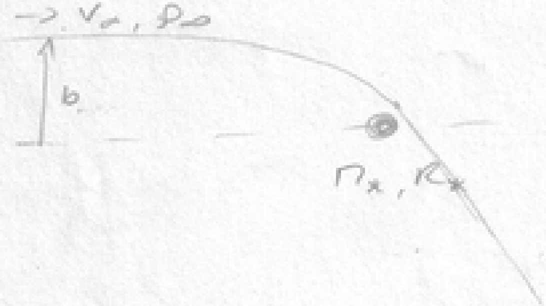
Akrece na pohybující se objekt (Hoyle & Lyttleton)

EP23



Přímá akrece – částice na trajektoriích protínajících povrch hvězdy. Max. b bude mít dráha, která se povrchu právě dotkne (v pericentru)

→ zachování momentu hybnosti: $b_{max} v_\infty = v_p r_p$, $r_p = R_*$

ZZE: $\frac{1}{2} v_\infty^2 = -\frac{GM}{R_*} + \frac{1}{2} v_p^2$

→ $b_{max}^2 = \frac{R_*^2 v_p^2}{v_\infty^2} = R_*^2 \left(1 + \frac{2GM_*}{R_* v_\infty^2}\right)$

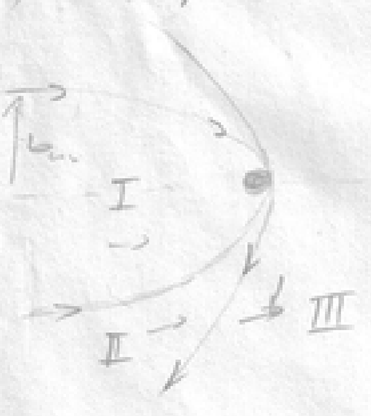
pro $v_\infty^2 \ll v_{esc}^2 \equiv \frac{2GM_*}{R_*}$ je $b_{max}^2 \approx \frac{2GM_* R_*}{v_\infty^2}$

→ míra akrece $\dot{M} = \pi b_{max}^2 \rho_\infty v_\infty \approx 2\pi G M_* R_* \frac{\rho_\infty}{v_\infty} =$

$$\approx 10^2 \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{\rho_\infty}{10^{-24}\, g/cm^3}\right) \left(\frac{v_\infty}{10\, km/s}\right)^{-1} g/s$$

– je to o mnoho řádů méně, než jsme dostali v případě sférické akrece. Tady jsme ale neřešili hydrodynamiku, ale nekoherentní prach

– jak to proudění zhruba vypadá:

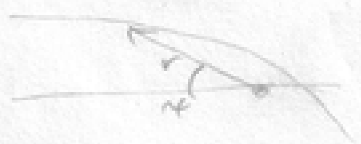


– v oblasti I jsou částice dopadající přímo na hvězdu
– v oblasti II jsou částice, které projdou do oblasti III; pokud by neinteragovaly, tak by zase odletěly do ∞
– v oblasti III jsou oba proudy částic → tam bude hrát určitě roli hydro (více než v I a II)

– my si zjednodušeně představíme, že se částice na ose za hvězdou srazí se svými osově symetrickými protějšky; složky rychlosti kolmé na $\vec{v}_\infty$ se vyruší a radiální se zachová. Pokud bude < úniková rychlost na daném poloměru, tak spadnou na hvězdu

• jednou z možností, jak to zejít, je vycházet z poh. rovnice v polárních souřadnicích:

$$\frac{1}{r} = \frac{GM_*}{d^2 v_\infty^2}(1-\cos\varphi) + \frac{1}{d}\sin\varphi$$



• já znám jen klasický vzoreček pro kuželosečky, tak vyjdu z něj:

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e\cos\varphi}$$ úhel φ se měří od pericentra

$$r \to \infty: \quad e = -\frac{1}{\cos\varphi_0} > 1$$

$$L = \dot\varphi r^2 = v_\infty b = \sqrt{GM_* a(1-e^2)}, \quad a = -\frac{GM_*}{v_\infty^2}$$

$$v_r = \dot r = \frac{a(1-e^2)}{(1+e\cos\varphi)^2}\, e\sin\varphi\,\dot\varphi = \frac{GM_*}{L} e\sin\varphi = \frac{GM_*}{v_\infty b} e\sin\varphi$$

za hvězdou na ose: $\varphi_1 = \pi - \varphi_0 \Rightarrow \cos\varphi_1 = -\cos\varphi_0$, $\sin\varphi_1 = \sin\varphi_0$

$$v_r|_{\varphi_1} = -\frac{GM_*}{v_\infty b}\frac{\sin\varphi_0}{\cos\varphi_0} = \frac{GM_*}{v_\infty b}\sqrt{e^2-1} = v_\infty$$

$$a(1-e^2) = \frac{v_\infty^2 b^2}{GM_*} \quad (z\ L = ..)$$

$$r|_{\varphi_1} = \frac{1}{2}a(1-e^2) = \frac{b^2 v_\infty^2}{2GM_*}$$

$$e^2 - 1 = \frac{v_\infty^4 b^2}{G^2 M_*^2}$$

$\to \quad v_r = v_\infty$

– tok jednotkou délky osy za jedn. času: $\frac{d\dot M}{dr} = 2\pi b \rho_\infty v_\infty \frac{db}{dr} =$

$$= 2\pi GM_* \rho_\infty v_\infty^{-1}$$

– integrací od R_* do $r_0 \equiv \frac{2GM_*}{v_\infty^2}$, za předp. $r_0 \gg R_*$

$$\dot M \approx 2\pi r_0 GM_* \rho_\infty v_\infty^{-1} = 4\pi\rho_\infty \frac{G^2 M_*^2}{v_\infty^3}$$

$$\approx 10^{11}\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{\rho_\infty}{10^{-24}\,\mathrm{g/cm^3}}\right)\left(\frac{v_\infty}{10\,\mathrm{km/s}}\right)^{-3} \mathrm{g/s}$$