1. Les variations de pression étant très faibles devant la pression à l'équilibre, on peut considérer que l'on se trouve à chaque instant dans un état très proche de l'état d'équilibre mécanique.
2. En supposant les transformations adiabatiques et réversibles, on $PV^\gamma = cte$ de chaque côté.
On en déduit $P_1 = P_0\left(\dfrac{V_0}{V1}\right)^\gamma$ et $P_2 = P_0\left(\dfrac{V_0}{V2}\right)^\gamma$
On a également $V_1 = (l_0 + x)\,S$, $V_2 = (l_0 - x)\,S$ et $V_0 = l_0 x$
On en déduit les expressions de P_1 et P_2 :

$$P_1 = P_0\left(\frac{l_0}{l_0 + x}\right)^\gamma = P_0\left(\frac{1}{1 + \dfrac{x}{l_0}}\right)^\gamma \simeq P_0\left(1 - \gamma\frac{x}{l_0}\right)$$

$$P_2 = P_0\left(\frac{l_0}{l_0 - x}\right)^\gamma = P_0\left(\frac{1}{1 - \dfrac{x}{l_0}}\right)^\gamma \simeq P_0\left(1 + \gamma\frac{x}{l_0}\right)$$

Avec $T_1 = T_0\dfrac{P_1}{P_0}\dfrac{V_1}{V_0} = T_0\left(1 - \gamma\dfrac{x}{l_0}\right)\left(1 + \dfrac{x}{l_0}\right) \simeq T_0\left(1 + \dfrac{x}{l_0}(1 - \gamma)\right)$ au 1^{er} ordre .
De même $T_2 \simeq T_0\left(1 - \dfrac{x}{l_0}(1 - \gamma)\right)$

3. La force pressante exercée est :

$$\overrightarrow{F} = \overrightarrow{F_{12}} + \overrightarrow{F_{21}} = (P_1 - P_2)\,S\overrightarrow{u_x} = P_0 S\left(1 - \frac{\gamma x}{l_0} - 1 - \frac{\gamma x}{l_0}\right)\overrightarrow{u_x} = -2\frac{P_0 S\gamma x}{l_0}\overrightarrow{u_x}$$

Pour le piston : $m\dfrac{d^2x}{dt^2} = -2\dfrac{P_0 S\gamma x}{l_0}$, soit $\dfrac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0$
La période des petites oscillations est donc $T = \dfrac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\dfrac{ml_0}{2P_0 S\gamma}}$.