André-Marie Tremblay

CANADA RESEARCH CHAIRS
CHAIRES DE RECHERCHE DU CANADA

CENTRE DE RECHERCHE SUR LES PROPRIÉTÉS
ÉLECTRONIQUES
DE MATÉRIAUX AVANCÉS

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

CIAR The Canadian Institute for Advanced Research

Commanditaires:

CRSNG NSERC

Fonds FCAR

RQCHP

Fondation canadienne pour l'innovation

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Difficultés des supraconducteurs à haute température

I. Approche canonique

II. Pourquoi dit-on que l'approche canonique ne fonctionne pas

III. Modèle microscopique

IV. Difficultés théoriques

(a) Approches numériques directes
(b) Les échecs de la théorie champ moyen à basse dimension
(c) Approche à partir du couplage faible
(d) Approche à partir du couplage fort
(e) Phonons
(f) Inhomogénéités

V. Conclusion

I. L'approche canonique

Théorie des solides

H = Cinétique + Coulomb

-Plusieurs nouvelles idées et concepts pour progresser
(Born-Oppenheimer, H-F, Bandes...)

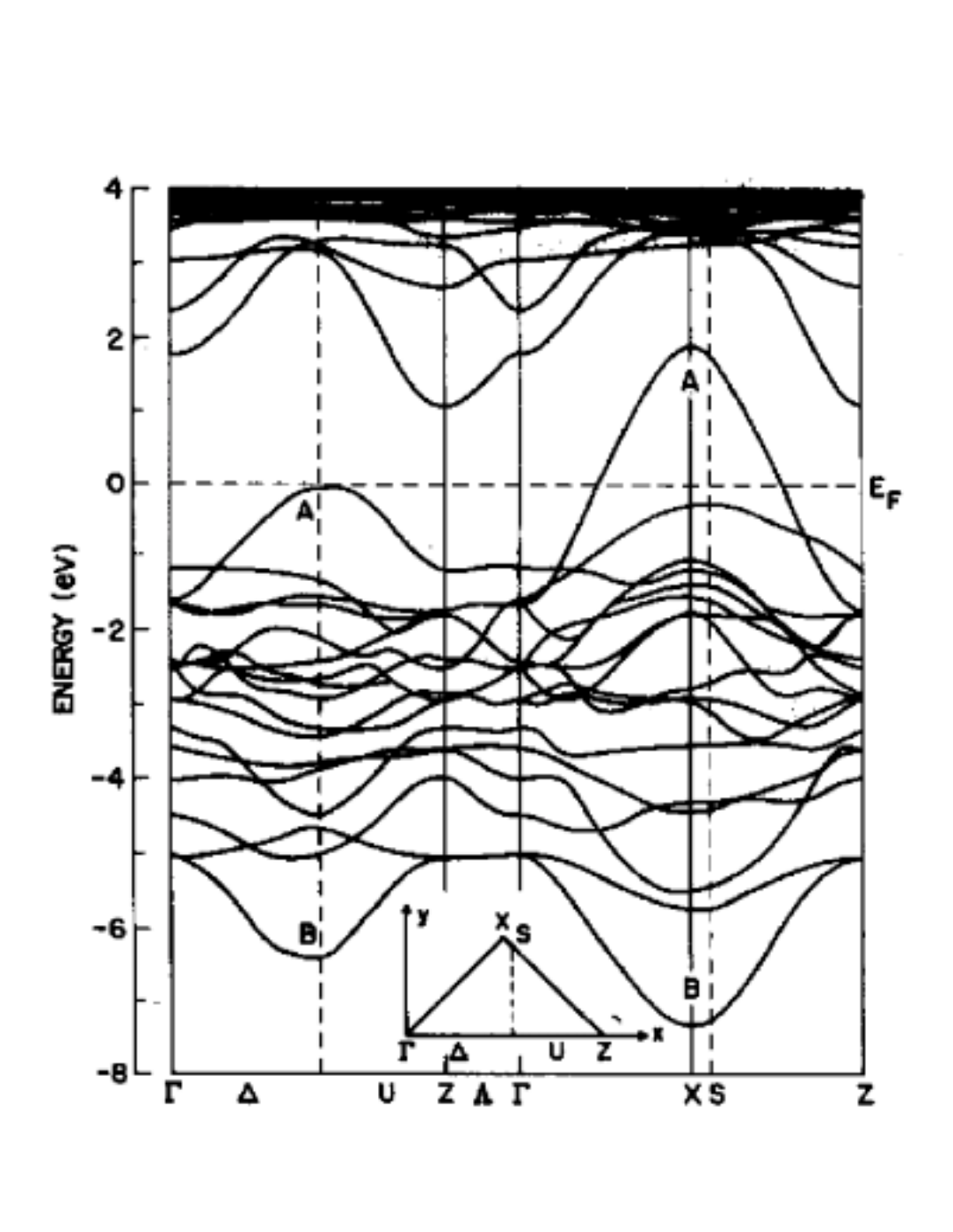
- Programme réussi
  - Semiconducteurs, metaux *et supraconducteurs*
  - Aimants

- Reste-t-il des choses à faire?
  - Matériaux mystères: Hauts Tc, Organiques...
  - Corrélations fortes:
    interactions fortes, basse dimension

L'approche canonique :

A. Quasiparticules,
surface de Fermi
liquides de Fermi
- LDA (Prix Nobel 1998)

La_2CuO_4



L.F. Mattheiss, Phys. Rev. Lett. 58, 1028 (1987).

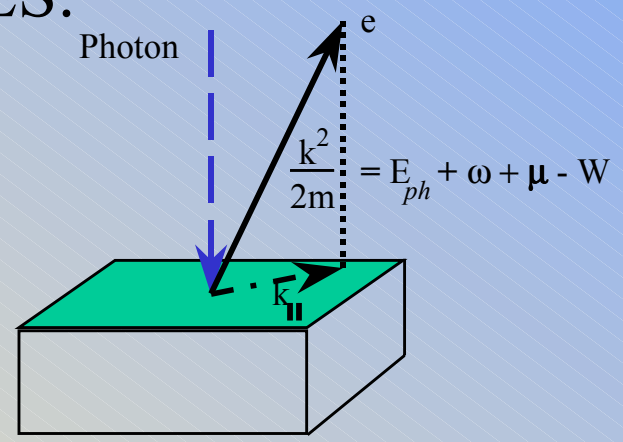
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

L'approche canonique :

-Éléments de matrice de H dans la base LDA

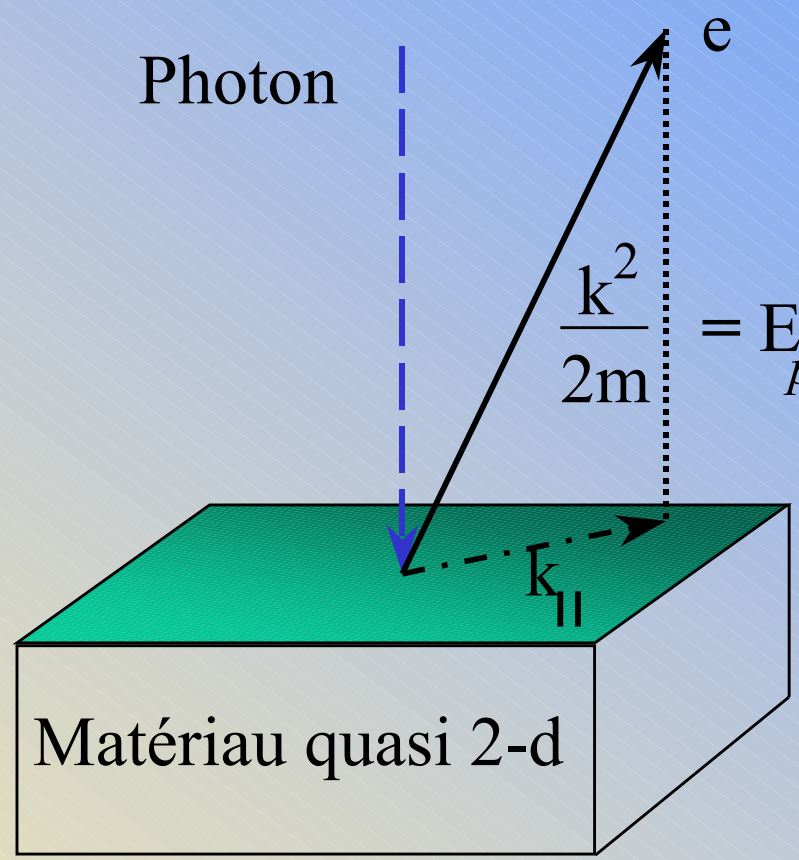
- En pratique, de considérations générales:
  - Interactions, courte portée
  - Un seul déterminant de Slater pas état propre
- Espace de phase + Pauli restreint les états pour diffusion:
  - Quasiparticules m^*, champs effectifs,

- «Voir» les quasiparticules avec ARPES:



UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Angle-Resolved Photoemission (ARPES)



$$\frac{k^2}{2m} = E_{ph} + \omega + \mu - W$$

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

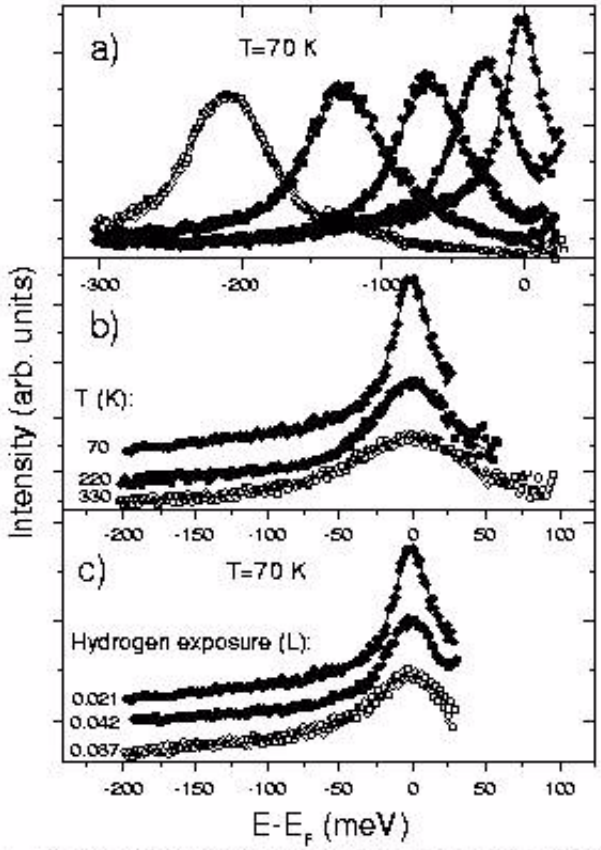


FIG. 2. Spectral intensity as a function of binding energy for constant emission angle, normalized to the experimentally determined Fermi cut-off. Data are symbols, while lines are fits to the Lorentzian peaks with a linear background. The dependence on the binding energy (a), temperature (b), and hydrogen exposure (c) is shown.

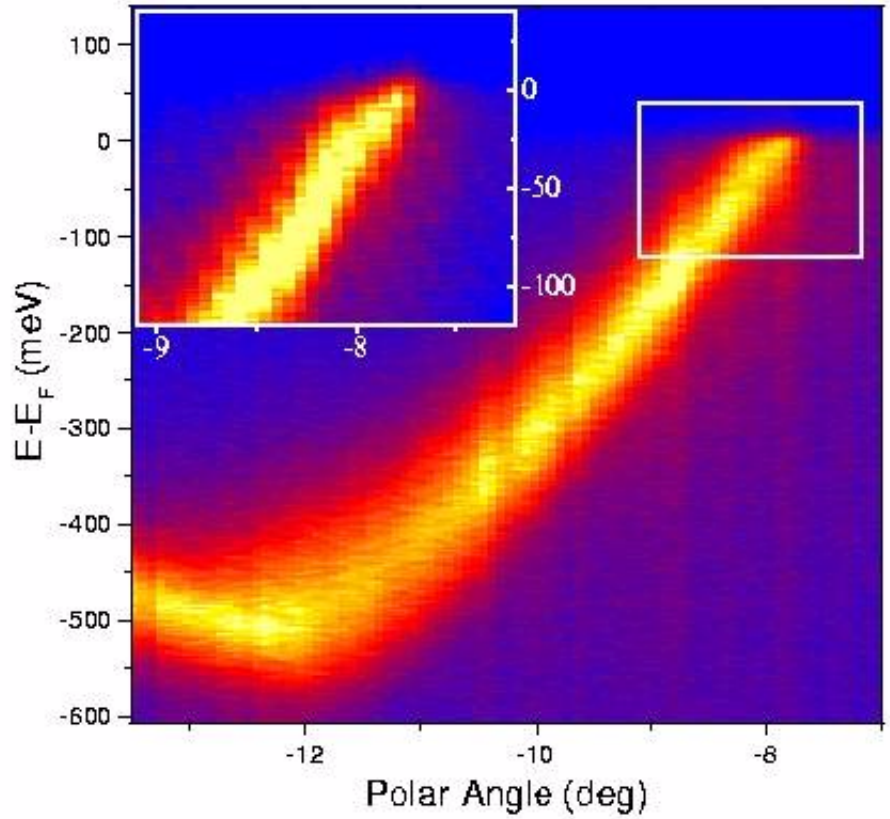


FIG. 1. ARPES intensity plot of the Mo(110) surface recorded along the $\overline{\Gamma} - \overline{N}$ line of the SBZ at 70 K Shown in the inset is the spectrum of the region around k_F taken with special attention to the surface cleanliness.

T. Valla, A. V. Fedorov, P. D. Johnson, and S. L. Hulbert
P.R.L. **83**, 2085 (1999).

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

L'approche canonique :

B. Thermodynamique et transitions de phase

- Thermodynamique des liquides de Fermi
  - -excitations particule-trou
- Transitions de phase

  $\chi \sim N(0) / (1 + F_o^a)$
- Transition supraconductrice

C. Modèle de Heisenberg et modèles reliés

- Bandes pour *s-p*
- Souvent localisé pour *d-f*

  Seulement degrés de liberté de spin

  Utiliser la symétrie pour écrire *H*

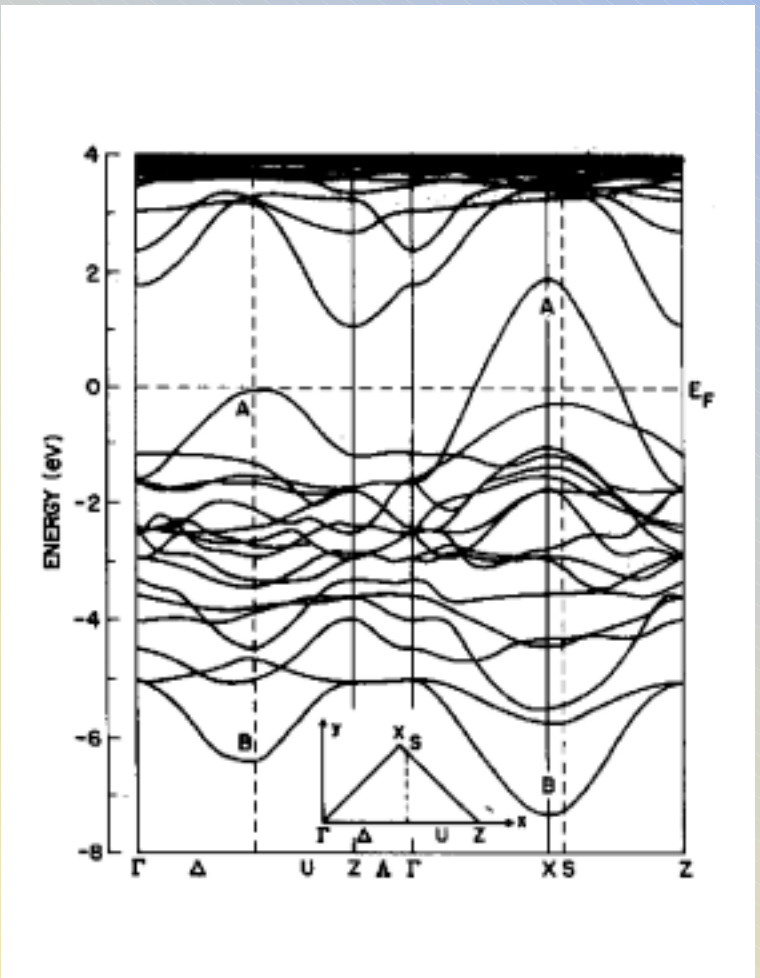
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

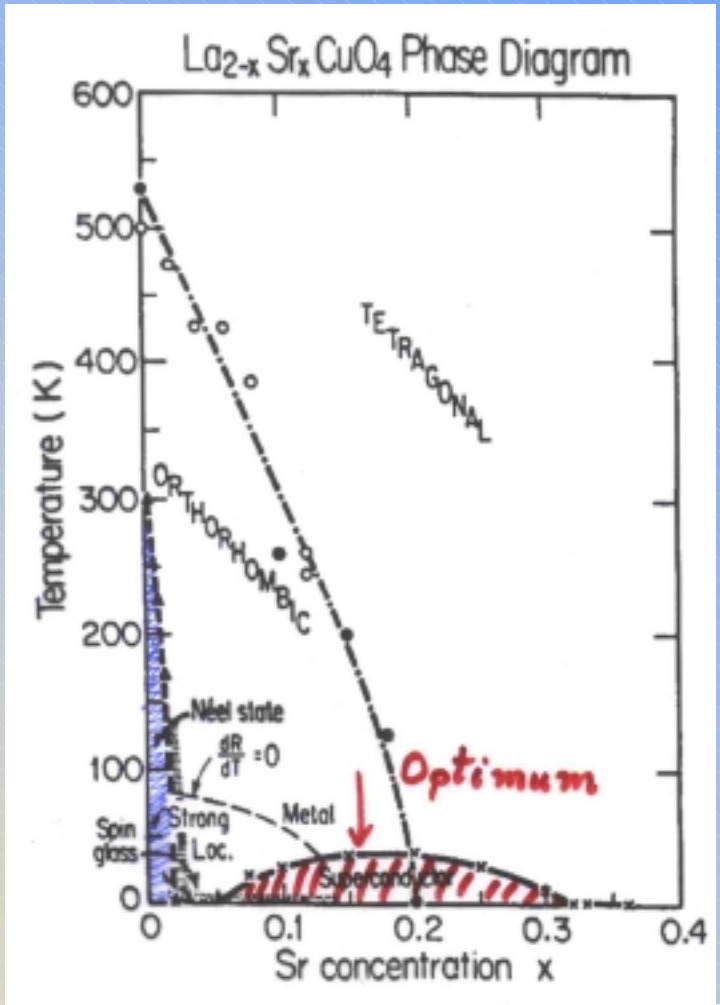
II. Échec de l'approche canonique

$n = 1$,

Metal selon théorie des bandes

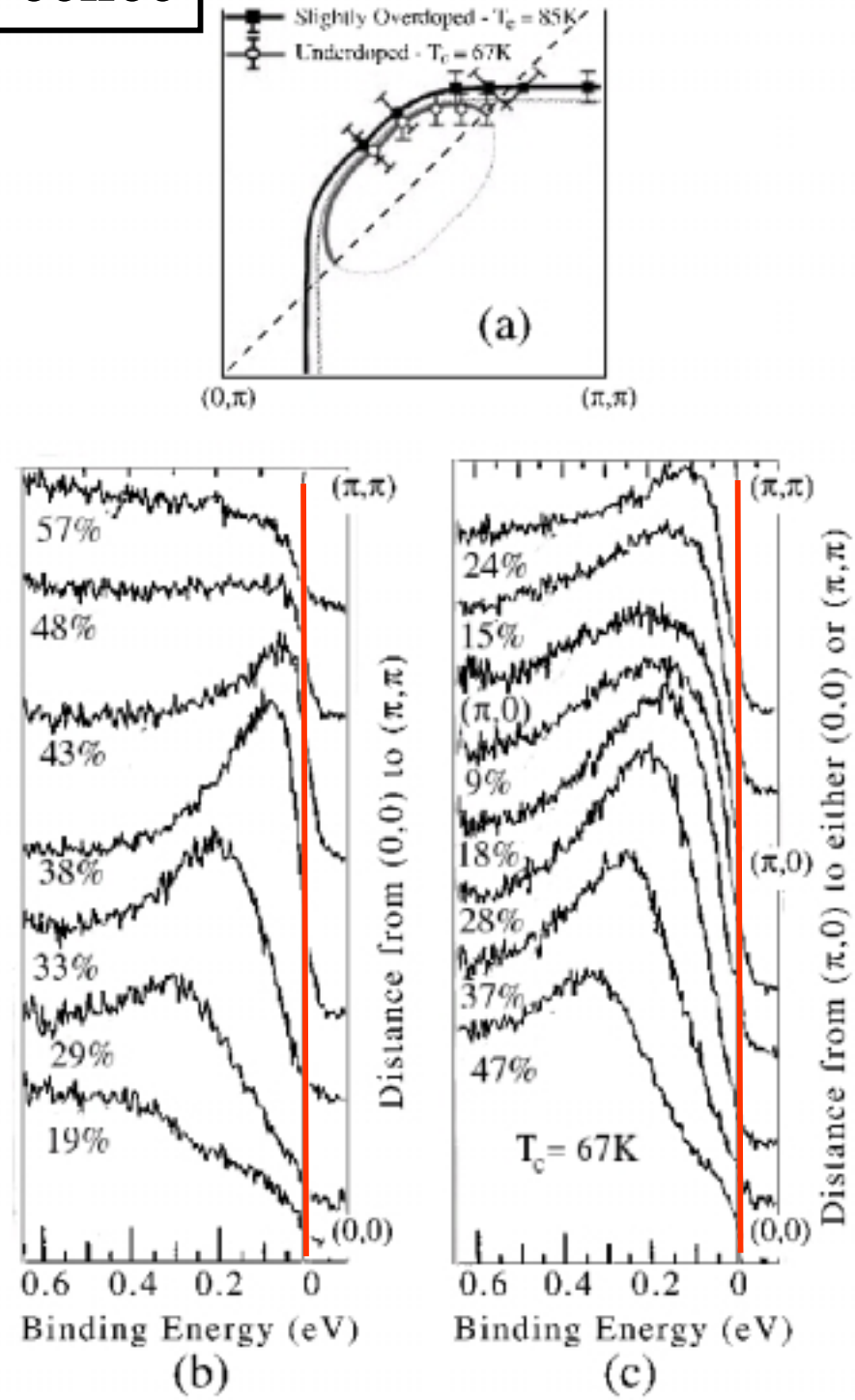
Isolant AFM en réalité





Évidences expérimentales pour l'échec

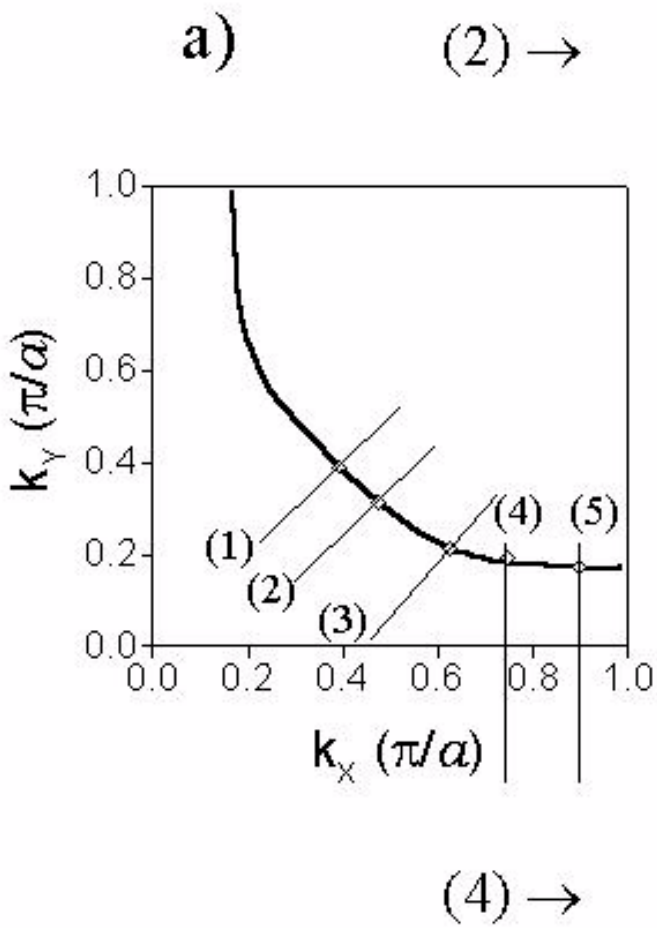
- *d=2* disparition partielle de la surface de Fermi en s'éloignant de *n = 1*.

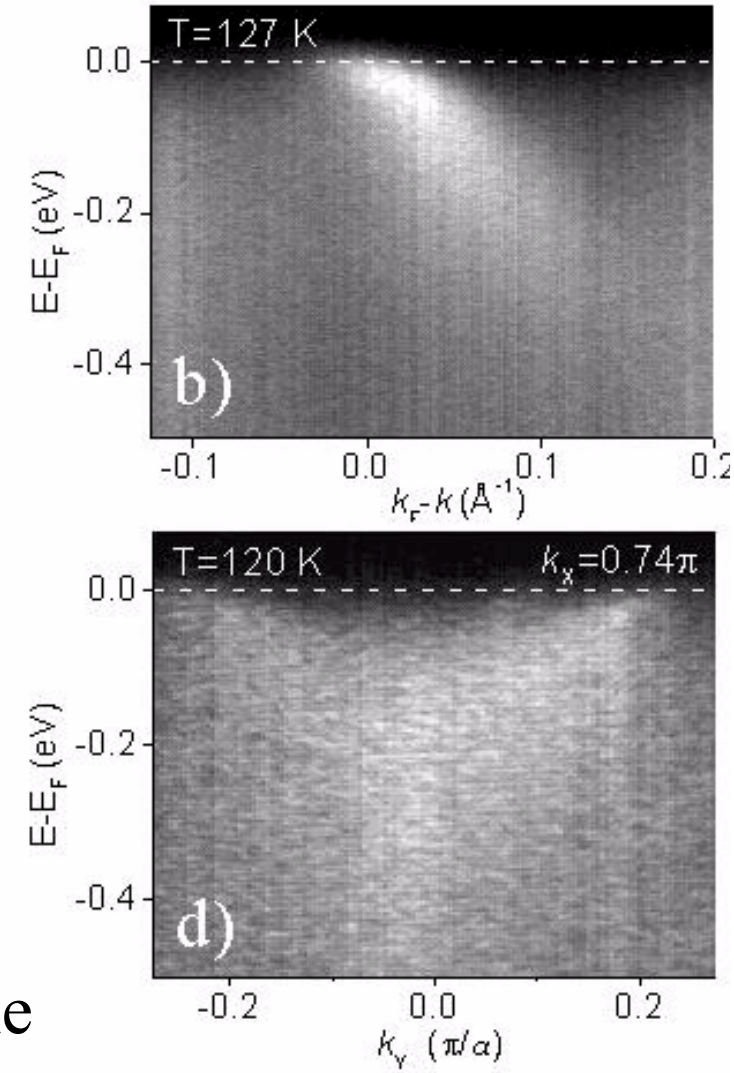


D.S. Marshall, D.S. Dessau, A.G. Loeser, C.-H. Park, A.Y. Matsuura, J.N. Eckstein, I. Bozovic, P. Fournier, A. Kapitulnik, W.E. Spicer, and Z.X. Shen, Phys. Rev. Lett. 76, 4841 (1996).

BISCCO au dopage optimal

Normal





Pseudogap

- *d=2* disparition partielle de la surface de Fermi en s'éloignant de *n = 1*.

A. V. Fedorov, T. Valla, P. D. Johnson et al. P.R.L. **82**, 2179 (1999)

III. Modèle microscopique

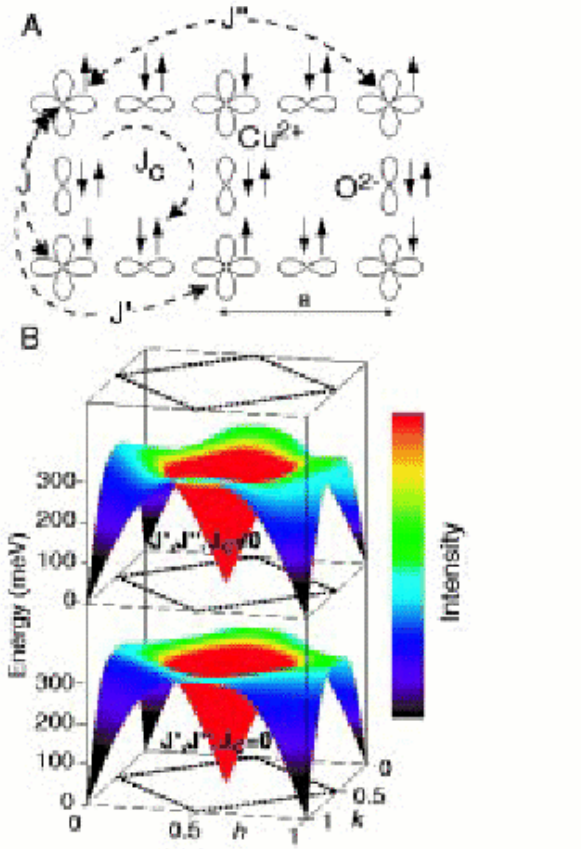


FIG. 1. (color) **A** The CuO_2 plane showing the atomic orbitals (Cu $3d_{x^2-y^2}$ and O $2p_{x,y}$) involved in the magnetic interactions. J, J' and J'' are the first-, second- and third-nearest-neighbor exchanges and J_c is the cyclic interaction which couples spins at the corners of a square plaquette. Arrows indicate the spins of the valence electrons involved in the exchange. **B** Lower surface is the dispersion relation for J=136 meV and no higher-order magnetic couplings or quantum corrections. The upper surface shows the effect of the higher-order magnetic interactions determined by the present experiment. Color is spin-wave intensity.

n = 1

Excitations de basse énergie sont les ondes de spin, détectées par neutrons.

Elles sont bidimensionnelles.

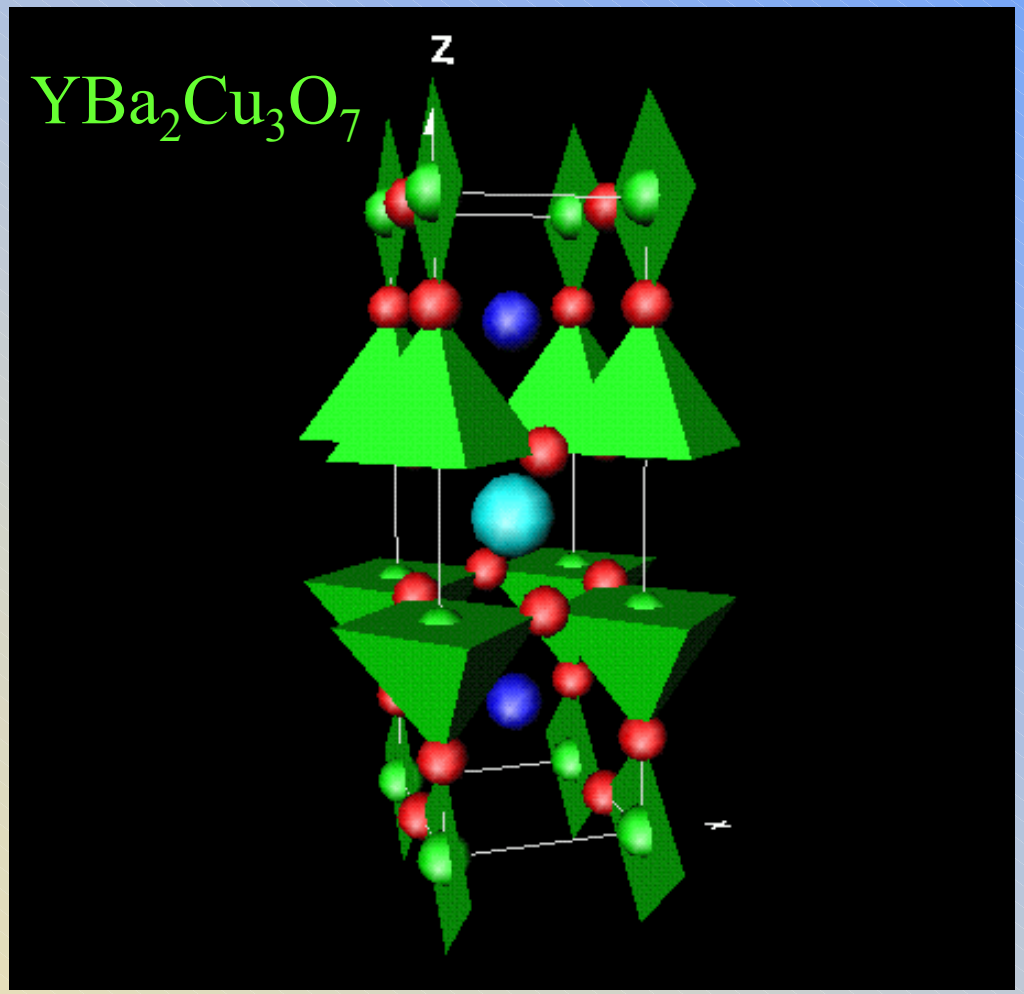
⟵ Dispersion expérimentale

⟵ Heisenberg, $H = J\Sigma\, \mathbf{S_i} \cdot \mathbf{S_j}$

R. Coldea cond- mat/ 0006384

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Cellule unité



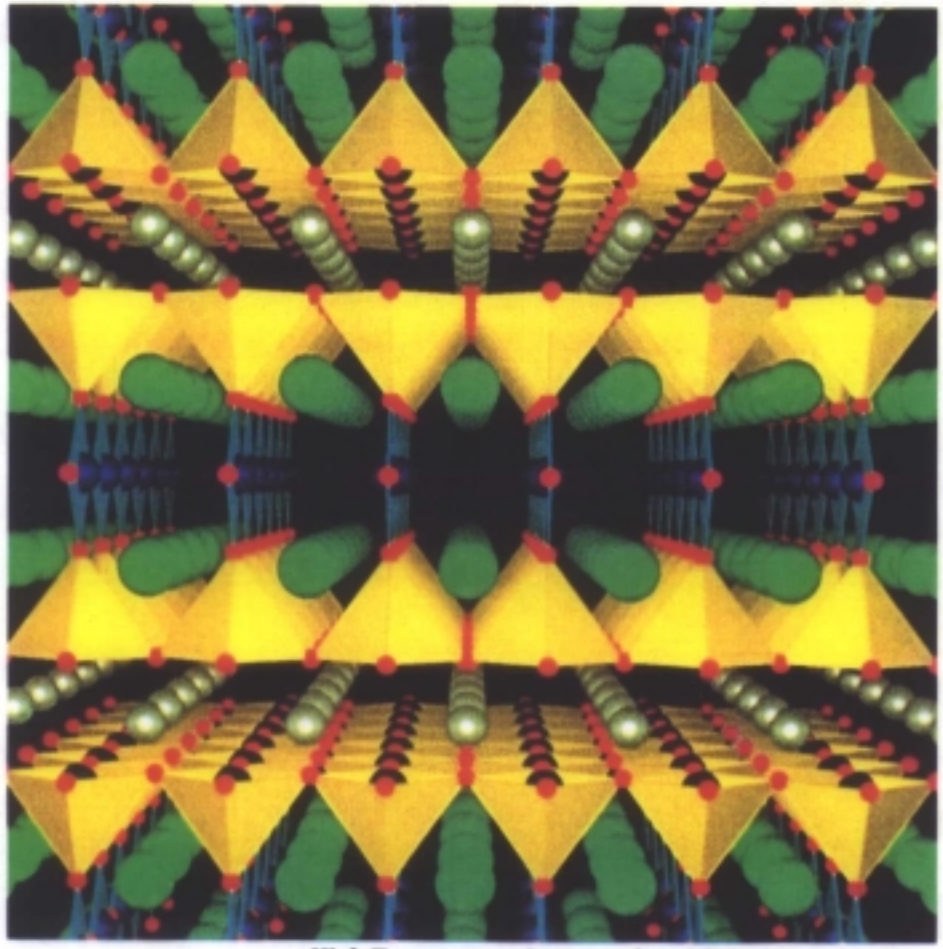
SCIENTIFIC AMERICAN

JUNE 1988
$3.50

How nonsense is deleted from genetic messages.

R_x for economic growth: aggressive use of new technology.

Can particle physics test cosmology?

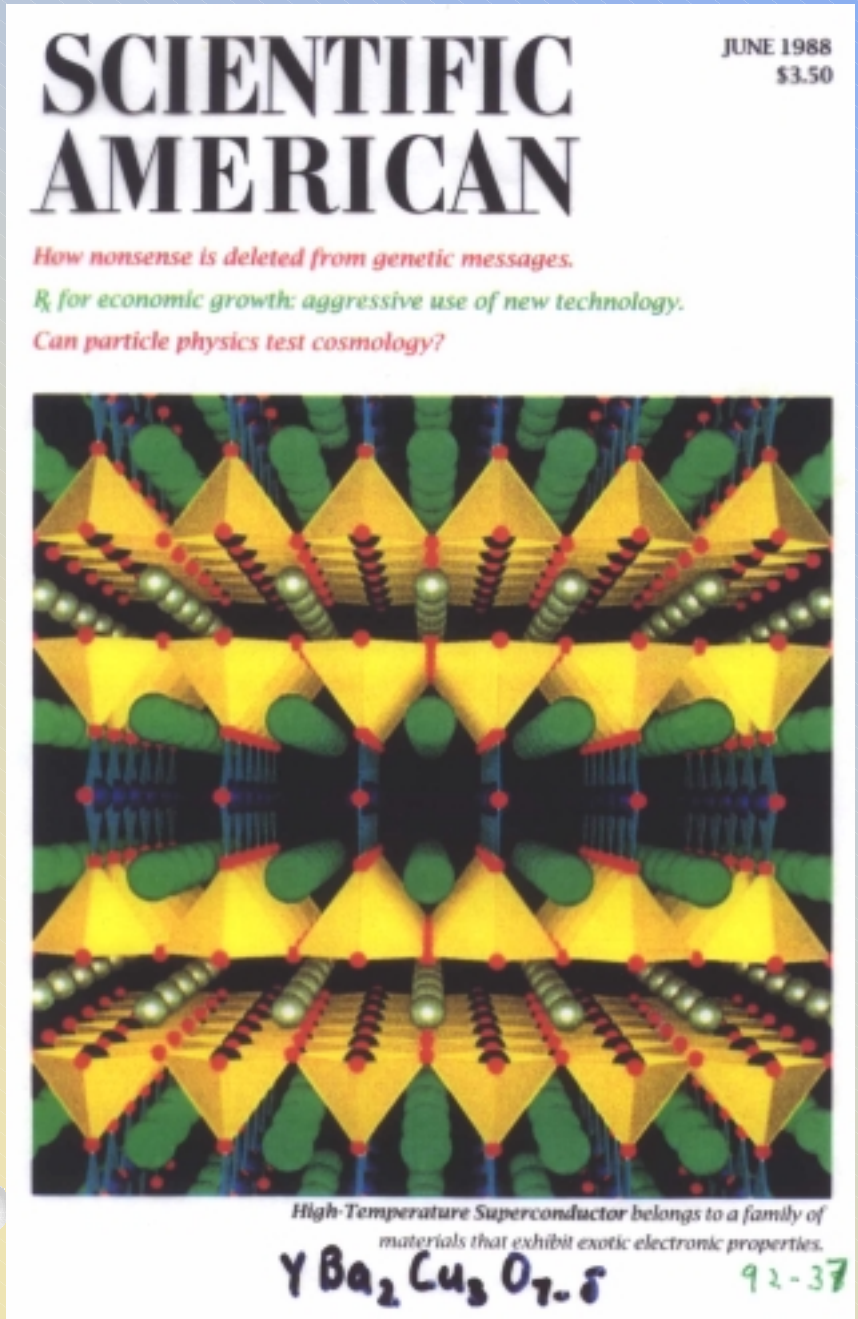


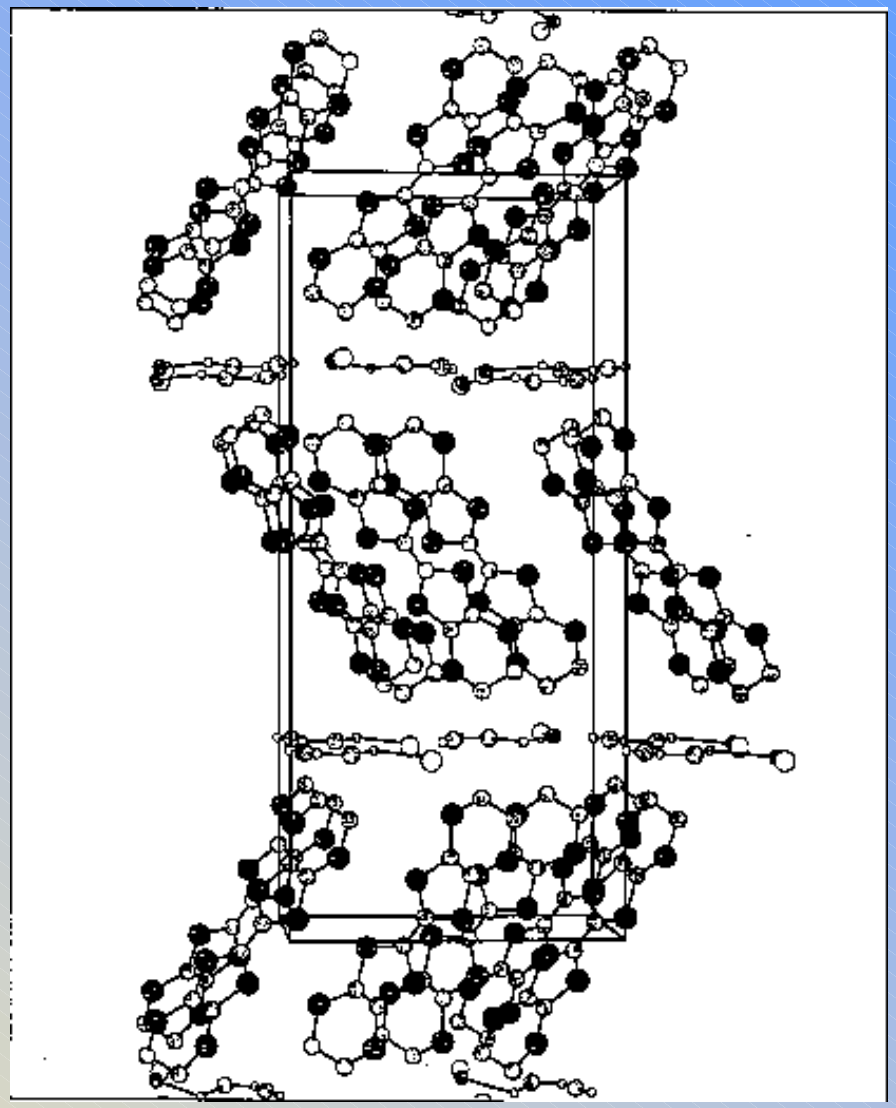
***High-Temperature Superconductor** belongs to a family of materials that exhibit exotic electronic properties.*

$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

92-37

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE



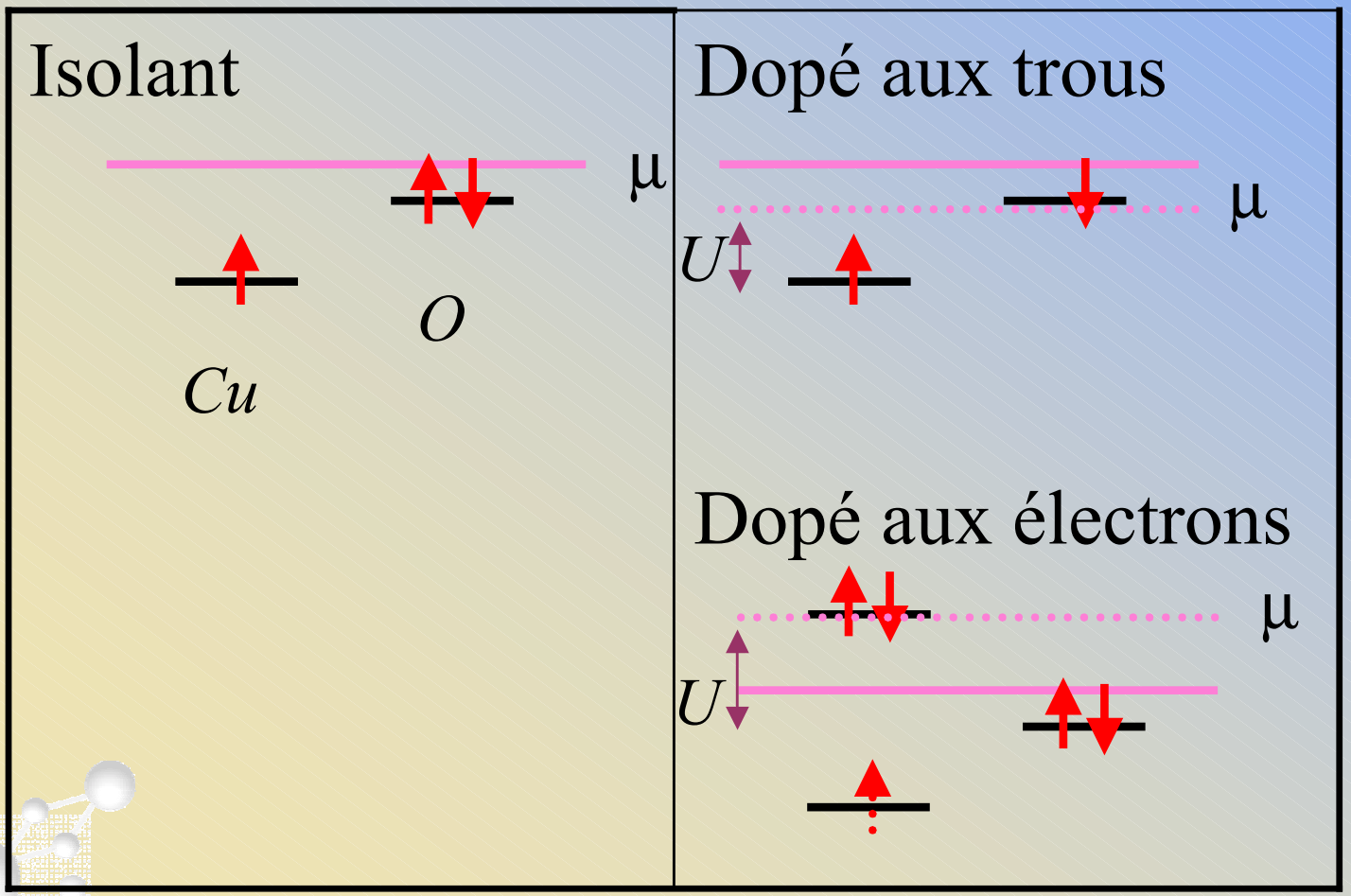


κ–(BEDT)$_2$X

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

- **Physique atomique des plans** CuO_2.
  - *Cu* est $3d^{10}4s^1$.
  - Dans hauts T_c, Cu^{++}
    - $3d_{x^2-y^2}$ a un trou
    - Autres niveaux remplis

Singulet Zhang-Rice



Isolant à transfert de charge

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Isolant

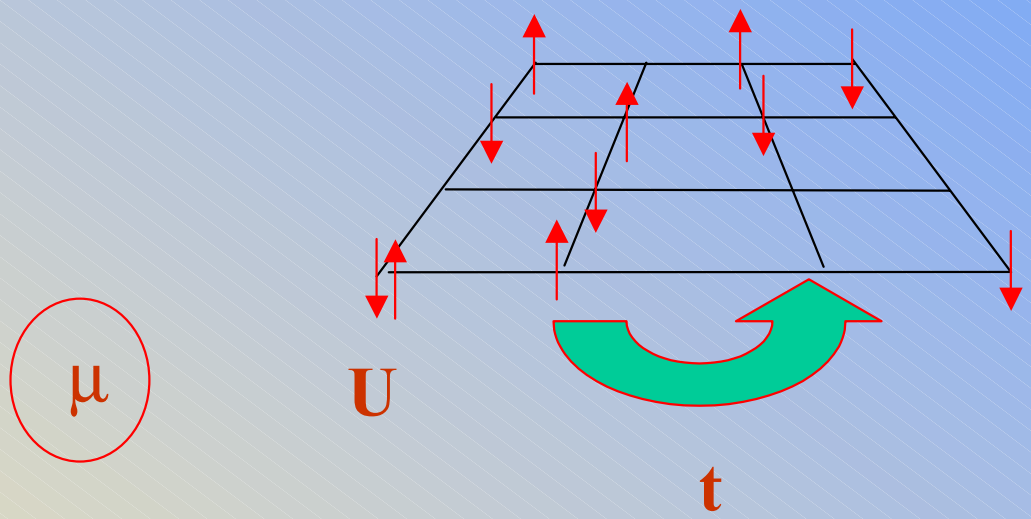
Système dopé trous : Dopé δ

•BHS perd δ states
•BHI gagne 2δ states

Observable experimentalement (XPS)

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Modèle microscopique le plus simple pour les plans *Cu O*.

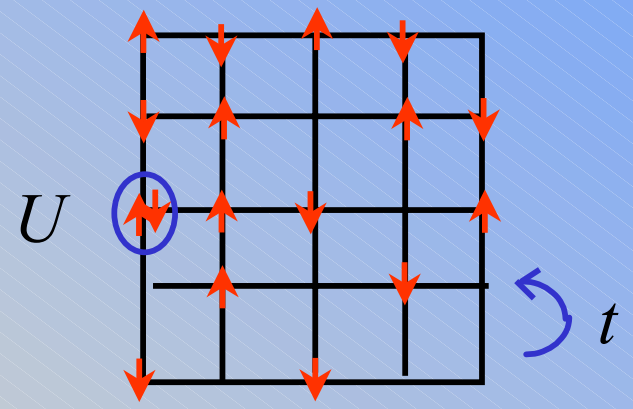


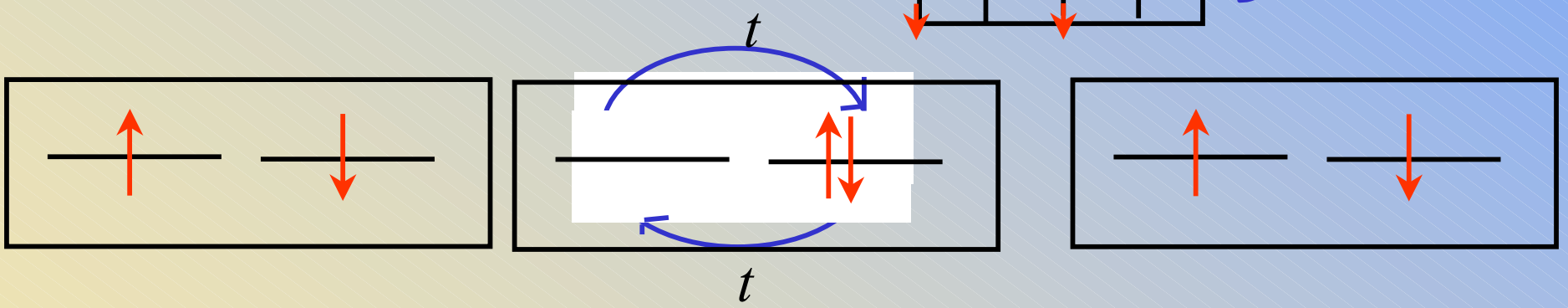
- Taille de l'espace de Hilbert: 4^N (N = 16)
- Calculer $\dfrac{Tr\left[Oe^{[-H/k_BT]}\right]}{Tr\left[e^{[-H/k_BT]}\right]}$

Modèle de Hubbard (Kanamori, Gutzwiller, 1963) :

$$H = -\sum_{<ij>\sigma} t_{i,j}\left(c^{\dagger}_{i\sigma}c_{j\sigma} + c^{\dagger}_{j\sigma}c_{i\sigma}\right) + U\sum_{i} n_{i\uparrow}n_{i\downarrow}$$

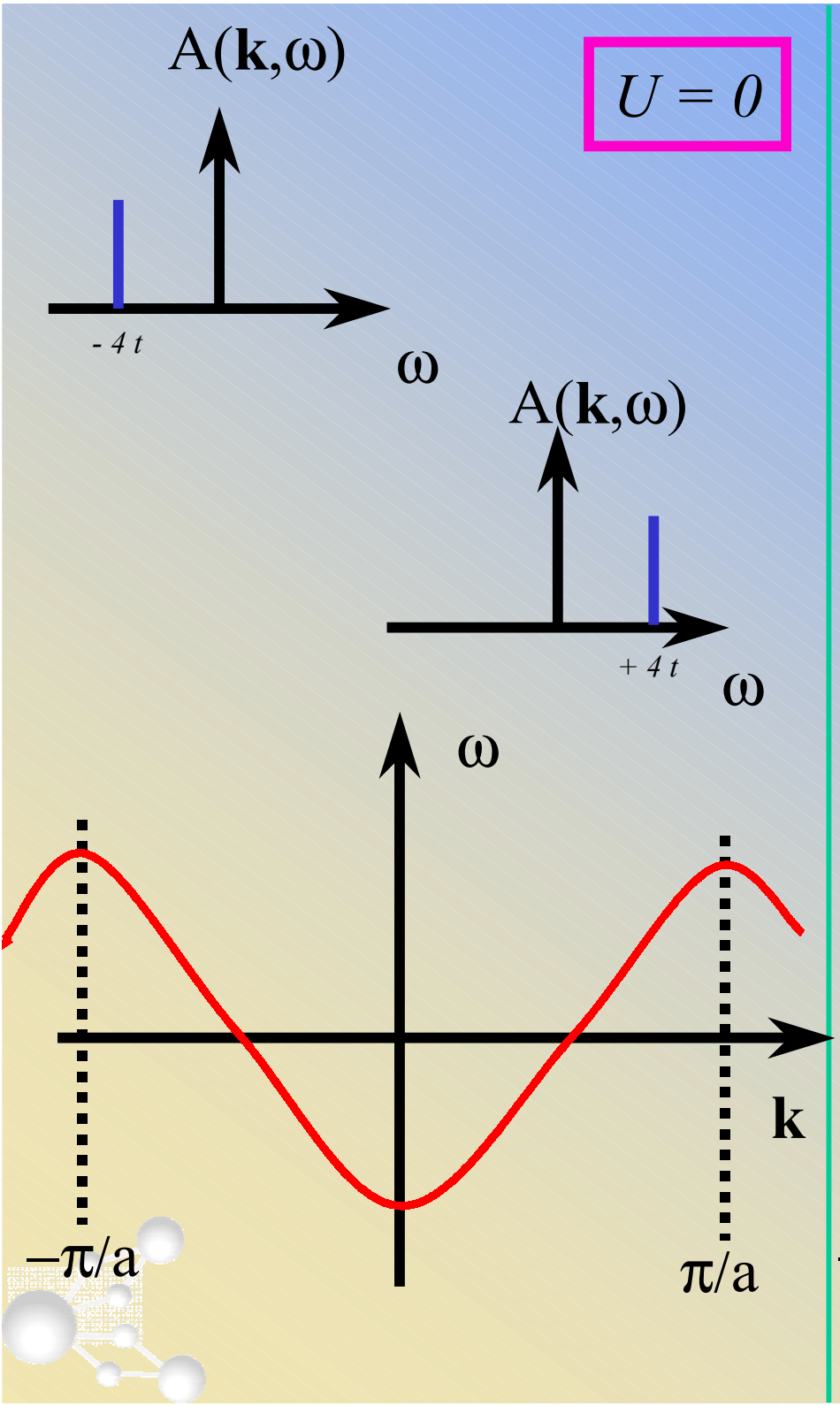
- Interaction écrantée *U*
- *U, T, n*
- *a = 1, t = 1, ħ = 1*

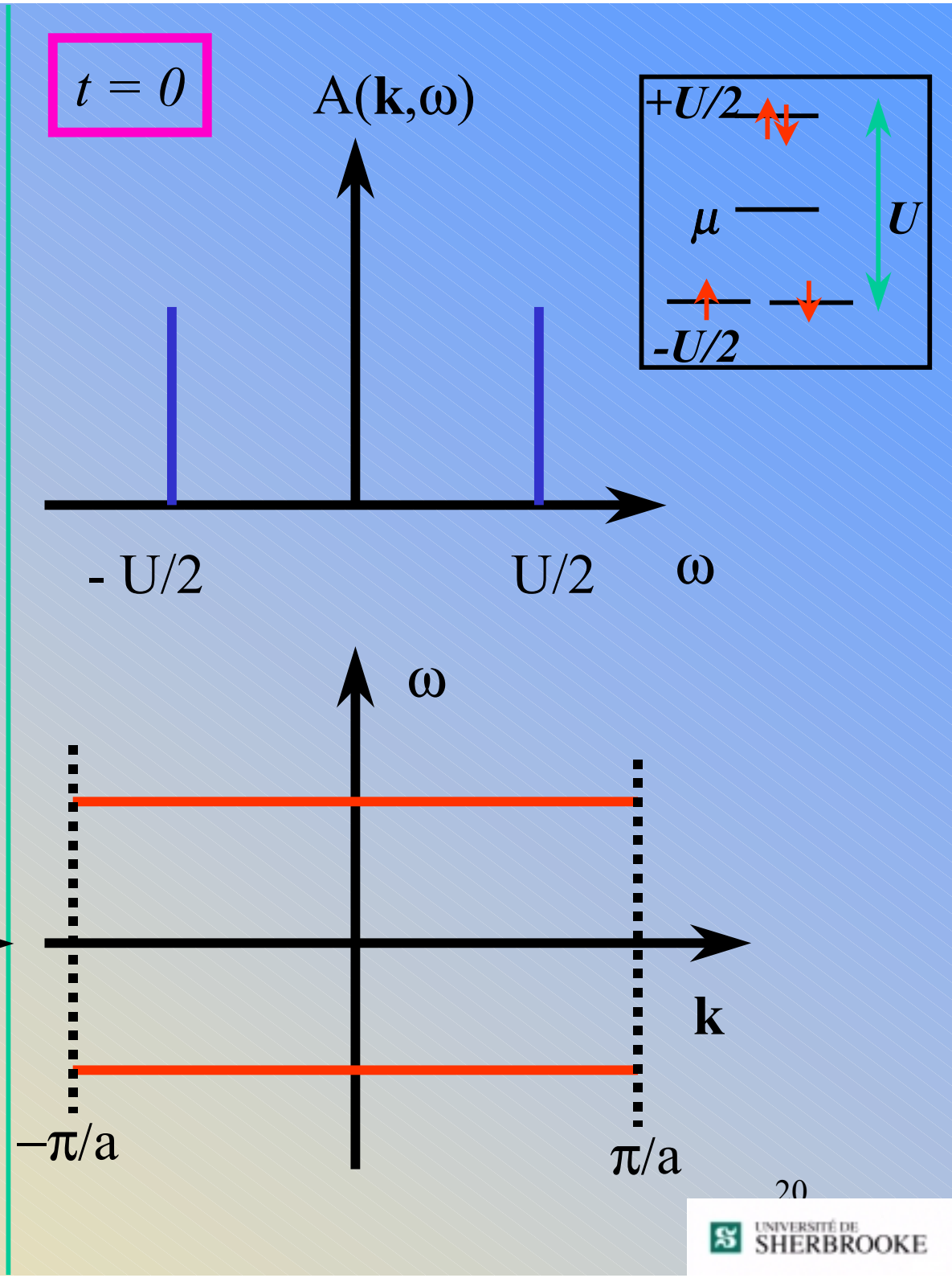




-2001 ; 1963: Solutions numériques pour vérifier les approches analytiques

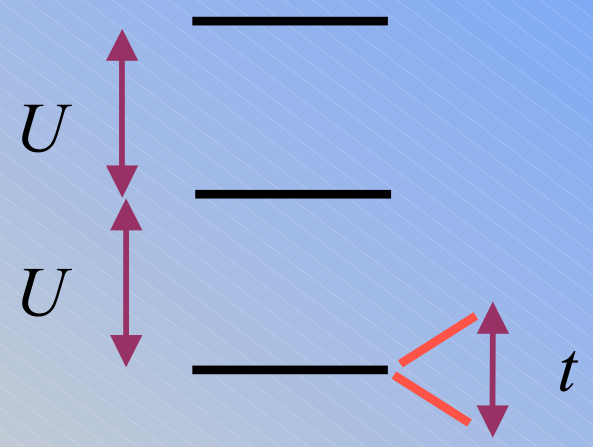
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE





UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

•*t-J*



•Nombres d'états : 3^N

•**Problèmes additionnels**

•Écrantage inefficace

•Phonons

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

IV. Difficultés théoriques

(a) Approches numériques directes

- $2^{30} \sim 1$ GB. Comparer à 4^{16} pour réseau de 16 sites!

- Diagonalisations exactes de *t-J* pour un trou suggèrent:
  - Un pic dans $A(\boldsymbol{k}, \omega)$ plus background incohérent
  - Un pic qui disperse sur *J*. Donc
    - Nombre de porteurs petit
    - Masse effective finie.

- Cluster Perturbation Theory (Théorie des perturbations sur amas)
  - D. Senechal, D. Perez, M. Pioro-Ladriere Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 522.

D. Sénéchal

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

- Monte Carlo quantique (S.R. White *et al.* Phys. Rev. B **40**, 506 (1989))
  - AFM à $n = 1$. Au-delà problème avec conditions limites
  - Pseudogap en couplage faible à intermédiaire
  - Température pas suffisamment basse pour supra type *d*
  - Utile comme point de référence pour approches analytiques.

  - Problème principal: « signe du déterminant » et instabilités

- Density Matrix Renormalization Group
  - Les gens travaillent à généraliser pour $d = 2$

(b) Échecs du champ moyen à basse dimension

- Fluctuations dominent la physique

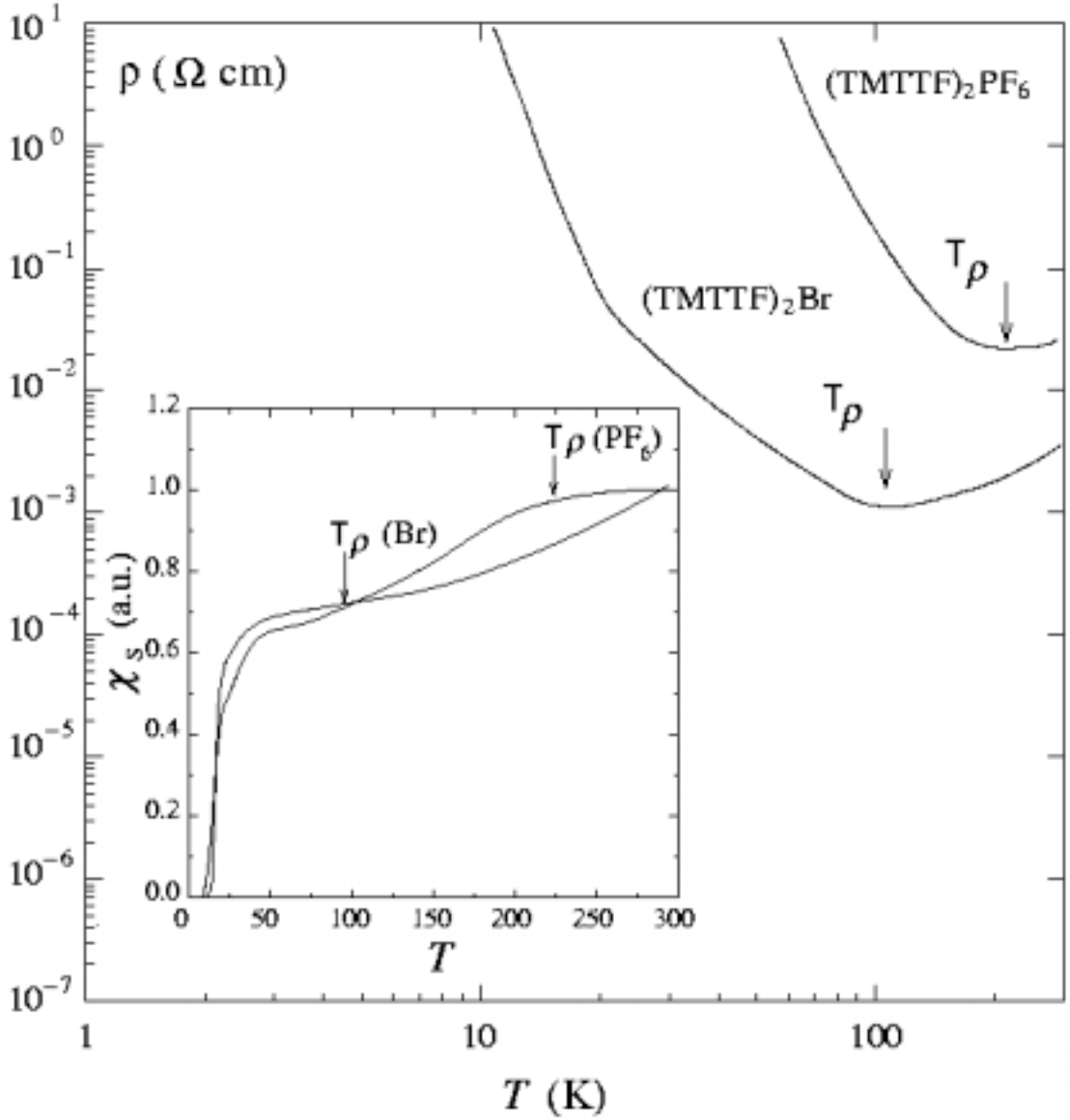
  - $d = 1$ Séparation Spin-Charge (Liquide de *Luttinger*)
    (Fluctuations quantiques à $T = 0$)

  - $d = 2$ Fluctuations thermiques :
    - Théorème *Hohenberg-Coleman-Mermin-Wagner*

    Et les fortes interactions compliquent tout ça.

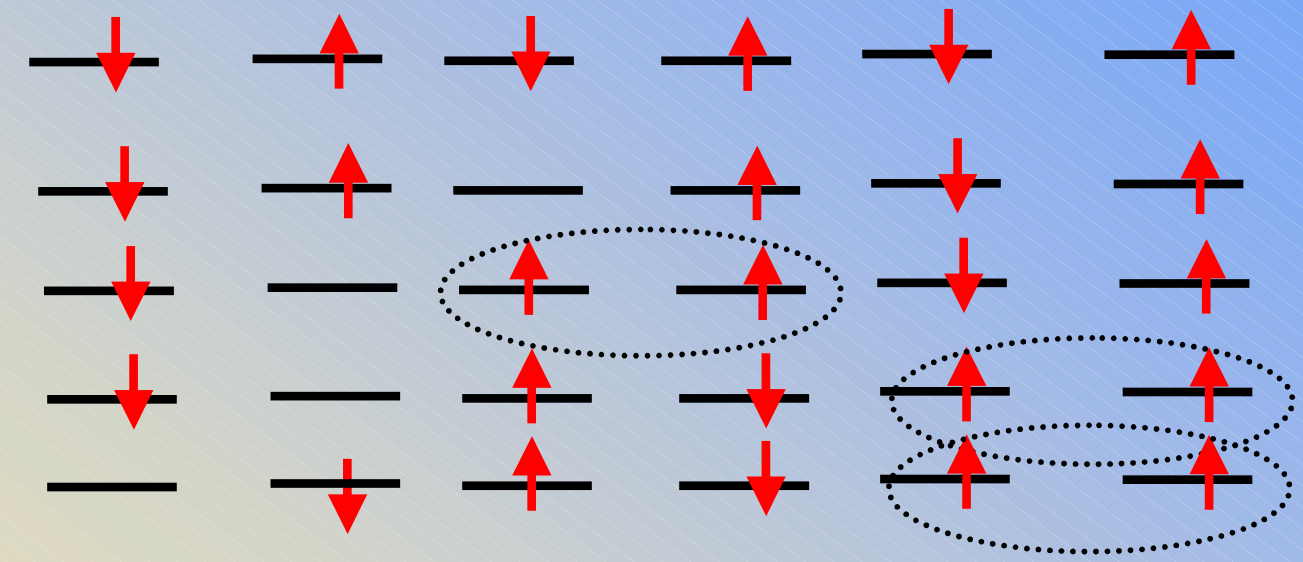
Claude Bourbonnais

C. Bourbonnais et al. (cond-mat/9903101).



- *d=1* Séparation spin-charge

Séparation spin-charge



UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

•(Théorie des perturbations pour surface de Fermi emboîtée à *d=2* donne des résultats non-triviaux)

(F. Lemay PhD thesis, 2000)

•Fluctuations thermiques et quantiques en *d = 2*

d = 2, Mermin-Wagner

$$(\nabla\theta)^2 \rightarrow q^2\theta_{\mathbf{q}}\theta_{-\mathbf{q}}$$

$$\left\langle\theta^2\right\rangle \propto \int d^2q\frac{kT}{q^2} \rightarrow \infty$$

d = 1 : R.G., Bosonisation, Champs conformes...

d = 2 : Bosons esclaves, R.G., perturbations couplage fort, TPSC

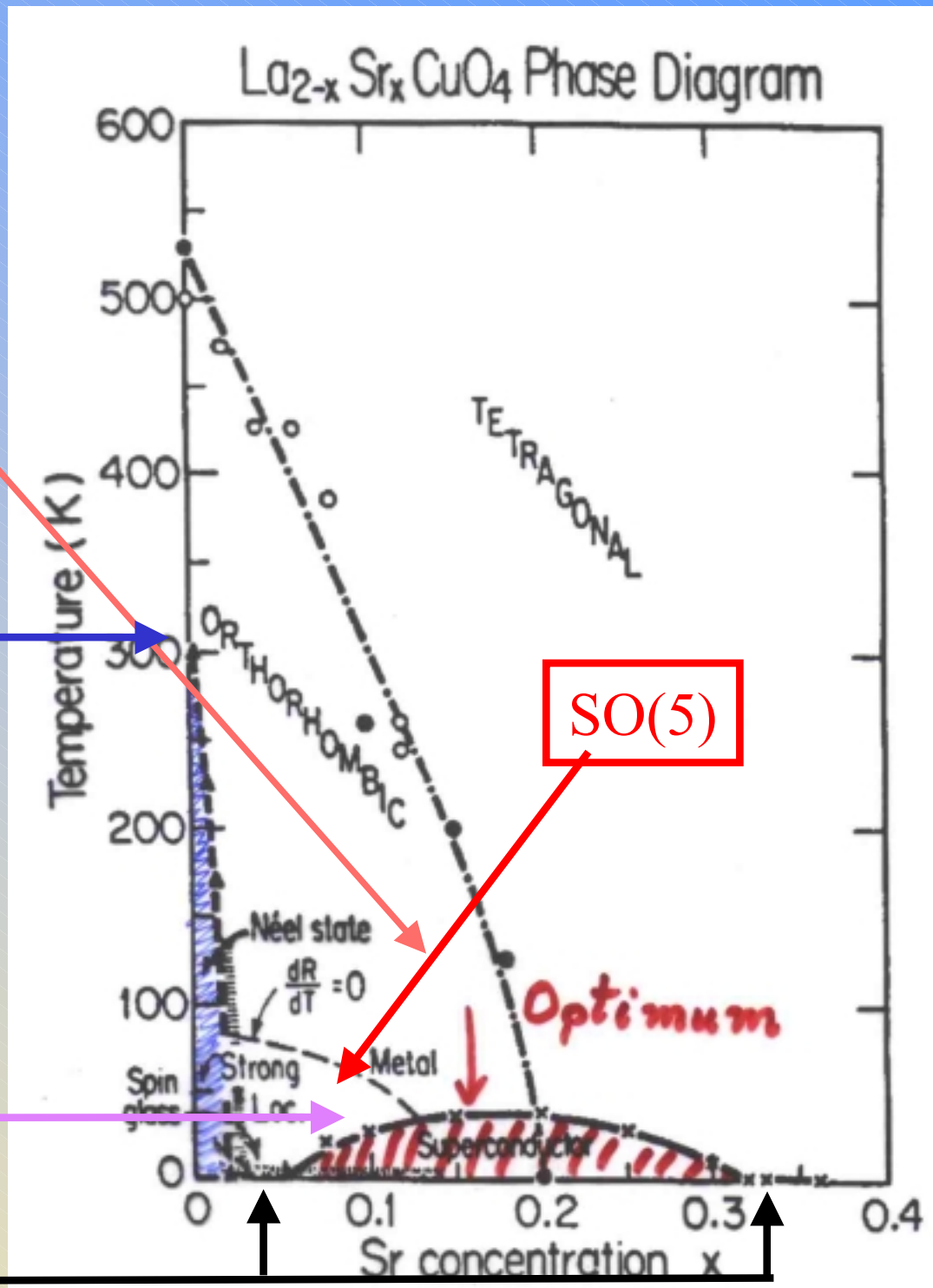
d = 3 à infini : DMFT (n'explique pas forte dépendance en **k** de Σ)

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Pseudogap

- Phase à caractère Ising?
  - RVB
  - Paires préformées
  - Phase de flux
  - Onde de densité *d*
- Fluctuations?
  - SC, AFM, singulet…

d = 3 *Néel T*



Physique de « Mott » explique décroissance de T_c ?
(Small ρ_s : Phase fluctuations)

Points critiques quantiques

Permettrait de décider
« quel type » de fluctuations
sont importantes. (Plus tard)

Loram and Tallon, cond-mat/0005063

Voir Sonier à l'ICRA.

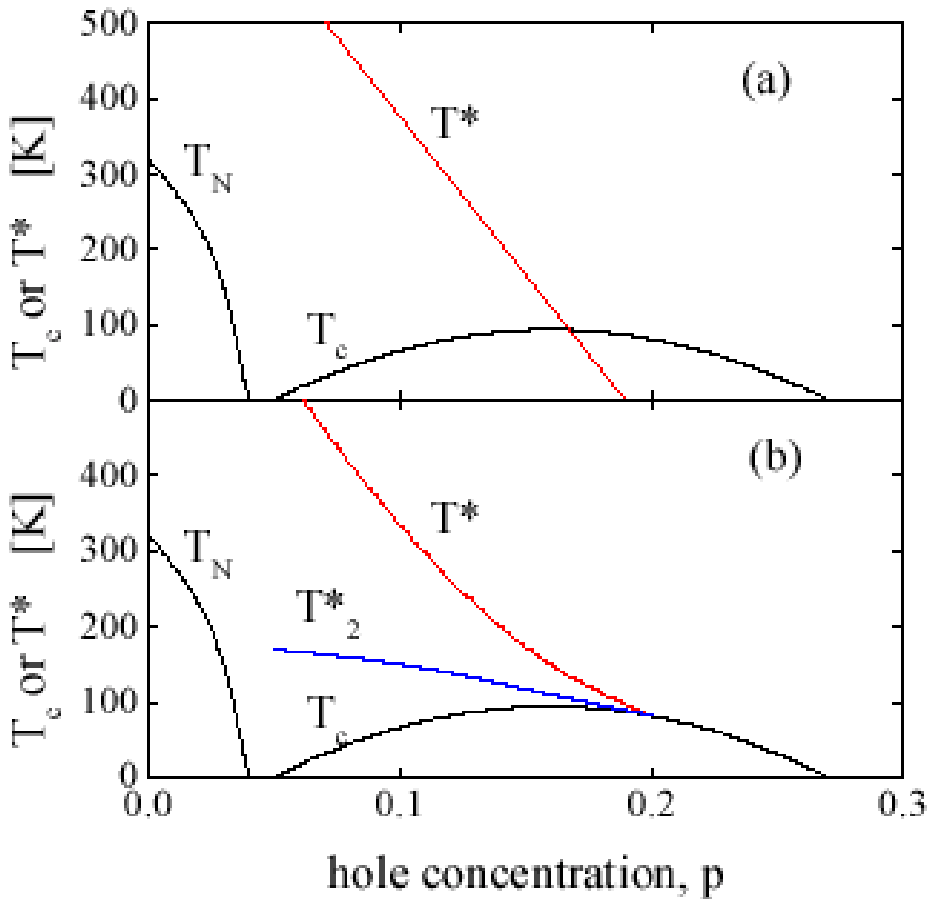
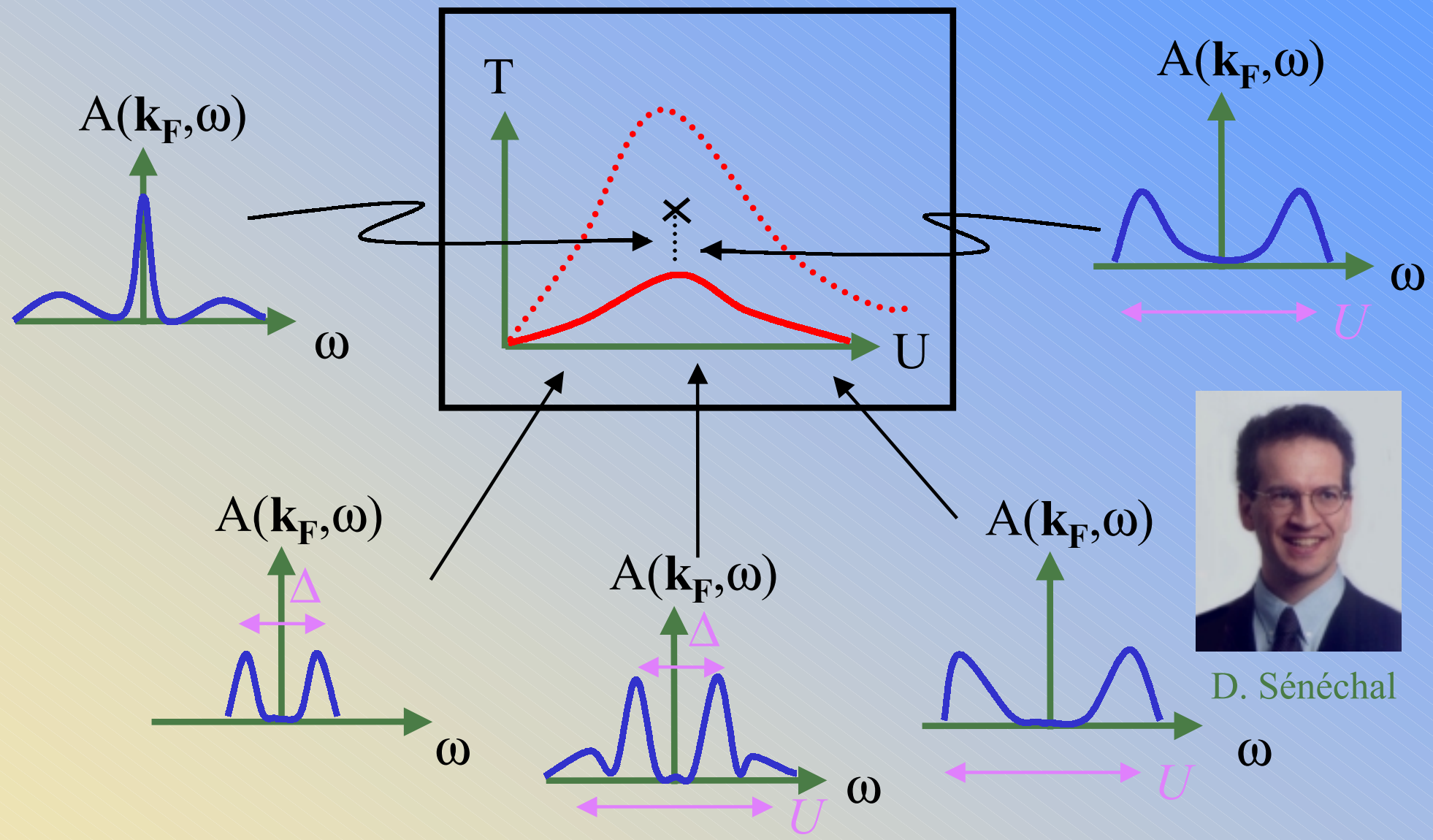


Fig. 1. Two scenarios for the "phase diagram" for HTS cuprates. In (a) T* represents and energy scale which falls abruptly to zero at a critical doping, p=0.19. In (b) T* merges with T_c on the overdoped side and often a lower T^*_2 associated with a small pseudogap or a spin gap is invoked. T_N is the Neel temperature for the 3-D AF state.

Couplage *Faible* et *fort*



D. Sénéchal

Hauts T_c sont en couplage « intermediaire »:
$U = 8t \quad t \sim 300\ meV$

R. Coldea
cond-mat/ 0006384

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

(c) En partant du couplage faible

- Théorie des perturbations (Théorème de Wick)
- Trouver des « interactions effectives »
  - RPA longue portée contrastée avec Hubbard
- Notion de « canal »
- RG et « interférence »

- Problème avec principe de Pauli (Parquet, *Bickers*)
- Traitements autocohérents
- Théorème de Migdal et théorie des supra « ordinaires »

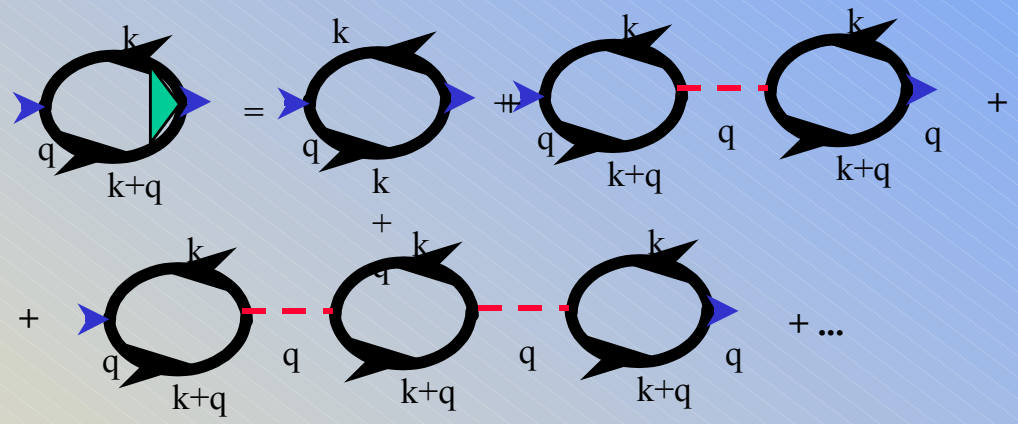
- Alternative:
  - Satisfaire des règles de somme
  - Lois de conservations
  - Principe de Pauli
  - Théorème de Mermin-Wagner

Pseudogap induit par les fluctuations?

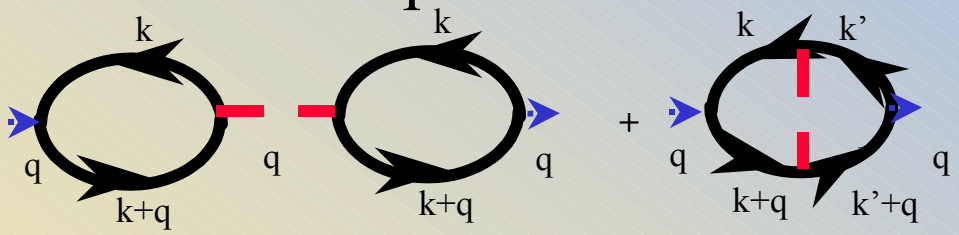
•Théorie des perturbations:

$$\frac{1}{(X+Y)} = \frac{1}{X} - \frac{1}{X}\, Y\, \frac{1}{X+Y}.$$

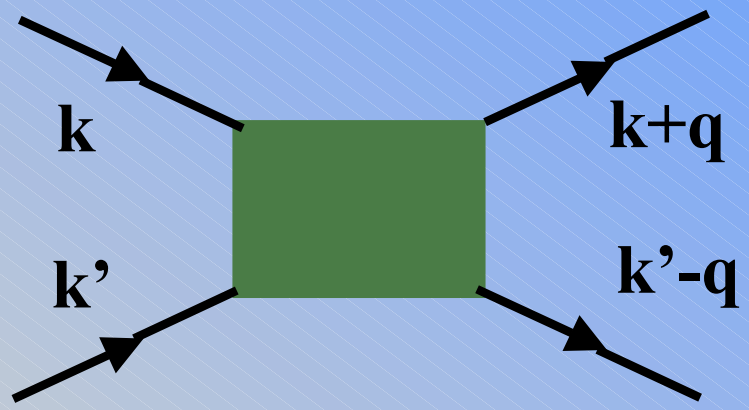
•Interaction effective (Écrantage habituel dans les solides)



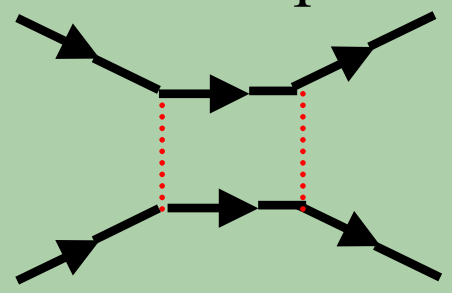
•Problème avec la « courte-portée »



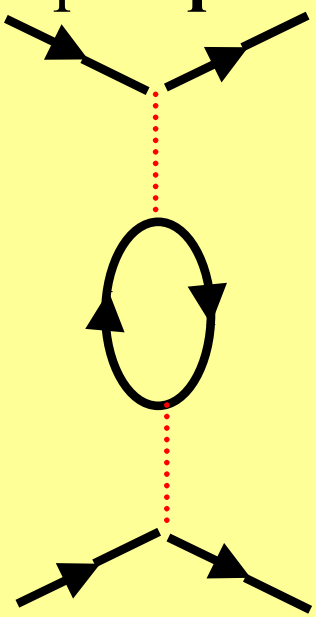
•Notion de « canal »

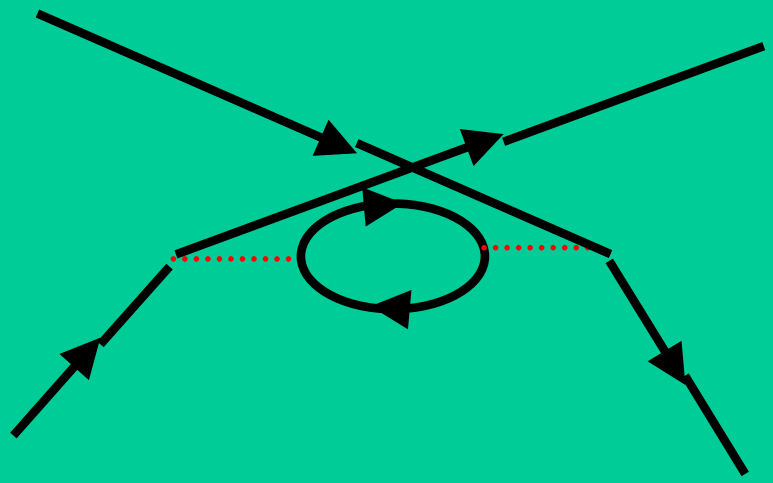


•Canal **k + k'**
particule – particule :



•« Landau »
canal p-t: **q**





•«Peierls »
canal particule-trou: **k-k'+q**

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

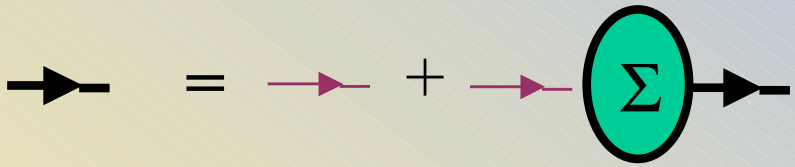
•Groupe de renormalisation : « interférence »

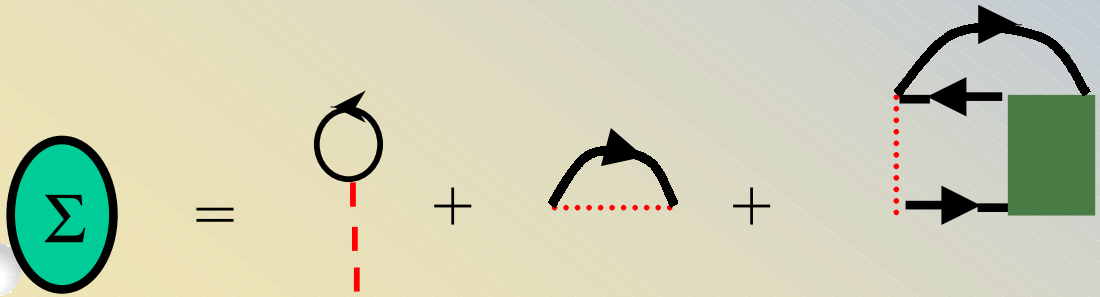
Zanchi, Schultz… Recent: C. Honerkamp *et al.* Phys. Rev. B **63** 035109 (2001)

•Problème avec principe de Pauli lorsqu'on somme un ensemble infini de diagrammes

- •Doit inclure tous les diagrammes croisés: En pratique impossible
- •Peut être fait approximativement avec Parquet (Bickers) (avec auto-cohérence, pas satisfaisant)

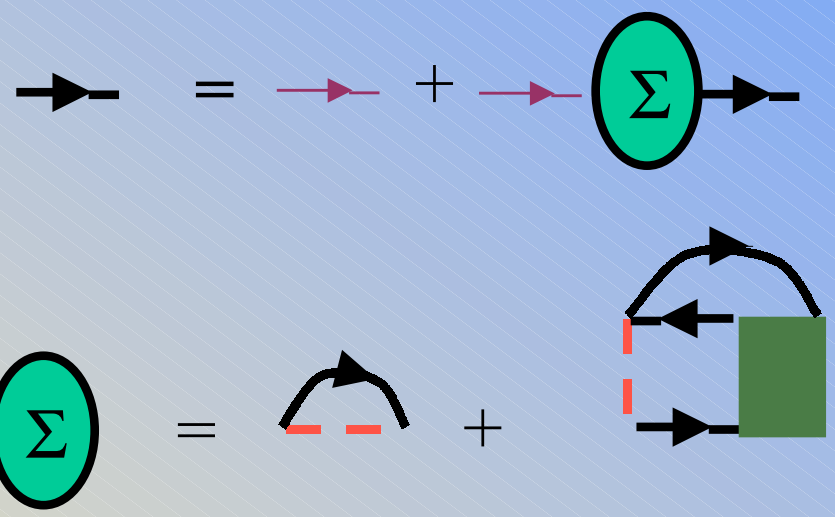
•« Auto-cohérence » et lois de conservation





UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

- Auto-cohérence « Eliashberg » en supra conventionnelle
  - Prendre les phonons comme « donnés »



$\Sigma = \delta F / \delta G$

$\Gamma_{irr} = \delta \Sigma / \delta G$

Lois de conservation, mais:
pas de Pauli, nombre infini de théories, suppose Migdal

Théorème de Migdal:
peut être négligé car $(m/M)^{1/2} << 1$

Pas pour les échanges d'ondes de spin

Non-perturbatif mais couplage faible:

- Pauli
- Lois de conservation
- Mermin-Wagner

- Résultat principal: pseudogap induit par les fluctuations

How it works...

First step: Two-Particle Self-Consistent

$$\Sigma_\sigma^{(1)}\left(1,\bar{1}\right)G_\sigma^{(1)}\left(\bar{1},2\right)=AG_{-\sigma}^{(1)}\left(1,1^+\right)G_\sigma^{(1)}\left(1,2\right)$$

where A depends on external field and is chosen such that the exact result

$$\Sigma_\sigma\left(1,\bar{1}\right)G_\sigma\left(\bar{1},1^+\right)=U\left\langle n_\uparrow n_\downarrow\right\rangle$$

is satisfied. One finds

$$A=U\frac{\left\langle n_\uparrow n_\downarrow\right\rangle}{\left\langle n_\uparrow\right\rangle\left\langle n_\downarrow\right\rangle}$$

Functional derivative of $\left\langle n_\uparrow n_\downarrow\right\rangle/\left(\left\langle n_\uparrow\right\rangle\left\langle n_\downarrow\right\rangle\right)$ drops out of spin vertex

$$U_{sp}=A=U\frac{\left\langle n_\uparrow n_\downarrow\right\rangle}{\left\langle n_\uparrow\right\rangle\left\langle n_\downarrow\right\rangle}$$

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

How it works...

To close the system of equations, while satisfying conservation laws and the Pauli principle

$$\left\langle \left(n_\uparrow - n_\downarrow\right)^2 \right\rangle = \left\langle n_\uparrow \right\rangle + \left\langle n_\downarrow \right\rangle - 2\left\langle n_\uparrow n_\downarrow \right\rangle$$

$$\boxed{\frac{T}{N}\sum_{\tilde{q}} \frac{\chi_0(q)}{1-\frac{1}{2}U_{sp}\chi_0(q)} = n - 2\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle} \qquad (1)$$

Recall

$$\boxed{U_{sp} = U\frac{\left\langle n_\uparrow n_\downarrow \right\rangle}{\left\langle n_\uparrow \right\rangle \left\langle n_\downarrow \right\rangle}} \qquad (2)$$

To have charge fluctuations that satisfy Pauli principle as well,

$$\boxed{\frac{T}{N}\sum_{q} \frac{\chi_0(q)}{1+\frac{1}{2}U_{ch}\chi_0(q)} = n + 2\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle - n^2} \qquad (3)$$

(Bonus: Mermin-Wagner theorem)

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

How it works...

Second step: improved self-energy

$$\Sigma_\sigma\left(1,\bar{1}\right)G_\sigma\left(\bar{1},2\right)=-U\left\langle\psi^\dagger_{-\sigma}\left(1^+\right)\psi_{-\sigma}\left(1\right)\psi_\sigma\left(1\right)\psi^\dagger_\sigma\left(2\right)\right\rangle_\phi$$

$$\Sigma_\sigma\left(1,\bar{1}\right)G_\sigma\left(\bar{1},2\right)=-U\left[\frac{\delta G_\sigma\left(1,2\right)}{\delta\phi_{-\sigma}\left(1^+,1\right)}-G_{-\sigma}\left(1,1^+\right)G_\sigma\left(1,2\right)\right]$$

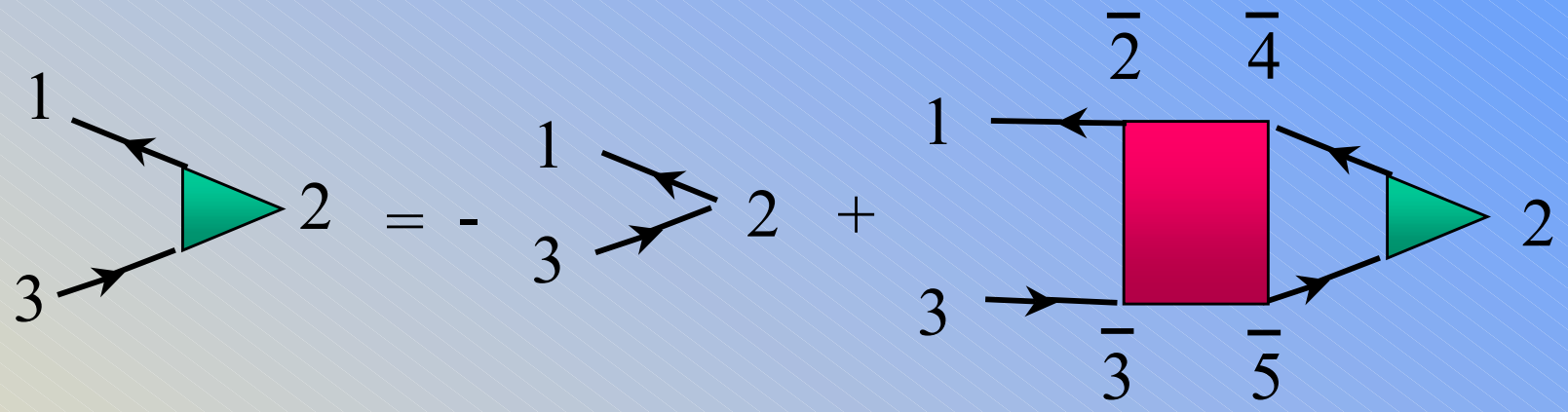
Last term is Hartree Fock ($\lim\omega\rightarrow\infty$). Multiply by G^{-1}, replace lower energy part results of TPSC

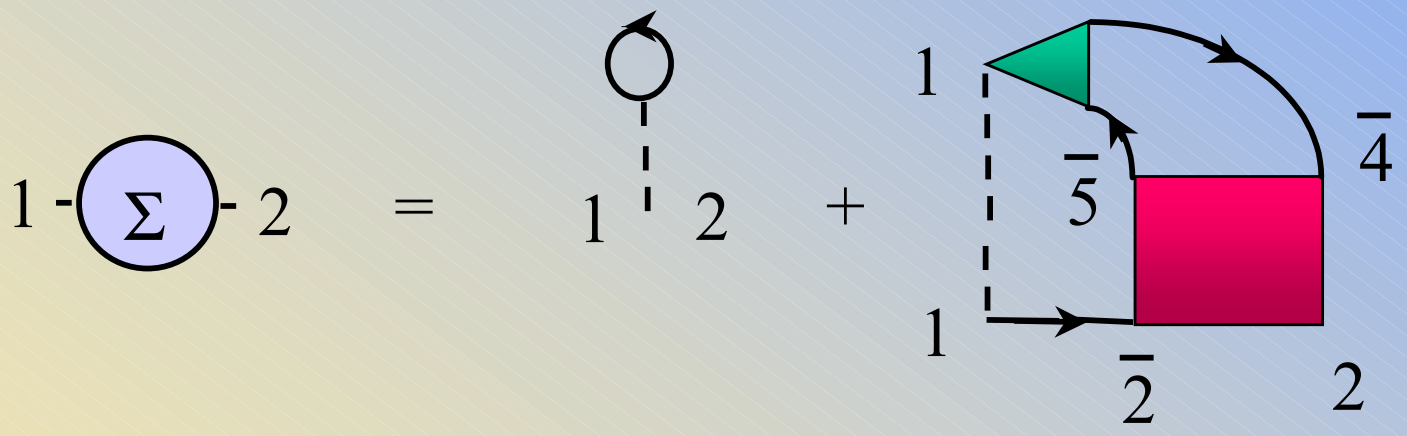
$$\Sigma^{(2)}_\sigma\left(1,2\right)=UG^{(1)}_{-\sigma}\left(1,1^+\right)\delta\left(1-2\right)-UG^{(1)}\left[\frac{\delta\Sigma^{(1)}}{\delta G^{(1)}}\frac{\delta G^{(1)}}{\delta\phi}\right]$$

Transverse+longitudinal for crossing-symmetry

$$\boxed{\Sigma^{(2)}_\sigma(k)=Un_{-\sigma}+\frac{U}{8}\frac{T}{N}\sum_q\left[3U_{sp}\chi^{(1)}(q)+U_{ch}\chi^{(1)}(q)\right]G^{(1)}_\sigma(k+q).}\quad(4)$$

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE





UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

A non-perturbative approach for both $U > 0$ and $U < 0$

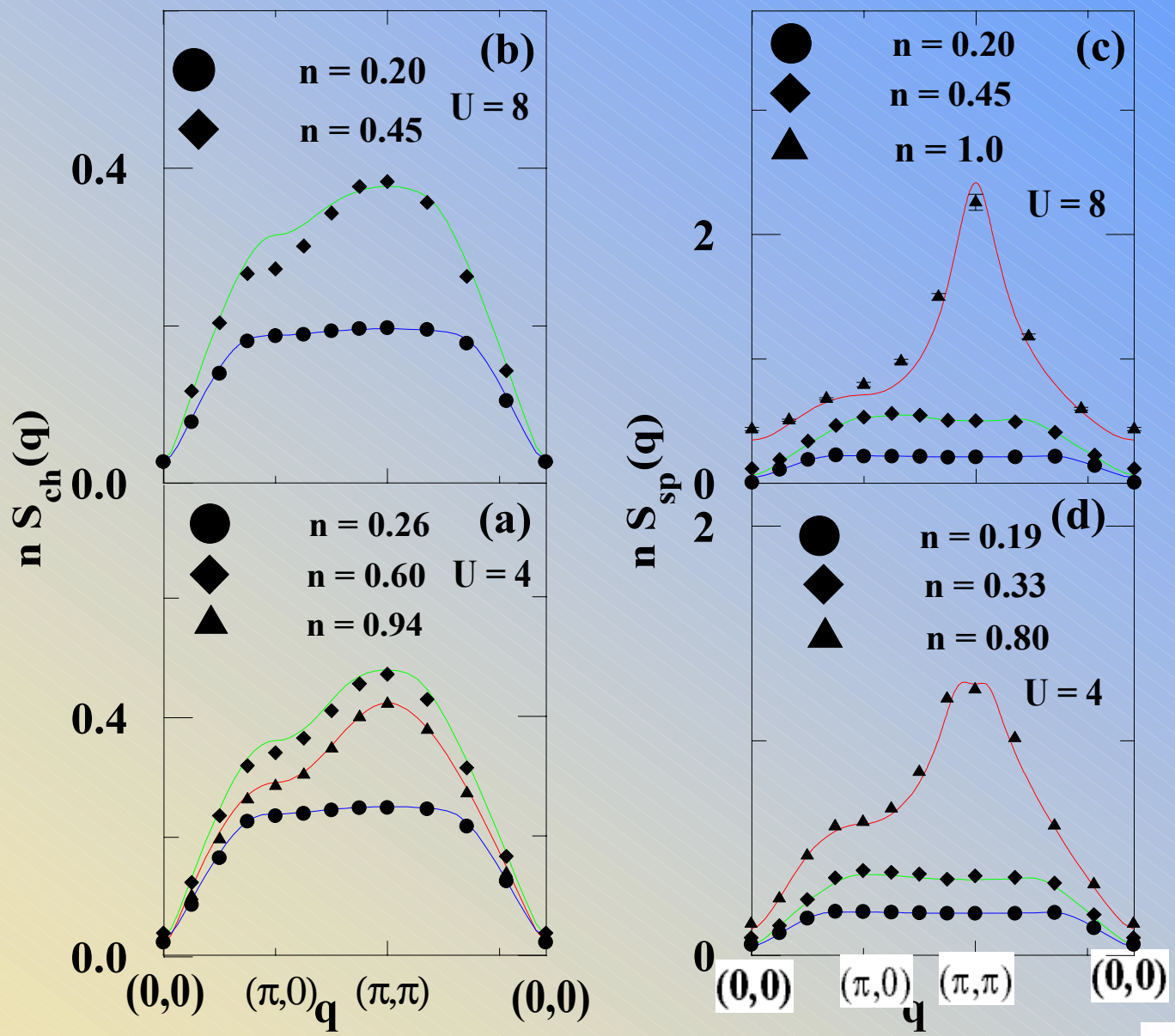
- Proofs that it works

U > 0

Notes:

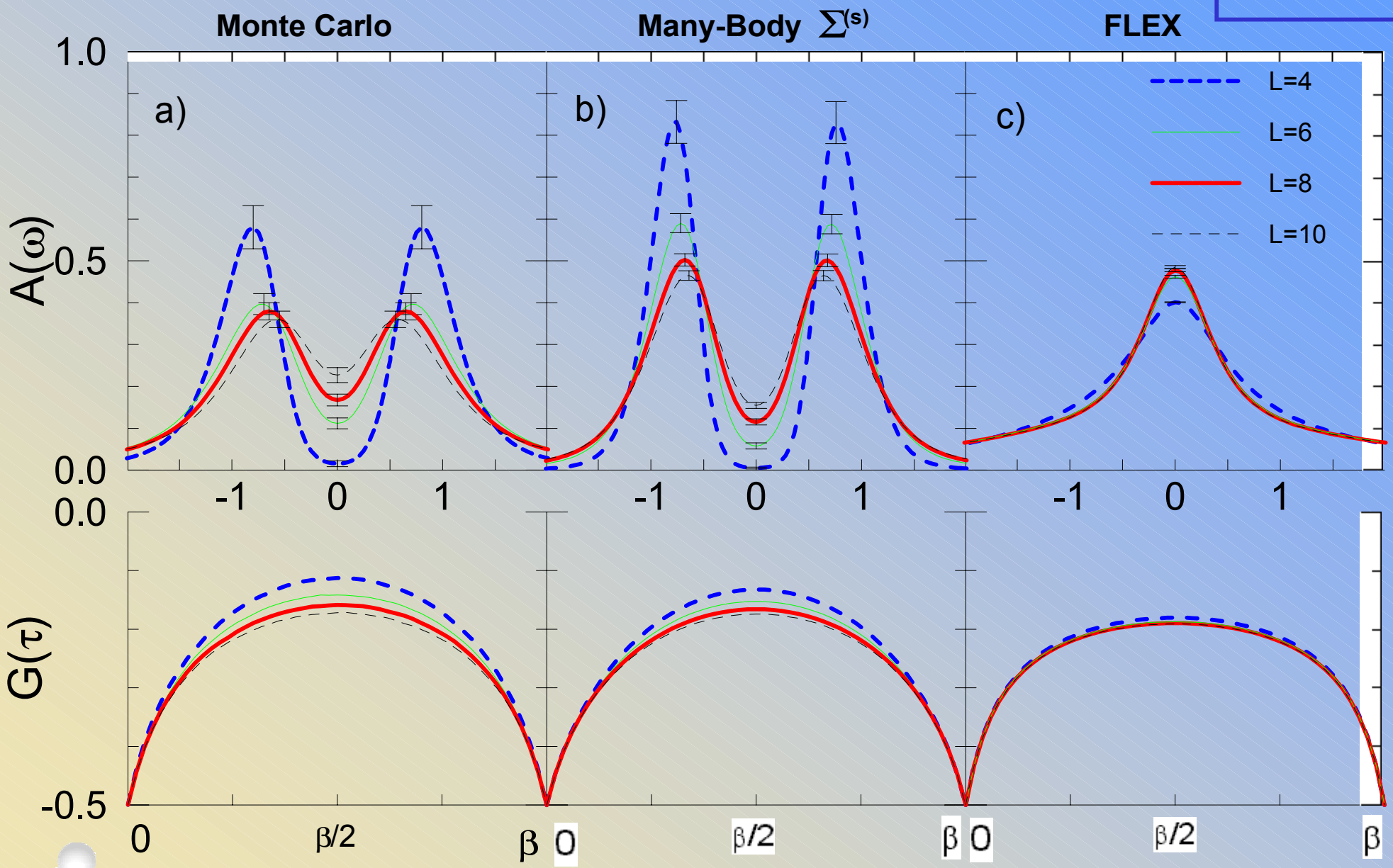
-F.L. parameters

-Self also Fermi-liquid



QMC + cal.: Vilk et al. P.R. B **49,** 13267 (1994)

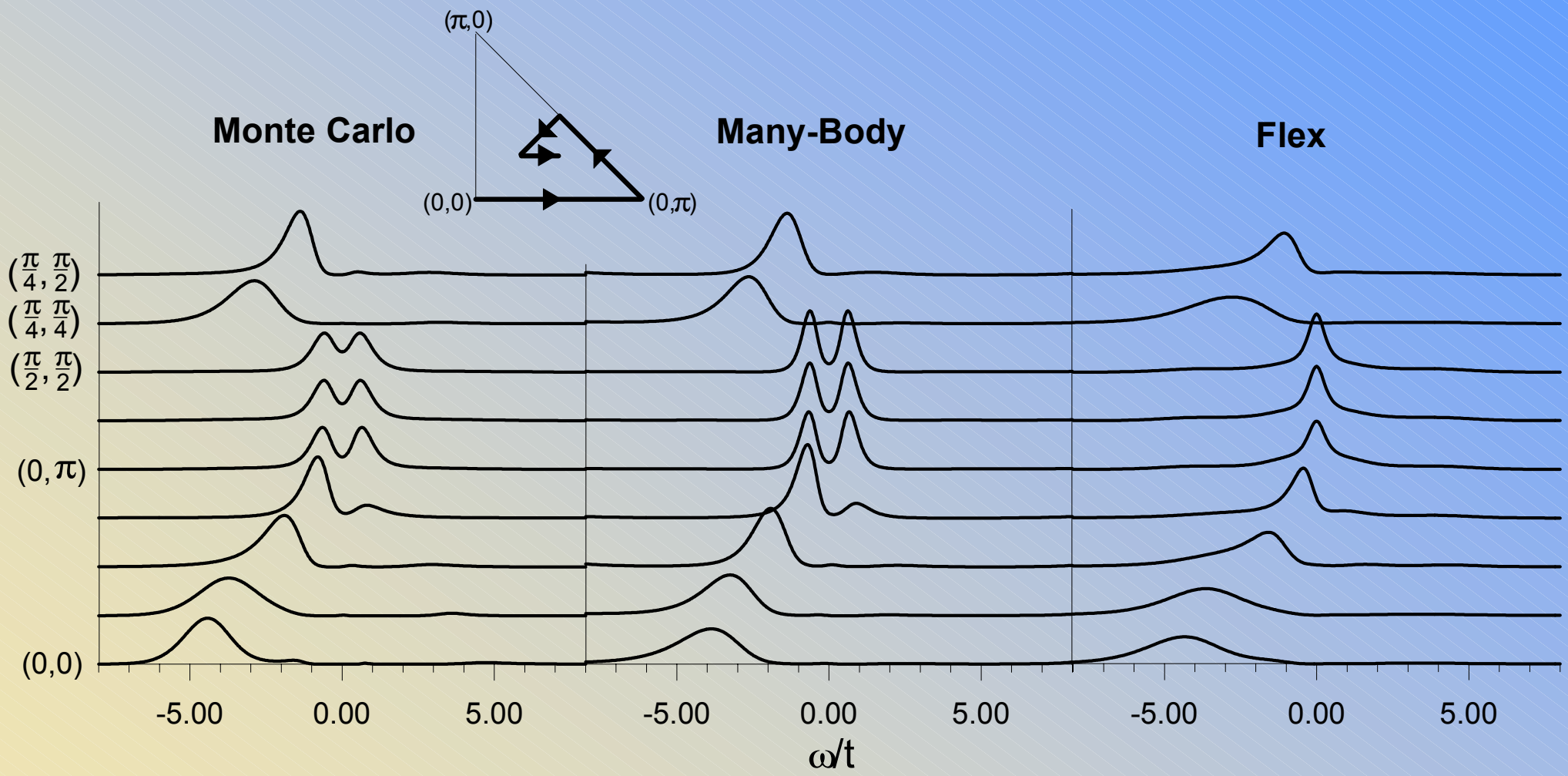
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE



Calc. + QMC: Moukouri et al. P.R. B 61, 7887 (2000).

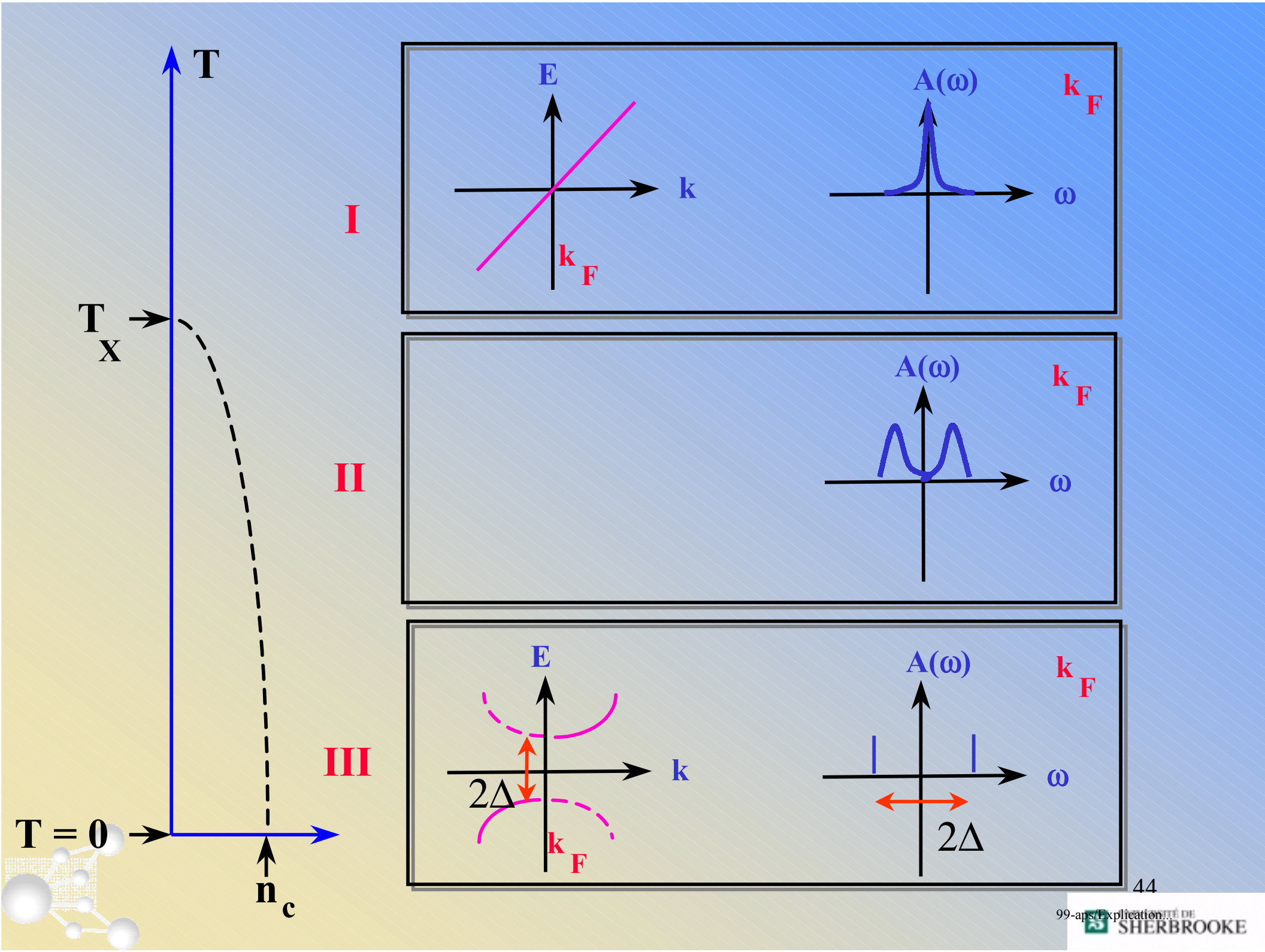
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

$U = +4$



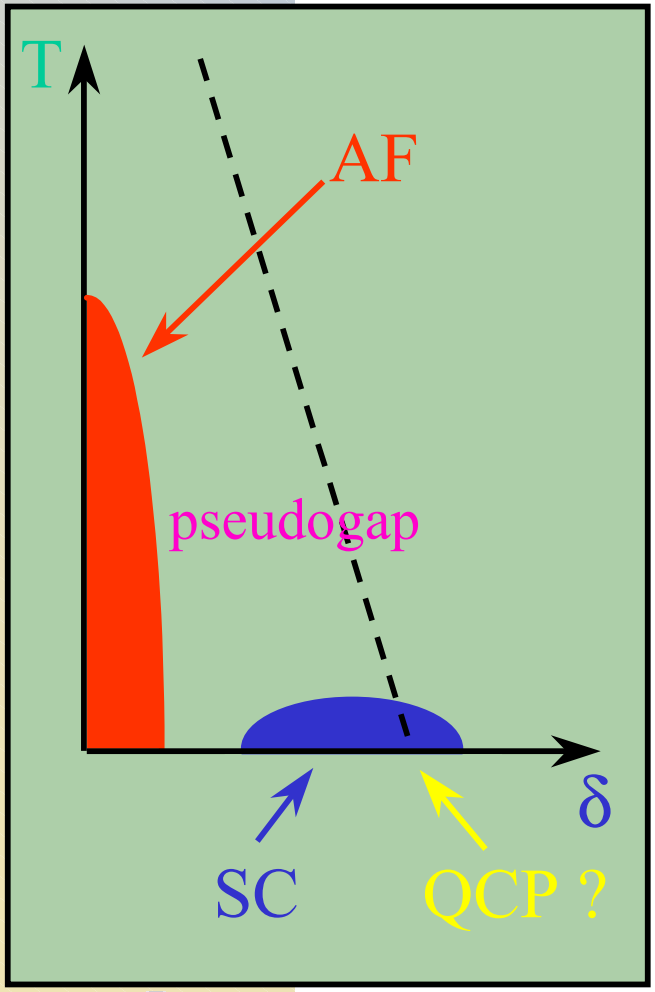
Calc. + QMC: Moukouri et al. P.R. B 61, 7887 (2000).

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE


T
T
X
T = 0
n
c
I
E
k
k
F
A(ω)
k
F
ω
II
A(ω)
k
F
ω
III
E
k
2Δ
k
F
A(ω)
k
F
ω
2Δ

U > 0

- Régime classique renormalisé pour les fluctuations de spin en régime pseudogap?



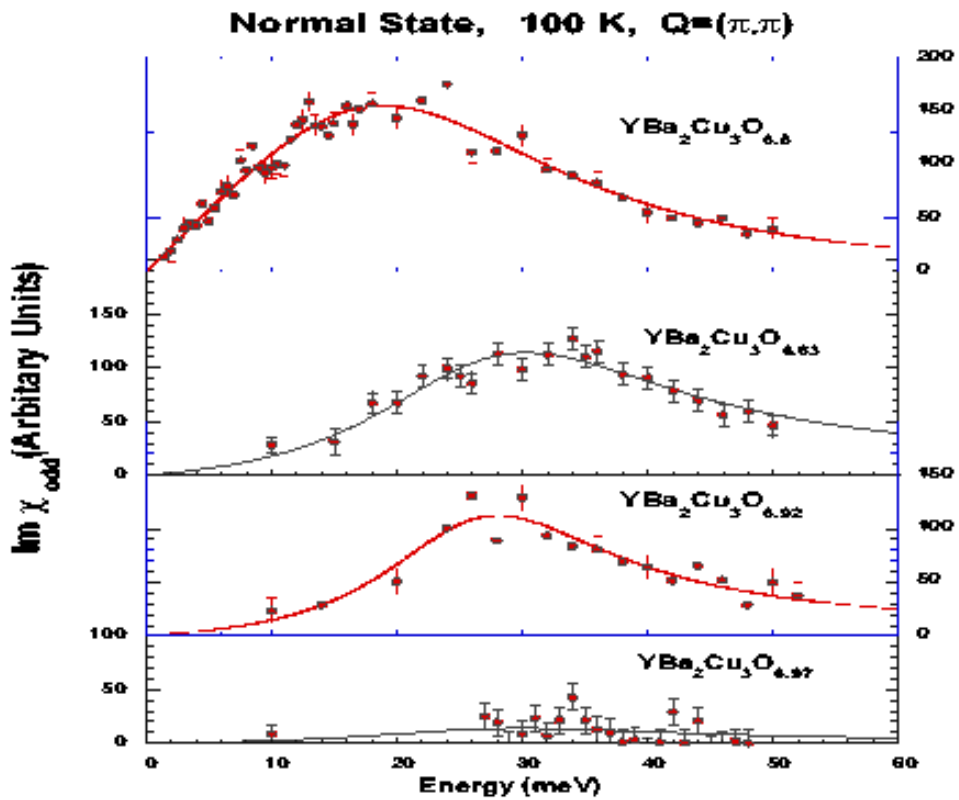
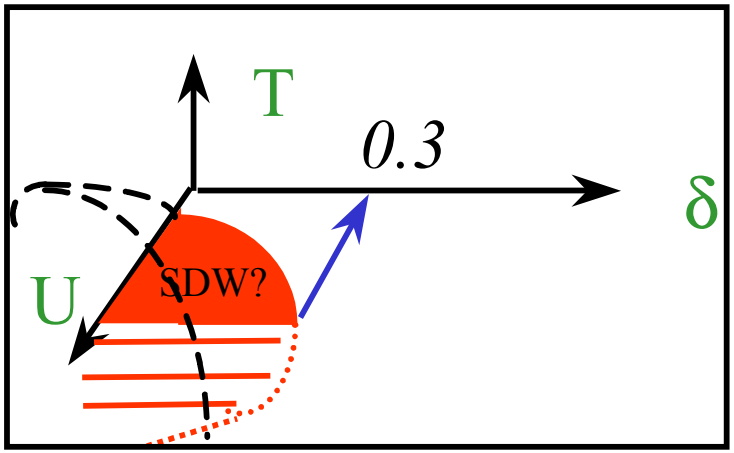


Figure 2: Normalized imaginary part of the spin susceptibility at the AF wavevector in the normal state, at T= 100 K, for four oxygen contents in YBCO (T_c=15,85,91,92.5 K for x=0.5,0.83,0.92,0.97 respectively). These curves have been normalized to the same units using standard phonon calibration[14] (100 counts in the vertical scale roughly correspond to ~ 350 μ_B^2/eV i absolute units) (from[10]).

Philippe Bourges cond-mat/0009373

$U > 0$



- Point critique quantique en, *d* = 2:

- Instabilité à *q incommensurable*
- Dopage maximal : *0.315*

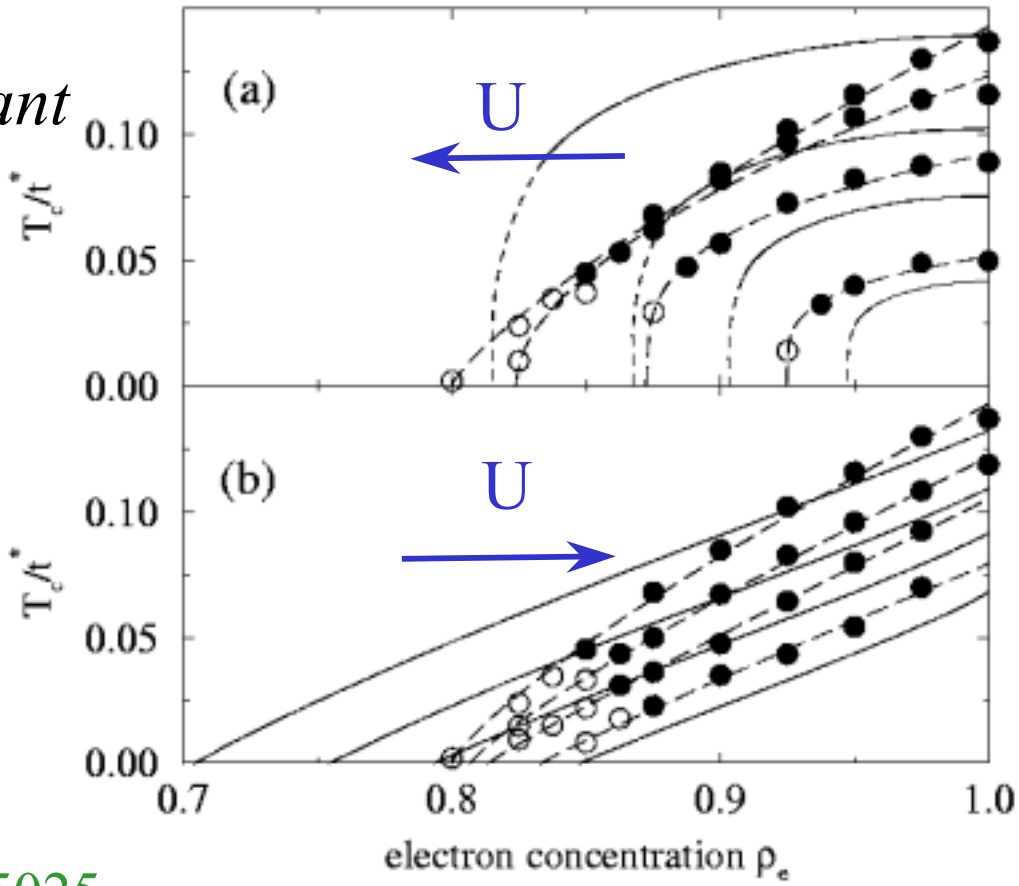
Vilk et al. P.R. B **49**, 13267 (1994)

- Décroissance avec *U croissant*

$U < W$

$d = infini$ →

$U > W$



Freericks, Jarrell cond-mat/9405025

Results of the analogous procedure for $U < 0$

$$\boxed{U_{pp} = U\frac{\langle(1-n_\uparrow)n_\downarrow\rangle}{\langle 1-n_\uparrow\rangle\langle n_\downarrow\rangle}.} \tag{5}$$

$$\chi_p^{(1)}(q) = \frac{\chi_0^{(1)}(q)}{1+U_{pp}\chi_0^{(1)}(q)} \tag{6}$$

$$\boxed{\frac{T}{N}\sum_q \chi_p^{(1)}(q)\exp(-iq_n 0^-) = \langle\Delta^\dagger\Delta\rangle = \langle n_\uparrow n_\downarrow\rangle} \tag{7}$$

$$\Sigma^{(1)} \simeq \frac{U}{2} - \frac{U_{pp}(1-n)}{2} \tag{8}$$

$$\boxed{\Sigma_\sigma^{(2)}(k) = Un_{-\sigma} - U\frac{T}{N}\sum_q U_{pp}\chi_p^{(1)}(q)G_{-\sigma}^{(1)}(q-k)} \tag{9}$$

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Satisfies Pauli principle and generalization of $f-$sum rule

$$\int \frac{d\omega}{\pi} \operatorname{Im} \chi^{(1)}(\mathbf{q},\omega) = \left\langle \left[\Delta_{\mathbf{q}}(0), \Delta_{\mathbf{q}}^{\dagger}(0) \right] \right\rangle = 1 - n \quad ; \quad \forall \mathbf{q} \tag{10}$$

$$\int \frac{d\omega}{\pi} \omega \operatorname{Im} \chi^{(1)}(\mathbf{q},\omega) = \left[\frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \left(\varepsilon_{\mathbf{k}} + \varepsilon_{-\mathbf{k}+\mathbf{q}} \right) \left(1 - 2 \left\langle n_{\mathbf{k}\uparrow} \right\rangle \right) \right] \tag{11}$$

$$-2 \left(\mu^{(1)} - \frac{U}{2} \right) (1 - n) \quad ; \quad \forall \mathbf{q} \tag{12}$$

Internal accuracy check (For both $U > 0$ and $U < 0$).

$$\frac{1}{2} \operatorname{Tr} \left[\Sigma^{(2)} G^{(1)} \right] = \lim_{\tau \to 0^-} \frac{T}{N} \sum_{k} \Sigma_{\sigma}^{(2)}(k) \, G_{\sigma}^{(1)}(k) \, e^{-ik_n \tau} = U \left\langle n_{\uparrow} n_{\downarrow} \right\rangle$$

Check : $\operatorname{Tr} \left[\Sigma^{(2)} G^{(1)} \right] \sim \operatorname{Tr} \left[\Sigma^{(2)} G^{(2)} \right]$

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

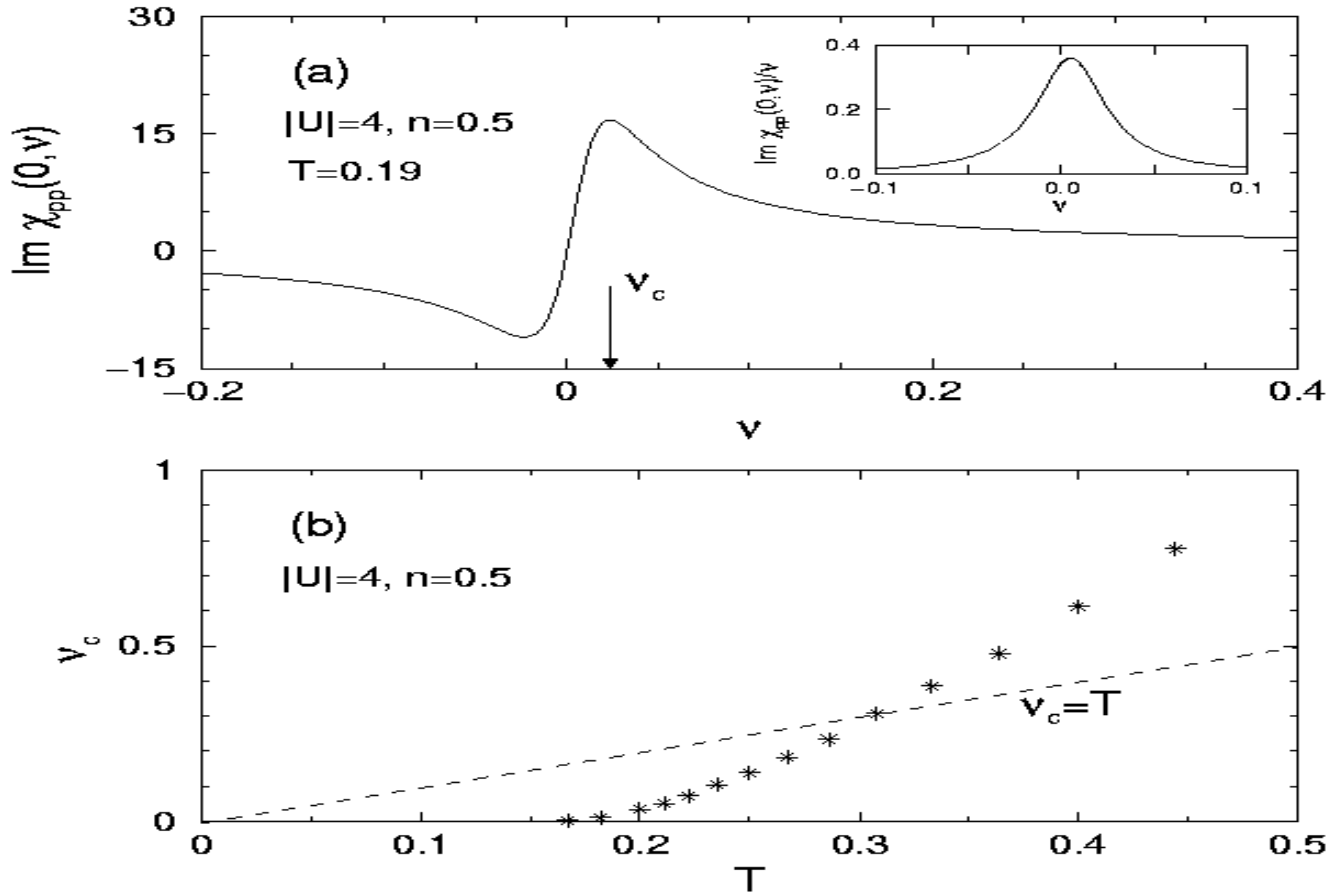
Results:

- Mechanism for pseudogap

U = - 4

- (analogous to $U > 0$) : Vilk *et al.* Europhys. Lett. 33, 159 (1996)
  Pines, Schmalian (98)

- Enter the renormalized-classical regime. N.B. $d = 2$

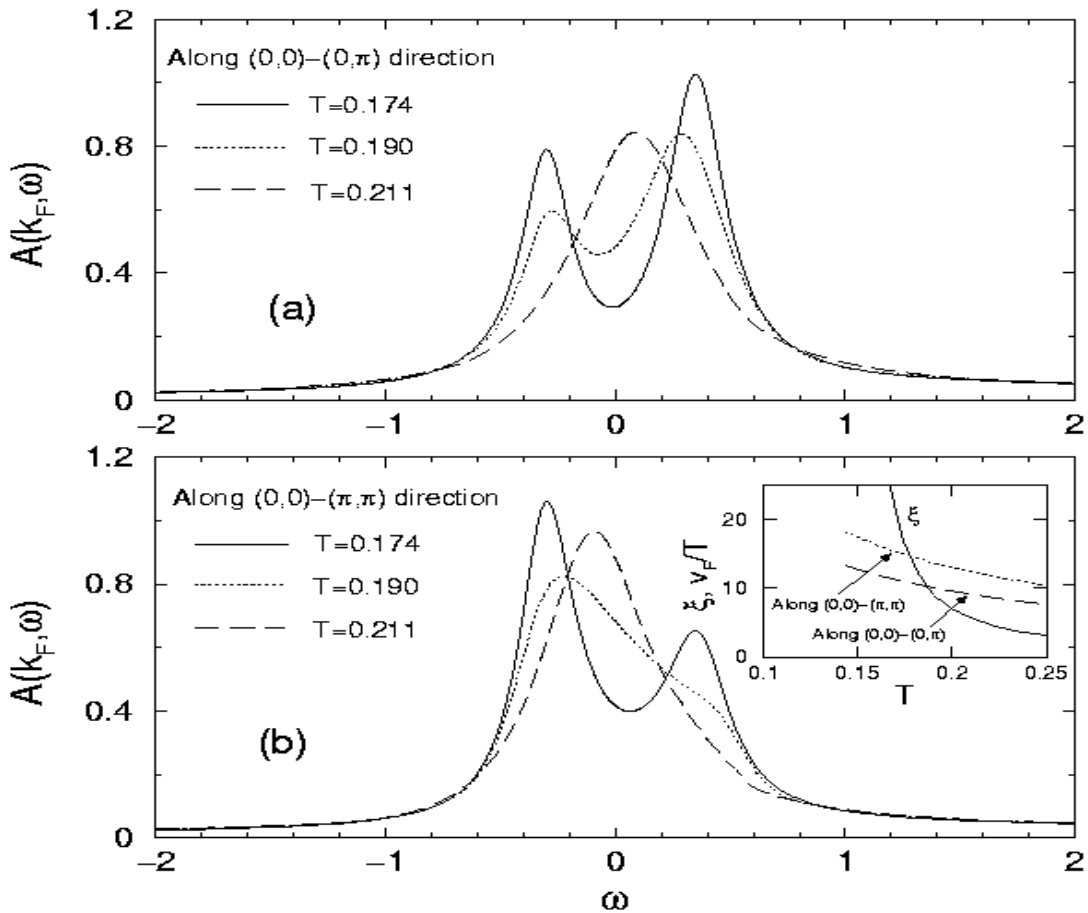


Results:

- Mechanism for pseudogap

U = - 4

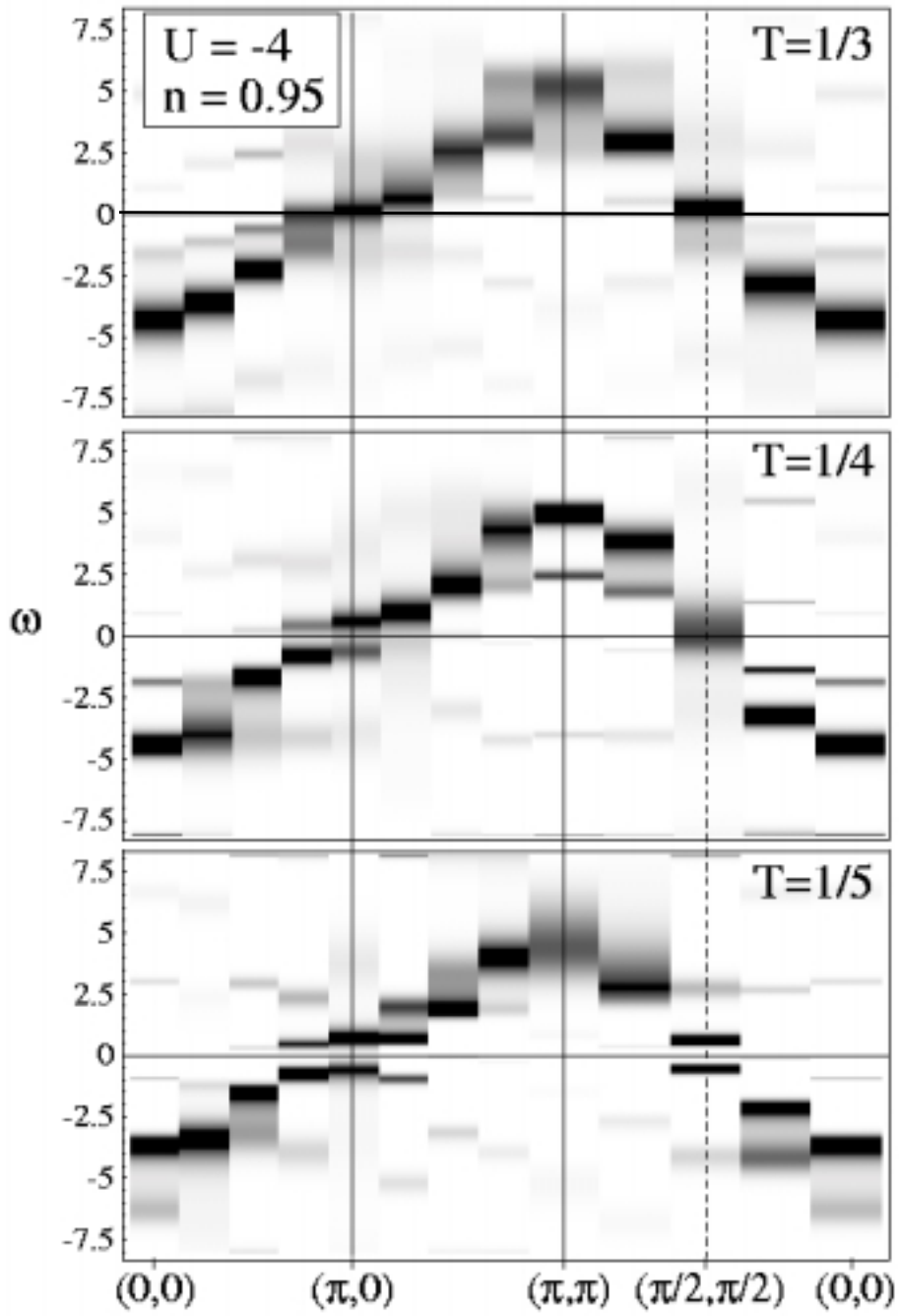
- Pairing correlation length larger than single-particle thermal de Broglie wavelength (v_F / T)



$\xi \sim 1.3\, \xi_{th}$

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

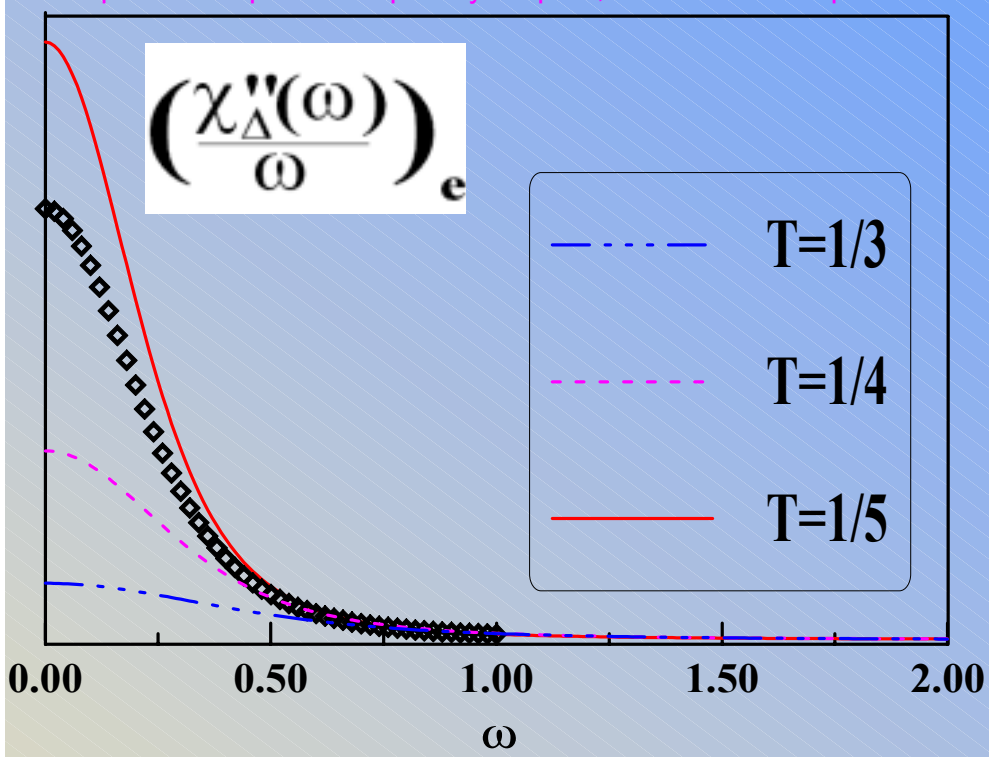
Mechanism for pseudogap formation in the attractive model:



U = - 4

$d = 2$ is **crucial**

Even part of the pair susceptibility at q = 0, for different temperatures



Allen, et al. P.R. L **83**, 4128 (1999)

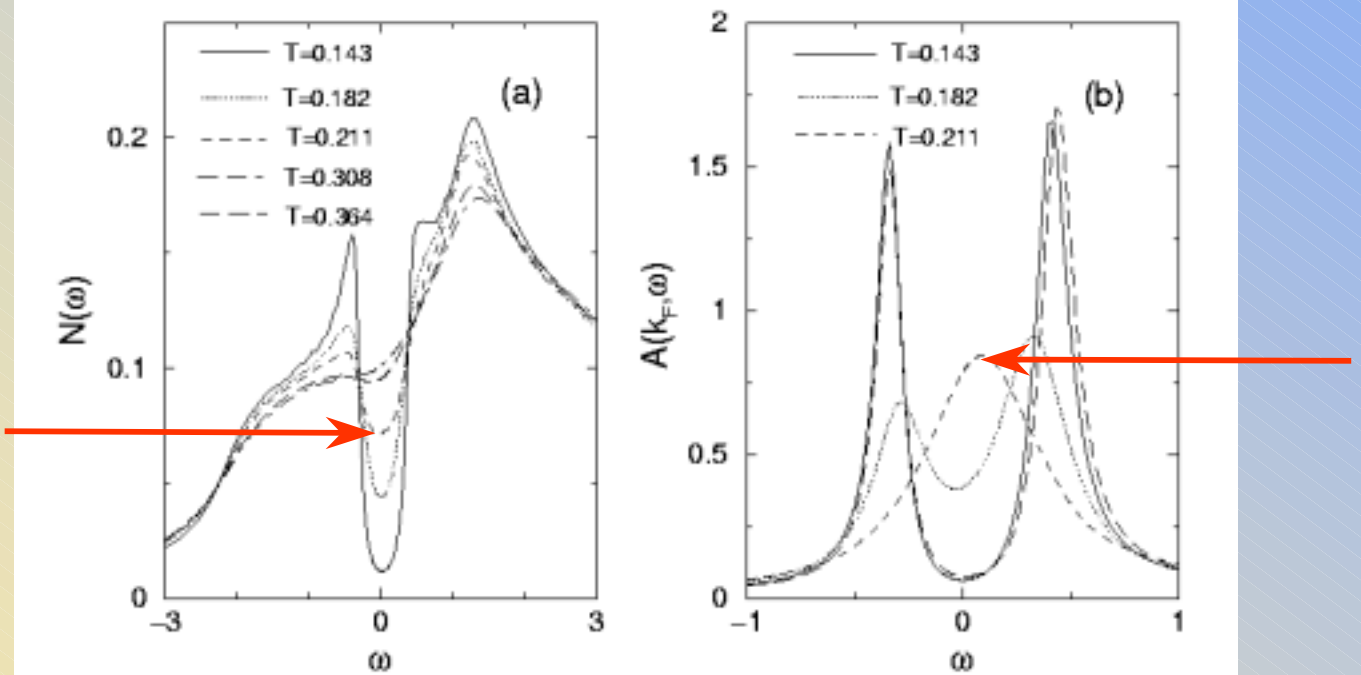
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Results:

- Spectral weight rearrangement

U = - 4

- Pseudogap appears first in total density of states
- Fills in instead of opening up
- Rearrangement over huge frequency scale compared with either T or ΔT. ($\Delta T \sim 0.03$, $T \sim 0.2$, $\Delta\omega \sim 1$)



UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

U < 0

Pairing-fluctuation induced pseudogap

- Slightly Overdoped High-Tc Superconductor $TlSr_2CaCu_2O_{6.8}$

  Guo-qing Zheng *et al.*, P. R. L. **85**, 405 (2000)

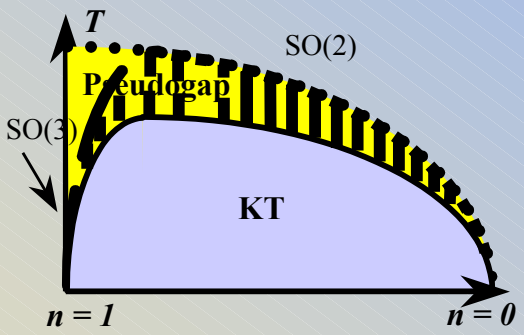
  - Pseudogap in Knight shift and NMR relaxation strongly ***H*** dependent, contrary to underdoped (up to *23 T*).

- Underdoped in a range $\Delta T \sim 15\ K$ near T_c see evidence for renormalized classical regime (*KT* behavior).

  Corson *et al.*Nature, **398**, 221 (1999).

- Higher symmetry group creates large range of *T* where there is a pseudogap.

  Allen et al. P.R.L. **83**, 4128 (1999)



UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

(d) En approchant à partir du couplage fort

- Traitement perturbatif direct difficile :
  - Pas de théorème de Wick
  - Apparemment non-causal
    - (S. Pairault, D. Senechal, A.-M. S. T. Eur. Phys. J. B 16, 85 (2000))

- Bosons et fermions esclaves
  - $c^{+}_{\uparrow}(1 - n_{\downarrow}) \rightarrow f_{\uparrow} b^{+}$ ou $f\ b^{+}_{\uparrow}$
  - Contrainte: $(\Sigma_{\sigma} f_{\sigma}^{+} f_{\sigma}) + b^{+} b = 1$
    - Champ moyen : contrainte avec multiplicateur de Lagrange

- Théorie de jauge
  - $f^{+}_{\uparrow} \rightarrow e^{i\theta} f^{+}_{\uparrow}$
  - $b \rightarrow e^{-i\theta} b$
  - $\lambda \rightarrow \lambda + \delta\theta / \delta\tau$

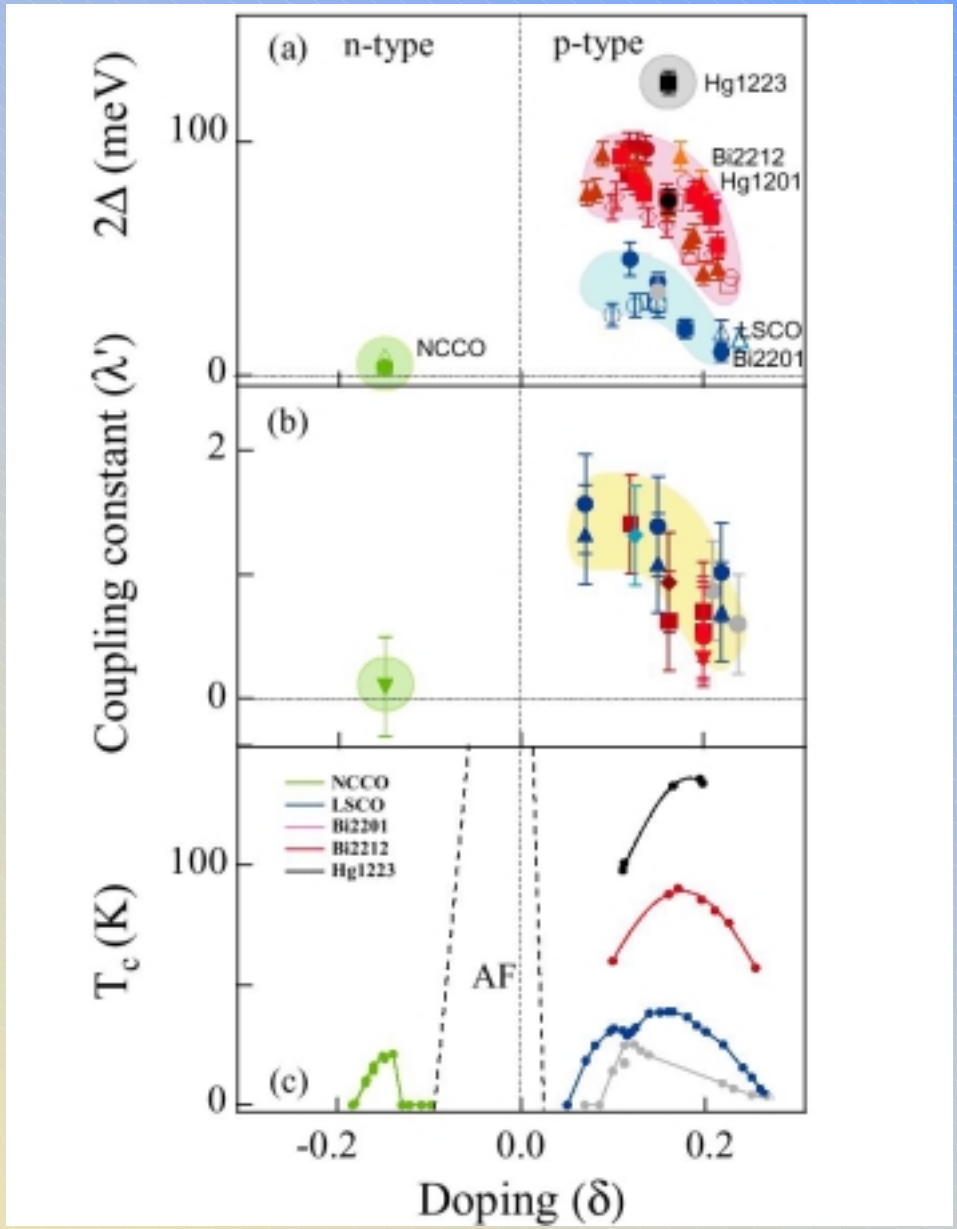
- Théorie de jauge:
  - Brise la symétrie de jauge
  - Calculer la masse du champ de jauge (stable si massif)
  - Trouver les excitations topologiques
    - (porteurs de charge proportionnels à δ)

- Il y a des ambiguités (Fermions ou bosons esclaves?)
  - *e.g.* limite $J = 0$ (Nagaoka)

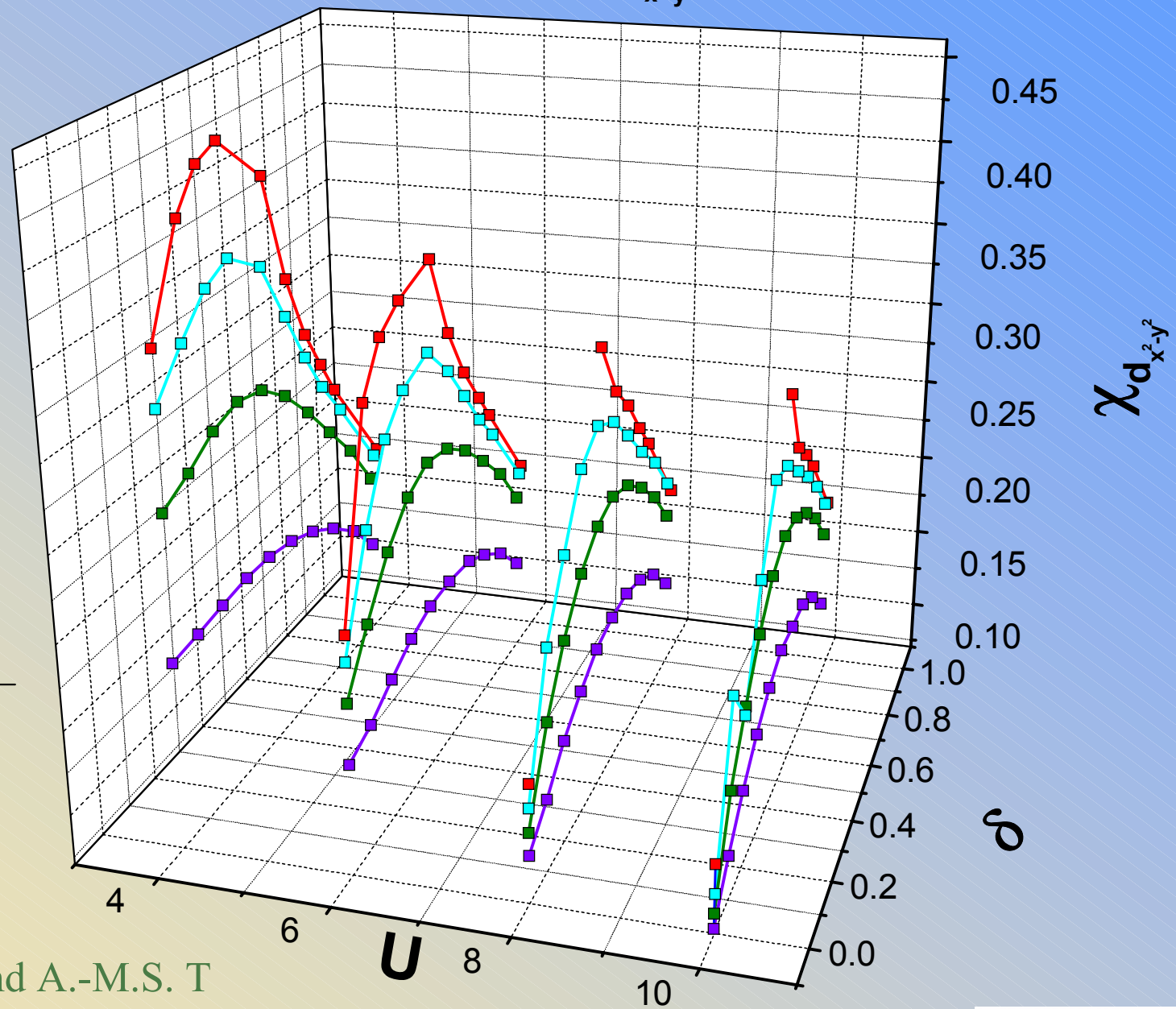
    (Daniel Boies, F. Jackson and A.-M.S. T. Int. J. Mod. Phys. ***9****, 1001 (1995))*

- Séparation spin-charge

(e) Phonons


(a)
n-type
p-type
Hg1223
Bi2212
Hg1201
LSCO
Bi2201
NCCO
2Δ (meV)
100
0
(b)
Coupling constant (λ')
2
0
NCCO
LSCO
Bi2201
Bi2212
Hg1223
AF
(c)
T_c (K)
100
0
-0.2
0.0
0.2
Doping (δ)

Susceptibilité de paires de type $d_{x^2-y^2}$ pour un réseau 6x6



Oxygènes utiles!

$$\chi'_d = \frac{\chi_d}{1 - V\chi_d}$$

J.-S. Landry and A.-M.S. T

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

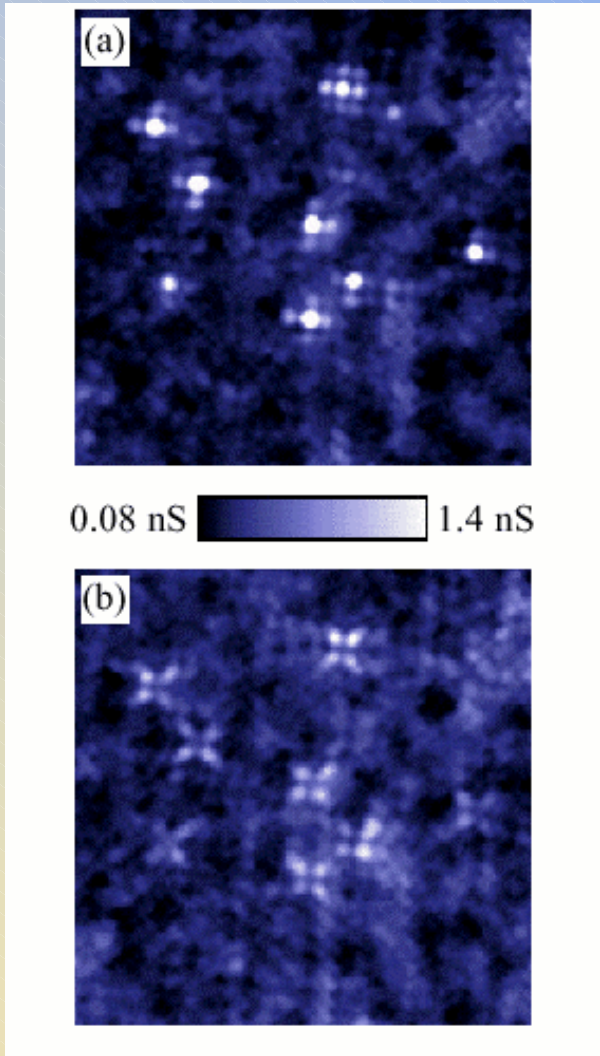
(f) Inhomogénéités

- Désordre est important dans les sous-dopés
  - Même sans interaction compliqué: localisation
  - Outils théoriques principaux: moyennage sur impuretés, répliques

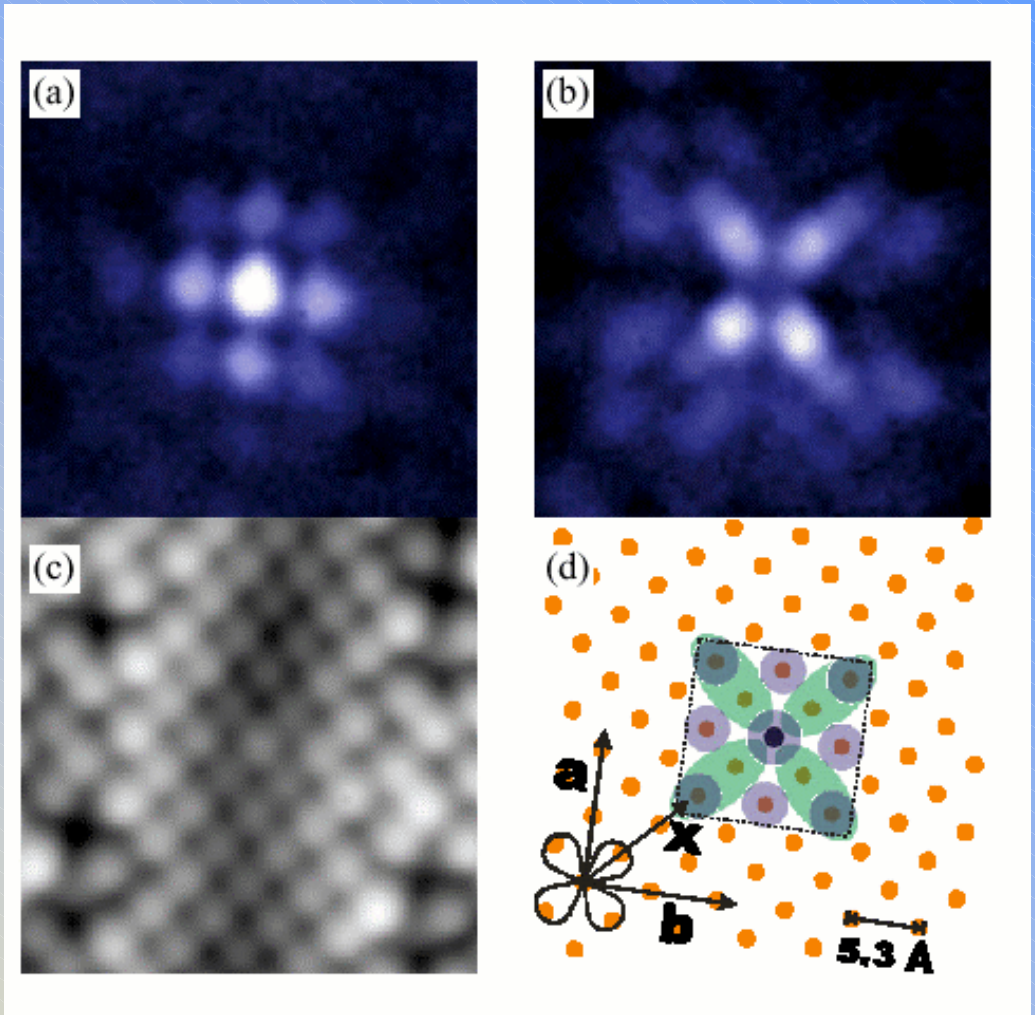
- Instabilités vers des fondamentaux inhomogènes
  - $\mathbf{S_Q} \cdot \mathbf{S_Q}\, \rho_{-2Q}$
    - *n = 1 « anti-rayures » magnétiques*
    - *n = 0.5 « rayures chargées»*

- Utiliser les impuretés comme outil diagnostique pour les supra
  - Compliqué : effet Kondo etc…

Inhomogénéités



Impuretés



E.W. Hudson *et al.* cond-mat/0104237

Voir aussi : C. Howald, P. Fournier, A. Kapitulnik cond-mat/0101251

(g) Critique quantique….

V. Conclusion

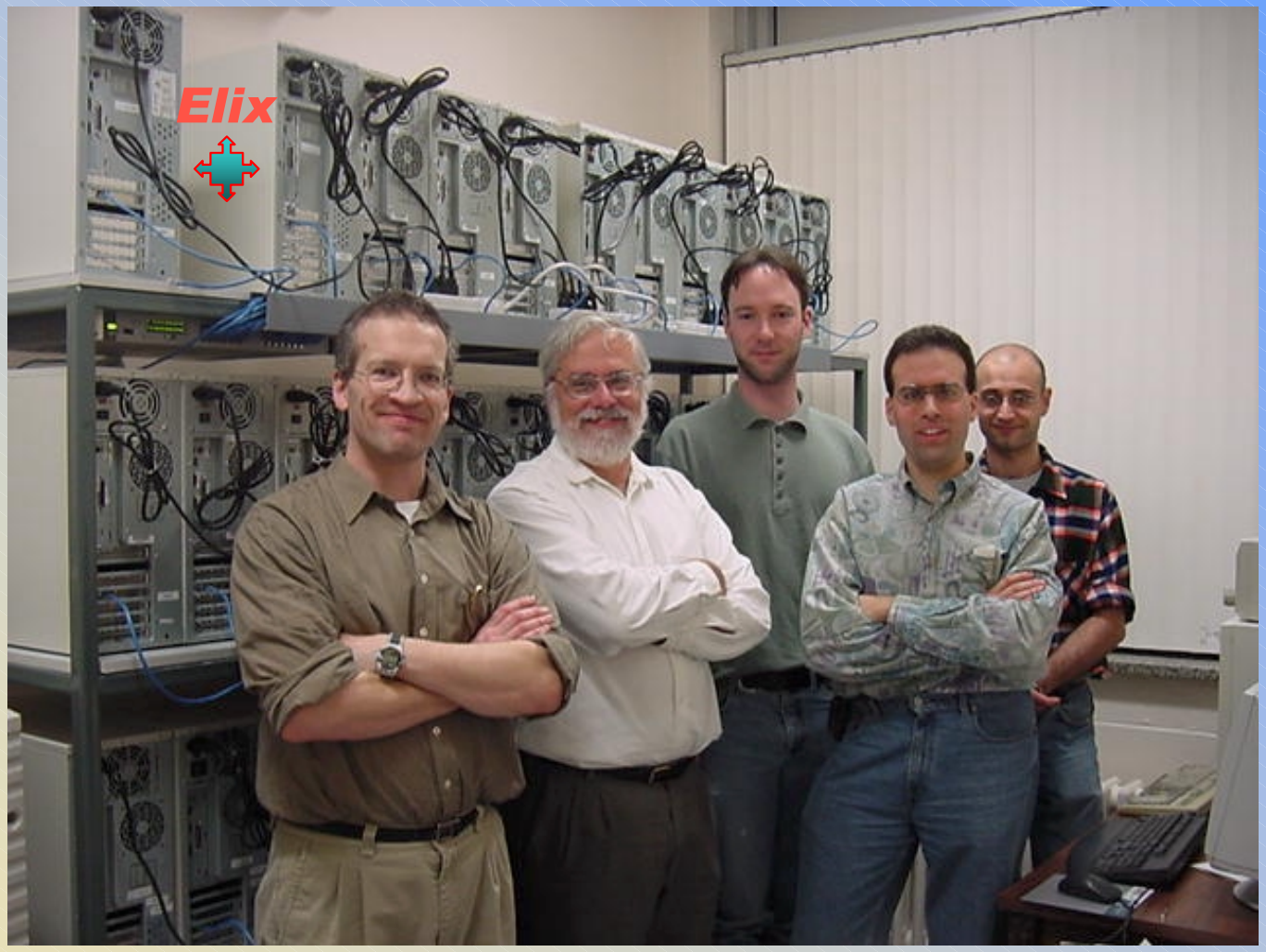
- Le pseudogap résume les propriétés anormales de l'état « normal»
- Mal compris
  - Doit être compris pour comprendre le diagramme de phase et la supraconductivité

- C'est une motivation pour un grand champ de connaissances dans plusieurs domaines

- Les méthodes doivent être développées en même temps

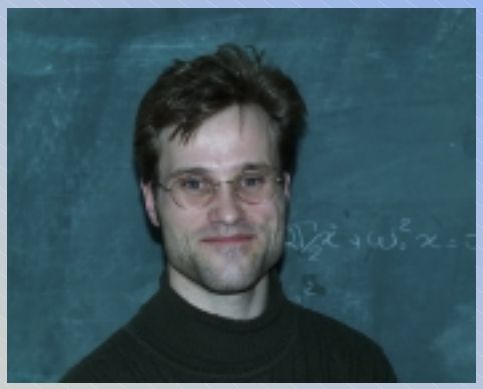
- Sociologie

Michel Barrette Mehdi Bozzo-Rey



David Sénéchal A.-M.T. Alain Veilleux

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE



Steve Allen

Liang Chen

Yury Vilk

François Lemay

Bumsoo Kyung

Samuel Moukouri

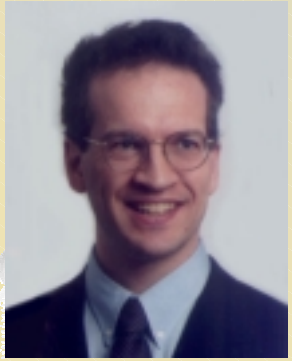
David Poulin

Hugo Touchette

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

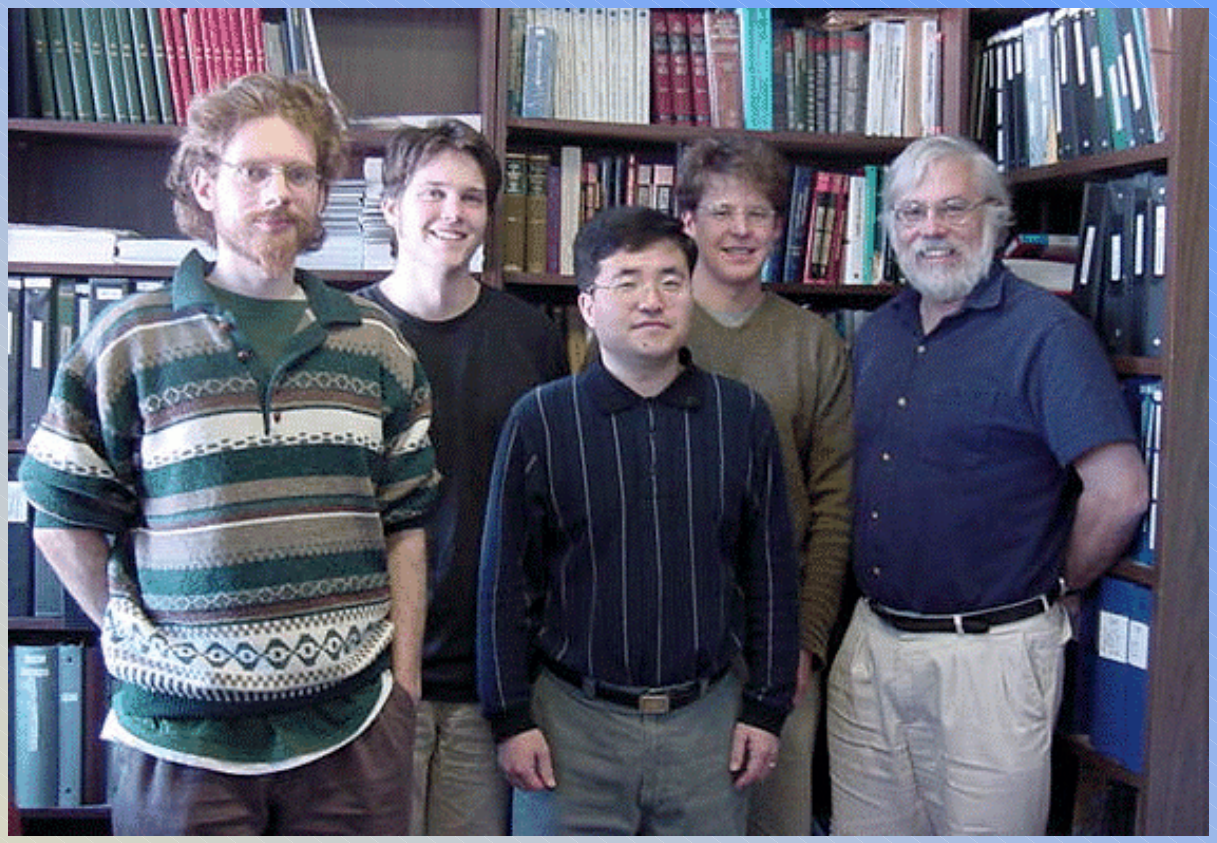
Claude Bourbonnais

R. Côté



D. Sénéchal

Sébastien Roy Alexandre Blais



Jean-Sébastien Landry A-M.T.

Bumsoo Kyung

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

- Comment comprendre les systèmes électroniques qui ont à la fois un caractère localisé et délocalisé?
- Pourquoi les organiques et les hauts Tc ont-ils des états à symétrie brisée où les quasiparticules semblent réapparaître?
- Pourquoi le condensat est-il plus petit que ce à quoi on pourrait s'attendre de la forme de la surface de Fermi?
- Y a-t-il de nouvelles excitations élémentaires qui pourraient résumer et expliquer simplement les propriétés anormales de ces systèmes?
- Les points critiques quantiques jouent-ils un rôle important dans la physique de ces systèmes?
- Y a-t-il de nouveaux types de symétrie brisée?
- Comment construire une approche théorique qui peut tenir compte à la fois du couplage fort et des fluctuations $d = 2$?
- Quelle est l'origine de la supra type d dans les supraconducteurs à haute température?

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

cond-mat/0101251
C. Howald, P. Fournier, A. Kapitulnik

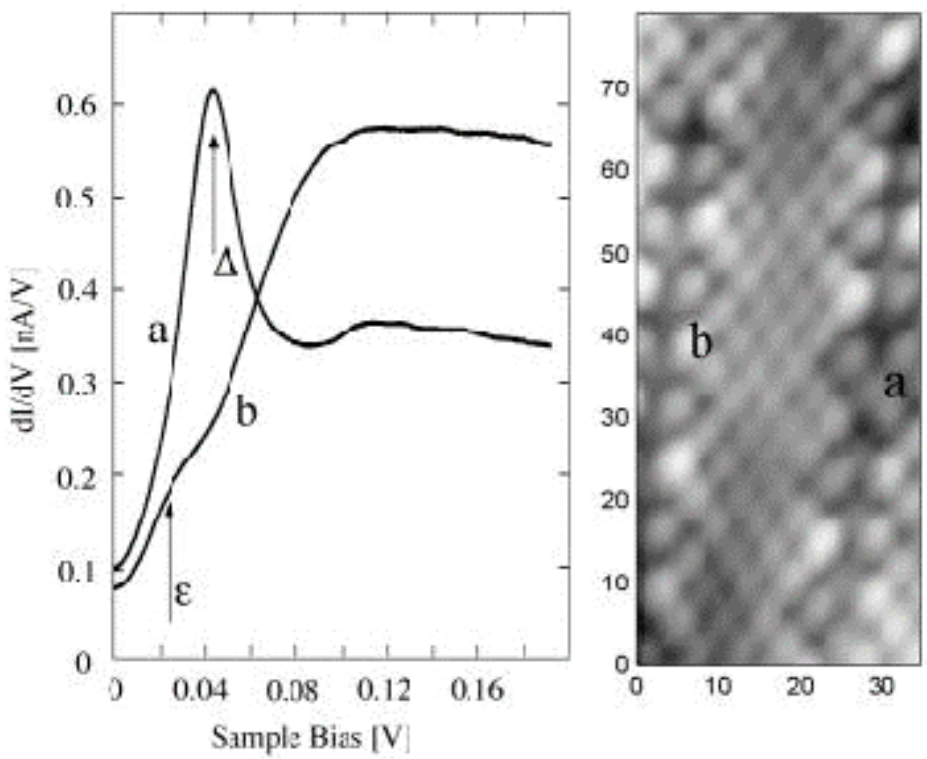


FIG. 3. Extremal dI/dV from the region shown in figure 2. Location of the spectra indicated in the topograph (right). Note that the two spectra are taken at equivalent positions with respect to the superstructure. In the spectra, Δ represents the gap energy while ϵ marks the kink energy, related to the size of the "bad" superconductor region (see text).

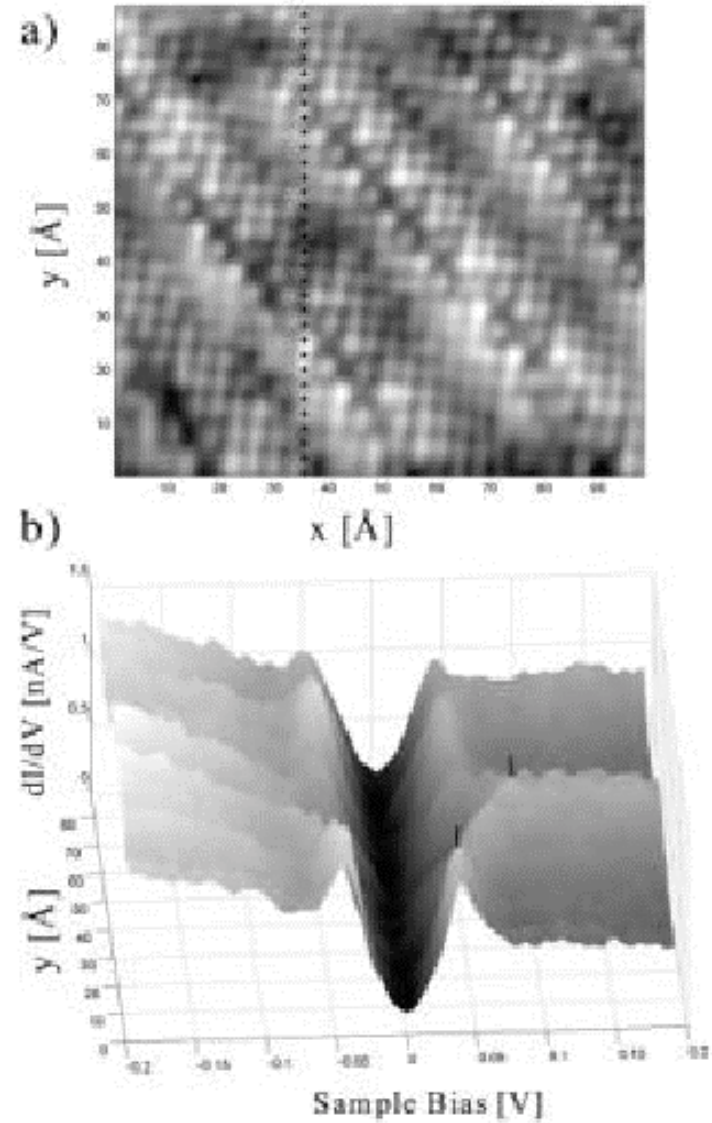


FIG. 1. Typical topographic scan of a 100 Å x 90 Å area (a). Dotted line marks the location of the spectroscopic scans shown in the lower figure (b). The two bold lines in the scan mark the extreme spectra discussed in the text.

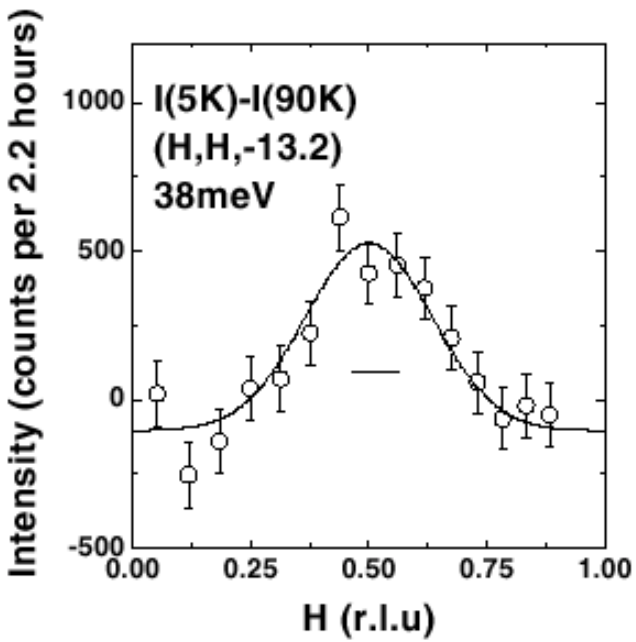


FIG. 3. Difference spectrum of the neutron intensities at $T = 5$ K ($<T_c$) and $T = 90$ K ($>T_c$), at energy 38 meV. The bar represents the instrumental momentum resolution; the line is a guide to the eye.

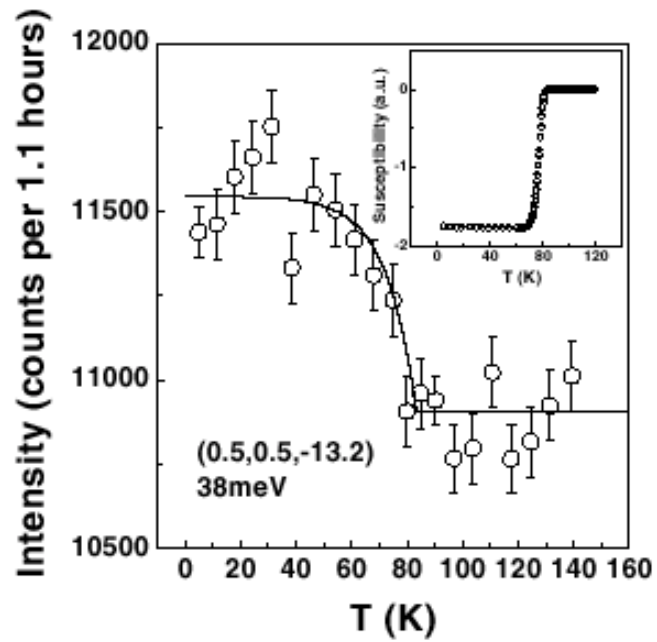


FIG. 4. Temperature dependence of the neutron intensity at energy 38 meV and wave vector $\mathbf{Q} = (0.5, 0.5, -13.2)$. The intensity falls to a background level above $T_c = 83$ K. The line is a guide to the eye. The inset shows a measurement of the uniform magnetization of a sample from the same batch in an applied field of 10 G.

Regnault, Keimer, P.R.L. 86, 1610 (2001)

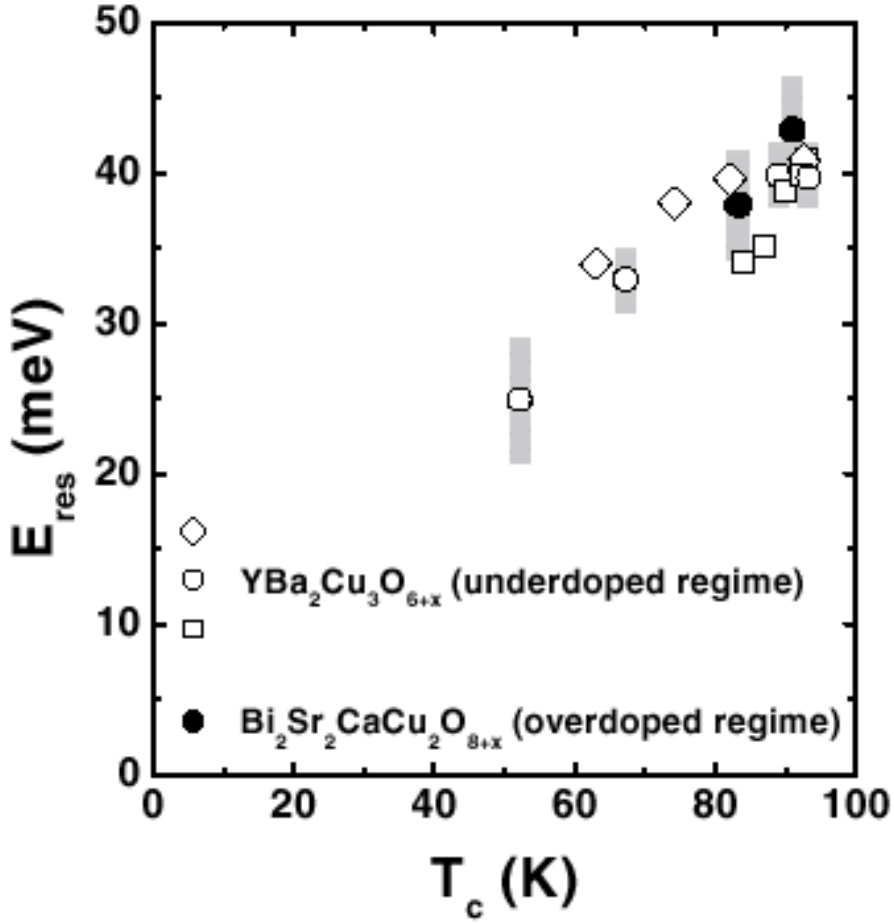


FIG. 5. A synopsis of the resonance peak energy E_{res} in underdoped and optimally doped $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (open symbols, with squares from Ref. [5], circles from Ref. [6], and diamonds from Ref. [7]) and optimally doped and overdoped $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (closed symbols, from Ref. [8] and present work), plotted as a function of the superconducting transition temperature T_c. The shaded areas indicate measures of (or upper bounds on) the intrinsic width of the peak. The error bar on the peak position is of the order of the symbol size.

Regnault, Keimer, P.R.L. 86, 1610 (2001)