Chapitre 1

→ mesure modifie l'état du système → il reste après la mesure

→ l'évolution est régie par l'éq de S. → linéaire (+ principe de superposition)

→ grandeur = opérateur linéaire hermitien

la mesure projette l'état quantique sur l'état propre (réduction paquet d'ondes)

⚠ aléatoire et évol. non linéaire.

→ particules quantiques : dénombrables ; delocalisés ; interfèrent

$\hat{m}$ cond de mesures ≠ résultats

→ proba de présence xyz dans $dx.dy.dz = |\Psi(x,y,z,t)|^2 . dxdydz$

$\Psi(\vec{r}) = \langle \vec{r} | \Psi \rangle$ autour de $\vec{r}$: $\vec{r} = |\Psi(\vec{r},t)|^2 d^3\vec{r}$

Ψ normalisée $\iiint |\Psi|^2 d^3r = 1$; continue ; dérivable

→ en 1D : solution sommes d'ondes planes $e^{i(kx - \omega_k t)}$ (électron)

L'objet garde au cours du tps la $\hat{m}$ distribution de proba qui se décale de x à la vitesse cst v_g

→ $\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi}{k} \Rightarrow \boxed{p = \hbar k}$ (DB) → correspond bien à la quantité de mvt classique par une part. de masse m

énergie cinétique ← $\boxed{\hbar\omega_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}}$

Relation Heisenberg $\boxed{\Delta x \Delta p \geq \hbar}$ $\Delta k = \frac{1}{\Delta x} > 0$

→ Éq. de S. $\boxed{i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + V\Psi}$ force $\boxed{i\hbar\frac{d|\Psi\rangle}{dt} = \hat{H}|\Psi\rangle}$

État stationnaire $|\Psi|^2$ dep pas tps : $\boxed{-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + V\Psi = E\Psi}$ (sol en $\Psi(\vec{r},t) = \Psi(\vec{r})e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$)

Pour $\Psi(\vec{r},t) = e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$: $i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \hbar\omega\Psi = E\Psi$

Ondes planes = états sta. particule libre ($V=0$)

→ $\langle\Psi|\Psi\rangle = \int \Psi^*(\vec{r})\Psi(\vec{r})d^3\vec{r} \Rightarrow \boxed{|\Psi\rangle = \sum_n \langle\Psi_n|\Psi\rangle|\Psi_n\rangle}$

$\langle x \rangle = \langle\Psi|\hat{X}|\Psi\rangle \rightarrow \Psi(x) = \langle x|\Psi\rangle$

$\hat{H}$: opérateur hamiltonien qui est l'observable associé à l'E. totale du sys

$\Rightarrow E_n|\Psi_n\rangle = \hat{H}|\Psi_n\rangle \Rightarrow |\Psi(t)\rangle = \sum_n c_n(t)|\Psi_n\rangle$ ou $c_n(t) = \langle\Psi_n|\Psi(t)\rangle$

sys dans l'état propre de $\hat{H}$ ne varient pas au cours du tps → stat. → énergie = valeurs propres de $\hat{H}$ ($= \frac{p^2}{2m}$ pour V nul)

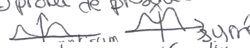
→ $|\Psi(\vec{r})|^2$ densité proba de détection en $\vec{r}$

→ Grandeurs physique corr. observables $\hat{A}$ obs. $\{a_n, |\Psi_n\rangle\}$ valeur vecteurs ; résultat possible de proba $|\langle\Phi_n|\Psi\rangle|^2$

⇒ 2 puits finis : proba d'état ds 1 puits = oscillante

⊕ nv états statio. = comb. linéaire des 2 puits seuls

⊕ proba de présence

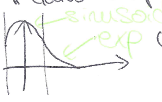


symétrique

TD 3 → puit couplés

$|\Psi\rangle = c_1|I_+\rangle + c|I_-\rangle$

Ψ dans un puit simple : $|1\rangle$: 1er puit $|2\rangle$ 2em puit



sinusoïdale, exp

$\Psi(t) = c_1|1\rangle + c_2|2\rangle$ $\Psi(t) = \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t)\end{pmatrix}$ ← amplitude de proba de chacun des états

* $i\hbar\frac{d|\Psi\rangle}{dt} = \hat{H}|\Psi\rangle \Rightarrow \Psi(t+dt) = (\hat{I} - \frac{i}{\hbar}\hat{H}dt)\Psi(t) \Rightarrow$ matrice $\Rightarrow H_{12} = H_{21} = A$

⚠ pour puit non couplés $\hat{H} = \begin{pmatrix} E_0 & 0 \\ 0 & E_0\end{pmatrix}$ couplé $\begin{pmatrix} E_0 & -A \\ -A & E_0\end{pmatrix}$ $c_i(t) = \langle i|\Psi(t)\rangle$ ampli proba

Sol de Ψ $\begin{pmatrix} c_1 \\ c_2\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1(0) \\ c_2(0)\end{pmatrix}e^{-\frac{H}{i\hbar}} \Rightarrow \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2\end{pmatrix} = e^{-\frac{i}{\hbar}E_0 t}\begin{pmatrix} \cos\frac{At}{\hbar} & is \\ is & c\end{pmatrix}\begin{pmatrix} c_1(0) \\ c_2(0)\end{pmatrix}$

⇒ la particule oscille entre 2 états ⇒ ≠ stationnaires

* chgt base matrice de rotation $\begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2}\end{pmatrix}$ $\hat{H} = \begin{bmatrix} E_0 - A & 0 \\ 0 & E_0 + A\end{bmatrix}$ $|I_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |2\rangle)$ $|I_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - |2\rangle)$

* $i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\langle n|\Psi(t)\rangle = -A\langle n-1|\Psi(t)\rangle + E_0\langle n|\Psi(t)\rangle - A\langle n+1|\Psi(t)\rangle$

Si $\Psi_n(t) = a_n e^{-\frac{i}{\hbar}Et} \Rightarrow \underbrace{\frac{E - E_0}{2A}}_{s} = -A\frac{a_{n+1} + a_{n-1}}{a_n}$ * $a_{N+1} = a_1$

$\Rightarrow a_{n+1} + a_{n-1} + 2sa_n = 0$

$\Rightarrow r^2 + 2sr + 1 = 0$

Donc $r = \exp(2j\pi\frac{m}{N}) \Rightarrow s = \cos(kb)$

$s = -\cos(2\pi\frac{m}{N})$ $\Rightarrow \boxed{\frac{E - E_0}{2A} = -\cos(kb)}$ $E = E_p + E_c$

$= E_0 - 2A + Ak^2b^2$

⊕ $\omega = \frac{E}{\hbar}$

TD 4 → opérateurs

* proba détection $|\Psi_a\rangle = |c_a|^2 = |\langle\Psi_a|\Psi\rangle|^2$

* Ψ sur $\{|x\rangle\}_{x\in\mathbb{R}}$ $|\Psi\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty}\Psi(x)|x\rangle dx \Rightarrow \langle x_0|\Psi\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty}\Psi(x)\langle x_0|\Psi\rangle$

* Moyenne pondérée de la grandeur $\langle\Psi|\hat{O}|\Psi\rangle = \langle\Psi|\boxed{\hat{O}|\Psi\rangle}\rangle$

* $|\Psi\rangle = \int\bar{\Psi}(k)|k\rangle dk \Leftrightarrow \langle k|\Psi\rangle = \bar{\Psi}(k)$

* $\Psi(\vec{r})$ et $\bar{\Psi}(\vec{p})$ sont TF l'une de l'autre.

2 représentations équivalente $\hat{m}$ état

$\langle\vec{r}|\Psi\rangle = \Psi(\vec{r})$ $\langle\vec{r}|\hat{R}|\Psi\rangle = \vec{r}\Psi(\vec{r})$ $\langle\vec{p}|\hat{P}|\Psi\rangle = \vec{p}\bar{\Psi}(\vec{p})$

* $\langle\vec{r}|\hat{\vec{P}}|\Psi\rangle = -i\hbar\nabla\Psi(\vec{r})$

$[\hat{A},\hat{B}] = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$ $[\hat{X}, \hat{P}_x] = i\hbar$

incertitude paquet onde = méca quantique

TD 1 → paquet d'onde

* position de la particule : proba de présence max en $x=0$ et concentré dans intervalle de largeur $\sim\Delta x$ $\langle x\rangle = \int x|\Psi_0|^2 dx = 0$

* Si Ψ admet transformée F. $\Psi(x, t=0) = \Psi_0(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\bar{\Psi}_0(k)e^{ikx}dk$

et $\bar{\Psi}_0(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\Psi(x)e^{-ikx}dx$ ⊕ table F.

$\boxed{E(k) = \hbar\omega = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}}$

* Particule libre 1D : sol stat. = ondes planes $e^{i(kx - \omega_k t)}$

* $\Psi(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\bar{\Psi}_0(k)e^{i(kx - \omega_k t)}dk$ ⊕ $\omega_k = \omega_0 + v_g(k - k_0)$ (on remplace par exp)

$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k}\Big|_{k=k_0} = \frac{\hbar k_0}{m}$ → apparition $\Psi_0(x - v_g t)$ $\boxed{\text{quantité mvt}}$

$\frac{\hbar k_0^2}{2m} = \hbar\omega_0$ → $\boxed{\text{énergie cinétique}}$ $\hbar k_0$ → quantité mvt

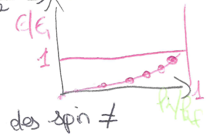
$\Delta x\Delta k = 1 \Rightarrow \boxed{\Delta x\Delta p \geq \hbar} \Rightarrow \Delta v \geq \frac{\hbar}{m\Delta x}$

TD 2 → puit quantique isolé

Profondeur infini

* Éq de S $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} \Rightarrow \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + k^2\Psi = 0$ $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \Rightarrow \Psi = A\sin(kx) + B\cos(kx)$

⊕ $\Psi(x=0) = \Psi(x=L) = 0 \Rightarrow \Psi = A\sin(k_n x)$ $k_n = \frac{n\pi}{L}$



* $E = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 n^2$

* Electrons occupe les états d'E les plus bas avec des spin ≠

* $L\uparrow \Rightarrow E$ se rapprochent

* L 10^7 fois ⊕ gd ⇒ 2×10^7 élec. qui peuplent avec 2 spins ⇒ $N_{max} = 10^7$

* Pour passer à un état excité. $\delta E = E(N+1) - E(N)$

* resserrement des nv d'E autorisés qui conduit à des états quasi-~~sta~~ continu

Profondeur fini

* centre : $\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + k^2\Psi = 0$ $\Psi(x) = A\sin(kx + \delta)$

autour $\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} - k_1^2\Psi = 0$ $\Psi(x) = Ce^{k_1 x}$ ou $\Psi(x) = De^{-k_1(x-L)}$

continuité $\Psi(x)$ ⊕ dérivée en $x=0$ et $x=L$ ⊕ $\int_{-\infty}^{+\infty}\Psi(x)\Psi^*(x)dx = 1$

$\delta = -\frac{kL}{2} + p\frac{\pi}{2}$ $\frac{k_1}{k} = \cot\left(p\frac{\pi}{2} - \frac{kL}{2}\right)$ * $\frac{1}{1 + \cot^2} = \sin^2(\,)$ $\frac{k_1 V_1}{k E}$

⚠ états liés si $0 < E < V_1$ $(k_1, k) \in \mathbb{R}$ $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ * $\frac{E}{V_1} = \frac{\hbar^2 k^2}{2mV_1}$ * $k_1^2 =$, $k^2 =$

États liés $0 < E < V_1$ $\Rightarrow kL = p\pi \mp 2\arcsin\left(\frac{kL}{k_m L}\right)$ Nombre niveau E

On pose $k_m = \frac{\sqrt{2mV_1}}{\hbar}$ $N \geq \frac{k_m L}{\pi}$, $N - 1$

TD 5 → Oscillateur

* $\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2\hat{X}^2 \Rightarrow \tilde{H} = \frac{1}{2}(\tilde{X}^2 + \tilde{P}^2)$ ⊕ $(\tilde{X} - i\tilde{P})(\tilde{X} + i\tilde{P}) = 2\tilde{H} - 1$

Si 2 op. se déduisent seulement par une cst ⇒ les grandeurs sont mesurables ⇒ base vecteurs propres communs

⇒ on trouve les valeurs propre de $\hat{H}$

donc l'énergie est quantifiée

Chapitre 2 → Ψ statique

* ⊕ puit ↑ → ⊕ niveau E sont serrés

* ⊕ N_p ↑ → valeur de E_f sont serrées

* état eq = plus probable → bcp de conf possible → méconnaissance de la répartition à l'éq → maximisation de l'entropie statique

* 1er principe $\Delta U = Q \mp W$ 2em principe S cst ou ↑ par sys isolé

* système isolé = microcanonique $S = k_B\log(w)$

microétats équiprob.

* sys. avec thermos. → canonique $\forall j$ $P_j = \frac{\exp(-\beta E_j)}{Z}$ Loi de Bolzman

Z fct de répartition $Z = \sum\exp(-\beta E_j)$

* sys thermos + échange → gd canonique $P_j = \frac{\exp(-\beta(E_j - \mu N_j))}{Z_{GC}}$

$Z_{GC} = \sum\exp(-\beta(E_i - \mu N_i))$ Loi Gibbs

$U = -\frac{\partial}{\partial\beta}\log(Z)$ $\beta = \frac{1}{k_B T}$ μ potentiel chimique

→ objet macros. E fluctue peu.

* bosons → symétrique (spin entier)

fermions → antisym. ⇒ 2 fermions occupent pas le $\hat{m}$ état quantique

* Fermi-Dirac $f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)}$ fct distribution E_F niv de Fermi (μ)

$n(E)$ nb état à E donnée

$N = \int_{-\infty}^{+\infty} f(E)\rho(E)dE$ / $U = \int E f(E)\rho(E)dE$ $\rho(E) = \frac{dn}{dE}$ densité état à E

$\rho(E)dE$ → nb d'état d'énergie entre E et dE

Limite : $E - E_F \gg k_B T$ $f(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right)$ = Bolzman

* Bose-Einstein $\langle n_q\rangle = \frac{1}{\exp(\beta(E_q - \mu)) - 1}$ * $f(E) = \frac{1}{\exp(\beta E) - 1}$

TD 6 → Maxwell-Boltzmann

* $\sum_i p_i = 1 \Rightarrow Z = \sum_i e^{-\beta \epsilon_i}$ $\quad (p_i = \frac{1}{Z}\exp(-\beta\epsilon_i))$

Soit $Z = \sum_i e^{-\beta\epsilon_i} = \frac{1}{V_{maille}} \iiint e^{-\beta\epsilon_i} d^3k = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\beta\epsilon_i) dk_x\right]^3$ $\quad \langle E \rangle = \sum \epsilon_i p_i$

⚠ passage discret → continue $\Rightarrow \times \frac{1}{V_{maille}}$ $\simeq \frac{\pi}{L}$

* Si $|e_a; e_b\rangle$ discernable $\epsilon_i = 2\epsilon_a$ $\quad p_a^2 = \frac{1}{Z^2}\exp(-2\beta\epsilon_a) \Rightarrow$ loi de Boltzmann

* Indiscernable $|a:2; b:0\rangle$ $\langle n_a \rangle = 2 \cdot P_{|a:2;b:0\rangle} + P_{|a:1;b:1\rangle} + P_{|a:0;b:2\rangle}$
$|a:1; b:1\rangle$
$|a:0; b:2\rangle$ $\Rightarrow$ Si $Z_a \neq Z_b$ pas MB.

Loi M.B pas pour particules indiscernables sauf si $|E_a - E_b| \ll \frac{1}{\beta} = k_B T$
→ T haute

TD 7 → Fermi Dirac

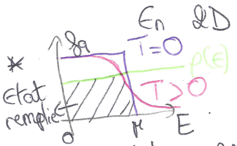
* Pour une boite 2D $\quad \epsilon_{n_x,n_y} = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\pi^2}{L_x^2}n_x^2 + \frac{\pi^2}{L_y^2}n_y^2\right) = \frac{\hbar^2}{2m}k^2$

* Nb état par intervalle elementaire $\frac{L_x L_y}{\pi^2} dk_x\, dk_y \Rightarrow$ Densité d'états en vecteur d'ondes k

* $2\pi k\, dk \times \frac{1}{4} \times \frac{L_x L_y}{\pi^2}$ $\quad$ nb état quan. stat / par unite de surface $\quad$ spin $\frac{2 L_x L_y}{\pi^2}$
surface couronne $\quad$ 1 quart $\quad$ maille
⇒ densité d'état en k : $\frac{L_x L_y}{2\pi} k \times 2$ spin

* $\rho(n) = \frac{dn}{d\epsilon} = \frac{dn}{dk}\frac{dk}{d\epsilon} = \frac{dn}{dk} \times \frac{1}{d\epsilon/dk} = \frac{mA}{\pi\hbar^2} H(\epsilon)$ $\quad$ 1D $1/\sqrt{\epsilon}$, 3D $\sqrt{\epsilon}$ densité d'état energétique

* $N = \sum f(\epsilon) = \int_0^\infty f(\epsilon)\rho(\epsilon) d\epsilon$
ϵ_n 2D $\quad N = \rho(\epsilon) k_B T \ln(1 + \exp(\mu / k_B T))$



→ T élevés Max.Bolz. → niv fermi
→ T=0 $\quad N = \frac{mA}{\pi\hbar^2}\epsilon_F$

* $\overline{E} = \epsilon \times N$ → energie moyenne $\quad$ A $T=0$ $\quad \overline{\epsilon} = \frac{\epsilon_F}{2}$
* $P = -\frac{dE}{dA} \Rightarrow$ gaz fermion peu compressible (Pauli)

Chapitre 3 → suite

* ordre de grandeur $10^{28} m^{-3} = 10^{22} cm^{-3}$ densite electron de valence dans la bande de conduction semi-conducteur $\quad E_g \simeq 1eV$
$\forall e^-$ BC ou trou BV → F.D. ≃ M.B $\quad n = \int f(\epsilon)\rho(\epsilon) d\epsilon$
* Doper N → e^- $\quad$ Dopé P → trou $\quad p = \int (1-f(\epsilon))\rho(\epsilon) d\epsilon$

* e^- BC	trou BV	loi action de masse
$f(\epsilon) = \exp\left(\frac{\epsilon_F - \epsilon}{k_BT}\right)$	$1 - f(\epsilon) = \exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_F}{k_BT}\right)$	cst
$f(\epsilon) = \exp\left(\frac{\epsilon_F - \epsilon_{i/c}}{k_BT}\right)\exp\left(\frac{\epsilon_{ic} - \epsilon}{k_BT}\right)$	$1 - f(\epsilon) = \exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{iv}}{k_BT}\right) \times \exp\left(\frac{\epsilon_{iv} - \epsilon_F}{k_BT}\right)$	$np = n_i^2 = N_v N_c \exp\left(-\frac{E_g}{k_BT}\right)$
$n = n_i \exp\left(\frac{\epsilon_F - \epsilon_i}{k_BT}\right)$	$p = p_i e\left(\frac{\epsilon_i - \epsilon_F}{k_BT}\right)$	⇒ densite dopant ≫ $n_i = p_i$ ≃ densite porteurs maj
$n = N_c \exp\left(\frac{\epsilon_F - \epsilon_c}{k_BT}\right)$	$p = N_v \exp\left(\frac{\epsilon_v - \epsilon_F}{k_BT}\right)$	Pour N $n = N_D$ $p = \frac{n_i^2}{n}$; Pour P $p = N_A$ $n = \frac{n_i^2}{p}$

cst indep. du dopage $\quad$ ⚠ reste globalement neutre

* forme exp de la loi régissant nb porteur ⇒ variations densité porteurs → conduc → isolant
* niveau fermi ≠ selon dopage milieu
⇒ cherche à contoler la densité porteur de charge qui peuvent se deplacer
* Courant elec (chp elec) $\quad \vec{J}_{cond} = \vec{J}_{n_c} + \vec{J}_{p_c} = (n\mu_n + p\mu_p) q \vec{E}$
Courant diff $\quad \vec{J}_{diff} = \vec{J}_{n_{diff}} + \vec{J}_{p_{diff}} = q\left(D_n \vec{Grad}(n) - D_p \vec{Grad}(p)\right)$
$\vec{J}_T = \vec{J}_n + \vec{J}_p$ $\quad D_n = \mu_n \frac{k_BT}{q}$ $\quad D_p = \mu_p \frac{k_BT}{q}$

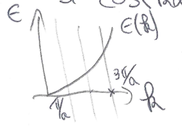
Bilan

* Krönig-Penney e^- de bord de bande se comp. comme e^- libre avec $m^* \neq$
* Dopage N → E_F au dessus E_{F_i}
* Dopage P → E_F en dessous E_{F_i}
* Semi conducteur neutre
* Jonction PN à l'Eq
- $J_{diff} + J_{cond} \simeq 0$
global + pour chaque type porteur
- E_F s'alignent par N et P
- diff de potentiel entre N et P
* ⚠ ∄ sans tension ∃ ≠ Potentiel mais pas courant
* ZCE → dopé sans porteur → ≠ charge conductrice neutre mais ions dopants

* pour densité charge cst en x
→ E varie linéairement
→ V quadratiquement
→ courbure bandes énergie
* Diff = thermique $\quad$ conduction E
e^- qui diff laisse un ion dopant

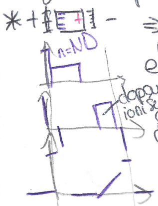
TD 8 → modèle Krönig-Penney

* cristal = périodicité des atomes ≃ puit de potentiel
* eq de S ⊕ sol générale ⊕ condition aux limites (continuité + derivabilité)
⚠ fct nulle ≠ fct ondes état stationnaire
⇒ annule de determinant.
* k quantifie si le cristal est fini ⚠ si $\psi(x+Na) = \psi(x)$ $\Rightarrow k = \frac{2\pi}{Na} q$ $\quad q \in \mathbb{Z}$
* Effet Tunnel $|\beta b| \ll 1$
* $F(\alpha a) = \cos(\alpha a) + P\,\mathrm{sinc}(\alpha a) \Rightarrow |F| < 1 \Rightarrow$ bande permises / interdites
* Si $\cos(ka) = \cos(\alpha a) \Rightarrow k = \alpha \Rightarrow \epsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ ⊕ k multiple $\frac{\pi}{a}$



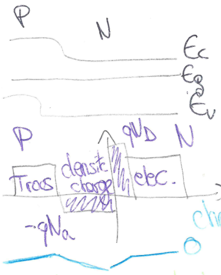
TD 9 → jonction PN

* porteurs: ∀ particules ou pseudo-particules porteuse charge e et libre de se déplacer à l'intérieur de la matière
N → elec bande conduction
P → trou bande valence
* $f(\epsilon) = \exp\left(\frac{\epsilon_F - \epsilon}{k_BT}\right)$ $\quad N = \int_0^\infty f(\epsilon)\rho(\epsilon) d\epsilon$ $\quad n = \int_{\epsilon_c}^\infty f(\epsilon)\rho(\epsilon) d\epsilon$
≃ M.B $\quad$ nb elec BC $\quad n = N_c \exp\left(\frac{\epsilon_F - \epsilon_c}{k_BT}\right)$
⇒ $np = N_c N_v \exp(-E_g / k_BT) = n_i^2$ densité intrinsèque ↗ avec T donc peut masquer dopage
* Presence chps elec: courant conduction
gradien porteurs: courant diffusion
* $+ \boxed{\vdots} -$ ⇒ zone de charge d'espace (ZCE) sans porteurs chargé par la presence donneurs ionisés



$\mathrm{div}\, E = \frac{\rho}{\varepsilon}$
$E = -\mathrm{grad} V$

region P $n = A/N_A$ $\quad \epsilon_c^P = \epsilon_g - k_BT \log(A/N_c N_A)$ ⇒ E_g niv fermi sont alignés
N $n = N_D$ $\quad \epsilon_c^N = \epsilon_F - k_BT\log(N_D/N_c)$ $\quad \epsilon_c^P - \epsilon_c^N = qV_D$ barrier potentiel



⇒ ∃ brutale densité charge aux bords ZCE car variation exp. de la densité de porteurs maj qui ↗ à cause courbure des bandes
① Conduction minoritaire e^- $\boxed{\rightarrow}$ $\epsilon > \epsilon_c^P$
② Courant diff. majoritaire e^- $\boxed{\leftarrow}$ $\epsilon > \epsilon_c^N + qV_D$
⚠ Si V_{app} ① ok ② $\epsilon > \epsilon_c^N + q(V_D - V_{app})$
→ entraine charge libre ≠ porteur
$I(V_{app}) = I_{dif}(V_{app}) + I_{con}(V_{app})$
$= I_{dif}(0)\left[e^{\frac{qV_{app}}{k_BT}} - 1\right]$
⇒ DIODE

TD 10 → Diode

* Modele de courant qui traverse la diode $I(V) = I_s\left[e^{\frac{qV}{k_BT}} - 1\right]$
* capacite jonction: A l'interface ZCE sans porteur ⇒ isolante
Il y a un chps elec. max à la jonction.
* $C = \frac{\varepsilon S}{W}$ $\quad$ Loi de poisson $\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon}$ $\begin{matrix} -qN_A \\ -qN_D \end{matrix}$ $\quad E = -\frac{dV}{dx}$
* Charge égale des 2 côtés (neutralité composant) ⊕ densités charges = densités de dopants $\quad x_N N_D = x_p N_A$
⇒ $V(-x_p) - V(x_N) = -\frac{qN_D x_N^2}{2\varepsilon} \times \frac{1}{c^2}$

Chapitre 3

* 3 cas : conducteur
chps elec dans le materiau ← isolant
semi conducteur
Semi conducteur intrasèque $\quad n_i = \int_{E_c}^{+\infty} \overline{n}(\epsilon)\rho(\epsilon) d\epsilon$
E_c occupation moyenne $\quad$ densité d'état $\rho(n)$