Cours 1. Bases physiques de l'électronique

Par Dimitri GALAYKO
Unité d'enseignement Élec-info
pour master ACSI à l'UPMC

Octobre-décembre 2005

1 Champ électrique et ses propriétés

Ce premier cours introduit les notions de base, telles que la charge, la tension, le courant, la capacité, la résistance. Nous ferons connaissance avec les lois fondamentales de l'électricité auxquelles obéissent tous les phénomènes rencontrés en électronique.

1.1 Charges électriques

Les phénomènes électriques sont observés dans la vie quotidienne depuis la nuit des temps. Cependant, jusqu'au XVIII[e] siècle, la physique classique n'était pas en mesure de les expliquer à l'aide des théories existantes (par exemple, avec la mécanique classique). Il a fallu reconnaître qu'il s'agissait des phénomènes de nature complétement nouvelle, inconnue à la science de l'époque.

Les *charges électriques* avaient été découvertes grâce aux manifestations de l'électricité statique (attraction-répulsion des objets chargés électriquement). Il a été établi qu'il existait deux espèces de charges. Par expérience, on a conclu que les charges de la même espèce se repoussaient, les charges d'espèces différentes s'attiraient. Pour commodité mathématique on leur a attribué une polarité : positive ou négative.

La charge est une propriété quantifiable, additive et signée : une zone de l'espace peut en contenir plus ou moins. Les charges s'additionnent, peuvent être de deux signes selon l'espèce et donc, peuvent se compenser (s'annuler) partiellement ou totalement.

> *L'existence des charges électriques de deux espèces est le premier postulat de la science de l'électricité.*

Le scientifique français Charles de Coulomb a mésuré la force d'intéraction entre deux charges ponctuelles (c'est-à-dire, localisées en un point mathématique). Il a montré, que cette force est proportionnelle au produit des charges Q et q et à l'inverse du carré de la distance R entre elles :

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Qq}{R^2}. \tag{1}$$

ε_0 est une constante universelle appelée *permittivité du vide.*

L'unité de mesure de la charge électrique s'appelle par le nom de Charles de Coulomb :

$$[Q] = Coulomb = C. \tag{2}$$

La constante ε_0 est égale à

$$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}\frac{C^2}{Nm^2} \tag{3}$$

1.2 Champ électrique

Cependant, la nature de l'intéraction entre les charges restait obscure : dans la mécanique classique une force ne pouvait s'exercer qu'en contact direct... Pour expliquer le phénomène, il a fallu introduire l'hypothèse sur le champ électrique. Elle est formulée ainsi :

- *Une* charge *électrique crée un* champ *électrique dans l'espace environnant.*
- *Un* champ *électrique se manifeste uniquement en action sur les* charges *électriques : toute charge électrique placée dans un champ subit une force mécanique.*

Un champ électrique est une des formes de la matière ; il en possède toutes les propriétés (énergie, masse, impulsion...). Dans les prochains paragraphes nous montrons comment caractériser un champ électrique.

1.3 Vecteur de champ

Un champ est caractérisé par la force qu'il exerce sur une charge ponctuelle. Pour que cette caractéristique ne dépende pas de la charge q utilisée pour la mesure (cf. la formule (1)), nous divisons cette force par la valeur de la charge :

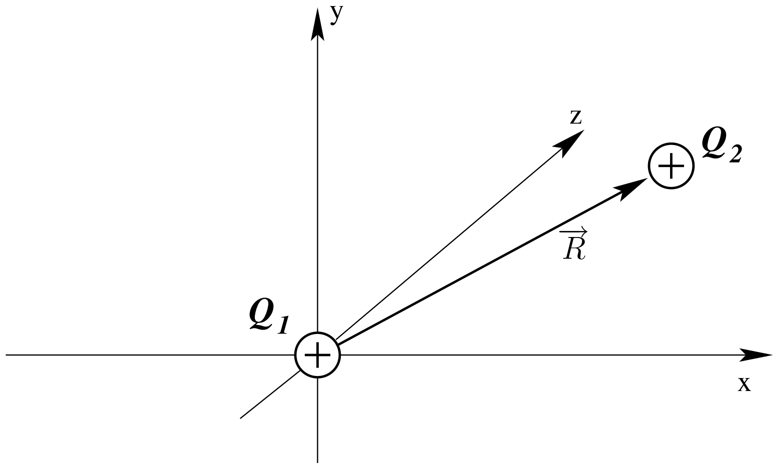


FIG. 1 – Illustration de la loi de Coulomb : une charge est placée dans l'origine, la position de l'autre est spécifiée par son rayon-vecteur.

$$\overrightarrow{E} = \frac{\overrightarrow{F}}{q}. \tag{4}$$

Notez que cette caractéristique du champ est vectorielle, elle s'appelle alors *vecteur de champ.*

Ainsi, d'après la formule (1), le champ électrique créé par une charge ponctuelle Q placée dans l'origine vaut :

$$\overrightarrow{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{|\overrightarrow{R}|^3}\overrightarrow{R}, \tag{5}$$

où $\overrightarrow{R}$ est le rayon-vecteur d'un point de l'espace[1].

> *Le vecteur de champ est égal à la force exercée par le champ électrique sur une charge positive unitaire.*

Un champ électrique peut être représenté graphiquement à l'aide des lignes de champ. Elles sont tracées de sorte à ce que leur tangente soit colinéaire au vecteur de champ dans chaque point. Pour représenter l'intensité du champ (le module du vecteur de champ), on fait varier la densité des lignes sur le dessin. La figure 2 présente les champs créés par une charge isolée et par deux charges.

[1]Un rayon vecteur est un vecteur commençant à l'origine. Sa valeur représente donc la coordonnée de son point terminal.

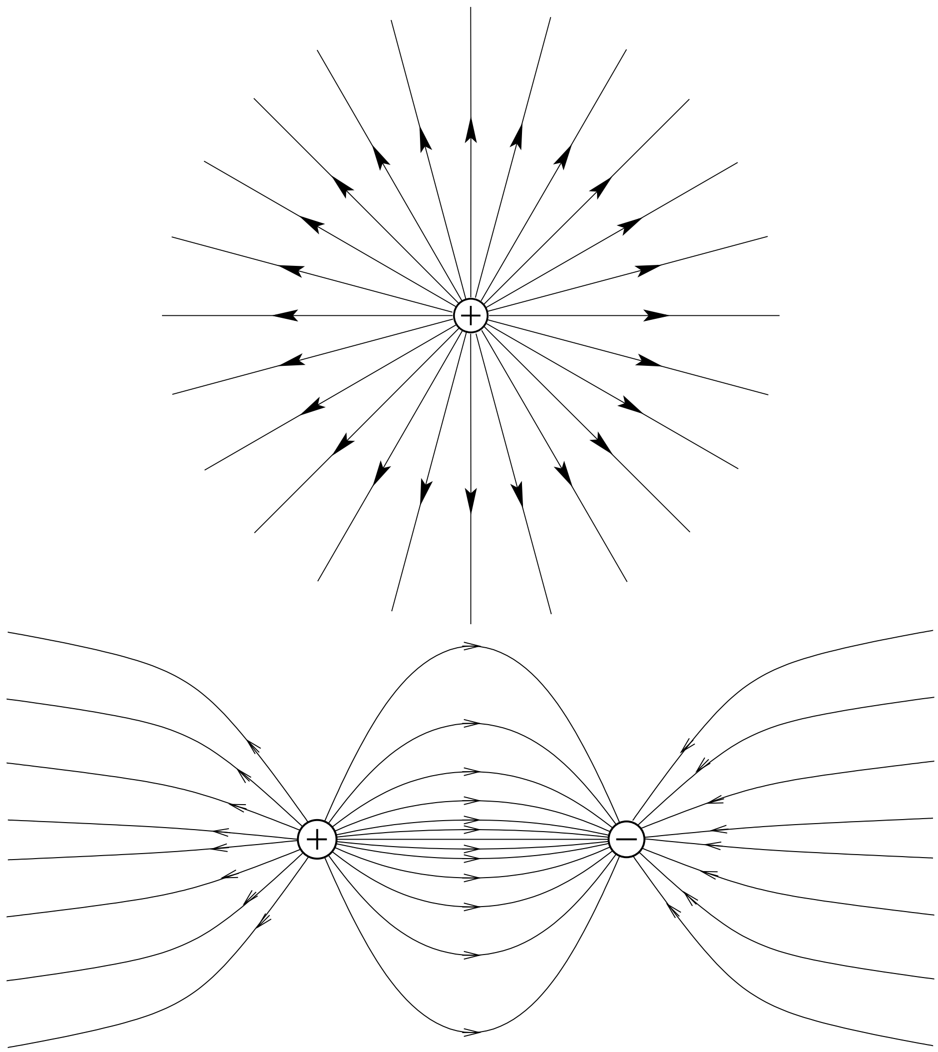


Fig. 2 – Représentation graphique du champ d'une charge électrique isolée et celui créé par deux charges.

1.4 Énergie du champ et potentiel électrique

Le champ électrique possède une énergie. Pour s'en assurer, il suffit d'observer deux charges électriques espacées d'une distance finie : livrées aux seules forces du champ, spontanément, elles se mettront en mouvement, i. e. elles acquériront une énergie cinétique. D'où vient-elle ? Cette énergie ne peut provenir que du champ. Il en suit qu'*un champ électrique possède de l'énergie*. Elle se manifeste comme une énergie d'interaction des charges électriques. En physique l'énergie d'intéraction s'appelle « énergie potentielle », nous allons comprendre pourquoi.

Pour calculer l'énergie d'une charge positive q dans le champ créé par une charge ponctuelle positive Q, faisons une expérience mentale. Supposons qu'à l'instant initial la charge q est située à l'infini, i. e. il n'y a pas d'interaction entre Q et q (R est infini). L'énergie potentielle de la charge q est alors nulle. En appliquant une force extérieure, on souhaite rapprocher q à une distance d de Q (figure 3). On choisit pour trajectoire la ligne droite reliant les charges. Au fur et à mesure du rapprochement, la force de répulsion (la force de Coulomb) augmente : nous devons donc appliquer plus d'effort pour poursuivre le rapprochement. Au cours de cette action nous dépensons une énergie mécanique. Cette énergie doit se transformer en l'énergie du champ électrique, et c'est elle qui nous intéresse. Pour déterminer sa valeur, calculons l'énergie mécanique nécessaire pour ramener deux charges à une distance d.

Cette énergie est égale au travail A effectué par la force extérieure. Notez que la force extérieure doit s'opposer à la force du champ, donc elle doit être au moins égale à la force de répulsion des charges. D'après la mécanique classique, le travail est un produit scalaire entre le vecteur de déplacement et le vecteur de force ; si le vecteur de force change au cours de route, il faut intégrer ce produit le long du parcours, dans notre cas, de l'infini à d :

$$A = \int_{\infty}^{d} \overrightarrow{F}\,\overrightarrow{dx}, \tag{6}$$

La force est collinéaire au déplacement, on peut donc remplacer le produit des vecteurs par un produit des modules. En utilisant pour la force l'expression donnée par la loi de Coulomb, nous obtenons :

$$A = \int_{\infty}^{d} \overrightarrow{F}\,\overrightarrow{dx} = \int_{\infty}^{d} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qQ}{x^2}dx = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qQ}{x}\Big|_{\infty}^{d} = \tag{7}$$

$$= 0 - \left(-\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qQ}{d}\right) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qQ}{d}, \tag{8}$$

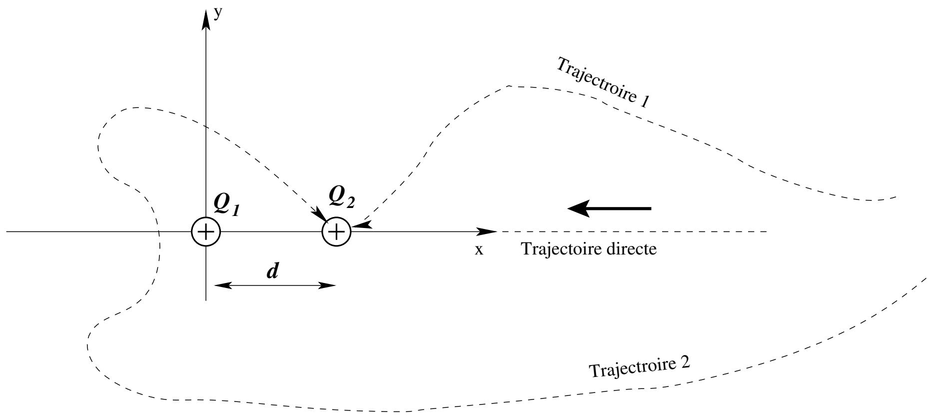


FIG. 3 – Travail de rapprochement de deux charges électriques

On voit que cette énergie est d'autant plus grande que la distance finale entre les charges est petite. Elle tend vers l'infini si l'on ramène la charge q à l'origine, à distance nulle de la charge Q.

Dans cet exemple nous avons choisi la trajectoire la plus courte, sur la ligne droite. Cependant, il est possible de démontrer, que *l'énergie obtenue ne dépend pas du chemin mais uniquement de la coordonnée du point final* (figure 3).

La démonstration de ce théorème peut être trouvée dans un des livres donnés dans la bibliographie du cours.

L'énergie calculée est proportionnelle à la valeur de la charge q et dépend du point final de la trajectoire. On va donc l'appeller *énergie potentielle d'une charge électrique dans un champ.* Pourquoi potentielle ? Parce que cet énergie n'est pas apparente, elle est emmagasinée par le champ. Par contre, elle peut se transformer en énergie mécanique ou thermique. Si, par exemple, on livre la charge aux seules forces du champ, elle prendra de la vitesse et donc possèdera de l'énergie cinétique qui elle, peut facilement être transformée en une énergie d'autres formes.

Maintenant il faut reconnaitre que notre définition de l'énergie potentielle possède un grand défaut. Implicitement, elle est calculée par rapport à l'infini où elle est supposée nulle. En réalité nous ne savons rien sur sa valeur à l'infini ; l'équation (8) donne tout simplement l'incrément de l'énergie potentielle se produisant lors d'un déplacement de l'infini vers un point du champ.

Afin de résoudre cette difficulté, étudions un corrolaire qui suit du théorème sur l'indépendance de l'énergie potentiel de la trajectoire « $\infty \rightarrow$ *point du champ* ».

> *L'énergie nécessaire pour déplacer une charge entre deux points d'un champ ne dépend pas de la trajectoire mais uniquement des coordonnées de ces deux points.*

La démonstration est évidente : considérons des points A et B d'un champ - par exemple, celui créé par une charge ponctuelle placée dans l'origine. Imaginons une trajectoire ramenant une charge q au point B en passant par le point A (figure 4).

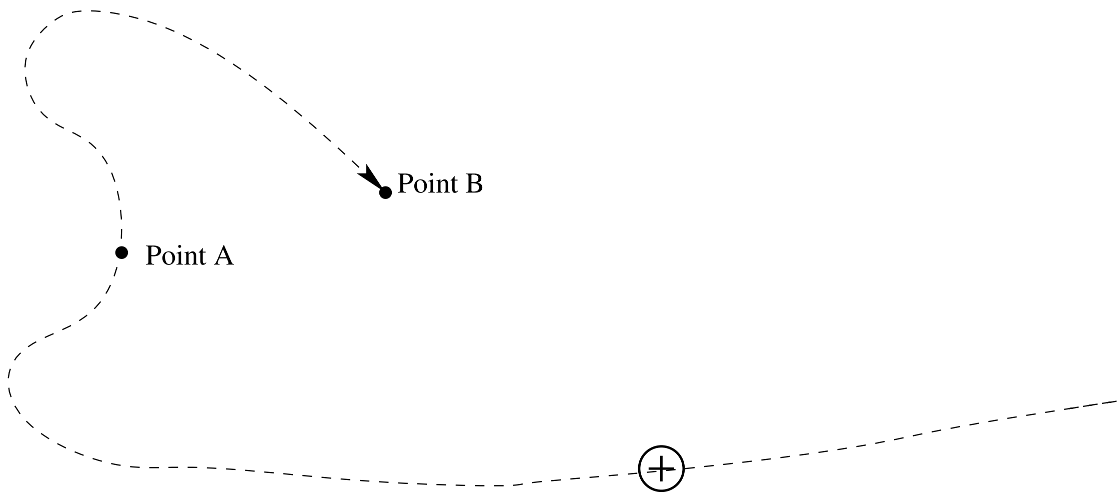


FIG. 4 – Démonstration du théorème sur l'évolution de l'énergie potentielle entre deux points de champ.

L'énergie étant une grandeur additive, on peut écrire :

$$\textit{Énergie}_{\infty \to B} = \textit{Énergie}_{\infty \to A} + \textit{Énergie}_{A \to B}, \tag{9}$$

d'où on déduit :

$$\textit{Énergie}_{A \to B} = \textit{Énergie}_{\infty \to B} - \textit{Énergie}_{\infty \to A}. \tag{10}$$

Or, $\textit{Énergie}_{\infty \to A}$ et $\textit{Énergie}_{\infty \to B}$ ne dépendent pas du trajet $A \to B$ - ce qu'il fallait démontrer.

Par exemple, dans le cas du champ d'une charge ponctuelle Q placée à l'origine, le travail qu'il faut effectuer pour ramener une charge q d'une distance d_1 à une distance d_2 est égale à :

$$A = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qQ}{d_2} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qQ}{d_1}, \tag{11}$$

Dans cet exemple il s'agit également d'un incrément de l'énergie potentielle lors d'un déplacement d'un point à l'autre. Remarquez que cette expression ne prend pas du tout en compte l'état énergétique de q à l'infini.

On arrive à la conclusion suivante.

> *La valeur absolue de l'énergie potentielle n'a pas de sens physique.*

L'énergie potentielle est intimement liée au travail qu'il faut effectuer pour déplacer une charge d'un point de champ à un autre. Donc,

> *seule une différence entre les énergies potentielles dans deux points possède un sens physique.*

Par conséquent, *l'énergie potentielle est définie à une constante additive près*. Dans chaque problème de l'électricité, on choisit, d'une manière arbitraire, un point de l'espace dans lequel l'énergie est nulle. Ce point sert de référence : l'énergie d'un point A de l'espace est donc défini comme $\acute{E}nergie_A - \acute{E}nergie_{r\acute{e}f\acute{e}rence}$.

On remarqe que l'énergie potentielle d'une charge est proportionnelle à la valeur de cette charge. En la ramenant sur la valeur de la charge, nous obtenons un nouveau paramètre du champ que l'on appelle *potentiel électrique*.

$$\varphi = \frac{\acute{E}nergie}{q}. \tag{12}$$

Le potentiel électrique φ a toutes les propriétés de l'énergie potentielle et il est numériquement égal à l'énergie potentielle d'une charge positive unitaire. Le potentiel électrique se mesure en *volts* :

$$[\varphi] = \frac{[Energie]}{[q]} = \frac{Joule}{Coulomb} = Volt. \tag{13}$$

1.5 Lien entre le vecteur du champ et le potentiel

Les deux sont des paramètres caractéristiques d'un champ électrique ; ils doivent alors être en relation...

Nous donnons le théorème suivant sans démonstration.

> *Dans un champ unidirectionnel le vecteur de champ est égal au gradient spacial du potentiel :*
>
> $$E = \frac{d\varphi}{dx}. \tag{14}$$

Cette loi permet étalement de déduire le potentiel électrique à partir du vecteur de champ - mais seulement à une constante près :

$$\varphi = \int E dx + \xi \tag{15}$$

où ξ est une constante. Sa valeur dépend du choix du point de référence, qui est arbitraire. Ceci confirme le caractère relatif de l'énergie potentielle.

Pour résumer,

> *les deux grandeurs - le potentiel et le vecteur de champ - caractérisent complètement le champ électrique. Elles peuvent être déduites l'une de l'autre. Le vecteur de champ est une caractéristique absolue, alors que le potentiel est défini à une constante près. Le potentiel, étant un paramètre scalaire, est plus pratique pour la description des champs.*

2 Conducteur dans un champ électrique

Jusqu'au début du XX^{e} siècle, on croyait qu'il existait deux espèces de matériaux : conducteurs et isolants. Ultérieurement on a découvert les matériaux semiconducteurs qui manifestaient une conductivité de type particulier. Nous aborderons les semiconducteurs dans un des prochains cours, à présent nous nous intéressons au comportement des conducteurs dans le champ électrique.

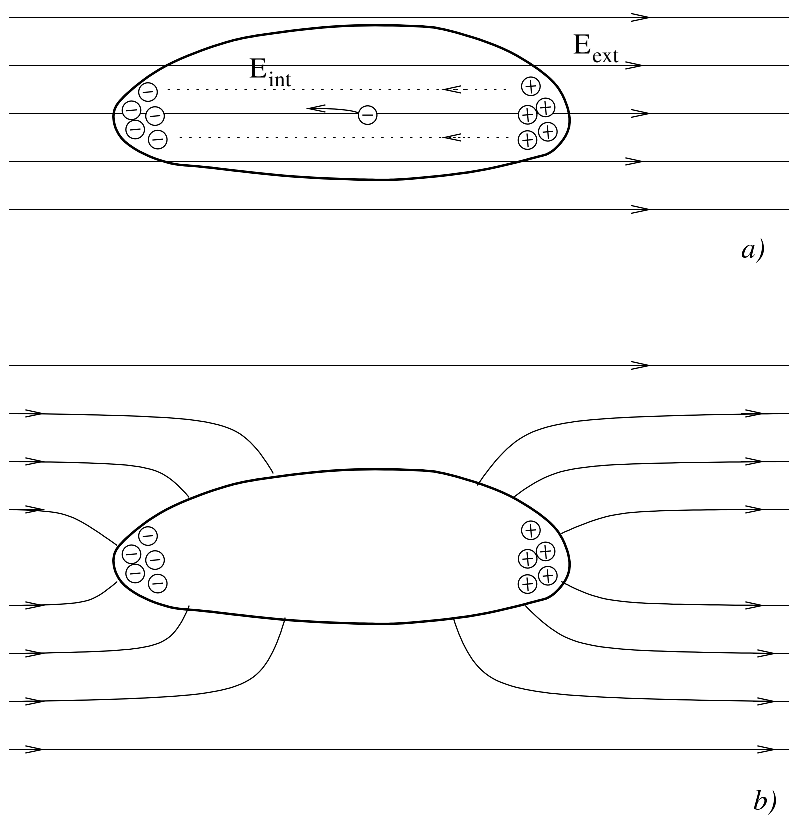
> *Un matériau conducteur contient des charges libres en abondance. Une charge libre peut se déplacer à l'intérieur d'un corps conducteur. Les conducteurs solides sont les métaux et ont les électrons pour charges libres. Les électrons sont porteurs d'une charge électrique négative.*

Dans ce paragraphe nous étudion l'interaction des conducteurs avec le champ électrique. Nous nous intéresserons à l'état d'équilibre du système « champ-conducteur », ce qui suppose l'absence des déplacements ordonnés de charges.

2.1 Conducteur neutre placé dans un champ électrique

Soit un conducteur placé dans un champ électrique homogène, i. e. son vecteur de champ est constant partout dans l'espace (figure 5a). Ce champ agit sur les porteurs de charges : que se passe-t-il avec le conducteur ?

Tout d'abord, les charges libres (les électrons) se déplacent sous l'action des forces exercées par le champ extérieur. Elles s'accumulent du côté opposé à la direction du champ (car chargées négativement). Il y a alors un excèdent de charges négatives d'un côté du conducteur et par conséquent, un excédent de charges positives de l'autre (car le conducteur est globalement neutre). Ce phénomène s'appelle polarisation (figure 5a). Ainsi,



$$\overrightarrow{E_{int}} + \overrightarrow{E_{ext}} = 0$$

Fig. 5 – Conducteur neutre dans un champ électrique extérieur : a) polarisation en cours, b) état statique, polarisation accomplie.

un conducteur placé dans un champ électrique se polarise.

Jusqu'où se poursuit le déplacement des charges ? En fait, les charges polarisées créent un champ électrique qui vient s'opposer au champ extérieur. Ainsi, le champ total dans le conducteur a tendence à diminuer, et lorsqu'il devient nul, le déplacement ordonné des charges s'arrête. Le conducteur reste polarisé d'une manière stable : le système a atteint un équilibre (figure 5b).

Que peut-on dire sur le champ électrique à l'intérieur du conducteur ? Il est au moins plus faible que le champ extérieur, à cause du champ de polarisation. Cependant, on peut affirmer qu'en état d'équilibre (absence de déplacement ordonné de charges) le champ à l'intérieur est nul. Pour le démontrer, il suffit de supposer le contraire : ne serait-ce qu'un très faible champ à l'intérieur provoquerait un déplacement ordonné des charges en compromettant ainsi l'hypothèse de l'équilibre.

Dans la mesure où le champ dans le conducteur est nul, le potentiel du conducteur est constant à travers son volume, comme on peut le voir à partir de l'équation (15).

Cependant, le champ créé par les charges polarisées existe non seulement à l'intérieur *mais aussi* à l'extérieur du conducteur. Ainsi, le champ de polarisation se *superpose* au champ extérieur en le modifiant. Comment ?

Nous pouvons supposer que le champ électrique total près du conducteur est forcement normal à sa surface (figure 5b). En effet, si la composante tangentielle du champ près de la surface était non-nulle, il existerait un déplacement de charges sur la surface, ce qui contredirait l'hypothèse de l'équilibre.

Nous pouvons également supposer que le champ extérieur E_{ext} subit une moduﬁcation sensible uniquement à proximité du conducteur ; en effet, le conducteur est vu de loin comme un corps neutre, ainsi son champ s'affaiblit rapidement avec la distance.

Pour résumer,

Un champ électrique interagit avec un conducteur neutre : le conducteur se polarise, cette polarisation modifie le champ à l'extérieur du conducteur. Le champ ne pénètre pas à l'intérieur du conducteur ; la totalité du volume du conducteur présente le même potentiel.

2.2 Conducteur chargé

Étudions maintenant le cas d'un conducteur auquel on a communiqué une charge électrique, i. e. sa charge totale n'est pas égale à zéro. Soit la charge est négative, i. e. le conducteur possède un excédent d'électrons libres. Le conducteur est placé dans un espace libre de tout champ électrique extérieur. Comment cette charge se distribue-t-elle à l'équilibre ? Comment un tel conducteur modifie les propriétés de l'espace environnant ?

Tout d'abord, notons que les électrons non compensés par les ions positifs se comportent comme des charges ponctuelles. Or les charges de même espèce se repoussent, donc peu de chance qu'un nuage d'électrons libres reste spontanément au milieu du corps. Les électrons se repoussent jusqu'à atteindre les limites du conducteur, i. e. la surface. À l'intérieur il ne demeure alors que des électrons compensés par les ions positifs, i. e. le volume du corps reste neutre.

À l'équilibre, le champ à l'intérieur du corps est nul (pour les raisons expliquées au sous-paragraphe précédent). Par contre, les charges non-compensées créent un champ électrique à l'extérieur du conducteur. Les lignes de ce champ sont normales à la surface ; le conducteur a le même potentiel à travers tout son volume.

Ainsi, vis-à-vis du champ, un conducteur chargé se comporte de la même manière qu'un conducteur neutre. La seule différence est que le premier *génère* un champ électrique extérieur[2].

Nous proposons d'étudier le champ électrique créé par une sphère pleine conductrice chargée de +Q. En particulier nous souhaitons connaître quel est le potentiel de sa surface (ou de son volume). Ainsi, selons la définition du potentiel (formule (12)), nous recherchons l'énergie potentielle d'une charge unitaire à la surface. Nous posons nulle l'énergie potentielle de la charge à l'infini.

Le potentiel étant lié au vecteur du champ, trouvons le champ généré par la sphère. Pour cela nous avons besoin d'introduire une des lois les plus fondamentales de l'électricité, la loi de Gauss.

Cette loi fait appel à une notion de *flux du vecteur de champ à travers une surface.* Soit une surface plate d'aire S perpendiculaire au vecteur de champ électrique $\overrightarrow{E}$ (figure 6a). Dans ce cas le flux de $\overrightarrow{E}$ à travers S est défini comme le produit de ces deux grandeurs :

$$\Phi = ES \tag{16}$$

Si le vecteur du champ n'est pas normal à la surface, on définit *le vecteur de surface* dont le module est égal à son aire S, l'orientation coïncide avec celle de sa normale (figure 6b). Le flux est alors un produit scalaire entre le

[2]Un champ de polarisation créé par un conducteur neutre est seulement un effet secondaire du champ extérieur indépendant.

vecteur du champ et le vecteur de surface :

$$\Phi = \overrightarrow{E}\,\overrightarrow{S}. \tag{17}$$

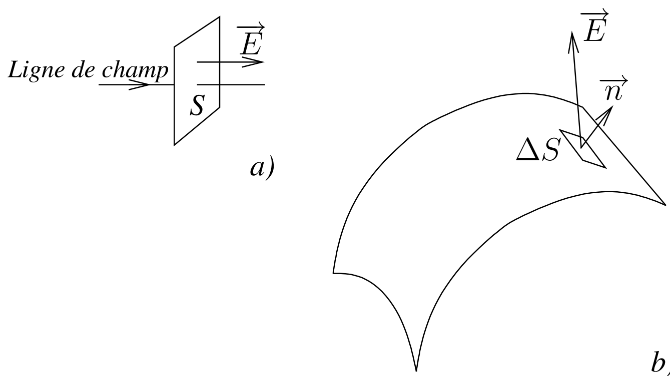


Fig. 6 – Flux électrique à travers une surface plate et une surface courbée.

Si $\overrightarrow{E}$ n'est pas constant sur toute la surface ou si la surface n'est pas plate (l'orientation de la normale varie), on découpe la surface en zones tellement petites que les vecteurs $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{n}$ y sont quasi constants (figure 6b). On fait une addition des flux calculés pour chaque zone. En faisant tendre le nombre de zones vers l'infini (donc leurs aires vers zéro), on obtient la valeur précise du flux à travers S. Cette opération s'appelle *intégration sur une surface*, et a une écriture élégante :

$$\Phi = \sum_{\substack{toutes \\ les \\ zones\ \overrightarrow{\Delta S_i}}} \overrightarrow{E}_i \overrightarrow{\Delta S_i} = \int_S \overrightarrow{E}\,\overrightarrow{dS} \tag{18}$$

Le théorème de Gauss affirme, que

> *le flux du champ électrique à travers une surface fermée est proportionnel à la charge totale enfermée par cette surface.*

$$\oint_S \overrightarrow{E}\,\overrightarrow{dS} = \frac{\sum Q}{\varepsilon_0} \tag{19}$$

Appliquons le théorème de Gauss au problème d'une sphère chargée. Au vu des conditions du problème, nous pouvons nous attendre à avoir un champ

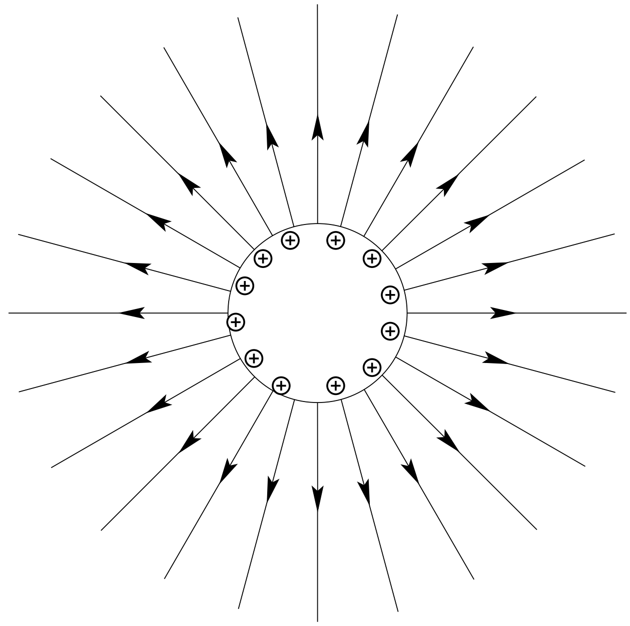


FIG. 7 – Champ électrique créé par une sphère chargée.

à symétrie sphérique. Sachant que les lignes de champ sont perpendiculaires à la surface, selon toute vraisemblance, le champ est similiaire à celui créé par une charge ponctuelle (figure 7).

Imaginons une surface sphérique S concentrique à la surface de la sphère étudiée, et calculons le flux de champ électrique à travers S. D'après la loi de Gauss, ce flux sera proportionnel à la charge enfermée par S. Deux cas se présentent :

1) Le rayon r de la surface S est inférieur au rayon R de la sphère. Comme nous l'avons dit, l'intérieur du conducteur à l'équilibre est neutre, ainsi la charge renfermée par S est nulle. Ainsi, le flux à travers S est nul tout comme le champ électrique à l'intérieur. Ainsi, le théorème de Gauss confirme notre raisonnement qualitatif.

2) La rayon r de la surface S est supérieur au rayon R de la sphère. D'après le théorème de Gauss, le flux total est égal à Q/ϵ_0. Sachant que le champ électrique possède une symétrie sphérique, son vecteur est normal à S et constant dans tous les points de la surface. Le calcul du flux est alors trivial :

$$\Phi = \int_S \overrightarrow{E}\overrightarrow{dS} = \int_S EdS = E\int_S dS = ES = 4\pi r^2 E, \tag{20}$$

S étant l'aire de la sphère qui vaut $4\pi r^2$. Dans ce développement nous avons utilisé le fait que l'intégrale de la fonction unité sur une surface ($\int_S dS$) donne l'aire de cette surface.

En appliquant le théorème de Gauss, nous obtenons

$$4\pi^2 E = \frac{Q}{\varepsilon_0}, \tag{21}$$

d'où :

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}. \tag{22}$$

Comparons cette formule avec l'expression pour le champ d'une charge ponctuelle (5). Nous concluons qu'*une sphère chargée génère le même champ qu'une charge ponctuelle de même valeur. Le champ à l'intérieur de la sphère est nul.*

Nous voyons que seule la surface d'un conducteur compte pour les phénomènes électriques. Nous pourrions « vider »la sphère en ne gardant qu'une fine couche de conducteur à sa surface ; tous les développements précédents resteraient parfaitement valables. Ainsi, *le résultat obtenu pour une sphère pleine s'applique également à une surface sphérique conductrice.*

Pour calculer le potentiel de surface de la sphère, utilisons la formule (8) déduite pour une charge ponctuelle.

$$\varphi_{surface} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{R}. \tag{23}$$

2.3 Capacité électrique

Le potentiel calculé dans (23) exprime le travail qu'il faut effectuer pour emmener une charge Q vers la surface de la sphère. Plus ce travail est important, plus il est difficile de *charger* le conducteur.

> *La facilité d'un conducteur à accumuler les charges électriques s'appelle* capacité électrique *et se définit comme un rapport entre la charge ajoutée au conducteur et l'incrément du potentiel qui en résulte :*

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta\varphi} \tag{24}$$

Notez, que dans la mesure où la capacité est définie via le potentiel, elle a un caractère relatif et évoque toujours deux points ou deux zones de l'espace.

Ainsi, d'après (23) et (24) la capacité d'une sphère par rapport à l'infini vaut :

$$C = 4\pi\varepsilon_0 R. \tag{25}$$

L'aptitude d'un conducteur à accumuler une charge électrique est de première importance pour les applications pratiques.

Cependant, de même que dans le cas du potentiel, on utilise rarement une capacité définie par rapport à l'infini. Le plus souvent on parle d'une capacité mutuelle des conducteurs isolés. Dans ce cas la capacité est définie de la façon suivante.

Soit deux corps conducteurs neutres initialement au même potentiel φ_0(figure 8a). On prélève une charge sur un des conducteurs afin de l'emmener vers l'autre. Que se passe-t-il ? Lorsque l'on retire une charge $+\Delta Q$ sur un conducteur neutre, il devient chargé négativement et attire la charge dont il est séparé. Afin d'éloigner $+\Delta Q$ et de la ramener vers le second conducteur, il faut dépenser une énergie. Á la fin de l'opération, le second conducteur est chargé à $+\Delta Q$, le premier à $-\Delta Q$. Un champ électrique E et une différence de potentiel $\varphi_1 - \varphi_2$ se créent alors entre deux conducteurs.

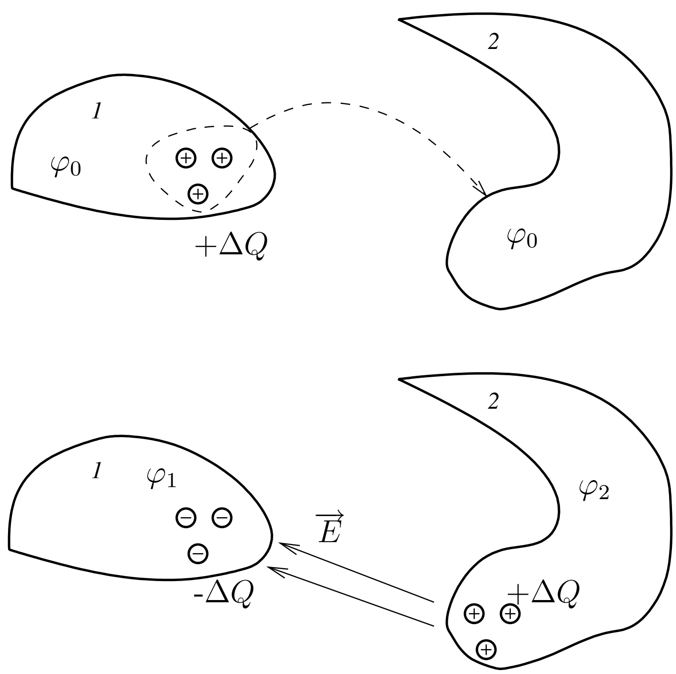


Fig. 8 – Capacité mutuelle de deux conducteurs.

On définit la capacité entre deux conducteurs comme rapport entre la charge ΔQ et l'incrément de la différence de potentiel $\varphi_1 - \varphi_2$ qui en résulte.

En guise d'exemple, considérons une capacité électrique entre deux sphères conductrices à rayons R et r, $R > r$, dont une est incorporée dans l'autre d'une manière concentrique.

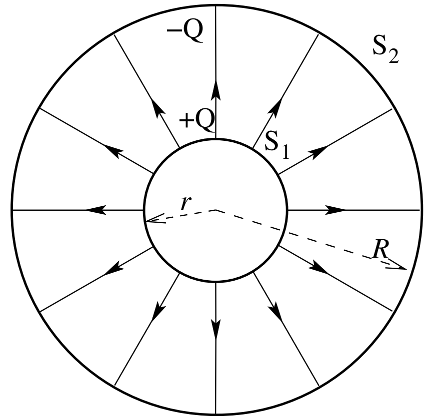


FIG. 9 – Capacité des deux sphères concentriques.

Soit les deux sphères chargées de $+Q$ et $-Q$. Nous souhaitons calculer la différence de potentiel entre elles pour en déduire la capacité de ce système.

De même que dans le cas d'une sphère chargée, le champ a une symétrie sphérique. Pour calculer le champ, nous utilisons donc la même méthode. Imaginons une surface sphérique de rayon ρ et calculons le flux à travers cette surface.

Il est facile de voir que le champ à l'intérieur de la sphère de rayon r est nul (pour $\rho < r$, $\sum Q = 0$), aussi bien que le champ en dehors de la sphère exterieure (pour $\rho > R$, $\sum Q = +Q + (-Q) = 0$). Par contre, il existe un champ entre les sphères. Ce champ est uniquement défini par la charge de la sphère intérieure, car une surface sphérique telle que $r < \rho < R$ n'enferme que les charges de cette sphère (figure 9). Ainsi, d'après le théorème de Gauss, le potentiel de la sphère intérieure par rapport à l'infini vaut :

$$\varphi_r = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r}, \tag{26}$$

alors que le potentiel de la sphère extérieure (située à distance $R - r$ de la surface de la sphère intérieure) vaut :

$$\varphi_R = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{R}. \tag{27}$$

Ainsi, la différence de potentiel (la tension U entre les sphères) vaut

$$U = \varphi_r - \varphi_R = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{R-r}{Rr}Q. \tag{28}$$

D'où la capacité électrique du système :

$$C = \frac{Q}{U} = 4\pi\varepsilon_0\frac{Rr}{R-r}. \tag{29}$$

Nous constatons que *la capacité est d'autant plus grande que la distance entre les conducteurs est petite et que la surface de recouvrement est importante*. C'est une règle valable pour les capacités de toutes géométries.

Remarquez que pour notre système de deux sphères, les phénomènes électriques sont localsés. En effet, pourvu que les sphères soient chargées avec des charges de modules égaux, le champ est confiné entre les sphères. Cela nous permet de parler d'un dispositif électrique que l'on peut utiliser au sein d'un système plus complexe.

Un tel système de conducteurs conçu pour avoir une capacité électrique donnée s'appelle *condensateur électrique*. Son symbole est présenté figure 10.

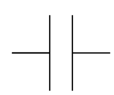


FIG. 10 – Symbole de condensateur.

Ce symbole représente une boîte noire, il n'informe pas sur la géométrie du condensateur. Nous allons étudier l'utilisation d'un condensateur plus en détails dans les cours consacrés aux circuits électriques.

3 Conduction électrique

Dans ce paragraphe nous introduisons les notions liées à la conduction : le courant, les sources d'énergie électrique, la conductance, la résistance.

3.1 Courant électrique

Le courant électrique est défini comme un déplacement orienté de charges non-compensées. Les termes « orientés »et « non-compensées »nécessitent un commentaire. On parle d'un mouvement *orienté*, car habituellement les charges libres se trouvent toujours en mouvement thermique. Or ce mouvement est chaotique et ne résulte pas en un courant. En effet, dans ce cas les vecteurs de vitesse des charges élémentaires s'annulent, et le déplacement moyen est nul. On parle d'un déplacement des charges *non-compensées*, car même un objet électriquement neutre possède des milliards des charges à l'intérieur des atomes. Cependant, le fait de déplacer un objet neutre ne produit pas un courant : la charge totale déplacée est nulle.

Le courant électrique se caractérise par son intensité à travers une surface donnée. Elle est définie comme la charge traversant la surface en une unité de temps :

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}, \tag{30}$$

ou, si le flux de charge n'est pas constant dans le temps, on définit l'intensité instantanée :

$$i = \frac{dQ}{dt}. \tag{31}$$

Retournons vers l'exemple du conducteur neutre placé dans un champ électrique que nous avons abordé en paragraphe 2.

Nous avons vu que la polarisation s'accompagne d'un mouvement orienté des charges : les charges négatives se déplacent contre le vecteur du champ. Nous avons vu également que ce déplacement est limité dans le temps ; il se maintient tant que le champ de polarisation ne compense pas complétement le champ extérieur.

En pratique, on souhaite toujours contrôler l'intensité du courant : parfois la maintenir constante dans le temps, parfois la faire varier selon une certaine loi. Ceci est réalisé par les dispositifs spéciaux appelés *source de courant* et *source de tension* que nous présentons dans ce paragraphe.

3.2 Source de courant

Pour fixer l'intensité d'un courant, il faut contrôler le champ électrique à l'intérieur du conducteur. Prenons l'exemple d'un conducteur neutre, en dehors de tout champ électrique extérieur. Comment y générer un courant ? Visiblement, il faut créer un champ électrique dans son volume. Pour cela on peut imaginer l'opération suivante. On prélève des charges d'un côté pour les déplacer vers l'autre (figure 11a). Ainsi, un côté devient chargé positivement, l'autre négativement : un champ se crée à l'intérieur du conducteur. Il engendre un mouvement ordonné des charges libres (figure11b). Cependant, le courant ainsi généré ne dure pas : les électrons livrés à eux-même finissent par se redistribuer d'une manière homogène dans le conducteur, en annulant le champ et donc le courant. Pour maintenir le courant, il faut alors répéter cette opération en permanence, i. e. retirer des charges d'un côté pour les remettre de l'autre.

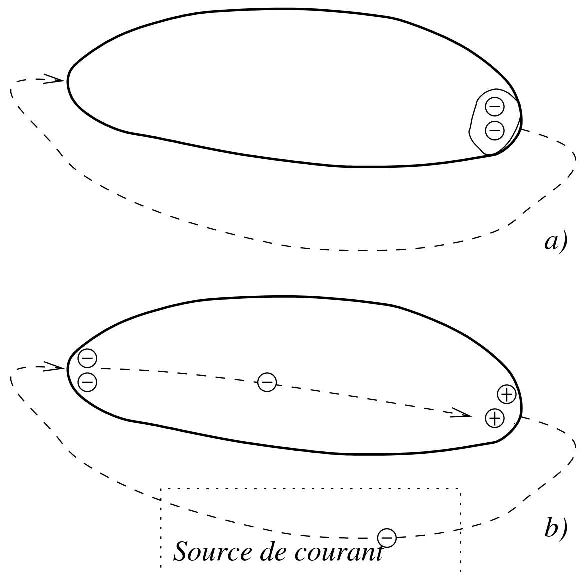


Fig. 11 – Génération d'un courant électrique dans un conducteur.

Le dispositif qui effectue cette opération s'appelle *source de courant.*

> *Une source de courant est spécifiée par la quantité de charge qu'elle déplace en une unité de temps, ou autrement, par l'intensité de courant qu'elle génère. Une source de courant impose au conducteur un courant d'intensité donnée.*

3.3 Source de tension

Cependant, il existe un autre moyen de maintenir un courant dans un conducteur. Imaginons un dispositif qui fait exactement la même chose qu'une source de courant, i. e. retire et remet les charges électriques d'un point du conducteur à l'autre. Or au lieu de fixer l'intensité , il maintient constant l'intensité du champ électrique créé dans le conducteur. Ainsi, ce dispositif déplace exactement la quantité de charge nécessaire pour maintenir un champ électrique donné.

Le champ électrique est caractérisé par le vecteur du champ dans le conducteur. Pourtant, notre dispositif est raccordé à deux points du conducteur ; comment pourrait-elle contrôler le champ électrique dans le volume ? Souvenons nous que le vecteur du champ est intimement lié à la différence de potentiel entre deux points. C'est donc la différence de potentiel entre les points du conducteur qui est fixée, i. e. une *tension*. Ainsi,

> *ce nouveau dispositif fixe la tension entre deux points du conducteur ; on l'appelle « source de tension ».*

Pour résumer, la source de tension effectue la même opération qu'une source de courant : elle retire des charges d'un côté du conducteur pour les remettre de l'autre. Cependant, à la différence de la source de courant, elle *contrôle le champ électrique*, i. e. la tension entre les points d'application, et non pas l'intensité du courant généré.

3.4 Conductance et résistance électrique

Un lecteur attentif peut poser la question suivante : de quoi dépend l'intensité de courant générée par une source de tension ? Quelle intensité d'échange des charges doit-elle générer pour assurer un champ donné ?

Pour y répondre, revenons à la définition du conducteur. Dans un conducteur parfait les charges sont libres et abondantes. Cela veut dire, qu'un moindre gradient de potentiel provoque un mouvement d'un nombre infini des charges, de plus avec une vitesse infinie ! Cette réflexion permet de conclure qu'il doit être *interdit* de raccorder une source de tension à un conducteur parfait, car cette source devrait générer un courant infini - conséquence dépourvue du sens physique.

Mais les conditions de la perfection du conducteur sont-elles toujours remplies ? En réalité le mouvement des électrons est empêché par heurts contre les ions du réseau cristallin : ce phénomène limite la *condition sur la liberté des charges*. De plus, selon le matériaux, il y a plus au moins de charges libres, ceci limite *la condition de l'abondance des charges libres*. Ainsi, un champ électrique donné produit un déplacement de quantité de charge finie avec une vitesse limitée. Ces facteurs bornent l'intensité du courant.

L'aptitude d'un conducteur de réagir à une tension électrique par un courant électrique s'appele « conductance ». Elle est défini comme le rapport entre la tension électrique appliquée et le courant généré par cette tension :

$$Y = \frac{I}{U}. \tag{32}$$

La conductance n'est pas un paramètre propre à un corps donné : elle dépend de l'application de la tension, de la qualité du contact et de la géométrie du conducteur. Par exemple, il semble évident que la conductance est d'autant plus grande que le conducteur est large dans le sens d'application de la tension, car plus de charges sont disponibles (figure 12).

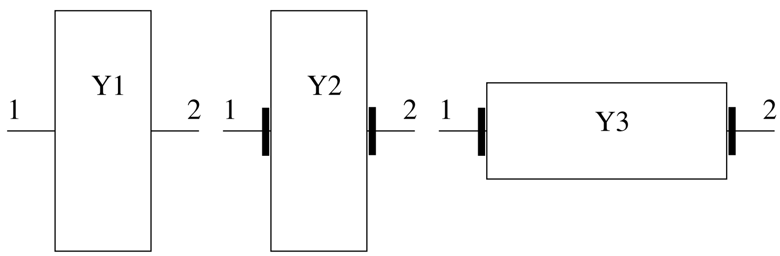


FIG. 12 – $Y_1 < Y_2$ car la surface de contact est plus faible, $Y_2 > Y_3$ car l'aire de la section est plus grande.

La conductance d'un conducteur parfait est infinie, la conductance d'un isolant parfait est nulle.

Cependant, les électroniciens préfèrent d'utiliser un paramètre inverse qui s'appelle *résistance* qui vaut le rapport entre la tension et le courant au sein du conducteur :

$$R = \frac{1}{Y} = \frac{U}{I}. \tag{33}$$

Ce paramètre caractérise l'aptitude d'un conducteur à « résister »au passage libre des charges électriques. Ainsi,

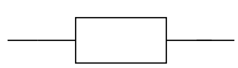


FIG. 13 – Symbole du résistor.

> *la résistance d'un conducteur parfait est nulle, la résistance d'un isolant parfait est infinie.*

De même que la capacité, la résistance est utilisée dans pratiquement tous les circuits électroniques. On « encapsule »cette propriété dans un élément idéalisé appelé *résistor* qui est désigné par le symbole présenté figure 13.