

Échelles dopées sous champ magnétique

Guillaume ROUX

Laboratoire de physique théorique, IRSAMC

- **Pourquoi étudier les échelles dopées?**
 - composés et expériences
 - modélisation et méthodes théoriques
 - physique RVB et échange cyclique
- **Effet Zeeman (spin)**
 - propriétés magnétiques
 - propriétés supraconductrices
- **Effet orbital (charge)**
 - diagrammes de phase en interaction faible et forte
 - propriétés de courant
 - susceptibilité à champ nul et phases commensurables

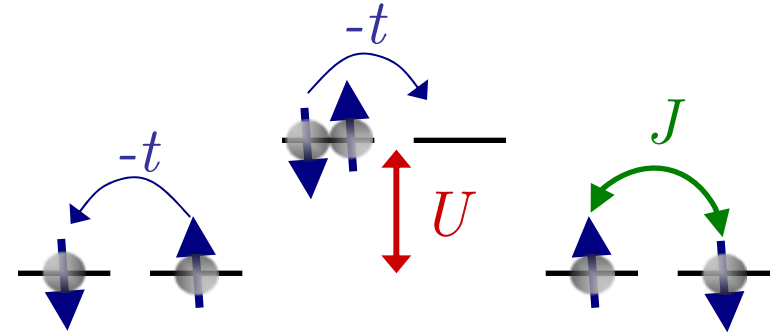
La physique du solide à une dimension

- Systèmes **fortement corrélés** lorsque les interactions entre électrons sont très grandes.

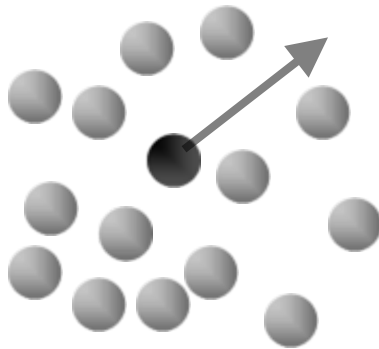
Modèle de Hubbard :

Isolant de Mott

$$J = 4t^2/U$$



- À une dimension, les **effets collectifs** sont dominants. Les propriétés sortent du cadre de la théorie du **liquide de Fermi** : **liquide de Luttinger**.



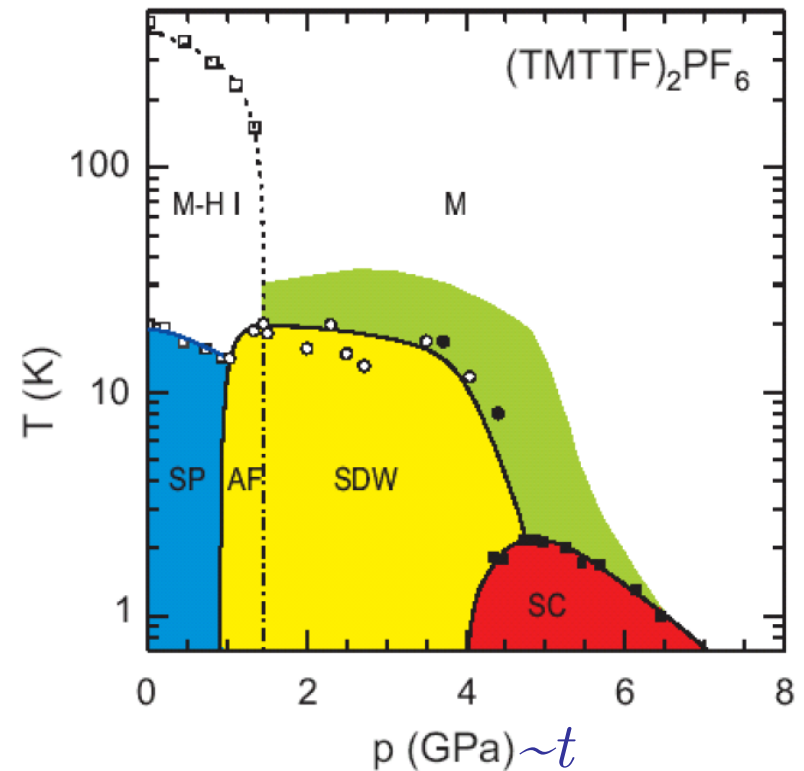
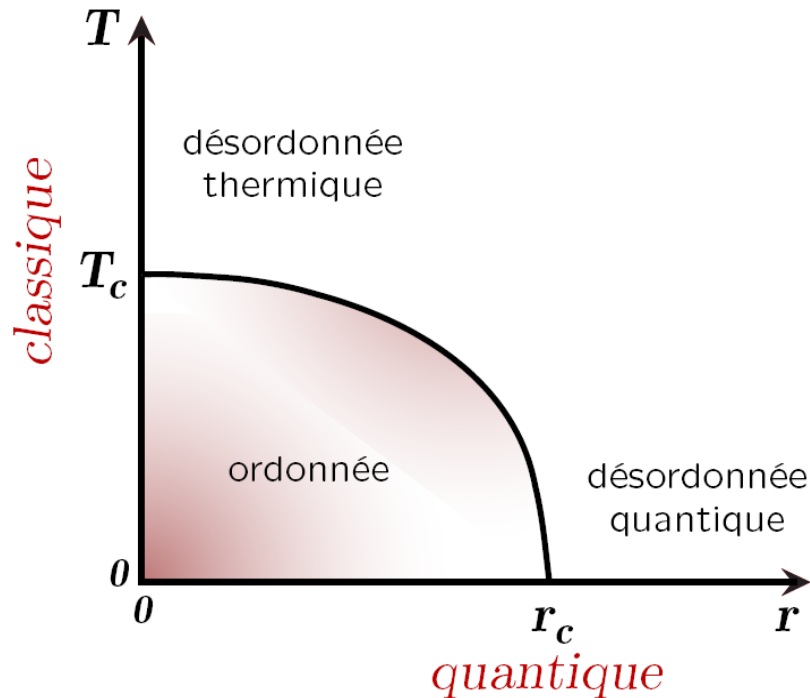
2D



1D

Transition de phase à température nulle

- Transition de phase quantique : r = la pression, le dopage, le champ magnétique...

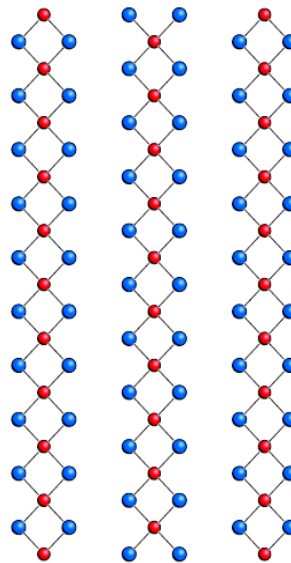
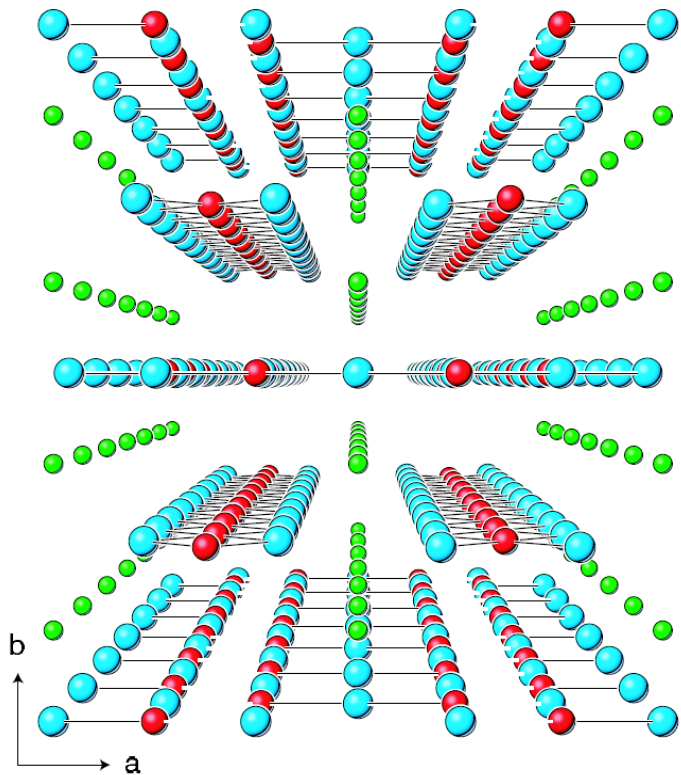


- À une dimension, les fluctuations quantiques sont très importantes (Mermin-Wagner) : compétition entre différents ordres et possibilité de phases exotiques.

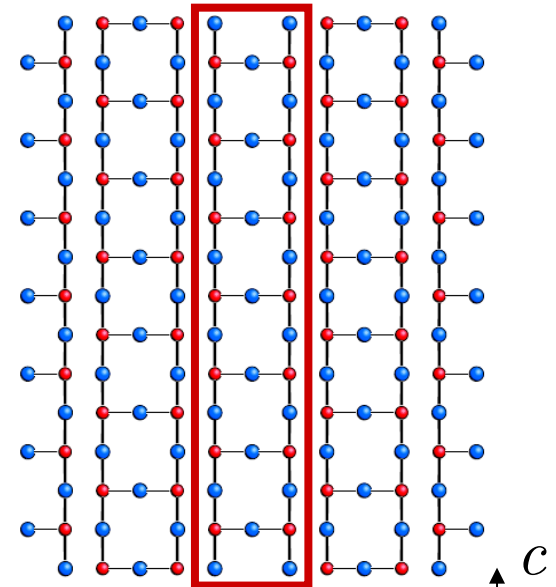
Expériences sur SCCO : structure

- Un supraconducteur non conventionnel quasi-unidimensionnel et fortement corrélé. Cousin des *cuprates* et des *organiques*.

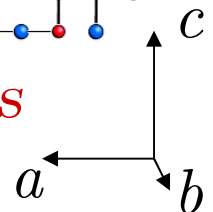
● Cu
● O
● Sr, Ca, La



chaînes

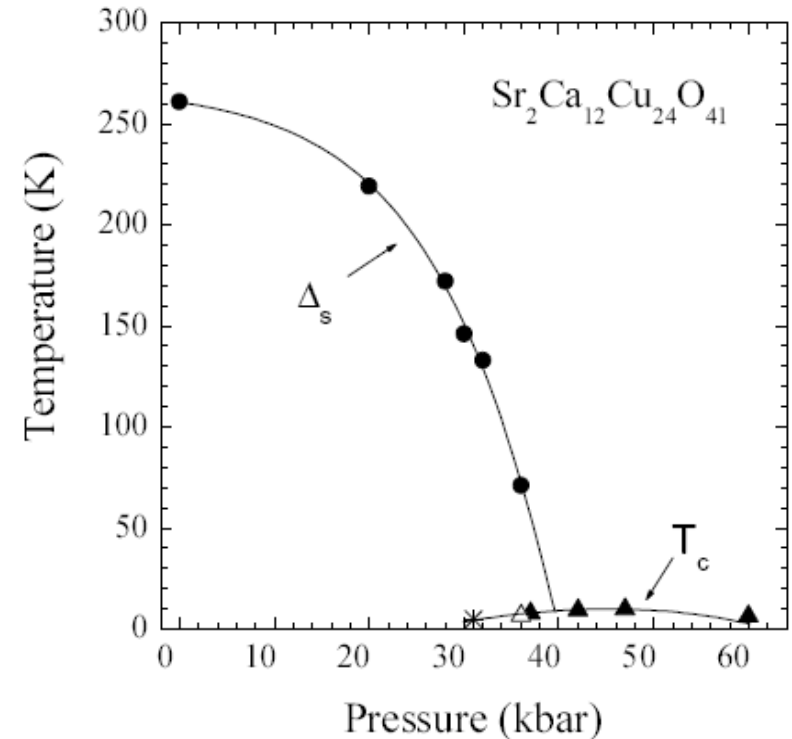
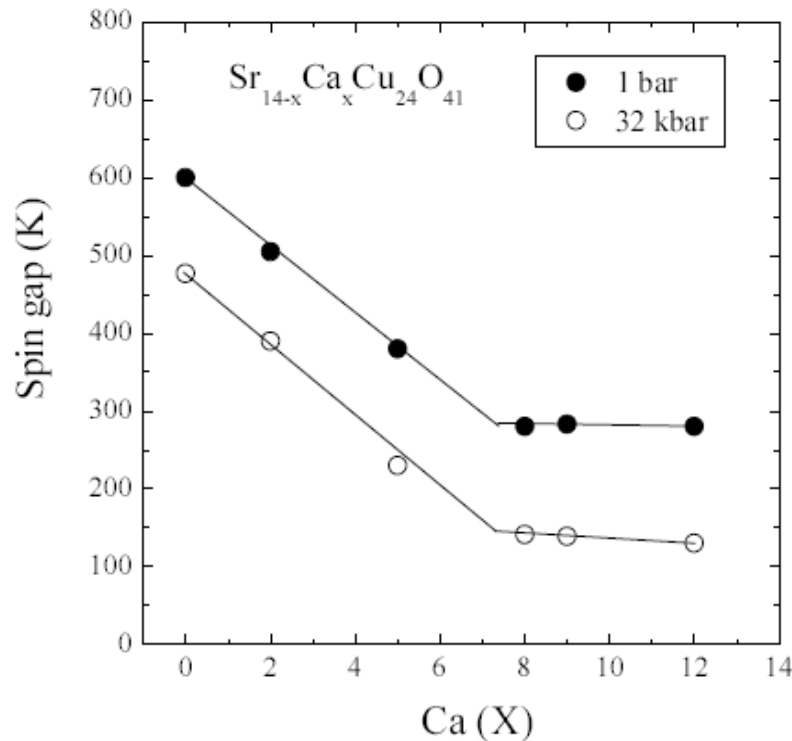


échelles



Supraconductivité de SCCO

- Gap de spin et dôme supraconducteur avec la substitution et la pression d'après des mesures de RMN.



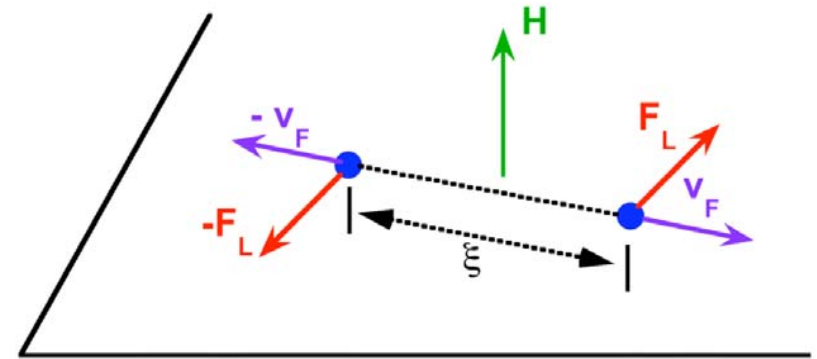
Jérôme *et al.* (2002)

Supraconducteur sous champ magnétique

- Champs critiques:
 - Effet orbital (résultat BCS)

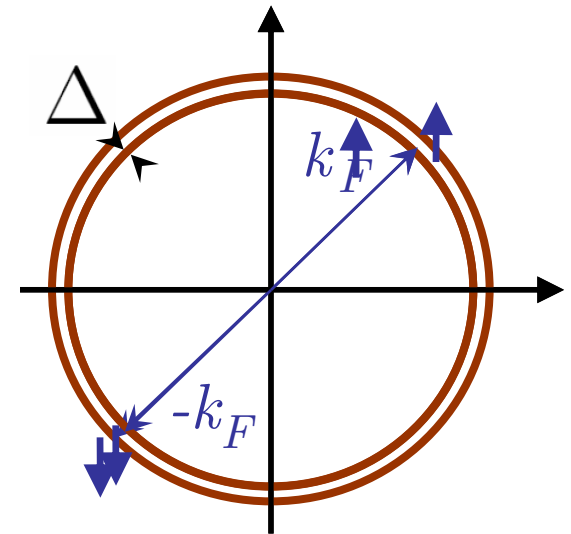
$$H_{c2} \simeq \frac{\Phi_0}{\xi^2} \simeq \frac{1}{2\hbar} \frac{\Delta^2}{v_F^2}$$

Gap supraconducteur



- Limite de Pauli (singulet)

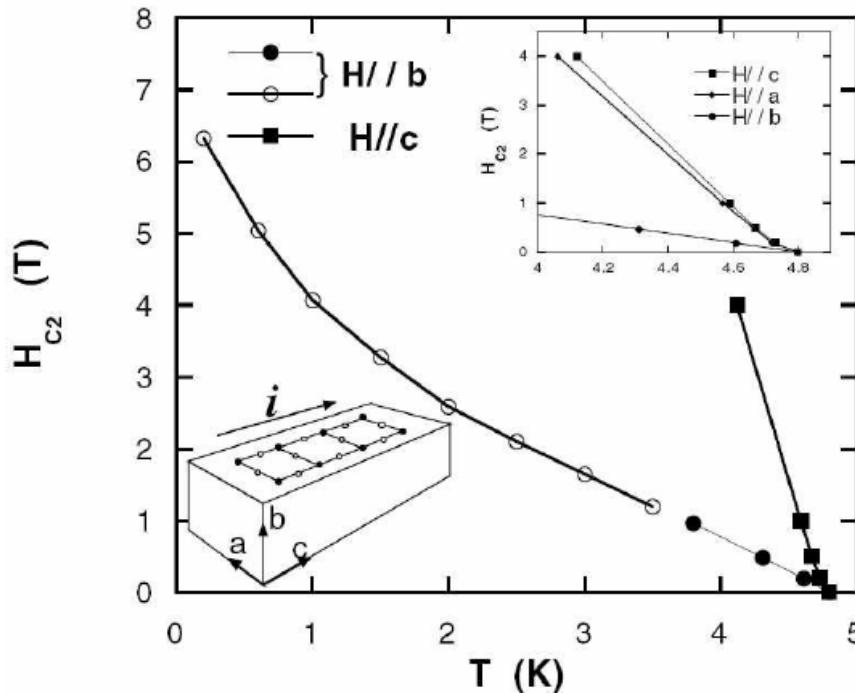
$$E_{\text{Zeeman}} = E_{\text{cond.}} (H = 0)$$



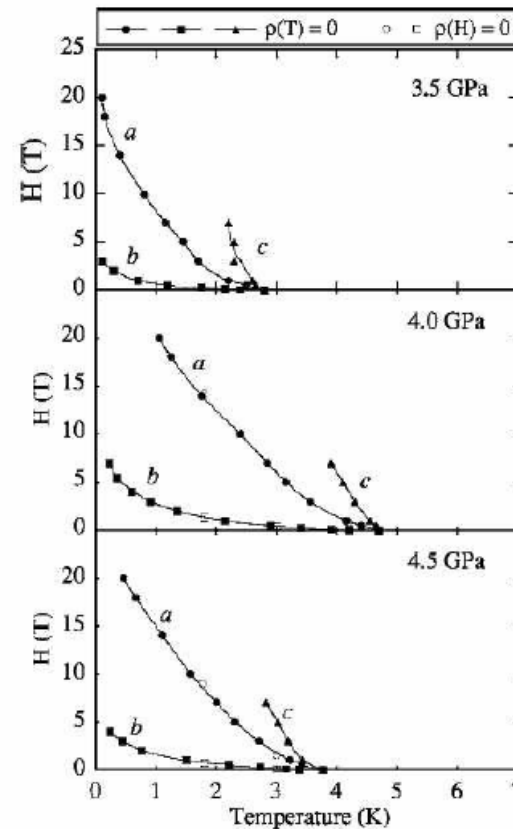
Expériences sous champ magnétique

- Forte anisotropie du champ critique supraconducteur.
- Dépassement de la limite de Pauli, résultat BCS :

$$H_{\text{Pauli}} [\text{Tesla}] = 1.85 T_c [\text{Kelvin}]$$

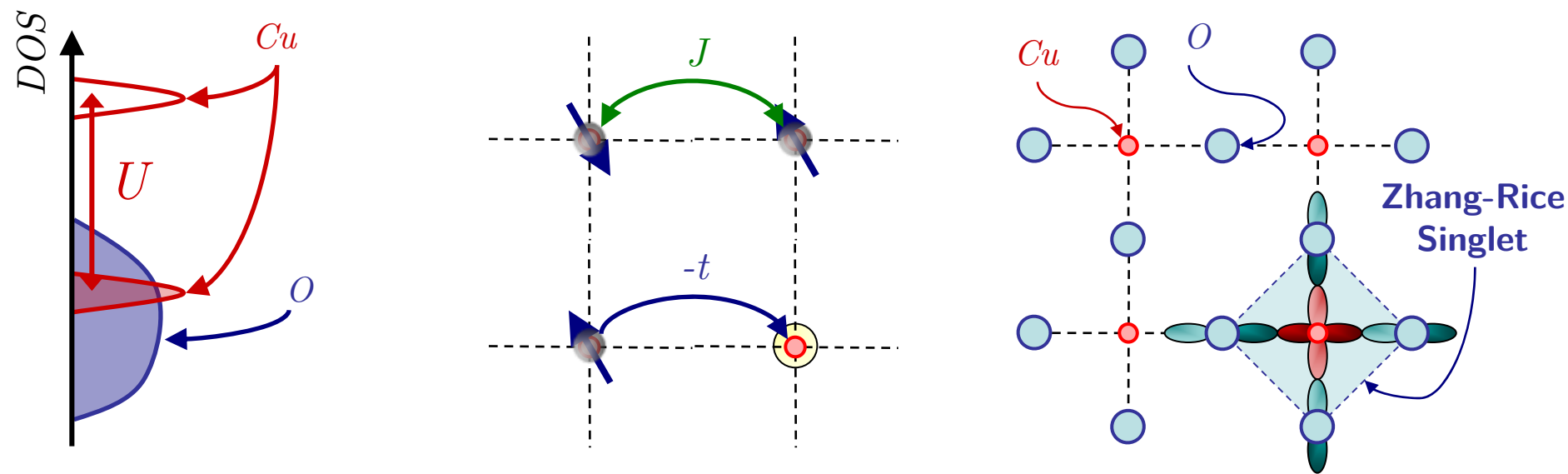


Braithwaite *et al.* (2000)



Nakanishi *et al.* (2005)

Modèles microscopiques pour les cuprates



- **Modèle de Heisenberg** pour les isolants de Mott

$$\mathcal{H} = \mathbf{J} \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$$

singulet triplet

- **Modèle t-J** : (limite fort couplage du modèle de Hubbard)

$$\mathcal{H} = \underbrace{-\mathbf{t} \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} \mathcal{P}_G [c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + c_{j\sigma}^\dagger c_{i\sigma}] \mathcal{P}_G}_{\text{kinetic term}} + \underbrace{\mathbf{J} \sum_{\langle ij \rangle} [\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \frac{1}{4} n_i n_j]}_{\text{magnetic term}}$$

Méthodes théoriques pour les systèmes 1D

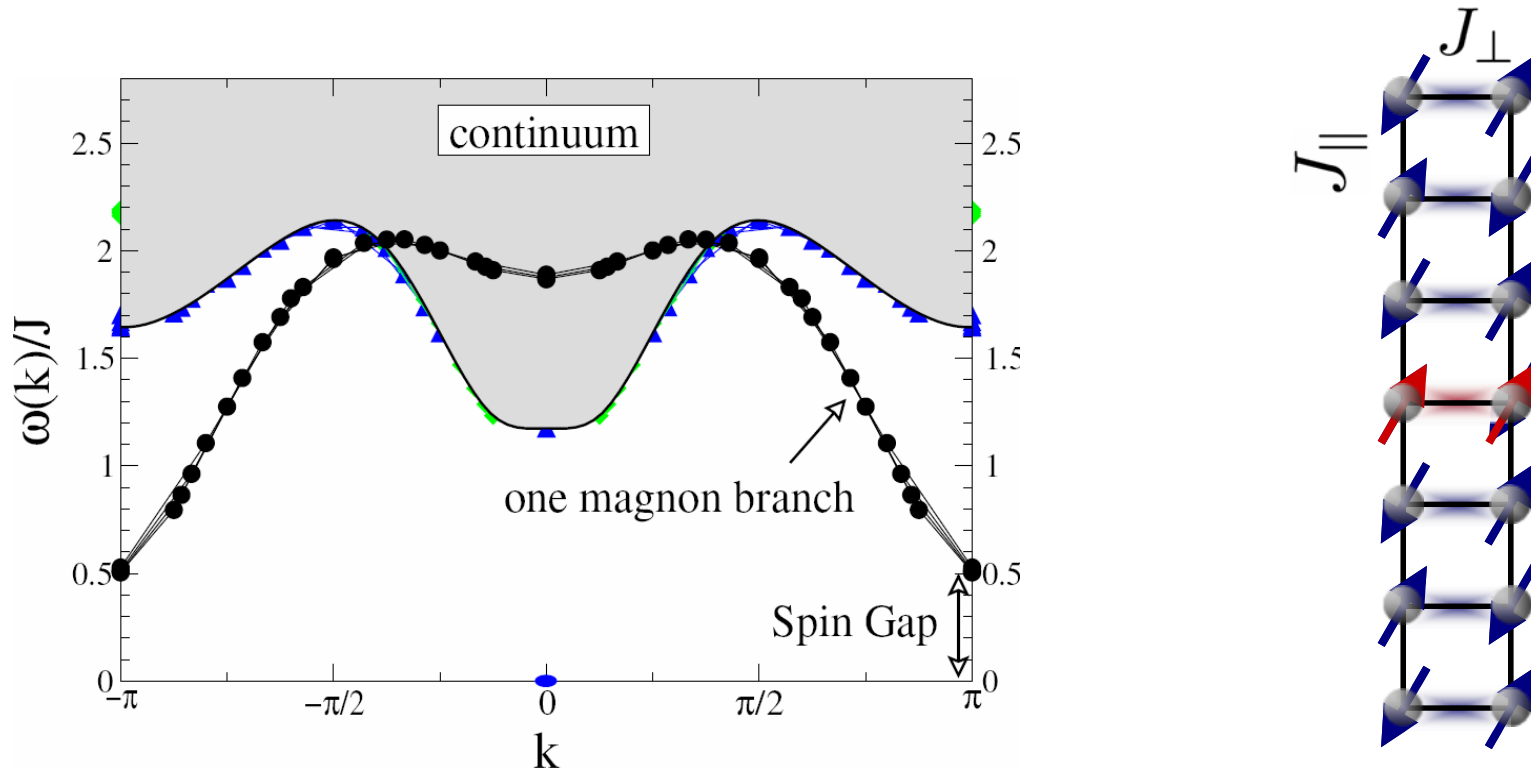
- **Bosonisation :**
analytique, théorie de basse énergie. Permet de calculer les diagrammes de phase en couplage faible et les corrélations.
- **Diagonalisation exacte :**
numérique, permet de calculer la plupart des observables mais reste limitée à de petits systèmes $N_{\text{sites}} \simeq 32$.
- **Groupe de renormalisation de la matrice densité (DMRG) :**
numérique, méthode variationnelle dans un espace de Hilbert réduit. Algorithme fondé sur des idées de renormalisation dans l'espace réel (utilisation des conditions aux bords ouvertes). Convergence contrôlée par le poids rejeté.

Échelles non dopées : un liquide de spin

- Les corrélations de spin sont à courte portée :

$$\langle \mathbf{S}(0) \cdot \mathbf{S}(r) \rangle \propto (-1)^r e^{-r/\xi}, \quad \xi \propto \frac{1}{\Delta} \quad \leftarrow \text{Gap de spin}$$

- Dispersion du magnon : $\omega(k) = J_{\perp} + J_{\parallel} \cos k + \dots$



Mécanisme d'appariement dans les échelles

- Similaire au **mécanisme RVB** proposé par Anderson dans le contexte des cuprates. Symétrie ***d*-wave** du paramètre d'ordre. **Dagotto et Rice (1997)**
- L'**appariement** est associé à la présence d'un **gap de spin**.
- La nature de l'état supraconducteur dans SSCO n'est pas clairement établie.
- Intérêt des **expériences sous champ magnétique**.

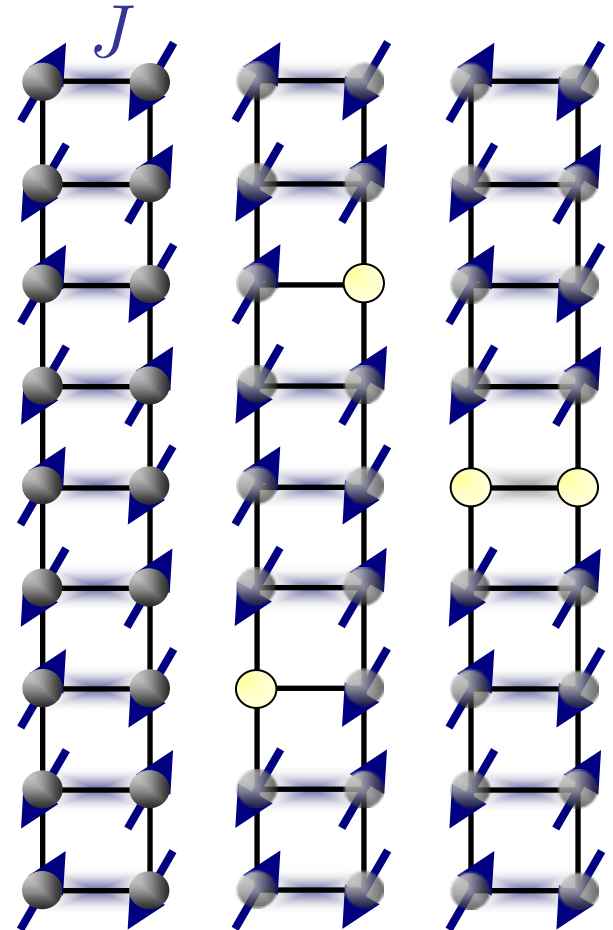


Diagramme de phase du modèle t-J

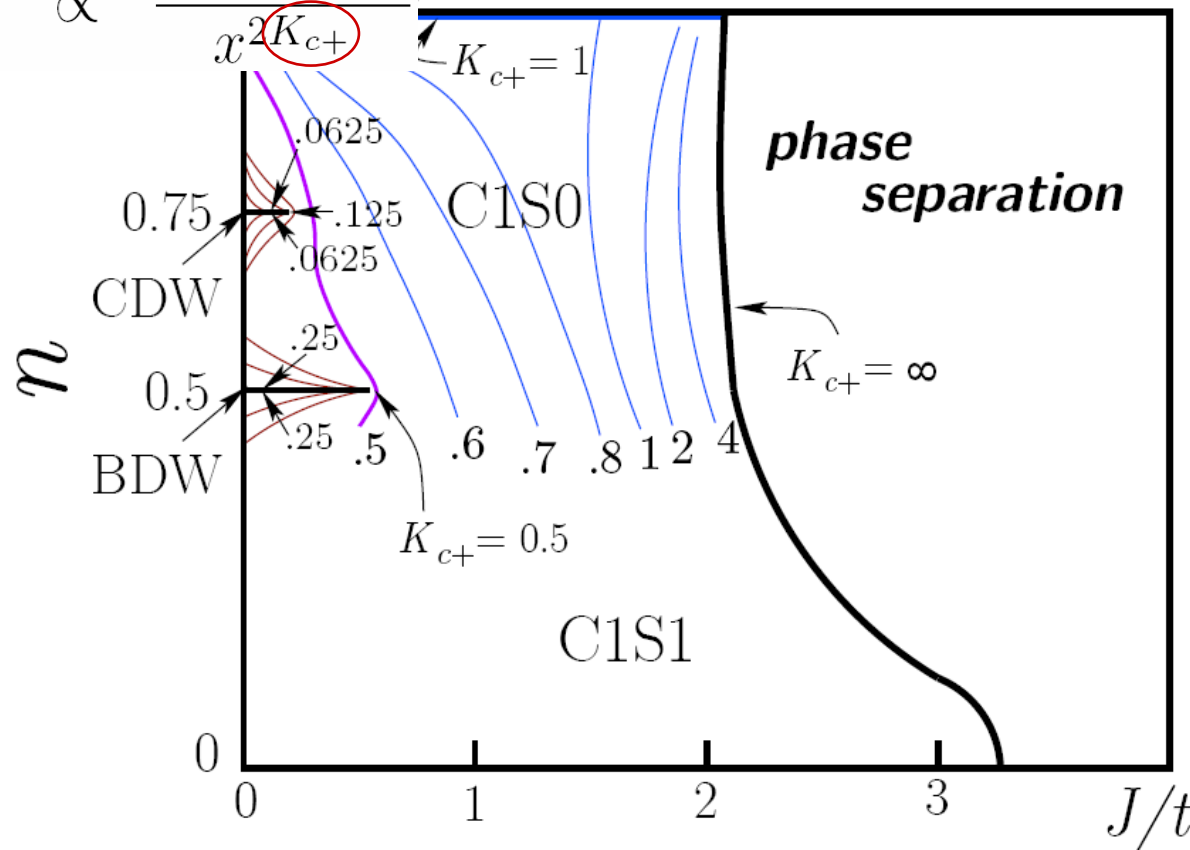
- Compétition entre phases onde de densité de charge et supraconductrice. Hayward *et al.* (1995), White *et al.* (2002).

- Fluctuations de densité :

$$\langle n(x)n(0) \rangle \propto \frac{\cos(4k_F x)}{x^{2K_{c+}}}$$

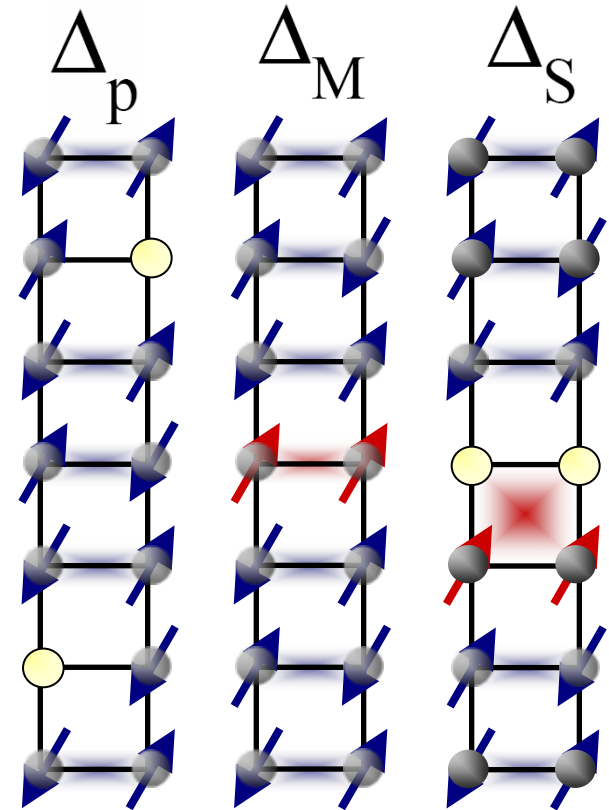
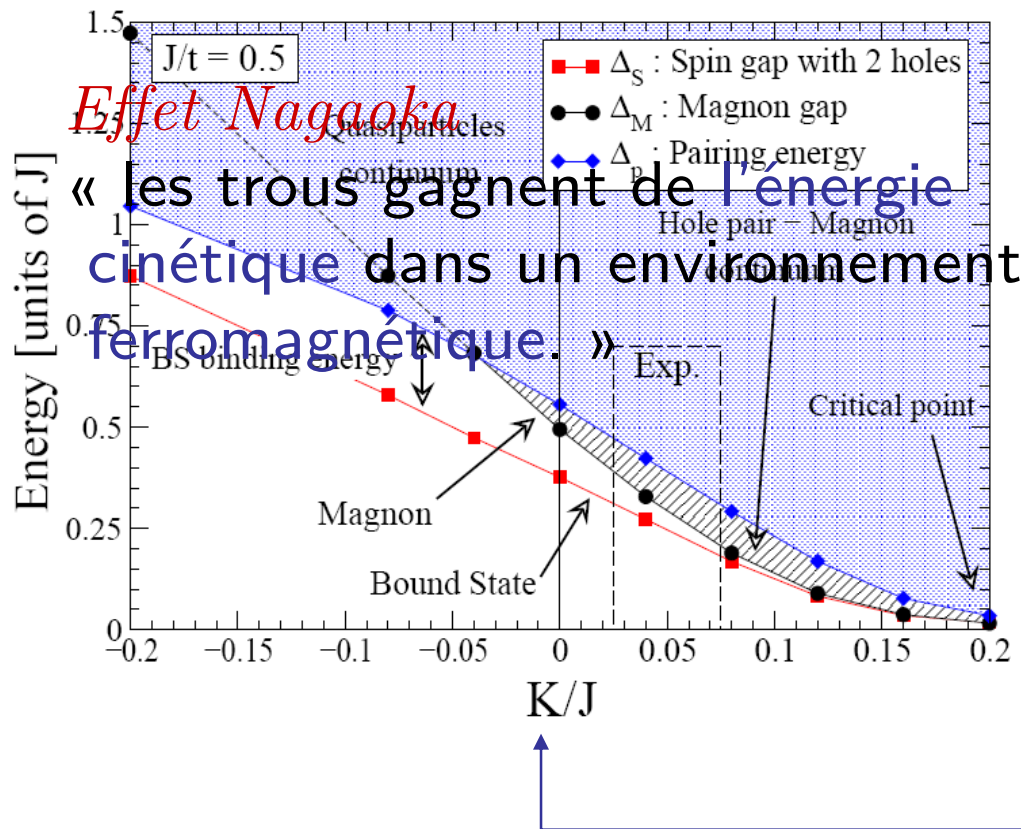
- Fluctuations supra :

$$\propto \frac{1}{x^{1/2K_{c+}}}$$



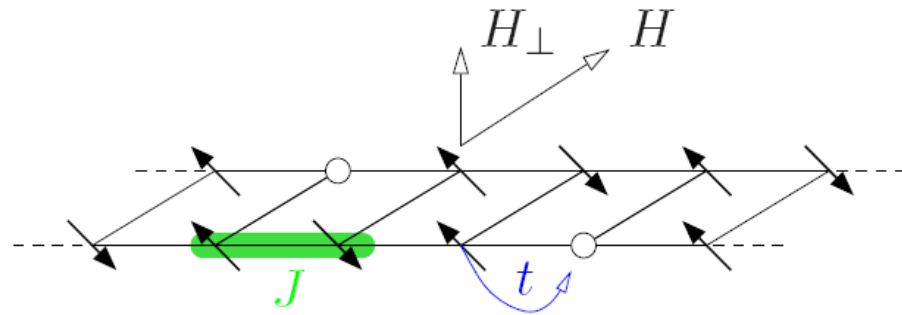
Excitations élémentaires dans une échelle dopée

- Briser une paire de Cooper
- Magnon « libre »
- Etat lié magnon-paire de trous :



L'échange cyclique K détruit le gap de spin, l'état lié et l'état RVB supraconducteur

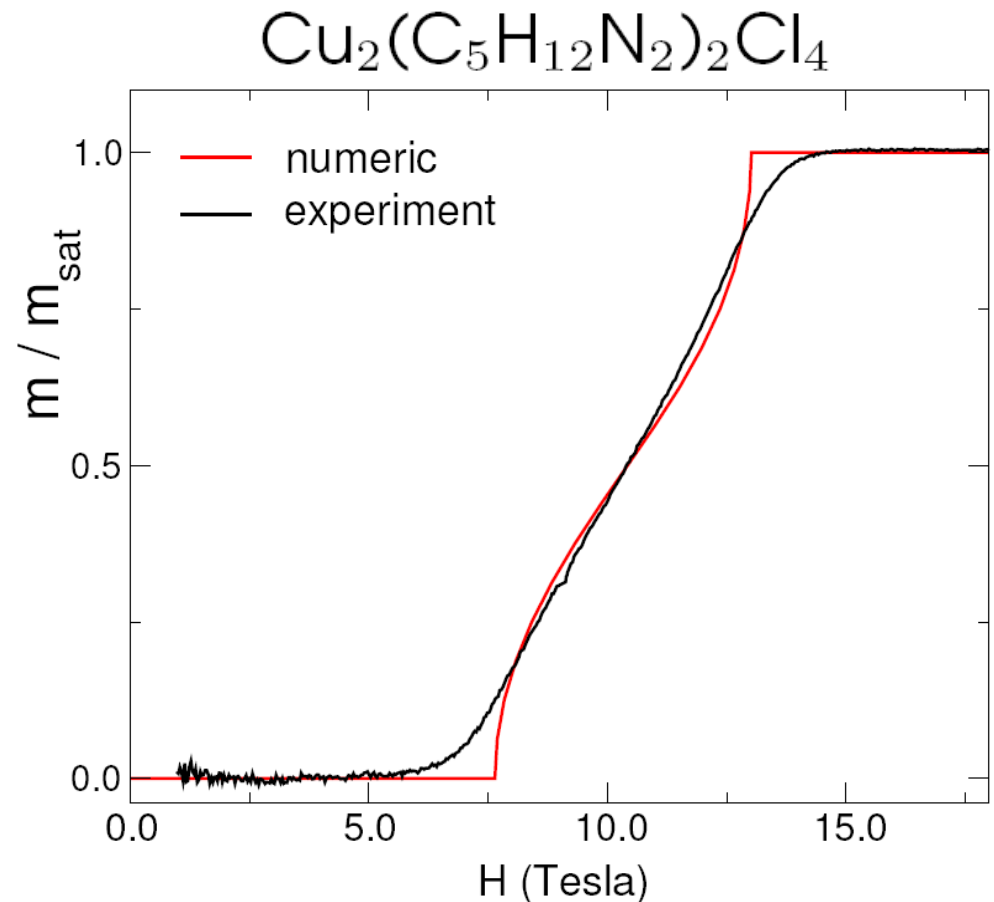
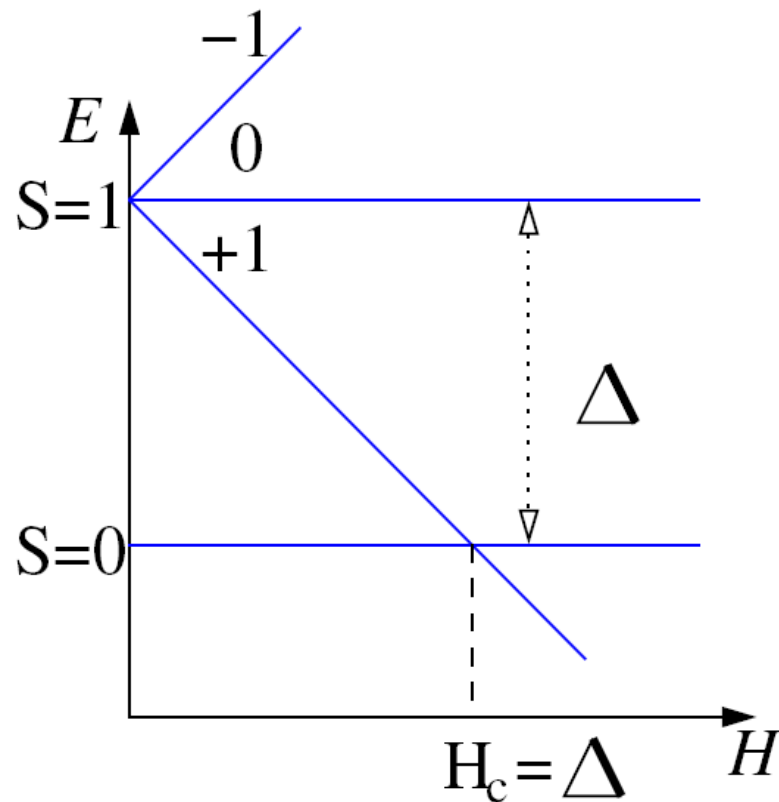
Effet Zeeman



$$\mathcal{H} = \underbrace{-t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} \mathcal{P}_G [c_{i\sigma}^{\dagger} c_{j\sigma} + c_{j\sigma}^{\dagger} c_{i\sigma}] \mathcal{P}_G}_{\text{kinetic term}} + \underbrace{J \sum_{\langle ij \rangle} [\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \frac{1}{4} n_i n_j]}_{\text{magnetic term}} - \underbrace{g\mu_B \sum_i \mathbf{H} \cdot \mathbf{S}_i}_{\text{Zeeman effect}}$$

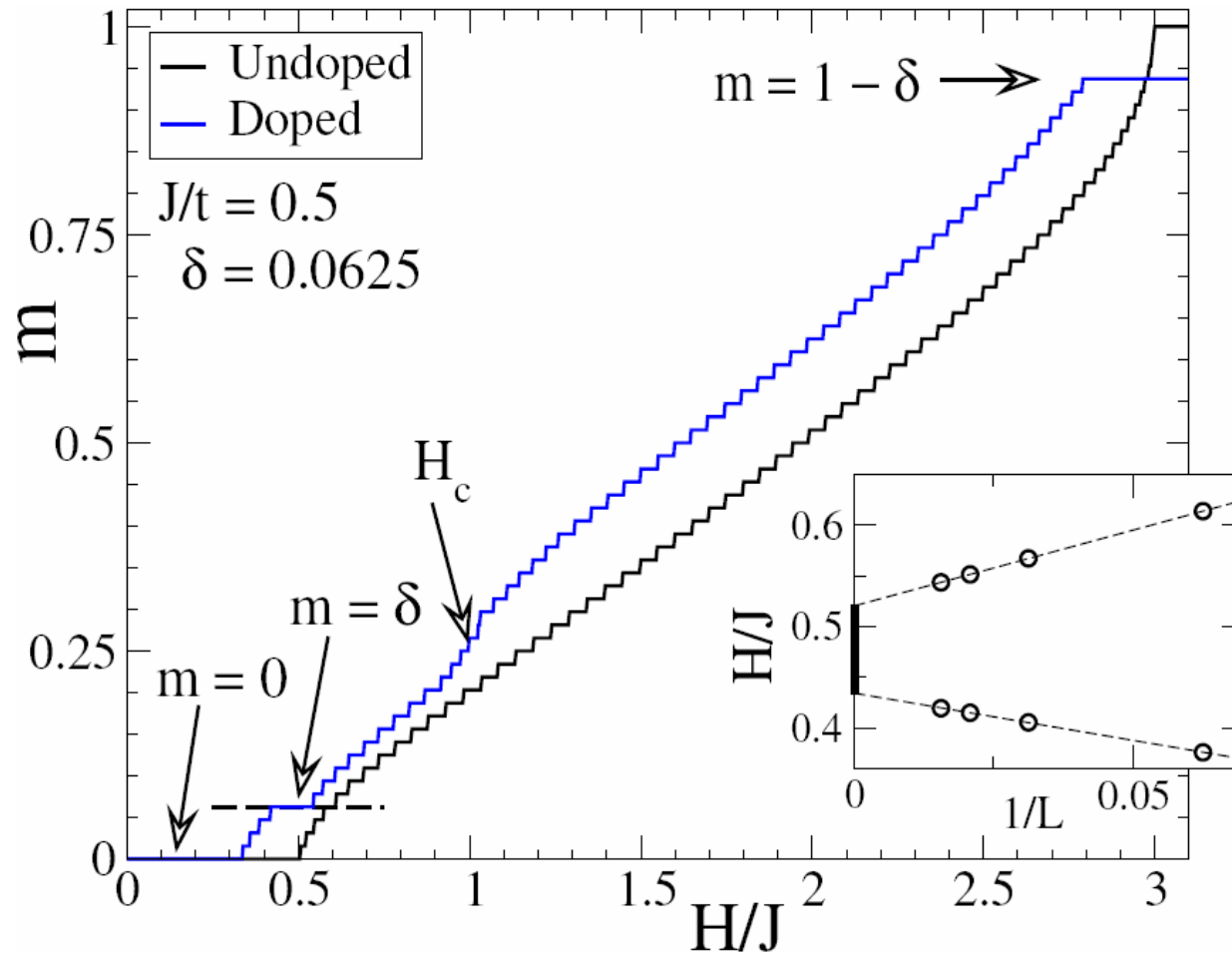
Courbe d'aimantation d'une échelle isolante

- Levée de dégénérescence par effet Zeeman et comparaison entre expérience et calcul numérique. *Hayward et al. (1996)*



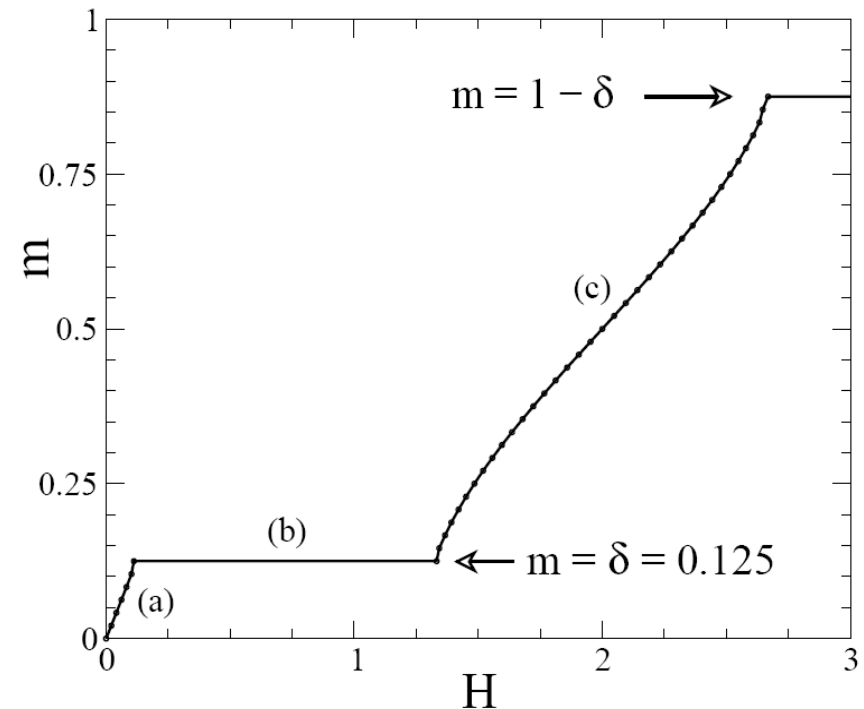
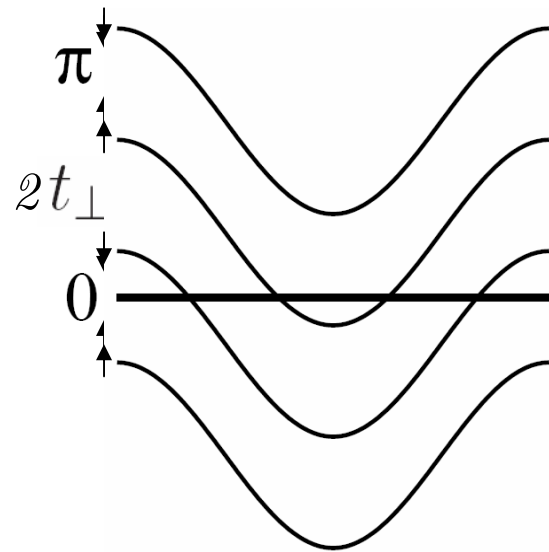
Courbe d'aimantation d'une échelle dopée

- Plateau d'aimantation contrôlé par le dopage à $m = \delta$.
- Champ critique supraconducteur H_c au point singulier.



Plateau irrationnel : interprétation de bandes

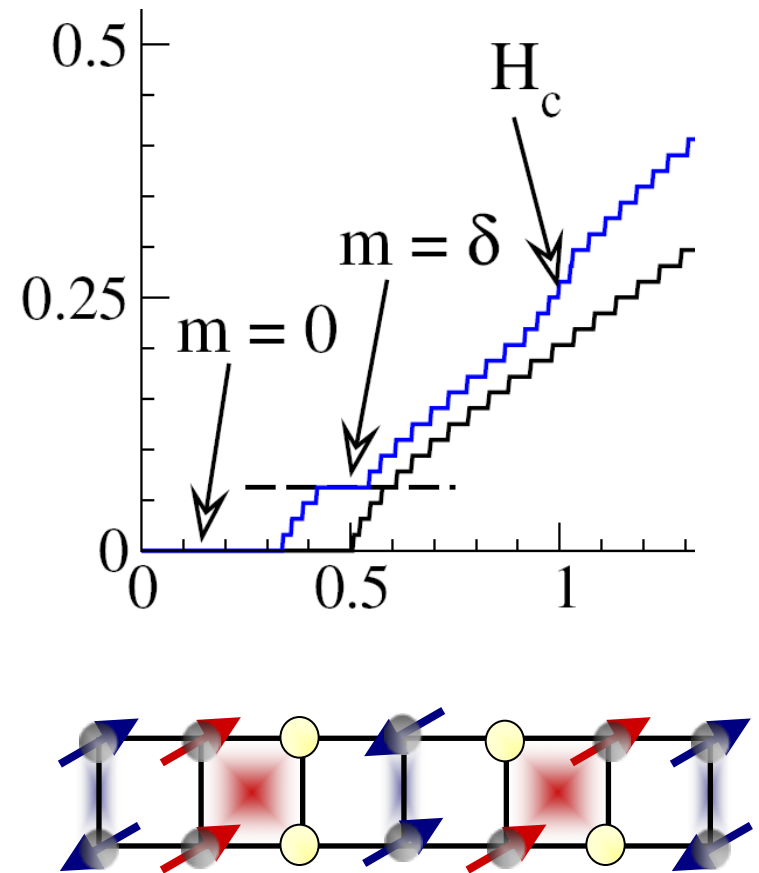
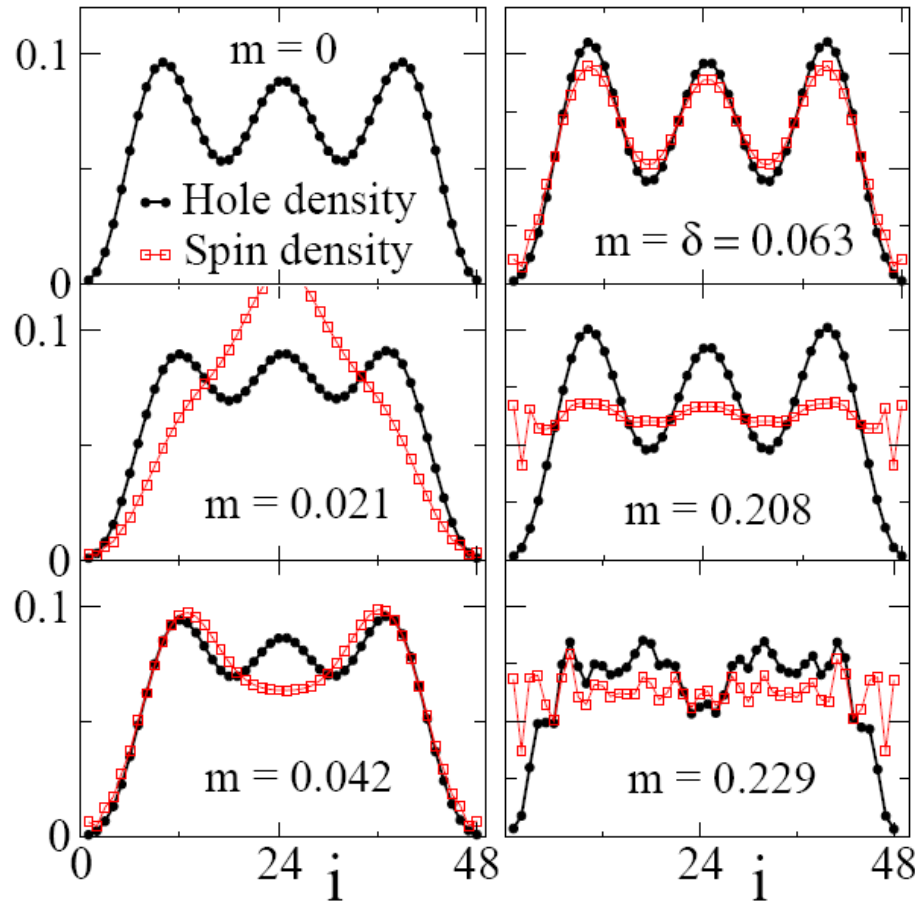
- Sans interaction, un plateau est possible si $t_{\perp} > t_{\parallel}(1 - \cos \pi n)$



- Pour des échelles **isotropes** : seuls des plateaux **ouverts par les interactions** peuvent exister. Ils correspondent à l'ouverture d'un **gap dans les bandes des électrons up** dû aux processus de umklapp. *Cabra et al. (2002)*

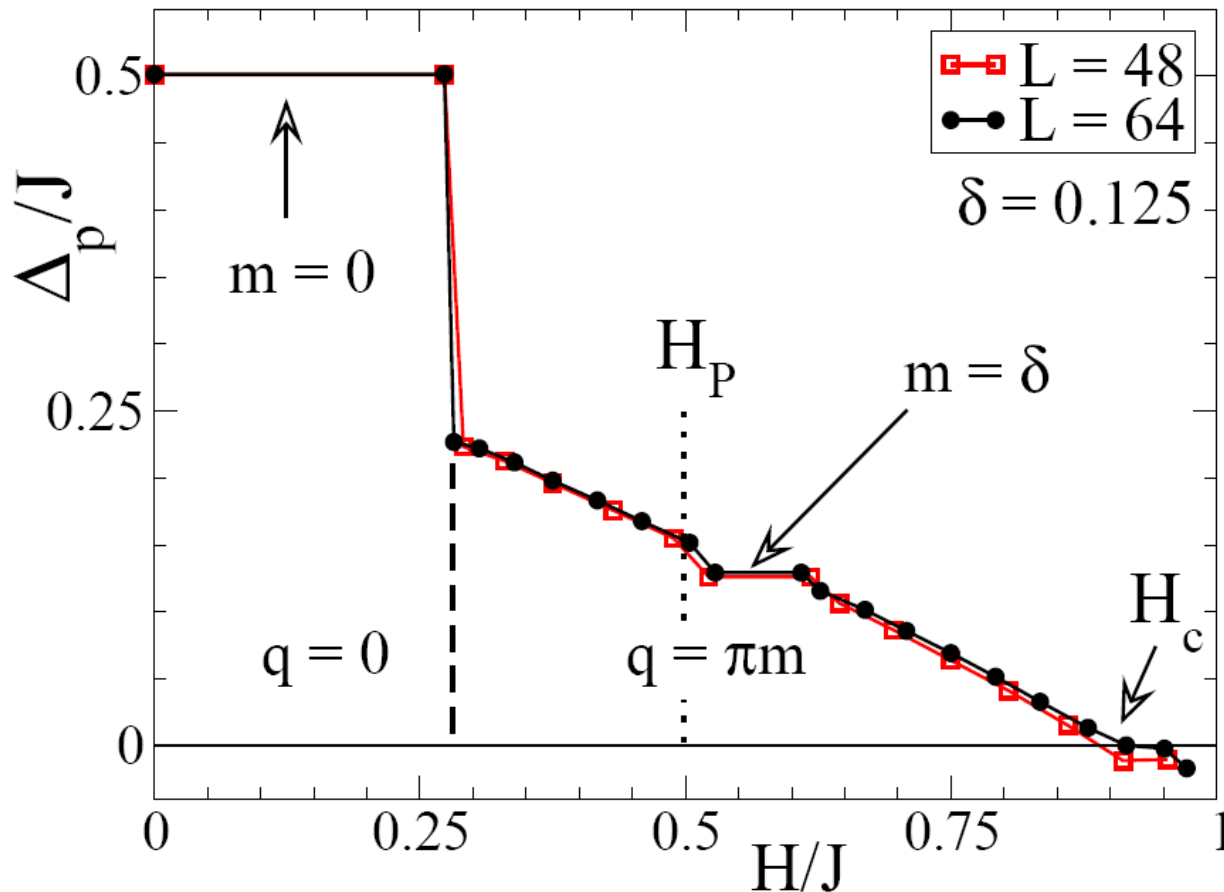
Plateau irrrationnel : phénoménologie

- État lié entre les magnons et les paires de trous.



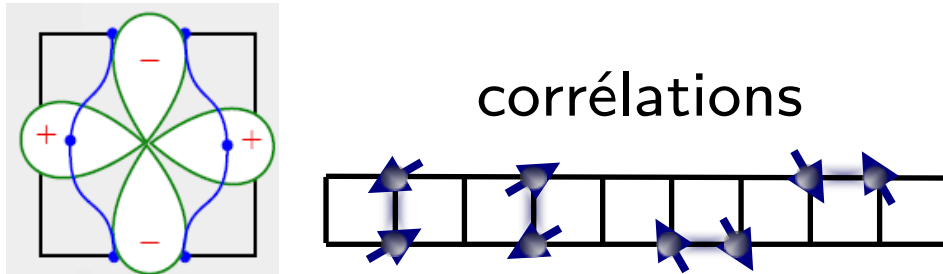
Dépassement de la limite de Pauli

- Énergie d'appariement et calcul de H_c .
- Limite de Pauli calculée numériquement : $\Delta_p(0) - 2 \times \frac{1}{2} H_P = 0$

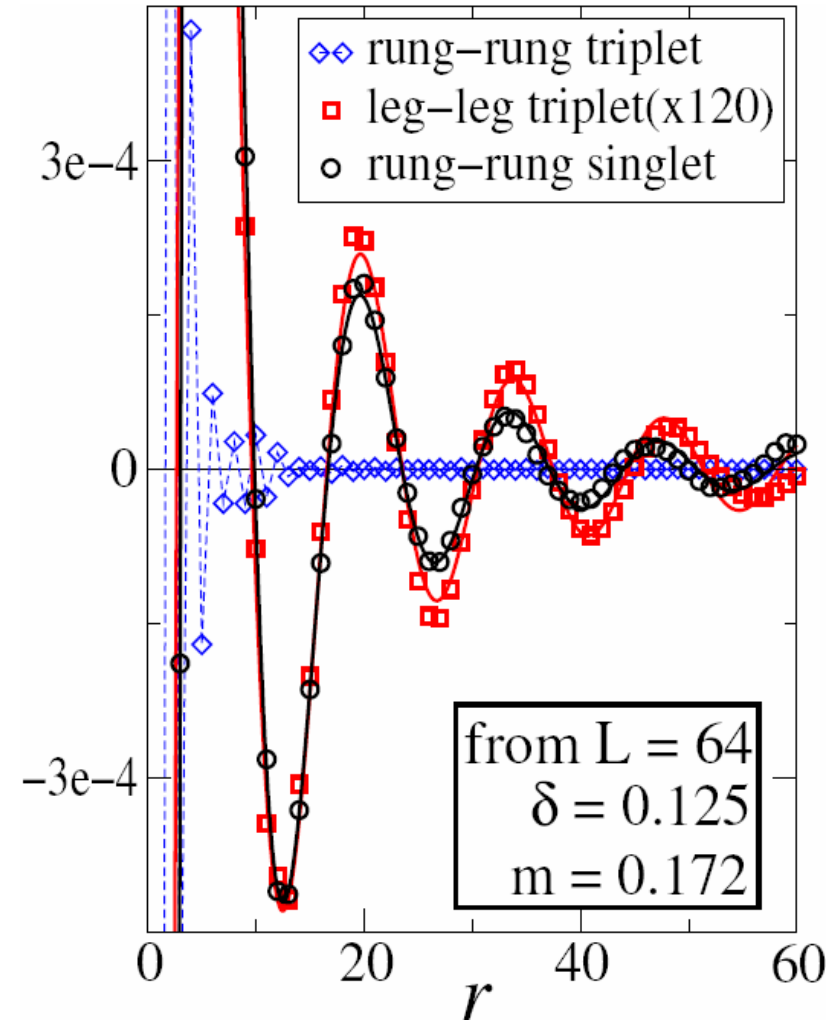


Fluctuations supraconductrices

- Structure d -wave du canal singulet :

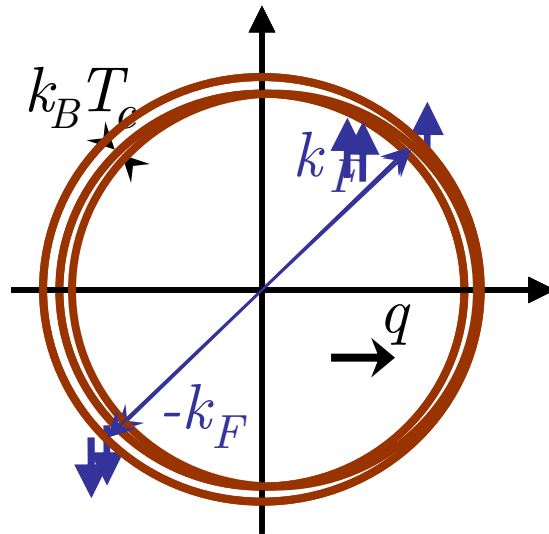


- Oscillations dans les corrélations supraconductrices (phase FFLO).
- Émergence de corrélations dans les canaux triplets à fort champ.



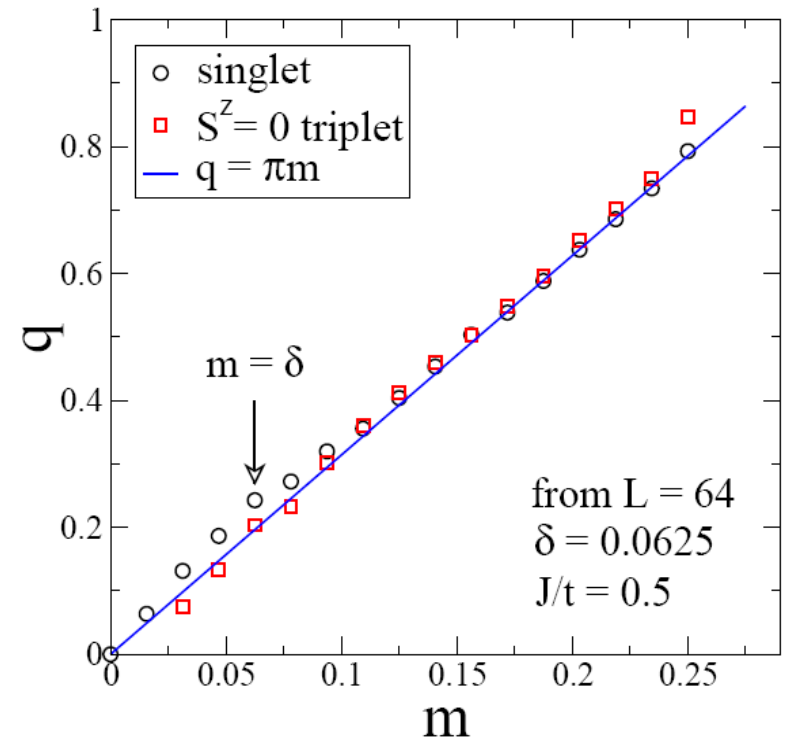
Mécanisme FFLO pour supraconducteur singulet

- Supraconductivité inhomogène : les paires de Cooper ont un moment non nul q . Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (1964)



- Dans les échelles, pourvu que les vitesses de Fermi soient égales :

$$q = k_{F,0}^{\uparrow} - k_{F,0}^{\downarrow} = \pi m$$



Émergence des canaux triplets

- Les fluctuations de spin sont responsables de l'appariement et sont fortement affectées par le champ magnétique.

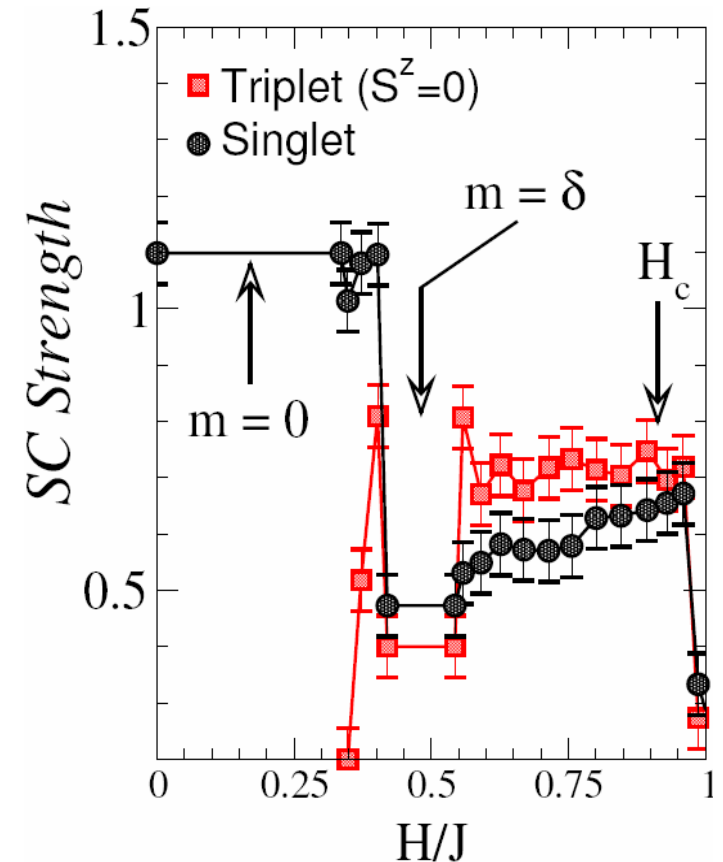
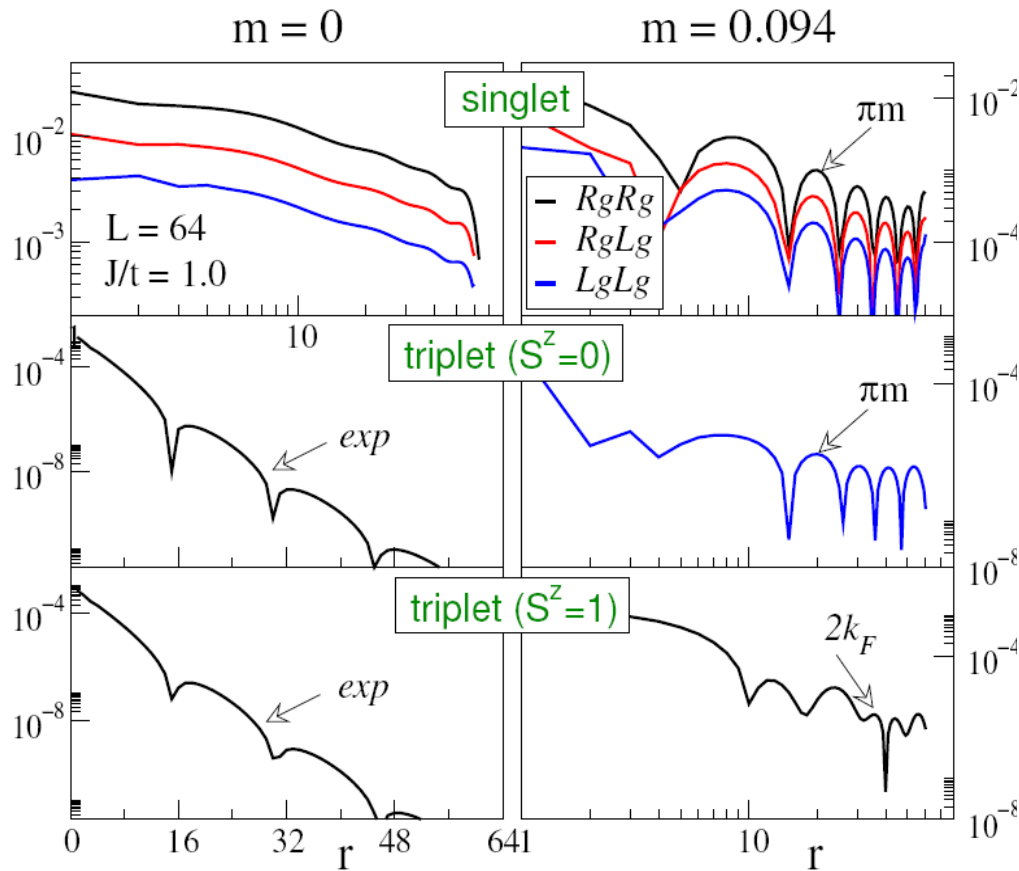
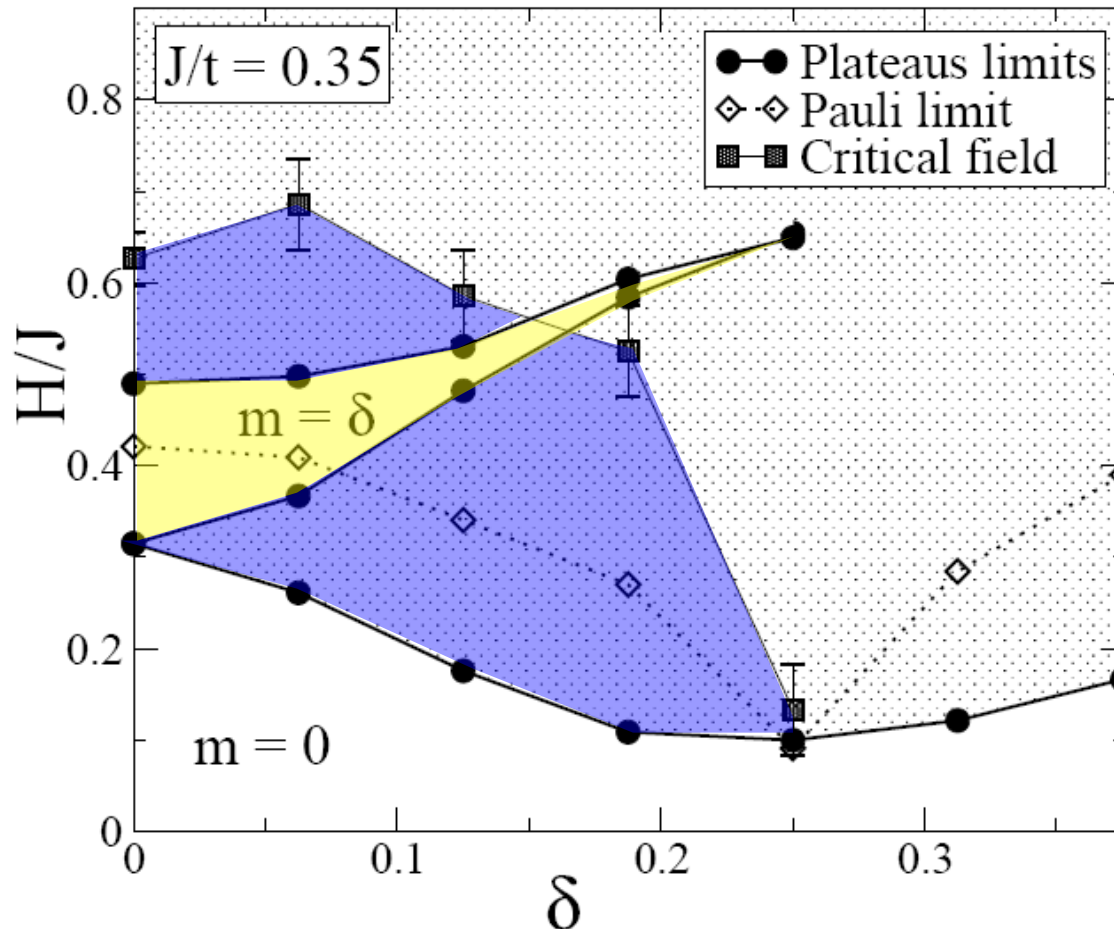


Diagramme de phase avec effet Zeeman

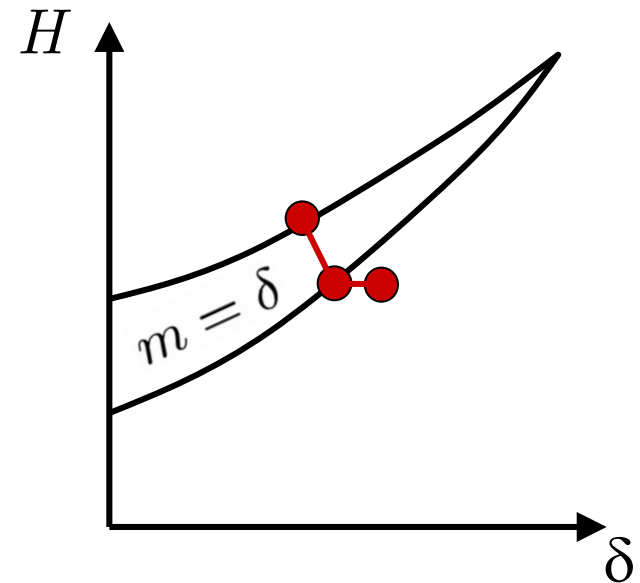
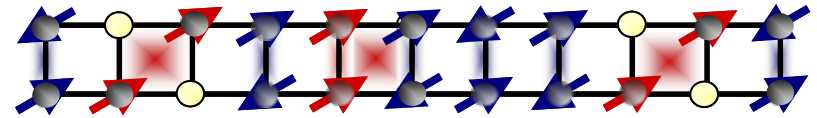
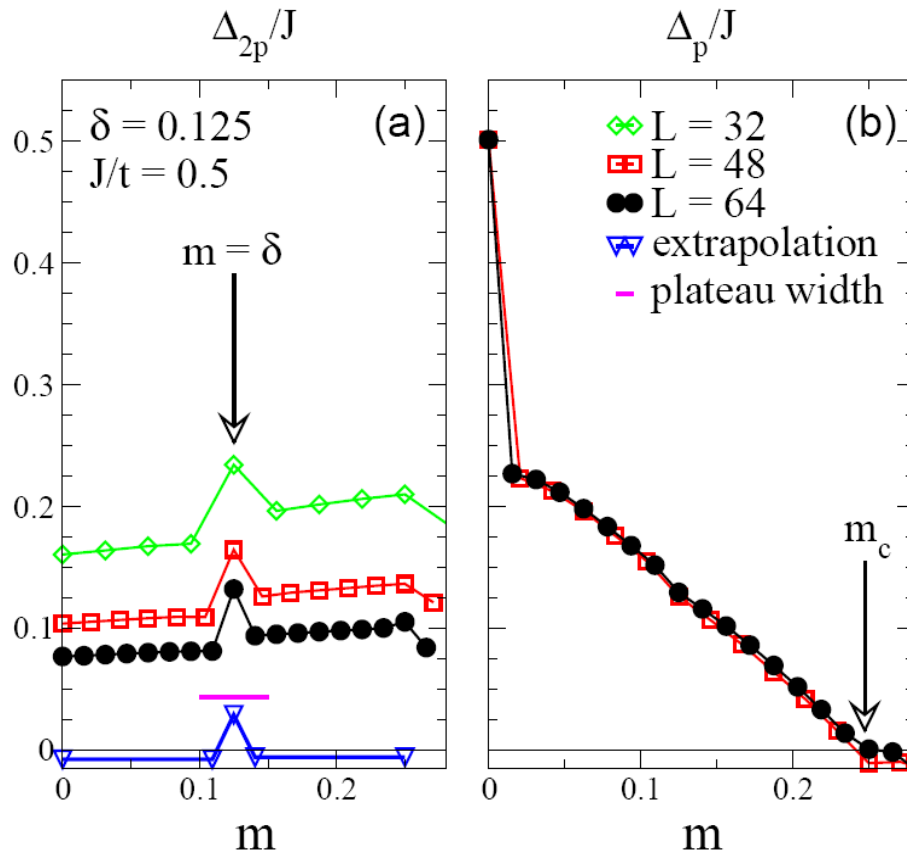
- Grandes régions avec plateaux d'aimantation contrôlés par le dopage et avec phase FFLO.



Nature de la phase plateau

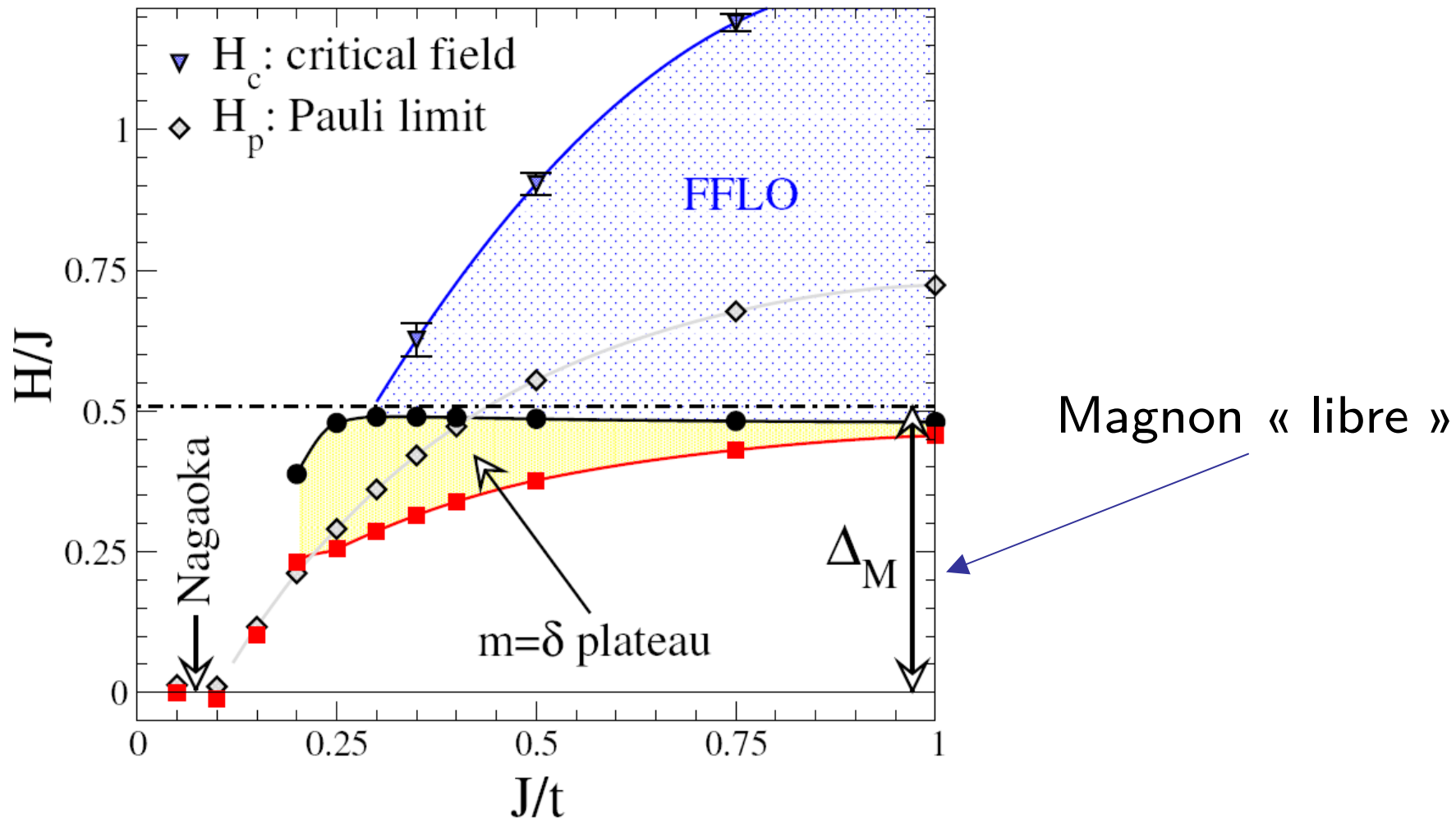
- Gap à deux particules fini... mais phase **métallique**.

$$\Delta_{2p} = E(n_h + 2, S^z) + E(n_h - 2, S^z) - 2E(n_h, S^z)$$

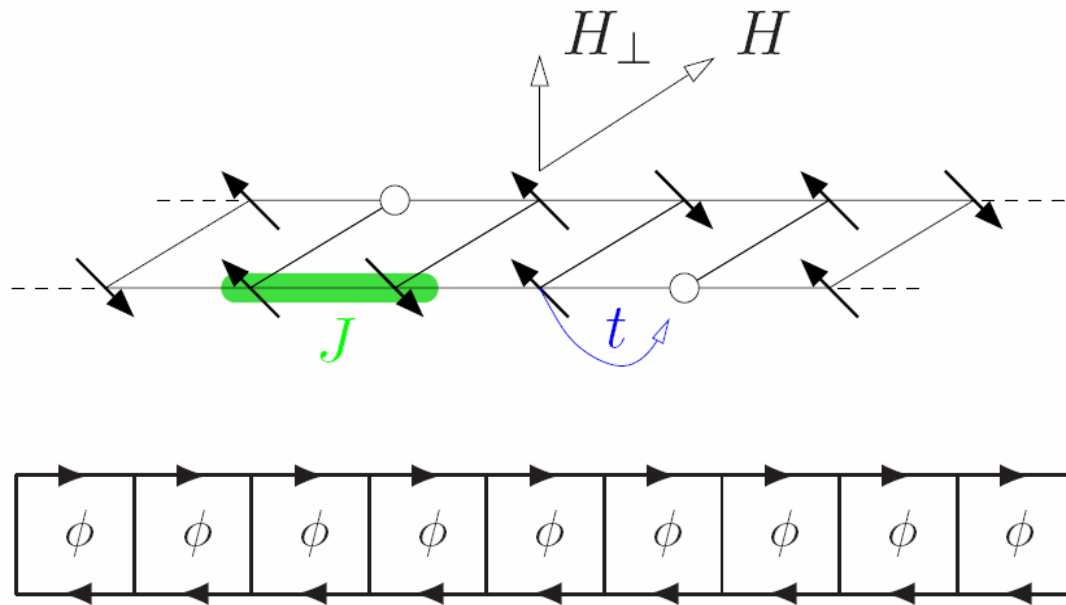


Effet de J/t sur la largeur des phases

- Confirme la phénoménologie de l'effet Nagaoka.



Effet orbital



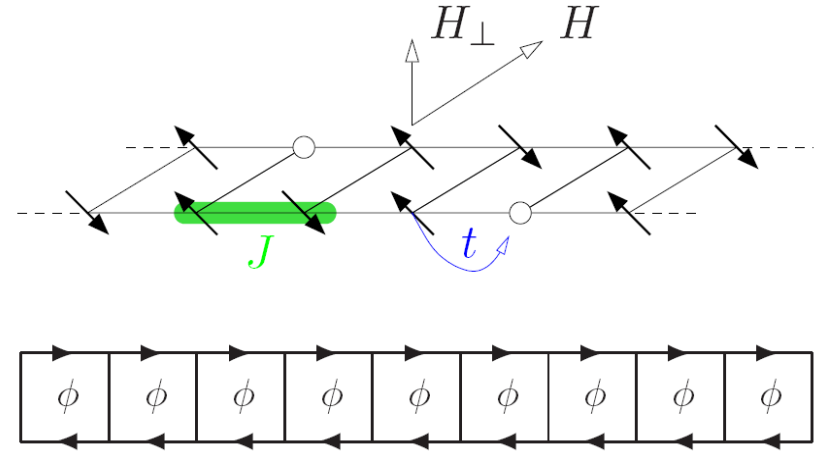
Effet orbital : choix de jauge

- Le flux est introduit via la **substitution de Peierls**, analogue à l'effet Aharonov-Bohm :

$$\psi(\mathbf{r}') = \psi(\mathbf{r}) \exp \left(\frac{i}{\hbar} \int_{\mathbf{r}}^{\mathbf{r}'} \mathbf{A}(\mathbf{s}) \cdot d\mathbf{s} \right)$$

- Flux par plaquette :

$$\phi = \frac{e}{\hbar} \oint_{\square} A(x) dx = \frac{e}{\hbar} H_{\perp} a^2$$



- La partie cinétique de l'hamiltonien s'écrit alors : $\phi \in [0, \pi]$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_t = & -t_{\parallel} \sum_{i,\sigma} \left[e^{i\phi/2} c_{i+1,\sigma,1}^{\dagger} c_{i,\sigma,1} + h.c. \right] - t_{\parallel} \sum_{i,\sigma} \left[e^{-i\phi/2} c_{i+1,\sigma,2}^{\dagger} c_{i,\sigma,2} + h.c. \right] \\ & - t_{\perp} \sum_{i,\sigma} \left[c_{i,\sigma,2}^{\dagger} c_{i,\sigma,1} + h.c. \right] \end{aligned}$$

Évolution de la structure de bande avec le flux

- Apparition d'un double puits.
- 2 ou 4 points de Fermi suivant le flux et le remplissage.

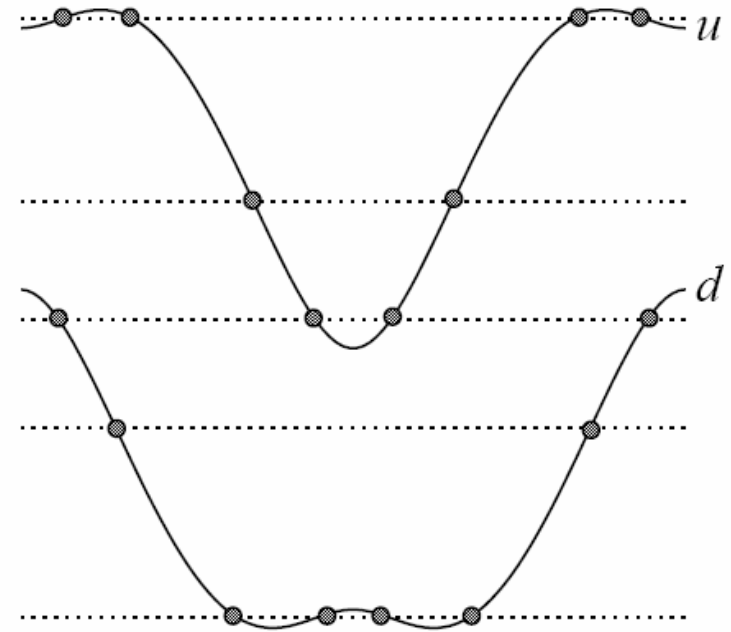
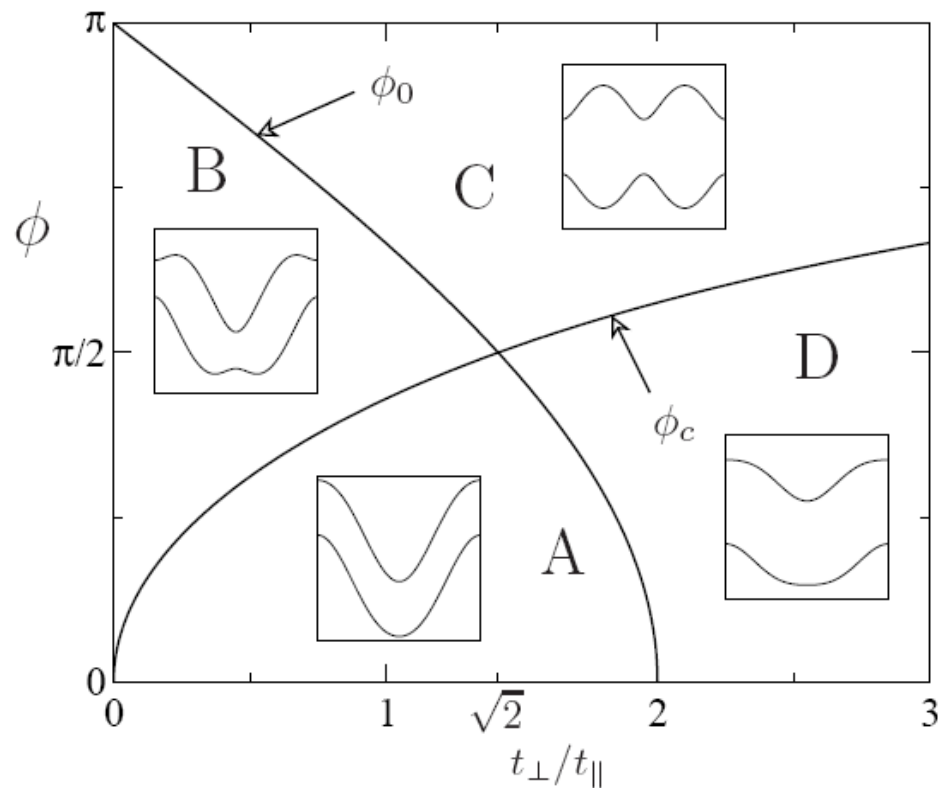


Diagramme de phase en couplage faible

- D'après les résultats de [Balents et Fisher \(1996\)](#) ($U \ll t$):

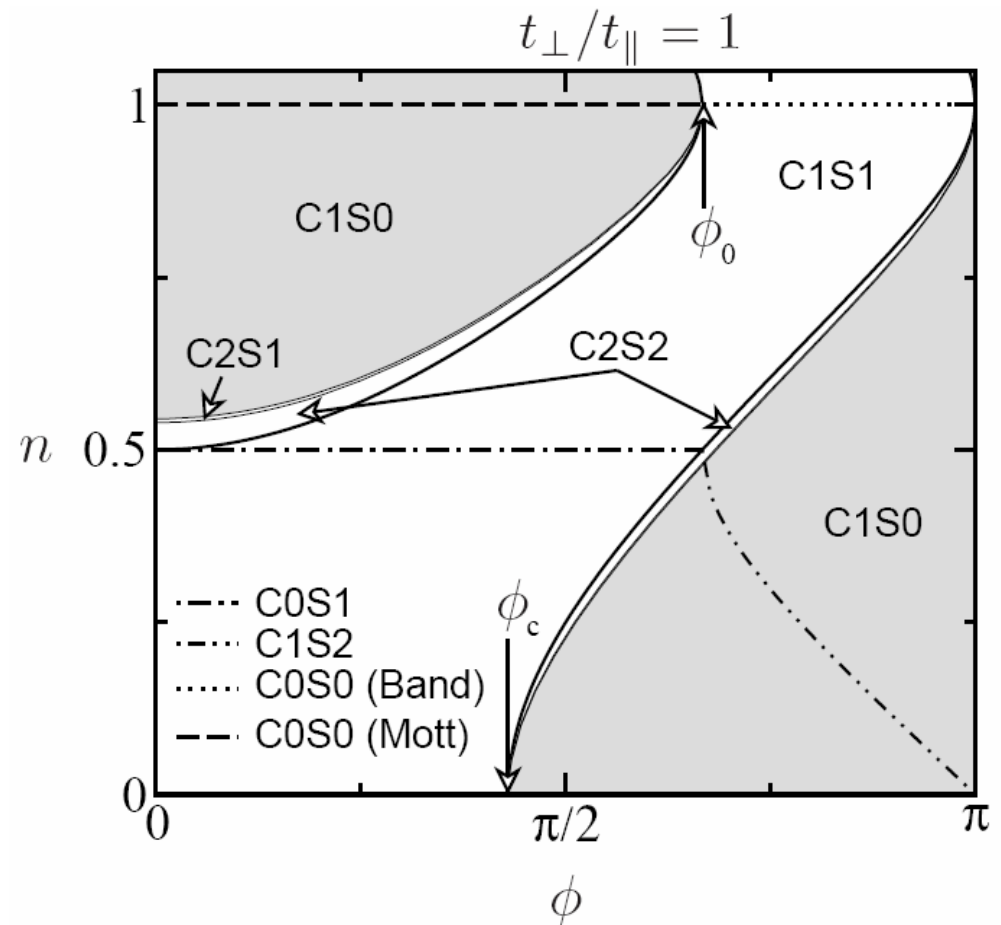
Si 2 points de Fermi :

phase C1S1,
liquide de Luttinger.

Si 4 points de Fermi :

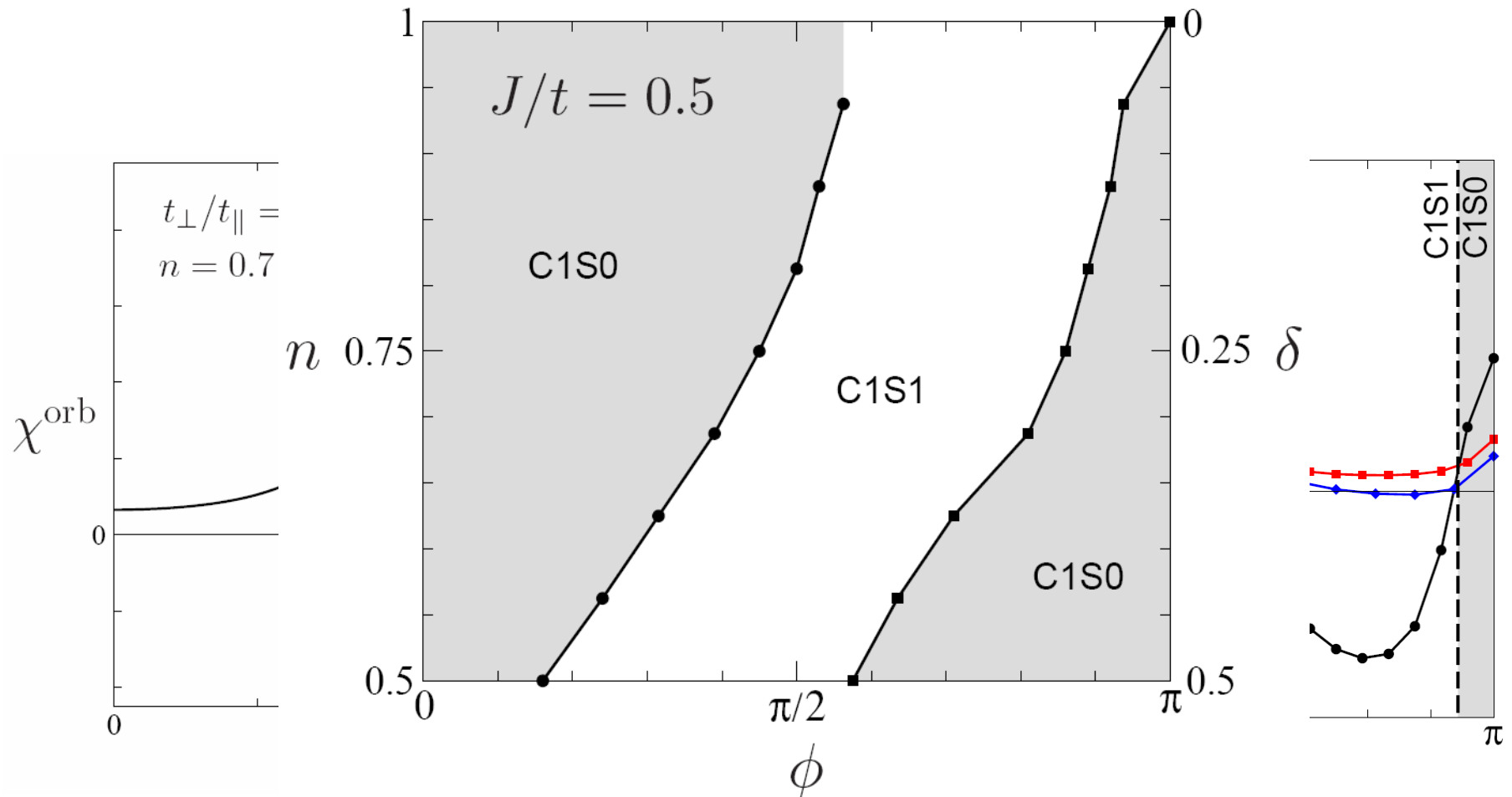
phase C1S0,
liquide de Luther-Emery.

- Réentrance de la phase C1S0 à fort champ.



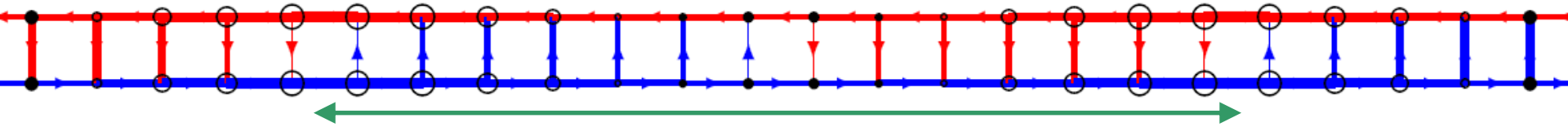
Limite de couplage fort : modèle t-J

- On utilise les zéros de la **susceptibilité orbitale** pour calculer les frontières des phases :

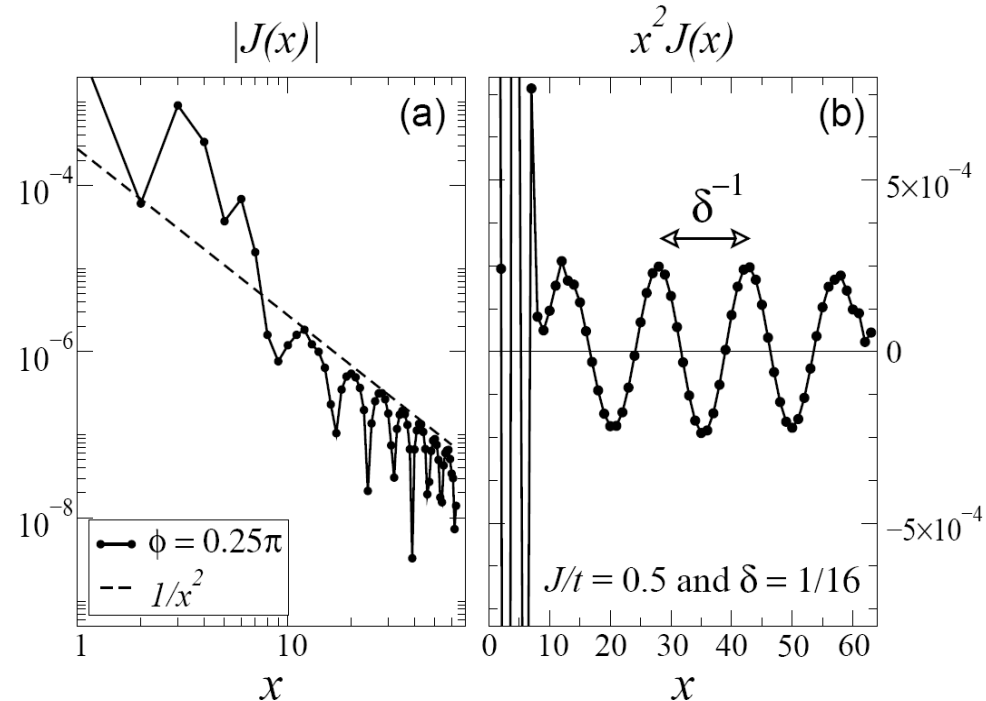


Fluctuations de courant à faible champ

- En l'absence de champ : les fluctuations de courant transverse sont à courte portée. *White et al. (2001)*
- Le champ brise la symétrie de réflexion entre les chaînes.

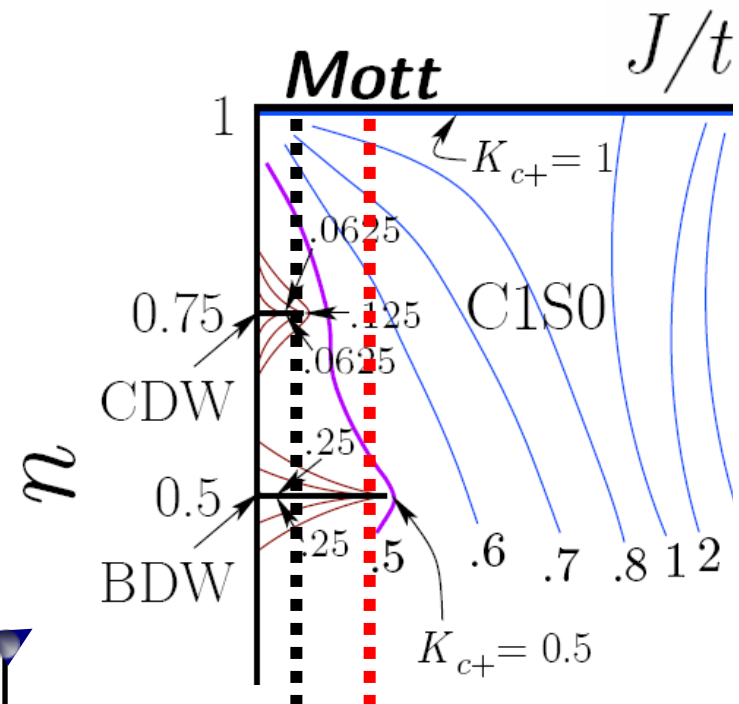
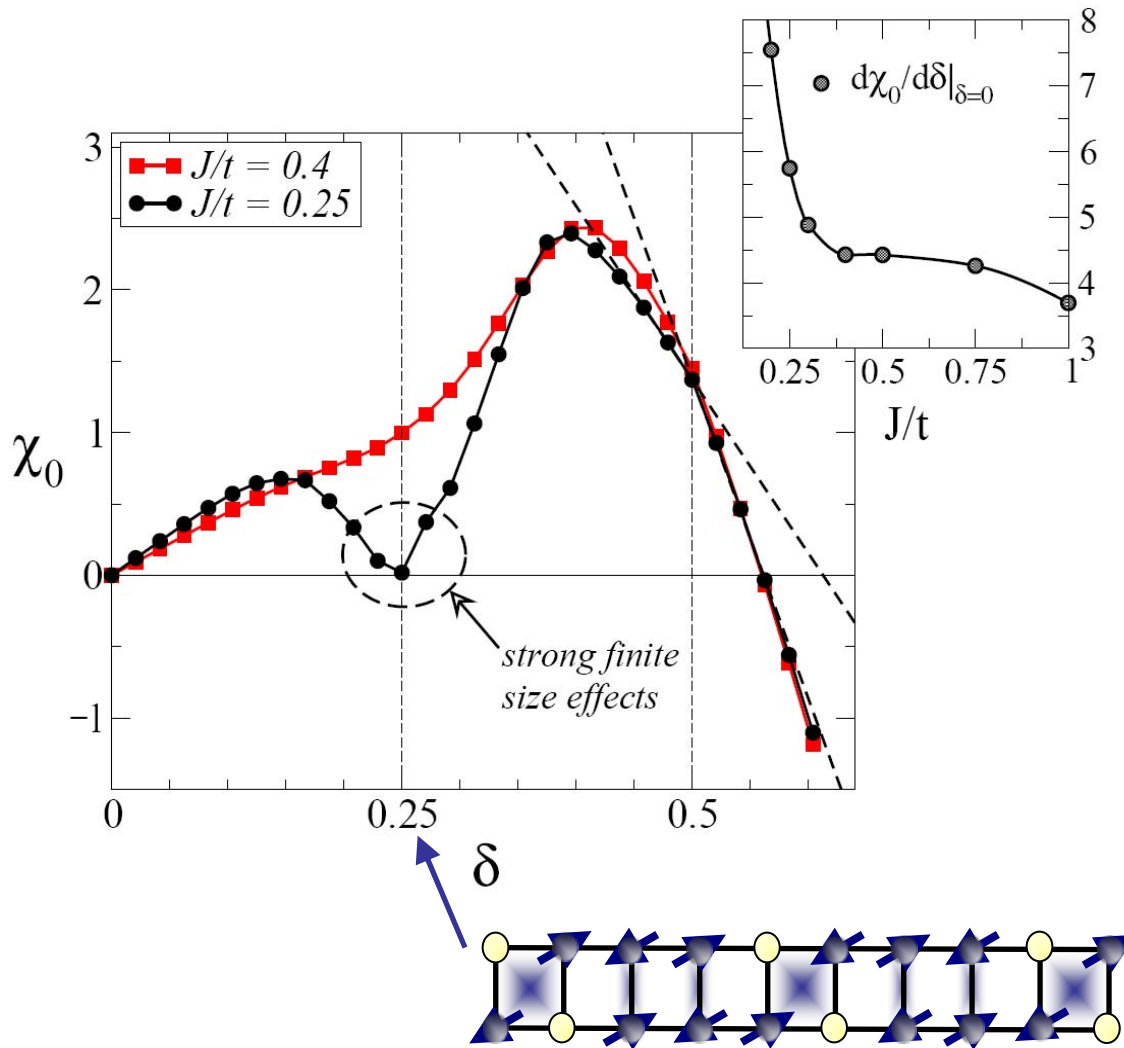


- Longueur caractéristique : δ^{-1}
- Les corrélations de courant transverse sont algébriques, malgré le gap de spin.



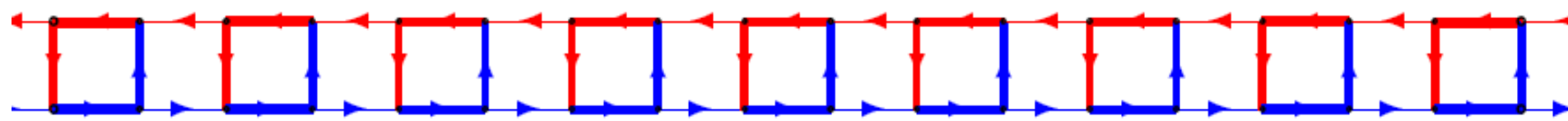
Susceptibilité à champ nul

- Elle sonde la nature des **phases commensurables** à faible J/t .



Onde de densité de liens au quart remplissage

- Orbites locales sur les plaquettes :



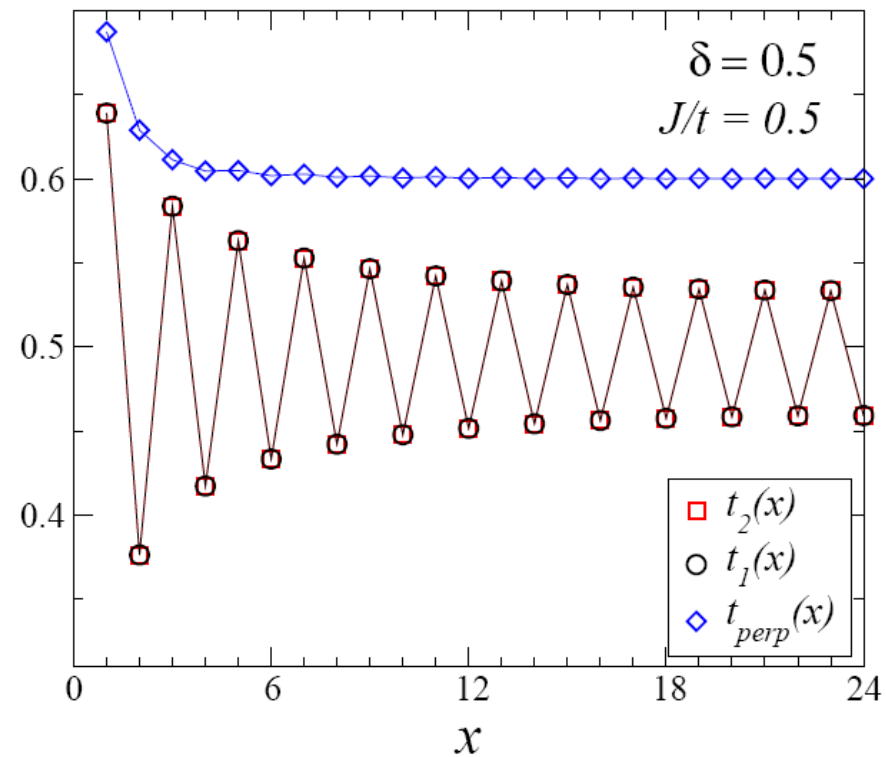
- La densité électronique est **uniforme**.

- Oscillations de l'énergie cinétique locale.

$$t_{1,\parallel}(x) = t_{\parallel} \langle c_{x+1,1,\sigma}^{\dagger} c_{x,1,\sigma} + c_{x,1,\sigma}^{\dagger} c_{x+1,1,\sigma} \rangle$$

$$t_{2,\parallel}(x) = t_{\parallel} \langle c_{x+1,2,\sigma}^{\dagger} c_{x,2,\sigma} + c_{x,2,\sigma}^{\dagger} c_{x+1,2,\sigma} \rangle$$

$$t_{\perp}(x) = t_{\perp} \langle c_{x,1,\sigma}^{\dagger} c_{x,2,\sigma} + c_{x,2,\sigma}^{\dagger} c_{x,1,\sigma} \rangle .$$



Conclusions

■ Effet Zeeman :

- Plateaux d'aimantation contrôlés par le dopage.
- Phase FFLO et dépassement de la limite de Pauli.
- Émergence des canaux triplets à fort champ.

■ Effet orbital :

- Transitions dues à l'évolution de la structure de bandes.
- Émergence de fluctuations de courant.
- La susceptibilité à champ nul permet de sonder les phases commensurables.
- Mise en évidence d'une phase onde de densité de liens au quart remplissage.

■ *Merci pour votre attention!*

Remerciements ☺

- Groupe FFC



Steve White (Irvine)



Edmond Orignac (Lyon)



- Ainsi que les membres du laboratoire et de l'IRSAMC!