1. (Voir cours) : Le PFD appliqué à une tranche dx de corde donne, dans l'hypothèse de faibles déformations :

$$\mu.dx.\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \underbrace{T.\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}.dx}_{\text{sans frottements}} \quad -\lambda.dx.\frac{\partial y(x,t)}{\partial t}$$

NB : on donne la force linéïque, il faut donc multiplier par dx pour obtenir la force appliquée à la tranche dx étudiée.

On obtient donc l'équation de propagation (qui correspondra à l'équation d'Alembert dans le cas idéal où $\lambda = 0$) :

$$\boxed{\mu\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = T.\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \lambda.\frac{\partial y(x,t)}{\partial t}}$$

2. On injecte la forme générale de la solution proposée dans l'équation de propagation, ce qui donne :

$$\boxed{-\mu.\omega^2 = -T.\underline{k}^2 - j.\omega.\lambda}$$

3. On définit $\underline{k} = k' - j.k''$. Considérer le milieu faiblement absorbant revient à considérer $k'' \ll k'$. On a alors
$\underline{k}^2 = k'^2 - k''^2 - 2.j.k'.k'' \equiv k'^2 - 2.j.k'.k''$

L'identification avec la relation de dispersion donne $\left|\begin{array}{l} k'^2 = \dfrac{\mu.\omega^2}{T} \\ k'.k'' = \dfrac{\lambda.\omega}{T} \end{array}\right.$ donc $\boxed{k' = \omega.\sqrt{\dfrac{\mu}{T}} \text{ et } k'' = \dfrac{\lambda}{\sqrt{T.\mu}}}$

4. L'information se propage à la vitesse de groupe $v_g = \dfrac{d\omega}{dk'} = \sqrt{\dfrac{T}{\mu}}$ (correspondant également ici à la vitesse de phase. Le milieu n'est donc pas dispersif.)

Par conséquent $\boxed{\Delta t = \dfrac{L}{v_g} = L.\sqrt{\dfrac{\mu}{T}}}$

5. Applications numériques : $T = 250\ N$, $\mu = 1\ g.m^{-1}$, $\lambda = 0,05\ SI$.