



Simulaciones del proceso de formación de estrellas en galaxias

Simulations of Star Formation Process in Galaxies

L.F. Quiroga ^{a*}, J.C. Muñoz ^b

^aUniversidad de Antioquia, A.A. 1226, Medellín, Colombia

^bAstrophysikalisches Institut Potsdam, An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany

Recibido marzo 31 de 2010; aceptado febrero 7 de 2011.

Resumen

Se presentan los resultados de la implementación de un modelo que describe el proceso de formación de estrellas en galaxias a través de simulaciones de n -cuerpos que incluyen además la dinámica del gas implementada por medio de SPH. Este modelo [2][3][4] de subgrid permite que el gas se enfríe radiativamente y forme estrellas que posteriormente formarán parte de la componente no colisional del sistema. El gas es asumido como un medio de dos fases acopladas, una caliente que puede enfriarse y una fría que está habilitada para formar estrellas. Se introducen efectos de *feedback* por explosiones de supernova y vientos de escala galáctica. En galaxias aisladas se observa que la SFR depende de la densidad superficial del gas y del tiempo dinámico local en el fluido, reproduciendo así los resultados observacionales conocidos de la ley Kennicutt. Por otro lado, para galaxias en interacción, se logra ver como se generan *bursts* en la formación estelar en la región central de las galaxias debido al proceso de colisión y se ve como la dinámica de la colisión afecta el estado del gas, influyendo entonces en la evolución de la SFR y de las fracciones de masa en la galaxia remanente.

Palabras clave: simulaciones hidrodinámicas de galaxias, formación de estrellas, SFR.

Abstract

We present results of the implementation of a model to describe the process of formation of stars in galaxies through Nbody simulations including gas dynamics via SPH. This sub-grid model [2][3][4] allows the gas to cool radiatively to form stars that after that has to be accounted as part of the collisionless component of the system. The model assumes the gas behaves as a two coupled phases, a hot phase that can cool and form stars and a cold phase enabled to form stars. The model introduces feedback from supernova explosions and galactic winds. When using in isolated galaxies we observe that the SFR depends on the surface density of gas and on the local dynamical time of the fluid reproducing observational results of the Kennicutt's law. For interacting galaxies we see the generation of *bursts* in the formation of stars in the central region of the galaxies because of the collision, also we see how the dynamics of the collision affects the state of the gas, influencing the evolution of the SFR and of the mass fractions in the remnant galaxy.

Keywords: hydrodynamics simulations of galaxies, star formation, SFR.

* luisquirop@gmail.com

Este trabajo es publicado por la Sociedad Colombiana de Física y distribuido en open acces según los términos de la licencia Creative Commons Attribution.

1. Introducción

El estudio de la formación y evolución de los sistemas galácticos y estructura del universo a gran escala ha sido uno de los campos de estudio que en los últimos 30 años ha crecido de forma más notable gracias al uso de facilidades computacionales que permiten simular la dinámica y evolución de tales sistemas complejos. Es así como se han usado técnicas computacionales para simular la formación de volúmenes representativos del universo [12] [11] o para estudiar la dinámica y evolución de objetos galácticos individuales [13] [10]. Comúnmente, este tipo de simulaciones están orientadas a explicar o bien los efectos dinámicos o la evolución “completa” del sistema. Cuando sólo interesan los efectos dinámicos, bastará con resolver la ecuación no colisional de Boltzmann (comúnmente por medio de realizaciones de n cuerpos) y ver como el sistema evoluciona bajo su propia gravedad, considerándolo como un fluido no colisional. Todo lo anterior usando técnicas computacionales bien conocidas y cobijado por un modelo teórico más o menos claro que permite describir y modelar la evolución del sistema.

No es lo mismo cuando se quiere estudiar la evolución completa del sistema, en que por ejemplo, en el caso de una galaxia que está compuesta de gas, estrellas y materia oscura, todas sus componentes interactúan mutuamente. Una descripción completa [14] requeriría de la inclusión de los efectos gravitacionales mutuos de cada una de las componentes, así como de la interacción entre la radiación producida por las estrellas con el gas, también sería necesaria la implementación de un modelo que permita la conversión de gas en estrellas y viceversa. Este complicado panorama involucra una lista de diferentes procesos físicos, todos actuando de forma simultánea y acoplada a diferentes escalas en la galaxia, lo que hace básicamente imposible plantear un formalismo analítico que permita hacer una descripción detallada del problema. Se hace entonces necesario agregar al bien conocido problema gravitacional, una componente hidrodinámica *activa* en la que el gas pueda evolucionar, formar estrellas, recibir gas y energía desde la componente estelar, etc.

Se han planteado diferentes soluciones al problema [17][18][2][4], pero actualmente no hay una descripción que ofrezca resultados completamente satisfactorios. Se ha modelado la dinámica del gas usando *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH) [1] o *Adaptive Mesh Refinement* (AMR) [15]. La inclusión de los complicados procesos de la actividad del gas se ha hecho con aproximaciones que corren por encima del nivel de resolución

de las simulaciones (modelos sub-grid) que describen el comportamiento promedio del gas, y que permiten entonces modelar de forma global los procesos radiativos en el gas, las explosiones de supernova, la formación de estrellas, etc. [2]. Aunque este tipo de implementaciones, a pesar de estar físicamente motivadas, ofrecen resultados satisfactorios a la hora de reproducir algunos registros observacionales, no ofrecen resultados suficientemente aceptables para describir las poblaciones estelares generadas y, en general, cuando son usados en simulaciones de naturaleza cosmológica, producen un exceso de estrellas, asociado con lo que se conoce como el problema de sobreenfriamiento [16]. Igualmente, fallan a la hora de describir la evolución química del medio, y ofrecen resultados insatisfactorios para describir la estructura de las galaxias formadas en simulaciones cosmológicas.

Aún cuando los modelos no describen al detalle todos los aspectos de la evolución del medio interestelar, siguen ofreciendo cada vez más información acerca de los factores influyentes en el proceso de formación y evolución de las galaxias; los modelos existentes son potencialmente útiles para aproximar la descripción de la evolución de la tasa de formación de estrellas en galaxias.

En este trabajo se verifica el desempeño de un modelo multifase de formación estelar [4] donde se aplica el modelo híbrido de *subgrid*, junto con la idea de los vientos galácticos para tener una formación de estrellas altamente autoregulada y que de cuenta de la población química del gas. además, el modelo usado reproduce en un buen rango dinámico la ley de Kennicutt.

2. Métodos

En esta parte se hará una descripción de los métodos utilizados para estudiar el comportamiento de este modelo multifásico en la descripción de la SFR en galaxias de disco aisladas e interactuantes. En primera medida, se hará una descripción de la manera en que se generaron las condiciones iniciales de las galaxias utilizadas en las simulaciones. Luego, se dará un vistazo a las principales características del modelo con el que se estudiará la evolución del gas y por medio del cual se incluirá la formación de estrellas.

2.1. Condiciones iniciales

Para generar las condiciones iniciales de las galaxias de forma autoconsistente, se ha usado un software llamado INITCOND [8] que implementa el método de los

momentos de la función de distribución ([9]) para muestrear, en un conjunto discreto de partículas, el campo de densidad y el campo de velocidad que representan al sistema en el espacio de fase (en la función de distribución) y traducirlo en posiciones y velocidades para las partículas de muestra en el espacio real. A través de esta realización de Montecarlo de la función de distribución se puede estudiar la evolución del sistema haciendo uso de técnicas convencionales de n cuerpos.

2.1.1. Distribución de masa de las galaxias

Siguiendo a [8] y [9], los perfiles de densidad adoptados para las diferentes componentes (disco, disco de gas, bulbo y halo) de la galaxia están dados por:

$$\rho_d(r) = \frac{M_d}{4\pi h^2 z_o} \exp(-R/h) \operatorname{sech}^2\left(\frac{z}{z_o}\right), \quad (1)$$

$$\rho_{bulbo}(r) = \frac{aM_b}{2\pi} \frac{1}{r(a+r)^3}, \quad (2)$$

$$\rho_{halo}(r) = \frac{M_h}{2\pi^{3/2}} \frac{\alpha}{r_c} \frac{\exp(-r^2/r_c^2)}{(r^2 + \gamma^2)}, \quad (3)$$

donde M_d , M_b y M_h son las masas del disco, bulbo y halo h y z_o son las escalas de longitud radial y vertical del disco, a es la escala de longitud del bulbo, r_c es el radio de corte del halo, γ es el radio del núcleo y α es una constante de normalización, respectivamente. Nótese que se adoptó una distribución de partículas esférica no rotante en el bulbo para que su distribución de velocidades fuera más fácil de generar [8].

2.1.2. Campo de velocidades para distribuciones esféricas

Este procedimiento aplica a las dos distribuciones esféricas consideradas en las galaxias, bulbo y halo. Estos sistemas se condicionan para que tengan una velocidad neta de rotación igual a cero y su dispersión en las tres componentes de velocidad sea igual. Para esto, se considera que el potencial gravitacional es esféricamente simétrico, donde si $M(r)$ es la masa encerrada a un radio r

$$\frac{d\Phi}{dr} = \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (4)$$

lo cual junto con las consideraciones anteriores, conduce a las dispersión velocidades $\overline{v_r^2}$ como

$$\overline{v_r^2} = \frac{1}{\rho_e(r)} \int_r^\infty \rho_e(r) \frac{GM(r)}{r^2} dr. \quad (5)$$

Si se asume que las velocidades están además distribuidas siguiendo una distribución maxwelliana, con

media igual a cero, se tiene entonces que las velocidades de las partículas en estas componentes esféricas se pueden calcular desde

$$f(v, \sigma) = 4\pi \left(\frac{1}{2\pi\sigma^2}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right), \quad (6)$$

con $\sigma^2 = \overline{v_r^2}$, y se construye el campo de velocidades para las componentes esféricas de las galaxias con un límite superior para las velocidades dado por la velocidad de escape, exigiendo que para cada partícula $v < 0,95v_{esc}(r)$.

2.1.3. Campo de velocidad del disco

El campo de velocidad del disco se generó con los momentos para una distribución discoidal de materia, donde se utilizó la aproximación de epiciclo [8]. Bajo estas condiciones es posible demostrar que tanto la velocidad vertical media $\overline{v_z}$ como la velocidad radial media $\overline{v_R}$, son cero; sin embargo, la velocidad azimutal media no lo es. Usando entonces la aproximación de epiciclo y el hecho que la distribución de densidad superficial es exponencial, para un elipsoide de velocidad alineado con el sistema coordenado, la velocidad azimutal media obtenida esta dada por:

$$\overline{v_\phi^2} = \overline{v_R^2} \left(1 - \frac{k^2}{4\Omega^2} - 2\frac{R}{h}\right) - v_c^2, \quad (7)$$

donde v_c^2 es la velocidad circular y Ω es la frecuencia angular de la órbita. Conocida ésta, y las dispersiones de velocidad radial, vertical y azimutal ([8]) se pueden extraer las velocidades para las partículas del disco desde

$$f(v, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{8\pi^3(\sigma_r^2\sigma_\theta^2\sigma_\phi^2)}} \exp\left(-\frac{(v_r - \mu_r)^2}{2\sigma_r^2} - \frac{(v_\theta - \mu_\theta)^2}{2\sigma_\theta^2} - \frac{(v_\phi - \mu_\phi)^2}{2\sigma_\phi^2}\right). \quad (8)$$

El procedimiento anterior se usa para inicializar las velocidades de las partículas en lo que será el disco estelar y el disco gaseoso, utilizando sus respectivos valores para M , h y z_o . Una vez generadas las condiciones iniciales, cada galaxia se dejó evolucionar durante algunos tiempos dinámicos para permitir la estabilización del sistema ante la brusquedad de las aproximaciones del método.

2.2. Modelo híbrido multifase para la formación estelar

El modelo objeto de estudio es el propuesto en [4], para un mayor detalle referirse a la fuente. Este modelo es considerado híbrido porque no es un intento de explicar las propiedades físicas de la estructura multifásica del ISM a escalas muy pequeñas, sino que utiliza promedios de aquellas cantidades físicas que afectan la estructura y comportamiento del mismo, a escalas numéricamente más pertinentes. Aquí, el fluido es considerado compuesto por nubes frías de gas en equilibrio de presión, embebidas en un ambiente gaseoso caliente, que proporcionan el material para la formación de estrellas. Claramente, las partículas no son sólo de gas, ya que poseen estrellas nuevas consideradas como material no colisional y que al formarse perturban el gas a su alrededor. A las nubes se les permite interactuar gravitacionalmente y participar en intercambios de energía y masa con el ambiente gaseoso.

2.2.1. Modelo de feedback

De forma muy simplificada, la operación del modelo se puede resumir como sigue. Al gas se le permite cambiar de fase mediante tres procesos: Formación de estrellas, evaporación de nubes frías y nacimiento o crecimiento de nubes frías. La formación estelar convierte gas frío en estrellas en una escala temporal t_* . De la masa formada en estrellas, una fracción corresponde a estrellas que podrán explotar como supernovas (estrellas con masas superiores a $> 8M_\odot$), retornando masa de gas al medio, ahora en la forma de gas caliente y energía que perturbará al material alrededor. Cuando estas estrellas explotan, entregan a sus alrededores una energía de $\sim 10^{51} \text{erg}$, lo que genera una burbuja caliente que evapora las nubes frías circundantes y esta masa pasa a hacer parte del medio ambiente gaseoso caliente. Una vez este gas caliente empieza a enfriarse radiativamente a un volumen constante, empieza a enriquecer la fracción de masa de gas frío, que puede entonces formar estrellas una vez alcanza las condiciones para hacerlo. Se puede incluir también un campo de radiación ultravioleta debido a las estrellas jóvenes, al incluir este baño de radiación se puede mantener el proceso de ionización asociado al medio interestelar en equilibrio colisional.

Las consideraciones anteriores se manifiestan cuantitativamente en la variación temporal de la energía interna para el gas, y puede ser modelada de acuerdo a

$$\frac{d}{dt}(\rho_h u_h + \rho_c u_c) = -\Lambda_{net}(\rho_h, u_h) + \beta \frac{\rho_c}{t_*} u_{SN} - (1 - \beta) \frac{\rho_c}{t_*} u_c, \quad (9)$$

donde las cantidades con subíndices h y c representan variables termodinámicas para el gas caliente y frío respectivamente. Explicando cada término de la ecuación anterior, el primero es la función de enfriamiento radiativo para el medio caliente, el segundo es la energía inyectada por medio de explosiones de supernova y el tercero da cuenta de la pérdida de energía en la fase gaseosa cuando parte de su masa se convierte en estrellas. u_{SN} es la energía interna adicionada por las supernovas y β es la fracción de masa de estrellas que murió como supernovas [4].

El modelo anterior de formación estelar es conocido como el “ciclo de formación estelar pausada” y está construido de tal manera que se ajuste a la ley de Kennicutt a escalas galácticas.

2.2.2. Vientos galácticos y flujos de gas

Para complementar el modelo se consideran las ideas de [7], donde se encuentra que los vientos y eyecciones de material desde la galaxia son responsables de la supresión necesaria en la formación estelar y se logra describir, con buena aproximación, la densidad lumínica cósmica. La causa de estos vientos no es aún bien entendida, pero se cree que se originan en explosiones de supernova que ocurren cerca a las fronteras del disco galáctico. Si este gas está embebido en un pozo de potencial gravitacional muy profundo (como el gas de las galaxias masivas), entonces después de ser expulsado del disco podría volver a él, enfriarse y convertirse en una fuente de gas disponible para formar más estrellas; en caso contrario, como ocurre en las galaxias enanas, el gas escapa sin perturbar la estructura global de la galaxia y enriquece químicamente el medio intergaláctico.

La energía transportada por los vientos es una fracción χ de la energía liberada por supernovas, que se convierte toda en energía cinética del viento

$$\frac{1}{2} \dot{M}_W v_W^2 = \chi \epsilon_{SN} \dot{M}_*, \quad (10)$$

donde \dot{M}_* es la rata de formación de estrellas, ϵ_{SN} es el retorno promedio de energía por masa solar debido a supernovas y v_w es la velocidad del viento cuando deja el disco.

De esta manera, el modelo intenta dar una descripción completa de la evolución de las componentes luminosas de las galaxias que concuerde con las observaciones. Por último, es válido notar que con todas las consideraciones hechas, las cuales tienen fundamentación

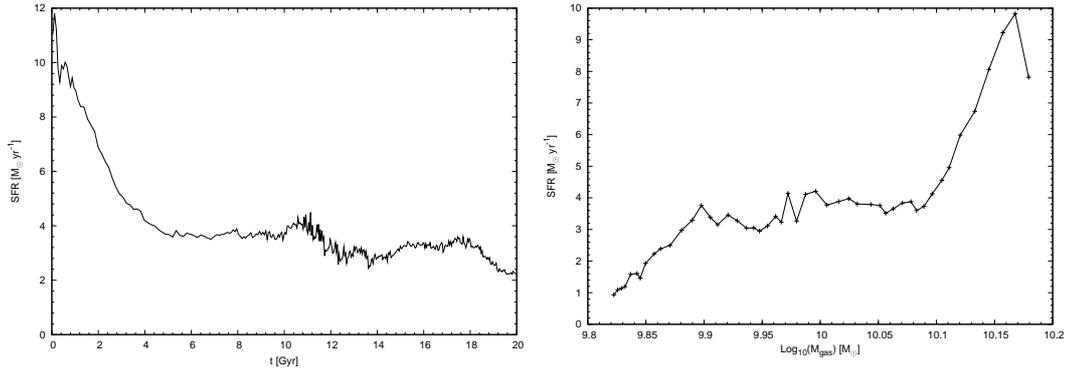


Figura 1. A la izquierda la tasa de formación de estrellas como una función del tiempo para la simulación de la galaxia aislada. A la derecha, SFR como una función de la masa de gas para diferentes instantes de tiempo.

física y numérica, se puede reducir toda la descripción a un sólo parámetro, siendo este la escala de tiempo de formación estelar t_* [4], este parámetro tiene la ventaja de ser fácil de medir en galaxias de disco locales, con ello el modelo puede ser normalizado con mediciones observacionales.

3. Resultados

Para la realización de este trabajo se implementaron dos simulaciones, la de una galaxia aislada y la simulación de una *major merger* de galaxias de igual masa. Las condiciones iniciales para las galaxias aisladas fueron calculadas de acuerdo a lo mostrado en la sección 2, mientras que las condiciones iniciales para el *major merger* fueron asumidas, en forma ideal, como una colisión frontal de baja velocidad (velocidad relativa igual a cero, a una separación de aproximadamente cuatro veces el tamaño de la galaxia) entre las dos galaxias, buscando favorecer la supervivencia del disco. Cada galaxia sigue los perfiles de densidad indicados en las ecuaciones (1) a (3) con masas dadas por $M_b = 2,2 \times 10^{10} M_{\odot}$, $M_d = 1,65 \times 10^{10} M_{\odot}$, $M_h = 7,8 \times 10^{11} M_{\odot}$ y $M_g =$

$1,5 \times 10^{10} M_{\odot}$. Aunque dichos valores pueden ser atípicos (aunque no irreales) para los valores de masa de una galaxia de disco, son suficientes para los propósitos de nuestro trabajo; además, aseguran una galaxia estable durante varias veces su tiempo dinámico.

Con el fin de hacer las simulaciones tan precisas como fuera posible y minimizar los efectos de discretización, se usó una resolución de 30000 partículas en el bulbo y disco de gas, 50000 en el disco estelar y 100000 partículas en el halo, implicando una resolución en masa por partícula de $7,3 \times 10^5 M_{\odot}$, $3,3 \times 10^5 M_{\odot}$, $7,8 \times 10^6 M_{\odot}$ y $5 \times 10^5 M_{\odot}$, respectivamente. Las simulaciones se corrieron usando el tree code GADGET2.

4. Galaxia aislada

Dadas las condiciones iniciales mencionadas en el párrafo anterior, se procedió a correr las simulaciones para la evolución de la galaxia aislada. Ésta se dejó evolucionar durante 20 Gyr, aproximadamente 40 tiempos dinámicos. Al principio todas las partículas de gas fueron inicializadas con la misma temperatura, que en este caso fue de 10^4K . Los valores de los parámetros que

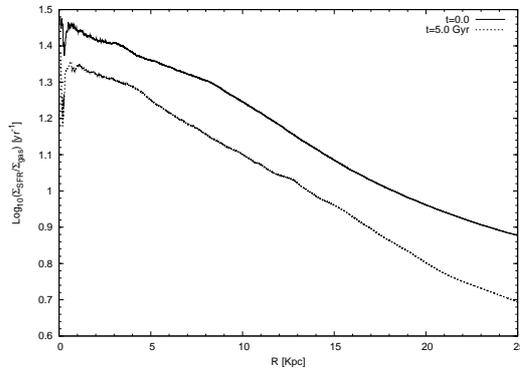


Figura 2. Razón entre la densidad superficial de SFR y la densidad superficial de gas como una función del radio de la galaxia.

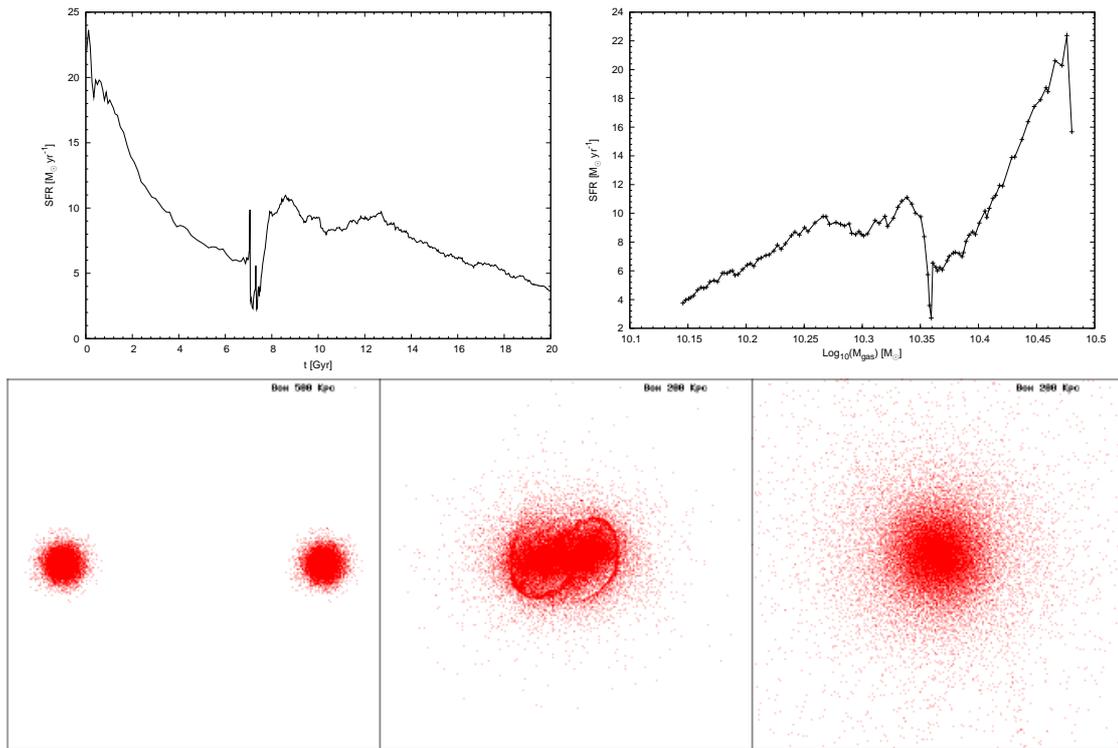


Figura 3. SFR total como función del tiempo y SFR total como función de la masa total de gas para la simulación de la fusión de dos galaxias.

se adoptaron fueron los propuestos en [4], para $t_0^* = 2,1\text{Gyr}$, $\eta = 2,0$, $\chi = 0,25$, $\beta = 0,1$, $u_{SN} \propto T_{SN}$ con $T_{SN} = 10^8\text{K}$, y $\epsilon_{SN} = 4 \times 10^{48}\text{erg}M_{\odot}^{-1}$.

Como se puede ver en la figura 1, la SFR es una función decreciente del tiempo, inicialmente debido a que mientras se establece el proceso de formación de estrellas hay un gran *burst* de formación estelar cerca de $t = 0$. A medida que el gas se va calentando y la masa de gas disponible para formar estrellas va disminuyendo, la SFR decrece de forma pausada, desde $12M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ hasta $2M_{\odot}\text{yr}^{-1}$, que es un valor típico para galaxias espirales aisladas en el universo local. En la figura 1 se muestra (a la derecha) la variación de la SFR con la masa de gas disponible. Como es evidente, en la medida en que se van agotando las reservas de gas disponible en la galaxia, la SFR disminuye. Nótese, sin embargo, que esta disminución en la SFR también es un efecto del incremento en la temperatura del gas debido a la acción del viento galáctico y el *feedback* que se han incorporado en la simulación.

En la figura 2 se muestra la razón entre la densidad superficial promediada de SFR y la densidad superficial promedio de gas, como una función del radio para dos instantes de tiempo diferentes, $t = 0$ y $t = 5\text{Gyr}$. De acá se puede ver que la razón $\Sigma_{SFR}/\Sigma_{gas} \propto a(t)10^{-\gamma R}$, lo que implica un incremento proporcional

en la densidad superficial de SFR con la densidad superficial de gas, lo que está en completa consonancia con los resultados observacionales obtenidos a través de la ley de Kennicutt [5].

$$\frac{2e}{\lambda} = \frac{\varphi}{2\pi}$$

5. Merger de galaxias

Un escenario interesante para utilizar el modelo de formación de estrellas en un medio con varias fases, es uno con gran actividad, como frecuentemente se observa en el universo. Por ejemplo, la región del universo en la que dos o más galaxias colisionan.

En este ejercicio se realizó la simulación de la colisión de dos galaxias de disco idénticas, sujetas a su propia interacción. Las galaxias corresponden a la misma realización de la galaxia objeto de estudio en la sección anterior y fueron colocadas una separada de la otra por $\sim 700\text{Kpc}$. La configuración inicial fue tal que las velocidades relativas entre las galaxias fue nula y los discos de ambas galaxias estaban en el mismo plano, ambas rotando en la misma dirección. Estas condiciones iniciales ideales fueron escogidas para beneficiar la supervivencia [?] del disco galáctico y permitir ver la evolución de la componente gaseosa evitando “conta-

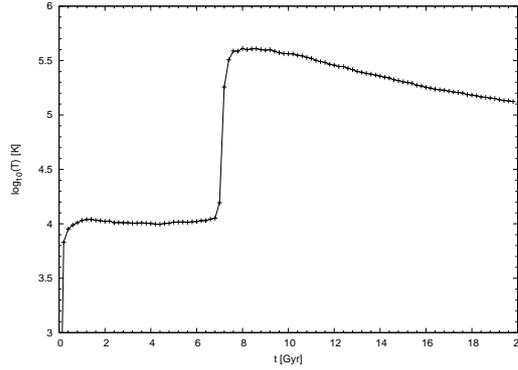


Figura 4. Temperatura promedio de las partículas de SPH en la simulación como una función del tiempo. La discontinuidad observada está asociada con el momento del calentamiento del gas debido a los choques inducidos durante la colisión.

minación” por la dinámica de un merger más complejo.

Como se puede ver en la figura 3 (arriba izquierda), la SFR en el caso del merger sigue siendo una función decreciente del tiempo tal y como se había visto en el caso de la simulación para la galaxia aislada, sin embargo el comportamiento del decrecimiento es irregular y se ve fuertemente afectado por el proceso de interacción entre las dos galaxias, a $t \pm 7$ Gyr, donde hay un notable y súbito decremento en la SFR y de nuevo aparece un burst de formación de estrellas que después de permanecer casi constante durante 4 Gyr, empieza a decrecer de forma uniforme.

En la figura 3, (arriba a la derecha) se ve que la disminución súbita en la SFR no es debida una remoción instantánea de la masa de gas disponible para formar estrellas, ésta sigue variando de forma continua. La discontinuidad en la SFR puede ser atribuida al calentamiento del gas inducido por la colisión. Al colisionar las dos galaxias de forma rápida, se producen choques en el gas del medio interestelar que lo calientan, ese calentamiento, que se puede evidenciar como una discontinuidad en una gráfica de temperatura vs. tiempo (ver figura 4), se hace responsable por la disminución de súbito de la SFR dado que enriquece la fracción de la masa de gas en la fase de gas caliente, reduciendo así de forma notable la SFR.

En la figura 3 (abajo) se puede ver tres instantes de tiempo de la fusión, a distintas escalas 500, y 200 Kpc. En el primer recuadro se tiene la situación inicial, $t = 0$, donde se puede asumir que las dos galaxias evolucionan independientemente, lo que se evidencia en la gráfica de la SFR entre los tiempos $t = 0$ y $t = 6$. Cuando $t \sim 7$ se da el choque de las dos galaxias, como es evidente en el recuadro del medio de la figura 3. En ese momento los choques calientan el gas incrementando la temperatura promedio en un factor de 10, como se puede corroborar en la figura 5. Es este calentamiento el res-

ponsable por la súbita interrupción en la SFR. Una vez los choques calientan el gas, este empieza a enfriarse y el proceso de formación de estrellas continúa, a una tasa mayor que la que se tenía antes del choque, debido al incremento en la densidad local del gas inducido por la inestabilidad gravitacional del sistema. En la figura 3 el recuadro de la derecha muestra la distribución de gas en los primeros 200 Kpc del centro de la galaxia cuando $t = 20$ Gyr, para ese momento la estructura de los dos discos de gas se ha destruido totalmente y se ha convertido en un halo esférico de material gaseoso a una temperatura promedio de 10^5 K, que aún se enfría para formar estrellas. Aunque no es mostrada aquí, la estructura del disco estelar remanente es notablemente conservada. A pesar de que su estructura vertical se ha visto afectada por el calentamiento inducido en las partículas de los discos tras la fusión, al punto de casi haber doblado su tamaño típico.

6. Conclusiones

Se han presentado los resultados de la implementación de un modelo para describir la dinámica de la componente gaseosa de sistemas galácticos utilizando una aproximación que permite modelar el gas como una mezcla de dos fases. El modelo además de los efectos hidrodinámicos vía SPH, incluye enfriamiento radiativo, feedback de supernovas y vientos galácticos.

Se ha probado el modelo en la simulación de una galaxia aislada y se ha verificado como la tasa de formación de estrellas varía con el tiempo. Mientras el proceso de formación de estrellas se estabiliza y se va agotando el gas en la galaxia, se observa un decremento en la SFR con la disminución de la masa de gas disponible, aunque, como se ha mencionado antes, este decremento en la SFR es también una respuesta al incremento de

la temperatura promedio del gas en la galaxia.

Para simulaciones de formación de estrellas en escenarios activos, como el proceso de colisión de dos galaxias, se ha visto como el modelo puede describir la dinámica del gas y la compleja dinámica del proceso de evolución de la masa de gas en las galaxias. Se ha visto como, mientras las galaxias evolucionan de forma aislada, la SFR evoluciona con el tiempo de forma pausada, mientras que se ha registrado como el método captura la influencia del choque de las galaxias en la supresión de la formación de estrellas vía calentamiento del gas inducido por ondas de choque en el medio. Se puede ver como la temperatura promedio del gas se incrementa por un factor de 10 o mayor, durante el proceso de colisión, lo que suprime instantáneamente el proceso de formación de estrellas. Después del rápido calentamiento del gas, este empieza a enfriarse y se produce un burst en la formación estelar, que luego de permanecer constante por algunos Gyr, va a evolucionar de forma pausada dada la nueva dinámica del sistema.

Las condiciones iniciales ideales que se diseñaron para la colisión de las galaxias funcionaron como se esperaba, la estructura discoidal inicial (el disco de estrellas) de cada una de las galaxias dio pie a la formación de un nuevo disco, aunque con una estructura vertical mayor, debido al calentamiento inducido por la colisión. Igualmente se dio un incremento notable en los tamaños típicos de las componentes esferoidales de la galaxia.

Agradecimientos

Este trabajo fue financiado por el Comité para el Desarrollo de la Investigación CODI de la Universidad de Antioquia y el Patrimonio Autónomo Fondo Nacional de Financiamiento para la Ciencia, la Tecnología y la Innovación, Francisco José de Caldas.

Referencias

- [1] J. Monaghan, *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, **30**, 1992, pp. 543-574.
- [2] V. Springel, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **312**, 2000, pp. 859-897. DOI 10.1046/j.1365-8711.2000.03187.x
- [3] V. Springel, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **333**, 2002, pp. 649-664. DOI 10.1046/j.1365-8711.2002.05445.x
- [4] V. Springel, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **339**, 2003, pp. 289-311. DOI 10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x
- [5] R. Kennicutt, *Astrophysical Journal*, **498**, pp. 543-574. DOI 10.1086/305588
- [6] B. Nath, *SAO/NASA ADS Astronomy Abstract Service [base de datos en línea]*, **291**, 1997, pp. 505.
- [7] A. Aguirre, *Astrophysical Journal*, **561**, 2001, pp. 521-549. DOI 10.1086/323370
- [8] J.C. Muñoz, *Estudio de la Dinámica de sistemas de galaxias en Interacción: el Caso de AM2229-735*. Trabajo de grado (Físico). Universidad de Antioquia. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Instituto de Física.
- [9] L. Hernquits, *Astrophysical Journal Supplement Series*. **86**, 1993, pp. 389-400. ISSN 0067-0049
- [10] P. Hopkins, T.J. Cox, J.D. Younger, L. Hernq, *Astrophysical Journal*, **691**, 2009, pp. 1168-1201. DOI 10.1088/0004-637X/691/2/1168
- [11] L.A. Martínez-Vaquero, G. Yepes, Y. Hoffman, S. Gottlöber, M., Sivan, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **397**, 2009, pp. 2070-2080. DOI 10.1111/j.1365-2966.2009.15093.x
- [12] V. Springel, et al. *Nature*, **435**, 2005, pp. 629-636. DOI 10.1038/nature03597
- [13] E. Barnes, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **333**, 2002, pp. 481-494. DOI 10.1046/j.1365-8711.2002.05335.x
- [14] R.S. Klessen, M.R. Krumholz, R. Heitsch, *Astronomy Abstract Service [base de datos en línea]*. [arXiv:astro-ph, arXiv:0906.4452]
- [15] R. Teyssier, *Astronomy and Astrophysics*, **385**, 2009, pp. 337-364. DOI 10.1051/0004-6361:20011817
- [16] L. Mayer, F. Governato, T. & Kaufmann, *Advanced Science Letters*, 2008, pp. 7-27. ISSN 0047-0062
- [17] C. Scannapieco, S. White, V. Springel, P. Tissera, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **396**, 2009, pp. 696-708. DOI 10.1111/j.1365-2966.2009.14764.x
- [18] D. Ceverino, A. Klypin, *The Astrophysical Journal*, 695, 2009. DOI 10.1088/0004-637X/695/1/292