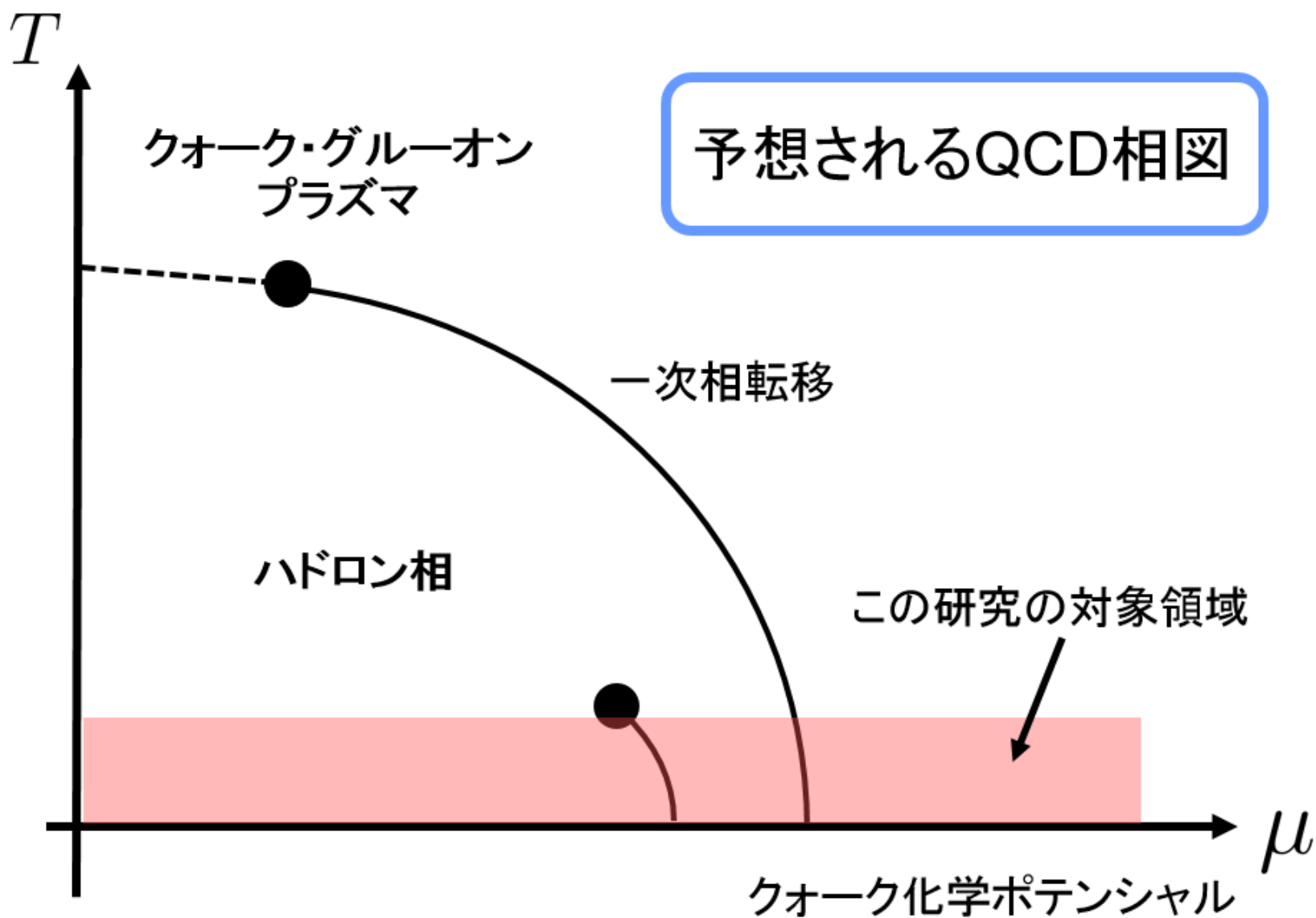


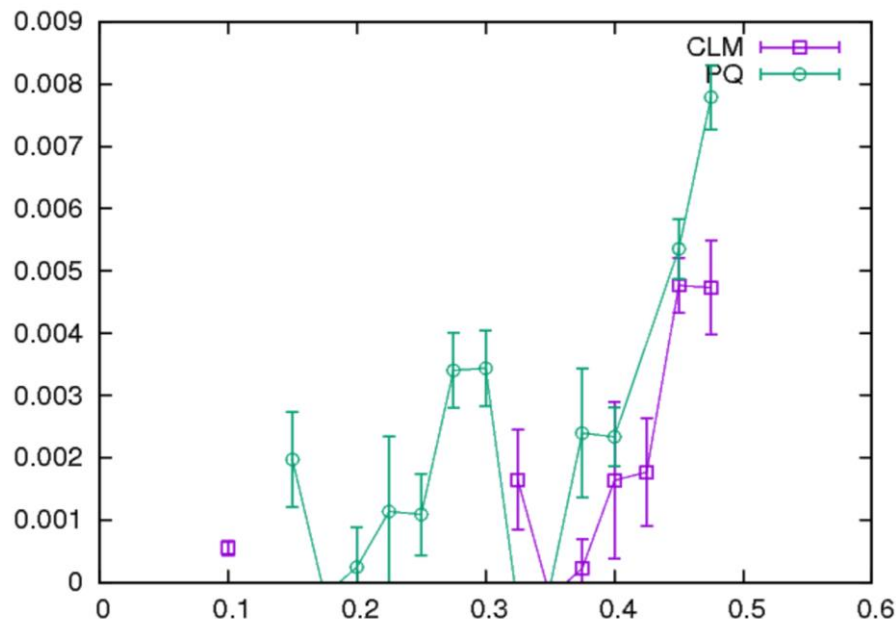
複素ランジュバン法によるQCD相図の探索

発表: 筒井翔一郎 (KEK)

共同研究者: 伊藤祐大 (KEK)
松古栄夫 (KEK)
西村淳 (KEK, 総研大)
島崎信二 (慶応大)
土屋麻人 (静岡大)



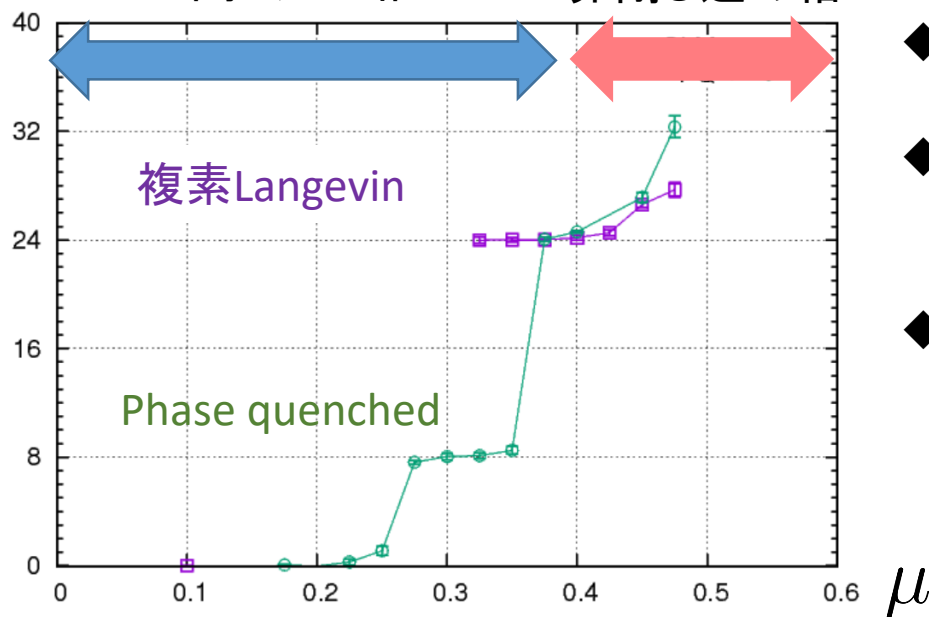
Polyakov loop



閉じ込め相

非閉じ込め相

クォーク数



複素Langevin法

符号問題を回避できる
第一原理計算の手法

数値計算の結果

- ◆ 閉じ込め・非閉じ込め転移が見えた
- ◆ 複素Langevinでクォーク数を測定するプラトー構造が見えた
- ◆ Phase quenchでは、2つのプラトーが見えた

これらの物理的解釈は、ポスターで！

再重み付け法によるSU(3)ゲージ理論の 重いクォーク領域における一次相転移終点での ハドロン質量の計算

2018.8.28-30

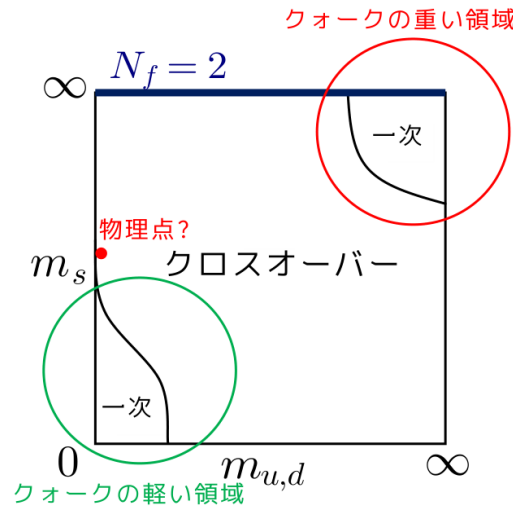
熱場の量子論とその応用

板垣翔太(新潟大)

WHOT-QCD Collaboration:

石見涼(JR東日本), 梅田貴士(広島大), 江尻信司(新潟大),
金谷和至(筑波大), 北沢正清(大阪大), 白銀瑞樹(新潟大)

一次転移領域の格子間隔依存性を調べるには



- 物理点近傍の軽いクォークの一次転移領域：

格子間隔 小 $\rightarrow$ 一次転移領域が狭まるという結果

Xiao-Yong Jin et al,
arXiv:1706.01178

- 重いクォークの一次転移領域：

格子間隔 小 $\rightarrow$?

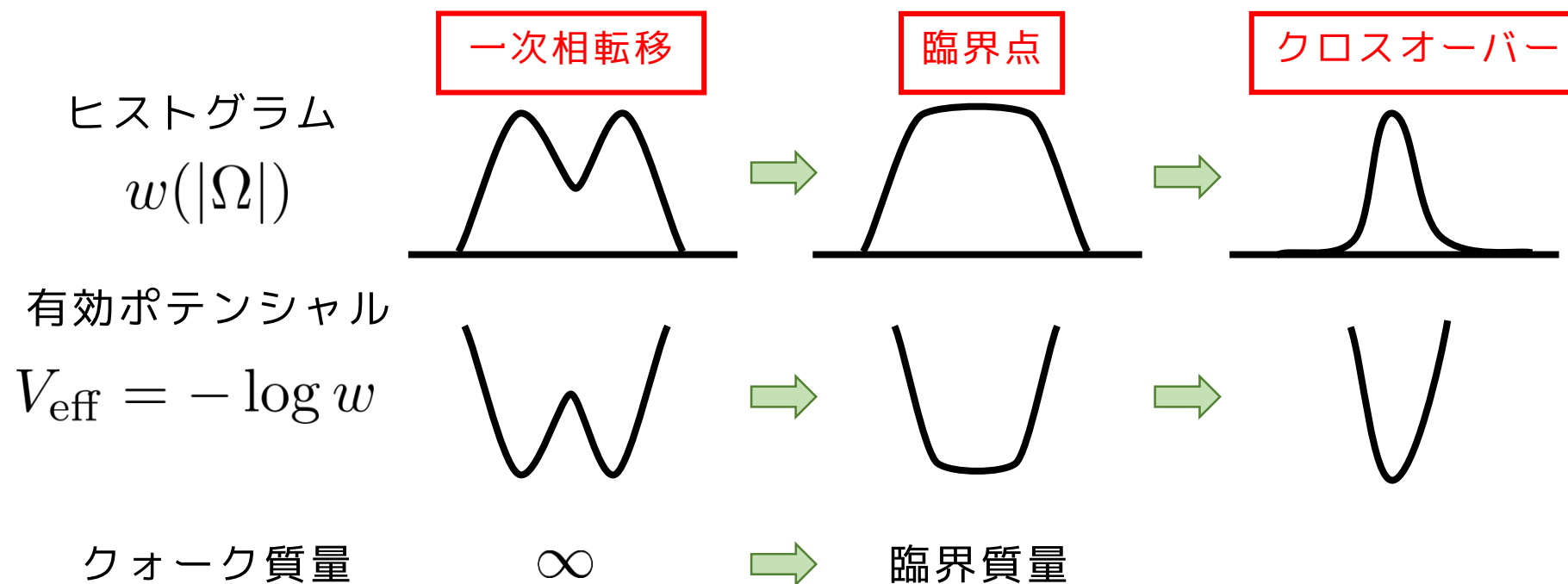
相転移点直上で、 N_t を大きくする = 格子間隔を小さくする

臨界質量の N_t 依存性を調べればよい!

臨界質量の求め方(ヒストグラム法)

臨界質量はヒストグラムの概形を見ることで求められる

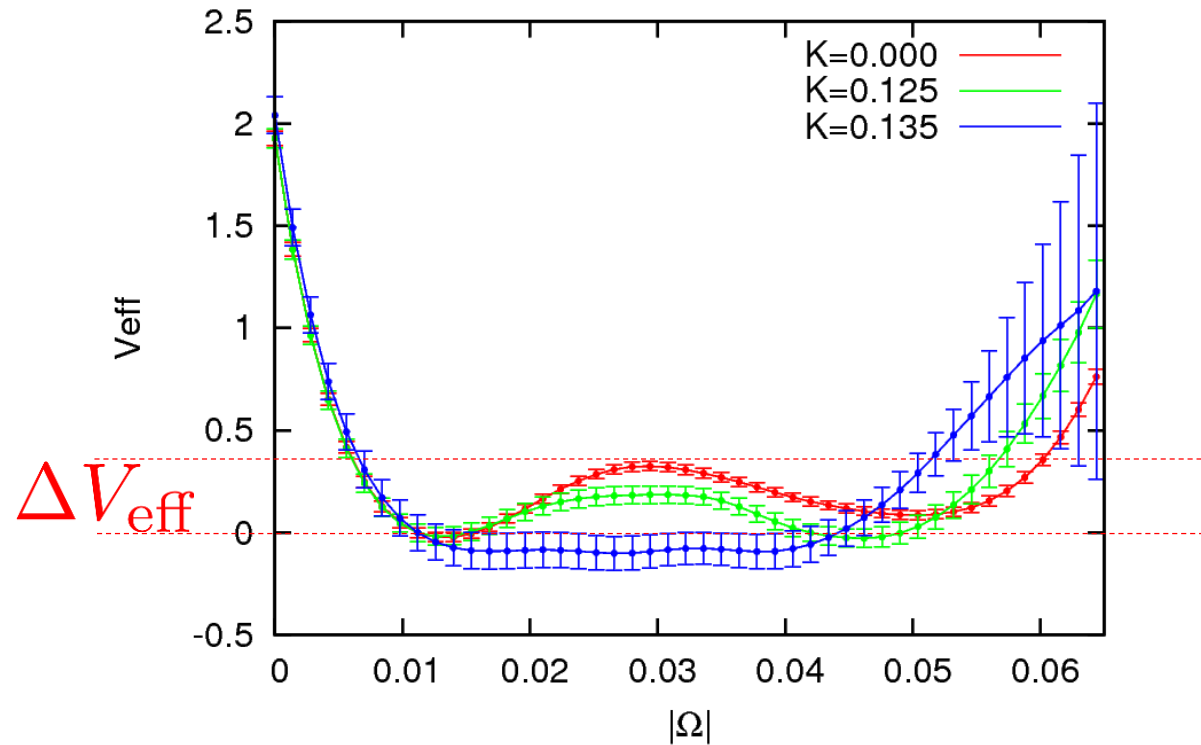
一次相転移 ... 相転移点で2相が共存
クロスオーバー ... 相転移点で1相のみ



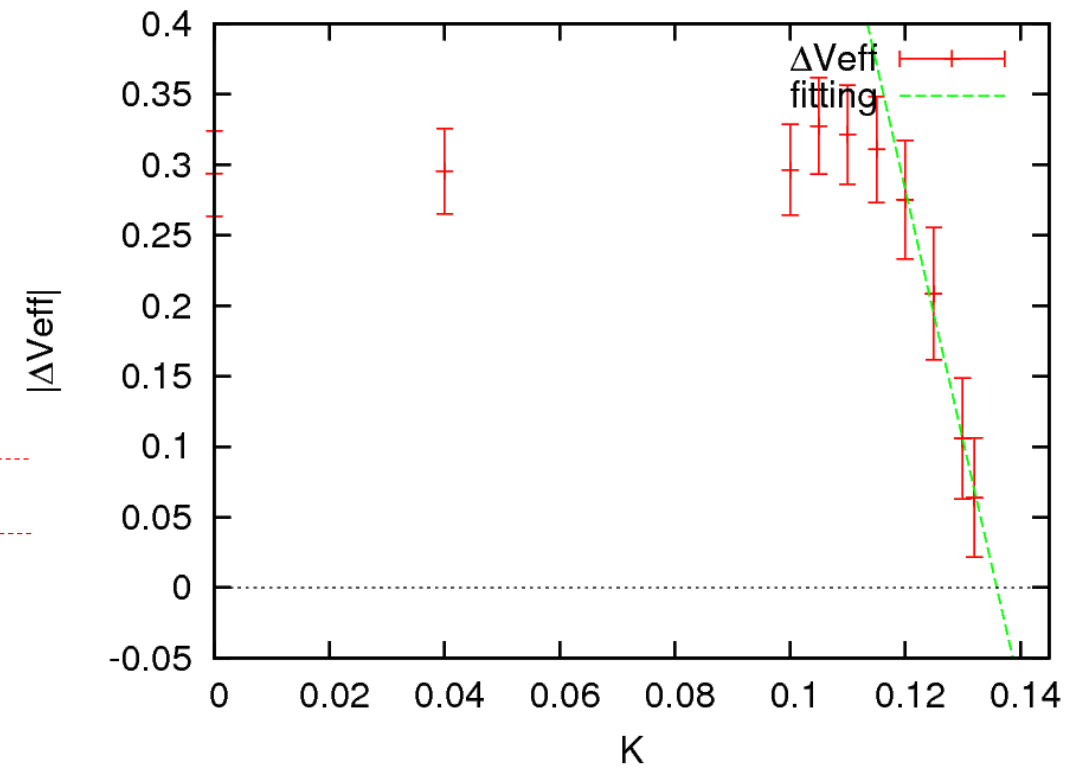
クォーク質量を変えてヒストグラムの概形から臨界質量を求める

例： $N_t = 6$ における有効テンシヤルと臨界質量

有効ポテンシヤル



有効ポテンシヤルの山の高さ

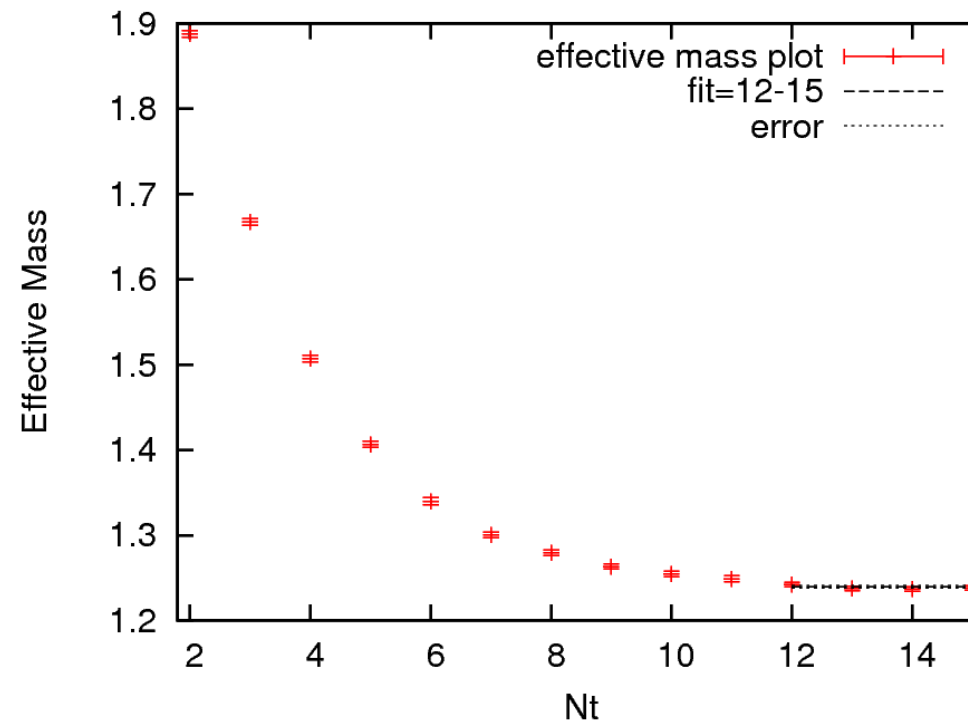


クォーク質量を軽くしていくと一次相転移→臨界点となる様子がわかる

各臨界点におけるゼロ温度パイオン質量

物理的な臨界質量の格子間隔依存性を調べるために
各格子間隔でのゼロ温度パイオン質量も測定した

$N_t = 6$ の臨界点におけるeffective mass plot



まとめ

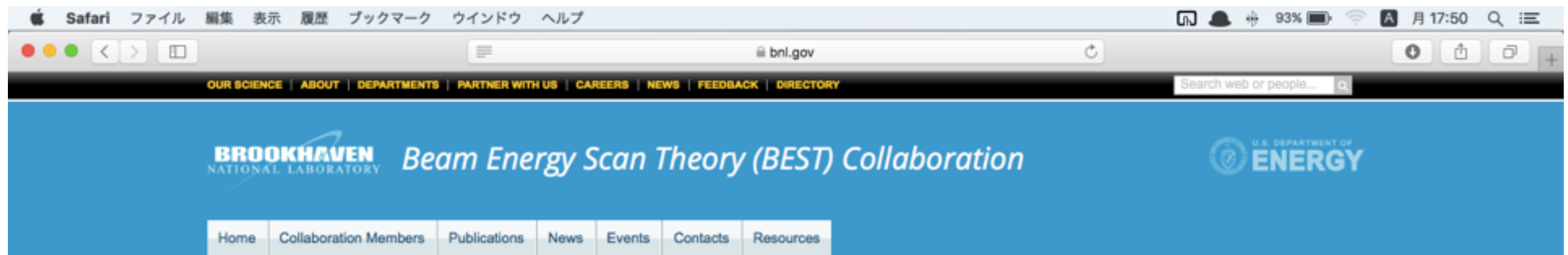
- ヒストグラム法により異なる格子間隔の臨界質量を決定
- 各格子間隔の臨界質量をゼロ温度パイオン質量の測定により比較
- 再重み付け法の計算で用いたホッピングパラメータ展開式の妥当性についても確認

カイラル磁気効果はQCDの 動的臨界現象に影響を与えるのか？

曾我部紀之（慶大理工）

「熱場の量子論とその応用」 2018年8月29日

本郷優（理研） 山本直希（慶大理工）

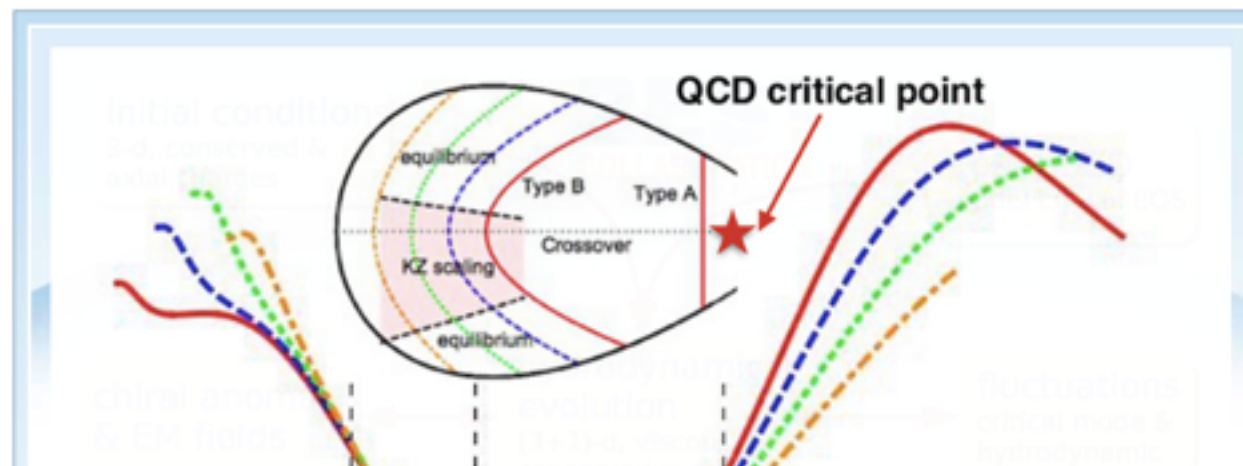


Our Mission

The Beam Energy Scan Theory (BEST) Collaboration is a Topical Collaboration in Nuclear Theory, funded by the [US Department of Energy, Office of Science, Office of Nuclear Physics](#) for the period 2016-2020.

The BEST Collaboration, involving collaborators from two national laboratories and 11 universities, will construct and provide a theoretical framework for interpreting the results from the ongoing Beam Energy Scan program at the [Relativistic Heavy Ion Collider \(RHIC\)](#). The main goals of this program are to discover, or put constraints on the existence, of a critical point in the QCD phase diagram, and to locate the onset of chiral symmetry restoration by observing correlations related to anomalous hydrodynamic effects in quark gluon plasma.

For this purpose, the BEST Collaboration is developing a set of theoretical tools, including hot-dense lattice QCD, initial state models, state-of-the-art hydrodynamic codes incorporating dissipation, hydrodynamic and critical fluctuations, and the effects of the chiral anomaly, as well as hadronic models of the final state of a heavy ion collision. These tools will be used to analyze RHIC Beam Energy Scan data.



BEST COLLABORATION

Upcoming Events

- [The 36th Annual International Symposium on Lattice Field Theory](#): July 22-28, 2018, Michigan State University, East Lansing, Michigan, USA
- [BEST Collaboration Meeting](#): August 20-21, 2018, Nuclear Science Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, California, USA

Contact BEST

Dorothy Davis (BNL Secretary)
 Phone: (631) 344-2524
 Fax: (631) 344-7561
 Email: dorothyd@bnl.gov

<https://www.bnl.gov/physics/best/>

重イオン衝突実験：2つの目的

- QCD臨界点の探索
 - ユニバーサルリティクラス
 - 臨界現象
- カイラル輸送現象の観測
 - カイラル磁気効果
 - カイラル分離効果
 - カイラル渦効果

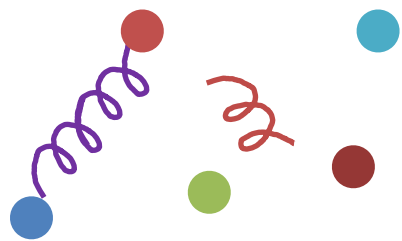
複合領域はこれまで調べられていない

カイラル磁気効果はQCDの動的臨界現象に影響を与えるのか？

動的ユニバーサリティクラス

P. C. Hohenberg and B. I. Halperin (1977)

QCD



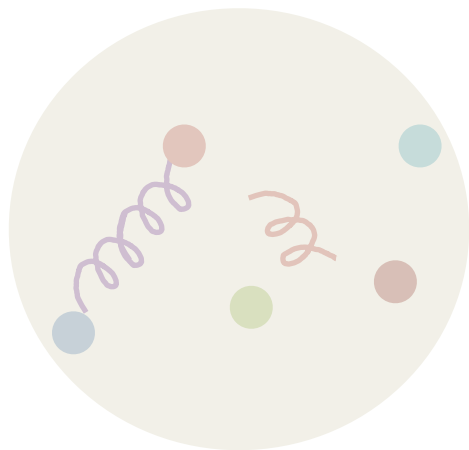
$$\xi \gg \Lambda^{-1}$$

動的ユニバーサリティクラス

P. C. Hohenberg and B. I. Halperin (1977)

QCD

低エネルギー有効理論



$$\xi \gg \Lambda^{-1}$$

粗視化



流体力学変数：

- 秩序変数
- 保存電荷密度
- 南部-Goldstoneモード

系のギャップレスモード（と対称性）に基づく分類

$$\mathbf{j} = C_{\mu_5} \mathbf{B}$$

カイラル磁気効果

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} = \frac{C^2 |\mathbf{B}|^2}{\chi \chi_5} \nabla^2 \delta n$$

カイラル磁気波

影響する？

磁場中のカイラル2次相転移

セットアップ

- QCD at 有限 T, μ_I, B (ただし $N_f = 2, m_q = 0$)
- 静的・動的臨界現象を調べる

C : カイラル磁気係数

カイラル磁気効果	なし ($C=0$)	あり ($C \neq 0$)
ユニバーサルリティクラス	E (xyモデル)	A (イジングモデル)

カイラル磁気効果がQCDの動的ユニバーサルリティクラスを変えた

Gradient flowによる 粗視化した系での有効結合定数 の非摂動論的決定

白銀瑞樹 (新潟), 江尻信司 (新潟)

初めに

- Gradient flowを使って改良された作用を議論したい。この研究では作用として、次のような作用を考える。

$$S = -6N_{\text{site}}\beta_R\bar{P}$$

N_{site} : 全格子数, β_R : 有効結合定数, $\bar{P}$: フロウされたプラケット

- Gradient flowはある種のブロックスピン変換のようなものと考えられるので、フロウさせた場は元のゲージ場でかけるはず。
- フロウによって定義した作用を用いて状態方程式を計算する方法を考える。
- 状態方程式の計算ために $\beta_R\bar{P}$ の格子間隔 a 依存性を調べる必要がある。

$$\text{例} \quad \frac{e-3p}{T^4} = \frac{N_t^3}{N_s^3} \langle a \frac{\partial S}{\partial a} \rangle$$

有効結合定数 β_R と格子間隔 a の関係

熱力学量を計算するために、有限のフロータイム t で固定した、 $\frac{\partial\beta}{\partial a}|_t$ を考える。格子間隔が変わらないように β, t を同時に変化させることで、次の式を得る

$$a \frac{\partial\beta}{\partial a} \Big|_t = -2t \frac{\partial\beta}{\partial t} \Big|_a$$

$\frac{\partial\beta}{\partial a}|_t$ を得るためには、有効結合定数 β_R のフロータイム依存性を調べればよいことが分かった

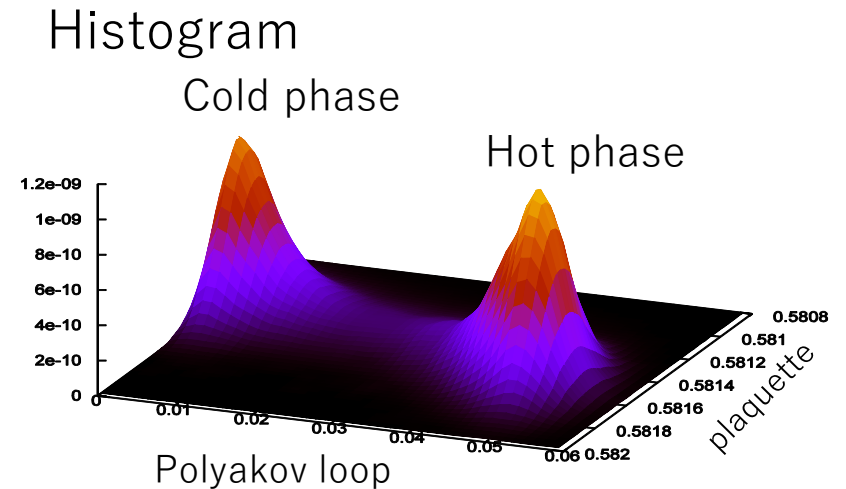
相転移点 β_c では格子間隔が変化しないことに着目して、 β_R のフロータイム依存性を調べる

β_R を計算する

Gradient flowで粗視化された系で、再重み付け法を用いて相転移点を計算する
プラケットのヒストグラムの形が変わらないように有効結合定数を求める

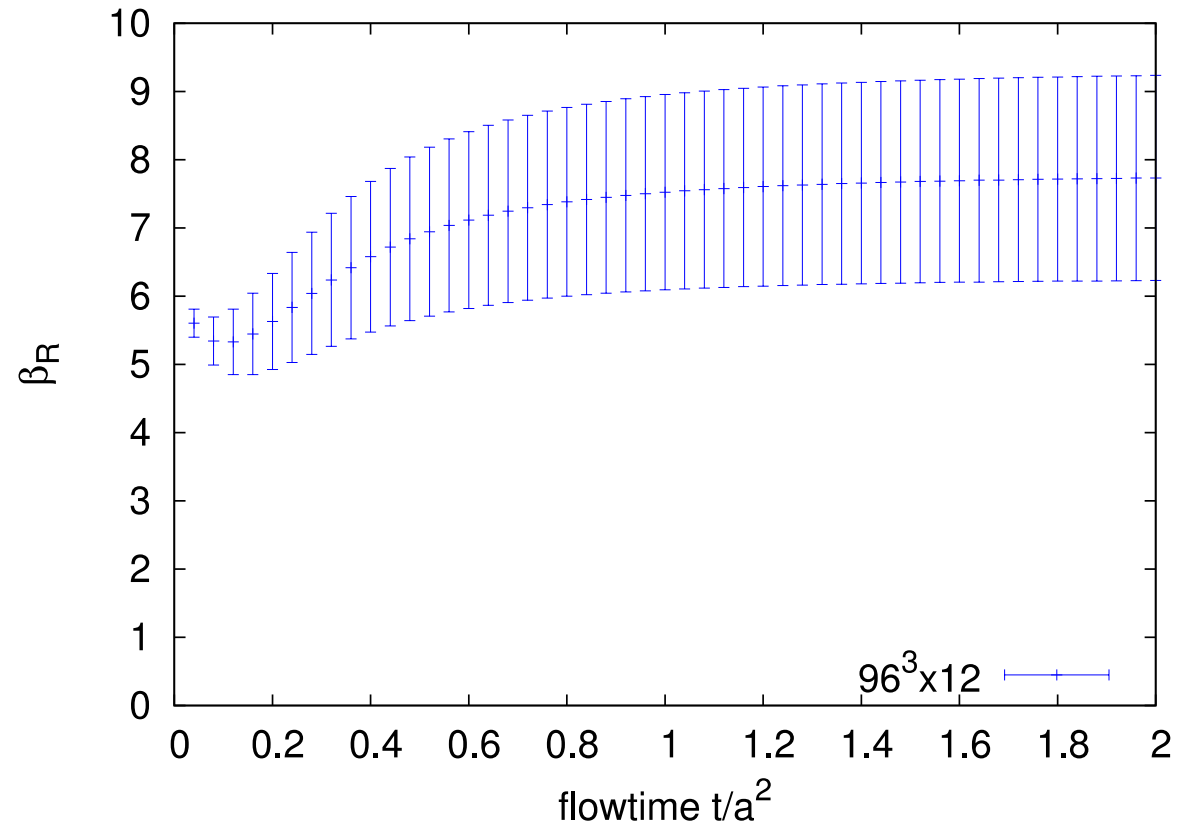
$$\frac{W(\langle P \rangle_{P_{\text{hot}}}, \beta_R)}{W(\langle P \rangle_{P_{\text{cold}}}, \beta_R)} = \frac{W(P_{\text{hot}}, \beta)}{W(P_{\text{cold}}, \beta)}$$

$$\begin{aligned} \beta(P_{\text{hot}} - P_{\text{cold}}) \\ = \beta_R(\langle \bar{P} \rangle_{P_{\text{hot}}} - \langle \bar{P} \rangle_{P_{\text{cold}}}) \end{aligned}$$



この式にしたがって、相転移温度 T_c の元で、フローしていない結合定数 β から有効結合定数を計算する

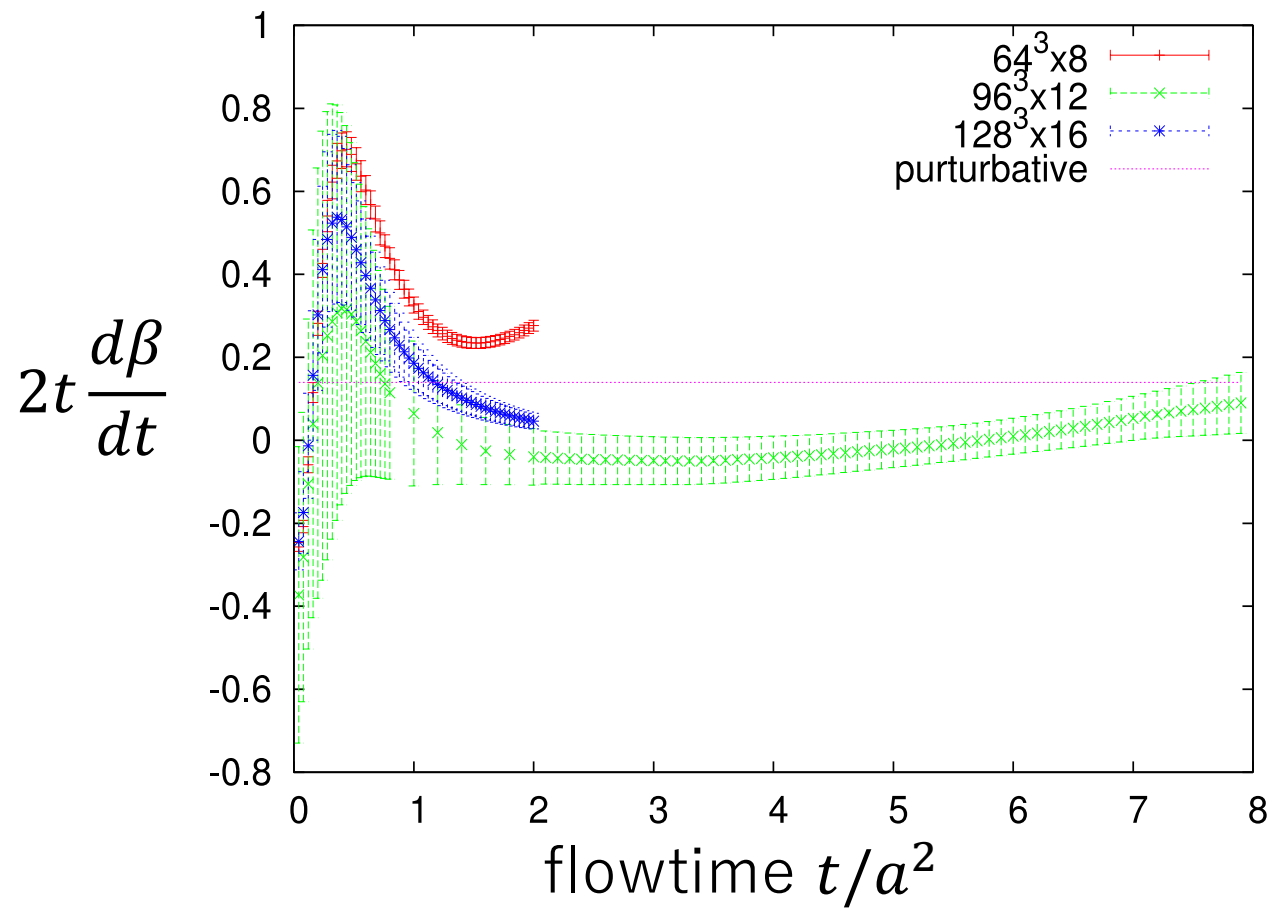
計算結果



有効結合定数の、フロータイム依存性のプロットである。
フロータイムが増加すると、有効結合定数は増加する傾向にある。

ポスターでは…

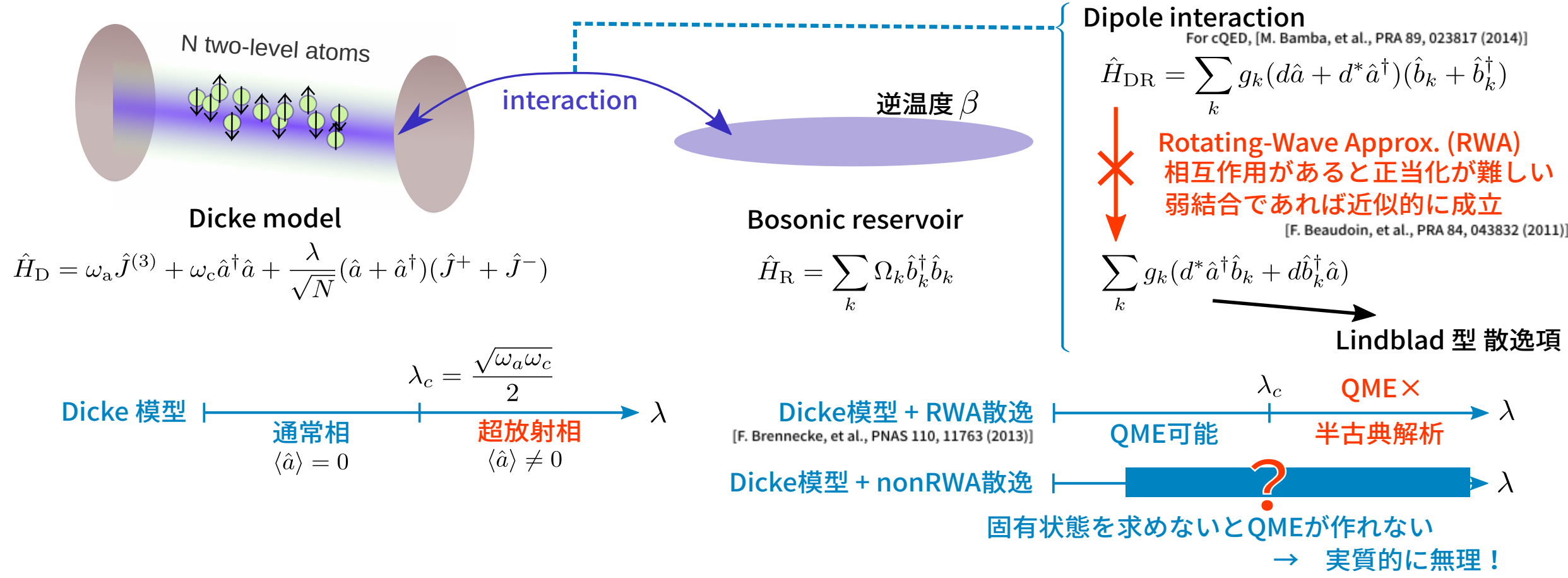
- β_R のフロータイム微分
- 潜熱の計算
- $\bar{P}$ の格子間隔依存性



散逸Dicke模型に対する 回転波近似を用いない量子マスター方程式

早稲田大学基幹理工 今井 良輔, 山中 由也

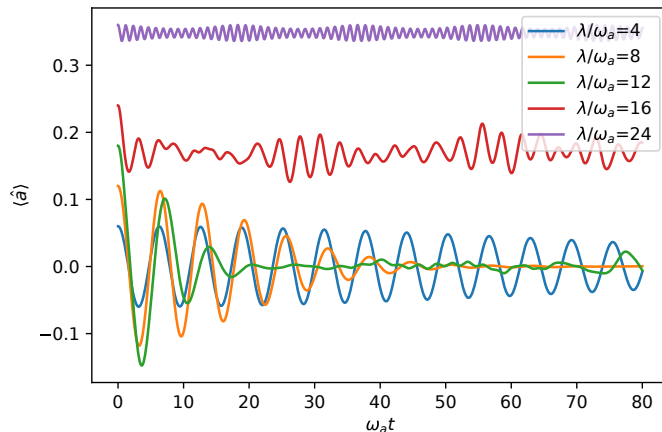
強結合系に対する量子マスター方程式の方法の困難



- Off-resonant な状況 $N\omega_a \ll \omega_c$ を仮定
- 高エネルギー状態を省く
- ほどよく高温の熱浴 → Born-Markov 近似
- エネルギーのくりこみ 等等

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{\mu,\nu}^S(t) = -i[H_D, \tilde{\rho}^S(t)]_{\mu,\nu} - e^{-i(\epsilon_\mu - \epsilon_\nu)t} \gamma \frac{\lambda^2}{N\omega_c^2} (\mu - \nu)^2 \tilde{\rho}_{\mu,\nu}^S(t)$$

non-Markovian



強結合で定常状態が複数に現れる
→ 熱力学極限での超放射相転移によく対応

詳しくはポスターで！

冷却フェルミ原子系における 対凝縮と有限サイズ効果

高橋淳一（早稲田大学）

共同研究者：山中由也（早稲田大学）

2018/08/29 「熱場の量子論とその応用」

本研究の動機

フェルミ粒子対凝縮系においてゼロモード量子揺らぎの影響を評価したい

- ゼロモード量子揺らぎとは
(ボソン系の場合)

[1] M. Lewenstein and L. You, Phys. Rev. Lett. **77**, 3489 (1996).
[2] Y. Nakamura, J.T., and Y. Yamanaka, Phys. Rev. A. **89**, 013613 (2014).
[3] J.T., Y. Nakamura, and Y. Yamanaka, Phys. Rev. A **92**, 023627 (2015).

- Bogoliubov方程式のゼロ固有値解 = ゼロモード (南部-Goldstoneモード)

$$\begin{pmatrix} L(\mathbf{x}) & M(\mathbf{x}) \\ -M^*(\mathbf{x}) & L(\mathbf{x}) \end{pmatrix} \mathbf{y}_n(\mathbf{x}) = E_n \mathbf{y}_n(\mathbf{x}) \quad \Rightarrow \quad E_0 = 0, \mathbf{y}_0(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \xi(\mathbf{x}) \\ -\xi^*(\mathbf{x}) \end{pmatrix}$$

- Bogoliubov方程式の解でボソン場を展開

$\xi(\mathbf{x})$: 秩序変数

$$\begin{pmatrix} \hat{\varphi} \\ \hat{\varphi}^\dagger \end{pmatrix} = -i \hat{Q} \mathbf{y}_0(\mathbf{x}) + \dots$$

ゼロモードに伴う演算子を与える量子揺らぎ = ゼロモード量子揺らぎ

先行研究[2,3]では、非一様系においてゼロモード量子揺らぎが影響を与える場合があることを示した
⇒ 非一様フェルミ粒子系では？

今回の発表

第一ステップとして、非一様フェルミ対凝縮体の秩序変数を解析した結果を示す

Bogoliubov-de Gennes方程式

$$\begin{pmatrix} \mathcal{L}(\mathbf{x}) & \Delta(\mathbf{x}) \\ \Delta(\mathbf{x}) & -\mathcal{L}(\mathbf{x}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_n \\ v_n \end{pmatrix} = E_n \begin{pmatrix} u_n \\ v_n \end{pmatrix}$$
$$\mathcal{L}(x) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\mathbf{x}) - \mu - gn(x), \quad \Delta : \text{秩序変数}$$

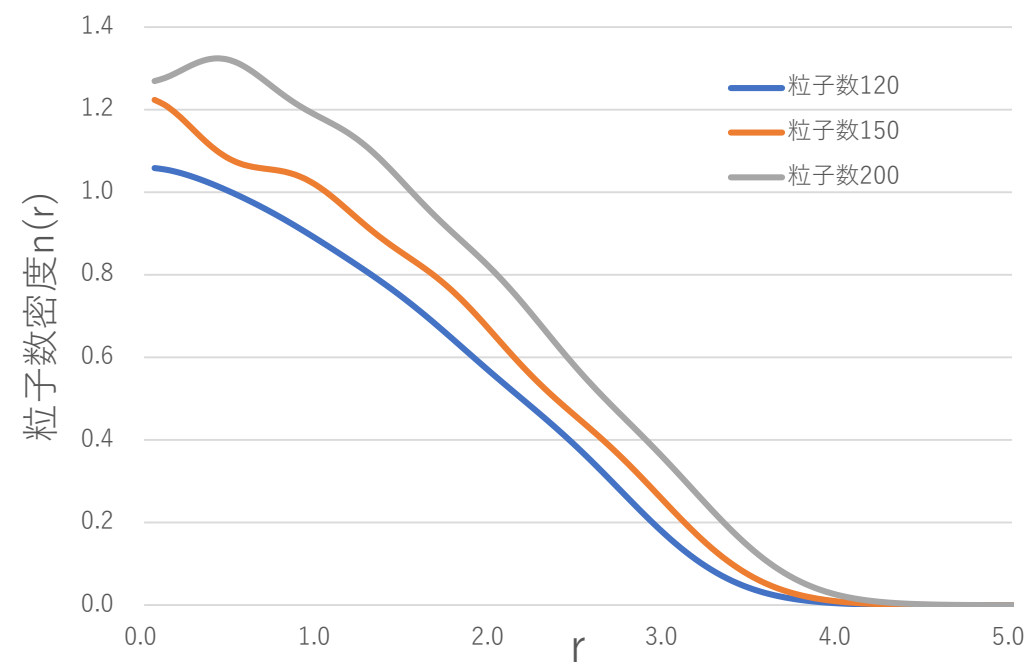
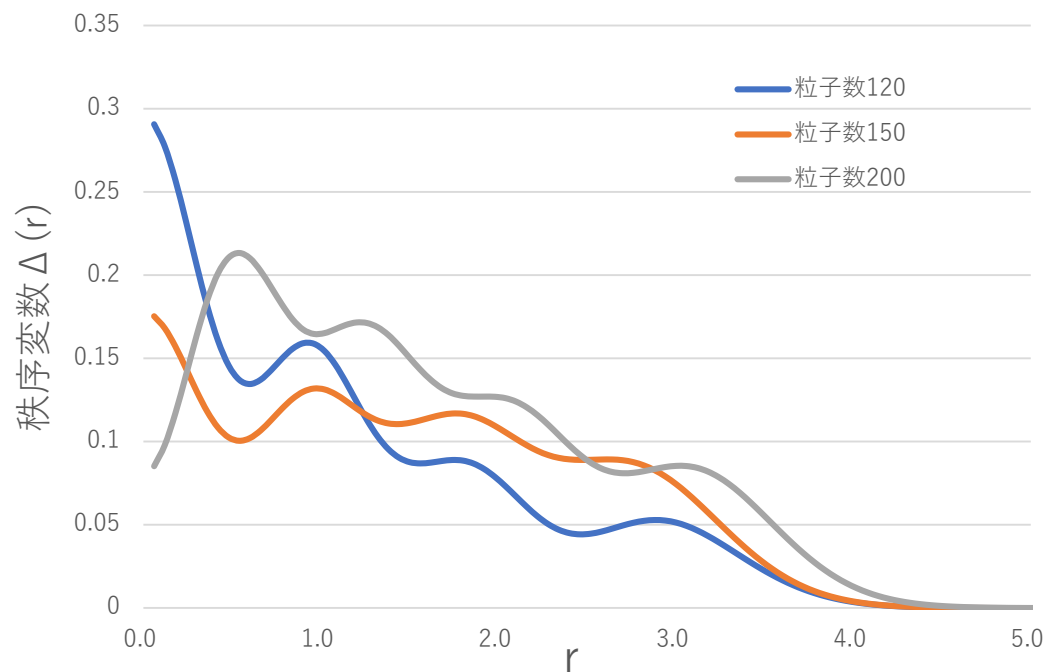
$$\Delta(\mathbf{x}) = g \sum_{\mathbf{n}} u_{\mathbf{n}}(\mathbf{x}) v_{\mathbf{n}}(\mathbf{x}) (1 - 2f_{\mathbf{n}}),$$
$$n(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{n}} [v_{\mathbf{n}}^2(\mathbf{x}) (1 - f_{\mathbf{n}}) + u_{\mathbf{n}}^2(\mathbf{x}) f_{\mathbf{n}}],$$
$$f_{\mathbf{n}} = \frac{1}{e^{\beta E_{\mathbf{n}}} + 1}.$$

化学ポテンシャルは粒子数の式から決定する

$$N = 2 \sum_{\mathbf{n}} \int d\mathbf{x} n(\mathbf{x})$$

計算結果

- ・ 三次元等方調和振動子型ポテンシャルを仮定 $V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2$.



- ・ 秩序変数には特有の構造が現れる
- ・ 構造はフェルミ準位近傍のBdG固有関数の形が反映される

※ $g=1$, $\beta=1000$
※調和振動子のスケールで無次元化

詳しくはポスターで！

AdS/CFT対応を用いた クォーク間力のカオスの解析

太田敏博

大阪大学

with T. Akutagawa, K. Hashimoto, K. Murata to appear

場の量子論のカオスをどう測るか？

Wilsonループの時間発展は
どれくらいカオスか？

セットアップ

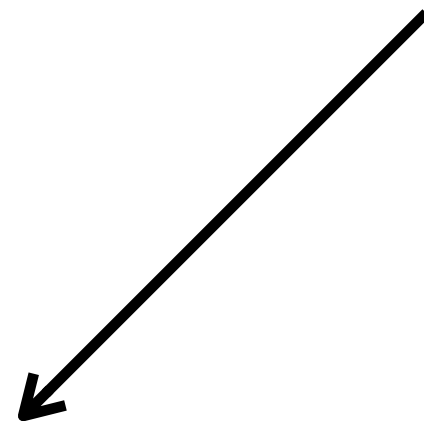
AdS/CFT対応を用いて

D4ソリトン時空中の弦の運動を解析する

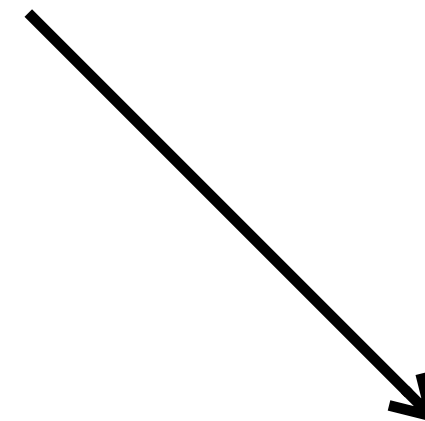
AdS/CFT対応

[Maldacena, Witten]

N_c D4



4d $SU(N_c)$
ピュアヤンミルズ理論



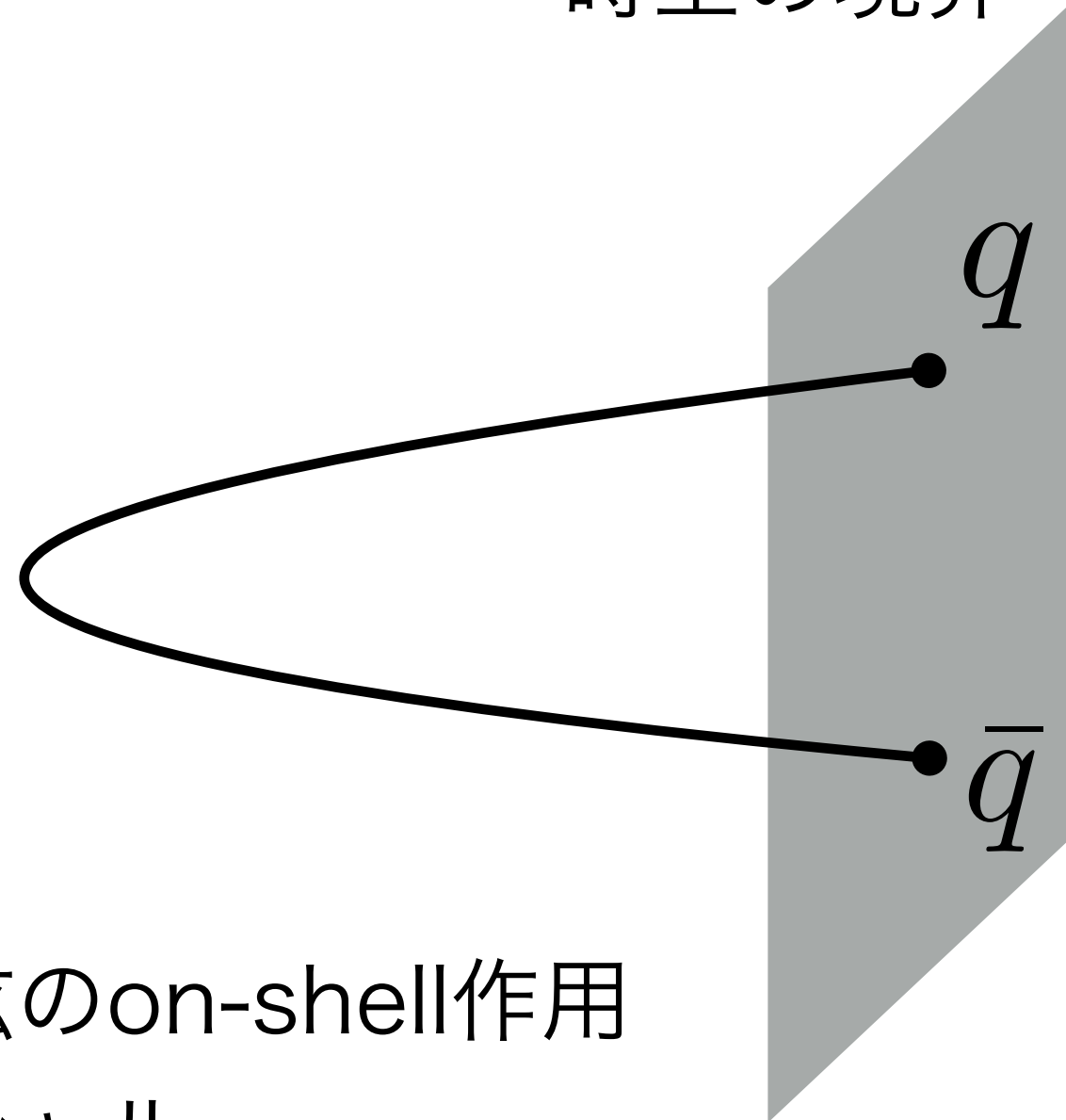
D4ソリトン時空上の
IIA超弦理論

←-----→
等価

Wilsonループとしての開弦

[Maldacena, Rey-Yee]

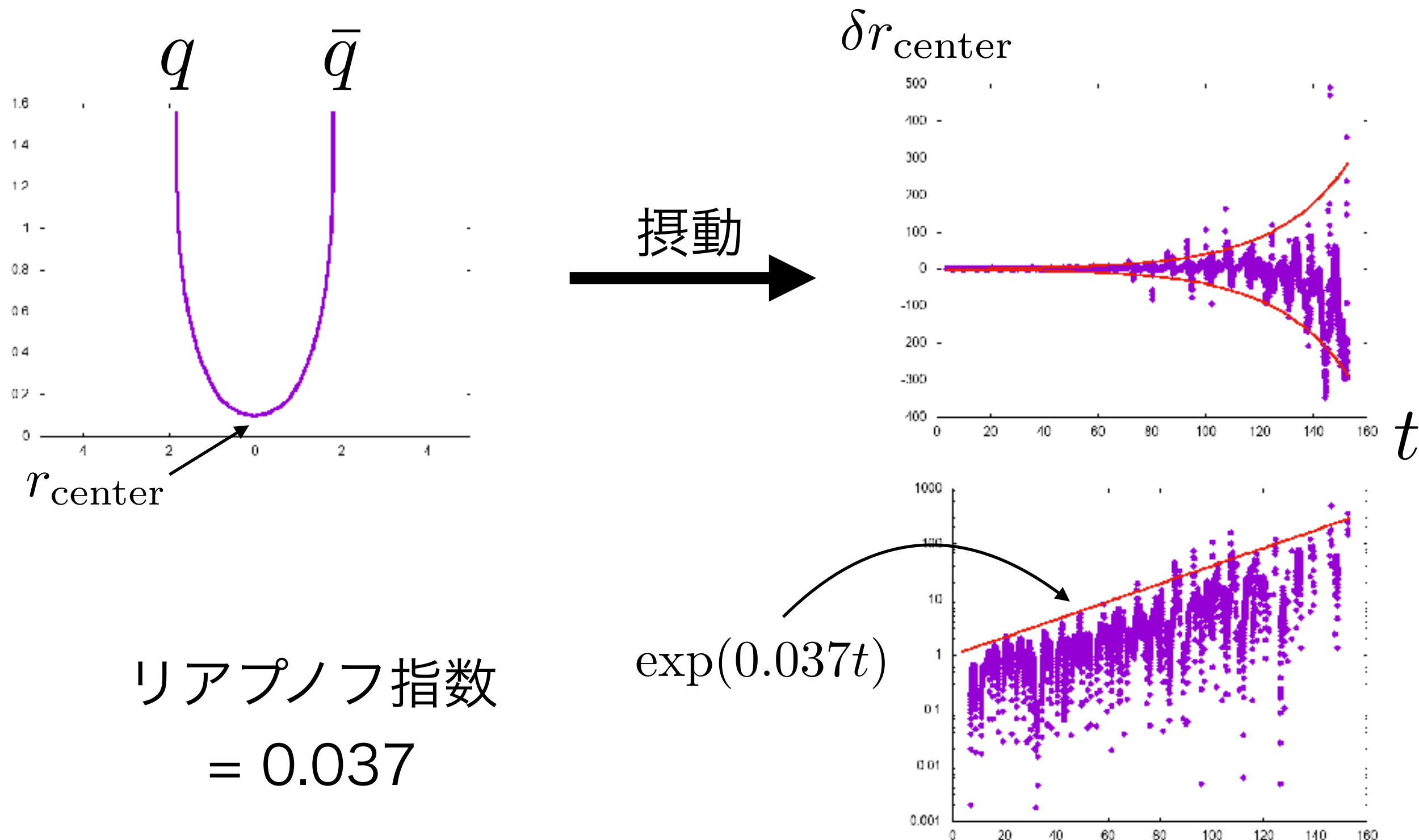
時空の境界



時空の境界から伸びる開弦のon-shell作用
＝クォーク間ポテンシャル

結果

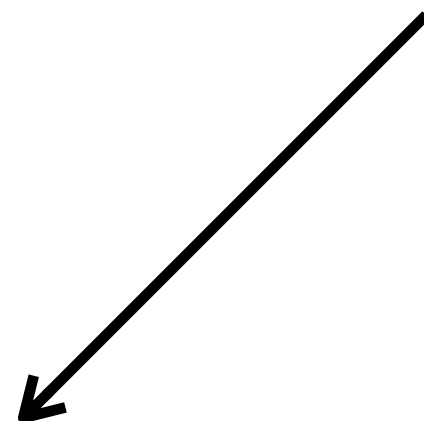
D4ソリトン中での開弦の運動はカオス
＝クォーク間に働く力はカオス的



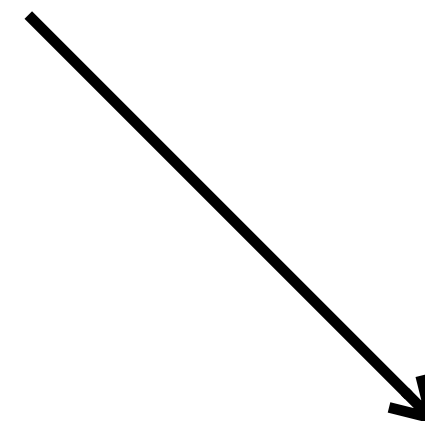
AdS/CFT対応

[Maldacena '97]

N_c D3



4d $SU(N_c)$
超対称ヤンミルズ理論



$AdS_5 \times S_5$ 上の
IIB超弦理論

←-----→
等価

RIKEN, Thermal Quantum Field Theory and its application

Finite Temperature Chiral Condensate in QED_3

Can we see a conformal phase transition ?

Yuichi Hoshino

National Institute of Technology, Kushiro College

August 29, 2018

Conformal phase transition

History :effects of massless fermion loop for self energy At zero temperature , massless fermion loop screen charge and suppress mass generation. This has been shown by T.Appelquist solving Dyson-Schwinger equation.

$$\Sigma(p) = \frac{4\alpha}{\pi^2 N p} \int_0^\infty dk \frac{k \Sigma(k)}{k^2 + \Sigma^2(k)} \ln\left(\frac{k + p + \alpha}{|k - p| + \alpha}\right), \quad (1)$$

where $\alpha = e^2 N/8$. Critical Number of flavor N_C has been found to be about 3. At finite temperature KT transition by vortex and conformal transition may occur at temperature higher than T_{KT} . Conformal transition is a infinite order transition for N which is larger than N_c

$$\Sigma(0) = \alpha \exp\left(\frac{-1}{\sqrt{1 - \frac{32}{\pi^2 N}}}\right). \quad (2)$$

Finite Temperature Screening mass

$$S_{eff} = \frac{1}{2} \int A_\mu(-k) \left((\delta^{ij} - \frac{k^i k^j}{\mathbf{k}^2}) M^T + M^L \right) A_\nu(k) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \quad (3)$$

where

$$M^T(k) = k_0^2 - \mathbf{k}^2 + \frac{e^2 m^2}{\pi T \ln(m/T)} - \frac{2 \ln(2) e^2 T}{\pi} \frac{k_0}{\sqrt{k_0^2 - \mathbf{k}^2}}, \quad (4)$$

$$M^L(k) = \mathbf{k}^2 + \frac{4 \ln(2) e^2 T}{\pi} \left(1 - \frac{k_0}{\sqrt{k_0^2 - \mathbf{k}^2}} \right) - \frac{e^2 m^2}{\pi T \ln(m/T)}. \quad (5)$$

Effective mass of photon in medium at finite temperature are

$$m_l^2 = \frac{4e^2}{\pi} \left(T \ln(2) + \frac{\mu^2}{8T} \right) (\mu \ll T), \quad (6)$$

$$m_t^2 = - \frac{e^2 m^2}{\pi T \ln(m/T)}, \quad (7)$$

Finite Temperature Dyson-Schwinger equation

With the instantaneous exchange approximation ($p_0 = 0$) in the Landau gauge

$$S(p)^{-1} = \gamma \cdot p - M(p) + i\epsilon. \quad (8)$$

Hard Thermal loop+massive loop (Cf: Kondo , Inagaki)

$$M(p) = \frac{e^2 T}{2\pi} \int_0^\infty \frac{q dq M(q)}{\sqrt{q^2 + M^2(q)}} \left(\frac{1}{\sqrt{(p^2 + q^2 + m_t^2)^2 - 4p^2 q^2}} + \frac{1}{\sqrt{(p^2 + q^2 + m_l^2)^2 - 4p^2 q^2}} \right) \times \tanh\left(\frac{\sqrt{q^2 + M^2(q)}}{2T}\right), \quad (9)$$

where e^2 is fixed and we study T and N dependence of $M(p)$.

Figure

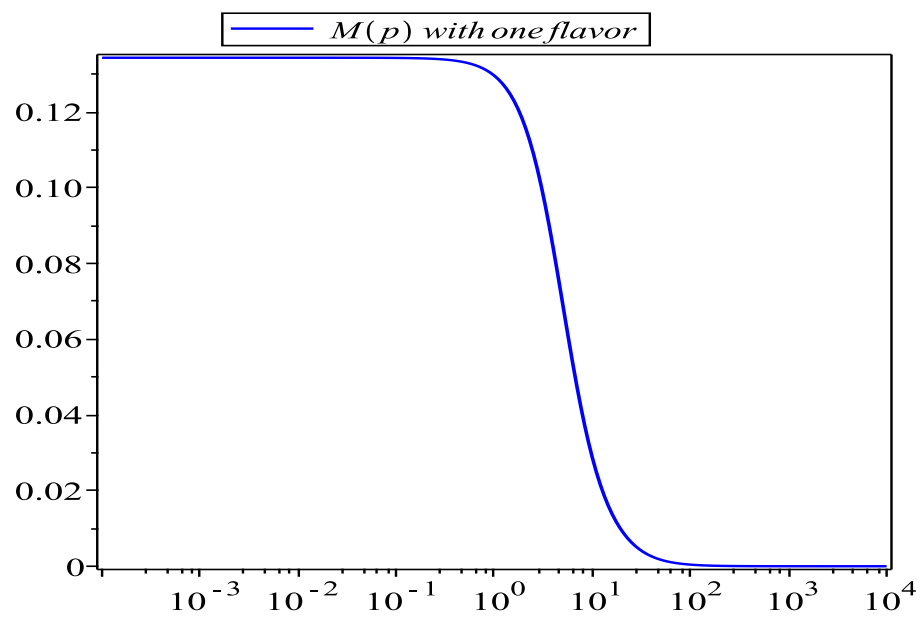


Figure: $M(p)$ as a function of p in unit of e^2

Zero momentum mass

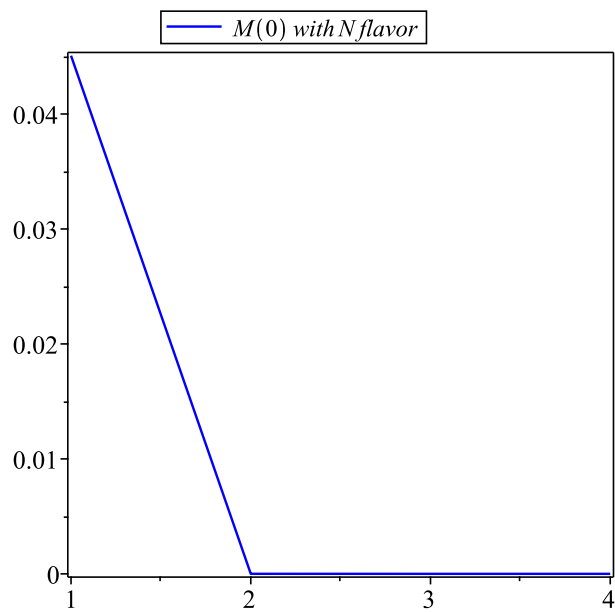


Figure: $M(0)$ as a function of N near T_c

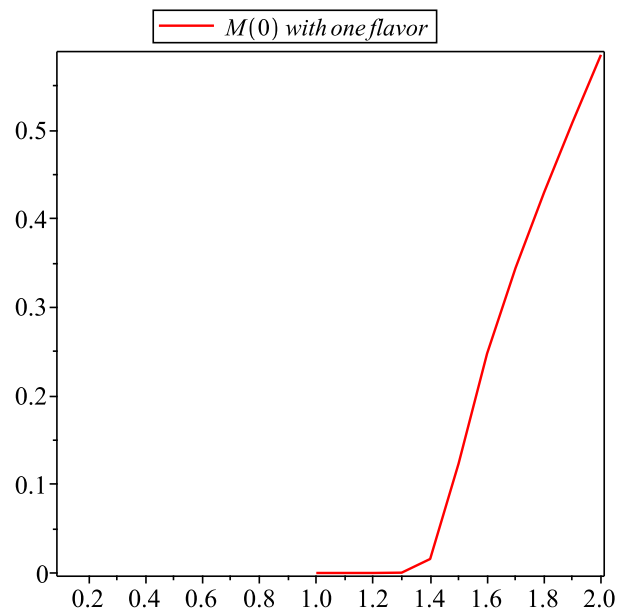


Figure: $M(0)$ as a function of T

Comparison

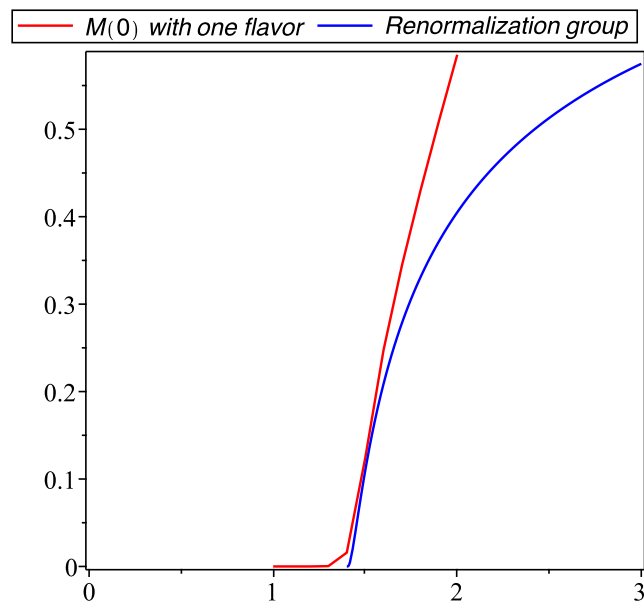


Figure: RG $\exp(.6/\sqrt{T - T_c})$

Discussion

Validity of our approximation: Neglecting Wave function renormalization constant is not good to include the imaginary part of them by radiation dumping. In thermal field theory, on-shell propagator is $1/2E(p)$. For high temperature we have $T/E(p)^2$. However for transverse mass, k_0 is not zero. It is $\sqrt{\mathbf{k}^2}$. Most important point is an inclusion of massive loop to soften the infrared behavior of transverse part of the photon propagator. For $m=0$ there is a critical temperature T_c which is determined by a physical mass. Our approximation is good for high temperature. We cannot see the low temperature region.

P. 25 量子熱力学に基づく 量子ナノ系の散逸緩和理論

山梨大学大学院医工農学総合教育部
修士1年 森下 天平

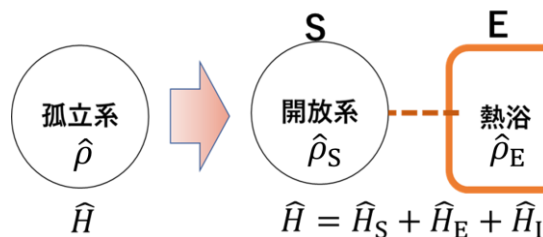
共著者：石川 陽，小林 潔

背景

➤ 量子情報デバイス開発における問題点：量子デコヒーレンス（不可逆現象）

➤ 従来手法：量子マスター方程式(Born-Markov近似)

$$\frac{d\hat{\rho}_S(t)}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_S, \hat{\rho}_S(t)] - \sum_i \gamma_i \left[\hat{A}_i \hat{\rho}_S(t) \hat{A}_i^\dagger - \frac{1}{2} \{ \hat{A}_i^\dagger \hat{A}_i, \hat{\rho}_S(t) \} \right]$$



・ 強結合系での妥当性？

・ ミクロ系そのものの

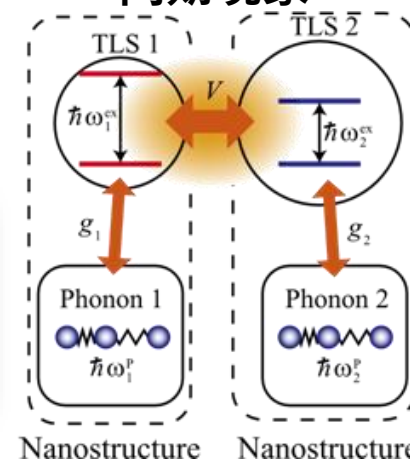
不可逆過程は？

➤ 動的局所フォノン環境系(non-Markov過程)の重要性^[1]

・ ミクロな同期現象がマクロに

どのように出現するか？

同期現象^[1]



[1] A. Ishikawa et al., JPSJ 87, 054001 (2018); K. Kobayashi et al., PQE 59, 19 (2018).

目的

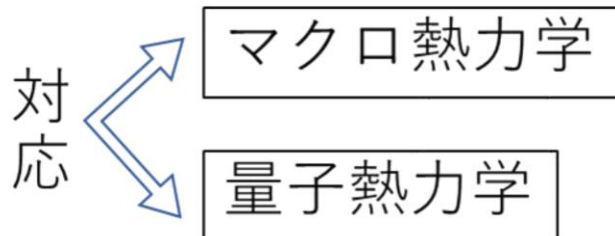
- **量子熱力学(Quantum Thermodynamics : QT)**

: ミクロの熱力学, ミクロの不可逆性を記述する理論体系.

- **QT**に基づき, 量子コヒーレントダイナミクスを定式化する.

➤ ミクロ系の不可逆散逸緩和過程

- 先行研究^[1]の**相互作用する二準位系**の散逸緩和過程を
QTにより記述し考察する.



➤ ミクロ-マクロ現象の対応・双対性

[1] A. Ishikawa et al., JPSJ 87, 054001 (2018); K. Kobayashi et al., PQE 59, 19 (2018).

理論・モデル

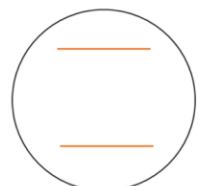
➤ The Steepest-Entropy-Ascent QT: **SEAQT**^[2, 3]

- 孤立量子系の自発散逸，最急エントロピー上昇(SEA)を仮定.
- 孤立系内で系が強結合した状況を扱える.

より一般的な
ミクロのダイナミクスを
記述できる

➤ 二準位系(Two Level System : **TLS**)

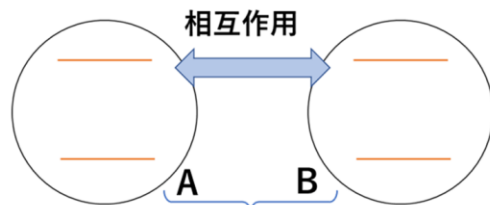
単一-TLS



孤立系

$$\hat{H} = \hbar\omega\hat{a}^\dagger\hat{a}$$

2TLSs



複合孤立系

$$\hat{H} = \sum_{l,l'=A,B} \left(\hbar\omega_l \hat{a}_l^\dagger \hat{a}_l \otimes \hat{I}_{l'} + \hbar V \hat{a}_l \otimes \hat{a}_{l'}^\dagger \right)$$

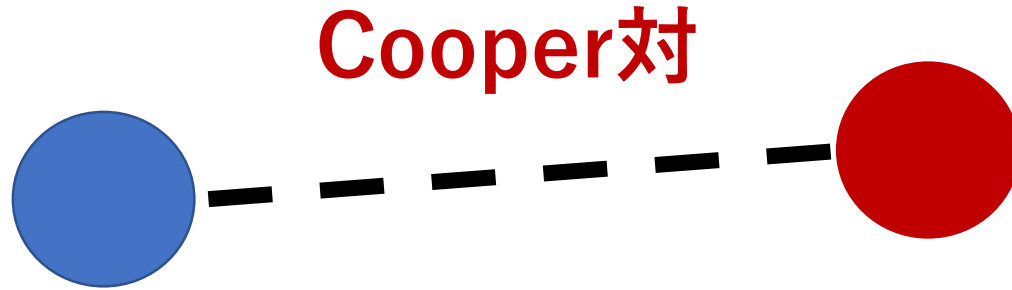
量子計算の基本素子

SEAQTにより，
モデル系の
散逸緩和ダイナミクスを記述

BCS-BECクロスオーバー領域における冷却フェルミ原子気体の等温圧縮率に対する強結合効果

佐藤龍平、鏡原大地、真辺幸喜、猪谷太輔、大橋洋士
慶大理工

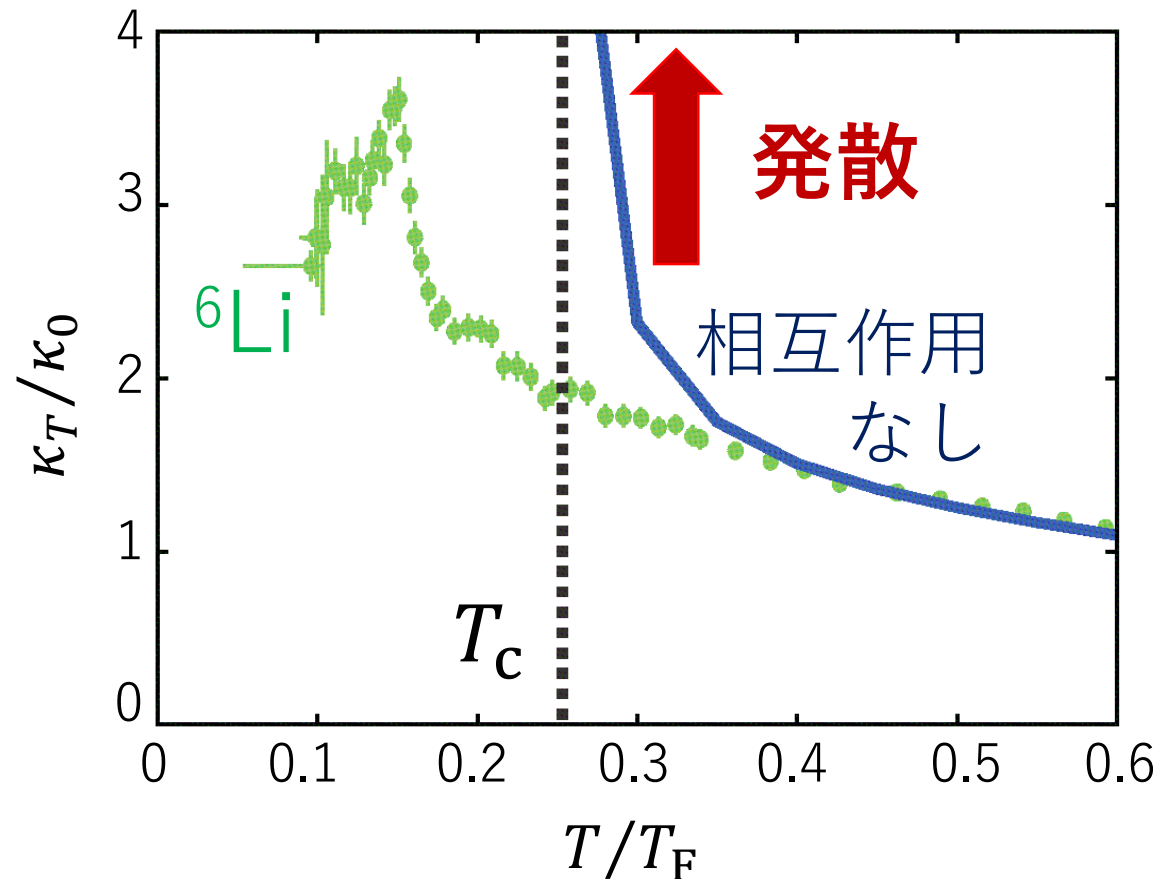
超流動



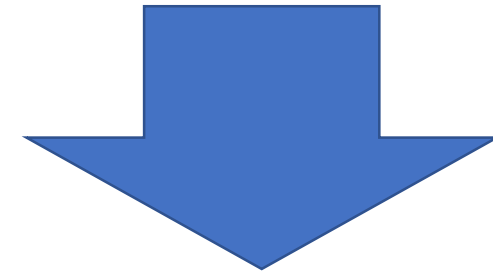
Cooper対間の相互作用の理解は超流動
の解明に重要

BCS-BECクロスオーバー領域における冷却フェルミ三原子気体の等温圧縮率に対する強結合効果

佐藤龍平、鏡原大地、真辺幸喜、猪谷太輔、大橋洋士
慶大理工



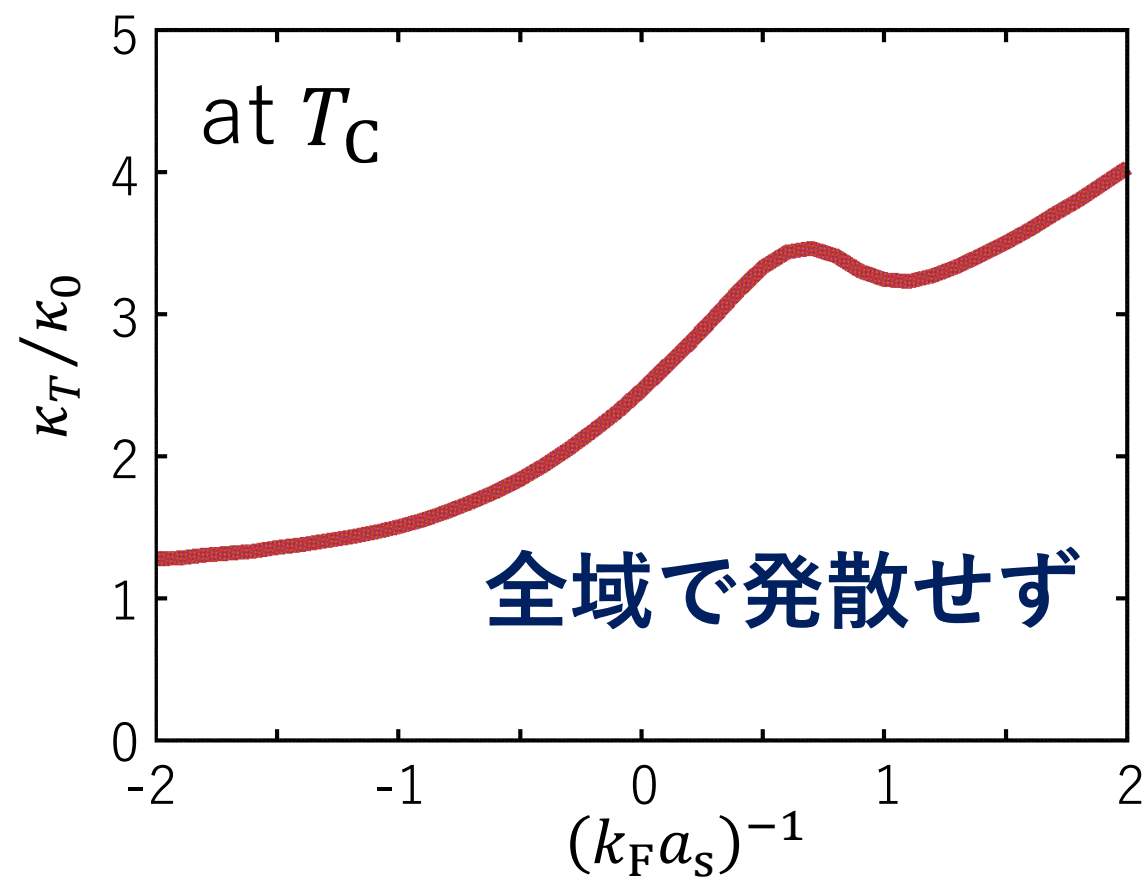
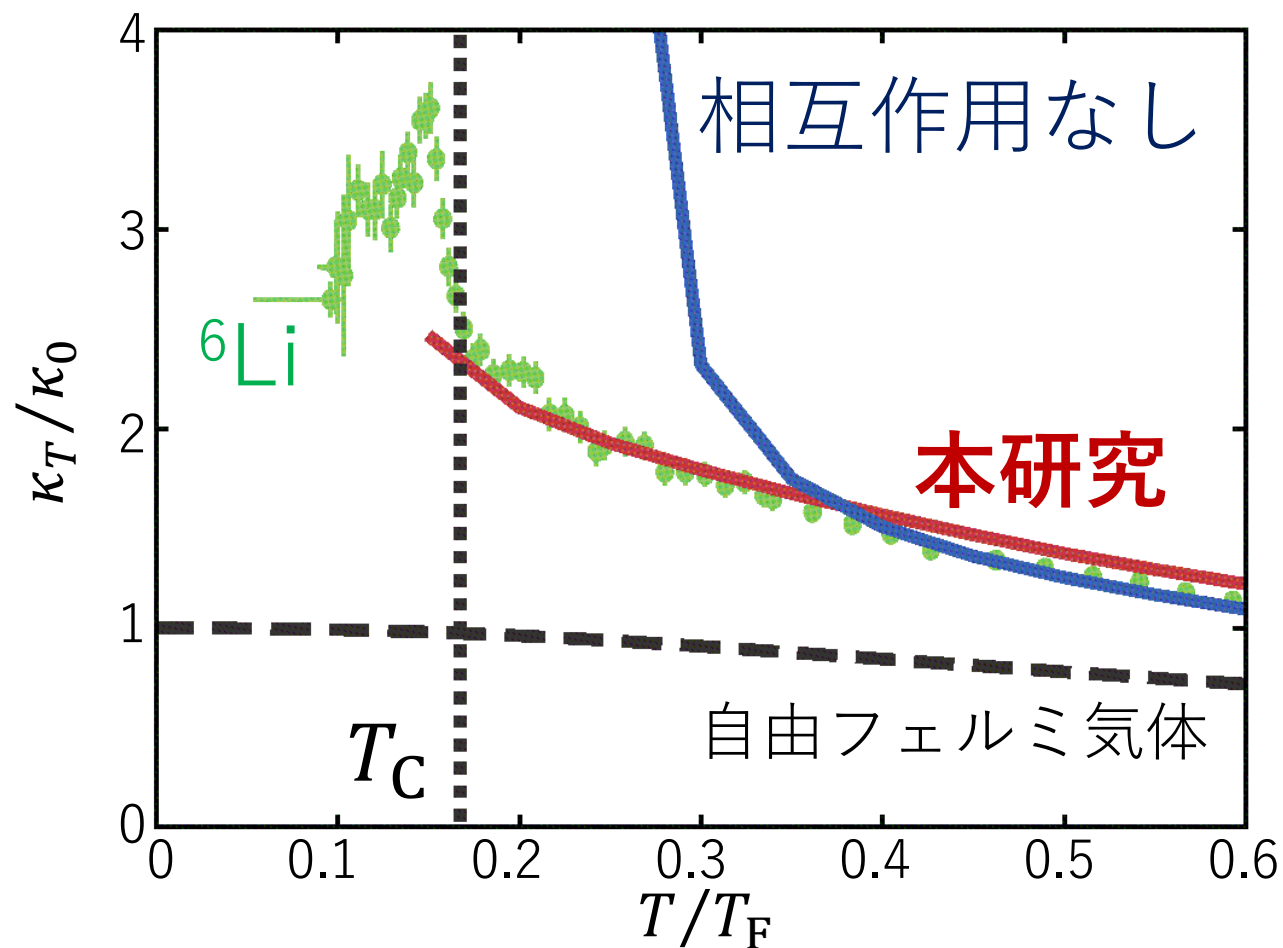
実験と計算で質的な不一致



Cooper対間に相互作用を
取り入れて計算する

BCS-BECクロスオーバー領域における冷却フェルミ三原子気体の等温圧縮率に対する強結合効果

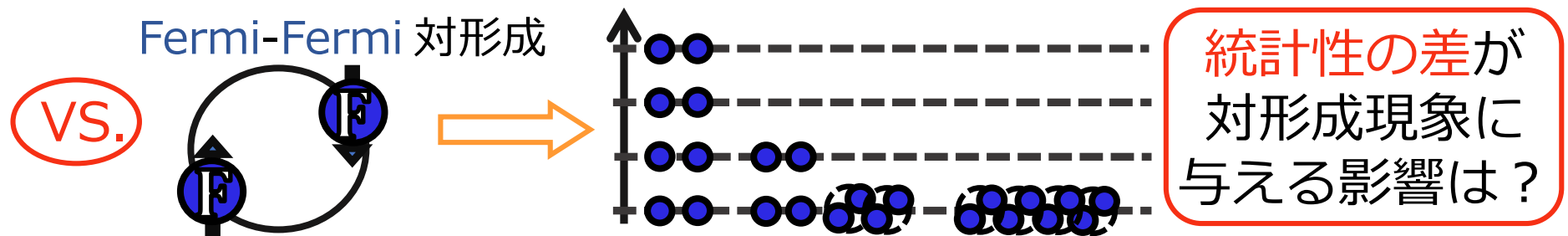
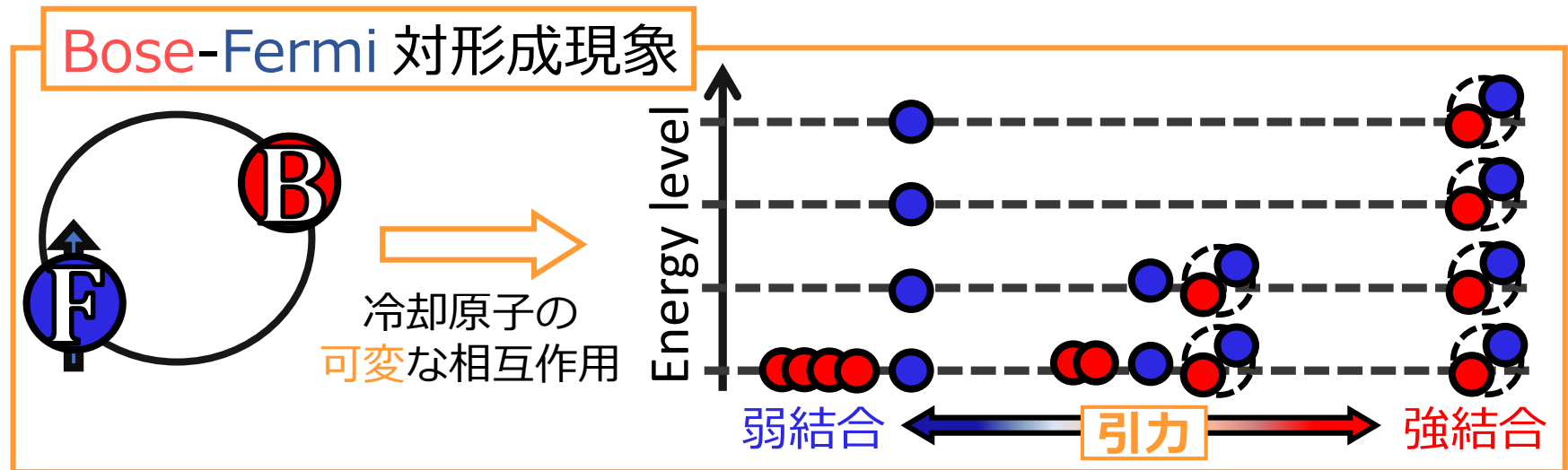
佐藤龍平、鏡原大地、真辺幸喜、猪谷太輔、大橋洋士
慶大理工



強結合冷却Bose-Fermi混合気体の 1粒子励起における質量インバランス効果

慶大理工 真辺 幸喜, 鏡原 大地, 猪谷 太輔, 大橋 洋士

冷却原子気体の高い操作性→様々なタイプの対形成現象
Ex.) **統計性** 質量インバランス, 密度インバランス, 多成分系

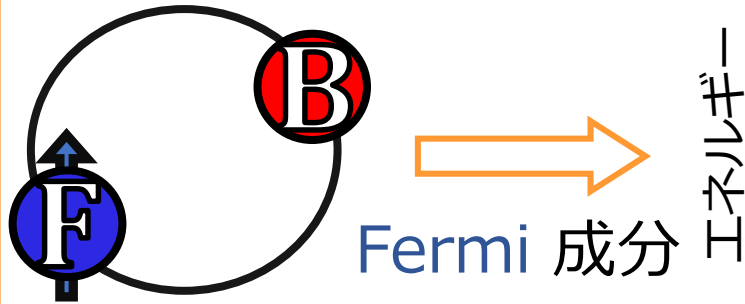


冷却原子気体の高い操作性→様々なタイプの対形成現象
Ex.) **統計性**, 質量~~イン~~バランス, 密度インバランス, 多成分系



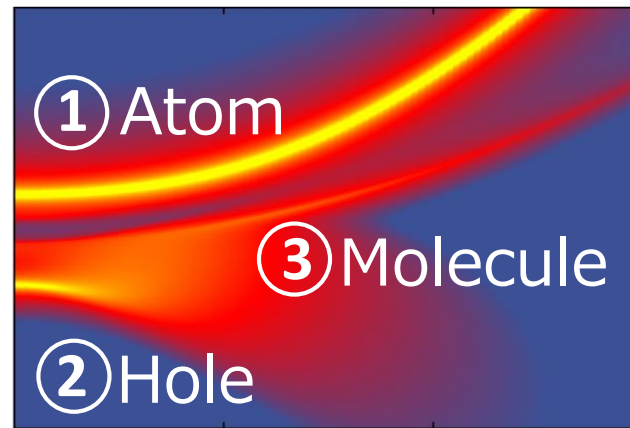
1粒子励起スペクトルに顕著な変化（バランス系）

Bose-Fermi 対形成現象



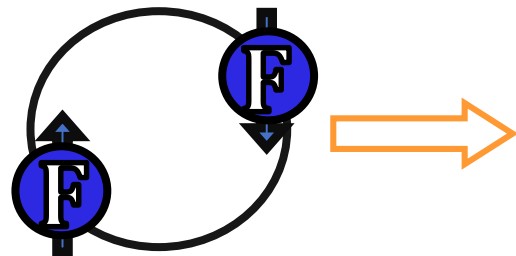
Our previous work

D. Kharga et al. J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 074302 (2017)

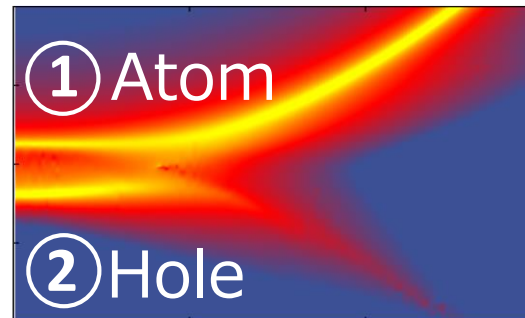


③ ピーク構造

Fermi-Fermi 対形成



S. Tsuchiya et al. Phys. Rev. A **80**, 033613 (2009)

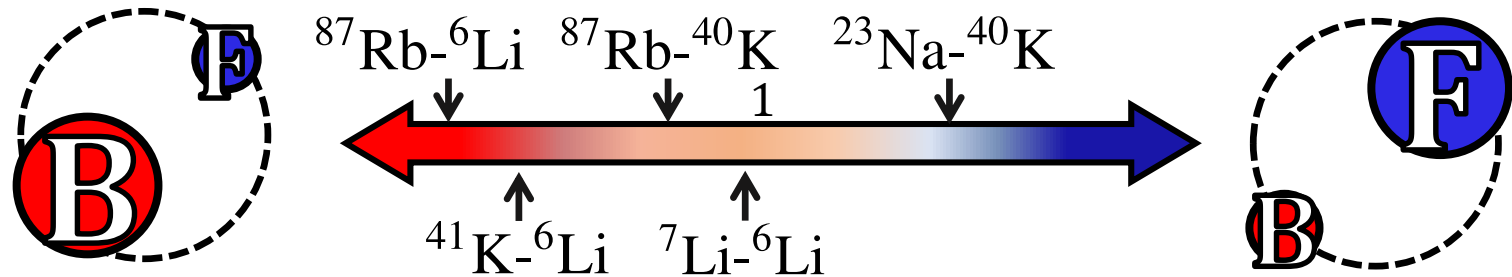


統計性の差

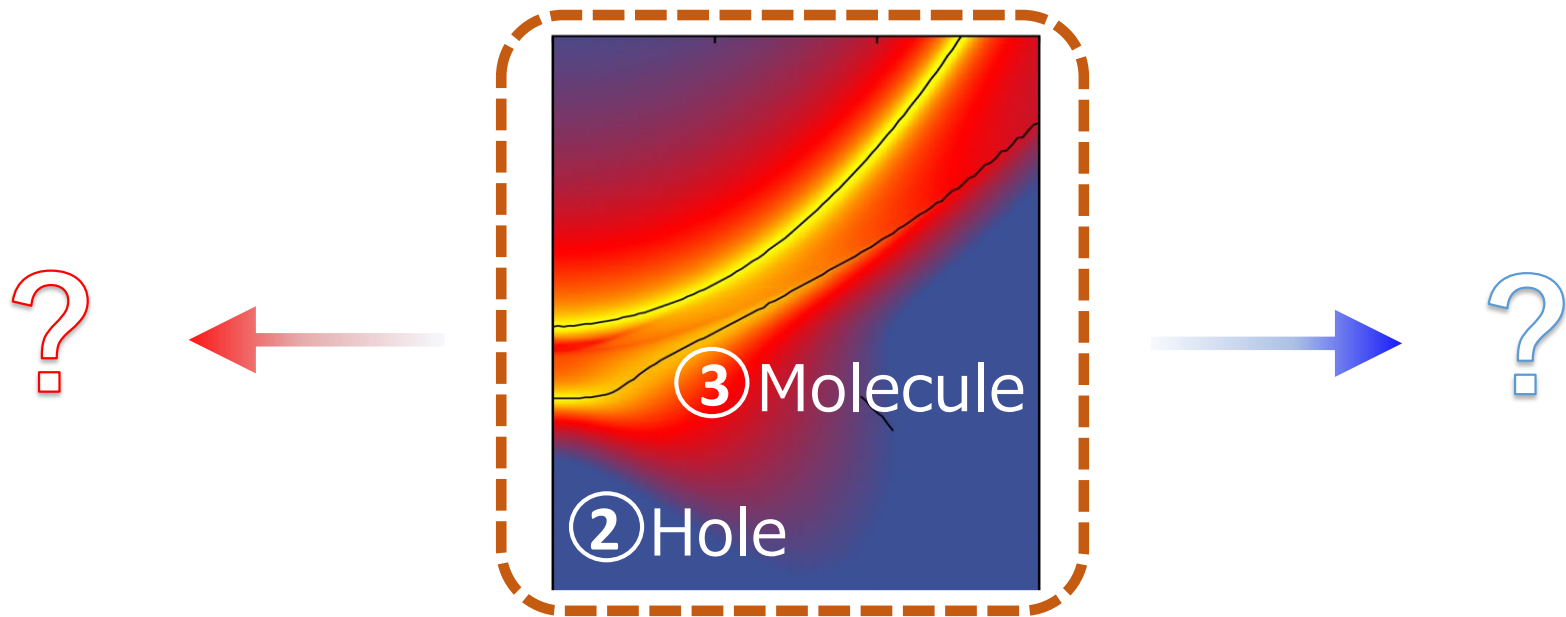
② ピーク構造

VS.

冷却原子気体の高い操作性→様々なタイプの対形成現象
Ex.) 統計性, **質量インバランス**, 密度インバランス, 多成分系

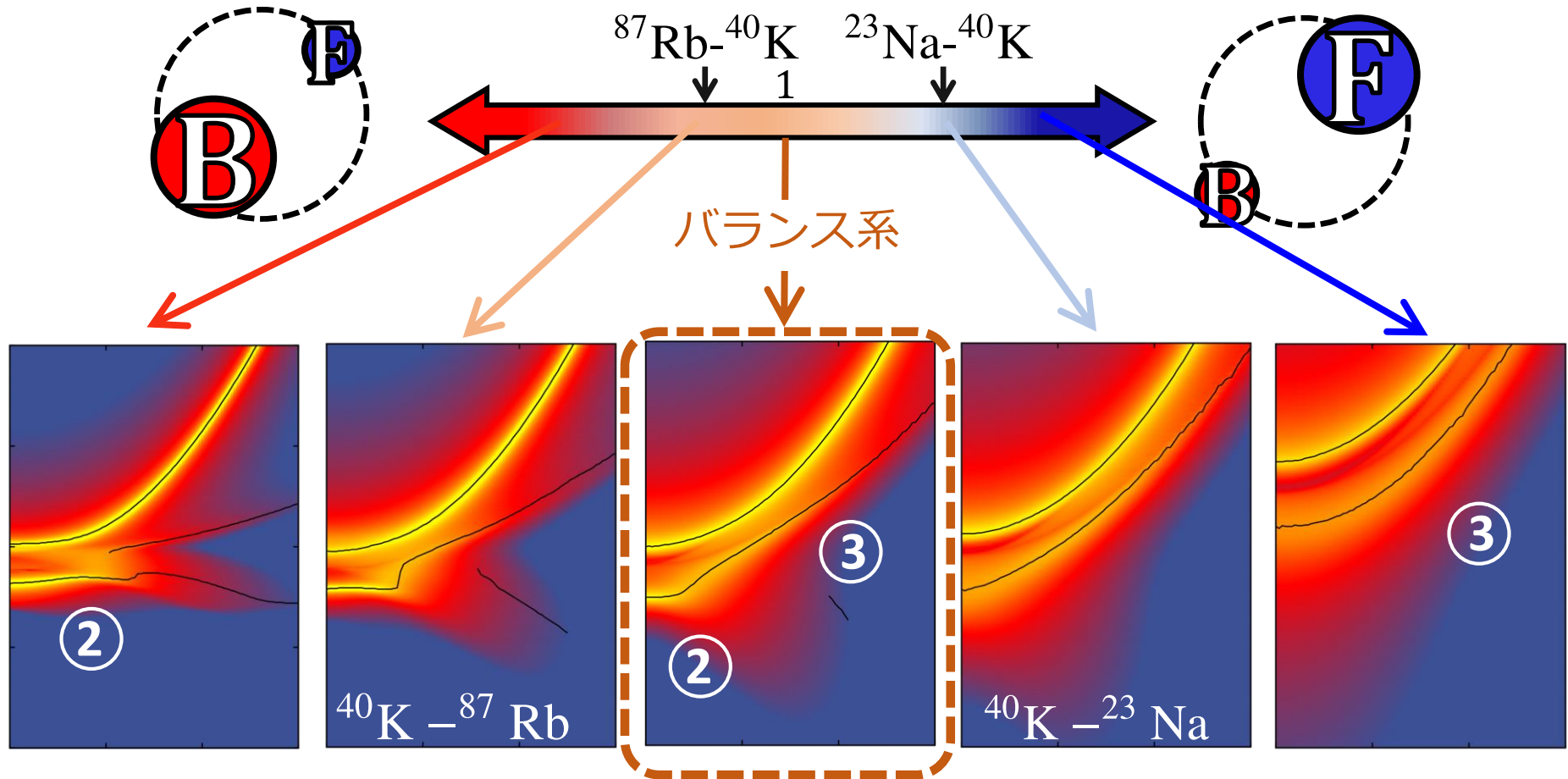


質量バランス系



研究内容：1粒子励起に対する質量インバランスの影響を調べる

質量インバランス効果



Fermi成分, unitarity

結果：質量インバランス

→対形成励起と対解離励起の均衡の変化

→ ②or③の一方のピークを他方よりも強める

Gradient flowを用いた カイラル感受率の測定

筑波大学 数理物質科学研究科
馬場 惇

For WHOT-QCD Collaboration

梅田貴士(広島大)、江尻信司(新潟大)、金谷和至(筑波大)
北沢正清(大阪大)、下条昂礼(九州大)、鈴木博(九州大)
谷口裕介(筑波大)、鈴木遊(筑波大)

Gradient flow[Lüscher(2010)]

Flow方程式

$$\partial_t B_\mu(t, x) = D_\nu G_{\mu\nu}(t, x) \quad B_\mu(0, x) = A_\mu(x)$$

$$\partial_t \chi(t, x) = D^2 \chi(t, x) \quad \chi(0, x) = \psi(x)$$

$$\partial_t \bar{\chi}(t, x) = \bar{\chi}(t, x) \overleftarrow{D}^2 \quad \bar{\chi}(0, x) = \bar{\chi}(x)$$

仮想時間 t 方向への拡散方程式

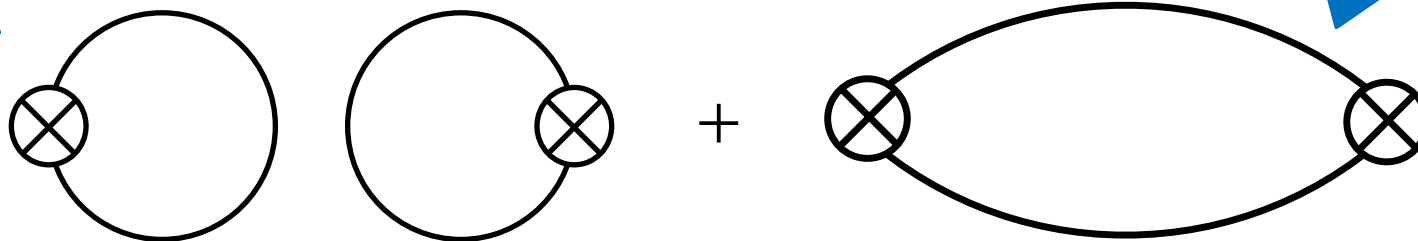
- UV発散のない演算子の定義 $\longrightarrow$ 鈴木法
 - Scale setting
 - Topological sectorの分離
 - Running couplingの定義
- 正則化に依らない
くりこみ係数の定義
- EMT
 - カイラル凝縮

カイラル感受率

$$\chi_{\bar{f}f}^{\text{full}} = \underbrace{\langle (\bar{\psi}(x)\psi(x))^2 \rangle}_{\text{一点関数}} - (\underbrace{\langle \bar{\psi}(x)\psi(x) \rangle}_{\text{二点関数}})^2$$

一点関数

二点関数

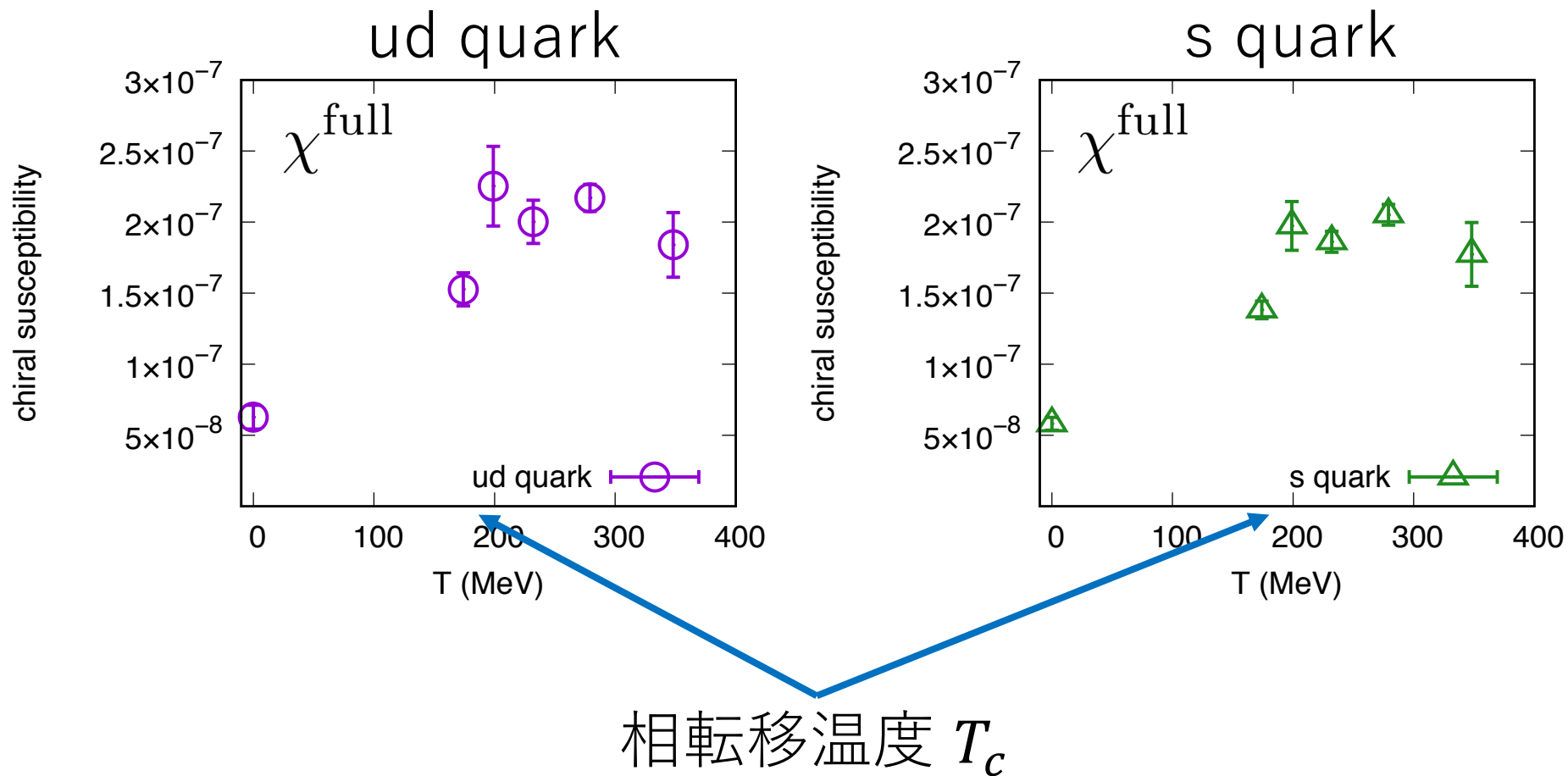


$$\langle (\bar{\psi}_f(x)\psi_f(x))^2 \rangle_{\text{disc}} + \langle (\bar{\psi}_f(x)\psi_f(x))^2 \rangle_{\text{conn}}$$

$$\chi_{\bar{f}f}^{\text{disc}} = \langle (\bar{\psi}(x)\psi(x))^2 \rangle_{\text{disc}} - (\langle \bar{\psi}(x)\psi(x) \rangle)^2$$

$$\chi_{\bar{f}f}^{\text{conn}} = \langle (\bar{\psi}(x)\psi(x))^2 \rangle_{\text{conn}}$$

結果



クォーク数密度の確率分布関数 - 格子 QCD のクォークが重い領域での計算 -

発表者：若林直輝

新潟大学

イントロダクション

- ▶ 重イオン衝突実験で臨界点の探索
イベントごとの重イオンの密度の揺らぎ，分散，
歪度（スキューネス）や尖度（カトーシス）の測定が注目．
 - ▶ 一次相転移点近傍での計算
高温相・低温相の二相間の密度差の測定．
二相を分ける面（インターフェイステンション）のエネルギー
損失の測定．
- クォークの密度分布関数が重要．

方法

▶ フガシティ展開

$$\mathcal{Z}_{GC}(T, \kappa, \mu) = \sum_N \mathcal{Z}_C(T, N) e^{N\mu/T} \equiv \sum_N V_{\text{eff}}(N)$$

$$V_{\text{eff}}(N) \equiv -\ln \mathcal{Z}_C(T, N) - N \frac{\mu_q}{T}$$

▶ カノニカル分布関数（逆ラプラス変換）

- 大分配関数を逆ラプラス変換することでカノニカル分配関数

$$\mathcal{Z}_C(T, N) = \frac{3}{2\pi} \int_{-\pi/3}^{\pi/3} e^{-N(\mu_0 + i\mu_I)/T} \mathcal{Z}_{GC}(T, \mu_0 + i\mu_I) d\left(\frac{\mu_I}{T}\right)$$

▶ 鞍点近似

- 空間体積 V が十分大きいとして鞍点近似.

▶ ホッピングパラメータ展開

- クォークが重い領域でホッピングパラメータ展開.
リーディングの項で近似.

方法

一次相転移になる重いクォークの領域で計算を行った。
温度を一定にして密度を変えた。

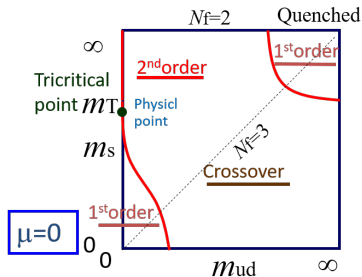
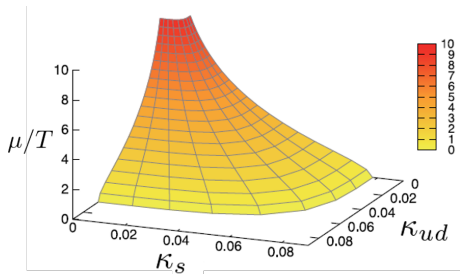


Figure: 重いクォーク領域



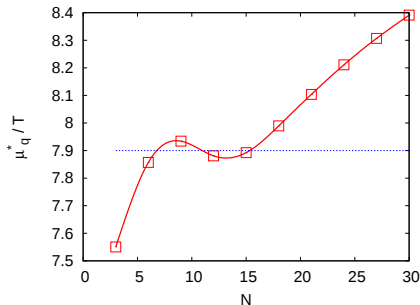
$$\kappa_{ud} \sim 1/m_{ud}a$$

$$\kappa_s \sim 1/m_s a$$

結果

$-\frac{\Delta \ln \mathcal{Z}_C}{\Delta N}$ のクォーク数変化の図

$$-\frac{\Delta V_{\text{eff}}(N)}{\Delta N} = -\frac{\Delta \ln \mathcal{Z}_C(T, N)}{\Delta N} - \frac{\mu_q}{T}$$



赤線と青線の交点で有効ポテンシャル V_{eff} が極大・極小をとる。
 横軸に平行な青線は、有効ポテンシャルがダブルウェル型になるときの μ_q/T
 今回の計算では μ_q/T が 7.9 のとき一次相転移になる。
 一次相転移点での粒子数は二つの極小の N

詳細はポスターで説明します。