



Full Length Research Paper

Compétition de la supraconductivité des types $d + id$ et d selon l'application de la méthode des amas quantique : cas d'un réseau triangulaire

Oumar Ndiaye^{1,2*}, Jean Paul Latyr Faye¹, Nogaye Ndiaye^{1,2}, Djicknack Dione^{1,2}, Papa macoumba Faye^{1,2}, Moussa Hamady Sy^{1,2}, Alassane Traoré¹, Ababacar Sadikhe Ndao¹

¹Faculté des Sciences et Techniques, Département de Physique, Université Cheikh Anta Diop – Dakar, Sénégal

²Institut de Technologie Nucléaire Appliquée, Université Cheikh Anta Diop – Dakar, Sénégal

Received April 2024 – Accepted June 2024



*Corresponding author. oumar1.ndiaye@ucad.edu.sn

Author(s) agree that this article remain permanently open access under the terms of the Creative Commons Attribution License 4.0 International License.

Résumé :

L'objectif de cet article est d'une part de décrire les phases supraconductrices de type $d + id$ sur un réseau triangulaire selon l'application de l'approximation de l'amas variationnel. Cette technique basée sur les amas quantiques repose fondamentalement sur la théorie des perturbations inter-amas qui permet de faire le pavage du réseau infini en amas fini de petite taille et qui capture toutes les propriétés de la physique du réseau originel. D'autre part, nous nous sommes intéressés à la supraconductivité de type d et nous avons obtenu des résultats qui laissent voir une compétition entre les deux ordres d et $d + id$. Le présent travail est réalisé selon le modèle de Hubbard mais couplé à celui de Kondo. Ce modèle couplé, par le biais d'un terme dit d'échange J_{\perp} ou terme de Kondo en fonction de l'interaction de coulomb U ou terme de Hubbard, et d'autres paramètres variationnels nous ont permis d'avoir des diagrammes de phases au demi-remplissage et à un dopage de 5%. Les résultats ont montré que les amplitudes des paramètres d'ordres de la supraconductivité $d + id$ dominent celles de type d comme constaté dans les diagrammes de phases des paramètres d'ordres.

Mots clés: Systèmes fortement corrélés; Systèmes Frustrés; Simulations Numériques; Couplage de Kondo; Interaction Coulombienne; Corrélation électronique; Diagrammes de phases.

Cite this article:

Oumar Ndiaye, Jean Paul Latyr Faye, Nogaye Ndiaye, Djicknack Dione1, Papa macoumba Faye, Moussa Hamady Sy, Alassane Traoré, Ababacar Sadikhe Ndao; (2024). Compétition de la supraconductivité des types $d + id$ et d selon l'application de la méthode des amas quantique : cas d'un réseau triangulaire. Revue RAMReS – Sci. Appl. & de l'Ing., Vol. 6(1), pp. 64-69. ISSN 2630-1164.

1. Introduction

Une grande partie des défis technologiques modernes telle que les ordinateurs quantiques, les télécommunications et l'électronique en général, repose sur les propriétés des électrons dans les solides. Dans l'étude des propriétés électroniques, il y a, selon la littérature, souvent des modèles simples, basés sur les postulats de la mécanique quantique, mais où les électrons interagissent faiblement entre eux. Cependant, dans certains matériaux, ces modèles perdent une partie de leur validité et cela est dû aux fortes corrélations entre les électrons. Ces types de matériaux sont souvent dénommés systèmes aux électrons fortement corrélés. Le degré de corrélation s'accroît avec l'étrécissement de la bande des électrons. C'est ainsi que les électrons de bande d ou f , par exemple, deviennent fortement corrélés [1, 2]. Les

effets de corrélations électron-électron conduisent à de profonds changements quantitatifs et qualitatifs des propriétés physiques des systèmes électroniques. Ils sont responsables de la plupart des phénomènes physiques remarquables et inhabituels observés. Parmi ces phénomènes, nous pouvons citer, comme exemple, la supraconductivité. La supraconductivité est l'un des phénomènes macroscopiques dû aux effets quantiques où la résistance électrique d'un matériau chute brutalement et devient infiniment petite en fonction de la température. L'une des signatures de la supraconductivité est l'expulsion du champ magnétique connu sous le nom de l'effet Meissner-Ochsenfeld [3]. Dans le passé, plusieurs méthodes numériques ont été proposées dans le cadre de la résolution du hamiltonien décrivant les systèmes fortement corrélés. C'est ainsi que l'algorithme Monte Carlo Quantique est introduit

dans le but de déterminer les propriétés électroniques de certains matériaux, en utilisant le modèle de Hubbard [4]. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la résolution numérique du hamiltonien du modèle de Hubbard en utilisant des méthodes numériques de pointe telles que les méthodes des amas quantiques.

Dans les méthodes d'amas quantiques, les effets de corrélations à courtes portées sont pris exactement en compte, plus précisément, les interactions au sein de l'amas sont traitées exactement, contrairement aux méthodes de champ moyen où les interactions sont factorisées. Les méthodes d'amas quantiques les plus connues sont : l'approximation de l'amas variationnel (VCA) [5, 6, 7], le champ moyen dynamique sur amas (CDMFT) [8, 9, 10, 11] et l'approximation de l'impureté dynamique sur amas (CDIA). Ces méthodes sont accompagnées par la théorie des perturbations inter-amas (CPT) [12, 13, 14] et de la diagonalisation exacte [15, 16]. En plus du modèle de Hubbard, nous nous sommes intéressés aussi aux effets de Kondo via le modèle de Kondo. Ainsi, le modèle d'intérêt sera le modèle de Hubbard-Kondo avec les méthodes d'amas quantiques comme solutionneur. Le modèle de Kondo explique à basse température les phénomènes de transport dans les systèmes mésoscopiques. Il permet de tenir en compte la corrélation entre les impuretés et les électrons de conduction dans les matériaux. En effet, il est connu que la résistance électrique des solides comme les métaux diminue le plus souvent avec la température, pour se stabiliser vers une valeur constante. Dans certaines conditions et en présence d'impuretés magnétiques, on observe qu'en dessous d'une température estimée à 10 kelvins, la résistance du matériau dopé augmente à nouveau. L'effet Kondo sert à désigner cette augmentation de la résistance à basse température et est observable grâce à la mesure de cette dernière. Ce comportement n'engendre point une transition de phase mais participe et gouverne même les propriétés électroniques de la physique des matériaux à basse température. Dans ce travail, nous avons considéré le modèle de Hubbard-Kondo sur le réseau triangulaire et qui tient en compte la forte corrélation électronique, des effets de Kondo, en plus de la frustration électronique. Cependant, ce qui nous intéresse plus est de décrire les phases supraconductrices dans ce réseau selon l'approximation de l'amas variationnel. Nous avons appliqué nos calculs sur la symétrie chirale dite $d + id$ et exactement sur la supraconductivité de type d . Le présent travail est structuré comme suit: En 1., nous avons une introduction qui détaille le fondement sur quoi repose les modèles ainsi que la thématique développée; en 2., nous avons la section sur les modèles et méthodes. Dans cette partie, nous avons développé le modèle hamiltonien du modèle de Hubbard-Kondo mais aussi de la méthode d'amas variationnel. Ensuite en 3., nous avons la partie résultats et discussions et en 4. la conclusion finale.

2. Modèles et méthodes

Dans ce travail, nous considérons le modèle de réseau triangulaire dit de Kondo-Hubbard. Ce modèle de

réseau de Kondo pour les fermions lourds, introduit pour la première fois dans Ref. [17], décrit le mouvement des électrons de conduction couplés aux électrons localisés (bande f). On obtient le modèle Kondo-Hubbard en ajoutant la répulsion de Coulomb à un site unique U .

2.1. Hamiltonien de Hubbard-Kondo

De manière simple, l'hamiltonien du système physique défini dans cette étude rattachée à un réseau triangulaire frustré dénoté H est décrit de manière simpliste comme :

$$H = H_{KH} + H_{aux} \quad [\text{Eq 1}]$$

Dans l'Eq 1, le premier terme représente l'hamiltonien de Kondo-Hubbard et le second terme est un hamiltonien auxiliaire rajouté dans le système pour capturer les interactions locales des impuretés quantiques de spin $1/2$. Le premier terme de l'Eq 1 H_{KH} qui est l'hamiltonien de Kondo-Hubbard est décrit comme suit:

$$H_{HK} = -t \sum_{(i,j)\sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} - \mu \sum_{i\sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma} + J_\perp \sum_i \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_i^f + J_H \sum_{(i,j)} \mathbf{s}_i^f \cdot \mathbf{s}_j^f + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}. \quad [\text{Eq. 2}]$$

Dans cette Eq 2, $c_{i\sigma}$ ($c_{i\sigma}^\dagger$) sont respectivement les opérateurs de destructions et de créations de particule de spin $1/2$ ou simplement d'électron de conduction au site i avec une orientation de spin σ . μ est le potentiel chimique, et t est l'amplitude de saut entre voisins les plus proches. Pour définir les paramètres du modèle en unités d'amplitude de saut, nous avons pris $t = 1$. L'interaction d'échange J_\perp , que nous supposons être un couplage antiferromagnétique (AFM), sera pris comme un paramètre d'influence dans la comptation des phases supraconductrices pour cette étude. De plus, J_H est un couplage Heisenberg pour les spins localisés, introduit pour examiner la possibilité d'une phase liquide de spins ce qui sera réservé dans cette étude. Il est aussi à rappeler dans l'hamiltonien de Kondo-Hubbard les définitions des opérateurs de spins des particules dans conduction tout comme de particules itinérantes. Il s'agit de $\mathbf{s}_i = \frac{1}{2} c_{i\sigma}^\dagger \boldsymbol{\tau}_{\sigma\sigma'} c_{i\sigma}$ et $\mathbf{s}_i^f = \frac{1}{2} f_{i\sigma}^\dagger \boldsymbol{\tau}_{\sigma\sigma'} f_{i\sigma}$ avec $\boldsymbol{\tau}_{\sigma\sigma'}$ représentant les matrices de Pauli dans les directions x , y et z . Le second terme de l'Eq 1 est décrit comme suit:

$$H_{aux} = U_f \sum_i \left[n_{i\uparrow}^f n_{i\downarrow}^f - \frac{1}{2} (n_{i\uparrow}^f + n_{i\downarrow}^f) \right] \quad [\text{Eq. 3}]$$

Dans cette équation, $n_{i\sigma}^f = f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma}$ définit la densité de particule de la bande des impuretés quantiques où $f_{i\sigma}^\dagger$ et $f_{i\sigma}$ créent (détruisent) des particules ou simplement d'électron localisé au site i avec une orientation de spin σ et U_f représente la répulsion locale. Cette localisation peut être justifiée par l'absence d'hybridation entre les électrons de conduction et les

électrons localisés, ainsi que par le fait qu'il n'y a pas de saut entre les électrons. L'introduction de U_f entre les fermions f , symétrique par rapport à la transformation particule-trou permet de garantir la description des spins localisés purs.

2.2. Approximation de l'amas variationnel

La VCA (Variational Cluster Approach) est une méthode quantique des amas utilisant la diagonalisation exacte comme solveur à température nulle [18]. La VCA peut être considérée comme une extension de la théorie de la perturbation des amas [19], qui est basée sur l'approche fonctionnelle de l'énergie propre de Pothoff [20,21]. La méthode VCA a été utilisée pour étudier la compétition entre le magnétisme et la supraconductivité dans le modèle bidimensionnel de Hubbard des systèmes fortement corrélés, tels que les cuprates à haute température critique [22, 23]. Une revue plus détaillée peut être trouvée dans la référence [24].

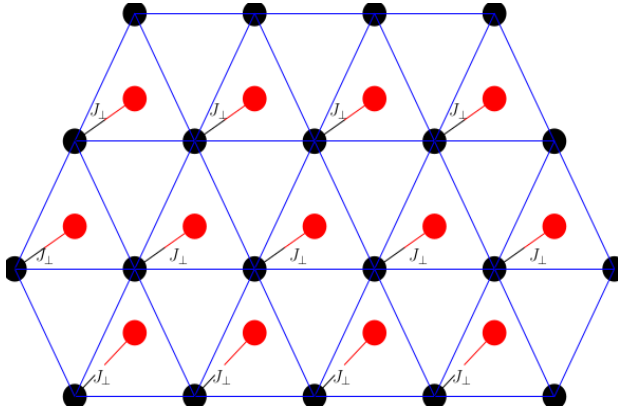


Figure 1: Définition d'un réseau triangulaire avec les boules noires définissant les sites de la bande de conduction et les boules rouges les sites des impuretés quantiques; Nous avons inclus dans cette figure les opérateurs d'échanges J_1

La méthode VCA (Variational Cluster Approach) commence par un carrelage du réseau en amas identiques et infinis de petite taille. Dans la VCA, la taille de l'amas doit être suffisamment petite pour que la fonction de Green des électrons puisse être calculée numériquement en utilisant la méthode de la diagonalisation exacte. Dans cet article, nous utilisons un amas de 6 sites composé de 3 sites pour la bande de conduction et de 3 sites pour la bande localisée, comme décrit dans la Figure 2

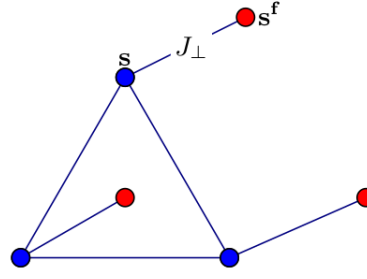


Figure 2: Définition de l'amas du réseau triangulaire avec S et J_{\perp} le terme d'échange de kondo.

La VCA fonctionne en distinguant le système original défini sur un réseau infini et décrit par H dans l'Eq 1 et pour le système de référence qu'est l'amas de la Figure 2, nous avons le hamiltonien H' . Pour obtenir H' , on enlève simplement le saut interamas dans H pour se retrouver avec un ensemble de petits systèmes, chacun régi par H' . Les symétries brisées seront prouvées en ajoutant leurs champs de Weiss correspondants à H' , et de manière plus générale, tout terme à un corps peut être ajouté. Afin d'aborder la supraconductivité chirale, intéressons-nous d'abord à la description des ondes de types $d + id$. Dans ce cas de figure, l'onde de types $d + id$ sera décrite par un opérateur d'appariement pertinent défini sur les liaisons entre les sites du réseau. Dans le cas de l'opérateur d'appariement de type singulet, nous avons :

$$\hat{S}_{r,i} = c_{r,\uparrow}c_{r+e_i,\downarrow} - c_{r,\downarrow}c_{r+e_i,\uparrow}. \quad [\text{Eq. 4}]$$

Et dans le cas de type triplet, nous avons :

$$\hat{T}_{r,i} = c_{r,\uparrow}c_{r+e_i,\downarrow} + c_{r,\downarrow}c_{r+e_i,\uparrow} \quad [\text{Eq. 5}]$$

les $c_{r,\uparrow}$ et $c_{r+e_i,\downarrow}$ sont des opérateurs de destruction de particules désignent des opérateurs de destruction de particules dans l'expression de ces deux opérateurs. Compte tenu des trois directions élémentaires sur le réseau triangulaire, $\hat{S}_{r,i}$ et $\hat{T}_{r,i}$ donne un total de six opérateurs par site, qui peuvent être combinés en opérateurs de symétrie bien définie comme suit :

$$\begin{aligned} \hat{\Delta}_{\hat{S}} &= \sum_r (\Delta_{1,r}S_{1,r} + \Delta_{2,r}S_{2,r} + \Delta_{3,r}S_{3,r}) \\ \hat{\Delta}_{\hat{T}} &= \sum_r (\Delta_{1,r}T_{1,r} + \Delta_{2,r}T_{2,r} + \Delta_{3,r}T_{3,r}). \end{aligned} \quad [\text{Eq. 6}]$$

où les amplitudes relatives (Δ_1 , Δ_2 et Δ_3) définissent la symétrie de chaque opérateur. Nous nous intéresserons, dans la suite, à l'onde supraconductrice chirale de type singulet $d + id$ [25, 26], représentée dans l'expression suivante:

$$\hat{\Delta}_{d+id} = \sum_r \left(S_{1,r} + e^{\frac{2i\pi}{3}} S_{2,r} + e^{\frac{4i\pi}{3}} S_{3,r} \right). \quad [\text{Eq. 7}]$$

Dans cette configuration, tous les liens ont la même amplitude d'appariement singulet $\hat{S}_{r,i}$, mais des phases qui peuvent être différentes [27, 28]. Dans ce chapitre nous allons étudier l'onde de symétrie de type singulet

d ainsi que d + id pour voir les différentes phases supraconductrices dans le réseau triangulaire. Il est à noter qu'il réside peu de changement suivant la définition des champs de symétrie d par aux champs de type d + id.

En utilisant un principe variationnel, nous trouvons la partie optimale à un corps de H' . L'énergie propre des électrons Σ , associée à H' , est utilisée comme énergie propre variationnelle afin de construire le fonctionnel d'énergie propre de Potthoff [29] :

$$\Omega[\Sigma(\xi)] = \Omega'[\Sigma(\xi)] + \text{Tr} \ln \left\{ \frac{[G_0^{-1} - \Sigma(\xi)]^{-1}}{G'(\xi)} \right\} \quad [\text{Eq.8}]$$

Dans l'Eq 8, les paramètres G' et G_0 sont les fonctions de Green de l'amas et du réseau non interactif, respectivement. Les paramètres qui définissent la partie à un corps de H' sont désignés par ξ . Tr est une trace fonctionnelle, c'est-à-dire une somme sur les fréquences, les moments et les bandes, et Ω' est le potentiel grand canonique de l'amas, c'est-à-dire son énergie de l'état fondamental, en notant que le potentiel chimique μ est inclus dans l'Hamiltonien. G' et Ω' sont calculés numériquement via la méthode de Lanczos à température nulle. Le fonctionnel de Potthoff $\Omega[\Sigma(\xi)]$ dans l'Eq 8 est calculé exactement, mais sur un espace restreint des énergies propres $\Sigma(\xi)$ qui sont les énergies propres physiques de l'Hamiltonien de référence H' . Nous utilisons une méthode d'optimisation standard (par exemple, Newton-Raphson) dans l'espace des paramètres ξ pour trouver la valeur stationnaire de $\Omega(\xi)$:

$$\frac{\partial \Omega(\xi)}{\partial \xi} = 0. \quad [\text{Eq.9}]$$

Cela représente la meilleure valeur possible de l'énergie propre $\Sigma(\xi)$, qui est utilisée, avec la fonction de Green non interactive G_0 , pour construire une fonction de Green approximative G pour l'Hamiltonien de réseau original H . À partir de cette fonction de Green, on peut calculer la moyenne de tout opérateur à un corps, en particulier les paramètres d'ordre associés au magnétisme et à la supraconductivité. La valeur réelle de $\Omega(\xi)$ au point stationnaire est une bonne approximation du potentiel grand canonique physique de l'Hamiltonien de réseau H . Il peut y avoir plus d'une solution stationnaire à l'Eq 9. Par exemple, une solution d'état normal dans laquelle tous les champs de Weiss utilisés pour décrire les symétries brisées sont nuls et une autre solution avec un champ de Weiss non nul décrivant un état de symétrie brisée. En tant que principe supplémentaire, nous affirmons que la solution avec la plus faible valeur du fonctionnel dans l'Eq 8 est la solution physique. Ainsi, les phases concurrentes peuvent être comparées via leur valeur du potentiel grand canonique Ω , obtenue en introduisant différents champs de Weiss.

3. Résultats et Discussions

Nous présentons dans cette sections les résultats obtenus. Nous choisissons ici des valeurs de $J_{\perp} = 0,6$ et $J_{\perp} = 0,8$ avec $U = 4$ pour $t = 1$ (voir l'Hamiltonien de Hubbard-Kondo). Ces valeurs sont obtenues en solutionnant le problème au demi-remplissage. Nous les avons fixer comme solutions et prendre le potentiel chimique ou simplement la densité de particule (en dopage par trou) comme paramètre variationnel dans le modèle. Cela nous procurent les paramètres d'ordres supraconducteurs dans les sous-sections suivantes.

3.1. Paramètres d'ordre de la supraconductivité (POS) d + id et d

Sur une plage de dopage en trou de 0,02 à 0,10, nous comparons les paramètres d'ordres d + id devant l'influence de J_{\perp} . D'une part, nous remarquons la formation d'un dôme centré sur un dopage de 5 % des POS. Il est à remarquer aussi que plus les interactions d'échange de Kondo augment plus les amplitudes des paramètres d'ordre diminuent

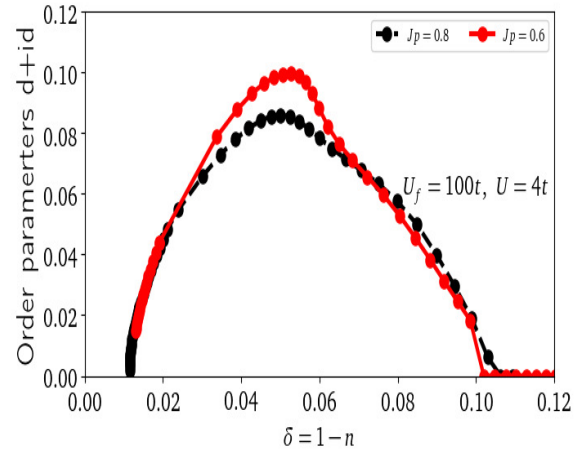


Figure 3 : Paramètres d'ordre de la supraconductivité de type d + id avec $U_f = 100t$ qui représente le terme de Coulomb dans la bande des particules itinérantes ; $U = 4t$ le terme de Coulomb dans la bande de conduction

Cela confirme que la supraconductivité de type d + id est défavorisée par l'augmentation de J_{\perp} . Ce résultat était prévisible au demi-remplissage dont dans les diagrammes de phases, nous avons observé une destruction du magnétisme pour des valeurs de J_{\perp} modérément grandes au profil de la formation d'une phase de singulets Kondo [30]. Dans cette dernière, la somme des moments locaux des particules devienne nulle : cela veut dire que le système devient désordonné.

D'autre part, la Figure 3 montre exactement deux courbes représentant respectivement en rouge les POS pour $J_{\perp} = 0,6$ et en noir les POS pour $J_{\perp} = 0,8$. Ainsi, l'amplitude des POS pour $J_{\perp} = 0,8$ devient plus petite comparée à celle de $J_{\perp} = 0,6$. Le terme de Kondo influe beaucoup sur l'établissement des phases supraconductrices tout comme aussi de détruire le magnétisme [28]. Toujours dans le but de faire une

étude comparative, nous nous sommes intéressés aux POS de type d présentés dans la Figure 3.

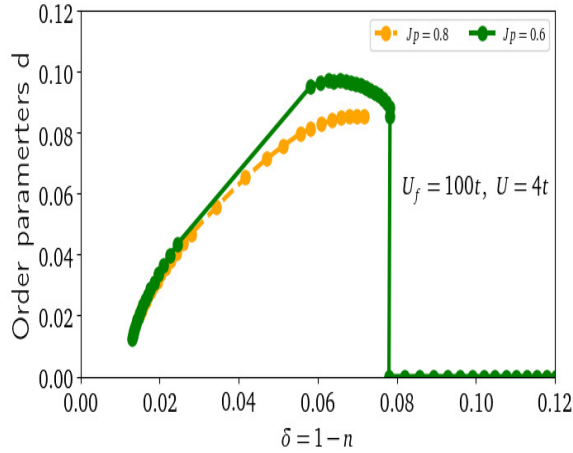


Figure 4 : Paramètres d'ordre de la supraconductivité de type d à $U_f = 100t$ qui représente le terme de Coulomb dans la bande des particules itinérantes ; $U = 4t$ le terme de Coulomb dans la bande de conduction.

La première des remarques que nous avons fait est que les POS de type d montrent une transition de phases de manière discontinue contrairement aux POS de types $d + id$ mais respectent le fait que l'augmentation de J_{\perp} diminue l'amplitude des POS de type d . Il est à noter aussi que malgré cette diminution des amplitudes, l'espace du dopage aussi se voit de 0,02 à 0,10 avec les $d + id$ et de 0,02 à 0,08 pour d . Ces exactement ces remarques sous l'influence du paramètre ou terme de Kondo ou antiferromagnétique que naissent les compétitions entre ces deux types d'ordre de supraconductivité.

3.2. Compétition des POS $d + id$ et d

Nous présentons dans cette partie deux figures qui relatent une comparaison entre les POS de types $d + id$ et d toujours pour des valeurs de $J_{\perp} = 0,6$ et $J_{\perp} = 0,8$ et $U = 4$. Dans la Figure 4, le dopage ici pour une valeur de $J_{\perp} = 0,6$ favorise plus l'ordre supraconducteur $d + id$ plus devant celui de type d . Cependant, pour un dopage modérément faible entre 0,02 et 0,06 alors l'amplitude des POS $d + id$ domine devant celle des POS d .

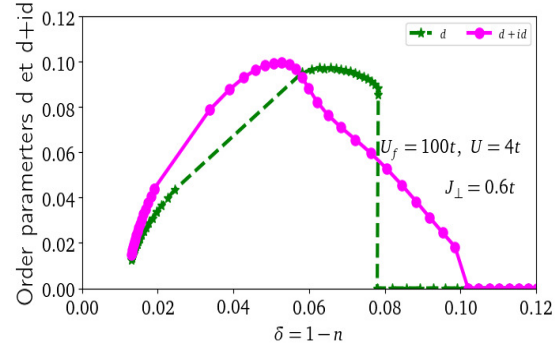


Figure 5 : Paramètres d'ordre de la supraconductivité de type d avec $U_f = 100t$ qui représente le terme de Coulomb dans la bande des particules itinérantes ; $U = 4t$ le terme de Coulomb dans la bande de conduction

Entre 0,06 et 0,08, nous observons l'effet contraire mais il ajoute que les POS chutent et deviennent nulle pendant que les POS perdurent jusqu'au delà de 0,10 avant d'être détruits. Nous avons les mêmes remarquant quand nous faisons augmenter les valeurs de J_{\perp} donc du germe de Kondo. Ainsi, la Figure 5 montre confirme exactement les analyses sur la Figure 4.

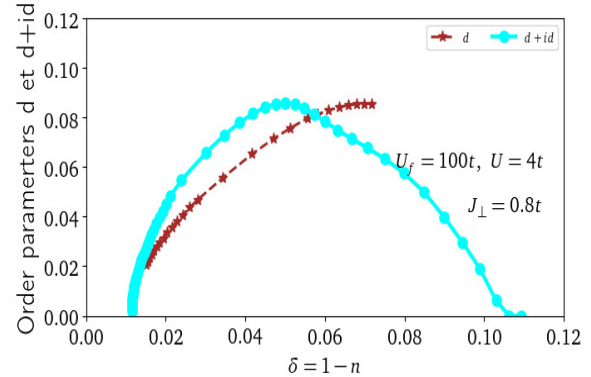


Figure 6 : Paramètres d'ordre de la supraconductivité de type $d + id$ et d avec $U_f = 100t$ qui représente le terme de Coulomb dans la bande des particules itinérantes ; $U = 4t$ le terme de Coulomb dans la bande de conduction.

Ce faisant, nous devons rappeler que les amplitudes de manières globale tant des symétrie d comme $d + id$ diminuent. Elles passent de 0,10 vers 0,08 (à voir dans sur les ordonnées des Figures 4 et 5).

4. Conclusion

Loin du demi-remplissage, c'est-à-dire lorsque le système est dopé, nous analysons les effets du couplage Kondo sur la supraconductivité pure $d + id$ et sur d ainsi que la compétition entre cette phase. En l'absence de magnétisme, nous trouvons que la plage de dopage où la supraconductivité d'onde $d + id$ apparaît s'élargit avec des couplages modérés J_{\perp} . Cependant, l'amplitude du paramètre d'ordre supraconducteur (POS) diminue avec l'augmentation de ce couplage J_{\perp} . En présence de magnétisme spiral, une compétition se manifeste entre le magnétisme spiral et la supraconductivité, entraînant

une suppression partielle de l'amplitude du paramètre d'ordre supraconducteur. Cette compétition entre magnétisme et supraconductivité a également été observée dans le modèle de réseau carré de Hubbard, utilisé pour décrire les cuprates à haute température critique T_c , où le magnétisme antiferromagnétique (AFM) est trouvé pour réduire l'amplitude du paramètre d'ordre supraconducteur en onde d. En vrai dans le cas du réseau triangulaire le modèle admis dans cette étude alors, nous pouvons confirmer que la supraconductivité d +id est plus favorisée selon le couplage de Kondo. Nous comptons dans un autre article pousser ces études dans d'autres types de matériaux topologiques.

Remerciements

Nous remercions chaleureusement Dr. Jean Paul Latyr Faye et Prof. Ababacar Sadikhe Ndao pour leurs conversations enrichissantes. Les ressources de calcul ont été fournies par Compute Canada et Calcul Québec. Nous tenons également à reconnaître le soutien du Réseau National de Conception du Canada (CNDN).

REFERENCES

- [1] Pairault, S. ELECTRONS FORTEMENT CORRELES: UNE APPROCHE PERTURBATIVE A COUPLAGE FORT. National Library of Canada Bibliothèque nationale du Canada, Ottawa, (2002).
- [2] Florens, S. Cohérence et localisation dans les systèmes d'électrons fortement corrélés. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, (2003).
- [3] Meissner, W. and Ochsenfeld, R. *Naturwissenschaften* 21(44), 787–788 (1933).
- [4] Hubbard, J. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 276(1365), 238–257 (1963).
- [5] Potthoff, M., Aichhorn, M., and Dahnken, C. *Physical review letters* 91(20), 206402 (2003).
- [6] Nuss, M., Arrigoni, E., Aichhorn, M., and von der Linden, W. *Physical Review B* 85(23), 235107 (2012).
- [7] Potthoff, M. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems* 36, 335–348 (2003).
- [8] Georges, A., Kotria, G., Ruth, W., and Rozenberg, M. J. *Reviews of Modern Physics* 68(1), 13 (1996).
- [9] Georges, A. In *AIP Conference Proceedings*, volume 715, 3–74. American Institute of Physics, (2004).
- [10] Kotliar, G. and Vollhardt, D. *Physics today* 57(3), 53–60 (2004).
- [11] Bolech, C., Kancharla, S., and Kotliar, G. *Physical Review B* 67(7), 075110 (2003).
- [12] Sénéchal, D., Perez, D., and Pioro-Ladriere, M. *Physical review letters* 84(3), 522 (2000).
- [13] Zacher, M. G., Eder, R., Arrigoni, E., and Hanke, W. *Physical Review Letters* 85(12), 2585 (2000).
- [14] Zacher, M. G., Eder, R., Arrigoni, E., and Hanke, W. *Physical Review B* 65(4), 045109 (2002).
- [15] Bai, Z., Demmel, J., Dongarra, J., Ruhe, A., and van der Vorst, H. *Templates for the solution of algebraic eigenvalue problems: a practical guide*. SIAM, (2000).
- [16] Freund, R. *Templates for the Solution of Algebraic Eigenvalue Problems: a Practical Guide*, 169 (2000).
- [17] Hubbard, J. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 277(1369), 237–259 (1964).
- [18] A. Szasz, J. Motruk, M. P. Zaletel, and J. E. Moore, *Phys. Rev. X* 10, 021042 (2020).
- [19] D. Sénéchal, D. Perez, and D. Plouffe, *Phys. Rev. B* 66, 075129 (2002).
- [20] M. Potthoff, M. Aichhorn, and C. Dahnken, *Phys. Rev. Lett.* 91, 206402 (2003).
- [21] M. Potthoff, *Eur. Phys. J. B* 32, 429 (2003).
- [22] D. Sénéchal, P.-L. Lavertu, M.-A. Marois, and A.-M. S. Tremblay, *Phys. Rev. Lett.* 94, 156404 (2005).
- [23] M. Aichhorn, E. Arrigoni, M. Potthoff, and W. Hanke, *Phys. Rev. B* 74, 235117 (2006).
- [24] M. Potthoff, in *Theoretical Methods for Strongly Correlated Systems*, Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 171, edited by A. Avella and F. Mancini (Springer, New York, 2012), Chap. 9.
- [25] Pathak, S., Shenoy, V. B., and Baskaran, G. *Physical Review B* 81(8), 085431 (2010).
- [26] Ma, T., Huang, Z., Hu, F., and Lin, H.-Q. *Physical Review B* 84(12), 121410 (2011).
- [27] Faye, J., Sahebsara, P., and Sénéchal, D. *Physical Review B* 92(8), 085121 (2015).
- [28] Ndiaye, O., Dione, D., Traoré, A., Ndao, A. S., and Faye, J. P. L. *Phys. Rev. B* 105, 045116 Jan (2022).
- [29] M. Potthoff, *Eur. Phys. J. B* 32, 429 (2003).
- [30] Ndiaye, Oumar. *Étude de la supraconductivité et du magnétisme du réseau triangulaire par la méthode des amas quantiques*. Thèse de Doctorat Unique, Université Cheikh Anta Diop, (22 juin 2023).