

7.1 Le courant électrique

L'idée d'un **courant électrique** correspondant à un déplacement de charges électriques vous est évidemment familière. Notre tâche est ici de formaliser ce concept de manière mathématique.

Considérons un ensemble de particules chargées électriquement se déplaçant toutes à vitesse u dans une direction spécifique, disons l'axe- x (voir Figure 7.1.1). Ces particules traverseront toutes éventuellement la surface carrée S , orientée ici perpendiculairement au mouvement des charges. Le courant électrique $I(S)$ à travers la surface S est défini comme la charge totale traversant cette surface par unité de temps (Δt). Notons déjà que cette définition implique explicitement une surface (ici S) à travers laquelle on "mesure" le passage des charges.

Si les charges se déplacent toutes vers la droite à vitesse u , alors il est clair que toutes les charges contenues à une distance inférieure à $u\Delta t$ de la surface S traverseront cette dernière à un moment ou un autre durant l'intervalle de temps Δt . Le volume V de cette région (pointillés sur la Figure 7.1.1) se calcule facilement: c'est $(u\Delta t) \times S$. Dénotons maintenant la densité volumique des particules chargées, soit le nombre de particules par unité de volume, par n . La densité de charge correspondante est simplement $n \times q$. Donc la charge totale dans le volume V est

$$Q(V) = nq \times (u\Delta t S)$$

donc, selon notre définition ci-dessus, le courant I est donné par

$$I(S) = \frac{Q}{\Delta t} = nqSu, \quad [\text{C s}^{-1} \equiv \text{Amp}] .$$

Si maintenant la normale $\hat{\mathbf{n}}$ à la surface S est inclinée d'un angle θ par rapport à la direction de déplacement des charges, alors le volume qui "passera" à travers S en un temps Δt est déformé en un parallépipède, toujours de longueur $u\Delta t$ dans la direction- x mais de hauteur réduite par un facteur $\cos \theta$ (voir Figure 7.1.2), tandis que la densité volumique de particules demeure la même, soit n . On peut donc écrire dans un tel cas

$$I(S) = \frac{Q}{\Delta t} = nqS \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}} . \tag{7.1.1}$$

puisque $\cos \theta = (\mathbf{u}/u) \cdot \hat{\mathbf{n}}$. Si l'on a plusieurs types de porteurs de charges se déplaçant tous à des vitesses différentes (protons, électrons, etc.), l'expression ci-dessus est simplement remplacée par

$$I(S) = \sum_k n_k q_k S \mathbf{u}_k \cdot \hat{\mathbf{n}} = S \hat{\mathbf{n}} \cdot \left(\sum_k n_k q_k \mathbf{u}_k \right) , \tag{7.1.2}$$

où la somme se fait sur les différents types (k) de constituants microscopiques porteurs de charges. La quantité entre parenthèse est appelée **densité de courant**, et dénotée par \mathbf{J} :

$$\mathbf{J} = \sum_k n_k q_k \mathbf{u}_k , \quad [\text{C m}^{-2} \text{s}^{-1} \equiv \text{Amp m}^{-2}] . \tag{7.1.3}$$

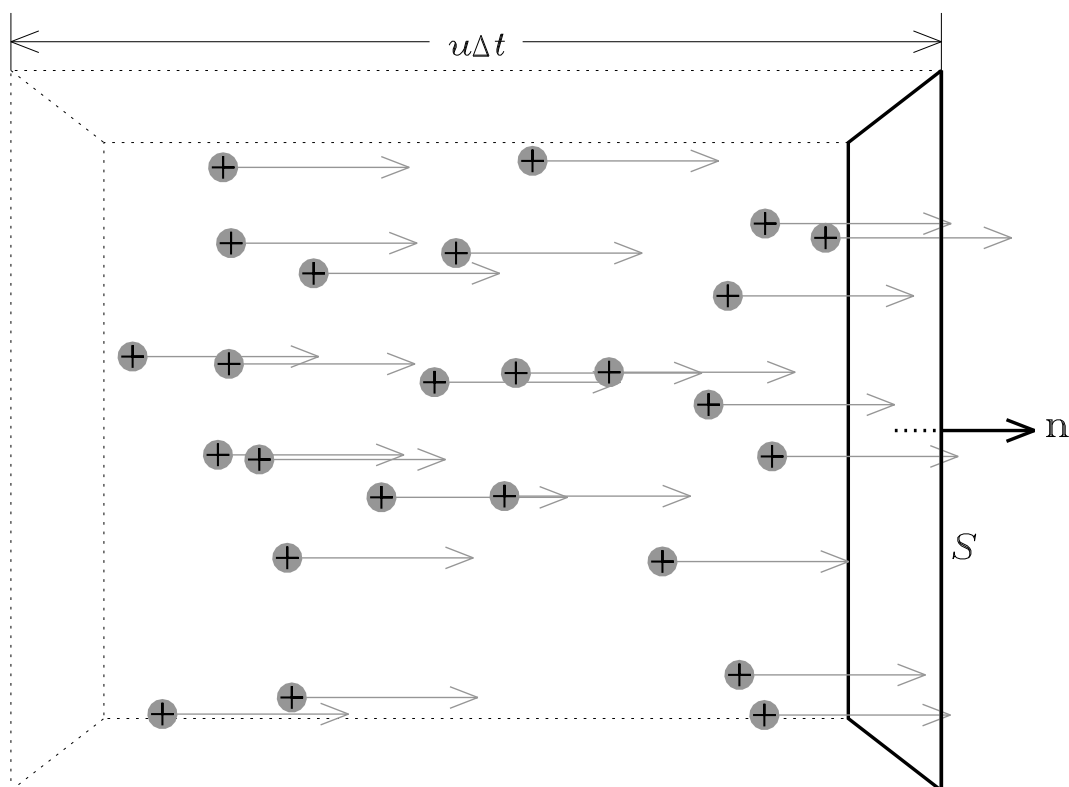


Figure 7.1.1: Vision “microscopique” du courant électrique. Des charges (ici positives) se déplacent vers la droite, traversant perpendiculairement et à vitesse u une surface carrée d’aire S (orientée ici perpendiculairement au plan de la page, si vous n’avez pas saisi ma tentative de dessin en perspective 3D...). Durant un laps de temps Δt , toutes les charges contenues dans le volume fictif indiqué en traits pointillés traverseront la surface S .

Notons que la densité de courant \mathbf{J} est une quantité vectorielle qui ne dépend pas du choix de surface, tandis que le courant $I(S)$ est une quantité scalaire définie en terme d’une surface S spécifique. Dans le cas simple considéré à la Fig. 7.1.1 on a évidemment $I(S) = S|\mathbf{J}|$, tandis que sur la Fig. 7.1.2 $I(S) = (S\hat{\mathbf{n}}) \cdot \mathbf{J}$; pour une surface de forme arbitraire et où une densité de courant qui dépend de la position, on doit écrire

$$I(S) = \int_S \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS . \quad (7.1.4)$$

Cette dernière expression est la définition générale du courant électrique en terme d’une densité **volumique** de courant \mathbf{J} . Dans bien des situations le déplacement des charges électriques est contraint à une surface 2D (pensez à la courroie du générateur van der Graf). Dans un tel cas on peut définir une densité **surfactive** de courant (\mathbf{K} , unités Amp m^{-1}), le courant I étant alors donné par la relation

$$I(S) = \int_L \mathbf{K} \cdot \hat{\mathbf{n}} dl . \quad (7.1.5)$$

où $\hat{\mathbf{n}}$ est toujours la normale à la surface S , L est l’intersection de cette surface avec celle où est confinée le déplacement des charges, et dl est un incrément infinitésimal le long de la courbe définie par cette intersection.

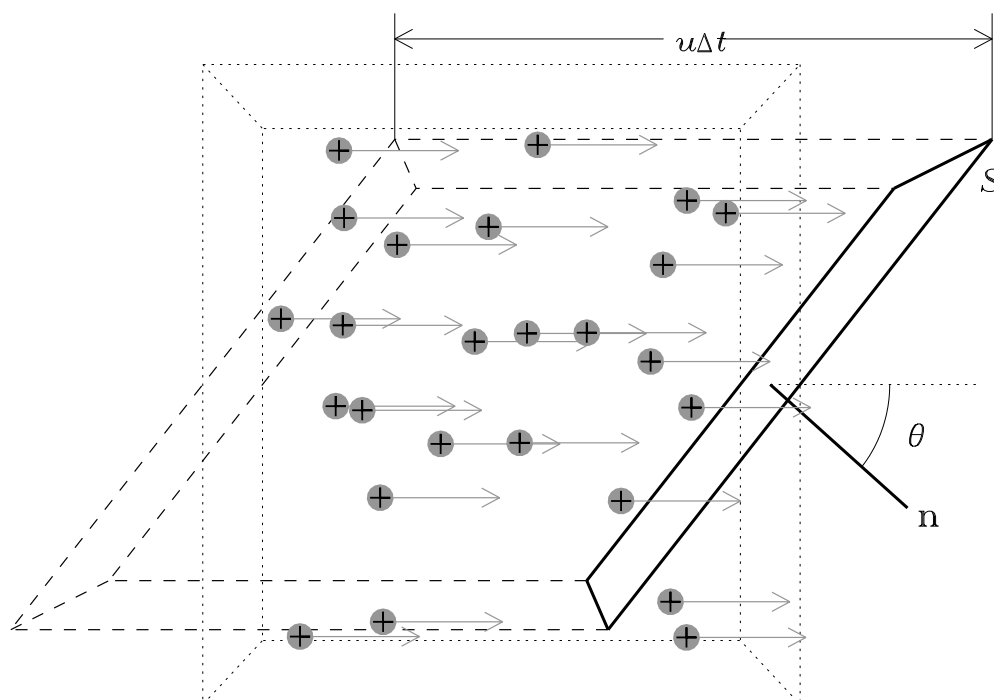


Figure 7.1.2: Situation semblable à la Figure 7.1.1, sauf que la surface A est inclinée par rapport à la direction de déplacement des particules chargées. Seules les charges contenues dans le volume parallélépipédique indiqué ici en tirets traverseront la surface S durant l’intervalle de temps Δt . Le volume correspondant est plus petit que le volume équivalent sur la Figure 7.1.1 (pointillés) par un facteur $\cos \theta$.

Histoire de clore cette section sur du concret, calculons la vitesse $u = I/nqA$ requise pour produire un courant de 1 Ampère dans un fil de Cuivre “typique” d’un diamètre d’un millimètre. Le cuivre contenant $\simeq 10^{23}$ électrons (charge -1.6×10^{-19} C) par cm^3 , on trouve $u \simeq 2 \times 10^{-5}$ m s^{-1} , soit ~ 30 cm à l’heure. Cependant il ne s’écoule pas une dizaine d’heure, après que vous ayez activé un interrupteur au mur, avant que la lumière au plafond ne s’allume... QUID? On y reviendra...

7.2 La Loi d’Ohm

On considère un fil conducteur rectiligne de longueur L et de section A , dont les extrémités sont maintenues à des potentiels φ_1 et φ_2 (voir Fig. 7.2.1). La **Loi d’Ohm**, baptisée en l’honneur de Georg Simon Ohm (1789-1854) qui en fit la première détermination expérimentale, est une relation empirique exprimant le fait que le courant I mesuré dans le fil est directement proportionnel à la différence de potentiel $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ appliquée aux extrémités:

$$\varphi = RI, \quad (7.2.1)$$

où la constante de proportionnalité R est la **résistance** (unités: Ohm [$\Omega = \text{Volt}/\text{Ampère}$]). Expérimentalement, on trouve qu’une telle relation linéaire entre courant et différence de potentiel caractérise avec bonne précision un grand nombre de substances (solides, liquides ou gazs). Des déviations importantes sont observées quand φ devient très grand, dans des milieux gazeux ténus

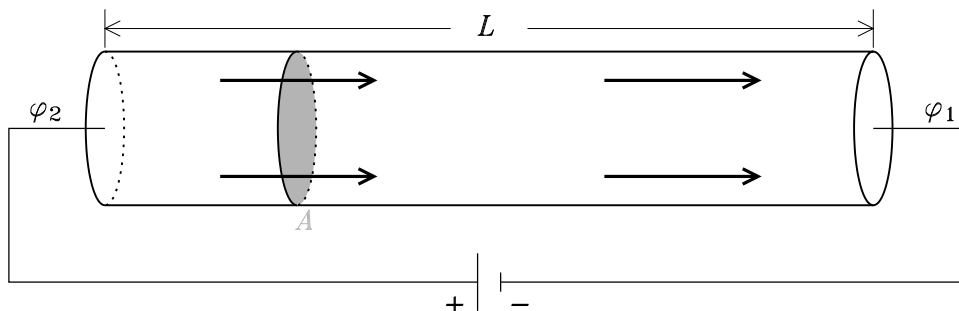


Figure 7.3.1: Fil rectiligne de section A aux extrémités duquel est appliquée une différence de potentiel $\varphi_2 - \varphi_1$. On mesure un courant I dans le circuit.

et/ou magnétisés, ainsi que dans des milieux polarisables. Comme vous aurez amplies occasions de vous préoccuper de ce genre de truc l'an prochain en PHY-2441, nous nous limiterons ici au régime linéaire décrit par l'éq. (7.2.1).

On avait également vu, en toute généralité, qu'on pouvait associer une différence de potentiel à l'effet d'un champ électrique via la relation

$$\varphi_2 - \varphi_1 = - \int_1^2 \mathbf{E} \cdot d\ell .$$

On peut donc interpréter la différence de potentiel comme étant due à la présence d'un champ électrique \mathbf{E} pointant dans la direction du fil et de grandeur constante partout à l'intérieur; on peut alors écrire

$$\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = |\mathbf{E}| L . \quad (7.2.2)$$

Vu la géométrie du système et notre définition de la densité de courant \mathbf{J} , on peut également écrire:

$$I = |\mathbf{J}| A . \quad (7.2.3)$$

Substituant ces deux expressions dans notre définition de la Loi d'Ohm, on trouve

$$|\mathbf{E}| L = R |\mathbf{J}| A ,$$

d'où

$$|\mathbf{J}| = \left(\frac{L}{RA} \right) |\mathbf{E}| .$$

où la quantité entre parenthèses au membre de droite est la **conductivité**:

$$\sigma = \frac{L}{RA} , \quad [(\text{Ohm m})^{-1}] . \quad (7.2.4)$$

La **résistivité** (ρ) est définie comme son inverse: $\rho = 1/\sigma$. De manière plus générale, la conductivité est définie comme la constante de proportionnalité entre le champ électrique et la densité de courant:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} . \quad (7.2.5)$$

Les équations (7.2.1) et (7.2.5) sont deux énoncés totalement équivalents de la Loi d'Ohm. Le second est souvent jugé plus fondamental, car il ne dépend pas de la taille ou de la géométrie du conducteur.

Cependant, d'après notre définition "microscopique" de la densité de courant, on peut réécrire l'éq. (7.2.5) sous la forme

$$nq\mathbf{u} = \sigma\mathbf{E}, \quad \rightarrow \quad \frac{nq^2}{\sigma}\mathbf{u} = q\mathbf{E}.$$

Le membre de gauche de la seconde de ces expressions est la force électrostatique agissant sur chacune des charges q dont le déplacement à vitesse \mathbf{u} produit la densité de courant \mathbf{J} . Cette expression nous indique que la vitesse des charges \mathbf{u} est proportionnelle (et parallèle) à la force appliquée $q\mathbf{E}$. Ceci devrait grandement vous inquiéter, car depuis Newton il est généralement admis que c'est non pas la vitesse mais plutôt l'accélération qui est proportionnelle et parallèle à la force appliquée... QUID?

La solution à ce paradoxe apparent vient du fait que les charges accélérées par le champ électrique ne parcourent qu'une très petite distance avant d'être freinées par des collisions (ou plus précisément, via interactions Coulombiennes) avec d'autres charges. L'idée générale est illustrée sur la Figure 7.2.2; la partie (A) est une représentation idéalisée de la variation de vitesse d'une particule chargée, uniformément accélérée par \mathbf{E} . Cependant, à intervalles plus ou moins réguliers, la charge subit une collision de front qui ramène instantanément sa vitesse à zéro (ici aux temps t_1, t_2, t_3 , etc.). Elle recommence ensuite à accélérer, jusqu'à la collision suivante qui la ramène de nouveau à $v = 0$, produisant la courbe en dent de scie de la Fig. 7.2.2A.

La vitesse moyenne de la particule peut se calculer selon une expression du genre

$$\bar{v} = \frac{1}{T} \int_0^T v dt = \frac{\frac{1}{2} \sum_j (v_{j+1} + v_j)(t_{j+1} - t_j)}{\sum_j (t_{j+1} - t_j)}$$

où la seconde égalité provient du fait que la vitesse augmente linéairement entre chaque collision, selon l'accélération uniforme $e\mathbf{E}/m_e$. Le trait horizontal en tirets sur la Fig. 7.2.2A indique cette vitesse moyenne ici. La distance parcourue par la charge dans un intervalle de temps T est simplement

$$d(t) = \int_0^T v(t) dt.$$

Cette intégrale se calcule encore une fois aisément puisque la vitesse croît linéairement dans chaque intervalle inter-collision $t_{j+1} - t_j$. Le résultat est porté en graphique à la Figure 7.2.2B (trait plein), avec en tirets l'augmentation (linéaire) de d avec t associée à un mouvement à vitesse constante égale à la vitesse moyenne \bar{v} calculée précédemment. Cette croissante linéaire s'avère être une excellente approximation, pour des laps de temps T beaucoup plus long que l'intervalle inter-collision moyen (τ , disons). On a ici l'apparence d'un mouvement uniforme sur l'échelle de temps T , même si on sait qu'en réalité le mouvement est uniformément accéléré à l'échelle τ . Ce sont les collisions qui, en ramenant régulièrement la vitesse à zéro, produisent l'équivalence des distances parcourues dans les deux cas, contraire en apparence seulement aux Lois de la mécanique Newtonienne.

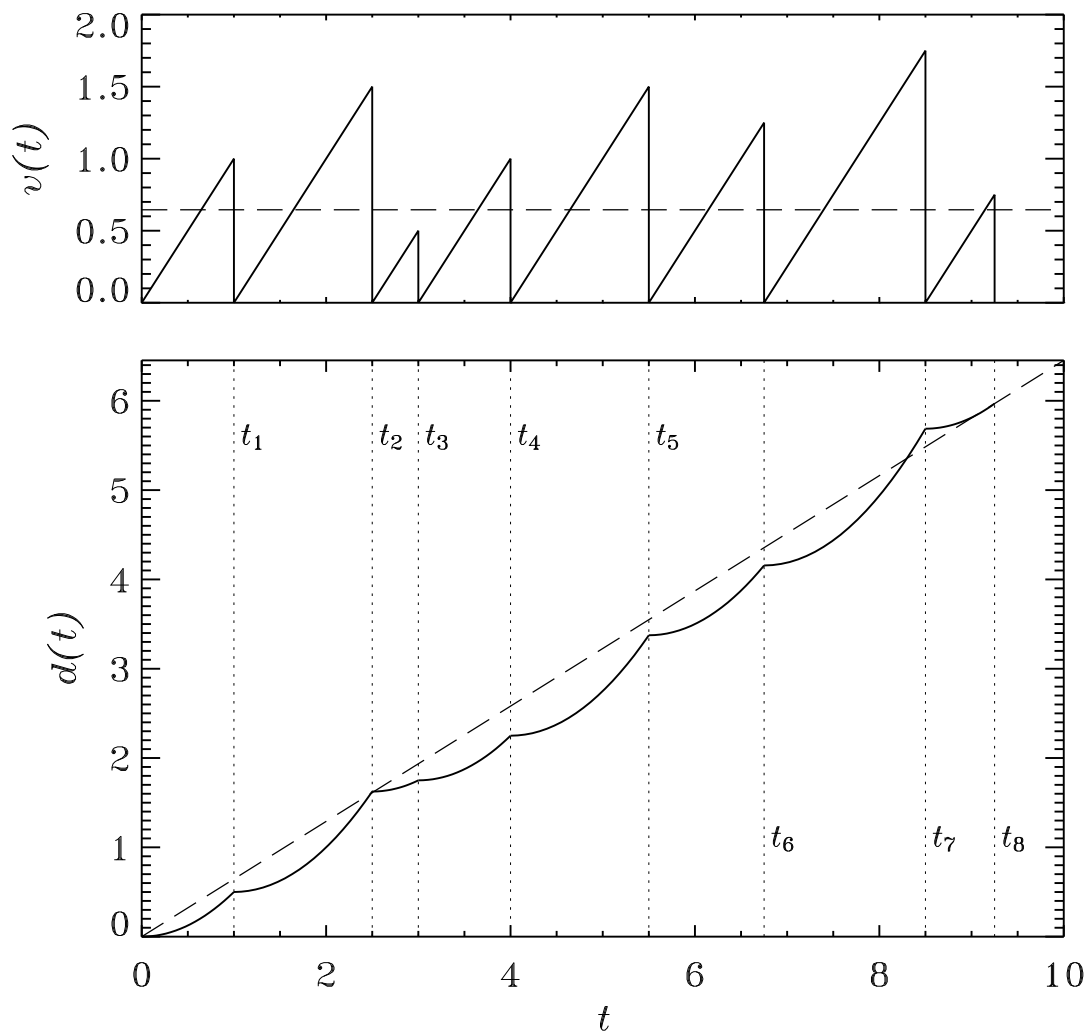


Figure 7.2.2: Représentation schématique du déplacement d’une charge électrique en présence d’un champ électrique uniforme et de plusieurs autres charges avec lesquelles des collisions se produisent sur un intervalle de temps moyen τ . Bien que la vitesse soit fortement variable dans le temps (partie A), le déplacement de la charge (partie B) est très bien approximé par celui associé à une vitesse moyenne adéquatement définie (tirets).

7.3 Conductivité et résistivité

L’idée générale illustrée à la Figure 7.3.2 peut servir de base à un calcul simple de la conductivité électrique, connu sous le nom de **modèle de Drude**. Dans un conducteur à température $T > 0$, les particules chargées ont une énergie thermique moyenne donnée par

$$E = kT ,$$

où $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K est la constante de Boltzmann. En supposant que cette énergie est

présente sous forme d'énergie cinétique, on écrirait (en régime non-relativiste):

$$\frac{1}{2}mv^2 = kT .$$

Notez la simplicité de cette expression, qui fait le pont entre les caractéristiques microscopiques des constituant d'une substance (m, v) et ses propriétés macroscopiques (ici la température T). Quelle serait donc la vitesse thermique v_e d'un électron ($m = 9 \times 10^{-31}$ kg) à $T = 300$ K? Simplemment

$$v_e = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \sim 10^5 \text{ m s}^{-1} !!! \quad (7.3.1)$$

On a vu précédemment qu'il y a $\sim 10^{23}$ électrons dans un cm^3 de cuivre, soit 10^{29} dans 1 m^3 . Quelle est alors la distance moyenne entre deux électrons? On peut assigner à chacun des électrons une fraction $1/10^{29}$ de notre m^3 , donc la distance typique est $\lambda = (10^{-29})^{1/3} \simeq 2 \times 10^{-10} \text{ m}$. Une collision aura donc lieu en moyenne tous les $\tau = \lambda/v_e \sim 2 \times 10^{-15} \text{ s}$!! Récapitulons; pour un électron dans le cuivre,

- distance inter-particules: $\lambda = 2 \times 10^{-10} \text{ m}$
- Temps inter-collision: $\tau = 2 \times 10^{-15} \text{ s}$

Durant le temps inter-collision τ , l'électron "ressent" le champ électrique, et acquiert une vitesse à la fin du temps τ donné simplement par

$$\mathbf{v} = \mathbf{a}t = -\frac{e\mathbf{E}}{m}\tau = -\frac{e\lambda}{mv_e}\mathbf{E} .$$

Puisque $|\mathbf{v}|$ augmente linéairement, la vitesse moyenne de dérive est

$$\bar{\mathbf{v}} = \left(-\frac{1}{2}\frac{e\lambda}{mv_e}\right)\mathbf{E} , \quad (7.3.2)$$

donc encore une fois \mathbf{v} est parallèle à \mathbf{E} . C'est cette vitesse que l'on doit associer à la vitesse \mathbf{u} apparaissant dans notre définition de la densité de courant (éq. (7.1.3)). La quantité entre parenthèses est appelée **mobilité électronique**. Dénotant par n_e la densité électroniques (nombre d'électrons/ cm^3), la densité de courant est alors donnée simplement par

$$\mathbf{J} = -n_e e \bar{\mathbf{v}} = \frac{ne^2\lambda}{2mv_e}\mathbf{E} .$$

Comparant cette expression avec notre seconde version de la Loi d'Ohm, soit l'éq. (7.2.5), on en conclut immédiatement que

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda}{2mv_e} . \quad (7.3.3)$$

Insérant dans cette expressions les valeurs numériques appropriées pour le Cuivre, on trouve $\sigma \simeq 3 \times 10^6 (\text{Ohm m})^{-1}$. La valeur déterminée expérimentalement à $T = 300 \text{ K}$ est de $\simeq 6 \times 10^7 (\text{Ohm m})^{-1}$, soit un facteur 20 plus grand. Ce n'est pas si mal dans le fond, étant donné l'extrême simplicité du modèle. Un calcul plus réaliste montre que la différence provient principalement de l'utilisation de la distance inter-particule moyenne comme mesure de la distance parcourue entre chaque collision. Ceci s'avère un estimé beaucoup trop petit (pouvez-vous imaginer pourquoi?).

Notre modèle prédit une décroissance de la conductivité quand la température augmente ($\propto 1/\sqrt{T}$ via la dépendance inverse sur v_e). Une décroissance de σ est observée (mais plutôt en $1/T$) dans les métaux, comme on peut le constater sur la Figure 7.3.1. La conductivité électrique est une des caractéristiques physiques de la matière qui couvre le plus d'ordres de grandeur: σ varie par un facteur 10^{20} entre un isolant comme le verre et un métal comme le cuivre; aux fins de comparaison, les densités de l'air à TPN et du plomb ne diffèrent que par un facteur d'ordre 10^4 .

Le modèle de Drude en reste néanmoins un modèle trop simpliste de la conductivité électrique, car il est basé sur une vision purement classique des interactions entre particules chargées, et néglige tout effet quantique. En particulier, la mobilité électronique dans les métaux s'avère fortement influencée par le principe d'exclusion de Pauli. Vous aurez l'occasion d'approfondir le sujet en PHY-2500.

Notons que la vitesse thermique calculée plus haut pour les électrons dans le Cuivre à $T = 300\text{ K}$, $v_e \sim 10^5\text{ m s}^{-1}$, est **ÉNORMÉMENT** plus élevée que la vitesse de dérive typique, $\sim 10^{-5}\text{ m s}^{-1}$ que nous avons estimé pour un fil de cuivre portant un courant d'un Amp. En conséquence de quoi notre vision microscopique des courants électrique des Figs. 7.1.1 et 7.1.2 devrait être remplacée par quelque chose du genre illustré à la Figure 7.3.2. Les ions Cu^+ sont effectivement immobiles par rapport aux électrons, et la vitesse thermique de ces derniers est orientée aléatoirement, selon une distribution dont la valeur moyenne est donnée par l'éq (7.3.1). Ici le rapport u/v_e est de 0.015 (plutôt que 10^{-10}), mais il déjà quasi impossible de dire laquelle des deux situations inclue une vitesse de dérive, sans superposer les deux diagrammes.

7.4 Courants et conservation de la charge électrique

Nous devons maintenant généraliser les résultats de la section 7.1. Nous y avons défini le courant I à travers une surface S de forme arbitraire en terme du flux de la densité de courant \mathbf{J} à travers la surface:

$$I(S) = \int_S \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS . \quad (7.4.1)$$

Rien ne nous empêche d'étendre cette définition à une surface fermée:

$$I(S) = \oint_S \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS .$$

En analogie avec le flux du champ électrique, nous pouvons définir des lignes de courants comme les "trajectoires" obtenue en suivant le champ vectoriel \mathbf{J} . Le résultat de cette intégrale nous indique si plus (ou moins) de lignes de courants entrent dans le volume V délimité par la surface fermée S qu'il n'en sort. Comme le flux de \mathbf{J} correspond à un mouvement de charge, on aura

- $I(S) < 0$: une charge nette entre dans le volume,
- $I(S) > 0$: une charge nette sort du volume,

pour une orientation de la normale $\hat{\mathbf{n}}$ dans la direction extérieure à la surface fermée, comme dans notre définition générale du flux. Tout ceci demeure compatible avec notre idée d'un courant électrique. Dénnotant par Q la charge nette contenue dans le volume V , on peut écrire:

$$I(S) = \oint_S \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = -\frac{\partial Q}{\partial t} , \quad (7.4.2)$$

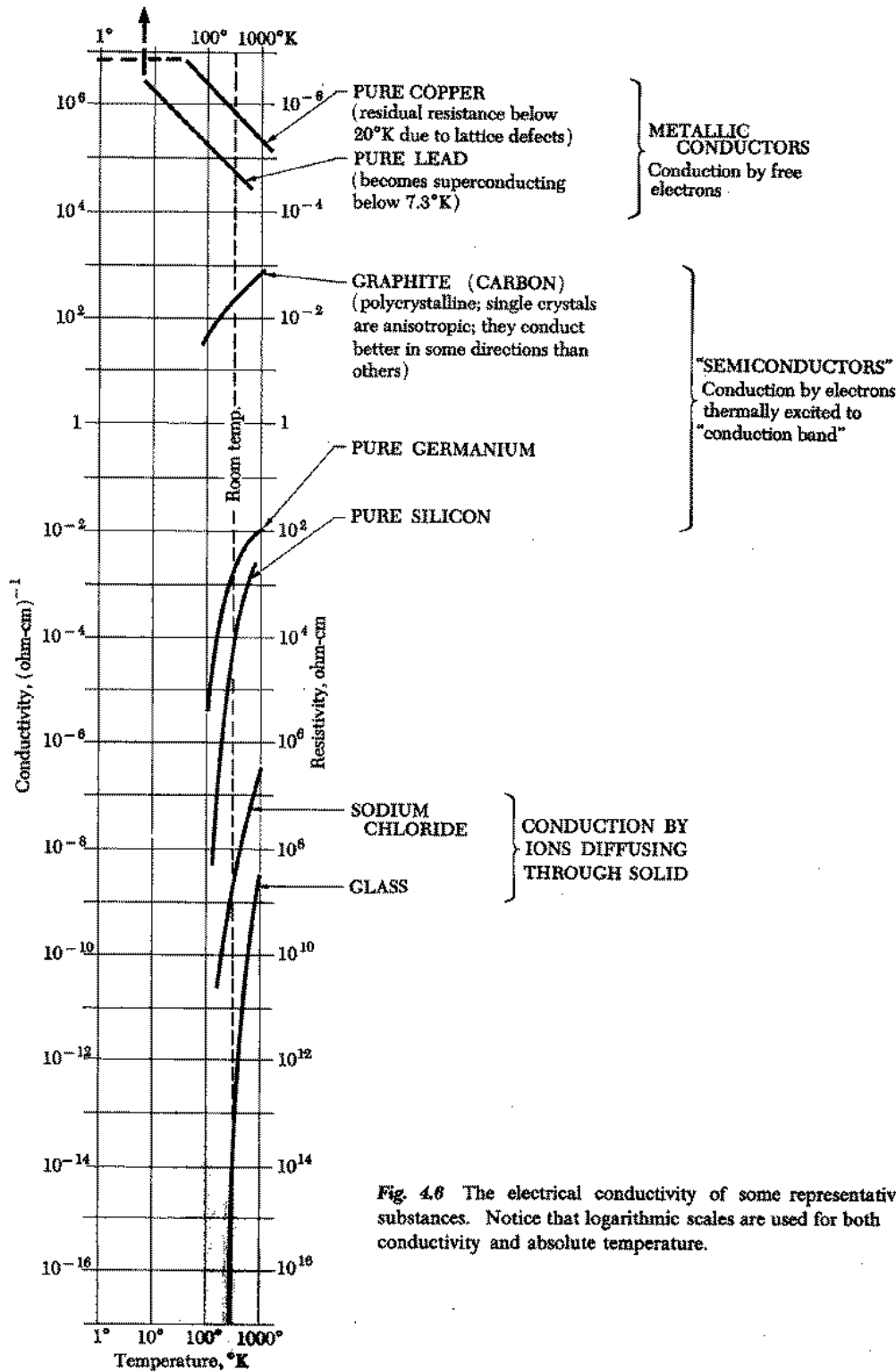


Fig. 4.6 The electrical conductivity of some representative substances. Notice that logarithmic scales are used for both conductivity and absolute temperature.

Figure 7.3.1: Variations de la conductivité électrique (et de la résistivité $\rho = 1/\sigma$) en fonction de la température, pour une gamme de substances allant des isolants électriques aux conducteurs métalliques. Pour ces derniers, on a $\sigma \propto 1/T$ dans le régime non-superconducteur. Diagramme tiré de l'ouvrage de Purcell cité en bibliographie.

le signe “-” provenant comme d’habitude de notre orientation de la normale \hat{n} vers l’extérieur

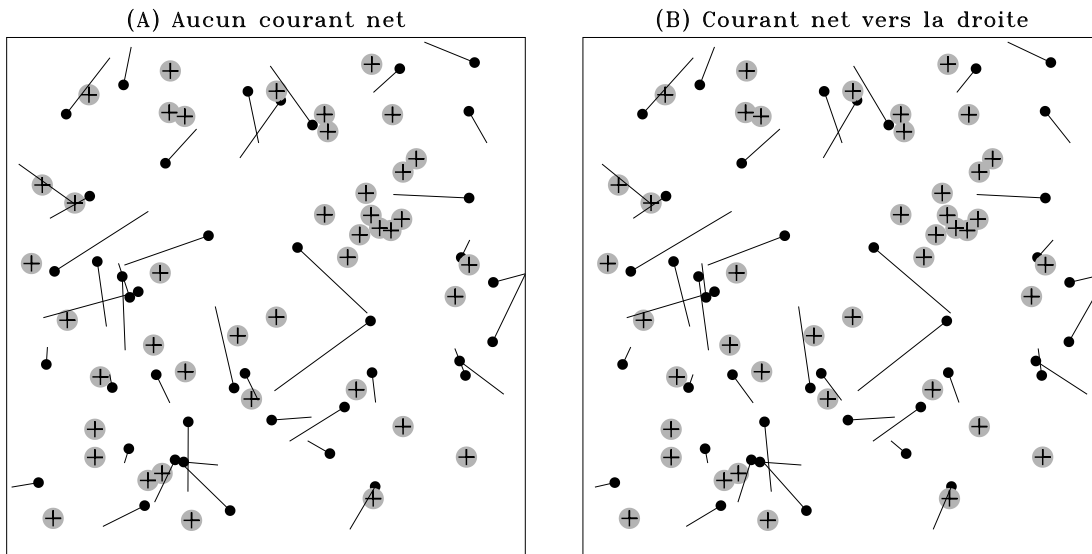


Figure 7.3.2: Vision “microscopique” du courant électrique, incluant cette fois la contribution (dominante!) de la vitesse thermique. Dans la plupart des cas, cette dernière est beaucoup plus élevée que la vitesse de dérive qui cause le courant électrique. À l’oeil, il serait difficile de distinguer les deux situations présentées ici, où seule la configuration de droite produit un courant électrique (rapport de vitesse de dérive/vitesse thermique moyenne = 0.015 ici, ce qui est déjà énorme par rapport au 10^{-10} attendu pour le Cuivre).

de la surface. Mais on a aussi

$$Q = \int_V \rho dV , \quad (7.4.3)$$

où ρ est la densité de charge à l’intérieur du volume (qui en général peut dépendre de la position et de t). Substituons cette expression au membre de gauche de l’éq. (7.4.2):

$$\oint_S \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = -\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV , \quad (7.4.4)$$

Cependant, pour un volume V fixe dans l’espace l’intégrale de volume commute avec la dérivée temporelle, donc:

$$\oint_S \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = -\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV , \quad (7.4.5)$$

Appliquons maintenant le théorème de la divergence au membre de gauche de cette dernière expression:

$$\oint_S \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = \int_V \nabla \cdot \mathbf{J} dV , \quad (7.4.6)$$

ce qui conduit à

$$\int_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} \right] dV = 0 . \quad (7.4.7)$$

Cette relation doit être vérifiée pour tout volume V , ce qui en général ne sera possible que si l’intégrand lui-même est toujours nul. On en conclut que

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 . \quad (7.4.8)$$

Cette expression n'est rien d'autre qu'un énoncé de la conservation de la charge dans une situation où des courants électriques sont présents.

L'équation (7.4.8) a plusieurs conséquences intéressantes. Considérons une situation stationnaire, i.e., $\frac{\partial}{\partial t} = 0$; on doit alors avoir

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 .$$

Mais comme $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$, ceci revient à dire que

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 .$$

(en supposant que la conductivité σ est constante). Ceci est notre première équation de Maxwell dans la situation où la densité de charge $\rho = 0$. On en conclut que dans une situation stationnaire, *il ne peut y avoir aucune accumulation locale de charge dans un conducteur traversé par un courant électrique.*

Même dans une situation non-stationnaire, l'apparition d'une accumulation de charge, par quelque mécanisme que ce soit, produirait un champ électrique qui modifierait la densité de courant d'une manière tendant à éliminer l'excès local de charge, comme illustré sur la Figure 7.4.1. Initialement (partie A), la densité de courant est la même partout dans le conducteur, et on peut lui associer un champ électrique via la Loi d'Ohm, qui sera également constant partout. Supposant maintenant qu'apparaît une accumulation locale de charge (partie B). Ces charges produisent un champ électrique secondaire (E_* , en gris) pointant dans des directions opposées de chaque côté de l'accumulation (pour des charges positives, comme ici). Le principe de superposition nous indique que le champ électrique total en amont de l'accumulation sera réduit, et augmentera en aval (partie C). Ceci accélérera les charges vers la droite, et conséquemment évacuera du conducteur l'accumulation de charges. Autorégulation garantie, gracieuseté de Messieurs Coulomb et Gauss...

Pour clore la discussion, revenons à ce fameux interrupteur électrique et au ridicule délai de plusieurs heures attendu avant que son activation se fasse sentir, d'après notre estimé de la vitesse de dérive de 10^{-5} m s^{-1} des électrons dans un fil de cuivre. Même si les charges ne se déplacent qu'à $\sim 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$, les variations locales du champ électrique qu'elles produisent se propagent, elles, à la vitesse de la lumière (dans le milieu considéré, pas le $3 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ du vide). C'est une version explicitement dépendante du temps du phénomène d'autorégulation du courant électrique que nous venons tout juste d'étudier. Quand vous activez un interrupteur, c'est effectivement une onde électromagnétique se propageant dans le fil qui signale à l'ampoule qu'il faut s'allumer. Si cela vous paraît bizarre, rappelez-vous qu'il y a de l'énergie dans le champ électrique...

Pour en savoir plus:

Le modèle de la conductivité électrique de la section 7.4 est tiré de l'ouvrage suivant:

Purcell, E. M., *Electricity and Magnetism. Berkeley Physics Course Vol. II*, McGraw-Hill (1965).

Des modèles de la conductivité électrique plus réalistes que celui développé à la §7.3 sont décrits, e.g., au chapitre 7 de

Pérez, J.-P., Carles, R., & Fleckinger, R., *Électromagnétisme*, 4^e éd., Dunod (2002).

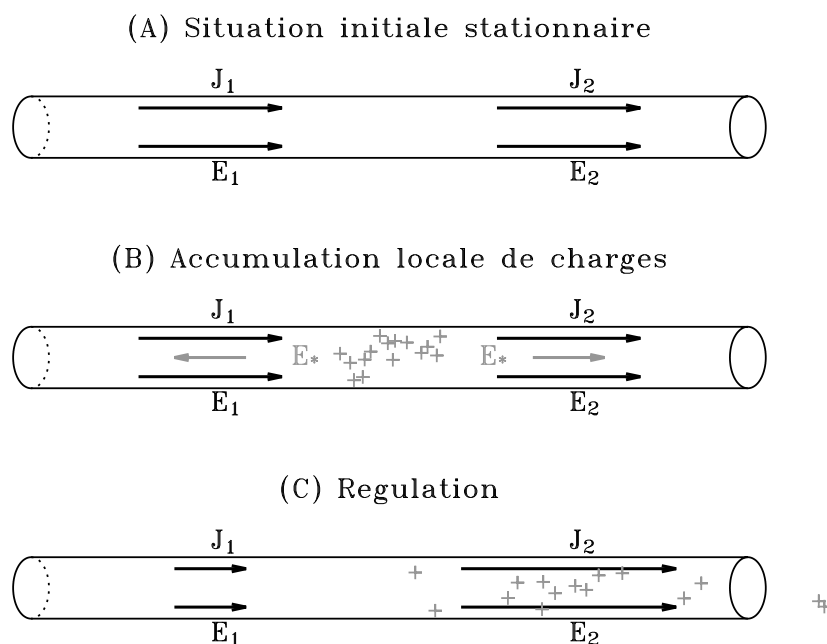


Figure 7.4.2: Autorégulation du courant électrique dans un conducteur. En régime stationnaire, toute accumulation locale produit un champ électrique local qui, s'additionnant au champ électrique propulsant la densité de courant (selon le principe de superposition), affaiblit le champ en amont de l'accumulation, et le renforce en aval, ce qui a pour effet de produire un gradient horizontal de la force électrostatique qui tend à éliminer l'accumulation de charges.

Exercices:

Un cylindre de rayon R et de longueur infinie porte une charge électrique distribuée sur sa surface extérieure (densité surfacique σ). Calculez la densité de courant pour les deux situations suivantes:

- Le cylindre se déplace à vitesse v dans une direction parallèle à son axe de symétrie.
- Le cylindre tourne autour de son axe de symétrie à une vitesse angulaire ω .
- Répétez les calculs en (a) et (b), en supposant cette fois que la charge est distribuée uniformément dans le volume du cylindre (densité volumique ρ).