1

UNIVERSITÉ IBN ZOHR
FACULTÉ DES SCIENCES
AGADIR

Année Universitaire 2012-13
Département de Physique

TD d'Electrostatique
Module Physique 2
Filière SMP

Exercice 1

L'atome d'hélium (He) est formé de deux électrons et d'un noyau. Ce dernier, appelé également particule α, comporte deux protons et deux neutrons.

On considère un gramme du gaz He pris dans les conditions normales de température et de pression. Sa masse molaire M est alors voisine de 4 g.

1. Calculer le nombre d'atomes He par cm^3. En déduire,

a. le nombre d'électrons qui y sont présents et la charge électrique correspondante en Coulomb.

b. le nombre de particules α qui y sont présentes et la charge électrique correspondante en Coulomb.

2. Calculer la quantité d'He nécessaire pour que l'ensemble des électrons totalisent une charge électrique d'un Coulomb.?

3. Sachant que la distance qui sépare les deux protons à l'intérieur de la particule α est de l'ordre du fermi ($\sim 10^{-15}$m) :

a. Calculer l'intensité de la force électrostatique répulsive F_C qui existe entre les deux protons.

b. Calculer l'intensité de la force gravitationnelle attractive F_G qui existe entre les deux protons.

c. Calculer le rapport F_C/F_G et conclure.

Exercice 2

1. Déterminer la direction du champ électrostatique et les variables dont dépend sa norme dans le cas d'une distribution de charge à symétrie cylindrique.

2. Même question dans le cas d'une distribution de charge à symétrie sphérique.

3. Soit un plan infini xOy uniformément chargé. Déterminer les invariances et symétries de cette distribution. En déduire la direction du champ électrostatique et les variables dont dépend sa norme.

Exercice 3

Soit un cerceau C de centre O, de rayon R, contenu dans le plan (xOy) et d'axe Oz.

1. Dans un premier temps, on suppose C uniformément chargée. Soit Q sa charge.

a. Déterminer, par des considérations de symétrie uniquement, l'intensité du champ électrostatique en O.

b. Établir la direction et l'expression du champ électrostatique $E(z)$ en un point M de l'axe de C différent de O. Donner l'allure de $E(z)$ en fonction de z.

c. Que devient cette expression pour $z \gg R$? Conclure.

2. Le cerceau C est supposé porter des charges réparties de manière non uniforme. La densité linéique de charge en un point $P(\theta)$ s'écrit : $\lambda(P) = \lambda_0 \cos\theta$ où θ est l'angle formé par l'axe Ox et le vecteur $\overrightarrow{OP}$, et λ_0 une constante positive. Exprimer le champ électrique en O en fonction de λ_0, ϵ_0 et R.

3. On s'intéresse à présent aux champ et potentiel électrostatiques créés par un disque (D) de rayon R uniformément chargé et de densité surfacique σ en un point M de l'axe $z'z$. Afin d'utiliser les résultats de la question 2) on admettra que (D) est obtenu en superposant un grand nombre de cerceaux concentriques, de centres O et dont les rayons sont compris entre 0 et R.

a. En considérant le principe de la conservation de la charge électrique et en écrivant que la charge portée par le fil (C) est maintenant portée par le fil de même rayon mais d'épaisseur $\mathrm{d}r$, établir que $\lambda = \sigma \mathrm{d}r$. Quel est le signe de σ ? Justifier.

b. Calculer l'intensité du champ électrostatique $\vec{E}(M)$ créé par (D) au point M défini ci-dessus, pour $z > 0$. Étudier la continuité de $E(M)$ en $z = 0$. Conclure.

c. Établir les valeurs limites de $E(M)$ pour z/R tendant vers zéro. Quelle est la signification physique de ce résultat ?

d. Montrer que (D) crée au point M, z étant positif, le potentiel $V(M)$ donné par:

$$V(M) = f(\sigma)[\sqrt{z^2 + R^2} - z] \tag{1}$$

où $f(\sigma)$ est une fonction dont on explicitera l'expression et la dimension. On admettra que le potentiel électrostatique est nul à l'infini.

e. Donner l'allure de $V(M)$ lorsque M parcourt l'axe $z'z$ depuis $-\infty$ à $+\infty$.

f. Que devient l'équation (1) quand $z \gg R$? Comparer le potentiel obtenu dans ces conditions à celui d'une charge ponctuelle placée en O. Conclure.

4. Déduire de ce qui précède, une méthode pour calculer le champ électrostatique créé par une sphère chargée en surface en un point de l'espace situé à l'extérieur de la sphère. (NB : seul est demandé l'exposé de la méthode et non le calcul du champ).

5. On considère à présent un plan infini Π présentant une densité de charge électri que $-\sigma$ que l'on supposera uniforme.

a. Déduire de la question 3-b), l'intensité du champ électrostatique crée par Π.

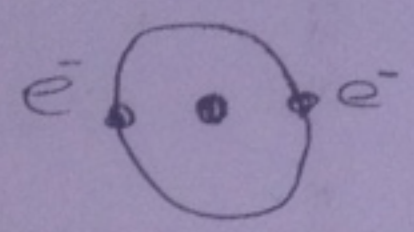
b. Dans le plan Π on perce une ouverture ayant la forme d'un disque de rayon R et de centre O. En vous basant sur les résultats établis précédemment et en faisant appel au principe de superposition, calculer l'intensité du champ électrostatique $\vec{E}(A)$ en un point A de l'axe Oz, $(z > 0)$, passant par O et normal au plan Π.

6. On considère à présent un cône de révolution de demi angle au sommet α, de rayon de base R et de hauteur h. Ce cône est chargé en volume. Soit ρ sa densité volumique de charge. En décomposant le cône en disques chargés, calculer le champ électrostatique $E(h)$ en son sommet.

.D: Electricité II.

Serie: 01 2

EXO1



Sachant

1 mol (gaz parfait) ⟶ occupe une volume de (22,4 l)

1 mol ⟶ $22{,}4 \cdot 10^3$ cm

x mol ⟶ 1 cm^3

$$x_{mol} = \frac{1}{22{,}4 \times 10^3} = 4{,}464 \cdot 10^{-5} \text{ mol}$$

on a 1 mol ⟶ Na atome

Le nbre d'atome de He contenus ds un volume de 1 cm^3 $= 4{,}464 \times 10^{-5} \times 6{,}022 \cdot 10^{23}$

$= 2{,}688 \cdot 10^{19}$ atoms

a- Le nombre d'electrons qui y st presente et.

$$n_e = 2 \times 26{,}88 \times 10^{18}$$

$= 53{,}76 \times 10^{18}$ électrons.

- La charge carrespondante

$$q_e = -1{,}6 \cdot 10^{-19} \times 53{,}76 \times 10^{18}$$

$= -8{,}602$ C

b- Le nombre de particule α ent $26{,}88 \cdot 10^{18}$.

- La charge carrespondante.

$$q = 2 \times (-1{,}6 \times 10^{-19}) \times 26{,}88 \cdot 10^{18}$$

$= 8{,}602$ C

2- $q_{e\,total} = 1\,C$

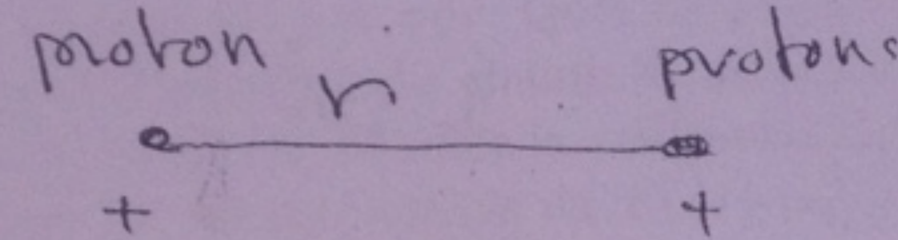
On a $q_e = 1,6\times10^{-19} \times$ nbre d'e^-

$1\,C = 1,6\times10^{-19} \times 2 \times n_{atome}$

$$n_{atome} = \frac{1}{1,6\times10^{-19}\times 2}$$

$= 0,312\times10^{19}$ atomes de He.

3.a-



$r = 1$ fermi $= 10^{-15}$ m

$$\vec{F_e} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_p\, q_p}{r^2}\vec{u}$$

$|\vec{Fe}| = 230,4$ N / $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 9.10^{9}$ (SI)

$r = 10^{-16}$ m.

b- par déf $\vec{F_G} = G\frac{mm}{r^2}\vec{u}$

$G = 6,67.10^{-11}$ (SI), $m_p = 1,67.10^{-27}$ Kg

$r = 10^{-15}$ m

$|\vec{F_G}| = 1,86.10^{-34}$ N

c- calcul le rapport F_e/F_G

$$\frac{230,4}{1,86.10^{-34}} = 123,87.10^{34}$$

c/c : $\boxed{Fe \simeq 10^{36} F_G}$

EXO2

3

Distrubition de charge à symetrie cylindrique

cette distrubition est invariant par translation // (Oz)

1 ⟹ $E(M) = E(r) = 0$

$$\frac{\partial E(M)}{\partial z} = \frac{\partial E(M)}{\partial \theta} = 0$$

- direction de $\vec{E}(M)$

. tout plan contenant l'axe (Oz) est un plan de symetrie le plan (OzM) est un plan de symetrie ⟹

$\vec{E}(M) \in$ ce plan (OzM)

\# plan ⊥ a $(\vec{u}_r, u_\theta)$ ⟶ $E(\vec{M}) \in$ plan ⊥ (u_r, u_θ) en M

$\vec{E}(M)$ est l'intersection des plan (OzM) et le plan ⊥ $(\vec{u}_r, u_\theta)$

⟹ $\vec{E}(M) \vec{u}_r$, $\|\vec{u}_r\| = 1$

2 - cas d'une distrubition est invariant par rotation $\frac{1}{r}$, θ φ ...

⟹ direction $\vec{E}(M)$

tout le plan contenant le chomehe passant par O sot ds le plan. symetrie en particulier le plan (OzM) et le plan de symetrie

⟹ $\vec{E}(M) \in$ plan (OzM)

$\vec{E}(M) = E(r)\vec{u}_r$, $\|\vec{u}_r\| =$ est un plan de symetrie

⟹ $E(M)$ est intersection de ces deux plan.

$\vec{E}(M) = E(r)\vec{u_r}$ / $\|\vec{u_r}\| = 1$

3- Cas d'un distrubition de charge sur un plan (O,x,y).

- La distrubition est invariant par translation % a (ox) et (oy)

$\Rightarrow E(M) = E(z)$ seulement

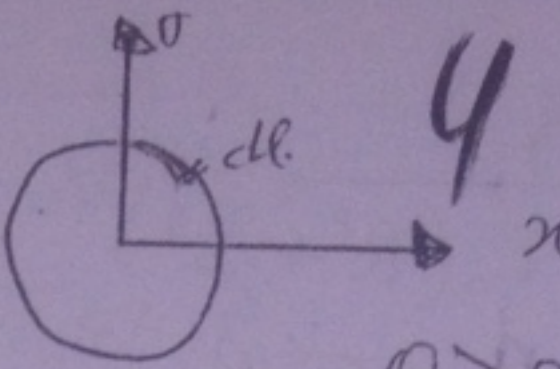
$$\frac{\partial E(M)}{\partial x} + \frac{\partial E(M)}{\partial y} = 0$$

direction toute plan (oxy) qui contient M est plan.

$\Rightarrow \vec{E}(M) = E(z)\vec{k}$, $\|\vec{k}\| = 1$

Ex 03

1 a-



4

$dq = \lambda dl$

$Q > 0$

- tout plan qui passe par le plan est un plan de symétrie d'où $\vec{E}(0) \in$ à leur intersection qui est l'axe $oz \to \vec{E}(0)$ $\in$ $oz \to \vec{E}(0) = E(0)\vec{e_z}$

- Le plan (xoy) est un plan de symétrie d'où :

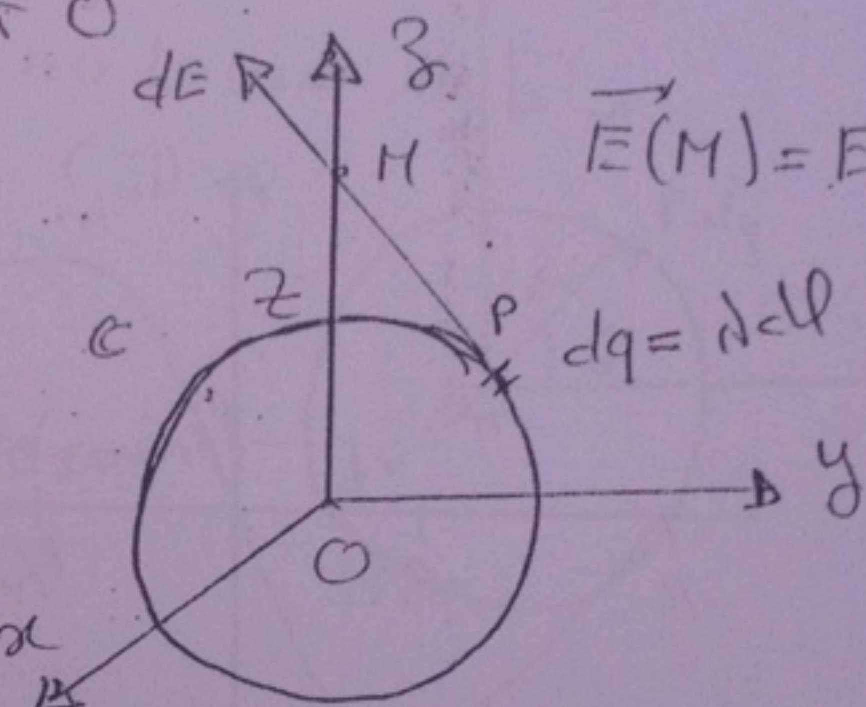
$$\vec{E}(0) \in (xoy)$$

$$\vec{E} \in \vec{oz} \Rightarrow \vec{E}(0) \in (oz) \cap (xoy)$$

$$\vec{E} \in (xoy)$$

qui n'est que le pt O

d'où $\vec{E}(0) = \vec{0}$



$\vec{E}(M) = E(M)\vec{e_z}$

$dq = \lambda dl$

b-

$$d\vec{E}(M) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{dq}{\vec{PM}} \vec{u}$$

$$d\vec{E} = dE_x \vec{e_x} + dE_y \vec{e_y} + dE_z \vec{e_z}$$

$$dE_z = d\vec{E}\,\vec{e_z}$$

$$= dE \cos\alpha$$

Le Champ total :

$$E(M) = \int dE \cos\alpha$$

$$= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int \frac{dq}{PM^2} \cos\alpha$$

$$= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int \frac{\lambda dl}{PM^3} z$$

$$= \frac{\lambda}{4\pi\varepsilon_0} \int \frac{dl\, z}{(R^2+z^2)^{3/2}} \quad (3)$$

$$= \frac{z\lambda}{4\pi\varepsilon_0(R^2+z^2)^{3/2}}\int dl$$

$$= \frac{z\lambda 2\pi R}{4\pi\varepsilon_0(R^2+z^2)^{3/2}}$$

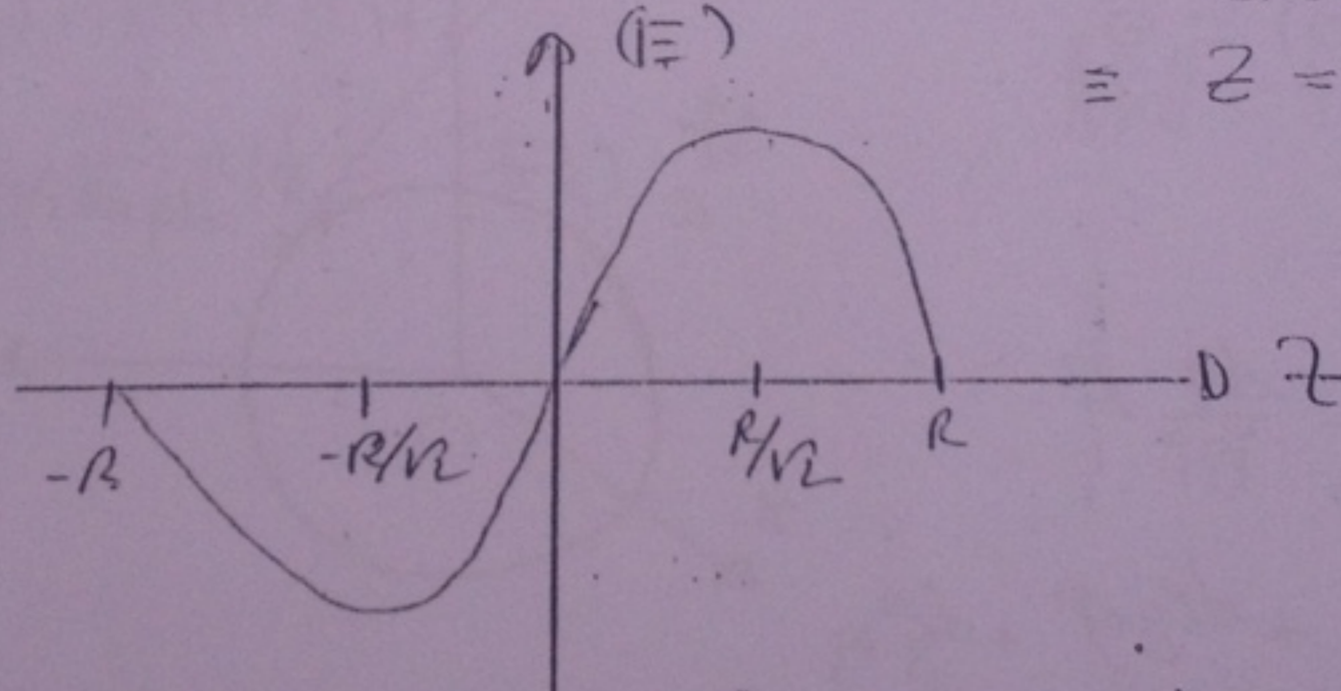
$$= \frac{z\lambda R}{2\varepsilon_0(R^2+z^2)^{3/2}}$$

d'où $\vec{E}(M) = \dfrac{\lambda z R}{2\varepsilon_0(R^2+z^2)^{3/2}}\vec{e_z}$

→ Allure :

- $z=0 \qquad E(0)=0$
- $z \to \infty \qquad E \to 0$
- $\exists$ un max et un min / $\dfrac{dE(z)}{dz}=0$

$\Rightarrow z = \pm \frac{R}{2}$



On a $\vec{E}(M)$ est une fct impair donc il est symétrie % a O

c - $z \gg R$

$$\varepsilon = \frac{R}{z} \to 0 \qquad \frac{z}{\left[z^2\left(1+\frac{R^2}{z^2}\right)\right]^{3/2}}$$

$$= \frac{z}{z^3\left(1+\frac{R^2}{z^2}\right)^{3/2}}$$

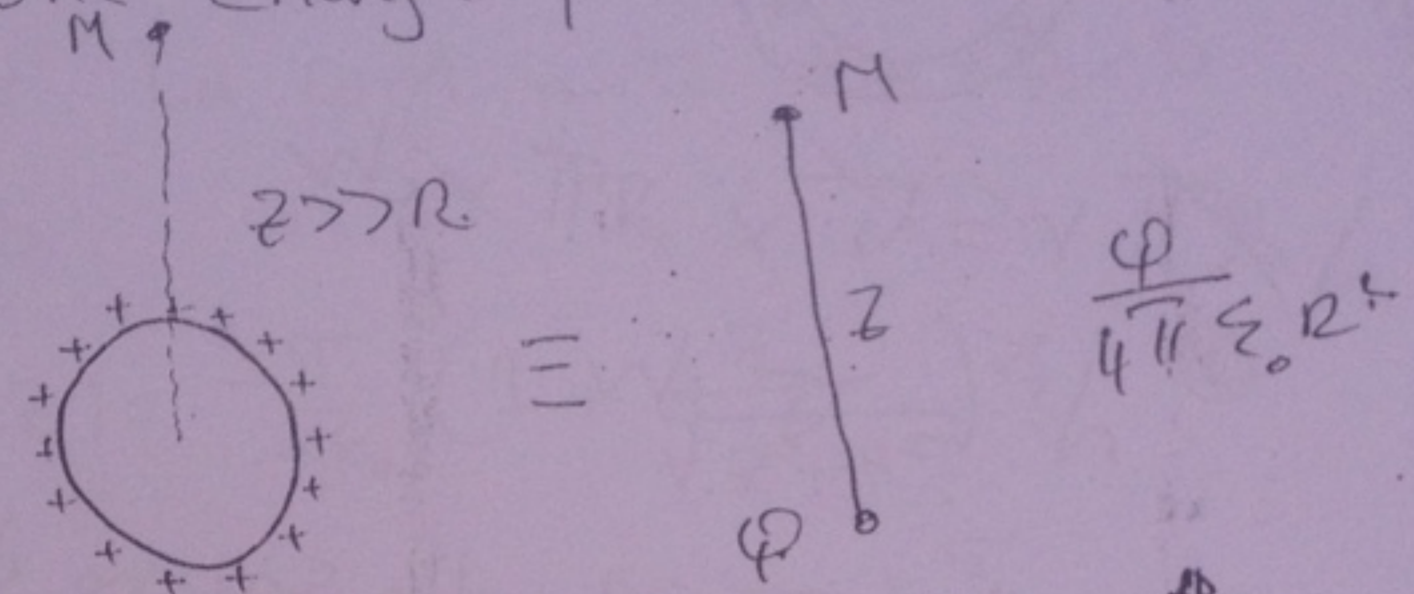
$$= \frac{1}{z^2}$$

car $\frac{R^2}{Z^2} \longrightarrow 0$

d'où $E(z) = \frac{\varphi}{4\pi\varepsilon_0 z^2} \vec{e_z}$

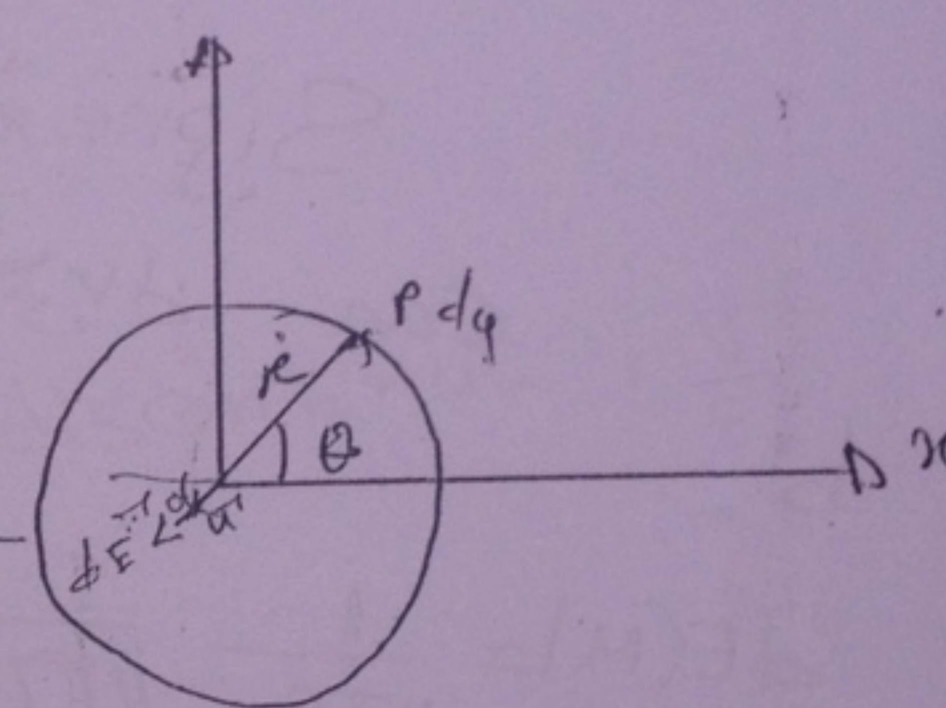
avec $\varphi = 2\lambda\pi R$,

c/ Si $Z \gg R$ le cercle se comporte comme une charge ponctuelle



2 – Cas où $\lambda \neq c^{te}$

$\lambda(P) = \lambda_0 \cos\theta$

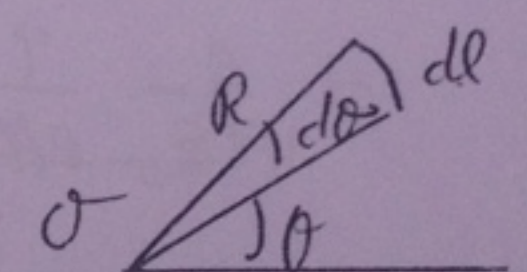


point de départ

– on commence tjs par la détermination de la charge ponctuelle

Question $\vec{E}(0)$

La loi de coulomb

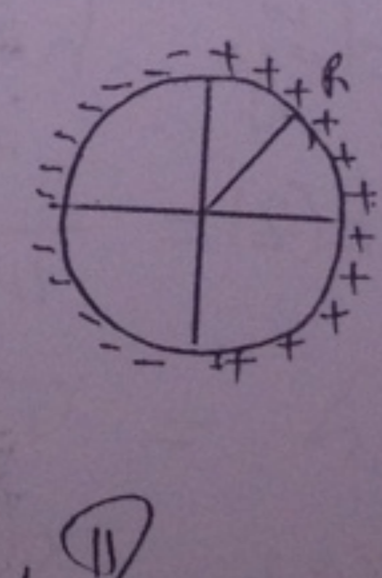


$dE(0) = \frac{dq}{4\pi\varepsilon_0 R^2} \vec{\mu}$

– $dq = \lambda dl = \lambda_0 \cos\theta \, R \, d\theta$

– $\vec{\mu} = -\cos\theta \, \vec{e_x} - \sin\theta \, \vec{e_y}$

$\vec{E}(0) = \frac{-\lambda_0}{4\varepsilon_0 R} \vec{e_x}$

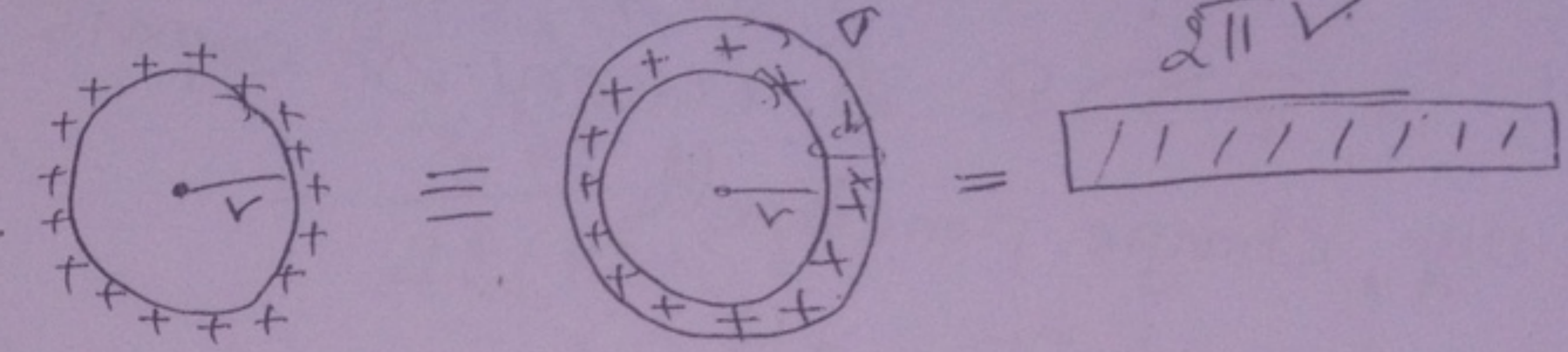


Rq $\cos\theta$ est > 0 sur $[-\pi/2, \pi/2]$

3- On a maintenant un disque

$$\left\{\begin{array}{l}\text{Rayon } R \\ \sigma = cte\end{array}\right. \equiv \Sigma$$

a- La conservation de la charge.



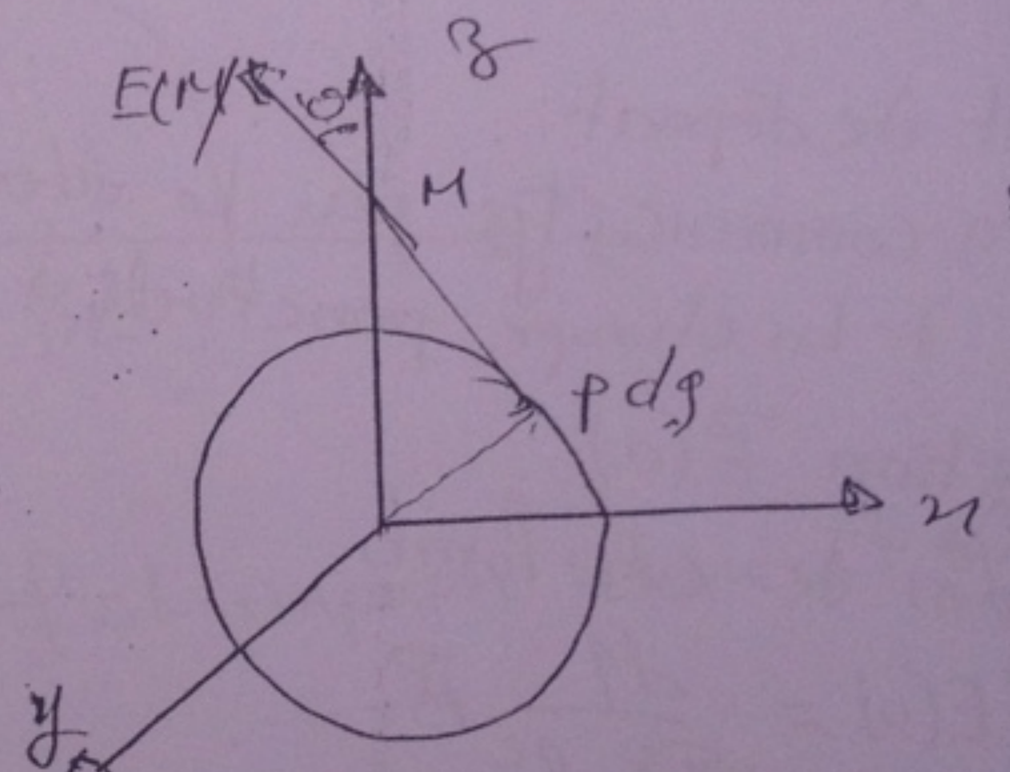
$$\lambda \cancel{2\pi} r = \sigma \times \cancel{2\pi} r\,dr$$

$$\lambda = \sigma\,dr$$

Signe de σ est le signe de λ

car $dr > 0$

b-

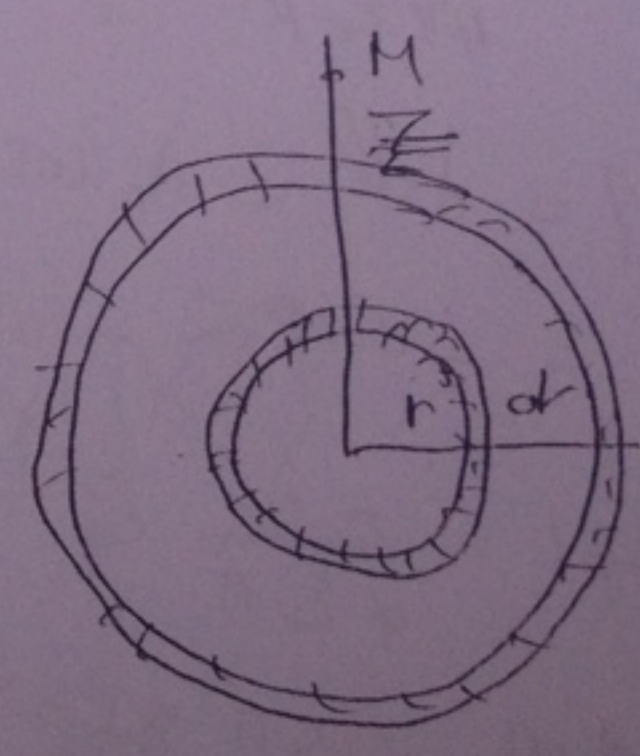


$$dE(M) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{PM^2}\vec{u}$$

$$= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{PM^2}$$

$E(z)$, $z > 0$

on a déjà trouvé



$$\Rightarrow dE(z) = \frac{2\pi\lambda r}{4\pi\varepsilon_0}\frac{z}{(z^2+r^2)^{3/2}}$$

$$\lambda = \sigma\,dr$$

$$dE(z) = \frac{\sigma z}{2\varepsilon_0}\frac{r\,dr}{(z^2+r^2)^{3/2}}$$

$$= \frac{\sigma z}{2\varepsilon_0}\int_0^R r(r^2+z^2)^{-3/2}dr$$

$$= \frac{\sigma z}{2\varepsilon_0}\left[-(r^2+z^2)^{-1/2}\right]_0$$

6

$$= \frac{-\sigma z}{2\varepsilon_0}\left[(R^2+z^2)^{-1/2}-(z^2)^{1/2}\right]$$

$$\boxed{E(z)= \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1-\frac{z}{\sqrt{z^2+R^2}}\right)\vec{e_z}} \quad (1)$$

- Etude de la continuité en $z=0$

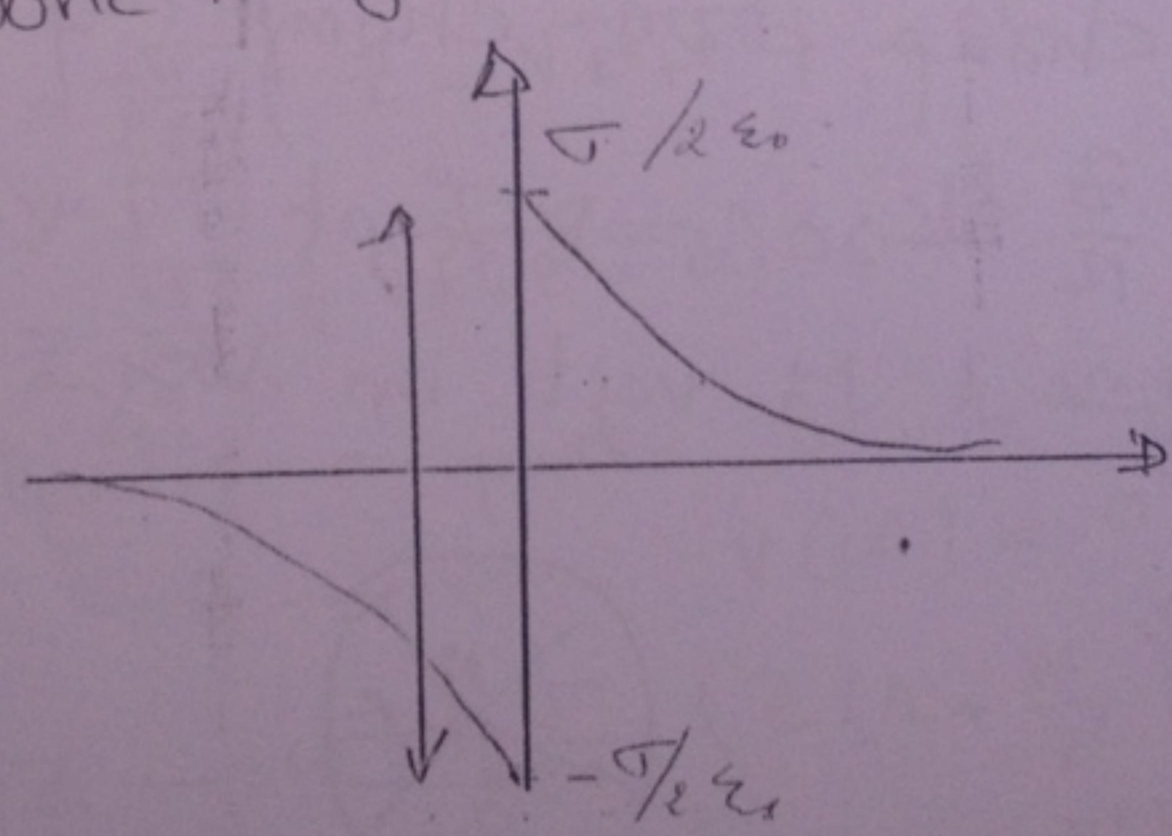
$z<0$

$$E(z)= -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1+\frac{z}{\sqrt{z^2+R^2}}\right)\vec{e_z} \quad (2)$$

$z \to 0^+$, (1) $\to +\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$

$z \to 0^-$, 2 $\to -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$

$\Rightarrow$ donc il y a une discontinuité : $\frac{\sigma}{\varepsilon_0}$



c- $\frac{z}{R} \to 0$

$$E(z)= \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1-\frac{z}{(R^2+z^2)^{1/2}}\right)$$

DL : $1-\frac{z}{(R^2+z^2)^{1/2}}$

(5)

$$= 1 - \frac{z}{\left(R^2\left(1+\frac{z^2}{R^2}\right)\right)^{1/2}}$$

$$= 1 - \frac{z}{R}\left(1+\frac{z^2}{R^2}\right)^{-1/2}$$

$$= 1 - \underbrace{\frac{z}{R}}_{\to 0}\left(1-\frac{1}{2}\underbrace{\frac{z^2}{R^2}}_{\to 0}\right)$$

$$= 1$$

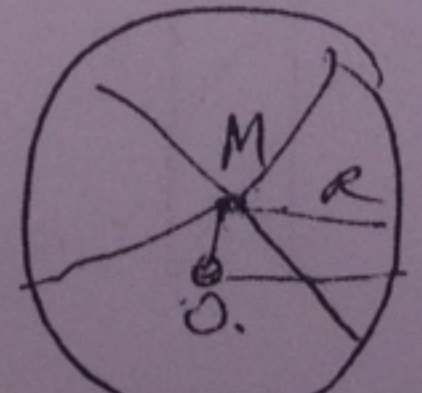
donc $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} 1 \cdot \vec{z} > 0$

$\Rightarrow$ signification physique

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \cdot z > 0$$

c'est le champ d'un champ infini

Lorsque $\frac{z}{R} \to 0 \Rightarrow$ le pt M est proche du disque. M voit un disque ∞



- $Z > 0$ $V(Z) = ?$

$\vec{E} = -\vec{grad}\, V$ (est valable ∀ le système coordonnées)

• Ici, on a le système de coord cartésiennes.

$\vec{E} \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{vmatrix} = - \begin{vmatrix} \partial V/\partial x \\ \partial V/\partial y \\ \partial V/\partial z \end{vmatrix}$ or $\vec{E}(Z) = E(Z)\vec{e_z}$

$E(x)=0,\ E(y)=0 \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \partial V/\partial x = 0 \\ \partial V/\partial y = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow$ V ne dépend ni de x ni de y ⇓ $V(Z)$

$$\Rightarrow \boxed{E = -\frac{dV}{dZ}}$$

- calculons $V(Z)$

on a montré que :

$$E(Z) = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1 - \frac{z}{\sqrt{R^2+Z^2}}\right)$$

$$E(z) = -\frac{dV}{dz}$$

$$= \frac{-\sigma}{2\varepsilon_0}\int dz - \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\int \frac{z}{\sqrt{R^2+z^2}}\,dz + cte$$

$$= \frac{-\sigma}{2\varepsilon_0}\left(Z - \sqrt{R^2+Z^2}\right) + cte$$

$$= \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(\sqrt{R^2+Z^2} - Z\right) + cte$$

; cte est calculée à partir de l'origine des potentiel ici $Z \to \infty$ $V(\infty) = 0$

DL ; $V(Z \to \infty) = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(Z\left(1 + \frac{R^2}{Z^2}\right)^{1/2} - Z\right) + cte$

$$= \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(Z\left(1 + \frac{1}{2}\frac{R^2}{Z^2}\right) - Z\right) + cte$$

$$0 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \times \frac{1}{2}\frac{R^2}{Z^2} + cte$$

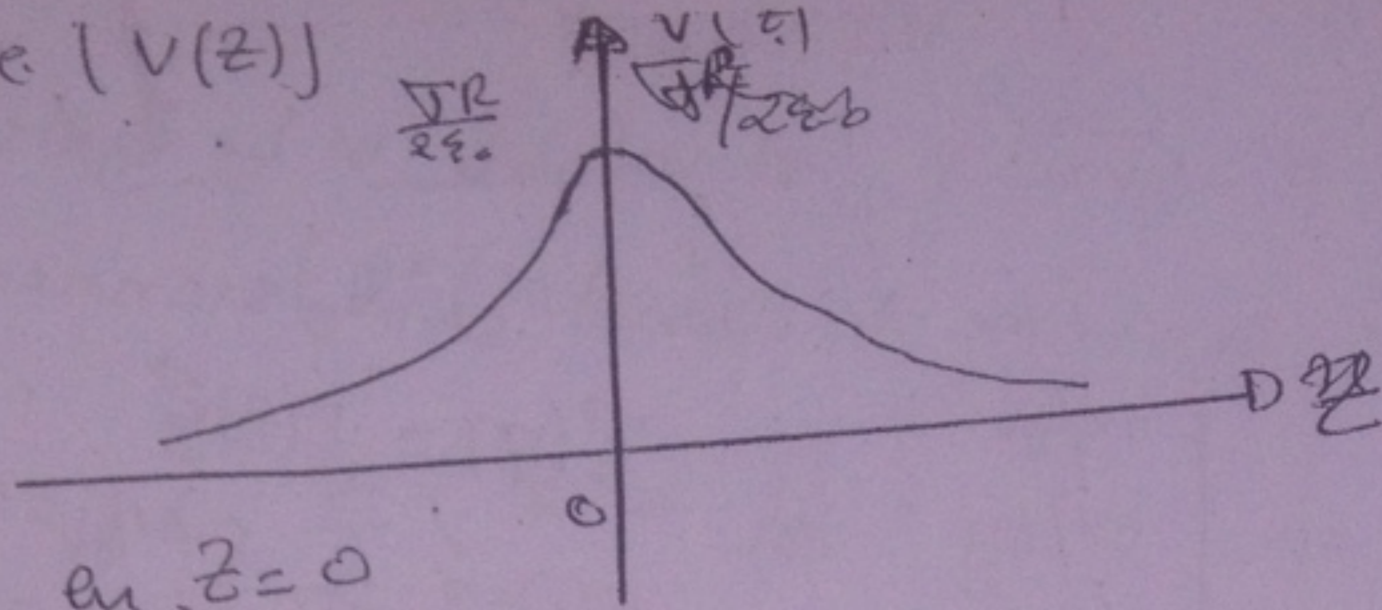
$$\Rightarrow \frac{R^2}{Z^2} \to 0 \Rightarrow cte = 0$$

Enfin $V(Z) = f(\sigma)\left(\sqrt{R^2+Z^2} - Z\right)$

$f(\sigma) = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$ → est un champ électrique

$[f(\sigma)] = V/m$ (2)

e - L'Allure [V(z)]



Le potentiel en $z=0$ est continue

f - $z \gg R$: $\frac{R}{z} \to 0$

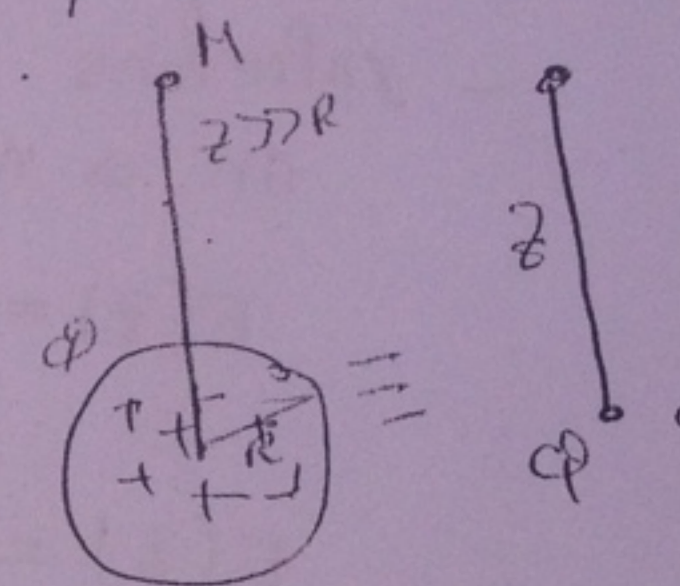
$$V(z) = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(\sqrt{R^2+z^2} - z\right)$$

$$= \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(z\left(1 + \frac{1}{2}\frac{R^2}{z^2}\right) - z\right)$$

$$= \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\frac{R^2}{2z} = \frac{\sigma R^2}{4\varepsilon_0 z}$$

$$= \frac{\sigma \pi R^2}{4\pi\varepsilon_0 z} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 z}$$

$V(z) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}$



Le disque par un point est très éloigné se comporte comme une charge ponctuelle au centre.

fin

UNIVERSITÉ IBN ZOHR
FACULTÉ DES SCIENCES
AGADIR

Année Universitaire 2012-13
Département de Physique

TD d'Électrostatique
Module Physique 2 - Filière SMP
Série 2

Exercice 1 : *Énergie électrostatique d'une sphère uniformément chargée*

On considère le noyau d'un atome constitué de Z protons uniformément répartis dans un volume sphérique de rayon R. Bien que formée d'un ensemble fini de particules, on assimilera la charge du noyau à une charge continue et elle sera traitée comme telle.

1. On désigne par ρ la densité de charge électrique du noyau. Exprimer ρ en fonction des données du problème.

2. On s'intéresse, dans un premier temps, au potentiel électrostatique créer par le noyau en un point M de l'espace distant de $r > R$ de son centre O ($\vec{r} = \overrightarrow{OM}$).

a. Par des considérations de symétrie, déterminer le direction et le sens du champ électrostatique $\vec{E}(M)$ au point M.

b. En déduire la nature de la surface de Gauss Σ à considérer.

c. Établir l'expression du champ $\vec{E}(M)$ à l'extérieur du noyau.

d. En déduire l'expression du potentiel électrostatique $V(M)$ au point M. Conclure.

3. On Considère à présent deux états extrêmes. Un état initial (I) où toutes les charges composant le noyau sont à l'infini les unes des autres ; et un état final (F) constitué par le noyau où toutes les charges "occupent leurs positions" à l'intérieur de la sphère de rayon R. L'énergie électrostatique W associée à cette distribution de charge est, par définition, le travail nécessaire pour passer de l'état (I)) à l'état (F). Pour calculer W on procède en plusieurs étapes.

a. On suppose que l'on a déjà formé une sphère chargée de rayon r, $0 < r < R$, présentant la même densité ρ. Soit $q(r)$ sa charge.

i. Exprimer $q(r)$ en fonction de r, R et Z.

ii. Calculer le potentiel $V(r')$ créer par la charge $q(r)$ en un point P distant de $r' = \|\overrightarrow{OP}\|$.

b. On considère une charge électrique infinitésimale d^2q (infiniment petit du 2ème ordre) initialement à l'infini par rapport à $q(r)$. Calculer le travail élémentaire d^2W de la force électrostatique lorsque l'on amène d^2q de l'infini à la surface de la sphère de rayon r (donc à la distance r de O).

c. On répète l'action décrite en 3-b) suffisamment de fois pour créer autour de $q(r)$ une mince pellicule d'épaisseur $\mathrm{d}r$ portant la charge $\mathrm{d}q$. Calculer le travail $\mathrm{d}W$ nécessaire pour créer ladite pellicule.

d. En intégrant $\mathrm{d}W$ pour r variant de 0 à R, calculer l'énergie électrostatique E du noyau atomique.

e. Application. Calculer E pour l'uranium ($Z = 92, R = 9.295 \times 10^{-15}$m) et le néon ($Z = 10, R = 4.071 \times 10^{-15}$m)

Exercice 2 : *L'atome d'hydrogène*

L'atome d'hydrogène (H) est constitué d'un proton et d'un électron. Le proton, de charge $+e$, est supposé ponctuel et occupe le centre O de l'atome. L'électron est supposé non localisé, en ce sens qu'il est assimilé à une distribution de charges sur une sphère de centre O et totalisant une charge globale égale à $-e$.

On montre que le potentiel créé par l'atome H en un point M distant de $r = \|\overrightarrow{OM}\|$ de O est :

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{e}{r}\exp\left(-\frac{r}{a}\right) \tag{1}$$

où $a = 0.5\text{Å}$

1.

a. Établir, à partir de (1), l'expression du champ électrique $\vec{E}(r)$ créé au point M.

b. Calculer $\|\vec{E}(r = a)\|$.

2.

a. On considère une sphère Σ centrée en O et de rayon $d > 0$. Calculer la charge $q(d)$ contenue à l'intérieur de Σ et la comparer à la charge de l'électron. Conclure.

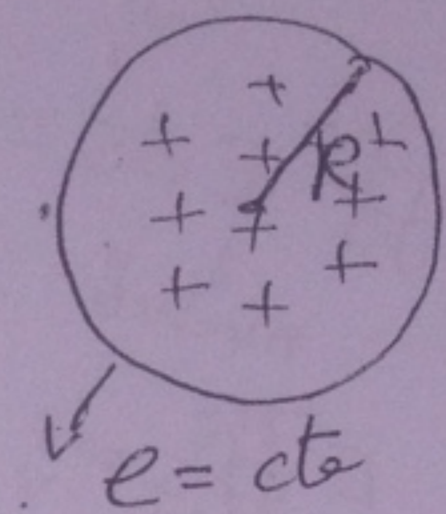
b. Vérifier alors que ce système de charges comporte bien une charge $+e$ en son centre et que sa charge totale est nulle

c. Représenter la quantité $\lambda(d) = \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}d}$ en fonction de d et montrer qu'elle présente un minimum que l'on caractérisera.

d. Donner une signification physique de $\lambda(d)$.

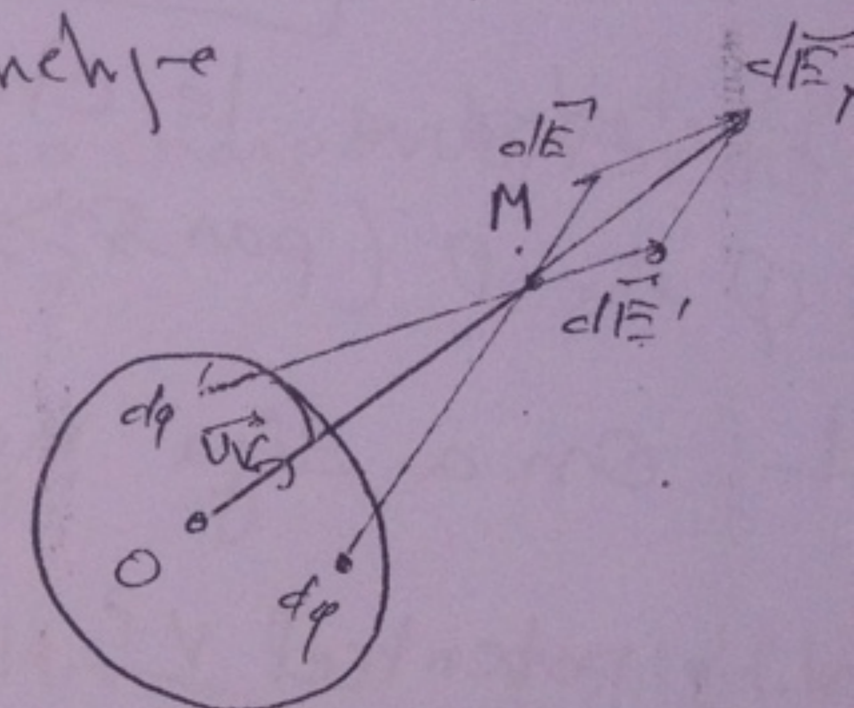
EX01

Q 1 noyau (Z protons) $\equiv$
charge $+e$



1- $\rho = \frac{dQ}{dV} = cte = \frac{Q}{V} = \frac{Ze}{4/3 \pi R^3}$

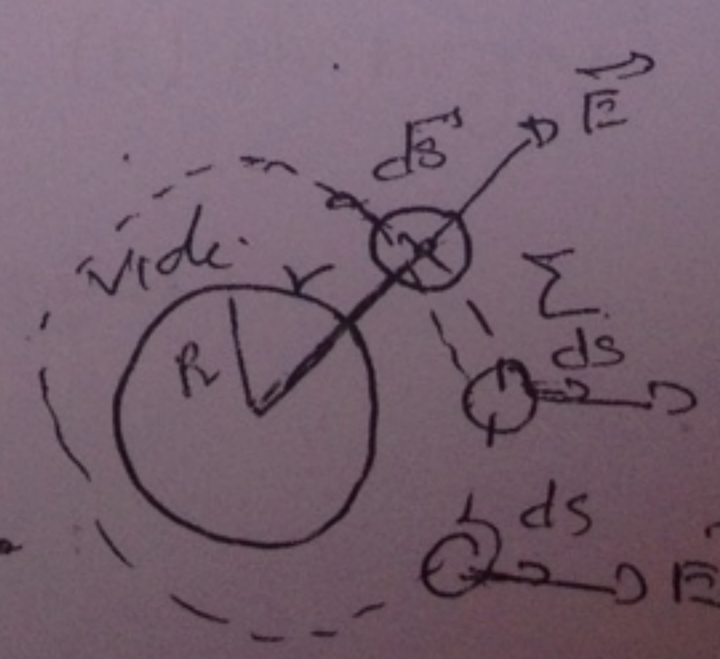
2-a. On cherche à calculer le potentiel V.
- Soit deux charges dq et dq' symétrique % à OM



$|d\vec{E}| = |d\vec{E}'|$
$d\vec{E}$ et $d\vec{E}'$ symétrique % OM
d'où $d\vec{E}_T$ est suit $\vec{\mu_r}$ $\forall$ dq et dq'
$\Rightarrow$ $\vec{E}_T$ est radial $\vec{E} = E(r)\vec{e_r}$.

b- - Rappel, Thm de Gauss :
$$\oiint_\Sigma \vec{E} d\vec{S} = \frac{Q_{int}(a\Sigma)}{\varepsilon_0}$$
- Il est applicable ; $\vec{E} // d\vec{S}$ ou $\vec{E} \perp d\vec{S}$
- symétrie de $\vec{E}$ $\Rightarrow$ nature de la surf. Gauss

- Ici, on a une symétrie radial
$\vec{E} // d\vec{S}$
$\Rightarrow$ Σ = sphère de rayon r et de centre O passant par M.



c- $\vec{E} = ?$

on applique le thm de Gauss.

$$\oiint_{\Sigma} \vec{E}\,\vec{ds} = \frac{Q_{int}}{\varepsilon_0}(\Sigma)$$

$\vec{E} \parallel \vec{ds}$ $\oiint \underbrace{E}_{\text{module}} ds =$

$E = E(r)$
$r = cte$
sur Σ

$E \oiint_{F} ds$

$E\, 4\pi r^2 = \frac{Q}{\varepsilon_0}$

$$\boxed{E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}}$$

on retrouve le champ d'une charge ponctuelle Q en O (pour $r > R$)

d- On a déja montrer que $\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\vec{u}_r$

- potentiel V? $\vec{E} = -\vec{grad}\, V$

- $\vec{E} \begin{vmatrix} E_r \\ E_\theta \\ E_\varphi \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\frac{\partial V}{\partial r} \\ -\frac{\partial V}{r\partial\theta} \\ -\frac{\partial V}{r\sin\theta\,\partial\varphi} \end{vmatrix}$ or $\vec{E} = E\vec{u}_r$ $E_\theta = E_\varphi = 0$ $\rightarrow \frac{\partial V}{\partial\theta} = \frac{\partial V}{\partial\varphi} = 0$

$\Rightarrow$ V ne depend ni de θ ni de φ il depend que $V(r)$

finalement

$$E = -\frac{dV}{dr}$$

$$V = -\int E\,dr$$

$$= -\int \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\frac{dr}{r^2}$$

$$= \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r} + cte$$

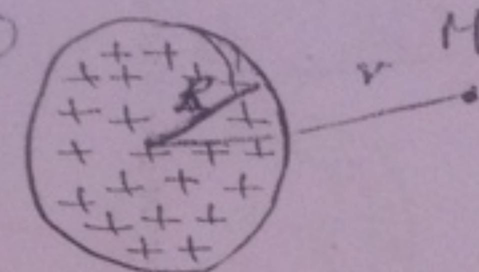
$V(r \longrightarrow \infty) = 0 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r} + V_0$

$0 = 0 + V_0$

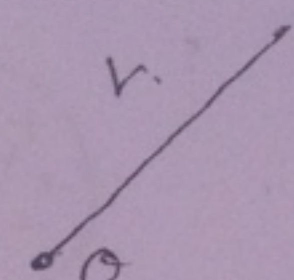
10

d'où $\boxed{V = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}}$

- conclusion. $r > R$.



q r M $= q$ O r M



$\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}$

à L'exterieur.

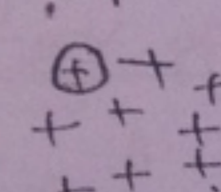
Le potentiel de la q non ponctuelle.

- sphère chargée ≡ potentiel de la charge totale q concentré au centre O $r > R$.

3 – (noyau à l'infini) = libre

charge occupant des position

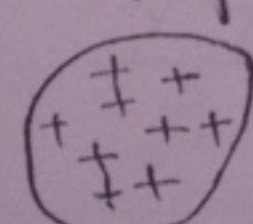
dq → ponctuelles libre



∞

Etat I

q



Etat final

sphère de rayon R (noyau)

W : travail nécessaire pour apporter des charges ponctuelles de l'∞ (Etat I). (jusqu'au noyau (sphère de R)) Etat final.

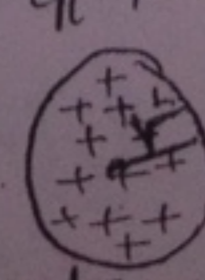
= def L'énergie électrostatique (E) du noyau.

• Pour calculer W, il y a 4 étapes.

a – 1ère étape

$q = 0$
$r = 0$
O.
$t = 0$

$q(r)$



t

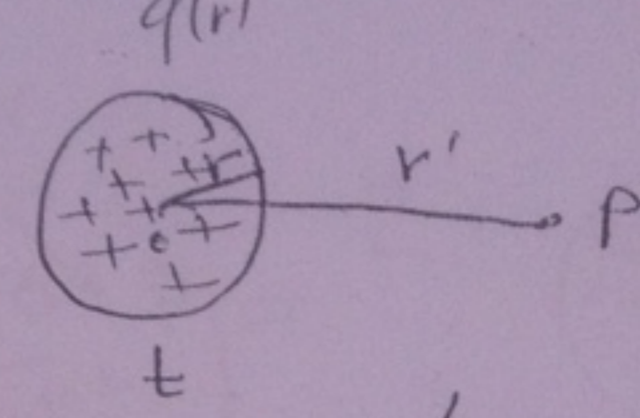
②

i) $q(r) = \rho\, V = \boxed{\rho \times \frac{4}{3}\pi r^3}$ (1)

$V \to$ sphère

or $\rho = \dfrac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R^3} \Rightarrow \boxed{q(r) = \dfrac{Ze\, r^3}{R^3}}$

ii) $r = cte$



$V(r')$ créé par $q(r)$ en P / $OP = r'$

$$V(r') = \frac{q(r)}{4\pi\varepsilon_0 r'}$$

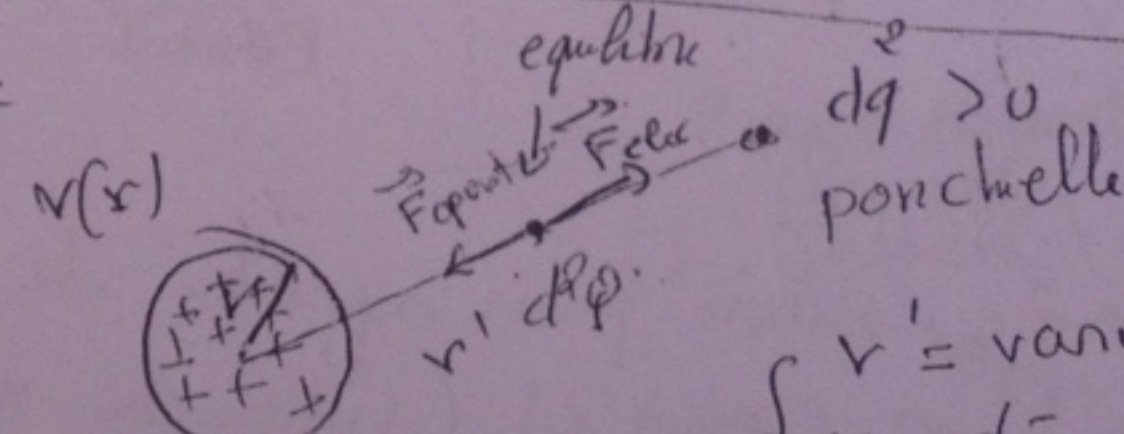
Rq : cas où $r' = r$

$$V(r'=r) = \frac{q(r)}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

a partir de la relation (1)

$$\boxed{V(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r}\,\rho\,\frac{4}{3}\pi r^3 = \frac{\rho r^2}{3\varepsilon_0}} \quad (2)$$

b - 2ème étape



$\begin{cases} r' = \text{variable} \\ r = cte \end{cases}$

$$d^2W = \int_\infty^r \vec{F}_{op}\, d\vec{r}'$$

$$= -\int_\infty^r \vec{F}_{el}\, dr' \qquad \Big/ \; dv = -E\, d\vec{r}$$

$$= -\int_\infty^r d^2q\, \vec{E}(r')\, dr'$$

$$= d^2q \int_\infty^r dv(r')$$

$$= d^2q\,(v(r) - \underset{0}{\underset{\parallel}{v(\infty)}})$$

$= d^2q\, V(r)$

$d^2W = d^2q\, V(r)$

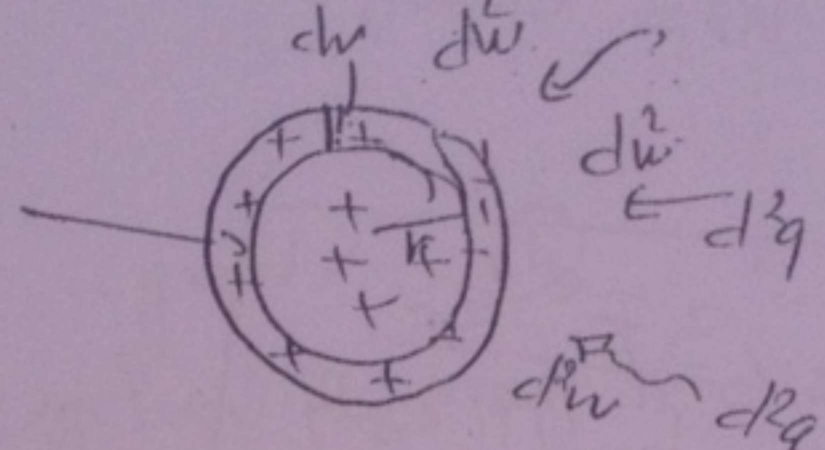
1d

A partir L'equation 2 : $V(r) = \dfrac{\rho r^2}{3\varepsilon_0}$

$$\Rightarrow \boxed{d^2W = d^2q \cdot \frac{\rho r^2}{3\varepsilon_0}}$$

c – 3ème étape

couronne sphera



$$dW = \int d^2q\, \frac{\rho r^2}{3\varepsilon_0} = \frac{\rho r^2}{3\varepsilon_0} \int_{couron} d^2q$$

$$= \frac{\rho r^2}{3\varepsilon_0}\, dq_{couron}$$

$$= \frac{\rho r^2}{3\varepsilon_0}\, 4\pi r^2 dr$$

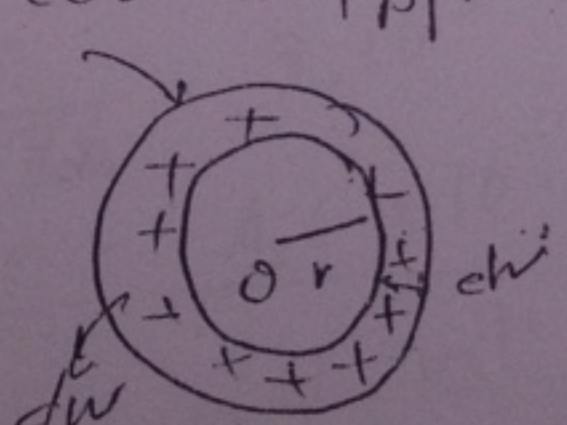
$\underline{\underline{4\pi r^3 dr}}$ = volume du couron.

d'ou
$$\boxed{dW = \frac{4\pi \rho r^4 dr}{3\varepsilon_0}}$$

d pellicule couron + spher

$r = 0$

$q = 0$



r varie de 0 à R

$$W = \int_{r=0}^{R} dW = \frac{e^2 4\pi}{3\varepsilon_0} \int_0^R r^4 dr$$

$$\boxed{W = \frac{4\pi e^2}{3\varepsilon_0} \frac{R^5}{5}}$$

- W en fct de Z et e

$e = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R^3}$ $\rightarrow$ W = énergie électrique

$$\boxed{E = W = \frac{3Z^2 e^2}{5 \, 4\pi\varepsilon_0 R}}$$

e_ A.N

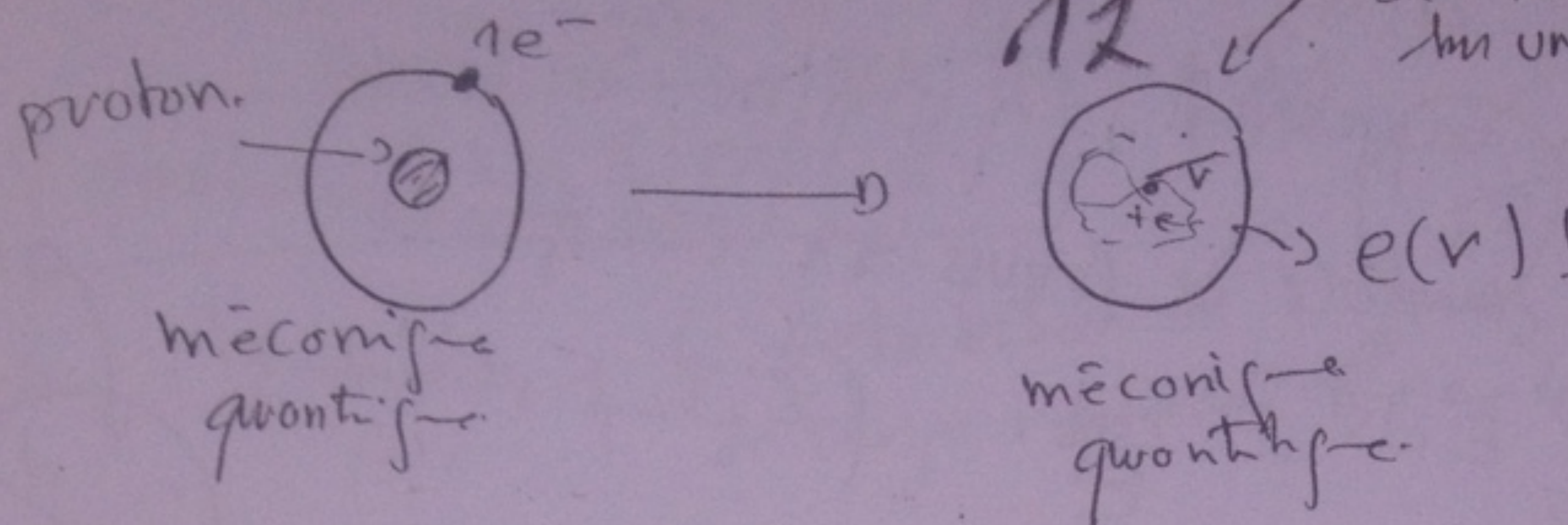
_ Uranium : $Z = 92$, $R = 9,295 \cdot 10^{-15}$

$E =$

_ néon $Z = 10$, $R = 4,071 \times 10^{-15}$

$E =$

Exercice 2 : Atome d'hydrogène   la charge ... est distribuée sur une sphère



$$V(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e}{r}\exp\left(-\frac{r}{a}\right)$$

1 – $E = ?$

$$\vec{E} = -\,\mathrm{grad}\,V \quad (1)$$

• symétrie sphérique $\Rightarrow$ le champ est radial.

$$\Rightarrow \vec{E} = E(r)\,\vec{u_r}$$

(1) s'écrit $\quad E = -\dfrac{dV}{dr}$

Ona

$$E = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0}\left(-\frac{1}{r^2}\exp\left(-\frac{r}{a}\right) + \frac{1}{r}\left(-\frac{1}{a}\right)\exp\left(-\frac{r}{a}\right)\right)$$

$$\boxed{E = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\left(1 + \frac{r}{a}\right)\exp\left(-\frac{r}{a}\right)} > 0$$

b – cas $r = a$.

$$\|\vec{E}(r=a)\| = E(a) = \frac{2e}{4\pi\varepsilon_0 a^2}\exp(-1)$$

A.N : $\dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 9.10^{9}$

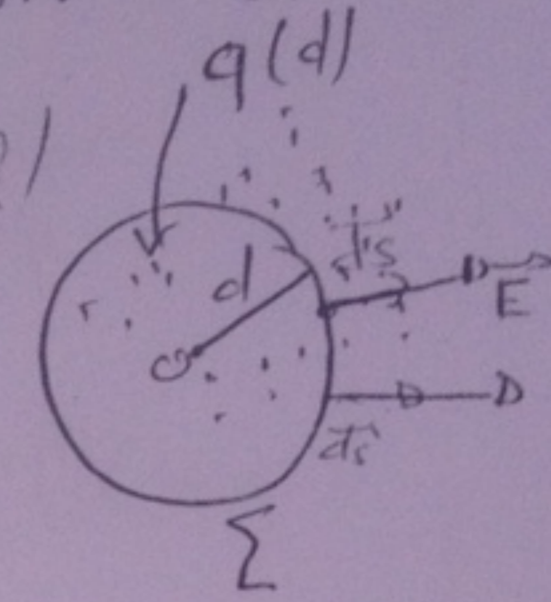
$e = 1{,}6 \times 10^{-19}$ C

$$\boxed{E(a) = 4{,}24 \cdot 10^{11}\ \mathrm{V/m}}$$

2 - a - $q(d)$ = charge à l'interieur de Σ :

* On applique le théorème de Gauss

La surface de Gauss est confondue avec Σ



* $\oiint_\Sigma \vec{E}\cdot\vec{dS} = \frac{Q_{int}}{\varepsilon_0}$ (le champ est radial)

$= \frac{q(d)}{\varepsilon_0}$

$\vec{E} \parallel \vec{dS}$ $\qquad \oiint_\Sigma E\,dS =$

E(d) il dépend que de d ! | $E\iint_\Sigma dS = E\,4\pi d^2 = \frac{q(d)}{\varepsilon_0}$

Σ : d = cte

$\Rightarrow q(d) = E\,4\pi\varepsilon_0 d^2$;

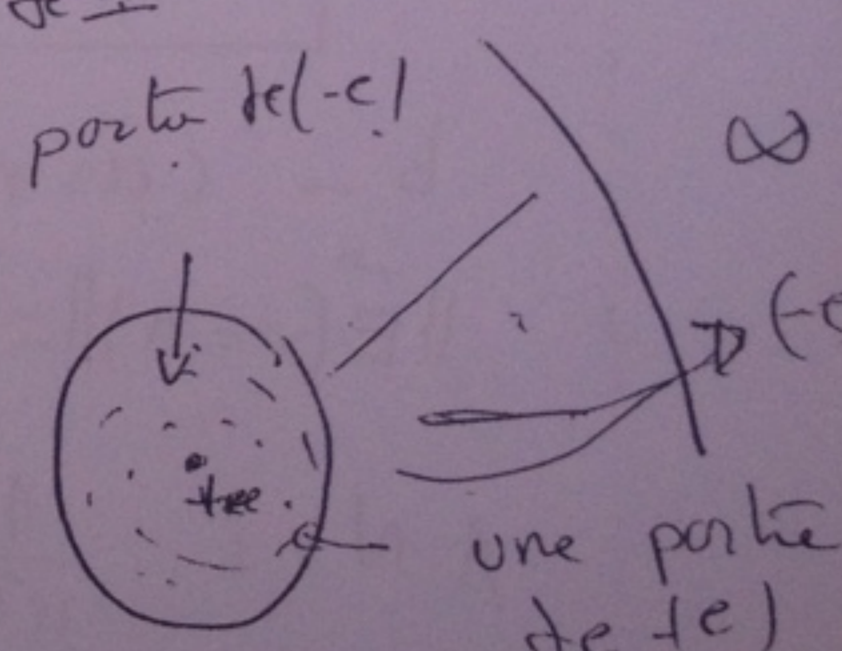
or, $E = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\left(1+\frac{r}{a}\right)\exp\left(-\frac{r}{a}\right)$

$r = d$

d'où $\boxed{q(d) = e\left(1+\frac{d}{a}\right)\exp\left(-\frac{d}{a}\right)}$ ①

$\Rightarrow$ La densité n'est pas uniforme car q(d) il dépend que de d

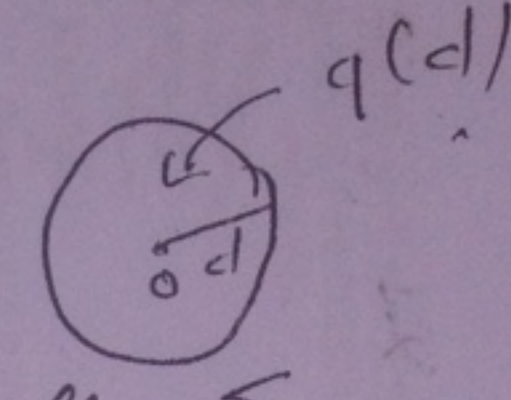
b - comparaison avec |e|



$q(d) = \underbrace{+e}_{>0} + \underbrace{\text{partie de } (-e)}_{<0} < 0$

• V q le système comporte bien une charge $+e$ au centre O ..

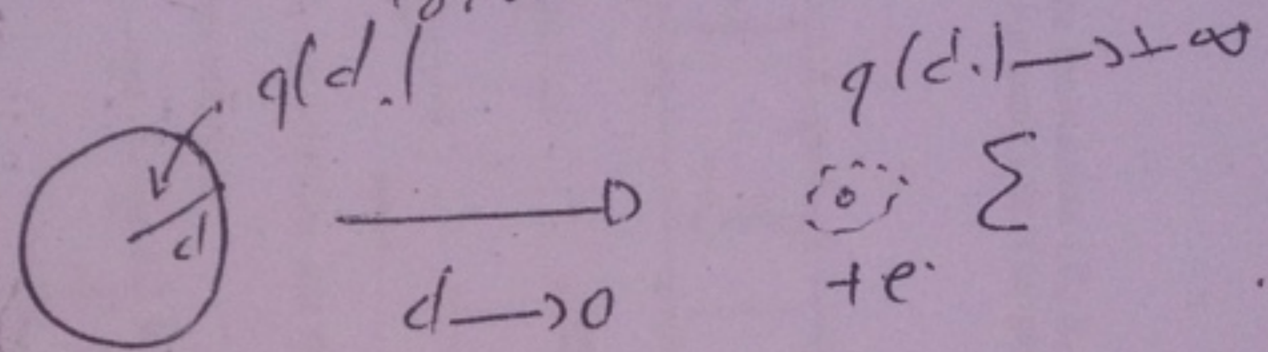
① $\boxed{q(d) = e\left(1+\frac{d}{a}\right)\exp\left(-\frac{d}{a}\right)}$ 13



• système = 1 proton $(+e)$ + 1 distribution de de charge représentée Σ

$d=0$, on est au centre O.

(1) : $d \to 0$, $q(d) \to +e$, ça veut dire qu'on a bien une charge $+e$ au centre

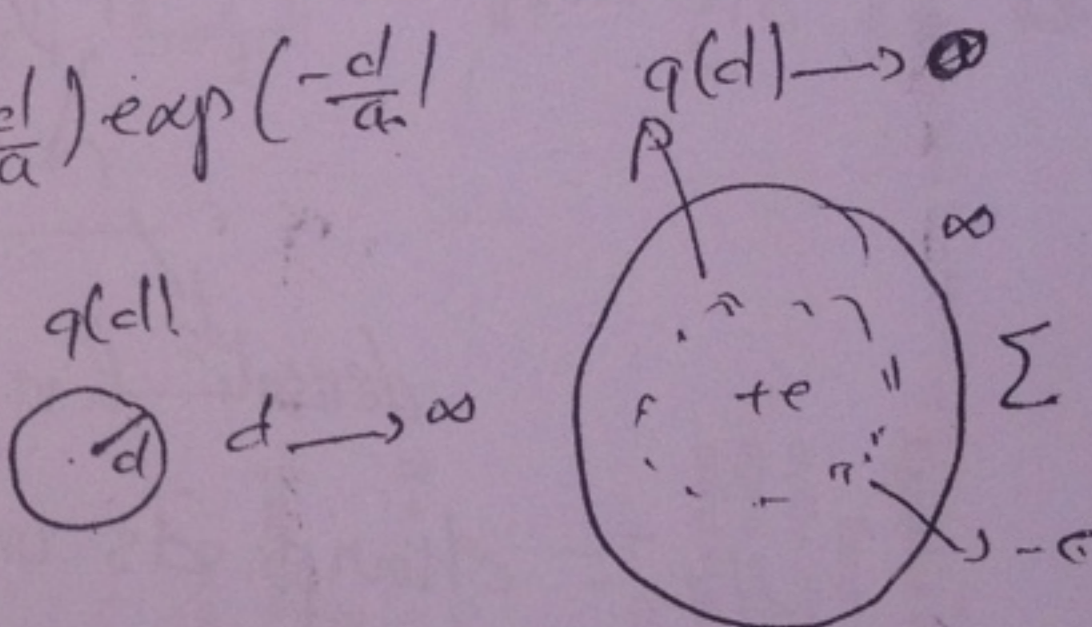


• V q La charge total $= 0$

• $d \to \infty$, $q(d) = e\left(1+\frac{d}{a}\right)\exp\left(-\frac{d}{a}\right)$

$q(d) \to 0$

représente La charge total du système



c- $q(d) = e\left(1+\frac{d}{a}\right)\exp\left(-\frac{d}{a}\right)$

$$\rho = \frac{dq}{d(d)} = e\left(\frac{1}{a}\right)\exp\left(-\frac{d}{a}\right) + e\left(1+\frac{d}{a}\right)\left(-\frac{1}{a}\right)\exp\left(-\frac{d}{a}\right)$$

$$= e\left(\frac{1}{a} + \left(-\frac{1}{a}\right) - \frac{d}{a^2}\right)\exp\left(-\frac{d}{a}\right)$$

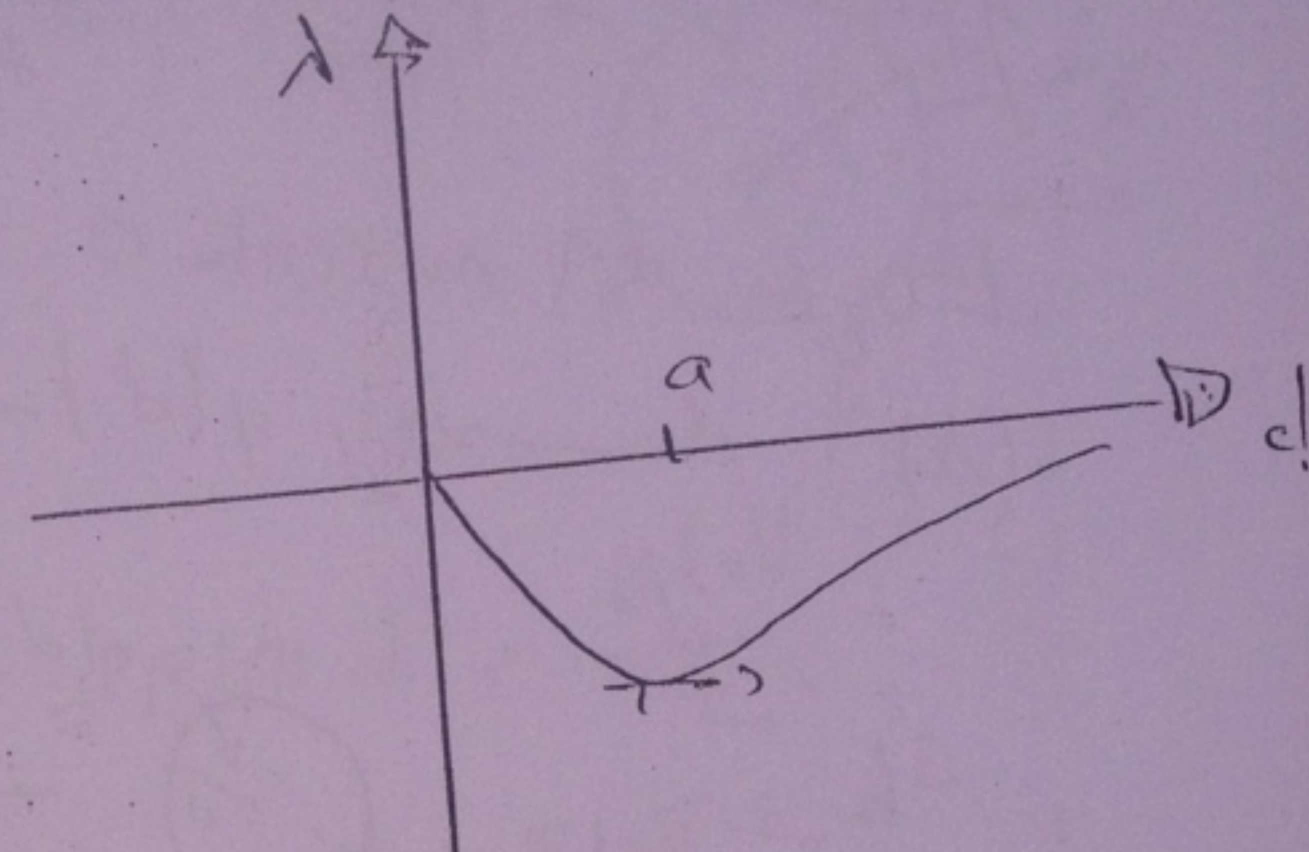
$$\boxed{\rho(d) = -\frac{e\,d}{a^2}\exp\left(-\frac{d}{a}\right)}$$

$d = 0 \qquad \lambda(0) = 0$

, 1 Minimum : $\frac{d\lambda}{d(d)} = \frac{-e}{a^2}\left(1 - \frac{d}{a}\right)\exp\left(-\frac{d}{a}\right) = 0$

$\boxed{d = a}$ Minimum.

$d \longrightarrow \infty \, , \ \lambda \longrightarrow 0$

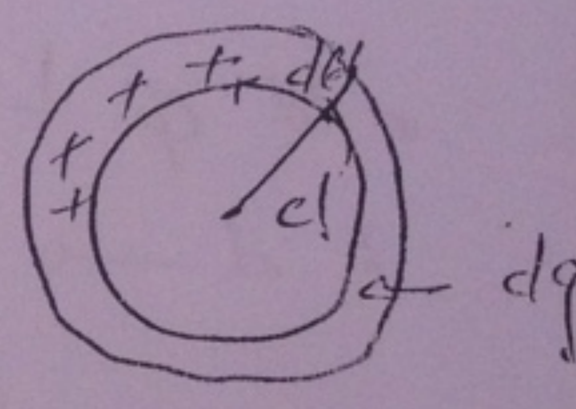


d - Signification physique de $\lambda(d)$

$\lambda = \frac{dq}{d(d)}$

densité linéique ou (radial)

dq = charge ds une épaisseur $(d(d))$



UNIVERSITÉ IBN ZOHR
FACULTÉ DES SCIENCES
AGADIR

14

Année Universitaire 2012-13
Département de Physique

TD d'Électrocinétique
Module Physique 2 - Filière SMP
Série 3

Exercice 1 :

On considère le circuit de la figure 1.a. Il est constitué de résistances (R, R_1 et R_2), de générateurs (E_1 et E_2 supposés chacun de résistance interne nulle) et d'un générateur non polarisé (e, r).

1. En utilisant le théorème de Thévenin,

a. Déterminer les caractéristiques (E_{Th_1}, R_{Th_1}) du générateur de Thévenin de la figure 1.b, vu entre les bornes A et B du circuit de la figure 1.a.

b. Déterminer les caractéristiques (E_{Th_2}, R_{Th_2}) du générateur de Thévenin de la figure 1.c vu entre les bornes C et D du circuit de la figure 1.a.

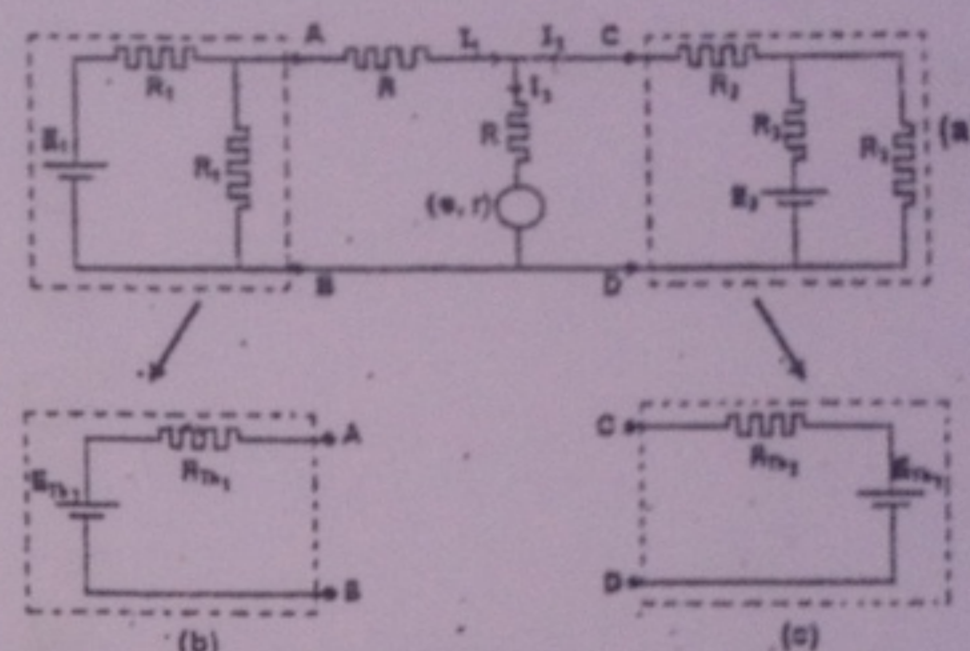


Figure 1

2. En choisissant $E_{Th_1} = E_{Th_2} = E$, $R_{Th_1} = R$ et $R_{Th_2} = 2R$, le circuit de la figure 1.a est alors équivalent au circuit de la figure 2.

a. Établir les expressions des courants I_1, I_2 et I_3 en fonction des données de l'exercice.

b. En supposant $E > e$, représenter les vrais sens des courants.

3. En appliquant le théorème de Thévenin au circuit de la figure 2,

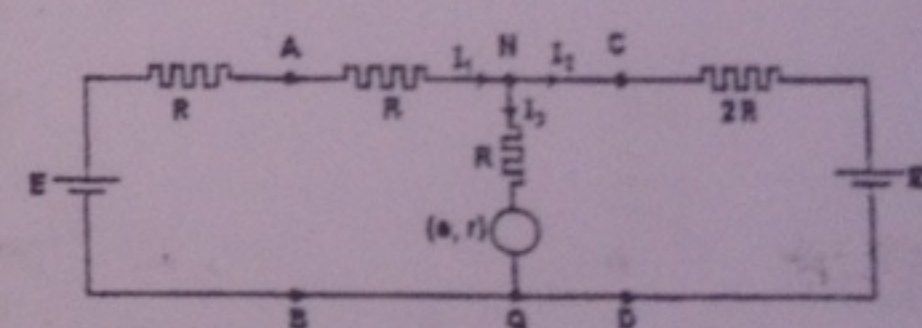


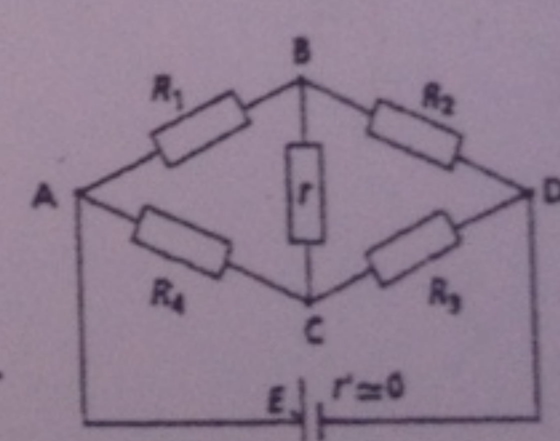
Figure 2

a. Déterminer les caractéristiques (E_{Th}, R_{Th}) du générateur de Thévenin vu entre les bornes N et Q du circuit de la figure 2.

b. Donner le nouveau circuit équivalent au circuit de la figure 2.

c. Déterminer l'intensité du courant I_3.

Exercice 2 :

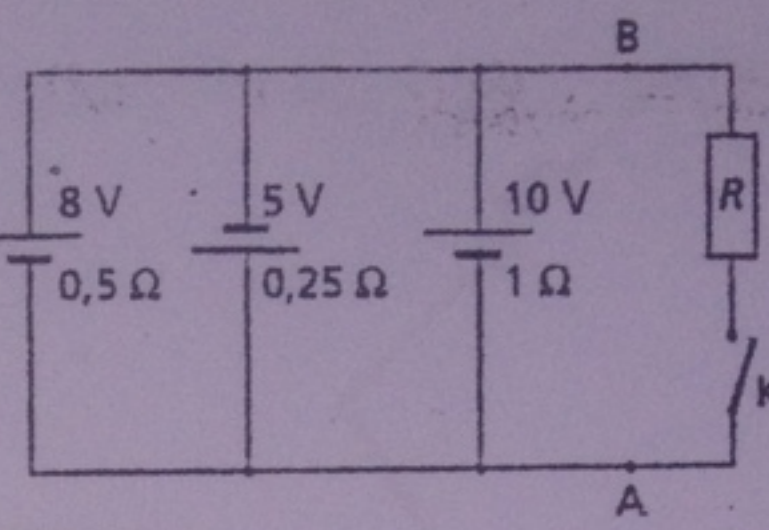


Le circuit de la figure ci-contre est alimenté par un générateur de résistance interne $r \sim 0$ et de f.e.m. E.

Calculer le courant i circulant dans le brin central BC, de résistance r, en utilisant le théorème de Thévenin.

Établir la condition d'équilibre du pont, c'est-à-dire la condition portant sur les résistances R_1, R_2, R_3 et R_4 pour que ce courant i soit nul.

Exercice 3 : *Théorème de Millman*



Entre deux bornes A et B, on branche N dipôles électrocinétiques en parallèle. Le k−ème dipôle est caractérisé par sa fem e_k (pouvant être nulle) et sa résistance interne $r_k = 1/g_k$.

1. Établir la relation de Millman :

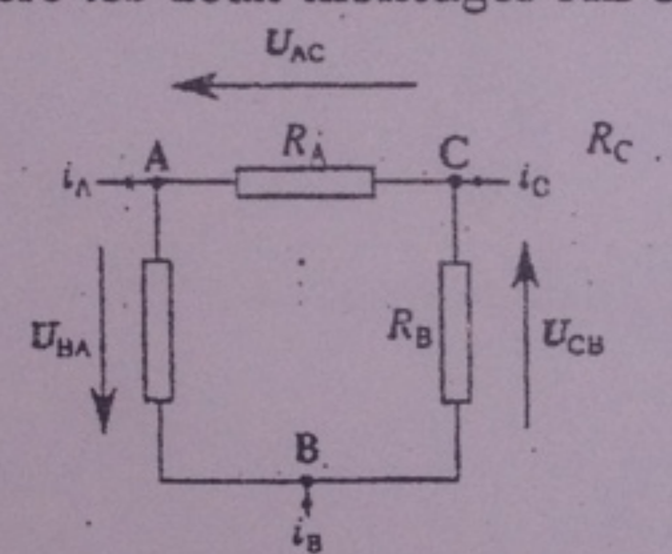
$$V_A - V_B = U_{AB} = -\frac{\sum_k (g_k e_k)}{\sum_k g_k}$$

2. Calculer $V_A - V_B$ quand l'interrupteur K est ouvert, puis le courant I circulant dans $R = 2$ V quand K est fermé.

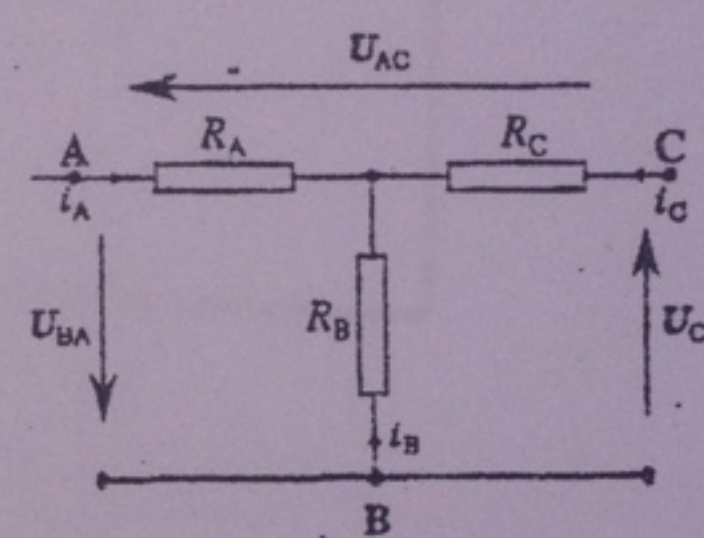
3. Retrouver ce résultat (calcul de I) par le théorème de Thévenin.

Exercice 4 : *Théorème de Kennelly*

On considère les deux montages ABC ci-dessus.



Triangle

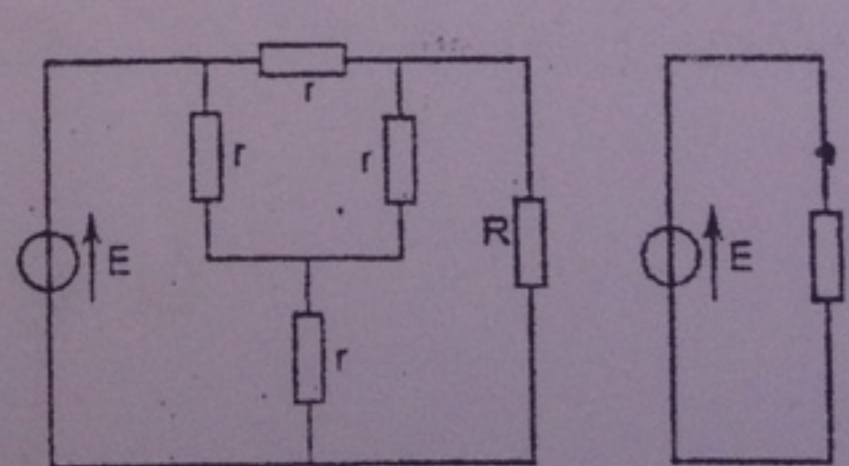


Etoile

7

1. En exprimant que ces montages sont équivalents du point de vue électrique, donner les relations permettant le passage d'un montage à l'autre.

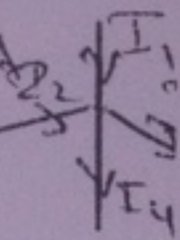
2. En utilisant la transformation établie précédemment, déterminer la valeur de R pour que les deux montages suivants soient équivalents.



Série n° 3 1)

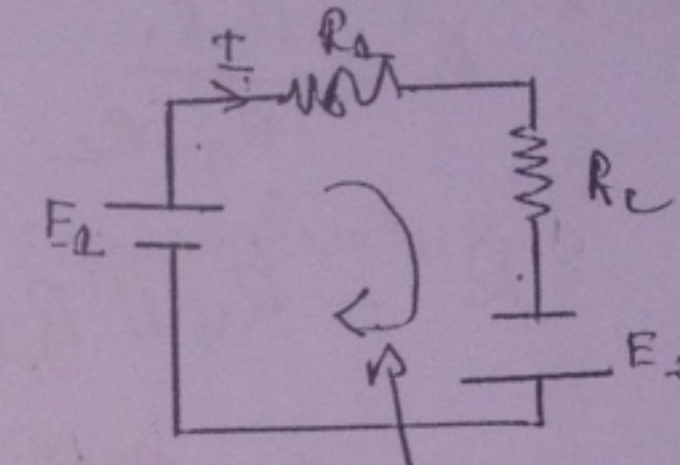
Rappel

- Loi des noeud : $\sum$ courant arrivant aux noeud = $\sum$ courant partant de le noeud.

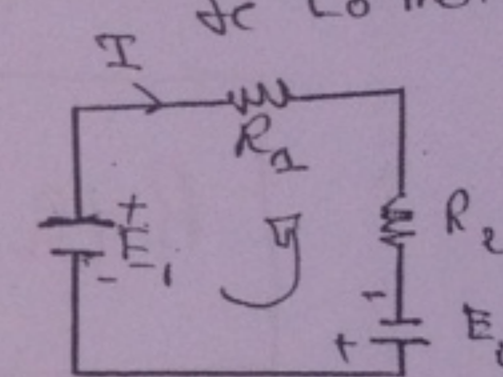


- Loi de mailles

$$+IR_1 + IR_2 - E_1 - E_2 = 0$$

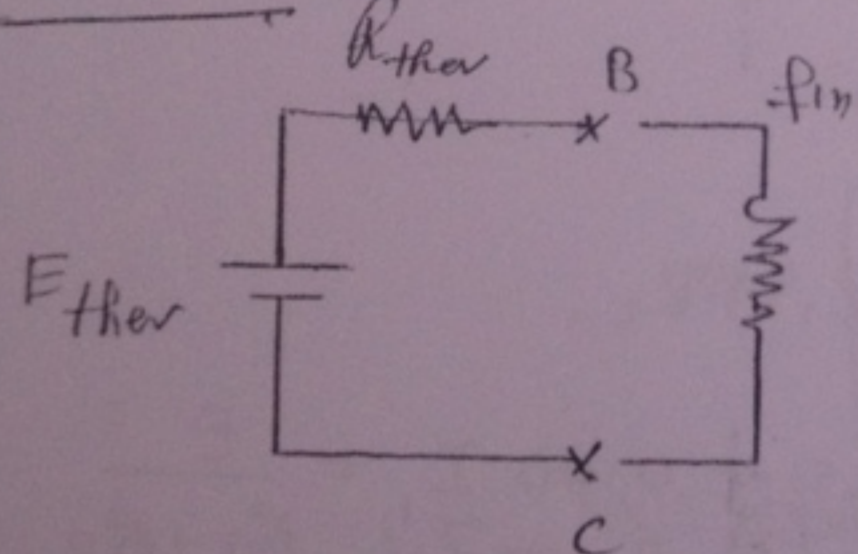


$$-IR_1 - IR_2 + E_1 + E_2 = 0$$

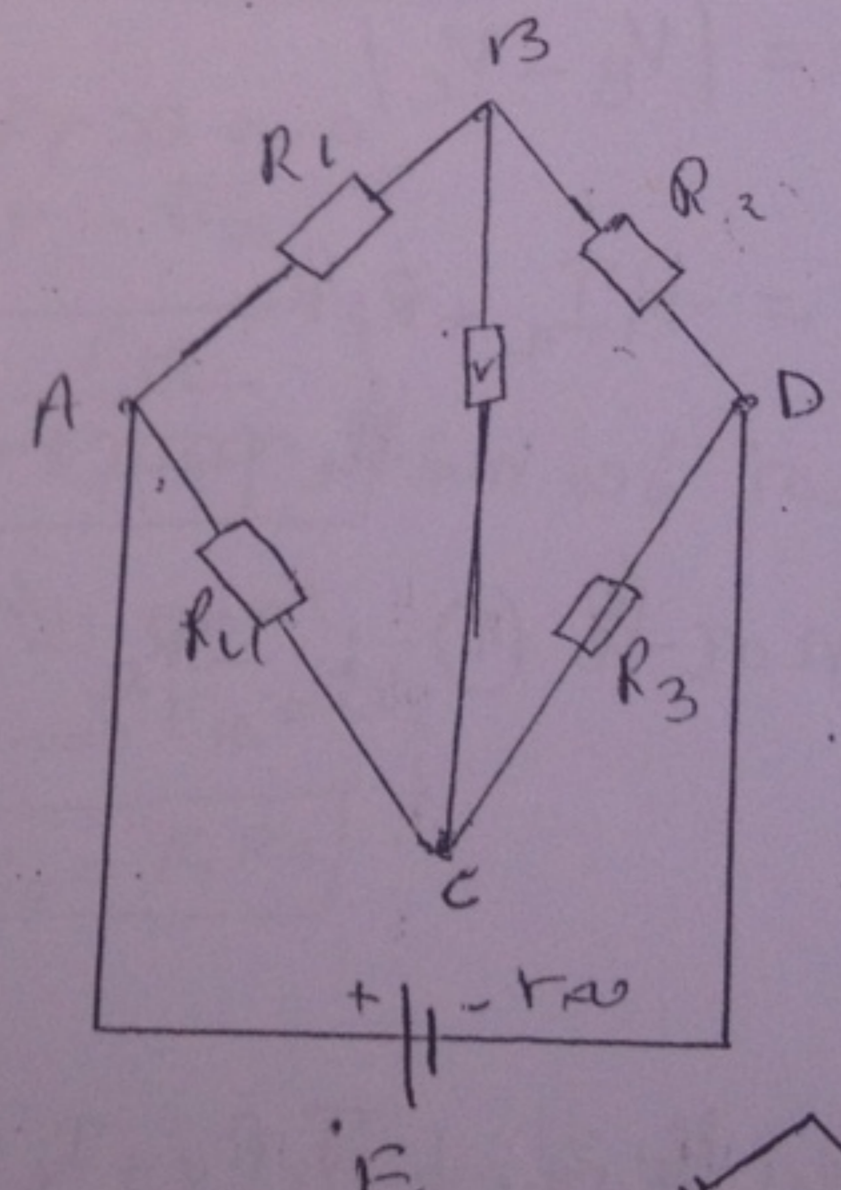


=> le resultat ne depend pas du sens de la maille.

EXO2



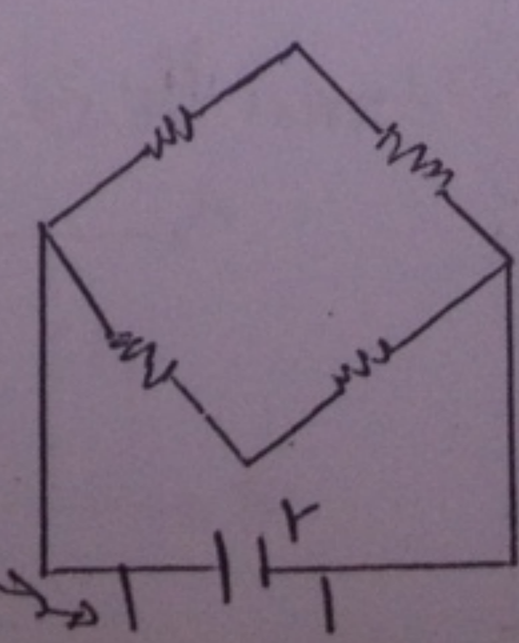
$\equiv$



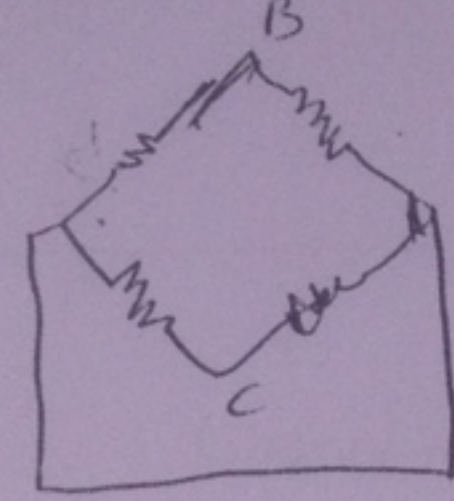
1ere chose :

- on coupe la branche BC.
- $R_{th} \equiv R_{BC}$.

on courcircuit le generateur.



$$R_{th} = R_{BC} = R_1 \parallel R_2 + R_3 \parallel R_4$$



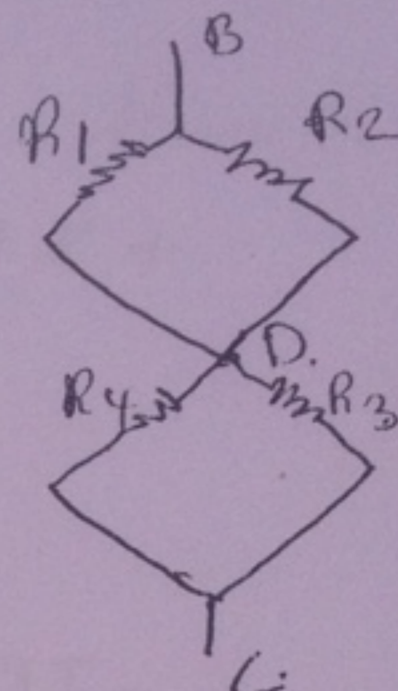
$$R' = R_1 // R_2$$

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

$$R' = \frac{R_2 R_1}{R_1 + R_2}$$

$$R'' = R_4 // R_3$$

en serie



$$R'' = \frac{R_4 R_3}{R_4 + R_3}$$

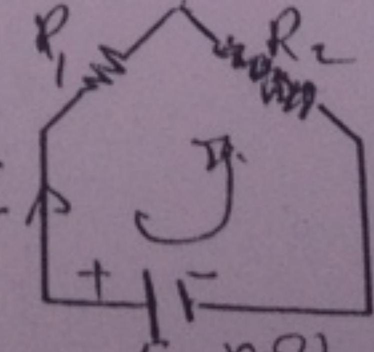
$$\boxed{R_{th} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} + \frac{R_4 R_3}{R_4 + R_3}}$$

$$E_{th} = |V_B - V_C|_{0 \to BC\ \text{est supprime}}$$

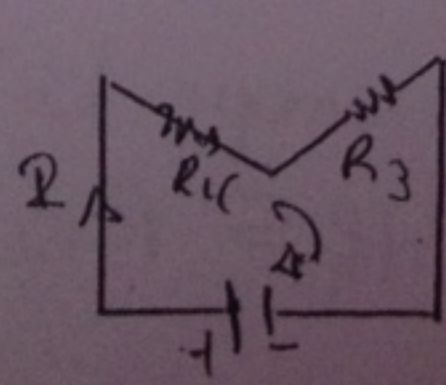
$$= -R_1 I_1 + R_2 R_4$$

- Loi des maille pour trouver I_1 et I_2

maille ① : $-I_1 R_2 - I_1 R_1 + E = 0 \Rightarrow I_1 = \frac{E}{R_1 + R_2}$



maille 2 : $I_2 R_4 + I_2 R_3 - E = 0 \Rightarrow I_2 = \frac{E}{R_3 + R_4}$



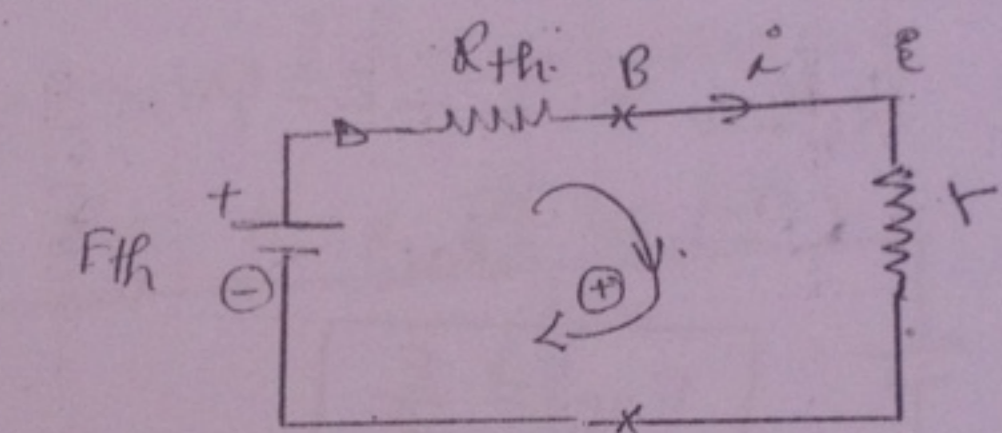
E_{th} devient :

$$E_{th} = -R_1 \frac{E}{R_1+R_2} + R_4 \frac{E}{R_4+R_3}$$

$$= E\left(-\frac{R_1}{R_1+R_2} + \frac{R_4}{R_4+R_3}\right)$$

$$\boxed{E_{th} = E\left(\frac{R_2R_4 - R_1R_3}{(R_1+R_2)(R_4+R_3)}\right)} \quad ②$$

- Finalement
  - le circuit initial vu entre B et C est équivalent à :
    - une tension E_{th}
    - en série avec R_{th}
  - on rajoute la branche supprimée BC



calculons d'abord i :

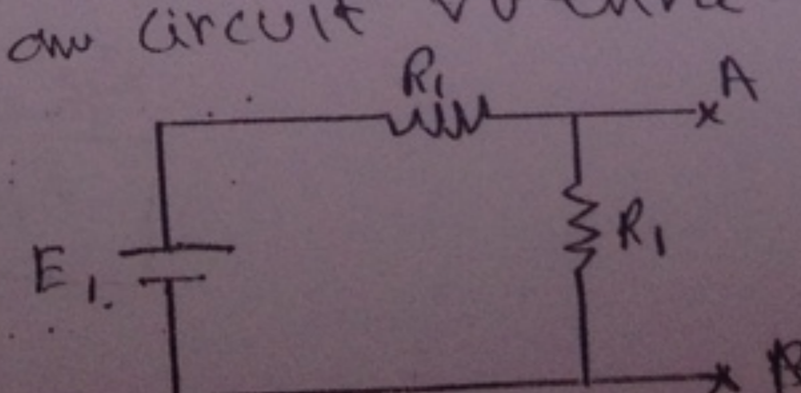
$$iR_{th} + ir - E_{th} = 0$$

$$\Rightarrow \boxed{i = \frac{E_{th}}{R_{th}+r}}$$

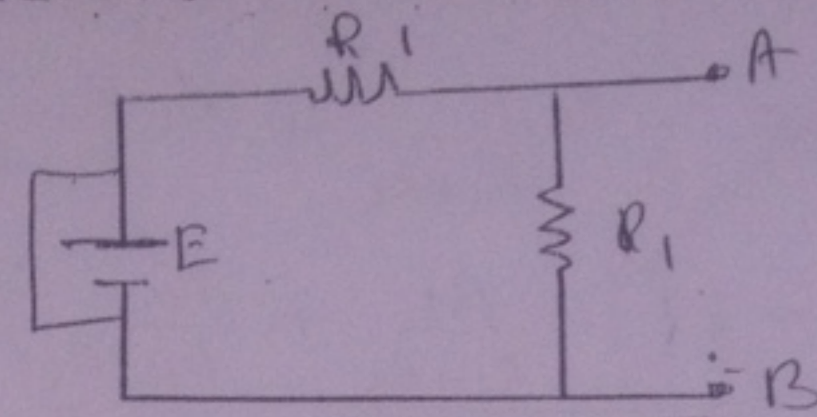
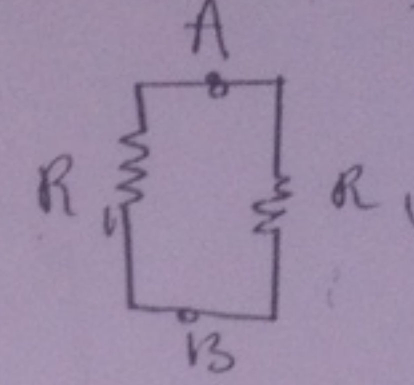
- La condition d'équilibre du pont
  $i = 0$, d'après (3) $\Rightarrow E_{th} = 0$
  et d'après ② $\boxed{R_2R_4 = R_1R_3}$

EXO 1

1- a. Thevnin, appliquer au circuit vu entre A et B



- R_{th} = Resistanc vue entre A et B

cacircuit  

$$R_{th_1} = \frac{R_1 * R_1}{R_1 + R_1} = \boxed{\frac{R_1}{2} = R_{th_1}}$$

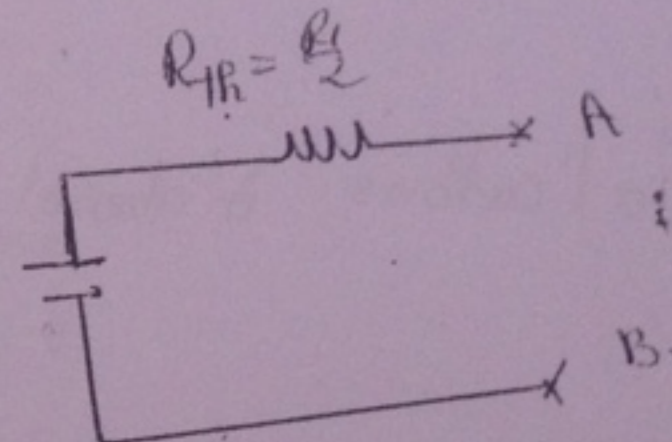
- $E_{th} = (V_A - V_B)_0$
  = tension à vide

- $E_{th} = R_1 I$
- I ? on écrit la loi de maille

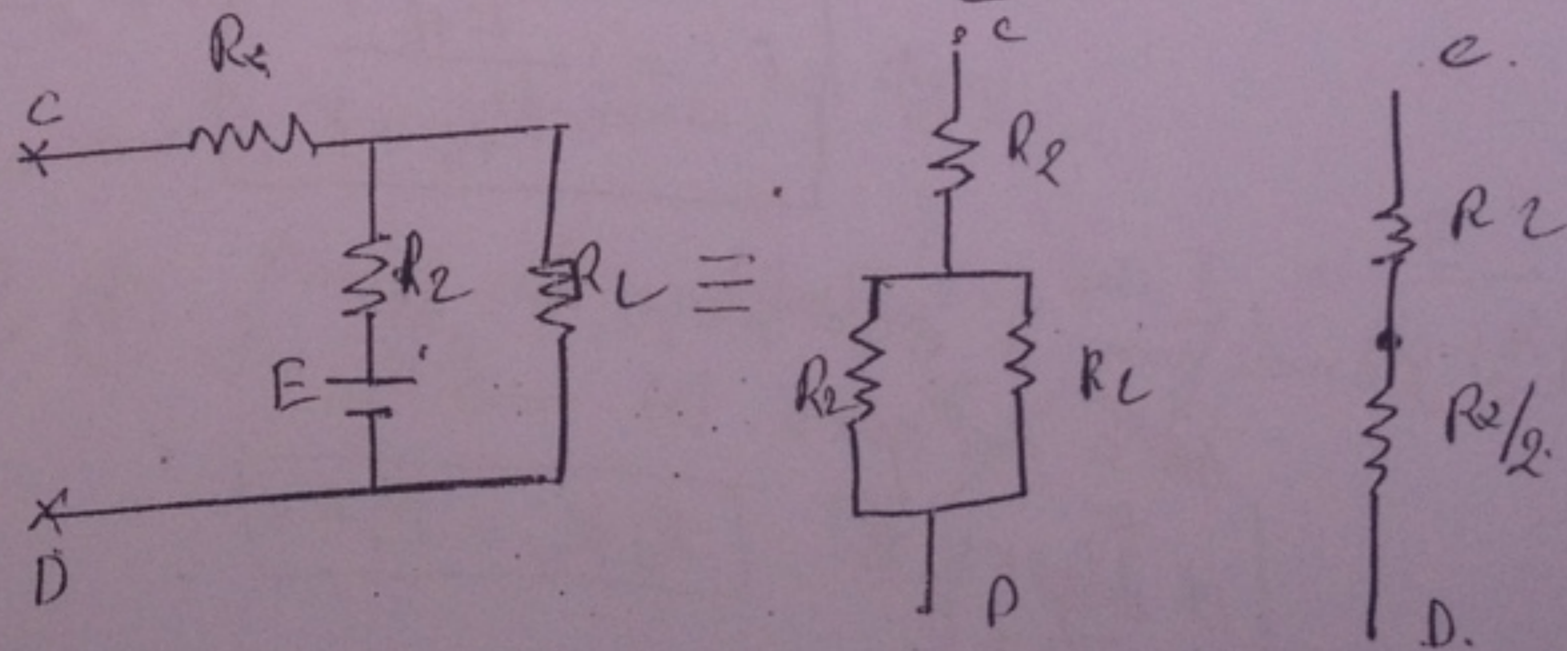
$$R_1 I + R_1 I - E = 0$$

$$I = \frac{E}{2R_1}$$

$$\boxed{E_{th} = \frac{E}{2}}$$

Le circuit fig 1 B ≡ $E_{th} = \frac{E}{2}$ 

b-



$R_{th} = ?$ Si $\cancel{R_2}$ et $R_2 // R_2 \Rightarrow R_2 = \frac{R_2}{2}$.

$$R_{th_2} = R_2 + \frac{R_2}{2}$$

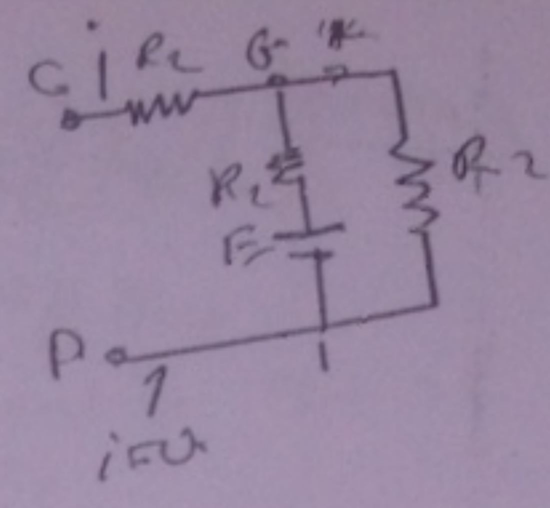
$$\boxed{R_{th} = \frac{3}{2} R_2}$$

$\circ\ E_{th} = (V_C - V_D)_0$ **17**

$= (V_C - V_G) + (V_G - V_D) = R_2 I$

$= 0$

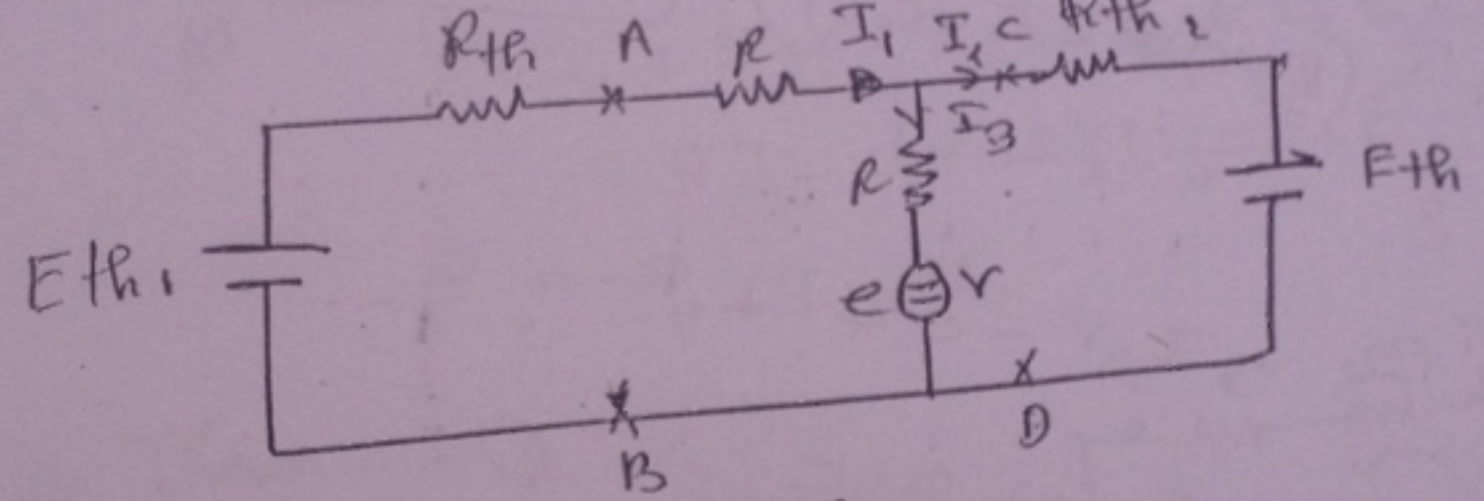
car $V_C - V_G = R_e \underset{0}{i} = 0$



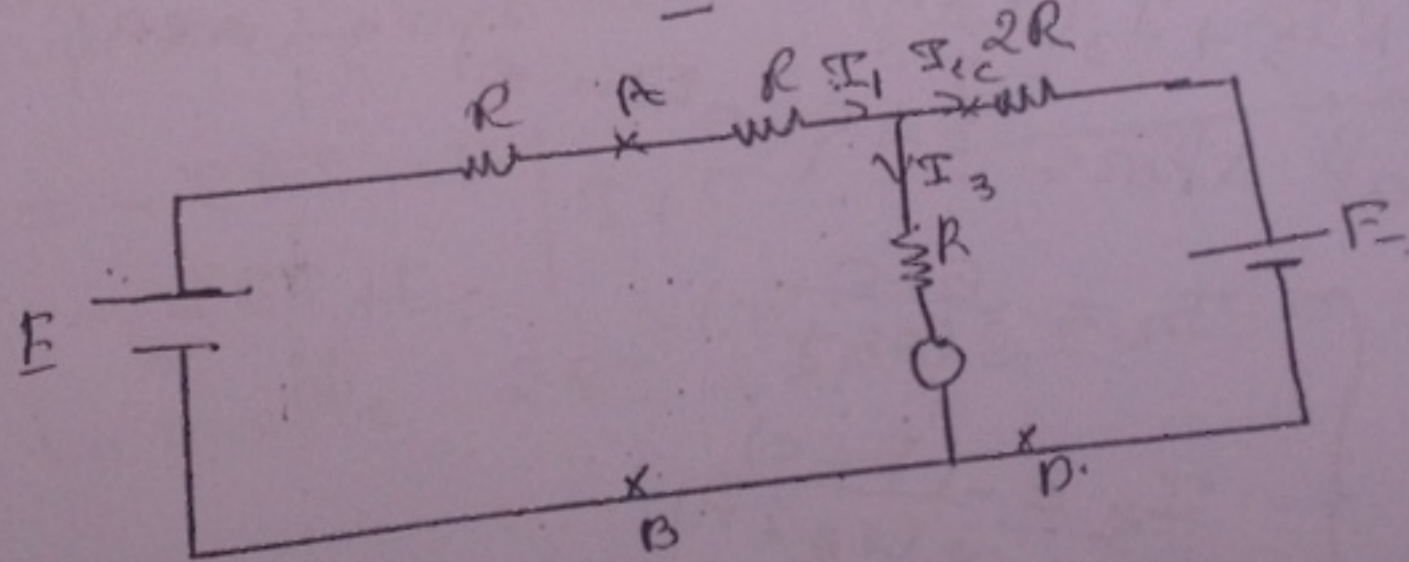
d'où $E_{th_2} = R_e \cdot \frac{E}{2R_2}$

$$\boxed{\begin{array}{l} E_{th} = \frac{E}{2} \\ \hline R_{th} = \frac{3}{2} R_e \end{array}}$$

2 – Aprés avoir utiliser 2 fois le th/m de thevnin le circuit se simplifei et devient



$\equiv$



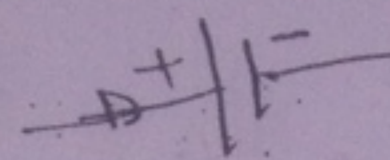
a : calculons I_1, I_2, I_3

→ Loi des noeuds $I_3 = I_2 + I_3$

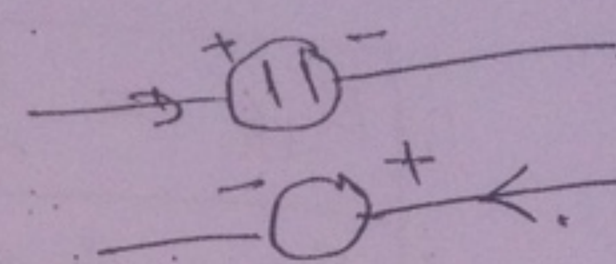
→ loi des mailles

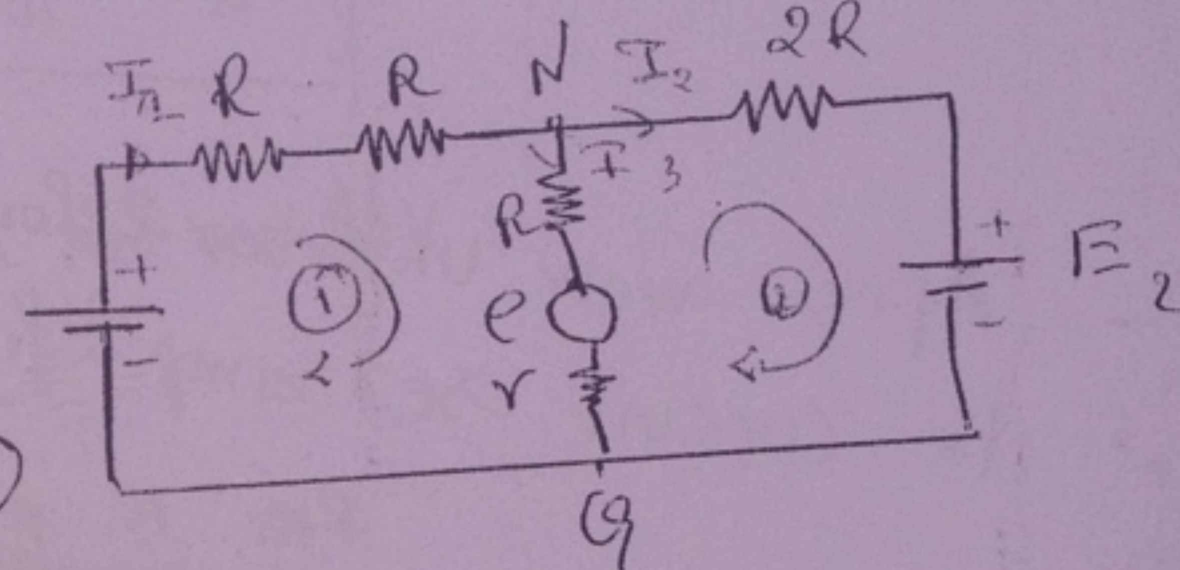
Rappel . ~~il y a deux type des generateur~~

=> generateur à pole fixe



=> Recepteur non polarisé. La polarité + et - est definie par le sens de I.





* Loi des mailles

- maille 1.

$I_1R + I_1R + I_3R + I_3r + e - E = 0$

=> $2I_1R + I_3(R+r) = E - e$ (1)

- maille 2

$2I_2R + E_2 - I_3r - e - I_3R = 0$

$-2RI_3 + I_3(r+R) = E - e$ (2)

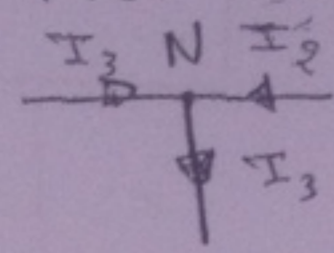
- on a Alors 3 équation et 3 inconus.

$$\begin{cases} I_1 = \dfrac{E-e}{2(2R+r)} \\ I_2 = -\dfrac{(E-e)}{2(2R+r)} \\ I_3 = I_1 - I_2 \end{cases}$$

$$= \frac{E-e}{(2R+r)}$$

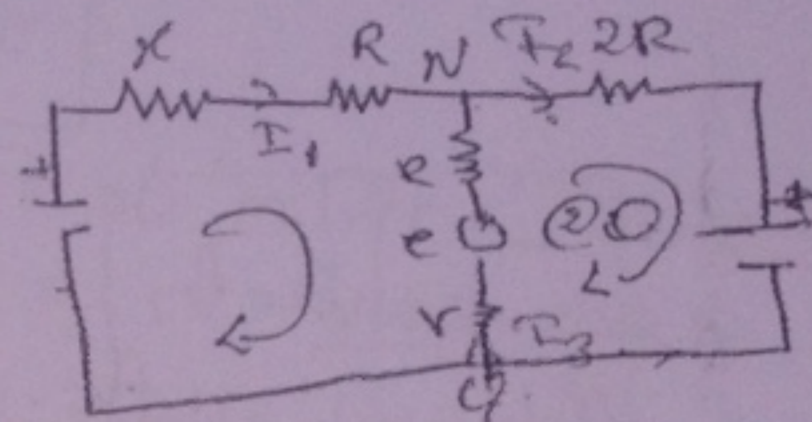
– On suppose $E - e > 0$

- $I_1 > 0$ le sens vrai = le sens choisi **18**
- $I_3 > 0$ '' '' '' ''
- $I_2 < 0$ On inverse le sens, le vrai sens de D → C



<u>Rq</u> importante :

- Si $I_3 < 0$: ⚠ ∃ un récepteur non polarisé
  - on inverse le sens
  - on change le signe de e
  - on refaire le calcul.



maille 2 :

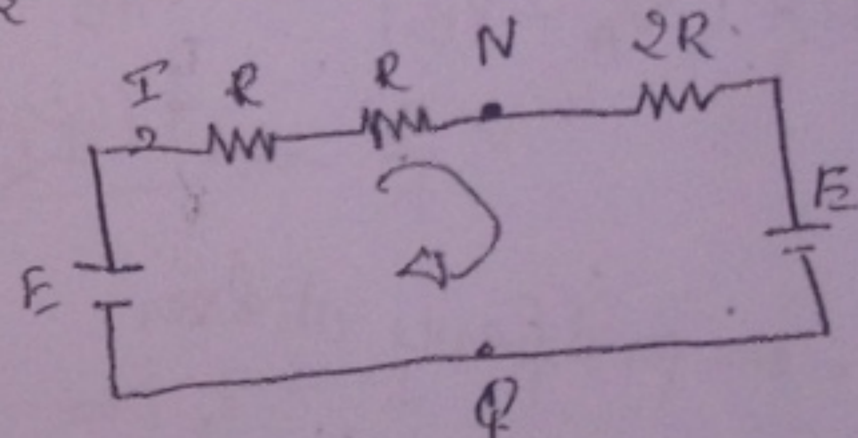
$$2RI_2 + E + rI_3 + e + RI_3 = 0$$

$$-2RI_2 - (r+R)I_3 = E + e$$

- $I_1 + I_3 = I_2$

3– Th/m de Thévenin.

– On supprime la branche Nφ



$$(V_N - V_\varphi)_0 = -2RI + E \;\Big|\; I = 0$$

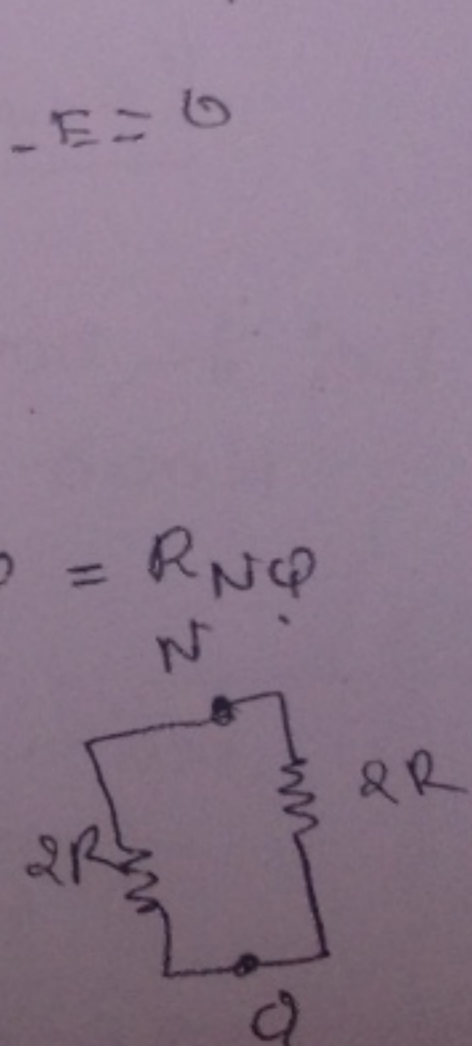
$$= 2RI + E$$

* Eq de la maille $2RI + 2RI + E - E = 0$

$$I = 0$$

d'où $E_{th} = (V_N - V_\varphi)_0 = E$

– R_{th} = Résistance vue entre N et φ $= R_{N\varphi}$

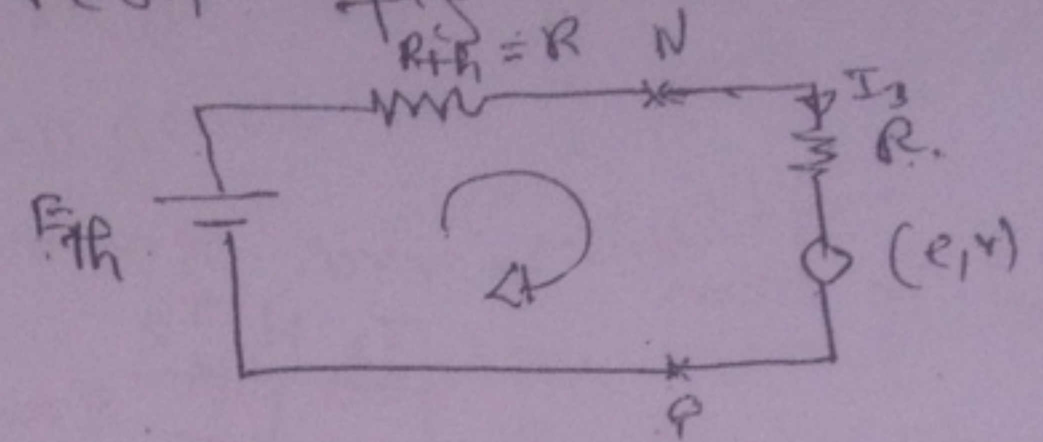


$$= \frac{2R \times 2R}{2R + 2R}$$

$$\boxed{R_{th} = R}$$

b – Nouveau circuit

circuit fig 2 devient



c –

$$2RI_3 + e + rI_3 - E = 0$$

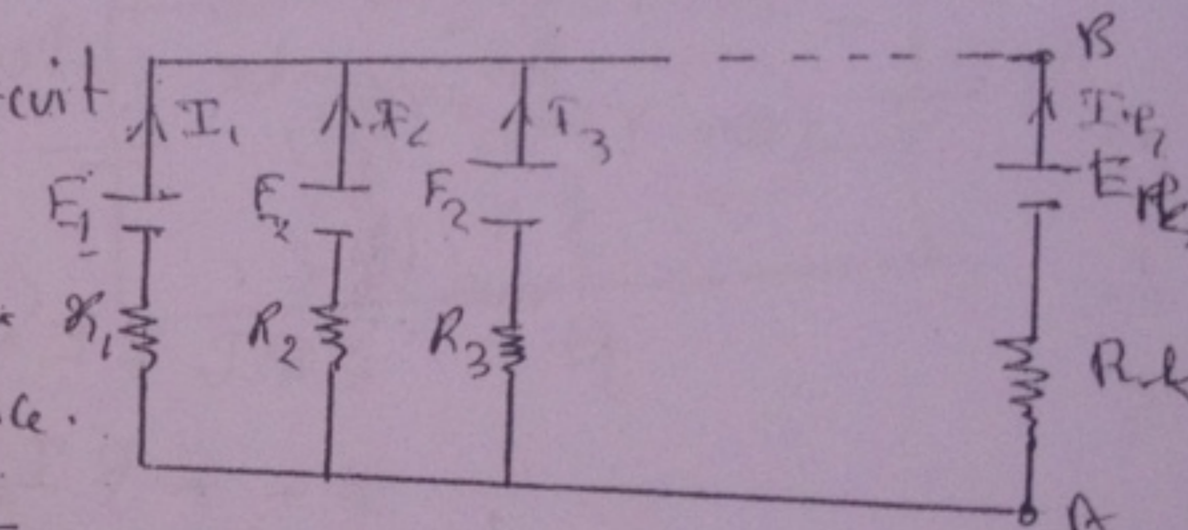
$$\boxed{I_3 = \frac{E - e}{2R + r}}$$

EX03 – th/m de Millmon :

– cas générale :

Ce th/m est appliqué a 1 circuit formé de N branche en //

chaque branche peut contenir un générateur et une résistance.



① $(V_A - V_B) = U_{AB} = R_k I_k - E_k$

$$\Rightarrow I_k = \frac{U_{AB}}{R_k} + \frac{E_k}{R_k}$$

• on préfère utiliser $\frac{1}{R_k} = g_k$ (conductance)

$$\Rightarrow \boxed{I_k = g_k U_{AB} + g_k E_k} \quad ①$$

• Loi des noeuds

Noeud B : $I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_k = 0$

$$\sum_{k=1}^{N} I_k = 0$$

① devient

$$\underset{\substack{\parallel \\ 0}}{\sum I_k} = \sum g_k U_{AB} + \sum g_k E_k$$

$$\Rightarrow \sum g_k U_{AB} = -\sum g_k E_k$$

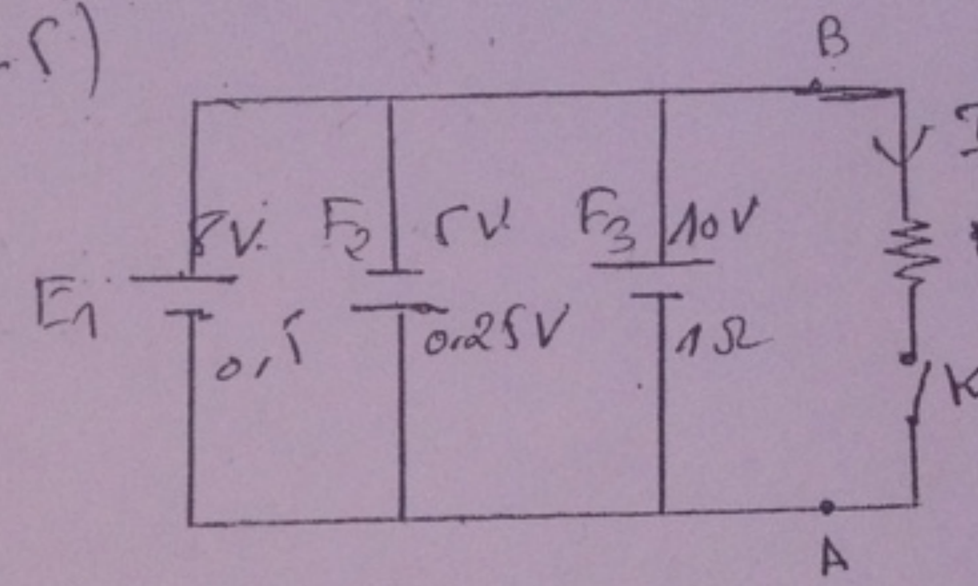
$$U_{AB} \sum g_k = -\sum g_k E_k$$

U_{AB} cte pour chaque branche

$$\boxed{U_{AB} = \frac{-\sum g_k E_k}{\sum g_k}}$$

• cas de l'exercice (K ouverte)

$E_2 = (-5)$



N = 3 (branche)

$g_1 = \frac{1}{R_1} = 2$ S

$g_2 = \frac{1}{R_2} = 4$ S (siemens)

$g_3 = \frac{1}{R_3} = 1$ S (siemence)

$$U_{AB} = -\frac{g_3(8) + g_2(-5) + g_3(10)}{g_1 + g_2 + g_3}$$

$$= -\frac{(2\times 8) + (4\times(-5)) + (10\times 1)}{7} = -\frac{6}{7} \text{ V.}$$

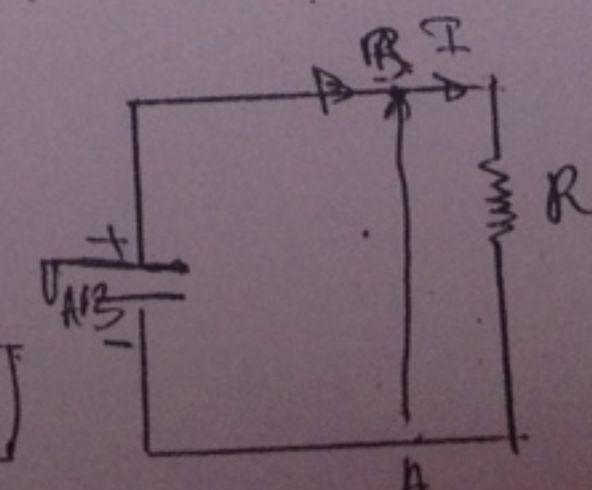
d (K fermé)

N = 4 branche , $R = 2 \Rightarrow g = \frac{1}{2} = 0{,}5$ S

$$U_{AB} = -\frac{((2\times 8) + (4\times(-5)) + (10\times 1)) + (0{,}5\times 0))}{2+4+1+0{,}5}$$

$$\boxed{= \frac{-6}{7{,}5} \text{ V.}}$$

• 2 : le circuit est équivalent



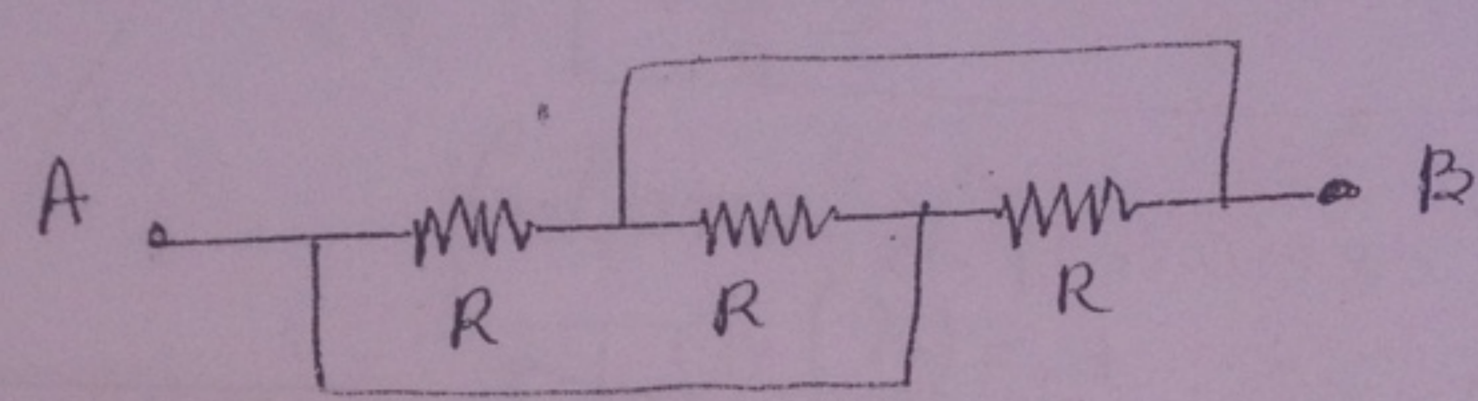
$U_{AB} = -RI$

$$I = -\frac{U_{AB}}{R} = \frac{\frac{6}{7{,}5}}{2} = \frac{6}{15} \boxed{= 0{,}4 A}$$

Rq : th/m de Milllman valable si le circuit est en //

3 - Th/m de thevnin

Rq :



combien la resestance entre AB

fin