

Chapitre 3

Principes physiques des capteurs optiques thermiques et mécaniques

(François Lepoutre)

La variété des capteurs est telle qu'il est impossible en un chapitre de livre de couvrir la totalité de leurs principes. Nous avons donc limité notre propos à trois classes de mesurandes : optiques, thermiques et mécaniques. Cependant, même après cette restriction, il faut encore faire un choix et nous ne présenterons que les lois qui sont les plus couramment mises en œuvre dans ce type de capteurs physiques.

3.1 Capteurs optiques

Une classe importante de capteurs concerne la détection des faisceaux électromagnétiques. Dans le cadre de cet ouvrage, nous nous restreindrons au cas des capteurs optiques qui ne sont sensibles qu'aux faisceaux dont les longueurs d'onde correspondent au domaine 10nm-1mm (fréquences comprises entre 10^{16} Hz et 10^{11} Hz). Pour des raisons qui ne tiennent qu'à la sensibilité de notre œil et bien que les capteurs de lumière soient régis par des principes qui ne dépendent qu'assez peu de la longueur d'onde, il est nécessaire d'introduire des notions particulières aux cas du domaine du visible (0,4 μ m - 0,8 μ m). Après le rappel des grandeurs qui jouent le rôle de mesurandes pour les capteurs optiques, nous définirons ce qu'est la source de lumière de référence qui permet de faire les étalonnages puis nous présenterons les principes des capteurs qui mettent en œuvre les semi-conducteurs.

3.1.1. Flux énergétique

Un faisceau électromagnétique transporte de l'énergie. On peut s'en rendre compte en y plaçant, par exemple, un thermomètre dont le réservoir a été noirci pour être rendu absorbant. On sait que le flux du vecteur de Poynting, $\vec{P} = \vec{E} \wedge \vec{H}$, surface S entourant un volume fermé V est égal à la quantité d'énergie électromagnétique W qui sort de V par cette surface S et par unité de temps. Ce flux peut encore s'exprimer à l'aide de la divergence de \vec{P} et de la densité d'énergie électromagnétique locale (:

$$\iint_S \vec{P} \cdot \vec{dS} = \iiint_V \text{div} \vec{P} \cdot dV = \iiint_V \left[\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{V}t} (\mathbf{e}E^2 / 2) + \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{V}t} (\mathbf{m}H^2 / 2) \right] dV \quad (3.1)$$

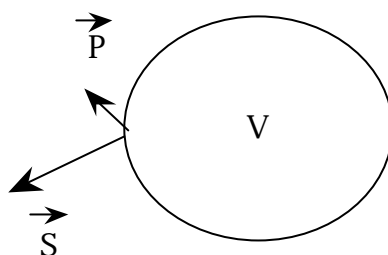


figure 3.1.1.1 : flux sortant d'un volume V à travers une surface S

Dans le cas particulier d'une onde plane, on montre que l'on a $H=E/\mu v$ où v est la vitesse de l'onde dans le milieu d'indice n ($v=c/n$ avec c vitesse dans le vide), de sorte que le flux se réduit à :

$$\iint_S \vec{P} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \text{div} \vec{P} \cdot dV = \iiint_V \frac{1}{v} (\mathbf{e}E^2) dV \quad (3.2)$$

d'où l'on peut déduire que le flux énergétique est proportionnel au carré de l'amplitude du champ électrique. Cette relation est très couramment utilisée car tous les capteurs sont sensibles à l'énergie et donc seulement au carré du champ ce qui fait perdre l'information de phase. La phase ne peut être retrouvée que par la mise en œuvre de phénomènes d'interférences (holographie, speckle etc...).

3.1.2. Flux lumineux

Dans le domaine des capteurs optiques dont au moins une partie de la sensibilité couvre le visible, les mesurandes peuvent être des grandeurs énergétiques ou des grandeurs lumineuses. Le premier cas concerne les mesures qui sont faites tout à fait indépendamment de la sensibilité de l'œil humain. Dans le deuxième cas, au contraire, on tient compte de l'effet sur l'œil variable avec la longueur d'onde des rayonnements. Il faut bien comprendre que le choix entre ces deux mesurandes n'est fait qu'en fonction de l'application pratique considérée. Si on souhaite étudier des capteurs tels que les photomultiplicateurs dans le cadre d'expériences de spectroscopie, il est clair que les grandeurs énergétiques sont les seuls mesurandes à prendre en compte. En revanche, s'il s'agit de mesurer le flux qui pénètre dans une caméra destinée à produire des images qui seront ensuite observées par l'œil, il est indispensable d'utiliser des grandeurs lumineuses. De même, la mesure de l'éclairage d'une salle ou d'une route n'a d'intérêt qu'en considérant des mesurandes exprimés en unités de flux lumineux.

Alors qu'on a vu que le flux énergétique est directement relié au carré du champ électromagnétique, le flux lumineux est défini à l'aide de la sensation produite sur la rétine. Ce flux lumineux est bien un mesurande, c'est à dire une grandeur mesurable, car on peut définir l'égalité de deux flux (sensation égale produite par deux aires adjacentes d'un même écran) et la somme de plusieurs flux (en superposant leur action sur l'œil). De telles mesures peuvent du reste être faites avec une cellule photoélectrique dont on aurait réglé la sensibilité spectrale de façon à être aussi identique que possible à celle de l'œil. Remarquons aussi que, quelle que soit la méthode mise en œuvre, les mesures doivent être faites avec des ondes monochromatiques, ce qui signifie que les mesurandes doivent être pris dans un petit intervalle $d\lambda$ autour de la longueur d'onde λ de la mesure ; on parle de grandeurs spectrales.

3.1.3. La courbe d'efficacité lumineuse relative $V(\lambda)$ de l'œil

Toutes les vues humaines, même "normales", n'ont pas des propriétés identiques, que ce soit pour la sensation intégrée sur le domaine du visible, ou pour la sensation monochromatique. Pour une même personne, cette sensation est variable avec certains facteurs psychologiques ou physiques. Il a donc été nécessaire de définir l'efficacité lumineuse de l'œil par une étude statistique sur un grand nombre de personnes dont la vue était réputée normale. Le résultat de cette étude a permis de définir un œil standard. Les sensations de cet œil standard, que l'on appelle flux lumineux F_λ , sont à chaque longueur d'onde λ proportionnelles au flux énergétique spectral reçu ϕ_λ . Le facteur de proportionnalité k_λ dépend bien sûr de λ . Si on envoie sur cet œil standard deux flux énergétiques spectraux ϕ_λ et $\phi_{\lambda'}$ (à λ et λ') tels que les flux lumineux spectraux F_λ et $F_{\lambda'}$ soient égaux, on peut écrire :

$$\frac{F_l}{F_l'} = \frac{K_l \mathbf{f}_l}{K_l' \mathbf{f}_l'} = 1 \quad (3.3)$$

L'expérience montre que K_λ passe par un maximum pour $\lambda=0,555\mu\text{m}$. On pose $K_m=K_{0,555}$ et on définit l'efficacité lumineuse relative V_λ (figure 3.1.3.1) par :

$$V_l = \frac{K_l}{K_M} \leq 1 \quad (3.4)$$

Le flux lumineux F_λ se met donc sous la forme :

$$F_l = k_m V_l \mathbf{f}_l \quad (3.5)$$

La valeur numérique attribuée à k_m permet de définir la relation entre les unités de flux énergétique et de flux lumineux. L'unité de flux lumineux, appelée le lumen (lm), est fixée, depuis 1979, par $k_m = 680 \text{ lm.W}^{-1}$.

Trois autres grandeurs sont importantes pour les capteurs optiques : intensité, luminance et éclairement. Parmi celles-ci, l'intensité est certainement la plus connue à défaut d'être la plus utilisée. Son origine provient de ce que la plupart des sources lumineuses émettent des flux qui dépendent non seulement du point considéré sur la surface mais aussi de l'angle d'émission par rapport à la normale à cette surface. Il est donc nécessaire d'évaluer le flux élémentaire émis par un petit élément dS de la surface autour du point 0 dans un petit angle solide $d\Omega$ autour d'une direction donnée x . Ceci conduit à la définition de l'intensité émise dans cette direction (figure 3.1.3.2). L'unité d'intensité énergétique $d\phi/d\Omega$ est évidemment le W.sr^{-1} et celle de l'intensité lumineuse $dF/d\Omega$ est la candela (cd) ou lm.sr^{-1} .

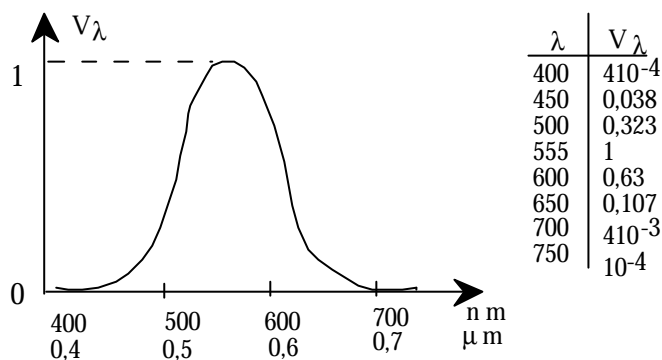


figure 3.1.3.1 : courbe d'efficacité lumineuse de l'œil standard

Si on se place maintenant du point de vue du capteur qui vise la source dans la direction x (figure 3.1.3.4), la surface d'émission apparente n'est plus dS mais $d\Sigma$, projection de dS sur le plan normal à $0x$. Tant que dS reste petit, le flux lumineux perçu dans cette direction est proportionnel à $d\Omega$ et il est donc naturel d'introduire la luminance L par :

$$L = \frac{dI}{d\Sigma} = \frac{dI}{dS \cos \theta} \quad (3.6)$$

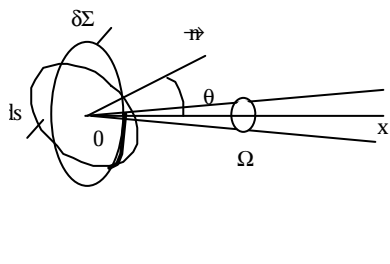


figure 3.1.3.2. : définition de l'intensité

L'intérêt de la luminance vient de ce que, pour beaucoup de sources, L est indépendant de l'angle d'émission θ . De telles sources sont dites Lambertiennes. Le flux $d\phi$ émis par la source de luminance L dans l'angle solide $d\Omega$ et la direction θ s'écrit:

$$d^2 f = dI d\Omega = L dS \cos \theta d\Omega$$

L s'exprime en $\text{W.m}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ou en cd.m^{-2} pour la grandeur lumineuse.

Considérons le flux $d^2 \phi$ émis par cette surface dS en direction d'un capteur et délimitons l'angle solide $d\Omega$ par la surface dS' du capteur.

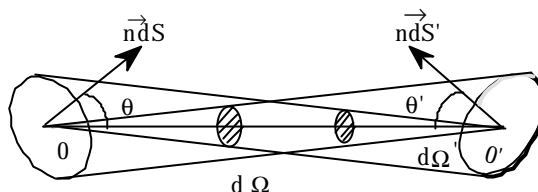


figure 3.1.3.3 : définition de l'étendue géométrique

L'angle solide $d\Omega$ est facilement exprimable en fonction de dS' et θ'

$$d\Omega = \frac{dS' \cos \theta'}{(OO')^2} \quad (3.7)$$

et $d^2 \phi$ peut encore s'écrire :

$$d^2 f = \frac{L dS \cos \theta dS' \cos \theta'}{(OO')^2} \quad (3.8)$$

ou $\frac{dS \cos \theta}{(OO')^2}$ est l'angle solide $d\Omega'$ sous lequel le capteur voit l'émetteur. On peut donc encore écrire :

$$d^2 f = L dS' \cos \theta' d\Omega' \quad (3.9)$$

La quantité $dS \cos \theta d\Omega = dS' \cos \theta' d\Omega'$ est appelée l'étendue géométrique (figure 3.1.3.3). Cette quantité se conserve dans un système optique stigmatique (c'est à dire qui forme des images).

Pour la plupart des capteurs, et notamment ceux du domaine visible, le mesurande intéressant est le flux reçu par unité de surface qui est appelé éclairement E :

$$E = \frac{d^2 f}{dS'} \quad (3.10)$$

Il s'exprime en W.m^{-2} ou en lm.m^{-2} encore appelé lux.

3.1.4 Le corps noir: référence des capteurs optiques

Maintenant que nous connaissons les mesurandes, il nous faut savoir comment étalonner les capteurs optiques. Il est nécessaire pour cela de produire des flux énergétiques (ou lumineux) parfaitement connus et reproductibles. Ceci ne peut être réalisé qu'à partir du rayonnement thermique du corps noir dont le comportement ne dépend que de la température du corps et de constantes universelles.

3.1.4.1. Le rayonnement du corps noir

Les équations de Maxwell montrent qu'un courant électrique continu crée un champ magnétique \vec{H} . Si ce courant varie dans le temps, le champ variable \vec{H} créé produit lui-même une induction électrique \vec{D} également variable dans le temps. Un courant électrique variable dans le temps, c'est à dire des charges dont la vitesse varie, est donc le générateur d'une onde électromagnétique (\vec{D}, \vec{H}). Pour avoir un courant variable dans le temps, il suffit que des charges électriques vibrent autour de leur position d'équilibre (oscillateur harmonique) : il y a alors accélération de ces charges qui produisent le couple (\vec{D}, \vec{H}). Dans les corps solides, ces vibrations peuvent prendre un très grand nombre de valeurs. En considérant qu'un oscillateur harmonique ne peut prendre que des énergies égales à $p \cdot h\nu$ avec p entier et ν fréquence de l'oscillateur, Planck a montré que la luminance spectrale L_λ d'un solide, à la température absolue T , est donnée par :

$$L_\lambda = \epsilon_\lambda \left[\frac{C_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)} \right] = \epsilon_\lambda L_\lambda^0(T) \quad (3.11)$$

où ϵ_λ , λ et est caractéristique du corps considéré (parfois de sa surface seule). $L_\lambda^0(T)$ est la luminance spécifique du corps noir qui n'est fonction que de la température du corps (loi de Planck). Les constantes C_1 et C_2 sont données par:

$$\begin{aligned} C_1 &= 1,19 \cdot 10^{-16} \text{ W.m}^{-2} \text{ sr}^{-1} = 1,19 \cdot 10^{-8} \text{ W.mm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \\ C_2 &= \frac{hc}{k} = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ m.K} = 1,438 \cdot 10^4 \text{ mm.K} \end{aligned} \quad (3.12)$$

cette fonction $L_\lambda^0(T)$ passe par un maximum pour une longueur d'onde λ_M obéissant à la relation (λ_M en μm et T en K) :

$$\lambda_M = \frac{2898}{T} \quad (3.13)$$

La luminance spectrale du corps noir, représentée sur la figure 3.1. 4.1.1 pour 3 températures voisines de l'ambiante montre que la luminance totale (intégrée de λ variant de 0 à $+\infty$) est une fonction rapidement croissante de la température. On trouve :

$$L^\circ = \int_0^\infty L_\lambda^\circ d\lambda = \frac{\sigma T^4}{\rho} \quad \text{avec} \quad \frac{\sigma}{\rho} = 1,8 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4 \quad (3.14)$$

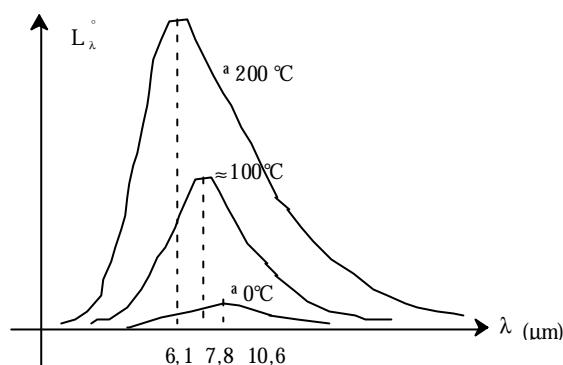


figure 3.1.4.1.1 : luminance spectrale du corps noir

Il est intéressant de rappeler que la découverte de la loi du corps noir marque le début de la mécanique quantique en spécifiant que les échanges énergétiques entre la matière et la lumière se font sous forme de photons.

3.1.4.2. Réalisation pratique des corps noirs

Dans l'expression de L_λ , le terme ϵ_λ est indépendant de la température et est, en fait, le seul à dépendre des propriétés radiatives de la surface. Kirchhoff a démontré que l'émissivité est égale à l'absorptivité ($\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda$). Par ailleurs, la conservation de l'énergie à l'interface entre deux milieux permet d'écrire une relation entre α_λ et les coefficients de transmission τ_λ et de réflexion ρ_λ :

$$\alpha_\lambda + \tau_\lambda + \rho_\lambda = 1 \quad (3.15)$$

Cette expression montre qu'un objet opaque à toute longueur d'onde λ et pour toute incidence ($\tau_\lambda=0$) est un émetteur parfait, c'est à dire un corps noir ($\epsilon_\lambda=1$), s'il est non réflecteur également pour toutes longueur d'onde et incidence ($\rho_\lambda=0$). Pour la réalisation pratique, on peut envisager tout d'abord le cas des matériaux opaques : Le cas des diélectriques n'est pas favorable car leur comportement dépend beaucoup de la longueur d'onde. Par exemple, le papier blanc dont la réflectivité est très faible dans le lointain infra rouge, ce qui le rend proche d'un corps noir au delà de 6 μm (émissivité de l'ordre de 0,92), devient fortement réflecteur dans le visible où il n'émet alors presque plus rien.

Dans le cas des métaux, la situation est encore pire. On sait, en effet, que le facteur de réflexion, pratiquement indépendant de l'incidence sauf lorsqu'elle devient rasante, est donné par :

$$r_l = \frac{4n}{(1+n)^2} \quad (3.16)$$

où l'indice n est grand pour un métal. De sorte que l'émissivité qui s'écrit :

$$e_l = 1 - r_l = \frac{4n}{(1+n)^2} \quad (3.17)$$

est toujours faible. La figure 3.1.4.2.1 montre bien que l'utilisation des corps opaques métalliques ou diélectriques ne permet pas d'obtenir l'émissivité du corps noir.

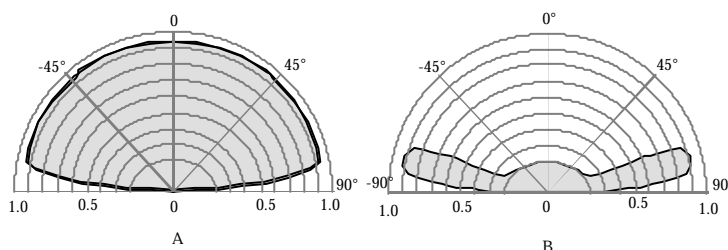


figure 3.1.4.2.1 : indicatrices d'émissivité d'un diélectrique et d'un métal à une longueur d'onde donnée

Il faut donc considérer les corps transparents et tenter par un artifice de les rendre opaques. On montre que le coefficient de transmission τ_λ s'écrit :

$$\tau_\lambda = \exp(-\beta_\lambda x) \quad (3.18)$$

où β_λ est le coefficient d'extinction. Supposons que l'on choisisse un diélectrique dont le coefficient de réflexion est faible, on peut alors écrire :

$$e_l = 1 - t_l = 1 - \exp(-b_l x) \quad (3.19)$$

ce qui montre que l'on a intérêt à augmenter x pour accroître l'émissivité. Ceci peut se réaliser en provoquant une diffusion optique à l'intérieur du matériau, le chemin parcouru par la lumière devient alors beaucoup plus long que la simple épaisseur x et l'émissivité augmente.

Supposons maintenant qu'on réalise une cavité, revêtue intérieurement d'un matériau diélectrique diffusant et nécessairement d'émissivité ϵ_λ inférieure à 1, fermée partout sauf au niveau d'une petite ouverture. Chaque élément de surface dS interne n'émet pratiquement rien en direction de la faible ouverture et cette émission atteint donc d'autres éléments internes. L'émission propre de la surface dS de la paroi interne s'écrit :

$$f_{emis} = dS e_s T^4 \quad (3.20)$$

où T est la température supposée uniforme de la cavité.

Cette surface dS reçoit également, d'une autre élément de surface dS de la cavité, un flux $e_s T^4 dS$ dont une partie est réfléchi :

$$f_{réfléchi} = (1 - e) e_s dS T^4 \quad (3.21)$$

Le flux radiatif qui quitte dS est donc, en ne considérant que ces deux termes :

$$f = e (1 - e) dS T^4 + e dS T^4 = e (2 - e) T^4 dS \quad (3.22)$$

On obtient ainsi une émissivité apparente $\epsilon(2-\epsilon)$ qui pour $\epsilon=0,9$ améliore déjà les performances de l'émetteur de 10%. En prenant en compte n réflexions successives, on montre que l'émissivité apparente devient $\epsilon = 1 - (1-\epsilon)^{n+1}$. Au delà de 3 réflexions, l'émissivité apparente est déjà pratiquement celle du corps noir, elle est devenue indépendante de l'émissivité des parois, c'est à dire de leur nature.

Le corps noir suppose en outre que la condition d'uniformité de la température des parois internes soit réalisée. Il faut, d'une part que ces parois possèdent une excellente conductivité thermique (on les réalise en cuivre) et, d'autre part qu'elles soient parfaitement isolées thermiquement de l'extérieur. La forme exacte de la cavité interne dépend de la température à laquelle on fait fonctionner le corps noir. Par exemple, lorsque l'homogénéité de la température est assurée par un liquide en circulation, la cavité se présente sous forme de tubes dont les rayons sont beaucoup plus petits que les longueurs. Enfin les parois de cuivre doivent être revêtues d'un diélectrique fortement diffusant (par exemple une peinture structurée) pour assurer une émissivité quasi isotrope à l'intérieur de la cavité.

3.1.5. Echanges radiatifs entre source et détecteur

Les détecteurs de rayonnement sont sensibles à la somme totale des flux radiatifs reçus, c'est à dire à la somme des flux entrants diminuée de la somme des flux sortants. Ceci conduit en général à une grandeur mesurée qui diffère du mesurande recherché. Considérons par exemple (figure 3.1.5.1) le cas où le capteur de lumière est utilisé pour mesurer le flux émis par l'objet qui lui fait face. Appelons ϵ l'émissivité de l'objet, ϵ_s l'émissivité du détecteur et ϕ_{bo} le flux émis par l'objet que l'on cherche à mesurer. Lorsque ϕ_{bo} arrive sur le détecteur une partie ϕ_{br} est réfléchi :

$$\phi_{br} = (1 - \epsilon_s) \phi_{bo} \quad (3.23)$$

Par ailleurs, le détecteur émet ϕ_{so} dont une partie ϕ_{sr} lui revient après réflexion sur l'objet. Le bilan du flux reçu et donc mesuré, Φ , est donc :

$$\Phi = \phi_{bo} - \phi_{br} - \phi_{So} + \phi_{Sr} \quad (3.24)$$

que l'on peut exprimer, en appelant S les surfaces en regard l'une de l'autre, par :

$$\Phi = [e_s T^4 - e(1 - e_s) S T^4 - e_s S T_s^4 + e_s (1 - e) S T_s^4] S = \epsilon e e_s (T^4 - T_s^4) S \quad (3.25)$$

on voit que le flux mesuré Φ dépend de la température du détecteur T_s et de son émissivité ϵ_s . Pour retrouver le flux ϕ_{bo} , c'est à dire le mesurande, il faut que l'émissivité ϵ_s soit très proche de 1 et que $T_s \ll T$. Il est fréquent dans l'utilisation des capteurs de lumière que cette condition ne soit pas satisfaite, or ne pas prendre en compte cet effet revient à introduire une erreur systématique parfois importante.

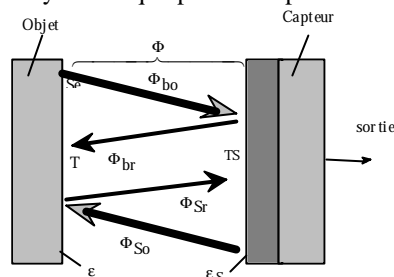


figure 3.1.5.1 : flux mesuré et mesurande

3.1.6. : Définitions propres aux capteurs optiques

La mesure (grandeur de sortie) des capteurs optiques est généralement un courant. C'est à partir des variations de ce courant en fonction de différents paramètres que l'on définit les performances du capteur. Les constructeurs les énoncent à l'aide de quelques quantités : courant d'obscurité, sensibilité spectrale, détectivité spécifique, que nous allons définir dans ce paragraphe. Ces grandeurs sont importantes à bien comprendre car elles donnent à l'utilisateur les critères qui guident son choix : domaine de sensibilité, limite de détection en puissance à chaque longueur d'onde, bande passante, niveau de bruit etc...

3.1.6.1. Courant d'obscurité

En absence de tout flux lumineux, les capteurs optiques délivrent presque toujours un courant appelé courant d'obscurité I_0 . Ce courant résulte des effets des grandeurs d'influence et notamment de la température, par exemple par la création de porteurs de courant ou par la réception du rayonnement thermique ambiant (\approx corps noir à T ambiante). Le courant d'obscurité, sensible à la température ambiante, fluctue autour de sa valeur moyenne créant un bruit fondamental qui limite l'amplitude minimale détectable du flux lumineux. Par exemple, dans le cas des photodiodes la plupart des constructeurs indiquent une détectivité ultime dont la valeur est liée uniquement à la valeur du courant d'obscurité.

3.1.6.2. Sensibilités spectrale et totale.

Lorsque le capteur reçoit un flux Φ , il délivre un courant I qui est la somme du courant d'obscurité I_0 et du courant de lumière I_p , $I = I_0 + I_p$. La sensibilité $S = \frac{I}{\Phi} = \frac{I_p}{\Phi}$ ne dépend que du courant de lumière. La

sensibilité spectrale est donnée pour un flux monochromatique à la longueur d'onde λ par $S_\lambda = \frac{I_p}{\Phi_\lambda}$. La

sensibilité totale S est définie pour un flux dont la distribution en longueur d'onde est connue. Pour un rayonnement dont les limites en λ sont λ_1 et λ_2 , on trouve :

$$S_t = \frac{\int_{I_1}^{I_2} S(I) \left(\frac{df(I)}{dI} \right) dI}{\int_{I_1}^{I_2} \left(\frac{df(I)}{dI} \right) dI} \quad (3.26)$$

3.1.6.3. Bruits fondamentaux des capteurs optiques

En sortie du capteur, on observe toujours des signaux aléatoires d'origines externes ou internes au capteur qui se superposent à la mesure.

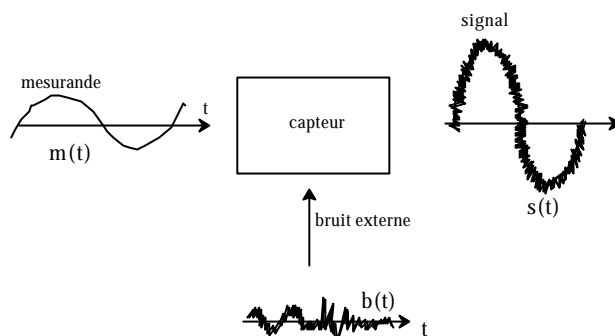
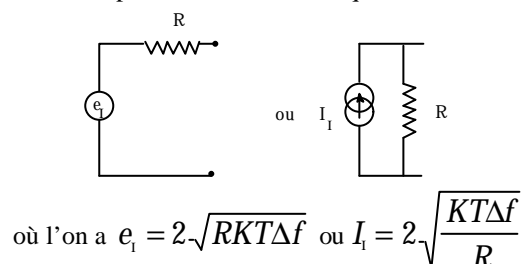


figure 3.1.6.3.1: notion de bruit externe

On dit que $b(t)$ est d'origine externe lorsqu'il a une origine artificielle (figure 3.1.6.3.1), il est alors capté, soit directement (par exemple rayonnement parasite dans la bande de détecteur) soit indirectement par l'ensemble du circuit électrique (effet d'antenne). Il est toujours possible de réduire le bruit d'origine externe, en évitant de placer le capteur dans les zones soumises à ces parasites, en réalisant des cages de Faraday ou des blindages, en limitant la sensibilité du capteur aux parasites. Lorsque ces bruits externes ont pu être éliminés, on constate qu'il subsiste des niveaux de bruits parfois considérables. Ces bruits, appelés ultimes ou fondamentaux, ont pour origine la nature corpusculaire des courants électriques. Chaque charge libre étant animée de mouvements désordonnés, il en résulte une variation du courant de sortie autour d'une valeur moyenne. Les sources de ces bruits ultimes sont :

- le bruit thermique ou bruit Johnson qui est produit dans les matériaux où les collisions de porteurs avec le réseau sont très importantes. Plus le nombre de ces collisions croît, plus le courant quadratique moyen correspondant augmente. Il apparaît dans les composants passifs et croît avec leur résistance. Lié à l'agitation thermique, il augmente avec la température. Le schéma équivalent du bruit Johnson est donné sur la figure 3.1.6.3.2 où Δf est la bande passante du capteur et de l'électronique associée:



$$\text{où l'on a } e_i = 2\sqrt{RKT\Delta f} \text{ ou } I_i = 2\sqrt{\frac{KT\Delta f}{R}}$$

figure 3.1.6.3.2: schémas équivalents du bruit Johnson

-le bruit de grenaille ou bruit Schottky qui caractérise la nature discrète du courant et obéit à la loi de Poisson, est au contraire du bruit Johnson présent lorsque les porteurs sont peu nombreux, c'est à dire dans des zones vides de charges. Il apparaît dans les jonctions ou dans le vide. Le courant quadratique moyen du bruit Schottky est donné par :

$$\overline{I_s^2} = 2 q I \Delta f \quad (3.27)$$

Puisque le courant délivré par le capteur est la somme des courants de lumière et d'obscurité ($I = I_o + I_L$) le plus petit courant quadratique moyen Schottky est :

$$\overline{i_s^2} = 2q I_o \Delta f \quad (3.28)$$

Ces deux premières sources de bruit qui ne dépendent en général pas de la fréquence sont appelées bruits "blancs". Les autres sources de bruit sont au contraire dépendantes de la fréquence. Elles décroissent très vite avec la fréquence et sont souvent qualifiées de bruit en $1/f$ (ce qui est une approximation très grossière) ou bruit "rose". Ces bruits roses sont produits essentiellement par les défauts des matériaux et la recombinaison aléatoire des porteurs sur les inhomogénéités du réseau cristallin.

Pour toute incertitude aléatoire, les courants quadratiques moyen de bruit s'ajoutent pour donner $\overline{i_b^2}$ et on appelle i_b le courant spectral de bruit (i.e. dans une bande passante de 1Hz):

$$i_b = \sqrt{\frac{\overline{i_b^2}}{\Delta f}} (A/\sqrt{Hz}) \quad (3.30)$$

3.1.6.4. Défectivité spécifique

La puissance équivalente de bruit (N.E.P. : "noise equivalent power") est le flux énergétique qui fournit en sortie du capteur un photo courant égal au courant spectral de bruit i_b à la longueur d'onde λ :

$$NEP = \frac{i_b}{S_\lambda} \text{ (en } W \text{ Hz}^{-1/2}\text{)} \quad (3.31)$$

où S_λ est la sensibilité spectrale du capteur (en $A.W^{-1}$). Certains constructeurs utilisent parfois la défectivité D (inverse du NEP) mais il est plus courant d'introduire, puisque i_b est généralement proportionnel à la racine de la surface sensible A , la défectivité spécifique D^* donnée par :

$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{NEP} \text{ (en } W^{-1} cm \text{ Hz}^{1/2}\text{)} = D\sqrt{A} \quad (3.32)$$

Par exemple, pour une photodiode on trouve $S_\lambda=0,6\mu A/\mu W$, $A=1mm^2$, $I_o=150 \text{ pA}$, $D^* = 810^{12} \text{ cm Hz}^{1/2} W^{-1}$, d'où l'on peut déduire la valeur quadratique moyenne du courant spectral total de bruit :

$$\overline{i_b^2} = \left(\frac{\sqrt{A S_\lambda}}{D^*} \right)^2 = 56 \cdot 10^{-30} A^2 Hz^{-1} \quad (3.33)$$

Par ailleurs, on obtient pour la valeur quadratique moyenne du courant spectral de bruit Schottky $\overline{i_s^2} = 2q I_o = 4810^{-30} A^2 Hz^{-1/2}$ ce qui montre que le bruit Schottky est prédominant dans cette photodiode. Outre ce type de calcul, l'utilisation de cette donnée du constructeur permet à l'utilisateur de vérifier que son montage n'ajoute pas trop de sources de bruits complémentaires à celles du bruit fondamental, c'est à dire qu'il a réalisé un montage qui ne dégrade pas trop les performances de son capteur de lumière.

3.1.7. Les semi-conducteurs, matériaux de base des capteurs optiques

3.1.7.1. Les liaisons moléculaires et cristallines

Lorsqu'on rapproche suffisamment deux atomes, le franchissement des barrières de potentiel peut produire un agrégat qui constitue l'amorce de la molécule ou du cristal. Ces assemblages obéissent à des règles de réorganisation des électrons les plus éloignés des noyaux pour leur permettre d'atteindre un minimum de leur énergie. On peut aussi dire que le nouvel ensemble formé tend à donner à l'état final une plus grande stabilité électronique. Il existe cinq types de liaisons inter atomiques : ionique, covalente, métallique, de Van der Waals, hydrogène. En ce qui concerne les capteurs mettant en œuvre des conducteurs et semi-conducteurs, nous n'aborderons que la liaison de covalence, qui fixe tous les électrons périphériques à la maille cristalline, et la liaison métallique, qui au contraire laisse de nombreux électrons délocalisés et forment une sorte de gaz.

On sait que pour les éléments simples du tableau périodique la stabilité des électrons périphériques est assurée lorsque les couches électroniques périphériques appelées s (2 électrons) et p (4 électrons) sont saturées. Ceci signifie que les 2+6 états électroniques périphériques de l'élément doivent être occupés. Pour les atomes, ce résultat n'est obtenu que pour les gaz rares (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Ra). Tous les autres éléments tendent à s'assembler, c'est à dire à mettre en commun des électrons périphériques de façon à ce que les couches s et p soient complètes comme celles des gaz rares (8 électrons s et p). Par exemple, dans le cas du carbone (C, numéro atomique $Z = 6$), il n'y a que 4 électrons périphériques s et p. Il en manque 4 pour atteindre la stabilité chimique identique à celle du néon ($Z = 10$). Le carbone tend ainsi à s'associer avec des atomes "capables" de lui "céder" 4 électrons. Ceci peut se réaliser par une mise en commun qu'on appelle liaison covalente.

Tentons, par exemple, une association avec l'atome H, qui ne possède qu'un seul électron et qui tend donc à en gagner un deuxième pour atteindre la stabilité de He. La molécule CH_4 réalise la structure recherchée en prêtant l'électron de chaque atome H à l'atome central C, ce dernier prêtant lui même chacun de ces 4 électrons périphériques aux atomes H placés autour de lui (figure 3.1.7.1.1).

En réalité, lors de la formation d'une telle molécule covalente, les niveaux d'énergie se réorganisent et on parle d'orbitale ou groupement d'états énergétiques des électrons de la molécule.

Dans d'autre cas, l'assemblage destiné à atteindre la stabilité chimique met en jeu un nombre très élevé d'atomes qui se regroupent alors sous forme d'un solide: c'est le cas du silicium lorsqu'on prépare un monocristal à partir d'un bain fondu. Le silicium ($Z=14$) contient 14 électrons dont 4 électrons périphériques s et p ce qui est une situation tout à fait analogue à celle du carbone. Il tend à s'associer avec des atomes qui lui fournissent les 4 électrons s et p manquants pour atteindre la saturation de la couche périphérique (stabilité de l'argon). Lorsque l'on prépare un monocristal, les atomes de Si s'assemblent dans la configuration du diamant (cristal de C dont la structure est de type cubique faces centrées) décrite par la figure 3.1.7.2. On remarque sur cette structure que l'on retrouve la même disposition tétraédrique du CH_4 , mais dans le monocristal cette figure élémentaire se reproduit à l'infini (en pratique jusqu'à la surface où, de fait, la stabilité chimique n'est plus assurée).

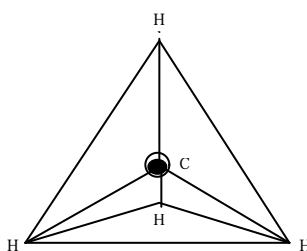


figure 3.1.7.1.1.: liaisons covalentes de CH_4

Système de cristallisation cubique faces centrées permettant à chaque atome dans l'espace d'être entouré de 4 atomes identiques

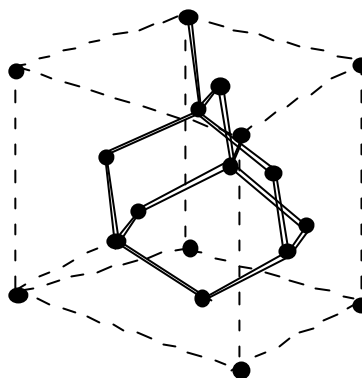


figure 3.1.7.1.2.: cristal de silicium

3.1.7.2. Les structures de bande dans les solides

Chaque couple d'électrons mis en commun entre deux atomes Si voisins se trouve dans une orbitale (dite sp_3 par référence aux états s et p de l'atome isolé dont elle est issue). La structure du cristal est figée par ces liaisons (appelées σ) qui correspondent à des énergies fortement négatives (on dit qu'elles sont fortes car il faut beaucoup d'énergie pour les briser). Pour que cette situation se réalise, il faut que la distance entre les atomes de Si soit très faible ($2,34 \text{ \AA}$).

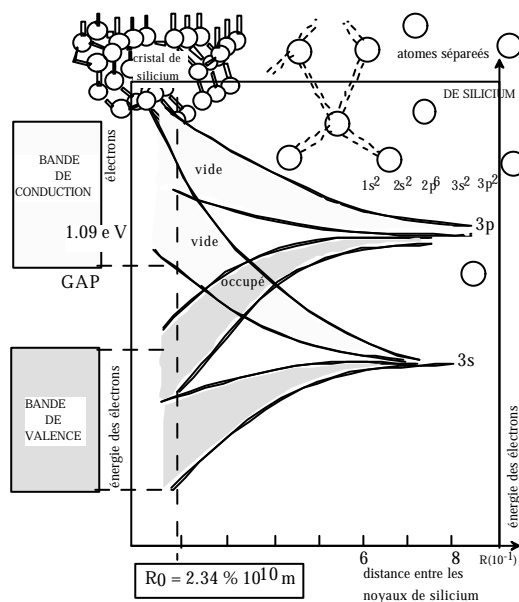


figure 3.1.7.2.2. (d'après J.J Bonnet) : Modification des états d'énergie des électrons du Si lorsqu'on diminue la distance inter atomique. A $R_0 = 2,34 \text{ \AA}$, le solide est formé. Les niveaux d'énergie autorisés se sont groupés en deux bandes, La bande de valence correspond aux valeurs absolues les plus grandes. Une énergie nulle correspond à l'arrachage de l'électron du métal.

L'équation de Shrödinger qui régit les états permis de l'atome Si isolé est alors modifiée et les états propres de cette équation sont beaucoup plus nombreux que pour l'atome isolé (Z fois le nombre d'atomes dans le cristal). Les énergies se regroupent par bandes à l'intérieur desquelles les niveaux sont très proches les uns des

autres. La figure 3.1.7.2.1. montre que deux bandes apparaissent qui sont séparées par une zone où il n'existe aucun état autorisé d'énergie.

On appelle bande de valence la bande de plus basse énergie (grande énergie négative), bande de conduction celle dont les valeurs absolues sont les plus faibles et bande interdite (ou gap) la zone sans état autorisé. Pour les éléments isolés du tableau périodique dont les électrons périphériques n'occupent pas, ou saturent, les sous-couches autres que s et p, tous les électrons périphériques de tous les atomes occupent tous les états de la bande de valence lorsqu'il n'y a aucune agitation thermique, c'est à dire lorsque la température atteint le zéro absolu ($T=0K$): la bande de valence est alors saturée et la bande de conduction est vide (figure 3.1.7.2.2).

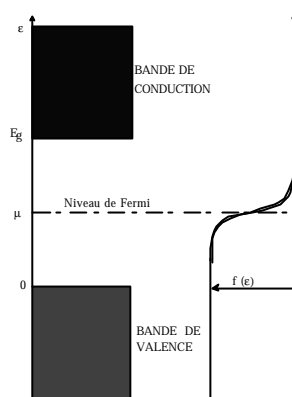


figure 3.1.7.2.2: organisation des bandes dans un semi conducteur ou dans un isolant

Au contraire, d'autres éléments du tableau périodique, dits de transitions, possèdent à l'état isolé de nombreux électrons périphériques qui occupent des états autres que s et p. Ces électrons ne peuvent pas participer aux liaisons inter atomiques lorsque l'on crée le solide. Les cristaux obtenus à partir de ces éléments ont une structure d'états d'énergie où les bandes ne sont plus séparées par un gap (figure 3.1.7.2.3). Il existe dans le cristal une énorme quantité d'électrons libres qui ne participent à aucune liaison et rien ne s'oppose à leur déplacement lorsqu'on applique une différence de potentiel au cristal. On a affaire à un métal.

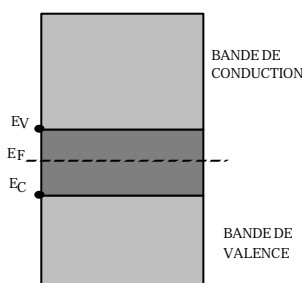


figure 3.1.7.2.3: organisation des bandes dans un métal

Dans tous les solides, lorsque la température augmente les électrons peuvent occuper des états énergétiques plus élevés (moins négatifs) qu'au zéro absolu. Il apparaît alors des places inoccupées dans les niveaux d'énergies inférieurs. La statistique de Fermi-Dirac d'occupation des états énergétiques des électrons exprime leur probabilité $P(E)$ d'occuper un état d'énergie comprise entre E et $E+dE$:

$$P(E) = \frac{dn(E)}{dN(E)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{KT}\right)} \quad (3.34)$$

où dn est le nombre d'électrons dont l'énergie est comprise entre E et $E+dE$ et dN est le nombre d'états énergétiques possibles (états propres de l'équation de Schrödinger) entre E et $E+dE$. Le niveau de Fermi E_F est donc l'énergie pour laquelle la probabilité d'existence d'un électron à ce niveau (fictif éventuellement) est 1/2 (figure 3.1.7.2.4). Bien entendu au zéro absolu, le niveau à Fermi donne l'énergie la plus élevée qu'un électron

pourrait atteindre s'il était état propre, autrement dit, tous les états d'énergies inférieures à E_F sont occupés et tous les états supérieurs sont vides.

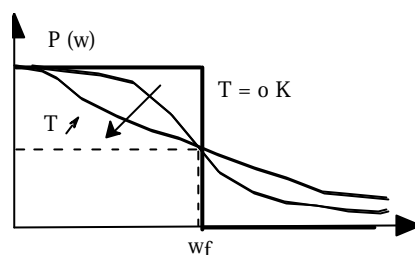


figure 3.1.7.2.4: probabilité de Fermi

Dans le cas des métaux, le niveau de Fermi est état propre et est donc effectivement le dernier état occupé au zéro absolu. Dans le cas des semi-conducteurs et isolants purs (intrinsèques), le niveau de Fermi n'est pas état propre, il se trouve exactement au milieu de la bande interdite. L'énergie de Fermi n'est pas atteinte au zéro absolu et les électrons saturent la bande de valence. On voit sur la figure 3.1.7.2.4 que la probabilité de trouver des électrons dans la bande de conduction devient plus importante quand la température croît. Ces électrons ne participent plus aux liaisons physiques du cristal et sont devenus des porteurs libres comme dans un métal. Cette montée des électrons dans la bande de conduction libère aussi un nombre égal de places dans la bande de valence. On montre que ces places se comportent comme des porteurs de courant de charge positive.

L'intérêt pratique des semi-conducteurs provient de ce que l'on peut déplacer la position du niveau de Fermi à l'intérieur du gap en introduisant dans le cristal des impuretés bien choisies. Lorsque ces impuretés ont 5 électrons périphériques (donneurs), le niveau de Fermi se déplace vers le haut du gap. La probabilité de trouver des électrons dans la bande de conduction devient importante et au contraire il n'y a plus que très peu de trous: un tel semi-conducteur est nommé de type N pour rappeler que les porteurs de courant y sont majoritairement des électrons. Au contraire, lorsque les impuretés sont des éléments ne possédant que 3 électrons périphériques (accepteurs), le niveau de Fermi se déplace vers le bas du gap. La probabilité de trouver des électrons dans la bande de conduction devient très faible et la présence de places vides dans la bande de valence est grande. Les porteurs sont dans ce cas majoritairement des trous (semi-conducteur de type P).

3.1.8. Expression du courant dans un matériau contenant des charges libres

Dès qu'on applique une tension aux bornes d'un matériau qui contient des charges libres, il apparaît un champ électrique \vec{E} et la force de Coulomb $\vec{F} = q\vec{E}$ met ces charges en mouvement. Elles acquièrent ainsi une vitesse \vec{v} et le courant I formé par ce mouvement est la quantité de charges qui traverse le matériau par seconde. En présence d'impuretés, ou sous l'action de l'agitation thermique, ou encore par l'absorption de photons (effet photoélectrique), certains électrons passent dans la bande de conduction et des trous apparaissent; ces porteurs sont alors libres de participer à la création d'un courant électrique lorsqu'il sont soumis au champ \vec{E} . Ce courant est le flux de la densité de courant \vec{J} à travers la section du matériau; si on appelle ρ la quantité de charges mobiles par unité de volume et \vec{v} la vitesse des charges mobiles, la relation entre le courant I (A) dans un conducteur de section S ne comportant que des charges libres de type électron (n par unité de volume) et la densité de courant \vec{J} (A/m²), charge qui traverse l'unité de surface en 1 seconde est :

$$\vec{J} = + \rho \vec{v} = -ne \vec{v} \quad (3.35)$$

Par ailleurs, la relation entre la vitesse \vec{v} des électrons de masse m_e et le champ \vec{E} est donnée par (loi de Coulomb et relation fondamentale de la dynamique):

$$\vec{F} = -e \cdot \vec{E} = m_e \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (3.36)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{-e}{m_e} \vec{E} \quad (3.37)$$

la résolution de cette équation conduit à une vitesse \vec{v} qui croît linéairement avec le temps:

$$\vec{v} = \frac{-e}{m_e} \vec{E} t \quad (+ \text{constante} = 0 \text{ si } \vec{v} = 0 \text{ à } t = 0) \quad (3.38)$$

Cette loi est totalement irréaliste car les électrons (e^-) subissent de très nombreuses collisions avec le réseau. Si on appelle τ le temps moyen entre deux collisions, on peut dire qu'en moyenne la vitesse reste limitée à la valeur qu'elle atteint au bout de ce temps τ :

$$\vec{v} = \frac{-e}{m_e} \vec{E} \tau \quad (3.39)$$

La quantité $\frac{e}{m_e} \tau$ est appelée mobilité μ_e des e^- :

$$\vec{m}_e = \frac{e\tau}{m_e} \quad (3.40)$$

Cette relation se généralise à tous les types de charges et on pose :

$$\vec{m} = \frac{q\tau}{m} \quad (3.41)$$

où la quantité q est la valeur absolue de la charge mobile considérée. La vitesse \vec{v} est donc une vitesse moyenne entre 2 chocs successifs et cette vitesse vaut :

$$\vec{v} = \pm \vec{m} \vec{E} \quad \left(\begin{array}{l} + : \text{charges} > 0 \\ - : \text{charges} < 0 \end{array} \right) \quad (3.42)$$

\vec{v} est donc proportionnelle à \vec{E} et indépendante du temps en raison de l'existence de ces innombrables collisions. L'expression de la densité du courant \vec{J} peut encore se mettre sous la forme:

$$\vec{J} = + n e \vec{m} \vec{E} \quad (3.43)$$

La densité du courant est proportionnelle à \vec{E} et on pose:

$$\vec{J} = \vec{s} \vec{E} \quad (3.44)$$

qui est la loi d'Ohm locale avec σ conductivité électrique donnée, exprimée, dans le cas considéré de la conduction par e^- , par:

$$\vec{s} = n e \vec{m} \quad (3.45)$$

On généralise ces relations en appelant μ_e et μ_t les mobilités des e^- et des trous (e^+):

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p = e (n \vec{m}_n + p \vec{m}_p) \vec{E} \quad (3.46)$$

où n et p sont les densités des e^- et des e^+ et où μ_n et μ_p sont donnés par:

$$m_n = \frac{e \cdot t \cdot n}{m_n} \quad (3.47)$$

$$m_p = \frac{e \cdot t \cdot p}{m_p}$$

La conductivité généralisée s'écrit alors:

$$S = e [p m_p + n m_n] \quad (3.48)$$

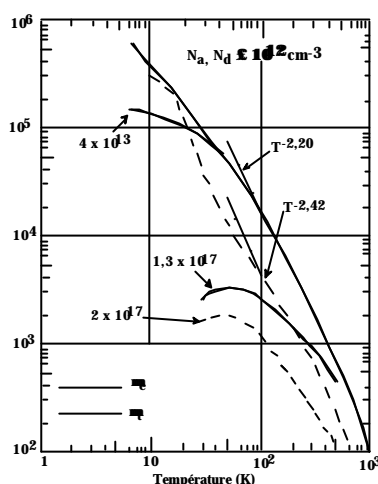


figure 3.1.8.1 - Variation de la mobilité ($\text{cm}^2/\text{V s}$) des électrons m_n et des trous m_p dans le silicium en fonction de la température pour des matériaux ayant différents dopages. La mobilité des e^- est représentée en traits continus, celle des e^+ en traits interrompus. Les pentes indiquées correspondent au meilleur ajustement linéaire des courbes expérimentales.

Le problème est en réalité plus compliqué que cela n'apparaît dans cette démonstration élémentaire, notamment les mobilités dépendent, pour un matériau donné, à la fois des dopages et de la température. La figure 3.1.8.1., relative au silicium, indique que les e^- sont plus mobiles que les e^+ et que la décroissance de la mobilité avec la température est rapide : les mobilités sont typiquement réduites de 1 à 2 ordres de grandeur entre 77K et 300K. Cette complexité est en fait mise à profit pour la réalisation des capteurs : en sélectionnant le dopage et le type de matériau on peut produire des composants adaptés au mesurande recherché (voir par exemple section 3.1.9.).

3.1.9. Cellules photoconductrices

Les cellules photoconductrices sont les plus simples des capteurs optiques mettant en œuvre les semi-conducteurs. Leur principe de base repose sur l'effet photoélectrique : un photon interagit avec le semi-conducteur en fournissant son énergie (par absorption) à un électron de la bande de valence qui se retrouve dans un état de la bande de conduction. Autrement dit, il s'est libéré de la liaison cristalline et est devenu libre de se déplacer sous l'action d'un champ électrique extérieur. Macroscopiquement, l'absorption de la lumière par le semi-conducteur se traduit par une augmentation de sa conductivité : sa résistance diminue. Ces capteurs sont constitués d'une plaquette semi-conductrice dont une large face reçoit le rayonnement à détecter et dont deux faces latérales de surface A sont métallisées pour constituer les électrodes de collecte des porteurs photo générés (figure 3.1.9.1.). Le capteur, passif, est polarisé par une tension extérieure V et on mesure en fonction de l'éclairement reçu (mesurande) la variation de la résistance électrique (mesure). Nous allons considérer dans ce qui suit que le matériau est de type N de sorte que les porteurs sont essentiellement des e^- .

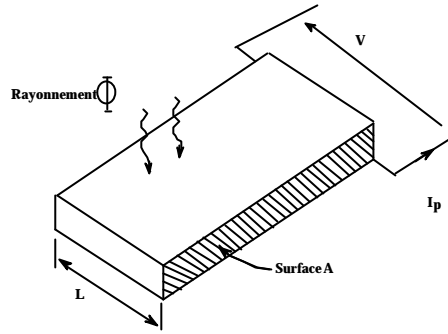


figure 3.1.9.1 : schéma d'une cellule photoconductrice

Dans le semi-conducteur se produisent deux phénomènes, (i) la génération des porteurs par effet photoélectrique, (ii) la recombinaison des porteurs sur le réseau cristallin :

(i) Comme nous l'avons vu plus haut, la lumière doit être représentée sous forme de photons qui sont des grains d'énergie $h\nu$. Si $h\nu > E_g$ (énergie du gap), G électrons sont créés par seconde dans tout le volume du capteur, soit g électrons par seconde et par unité de volume,

$$g = \frac{G}{AL} = \frac{1}{AL} \frac{h(1-R)}{hn} \Phi = \frac{1}{AL} \frac{h(1-R)}{hc} I\Phi \quad (3.49)$$

avec (A.L) : volume du capteur, η : rendement de conversion des photons en électrons, R : coefficient de réflexion optique de la surface réceptrice, ϕ : flux incident de lumière sur le capteur, λ : longueur d'onde du flux de lumière,

(ii) les électrons libérés par effet photoélectrique laissent dans le cristal autant d'atomes chargés qui peuvent les piéger lors de leur déplacement. La variation par unité de temps du nombre des électrons libres due à ce phénomène de recombinaison est proportionnelle à la quantité d'électrons libres produits mais aussi à la quantité d'atomes chargés soit :

$$\frac{\eta n}{\eta t} = -r n^2 \quad (3.50)$$

où r est appelé taux de recombinaison. A l'équilibre, il y a autant de créations que de recombinaisons :

$$\frac{\eta n}{\eta t} = 0 = -r n^2 + g \quad \text{d'où} \quad n = \sqrt{\frac{g}{r}} \quad (3.51)$$

Nous avons vu par ailleurs que la conductivité électrique est donnée par :

$$\sigma = e \mu_n n \quad (3.52)$$

puisque les porteurs majoritaires sont des électrons. En remplaçant dans (3.52), n par son expression en fonction de Φ (3.49 et 3.51), on obtient:

$$s = e \mu_n \sqrt{\frac{1}{AL} \frac{h(1-R)}{hc} I\Phi} \quad (3.53)$$

Lorsque le capteur est polarisé sous la tension V , le courant qui traverse le capteur est égal à :

$$I = \frac{V}{R} = \frac{V}{r \frac{L}{A}} = \frac{sAV}{L} \quad (3.54)$$

La mesure I n'est donc pas proportionnelle au mesurande Φ , mais à sa racine. La résistance R du capteur, inversement proportionnelle à $\Phi^{-1/2}$ tend vers l'infini lorsque Φ tend vers zéro. En pratique, cette valeur est évidemment finie puisqu'il y a toujours des porteurs même en absence de lumière. Cette résistance dite d'obscurité, R_0 , dépend du semi-conducteur utilisé et de la forme géométrique du capteur. Elle peut aller de quelques dizaines d'Ohm à plusieurs centaines de $M\Omega$.

En fait, la dépendance expérimentale de la résistance avec le flux Φ n'est pas rigoureusement celle qui a été trouvée par le modèle simple qui vient d'être exposé. Cette dépendance n'est cependant pas linéaire et on observe des lois du type :

$$R = k \phi^{-\gamma} \text{ avec } 0,5 \leq \gamma \leq 1. \quad (3.55)$$

Le nombre de porteurs recombinés par unité de temps peut aussi s'exprimer à l'aide de la durée de vie des porteurs τ_n (des e^- dans l'exemple que nous avons développé) :

$$\frac{\int n}{\int t} = -\frac{n}{t_n} \quad (3.56)$$

A l'équilibre on a donc :

$$g = \frac{n}{t_n} \quad (3.57)$$

ce qui permet d'écrire le courant délivré par le capteur sous la forme :

$$I = \frac{V}{R} = V S \frac{A}{L} = V q m_n t_n \frac{G}{AL} \frac{A}{L} = \frac{V m_n t_n}{L^2} q G = F q G \quad (3.58)$$

où F , appelé facteur de gain du capteur:

$$F = \frac{t_n m_n}{L^2} V \quad (3.59)$$

peut atteindre plusieurs dizaines de milliers suivant la tension V appliquée et la forme géométrique du capteur. Il est également évident sur cette expression qu'on a intérêt à réaliser des semi-conducteurs où mobilité et durée de vie des porteurs sont grandes.

Le schéma équivalent des cellules photoconductrices, qui est simplement la mise en parallèle de la résistance d'obscurité R_0 et d'une résistance sensible au flux R_{cp} , se réduit en pratique à une unique résistance R donnée par:

$$R = \frac{R_0 R_{cp}}{R_0 + R_{cp}} \approx R_{cp} = a f^g \text{ si } R_0 \gg R_{cp} \quad (3.60)$$

La relation entre le courant de lumière I_p et le flux ϕ n'est pas linéaire :

$$I_p = \frac{V}{R} = \frac{V}{a} f^g \quad (3.61)$$

et la sensibilité totale dépend de la valeur du flux détecté :

$$S = \frac{\int I_p}{\int f} = g \frac{V}{a} f^{g-1} \quad (3.62)$$

De même la sensibilité spectrale peut se déduire des expressions précédentes :

$$S(I) = q \frac{t_n m_n V}{L^2} h \frac{(1-R)}{h_c} I \quad (3.63)$$

expression qui est valable jusqu'à λ_{\max} du gap. En supposant un gap abrupt, la sensibilité spectrale s'annule ensuite pour $\lambda > \lambda_{\max}$ (figure 3.1.9.2).

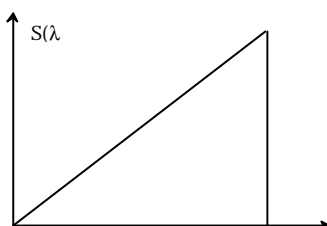


figure 3.1.9.2: sensibilité spectrale théorique d'une cellule photoconductrice

Le temps de réponse, directement lié à la durée de vie des porteurs τ_n , dépend, comme elle, de paramètres tels que la température et le dopage du semi-conducteur. Suivant la nature du semi-conducteur et suivant son mode préparation, on obtient des valeurs qui vont de 0,1s à 10^{-7} s. Le temps de réponse est notablement réduit lorsque le flux lumineux est grand puisque la durée de vie décroît avec le nombre de porteurs libres.

Le bruit ultime de ces capteurs est de type Johnson et sa valeur minimum dépend de la valeur du courant d'obscurité I_0 . Ce dernier provient de la création de porteurs (par exemple des électrons) par agitation thermique. En appelant n_0 ce nombre par unité de volume la conductivité électrique dans l'obscurité est σ_0

$$S_0 = e m_n n_0 \quad (3.64)$$

d'où:

$$R_0 = \frac{1}{e m_n n_0} \frac{L}{A} \quad (3.65)$$

ce qui permet de déterminer le courant de bruit Johnson qui traverse R_0 :

$$i_B = 2 \sqrt{\frac{KT}{R_0}} \quad (3.66)$$

Rappelons que R_0 dépend beaucoup du semi-conducteur utilisé et de la température. Typiquement les détectivités spécifiques D^* sont de l'ordre de $10^{10} \text{W}^{-1} \text{cmHz}^{1/2}$, ce qui est nettement inférieur à ce que l'on peut obtenir avec des photodiodes comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

3.1.10. La jonction P-N et les photodiodes

L'introduction d'impuretés dans un semi-conducteur déplace les niveaux de Fermi de sorte que les porteurs de courants deviennent majoritairement des électrons (type N) ou des trous (type P). La jonction P-N, qui est à la base de la réalisation des photodiodes, est obtenue en produisant sur un même substrat semi-conducteur deux zones adjacentes dopées P et N. L'avantage de la jonction par rapport au simple semi-conducteur est de créer une zone de charge d'espace dans laquelle règne un champ électrique puissant. Ce champ est capable de séparer très efficacement les charges créées par effet photoélectrique et permet d'améliorer sensiblement la détectivité des capteurs de lumière mettant en œuvre une ou plusieurs jonctions P-N ou tout principe s'y ramenant.

3.1.10.1. La jonction non polarisée

Sans polarisation un équilibre électrostatique s'établit entre les deux régions que sépare la jonction ; il se traduit par l'égalisation des niveaux Fermi des régions P- N. Les énergies W_{V_P} et W_{V_N} du haut des bandes de valence d'une part, et du bas des bandes de conduction W_{C_P} et W_{C_N} d'autre part, se déplacent dans les régions P et N et on obtient :

$$W_{C_P} > W_{C_N} \quad (3.67)$$

c'est à dire:

$$|W_{C_P}| < |W_{C_N}| \quad (3.68)$$

$$V_P < V_N \quad (3.69)$$

le potentiel électrostatique de la région P est devenu inférieur à celui de la région N. Il apparaît un champ électrostatique \vec{E} dirigé de N vers P. Les porteurs majoritaires de chaque région sont, pour la plupart, incapables de franchir cette barrière de potentiel. En revanche, les porteurs minoritaires de chaque région franchissent la barrière, lancés par le champ \vec{E} vers la région adjacente. On peut encore dire que l'équilibre se traduit par l'égalité des deux courants (de sens opposés) de porteurs majoritaires dont l'énergie cinétique est suffisante pour franchir la barrière d'une part, et de porteurs minoritaires lancés par \vec{E} d'autre part.

Il est important de répéter que la barrière de potentiel $V_N - V_P = V_B$ est une tension électrostatique, c'est à dire qui correspond à une absence de courant. Cette différence de potentiel traduit un équilibre et non la présence d'une force électromotrice.

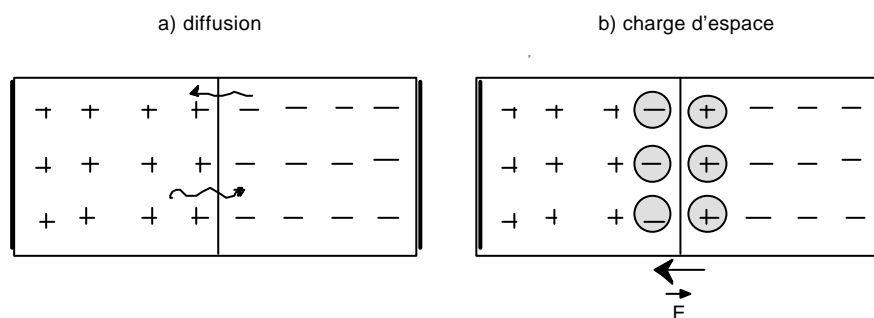


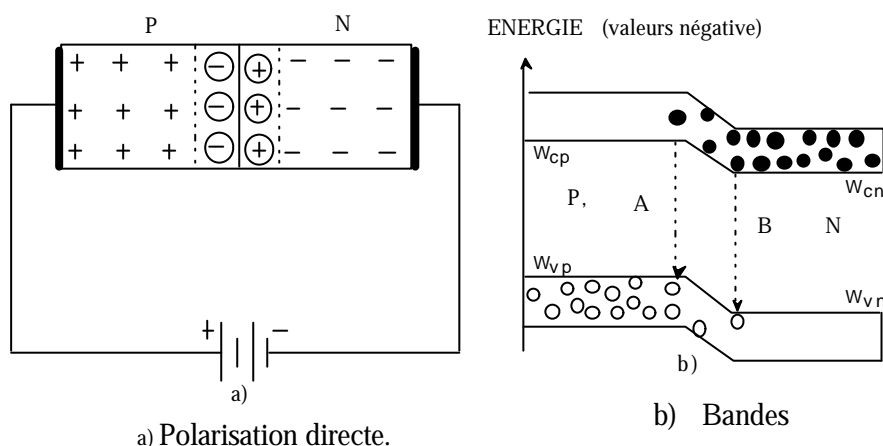
figure 3.1.10.1.1 :diffusion des porteurs puis établissement après recombinaison de la barrière statique de potentiel dans la diode non polarisée

3.1.10.2. La jonction P-N polarisée en sens direct

L'application aux bornes de la jonction d'une différence de potentiel qui s'oppose à la barrière électrostatique permet à un grand nombre de porteurs majoritaires de la traverser. Si la tension appliquée est supérieure au potentiel électrostatique de la barrière ($0,7V$ dans le Si), Ψ devient supérieur à Ψ_N ($W_{CN} > W_{CP}$), les électrons très nombreux dans N passent dans P où ils trouvent de nombreux trous avec lesquels ils se recombinent. Le courant se poursuit dans P par diffusion de trous vers la jonction pour combler le déficit produit par la recombinaison des électrons au voisinage de la jonction: le courant direct est essentiellement un courant de porteurs majoritaires. Celui-ci est pratiquement la seule contribution au courant total dès que $V_A > V_B$. On montre qu'il croît exponentiellement avec V_A :

$$I \approx I_{majoritaire} = I_0 \exp \frac{qV_A}{kT} \quad (3.69)$$

où q est la charge de l'électron = $1,6 \cdot 10^{-19}C$
 et k est la constante de Boltzmann = $1,36 \cdot 10^{-23} J K^{-1}$



- A = recombinaison des électrons arrivant dans P, suivie d'une diffusion des trous dans la région P
 B = recombinaison des trous dans la région N, suivie d'une diffusion des électrons dans la région.N

figure 3.1.10.2.1 : jonction P-N polarisée en sens direct

3.1.10.3. La jonction P-N polarisée en inverse

Lorsqu'on applique une tension V_A négative entre les extrémités P et N de la jonction, on amplifie encore la barrière électrostatique. Les porteurs majoritaires qui peuvent franchir la barrière deviennent de plus en plus rares. Ce courant de porteurs majoritaires qui, avant l'application de cette tension négative V_A , compensait exactement le courant de porteurs minoritaires, devient très faible par rapport au courant de porteurs minoritaires. Le courant qui traverse la jonction polarisée en inverse est presque exclusivement un courant de porteurs minoritaires. Il est de signe opposé au courant obtenu dans le cas de la polarisation directe qui était du essentiellement aux porteurs majoritaires. Ce courant inverse est indépendant de V_A car le passage des porteurs minoritaires à travers la barrière se produit par diffusion et non par effet de champ. On peut écrire :

$$I_{\text{minoritaires}} = -I_0 \quad (3.70)$$

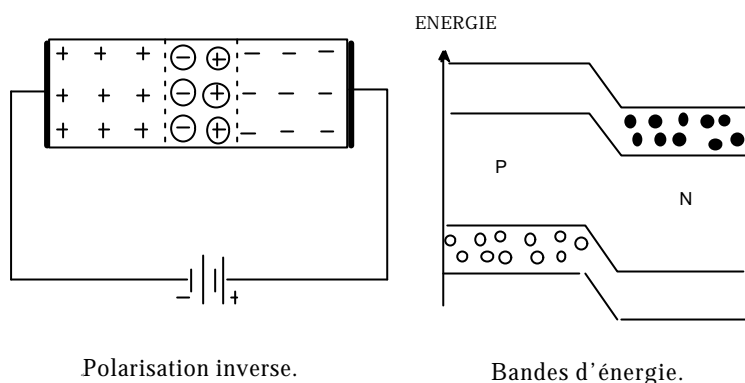


figure 3.1.10.3.1. : jonction P-N polarisée en sens inverse

3.1.10.4. Equation de la diode

Quelle que soit la tension V_A appliquée aux bornes de la diode, le courant est toujours la somme du courant des porteurs majoritaires et du courant des porteurs minoritaires :

$$I = I_{\text{majoritaires}} + I_{\text{minoritaires}} \quad (3.71)$$

On a donc :

$$I = I_0 \exp \frac{qV_A}{kT} - I_0 \quad (3.72)$$

Enfin on sait que pour $V_A = 0$, l'équilibre impose $I = 0$, soit:

$$I_0 = I_0 \quad (3.73)$$

et l'équation de la diode s'écrit finalement:

$$I = I_0 \left[\exp \frac{qV_A}{kT} - 1 \right] \quad (3.74)$$

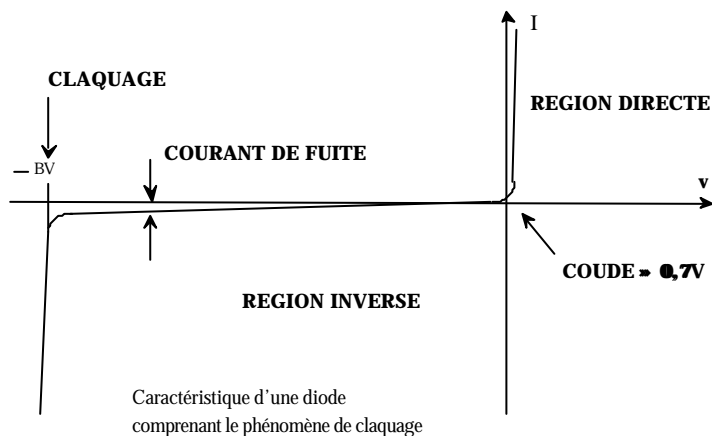


figure 3.1.10.4.1: caractéristique courant-tension d'une diode

En fait la figure 3.1.10.4.1 montre qu'il apparaît un grand courant négatif lorsque la polarisation inverse devient fortement négative. Cet effet, que l'on qualifie d'avalanche, est produit par la collision des porteurs minoritaires qui acquièrent une grande énergie cinétique à la traversée de la barrière et ionisent ainsi les centres fixes du réseau cristallin. Cet effet est mis à profit dans certaines photodiodes pour, d'une part amplifier le photo courant et surtout, d'autre part pour réduire le temps de réponse des capteurs de lumière.

3.1.10.5. Jonction P - N éclairée

Lorsque la diode est soumise à un flux lumineux dont la longueur d'onde λ est inférieure à la longueur d'onde correspondant à l'énergie du gap λ_g (ou l'énergie $h\nu$ des photons du flux supérieure à l'énergie $h\nu_g$ du gap) il se produit des paires électron-trou par effet photoélectrique comme dans le cas de la cellule photoconductrice. Pour que ces porteurs donnent naissance à un courant, il faut rapidement séparer la paire. Ceci ne peut se réaliser que sous l'action d'un champ électrique et l'on peut mettre à profit celui qui règne dans la jonction P-N. L'effet photoélectrique doit alors se produire surtout dans la zone où règne le champ \vec{E} de la jonction P-N. Sous l'action du champ \vec{E} , les trous photo générés vont aller vers la région P et les électrons vers la région N. Lorsque les trous arrivent en P, ils y rencontrent les sites d'impuretés qui sont chargés négativement car ils ont presque tous accepté un e^- de valence des atomes Si. Ils sont piégés par ces centres ce qui produit une libération d' e^- . Dans la région P se produit alors une diffusion d'électrons vers la jonction pour venir y combler le déficit ainsi créé. On peut faire le même raisonnement dans la région N. Le courant photoélectrique apparaît donc comme un courant de porteurs minoritaires : il est négatif.

3.1.10.6. Principe de réalisation

Plusieurs conditions doivent être respectées pour que les photodiodes soient correctement réalisées (figure 3.1.10.6.1):

-la photodiode doit avoir un champ de jonction \vec{E} important pour séparer efficacement les porteurs photo créés. De ce fait, il est clair que si on souhaite polariser la diode, il est absolument nécessaire de le faire en sens inverse.

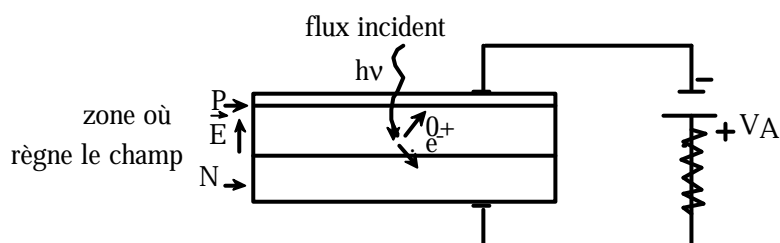


figure 3.1.10.6.1: vue schématique d'une photodiode

- pour que les photons pénètrent en grand nombre dans la zone de champ, il faut que le flux incident ne soit que faiblement absorbé par la région P. Soit x l'épaisseur de la région P et α son coefficient d'extinction optique à la fréquence ν des photons du flux monochromatique considéré, la partie de Φ_0 qui arrive dans la jonction après réflexion sur la face avant et transmission par la zone dopée P (figure 3.1.10.6.1), est égale à :

$$(1 - R_{opt}) \Phi_0 e^{-\alpha x} \quad (3.75)$$

où R_{opt} est le coefficient de réflexion de la surface de la photodiode. Ce flux transmis sera d'autant plus grand que α et x seront plus faibles.

- la totalité du flux arrivant dans la jonction doit y être absorbé. Pour cela, il faut construire une région de champ suffisamment épaisse. Ceci est possible, par exemple, en créant une structure de type (P-intrinsèque-N) qu'on appelle souvent type jonction PIN.

3.1.10.7. Equation de la photodiode

Le courant de lumière I_r est finalement égal au nombre d'électrons (ou au nombre de trous) qui ont été créés par effet photoélectrique et qui sont arrivés jusqu'à la limite de la zone de champ par seconde :

$$|I_r| = \frac{q\hbar(1 - R_{\text{opt}})I}{hc} f_0 e^{-ax} \quad (3.77)$$

Ce courant se retranche du courant de la diode puisqu'il est créé par des porteurs minoritaires. L'équation (ou caractéristique) de la photodiode est donc :

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1 \right] - |I_r| \quad (3.78)$$

soit encore :

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV_A}{kT}\right) - 1 \right] - \frac{q\hbar(1 - R_{\text{opt}})I}{hc} f_0 e^{-ax} \quad (3.79)$$

ce qui revient à translater la caractéristique courant tension d'une diode d'une quantité proportionnelle à $-I_r$ c'est à dire à $-\phi_0$.

3.1.10.8. Schéma électrique équivalent d'une photodiode

Les photodiodes sont des sources de courant (somme du courant d'obscurité et du courant de lumière) en parallèle avec la résistance et la capacité de la jonction polarisée en inverse. L'impédance de charge de la photodiode peut toujours se ramener à une résistance R_L en parallèle avec une capacité C_L (Figure 3.1.10.8.1).

Elles peuvent être utilisées en mode photoconducteur qui met en œuvre une polarisation inverse ou en mode photovoltaïque sans polarisation (figure 3.1.10.8.2). Ces deux modes de fonctionnement appellent quelques remarques essentielles pour déterminer leur choix.

Le mode photoconducteur permet de réduire le temps de réponse en raison de la diminution de la capacité de diode qui résulte du rétrécissement de la zone de jonction en polarisation inverse.

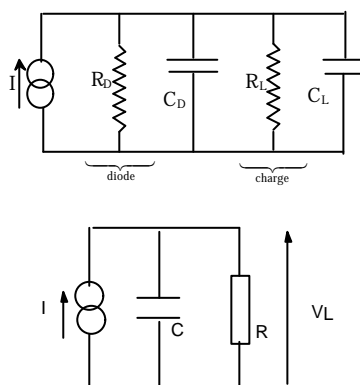


figure 3.1.10.8.1: schéma équivalent des photodiodes

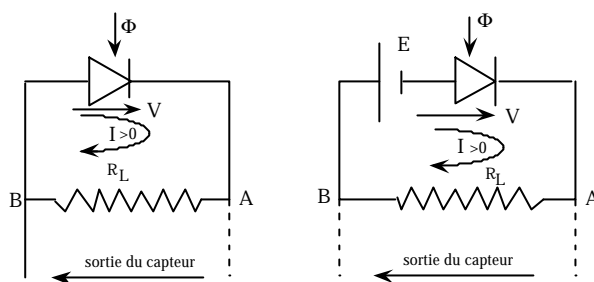


figure 3.1.10.8.2 : modes photoconducteur et photovoltaïque

En mode photoconducteur, il existe toujours un courant d'obscurité qui produit un bruit interne de type Schottky, ce mode ne convient donc pas pour la détection des très faibles flux. En revanche, dans le mode photovoltaïque, la droite de charge passe par l'origine $I=V=0$ et le courant d'obscurité n'intervient plus pour limiter les mesures aux très faibles flux. En mode photoconducteur, les photodiodes sont linéaires, au contraire en mode photovoltaïque elles ont plutôt un comportement logarithmique, sauf sous très faible charge ce qui correspond en pratique à l'utilisation en générateur photovoltaïque où la charge est une batterie (figure 3.1.10.8.3).

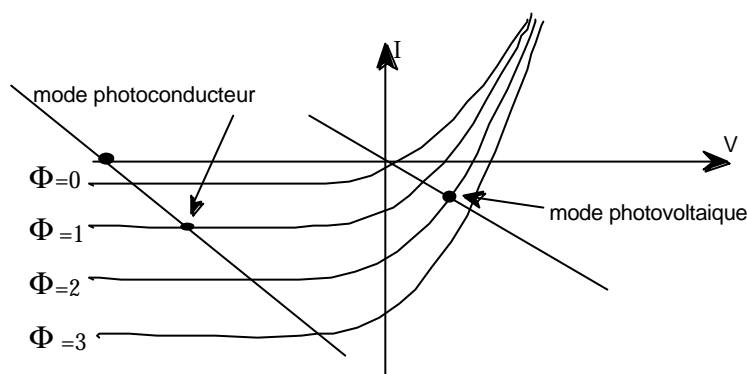


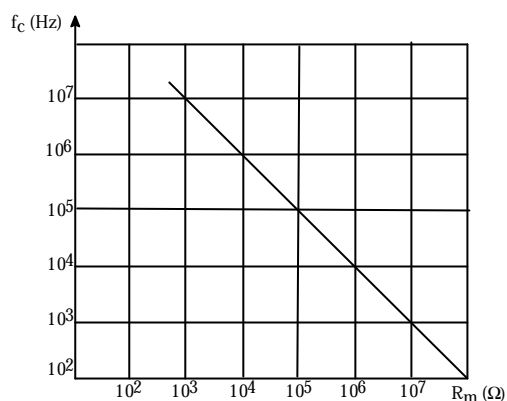
figure 3.1.10.8.3 : points de fonctionnement des modes photoconducteur et photovoltaïque

Ces remarques sont résumées dans le tableau 3.1.10.8.1.

Mise en œuvre	Mode photoconducteur	Mode photovoltaïque
Polarisation	inverse	non
Signal de sortie	$I_r = I_0 + I_L$	$V_{c0} = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{I_L - I_0}{I_0}\right)$; $I_{cc} \approx I_L$
Avantages	bande passante large temps de réponse court	faible bruit

tableau 3.1.10.8.1: critères de choix des modes photoconducteur et photovoltaïque

Puisque le schéma équivalent final se réduit à celui de la figure 3.1.10.8.1, les photodiodes sont des capteurs du premier ordre (voir chapitre 2). La fréquence de coupure donnée par $f_c = 1/2\pi RC$ dépend de la résistance de charge R.



Fréquence de coupure en fonction de la résistance de charge.
(Doc. Hewlett-Packard - photodiode 5082 - 4207).

figure 3.1.10.8.4 : exemple de réponse d'une photodiode

Un des intérêts des photodiodes pour la réalisation des capteurs optiques est la possibilité de modifier les performances par dopage et organisation de la structure de la jonction. Le tableau 3.1.10.8.2. résume quelques unes de ces possibilités.

Type	Construction	Propriétés	Matériau
Planar		Faible courant d'obscurité	Silicium ou GaAsP
Planar faible capacité		Faible courant d'obscurité Réponse rapide Forte sensibilité dans l'UV et l'IR	Silicium

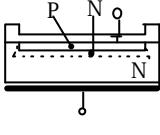
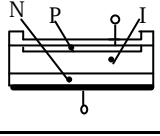
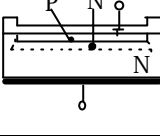
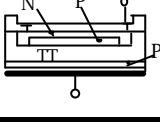
Type PNN		Faible courant d'obscurité Forte sensibilité dans l'UV Insensibilité à l'IR	Silicium
Type PIN		Réponse très rapide	Silicium
type Schottky		Très grande sensibilité dans l'UV	GaAsP. GaP
Avalanche		Amplification interne Réponse ultra rapide	Silicium

tableau 3.1.10.2 : exemples d'adaptabilité de la structure des photodiodes aux mesurandes

3.2 Capteurs de force et de déformation

Parmi l'ensemble des capteurs qu'il est convenu d'appeler mécaniques (position, vitesse, accélération, chocs...), nous avons choisi de présenter deux cas typiques, l'un passif et l'autre actif, dont les mesurandes sont les forces et les déformations.

Les capteurs passifs sont largement utilisés en mécanique. Dans le chapitre 2, il a été vu qu'ils peuvent être résistifs, capacitifs ou inductifs. Pour la mesure des déplacements, notamment, il est souvent fait appel aux deux derniers types. Le domaine des capteurs résistifs est au contraire celui de la mesure des contraintes et déformations; ils sont alors appelés jauges de contraintes.

L'effet piézo électrique est certainement le plus utilisé des principes à la base des capteurs mécaniques actifs. Son utilisation la plus simple concerne les capteurs de force et déformation. Nous en donnerons le principe et nous présenterons les méthodes courantes d'exploitation des signaux qu'il génère.

Il est intéressant de rappeler ici que la mesure des forces et des contraintes est en fait à peu près la même chose. En effet, pour mesurer une force, on construit ce que l'on appelle un dynamomètre, c'est à dire un appareil dans lequel un équilibre est établi entre la force que l'on cherche à mesurer et la contrainte produite par les déformations que subit le solide constituant une partie du capteur sous l'action de cette force. Si on travaille dans le domaine élastique des déformations subies, on montre que contraintes et déformations sont alors proportionnelles. Un simple étalonnage permet donc de passer avec un même capteur de la mesure d'une contrainte (ou force par unité de surface) à celle d'une déformation.

3.2.1. Les jauges de contrainte

Il s'agit simplement de fils ou de circuits résistifs que l'on peut coller sur une structure dont on veut connaître les déformations locales. Ces résistances occupent une place considérable dans le marché des capteurs de déformations. Leur aptitude à travailler dans les conditions les plus courantes et leur faible coût expliquent ce succès. A ces atouts connus de longue date s'ajoute aujourd'hui l'intégration des jauges qui permet d'une part de produire des capteurs de très petites dimensions aux résolutions remarquables et d'autre part de les associer à des corps d'épreuve et des conditionneurs qui améliorent très sensiblement les sensibilités et rapports signaux à bruit. Suivant les réalisations, les allongements relatifs mesurables vont de 10^{-7} à 10^{-1} . L'erreur relative sur la déformation, rarement inférieure à 10^{-3} , est le plus souvent de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ à 10^{-2} . Les jauges sont réalisées sous forme de fils ou de dépôts minces. Elles peuvent aussi être intégrées au corps d'épreuve dans le cas du

silicium. Pour un fil de section S et de longueur l constitué d'un matériau de résistivité r , l'expression de la résistance R donnée par $R = \frac{rl}{S}$

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta r}{r} + \frac{\Delta l}{l} - \frac{\Delta S}{S} \quad (3.80)$$

Si on appelle ν le coefficient de Poisson $\frac{\Delta l}{l} = -\frac{1}{\nu} \frac{\Delta d}{d} \frac{\Delta r}{r} = C \frac{\Delta V}{V}$:

$$\frac{\Delta R}{R} = [(1 + 2\nu) + C(1 - 2\nu)] \frac{\Delta l}{l} = k \frac{\Delta l}{l} \quad (3.81)$$

k est le facteur de jauge et C la constante de Bridgman. Les valeurs des résistances vont généralement de quelques centaines à quelques milliers d'ohms. Dans les métaux $\nu = 0,3$ et C est de l'ordre de 1, on obtient donc k de l'ordre de 2. Dans les semi-conducteurs, C peut atteindre 200 et le facteur de jauge est grand, de l'ordre de C . La mesure des très faibles déformations doit donc être faite avec ces jauges semi-conductrices mais il faut se rappeler que R dépend alors très fortement de la température ce qui limite en pratique le domaine d'utilisation de ces jauges aux températures inférieures à 200°C.

Il existe des assemblages de jauges qui permettent de déterminer les composantes des déformations suivant plusieurs axes. Lorsque le problème posé ne permet pas de connaître les directions principales des déformations, on utilise des jauges groupées par trois résistances à 120° l'une de l'autre (rosette). En fait le terme de rosette s'est généralisé aux mesures de déformations complexes comme celui des déformations de coques. L'inconvénient majeur des jauges reste le problème du collage sur la structure qui limite leur utilisation aux températures moyennes (jusqu'à 500-600°C pour les fils métalliques). Aux températures plus élevées, elles sont de plus en plus remplacées par des méthodes optiques mettant en œuvre des faisceaux de lumière cohérente (interférométrie de speckle par exemple).

3.2.2. L'effet piézo-électrique

La piézo-électricité tire son nom du grec "piézo" qui signifie presser. L'effet piézo-électrique décrit un "phénomène qui transforme les pressions en électricité. Plus précisément, il s'agit de l'apparition, sous l'action de déformations macroscopiques, de charges en surface d'un solide. Ces charges sont produites par les déplacements locaux des centres liés à la maille cristalline.

En fait, ce phénomène n'existe que dans les cristaux, céramiques et polymères qui sont anisotropes, c'est-à-dire qui ne présentent pas de centre de symétrie dans la maille élémentaire. La piézoélectricité a été découverte par les frères Curie en 1880 mais seulement mise en application pratique pendant la 1^{re} guerre mondiale par Paul Langevin pour réaliser le sonar, puis en 1918 par Walter Cady qui fabriqua le premier oscillateur à quartz. La piézo-électricité fait aujourd'hui partie intégrante de l'électronique en raison des grands facteurs de qualité des quartz mis en œuvre dans les oscillateurs. La réalisation de produits utilisant la piézoélectricité emploie des dizaines de milliers de personnes dans le monde.

3.2.2.1. Electrostriction, piézoélectricité, pyroélectricité

La piézoélectricité ne peut évidemment pas exister dans les métaux puisque le champ électrique y est nul. En revanche, lorsqu'on applique un champ électrique à un diélectrique, les positions d'équilibre des charges électriques liées au solide se déplacent légèrement. En absence de moment dipolaire permanent (barycentres des charges positives et négatives confondus), un moment dipolaire induit apparaît. En présence d'un moment dipolaire permanent, celui-ci est modifié. Le déplacement des charges conduit à une déformation géométrique du solide, les contraintes mécaniques venant compenser les forces électriques produites par l'action du moment dipolaire induit.

Lorsque le solide possède un centre de symétrie, la déformation est très faible et proportionnelle au carré du champ électrique appliqué : c'est l'électrostriction.

Lorsque le solide ne possède pas de centre de symétrie, le déplacement de charges, nettement plus important, est proportionnel au champ appliqué: c'est l'effet piézo-électrique inverse. Souvent, en l'absence de centre de symétrie, le matériau possède déjà une polarisation diélectrique permanente. Cette polarisation diélectrique varie non seulement avec le champ appliqué mais aussi avec la température : c'est l'effet pyroélectrique

On peut donc résumer cette présentation rapide en quatre points: dans les métaux il n'y a aucun effet, dans les diélectriques présentant un centre de symétrie, le faible effet est appelé électrostriction, dans les diélectriques sans centre de symétrie, le fort effet est appelé piézoélectricité ; enfin dans les diélectriques anisotropes à polarisation permanente existe également un phénomène de pyroélectricité parasite de la piézoélectricité puisque la température est alors une grandeur d'influence gênante.

3.2.2.2. Le cas important du quartz

Le quartz est un cristal de silice, assemblage de SiO_2 , dans lequel les électrons périphériques des atomes Si et du groupement O_2 sont mis en commun pour que l'ensemble atteigne la stabilité des gaz rares (voir paragraphe 3.1 concernant la stabilité chimique). La structure solide correspondante possède une symétrie rhomboédrique : les groupements SiO_2 forment en projection sur les plans perpendiculaires à l'axe optique z des structures hexagonales au sommet desquelles se trouvent alternativement des atomes Si et des groupements O_2 (figure 3.2.2.2.1.).

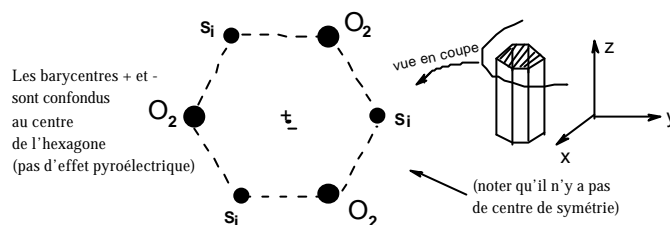


figure 3.2.2.2.1: structure du quartz

Les atomes Si peuvent être considérés comme des centres chargés positivement et les groupements O_2 comme des centres chargés négativement. Tous deux sont liés à la structure cristalline. Si on applique une force suivant la direction de la figure 3.2.2.2.2, l'hexagone se déforme et les barycentres des charges + et - cessent d'être confondus. Il apparaît des dipôles électriques locaux qui sont tous orientés suivant la direction de la force appliquée \vec{F} .

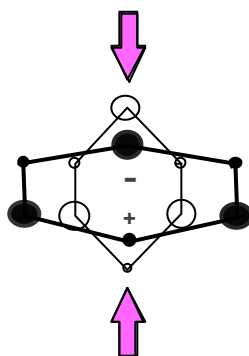


figure 3.2.2.2.2 : apparition du moment dipolaire sous l'action d'une force \vec{F} dirigée suivant l'axe mécanique du quartz

Supposons que l'on métallise les deux faces opposées d'un cristal piézo-électrique et qu'on le soumette à une force \vec{F} suivant leur normale : une polarisation diélectrique apparaît suivant la direction verticale conformément à la figure 3.2.2.2.2. Les dipôles élémentaires produisent par influence électrostatique des charges + et - respectivement dans les électrodes métalliques M_1 et M_2 et la charge totale de l'ensemble reste nulle. Le vecteur induction électrique \vec{D} est donc nul dans le cristal, et on obtient :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = 0 \text{ d'où } \vec{P} = -\epsilon_0 \vec{E} \quad (3.82)$$

et le potentiel V qui apparaît aux bornes du cristal piézo-électrique s'écrit :

$$\vec{E} = -\text{grad} V = -\frac{\vec{P}}{\epsilon_0} \quad (3.83)$$

Supposons maintenant que l'on court-circuite les 2 électrodes par un fil métallique (figure 3.2.2.2.3). Le potentiel et le champ entre les électrodes deviennent nuls:

$$\vec{D} = \vec{P} \text{ et } \text{div} \vec{D} = \rho = \text{div} \vec{P} \quad (3.84)$$

ce qui signifie que le flux de \vec{P} à travers le système défini par la figure 3.2.2.2.3 b {le cristal, ses électrodes et le fil métallique} est égal à la somme totale des charges contenues. Or dans le volume du cristal $\rho=0$ et les seules charges qui créent le flux de \vec{P} sont les charges des électrodes M_1 et M_2 qui sont donc les images de la polarisation interne c'est à dire des contraintes.

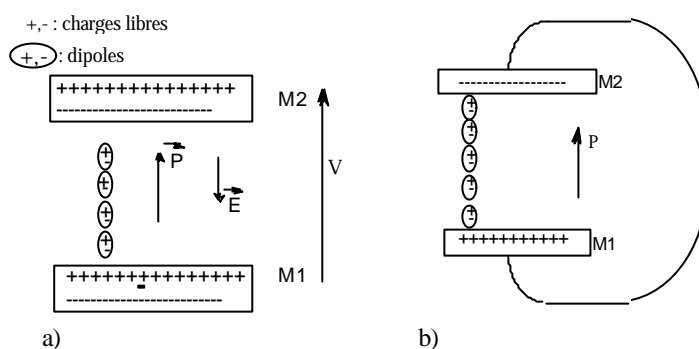


figure 3.2.2.2.3: quartz sous contrainte en circuit ouvert (a) et en court circuit (b)

3.2.2.3. Le tenseur des contraintes

Les charges qui apparaissent sur les faces du cristal piézo-électrique dépendent de l'orientation des forces appliquées qui se décomposent en composantes axiales et de cisaillement. Sur la figure 3.2.2.3.1, les forces axiales tendent à étirer le cube suivant Oy et les forces de cisaillement tendent à faire glisser les plans parallèles à xOy l'un par rapport à l'autre.

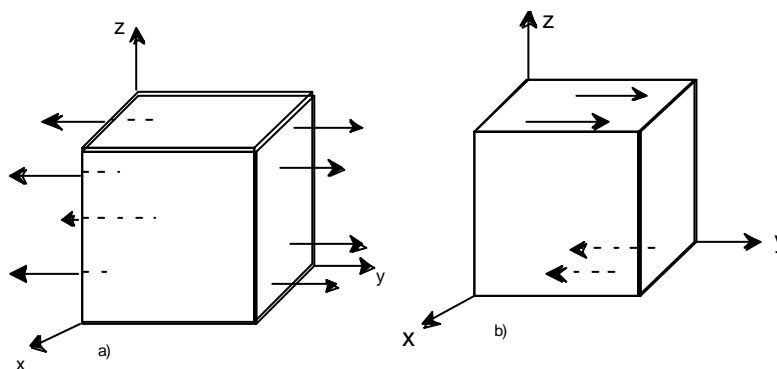


figure 3.2.2.3.1: contraintes axiales (a) et de cisaillement (b)

En élasticité, on note σ_{ij} les composantes des contraintes dans un solide, l'indice i donnant la direction de la composante et l'indice j indiquant la normale de la facette à laquelle cette composante est appliquée (voir figure 3.2.2.3.2)

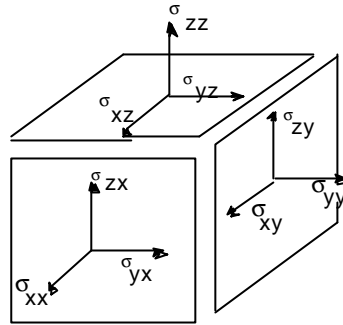


figure 3.2.2.3.2: définition des contraintes

On montre que tenseur des contraintes (σ_{ij}) est symétrique ($\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$) et on note $\sigma_{ii} = \sigma_1$ et $\sigma_{ij} = \sigma_k$. Généralement, on décrit l'effet piézo-électrique à l'aide des relations linéaires qui lient les contraintes aux charges par unité de surface (q_i) qui apparaissent sur les faces normales à la direction i lorsque le cristal est court-circuité:

$$\begin{aligned} q_1 &= d_{11}\sigma_1 + d_{12}\sigma_2 + d_{13}\sigma_3 + d_{14}\sigma_4 + d_{15}\sigma_5 + d_{16}\sigma_6 \\ q_2 &= d_{21}\sigma_1 + d_{22}\sigma_2 + d_{23}\sigma_3 + d_{24}\sigma_4 + d_{25}\sigma_5 + d_{26}\sigma_6 \\ q_3 &= d_{31}\sigma_1 + d_{32}\sigma_2 + d_{33}\sigma_3 + d_{34}\sigma_4 + d_{35}\sigma_5 + d_{36}\sigma_6 \end{aligned} \quad (3.85)$$

que l'on écrit sous la forme $q_i = (d_{ij}) (\mathbf{s}_j)$ où (d_{ij}) représente le tenseur piézo-électrique. En fait, le degré de symétrie des cristaux fait que généralement la plupart des d_{ij} sont nuls. Par exemple, dans le cas du quartz taillé en coupe de Curie (z axe optique, x axe mécanique et y axe électrique), le tenseur se réduit à:

$$(d_{ij}) = \begin{pmatrix} d_{11} - d_{11}, & 0, & d_{14}, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 0, & -d_{14}, & -2d_{11} \\ 0, & 0, & 0, & 0, & 0, & 0 \end{pmatrix} \quad (3.86)$$

avec $d_{11} = 2,3 \cdot 10^{-12} \text{ CN}^{-1}$, $d_{14} = -0,7 \cdot 10^{-12} \text{ CN}^{-1}$

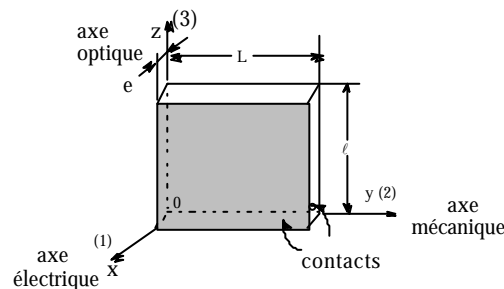


figure 3.2.2.3.3: quartz en taille de Curie

Pour cette coupe de Curie du cristal on métallise les faces perpendiculaires à Ox , (figure 3.2.2.3.3), si on applique une force de module F suivant la direction Ox , soit $\sigma_1 = \frac{F}{Ll}$, la charge par unité de surface q_1 qui apparaît sur les électrodes vaut:

$$q_1 = d_{11}\sigma_1 = d_{11} \frac{F}{Ll} = \frac{Q_1}{Ll} \quad (3.87)$$

si cette même force pressante est appliquée suivant l'axe Oy la charge totale Q_1 est augmentée dans le rapport $\frac{L}{e}$:

$$q'_1 = d_{12} \sigma_2 = -d_{11} \sigma_2 = -d_{11} \frac{F}{\ell e} = Q_1 \frac{L}{e} \quad (3.88)$$

L'examen de la matrice piézo-électrique du quartz montre également qu'aucune charge ne peut apparaître sur les faces perpendiculaires à Oz, que le capteur peut être utilisé pour des mesures de contrainte de cisaillement des grandes faces (L l), mais pas pour des mesures hydrostatiques (pression P) ce qui conduit à :

$$q_1 = d_{11} \sigma_1 - d_{11} \sigma_2 = d_{11} P - d_{11} P = 0 \quad (3.89)$$

3.2.2.4. Autres matériaux piézo-électriques

En dehors du quartz, les matériaux piézoélectriques sont le plus souvent des céramiques élaborées à partir de poly cristaux piézo-électriques frittés en présence d'un champ électrique qui oriente les dipôles électriques microscopiques suivant une polarisation macroscopique. La seule céramique qui conduit à des polarisations remarquables est le PZT. En appelant Oz (3) la direction du champ électrique, la matrice d_j de cette céramique s'écrit :

$$\begin{pmatrix} 0, & 0, & 0, & 0, & d_{15}, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & d_{15}, & 0, & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33}, & 0, & 0, & 0 \end{pmatrix} \quad (3.90)$$

Les céramiques taillées perpendiculairement à Oz sont utilisées pour fabriquer des capteurs de pression appliquée aux faces xOy. On utilise les plans perpendiculaires à Ox ou Oy pour les cisaillements. Les céramiques ne sont en revanche pas utilisables pour la mesure des pressions hydrostatiques car la somme $(2d_{31} + d_{33})$ est presque nulle. Suivant la préparation du PZT (composition, champ appliqué, type de cuisson) le coefficient d_{33} peut être de l'ordre de quelques 10^2 pCN^{-1} . On peut également préparer des capteurs piézoélectriques à base de polymères. Comme pour les céramiques, la polarisation de ces matériaux est obtenu au cours de la préparation en présence d'un champ électrique, cette fois en les étirant à chaud puis en les refroidissant. Le matériau le plus courant est le PVDF dont le tenseur piézo-électrique s'écrit :

$$\begin{pmatrix} 0, & 0, & 0, & 0, & d_{15}, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & d_{24}, & 0, & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33}, & 0, & 0, & 0 \end{pmatrix} \quad (3.91)$$

Les valeurs des d_{ij} sont un peu supérieures à celles du quartz et elles dépendent assez sensiblement des procédés de préparation.

3.2.2.4 Réalisation pratique des capteurs piézo-électriques

Les capteurs de forces piézo-électriques sont généralement construits sous forme de rondelles de charge (figure 3.2.2.4.1). L'étendue de mesure varie de quelques kN à plus de 100 kN. Pour la détection de la traction, on précontraint souvent la ou les rondelles de charge entre deux écrous. Pour augmenter la sensibilité, on procède souvent à des assemblages. Par exemple, les capteurs piézo-électriques peuvent être assemblés en pile avec des connexions électriques telles que, soit la tension, soit la charge piézo-électrique, est multipliée par le nombre de plaques de l'empilement. On installe parfois les capteurs sur un corps d'épreuve adapté au type de contrainte que l'on souhaite mesurer. Outre les capteurs de compressions ou de cisaillement purs dont la réalisation est très proche des principes expliqués plus haut, des assemblages de cellules élémentaires possédant différentes orientations permettent de construire des capteurs sensibles à l'orientation des forces ou à leur composition (moments, couples, torseur).

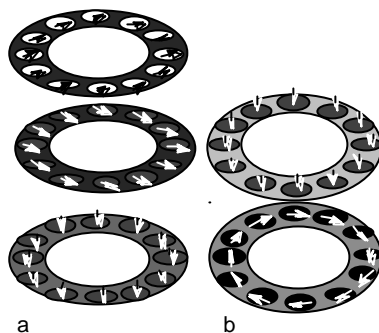


figure 3.2.2.4.1 (d'après G. Asch): assemblages pour la mesure des trois composantes d'une force (a) ou de la composante suivant z et du couple autour de z (b).

3.2.2.5 Mise en œuvre des capteurs piézo-électriques

Le schéma électrique équivalent des capteurs piézoélectriques se déduit directement de son principe : un générateur de charges variable dans le temps que l'on représente par une source de courant dQ/dt en parallèle avec la capacité C_d du diélectrique entre les deux électrodes et une résistance de fuite R_d également caractéristique du diélectrique. En pratique, compte tenu des valeurs de C_d et R_d , il faut toujours tenir compte des capacité et résistance R_c et C_c des câbles de liaison. Le schéma se ramène donc à celui de la figure 3.2.2.5.1.

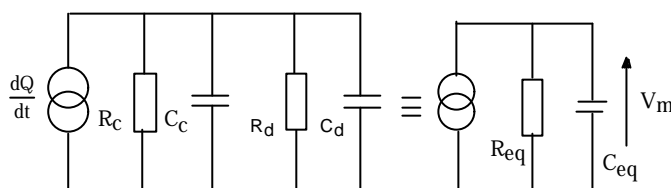


figure 3.2.2.5.1 : schéma équivalent d'un capteur piézoélectrique

Si l'on mesure la tension au borne du capteur (ou bien ce qui est équivalent en sortie d'un amplificateur de tension on obtient :

$$V_m = \frac{Q}{C_r} \frac{R_r C_r j\omega}{1 + R_r C_r j\omega} \quad (3.92)$$

qui est une fonction passe-bas du premier ordre dont la fréquence de coupure $\omega_c = 1/2\pi R_{eq} C_{eq}$ et la valeur permanente Q/C_{eq} dépendent de l'impédance des câbles de liaison et le cas échéant de l'impédance d'entrée de l'amplificateur de tension. Cette situation est moins favorable que la mise en œuvre du convertisseur charge-tension (cf figure 3.2.2.5.2)

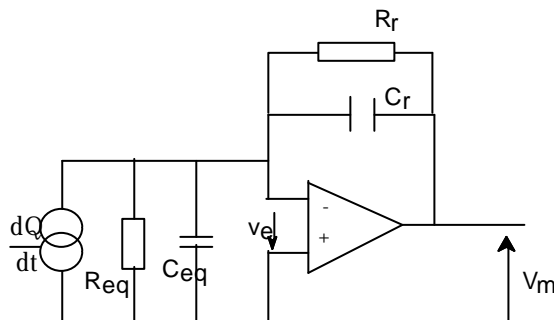


figure 3.2.2.5.2 : capteur piézoélectrique utilisé avec un convertisseur-charge-tension

Si l'amplificateur opérationnel est considéré comme idéal, V_e est nulle, on réalise effectivement la mise en court-circuit des électrodes et la fonction de transfert ne dépend que de l'impédance de contre-réaction :

$$V_m = \frac{Q}{C_r} \frac{R_r C_r j\omega}{1 + R_r C_r j\omega} = \frac{Q}{C_r} \cdot \frac{j\omega\tau}{1 + j\omega\tau} \quad (3.93)$$

le temps de réponse $\tau = R_r C_r$ d'un tel montage ne dépend plus du capteur ni de sa liaison au convertisseur ce qui permet de le déporter de l'instrumentation. Pour des valeurs de C_r de l'ordre de quelques centaines de pF et de R_r de l'ordre de quelques $10^9 \Omega$ on atteint des constantes de temps de l'ordre de quelques centaines de ms et des tensions de mesure de quelques mV/pC. Pour des valeurs de d_j de l'ordre de la centaine de pC/N, on voit qu'il est facile d'atteindre des tensions de mesure de l'ordre du V/N.

3.3. Capteurs thermiques

Les mesurandes thermiques sont la température et les grandeurs se rapportent à l'accumulation ou aux transferts de chaleur (chaleur spécifique, conductivité et diffusivité thermiques, flux de chaleur...). Dans le cadre de cet ouvrage, comme pour les autres capteurs, il a été nécessaire de faire un choix. Toutefois, dans ce domaine, le choix est simple puisqu'en fait tous ces capteurs font appel à la température. C'est donc essentiellement les capteurs de température que nous allons aborder dans ce dernier paragraphe. Nous présenterons successivement la définition de la température, les modes de transferts de la chaleur et enfin le principe de la thermométrie par contact, en développant plus particulièrement le principe des capteurs thermoélectriques.

3.3.1. Notions de température et de thermomètre

Notre corps est capable d'évaluer qualitativement les notions d'objets chauds ou froids. Mais ce sens qui est curieusement assimilé à la notion du toucher dans la liste des "cinq sens" est à la fois non linéaire et rémanent puisqu'il dépend des expériences antérieures. Il ne permet, pas plus que les autres sens humains, de mesure, mais dans ce cas particulier il ne permet pas non plus de comprendre ce que l'on cherche à mesurer. Le capteur thermique de base est, comme cela vient d'être rappelé, un capteur de température et la première question qui se pose est celle de la définition de ce curieux mesurande mal appréhendé physiologiquement.

La température est une notion macroscopique qui, bien que n'ayant de sens que pour un nombre d'atomes suffisamment grand, repose sur une grandeur microscopique: l'énergie cinétique de chacune des particules du système macroscopique. La température d'un système est une expression de l'énergie cinétique moyenne de l'ensemble des particules contenues dans le système. La liaison entre l'énergie cinétique microscopique et la température est du ressort de la mécanique statistique, et nous ne l'aborderons pas ici, mais elle montre que le capteur de température doit être un instrument capable d'évaluer l'énergie cinétique moyenne d'un système.

Il y a deux moyens pour un corps de transférer son énergie cinétique à un autre corps: le contact qui communique l'agitation du premier système au deuxième système et le rayonnement électromagnétique pour lequel les particules du premier système jouent le rôle d'émetteur électromagnétique et celle du deuxième corps celui de récepteur. Les capteurs de température sont ainsi des systèmes capables de transformer l'énergie cinétique d'agitation communiquée soit par contact, soit par rayonnement, en une autre forme d'énergie, de préférence électrique.

Nous ne traiterons que le cas du contact puisque le transfert par rayonnement est du ressort des capteurs optiques. Les capteurs de température par contact ont été appelés, pour la première fois en 1624, des thermomètres.

3.3.2. La température thermodynamique

De nombreuses propriétés physiques des matériaux dépendent de l'agitation thermique de leurs composants élémentaires (de leur énergie cinétique moyenne). Il est toujours possible de prendre une telle propriété, de la mesurer et de la raccorder à la température (repérage et égalité). Cependant une telle échelle de température serait totalement arbitraire puisque dépendante du corps utilisé et de la propriété mesurée. Seule la température thermodynamique possède un caractère universel.

A la recherche de cette universalité, Carnot a constaté que l'énergie prenait deux formes : l'agitation thermique (la chaleur) et l'énergie organisée (existence de directions privilégiées de la vitesse) qu'on appelle le travail. Il y

a ainsi une relation entre la notion de température et celle de conversion de la chaleur en travail par un moteur. Carnot a introduit l'idée de moteur idéal ou réversible qui, à tout instant, peut opérer la conversion de chaleur en travail ou le contraire (réversibilité). Il a montré que le rendement η d'un tel moteur, fonctionnant entre deux sources de chaleur à des températures θ_1 et θ_2 , est indépendant de la technologie utilisée pour le construire : ce rendement ne dépend que de θ_1 et θ_2 :

$$h = 1 - \frac{F(\theta_1)}{F(\theta_2)} \quad (3.94)$$

où $F(\theta)$ est une fonction qui dépend de l'échelle de température choisie. On définit par température thermodynamique l'échelle telle que $F(\theta) = T$, soit :

$$h = 1 - \frac{T_1}{T_2} \quad (3.95)$$

Pour réaliser un moteur réversible, on peut faire décrire un cycle de compressions et détentes successivement isothermes et adiabatiques à une mole de gaz parfait. On montre alors que la température qui apparaît dans l'équation d'état de la mole de gaz parfait, $PV = RT$, est la température thermodynamique de Carnot.

Si la valeur de R était connue avec une incertitude suffisamment faible, la mesure des température se ramènerait à une mesure de pression. Ce n'est pas le cas et on est obligé d'éliminer R en faisant une mesure relative. Pour cela, on choisit un phénomène physique qui ne dépend que de la température et qui peut être reproduit avec une incertitude meilleure que celle qui affecte R . Le point triple de l'eau remplit cette condition. Soit T_0 la valeur de la température de ce point fixe, on effectue deux mesures de pressions P et P_0 respectivement en mettant le thermomètre à gaz parfait en contact avec le point triple de l'eau et avec le corps dont on veut déterminer la température T . L'échelle thermodynamique de température est fixée, ainsi que son unité le Kelvin (K), dès lors que l'on a imposé la valeur de T_0 . On prend $T_0 = 273,16$ K de façon à ce que R ait une valeur égale (à l'incertitude près) à la celle mesurée par ailleurs (R est le produit de la constante de Boltzmann et du nombre d'Avogadro) dans les unités du système international, soit 8,32 J/K.

Le thermomètre de cette échelle devrait être en principe le thermomètre à gaz parfait. Cependant c'est une machine délicate qui ne peut pas être utilisée industriellement et il faut définir des thermomètres pratiques donnant une mesure de la température thermodynamique par l'intermédiaire de la variation d'autres grandeurs physiques. L'échelle EIT 90 stipule les méthodes physiques de mesure et les formules qui permettent de relier ces diverses grandeurs à la température. Les formules sont définies à partir de températures reproductibles (changement d'état de corps purs) mesurées une fois pour toutes avec le thermomètre à gaz parfait. Ces points fixes, les formules d'interpolation entre les points fixes et les thermomètres définis dans un domaine précisé constituent l'échelle de température.

3.3.3. Les échelles courantes de température et la mesure usuelle

Il existe d'autres échelles de température d'usage courant qu'il faut également mentionner. Pour la température thermodynamique, coexiste notamment l'échelle anglo-saxonne compatible avec un système d'unités qui diffère du système international et dans lequel la valeur de R est évidemment différente. Cette valeur conduit à l'unité de température thermodynamique appelée le Rankin.

On utilise aussi deux échelles courantes de température non thermodynamique mais qui y sont reliées:

- La température Celsius qui attribue la valeur 0°C au point de congélation de l'eau saturée d'air à la pression de 101325Pa (273,15K). La relation entre température Celsius et température thermodynamique est donc :

$$\theta (^\circ\text{C}) = T(\text{K}) - 273,15 \quad (3.96)$$

- La température Fahrenheit très largement utilisée aux USA et en Grande Bretagne se déduit quant à elle du Rankin en attribuant la valeur 32°F au point de congélation de l'eau. La relation entre $^\circ\text{F}$ et $^\circ\text{C}$ est donnée par :

$$\theta(^\circ\text{C}) = 5/9\{\theta(^\circ\text{F}) - 32\} \quad (3.97)$$

A l'instar du thermomètre à gaz parfait, la grandeur physique la plus tentante à mettre en œuvre pour réaliser un thermomètre, est la dilatation thermique. De fait, elle est à la base de très nombreux thermomètres courants.

Dans tous les corps, en effet, l'accroissement de l'énergie cinétique moyenne, c'est à dire de la température, se traduit par une modification des distances moyennes qui séparent les particules élémentaires (atomes ou molécules). Dans les solides, cette modification est souvent différente suivant la direction considérée et pour tenir compte de cette anisotropie on définit la dilatation linéaire α_l :

$$a_e = \frac{1}{\ell} \frac{\Delta \ell}{\Delta T} \quad (3.98)$$

En toute rigueur α_l dépend faiblement de la température mais pour la plupart des applications industrielles, on néglige ces petites variations. Pour les matériaux isotropes, et donc pour les fluides, on introduit le coefficient de dilatation volumique α_v :

$$a_v = 3a_l = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta T} \quad (3.99)$$

De très nombreux thermomètres, dont le thermomètre à gaz parfait, mettent en œuvre la dilatation des fluides pour mesurer la température. Il ne permettent cependant pas facilement la transformation du mesurande en une grandeur électrique. Nous n'en parlerons pas plus ici, mais l'utilisation du phénomène de dilatation d'un fluide permet de comprendre que le problème de base des thermomètres est la réalisation d'un excellent transfert entre le système dont on veut mesurer la température et le thermomètre. Ce problème est abordé dans le paragraphe suivant.

3.3.4. Transferts de chaleur

3.3.4.1. La conduction

L'origine de la chaleur (de l'agitation thermique) n'est pas reconnaissable ; on peut dire que l'accroissement de température d'un système ne conserve pas la mémoire de ce qui l'a produit. Ceci provient entre autre du fait qu'il est impossible de contenir la chaleur dans un système, l'agitation se communique inévitablement au milieu extérieur soit par contact, soit par rayonnement. On peut ralentir à l'extrême ces processus par des procédés d'isolement mais la "fuite" est fondamentalement inévitable. Ces phénomènes s'expliquent par des transferts de chaleur dont la connaissance est indispensable pour établir la température d'équilibre d'un système en particulier celui de l'ensemble échantillon-thermomètre.

La figure 3.3.4.1.1. schématise l'ensemble des transferts thermiques qui peuvent se produire entre une source à la température T_0 et le milieu ambiant à la température T_a . La source est maintenue à température uniforme T_1 , d'une part en compensant les pertes qu'elle subit et, d'autre part, en lui donnant une capacité calorifique C aussi grande que possible. A cette source ont été collées trois plaques successives de matériaux différents et on a représenté la distribution de température depuis la source jusqu'à la limite de cet empiement avec l'air extérieur.

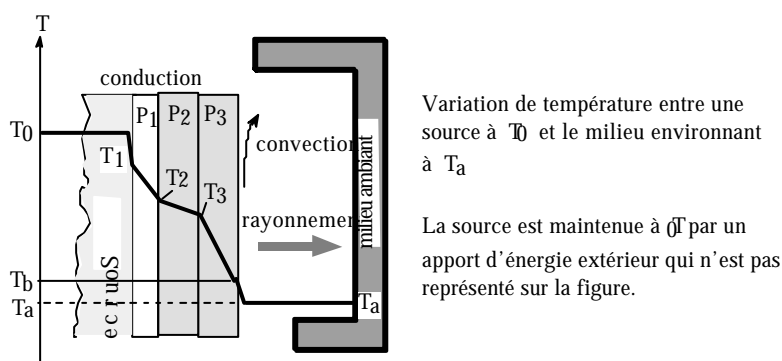


figure 3.3.4.1.1.: mise en évidence des trois types de transferts thermiques

Le transfert qui se produit dans les plaques P_1, P_2, P_3 est le transfert par conduction. Il abaisse la température de T_0 jusqu'à T_b . La dernière décroissance de température (de T_b à T_a) est produite par les deux autres types possibles de transferts, la convection qui est une forme particulière de conduction et le rayonnement. Il faut noter que la figure 3.3.4.1.1 n'indique pas l'ordre d'importance des différents transferts thermiques, le transfert par conduction n'est pas systématiquement plus efficace que les deux autres type de transferts.

Dans chacune des plaques la pente, qui dépend du matériau, caractérise ce que nous avons appelé le transfert par contact, c'est à dire la conduction. Avec les notations de la figure 3.3.4.2.1, on peut écrire :

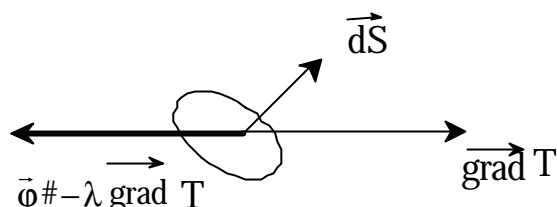


figure 3.3.4.1.2: le transfert par conduction

$$\frac{1}{S} \frac{dQ}{dt} = \lambda_1 \left(\frac{T_1 - T_2}{L_1} \right) = \lambda_2 \left(\frac{T_2 - T_3}{L_2} \right) = \lambda_3 \left(\frac{T_3 - T_6}{L_3} \right) \quad (3.100)$$

Cette expression indique que la quantité de chaleur qui quitte la source par unité de temps et de surface traverse sans se modifier l'ensemble des plaques P_1, P_2, P_3 , en d'autres termes que le flux de chaleur est conservé. Le facteur λ_i qui définit la pente $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ de la distribution de température dans chaque matériau est la conductivité thermique ($Wm^{-1}K^{-1}$). Plus généralement, on définit la conductivité thermique à partir de la Loi de Fourier qui exprime vectoriellement le flux de chaleur transmis par conduction :

$$\phi_{\text{conductif}} = -\text{grad}(\lambda T) \cong -\lambda \text{grad} T \quad (3.101)$$

Cette expression n'est rigoureuse que pour la première égalité car la conductivité thermique est faiblement dépendante de la température (presque toujours croissante).

Dans le schéma de la figure 3.3.4.1.1, on a supposé qu'il n'y avait pas de discontinuité de température au niveau des surfaces de contact entre les différentes plaques. En réalité, ceci est impossible à réaliser, à la jonction entre deux matériaux solides, il se produit toujours un saut de température ainsi que cela est représenté sur la figure 3.3.4.1.3 :

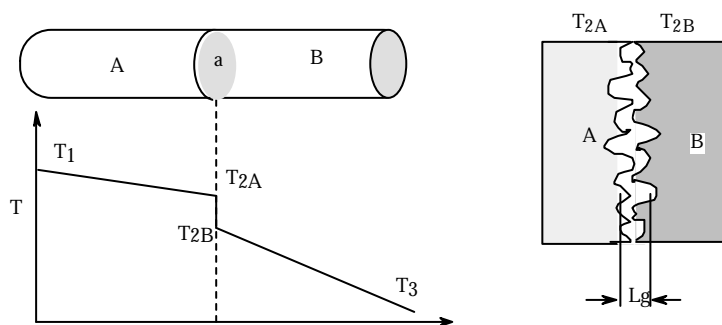


figure 3.3.4.1.3: notion de résistance de contact

On caractérise ce saut de température par une grandeur appelée résistance de contact R_a . Malgré la présence de cette résistance R_a qui dépend essentiellement de la qualité des surfaces en contact dans la zone d'épaisseur L_g , il y a toujours continuité du flux de chaleur ϕ puisque aucune énergie ne s'accumule et on peut écrire :

$$|\vec{j}| = \frac{1}{S} \frac{dQ}{dt} = \frac{T_{2A} - T_{2B}}{R_a} \quad (3.102)$$

Compte tenu de la faible conductivité de l'air, c'est essentiellement la surface de contact entre les deux surfaces qui pilote la valeur de la résistance thermique, ce qui explique que la valeur R_a ne peut en général pas être calculée précisément. Elle est donc déduite du rapport $\frac{T_{2A} - T_{2B}}{|\vec{j}|}$ qui, lui, est mesurable.

3.3.4.2 La convection

La convection suppose qu'un fluide mobile intervient dans le transfert thermique. Dans ce transfert, le flux thermique transmis est considérablement accru par rapport à celui produit par la conduction entre un solide et un fluide : les particules du fluide, dont l'énergie cinétique a été accrue par contact (conduction) avec la paroi solide, se déplacent et sont remplacées par d'autres molécules, de plus faible énergie cinétique, capables à leur tour de capter la chaleur de la paroi. Le mouvement d'ensemble du fluide renouvelle en permanence les molécules du fluide en contact avec le solide.

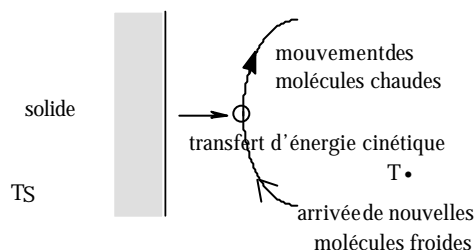


figure 3.3.4.2.1: principe du transfert convectif

La convection apparaît naturellement lorsque coexistent des zones de températures différentes dans un fluide. En effet, sa masse volumique $\rho = PM/RT$ décroît avec la température de sorte que le fluide chaud tend à monter et le fluide froid tend à descendre sous l'effet de la poussée d'Archimède. Ce type de convection est appelé convection naturelle. Bien entendu, on peut aussi forcer le mouvement du fluide à l'aide d'une turbine, on parle alors de convection forcée. Les vitesses d'ensemble des particules sont alors beaucoup plus grandes et le flux échangé par convection forcée devient supérieur de quelques ordres de grandeur à celui de la convection naturelle. Les calculs de convection sont difficiles et conduisent souvent à des calculs numériques. Dans le cadre de cet ouvrage, on se limitera à exprimer de façon phénoménologique le flux transmis par convection d'un solide à un fluide à l'aide d'un coefficient h_c de proportionnalité entre le flux échangé et la différence des températures de la surface S du solide T_s et du fluide loin de la surface T_∞ (en pratique à quelques dizaines de μm) :

$$\frac{1}{S} \frac{dQ}{dt} = h_c (T_s - T_\infty) \quad (3.103)$$

Dans l'air, h_c vaut sensiblement $5 \text{ W/m}^2\text{K}$ pour la convection naturelle et peut atteindre quelques centaines de $\text{W/m}^2\text{K}$ pour la convection forcée.

3.3.4.3. Le rayonnement

Nous avons vu au cours de l'étude des capteurs optiques (cf. section 3.1) que la surface dS d'un corps porté à une température T produit un rayonnement dont le flux énergétique émis dans un angle solide $d\Omega$ autour d'une direction \vec{n} (figure 3.3.4.3.1) s'exprime par :

$$d\mathbf{f} = \int_0^\infty (\mathbf{e}_l L_\lambda^0(T) d\Omega dS \cos\theta) d\lambda \quad (3.104)$$

où $L_\lambda^0(T)$ est la luminance du corps noir à la température T et ϵ_λ l'émissivité de la surface dS à la longueur d'onde λ .

Si l'émissivité ϵ_λ ne dépend pas de λ ($\epsilon_\lambda = \epsilon$, corps gris), le flux émis par rayonnement s'obtient en intégrant l'expression du flux du corps noir sur le demi espace supérieur à la surface dS (figure 3.3.4.3.1):

$$d\mathbf{f} = \epsilon \sigma T^4 dS \quad (3.105)$$

avec $\sigma \# 5,68 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{K}^{-4}$

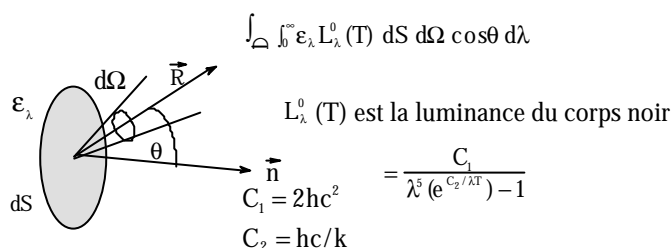


figure 3.3.4.3.1 : transfert par rayonnement

Le flux échangé par rayonnement croît donc très vite avec la température. Nous avons également vu (section 3.1) que lorsque deux objets d'émissivité ϵ et ϵ_a à deux températures respectivement T et T_a se font face, le flux perdu par la surface dS à la température T est :

$$d\phi = \epsilon \epsilon_a \sigma (T^4 - T_a^4) dS \quad (3.106)$$

Si T est voisin de T_a , $d\phi$ peut être développé au 1^{er} ordre :

$$d\phi \cong 4\epsilon\epsilon_a \sigma T^3 (T - T_a) dS \quad (3.107)$$

On retrouve ainsi une loi phénoménologique identique à celle de la convection:

$$h_R = 4\epsilon\epsilon_a \sigma T^3 \quad (3.108)$$

Pour un corps à température ambiante, on trouve h_R de l'ordre de 5. Ainsi, dans l'air sans mouvement, à température voisine de l'ambiante, on admet généralement que la somme des transferts convectif et radiatif peut se mettre sous la forme:

$$\phi = h(T - T_a) dS \text{ avec } h = 10 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1} \quad (3.109)$$

3.3.4.4. Conséquences sur la mesure par contact de la température des solides

Lorsqu'un thermomètre est mis en contact avec un corps solide dont on veut mesurer la température, les trois types de transferts thermiques vont assurer l'échange d'énergie cinétique moyenne entre le thermomètre, le solide considéré mais aussi le milieu ambiant supposé fluide. Pour établir l'équation qui régit, à tout instant, la

relation entre les températures du thermomètre, du corps et du milieu ambiant, il faut écrire le bilan thermique instantané du thermomètre, c'est à dire l'égalité entre le flux gagné par unité de temps et la quantité de chaleur accumulée par unité de temps. Celui-ci fait intervenir la capacité calorifique du thermomètre, sa géométrie, la résistance de contact entre le thermomètre et le solide et le coefficient phénoménologique h de l'équation (3.109) entre le thermomètre et le fluide ambiant.

On montre que cette équation différentielle est du premier ordre. Le temps de réponse du thermomètre est donné par :

$$(3.110)$$

avec

Pour des valeurs de τ , on obtient τ de l'ordre de la seconde. Cette valeur montre que les capteurs de température sont généralement très lents. Pour améliorer ce temps de réponse, la solution la plus utilisée consiste à réduire la capacité calorifique du thermomètre en réduisant au minimum ces dimensions géométriques. Il est cependant important de garder en mémoire que le temps de réponse d'un thermomètre n'est pas intrinsèque, il dépend de sa mise en œuvre.

Une autre conséquence de l'équation du bilan thermique du thermomètre est que la température d'équilibre n'est pas égale à la température du solide :

$$(3.111)$$

L'écart entre T et T_s , qui est donc une erreur systématique du thermomètre, peut être minimisé en améliorant l'échange thermique entre le thermomètre et le solide et en réduisant l'échange avec le milieu fluide ambiant. Ceci se réalise en réduisant la résistance de contact (colle thermique ou soudure entre le thermomètre et le solide), en augmentant la surface de contact par enfouissement du thermomètre et en réduisant la surface d'échange avec le milieu ambiant (réduction de la longueur et le diamètre des fils de connections entre le thermomètre et l'instrumentation).

3.3.5. Thermomètres par contact.

La thermométrie par contact est faite par essentiellement par deux types de thermomètres : les thermomètres résistifs qui utilisent simplement la dépendance de la résistance électrique avec la température et les thermocouples qui mettent en œuvre l'effet Seebeck.

3.3.5.1. Thermomètres résistifs

Les thermomètres résistifs sont préparés à partir de deux matériaux : les métaux et les semi-conducteurs.

Nous avons vu dans la section 3.1 que la conductivité électrique est proportionnelle à la mobilité et au nombre de porteurs par unité de volume.

Dans le cas des métaux, la conductivité électrique décroît avec la température car le nombre de porteurs de courant dans un métal ne dépend pratiquement pas de la température. La seule dépendance en température provient donc de la mobilité qui décroît avec le nombre de collisions par seconde et donc avec la température. Cette décroissance est sensiblement linéaire.

Dans le cas des semi-conducteurs, l'effet de décroissance de la mobilité est très largement dominé par la croissance exponentielle du nombre de porteurs avec la température. La résistance décroît donc très rapidement avec la température. Cette variation est exponentielle ce qui explique la grande sensibilité des thermomètres résistifs à semi-conducteurs. Cependant leur stabilité est nettement inférieure à celle des thermomètres métalliques qui, pour cette raison plus que pour leur linéarité, leur sont préférés comme thermomètres de référence.

3.3.5.2. L'effet Seebeck

Lorsqu'on soude les extrémités M et N de deux fils métalliques de natures différentes (figure 3.5.2.1.1) et que l'on maintient par un apport extérieur d'énergie ces deux soudures à des températures T_0 et T différentes,

on observe que dans le circuit fermé entre les deux sources de chaleur à T_0 et T , circulent non seulement un flux de chaleur mais aussi un flux de charges électriques, c'est à dire un courant.

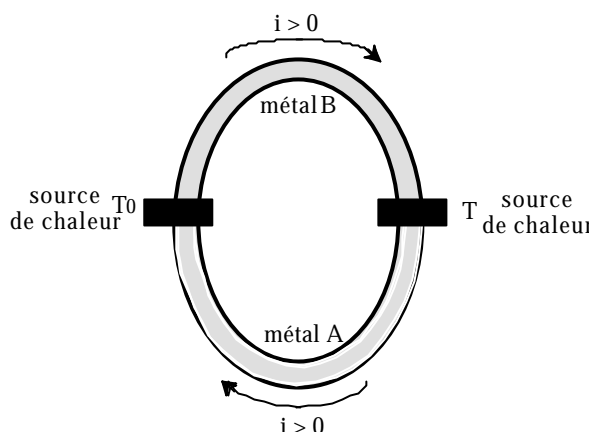


figure 3.5.2.1.1.: schéma de principe de l'effet Seebeck

Nous pouvons traduire la création de ce courant électrique en disant que le fait de maintenir constantes les températures des deux sources de chaleur conduit à faire apparaître une force électromotrice dans la boucle métal A + métal B. Ce couple A - B est appelé "thermocouple" et on note $E_{AB}(T, T_0)$ la valeur algébrique de cette force électromotrice en la comptant positivement lorsqu'elle fait circuler le courant de A vers B dans la jonction M à T_0 .

Bien entendu, en inversant A et B ou les températures T et T_0 , on obtient :

$$E_{AB}(T, T_0) = -E_{BA}(T, T_0) = -E_{BA}(T_0, T) = E_{AB}(T_0, T) \quad (3.112)$$

La force électromotrice du thermocouple peut être mise en évidence expérimentalement en ouvrant le circuit A.-B et en plaçant un voltmètre, dont tous les points sont à une unique température, entre les deux points d'ouverture P et Q :

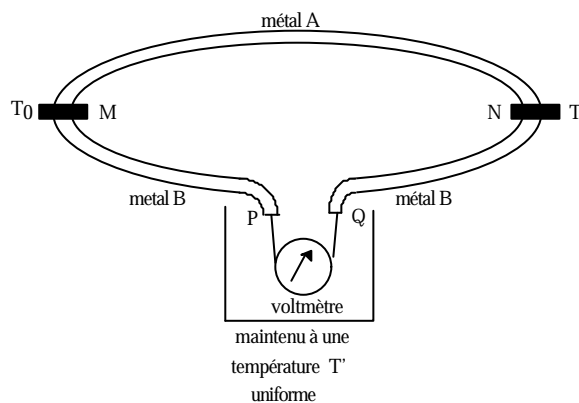


figure 3.5.2.1.2: mesure de l'effet Seebeck

Si $T = T_0$, on observe que la déviation du voltmètre s'annule et on peut aussi vérifier les changements de signe de $(V_p - V_q)$ en inversant T et T_0 ou les métaux A et B décrits par l'équation (3.112).

Les lois de la thermodynamique (premier principe et relation d'Onsager pour les processus irréversibles) permettent d'établir les lois fondamentales régissant les thermocouples. Bien que la thermodynamique ne donne aucune explication quant à la physique élémentaire du phénomène (qui ne peut se trouver que par l'étude de la répartition des électrons sur les différentes énergies autorisées dans les deux métaux à l'aide de la physique du solide) la description qu'elle donne du phénomène est tout à fait suffisante pour l'étude des capteurs de

température. La thermodynamique montre en particulier que l'effet Seebeck est la résultante de l'effet Peltier et de l'effet Thomson.

3.5.2.2. L'effet Peltier

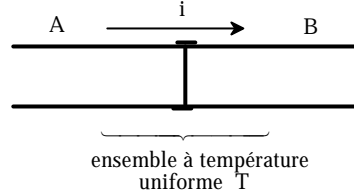


figure 3.5.2.2.1.: Effet Peltier

Considérons deux métaux différents A et B soudés et traversés par un courant i (Figure 3.5.2.2.1). Quand le courant i traverse la soudure dans le sens $A \rightarrow B$ la jonction entre les deux métaux A et B, l'ensemble étant maintenu à une température T , une certaine puissance est libérée en plus de l'effet Joule. Cette puissance dQ/dt est appelée puissance Peltier, elle est proportionnelle à l'intensité du courant i qui traverse la soudure et son signe dépend du sens de i ce qui permet de la distinguer de l'effet Joule toujours positif:

$$\frac{dQ}{dt} = \mathbf{p}_{A-B}(T) i \quad (3.113)$$

Le coefficient de proportionnalité à i , $\pi_{A-B}(T)$, dépend de T et change de signe lorsqu'on inverse i :

$$\mathbf{p}_{A-B}(T) = -\mathbf{p}_{B-A}(T) \quad (3.114)$$

où la notation A - B signifie que le sens de passage du courant est de A vers B.

3.5.2.3. L'effet Thomson

Considérons maintenant un conducteur fait d'un seul métal dont les deux extrémités P et Q sont à des températures différentes $T+dT$ et T ($dT > 0$) et qui est traversé par un courant i de P vers Q. Pendant un intervalle de temps dt , une certaine quantité de chaleur est dégagée par effet Joule mais on observe aussi un dégagement ou une absorption de chaleur dQ de nature physique différente. Cette quantité dQ est positive (dégagement de chaleur vers l'extérieur) lorsque i circule de P vers Q et négative (absorption de chaleur par le métal) lorsque i circule de Q vers P. Entre deux points distants de dx sur le conducteur dont les températures diffèrent de dT , l'échange d^2Q est donné par :

$$d^2Q = \mathbf{s}_A(T) \text{grad}(\vec{T}) \cdot \vec{i} \cdot dx \cdot dt \quad \text{ou encore} \quad \frac{d^2Q}{dt} = \mathbf{s}_A(T) \cdot dT \cdot i \quad (3.114)$$

où dT et i sont des grandeurs algébriques.

En appliquant le premier principe de la thermodynamique, on démontre tout d'abord que la variation de la force électromotrice du thermocouple (M - N), $dE_{AB}(T, T_0)$, lorsque la température de la soudure N varie de dT , est égale à :

$$\frac{dE_{AB}(T, T_0)}{dT} = \frac{d\mathbf{p}_{AB}}{dT} + (\mathbf{s}_B(T) - \mathbf{s}_A(T)) \quad (3.115)$$

Les relation d'Onsager permettent ensuite de trouver une deuxième relation :

$$\frac{dE_{AB}(T, T_0)}{dT} = \frac{\mathbf{p}_{AB}(T)}{T} \quad (3.116)$$

qui s'écrit encore après dérivation par rapport à T :

$$\frac{d\mathbf{p}_{AB}(T)}{dT} = \frac{dE_{AB}(T, T_0)}{dT} + \frac{d^2 E_{AB}(T, T_0)}{dT^2} \quad (3.117)$$

d'où l'on déduit en utilisant la relation (3.115):

$$\frac{d^2 E_{AB}(T, T_0)}{dT^2} = \frac{\mathbf{s}_A - \mathbf{s}_B}{T} \quad (3.118)$$

Ces équations montrent clairement que E_{AB} n'est pas une fonction linéaire de T . A l'aide des relations précédentes, on établit l'expression de la f.é.m. créée dans le circuit de la figure 3.5.2.1.2. Pour cela on maintient M à T_0 et que l'on élève progressivement N de T_0 à T_1 de sorte que l'intégration de $dE_{AB}(T, T_0)$ de T_0 à T_1 conduit à :

$$E_{AB}(T_1, T_0) = \int_{T_0}^{T_1} dE_{AB}(T, T_0) = [\mathbf{p}_{AB}(T_1) - \mathbf{p}_{AB}(T_0)] + \int_{T_0}^{T_1} [(\mathbf{s}_B(T) - \mathbf{s}_A(T))]dT \quad (3.119)$$

Cette relation fondamentale montre que l'on peut déduire des forces électromotrices de deux couples A-B et C-B celle du couple A-C:

$$E_{AB}(T_1, T_0) - E_{CB}(T_1, T_0) = E_{AC}(T_1, T_0) \quad (3.120)$$

Cette équation (3.120) conduit à l'établissement de tables donnant les forces électromotrices (f.é.m) des couples construits en associant un métal B de référence (Pb ou Pt) et divers métaux ou alliages. De ces tables on déduit les f.é.m. de tous les thermocouples associant deux métaux quelconques y figurant.

La mesure d'une température T_1 avec un thermocouple AB dont la soudure de référence est à T_0 se déduit de la mesure avec le même thermocouple dont la soudure de référence est à T'_0 par :

$$E_{AB}(T_1, T_0) = E_{AB}(T_1, T'_0) + E_{AB}(T'_0, T_0) \quad (3.121)$$

Cette relation est utilisée lorsque T'_0 est la température ambiante et que l'on souhaite en déduire la valeur de la f.é.m par rapport à $T_0=0^\circ\text{C}$, température de référence des tables. La force électromotrice est souvent réalisée par un boîtier de compensation qui permet de mettre en œuvre les thermocouples sans source de référence.

Il est important de noter que tout métal C isotherme introduit dans la boucle A-B ne modifie pas la f.é.m. du thermocouple A-B. Ceci permet en effet de construire des couples par soudure hétérogène. Cette loi permet aussi d'expliquer la mesure à l'aide d'un voltmètre dont nous avons parlé au paragraphe 3.5.2.1. La figure 3.5.2.1.2 peut être schématisée par la figure 3.5.2.3.1 où l'on voit que dans la branche PQ se développe bien une f.é.m. nulle si le métal C est à une température uniforme quelconque T' . La seule f.é.m. est donc celle du thermocouple A-B et on peut introduire entre P et Q autant de métaux différents qu'on le souhaite pourvu que la température de l'ensemble soit uniforme.

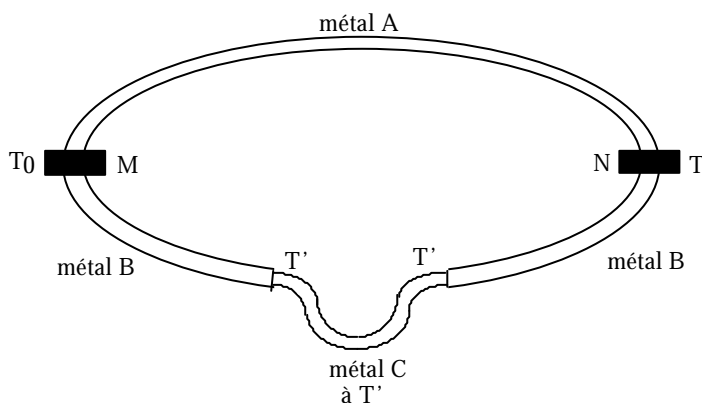


figure 3.5.2.3.1: principe de la mesure de la f.é.m. d'un thermocouple

3.5.2.4. Caractéristiques et usage des thermocouples

Une notation normalisée des thermocouples (par des lettres majuscules : E, J, K, N, T, S...) permet de reconnaître les alliages des thermocouples. Des tables de valeurs des forces électromotrices de ces couples leur sont associées pour une pureté standard, mais, bien entendu, il est préférable de faire un étalonnage de chaque thermocouple avant sa mise en œuvre, en particulier si le capteur est ancien et a déjà subi divers montages. En effet toute variation chimique ou physique des constituants ou de la connection entre les constituants est une source de variation de la force électromotrice.

Bien qu'il existe un très grand nombre d'alliages permettant de réaliser des thermocouples, en pratique moins d'une dizaine de couples sont couramment utilisés. Celui qui offre la plus faible incertitude ($<0,1^{\circ}\text{C}$) de mesure en raison de la pureté que l'on peut atteindre dans ses composants et de leur stabilité chimique est le couple platine-platine rhodié à 10% de rhodium dont la sensibilité est de l'ordre de $10\mu\text{VK}^{-1}$. Il est utilisable de 300 à 1800K mais est généralement mis en œuvre aux températures élevées ($>500\text{K}$) domaine dans lequel sa stabilité et sa maniabilité le font souvent préférer aux autres thermomètres à l'exception de la résistance de platine qui est considérée comme la référence.

Les thermocouples à alliages métalliques ont des sensibilités qui sont faibles, le plus sensible est le type E (chromel-constantan) avec une valeur d'environ 80mVK^{-1} . Les valeurs des forces électromotrices sont toujours inférieures à 100mV à la température ambiante. On peut remplacer les couples à base de métaux par des jonctions semi-conductrices (par exemple le tellure, le bismuth ou du germanium avec différents dopages), les forces électromotrices délivrées sont alors nettement supérieures mais la maniabilité de ces thermocouples à semi-conducteurs reste aujourd'hui une limitation forte, dans l'industrie en tout cas. Il faut garder en mémoire que la courbe d'étalonnage d'un thermocouple quelle que soit sa nature n'est jamais linéaire sauf si on se limite à un petit domaine de température. La sensibilité dépend donc fortement de la température.

Les sources de bruit dans les thermocouples sont, à basse fréquence le bruit Johnson dans les résistances des fils et, à haute fréquence les bruits provoqués par les couplages électrostatiques et magnétiques.

La réalisation pratique des thermocouples répond à deux exigences :

- une dimension de soudure aussi petite que possible pour assurer un temps de réponse faible,
- un assemblage à la fois mécaniquement robuste et protecteur vis à vis du bruit.

Le plus souvent la soudure et les fils de connection sont placés dans une gaine métallique protectrice. La soudure peut-être ou non en contact électrique avec cette gaine, les fils, quant à eux, étant toujours isolés par une poudre de silice ou d'alumine compactée. Lorsque la structure à tester est métallique et qu'elle peut être mise à la masse de l'instrumentation, les montages dans lesquels la soudure est reliée à la gaine sont préférables pour supprimer les bruits de mode commun.

En principe deux thermocouples sont nécessaires pour effectuer la mesure (figure 3.5.2.3.1.), l'un d'entre eux est mis en contact avec la structure dont on cherche la température T et l'autre est placé dans une enceinte dont la température T_0 est connue et fixe. Il est souhaitable de choisir T_0 égal à 0°C qui est la température de référence des tables.

Cependant un tel montage est peu utilisable en milieu industriel. On remplace donc la soudure de référence par une force électromotrice qui, pour une température ambiante T_a , donne à tout instant la valeur $E_{AB}(T_a, T_0)$ et qui est placée en série avec la soudure A,B fixée sur la structure. La f.é.m. totale de l'ensemble est donc donnée par :

$$E_{AB}(T, T_0) = E_{AB}(T, T_a) + E_{AB}(T_a, T_0) \quad (3.122)$$

c'est à dire la valeur que l'on aurait avec l'utilisation d'un deuxième couple à la température de référence T_0 . La f.é.m. $E_{AB}(T_a, T_0)$ (boîtier de compensation) peut être produite par la tension de déséquilibre d'un pont de Wheatstone dans lequel on place une thermistance sensible à T_a . Le réglage des différentes impédances et tension du pont permet d'obtenir $E_{AB}(T_a, T_0)$ avec une faible incertitude pourvu que la température ambiante ne varie pas de plus de 50°C au cours des mesures. Lorsque le boîtier de compensation ne peut pas être directement relié aux fils du thermocouple, il faut utiliser des câbles intermédiaires, appelés câbles de compensation, qui évitent l'erreur systématique qui serait commise en créant des f.é.m. parasites aux jonctions A-connection et B-connection si la connection était réalisée sans précaution. Ces câbles de compensation sont évidemment dépendants du couple A-B choisi. Leur gaine est du reste d'une couleur caractéristique normalisée pour les couples les plus courants.