Anwendung der Diagrammatischen Monte Carlo Methode auf den Josephson-Strom durch einen Kondo-Quantenpunkt

David Luitz

Universität Würzburg
Institut für Theoretische Physik und Astrophysik

13. Mai 2008

Gliederung

1. Der DDQMC Algorithmus
   - Störungsentwicklung der Zustandssumme
   - Von der Zustandssumme zur Monte Carlo Simulation
2. Josephson-Strom durch einen Kondo-Dot
   - BCS-Anderson-Modell
   - Effektive Modelle
   - Ergebnisse

DDQMC-Algorithmus

- Vorgeschlagen 2005 von A. Rubtsov et al. in Phys. Rev. B 72, 035122.
- Störstellenmethode
- Einfache und elegante Methode
- Effizient, bei bestimmten Problemen kann das Vorzeichenproblem eliminiert werden
- Flexibel, direkte Messung in Matsubarafrequenzen möglich
- *Continuous time*: Kein systematischer Fehler
- Zwei Formulierungen:
    - Entwicklung in der Wechselwirkung: Phys. Rev. B 72, 035122 (2005)
    - Entwicklung in der Hybridisierung: Phys. Rev. Lett. 97, 076405 (2006) Philipp Werner et al.

Allgemeines Störstellenproblem

$$H = -\sum_{i,j,\sigma,\sigma'} t_{i,j}^{\sigma,\sigma'} c_{i,\sigma}^{\dagger} c_{j,\sigma'} + \sum_i U_i \left(\hat{n}_{i,\uparrow} - \frac{1}{2}\right)\left(\hat{n}_{i,\downarrow} - \frac{1}{2}\right) = H_0 + H_U. \quad (1)$$

Mit den fermionischen Erzeugungsoperatoren $c_{i,\sigma}^{\dagger}$ auf einem verallgemeinerten Gitterplatz i.
Zur Minimierung des Vorzeichenproblems schreiben wir den wechselwirkenden Anteil des Hamiltonians als:

$$H_U = \sum_i \frac{U_i}{2} \sum_{s_j=\pm 1} \left(\hat{n}_{i,\uparrow} - \alpha_{\uparrow}^{j}\right)\left(\hat{n}_{i,\downarrow} - \alpha_{\downarrow}^{j}\right) + \text{const.} \quad (2)$$

mit

$$\alpha_{\sigma}^{j} = \frac{1}{2} + \sigma s_j \delta \quad (3)$$

Zustandssumme

$$Z = \mathrm{Tr}\left[T \mathrm{e}^{-\int\limits_0^\beta \mathrm{d}\tau H_0(\tau) + H_U(\tau)} \right] = Z_0 \left\langle T \mathrm{e}^{-\int\limits_0^\beta \mathrm{d}\tau H_U(\tau)} \right\rangle_0 , \tag{4}$$

mit dem thermodynamischen Mittelwert des freien Systems:

$$\langle A(\tau) \rangle_0 = \frac{1}{Z_0} \mathrm{Tr}\left[T \exp\left(- \int_0^\beta \mathrm{d}\tau H_0(\tau) \right) A(\tau) \right] . \tag{5}$$

Damit haben wir folgende Entwicklung der Zustandssumme:

$$\frac{Z}{Z_0} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \int\limits_0^\beta \ldots \int\limits_0^{\tau_{n-1}} \mathrm{d}\tau_1 \ldots \mathrm{d}\tau_n \langle T H_U(\tau_1) \ldots H_U(\tau_n) \rangle_0 . \tag{6}$$

Zustandssumme

Wir setzen $H_U(\tau)$ ein

$$\frac{Z}{Z_0} = \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n \int_0^{\beta} \mathrm{d}\tau_1 \dots \int_0^{\tau_{n-1}} \mathrm{d}\tau_n \sum_{i_1,s_1} \dots \sum_{i_n,s_n} \frac{U_{i_1} \dots U_{i_n}}{2^n} \langle\, T \left(\hat{n}_{i_1,\uparrow}(\tau_1) - \alpha_{\uparrow}^{1}\right) \dots \left(\hat{n}_{i_n,\downarrow}(\tau_n) - \alpha_{\downarrow}^{n}\right) \rangle_0 \,. \tag{7}$$

Definiere Vertizes $v_j = [\tau_j, i_j, s_j]$ und eine Konfiguration von n Vertizes

$$C_n = \{[\tau_1, i_1, s_1], [\tau_2, i_2, s_2], \dots, [\tau_n, i_n, s_n]\}. \tag{8}$$

Formulierung als Determinante

$\langle\, T\, \left(\hat{n}_{i_1,\uparrow}(\tau_1) - \alpha^1_\uparrow\right) \dots \left(\hat{n}_{i_n,\downarrow}(\tau_n) - \alpha^n_\downarrow\right) \rangle_0$ ist eine n-Teilchen Green-Funktion des nichtwechselwirkenden Systems. Das Wick-Theorem ist gültig und liefert:

$$\langle\, T\, \left(\hat{n}_{i_1,\uparrow}(\tau_1) - \alpha^1_\uparrow\right) \dots \left(\hat{n}_{i_n,\downarrow}(\tau_n) - \alpha^n_\downarrow\right) \rangle_0 = \det \mathbf{A}_{C_n}. \tag{9}$$

$$\mathbf{A}_{C_n} = \begin{pmatrix} G^{0,\uparrow\uparrow}_{i_1,i_1}(\tau_1,\tau_1) - \alpha^1_\uparrow & G^{0,\downarrow,\uparrow}_{i_1,i_1}(\tau_1,\tau_1) & \dots & G^{0,\downarrow\uparrow}_{i_n,i_1}(\tau_n,\tau_1) \\ G^{0,\uparrow\downarrow}_{i_1,i_1}(\tau_1,\tau_1) & G^{0,\downarrow,\downarrow}_{i_1,i_1}(\tau_1,\tau_1) - \alpha^1_\downarrow & \dots & G^{0,\downarrow\downarrow}_{i_n,i_1}(\tau_n,\tau_1) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ G^{0,\uparrow\downarrow}_{i_1,i_n}(\tau_1,\tau_n) & G^{0,\downarrow\downarrow}_{i_1,i_n}(\tau_1,\tau_n) & \dots & G^{0,\downarrow\downarrow}_{i_n,i_n}(\tau_n,\tau_n) - \alpha^n_\downarrow \end{pmatrix} \tag{10}$$

mit $G^{0,\sigma,\sigma'}_{i,j}(\tau_1,\tau_2) = \langle\, T c^\dagger_{i,\sigma}(\tau_1) c_{j,\sigma'}(\tau_2) \rangle_0$

Damit können wir nun die Summen und Integrale in Gleichung (7) als Summation über alle Konfiugrationen C_n von Vertizes auffassen:

$$\frac{Z}{Z_0} = \sum_{C_n} \left(-\frac{1}{2}\right)^n (U_{i_1} \dots U_{i_n}) \det \mathbf{A}_{C_n}. \tag{11}$$

Von der Zustandssumme zur Monte Carlo Simulation

Eine analoge Überlegung für thermodynamische Erwartungswerte liefert:

$$\langle O(\tau) \rangle = \frac{\sum\limits_{C_n} \left(-\frac{1}{2}\right)^n (U_{i_1} \dots U_{i_n}) \det \mathbf{A}_{C_n} \langle\langle O(\tau) \rangle\rangle_{C_n}}{\sum\limits_{C_n} \left(-\frac{1}{2}\right)^n (U_{i_1} \dots U_{i_n}) \det \mathbf{A}_{C_n}} \tag{12}$$

mit

$$\langle\langle O(\tau) \rangle\rangle_{C_n} = \frac{\langle T(\hat{n}_{i_1,\uparrow}(\tau_1) - \alpha_\uparrow^1) \dots (\hat{n}_{i_n,\uparrow}(\tau_n) - \alpha_\uparrow^n) O(\tau) \rangle_0}{\langle T(\hat{n}_{i_1,\uparrow}(\tau_1) - \alpha_\uparrow^1) \dots (\hat{n}_{i_n,\uparrow}(\tau_n) - \alpha_\uparrow^n) \rangle_0} \tag{13}$$

Wir haben also folgenden statistischen Mittelwert:

$$\langle O(\tau) \rangle = \frac{\sum\limits_{C_n} W(C_n) \langle\langle O(\tau) \rangle\rangle_{C_n}}{\sum\limits_{C_n} W(C_n)} \tag{14}$$

Von der Zustandssumme zur Monte Carlo Simulation

Unser Ziel ist es daher, eine Markov-Kette von Konfigurationen C_n so zu erzeugen, dass jede Konfiguration mit dem statistischen Gewicht $W(C_n)$ auftritt. Dazu verwenden wir den Metropolis-Algorithmus:

- Hinzufügen des Vertex $[\tau_{\text{neu}}, i_{\text{neu}}, s_{\text{neu}}]$:

$$P_{C_n \to C_{n+1}} = \min\left(-\frac{U_{i_{\text{neu}}}\beta N \det \mathbf{A}_{C_{n+1}}}{(n+1)\det \mathbf{A}_{C_n}}, 1\right). \tag{15}$$

- Entfernen des Vertex $[\tau_k, i_k, s_k]$:

$$P_{C_n \to C_{n-1}} = \min\left(-\frac{n \det \mathbf{A}_{C_{n-1}}}{U_{i_k}\beta N \det \mathbf{A}_{C_n}}, 1\right) \tag{16}$$

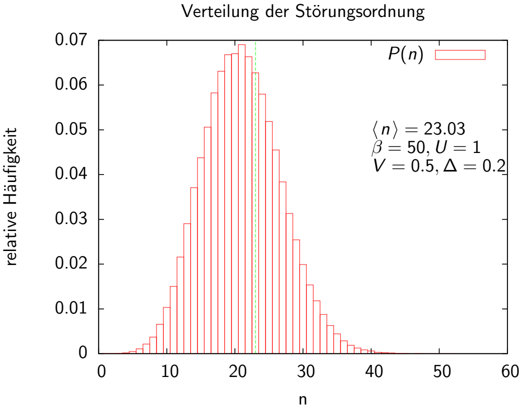
Für jede so erzeugte Konfiguration muss jetzt lediglich $\langle\langle O(\tau)\rangle\rangle_{C_n}$ berechnet und aufsummiert werden.

Mittlere Ordnung

- Mittlere Ordnung kann berechnet werden:

$$\langle n \rangle = -\int_0^\infty \mathrm{d}\tau \, \langle H_U(\tau) \rangle_0$$

- Konsistenztest mit Doppeltbesetzung möglich



Vorzeichenproblem

Bisher wurde angenommen, dass die statistischen Gewichte $W(C_n)$ positiv sind. Das ist aber im Allgemeinen nicht der Fall!

- Einführung eines Vorzeichens $s = \operatorname{sgn} W(C_n)$ (oder: komplexe Phase)
- $|W(C_n)|$ wird als statistisches Gewicht interpretiert
- $\langle\, O(\tau)\,\rangle = \frac{\langle sO(t)\rangle}{\langle s\rangle}$
- Durch geschickte Wahl der α_i^σ im wechselwirkenden Hamiltonian H_U kann das Vorzeichenproblem für das 1D-Hubbard Modell und das Anderson-Modell vermieden werden.
- Wir wollen das Vorzeichenproblem deshalb hier vernachlässigen.

Messung von Green-Funktionen

Wir berechnen für jede Konfiguration C_n den Beitrag zu $G^{\sigma,\sigma'}_{j,j'}(\tau,\tau') = \langle\, T c^\dagger_{j,\sigma}(\tau) c_{j',\sigma'}(\tau')\,\rangle$ (Wick-Theorem):

$$\langle\langle\, T c^\dagger_{j,\sigma}(\tau) c_{j',\sigma'}(\tau')\rangle\rangle_{C_n} = \frac{\det \mathbf{M}^{\sigma,\sigma'}_{C_n,j,j'}(\tau,\tau')}{\det \mathbf{A}_{C_n}} \tag{17}$$

Mit Sherman-Morrison kann die Berechnung der Determinante vermieden werden:

$$\begin{aligned}\langle\langle\, T c^\dagger_{j,\sigma}(\tau) c_{j',\sigma'}(\tau')\rangle\rangle_{C_n} &= G^{0,\sigma\sigma'}_{j,j'}(\tau,\tau') \\ &\quad - \sum_{r,s=1}^{2n} G^{0,\sigma_r\sigma'}_{i_r,j'}(\tau_r,\tau')(\mathbf{A}^{-1}_{C_n})_{r,s}\, G^{0,\sigma\sigma_s}_{j,i_s}(\tau,\tau_s).\end{aligned} \tag{18}$$

Direkt in Matsubara-Frequenzen:

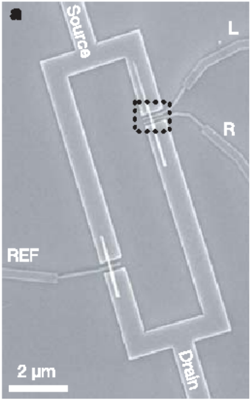
$$\langle\langle G^{\sigma\sigma'}_{j,j'}(i\omega_n)\rangle\rangle_{C_n} = G^{0,\sigma\sigma'}_{j,j'}(i\omega_n) - \sum_{r,s=1}^{2n} G^{0,\sigma_r\sigma}_{i_r,j'}(\tau_r,\tau')(\mathbf{A}^{-1}_{C_n})_{r,s}\mathrm{e}^{i\omega_n\tau_s}\, G^{0,\sigma\sigma_s}_{j,i_s}(i\omega_n)$$

Messung höherer Green-Funktionen

- Die Messung höherer Green-Funktionen kann auf die Messung von Einteilchen-Green-Funktionen zurückgeführt werden
- Wick-Theorem in jeder Konfiguration gültig (Beweis: Diplomarbeit):

$$\langle\langle Tc^\dagger_{j_1,\sigma_1}(\tau_1)c_{j'_1,\sigma'_1}(\tau'_1)\dots c^\dagger_{j_m,\sigma_m}(\tau_m)c_{j'_m,\sigma'_m}(\tau'_m)\rangle\rangle_{C_n} = \\
= \det\begin{pmatrix} \langle\langle Tc^\dagger_{j_1,\sigma_1}(\tau_1)c_{j'_1,\sigma'_1}(\tau'_1)\rangle\rangle_{C_n} & \dots & \langle\langle Tc^\dagger_{j_1,\sigma_1}(\tau_1)c_{j'_m,\sigma'_m}(\tau'_m)\rangle\rangle_{C_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle\langle Tc^\dagger_{j_m,\sigma_m}(\tau_m)c_{j'_1,\sigma'_1}(\tau'_1)\rangle\rangle_{C_n} & \dots & \langle\langle Tc^\dagger_{j_m,\sigma_m}(\tau_m)c_{j'_m,\sigma'_m}(\tau'_m)\rangle\rangle_{C_n} \end{pmatrix} \tag{20}$$

Experimentelles Setup



- SQUID
- nature 442(667) van Dam et al.
- Cleuziou,Wernsdorfer et al: Nanotube QD

Quantenpunkt in supraleitender Umgebung:

$$\tilde{H} = \sum_{\alpha=L}^{R} \tilde{H}_{0,\alpha} + \tilde{H}_d + \tilde{H}_V \tag{21}$$

mit

$$\tilde{H}_{0,\alpha} = \sum_{k,\sigma} (\epsilon(k) - \mu)\, \tilde{c}^{\dagger}_{k,\sigma,\alpha} \tilde{c}_{k,\sigma,\alpha} - \sum_{k} \left(|\Delta|\, \mathrm{e}^{i\phi_\alpha} \tilde{c}^{\dagger}_{k,\uparrow,\alpha} \tilde{c}^{\dagger}_{-k,\downarrow,\alpha} + \text{h.c.} \right) \tag{22}$$

$$\tilde{H}_d = \sum_{\sigma} (\epsilon_d - \mu)\, \tilde{d}^{\dagger}_{\sigma} \tilde{d}_{\sigma} + U \left(\tilde{d}^{\dagger}_{\uparrow} \tilde{d}_{\uparrow} - \frac{1}{2} \right) \left(\tilde{d}^{\dagger}_{\downarrow} \tilde{d}_{\downarrow} - \frac{1}{2} \right) \tag{23}$$

$$\tilde{H}_V = -\frac{V}{\sqrt{N}} \sum_{\alpha=L}^{R} \sum_{\sigma,k} \left(\tilde{c}^{\dagger}_{k,\sigma,\alpha} \tilde{d}_{\sigma} + \tilde{d}^{\dagger}_{\sigma} \tilde{c}_{k,\sigma,\alpha} \right). \tag{24}$$

Kanonische Transformation $d^{\dagger}_{\downarrow} \leftrightarrow d_{\downarrow}$, $c^{\dagger}_{k,\downarrow,\alpha} \leftrightarrow c_{-k,\downarrow,\alpha}$

Freie Green-Funktion

Nambu Schreibweise $\mathbf{d}^\dagger = (d_\uparrow^\dagger, d_\downarrow^\dagger)$ und $\mathbf{c}_{k,\alpha}^\dagger = (c_{k,\uparrow,\alpha}^\dagger, c_{k,\downarrow,\alpha}^\dagger)$:

$$H_0 = \sum_{k,\alpha} \mathbf{c}_{k,\alpha}^\dagger \mathbf{E}_\alpha(k) \mathbf{c}_{k,\alpha} + \mathbf{d}^\dagger \boldsymbol{\epsilon}_d \mathbf{d} - \frac{V}{\sqrt{N}} \sum_{k,\alpha} \left(\mathbf{c}_{k,\alpha}^\dagger \boldsymbol{\sigma}_z \mathbf{d} + \mathbf{d}^\dagger \boldsymbol{\sigma}_z \mathbf{c}_{k,\alpha} \right). \quad (25)$$

Hierbei wurden die Matrizen $\mathbf{E}_\alpha(k)$, $\boldsymbol{\epsilon}_d$ und $\boldsymbol{\sigma}_z$ eingeführt, mit:

$$\mathbf{E}_\alpha(k) = \begin{pmatrix} \xi_k & -|\Delta|\,\mathrm{e}^{i\phi_\alpha} \\ -|\Delta|\,\mathrm{e}^{-i\phi_\alpha} & -\xi_k \end{pmatrix}, \boldsymbol{\epsilon}_d = \begin{pmatrix} \xi_d & 0 \\ 0 & -\xi_d \end{pmatrix}, \boldsymbol{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (26)$$

Resolvente $-i\omega_n \mathbf{G}^0(i\omega_n) - \mathbf{h}^T \mathbf{G}^0(i\omega_n) = \mathbf{1}$ liefert:

$$\mathbf{G}_{dd}^0(i\omega_n) = \left[(-i\omega_n \mathbf{1} - \boldsymbol{\epsilon}_d) + \frac{V^2}{N} \sum_{\alpha,k} \boldsymbol{\sigma}_z \left(i\omega_n \mathbf{1} + \mathbf{E}_\alpha^T(k) \right)^{-1} \boldsymbol{\sigma}_z \right]^{-1} \quad (27)$$

Messung des Josephson-Stromes

Bei endlichen Phasendifferenzen $\phi_L - \phi_R$ zwischen dem linken und dem rechten Supraleiter fließt ein Josephson-Strom durch den Quantenpunkt.

$$j_\alpha = i \frac{V}{\sqrt{N}} \sum_{k,\sigma} \left(c^\dagger_{k,\sigma,\alpha} d_\sigma - d^\dagger_\sigma c_{k,\sigma,\alpha} \right) . \tag{28}$$

Für den Erwartungswert gilt:

$$\langle j_\alpha \rangle = -2 \frac{V}{\sqrt{N}} \sum_k \left[\Im \left(G^{\alpha,\uparrow\uparrow}_{k,d}(\tau = 0) \right) + \Im \left(G^{\alpha,\downarrow\downarrow}_{k,d}(\tau = 0) \right) \right] . \tag{29}$$

wir müssen also lediglich die über k summierte Green-Funktion $\sum_k \mathbf{G}^\alpha_{k,d}(\tau = 0)$ messen.

Effektive Modelle: $\Delta/W \to \infty$

- Wirkung des Störstellenproblems nach Ausintegration des Bades:

$$S_{\text{eff}} = S_c + \int\limits_0^\beta \mathrm{d}\tau \int\limits_0^\beta \mathrm{d}\tau' \sum_{\nu,\nu'} \psi_\nu^\dagger(\tau) \left(\mathbf{G}_{0,dd}^{-1}(\tau,\tau') \right)_{\nu,\nu'} \psi_{\nu'}(\tau') \tag{30}$$

- Wir suchen einen effektiven Hamiltonian, der im Limes $\Delta/W \to \infty$ diese Wirkung reproduziert.
- Studium des Verhaltens von $\mathbf{G}_{0,dd}^{-1}(\tau,\tau')$ im Limes $\Delta/W \to \infty$

Effektiver Hamiltonian für $\Delta/W \to \infty$:

$$H_{\text{eff}} = H_0 + H_U \tag{31}$$

mit

$$H_0 = -V\left(\mathbf{c}^\dagger \boldsymbol{\sigma}_z \mathbf{d} + \mathbf{d}^\dagger \boldsymbol{\sigma}_z \mathbf{c}\right) + \mathbf{c}^\dagger \mathbf{E}_\infty \mathbf{c}, \tag{32}$$

Insgesamt:

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}} = &-V\left(c_\uparrow^\dagger d_\uparrow + d_\uparrow^\dagger c_\uparrow - d_\downarrow^\dagger c_\downarrow - c_\downarrow^\dagger d_\downarrow\right) - \Delta\left(c_\uparrow^\dagger c_\downarrow + c_\downarrow^\dagger c_\uparrow\right) - \\ & U\left(d_\uparrow^\dagger d_\uparrow d_\downarrow^\dagger d_\downarrow - \frac{1}{2}(d_\uparrow^\dagger d_\uparrow - d_\downarrow^\dagger d_\downarrow) + \frac{1}{4}\right). \end{aligned} \tag{33}$$

- $\mathbf{G}_{0,dd}(\tau,\tau')$ des effektiven Modells stimmt mit $\mathbf{G}_{0,dd}(\tau,\tau')$ des BCS-Anderson-Modells überein.
- Numerische Bestimmung von $\mathbf{G}_{0,dd}(\tau,\tau')$
- Bestimmung von $A(\omega)$ mit stochastischer Maximum Entropy Methode

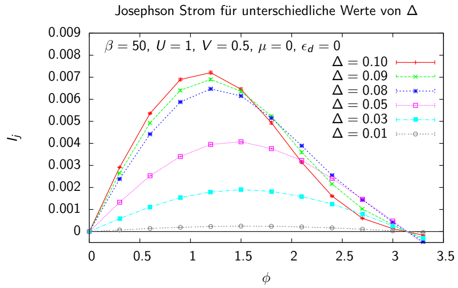
Effektive Modelle: $\Delta \to \infty$, $W \to \infty$

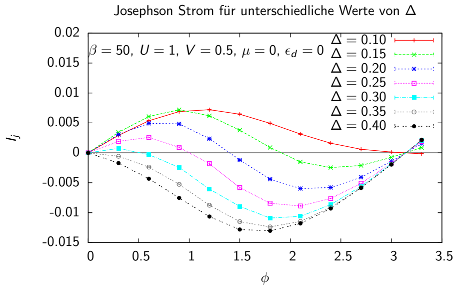
Im Limes $\Delta \to \infty$, $W \to \infty$ geht das BCS-Anderson-Modell über in folgendes effektives Modell (J. Phys.: Condens. Matter 19 (2007) 486211)

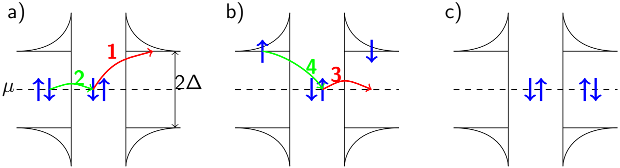
$$H_{\text{eff}} = \sum_{\sigma} \epsilon_d \tilde{d}_{\sigma}^{\dagger} \tilde{d}_{\sigma} - \Gamma \left(\tilde{d}_{\uparrow}^{\dagger} \tilde{d}_{\downarrow}^{\dagger} + \tilde{d}_{\downarrow} \tilde{d}_{\uparrow} \right) + U \left(\tilde{d}_{\uparrow}^{\dagger} \tilde{d}_{\uparrow} - \frac{1}{2} \right) \left(\tilde{d}_{\downarrow}^{\dagger} \tilde{d}_{\downarrow} - \frac{1}{2} \right) . \quad (34)$$

- Berechnung diverser Größen in der Lehmann-Darstellung möglich.
- $S(\omega)$: δ-Peak bei $\omega = 0$
- $A(\omega)$: 4 Peaks bei $\omega = \pm \frac{U}{2} \pm \Gamma$
- $N(\omega)$: 2 Peaks bei $\omega = \pm 2\Gamma$

Josephson Strom

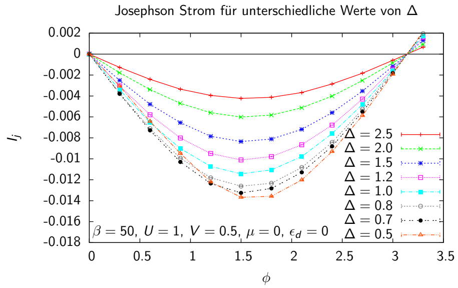


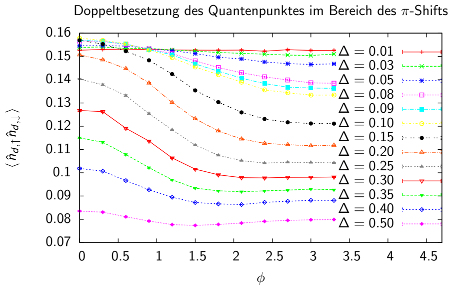


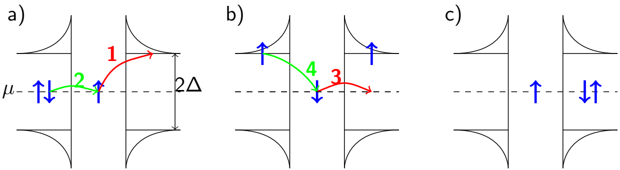


0-Junction Mechanismus

Josephson Strom

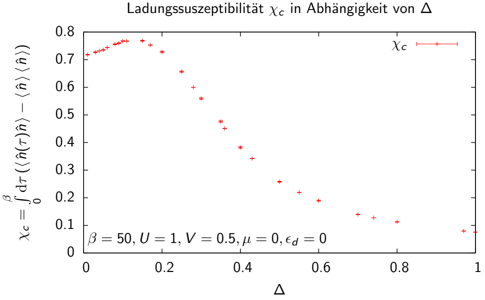


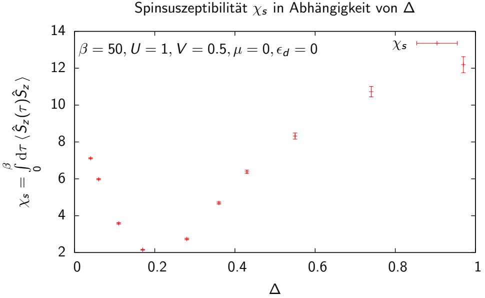




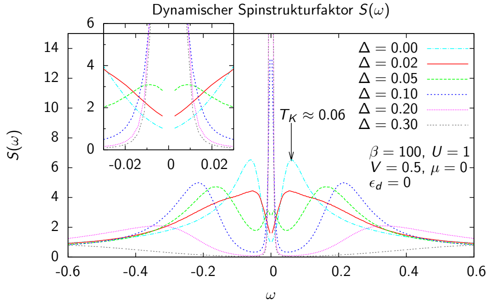
π Junction Mechanismus

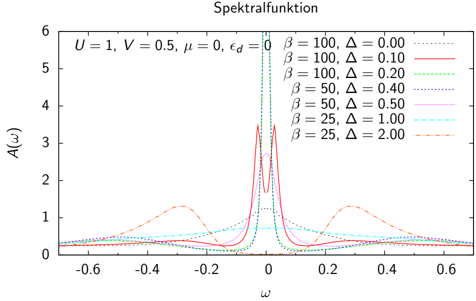
Suszeptibilitäten





Dynamische Größen

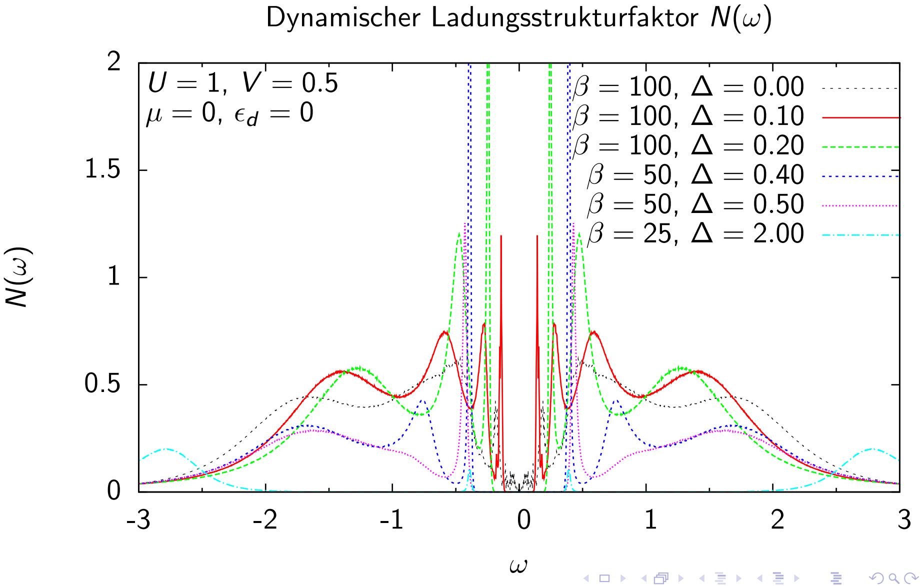




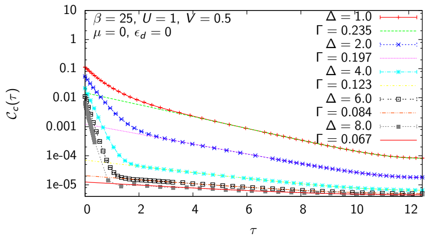
4 Regimes

- Kondo-Regime
  $\Delta \approx 0 \dots 0.02$
- Andreev-Regime
  $\Delta \approx 0.05 \dots 0.1$
- Doublett-Regime 1
  $\Delta \approx 0.1 \dots 0.5$ Vergleich mit $\Delta \to \infty$ und $W \to \infty$
- Doublett-Regime 2
  Vergleich mit $\Delta / W \to \infty$

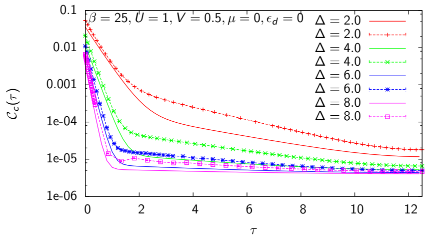
Ladungsstrukturfaktor



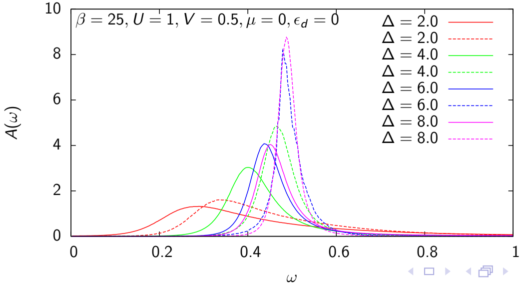
Vergleich der numerischen Ladungskorrelationsfunktion mit der analytischen Näherung im Limes $\Delta \to \infty$



Vergleich der numerischen Ladungskorrelationsfunktion mit der analytischen Näherung für $\Delta/W \to \infty$



Vergleich der numerischen Spektralfunktion mit der analytischen Näherung für $\Delta/W \to \infty$



Zusammenfassung

- DDQMC ist eine geeignete Methode zur Untersuchung des Josephson-Stromes durch einen Kondo Quantenpunkt
- π-Phasenverschiebung des Josephson-Stroms
- Traditionelle Erklärung der π-Phasenverschiebung bestätigt
- Messung dynamischer Größen
- Gute Übereinstimmung der effektiven Modelle mit der Simulation
- Genaueres Studium des Ladungsstrukturfaktors nötig

Ende

Danke für die Aufmerksamkeit!