

<b>EM 3 Conduction électrique</b>
-----------------------------------

## Table des matières

<b>I. Intensité d'un courant électrique</b>	<b>2</b>
I.1. Définitions . . . . .	2
a) Conducteur . . . . .	2
b) Courant électrique . . . . .	2
I.2. Intensité d'un courant . . . . .	3
<b>II. Vecteur densité volumique de courant</b>	<b>4</b>
II.1. Définition . . . . .	4
II.2. Flux du vecteur densité volumique de courant . . . . .	5
II.3. Rappel : expression du flux dans le cas de géométries simples . . . . .	6
a) Cas particulier d'un flux uniforme 1D axial . . . . .	6
b) Cas particulier d'un flux radial en cylindrique . . . . .	6
c) Cas particulier d'un flux radial en sphérique . . . . .	6
<b>III.Équation de conservation de la charge à une dimension</b>	<b>7</b>
III.1. Bilan 1D . . . . .	7
III.2. Généralisation à trois dimensions . . . . .	8
III.3. Cas particulier du régime stationnaire . . . . .	9
<b>IV.Effet Joule</b>	<b>10</b>
IV.1. Loi d'Ohm locale . . . . .	10
a) Énoncé . . . . .	10
b) Modèle de Drüde . . . . .	10
IV.2. Résistance électrique d'un tronçon de conducteur . . . . .	12
a) Loi d'Ohm macroscopique . . . . .	12
b) Limite de validité de la loi d'Ohm . . . . .	13
IV.3. Analogie avec la conduction thermique . . . . .	13
<b>V. Aspect énergétique</b>	<b>14</b>
V.1. Bilan thermodynamique . . . . .	14
V.2. Puissance dissipée par unité de volume . . . . .	14

*Dans ce chapitre on revient sur la conduction électrique et la notion d'intensité mais en l'abordant à l'échelle microscopique.*

*On pourra revoir la vidéo de "Science étonnante" :*

*Que se passe-t-il (vraiment) dans les fils électriques?*

# I. Intensité d'un courant électrique

## I.1. Définitions

### a) Conducteur

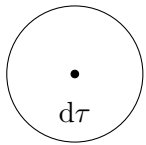
Un **conducteur** est un corps contenant des charges dites charges libres (ou porteurs de charges) susceptibles de se déplacer sous l'action d'une force si petite soit-elle.

Dans un métal, les porteurs de charges sont les électrons de conduction. Dans un électrolyte la conduction électrique est assurée par les déplacements des ions (anions négatifs et cations positifs) dans la solution.

### b) Courant électrique

En l'absence de champ électrique les électrons ont un mouvement désordonné d'agitation thermique. À la température ordinaire la vitesse d'agitation thermique est assez élevée (de l'ordre de  $10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ).

Soient :



- $d\tau$  : un élément de volume suffisamment petit pour être considéré comme ponctuel, mais suffisamment grand pour contenir un grand nombre d'électrons (échelle mésoscopique).
- $N$  : le nombre d'électrons contenus à l'intérieur de  $d\tau$ .
- $\vec{v}_i$  la vitesse du  $i^{\text{eme}}$  électron.

On définit localement la vitesse d'ensemble des électrons par :

$$\vec{v} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{v}_i$$

On effectue donc une moyenne des vitesses sur le volume élémentaire  $d\tau$ .

En l'absence de champ électrique cette vitesse d'ensemble est nulle, l'agitation thermique étant totalement aléatoire.

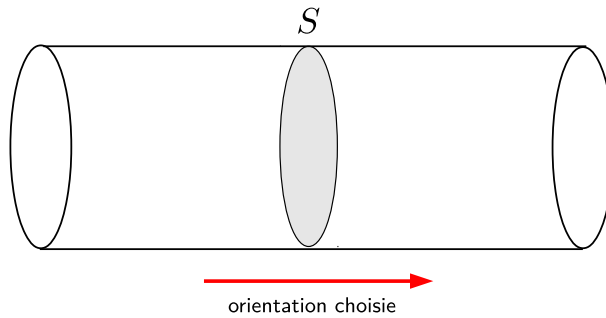
Quand on applique un champ électrique, chaque électron subit une force  $-e\vec{E}$ . Un mouvement d'ensemble dans la direction du champ électrique se superpose alors au mouvement d'agitation thermique :

$$\vec{v} \neq 0$$

En général cette vitesse d'ensemble est beaucoup moins élevée que la vitesse d'agitation thermique. Par exemple dans un fil de cuivre de section  $1 \text{ mm}^2$  parcouru par un courant d'intensité  $1 \text{ A}$ , cette vitesse est de l'ordre de  $0,1 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ .

### I.2. Intensité d'un courant

L'intensité est une grandeur algébrique dont le signe dépend du sens d'orientation choisi.



L'**intensité** d'un courant traversant la section  $S$  du conducteur correspond à la charge traversant  $S$  par unité de temps.

$$I = \frac{\delta Q}{dt}$$

avec  $\delta Q$  la charge ayant traversé  $S$  dans le sens d'orientation choisi pendant  $dt$ .

Dimensionnellement  $[I] = A = C.s^{-1}$

$\delta Q$  peut être positive (exemple : déplacement de cations) ou négative (exemple : déplacement d'anions ou d'électrons de conduction)

On compte positivement les charges traversant  $S$  dans le sens d'orientation :

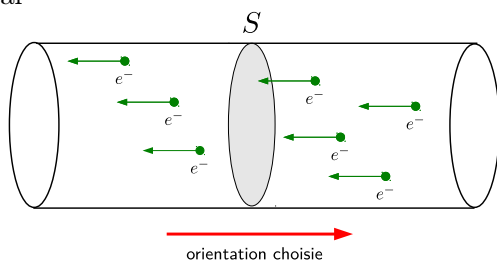
$$I = + \frac{\delta Q_{\rightarrow}}{dt}$$

On compte négativement les charges traversant  $S$  dans le sens opposé au sens d'orientation :

$$I = - \frac{\delta Q_{\leftarrow}}{dt}$$

Exemples :

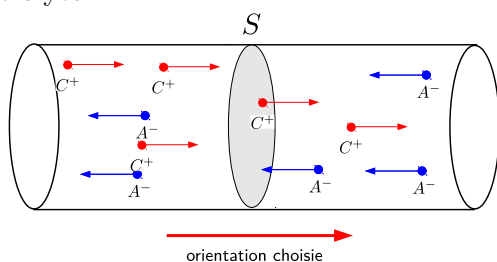
- métal



Préciser le sens de  $\vec{E}$  sur le schéma.

$$I = - \frac{\delta Q_{e^-}}{dt} > 0$$

- électrolyte



Préciser le sens de  $\vec{E}$  sur le schéma.

$$I = + \underbrace{\frac{\delta Q_{C^+}}{dt}}_{>0} - \underbrace{\frac{\delta Q_{A^-}}{dt}}_{>0} > 0$$

Un courant positif peut être dû à un déplacement de charges positives dans le sens d'orientation choisi ou à un déplacement de charges négatives dans le sens opposé au sens d'orientation choisi.

Inverser le sens d'orientation revient à changer le signe de  $I$ .

Quelques ordres de grandeur :

Diode électroluminescente	$\simeq 10 \text{ mA}$
Électrocution	$\simeq 100 \text{ mA}$
Ampoule à incandescence	$\simeq 1 \text{ A}$
Radiateur 2 kW	$\simeq 10 \text{ A}$
Démarrreur auto	$\simeq 100 \text{ A}$
Éclair	$\simeq 10 \text{ à } 100 \text{ kA}$

## II. Vecteur densité volumique de courant

L'intensité du courant correspond à un débit de charge (en  $\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ ). On peut faire une analogie avec le débit massique (en  $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ) vu en mécanique des fluides. Localement, le transport de masse était caractérisé par le vecteur densité de courant  $\vec{j} = \rho \vec{v}$  avec  $\rho$  la masse volumique du fluide. On peut introduire un vecteur équivalent dans le cas de la conduction électrique.

### II.1. Définition

On définit le vecteur **densité volumique de courant**  $\vec{j}$  par

$$\vec{j} = \rho_m \vec{v}$$

avec  $\rho_m$  densité volumique de **charges mobiles** et  $\vec{v}$  la vitesse d'ensemble de ces charges.

Unité de  $\|\vec{j}\|$  :  $\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$ .

Exemples :

- conduction dans un métal :

Soit  $n$  le nombre d'électrons de conduction par unité de volume.

$$\vec{j} = n(-e)\vec{v}$$

*Exemple* : pour le cuivre

- masse molaire  $M = 63,55 \text{ g}\cdot\text{mol}^{-1}$
- masse volumique  $\mu = 8,96\cdot 10^3 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ .
- constante d'Avogadro  $\mathcal{N}_A = 6,02\cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

Si on admet que chaque atome libère un électron de conduction, quel est le nombre d'électrons libres par unité de volume ?

- masse par  $\text{m}^3$  de cuivre :  $\mu$
- nombre de moles de cuivre par  $\text{m}^3$  :  $\frac{\mu}{M}$
- nombre d'atomes de cuivre par  $\text{m}^3$  :  $\frac{\mu}{M}\mathcal{N}_A \simeq 9\cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$

– conduction dans un électrolyte :

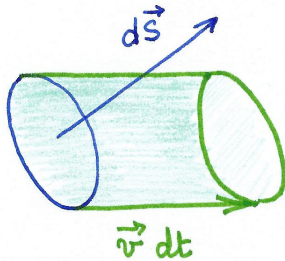
Dans ce cas il existe plusieurs types de porteurs de charges (exemples : des cations  $\text{H}_3\text{O}^+$ ,  $\text{Na}^+$ , des anions  $\text{Cl}^-$ ,  $\text{OH}^-$ ,  $\text{SO}_4^{2-}$ ...). Soit  $n_i$  la densité volumique du  $i^{\text{ème}}$  porteur de charge. Soit  $q_i$  la charge portée par le  $i^{\text{ème}}$  porteur de charge. Soit  $\vec{v}_i$  la vitesse d'ensemble du  $i^{\text{ème}}$  porteur de charge.

$$\vec{j} = \sum_i n_i q_i \vec{v}_i$$

*Remarque :*

il ne faut pas confondre  $\rho_m$  la densité volumique de charges mobiles avec  $\rho$  la densité volumique de charge locale (qui tient compte des charges fixes et mobiles) et qui en général est nulle.

**II.2. Flux du vecteur densité volumique de courant**

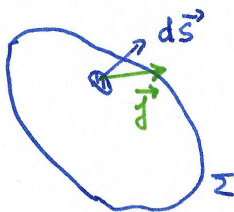


On considère une surface élémentaire  $d\vec{S}$  orientée. La charge  $\delta q$  ayant traversé cette surface pendant le temps  $dt$  est contenue dans le cylindre de base  $dS$ , de génératrice  $\vec{v} dt$  et de volume  $d\vec{S} \cdot \vec{v} dt$ . Elle vaut

$$\delta q = \rho_m d\vec{S} \cdot \vec{v} dt$$

$$\frac{\delta q}{dt} = \rho_m \vec{v} \cdot d\vec{S} = \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

Le flux de  $\vec{j}$  à travers une surface  $dS$  correspond à la charge traversant cette surface par unité de temps.  $\|\vec{j}\|$  s'exprime en  $\text{A.m}^{-2}$ .



On en déduit que le flux de  $\vec{j}$  à travers une surface  $\Sigma$  orientée correspond à l'intensité du courant traversant cette surface.

$$I = \frac{\delta Q}{dt} = \iint_{\Sigma} \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

avec  $\delta Q$  la charge ayant traversé la surface  $\Sigma$  pendant la durée  $dt$ , comptée positivement dans le sens d'orientation choisi.

L'intensité du courant traversant une surface  $\Sigma$  orientée est égale au flux du vecteur densité volumique de courant à travers cette surface :

$$I = \iint_{\Sigma} \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

On vérifie bien que  $\|\vec{j}\| = \text{A.m}^{-2}$

### II.3. Rappel : expression du flux dans le cas de géométries simples

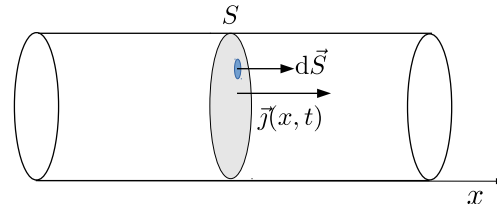
Ces calculs de flux ont déjà été menés dans les cours de diffusion thermique et d'électrostatique.

#### a) Cas particulier d'un flux uniforme 1D axial

On suppose le vecteur densité de courant de la forme :  $\vec{j} = j(x, t)\vec{u}_x$

On calcule l'intensité du courant traversant une surface  $S$  perpendiculaire à  $\vec{u}_x$  : le vecteur densité de courant est donc **uniforme** sur toute cette surface et **normal** à cette surface.

$$\begin{aligned}\iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} &= \iint_S j(x, t) dS \\ &= j(x, t) \iint_S dS \\ &= j(x, t) S\end{aligned}$$

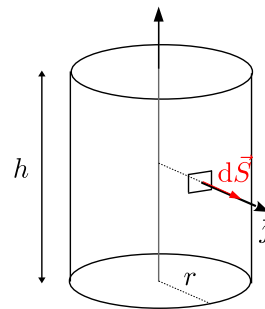


#### b) Cas particulier d'un flux radial en cylindrique

On considère un problème à symétrie cylindrique. Dans ce cas, le vecteur densité courant est de la forme :  $\vec{j} = j(r, t)\vec{u}_r$  en coordonnées cylindriques.

On calcule l'intensité à travers une surface  $S$  cylindrique de rayon  $r$  et de hauteur  $h$  : le vecteur densité courant est normal à cette surface et possède une norme constante sur toute cette surface.

$$\begin{aligned}\iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} &= \iint_S j(r, t) dS \\ &= j(r, t) \iint_S dS \\ &= j(r, t) S \\ &= j(r, t) 2\pi r h\end{aligned}$$

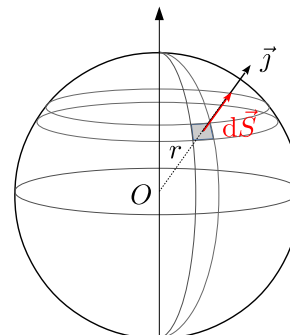


#### c) Cas particulier d'un flux radial en sphérique

On considère un problème à symétrie sphérique. Dans ce cas, le vecteur densité de courant est de la forme :  $\vec{j} = j(r, t)\vec{u}_r$  en coordonnées sphériques.

On calcule l'intensité à travers une surface  $S$  sphérique de rayon  $r$  : le vecteur densité de courant est normal à cette surface et possède une norme constante sur toute cette surface.

$$\begin{aligned}\iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} &= \iint_S j(r, t) dS \\ &= j(r, t) \iint_S dS \\ &= j(r, t) S \\ &= j(r, t) 4\pi r^2\end{aligned}$$



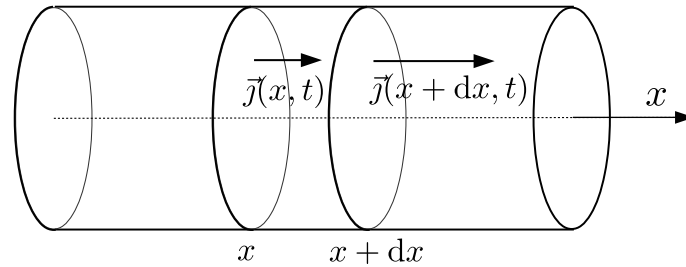
### III. Équation de conservation de la charge à une dimension

La **charge électrique** est une grandeur **conservative** : la charge d'un système isolé est constante. Il ne peut y avoir création ou disparition de charge.

On va établir une équation locale qui traduit cette propriété.

#### III.1. Bilan 1D

On considère un conducteur cylindrique de section  $S$  parcouru par une densité volumique de courant de la forme :  $\vec{j} = j(x, t)\vec{u}_x$



On souhaite faire un bilan de la charge contenue dans un volume élémentaire cylindrique de section  $S$ , de longueur  $dx$  compris entre les sections situées en  $x$  et  $x + dx$ , entre l'instant  $t$  et l'instant  $t + dt$ . On note  $\rho(x, t)$  la densité volumique de charges.

- charge contenue entre  $x$  et  $x + dx$  à l'instant  $t$  :  $\rho(x, t)Sdx$
- charge contenue entre  $x$  et  $x + dx$  à l'instant  $t + dt$  :  $\rho(x, t + dt)Sdx$

Soit  $dq$  la variation de la charge contenue entre  $x$  et  $x + dx$  pendant la durée  $dt$  :

$$dq = \rho(x, t + dt)Sdx - \rho(x, t)Sdx$$

$$dq = [\rho(x, t + dt) - \rho(x, t)] Sdx$$

$$dq = \frac{\partial \rho}{\partial t}(x, t)dt Sdx$$

La charge étant une grandeur conservative, la variation de charge contenue dans le volume  $Sdx$  est due à la différence entre la quantité de charge entrée et sortie entre l'instant  $t$  et l'instant  $t + dt$ .

$$dq = \delta Q_e - \delta Q_s$$

avec :

- $\delta Q_e$  charge ayant traversé la section située à l'abscisse  $x$  pendant  $dt$  :  $\delta Q_e = j(x, t)Sdt$
- $\delta Q_s$  charge ayant traversé la section située à l'abscisse  $x + dx$  pendant  $dt$  :  $\delta Q_s = j(x + dx, t)Sdt$

ainsi

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(x, t)Sdx = [j(x, t) - j(x + dx, t)] Sdx$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(x, t)dx = -\frac{\partial j}{\partial x}(x, t)dx$$

Équation locale de conservation de la charge à une dimension :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(x, t) + \frac{\partial j}{\partial x}(x, t) = 0$$

### III.2. Généralisation à trois dimensions

Dans le cas unidimensionnel où  $\vec{j} = j(x, t)\vec{u}_x$ ,  $\frac{\partial j}{\partial x} = \text{div } \vec{j}$ .

L'équation locale de conservation de la charge s'écrit dans le cas général :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0$$

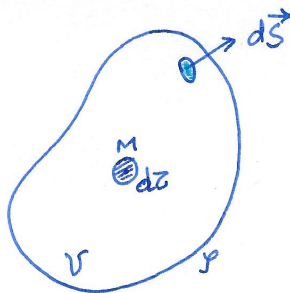
*Remarque :*

On a établi une formule comparable dans le cours de mécanique des fluides pour traduire localement la conservation de la masse. Dans le cas d'un écoulement non stationnaire d'un fluide compressible (pour lequel  $\rho$  peut varier), on a

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0$$

avec  $\vec{j} = \rho \vec{v}$ .

Justification de la loi de conservation 3D (hors programme) :



$Q(t)$  : charge totale contenue dans  $\mathcal{V}$  à l'instant  $t$

$Q(t+dt)$  : charge totale contenue dans  $\mathcal{V}$  à l'instant  $t+dt$

$$Q(t) = \iiint_{\mathcal{V}} \rho(M, t) d\tau$$

$$Q(t+dt) = \iiint_{\mathcal{V}} \rho(M, t+dt) d\tau$$

$$dQ = Q(t+dt) - Q(t) = \iiint_{\mathcal{V}} (\rho(M, t+dt) - \rho(M, t)) d\tau = \iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial \rho(M, t)}{\partial t} dt d\tau$$

d'où

$$\frac{dQ}{dt} = \iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial \rho(M, t)}{\partial t} d\tau$$

$\frac{dQ}{dt}$  correspond à l'intensité totale du courant **entrant** à travers  $\Sigma$  :

$$\frac{dQ}{dt} = \oiint_{\Sigma} \vec{j} \cdot (-d\vec{S}) = - \iiint_{\mathcal{V}} \text{div } \vec{j} d\tau$$

On obtient, en égalant les deux expressions de  $\frac{dQ}{dt}$  :

$$\forall \mathcal{V} \quad \iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\tau = - \iiint_{\mathcal{V}} \operatorname{div} \vec{j} d\tau$$

$$\forall \mathcal{V} \quad \iiint_{\mathcal{V}} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} \right) d\tau = 0$$

d'où

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0$$

### III.3. Cas particulier du régime stationnaire

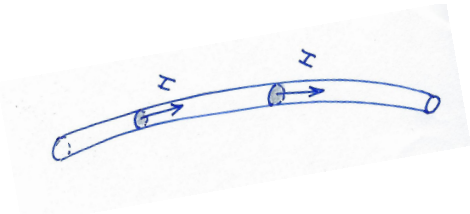
En régime stationnaire, toutes les grandeurs physiques sont indépendantes du temps :  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ . L'équation de conservation de la charge se réduit à :

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0$$

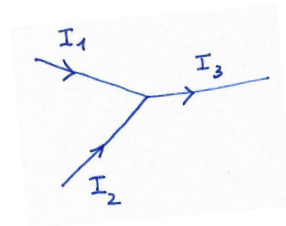
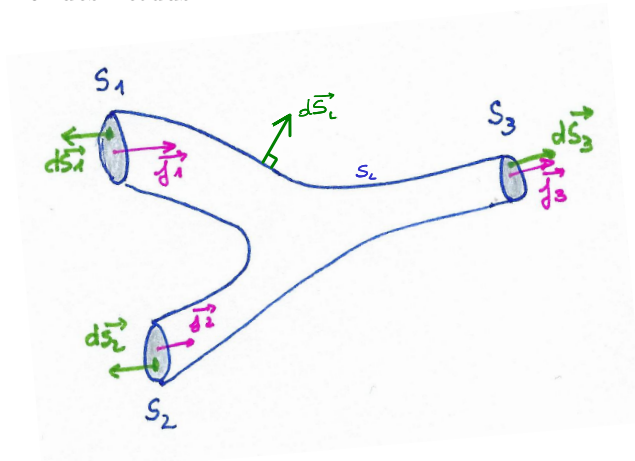
En régime stationnaire,  $\operatorname{div} \vec{j} = 0$ , le vecteur densité de courant est à **flux conservatif**.

Conséquences :

- L'intensité du courant est la même à travers toute section d'un même tube de courant. En particulier, si ce tube de courant coïncide avec un circuit filiforme, l'intensité du courant est la même tout au long du fil.



- Loi des nœuds



$$\oiint \vec{j} \cdot d\vec{S} = 0$$

$$\iint_{S_1} \vec{j} \cdot d\vec{S}_1 + \iint_{S_2} \vec{j} \cdot d\vec{S}_2 + \iint_{S_3} \vec{j} \cdot d\vec{S}_3 + \underbrace{\iint_{S_L} \vec{j} \cdot d\vec{S}_L}_{=0} = 0$$

$$-I_1 - I_2 + I_3 = 0$$

$$I_1 + I_2 = I_3$$

## IV. Effet Joule

### IV.1. Loi d'Ohm locale

Dans un conducteur les porteurs de charges sont mis en mouvement par l'application d'un champ électrostatique  $\vec{E}$  lié à une différence de potentiel. Dans de nombreux cas, le champ appliqué reste suffisamment faible pour que le vecteur densité de courant  $\vec{j}$  et le vecteur champ électrique  $\vec{E}$  soient liés par une relation linéaire.

#### a) Énoncé

Dans un milieu conducteur, le vecteur densité de courant créé par l'application d'un champ électrostatique  $\vec{E}$  vérifie la **loi d'Ohm locale** :

$$\vec{j} = \gamma \vec{E}$$

avec  $\gamma$  la **conductivité électrique** du matériau. Dimensionnellement  $[\gamma] = \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1} = \text{S} \cdot \text{m}^{-1}$

Remarque : la conductivité électrique est également notée  $\sigma$ .

Pour le cuivre  $\gamma = 5,9 \cdot 10^7 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$  ; pour le verre  $\gamma \simeq 10^{-13} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ .

#### b) Modèle de Drüde

On peut tenter de justifier la loi d'Ohm locale à l'aide d'un modèle simplifié : le modèle de Drüde. Les électrons sont mis en mouvement par l'application d'un champ électrostatique  $\vec{E}$ . Au cours de leur déplacement dans le métal, ils subissent des chocs avec les éléments du réseau cristallin. Ces chocs freinent la progression des électrons dans le métal et sont responsables d'une dissipation d'énergie. On modélise leur action par une force de frottement visqueux  $-h\vec{v}$ .

- On considère comme système un électron de conduction.
- On se place dans le référentiel lié au conducteur supposé galiléen.
- On attribue à un électron la vitesse d'ensemble des électrons libres à l'échelle mésoscopique.

L'électron est soumis à

- la force électrique :  $-e\vec{E}$
- la force de frottement :  $-h\vec{v}$
- son poids (négligeable)

L'équation du mouvement d'un électron en présence d'un champ électrique  $\vec{E}$  est donc, d'après le Principe Fondamental de la Dynamique :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - h\vec{v}$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{h}{m} \vec{v} = -\frac{e}{m} \vec{E}$$

Étude du régime transitoire :

À  $t = 0$  on applique le champ électrique  $\vec{E}$  indépendant du temps. La vitesse de l'électron est la somme :

– de la solution particulière : le vecteur  $\vec{E}$  étant constant on recherche une solution particulière  $\vec{v}_0 = c\vec{e}$ .

$$\underbrace{\frac{d\vec{v}_0}{dt}}_{=\vec{0}} + \frac{h}{m}\vec{v}_0 = -\frac{e}{m}\vec{E}$$

$$\frac{h}{m}\vec{v}_0 = -\frac{e}{m}\vec{E}$$

$$\vec{v}_0 = -\frac{e}{h}\vec{E}$$

– de la solution de l'équation linéaire homogène associée :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{h}{m}\vec{v} = \vec{0}$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{h}{m}\vec{v}$$

$$\vec{v}_h = \vec{A}e^{-\frac{h}{m}t} = \vec{A}e^{-t/\tau} \text{ avec } \boxed{\tau = m/h}$$

La solution de l'équation du mouvement est donc :  $\vec{v} = \vec{A}e^{-t/\tau} - \frac{e}{h}\vec{E}$

À  $t = 0$ , on suppose  $\vec{v} = \vec{0}$ . On a donc  $\vec{0} = \vec{A} - \frac{e}{h}\vec{E}$ . On en déduit  $\vec{A} = \frac{e}{h}\vec{E}$ . D'où

$$\vec{v} = -\frac{e}{h}\vec{E}(1 - e^{-t/\tau})$$

$$\boxed{\vec{v} = \vec{v}_0(1 - e^{-t/\tau}) \text{ avec } \vec{v}_0 = -\frac{e\vec{E}}{h}}$$

$\tau = m/h$  représente le temps caractéristique du régime transitoire (ou temps de relaxation). Au bout de quelques  $\tau$  la vitesse limite  $\vec{v}_0$  est atteinte :

$$\vec{v}_0 = \frac{-e\vec{E}}{h} = \frac{-e\tau}{m}\vec{E} = \mu\vec{E}$$

où  $\mu$  est appelé **mobilité** des électrons.

Pour le cuivre,  $\tau = 2,5 \cdot 10^{-14}$  s. On peut donc considérer que le régime permanent est atteint quasi-instantanément.

Solution en régime permanent :

En régime permanent :  $\vec{j} = -ne\vec{v}_0 = \frac{ne^2}{h}\vec{E} = \frac{ne^2\tau}{m}\vec{E}$ .

On en déduit la loi d'Ohm microscopique (ou loi d'Ohm locale) :

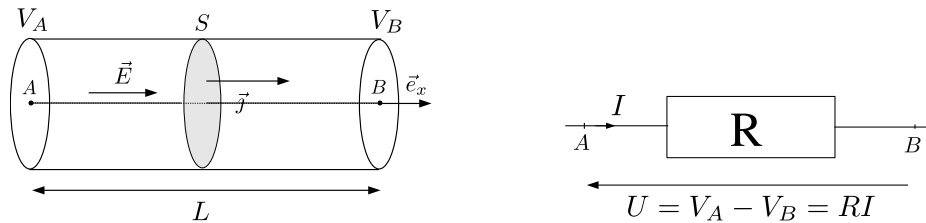
$$\boxed{\vec{j} = \gamma\vec{E} \text{ avec } \gamma = \frac{ne^2}{h} = \frac{ne^2\tau}{m}}$$

## IV.2. Résistance électrique d'un tronçon de conducteur

### a) Loi d'Ohm macroscopique

On considère un tronçon de conducteur, de section  $S$  et de longueur  $L$ . La face d'entrée est portée au potentiel  $V_A$  et la face de sortie au potentiel  $V_B$  ( $V_A > V_B$ ).

**Objectif :** on souhaite retrouver la loi d'Ohm macroscopique  $U = RI$  à partir de la loi d'Ohm locale  $\vec{j} = \gamma \vec{E}$  et établir le lien entre la résistance  $R$  et la conductivité  $\gamma$ .



On suppose le champ électrique uniforme à l'intérieur du conducteur et de la forme  $\vec{E} = E \vec{e}_x$ .

La loi d'ohm locale a pour expression :

$$\vec{j} = \gamma \vec{E} = \gamma E \vec{e}_x = j \vec{e}_x \quad \text{avec} \quad \boxed{j = \gamma E}$$

Dans ce cas, la densité volumique de courant est également uniforme.

Soit  $I$  l'intensité du courant traversant une section droite quelconque  $S$  du conducteur orientée dans le sens des  $x$  croissants :

$$I = \frac{dQ}{dt} = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} = \iint_S j \vec{e}_x \cdot dS \vec{e}_x = \iint_S j dS = j \iint_S dS = jS \quad \text{car } j \text{ est uniforme.}$$

$$\boxed{I = \gamma ES}$$

On calcule à présent la tension  $U$  :

$$U = V_A - V_B = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \vec{E} \cdot \int_A^B d\vec{\ell} = \vec{E} \cdot \vec{AB} = EL$$

$$\boxed{U = EL}$$

On en déduit

$$R = \frac{U}{I} = \frac{EL}{\gamma ES} = \frac{L}{\gamma S}$$

La résistance  $R$  d'un tronçon de conducteur électrique de section  $S$ , de longueur  $L$  et de conductivité électrique  $\gamma$  a pour expression :

$$R = \frac{L}{\gamma S} = \frac{\rho L}{S}$$

avec  $\rho = \frac{1}{\gamma}$  la **résistivité** du matériau mesurée en  $\Omega \cdot \text{m}$ .

Rappel : la **conductance**  $G$  est définie comme l'inverse de la résistance et se mesure en siemens. On a alors :

$$G = \frac{1}{R} = \frac{\gamma S}{L}$$

*Remarque* : la résistance augmente lorsque la section diminue. Cette propriété est utilisée dans des capteurs de contrainte que vous utilisez en TP de SI.

**Application numérique** : calculer la résistance d'un fil de cuivre de diamètre 1,0 mm, de longueur 50 cm, sachant que la conductivité électrique du cuivre vaut  $\gamma = 5,9 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$

$$R = \frac{0,50}{\pi \times (5 \cdot 10^{-4})^2 \times 5,9 \cdot 10^7} = 1,0 \cdot 10^{-2} \Omega$$

### b) Limite de validité de la loi d'Ohm

- Cette loi est une loi empirique déduite de mesures expérimentales. Elle s'applique à de nombreux matériaux. Elle est très bien vérifiée pour les métaux. On mesure par exemple  $\gamma(\text{Al}) = 3,7 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$  et  $\gamma(\text{Cu}) = 5,9 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ .

- Le temps de relaxation  $\tau$  du cuivre est, compte tenu de ces valeurs numériques  $\tau = 2,5 \cdot 10^{-14} \text{s}$  : dans ce cas le régime permanent s'instaure quasi-instantanément.

La loi d'Ohm peut s'étendre au domaine des champs électriques variables, à condition que leur période  $T$  soit très supérieure à  $\tau$ , donc que leur fréquence soit inférieure à  $1/\tau$  soit environ  $10^{13} \text{Hz}$ , qui correspond aux fréquences infrarouges.

- D'autres conducteurs vérifient la loi d'Ohm :

Les électrolytes ont une conductivité qui dépend de la nature des ions dissous et de leurs concentrations. Des mesures conductimétriques sont d'ailleurs effectuées en chimie.

Le silicium et le germanium présentent à l'état pur des conductivités de l'ordre de  $1 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ , valeur intermédiaire entre celles des métaux bons conducteurs et celles des isolants, ce qui justifie leur appellation de semi-conducteurs. En leur ajoutant une faible quantité d'impuretés (arsenic ou antimoine) on peut multiplier leur conductivité jusqu'à  $10^4$ .

- Un modèle complet de conduction doit faire appel à la mécanique quantique. En fait, la résistivité n'est pas due aux chocs des électrons sur les ions du réseau, mais aux imperfections de ce dernier : sa périodicité est altérée par la présence de défauts cristallins, d'impuretés et par l'agitation thermique. De plus la mécanique quantique permet d'expliquer le phénomène de supraconductivité : en dessous d'une température critique la résistivité s'annule.

- La loi d'Ohm ne s'applique que dans un référentiel lié au conducteur.

### IV.3. Analogie avec la conduction thermique

Conduction électrique	Conduction thermique
$\vec{j} = \gamma \vec{E} = -\gamma \overrightarrow{\text{grad}} V$	$\vec{j}_Q = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T$
$I = \iint \vec{j} \cdot d\vec{S}$	$\phi_{th} = \iint \vec{j}_Q \cdot d\vec{S}$
$R = \frac{\Delta V}{I}$	$R_{th} = \frac{\Delta T}{\Phi_{th}}$
$R = \frac{\rho L}{S} = \frac{L}{\gamma S}$	$R_{th} = \frac{L}{\lambda S}$

## V. Aspect énergétique

### V.1. Bilan thermodynamique

On considère comme système une résistance  $R$  parcourue par un courant d'intensité  $I$ . On se place en régime stationnaire. D'après le premier principe de la dynamique appliqué à la résistance entre un instant  $t$  et un instant  $t + dt$  :

$$dU = 0 = \delta W_{\text{elec}} + \delta Q$$

avec

- $dU = 0$  car on se place en régime stationnaire
- $\delta W_{\text{elec}} = RI^2 dt$  le travail électrique **reçu** pendant  $dt$
- $\delta Q$  le transfert thermique algébriquement reçu pendant  $dt$

$$\delta Q = -\delta W_{\text{elec}} = -RI^2 dt$$

La puissance thermique **fournie** à l'extérieur est donc  $RI^2$ . La résistance convertit ainsi intégralement l'énergie électrique reçue en énergie thermique.

### V.2. Puissance dissipée par unité de volume

Un porteur de charge  $q$  plongé dans un champ électrique  $\vec{E}$  subit une force  $\vec{F} = q\vec{E}$ . Soit  $\vec{v}$  la vitesse à laquelle se déplace ce porteur de charge. La puissance de cette force est :

$$\vec{F} \cdot \vec{v} = q\vec{E} \cdot \vec{v}$$

Si le milieu comporte  $n$  porteurs de charge par unité de volume, la puissance  $d\mathcal{P}$  transmise à l'ensemble des porteurs de charge contenus dans un volume mésoscopique  $d\tau$  vaut

$$d\mathcal{P} = n d\tau q \vec{E} \cdot \vec{v}$$

$$d\mathcal{P} = nq\vec{v} \cdot \vec{E} d\tau$$

$$d\mathcal{P} = \vec{j} \cdot \vec{E} d\tau$$

La puissance volumique cédée au conducteur par le champ électrique vaut donc :

$$\mathcal{P}_v = \frac{d\mathcal{P}}{d\tau} = \vec{j} \cdot \vec{E}$$

La puissance volumique cédée par le champ électrique au conducteur est :

$$\mathcal{P}_v = \vec{j} \cdot \vec{E} = \gamma E^2 = \frac{j^2}{\gamma} \quad (\text{unité SI : W.m}^{-3})$$

Cette puissance est positive : le conducteur transforme l'énergie reçue en énergie thermique. C'est l'**effet Joule**.

Vérifier que l'expression de  $\mathcal{P}_v$  est en accord avec la puissance  $P = RI^2$  dissipée par effet Joule dans une résistance  $R$  (de section  $S$  de longueur  $L$ ).

<b>6. Conduction électrique</b>	
<p>Courant électrique dans un conducteur. Intensité du courant électrique</p> <p>Vecteur densité de courant volumique.</p> <p>Vecteur densité de courant volumique associé au déplacement homocinétique de porteurs de charge dans un conducteur.</p>	<p>Interpréter l'intensité du courant comme un débit de charge. Relier les conventions d'orientation de l'intensité du courant au sens du mouvement des porteurs de charges.</p> <p>Relier l'intensité du courant au flux du vecteur densité de courant volumique.</p> <p>Établir l'expression du vecteur densité volumique de courant en fonction de la vitesse et de la charge volumique des porteurs de charge.</p>
<p>Conservation de la charge électrique. Loi des nœuds en régime stationnaire.</p> <p>Équation locale de conservation de la charge électrique.</p>	<p>Établir l'équation locale de conservation de la charge en régime variable pour une situation unidimensionnelle. Énoncer sa généralisation à trois dimensions.</p> <p>Démontrer que le vecteur densité de courant est à flux conservatif en régime stationnaire.</p>
<p>Loi d'Ohm locale. Conductivité électrique. Loi d'Ohm, résistance électrique.</p>	<p>Établir la loi d'Ohm à partir de la loi d'Ohm locale dans une situation de conduction unidirectionnelle et exprimer la résistance électrique du conducteur considéré.</p>
<p>Effet Joule.</p>	<p>Interpréter l'effet Joule à partir d'un bilan énergétique effectué sur un conducteur ohmique en régime stationnaire</p>