

Effet Kondo dans une géométrie triterminale

Julien Salomez

Plan de l'exposé

- 1-Introduction à l'effet Kondo
- 2-Introduction de la géométrie triterminale
- 3-Etude des effets de taille finie dans une géométrie triterminale
 - 3.1- Groupe de renormalisation et calcul perturbatif de la conductance à $T \gg T_K$ - implications sur le calcul de la température Kondo
 - 3.2- Conductance à $T < T_K$ - Approche bosons esclaves en champ moyen
 - 3.3- Etude du système à $T \ll T_K$.

Première partie

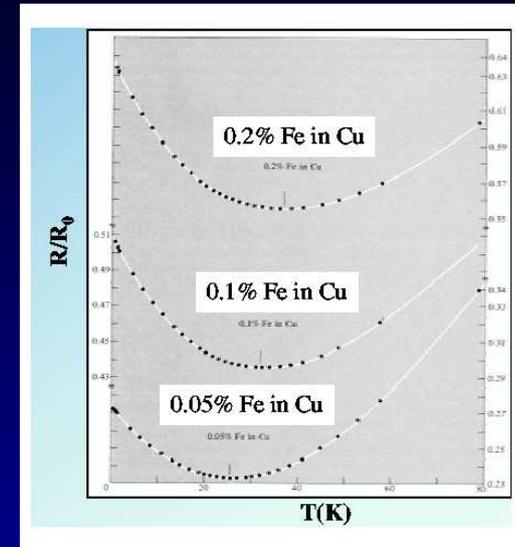
Introduction à l'effet Kondo

Effet Kondo dans un métal

- Minimum de la résistance
→ interaction d'échange antiferromagnétique entre électrons de conduction et impuretés magnétiques

$$H =$$

$$\frac{1}{2} \sum_{kk' ss'} J_{kk'} c_{ks}^\dagger \vec{\sigma}_{ss'} \cdot \vec{S} c_{k's'}$$

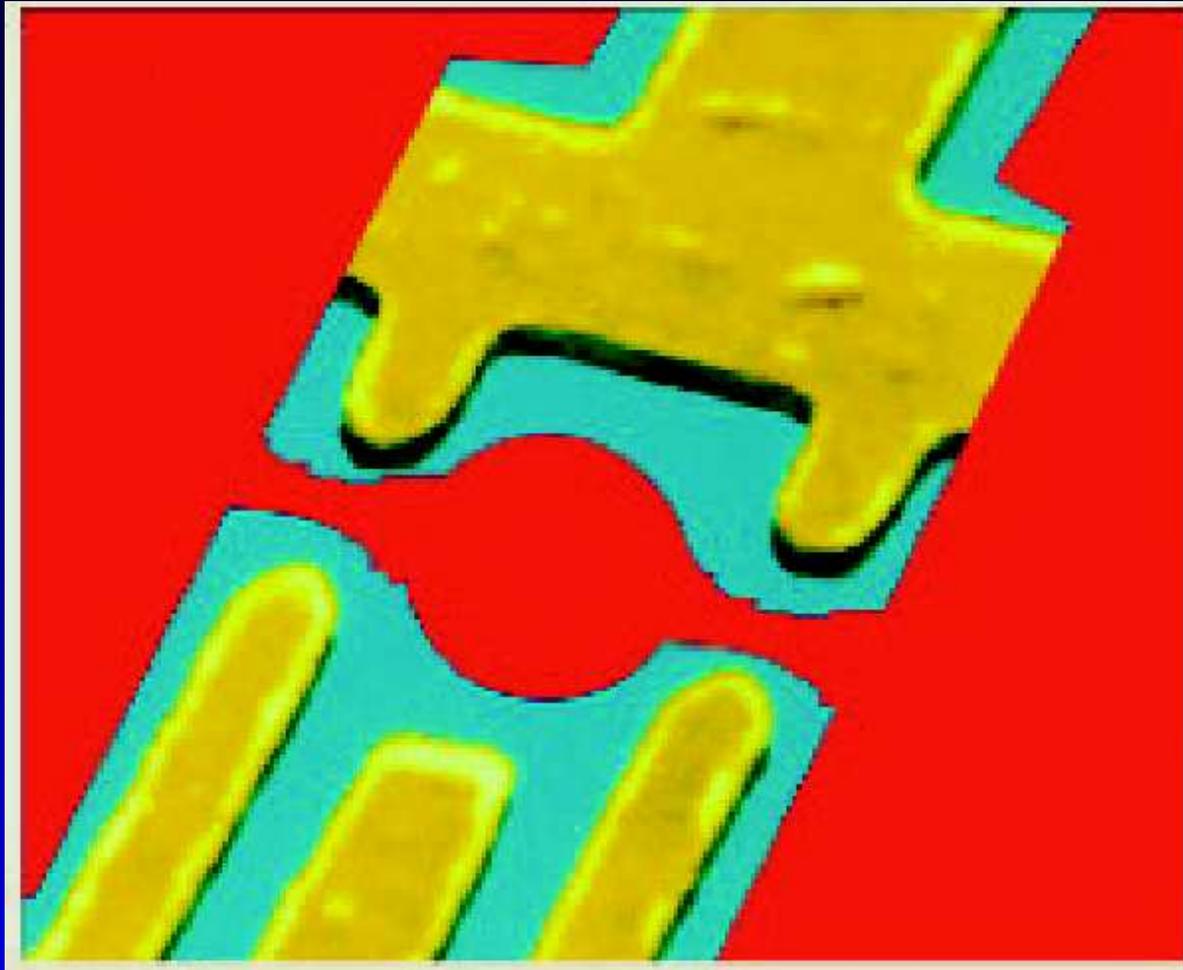


(Ascroft et Mirmin)

-
- $$R \simeq aT^5 + \frac{9\pi c_{imp}}{4|e|\rho^2 v_F^2} \left(\rho J + (\rho J)^2 \ln \left(\frac{D_0}{T} \right) + \dots \right)^2$$
- $T < T_K \sim D_0 \exp(-\frac{1}{\rho J}) \Rightarrow$ on sort du régime perturbatif
- Formation à basse température d'un singulet de spin

Points quantiques

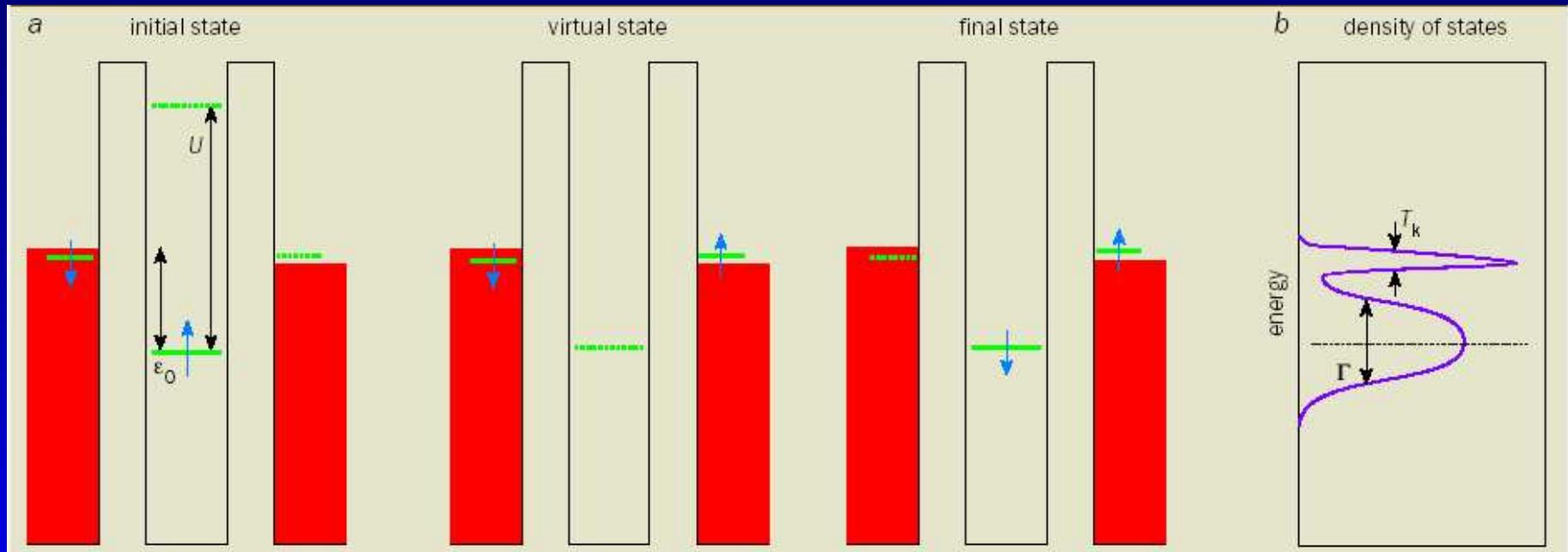
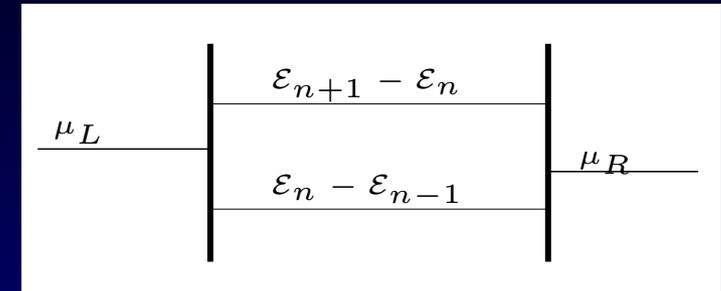
- Point quantique du groupe de Delft:



- Intérêt des points quantiques: contrôle facile des paramètres

Bases de l'effet Kondo dans une nanostructure

Blocage de Coulomb et cotunneling dans un point quantique D



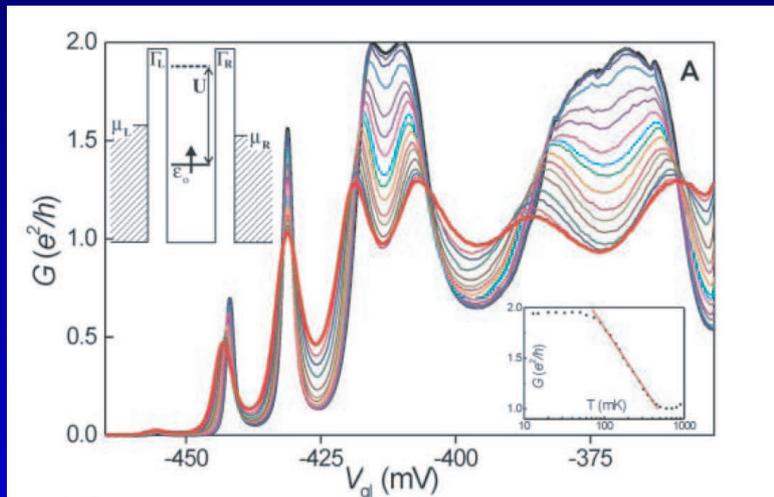
Bases de l'effet Kondo dans une nanostructure - suite

Nombre d'électrons de D impair \Rightarrow à basse température:

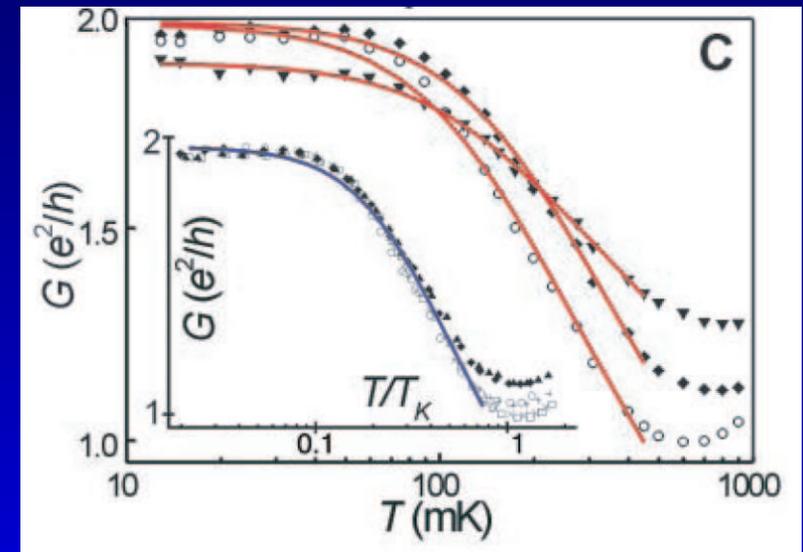
-Singulet de spin entre le point quantique et les électrons de conduction.

-Résonance Kondo.

-La conductance augmente quand T diminue. Conductance unitaire à $T = 0$ (couplages symétriques).



(groupe de Delft)



(groupe de Delft)

Formalisme de transport

- Formule de Landauer et Büttiker:

$$I_p = \frac{2e}{h} \int \sum_q (T_{qp}(E) f_p(E) - T_{pq}(E) f_q(E)) dE$$

Lien avec la matrice S de diffusion: $T_{pq} = |S_{pq}|^2$

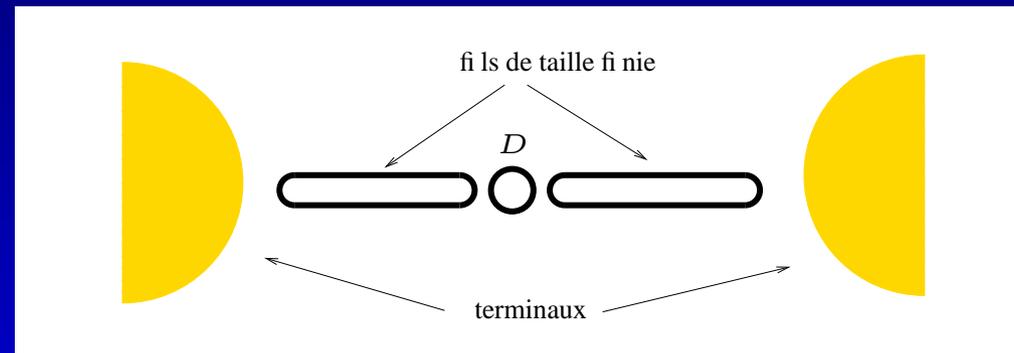
- Formalisme de Keldysh pour décrire les systèmes hors équilibre: 6 types de fonctions de Green.
- Formule de Meir-Wingreen (pour $\Gamma_L(\epsilon) \propto \Gamma_R(\epsilon)$):

$$I = \frac{4e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon (f_L(\epsilon) - f_R(\epsilon)) (-Im(Tr(\Gamma(\epsilon) G_{dd}^r(\epsilon))))$$

$$\Gamma(\epsilon) = \frac{\Gamma_L(\epsilon)\Gamma_R(\epsilon)}{\Gamma_L(\epsilon) + \Gamma_R(\epsilon)} \quad \Gamma_\alpha(\epsilon) = \pi\rho_\alpha(\epsilon)t_\alpha^2$$

Effet Kondo en présence d'effets de taille finie (Simon et Affleck)

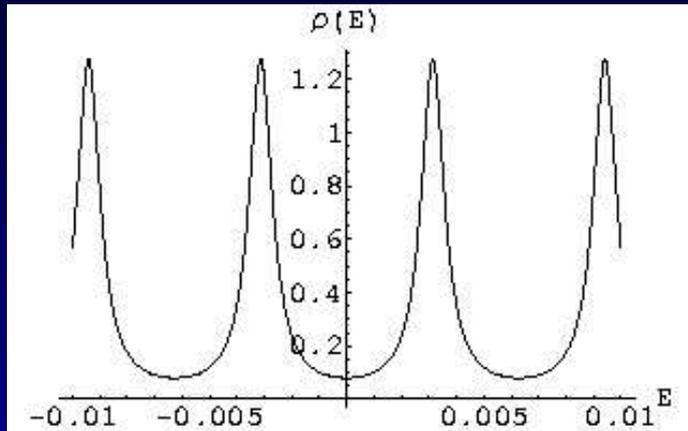
- Nuage Kondo \rightarrow ensemble des électrons participant à l'écrantage du spin du point quantique \rightarrow non observé jusqu'ici.
- Nouvelle géométrie pour détecter la taille du nuage Kondo: point quantique inséré entre deux fils de taille finie.



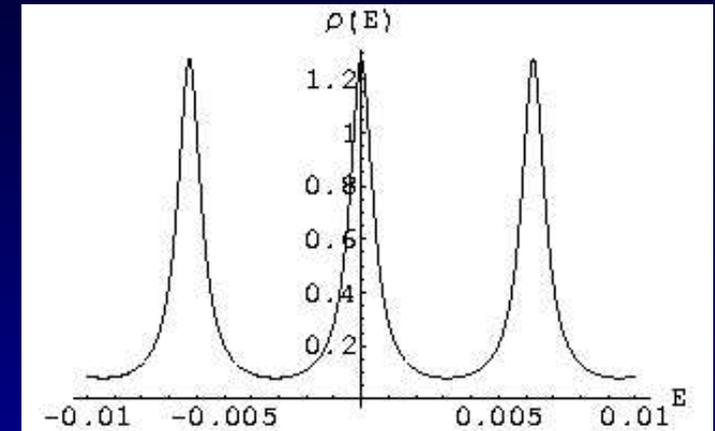
- Effets de taille finie importants
 $\Leftrightarrow \xi_{K0} \gg L \Leftrightarrow T_{K0} \ll \Delta$

Effet Kondo en présence d'effets de taille finie - densité d'état des fils (Simon et Affleck)

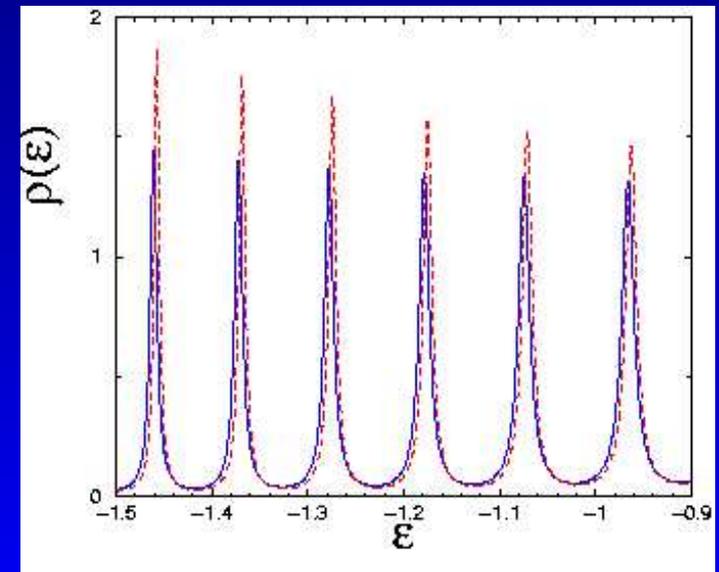
Cas hors résonance



Cas à la résonance

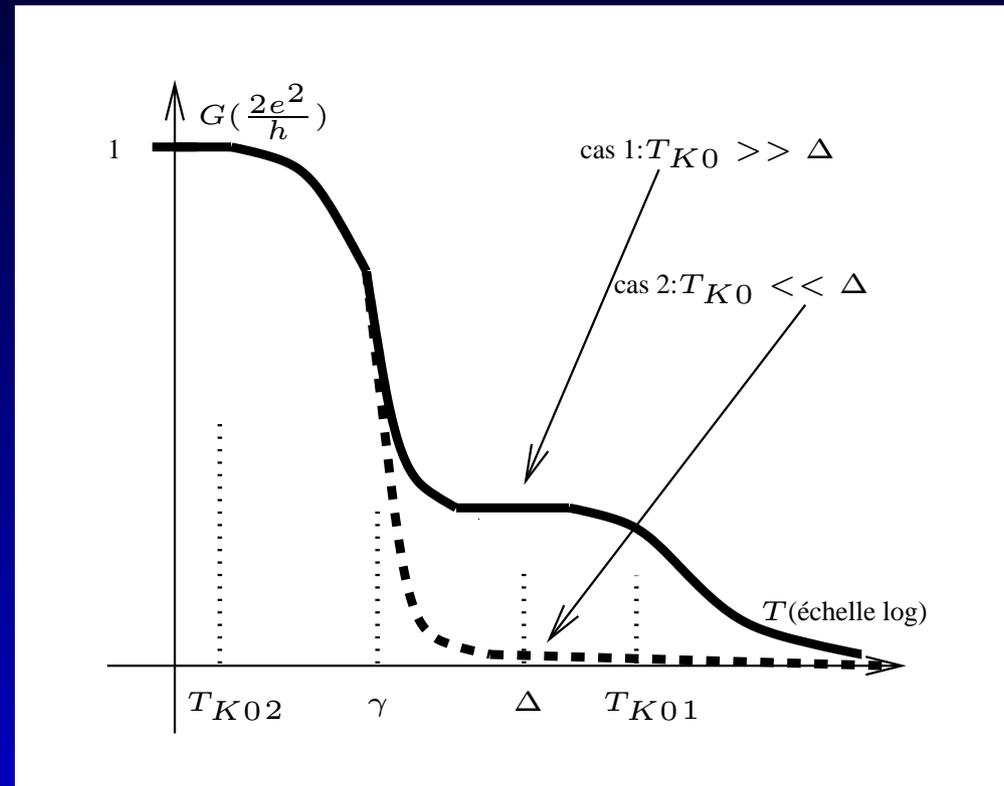


Approximation de la densité d'état des fils par une somme de lorentziennes de largeur γ espacées de Δ



Effet Kondo en présence d'effets de taille finie - conductance à la résonance en fonction de la température

(Simon et Affleck)



$$T_{K0} \gg \Delta \Rightarrow T_K^R = T_K^{NR} = T_{K0}$$

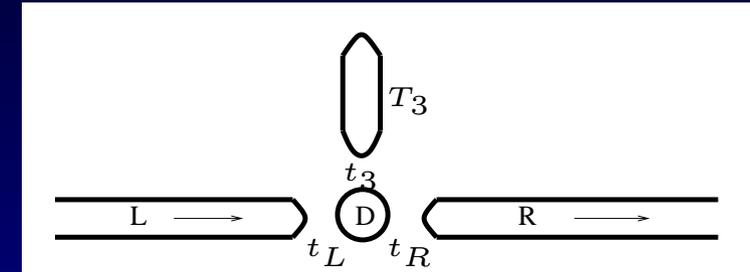
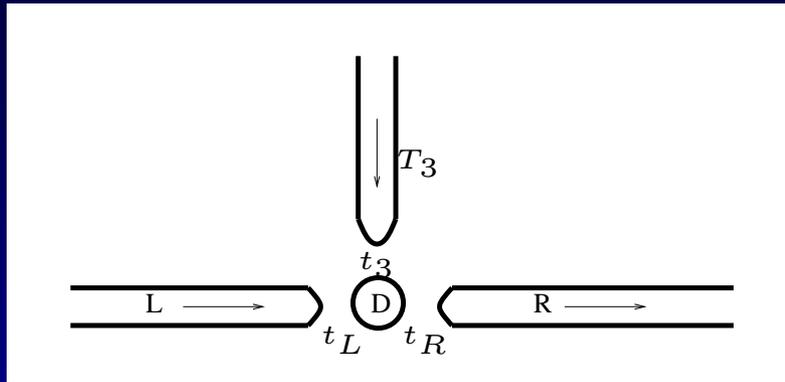
$$T_{K0} \ll \Delta \Rightarrow T_K^R \sim \gamma, T_K^{NR} \ll \gamma$$

Deuxième partie

Introduction de la géométrie triterminale

Définition et intérêt de la géométrie triterminale

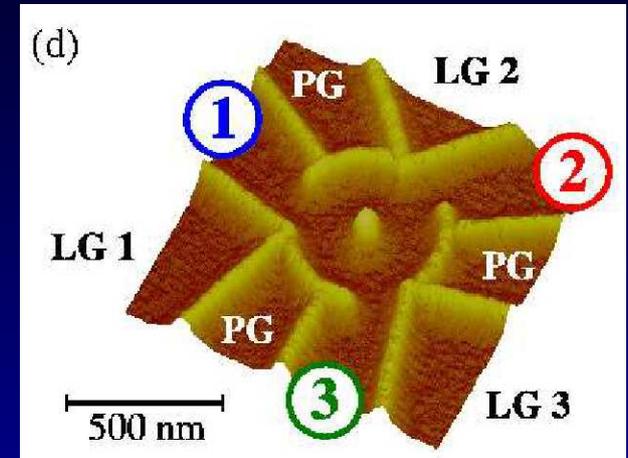
- Géométrie triterminale avec T_3 conducteur ou non.



- Intérêt de la géométrie triterminale pour sonder la densité d'état Kondo hors équilibre lorsque $\Gamma_3 \ll \Gamma_L, \Gamma_R$ (Lebanon et Schiller, Sun et Guo).
- Lorsque $\Gamma_3 \gg \Gamma_L, \Gamma_R$, intérêt de la géométrie triterminale pour découpler transport et écrantage.
→ spectroscopie de l'effet Kondo

Réalisation et modélisation du système

- Réalisation expérimentale (groupe Ensslin):



- Modèle d'Anderson:

$$H = \sum_{\alpha} H_{L\alpha} + \sum_{\alpha} H_{T\alpha} + H_D \quad H_{L\alpha} = \sum_{k\sigma} (\epsilon_{k\alpha} + \mu_{\alpha}) c_{k\sigma\alpha}^{\dagger} c_{k\sigma\alpha}$$

$$H_{T\alpha} = \sum_{k\sigma} t_{k\alpha} c_{k\sigma\alpha}^{\dagger} d_{\sigma} + H.C. \quad H_D = \sum_{\sigma} \epsilon_d d_{\sigma}^{\dagger} d_{\sigma} + U n_{\uparrow} n_{\downarrow}$$

Etude du système à température nulle par la théorie des liquides de Fermi

- Matrice de conductance:

$$G_{\alpha\beta} = \frac{2e^2}{h} \int d\epsilon \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) \frac{4\Gamma_{\alpha}(\epsilon)\Gamma_{\beta}(\epsilon)}{\Gamma_L(\epsilon) + \Gamma_R(\epsilon) + \Gamma_3(\epsilon)} (-Im(G_{dd}^r(\epsilon)))$$

→ valide quand on peut se ramener au cas sans interaction (exemple: théorie des liquides de Fermi).

- Matrice de conductance à $T = 0$:

$$G_{\alpha\beta} = \frac{2e^2}{h} \frac{4\Gamma_{\alpha}(0)\Gamma_{\beta}(0)}{(\Gamma_L(0) + \Gamma_R(0) + \Gamma_3(0))^2}$$

- Forte suppression de la conductance à $T = 0$ lorsque $\Gamma_3(0) \gg \Gamma_L(0), \Gamma_R(0) \rightarrow$ le nuage Kondo qui permet la conduction se développe essentiellement dans T_3 .

Troisième partie

Etude des effets de taille finie dans
une géométrie triterminale

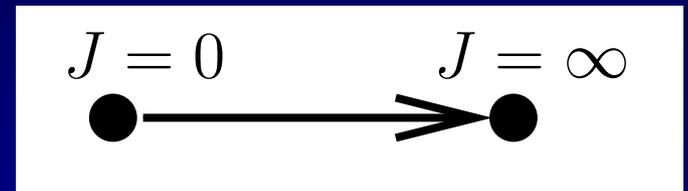
3-1-

Groupe de renormalisation et calcul
perturbatif de la conductance à
 $T \gg T_K$ - implications sur le calcul
de la température Kondo

Groupe de renormalisation et calcul perturbatif

- Principe du groupe de renormalisation: possibilité d'intégrrer sur les degrés de liberté de haute énergie à condition de remplacer les couplages nus par des couplages renormalisés.

Points fixes du groupe de renormalisation



- Calcul perturbatif de la matrice de conductance à l'ordre 2 à haute température:

$$\langle I_\gamma \rangle^{(2)} = \frac{e}{\hbar} \frac{3\pi}{4} \sum_{\beta} J_{\gamma\beta}^2 \int d\epsilon \rho_{\beta}(\epsilon) \rho_{\gamma}(\epsilon) (f_{\gamma}(\epsilon) - f_{\beta}(\epsilon))$$

- Ordre 3 avec couplages nus \Leftrightarrow ordre 2 avec couplages renormalisés.

Conductance à la résonance et hors résonance

- Matrice de conductance à la résonance à haute T sous l'hypothèse $\gamma \ll T \ll \Delta$ ($\alpha, \beta \neq 3$):

$$G_{3\alpha}^{(2)} = \frac{e^2}{\hbar} \frac{3\pi^2}{4} \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_3(0)} \frac{1}{\ln^2 \left(1 + \frac{\gamma^2}{T_K^2}\right)} \frac{\gamma}{T} s\left(\frac{T}{T_K}, \frac{\gamma}{T_K}\right)^2$$

$$G_{\alpha\beta}^{(2)} = \frac{e^2}{\hbar} 3\pi \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\beta}{\Gamma_3(0)^2} \frac{1}{\ln^2 \left(1 + \frac{\gamma^2}{T_K^2}\right)} s\left(\frac{T}{T_K}, \frac{\gamma}{T_K}\right)^2$$

$$s\left(\frac{T}{T_K}, \frac{\gamma}{T_K}\right) = 1 + \frac{\ln \left(1 + \frac{\gamma^2}{T^2}\right)}{\ln \left(1 + \frac{\gamma^2}{T_K^2}\right)}$$

- La matrice de conductance à la résonance est une fonction universelle de $\frac{T}{T_K}$ et $\frac{\gamma}{T_K}$.

Température Kondo à la résonance et hors résonance

- T_K dépend de la structure fine de ρ_3 si et seulement si $T_{K0} < \Delta$.
- Dans ce cas, pour $\Gamma_3(\epsilon) \gg \Gamma_L, \Gamma_R$:

$$T_K^R = \gamma \exp\left(-\frac{\pi^2 \gamma \tilde{\epsilon}_d}{2\Delta \langle \Gamma_3 \rangle}\right) \quad T_K^{NR} = \Delta \exp\left(\frac{-\pi^2 \tilde{\epsilon}_d \Delta}{16 \langle \Gamma_3 \rangle \gamma}\right)$$

$$\frac{1}{\tilde{\epsilon}_d} = \frac{1}{\epsilon_d + U} - \frac{1}{\epsilon_d}$$

- Interprétation physique de l'expression de T_K :

$$T_K^R = \gamma \exp\left(-\frac{\tilde{\epsilon}_d}{2t_3^2 \rho_3^R(0)}\right) \quad T_K^{NR} = \Delta \exp\left(-\frac{\tilde{\epsilon}_d}{2t_3^2 \rho_3^{NR}(0)}\right)$$

→ densité d'état effective $\rho_3(0)$ avec une largeur de bande effective γ à la résonance et Δ hors résonance.

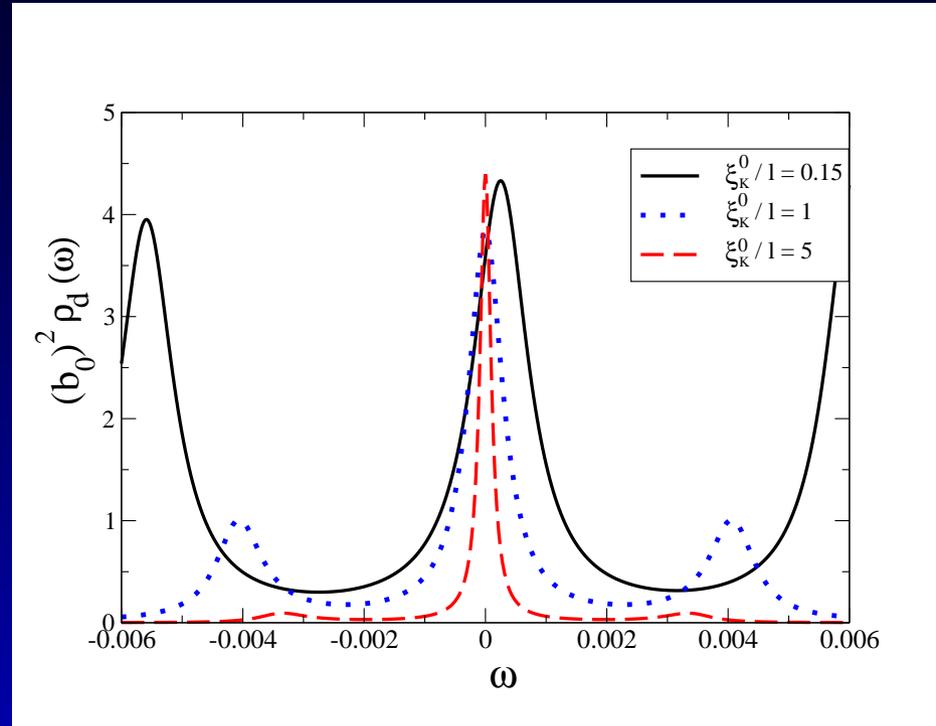
3-2-

Conductance à $T < T_K$ - Approche
bosons esclaves en champ moyen

Spectroscopie de la densité locale d'état du point quantique

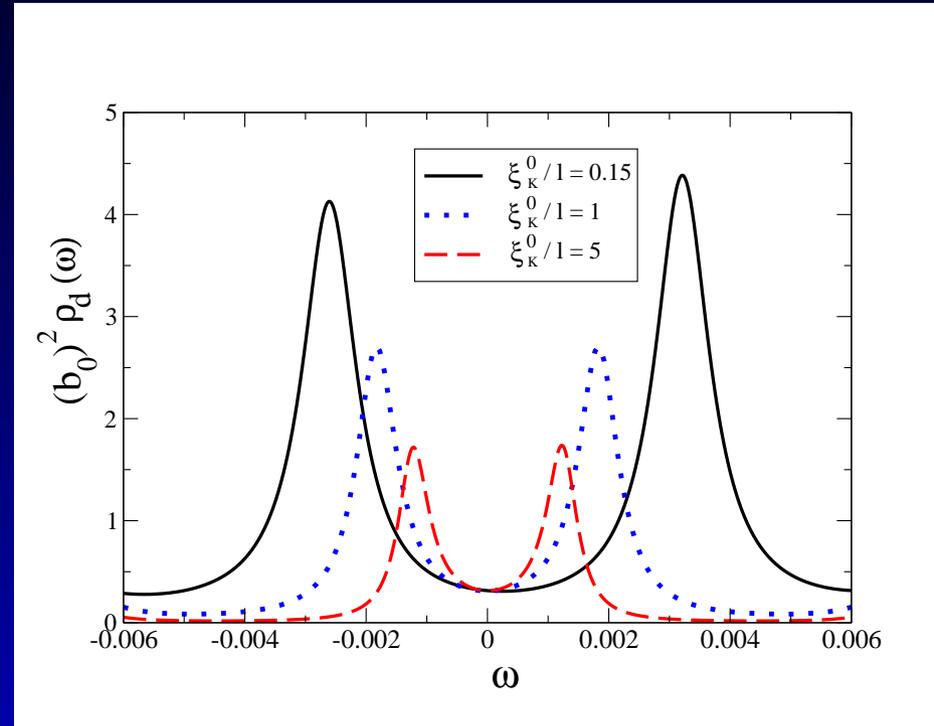
- Méthode des bosons esclaves en champ moyen $U = \infty$ (dans la version la plus simple).
- Hamiltonien d'Anderson avec $d_\sigma = f_\sigma b^\dagger$.
- Contrainte: $b^\dagger b + \sum_\sigma f_\sigma^\dagger f_\sigma = 1$
- Approximation de champ moyen: $b \rightarrow \langle b \rangle = b_0$.
- Détermination de b_0 et λ multiplicateur de Lagrange associé à la contrainte \rightarrow minimisation de l'énergie libre.
- Domaine de validité de l'approche bosons esclave en champ moyen: $T < T_K$
 \rightarrow Les fluctuations thermiques de b autour de b_0 ne sont pas trop importantes.

Spectroscopie de la densité locale d'état du point quantique - cas hors résonance



- $\frac{\xi_{K0}}{l} \ll 1 \rightarrow \rho_d$ et ρ_3 sont en anti-résonance et ρ_d a une enveloppe de largeur $T_{K0} \gg \Delta$.
- $\frac{\xi_{K0}}{l} \gg 1 \rightarrow$ en plus du pic Kondo central, on a deux pics satellites en $\epsilon = \pm \frac{\Delta}{2}$.

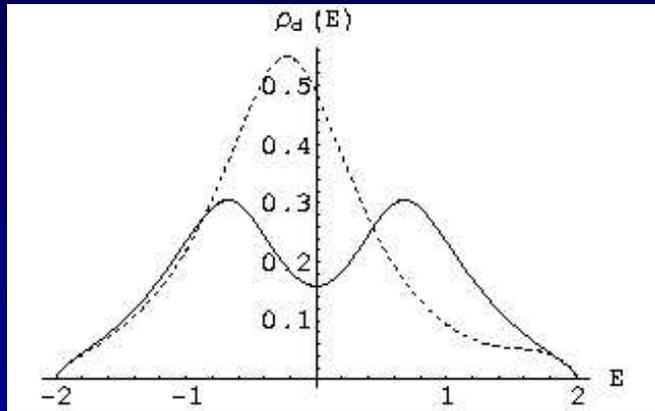
Cas à la résonance: scission du pic Kondo



- Scission du pic Kondo à la résonance.
- Les deux pics ont une largeur γ et un espacement $2\sqrt{\gamma T_K}$.
- Condition pour la scission du pic Kondo: $\gamma < T_K$.

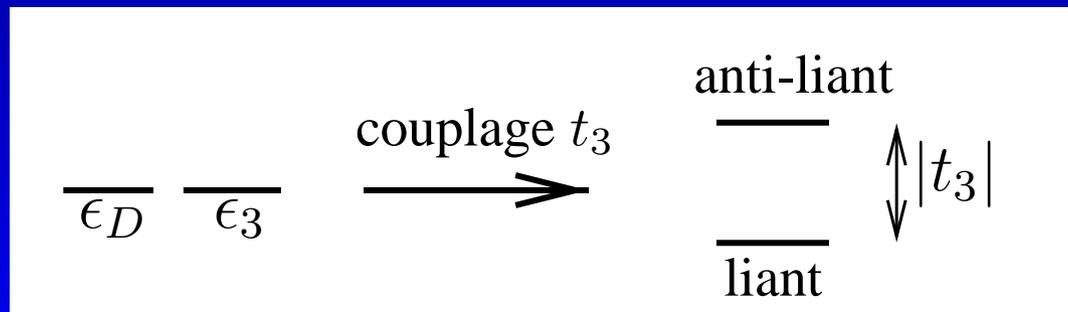
Cas à la résonance - scission du pic Kondo suite

Interprétation physique de la scission du pic Kondo grâce à un modèle sans interactions où T_3 se réduit à un unique niveau d'énergie ϵ_3 de largeur γ .



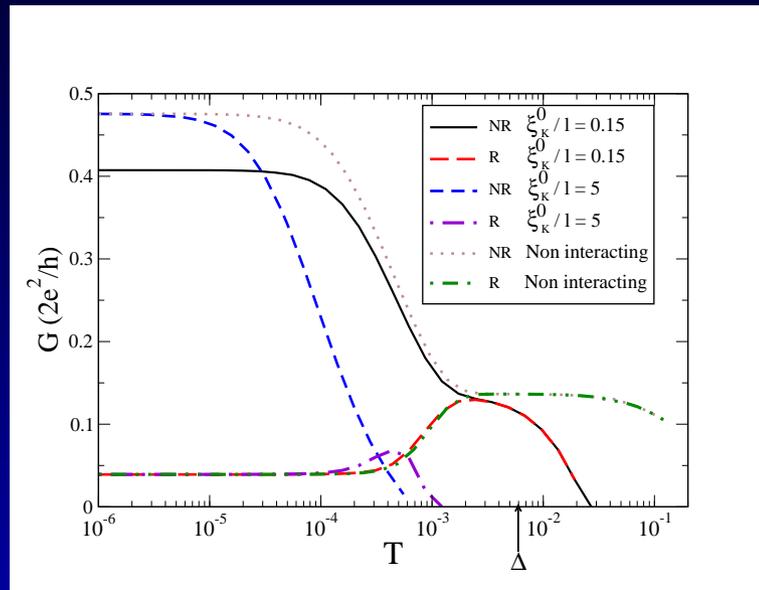
→ scission du pic Kondo
= effet sans interactions.

Image moléculaire:

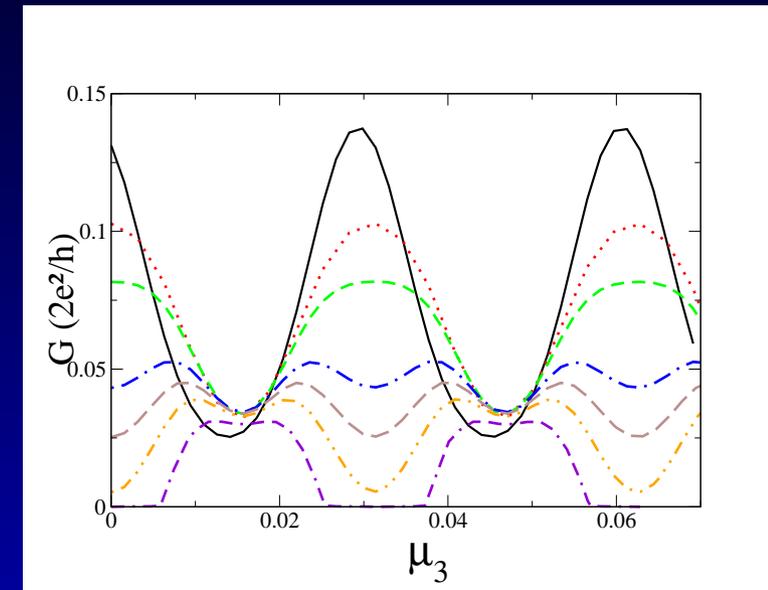


Conductance en fonction de la température et de μ_3

- G fonction de T :



- G fonction de μ_3 (T fixée):



- Conductance à la résonance non monotone.
- Déviation à l'unitarité dans le cas $\frac{\xi_{K0}}{\Gamma} < 1$ et hors résonance.
- Forte suppression de la conductance hors résonance pour $\frac{\xi_{K0}}{\Gamma}$ suffisamment grand $\rightarrow T_K^R > T > T_K^{NR}$.

3-3-

Etude du système à $T \ll T_K$

Généralisation de l'approche liquide de Fermi de

Nozières pour une densité d'état non constante

- Hypothèses utilisées pour calculer W^{in} , probabilité par unité de temps qu'un électron subisse une diffusion inélastique par D :
 - $A_{\sigma\sigma'}$ indépendant de ϵ et T au deuxième ordre.
 - Généralisation des relations de Nozières faisant intervenir les coefficients du développement du déphasage.
- Taux de relaxation inélastique (pour $\Gamma_3(\epsilon) \gg \Gamma_L, \Gamma_R$):
 - Cas $\gamma \gg T$:

$$W^{in}(\epsilon, T) = \pi \rho_3(0)^3 (\pi^2 T^2 + \epsilon^2) (|A_{\uparrow\downarrow}|^2 + \frac{1}{2} |A_{\uparrow\uparrow}|^2)$$

- Cas $\gamma \ll T$:

$$W^{in}(\epsilon, T) = \pi \rho_3(0)^3 (|A_{\uparrow\downarrow}|^2 + \frac{1}{2} |A_{\uparrow\uparrow}|^2) \frac{3\pi^2}{2} \frac{\epsilon^2 + \gamma^2}{9 + \left(\frac{\epsilon}{\gamma}\right)^4 + 10 \left(\frac{\epsilon}{\gamma}\right)^2}$$

Généralisation de l'approche liquide de Fermi de Nozières pour une densité d'état non constante - suite

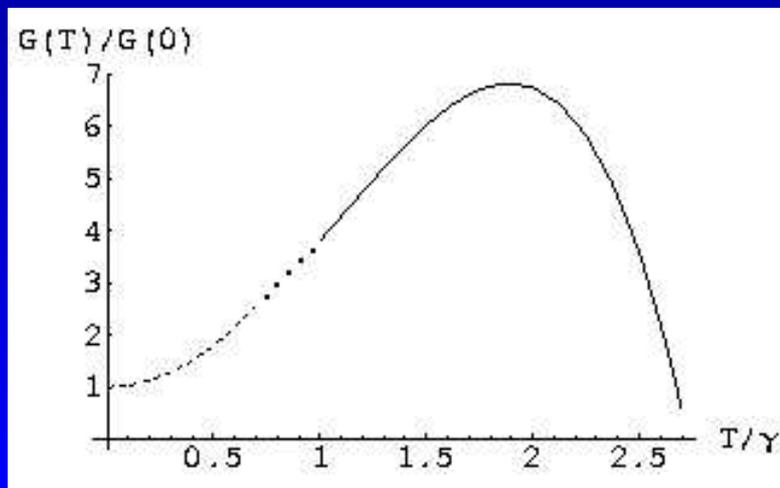
Conductance à la résonance en fonction de la température:

- A basse T :

$$G_{LR}(T)/G_{LR}(0) = 1 + \pi^2 T^2 \left(\frac{c}{3\gamma^2} - \frac{1}{T_K^2} \right)$$

→ A basse T , la conductance à la résonance croît avec la température pour γ suffisamment petit.

- A haute T : calcul numérique.



Le régime $\frac{T}{\gamma} \gg 1$ n'est pas vraiment atteint.
+ hypothèses incertaines.

Conclusions

Récapitulatif des résultats

- La géométrie triterminale permet de découpler transport et écrantage et elle est idéale pour l'étude des effets de taille finie.
- Récapitulatif des différents régimes pour $T_{K0} \ll \Delta$:

T \	R	NR
$T = 0$	$G \ll \frac{2e^2}{h}$ pour $\Gamma_3(0) \gg \Gamma_L, \Gamma_R$	
$T \ll T_K$	$G(T)$ croissante à basse T pour γ suffisamment petit	$G(T)$ décroissante
$T < T_K$	Scission du pic Kondo	Pic Kondo + pics satellites de ρ_d aux maximums de ρ_3
$T \gg T_K$	Le calcul perturbatif définit T_K : $T_K^R \gg T_K^{NR}$	

Perspectives

- Effets de taille finie en présence d'une énergie de charge E_G de T_3 .

Analyse basée sur le groupe de renormalisation

\Rightarrow si $T_{K0} \ll \Delta \ll E_G \ll U \ll D_0$, le nuage Kondo se forme dans L et R hors résonance et dans T_3 à la résonance.

- Etude de la dynamique de formation et de destruction du nuage Kondo en mettant T_3 dans un régime de blocage de Coulomb mais L et R dans un régime de transport séquentiel.

- Perspectives expérimentales \rightarrow valeurs typiques:

- δE : 0.1 à 0.5 meV

- U : 1 à 3 meV

- T_{K0} : 0.1 à 0.5 K

-Taille de T_3 en dessous laquelle on a des effets de taille finie:
quelques μm