

20
2ej.



**UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTONOMA DE MEXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

EVOLUCION DE DISCOS DE GALAXIAS TARDIAS

T E S I S
Que para obtener el Titulo de
F I S I C O
p r e s e n t a

XAVIER NICOLAS HERNANDEZ DORING



México, D. F.

1994

**TEJES CON
FALLA DE ORIGEN**



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. EN C. VIRGINIA ABRIN BATULE
Jefe de la División de Estudios Profesionales
Facultad de Ciencias
Presente

Los abajo firmantes, comunicamos a Usted, que habiendo revisado el trabajo de Tesis que realiz(ó) con EL pasante(s) XAVIER NICOLAS HERNANDEZ DORING

con número de cuenta 9052349-0 con el Título: _____

EVOLUCION DE DISCOS DE GALAXIAS TARDIAS

Otorgamos nuestro Voto Aprobatorio y consideramos que a la brevedad deberá presentar su Examen Profesional para obtener el título de FISICO

GRADO	NOMBRE(S)	APELLIDOS COMPLETOS	FIRMA
DR.	CLAUDIO FIRMANI CLEMENTI		
Director de Tesis	DR. ALEJANDRO ROBERTO RUELAS MAZORCA		
	DR. JOSE DANIEL CANTO TILIA		
M. EN C.	JULIETA NORMA FIERRO COSSMAN		
Suplente	DR. JOSE DE JESUS FRANCO LOPEZ		
Suplente			

AGRADECIMIENTOS:

Quisiera agradecer a las siguientes personas por sus diversas contribuciones, directas e indirectas, que hicieron posible la realización de este trabajo de tesis, no necesariamente en ningún orden: A mis maestros de la facultad de ciencias, que de manera tan altruista me brindaron su atención, su interés y muchas veces su amistad, de manera muy especial, Manuel Lozano, que me enseñó mecánica, y Manuel Peimbert, que me despertó el interés por la astrofísica. A mi tutor Claudio Firmani por dejarme libres las noches de los domingos que caen en fecha par. A mis amigos Luis, William, Ricardo, Remy y Emilio, con quienes estudié muy a gusto la mayor parte de la carrera. A mis papás que me apoyaron bastante, y por supuesto, a Gaby por aguantarme.

DIRECTOR:

Dr Claudio Firmani.

ÍNDICE.

CAPITULO 1	
Introducción	1
CAPITULO 2	
Elementos físicos preliminares y algunos resultados	12
CAPITULO 3	
La física global del disco	23
CAPITULO 4	
Resultados, conclusiones y comentarios	28

CAPITULO 1.

Introducción.

El sistema estelar dentro del cual se encuentran el sol y todas las estrellas visibles a simple vista es lo que se conoce como la Galaxia. La intensidad de las estrellas visibles varía dentro de un amplio rango, las estrellas más brillantes, las visibles a simple vista, se encuentran distribuidas de una manera bastante uniforme a nuestro alrededor. Por otro lado, un estudio del cielo con un telescopio poco potente revela que la mayoría de las estrellas se encuentran concentradas cerca de una banda de luz tenue que se extiende alrededor del cielo. Esta banda de luz es la llamada Vía Láctea, y es la proyección de la Galaxia sobre el cielo. En direcciones perpendiculares a la vía láctea, se encuentra un número mucho menor de estrellas. Este resultado puede ser interpretado de una manera sencilla, si se piensa que el sol se encuentra situado en el centro de un conjunto discoidal de estrellas, de manera que al mirar en una dirección paralela al plano del disco, se encuentran muchas estrellas, mientras que en una dirección perpendicular al plano del disco, sólo aparecen unas cuantas. El radio de este disco tendría como 1 kilo parsec. Estudios posteriores dejaron ver que algo estaba mal con este escenario.

Existen grupos de estrellas llamados cúmulos globulares, conjuntos esféricos que contienen aproximadamente 10^5 estrellas. Debido en parte a su gran brillo intrínseco, estos cúmulos pueden ser observados a muy grandes distancias, y un estudio realizado en 1918 por Shapley sobre su distribución reveló datos interesantes. Resultó ser que estos cúmulos estaban distribuidos de una manera simétrica arriba y abajo del disco de la galaxia, pero no de una manera simétrica alrededor del sol, sino que parecían situarse preferencialmente en la dirección de Sagitario. Haciendo la suposición razonable de que estos cúmulos se

distribuyen de manera simétrica alrededor del centro real de la galaxia, se infiere que el sol se encuentra unos 10 kilo parsecs del centro de la galaxia, que es un sistema discooidal de estrellas, concéntrico con una distribución aproximadamente esférica de cúmulos globulares.

Otros componentes importantes de la galaxia que se conocen desde hace mucho tiempo, son las nubes de gas y polvo que se encuentran distribuidas dentro del disco galáctico. Las nubes de polvo son las responsables de bloquear la luz proveniente de estrellas lejanas dentro del disco, lo que explica que las primeras observaciones sólo detectarían estrellas situadas en un reducido volumen alrededor del sol. Las nubes de gas se observan como regiones nebulosas que brillan ya sea al reflejar la luz de estrellas cercanas, o al ser irradiadas con luz ultravioleta de estrellas muy calientes, y re-emitirla por líneas de recombinación. Estudios más recientes para medir la distribución de las nubes de hidrógeno (a través de las ondas de radio de 21 cm emitidas por el hidrógeno atómico) han revelado una estructura espiral para estas nubes. Asociadas a estos brazos espirales de nubes de gas se encuentran cúmulos de estrellas muy brillantes y jóvenes, tan jóvenes que no pueden estar muy lejos de sus lugares de formación. Esto lleva a la conclusión de que es dentro de estas nubes densas de gas que nacen las estrellas. La forma de caracterizar el proceso de formación estelar es a través de lo que se conoce como la ley de formación estelar, típicamente una relación empírica que dice que la razón de formación estelar (en masas solares de gas convertidos a estrellas por parsec cuadrado por unidad de tiempo) es proporcional a una potencia de la densidad superficial del gas. Muchos estudios tanto observacionales como teóricos del complejo proceso de formación estelar han acotado esta potencia dentro del rango 1-2. Otro efecto que aparece mezclado con la ley de formación estelar es el espectro de frecuencia que describe las abundancias relativas con las que forman estrellas de diferentes masas. este espectro es conocido como la función inicial de masa, y existen varias determinaciones observacionales y teóricas

centradas en una ley de potencias, a mayor masa estelar, menor cantidad de estrellas formadas.

Mediciones directas de corrimientos al rojo de espectros de estrellas revelan que el disco galáctico se encuentra rotando alrededor del centro de la galaxia. La distribución de masa de todos los componentes de la galaxia produce un campo gravitacional global, dado que todo el sistema no se ha colapsado, y que está rotando, es fácil inferir que es la rotación del sistema lo que conserva la estructura de disco. Las curvas de rotación (gráficas de velocidad de rotación contra radio) parecen permanecer a un nivel constante hasta las regiones más externas donde se tienen datos.

El estudio de la evolución galáctica es una disciplina relativamente reciente, data de aproximadamente los últimos 20 años. Esto se debe a que apenas en los 30^{os} se pudo establecer con seguridad la existencia de otras galaxias. Fue en esa década con los trabajos de E. Hubble que se aclaró la controversia sobre la naturaleza de las "nebulosas", ya que métodos innovadores para medir distancias a objetos lejanos y nuevos y mejores telescopios permitieron a este astrónomo determinar con certeza a qué distancias se encontraban estas "nebulosas". Con estos estudios fue posible establecer que mientras que ciertas nebulosas, asociadas típicamente con estrellas, son objetos cercanos, situados a unos cientos de parsecs, otros objetos previamente catalogados como nebulosas, son en realidad conjuntos de miles de millones de estrellas. Se descubrió que estos enormes conjuntos de estrellas son galaxias como la nuestra, situadas a distancias mucho mayores (decenas de millones de parsecs) que los tamaños típicos de las galaxias (decenas de miles de parsecs). A través de varias décadas de estudios observacionales sobre miles de galaxias se ha recolectado una inmensa variedad de datos, que han permitido varias inferencias sobre la naturaleza de las galaxias. Primeramente, se puede apreciar una gran variedad entre las distintas galaxias, pero aparecen dos tipos claramente distintos de galaxias: las elípticas y las espirales, las galaxias espirales son las denominadas tardías. Las galaxias elípticas tienen una forma aproximadamente esférica, que se sostiene debido a la

dispersión de velocidades de las estrellas que las componen, son sistemas virializados, compuestos casi exclusivamente de estrellas viejas (formadas hace más de $5 \cdot 10^9$ años), con algunas trazas de gas. Las galaxias espirales son marcadamente distintas, su rasgo más característico es un disco delgado de estrellas con un radio de unos miles de parsecs, y una altura de algunos cuantos cientos de parsecs. Este disco se encuentra rotando, y está soportado radialmente por su momento angular, contiene también una apreciable cantidad de gas que varía de un 10% a un 30 %, de galaxia a galaxia. Otros componentes de estas galaxias son un bulbo central de estrellas, y una distribución esférica de cúmulos de estrellas viejas y estrellas viejas aisladas, con un radio comparable al del disco. Suponiendo que estos discos rotantes se encuentran en equilibrio centrífugo, a partir de las velocidades de rotación en las regiones externas de estas galaxias se puede determinar la masa gravitacional contenida dentro de ellas. Estos estudios revelan que estas galaxias contienen mucha más materia gravitacional de la que se observa en forma de gas y estrellas, la llamada materia oscura. De esta forma se concluye que las galaxias espirales se encuentran dentro de vasos de potencial debidos a alguna forma no identificada de materia. Por último, cabe señalar que al contrario de las galaxias elípticas, las galaxias espirales muestran formación estelar hoy en día.

Durante las décadas de los 40, 50 y 60 quedó establecida como la opinión más aceptada entre los astrónomos la teoría de la gran explosión, para explicar las propiedades globales del universo. Dentro de esta teoría se contempla un inicio de los tiempos situado hace aproximadamente $15 \cdot 10^9$ años (tiempo de Hubble), y por lo tanto, una cota superior para las edades de todas las componentes del universo, en particular de las galaxias. Por métodos astronómicos, aplicando la bien establecida teoría de evolución estelar, se han podido determinar las edades de varios componentes de nuestra galaxia, como los cúmulos globulares, que resultan tener edades también del orden de $15 \cdot 10^9$ años o menores. En este momento, integrando conclusiones de carácter cosmológico y astronómico, parece claro que tanto nuestra galaxia como todas las demás, tienen edades

que no rebasan el tiempo de Hubble. A este punto, surgen las preguntas: cuáles han sido los procesos de formación galáctica, cuáles fueron las condiciones iniciales con las que se dió esta formación, y cuáles han sido los componentes físicos que han determinado la evolución de los parámetros que caracterizan a una galaxia a través de $15 \cdot 10^9$ años, para dar como resultado las características que observamos hoy.

El estudio de las propiedades de los discos de las galaxias de tipo tardío, tales como los procesos viscosos del gas, la formación estelar y los procesos de autogravedad, el papel que estos ingredientes y sus interacciones altamente dinámicas y no lineales juegan para dar como resultado de miles de millones de años de evolución los perfiles radiales observados en las curvas de rotación, densidades superficiales de gas y estrellas y composición química, es lo que se conoce como evolución galáctica. Este campo es particularmente interesante, no sólo por lo atractivo del problema en sí, sino también porque es precisamente con el estudio de la evolución galáctica que se pueden tratar de resolver, o fijar límites a ciertos parámetros críticos que permiten discernir entre teorías alternativas, varios problemas cruciales para la astronomía y la cosmología; como la naturaleza de la función inicial de masa, la validez de la ley de Schmidt, la forma del término evolutivo que aparece en los conteos a gran escala de galaxias, o las condiciones iniciales y época de la formación galáctica. Es en la formación y evolución galáctica que convergen la astronomía y la cosmología.

Existen dos clases generales de modelos de evolución galáctica, unos de estos modelos consideran la evolución estelar, contienen un seguimiento detallado de las características de las distintas poblaciones estelares, y por lo tanto pueden reproducir en cierta medida algunos aspectos fotométricos de las galaxias, como colores y brillos. Estos modelos siguen con precisión las trazas evolutivas de las estrellas, pero la formación estelar en sí se introduce a través de una serie de parámetros cuyos valores y evolución temporal quedan en gran medida libres, no contienen la física necesaria para explicar los perfiles radiales observados en curvas de rotación, densidades superficiales de estrellas

etc., pues carecen de estructura. Ejemplos de esta clase de modelos son los trabajos de Larson y Tinsley (1978) y Bruzual (1983). En estos modelos las galaxias se piensan como la suma de un conjunto de estrellas, cuyas propiedades son la suma de las propiedades de las estrellas que las componen. Claramente, esto es sólo el término lineal de la aproximación a un problema en gran medida no lineal, estos modelos se han pensado principalmente para galaxias elípticas, donde los efectos colectivos podrían ser menos importantes que en las galaxias espirales, pero ciertamente, no inexistentes. Entre los trabajos más recientes e innovadores en este campo están los de Firmani y Tutukov (1992) y (1994). La segunda clase de modelos intenta tomar en cuenta los efectos colectivos del problema, como sería la hidrodinámica del gas y la autogravitación del gas y las estrellas. Dentro de esta segunda clase, existe una gran variedad, desde los modelos más sencillos que, basados en la teoría de discos de acreción, resuelven la hidrodinámica de un disco infinitamente delgado en el cual se introduce una formación estelar a través de una ley de Schmidt, dentro de un campo gravitacional fijo, hasta complicadísimas simulaciones en supercómputo incluyendo la solución del problema de muchos cuerpos para las estrellas y toda la hidrodinámica no lineal para el gas. Algunos ejemplos de esta segunda clase de modelos son los trabajos de Lynden-Bell & Pringle (1974) Lin & Pringle (1987), Clarke (1989), Saio & Yoshi (1990) y Struck-Marcel (1991). El modelo que aquí se presenta, y toda la discusión subsecuente se refiere sólo a esta segunda clase de modelos, aunque como seguimiento de este trabajo se planea incorporar novedosos modelos evolutivos locales al enfoque global de este trabajo.

En los trabajos recientes dentro de este segundo enfoque, la suposición de un tiempo de formación estelar cercano al tiempo de evolución viscosa del gas es introducida para obtener una distribución exponencial en la densidad superficial de las estrellas. Struck-Marcell (1991) ha hecho notar que el equilibrio hidrodinámico en el gas podría ser el mecanismo responsable de fijar la distribución radial del gas. Dado que la viscosidad introduce un proceso disipativo con una escala de tiempo menor que un tiempo de

Hubble, el disco galáctico sólo podría retener memoria de la masa total, y el momento angular total, los detalles de la distribución radial inicial deben ser relativamente poco importantes para determinar los resultados finales.

Un enfoque alternativo (Quirk 1972) toma en cuenta una formación estelar autoregulada que mantiene al gas cerca del límite de la inestabilidad gravitacional, suponiendo implícitamente que la energía resultante de la formación estelar mantiene al gas cerca del valor crítico. Se observa que las estrellas nacen dentro de nubes moleculares densas y autogravitantes, pero al nacer, estas estrellas destruyen a las nubes en las que se formaron a través de una variedad de procesos. Algunos ejemplos de estos procesos son la radiación ionizante que las estrellas jóvenes emiten, que ioniza al gas y destruye las nubes moleculares precursoras de estrellas, la energía mecánica inyectada por las estrellas al medio interestelar en forma de vientos estelares y explosiones de supernovas que dispersa a la nube, y la energía térmica que calienta al gas y le impide colapsarse para formar estrellas. Estos mismos procesos que destruyen a las nubes densas pueden también estimular la formación estelar en otras regiones de una galaxia. Por ejemplo, una explosión de supernova produce una onda de expansión que comprime el gas interestelar a su paso, eventualmente hasta densidades a las cuales éste se vuelva autogravitante y opaco a la radiación ionizante, creando las condiciones propicias para que se inicie de nuevo la formación estelar. Estos últimos procesos completan el ciclo, haciendo que la formación estelar sea realmente autoregulada; en un lugar dado las estrellas terminan con inhibir la formación estelar, iniciándola nuevamente en alguna otra parte.

En los trabajos de Castor, McCray y Weaver (1976), Ogelman y Maran (1976) y Herbst y Asousa (1977) se discute la posibilidad de que una onda de choque de una supernova, al colisionar con una nube molecular, pueda acarrear material y comprimirlo, en el proceso probablemente desatando una nueva formación estelar. También había considerable interés en la presencia de super burbujas de gas en el medio interestelar y su conexión con las asociaciones de estrellas calientes tipo O y B y con sitios de formación

estelar activa (por ejemplo Mueller y Arnet 1976). Ahora se piensa que las super burbujas son debidas a la explosión simultánea de varias supernovas que fueron formadas en una asociación OB al mismo tiempo, lo que produce una gran región vacía de donde el gas ha sido la barrido. La influencia más importante en promover la idea de que las estrellas pueden estimular nueva formación estelar fue el trabajo de Elmegreen y Lada (1977). El aspecto más importante de este trabajo fue su estudio de la formación y evolución normal de una región HII en la periferia de una nube molecular autogravitante masiva. Ellos apuntan que como una flama prendiendo nuevos fuegos donde se encuentre combustible adecuado, la formación estelar se propagará dentro de la nube molecular. En ese trabajo también se hace énfasis sobre el hecho de que este proceso puede darse como consecuencia de la actividad normal de formación estelar. Dentro de este enfoque es inevitable que la formación estelar se propague y al hacerlo destruya la nube molecular de la que se formó.

Cox (1983) inspiró mucho del trabajo formal sobre el concepto de auto regulación cuando mostró que la ley de formación estelar límite tendría que se una ley de Schmidt de potencia 2, en el caso en que la fotoionización del gas por las estrellas fuera el mecanismo de interacción entre las estrellas y el medio interestelar. En ese trabajo hizo notar que la razón de recombinación y la cantidad de gas ionizado fundamentalmente limitan la capacidad de formar estrellas de una nube. Esta idea de auto regulación en una escala grande fue elaborada primero por Franco y Cox (1984). Franco y Shore (1984) mostraron que la formación estelar en una galaxia puede estar mediada por las asociaciones OB (ver también Dopita 1985; Dopita, Mathewson y Ford 1985; Franco 1993). Silk (1985) introdujo el papel de las supernovas el proceso de auto regulación. Franco (1992) y Franco, Shore y Tenorio-Tagle (1993) mostraron que las estrellas masivas también limitan la habilidad de una nube molecular para formar estrellas (ver Elmegreen y Mathieu 1983).

Hay otros estudios similares que toman otros fenómenos físicos como los más representativos de las interacciones entre las estrellas y el medio interestelar e.g. la energía

mecánica inyectada al medio interestelar por las supernovas Firmani y Tutukov (1992) o la energía térmica radiada por las estrellas Köpen et. al. (1994). Una revisión más completa se encuentra en Shore y Ferrini (1993, preprint). Lo relevante de estos trabajos para este estudio, es que una formación estelar autoregulada es lo más esperable en los sistemas galácticos.

La idea de un valor de umbral para la densidad de gas necesario para encender la formación estelar está también apoyado por observaciones e.g. Kennicutt (1989), quien encuentra que la actividad de formación estelar, en una extensa muestra de galaxias tardías, termina abruptamente cuando la densidad de gas cae por debajo del valor resultante de aplicar el criterio de inestabilidad de Toomre (1964). Esta densidad crítica es la densidad a la cual la autogravedad de una nube de gas logra balancear a las fuerzas de marea globales. Estos dos enfoques han dado respuestas parciales a varias de las incógnitas de la evolución galáctica, como la distribución exponencial de la densidad superficial de la estrellas, pero queda aún mucho por resolver. Una revisión más completa de los modelos de galaxias tardías puede encontrarse en Struck-Marcel (1991).

En este trabajo de tesis se intenta extender los modelos de evolución por viscosidad, incluyendo ciertos aspectos físicos que no han sido considerados previamente, y mejorando los fundamentos físicos de dos aspectos claves del modelo: la naturaleza de la viscosidad y la esencia del proceso de formación estelar. Algunos modelos previos han sido esencialmente códigos hidrodinámicos uni-dimensionales, donde la única variable independiente es el radio. Mientras que promediar asimutalmente las propiedades del disco parece justificado por consideraciones ergódicas, ignorar la coordenada z en un complejo problema no lineal como éste, bien podría resultar insuficiente. En este trabajo se calcula la altura del disco dividiendo la densidad superficial del gas, determinada por la evolución viscosa del disco, entre la densidad volumétrica, fijada por el criterio de inestabilidad gravitacional. Se toma la hipótesis de que la densidad volumétrica del gas está siempre en condiciones críticas con respecto al criterio de inestabilidad de Toomre, que surge de un

efecto colectivo de toda la galaxia, el campo gravitacional global. La altura del disco de gas es crucial para determinar la eficiencia disipativa de la viscosidad. Se introduce también la hipótesis de que la formación estelar está regulada por un balance energético entre la contribución de las supernovas a la turbulencia del gas y la disipación turbulenta del gas, sin tener que recurrir a una ley de naturaleza empírica como es una ley de Schmidt. Para el potencial gravitacional del disco galáctico se usó una versión simplificada del potencial de un disco espeso, y se incluyó también una componente debida a un halo esférico de materia oscura. También se incluye la pérdida de masa de las estrellas la cual se vuelve importante en escalas de tiempos de Hubble.

El trabajo de tesis consiste en desarrollar una base teórica para explicar y describir la evolución de los discos de las galaxias tardías, la implementación de un modelaje por computadora que permita resolver las ecuaciones de la hidrodinámica para el gas y las estrellas, y una comparación de las predicciones teóricas con los datos observacionales relevantes, disponibles para nuestra galaxia, como una primera prueba indicativa de la validez del enfoque.

El enfoque teórico con el que se abordó el problema fue el de construir el modelo planteando las hipótesis más sencillas, a partir de una física fundamental, de manera que los resultados dependieran lo menos posible de parámetros libres, y por lo tanto fuera posible, mediante una comparación con los datos observacionales confirmar o desechar el marco teórico presentado. De esta manera si el modelo resulta el adecuado, se tendrán identificados los elementos físicos esenciales del problema.

Finalmente, se calculó un modelo galáctico representativo de nuestra galaxia con el cual poder cotejar la teoría, los resultados fueron satisfactorios y muestran que el enfoque teórico es capaz de explicar varios de los resultados observacionales sobre galaxias tardías como el perfil exponencialmente decreciente con el radio de la densidad superficial de estrellas, la curva de rotación plana y la forma de la ley de formación estelar como una dependencia de la razón de formación estelar (masa de gas por unidad de área convertida

en estrellas por unidad de tiempo) con el cuadrado de la densidad superficial de gas (ley de Schmidt), que se obtienen como resultados del modelo.

CAPITULO 2.

Elementos físicos preliminares y algunos resultados.

En Firmani & Tutukov 1992, FT1 se encuentran modelos evolutivos para galaxias tardías construidos sobre la base de una formación estelar local auto regulada. En estos modelos el tiempo de disipación turbulenta del gas juega un papel relevante, mientras que la tasa de formación estelar (TFE) introducida mediante una ley de Schmidt determina el espesor del disco galáctico y sólo marginalmente influencia otras características físicas.

Antes de entrar a la descripción global de la hidrodinámica de un disco galáctico, autogravitante, de gas viscoso dentro del cual se tiene formación estelar, sumergido dentro del potencial gravitacional de un halo de materia oscura, en esta sección se introduce un enfoque preliminar a la física local del disco. Esta física se basa en dos trabajos previos FT1 y Firmani & Tutukov 1994 (FT2) y es revisada aquí para obtener una estimación de los parámetros físicos locales necesarios para cerrar las ecuaciones hidrodinámicas completas de la sección 3. Estos parámetros son la viscosidad, la tasa de formación estelar, la tasa de pérdida de masa de las estrellas, la altura del disco de gas y la dispersión de velocidades del gas y las estrellas. Se trabaja siempre bajo la suposición de que la autogravedad de una nube de gas está en equilibrio con las fuerzas de marea globales, en cada punto. Esto provee una relación entre la curva de rotación y la densidad volumétrica del gas a cada radio (o la dispersión de velocidades, a través del equilibrio virial). La estructura vertical del disco obtenida a partir del teorema del virial, la tasa de formación estelar estimada de imponer un balance energético para la turbulencia del gas y

la razón de pérdida de masa, son tomadas de FT1. Consideraciones simples permiten estimar el tiempo de colisión entre dos celdas de turbulencia, que son identificadas con nubes autogravitantes de gas, así como la viscosidad turbulenta. Por lo tanto, en esta sección se obtiene toda la descripción local necesaria para resolver las ecuaciones globales presentadas en la sección siguiente.

El papel de una densidad crítica para la formación estelar (Firmani & Tutukov 1994, FT2), cercana a la densidad de marea, puede ser relevante para explicar el fenómeno de brotes de formación estelar. Cuando una interacción de marea sobre una galaxia de disco induce una caída de gas hacia el núcleo, las condiciones físicas de la formación estelar determinadas por la densidad de marea predicen la formación de un disco denso kepleriano de estrellas el cual podría representar una fase de transición hacia un núcleo activo. El papel de la densidad de marea revela la existencia de mecanismos que trabajan en una escala global de la galaxia. Lo mismo sucede con el criterio de inestabilidad de Toomre, donde la densidad superficial local y la dispersión de velocidades están relacionadas a la frecuencia epicyclica, la cual representa una propiedad global de la galaxia. Ahora se introducirá un enfoque analítico sencillo, sólo para ilustrar el papel que un criterio de estabilidad, conduciendo en una escala global la turbulencia del gas y la formación estelar, juega en el marco de una formación estelar auto regulada como la introducida en FT1.

2.1 Altura y Estabilidad del disco.

El teorema del virial en la dirección z , cuando el disco está formado exclusivamente de gas da, (FT1)

$$v_g = h_g \sqrt{6\pi G \rho_g}, \quad (1)$$

donde v es la dispersión en la velocidad, h la semi altura del disco, ρ la densidad volumétrica y G la constante gravitacional. El subíndice g se refiere a cantidades para el gas. En este capítulo se asume que las estrellas se forman cuando la fuerza de autogravedad de una nube de gas supera a la fuerza de marea de un campo Kepleriano

$$\rho_g \geq \rho_T = \frac{3M}{4\pi R^3} = \frac{3\Omega^2}{4\pi G}, \quad (2)$$

donde R es la coordenada radial de un sistema de coordenadas cilíndricas (distancia galactocéntrica) y el problema es simétrico con respecto a la coordenada angular, M es la masa que produce el campo gravitacional, Ω es la velocidad angular, y ρ_T es la densidad de marea. Se asumirá aquí que la formación estelar es capaz de mantener a la densidad volumétrica del gas cercana a la densidad de marea (ver lo siguiente), cuando la mayoría del gas es convertido en estrellas, si las estrellas heredan las condiciones gravitacionales del gas del que se formaron, entonces

$$\frac{v_s \Omega}{\sqrt{2\pi G \Sigma_s}} = 1, \quad (3)$$

donde el subíndice s indica cantidades relacionadas con las estrellas y Σ es la densidad superficial. En fases evolutivas avanzadas el teorema del virial aplicado al gas da

$$v_g = h_g \sqrt{6\pi G \rho_{tot}}, \quad (4)$$

donde la densidad total $\rho_{tot} \approx \rho_s$. Por lo tanto, la estructura del disco de gas en la dirección vertical es tratada en este trabajo como un disco de una zona (ver FT1 y FT2) caracterizado por su semi altura h_g , un tratamiento más detallado de la distribución en z de

la materia ha sido específicamente evitado, dado que a este punto sólo se busca el comportamiento global del sistema, y no los detalles finos. Debido a que se supuso que la formación estelar mantiene la densidad del gas cercana a la densidad de marea, para el gas remanente de la evolución se obtiene

$$\frac{v_g \Omega}{\sqrt{2\pi G \Sigma_g}} = 1 \quad (5)$$

Las ecuaciones (3) y (5) son muy cercanas al criterio de inestabilidad de Toomre (en una curva de rotación plana, FRC) para el gas y las estrellas, respectivamente. Las observaciones tienden a corroborar esta situación física (e.g. Kennicutt 1989).

A partir de las ecuaciones (2) y (4) se obtiene

$$\frac{v_g}{2h_g} = \sqrt{\frac{9}{8}} \frac{V}{R} \quad (6)$$

donde V es la velocidad de rotación. La ecuación (6) relaciona la estructura vertical del disco de gas con el movimiento de rotación. Es fácil verificar el acuerdo de la ecuación (6) con los datos para la vecindad solar, con $v_g=10$ km/s, $h_g=200$ pc, $V=220$ km/s y $R=8.5$ kpc

2.2 La turbulencia del gas.

La incertidumbre principal está relacionada con el tiempo de disipación de energía del gas. Se puede argumentar que cuando la densidad del gas es menor que cierta densidad crítica de inestabilidad, la cual se asume, en este enfoque preliminar, que es cercana a la densidad de marea, la autogravedad de una nube de gas no es capaz de contrarrestar la inestabilidad de rompimiento de marea y consecuentemente la formación estelar se ve

inhibida y se espera que el enfriamiento del gas esté regulado por procesos atómicos y moleculares. Cuando la densidad volumétrica del gas es mayor que la densidad crítica de la inestabilidad, aparecen nubes autogravitantes, la formación estelar procede activamente y la disipación del gas está regulada por la turbulencia. La aparición de la turbulencia aumenta los tiempos de enfriamiento del gas por varios órdenes de magnitud. Este cambio en la eficiencia de enfriamiento proporciona más apoyo a la suposición de que la densidad del gas está cercana a la crítica para inestabilidad gravitacional. Esta última suposición es en realidad la hipótesis crucial que se ha introducido, sólo una comparación satisfactoria de los resultados del modelo con los datos observacionales podría validarla más firmemente.

Lo anterior representa una simplificación para el ciclo de autorregulación en la formación estelar, así como de las condiciones físicas del gas en el medio interestelar. El gas está dividido en dos componentes principales, las nubes densas, y el gas difuso, son las nubes las que intervienen directamente en el proceso de formación estelar, y la fase difusa forma un especie reservorio no activo. Un desarrollo más detallado de este aspecto de la formación estelar requeriría la adopción de un modelo considerando varias fases para el medio interestelar, que está más allá del enfoque de este trabajo ver por ejemplo Theis, Burkert & Hensler (1992).

En condiciones turbulentas el tiempo de colisión entre dos celdas del gas puede ser estimado a partir de consideraciones muy sencillas. El movimiento circular está descrito por la función $V(R)$. Debido a que las nubes del gas tienen una cierta dispersión de velocidades v , un elemento de gas, orbitando a un radio R , puede viajar durante un camino libre medio a un radio $R+\delta R$ conservando su momento angular

$$(R + \delta R)(V + \delta V) = RV \quad (7)$$

De la ecuación (7) se obtiene

$$V + \delta V = V \left(1 - \frac{\delta R}{R} \right). \quad (8)$$

Comparando esta velocidad con la local, se obtiene

$$\delta V - \frac{dV}{dR} \delta R = - \left(\frac{V}{R} + \frac{dV}{dR} \right) \delta R.$$

Dado que una nube viaja la componente radial, δR , del camino libre medio con una velocidad v_g , entonces el tiempo de colisión resulta

$$t_c \cong \frac{\delta R}{v} = \frac{1}{\frac{V}{R} + \frac{dV}{dR}} = \frac{2\Omega}{K^2}, \quad (9)$$

donde Ω es la velocidad angular y K es la frecuencia epicyclica. Si la rotación está caracterizada por una curva de rotación plana (FRC) y usando la ecuación (6), se obtiene

$$t_c \cong \frac{1}{\Omega} \cong \frac{2h_g}{v_g}. \quad (10)$$

Esta estimación sólo es válida cuando el camino libre medio de una celda de turbulencia es mucho más chico que las dimensiones orbitales, de otra manera el tiempo de colisión aumenta con el camino libre medio. Considerando que la velocidad angular está relacionada con la densidad del gas a través de la densidad de marea, la ecuación (10) puede ser escrita como

$$t_c = \sqrt{\frac{3}{4\pi G \rho_g}}, \quad (11)$$

expresión que coincide con el tiempo de disipación de energía de un gas turbulento propuesto por Silk (1986) y sistemáticamente usado por FT1 y FT2. Este método de obtener la ecuación (11) es conceptualmente diferente del usado por Silk, sin embargo ambos métodos tienen en común un contraste de densidad bajo para el gas turbulento.

Conociendo el tiempo de colisión entre dos celdas del gas hace posible una estimación de la viscosidad turbulenta del gas a través de la expresión

$$\nu \cong \alpha t_c v_g^2, \quad (12)$$

donde $\alpha \sim 1$ toma en cuenta la geometría del sistema, las características detalladas de la turbulencia, la presencia de un campo magnético etc.

Las ecuaciones (12), (10) y (5) llevan a la expresión

$$\nu \cong 2\pi^2 G^2 \Sigma_g^2 \Omega^{-3}, \quad (13)$$

que coincide con la expresión paramétrica supuesta por Sayo & Yoshi (1991).

El transporte viscoso a través del disco procede con escalas de tiempo de:

$$t_v \cong \frac{R^2}{\nu}, \quad (14)$$

que en este enfoque da

$$t_v \cong \frac{VR}{\alpha v_g^2}; \quad (15)$$

la velocidad radial correspondiente es

$$v_v \cong \frac{v_g^2}{V}. \quad (16)$$

Al comienzo de la evolución del modelo cuando el disco está compuesto principalmente de gas y el espesor del disco es mucho mayor que el espesor actual del disco de la Galaxia, valores grandes para v_g aparecen, como puede verse de la Eq. (4). Estos valores grandes para v_g llevan a un transporte viscoso bastante eficiente con $t_v \approx 1 \cdot 10^9$ años y $v_v \approx 10$ km/s. Por lo tanto, aun cuando actualmente el bajo contenido de gas de como resultado que la escala de tiempo del transporte viscoso sea del orden del tiempo de Hubble o mayor, y las velocidades una fracción de km/s, redistribuciones de masa importantes bien pueden haber sido determinantes durante las fases iniciales de la evolución galáctica.

La viscosidad genera energía turbulenta del gas en una escala de tiempo (Frank et.al. 1985)

$$t_d = \frac{\frac{1}{2} \Sigma_g v_g^2}{\frac{1}{2} v \Sigma_g \left(R \frac{d\Omega}{dR} \right)^2} = \frac{t_c}{\alpha \left(4 \frac{\Omega^2}{K^2} - 1 \right)^2} \quad (17)$$

Cuando el gas rota como un cuerpo rígido se tiene $K=2\Omega$ y t_d es infinito, en el régimen de curva de rotación plana $K=2^{1/2}\Omega$ y $t_d = t_c/\alpha$, mientras que si la rotación es kepleriana entonces $K = \Omega$ y $t_d = t_c/9\alpha$. Se concluye que en la región de curva de rotación plana la viscosidad turbulenta es capaz de proporcionar una fracción considerable de la energía necesaria para sustentar la turbulencia, y en la región periférica, donde se podrían tener condiciones keplerianas, la viscosidad puede proveer la fuente principal de energía para suministrar la disipación turbulenta.

2.3 Tasa de formación estelar y pérdida de masa estelar.

El problema importante es ahora el tiempo de formación estelar. Dentro del marco de teorías de discos viscosos el tiempo de formación estelar se supone cercano a las

escalas de tiempo de la viscosidad, con el propósito de obtener un decaimiento exponencial radial de la distribución superficial de estrellas como producto del relajamiento viscoso del gas y la formación estelar e.g. Saio y Yoshii (1990). Sin embargo, esta escala de tiempo de la viscosidad es un típico tiempo de "caminate al azar" mediante el cual un elemento de gas se mueve una distancia R con un camino libre medio h y una velocidad v . Resulta poco claro porque este tiempo global tiene que ser relevante para un proceso local como la formación estelar, lo que en gran medida ha motivado este trabajo de tesis.

Si suponemos que, en competencia con la viscosidad, las supernovas inyectan energía turbulenta al gas a una razón aproximadamente igual a la de la disipación, entonces el balance de energía da naturalmente un mecanismo de autorregulación para la formación estelar. En condiciones estacionarias se obtiene (FT1)

$$\gamma \epsilon \frac{d\Sigma_*}{dt} \cong \frac{\Sigma_* v_*^2}{2t_c}, \quad (18)$$

donde $\gamma = v_g/v_w$, siendo $v_w = 340$ km/s (Spitzer 1978) y $\epsilon = 2 \cdot 10^{13}$ cm²/s². En este balance energético se supone que una fracción de las estrellas que se forman estallan como supernovas instantáneamente, alimentando a la turbulencia del gas. En la realidad, este proceso es más complicado, primeramente, las estrellas que estallan como supernovas de tipo II tienen una vida en la secuencia principal de algunos millones de años, mientras que en el caso de supernovas de tipo I asociadas a estrellas binarias (que no se tomaron en cuenta en este trabajo) sus progenitores pueden haber tenido vidas de varios miles de millones de años. Por otro lado, las estrellas masivas nacen en grupos, por lo que estallan como supernovas al mismo tiempo, estas explosiones de supernovas múltiples producen efectos de largo alcance y repercusión en el medio interestelar, ver por ejemplo Palous et al. 1993. Por lo tanto se toma la hipótesis de que las interacciones detalladas entre las

estrellas y el medio interestelar se dan con escalas de tiempo y distancia más pequeñas que las consideradas en este trabajo, donde se busca explorar las características globales de las galaxias tardías. Usando las ecuaciones (10) de la ecuación (18) se obtiene

$$t_{SF} = \frac{\Sigma_g}{\frac{d\Sigma_g}{dt}} = \frac{2\varepsilon}{v_* v_g \Omega} = \frac{\sqrt{2}\varepsilon}{v_* \pi G \Sigma_g} \quad (19)$$

La pérdida de masa de las estrellas aumenta de manera importante el contenido de gas, en particular cuando no hay otras fuentes disponibles. Usando la tasa de pérdida de masa de las estrellas dada por Tutukov & Krügel (1980) es posible estimar la escala de tiempo de la contribución de la pérdida de masa de las estrellas al contenido de gas

$$t_{ML} \cong 100 \frac{\Sigma_g}{\Sigma_*} \text{Gyr} \quad (20)$$

La figura 1 muestra $\log t_v$ vs. B-V para la muestra de 332 galaxias de tipo tardío compilada por FT2 a partir de los catálogos de Tully (1988) y de Vaucouleurs et al. (1991) (RC3), calculado usando la expresión $\log t_v = 1.5 \log M - 2.5 \log R - 2 \log \Sigma_g - 2.6$ obtenida de las ecuaciones. (5), (10), (12) y (14). A pesar de la amplia dispersión el diagrama muestra un claro aumento de la escala de tiempo de viscosidad con B-V. Para galaxias más azules que B-V $\cong 0.6$ la transferencia viscosa de gas trabaja con escalas de tiempo en promedio más cortas que el tiempo de Hubble. La figura 2 muestra $\log t_{ML}$ vs. B-V para la misma muestra de galaxias, donde t_{ML} fue estimado usando la ecuación (4). El tiempo de pérdida de masa de las estrellas muestra un comportamiento justamente complementario al de las escalas de tiempo de viscosidad logrando valores menores que tiempos de Hubble para B-V ≥ 0.5 . La figura 3 muestra una gráfica de $\log t_{\infty}$ vs. B-V, donde t_{∞} es la escala de tiempo para la contribución total de las fuentes al contenido de gas, i.e. transporte viscoso

de gas y pérdida de masa de las estrellas. Esta escala de tiempo para las fuente de gas se tomo como dada por

$$t_{50}^{-1} = t_v^{-1} + t_{\text{dl}}^{-1}.$$

Es interesante ver que la escala de tiempo total de las fuentes es relativamente independiente de B-V y comparable con tiempos de Hubble. La figura 4 muestra un diagrama de $\log t_{50}$ vs. B-V, t_{50} , calculado a partir de la ecuación (19), que muestra un comportamiento muy cercano al de t_{50} de acuerdo con la idea de que no están actuando ningunas otras fuentes de gas. Este resultado parece estar de acuerdo con la conclusión de que las galaxias rojas (B-V>0.6) se encuentran formando estrellas a partir del gas suministrado por la pérdida de masa de las estrellas, mientras que las galaxias azules (B-V<0.6) transforman en estrellas el gas transportado por la viscosidad. En este último caso el gas puede ser suministrado por un disco de gas primordial que puede ser alimentado por el espacio intergaláctico circundante, siendo la viscosidad responsable de distribuir el gas sobre toda la galaxia. Este resultado está de acuerdo con la conclusión de que galaxias más azules que B-V≈0.5 requieren de acreción, como puede inferirse de la figura 6 de FT2. Es interesante hacer notar que la fisica en FT2 está basada en un enfoque local al balance entre la disipación de la turbulencia y la energía suministrada por las supernovas a la energía turbulenta del gas, así como sobre evolución estelar detallada. Los resultados son altamente independientes de la ley de formación estelar, que en ese trabajo se asume como una ley de Schmidt. Es alentador que dos enfoques independientes lleven a la misma conclusión.

CAPITULO 3.

La física global del disco.

El modelo empieza por asignar una distribución inicial a la densidad superficial de gas. Esta densidad inicial está caracterizada por dos parámetros, el valor central de la densidad superficial, $\Sigma_g(0)=\Sigma_c$, medida en masas solares por parsec cuadrado, y por un radio de decaimiento, R_c , medido en parsecs. En este momento no se han formado ningunas estrellas, y por lo tanto la densidad superficial de estrellas es cero en todo el disco. Esta distribución inicial se asume en equilibrio centrífugo. El modelo sigue ahora la evolución hidrodinámica de todo el disco, incorporando la física de la sección anterior y la conversión gradual del gas en estrellas. El campo gravitacional que el modelo toma en cuenta tiene dos componentes, una componente debida al disco galáctico, y una componente debida a un halo obscuro. Buscando obtener una buena aproximación analítica para el potencial gravitacional de un disco espeso, que permitiera mantener un entendimiento claro y un manejo sencillo del problema, se construyó una fórmula analítica de la manera siguiente. Se tomo el potencial de Kuzmin para un disco infinitamente delgado (Kuzmin 1956, Binney & Tremaine 1987)

$$\varphi = -\frac{2\pi G\kappa^2\Sigma_0}{(R^2 + (\kappa + |z|)^2)^{1/2}}, \quad (21)$$

asociado a la distribución superficial de materia

$$\Sigma = \frac{\kappa^3\Sigma_0}{(R^2 + \kappa^2)^{1/2}}, \quad (22)$$

donde κ es un radio de escala y Σ_0 es la densidad superficial central de materia. A través de la ecuación (21) es posible calcular el potencial gravitacional del disco no sólo en el plano del disco, sino también en un punto arbitrario cualquiera, a alguna altura sobre el plano. Para construir un disco espeso de altura h , se introduce una integral de una infinidad de discos de Kuzmin cada uno de los cuales tiene una distribución de densidad dada por $d\Sigma_0 = \Sigma_0 dz/2h$, y contribuye $d\varphi$ al potencial gravitacional total debido al disco. A cada radio la altura que se le asigna al disco es la altura promedio del disco de gas y de estrellas, pesado por las densidades relativas del gas y las estrellas. Los parámetros de la distribución de Kuzmin, κ y Σ_0 para el disco promedio se calculan igualando los primeros dos momentos de la distribución de gas y estrellas resultantes de las ecuaciones hidrodinámicas con los primeros dos momentos calculados analíticamente para la distribución de Kuzmin, la ecuación (22). Dado que las condiciones iniciales sobre Σ_g no se conocen, es posible que se escoja una condición inicial que no fuera compatible con la aproximación cuasiestática de la hidrodinámica, es por esta razón que se introduce el término de presión turbulenta del gas, lo que permite que se de una relajación dinámica del gas. Esta relajación dinámica se lleva a cabo en una escala de tiempo mucho más corta que los tiempos de evolución viscosa, y elimina en parte el carácter arbitrario de la Σ_g inicial. Este relajamiento dinámico se lleva a cabo a través de las aceleraciones radiales del gas y de las estrellas, a_g y a_* , respectivamente, dadas por:

$$a_g = R\Omega_g^2 - R\Omega_d^2 + \frac{\partial\varphi}{\partial R} - \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial(\rho_g v_g^2)}{\partial R}, \quad (23) \quad \text{y}$$

$$a_* = R\Omega_*^2 - R\Omega_d^2 + \frac{\partial\varphi}{\partial R}. \quad (24)$$

Donde,

$$\varphi = \int_0^{(b)} \frac{4\pi G \kappa^2 \Sigma_0 dz}{\left(R^2 + (\kappa + |z|)^2\right)^{1/2}}. \quad (25)$$

Evaluando esta última integral sobre el plano ecuatorial. El último término en la ecuación (23) representa el gradiente de presión para el gas y Ω_d se deriva de la contribución gravitacional de la materia oscura. La ecuación (23) establece la conservación del momento radial incluyendo la fuerza centrífuga del gas, la fuerza gravitacional debida al halo oscuro, la fuerza gravitacional debida al disco y la presión turbulenta del gas. La ecuación (24) es análoga a la (23), pero para las estrellas, que se consideran como un fluido con presión nula.

La evolución temporal de las densidades superficiales de gas y estrellas se obtiene de las ecuaciones de conservación de materia:

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial (R v_n \Sigma_g)}{\partial R} = - \left(\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} \right)_{SF} + \left(\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} \right)_{ML}, \quad (26)$$

$$\frac{\partial \Sigma_*}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial (R v_n \Sigma_*)}{\partial R} = \left(\frac{\partial \Sigma_*}{\partial t} \right)_{SF} - \left(\frac{\partial \Sigma_*}{\partial t} \right)_{ML}, \quad (27)$$

para el gas y las estrellas, respectivamente, donde v_n y v_n son los componentes radiales de las velocidades de gas y estrellas, respectivamente, $(\partial \Sigma_g / \partial t)_{SF}$ es la tasa de formación estelar superficial (TFE) y $(\partial \Sigma_* / \partial t)_{ML}$ la tasa de pérdida de masa de las estrellas (TPM), por unidad de superficie. Se supone también que el disco estelar no es calentado por ningún proceso después de su formación, y de hecho, cada generación de estrellas retiene la dispersión de velocidades del gas del que se formó.

Las ecuaciones de conservación de momento angular para el gas y las estrellas son (Pringle 1981):

$$R \frac{\partial(\Sigma_g R^2 \Omega_g)}{\partial t} + \frac{\partial(R^3 \Sigma_g v_{ng} \Omega_g)}{\partial R} = \frac{\partial(v \Sigma_g R^3 \Omega'_g)}{\partial R} + R^3 \Omega_g \left(\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} \right)_{ML} - R^3 \Omega_g \left(\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} \right)_{SF}$$

$$R \frac{\partial(\Sigma_s R^2 \Omega_s)}{\partial t} + \frac{\partial(R^3 \Sigma_s v_{ns} \Omega_s)}{\partial R} = -R^3 \Omega_s \left(\frac{\partial \Sigma_s}{\partial t} \right)_{ML} + R^3 \Omega_s \left(\frac{\partial \Sigma_s}{\partial t} \right)_{SF}$$

donde $\Omega' = \partial \Omega / \partial R$. Usando ahora las ecuaciones (26) y (27), se obtiene

$$\Sigma_g \frac{\partial \Omega_g}{\partial t} + \frac{v_{ng} \Sigma_g}{R^2} \frac{\partial(R^2 \Omega_g)}{\partial R} = \frac{1}{R^3} \frac{\partial(v \Sigma_g R^3 \Omega'_g)}{\partial R} + (\Omega_g - \Omega_s) \left(\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} \right)_{ML} \quad (28)$$

$$\Sigma_s \frac{\partial \Omega_s}{\partial t} + \frac{v_{ns} \Sigma_s}{R^2} \frac{\partial(R^2 \Omega_s)}{\partial R} = (\Omega_g - \Omega_s) \left(\frac{\partial \Sigma_s}{\partial t} \right)_{SF} \quad (29)$$

respectivamente (Frank et. al. 1985). La contribución gravitacional de la materia oscura, misma que en este trabajo por sencillez se asume como constante a través de la evolución, está dada por

$$\Omega_d^2 = \frac{V_{cd}^2}{(a_d^2 + R^2)} \quad (30)$$

Donde V_{cd} y a_d son parámetros que caracterizan a la distribución de la materia oscura, y forman parte de las condiciones iniciales del problema. V_{cd} es el valor asintótico de la velocidad de rotación debida al campo gravitacional de la materia oscura, y es en primera aproximación el valor de la velocidad de rotación en la sección plana de la curva de rotación, y a_d es un radio de escala para la distribución de materia oscura. El programa opera empezando de una distribución radial de v_{ng} , v_{ns} , Σ_g , Σ_s , Ω_g , Ω_s y h_s a un tiempo nominal. Se supone que el criterio de estabilidad de Toomre,

$$\frac{v_g K}{\pi G \Sigma_g} = Q, \quad (31)$$

aplica rigurosamente a todo radio y a todo tiempo. La formación estelar está ahora controlada por un mecanismo de retro-alimentación tal que cuando el disco de gas es sobrecalentado por la formación estelar, la formación estelar es inhibida y el disco disipa el exceso de energía inmediatamente para reducir la dispersión de velocidades al valor dictado por el criterio de Toomre. Por lo tanto, exigir que Q permanezca a un nivel fijo implica un proceso de enfriamiento, en consistencia con la conservación de la energía. Se toma $Q \approx 1.5$ y se usa la ecuación (31) para calcular v_g . Usando la ecuación (4) se calcula h_g , de la ecuación (11) t_g , de la ecuación (12) v , de la ecuación (19) la TFE superficial, de la ecuación (20) se calcula TPM superficial, y finalmente, usando la ecuación (25) se obtiene ϕ . A este punto se puede calcular la evolución temporal de v_n , v_m , Σ_p , Σ_n , Ω_n y Ω_m , a partir de las ecuaciones (23), (24), (26), (27), (28) y (29), respectivamente, y aplicando la condición de que la nueva generación de estrellas se encuentre también virializada, se obtiene la nueva h_g . Un segundo término, que toma en cuenta la contribución de la energía cinética proveniente de la pérdida de masa de las estrellas a la energía turbulenta del gas, fue también sumado al lado izquierdo de la ecuación (18). Este término sólo es relevante cuando la altura del disco de gas es mucho más pequeña que la del disco de estrellas, en estas condiciones el gas proveniente de la pérdida de masa de las estrellas cae sobre el disco de gas con una cierta energía cinética que es incorporada a la energía turbulenta del gas. Se consideró que toda la energía cinética del gas perdido por las estrellas se integra a la energía turbulenta del gas, esto es claramente un límite superior de este efecto, pero de cualquier manera, este término sólo introduce correcciones menores en el comportamiento de la formación estelar.

CAPITULO 4.

Resultados, conclusiones y comentarios.

4.1. Resultados numericos.

La virtud principal del enfoque teórico previo es minimizar la introducción de parámetros libres, fuera de los asociados a la incertidumbre intrínseca de las ecuaciones (12), (18) y (31), por consiguiente la capacidad de predicción del modelo está íntimamente ligada a la solidez de las hipótesis físicas sobre las cuales se basa el modelo.

Debido a que la relación entre la densidad crítica y la densidad local degenera hacia el centro, los modelos son bastante inestables en esa región, aun cuando el término de presión introduce cierto amortiguamiento a las inestabilidades. Esta situación podría resultar en la concentración de grandes cantidades de materia en la región central, lo que a su vez podría generar las condiciones necesarias para la formación de un núcleo activo durante las fases evolutivas iniciales en una galaxia aislada. Este mecanismo de formación de núcleos activos, inducido por la viscosidad del gas, podría competir con el mecanismo propuesto en FT2, asociado a las interacciones de marea de galaxias en colisión.

Para reducir las inestabilidades en la región central y poder manejar la evolución de los modelos de manera eficiente, se introdujo una homogeneización en las condiciones cinemáticas del núcleo, con una escala radial igual al ancho central del disco. En el código este proceso se implementa con un alisamiento del gradiente de la velocidad radial. Este enfoque es realista considerando el papel suavizador de la velocidad turbulenta, y de la presión turbulenta del gas. Se experimentaron variaciones tanto en el proceso de alisamiento como en la escala radial del mismo, para asegurarse de que no se estuviera introduciendo ningún elemento que pudiera distorsionar el resultado, pudiendo concluir

que éste no fue el caso. Una vez que la región central del modelo se ha estabilizado, los modelos corren bastante eficientemente, y se llega al tiempo de Hubble en aproximadamente una hora, usando un código en "C" y una computadora PC486.

La evolución de cada modelo galáctico depende de sus condiciones iniciales i.e. la distribución inicial de gas y la forma del potencial debido a la materia oscura, así como de cualquier acreción proveniente del espacio circungaláctico que se quiera incluir. En la tabla I se resumen los modelos que se han calculado, tomando como referencia la Galaxia. La columna (1) muestra los números que identifican a cada modelo galáctico, la columna (2) la densidad central inicial del gas, la columna (3) el radio de decaimiento de las distribución inicial del gas, la columna (4) el radio de escala de la componente de la velocidad circular debida a la materia oscura a_d , la columna (5) el valor de Q , y la columna (6) el valor de α .

En la columna (7) aparece la densidad del gas a $10 \cdot 10^9$ años a la distancia galactocéntrica del sol, y también para la vecindad solar a $10 \cdot 10^9$ años, la columna (8) muestra la densidad superficial de estrellas, la columna (9) la escala de altura del disco de gas y en la columna (11) la frecuencia epicíclica. En la columna (13) está el radio de escala de la distribución exponencial radial final de estrellas y en la columna (12) el radio de Holmberg final, definido como el radio al cual la densidad superficial de estrellas cae abajo de $5 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ y usado como una estimación de la extensión radial de una galaxia.

En todos los modelos se supuso una masa inicial para el disco de gas igual a $6.5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, un valor asintótico de la velocidad de rotación debida a la materia oscura, V_{ed} , de 200 Km/s, y una acreción en todo momento y a todo radio, igual a 0. El modelaje se siguió en todos los casos desde la condición inicial hasta un tiempo de $10 \cdot 10^9$ años, considerando este tiempo representativo de la edad del disco de la Galaxia (comparable con las edades de los discos de otras galaxias e.g. Larson 1991). Los resultados finales no cambian apreciablemente si se toma $12 \cdot 10^9$ años como la edad del disco galáctico.

Pensar en un valor constante para la Q sería irrealista, debido a que en las regiones interiores donde la altura del disco es comparable a la coordenada radial, el criterio de inestabilidad derivado por Toomre para un disco infinitamente delgado seguramente no se aplica exactamente. Lo anterior podría también ser el caso en situaciones donde exista un campo magnético, o cuando la altura del disco de gas sea apreciablemente menor que la del disco de estrellas. Todos estos efectos sólo tienen como consecuencia que el criterio de inestabilidad de Toomre se modifique ligeramente, aplicándose con un valor de Q ligeramente mayor que en la ausencia de ellos (Elmegreen 1992), por lo tanto se consideraron para Q los valores de 1 y 1.5.

4.2 Evolución de los modelos galácticos.

Los resultados del modelo galáctico 1 se muestran en las figuras 5 a 8. La figura 5 muestra los perfiles de densidad superficial de gas y estrellas a diferentes tiempos, la figura 6 muestra la velocidad circular de la galaxia como función del radio a diferentes tiempos. La figura 7 muestra los perfiles iniciales y finales de la altura del disco de gas, y los contornos de isodensidad a $t=10 \cdot 10^9$ años. Finalmente la figura 8 muestra $\log(d\Sigma/dt)_{\text{H}}$ vs. $\log\Sigma_g$ a diferentes tiempos.

Al comienzo de la evolución, la curva de rotación total tiene un crecimiento suave y en mucho se asemeja a la componente de ésta debida a la materia oscura para radios pequeños (líneas gruesas punteadas y continuas, respectivamente, en la figura 6). Esto implica valores bajos de K , la frecuencia epicyclica y por lo tanto una densidad volumétrica crítica baja para el gas, lo que, en conjunto con las grandes cantidades de gas presentes, da como resultado un disco de gas muy ancho. Esto puede apreciarse en la línea delgada y punteada en la figura 7. La componente de la velocidad de rotación debida a la materia oscura se toma como constante a través de toda la evolución, esto es, se asume que los

cambios en el potencial gravitacional ocasionados por las redistribuciones radiales en el gas y las estrellas son insuficientes para inducir cambios apreciables en la distribución de la materia oscura. También al inicio, la ley de formación estelar que aparece como resultado del balance energético introducido, es claramente un ley de Schmidt superficial de potencia 2, como puede ser inferido de la línea punteada en la figura 8. Lo anterior es una consecuencia de que a estos tiempos la formación estelar está determinada exclusivamente por la ecuación (18), el otro término descrito en el texto, que toma en cuenta la contribución de la energía cinética de la pérdida de masa de las estrellas, siendo despreciable. La galaxia a tiempos de $0.1 \cdot 10^9$ años está dominada por el componente de gas, el cual se puede ver todavía en sus condiciones iniciales, dado que las escalas de tiempo viscosas son mayores que $0.1 \cdot 10^9$ años. El componente estelar es mucho más pequeño que el de gas y su perfil de densidad superficial replica el del gas. Esto puede verse en los perfiles de densidades superficiales de gas y estrellas a $0.1 \cdot 10^9$ años que están representados en la figura 5 por las curvas punteadas, delgada y gruesa, respectivamente.

Conforme procede la evolución y se alcanza $1 \cdot 10^9$ años, el transporte viscoso de gas se vuelve importante y tiene lugar una redistribución substancial de materia, en especial a radios pequeños, como puede ser deducido a partir de los cambios que presenta la curva de rotación total, curva gruesa rayada en la figura 6. Para este tiempo ha habido una considerable formación estelar y ahora son las estrellas quienes dominan la distribución de masa, siendo la componente del gas importante sólo a radios mayores que 15 kpc, como resulta evidente de las curvas rayadas gruesa y delgada en la figura 5. A este punto uno puede notar que la forma de la distribución superficial estelar ahora se desvía apreciablemente de la del gas y tiende fuertemente a un comportamiento exponencial, salvo por un pequeño pico central muy localizado a radios menores que 3 kpc. El perfil de la densidad superficial del gas muestra la existencia de una onda de expansión aproximadamente a 12 kpc, impulsada por la presión de gas, y regulada por la conservación del momento angular.

La elevada pendiente de la curva de rotación total para radios pequeños ahora implica una alta densidad volumétrica crítica. Este hecho, junto con la reducida cantidad de gas presente, da como resultado un disco de gas mucho más delgado que el disco de estrellas, que principalmente, se formó del disco original de gas que era bastante más grueso. Esto a su vez modifica ligeramente el régimen de formación estelar, debido a que la contribución de la energía cinética proveniente de la pérdida de masa estelar modifica el balance energético que regula la tasa de formación estelar (ver capítulo 3). Este cambio en el balance energético que regula la formación estelar da como resultado un exponente para la ley de Schmidt (si se le ajustara una ley de Schmidt al perfil obtenido) en la región central ligeramente más pequeño que dos, como puede notarse de la línea rayada en la figura 8. Este efecto es particularmente importante en la región central, donde la curva de rotación ha cambiado más y la formación estelar ha sido más activa, reduciendo la altura y contenido del disco de gas más que en otras regiones.

A partir de las consideraciones anteriores se puede inferir que durante el periodo comprendido entre $0.1 \cdot 10^9$ años y $1 \cdot 10^9$ años la evolución del modelo galáctico 1 está determinada principalmente por el proceso de viscosidad, que ocasiona importantes cambios en los perfiles de densidad, alterando la curva de rotación, reduciendo las alturas del disco de gas y modificando la ley de formación estelar.

Durante el periodo comprendido entre $1 \cdot 10^9$ años y $10 \cdot 10^9$ años el proceso de formación estelar reduce el contenido de gas a niveles tales que la viscosidad ya no es capaz de inducir mayores redistribuciones de materia a gran escala, como se puede deducir a partir del hecho de que la curva de rotación no se altera apreciablemente durante este periodo (comparar las líneas gruesas rayadas y continuas en la figura 6). Esta curva de rotación total final se asemeja en gran medida a la curva de rotación obtenida a partir de observaciones para nuestra galaxia (Kuijken & Gilmore 1989). Esta curva de rotación no presenta cambios abruptos y es esencialmente plana a lo largo del disco galáctico, independientemente de cuál sea el componente dominante, materia visible en las regiones

internas, o materia oscura en las exteriores. Este resultado revela que en la transferencia de gas por viscosidad se encuentra un posible origen de la "conspiración" entre la materia visible y la materia oscura para dar como resultado una transición indistinguible de sus contribuciones a la curva de rotación (Bahcall 1987). En la figura 5 se puede ver cómo el gas se ha continuado expandiendo hacia afuera entre $1 \cdot 10^9$ años y $10 \cdot 10^9$ años, llevándose con el momento angular perdido por el gas que ha fluído hacia el centro. La formación estelar continúa, y el carácter exponencial de la distribución radial de la densidad superficial de estrellas se acentúa, incluyendo las regiones periféricas hacia las cuales el gas se ha expandido y donde previamente no había ni gas ni estrellas, como se puede notar de la línea gruesa continua en la figura 5. Este perfil final en la distribución superficial para las estrellas presenta un radio de escala de 3.5 kpc, similar al perfil observado para la Galaxia (Binney & Tremaine 1987). Para este momento en la mayor parte del disco se ha establecido un régimen quasi estacionario que se logra debido a la formación estelar que "congela" el transporte por viscosidad. Este régimen es inducido por la relajación viscosa del gas y por la formación estelar que reduce el contenido de gas, aumenta las escalas de tiempo asociadas a la viscosidad y por lo tanto reduce las velocidades radiales del gas. El perfil final del disco a $10 \cdot 10^9$ años se muestra por la línea continua en la figura 7, puede notarse que la reducción en el contenido de gas ha forzado al gas restante a configurarse en un disco de altura mucho menor, en especial en las regiones más interiores donde la elevada pendiente de la curva de rotación implica una alta densidad volumétrica crítica para el gas. El proceso que modifica la ley de formación estelar resultante del modelo, descrito arriba, continúa durante el periodo entre $1 \cdot 10^9$ años y $10 \cdot 10^9$ años, y se extiende a regiones más externas que antes, ya que la región en la cual las alturas del disco disminuyen, es más extensa que antes. Este último resultado se muestra con la línea continua en la figura 8. Güsten & Mezger (1982) encuentran que el comportamiento de la tasa de formación estelar actual en la Galaxia está bien representado por una ley de Schmidt con una potencia menor que 2 para radios interiores a 6 kpc y por

una ley de Schmidt de potencia 2 para radios mayores que 6 kpc, cualitativamente de acuerdo con el resultado del modelo. La figura 7 muestra también los contornos de isodensidad de estrellas integrados para $0.003 M_{\odot}\text{pc}^{-3}$, $0.03 M_{\odot}\text{pc}^{-3}$ y $0.3 M_{\odot}\text{pc}^{-3}$, líneas gruesas punteadas, rayadas y continuas, respectivamente. Se puede ver cómo estos perfiles están cualitativamente de acuerdo con los de las galaxias tardías, y coinciden con la condición de densidad para la vecindad solar (e.g. Rubin et. al. 1982 y Rubin et. al. 1985). Es interesante notar la presencia de un disco extendido de gas con un radio total aproximadamente del doble del radio de Holmberg calculado por el modelo, nuevamente cualitativamente de acuerdo con los resultados generales para galaxias de disco.

La calibración para la curva de densidad superficial de estrellas se puede checar a partir del valor de $59 M_{\odot}\text{pc}^{-2}$ para la densidad superficial de estrellas a una distancia galactocéntrica de 8.5 kpc calculado por el modelo galáctico 1, el cual está de acuerdo con las estimaciones observacionales para esta misma cantidad en la vecindad solar de $46 M_{\odot}\text{pc}^{-2}$ (Gilmore et. al. 1989). El valor de $6.2 M_{\odot}\text{pc}^{-2}$ para la densidad superficial del gas a esta misma distancia del núcleo calculado por el modelo galáctico 1, está también de acuerdo con las estimaciones observacionales de $6 M_{\odot}\text{pc}^{-2}$ (Rana 1991). El valor para la frecuencia epicyclica para la vecindad solar de $38 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ aproximadamente coincide con el valor observado de $35 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (Binney & Tremaine 1987). Los valores para las alturas de los discos de gas y estrellas que resultan del modelo galáctico 1 de 65 pc y 620 pc, respectivamente, se encuentran razonablemente cercanos a los observados (ver Rana 1991), sin embargo, el modelo no es altamente precisos en este aspecto. Vale la pena mencionar que el valor de h_g que se obtiene es más representativo de la región del disco que presente formación estelar que de la altura del disco de gas en sí, en consistencia con el resto de la teoría.

4.3 Dependencia del modelo sobre los parámetros.

Con el propósito de ilustrar la dependencia de los resultados del modelo con las condiciones iniciales y de frontera, esto es la Σ_g inicial, la forma de la distribución de la materia oscura definida por a_c , y las incertidumbres asociadas a las ecuaciones (12) y (13), representadas por α y Q , respectivamente, se presentan ahora los modelos galácticos 2 a 7.

En el modelo galáctico 2 el valor del parámetro Q de Toomre se tomó como 1. Tomar un valor menor para Q da como resultado valores menores de la velocidad turbulenta del gas v_g , como puede verse de las ecuaciones (31) y (15), y por lo tanto una viscosidad menos activa. Lo anterior reduciría el transporte global de materia, y daría como resultado un modelo ya no representativo de la galaxia, por esta razón, en el modelo galáctico 2 se ha aumentado la viscosidad, a decir, se tomó $\alpha=0.75$, en vez de $\alpha=0.33$, como en el modelo galáctico 1. Con respecto al transporte de materia por viscosidad los resultados de este modelo son esencialmente los mismos que para el modelo galáctico 1. Esto es evidente de las figuras 9 y 10, donde se aprecia que los perfiles de densidad superficial para el gas y las estrellas, así como la curva total de rotación final, resultan básicamente indistinguibles de las curvas análogas del modelo galáctico 1. La figura 11, por otro lado, muestra alturas del disco de gas finales y perfiles de isodensidad para las estrellas finales que difieren claramente de las del modelo galáctico 1, debido a que un valor más pequeño de Q da como resultado un disco más delgado. Una comparación de los valores de las cantidades que el modelo calcula para la vecindad solar refleja lo que ya se comentó, todos los valores difieren sólo ligeramente, salvo las alturas del disco, que son como de la mitad de las alturas para el modelo galáctico 1.

El modelo galáctico 3 explora la dependencia explícita de los resultados con la viscosidad, pues fue calculado dejando todas las condiciones iniciales y parámetros iguales a los del modelo galáctico 1 excepto α , que se aumentó de 0.33 a 0.67. Este cambio se ve reflejado principalmente en la curva final de la velocidad de rotación, mostrada en la figura

12, la cual presenta un máximo en la región central. Este máximo tan exagerado es el resultado de un exceso de materia transportada hacia las regiones centrales de la galaxia, debido a que al aumentar la α los valores de las velocidades radiales del gas aumentan. Como puede verse de la tabla 1, los valores relevantes para 8.5 kpc, la vecindad solar no se desvían mayormente de los obtenidos con el modelo galáctico 1. Al igual que en los modelos galácticos previos, la transición entre la región interna dominada gravitacionalmente por la materia visible y la región externa dominada por la materia oscura no es evidente de la curva de rotación total que se obtiene, esto es, el disco se autoajusta de manera tal que esta transición se efectúa suavemente. Parecería existir una "conspiración" entre los componentes de la galaxia tal que se minimiza la cantidad de información obtenible de la curva de rotación.

Los modelos galácticos 4 y 5 ejemplifican los efectos de la distribución de la materia oscura sobre el resultado final. En el modelo galáctico 4 se tomó $a_s=6$ kpc y en el modelo galáctico 5 se usó $a_s=12$ kpc, todos los otros parámetros del modelo se dejaron igual que en el modelo galáctico 1, así como las condiciones iniciales de la distribución de gas. Los resultados relevantes de estos dos modelos se muestran en la figura 13, donde pueden verse las curvas de rotación finales totales (curvas gruesas) y las curvas del componente de materia oscura (curvas delgadas) para los modelos galácticos 4, 1 y 5, curvas continua, rayado y punteada, respectivamente. Comparando las curvas continuas (modelo galáctico 5) con las punteadas (modelo galáctico 4) puede apreciarse que el efecto de tomar una componente de la materia oscura a la curva de rotación más abruptamente creciente en la región central es reducir un poco las cantidades de materia que resultan transportadas hacia el centro por la viscosidad, como resulta evidente del hecho de que la curva de rotación total en el modelo galáctico 5 sube de manera más gradual que la del modelo galáctico 4 (esto es particularmente claro si se considera la componente de la materia visible de la curva de rotación). Este último efecto puede ser fácilmente entendido si se considera que una componente más fuertemente creciente de la

materia oscura a la curva de rotación resulta también en una curva de rotación total inicial más abruptamente creciente, lo que da como resultado valores de la densidad crítica volumétrica para el gas más altos, y alturas del disco menores. Si se tiene un disco de gas más delgado, el proceso de transporte se ve inhibido, ya que la dispersión de velocidades en el disco de gas resultado de la virialización es menor, y la velocidad radial del gas debida a la viscosidad consecuentemente baja (ver ecuación (16)). Por otro lado, una componente aditiva a la curva de rotación total se puede observar en la región entre 5 y 15 kpc, para distribuciones de la materia oscura caracterizadas por valores de a_0 menores. Resulta interesante notar que todas las diferentes curvas de rotación de los diferentes modelos calculados dentro del espacio de parámetros y condiciones iniciales que se tomaron, están en excelente acuerdo cualitativo con los diferentes tipos de curvas de rotación para galaxias de tipo tardío derivadas observacionalmente e.g. Rubin (1982) y Rubin (1985).

El modelo galáctico 6 muestra los efectos que modificar la distribución inicial de gas tiene sobre los resultados finales. En este modelo el valor de Σ_c fue aumentado de $175 M_\odot \text{pc}^{-2}$, como se usó en todos los modelos anteriores, a $626 M_\odot \text{pc}^{-2}$, y se disminuyó R_c del valor de 9.5 kpc, usado en todos los modelos anteriores, a 4 kpc. Estos dos cambios dan como resultado una distribución inicial de gas más concentrada centralmente, como puede verse de la comparación entre este perfil inicial (línea continua delgada) y el correspondiente al modelo galáctico 1 (línea delgada rayada), mostrada en la figura 14. Las consecuencias que este cambio tiene sobre el resultado final son dar como resultado un perfil de densidad superficial final para la estrellas con una pendiente mayor, con un grado de concentración más alto, y una extensión menor, esto es, un valor para el radio de Holmberg menor. Estos comentarios se pueden apreciar claramente en la figura 14, donde se muestran los perfiles de densidad superficial finales para las estrellas, líneas gruesas, para los modelos galácticos 1 y 6 (curvas rayadas y continuas, respectivamente) y los perfiles de las densidades superficiales finales para el gas, líneas medianas, para los

modelos galácticos 1 y 6, curvas rayadas y continuas, respectivamente. La curva del perfil de densidad superficial para las estrellas resulta tener una extensión radial menor como consecuencia de tener una densidad central más alta y una pendiente mayor, dado que todos los modelos tienen la misma masa total del disco, de $6.5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. La curva de rotación final sólo fue afectada ligeramente, al igual que los perfiles de las alturas del gas y las estrellas, el valor comparativamente más pequeño para el radio de Holmberg puede verse en la tabla 1.

Finalmente, se presenta el modelo galáctico 7, que también es representativo de la Galaxia. En este caso se ha tomado la hipótesis de $Q=1$, lo que tiene el efecto de reducir las alturas del disco de gas, y disminuir el transporte por viscosidad, como ya se explicó en el texto. Para compensar este efecto también se modificaron los valores de a_d y α a 12 kpc y 1, respectivamente. La condición inicial para la distribución inicial de la densidad superficial del gas fue la misma que la usada en el modelo galáctico 1. Los resultados finales de este modelo galáctico se muestran en las figuras 15 a 18, que son análogas a las figuras 5 a 8, del modelo galáctico 1. En la figura 15 se puede ver cómo las distribuciones radiales de las densidades superficiales de gas y estrellas que resultaron de este modelo son esencialmente indistinguibles de las obtenidas a partir del modelo galáctico 1, la intensidad del proceso de viscosidad habiendo sido la misma. La curva de rotación final del modelo galáctico 7 muestra un pico central ligeramente más intenso que en el modelo galáctico 1, pero todavía en buen acuerdo con la curva de rotación derivada para la Galaxia de las observaciones, tal vez incluso mejor (con valores para la curva de rotación en la parte plana de 220 km/s y un pico central interior a 1 kpc, como lo encontrado por Kuijken & Gilmore 1989). La relación de la formación estelar con la densidad superficial que se muestra en la figura 18 es también muy similar al resultado del modelo 1, como también lo es la evolución temporal de todo el modelo, que sigue la descripción dada para el modelo 1.

Los cambios introducidos en el modelo 7 dan como resultado final algo muy similar a los resultados del modelo 1, lo que sirve para ilustrar que dado que no se conoce el valor de a_4 , (o de algún otro parámetro mediante el cual fuera posible caracterizar la distribución de la materia oscura de nuestra galaxia) no es posible calibrar α y Q , más allá de decir que ambos parámetros tienen valores ≈ 1 .

Los valores para la vecindad solar del modelo 7, mostrados en la Tabla 1, son cercanos a los observacionales, tal vez incluso más que los del modelo 1. Debe recordarse que los valores para las alturas del disco de gas que se obtienen como resultado del modelo deben de ser comparados con las alturas de la región del disco de gas que presente formación estelar, en consistencia con el resto del enfoque teórico presentado.

4.4 Comentarios finales.

Una comparación más que se puede hacer con datos observacionales de nuestra Galaxia es la extensión del disco óptico, esto es, el radio de Holmberg. Los valores obtenidos de los modelos galácticos para esta cantidad se muestran en la columna 12 de la Tabla 1, y comparan satisfactoriamente con las estimaciones observacionales e.g. la de ≈ 15 kpc dada por Robin et. al. 1992. Todos los modelos galácticos presentan también un disco extendido de gas con un radio aproximadamente del doble del radio de Holmberg, como es típico de galaxias de tipo tardío.

Es interesante observar que todos los modelos dan como resultado final para el perfil de densidad superficial de las estrellas una exponencial. Dado este resultado, la predicción de la pendiente final se vuelve una predicción analítica. Esta exponencial final es una recta en el diagrama $\log \Sigma$ vs. R que se puede caracterizar por dos parámetros. Dadas las conservaciones de masa y de momento angular que operan dentro del modelo, se tienen dos condiciones independientes sobre la distribución inicial de gas que permiten

determinar cuál será la distribución exponencial final de la Σ . De esta manera, resulta que los detalles de la distribución inicial de gas se pierden en gran medida en el proceso disipativo de la evolución viscosa, y son por lo tanto de poca importancia. Considerando lo anterior, queda claro que las condiciones iniciales que conducen a una misma situación final distan mucho de ser únicas, lo que es alentador, dado que a este respecto se tiene muy poca información.

Hay todavía un aspecto de los modelos galácticos sobre el que no se ha comentado, éste es la historia de formación estelar, que claramente no es representativa de la evolución temporal de la formación estelar inferida para la Galaxia. En estos modelos galácticos aproximadamente la mitad de las estrellas en las regiones internas se forman en los primeros cientos de millones de años, y la formación estelar resulta un proceso extendido en el tiempo sólo en las regiones externas del disco. Estudios observacionales revelan que la tasa de formación estelar en la vecindad solar ha permanecido relativamente constante durante los últimos $6 \cdot 10^9$ años. Este resultado puede ser debido a que la tasa de formación estelar asumida en este trabajo representa un límite superior. Es claro que al balance energético a partir del cual se calcula la tasa de formación estelar le faltan términos, como vientos estelares, la fricción por viscosidad o la energía cinética del gas proveniente de la pérdida de masa de las estrellas del halo, que aquí no han sido consideradas. Incluir otros términos de fuentes en el balance energético de la turbulencia del gas tendría el efecto de reducir la tasa de formación estelar. Tomar en cuenta un balance de ionización para la formación estelar también bajaría el nivel de esta con respecto al valor límite contemplado en este modelo.

Es interesante especular sobre la evolución del modelo para tiempos muy extendidos en condiciones aisladas. En lo que se refiere al proceso de transporte viscoso, la estrellas representan para el gas una fase de "espera", durante la cual este no se mueve radialmente. Esto alarga mucho las escalas de tiempo características del transporte viscoso. Este tiempo también se alarga debido a que al estar una fracción importante de la masa en

forma de estrellas, las densidades del gas son pequeñas, dando como resultado dispersiones de velocidad reducidas (ecuación 4), y tiempos de viscosidad largos (ecuación 16). Por lo tanto en los modelos para tiempos ~ 100 veces más largos que $10 \cdot 10^9$ años, se llegará al estado estacionario típico de los discos de acreción, esto es, toda la masa concentrada en el centro, y una fracción infinitesimal de la masa a un radio infinito, con todo el momento angular del sistema. Lo anterior no sucedería en una galaxia real, ya que las estrellas con el tiempo regresan gas con una tasa menor al valor aproximado la aquí usado (calculada para una población estelar "estándar", ver Tutukov & Krügel 1980). Al final de su vida las estrellas retienen para siempre una fracción de su masa original, en forma de enanas blancas, estrellas de neutrones, u hoyos negros, cosa que el modelo no toma en cuenta. Si esto último se incluyera, el estado final sería una galaxia compuesta exclusivamente de estrellas, con un perfil radial de densidad no muy distinto al que presentaba a los $10 \cdot 10^9$ años, cuando las estrellas ya dominaban la distribución de masa.

4.5. Conclusiones

A partir del enfoque teórico presentado en los capítulos 2 y 3, y de los resultados descritos en la sección previa, se puede concluir lo siguiente:

1.- El carácter exponencial de la distribución final de la Σ_* es un resultado sólido de la teoría, el cual persiste fuertemente a través de un amplio rango de variaciones en las condiciones iniciales y los parámetros del modelo. Esto último se da aun cuando no se supuso un tiempo de formación estelar *ad hoc* cercano al tiempo de viscosidad. Este resultado, en acuerdo con un amplio cuerpo de observaciones, resulta de la más sencilla combinación de física básica representativa de los aspectos más relevantes del problema.

Si la formación estelar fuera mucho más rápida, la distribución inicial de gas

quedaría "congelada", y no se daría la relajación disipativa de la viscosidad. Si la formación estelar fuera más lenta, el proceso de viscosidad llevaría a la mayoría del gas al centro, y a una pequeña fracción a infinito, con todo en momento angular del sistema. Por lo tanto, la pendiente exponencial de la densidad superficial de las estrellas se debe a que el modelo dá como resultado un tiempo de viscosidad cercano al tiempo de formación estelar.

2.- La forma de la curva de rotación que resulta de $10 \cdot 10^9$ años de evolución es principalmente el resultado del transporte viscoso de materia. Este proceso produce una "conspiración" entre los componentes de materia visible y oscura, de manera tal que ellos se auto ajustan para esconder de la curva de rotación plana la transición entre las regiones internas dominadas gravitacionalmente por el gas y las estrellas, y las regiones externas dominadas por la materia oscura. La forma final de la curva de rotación está determinada principalmente por la intensidad del proceso de viscosidad. Los resultados obtenidos para la curva de rotación son compatibles con una gran variedad de curvas de rotación obtenidas observacionalmente para galaxias de tipo tardío.

3.- La evolución temporal del disco galáctico se da en dos fases, la primera de las cuales dura aproximadamente $1 \cdot 10^9$ años, y es el período durante el cual la mayor parte del proceso de transporte viscoso de materia tiene lugar. Durante lo restante de la evolución, el fenómeno de viscosidad así como la formación estelar decrecen paulatinamente.

4.- Una ley de Schmidt con un exponente entre 2 y 1 puede ser explicada dentro del marco teórico que se ha introducido. Esto es claro si se combinan las ecuaciones (19) y (31) para obtener :

$$\dot{\Sigma}_* = C \Sigma_*^2 \left(\frac{\Omega}{K} \right),$$

donde C es una constante.

5.- La teoría es robusta con respecto a las incertidumbres asociada a α y Q , variaciones en los valores de estos dos parámetros no resultan en alteraciones cualitativas en los resultados obtenidos. En particular la pendiente final de la distribución exponencial de la densidad superficial de estrellas sólo depende débilmente de estos dos parámetros. La dificultad en calibrar los valores de estos parámetros se debe a la falta de conocimiento sobre los detalles de la distribución de la materia oscura en nuestra galaxia. Aunado a esto último está el hecho de que un valor universal para estas dos cantidades sería debatible, especialmente dado el poco conocimiento existente en la física que estos dos parámetros representan, por lo tanto se calcularon dos modelos representativos de la Galaxia, y se obtuvieron dos estimaciones de a_4 .

6.- Las condiciones iniciales del perfil de densidad superficial de gas que se tomen son las que determinan principalmente la pendiente final de la distribución exponencial de la densidad superficial de las estrellas. Esto último podría producir una conexión entre las teorías de evolución de galaxias, y los aspectos teóricos de formación de galaxias incluidos en algunos modelos cosmológicos.

7.- La extensión radial de la galaxia, esto es, su radio de Holmberg, está determinado principalmente por el proceso de viscosidad, que es también responsable de la presencia del disco extendido de gas. Aun cuando es todavía necesario calcular una malla más extensa de modelos, de estos resultados iniciales resulta interesante notar que independientemente de cuáles condiciones iniciales se tomen, el área de las galaxias simuladas parece escalar con la masa total del disco, de acuerdo con resultados observacionales generales para galaxias de tipo tardío. Esta relación parece ser el resultado de la evolución viscosa del disco, a través de la hidrodinámica del disco y la formación estelar, aparece una auto regulación que fija la relación entre la extensión de la galaxia (radio de Holmberg) y la masa del disco. Por lo tanto el escalamiento observado

de las masas de galaxias de tipo tardío con los cuadrados de sus radios de Holmberg podría no sólo ser un reflejo de las condiciones de formación, sino meramente el resultado de los procesos físicos intrínsecos del disco mismo.

BIBLIOGRAFIA

- Bachall J., 1987, in: Bahcall J., Pica T., Weinberg S., (eds.) *Dark Matter in the Universe*. World Scientific, p.1
- Binney J., Tremaine S. 1987, *Galactic Dynamics*. Princeton University Press, p.43
- Bruzual G.A., 1983, *Rev.Mex.Astron.Astrof.*, 8, 63.
- Castor J., McCray R., Weaver R. 1975, *ApJ*, 200, L107.
- Clarke C.J., 1989, *MNRAS* 238, 283
- Cox D.P., 1983, *ApJ*, 265, L61.
- Dopita M. A., 1985, *ApJ*, 295, L5.
- Dopita M. A., Mathewson D. S., Ford V. L., 1985, *ApJ*, 297, 599.
- Elmegreen B.G., 1992, en: Franco J., Ferrini F., Tenorio-Tagle G. (eds.) *Star Formation, Galaxies and the Interstellar Medium*. Cambridge University Press, p. 337
- Elmegreen B. G., Lada C. J., 1977, *ApJ*, 214, 725.
- Elmegreen B. G., Mathieu R. D., 1983, *NMRAS*, 203, 1011.
- Frank J., Kina A.R., Raine D.J., 1985, *Accretion Power in Astrophysics*. Cambridge University Press.
- Firmani C., Tutukov A.V., 1992, *A&A* 264, 37 (FT1)
- Firmani C., Tutukov A.V., 1994, *A&A* in press (FT2)
- Franco J., 1993, *Rev. mex. A&A*, in press.
- Franco J., Cox D.P., 1983, *ApJ*, 273, 243.
- Franco J., Shore S. N., 1984, *ApJ*, 285, 813.
- Franco J., 1992, *Star Formation in Stellar Systems* (eds. G. Tenorio-Tagle, M. Prieto, F. Sanchez) Cambridge: Cambridge Univ. Press, p.515.

- Franco J., Shore S. N., Tenorio-Tagle G., 1993, *ApJ*, submitted.
- Gilmore G., Wyse R.F.G., Kuijken K., 1989, *ARA&A* 27, 555.
- Güsten R., Mezger P.G., 1982, *Vistas in Astronomy* 26, 159.
- Herbst W., Asousa G., 1977, *ApJ*, 217, 473.
- Kennicutt R.C., 1989, *ApJ* 344, 685
- Köppen J., Theis Ch., Hensler G., 1994, *ApJ*, submitted.
- Kuijken K., Gilmore G., 1989, *MNRAS* 239, 571.
- Kuzmin G., 1956, *Astron. Zh.* 33, 27.
- Larson R.B., 1991, por ser publicado por Cambridge University Press, Editado Por Tenorio-Tagle G.
- Larson R.B., Tinsley B.M., 1978, *ApJ* 219,46.
- Lin D.N.C., Pringle J.E., 1987, *ApJ* 320, L87.
- Lynden-Bell D., Pringle J.E., 1974, *MNRAS.*, 168, 603.
- Mueller M. W., Arnet W. D., 1976, *ApJ*, 210, 670.
- Ogleman H., Maran S. P. 1976, *ApJ*, 209, 124.
- Palous J., Tenorio-Tagle G., Franco J., 1993, *ApJ*, submitted.
- Pringle J.E., 1981, *Ann.Rev.Astr.Ap.*, 19, 137.
- Quirk W.J., 1972, *ApJ* 176, L9.
- Rana N.C., 1991, *ARA&A* 29, 129.
- Robin A.C., Créze M., Mohan V., 1992, *A&A* 265, 32.
- Rubin V.C., Ford W.C.JR., Thonnard N., Burstein D., 1982, *ApJ* 261,439
- Rubin V.C., Burstein D., Ford W.C. JR., Thonnard N., 1985, *ApJ* 289,81
- Saio H., Yoshii Y., 1990, *ApJ* 363, 40
- Shore S.N., Ferrini F., 1993, Invited Review for *Fundamentals of Cosmic Physics*.
- Silk J., 1985, *ApJ*, 297, 9.
- Silk J., 1985, in: Peimbert M., Jugaku J. (eds.) *Star Forming Regions, Proc. IAU Symp.* 115 Reidel, Dordrecht, p. 663.

- Spitzer L., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*. Wiley, New York, p. 260
- Struck-Marcell C., 1991, *ApJ* 368, 348.
- Theis C., Burket A., Hesler G., 1992, *A&A* 265, 465.
- Toomre, A., 1964, *ApJ* 139, 1217
- Tully R.B., 1988, *Nearby Galaxies Catalog*, Cambridge U.P.
- Tutukov A.V., Krügel E., 1980, *SvA* 57, 942
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G., Buta R.J., Paturel G., Fonque P.,
1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Springer Verlag ..
- Weavers B.M.H.R., van der Kruit P.C., Allen R.J., 1986, *A&A Suppl. Ser.* 66, 505

Leyendas de las figuras.

Figura 1.- Gráfica de $\log t_v$ vs. B-V para la muestra de galaxias de tipo tardío compilada por FT2.

Figura 2.- Gráfica de $\log t_{ML}$ vs. B-V para la muestra de galaxias de la figura 1.

Figura 3.- Gráfica de $\log t_{*0}$ vs. B-V para la muestra de galaxias de la figura 1, t_{*0} toma en cuenta las contribuciones al contenido de gas provenientes de la pérdida de masa de las estrellas y del transporte viscoso de gas.

Figura 4.- Gráfica de $\log t_{SF}$ vs. B-V para la muestra de galaxias de la figura 1.

Figura 5.- Perfiles de densidad superficial para el gas (líneas delgadas) y las estrellas (líneas gruesas) a $0.1 \cdot 10^9$ años, $1 \cdot 10^9$ años y $10 \cdot 10^9$ años, líneas punteadas, rayadas y continuas, respectivamente, para el modelo galáctico 1.

Figura 6.- Curvas de velocidad de rotación para el modelo galáctico 1 a 0.1 , 1 y $10 \cdot 10^9$ años, líneas punteadas, rayadas y continuas, respectivamente. También se muestra la componente de la curva de rotación total debida a la materia oscura, que se toma como constante en el tiempo.

Figura 7.- Perfiles de altura iniciales y finales para el disco de gas, líneas punteadas y continuas, respectivamente, y contornos finales de isodensidad volumétrica de estrellas a $0.003 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, $0.03 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ y $0.3 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, líneas punteadas, rayadas y continuas, respectivamente, para el modelo galáctico 1.

Figura 8.- Gráfica de $\log(d\Sigma/dt)_{SF}$ vs. $\log \Sigma_*$ a 0.1 , 1 y $10 \cdot 10^9$ años, líneas punteadas, rayadas y continuas, respectivamente, para el modelo galáctico 1.

Figura 9.- Perfiles de densidad superficial de gas y estrellas, líneas delgada y gruesa, respectivamente, a $10 \cdot 10^9$ años para el modelo galáctico 2.

Figura 10.- Curva de rotación total a $10 \cdot 10^9$ años, línea gruesa, y la componente de la velocidad de rotación debida a la materia oscura, línea delgada, para el modelo galáctico 2.

Figura 11.- Perfiles de altura iniciales y finales para el disco de gas, líneas punteadas y continuas, respectivamente, y contornos finales de isodensidad volumétrica de estrellas a $0.003 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, $0.03 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ y $0.3 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, líneas punteadas, rayadas y continuas, respectivamente, para el modelo galáctico 2.

Figura 12.- Comparación de las curvas de rotación totales obtenidas de los modelos 1 y 3, líneas continuas delgada y gruesa, respectivamente. También se muestra la componente de la velocidad circular debida a la materia oscura, línea punteada delgada, que es común a ambos modelos.

Figura 13.- Comparación de las curvas de rotación totales a $10 \cdot 10^9$ años, líneas gruesas, y de las componentes de la velocidad circular debidas a la materia oscura, líneas delgadas, para los modelos 1, 4 y 5, líneas rayadas, continuas y punteadas, respectivamente.

Figura 14.- Comparación de los perfiles iniciales de densidad superficial de gas, líneas delgadas, y de los perfiles de densidad superficial de gas y de estrellas a $10 \cdot 10^9$ años, líneas medianas y gruesas, respectivamente, para los modelos 1 y 6, líneas continuas y rayadas, respectivamente.

Figura 15.- Perfiles de densidad superficial para el gas (líneas delgadas) y las estrellas (líneas gruesas) a $0.1 \cdot 10^9$ años, $1 \cdot 10^9$ años y $10 \cdot 10^9$ años, líneas punteadas, rayadas y continuas, respectivamente, para el modelo galáctico 7.

Figura 16.- Curvas de velocidad de rotación para el modelo galáctico 7 a 0.1 , 1 y $10 \cdot 10^9$ años, líneas punteadas, rayadas y continuas, respectivamente. También se muestra la componente de la curva de rotación total debida a la materia oscura, que se toma como constante en el tiempo.

Figura 17.- Perfiles de altura iniciales y finales para el disco de gas, líneas punteadas y continuas, respectivamente, y contornos finales de isodensidad volumétrica de estrellas a $0.003 M_{\odot}\text{pc}^{-3}$, $0.03 M_{\odot}\text{pc}^{-3}$ y $0.3 M_{\odot}\text{pc}^{-3}$, líneas punteadas, rayadas y continuas, respectivamente, para el modelo galáctico 7.

Figura 18.- Gráfica de $\log(d\Sigma/dt)_{SF}$ vs. $\log\Sigma_{*}$ a 0.1, 1 y $10 \cdot 10^9$ años, líneas punteadas, rayadas y continuas, respectivamente, para el modelo galáctico 7.

En las figuras se usa $\text{Gyr} = 10^9$ años y $\text{DM} = \text{materia oscura}$.

Tabla 1. Modelos Galacticos

MOD.	Σ_c $M_\odot \text{pc}^{-2}$	R_c kpc	a_d kpc	Q	α	Σ_* $M_\odot \text{pc}^{-2}$	Σ_g $M_\odot \text{pc}^{-2}$	h_* pc	h_g pc	K kms^{-1} kpc^{-1}	R_H kpc	R_d kpc
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
1	175	9.5	8	1.5	0.33	6.2	59	65	620	38	16.8	3.5
2	175	9.5	8	1	0.75	6.1	64	27	262	38	16.8	3.6
3	175	9.5	8	1.5	0.67	5.9	51	69	696	37	16.5	3.6
4	175	9.5	6	1.5	0.33	6.1	58	59	552	40	16.8	3.3
5	175	9.5	12	1.5	0.33	6.3	58	83	832	35	16.2	2.9
6	626	4	8	1.5	0.33	5.0	37	55	424	38	13.8	2.4
7	175	9.5	12	1	1	6.1	60	35	357	35	16.2	3.0

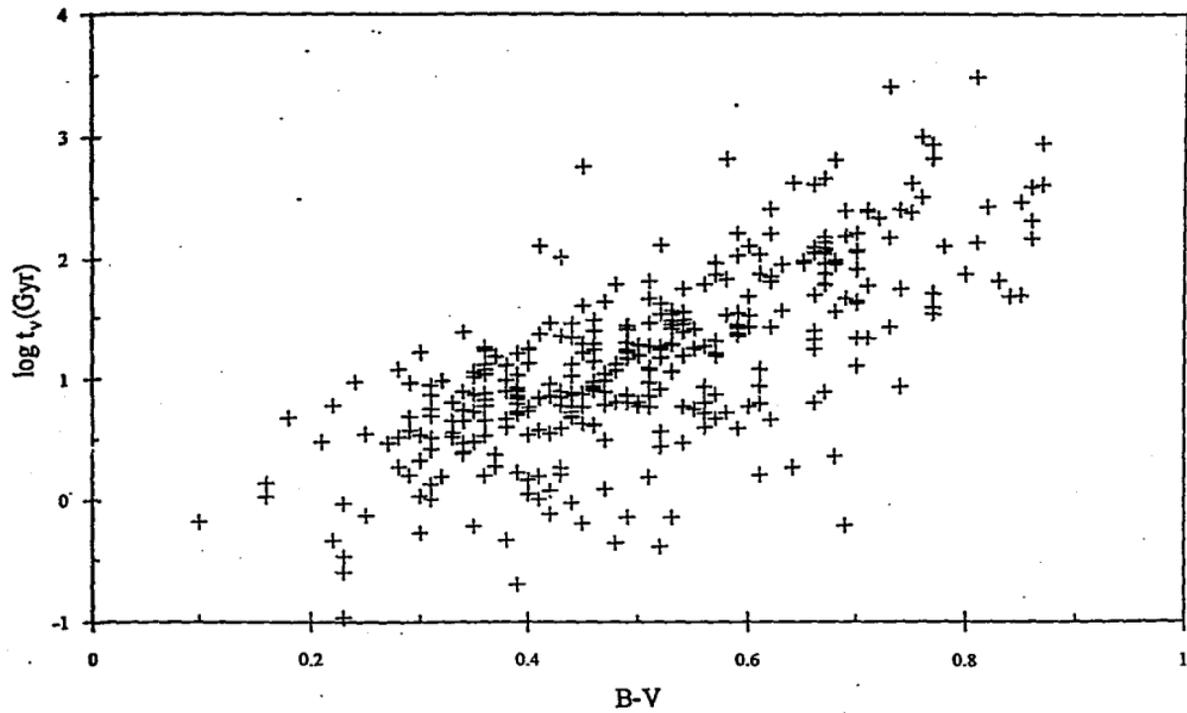


Fig 1

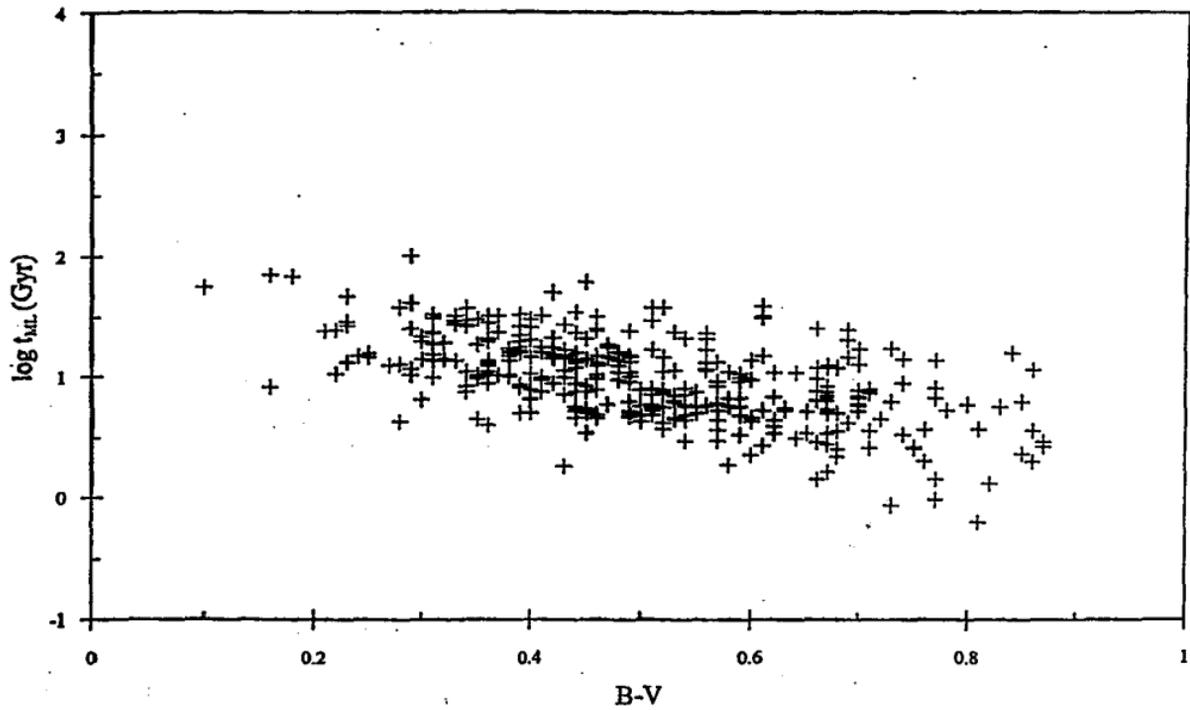


Fig. 2

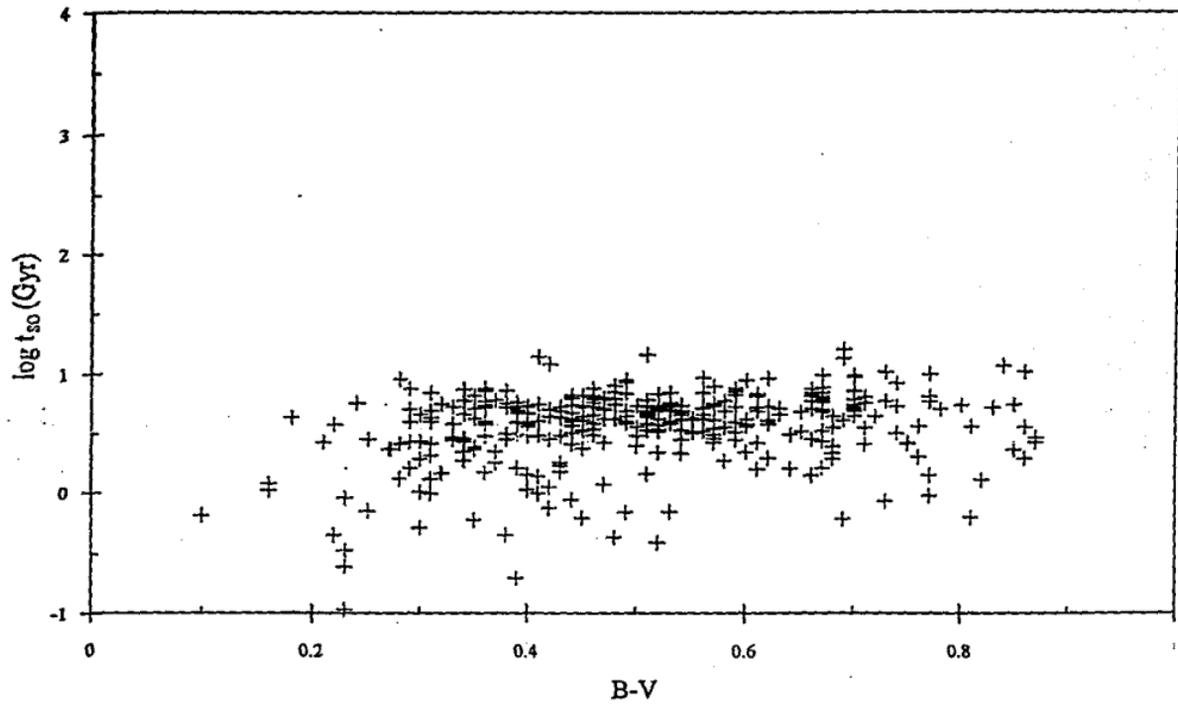


Fig. 3

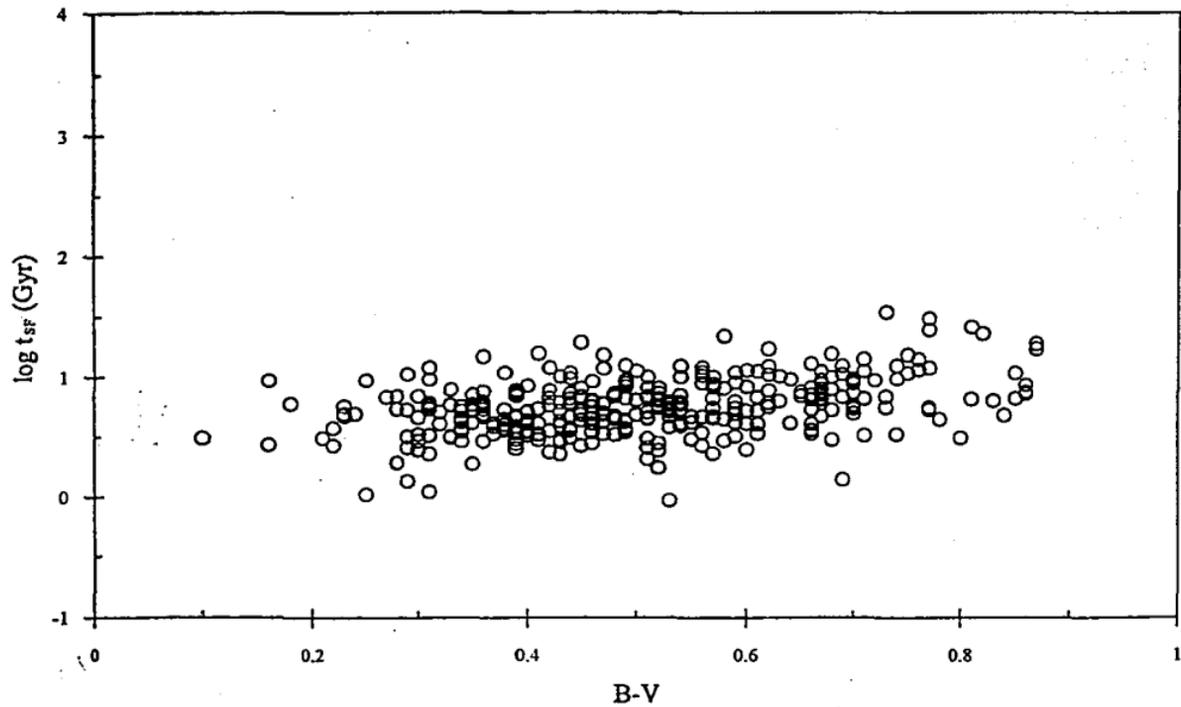


Fig. 4

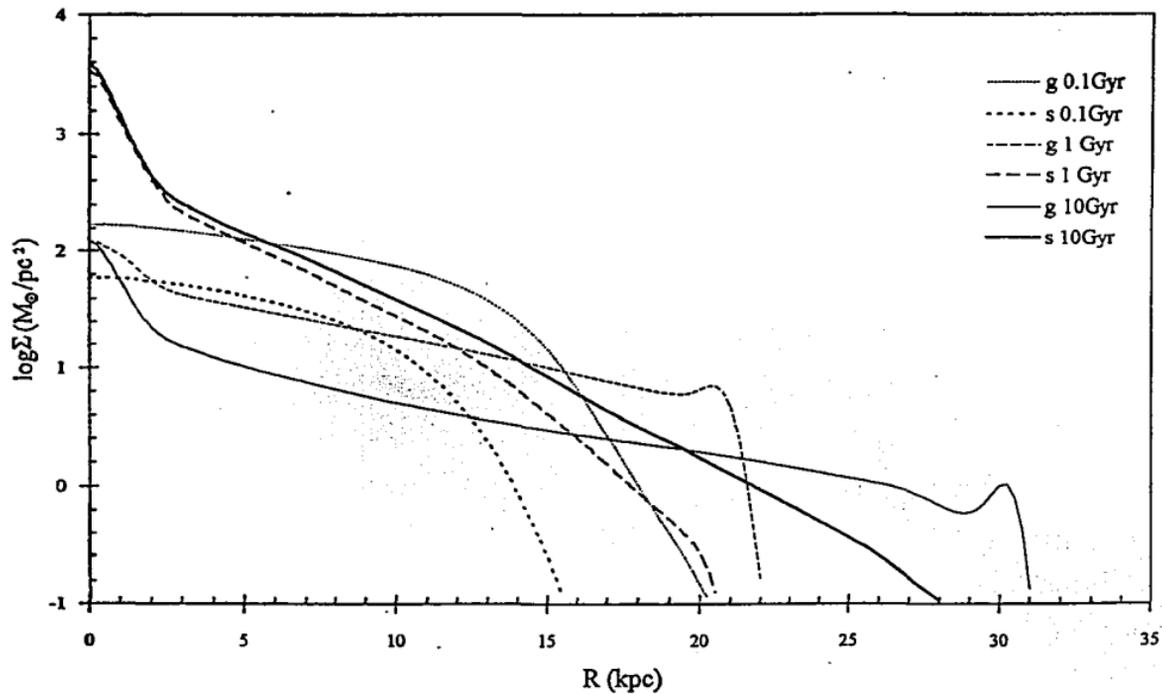


Fig. 5

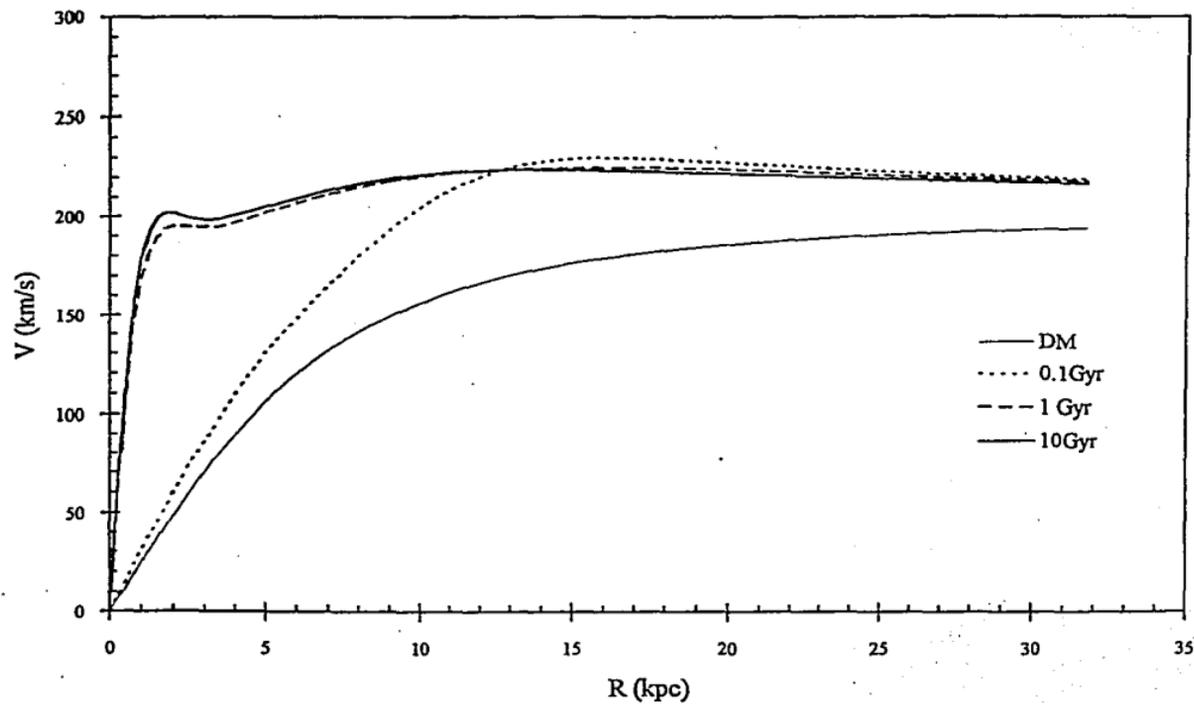


Fig. 6

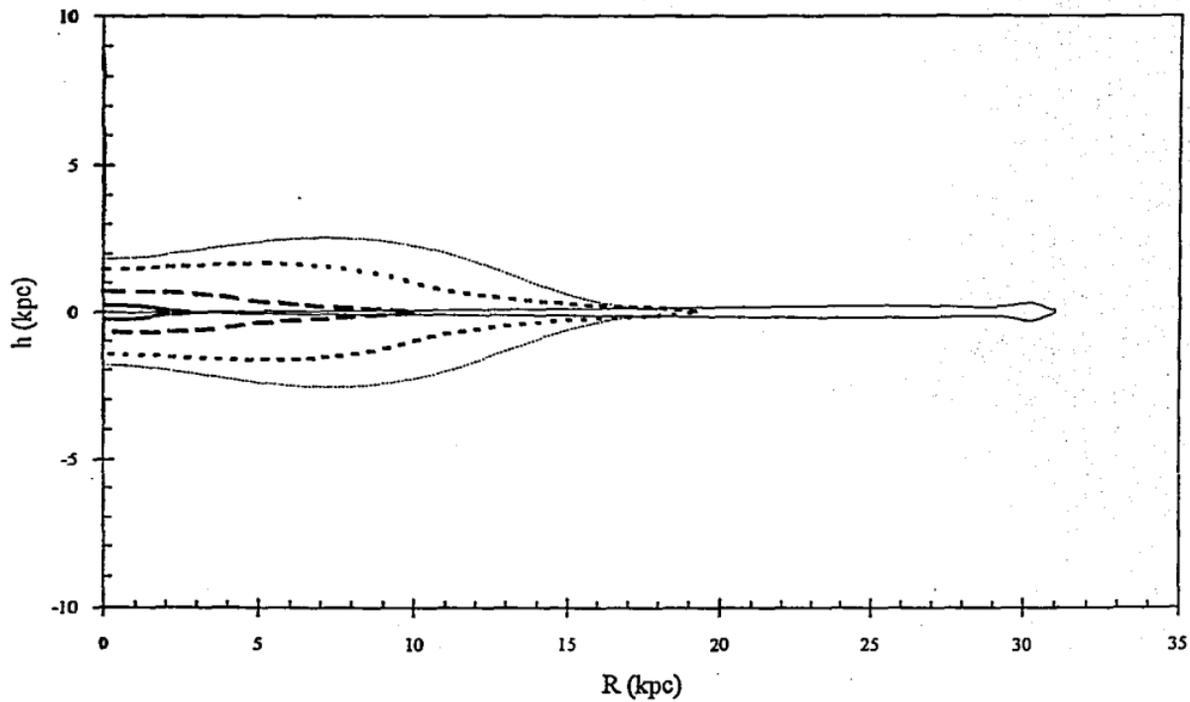


Fig. 7

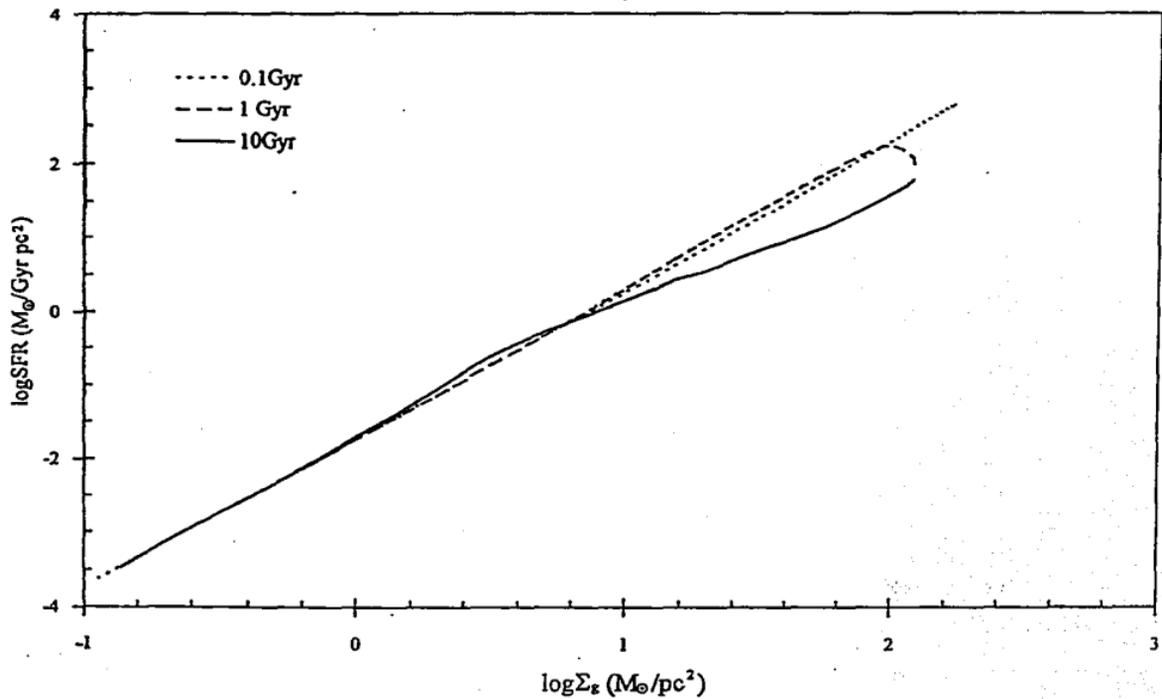


Fig. 8

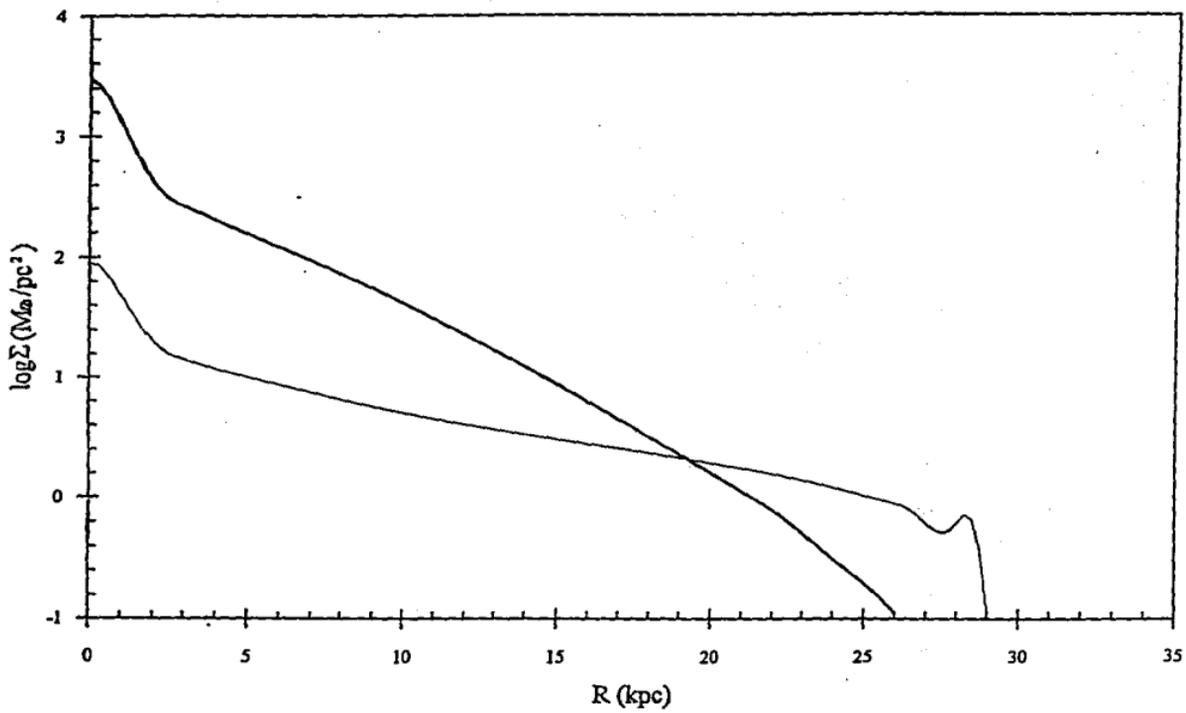


Fig. 9

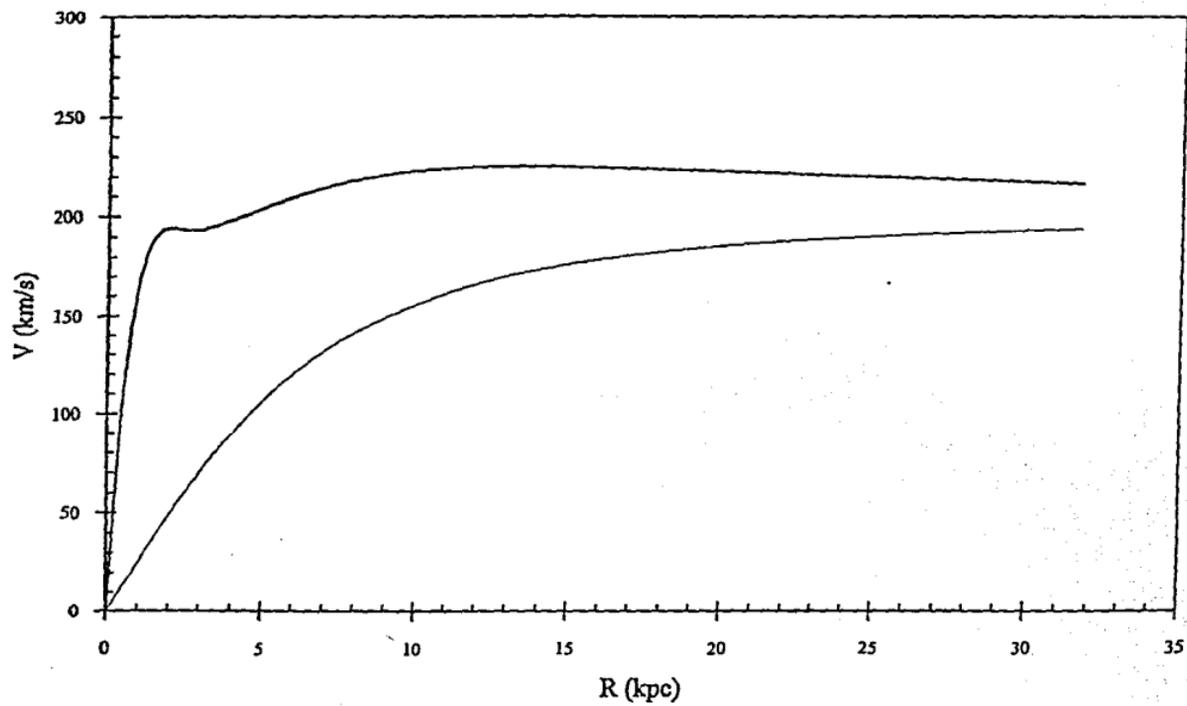


Fig. 10

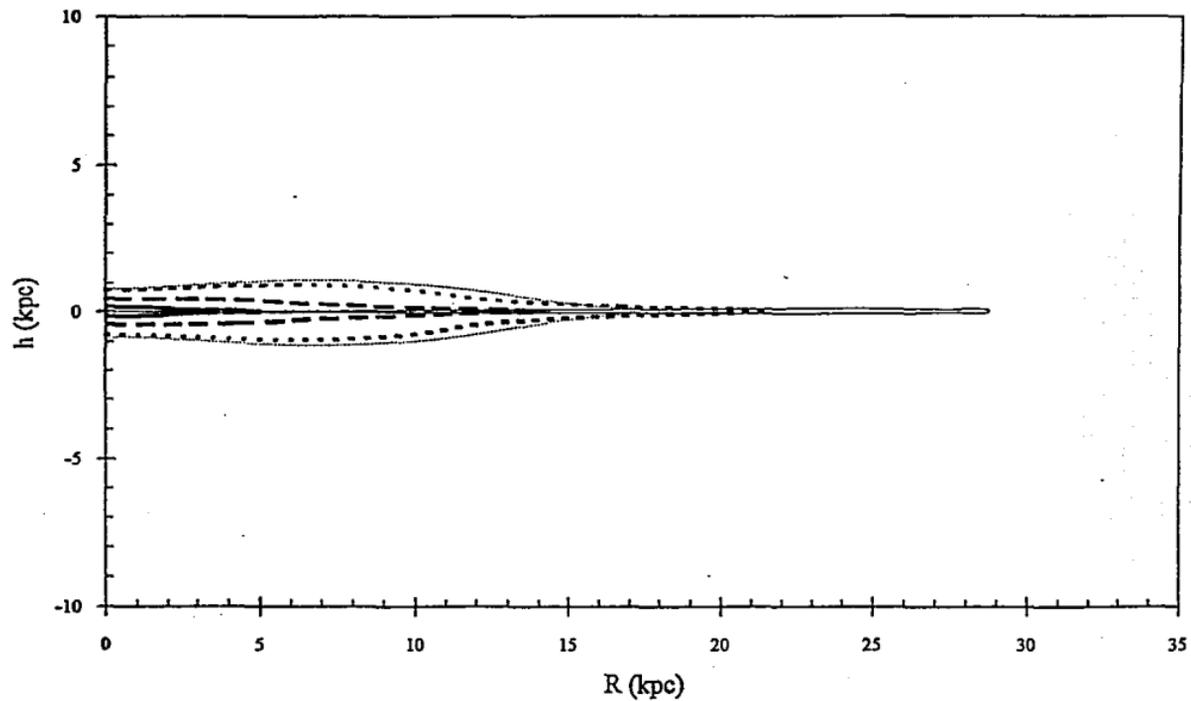


Fig. 11

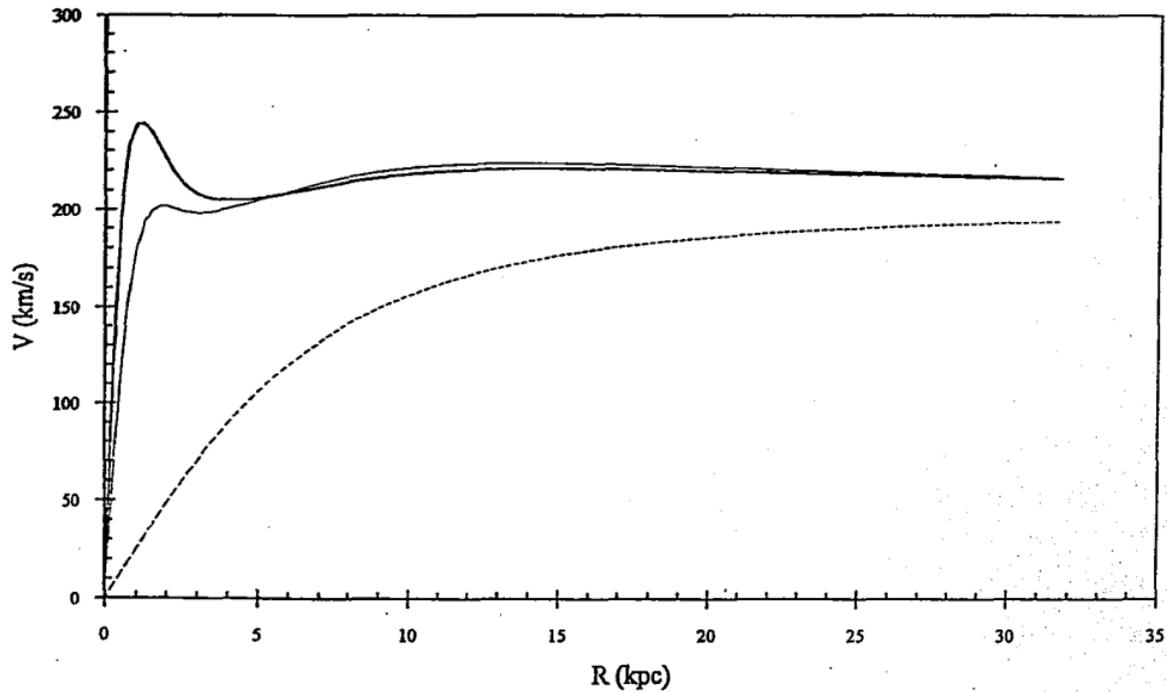


Fig. 12

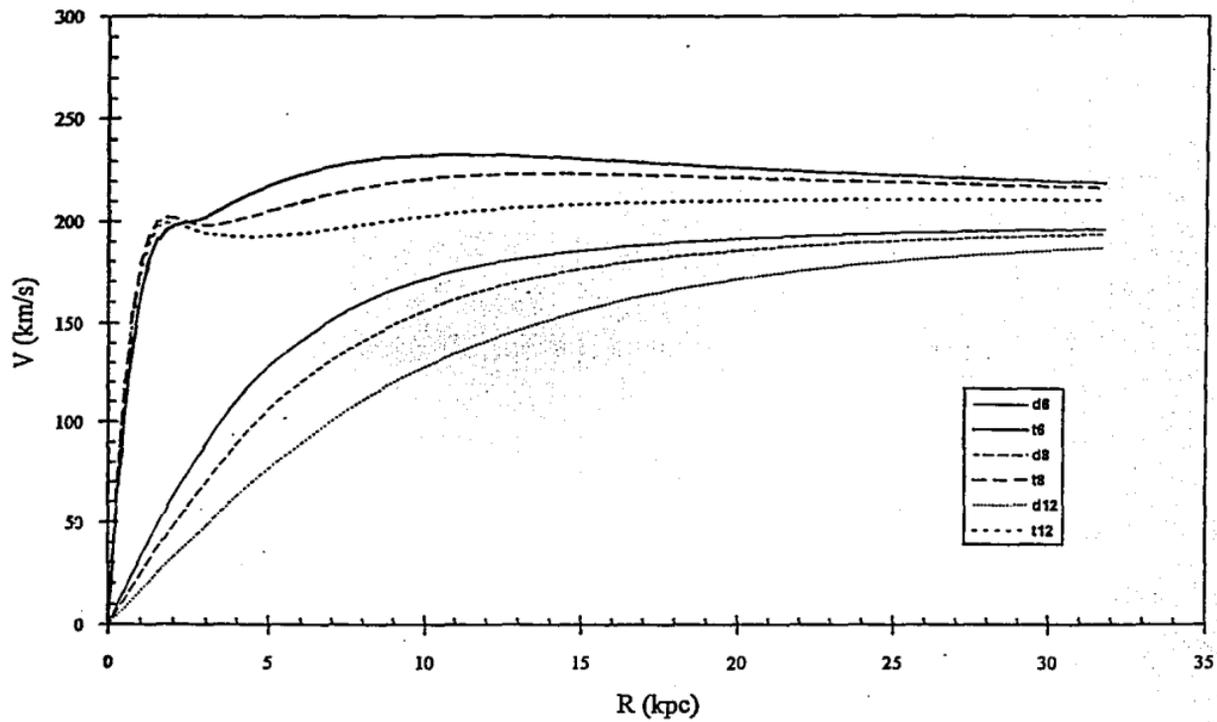


Fig. 13

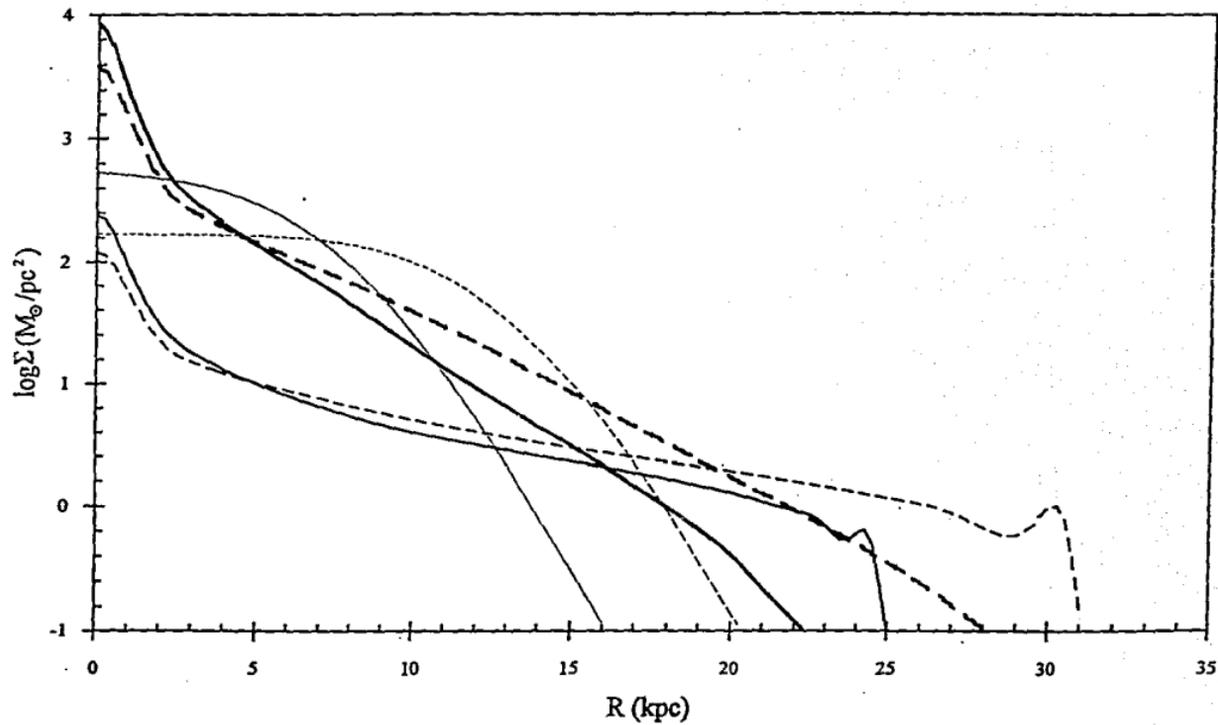


Fig. 14

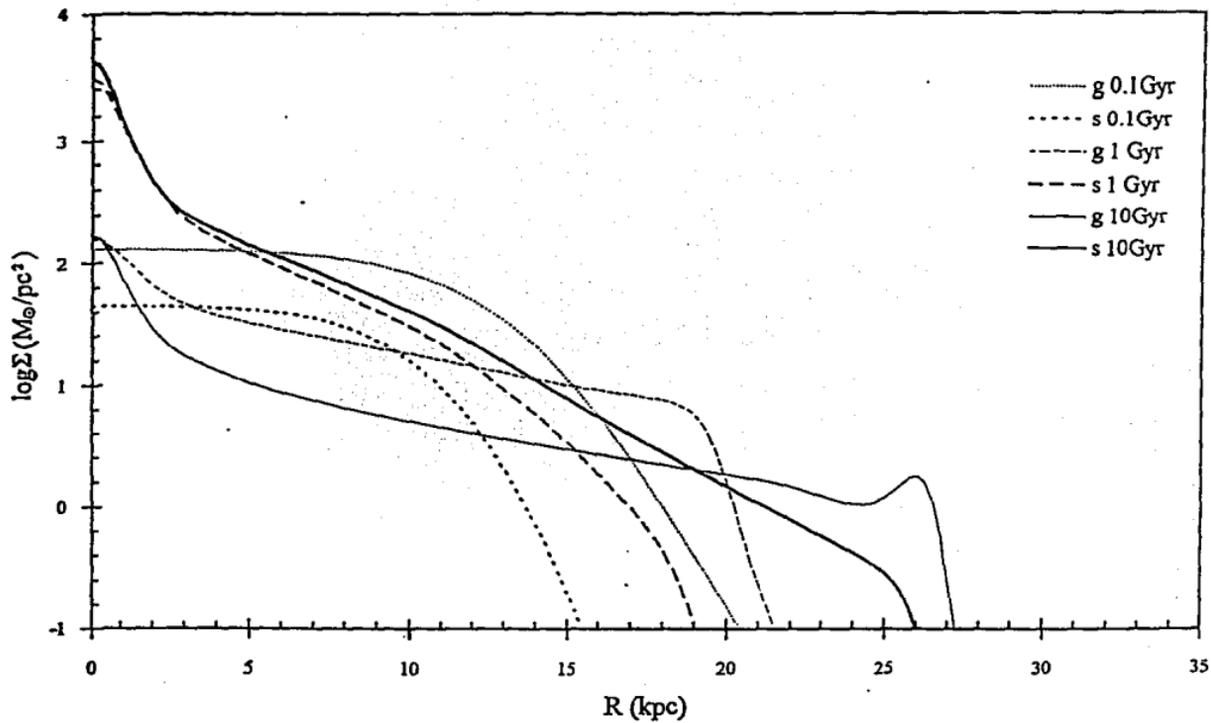


Fig. 15

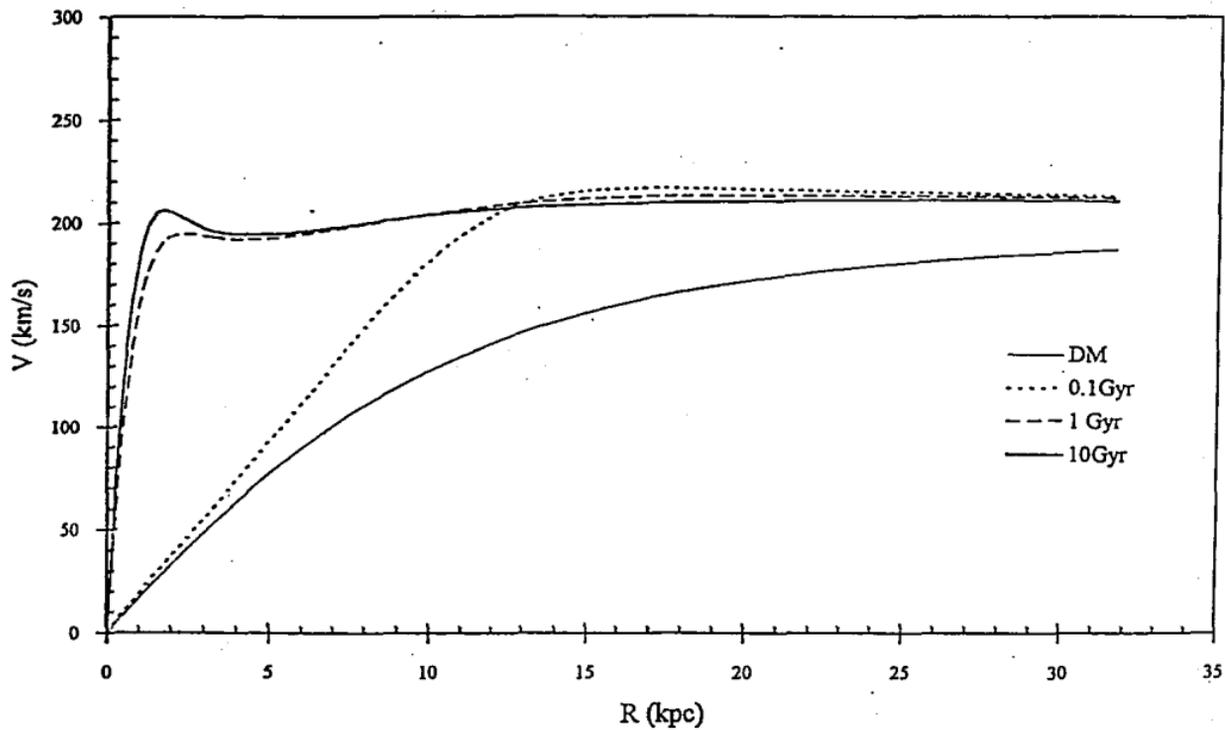


Fig. 16

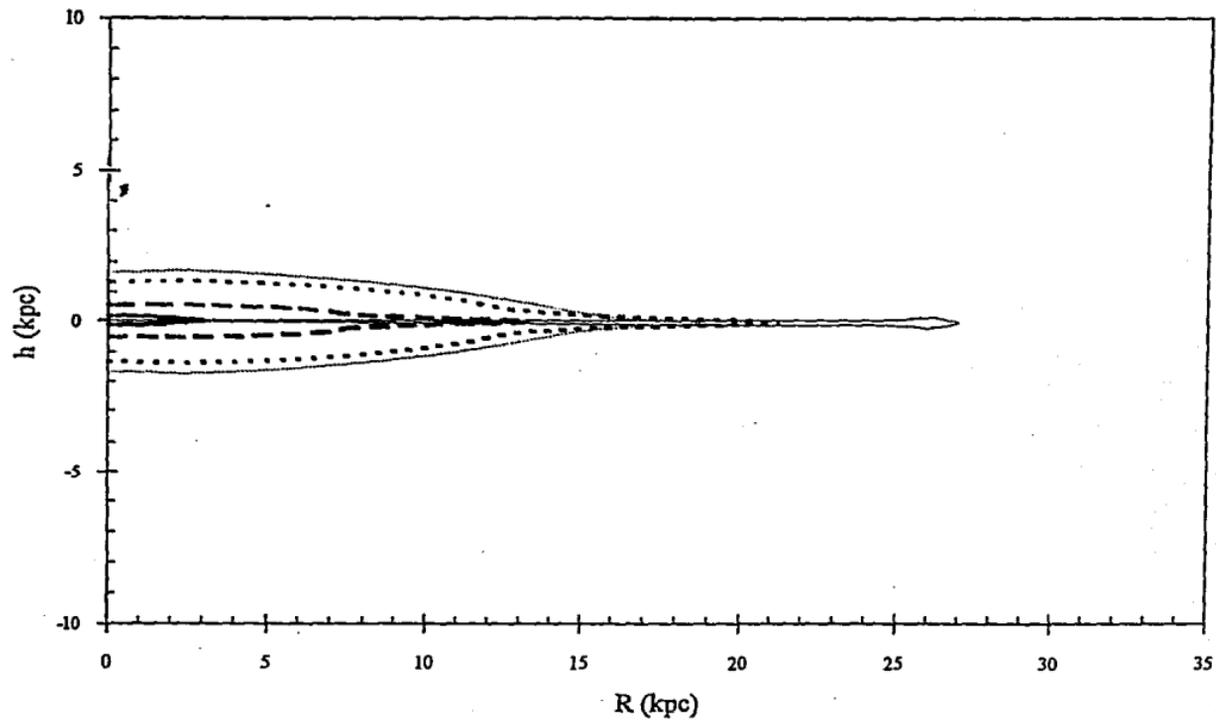


Fig. 17

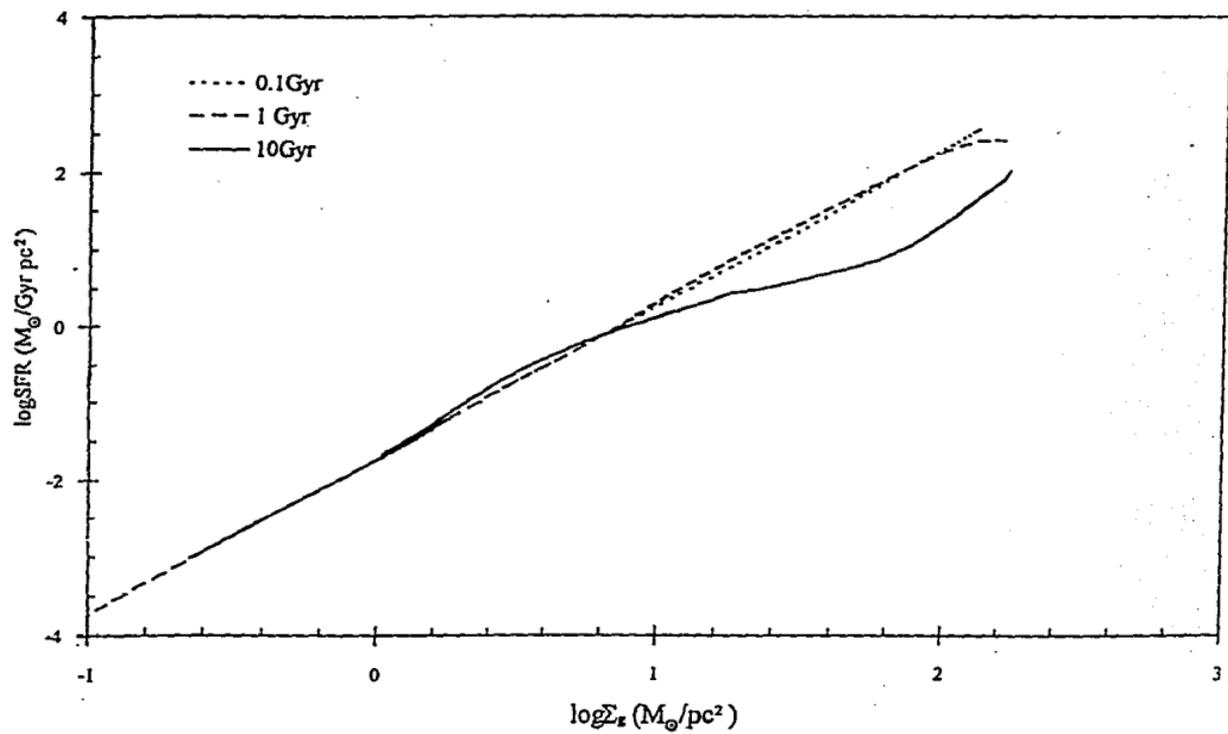


Fig. 18