PER CALCOLARE IL LAVORO TOTALE DELLE DUE FORZE PRESENTI UTILIZZIAMO IL TEOREMA DEL LAVORO E DELL'ENERGIA CINETICA (AKA TEOREMA DELLE FORZE VIVE)

$$W_{TOT} = \Delta K = K_{fin} - K_{in} = \frac{1}{2} m \left(\dot{x}_{t_0}^2 + \dot{y}_{t_0}^2 \right)$$

ORA

$$\dot{x}_{t_0} = \dot{x}_0 + \int_0^{t_0} \ddot{x}\, dt = 0 + \int_0^{t_0} \frac{F_{1x}}{m} dt = \frac{A}{m} \int_0^{t_0} t\, dt = \frac{1}{2} \frac{A}{m} t_0^2$$

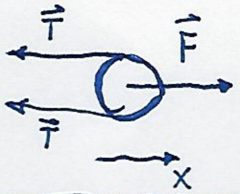
$$\dot{y}_{t_0} = \dot{y}_0 + \int_0^{t_0} \ddot{y}\, dt = 0 + \int_0^{t_0} \frac{F_{2y}}{m} dt = \frac{B}{m} \left\{ \int_0^{t_0} 2^{t/\tau} dt + \int_0^{t_0} \sin(\omega t)\, dt \right\} =$$

$$= \frac{B}{m} \left\{ \left[\frac{\tau}{\ln(2)} 2^{t/\tau} \right]_0^{t_0} + \left[-\frac{1}{\omega} \cos(\omega t) \right]_0^{t_0} \right\} =$$

$$= \frac{B}{m} \left\{ \frac{\tau}{\ln(2)} \left(2^{t_0/\tau} - 1 \right) + \frac{1}{\omega} \left(1 - \cos(\omega t_0) \right) \right\}$$

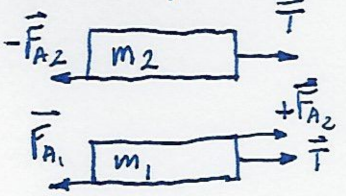
QUINDI, SOSTITUENDO

$$W_{TOT} = \frac{1}{2} m \left[\left(\frac{1}{2} \frac{A}{m} t_0^2 \right)^2 + \left(\frac{B}{m} \right)^2 \left(\frac{\tau}{\ln(2)} \left(2^{t_0/\tau} - 1 \right) + \frac{1}{\omega} \left(1 - \cos(\omega t_0) \right) \right)^2 \right]$$



CONSIDERIAMO LA CARRUCOLA. VISTO CHE ESSA È SENZA MASSA: 1) LE TENSIONI $\vec{T}$ IN ENTRAMBI I RAMI DELLA CORDA SONO UGUALI 2) $\Sigma \vec{F} = 0$ SULLA CARRUCOLA, QUINDI $T = F/2$

FASE 1) ATTRITO STATICO = F PICCOLA → T PICCOLA



IN QUESTA SITUAZIONE $\boxed{a_1 = a_2 = 0}$

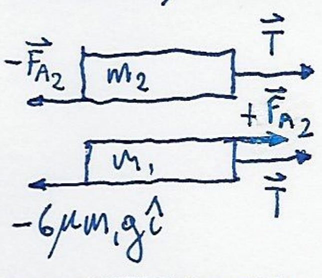
QUINDI $\begin{cases} T = F_{A_2} \\ T + F_{A_2} = F_{A_1} \rightarrow 2T = F_{A_1} \end{cases}$ CON $\begin{cases} F_{A_2\,MAX} = \mu m_2 g \\ F_{A_1\,MAX} = \mu (m_1 + m_2) g \end{cases}$

CERCHIAMO ORA QUAL È DELLE DUE FORZE DI ATTRITO STATICO LA PRIMA A CEDERE E CONSENTIRE LO SCIVOLAMENTO

$\begin{cases} T = F_{A_2} \leq 5\mu m_1 g \\ T = F_{A_1}/2 \leq 6\mu m_1 g/2 = 3\mu m_1 g \end{cases}$

QUINDI LA FASE 1) DURA FINCHÈ $T = 3\mu m_1 g \rightarrow F = 6\mu m_1 g$ DOPODICHÈ LA MASSA m_1 SCIVOLA SUL PIANO

FASE 2) ATTRITO STATICO TRA LE MASSE, ATTRITO DINAMICO COL PIANO



LE MASSE HANNO LA STESSA ACCELERAZIONE $\ddot{x}$

$\begin{cases} T - F_{A_{2x}} = m_2 \ddot{x} \\ T + F_{A_{2x}} - 6\mu m_1 g = m_1 \ddot{x} \end{cases} \xrightarrow{\div} T - F_{A_{2x}} = 5(T + F_{A_2} - 6\mu m_1 g)$

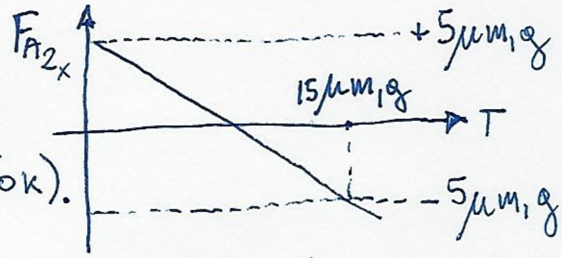
$6F_{A_{2x}} = -4T + 30\mu m_1 g$

$F_{A_{2x}} = 5\mu m_1 g - \frac{2}{3}T$

$+ \rightarrow 2T - 6\mu m_1 g = (m_1 + m_2)\ddot{x}$

$\ddot{x} = \frac{T}{3m_1} - \mu g$

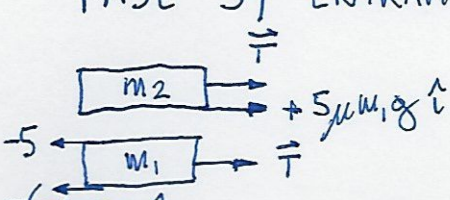
$\boxed{a_1 = a_2 = \frac{T}{3m_1} - \mu g}$



LA FASE 2) TERMINA QUANDO $|\vec{F}_{A_2}| > 5\mu m_1 g$ CIOÈ QUANDO (VEDI GRAFICO) $T < 0$ (NON INTERESSA) OPPURE $T > 15\mu m_1 g$ (OK).

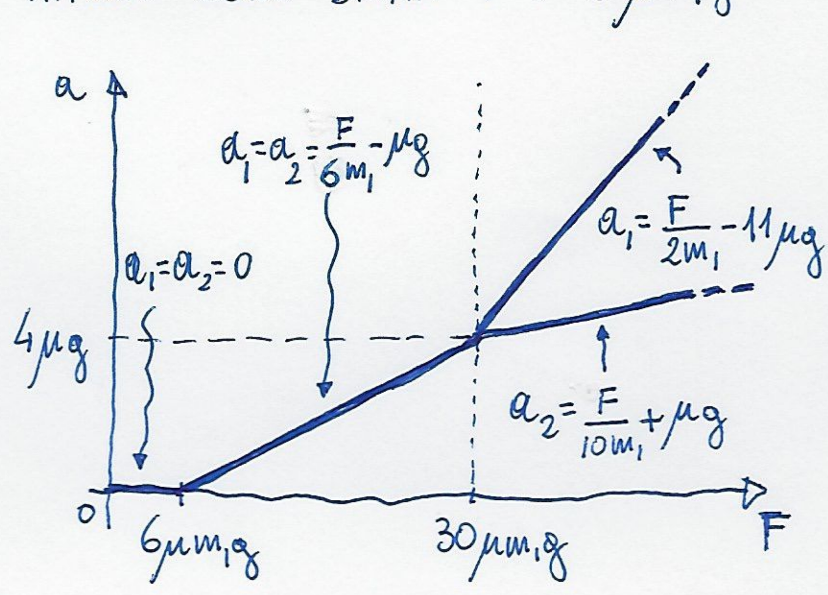
SI NOTI CHE $F_{A_{2x}}$ È A QUEL PUNTO NEGATIVA. SI DEVE QUINDI CAMBIARE VERSO AL VETTORE $\vec{F}_{A_2}$ PER LA FASE SUCCESSIVA!

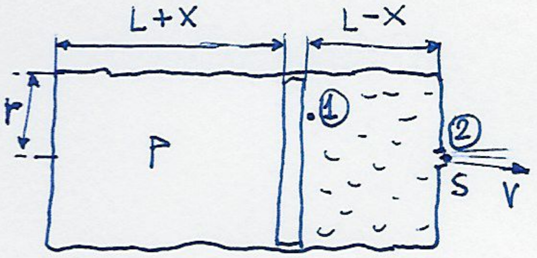
FASE 3) ENTRAMBI GLI ATTRITI SONO DINAMICI - $F > 30\mu m_1 g$



$\begin{cases} T + 5\mu m_1 g = 5 m_1 a_2 \\ T - 11\mu m_1 g = m_1 a_1 \end{cases}$

$\boxed{\begin{cases} a_2 = \frac{T}{5m_1} + \mu g \\ a_1 = \frac{T}{m_1} - 11\mu g \end{cases}}$





AD UN ISTANTE GENERICO DELL'ESPANSIONE DEL GAS, LA PRESSIONE NEL PUNTO 1 DEL LIQUIDO SARÀ UGUALE A P DEL GAS E LA VELOCITÀ PRATICAMENTE NULLA. NEL PUNTO 2 SI HA PRESSIONE UGUALE A $\emptyset$ E VELOCITÀ V

APPLICANDO IL PRINCIPIO DI BERNOULLI TRA 1 E 2 IN ASSENZA DI GRAVITÀ:

$$P = \frac{1}{2}\rho v^2 \qquad v = \sqrt{\frac{2P}{\rho}} \qquad I_V = -\frac{dV}{dt} = vs \Rightarrow \pi r^2 \frac{dx}{dt} = s\sqrt{\frac{2P}{\rho}} \quad \text{(A)}$$

TROVIAMO LA PRESSIONE IN FUNZIONE DI X. IL GAS COMPIE UNA TRASFORMAZIONE ADIABATICA QUASI STATICA, QUINDI

$$P_0 V_0^{\gamma} = P V^{\gamma} \qquad P = P_0 \frac{V_0^{\gamma}}{V^{\gamma}} = \frac{P_0 \cancel{(\pi r^2)^{\gamma}} L^{\gamma}}{\cancel{(\pi r^2)^{\gamma}} (L+X)^{\gamma}} = P_0 L^{\gamma} (L+X)^{-\gamma}$$

SOSTITUENDO NELLA (A)

$$\pi r^2 \frac{dx}{dt} = s\sqrt{\frac{2P_0 L^{\gamma}(L+X)^{-\gamma}}{\rho}} = s\sqrt{\frac{2P_0 L^{\gamma}}{\rho}}\,(L+X)^{-\frac{\gamma}{2}}$$

SEPARIAMO LE VARIABILI E INTEGRIAMO

$$dt = \frac{\pi r^2}{s}\sqrt{\frac{\rho}{2P_0 L^{\gamma}}}\,(L+x)^{\frac{\gamma}{2}}dx \qquad t_{TOT} = \frac{\pi r^2}{s}\sqrt{\frac{\rho}{2P_0 L^{\gamma}}}\int_0^L (L+x)^{\gamma/2}dx$$

$$t_{TOT} = \frac{\pi r^2}{s}\sqrt{\frac{\rho}{2P_0}}\,L^{-\frac{\gamma}{2}}\left[\frac{2(L+X)^{\frac{\gamma}{2}+1}}{(\gamma+2)}\right]_0^L = \frac{\pi r^2}{s(\gamma+2)}\sqrt{\frac{2\rho}{P_0}}\,L^{-\frac{\gamma}{2}}\left[(2L)^{\frac{\gamma}{2}+1} - L^{\frac{\gamma}{2}+1}\right] =$$

$$= \frac{\pi r^2}{s(\gamma+2)}\sqrt{\frac{2\rho}{P_0}}\left(2^{\gamma/2+1} - 1\right) L^{\cancel{-\gamma/2}+\cancel{\gamma/2}+1} =$$

$$= \frac{\pi r^2 L}{s(\gamma+2)}\sqrt{\frac{2\rho}{P_0}}\left(2^{\frac{\gamma}{2}+1} - 1\right)$$