Physique des solides

Une introduction

Jean-michel.gillet@centralesupelec.fr

Electrons : théorie des bandes

1. Schrödinger et potentiel périodique
    1. Fonctions de Bloch
    2. Théorème de Bloch
2. Electrons presque libres

1. Fonctions de Bloch

Electrons dans un potentiel périodique

$$\widehat{H} = \sum_j \frac{\widehat{p}_j^2}{2m} + \widehat{V}(\boldsymbol{r}_1, ..., \boldsymbol{r}_N)$$

et $\widehat{V}(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{R}) = \widehat{V}(\boldsymbol{r})$ $\boldsymbol{R} \in$ **Réseau de Bravais**

1. Fonctions de Bloch

Electrons dans un potentiel périodique

$$\widehat{H} = \sum_j \frac{\widehat{p}_j^2}{2m} + \widehat{V}(\boldsymbol{r}_1, ..., \boldsymbol{r}_N)$$

et $\widehat{V}(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{R}) = \widehat{V}(\boldsymbol{r})$ $\boldsymbol{R} \in$ **Réseau de Bravais**

BvK $\psi(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{L}) = \psi(\boldsymbol{r})$ $\psi(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{R}) \neq \psi(\boldsymbol{r})$

1. Fonctions de Bloch

Electrons dans un potentiel périodique

$$\psi(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{q}} c_{\boldsymbol{q}} e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}$$

$$\widehat{V}(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{G}} V_{\boldsymbol{G}} e^{i\boldsymbol{G}\cdot\boldsymbol{r}}$$

R.R.

et $\widehat{V}(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{R}) = \widehat{V}(\boldsymbol{r})$

BvK $\psi(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{L}) = \psi(\boldsymbol{r})$

1. Fonctions de Bloch

Electrons dans un potentiel périodique

$$\psi(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{q}} c_{\boldsymbol{q}} e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}$$

$$q_i = n_i \frac{2\pi}{L_i}$$

Tous les vecteurs d'onde possibles

$$\widehat{V}(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{G}} V_{\boldsymbol{G}} e^{i\boldsymbol{G}\cdot\boldsymbol{r}}$$

R.R.

$$\boldsymbol{G} = n_1\boldsymbol{a}_1^* + n_2\boldsymbol{a}_2^* + n_3\boldsymbol{a}_3^*$$

1. Fonctions de Bloch

Electrons dans un potentiel périodique

$$\widehat{V}(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{G}} V_{\boldsymbol{G}} e^{i\boldsymbol{G}\cdot\boldsymbol{r}}$$

R.R.

$$\psi(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{k}} \sum_{\boldsymbol{G}} c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}} e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G})\cdot\boldsymbol{r}}$$

1 Z.B.

R.R.

$$\boldsymbol{G} = n_1\boldsymbol{a}_1^* + n_2\boldsymbol{a}_2^* + n_3\boldsymbol{a}_3^*$$

1. Fonctions de Bloch

Electrons dans un potentiel périodique

$$\widehat{V}(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{G}} V_{\boldsymbol{G}} e^{i\boldsymbol{G}\cdot\boldsymbol{r}}$$

R.R.

$$\psi(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{k}} e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} \underbrace{\boxed{\sum_{\boldsymbol{G}} c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}} e^{i\boldsymbol{G}\cdot\boldsymbol{r}}}}_{u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) = u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{R})}$$

1 Z.B.

R.R.

$$\boldsymbol{G} = n_1\boldsymbol{a}_1^* + n_2\boldsymbol{a}_2^* + n_3\boldsymbol{a}_3^*$$

1. Fonctions de Bloch

Electrons dans un potentiel périodique

$$\widehat{V}(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{G}} V_{\boldsymbol{G}} e^{i\boldsymbol{G}\cdot\boldsymbol{r}}$$

$$\psi(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{k}} \underbrace{e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})}_{\text{Fonction de Bloch}}$$

1 Z.B.

$$\Rightarrow \phi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{R}) = e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{R}} \phi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$$

$$u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) = u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{R})$$

1. Fonctions de Bloch

Orthogonalité des fonctions de Bloch

$$\int \phi^*_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})\phi_{\boldsymbol{k}'}(\boldsymbol{r})d^3r = \int \phi^*_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{R})\phi_{\boldsymbol{k}'}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{R})d^3r$$

$\forall \boldsymbol{R} \in$ **Réseau de Bravais**

Fonction de Bloch ➡ $\phi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{R}) = e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{R}}\phi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$

1. Fonctions de Bloch

Orthogonalité des fonctions de Bloch

$$\int \phi_{\boldsymbol{k}}^{*}(\boldsymbol{r})\phi_{\boldsymbol{k}'}(\boldsymbol{r})d^3r = e^{-i(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')\cdot\boldsymbol{R}} \int \phi_{\boldsymbol{k}}^{*}(\boldsymbol{r})\phi_{\boldsymbol{k}'}(\boldsymbol{r})d^3r$$

$\boxed{\forall \boldsymbol{R} \in \textbf{Réseau de Bravais}}$

Fonction de Bloch ➡ $\phi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{R}) = e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{R}}\phi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$

1. Fonctions de Bloch

Orthogonalité des fonctions de Bloch

$$\int \phi^*_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})\phi_{\boldsymbol{k}'}(\boldsymbol{r})d^3r = \delta_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}',\boldsymbol{G}}$$

Orthogonales dans la 1Z.B.

$\forall \boldsymbol{R} \in$ **Réseau de Bravais**

Fonction de Bloch ⇨

$$\phi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{R}) = e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{R}}\phi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$$

$$\phi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) = u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{R}}$$

2. Théorème de Bloch

Les fonctions propres du Hamiltonien d'électrons dans un potentiel périodique sont des fonctions de Bloch.

$$\phi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) = u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{R}}$$

2. Théorème de Bloch

Electrons dans un potentiel périodique

$$\widehat{H} = \frac{\widehat{p}^2}{2m} + \widehat{V}(\boldsymbol{r})$$

$$\psi(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{k}} \sum_{\boldsymbol{G}} c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}} e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G})\cdot\boldsymbol{r}}$$

$$\widehat{V}(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{G}'} V_{\boldsymbol{G}'} e^{i\boldsymbol{G}'\cdot\boldsymbol{r}}$$

1 Z.B. **R.R.**

2. Théorème de Bloch

$$\sum_{\boldsymbol{k}}\sum_{\boldsymbol{G}}\left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}|^2-\varepsilon\right)c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G})\cdot\boldsymbol{r}} + \sum_{\boldsymbol{G},\boldsymbol{G}'}\sum_{\boldsymbol{k}}V_{\boldsymbol{G}'}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}+\boldsymbol{G}')\cdot\boldsymbol{r}}=0$$

1 Z.B.

$$\psi(\boldsymbol{r})=\sum_{\boldsymbol{k}}\sum_{\boldsymbol{G}}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G})\cdot\boldsymbol{r}}$$

$$\widehat{V}(\boldsymbol{r})=\sum_{\boldsymbol{G}'}V_{\boldsymbol{G}'}e^{i\boldsymbol{G}'\cdot\boldsymbol{r}}$$

1 Z.B. **R.R.**

2. Théorème de Bloch

$$\sum_{\boldsymbol{k}}\sum_{\boldsymbol{G}}\left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}|^2-\varepsilon\right)c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G})\cdot\boldsymbol{r}}$$

$$+\sum_{\boldsymbol{G},\boldsymbol{G}'}\sum_{\boldsymbol{k}}V_{\boldsymbol{G}'}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}+\boldsymbol{G}')\cdot\boldsymbol{r}}=0$$

1 Z.B.

$$\sum_{\boldsymbol{k}}\sum_{\boldsymbol{G}}\left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}|^2-\varepsilon\right)c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G})\cdot\boldsymbol{r}}$$

Partout !

$$+\sum_{\boldsymbol{G},\boldsymbol{G}''}\sum_{\boldsymbol{k}}V_{\boldsymbol{G}''-\boldsymbol{G}}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}'')\cdot\boldsymbol{r}}=0$$

2. Théorème de Bloch

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}|^2-\varepsilon\right)c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}+\sum_{\boldsymbol{G}'}V_{\boldsymbol{G}-\boldsymbol{G}'}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}'}=0$$

Les vecteurs équivalents par une translation du R.R sont couplés.

$$\sum_{\boldsymbol{k}}\sum_{\boldsymbol{G}}\left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}|^2-\varepsilon\right)c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G})\cdot\boldsymbol{r}}$$

Partout !

$$+\sum_{\boldsymbol{G},\boldsymbol{G}'}\sum_{\boldsymbol{k}}V_{\boldsymbol{G}-\boldsymbol{G}'}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}'}e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G})\cdot\boldsymbol{r}}=0$$

2. Théorème de Bloch

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_1|^2-\varepsilon\right)c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_1}+\sum_{\boldsymbol{G}'=\boldsymbol{G}_1,\boldsymbol{G}_2,\boldsymbol{G}_3,\ldots}V_{\boldsymbol{G}_1-\boldsymbol{G}'}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}'}=0$$

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_2|^2-\varepsilon\right)c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_2}+\sum_{\boldsymbol{G}'=\boldsymbol{G}_1,\boldsymbol{G}_2,\boldsymbol{G}_3,\ldots}V_{\boldsymbol{G}_2-\boldsymbol{G}'}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}'}=0$$

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_3|^2-\varepsilon\right)c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_3}+\sum_{\boldsymbol{G}'=\boldsymbol{G}_1,\boldsymbol{G}_2,\boldsymbol{G}_3,\ldots}V_{\boldsymbol{G}_3-\boldsymbol{G}'}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}'}=0$$

$$\vdots$$

2. Théorème de Bloch

$$\begin{pmatrix} \left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_1|^2-\varepsilon\right) & V_{\boldsymbol{G}_1-\boldsymbol{G}_2} & V_{\boldsymbol{G}_1-\boldsymbol{G}_3}\cdots \\ V_{\boldsymbol{G}_2-\boldsymbol{G}_1} & \left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_2|^2-\varepsilon\right) & V_{\boldsymbol{G}_1-\boldsymbol{G}_3}\cdots \\ V_{\boldsymbol{G}_3-\boldsymbol{G}_1} & V_{\boldsymbol{G}_3-\boldsymbol{G}_2} & \left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_3|^2-\varepsilon\right)\ldots \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_1} \\ c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_2} \\ c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}_3} \\ \cdots \\ \cdots \\ \cdots \end{pmatrix} = 0$$

2. Théorème de Bloch

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}|^2 - \varepsilon\right) c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}} + \sum_{\boldsymbol{G}'} V_{\boldsymbol{G}-\boldsymbol{G}'} c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}'} = 0$$

Les vecteurs équivalents par une translation du R.R sont couplés.

Bandes d’énergies

$$\varepsilon_{n}(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}) = \varepsilon_{n}(\boldsymbol{k})$$

indice de bande

Pour une valeur de $\boldsymbol{k}$ il y plusieurs énergies propres.

2. Théorème de Bloch

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}|\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}|^2-\varepsilon\right)c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}+\sum_{\boldsymbol{G}'}V_{\boldsymbol{G}-\boldsymbol{G}'}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}'}=0$$

Les vecteurs équivalents par une translation du R.R sont couplés.

$$\psi(\boldsymbol{r})=\sum_{\xcancel{\boldsymbol{k}}}\sum_{\boldsymbol{G}}c_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G}}e^{i(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G})\cdot\boldsymbol{r}}$$

Les fonctions de Bloch sont solutions !

3. Electrons presque libres

$$\widehat{H} = \frac{\widehat{p}^2}{2m} + \widehat{V}(\boldsymbol{r})$$

$$\widehat{V}(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{G}} V_{\boldsymbol{G}} e^{i\boldsymbol{G}\cdot\boldsymbol{r}}$$

perturbation

$$\phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}$$

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(0)} = \frac{\hbar^2 q^2}{2m}$$

3. Electrons presque libres

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(1)} = \langle \phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)} | \widehat{V} | \phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)} \rangle$$

$$|\phi_{\boldsymbol{q}}^{(1)}\rangle = \sum_{\boldsymbol{q}'} \frac{\langle \phi_{\boldsymbol{q}'}^{(0)} | \widehat{V} | \phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)} \rangle}{\boxed{\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(0)} - \varepsilon_{\boldsymbol{q}'}^{(0)}}} |\phi_{\boldsymbol{q}'}^{(0)}\rangle$$

$$\phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}$$

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(0)} = \frac{\hbar^2 q^2}{2m}$$

3. Electrons presque libres

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(1)} = \langle \phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)} | \widehat{V} | \phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)} \rangle$$

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(2)} = \sum_{\boldsymbol{q}'} \frac{\left| \langle \phi_{\boldsymbol{q}'}^{(0)} | \widehat{V} | \phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)} \rangle \right|^2}{\boxed{\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(0)} - \varepsilon_{\boldsymbol{q}'}^{(0)}}}$$

$$\phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}$$

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(0)} = \frac{\hbar^2 q^2}{2m}$$

3. Electrons presque libres

EXO

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(1)} = \langle \phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)} | \widehat{V} | \phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)} \rangle = \boxed{V_0}$$

$$|\phi_{\boldsymbol{q}}^{(1)}\rangle = \sum_{\boldsymbol{G}} \frac{\boxed{V_{\boldsymbol{G}}}}{\boxed{\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(0)} - \varepsilon_{\boldsymbol{q}-\boldsymbol{G}}^{(0)}}} |\phi_{\boldsymbol{q}-\boldsymbol{G}}^{(0)}\rangle$$

$$\phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}$$

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(0)} = \frac{\hbar^2 q^2}{2m}$$

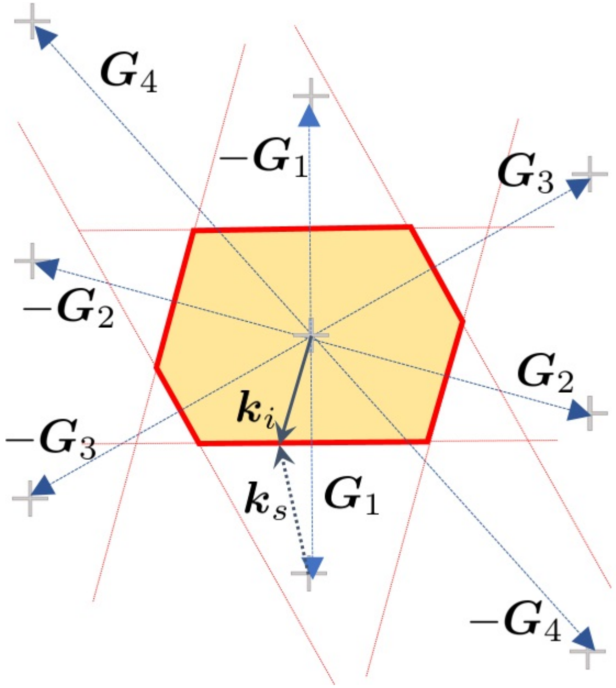
3. Electrons presque libres

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(1)} = \langle \phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)} | \widehat{V} | \phi_{\boldsymbol{q}}^{(0)} \rangle$$

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(2)} = \sum_{\boldsymbol{G}} \frac{\left|V_{\boldsymbol{G}}\right|^2}{\boxed{\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(0)} - \varepsilon_{\boldsymbol{q}-\boldsymbol{G}}^{(0)}}}$$

$$\varepsilon_{\boldsymbol{q}}^{(0)} = \frac{\hbar^2 q^2}{2m} \qquad \varepsilon_{\boldsymbol{q}-\boldsymbol{G}}^{(0)} = \frac{\hbar^2 \left|\boldsymbol{q} - \boldsymbol{G}\right|^2}{2m}$$

3. Electrons presque libres



$$\varepsilon^{(2)}_{\boldsymbol{q}} = \sum_{\boldsymbol{G}} \frac{|V_{\boldsymbol{G}}|^2}{\boxed{\varepsilon^{(0)}_{\boldsymbol{q}} - \varepsilon^{(0)}_{\boldsymbol{q}-\boldsymbol{G}}}}$$

$$\boldsymbol{q} \cdot \frac{\boldsymbol{G}}{G} = \frac{G}{2} \quad \Longleftarrow \quad |\boldsymbol{q} - \boldsymbol{G}|^2 = |\boldsymbol{q}|^2$$

3. Electrons presque libres

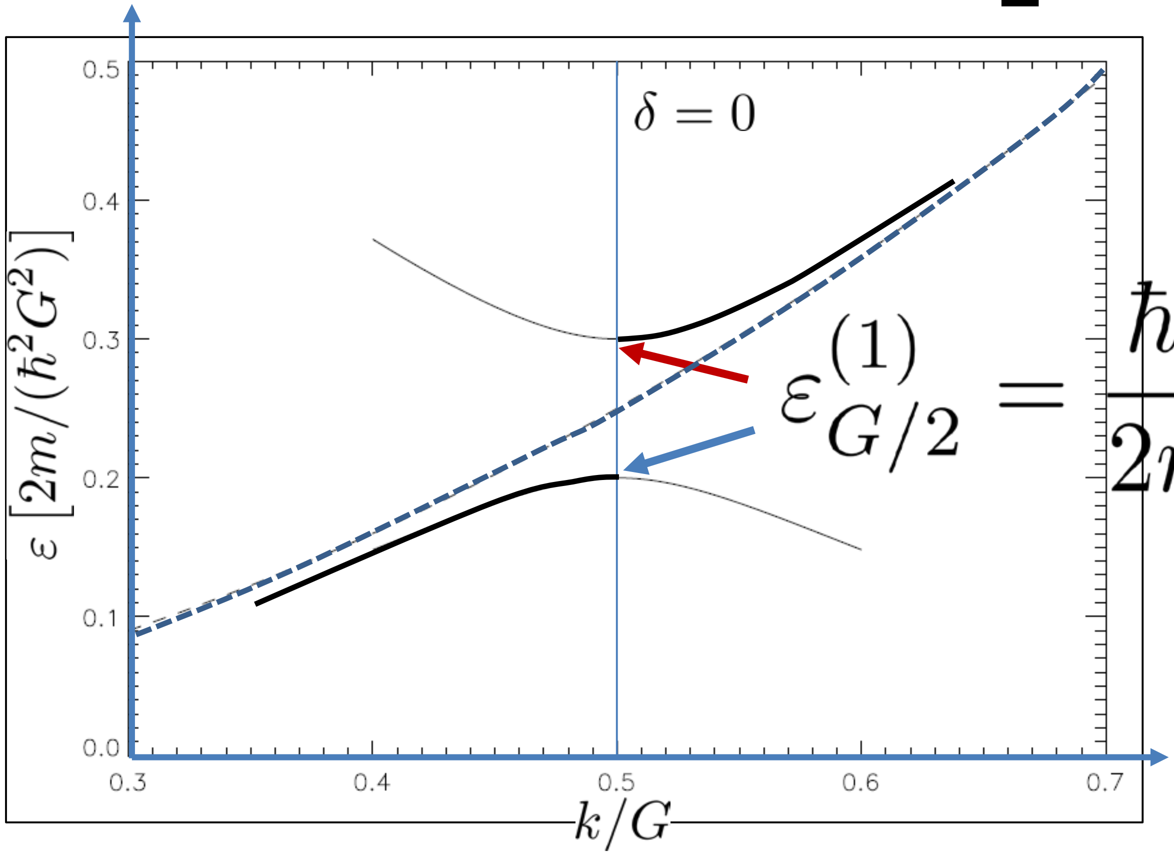
$$\left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m} - \varepsilon_{\boldsymbol{q}}\right) c_{\boldsymbol{q}} + V_{\boldsymbol{G}} c_{\boldsymbol{q}-\boldsymbol{G}} = 0$$

$$\left(\frac{\hbar^2 |\boldsymbol{q} - \boldsymbol{G}|^2}{2m} - \varepsilon_{\boldsymbol{q}}\right) c_{\boldsymbol{q}-\boldsymbol{G}} + V_{-\boldsymbol{G}} c_{\boldsymbol{q}} = 0$$

$$\delta = \frac{G}{2} - q$$

$$\varepsilon^{(1)}_{\boldsymbol{q},\pm} = \frac{\hbar^2}{2m}\left[\frac{G^2}{4} + \delta^2 \pm \sqrt{(G\delta)^2 + \left(\frac{V_G}{\hbar^2/(2m)}\right)^2}\right]$$

3. Electrons presque libres



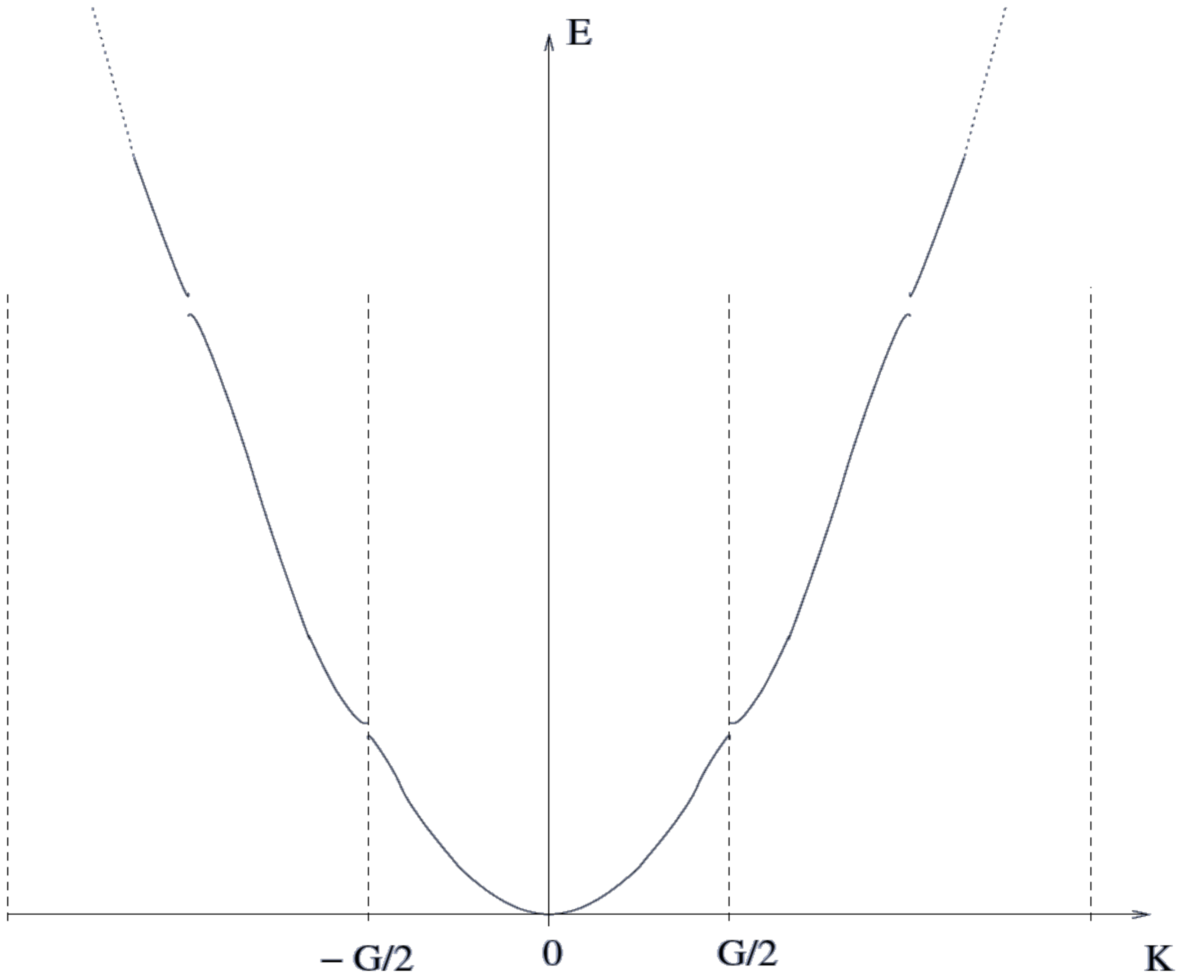
$$\varepsilon^{(1)}_{G/2} = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{G}{2}\right)^2 \pm |V_G|$$

$$\delta = \frac{G}{2} - q$$

$$\varepsilon^{(1)}_{\boldsymbol{q},\pm} = \frac{\hbar^2}{2m}\left[\frac{G^2}{4} + \delta^2 \pm \sqrt{(G\delta)^2 + \left(\frac{V_G}{\hbar^2/(2m)}\right)^2}\right]$$

3. Electrons presque libres

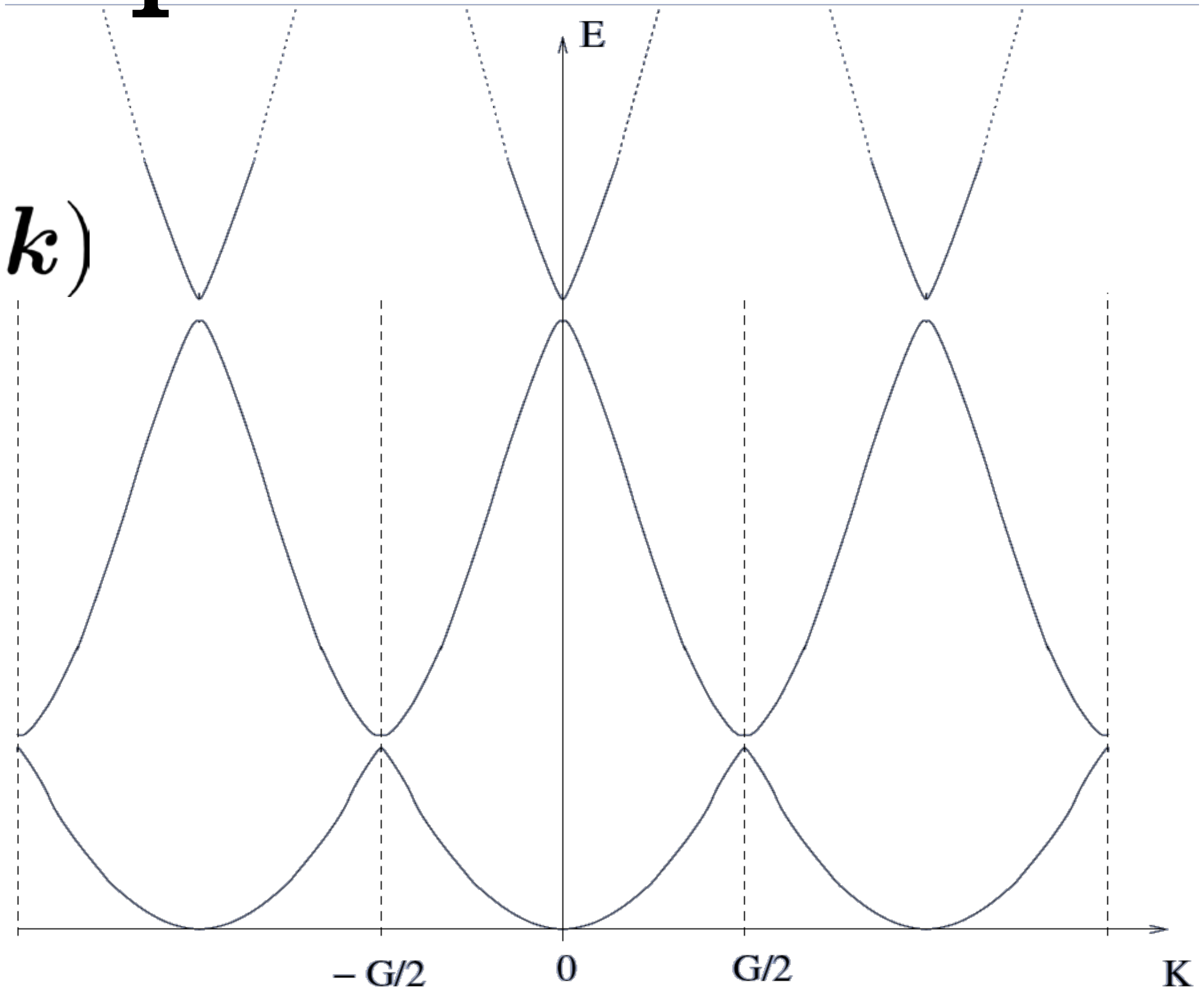
Zone étendue



3. Electrons presque libres

Zone périodique

$$\varepsilon_{n}(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{G})=\varepsilon_{n}(\boldsymbol{k})$$



3. Electrons presque libres

Zone réduite