Je sais pas ce qu'on fait

$$N = fracL^2(2\pi)^2$$

Conductivité thermique

$$\mathbf{J}_e = -\rho \boldsymbol{\nabla} V \rightarrow \mathbf{J}_Q = -\kappa \boldsymbol{\nabla} T$$

$$\kappa = \frac{1}{3} Cvl$$

κ est ici la conductivité thermique

Les phonons les les transporteurs de chaleurs.

On considère des que les phonon composant le courrant J_1 viennet de T_1 et vont vers T_2. Vice-versa pour le courrant J_2

$$j_1 = \frac{n}{2} v_x E(T(x - v_x \tau))$$
$$j_2 = \frac{n}{1} v_x E(T(x + v_x \tau))$$

$$\begin{aligned} j_1 - j_2 &= \frac{n v_x}{2} (E(T(x - v_x \tau)) - E(T(x + v_x \tau))) \\ &= n v_x^2 \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}T} \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} \\ &= -n v_x^2 \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \tau = \frac{cv^2}{3} \tau (-\boldsymbol{\nabla} T) \end{aligned}$$

$$\mathbf{j} = -\kappa \boldsymbol{\nabla} T$$

$$\kappa = \frac{1}{3} cvl$$

$$g(\omega) = \frac{2N}{\omega}(\omega_n^2 - \omega^2)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\omega_m^2 = \frac{4c}{m}$$

$$U = \int_0^{\omega} \frac{2N}{\pi}(\omega_n^2 - \omega^2)^{-\frac{1}{2}} \frac{\hbar\omega}{e^{i\hbar\omega} - 1} = \frac{2N}{\pi} k_B T \int_0^{\omega_m} (x_m^2 - x^2)^{-\frac{1}{2}} \frac{x}{e^x - 1} \mathrm{d}x$$

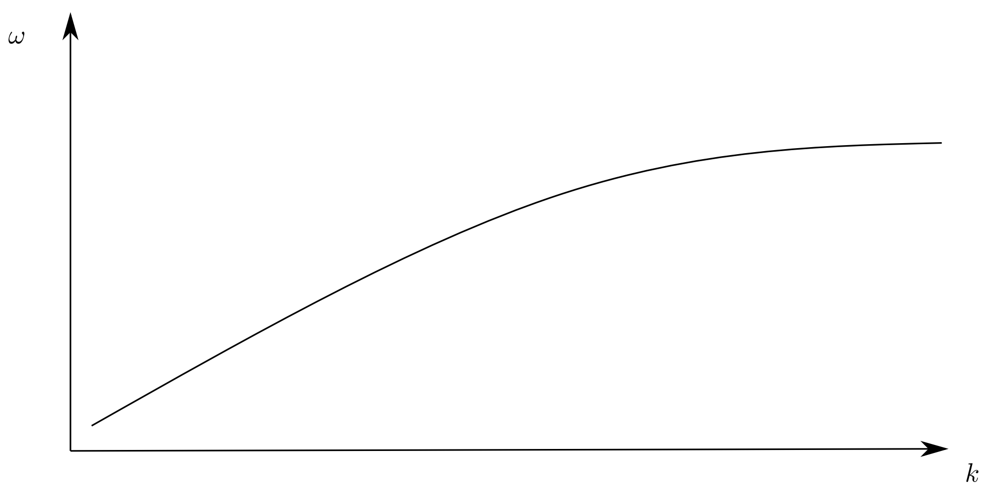

Figure 1 – brache acoustique

Il a écris 1000000 équation pendant que je fasais le shéma

Wtf il dessine des trucs à des endroits aléatoire au tableau

Nouvelle section

Les métaux ont des éléctrons délcalissé.

Il existe deux approches pour décrire les métaux, l'approche classique et l'approche quantique. La distinction entre les deux traitement viens de la densité d'éléctrons

Traitement quantique

L'énérgie qui est importante est l'énérigie cintétique

$$H = \frac{p^2}{2m}$$

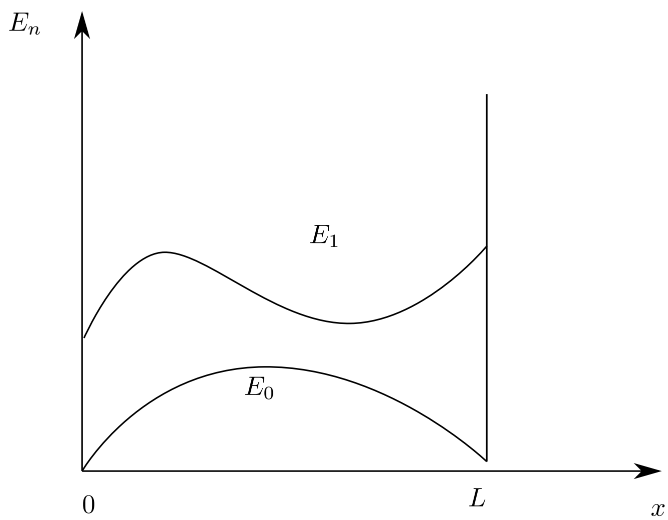

Figure 2 – cristal unidimentionel

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}\Psi(X) = E_n\Psi(x)$$

$$\boxed{\Psi_n(0) = \Psi_n(L) = 0; \qquad \Psi_n(x) = A\sin(k_n x)}$$

$$\frac{\hbar^2}{2m}A^2\sin\left(\frac{nx\pi}{L}\right) = E_n A\sin\left(\frac{nx\pi}{L}\right)$$

$$E_n = \frac{\hbar}{2m}\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \rightarrow ?\text{(Il viens de l'effacer smh)}$$

On a deux spins possibles. Les éléctrons ont autant de chances d'avoir l'un que l'autre

$$N = 2n_F$$

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{\epsilon - \mu / k_B T} + 1}$$

$$f(\epsilon) \approx e^{\mu - \epsilon / k_B T}$$

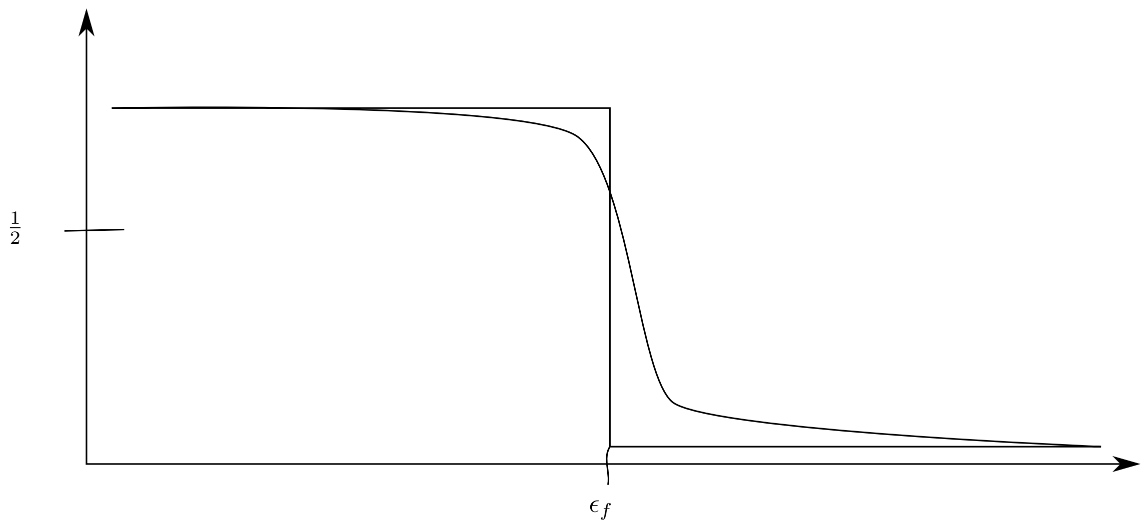

Figure 3 – niveau de fermi

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \boldsymbol{\nabla}^2 \Psi_k(\vec{r}) = \epsilon_k \Psi_k(\vec{r})$$

$$\Psi_k(\vec{r}) \Psi_k(x, y, x) = \Psi_k(x + L, y, z)$$

$$\Psi_k(\vec{r}) = \Psi_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{-k^2}{2m} \right) \qquad k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

$$\epsilon_f = \frac{\hbar^2 k_{\frac{2}{f}}}{2m}$$

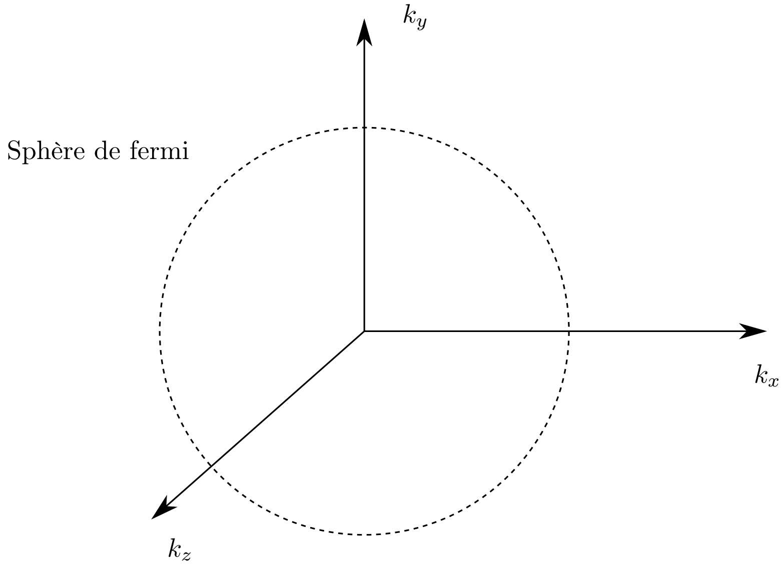

Figure 4 – sphère de fermi

$$\frac{N(\epsilon) = \frac{4\pi k_f^3}{3}}{\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3 = \frac{V k_f^3}{3\pi^2}}$$

$$k_f = \left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{1/3}$$

$$\epsilon_f = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{2/3}$$

$$T_f = \frac{f}{k_B} \sim 10^4 K$$

On définit la densité (tout cours ?)

$$D(\epsilon) = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\epsilon}$$

$$N(\epsilon) = \frac{V}{3\pi^2}\frac{(2m)^{3/2}}{\hbar^3}$$

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\epsilon} = \frac{V}{3\pi^2\hbar^3}\frac{3}{2}(2m)^{\frac{3}{2}\,1/2} = \frac{3N}{2E}$$

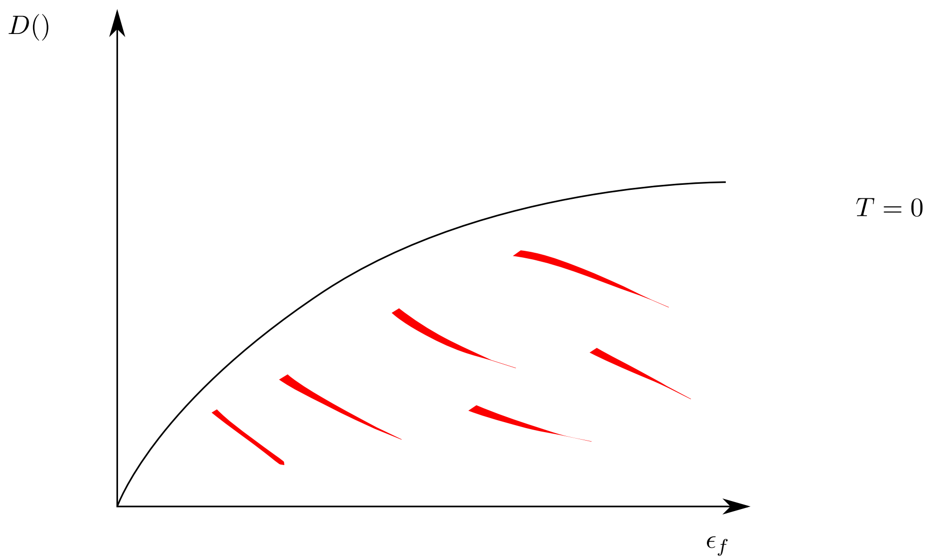

FIGURE 5 – fonction dentsitée

$$\Delta U = U(T) = U(0) \approx \Delta N_{\text{excitées}} k_B T$$

$$\Delta N_{\text{excits}} = D(\epsilon_f)\Delta\epsilon = \frac{3N}{2K_B T_f} k_B T = \frac{3NT}{2T_f}$$

$$\Delta U = \frac{3NT^2}{2T_F} k_B$$

$$c = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}T}\Delta U = 3NK_B\frac{T}{T_F}$$

Le facteur T_f est important car il change complètement l'ordre de grandeur des prédictions !

$$U = \int_0^\infty \mathrm{d}\epsilon\epsilon D(\epsilon) f(\epsilon)$$

Il faut faire des tours de passe passe. Premier tour de passe passe :

$$\epsilon_f N = \int_0^{\infty} {}_f D(\epsilon) f(\epsilon) \mathrm{d}\epsilon$$

$$\frac{\partial}{\partial T}(U - \epsilon_f N) = \frac{\partial U}{\partial T} = C_e$$

$$C_e = \int_0^{\infty} (\epsilon - \epsilon_f) D() \frac{\partial f(\epsilon)}{\partial T} \mathrm{d}$$

$$\frac{\partial f}{\partial T} = \frac{(-1) e^{\epsilon - \mu / k_B T}}{(E^{\cdots + 1})^2} \frac{(-1)(\epsilon - \mu)}{k_B T^2}$$

La il réecrit l'intégrale avec la dérivée pis il évalue D à $\epsilon_f$pour une certaine raison

Oh, c'est une approximation finalement, la fonction est très piqué alors c'est essentiellement un delta en ϵ_f

allo

Modèle de Drude

La probabilité de collision d'un éléctron est donnée par $\frac{1}{\tau}$ (par unité de temps)

$\mathcal{P}(t)$ est la probailité qu'il n'y ai pas de colision entre 0 et t

$$\mathcal{P}(t+dt) = \mathcal{P}(t)\left(1 - \frac{dt}{\tau}\right)$$

$$d\mathcal{P} = \mathcal{P}(t+dt) - \mathcal{P}(t) = -\mathcal{P}(t)\frac{dt}{\tau}$$

$$\implies \mathcal{P}(t) = ce^{-t/\tau}$$

Calcul du temps moyen entre deux collisions

$$\langle t \rangle = \int_0^\infty \frac{te^{-t/\tau}}{\tau} dt = \tau \int_0^\infty ? - \int_0^\infty -e^{-u} du = \tau$$

On s'interesse maintenant à la quantitée de mouvement

$$\mathbf{p}(t+dt) = \frac{dt}{\tau}\mathbf{F}dt + \left(1 - \frac{dt}{\tau}\right)(\mathbf{p}(t) + \mathbf{F}dt) = \mathbf{p}(t) - \frac{dt}{\tau}\mathbf{p}(t) + \mathbf{F}dt$$

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{p}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathbf{p}(t)}{\tau} + \mathbf{F}$$

La force sur les éléctrons, si on ne considère qu'un champ éléctrique est

$$\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$$

donc

$$\frac{d\mathbf{p}}{t} - \frac{\mathbf{p}}{\tau} - e\mathbf{E} = 0$$

$$\mathbf{j} = ne\mathbf{v}$$

$$e\mathbf{E} = \frac{m\mathbf{v}}{\tau} = \frac{m}{\tau}\frac{\mathbf{j}}{ne}$$

$$\mathbf{E} = \frac{m}{ne^2\tau}\mathbf{j} = \rho\mathbf{j}$$

$$\mathbf{j} = \underbrace{\frac{ne^2\tau}{m}}_{\sigma}\mathbf{E}$$

On considère mainteant la force de Lorentz

$$\mathbf{F} = -e\left(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}\right)$$

On considère que $\mathbf{v}$ est dans le plan x, y et $\mathbf{B}$ est en $\mathbf{z}$ donc

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\mathbf{p}}{\tau} = -e\mathbf{E}v_y B\hat{x} + ev_x B\hat{y}$$

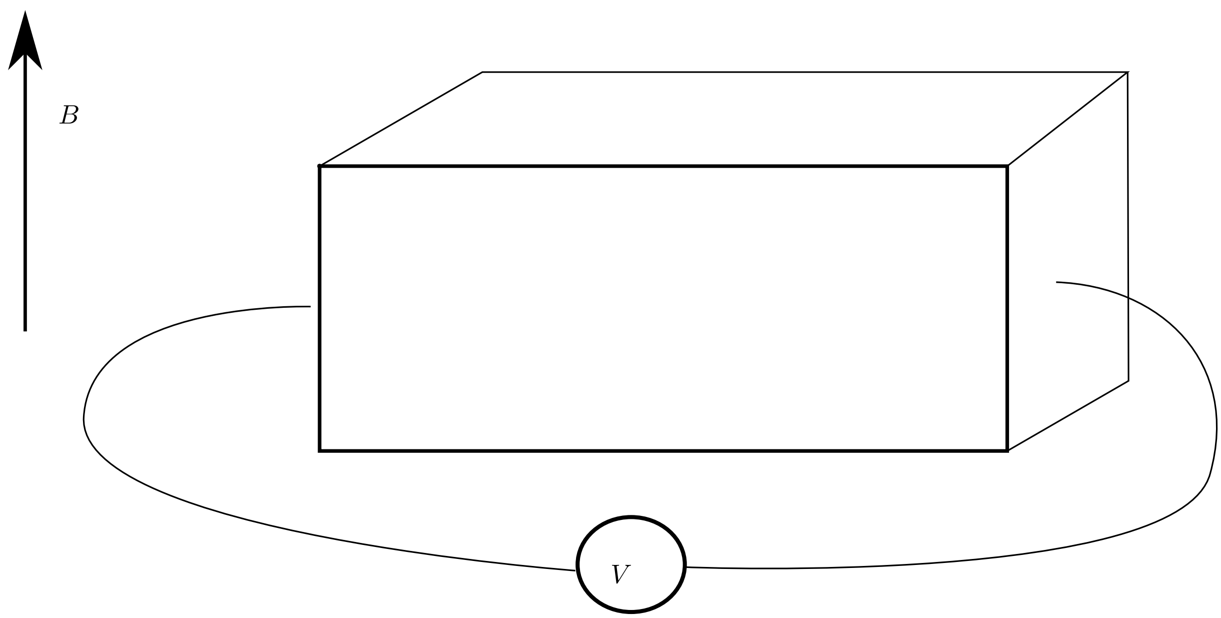

Figure 1 – Force de Lorentz dans une plaque conductrice

$$\ldots$$

$$R_H = \frac{E_y}{j_x B} = -\frac{1}{ne}$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{df}}} + \frac{1}{\tau_{\text{rs}}}$$

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} = \frac{1}{\rho}$$

$$\rho = \rho_{df} + \rho_{res} + \rho_{e-e}$$

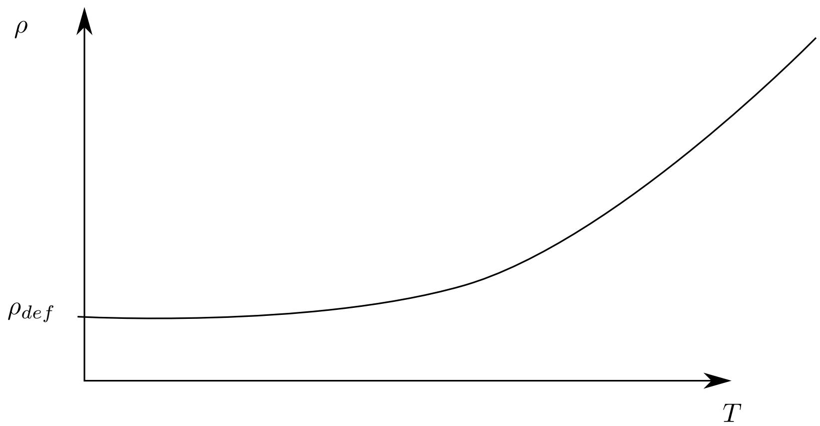

FIGURE 2 – résistance en fonction de la température

On reviens sur le modèle de Drude

omg je veux tellement me tuer

$$L = \frac{\kappa}{T\sigma} = \frac{4m\tau k_B^2 mT}{\pi mTne^2\tau}$$

$$\frac{4}{\pi}\left(\frac{K_B}{c}\right)^2 10^{-1}\frac{w\Omega}{k^2}$$

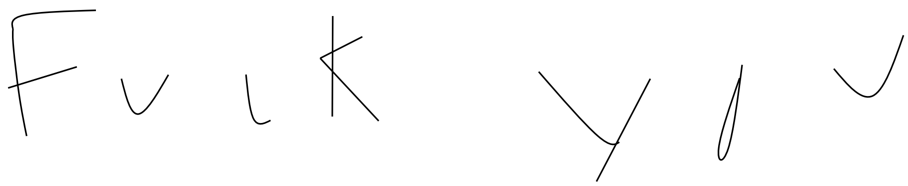

Figure 1 – image

G

Il écris pleins de chiffres

$$E_f = \frac{\hbar^2}{2m}\left(3\pi^2 n\right)^{3/2} = \dots = 0.4\text{meV}$$

$$n = \frac{\rho}{m} = \dots = 1.6E22/\text{cm}^3$$

$$T_F = 5\text{K}$$

La structure de bande !

Jusqu'à maintenant on à traité les éléctrons comme un gaz de particules libes, on à jamais vraiment considéré les effet de leur environement. On va maintenant s'intéresser au fait qu'il sont dans un réseau periodique.

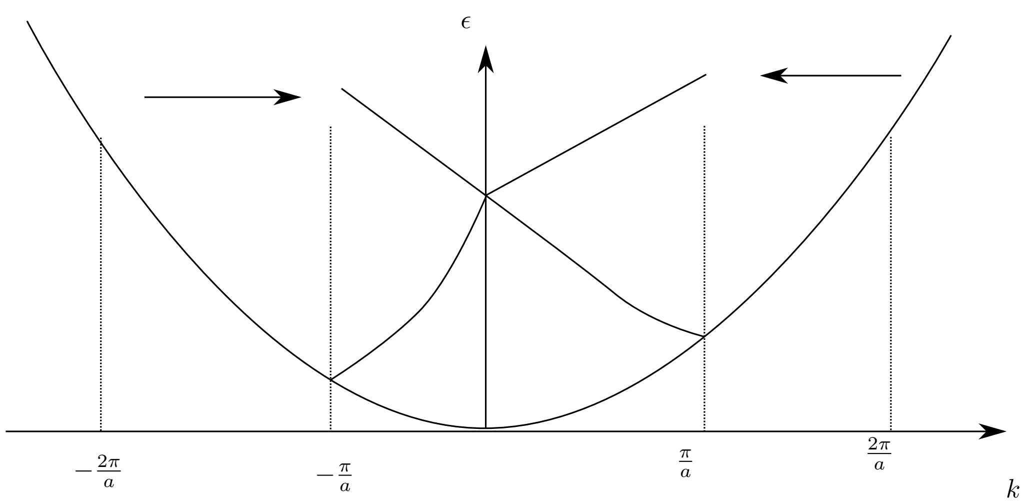

Figure 1 – relation de dispersion

On a levé de dégénéressance !!! ????

$$\Psi_k^a = e^{i\mathbf{k}\cdot r} u_k^\alpha(\mathbf{r}) \qquad u_k^\alpha(\mathbf{r}) = u_k^\alpha(\mathbf{r}+\mathbf{R})$$

Le α sert à parler de la bande dans laquelle ont se trouve.

On va s'intéresser à l'effet de la periodicité sur le Hamiltonnien du système

$$H = \underbrace{H_0}_{\frac{p^2}{2m}} + V$$

La solution à l'hamiltonien non perturbé est :

$$H_0 \left|k\right\rangle =_k^0 \left|k\right\rangle \quad \epsilon_k^0 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$\left\langle k\right| V \left|k\right\rangle$ n'est pas important apparement

Puisuqe le potentiel est periodique, il admet un décomposition de Fourrier et donc :

$$\left\langle k'\right| V \left|k\right\rangle = \begin{cases} 0 & \mathbf{k}' - \mathbf{k} \neq \mathbf{G} \\ V_{\mathbf{G}} & \mathbf{k}' - \mathbf{k} = \mathbf{G} \end{cases}$$

$$\Psi_k = \sum_G A_{\mathbf{G}+\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \left(\sum_G A_{\mathbf{G}+\mathbf{k}} e^{i\mathbf{G}\cdot r} \right)$$

Il y a deux conséquences au théorème de Bloch :

- Tout les excitation peuvent être décritent dans la première zone de Brilloin
- ?????

Correction de l'énérgie

$$\epsilon_k = \epsilon_k^0 + \underbrace{\left\langle k\right| V \left|k\right\rangle}_{\text{même} V_0 \forall k} + \sum_{k \neq k'} \frac{|\left\langle k'\right| V \left|k\right\rangle|^2}{\epsilon_k^0 - \epsilon_k^0}$$

Il y a un dégénéressance du au fait que la relation de dispertion est symétique : $\pm k$ donne la même énérige. On doit donc utiliser la théorie des perturbations dégénéré.

$$\left|\Psi\right\rangle = \phi_k \left|k\right\rangle + \phi_{k+G} \left|k+G\right\rangle$$

$$\sum_m H_{nm} \phi_m = E \phi_m$$

$$\left\langle k\right| H \left|k\right\rangle = E_k^0 + V_0$$

$$\left\langle k+G\right| H \left|k+g\right\rangle = E_{k+G}^0 + V_0$$

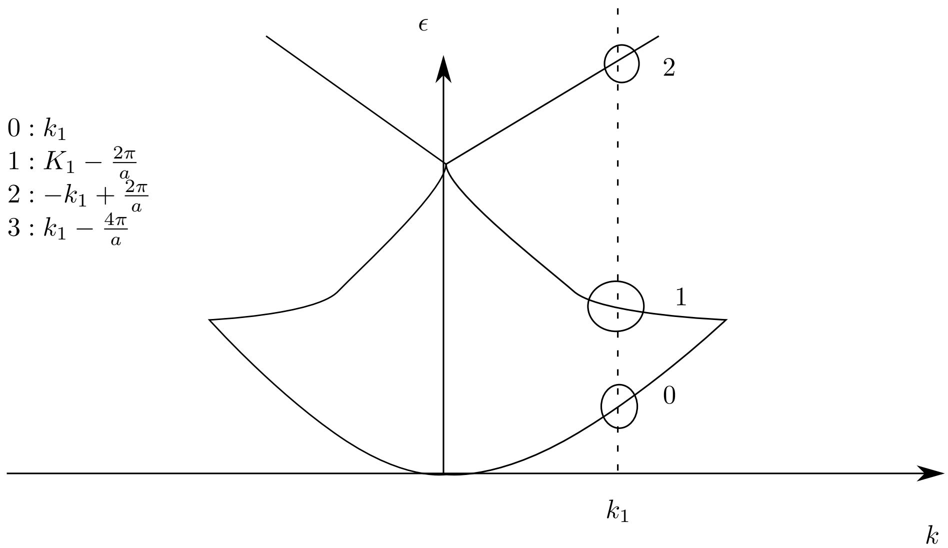

FIGURE 2 – Zonne de brilloin repliée

$$\langle k+G|\, H\, |k\rangle = V_{\mathbf{G}}$$

$$\langle k|\, H\, |k+G\rangle = V_{-\mathbf{G}} = V_{\mathbf{G}}^*$$

La représentation matricielle est alors

$$\begin{pmatrix} E_k^0 + V_0 & V_G^* \\ V_G & E_{k+G} + V_0 \end{pmatrix}$$

Ses valeurs propres sont

$$E_{\pm} = E_k + V_0 \pm |V_{\mathbf{G}}|$$

$$U_G = A + iB$$

$$U(x) = \sum_G 2A\cos(G_x) - 2B\sin(G_x)$$

allo

Correction du devoir

On fait de la supra ?

ÉQUATION FONDAMENTALE DE LA PHYSIQUE DU SOLIDE

Merde, j'ai pas eu le temps de la notter
on a $\vec{r}_j(t) = \vec{r}_j + \vec{u}(t)$

$$\left\langle f_i e^{i\vec{G}\cdot(\vec{r}_j+\vec{u}(t))} \right\rangle = f_1 e^{-i\vec{G}\cdot\vec{r}_j} \left\langle e^{-i\vec{G}\cdot\vec{u}(t)} \right\rangle = e^{-}(0)$$

1 Je sais pas

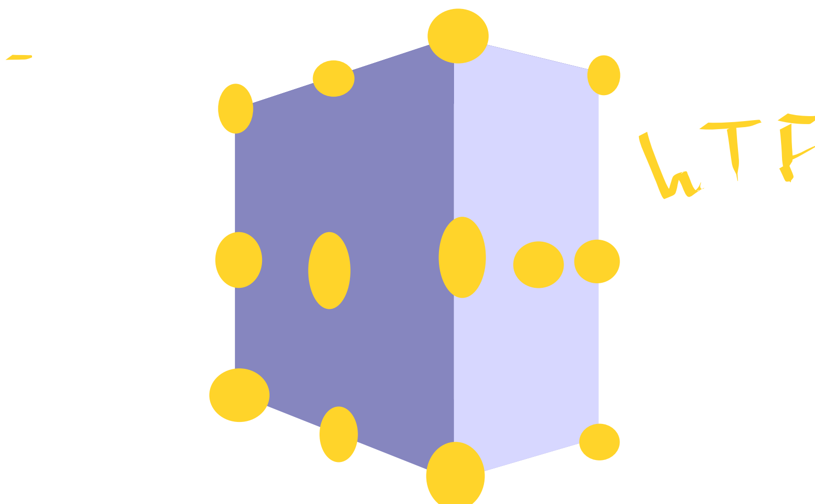

Figure 1 – cfc

Quand on parle de liasions inoniques, on ne parles plus de force de Wander Wall mais de force coulombienne.

$$u_{ij} = \pm \frac{q^2}{r_{ij}} + \lambda e^{\frac{-r_{ij}}{r}}$$

$$u_i = \sum_{ij} u_{ij}$$

$$U_{\text{tot}} = N u_i$$

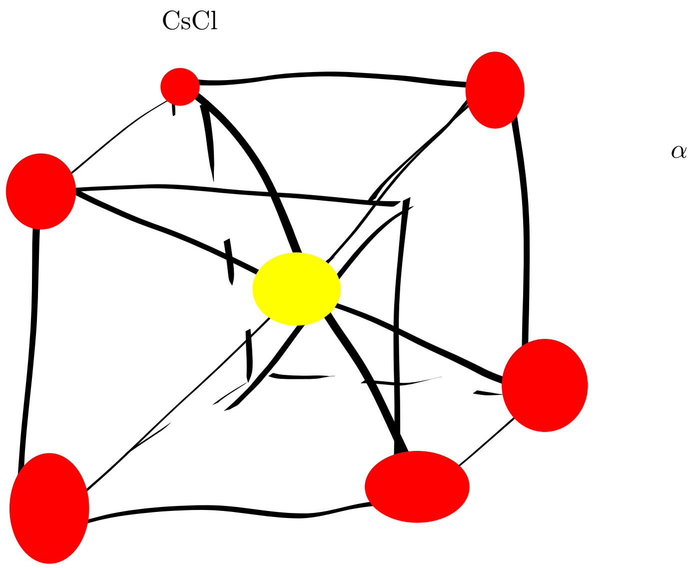

Figure 2 – CsCl

2 NaCl

Exercices

Premier exercice

3 Exercice 3

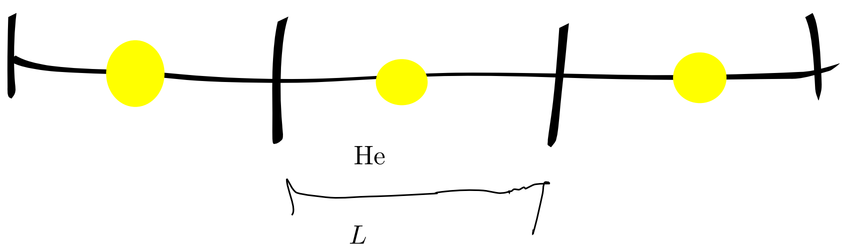

Figure 3 – Exercice_helium

On peut faire un développement en série autour de $R = R_0$.

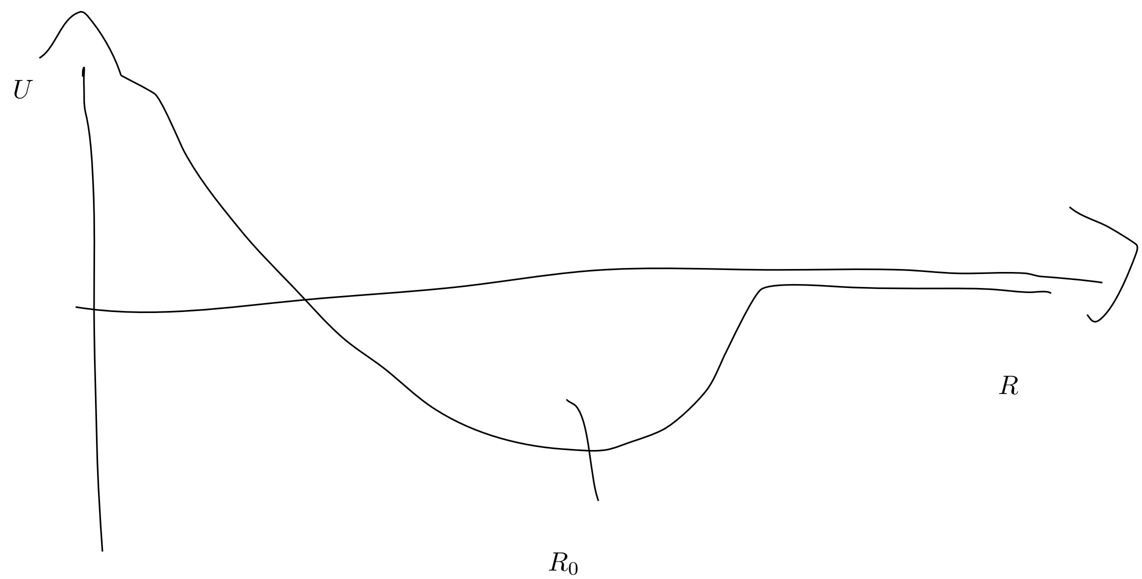

Figure 1 – potentiel

$$U(x) = U(x_0) + (x - x_0)\left.\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x}\right|_{x_0} + \frac{1}{2}(x - x_0)^2\frac{\mathrm{d}^2U}{\mathrm{d}x^2}$$

$$F_s = \sum_p c_p(u_{s+p} - u_s)$$

$$u_s(t) = u_0 e^{-i\omega t} e^{ikx}$$

$$m\frac{\mathrm{d}^2u}{\mathrm{d}t^2} = \sum_p (U_{sp} - U_s)$$

$$\dots$$

$$-m\omega = \sum_{p>0} C_p(e^{ikpa} - 1) + \sum_{p<0} C_p(e^{ikpa} - 1)$$

$$\dots$$

$$-m\omega^2 = 2\sum_{p>0} c_p(\cos(kpa) - 1)$$

$$\omega^2 = \frac{2c}{m}(1 - \cos(ka))$$

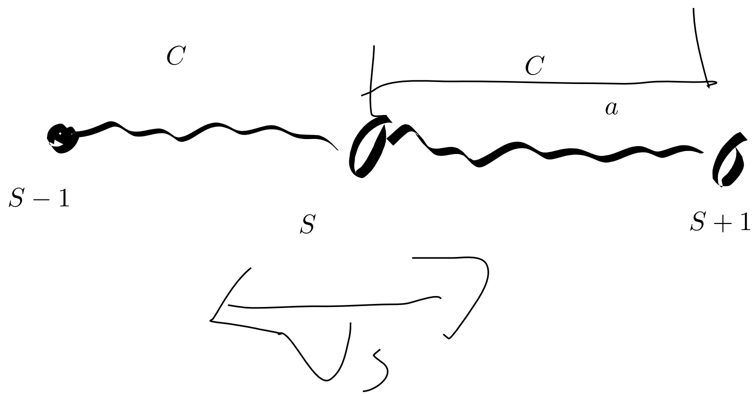

Figure 2 – force

$$\omega^2 = \frac{4C}{m}\sin^2\left(\frac{ka}{2}\right)$$

Pourquois je suis surpris d'obtenir ce résultat ? - Françis <3

$$v_g \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k} \quad \mathbf{V}_g = \boldsymbol{\nabla}\omega(\mathbf{k})$$

$$a_{allo}$$

$$a_{1,2,3}$$

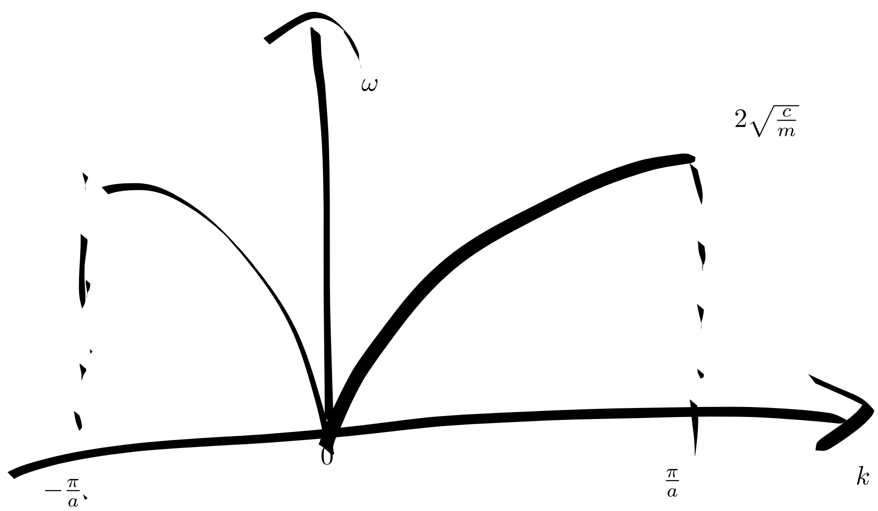

Figure 3 – relation de dispertion

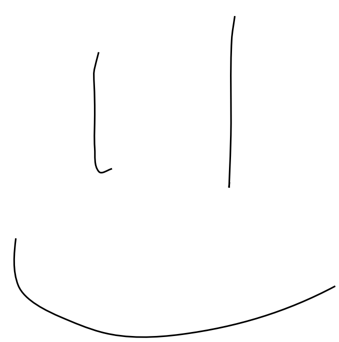

Figure 4 – banane

Live on parle de mode optique pis acoutsique avec un dessin de relation de dispertion comme dans le lab de mode de vibration. Je sais pas exactement de quoi on parle mais il a écris la valeur de ω à plusieurs point du diagramme de phase en fonction des deux masses pis des constante

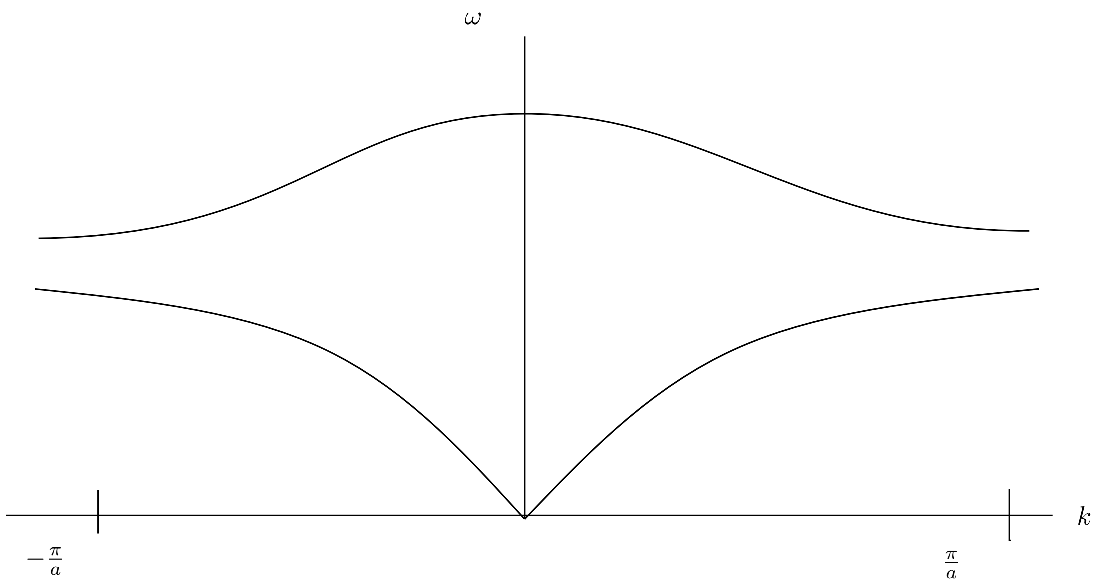

Figure 1 – relation

La il a parlé de branches logitudinal et transverse, je comprends fuckall ce que c'est.

La il parle de passe au quantique.

On passe d'un mode normal à des états propore avec $E_n = \hbar\omega$

On définit un phonon comme un quantum de vibration $\hbar\omega$.

On fait un problème d'ossillateur harmonique quantique, je pense ? ?

On essais de trouver la valeur moyenne de l'énérgie de quleque chose...

$$< \epsilon >= \frac{\sum_{\mathrm{n}} (n + \frac{1}{2})\hbar\omega e^{-(n+1/2)\hbar\omega/k_{\mathrm{B}}T}}{\sum_{\mathrm{n}} e^{(-n+1/2)\hbar\omega/k_B T}} = \frac{\sum_{\mathrm{n}} n\hbar\omega e^{-n\hbar\omega/k_b T}}{e^{-n\hbar\omega/k_{\mathrm{B}}T}} + \frac{\hbar\omega}{2}$$

On a une série géométrique, on prend $x = e^{-\hbar\omega/k_{\mathrm{B}}T}$

Un confusion absoulue à propos de dérivé polynomiale s'en suit.

On conlus éventuellement que $< \epsilon >= \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/k_{\mathrm{B}}T} - 1} + \frac{\hbar\omega}{2} = \hbar\omega < n > + \frac{1}{2}$

$$U_{\text{tot}} = \sum_{k=-\frac{pi}{a}}^{\frac{\pi}{a}} < \epsilon_k >$$

$$a_{\text{a}}$$

Je sais pas pantoute ce qu'on fait, il a écris des trucs au tableau pendant la pause pis je vois pas le lien entre les différents trucs ni avec ce qu'on fesait avant ni ce qu'il dit. mais bon

$$P_{\text{tot}} = m \sum_{S=0}^{N-1} \frac{\mathrm{d}u_s}{\mathrm{d}t} = m \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \big(u_0 e^{i\omega t}\big) \sum_{s=0}^{N-1} e^{iksa} = \sum (e^{ika})^S = \frac{1 - e^{ikNa}}{1 - e^{ika}} = 0$$

car $kNa = 2\pi n$

On parle de conlision/réfléxion la je pense. Il y a une particule incidente en tout cas.

$$e^{i(\omega_i t = k_i x) \rightarrow \text{ particule incidente}}$$

$$e^{i(\omega_{\text{i}} t - k_{\text{i}} t x_{\text{s}} + ?)}$$

C'est pas une particule, c'est de la lumi'res

Il calcul des champ éléctriques (Boogaloo ? ?)

Il a sorti la condition pour avoir un pic de diffraction. On a un photon qui réflètent sur un crystal ? ? Je sais toujours pas de quoi on parle

Oups, J'ai oublié d'écouter pendant un moment.

Il a pas avancé beauocup, il travaille avec des ondes plannes là. C'est un peu le bordel au tableau.

Antoine viens de lâcher un "Da fuck"

Je pense honnêtement pas que je vais passer le cours. Il y a des gens qui posent des questions... How the fuck qu'il font pour même commencer à comprendre ce qui se passe ?

oh ! ON viens de changer de sujet ! On parle de déformations !

$$e = \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} O$$

Il est arrivé a une équation d'onde, j'ai pas compris comment, je sais pas trop ce que ses variables représentent.

Oh fuck on va faire des exercices.

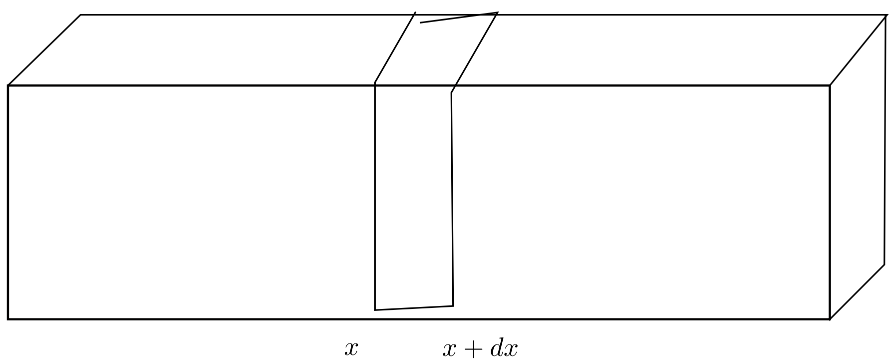

Figure 2 – Déformations