

Frustration et désordre dans le magnétisme 1D au travers de deux exemples



Arthur Lavaréolo & Guillaume Roux

Motivations

- Compétition **frustration** / **désordre** dans les **antiferromagnétiques** de basse dimensionnalité et **gappés**.

Motivations

- Compétition **frustration** / **désordre** dans les **antiferromagnétiques** de basse dimensionnalité et **gappés**.
- Questions possibles
 - Est-ce que le gap est **robuste**?

Motivations

- Compétition **frustration** / **désordre** dans les **antiferromagnétiques** de basse dimensionnalité et **gappés**.
- Questions possibles
 - Est-ce que le gap est **robuste**?
 - Quelle est la nature des **excitations élémentaires**?

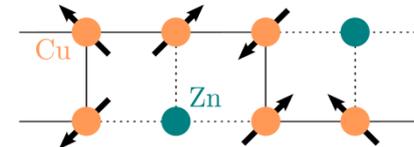
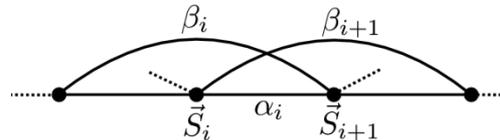
Motivations

- Compétition **frustration** / **désordre** dans les **antiferromagnétiques** de basse dimensionnalité et **gappés**.
- Questions possibles
 - Est-ce que le gap est **robuste**?
 - Quelle est la nature des **excitations élémentaires**?
 - Dépendance en **la nature du désordre**.

Motivations

- Compétition **frustration** / **désordre** dans les antiferromagnétiques de basse dimensionnalité et gappés.
- Questions possibles
 - Est-ce que le gap est **robuste**?
 - Quelle est la nature des **excitations élémentaires**?
 - Dépendance en **la nature du désordre**.

- Exemples choisis



modèle	chaîne dimérisée	échelle dopée
fondamental	deux fois dégénéré	non-dégénéré
excitations élémentaires	spinon: fractionnaire et déconfiné	magnon: boson
nature de désordre	couplages aléatoires	impuretés non magnétiques

Pourquoi ces modèles?

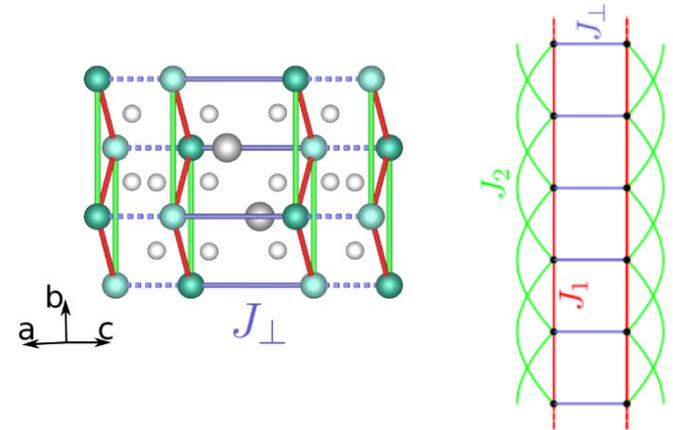
- Contexte scientifique
 - désordre dans les phases frustrées – verres de spin quantiques

Pourquoi ces modèles?

- Contexte scientifique
 - désordre dans les phases frustrées – verres de spin quantiques
 - verre de Bose dans les aimants sous champ magnétique

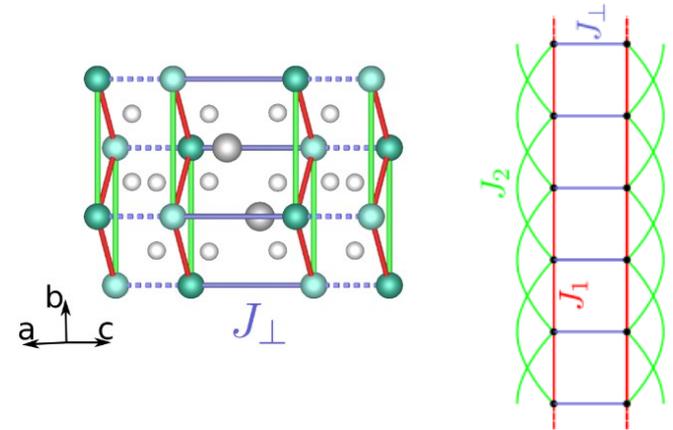
Pourquoi ces modèles?

- Contexte scientifique
 - désordre dans les phases frustrées – **verres de spin quantiques**
 - **verre de Bose** dans les aimants sous champ magnétique
- Composés de basse dimensionnalité
 - chaîne dimérisée CuGeO_3
 - échelle dopée frustrée BiCu_2PO_6



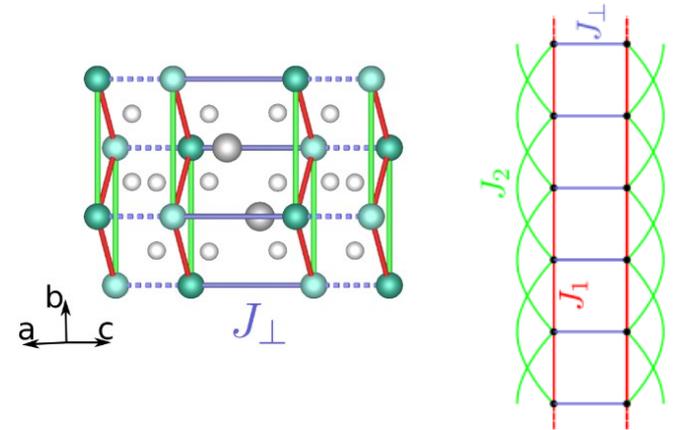
Pourquoi ces modèles?

- Contexte scientifique
 - désordre dans les phases frustrées – **verres de spin quantiques**
 - **verre de Bose** dans les aimants sous champ magnétique
- Composés de basse dimensionnalité
 - chaîne dimérisée CuGeO_3
 - échelle dopée frustrée BiCu_2PO_6
- Avantages du point de vue théorique
 - modèles purs bien compris
 - paradigmes pour le magnétisme quantique 1D
 - existence de techniques puissantes et quantitatives (DMRG)



Pourquoi ces modèles?

- Contexte scientifique
 - désordre dans les phases frustrées – **verres de spin quantiques**
 - **verre de Bose** dans les aimants sous champ magnétique
- Composés de basse dimensionnalité
 - chaîne dimérisée CuGeO_3
 - échelle dopée frustrée BiCu_2PO_6
- Avantages du point de vue théorique
 - modèles purs bien compris
 - paradigmes pour le magnétisme quantique 1D
 - existence de techniques puissantes et quantitatives (DMRG)
- Études existantes
 - peu sur la chaîne frustrée: RSRG, phénoménologie
 - échelle dopée: papier fondateur de [Sigrist et Furusaki \(1996\)](#)

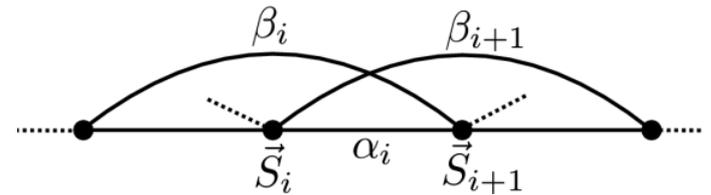


Chaîne frustrée désordonnée

$$\mathcal{H} = \sum_i \alpha_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta_i \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$$

chaîne Heisenberg

frustration



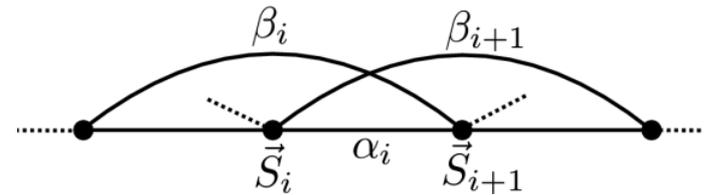
$$\overline{\alpha_i} = \alpha \text{ and } \overline{\beta_i} = \beta \text{ with } \alpha = 2\beta$$

Chaîne frustrée désordonnée

$$\mathcal{H} = \sum_i \alpha_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta_i \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$$

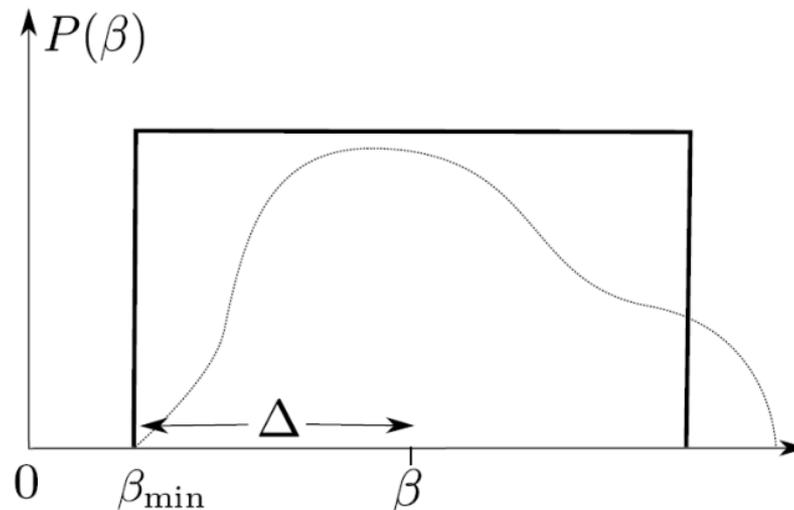
chaîne Heisenberg

frustration



$$\overline{\alpha_i} = \alpha \text{ and } \overline{\beta_i} = \beta \text{ with } \alpha = 2\beta$$

distribution des couplages

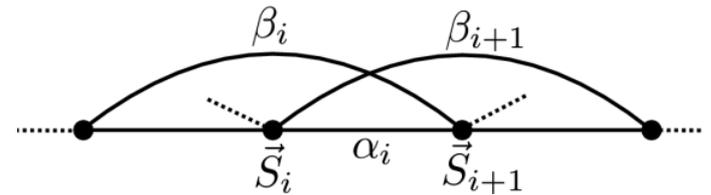


Chaîne frustrée désordonnée

$$\mathcal{H} = \sum_i \alpha_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta_i \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$$

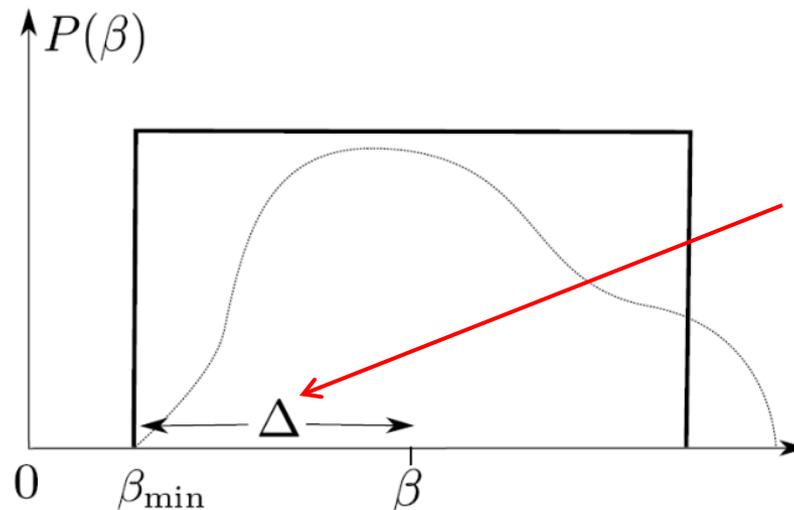
chaîne Heisenberg

frustration



$$\overline{\alpha_i} = \alpha \text{ and } \overline{\beta_i} = \beta \text{ with } \alpha = 2\beta$$

distribution des couplages



force du désordre

Systeme pur et point de Majumdar-Ghosh

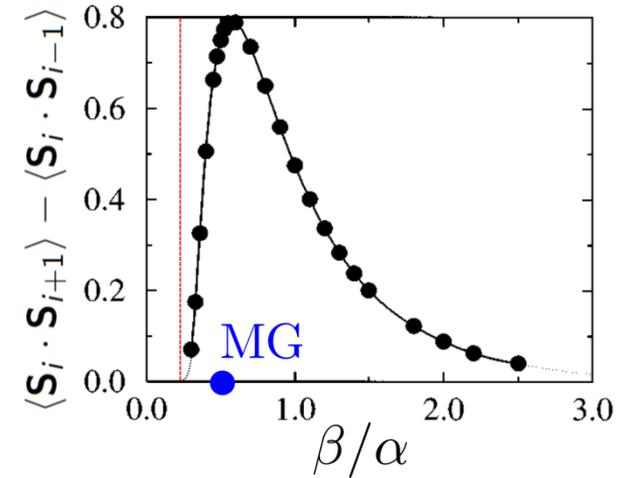
- Hamiltonien $\mathcal{H} = \sum_i \alpha \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$

Systeme pur et point de Majumdar-Ghosh

- Hamiltonien $\mathcal{H} = \sum_i \alpha \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$
- Dimère $|\bullet\bullet\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle]$

Systeme pur et point de Majumdar-Ghosh

- Hamiltonien $\mathcal{H} = \sum_i \alpha \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$
- Dimère $|\bullet\bullet\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle]$
- Phase dimérisée au-delà de $\beta/\alpha \simeq 0.241$



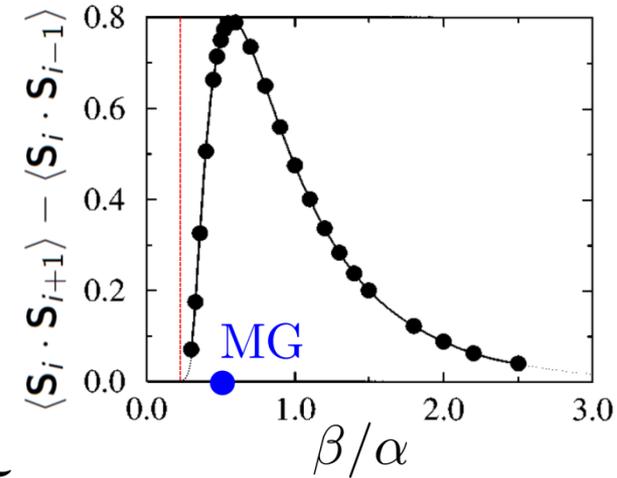
Systeme pur et point de Majumdar-Ghosh

- Hamiltonien $\mathcal{H} = \sum_i \alpha \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$

- Dimère $|\bullet\leftrightarrow\bullet\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle]$

- Phase dimérisée au-delà de $\beta/\alpha \simeq 0.241$

- Fondamental de Majumdar-Ghosh pour $\beta/\alpha = 0.5$



Systeme pur et point de Majumdar-Ghosh

- Hamiltonien $\mathcal{H} = \sum_i \alpha \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$

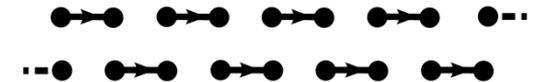
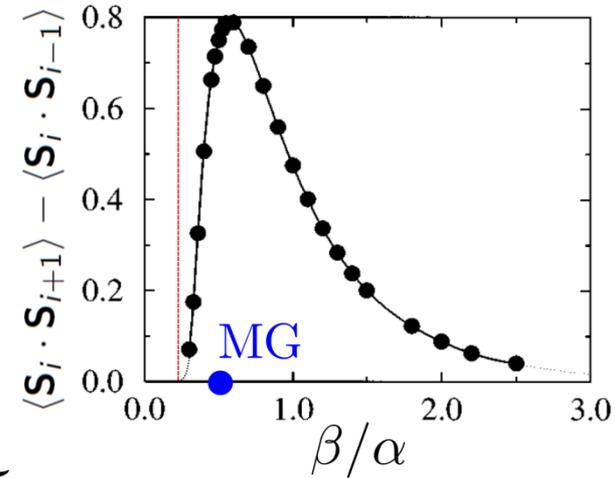
- Dimère $|\bullet\bullet\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle]$

- Phase dimérisée au-delà de $\beta/\alpha \simeq 0.241$

- Fondamental de Majumdar-Ghosh pour $\beta/\alpha = 0.5$



- Deux états fondamentaux dégénérés avec un gap

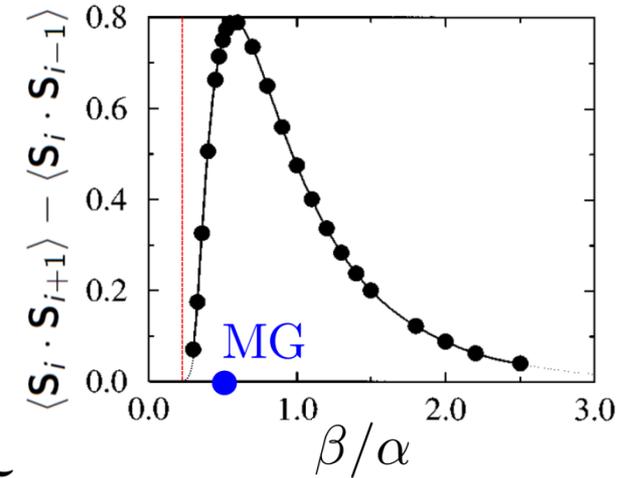


Systeme pur et point de Majumdar-Ghosh

- Hamiltonien $\mathcal{H} = \sum_i \alpha \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$

- Dimère $|\bullet\bullet\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle]$

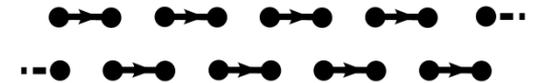
- Phase dimérisée au-delà de $\beta/\alpha \simeq 0.241$



- Fondamental de Majumdar-Ghosh pour $\beta/\alpha = 0.5$



- Deux états fondamentaux dégénérés avec un gap



- Excitations élémentaires

=> spinons déconfinés, parois de domaines de MG

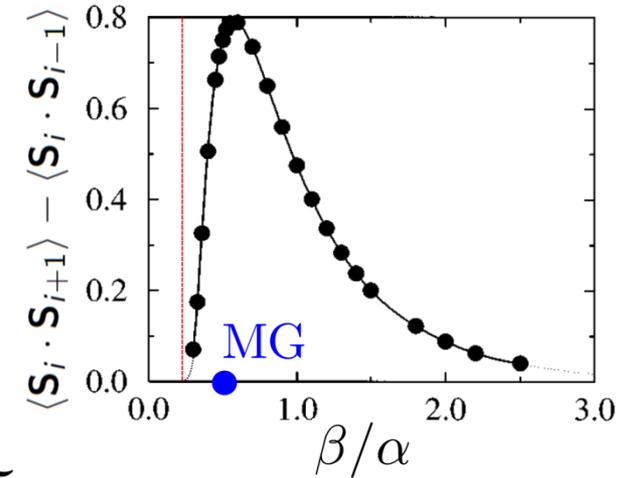


Système pur et point de Majumdar-Ghosh

- Hamiltonien $\mathcal{H} = \sum_i \alpha \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$

- Dimère $|\bullet\bullet\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle]$

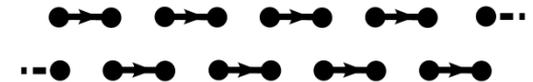
- Phase dimérisée au-delà de $\beta/\alpha \simeq 0.241$



- Fondamental de Majumdar-Ghosh pour $\beta/\alpha = 0.5$



- Deux états fondamentaux dégénérés avec un gap



- Excitations élémentaires

=> spinons déconfinés, parois de domaines de MG

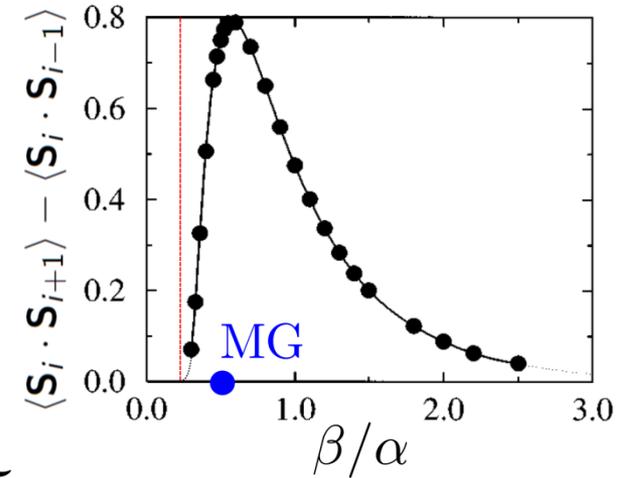


Systeme pur et point de Majumdar-Ghosh

- Hamiltonien $\mathcal{H} = \sum_i \alpha \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$

- Dimère $|\bullet\bullet\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle]$

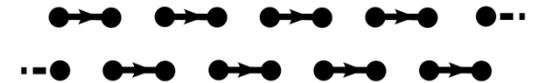
- Phase dimérisée au-delà de $\beta/\alpha \simeq 0.241$



- Fondamental de Majumdar-Ghosh pour $\beta/\alpha = 0.5$



- Deux états fondamentaux dégénérés avec un gap



- Excitations élémentaires

=> spinons déconfinés, parois de domaines de MG

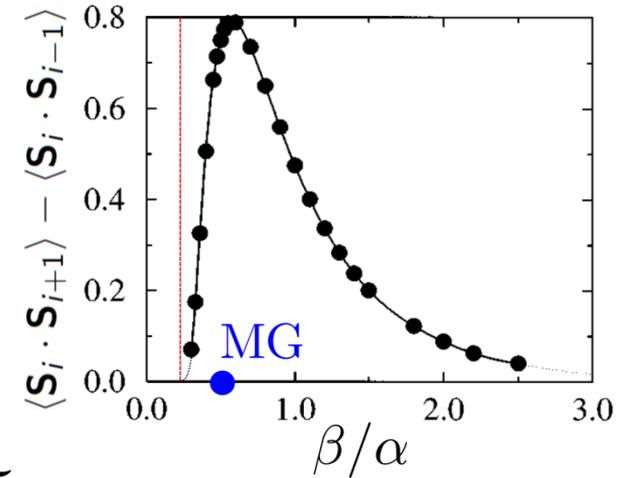


Systeme pur et point de Majumdar-Ghosh

- Hamiltonien $\mathcal{H} = \sum_i \alpha \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1}$

- Dimère $|\bullet\bullet\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle]$

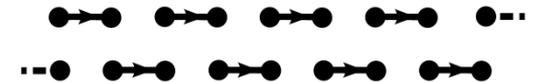
- Phase dimérisée au-delà de $\beta/\alpha \simeq 0.241$



- Fondamental de Majumdar-Ghosh pour $\beta/\alpha = 0.5$



- Deux états fondamentaux dégénérés avec un gap



- Excitations élémentaires

=> spinons déconfinés, parois de domaines de MG



$$\varepsilon(k) = \beta(5/4 + \cos 2k)$$

Généralisation de la condition de Majumdar-Ghosh

- Application du Hamiltonien sur $|\text{MG}\rangle = |\cdots \longleftrightarrow \longleftrightarrow \longleftrightarrow \longleftrightarrow \cdots\rangle$

$$\mathcal{H}|\text{MG}\rangle = \frac{1}{4} \sum_{i\%2} (-3\alpha_i + \alpha_{i+1} - \beta_i - \beta_{i+1}) |\text{MG}\rangle$$

Généralisation de la condition de Majumdar-Ghosh

- Application du Hamiltonien sur $|\text{MG}\rangle = |\cdots \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \cdots\rangle$

$$\mathcal{H}|\text{MG}\rangle = \frac{1}{4} \sum_{i\%2} (-3\alpha_i + \alpha_{i+1} - \beta_i - \beta_{i+1}) |\text{MG}\rangle + \frac{1}{2} \sum_{i\%2} (\alpha_{i-1} - \beta_i - \beta_{i-1}) |\cdots \bullet \bullet \bullet \bullet \cdots\rangle$$

Généralisation de la condition de Majumdar-Ghosh

- Application du Hamiltonien sur $|\text{MG}\rangle = |\cdots \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \cdots\rangle$

$$\mathcal{H}|\text{MG}\rangle = \frac{1}{4} \sum_{i\%2} (-3\alpha_i + \alpha_{i+1} - \beta_i - \beta_{i+1}) |\text{MG}\rangle + \frac{1}{2} \sum_{i\%2} (\alpha_{i-1} - \beta_i - \beta_{i-1}) |\cdots \bullet \bullet \overbrace{\bullet \bullet} \bullet \bullet \cdots\rangle$$

- Condition MG généralisée: $\alpha_i = \beta_i + \beta_{i+1}$ (désordre corrélé)

Généralisation de la condition de Majumdar-Ghosh

- Application du Hamiltonien sur $|\text{MG}\rangle = |\cdots \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \cdots\rangle$

$$\mathcal{H}|\text{MG}\rangle = \frac{1}{4} \sum_{i\%2} (-3\alpha_i + \alpha_{i+1} - \beta_i - \beta_{i+1}) |\text{MG}\rangle + \frac{1}{2} \sum_{i\%2} (\alpha_{i-1} - \beta_i - \beta_{i-1}) |\cdots \bullet \bullet \overbrace{\bullet \bullet} \bullet \bullet \cdots\rangle$$

- Condition MG généralisée: $\alpha_i = \beta_i + \beta_{i+1}$ (désordre corrélé)

- Réécriture du Hamiltonien en deux termes *Yang et al (1996)*

$$\mathcal{H} = \sum_i \alpha_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta_i \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1} \longleftrightarrow \mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{RMG}} + \mathcal{H}_{\text{dim}}$$

Généralisation de la condition de Majumdar-Ghosh

- Application du Hamiltonien sur $|MG\rangle = |\cdots \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \cdots\rangle$

$$\mathcal{H}|MG\rangle = \frac{1}{4} \sum_{i\%2} (-3\alpha_i + \alpha_{i+1} - \beta_i - \beta_{i+1}) |MG\rangle + \frac{1}{2} \sum_{i\%2} (\alpha_{i-1} - \beta_i - \beta_{i-1}) |\cdots \bullet \bullet \overbrace{\bullet \bullet} \bullet \cdots\rangle$$

- Condition MG généralisée: $\alpha_i = \beta_i + \beta_{i+1}$ (désordre corrélé)

- Réécriture du Hamiltonien en deux termes *Yang et al (1996)*

$$\mathcal{H} = \sum_i \alpha_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta_i \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1} \longleftrightarrow \mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{RMG}} + \mathcal{H}_{\text{dim}}$$

dimérisation aléatoire $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} \quad \eta_i = \alpha_i - \beta_i - \beta_{i+1}$

Généralisation de la condition de Majumdar-Ghosh

- Application du Hamiltonien sur $|MG\rangle = |\cdots \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \cdots\rangle$

$$\mathcal{H}|MG\rangle = \frac{1}{4} \sum_{i\%2} (-3\alpha_i + \alpha_{i+1} - \beta_i - \beta_{i+1}) |MG\rangle + \frac{1}{2} \sum_{i\%2} (\alpha_{i-1} - \beta_i - \beta_{i-1}) |\cdots \bullet \bullet \overbrace{\bullet \bullet} \bullet \cdots\rangle$$

- Condition MG généralisée: $\alpha_i = \beta_i + \beta_{i+1}$ (désordre corrélé)

- Réécriture du Hamiltonien en deux termes *Yang et al (1996)*

$$\mathcal{H} = \sum_i \alpha_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta_i \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1} \longleftrightarrow \mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{RMG}} + \mathcal{H}_{\text{dim}}$$

dimérisation aléatoire $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} \quad \eta_i = \alpha_i - \beta_i - \beta_{i+1}$

- Deux mécanismes associés à chacun des termes:

Généralisation de la condition de Majumdar-Ghosh

- Application du Hamiltonien sur $|MG\rangle = |\cdots \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \cdots\rangle$

$$\mathcal{H}|MG\rangle = \frac{1}{4} \sum_{i\%2} (-3\alpha_i + \alpha_{i+1} - \beta_i - \beta_{i+1}) |MG\rangle + \frac{1}{2} \sum_{i\%2} (\alpha_{i-1} - \beta_i - \beta_{i-1}) |\cdots \bullet \bullet \overbrace{\bullet \bullet} \bullet \cdots\rangle$$

- Condition MG généralisée: $\alpha_i = \beta_i + \beta_{i+1}$ (désordre corrélé)

- Réécriture du Hamiltonien en deux termes *Yang et al (1996)*

$$\mathcal{H} = \sum_i \alpha_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta_i \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1} \longleftrightarrow \mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{RMG}} + \mathcal{H}_{\text{dim}}$$

dimérisation aléatoire $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} \quad \eta_i = \alpha_i - \beta_i - \beta_{i+1}$

- Deux mécanismes associés à chacun des termes:

$\mathcal{H}_{\text{RMG}} \Rightarrow$ localisation d'Anderson des spinons

Généralisation de la condition de Majumdar-Ghosh

- Application du Hamiltonien sur $|MG\rangle = |\cdots \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \bullet \cdots\rangle$

$$\mathcal{H}|MG\rangle = \frac{1}{4} \sum_{i\%2} (-3\alpha_i + \alpha_{i+1} - \beta_i - \beta_{i+1}) |MG\rangle + \frac{1}{2} \sum_{i\%2} (\alpha_{i-1} - \beta_i - \beta_{i-1}) |\cdots \bullet \bullet \overbrace{\bullet \bullet} \bullet \cdots\rangle$$

- Condition MG généralisée: $\alpha_i = \beta_i + \beta_{i+1}$ (désordre corrélé)

- Réécriture du Hamiltonien en deux termes *Yang et al (1996)*

$$\mathcal{H} = \sum_i \alpha_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \beta_i \mathbf{S}_{i-1} \cdot \mathbf{S}_{i+1} \longleftrightarrow \mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{RMG}} + \mathcal{H}_{\text{dim}}$$

dimérisation aléatoire $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} \quad \eta_i = \alpha_i - \beta_i - \beta_{i+1}$

- Deux mécanismes associés à chacun des termes:

$\mathcal{H}_{\text{RMG}} \Rightarrow$ localisation d'Anderson des spinons

$\mathcal{H}_{\text{dim}} \Rightarrow$ confinement aléatoire et mécanisme de Imry-Ma

Effet du terme MG désordonné

- Les grands domaines MG ont la même énergie

Effet du terme MG désordonné

- Les grands domaines MG ont la même énergie
- Localisation d'Anderson d'un seul spinon

Effet du terme MG désordonné

- Les grands domaines MG ont la même énergie
- Localisation d'Anderson d'un seul spinon
 - base $|j\rangle = |\dots \bullet \bullet \uparrow \bullet \bullet \dots\rangle$

Effet du terme MG désordonné

- Les grands domaines MG ont la même énergie
- Localisation d'Anderson d'un seul spinon

- base $|j\rangle = |\cdots \bullet \bullet \bullet \uparrow \bullet \bullet \bullet \cdots\rangle$

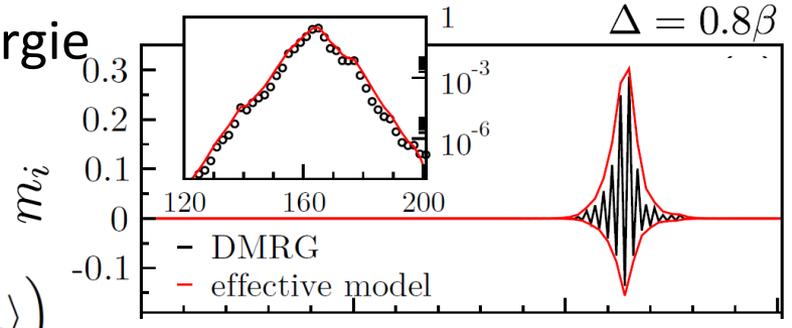
$$\left(\tilde{\mathcal{H}}_{\text{RMG}} - E_{\text{MG}}\right) |j\rangle = \frac{\beta_{2j+1}}{2} \left(|j-1\rangle + \frac{5}{2}|j\rangle + |j+1\rangle\right)$$

Effet du terme MG désordonné

- Les grands domaines MG ont la même énergie
- Localisation d'Anderson d'un seul spinon

• base $|j\rangle = |\dots \bullet \bullet \bullet \uparrow \bullet \bullet \bullet \dots\rangle$

$$\left(\tilde{\mathcal{H}}_{\text{RMG}} - E_{\text{MG}}\right) |j\rangle = \frac{\beta_{2j+1}}{2} \left(|j-1\rangle + \frac{5}{2}|j\rangle + |j+1\rangle\right)$$



Effet du terme MG désordonné

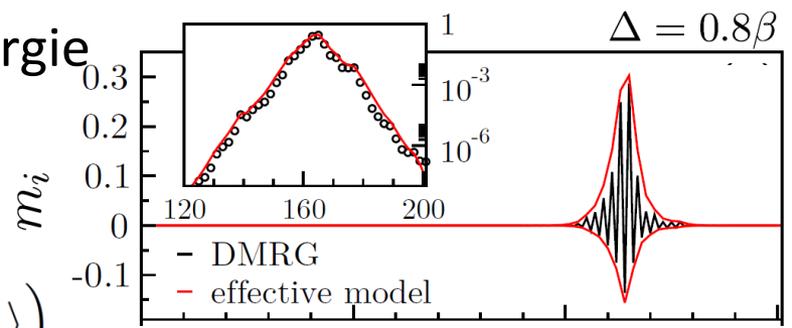
- Les grands domaines MG ont la même énergie

- Localisation d'Anderson d'un seul spinon

- base $|j\rangle = |\dots \bullet \bullet \bullet \uparrow \bullet \bullet \bullet \dots\rangle$

$$\left(\tilde{\mathcal{H}}_{\text{RMG}} - E_{\text{MG}}\right) |j\rangle = \frac{\beta_{2j+1}}{2} \left(|j-1\rangle + \frac{5}{2}|j\rangle + |j+1\rangle\right)$$

- longueur de localisation $\xi_{\text{RMG}} \simeq \sqrt{2\beta/\Delta}$



Effet du terme MG désordonné

- Les grands domaines MG ont la même énergie

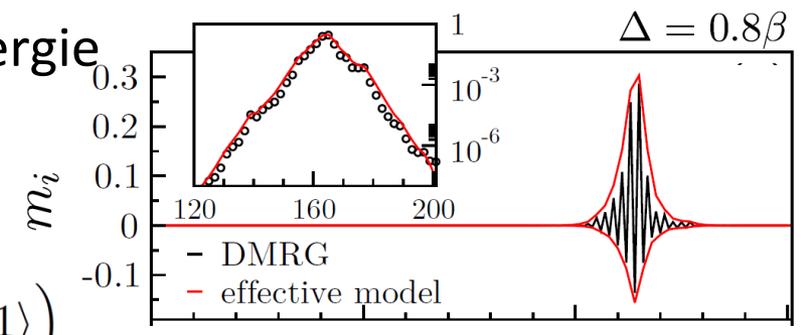
- Localisation d'Anderson d'un seul spinon

- base $|j\rangle = |\dots \bullet \bullet \bullet \uparrow \bullet \bullet \bullet \dots\rangle$

$$\left(\tilde{\mathcal{H}}_{\text{RMG}} - E_{\text{MG}}\right) |j\rangle = \frac{\beta_{2j+1}}{2} \left(|j-1\rangle + \frac{5}{2}|j\rangle + |j+1\rangle\right)$$

- longueur de localisation $\xi_{\text{RMG}} \simeq \sqrt{2\beta/\Delta}$

- énergie minimale de création d'un spinon $E_{\text{min}} = (\beta - \Delta)/4$



Effet du terme MG désordonné

- Les grands domaines MG ont la même énergie

- Localisation d'Anderson d'un seul spinon

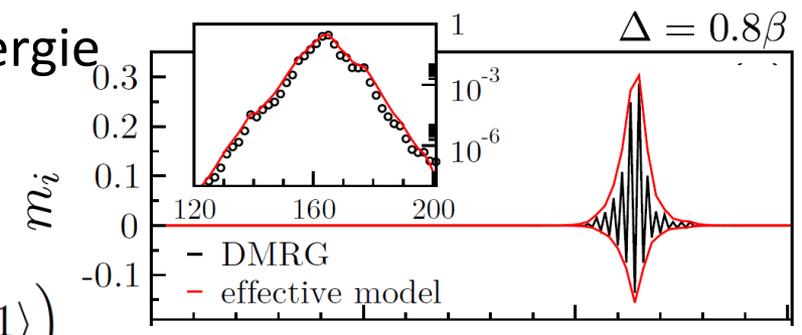
- base $|j\rangle = |\dots \bullet \bullet \bullet \uparrow \bullet \bullet \bullet \dots\rangle$

$$\left(\tilde{\mathcal{H}}_{\text{RMG}} - E_{\text{MG}}\right) |j\rangle = \frac{\beta_{2j+1}}{2} \left(|j-1\rangle + \frac{5}{2}|j\rangle + |j+1\rangle\right)$$

- longueur de localisation $\xi_{\text{RMG}} \simeq \sqrt{2\beta/\Delta}$

- énergie minimale de création d'un spinon $E_{\text{min}} = (\beta - \Delta)/4$

- Transition de phase quantique: état gappé => état "paramagnétique"



Effet du terme MG désordonné

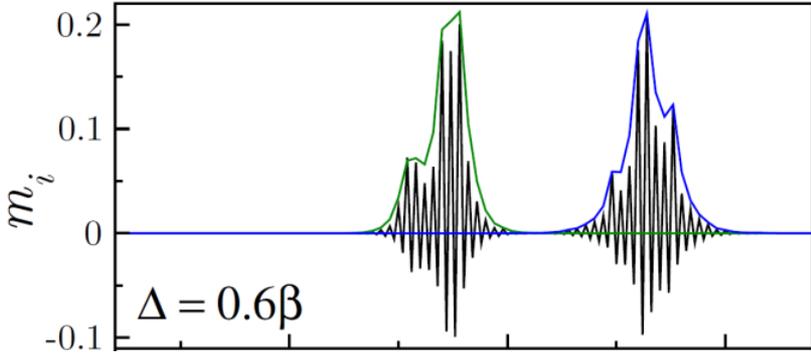
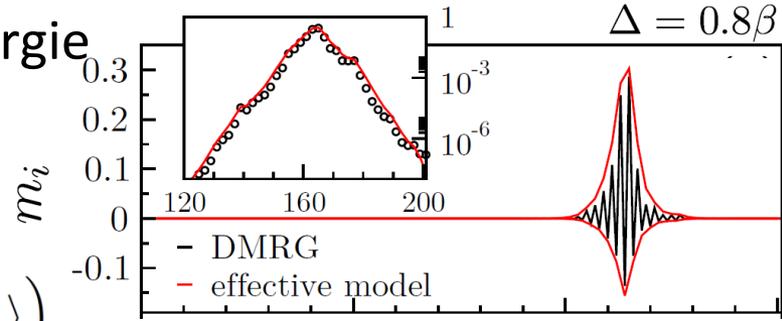
- Les grands domaines MG ont la même énergie
- Localisation d'Anderson d'un seul spinon

• base $|j\rangle = |\dots \bullet \bullet \bullet \uparrow \bullet \bullet \bullet \dots\rangle$

$$\left(\tilde{\mathcal{H}}_{\text{RMG}} - E_{\text{MG}}\right) |j\rangle = \frac{\beta_{2j+1}}{2} \left(|j-1\rangle + \frac{5}{2}|j\rangle + |j+1\rangle\right)$$

- longueur de localisation $\xi_{\text{RMG}} \simeq \sqrt{2\beta/\Delta}$
- énergie minimale de création d'un spinon $E_{\text{min}} = (\beta - \Delta)/4$

- Transition de phase quantique: état gappé => état "paramagnétique"



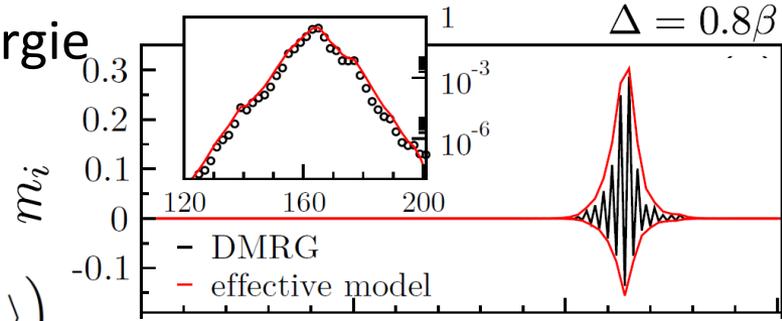
Effet du terme MG désordonné

- Les grands domaines MG ont la même énergie
- Localisation d'Anderson d'un seul spinon

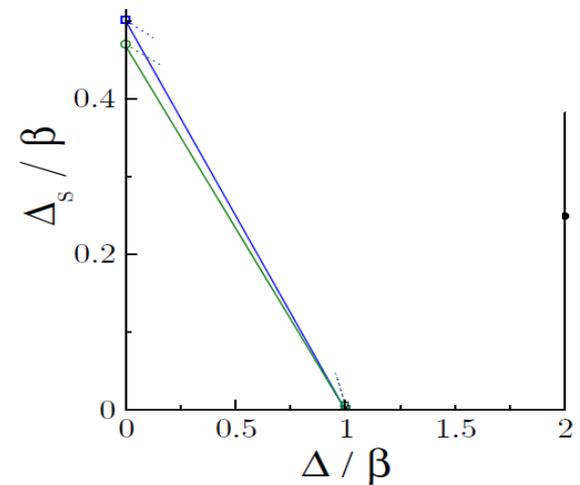
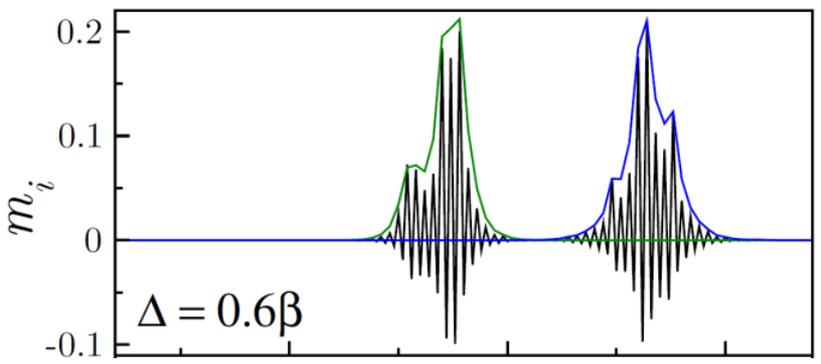
• base $|j\rangle = |\dots \bullet \bullet \bullet \uparrow \bullet \bullet \bullet \dots\rangle$

$$\left(\tilde{\mathcal{H}}_{\text{RMG}} - E_{\text{MG}}\right) |j\rangle = \frac{\beta_{2j+1}}{2} \left(|j-1\rangle + \frac{5}{2}|j\rangle + |j+1\rangle\right)$$

- longueur de localisation $\xi_{\text{RMG}} \simeq \sqrt{2\beta/\Delta}$
- énergie minimale de création d'un spinon $E_{\text{min}} = (\beta - \Delta)/4$



- Transition de phase quantique: état gappé => état "paramagnétique"



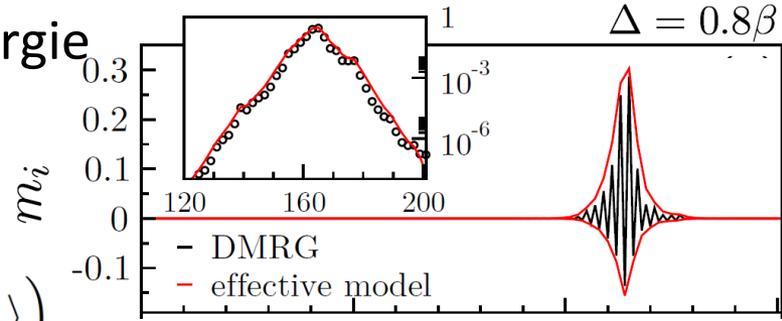
Effet du terme MG désordonné

- Les grands domaines MG ont la même énergie
- Localisation d'Anderson d'un seul spinon

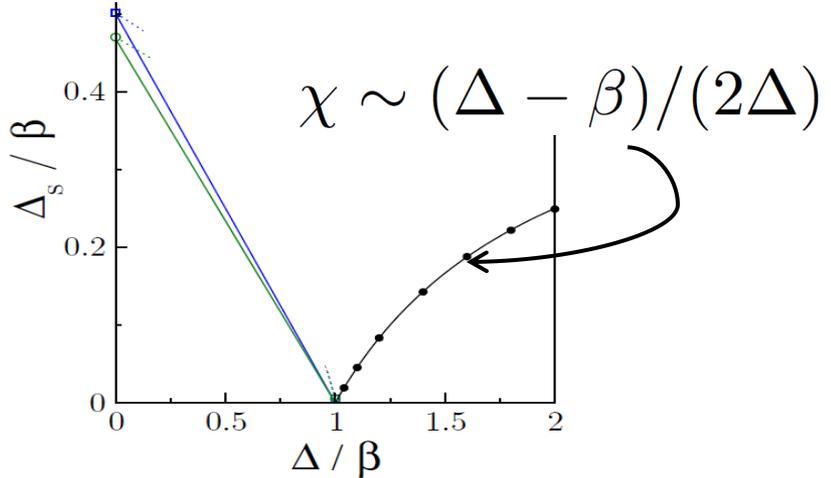
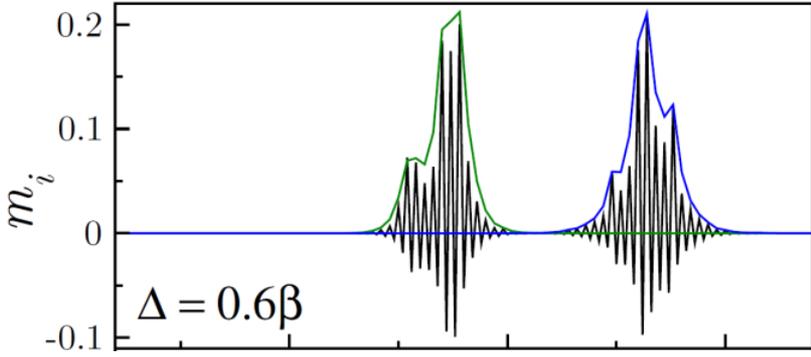
• base $|j\rangle = |\dots \bullet \bullet \bullet \uparrow \bullet \bullet \bullet \dots\rangle$

$$\left(\tilde{\mathcal{H}}_{\text{RMG}} - E_{\text{MG}}\right) |j\rangle = \frac{\beta_{2j+1}}{2} \left(|j-1\rangle + \frac{5}{2}|j\rangle + |j+1\rangle\right)$$

- longueur de localisation $\xi_{\text{RMG}} \simeq \sqrt{2\beta/\Delta}$
- énergie minimale de création d'un spinon $E_{\text{min}} = (\beta - \Delta)/4$



- Transition de phase quantique: état gappé => état "paramagnétique"



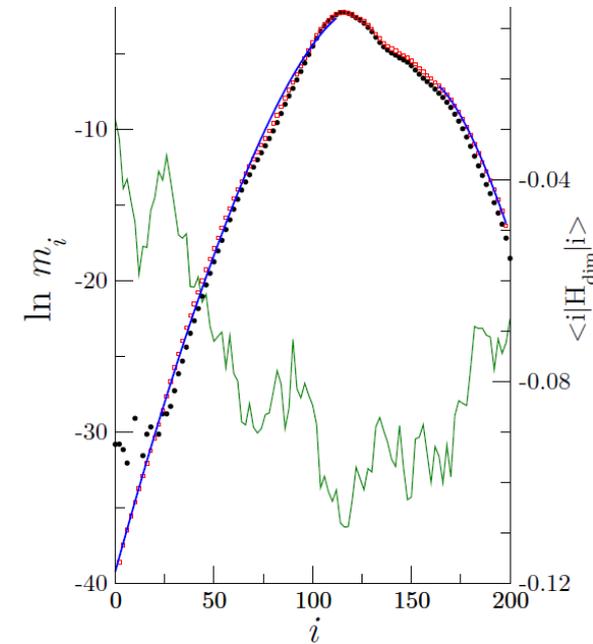
Effet du terme de dimérisation aléatoire

- Perturbation $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}$ avec $\overline{\eta_i} = 0$
=> fluctuation de l'énergie des domaines MG

Effet du terme de dimérisation aléatoire

- Perturbation $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}$ avec $\overline{\eta_i} = 0$
=> fluctuation de l'énergie des domaines MG
- Un seul spinon: confinement aléatoire

$$\mu_i = \langle i | \mathcal{H}_{\text{dim}} | i \rangle = -\frac{3}{4} \left(\sum_{n=0}^{i-1} \eta_{2n+1} + \sum_{n=i+1}^{(L-1)/2} \eta_{2n} \right)$$

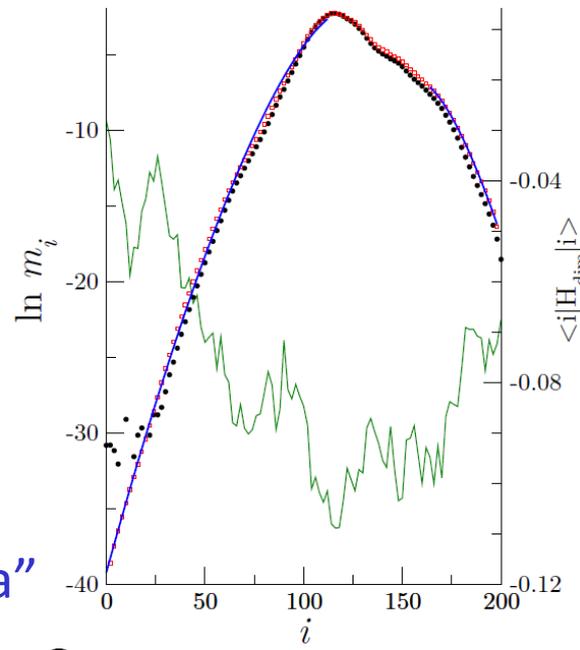
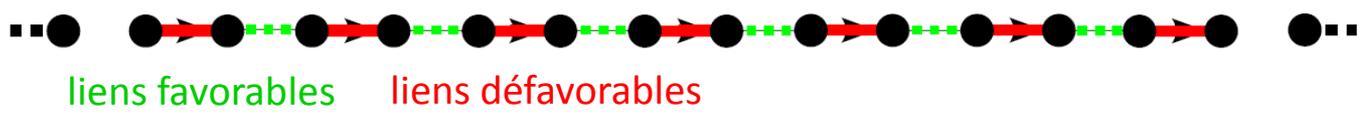


Effet du terme de dimérisation aléatoire

- Perturbation $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}$ avec $\overline{\eta_i} = 0$
 => fluctuation de l'énergie des domaines MG
- Un seul spinon: confinement aléatoire

$$\mu_i = \langle i | \mathcal{H}_{\text{dim}} | i \rangle = -\frac{3}{4} \left(\sum_{n=0}^{i-1} \eta_{2n+1} + \sum_{n=i+1}^{(L-1)/2} \eta_{2n} \right)$$

- Plusieurs spinons: formation de domaines "Imry-Ma"

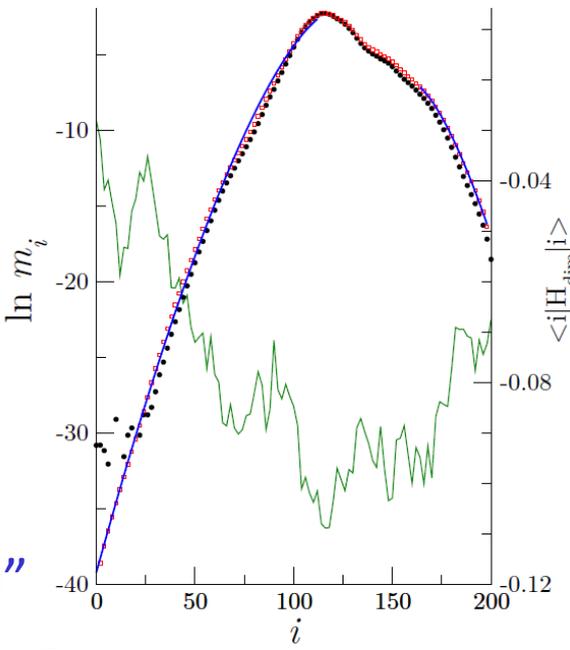
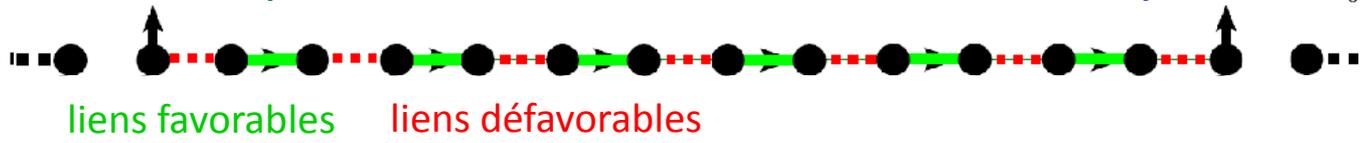


Effet du terme de dimérisation aléatoire

- Perturbation $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}$ avec $\overline{\eta_i} = 0$
 => fluctuation de l'énergie des domaines MG
- Un seul spinon: confinement aléatoire

$$\mu_i = \langle i | \mathcal{H}_{\text{dim}} | i \rangle = -\frac{3}{4} \left(\sum_{n=0}^{i-1} \eta_{2n+1} + \sum_{n=i+1}^{(L-1)/2} \eta_{2n} \right)$$

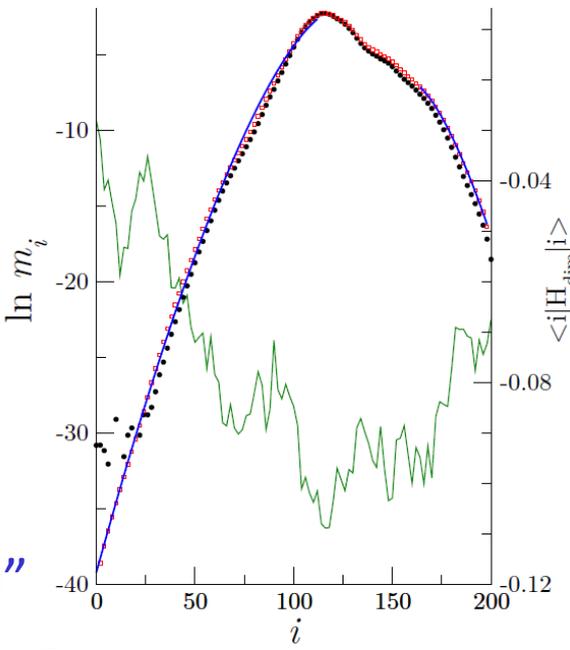
- Plusieurs spinons: formation de domaines "Imry-Ma"



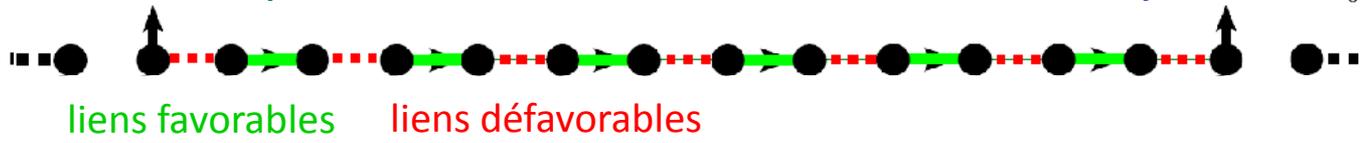
Effet du terme de dimérisation aléatoire

- Perturbation $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}$ avec $\overline{\eta_i} = 0$
 => fluctuation de l'énergie des domaines MG
- Un seul spinon: confinement aléatoire

$$\mu_i = \langle i | \mathcal{H}_{\text{dim}} | i \rangle = -\frac{3}{4} \left(\sum_{n=0}^{i-1} \eta_{2n+1} + \sum_{n=i+1}^{(L-1)/2} \eta_{2n} \right)$$



- Plusieurs spinons: formation de domaines "Imry-Ma"



$$\delta E_{ij} = \frac{3}{4} (\beta_{2i-1} + \beta_{2j}) - \frac{3}{4} \sum_{n=2i-1}^{2j-1} (-1)^n \eta_n$$

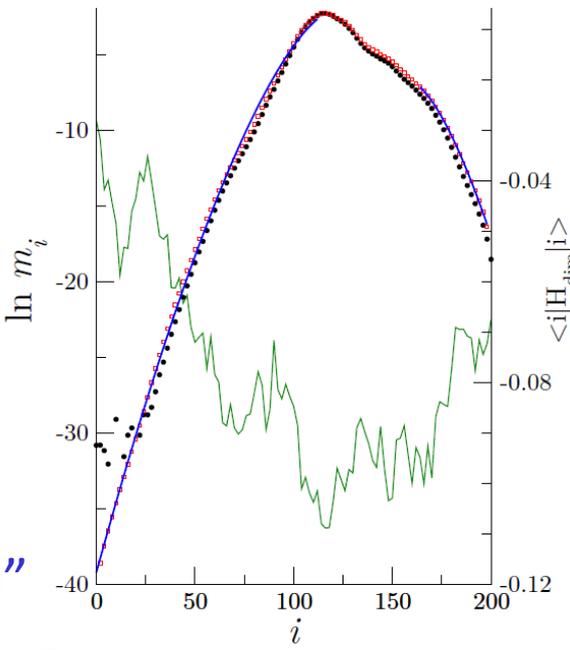
↑
coût énergétique de création des spinons

↙
gain énergétique de création de domaines

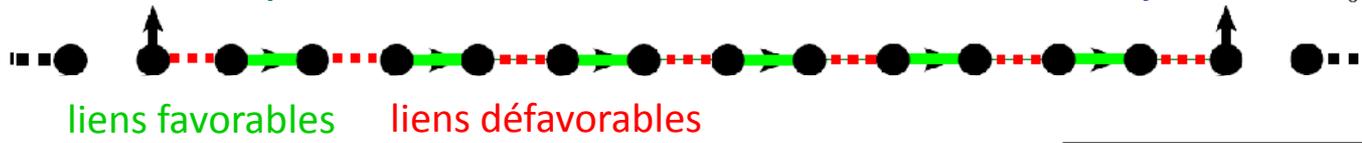
Effet du terme de dimérisation aléatoire

- Perturbation $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}$ avec $\overline{\eta_i} = 0$
 => fluctuation de l'énergie des domaines MG
- Un seul spinon: confinement aléatoire

$$\mu_i = \langle i | \mathcal{H}_{\text{dim}} | i \rangle = -\frac{3}{4} \left(\sum_{n=0}^{i-1} \eta_{2n+1} + \sum_{n=i+1}^{(L-1)/2} \eta_{2n} \right)$$



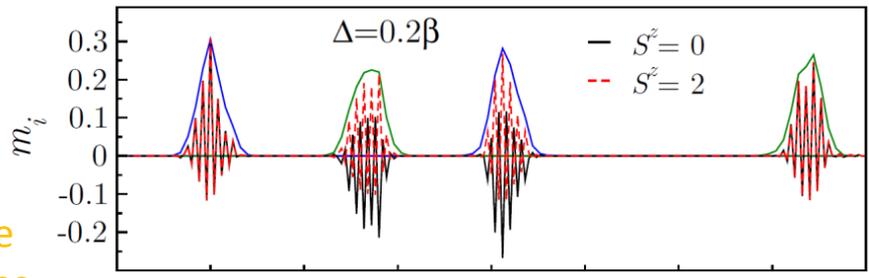
- Plusieurs spinons: formation de domaines "Imry-Ma"



$$\delta E_{ij} = \frac{3}{4} (\beta_{2i-1} + \beta_{2j}) - \frac{3}{4} \sum_{n=2i-1}^{2j-1} (-1)^n \eta_n$$

coût énergétique de création des spinons

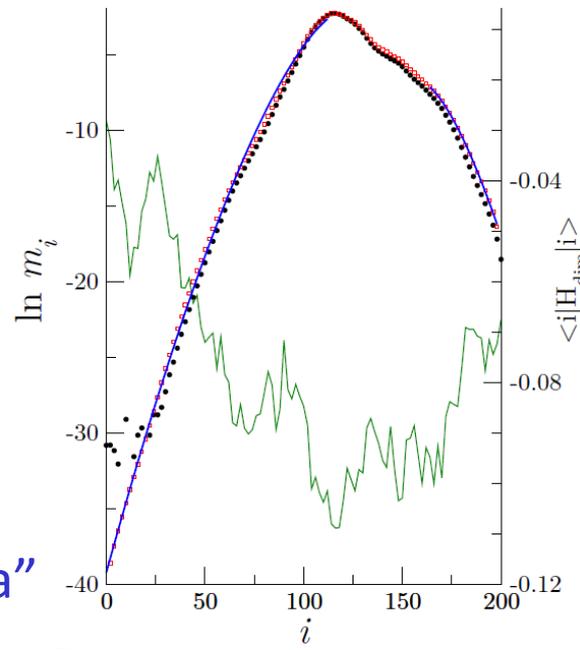
gain énergétique de création de domaines



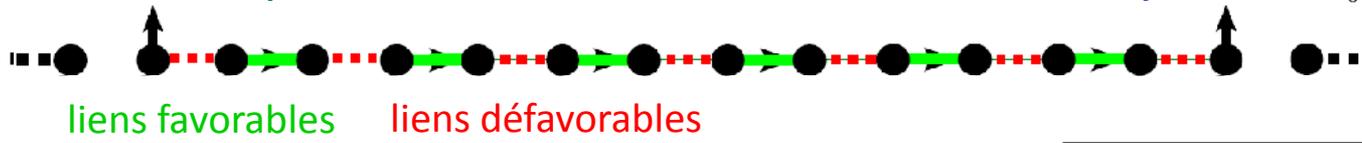
Effet du terme de dimérisation aléatoire

- Perturbation $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}$ avec $\overline{\eta_i} = 0$
 => fluctuation de l'énergie des domaines MG
- Un seul spinon: confinement aléatoire

$$\mu_i = \langle i | \mathcal{H}_{\text{dim}} | i \rangle = -\frac{3}{4} \left(\sum_{n=0}^{i-1} \eta_{2n+1} + \sum_{n=i+1}^{(L-1)/2} \eta_{2n} \right)$$



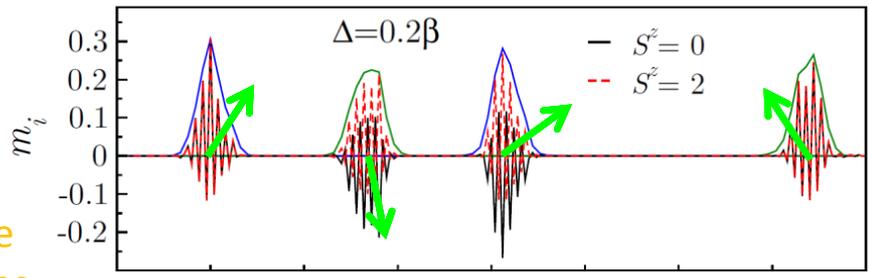
- Plusieurs spinons: formation de domaines "Imry-Ma"



$$\delta E_{ij} = \frac{3}{4} (\beta_{2i-1} + \beta_{2j}) - \frac{3}{4} \sum_{n=2i-1}^{2j-1} (-1)^n \eta_n$$

coût énergétique de création des spinons

gain énergétique de création de domaines

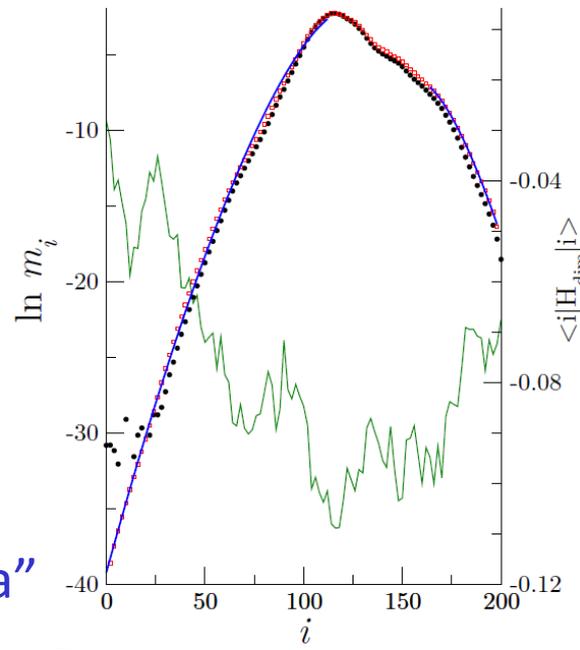


Effet du terme de dimérisation aléatoire

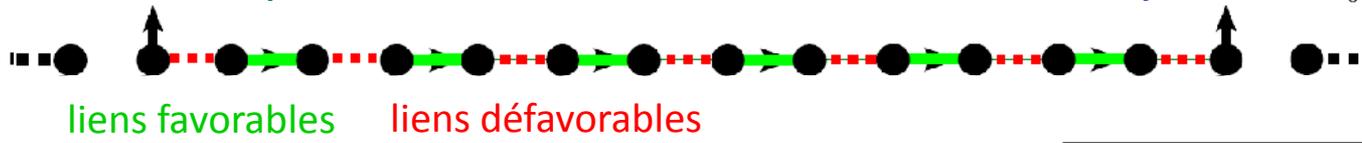
- Perturbation $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}$ avec $\overline{\eta_i} = 0$
 => fluctuation de l'énergie des domaines MG

- Un seul spinon: confinement aléatoire

$$\mu_i = \langle i | \mathcal{H}_{\text{dim}} | i \rangle = -\frac{3}{4} \left(\sum_{n=0}^{i-1} \eta_{2n+1} + \sum_{n=i+1}^{(L-1)/2} \eta_{2n} \right)$$



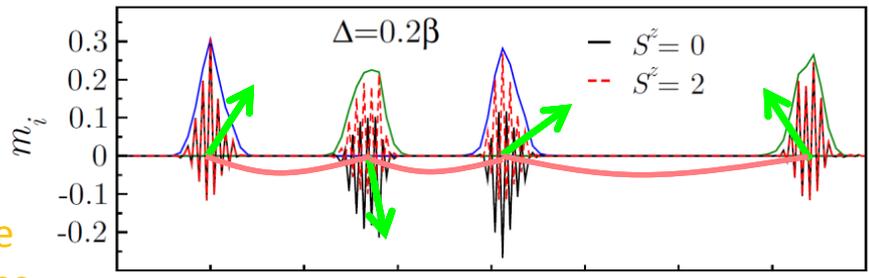
- Plusieurs spinons: formation de domaines "Imry-Ma"



$$\delta E_{ij} = \frac{3}{4} (\beta_{2i-1} + \beta_{2j}) - \frac{3}{4} \sum_{n=2i-1}^{2j-1} (-1)^n \eta_n$$

coût énergétique de création des spinons

gain énergétique de création de domaines



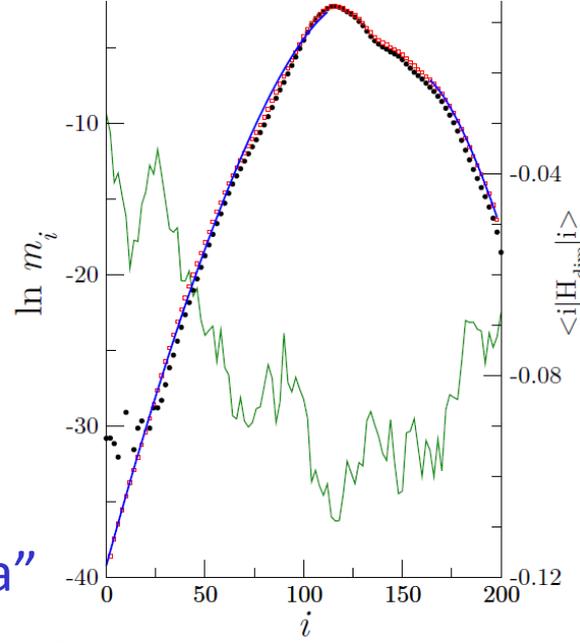
- Couplages magnétiques résiduels entre spinons sont ferro/antiferro

Effet du terme de dimérisation aléatoire

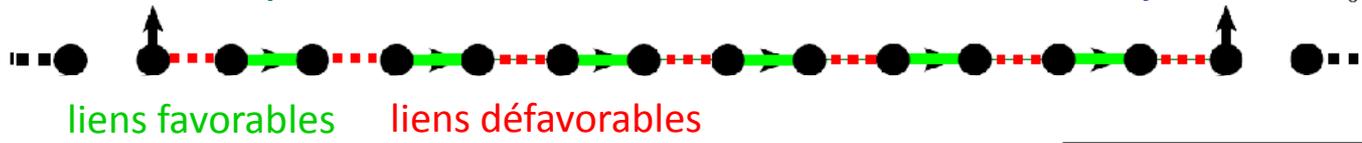
- Perturbation $\mathcal{H}_{\text{dim}} = \sum_i \eta_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}$ avec $\overline{\eta_i} = 0$
 => fluctuation de l'énergie des domaines MG

- Un seul spinon: confinement aléatoire

$$\mu_i = \langle i | \mathcal{H}_{\text{dim}} | i \rangle = -\frac{3}{4} \left(\sum_{n=0}^{i-1} \eta_{2n+1} + \sum_{n=i+1}^{(L-1)/2} \eta_{2n} \right)$$



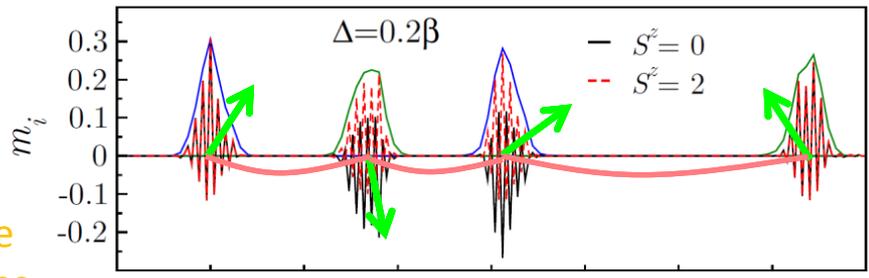
- Plusieurs spinons: formation de domaines "Imry-Ma"



$$\delta E_{ij} = \frac{3}{4} (\beta_{2i-1} + \beta_{2j}) - \frac{3}{4} \sum_{n=2i-1}^{2j-1} (-1)^n \eta_n$$

coût énergétique de création des spinons

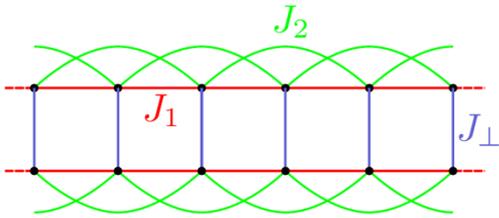
gain énergétique de création de domaines



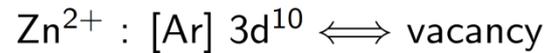
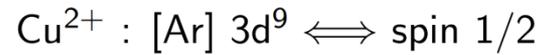
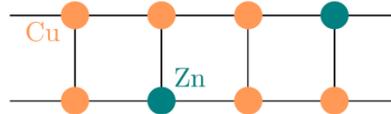
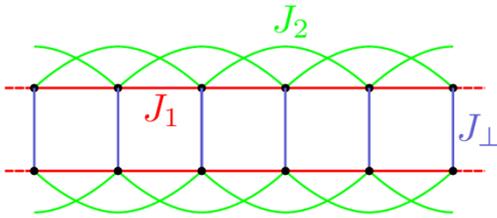
- Couplages magnétiques résiduels entre spinons sont ferro/antiferro

➤ le gap de spin est détruit, l'état est partiellement polarisé

Échelle frustrée avec impuretés

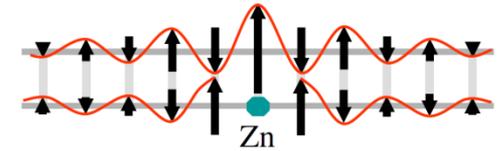
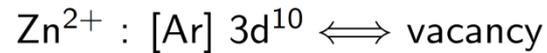
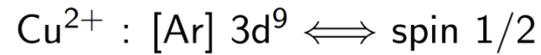
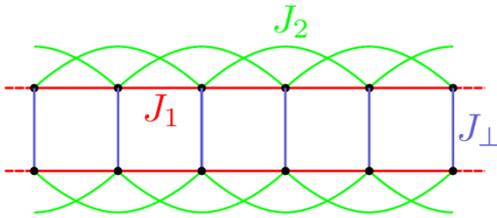


Échelle frustrée avec impuretés



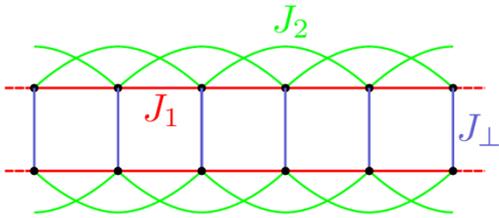
le désordre n'introduit qu'un seul paramètre: **le dopage z**

Échelle frustrée avec impuretés



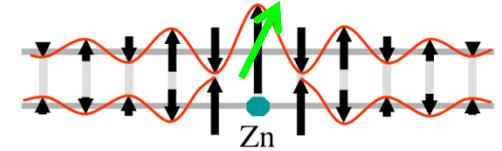
le désordre n'introduit qu'un seul paramètre: **le dopage z**

Échelle frustrée avec impuretés



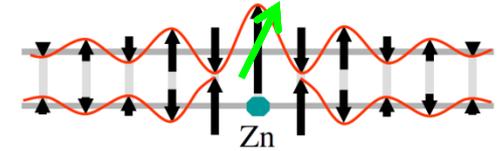
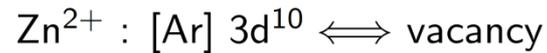
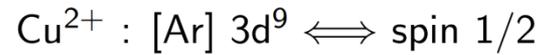
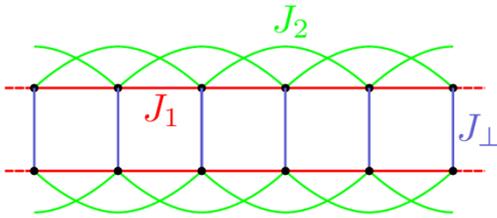
Cu^{2+} : [Ar] $3d^9 \iff \text{spin } 1/2$

Zn^{2+} : [Ar] $3d^{10} \iff \text{vacancy}$



le désordre n'introduit qu'un seul paramètre: **le dopage z**

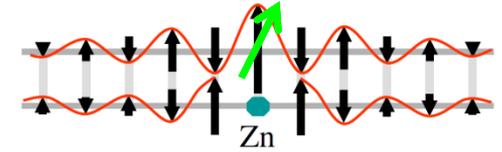
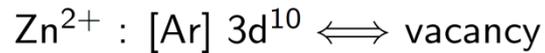
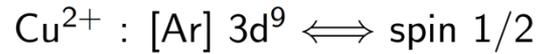
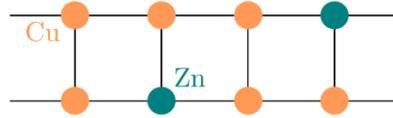
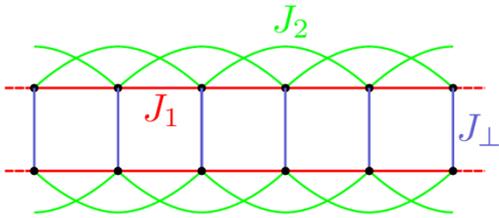
Échelle frustrée avec impuretés



le désordre n'introduit qu'un seul paramètre: **le dopage z**

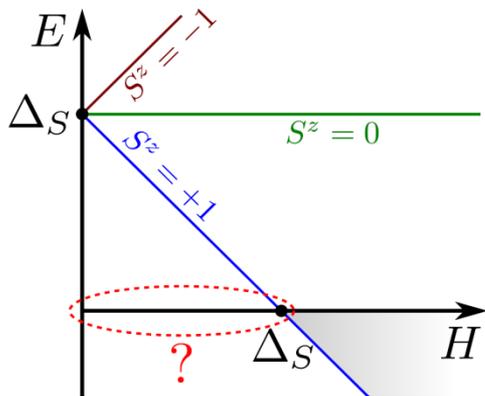
Quelle est la courbe d'aimantation à bas champ?

Échelle frustrée avec impuretés

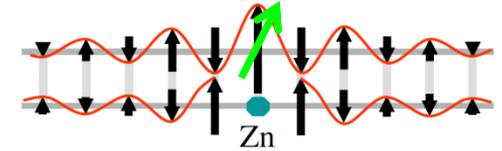
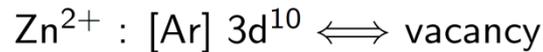
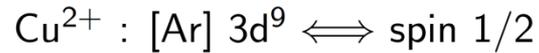
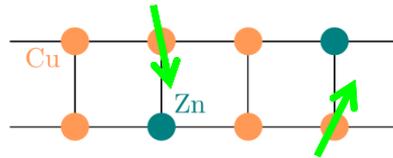
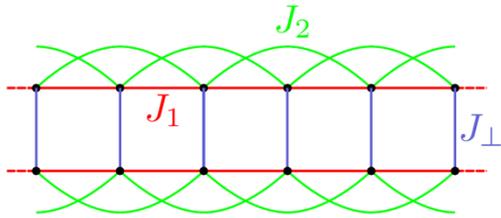


le désordre n'introduit qu'un seul paramètre: **le dopage z**

Quelle est la courbe d'aimantation à bas champ?

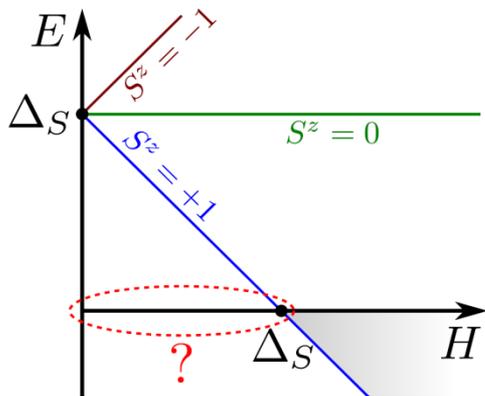


Échelle frustrée avec impuretés



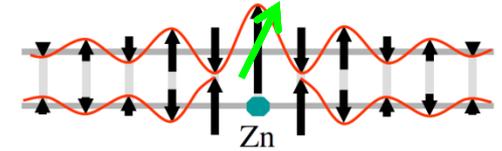
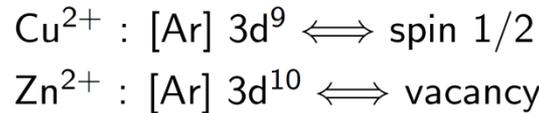
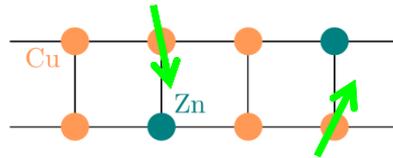
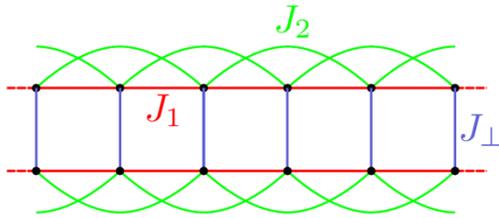
le désordre n'introduit qu'un seul paramètre: **le dopage z**

Quelle est la courbe d'aimantation à bas champ?



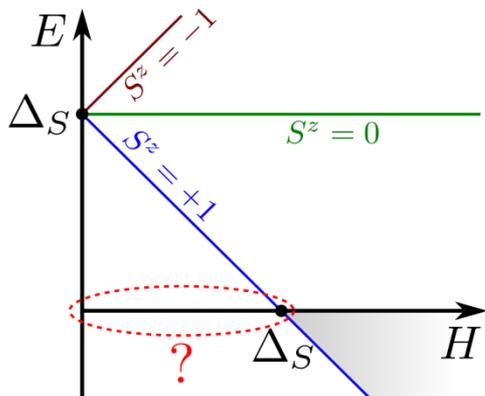
+ réponse de Brillouin
de **spin 1/2 libres**

Échelle frustrée avec impuretés

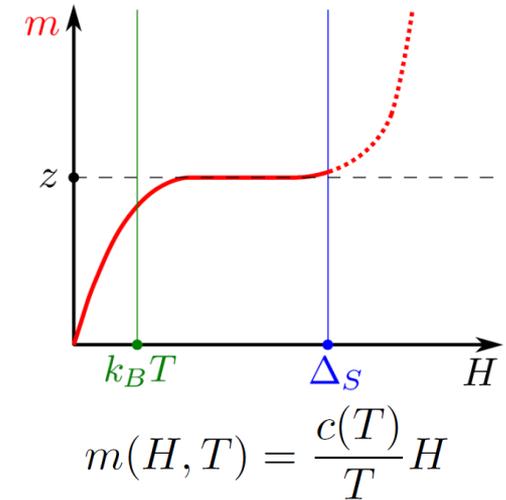


le désordre n'introduit qu'un seul paramètre: **le dopage z**

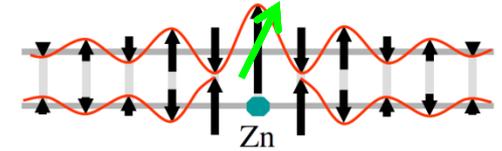
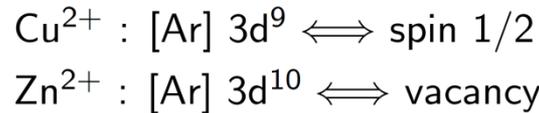
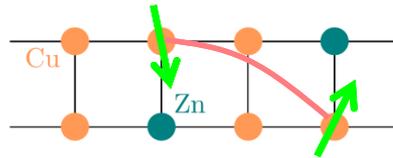
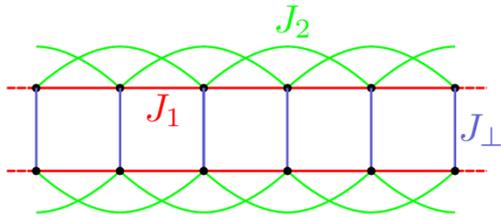
Quelle est la courbe d'aimantation à bas champ?



+ réponse de Brillouin de **spin 1/2 libres** \Rightarrow

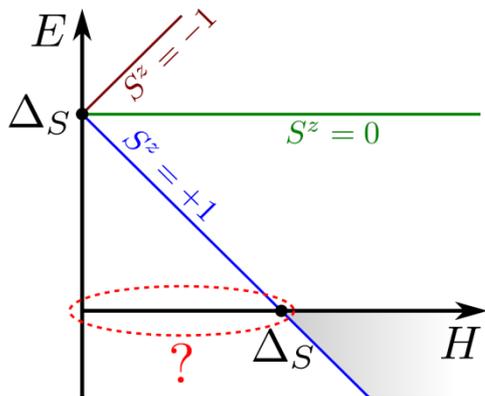


Échelle frustrée avec impuretés

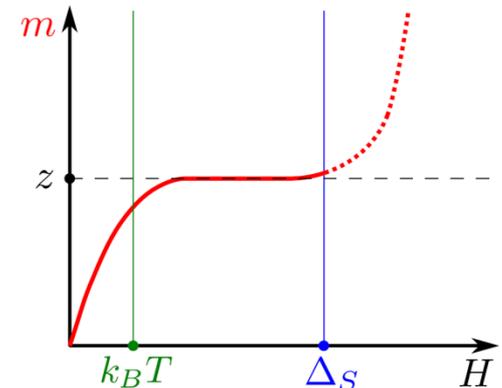


le désordre n'introduit qu'un seul paramètre: **le dopage z**

Quelle est la courbe d'aimantation à bas champ?



+ réponse de Brillouin de **spin 1/2 libres** \implies



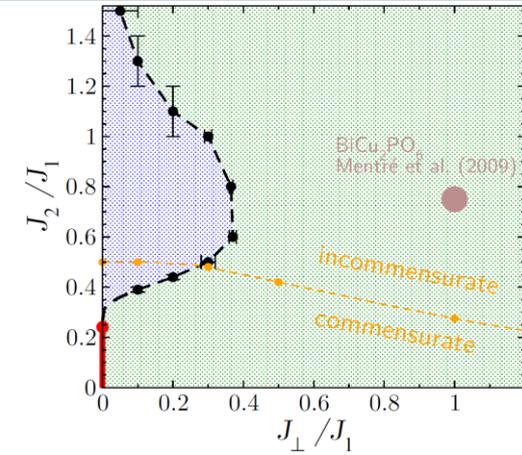
Effet des interactions ??

$$m(H, T) = \frac{c(T)}{T} H$$

Interaction effective entre impuretés

- Incommensurabilité due à la frustration pour

$$J_2 > J_{2,c}$$



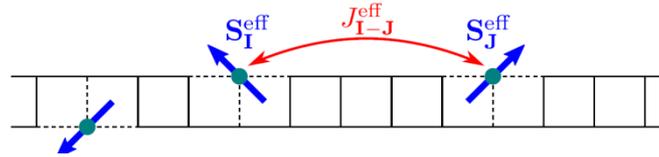
Interaction effective entre impuretés

- Incommensurabilité due à la frustration pour

$$J_2 > J_{2,c}$$

- Hamiltonien effectif à la RKKY

$$\mathcal{H}_{\text{imp}} = \sum_{I,J} J_{I-J}^{\text{eff}} \mathbf{s}_I^{\text{eff}} \cdot \mathbf{s}_J^{\text{eff}}$$



Interaction effective entre impuretés

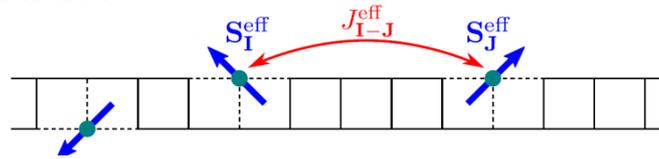
- Incommensurabilité due à la frustration pour

$$J_2 > J_{2,c}$$

- Hamiltonien effectif à la RKKY

$$\mathcal{H}_{\text{imp}} = \sum_{I,J} J_{I-J}^{\text{eff}} \mathbf{S}_I^{\text{eff}} \cdot \mathbf{S}_J^{\text{eff}}$$

$$J_{\mathbf{R}}^{\text{eff}} = - \sum_{\mathbf{k}} |J_{\mathbf{k}}|^2 \chi_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}}$$



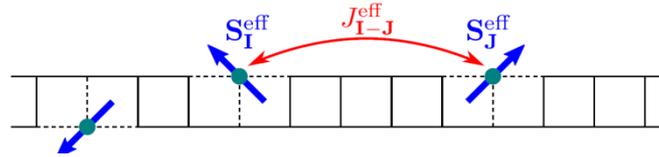
Interaction effective entre impuretés

- Incommensurabilité due à la frustration pour

$$J_2 > J_{2,c}$$

- Hamiltonien effectif à la RKKY

$$\mathcal{H}_{\text{imp}} = \sum_{I,J} J_{I-J}^{\text{eff}} \mathbf{s}_I^{\text{eff}} \cdot \mathbf{s}_J^{\text{eff}}$$



$$J_{x,y}^{\text{eff}} \simeq J_0 (-1)^{y+1} e^{-x/\xi_{\text{spin}}} \cos(qx)$$

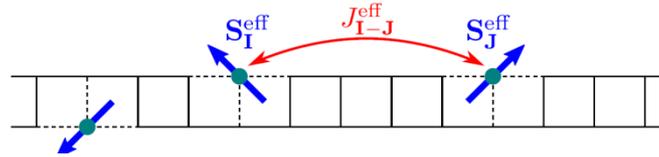
Interaction effective entre impuretés

- Incommensurabilité due à la frustration pour

$$J_2 > J_{2,c}$$

- Hamiltonien effectif à la RKKY

$$\mathcal{H}_{\text{imp}} = \sum_{I,J} J_{I-J}^{\text{eff}} \mathbf{s}_I^{\text{eff}} \cdot \mathbf{s}_J^{\text{eff}}$$



$$J_{x,y}^{\text{eff}} \simeq J_0 (-1)^{y+1} e^{-x/\xi_{\text{spin}}} \cos(qx)$$

- Couplages connus précisément numériquement

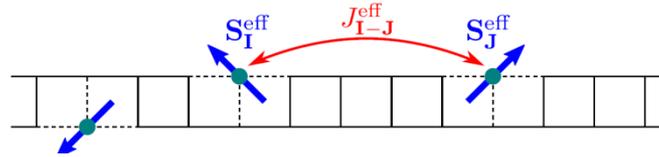
Interaction effective entre impuretés

- Incommensurabilité due à la frustration pour

$$J_2 > J_{2,c}$$

- Hamiltonien effectif à la RKKY

$$\mathcal{H}_{\text{imp}} = \sum_{I,J} J_{I-J}^{\text{eff}} \mathbf{s}_I^{\text{eff}} \cdot \mathbf{s}_J^{\text{eff}}$$



$$J_{x,y}^{\text{eff}} \simeq J_0 (-1)^{y+1} e^{-x/\xi_{\text{spin}}} \cos(qx)$$

- Couplages **connus** précisément numériquement

- Distribution des couplages $P(J) = \frac{z\xi}{J_0} \left(\frac{|J|}{J_0} \right)^{\alpha-1}$ avec $\alpha = 2z\xi$
(très peu sensible à la frustration)

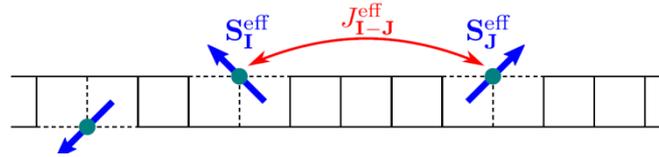
Interaction effective entre impuretés

- Incommensurabilité due à la frustration pour

$$J_2 > J_{2,c}$$

- Hamiltonien effectif à la RKKY

$$\mathcal{H}_{\text{imp}} = \sum_{I,J} J_{I-J}^{\text{eff}} \mathbf{s}_I^{\text{eff}} \cdot \mathbf{s}_J^{\text{eff}}$$

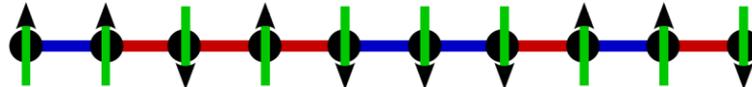


$$J_{x,y}^{\text{eff}} \simeq J_0 (-1)^{y+1} e^{-x/\xi_{\text{spin}}} \cos(qx)$$

- Couplages connus précisément numériquement

- Distribution des couplages $P(J) = \frac{z\xi}{J_0} \left(\frac{|J|}{J_0} \right)^{\alpha-1}$ avec $\alpha = 2z\xi$
(très peu sensible à la frustration)

- Image effective chaîne ferro-antiferromagnétique



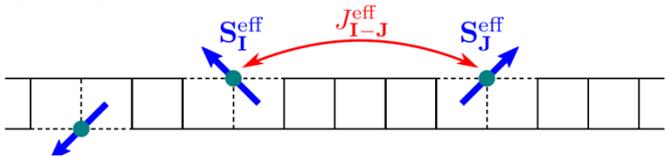
Interaction effective entre impuretés

- Incommensurabilité due à la frustration pour

$$J_2 > J_{2,c}$$

- Hamiltonien effectif à la RKKY

$$\mathcal{H}_{\text{imp}} = \sum_{I,J} J_{I-J}^{\text{eff}} \mathbf{s}_I^{\text{eff}} \cdot \mathbf{s}_J^{\text{eff}}$$

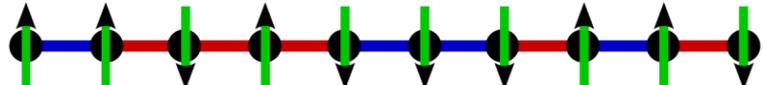


$$J_{x,y}^{\text{eff}} \simeq J_0 (-1)^{y+1} e^{-x/\xi_{\text{spin}}} \cos(qx)$$

- Couplages connus précisément numériquement

- Distribution des couplages $P(J) = \frac{z\xi}{J_0} \left(\frac{|J|}{J_0} \right)^{\alpha-1}$ avec $\alpha = 2z\xi$
(très peu sensible à la frustration)

- Image effective chaîne ferro-antiferromagnétique

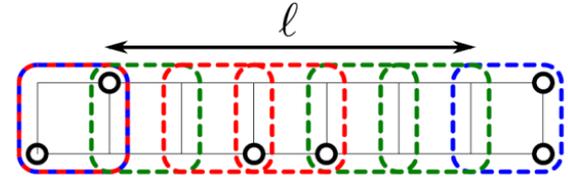


- Modèle de dimère aléatoires - courbe d'aimantation

$$m(H, T) = 2z \int dJ P(J) \frac{\sinh[H/T]}{1 + e^{J/T} + 2 \cosh[H/T]}$$

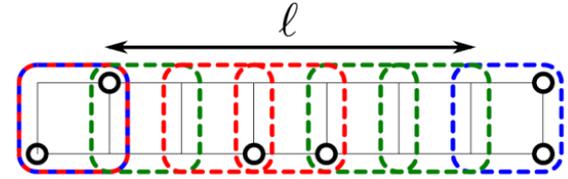
Spin total et constante de Curie à $T=0$

- Deux effets possibles sur le réseau
=> **dopage** et **coupure** en clusters



Spin total et constante de Curie à T=0

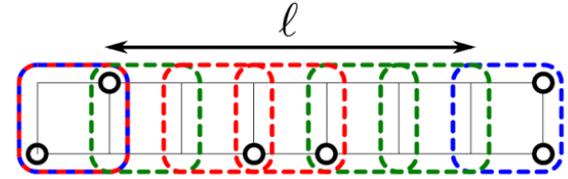
- Deux effets possibles sur le réseau
=> **dopage** et **coupure** en clusters



- **Théorème de Marshall** sur un cluster bipartite **Sigrist&Furusaki**
 - **spin total** $S = \frac{1}{2}|N_{i,A} - N_{i,B}| = \frac{1}{2}|2N_{i,A} - N_i|$ avec $P(N_{i,A}) = \frac{\binom{N/2}{N_{i,A}} \binom{N/2}{N_i - N_{i,A}}}{\binom{N}{N_i}}$

Spin total et constante de Curie à T=0

- Deux effets possibles sur le réseau
=> **dopage** et **coupure** en clusters

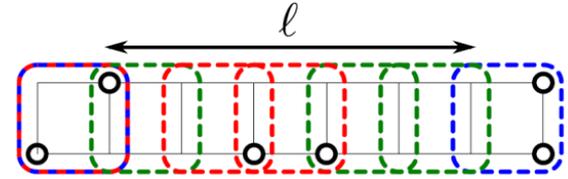


- **Théorème de Marshall** sur un cluster bipartite **Sigrist&Furusaki**

- **spin total** $S = \frac{1}{2}|N_{i,A} - N_{i,B}| = \frac{1}{2}|2N_{i,A} - N_i|$ avec $P(N_{i,A}) = \frac{\binom{N/2}{N_{i,A}} \binom{N/2}{N_i - N_{i,A}}}{\binom{N}{N_i}}$
- en moyenne $\bar{S} \simeq \sqrt{\frac{1-z}{2\pi}} \sqrt{N_i}$

Spin total et constante de Curie à T=0

- Deux effets possibles sur le réseau
=> **dopage** et **coupure** en clusters

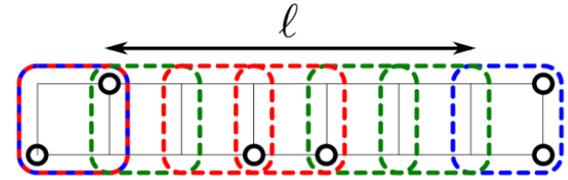


- **Théorème de Marshall** sur un cluster bipartite **Sigrist&Furusaki**

- **spin total** $S = \frac{1}{2}|N_{i,A} - N_{i,B}| = \frac{1}{2}|2N_{i,A} - N_i|$ avec $P(N_{i,A}) = \frac{\binom{N/2}{N_{i,A}} \binom{N/2}{N_i - N_{i,A}}}{\binom{N}{N_i}}$
- **en moyenne** $\bar{S} \simeq \sqrt{\frac{1-z}{2\pi}} \sqrt{N_i}$
- **constante de Curie** $C_{z,N_i} = \overline{\langle \hat{S}_z^2 \rangle} = \frac{\overline{S(S+1)}}{3}$

Spin total et constante de Curie à T=0

- Deux effets possibles sur le réseau
=> **dopage** et **coupure** en clusters



- **Théorème de Marshall** sur un cluster bipartite **Sigrist&Furusaki**

- **spin total** $S = \frac{1}{2}|N_{i,A} - N_{i,B}| = \frac{1}{2}|2N_{i,A} - N_i|$ avec $P(N_{i,A}) = \frac{\binom{N/2}{N_{i,A}} \binom{N/2}{N_i - N_{i,A}}}{\binom{N}{N_i}}$

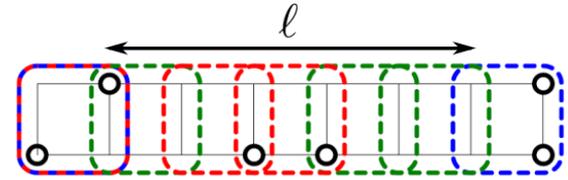
- en moyenne $\bar{S} \simeq \sqrt{\frac{1-z}{2\pi}} \sqrt{N_i}$

- **constante de Curie** $C_{z,N_i} = \overline{\langle \hat{S}_z^2 \rangle} = \frac{\overline{S(S+1)}}{3}$

NB: spin ½ libres
 $C_{z,N_i} = N_i/4$

Spin total et constante de Curie à T=0

- Deux effets possibles sur le réseau
=> **dopage** et **coupure** en clusters



- **Théorème de Marshall** sur un cluster bipartite **Sigrist&Furusaki**

- **spin total** $S = \frac{1}{2}|N_{i,A} - N_{i,B}| = \frac{1}{2}|2N_{i,A} - N_i|$ avec $P(N_{i,A}) = \frac{\binom{N/2}{N_{i,A}} \binom{N/2}{N_i - N_{i,A}}}{\binom{N}{N_i}}$

- en moyenne $\bar{S} \simeq \sqrt{\frac{1-z}{2\pi}} \sqrt{N_i}$

- **constante de Curie** $C_{z,N_i} = \overline{\langle \hat{S}_z^2 \rangle} = \frac{\overline{S(S+1)}}{3}$

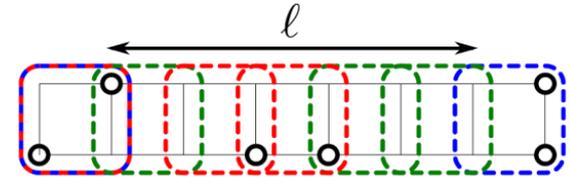
NB: spin ½ libres

$$C_{z,N_i} = N_i/4$$

$$C_{z,N_i} = \frac{N_i}{12}(1-z) \left[1 + \sqrt{\frac{8}{\pi(1-z)}} N_i^{-1/2} \right]$$

Spin total et constante de Curie à T=0

- Deux effets possibles sur le réseau
=> **dopage** et **coupure** en clusters



- **Théorème de Marshall** sur un cluster bipartite **Sigrist&Furusaki**

- **spin total** $S = \frac{1}{2}|N_{i,A} - N_{i,B}| = \frac{1}{2}|2N_{i,A} - N_i|$ avec $P(N_{i,A}) = \frac{\binom{N/2}{N_{i,A}} \binom{N/2}{N_i - N_{i,A}}}{\binom{N}{N_i}}$

- en moyenne $\bar{S} \simeq \sqrt{\frac{1-z}{2\pi}} \sqrt{N_i}$

- **constante de Curie** $C_{z,N_i} = \langle \hat{S}_z^2 \rangle = \frac{\overline{S(S+1)}}{3}$

NB: spin 1/2 libres

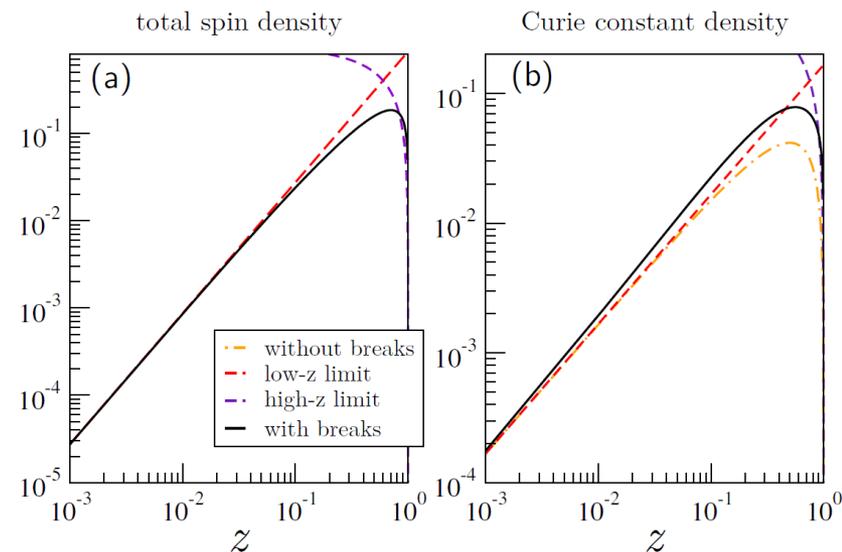
$$C_{z,N_i} = N_i/4$$

$$C_{z,N_i} = \frac{N_i}{12}(1-z) \left[1 + \sqrt{\frac{8}{\pi(1-z)}} N_i^{-1/2} \right]$$

- **Distribution des tailles de clusters**

$$\rho(\ell) \simeq \zeta e^{-\zeta \ell}$$

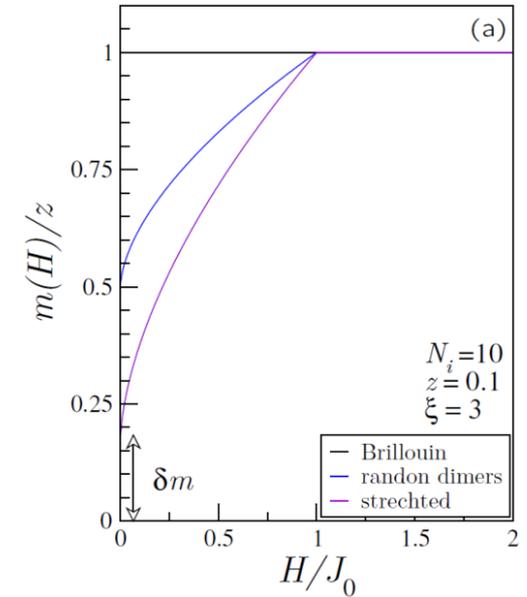
$$\zeta \simeq 3z^2$$



Courbe d'aimantation

- À température nulle
modèle de dimères aléatoires

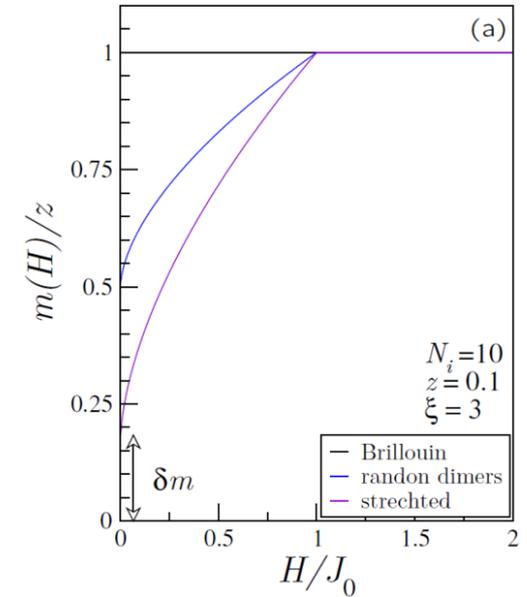
$$m(H, T = 0) = \frac{z}{2} \left(1 + \left(\frac{H}{J_0} \right)^\alpha \right)$$



Courbe d'aimantation

- À température nulle
modèle de dimères aléatoires

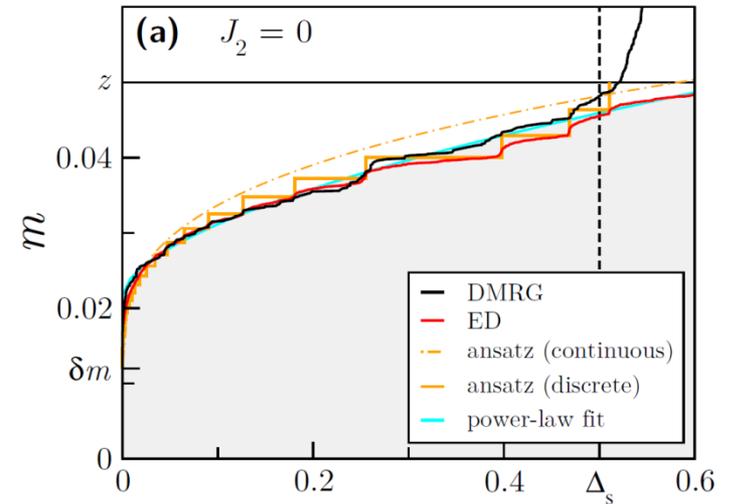
$$m(H, T = 0) = \delta m + (z - \delta m) \left(\frac{H}{J_0} \right)^\alpha$$



Courbe d'aimantation

- À température nulle
modèle de dimères aléatoires

$$m(H, T = 0) = \delta m + (z - \delta m) \left(\frac{H}{J_0} \right)^\alpha$$

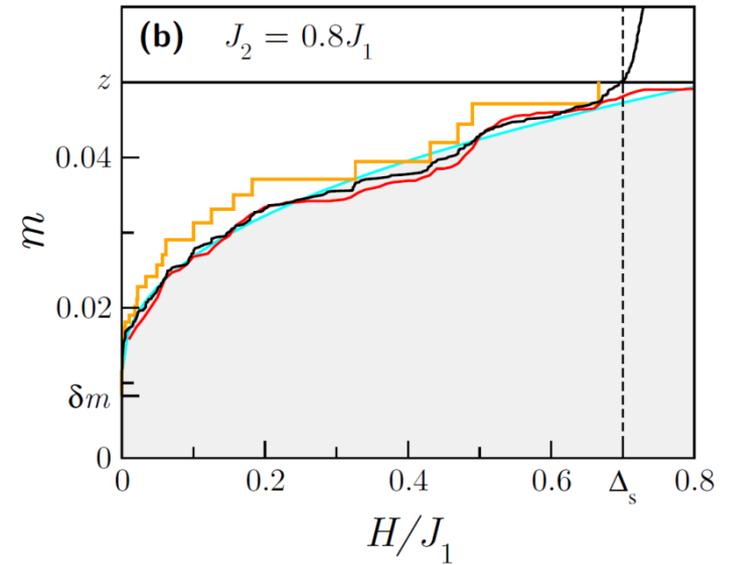


Courbe d'aimantation

- À température nulle
modèle de dimères aléatoires

$$m(H, T = 0) = \delta m + (z - \delta m) \left(\frac{H}{J_0} \right)^\alpha$$

effet de la frustration non-pertinent



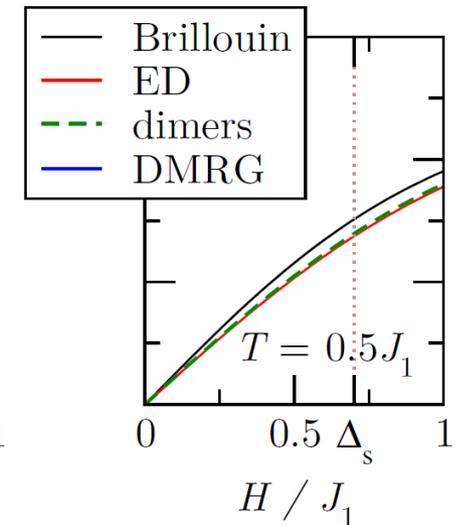
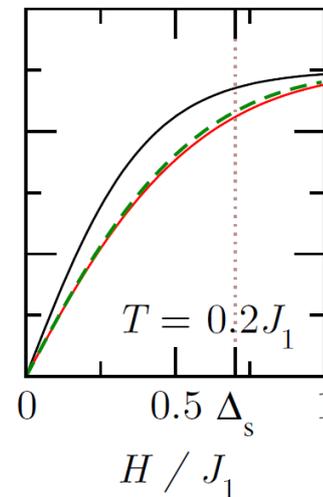
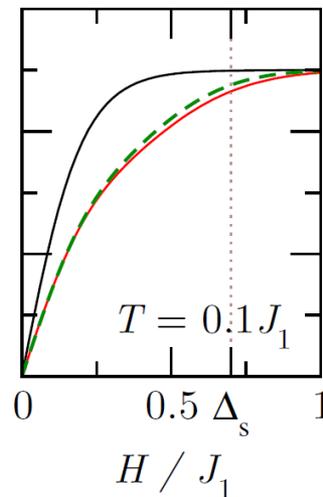
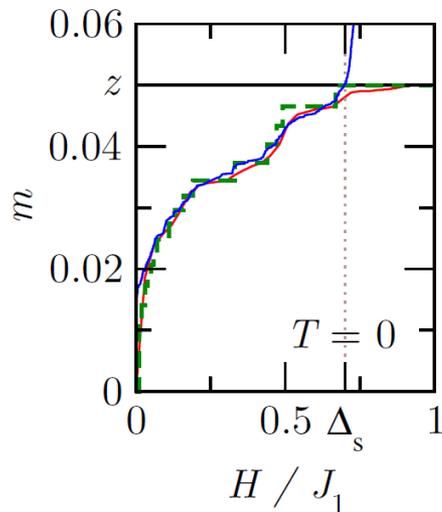
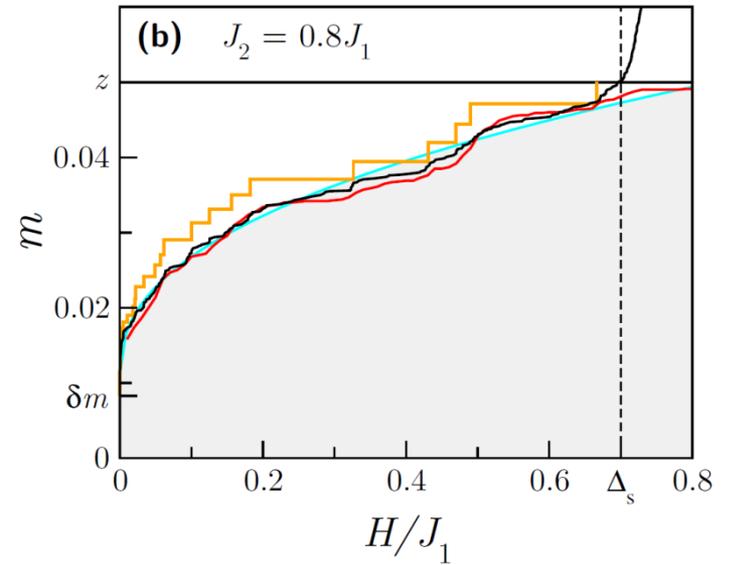
Courbe d'aimantation

- À température nulle
modèle de dimères aléatoires

$$m(H, T = 0) = \delta m + (z - \delta m) \left(\frac{H}{J_0} \right)^\alpha$$

effet de la frustration non-pertinent

- À température finie



— Brillouin
— ED
- - dimers
— DMRG

Constante de Curie

- Modèle de dimères aléatoires

$$c(T) = 2z \int dJ P(J) \frac{1}{3 + e^{\beta J}}$$

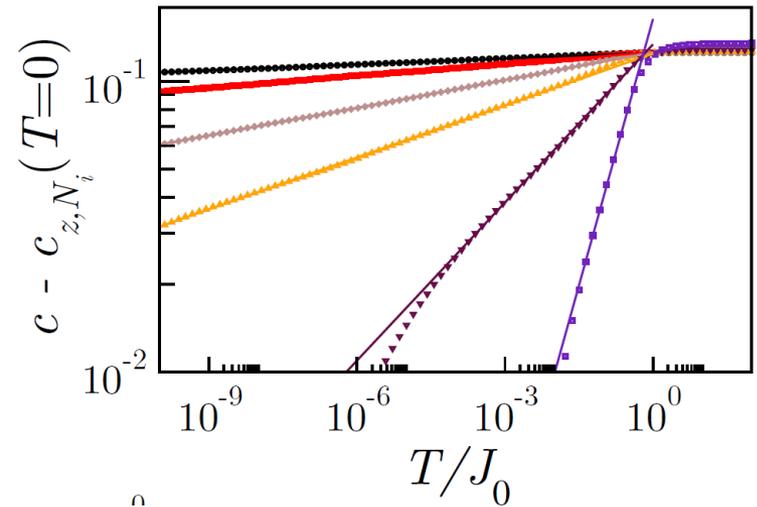
Constante de Curie

- Modèle de dimères aléatoires

$$c(T) \simeq c(0) + K(T/J_{\max})^\alpha$$

exposant contrôlé par le **dopage** et
la **longueur de corrélation** de spin

$$\alpha = 2z\xi$$



Constante de Curie

- Modèle de dimères aléatoires

$$c(T) \simeq c(0) + K(T/J_{\max})^\alpha$$

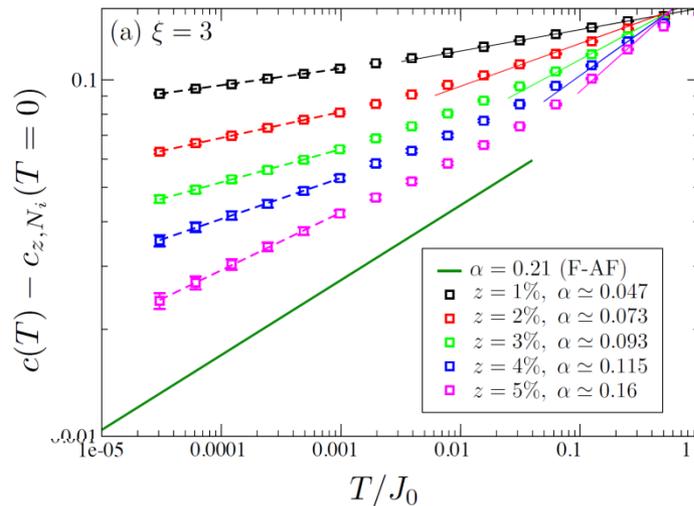
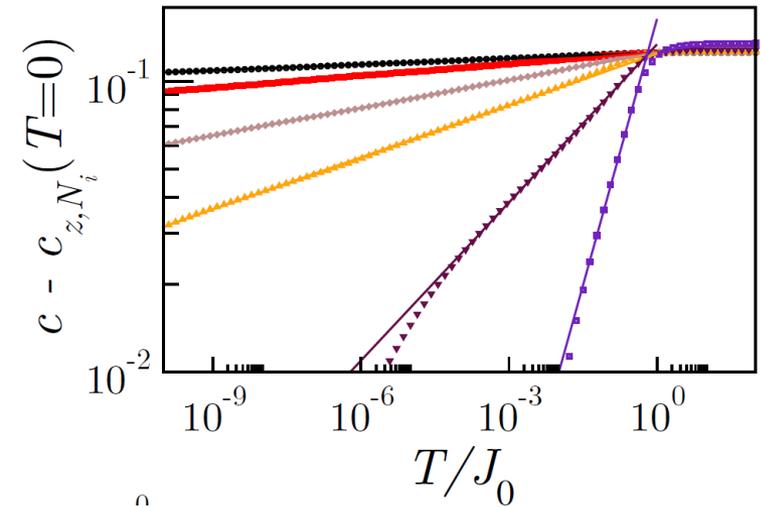
exposant contrôlé par le **dopage** et la **longueur de corrélation de spin**

$$\alpha = 2z\xi$$

- Variation de l'exposant vers les basses températures

=> physique similaire à la **chaîne ferro/antiferro**

résultats Monte-Carlo quantique (Nicolas Laflorencie, LPT Toulouse)



Constante de Curie

- Modèle de dimères aléatoires

$$c(T) \simeq c(0) + K(T/J_{\max})^\alpha$$

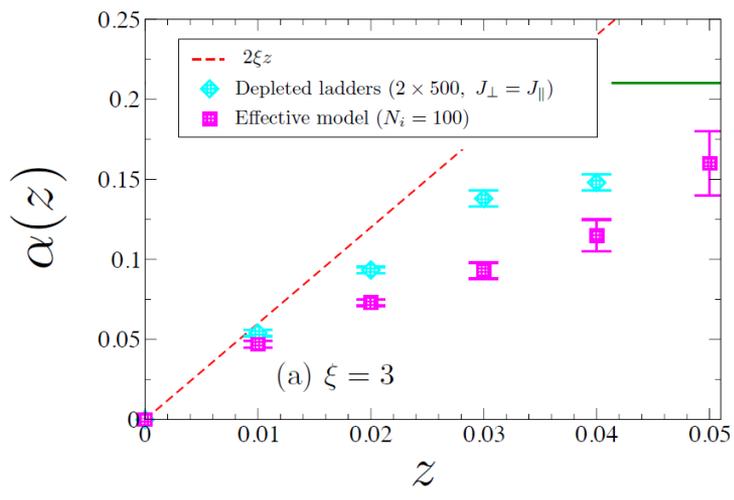
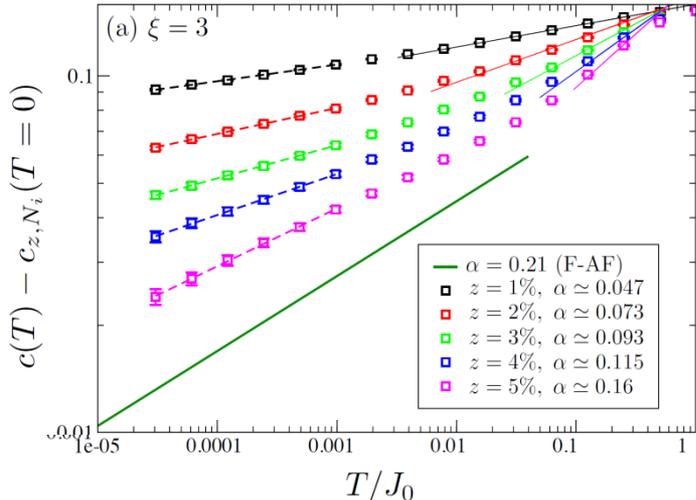
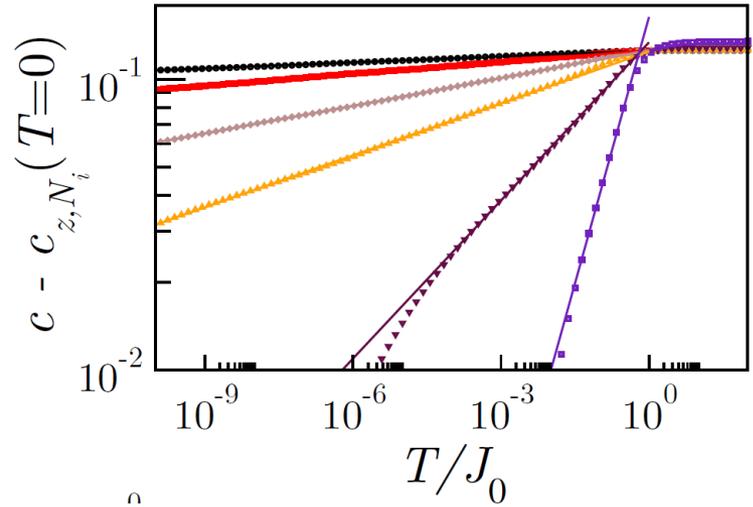
exposant contrôlé par le **dopage** et la **longueur de corrélation de spin**

$$\alpha = 2z\xi$$

- Variation de l'exposant vers les basses températures

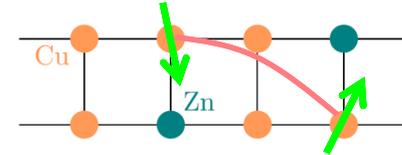
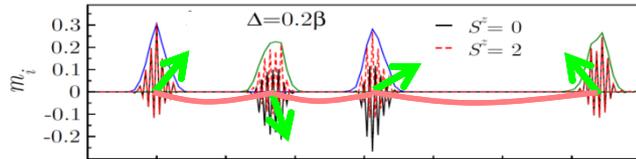
=> physique similaire à la **chaîne ferro/antiferro**

résultats Monte-Carlo quantique (Nicolas Laflorencie, LPT Toulouse)



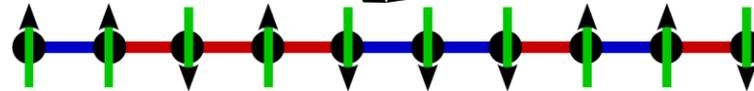
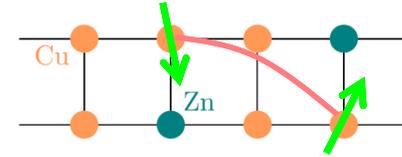
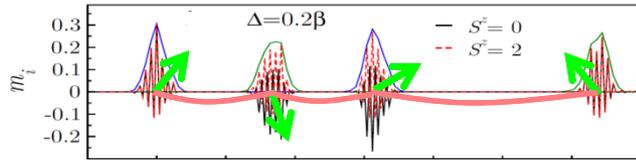
Conclusion

- Sorte d'**universalité**: les deux sont analogues à basse énergie



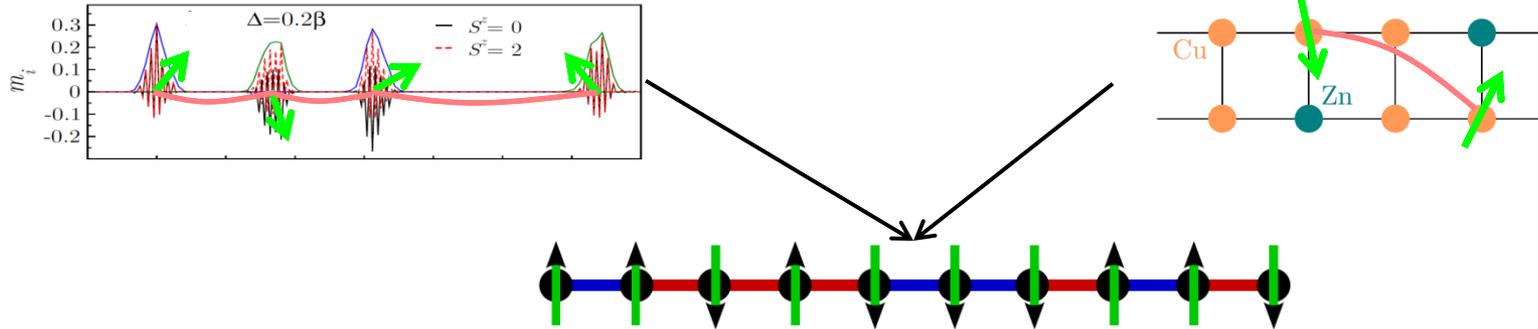
Conclusion

- Sorte d'**universalité**: les deux sont analogues à basse énergie



Conclusion

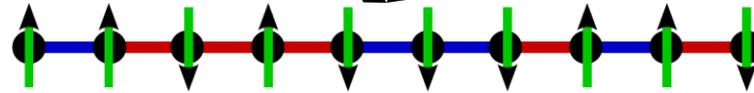
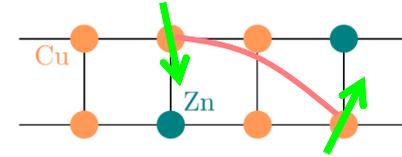
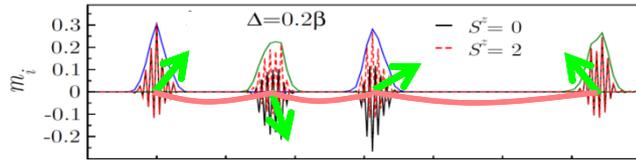
- Sorte d'**universalité**: les deux sont analogues à basse énergie



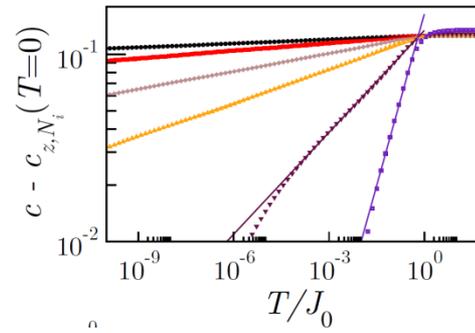
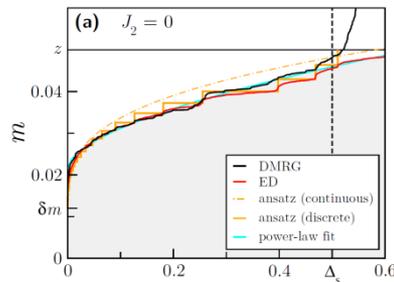
- La frustration est **essentiel** ou **pas du tout** pour obtenir cela

Conclusion

- Sorte d'**universalité**: les deux sont analogues à basse énergie

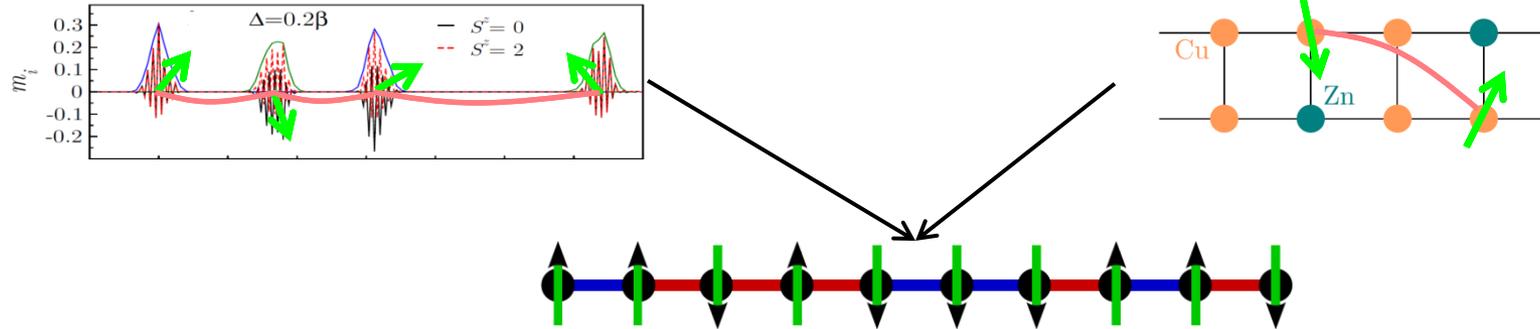


- La frustration est **essentiel** ou **pas du tout** pour obtenir cela
- La physique aux énergies intermédiaires dépend de la nature du désordre. **Prédictions simples détectables pour l'échelle?**

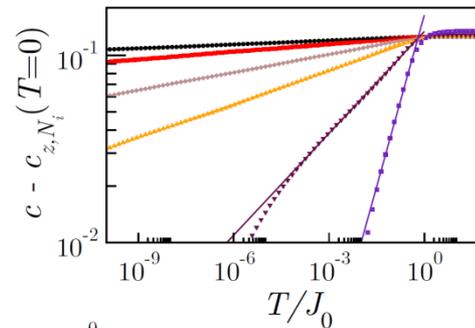
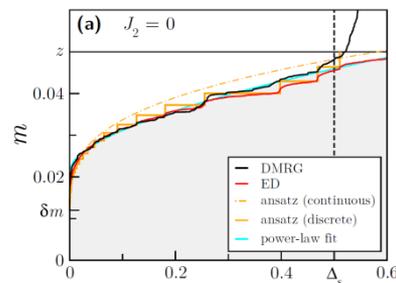


Conclusion

- Sorte d'**universalité**: les deux sont analogues à basse énergie



- La frustration est **essentiel** ou **pas du tout** pour obtenir cela
- La physique aux énergies intermédiaires dépend de la nature du désordre. **Prédictions simples détectables pour l'échelle?**



- Des **couplages aléatoires antiferromagnétiques** peuvent générer des queues de Curie.