RÉPUBLIQUE DU CAMEROUN
Paix-Travail-Patrie
****
UNIVERSITE DE DSCHANG
****
ÉCOLE DOCTORALE

Laboratoire de Physique et Chimie Théorique **(LPCT)**
S/c
Unité de Recherche de Matière Condensée, d’Electronique et de Traitement du Signa **(URMACETS)**

Propriétés du polaron dans un cristal polaire 3D sousmis à un champ magnétique : Approche des intégrales de chemin de Feyman

FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES

Présenté par:
Kemlekeu-Djoutchet Gabin

Encadreur:
Prof Lucong Corneluis Fai
Université de Dschang

Co encadreur
Pr Jaures Tchinda Diffo
Université de Maroua

ANNEE ACADEMIQUE 2022 / 2023

PLAN DE TRAVAIL

MOTIVATION

MODEL ET RÉSULTAT ANALYTIQUE

RESULTATS NUMÉRIQUES

CONCLUSION

MOTIVATION

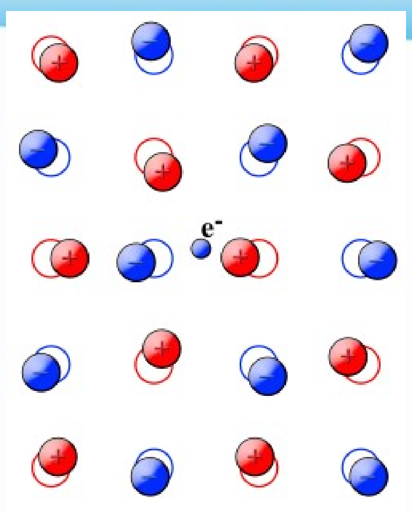


Fig 1: Vue d'artiste d'un polaron
[J.T. Devreese et F. Peeters]

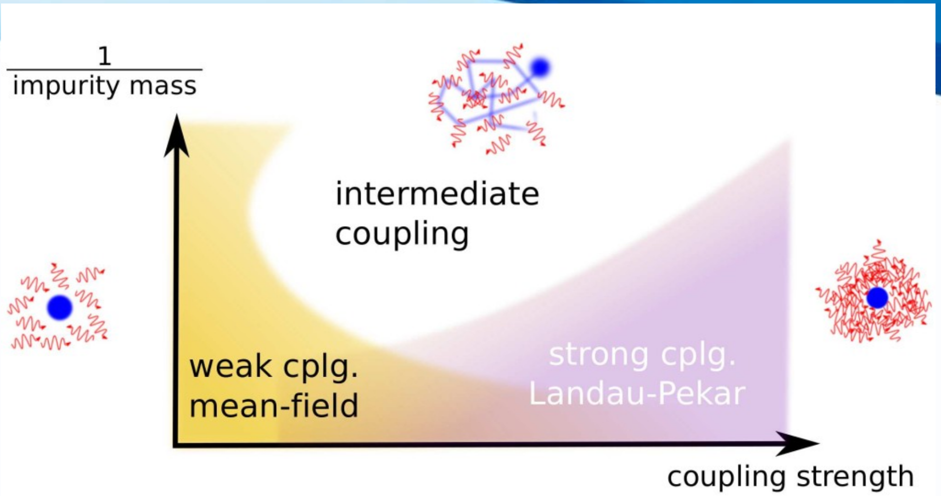


Fig 2: Diagramme de phase qualitatif du modèle de Fr¨ohlich [Fabian Grusdt et Eugene Demler]

Trois régime de couplage

Dans le régime de couplage faible. $(\alpha < 1)$

Dans le régime de couplage fort. $(\alpha > 7)$

Dans le régime couplage intermédiaire $(1 \leq \alpha \leq 7)$

MODEL ET RÉSULTAT ANALYTIQUE

Le lagrangien d’un électron accompagné d’une distorsion du réseau et soumis a un champs magnétique externe orienté suivant l’axe des z s'écrit:

$$L(i\hbar\tau) = -\frac{m}{2\hbar^2}\left(\frac{d\vec{r}}{d\tau}\right)^2 + \frac{ie}{\hbar c}\left(\frac{dr_i}{d\tau}A_i\right) - \sum_{\vec{k}_j}\left(\frac{\dot{q}^2_{\nu_{\vec{k}j}}}{\hbar^2} + \omega^2_{\nu_{\vec{k}j}} q^2_{\vec{\nu}_{kj}}\right) + \sum_{\vec{k}_j} \gamma_{\vec{k}_j}\left(r(\tau)\right) q_{\vec{\nu}_{kj}}(\tau) \qquad (1)$$

L'amplitude du couplage interaction électron-phonon

$$\gamma_{\nu_{\vec{k}j}}(\tau) = \left|V_{\nu_{\vec{k}j}}\right| \sqrt{\frac{2}{V}} \begin{cases} \sin\left(\vec{k}_j, \vec{r}\right), & k_x \quad 0 \\ \cos\left(\vec{k}_j, \vec{r}\right), & k_x \prec 0 \end{cases} \qquad (2)$$

L’action modèle construit a basse du lagrangien (1) s’écrit

(3)

Nous trouvons la fonction de partition de l’action qui imite le système réel.

$$Z_0(H) = Z_0(0)\exp\left\{-\left(\beta\hbar\omega_c\right)^2\left[\frac{u_2}{2\beta\hbar\nu}\left(\frac{u_2}{4}+u_1\right)F_\nu(0) - 2Z_\nu\left(\frac{u_2}{4}\right)^2 + \frac{2}{\varpi}\left(\frac{u_1}{4}\right)^2\right]\right\} \qquad (4)$$

MODEL ET RÉSULTAT ANALYTIQUE

Pour déterminer la masse et energie du polaron nous utilisons l'inégalité de Feynman:

$$E \leq E_F = -\frac{1}{\beta}\ln\left(Z_0\right) - \frac{1}{\beta}\left\langle S - S_0 \right\rangle_{S_0} \qquad (5)$$

$$E_p = \frac{u_2}{2\nu}\left(\frac{u_2}{4} + u_1\right)\hbar\omega_c^2 - \frac{\hbar}{2}\left(3\omega_f - \nu\right) - M\omega_f^2\left(\sum_{i=2}^{4}\frac{\hbar\ell_i}{2m_i\upsilon_i} + \frac{\hbar a_2}{4m\nu}\right) - \frac{\hbar M\omega_f C_1^2}{2m} - \frac{\hbar M\omega_f u_1}{4m} + \frac{\hbar u_2}{4m\nu}\frac{M\omega_f^3}{\omega_f + \nu} + \sum_{i=2}^{4}\frac{\hbar\ell_i}{2m_i\upsilon_i}\frac{M\omega_f^3}{\left(\omega_f + \upsilon_i\right)}$$

$$-\frac{\alpha_F}{16\pi}\left(\frac{\hbar^5 R_F^5\omega_0^3}{m}\right)^{1/2}\int_0^{+\infty} d\tau \exp\left\{-\hbar\omega_0\tau\right\}\sqrt{\frac{\pi}{A_{1z}\left(\tau\right)}}\, g\left(\frac{A_{1xy}\left(\tau\right)}{A_{1z}\left(\tau\right)}\right) \qquad (6)$$

$$\frac{m_p}{m} = \exp\left\{\frac{2M}{3m}\left(C_1^2 + \frac{u_1}{2}\right) + \frac{\alpha_F}{48\pi^2}\left(\frac{\hbar^7 R_F^5\omega_0^3}{m^3}\right)^{1/2}\int_0^{\infty} d\tau \frac{1}{\sqrt[3]{A_z}}\left[u_1\pi^2 p\left(\frac{A_{1xy}\left(\tau\right)}{A_{1z}\left(\tau\right)}\right) + C_1^2\sqrt[3]{\pi} f\left(\frac{A_{1xy}\left(\tau\right)}{A_{1z}\left(\tau\right)}\right)\right]\exp\left(-\hbar\omega_0\tau\right)\right\} \qquad (7)$$

Avec

$$A_{1z}\left(\tau\right) = \frac{\hbar^2 u_1\tau}{2m} + \frac{\hbar u_2}{2m\nu}\left[1 - \exp\left(-\hbar\nu\tau\right)\right] \;;\; A_{1xy}\left(\tau\right) = \frac{\hbar^2 C_1^2\tau}{2m} + \sum_{i=2}^{4}\frac{\hbar\ell_i}{2m_i\upsilon_i}\left[1 - \exp\left(-\hbar\upsilon_i\tau\right)\right] \qquad (8)$$

$$g\left(x\right) = \frac{1}{\sqrt{1-x}}\, arsh\sqrt{\frac{1}{x} - 1}, \quad p\left(x\right) = \frac{1}{\sqrt[3]{1-x}}\left\{-\sqrt{1-x} + arsh\sqrt{\frac{1}{x} - 1}\right\}, \quad f\left(x\right) = \frac{1}{\sqrt[3]{1-x}}\left\{\frac{1}{x}\sqrt{1-x} - arsh\sqrt{\frac{1}{x} - 1}\right\} \qquad (9)$$

MODEL ET RÉSULTAT ANALYTIQUE

Utilisant l'approche fonction mémoire, le tenseur conductivité et mobilié sont déterminé

$$\sigma(\omega)=\begin{pmatrix}\sigma_{xx}(\omega) & -\sigma_{xy}(\omega) & 0\\ \sigma_{xy}(\omega) & \sigma_{xx}(\omega) & 0\\ 0 & 0 & \sigma_{zz}(\omega)\end{pmatrix} \qquad \mu=\begin{pmatrix}\mu_{xx} & -\mu_{yx} & 0\\ \mu_{xy} & \mu_{yy} & 0\\ 0 & 0 & \mu_{zz}\end{pmatrix}$$

$$\sigma_{xy}(\omega)=\frac{e^2\omega}{m}\frac{\omega_c\omega}{\left(\omega^2+\chi(\omega)\right)^2-\omega_c^2\omega^2} \quad (10)$$

$$\sigma_{xx}(\omega)=\frac{ie^2\omega}{m}\frac{\omega^2+\chi(\omega)}{\left(\omega^2+\chi(\omega)\right)^2-\omega_c^2\omega^2} \quad (11)$$

Fonction mémoire,

$$\chi(\omega)=-\alpha_F\pi^2\sqrt{\pi}R_F^{5/2}\int_0^{+\infty}dt\left[\exp\{i\omega t\}-1\right]\mathrm{Im}\left\{F_{\omega_0}^*(t)\left(\frac{\pi}{D_z(t)}\right)^{3/2}f\left(\frac{D_{xy}(t)}{D_z(t)}\right)\right\} \quad (12)$$

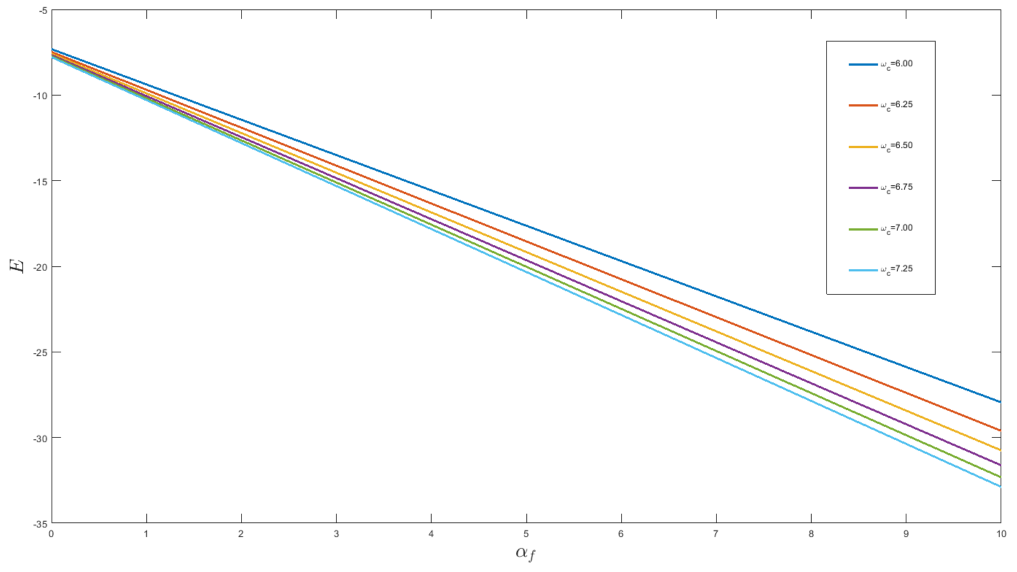
Le rayon du polaron est estimée comme

$$R_p^2=\langle(\vec{r}-R)^2\rangle_{S_0}=R_{//}^2+R_\perp^2 \quad (13)$$

$$R_\perp^2=\frac{\hbar}{2}\begin{cases}\frac{C_2^2(\upsilon_2)}{\upsilon_2}F_{\upsilon_2}(0)\left[\left(1-F_2(\upsilon_2)\right)^2+2F_2^2(\upsilon_2)+F_2^2(\upsilon_2)J_2(\upsilon_2)\left(-2+J_2(\upsilon_2)+J_2(\upsilon_2)K_2^2(\upsilon_2)-2K_2(\upsilon_2)\right)\right]\\ +\frac{C_3^2(\upsilon_3)}{\upsilon_3}F_{\upsilon_3}(0)\left[\left(1-F_3(\upsilon_3)J_3(\upsilon_3)\right)^2+F_3^2(\upsilon_3)\left(1-2J_3(\upsilon_3)+2J_3^2(\upsilon_3)+J_3^2(\upsilon_3)K_3^2(\upsilon_3)-2J_3^2(\upsilon_3)K_3(\upsilon_3)\right)\right]\\ \frac{C_4^4(\upsilon_4)}{\upsilon_4}F_{\upsilon_4}(0)\left[\left(1-F_4(\upsilon_4)J_4(\upsilon_4)K_4(\upsilon_4)\right)^2+F_4^2(\upsilon_4)\left(1+J_4^2(\upsilon_4)+2J_4^2(\upsilon_4)K_4^2(\upsilon_4)-2F_4^2(\upsilon_4)J_4(\upsilon_4)K_4(\upsilon_4)-2F_4(\upsilon_4)J_4^2(\upsilon_4\right.\right.\end{cases}$$

$$R_{//}^2=\frac{\hbar u_2}{2mv}F_v(0)$$

RÉSULTAT NUMÉRIQUE



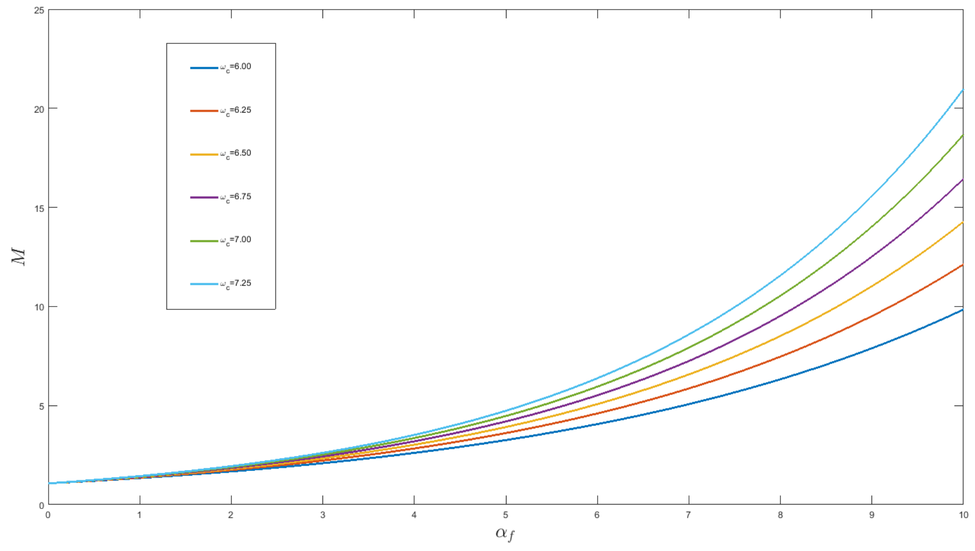


Fig 3: Représentation graphique d'énergie en fonction du couplage électron-phonon.

Fig 4: Graphe de la masse effective du polaron en fonction du couplage électron-phonon

RÉSULTAT NUMÉRIQUE

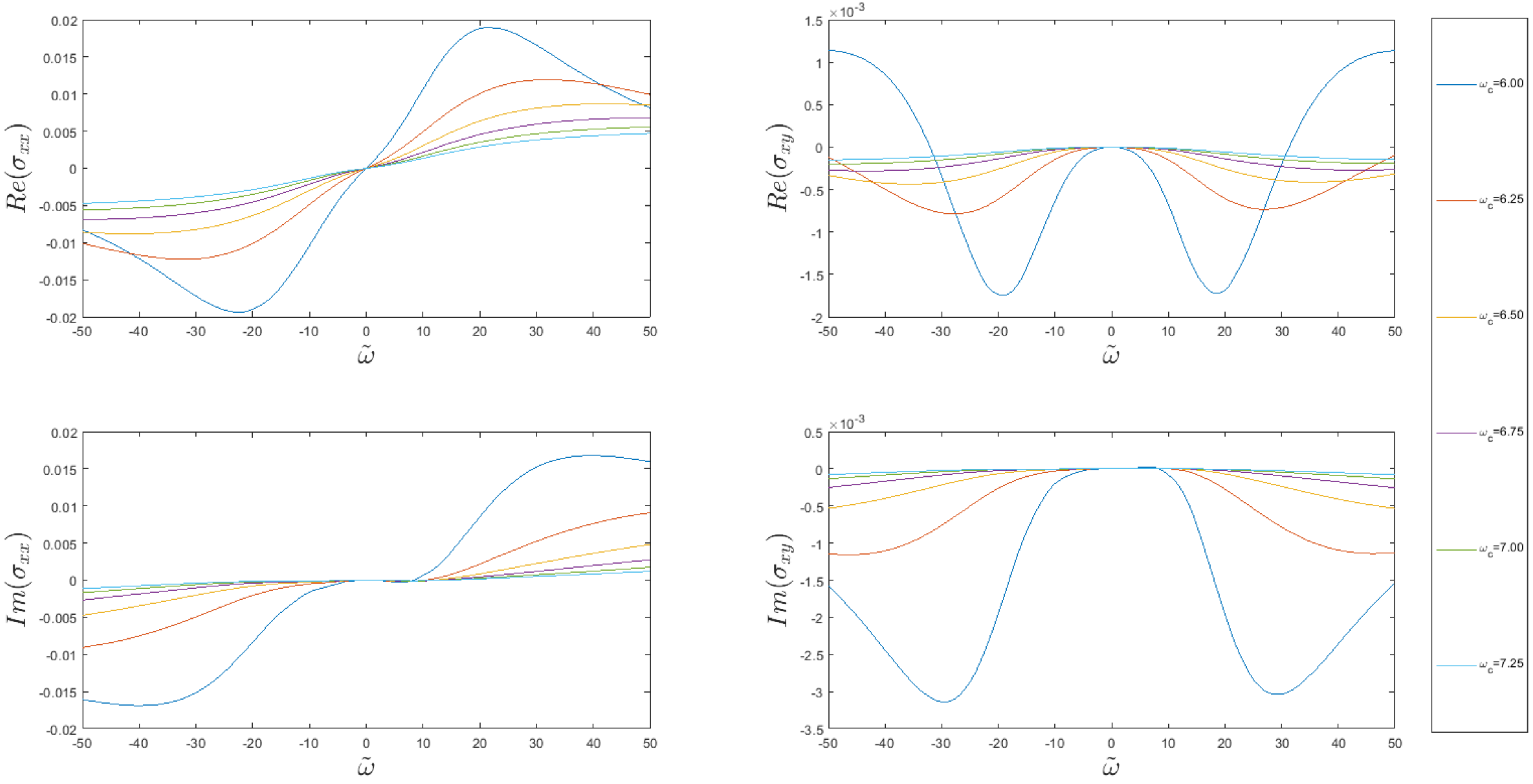


Fig 5: Représentation graphique de la conductivité du polaron en fonction de la fréquence.

CONCLUSION

- L'augmentation du champs magnétique contribue au confinement de l'électron dans le cristal polaires. C'est ainsi que le phonon suit l'impureté de manière adiabatique.

- La dépendance de l'énergie et la masse du polaron en fonction du couplage sont respectivement les fonctions de la forme $E \sim a \cdot \alpha + b$ et $M \sim c^{\alpha}$ ou $a < 0$ et $c > 1$

- Augmentation du champs magnétique diminue la conductivité du matériaux. Pour une fréquence du cyclotron de $6{,}00\omega_0$ appliqué aux matériaux, le milieux est plus conducteur $\omega \prec 25\omega_0$ par contre pour les $25\omega_0 \prec \omega \prec 50\omega_0$ le milieu est plus isolant et enfin pour les pulsations $50\omega_0 \prec \omega$ celle-ci conserve les même valeurs indépendant du champs magnétique appliqué.

MERCI POUR VOTRE ATTENTION