تدفق مستمر من الجسيمات المشحونة تنطلق من سطح النجوم.

• التدفق النفاث: بعض الأجرام السماوية مثل النجوم النيوترونية والثقوب السوداء، تنتج نفاثات من المادة تنطلق بسرعة عالية عموديا على قرص التراكم. هذه النفاثات يمكن أن تمتد على مسافات شاسعة في الفضاء.

I. 3 –3–1 التدفق التراكمي غير الفعال إشعاعيًا

استغرق الأمر بضع سنوات أخرى قبل أن يدرك الناس أن التدفق التراكمي للقرص يمكن أن يكون مثل التدفق التراكمي الكروي، بمعنى أن التدفق المنخفض الكثافة لا يمكن أن يبرد بكفاءة ويحافظ على طاقة ربط الجاذبية في شكل طاقة حرارية غازية سيتم نقلها إلى الداخل مع التدفق أي المتجه كما هو الحال في التدفق التراكمي الكروي. في التدفق التراكمي الكروي كان من الطبيعي الاعتقاد بأن معظم طاقة ربط الجاذبية تتجه شعاعيًا مع التدفق على شكل طاقة حركية أو حرارية، في تدفق تراكم القرص خاصة في القرص الرقيق تتم موازنة التسخين اللزج (في الأصل من طاقة الربط الجاذبية) محليًا (من حيث نصف القطر) عن طريق التبريد الإشعاعي. ومع ذلك، فإن الحركة الشعاعية الكبيرة تجعل كلا من النقل والتبريد الإشعاعي ذا صلة من حيث قرص التراكم عند نصف قطر معين، تتم موازنة التسخين اللزج بالتسخين الإشعاعي بالإضافة إلى التبريد المجيء. عندما يكون التبريد بالحمل هو السائد يصبح القرص ساخنًا كما هو الحال في التدفق الكروي المنخفض، ويسمى القرص التراكمي المسيطر عليه (ADAF) قد يكون من الممكن أيضًا إصدار نسخة معدلة من ADAF مثل تدفق التراكم الذي يهيمن عليه الحمل الحراري (CDAF [17]) وجميعها عبارة عن تدفق تراكمي منخفض مع درجة حرارة أيونية عالية جدًا. ومع ذلك، فإن التبريد الإشعاعي ليس فعالا، وكفاءة الإشعاع منخفضة للغاية، ولذلك يطلق عليه مجتمعة التدفق التراكمي غير الفعال إشعاعيا (RIAF) يمكن أن تكون هندسة RIAF شبه كروية أو شبيهة بالحلقة، كما يتضح من الحلول المشابهة ذاتيًا لـ [18] ADAF ، [15]

I. 3 –3–2 التدفق الخارجي

يكون RIAF ساخنًا، وبالإضافة إلى ذلك، يتم نقل جزء من طاقة الربط للجزء الداخلي من التدفق إلى الأجزاء الخارجية من خلال عزم الدوران اللزج. لذلك، من المرجح أن يصبح الغاز غير مرتبط.[20,19] أظهر Blandford et Begelman [19] أن حلول التدفق الداخلي والخارجي التي يهيمن عليها النقل الذاتي (ADIOS) ممكنة، حيث يساعد التدفق الخارجي في الحفاظ على التراكم الداخلي. تُظهر عمليات المحاكاة العددية الحديثة أيضًا أن صافي معدل تراكم الكتلة يمكن أن يصل إلى 0.01 ~ من معدل سقوط الكتلة عند الحدود الخارجية [21].

RIAF هو أيضًا تدفق ثلاثي الأبعاد وجميع الفوتونات المنتجة في أنصاف أقطار أصغر يجب أن تمر عبر الجزء الخارجي من التدفق التراكمي كما هو الحال في التدفق التراكمي الكروي. يمكن أن يؤدي التسخين المسبق للجزء الخارجي من التدفق إلى تغيير الخصائص الفيزيائية للتدفق بشكل كبير. يحتوي

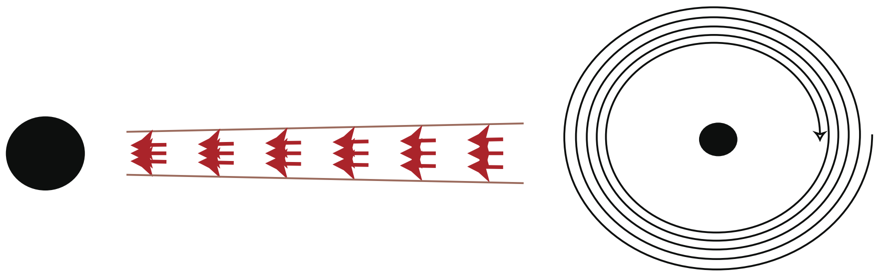
التدفق أيضًا على بنية كثافة مختلفة في الاتجاه البولويدي. لذلك يجب أن يتضمن حل RIAF تأثير ظاهرة الاحتباس الحراري في البنية ثلاثية الأبعاد للتدفق بالإضافة إلى التبريد التكييفي. أظهر Park and Ostriker [22, 23, 24] أن المنطقة القطبية من ADAF أو CDAF يمكن تسخينها عن طريق الإشعاع بما يتجاوز درجة الحرارة الفيروسية ويمكن أن يؤدي التدفق إلى تدفق خارجي أو رياح.[15]

I. 3 أنواع أقراص التراكم

هناك عدة أنواع من أقراص التراكم، ويعتمد ذلك على خصائص الجسم المركزي والبيئة المحيطة.

I. 3-1 قرص رقيق Thin disk

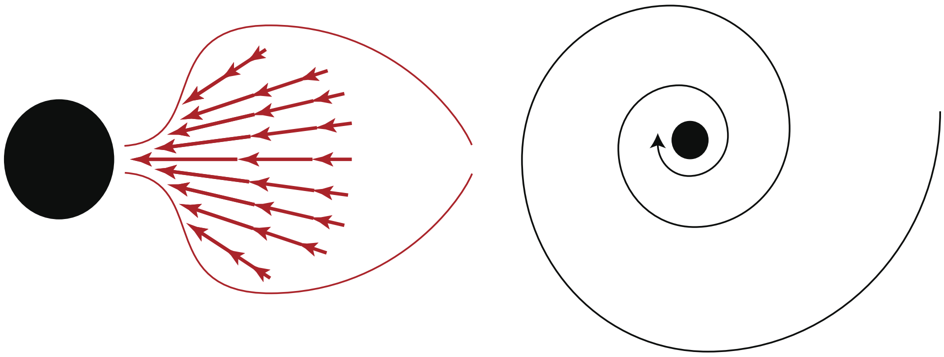
عندما يحافظ الغاز المتراكم على دوران كبلر تقريبًا، تكون الحركة الشعاعية في حدها الأدنى ويتم تجاهلها بشكل عام. يمكن تجاهل الانتقال الشعاعي لانتروبيا الغاز ويتم موازنة التسخين الناتج عن تبديد اللزوجة محليًا عن طريق التبريد الإشعاعي. يتمتع الغاز بالكثافة والوقت الكافي ليبرد ودرجة حرارة الغاز منخفضة. نظرًا لأن الهيكل الرأسي للقرص في حالة توازن هيدروستاتيكي، فإن درجة الحرارة المنخفضة تعني انخفاض ارتفاع القرص العمودي ويكون القرص رقيقًا هندسيًا (الشكل (I.3)). ينقل الضغط اللزج الزخم الزاوي إلى الخارج، مما يمكّن الغاز من التحرك نحو الداخل. إذا كان الضغط اللزج يتناسب مع الضغط الكلي، فيمكن حل بنية القرص بسهولة. يتم تحديد الكفاءة الإشعاعية للقرص من خلال موقع الحافة الداخلية للقرص، وهي بشكل عام عالية جدًا $0.1 \sim \varepsilon$. يمكن لهذا التدفق التراكمي أن يفسر معظم مصادر الأشعة السينية المجرية.[15]



الشكل (I.4): قرص رقيق يمكن رؤيته من الجانب (يسار) ومن الأعلى (يمين).[15]

I. 3-2 قرص سميك Thick disk

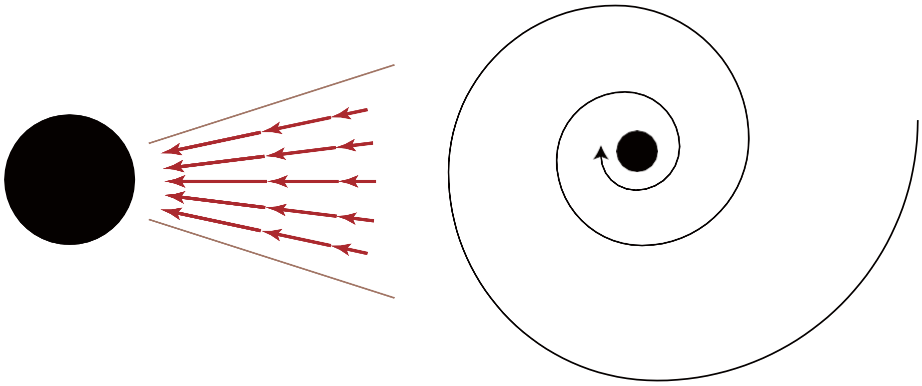
مع زيادة معدل تراكم الكتلة فوق $\dot{m} = \varepsilon^{-1}$، تزداد درجة الحرارة عند المركز الرأسي للقرص ويصبح ضغط الإشعاع مهمًا كما هو الحال في النجوم الضخمة ، ثم يزداد الارتفاع الرأسي للقرص ويصبح القرص سميكًا وثلاثي الأبعاد (الشكل (I.5)) . تصبح السرعة الشعاعية كبيرة، وتصل إلى النقطة الصوتية داخل التدفق بينما تكون سرعة الدوران أقل من القيمة الكبلرية.[15]



الشكل (I.5): قرص سميك يمكن رؤيته من الجانب (يسار) ومن الأعلى (يمين).[15]

I. 3 –3 القرص الرفيع Slim disk

إن حل مشكلة القرص التراكمي السميك ثلاثي الأبعاد ليس بالأمر السهل ([16] Abramowicz.al) استخدم معادلة قرص التراكم الرأسي المتكامل للارتفاع ووصف اللزوجة α لدراسة تدفق إدينجتون الفائق $\dot{m} > \varepsilon^{-1}$ تم العثور على حلول الأقراص المستقرة ذات الحركة الشعاعية الكبيرة في النظام المرتفع حيث أن القرص الرقيق غير مستقر. وتسمى عائلة حلول الأقراص هذه بالقرص الرقيق لأن القرص سميك ولكنه رفيع بدرجة كافية تسمح بالتبسيط المتكامل للارتفاع بشكل صحيح. يقوم التدفق السميك بصريًا بحبس الإشعاع وانتروبي الغاز وتوجيههما إلى داخل الثقب بينما يتسرب الإشعاع عبر سطح القرص. وتتوقف زيادة اللمعان أعلى قليلاً من لمعان إدينجتون مع زيادة معدل تراكم الكتلة $\dot{m}$ بشكل أكبر، وتتناقص كفاءة الإشعاع ε مع زيادة معدل تراكم الكتلة $\dot{m}$ هناك شيء واحد يجب ملاحظته من دراسة القرص الرفيع وهو الطبيعة الحرجة للتدفق التراكمي مع الحركة الشعاعية: يجب أن يمر التدفق عبر النقطة الحرجة، بشكل عام عند نصف القطر أو بالقرب منه حيث تصبح السرعة الشعاعية مساوية لسرعة الصوت. يتطلب حل الحالة المستقرة الانتظام عند النقطة الحرجة. تعمل حالة الانتظام هذه كشرط حدودي إضافي، وفي القرص الرفيع يصبح الزخم الزاوي قيمة ذاتية لكتلة الثقب الأسود المعطاة، ومعامل اللزوجة α، ومعدل تراكم الكتلة. [15]



الشكل(I.6): قرص رفيع يُمكن رؤيته من الجانب (يسار) ومن الأعلى (يمين).[15]

I. 4 هندسة التراكم

نقول عن تدفق التراكم أنه كرويًا عندما لا يكون للمادة المتراكمة زخم زاوي. تشير الهندسة الكروية بالضرورة إلى أن أي إشعاع ينتج عند نصف القطر الداخلي يجب أن يمر عبره تدفق التراكم في نصف القطر الخارجي. قد يلعب التفاعل بين الإشعاع والمادة دورًا مهمًا وهذا يعتمد على العمق البصري للتدفق. التدفق يتساقط في الغالب بشكلٍ حر، وتكون كفاءة الإشعاع صغيرة.

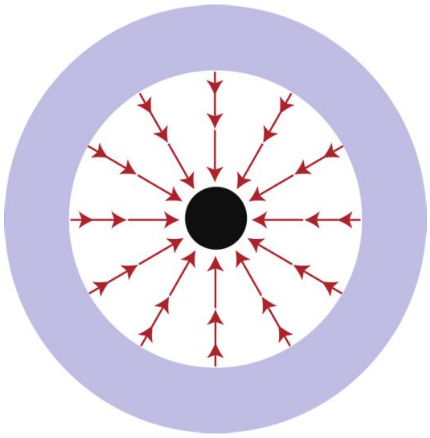
المادة ليس لديها الوقت الكافي للإشعاع. ومع ذلك، فإن التدفق نفسه يمكن أن يكون ساخنًا أو باردًا. اللزوجة الكبيرة موجودة، ولكنها بشكل عام لا تؤثر على الديناميكيات.

عندما يكون للمادة المتراكمة زخم زاوي أكبر بكثير من $r_{Sch}c$، حيث $r_{sch} \equiv \frac{2GM}{c^2}$ هو نصف قطر شوارزشيلد (Schwarzschild)، يجب أن تتباطأ المادة الساقطة من حيث الحركة الشعاعية خارج الأفق. إذا لم تكن للمادة المتراكمة أي لزوجة على الإطلاق، فإن التراكم يتوقف عند نصف قطر الطرد المركزي حيث يصبح الزخم الزاوي مساويًا للزخم الزاوي الكبلري. إذا كانت المادة المتراكمة ذات لزوجة، فإن الزخم الزاوي ينتقل إلى الخارج عن طريق قص الحركة الدورانية وينتشر التدفق المتراكم في نصف القطر ويصبح مثل القرص. وبما أن سرعة دوران هذا القرص المتراكم قريبة من سرعة دوران كبلر، فإن الحركة الشعاعية تصبح أصغر بكثير من سرعة السقوط الحر، مما يوفر وقتًا كافيًا للإشعاع. القرص بارد وارتفاع القرص أصغر بكثير من نصف القطر، يمكن أن تكون الكفاءة الإشعاعية لهذه الأقراص التراكمية الرفيعة عالية جدًا حيث تصل إلى 0.1.

من المؤكد أن هناك حالات متوسطة حيث لا تكون سرعة دوران التدفق المتراكم عالية مثل سرعة دوران كبلر ولكنها كبيرة بما يكفي للتأثير على الحركة الشعاعية. يتخذ هذا النوع من التدفق التراكمي شكلًا كرويًا أو حلقيًا تقريبًا، ومع ذلك يُسمى غالبًا بالقرص.[15]

I. 4 -1 التراكم الكروي

التراكم الكروي وهو تجمع المادة المتساقطة حول جسم مركزي بشكل متساو في جميع الاتجاهات، وغالبا ما تكون حول الثقوب السوداء. ويمكن أن يكون التراكم الكروي ساخنًا أو باردًا أو معتدلا .



الشكل (I.7): تراكم كروي على ثقب أسود محاط بغاز منتظم.[15]

I. 4– 1 –1 التراكم الكروي الساخن

يظل التدفق التراكمي الكروي ساخنًا عندما يكون معدل التراكم الكتلي بدون أبعاد $\dot{m} \ll 1$ ويتساقط التدفق بشكل حر تقريبًا ويتم ضغطه بشكل ثابت الحرارة، وكفاءة الإشعاع منخفضة $\varepsilon \lesssim 10^{-6}$ يحافظ الضغط الأديباتيكي على البروتون بالقرب من درجة الحرارة الفيروسية $T_p \sim T_{vir} \equiv GMm_p$ / $(2kr)$ بينما تتبع درجة حرارة الإلكترون درجة حرارة البروتون حتى تصل وتظل ثابتة تقريبًا عند $T_e \sim 10^{10}K$ لأن متعدد الأقطاب أبعد من ذلك يصبح الانبعاث ثنائي القطب فعالًا جدًا بالقرب من $T_{\mathrm{e}} \sim \mathrm{m_e c^2/K}$ وفوقها. ترتبط حلول التدفق هذه بالثقوب السوداء المتراكمة من وسط بين النجوم أو بين المجرات.[15]

I. 4– 1 –2 التراكم الكروي البارد

نظرًا لأن معدل تراكم الكتلة للتراكم الكروي يصبح أكبر بكثير من معدل تراكم إدينجتون $(\dot{m} \gg 1)$، فإن كثافة الغاز الأعلى تجعل التبريد الإشعاعي فعالًا، وتكون درجة الحرارة أقل بكثير من درجة الحرارة الفيروسية $\mathrm{T_p = T_e \sim 10^4 K}$ إلى 10^6 K. يصبح التدفق سميكًا بصريًا لتشتت الإلكترون والامتصاص الحر ويسمى هذا التراكم السميك بصريًا فوق الحرج. يكون الإشعاع في حالة توازن ديناميكي حراري مع المادة ويجب أن ينتشر في باطن النجم، ولا تزال كفاءة الإشعاع منخفضة $\varepsilon \sim 10^{-6}$ بسبب العمق البصري العالي. تبلغ سرعة انتشار الفوتون تقريبًا c/τ حيث τ هو العمق البصري. عندما تصبح τ كبيرة جدًا، تصبح سرعة انتشار الفوتون أصغر من سرعة السقوط الشعاعي. يتطلب هذا النظام معالجة نقل إشعاعي نسبية تمامًا على الرغم من أن السرعة المعنية أقل بكثير من سرعة الضوء. إذا أصبح معدل تراكم الكتلة مرتفعًا للغاية، فقد يكون تبريد النيوتروني مهمًا.[15]

I. 4 – 1 –3 التراكم الكروي المعتدل

تبلغ ذروة تبريد الخط الذري حوالي $10^4\ K$، والغاز المتراكم الذي يتم تسخينه مسبقًا عن طريق الضغط إما يتم تبريده إلى ما يقارب $10^4\mathrm{K}$ للتراكم الكروي البارد أو يتم تسخينه تقريبًا إلى درجة الحرارة الفيروسية للتراكم الكروي الساخن. ومع ذلك، توجد حالة متوسطة حيث يتم تسخين التدفق المتراكم، على سبيل المثال من خلال تشتت كومبتون عن طريق الإشعاع الساخن الناتج في المنطقة الداخلية. تم اقتراح هذا التدفق التراكمي المعتدل المُسخن مسبقًا، كفاءة الإشعاع في هذه الحالة هي $\varepsilon \sim 10^{-4}$، وهي أعلى بكثير من التراكم الساخن الأديباتيكي أو التدفق التراكمي البارد. يعد هذا النوع من التسخين المسبق مهمًا جدًا في فهم ردود الفعل الصادرة عن الثقب الأسود الهائل على المجرة المضيفة له.[15]

I. –6 التراكم حول الثقوب السوداء

يتم تفسير معظم الأحداث أو الأجسام النشطة في الكون من خلال تراكمها على الثقوب السوداء. ومع ذلك، فإن التدفق التراكمي نحو الثقوب السوداء يمكن أن يتخذ أشكالًا متنوعة. يمكن أن يكون كرويًا أو شبيهًا بالقرص، ساخنًا أو باردًا، سميكًا أو رقيقًا بصريًا، شديد الإضاءة أو خافت الإضاءة، فعال أو غير فعال من حيث إنتاج الطاقة حتى في ظل الظروف الفيزيائية نفسها للغاز الذي تتراكم منه الثقوب السوداء. يعد التراكم على الثقوب السوداء الطريقة الأكثر تفضيلاً لإنتاج كمية كبيرة من الطاقات أو الفوتونات أو الجسيمات عالية الطاقة خلال فترة زمنية أو حجم محدود (فيمكن أن تصبح الثقوب السوداء عندما يمكن تغذيتها جيدًا محركات طاقة).

يعد البحث في مجال الثقوب السوداء النجمية أمرًا مهمًا، للحصول على رؤية أعمق لآليات عمل كلا النوعين من الثقوب السوداء. يختلف التراكم في الثقوب السوداء بشكل رئيسي بسبب معدل التراكم العالي للنظام وبسبب الكتلة الكبيرة للجسم وكذلك في بعض التفاصيل في البنية. في الأقراص التراكمية حول الثقوب السوداء لا يمكن ملاحظة الجسم المركزي بشكل مباشر ويحجبه الغبار في خط الرؤية. يمكن أن تؤدي مراقبة القرص التراكمي المحيط إلى تقديم استنتاجات حول كتلة الثقب الأسود وبعض خصائصه والظروف المحيطة به. وأيضا، من المحتمل جدًا أن يتم توليد معظم الإشعاع في المنطقة الأعمق من القرص التراكمي، وهي الحافة الداخلية للقرص.[26]

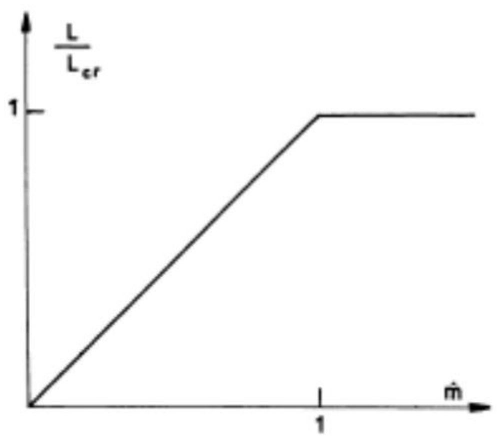
I. 6–1 طيف القرص

تم الاعتماد على عمل شاكورا وسونيايف عام 1973([25] Shakura, & Sunyaev1973). طيف الإشعاع المرصود وإجمالي إطلاق الطاقة بشكل أساسي يعتمد على تدفق الكتلة $\dot{M}$ نحو الداخل. زيادة على ذلك، فإن طيف الإشعاع المحلي الذي يتكون في الطبقات العليا من القرص، يعتمد على المسافة من الثقب الأسود والكثافة، وكذلك على توزيع المادة ودرجة الحرارة على طول الإحداثي z المتعامد مع

مستوى القرص. يمكن أن ينشأ الإشعاع بالقرب من نصف القطر حيث تكون قوى ضغط الإشعاع والجاذبية قابلة للمقارنة. ويعتمد نصف القطر هذا بدوره على المعامل α. كلما كان α صغير كلما زاد نصف القطر الفعال للغلاف المشع وانخفضت درجة الحرارة الفعالة للإشعاع. من المفترض أن يكون المعامل α ثابت في جميع أنحاء القرص، فإن القيمة المختارة لـ α تلعب دورًا فقط بالنظر إلى النظام فوق الحرج.

يمكن حساب لمعان الثقب الأسود باستخدام المعادلة $L = \eta_{eff}\dot{M}c^2$ حيث تمثل η_{eff} كفاءة إطلاق طاقة الجاذبية. في هذه الحالة من مقياس شوارزشيلد (الثقوب السوداء غير الدوارة) $\eta_{eff} \simeq 0.06$ وفي حالة Kerr metric (الثقوب السوداء الدوارة) η_{eff} يمكن أن يصل إلى 40%. مرة أخرى يمكننا أن نفترض حد إدينجتون للتراكم واللمعان، ولكن لا يوجد سبب محدد لافتراض أن التراكم يساوي القيمة الحرجة. في الواقع قد يكون اللمعان البصري للثقب الأسود أعلى من ذلك بكثير. ينشأ هذا اللمعان من إعادة انبعاث الإشعاع الصلب للمناطق المركزية الساخنة بواسطة الطبقات الخارجية. ولفهم أفضل يجب أن نعلم أن سمك القرص يزداد مع المسافة. إذا اتبعنا نظرية تراكم القرص، سنجد أن القرص يبدأ في التكاثف حول $r > 150(\alpha m)^{2/21}\dot{m}^{16/21}$، وهو ما يسبب الشكل الحقيقي للقرص وهو الصحن. تلتقط المناطق الخارجية جزءًا كبيرًا من إشعاع الأشعة السينية الصادر عن المناطق الداخلية، بسبب السُمك البصري للقرص، يمتص السطح ويعيد إصدار جزء معين من الإشعاع، مما يؤدي إلى التأين الضوئي للعناصر الثقيلة. يؤدي إشعاع الفوتونات الأكثر ليونة إلى تسخين المادة. يؤدي هذا التسخين المصحوب بتدفق الغاز الساخن إلى زيادة سمك القرص وكذلك الجزء الممتص من الإشعاع الصلب للمناطق المركزية. تظهر هذه الطاقة المعاد معالجتها في الطيف كإشعاع إعادة التركيب وخطوط الرنين في النطاق البصري.

بعض المظاهر البصرية غير العادية أو التغيرات في لمعان القرص، هي أن الأجزاء الخارجية تمتص إشعاع الأشعة السينية الصلبة وتعيد إطلاق الطاقة الممتصة في نطاق الطول الموجي فوق البنفسجي والبصري. هذا اللمعان فوق البنفسجي، بدوره يمكن أن يؤدي إلى تكوين كرة (Strömgren) إذا زاد التراكم سوف ينمو اللمعان خطيًا ويسبب زيادة في درجة الحرارة الفعالة للإشعاع. الشكل (I.8).



الشكل (I.8): نسبة لمعان القرص حول النجم المنهار (أي جسم كتلة نجمي منهار) كدالة لتدفق المادة التي تدخل حدوده الخارجية. (Sakura, Sunyaev, 1973[25]، ص 340).[26]

والحدث الآخر هو تبخر الطبقات الخارجية للقرص بسبب التسخين الناتج عن الإشعاع الصلب. وهذا من شأنه أن يسبب انخفاضًا في تدفق المادة إلى الثقب الأسود ويؤثر على لمعانه، حيث ترتبط تقلبات سطوع القرص بتغير تدفق المادة الساقطة. وقد يحدث مظهر بصري غير عادي إذا ضربت إشعاعات الأشعة السينية الصادرة عن الثقب الأسود سطح النجم المرافق. وأيضا قد يكون هناك تباين دوري للسطوع بسبب حركة المرافق حول الثقب الأسود، حيث تختلف المسافة بين الجسمين خلال المدار. من المتوقع حدوث كسوف للإشعاع من الجسم المركزي بواسطة القرص إذا كان مستوى القرص لا يتطابق مع مستوى دوران النظام. يمكن ملاحظة سلوك متباين الخواص القوي لتدفق المادة، عندما يتم إخراج البلازما الساخنة بسرعة عالية في مخروط ضيق. تصبح هذه المادة الساخنة المتدفقة إلى الخارج معتمة في نطاق الراديو بعيدًا عن النظام الثنائي. وأخيرًا، فإن الخاصية الأكثر تميزًا للثقوب السوداء في الثنائيات القريبة هي طيف الأشعة السينية. (Sakura, Sunyaev, 1973[25]).[26]

الفصل الثانى

المعادلات الأساسية للتراكم

التراكم من العمليات الأساسية التي لها دور هام في تشكيل وتطور الأجسام والظواهر الكونية، يهدف هذا الفصل إلى تقديم المعادلات الأساسية التي تصف عملية التراكم. سنبدأ بالأنظمة الثنائية، مع شرح القرص التراكمي للثقب الأسود في حالة النظام الثنائي. بعد ذلك سنقدم مجموعة من المعادلات والمعاملات التي تشرح هذه العملية بوضوح.

II. 1- الأنظمة الثنائية

الأنظمة الثنائية مهمة في دراسة علم الفلك، وتساهم بشكل كبير في فهم الكون وتطوره.
وهي عبارة عن نظامين فلكيين يدوران حول مركز جاذبية مشترك، تكون هذه الأنظمة غالبا من نجمين، ولكن يمكن أن تشمل أيضا أجراما أخرى مثل الكواكب، أو النجوم النيوترونية، أو الثقوب السوداء.
هناك أنواع مختلفة من الأنظمة بناءا على خصائصها وديناميكياتها، نذكر البعض منها:

- النجوم الثنائية: نظام يتكون من نجمين، يمكن أن يكون لهذين النجمين كتل وأحجام مختلفة ويمكن أن يكون بينهما تفاعلات معقدة مثل نقل المادة من نجم لآخر.
- الثنائيات المدمجة: نظام يتكون من نجم نيوتروني أو ثقب أسود مع نجم مرافق. يمكن أن يحدث فيها ظواهر مثل انفجارات غاما.
- ثنائيات الأشعة السينية: هذه الأنظمة تصدر أشعة سينية قوية نتيجة لانتقال المادة من النجم العادي إلى النجم النيوتروني أو الثقب الأسود.

الشكل (II.1): مثال لنظام ثنائي في الفضاء

II. 1−2 تطور أقراص التراكم حول الثقوب السوداء في الأنظمة الثنائية

تتواجد الثقوب السوداء النجمية في الأنظمة الثنائية ومن المحتمل أيضًا أن تكون مخفية بين الأجسام البصرية المعروفة ومصادر الأشعة السينية ومصادر الأشعة السينية الأكثر صلابة. (الأشعة السينية ذات طاقات الفوتون أعلى من 5 − 10 كيلو فولت تسمى الأشعة السينية الصلبة).

لشرح تطور القرص التراكمي حول الثقب الأسود، فإننا نعتبر حالة النظام الثنائي. في مثل هذا النظام الثنائي لدينا كتلة أولية مدمجة M_1 ورفيق تسلسل رئيسي للكتلة M_2، اعتمادًا على نوع النجم يتراوح تدفق المادة من سطح النجم والذي يشار إليه بالمانح من 2×10^{-14} في حالة الشمس إلى

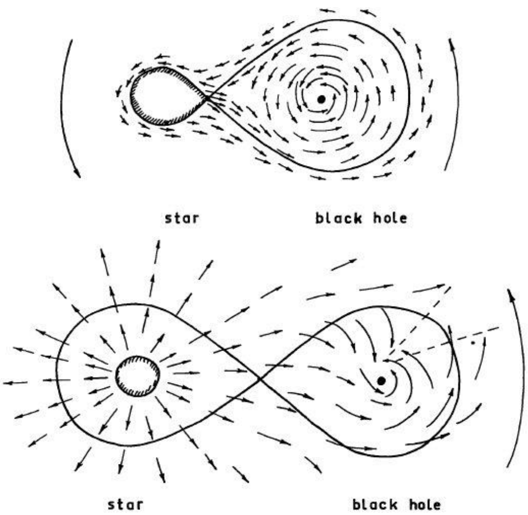
$10^{-5}\mathrm{M}_{\odot}$ /سنة للنجوم 'O' من التسلسل الرئيسي. في الأنظمة الثنائية، هناك تدفق إضافي للمادة القوية يجب أن يؤخذ بعين الاعتبار، يرتبط تدفق المادة هذا بسطح الحد روش إذا كان M_1 و M_2 يدوران حول بعضهما البعض بمسافة a مع التردد المداري:

$$\Omega^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} \qquad (\mathrm{II.1})$$

المادة التي يُقترح أن تكون في إطار دوّار مشترك وبالتالي ثابتة، تواجه إمكانات فعالة. إمكانات روش:

$$\phi_R(r) = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{1}{2}\Omega^2 r^2 \qquad (\mathrm{II.2})$$

حيث $r_1 = |\mathrm{r} - \mathrm{r}_1|$ و $r_2 = |\mathrm{r} - \mathrm{r}_2|$ تمثل مسافات النقطة r إلى النجوم 1،2. الأسطح متساوية الجهد لا تتأثر بالنجم الآخر بالقرب من الكتل المركزية، وعند أعلى ϕ تكون مشوهة وعند قيمة حرجة جزأين من اللمسة السطحية. يُطلق على هذين الجزأين المرتبطين بإمكانية روش الحرجة ϕ_1 اسم فص روش([27] Spruit 1996a). إذا امتلأ فص روش ربما في المراحل المتأخرة من حياة النجم، عندما يبدأ نصف قطره في الزيادة، يكون هناك تدفق قوي للمادة معظمه عبر نقطة لاغرانج الداخلية. (الشكل II.2)



الشكل (II.2)[26] : روش− فص النظام الثنائي
اللوحة العلوية: يملأ الرفيق فص روش الخاص به ويكون التدفق الخارجي في الغالب عبر نقطة لاغرانج الداخلية.
اللوحة السفلية: التدفق الخارجي للنجم العادي، بحجم أصغر بكثير من فص روش، مدعوم بالرياح النجمية.

من المحتمل أن يكون سبب احتجاز الجاذبية للمادة بواسطة الثقب الأسود هو فقدان الطاقة الحركية للمادة في موجة الصدمة. (Sakura, Sunyaev, 1973[25]، ص 338).

القوة المؤثرة على المادة لا يتم الحصول عليها فقط من خلال المعادلة $(II.2)$. لا يمكن أن يسقط الغاز شعاعيا على M_1 (المتراكم)، لأن مدار الغاز يتأثر بقوة كوريوليس (Coriolis) بمجرد أن يتحرك ولا يدور بشكل مشترك، يتفاعل جزء صغير من هذه المادة المتدفقة من أحد العناصر مع مجال الجاذبية للمكون الثاني وهو الثقب الأسود. المسألة لديها زخم زاوي كبير يمنع التراكم المباشر على مسافة ما من الثقب الأسود، تتشابه قوة الطرد المركزي وقوة الجاذبية، وتبدأ المادة في الدوران في مدارات دائرية. للاقتراب من آليات الثقب الأسود لنقل الزخم الزاوي. مرة أخرى، الآلية الأكثر احتمالا هي تشكيل قرص حول الثقب الأسود. خلال عملية التراكم هذه، يتم إطلاق طاقة الجاذبية، وتتحول هذه الطاقة بدورها جزئيًا إلى طاقة حركية للقرص وهذا الأخير ينبعث من القرص. (Sakura, Sunyaev, 1973[25]).[26]

II. 2− تراكم المادة حول ثقب أسود

يعتمد على 6 معاملات: M، r_{max}، $\dot{M}_0$، α، X و Y .

II. 2−1− المعاملات التي تصف الثقب الأسود

بالنسبة لثقب شوارزشيلد الأسود، يوجد في الواقع معامل واحد يصفه وهو الكتلة M، أو نصف قطر شوارزشيلد، والذي يعبر عنه بما يلي:

$$r_s = \frac{2GM}{c^2} \approx 3.0\ km\ \frac{M}{M_\odot} \qquad (II.3)$$

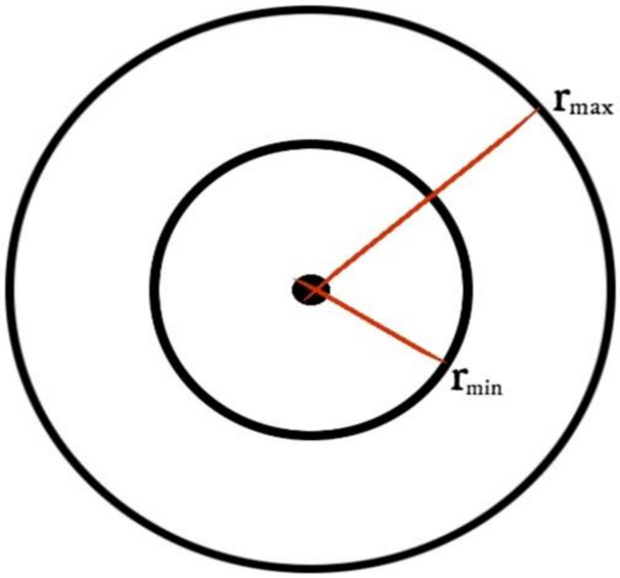
حيث c هي سرعة الضوء، G هو ثابت الجاذبية و $M_\odot$ هي كتلة الشمس
.$(1M_\odot = 1.989 \times 10^{33}\mathrm{g})$

ونلاحظ أنه لوصف ثقب كير Kerr الأسود، سنحتاج إلى معامل آخر وهو الزخم الزاوي.[28]

II. 2−2− المعاملات التي تصف القرص

- **هندسة القرص**

يُوصَفُ القرص في مساحة مميزة بالإحداثيات الأسطوانية r، φ، z والزمن t. نفترض أن بنية القرص لها تناظر أسطواني، وبالتالي سننظر فقط في المعادلات المتعلقة بالإحداثيات الشعاعية r، النموذج أحادي البعد $(1-\mathrm{D})$.



الشكل $(II.3)$ هندسة قرص التراكم

الجزء الذي يهمنا من القرص يمتد قطريًا من r_{min} إلى r_{max}. قيمة r_{min} تفرضها نظرية النسبية العامة التي تشير إلى أنه إذا كان أقل من $\mathrm{r} = 3\mathrm{r}_s$ بالنسبة لثقب شوارزشيلد الأسود، يكون القرص غير مستقر ديناميكيًا. يجب أن تكون قيمة r_{max} صغيرة بما يكفي بحيث تظل الفرضيات الفيزيائية (أساسها: أن الغاز متأين تمامًا) صالحة من r_{min} إلى r_{max}. تجدر الإشارة إلى أنه بالنسبة لمعدلات التراكم $\dot{M}_0$ أكبر من حد معين، فإن موجات انتشار المادة يكون بشكل قطري نحو r أكبر أثناء تخميدها، فمن الضروري أن يكون r_{max} كبيرًا بما يكفي لتخميد هذه الموجات قبل الوصول إلى هذه المسافة، وإلا فإن تطور القرص سيتداخل مع الظروف الفيزيائية المفروضة في r_{max} مما قد يؤدي إلى حدوث المشكلة من المستحيل حلها ببساطة. تعديل r_{max} إلى قيمة معقولة ينتج عن تجارب عددية حيث نعطي قيم عشوائية لـ r_{max} حتى يتم الحصول على نموذج متماسك، في البداية سنأخذ $r_{max} = 100r_s$. [28]

- **معاملات التراكم**

كمية المادة لكل وحدة زمنية يتم إحضارها إلى القرص بالقيمة القصوى بواسطة البيئة الخارجية أو معدل التراكم هي $\dot{M}_0$. بالإضافة إلى ذلك، فإن النظرية الفيزيائية المطبقة على القرص (نظرية Shakura, N. I. & Sunyaev1973[25]) تعتمد على المعامل α وهو صغير جدًا، أقل من أو يساوي واحد، ويتحكم هذا المعامل في معدل إنتاج الطاقة عن طريق احتكاك المادة مع نفسها. [28]

- **التركيب الكيميائي**

يتم تمثيل التركيب الكيميائي للمادة المكونة للقرص بثلاث نسب X و Y و Z

$(X+Y+Z=1)$ وتمثل كل من هذه النسب كتلة الهيدروجين X والهيليوم Y والعناصر الثقيلة Z التي يطلق عليها علماء الفيزياء الفلكية غالبًا المعادن، وقد قمنا بتعيين هذه القيم بشكل كيفي إلى حد ما لتلك المأخوذة من سطح الشمس:

$$[28].\ X = 0.70.\ \ Y = 0.28.\ \ Z = 0.02 \qquad (\text{II}.4)$$

II. 2-3-المعاملات التي تحكم بنية القرص

يتم وصف حالة القرص في الوقت t وبالقرب من النقطة r بشكل أساسي من خلال درجة حرارة مميزة T (درجة الحرارة عند المستوى الاستوائي $z=0$)، كثافته السطحية Σ ومعدل التراكم المحلي $\dot{\text{M}}$ الكميات T و Σ و $\dot{\text{M}}$ هي وظائف r و t. ولإنشائها لا بد من حل مجموعة من المعادلات. وفيما يلي قائمة بجميع المتغيرات التي تصف حالة القرص بالإضافة إلى المعادلات التي تربط بينها.[28]

- **السرعة الزاوية Ω**

وفي ظل الفرضية القائلة بأن مدارات جسيمات المادة دائرية وتخضع لقوانين كبلر، نجد أن:

$$\Omega = \left(\frac{GM}{r^3}\right)^{1/2} \qquad (\text{II}.5)$$

G هو ثابت الجاذبية، وهو يساوي $\text{G} = 6.6732\times10^{-8}$ cgs.

- **متوسط الكتلة الذرية μ**

وهو متوسط كتلة الجزيئات (النوى والإلكترونات) التي يتكون منها الغاز، بالنسبة إلى كتلة البروتون 1. لدينا للغاز المتأين تماما:

$$\mu = \frac{1}{\left(2\text{X}+\frac{3}{4}\text{Y}+\frac{1}{2}\text{Z}\right)} \qquad (\text{II}.6)$$

مع $X = 0.70$، $Y = 0.28$ و $Z = 0.02$، نحصل على $\mu \approx 0.62$.

- **الضغط P ومعادلة الحالة**

يتم تقسيم الضغط الإجمالي P إلى ضغط غاز بسبب الجسيمات: P_{gaz} وضغط الإشعاع بسبب الفوتونات P_{rad}. لدينا:

$$\text{P} = P_{gaz} + P_{rad} \qquad (\text{II}.7a)$$

$$P_{gaz} = \frac{\rho}{\mu m_p}\kappa T.\ P_{\text{rad}} = \frac{1}{3}\alpha\text{T}^4 \qquad (\text{II}.7b)$$

حيث: ρ هو متوسط الكثافة $[cm^{-3}]$، T هي درجة حرارة الغاز. κ هو ثابت بولتزمان. m_p كتلة البروتون. α هو ثابت الإشعاع، وهو يساوي $\alpha = 7.564 \times 10^{-15}\ cgs$.

- **مؤشر الضغط β**

يتم تعريف المعامل β بشكل كلاسيكي على أنه نسبة ضغط الغاز إلى الضغط الإجمالي:

$$\beta = \frac{P_{gaz}}{\mathrm{P}} \tag{II.8}$$

بالنسبة لـ $\beta = 1$ فإن ضغط الغاز هو الغالب، وبالنسبة لـ $\beta = 0$ فهو ضغط الإشعاع.

- **سرعة الصوت $(\mathbf{C_s})$**

هذه هي سرعة اضطرابات الكثافة الأديباتيكية، لدينا:

$$c_s = \left(\frac{\Gamma_1 \mathrm{P}}{\rho}\right)^{1/2} \tag{II.9}$$

Γ_1 هي الكمية التي تعتمد على β والتي تساوي $3/5$ عندما $\beta = 1$ و $4/3$ عندما $\beta = 0$. للتبسيط، نتجاهل هذا الثابت ونضع $\Gamma_1 = 1$.

- **نصف ارتفاع القرص H.**

عندما نتعامل مع التوازن الهيدروستاتيكي العمودي للقرص نجد:

$$H = \frac{c_s}{\Omega} \tag{II.10}$$

- **الكثافة الحجمية ρ**

الكثافة الحجمية ρ هذه هي متوسط كثافة المادة الموجودة في القرص بـ $[g\ cm^{-3}]$، و Σ هو تكامل كثافة الحجم في سمك القرص، لدينا:

$$\Sigma = 2\int_0^H \rho(z)dz = 2H\rho \tag{II.11}$$

ويمكننا كتابة $\Sigma = \int \rho dz$ (2 تشير إلى أنه يوجد سطحين قرصيين).

- **اللزوجة $\mathbf{v}$**

لدينا موتر الإجهاد الهيدروديناميكي هو:

$$\tau_{r\varphi} = \rho\nu\frac{\partial v_\varphi}{\partial R} = \rho\frac{d\Omega}{d\ln R} \tag{II.12}$$

حيث ρ هي الكثافة، ν معامل اللزوجة الحركية و v_φ السرعة السمتية $(v_\varphi = R\Omega)$.

وفي عام 1973، اقترح Shakura et Sunyaev وصفاً للزوجة:

$$\tau_{r\varphi} = \alpha P \qquad (II.13)$$

حيث P هو الضغط الحراري الكلي و $1 \leq \alpha$. وهذا يؤدي إلى:

$$\nu = \alpha c_s^2 \left[\frac{d\Omega}{d \ln R}\right]^{-1} \qquad (II.14)$$

حيث $c_s = \sqrt{P/\rho}$ هي سرعة الصوت، والكثافة ρ. بالنسبة للسرعة الزاوية كبلر:

$$\Omega = \Omega_k = \left(\frac{GM}{R^3}\right)^{1/2} \qquad (II.15)$$

يصبح هذا:

$$\nu = \frac{2}{3}\alpha c_s^2 / \Omega_k \qquad (II.16)$$

باستخدام التوازن الهيدروستاتيكي يمكننا أن نكتب:

$$\nu \approx \frac{2}{3}\alpha c_s H$$

وعليه فإن ν هي اللزوجة الحركية، ذات الأصل المضطرب للغاز بـ $[\, cm^2\ s^{-1}\,]$

$$\nu = \frac{2}{3}\alpha c_s H \qquad (II.17)$$

- **الكثافة السطحية Σ**

لا بد من البدء من معادلتي حفظ الكتلة (أو معادلة الاستمرارية) وحفظ الزخم الزاوي من أجل إيجاد المعادلة $(II.13)$ و $(II.14)$، ومن أجل التبسيط لدينا:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Sigma + \frac{\partial}{\partial r}(\Sigma \upsilon r) = 0 \qquad \text{(الكتلة)} \qquad (II.18)$$

$$r^2\Omega \frac{\partial}{\partial t}\Sigma + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\Sigma r^3 \Omega \upsilon) = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu \Sigma r^3 \frac{\partial}{\partial r}\Omega\right) \qquad \text{(الزاوي للزخم)} \qquad (II.19)$$

نلاحظ أن السرعة في هاتين المعادلتين لا تتدخل إلا من خلال υ والمشتق الجزئي $\partial\upsilon/\partial r$. حيث أن $u = \Sigma \upsilon r$، $(') = \frac{\partial}{\partial r}$ للاشتقاق بالنسبة للمكان و $(\dot{}) = \frac{\partial}{\partial t}$ للاشتقاق بالنسبة للزمن. فنجد:

$$r\dot{\Sigma} + u' = 0 \qquad (II.20)$$

$$r^2\Omega\dot{\Sigma} + \frac{1}{r}(ur^2\Omega)' = \frac{1}{r}(\nu\Sigma r^3 \Omega')'$$

$$r^2\Omega\dot{\Sigma} + r\Omega u' + \frac{1}{r}(r^2\Omega)' u = \frac{1}{r}(\nu\Sigma r^3\Omega')' \qquad (II.21)$$

بأخذ u' من المعادلة $(II.20)$ ودمجها في المعادلة $(II.21)$ نجد:

$$u = \frac{\frac{1}{r}(\nu\Sigma r^3\Omega')' - r^2\Omega\dot{\Sigma} + r^2\Omega\dot{\Sigma}}{\frac{1}{r}(r^2\Omega)'} = \frac{(\nu\Sigma r^3\Omega')'}{(r^2\Omega)'} \qquad (II.22)$$

عند استبدال u بهذه القيمة في معادلة حفظ على الكتلة، فإن ذلك يؤدي إلى :

$$r\dot{\Sigma} + \frac{\partial}{\partial r}\frac{(\nu\Sigma r^3\Omega')'}{(r^2\Omega)'} = 0,$$

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial t} = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left\{\frac{1}{(r^2\Omega)'}\frac{\partial}{\partial r}(\nu\Sigma r^3\Omega')\right\} \qquad (II.23)$$

في حالة كبلر لدينا:

$$r^3\Omega' = -\frac{3}{2}\, r^2\Omega = -\frac{3}{2}(GM)^{1/2}r^{1/2},$$

$$(r^2\Omega)' = \frac{1}{2}r\Omega = -\frac{1}{2}(GM)^{1/2}r^{-1/2}$$

ومنه نستنتج أخيراً المعادلة:

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left\{r^{1/2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\Sigma r^{1/2}\right)\right\}$$

وهي الكثافة المتكاملة وفقًا لـ z: يتم التعبير عنها بـ $[\mathrm{g\ cm^{-2}}]$ ، ويخضع تطورها لمعادلة من النوع المكافئ قريب من معادلة الانتشار:

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left\{r^{1/2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\Sigma r^{1/2}\right)\right\} \qquad (II.24)$$

- **سرعة التراكم المحلي v**

وهو المكون الشعاعي لسرعة المادة، ويكون سالباً إذا تراكمت المادة. لدينا:

$$\Sigma v r = \frac{\left(\nu\Sigma(-\frac{3}{2}r^{1/2})\right)'}{\frac{1}{2}r^{-1/2}} = -3r^{\frac{1}{2}}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\Sigma r^{\frac{1}{2}}\right) \qquad (II.25)$$

$$v = -\frac{3}{\Sigma r^{\frac{1}{2}}}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\Sigma r^{\frac{1}{2}}\right) \qquad (II.26)$$

- **معدل التراكم $\dot{M}$**

معدل التراكم $\dot{M}$ هو دالة لـ r ، وهو كمية المادة التي تمر عبر السطح الجانبي للأسطوانة نصف قطرها r وارتفاعها $2H$ لكل وحدة زمنية.

لدينا:

$$dM = 2\pi r\upsilon dt \int_{-H}^{+H} \rho(z)dz = 2\pi r\upsilon dt\, 2H\langle\rho\rangle = 2\pi r\upsilon\Sigma dt \qquad (II.27)$$

مما يعطي $\dot{M} = 2\pi r\Sigma\upsilon$ في الحالة الثابتة يجب أن نجد $\dot{M}(r) = \dot{M}_0$.

- **درجة الحرارة T**

هذه هي درجة حرارة المستوى الاستوائي للقرص، وهي تخضع للمعادلة الحرارية:

$$C_V \frac{\partial T}{\partial t} = Q^+ - Q^- + Q_{adv} \qquad (II.28)$$

C_V هي السعة الحرارية عند حجم ثابت لكل وحدة كتلة من خليط الغاز والإشعاع، Q^+ هو مصطلح تسخين، وهي الحرارة الناتجة عن الاحتكاك لكل وحدة كتلة ولكل وحدة زمنية:

$$Q^+ = \frac{9}{4}\nu\Omega^2 \qquad (II.29)$$

وحدات Q^+ و Q^- و Q_{adv} هي $[cm^2\ s^{-3}]$

Q^- هو مصطلح تبريد، وهو الحرارة المفقودة بالإشعاع

$$Q^- = 2\frac{F_z}{\Sigma} + 2\frac{H}{\Sigma_r}\frac{\partial}{\partial r}rF_r \approx 2\frac{F_z}{\Sigma} \qquad (II.30)$$

F_zهو التدفق الإشعاعي المتسرب من سطح القرص، F_rهو التدفق الإشعاعي المتسرب أو الداخل في الاتجاه الشعاعي للقرص. المصطلح الأول المعتمد على F_z هو السائد مقارنة بالثاني.

Q_{adv} هي الحرارة التي يتم جلبها أو نقلها بعيدًا عن طريق تحريك المادة (مصطلح الالتصاق):

$$Q_{adv} = C_V\left[(\Gamma_3 - 1)\frac{T}{\Sigma}\left(\frac{\partial\Sigma}{\partial t} + \upsilon\frac{\partial\Sigma}{\partial r}\right) - \upsilon\frac{\partial T}{\partial r}\right] \qquad (II.31a)$$

حيث Γ_3 هو الأس الأديباتيكي، لدينا:

$$C_V = \frac{\mathcal{R}}{\mu}\frac{12(\gamma_g - 1)(1-\beta) + \beta}{(\gamma_g - 1)\beta} \qquad (II.31b)$$

$$C_V(\Gamma_3 - 1) = \frac{\mathcal{R}}{\mu}\frac{4 - 3\beta}{\beta} \qquad (II.31c)$$

γ_gهي نسبة السعات الحرارية للغاز، وهي تساوي 5/3 لغاز أحادي الذرة مثالي، وللتبسيط قمنا بتعيين $R = \kappa/m_p$.[28]

- **التدفق الإشعاعي F_z**

إن حساب التدفق الإشعاعي الناشئ عن التكامل في سمك القرص لعمليتي انبعاث وامتصاص الفوتونات هو موضوع نظرية نقل الإشعاع، وهو فرع معقد إلى حد ما من الفيزياء، وهو بلا شك من المخاطبة هنا. ومع ذلك، يتم الحصول على تقديرات تقريبية جيدة في العلبة السميكة بصريًا.

في ظل افتراض أن العمق البصري τ_{eff} كبير (حالة سميكة بصريًا) وأن الأمر في حالة توازن ديناميكي حراري محلي، فإن التدفق في z يُعطى بواسطة تقريب الانتشار:

$$F_{\text{z}}(\text{z}) = -\frac{4\text{acT}^3}{3\kappa_{\text{R}}\rho}\frac{\partial \text{T}}{\partial \text{z}} = -\frac{\text{ac}}{3\kappa_{\text{R}}}\frac{\partial \text{T}^4}{\partial \text{z}} \qquad (\text{II}.32)$$

حيث κ_R هو متوسط عتامة روسيلاند (وهذا متوسط على تردد الفوتون). لنفترض أنه عندما تتنافس عمليتان، هنا الامتصاص الحر والتشتت المرن للفوتونات على الإلكترونات الحرة، فإننا عادةً ما نأخذ مجموع متوسط العتامات على أنه متوسط عتامة روسيلاند Rosseland. يعني:

$$\kappa_{\text{R}} = \kappa_{\text{e}} + \kappa_{\text{ff}}$$

لتقدير $\text{F}_{\text{z}}(\text{H})$ من الضروري حساب تدرج T^4 في H ، وسنقدره بمتوسط تدرج:

$$\frac{\partial \text{T}^4}{\partial \text{z}} \approx \frac{\text{T}^4(\text{H}) - \text{T}^4(0)}{\text{H} - 0} \approx -\frac{\text{T}^4(0)}{\text{H}}.$$

ومن هنا تقريب F_z :

$$F_{\text{z}} = \frac{\text{ac}}{3\kappa_{\text{R}}\rho\text{H}}\text{T}^4 = \frac{2\text{acT}^4}{3(\kappa_{\text{e}} + \kappa_{\text{ff}})\Sigma} \qquad (\text{II}.33)$$

وهي بالفعل المعادلة في الحالة السميكة بصريًا.

وبالنسبة للحالة الرفيعة بصريًا، سوف نستخدم صيغة أخرى والتي يتمثل تأثيرها في منع تطور القرص عند الأعماق البصرية $\tau_{\text{eff}} = 1$.

II. 3 أقراص كبلرية رفيعة هندسيًا

يمكن تقسيم البنية ثنائية الأبعاد للأقراص التراكمية الرفيعة هندسيًا وغير الجاذبة ذاتيًا والمتماثلة محوريًا إلى بنية 1+1 تتوافق مع التكوين الرأسي الهيدروستاتيكي والتدفق اللزج شبه الكبلري الشعاعي. يقترن الهيكلان أحادي الأبعاد من خلال آلية اللزوجة التي تنقل الزخم الزاوي وتوفر إطلاقًا محليًا لطاقة الجاذبية.[29]

II. 3-1 – البنية الشاقولية للقرص

يمكن التعامل مع البنية الشاقولية كنجم أحادي البعد مع وجود اختلافين أساسيين:

1. تتوزع مصادر الطاقة على كامل ارتفاع القرص، بينما في النجم يقتصر على النواة.

2. تسارع الجاذبية يزداد مع الارتفاع لأنه يعطى من الجاذبية المدية للجامع، بينما في النجوم يتناقص مع عكس مربع المسافة من المركز.[29]

- **التوازن الهيدروستاتيكي**

يتم مقاومة قوة الجاذبية من خلال القوة الناتجة عن تدرج الضغط:

$$\frac{dP}{dz} = \rho g_z \qquad (II.34)$$

حيث g_z هو المكون الرأسي لتسارع جاذبية الجسم المتراكم:

$$g_z = \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{GM}{(R^2+z^2)^{1/2}}\right] \approx \frac{GM}{R^2}\frac{z}{R} \qquad (II.35)$$

المساواة الثانية تتبع من الافتراض بأن $z \ll R$. للدلالة على مقياس الارتفاع النموذجي (الضغط أو الكثافة) بواسطة H، فإن حالة النحافة الهندسية للقرص هي $H/R \ll 1$ والكتابة $d/dz \sim P/H$، المعادلة $(II.34)$ يمكن كتابتها بالشكل التالي:

$$\frac{H}{\mathrm{R}} \approx \frac{\mathrm{c_s}}{\upsilon_\mathrm{k}} \qquad (II.36)$$

حيث $\upsilon_\mathrm{k} = \sqrt{\mathrm{GM/R}}$ هي السرعة الكبلرية، وقد استخدمنا المعادلة $(II.35)$من المعادلة $(II.36)$ يتبع ذلك:

$$\frac{H}{\mathrm{c_s}} \approx \frac{1}{\Omega_\mathrm{k}} = \mathrm{t_{dyn}} \qquad (II.37)$$

حيث $\mathrm{t_{dyn}}$هو الوقت الديناميكي.

- **حفظ الكتلة**

في التوازن الهيدروستاتيكي 1D، تأخذ معادلة حفظ الكتلة الشكل البسيط:

$$\frac{d\varsigma}{dz} = 2\rho \qquad (II.38)$$

- **نقل الطاقة – التدرج في درجة الحرارة**

$$\frac{d\ln T}{dz} \nabla \frac{d\ln P}{dz} \qquad (II.39)$$

لنقل الطاقة الإشعاعية

$$\nabla_{rad} = \frac{k_R P F_z}{4 P_r c g_z} \qquad (II.40)$$

حيث P_r هو ضغط الإشعاع و k_R يعني التعتيم في روسيلاند Rosseland. من المعادلات$(II.39)$ و$(II.40)$ نستنتج التدفق الإشعاعي:

$$F_z = -\frac{16}{3}\frac{\sigma T^3}{k_R \rho}\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{4\sigma}{3k_R\rho}\frac{\partial T^4}{\partial z} \qquad (II.41)$$

(F_z موجب لأن درجة الحرارة تنخفض مع z لذلك $0 > \frac{\partial T}{\partial z}$).

يكون الغلاف الضوئي بسمك بصري $\tau \simeq 2/3$. الشروط الحدودية هي: $z = 0$، $F_z = 0$، $T = T_c$، $\varsigma = 0$ عند المستوى الأوسط للقرص، في الغلاف الضوئي للقرص $\varsigma = \Sigma$ و $T^4(\tau = 2/3) = T_{eff}^4$.

انطلاقا من المعادلة $(II.36)$ يمكن أن نكتب المعادلة $(II.41)$ كما يلي:

$$F_z \approx \frac{4}{3}\frac{\sigma T_c^4}{k_R \rho H} = \frac{8}{3}\frac{\sigma T_c^4}{k_R \Sigma} \qquad (II.42)$$

حيث T_c هي درجة حرارة القرص في المستوى الأوسط. باستخدام العمق البصري $\tau = k_R \rho H = (1/2) k_R \Sigma$، يمكن كتابة هذا كالتالي:

$$F_z(H) \approx \frac{8}{3}\frac{\sigma T_c^4}{\tau} = Q^- \qquad (II.43)$$

- **حفظ الطاقة**

يجب أن يأخذ توفير الطاقة الشاقولي هذا الشكل:

$$\frac{dF_z}{dz} = q^+(z) \qquad (II.44)$$

حيث $q^+(z)$ يتوافق مع تبديد الطاقة اللزج لكل وحدة حجم.

$$q^+(z) = \frac{3}{2}\alpha\Omega_k P(z) \qquad (II.45)$$

- **معادلات البنية الشاقولية يجب أن تكتمل بمعادلة الحالة (EOS):**

$$P = P_r + P_g = \frac{4\sigma}{3c}T^4 + \frac{\mathcal{R}}{\mu}\rho T \qquad (II.46)$$

حيث R هو ثابت الغاز و μ متوسط الوزن الجزيئي، ومعادلة تصف اعتماد متوسط العتامة على الكثافة ودرجة الحرارة.

II. 3-2- البنية الشعاعية للقرص

- **معادلة حفظ الكتلة**

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}(R\Sigma \upsilon_r) + \frac{S(R,t)}{2\pi R} \qquad (II.47)$$

حيث $S(R.t)$ هو مصطلح مصدر المادة (الحوض).

في حالة وجود قرص التراكم في النظام الثنائي:

$$S(R,t) = \frac{\partial \dot{M}_{ext}(R,t)}{\partial R} \qquad (II.48)$$

يمثل المادة التي تم جلبها إلى القرص من رفيق حشوة روش/فقدان الكتلة (الثانوي) للكائن المتراكم $\dot{M}_{tr} \approx \dot{M}_{ext}$ ، حيث $\dot{M}_{tr}$ هو معدل نقل الكتلة من النجم المرافق. في أغلب الأحيان نفترض أن تيار النقل يوصل المادة بالضبط عند حافة القرص الخارجي، ولكن على الرغم من أن هذا الافتراض يبسط الحسابات فإنه يتعارض مع الملاحظات التي تشير إلى أن التدفق يفيض على سطح (أسطح) القرص.[29]

- **حفظ الزخم الزاوي**

$$\frac{\partial \Sigma \ell}{\partial t} = -\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}(R\Sigma \ell \upsilon_r) + \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R^3 \Sigma \nu \frac{d\Omega}{dR}\right) + \frac{S_\ell(R.t)}{2\pi R} \qquad (II.49)$$

تعكس معادلة الحفظ هذه حقيقة أن الزخم الزاوي ينتقل عبر القرص بواسطة ضغط لزج

$\tau_{r\varphi} = R\Sigma \nu d\Omega/dR$. لذلك، إذا لم يتم اعتبار القرص لا نهائيًا (موصى به في التطبيق على العمليات والأنظمة الحقيقية) فيجب أن يكون هناك في مكان ما حوض لهذا الزخم الزاوي المنقول

$S_\ell = (R.t)$. الأنظمة الثنائية شبه المنفصلة هناك مصدر (الزخم الزاوي الناتج عن تيار نقل الكتلة من الرفيق النجمي) ومغسلة (تفاعل المد والجزر يعيد الزخم الزاوي إلى المدار). يمكن كتابة المصطلحين المعنيين في معادلة الزخم الزاوي على النحو التالي:

$$S_j(R.t) = \frac{\ell_k}{2\pi R}\frac{\partial \dot{M}_{ext}}{\partial R} - \frac{T_{tid}(R)}{2\pi R} \qquad (II.50)$$

بافتراض $\Omega = \Omega_k$، من المعادلات $(II.47)$ و$(II.49)$ يمكن الحصول على معادلة الانتشار لكثافة السطح Σ، المعادلة $(II.24)$ المذكورة أعلاه.

مقارنة مع المعادلة $(II.47)$ نرى أن السرعة الشعاعية الناتجة عن عزم الدوران اللزج هي :

$$v_r = -\frac{3}{\Sigma R^{\frac{1}{2}}}\frac{\partial}{\partial R}\left[\nu\Sigma R^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (II.51)$$

وهو مثال على العلاقة العامة:

$$v_{visc} \sim \frac{\nu}{R} \qquad (II.52)$$

باستخدام المعادلة $(II.36)$ يمكن الكتابة:

$$t_{vis} = \frac{R}{\upsilon_{visc}} \approx \frac{R^2}{\nu} \approx \alpha^{-1}\left(\frac{H}{c_s}\right)\left(\frac{H}{R}\right)^{-2} \qquad (II.53)$$

العلاقة بين الزمن اللزج والديناميكي هي:

$$t_{vis} \approx \alpha^{-1}\left(\frac{H}{R}\right)^{-2} t_{dyn} \qquad (II.54)$$

في أقراص التراكم الرفيعة $(H/R \ll 1)$، يكون الوقت اللزج أطول بكثير من الوقت الديناميكي. بمعنى آخر، أثناء العمليات اللزجة، يمكن اعتبار بنية القرص الشاقولي في حالة توازن هيدروستاتيكي.

- **حفظ الطاقة**

يمكن كتابة الصيغة العامة لمعادلة حفظ الطاقة (الحرارية) على النحو التالي:

$$\rho T\frac{ds}{dR} = \rho T\frac{\partial s}{\partial t} + v_r\frac{\partial s}{\partial R} = q^+ - q^- + \tilde{q} \qquad (II.55)$$

حيث s هي كثافة الإنتروبيا، وq^+ كثافة الطاقة اللزجة، وq^- كثافة الطاقة الإشعاعية، و$\tilde{q}$ هي كثافة الطاقة الخارجية و/أو المنقولة شعاعيًا. باستخدام القانون الأول للديناميكا الحرارية $T\,ds = dU + P\,dV$ يمكن أن نكتب:

$$\rho T\frac{ds}{dt} = \rho\frac{dU}{dt} + P\frac{\partial v_r}{\partial r} \qquad (II.56)$$

حيث $\mathrm{U} = \mathrm{RT_c}/\mu(\gamma - 1)$. و بأخذ $T = T_c$، باستخدام المعادلة$(\mathrm{II}.47)$ والعلاقات الديناميكية الحرارية (لـ $\beta = 1$) نحصل على:

$$\frac{\partial \mathrm{T_c}}{\partial \mathrm{t}} = \upsilon_r \frac{\partial \mathrm{T_c}}{\partial \mathrm{R}} + \frac{\Re \mathrm{T_c}}{\mu \mathrm{c_p}} \frac{1}{\mathrm{R}} \frac{\partial(\mathrm{R}\upsilon_r)}{\partial \mathrm{R}} = 2\frac{\mathrm{Q}^+ - \mathrm{Q}^-}{\mathrm{c_p}\Sigma} + \frac{\widetilde{\mathrm{Q}}}{\mathrm{c_p}\Sigma} \qquad (\mathrm{II}.57)$$

حيث Q^+ معدل التسخين و Q^- معدل التبريد لكل وحدة سطحية. $\widetilde{\mathrm{Q}} = \mathrm{Q_{out}} + \mathrm{J}$ مع $\mathrm{Q_{out}}$ متوافق مع مساهمات الطاقة عن طريق تيار نقل الكتلة وعزم الدوران، تمثل $\mathrm{J}(\mathrm{T},\Sigma)$ تدفقات الطاقة الشعاعية التي تعد إضافة مخصصة إلى حد ما لمخطط 1+1 الذي لا تنتمي إليه لأنها تفترض أنه يمكن إهمال التدرجات الشعاعية $(\partial / \partial \mathrm{R})$ للكميات الفيزيائية.

معدل التسخين اللزج لكل وحدة سطحية يكتب على النحو التالي:

$$Q^+ = \frac{9}{8}\nu\Sigma\Omega_\mathrm{k}^2 \qquad (\mathrm{II}.58)$$

في حين أن معدل التبريد على سطح الوحدة (التدفق الإشعاعي):

$$Q^- = \sigma \mathrm{T_{eff}^4} \qquad (\mathrm{II}.59)$$

في حالة التوازن الحراري لدينا:

$$Q^- = \mathrm{Q}^+ \qquad (\mathrm{II}.60)$$

يمكن تقدير وقت التبريد بسهولة من المعادلة $(\mathrm{II}.60)$. كثافة الطاقة التي سيتم إشعاعها بعيدًا هي $\rho c_s^2 \sim$ ، وبالتالي فإن الطاقة لكل وحدة سطح هي $\Sigma c_s^2 \sim$، وزمن التبريد (الحراري) هو:

$$t_{\mathrm{th}} = \frac{\Sigma \mathrm{c_s^2}}{\mathrm{Q}^-} = \frac{\Sigma \mathrm{c_s^2}}{\mathrm{Q}^+} \sim \alpha^{-1}\Omega_\mathrm{k}^{-1} = \alpha^{-1}\mathrm{t_{dyn}} \qquad (\mathrm{II}.61)$$

عند $\alpha < 1$ ، $\mathrm{t_{th}} > t_{dyn}$ وأثناء العمليات الحرارية يمكن افتراض أن القرص في حالة توازن هيدروستاتيكي (رأسي).

بالنسبة لأقراص التراكم الرفيعة الهندسية $(\mathrm{H/R} \ll 1)$ يوجد التسلسل التالي للأوقات المميزة:

$$t_{\mathrm{dyn}} < \mathrm{t_{th}} \ll \mathrm{t_{vis}} \qquad (\mathrm{II}.62)$$

(هذا التسلسل مشابه للأزمنة المميزة في النجوم: الديناميكي أقصر من الحراري (Kelvin-Helmholtz) والحراري أقصر بكثير من الزمن النووي الحراري).

- **أوقات التطور المميزة**

يمكن من خلال أوقات التطور المميزة توفير معلومات عن اللزوجة، والتغيرات في معدل التراكم.
نميز بشكل عام أربع أوقات مميزة:

– الوقت الديناميكي: يرمز له بـt_{dyn} وهو أقصر مقياس زمني يميز تطور عد التجانس في الاتجاه السمتي.

$$t_{\text{dyn}} \sim \frac{R}{\upsilon_\phi} \qquad (II.63)$$

– الوقت اللزج: يرمز له بـ t_{vis} وهو أطول مقياس زمني في النظام، وهو الوقت اللازم لتجمع المادة عند نصف قطر R.

$$t_{\text{vis}} \sim \frac{R}{\nu} \sim \frac{R}{\upsilon_R} \qquad (II.64)$$

– الوقت العمودي: يرمز له بـ t_z وهو مقياس زمني قصير جدا مقارنة بالوقت اللزج.

$$t_z \sim \frac{H}{c_s} \qquad (II.65)$$

– الوقت الحراري: يرمز له بـ t_{therm} وهو زمن الاستجابة المميز للقرص لاضطراب التوازن الحراري $(Q^+ - Q^- \neq 0)$.

$$t_{\text{therm}} \sim \frac{c_s^2}{\upsilon_\phi^2}\frac{R}{\nu} \qquad (II.66)$$

II. 4- التوازن الهيدروستاتيكي

من المفترض أن يكون القرص في حالة توازن هيدروستاتيكي على طول المحور z، إذا كانت الحركات على طول هذا المحور دون سرعة الصوت. معادلة التوازن الهيدروستاتيكي تعطى بالعبارة $gdP = -\rho\, grad\Phi$، حيث أن Φ هي إمكانات الجاذبية. إذا تمكنا بين r_{min} و r_{max} ، من إهمال تأثير مكون مجال الجاذبية القادم من كتلة القرص (الجاذبية الذاتية) أمام ذلك القادم من الكتلة المركزية M، فإن الجهد Φ يُكتب بعد ذلك ب: $\Phi = -GM/D$، حيث $D = (r^2 + z^2)^{1/2}$ هي المسافة من النقطة المعنية إلى مركز النظام. الذي يعطي على طول المحور z:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\frac{GM}{(r^2+z^2)^{1/2}} \qquad (II.67)$$

إذا كان القرص رقيقًا $z^2 \ll r^2$ ، وبالتالي:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\frac{GM}{r}\left(1 - \frac{z^2}{2r^2}\right) = \frac{GM}{r}\left(-\frac{2z}{2r^2}\right) = -\frac{GM}{r^3}z = -\Omega^2 z \qquad (II.68)$$

علماً أن مثل هذا الاحتمال له تأثير إرجاع المادة نحو خط الاستواء بينما الضغط له تأثير معاكس.

لنفترض أن الكثافة ρ ثابتة، فهي تأتي عن طريق التكامل من 0 إلى H:

$$P(H) - P(0) = -\Omega^2 \rho \frac{H^2}{2} \qquad (II.69)$$

يتم تعريف الارتفاع H بحيث يمكن اعتبار الضغط $P(H)$ صفرًا و $P(0)$هو الضغط المركزي الذي نلاحظه P_0. ثم نجد $P_0 = 1/2\ \Omega^2 \rho H^2$ مما يؤدي إلى الصيغة $(II.10)$ إلى أقرب عامل $1 \approx (2/\Gamma_1)^{1/2}$، وباعتبار أن P يمثل الضغط المركزي.

وفيما يتعلق بالمعنى الذي ينبغي إعطاؤه لقيم مثل P، نلاحظ أنه لا يهم سواء كان الضغط المركزي أو الضغط المتوسط. في الواقع، من خلال دمج هذا الوقت من 0 إلى z نحصل على:

$$P(z) = P_0 \left(1 - \frac{z^2}{H^2}\right) \qquad (II.70)$$

تتيح لنا هذه الصيغة حساب متوسط الضغط $\langle P \rangle$ في القرص. نحصل على $\langle P \rangle = \frac{2}{3} P_0$ والذي، في الواقع، يختلف قليلاً جدًا عن P_0.[28]

الفصل الثالث

سلوك معادلات نقل الطاقة بالحمل والإشعاع في حالة التوازن الحراري

لدراسة سلوك نقل الطاقة بالحمل والإشعاع في حالة التوازن الحراري قمنا أولا بتقديم معادلة حفظ الطاقة التي تعد من أهم المبادئ الأساسية التي تساعدنا في فهم الكون، وتحليل النظم الفيزيائية المختلفة. يهدف هذا الفصل إلى دراسة نقل الطاقة في حالة التوازن الحراري مع تقديم الأنواع الأربعة الطوبولوجية المميزة للتوازنات الحرارية، ومن بين هذه الأنواع ركزنا دراستنا حول نوعين منها فقط. وسنقوم برسم المنحنيات الطاقة في هذين النوعين.

III. 1 معادلة حفظ الطاقة

معادلة حفظ الطاقة تُستخدم في تحليل وفهم مجموعة واسعة من الظواهر الفيزيائية. سواء كنا ندرس حركة الكواكب، أو غيرها، فإن مبدأ حفظ الطاقة يساعدنا على دراسة سلوك الأنظمة المختلفة والتأكد من صحة الحسابات والنماذج التي نستخدمها.

الشكل العام لمعادلة حفظ الطاقة حراريا $(II.55)$ يكتب بالشكل التالي:

$$\rho T\frac{ds}{dR}=\rho T\frac{\partial s}{\partial t}+\upsilon_r\frac{\partial s}{\partial R}=q^+-q^-+\tilde{q}$$

حيث أن: s كثافة الأنتروبي، q^+ كثافة الطاقة اللزجة، q^- كثافة الطاقة الإشعاعية، $\tilde{q}$ كثافة الطاقة الخارجية و/أو المنقولة شعاعيا.

نستخدم القانون الأول للديناميكا الحرارية $Tds=dU+Pdv$، ويمكننا كتابة الشكل $(II.56)$ التالي وذلك بضرب المعادلة في $(\times\frac{\rho}{dt})$ فنحصل على:

$$(Tds=dU+Pdv)\times\left(\frac{\rho}{dt}\right)$$

$$\rho T\frac{ds}{dt}=\rho\frac{dU}{dt}+\rho P\frac{dv}{dt}$$

$$\rho T\frac{ds}{dt}=\rho\frac{dU}{dt}+P\frac{\partial\upsilon_r}{\partial r}$$

حيث: $U=\Re T_c/\mu(\gamma-1)$

و بأخذ $T=T_c$ و باستخدام $(II.47)$ والعلاقات الديناميكية الحرارية (بالنسبة لـ $\beta=1$) نحصل على $(II.57)$:

$$\frac{\partial\mathrm{T_c}}{\partial\mathrm{t}}+\upsilon_\mathrm{r}\frac{\partial\mathrm{T_c}}{\partial\mathrm{R}}+\frac{\Re T_c}{\mu c_p}\frac{1}{R}\frac{\partial(R\upsilon_r)}{\partial R}=2\frac{Q^+-Q^-}{c_p\Sigma}+\frac{\tilde{Q}}{c_p\Sigma}$$

حيث: Q^+ معدل التسخين لكل وحدة سطح، Q^- معدل التبريد لكل وحدة سطح، $\tilde{Q}=Q_{out}+J$ مساهمات الطاقة من خلال تيار نقل الكتلة والعزم، $J(T,\Sigma)$ هي تدفقات الطاقة الشعاعية التي تعد

إضافة مخصصة إلى حد ما إلى مخطط 1+1 الذي لا تنتمي إليه لأنها تفترض أنه يمكن إهمال التدرجات الشعاعية $\frac{\partial}{\partial R}$ للكميات الفيزيائية.

يمكن كتابة معدل التسخين اللزج $(II.29)$ لكل وحدة سطح على النحو التالي:

$$\Omega = \Omega_k = \left(\frac{GM}{R^3}\right)^{1/2} \quad \rightarrow \ \Omega' = -\frac{3(GM)^{1/2}R^{-5/2}}{2}$$

$$Q^+ = \frac{\mathfrak{T}\Omega'}{4\pi R} = \frac{3\pi\Sigma\nu\ell_k\left(-\frac{3(GM)^{1/2}R^{-5/2}}{2}\right)}{4\pi R} = -\frac{3\pi\Sigma\nu\ell_k \times 3(GM)^{\frac{1}{2}}R^{-\frac{5}{2}}}{8\pi R}$$
$$= -\frac{9}{8}\frac{\Sigma\nu\ell_k(GM)^{\frac{1}{2}}R^{-\frac{5}{2}}}{R} = -\frac{9}{8}\frac{\Sigma\nu R^2\Omega_k(GM)^{\frac{1}{2}}}{R^{\frac{7}{2}}} = \frac{9}{8}\nu\Sigma\Omega_K^2$$

بما أن معدل تسخين القرص الناتج عن اللزوجة ناشر للحرارة فإن الإشارة السالبة الناتجة من عملية الاشتقاق لا تأخذ بعين الاعتبار.

في حين أن معدل التبريد $(II.58)$ على وحدة السطح (التدفق الإشعاعي) من الشكل:

$$Q^- = \sigma T_{\text{eff}}^4$$

وفي حالة التوازن الحراري لدينا $(II.59)$:

$$Q^+ = Q^-$$

III. 2 التوازنات الحرارية

نبدأ بالتوازن الحراري للقرص التراكمي الذي يكون فيه التسخين بسبب الاضطراب المحلي، ولذلك نضع $T_{irr} = \tilde{Q} = 0$، حيث يتوافق هذا الافتراض مع الأقراص ذات المتغيرات الكارثية والتي تعد أفضل اختبار لنماذج أقراص التراكم القياسية. يتم تعريف التوازن الحراري في القرص بالمعادلة $Q^- = Q^+$:

$$\frac{\partial T_c}{\partial t} + \upsilon_r\frac{\partial T_c}{\partial R} + \frac{\Re T_c}{\mu c_p}\frac{1}{R}\frac{\partial(R\upsilon_r)}{\partial R} = 2\frac{Q^+ - Q^-}{c_p\Sigma} + \frac{\tilde{Q}}{c_p\Sigma}$$

وبواسطة: $Q^+ = \frac{\mathfrak{T}\Omega'}{4\pi R} = \frac{9}{8}\nu\Sigma\Omega_k^2$

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{9}{8}\nu\Sigma\Omega_k^2 \qquad (III.1)$$

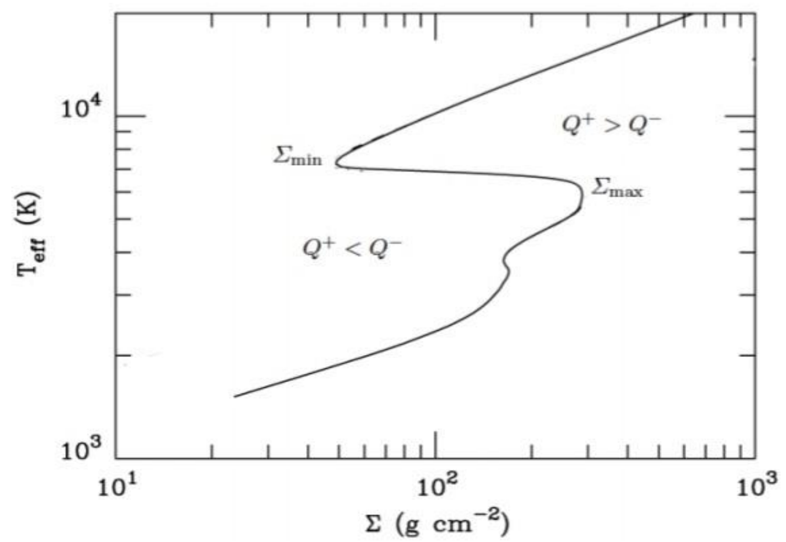
بشكل عام، ν هي دالة للكثافة ودرجة الحرارة وفيما يلي سوف نستخدم معادلة وصف اللزوجة α

$\nu = \frac{2}{3}\alpha c_s^2/\Omega_k$ توفر معادلة نقل الطاقة علاقة بين درجات الحرارة الفعالة ودرجات الحرارة المتوسطة للقرص بحيث يمكن تمثيل التوازن الحراري كعلاقة $T_{eff}\ (\Sigma)$ (أو ما يعادل علاقة $\dot{M}(\Sigma)$). في نطاق درجة الحرارة محل الاهتمام ($10^3 \lesssim T_{eff} \lesssim 10^5$)، تشكل هذه العلاقة الشكل S على المستوى (Σ, T_{eff}) كما هو موضح في الشكل $(III.1)$ ويتوافق الفرع العلوي الساخن مع حلول Shakura-Sunyaev وتتوافق الفروع الأخرى مع محاليل الأقراص الباردة وعلى طول الفرع الأوسط الحمل الحراري يلعب دورًا هاما في نقل الطاقة.

تمثل كل نقطة على المنحنى $S\ (\Sigma, T_{eff})$ التوازن الحراري لقرص التراكم عند نصف قطر معين، أي التوازن الحراري للحلقة عند نصف القطر R. وبعبارة أخرى، كل نقطة من المنحنى S هي حل للمعادلة $(II.59)$. النقاط غير الموجودة على المنحنى S تتوافق مع حلول المعادلة $(II.57)$ خارج التوازن الحراري: على يسار منحنى التوازن، يهيمن التبريد على التسخين $Q^+ < Q^-$ ، على اليمين التسخين على التبريد $Q^+ > Q^-$. من السهل أن نرى أن الميل الإيجابي لمنحنى $T_{eff}(\Sigma)$ يتوافق مع الحلول المستقرة. في الواقع، فإن زيادة طفيفة في درجة حرارة حالة التوازن على الفرع العلوي (الاضطراب التصاعدي) ستؤدي إلى وصول الحلقة إلى حالة تكون فيها $Q^+ < Q^-$ بحيث سوف تبرد وتعود إلى التوازن. وبنفس الطريقة، سيؤدي الاضطراب الهبوطي إلى زيادة التسخين مما يعيد النظام إلى التوازن.

ويحدث العكس على طول مقطع المنحنى S ذو الانحدار السلبي حيث يؤدي ارتفاع وانخفاض درجة الحرارة إلى الهروب. وبالتالي فإن الفرع الأوسط لمنحنى S يتوافق مع التوازنات غير المستقرة حرارياً.

لا يمكن تمثيل توازن القرص المستقر إلا بنقطة على الفرع السفلي أو البارد أو العلوي الساخن من المنحنى S. وهذا يعني أن كثافة السطح في الحالة الباردة المستقرة يجب أن تكون أقل من القيمة القصوى على الفرع البارد $\Sigma < \Sigma_{max}$، في حين أن كثافة السطح في الحالة الساخنة المستقرة يجب أن تكون أكبر من القيمة الدنيا في هذا الفرع $\Sigma < \Sigma_{min}$. كلتا الكثافات الحرجة هي وظائف اللزوجة α، وكتلة الجسم المتراكم، والمسافة من المركز، وتعتمد على التركيب الكيميائي للقرص.[30]



الشكل $(III.1)$: التوازن الحراري للحلقة في الأقراص المتنامية حول قرص مدمج(قزم أبيض).[30]

III. 3 أنواع التوازنات الحرارية

سوف يتم حل معادلات نقل الطاقة اعتمادا على متغيرات أربعة، كتلة الثقب الأسود المركزي M، ومعدل تراكم الكتلة $\dot{M}$، ومعامل اللزوجة α، والمسافة من الجسم المركزي R. حيث يتم مناقشة نتائج دراسة تغيرات $\log\left(\dot{\mathrm{M}}/\dot{\mathrm{M}}_{\mathrm{E}}\right)$ بدلالة $\log\Sigma$، حيث $\dot{M}_E = L_E/c^2 = (4\pi cGM)/\kappa_{es}c^2$ هو معدل التراكم الشامل لإدينجتون، κ_{es} هي العتامة الناتجة عن تشتت الإلكترون. ونصنف أربع أنواع طوبولوجية للتوازنات الحرارية:

النوع الأول: أقراص رفيعة هندسيًا $(H/R \ll 1)$ أو نحيفة $(H/R \lesssim 1)$، سميكة بصريًا $\left(\tau_{eff} \gg 1\right)$ ذات لزوجة صغيرة $(\alpha < \alpha_{crit})$.فرع منه مستقر حراريا ومستقر من حيث اللزوجة يمثل حلول Shakura-Sunyaev (1973) . والآخر غير مستقر حراريا ومن حيث اللزوجة يهيمن عليه الضغط الإشعاعي، ويتم تبريده عن طريق نقل الطاقة بالحمل، وله $H/R \lesssim 1$. $q = \left(\frac{Q_{adv}}{Q^+}\right) \longrightarrow 1$ تم اكتشاف هذا الفرع بواسطة (Abramowicz et al.1988.[34]).

النوع الثاني: أقراص رفيعة هندسيًا $(H/R \ll 1)$ ذات تبريد تكيفي صغير $q \ll 1$ ولزوجة كبيرة $(\alpha > \alpha_{crit})$. يتكون تسلسل التوازن من ثلاثة فروع. فرعان هما نفس الفرعين من النوع الأول (ولكن بقيمة أعلى لـ α) ولهما $\tau_{eff} > 1$.وفرع يتوافق مع ضغط غاز يهيمن عليه رقيق بصريًا $\tau_{eff} < 1$ ، اللزوجة مستقرة ولكنها غير مستقرة حرارياً. تم حساب مثل هذه التسلسلات من النماذج بواسطة (Shapiro,Lightman & Eardley 1976. [35])ومؤخرًا بواسطة (Luo & Liang1994. [36]).

النوع الثالث: أقراص رفيعة هندسيًا $(H/R \lesssim 1)$، رقيقة بصريًا $1 \gg \tau_{eff}$ ذات لزوجة صغيرة $(\alpha < \alpha_{crit})$. يتكون تسلسل التوازن من فرعين. الفرع الأول المستقر من حيث اللزوجة، ولكنه غير مستقر حرارياً، وفرع عبارة عن ضغط غاز مستقر مدعوم، رقيق بصريًا، يهيمن عليه نقل الطاقة بالحمل $(q \longrightarrow 1)$ محلول قرص رفيع $(H/R \lesssim 1)$ تم العثور على هذا الفرع بشكل مستقل بواسطة (Abramowicz et al.1995. [37]) و(Narayan and Yi,1995b.[38]) وأيضًا (Narayan & Popham 1993. [39]).

النوع الرابع: أقراص رفيعة هندسيًا $(H/R \lesssim 1)$ ذات التصاق كبير $(q \longrightarrow 1)$ ولزوجة كبيرة $(\alpha > \alpha_{crit})$، يهيمن عليها النقل بالحمل بالكامل وتمتد على النطاق الكامل لـ $\dot{M}/\dot{M}_E$ وتتحول من كونها رقيقة بصريًا $1 > \tau_{eff}$عند انخفاض $\dot{M}$ إلى سميكة بصريًا عند ارتفاع $\dot{M}$ يتوافق هذا التسلسل مع بعض الحلول التي يهيمن عليها نقل الطاقة بالحمل (Narayan and Yi,1995a.[41],1994[40])، ولكن حقيقة أنها تمتد دون انقطاع في $\dot{M}$ هي نتيجة جديدة.

III. 4 سلوك التراكم في نقل الطاقة بالحمل

إن النقل بالحمل بدلاً من الإشعاع هو آلية إخلاء الطاقة (التبريد) السائدة. وتسمى التدفقات الرقيقة بصريًا ADAFs(التدفقات التراكمية التي يهيمن عليها النقل بالحمل).

تدفقات التراكم التي يهيمن عليها نقل الطاقة بالحمل (ADAFs) هو مصطلح يصف تراكم المادة مع الزخم الزاوي، حيث تكون كفاءة الإشعاع منخفضة للغاية. من المفترض في تطبيقاتها أن تصف أنظمة ADAFs التدفقات إلى الأجسام المدمجة مثل الثقوب السوداء أو النجوم النيوترونية، لكن التدفقات الساخنة جدًا والرفيعة بصريًا تعتبر مشعات سيئة بشكل عام، لذا، من حيث المبدأ، فإن ADAFs ممكنة في محيط الثقوب السوداء أو النجوم النيوترونية، تكون درجة الحرارة تساوي $T_{\text{vir}} \approx 5 \times 10^{12}(R_s/R)\,K$، بحيث أنه في البلازما الرقيقة بصريًا، في درجات الحرارة هذه، يحدث الاقتران بين الأيونات والإلكترونات و كفاءة العمليات الإشعاعية ضعيفة إلى حد ما. في مثل هذه الحالة، فإن الطاقة الحرارية المنطلقة في التدفق بواسطة اللزوجة، والتي تدفع التراكم عن طريق إزالة الزخم الزاوي، لن يتم إشعاعها بعيدًا، ولكنها ستتجه نحو الجسم المضغوط. إذا كان هذا الجسم المضغوط عبارة عن ثقب أسود، فسوف تُفقد الحرارة إلى الأبد، وبالتالي فإن النقل الطاقة بالحمل، في هذه الحالة، يعمل كنوع من آلية التبريد. في حالة السقوط على نجم نيوتروني، تهبط المادة المتراكمة على سطح النجم وسيتم إشعاع الطاقة المتصاعدة. هناك، قد يعمل نقل الطاقة بالحمل فقط كآلية تبريد محلية. (يجب أن نأخذ في الاعتبار أن النقل الطاقة بالحمل، بشكل عام،

قد يكون أيضًا مسؤولاً عن التسخين، اعتمادًا على علامة التدرج في درجة الحرارة – في بعض الظروف، بالقرب من الثقب الأسود، يؤدي نقل الطاقة بالحمل إلى تسخين الإلكترونات في ADAF بدرجتي حرارة).

بشكل عام، يعتمد دور نقل الطاقة بالحمل في التدفق التراكمي على كفاءة الإشعاع التي تعتمد بدورها على الحالة المجهرية للمادة وعلى غياب أو وجود المجال المغناطيسي. إذا لم يكن التبريد الإشعاعي فعالًا، بالنسبة لمعدل تراكم معين، فإن نقل الطاقة بالحمل هو السائد بالضرورة، على افتراض أن الحل الثابت ممكن.[30]

• سلوك نقل الطاقة بالحمل في الأقراص الرفيعة Slim discs

عند معدلات تراكم عالية، تصبح الأقراص المحيطة بالثقوب السوداء مهيمنة على الضغط الإشعاعي في مناطقها الداخلية القريبة من الثقب الأسود. وفي الوقت نفسه، يهيمن تشتت الإلكترون على العتامة. في مثل هذه الأقراص لم تعد H/R تساوي 1. لكن هذا يعني أن الحدود التي تتضمن السرعة υ_r لم تعد مهملة $\upsilon_r \sim \alpha c_s(H/R)$. وهنا يصبح المصطلح التفاضلي في معادلة حفظ الطاقة $\upsilon_r \frac{\partial S}{\partial R}$ مهمًا. وفي النهاية، بمعدلات إدينجتون الفائقة، يصبح هو السائد. عندما تكون $Q^{+} = Q^{adv}$ فإن التدفق التراكمي يسيطر عليه نقل الطاقة بالحمل ويسمى بالقرص الرفيع.[30]

III. 5 نماذج نقل الطاقة بالحمل والإشعاع

(قرص سميك بصريا، قرص رقيق بصريا)

يمكن توضيح الخصائص الأساسية لـ ADAFs والأقراص الرفيعة باستخدام نموذج بسيط. يمكن كتابة مصطلح التبريد (لكل وحدة سطح) في معادلة الطاقة على النحو التالي:

من [30]:

$$Q^{adv} = \frac{\dot{M}}{2\pi R^2} c_s^2 \xi_a \qquad (III.2)$$

من [31]:

$$Q^{adv} = \Sigma \upsilon_r T \frac{dS}{dR} = -\frac{\dot{M}}{2\pi R} T \frac{dS}{dR} = \frac{\dot{M}}{2\pi R^2} \frac{P}{\rho} \xi_a \qquad (III.3)$$

من [30]:

$$\xi_a = -\left[\frac{4-3\beta^*}{\Gamma_3 - 1} \frac{dln\, T}{dln\, R} + (4-3\beta^*) \frac{dln\, \Sigma}{dln\, R}\right] \qquad (III.4)$$

$$Q^{adv} = \frac{\dot{M}}{2\pi R^2} \frac{P}{\rho} \xi \qquad (III.5)$$

ومعادلة التوازن الهيدروستاتيكي $(II.36)$ (غير النسبي) تكتب بالعبارة من خلال:

من [32]

$$H = c_s \left(\frac{R}{GM}\right)^{\frac{1}{2}} R \qquad (III.6)$$

$$\frac{H}{R} = c_s \left(\frac{R}{GM}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$\upsilon_R = -\frac{3}{2}\frac{\nu}{R}$:ولدينا $.\upsilon_k = R\Omega_k = R\left(\frac{GM}{R^3}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{GM}{R}\right)^{\frac{1}{2}}$ (III.7)

ومنه يمكننا استنتاج العبارة (II.36) ونكتب:

$$\frac{H}{\mathrm{R}} \approx \frac{\mathrm{c_s}}{\upsilon_\mathrm{K}}$$

يمكننا أن نكتب Q^{adv} كما يلي:

$$Q^{adv} = \frac{\dot{M}}{2\pi R^2} c_s^2 \xi_a \qquad (III.8)$$

$$= \frac{1}{2\pi R^2}\left(\dot{m}\frac{1}{\eta}\frac{4\pi GM}{c\kappa_{es}}\right) c_s^2 \xi_a$$

$$= \frac{1}{2\pi R^2}\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)\left(\frac{4\pi GM}{c\kappa_{es}}\right)\left(\frac{H}{\mathrm{R}}\right)^2 \upsilon_\mathrm{K}{}^2 \xi_a$$

$$R_s^2 = \frac{4(GM)^2}{c^4}$$

$$Q^{adv} = \frac{c^2 R_s^2}{\kappa_{es}^2 R^2}\frac{\kappa_{es} c}{2R}\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)\left(\frac{H}{\mathrm{R}}\right)^2$$

$$Q^{adv} = \frac{1}{2\pi R^2}\frac{4\pi GM}{c\kappa_{es}}\frac{GM}{R}\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)\left(\frac{H}{\mathrm{R}}\right)^2 \xi_a$$

$$Q^{adv} = \frac{1}{2\pi R^2}\frac{4\pi (GM)^2}{c\kappa_{es}}\frac{1}{R}\left(\frac{H}{\mathrm{R}}\right)^2\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)\xi_a$$

$$Q^{adv} = \frac{1}{R^2}\frac{R_s^2 c^4}{c\kappa_{es}}\frac{1}{R}\left(\frac{H}{\mathrm{R}}\right)^2\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)\xi_a = \Upsilon\frac{\kappa_{es}\mathrm{c}}{2\mathrm{R}}\left(\frac{\dot{\mathrm{m}}}{\eta}\right)\xi_a\left(\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{R}}\right)^2 \qquad (III.9)$$

في حين يمكن كتابة (II.58) مصطلح التسخين اللزج:

$$Q^{+} = \frac{9}{8}\Sigma\nu\Omega_k^2$$

$$= \frac{9}{8\pi}\Sigma\left(-\frac{2\pi\upsilon_R R}{3}\right)\Omega_k^2 = \frac{3}{8\pi}\frac{\dot{m}}{\eta}\frac{4\pi GM}{c\kappa_{es}}\frac{GM}{R^3} = \frac{3}{8\pi}\frac{\dot{m}}{\eta}\frac{4\pi}{c\kappa_{es}R^3}\frac{R_s^2 c^4}{4}$$

$$= \frac{3}{8\pi}\frac{\dot{m}}{\eta}\frac{\kappa_{es}}{R}c\Upsilon$$

$$= \Upsilon\frac{3}{8}\frac{\kappa_{es}c}{R}\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right) \qquad (III.10)$$

حيث:

$$\Upsilon = \left(\frac{cR_s}{\kappa_{es}R}\right)^2 \qquad (\text{III}.11)$$

$$Q^{\text{adv}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)\left(\frac{\text{H}}{\text{R}}\right)^2 \frac{\kappa_{es}c}{R}\,\xi_a\Upsilon = \frac{4}{3}\text{Q}^+\left(\frac{\text{H}}{\text{R}}\right)^2 \xi_a \qquad (\text{III}.12)$$

ومنه: بأخذ $\xi_a \sim 1$ ،

$$Q^{\text{adv}} \approx \text{Q}^+\left(\frac{\text{H}}{\text{R}}\right)^2 \qquad (\text{III}.13)$$

وكما ذكرنا من قبل، بالنسبة للأقراص الرقيقة هندسيًا $(H/R \ll 1)$ فإن الحد التفضيلي Q^{adv} لا يكاد يذكر مقارنة بمصطلح التسخين Q^+ وفي التوازن الحراري يجب تعويض التسخين اللزج بالتبريد الإشعاعي. وتختلف الأمور عند درجات حرارة عالية جداً عندما يكون $(\text{H/R}) \sim 1$. عندها يكون حد نقل الطاقة بالحمل قابلاً للمقارنة مع الحد اللزج ولا يمكن إهماله في معادلة التوازن الحراري. في بعض الحالات يكون هذا المصطلح أكبر من مصطلح التبريد الإشعاعي Q^- و(معظم) الحرارة الصادرة عن اللزوجة تتجه نحو الجسم المتراكم بدلاً من أن يتم إشعاعها محليًا بعيدًا كما يحدث في الأقراص الرقيقة هندسيًا.

يمكن الحصول على التعبير المناسب لمربع الارتفاع النسبي للقرص (أو نسبة العرض إلى الارتفاع):

$$Q^+ = \frac{9}{8}\Sigma\frac{2}{3}\alpha\frac{c_s^2}{\Omega_k}\Omega_k^2 = \frac{3}{4}\alpha\Sigma c_s^2\Omega_k = \frac{3}{4}\alpha\Sigma H^2\Omega_k^2\Omega_k = \frac{3}{4}\alpha\Sigma\frac{H^2}{R^2}\frac{GM}{R^3}\Omega_k$$

$$= \frac{3}{4}\alpha\Sigma\left(\frac{\text{H}}{\text{R}}\right)^2\frac{\frac{R_sc^2}{2}}{R^3}\left(\frac{\frac{R_sc^2}{2}}{R^3}\right)^{1/2}$$

$$Q^+ = \left(\frac{cR_s}{R\kappa_{es}}\right)^2\frac{3}{8}\frac{\kappa_{es}c}{R}\left(\frac{\dot{\text{m}}}{\eta}\right) = \frac{3}{4}(\alpha\Sigma)\left(\frac{\text{H}}{\text{R}}\right)^2\frac{\frac{R_sc^2}{2}}{R^3}\left(\frac{\frac{R_sc^2}{2}}{R^3}\right)^{1/2} = \frac{1}{\kappa_{es}}{R_s}^{1/2}\frac{1}{R}\left(\frac{\dot{\text{m}}}{\eta}\right)$$

$$= (\alpha\Sigma)\left(\frac{\text{H}}{\text{R}}\right)^2\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{1}{\sqrt{R}}$$

$$\frac{1}{\kappa_{es}}{R_s}^{1/2}\frac{1}{R^{1/2}}\left(\frac{\dot{\text{m}}}{\eta}\right) = (\alpha\Sigma)\left(\frac{\text{H}}{\text{R}}\right)^2\frac{1}{\sqrt{2}} \Rightarrow \left(\frac{\text{H}}{\text{R}}\right)^2 = \frac{\sqrt{2}}{\kappa_{es}}\left(\frac{\text{R}_\text{s}}{\text{R}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\dot{\text{m}}}{\eta}\right)(\alpha\Sigma)^{-1}$$

ومنه:

$$\left(\frac{H}{R}\right)^2 = \frac{\sqrt{2}}{\kappa_{es}}\left(\frac{\dot{\text{m}}}{\eta}\right)(\alpha\Sigma)^{-1}\left(\frac{\text{R}_\text{s}}{\text{R}}\right)^{1/2} \qquad (\text{III}.14)$$

ولاشتقاق المعادلة هذه نستخدم وصف اللزوجة $\nu = (2/3)\alpha c_s^2/\Omega_K$.

ويمكننا أن نكتب عن التبريد:

باستخدام $(III.12)$ و $(III.14)$:

$$Q^{\mathrm{adv}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)\left(\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{R}}\right)^2 \frac{\kappa_{es}c}{R}\,\xi_a\Upsilon = \Upsilon\frac{\kappa_{es}c}{2R}\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)\xi_a\frac{\sqrt{2}}{\kappa_{\mathrm{es}}}\left(\frac{\dot{\mathrm{m}}}{\eta}\right)(\alpha\Sigma)^{-1}\left(\frac{\mathrm{R_s}}{\mathrm{R}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$= \Upsilon(\alpha\Sigma)^{-1}\left(\frac{\dot{\mathrm{m}}}{\eta}\right)^2\xi_a\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\frac{c\mathrm{R_s}^{\frac{1}{2}}}{R.R^{\frac{1}{2}}}\right) = \Upsilon(\alpha\Sigma)^{-1}\left(\frac{\dot{\mathrm{m}}}{\eta}\right)^2\xi_a\left(\frac{1}{2^{\frac{1}{2}}}\frac{c\left(\frac{2GM}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}}{R^{\frac{3}{2}}}\right)$$

$$= \Upsilon(\alpha\Sigma)^{-1}\left(\frac{\dot{\mathrm{m}}}{\eta}\right)^2\xi_a\left(\frac{(GM)^{1/2}}{R^{\frac{3}{2}}}\right) = \Upsilon(\alpha\Sigma)^{-1}\left(\frac{\dot{\mathrm{m}}}{\eta}\right)^2\xi_a\Omega_k$$

$$Q^{\mathrm{adv}} = \Upsilon\Omega_{\mathrm{K}}\xi_a(\alpha\Sigma)^{-1}\left(\frac{\dot{\mathrm{m}}}{\eta}\right)^2 \qquad (III.15)$$

معادلة التوازن الحراري (الطاقة) هي:

$$Q^+ = \mathrm{Q^{adv}} + \mathrm{Q^-} \qquad (III.16)$$

ويعتمد شكل مصطلح التبريد الإشعاعي على حالة المادة المتراكمة، أي درجة حرارتها وكثافتها وتركيبها الكيميائي. سنعمل على حالتين من التدفقات التراكمية:

- السميكة بصريا، والرقيقة بصريا.

بالنسبة للحالة السميكة بصريًا، سنستخدم صيغة تقريب الانتشار:

$$Q^- = \frac{8}{3}\frac{\sigma\mathrm{T}_c^4}{\kappa_{\mathrm{R}}\Sigma} \qquad (III.17)$$

من [32]:

$$Q^- = \frac{4\sigma T_c^4}{3\tau} = \frac{4\sigma T_c^4}{3\kappa_R\Sigma} \qquad (III.18)$$

τ العمق البصري

إن القرص في حالة السميك بصريا:

$$\tau = \rho\mathrm{H}\kappa_R(\rho, T_c) = \Sigma\kappa_R \qquad (III.19)$$

من [30]:

$$Q^- = \frac{8}{3}\frac{\sigma\mathrm{T}_c^4}{\tau} \qquad (III.20)$$

ونفترض $\kappa_{\mathrm{R}} = \kappa_{\mathrm{es}}$ وباستخدام المعادلة السابقة $(III.14)$ نحصل على الشكل التالي:

$$Q_{\text{thick}}^{-} = 8\Upsilon\left(\frac{\kappa_{es}R_s}{c}\right)^{1/2}\left(\frac{R}{R_s}\right)^{2}\Omega_K^{3/2}(\alpha\Sigma)^{-1/2}\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)^{1/2} \qquad (III.21)$$

بالنسبة للحالة الضوئية الرقيقة لإشعاع bremsstrahlung، لدينا:

$$Q^{-} = 1.24\times 10^{21}H\rho^{2}T^{1/2} \qquad (III.22)$$

والتي تستخدم المعادلة يمكن كتابتها كما يلي:

$$Q_{\text{thin}}^{-} = 3.4\times 10^{-6}\Upsilon\left(\frac{R}{R_s}\right)^{2}\Omega_K\alpha^{-2}(\alpha\Sigma)^{2} \qquad (III.23)$$

• في الحالة السميكة بصريا لدينا لذلك:

$$\xi_a\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)^{2} + 0.18\left(\frac{R}{R_s}\right)^{\frac{1}{2}}(\alpha\Sigma)\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right) + 2.3\left(\frac{R}{R_s}\right)^{5/4}(\alpha\Sigma)^{1/2}\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)^{1/2} = 0 \qquad (III.24)$$

• في الحالة الرقيقة بصريًا، يكون لمعادلة الطاقة الشكل:

$$\xi_a\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)^{2} + 0.18\left(\frac{R}{R_s}\right)^{\frac{1}{2}}(\alpha\Sigma)\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right) + 3\times 10^{-6}\alpha^{-2}\left(\frac{R}{R_s}\right)^{2}(\alpha\Sigma)^{3} = 0 \qquad (III.25)$$

هناك نوعان متميزان من التدفقات التراكمية التي يهيمن عليها نقل الطاقة بالحمل رقيقة بصريًا وسميكة بصريًا.

III. 5-1 التدفقات الرقيقة بصريًا: ADAFs

للقيم الموصوفة α و ξ_a، $(III.25)$ هي معادلة تربيعية في $\left(\frac{\dot{m}}{\eta}\right)$ تصف حلولها في شكل $\dot{m}(\Sigma)$ التوازن الحراري عند قيمة معينة لـ R من الواضح، بالنسبة إلى Σ معينة، تحتوي هذه المعادلة على حلين على الأكثر. تشكل الحلول فرعين على المستوى $\dot{m}(\alpha\Sigma)$

• **فرع ADAF**

$$\dot{m} = 0.53\kappa_{es}\eta\left(\frac{R}{R_s}\right)^{1/2}\xi_a^{-1}\alpha\Sigma \qquad (III.26)$$

• **الفرع المبرد إشعاعياً**

$$\dot{m} = 1.9 \times 10^{-5}\eta\left(\frac{R}{R_s}\right)^{3/2} \xi_a^{-1}\alpha^{-2}(\alpha\Sigma)^2 \qquad (\mathrm{III}.27)$$

من المعادلات. $(\mathrm{III}.26)$ و $(\mathrm{III}.27)$ من الواضح أن هناك معدل تراكم أقصى له حل واحد فقط للمعادلة$(\mathrm{III}.26)$ موجود. وهذا يعني وجود الحد الأقصى لمعدل التراكم عند

$$\dot{m}_{max} \approx 1.7 \times 10^3\eta\alpha^2\left(\frac{R}{R_s}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (\mathrm{III}.28)$$

هذا هو المكان الذي يلتقي فيه الفرعان المتكونان من محاليل التوازن الحراري على المستوى $\dot{m}(\alpha\Sigma)$.

تعتمد قيمة $\dot{m}_{max}$ على آلية التبريد في التدفق التراكمي، كما أن التبريد الحر غير النسبي ليس وصفًا واقعيًا للانبعاث في محيط $\left(\left(\frac{R}{R_s}\right) \lesssim 10^3\right)$ للثقب الأسود.

III. 5-2 التدفقات السميكة بصريًا: الأقراص الرفيعة

منذ المصطلحين الأولين في المعادلة$(\mathrm{III}.24)$ هي نفسها كما في $(\mathrm{III}.25)$، المحلول الذي يسيطر عليه النقل بالحمل العالي هو نفسه الموجود في الحالة الرقيقة بصريًا ولكنه يمثل الآن

- **فرع القرص الرقيق slim disk**

$$\dot{m} = 0.53\kappa_{es}\eta\left(\frac{R}{R_s}\right)^{1/2} \xi_a^{-1}\alpha\Sigma \qquad (\mathrm{III}.29)$$

- **قرص تراكمي مبرد إشعاعياً ويسيطر عليه الضغط الإشعاعي**

$$\dot{m} = 160{\kappa_{es}}^{-1}\eta\left(\frac{R}{R_s}\right)^{3/2} (\alpha\Sigma)^{-1} \qquad (\mathrm{III}.30)$$

III. 6 النتـائج

استخدمنا من أجل الحل العددي لمعادلات الطاقة المذكورة أعلاه $(\mathrm{III}.24), (\mathrm{III}.25)$ موقع " WolframAlpha "، ومن ثم رسم المنحنيات $\log\dot{m}$ بدلالة $\log\Sigma$ ببرنامج الـ MATLAB. بالاعتماد على نتائج ونماذج درست سابقا.

ولدينا:
$$y = \dot{m} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}}$$
$$x = \Sigma$$

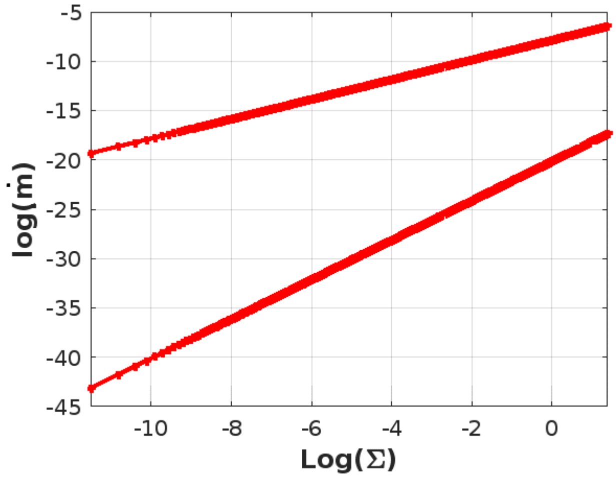
و $\eta = 0.1\eta_{0.1}$ مع أخذ: $\eta_{0.1} = 1$، $r = \frac{R}{R_s}$.

III. 6–1 قرص تراكمي رقيق بصريا

$$r = 5$$
$$100\dot{m}^2 + 4.02(\alpha)(\Sigma)(\dot{m}) + 0.000075(\alpha^3)(\Sigma)^3 = 0$$

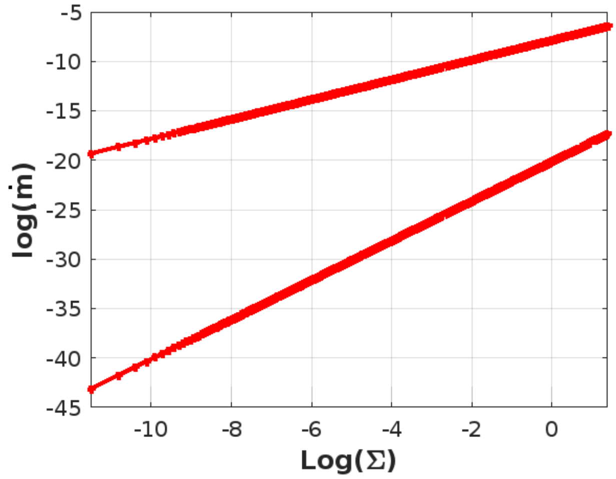
- عند $\alpha = 0.01$:

$$y_1 = (-\sqrt{3}\sqrt{(53868\,x^2 - x^3)} - 402\,x)/2000000$$



الشكل $(III.2أ)$: منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 0.01$

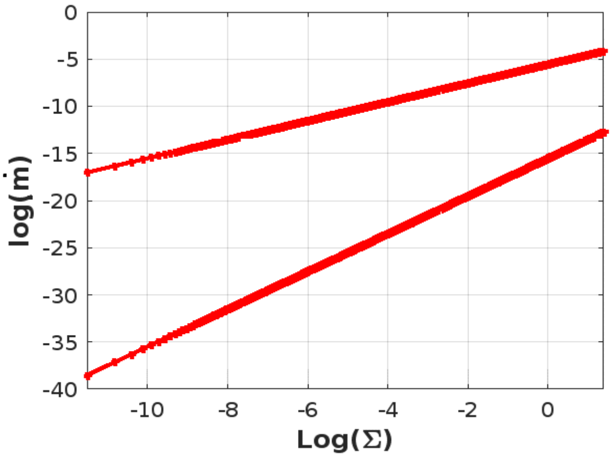
$$y_2 = (\sqrt{3}\sqrt{(53868\,x^2 - x^3)} - 402\,x)/2000000$$



الشكل $(III.2ب)$:منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 0.01$

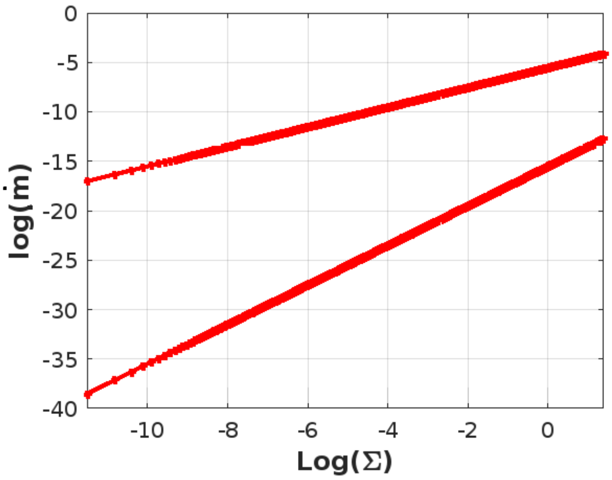
- عند $\alpha = 0.1$:

$$y_1 = (-\sqrt{(6)}\sqrt{(26934\,x^2 - 5\,x^3)} - 402\,x)/200000$$



الشكل $(III.3$ أ$)$: منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 0.1$

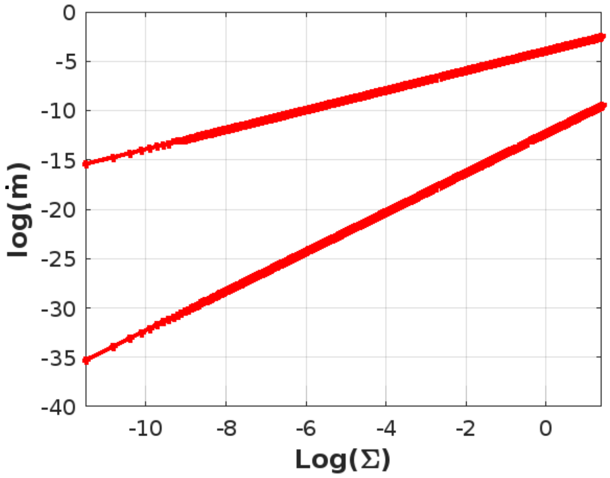
$$y_2 = (\sqrt{6}\sqrt{(26934\,x^2 - 5\,x^3)} - 402\,x)/200000$$



الشكل $(III.3$ ب$)$: منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 0.1$

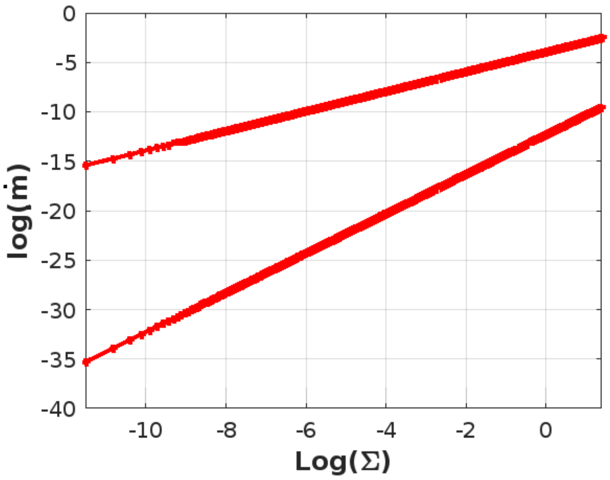
- عند $\alpha = 0.5$:

$$y_1 = (-\sqrt{6}\sqrt{(26934\,x^2 - 25\,x^3)} - 402\,x)/40000$$



الشكل $(III.4\,أ)$:منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 0.5$

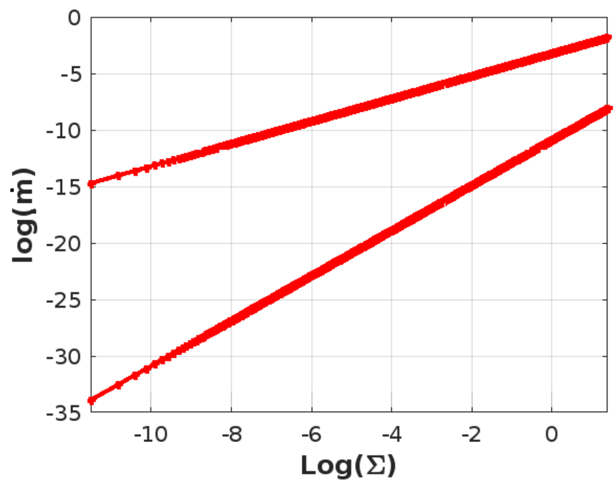
$$y_2 = (\sqrt{6}\sqrt{(26934\,x^2 - 25\,x^3)} - 402\,x)/40000$$



الشكل $(III.4\,ب)$:منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 0.5$

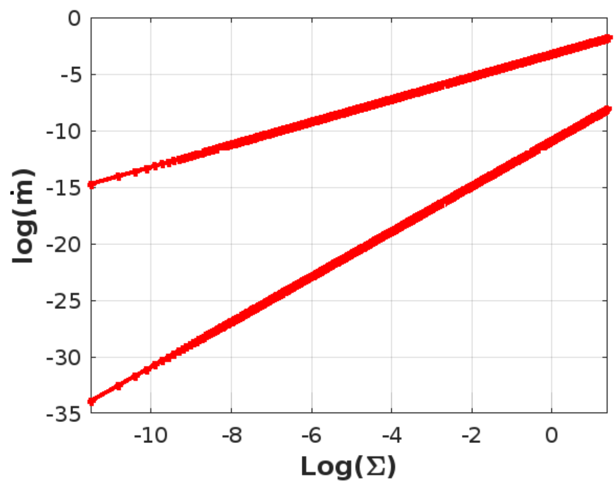
- عند $\alpha = 1$:

$$y_1 = (-\sqrt{3}\sqrt{(13467x^2 - 25\,x^3)} - 201x)/10000$$



الشكل $(III.5)$أ:منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 1$

$y_2 = (\sqrt{3}\sqrt{(13467x^2 - 25x^3)} - 201x)/10000$

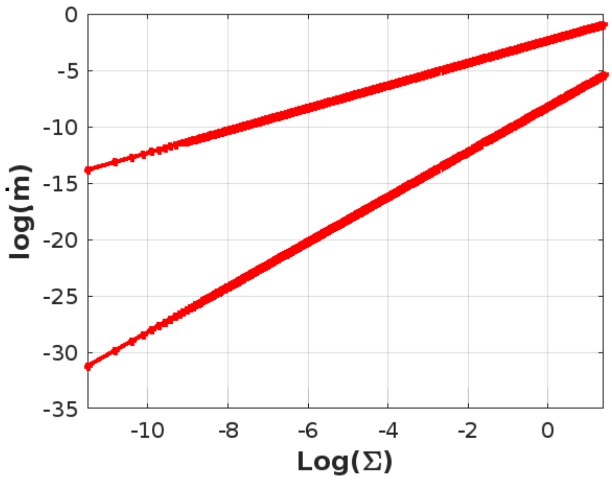


الشكل $(\mathrm{III.5})$ب:منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $\mathrm{r} = 5; \alpha = 1$

$$r = 30$$
$$100\dot{m}^2 + 9.85(\alpha)(\Sigma)(\dot{m}) + 0.0027(\alpha^3)(\Sigma)^3 = 0$$

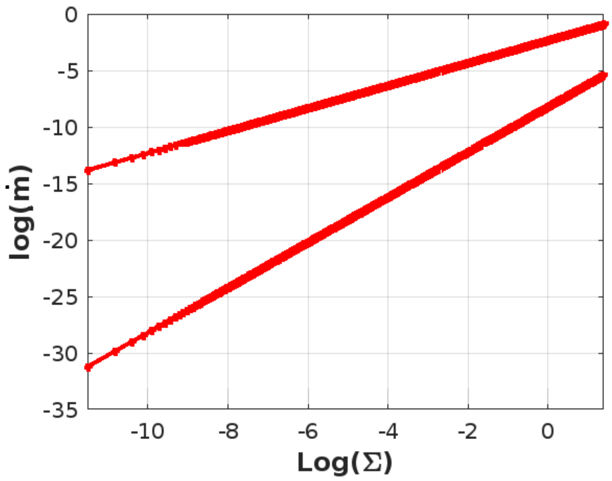
- عند $\alpha = 1$:

$y_1 = (-\sqrt{(38809\,x^2 - 432\,x^3)} - 197x)/4000$



الشكل(III. 6أ):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 1$

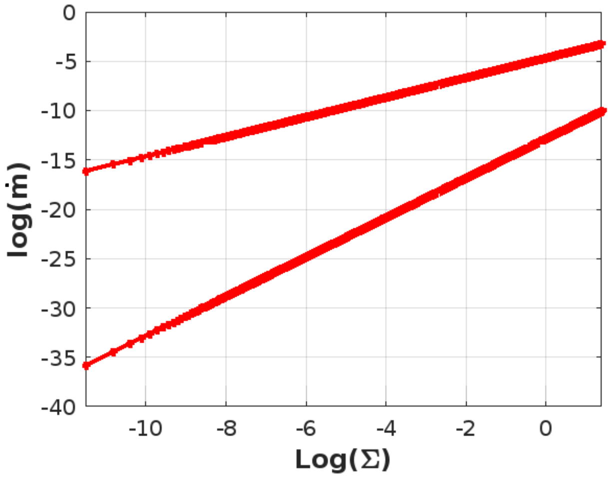
$y_2 = (\sqrt{(38809\, x^2 - 432\, x^3)} - 197x)/4000$



الشكل(III. 6ب):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 1$

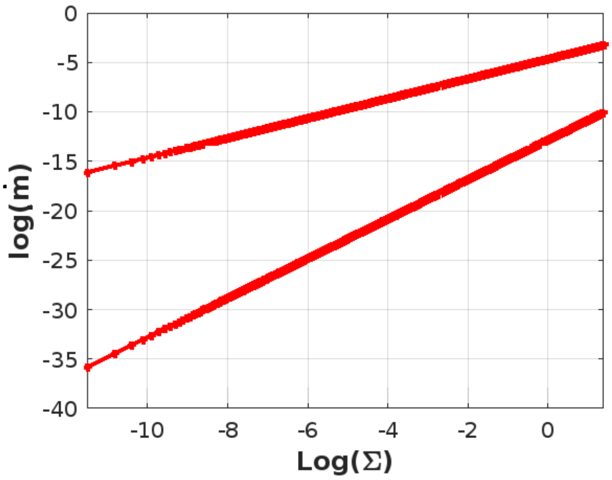
- عند $\alpha = 0.1$:

$y_1 = (-\sqrt{5}\sqrt{(194045\, x^2 - 216\, x^3)} - 985x)/200000$



الشكل(III.7أ):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 0.1$

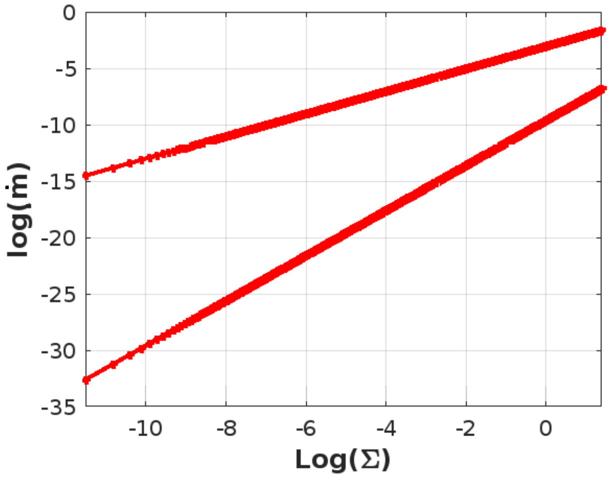
$$y_2 = (\sqrt{5}\sqrt{(194045\,x^2 - 216\,x^3)} - 985x)/200000$$



الشكل(III.7ب):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 0.1$

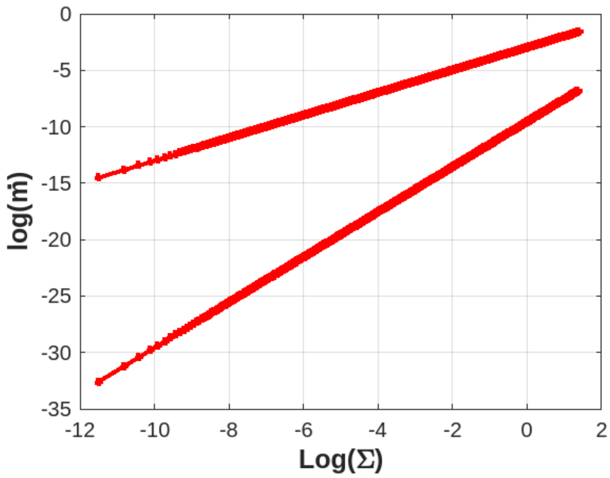
- عند $\alpha = 0.5$:

$$y_1 = (-\sqrt{(38809\,x^2 - 216\,x^3)} - 197x)/8000$$



الشكل(III.8أ):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 0.5$

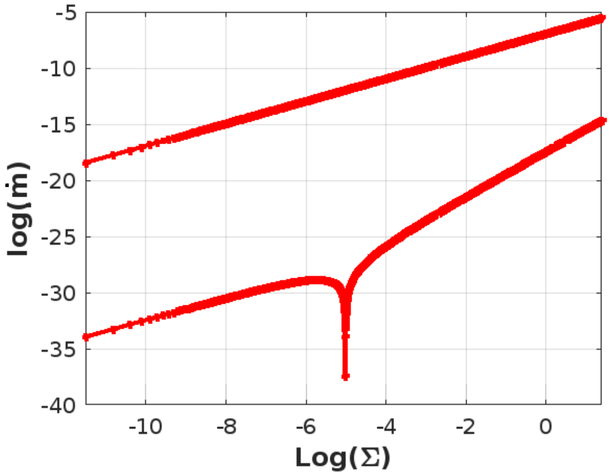
$$y_2 = (\sqrt{(38809\, x^2 - 216\, x^3)} - 197\, x)/8000$$



الشكل(III.8ب):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 0.5$

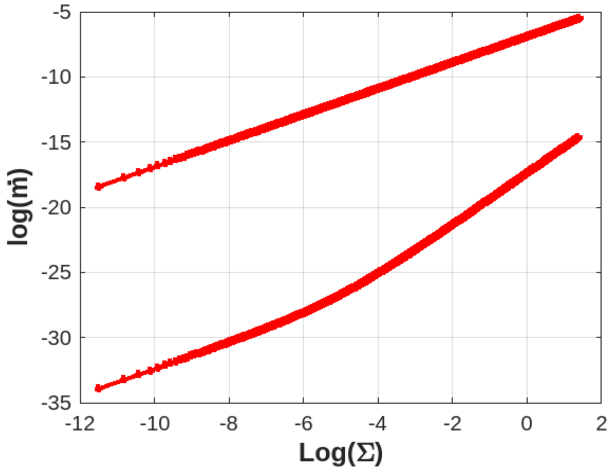
- عند $\alpha = 0.01$:

$$y_1 = 3.13775 \times 10^{-16}(-1.9596 \times 10^{12}x - 56.4535\sqrt{(7.73027 \times 10^{20}\, x^2 - 8.6049 \times 10^{16}\, x^3)})$$



الشكل(III.9أ):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 0.01$

$$y_2 = 3.13775 \times 10^{-16}\,(56.4535\sqrt{(773027 \times 10^{20}\,x^2\; - \;8.6049 \times 10^{16}\,x^3)} - 15696 \times 10^{12} x)$$



الشكل(III.9ب):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 0.01$

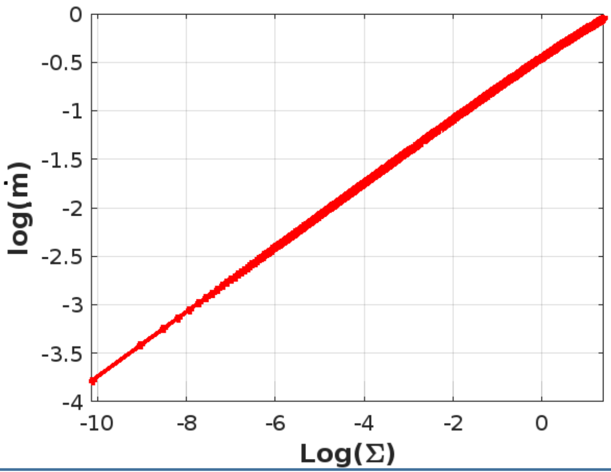
III. 6–2 قرص تراكمي سميك بصريا

$$r = 5$$

$$100\dot{m}^2 + 4.02(\alpha\Sigma)(\dot{m}) + 54.38(\alpha\Sigma)^{1/2}(\dot{m})^{1/2} = 0$$

- عند $\alpha = 1$:

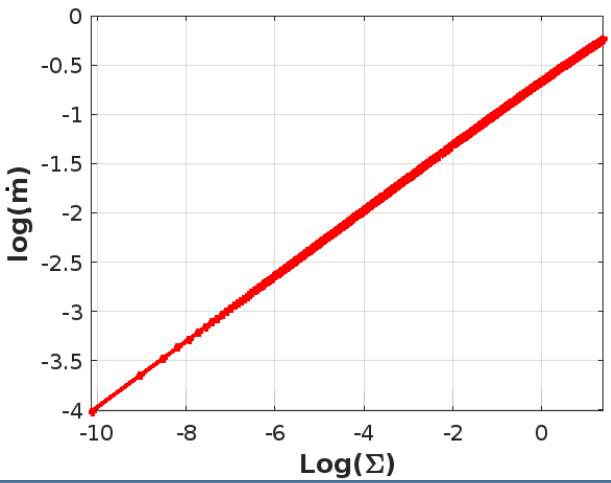
$$y = \frac{16967.4\, x^2}{\left(2.03015\times10^{18}\, x^3 + \sqrt{(5.06548\times10^{41}\, x^4 + 1.55641\times10^{46}\, x^2)} + 1.24756\times10^{23} x\right)^{\frac{1}{3}}} + 1.05827\times10^{-8}\left(2.03015\times10^{18} x^3 + \sqrt{(5.06548\times10^{41}\, x^4 + 1.55641\times10^{46}\, x^2)} + 1.24756 \times 10^{23} x\right)^{\frac{1}{3}} - 0.0268\, x$$



الشكل(III. 10):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 1$

- عند $\alpha = 0.5$:

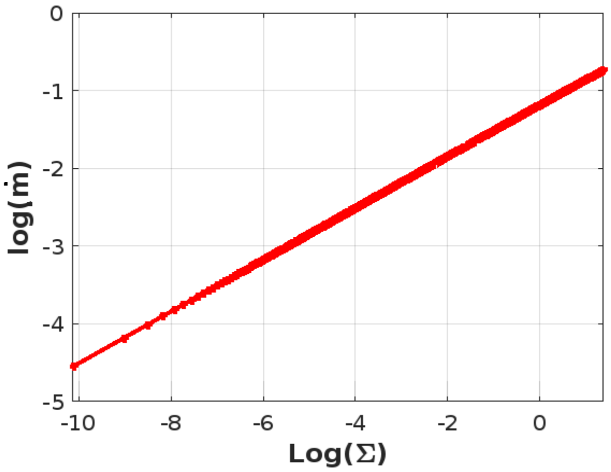
$$y = \frac{9.77907\times10^{18}\, x^2}{\left(3.10934\times10^{63}\, x^3 + \sqrt{(4.7529\times10^{132}\, x^4 + 5.8315\times10^{137}\, x^2)} + 7.64297\times10^{68}\, x\right)^{\frac{1}{3}}} + 4.59042\times10^{-24}\left(3.10934\times10^{63}\, x^3 + \sqrt{(4.7529\times10^{132}\, x^4 + 5.8415\times10^{137}\, x^2)} + 7.64297\times10^{68}\, x\right)^{\frac{1}{3}} - 0.0134\, x$$



الشكل(III. 11):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 0.5$

- عند $\alpha = 0.1$:

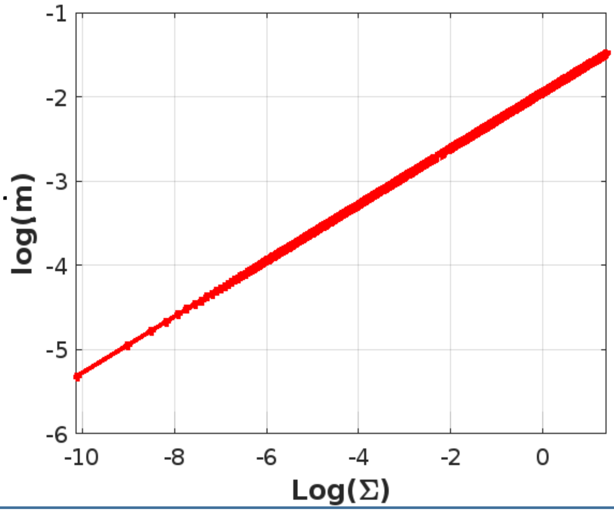
$$y = \frac{1.09041 \times 10^{18}\, x^2}{\left(5.38836 \times 10^{62}\, x^3 + \sqrt{(5.5684 \times 10^{132}\, x^4 + 1.0964 \times 10^{139}\, x^2)} + 3.31124 \times 10^{69}\, x\right)^{\frac{1}{3}} + 1.64672 \times 10^{-24} \left(5.38836 \times 10^{62}\, x^3 + \sqrt{(5.5684 \times 10^{132}\, x^4 + 1.0964 \times 10^{139}\, x^2)} + 3.31124 \times 10^{69}\, x\right)^{\frac{1}{3}} - 0.00268\, x}$$



الشكل(III. 12):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 0.1$

- عند $\alpha = 0.01$:

$$y = \frac{16967.4\, x^2}{\left(2.03015 \times 10^{24}\, x^3 + \sqrt{(5.06548 \times 10^{57}\, x^4 + 1.55641 \times 10^{66}\, x^2)} + 1.24756 \times 10^{33}\, x\right)^{\frac{1}{3}} + 1.05827 \times 10^{-12} \left(2.03015 \times 10^{24}\, x^3 + \sqrt{(5.06548 \times 10^{57}\, x^4 + 1.55641 \times 10^{66}\, x^2)} + 1.24756 \times 10^{33}\, x\right)^{\frac{1}{3}} - 0.000268\, x}$$



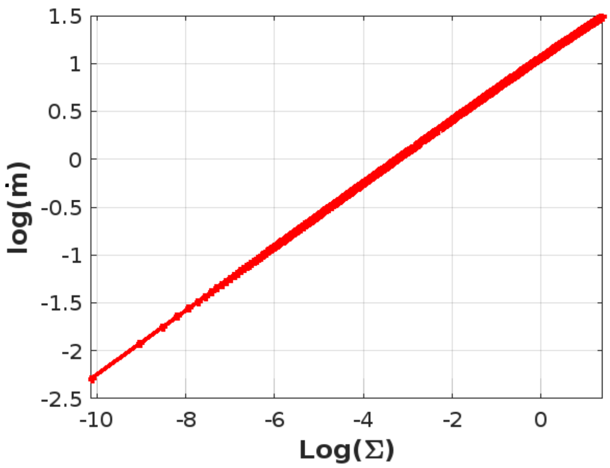
الشكل(III. 13):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 5; \alpha = 0.01$

$$r = 30$$

$$100\dot{m}^2 + 9.85(\alpha\Sigma)(\dot{m}) + 510.65(\alpha\Sigma)^{1/2}(\dot{m})^{1/2} = 0$$

- عند $\alpha = 1$:

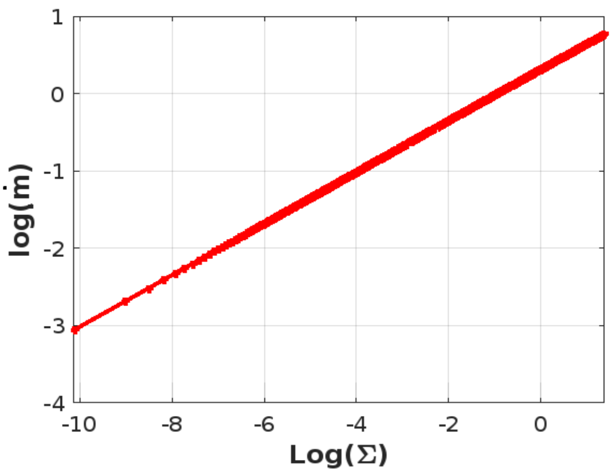
$$y = \frac{16298.8\, x^2}{\left(122325968000000000\, x^3 + \sqrt{(1.1024\times10^{40}\, x^4 + 2.0304\times10^{45}\, x^2)} + 4.50595\times10^{22}\, x\right)^{\frac{1}{3}}} + 6.61417 \times 10^{-8}\left(122325968000000000\, x^3 + \sqrt{(1.1024\times10^{40}\, x^4 + 2.0304\times10^{45}\, x^2)} + 4.50599 \times 10^{22}\, x\right)^{\frac{1}{3}} - 0.0656667\, x$$



الشكل(III. 14):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 1$

- عند $\alpha = 0.1$:

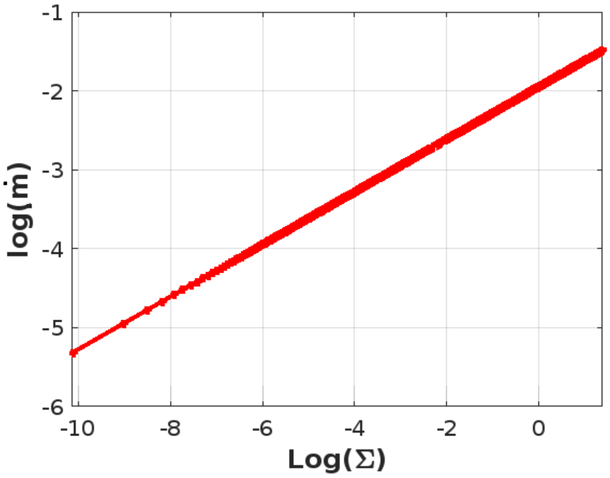
$$y_3 = \frac{1.06247 \times 10^{18}\, x^2}{\left(3.38852 \times 10^{61}\, x^3 + \sqrt{(8.4591 \times 10^{130}\, x^4 + 1.558 \times 10^{138}\, x^2)} + 1.24819 \times 10^{69}\, x\right)^{\frac{1}{3}}} + 1.01464 \times 10^{-23} \left(3.38852 \times 10^{61}\, x^3 + \sqrt{(8.4591 \times 10^{130}\, x^4 + 1.558 \times 10^{138}\, x^2)} + 1.24819 \times 10^{69}\, x\right)^{\frac{1}{3}} - 0.00656667\, x$$



الشكل (ج15 .III):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 0.1$

- عند $\alpha = 0.5$:

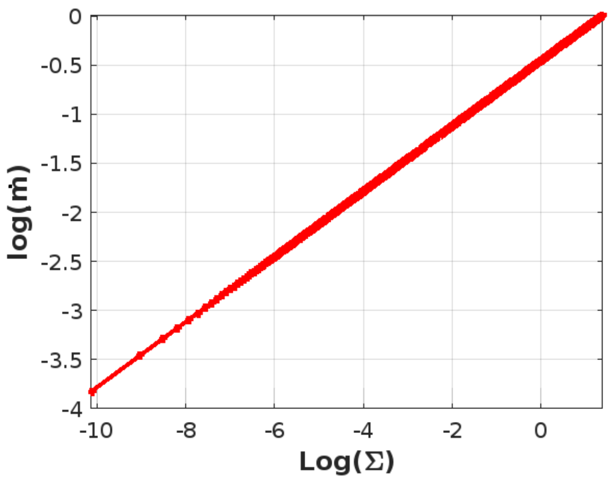
$$y = \frac{(4.34356 \times 10^{17}\, x^2)}{\left(1.85218 \times 10^{58}\, x^3 + \sqrt{(1.0109 \times 10^{123}\, x^4 + 7.4479 \times 10^{128}\, x^2)} + 2.72908 \times 10^{64}\, x\right)^{\frac{1}{3}}} + 6.20474 \left(1.85218 \times 10^{58}\, x^3 + \sqrt{(1.0109 \times 10^{123} x^4 + 7.4479 \times 10^{128}\, x^2)} + 2.72908 \times 10^{64}\, x\right)^{\frac{1}{3}} \times 10^{-22} - 0.0328333\, x$$



الشكل(III. 16):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 0.5$

- عند $\alpha = 0.01$:

$$y = \frac{(16298.8\,x^2)}{\left(1.2 \times 10^{22}\,x^3 + \sqrt{(1.10 \times 10^{54}\,x^4 + 2.03 \times 10^{63}\,x^2)} + 4.50 \times 10^{30}\,x\right)^{\frac{1}{3}}} + 6.614 \times 10^{-12}\left(1.22 \times 10^{21}\,x^3 + \sqrt{(1.10 \times 10^{54}\,x^4 + 2.03 \times 10^{63} x^2)} + 4.50 \times 10^{30} x\right)^{\frac{1}{3}} - 0.000656667\,x$$



الشكل(III. 17):منحنى بياني يوضح التوازن الحراري لأقراص التراكم عند $r = 30; \alpha = 0.01$

III. 7 تحليل النتائج

قدمنا وصفًا موحدًا للتوازنات الحرارية لأقراص تراكم الثقوب السوداء، بما في ذلك الحلول التي يهيمن عليها نقل الطاقة بالحمل. وقمنا بتصنيف الحلول على أساس العمق البصري وأهمية تبريد نقل الطاقة بالحمل. لقد رأينا سابقا أنه لا يوجد سوى أربعة أنواع طوبولوجية متميزة من التوازنات. وقمنا بتركيز دراستنا على الأنواع التي تتوافق مع التوازنات الرقيقة بصريًا والتوازنات السميكة بصريًا، ويفصل في هذه الدراسة معامل العتامة الذي ينتج عن سلوك تشكل القرص وفقا لمقدار اللزوجة، وقد لاحظنا أن الحلول التي يهيمن عليها نقل الطاقة بالحمل متاحة لمجموعة واسعة من معدلات التراكم $\dot{M}$ حتى عندما يكون معامل اللزوجة $\alpha < \alpha_{crit}$، وتبين أن التدفقات التي يهيمن عليها نقل الطاقة بالحمل تكون أكثر شيوعا.

III. 8 الخلاصة

تم دراسة منحنيات التوازن الحراري بدراسة تغيرات $\log \dot{m}$ بدلالة $\log \Sigma$، نظرا لأهمية معدل التراكم $\dot{m}$ والكثافة Σ في سلوك نقل الطاقة في أقراص التراكم. حيث أن نقل الطاقة بالإشعاع يكون أكثر فعالية في الأقراص ذات معدلات تراكم عالية وكثافة منخفضة، ونقل الطاقة بالحمل يكون أكثر فعالية في الأقراص ذات الكثافة العالية. ومن خلال المنحنيات المتحصل عليها سابقا في الحالتين، لاحظنا أن مقدار الطاقة بجوار الثقب الأسود يكون ذو قيمة معتبرة مقارنة بابتعادنا عن الثقب. وهذا ما يوافق ما أشرنا إليه سابقا أن نقل الطاقة يهيمن عليه الحمل، عوض نقل الطاقة بالاشعاع.

الخاتمة العامة

قمنا في هذا العمل بدراسة سلوك نقل الطاقة بالحمل والإشعاع في حالة التوازن الحراري الخاصة بظاهرة التراكم حول ثقب أسود، ومن أجل ذلك قُدم هذا البحث في ثلاث فصول. الفصل الأول تطرقنا فيه إلى نظرية الثقوب السوداء ورصدها. ثم قمنا بوصف الظاهرة المرتبطة بالثقوب السوداء وهي ظاهرة التراكم، وكيفية تشكل الأقراص التراكمية، مع وصف التراكم حول الثقوب السوداء.

الفصل الثاني تضمن وصفا للأنظمة الثنائية، وشرح تطور الأقراص التراكمية حول الثقوب السوداء في الأنظمة الثنائية. بالإضافة إلى ذلك قدمنا المعادلات المرتبطة بالثقب الأسود والمعادلات المرتبطة بالأقراص، ومختلف المعادلات الخاصة بالحفظ.

الفصل الثالث قمنا فيه بدراسة سلوك نقل الطاقة بالحمل والإشعاع في حالة التوازن الحراري، وذلك من خلال معادلة حفظ الطاقة، حيث قمنا بإعطاء حلولها ورسمها في الحالة السميكة بصريا وفي الحالة الرقيقة بصريا. ومن خلال المنحنيات المتحصل عليها جميعا لاحظنا أن مقدار الطاقة بجوار الثقب الأسود يكون ذو قيمة معتبرة مقارنة بالابتعاد عن الثقب.

وإن هذا العمل قد يكون نقطة انطلاقة لطرح اقتراحات وأفكار أخرى في هذا المجال، نذكر منها:

-إمكانية دراسة معادلات نقل الطاقة بالحمل فقط.

-البحث عن آلية أخرى لنقل الطاقة.

المراجـــع

[1] Michell, J. (1784), `On the Means of Discovering the Distance, Magnitude, &c. of the Fixed Stars, in Consequence of the Diminution of the Velocity of Their Light, in Case Such a Diminution Should be Found to Take Place in any of Them, and Such Other Data Should be Procured from Observations, as Would be Farther Necessary for That Purpose. By the Rev. John Michell, B. D. F. R. S. In a Letter to Henry Cavendish, Esq. F. R. S. and A. S.', Philosophical Transactions Series I **74**, 35–57.

[2] Einstein, A. (1915), 'Die Feldgleichungen der Gravitation', Sitzungsberichte der Koniglich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin ¨), Seite 844-84. pp. 844–847.

[3] Oppenheimer, J. R. & Snyder, H. (1939), 'On Continued Gravitational Contraction', Physical Review **56**, 455–459.

[4] Oppenheimer, J. R. & Volkoff, G. M. (1939), 'On Massive Neutron Cores', Physical Review **55**, 374–38.

[5] Deegan, P. (2009). Accretion onto stellar mass black holes (Doctoral dissertation, University of Leicester).

[6] Makishima, K., Takahashi, H., Yamada, S. Y., Done, C., Kubota, A., Dotani, T., ... & Yamaoka, K. (2008). Suzaku results on Cygnus X-1 in the low/hard state. Publications of the Astronomical Society of Japan, 60(3), 585-604.

[7] Oda, M., Gorenstein, P., Gursky, H., Kellogg, E., Schreier, E., Tananbaum, H., & Giacconi, R. (1971). X-ray pulsations from Cygnus X-1 observed from Uhuru. Astrophysical Journal, vol. 166, p. L1, 166, L1.

[8] Webster, B. L., & Murdin, P. (1972). Cygnus X-1—a spectroscopic binary with a heavy companion?. Nature, 235(5332), 37-38.

[9] Bolton, C. T. (1972). Identification of Cygnus X-1 with HDE 226868. Nature, 235(5336), 271-273.

[10] Iorio, L. (2008). On the orbital and physical parameters of the HDE 226868/Cygnus X-1 binary system. Astrophysics and Space Science, 315, 335-340.

[11] Cowley, A. P., Crampton, D., Hutchings, J. B., Remillard, R., & Penfold, J. E. (1983). Discovery of a massive unseen star in LMC X-3. Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 272, Sept. 1, 1983, p. 118-122. NSF-supported research., 272, 118-122.

[12] Hoyle, F., & Lyttleton, R. A. (1939, July). The effect of interstellar matter on climatic variation. In Mathematical proceedings of the Cambridge philosophical society (Vol. 35, No. 3, pp. 405-415). Cambridge University Press.

[13] Bondi, H., & Hoyle, F. (1944). On the mechanism of accretion by stars. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 104(5), 273-282.

[14] Bondi, H. (1952). On spherically symmetrical accretion. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 112(2), 195-204.

[15] Park, M. G. (2017, July). Accretion onto Black Holes. In 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017) (Vol. 301, p. 1086).

[16] Abramowicz, M. A., Czerny, B., Lasota, J. P., & Szuszkiewicz, E. (1988). Slim accretion disks. Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 332, Sept. 15, 1988, p. 646-658. Research supported by Observatoire de Paris and NASA., 332, 646-658.

[17] Narayan, R., Igumenshchev, I. V., & Abramowicz, M. A. (2000). Self-similar accretion flows with convection. The Astrophysical Journal, 539(2), 798. .

[18] Narayan, R., & Yi, I. (1994). Advection-dominated accretion: Self-similarity and bipolar outflows. arXiv preprint astro-ph/9411058.

[19] Blandford, R. D., & Begelman, M. C. (1999). On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 303(1), L1-L5.

[20] Narayan, R., & Yi, I. (1994). Advection-dominated accretion: A self-similar solution. arXiv preprint astro-ph/9403052.

[21] Li, J., Ostriker, J., & Sunyaev, R. (2013). Rotating accretion flows: From infinity to the black hole. The Astrophysical Journal, 767(2), 105. Li, J., Ostriker, J., & Sunyaev, R. (2013). Rotating accretion flows: From infinity to the black hole. The Astrophysical Journal, 767(2), 105.

[22] Park, M. G., & Ostriker, J. P. (1999). Thermal Properties of Two-dimensional Advection-dominated Accretion Flow. The Astrophysical Journal, 527(1), 247.

[23] Park, M. G., & Ostriker, J. P. (2001). Preheated advection-dominated accretion flow. The Astrophysical Journal, 549(1), 100.

[24] Park, M. G., & Ostriker, J. P. (2007). Compton-heated outflow from convection-dominated accretion flows. The Astrophysical Journal, 655(1), 88.

[25] Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. (1973). Black holes in binary systems. Observational appearance. Astronomy and Astrophysics, Vol. 24, p. 337-355, 24, 337-355.

[26] Accretion Disks Accretion onto Black Holes, Magdalena Karnassnigg, July 2015.

[27] Spruit, H.C. (1996a). Accretion Disks. Tech. rep. Max-Planck- Institut für Astrophysik.

[28] Modélisation numérique d’un disque d’accrétion autour d’un trou noir, D. Pelat (Observatoire de Meudon), 5 juin 2002.

[29] Jean-Pierre Lasota.,20 jun 2016, Black hole accretion discs, France and Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Bartycka 18, 00-716 Warsaw, Poland

[30] Lasota, J. P. (2016). Black hole accretion discs. Astrophysics of Black Holes: From Fundamental Aspects to Latest Developments, 1-60

[31] Abramowicz, M. A., Chen, X., Kato, S., Lasota, J. P., & Regev, O. (1994). Thermal equilibria of accretion disks. arXiv preprint astro-ph/9409018.

[32] Frank, J., King, A. R., & Raine, D. (2002). Accretion power in astrophysics. Cambridge university press.

[33] Chen, X., Abramowicz, M. A., Lasota, J. P., Narayan, R., & Yi, I. (1995). Unified description of accretion flows around black holes. arXiv preprint astro-ph/9502015.

[34] Abramowicz, M. A., Czerny, B., Lasota, J. P., & Szuszkiewicz, E. 1988, ApJ, 332,646.

[35] Shapiro, S. L., Lightman, A. P., & Eardley, D. N. 1976, ApJ, 204,187.

[36] Luo, C., & Liang, E. P. 1994, MNRAS, 266,386.

[37] Abramowicz, M. A., Chen, X., Kato, S., Lasota, J. P., & Regev, O. 1995, ApJ, 438, L37.

[38] Narayan, R., & Yi, I. 1995b, submitted.

[39] Narayan, R., & Popham, R. 1993, Nature, 362,820.

[40] Narayan, R., & Yi, I. 1994, ApJ, 428, L13.

[41] Narayan, R., & Yi, I. 1995a, in press.

الملخص

أقراص التراكم لها أهمية بالغة في دراسة الظواهر الفيزيائية والفلكية. الهدف من هذا العمل هو دراسة سلوك معادلات الطاقة بالحمل والإشعاع حول ثقب أسود في حالة التوازن الحراري، حيث قسمت الدراسة إلى قسمين: جانب نظري يضم حوصلة عامة حول الثقوب السوداء وأقراص التراكم كيفية تشكلها وأنواعها، والمعادلات الأساسية لأقراص التراكم. أما القسم الثاني فقدكان حول نقل الطاقة بالحمل والإشعاع في حالة التوازن الحراري، انطلاقا من معادلة حفظ الطاقة، وإيجاد حلولها ورسمها باستخدام برنامج الماتلاب MATLAB في الحالة الرقيقة بصريا والحالة السميكة بصريا.

الكلمات المفتاحية: ثقب أسود، أقراص التراكم، التوازن الحراري.

ABSTRACT

Accretion disks are of great importance in the study of physical and astronomical phenomena. The aim of this work is to study the behavior of energy equations with convection and radiation around a black hole in a state of thermal equilibrium. The study was divided into two parts: a theoretical aspect that includes a general summary about black holes and accretion disks, how they are formed and their types, and the basic equations for accretion disks. The second section was about energy transfer by convection and radiation in a state of thermal equilibrium, based on the energy conservation equation, finding its solutions and drawing them using the MATLAB program and discussing them based on previously published works.

Keywords: black hole, accretion disks, thermal equilibrium.

RESUME

Les disques d'accrétion revêtent une grande importance dans l'étude des phénomènes physiques et astronomiques. Le but de ce travail est d'étudier le comportement des équations énergétiques avec convection et rayonnement autour d'un trou noir en état d'équilibre thermique. L'étude a été divisée en deux parties : un aspect théorique qui comprend un résumé général sur les trous noirs et les disques d'accrétion, leur formation et leurs types, ainsi que les équations de base des disques d'accrétion. La deuxième section portait sur le transfert d'énergie par convection et rayonnement dans un état d'équilibre thermique, basé sur l'équation de conservation de l'énergie, trouver ses solutions et les dessiner à l'aide du programme MATLAB et les discuter sur la base de travaux publiés précédemment.

Mots clés : trou noir, disques d'accrétion, équilibre thermique.