

Astrofísica y nucleosíntesis: Parte I : Los sistemas del universo en que vivimos

Jaime Klapp

Instituto Nacional de Investigaciones
Nucleares

Índice

- Parte I : Los sistemas del universo en que vivimos
- Parte II: Ejemplos de modelación de sistemas dinámicos
- Parte III: Estructura y evolución estelar
- Parte IV: Nucleosíntesis cosmológica

Sistemas y escalas del Universo

- Cometas \approx toneladas $\approx 10^{-25}$ M(sol)
- Planetas $\approx 10^{-5}$ M(sol)
- M(sol) = 1.989×10^{33} gr
- Estrellas $\approx (0.1-100)$ M(sol)
- Cúmulos de estrellas $\approx 10^{3-6}$ M(sol)
- Galaxias $\approx 10^{9-12}$ M(sol)
- Cúmulos de galaxias $\approx 10^{15}$ M(sol)
- Supercúmulos de galaxias ...
- Universo



Foto del cometa Hale-Bopp



El cometa West, con sus colas de plasma y polvo.

Earth



Venus



Mars



Mercury



Pluto



Jupiter

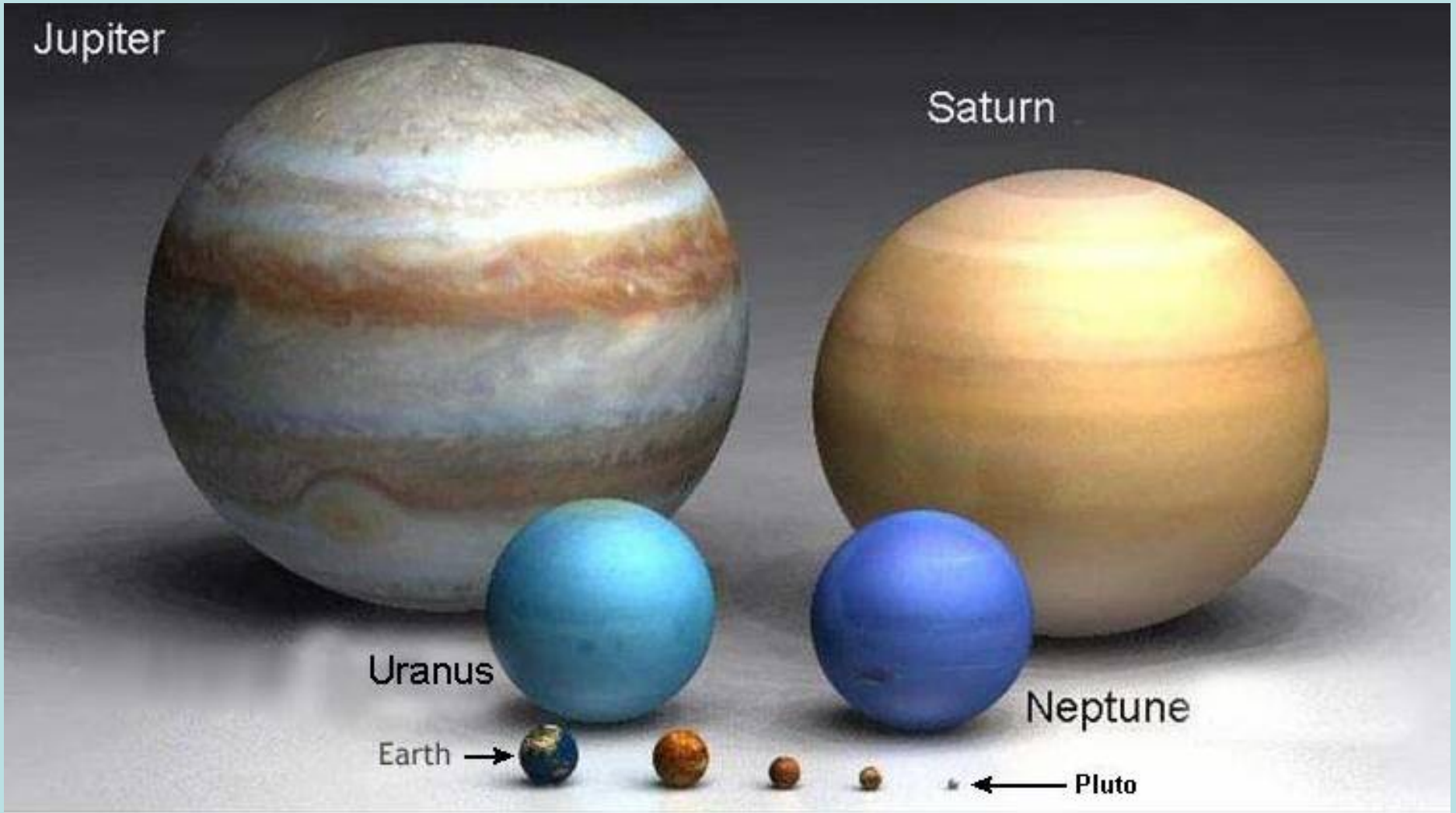
Saturn

Uranus

Neptune

Earth

Pluto

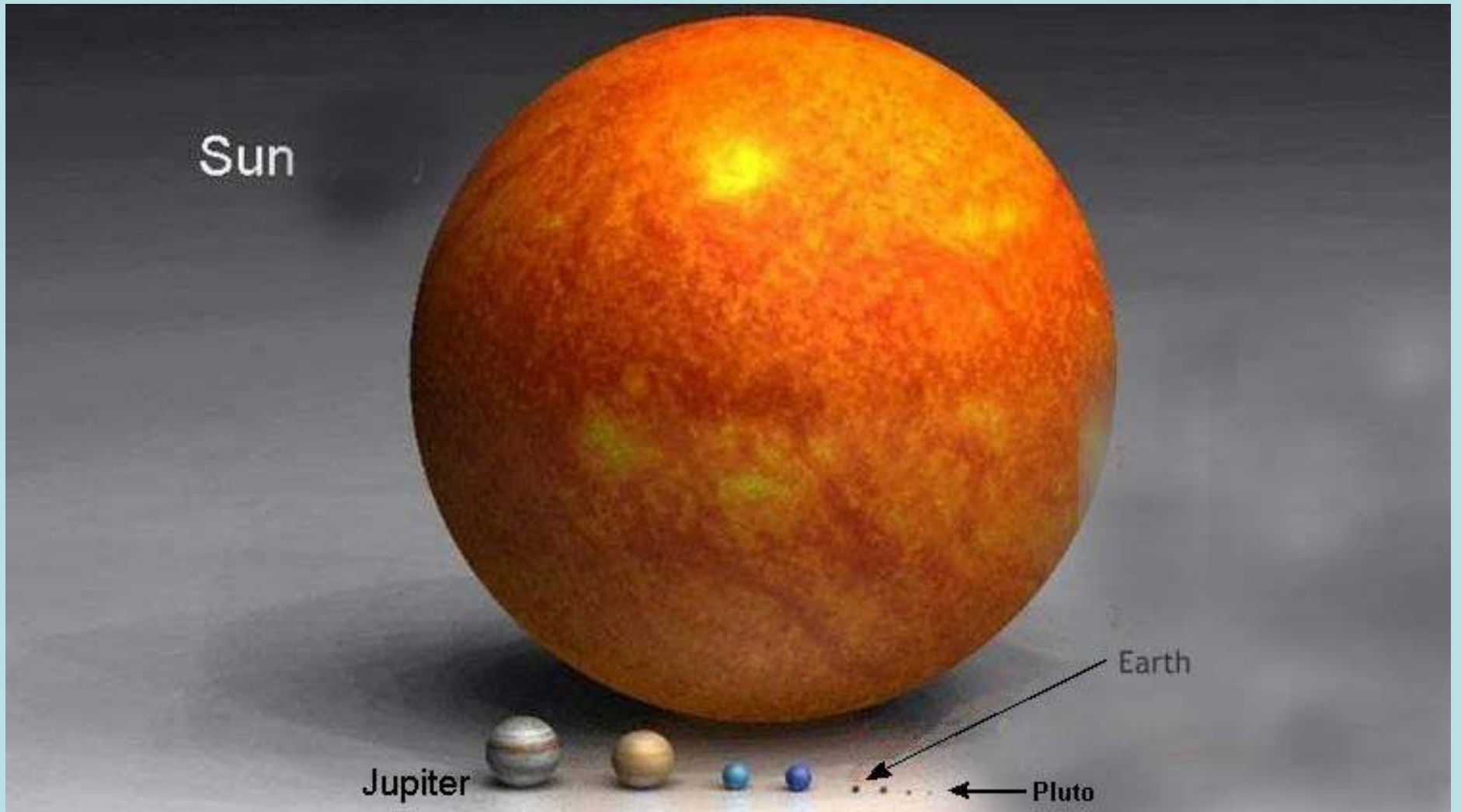


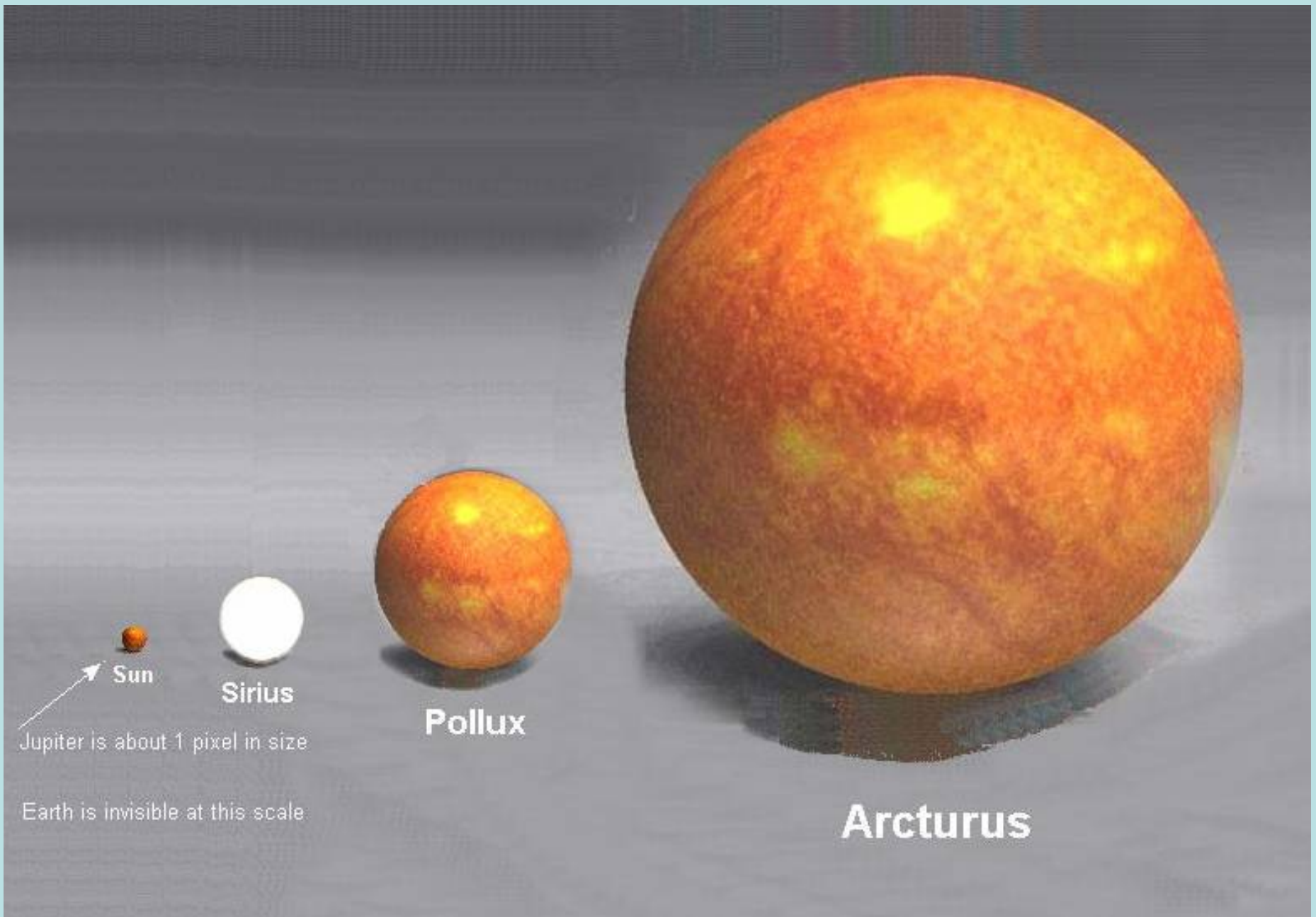
Sun

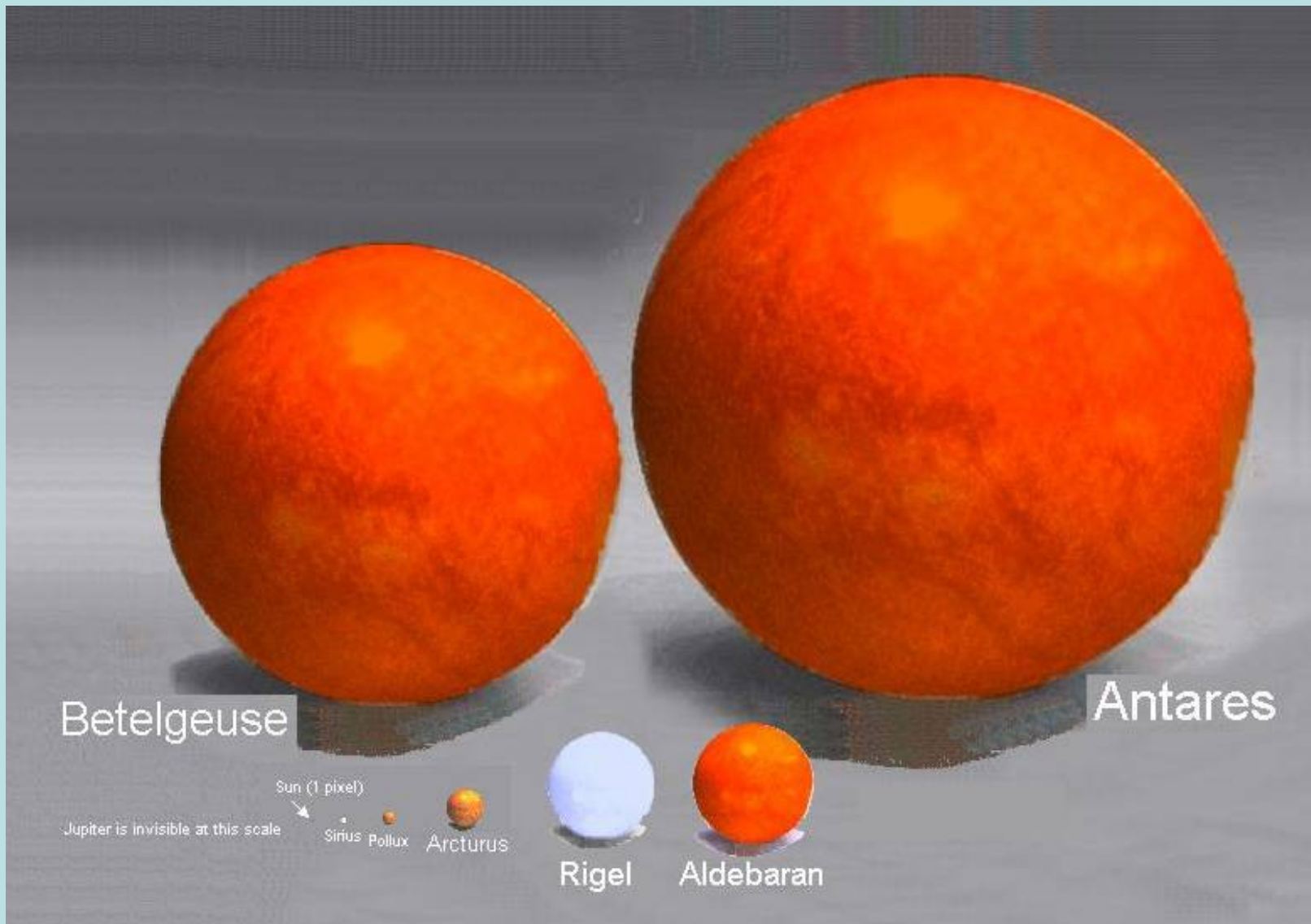
Jupiter

Earth

Pluto

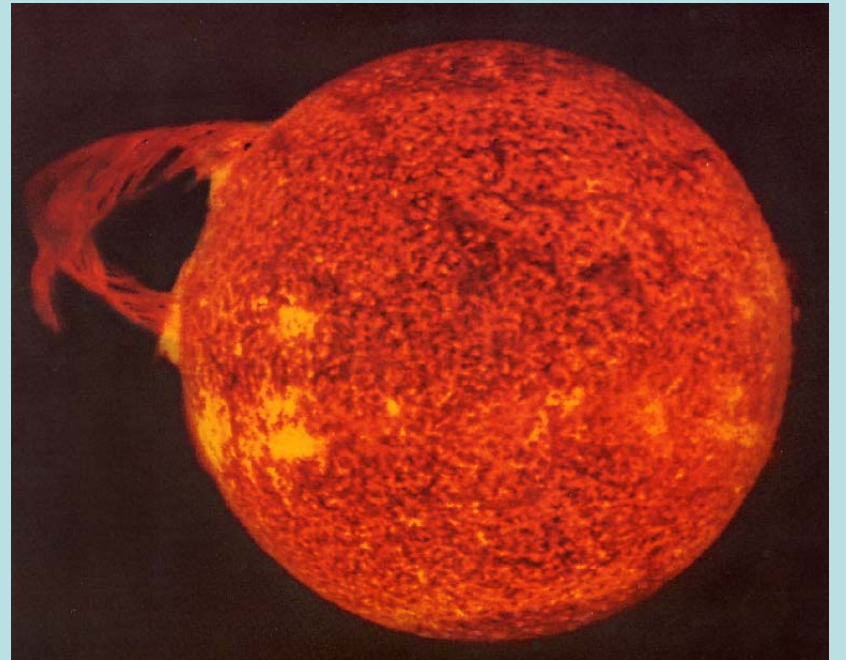
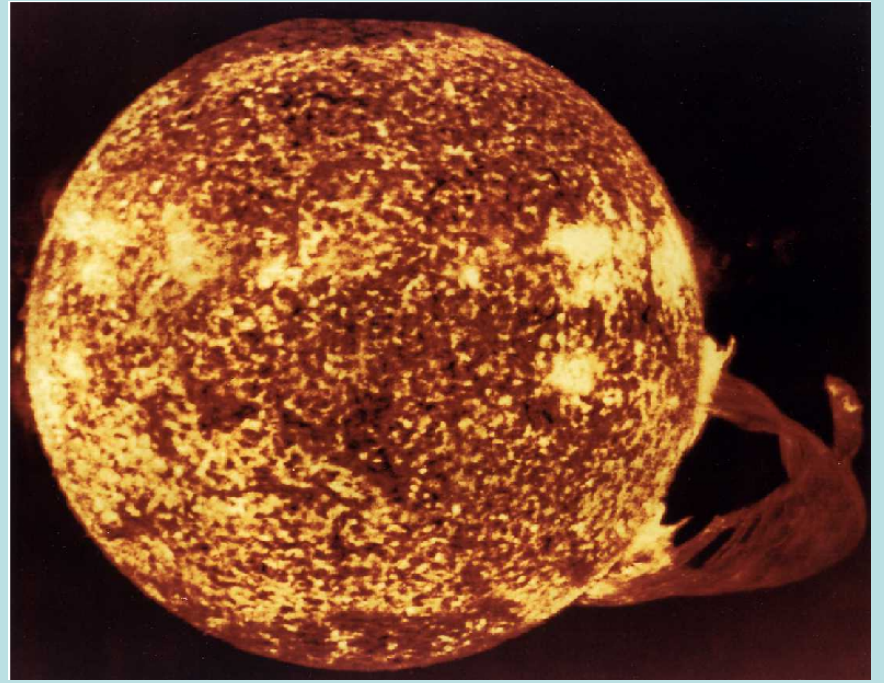
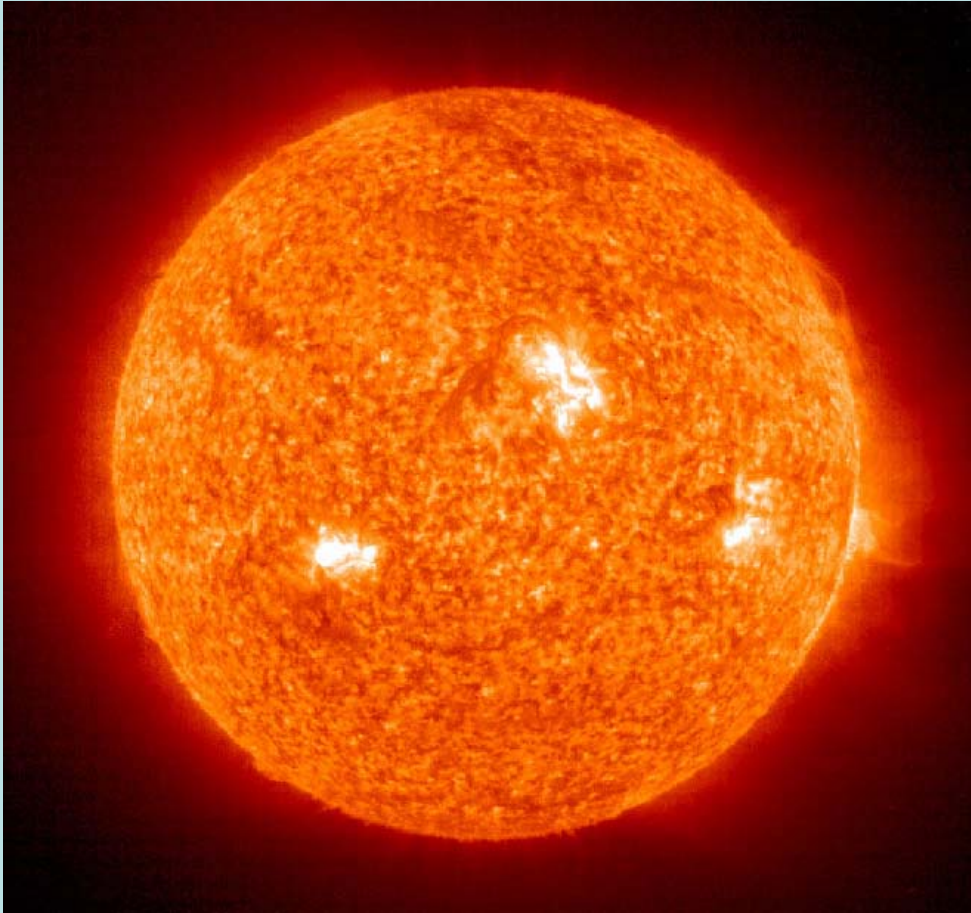


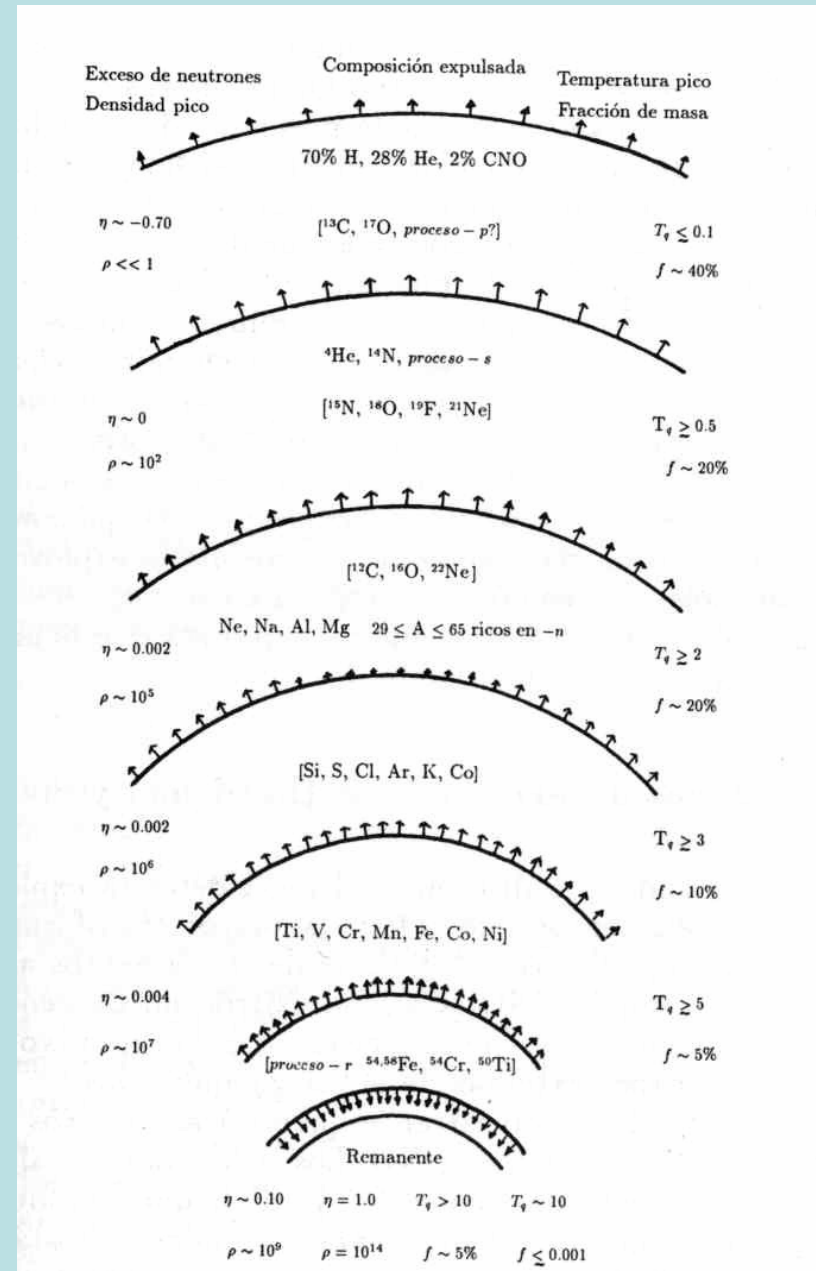
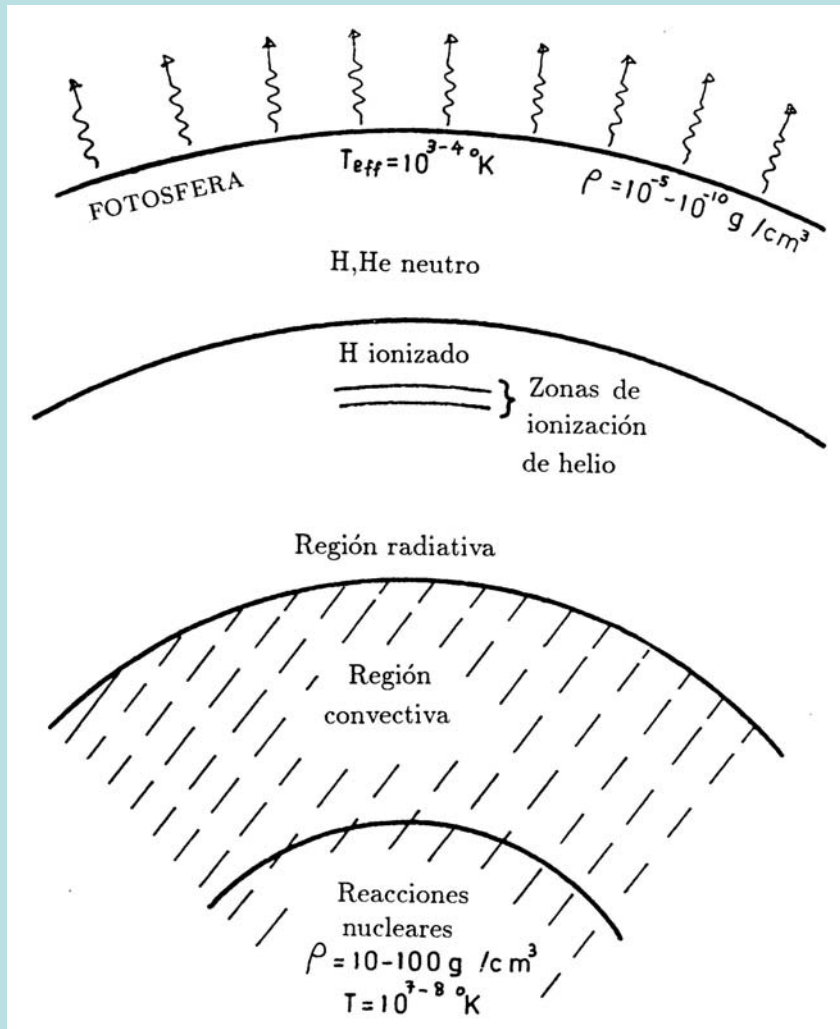


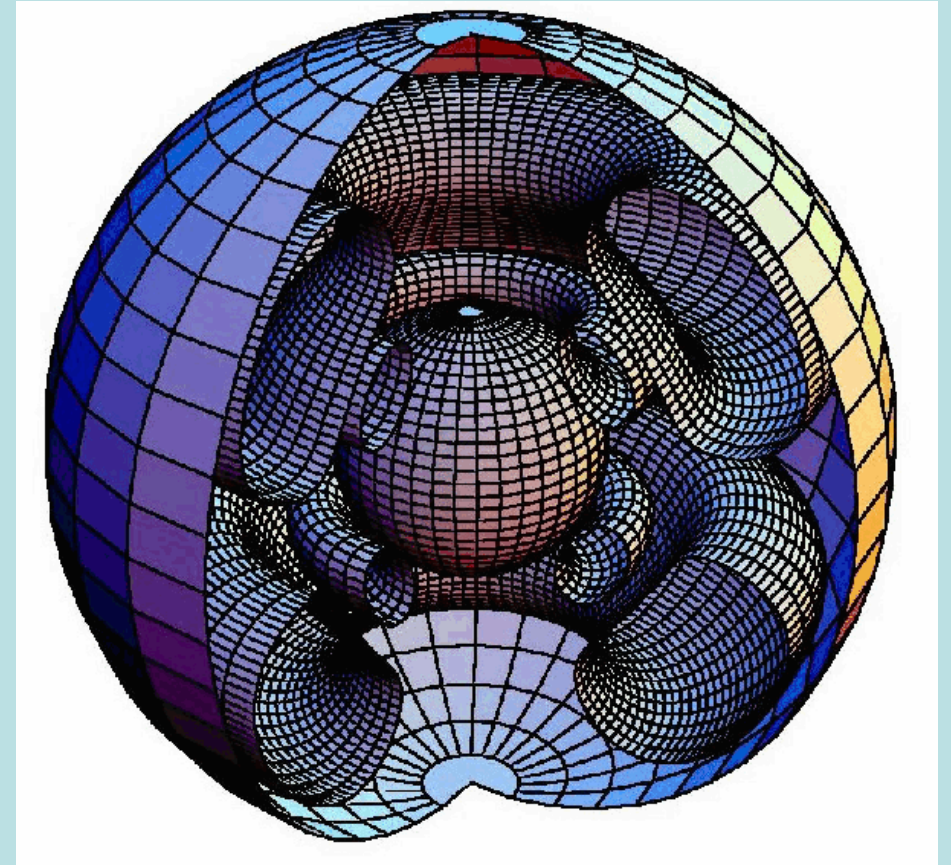
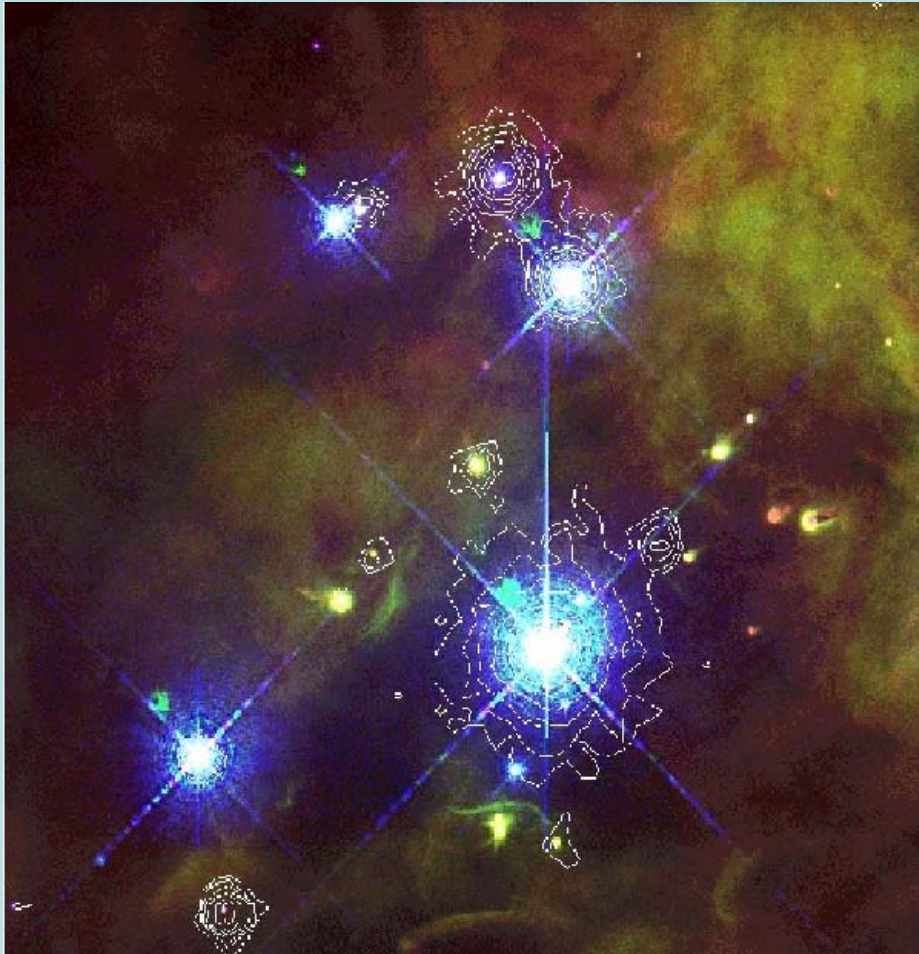


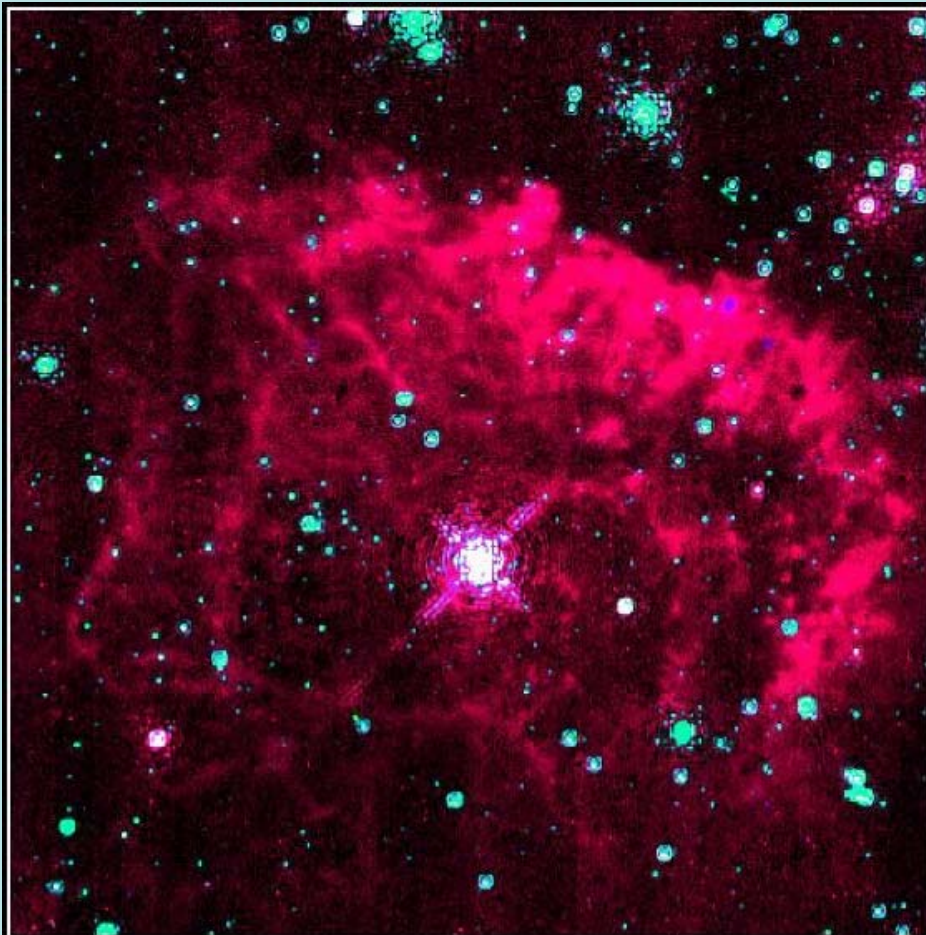
Antares es la 15ava estrella mas brillante en el cielo. Está a más de 1000 años luz.



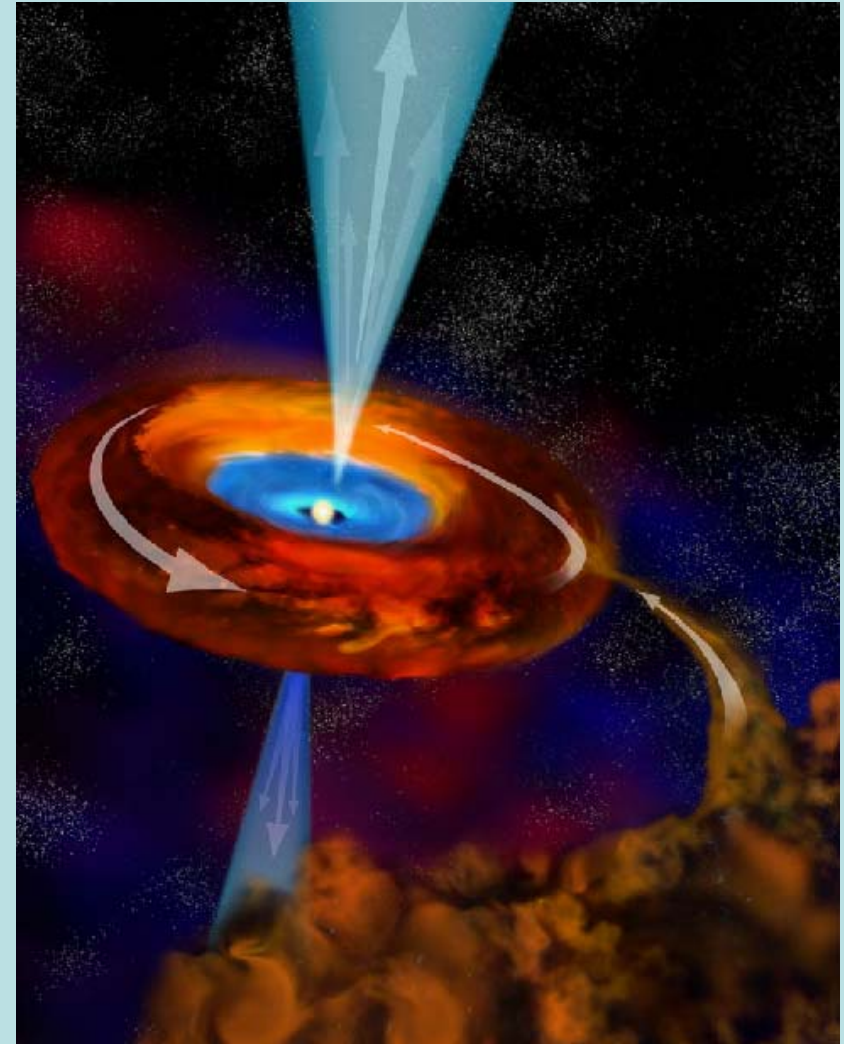


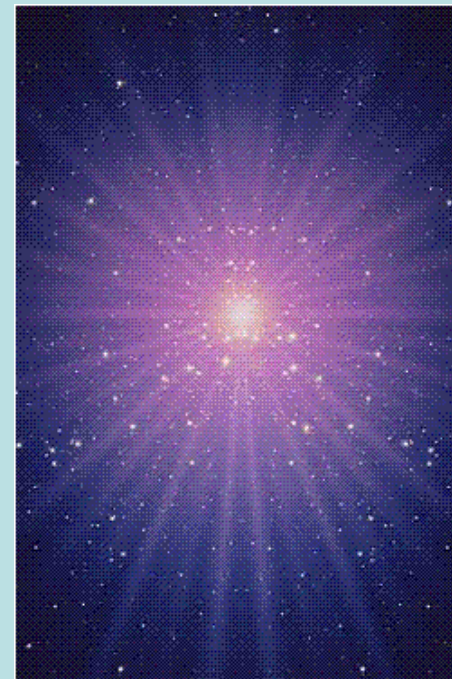
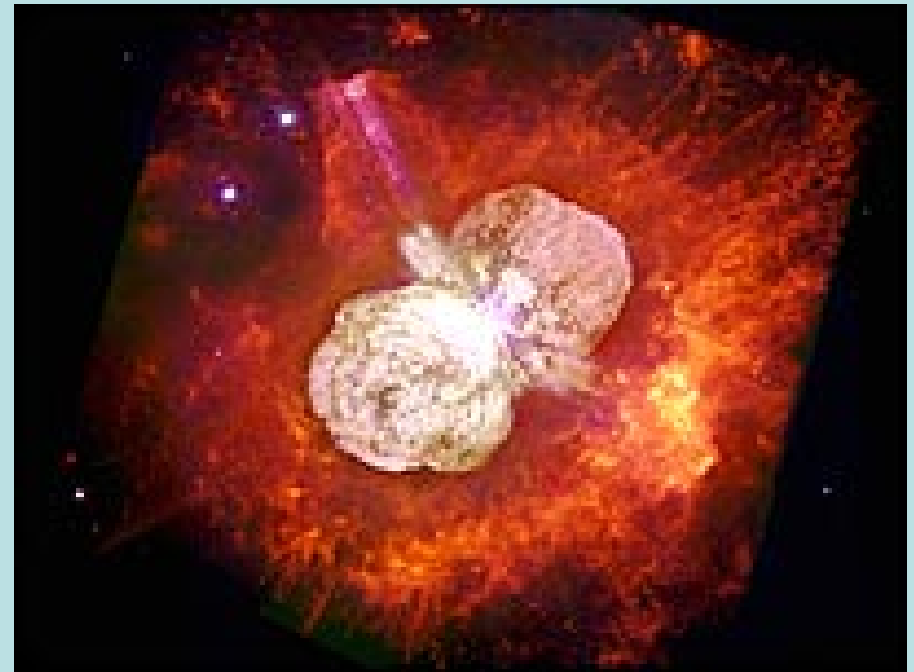






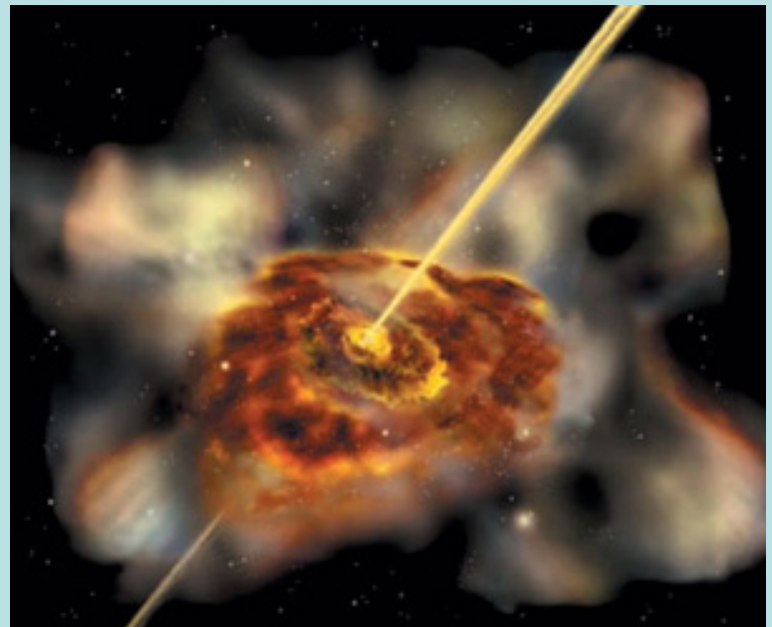
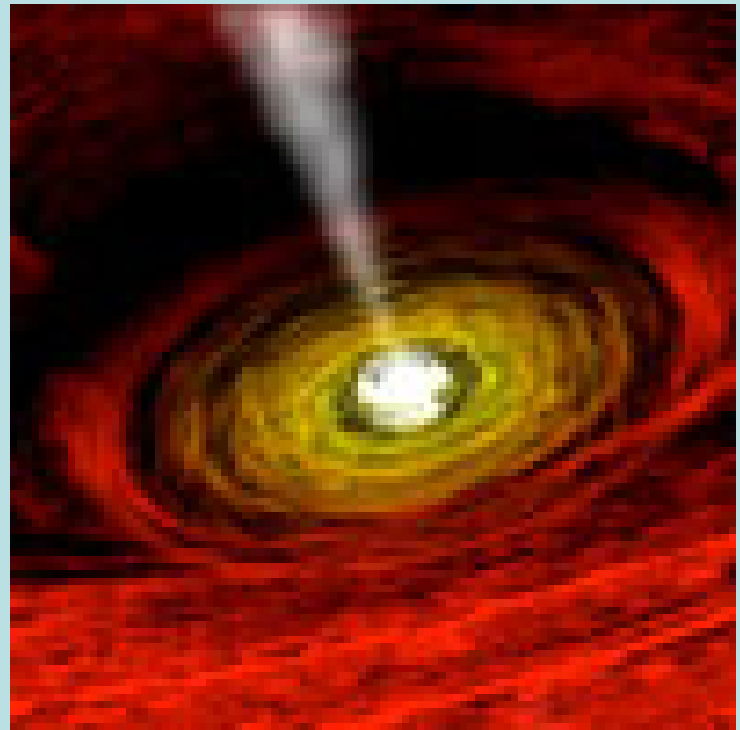
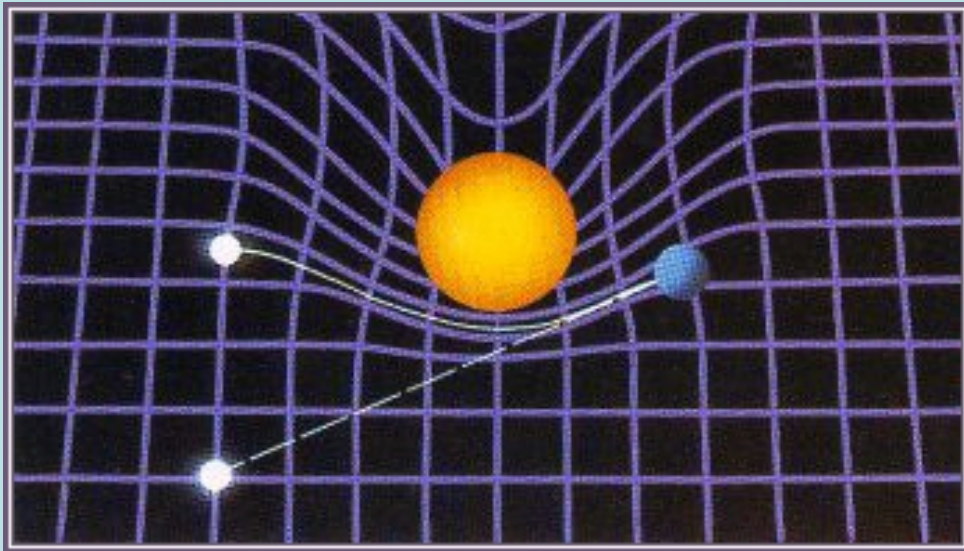
Pistol Nebula and Massive Star HST • NICMOS
PRC97-33 • ST ScI OPO • D. Figer (UCLA) and NASA







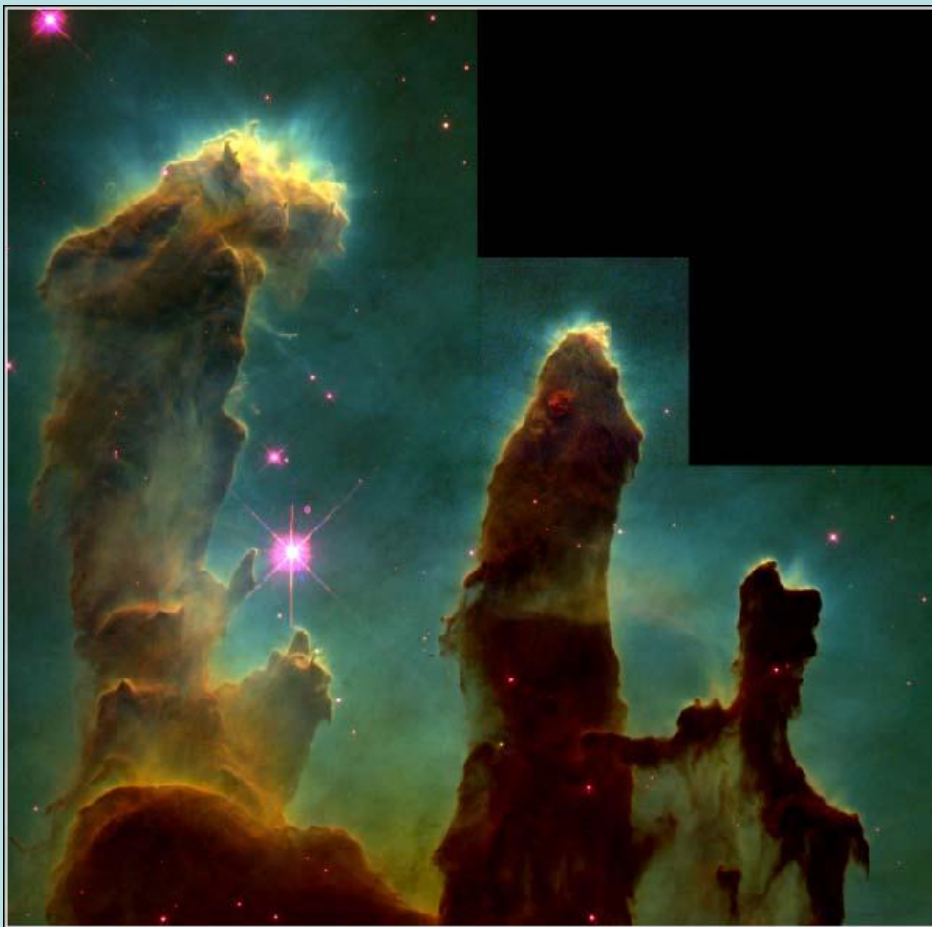
Agujero negro



Nubes Moleculares con 10,000 a 1,000,000 M(sol)



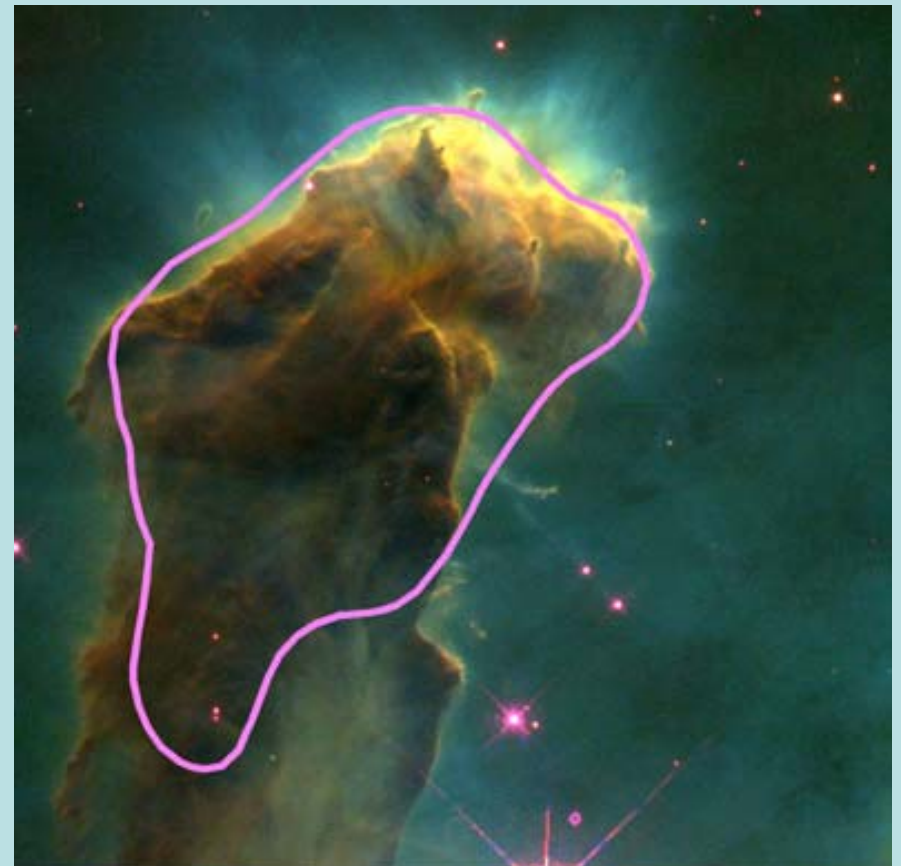
Nubes moleculares



Gaseous Pillars · M16

HST · WFPC2

PRC95-44a · ST ScI OPO · November 2, 1995
J. Hester and P. Scowen (AZ State Univ.), NASA

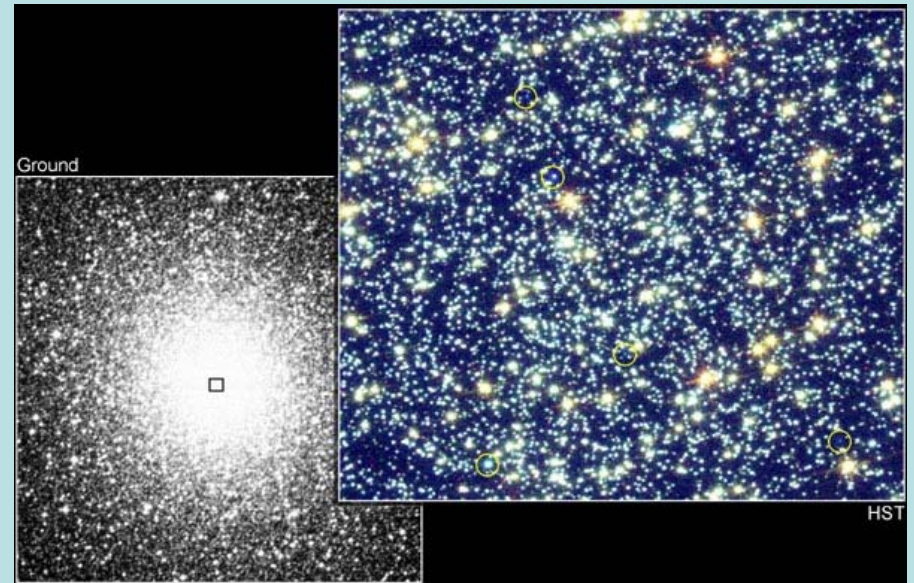
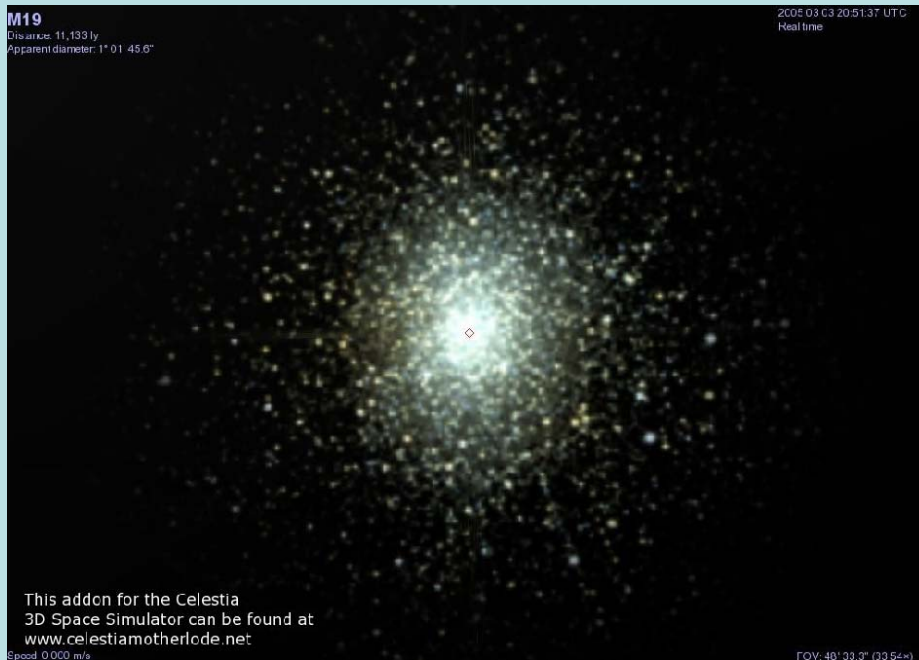


**New
solar systems
forming in
Orion**



Hubble Space Telescope photographs of proto-planetary disks in the star-forming nebula of Orion. <http://hubblesite.org>

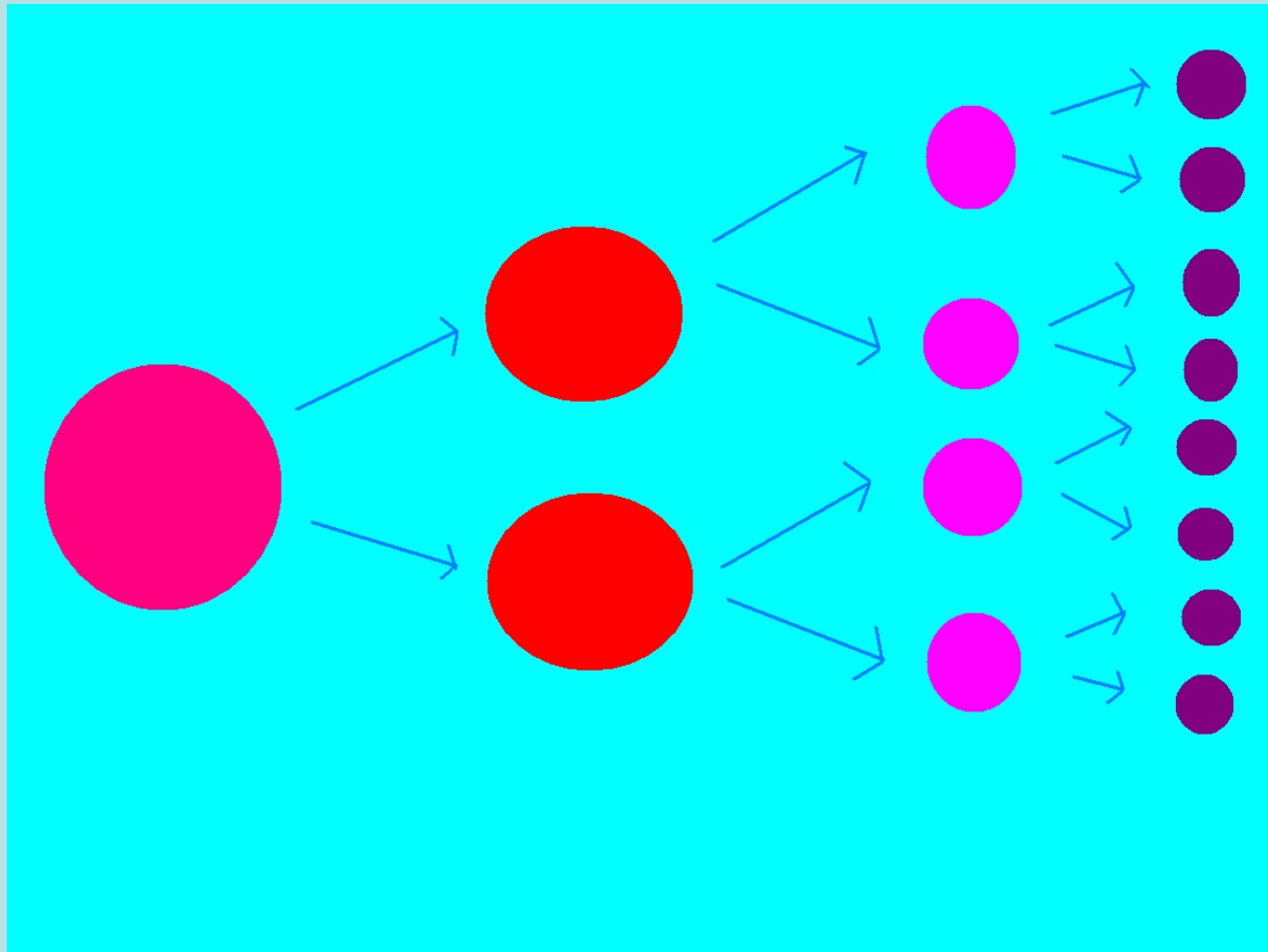
Cúmulos globulares

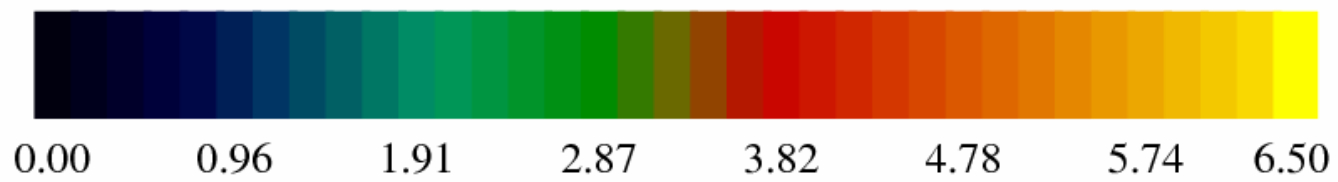
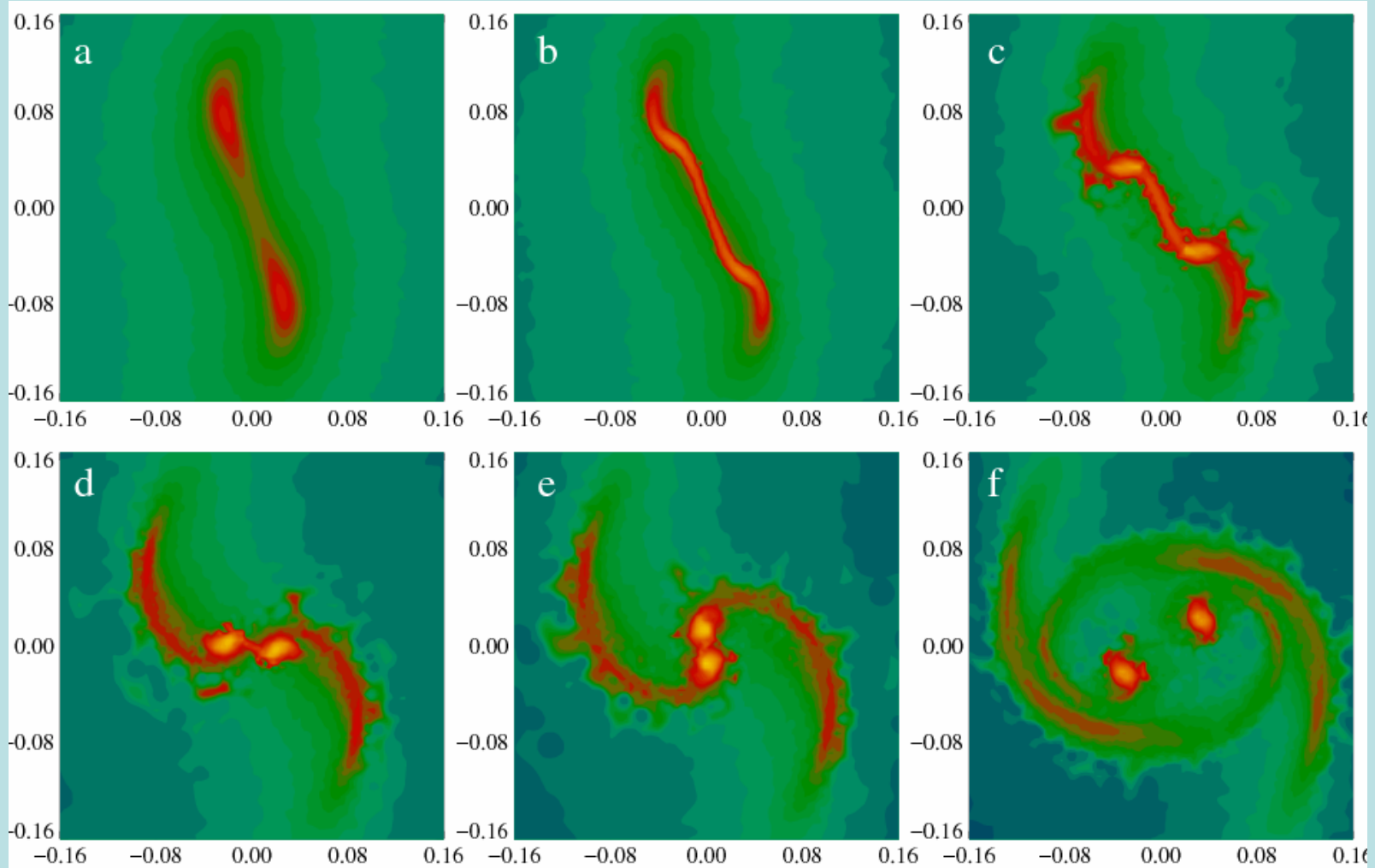


Cúmulos abiertos

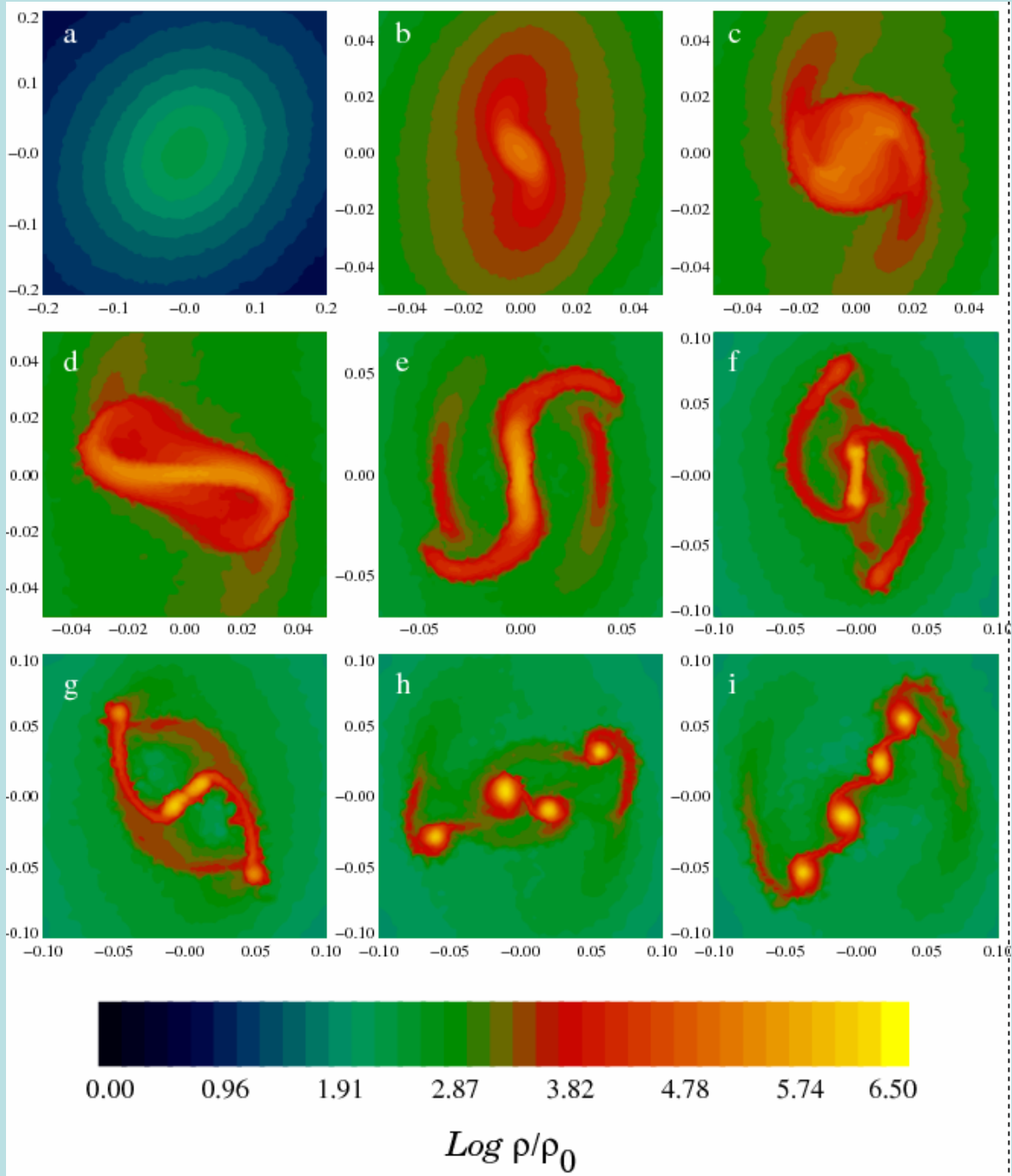


La idea de la Fragmentación Jerárquica de Hoyle (1953).



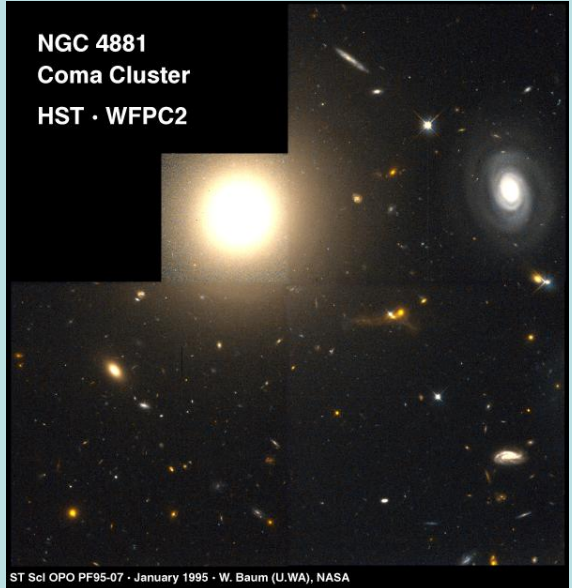


$\text{Log } \rho/\rho_0$

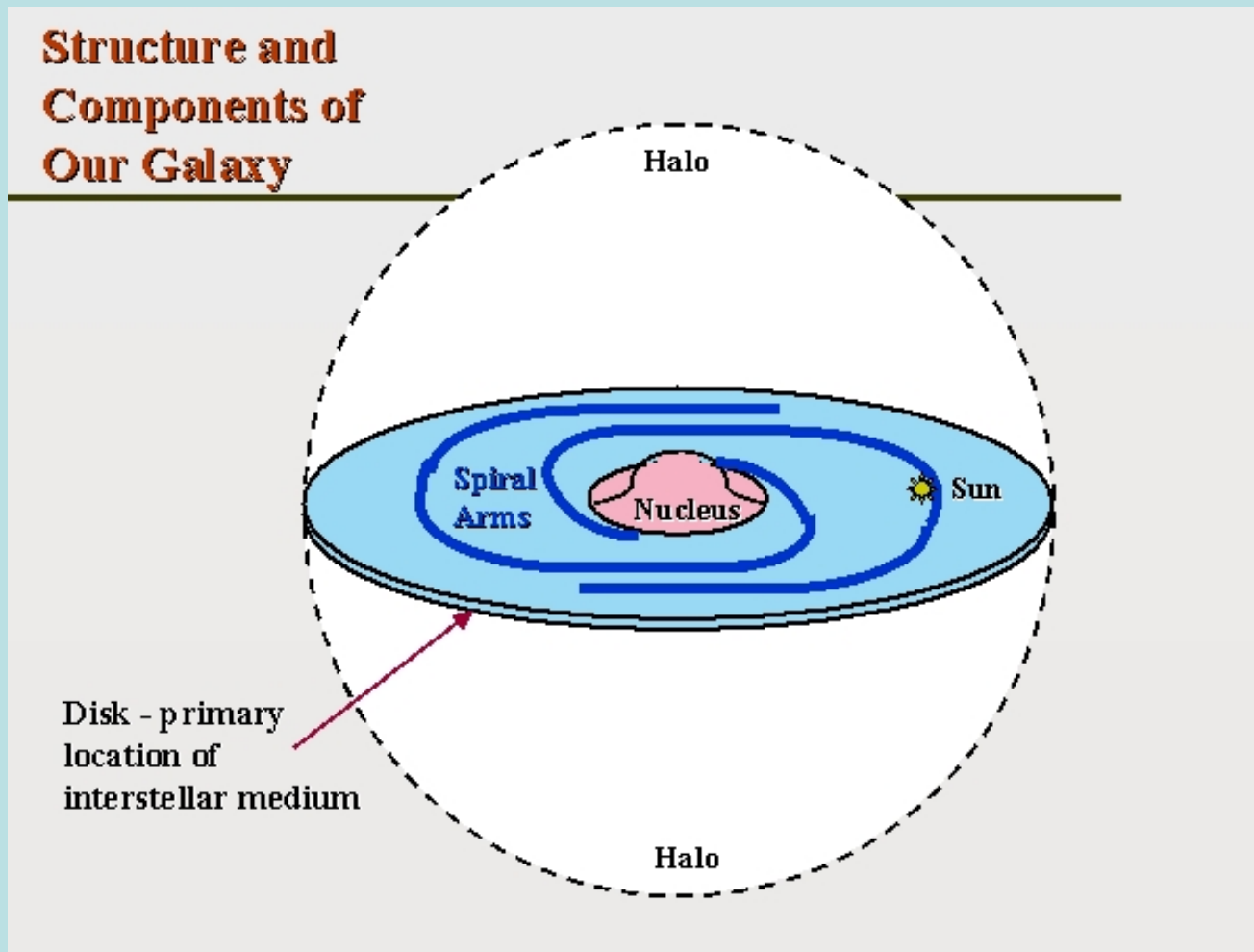


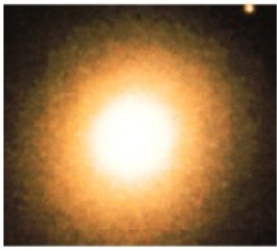
Galaxias $\approx 10^9\text{-}12$ M(sol) \approx



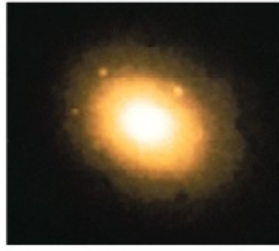


Estructura y componentes de nuestra Galaxia:

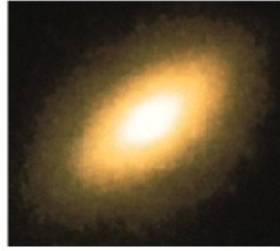




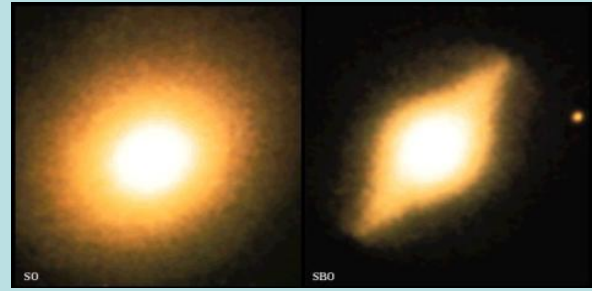
E0



E3

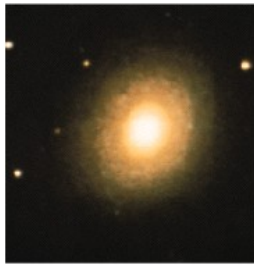


E6



SO

SBO



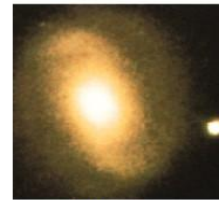
Sa



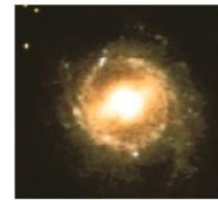
Sb



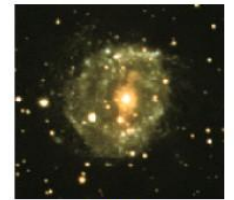
Sc



SBa



SBb



SBc

(a)



E0

E3

E5

E7/SO₁

SO₁

SO₂

SO₃

SO₃/Sa

Sa

Sb

Sc

SBO_{1/2}

SBO_{2/3}

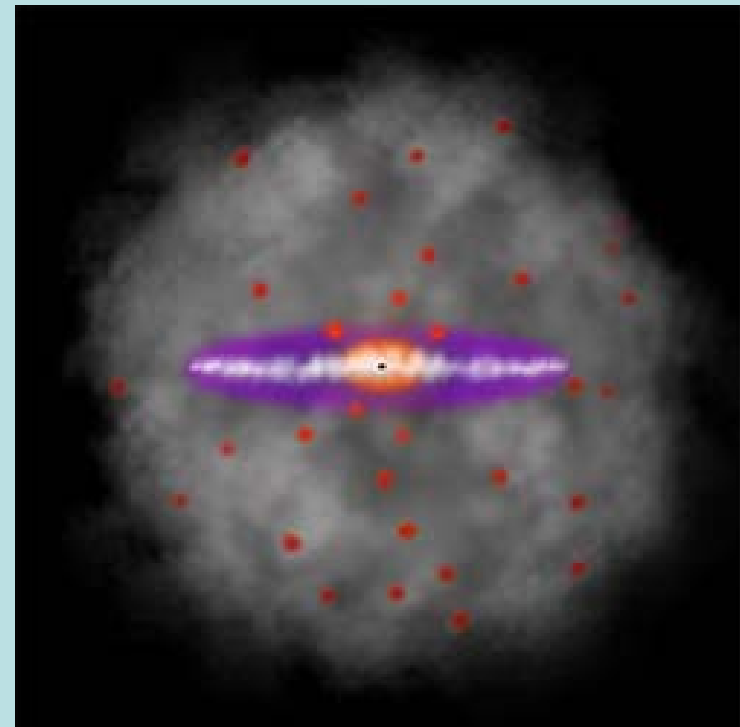
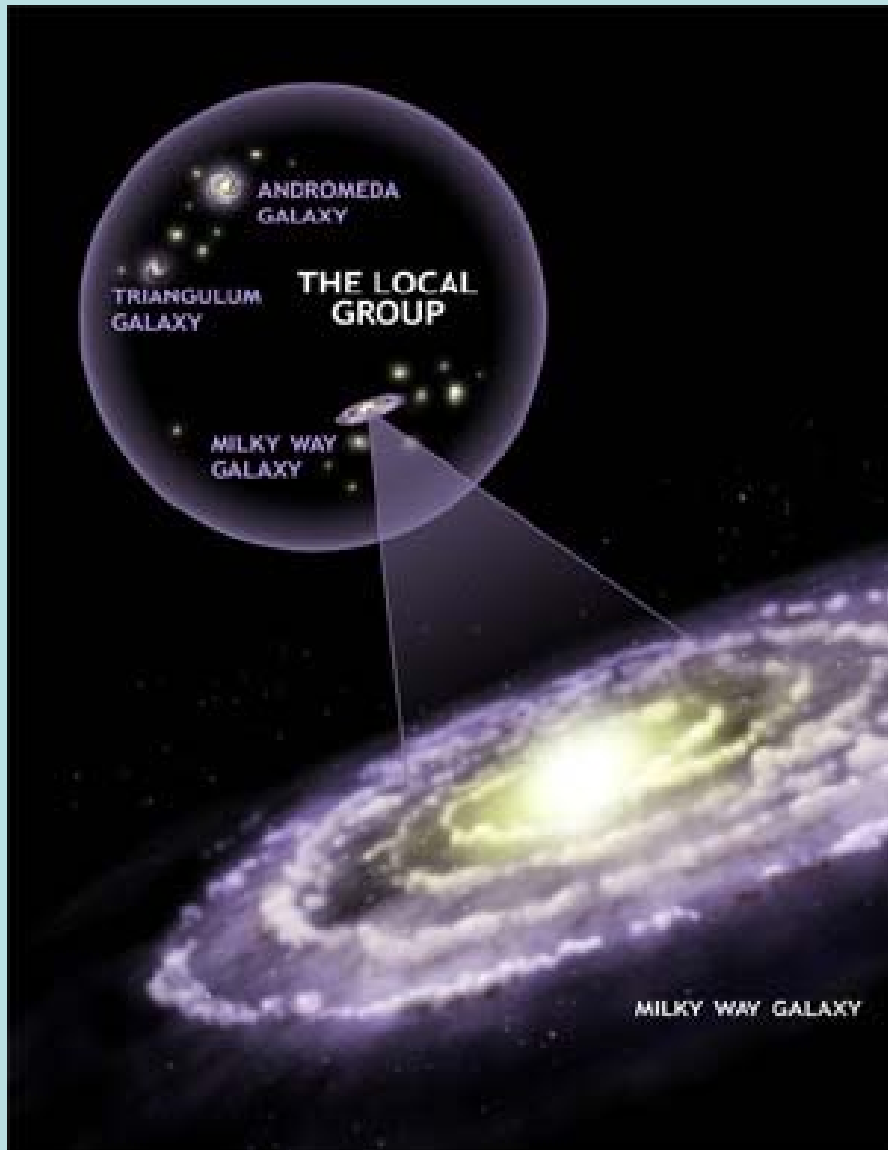
SBO₃/SBa

SBa

SBb

SBc

La Vía Láctea:

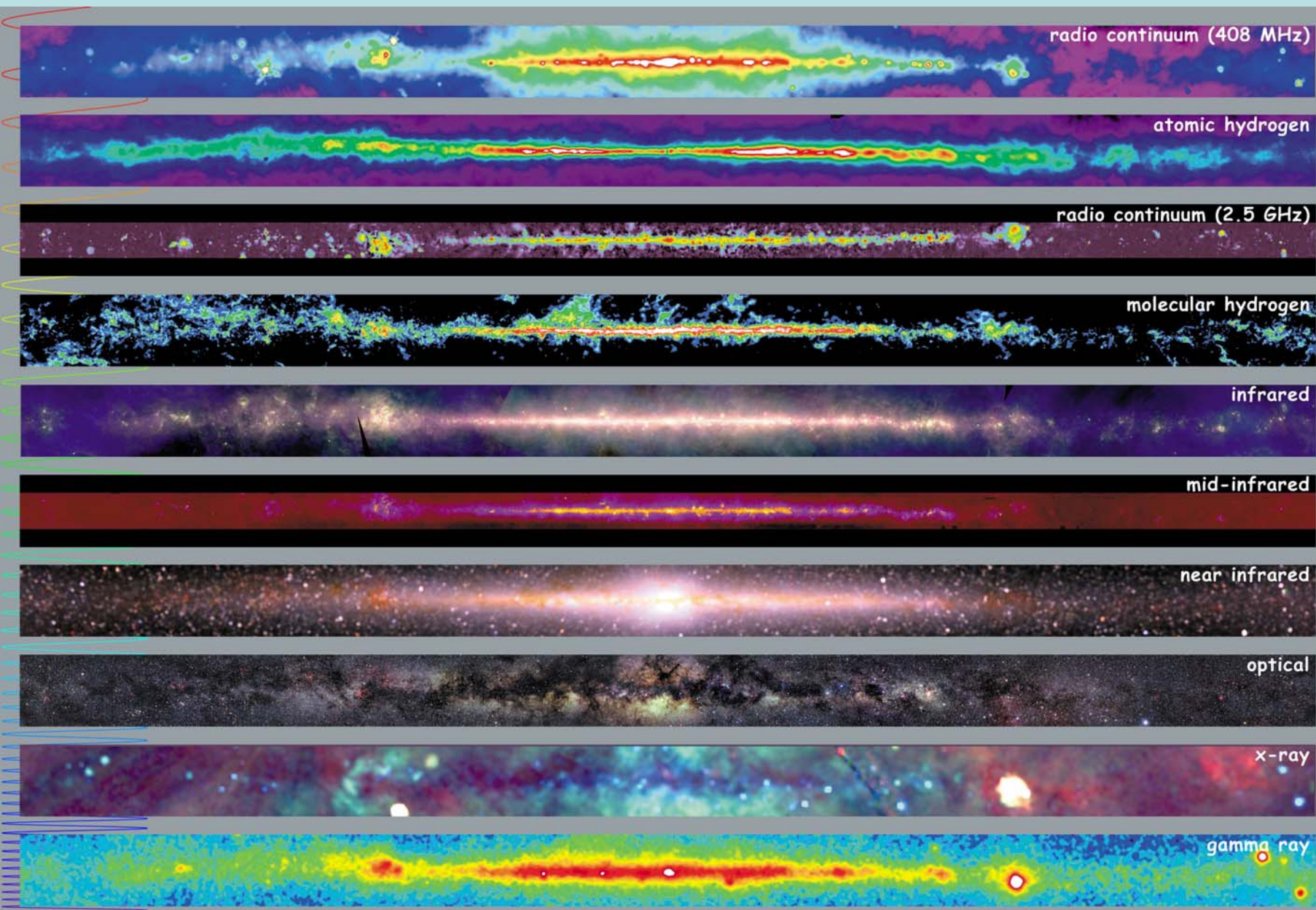


Halo de materia oscura



El Centro de Nuestra Galaxia



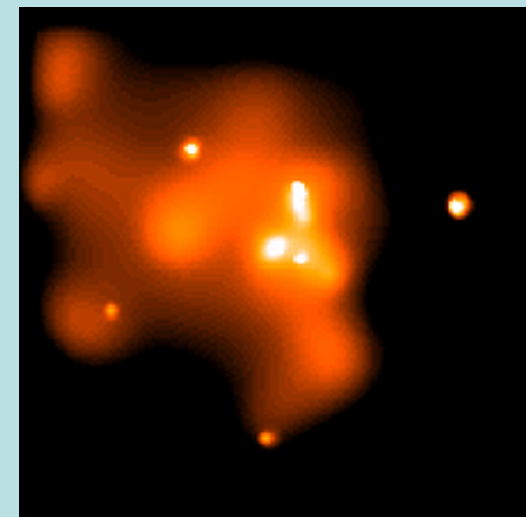
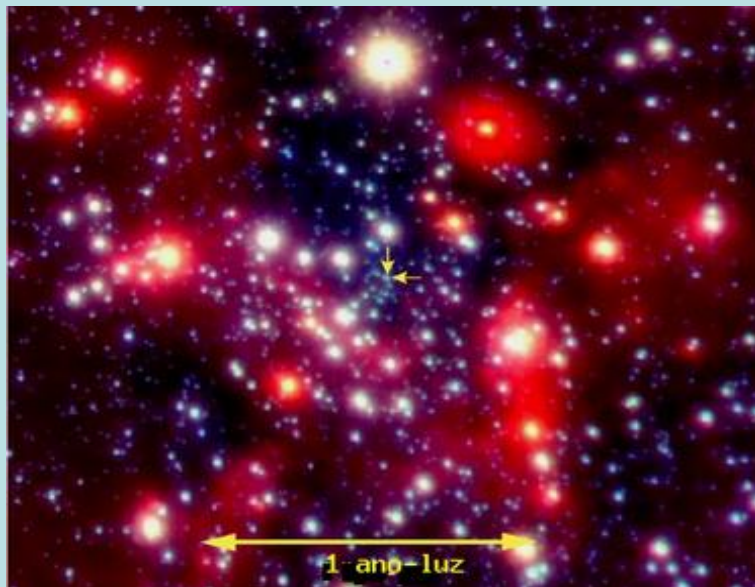
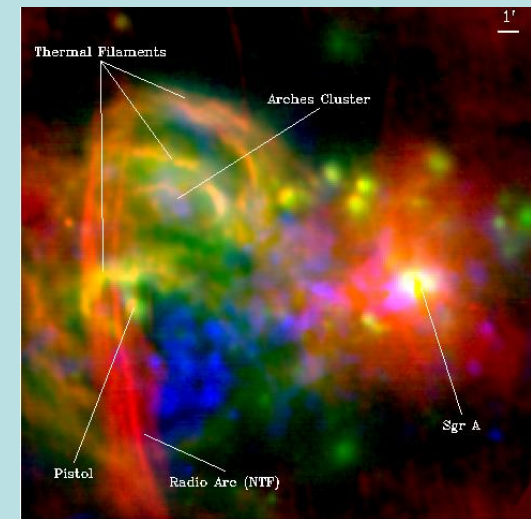
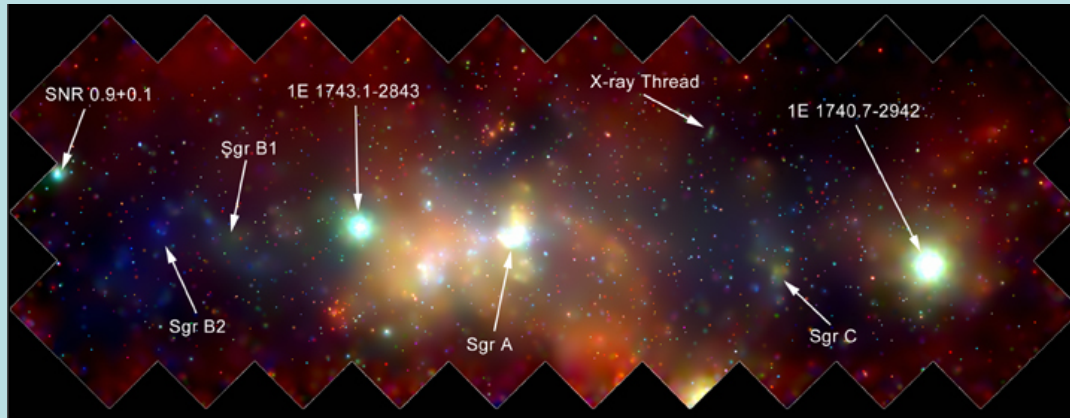


<http://adc.gsfc.nasa.gov/mw>

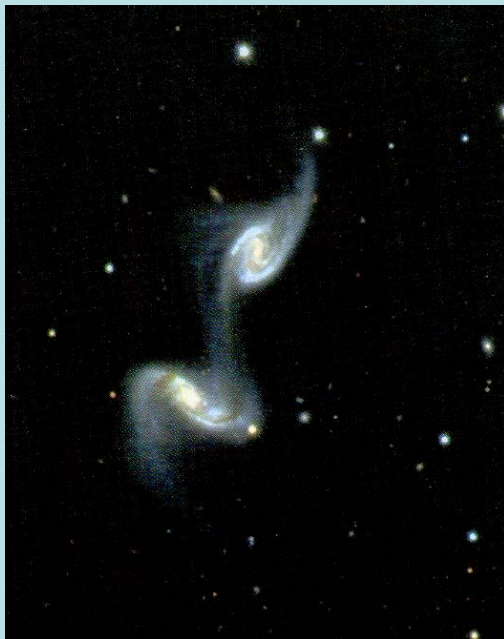
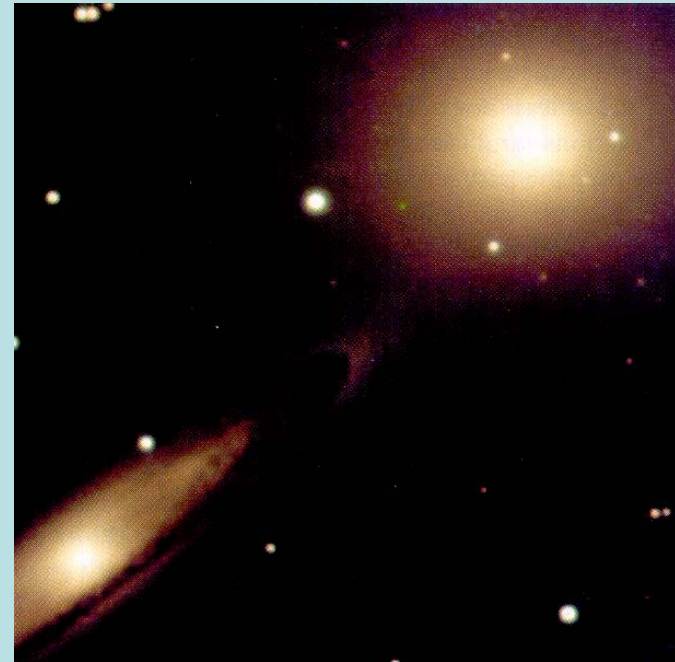
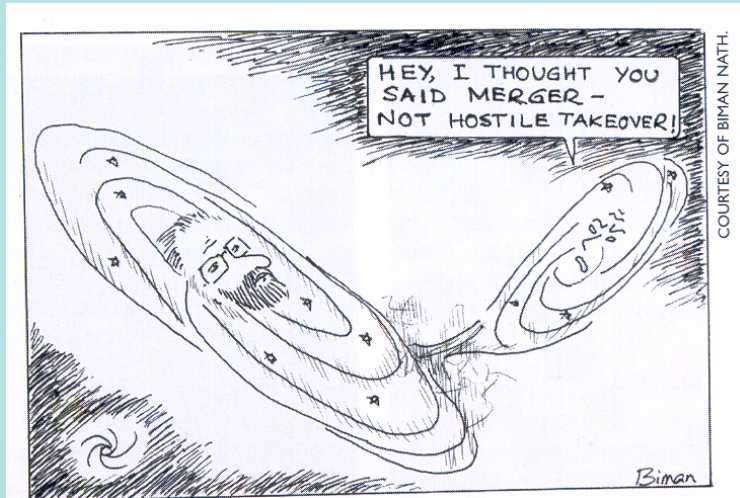


Multiwavelength Milky Way

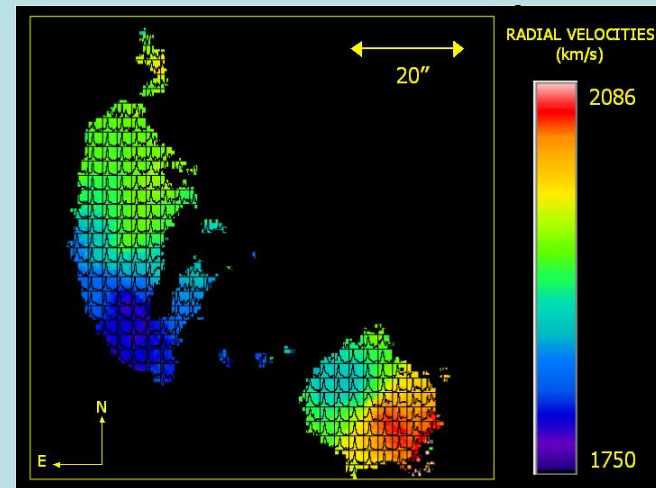
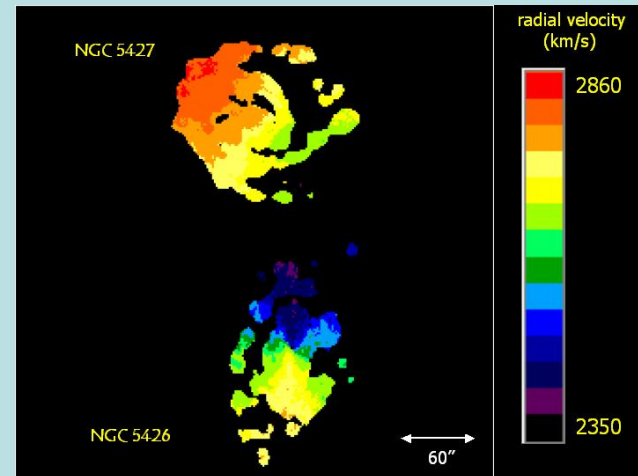
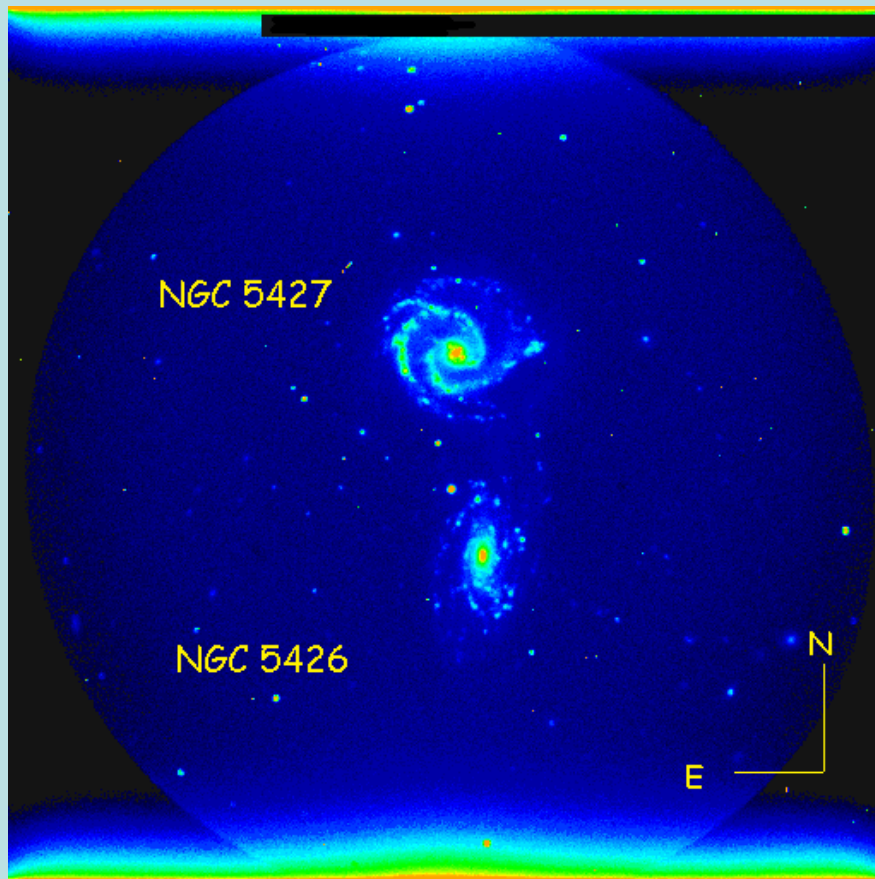
El Centro de Nuestra Galaxia



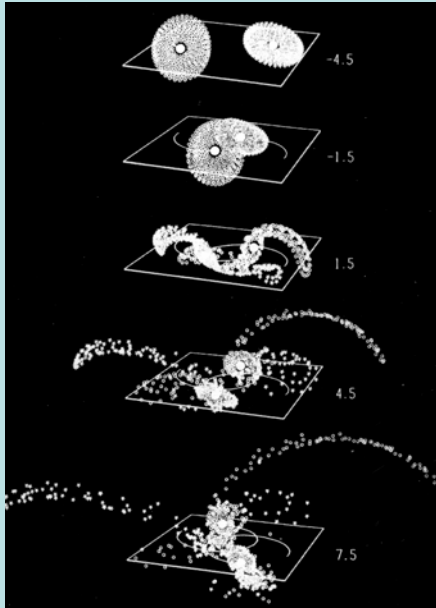
Pero las galaxias no están aisladas:



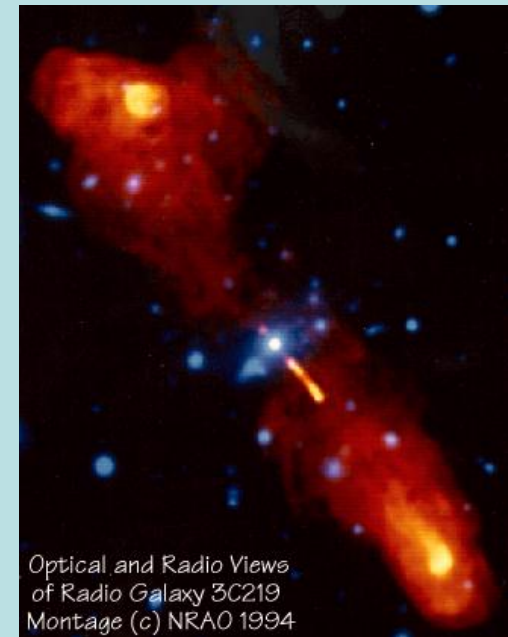
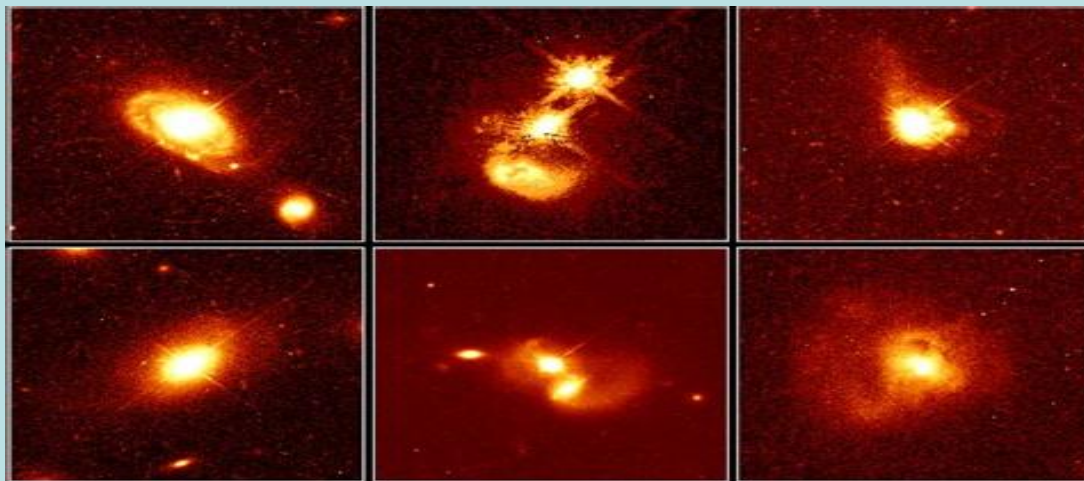
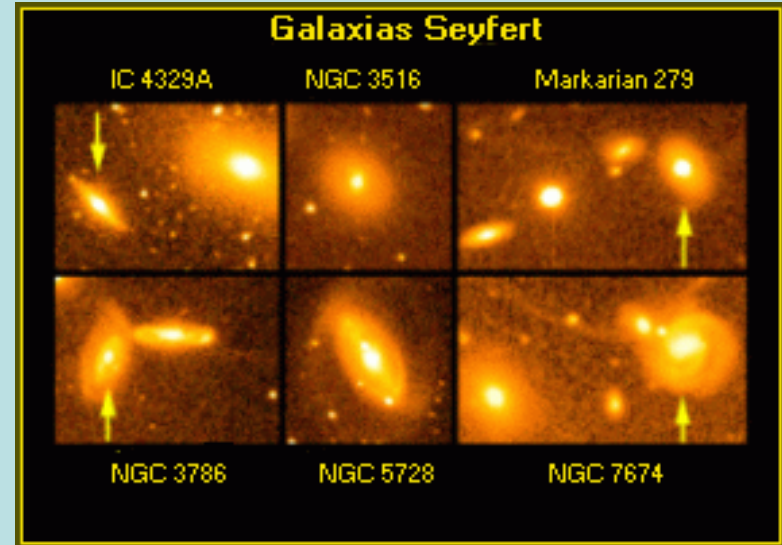
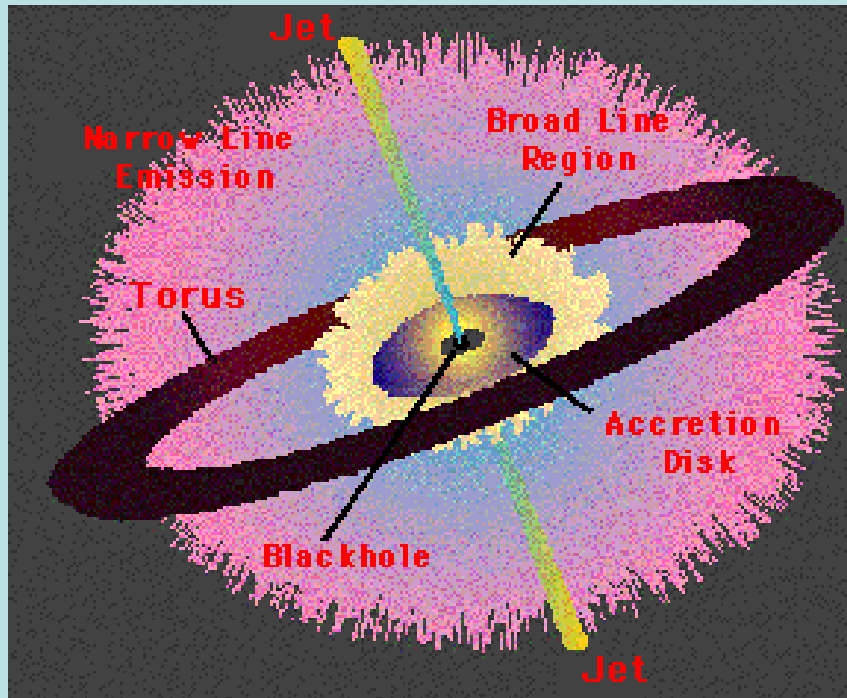
Pares Aislados de Galaxias



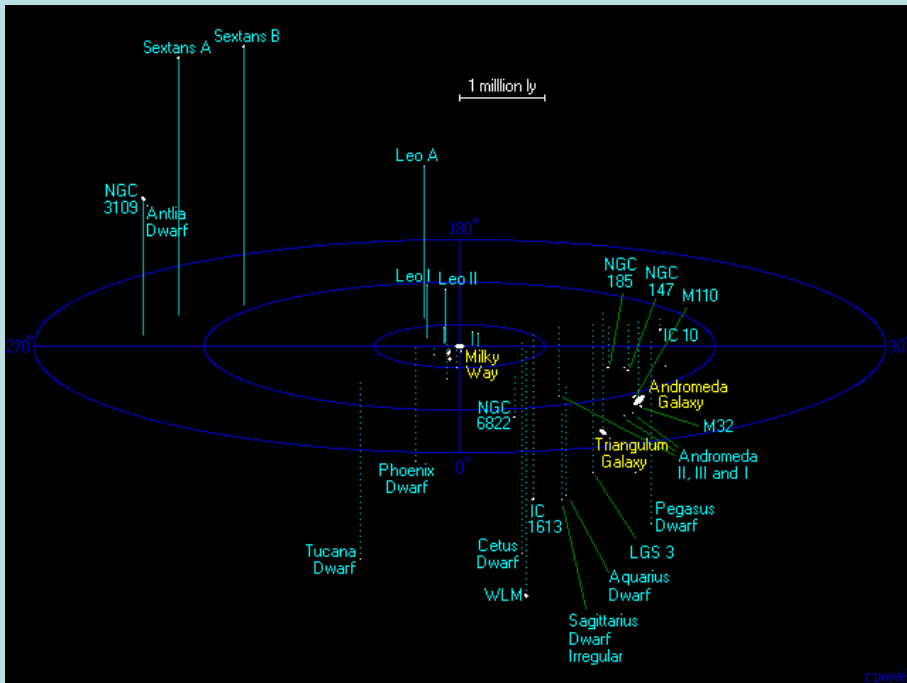
Las antenas (dos galaxias en interacción)



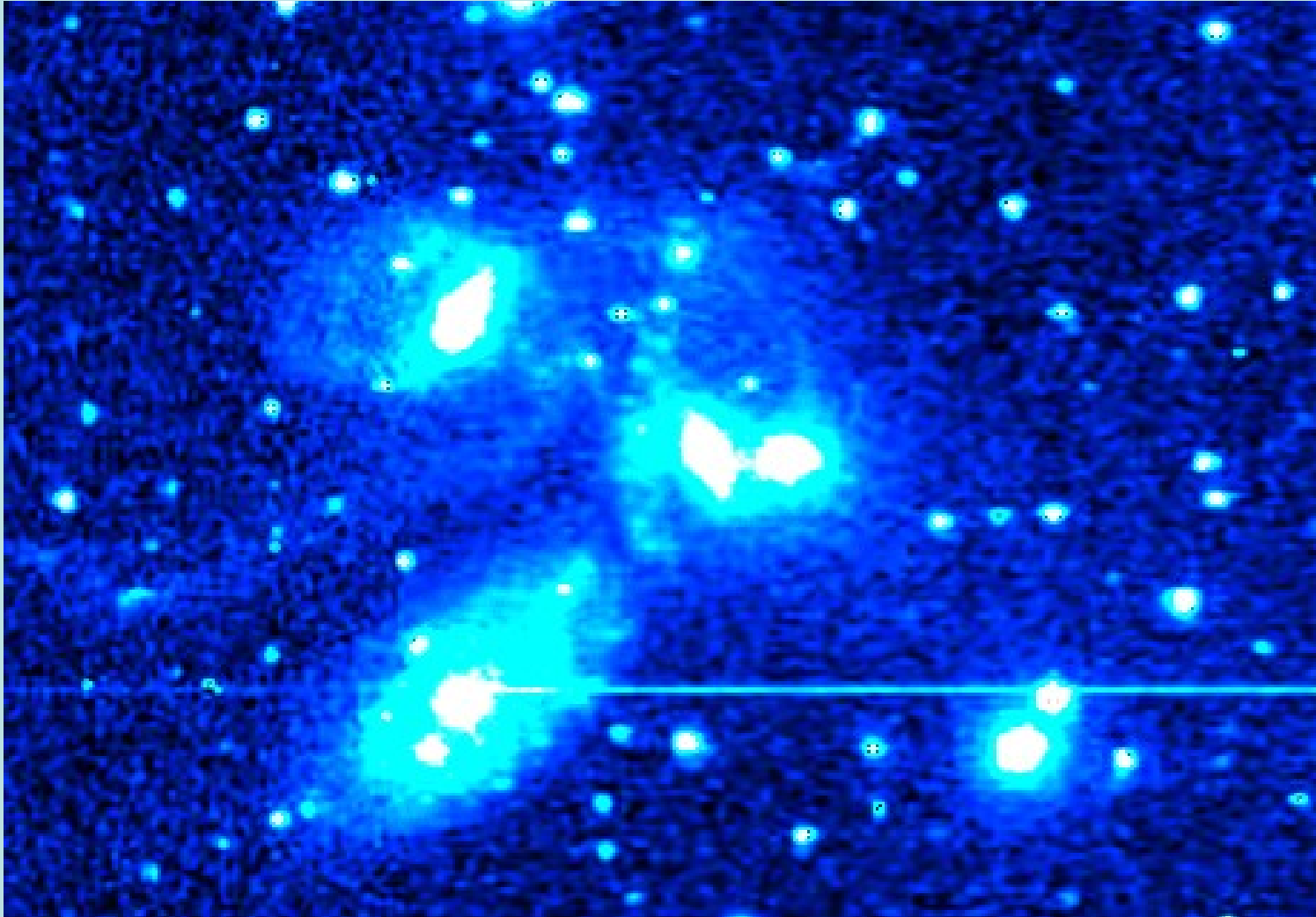
Galaxias Activas



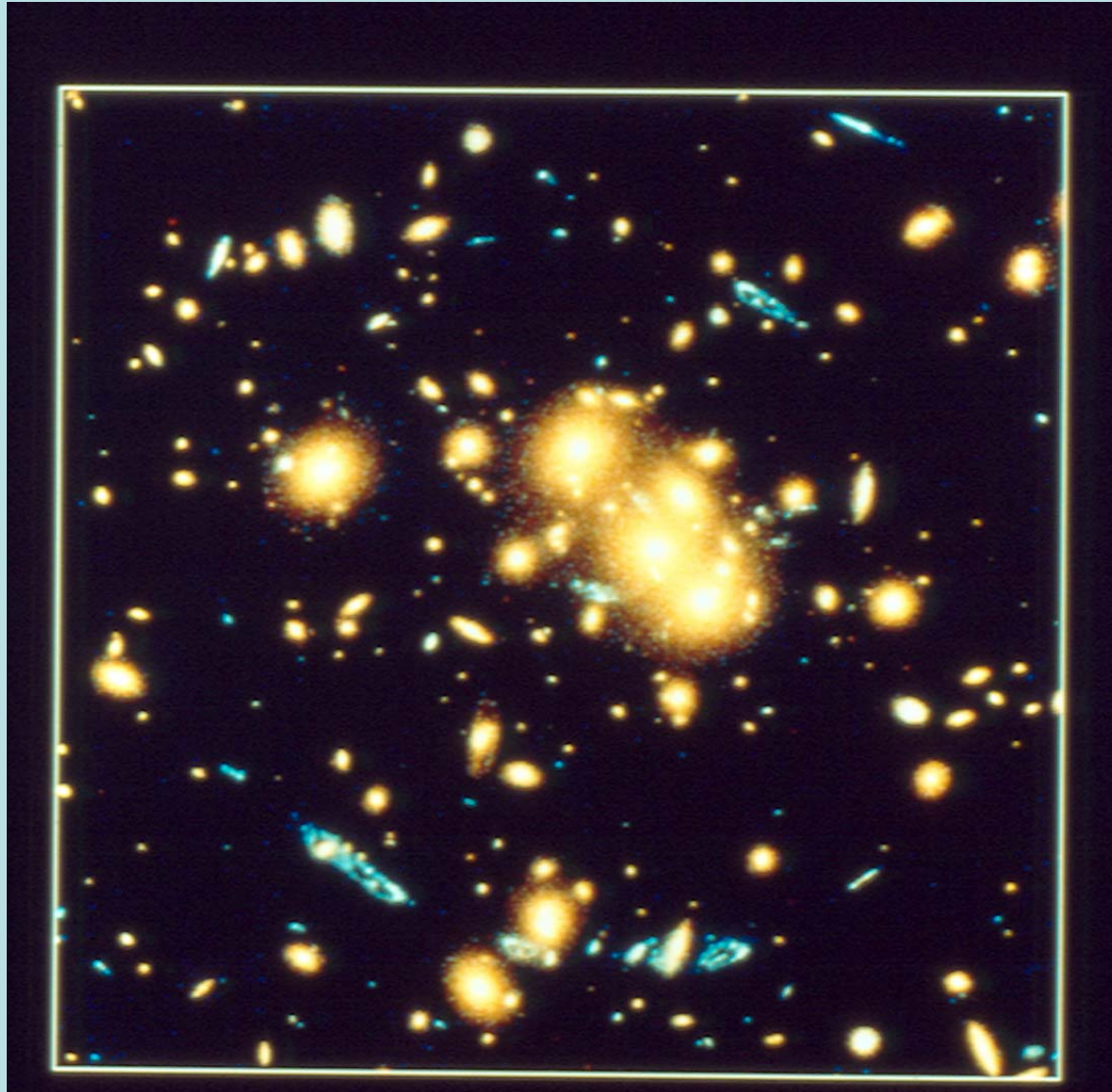
Cúmulos de Galaxias: nuestro Grupo Local

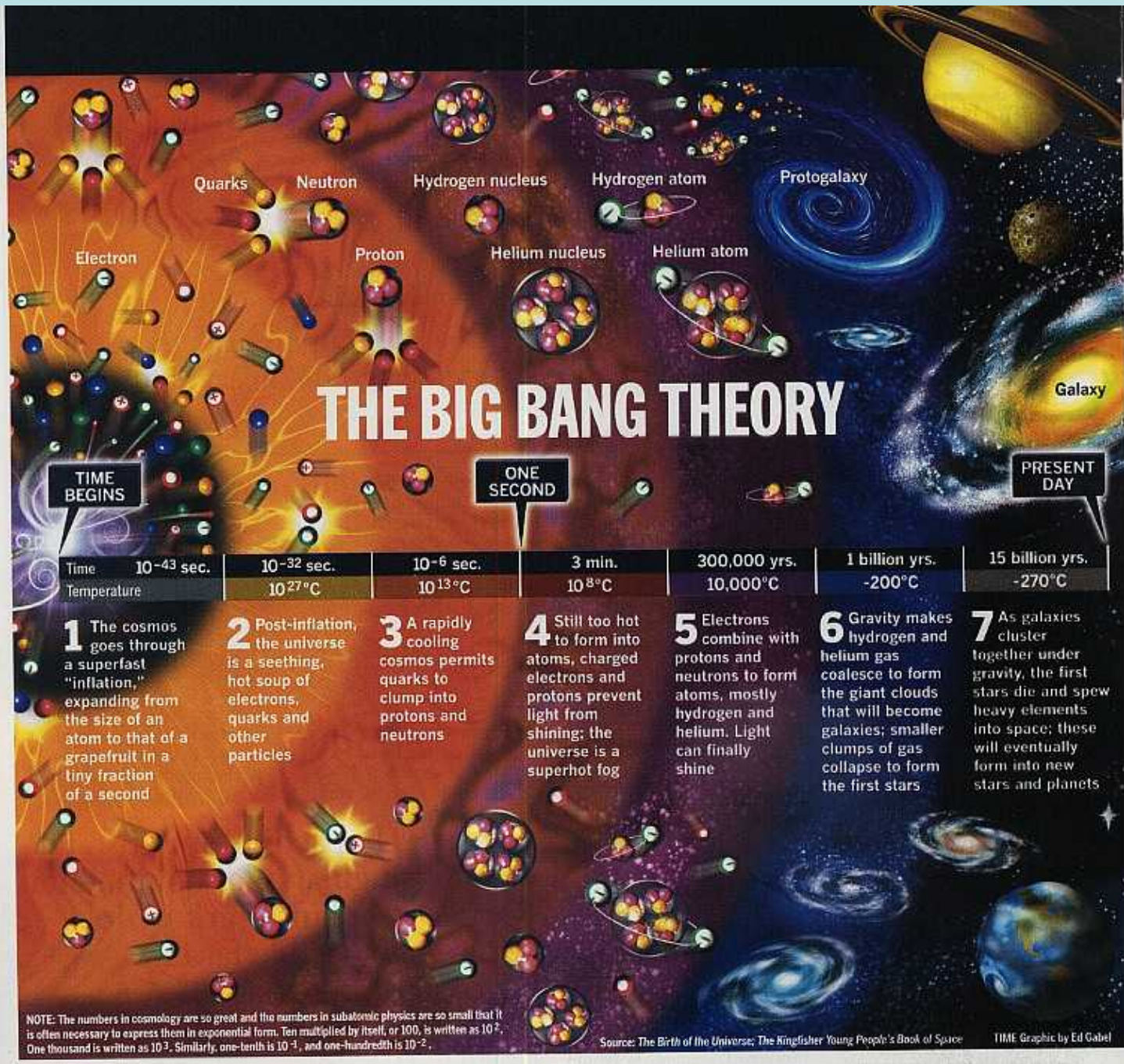


Galaxias en Grupos Compactos: ejemplo el Quinteto de Stephan



Cúmulo de galaxias:0024+1654
Ejemplo de lente gravitacional:





THE BIG BANG THEORY

TIME BEGINS

ONE SECOND

PRESENT DAY

Time	10 ⁻⁴³ sec.	10 ⁻³² sec.	10 ⁻⁶ sec.	3 min.	300,000 yrs.	1 billion yrs.	15 billion yrs.
Temperature		10 ²⁷ °C	10 ¹³ °C	10 ⁸ °C	10,000°C	-200°C	-270°C

1 The cosmos goes through a superfast "inflation," expanding from the size of an atom to that of a grapefruit in a tiny fraction of a second

2 Post-inflation, the universe is a seething, hot soup of electrons, quarks and other particles

3 A rapidly cooling cosmos permits quarks to clump into protons and neutrons

4 Still too hot to form into atoms, charged electrons and protons prevent light from shining; the universe is a superhot fog

5 Electrons combine with protons and neutrons to form atoms, mostly hydrogen and helium. Light can finally shine

6 Gravity makes hydrogen and helium gas coalesce to form the giant clouds that will become galaxies; smaller clumps of gas collapse to form the first stars

7 As galaxies cluster together under gravity, the first stars die and spew heavy elements into space; these will eventually form into new stars and planets

NOTE: The numbers in cosmology are so great and the numbers in subatomic physics are so small that it is often necessary to express them in exponential form. Ten multiplied by itself, or 100, is written as 10². One thousand is written as 10³. Similarly, one-tenth is 10⁻¹, and one-hundredth is 10⁻².

Astrofísica y nucleosíntesis: Parte II : Ejemplos de modelación de sistemas dinámicos

Jaime Klapp
Departamento de Física
Instituto Nacional de Investigaciones
Nucleares

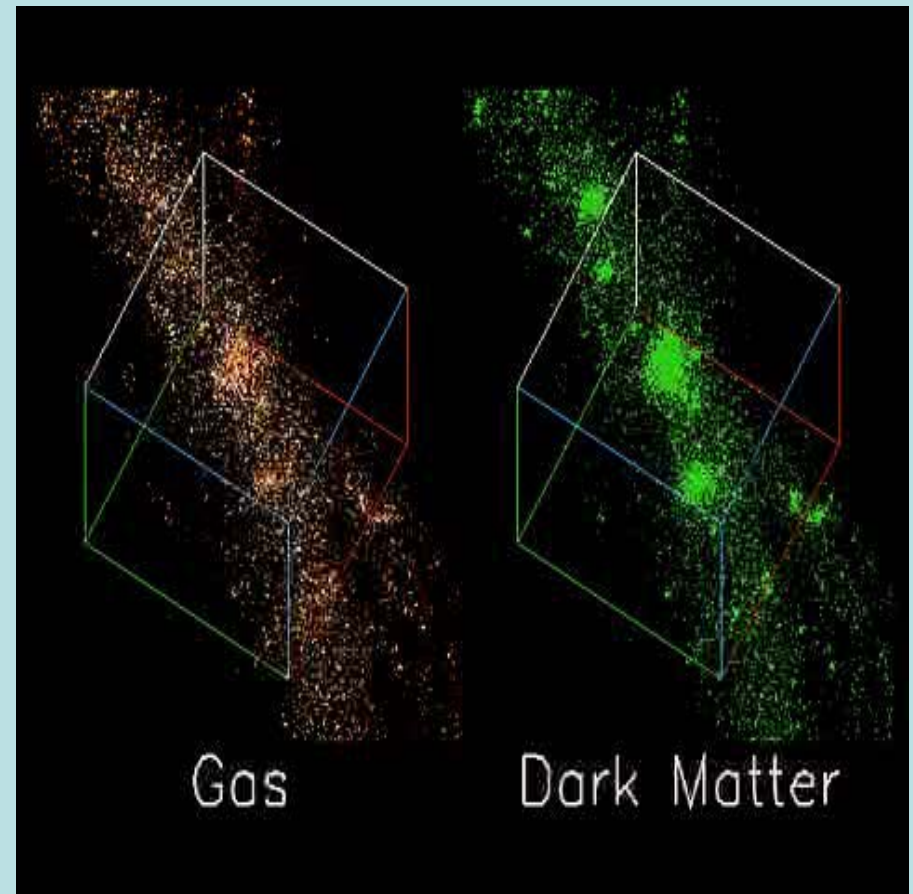
e-mail: klapp@nuclear.inin.mx

Las ecuaciones de dinámica de fluidos

- Ecuación de continuidad.
- Ecuación de momento.
- Ecuación de energía.
- Ecuaciones de estado.
- Transporte de energía (radiación, convección o conducción).
- Reacciones nucleares.
- Reacciones químicas.

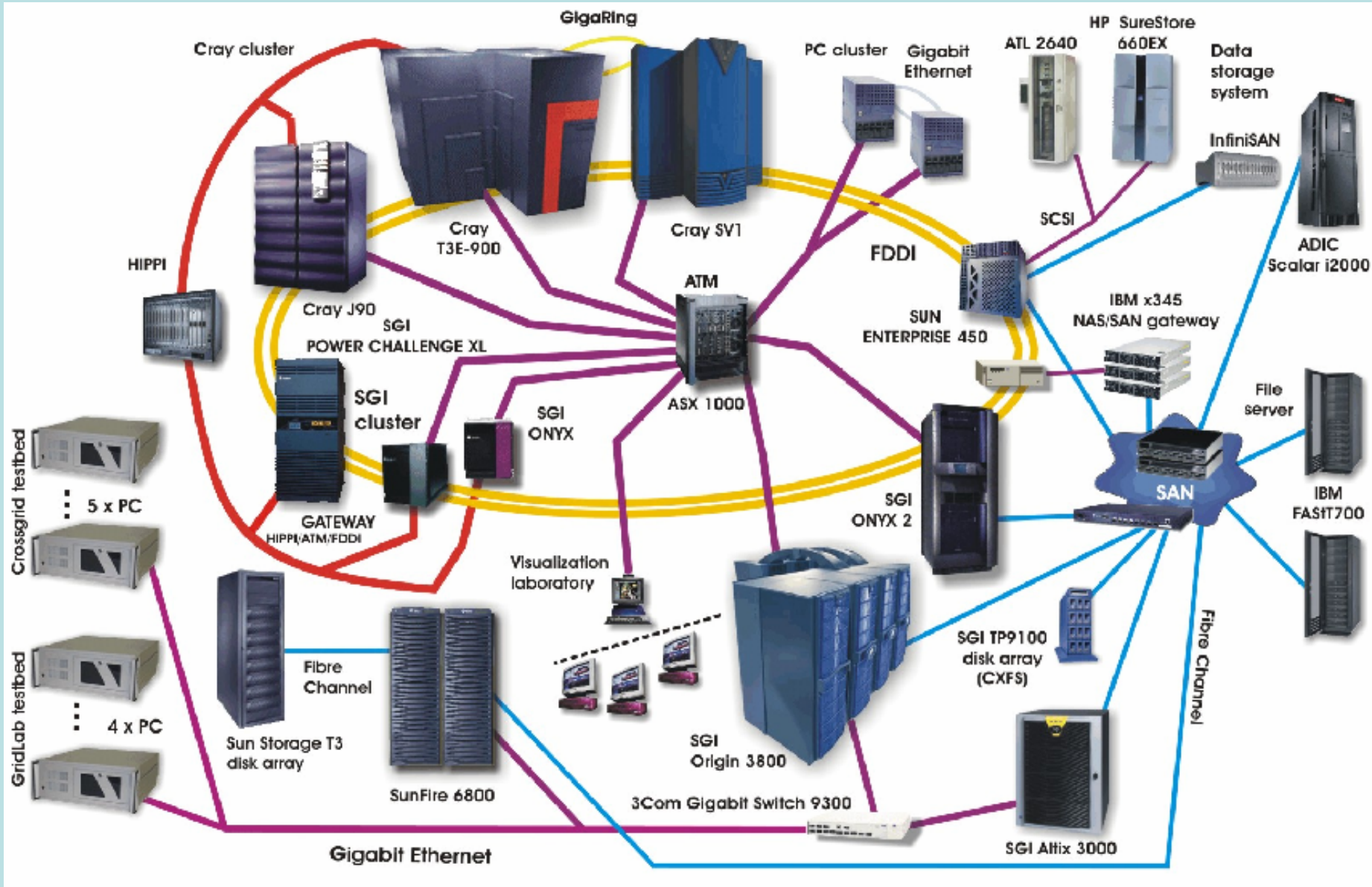
Porque son tan demandantes cálculos numéricos de dinámica de fluidos?

- Supongamos el cubo computacional es dividido en $1000 \times 1000 \times 1000 = 10^9$ celdas. Si tenemos 10 ecuaciones, entonces tenemos un sistema de 10^{10} variables o ecuaciones y hay que integrarlo en el tiempo quizás 10^{5-6} veces.



Como hacemos las simulaciones?

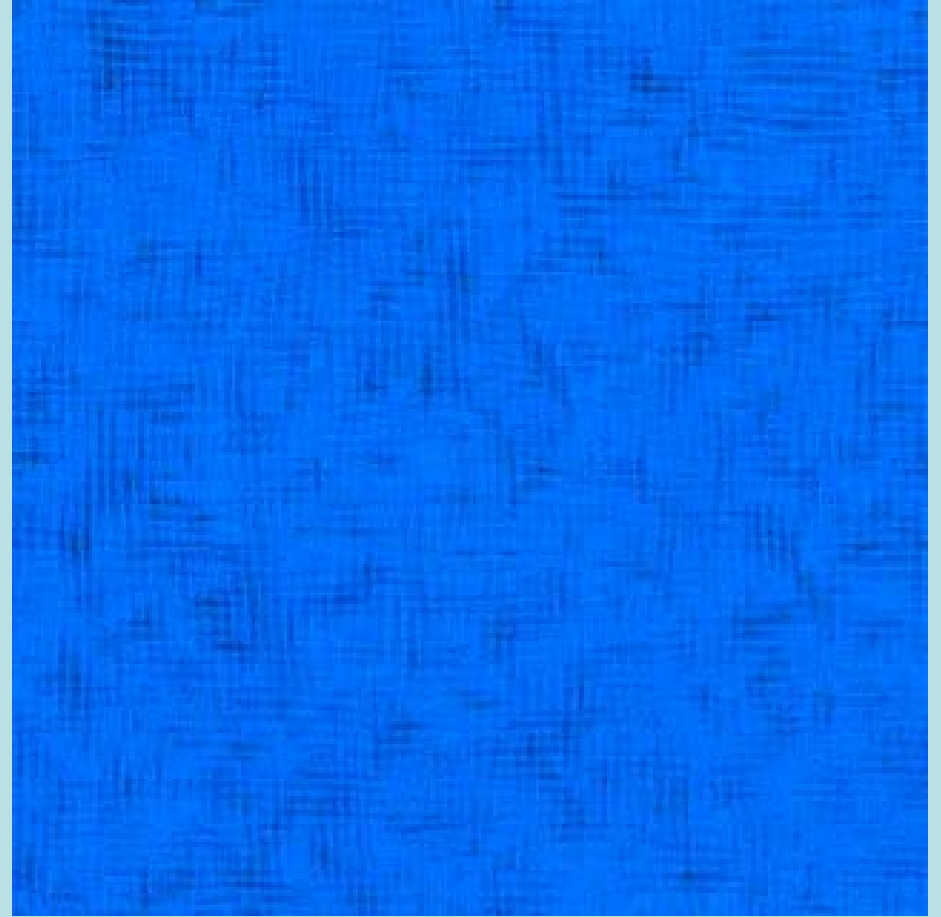
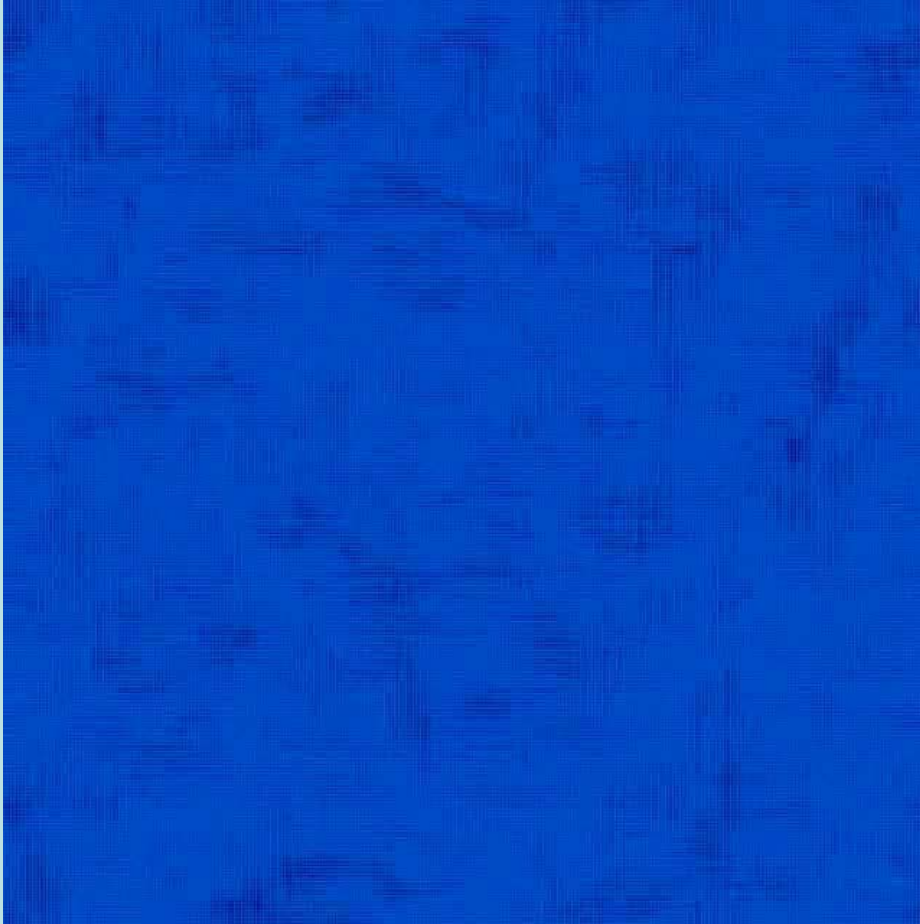
- Con grandes computadoras de hasta 10,000 CPU y costos de hasta 50 millones de USD.
- Con métodos matemáticos muy poderosos.
- Técnicas de realidad virtual para entender los resultados de las simulaciones.
- Grandes grupos de trabajo.



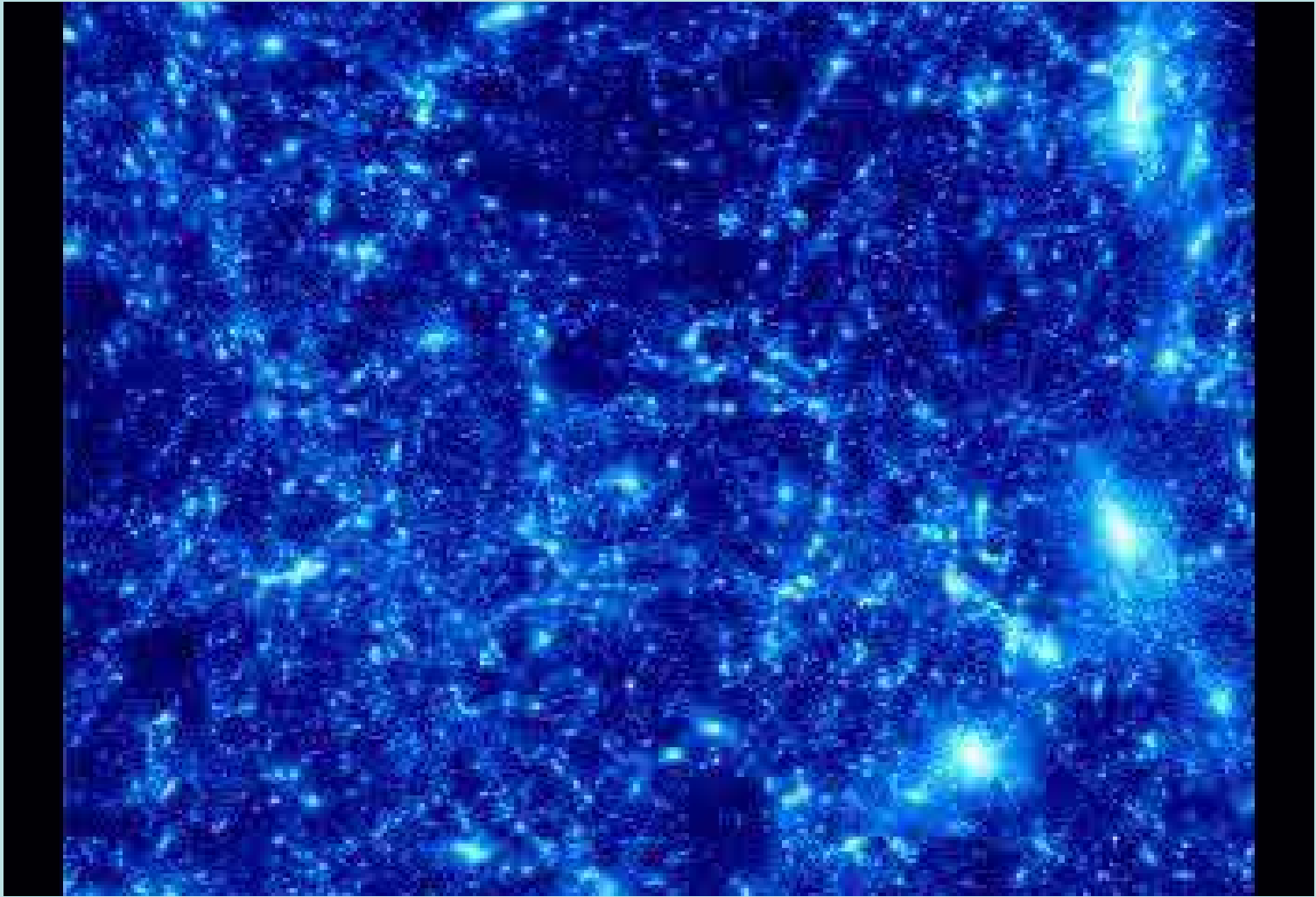
Visualización y realidad virtual



Universo a gran escala



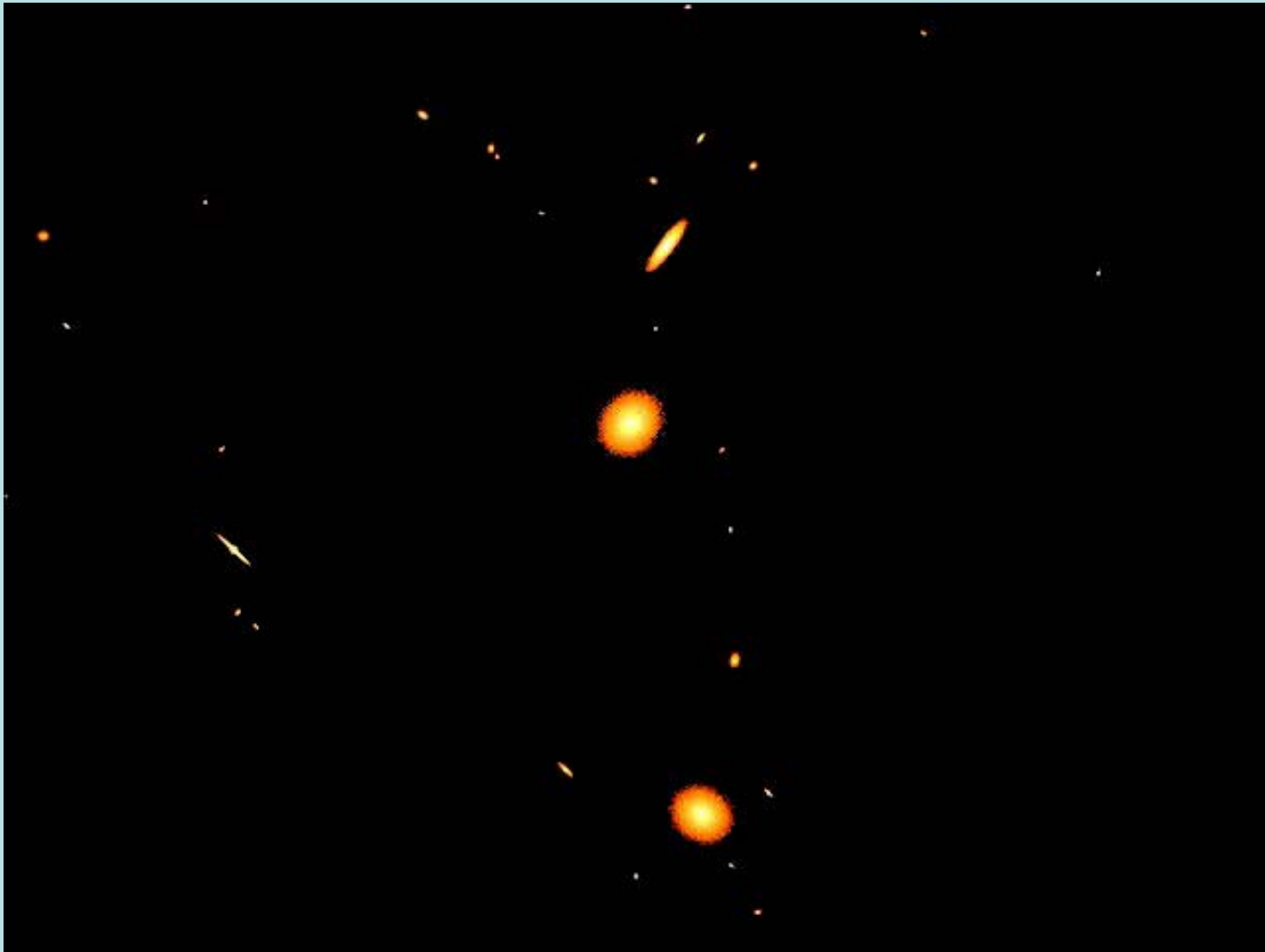
Viaje por el espacio intergaláctico 1



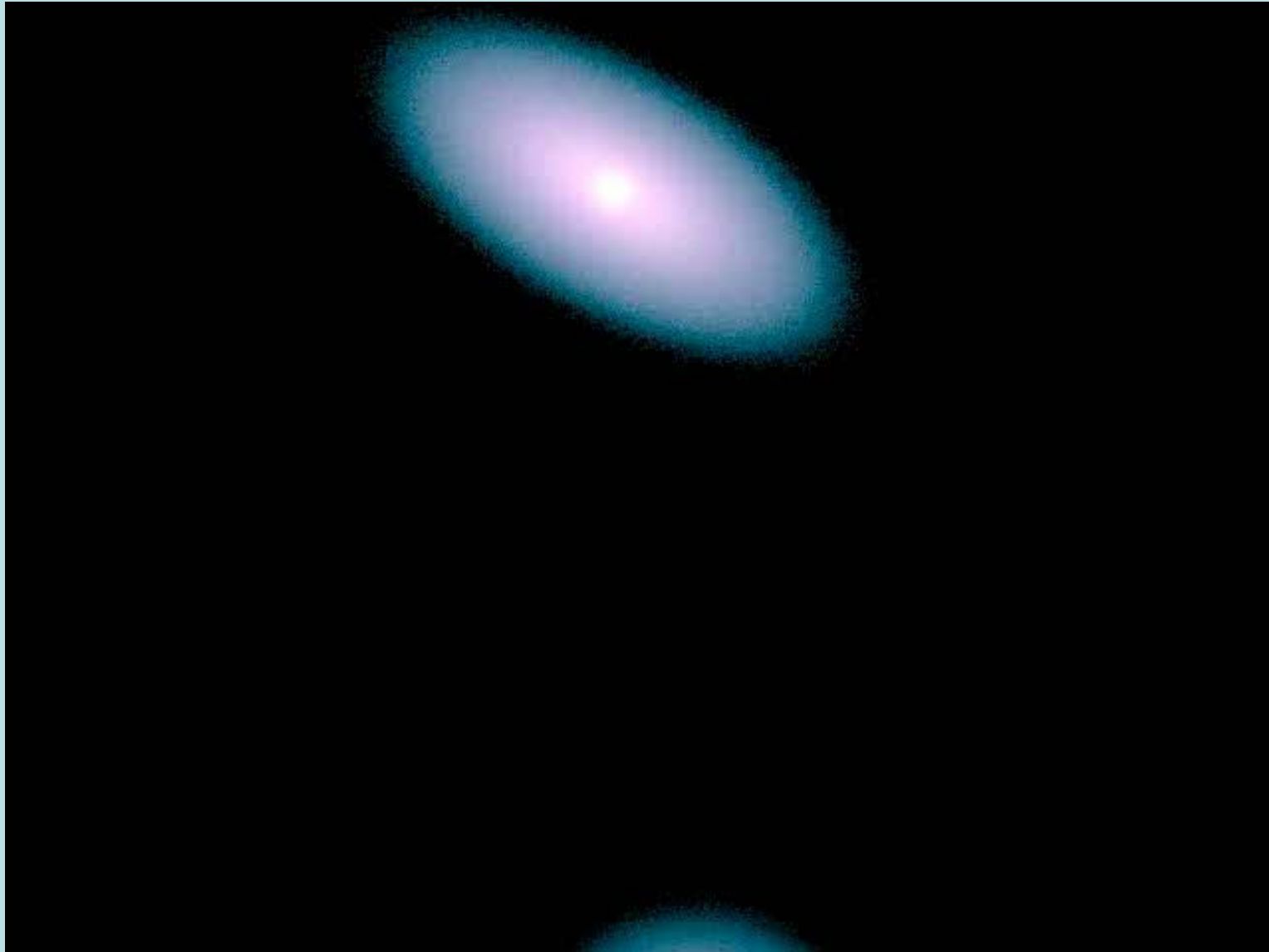
Viaje por el espacio intergaláctico 2



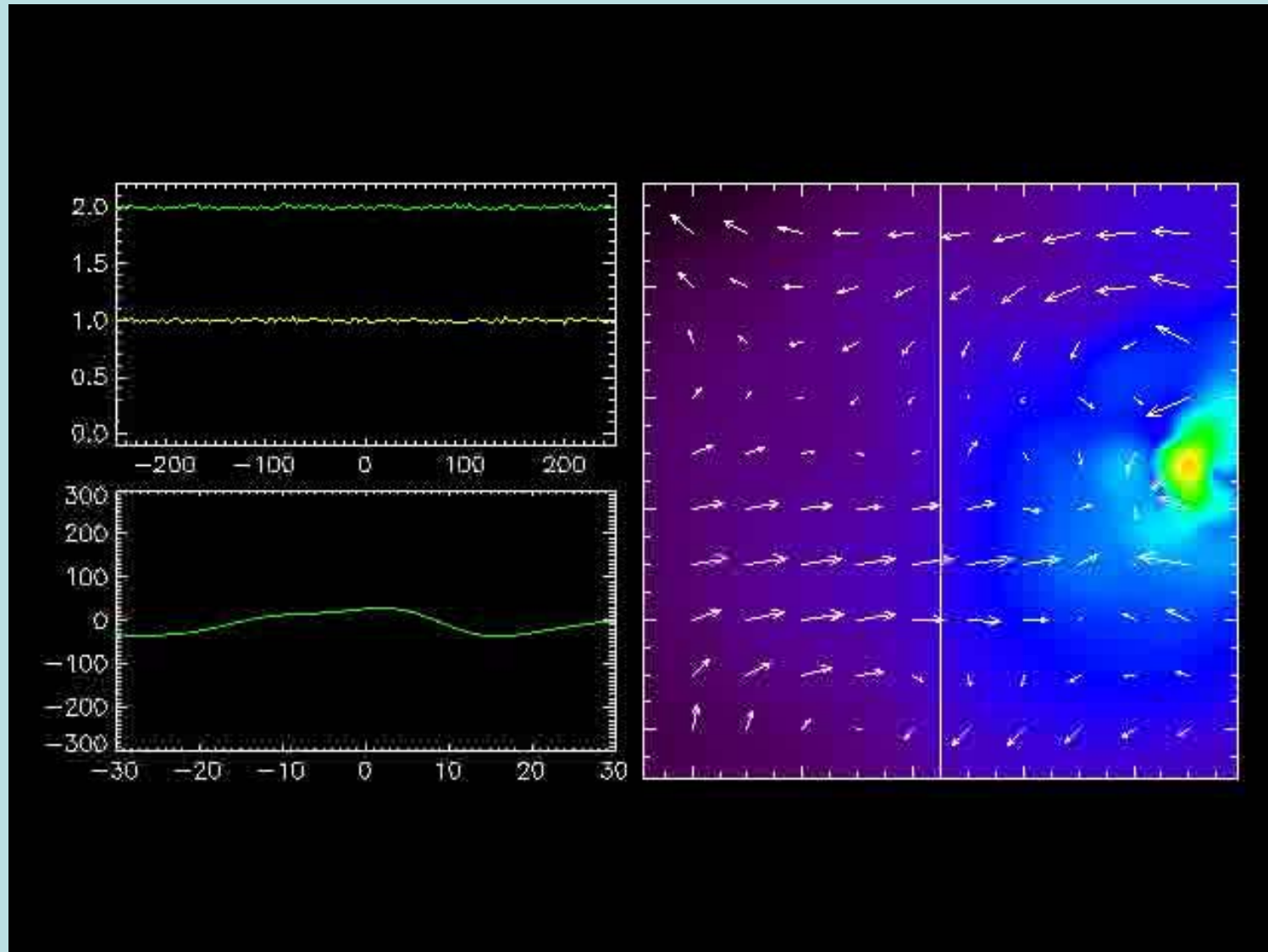
Evolución de cúmulo de galaxias



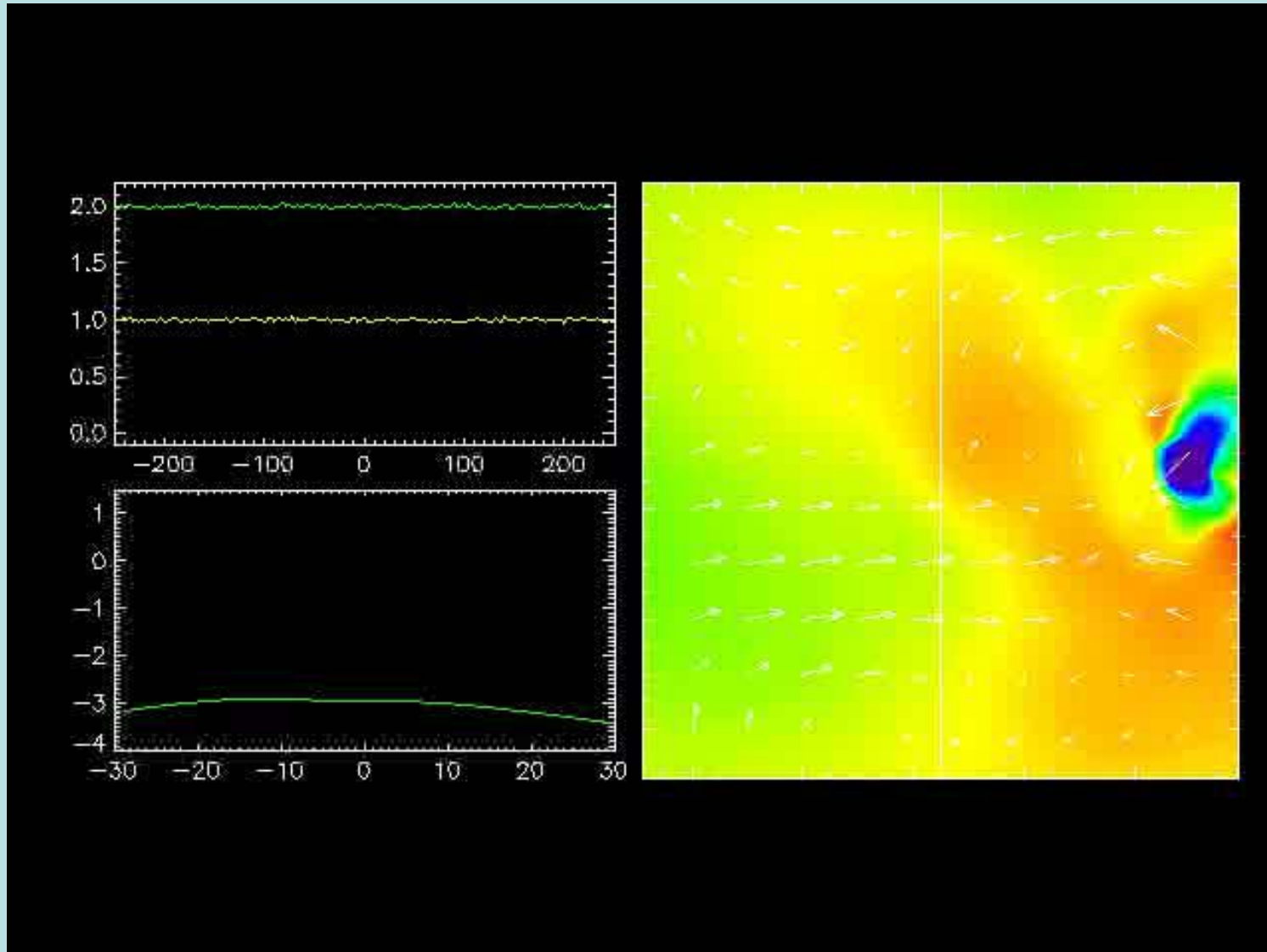
Colisión de galaxias



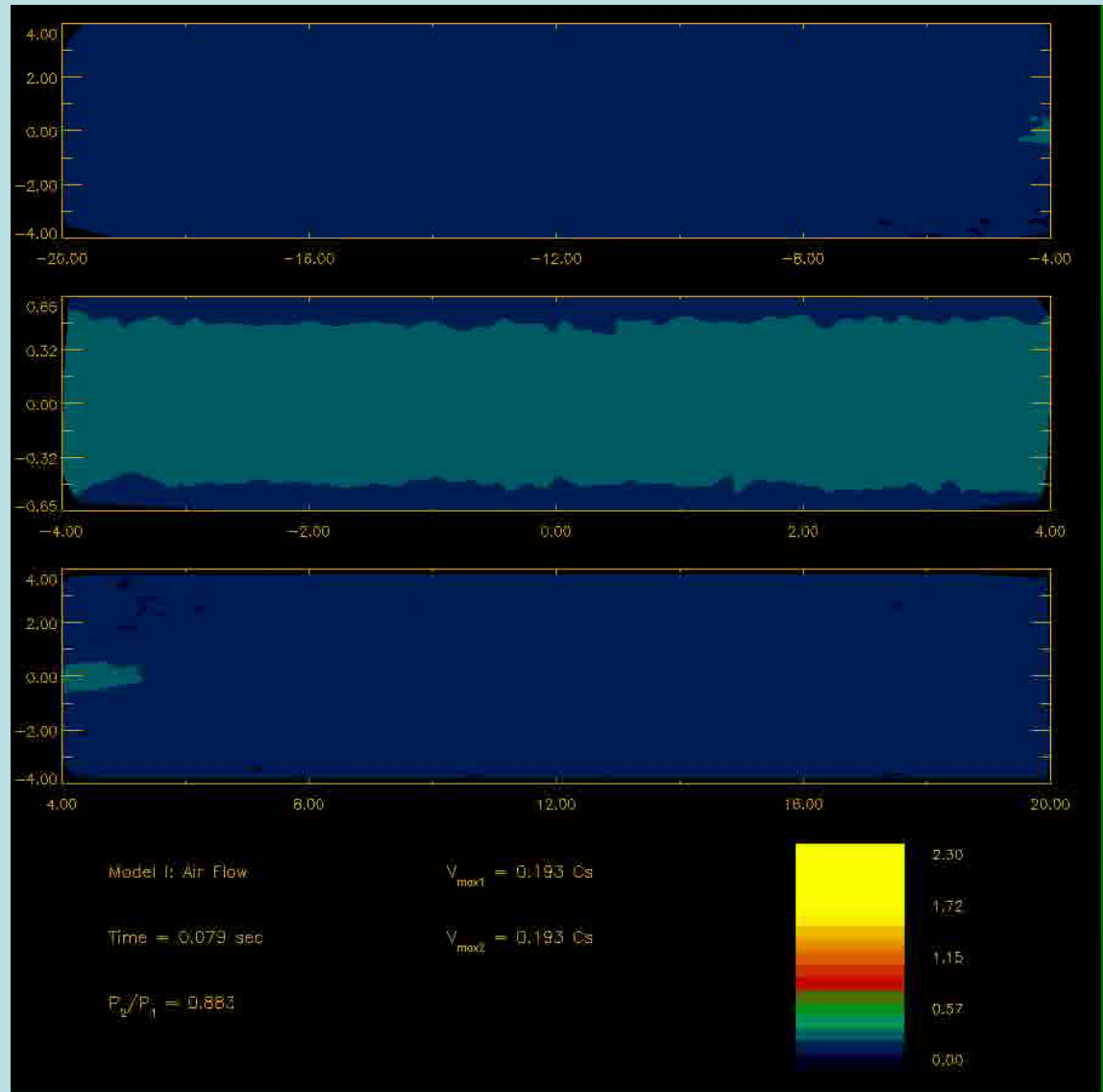
Técnicas de Visualización 1

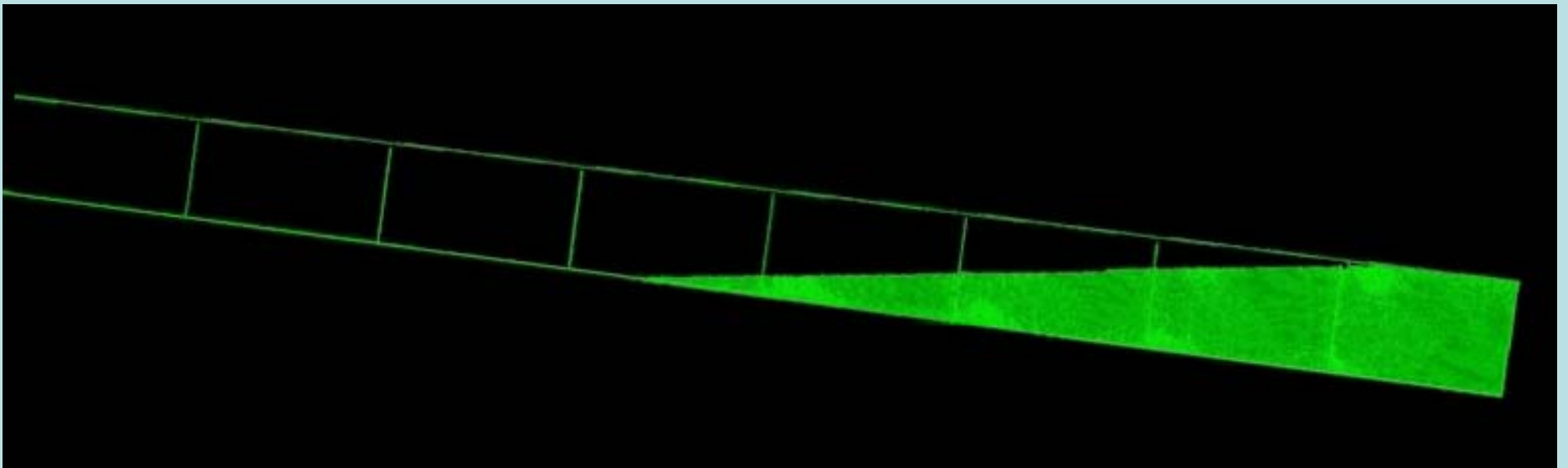


Técnicas de Visualización 2



Flujo de petróleo en Tuberías





BAE SYSTEMS



CSIRO

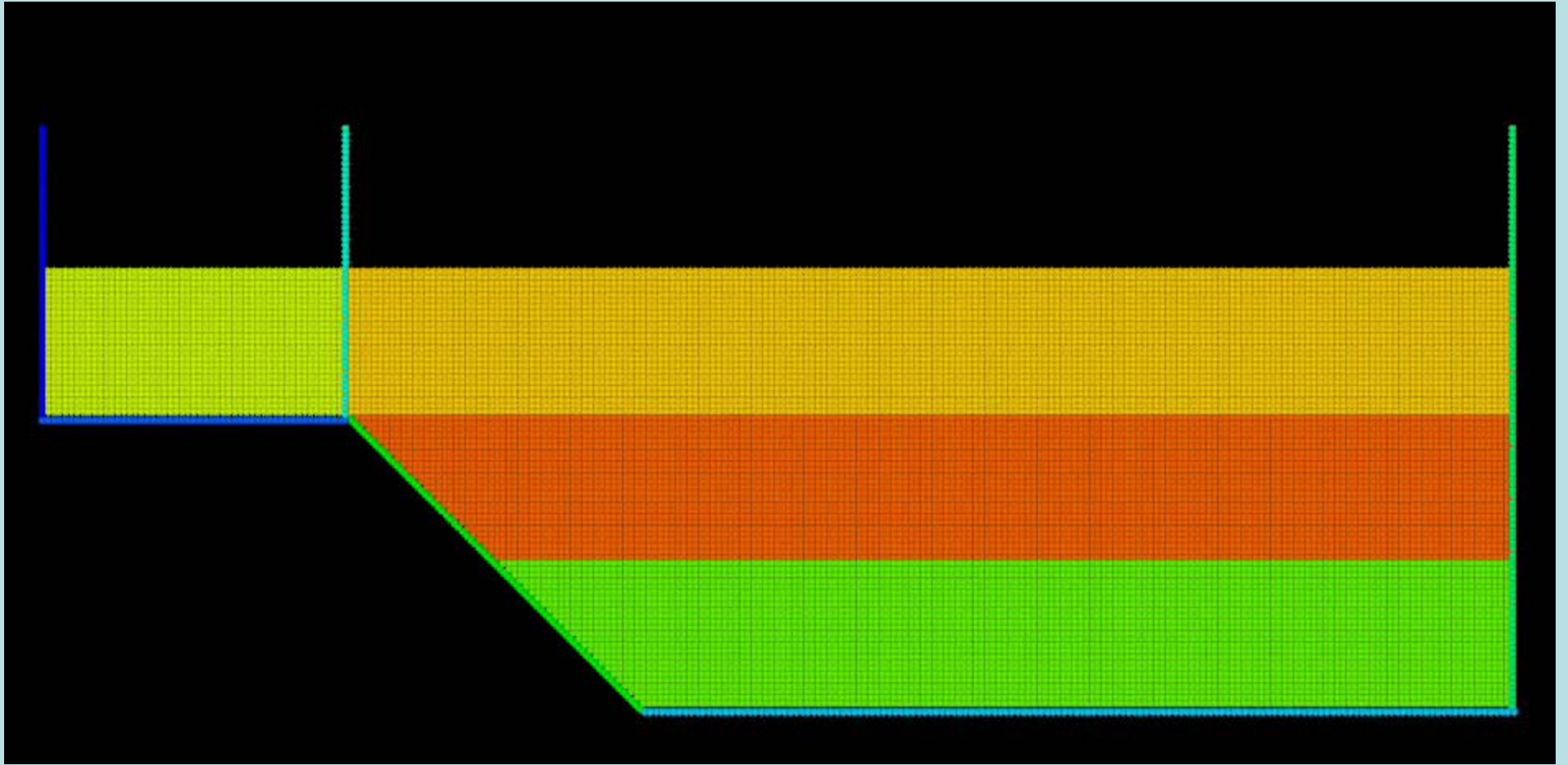
Time = 0.0 s



μ 0.028

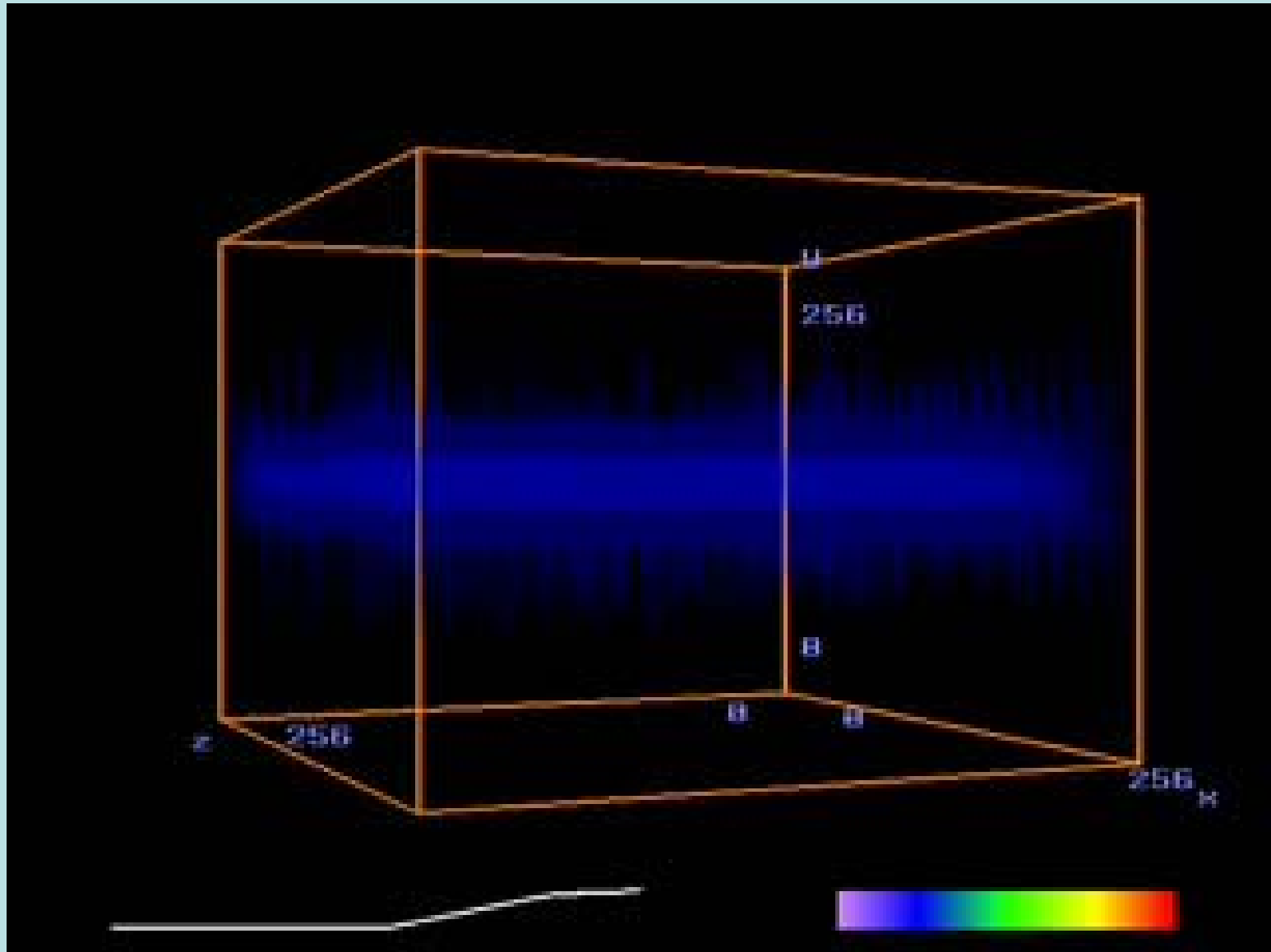


0.28

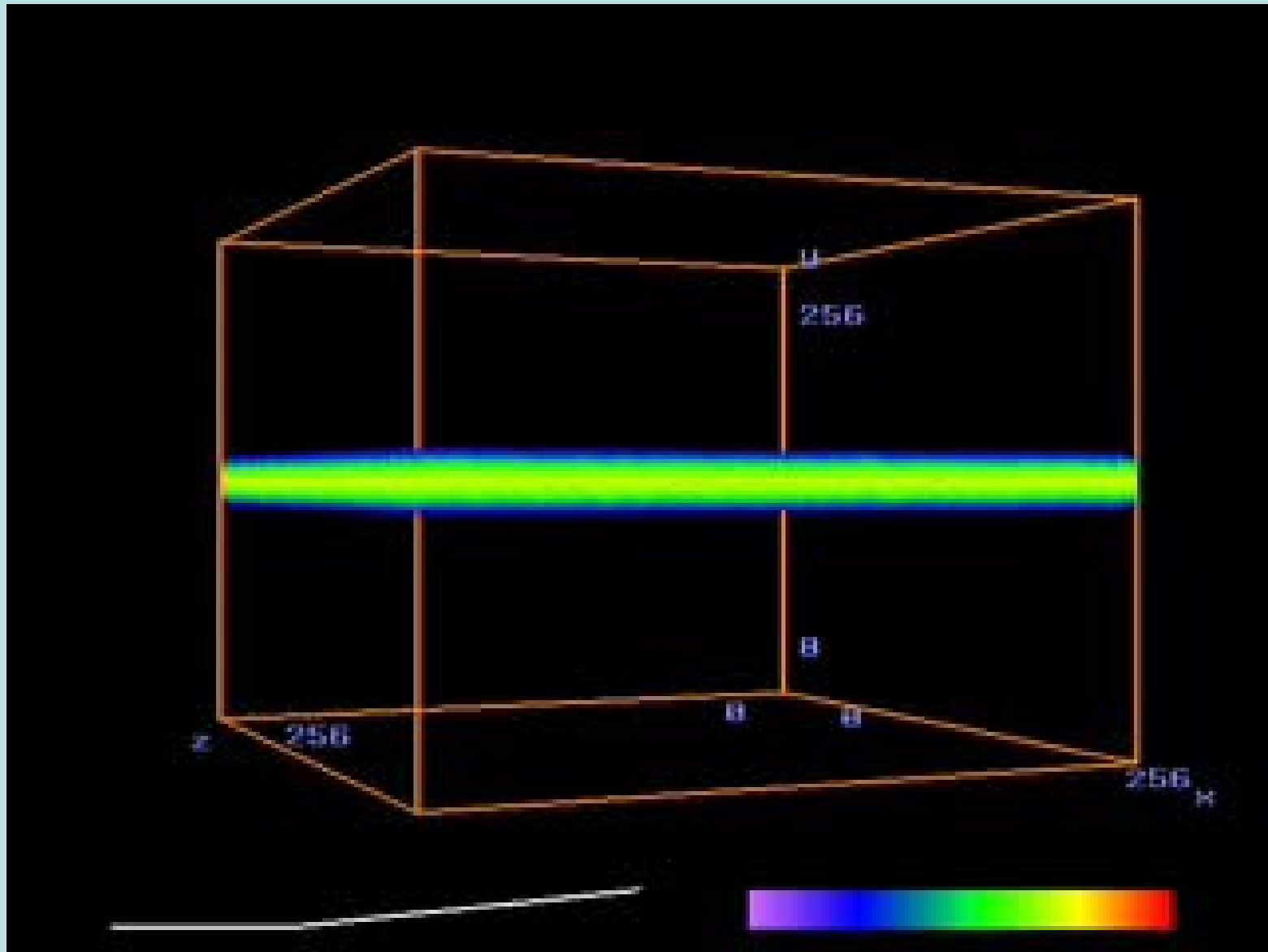




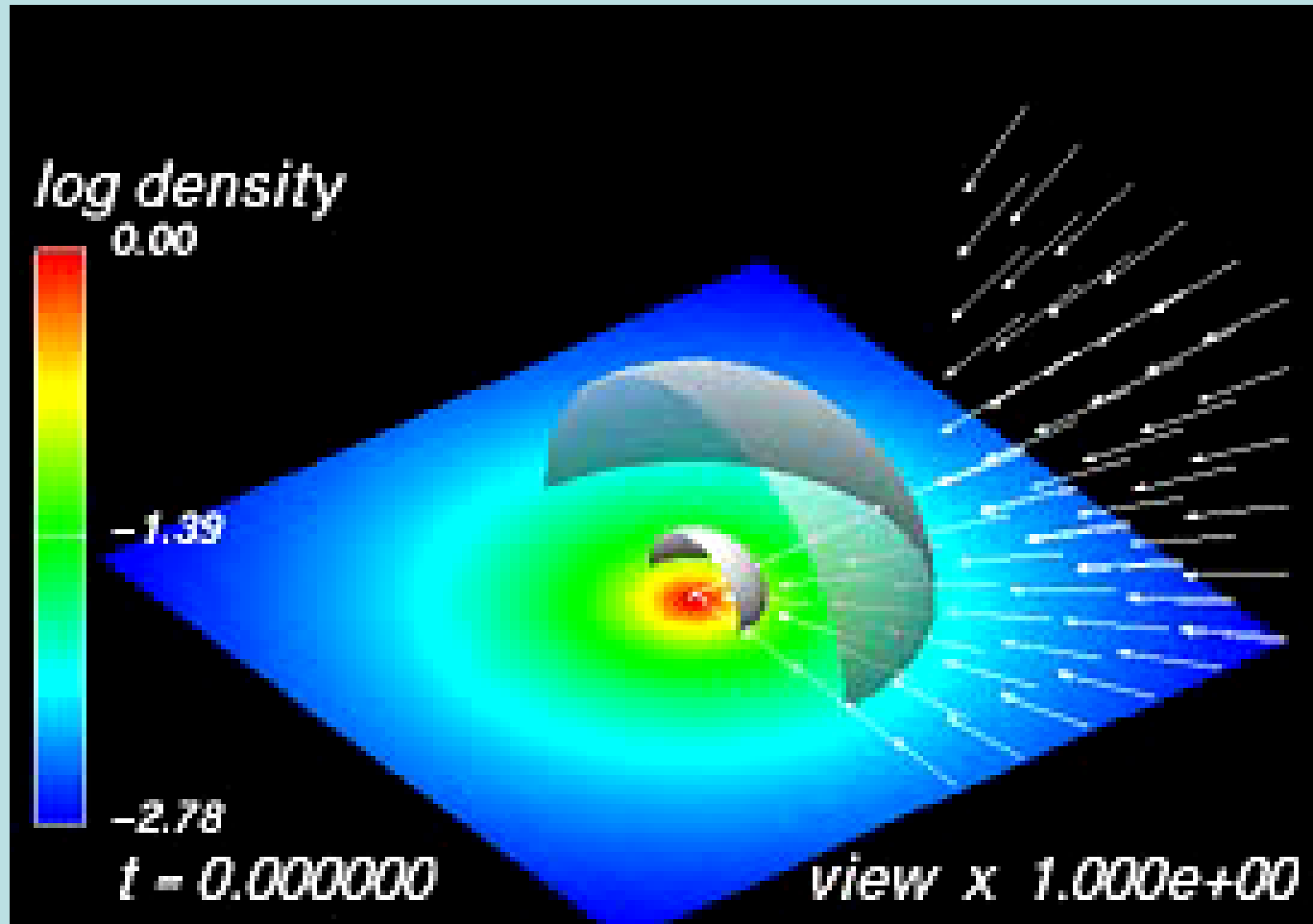
Flujo atmosférico 1



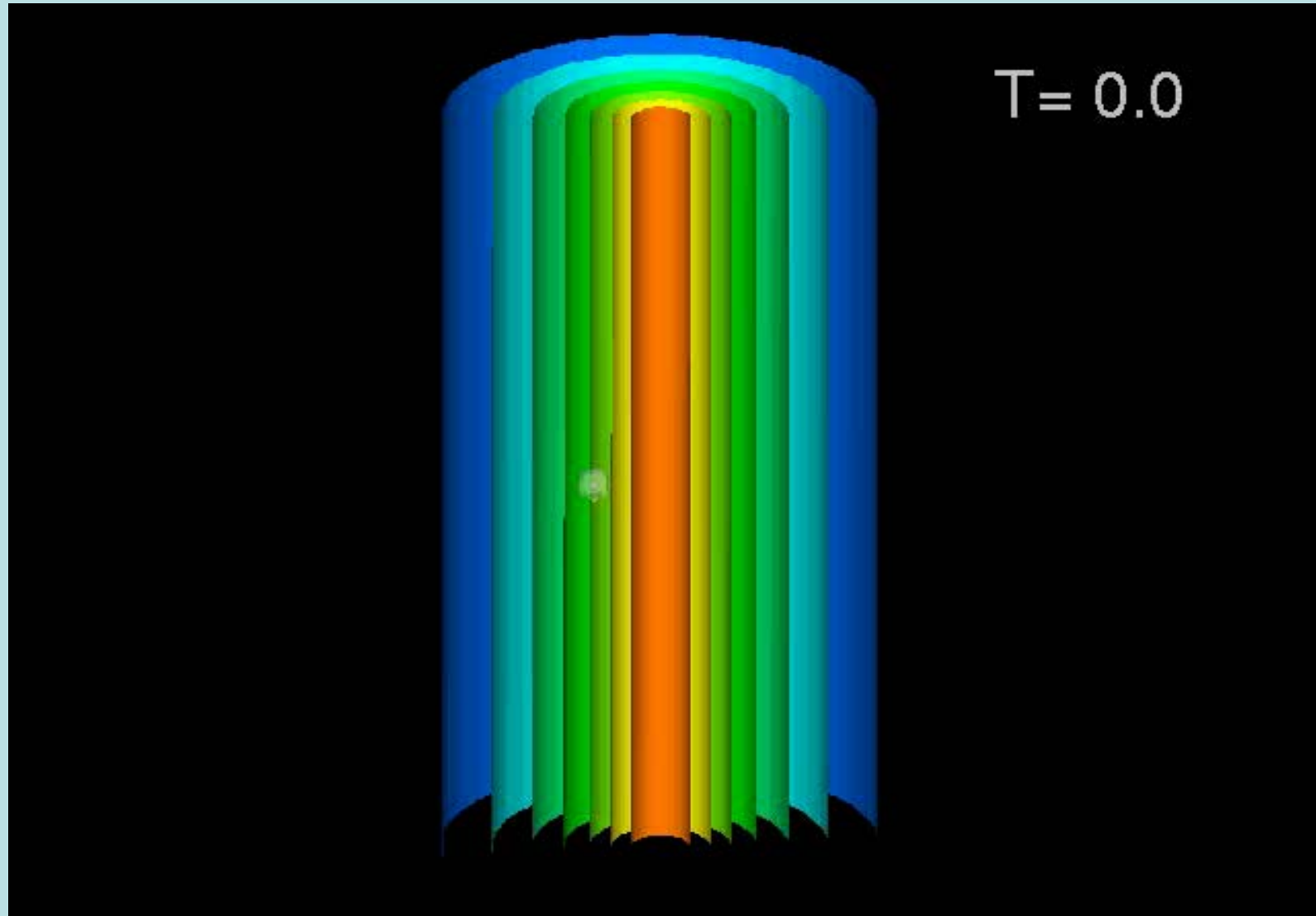
Flujo atmosférico 2

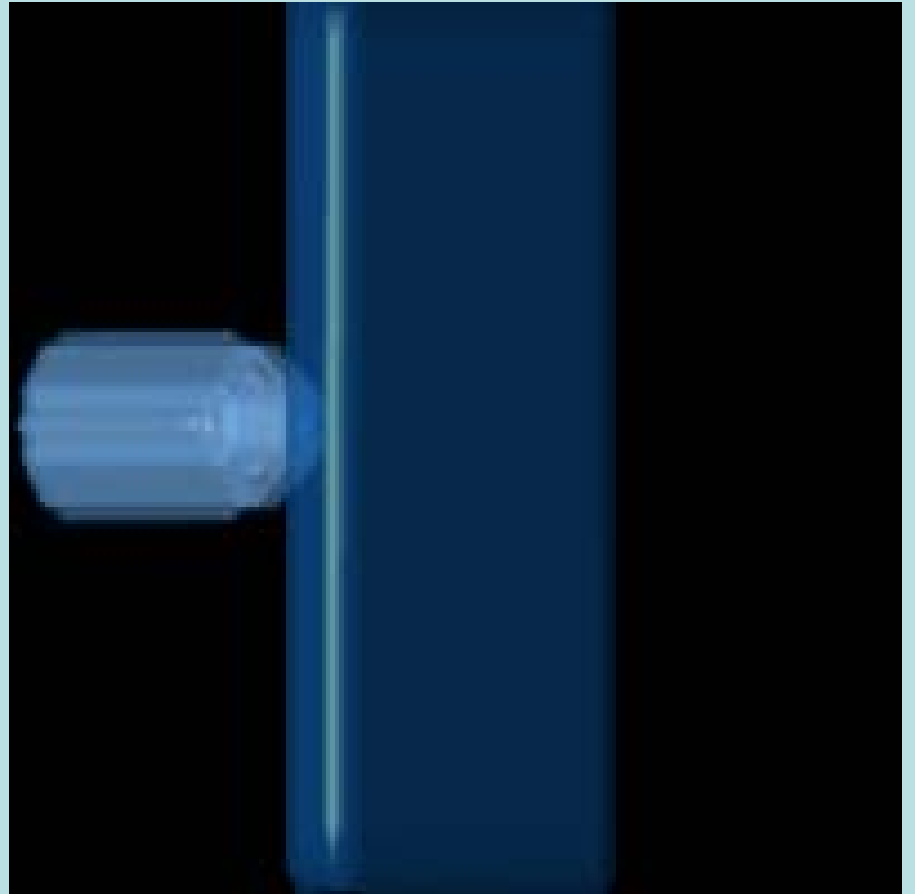
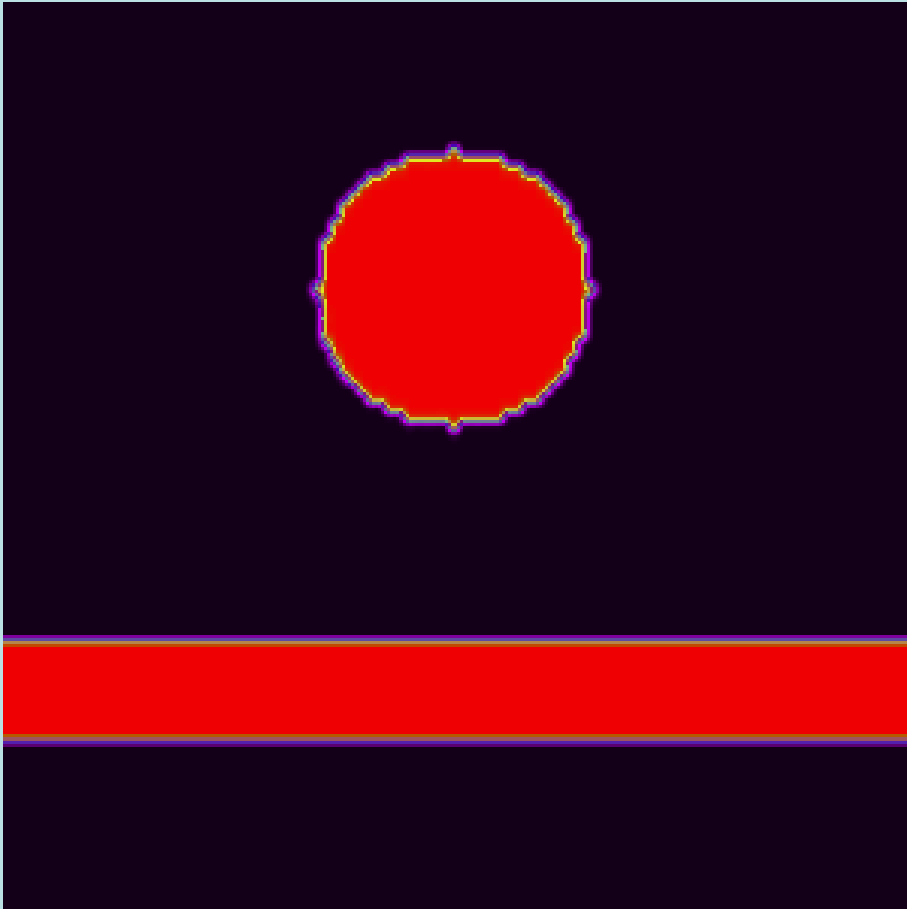


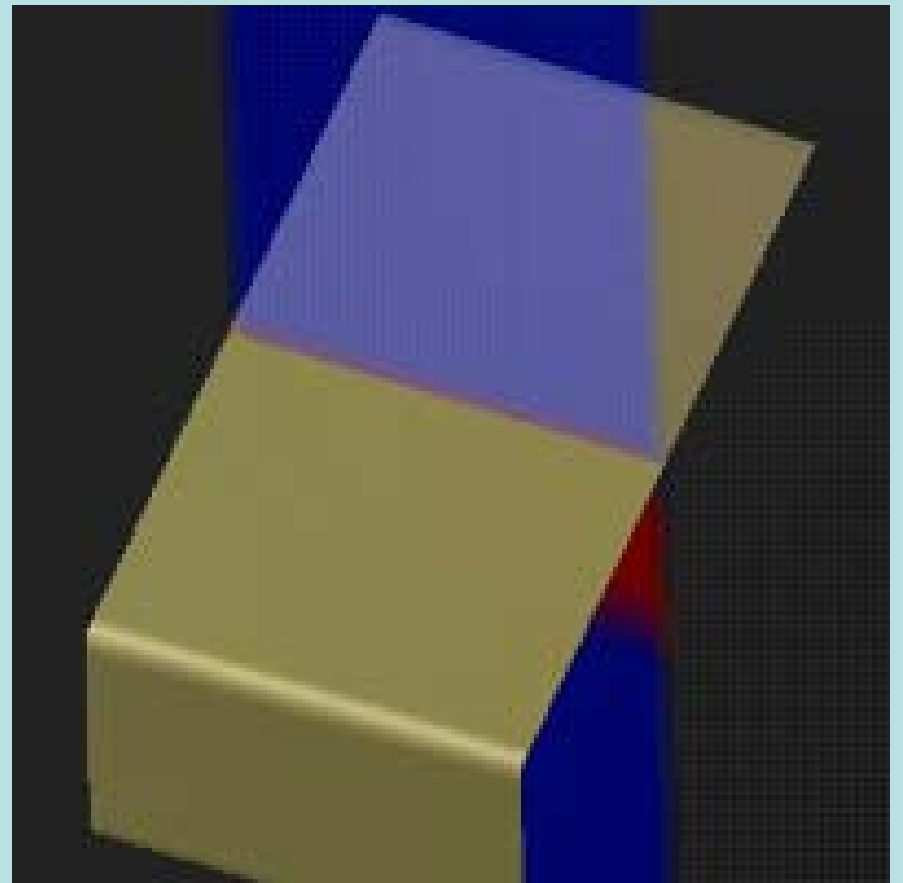
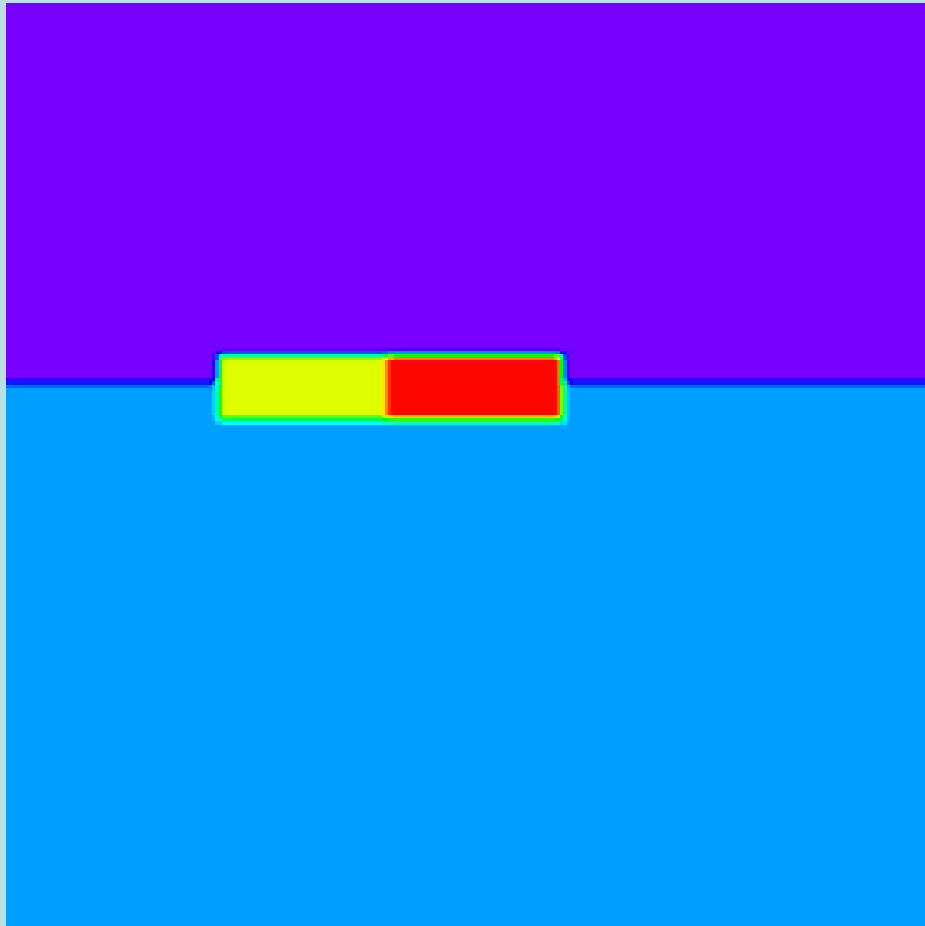
Explosión de una supernova

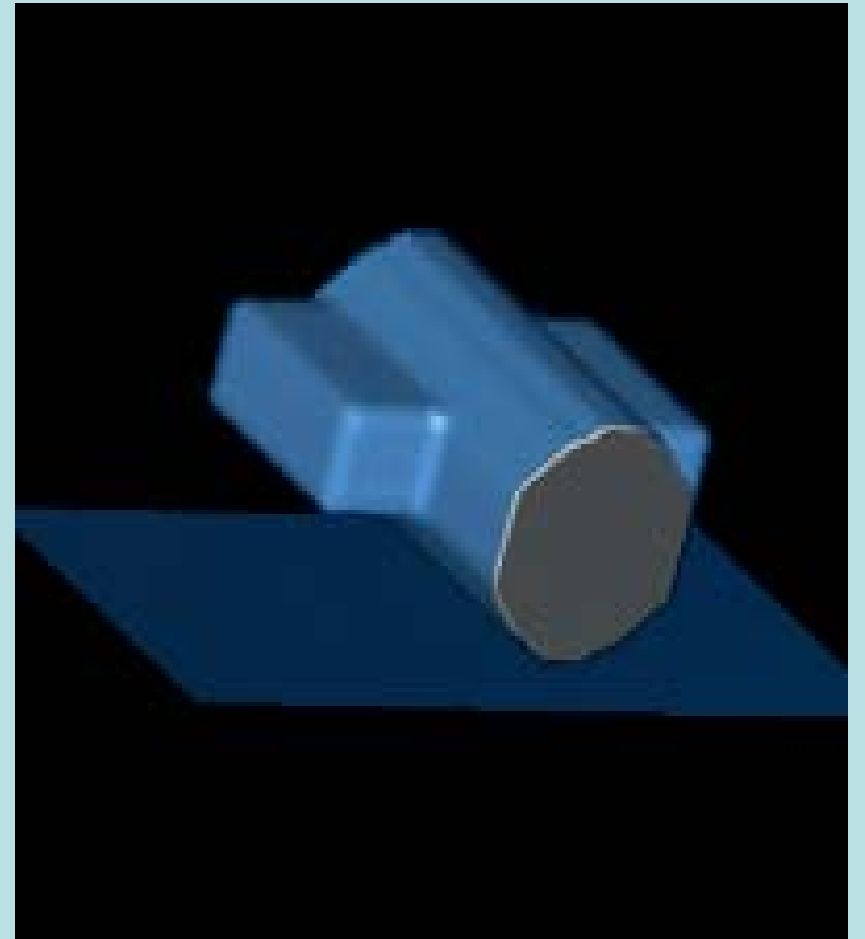
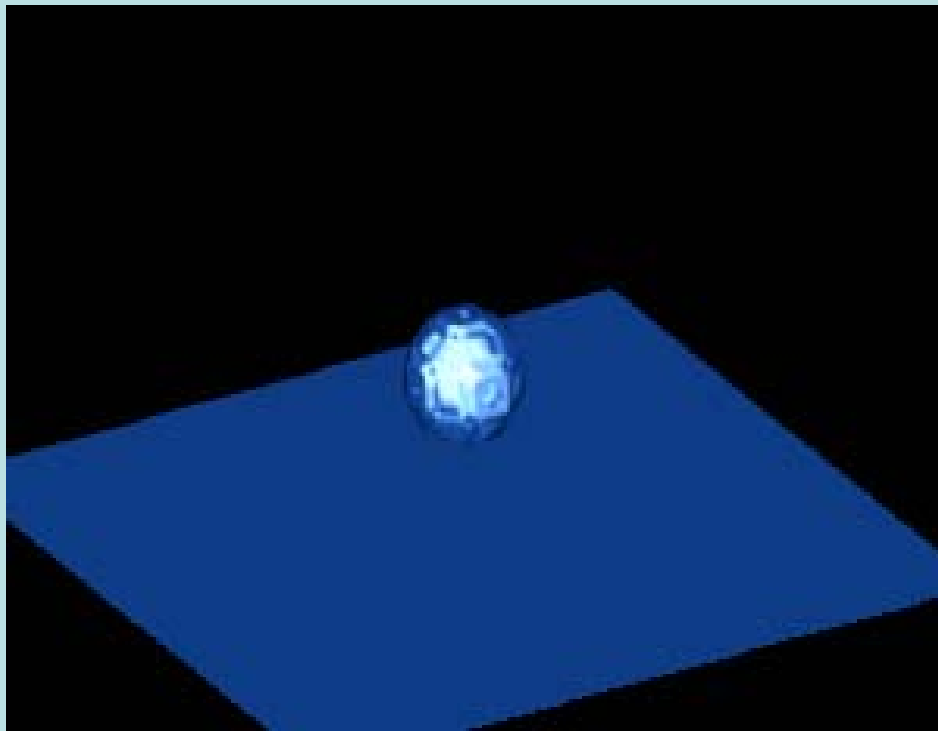


Fragmentación de un filamento

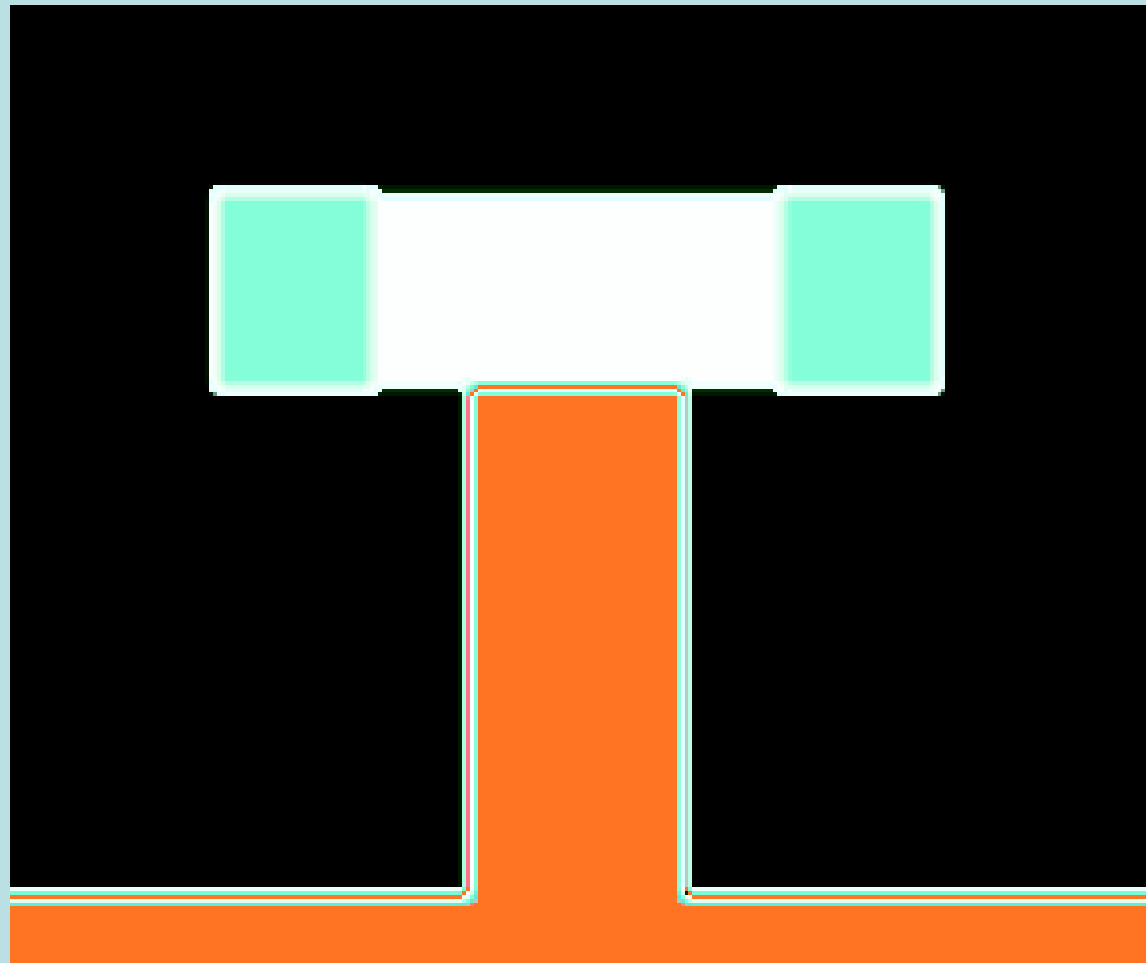




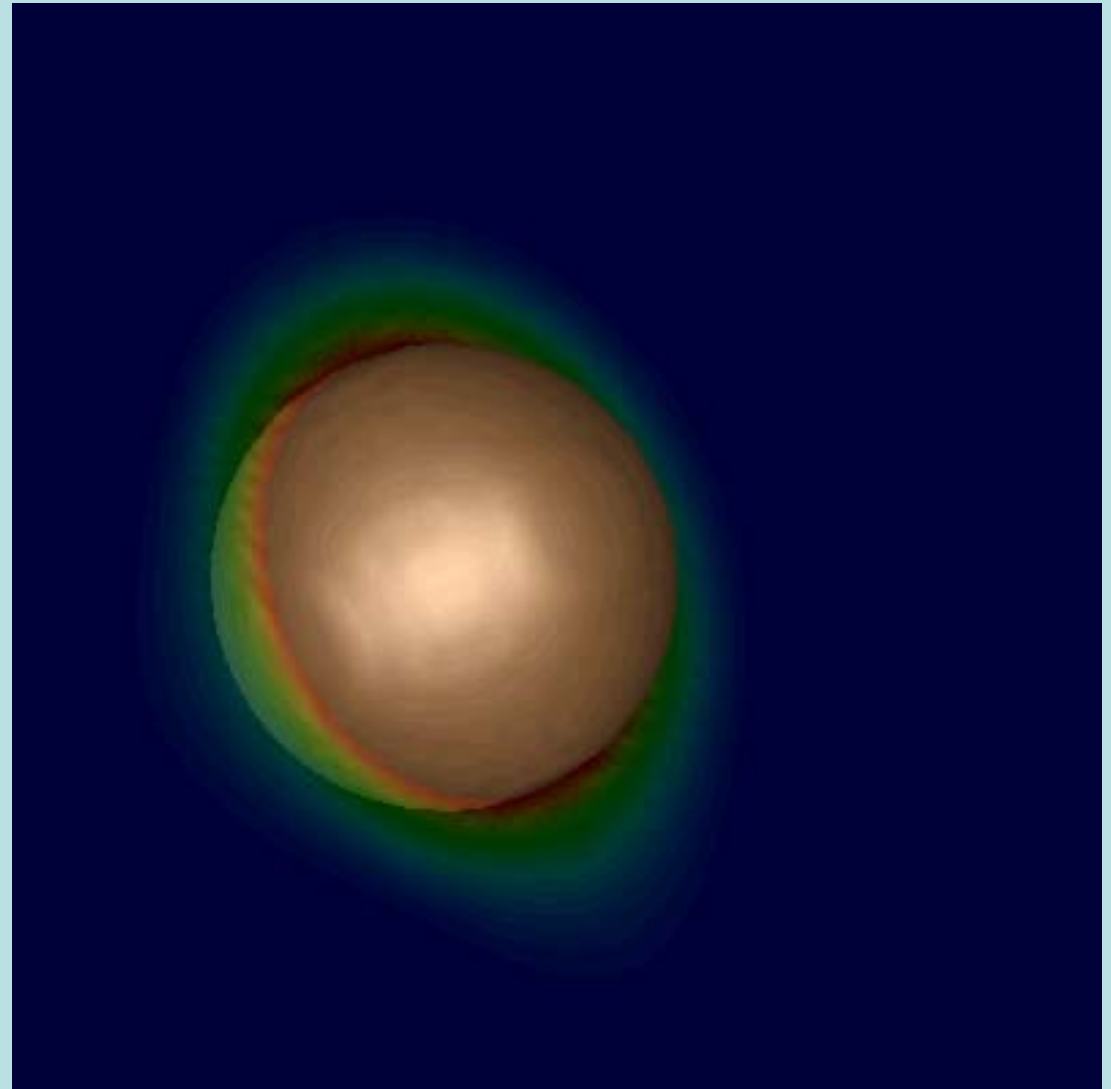




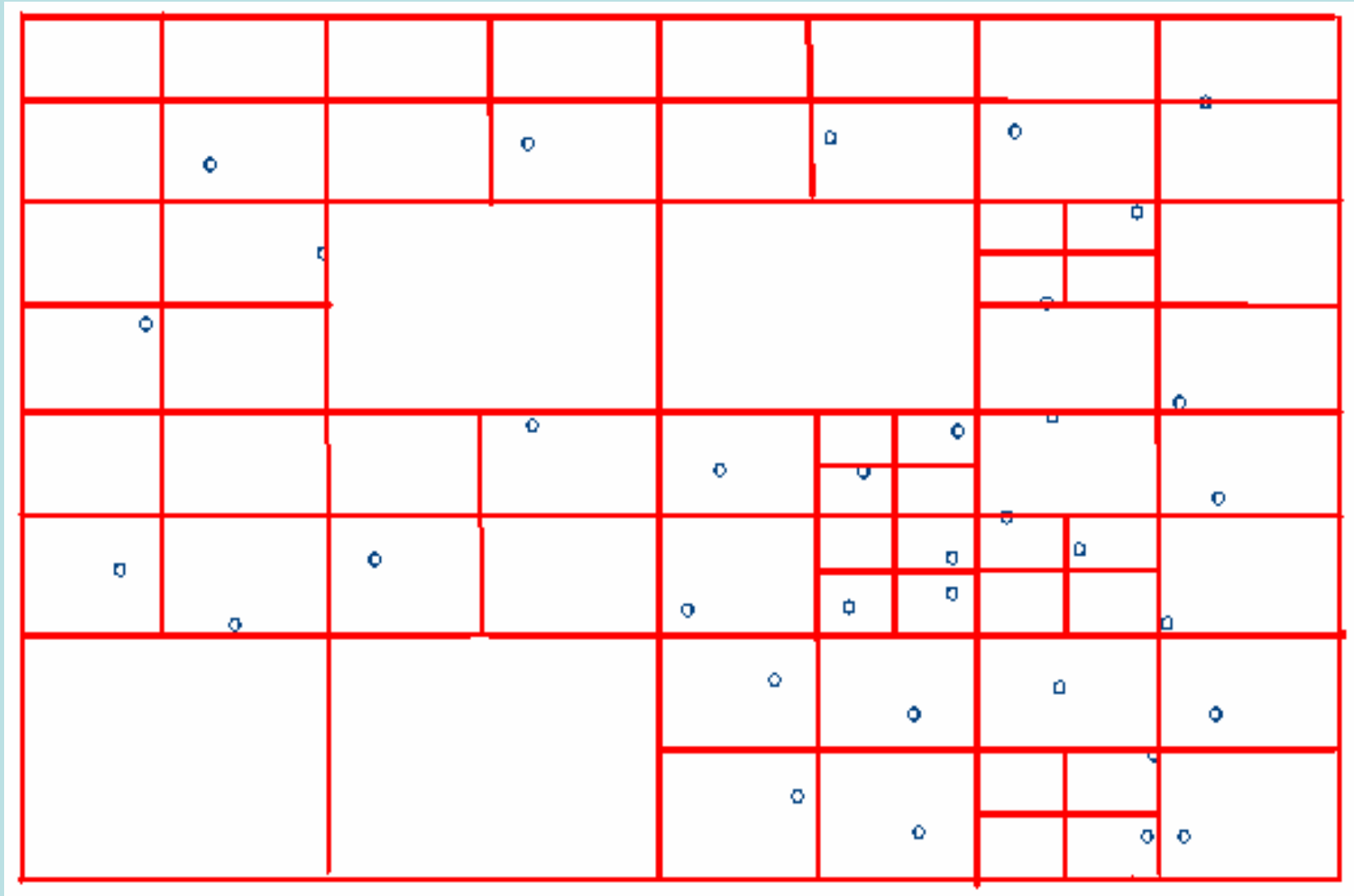
Deformación y derretimiento de nieve



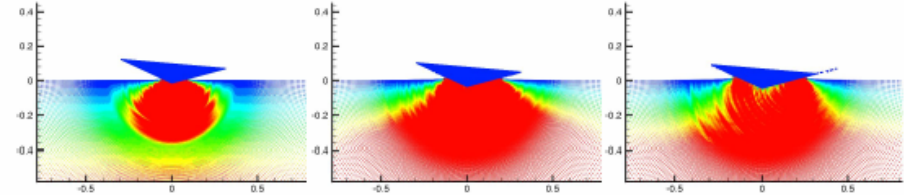
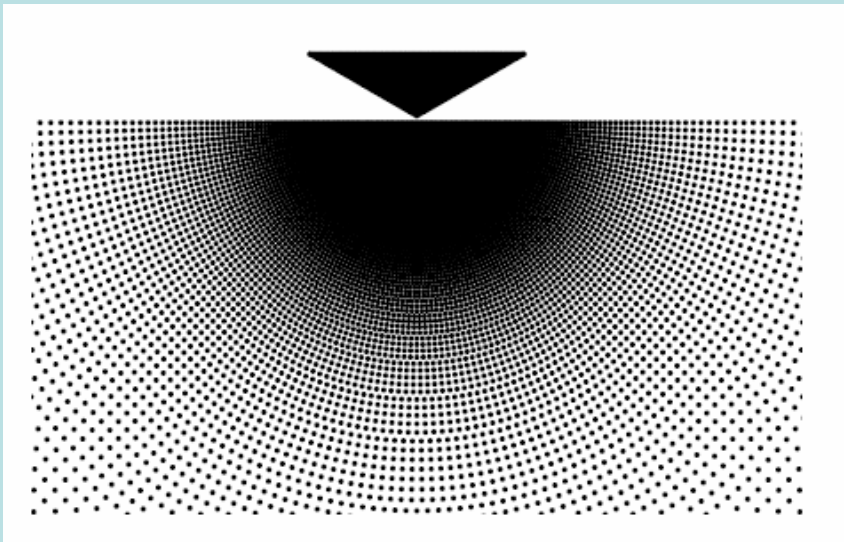
Shoemaker-Levy 9th Comet: This is the simulation about SL9 crashing into Jupiter and disappeared in July 1994. Seeing the wind hitting from left, we know it is gradually getting into thick part of the air. Comet is treated as an ice and the air is set low density from $10^{**}(-5)$ to $10^{**}(-3)$ times lower than comet therefore the picture shows logarithm contour of density.



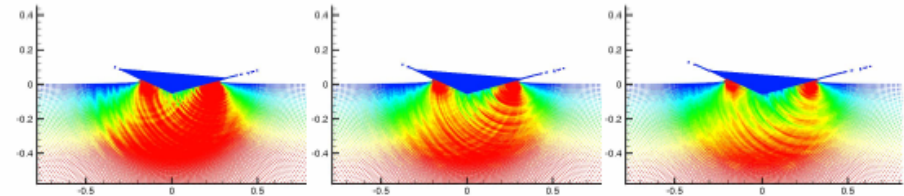
Sistema y malla computacional



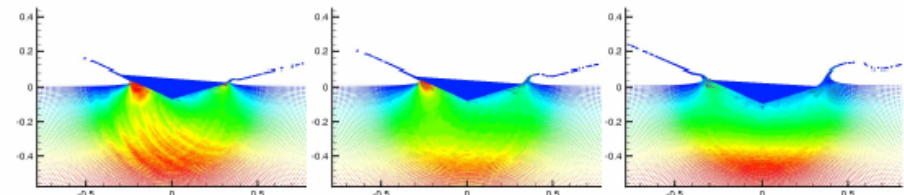
Impacto de cuña sobre una superficie libre (agua): Oget et. al. 2005



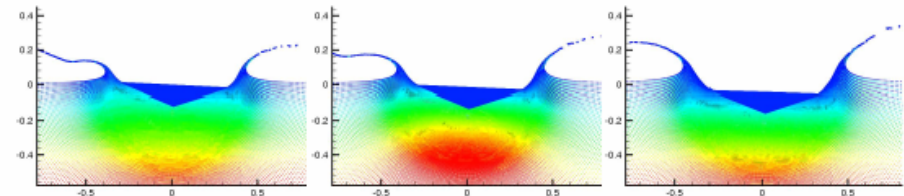
(a) $t = 0.2557 \text{ s}$, $t = 0.25645 \text{ s}$, $t = 0.25695 \text{ s}$



(b) $t = 0.2572 \text{ s}$, $t = 0.25745 \text{ s}$, $t = 0.2577 \text{ s}$

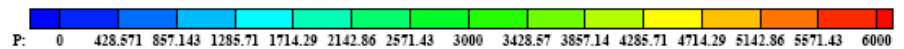


(c) $t = 0.2582 \text{ s}$, $t = 0.25895 \text{ s}$, $t = 0.4045 \text{ s}$

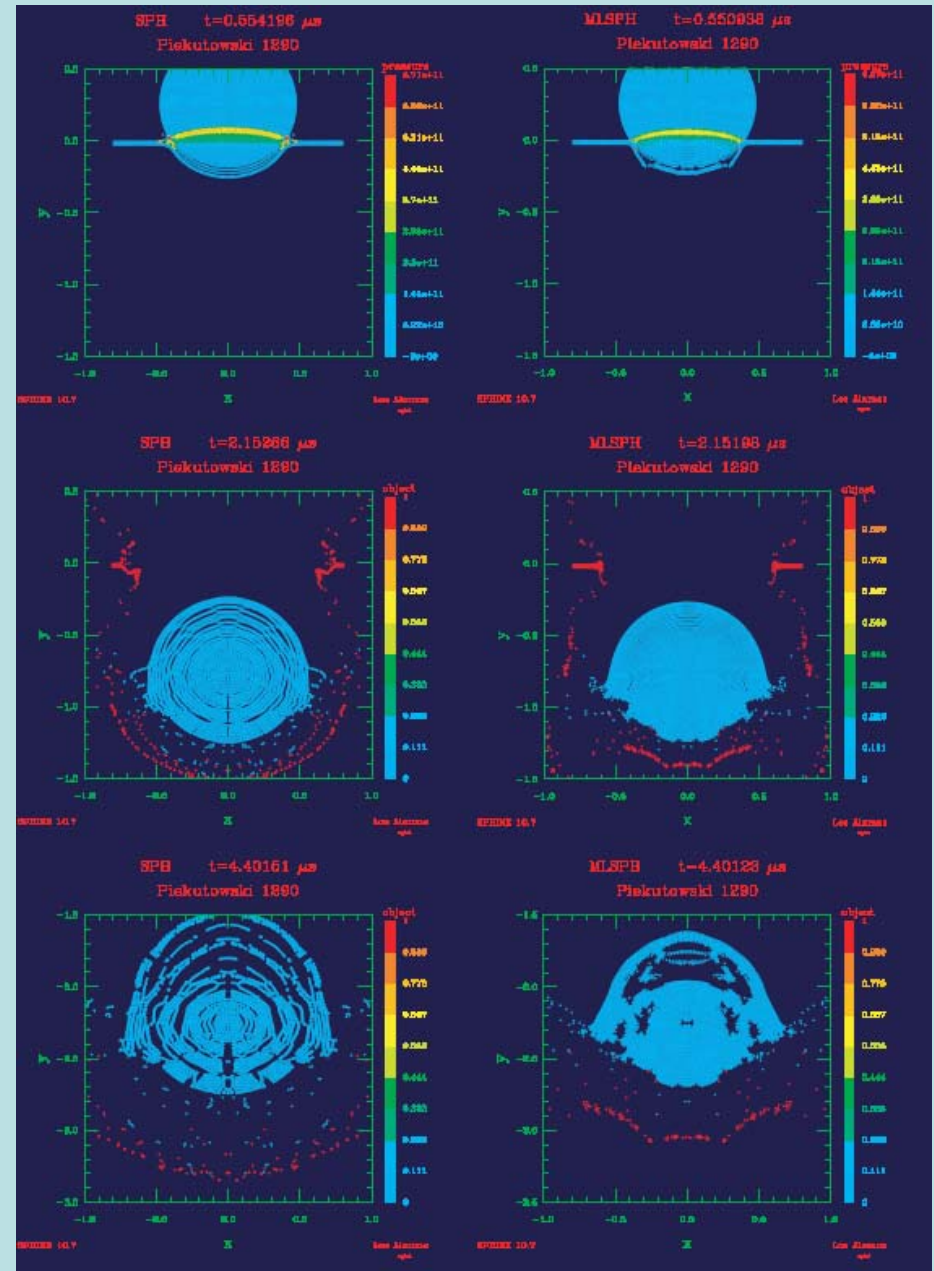
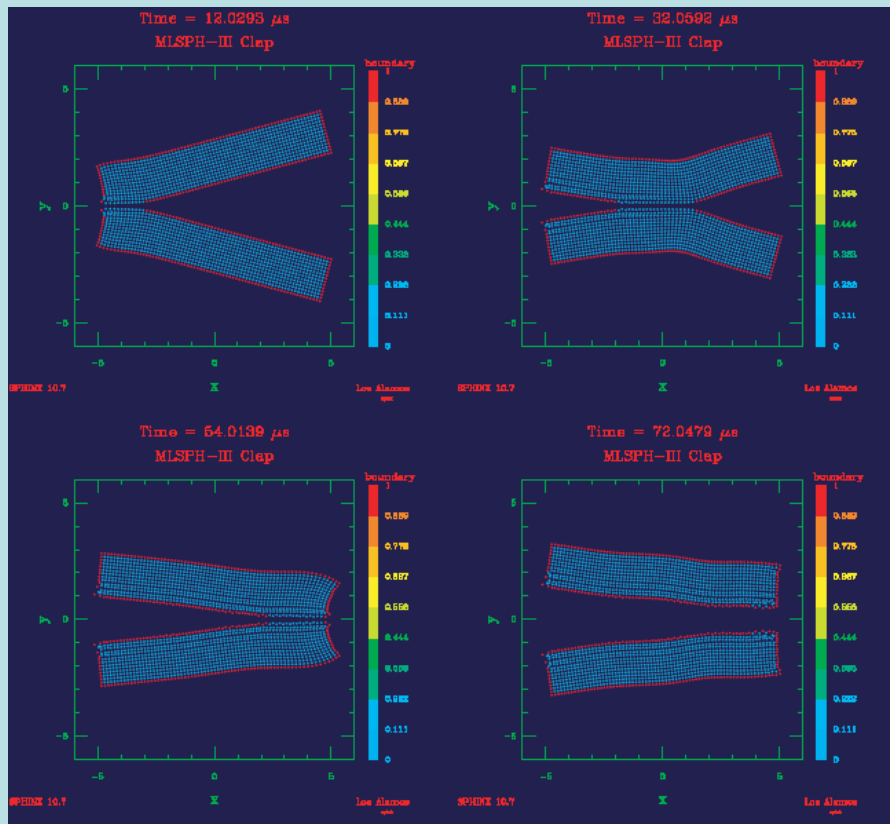


(d) $t = 0.4295 \text{ s}$, $t = 0.4445 \text{ s}$, $t = 0.477 \text{ s}$

Figure 19. Asymmetric free surface impact time evolution



Impactos de sólidos: grupo de Los Alamos con Sphinx



Cantidades físicas

- Cada elemento de volumen tiene una posición $r=(x,y,z)$ y una masa m .
- Como función del tiempo tenemos que determinar diversas cantidades como son velocidad, densidad, presión, energía interna, composición química, etc.
- El sistema puede estar cerrado o puede haber intercambio de masa o energía.

Ecuaciones: continuidad

Ecuación de continuidad o de conservación de masa para un sistema aislado es:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$$

Si el sistema tiene intercambio de masa al exterior dado por una función $f(\mathbf{r})$, la ecuación de continuidad es:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho\nabla \cdot \mathbf{v} = \mathbf{f}(\mathbf{r})$$

Una formulación mas simple es requerir de alguna manera que la masa se conserva.

Ecuaciones: momento

Esta podría ser una formulación de la segunda ley de Newton o algo equivalente:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \mathbf{a}^{visc} - \nabla\Phi,$$

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho$$

Algunas formulaciones conocidas son las de Euler, Navier-Stokes, o versiones estadísticas.

Ecuaciones: momento con MHD

La ecuación de momento es ahora:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \mathbf{a}^{visc} - \nabla\Phi + \frac{1}{\rho}\mathbf{J} \times \mathbf{B},$$

donde el último término es la fuerza magnética por unidad de masa y la corriente \mathbf{J} está dada por:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu}\nabla \times \mathbf{B},$$

donde μ es la permeabilidad y

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B},$$

donde η es la resistividad.

La derivación de esta ecuación asume que la divergencia del campo magnético \mathbf{B} es cero, i.e.:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0.$$

Definimos: ρ = densidad, p = presión, T = temperatura, \mathbf{v} = velocidad,

Φ = potencial gravitacional, \mathbf{J} = densidad de corriente, \mathbf{B} = campo magnético,
 μ = permeabilidad, η = resistividad.

Las ecuaciones estándar MHD son:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \rho \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B}) + \nabla p + \rho \nabla \Phi = -(\nabla \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B},$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \varepsilon + \mathbf{v} p - \mathbf{B} \mathbf{B} \cdot \mathbf{v} - \mathbf{B} \times \eta \mathbf{J}) - \rho \mathbf{v} \nabla \Phi = -(\nabla \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \cdot \mathbf{v},$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\eta \mathbf{J}) = -(\nabla \cdot \mathbf{B}) \mathbf{v},$$

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B},$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho,$$

$$p = p(\rho, T),$$

Radiative Transfer equation = mean intensity equation

Más física

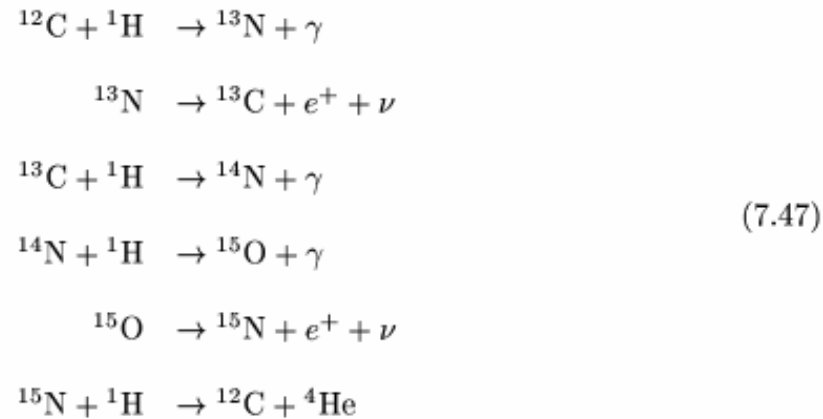
- Hay que adicionar una ecuación de estado que por ejemplo relaciona la presión con la densidad y temperatura. Para algunas mezclas, como por ejemplo el petróleo la ecuación de estado puede ser muy complicada.
- Se requiere también una ecuación de balance de energía.
- Se puede tener una composición química complicada con diversas reacciones químicas y/o nucleares.

Efectos incluidos en modelos de reacciones en el medio interestelar

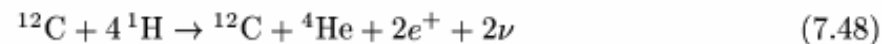
- Procesos de colisión
- Procesos de ionización
- Ionización colisional de H
- Ionización colisional de He y He+
- Recombinación radiativa de H y He+
- Formación de hidrógeno molecular via H-
- Formación de H₂⁺
- Formación de H₂ vía H₂⁺
- Intercambio de carga entre hidrógeno molecular y H⁺
- Disociación de hidrógeno molecular por electrones
- Disociación de hidrógeno molecular por hidrógeno neutro
- Separación colisional de H- por electrones
- Separación colisional de electrones de H- e hidrógeno neutro.
- Neutralización mutua entre H- y H⁺.
- Formación de H₂⁺ en colisiones de H- y H⁺.
- Recombinación disociativa de H₂⁺ por electrones lentos.
- Neutralización entre H₂⁺ y H-
- Fotoionización de H, He y He⁺.
- Foto separación de H-.
- Fotoionización de hidrógeno molecular.
- Fotodisociación de H₂⁺ y H₂
- Fotodisociación directa de H₂
- Otros efectos menores

Cadena de reacciones nucleares durante el quemado estelar de hidrógeno y helio

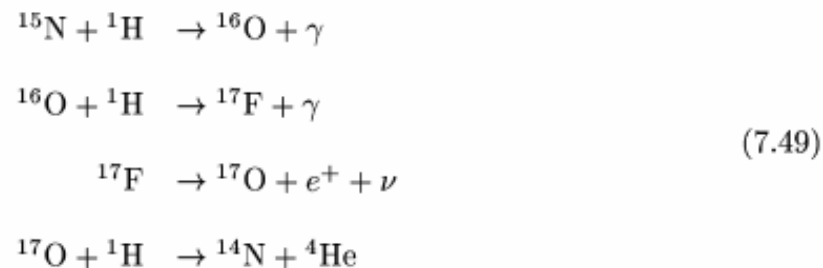
The sequence of reactions of the CN-cycle is



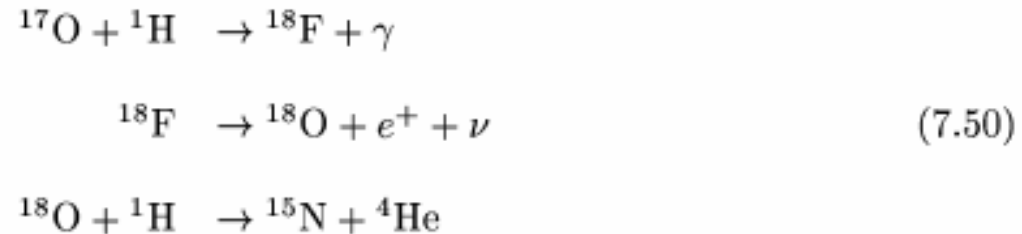
By summing the particles before and after the cycle one obtains



The ${}^{12}\text{C}$ nucleus is not depleted by the CNO cycle and it acts only as a catalyst. If oxygen is initially present, the reactions for the N^{17}O -cycle are



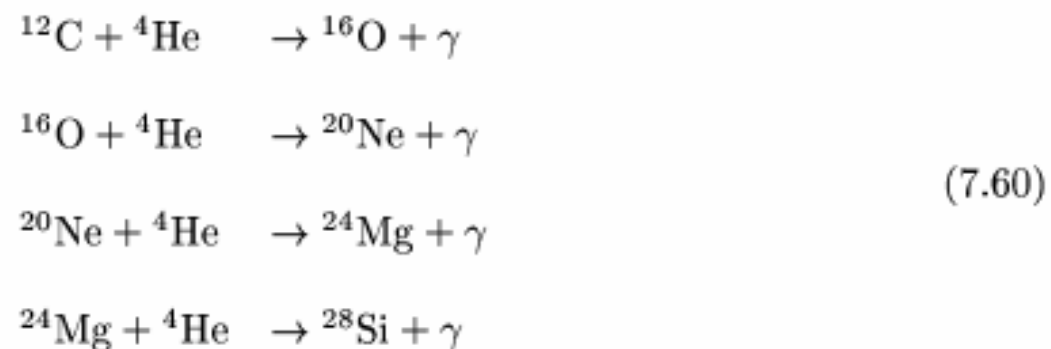
A third cycle was suggested by Rolfs and Rodney (1974, 1975), and Rolfs and Trautvetter (1978). The reactions for this sequence are



A fourth branch (Rose 1998) in the CNO cycle is produced by the reactions



Ciclos avanzados de reacciones nucleares:



Que mas?

- Transporte de energía puede ser por convección, conducción o transporte radiativo.
- Los elementos pueden estar en diversos estados de ionización y se debe calcular la fracción de cada elemento en cada estado.
- El sistema puede o no ser viscoso.
- Incluir efectos de tensión superficial.
- El fluido puede ser monofásico o multifásico.
- El modelado de las condiciones de frontera puede ser muy complicado.

Métodos: Diferencias Finitas

- Las ecuaciones diferenciales son reemplazadas por ecuaciones de diferencias.
- El sistema de coordenadas puede ser cartesianos, esférico, cilíndrico o algún sistema de referencia especial. El sistema de coordenadas se debe adaptar al sistema bajo estudio.
- Es buen método pero para problemas con física y/o geometría complicada es difícil de implementar. Esta es la gran deficiencia de este método.

Métodos: Hidrodinámica de Partículas Suavizadas (SPH)

- Cada elemento de volumen es reemplazado por una partícula.
- El método SPH es un método de partículas y a diferencia del método de diferencias finitas no requiere de una red para calcular derivadas espaciales.
- Es un método numérico Lagrangiano para problemas de dinámica de fluidos donde el fluido es representado por partículas que siguen el movimiento del fluido.
- Las ecuaciones de momento y energía son ecuaciones diferenciales ordinarias que son fáciles de entender y aplicar.
- El método SPH puede manejar física complicada en tres dimensiones y problemas con geometría altamente irregular.
- La longitud h de resolución o suavizado de las partículas es función de la densidad local del sistema. Cada partícula tiene su h individual y esto permite manejar fuertes gradientes de densidad que pueden ser hasta 8-10 ordenes de magnitud.

Fundamentos del Método SPH

Definimos la integral de interpolación de cualquier función $A(\mathbf{r})$ por

$$A_i(\mathbf{r}) = \int A(\mathbf{r}')W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h)d\mathbf{r}',$$

donde la integración es sobre todo el espacio, y W es un kernel de interpolación con las siguientes propiedades:

$$\int W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h)d\mathbf{r}' = 1$$

y

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}').$$

La integral de interpolación puede ser aproximada por la sumatoria de interpolación

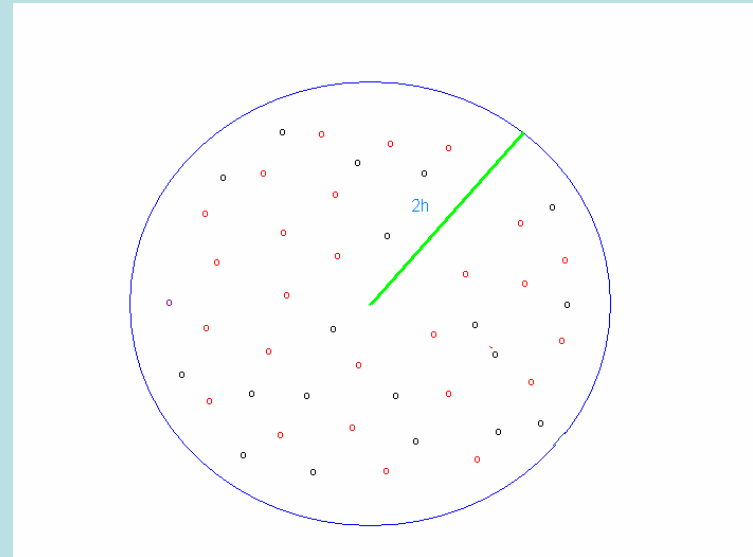
$$A_s(\mathbf{r}) = \sum_b A_b \frac{m_b}{\rho_b} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h),$$

donde el índice b denota una etiqueta de la partícula, y la suma es sobre todas las partículas. Una partícula individual, digamos b , puede estar rodeada de muchas otras partículas de tal manera que uno puede definir la densidad local ρ_b asociada con la partícula b . La masa de la partícula b es m_b , y m_b/ρ_b es el volumen específico asociado con la partícula b .

Derivadas son obtenidas por diferenciación ordinaria, no se requiere de una red computacional. El gradiente del campo esta dado por

$$\nabla A_s(\mathbf{r}) = \sum_b A_b \frac{m_b}{\rho_b} \nabla W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_b, h),$$

donde W es un kernel diferenciable.



Otros Métodos

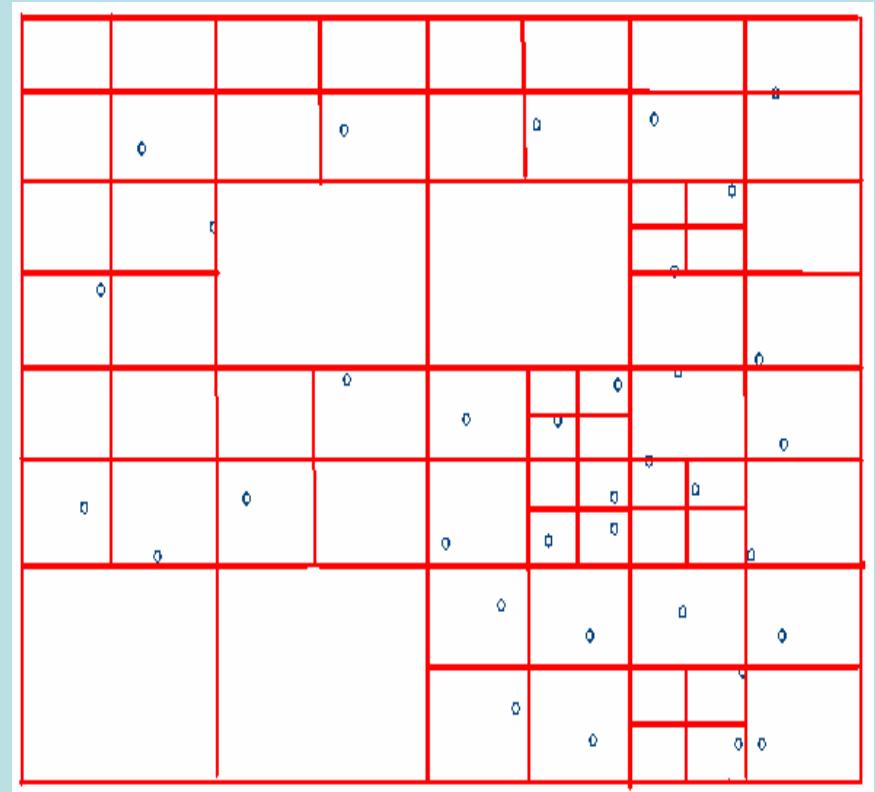
- Método de elemento finito: muy usado por ejemplo para cálculo de estructuras y otros modelos.
- Métodos espectrales.
- Otros métodos: hay una cantidad muy alta de métodos para diversos tipos de problemas.
- Métodos híbridos: se utilizan varios métodos al mismo tiempo para la solución de un mismo problema.

Que tantos recursos de cómputo son requeridos?

- Supongamos una red cartesiana de $500 \times 500 \times 500$, o sea 125 millones de celdas. En métodos de partículas se requieren entre 1 a 100 millones de partículas.
- Si tenemos 10 variables en el sistema y 10 millones de celdas la solución del problema a cada tiempo requiere conocer 100 millones de variables para lo que tenemos que resolver para cada tiempo un sistema de 100 millones de ecuaciones diferenciales.
- Además tenemos que integrar en el tiempo por entre 10,000 a 1,000,000 de pasos de integración.
- Para esto es para lo que se requiere el supercómputo.
- La solución de un problema de este tipo requiere por un lado de algoritmos muy inteligentes y por otro la ejecución paralela de los programas.

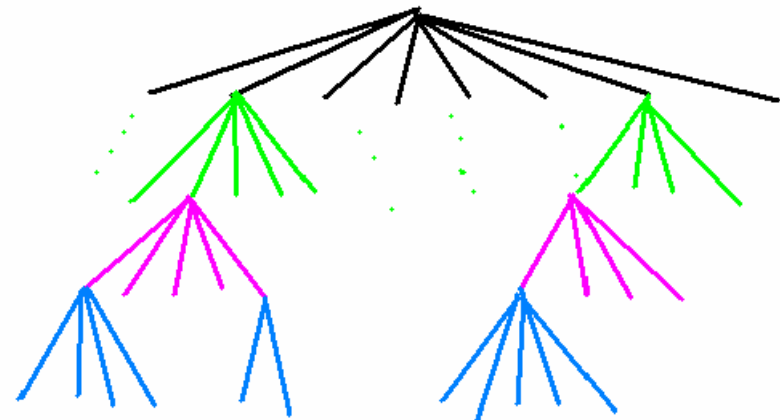
Mejores algoritmos: código de árbol en SPH

- Una búsqueda simple requiere un tiempo de cómputo que va como N^2 , donde N es el número de partículas.
- Para aumentar de 10^3 a 10^6 partículas, el tiempo de cómputo aumenta de 10^6 a 10^{12} , o sea se incrementa por un factor de 1,000,000!!
- Modelar un sistema con 100 millones de partículas es imposible ni con las mayores supercomputadoras.



Mejores algoritmos: código de árbol en SPH

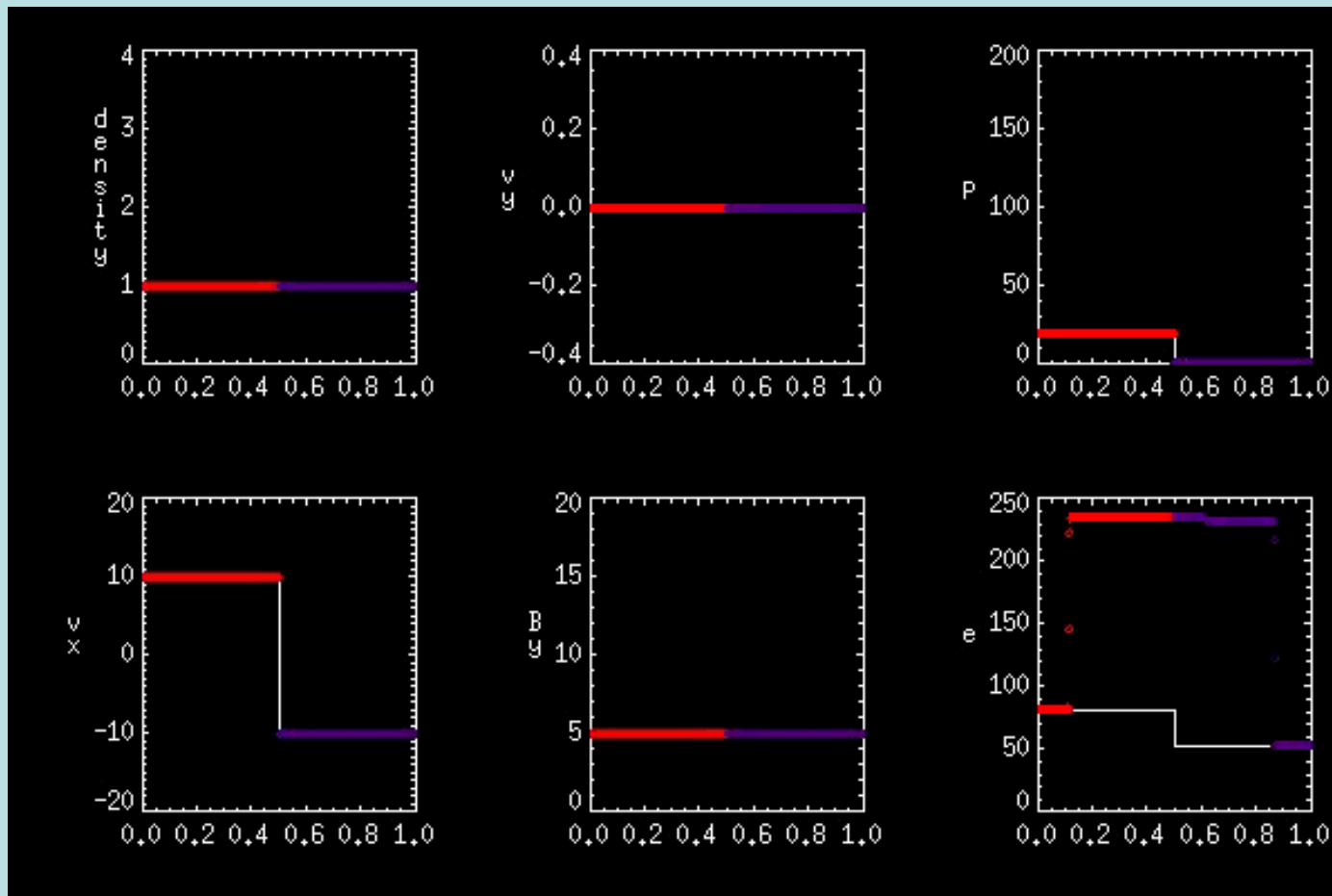
- Con el código de árbol el tiempo de procesador escala como $N \log N$.
- Si se incrementa el número de partículas de 10^3 a 10^6 , el tiempo de cómputo solo aumenta por un factor de 1000, que si es alcanzable por los sistemas actuales de cómputo.



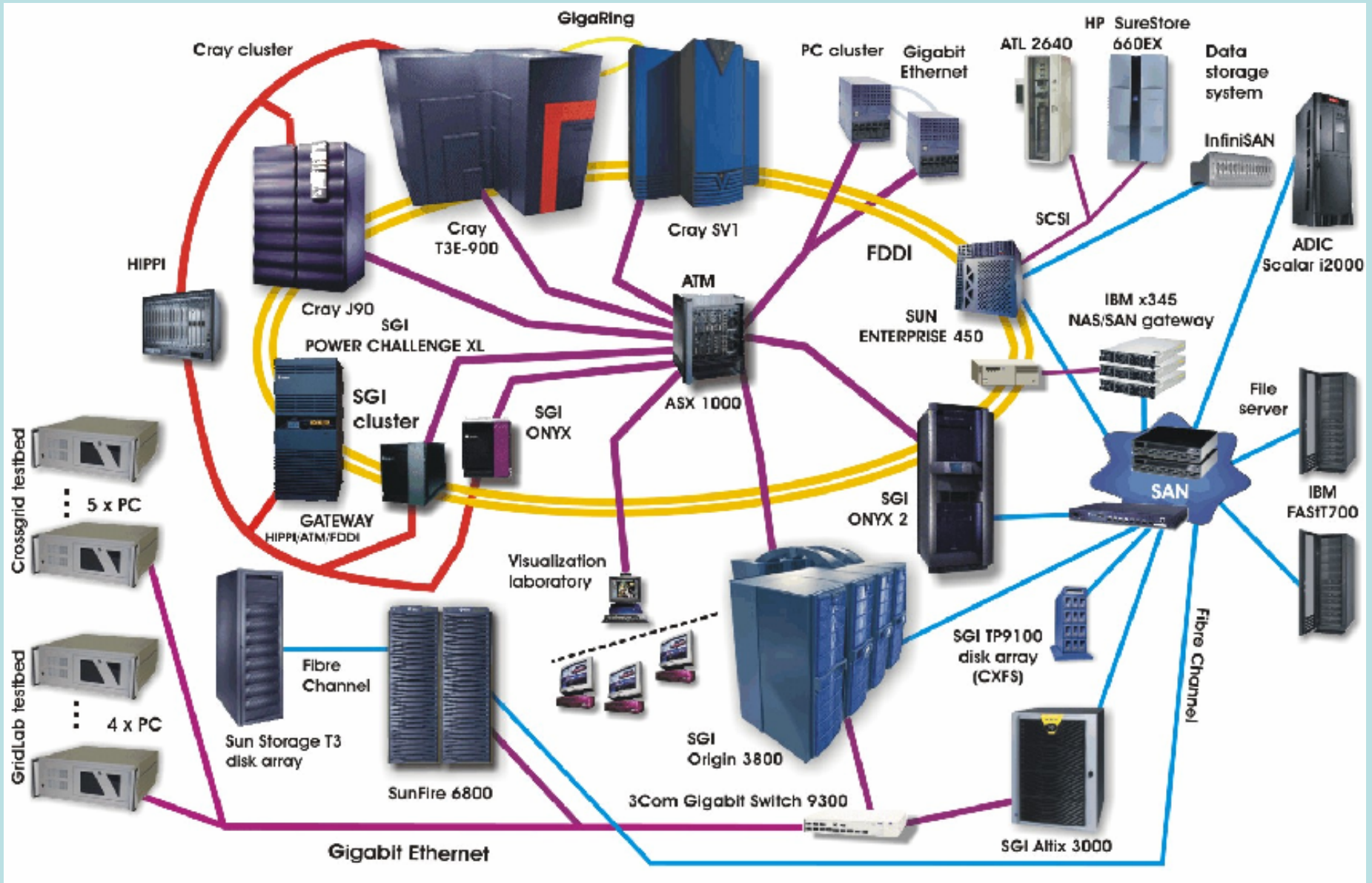
	2D	3D
Level 0:	1	1
Level 1:	4	8
Level 2:	16	64
Level 3:	64	512
Level 4:	256	4,096
Level 5:	1,024	32,768
Level 6:	4,096	262,144
Level 7:	16,384	2,097,152
Level 8:	65,536	16,777,216

Mejores algoritmos

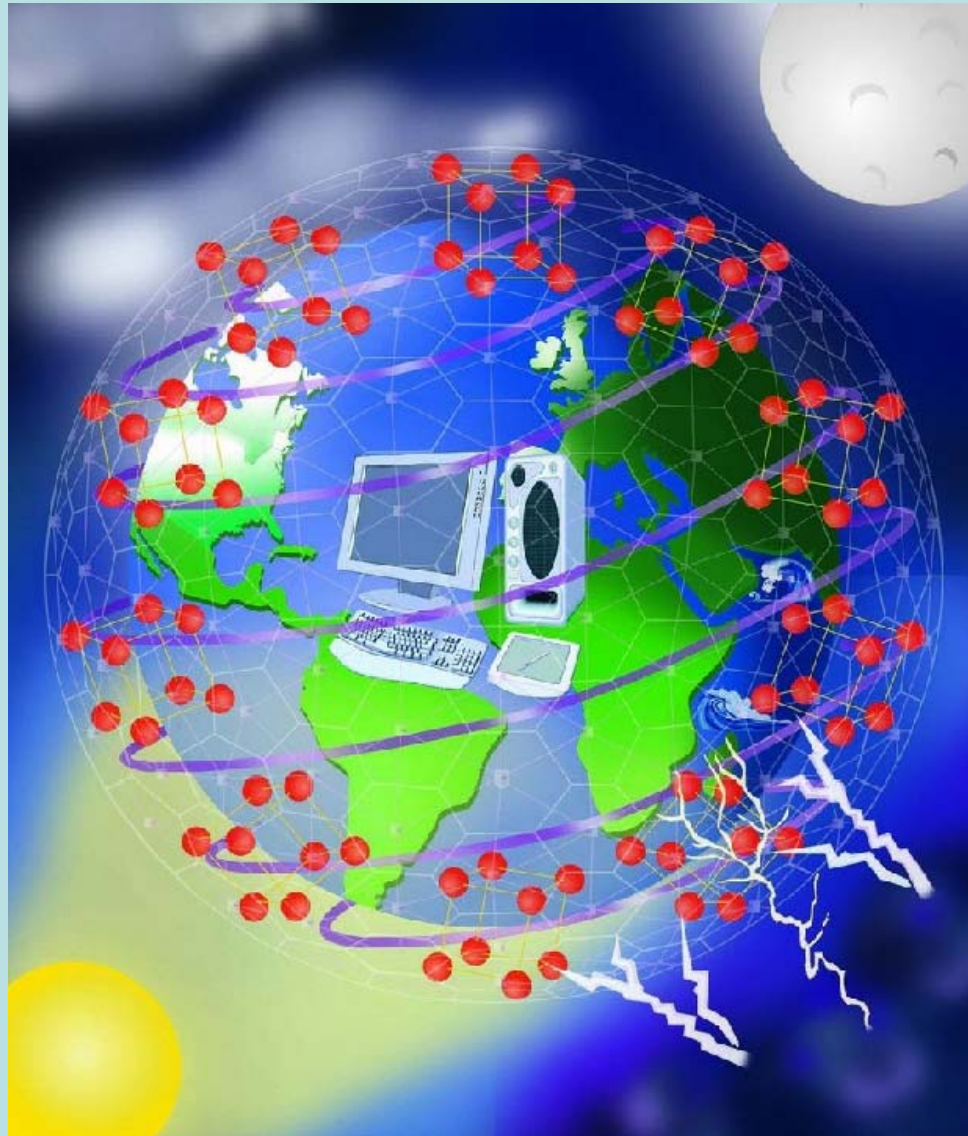
- En diferencias finitas hay algo equivalente que son los métodos adaptivos con mallas múltiples.
- Algunas mejoras recientes es que se utiliza los llamados solucionadores de Riemann.



Centro de Supercomputo



Unión de computadoras a nivel internacional y Grids



Programación paralela

- Un nodo en una supercomputadora contiene de 2 a 512 CPU, memoria RAM y discos duros internos.
- Una supercomputadora puede contener hasta decenas de miles de CPU.
- Se requieren cantidades muy altas de espacio de almacenamiento.
- El problema es como un solo trabajo puede ejecutar en muchos procesadores.
- MPI: Message Passing Interphase. Es el protocolo de comunicación que muchos programas actuales usan para enviar información entre procesadores. Requiere procesadores similares y un solo sistema operativo.
- PVM: Parallel Virtual Machine. Es un protocolo para conectar computadoras de diferentes tipos, procesadores y sistemas operativos. Para modelación de grandes aplicaciones de dinámica de fluidos no es muy útil.
- Hay dos tipos de sistemas básicos: los de memoria compartida y los de memoria distribuida.
- La red de interconexión es importante: Ethernet, Myrenet, Infiniband, Numaflex, etc.
- La implementación de algunos algoritmos no es fácil.

Conclusiones

- La Dinámica de Fluidos Computacional ha logrado grandes avances en años recientes y es la herramienta básica para avances en muchas ramas de la ciencia y la tecnología.
- Su logros se han dado en una buena medida por el desarrollo de grandes de sistemas de supercómputo.
- La visualización es una herramienta básica para poder entender los sistemas bajo estudio.

Astrofísica y nucleosíntesis: Parte III : Estructura y evolución estelar

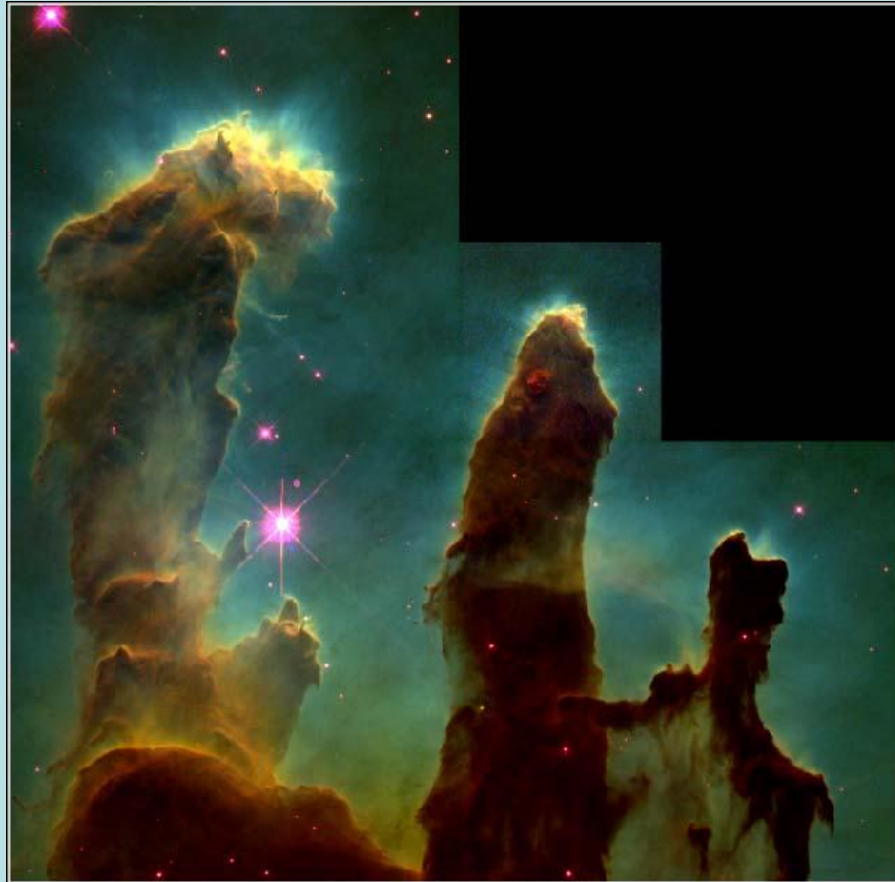
Jaime Klapp
Departamento de Física
Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares

e-mail: klapp@nuclear.inin.mx

La noche estrellada - Vincent van Gogh (1889)



Formación estelar



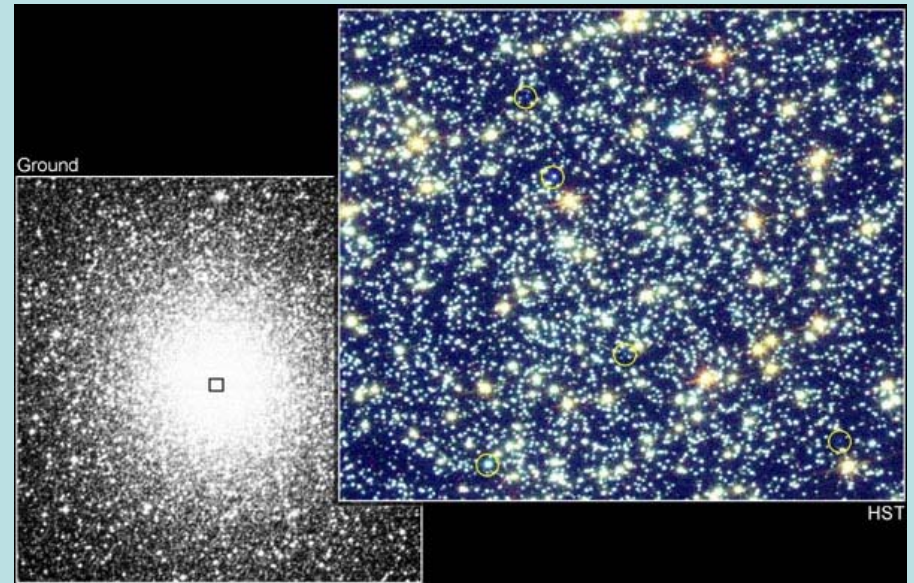
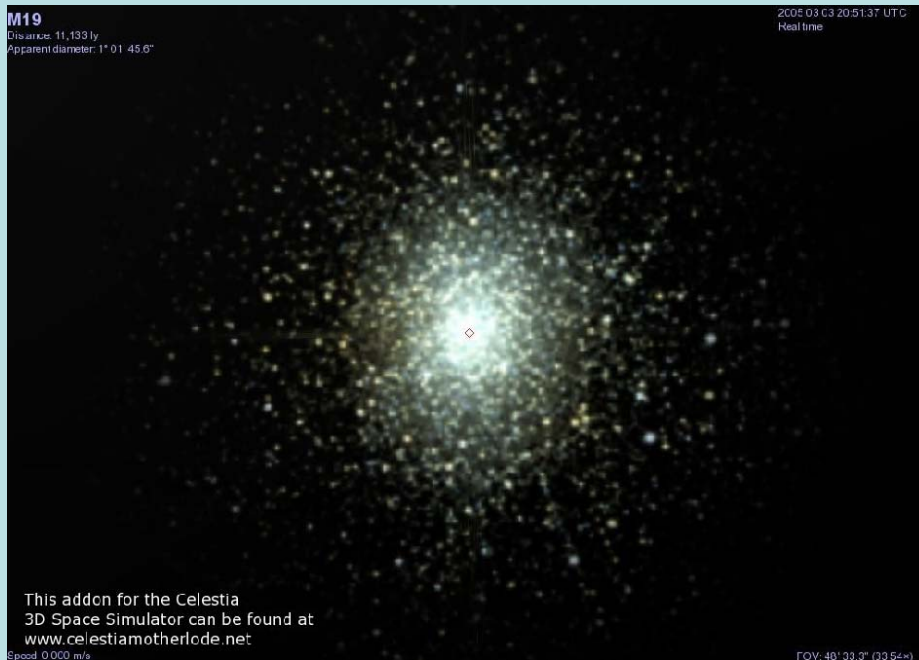
Gaseous Pillars · M16

HST · WFPC2

PRC95-44a · ST ScI OPO · November 2, 1995
J. Hester and P. Scowen (AZ State Univ.), NASA

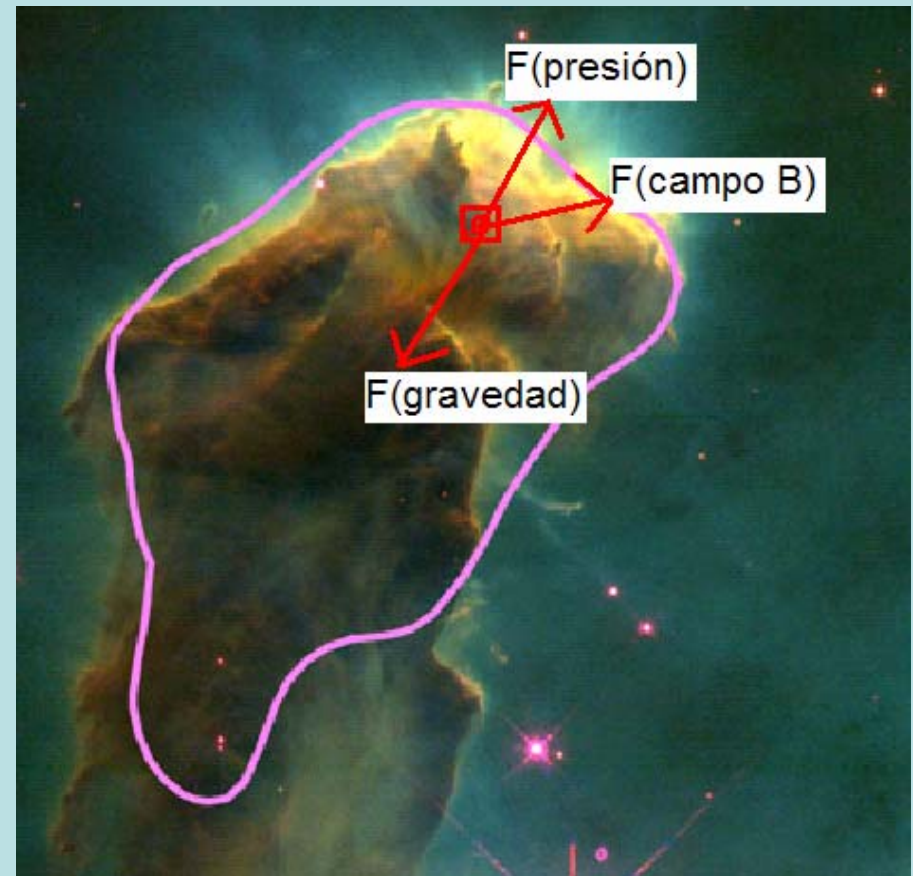


Cúmulos globulares



Nubes moleculares

- Las fuerzas de presión y magnética impiden el colapso y la gravitacional lo promueven.
- En una nube en equilibrio $F_g \approx F_p + F_B$..
- Por difusión ambipolar, las cargas eléctricas se redistribuyen, F_B decrece, $F_g > F_p + F_B$ y la nube colapsa.
- Primero el colapso es isotérmico (temperatura $\approx 10\text{K}$).
- Después se vuelve adiabático, la radiación queda atrapada y la nube se empieza a calentar.



Teorema del Virial

Consideremos un sistema de partículas con masas m_i y posiciones r_i bajo la influencia de una fuerza F_i . Se puede demostrar que para configuraciones estáticas, la energía cinética del sistema es (Clayton 1968)

$$K = -\frac{1}{2} \sum_i F_i \cdot r_i , \quad (1)$$

donde para calcular F_i debemos tomar en cuenta la interacción entre cada partícula i con todas las demás partículas del sistema. Considerando a la gravitación como la única fuerza de interacción, la fuerza entre dos partículas i y j viene dada por

$$F_{ij} = -\frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^3} (r_i - r_j) , \quad (2)$$

donde r_{ij} es la distancia entre partículas.

Por otro lado, la energía potencial gravitacional del sistema es

$$\Omega = \sum_{ij} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} . \quad (3)$$

El teorema del *Virial* establece que un sistema estático satisface

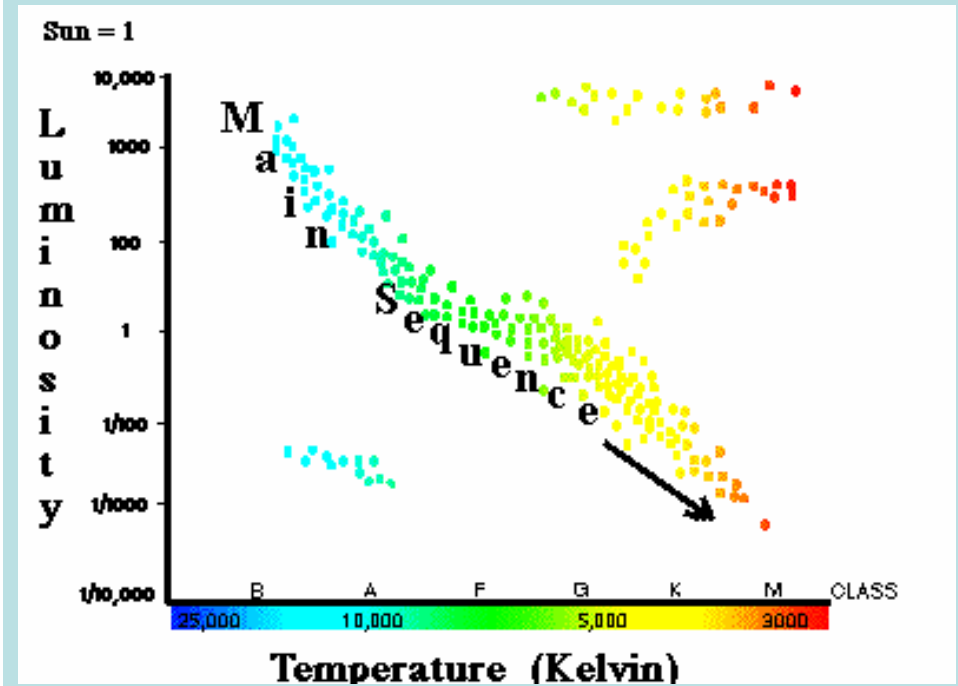
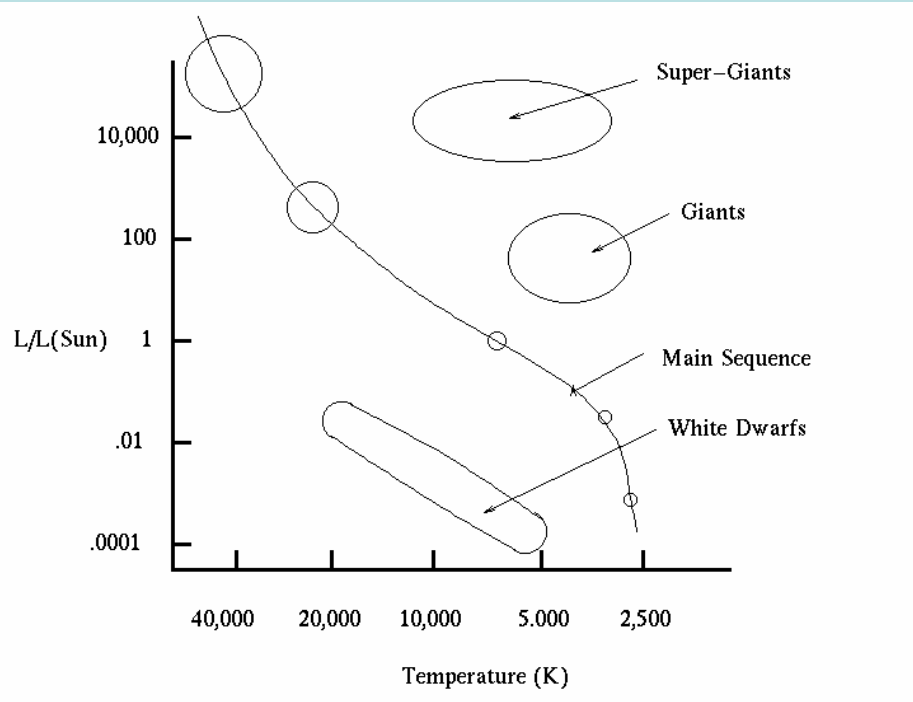
$$K = -\frac{\Omega}{2} . \quad (4)$$

Si U es la energía interna, la energía total puede expresarse como

$$E = U + \Omega = U - 2K . \quad (5)$$

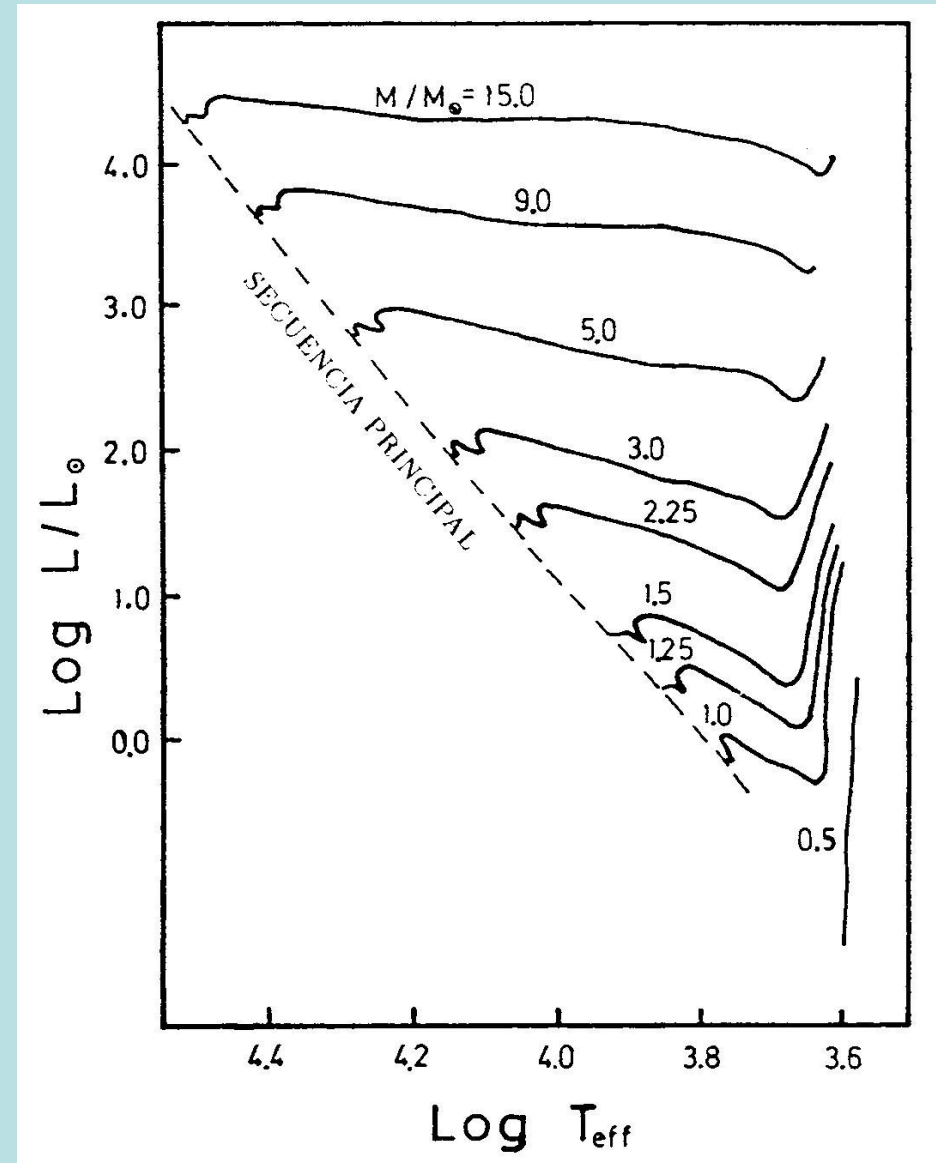
Como la energía total de la estrella debe conservarse, si la estrella se contrae, sólo la mitad de la energía de amarre de los nucleones puede ser transformada en energía interna. La otra mitad es utilizada en la producción de radiación que es eventualmente radiada al espacio exterior.

Diagrama de Hertzsprung-Russel

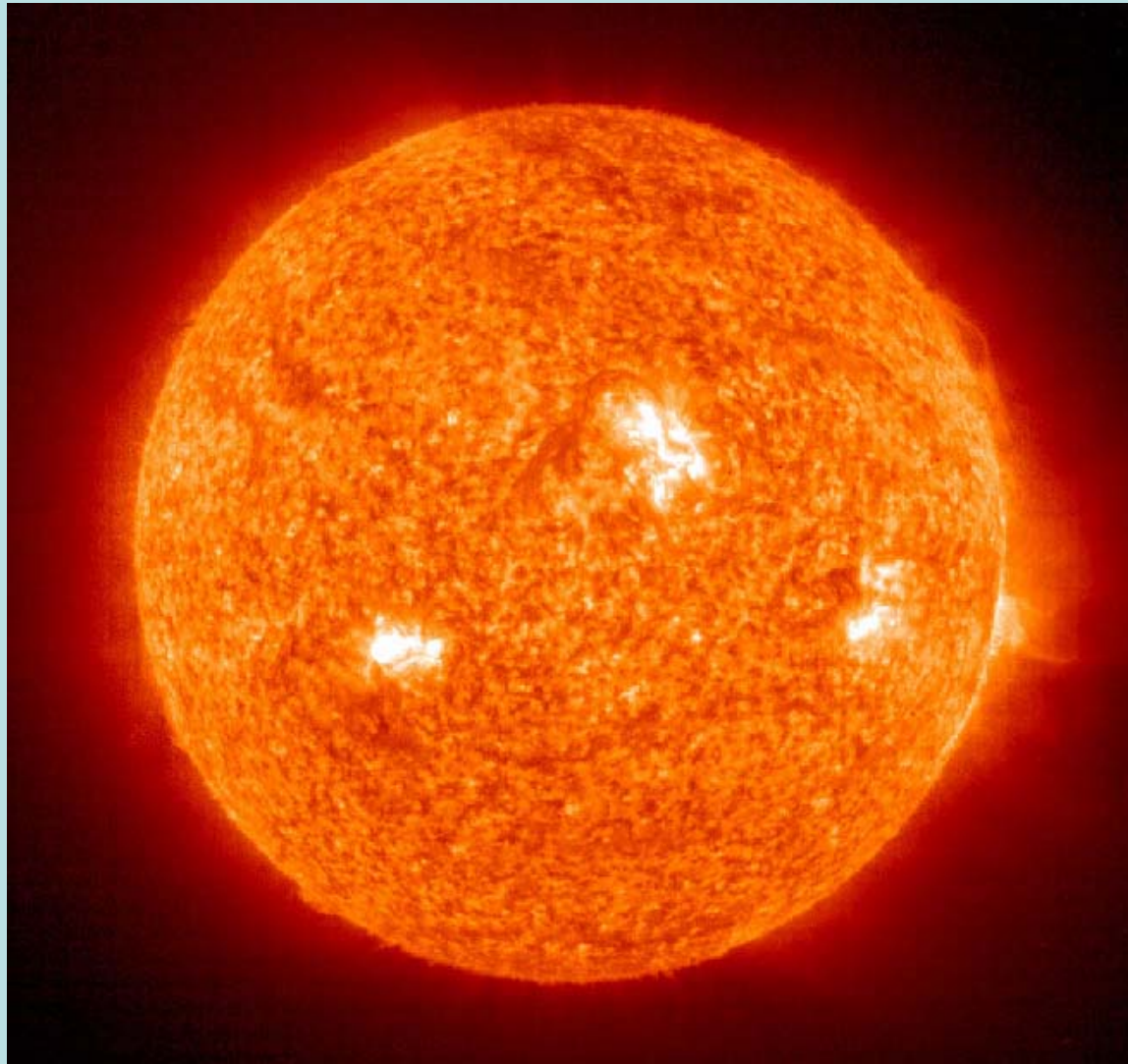


Contracción de una estrella a la secuencia principal

- La nube se contrae lentamente, calentándose hasta que las fuerzas de presión balancean a las gravitacionales y la estrella alcanza la secuencia principal.



La luz que emite una estrella tiene un origen gravitacional, térmico o nuclear?



La luz que emite una estrella tiene un origen gravitacional?

- La luminosidad L de una estrella es la energía emitida a través de su radio R (ergs/s).
- Si la estrella radia como un cuerpo negro de temperatura T_{eff} , su luminosidad es $L=4\pi R^2 \cdot a T_{\text{eff}}^4$, donde a = constante de Stephan-Boltzmann. De esta fórmula podemos estimar el radio de una estrella.
- La luminosidad L se observa y la temperatura superficial T_{eff} es una medida del color de la estrella.
- La energía total gravitacional de una estrella de masa M es

$$\Omega = M \Phi_g = GM^2/R .$$

- El tiempo de Kelvin que tardaría una estrella en emitir su energía gravitacional que fue generada durante su fase de colapso gravitacional es:

$$\tau_K = \Omega/L = GM^2/RL .$$

- Para estrellas en la secuencia principal $\tau_K \approx 10^{5-8}$ años.
- **El problema es que se sabe que objetos en la tierra y el universo han existido desde hace unos 10^{9-10} años, de donde se puede concluir que la fuente de energía básica del sol no es la gravitacional.**

La luz que emite una estrella tiene un origen térmico?

- Se puede estimar τ_K calculando directamente su energía térmica.
- La energía térmica promedio de una mol de gas monoatómico ideal es

$$E_{\text{térmica}} = (3/2) N_A k_B T .$$

- El factor 3 sale porque hay 3 grados de libertad.
- Si en lugar de ser monoatómico, el gas tiene un peso molecular μ , su energía térmica promedio por gramo es

$$E_{\text{térmica}} = (3/2) (N_A / \mu) k_B T .$$

- La energía térmica total de la estrella es

$$E_{\text{térmica total}} = M E_{\text{térmica}}$$

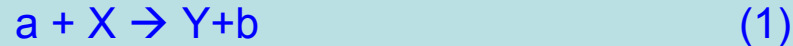
- El tiempo τ_K que la estrella tarda en radiar toda su energía térmica es

$$\tau_K = E_{\text{térmica total}} / L$$

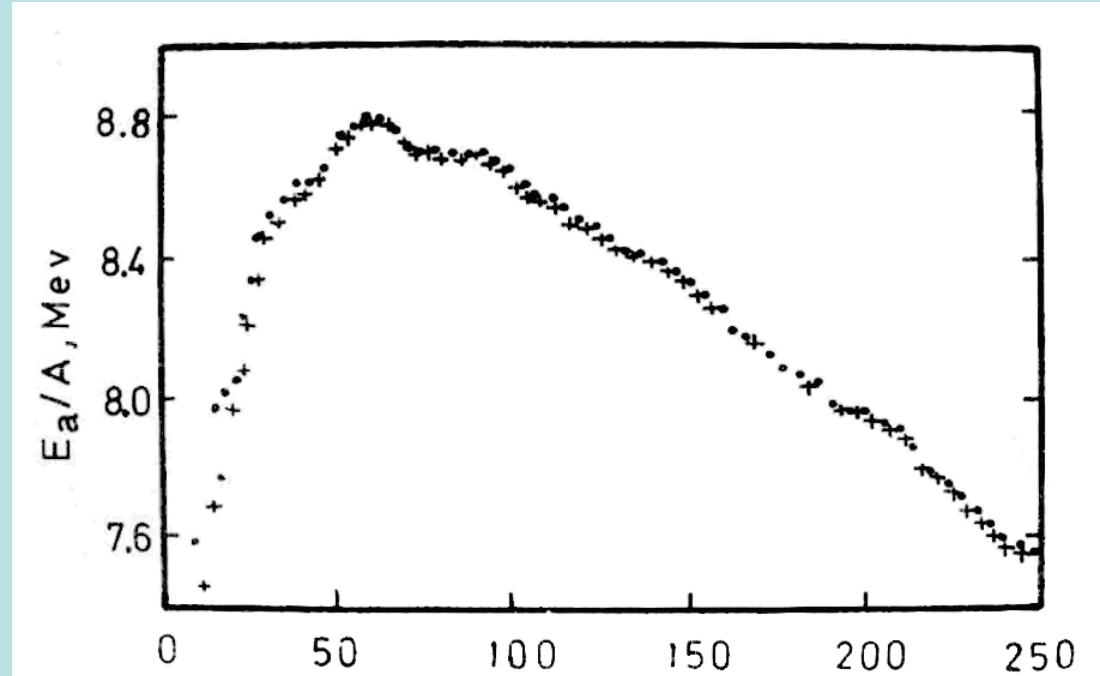
- Haciendo una estimación de la temperatura promedio T , obtenemos de nuevo $\tau_K \approx 10^{5-8}$ años.
- **Por consiguiente, la fuente de energía del sol no es gravitacional ni térmica, veamos ahora el caso nuclear.**

Reacciones nucleares

- Una reacción nuclear ocurre cuando una partícula a interacciona o “golpea” un núcleo X produciendo un nuevo núcleo Y y una partícula b :



- Las “partículas” a y b pueden ser protones, neutrones, fotones, partículas alfa (núcleos de helio) o núcleos más pesados. En general, se supone que los “núcleos” X y Y son más pesados que las “partículas” a y b . En algunos casos a y X ó b y Y pueden ser la misma partícula o núcleo. Los productos pueden también ser más de dos partículas o núcleos. A la reacción (1) la denotaremos como $X(a,b)Y$.
- Las reacciones nucleares liberan o absorben energía dependiendo de la diferencia de las energías de amarre de los núcleos finales e iniciales. La energía de amarre es la diferencia entre la masa de un determinado núcleo y la suma de las masas de sus componentes.

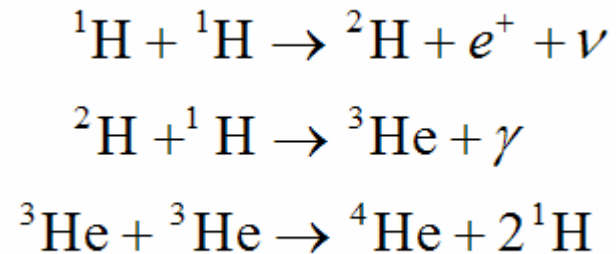


Reacciones nucleares

- Por ejemplo, la energía de amarre de un núcleo de helio (${}^4\text{He}$) que contiene 2 protones y 2 neutrones es:

$$E_B = (1/4) (2M_p + 2M_n - M_4)c^2$$

- Las reacciones básicas que fueron originalmente propuestas fueron:



La luz que emite una estrella tiene un origen nuclear?

- La fusión de M gramos de hidrógeno en helio libera una energía $\approx 0.007 Mc^2$.
- Solo el $\approx 10\%$ de la masa en el centro de la estrella es suficientemente caliente para transformar hidrógeno en helio, por lo tanto

$$E_{\text{nuclear}} = (1/10) 0.007 Mc^2.$$

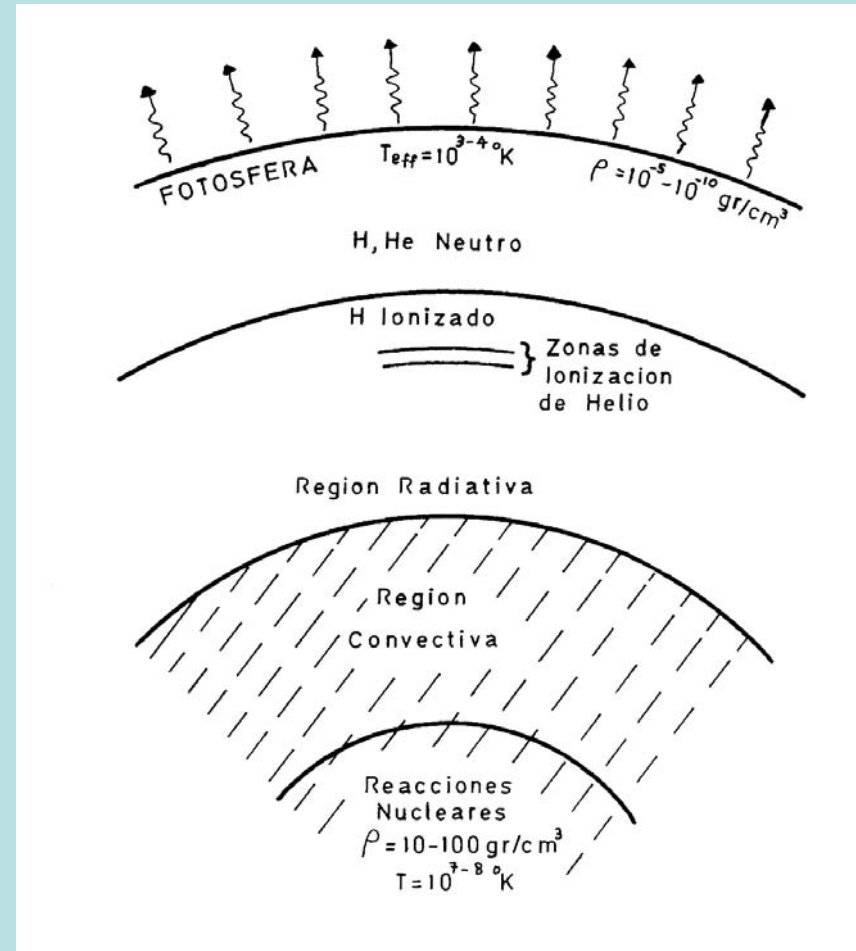
- La escala de tiempo nuclear es por lo tanto

$$\tau_K = E_{\text{nuclear}} / L.$$

- Para estrellas de diversas masas, $\tau_K \approx 10^7-11$ años, de donde se concluye que el sol si puede brillar por 10^{11} años, obteniendo su energía de las reacciones nucleares que ocurren en su centro.
- El hombre intento desarrollar una bomba atómica porque tenían bastante seguridad que el sol brillaba gracias a reacciones nucleares en su centro. Si este simple cálculo no hubiera salido, es posible que no se hubiera intentado desarrollar una bomba atómica.
- Después de la bomba atómica se generaron plantas nucleares de potencia.

Estrella recién formada

- La estrella deja de contraerse cuando las fuerzas de presión balancean a las gravitacionales, lo que ocurre cuando se inician reacciones nucleares en su centro.
- En este punto la estrella llega a su secuencia principal de edad cero.
- Toda la estrella es homogénea con una composición típica $X=0.70$, $Z=10^{-2}-10^{-4}$ y $Y=1.0-X-Z$.



Ecuaciones de evolución estelar

La presión en la parte interior y exterior de la cáscara es P y $P+dP$, respectivamente. Consideremos un pequeño elemento cilíndrico de volumen dV con un eje de longitud dr paralelo al radio vector r del elemento de volumen dV . La base del cilindro tiene área dA . La masa interna a la cáscara es $M_r = M(r)$.

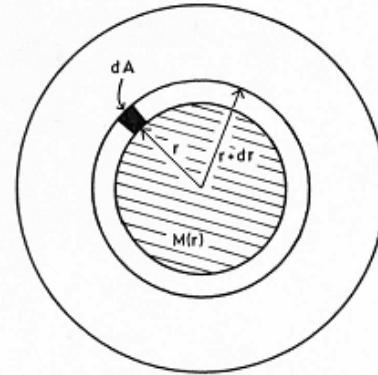


Figura 4. La cáscara localizada entre r y $r+dr$ tiene una masa interior $M(r)$. Un elemento de volumen se mantiene en equilibrio gracias al balance de la fuerza gravitacional y la fuerza debida a los gradientes de presión.

La fuerza radial F_p definida en la Sección 2 es

$$F_p = PdA - (P + dP)dA = -dPdA, \quad (10)$$

donde F_p es la magnitud de la fuerza F_p . Como la presión decrece hacia fuera, dP es negativa, F_p es positiva y por consiguiente, la fuerza debida al gradiente de presión es radial dirigida al exterior de la estrella. Si dm es la masa del elemento de volumen y ρ su densidad, $dm = \rho dA dr$ y la magnitud de la fuerza gravitacional F_g sobre dm es

$$F_g = -G \frac{M_r dm}{r^2}. \quad (11)$$

La fuerza por unidad de volumen sobre el elemento dm es, por lo tanto,

$$\frac{F}{dA dr} = -\frac{dP}{dr} - G \frac{\rho M}{r^2}. \quad (12)$$

De la segunda ley de Newton,

$$F = \text{masa} \times \text{aceleración} = dm \frac{dr^2}{dt^2}, \quad (13)$$

por lo que, recordando que $dA dr = dm / \rho$, podemos escribir la ecuación de momento como

$$\rho \frac{dr^2}{dt^2} = -\frac{dP}{dr} - G \frac{\rho M}{r^2}. \quad (14)$$

El volumen de la cáscara entre r y $r + dr$ es $4\pi r^2 dr$, por lo que la masa de la cáscara es

$$dm = 4\pi r^2 \rho dr, \quad (15)$$

o bien,

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (16)$$

que es nuestra ecuación de continuidad.

Si $\varepsilon(r)$ es la energía nuclear generada por gramo de material y por segundo y S la entropía del material, entonces el cambio de energía por segundo de la cáscara es

$$\begin{aligned} \left(\text{cambio de energía por} \right) &= \left(\text{volumen de} \right) \rho \left[\varepsilon(r) - T \frac{dS}{dt} \right] \\ \left(\text{segundo de la cáscara} \right) & \left(\text{la cáscara} \right) \\ &= 4\pi r^2 dr \rho \left[\varepsilon(r) - T \frac{dS}{dt} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

La luminosidad L se definió en la Sección 1 como el flujo neto de energía por segundo de la estrella o de una cáscara a una cierta distancia r del centro de la estrella. Si dL es la diferencia entre las luminosidades de la parte superior e inferior de la cáscara, entonces de la Ec. (17) es claro que

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \left(\varepsilon(r) - T \frac{dS}{dt} \right), \quad (18)$$

que es nuestra ecuación de balance de energía.

Definimos: ρ = densidad, p = presión, T = temperatura, \mathbf{v} = velocidad,

Φ = potencial gravitacional, \mathbf{J} = densidad de corriente, \mathbf{B} = campo magnético,
 μ = permeabilidad, η = resistividad.

Las ecuaciones estándar MHD son:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \rho \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B}) + \nabla p + \rho \nabla \Phi = -(\nabla \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B},$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \varepsilon + \mathbf{v} p - \mathbf{B} \mathbf{B} \cdot \mathbf{v} - \mathbf{B} \times \eta \mathbf{J}) - \rho \mathbf{v} \nabla \Phi = -(\nabla \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \cdot \mathbf{v},$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\eta \mathbf{J}) = -(\nabla \cdot \mathbf{B}) \mathbf{v},$$

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B},$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho,$$

$$p = p(\rho, T),$$

Radiative Transfer equation = mean intensity equation

Ecuaciones para las reacciones nucleares

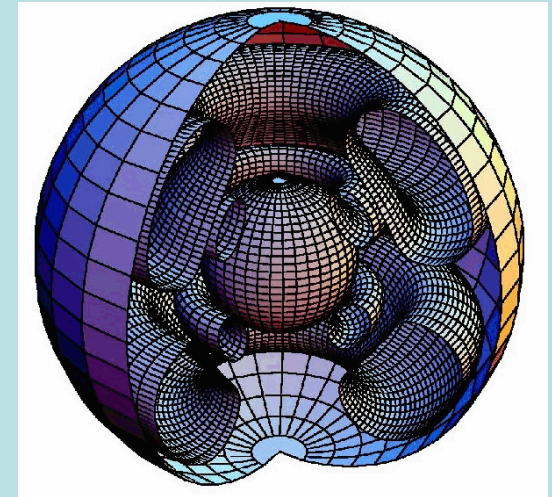
- La variación de la abundancia del elemento X_i viene dada por la ecuación:

$$\frac{dX_i}{dt} = \left(\begin{array}{c} \text{Razón de producción} \\ \text{del elemento } i \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{Razón de destrucción} \\ \text{del elemento } i \end{array} \right).$$

- Si hay muchos elementos y reacciones puede ser mas complicado resolver el sistema de reacciones nucleares que toda la hidrodinámica.
- El otro problema mas serio es si resolver la dinámica acoplada a las reacciones nucleares o de forma separada.
- Casi todo mundo lo hace de forma separada pero por simplicidad, no porque este bien hecho.

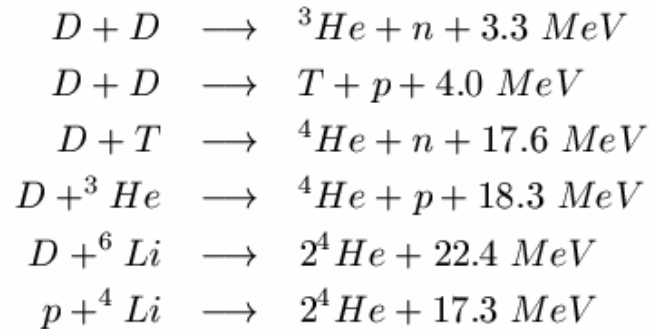
Transporte de energía

- **Radiación:** La energía es generada en el centro de la estrella y lentamente transportada a la superficie ya que sufre dispersiones, absorciones, emisiones, etc. Un fotón solo viaja unos pocos cm antes de sufrir alguna interacción. La superficie de la estrella es donde los fotones dejan de ser dispersados.
- **Convección:** no existe una teoría satisfactoria de convección y este es uno de los problemas mas serios de la teoría de evolución estelar y otras. En ingeniería se usan modelos de turbulencia mas sofisticados que los usados en astrofísica que son 1D y con muchas simplificaciones.



Quemado de Deuterio y los Tokamaks

1 Reacciones nucleares



La reacción que se contempla para la fusión en Tokamaks es la de $D + T \longrightarrow {}^4\text{He} + n + 17.6 \text{ MeV}$, porque su sección transversal $\langle\sigma v\rangle$ es mayor que las de $D + D$ con respecto a la energía de los deuterones. Las otras ocurren a temperaturas muy altas.

2 Reacciones en el Sol

	Energía obtenida
$p + p \longrightarrow D + e^+ + \nu$	0.4 MeV
$e^+ + e^- \longrightarrow 2\gamma$	1 MeV
$p + D \longrightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5.5 MeV
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \longrightarrow {}^4\text{He} + 2p$	12.85 MeV
$p + {}^{12}\text{C} \longrightarrow {}^{13}\text{N} + \nu$	1.95 MeV
${}^{13}\text{N} \longrightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu$	1.57 MeV
$p + {}^{13}\text{C} \longrightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$	7.54 MeV
$p + {}^{14}\text{N} \longrightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$	7.35 MeV
$p + {}^{15}\text{N} \longrightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$	4.96 MeV

Quemado de hidrógeno en helio

- El proceso global es transformar 4 átomos de hidrógeno (protones) en helio.

a) La reacción protón-protón

En la cadena *pp*, dos protones forman un núcleo de deuterio el cual reacciona con otro protón para formar helio-3 a través de las reacciones

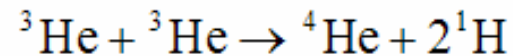
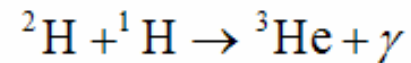
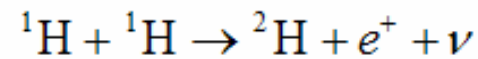


El decaimiento beta que procede a la tasa más grande se llama *decaimiento permitido* en el cual dos leptones ($e, \bar{\nu}$ ó e^+, ν) se emiten sin momento angular orbital:

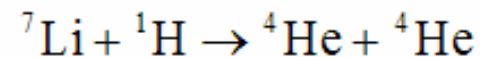
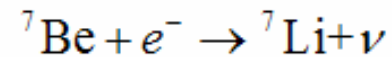
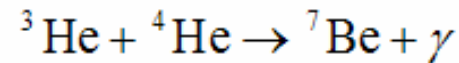


Cadenas protón-protón (pp)

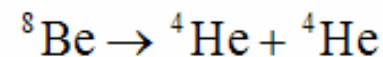
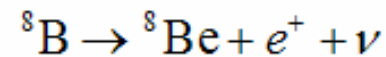
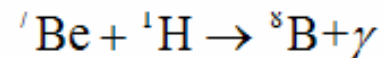
i) Cadena *pp1*:



ii) Cadena *pp2*:



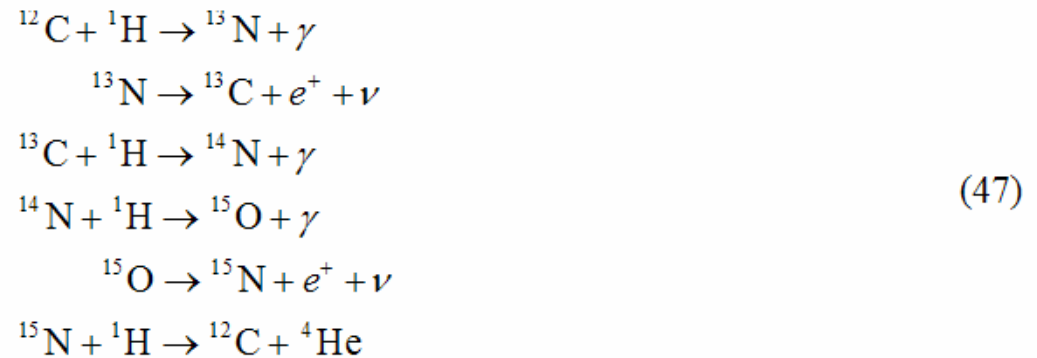
iii) Cadena *pp3*:



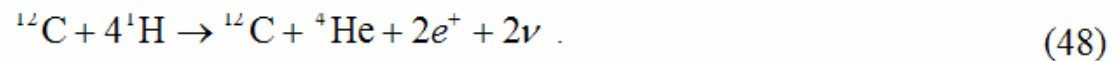
Ciclos CNO 1 y 2

Ciclos CNO

La secuencia de reacciones del ciclo CN es



Sumando las partículas antes y después del ciclo se obtiene



El núcleo ${}^{12}\text{C}$ no es repletado por el ciclo CNO y actúa solamente como catalizador. Si el oxígeno está inicialmente presente las reacciones para el ciclo ${}^{17}\text{NO}$ son



Ciclos CNO 3 y 4

Un tercer ciclo sugerido por Rolfs & Rodney (1974, 1975) y Rolfs & Trautvetter (1978). Las reacciones para esta secuencia son



Una cuarta rama (Rose 1998) en el ciclo CNO es producida por las reacciones



La consecuencia más importante del ciclo CNO es la producción de ${}^{14}\text{N}$.

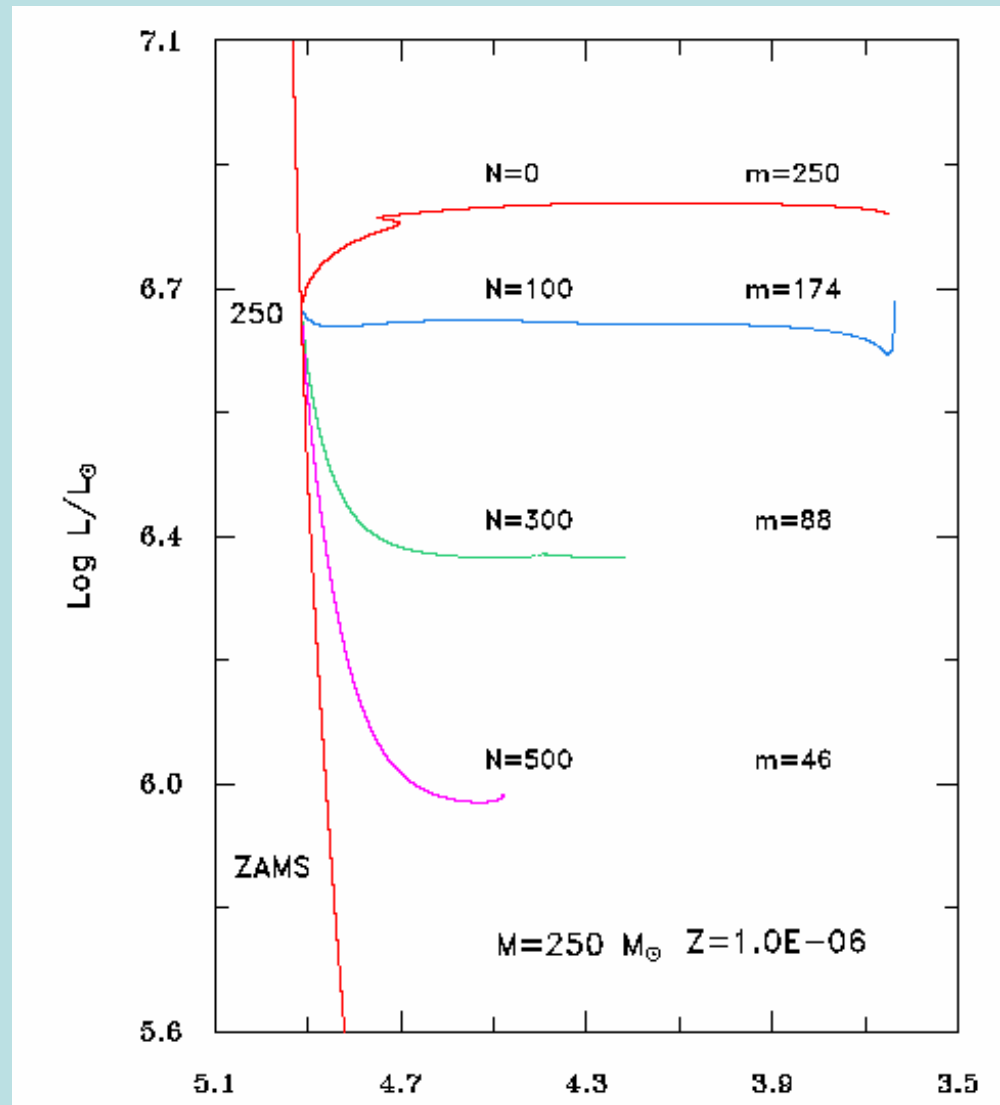
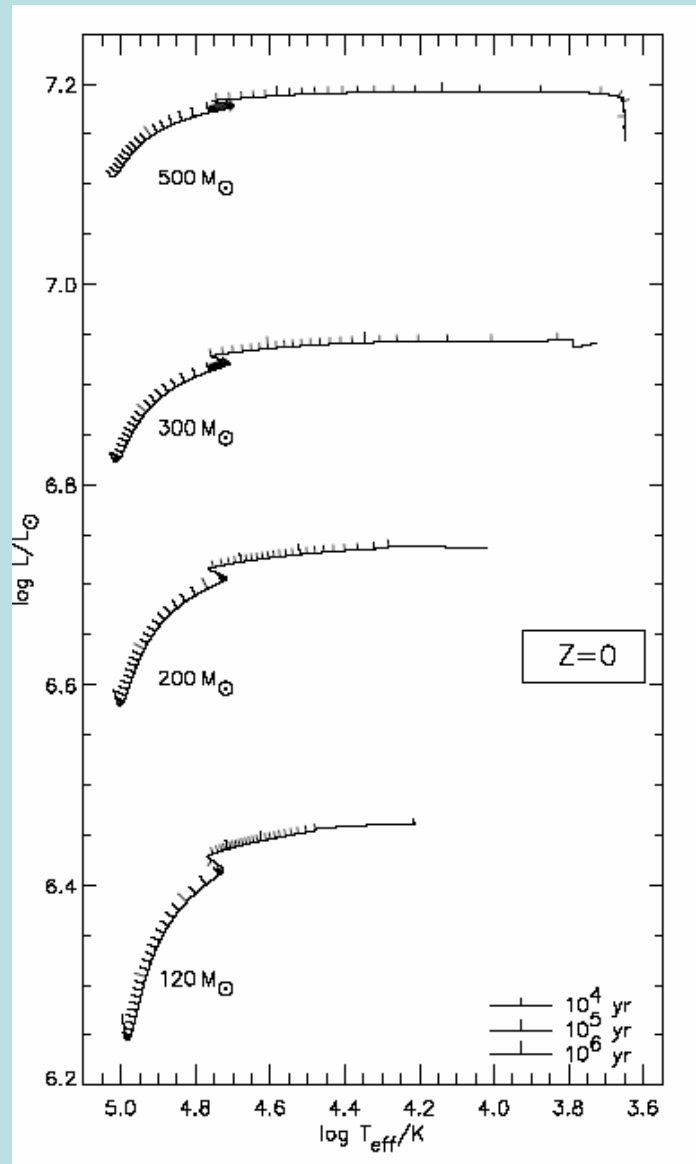
La energía total ganada por el ciclo es de 14.97 MeV. La tasa de generación de energía es

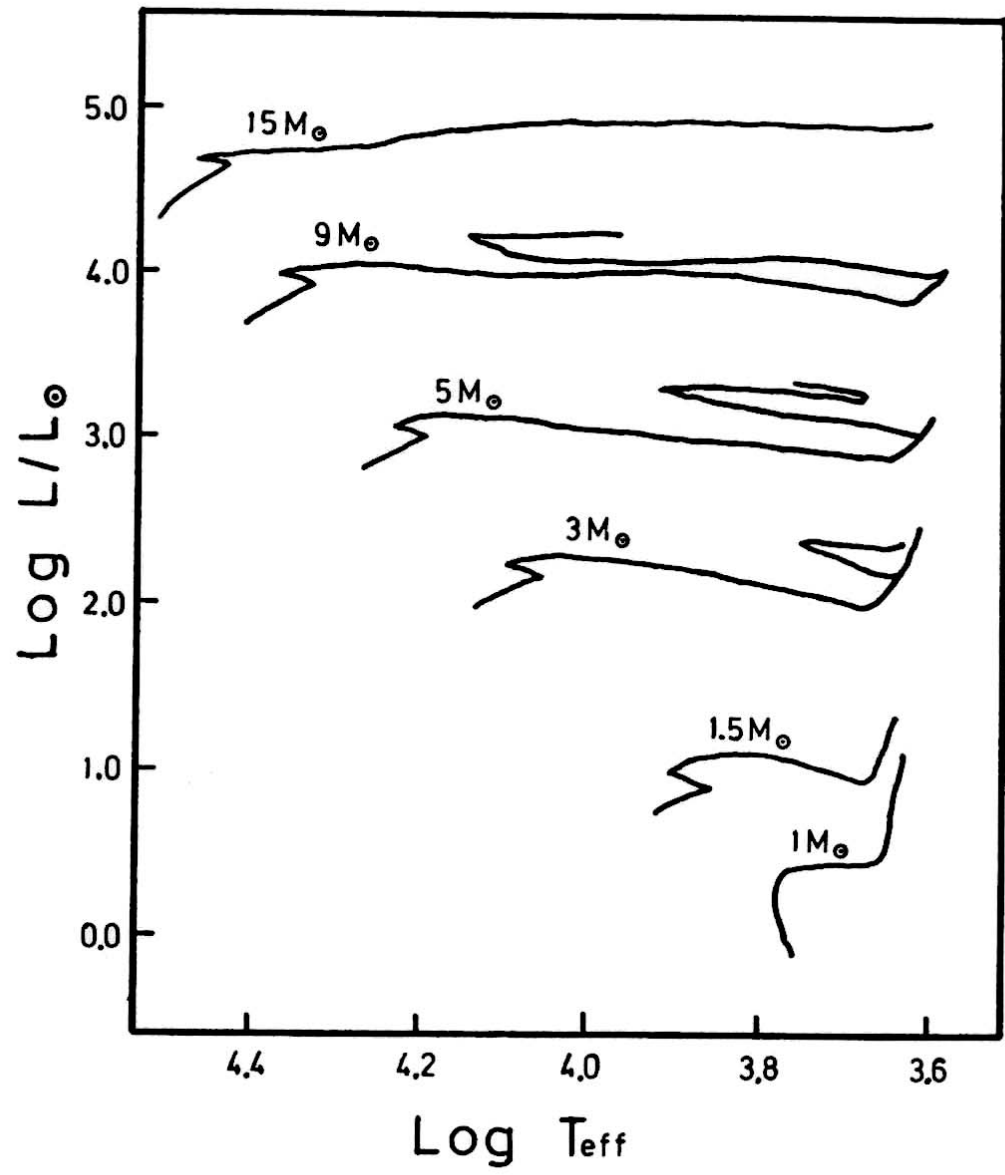
$$\varepsilon_{\text{CNO}} = \varepsilon_0 \rho X_1 X_{\text{CNO}} f_N T_6^{-2/3} \exp(-BT_6^{-1/3}) . \quad (52)$$

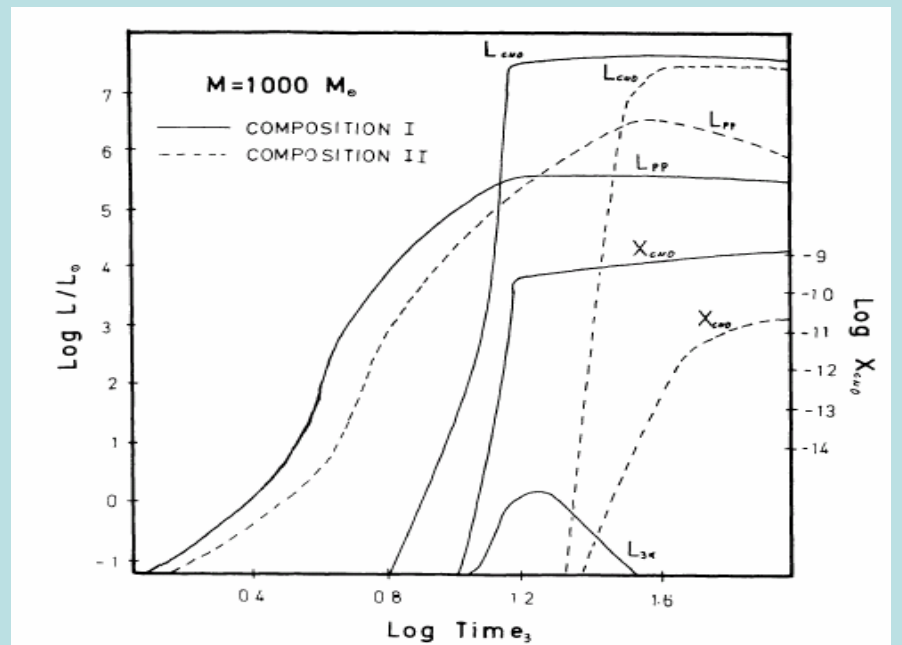
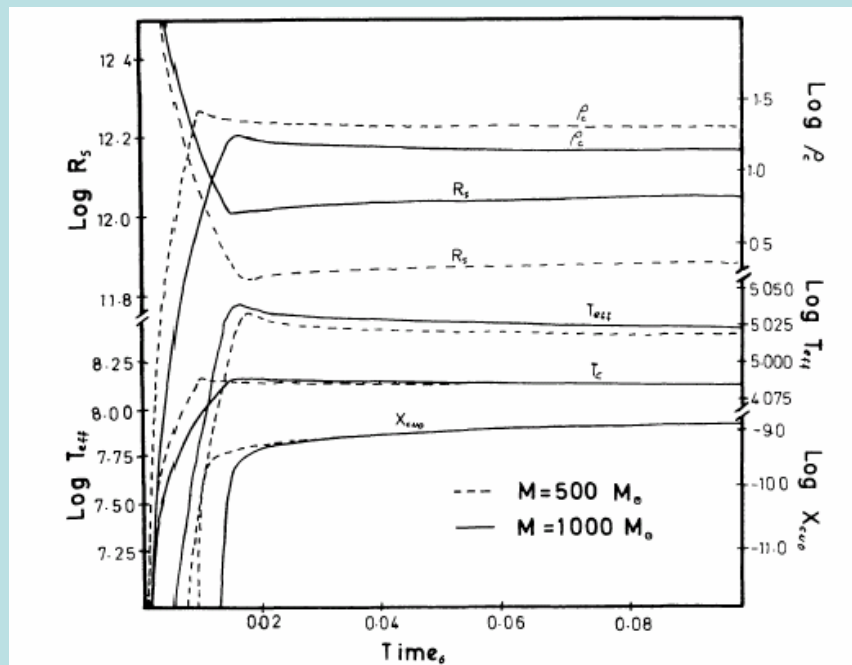
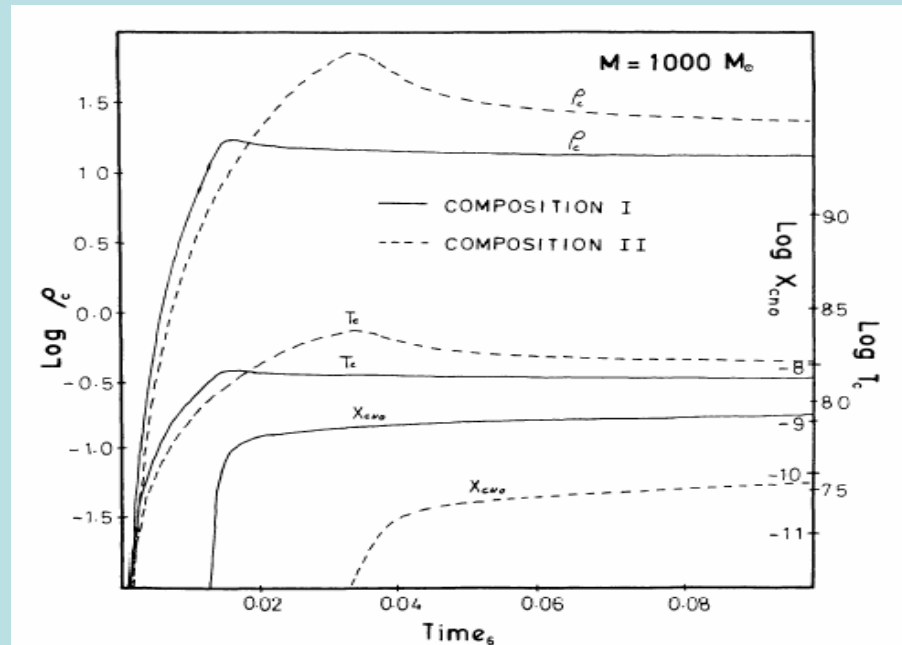
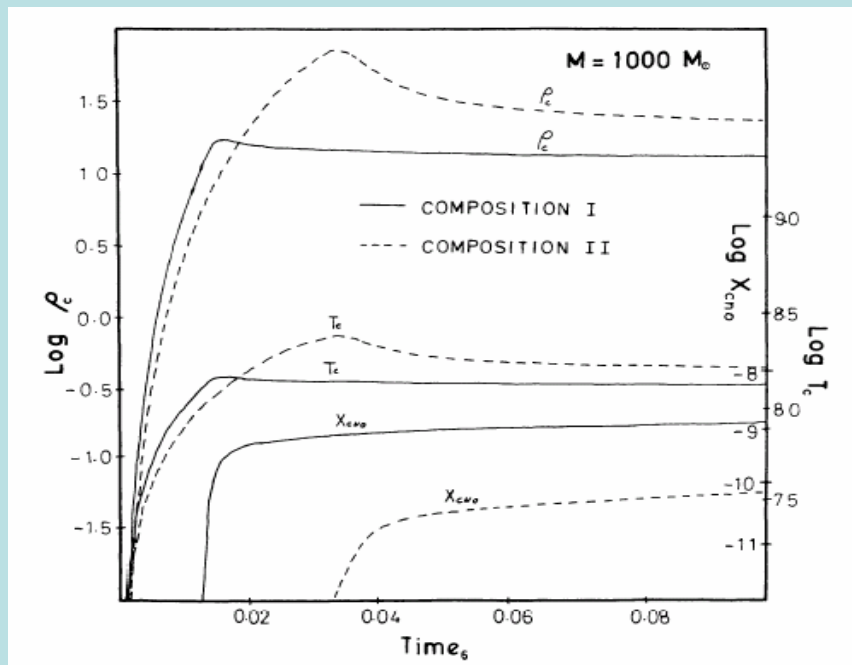
donde ε_0 y ρ están dados en unidades cgs, X_{CNO} es la suma de X_{C} , X_{N} y X_{O} , $B = 152.28$, $\varepsilon_0 = 8.6 \times 10^{27} f_{14,1} g_{14,1}$ y

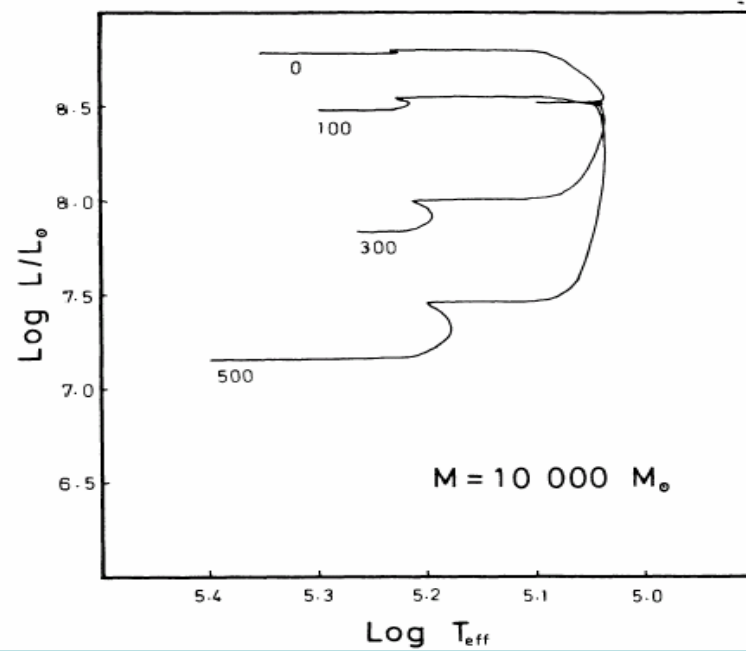
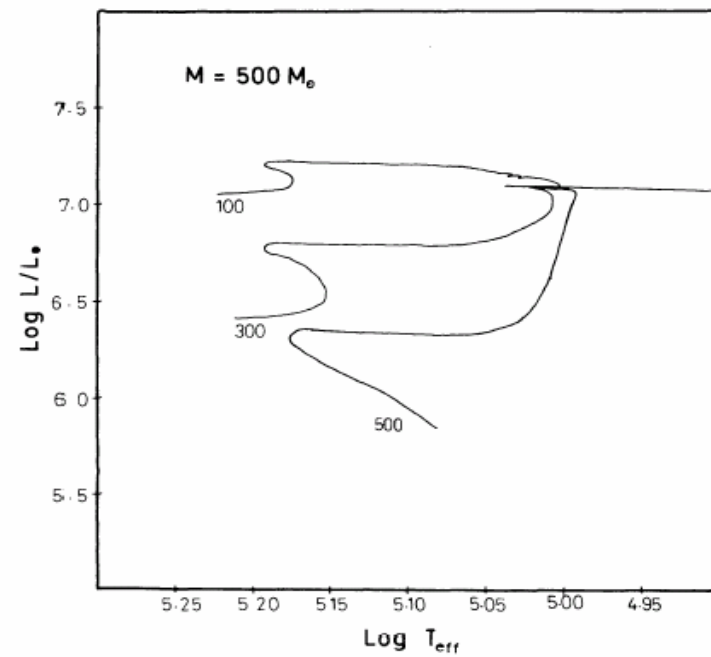
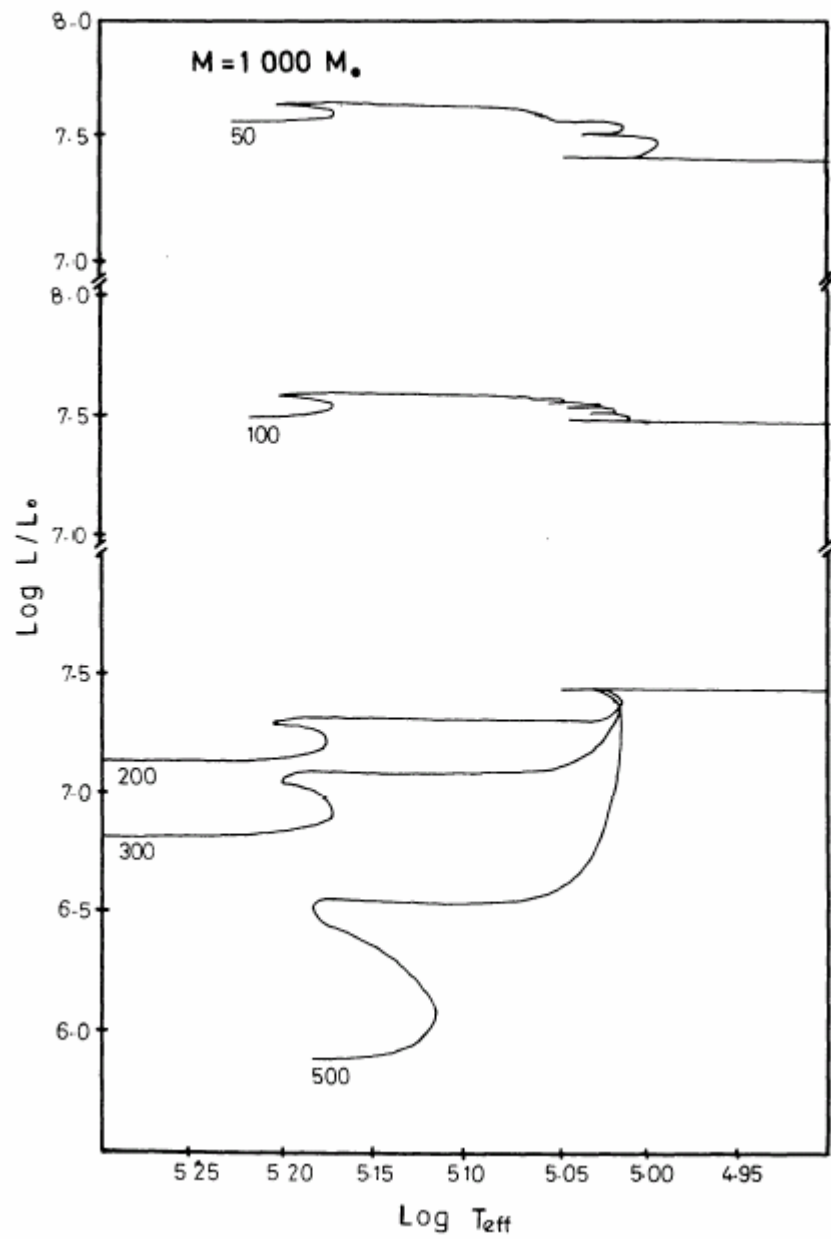
$$g_{14,1} = 1 + 0.002T_6^{2/3} - 0.00778T_6^{2/3} - 0.000149T_6 . \quad (53)$$

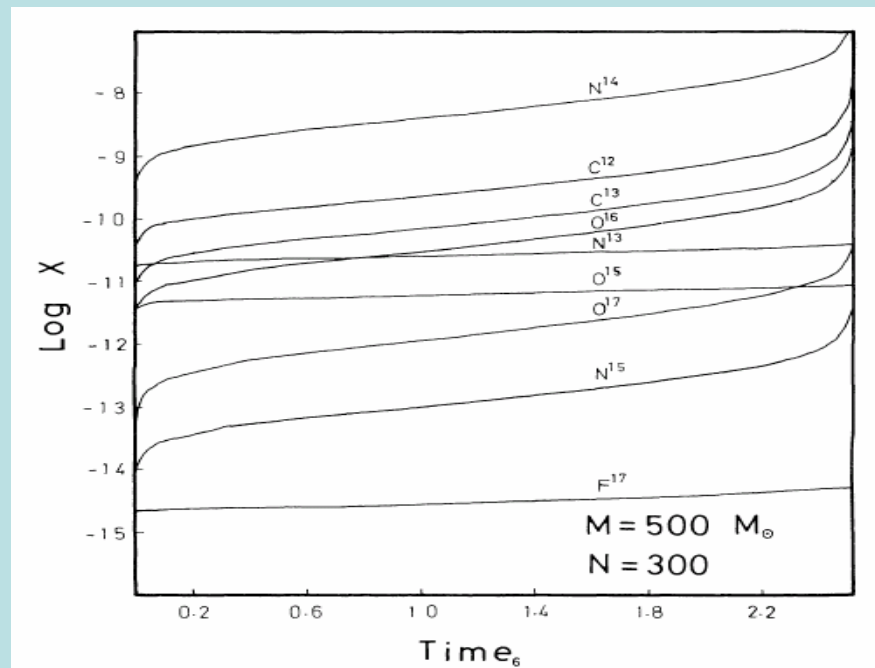
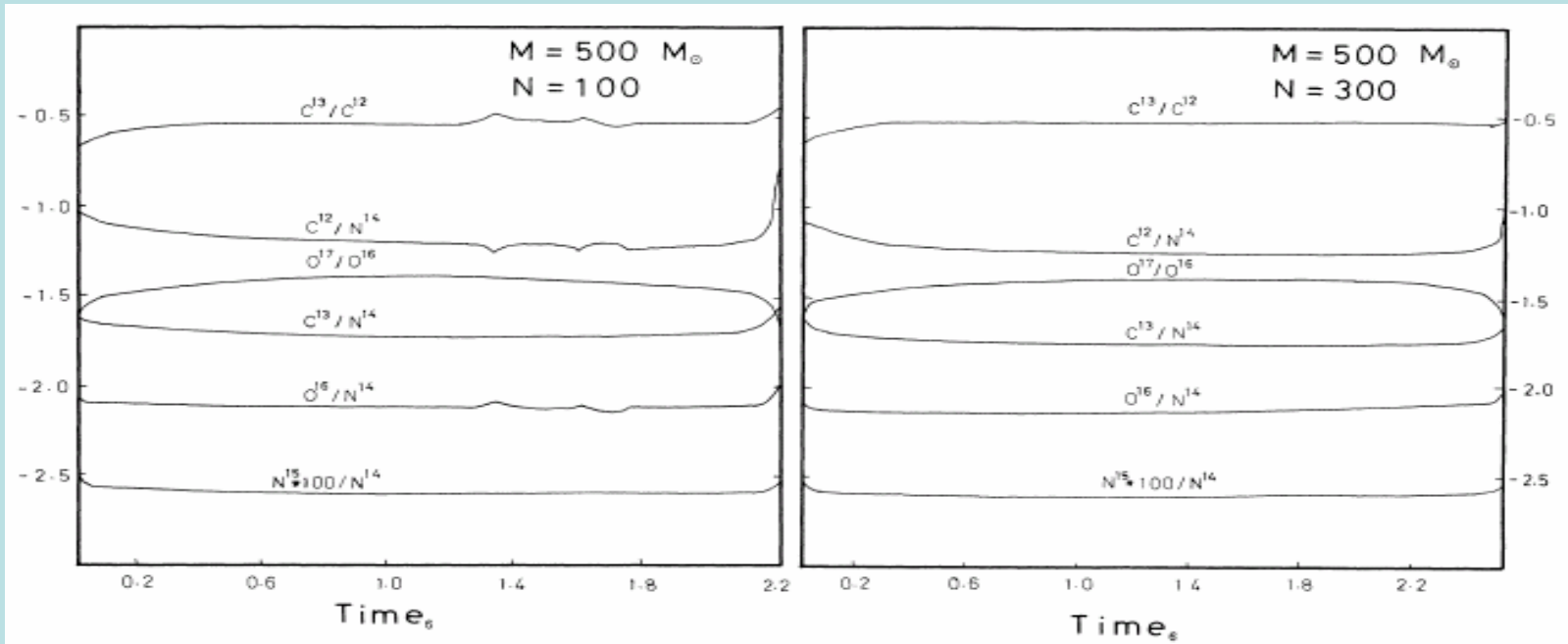
Evolución de estrellas durante el quemado de hidrógeno



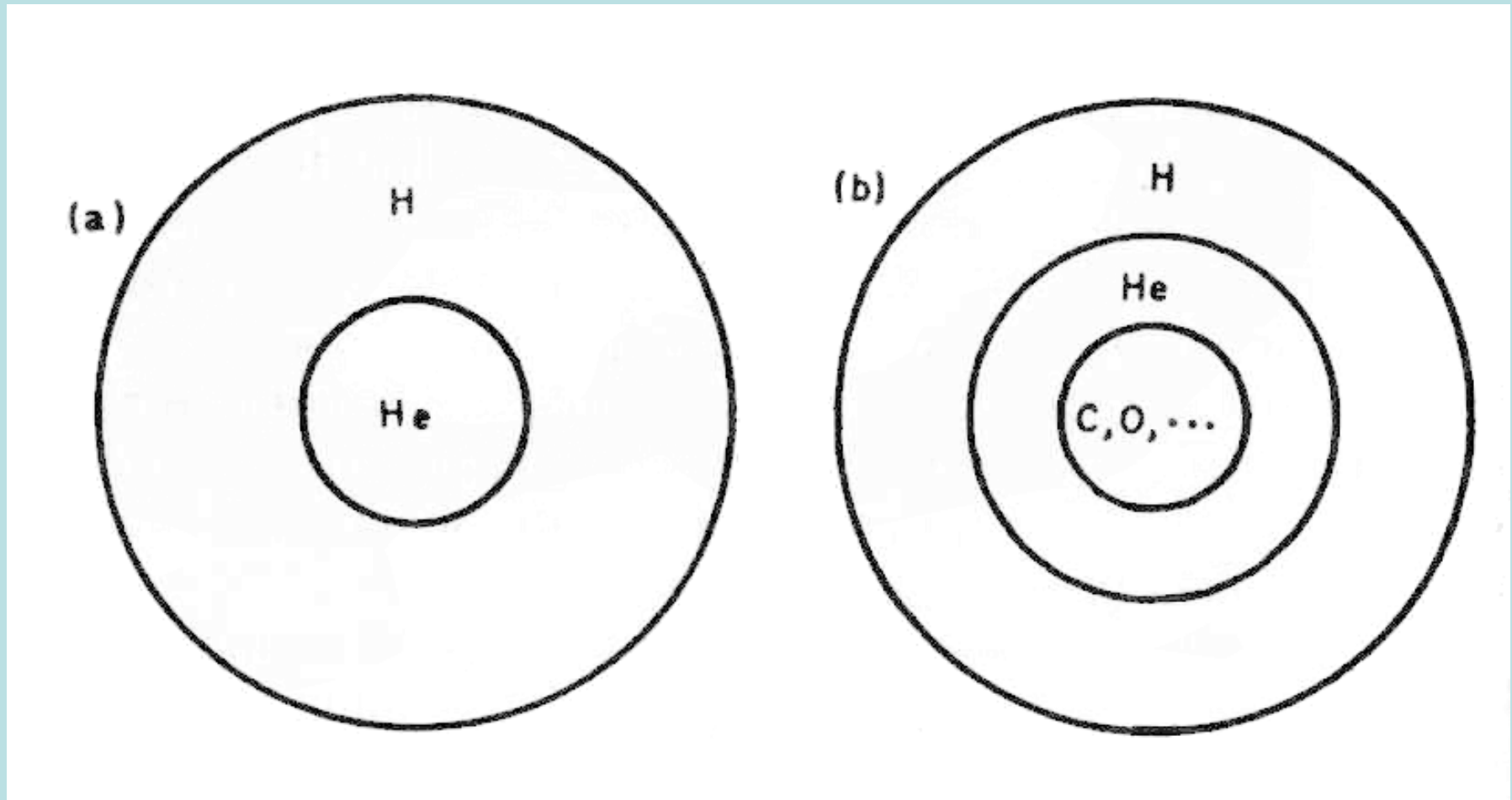




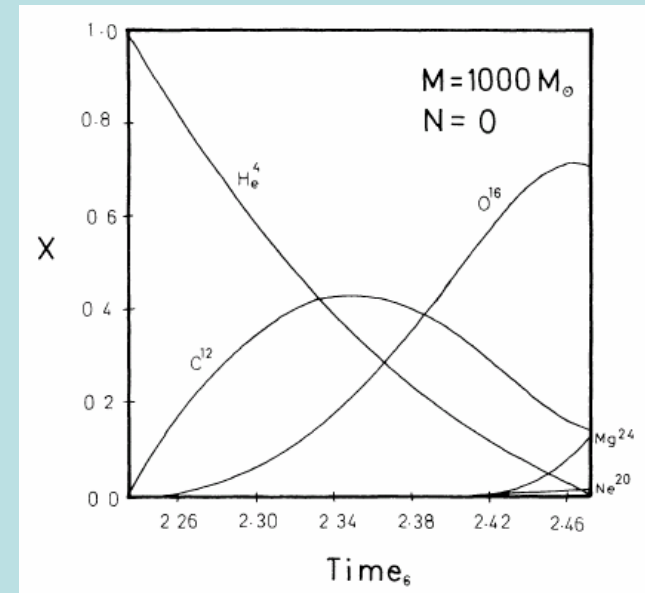




Quemado de helio y posteriores



Quemado de Helio



a) La reacción triple alfa.



La energía liberada por núcleo formado de ${}^{12}\text{C}$ es $Q = 7.275 \text{ MeV}$ y $E_{3\alpha} = 5.9 \times 10^{17} \text{ erg g}^{-1}$.

Una vez que se ha construido por las reacciones 3-alfa una suficiente abundancia de ${}^{12}\text{C}$, pueden ocurrir posteriores capturas α , tales que, los núcleos ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ... son formados sucesivamente:



Quemados avanzados

a) Quemado de carbono.

Para una mezcla de ^{12}C y ^{16}O ocurrirá el quemado de carbono si la temperatura o densidad ascienden suficientemente. El rango típico de temperaturas para este quemado es $T_8 \sim 5 - 10$.

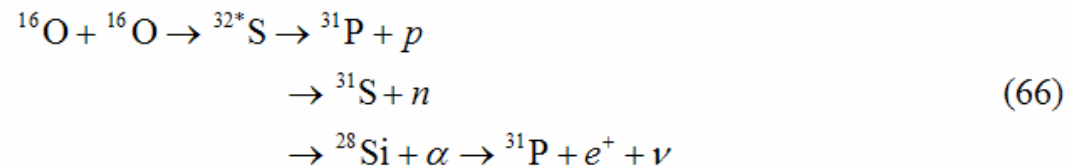
La reacción $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ procede a través de estados excitados del núcleo ^{24}Mg el cual puede decaer vía varios canales.



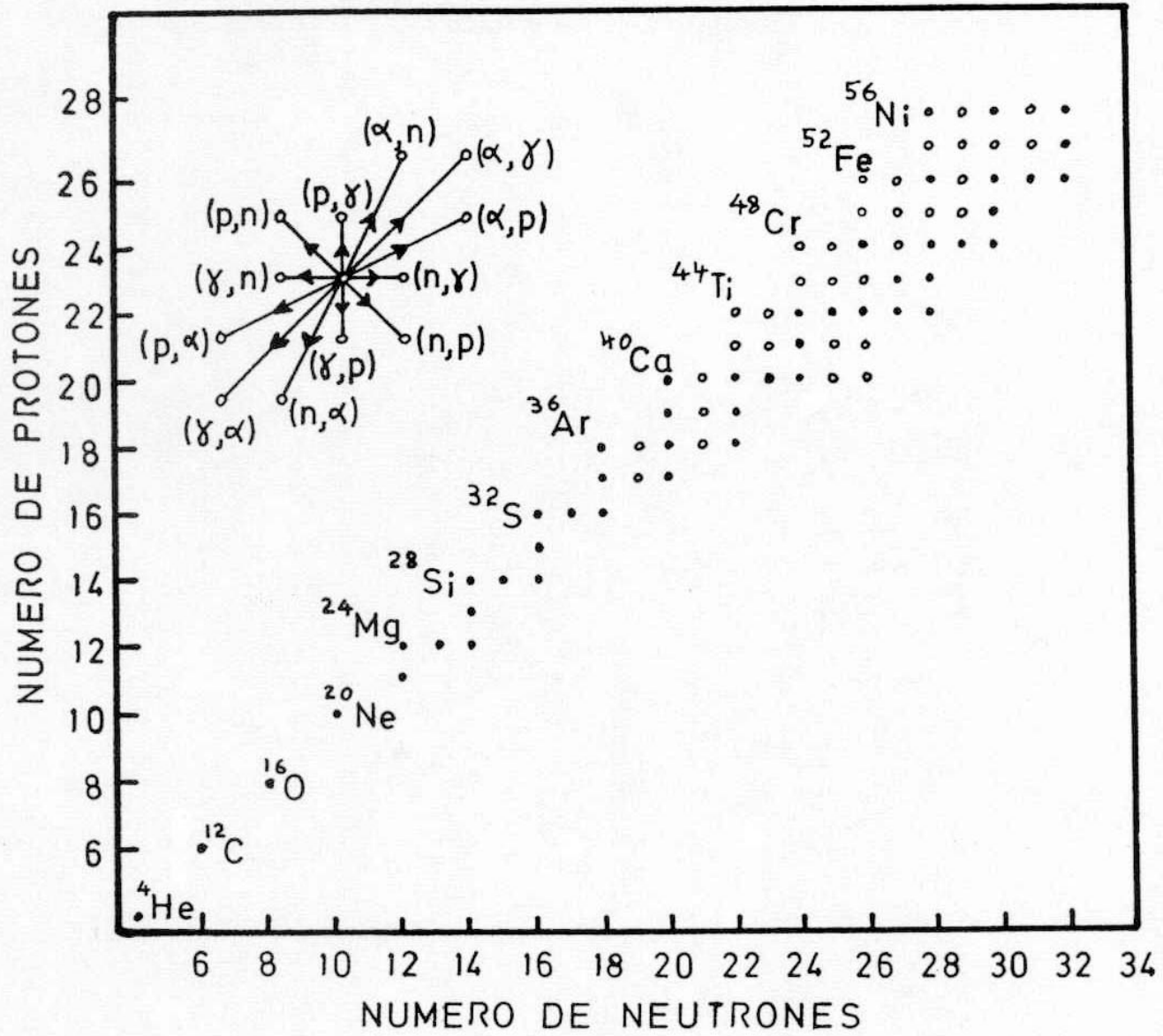
Los principales canales son $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$, los cuales ocurren con aproximadamente igual tasa.

b) Quemado de oxígeno.

Para el quemado de ^{16}O la barrera de Coulomb es tan alta que es necesaria una temperatura $T_9 \geq 1$. Las reacciones pueden proceder vía diversos canales:

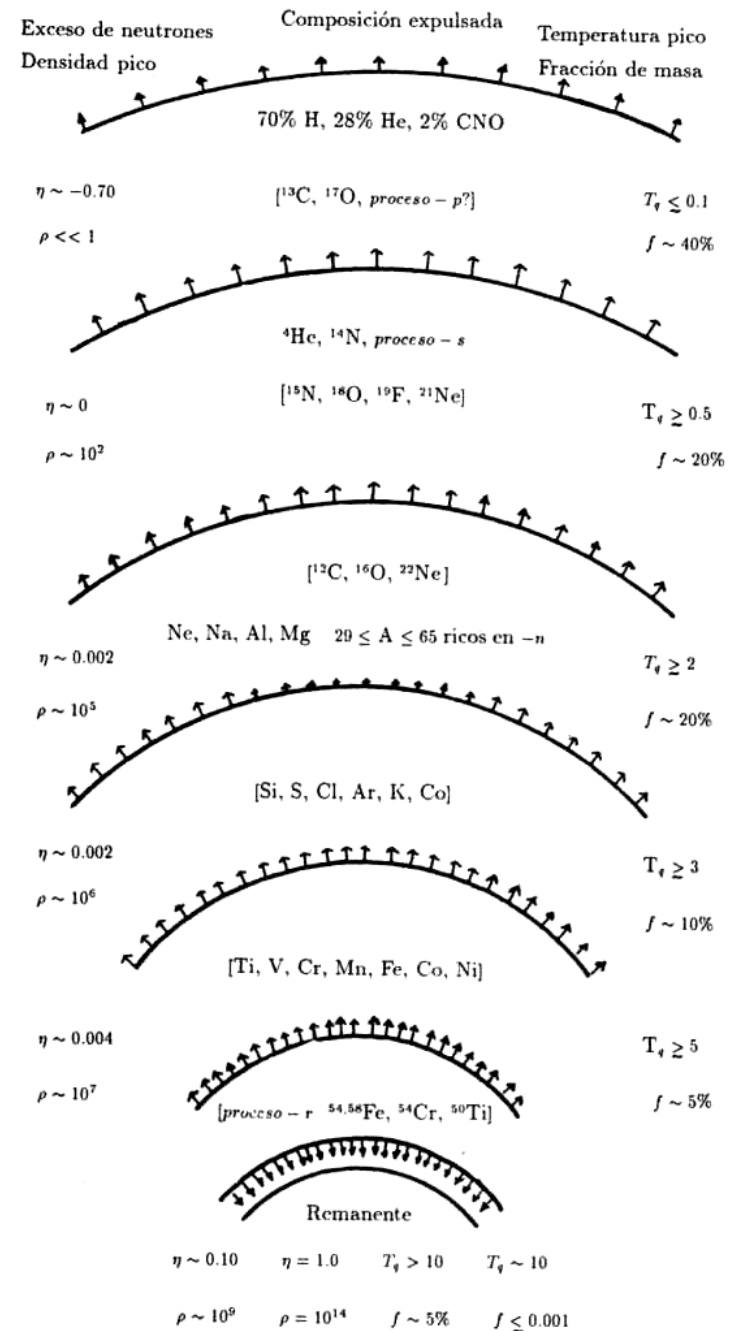
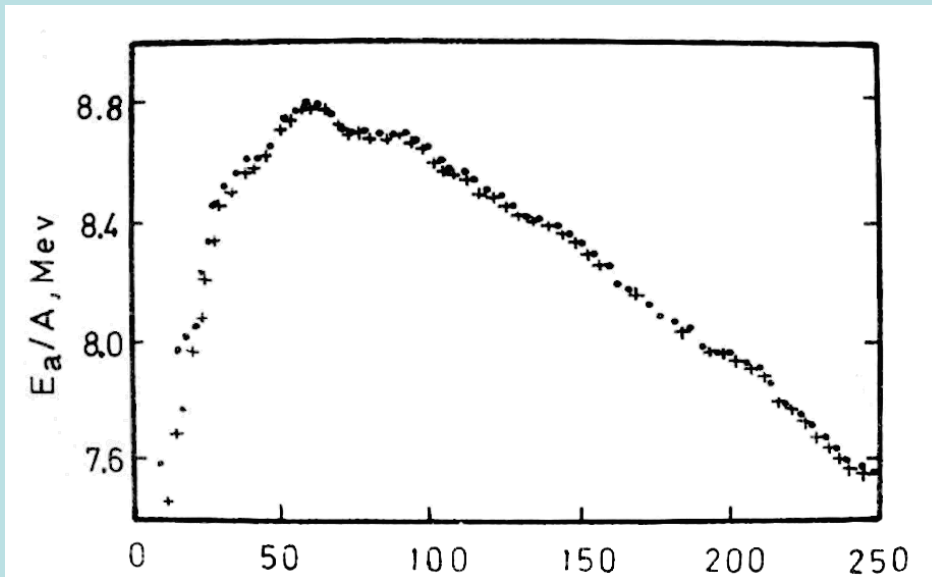


Quemado de Silicio

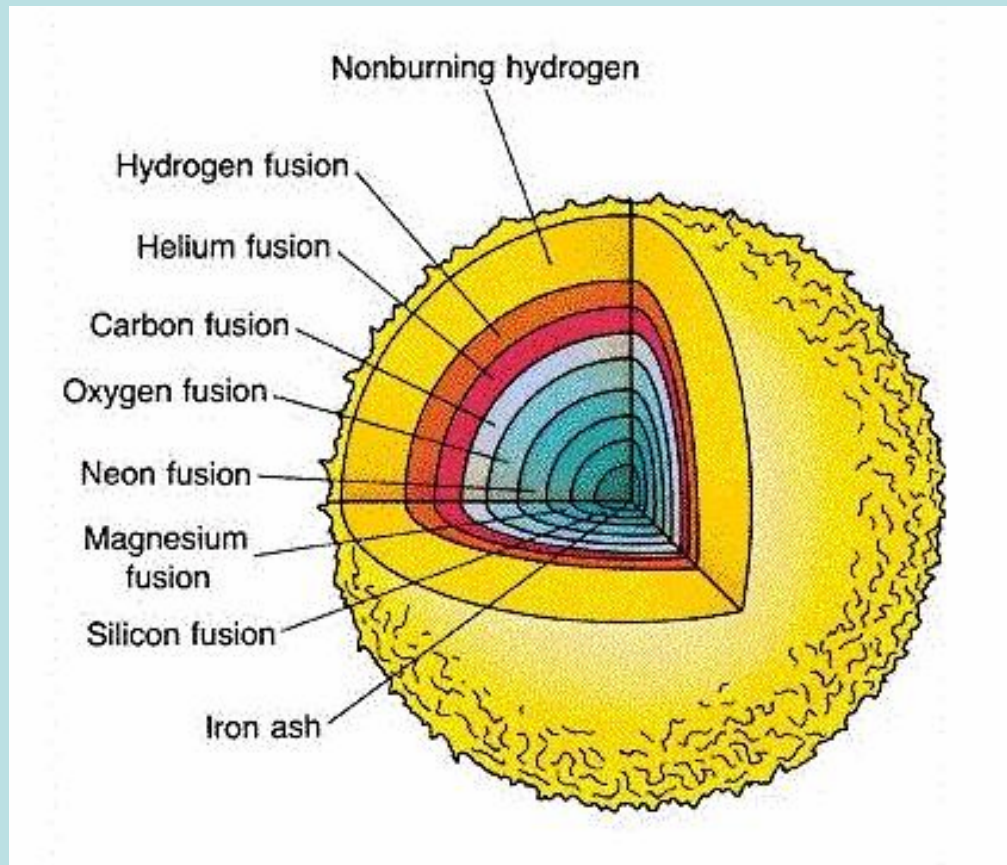


Estado pre-supernova:

- Los quemados continúan rápidamente hasta llegar a un núcleo de Fe y al no haber energía nuclear disponible en el núcleo de Fe-Ni, la estrella colapsa y detona explosivamente.
- No todas las estrellas realizan todos los quemados, estrellas muy masivas colapsan y explotan como supernovas después del quemado de helio, el quemado C y O solo frena un poco el colapso.



Estrella en estado pre-supernova



Quemado explosivo de hidrógeno

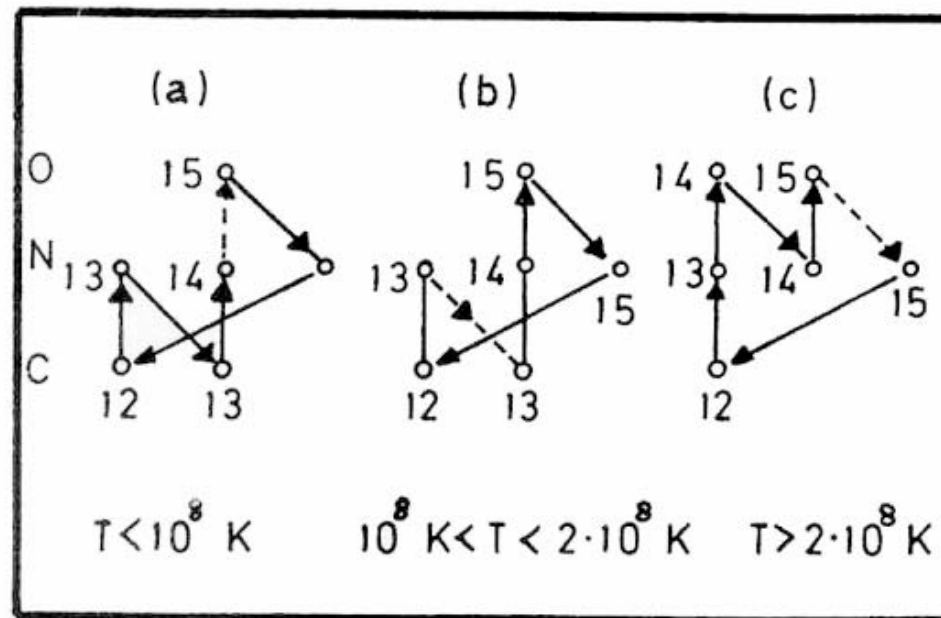


Figura 14. Sistema de reacciones nucleares para el ciclo CNO frío ($T < 10^8$ K), tibio ($10^8 < T < 2 \cdot 10^8$ K) y caliente ($T > 2 \cdot 10^8$ K). Las líneas punteadas corresponden a las reacciones más lentas para cada temperatura.

7.2 Quemado explosivo de carbono y oxígeno.

Este tipo de quemado ocurre a temperaturas $T \sim 2 \times 10^9 K$ y densidades $\rho \sim 10^5 g/cm^3$. El resultado de este quemado depende de la composición inicial del material y del factor de enriquecimiento de neutrones $\eta = (N - Z)/(N + Z)$, donde N es el número promedio de neutrones y Z el número promedio de protones.

Para el Sol, $\eta \sim 2 \times 10^{-3}$.

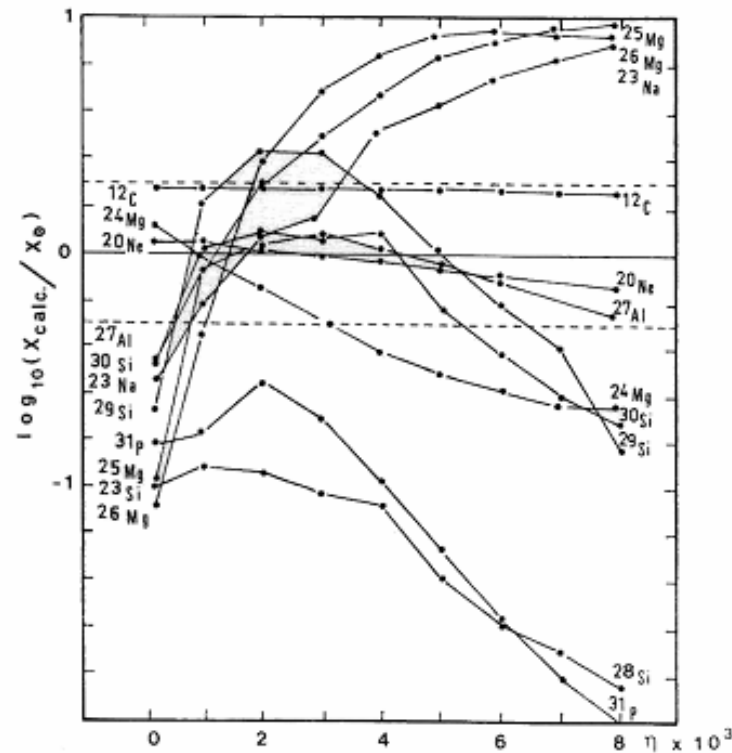


Figura 15. Abundancia de núcleos producidos durante el quemado explosivo de C como función del exceso de neutrones η . X_{calc}/X_{\odot} es la abundancia calculada en unidades de la abundancia del sol X_{\odot} . La región entre las líneas punteadas corresponde al rango de observaciones de donde se ve que el mejor ajuste se obtiene para $10^{-3} < \eta < 2 \times 10^{-3}$ (Audouze & Vauclair 1980).

Nucleosíntesis de elementos pesados

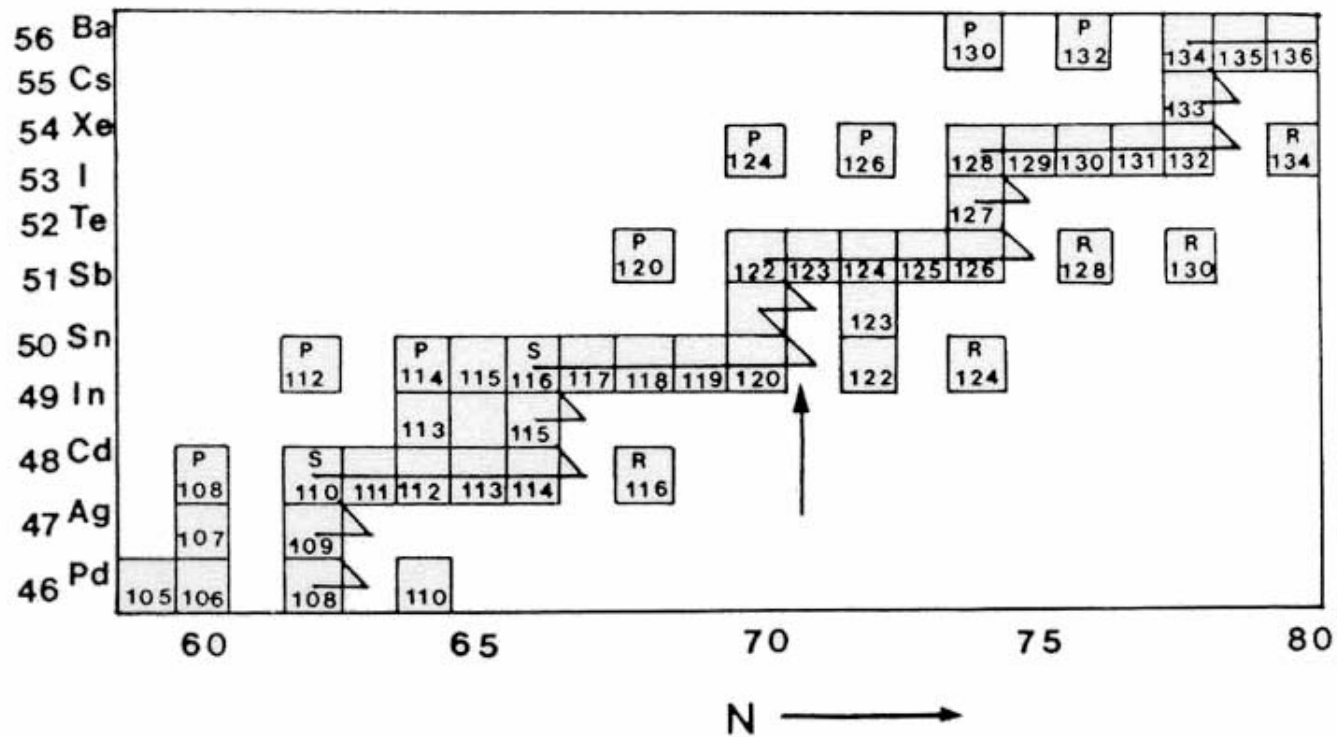


Figura 16. Fragmento de la Carta de núclidos en donde, la abscisa corresponde al número de neutrones N y la ordenada al número de protones Z . Los isobaros (núcleos con el mismo número de masa A) se encuentran sobre diagonales. Las letras s , r y p denotan el proceso de formación de un determinado elemento.

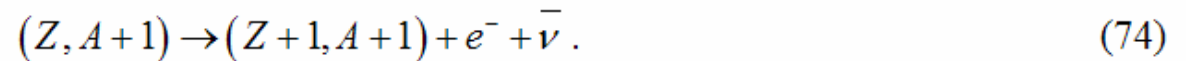
Procesos de captura de neutrones

Los isóbaros, elementos con la misma masa atómica $A = N + Z$, se encuentran sobre las diagonales. Existe una marcada diferencia entre núcleos con A par o impar. Las especies con A par pueden tener varios isótopos estables. La diferencia entre núcleos se debe a la mayor estabilidad de los núcleos con A par.

Cuando un núcleo absorbe un neutrón se transforma en un nuevo isótopo del mismo elemento con masa atómica $A + 1$. Podemos representar esta reacción de la siguiente manera:



El nuevo núcleo puede ser inestable a un determinado decaimiento β , que es la transformación de un neutrón en un protón dentro del núcleo con la emisión de un electrón (e^-) y un antineutrino ($\bar{\nu}$),



Si el nuevo núcleo es estable puede absorber un neutrón para formar un nuevo isótopo ($Z + 1, A + 2$). Si no es estable, puede tener un decaimiento β o absorber un neutrón dependiendo de la intensidad de flujo de neutrones.

Proceso s (slow o lento)

Un núcleo sigue absorbiendo neutrones mientras los nuevos isótopos sigan siendo estables; esto corresponde a un movimiento horizontal hacia la derecha en la Carta de núclidos.

Este proceso sigue hasta el momento que el nuevo isótopo sea inestable a decaimiento β . Si el flujo de neutrones no es intenso, el tiempo de decaimiento β es siempre menor que el tiempo de captura de neutrones, es decir, el núcleo decae en lugar de absorber un neutrón.

Por ejemplo, Sn absorbe neutrones hasta llegar a ^{121}Sn que es inestable y decae a ^{121}Sb que absorbe un neutrón para transformarse en ^{122}Sb , que es de nuevo inestable y decae a ^{122}Te , que es estable y captura varios neutrones antes de volverse inestable de nuevo. A este proceso se le llama lento o s ya que el proceso de adición de neutrones es lento y el decaimiento β siempre ocurre antes que la captura de neutrones cuando el núcleo es inestable.

Proceso r (rapid o rapido)

Si el flujo de neutrones es muy intenso, la escala de tiempo para captura de neutrones se vuelve menor que la escala de tiempo para el decaimiento β . Por consiguiente, el núcleo $(Z, A+1)$ captura otro neutrón en lugar de tener un decaimiento β y se transforma por medio de la reacción



De esta manera, se pueden sintetizar isótopos inestables cada vez más pesados hasta que llegue el momento que el tiempo de decaimiento β se vuelva menor que el tiempo de captura de neutrones. Entonces los decaimientos β se repiten hasta que el núcleo regresa a la zona de estabilidad.

Proceso p

Los dos mecanismos principales por medio de los cuales opera el proceso p son interacciones débiles y reacciones con partículas energéticas. A temperaturas por arriba de 10^9 K los fotones son transformados en pares electrón-positrón por medio de la reacción



Los positrones liberados en esta reacción pueden ser utilizados en transformar neutrones en protones a través de las interacciones débiles



Estos mecanismos transforman un núcleo s o r en un núcleo p (ver la Figura 18). Este tipo de proceso p puede ocurrir en cualquier región estelar en donde la temperatura excede los $\sim 10^9$ K, por ejemplo en zonas de quemado de oxígeno. Un núcleo s o r puede ser transformado en un núcleo p al ser golpeado por una partícula energética que destruye parcialmente al núcleo original. Estos mecanismos pueden explicar la formación de elementos p , como por ejemplo, ^{138}La , ^{180}Ta , ^{184}W , ^{190}Pt , ^{196}Hg , etc.

A temperaturas alrededor de los 10^9 K, hay dos reacciones que pueden transformar núcleos s o r en núcleos p :



Proceso p

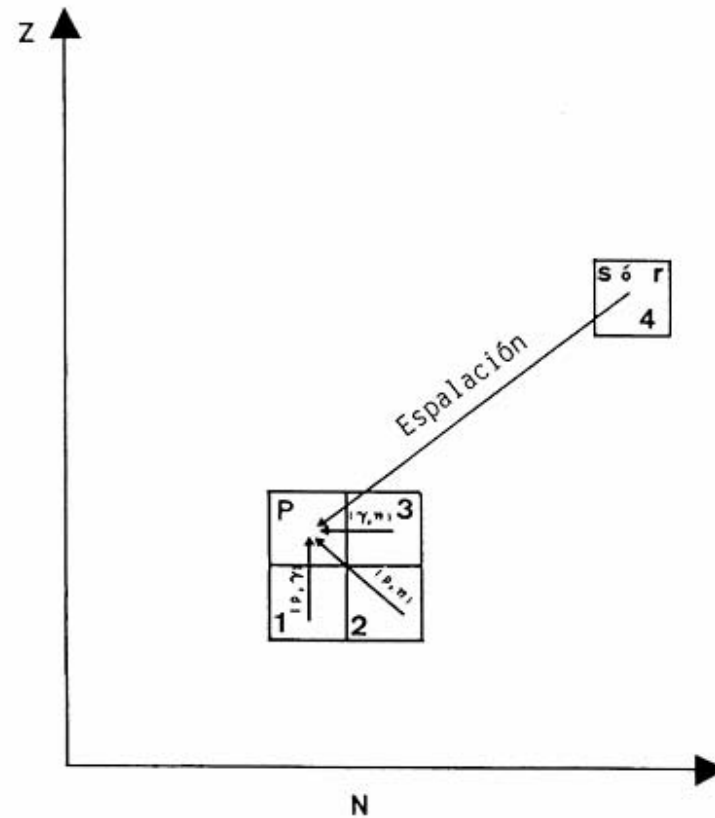
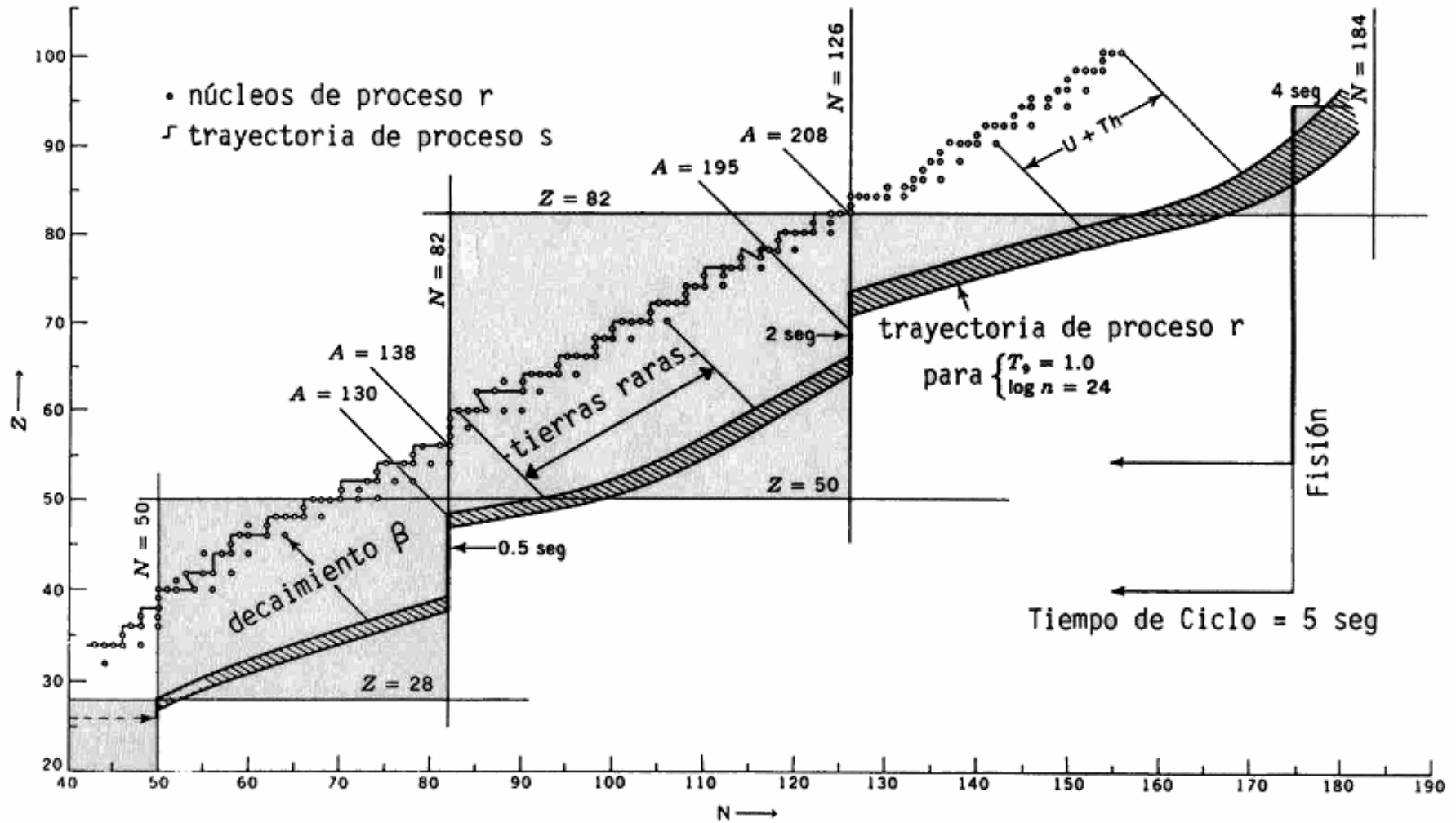
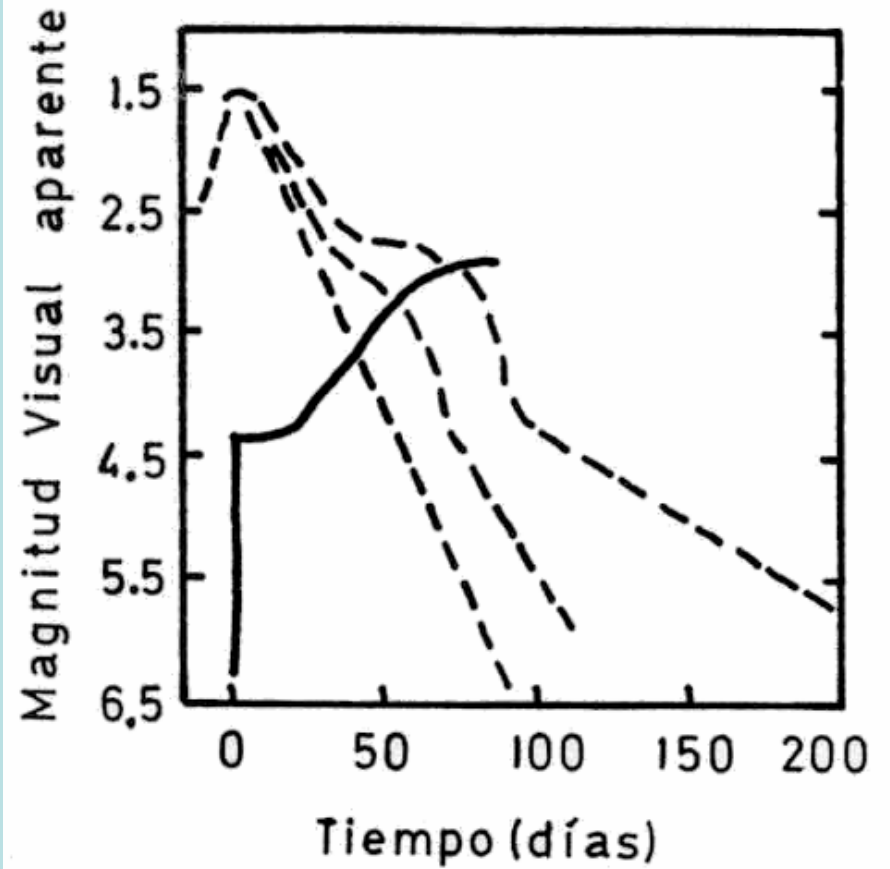
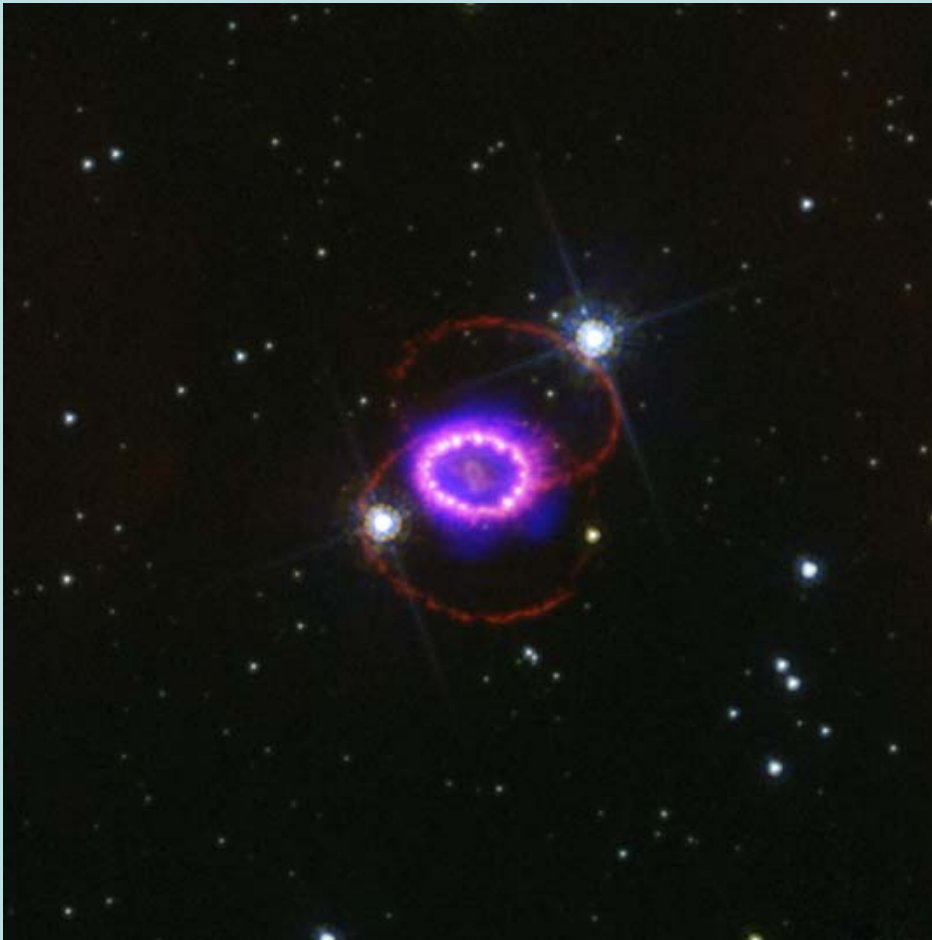


Figura 18. Mecanismos de producción de elementos p a partir de núcleos de proceso s o r .

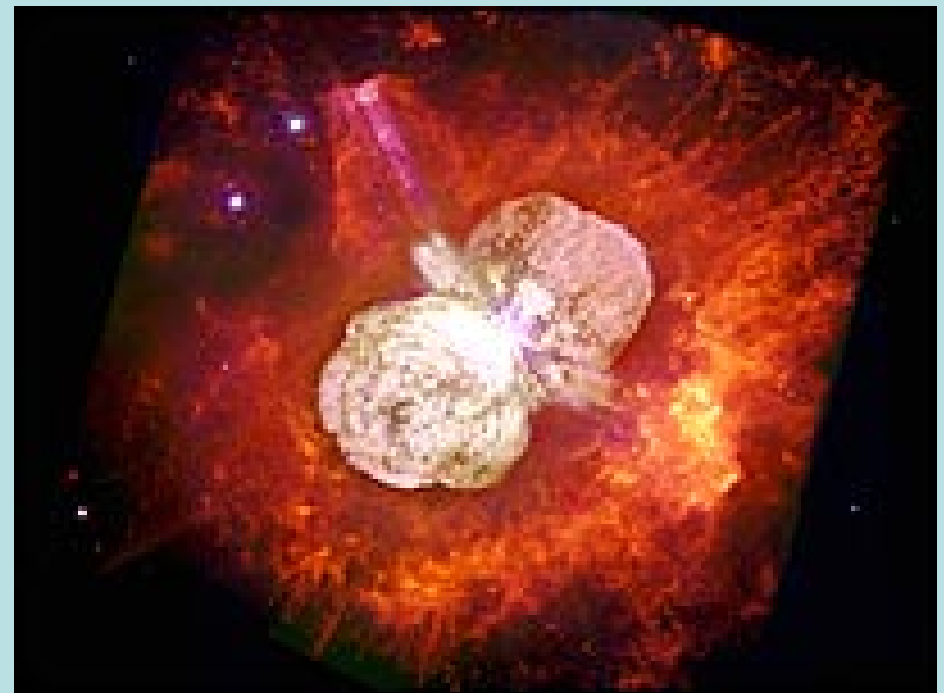
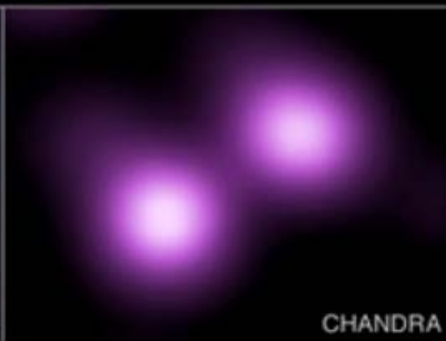
Trayectorias en la Carta de Nucleidos de captura de neutrones para el proceso s y el proceso r



Supernova 1987a



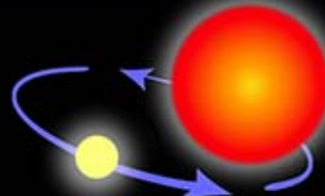
Supernova SN 2006gy



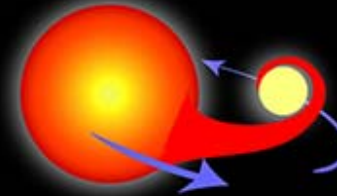
The progenitor of a Type Ia supernova



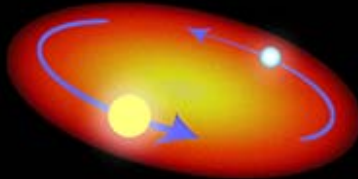
Two normal stars are in a binary pair.



The more massive star becomes a giant...



...which spills gas onto the secondary star, causing it to expand and become engulfed.



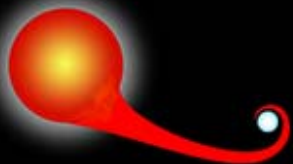
The secondary, lighter star and the core of the giant star spiral inward within a common envelope.



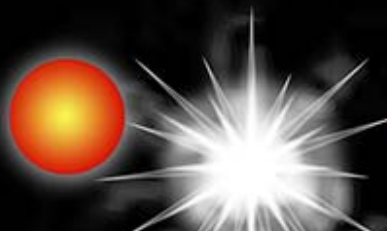
The common envelope is ejected, while the separation between the core and the secondary star decreases.



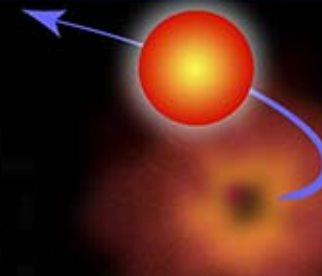
The remaining core of the giant collapses and becomes a white dwarf.



The aging companion star starts swelling, spilling gas onto the white dwarf.



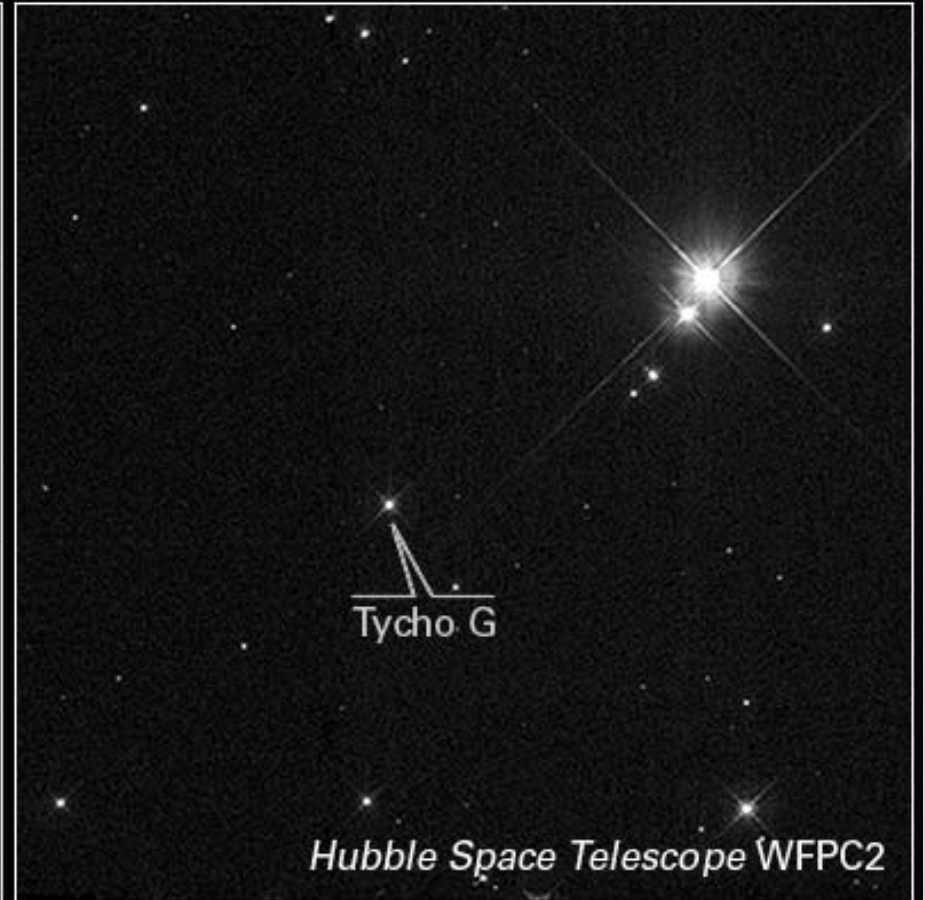
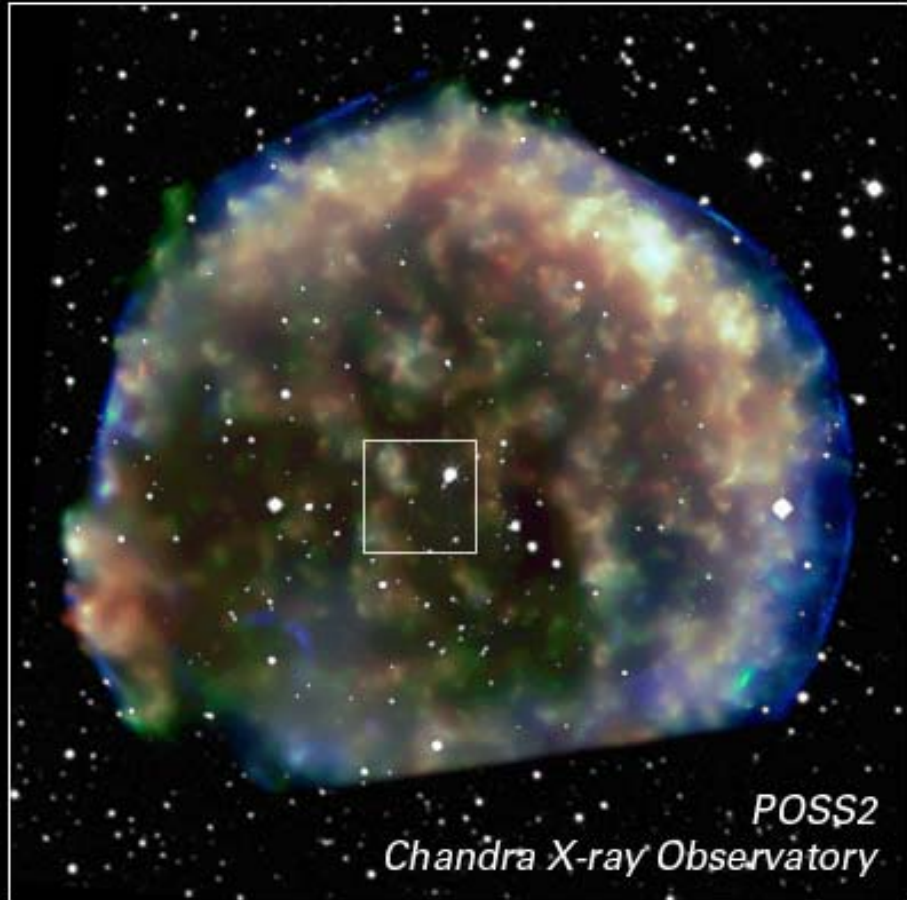
The white dwarf's mass increases until it reaches a critical mass and explodes...



...causing the companion star to be ejected away.

Supernova la- ¡en acción!

Candidate Progenitor Companion to Tycho's Supernova 1572



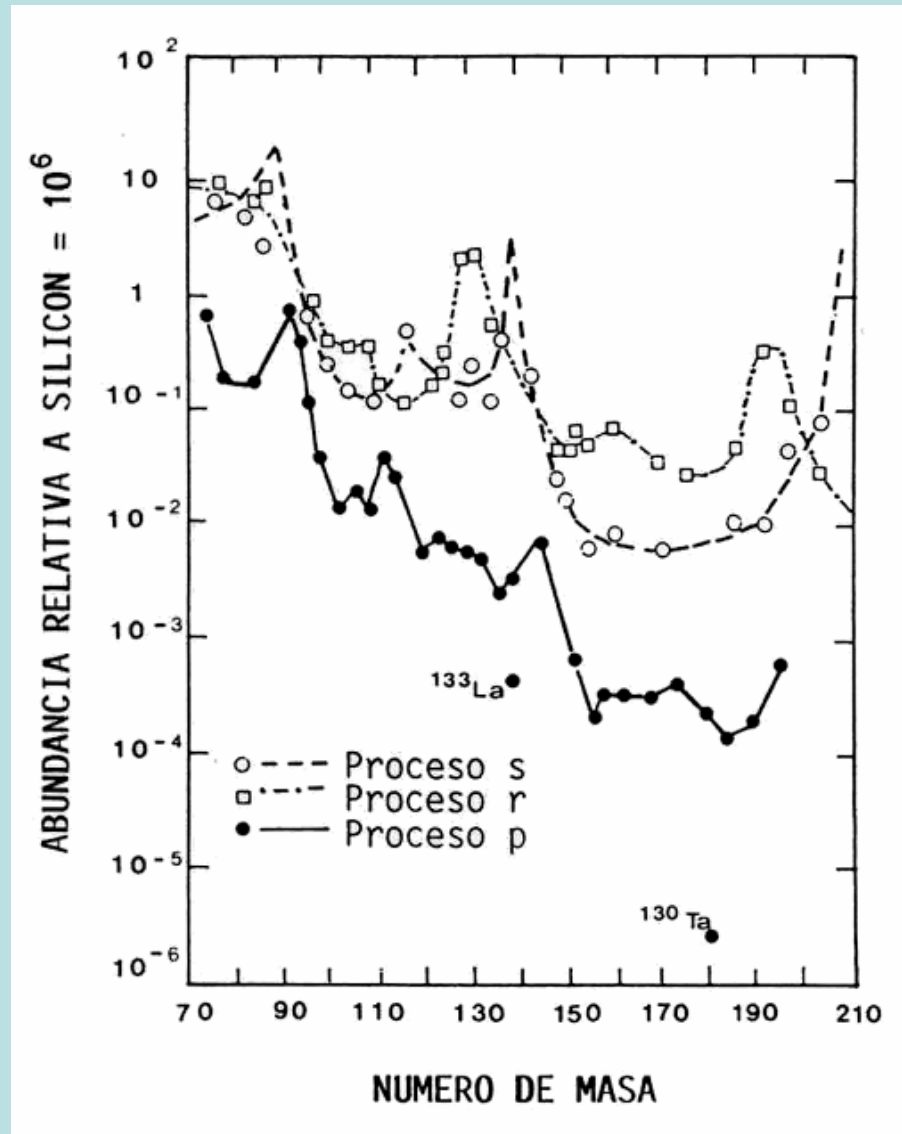
NASA, ESA and P. Ruiz-Lapuente (University of Barcelona)

STScI-PRC04-34

Porque las supernovas son tan brillantes?

- Durante el quemado de hidrógeno se quema 10-15% de la masa de H en He en 10^{8-10} años.
- Durante una explosión de supernova se quema lo mismo pero en unos 100 seg, el factor es $\approx 10^{8-10}$ años/100 seg $\approx 10^{13-15}$
- Después la luminosidad va cayendo lentamente.
- Las capas exteriores de la supernova son expulsadas y en el interior queda un remanente que puede ser un agujero negro o un objeto compacto.
- Todos los elementos pesados del universo son formados durante explosiones de supernovas.
- Hay fuertes incertidumbres en la hidrodinámica de este tipo de explosiones, en particular en como modelar el transporte de neutrinos.

Abundancia relativa a silicio de núcleos de procesos s, r o p como función del número de masa A



Taken from
 Tumlinson,
 Venkatesan &
 Shull (2004)

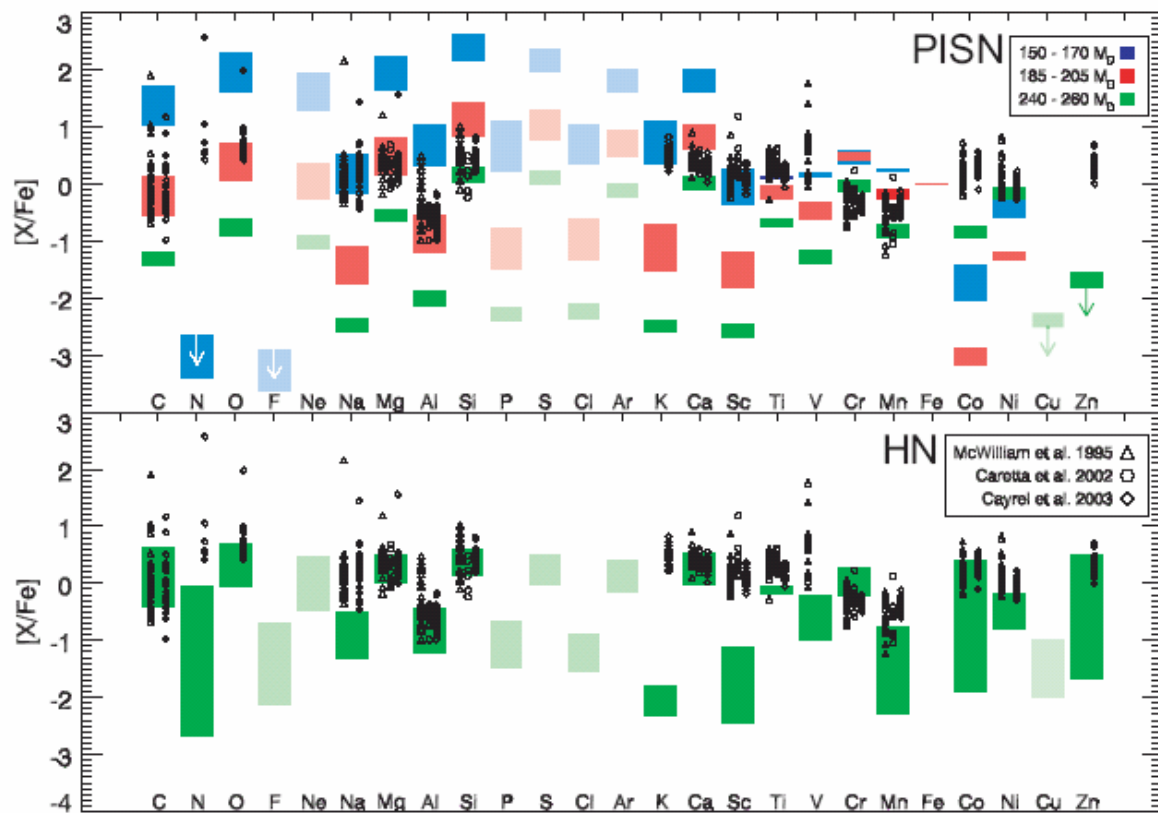
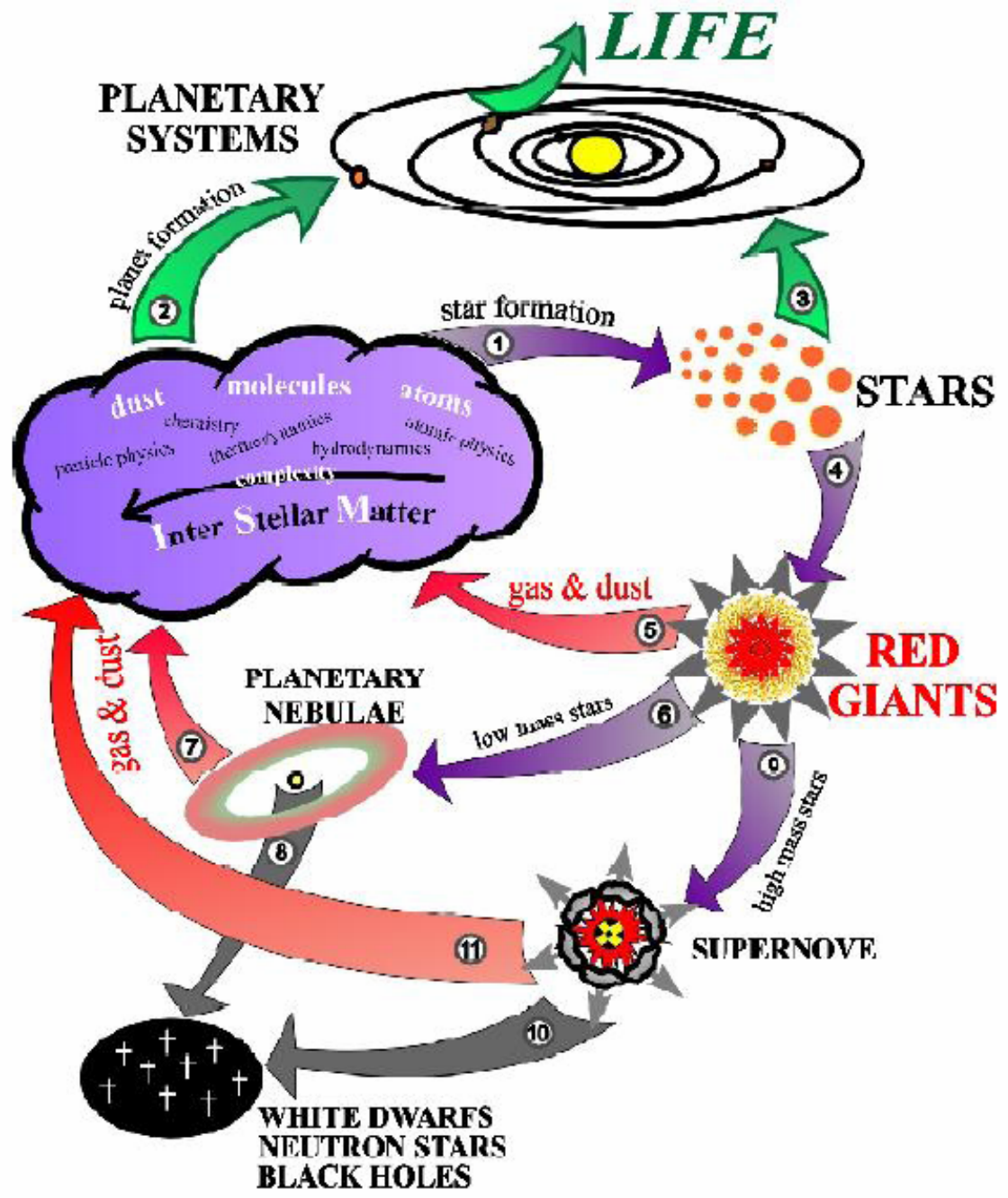


Fig. 1.— Observed element abundances for 63 metal-poor halo stars from McWilliam et al. (1995), Carretta et al. (2002), and Cayrel et al. (2003). These stars range over $[Fe/H] = -2$ to -4 . For duplicated stars, the higher-resolution data from Cayrel et al. (2003) are used. In the upper panel, we compare the observed abundances to the theoretical yields for VMS pair-instability supernovae from $M = 140 - 260 M_{\odot}$. These yields are plotted separately for three ranges of stellar mass as indicated. Clearly, VMS of a single mass cannot explain the observed yields. Also, the extreme odd-even effect predicted for VMS is not apparent in the data. In the lower panel, we compare the observed abundances to the theoretical hypernova yields of Cr, Mn, Co, and Zn from Umeda & Nomoto (2004), adjusted for small changes in Y_e , and for all other elements from Umeda & Nomoto (2002), over the range $M = 1 - 50 M_{\odot}$ and $E_{51} = 1 - 100$. These yields provide a superior fit to the observed patterns, particularly for the Fe-peak elements (Cr - Zn).



Astrofísica y nucleosíntesis:
Parte IV : Nucleosíntesis cosmológica

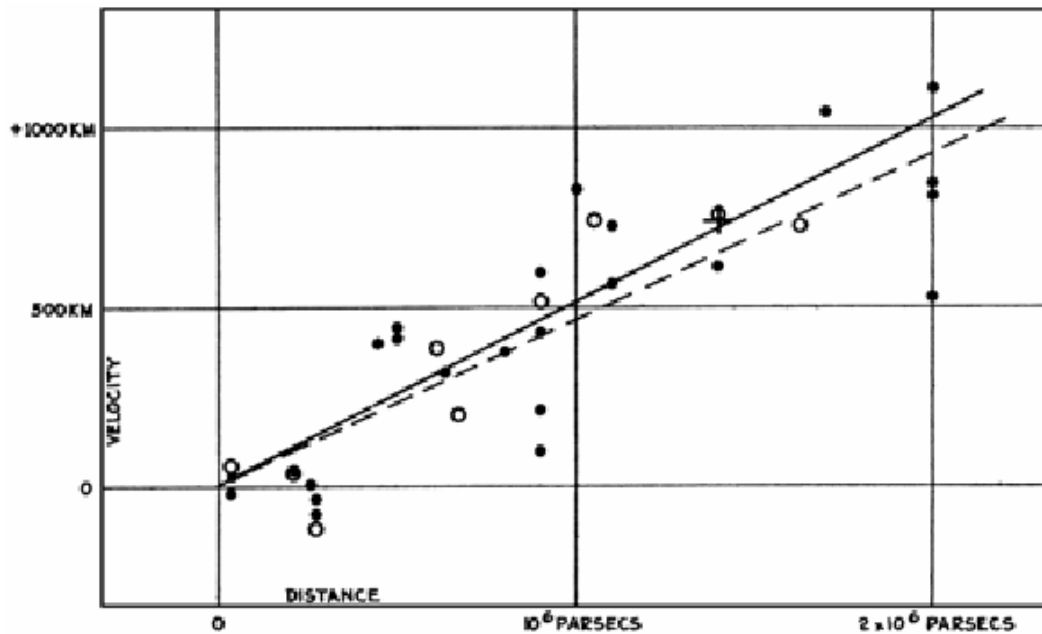
Jaime Klapp

Instituto Nacional de
Investigaciones Nucleares

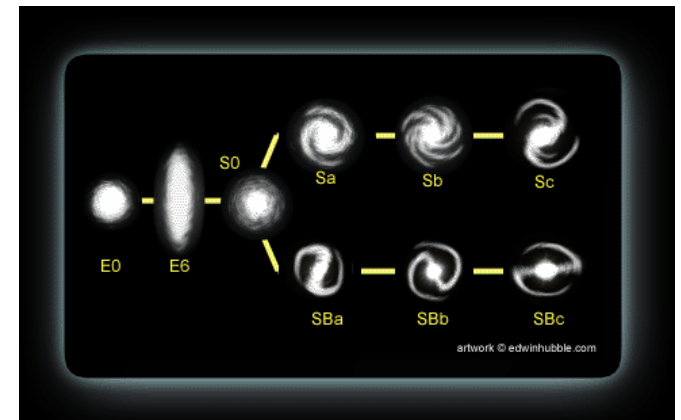
Edwin Hubble

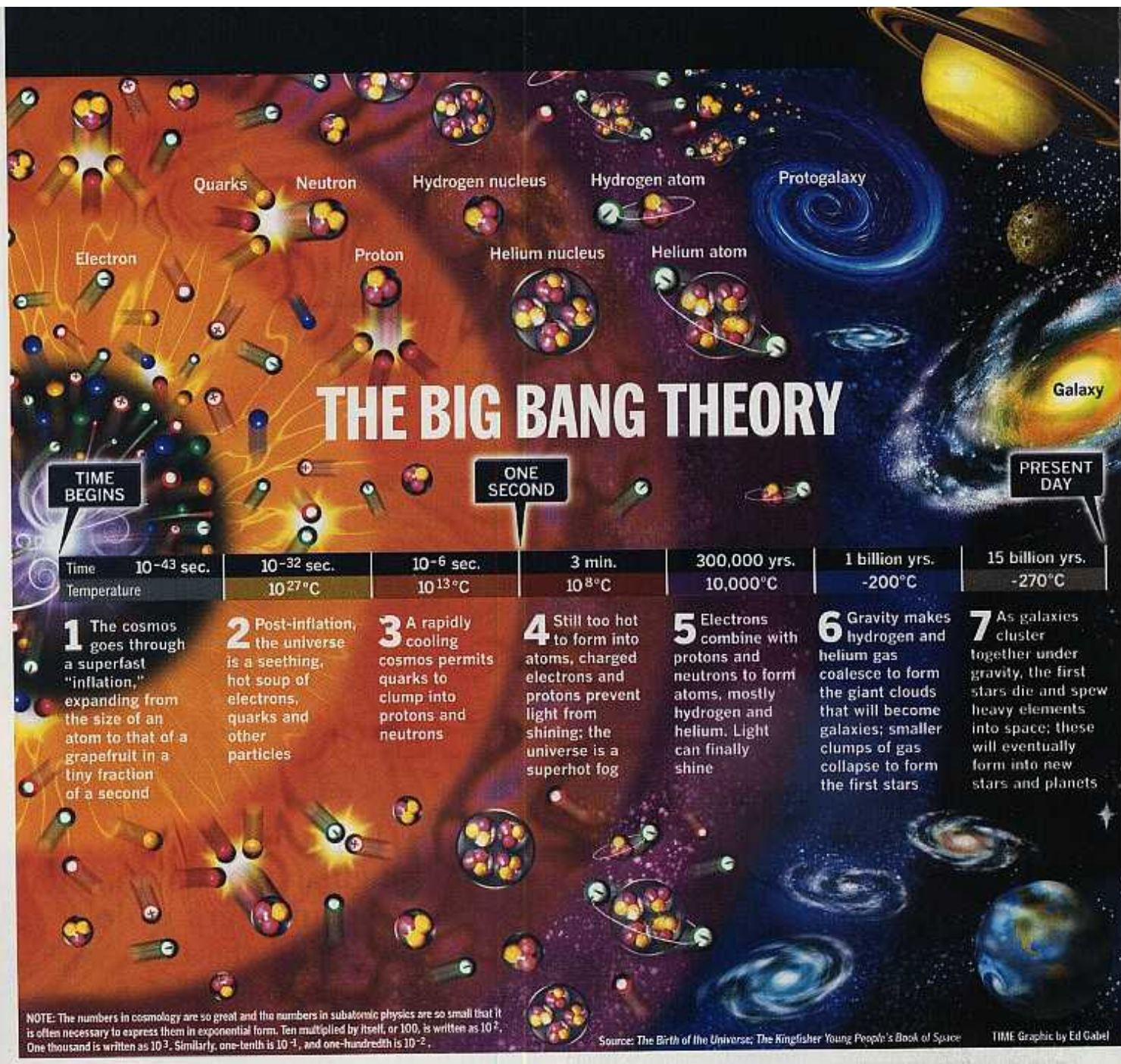
atleta-astrónomo-boxeador-abogado
-maestro de español-astrónomo...

Ley de Hubble



$$v = H_0 r$$





THE BIG BANG THEORY

TIME BEGINS

ONE SECOND

PRESENT DAY

Time	10^{-43} sec.	10^{-32} sec.	10^{-6} sec.	3 min.	300,000 yrs.	1 billion yrs.	15 billion yrs.
Temperature		10^{27} °C	10^{13} °C	10^8 °C	$10,000$ °C	-200° C	-270° C

- 1** The cosmos goes through a superfast "inflation," expanding from the size of an atom to that of a grapefruit in a tiny fraction of a second
- 2** Post-inflation, the universe is a seething, hot soup of electrons, quarks and other particles
- 3** A rapidly cooling cosmos permits quarks to clump into protons and neutrons
- 4** Still too hot to form into atoms, charged electrons and protons prevent light from shining; the universe is a superhot fog
- 5** Electrons combine with protons and neutrons to form atoms, mostly hydrogen and helium. Light can finally shine
- 6** Gravity makes hydrogen and helium gas coalesce to form the giant clouds that will become galaxies; smaller clumps of gas collapse to form the first stars
- 7** As galaxies cluster together under gravity, the first stars die and spew heavy elements into space; these will eventually form into new stars and planets

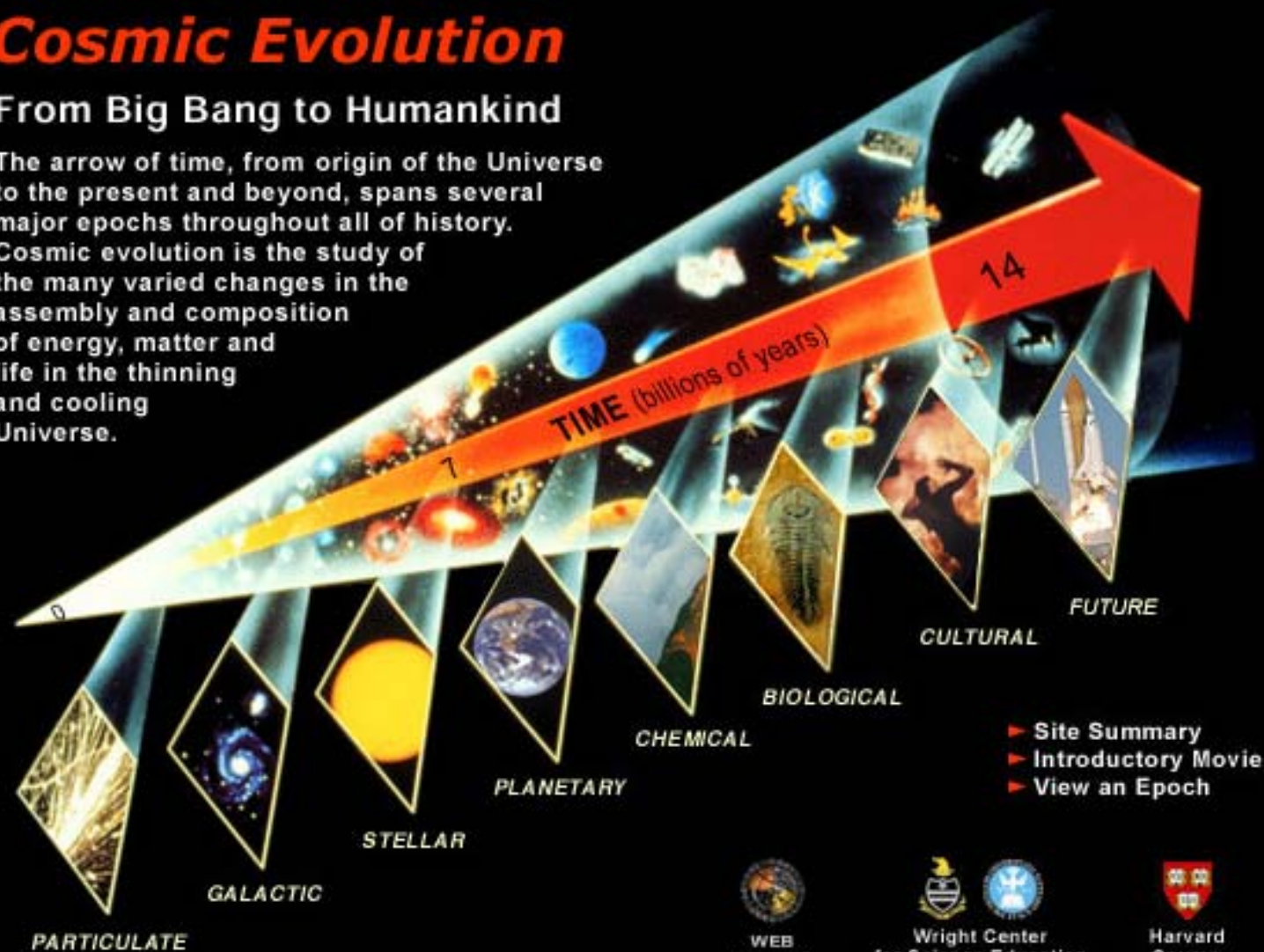
NOTE: The numbers in cosmology are so great and the numbers in subatomic physics are so small that it is often necessary to express them in exponential form. Ten multiplied by itself, or 100, is written as 10^2 . One thousand is written as 10^3 . Similarly, one-tenth is 10^{-1} , and one-hundredth is 10^{-2} .

Source: *The Birth of the Universe*; *The Kingfisher Young People's Book of Space* TIME Graphic by Ed Gabel

Cosmic Evolution

From Big Bang to Humankind

The arrow of time, from origin of the Universe to the present and beyond, spans several major epochs throughout all of history. Cosmic evolution is the study of the many varied changes in the assembly and composition of energy, matter and life in the thinning and cooling Universe.



- ▶ Site Summary
- ▶ Introductory Movie
- ▶ View an Epoch



WEB
AWARDS



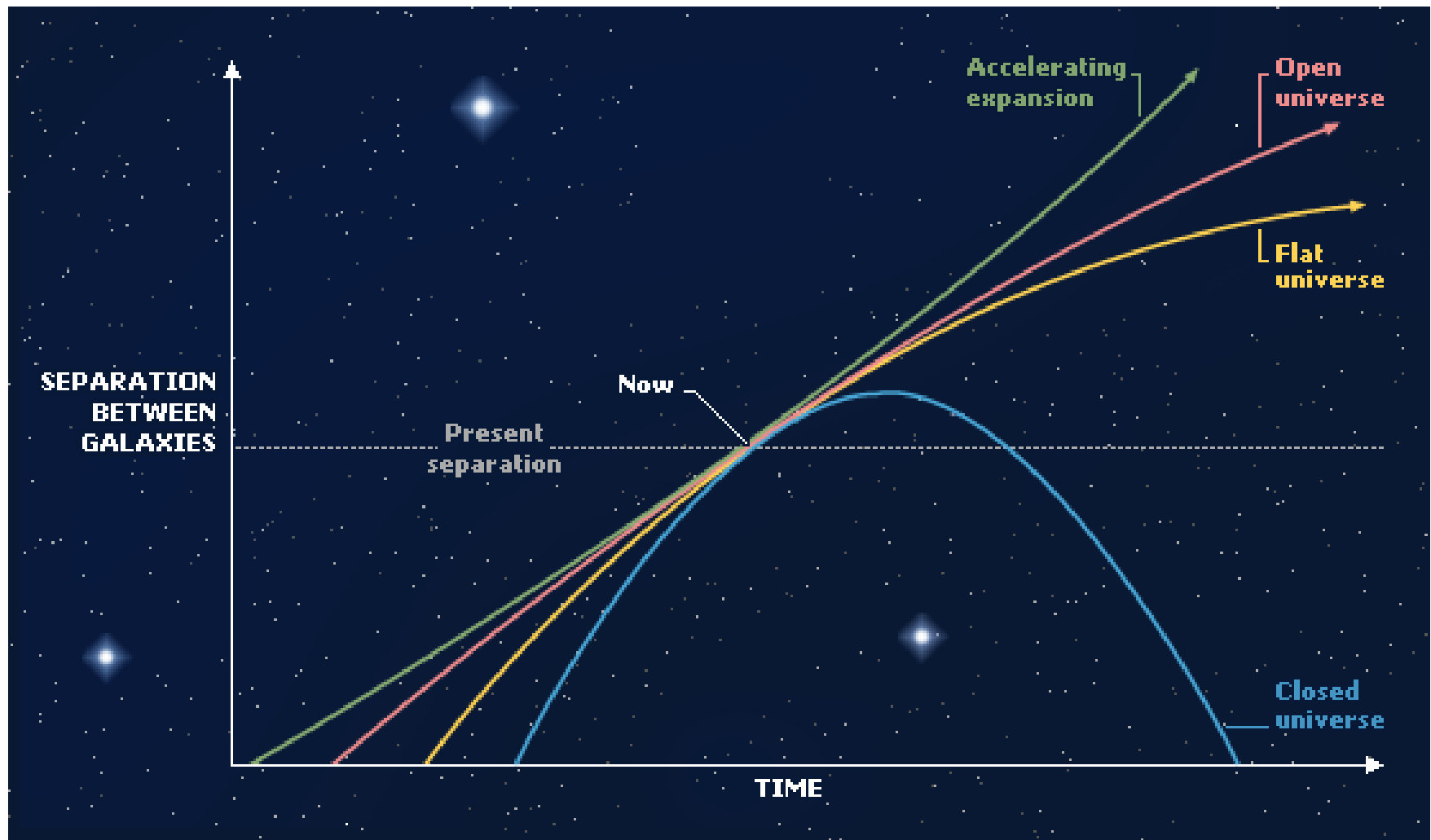
Wright Center
for Science Education
Tufts University

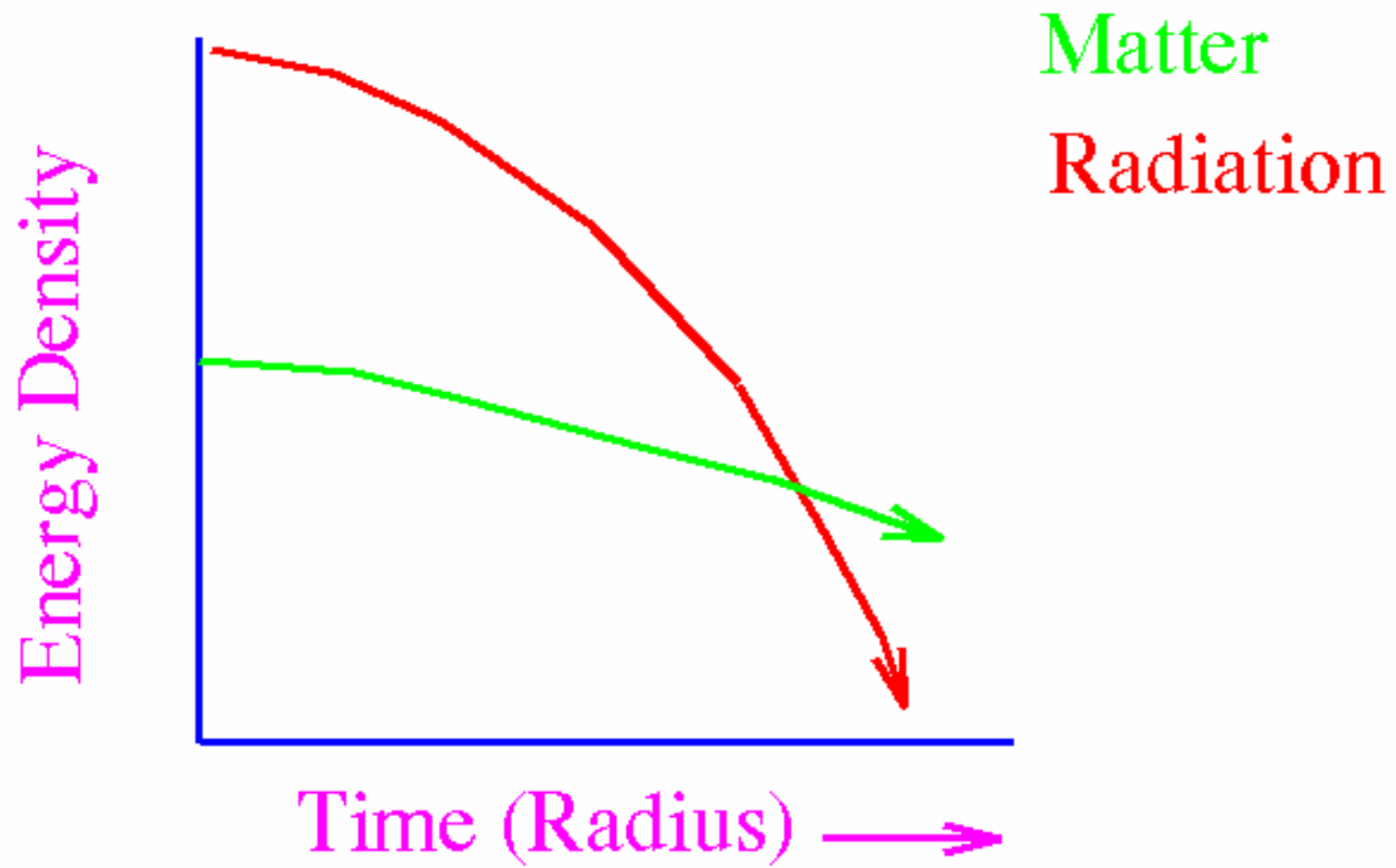


Harvard
Course
Syllabus

Algunos detalles de la evolución del universo

- Tiempo = 0: Detona el universo.
- $0 < \text{Tiempo} < 100,000$ años: Período caliente del universo, la temperatura baja de muy altas temperaturas a aproximadamente 10,000 K.
- Tiempo de la recombinación: 100,000 años, corrimiento al rojo $Z = 1000$, Temperatura = 10,000K, el universo se recombina.
- $1000 < Z < 50-100$; 10^4-10^7-8 años : formación temprana del universo, estrellas masivas y muy masivas sin metales.
- $Z=50-30$ Reionización del universo.
- $Z < 50$ Formación de galaxias.





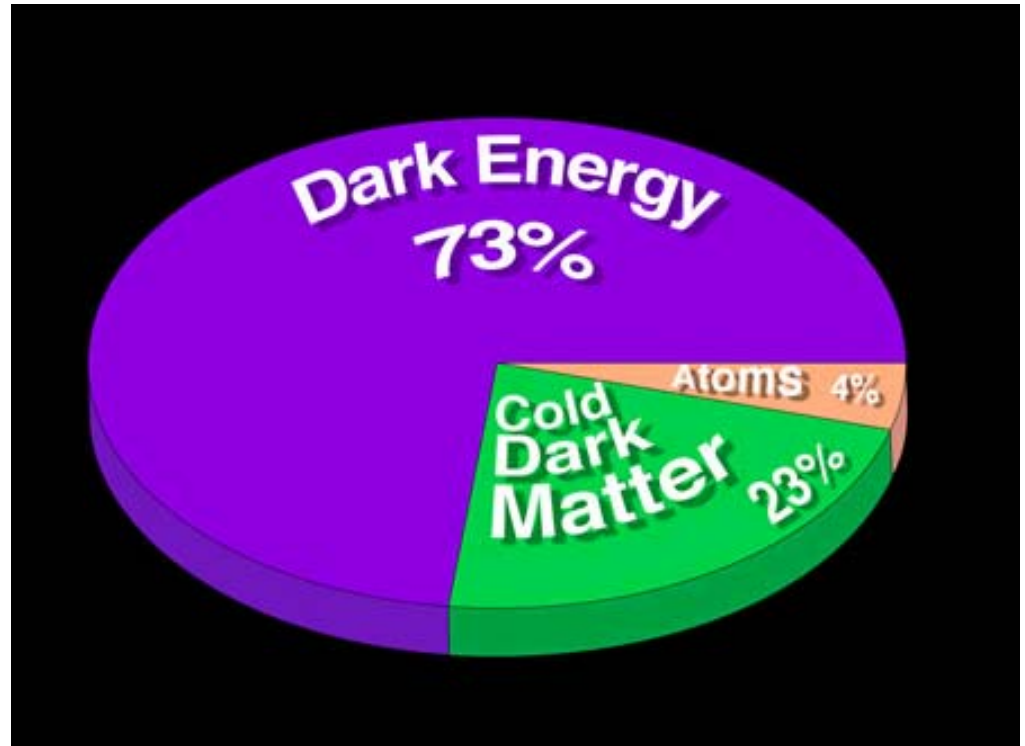
Composición del universo

El Universo esta hecho de:

Bariones 4 %

Materia oscura 23%

Energía oscura 73%



El principio: la época de Planck

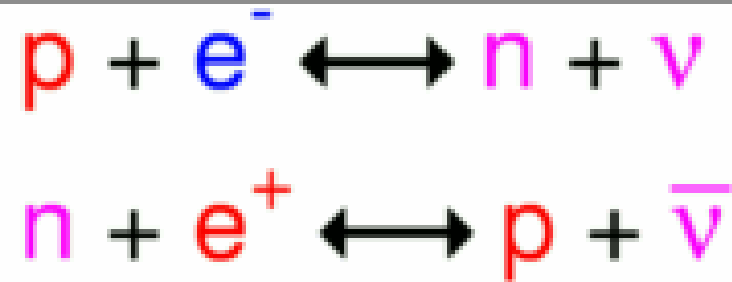
- Cuando $t \approx 10^{-43}$ seg, la temperatura del universo era $\approx 10^{32}$ K. Los electrones no existían y menos los átomos. Esta es la época de la llamada cosmología cuántica de la cual sabemos muy poco. La materia y anti-materia coexistían en casi iguales cantidades, pero eran dominadas por la energía de fondo del universo.
- Las leyes actuales del universo no eran válidas. Como no existe una teoría cuántica de la gravedad, no se entiende que ocurrió durante esta época.
- Cuando $t \approx 10^{-35}$ seg, la temperatura había bajado a 10^{28} K. Se inicia la bariogénesis, donde los bariones son formados e incluye los quarks y las partículas hechas de quarks como los protones y neutrones.
- Entre $t \approx 10^{-35}$ y 10^{-32} seg, se tiene la inflación del universo. El universo crece de 10^{-25} a 10^{+25} meters.
- Cuando $t \approx 10^{-11}$ seg y su temperatura era 10^{16} K, dos de las cuatro fuerzas fundamentales se desacoplaron: la fuerza electromagnética y la fuerza débil.

La época de las partículas

- Cuando $t \approx 10^{-6}$ seg, la temperatura baja a $\approx 10^{13}$ K.
- A esta temperatura se forman los leptones como son los electrones y los neutrinos y los quarks siguen formando bariones.
- La temperatura todavía es muy alta para formar los primeros átomos.
- A esta época se le conoce como la transición cuark-hadrón en la que los cuarks se combinan para formar hadrones que son los bariones y los mesones.
- Los hadrones interactúan a través de la llamada fuerza nuclear fuerte.

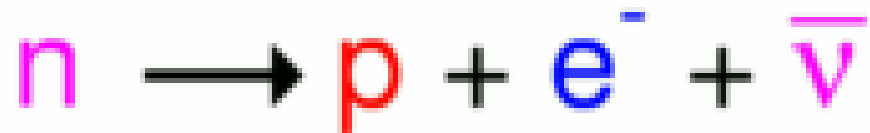
$$10^{-6} \text{ seg} < t < 1 \text{ seg}$$

- La razón neutrón/protón se mantiene en equilibrio térmico.
- Al tiempo $t = 1 \text{ seg}$, la temperatura es ligeramente menor que la diferencia de masa neutrón-protón, las reacciones débiles se vuelven mas lentas que la expansión del universo, y la razón neutro-protón se congela en aproximadamente 1:6



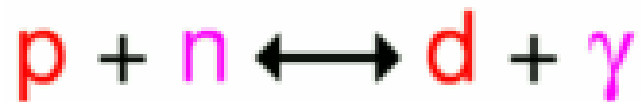
$t > 1 \text{ seg}$

- Después de 1 seg, la única reacción que cambia la abundancia de los neutrones es el decaimiento del neutrón.
- La vida media del neutrón a este tiempo es 615 seg. Si posteriormente no hubiera mas reacciones, el universo estaría compuesto sólo de hidrógeno.



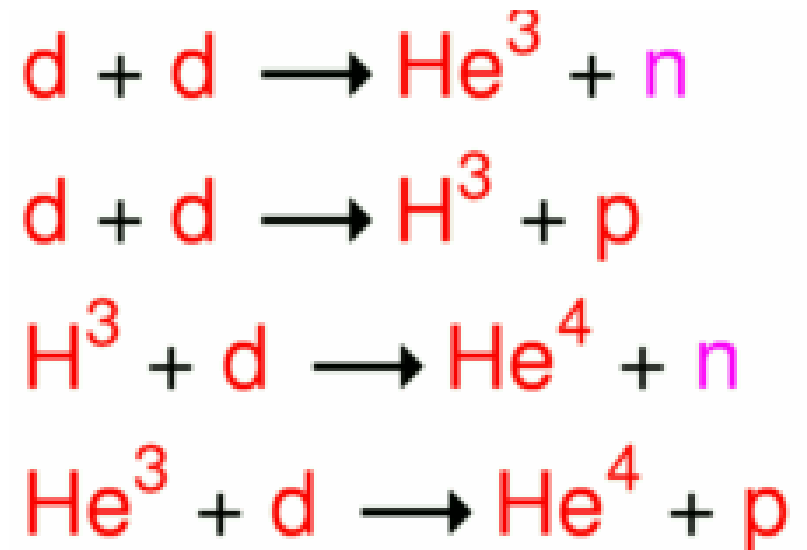
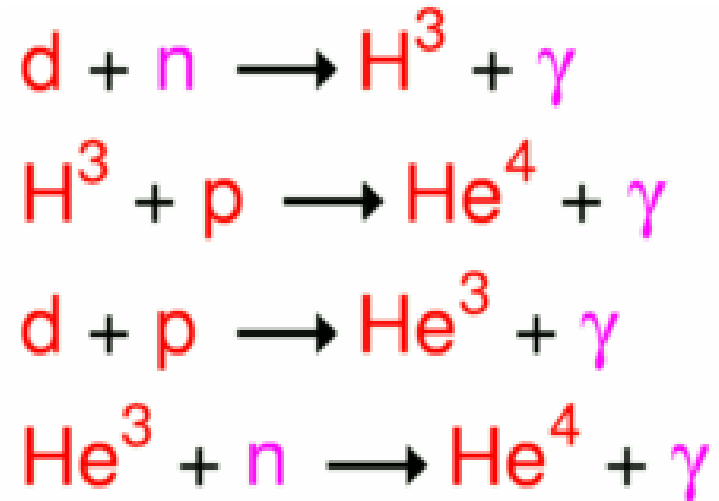
Formación de Deuterio

- La reacción que preserva los neutrones es la formación de deuterio (H^2).
- Esta reacción es exotérmica con una diferencia de energía de 2.2 MeV, pero como los fotones son billones de veces más numerosos que los protones, la reacción no ocurre hasta que la temperatura del universo cae a 1 billón de K ó $kT = 0.1$ MeV, aproximadamente 100 seg después del Big Bang. A este tiempo la razón neutrón-protón es aproximadamente 1:7.



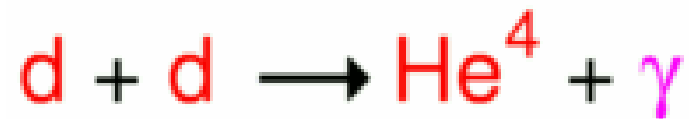
Formación de He

- Una vez que se forma el deuterio, se sigue con la formación de He^3 y He^4 y formas radiactivas de hidrógeno (H^3).
- Estas reacciones solo van en una dirección porque el núcleo de He^4 es 28 MeV más estable que el del deuterio y la temperatura ha caído a $kT = 0.1 \text{ MeV} \approx 10^8 \text{ K}$.

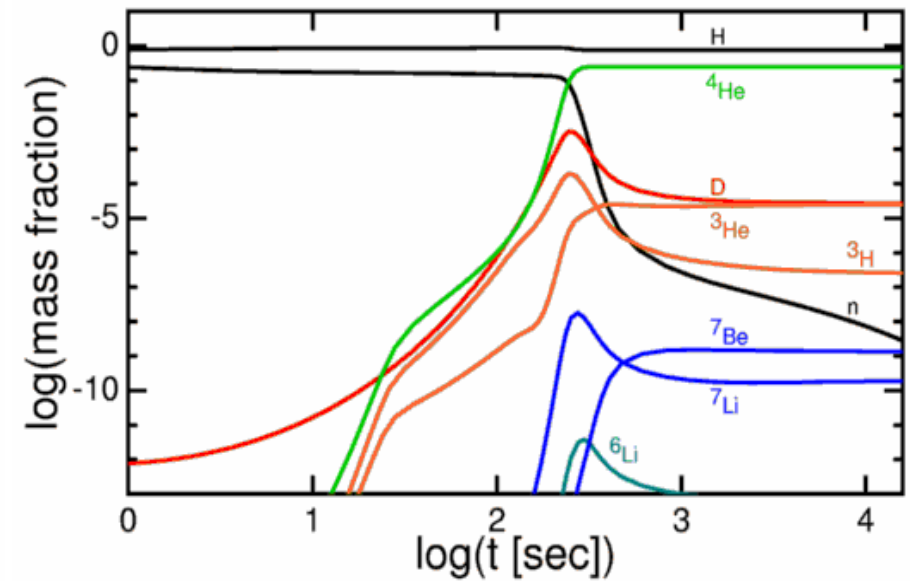
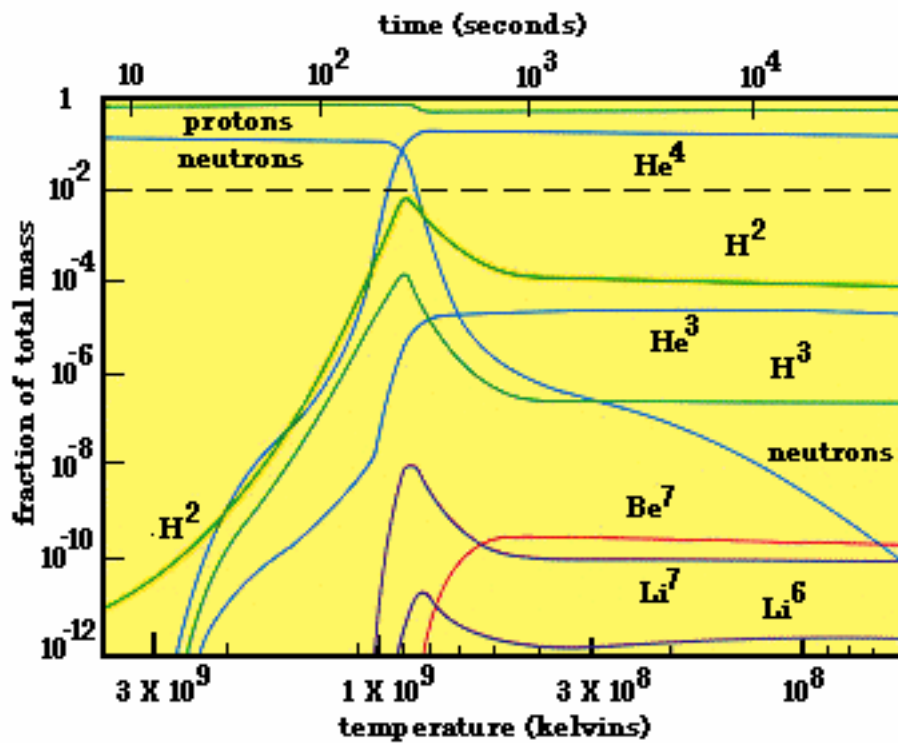


Efecto neto de formación de Helio

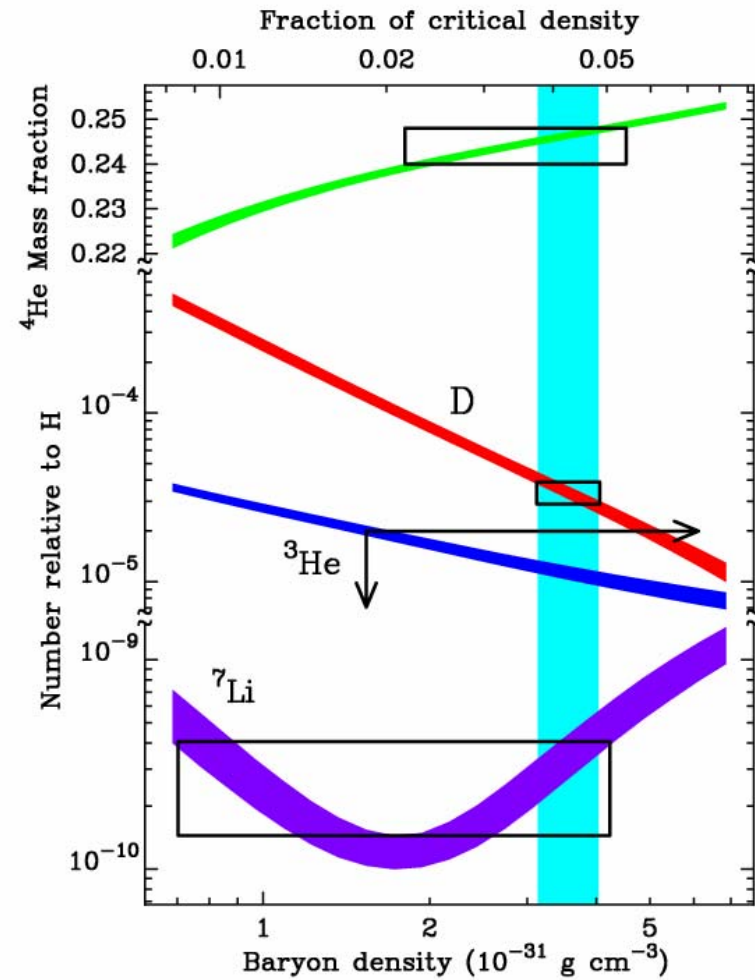
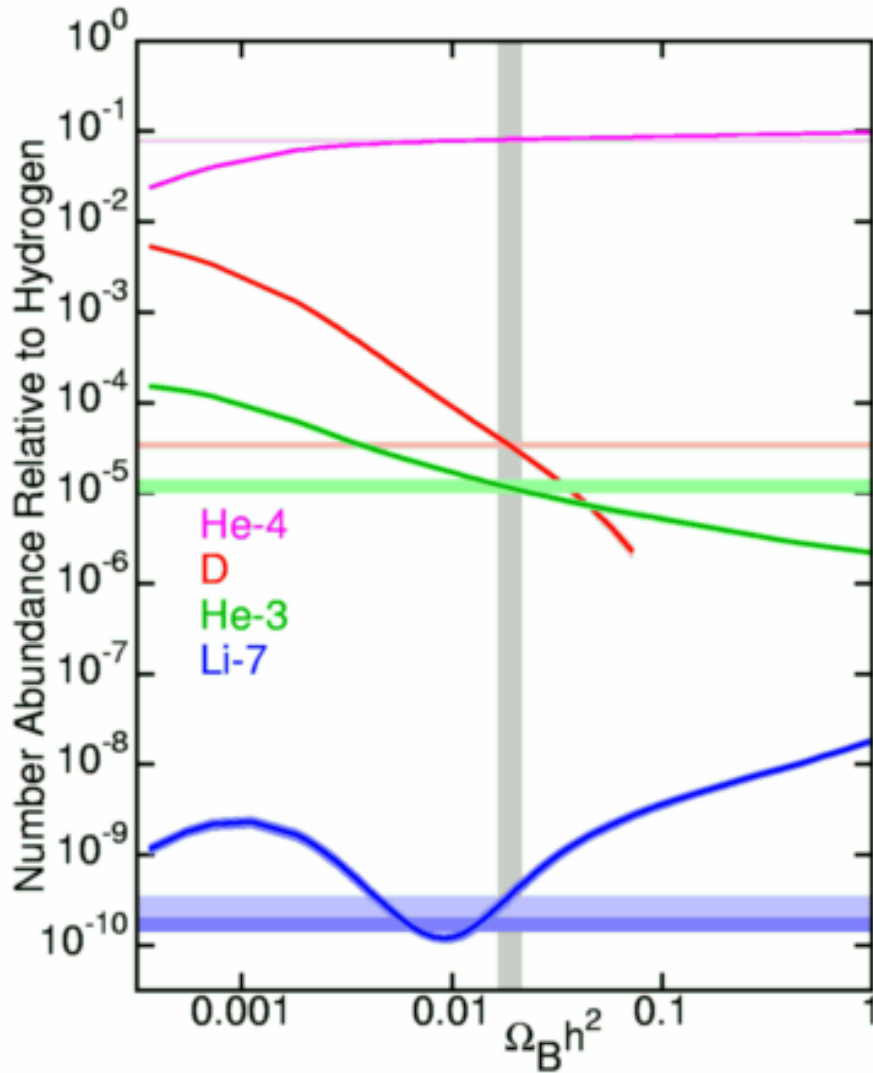
- El efecto neto de las reacciones es transformar dos deuterios en un núcleo de helio. La temperatura baja tanto que la formación de helio cesa y queda una razón D/H muy baja $\approx 10^{-5}$, sin embargo en estrellas este factor es $\approx 10^{-18}$.
- Casi todos los neutrones en el universo son incorporados en He^4 .
- La razón neutrón-protón al momento de la formación de deuterio es 1:7 y esto produce que aproximadamente el 25% del universo sea He^4 .



Formación de otros elementos ligeros



Comparación con datos observacionales



¿Realmente el modelo estándar del universo predice la producción primordial de elementos ligeros?

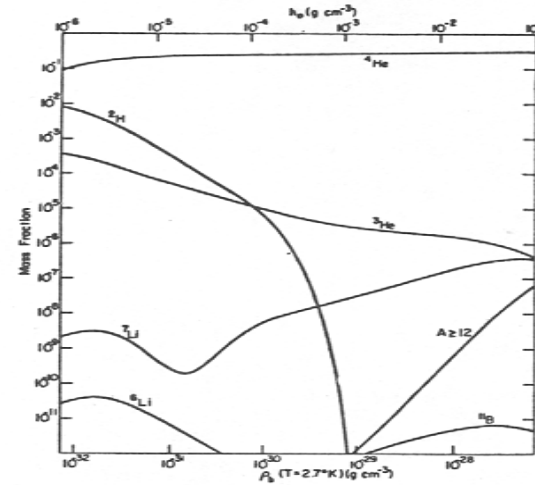


Figure 2.5: Final abundances produced by standard big bang models (from Wagoner 1973b).

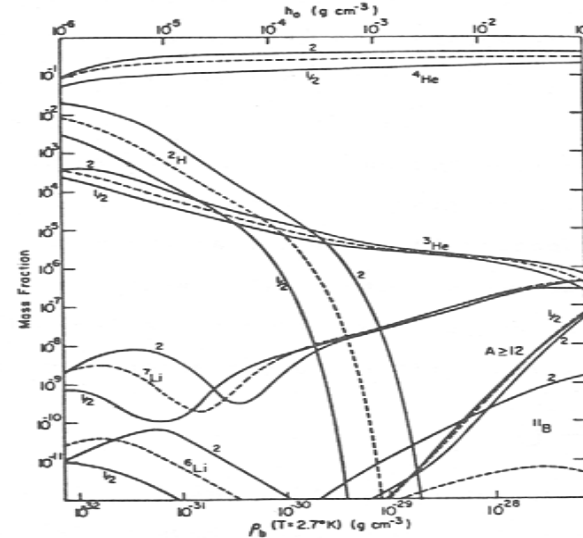


Figure 2.6: Final abundances produced by models with $\xi_b = 1/2, 2$, compared with abundances produced by the standard model (dashed curves).

NONNUCLEOSYNTHETIC CONSTRAINTS ON THE BARYON DENSITY AND OTHER
COSMOLOGICAL PARAMETERS

GARY STEIGMAN,^{1,2} NAOYA HATA,³ AND JAMES E. FELTEN^{4,1}

Received 1997 August 4; accepted 1998 July 13

This controversy has been sharpened by new observations giving the deuterium abundances on various lines of sight to high-redshift QSOs. These data should yield the primordial D abundance, but current results span an order of magnitude. The low values, D/H by number $\approx 2 \times 10^{-5}$ (Tytler, Fan, & Burles 1996; Burles & Tytler 1996), corresponding to $\eta_{10} \approx 7$ in the standard model, have been revised slightly upward [D/H $\approx (3-4) \times 10^{-5}$ (Burles & Tytler 1997, 1998a, 1998b); $\eta_{10} \approx 5$], but it still seems impossible to reconcile the inferred abundance of ${}^4\text{He}$ ($Y_p \approx 0.234$; Olive & Steigman 1995, hereafter OS) with standard BBN for this large value of η_{10} (which implies $Y_{\text{BBN}} \approx 0.247$) unless there are large systematic errors in the ${}^4\text{He}$ data (cf. Izotov, Thuan, & Lipovetsky 1994, 1997). Such low D/H values have also been challenged on observational grounds by Wampler (1996) and by Songaila, Wampler, & Cowie (1997), and deuterium abundances nearly an order of

higher abundance of D than is observed in the present-day Galaxy. Models of Galactic chemical evolution with $\eta_{10} \approx 2$, but modelers of Galactic chemical evolution have a major puzzle: How has the Galaxy reduced D from its high primordial value to its present (local) low value without producing too much ^3He (Steigman & Tosi 1995), without using up too much interstellar gas (Edmunds 1994; Prantzos 1996), and without overproducing heavy elements (cf. Tosi 1996 and references therein)? It appears that η_{10} , although known to order of magnitude, may be among the less well known cosmological parameters at present. Despite this, large modern simulations that explore other cosmological parameters are often limited to a single value of $\eta_{10} = 3.4$ (e.g., Borgani et al. 1997).

In this situation it may be instructive, as a thought experiment, to abandon nucleosynthetic constraints on η_{10} entirely and ask the question, If we put η_{10} onto the same footing as the other cosmological free parameters and apply joint constraints on all these parameters based on other astronomical observations and on theory and simulation, what values of η_{10} and the other parameters are favored? This may indicate the most promising avenue to a resolution of the controversy over η_{10} .

We discuss the following popular Λ CDM models: (1) Open

Producción no cosmológica de deuterio

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 212:595-601, 1977 March 15

© 1977. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

DEUTERIUM PRODUCTION BY HIGH-ENERGY PARTICLES

RICHARD I. EPSTEIN

Center for Astrophysics, Harvard College Observatory and Smithsonian Astrophysical Observatory

Received 1976 August 25

ABSTRACT

The production of the cosmic abundance of deuterium by high-energy spallation reactions is examined. The large energy requirements and the concomitant production of other nuclei and γ -rays impose severe constraints on this sort of mechanism. Violent pregalactic events, which might occur shortly after recombination or in early quasar-like objects, are found to be possible sites for deuterium production. Some constraints on the origin of the diffuse γ -ray background also are obtained.

Subject headings: cosmology — deuterium — gamma rays: general — nucleosynthesis

Producción primordial de elementos ligeros: D, Li, Be y B.

- Existe creciente evidencia de que el modelo estándar caliente del universo no puede explicar la formación de los elementos ligeros y este es uno de los soportes básicos de este modelo.
- En particular hay evidencia de problemas con el D.
- Este es un problema que recientemente se le ha dado poca importancia por otros temas cosmológicos.