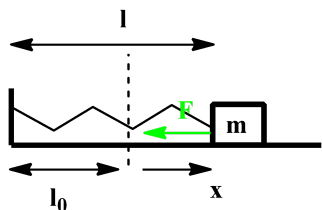


Partie 1 : Questions sur des notions en lien avec le thème.

1.. Énergie potentielle :

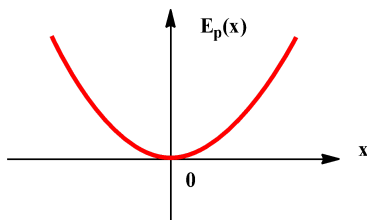
1.1.a. Énergie potentielle élastique : on utilise le lien en force et énergie

potentielle : $F = -\text{grad}(E_p)$ avec $F = -k(l - l_0)u_x = -kx u_x$



En projection sur l'axe Ox : $-kx = \frac{-dE_p}{dx}$ par intégration $E_p(x) = \frac{1}{2}kx^2$.
Par convention l'énergie potentielle élastique est nulle lorsque le ressort est au repos.

1.1.b. Graphe de $E_p(x) = \frac{1}{2}kx^2$ $k > 0$. On obtient une parabole dont le minimum est en $x = 0$.



Dans le cas d'une position d'équilibre stable $\frac{dE_p}{dx} = 0$ et $\frac{d^2E_p}{dx^2} > 0$.

En ce qui nous concerne $\frac{dE_p}{dx} = kx$ et $\frac{d^2E_p}{dx^2} = k > 0$.

De manière évidente, la position $x = 0$ constitue une position d'équilibre stable.

1.1.c. On peut utiliser le théorème de l'énergie mécanique, écrit en termes de puissance pour retrouver l'équation du mouvement. Le système matériel est la masse m soumise à la tension du ressort. Les forces verticales (poids et réaction du support) ne sont pas prises en compte par compensation. Le mouvement est limité à l'axe Ox .

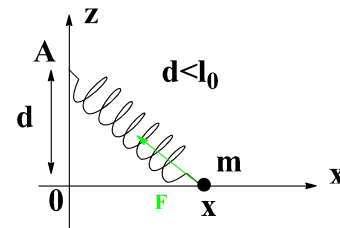
Dans le cas d'une absence de frottements, il y a conservation de l'énergie mécanique.

$$\frac{dE_m}{dt} = \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2 \right) = 0$$

$$mv\dot{v} + kx\dot{x} = m\ddot{x}\dot{x} + kx\dot{x} = 0$$

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0$$

1.1.d. Système oscillant.



L'équilibre est **stable** si l'énergie potentielle est **minimum**. Le graphe donné par le texte (**figure 14**) permet de répondre à la question sans avoir à calculer la dérivée seconde de l'énergie potentielle $E_p(x)$.

$-x_0$ et x_0 sont des positions d'équilibre stable.

$x = 0$ est une position d'équilibre instable

1.1.e. L'énergie potentielle élastique tient compte de l'allongement du ressort par rapport à sa longueur à vide. On utilise le théorème de

Pythagore pour établir son expression en fonction de la position x de la masse.

$$E_p = \frac{1}{2}k(l - l_0)^2 = \frac{1}{2}k(\sqrt{d^2 + x^2} - l_0)^2$$

Les positions d'équilibre sont obtenues lorsque $\frac{dE_p}{dx} = 0$.

$$\frac{dE_p}{dx} = k(\sqrt{d^2 + x^2} - l_0) \frac{2x}{2\sqrt{d^2 + x^2}} = k(\sqrt{d^2 + x^2} - l_0) \frac{x}{\sqrt{d^2 + x^2}}$$

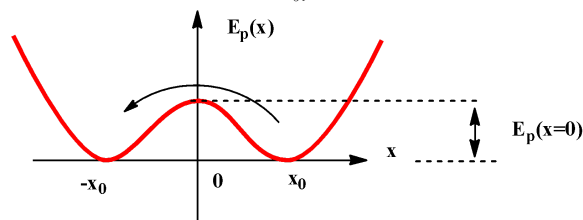
$$\frac{dE_p}{dx} = 0 \quad \text{si} \quad \sqrt{d^2 + x^2} - l_0 = 0 \quad \text{ou} \quad x = 0$$

De manière évidente, les positions d'équilibre sont :

$$x_0 = \sqrt{l_0^2 - d^2} \quad x_1 = 0 \quad \text{et} \quad -x_0 = -\sqrt{l_0^2 - d^2} \quad (d < l_0)$$

1.1.f. On cherche à traverser la barrière de potentiel élastique $E_p(x=0)$.

En partant de x_0 avec une vitesse nulle il faut fournir à la masse m une énergie supérieure à la barrière de potentiel $E_p(x=0)$ pour que le système puisse atteindre l'abscisse $-x_0$.



Démonstration : On utilise le théorème de l'énergie mécanique entre un point d'abscisse x et le point origine d'abscisse x_0 . E représente l'énergie supplémentaire fournie au système.

$$\Delta E_m = E_c(x) + E_p(x) - \underbrace{(E_c(x_0) + E_p(x_0))}_{=0} = E$$

$$E = \underbrace{E_c(x)}_{>0} + E_p(x) > E_p(x) > E_p(x=0) \quad x \in [-x_0; x_0]$$

Cette équation doit être vérifiée pour tout $x \in [-x_0; x_0]$ et donc l'énergie

minimale est bien $E_p(x=0) = \frac{1}{2}k(d - l_0)^2$.

1.2.. Potentiel hydrique.

1.2.a. L'état standard de l'eau est dans ces conditions de l'eau pure sous une pression de $P = P_0 = 1$ bar et à la température T .

1.2.b. Par intégration de l'expression différentielle du potentiel chimique de l'eau pure :

$$d\mu = V_m dT - S_m dT \quad \text{soit} \quad V_m = \left(\frac{\partial \mu}{\partial P} \right)_T$$

A pression constante et en supposant que l'eau est incompressible et indilatable (V_m constant) :

$$T = C^{ste} \quad d\mu = V_m dP \quad \int_{\mu_0(T, P_0)}^{\mu^*(T, P)} d\mu = \int_{P_0}^P V_m dP \quad \boxed{\mu^*(T, P) = \mu_0(T) + V_m(P - P_0)}$$

1.2.c. On se trouve désormais dans le cas d'un mélange et on doit tenir compte d'un terme d'activité.

$$\boxed{\mu^*(T, P) = \mu_0(T) + V_m(P - P_0) + RT \ln x_e}$$

1.2.d.. Solutions très diluées : $x_s = 1 - x_e \ll 1$ soit

$$\ln x_e = \ln(1 - x_s) \approx -x_s$$

• Potentiel hydrique :

$$\Psi = \frac{\mu^* - \mu_0}{V_m} = \frac{V_m(P - P_0) + RT \ln x_e}{V_m} = P - P_0 + \frac{RT}{V_m} \ln(1 - x_s)$$

$$\boxed{\Psi \approx P - P_0 - \frac{RT}{V_m} x_s}$$

$$\pi = P_T - \Psi = P - P_0 - \Psi = \frac{RT}{V_m} x_s$$

● Pression osmotique :

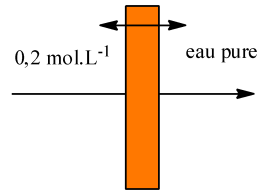
$$\boxed{\pi = \frac{RT}{V_m} x_s}$$

Par identification

On retrouve l'expression de la pression osmotique donnée dans le texte :

$$\pi = \frac{RT}{V_m} \left(\frac{n_s}{n_e + n_s} \right) \approx \frac{RT}{V_m} \left(\frac{n_s}{n_e} \right) \approx \frac{RT n_s}{V} = c_s RT$$

1.2.e. On réalise une application numérique dans le cas d'une cellule végétale séparée du milieu extérieur par une membrane.



A l'équilibre osmotique (équilibre des flux), il y a égalité des potentiels hydriques de part et d'autre de la membrane (**cf** texte page 3/8).

$$\Psi(C_s, P_T, \pi) = \Psi(C_s = 0, P_T = 0, \pi = 0)$$

gauche *droite*

$$\Psi = P_T - \pi = 0 \quad \boxed{P_T = \pi = C_s RT}$$

Application : $P_T = \frac{0,2}{10^{-3}} \times 8,31 \times 298 \approx 5.10^5 \text{ Pa}$

1.3.. Phénomène de transport.

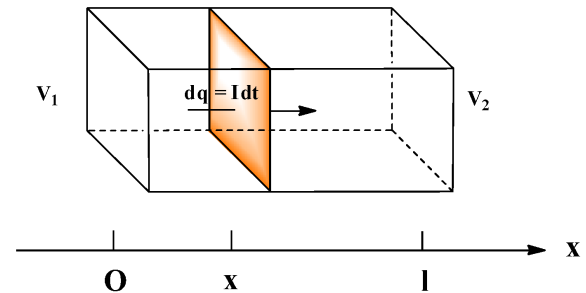
1.3.a. Loi d'Ohm locale : $\vec{j}_q = -\sigma \text{grad}(V)$

$\vec{j}_q$ vecteur densité de courant de charges (Am^{-2})

σ conductivité électrique ($\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$)

V potentiel électrique (V)

1.3.b.. On envisage un phénomène de conduction électrique axiale section constante. En régime permanent et en absence de sources, le flux de charge (intensité électrique) est conservatif c'est-à-dire, indépendant de la position x .



$$I = j_q S = -\sigma \frac{dV}{dx} S \quad \text{soit} \quad \int_{V_1}^{V_2} dV = \frac{-I}{\sigma S} \int_0^l dx \quad \text{soit} \quad V_2 - V_1 = -I \frac{l}{\sigma S}$$

On définit la résistance électrique du conducteur par :

$$R = \frac{V_1 - V_2}{I} = \frac{l}{\sigma S}$$

1.3.c. La loi de Fourier permet de modéliser un transport thermique par conduction.

$$\vec{j}_Q = -\lambda \text{grad}(T)$$

$\vec{j}_Q$ vecteur densité de courant de chaleur (Wm^{-2})

λ conductivité électrique ($WK^{-1}m^{-1}$)

T température (K)

Les analogies avec la conduction électrique sont immédiates. La puissance thermique $P = \frac{\delta Q}{dt}$ est analogue de l'intensité électrique $I = \frac{\delta q}{dt}$ et la température est analogue du potentiel électrique. On définit la résistance thermique par :

$$R = \frac{T_1 - T_2}{P} = \frac{1}{\lambda} \frac{l}{S}$$

1.3.d. De la même manière, la résistance hydraulique relie le flux de volume (débit volumique) à l'écart en pression entre l'entrée et la sortie du conduit. Dans le cas d'un conducteur cylindrique horizontal, pour lequel la loi de Poiseuille est applicable :

$$R = \frac{P_1 - P_2}{D_v} = \frac{8\eta l}{\pi a^4}$$

1.3.e. Pour définir ce temps caractéristique on peut utiliser une analyse dimensionnelle : $D(m^2 s^{-1})$ coefficient de diffusion. Ce coefficient de diffusion se retrouve dans la loi de Fick pour un transport de particules par diffusion : $\vec{j}_N = -D \text{grad}(n)$

$\vec{j}_N$ vecteur densité de courant de particules ($s^{-1}m^{-2}$)

n densité volumique de particules (m^{-3})

$\text{grad}(n)$ opérateur gradient (m^{-4})

$$[D] = \frac{m^{-2}s^{-1}}{m^{-4}} = m^2 s^{-1}$$

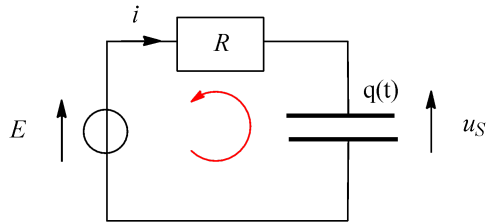
Par définition, le temps caractéristique d'un phénomène de diffusion est donné par l'équation aux dimensions :

$$D = \frac{L^2}{\tau}$$

L représente une longueur caractéristique et τ le temps caractéristique du régime transitoire.

1.4.. Circuit RC

1.4.a. Réponse d'un circuit RC à un échelon de tension : $t > 0$



Par application de la loi des mailles :

$$\begin{cases} u_s + Ri - E = 0 \\ i = C \frac{du_s}{dt} \end{cases} \quad \boxed{RC \frac{du_s}{dt} + u_s = E}$$

Par intégration :

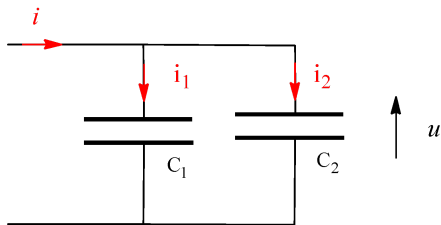
$$u_s(t) = E + \lambda \exp \frac{-t}{\tau} \quad \boxed{\tau = RC}$$

La constante d'intégration est déterminée à partir de la condition de continuité de la tension aux bornes du condensateur :

$$u_s(t = 0^-) = u_s(t = 0^+) = 0$$

Soit $\lambda = -E$ et $\boxed{u_s(t) = E \left(1 - \exp \frac{-t}{\tau} \right)}$ $\boxed{\tau = RC}$

1.4.b. Montées en parallèle, les capacités s'ajoutent : $C_{eq} = C + C'$



$$i = i_1 + i_2 = C_1 \frac{du}{dt} + C_2 \frac{du}{dt} = (C_1 + C_2) \frac{du}{dt} \quad \text{soit} \quad \boxed{C_{eq} = C_1 + C_2}$$

Partie 2 : Analyse de document.

2.1. Valeurs mesurées : Le faible nombre de mesures conduit à choisir un facteur d'élargissement adapté pour estimer l'incertitude. Le texte donne les coefficients de student compatibles avec les données expérimentales. Pour estimer une grandeur expérimentale et évaluer son incertitude, on utilise les relations suivantes : X est une grandeur expérimentale dont on cherche à estimer une valeur et un encadrement. X est déterminée à partir de N mesures indépendantes X_i .

$$X = X_m \pm k\Delta X \quad \text{avec} \quad \left[X_m = \frac{\sum_i X_i}{N} \quad \Delta X = \frac{s}{\sqrt{N}} \quad s = \sqrt{\frac{\sum_i (X_i - X_m)^2}{N-1}} \right]$$

X_m représente la valeur moyenne

ΔX correspond à l'incertitude type

s est l'écart type de la distribution

k est le coefficient de Student

$k\Delta X$ est l'incertitude élargie

On utilise le tableur et les fonctions statistiques de la calculatrice. Le calcul de ces 4 grandeurs est assez fastidieux et répétitif.

- Pression (bar) : 7 mesures

s	ΔP	k	P_m	$k\Delta P$
1,35	0,51	2,45	5,3	1,3

- Volume (μm^3) : 4 mesures

s	ΔV	k	V_m	$k\Delta V$
1,1.10 ⁵	5,4.10 ⁴	3,18	2,6.10 ⁵	1,7.10 ⁵

- Module de Young ϵ (Pa) : 6 mesures

s	$\Delta\epsilon$	k	ϵ_m	$k\Delta\epsilon$
1,0.10 ⁶	4,1.10 ⁵	2,57	4,3.10 ⁶	1,0.10 ⁶

- Perméabilité L_p ($\text{ms}^{-1}\text{Pa}^{-1}$) : 6 mesures

s	ΔL_p	k	L_{pm}	$k\Delta L_p$
5,1.10 ⁻¹³	2,1.10 ⁻¹³	2,57	1,2.10 ⁻¹²	5,3.10 ⁻¹³

2.2. Durée des phases actives et passives :

Pour estimer les temps caractéristiques de ces deux phases, il faut étudier le graphe (**figure 5**) donnant l'évolution de la courbure moyenne d'un lobe en fonction du temps. Sur ce graphe, la courbure d'un lobe évolue entre les temps $t_1 = 0,42$ s et le temps $t_2 = 1$ s. On distingue sur ce graphe une phase active ($K > 0$) et une phase passive ($K < 0$).

- Phase active : la courbure moyenne reste positive entre 0,42 s et 0,77 s. La durée de la phase active est donc de 0,35 s.
- Phase passive : la courbure moyenne devient négative entre 0,77 s et 1 s. Au-delà de 1 s, l'équilibre mécanique est atteint. La durée de la phase passive est donc de 0,23 s.

La phase passive est environ 30 % plus rapide que la phase active.

2.3.. Analogie mécanique.

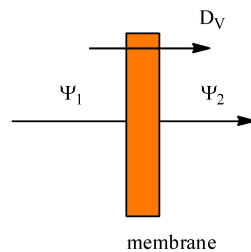
- **Modèle mécanique :** Ce modèle fait apparaître deux positions d'équilibre stable ($-x_0; x_0$) et une position d'équilibre instable ($x = 0$). Pour passer d'une position d'équilibre stable à l'autre, il faut fournir au système une énergie minimum correspondant au saut de potentiel en $x = 0$. Une fois, le maximum dépassé, le système plonge vers l'autre état (où en tous les cas et en absence de frottements, il oscille dans la cuvette voir il revient de l'autre côté.....).

• **Fermeture d'un lobe :** Lorsque le lobe est ouvert, le rayon de courbure de la dionée est positif et se trouve dans un état d'équilibre mécanique stable. Pour changer d'état, il est nécessaire d'apporter une énergie supplémentaire pour réaliser la transition. Le lobe passe par un état d'équilibre instable lorsqu'il est plan et ensuite se retrouve dans l'autre état avec un rayon de courbure inversé. Ces trois états pour la dionée (deux états stables et un état instable) sont en accord avec le modèle mécanique du ressort. On peut cependant indiquer que contrairement au modèle mécanique, il n'y a pas d'oscillations du rayon de courbure au moment d'une transition. Cette observation doit être reliée à des phénomènes dissipatifs qui ne sont pas pris en compte dans le simple modèle mécanique.

2.4.. Analogie électrique.

2.4.a. La diffusion d'eau à travers une membrane végétale se produit dès lors que les potentiels hydriques dans les deux compartiments ne sont pas égaux. On utilise les résultats apportés par le **document 4** :

$$D_v = L_p S \Delta \psi = L_p S (\psi_1 - \psi_2)$$



Par analogie avec la conduction électrique, les grandeurs analogues sont :

$$\begin{aligned} \psi (Pa) &\Leftrightarrow V (V) \\ D_v (m^3 s^{-1}) &\Leftrightarrow I (C s^{-1}) \\ V (m^3) &\Leftrightarrow q (C) \\ R_m = \frac{\Delta \psi}{D_v} &\Leftrightarrow R_e = \frac{\Delta V}{I} \end{aligned}$$

On retrouve la résistance membranaire :

$$R_m = \frac{\Delta \psi}{D_v} = \frac{1}{L_p S}$$

b/ En tenant compte des analogies et de la définition du module d'élasticité :

$$\Delta V = \left(\frac{V_0}{\varepsilon} \right) \Delta \Psi \quad \text{soit} \quad \boxed{D_V = \frac{dV}{dt} = \left(\frac{V_0}{\varepsilon} \right) \frac{d(\Delta \Psi)}{dt}}$$

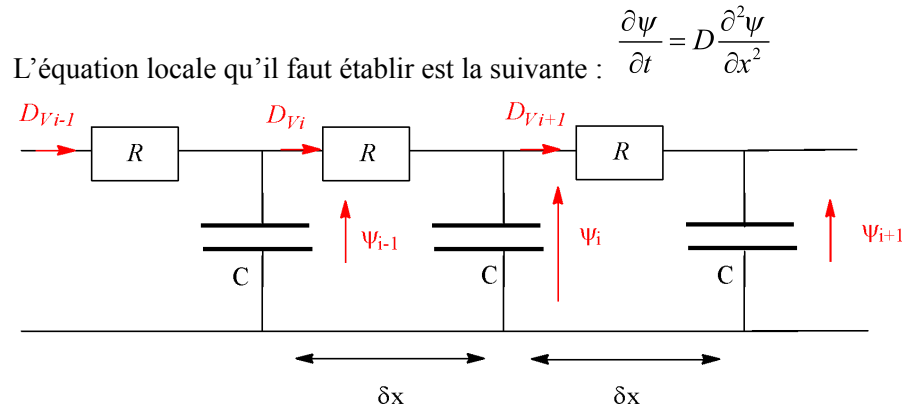
Cette relation doit être rapprochée en électricité de : $i = \frac{dq}{dt} = C \frac{du}{dt}$

Par identification : $C_{eq} \equiv \frac{V_0}{\varepsilon}$

2.5. Modèle de Philip :

2.5.a. Diffusivité de l'eau : La question n'est malheureusement pas bien posée et pour la résoudre au niveau d'un étudiant de BCPST, il est nécessaire de bien lire l'ensemble des documents à disposition et notamment le **document 8** qui d'une certaine manière donne la réponse. Quand le texte indique exprimer la diffusivité, il faut semble-t-il l'exprimer en fonction de V_0 , ε , L_P et S .

Démonstration non demandée car donnée dans le document 8 : Pour retrouver la diffusivité de l'eau à l'aide du modèle de Philip, il est nécessaire d'établir le système d'équation entre la variation du débit volumique et la variation du potentiel hydrique entre la cellule i et $i+1$. Ces équations sont établies par analogie avec les équations électriques.



Chaque cellule possède une taille δx petite. La dérivée seconde du potentiel hydrique est exprimée à partir de la double variation de ψ entre les cellules $i-1$ et $i+1$.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \approx \frac{\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{\delta x} - \frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{\delta x}}{\delta x} = \frac{\psi_{i+1} + \psi_{i-1} - 2\psi_i}{\delta x^2}$$

On utilise ensuite les analogies électriques :

$$\begin{cases} \psi_{i-1} - \psi_i = R D_{Vi} & \psi_i - \psi_{i+1} = R D_{Vi+1} \\ D_{Vi-1} - D_{Vi} = C \frac{d\psi_{i-1}}{dt} & D_{Vi} - D_{Vi+1} = C \frac{d\psi_i}{dt} \end{cases}$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \approx \frac{\psi_{i+1} + \psi_{i-1} - 2\psi_i}{\delta x^2} = \frac{(\psi_{i-1} - \psi_i) - (\psi_i - \psi_{i+1})}{\delta x^2} = \frac{R}{\delta x^2} (D_{Vi} - D_{Vi+1}) = \frac{RC}{\delta x^2} \frac{\partial \psi_i}{\partial t}$$

On retrouve par conséquent la diffusivité de l'eau dans la membrane par analogie avec l'équation locale de la diffusion :

$$D = \frac{\delta x^2}{RC}$$

Analyse dimensionnelle non demandée : Il semble peu probable qu'un étudiant de BCPST puisse réaliser une telle démonstration qui suppose non seulement une bonne connaissance de la propagation d'un signal dans une ligne électrique mais aussi des capacités dans le domaine de l'analyse numérique (dérivée seconde d'un signal). La question posée peut être néanmoins résolue par des considérations d'analyse dimensionnelle. Dans ces conditions on « utilise » d'une certaine manière les résultats de la première partie.

$$\begin{aligned} [D] &= m^2 s^{-1} \\ [RC] &= s \\ [\delta x] &= m \end{aligned} \quad \boxed{D = \frac{\delta x^2}{RC}}$$

Cependant, le texte donnait la réponse dans le **document 8**.

On tient compte du fait que la résistance de la cellule équivaut à deux fois la résistance de la membrane.

A partir des données du texte :

$$D = \frac{\delta x^2}{RC} = \frac{\delta x^2 \varepsilon}{2R_m V_0} = \frac{\delta x^2 L_p S \varepsilon}{2V_0} = \frac{\delta x L_p \varepsilon}{2} = \frac{\delta x L_p \varepsilon}{2}$$

2.5.b. On utilise le résultat établi dans la première partie :

$$\tau = \frac{L^2}{D} = \frac{\delta x^2}{\frac{\delta x^2}{RC}} = RC = 2R_m \times \frac{V_0}{\varepsilon} = \frac{2}{L_p S} \times \frac{V_0}{\varepsilon} = \frac{2\delta x}{L_p \varepsilon}$$

$\frac{1}{ms^{-1} Pa^{-1} \times m^2 \times Pa} \times m^3 = s$

Il est assez délicat d'extraire l'épaisseur d'une feuille dans les documents donnés.

Un ordre de grandeur est possible à partir de la photo du **document 1** et de la connaissance du diamètre du lobe. On prend dans ce cas une épaisseur de la feuille de l'ordre du millimètre. Le texte indique néanmoins, que l'épaisseur de la feuille est constituée d'une superposition de dix cellules environ.

$$\delta x \approx \frac{1 \text{ mm}}{10} = 0,1 \text{ mm}$$

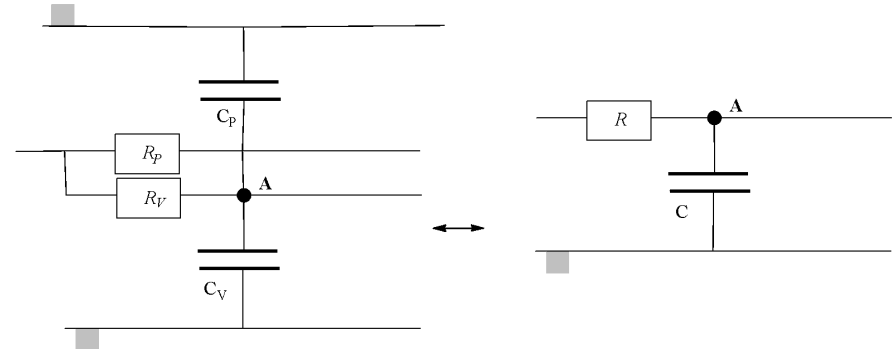
$$\tau \approx \frac{2}{L_p S} \times \frac{\delta x}{\varepsilon} = \frac{2 \times 10^{-4}}{1.10^{-12} \times 4,3.10^6} = 50 \text{ s}$$

$\frac{1}{ms^{-1} Pa^{-1} \times m^2 \times Pa} \times m^3 = s$

On ne se trouve absolument pas dans le bon ordre de grandeur par rapport aux mesures réalisées (0,35 s pour la phase active).

2.6.. Modèle de Molz-Ikenberry.

2.6.a. On reconnaît en effet un montage qui positionne en parallèle des résistances et des condensateurs. Les condensateurs C_p et C_v sont reliés aux mêmes bornes (**A** et la terre).



$$C = C_p + C_v \quad R = \frac{R_p R_v}{R_p + R_v}$$

2.6.b. Il suffit de reprendre les résultats précédents : $D = \frac{\delta x^2}{RC}$. Cependant, le texte n'est pas vraiment explicite quant aux variables à choisir.

$$D = \frac{\delta x^2}{RC} = \frac{\delta x^2 (R_p + R_v)}{R_p R_v (C_p + C_v)}$$

2.6.c. Si on tient compte des données du texte (**document 7**).

• Capacité équivalente :

$$C = C_p + C_v \approx C_v = \frac{V_0}{\varepsilon} \quad \left(C_p = \frac{1}{100} C_v \ll C_v \right)$$

• Résistance équivalente : Il reste à calculer la résistance équivalente de la paroi à partir de la conductivité hydraulique proposée. On utilise l'analogie avec la **partie 2** et la résistance électrique.

$$R_p = \frac{\Delta \psi}{\cancel{D}^P} = \frac{1}{\cancel{\delta}^S} \frac{\delta x}{\cancel{S}^S}$$

$Pa \times m^{-3} s \quad m^{-2} s Pa \times m \times m^{-2} = m^{-3} s Pa$

$$s = 0,1 \times S = 0,1 \times \frac{V_0}{\delta x} = 0,1 \times \frac{2,6 \cdot 10^5 \times 10^{-18}}{10^{-4}} = 3 \cdot 10^{-10} m^2$$

$$R_p \approx \frac{1}{5 \cdot 10^{-16}} \times \frac{10^{-4}}{310^{-10}} = 7 \cdot 10^{20} Pa m^3 s^{-1}$$

Cette valeur doit être comparée avec la valeur de R_V :

$$R_V = 2R_m = \frac{2}{L_p S} = \frac{2\delta x}{L_p V_0} \approx \frac{2 \cdot 10^{-4}}{1,2 \cdot 10^{-12} \times 2,6 \cdot 10^5 \times 10^{-18}} = 6 \cdot 10^{20} Pa m^3 s^{-1}$$

Les deux résistances sont du même ordre de grandeur.

On retrouve numériquement la diffusivité et le temps de fermeture du lobe :

$$D \approx \frac{10^{-4 \times 2} (7+6) \cdot 10^{20} \times 4,3 \cdot 10^6}{7 \times 6 \cdot 10^{40} \times 2,6 \cdot 10^5 \times 10^{-18}} = 5 \cdot 10^{-10} m^2 s^{-1}$$

$$\tau = \frac{\delta x^2}{D} = \frac{10^{-8}}{5 \cdot 10^{-10}} = 20 s$$

À nouveau, le temps caractéristique calculé pour ce modèle n'est pas compatible avec les valeurs mesurées (0,35 s).

Partie 3 : Approche critique et prospective sur le thème.

Difficile de bien comprendre les objectifs de cette dernière partie.

Cette dernière approche est, semble-t-il, sensée critiquer l'hypothèse N°1 (**document 2**) aux vues des résultats expérimentaux (temps caractéristique de fermeture du **document 3**) et des deux modélisations (modèles de Philip ou Molz-Ickenberry des **documents 6, 7 et 8**).

• **Hypothèse N°1** : Ici on évoque un transfert d'eau à travers la paroi de la cellule du fait d'une variation brutale de la pression de turgescence. On peut envisager, en effet, un flux d'eau à travers des canaux et dont le moteur est une différence de pression entre ces deux extrémités. Les mesures d'un temps caractéristique de la phase active de fermeture est de l'ordre de 0,3 s (**document 3**) et donc est très rapide.

La modélisation que ce soit le modèle de Philip ou le modèle de Molz-Ickenberry fait apparaître un processus diffusif régit par une équation locale de type seconde loi de Fick.

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}$$

Un gradient de potentiel hydrique peut rendre compte d'un transfert d'eau à travers les parois des cellules. Néanmoins, pour les deux modèles proposés, les temps caractéristiques calculés sont environ 100 fois plus élevés que celui observé expérimentalement. Même, si ces valeurs sont issues de mesures peu précises (**document 5**), les ordres de grandeur ne correspondent absolument pas avec la valeur expérimentale (**document 3**).

Ces deux modélisations ne semblent pas confirmer complètement cette hypothèse. Elles expliquent d'une certaine manière la nature du transport mais ne permettent pas d'évaluer la spontanéité de la transition.

Démarche expérimentale :

Le texte demande de proposer une démarche expérimentale permettant de vérifier les différentes hypothèses.

À nouveau, la question est un peu vague. Voici quelques idées.

Hypothèse N°1 : Il doit s'agir d'une utilisation d'un composé chimique (ion ou petite molécule) qui par son action peut inhiber le transport. Dans ces conditions le canal ne fonctionne pas et le flux d'eau ne peut être réalisé.

Hypothèse N°2 : Le texte évoque une croissance rapide des cellules suite à une diminution du pH de l'épiderme externe de la paroi. La réalisation d'expériences de fermeture d'un lobe en milieu tamponné basique pourrait éventuellement inhiber ce mécanisme et ainsi confirmer cette hypothèse.

Hypothèse N°3 : Le texte propose un ramollissement de la face externe de la cellule. Cette modification des propriétés mécaniques de la paroi peut éventuellement être décelée par la mesure de la dureté à l'aide d'une pointe que l'on enfonce avec plus ou moins de force.