

# Chapitre 4

## **III. Transport**

### **III.1 A l'équilibre thermique**

### **III.2 Conductivité sous l'effet d'un champ électrique**

### **III.3 Conductivité sous l'effet d'un gradient de concentration**

### **III.4 Equations générales des courants**

### **III.5 Mobilité à faible champ : mécanismes de collisions**

III.5.A Interactions avec le réseau

III.5.B Interactions avec les impuretés ionisées

III.5.C Autres sources de diffusions

III.5.D Mobilité et processus de diffusions multiples

III.5.E Mobilité en fonction de la température et du dopage

### **III.6 Mobilité à fort champ**

III.6.A Electrons « chauds »

III.6.B Vitesse de saturation

III.6.C Transfert vers des minima de bande de conduction supérieurs

# Plan du cours

1/3  
bases

## 1. Introduction

- Caractéristiques physiques des semiconducteurs
- Quels Matériaux pour quel type d'applications

## 2. Propriétés électroniques des semiconducteurs

- Structure de bandes
- Statistiques d'occupation des bandes
- Propriétés de transport
- Processus de recombinaison

1/3  
transport

## 3. Jonctions et interfaces

- Jonctions métal/semi-conducteurs
- Jonction p-n à l'équilibre, Jonction p-n hors-équilibre

## 4. Composants électroniques

- Transistors bipolaires
- Transistors à effet de champ
- Dispositifs quantiques
- Nouveaux matériaux

1/3  
optique

## 5. Composants optoélectroniques

- Détecteurs
- Diodes électroluminescentes
- Diodes lasers
- Lasers à émission par la surface
- Lasers à cascade quantique

# III.1 A l'équilibre thermique

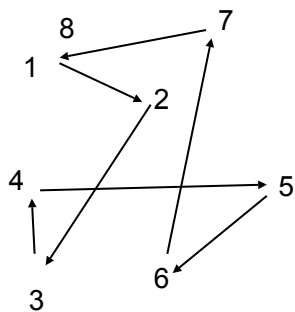
## Collisions multiples dues à l'agitation thermique

### Origines:

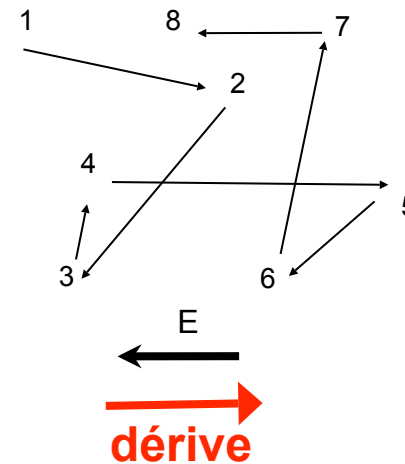
- atomes du réseau
- impuretés ionisées
- défauts

La diffusion est **isotrope** d'où un mouvement net de l'ensemble des électrons **nul**.

(a)



(b)



**Ce n'est plus le cas si un champ électrique est appliqué**

# III.1 A l'équilibre thermique

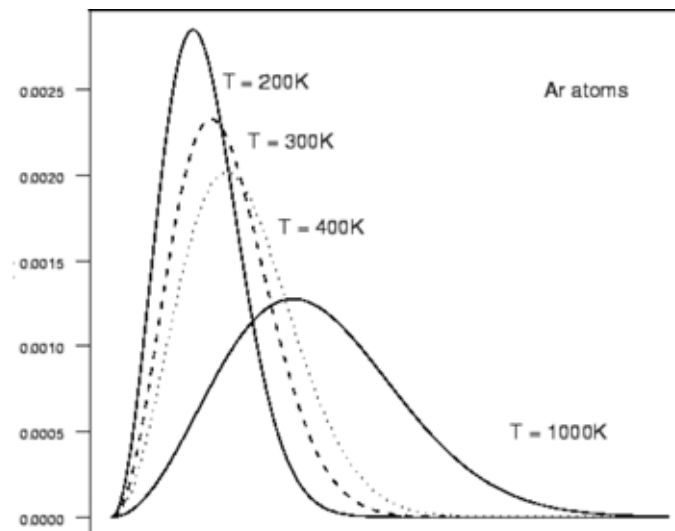
Electrons quasiment libres dans un cristal  $\Rightarrow$  molécules dans un gaz

Loi de distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann d'un gaz parfait:

Pour un gaz d'électrons contenant  $n$  électrons par unité de volume, le nombre d'électrons ayant une vitesse comprise entre  $v$  et  $v+dv$  est donné par

$$dn = 4\pi v^2 n \left( \frac{m^*}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m^* v^2}{2k_B T}} dv$$

Aperçu



# III.1 A l'équilibre thermique

La **vitesse thermique moyenne** s'obtient en intégrant sur l'ensemble des électrons

$$\frac{1}{2} m^* v_{th}^2 = \frac{3}{2} k_B T$$

A 300K, la vitesse moyenne des électrons dans Si est d'environ  $10^7$  cm/s

**Le libre parcours moyen**  $\lambda$  est déterminé par le temps entre deux collisions  $\tau_c$  avec  $\tau_c$  de l'ordre de 0.1 à 1 ps, d'où  $\lambda = \tau_c v_{th} = \mathbf{10 \text{ à } 100 \text{ nm}}$

[http://comp.uark.edu/~jgeabana/mol\\_dyn](http://comp.uark.edu/~jgeabana/mol_dyn)

# III.2 Conductivité sous l'effet d'un champ électrique. Modèle de Drude

**Condition:** faible champ électrique  $E$

⇒ temps moyen entre deux collisions constant, accroissement de vitesse dû au champ reste faible par rapport à  $v_{th}$ , redistribution isotrope des vitesses après chaque collision.

**Soit la force  $F=qE$  agissant sur le mouvement des porteurs**

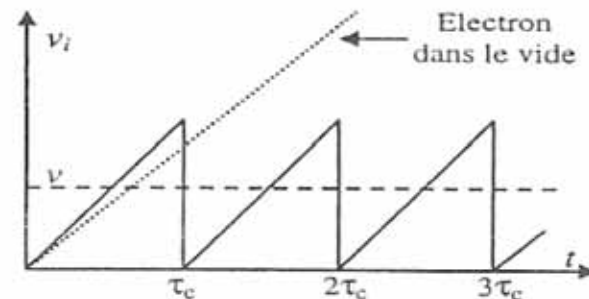
⇒ composante de vitesse parallèle à la direction du champ  $E$  qui s'ajoute à la composante thermique

$$F = qE = m^* \frac{dv_i(t)}{dt}$$

$v_i$  vitesse instantanée du porteur dans la direction du champ

On intègre sur un intervalle de temps entre  $t_0$  et  $t_0+t$  :

$$v_i(t) = q \frac{E}{m^*} t$$



# III.2 Conductivité sous l'effet d'un champ électrique. Modèle de Drude

Le temps moyen  $\tau_c$  entre deux collisions est (par définition)

$$\langle t \rangle = \int_0^{\infty} tP(t)dt = \tau_c$$

La vitesse moyenne est alors donnée par

$$\langle v \rangle = q \frac{\langle t \rangle}{m^*} E = \frac{q\tau_c}{m^*} E$$

$$\langle v \rangle = v_d = \mu E \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{q\tau_c}{m^*}$$

La vitesse est proportionnelle au champ électrique

La vitesse est appelée vitesse de **dérive** ou de **drift**.

La constante  $\mu$  reliant la vitesse de dérive et le champ électrique est appelée la **mobilité**

Le signe de la mobilité dépend de la charge des porteurs

$q=-e$  pour les électrons et  $q=+e$  pour les trous

# III.2 Conductivité sous l'effet d'un champ électrique. Modèle de Drude

$$\mu = \frac{q\tau_c}{m^*}$$

- La mobilité est une grandeur déterminante pour les composants électroniques  $\Rightarrow$  performances des dispositifs
- Elle est inversement proportionnelle à la masse effective et dépend des collisions dans le cristal
- Ces collisions peuvent être dues aux impuretés, aux phonons, aux autres porteurs, et à tout autre défaut
- La mobilité s'exprime en  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ , (Rq: en MKSA  $\text{m}^2/\text{Vs} = 1/T$ )



# III.2 Conductivité sous l'effet d'un champ électrique

Connaissant la mobilité nous pouvons calculer la **densité de courant**

$$\mathbf{J}_n = -ne\mathbf{v}_n = -ne\mu_n\mathbf{E}$$

$$\mathbf{J}_p = pe\mathbf{v}_p = pe\mu_p\mathbf{E}$$

$$\mathbf{J}_c = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p = \sigma\mathbf{E} \quad \text{avec } \sigma = -ne\mu_n + pe\mu_p$$

Ceci n'est autre que la **loi d'Ohm**

$\mathbf{J}_c$  est appelé **courant de conduction** et  $\sigma$  est la **conductivité** du matériau

$$\sigma_n = \frac{nq^2\tau_c}{m^*} \quad \sigma = \sigma_n + \sigma_p = \frac{nq^2\tau_e}{m_e^*} + \frac{pq^2\tau_p}{m_p^*}$$

Remarque:  $\sigma$  est toujours  $> 0$

# III.2 Conductivité sous l'effet d'un champ électrique

## Remarques :

- La masse effective des électrons est plus faible que celle des trous et le temps de relaxation est plus long

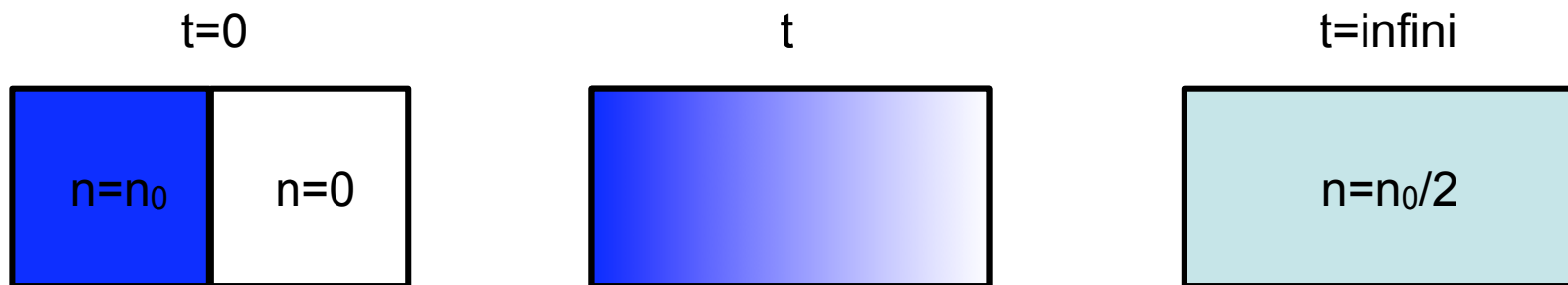
⇒ mobilité des électrons > mobilité des trous

- Le temps de collision augmente quand la température diminue, du moins dans un semiconducteur pur

	Si	Ge	GaAs	InAs	InSb
$\mu_n$	1350	3600	8000	30000	80000
$\mu_p$	480	1800	300	450	450

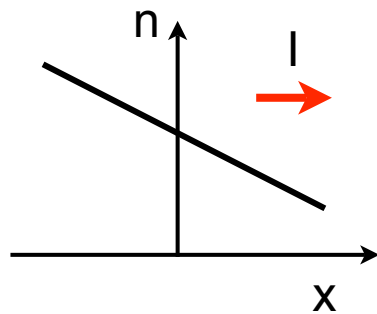
Valeurs typiques à température ambiante pour un semiconducteur non dopé.

# III.3 Transport sous l'effet d'un gradient de concentration



Il apparaît un courant qui tend à homogénéiser la concentration

Ce courant est d'autant plus faible que la différence de concentration est faible (il tend vers 0 à l'équilibre)



$$I \propto - \frac{dn(x)}{dx}$$

négatif parce que les particules diffusent vers les régions de plus faible concentration

proportionnel au gradient de concentration

# III.3 Transport sous l'effet d'un gradient de concentration

De manière plus générale le courant de particule est proportionnel au gradient de concentration.

Ce courant porte le nom de **courant de diffusion**

Le coefficient de proportionnalité s'appelle le coefficient de diffusion, D

Admettre

$$\vec{J} = -qD\vec{\nabla}n$$

q=-e pour les électrons  
q=+e pour les trous

Important: le courant de diffusion peut être très grand, même si la densité de particules est très faible.

Admettre

Il existe une relation importante entre D et  $\mu$ :

relation d'Einstein

$$\frac{\mu}{D} = \frac{q}{k_B T}$$

# III.4 Equation générale des courants

$$\vec{J} = \vec{J}_{conduction} + \vec{J}_{diffusion}$$

$$\vec{J} = \vec{J}_{conduction}^n + \vec{J}_{conduction}^p + \vec{J}_{diffusion}^n + \vec{J}_{diffusion}^p$$

$$\vec{J} = (\sigma_n + \sigma_p) \vec{E} + eD_n \vec{\nabla} n - eD_p \vec{\nabla} p$$

conductivité

temps moyen  
intercollision

-e, charge  
de l'électron

coefficient  
de diffusion

densité de  
porteurs

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = \frac{nq^2\tau_e}{m_e^*} + \frac{pq^2\tau_p}{m_p^*}$$

masse effective

# III.Sup Le semiconducteur hors équilibre

## Quasi-niveaux de Fermi:

Hors équilibre  $E_F$  n'est plus un potentiel thermodynamique

Moyennant certaines approximations, on peut souvent définir des quasi-niveaux de Fermi qui disent que **chaques espèces** de porteur sont à **l'équilibre entre eux** et **localement**.

$$E_{F,n}(\vec{r}, t) \text{ et } E_{F,p}(\vec{r}, t) \quad \text{avec} \quad f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E - E_{F,n,p})}{k_B T}}}$$

Ces niveaux sont différents pour chaque espèce de porteur et peuvent varier localement et temporellement.

$$E_{F,n}(\vec{r}, t) \neq E_{F,p}(\vec{r}, t) \quad \text{et} \quad \vec{\nabla}_{\vec{r}} E_{F,n,p} \neq \vec{0}$$

# III.Sup Le semiconducteur hors équilibre

Quasi-niveaux de Fermi:

Les mêmes relations peuvent alors se réécrire localement pour chaque population de porteurs:

$$n = n_i e^{\frac{(E_{F,n} - E_i)}{k_B T}} \quad p = n_i e^{\frac{(E_i - E_{F,p})}{k_B T}}$$

on a alors

$$E_{F,n} - E_{F,p} = k_B T \ln \left( \frac{np}{n_i^2} \right)$$

et l'équation générale des courants se met sur la forme compacte:

$$\vec{J}_{n,p} = \rho_{n,p} \mu_{n,p} \vec{\nabla} E_{F n,p}$$

# III.5 Mobilité à faible champ : mécanismes de collisions

$$\mu = q\tau_c/m^*$$

**Mobilité** ↓ lorsque **le temps de relaxation** ↓ (nombre de collisions ↑)

**Il existe plusieurs mécanismes de collision/diffusion (scattering)**

Interactions avec le **réseau**

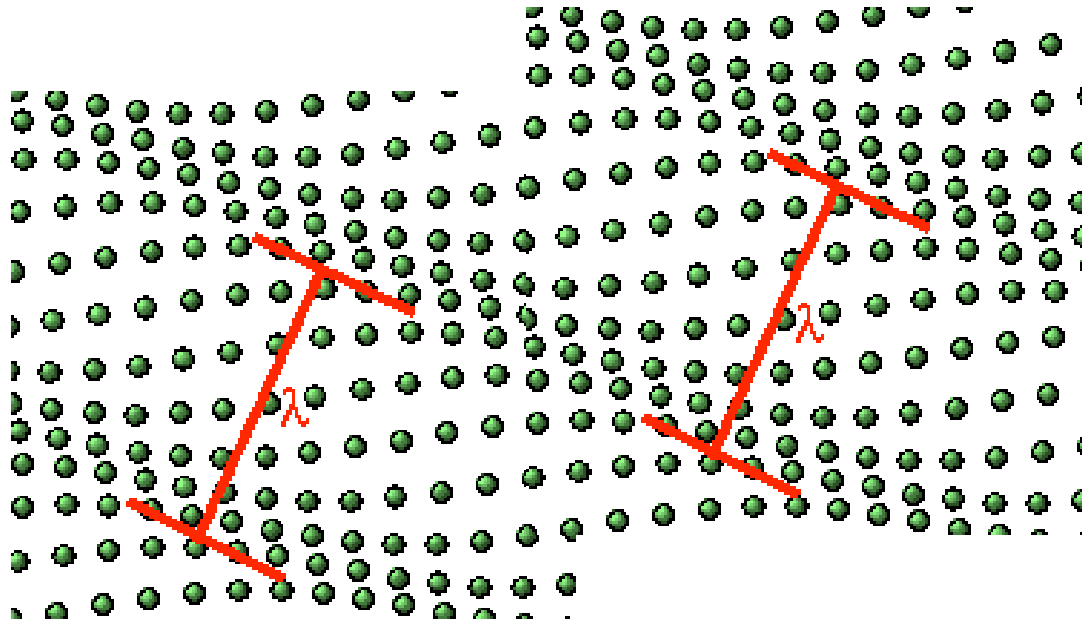
Interactions avec les **impuretés ionisées**



# III.5.A Interactions avec le réseau: phonons

- A  $T > 0\text{K}$ , les **atomes** du cristal **vibrent** autour de leur position d'équilibre
- Vibrations = onde élastique
- Les modes de vibrations associés sont quantifiés et le quantum élémentaire d'énergie vibrationnelle est appelé **phonon**.
- Un **phonon** est caractérisé par sa fréquence  $\omega$  et son vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ . La longueur d'onde  $\lambda = 2\pi/|\mathbf{k}|$  associée au mouvement ondulatoire des atomes

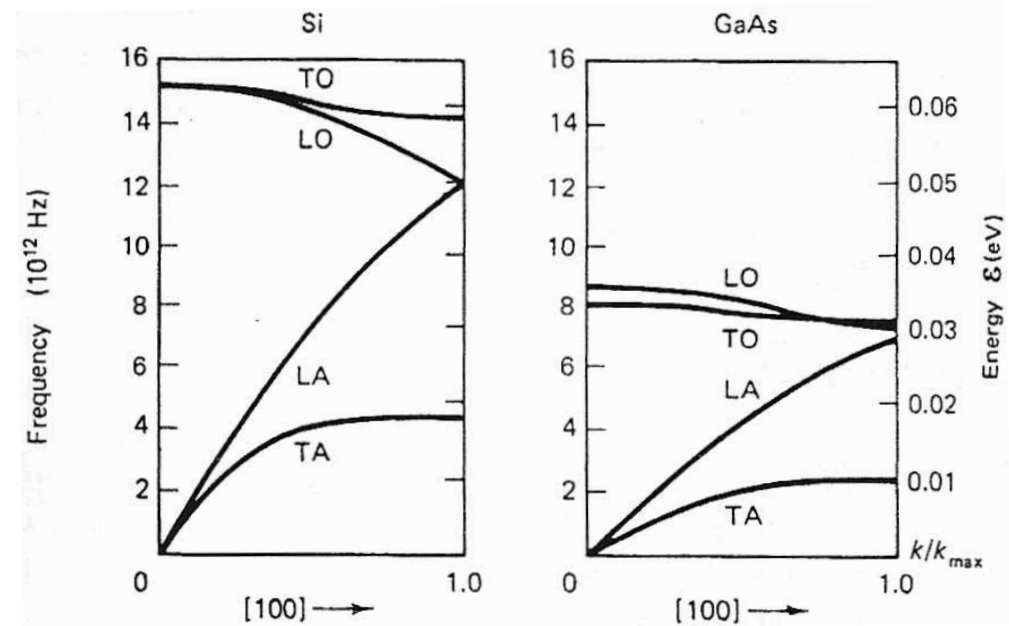
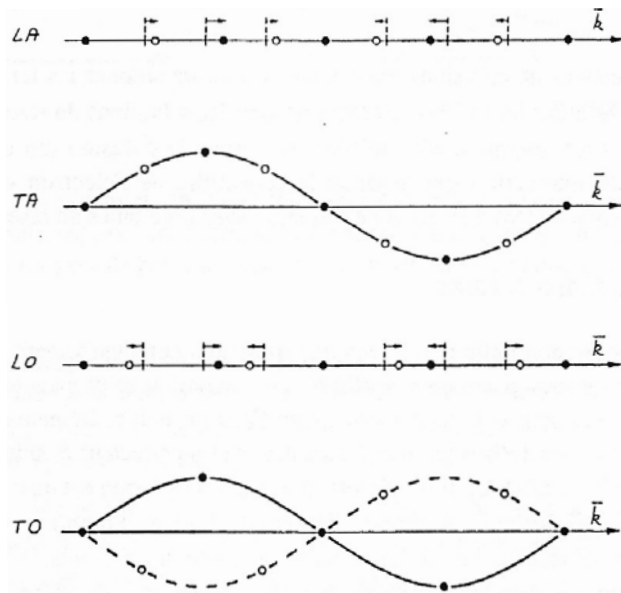
Aperçu



# III.5.A Interactions avec le réseau: phonons

Plusieurs types de phonons :  
Ondes longitudinales (L) et ondes transverses (T)  
Ondes acoustiques (A) et ondes de vibration optique (O)

Aperçu



<http://fermi.la.asu.edu/ccli/applets/phonon/phonon.html>

**Collisions avec les phonons, d'autant plus nombreuses que les vibrations sont importantes, i.e. que la température est élevée. La mobilité diminue à haute température**

# III.5.A Interactions avec le réseau

Dans les cristaux **purement covalents** (Si, Ge), les porteurs libres interagissent principalement avec les modes de vibration **longitudinaux acoustiques**.

les **porteurs** sont **diffusés** par les **phonons**. Ce processus est d'autant plus important que la température est élevée

Dépendance de la mobilité avec la température

$\mu \propto m^{*-5/2} T^{-\alpha}$       $\alpha = 3/2$  pour les modes longitudinaux acoustiques dans les matériaux covalents comme le Si, Ge

$\mu \propto T^{-\alpha}$       $\alpha = 2$  pour les modes longitudinaux optiques dans les matériaux ioniques comme les III-V (GaAs, InP, GaN)

Remarque:

$\alpha$  augmente avec la température: autres mécanismes de diffusion (phonons optiques et transitions vers d'autres bandes)

# III.5.B Interactions avec les impuretés ionisées

Aperçu

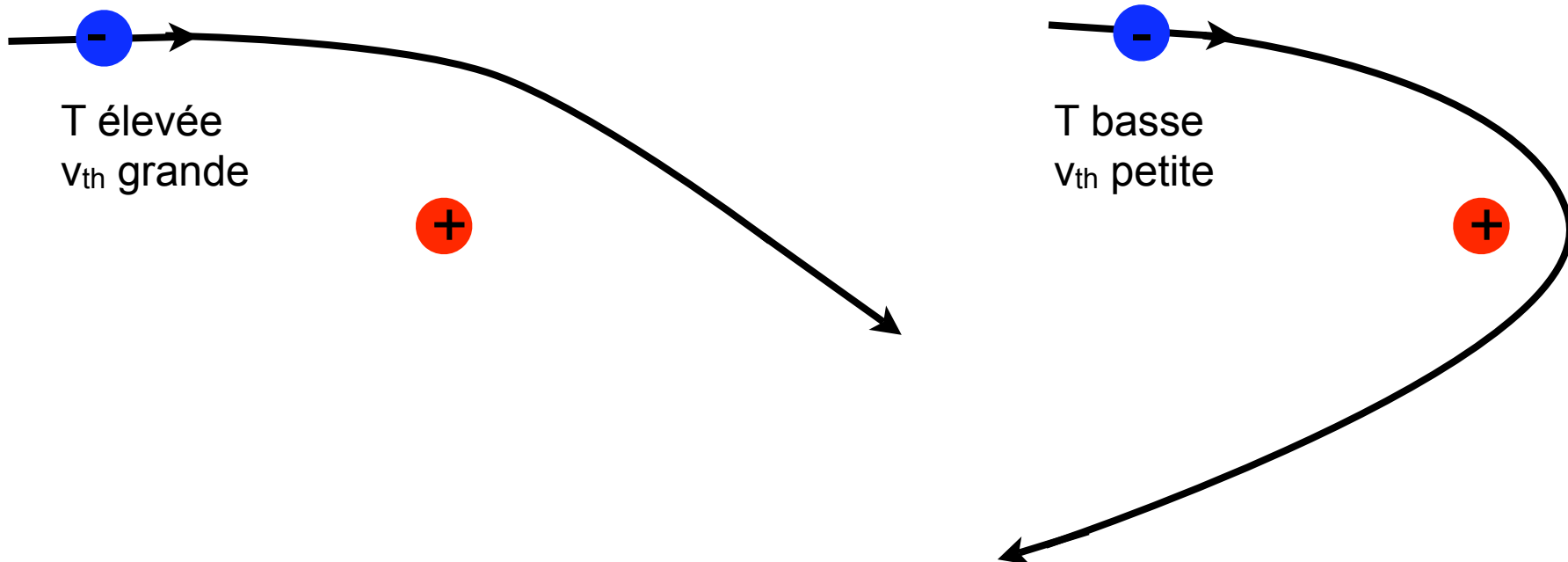
Une **impureté ionisée** porte une **charge** positive ou négative selon qu'elle est un donneur ou un accepteur

⇒ interaction coulombienne qui perturbe la trajectoire des porteurs

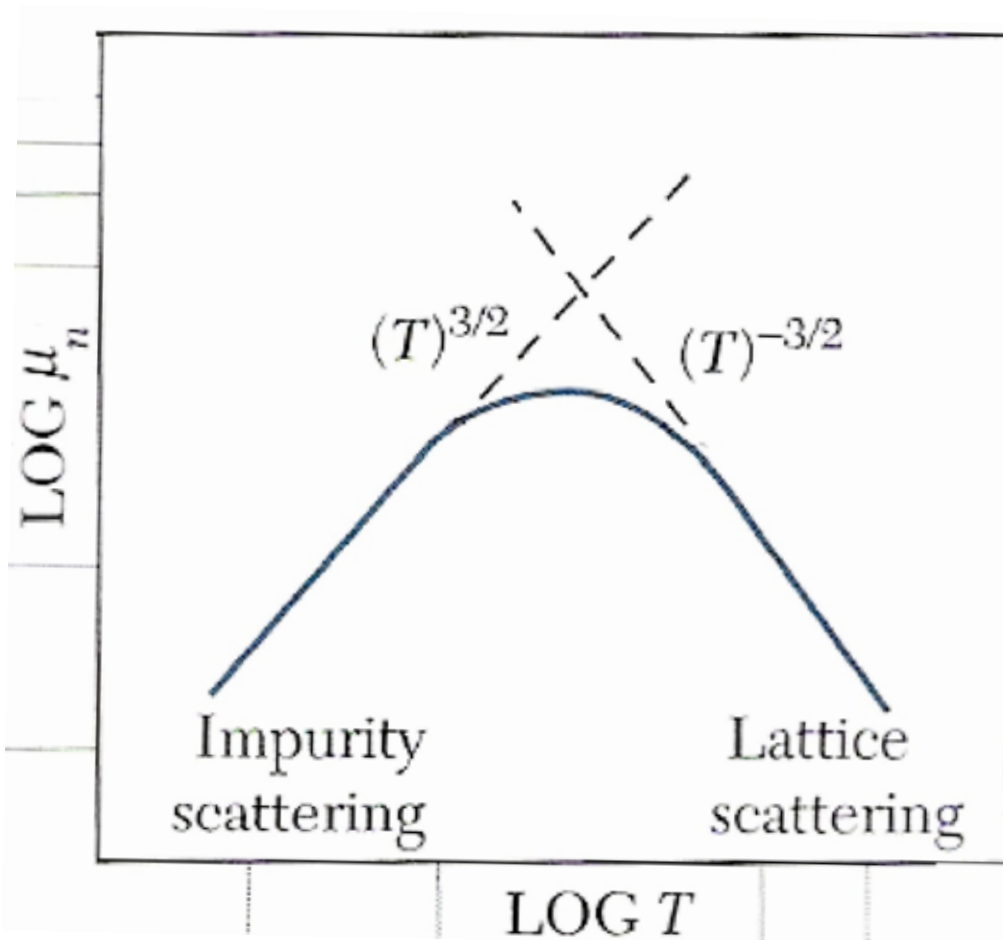
*l'interaction est d'autant plus grande que la vitesse de l'électron est faible. Interactions plus faibles à haute température pour laquelle la vitesse thermique est grande*

La dépendance en température de la mobilité est donnée par:  $\mu \propto T^{3/2}$

Admettre



# Mobilité en fonction de la température



La mobilité globale est donnée par:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{LO}} + \frac{1}{\mu_{LA}} + \frac{1}{\mu_{\text{impuretés}}} \dots$$

car

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_{LO}} - \frac{n}{\tau_{LA}} - \frac{n}{\tau_{\text{impuretés}}} \dots$$

et

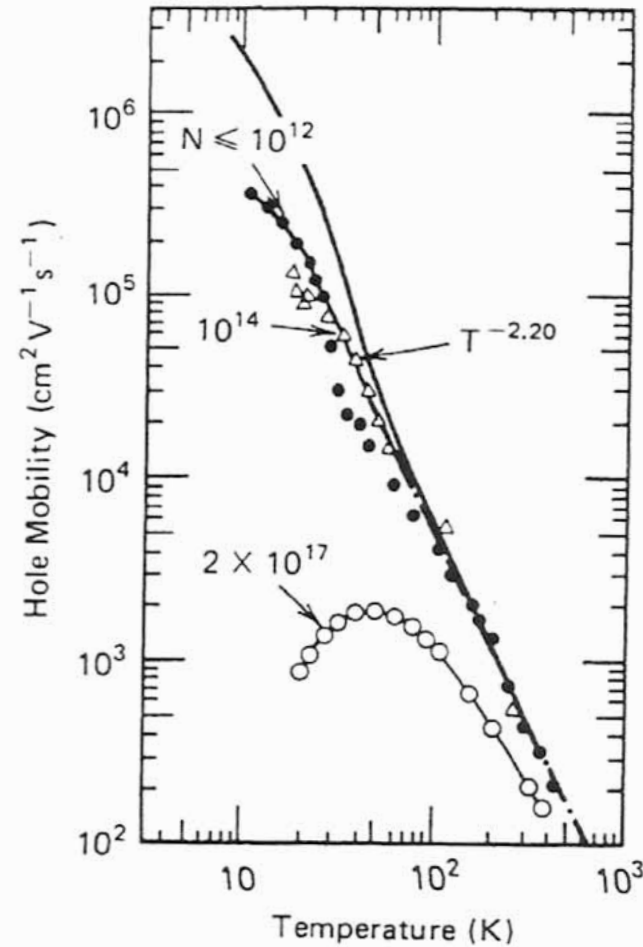
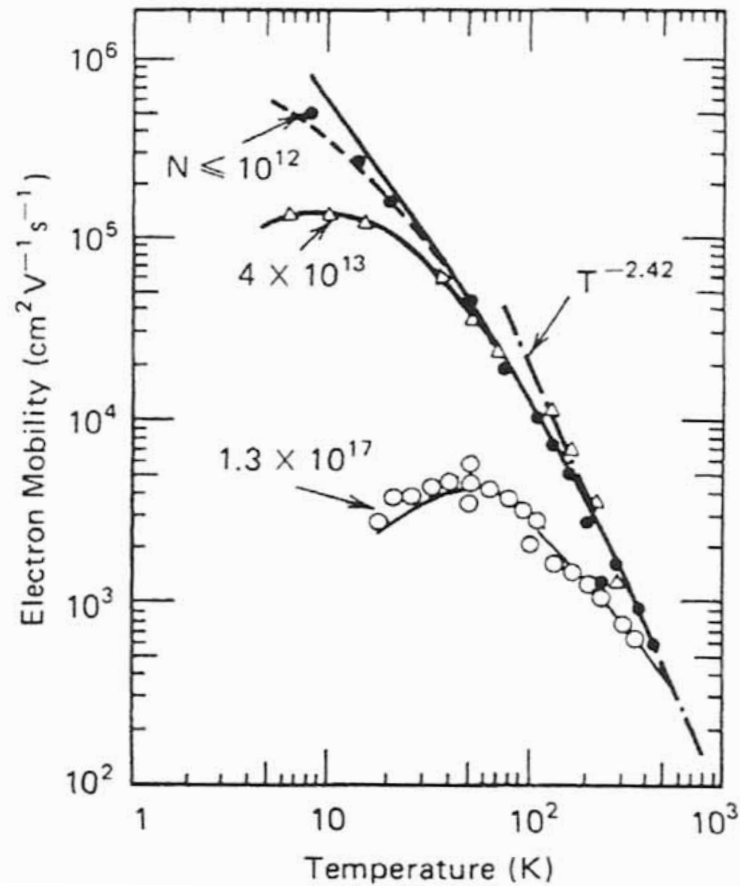
$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{LO}} + \frac{1}{\tau_{LA}} + \frac{1}{\tau_{\text{impuretés}}} \dots$$

avec

$$\mu = \frac{q\tau_c}{m^*}$$

# Mobilité en fonction du dopage

(a)



# III.6 Mobilité à fort champ

## Electrons « chauds »

A faible champ électrique, l'électron est en **équilibre thermique** avec le réseau et la vitesse de dérive est proportionnelle au champ telle que

$$v_d = \mu E$$

A champ élevé, la vitesse induite n'est plus négligeable par rapport à la vitesse thermique. On peut définir une **température effective** telle que

$$1/2 m v_e^2 = 3/2 k T_e$$

$T_e > T$ . En considérant que le libre parcours moyen reste inchangé, on en déduit la mobilité telle que

$$\mu = q\tau_c/m^* = (q/m^*)(\lambda/v_e) = \mu_0(T/T_e)^{1/2}$$

où  $\mu_0$  est la mobilité à faible champ et  $T$  la température du réseau

# III.6.B Vitesse de saturation

Dans le régime de saturation, l'énergie gagnée par l'électron sous l'effet du champ est perdue par l'émission d'un phonon LO.

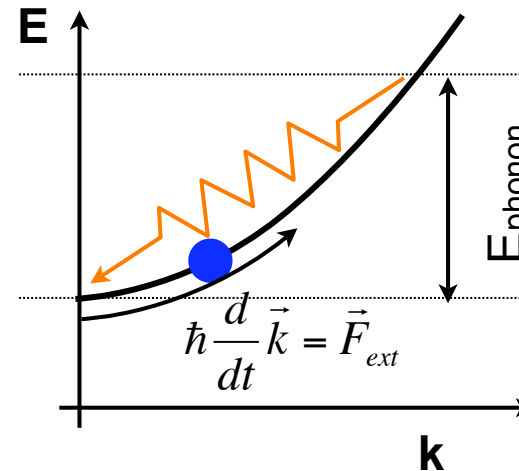
$$qE_{\text{sat}}v_{\text{sat}}\tau = E_{\text{ph}}$$

Par ailleurs

$$v_{\text{sat}} = \mu E_{\text{sat}} = (q\tau/m^*) E_{\text{sat}}$$

Finalement (après élimination du champ)

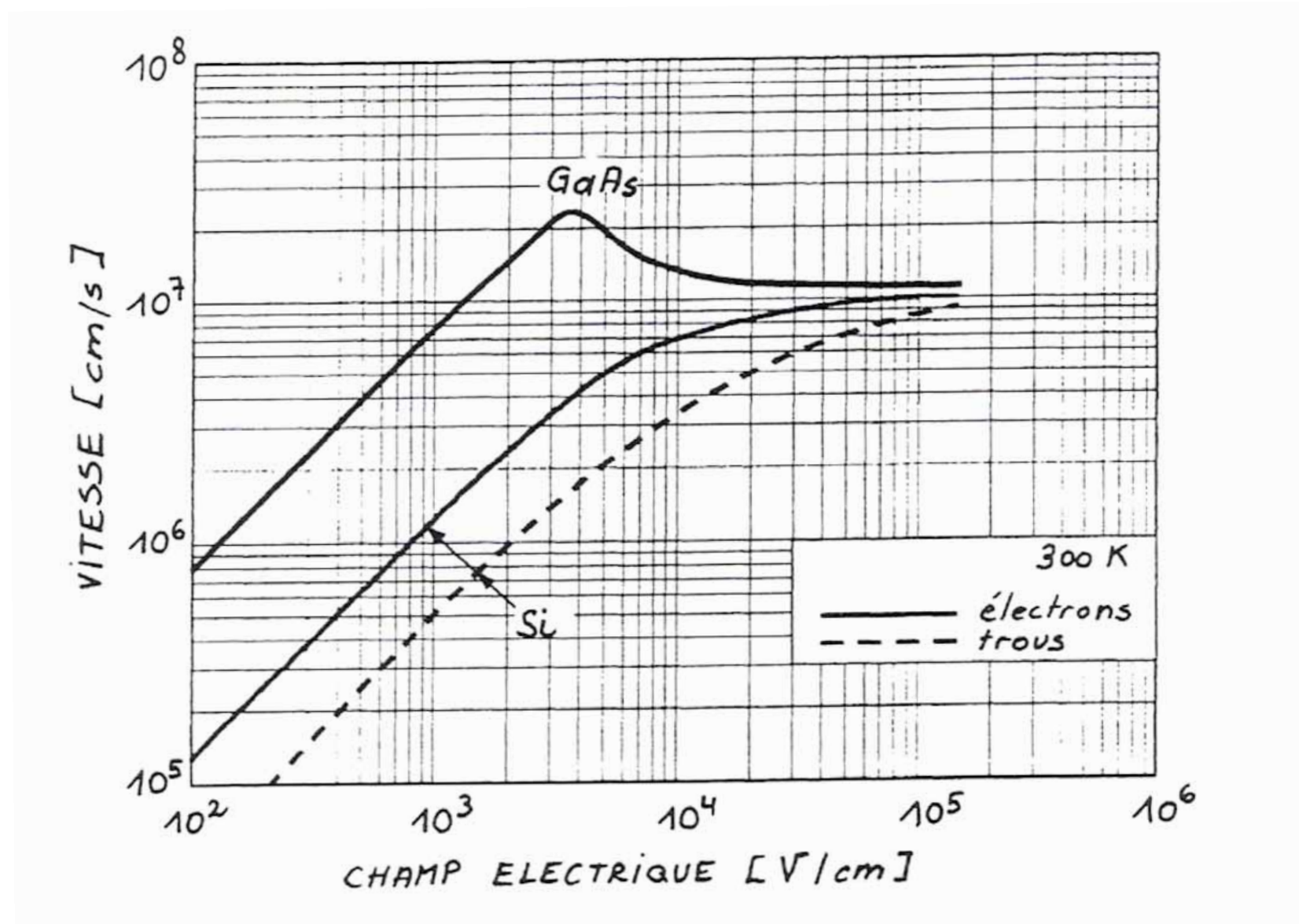
$$v_{\text{sat}} = (E_{\text{ph}}/m^*)^{1/2}$$



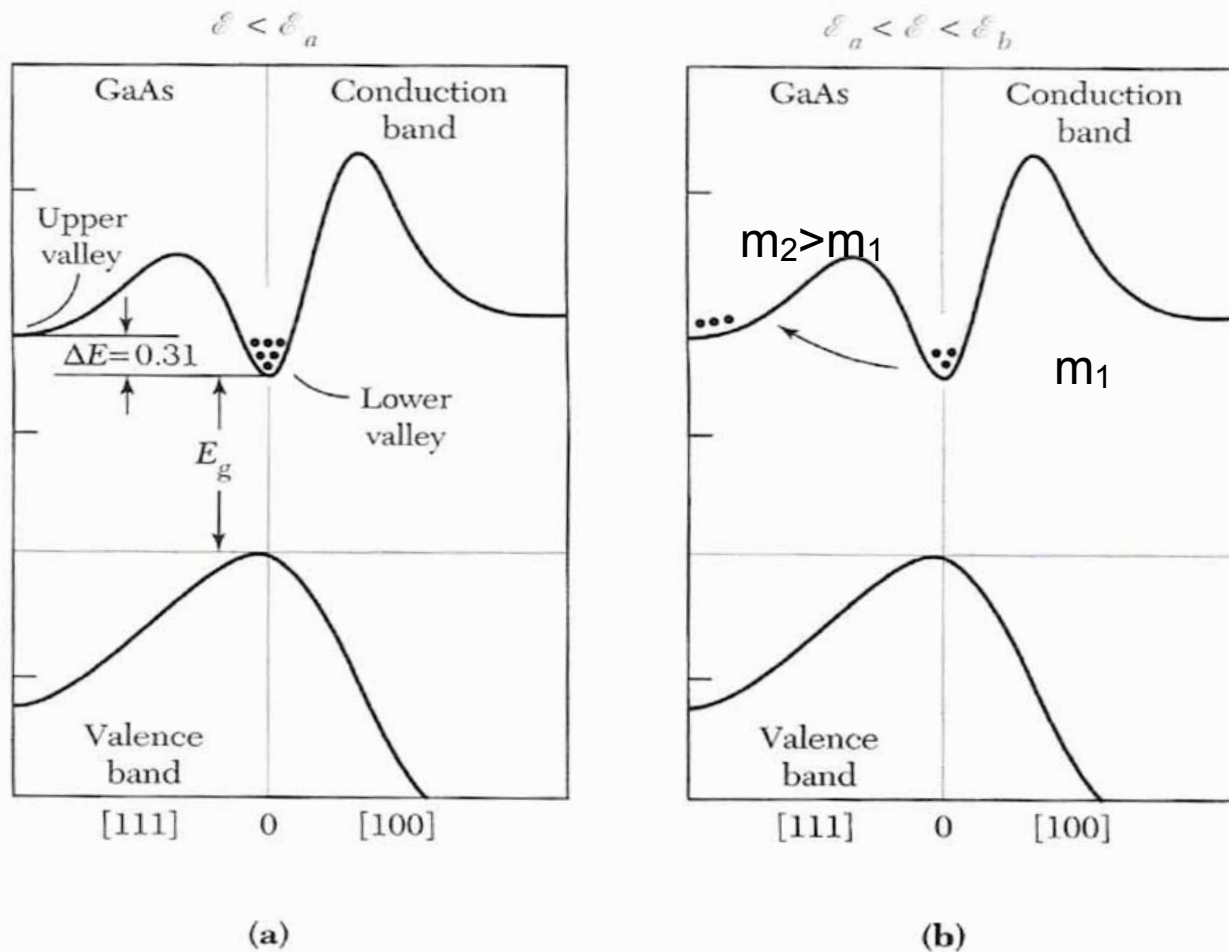
Vitesse de saturation	Si	GaAs
Expérimentale	$1 \cdot 10^7$ cm/s	$2 \cdot 10^7$ cm/s
Calculée	$2 \cdot 10^7$ cm/s	$3 \cdot 10^7$ cm/s



# III.6.B Vitesse de saturation

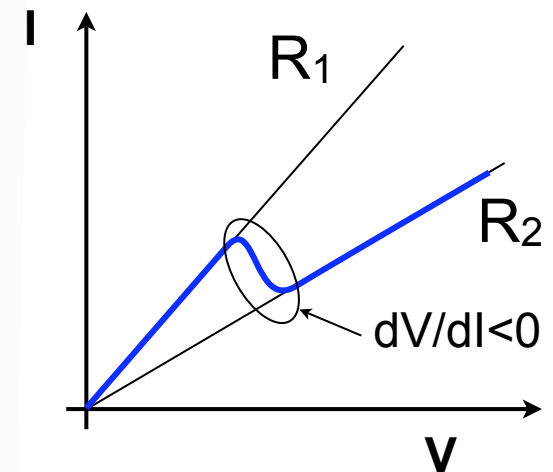


# III.6.C Transfert vers des minima de bande de conduction supérieurs



$$m_2 > m_1 \Rightarrow \mu_2 < \mu_1$$

$$\Rightarrow R_2 > R_1$$



**Diodes Gunn**

Fin de la première partie:

Notions de base sur la physique des  
semiconducteurs

Suite:

1 Composants électroniques

2 Composants optiques