

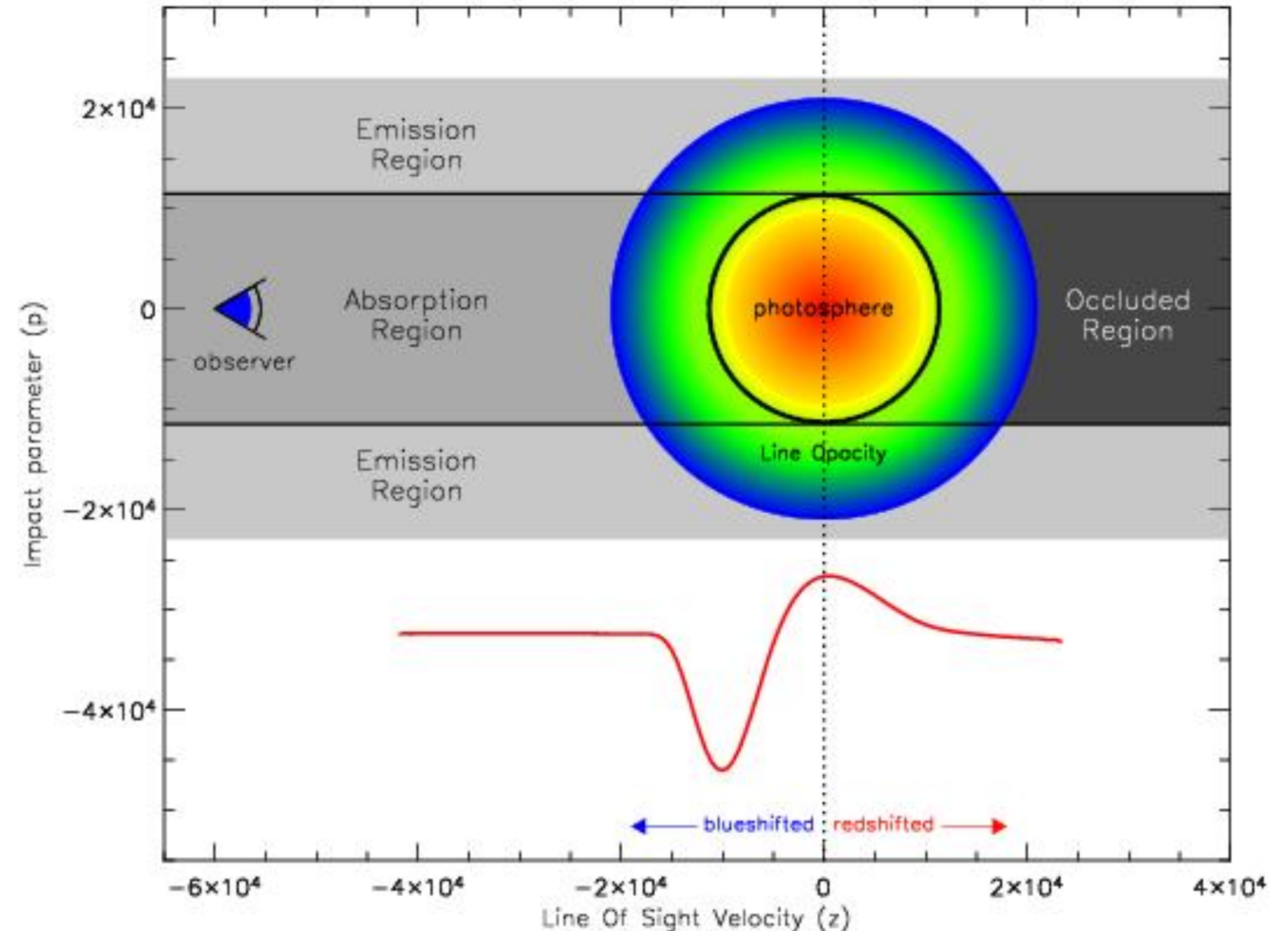
Clase anterior

- Mecanismos de pérdida de masa en objetos astronómicos.
- Atmósferas (colisionales) y exósferas (no colisionales) planetarias.
- Escape de Jeans en exósferas ($v_{esc} \leq v_{th}$)
- Imposibilidad de atmósfera solar estática (ver [Choudhuri 1998, *The Physics of Fluids and Plasmas*](#))
- Modelo de viento solar de Parker (1958)
- Mediciones del viento solar.

Vientos estelares

- Los vientos estelares son habituales tanto en estrellas **tempranas** como **tardías**.
- Estrellas tardías o frías como el Sol son impulsadas por el gradiente de presión en las capas externas de su atmósfera.
- La pérdida de masa del Sol debido al viento es de solo $\dot{M} \approx 10^{-14} M_{sol}/yr$
- Las estrellas mas tempranas o luminosas tienen vientos mucho mas intensos, impulsados por presión de radiación, con pérdidas de masa de $\dot{M} \approx 10^{-6} - 10^{-4} M_{sol}/yr$
- Las estrellas tempranas con vientos estelares intensos, presentan perfiles característicos en algunas de sus líneas espectrales, conocidos como **P-Cygni**.
- Una línea espectral emitida desde una atmósfera en expansión, presentará un **ensanchamiento Doppler** debido al movimiento de los elementos de fluido en la dirección de la visual

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{v}{c} \cos \theta$$



- La porción del viento que está delante de la estrella y se acerca a nosotros, produce la misma línea en **absorción**, ya que absorbe los fotones producidos en las capas mas calientes que están detrás.
- Además, la línea de absorción va a estar corrida al **azul**.

Vientos impulsados por presión de radiación

- En estrellas luminosas, la transferencia de impulso de los fotones a los átomos de la atmósfera, se traduce en una fuerza neta g_{rad}

$$g_{\text{rad}}(\underline{r}) = \frac{1}{c} \int_0^{\infty} \kappa_{\nu} I_{\nu}(\underline{r}, \hat{n}) d\nu \hat{n} d\Omega$$

que debemos agregar a la ec. movimiento del

fluido

$$u \frac{du}{dr} = - \frac{cs^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM}{r^2} + g_{\text{rad}}$$

- Resolver la ecuación de movimiento del gas junto con la ecuación de transporte para I_{ν} es muy complicado.

- Supongamos que el único proceso de transferencia de impulso es el scattering de Thomson cuya sección eficaz es

$$\sigma = \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137} \quad \sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\alpha h}{m_e c} \right)^2 = 6.7 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

La energía ΔE transferida por la radiación

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{L_*}{4\pi r^2} \cdot \sigma_T$$

$$\Delta E = c \Delta p \rightarrow \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{L_* \sigma_T}{4\pi r^2 c} = m g_{\text{rad}}$$

En definitiva $g_{\text{rad}} \sim \frac{1}{r^2}$ como la fuerza gravitatoria

Entonces:

$$u \frac{du}{dr} = - \frac{cs^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM}{r^2} (1 - \Gamma)$$

donde

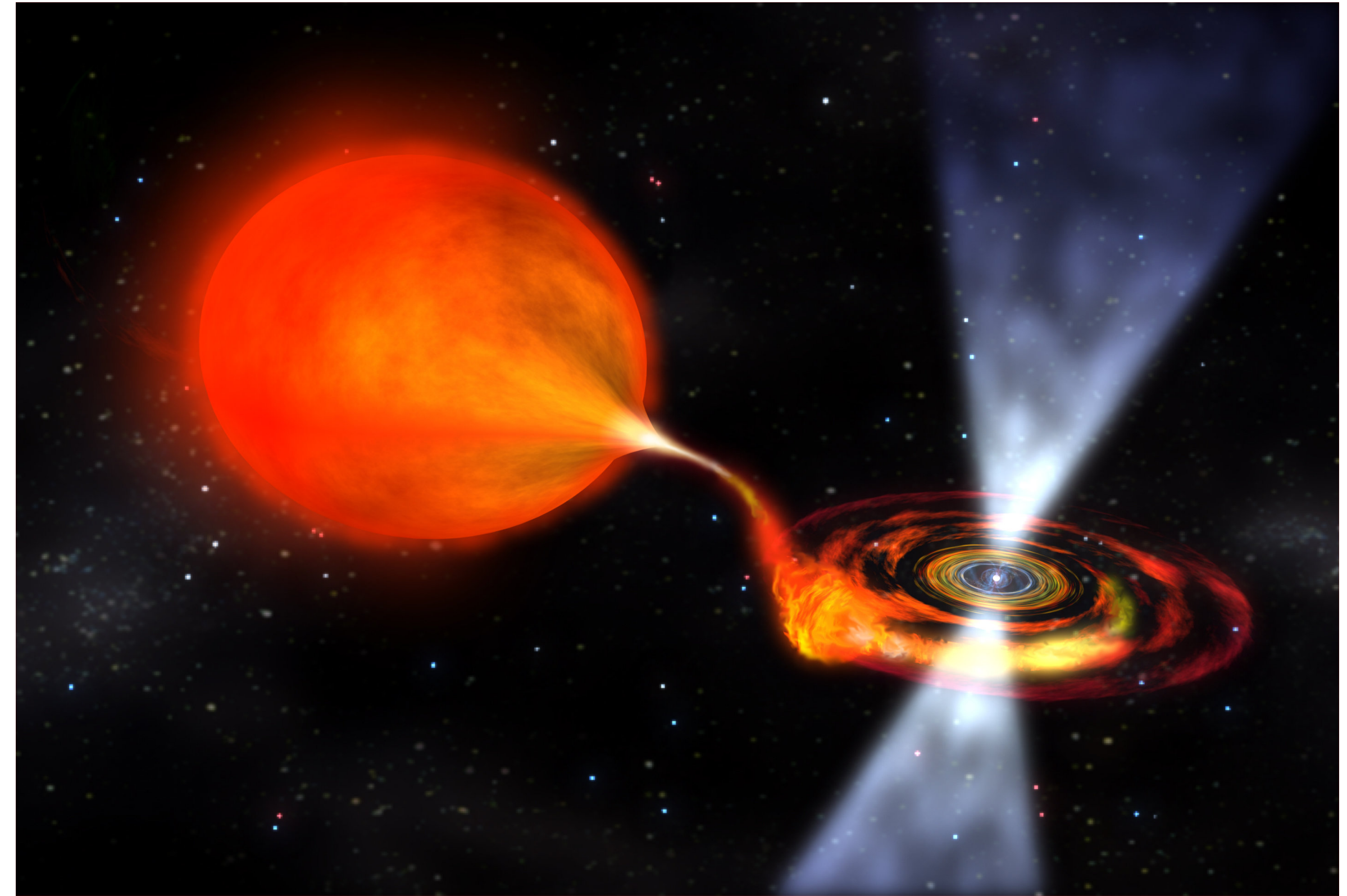
$$\Gamma = \frac{L_* \sigma_T}{4\pi c GMm} \quad \Gamma < 1$$

- La radiación compensa parcialmente la fuerza gravitatoria. Si $\Gamma = 1 \rightarrow$ luminosidad de Eddington

- Modelos más elaborados consideran la presión de radiación de líneas espectrales. Por ejemplo, según Castor, Abbott y Klein (1975) $\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{d\rho}{dr} \right)^{\alpha}$

Acreción de materia

- La acreción es un eficiente mecanismo de conversión de energía gravitatoria en cinética, térmica o radiativa.
- Muchos objetos acretantes se encuentran rodeados de gas rotante (energía cinética) y caliente (energía térmica) que son fuente de radiación X (energía radiativa).
- La figura muestra un sistema binario formado por una gigante que transfiere masa a su compañera compacta. La masa es atraída en forma de disco de acreción.
- Parte de la masa y de la energía es eyectada a lo largo de jets en la dirección perpendicular al disco.
- Ver mas detalles en [Gomez 2009, Accretion power in Astrophysics](#)



- Un objeto compacto como una estrella de neutrones ($M \approx M_{sol}$, $R \approx 10 \text{ km}$) involucra una energía gravitatoria por gramo

$$\frac{E_{acr}}{m} \approx \frac{G M}{R} = 10^{20} \frac{\text{erg}}{\text{g}}$$

- Para comparar, la energía por gramo de hidrógeno liberada en procesos de fusión es

$$\frac{E_{fus}}{m} \approx 0.007 c^2 = 6 \cdot 10^{18} \frac{\text{erg}}{\text{g}}$$

Acreción isótropa (Bondi 1952)

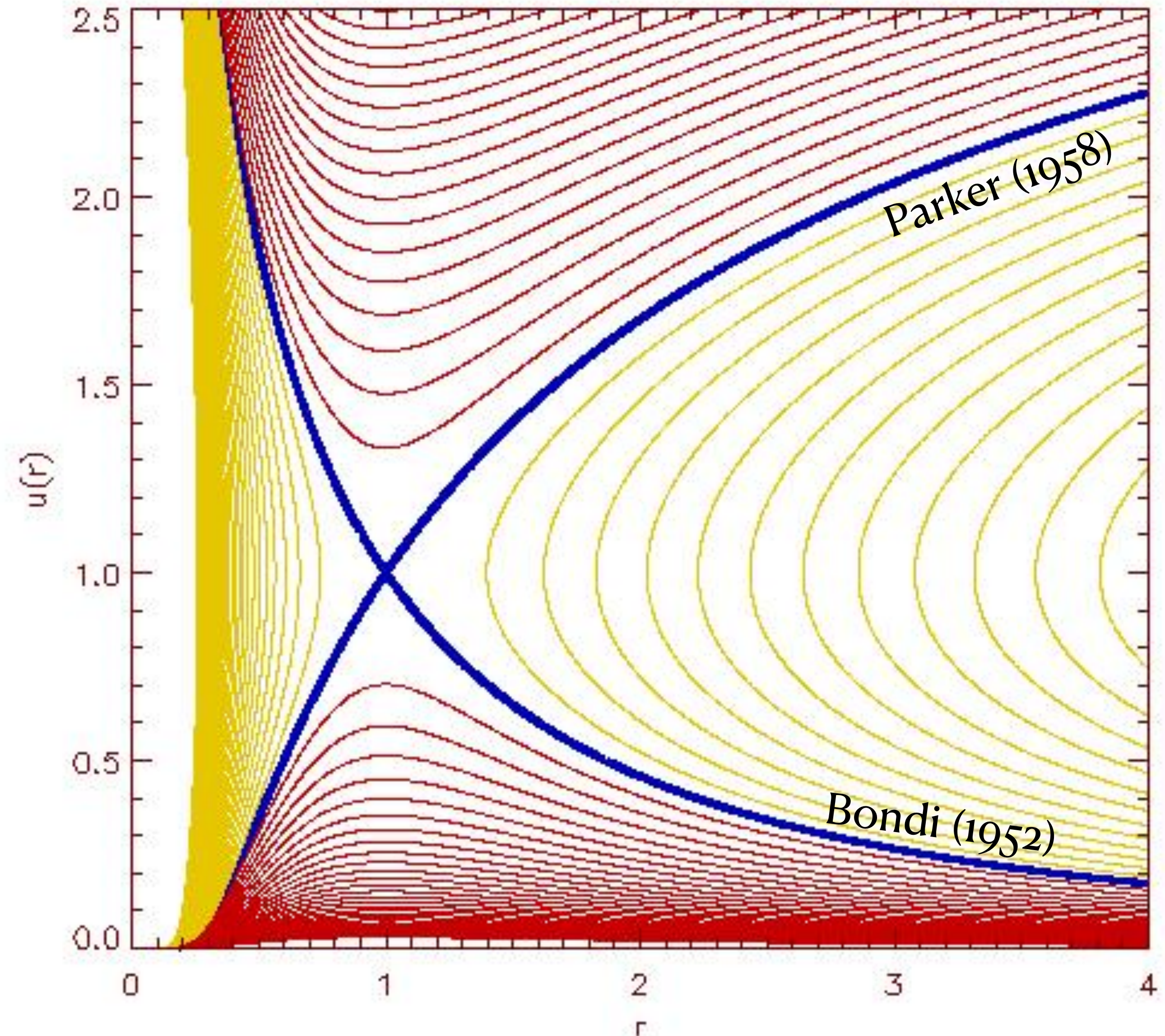
- El escenario mas simple, es la acreción estacionaria, isotérmica y con simetría esférica hacia un objeto central de masa M.

- Las ecuaciones son idénticas a las del modelo de Parker del viento solar

$$\frac{u^2}{2} - \ln u - 2 \ln r - \frac{2}{r} = cte$$

- Notemos que estas ecuaciones presentan la simetría $u \leftrightarrow -u$

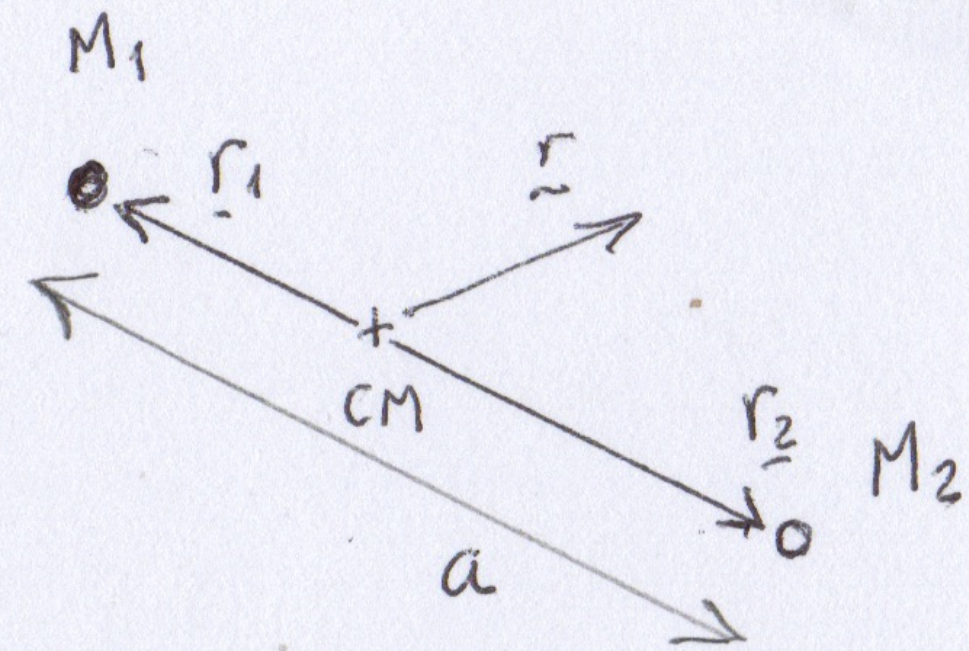
- La solución que nos interesa ahora es la curva transcítica **azul** que tiene velocidad radial muy baja a grandes distancias, que cruza la velocidad del sonido y cae supersonicamente sobre el objeto central.



Acreción en sistemas binarios

En un sistema binario de masas M_1 y M_2 se cumple la ley de Kepler

$$\Omega^2 = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}$$



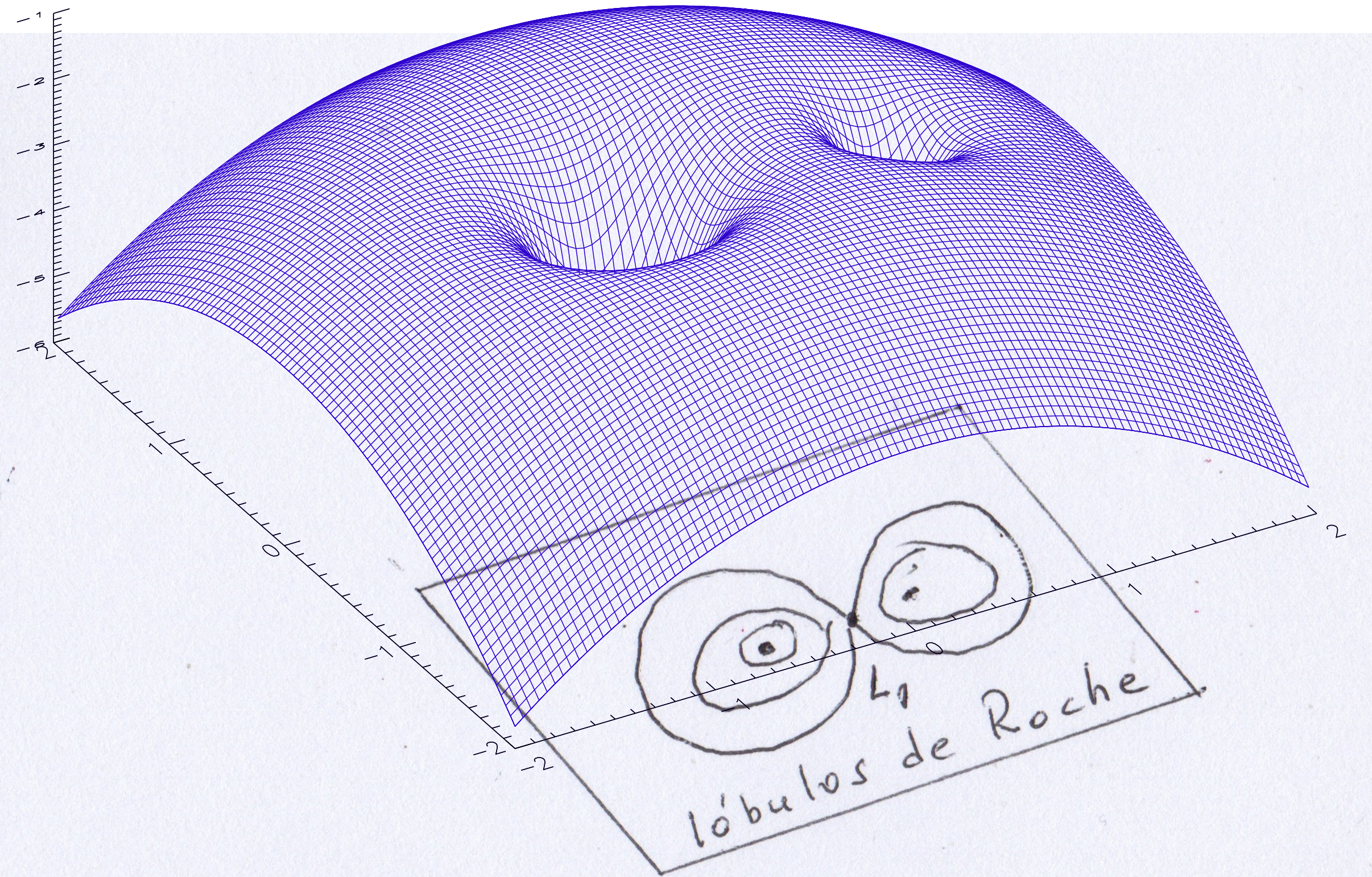
El fluido en las inmediaciones satisface

$$\partial_t \underline{u} + (\underline{u} \cdot \nabla) \underline{u} = -\nabla \Phi - 2\underline{\Omega} \times \underline{u} - \frac{1}{\rho} \nabla p$$

en el sistema co-rotante centrado en CM

$$\Phi(\underline{r}) = -\frac{GM_1}{|\underline{r} - \underline{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\underline{r} - \underline{r}_2|} - \frac{1}{2} |\underline{\Omega} \times \underline{r}|^2$$

La figura muestra el potencial en función de las coordenadas del plano orbital para $\frac{M_2}{M_1} = \frac{1}{3}$



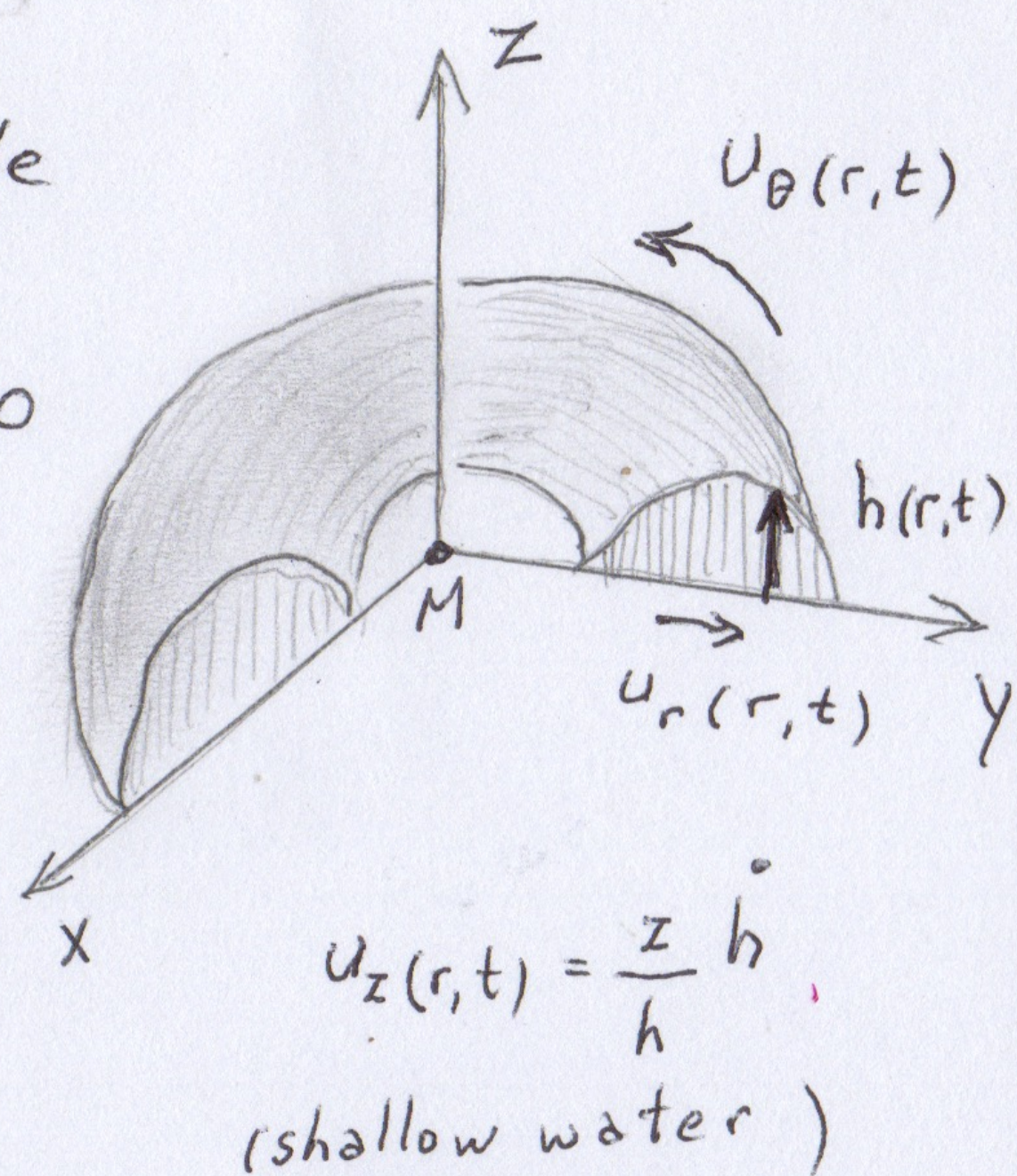
- La materia se encontrará normalmente en los respectivos lóbulos de Roche.
- La presión del gas, el viento estelar, o la evolución hacia la rama de las gigantes, puede desbordar algún lóbulo y transferir masa a la compañera a través del punto L_1 .

Discos de acreción delgados

• Veamos como modelar un disco delgado, incompresible y axisimétrico:

$$\nabla \cdot \underline{u} = 0 \rightarrow \partial_t h + \frac{1}{r} \partial_r (r h u_r) = 0$$

$$\underline{u} = u_r(r,t) \hat{r} + u_\theta(r,t) \hat{\theta} + u_z(r,z,t) \hat{z}$$



• Las componentes de la ecuación de movimiento:

$$\hat{z} \quad p(r,z) = p_0 + GM\rho \left(\frac{1}{\sqrt{r^2+z^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2+h^2}} \right) \quad \frac{du_z}{dt} \approx 0$$

$$\hat{\theta} \quad \partial_t u_\theta = -u_r \partial_r u_\theta - \frac{u_r u_\theta}{r} + \nu \left[\frac{1}{r} \partial_r (r \partial_r u_\theta) - \frac{u_\theta}{r^2} \right]$$

$$\hat{r} \quad \partial_t u_r = -u_r \partial_r u_r + \frac{u_\theta^2}{r} + \partial_r \left(\frac{1}{\sqrt{r^2+h^2}} \right) + \nu \left[\frac{1}{r} \partial_r (r \partial_r u_r) - \frac{u_r}{r^2} \right]$$

• La dinámica de discos delgados tiene los siguientes candidatos a conservarse:

$$M(t) = 2\pi\rho \int_0^R dr r h(r,t) \quad (\text{masa})$$

$$L_z(t) = 2\pi\rho \int_0^R dr r^2 u_\theta(r,t) h(r,t) \quad (\text{imp. angular})$$

$$E(t) = 2\pi\rho \int_0^R dr r \left[\frac{u_r^2 + u_\theta^2}{2} - \frac{GM}{\sqrt{r^2+h^2}} \right] h \quad (\text{energía})$$

• El impulso angular tiende a conservarse, lo cual conspira contra la acreción.

• La energía se disipa por fenómenos disipativos, transformándose en calor y radiación.

• La viscosidad molecular es despreciable, pero es aportada por microturbulencia.

Discos de acreción delgados

- Las ecuaciones de discos delgados pueden resolverse numericamente.

- También (casi) analíticamente en la aprox. de difusión.

- Disco delgado $h \ll r$
- Disco $u_r \ll u_\theta$

$$\rightarrow u_\theta(r,t) \approx r^{-1/2}$$

- Reemplazando en $\hat{\theta}$: $u_r(r,t) \approx -\frac{3\nu}{\sqrt{r}h} \partial_r(\sqrt{r}h)$

- Reemplazando a su vez en la ecuación de continuidad

$$\partial_t h = \frac{3\nu}{r} \partial_r(\sqrt{r} \partial_r(\sqrt{r}h))$$

- Esta ecuación de difusión puede incluso resolverse analíticamente si como condición inicial se concentra la masa en un anillo

$$h(r,t=0) = \frac{M}{2\pi\rho} \frac{\delta(r-r_0)}{r_0}$$

- La solución muestra que la masa fluye radialmente hacia el centro (acreción) y L_z hacia afuera.

