

KEK素核研物構研 連携研究会

量子測定と相転移・臨界現象

蘆田 祐人 (東大)

YA, Furukawa, Oshikawa,	arXiv:2311.16343
Masuki, Sudo, Oshikawa, YA,	PRL 129, 087001 (2022)
Fuji & YA,	PRB 102, 054302 (2020)

量子測定と相転移・臨界現象

量子多体系 $|\psi\rangle$

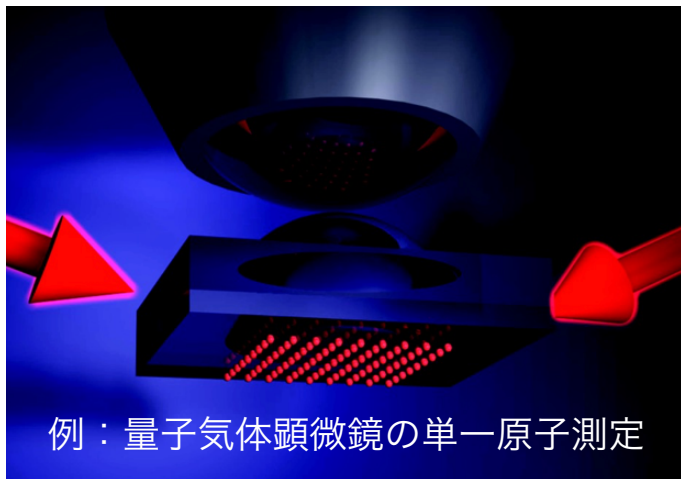
量子測定



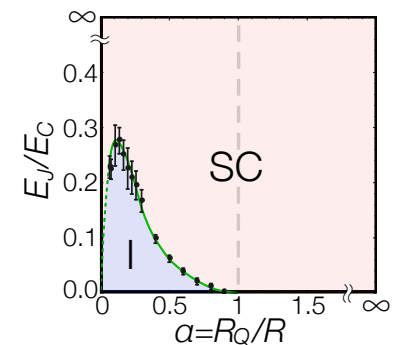
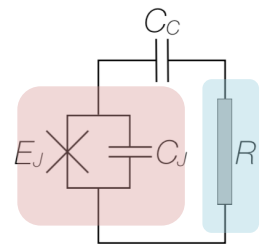
- ✓ 測定の影響により $|\psi\rangle$ はどのように変化するか？
- ✓ 相転移・臨界現象？普遍性？

- ✓ 多体系の単一量子レベルの測定は、実験的にも実現している

- ✓ 超伝導量子キュービット（ジョセフソン接合）の量子散逸相転移と密接に関連
(測定下次元臨界系と同じ普遍性クラス)



例：量子気体顕微鏡の単一原子測定



多体波動関数を 単一粒子レベルで測定

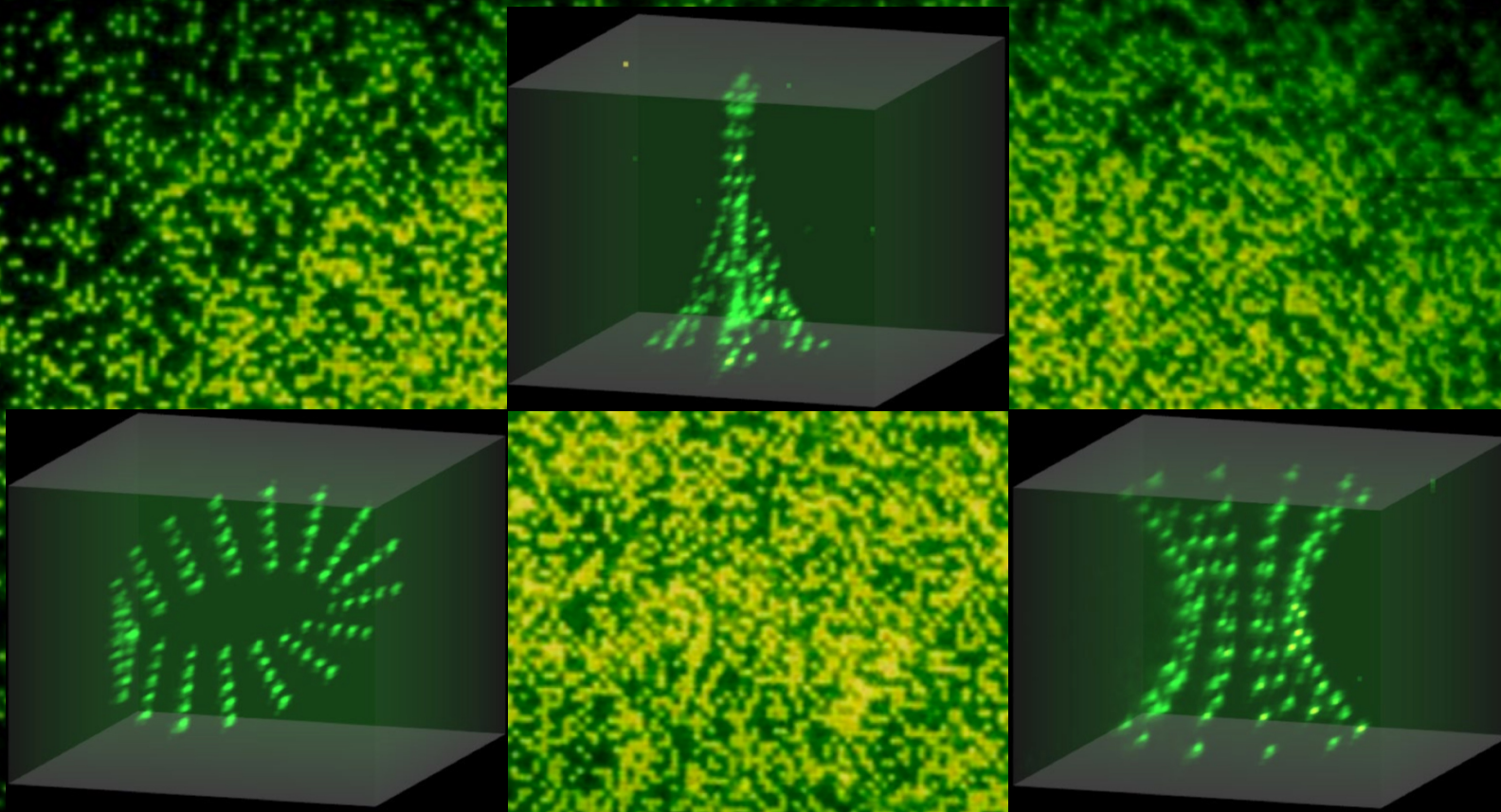
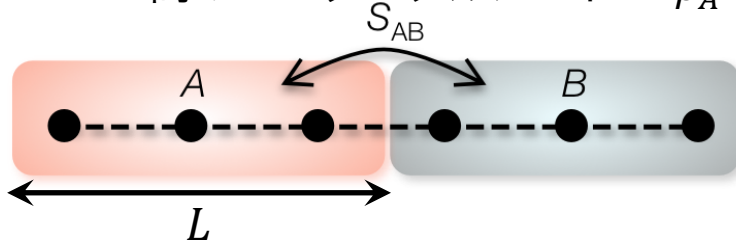


image: Greiner group and Lukin group at Harvard

背景：量子多体系のエンタングルメント

量子多体系の純粋状態： $|\psi\rangle$

A - B 間のエンタングルメント： $\rho_A = \text{tr}_B[|\psi\rangle\langle\psi|]$ の非線形関数で特徴付けられる



n th Renyi entropy:

$n \rightarrow 1$: von Neumann

$n = 2$: purity

$$S_{AB} = \frac{1}{1-n} \ln \text{tr}_A [\rho_A^n]$$

- ・体積則 $S_{AB} \propto L$ 例：熱的状态 ...
- ・対数則 $S_{AB} \propto \ln L$ 例：臨界状态 ...
- ・面積則 $S_{AB} \propto \text{const.}$ 例：ギャップの開いた基底状态 ...

測定誘起転移

熱的

臨界的

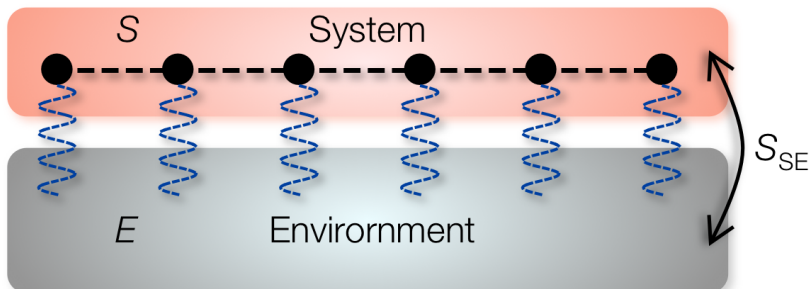
局在

測定強度

Fisher et al.,
Ann. Rev. Cond. Matt. 14, 335 (2023)

→ 着目系内部のエンタングルメント

開放系に特有なエンタングルメントが示す普遍的な現象？



着目系-環境間のエンタングルメント
における普遍性と相転移

共同研究者

系-環境エンタングルメントの相転移と臨界現象

YA, Furukawa, Oshikawa, arXiv:2311.16343

測定誘起相転移・臨界性

Fuji and YA, PRB 102, 054302 (2020)

ジョセフソン接合の量子散逸相転移

Masaki, Sudo, Oshikawa, YA, PRL 129, 087001 (2022); Yokota, Masuki, YA, PRA 107, 043709 (2023)



M. Oshikawa (UT, ISSP)



S. Furukawa (Keio)



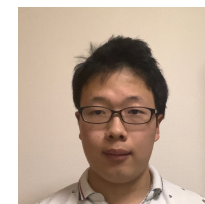
Y. Fuji (UT)



T. Yokota (RIKEN)



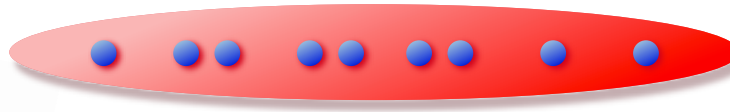
K. Masuki (UT)



H. Sudo (UT, ISSP)

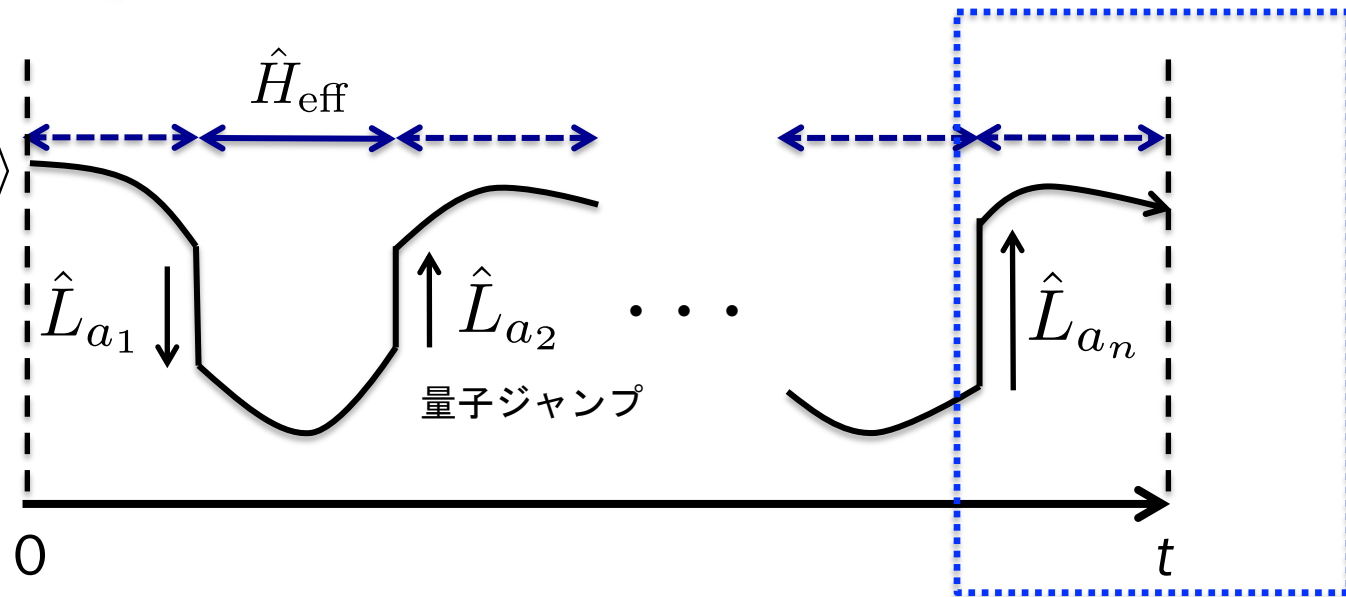
導入：量子測定下の量子多体系

連続量子測定



多体状態の
量子トラジェクトリー

$$|\psi_{\text{traj}}(t)\rangle$$



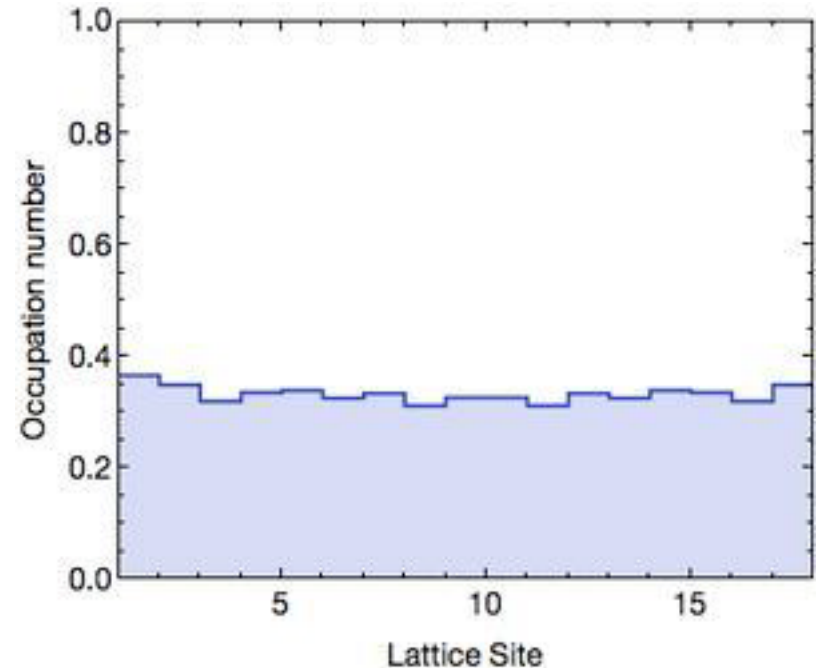
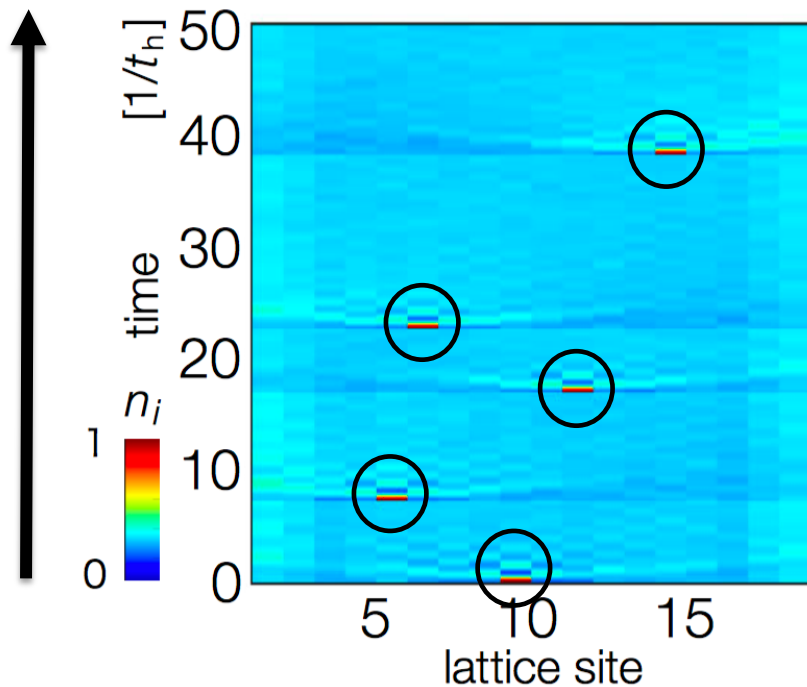
cf. Daley, Adv. Phys. 63, 77 (2014);
YA, Gong, Ueda, Adv. Phys. 3, 69 (2020)
...

過渡的ダイナミクスの後に、何らかの*定常*純粋状態 $|\psi_{\text{traj}}\rangle$ に到達すると期待される

導入：量子測定下の量子多体系

具体例：局所密度測定下の非可積分ハードコアボソン系

ジャンプ演算子 $L_i \propto n_i$ (粒子測定に伴う「波束の収縮」)



- ・測定が「弱い」領域：量子ジャンプ間で系は熱化
- ・長時間極限で、無限温度状態に到達 $\rightarrow |\psi_{\text{traj}}\rangle$ のエンタングルメントは体積則を示す

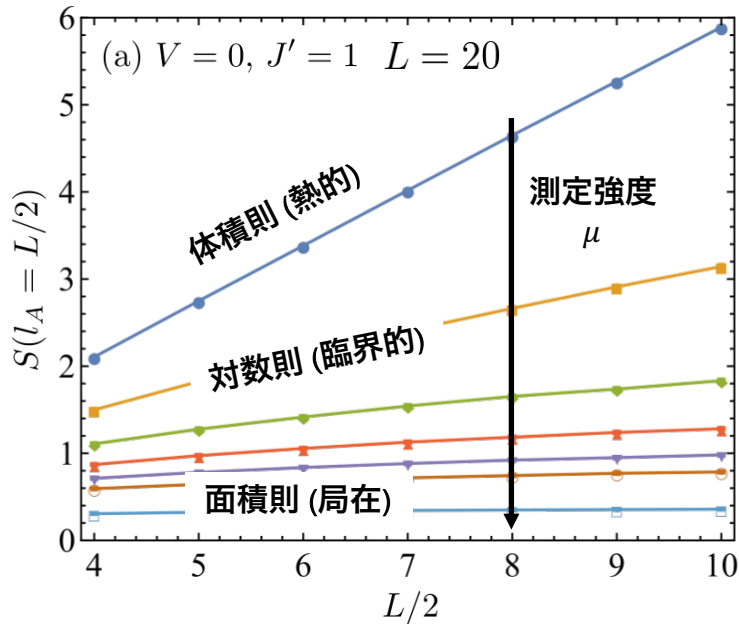
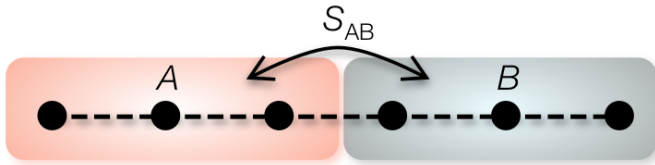
測定強度を強くすると？

測定誘起転移・臨界性

$|\psi_{\text{traj}}\rangle$ 内部のエンタングルメント

トラジェクトリーで平均

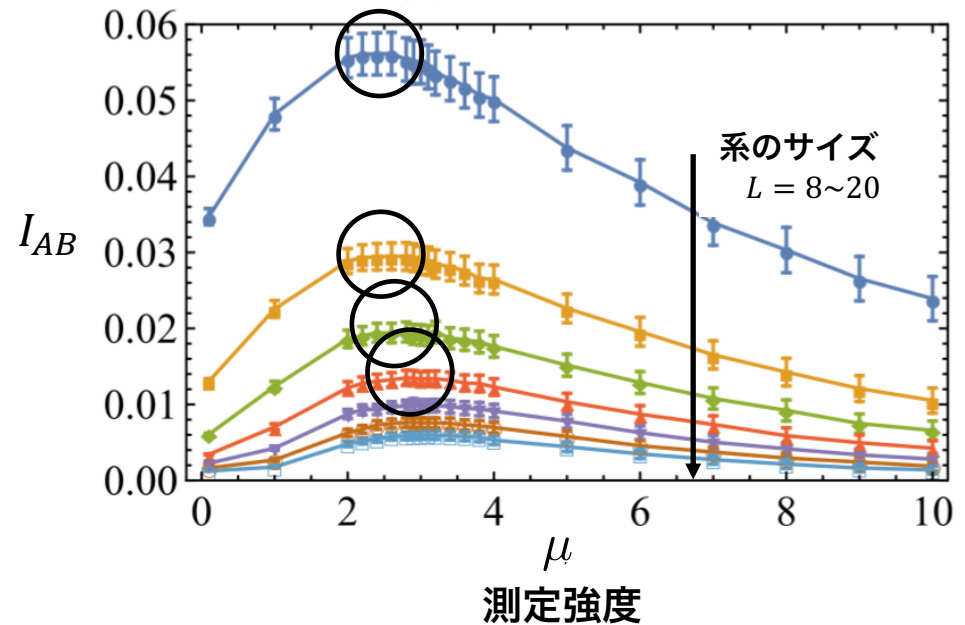
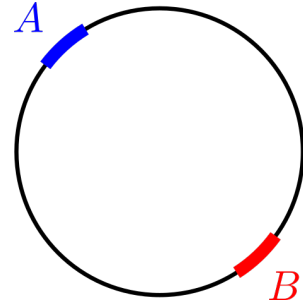
$$S_{AB} = E[-\text{tr}[\rho_A \ln \rho_A]]$$



相互情報量

$$I_{AB} = S_A + S_B - S_{A \cup B}$$

$$I_{AB} \geq \frac{|\langle O_A O_B \rangle_c|^2}{2 \|O_A\|^2 \|O_B\|^2}$$



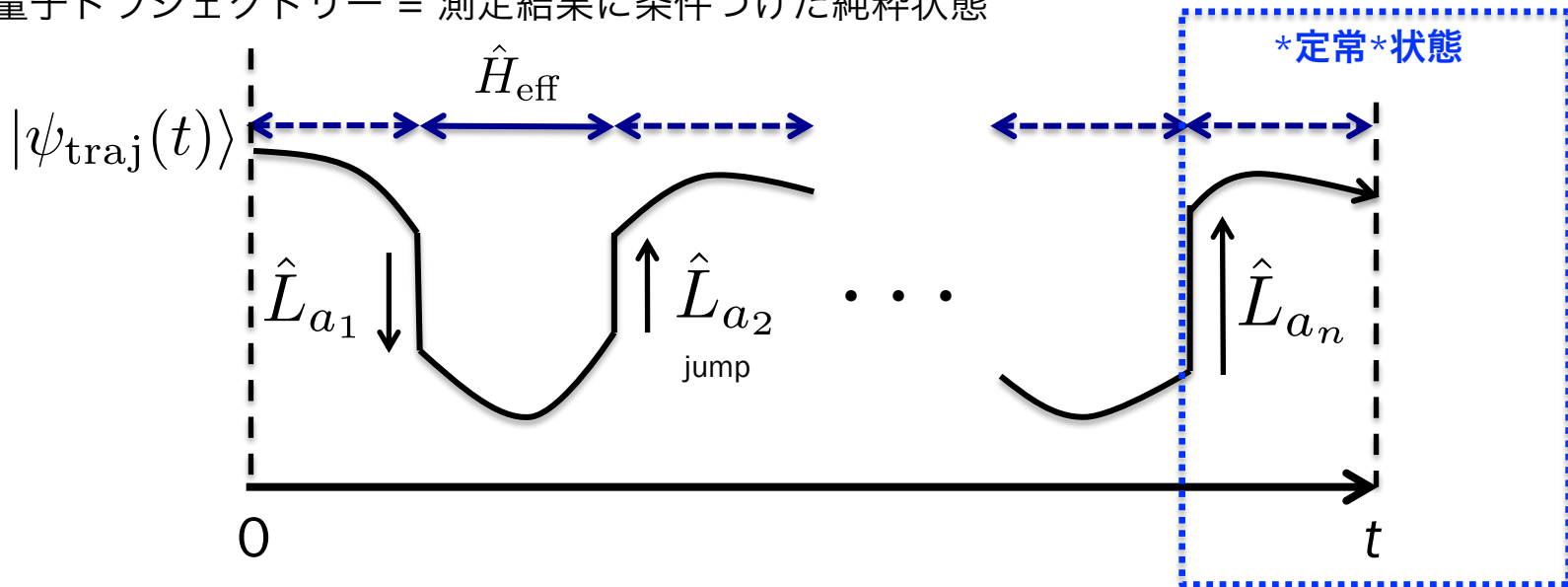
臨界点でのピーク構造

事後選択の困難

測定誘起転移の観測は一般に容易でない：

- ✓ 密度行列について非線形な量の測定：同じ状態を複数個(or 複数回)準備
- ✓ 同じ量子トラジェクトリーの準備 = 同じ測定結果が実現した状態を事後選択
→ 事後選択の成功確率は量子系のサイズに対して指数的に減少

量子トラジェクトリー = 測定結果に条件づけた純粋状態



測定結果に条件付けない場合にもエンタングルメント転移は生じるか？
(= 測定結果について平均化：事後選択は不要)

開放多体系の着目系-環境間エンタングルメント

(条件付けない)状態変化 $\Leftrightarrow$ CPTP 写像 $\mathcal{E} \Leftrightarrow$ Steinespring 表現

$$\hat{\rho}_{\mathcal{E}} = \mathcal{E}(\hat{\rho}_S) = \text{tr}_E [\hat{U}(\hat{\rho}_S \otimes \hat{\rho}_E) \hat{U}^\dagger]$$

純粋状態

$\rho_{\mathcal{E}}$ = 全体系 $S + E$ 上の純粋状態から得られる着目系 S 上の縮約密度行列

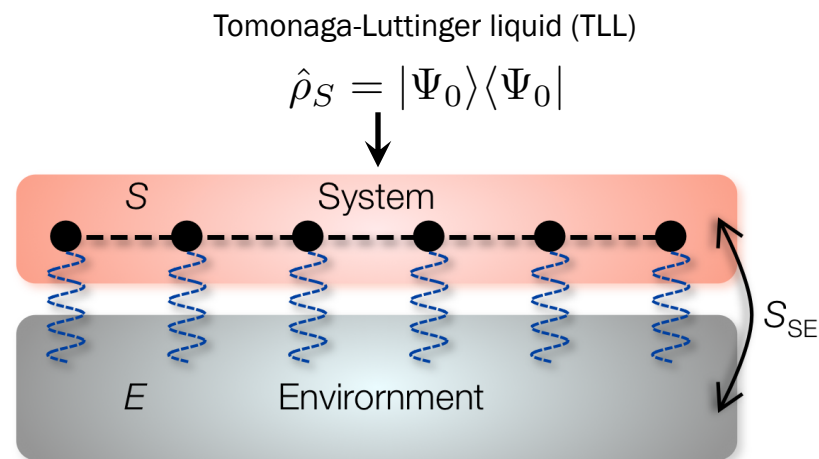
系 S と環境 E 間のエンタングルメント : $\rho_{\mathcal{E}}$ の非線形関数で特徴付け

$$S_{SE}^{(n)} = \frac{1}{1-n} \ln \text{tr}_S [\rho_{\mathcal{E}}^n]$$

$n = 2$ (purity) の場合を考える :

$$S_{SE} = -\log \text{tr} [\hat{\rho}_{\mathcal{E}}^2]$$

S_{SE} における普遍性・相転移?



着目系-環境間エンタングルメントの普遍性・相転移

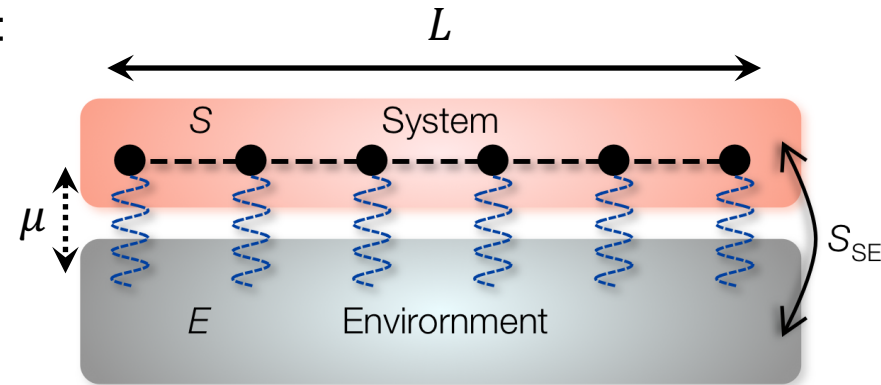
系-環境エンタングルメント S_{SE} のスケーリング:

$$S_{SE} = s_1 L - s_0 + o(1)$$

s_1 : nonuniversal (UV cutoffに依存)

s_0 : **universal** (TLLパラメータ K で決まる)

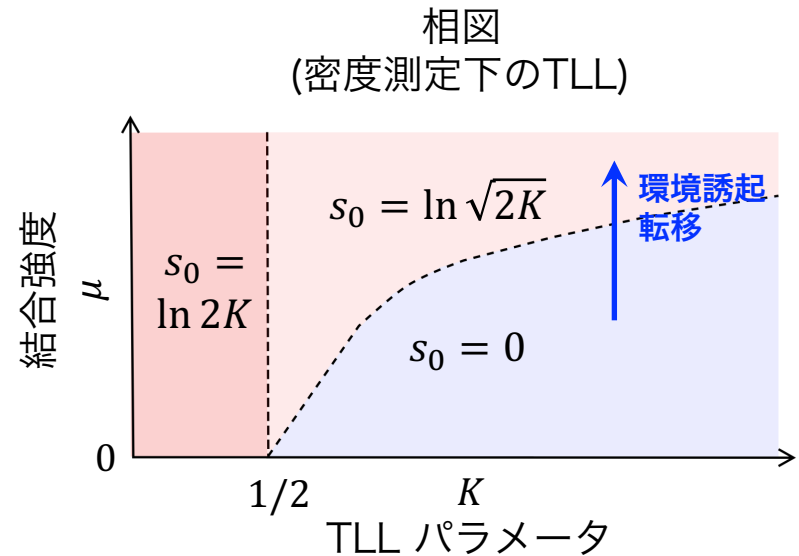
$s_0 \neq 0 \Leftrightarrow$ CPTP 写像 ε は(RGの意味で) relevant



✓ **環境に誘起されるエンタングルメント転移**
= 結合強度 μ の変化に対する s_0 の特異的な変化

- ・事後選択は不要
- ・転移は ρ_ε の非線形関数で検出

* 従来の散逸相転移は期待値 (ρ_ε の線形関数) で検出



理論解析の概観

環境と相互作用した後の密度行列 $\rho_\varepsilon = \mathcal{E}(\rho_S)$



- Doubled Hilbert space formalism:
 ρ_ε をベクトルとして表現
- 経路積分表示

Doubled Hilbert space 上の低エネルギー有効理論
(CPTP写像 $\mathcal{E}$ は境界項として記述)



- (非摂動) RG 解析:
IR極限での境界条件を決定
- 境界 CFT :
境界条件に対応する共形境界状態を構築

系-環境エンタングルメント S_{SE} のuniversal term s_0 を決定

Doubled Hilbert space 上の低エネルギー有効理論

CPTP 写像 $\varepsilon \Leftrightarrow$ Kraus 表現

$$\hat{\rho}_\varepsilon = \prod_j \sum_m \hat{K}_{m,j} \hat{\rho}_S \hat{K}_{m,j}^\dagger \quad K_{m,j} \text{ はサイト } j \text{ に作用する局所演算子}$$

Doubled Hilbert space formalism:

密度行列

(unnormalized) 純粋状態

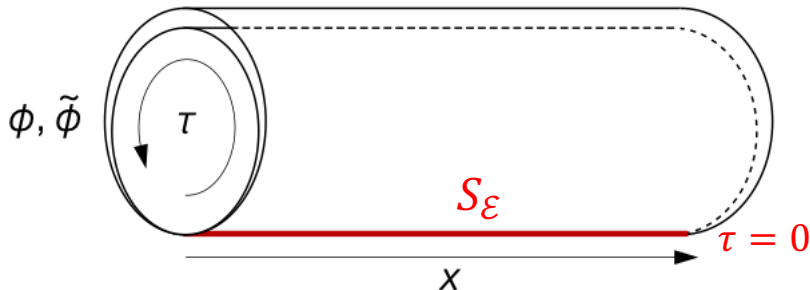
$$\hat{\rho}_\varepsilon \longrightarrow |\rho_\varepsilon) = \prod_j \left(\sum_m \hat{K}_{m,j} \otimes \hat{K}_{m,j}^* \right) |\rho_S) = \exp \left(-\mu \sum_j \hat{k}_j \otimes \hat{\tilde{k}}_j \right) |\rho_S)$$

経路積分表示: (1+1)次元 二成分スカラー場 $(\phi, \tilde{\phi})$

$$S_{SE} = -\log \text{tr} [|\rho_\varepsilon)(\rho_\varepsilon|] = -\log \frac{Z_\varepsilon}{Z_I}$$

$$Z_\varepsilon = \int \mathcal{D}\phi \mathcal{D}\tilde{\phi} e^{-S_{\text{tot}}^\varepsilon[\phi, \tilde{\phi}]}$$

$$S_{\text{tot}}^\varepsilon[\phi, \tilde{\phi}] \equiv S_0[\phi] + S_0[\tilde{\phi}] + S_\varepsilon[\phi, \tilde{\phi}]$$



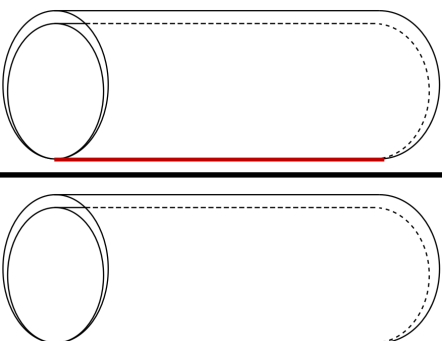
S_0 : 初期臨界状態 $|\Psi_0\rangle$ のバルクCFT

S_ε : CPTP 写像 ε で誘起される境界相互作用

Z_I : 境界項なしの分配関数

Doubled Hilbert space 上の低エネルギー有効理論

S_{SE} の経路積分表示 :

$$S_{SE} = -\log \frac{Z_{\mathcal{E}}}{Z_{\mathcal{I}}}$$


境界 CFT で分配関数を計算

$$\log Z_{\xi} = b_{\xi} L + \log g_{\xi} + o(1), \quad \xi \in \{\mathcal{I}, \mathcal{E}\}$$

g 関数 (“ground-state degeneracy”)

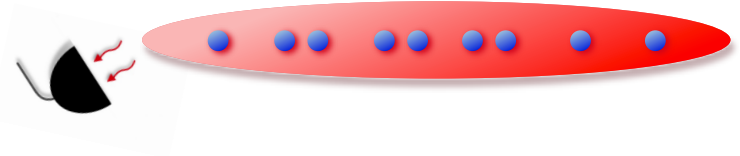
Affleck and Ludwig, PRL 67, 161 (1991)

$$S_{SE} = s_1 L - s_0 + o(1) \rightarrow e^{s_0} = \frac{g_{\mathcal{E}}}{g_{\mathcal{I}}}$$

S_{SE} の普遍性 $\Leftrightarrow g$ 関数の普遍性

量子測定下の Tomonaga-Luttinger liquid (TLL)

密度測定下のTLL：



$\rho_{\mathcal{E}}$ の低エネルギー有効理論：

$$\mathcal{S}_{\text{tot}}[\phi_+, \phi_-] = \mathcal{S}_0[\phi_+] + \mathcal{S}_0[\phi_-] + \mathcal{S}_{\mathcal{E}}[\phi_+, \phi_-]$$

$$\phi_+ = 2(\phi + \tilde{\phi})$$

$$\phi_- = 2(\phi - \tilde{\phi})$$

バルク作用 ($c = 1$ CFT) : $\mathcal{S}_0[\phi_{\pm}] = \int dx d\tau \frac{1}{16\pi K} \left[(\partial_x \phi_{\pm})^2 + (\partial_{\tau} \phi_{\pm})^2 \right]$

境界相互作用 : $\mathcal{S}_{\mathcal{E}} \simeq \int dx d\tau \delta(\tau) \left[\frac{\gamma}{\Lambda_0} (\partial_x \phi_-)^2 - u_- \Lambda_0 \cos(\phi_-) \right]$

$\gamma, u_- \propto \mu$ at UV scale

Λ_0 : UV cutoff

γ 項の取り扱いには注意が必要：

摂動領域ではirrelevantだが非摂動効果でrelevantになり得る
(= dangerously irrelevant)

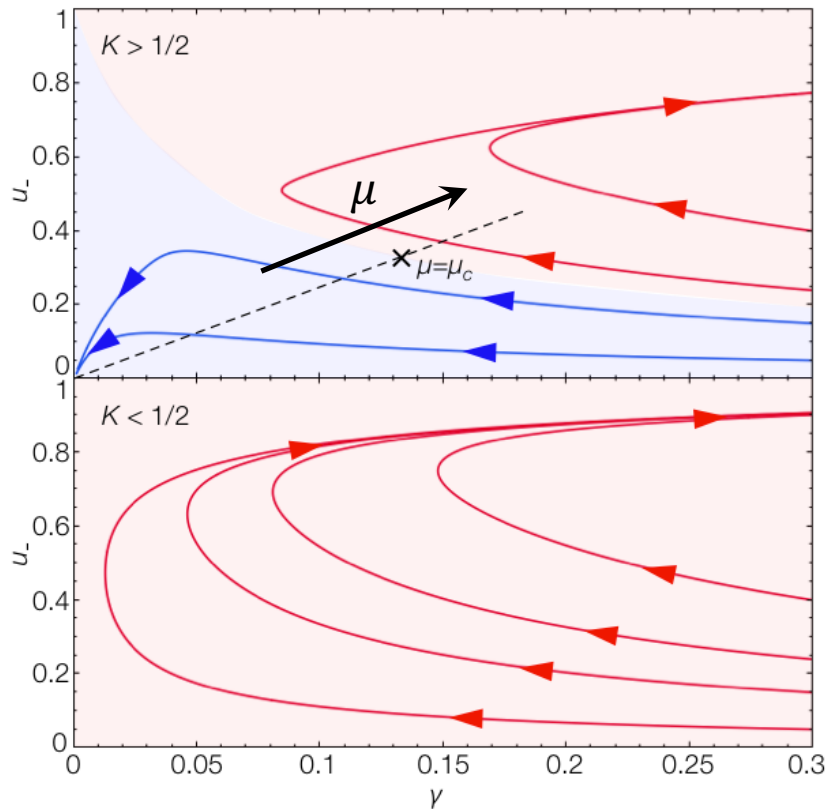
cf. Masuki, Sudo, Oshikawa, YA., PRL 129, 087001 (2022);
Daviet and Dupuis, arXiv:2307.04835

非摂動くりこみ群解析が必要

量子測定下の Tomonaga-Luttinger liquid (TLL)

$$\mathcal{S}_{\mathcal{E}} \simeq \int dx d\tau \delta(\tau) \left[\frac{\gamma}{\Lambda_0} (\partial_x \phi_-)^2 - u_- \Lambda_0 \cos(\phi_-) \right] \quad \gamma, u_- \propto \mu \text{ at UV scale}$$

汎関数くりこみ群の結果



$K > 1/2$

$\mu > \mu_c$: u_- 発散 (IR極限) $\rightarrow \phi_-$ は **Dirichlet b.c.** に従う
 $\mu < \mu_c$: u_- は irrelevant $\rightarrow \phi_-$ は **Neumann b.c.** に従う

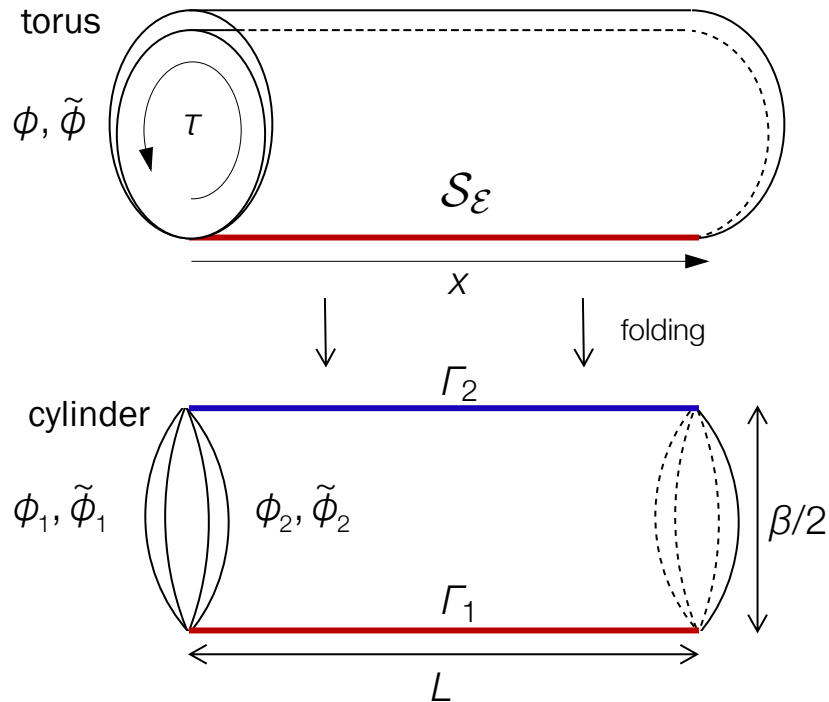
環境に誘起された相転移

$K < 1/2$

$u_{\pm}$ は任意の $\mu > 0$ で発散 $\rightarrow \phi_{\pm}$ は **Dirichlet b.c.'s** に従う

(どんなに弱くても)測定が
低エネルギー極限で影響を及ぼす

境界 CFT による g 関数の計算



Folding $\rightarrow$ cylinder上の4成分場の理論

$$Z_{\Gamma_1 \Gamma_2} = \langle \Gamma_1 | e^{-\frac{\beta}{2} \hat{H}_{\text{CFT}}} | \Gamma_2 \rangle \stackrel{\beta \gg L}{\simeq} \underline{g_{\Gamma_1} g_{\Gamma_2}} e^{\frac{\pi \beta}{3L}}$$

共形境界状態 $|\Gamma_i\rangle$ を以下の条件から構築：

- ・ 共形普遍性
- ・ 時間-空間の取り替えに対する普遍性 (Cardy condition)
- ・ くりこみ群で決定した境界条件

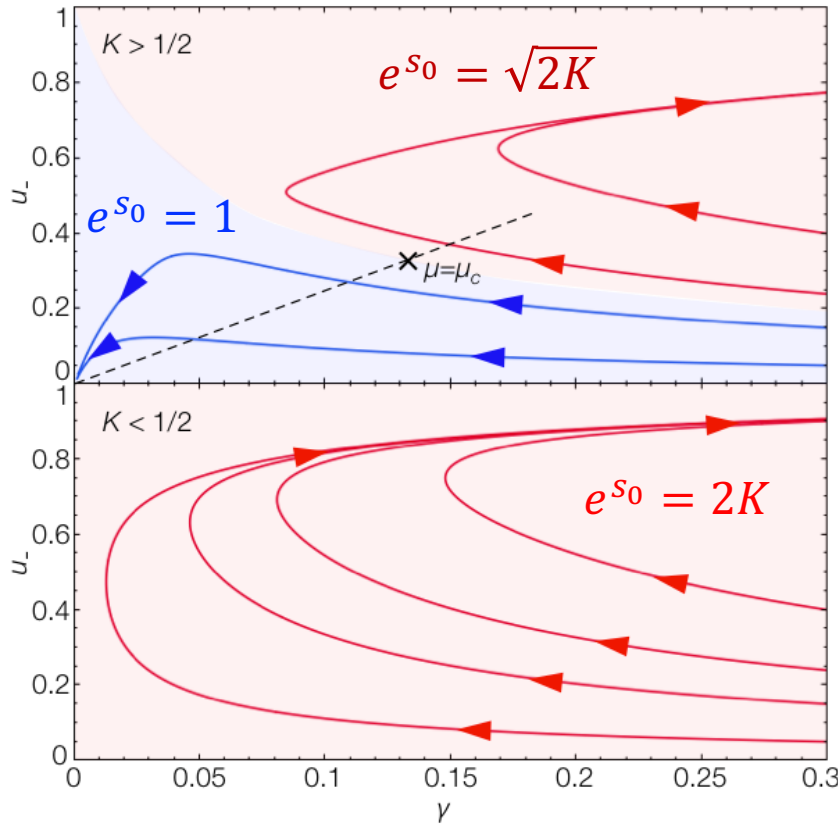
$\rightarrow g$ 関数： $\underline{g_{\Gamma_i}} = \langle \Gamma_i | \text{GS} \rangle$

境界 CFT による g 関数の計算

Folding $\rightarrow$ cylinder上の4成分場の理論

$$Z_{\Gamma_1 \Gamma_2} = \langle \Gamma_1 | e^{-\frac{\beta}{2} \hat{H}_{\text{CFT}}} | \Gamma_2 \rangle \stackrel{\beta \gg L}{\simeq} \underline{g_{\Gamma_1} g_{\Gamma_2}} e^{\frac{\pi\beta}{3L}}$$

くりこみ群相図



共形境界状態 $|\Gamma_i\rangle$ を以下の条件から構築：

- ・ 共形普遍性
- ・ 時間-空間の取り替えに対する普遍性 (Cardy condition)
- ・ くりこみ群で決定した境界条件

$\rightarrow g$ 関数： $\underline{g_{\Gamma_i}} = \langle \Gamma_i | \text{GS} \rangle$

境界CFTの結果：

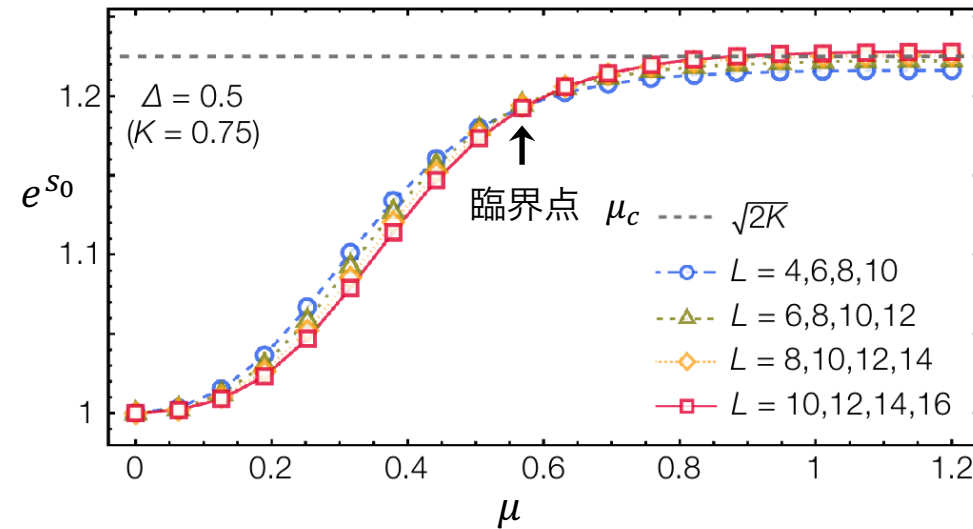
$$e^{s_0} = \frac{Z_{\mathcal{E}}}{Z_{\mathcal{I}}} \approx \frac{g_{\mathcal{E}}}{g_{\mathcal{I}}} = \begin{cases} \sqrt{2K} & \mu > \mu_c, K > 1/2 \\ 1 & \mu < \mu_c, K > 1/2 \\ 2K & \forall \mu > 0, K < 1/2 \end{cases}$$

XXZ 模型を用いた数値計算

数値的厳密対角化：
$$\hat{H}_{\text{XXZ}} = J \sum_{i=1}^L (\hat{\sigma}_i^x \hat{\sigma}_{i+1}^x + \hat{\sigma}_i^y \hat{\sigma}_{i+1}^y + \Delta \hat{\sigma}_i^z \hat{\sigma}_{i+1}^z) \quad \begin{array}{l} -1 < \Delta \leq 1 \\ K \rightarrow \infty \quad K = \frac{1}{2} \end{array}$$

→ 密度行列 $|\rho_{\mathcal{E}}\rangle = \exp\left\{-\mu \left[\sum_j (1 - \hat{\sigma}_j^z \otimes \hat{\sigma}_j^z)\right]\right\} |\text{GS}\rangle \otimes |\text{GS}\rangle$ と $S_{SE} = -\ln(\rho_{\mathcal{E}}|\rho_{\mathcal{E}})$ を直接計算

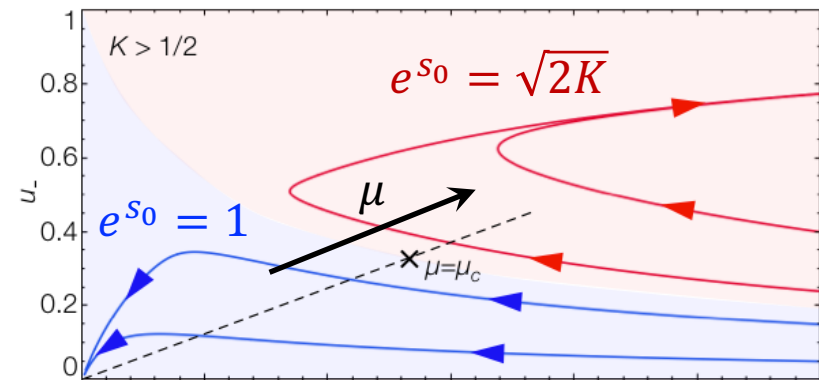
→ s_0 をフィッティングにより決定： $S_{SE} = s_1 L - s_0 + \frac{s_{-1}}{L}$



✓ 臨界点 $\mu = \mu_c$ で転移

✓ $\mu > \mu_c$ で $\sqrt{2K}$ に収束

cf. くりこみ群 + 境界CFT の結果



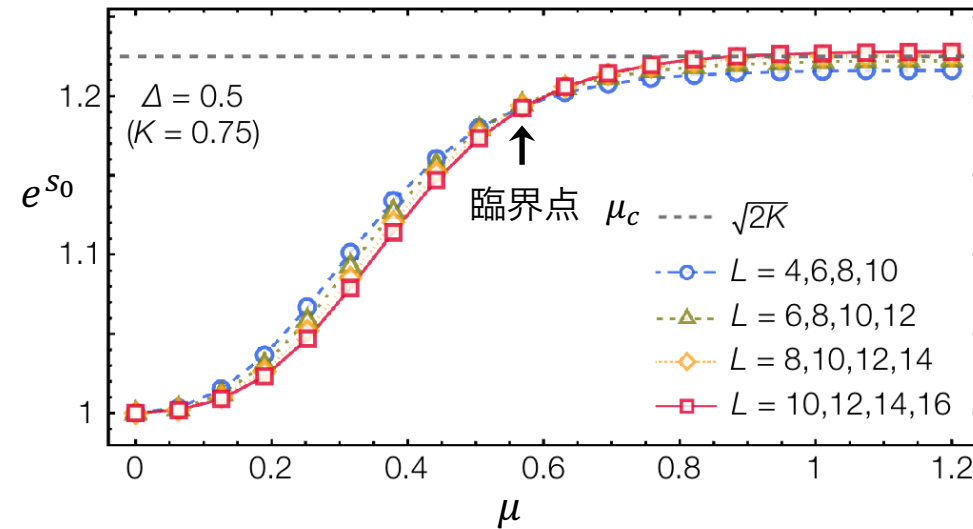
場の理論を用いた解析と一致

XXZ 模型を用いた数値計算

数値的厳密対角化：
$$\hat{H}_{\text{XXZ}} = J \sum_{i=1}^L (\hat{\sigma}_i^x \hat{\sigma}_{i+1}^x + \hat{\sigma}_i^y \hat{\sigma}_{i+1}^y + \Delta \hat{\sigma}_i^z \hat{\sigma}_{i+1}^z) \quad \begin{array}{ll} -1 < \Delta \leq 1 & K \rightarrow \infty \\ & K = \frac{1}{2} \end{array}$$

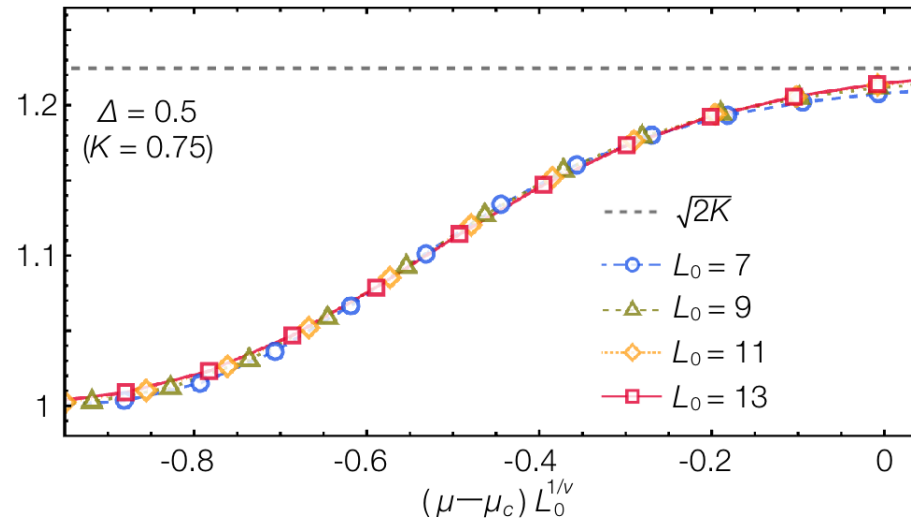
→ 密度行列 $|\rho_\varepsilon\rangle = \exp\left\{-\mu \left[\sum_j (1 - \hat{\sigma}_j^z \otimes \hat{\sigma}_j^z)\right]\right\} |\text{GS}\rangle \otimes |\text{GS}\rangle$ と $S_{SE} = -\ln(\rho_\varepsilon|\rho_\varepsilon)$ を直接計算

→ s_0 をフィッティングにより決定： $S_{SE} = s_1 L - s_0 + \frac{s_{-1}}{L}$



✓ 臨界点 $\mu = \mu_c$ で転移

✓ $\mu > \mu_c$ で $\sqrt{2K}$ に収束



✓ data collapse :

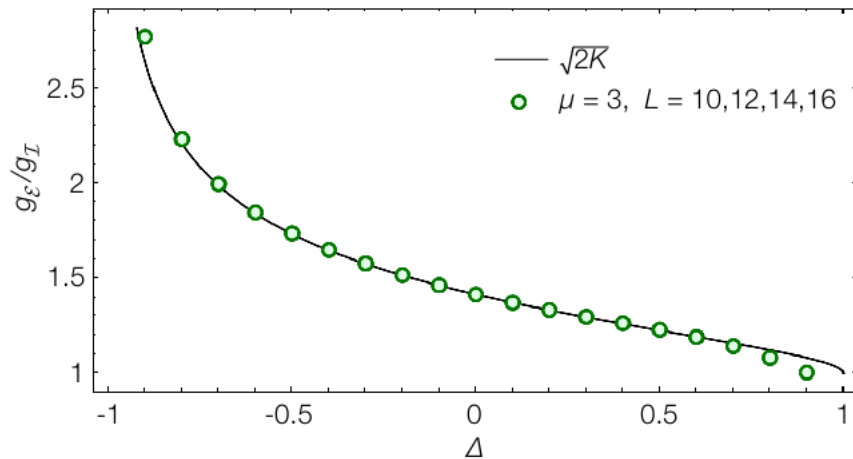
$$\frac{g_\varepsilon}{g_I} = f\left((\mu - \mu_c) L_0^{1/\nu}\right) \quad \nu \sim 6.0$$

場の理論を用いた解析と一致

XXZ 模型を用いた数値計算

数値的厳密対角化：
$$\hat{H}_{\text{XXZ}} = J \sum_{i=1}^L (\hat{\sigma}_i^x \hat{\sigma}_{i+1}^x + \hat{\sigma}_i^y \hat{\sigma}_{i+1}^y + \Delta \hat{\sigma}_i^z \hat{\sigma}_{i+1}^z) \quad \begin{array}{ll} -1 < \Delta \leq 1 & K \rightarrow \infty \\ & K = \frac{1}{2} \end{array}$$

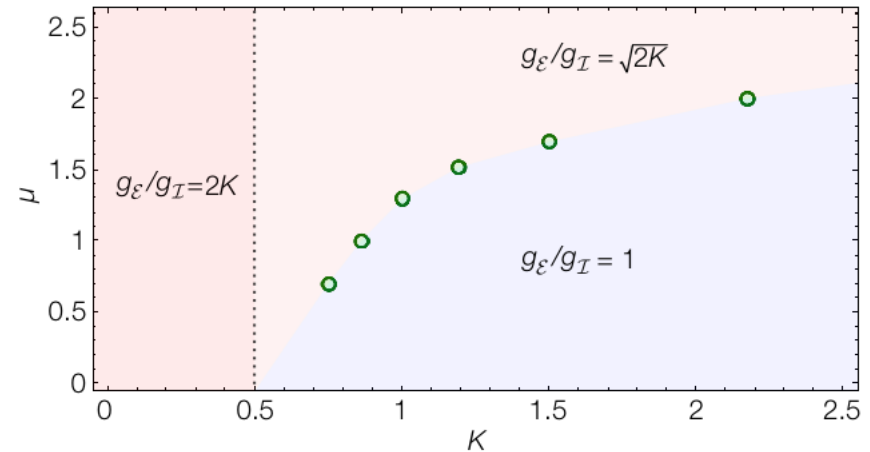
e^{S_0} の収束値と異方パラメータ Δ



✓ Bethe-ansatz の結果と一致：

$$K = \frac{\pi}{2(\pi - \cos^{-1} \Delta)}$$

数値的に決定した相図



✓ くりこみ群解析と定性的に一致

(小さいシステムサイズながら) 数値計算の結果と場の理論による解析はよく合っているように見える

冷却原子系における実験提案

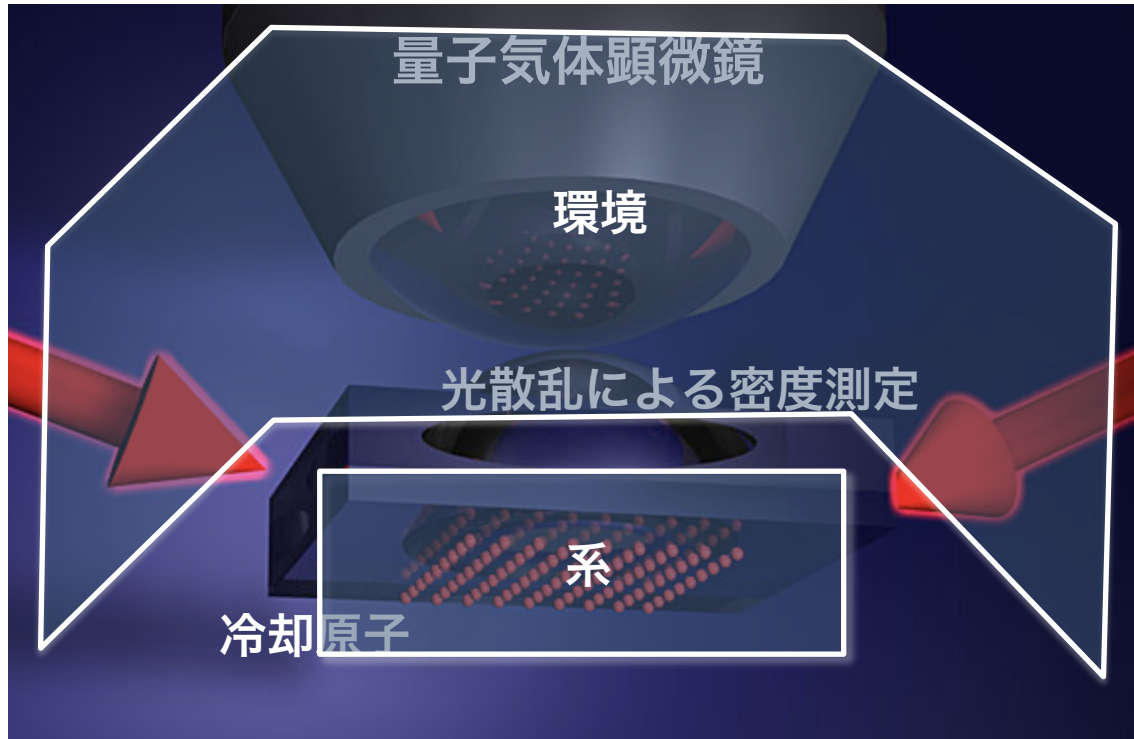
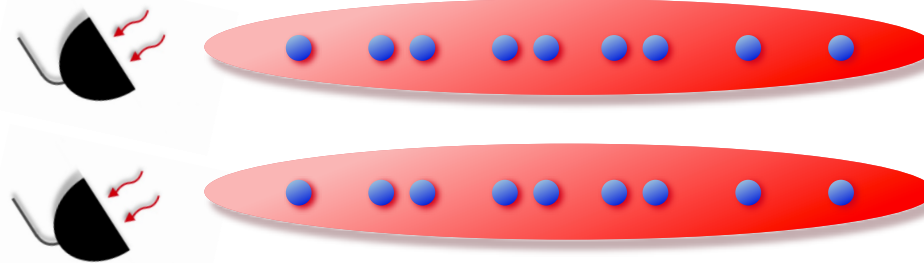


image: Greiner group at Harvard

冷却原子系における実験提案



1) 1次元ボーズ気体 (TLL) のペアを準備

2) プローブ光を照射 → 光散乱 (測定結果を無視した密度測定)

*測定強度 μ はプローブ光の強度や照射時間により制御

3) 1次元気体のペア間で干渉させ (beam-splitter operation)、
それぞれのコピー $\alpha \in \{1,2\}$ で各サイト j の粒子占有数を測定 $\{n_{j,\alpha}\}$

cf. Daley et al., PRL 109, 020505 (2012)

4) 1) - 3)を繰り返しSWAP演算子の期待値を評価: $S_{SE} = E[(-1)^{\sum_j n_{j,2}}]$

*事後選択は不要. 数値結果によれば比較的小さいサイズ $L \sim 15$ で検証可能と期待される.

*上記のステップそれぞれは既に実験的に実現:

e.g., Islam et al., Nature 528, 77 (2015); Lueschen et al., PRX 7, 011034 (2017) ...

(short summary)

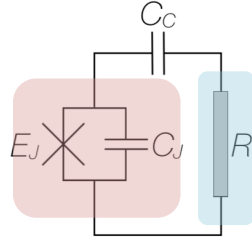
ジョセフソン接合の量子散逸相転移

Masuki, Sudo, Oshikawa, YA, PRL 129, 087001 (2022)
Yokota, Masuki, YA, PRA 107, 043709 (2023)

超伝導量子回路の強結合領域における量子散逸転移

量子抵抗に繋がれたジョセフソン接合 (RSJ):

人工原子 + 量子抵抗



量子散逸系の典型モデル [Caldeira & Leggett, PRL 46, 211 (1981)]:

回路ハミルトニアン (“クーロンゲージ”)

$$\hat{H} = E_C \underbrace{\left(\hat{N} - \hat{n}_r \right)^2}_{\text{JJ + interaction}} - E_J \cos(\varphi) + \underbrace{\sum_{0 < k \leq K} \hbar \omega_k \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k}_{\text{Environment}}$$

$$\hat{n}_r = \frac{\sqrt{\alpha}}{2\pi} \sum_{0 < k \leq K} \sqrt{\frac{2\pi}{kL}} \left(\hat{a}_k^\dagger + \hat{a}_k \right),$$

$$\hat{N} = -i \frac{\partial}{\partial \varphi}, \alpha = \frac{R_Q}{R} = \frac{h}{4e^2 R}, E_C = \frac{2e^2}{C_J},$$

$$\omega_k = kv, \quad k = \frac{\pi}{L}, \frac{2\pi}{L}, \dots, K.$$

$\alpha = R_Q/R$: 結合強度

$W = vK$: 環境周波数カットオフ

wideband condition ($E_C, E_J \ll \hbar W$)

量子散逸相転移(QPT)を巡る論争：
摂動RGによればQPTが $\alpha=1$ で生じる

Schmid, PRL 51, 1506 (1983)
Fisher & Zwerger, PRB 32, 6190 (1985)
Kane & Fisher, PRB 46, 15233 (1992)
Furusaki & Nagaosa, PRB 47, 4631 (1993)

...

(確たる)実験的証拠は未だなし

see e.g., Murani et al., PRX 10, 021003 (2020)

超伝導量子回路の強結合領域における量子散逸転移

非摂動手法を用いてこの問題を解析

経路積分表示 (前述の「密度測定下のTLL」と同じ有効理論)

$$S[\varphi] = \frac{1}{2} \int_{-W}^W \frac{dk}{2\pi} \left(\frac{|k|}{4\pi K} + \cancel{\frac{\gamma k^2}{W}} \right) |\varphi_k|^2 - uW \int_{-\infty}^{\infty} dx \cos(\varphi(x)),$$
$$K \leftrightarrow \frac{R}{2R_Q} \quad \gamma \leftrightarrow \cancel{\frac{W}{E_C}} \quad u \leftrightarrow \frac{E_J}{W}$$

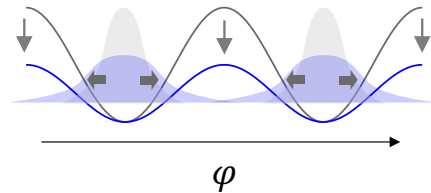
これまでの理解:

- ・ スケーリング次元によれば $\gamma = \frac{W}{E_C}$ は irrelevant.
- ・ $\gamma \rightarrow 0$ 極限がとれると仮定.
- ・ 単純化された模型 (boundary sine-Gordon model) に帰着.

超伝導量子回路の強結合領域における量子散逸転移

位相ポテンシャル: E_J : **irrelevant**

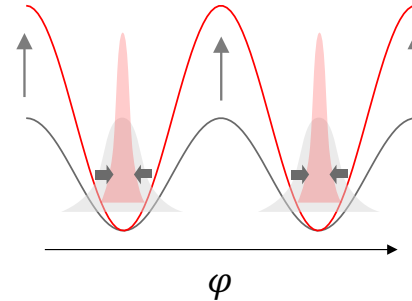
$$V(\varphi) = -E_J \cos \varphi$$



位相：非局在

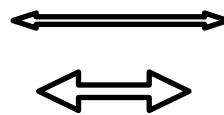
絶縁体

E_J : **relevant**



局在

超伝導

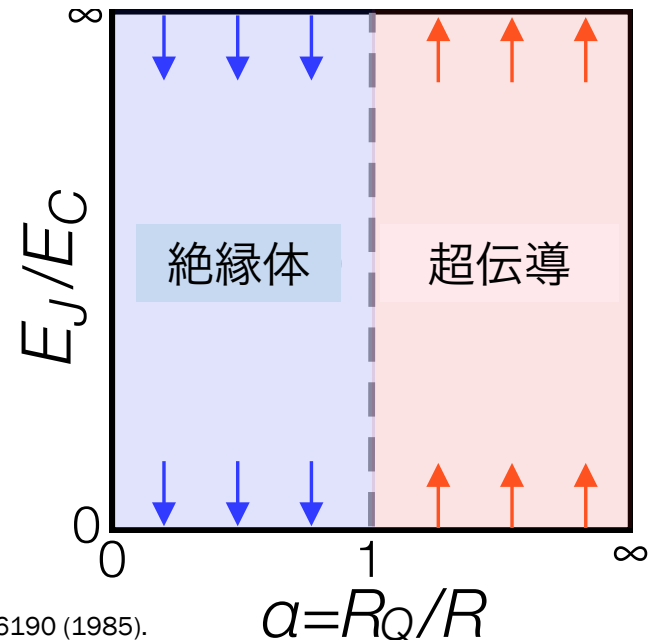


これまでの理解:

- ・ スケーリング次元によれば $\gamma = \frac{W}{E_C}$ は irrelevant.
- ・ $\gamma \rightarrow 0$ 極限がとれると仮定.
- ・ 単純化された模型 (boundary sine-Gordon model) に帰着.

摂動 RG + 双対性 $\rightarrow$

$$\begin{cases} \alpha < 1 \rightarrow E_J : \text{irrelevant} \\ \alpha > 1 \rightarrow E_J : \text{relevant} \end{cases}$$



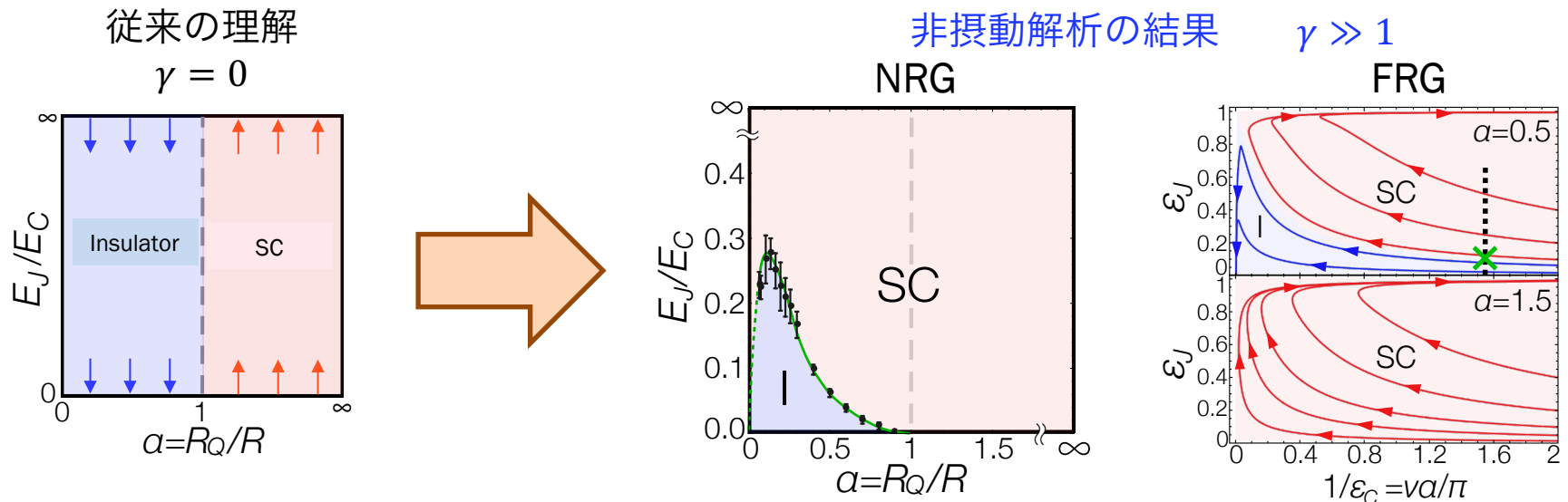
I. Affleck et al., Nucl. Phys. B **594**, 535 (2001).

M. P. A. Fisher and W. Zwerger, Phys. Rev. B **32**, 6190 (1985).

超伝導量子回路の強結合領域における量子散逸転移

- ✓ Wideband condition $E_C, E_J \ll \hbar W$ では
 $\gamma = \frac{W}{E_C}$ がくりこみ群フローの初期(UVスケール)で**大きい**
- ✓ γ 項を無視せずに非摂動解析：

$$S[\varphi] = \frac{1}{2} \int_{-W}^W \frac{dk}{2\pi} \left(\frac{|k|}{4\pi K} + \boxed{\frac{\gamma k^2}{W}} \right) |\varphi_k|^2 - uW \int_{-\infty}^{\infty} dx \cos(\varphi(x)),$$



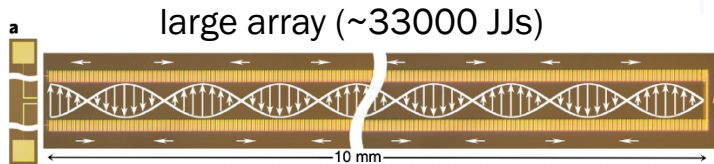
非摂動効果により基底状態の相図が定性的に変更をうける (γ は dangerously irrelevant)

超伝導量子回路の強結合領域における量子散逸転移

✓ Wideband condition $E_C, E_J \ll \hbar W$ では

$\gamma = \frac{W}{E_C}$ がくりこみ群フローの初期(UVスケール)で大きい

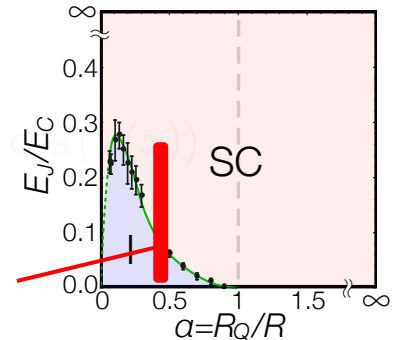
実験系の候補：高インピーダンス・長距離の超伝導導波路



Kuzmin et al.,
PRL 126, 197701 (2021).

実験提案：絶縁体相の兆候は次のパラメータ領域で見えるはず：

$L \sim 10 \text{ mm}$, $E_C = 5.4 \text{ GHz}$, $\omega_{\min}/2\pi = 63 \text{ MHz}$, $W/2\pi = 20 \text{ GHz}$



Masuki, Sudo, Oshikawa, YA., PRL 129, 087001 (2022)

arXiv:2304.05806

Observation of the Schmid-Bulgadaev dissipative quantum phase transition

R. Kuzmin,^{1,2} N. Mehta,² N. Grabon,² R. A. Mencia,^{2,3} A. Burshtein,⁴ M. Goldstein,⁴ and V. E. Manucharyan^{2,3}

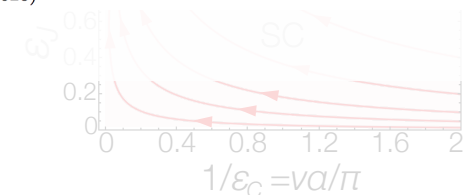
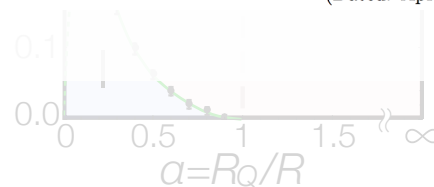
¹Department of Physics, University of Wisconsin-Madison, Madison, WI 53706, USA

²Department of Physics, University of Maryland, College Park, MD 20742, USA.

³École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1015 Lausanne, Switzerland.

⁴Raymond and Beverly Sackler School of Physics and Astronomy, Tel Aviv University, Tel Aviv 6997801, Israel.

(Dated: April 13, 2023)

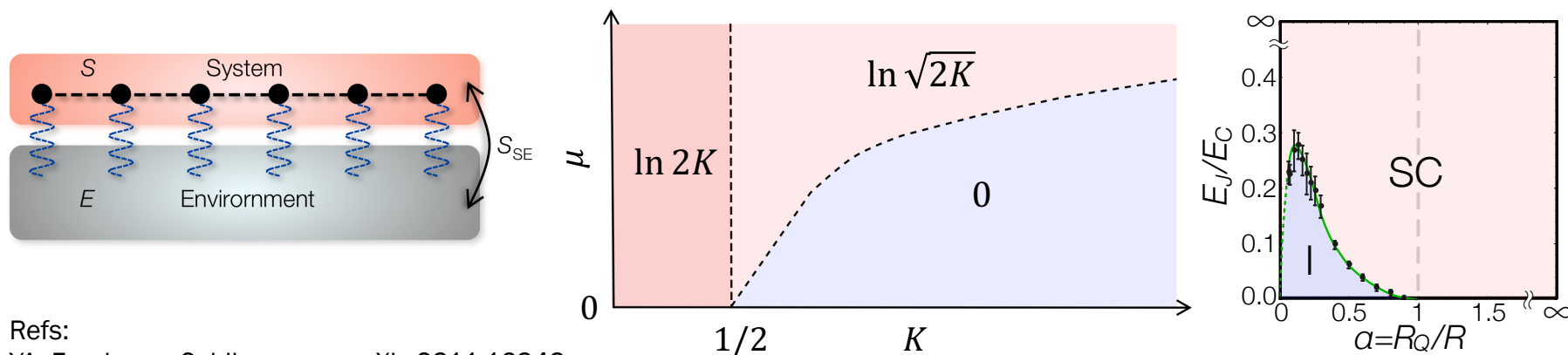


非摂動効果により基底状態の相図が定性的に変更をうける (ν は dangerously irrelevant)

Masuki, Sudo, Oshikawa, YA., PRL 129, 087001 (2022)

まとめ

- 量子多体系と環境間のエンタングルメントは普遍性と相転移を示す。
(システムサイズに依存しない定数項 s_0 が普遍的寄与となる)
- 量子測定下の朝永-Luttinger液体の場の理論による解析を行い、数値計算でも確認した。
- ジョセフソン接合の量子散逸相転移と、朝永-Luttinger液体の系-環境エンタングルメント転移が同じ普遍性クラスに属することを示唆している。



Refs:

YA, Furukawa, Oshikawa, arXiv:2311.16343
Masuki, Sudo, Oshikawa, YA, PRL 129, 087001 (2022)
Fuji & YA, PRB 102, 054302 (2020)