

جامعة قاصدي مرباح ورقلة
كلية الرياضيات وعلوم المادة
قسم الفيزياء



مذكرة تخرج لنيل شهادة

ماسـتر أكاديمي

مجال: علوم المادة

فرع: فيزياء

تخصص: فيزياء الإشعاعات، كاشف وبصريات إلكترونية

من إعداد الطالبين: مبروكة تارش، نسرين بن شايب

بعنوان:

دراسة الكثافة السطحية لقرص تراكم كبلري

نوقشت يوم: 2017//

أمام لجنة المناقشة المكونة من:

رئيسا	جامعة ورقلة	أستاذ محاضر (أ)	محمد عبد الوهاب بن بيتور
مناقشا	جامعة ورقلة	أستاذ محاضر (ب)	عمر بن طويلة
مشرفا	جامعة ورقلة	أستاذ مساعد (أ)	الحاج بالشرير بالغيثار

الموسم الجامعي: 2017/2016

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

أقربنا
عنا مشاعر



إلى الوالدين الكريمين حفظهما الله وأطال أعمارهم

وإلى كل أفراد العائلة

وإلى كل الأصدقاء والأحباب

إلى كل من أفادنا لإنجاز هذا العمل ولو بالنصيحة

نهدي لكم هذا العمل راجين من الله أن ينفعنا به في الحياة والممات

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



نحمد الله تعالى ونشكره على كل شيء لإنجاز هذا العمل

نتقدم بجزيل الشكر والعرفان للأستاذ الفاضل الحاج بالشرير بالغيثار على إشرافه لنا

ونتقدم بالشكر والإمتنان أيضا للأستاذة ثرية شهرة

نشكر أيضا الأستاذة ليلي زغيشي والأستاذ إسماعيل مرابط

نشكر الأستاذ القدير محمد عبد الوهاب بن بيتور على تشريفه لنا برئاسة لجنة المناقشة

كما نتقدم بالشكر للأستاذ الفاضل

عمر بن طويلة على تشريفه لنا بمناقشة هذا البحث.

فهرس المذكرة

إهداء

تشكرات

فهرس المذكرة

قائمة الأشكال

المحتوى

الصفحة

01 مقدمة عامة

الفصل الأول:

أقراص التراكم

03 1 - 1 مفاهيم أساسية لظواهر كونية

03 1 - 1 - 1 النجوم

04 2 - 1 - 1 حياة النجوم

05 3 - 1 - 1 التطور النجمي

07 4 - 1 - 1 النجوم المزدوجة

08 1 - 4 - 1 - 1 تصنيف النجوم المزدوجة حسب طريقة الرصد

09 2 - 4 - 1 - 1 التصنيف حسب التفاعل النجمي

11 2 - 1 أقراص التراكم

12 1 - 2 - 1 ماهية قرص التراكم

13 2 - 2 - 1 عملية التراكم في الفيزياء الفلكية

13 1 - 2 - 2 - 1 عملية التراكم

14 2 - 2 - 2 - I التراكم الكروي
14 3 - 2 - 2 - I حد إدنجتون ومعدل التراكم
16 3 - I نماذج عن أقراص التراكم في الكون
16 1 - 3 - I أقراص النجوم والكواكب الأولية
17 2 - 3 - I الأنظمة ثنائية
20 3 - 3 - I نواة المجرة النشطة (AGN)
20 4 - 3 - I أقراص فلكية أخرى
23 4 - I نقل المادة الناتج عن الجاذبية الذاتية

الفصل الثاني:

المعادلات الأساسية لأقراص التراكم

25 1 - II المتغيرات المتعلقة ببنية القرص
25 1 - 1 - II السرعة الزاوية Ω
25 2 - 1 - II الكتلة الذرية المتوسطة μ
25 3 - 1 - II الضغط P ومعادلة الحالة
26 4 - 1 - II مؤشر الضغط β
26 5 - 1 - II سرعة الصوت c_s
26 6 - 1 - II نصف إرتفاع القرص H
27 7 - 1 - II الكثافة الحجمية ρ
27 8 - 1 - II اللزوجة ν
27 9 - 1 - II الكثافة السطحية Σ
27 10 - 1 - II السرعة الموضعية للتراكم v
28 11 - 1 - II معدل التراكم \dot{M}

28 2 – II قرص كبلري
29 3 – II إنتقال المادة في أقراص التراكم
31 4 – II المعادلات الأساسية للأقراص التراكم
32 1 – 4 – II قوانين الإنحفاظ

الفصل الثالث:

حلول معادلة تطور الكثافة السطحية

34 1 – III حلول معادلة تطور الكثافة السطحية
34 1 – 1 – III الحل من أجل أقراص كبلرية في حالة اللزوجة ثابتة
40 1 – 2 – III الحل من أجل أقراص كبلرية في حالة اللزوجة من الشكل $\nu \propto R^n$
49 الخاتمة العامة

قائمة الأشكال

الصفحة	العنوان	الشكل
07	النجوم المزدوجة	(1-I)
08	ألفا قنطوروس (α Centauri) هو أحد النجوم المزدوجة البصرية	(2-I)
08	رصد الخطوط الطيفية بواسطة التلسكوب	(3-I)
08	تحليل للخطوط الطيفية	(4-I)
09	السطوع لثنائي كسوفي في وضعيات مختلفة	(5-I)
09	وضعيات مختلفة لنجمان يدوران حول بعضهما	(6-I)
10	يمثل ثنائي منفصل يكون حجم النجمين أصغر من مجال "روش"	(7-I)
10	ثنائي شبه منفصل يكون حجم أحد النجمين أصغر من مجال "روش" في حين أن النجم الآخر يتجاوز هذا المجال	(8-I)
11	يمثل ثنائي متلامس حجم كلا النجمين يكون أكبر من مجال "روش"	(9-I)
12	نجم أولي في NGC1333 محاط بسحابة ضخمة وغاز	(10-I)
14	يظهر نظام الحد إدينجتون.	(11-I)
16	نجم أولي في أوريون (Orion)	(12-I)
17	صورة تخيلية لنجم يافع يطوقه قرص كوكبي دوار	(13-I)
19	صورة لتلسكوب الفضاء هابل ملتقطة من قلب AGN، NGC 4261	(14-I)
20	صور لثقب أسود يلتهم نجم نيوتروني. الائتمان: دانا بيرري	(15-I)
21	تظهر الصور من اليسار إلى اليمين حلقات كوكب المشتري وأورانوس ونبتون وزحل	(16-I)
23	الصورة الأولى: مجرة NGC 3810. الصورة الثانية: مجرة درب التبانة.	(17-I)
23	بنية الكثافة السطحية لقرص ذو جاذبية ذاتية	(18-I)

29	هندسة قرص كبلري يرى من خلال المقطع	(1-II)
30	صورة توضيحية لمواقع نقاط لاغرونج بالنسبة لنظام ثنائي	(2-II)
39	تطور الكثافة السطحية بدلالة أنصاف الأقطار خلال أزمنة مختلفة في حالة اللزوجة ثابتة	(1- III)
45	تطور الكثافة السطحية بدلالة أنصاف الأقطار خلال أزمنة مختلفة في حالة اللزوجة تتناسب مع R^n عندما $n=0.1$	(2- III)
46	تطور الكثافة السطحية بدلالة أنصاف الأقطار خلال أزمنة مختلفة في حالة اللزوجة تتناسب مع R^n عندما $n=0.5$	(3- III)
47	تطور الكثافة السطحية بدلالة أنصاف الأقطار خلال أزمنة مختلفة في حالة اللزوجة تتناسب مع R^n عندما $n=1$	(4- III)

قائمة الرموز:

CV	Cataclysmic variables	المتغيرات الكارثية
XRB	X-ray binaries	ثنائيات الأشعة السينية
LMXB	Law-mass X-ray binaries	ثنائيات الأشعة السينية ذات الكتلة المنخفضة
HMXB	High-mass X-ray binaries	ثنائيات الأشعة السينية ذات الكتلة المرتفعة
AGN	Active galactic nucleus	نواة المجرة النشطة
HAEBE	Herbig Ae/Be stars	النجوم Be / Ae المرئية الضخمة

مقدمة عامة

مقدمة عامة:

يشهد علم الفلك رغبةً لدى الناس في تعلّمه والخوض في تفاصيله ومعرفة المزيد منه، فهو العلم الذي يختصّ بدراسة الأفلاك السماوية والأجرام المختلفة سواءً النجوم أو الكواكب والأقمار التابعة لها، وكذلك دراسة المجرات والتجمّعات الكونية العملاقة والظواهر الفيزيائية المحيطة بها.

في الآونة الأخيرة تطوّر علم الفلك وبشكل سريع خصوصاً مع تطوّر التكنولوجيا الحديثة؛ والذي كان في السابق يعتمد على دراسة القدماء للقبّة السماوية ومحاولة إدراك الظواهر الكونية بواسطة العين المجردة أو الأجهزة البسيطة المصنوعة بشكلٍ يتناسب مع علوم ذلك العصر، ولكن عند ظهور التلسكوبات العملاقة اليوم أصبحت بعض أجزاء الكون على مرأى من العلماء وهذا ما وصلت إليه هذه الأجهزة الحديثة. فالتلسكوبات على اختلاف أنواعها قد سبّرت أغوار الكون بشكلٍ كبير فقد بينت لنا وجود الكواكب البعيدة والنجوم الشاسعة و الأحوال التي تمر بها والتي لا يمكن الإحاطة بها من خلال التلسكوبات التقليدية البسيطة، ومن هذه التلسكوبات نجد مثلاً تلسكوب هبل وهو تلسكوب فضائي يُرسل صوراً جوّية بشكلٍ مستمرّ عن الكون ونجومه ومجراته، وكذلك تلسكوبات الراديو التي تُحلّل لنا مكثّونات الفضاء الخارجي من خلال ما يصل إلينا من ترددات صوتية يتمّ تحليلها ومعرفة مصادرها. فعلم الفلك ينقسم بشكلٍ رئيسيٍّ إلى قسمين هما: علم الفلك القائم على الرصد الفلكي، وعلم الفلك النظري؛ حيث يهتمّ الأول برصد النجوم والمجرات من خلال التلسكوبات أو المسبارات التي تمّ إطلاقها في الفضاء أو الرحلات الفضائية التي إنطلقت عبر تاريخ العصر الحديث في غزو الفضاء، وهذا القسم من العلم هو الذي يضع لنا الكون بمنظور حقيقيٍّ وضمن الإطار المحسوس. أمّا علم الفلك النظريّ فهو العلم الذي يضع الفرضيات والاحتمالات والنظريات الفلكية التي تتمّ مطابقتها مع الواقع للخروج بحقائق علمية تدعم علم الفلك بشكلٍ عامّ، وهو يستخدم النظريات الفيزيائية في تفسير ظواهر الكون ومحاولة إيجاد تفسير علمي نظري مقبول.

من خلال هذا العمل وفي إطار تخصصنا (فيزياء الإشعاعات، كاشف وبصريات إلكترونية) نسعى إلى الدراسة النظرية لتطور الكثافة السطحية لقرص تراكم كبلري والذي يتم العثور عليه بتواجد مطلق حول النظم الفيزيائية الفلكية للوصول الى نتائج تتفق مع ما يأتي به الرصد الفلكي فنساهم بشكل فاعل في معرفة وتحليل وتفسير ما وراء هذا الرصد، وهذا من خلال التعرف على أقراص التراكم ومكان تواجدها وكيفية تشكيلها وأنواعها وأهم المتغيرات التي تتحكم في تطور كثافتها السطحية. لذا إرتأينا أن

تكون خطة دراستنا التي سنعتمدها في مذكرتنا التي تحت عنوان (دراسة الكثافة السطحية لقرص تراكم كبلري) والتي تتضمن مقدمة عامة لتقديم العمل وما نهدف إلى تحقيقه وثلاثة فصول لنختتمها بخاتمة بمثابة خلاصة نبين من خلالها مختلف النتائج المتوصل إليها:

في الفصل الأول الذي عُنون به: أقراص التراكم إستعرضنا فيه بعض المفاهيم الأساسية للظواهر الكونية و نظرة شاملة عن حياة النجوم وتطورها وأنواعها بالإضافة إلى التعرف على أقراص التراكم ووصف عملية التراكم في الفيزياء الفلكية وكذلك تقديم نماذج لأقراص التراكم في الكون وشرح لآلية نقل المادة الناتجة عن الجاذبية الذاتية.

الفصل الثاني والذي كان بعنوان: المعادلات الأساسية لأقراص التراكم تطرقنا فيه إلى ذكر أهم المتغيرات المتعلقة ببنية القرص بالإضافة إلى وصف قرص تراكم كبلري الذي إختارناه لدارستنا ومختلف مراحل حساب تطور الكثافة السطحية في الحالة الكبلرية إنطلاقاً من قوانين الإنحفاظ لكل من الكتلة والعزم الزاوي.

الفصل الثالث الذي خصص لحساب حلول معادلة الكثافة السطحية وذلك بإفتراض شروط خاصة للزوجة ورسم المنحنيات البيانية الخاصة بالكثافة السطحية بواسطة برنامج الماتلاب ومحاوله مناقشتها، وخاتمة نستعرض فيها ما توصلنا إليه مع ذكر بعض التطلعات التي نطمح إليها.

الفصل الأول:

أقراص التراكيم

1 - 1 مفاهيم أساسية لظواهر كونية:

إن أكبر تقدم حدث للإنسان العصري في معرفته للكون هو إكتشاف أن النجوم تنتظم في الفضاء. وكل النجوم التي نشاهدها بالعين المجردة بما فيهم الشمس وكل المجموعة الشمسية تنتمي إلى نفس المجرة المسماة بدرب التبانة التي تتكون 130 بليون نجم وإستطاع علم الفلك أن يتجاوز مجرتنا إلى النسيج الكوني الكبير الذي تكوّنه النجوم والغاز والغبار الكونيان وإكتشف الجزر الكونية الهائلة التي تكوّن الوحدات الأساسية لهذا الفضاء اللانهائي.

إن الوحدات الأساسية لهذا الكون هي المجرات التي تعرف بأنها تجمع هائل من النجوم والغاز والغبار الكونيين والذرات المتأينة من الهيدروجين تتخللها مجالات مغناطيسية وكهربائية قوية، وهناك عدد كبير من المجرات يصل إلى عدة بلايين وهي ليست موزعة بانتظام وإنما توجد في حشود (Clusters).

تصنيف المجرات: تم تصنيف المجرات إلى 3 أنواع:

(1) - المجرات الإهليلجية (البيضاوية) Elliptical

(2) - المجرات اللولبية (الحلزونية) Spiral

(3) - المجرات غير المنتظمة Irregular

وتدل الإحصاءات الفلكية أن حوالي 78% من المجرات لولبية و18% من المجرات إهليلجية و4% فقط غير منتظمة وهذه البلايين من المجرات تنطلق بسرعة هائلة في الفضاء ويتخذ كل منها إتجاه يتعد به عن المجرات الأخرى^[1].

1 - 1 - 1 النجوم:

النجوم أجرام سماوية كروية أو شبه كروية الشكل متوهجة شديدة الحرارة مشعة لجميع أنواع إشعاعات الطيف الكهرومغناطيسي وتتكون النجوم غالبا من غازي الهيدروجين والهيليوم، وعندما يصدر منها الضوء يصل إلينا فنها لامعة أثناء الليل كما توجد طاقة هائلة ناتجة عن الآتون المستعر داخل النجم بفعل التفاعلات النووية الذرية وعن طريق تأثير هذه التفاعلات على أطيايف النجوم نستطيع أن نعرف كل المعلومات عن النجوم وذلك بالإستماع إلى النبضات التي تصدرها.

كما أن للنجوم ألوان مختلفة منها الأبيض والأصفر والأحمر والأزرق وهذا يرجع إلى درجة حرارة سطح النجم ولذلك أستدل على الأخيرة من خلال اللون وأقل النجوم حرارة ذات اللون الأحمر ثم الأصفر ثم الأبيض وأخيرا ذات اللون الأزرق وقد تُغير بعض النجوم لونها مع الوقت حسب مكانها في سلم التطور من ميلادها إلى فنائها ومن أمثلة النجوم الشمس، النجوم التي نراها في السماء ماهي إلا شمس تعد بالبلايين تسبح في الفضاء الكوني وهي التي تتكون في مجموعات يطلق عليها المجرات وأيضا تحتشد النجوم والمجرات في حشود يطلق عليها الكوكبات (Constellations).

نرى النجوم صغيرة بالمقارنة مع الشمس وذلك لبعدها الكبير عنا فالشمس تبعد عنا بـ 8 دقائق ضوئية أما أقرب نجم لنا هو نجم ألفا قنطورس (Alfa Centaurus)، يبعد عنا بـ 4.3 سنة ضوئية^[1].

I – 1 – 2 حياة النجوم:

حياة النجم عبارة عن صراع مستمر ضد قوة الجاذبية إذ تعمل الجاذبية باستمرار مُحاولَة التسبب في إنحيار النجم على أية حال، نواة النجم ساخنة جدا مما يؤدي إلى خلق ضغط داخل الغاز المكون للنجم ويقاوم هذا الضغط قوة الجاذبية واضعا النجم في حالة تعرف بالتوازن الهيدروستاتيكي ويبقى النجم على ما يرام طالما إستمر هذا التوازن الحاصل بين جاذبية سحب النجم للداخل والضغط الذي يدفع النجم نحو الخارج.

خلال معظم حياة النجوم تُقدّم التفاعلات النووية الحاصلة في قلب النجم الحرارة والإشعاع الخاصين بالنجم وتعرف هذه المرحلة من حياة النجم بالتسلسل الرئيسي، قبل الوصول إلى التسلسل الرئيسي ينكمش النجم ولا تعود نواته ساخنة أو كثيفة بما فيه الكفاية لبدء التفاعلات النووية من جديد، إذا إلى غاية وصول النجم إلى التسلسل الرئيسي يستمر تزويده بالدعم الهيدروستاتيكي من قبل الحرارة المتولدة جراء الإنكماش، في مرحلة ما ستنفذ المواد التي يستخدمها النجم من أجل إشعال عملية الإندماج النووي في قلبه. وعندما ينفذ الوقود النووي منه تبدأ المرحلة النهائية من حياته في التسلسل الرئيسي. إذا كان النجم كبير بما فيه الكفاية قد يعاني سلسلة من التفاعلات الأقل فعالية، لينتج حرارة داخلية. ومع ذلك في نهاية المطاف لن تستطيع هذه التفاعلات بعد ذلك توليد كمية من الحرارة، كافية لجعل النجم يقاوم جاذبيته الخاصة وحينها يبدأ النجم بالإنحيار^[2].

I - 1 - 3 التطور النجمي:

بإستخدام مراقبات النجوم، التي تشمل جميع مراحل حياتها، أنشأ علماء الفلك دورة حياة لكل النجوم التي رصدوها ومصير وحياة أي نجم يعتمد بالدرجة الأولى على كتلته.

تبدأ حياة كل النجوم من إنهيار المواد الموجودة في سحابة جزيئية عملاقة، هذه السحب عبارة عن سحب تشكلت بين النجوم وتتألف أساسا من الغاز الجزيئي والغبار يتسبب الإضطراب داخل السحابة بتشكيل عقد يمكنها الإنهيار تحت تأثير جاذبيتها الخاصة مع إنهيار هذه العقد يبدأ تسخين هذه المواد الموجودة في المركز ويعرف هذا القلب الساخن بالنجم البدائي (Protostar) (أولي) وسيصبح في نهاية المطاف نجما مكتملا.

لا تنهار السحابة إلى نجم واحد كبير فقط وإنما ستكوّن كل عقدة النجم الأولي الخاص بها ولهذا السبب تسمى هذه السحب في كثير من الأحيان بالحاضنات النجمية (Stellar nurseries) لأنها الأماكن التي تتشكل فيها العديد من النجوم. مع إستمرار النجم البدائي بإكتساب المزيد من الكتلة، يصبح قلبه أكثر سخونة وأكثر كثافة وفي مرحلة ما سيكون ساخنا وكثيفا بما فيه الكفاية لبدأ صهر الهيدروجين إلى هيليوم وحتى تبدأ عملية الإندماج النووي الحراري هذه، يجب أن تكون درجة حرارة القلب 15 مليون كلفن وعندما يبدأ النجم البدائي بصهر الهيدروجين سيدخل في طور "التسلسل الرئيسي" لمرحلة حياته. النجوم الموجودة في التسلسل الرئيسي هي تلك التي تقوم بصهر الهيدروجين إلى هيليوم داخلها ويمنع كل من الإشعاع والحرارة الناجمين عن هذا التفاعل، قوة الجاذبية من التسبب في إنهيار النجم خلال هذه المرحلة من حياته. وهذه المرحلة هي الأطول في مراحل حياة النجم.

ستقضي شمسنا حوالي 10 مليار سنة وهي تمر في التسلسل الرئيسي ومع ذلك، فإن النجوم الأكثر ضخامة، تقوم بإستهلاك وقودها بشكل أسرع، وبالتالي تستمر السلسلة الرئيسية لحياتها ملايين السنين فقط.

في نهاية المطاف، يستنفذ قلب النجم الهيدروجين. وعندما يحدث ذلك، لن يعود النجم قادرا على الصمود في وجه الجاذبية، وستبدأ طبقاته الداخلية بالإنهيار، ما يؤدي إلى سحق القلب، وهذا يزيد من الضغط ودرجة الحرارة في قلب النجم.

في الوقت الذي ينهار فيه القلب، تتوسع الطبقات الخارجية من المواد، الموجودة في النجم، نحو الخارج ويتوسع النجم إلى حجم كبير لم يبلغه في السابق أبدا إذا سيكون أكبر بضع مئات المرات ويسمى النجم في هذه المرحلة بالعملاق الأحمر (red giant). وما يحصل بعد ذلك، يعتمد على كتلة النجم.

مصير النجوم متوسطة الحجم:

عندما يصل نجم متوسط الحجم إلى مرحلة العملاق الأحمر من حياته، سيمتلك القلب ما يكفي من الحرارة والضغط لدفع الهيليوم للإنصهار مشكلا الكربون، مما يقدم للقلب زمن إضافي قصير قبل أن ينهار.

بمجرد إنتهاء الهيليوم من القلب، سيلقي النجم بمعظم كتلته ليشكل سحابة من المواد، التي تسمى بالسديم الكوكبي (planetary nebula). بعد ذلك، سيبرد قلب النجم ويتقلص، تاركا خلفه كرة صغيرة وساخنة تعرف بالقزم الأبيض (white dwarf). لانهار القزم الأبيض جراء قوى الجاذبية الخاصة به، وذلك ناتج عن ضغط الإلكترونات التي ستقوم بالتناثر فيما بينها في قلب هذا النجم.

مصير النجوم فائقة الكتلة:

تمر النجوم فائقة الكتلة بنفس الخطوات، التي تمر بها النجوم متوسطة الكتلة. أولا، تنتفخ الطبقات الخارجية للنجم العملاق بشكل أكبر من نظيرتها الموجودة في النجوم المتوسطة، وتشكل عملاقا أحمر فائقا (red supergiant).

بعد ذلك، يبدأ القلب بالتقلص ليصبح ساخنا وكثيفا جدا، ومن ثم تبدأ عملية إنصهار الهيليوم إلى كربون في النواة. عندما تنفذ كميات الهيليوم الموجودة، تبدأ النواة من جديد بالإنكماش. ولكن بسبب إمتلاك القلب للمزيد من الكتلة في هذه الحالة، سيصبح ساخنا وكثيفا بما فيه الكفاية لصهر الكربون إلى نيون. في الواقع، عندما يستهلك الكربون، تحدث تفاعلات إندماج أخرى إلى أن يمتلئ قلب النجم بذرات الحديد.

حتى هذه النقطة، تستمر تفاعلات الإندماج النووي بتقديم الطاقة، مما يتيح للنجم محاربة الجاذبية. ومع ذلك، يتطلب صهر الحديد دخلا طاقيا، بدلا من إنتاج الطاقة الزائدة. وبوجود قلب مليء بالحديد، سيخسر النجم معركته ضد الجاذبية.

ترتفع درجة حرارة النواة إلى أكثر من 100 مليار درجة، جراء التصادمات الشديدة لذرات الحديد مع بعضها البعض. وتتغلب قوى التنافر بين النوى المشحونة إيجابيا على قوة الجاذبية، وعندها تنتفض النواة في قلب النجم، خالقة موجة صدمة إنفجارية.

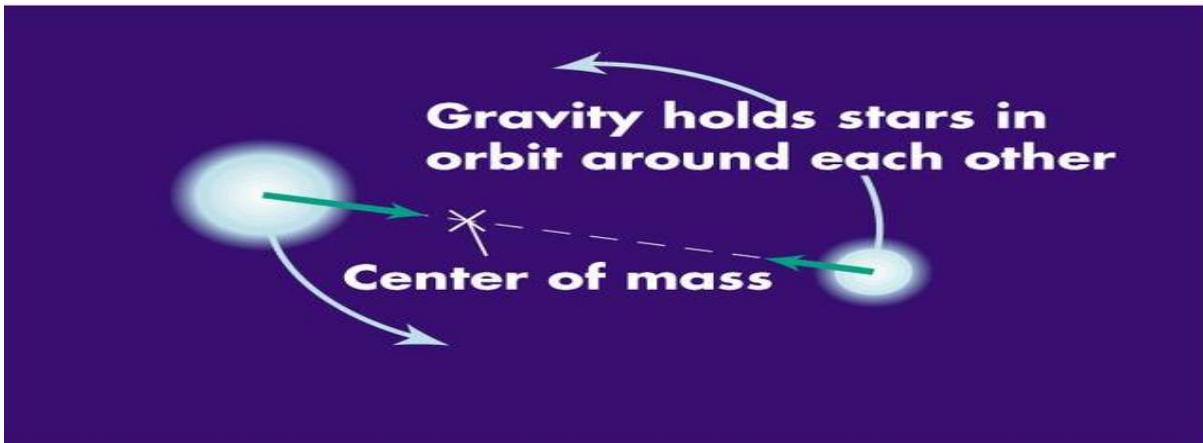
في واحدة من أكثر الأحداث إثارة في الكون، تقوم الصدمة بدفع المادة بعيدا عن النجم ضمن إنفجار هائل يعرف بالسوبرنوفا (supernova)، وفيه تقذف المواد إلى الفضاء بين النجمي.

وجراء السوبرنوفيا، يقذف حوالي 75% من كتلة النجم إلى الفضاء، ويعتمد مصير القلب، الذي تركته السوبرنوفيا ورائها على كتلته. إذا كانت كتلة القلب المتبقي تساوي حوالي 1.4 إلى 5 ضعف كتلة الشمس، سينهار النجم إلى قلب نيوتروني. أما إذا كان القلب أكبر من ذلك، سينهار مشكلا ثقبا أسودا.

من أجل أن يتحول نجم ما إلى نجم نيوتروني، يجب أن يبدأ بكتلة تساوي ما بين 7 إلى 20 مرة ضعف كتلة الشمس قبل أن تحصل السوبرنوفيا. فقط النجوم التي تمتلك كتلة أكبر من 20 ضعف كتلة الشمس، هي القادرة على أن تصبح ثقوبا سوداء^[2].

I - 1 - 4 النجوم المزدوجة:

النجوم صنفين الأول هو أن تكون النجمة وحيدة كما هو الحال بالنسبة للشمس أما الثاني فهو عبارة عن نجمين أو أكثر ولكن بسبب البعد الكبير عن الراصد يبدوان كما لو كانتا نجم واحد ولكن في الحقيقة هما نجمين أو أكثر يدور كل منهما حول مركز الثقل الخاص بهما نتيجة قوة الجاذبية المتبادلة بينهما كما هو موضح بالصورة التالية^[3]:



الشكل (1-I) النجوم المزدوجة^[3]

هذه النوعية من النجوم يطلق عليها النظام النجمي الثنائي (Binary systems of stars) أو النجوم المزدوجة (Binary stars) وبعد الدراسات تم تصنيف 50% من النجوم التي تبدو خلال الرصد أنها نجوم أحادية إلى النجوم المزدوجة لكنها قريبة جدا من بعضها البعض وبعيدة جدا عنا لذا لا نستطيع فصل مكوناتها ولهذا يطلق عليها النجوم المزدوجة المتقاربة (Close binary stars) ولكي نميز هذه النجوم عن التي يستطيع الراصد أن يشاهد المركبتين للنظام النجمي كل على حدة تسمى هذه النجوم بالنجوم المزدوجة البصرية (الرئية) (Visual binary stars).

I - 1 - 4 - 1 تصنيف النجوم المزدوجة حسب طريقة الرصد:

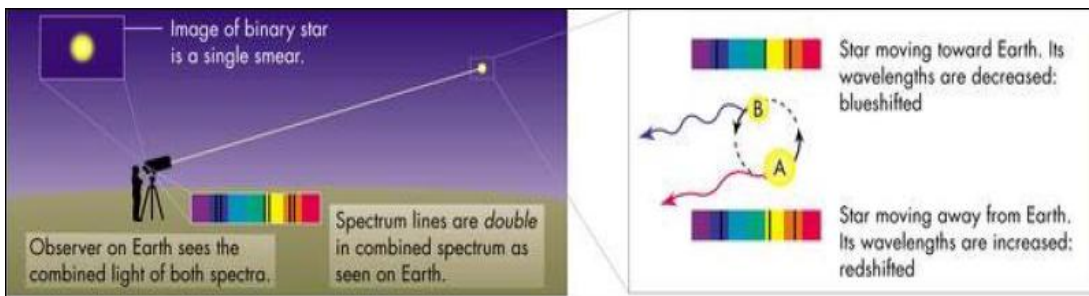
أ- الثنائيات الظاهرية (Optical binaries): لا تكون النجوم الثنائية حقيقية لأن المسافة التي تفصل بينهما كبيرة جدا. ولكن الناظر إليهما من الأرض يراها واقعين تقريبا في نفس الاتجاه لذا يخيل للراصد وكأنهما بجانب بعضهما البعض.

ب- الثنائيات البصرية (Visual binaries): يمكن تمييز هذا النوع بواسطة التلسكوب بصريا أو بالتصوير الفوتوغرافي^[3]



الشكل (2-I) ألفا قنطوروس (α Centauri) هو أحد النجوم المزدوجة البصرية^[4]

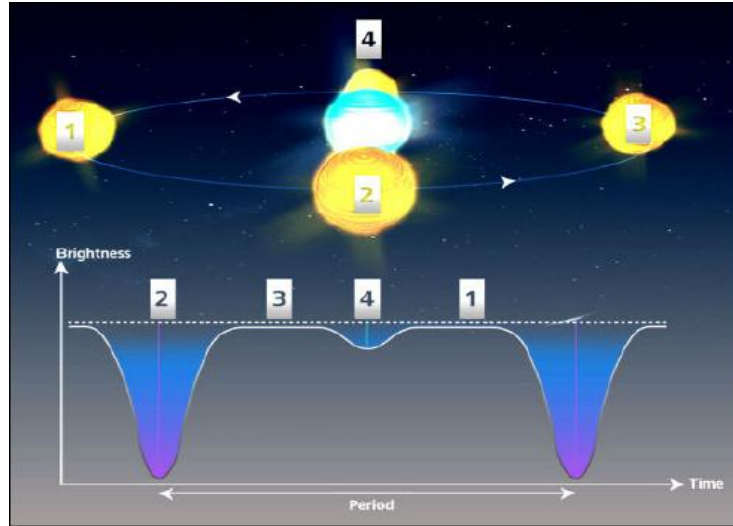
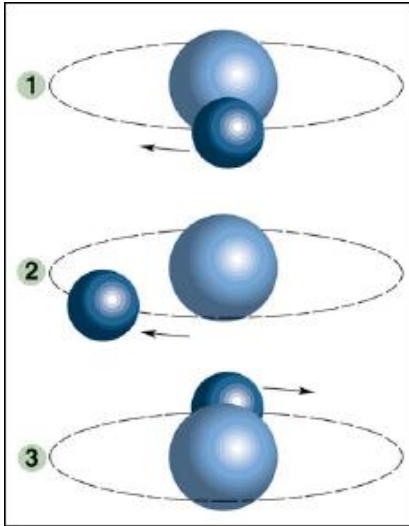
ت- الثنائيات الطيفية (Spectroscopic binaries): تتكون من نجمين متقاربين جدا في المسافة بحيث يصعب رؤية وتمييز أي منهما وحده حتى بأكبر التلسكوبات. في هذه الحالة يقوم التلسكوب عبر آلة المطياف برصد مجموعتين من الخطوط الطيفية تنتمي كل منهما لنجم. ويتحول طيف كل نجم نحو الأحمر حتى يبتعد النجم عن الأرض ثم يتحول إلى أزرق عندما يقترب النجم من الأرض. من خلال سلسلة من الأطياف يستطيع العلماء قياس السرعة المدارية من إنزياح دوبلر لكل نجم^[3].



الشكل (3-I) رصد الخطوط الطيفية بواسطة التلسكوب^[3]

الشكل (4-I) تحليل للخطوط الطيفية^[3]

ث- الثنائيات الكسوفية (Eclipsing binaries): تحدث عندما يمر أحد النجمين أمام الآخر في اتجاه خط الإبصار فيحجب ضوءه كلياً أو جزئياً حيث تحدث عملية الكسوف عندما يتفق مستوى مداريهما مع اتجاه خط البصر^[3].



الشكل (5-I) السطوع لثنائي كسوفي في وضعيات مختلفة^[4] الشكل (6-I) وضعيات مختلفة لنجمان يدور حول بعضهما^[4]

ج- الثنائيات النابضة (Pulsar binary): وهي ثنائيات نجمية تحتوي على نجم أو أكثر تصدر أشعة على صورة نبضات والتي منها يمكن حساب زمن وصول النبضة إلى الراصد وتلك النبضات يمكن أن تكون على صورة أشعة X أو على صورة موجات راديو (Radio waves)^[3].

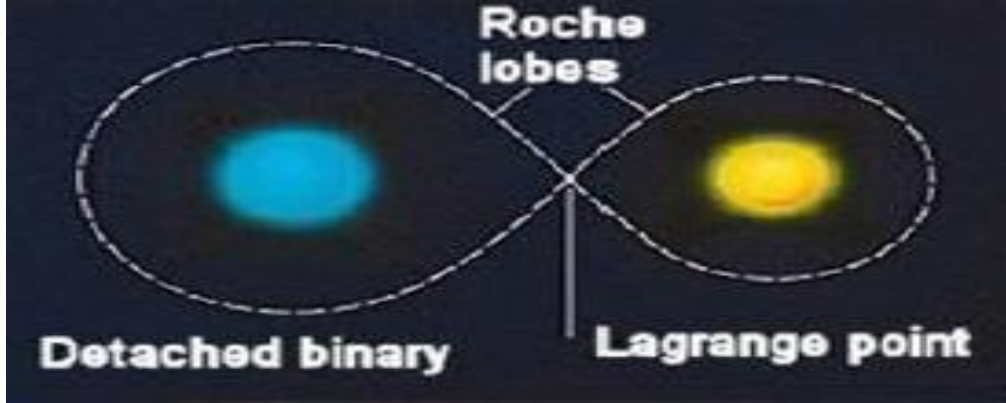
ح- الثنائيات القياسية الفلكية (Astrometric binary): في كثير من الحالات الثنائية يكون الثنائي بعيد جداً أو أحد النجمين قريبين من بعضهما جداً أو أحد النجمين أشد لمعاناً من النجم الثاني بحيث أننا لا نستطيع التمييز بين النجمين بصرياً. في تلك الحالات يمكن أن نميز الثنائي النجمي من التأثيرات التجاذبية بينهما^[3].

I - 1 - 4 - 2 التصنيف حسب التفاعل النجمي:

هناك تصنيف آخر للنجوم المزدوجة، وذلك حسب شكل المنظومة المزدوجة والتفاعل بين النجمين، وذلك من خلال تحديد المسافة بينهما.

أ- الثنائي المنفصل (Detached binary): هو نجم منفصل يتوضع كل واحد من نجميه ضمن مجال روش الخاص به دون أن تتجاوز مادة النجم هذا المجال. وفي هذه الحالة يكون كل نجم مسيطر بشكل كامل على مادته ولا يحدث

أي تدفق للمادة من أحد النجمين إلى النجم الآخر. ويتطور كل نجم في هذه الحالة وفق مساره الطبيعي. وتنتهي معظم النجوم المزدوجة إلى هذه المجموعة، وجميع الثنائيات البصرية هي ثنائيات منفصلة نظرا للمسافات الشاسعة التي تفصل بينها^[4].



الشكل (7-I) يمثل ثنائي منفصل يكون حجم النجمين أصغر من مجال "روش"^[4]

ب- الثنائي شبه المنفصل (Semidetached binary):

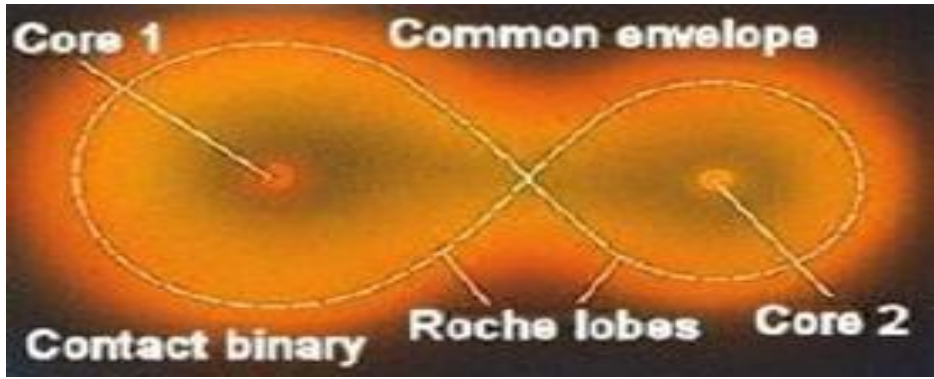
وهو نجم مزدوج يكون أحد النجمين فيه أكبر من مجال روش الخاص به (وبالتالي فإن سطح هذا النجم يتجاوز مجال روش)، أما النجم الآخر فيكون ضمن مجال روش الخاص به. وفي هذه الحالة فإن مادة النجم الأول المتوضعة خارج المجال ستكون معرضة للجذب الثقالي من النجم الآخر، والذي سيقوم بسحب المادة إليه. وفي هذه الحالة يسيطر إنتقال المادة على هذه المنظومة، وتلتف المادة حول النجم الثاني مؤدية إلى تشكل قرص حوله. ويؤثر ذلك بالطبع على تطور النجم^[4].



الشكل (8-I) ثنائي شبه منفصل يكون حجم أحد النجمين أصغر من مجال "روش" في حين أن النجم الآخر يتجاوز هذا المجال^[4].

ت- الثنائي المتلامس (Contact binary):

هو النجم المزدوج الذي يتجاوز فيه النجمان مجال روش الخاص بهما. وطبعاً لاتعني هذه التسمية بالضرورة أن سطحي النجمين يلامسا بعضهما البعض، وإنما يعني أن المادة الغازية في كل من النجمين تكون خارج مجال روش الكافي للمحافظة على هذه المادة. والنتيجة في هذه الحالة هي أن الأجزاء العليا للغلاف الجوي لكلا النجمين ستشكل غلافاً مشتركاً يحيط بالنجمين معاً. وقد يؤدي ذلك في النهاية إلى إندماج النجمين في نجم واحد^[4].



الشكل (9-I) يمثل ثنائي متلامس حجم كلا النجمين يكون أكبر من مجال "روش"^[4]

I – 2 أقراص التراكم:

في الآونة الأخيرة، كان هناك إهتمام متجدد لدراسة بنية وتطور أقراص التراكم (Accretion disks)، حيث يتم العثور عليها بتواجد مطلق حول مجموعات متنوعة من النظم الفيزيائية الفلكية؛ النجوم الفتية (YSO)، الثقوب السوداء الهائلة في نوى المجرات النشطة (AGN)، الأنظمة الثنائية (BS) وكذا في حلقات زحل وغيرها، و يمكن إعتبار أيضا الأقراص المتواجدة بالمجرة حالات خاصة من أقراص التراكم. على العموم فهي تلعب دورا هاما للغاية، على سبيل المثال، قرص التراكم حول النجوم المزدوجة يحدد الإنبعاثات الإشعاعية لهذه الأجسام (مثل: مصادر الأشعة السينية) و في حالة YSO تمثل مواقع الكواكب المتشكلة^[5].



الشكل (10-I) نجم أولي في NGC1333 محاط بسحابة ضخمة وغاز^[6].

I - 2 - 1 ماهية قرص التراكم:

قرص التراكم هو غاز وغبار يدور حول جرم سماوي مركزي، يتشكل من تدفق أوتراكم المادة ويتم سحب هذه الأخيرة داخل قرص التراكم،^[5] ويتشكل بسبب تساقط المواد على الجسم المركزي ودائما ما يكون لها عزوم زاوية، لذلك لا يمكن أن يحدث إلتحام بشكل مباشر ما لم يتخلص بطريقة أو بأخرى من هذه الأخيرة. ونتيجة لذلك، فإن المادة تستقر في سطح الدوران على شكل قرص. بعد الإستقرار داخل القرص، تكون التراكمات من الدرجة الأولى ناتجة عن إعادة توزيع العزم الزاوي لذلك فإن هذه المواد تقترب من الجسم المركزي وتسقط على سطحه وتتخلى عن عزمها الزاوي إلى الأجزاء الخارجية من القرص. خلال هذه العملية يعمل القرص على الإنتشار، لأن كمية صغيرة من المادة يجب أن تتخلى في نهاية المطاف عن عزمها الزاوي إلى الخارج، في حين أن كل كتلة تفقد عزمها الزاوي تقع على النجمة^[7].

عادة الأقراص تخضع لمختلف عوامل عدم الاستقرار مثل: الجاذبية، تمغنط الدوران (MIR)، عدم الاستقرار الهيدرودينامية والحمل الحراري الذي يتسبب في الإضطراب داخل الأقراص الذي يضمن نقل العزم الزاوي إلى الخارج. وفعل الاضطراب في نقل العزم الزاوي يمكن أن نصفه بما يسمى اللزوجة المضطربة. الإضطراب يلعب دورا مزدوجا هنا، أولا هو المسؤول عن نقل العزم الزاوي إلى الخارج و هذا ضروري لتطور التراكم، عدم الاستقرار ناتج عن التطور داخل نظام مضطرب ينتج عنه عزم دوران قوي يؤثر على القرص قادر على إعادة توزيع العزم الزاوي إلى نصف قطر كبير. ثانيا، يعمل على توفير قناة لتحويل طاقة الجاذبية المحررة

مثلا كتلة تقع على نجم على شكل طاقة حرارية. الطاقة تبدد، وبدوره يساهم في إنبعاث الإشعاعات التي يمكن ملاحظتها وقياسها^[7].

المادة المتراكمة تشع طاقات في مجال الأشعة تحت الحمراء، مرئي، الأشعة فوق البنفسجية، و ضوء الأشعة السينية، وهذا ما إكتشفه علماء الفلك وتم إستخدامه لدراسة كل من قرص التراكم والجسم المركزي. التراكم لديه كفاءة كبيرة لتحويل طاقة الجاذبية إلى إشعاع أو طاقة حرارية. في حالة النجوم النيوترونية، كفاءة التحويل يمكن أن تتجاوز 10% من معادلة الطاقة الكامنة للكتلة بينما أقصى قدر من الكفاءة يمكن أن يتحقق بفعل الدوران حول جسم أسود، أكثر من 40%^[8] ^[5].

I - 2 - 2 عملية التراكم في الفيزياء الفلكية:

I - 2 - 2 - 1 عملية التراكم:

في الفيزياء الفلكية، التراكم يعني تدفق المادة على جرم سماوي وهذا ما ينطبق على تراكم الجاذبية لهذا الجسم. عملية التراكم هي الأكثر فعالية لإستخراج الطاقة من المادة العادية، وهذه العملية أكثر مصدر للطاقة كفاءةً من الإندماج النووي.

إذا كان لدينا جسيم ذو كتلة dm يسقط من اللانهاية ويتراكم على قرص التراكم في المدار الدائري ذو نصف قطر R حول نجم ذو كتلة M عند تحقق التوازن نتحصل^[5].

$$\frac{v^2 dm}{R} = \frac{GMdm}{R^2} \quad (1-I)$$

إذن تراكم الطاقة الناتج عن الجسيمات هو:

$$dE_{acc} = dE_{\infty} - dE_R = \frac{GMdm}{R} \quad (2-I)$$

تراكم السطوع هو تراكم المادة في وحدة الزمن:

$$L_{acc} = \frac{dE_{acc}}{dt} = \frac{GM}{R} \frac{dm}{dt} \quad (3-I)$$

حسب هذه النتيجة للسطوع نستطيع كتابة:

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM\dot{M}}{R} \quad (4-I)$$

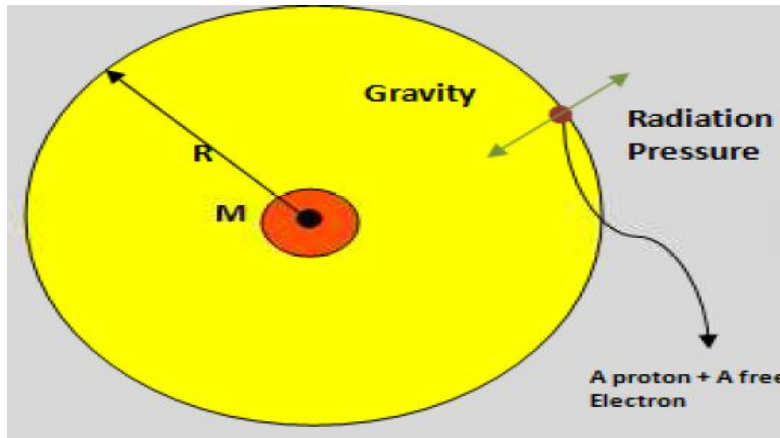
حيث $\dot{M} [g \cdot s^{-1}]$ هي معدل التراكم.

I - 2 - 2 - 2 التراكم الكروي:

التراكم الكروي أو المتناسك هو أبسط نوع من تدفقات التراكم للمعالجة لأن الضغط الحراري هو القوة الوحيدة المضادة للجاذبية. في حالة، نجم يحيط به وسط غازي ثابت وموحد تتراكم الكتلة من محيطه، والعزم الزاوي للغاز لا يكاد يذكر. بشكل عام، التراكم ليس بالكروي، لأن نقل العزم الزاوي إلى الخارج يمكن أن يحدث.

I - 2 - 2 - 3 حد إدينجتون ومعدل التراكم:

ضياء إدينجتون أوحد إدينجتون هو الحد الأقصى للمعان الذي يمكن للجسم أن يصدره من دون أن يتلاشا تلقائيا، وهو النقطة التي تتوازن فيها قوى الجاذبية من الخارج إلى الداخل في النجم مع ضغط الإشعاع من الداخل إلى الخارج، مع إعتبار أن مادة النجم في حالة كروية وينطبق عليها التوازن الهيدروستاتيكي^[9]، ولكن هناك عدة أجسام التي يمكنها أن تتجاوز هذا الحد، مثل انفجار أشعة غاما، المستعرات والمستعرات العظمى. ولكن إذا كان لمعان نجم يتجاوز ضياء إدينجتون، الإشعاع يتغلب على الجاذبية ويدفع بعيدا المادة الساقطة من قرص التراكم مما يؤدي إلى توقف عملية التراكم، يتخلص النجم من غلافه الخارجي على شكل رياح نجمية^[5].



الشكل (I-11) يظهر نظام الحد إدينجتون^[5].

لحساب هذا الحد، نعتبر حجم من الهيدروجين المتأين تماما مع تراكم كروي ثابت، أي بمعنى، المادة تسقط شعاعيا وبشكل موحد على الجسم وقوة الجاذبية هي:

$$F_g = \frac{GMm_p}{R^2} \quad (5-I)$$

والقوة التي يسببها ضغط الإشعاع تعطى بـ :

$$F_r = \frac{L\sigma_T}{4\pi R^2 c} \quad (6-I)$$

حيث L هو لمعان الجسم و σ_T هو مقطع طومسون العرضي للإنتشار.

وبالمساواة بين هاتين القوتين (5-I) و (6-I) نجد ^[10]:

$$L_{\text{edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \simeq 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{erg. s}^{-1} \quad (7-I)$$

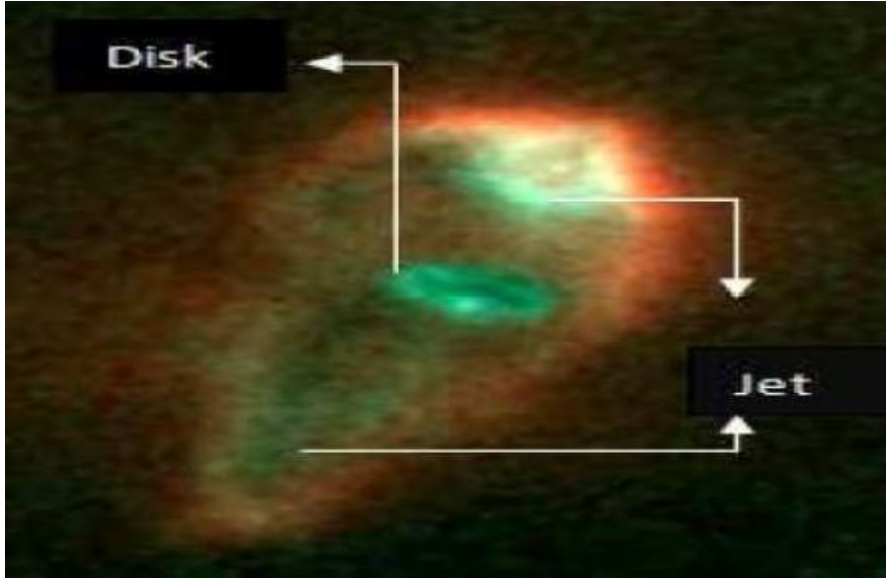
ويمكننا أيضا أن نكتب:

$$L_{\text{edd}} = \frac{GM\dot{M}}{R_0} \quad (8-I)$$

حيث \dot{M}_E هو معدل إدينجتون للتراكم محددة بـ ^[11]:

$$\dot{M}_E = 4\pi r_0 \frac{m_p c}{\sigma_T} \simeq 9.5 \times 10^{11} R_0 \text{gs}^{-1} \quad (9-I)$$

R_0 هو نصف القطر الأعماق، \dot{M}_E لا تعني الأعظمية، لأنه لا وجود للأعظمية في معدل التراكم.



الشكل (12-I) نجم أولي في أوريون (Orion) [12]

I – 3 نماذج عن أقراص التراكم في الكون:

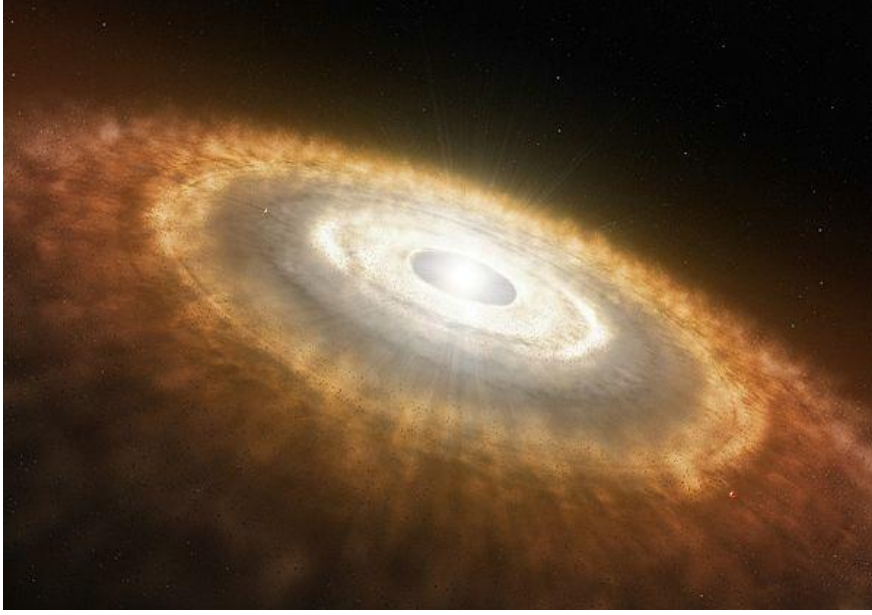
I – 3 – 1 أقراص النجوم والكواكب الأولية:

عملية التراكم هي المرحلة الأساسية خلال تشكيل النجوم في هذه المرحلة من حياتها، فإنها تكتسب معظم كتلتها من خلال التراكم من وسط ما بين النجوم، حيث يطلق على القرص قرص النجوم الأولية (protostellar). تبدأ النجمة الحياة كنجم أولي بكتلة أقل من $10^{-2}M_{\odot}$ وتستمر في النمو في نفس الوقت الذي تستمر فيه الكتلة بالسقوط على النجم على شكل تصادمات متراكمة على سطحه. أولاً نستعرض مراحل تشكيل النجوم التي أجريت في مختلف الدراسات مؤخراً، ونحن سوف نذكر فقط المراحل التي تكون فيها عملية التراكم مهمة [13].

يبدأ تشكل النجمة بإخمير الجاذبية بسبب عدم الإستقرار والكتلة الكثيفة داخل السحابة الجزيئية، هذه الكتلة قد تنفتت إلى نوى صغيرة لتشكيل نوى النجوم الأولية الدوارة. وبمجرد أن يصبح القلب كثيف بصري وفي حالة عدم توازن هيدروستاتيكي، الجسم المتشكل يسمى بالنجم الأولي. والنجم الأولي جزء من مغلف سميك بصري ممتد، ويتدفق الغاز على قلبه بسرعات أكبر من سرعة الصوت. تحت تأثير مجال مغناطيسي وحركة دورانية، المغلف يعمل على الإنتشار ويظهر ما يسمى بقرص التراكم، ثم يبدأ النجم

المركزي بالإشراق ويشاهد طيفه في مجال الأشعة المرئية والأشعة تحت الحمراء. التلسكوبات الحديثة كشفت بعض خصائص غير متوقعة لكل من الأقراص والنجوم الشابة التي لم تُتوقع من قبل أي نوع من النظريات.

أقراص التراكم ليست مهمة فقط في تكوين النجوم، بل في تشكيل الكواكب أيضا. ومن المفترض أن تكون أقراص الكواكب الأولية تمثل مواقع تشكيل الكواكب. في عام 1995، إكتشف Queloz و Mayor أول كوكب من المجموعة الشمسية الخارجية. ومنذ ذلك الحين، تم إكتشاف أكثر من 400 كوكب حول النجوم القريبة.



الشكل (I-13) صورة تخيلية لنجم يافع يطوقه قرص كوكبي دوار^[14]

تتشكل الكواكب في الأماكن التي يكون فيها القرص كثيف بما فيه الكفاية، وحبيبات الغبار تتوضع على بعضها البعض، بفعل البرودة وتشكل في نهاية المطاف النوى الصخرية للكواكب. لتشكيل كوكب عملاق غازي مثل كوكب المشتري، يجب على القلب أن يلتقط الغاز من القرص القريب والعمل على إلتحامه.

I - 3 - 2 الأنظمة ثنائية:

تشير الملاحظات أن الغالبية العظمى من النجوم تتشكل في الأنظمة الثنائية أو أنظمة متعددة. عادة ما تتشكل هذه الأنظمة نتيجة دوران الشظايا في السحابة خلال المرحلة المتجانسة من الإنهيار^[15]. إذا كان النظام الثنائي يتضمن نجم ضخم بما فيه الكفاية

($M > 2M_{\odot}$)^[16] والنجوم الأخرى قد لا تزال في مرحلة التسلسل الرئيسي لتطور النجوم، النجم الابتدائي يفقد إستقراره وينهار للوصول إلى نهاية حياته كجسم منضغط، قزم أبيض، نجم نيوتروني أو ثقب أسود. عندما يحدث هذا، فإن مجال الجاذبية القوي للجسم المنضغط يقود النجم العادي لتجاوز سطح كمونه الحرج أو حيز روش ومادته تسقط على النجم المنضغط^[10].

عندما تكون النجوم قريبة بما فيه الكفاية لبعضها البعض، تصبح قوة الطرد المركزي ماثلة لقوى الجاذبية، وتبدأ المادة المتراكمة بالحركة في المدار الدائري لتشكيل قرص التراكم حول الجسم المنضغط، فإنها تفقد تدريجياً العزم الزاوي من خلال عدة آليات تنتقل من خلالها بطريقة لولبية إلى الداخل وتقع على الجسم المنضغط. نميز نوعين من التفاعل للنجوم الثنائية وهما:

أ- المتغيرات الكارثية (CV)

المتغيرات الكارثية هي أنظمة ثنائية تتكون من قزم أبيض أساسي والثانوي نجم في مرحلة التسلسل الرئيسي أو نجم عملاق أحمر. يتميز هذا النوع بتدفق الكتلة من النجم الثانوي نحو الأساسي ويتشكل قرص التراكم حول القزم الأبيض. الدور لهذا الثنائي يتغير عموماً من 80 دقيقة إلى 15 ساعة. مصير القزم الأبيض يعتمد على معدل التراكم \dot{M} :

إذا كانت $\dot{M} \approx (10^{-11} - 10^{-8})M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ ، يتراكم الغاز على سطح القزم الأبيض حيث يتم ضغطه وتسخينه. على السطح تتراكم طبقة هيدروجين، الكثافة ودرجة الحرارة ترتفع بما فيه الكفاية، ومنه حدوث تفاعل نووي حراري، الذي يتسبب في إنصهار طبقات الهيدروجين إلى هيليوم بسرعة مما يؤدي إلى إنفجار المستعرات.

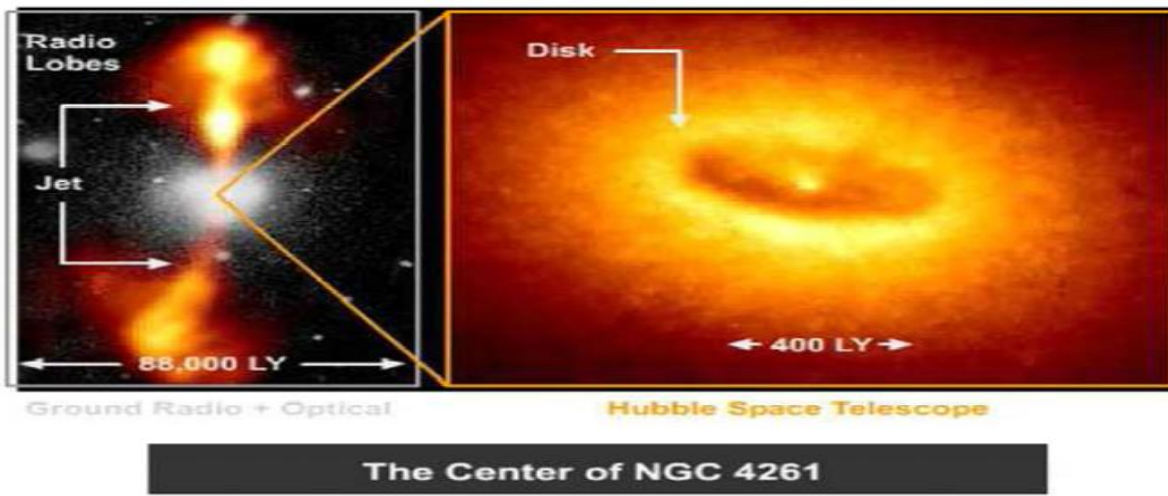
إذا كانت $\dot{M} \approx (10^{-8} - 10^{-6})M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ ، تستمر عملية التراكم وكتلة النجم تقارب كتلة شاندراسكار $1.4M_{\odot}$ ينصهر الكربون في مركز النجم على مستوى القلب ويتحرك نحو السطح. هذه الحركة تكون بسرعة أقل من سرعة الصوت تحول ما يقارب نصف كتلة القزم الأبيض إلى حديد، مما يؤدي إلى تعطل تام في النجم فيتسبب هذا في إنفجاره على شكل مستعر أعظمي من الفئة الأولى، أما إذا كانت \dot{M} أكبر من 10^{-6} لا يمكننا ملاحظة حطام الإنفجار لأن القزم الأبيض ضمن مغلف كبير.

ب- ثنائيات الأشعة السينية (XRB)

ثنائيات الأشعة السينية هي أنظمة ثنائية تتكون من نجم نيوتروني أساسي أو ثقب أسود والثانوي عبارة عن نجم خلال التسلسل الرئيسي أو نجم عملاق أحمر. تنتقل المادة من النجم الثانوي إلى النجم الأساسي ويتشكل قرص تراكم حوله. المواد

المتراكمة تصبح حارة جدا وتحرر طاقة الجاذبية الكامنة وتزداد إلى أن تصل عشرات المرات مما كانت تمتلكها الكتلة بإعتبارها أشعة السينية.

XRb هي مصادر لمعان الأشعة السينية في مجرتنا وتتميز حسب حالة المتغيرات في السطوح على فترات زمنية تتراوح بين ميلي ثانية لأشهر وسنوات. يتراكم الهيدروجين على سطح النجم الأولي، مع إرتفاع في الكثافة ودرجة الحرارة وعندما تزدادان بما فيه الكفاية يحدث إنفجار على سطح النجم الأساسي. هناك نوعان من ثنائيات الأشعة السينية، وكتلة النجم المرافق (الثانوي) تحدد نوع التراكم الذي يحدث^[15].



الشكل (14-I) صورة لتلسكوب الفضاء هابل ملتقطة من قلب AGN، NGC 4261^[17]

- ثنائيات الأشعة السينية ذات الكتلة المنخفضة (LMXB): النجم الثانوي ذو كتلة أصغر من أوتساوي كتلة الشمس، يحدث التراكم مع تجاوز حيز روش.
- ثنائيات الأشعة السينية ذات الكتلة المرتفعة (HMXB): هذه الثنائيات قوية الأشعة السينية حيث النجم الثانوي ضخمة ذو كتلة $M \geq 10M_{\odot}$. هذا النجم يدفع المادة على شكل رياح في الفضاء، إذن جزء منها يسقط على النجم الأولي لبدء عملية التراكم حوله.

I – 3 – 3 نواة المجرة النشطة (AGN):

ومن المسلم به على نطاق واسع الآن أن مركز معظم أو جميع المجرات عبارة عن ثقب أسود هائل (تصل كتلته إلى بضعة ملايين كتلة الشمس). كتلة ضخمة من هذه الأجسام تنمو، مما يعني أن المجرات تكون نشطة من وقت لآخر. وAGN هي ألمع الأجسام في الكون، التي تظهر في كل الطيف الكهرومغناطيسي وغالبا ما يكون هناك قمة ممتدة من الراديو إلى أشعة غاما.

إضافة إلى إنتاج قوة هائلة مقدرة بعدة بلايين مرة من لمعان الشمس (إلى 10^{49} erg/s). ولكن كما نعلم أن الثقب الأسود لا يصدر شيء، وبالتالي فإنه يعتقد أن الإشعاع من AGN ناتج من مواد تم تسخينها إلى عدة ملايين درجة، وهذه المواد قريبة من مركز الثقب الأسود تشكل قرص تراكم قبل وقوعها في الثقب الأسود.

المراقبة الحديثة رصدت وجود بنية أخرى مماثلة لقرص التراكم، وهي عبارة عن مادة بارزة تشكلت حول القرص، التي تحتوي على الغاز والغبار والحطام من نجوم تعطلت بسبب مرورها بالقرب من الثقب الأسود^[18].

I – 3 – 4 أقراص فلكية أخرى:

بالإضافة إلى ما ذكر سابقا، هناك العديد من الأمثلة الأخرى لأقراص التراكم في الكون.

أ- الثنائيات المدمجة

الثنائيات المدمجة هي أنظمة ثنائية ضخمة، تحتوي على ثنائية من بقايا النجوم المدمجة (قزم أبيض، نجم نيوتروني أو ثقب أسود).



الشكل (I-15) صور لثقب أسود يلتهم نجم نيوتروني.^[19]

لأن حقل الجاذبية للأجسام المندمجة كثيف جداً، النجوم تفقد طاقتها بينما تنبعث منها موجات الجاذبية ودوامة تقترب أكثر فأكثر من النجم مع سرعات مقاربة لسرعة الضوء. عند إقترابهم بما فيه الكفاية، قوى المد والجزر تسحب المكونات الأقل ضخامة لتشكيل قرص تراكم حول المكونات الأكثر ضخامة. في بعض الحالات (النجوم الثنائية المكونة من نجمين نيوترونيين، الثقب الأسود وثنائيات قزم أبيض أو الثقب الأسود وثنائيات النجوم النيوترونية)، والنجوم سريعة الاندماج (كانت مقترحة لأول مرة من قبل Paczynski في عام 1986) وتشكيل ثقب أسود واحد مع بروز حطام متناثر الذي يمثل قرص التراكم، حيث تتراكم المادة بسرعة على الثقب الأسود المركزي الشكل (I-15).

في كل تشكيل لثقب أسود عن طريق إلتحام جسمين مندمجين يتم تحرير طاقة هائلة ($\sim 10^{53} \text{ erg.s}$) على شكل كرات نارية لمدة قصيرة، انفجارات أشعة غاما (> 2 ثانية).

ب- النجوم Be / Ae المرئية الضخمة (HAEBE)



الشكل (I-16) تظهر الصور من اليسار إلى اليمين حلقات كوكب المشتري وأورانوس ونبتون وزحل^[17].

HAEBE تكون النجوم في مرحلة قبل التسلسل الرئيسي بكتلة من 2 إلى 10 كتلة الشمس. سرعة دورانها كبيرة، تكون أكثر سخونة وإشراقاً من النجوم ذات الكتلة المنخفضة T Tauri (النجوم ذات كتلة $M < 2M_{\odot}$) ومدة حياتها أقصر لأنها تقضي وقتاً أقل خلال التطور للوصول إلى مرحلة التسلسل الرئيسي. هذه الأجسام النجمية الشابة جزء من سحابة جزيئية هائلة من الغاز والغبار، وربما مرتبة في محيط قرص التراكم الذي يرتبط مع تدفق قوي للأشعة تحت الحمراء وبوفرة بسبب الإنبعثات العفوية.

ت- حلقات الكواكب

حلقات الكواكب هي حلقات رقيقة جدا محيطة بالكواكب، إلا أنها تشترك في بعض الخصائص الديناميكية مع أقراص التراكم الغازية. فهي تتشكل من جزيئات الجليد تتراوح في حجمها من ذرات الغبار إلى صخور ذات أقطار ببضعة أمتار. حلقات الأنظمة موجودة في جميع الكواكب الغازية العملاقة في نظامنا الشمسي، وجدت حول كوكب المشتري، أورانوس، نبتون وزحل، وهذا الأخير نستطيع مشاهدة حلقاته بسهولة من خلال التلسكوبات. أصل حلقات هذه الأنظمة لا يزال مثير للجدل.

ث- المجرات الحلزونية

أكثر من نصف المجرات التي تم رصدها هي عبارة عن مجرات لولبية، والمجرات الحلزونية هي أكثر نوع شائع في الكون، وهي على شكل أقراص دوارة من الغاز، الغبار والنجوم. هذه المجرات لديها بنيات معقدة مع ثلاثة عناصر هي:

الأذرع الحلزونية، الإنتفاخ، والهالة. والأذرع الحلزونية هي مناطق تشكل النجوم النشطة، فهي غنية بالغاز والغبار وأصغر النجوم مثل النجم الأزرق والأبيض التي تجعل من الأذرع الحلزونية واضحة للغاية. الإنتفاخ هو نواة المجرة، فهو الأكثر كثافة ذو لون أحمر بسبب وجود العديد من النجوم القديمة في هذه المنطقة كالنجوم الحمراء، وفي القلب، يمكن العثور على ثقب أسود هائل كتلته تقدر بملايين المرات من كتلة الشمس. وتعتبر الهالة جزء من المجرات الحلزونية وتظهر بشكل كبير وغير مرئي تتكون من مواد منجذبة التي تشكل النجوم، والمادة المظلمة والحشود الكروية من النجوم.

أقراص المجرات الحلزونية ليست كبلرية، فهي ذات جاذبية ذاتية قوية وعمليات التراكم تحتاج إلى وقت طويل أكثر من النجوم.

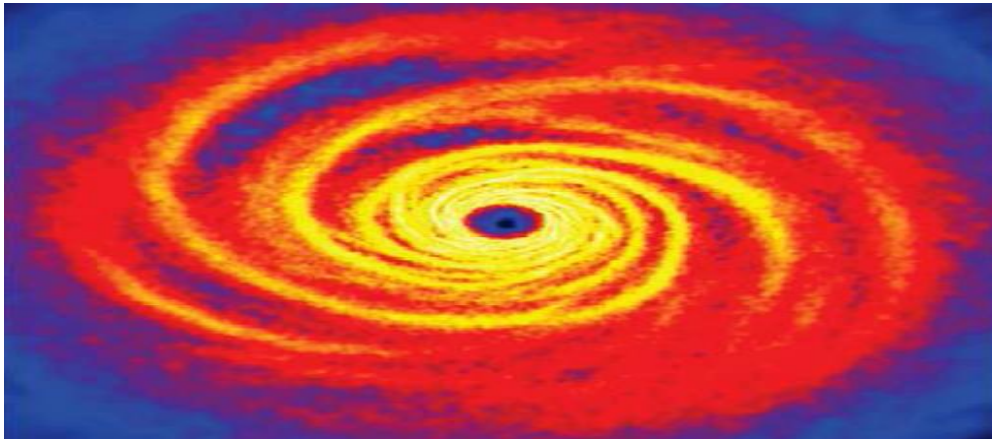
مجرتنا، درب التبانة، وأقرب مجرة هي مجرة أندروميديا، كلاهما أكبر المجرات الحلزونية. الصورة أدناه على اليسار تظهر مجرة لولبية جميلة، NGC 3810، وتظهر الصورة اليمنى مجرة درب التبانة في حالة تسمح بتوضيح مكونات المجرات الحلزونية.



الشكل (17-I) الصورة الأولى: مجرة NGC 3810 . الصورة الثانية: مجرة درب التبانة^[20].

I – 4 نقل المادة الناتج عن الجاذبية الذاتية:

النقل مع عدم إستقرار الجاذبية الذاتية هو آلية أخرى هامة. إذا كانت كتلة القرص كبيرة بما فيه الكفاية مقارنة بما كان عليه النجم، عدم إستقرار الجاذبية يصبح مهما.



الشكل (18-I) بنية الكثافة السطحية لقرص ذو جاذبية ذاتية^[21].

قد يولد عدم إستقرار الجاذبية الضعيف كثافة حلزونية مضطربة (الشكل الحلزوني هو نتيجة للدوران المتباين)^[22]، والتي هي المسؤولة عن تحويل مادة القرص إلى الداخل والعزم الزاوي إلى الخارج. الشكل (18-I) لقطة مأخوذة من محاكاة هيدروديناميكية

للجاذبية الذاتية للقرص، تظهر بنية الدوامة. المعيار الذي يتحكم في أهمية الجاذبية الذاتية للقرص هو معيار تومر (Toomre criterion).

$$Q \simeq \frac{c_s k}{\pi G \Sigma} \quad (10-I)$$

حيث Σ تمثل كثافة الكتلة ، k يمثل تردد دوراني في القرص، يحدد بالعلاقة:

$$k^2 = \frac{1}{r^3} \frac{d(R^4 \Omega^2)}{dr} \quad (11-I)$$

Q هو بعد متغير، دوره تحديد ما إذا كان القرص الغازي مستقر الجاذبية أم لا، وبالتالي:

* إذا كان $Q > 1$ عدم الاستقرار في وسط أسطواني متجانس يتطور في القرص.

* إذا كان $Q < 1$ القرص مستقر (هذه حالة الأقراص ذات الكتلة المنخفضة).

* إذا كان $Q \simeq 1$ عدم الإستقرار غير المتجانس يظهر في القرص.

تطبق هذه الآلية فقط في الأقراص الضخمة جدا مثل تلك التي تم تشكيلها في المراحل الأولى من حياة النجوم حيث كتلة القرص

هي أكبر من تلك المتعلقة بالنجم الأولي. مع مرور الوقت، عدم الاستقرار هذا يصبح مهملاً لأن إعادة التوزيع السريعة لمادة

القرص يؤدي إلى التقليل من كتلتها عن طريق التراكم على النجم المركزي .

الفصل الثاني:

المعادلات الأساسية لأقراص التراكم

II – 1 المتغيرات المتعلقة ببنية القرص

يوصف مستوى القرص عند اللحظة t وبجوار النقطة R بدرجة حرارة مميزة T (تكون درجة الحرارة على سطح المستوي

$z=0$)؛ كثافته السطحية Σ ومعدل تراكم الموضعي \dot{M} المقادير Σ ، T و \dot{M} هي دوال ل t و R . نقدم أدناه قائمة لبعض

المتغيرات التي تصف حالة القرص والمعادلات التي تربط بينها

II – 1 – 1 السرعة الزاوية Ω :

لتعميم المسألة نفترض أن مدارات الجسيمات خاضعة لقوانين كبلر، لدينا:

$$\Omega = \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1 - II)$$

حيث G هو ثابت الجاذبية، ويعطى:

$$G = 6.6732 \cdot 10^{-8} \text{ cgs}$$

II – 1 – 2 الكتلة الذرية المتوسطة μ :

الكتلة المتوسطة ناتجة عن كتلة البروتون، الجزيئات (أنوية وإلكترونات) التي تشكل الغاز. لدينا في حالة الغاز المتأين تمام^[23]

$$\mu = \frac{1}{\left(2x + \frac{3}{4}y + \frac{1}{2}z \right)} \quad (2 - II)$$

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

II – 1 – 3 الضغط P ومعادلة الحالة:

الضغط الكلي P ^[24] ناتج عن ضغط الغاز بفعل الجزيئات p_{gaz} و ضغط الإشعاع الناتج عن الفوتونات P_{rad} لدينا:

$$P = P_{\text{gaz}} + P_{\text{rad}} \quad (3 - II)$$

$$P_{gaz} = \frac{\rho}{\mu m_p} kT \quad (4 - II)$$

$$P_{rad} = \frac{1}{3} \alpha T^4 \quad (5 - II)$$

في هذه العبارات: ρ هي الكثافة المتوسطة بوحدة $[gcm^{-1}]$ ؛ T هي درجة حرارة الغاز؛ k هو ثابت بولتزمان؛ m_p كتلة

البروتون؛ α هو ثابت الإشعاع، يعطي بـ $\alpha = 7.564 \cdot 10^{-15} cgs$. لدينا $k/m_p = 8.31434 \cdot 10^7 cgs$

II - 1 - 4 مؤشر الضغط β :

الثابت β يتم تعريفه كلاسيكيا كنسبة بين ضغط الغاز و الضغط الكلي [24]:

$$\beta = \frac{P_{gaz}}{P} \quad (6 - II)$$

من أجل $\beta = 1$ ضغط الغاز هو الغالب ومن أجل $\beta = 0$ يكون ضغط الإشعاع هو الغالب.

II - 1 - 5 سرعة الصوت c_s :

وهي سرعة الإضطرابات الكظومة للكثافة، لدينا:

$$c_s = \left(\frac{\Gamma_1 P}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7 - II)$$

Γ_1 هو مقدار مرتبط بـ β ، ويكون $5/3$ عندما $\beta = 1$ و $4/3$ عندما $\beta = 0$

من أجل التبسيط نضع هذا الثابت: $\Gamma_1 = 1$ [25]

II - 1 - 6 نصف إرتفاع القرص H :

في حالة التوازن الهيدروستاتيكي نجد:

$$H = \frac{c_s}{\Omega} \quad (8 - II)$$

II - 1 - 7 الكثافة الحجمية ρ :

وهي متوسط كثافة المادة المتواجدة في القرص بوحدة $[g. cm^{-3}]$:

$$\Sigma = \int \rho dz \quad (9 - II)$$

II - 1 - 8 اللزوجة v :

v اللزوجة الحركية، لمصدر الإضطراب في الغاز $[cm^2s^{-1}]$

$$v = \frac{2}{3} \alpha c_s H \quad (10 - II)$$

α له قيمة محددة تعطى.

II - 1 - 9 الكثافة السطحية Σ :

وهي مكاملة الكثافة وفق المحور Z ونعبر عنها بوحدة $[g. cm^{-2}]$ ، تطورها يخضع لمعادلة قطع المكافئ.

II - 1 - 10 السرعة الموضعية للتراكم v :

وهي المركبات الشعاعية لسرعة المواد، وهي سالبة إذا كان هناك التحام للمواد. في الحالة الكبلرية تعطى بـ :

$$\Sigma v R = \frac{(v \Sigma (-3/2 R^{1/2}))'}{1/2 R^{-1/2}} = -3 R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (v \Sigma R^{1/2}) \quad (11 - II)$$

إذن:

$$v = -\frac{3}{\Sigma R^{1/2}} \frac{\partial}{\partial R} (v \Sigma R^{1/2}) \quad (12 - II)$$

II - 1 - 11 معدل التراكم \dot{M} :

هو المعدل الموضعي بالنسبة لـ R ، وهو كمية المواد التي تمر خلال السطح الجانبي لأسطوانة نصف قطرها R وإرتفاعها $2H$ في وحدة الزمن.

$$dM = 2\pi R v dt \int_{-H}^{+H} \rho(z) dz = 2\pi R v dt 2H \langle \rho \rangle = 2\pi R v \Sigma dt \quad (13 - II)$$

حيث:

$$\dot{M} = dM/dt = -2\pi R \Sigma v. \quad (14 - II)$$

ويكون موجبا إذا تم إلتحام المواد.

II - 2 قرص كبلري:

نفترض أن القرص رقيق جدا ويكون على سطح المستوي للنظام، متوضع حول محور دوران النجم المركزي، والكتلة M_* لهذا الأخير هي أكبر بكثير من كتلة القرص، وبالتالي فإن مجال الجاذبية يتناسب مع GM_*/R^2 من أجل نظام نجمي TTauri + قرص نموذجي، لدينا $M_* \simeq M_\odot$ وكتلة القرص $\sim 10^{-2} M_\odot$ ، وبالتالي فإن التقريب مبرر. ويظهر هذا الشكل الهندسي في الشكل (II-1) الذي يظهر نظام نجمي + قرص يُرى من خلال هذا النظام.

وإذا إفترضنا أن الحالة مستقرة ($\partial/\partial t$) وباستخدام الإحداثيات الاسطوانية والمحور Z يتماشى مع محور الدوران، فمن المفترض أن

$$u = u_\phi(R, z) \hat{e}_\phi \text{ أي مسارات دائرية،}$$

إذا كان القرص رقيق جدا (بمعنى أن له سمك $h \ll R_*$)، نستطيع نمذجة الآلية فقط في سطح المستوي مع إفتراض Z ثابت في

القرص نفسه، بحيث u_ϕ يعتمد على قيم متغيرة لـ R ، و $\partial/\partial z = 0$. وهذه الحالة محددة بالعنصر R لمعادلة أولر في

غياب العنصر الشعاعي للتدفق وتختصر في علاقة التوازن بين الجاذبية وقوة الطرد المركزي^[26]:

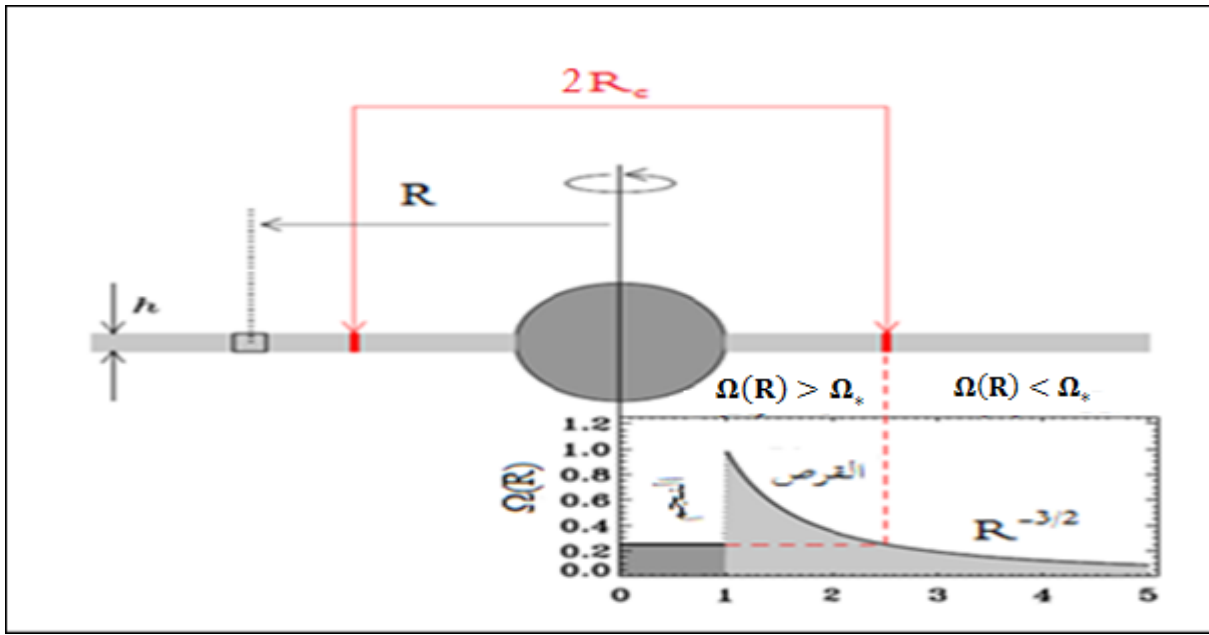
$$\frac{GM_*}{R^2} = \frac{u_\phi^2}{R} \equiv \Omega^2 R \quad (15 - II)$$

حيث تعطى السرعة الزاوية بدلالة نصف القطر R بالشكل التالي:

$$\Omega(R) = (GM_*/R^3)^{1/2} \text{ rad s}^{-1} \quad (16 - II)$$

أي أن قرص التراكم الذي تخضع سرعته الزاوية للقانون (16 - II) هو قرص تراكم كبلري نصف قطر دورانه:

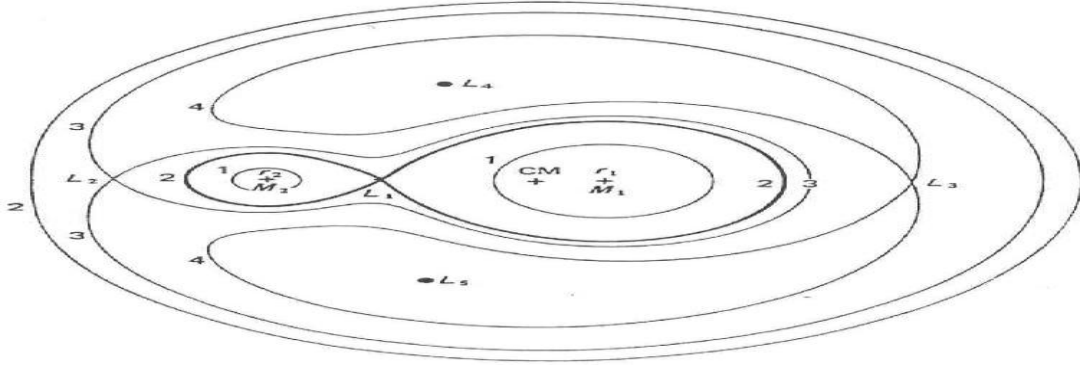
$$R = R_c = (GM_*/\Omega_*^2)^{1/3}$$



الشكل (1-II) هندسة قرص كبلري يُرى من خلال المقطع. النجم المركزي ذو نصف قطر R_* وكتلة M_* يدور بسرعة زاوية Ω_* قرص ذو سمك h يشغل سطح المستوي [26].

II - 3 إنتقال المادة في أقراص التراكم:

في الأنظمة المزدوجة تكون مادة النجم الأقل كثافة مرتبطة به بفعل قوى الجاذبية فإذا تمدد هذا النجم تتعدى المادة حيز روش وتتعدى نقطة لاغرونج L_1 إلى القرص المحيط بالنجم عالي الكثافة متبعة مسارات بيضوية الشكل حول النجم الأولي في مرجع ثابت الحركة الدورانية تضمن حدوث تصادمات بين الغازات مما يؤدي إلى تبديد الطاقة، في حين أن المواد المتوضعة في المقدمة تحول عزمها الحركي وعليه يمكن اعتبار أن الإنحفاظ يكون في المجال الزمني الذي يكون فيه تبديد للطاقة ولذلك سوف تنتقل إلى المدارات ذات طاقة أقل من أجل عزم زاوي معطى، ليكن مدار دائري، مع إهمال كل عوامل فقدان العزم الزاوي [27].



الشكل (2-II) صورة توضيحية لمواقع نقاط لاغرونج بالنسبة لنظام ثنائي [27].

بتطبيق القانون الثاني لنيوتن:

لتكن المادة المنتقلة ذات كتلة m_1 تقوم بحركة دائرية منتظمة في مرجع نعتبره غاليليا، حسب القانون الثاني لنيوتن فإن محصلة القوى

الخارجية \vec{F} المطبقة على المادة يجب أن تحقق العلاقة $\vec{F} = m_1 \vec{a}$ حيث: $\vec{a} = \frac{v^2}{R_c} \vec{n}$ (شعاع التسارع)، v : السرعة.

ومنه:

$$\vec{F} = m_1 \frac{v^2}{R_c} \vec{n} \quad (17 - II)$$

وبفعل التأثير المتبادل بين الكتلتين m_1 و M_2 الذي يعمل على تقريبيهما من بعضهما البعض وبعد تحقق شروط معينة على أحد

الجسمين يمكن كتابة القانون التالي الذي يعبر عن التجاذب الموجود بين M_2 و m_1 :

$$\vec{F}_{M_2/m_1} = \frac{GM_2 m_1}{R_{circ}^2} \vec{n} \quad (18 - II)$$

بالمساواة بين (17 - II) و (18 - II) نجد:

$$R_c = \frac{GM_2}{v^2} \quad (19 - II)$$

لدينا من جهة أخرى $\vec{j} = \vec{p} \wedge \vec{R}_c$ ومنه:

$$J^2 = m_1^2 v^2 R_c^2 \quad (20 - II)$$

من (19 - II) و(20 - II) نجد:

$$R_c = \frac{J^2}{GM_2 m_1^2}$$

نضع $m_1 = 1$ ومنه المواد والغازات تتوضع على مسافة R_c من مركز النجم الأولي:

$$R_c = \frac{J^2}{GM_2} \quad (21 - II)$$

حيث J هو العزم الحركي. عند حلقة الغاز $R = R_{circ}$ يبقى تبديد الطاقة مستمر بفعل (الصدمات والاحتكاك الناتج عن اللزوجة، ... الخ). المواد تحول جزء من طاقتها "المدارية" على شكل طاقة داخلية والتي سوف تشع في نهاية المطاف، وبالتالي تُفقد. فقدان الطاقة يعني أن الغاز يقترب من الجسم المركزي لتحقيق حالة التوازن، الأمر الذي يتطلب في المقابل انه يتخلى عن عزمه الحركي. لذا فمن المتوقع أن الغاز ينتقل في دوامة ببطء إلى الداخل، يسلك مسارات دائرية تقريبا. ويسمى هذا بـ "قرص التراكم" [27].

II - 4 المعادلات الأساسية لأقراص تراكم

من أجل معرفة كيف تعمل اللزوجة على نقل العزم الزاوي إلى الخارج (بغض النظر عن أصلها)، بعد ليندن- بيل و برينغل (1974)، برينغل (1981) وفرانك وآخرون (2002)، دعونا نعتبر أبسط نموذج لقرص التراكم : قرص غازي رقيق جدا يدور حول نجم مركزي مع إعتبار أن له كتلة كبيرة M إذن لهذا القرص جاذبية ذاتية يمكن تجاهلها. نعتبر الإحداثيات الأسطوانية القطبية (r, ϕ, z) مع إعتبار أن المبدأ ينطبق على مركز النجم. يقع القرص في المستوي $z = 0$. القرص رقيق جدا إرتفاعه أصغر بكثير من المسافة إلى مركز النجم أي $H/R \ll 1$. في أقراص الكواكب الأولية مثلا هذه النسبة تتراوح بين $H/R \sim 0.05-0.1$ وفي أقراص AGN تأخذ القيم $H/R \sim 0.001-0.01$ ، العديد من الدراسات إقتصرت فقط على هذا التقريب، لأنه يساعد على فهم عوامل عدم الاستقرار، التي يمكن تعميمها على الأقراص السميكة. يتميز القرص بكثافة

سطحية Σ ، والتي تمثل الكتلة لوحدة مساحة القرص، تعطى من خلال تكامل كثافة الغاز وفق المحور Z المباشر. تقرب القرص الرقيق يستلزم أن تكون سرعة الصوت أقل بكثير من سرعة الدوران $R\Omega(R)$ أو التدفق داخل القرص يفوق سرعة الصوت. من هذا الشرط الأول يمكن بسهولة إيجاد سرعة الدوران بموجب قانون كبلر^[10].

$$\Omega(R) = \Omega_K(R) = \left(\frac{GM}{R^3}\right)^{1/2}$$

في هذه الحالة يقال أن قرص دعم بالتناوب، أي قوة الجاذبية المبدولة من قبل مركز النجم متوازنة مع قوة الطرد المركزي بسبب دوران. القرص أثناء التراكم يتميز بالإضافة إلى السرعة الكبلرية بإمتلاكه لنصف قطر، أو "إنحراف" السرعة U_R موجهة إلى مركز النجمة.

في هذا القسم أنشأنا المعادلات الأساسية التي تحكم أقراص تراكم.

II - 4 - 1 قوانين الإنحفاظ :

الكتلة من الطوق $(R, R + \Delta R)$ هي:

$$M = \rho(2\pi R \Delta R H) = 2\pi R \Delta R \Sigma \quad (22 - II)$$

حيث H يمثل إرتفاع القرص و $\Sigma = \rho H$ هي الكثافة السطحية، إذن العزم الزاوي^[10] يعطى ب:

$$j = 2\pi R \Delta R \Sigma R^2 \Omega \quad (23 - II)$$

من أجل كتلة الطوق:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Delta R \Sigma) &= v_R(R, t) 2\pi R \Sigma(R, t) - v_R(R + \Delta R, t) 2\pi (R + \Delta R) \Sigma(R + \Delta R, t) \\ &\approx -2\pi \Delta R \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) \end{aligned} \quad (24 - II)$$

عندما تؤول ΔR إلى الصفر $\Delta R \rightarrow 0$ نتحصل على معادلة إنحفاظ الكتلة كالتالي:

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) = 0 \quad (25 - II)$$

معادلة إنحفاظ العزم الزاوي هي:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Delta R \Sigma R^2 \Omega) \\ &= v_R(R, t) 2\pi R \Sigma(R, t) R^2 \Omega \\ &- v_R(R + \Delta R, t) 2\pi (R + \Delta R) \Sigma(R + \Delta R, t) (R + \Delta R)^2 \Omega (R + \Delta R) \\ &+ G(R + \Delta R) - G(R) \approx -2\pi \Delta R \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R R^2 \Omega) + \frac{\partial G}{\partial R} \Delta R \end{aligned} \quad (26 - II)$$

حيث $G(R, t) = 2\pi R v R^2 \Omega'$ يمثل عزم دوران اللزوجة المبذول في الحلقة الخارجية (هنا $\Omega' = \frac{d\Omega}{dR}$ و v هي اللزوجة)

عند النهاية $\Delta R \rightarrow 0$ نتحصل على:

$$R \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R R^2 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R} \quad (27 - II)$$

يمكننا تبسيط العلاقة أكثر وذلك بإستعمال معادلة إنحفاظ الكتلة فتصبح العلاقة من الشكل:

$$R \Sigma v_R = \frac{1}{2\pi (R^2 \Omega)'} \frac{\partial G}{\partial R} = -3R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (v \Sigma R^{1/2}) \quad (28 - II)$$

حيث إستخدمنا العلاقة (1 - II) : $\Omega(R) = \Omega_K(R) = (GM/R^3)^{1/2}$

وفي النهاية نتحصل على المعادلة التي تمثل تطور الكثافة السطحية بدلالة تطور الزمن كالتالي:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{\partial}{R \partial R} (R \Sigma v_R) = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (v \Sigma R^{1/2}) \right] \quad (29 - II)$$

السرعة الشعاعية تعطى بـ:

$$v_R = -\frac{3}{\Sigma R^{1/2}} \frac{\partial}{\partial R} (v \Sigma R^{1/2}) \sim \frac{v}{R}$$

الفصل الثالث:

حلول معادلة تطور الكثافة السطحية

III – 1 حلول معادلة تطور الكثافة السطحية:**III – 1 – 1 الحل من أجل أقراص كبلرية في حالة اللزوجة ثابتة:**

من أجل الحصول على الفكرة الأولى لأثر اللزوجة على نقل العزم الزاوي، وعلى تطور بنية القرص، دعونا نعتبر أولاً أن اللزوجة v ثابتة. هذا الافتراض يجعل معادلة تطور الكثافة السطحية مرتبطة خطياً بـ Σ والقرص يتكون من حلقة واحدة فقط.

لذلك، في حالة $v = \text{constant}$ ، يمكن حل معادلة تطور الكثافة السطحية عن طريق فصل المتغيرات.

نأخذ $\Sigma(R, t) = R^p T(t) \sigma(R)$ ، حيث p هو متغير مفترض نختاره لتسهيل الحساب. نشق هذه العبارة بالنسبة للزمن فنجد:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = R^p T'(t) \sigma(R) \quad (1 - III)$$

وبمساواة (1 - III) مع معادلة تطور الكثافة السطحية نجد:

$$\frac{T'(t)}{T(t)} = \frac{3v}{R^{p+1} \sigma(R)} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (R^{p+1/2} \sigma(R)) \right] = \text{constant} = -\Lambda \quad (2 - III)$$

حيث Λ ثابت الانفصال وهو عدد حقيقي موجب، وبمكاملة المعادلة (2 - III) نجد:

$$T(t) = \exp(-\Lambda t) \quad (3 - III)$$

وبتعويض العلاقة (3 - III) في معادلة $\Sigma(R, t)$ تصبح كما يلي:

$$\Sigma(R, t) = R^p \sigma(R) \exp(-\Lambda t) \quad (4 - III)$$

وبتعويض المعادلة (4 - III) في معادلة تطور الكثافة السطحية نجد:

حساب الطرف الأول:

$$\frac{\partial \Sigma(R,t)}{\partial t} = -\Lambda R^p \sigma \exp(-\Lambda t) \quad (5 - III)$$

حساب الطرف الثاني:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (3v \Sigma R^{1/2}) \right] &= \frac{3v}{R} \exp(-\Lambda t) \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (\sigma R^{p+1/2}) \right] \\ &= \frac{3v}{R} \exp(-\Lambda t) \frac{\partial}{\partial R} \left[\left(p + \frac{1}{2} \right) R^p \sigma + R^{p+1} \frac{\partial \sigma}{\partial R} \right] \\ &= \frac{3v}{R} \exp(-\Lambda t) \left[p \left(p + \frac{1}{2} \right) R^{p-1} \sigma + \left(p + \frac{1}{2} \right) R^p \frac{\partial \sigma}{\partial R} + (p+1) R^p \frac{\partial \sigma}{\partial R} + R^{p+1} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} \right] \\ &= \frac{3v}{R} \exp(-\Lambda t) \left[R^{p+1} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} + \left(2p + \frac{3}{2} \right) R^p \frac{\partial \sigma}{\partial R} + p \left(p + \frac{1}{2} \right) R^{p-1} \sigma \right] \end{aligned} \quad (6 - III)$$

بالمساواة بين (5 - III) و (6 - III) نجد:

$$\Lambda R^p \sigma + \frac{3v}{R} \left[R^{p+1} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} + \left(2p + \frac{3}{2} \right) R^p \frac{\partial \sigma}{\partial R} + p \left(p + \frac{1}{2} \right) R^{p-1} \sigma \right] = 0$$

ومنه:

$$R^{p+1} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} + \left(2p + \frac{3}{2} \right) R^p \frac{\partial \sigma}{\partial R} + \left(p \left(p + \frac{1}{2} \right) R^{p-1} + \frac{\Lambda R^2}{3v} \right) \sigma = 0 \quad (7 - III)$$

وبقسمة المعادلة (7 - III) على R^{p-1} :

$$R^2 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} + \left(2p + \frac{3}{2} \right) R \frac{\partial \sigma}{\partial R} + \left(p \left(p + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Lambda R^2}{3v} \right) \sigma = 0 \quad (8 - III)$$

للتبسيط نختار $p = -\frac{1}{4}$ ونضع $k^2 = \frac{\Lambda}{3v}$ ، المعادلة (8 - III) تصبح:

$$R^2 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} + R \frac{\partial \sigma}{\partial R} + \left(k^2 R^2 - \frac{1}{16} \right) \sigma = 0 \quad (9 - III)$$

والمعادلة (9 - III) هي معادلة بيسل من رتبة $1/4$ وصيغتها العامة تعطى [28] بـ:

$$z^2 w'' + (1 - 2p) z w' + (\lambda^2 q^2 z^{2q} + p^2 + v^2 q^2) w = 0 \quad (10 - III)$$

حلها من الشكل [28]:

$$w = z^p \varphi_v(\lambda z^q) \quad (11 - III)$$

بالمطابقة نجد:

$$z = R$$

$$1 - 2p = 1 \Rightarrow p = 0$$

$$\lambda^2 q^2 z^{2q} + p^2 + v^2 q^2 = \lambda^2 q^2 z^{2q} + v^2 q^2 = k^2 R^2 - \frac{1}{16} \Rightarrow \begin{cases} q = 1 \\ \lambda = k \\ v = 1/4 \end{cases}$$

ومنه الحل العام هو:

$$\sigma(R) = A J_{1/4}(kR) + B Y_{1/4}(kR) \quad (12 - III)$$

A و B ثابت يمكن حسابها من الشروط الحدية. $J_{1/4}(kR)$ هي دالة بيسل J من رتبة 1/4 تعطي بـ :

$$J_{1/4}(kR) = \frac{1}{\Gamma\left(\frac{1}{4} + 1\right)} \left(\frac{kR}{2}\right)^{1/4} \approx R^{1/4}$$

$Y_{1/4}(kR)$ هي دالة بيسل Y من رتبة 1/4 تعطي بـ :

$$Y_{1/4}(kR) = \frac{-\Gamma\left(\frac{1}{4}\right)}{\pi} \left(\frac{2}{kR}\right)^{1/4} \approx R^{-1/4}$$

نأخذ الحل في حالة زوال عزم الدوران عند $R=0$ ، لذلك تبقى فقط دالة بيسل J في الحل وعند تعويض الحل

(المعادلة (12 - III)) في علاقة الكثافة السطحية (المعادلة (4 - III)) هذه الأخيرة تصبح من الشكل:

$$\Sigma(R, t) = R^{-1/4} \int_0^\infty A J_{1/4}(kR) \exp(-3vk^2 t) dk \quad (13 - III)$$

في الحالة الابتدائية عند اللحظة $t=0$ تكتب عبارة الكثافة السطحية (المعادلة (13 - III)) من الشكل:

$$\Sigma(R, t = 0) = R^{-1/4} \int_0^{\infty} A(k) J_{1/4}(kR) dk \quad (14 - III)$$

نحن الآن بحاجة لإستخدام تحويلات هانكيل^[29]:

$$A(R) = \int_0^{\infty} a(k) J_{1/4}(kR) (kR)^{1/2} dk$$

$$a(k) = \int_0^{\infty} A(R) J_{1/4}(kR) (kR)^{1/2} dR$$

نطبق هذا التحويل على المعادلة (14 - III)، قبل هذا نستطيع كتابتها من الشكل:

$$\Sigma(R, t = 0) = R^{-3/4} \int_0^{\infty} A(k) k^{-1/2} J_{1/4}(kR) (kR)^{1/2} dk \quad (15 - III)$$

نضع $R = R'$ تصبح المعادلة (15 - III) من الشكل:

$$\Sigma(R', t = 0) = R'^{-3/4} \int_0^{\infty} A(k) k^{-1/2} J_{1/4}(kR') (kR')^{1/2} dk \quad (16 - III)$$

تصبح العلاقة العكسية للمعادلة (16 - III) من الشكل:

$$A(k) = k^{1/2} \int_0^{\infty} \Sigma(R', t = 0) R'^{3/4} J_{1/4}(kR') (kR')^{1/2} dR' \quad (17 - III)$$

أي:

$$A(k) = k \int_0^{\infty} \Sigma(R', t = 0) R'^{5/4} J_{1/4}(kR') dR' \quad (18 - III)$$

نعوض المعادلة (18 - III) في المعادلة (13 - III):

$$\Sigma(R, t) = R^{-1/4} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \Sigma(R', t = 0) R'^{5/4} J_{1/4}(kR') J_{1/4}(kR) \exp(-3vk^2t) k dk dR' \quad (19 - III)$$

نلاحظ من خلال المعادلة (19 - III) أنه يمكن كتابتها من الشكل:

$$\Sigma(R, t) = \int_0^{\infty} G(R, R', t) \Sigma(R', t = 0) dR' \quad (20 - III)$$

حيث $G(R, R', t)$ هي دالة غرين تعطى عبارتها بالكامل^[30]:

$$G(R, R', t) = R^{-1/4} R'^{5/4} \int_0^\infty J_{1/4}(kR) J_{1/4}(kR') \exp(-3vk^2t) k dk \quad (21 - III)$$

ويستعمل التكامل^[30]:

$$\int_0^\infty e^{-\rho^2 x^2} J_p(\alpha x) J_p(\beta x) x dx = \frac{1}{2\rho^2} \exp\left(-\frac{\alpha^2 + \beta^2}{4\rho^2}\right) I_p\left(\frac{\alpha\beta}{2\rho^2}\right) \quad (22 - III)$$

بمطابقة طرف التكامل بين (21 - III) و (22 - III) نجد:

$$\rho^2 = 3vt, \alpha = R, \beta = R', p = \frac{1}{4}, x = k$$

ومنه:

$$G(R, R', t) = \frac{R^{-1/4} R'^{5/4}}{6vt} \exp\left[-\frac{R^2 + R'^2}{12vt}\right] I_{1/4}\left(\frac{RR'}{6vt}\right) \quad (23 - III)$$

حيث $I_{1/4}\left(\frac{RR'}{6vt}\right)$ هي دالة بيسل المعدلة.

$$\Sigma(R', t = 0) = \Sigma_0 \delta(R' - R_0) R_0 \text{ لدينا:}$$

حيث $\Sigma_0 = \frac{m}{2\pi R_0^2}$ و $\delta(R' - R_0)$ هي دالة ديراك وبالتعويض في العلاقة (20 - III) نجد:

$$\Sigma(R, t) = \Sigma_0 R_0 G(R, R_0, t)$$

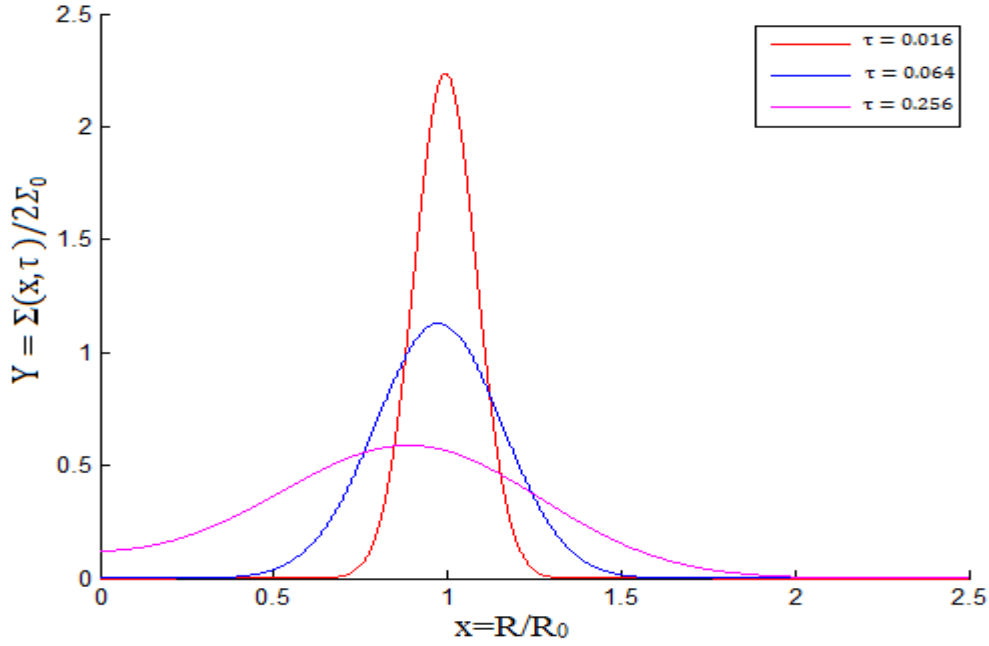
$$\Sigma(R, t) = \Sigma_0 R_0 \frac{R^{-1/4} R_0^{5/4}}{6vt} \exp\left[-\frac{R^2 + R_0^2}{12vt}\right] I_{1/4}\left(\frac{RR_0}{6vt}\right)$$

$$\Sigma(R, t) = 2\Sigma_0 \frac{(R/R_0)^{-1/4}}{12vtR_0^{-2}} \exp\left[-\frac{(R/R_0)^2 + 1}{12vtR_0^{-2}}\right] I_{1/4}\left(\frac{2(R/R_0)}{12vtR_0^{-2}}\right) \quad (24 - III)$$

نضع $x = R/R_0$ و $\tau = 12vtR_0^{-2}$ ومنه الشكل النهائي للحل:

$$\Sigma(x, \tau) = 2\Sigma_0 \tau^{-1} x^{-1/4} \exp\left[-\frac{x^2 + 1}{\tau}\right] I_{1/4}\left(\frac{2x}{\tau}\right) \quad (25 - III)$$

رسم المنحنى $\Sigma(x, \tau)/2\Sigma_0$ في حالة اللزوجة ثابتة:



الشكل (III-1) تطور الكثافة السطحية بدلالة أنصاف الأقطار خلال أزمنة مختلفة في حالة اللزوجة ثابتة

تحليل المنحنى:

من خلال منحنى تطور الكثافة السطحية بدلالة النسبة $x = R/R_0$ خلال أزمنة مختلفة نلاحظ:

في حالة $\tau = 0.016$:

في المجال $0 < x < 0.6$ تكون الكثافة السطحية معدومة في القرص.

في المجال $0.6 < x < 1$ تزايد تدريجي للكثافة السطحية إلى أن تبلغ قيمة عظمى عندما $x = 1$ أي

$$R = R_0 \text{ وهي } 2,25.$$

في المجال $1 < x < 1.3$ تناقص تدريجي للكثافة السطحية إلى أن تنعدم.

في حالة $\tau = 0.064$:

في المجال $0 < x < 0.4$ تكون الكثافة السطحية معدومة في القرص.

في المجال $0.4 < x < 1$ تزايد تدريجي للكثافة السطحية إلى أن تبلغ الذروة عندما $x = 1$ بقيمة 1,1.

في المجال $1 < x < 1.5$ تناقص تدريجي للكثافة السطحية إلى غاية أن تنعدم.

في حالة $\tau = 0.256$:

في المجال $0 < x < 0.8$ تزايد تدريجي للكثافة السطحية ابتداء من القيمة 0,1 إلى أن تبلغ الذروة عندما

$$x = 0.8 \text{ بالقيمة } 0,6.$$

في المجال $0.8 < x < 1.9$ تناقص تدريجي للكثافة السطحية إلى أن تنعدم عندما تأخذ x القيمة 1,9 فما فوق.

تفسير المنحنى:

بجوار R_0 تكون المادة كثيفة جدا ومع مرور الزمن تتناقص هذه الكثافة ويزداد إتساع القرص بسبب إنتشار المادة بفعل عزم دوران اللزوجة حيث تنتقل المادة بطريقة لولبية في القرص فتفقد عزمها الزاوي إلى الأجزاء الخارجية للقرص مما يؤدي إلى إقتراب المادة من

$$R_c = \frac{j^2}{GM} \text{ الجسم المركزي وفقا للقانون .}$$

III - 2 - 1 الحل من أجل أقراص كبلرية في حالة اللزوجة من الشكل $v \propto R^n$:

من أجل قرص تراكم رقيق كبلري متناظر مع إفتراض اللزوجة $v \propto R^n$ [31]

$$\text{لدينا: } v \propto R^n \text{ حيث } n < 2$$

$$\text{ومنه } \frac{\partial v}{\partial R} \propto nR^{n-1} = n \frac{v}{R}$$

$$\text{و } \frac{\partial^2 v}{\partial R^2} \propto n(n-1)R^{n-2} = n(n-1) \frac{v}{R^2}$$

نعوض عبارة الكثافة السطحية $\Sigma(R, t) = R^P \sigma \exp(-\Lambda t)$ في معادلة تطور الكثافة السطحية فنجد [31]:

الطرف الأول:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Sigma(R, t) = -\Lambda R^P \sigma \exp(-\Lambda t) \quad (26 - III)$$

الطرف الثاني:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (3\nu \Sigma R^{1/2}) \right] &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (3\nu R^P \sigma \exp(-\Lambda t) R^{1/2}) \right] \\ &= \frac{3}{R} \exp(-\Lambda t) \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \nu}{\partial R} R^{P+\frac{1}{2}} \sigma + \nu \left(\left(P + \frac{1}{2} \right) R^{P-\frac{1}{2}} \sigma + R^{P+\frac{1}{2}} \frac{\partial \sigma}{\partial R} \right) \right) \right] \\ &= \frac{3}{R} \exp(-\Lambda t) \left[\frac{\partial^2 \nu}{\partial R^2} R^{P+1} \sigma + \frac{\partial \nu}{\partial R} \left((P+1) R^P \sigma + \frac{\partial \sigma}{\partial R} R^{P+1} \right) + \frac{\partial \nu}{\partial R} \left(P + \frac{1}{2} \right) R^P \sigma + \right. \\ &\quad \left. \nu \left(P + \frac{1}{2} \right) \left(P R^{P-1} \sigma + R^P \frac{\partial \sigma}{\partial R} \right) + \nu \left((P+1) R^P \frac{\partial \sigma}{\partial R} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} R^{P+1} \right) \right] \quad (27 - III) \end{aligned}$$

بالمساواة بين (26 - III) و (27 - III) نجد:

$$\begin{aligned} -\Lambda R^P \sigma &= \frac{3}{R} \left[\frac{\partial^2 \nu}{\partial R^2} R^{P+1} \sigma + \frac{\partial \nu}{\partial R} \left((P+1) R^P \sigma + \frac{\partial \sigma}{\partial R} R^{P+1} \right) + \frac{\partial \nu}{\partial R} \left(P + \frac{1}{2} \right) R^P \sigma + \right. \\ &\quad \left. \nu \left(P + \frac{1}{2} \right) \left(P R^{P-1} \sigma + R^P \frac{\partial \nu}{\partial R} \right) + \nu \left((P+1) R^P \frac{\partial \sigma}{\partial R} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} R^{P+1} \right) \right] \\ 3\nu R^P \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} &\left(3 \frac{\partial \nu}{\partial R} R^P + 3 \left(P + \frac{1}{2} \right) R^{P-1} + 3 \frac{\partial \nu}{\partial R} R^P + 3\nu (P+1) R^{P-1} \right) \frac{\partial \sigma}{\partial R} + \\ &\left(3 \frac{\partial^2 \nu}{\partial R^2} R^P + 3 \frac{\partial \nu}{\partial R} R^{P-1} + 3 \frac{\partial \nu}{\partial R} \left(P + \frac{1}{2} \right) R^{P-1} + 3\nu \left(P + \frac{1}{2} \right) P R^{P-2} + \Lambda R^P \right) \sigma = 0 \quad (28 - III) \end{aligned}$$

بتعويض قيمة $\frac{\partial^2 \nu}{\partial R^2}$ و $\frac{\partial \nu}{\partial R}$ مع إختيار $p = n - 1/4$ في (28 - III) نجد:

$$\begin{aligned} 3\nu R^P \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} + 3\nu R^{P-1} \left(2n + 2P + \frac{3}{2} \right) \frac{\partial \sigma}{\partial R} + 3\nu R^{P-2} \left((n+p) \left(n+p + \frac{1}{2} \right) + \right. \\ \left. \Lambda R P \sigma = 0 \right. \end{aligned}$$

وبقسمة المعادلة (28) على $3\nu R^{P-2}$ وإعتبار $s = \nu R^{-n}$ وهو ثابت نجد:

$$R^2 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial R^2} + R \left(2n + 2P + \frac{3}{2} \right) \frac{\partial \sigma}{\partial R} + \left((n+p) \left(n+p + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Lambda R^{2-n}}{3s} \right) \sigma = 0 \quad (29 - III)$$

يمكن إعادة المعادلة (III - 29) مثل معادلة يبسل المميزة^[28] المعادلة (III - 10)

بالمطابقة بينهما نجد:

$$z = R$$

$$1 - 2p_B = 2n + 2p + \frac{3}{2} = 2n + 2\left(n - \frac{1}{4}\right) + \frac{3}{2} = 4n + 1 \Rightarrow p_B = -2n$$

$$\lambda^2 q^2 z^{2q} + p_B^2 - v_B^2 q^2 = (n + p)\left(n + p + \frac{1}{2}\right) + \frac{\Lambda R^{2-n}}{3S}$$

$$\lambda^2 q^2 z^{2q} - v_B^2 q^2 = -\frac{1}{16} + \frac{\Lambda R^{2-n}}{3S}$$

$$2q = 2 - n \Rightarrow q = 1 - n/2$$

$$v_B^2 q^2 = \frac{1}{16} \Rightarrow v_B = \frac{1}{4q} = \frac{1}{4-2n}$$

$$\lambda^2 q^2 = \frac{\Lambda}{3S} = k^2 \Rightarrow \lambda = \frac{k}{q} = \frac{k}{1-n/2}$$

$$\sigma = R^{-2n} \varphi_{\frac{1}{4-2n}}\left(\frac{k}{1-n/2} R^{1-n/2}\right)$$

$$\text{نضع } y(R) = \frac{R^{1-n/2}}{1-n/2} \text{ ومنه:}$$

$$\sigma_k(R) = R^{-2n} [A(k)J_\nu(ky) + B(k)Y_\nu(ky)] \quad (30 - III)$$

y صيغة كيفية للحل؛ $\nu = (4 - 2n)^{-1} > 0$ ، $y(R) \equiv R^{(1-n/2)}/(1 - n/2)$ ، و J_ν و Y_ν هما

دالتي يبسل من النوع الأول والثاني على التوالي، والرتبة ν . إذا كان ν ليس بالعدد الصحيح، إذن يمكن عموماً إستبدال Y_ν بـ

$J_{-\nu}$ بدون تأثير. مكاملة الحل الأساسي في جميع الحالات الممكنة لـ k يعطي الحل^[31]:

نعوض هذا الحل (المعادلة (III - 30)) في عبارة $\Sigma(R, t)$ (المعادلة (III - 4)) فنجد:

$$\Sigma(R, t) = \int_0^\infty R^{-n-1/4} [A(k)J_\nu(ky) + B(k)Y_\nu(ky)] \exp(-3sk^2t) dk \quad (31 - III)$$

يتم تحديد صيغتي $A(k)$ و $B(k)$ من خلال الشروط الحدية و الكثافة السطحية الابتدائية $\Sigma(R, t = 0)$.

عزم دوران معدوم عند $R_{in} = 0$:

الشرط الحدي الداخلي يكون في حالة عزم دوران مركزي معدوم هي من مصلحة الفيزياء الفلكية كما يمكن أن تستخدم لوصف التراكم على الثقب الأسود أو النجم يدور ببطء، نصف قطر أكبر بكثير من نصف قطر المدار الدائري الأعمق أو سطح النجم، على التوالي. كثافة عزم الدوران الشعاعية g في القرص بسبب قص اللزوجة هي ^[31]:

$$g(R, t) = \nu \Sigma R^2 \frac{\partial \Omega_k}{\partial R} \propto \nu \Sigma R^{1/2} \quad (32 - III)$$

حيث Ω_k هي السرعة الزاوية الكبلرية للمدار.

لأن الدالتين J_ν و Y_ν لديهما سلوك مقارب $J_\nu(ky) \propto y^\nu \propto R^{1/4}$ و $Y_\nu(ky) \propto y^{-\nu} \propto R^{-1/4}$ بالقرب من نقطة الأصل. في نصف قطر صغير صيغة $A(k)$ سوف تسهم في سلوك $g \propto R^{1/2}$ بينما ستساهم $B(k)$ في $g = \text{CONST}$. وبالتالي، من أجل الحلول لإيجاد عزم دوران اللزوجة معدوم عند $R=0$ الدالة $B(k)$ يجب أن تكون مساوية للصفر ^[31].

ويمكن ربطها بتوزيع الكثافة السطحية عند $t=0$ و $A(k)$ عبر تكامل الدالة:

$$\Sigma(R, 0) = \int_0^\infty R^{-n-1/4} A(k) J_\nu(ky) dk \quad (33 - III)$$

والتي يمكن إيجاد حلها باستخدام تحويل هانكيل ^[29].

تحويل هانكيل زوجي من رتبة ν :

$$\phi_\nu = \int_0^\infty \Phi_\nu(k) J_\nu(kx) k dk$$

$$\Phi_\nu(k) = \int_0^\infty \phi_\nu J_\nu(kx) x dx$$

نكتب المعادلة (33 - III) من الشكل:

$$R^{n+1/4} \Sigma(R, 0) = \int_0^\infty A(k) k^{-1} J_\nu(ky) k dk \quad (34 - III)$$

وبتطبيق تحويلات هانكيل على المعادلة نجد:

$$A(k)k^{-1} = \int_0^{\infty} R^{n+1/4} \Sigma(R, 0) J_v(ky) y dy \quad (35 - III)$$

$$y(R) = \frac{R^{1-n/2}}{1-n/2} \Rightarrow \frac{dy}{dR} = \frac{1-n/2}{1-n/2} R^{-n/2} \Rightarrow dy = R^{-n/2} dR \quad \text{لدينا:}$$

نعوض قيمة $y(R)$ و dy في (35 - III) فنجد:

$$A(k) = (1 - n/2)^{-1} \int_0^{\infty} \Sigma(R, 0) J_v(ky) k R^{5/4} dR \quad (36 - III)$$

للترميز نضع $R = R'$ و $y = y'$ تصبح المعادلة (36 - III) من الشكل:

$$A(k) = (1 - n/2)^{-1} \int_0^{\infty} \Sigma(y', 0) J_v(ky') k R'^{5/4} dR' \quad (37 - III)$$

نعوض المعادلة (37 - III) في (31 - III) لما $B(k) = 0$:

$$\Sigma(R, t) = (1 - n/2)^{-1} R^{-n-1/4} \int_0^{\infty} R'^{5/4} \int_0^{\infty} \Sigma(R', t=0) J_v(ky') J_v(ky) \exp(-3sk^2t) k dk dR' \quad (38 - III)$$

تعطى دالة غرين $G(R, R', t)$ من الشكل:

$$G(R, R', t) = (1 - n/2)^{-1} R^{-n-1/4} R'^{5/4} \int_0^{\infty} J_v(ky') J_v(ky) \exp(-3sk^2t) k dk \quad (39 - III)$$

وباستعمال التكامل^[30] (22 - III) ، بالمطابقة مع حد التكامل في المعادلة (39 - III) نجد:

$$x = k , \alpha = y' , \beta = y , p = v , q^2 = 3st$$

$$G(R, R', t) = (1 - n/2)^{-1} R^{-n-1/4} R'^{5/4} \frac{1}{6st} \exp\left(-\frac{y'^2 + y^2}{12st}\right) I_v\left(\frac{yy'}{6st}\right) \quad (40 - III)$$

حيث I_v هي دالة بيسل المعدلة من النوع الأول، وباستعمال دالة ديراك نجد:

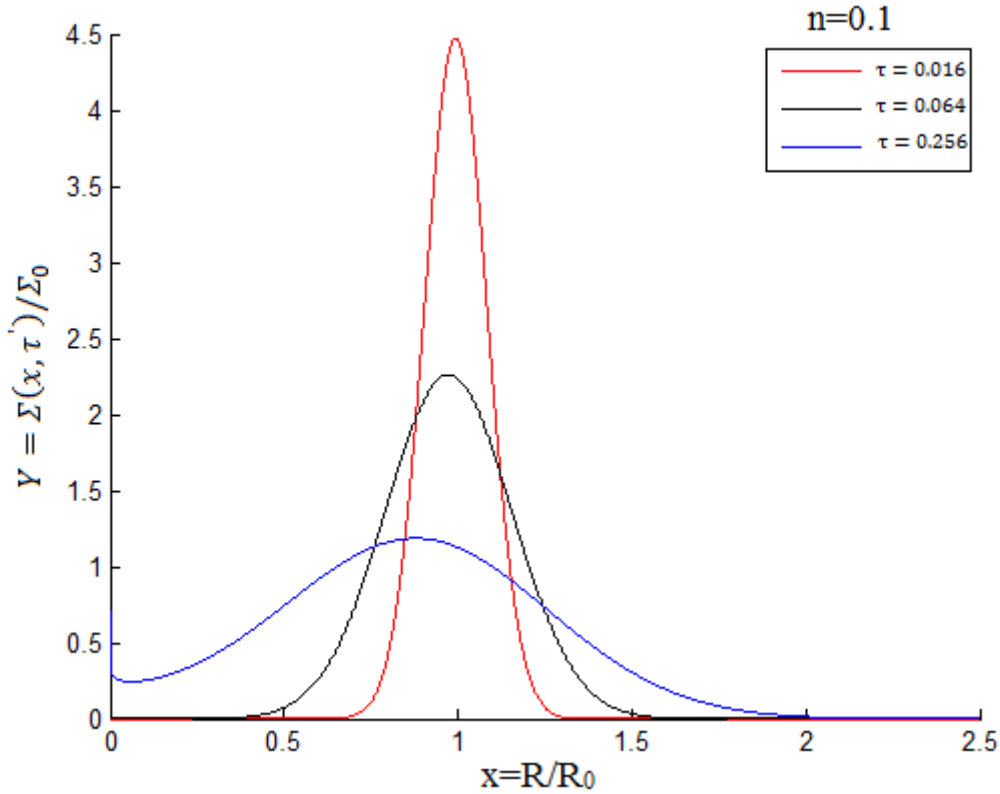
$$\Sigma(R, t) = \int_{R_{in}}^{\infty} G(R, R', t) \Sigma_0 \delta(R' - R_0) R_0 dR' \quad (41 - III)$$

$$\Sigma(R, t) = \Sigma_0 R_0 (1 - n/2)^{-1} R^{-n-1/4} R_0^{5/4} \frac{1}{6st} \exp\left(-\frac{R^{2-n} + R_0^{2-n}}{(1-n/2)^2 12st}\right) I_\nu\left(\frac{R^{1-n/2} R_0^{1-n/2}}{(1-n/2)^2 6st}\right) \quad (42 - III)$$

نضع $x = \frac{R}{R_0}$ و $\tau' (R_0) = 12(1 - n/2)^2 R_0^{n-2} st$ نجد:

$$\Sigma(x, \tau') = (2 - n) \Sigma_0 x^{-n-1/4} \tau'^{-1} \exp\left(-\frac{1+x^{2-n}}{\tau'}\right) I_\nu\left(\frac{2x^{1-n/2}}{\tau'}\right) \quad (43 - III)$$

رسم منحنى $\Sigma(x, \tau') / \Sigma_0$ من أجل $n=0.1$:



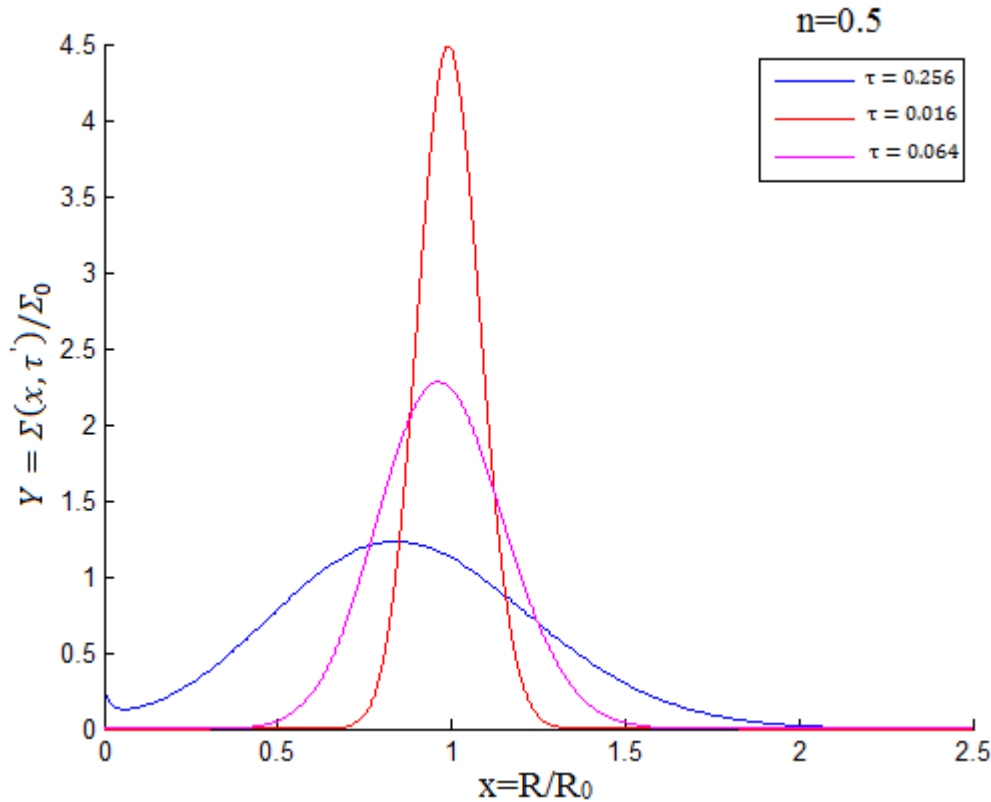
الشكل (III-2) تطور الكثافة السطحية بدلالة أنصاف الأفطار خلال أزمنة مختلفة في حالة الزوجة تناسب مع R^n عندما

$n=0.1$

تحليل المنحنى:

من خلال منحنى تطور الكثافة السطحية بدلالة النسبة $x = R/R_0$ خلال أزمنة مختلفة وفي حالة $n=0.1$ نلاحظ أن تطور الكثافة السطحية خلال الأزمنة ($\tau = 0.016$ ، $\tau = 0.064$) تكون منعدمة ثم تتزايد تدريجياً بدلالة أنصاف الأقطار لتبلغ الذروة عند $x=1$ أي ($R_0=R$) ، والزمن $\tau = 0.016$ يكون أكبر جزء تتطور فيه الكثافة السطحية حيث يأخذ القيمة $y=4.5$ يليه $\tau = 0.064$ بقيمة $y=2.4$ ثم تتناقص تدريجياً إلى أن تنعدم أما عند الزمن $\tau = 0.256$ يكون لديها قيمة $y=0.7$ ثم تتزايد بشكل بسيط إلى أن تبلغ الذروة $y=1.2$ عند $x=0.8$ ثم تتناقص تدريجياً إلى أن تنعدم .

رسم منحنى $\Sigma(x, \tau')/\Sigma_0$ من أجل $n=0.5$:



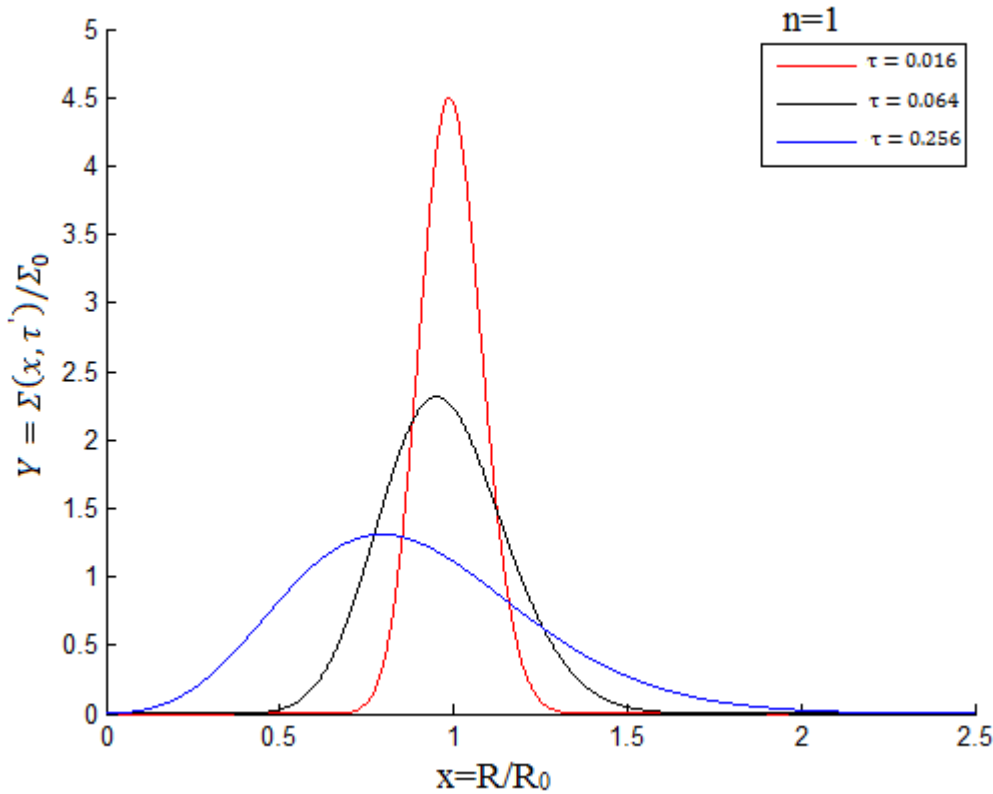
الشكل (III-3) تطور الكثافة السطحية بدلالة أنصاف الأقطار خلال أزمنة مختلفة في حالة اللزوجة تتناسب مع R^n عندما

$$n=0.5$$

تحليل المنحنى:

من خلال منحنى تطور الكثافة السطحية بدلالة النسبة $x = R/R_0$ خلال أزمنة مختلفة وفي حالة $n=0.5$ نلاحظ أن تطور الكثافة السطحية خلال الأزمنة ($\tau = 0.016$ ، $\tau = 0.064$) تكون منعدمة ثم تتزايد تدريجيا بدلالة أنصاف الأقطار لتبلغ الذروة عند $x=1$ أي ($R_0=R$) ، والزمن $\tau = 0.016$ يكون أكبر جزء تتطور فيه الكثافة السطحية حيث يأخذ القيمة $y=4.5$ يليه $\tau = 0.064$ بقيمة $y=2.4$ ثم تتناقص تدريجيا إلى أن تنعدم أما عند الزمن $\tau = 0.256$ يكون لديها قيمة $y=0.2$ ثم تتزايد بشكل بسيط إلى أن تبلغ الذروة $y=1.3$ عند $x=0.8$ ثم تتناقص تدريجيا إلى أن تنعدم.

رسم منحنى $\Sigma(x, \tau')/\Sigma_0$ من أجل $n=1$:



الشكل (III- 4) تطور الكثافة السطحية بدلالة أنصاف الأقطار خلال أزمنة مختلفة في حالة اللزوجة تتناسب مع R^n عندما

$n=1$

تحليل المنحنى:

من خلال منحنى تطور الكثافة السطحية بدلالة النسبة $x = R/R_0$ خلال أزمنة مختلفة وفي حالة $n=1$ نلاحظ أن تطور الكثافة السطحية خلال الأزمنة ($\tau = 0.016$ ، $\tau = 0.064$) تكون منعدمة ثم تتزايد تدريجيا بدلالة أنصاف الأقطار لتبلغ الذروة عند $x=1$ أي ($R_0=R$) ، والزمن $\tau = 0.016$ يكون أكبر جزء تتطور فيه الكثافة السطحية حيث يأخذ القيمة $y=4.5$ يليه $\tau = 0.064$ بقيمة $y=2.4$ ثم تتناقص تدريجيا إلى أن تنعدم أما عند الزمن $\tau = 0.256$ تكون منعدمة ثم تتزايد بشكل بسيط إلى أن تبلغ الذروة $y=1.4$ عند $x=0.8$ ثم تتناقص تدريجيا إلى أن تنعدم.

تفسير المنحنيات:

بجوار R_0 تكون المادة كثيفة جدا ومع مرور الزمن تتناقص هذه الكثافة ويزداد إتساع القرص بسبب إنتشار المادة بفعل عزم دوران اللزوجة حيث تنتقل المادة بطريقة لولبية في القرص فتفقد عزمها الزاوي إلى الأجزاء الخارجية للقرص مما يؤدي إلى إقتراب المادة من الجسم المركزي وفقا للقانون $R_c = \frac{j^2}{GM}$ ، وكلما زادت اللزوجة زاد إبتلاع الجسم المركزي للمادة (ويظهر هذا جليا في المنحنى الأزرق).

وبما أن الزمن τ' له علاقة مباشرة بمقدار اللزوجة v نلاحظ أنه كلما زاد الزمن τ' يقترب المنحنى البياني من الصفر حيث يتواجد الجسم المركزي أي كلما زادت اللزوجة زاد إبتلاع الجسم المركزي للمادة.

وكلما زادت n يزداد إبتلاع الجسم المركزي للمادة أي كلما زادت اللزوجة زادت عملية التراكم وفي الوسط الذي تكون فيه اللزوجة أكبر يكون فيه إبتلاع المادة بجوار الجسم المركزي أكثر.

الخلاصة:

تظهر المنحنيات تفسيراً لظاهرة التراكم في الأقراص إذ أنه عند R_0 يكون القرص كثيفا ومع مرور الوقت تقل هذه الكثافة ويتسع إنتشار المادة مقتربة من الجسم المركزي وبعد مقارنة نتائج المنحنيات المتحصل عليها إتضح التوافق بينها وبين النتائج المنشورة من قبل (برينغل (pringle) سنة 1981 و Takamits Tanaka سنة 2011).



الخاتمة العامة

الخاتمة العامة

قمنا في هذا العمل بدراسة مبسطة لتوزيع الكثافة السطحية لقرص تراكم كبلري دون الأخذ بعين الإعتبار تأين الغاز، لأجل هذا قدمنا هذا العمل في ثلاثة فصول على النحو التالي الفصل الأول تطرقنا فيه إلى بعض المفاهيم الأساسية لظواهر كونية والتي يمكن أن تتواجد فيها مختلف النظم الفيزيائية الفلكية. ثم وصف لقرص التراكم الذي هو تجمع كثيف من الغاز والغبار يدور حول جرم سماوي وكيفية تشكله وأنواعه.

الفصل الثاني تضمن ذكر لقرص تراكم كبلري الذي اخترناه لدارستنا بالإضافة إلى أهم المتغيرات المتعلقة ببنية القرص ومختلف مراحل حساب تطور الكثافة السطحية إنطلاقاً من قوانين الإنحفاظ لكل من الكتلة والعزم الزاوي الفصل الثالث قمنا فيه بشرح طريقة حساب حلول معادلة الكثافة السطحية وذلك بإفتراض شروط على اللزوجة ورسمها بواسطة برنامج الماتلاب ومناقشتها.

إن ما أنجزناه في هذا العمل يعتبر نقطة إنطلاق جيدة دفعتنا إلى طرح إقتراحات وأفكار قد تكون منطلقات لأعمال أخرى:

- ماذا يحدث إذا كان قرص التراكم لا يتبع مدارات كبلرية؟
- ماذا يحدث إذا كان القرص ليس رقيقاً؟
- ماذا لو تواجد عامل خارجي (كوكب) يعيق توزيع الكثافة السطحية في القرص؟

المراجع

- [1] رؤوف وصيفي "الكون والثقوب السوداء" 1979
- [2] <https://nasainarabic.net/education/articles/view/objects-stars1>
- [3] د.مجدى الصفاوي "النجوم المزدوجة" قسم العلوم الفلكية – كلية العلوم
- [4] د.مُجد فراس الصفاوي "النجوم المزدوجة" الجمعية الفلكية السورية www.saaa.sy-org
- [5] HEIASSA Amel ,these de magister en sciences, Université colonel Hadj Lakhder-BATNA 2012
- [6] Credit: NASA/JPL-Caltech/R. Gutermuth (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysic).
- [7] George Mamatsashvili (grm@roe.ac.uk) Angular momentum transport in accretion discs Institute for Astronomy, University of Edinburgh 31st March 2009
- [8] Geoffroy Lesur, thèse de doctorat en sciences, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. France
- [9] A. J. van Marle; S. P. Owocki; N. J. Shaviv (2008). "Continuum driven winds from super-Eddington stars. A tale of two limits". AIP Conference Proceedings. 990 250–25 Bibcode:2008AIPC. 990. 250V.

- [10] J. Frank, A. King, D. Raine, Accretion power in astrophysics, Cambridge University press, 2002.
- [11] Steven A. Balbus, J. F. Hawley, Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks, Review of Modern Physics, 1998.
- [12] Credit: J. Bally (U. Colorado), H. Throop (SwRI), C.R. O'Dell (Vanderbilt U.), NASA
- [13] Lee Hartmann, Accretion Processes In Star Formation, Cambridge University Press, 1997.
- [14] <https://upload.wikimedia.org/>
- [15] A. Claret, A. Giménez, Physical processes in close binary systems, LNP 563, pp . 1-47, 2001.
- [16] N. I. Shakura & R. A. Sunyaev, Black holes in binary systems. Observational appearance, Astron. & Astrophys. 24, 337-355, 1973.
- [17] <https://antoniledna.wordpress.com/>
- [18] Martin Harwit, Astrophysical concepts, Springer, 2006.
- [19] Credit: Dana Berry/NASA
- [20] نيل ديجراستايسون ودونالد جولدميث "البدايات" الطبعة الأولى 2014 م
- [21] W. K. M. Rice, G. Lodato, J. E. Pringle, P. J. Armitage, I. A. Bonnell Planetesimal formation in self- gravitating protoplanetary discs, Mon. Not. R. Astron. Soc. 372, L9-L13 (2006).
- [22] J. C. B. Papaloizou & D. N. C. Lin, Theory of accretion disks I: Angular momentum transport processes, Annu. Rev. Astron.

Astrophys. 33:505–40, 1995.

[23] Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, D., & Angerer, K. 1986, A&AS, 66, 191

[24] Taam R.E., Lin D.N.C., 1984, Astrophys. J., 287, 761

[25] Kippenhahn, Weigert, 1994, Stellar structure and evolution, Springer-Verlag, Berlin

[26] بول شاربونو "مواقع فيزياء الفلك" جامعة مونتريال؛ phy6756.tex، 22 أكتوبر 2015

[27] Barbara Ryden "Radiative Gas Dynamics" 5 January 2009.

[28] M.Abramowitz and L.A. Stegun, eds. Handbook of Mathematical function, united states, tenth printing December (1972)

[29] Brian Davies, integral transoms and their applications third Edition, Austration National University (2000)

[30] I.S.Gradshteyn.I.M.Ryzhik table of integrals, series and Products. Seventh Edition, all elseveir, USA (2007)

[31] Takamits Tanaka, MNRAS, 410, 1007, 2011

ملخص

تعتبر أقراص التراكم من الظواهر الفيزيائية الفلكية وهي واحدة من أهم المواضيع البحثية. المهدف من هذا العمل هو دراسة الكثافة السطحية لقرص تراكم كبلري. حيث قسمت الدراسة إلى قسمين: جانب نظري ويضم حوصلة عامة حول أقراص التراكم وكيفية تشكلها وأنواعها، أما القسم الثاني فقد كان مكرسا لحساب تطور الكثافة السطحية لقرص تراكم كبلري إنطلاقا من قوانين إنحفاظ الكتلة و العزم الزاوي وإيجاد حلولها تحت شروط اللزوجة ورسمها من خلال برنامج الماتلاب ومناقشتها ثم مقارنة النتائج مع أعمال منشورة وقد كانت النتائج مرضية.

الكلمات المفتاحية: قرص التراكم، جسم مركزي، الكثافة السطحية، العزم الزاوي، اللزوجة

Abstract

Accretion Disk is an Astrophysical phenomenon that attracts many researcher's attention. This study aims at investigating the surface density of Accretion Disk. Therefore, the study is divided into two parts the first one is theoretical gives a general overview of Accretion Disk, how its forms and its types. Whereas the second part calculates the development of the surface density of the Accretion Disk based on the laws of mass retention and angular momentum. Finally, finding solutions under viscosity conditions and drawing them through the Matlab program and discussing them to compare the results with published works. The results were satisfactory.

Keywords: accretion disk, compact object, surface density, angular moment, viscosity

Résumé

disque d'accrétion est un phénomène astrophysique qui attire l'attention de plusieurs chercheurs. Cette étude vise à étudier la densité de surface du disque d'accrétion. Par conséquent, l'étude est divisée en deux parties, la première est théorique donne un aperçu général sur le, comment ses formes et ses types. Alors que la deuxième partie calcule le développement de la densité de surface du disque d'accrétion en fonction des lois de conservation de la masse et le moment angulaire. Enfin, en trouvant des solutions dans des conditions de viscosité, tout en le dessin à partir du programme Matlab et en discuter pour comparer les résultats avec les travaux publiés. Les résultats ont été satisfaisants.

Mots-clé : disque d'accrétion, objet compact, densité de surface, moment angulaire, viscosité