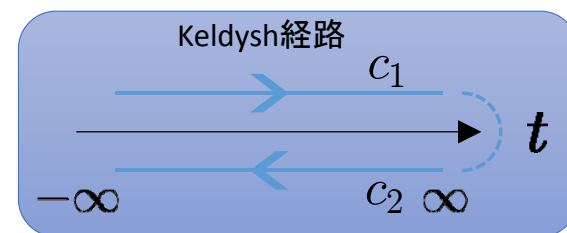


熱的状況下の自由度二重化

早大基幹理工 桑原 幸朗、中村 祐介、山中 由也



- 熱的状況下の場の量子論系
 - 実時間形式での『二重化』
eg 2×2 -matrix propagator
 - CTP (Closed Time Path/Keldysh-Schwinger) と TFD (Thermo Field Dynamics)
 - 『二重化』の起源は量子論
- 二重化を中心にTFDの深い理解
- TFDの応用 (冷却原子系 明日中村、桑原)

- CTP: 時間依存演算子の量子論期待値が T積期待値となるため

$$\begin{aligned} \langle \psi_H(t) \rangle &= \left\{ \langle \varphi | \psi_H(t) | \varphi \rangle \text{ or } \text{Tr} [\rho \psi_H(t)] = \sum_n p_n \langle \varphi_n | \psi_H(t) | \varphi_n \rangle \right\} \\ &= \langle U(-\infty, \infty) U(\infty, t) \psi(t) U(t, -\infty) \rangle = \langle S^{-1} T [\psi(t) S] \rangle \\ &= \langle T_c [\psi(t) S_c] \rangle \quad \left[\psi_1(t), \psi_2^\dagger(t) \right]_{\mp} \neq 0 \end{aligned}$$

- 時間軸の二重化であって、演算子の二重化ではない

- TFD: 自由度二重化で混合状態期待値を純粋状態期待値 a と \tilde{a} 独立な自由度

$$\rho_0 = (1-f) \sum_m f^m |m\rangle \quad \text{幾何分布} \quad [a, \tilde{a}] = \dots = 0$$

$$\langle 0_{\text{th}} | = \sum_m \langle m, \tilde{m} |, \quad |0_{\text{th}}\rangle = (1-f) \sum_m f^m |m, \tilde{m}\rangle$$

$$\text{Tr} [\rho_0 F(a, a^\dagger)] = \langle 0_{\text{th}} | F(a, a^\dagger) | 0_{\text{th}} \rangle$$

a. 密度行列の立場から nonequilibrium TFDを導く

Y. Nakamura and Y. Yamanaka, Ann. Phys. (N.Y.) 331 (2013) 51-69

- 幾何分布？
- 時間依存thermal Bogoliubov変換？

b. 自由度二重化された古典力学から nonequilibrium TFDを導く

Y. Kuwahara, Y. Nakamura and Y. Yamanaka, arXiv:1307.1235 [quant-ph]

- 自然にTFDが導かれること
- 密度行列・統計力学を使わない

熱的状况下で自由度二重化が本質

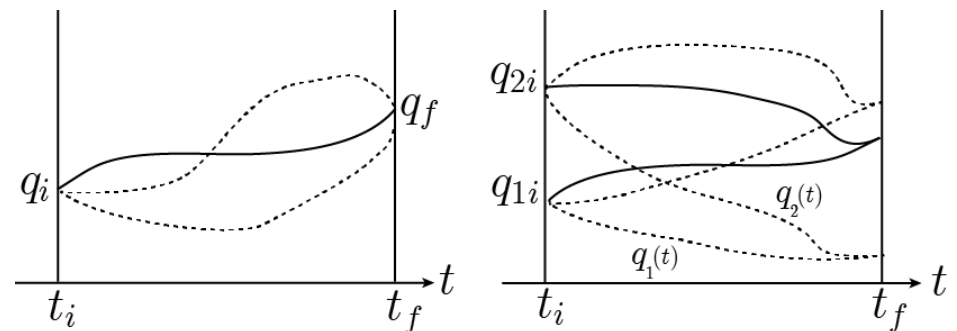
• Hamilton's Principle with Initial Data

C.R. Galley, Phys. Rev. Lett. 110, 174301 (2013)

- 従来のHamilton's Principleはboundary value problem
- 導かれる運動方程式はinitial value problem
- 環境変数などを消去して、熱的状况を (nonconservative, dissipative, irreversible)記述する運動方程式はHamilton's Principleから導けない

• Initial dataのみを使うHamilton's Principleの提案

- 時間軸を二重化し、自由度二重化 \Leftrightarrow CTP



有限密度領域における カラー遮蔽ポテンシャル

九大院理

KEK^A・高知大^B・広大情報^C・佐賀大院工^D

高橋純一

永田桂太郎^A・斎藤卓也^B・中村純^C

佐々木崇宏・河野宏明^D・八尋正信

カラー遮蔽ポテンシャル

ポリヤコフloopの相関関数から求める重クォークポテンシャル

$$e^{-V_{q\bar{q}}/T} = \langle \text{Tr}L(x)\text{Tr}L^\dagger(y) \rangle$$

$$e^{-V_{qq}/T} = \langle \text{Tr}L(x)\text{Tr}L(y) \rangle$$



QGP内の重クォークの束縛の変化

[T. Matsui, H. Satz, Phys. Lett. B178(1986)416]

有限温度Lattice QCD

O. Kaczmarek, et al, Phys. Rev. D 62, 034021 (2000)

A. Nakamura, et al, Phys. Rev. D 70, 074504 (2004)

Y. Maezawa, et al (WHOT-QCD Collaboration), Phys. Rev. D 75, 074501 (2007)
and so on...

有限化学ポテンシャル(μ)領域・・・符号問題

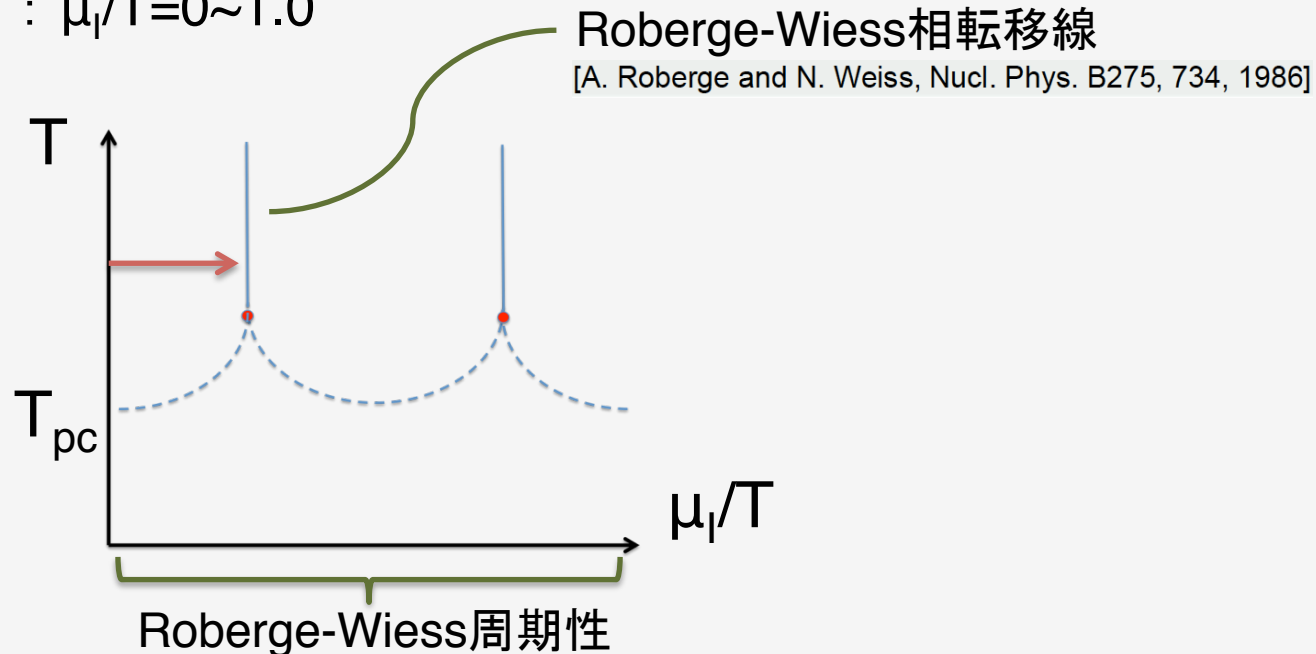


✓ 解析接続

虚数化学ポテンシャル(μ_I)領域・・・符号問題が無い

格子QCDの set up

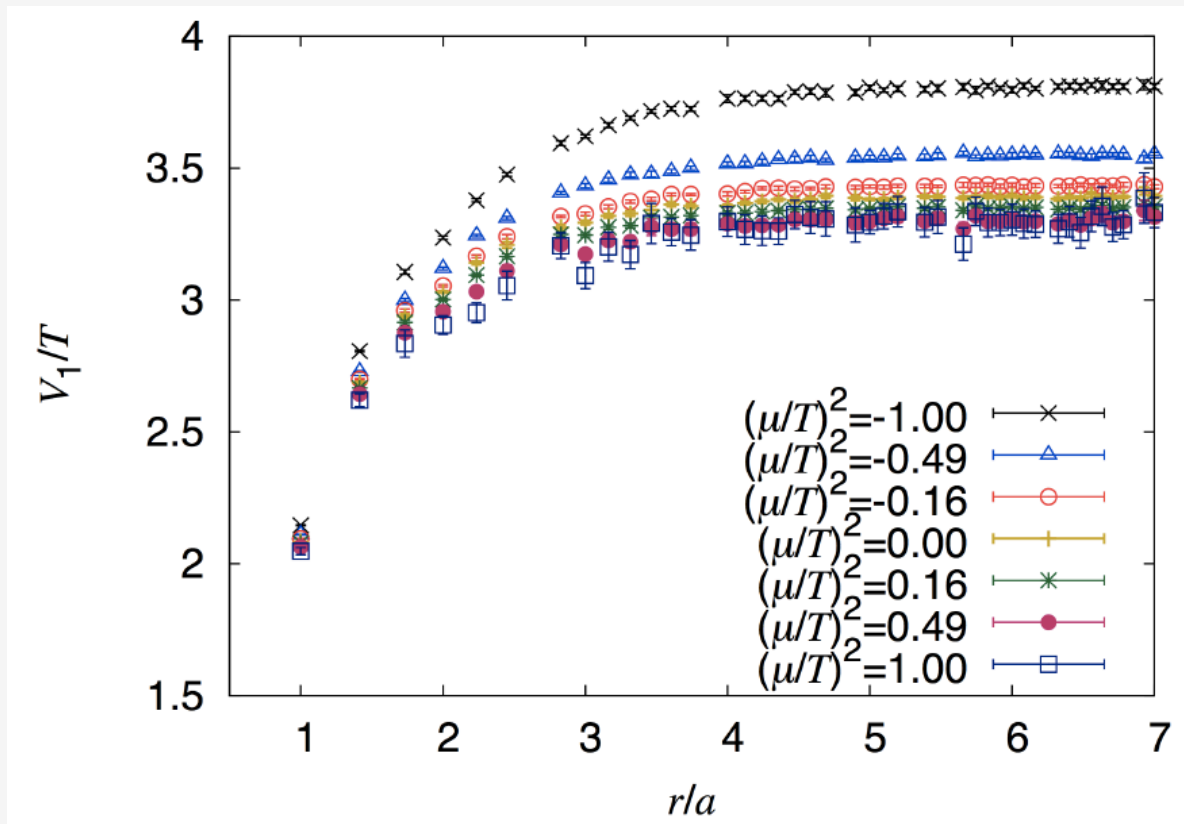
- ・格子作用: 2フレーバー-Wilson + clover fermion, Iwasaki gauge action
- ・格子サイズ: $N_s^3 \times N_t = 16^3 \times 4$
- ・統計数: 100 trajectory 毎に150個
- ・ $m_{ps}/m_v = 0.8$ の line of constant physics
- ・温度: $T \sim 1.20 T_{pc}$ ($\beta = 1.95$)
- ・虚数化学ポテンシャル: $\mu_l/T = 0 \sim 1.0$



結果

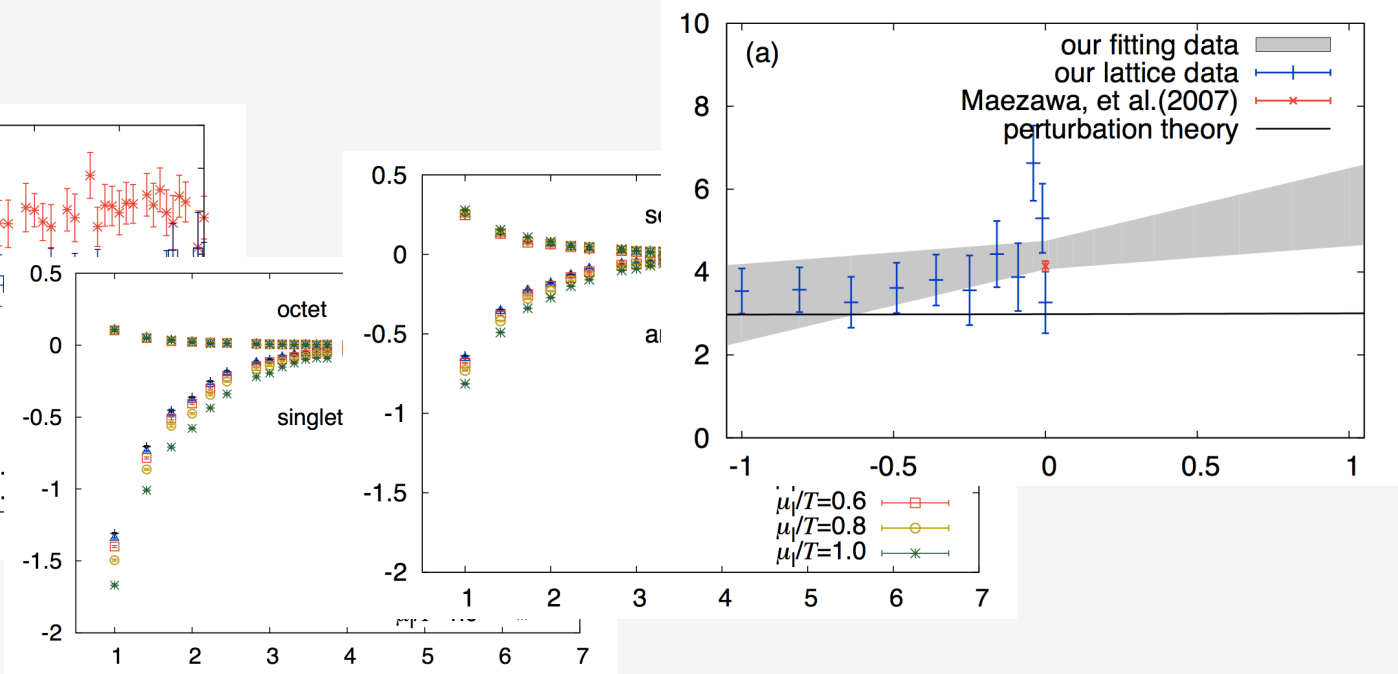
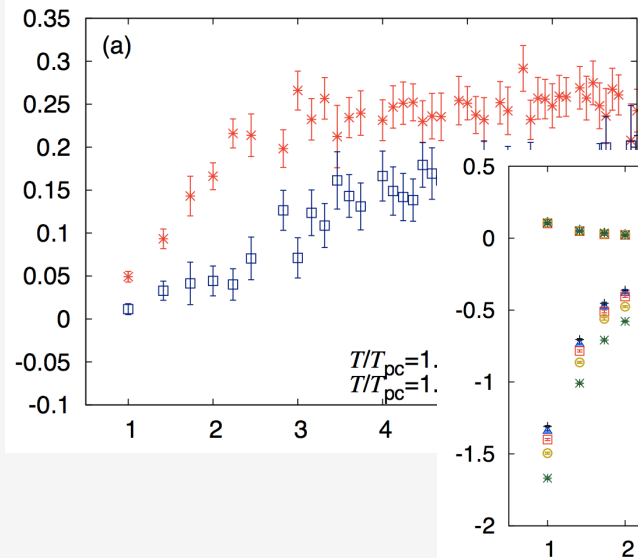
カラー遮蔽ポテンシャルの $(\mu/T)^2$ 依存性

Color-singlet ポテンシャル



さらにポスターでは・・・

- μ/T 展開の2次と4次の効果。
- 他のcolor channelの μ_l/T 依存性。
- カラーデバイ遮蔽質量の μ 依存性...



QCD相転移における 核生成ダイナミクス

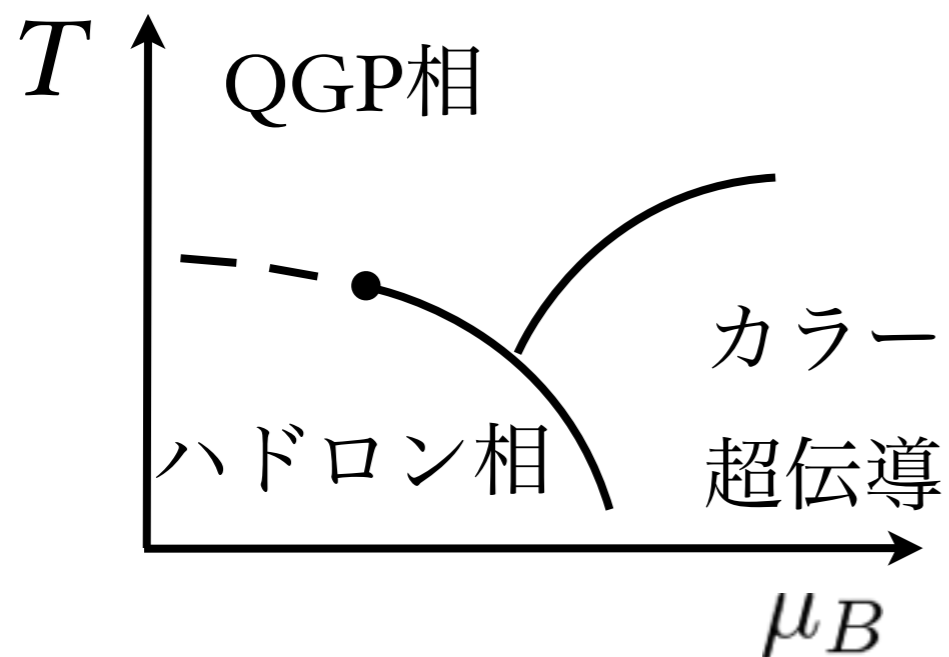
栗田 竜一：東大理、理研、上智大理工
共同研究者

平野 哲文：上智大理工

基研研究会「熱場の量子論とその応用」

QCD物性：相図の理解

QCD相図



- $\mu_B=0$ はクロスオーバー
- 臨界点の存在、位置はモデルに依存して様々



2粒子相関にサイズの情報
→ 一次相転移に着目

核生成

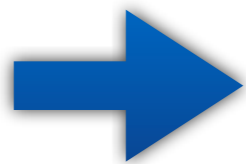
- ・自由エネルギーが2つの極小値を持つ一次相転移において、過冷却か過熱下で共存する異なる2相が出現

* QGPにおける核生成

→ QGP中にハドロンの
“泡”が生成

Csernai, Kapusta, PRL 69, 737 (1992)

先行研究：泡の生成・膨張のみ



泡同士の合体の効果も含めて
ダイナミクスを考察



核生成

- ・自由エネルギーが2つの極小値を持つ一次相転移において、過冷却か過熱下で共存する異なる2相が出現

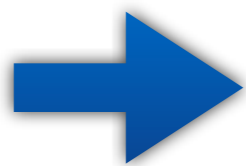
* QGPにおける核生成

→ QGP中にハドロンの
“泡”が生成

Csernai, Kapusta, PRL 69, 737 (1992)



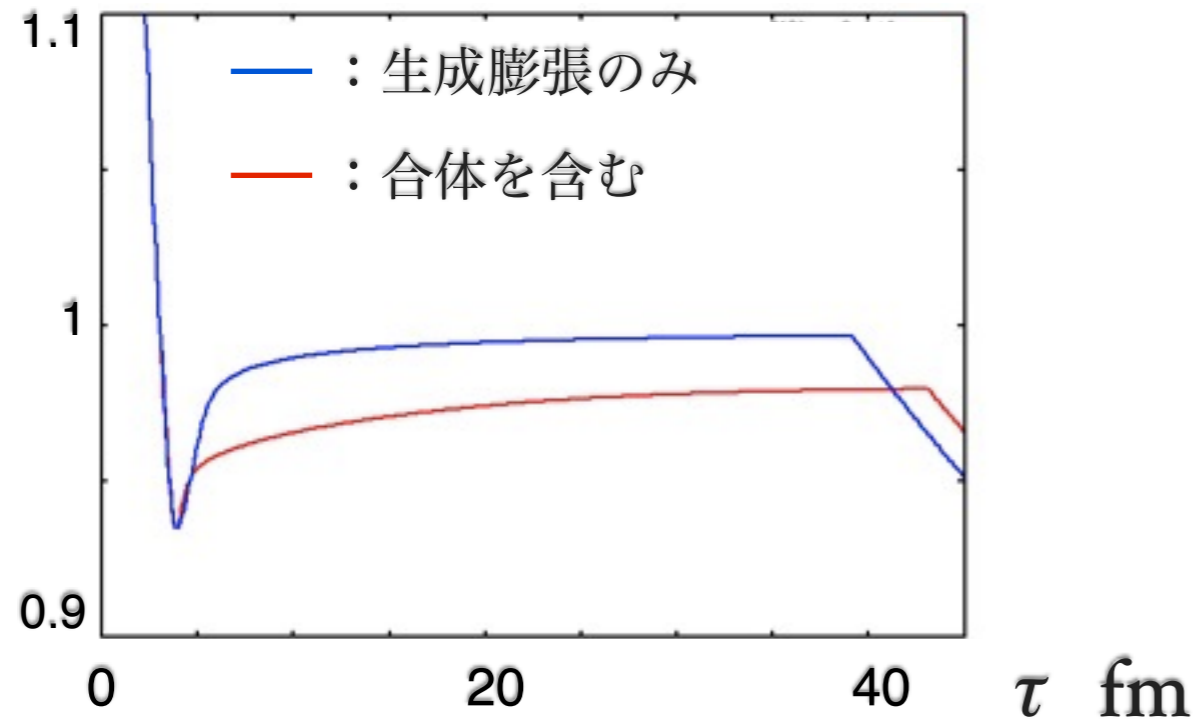
先行研究：泡の生成・膨張のみ



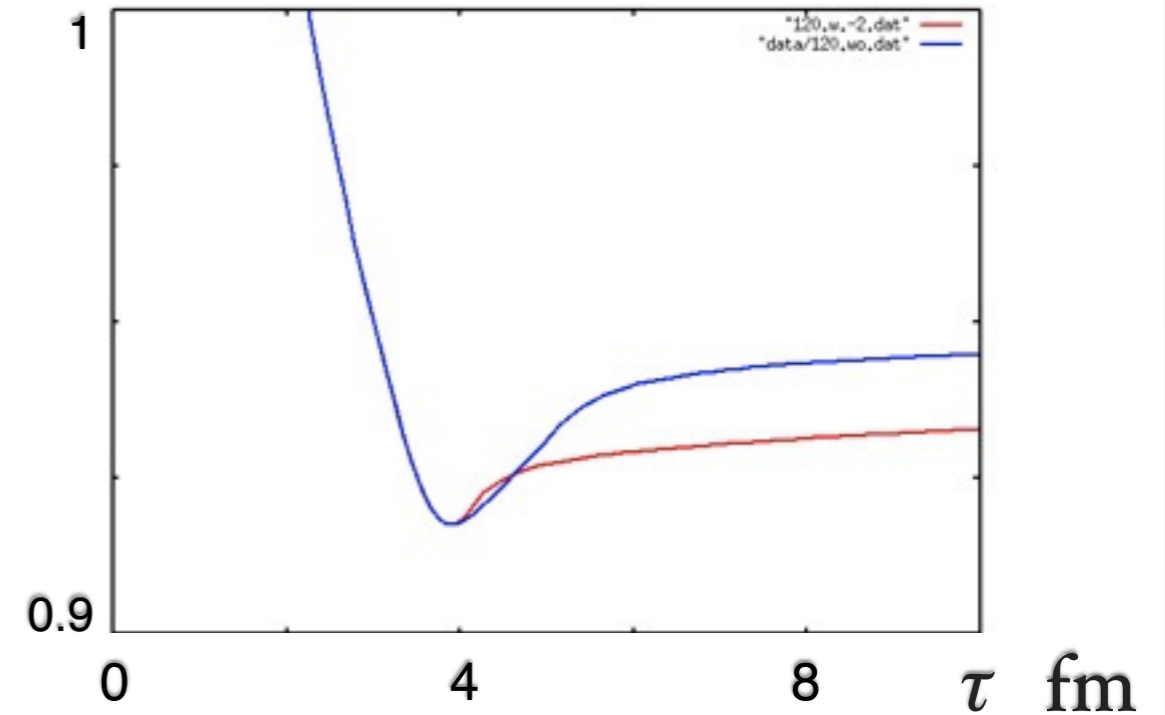
泡同士の合体の効果も含めて
ダイナミクスを考察

結果

温度： T/T_c の時間変化



温度： T/T_c の時間変化 (拡大図)



泡の合体の効果

- ・ 過冷却直後の温度上昇を早める
- ・ 過冷却中のポテンシャルの山を越えた種を減少させる
→ ハドロン化により長時間を要する

The QCD phase diagram at strong coupling including auxiliary field fluctuations

Research talk about severity of the sign problem at strong coupling to investigate the QCD phase diagram on a large size lattice.

T. Ichihara^{A,B}, T. Z. Nakano^C, and A. Ohnishi^B
Kyoto Univ.^A, YITP^B, Kozo Keikaku Engineering Inc.^C

Finite chemical potential region

- The sign problem
 - Caused by chemical potential
 - Complexity of the weight
 - Weight cancellation
 - Difficulty in studying finite chemical potential region

Avoiding or weakening the sign problem

- Ways to study finite chemical potential region
 - Reweighting Z. Fodor, S. D. Katz, (2002)...
 - Taylor expansion C. R. Allton *et al* (2002,2005) R. V. Gavai, S. Gupta (2008), S. Ejiri *et al.*, (2010) ...
 - Imaginary chemical potential M. G. Alford *et al.*, (1999). P. de Forcrand and O. Philipsen, (2002)...
 - Complex Langevin Matsui and Nakamura (1987) G. Aarts *et al.* (2010) ...
 - Canonical approach Miller and Redlich (1987) Engels *et al.* (1999) A. Li, Meng *et al.* (2010) ...
 - Strong coupling

Sign problem & Strong coupling lattice QCD

- Characteristics

- Starting from lattice QCD
- $1/g^2$ expansion
 - Expansion by inverse coupling

$$S_{LQCD} = S_F + \boxed{S_G}$$

$$\boxed{\frac{1}{g^2} \left[\begin{array}{c} \leftarrow \quad \rightarrow \\ \leftarrow \quad \rightarrow \end{array} \right] U \sim F_{\mu\nu}^2}$$

- No sign problem in the mean field approximations

- Chiral transition

N. Kawamoto and J. Smit (1981), P. H. Damgaard, N. Kawamoto and K. Shigemoto(1984) etc.

- The QCD phase diagram

Bilic, Karsch, Redlich ('92), Fukushima ('04), Nishida ('04) etc.

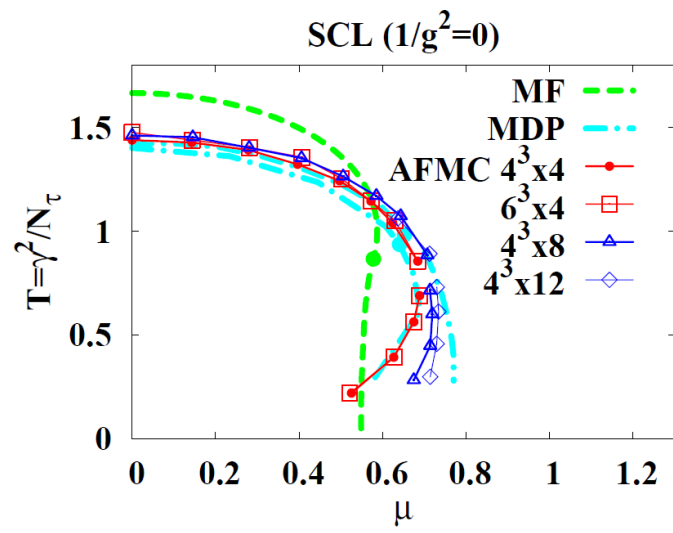
- “The sign problem” with fluctuations

- Monomer-Dimer-Polymer simulations

W. Unger, Ph. de Forcrand,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **38** 124190 (2011)

- Auxiliary field Monte-Carlo method

A. Ohnishi, T. I. and T. Z. Nakano : arXiv:1211.2282



Purpose

- To discuss the source of “the sign problem” in Auxiliary field Monte-Carlo (AFMC) method
- To explore the possibility of applying AFMC method on a large lattice

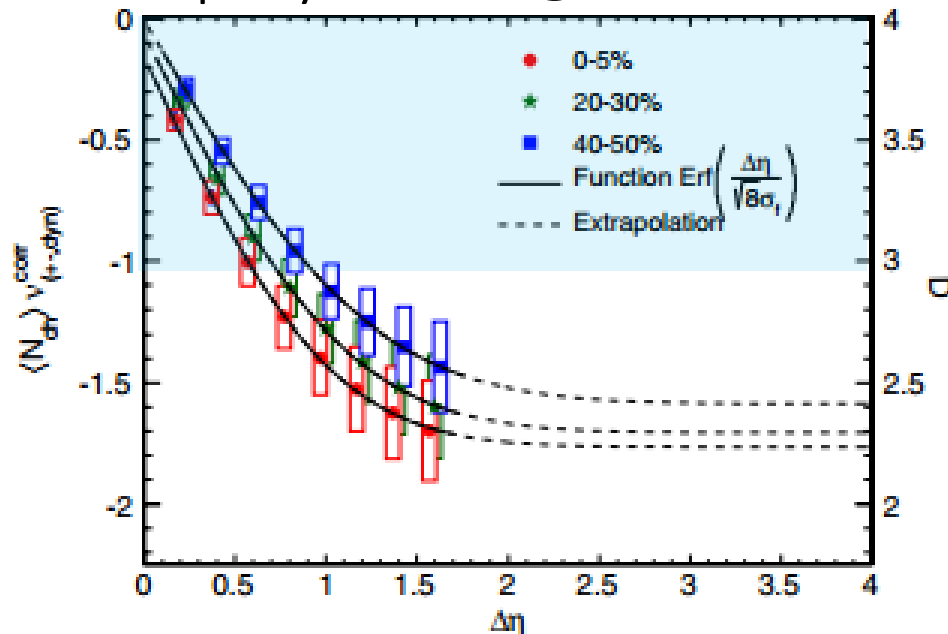
重イオン衝突実験における 高次ゆらぎの時間発展への 有限体積効果

坂井田 美樹、浅川 正之 北沢 正清
(大阪大学)

Motivation & Introduction

QCD相構造の実験的探索 ➡ 保存電荷のゆらぎ

electric chargeの二次のゆらぎの
rapidity幅依存性@ALICE



ALICE, PRL110,152301,2013;

体積依存性を除去した
二次のゆらぎ (D measure)

$$D = 4 \frac{\langle \delta N_Q^2 \rangle}{\langle N_Q^+ + N_Q^- \rangle}$$

平衡媒質中で

$D \sim 3 - 4$	ハドロン相
$D \sim 1 - 1.5$	QGP相

➡ Δη が大きくなるほど、緩やかに平衡値に近づく

ゆらぎは高温物質の時間発展の情報を反映!!

Asakawa, Heintz, Muller, 2000; Jeon, Koch, 2000;

Motivation & Introduction(有限体積効果)

ゆらぎの時間発展を記述する既存の解析

(Shuryak,Stephanov,2001;Kitazawa,et al.,2013;)

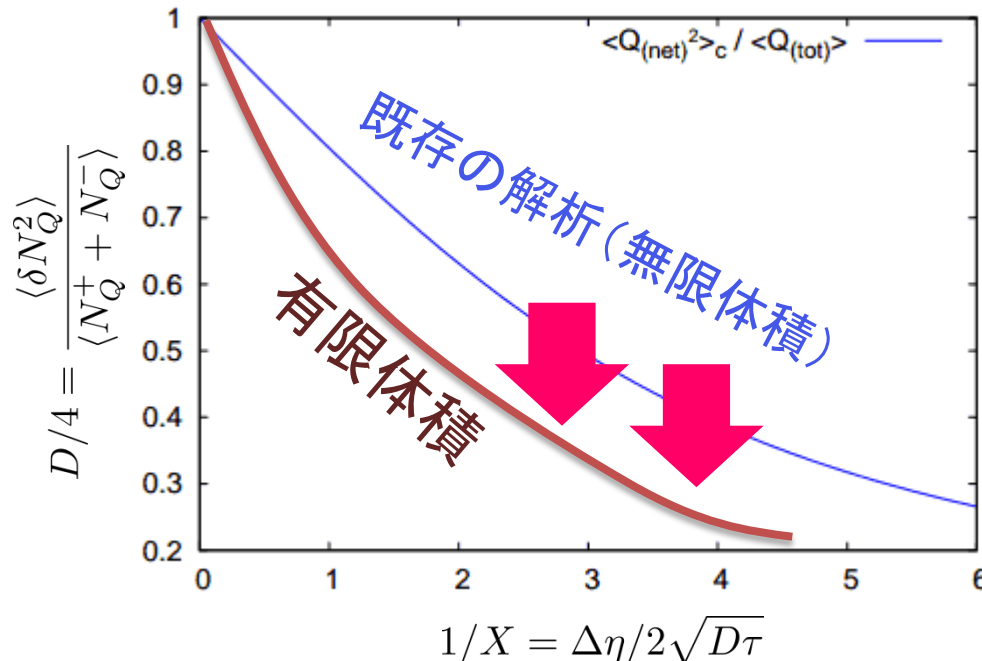
実際

重イオン衝突実験で生成される
高温物質の全系の体積が無限と仮定



全系の体積は有限

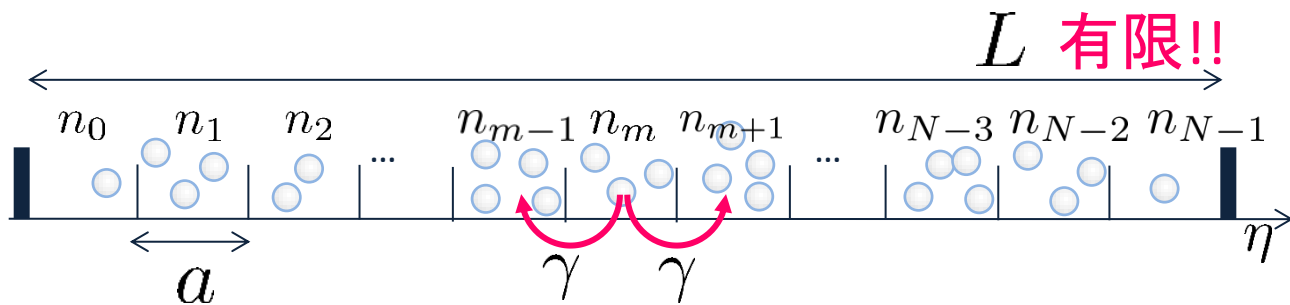
有限体積効果の影響でゆらぎは抑制されることが予想される



$\Delta\eta$: rapidity幅
 D : 拡散係数
 τ : 固有時間

有限体積効果を考慮する必要!!

Method(1次元離散空間をBrown粒子●が拡散するモデル)



粒子数 n の確率分布
 $P(\mathbf{n}, \tau)$

Kitazawa, et al. 2013

ハドロン化及び化学凍結直後から拡散開始

確率分布が従う拡散マスター方程式 + 境界条件(有限体積効果)



解く(初期条件($\tau=0$): ゆらぎがなく、一様に分布)
連続極限 $a \rightarrow 0, n(x) = n_m/a$

検出される粒子数のゆらぎの時間発展の式

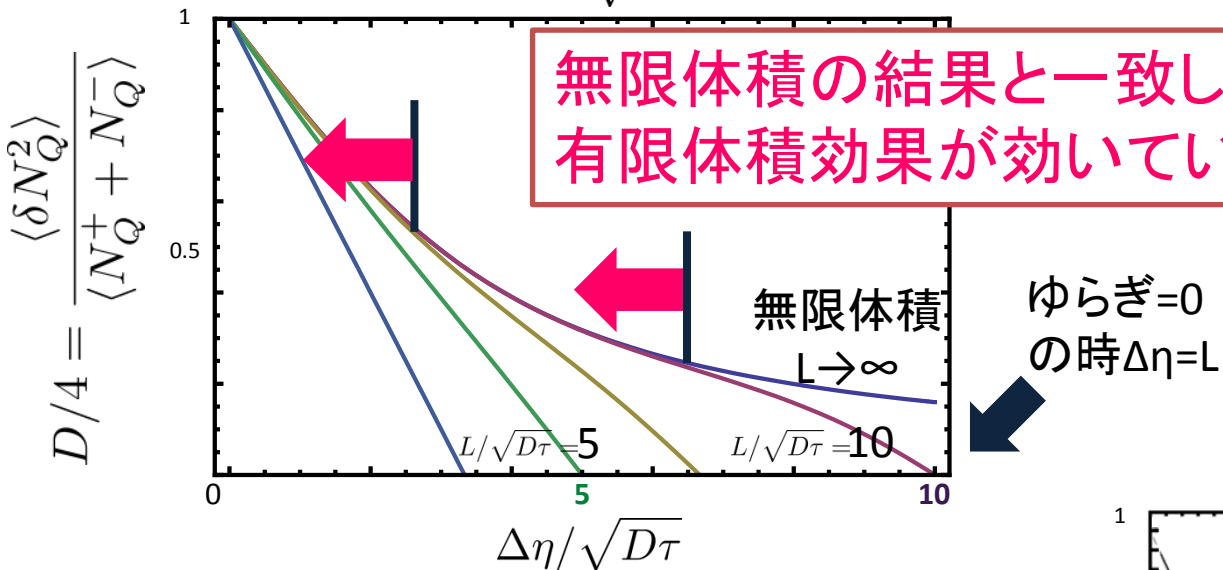
期待値の解 =
拡散方程式の解

一致!!

Results

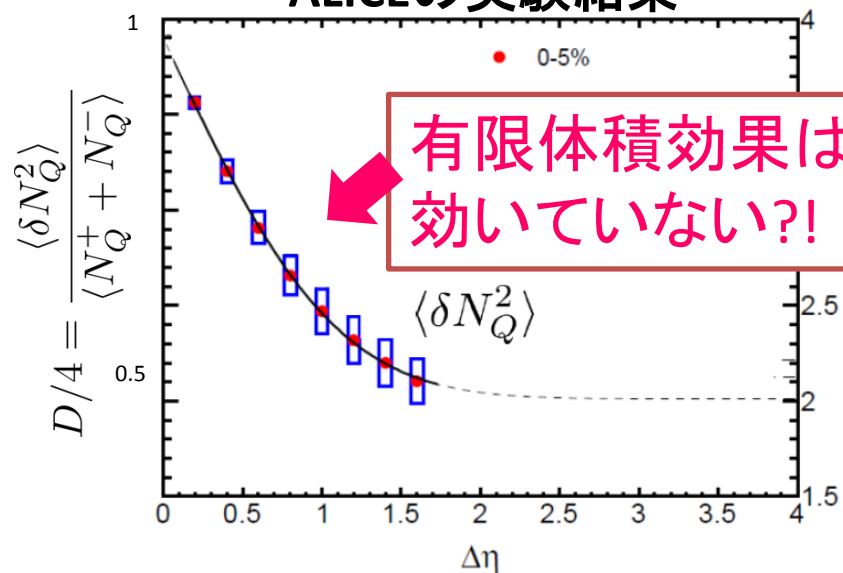
本研究の結果

($\frac{L}{\sqrt{D\tau}}$ を変化させてPlot)



$\Delta\eta$: rapidity幅
 D : 拡散係数
 τ : 固有時間
 L : 全rapidity幅

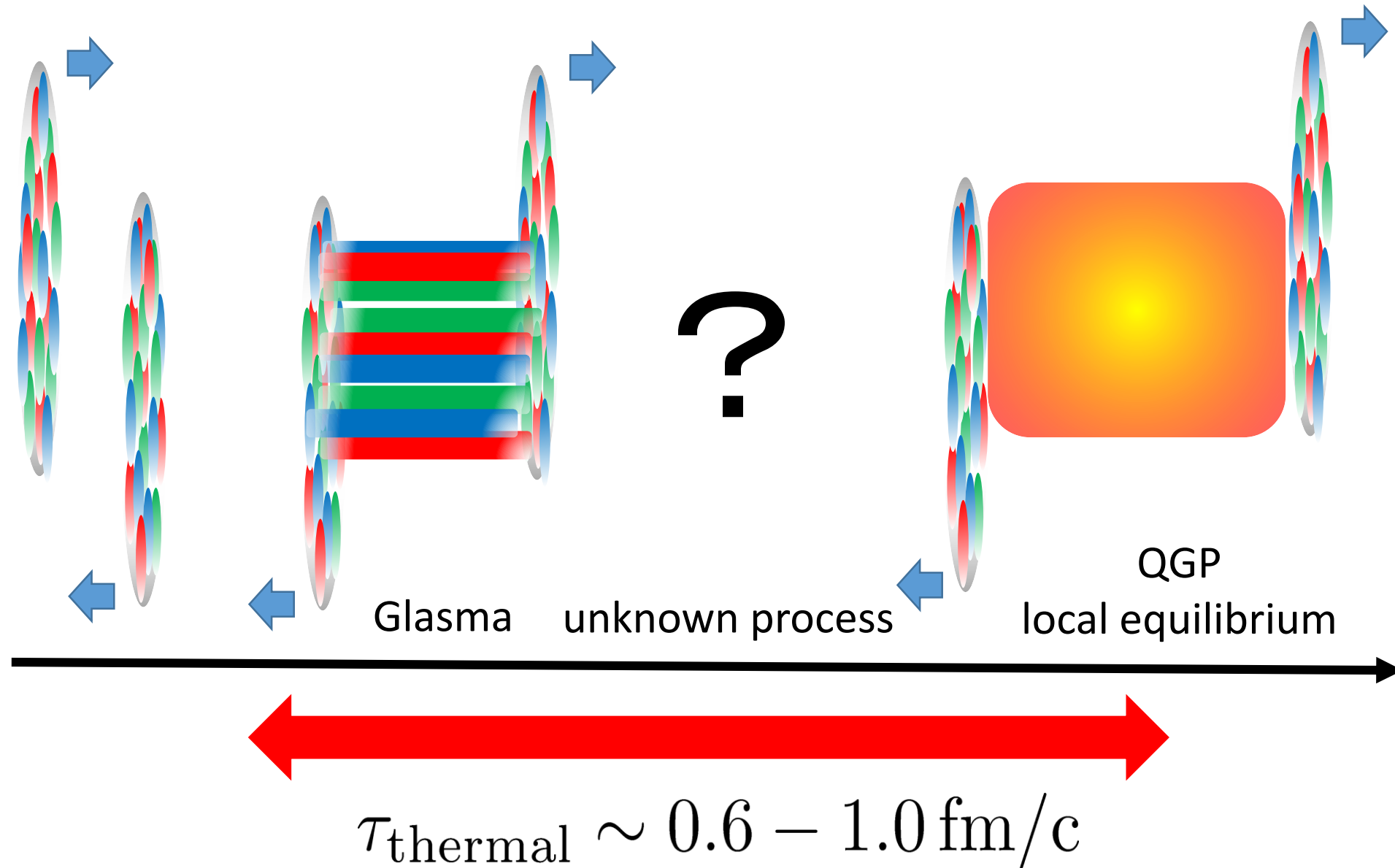
ALICEの実験結果



Plasma Instabilities and Particle Production in Quark-Gluon Plasma

S T, Hideaki Iida, Teiji Kunihiro, Akira Ohnishi

Early Thermalization Problem



- FORMALISM

- 2 Particle Irreducible (2PI) effective action
- Closed Time Path (CTP)

non-equilibrium time evolution

- INSTABILITIES

We discuss ...

- the Nielsen-Olesen instability.
- **secondary instability** enhanced by the primary NO instability

- CONCLUSIONS

- Exponential growth of unstable modes leads to explosive **particle production**.
- Longitudinal fluctuations of gluon field generate secondary instabilities. They cause the **isotropization** of the system.

カイラル磁気・分離効果を含む 相対論的流体模型

本郷 優^{a,b,c} 共同研究者：広野雄士^{a,b,c}，平野哲文^c

^a東京大学，^b理化学研究所，^c上智大学

2013 8/26-28 基研研究会「熱場の量子論とその応用」



研究目的

重イオン衝突実験における

量子異常に起因した輸送現象の検証



磁場に比例した電流
カイラル磁気効果(CME)

$$\vec{j} = \frac{N_c e}{2\pi^2} \mu_5 \vec{B}$$

磁場に比例した軸性電流
カイラル分離効果(CSE)

$$\vec{j}_5 = \frac{N_c e}{2\pi^2} \mu \vec{B}$$

カイラル磁気波

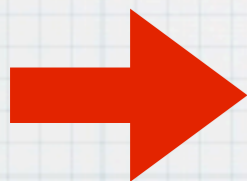
- **カイラル分離効果(CSE)=軸性電流** → chiral chemical potential: μ_5 を誘起
- **カイラル磁気効果(CME)=電流** → charge chemical potential: μ を誘起

CSE

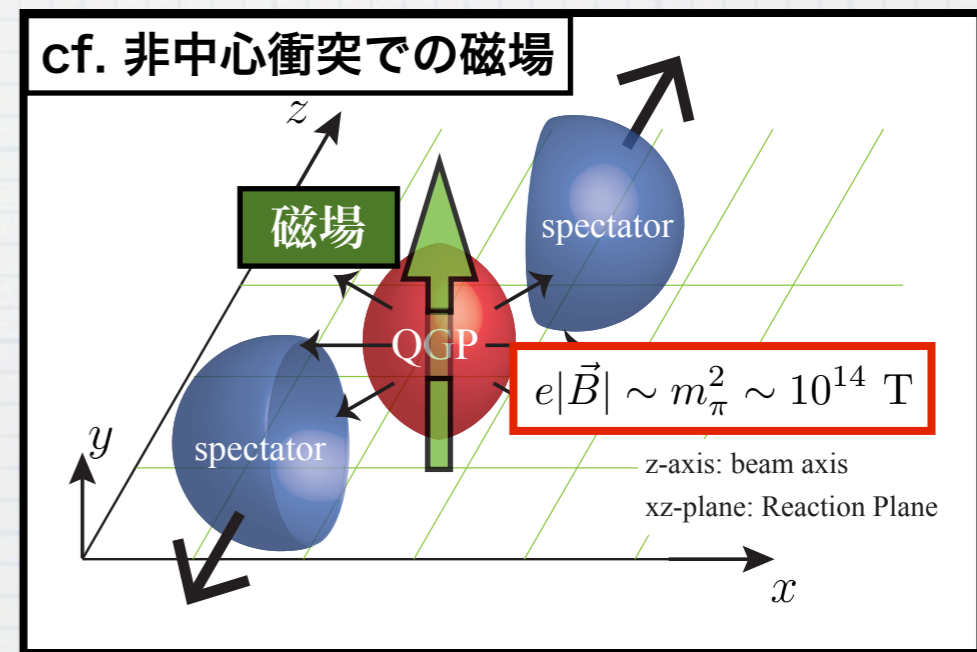
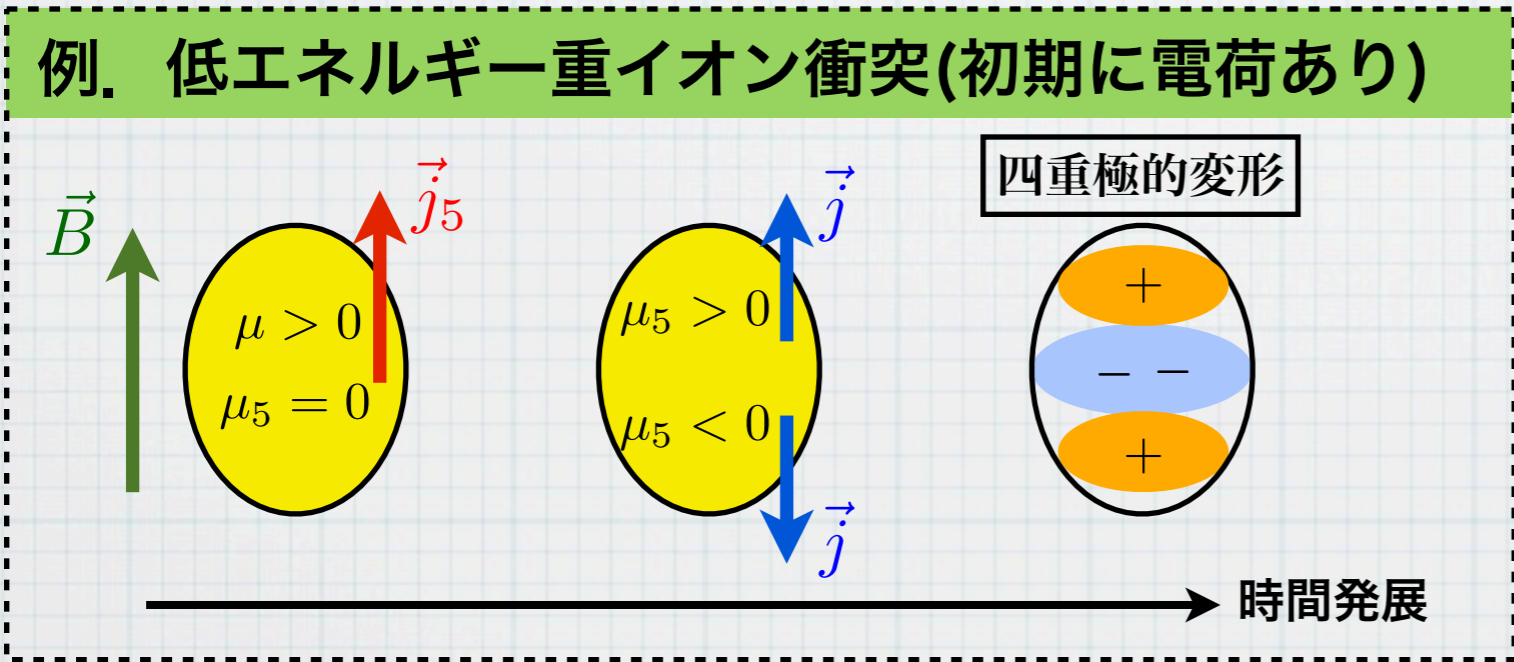
$$\vec{j}_5 = \frac{N_c e}{2\pi^2} \mu \vec{B}$$

CME

$$\vec{j} = \frac{N_c e}{2\pi^2} \mu_5 \vec{B}$$



磁場の方向に沿った電荷伝搬, **カイラル磁気波**という励起



研究内容と結果

▶ 量子異常を含む相対論的流体力学の数値シミュレーション

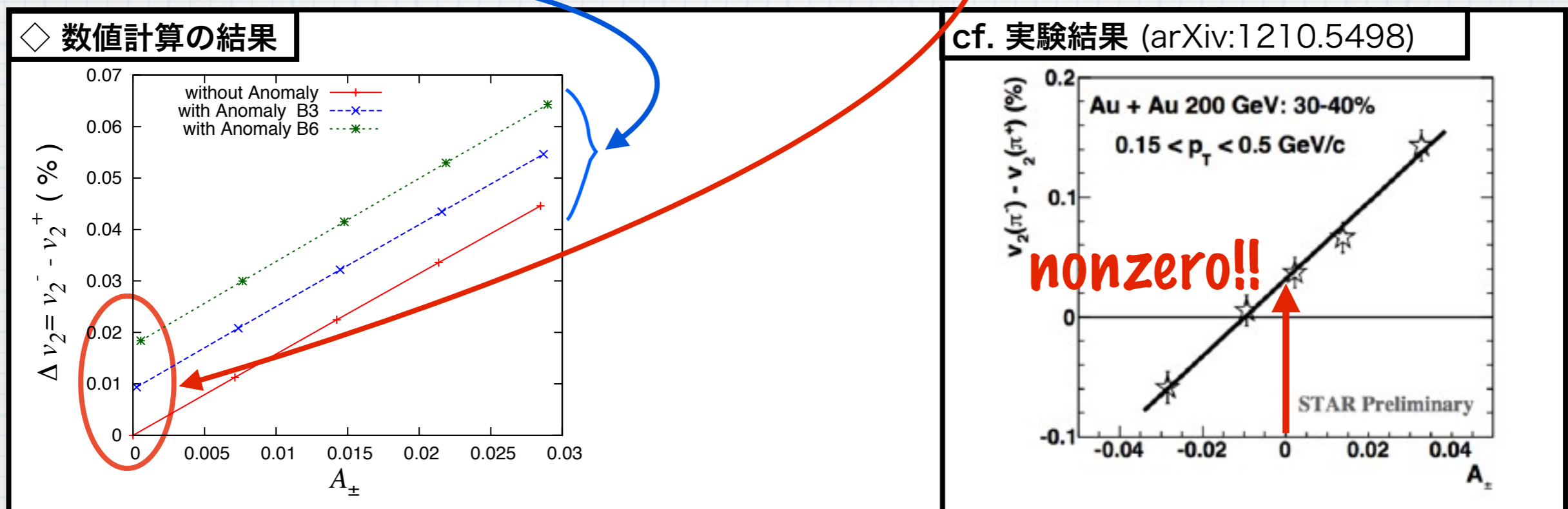
流体とカイラル磁気・分離効果のダイナミクスを**同時に追う**

→ 膨張プラズマ中でのカイラル磁気波の伝搬

▶ 重イオン衝突実験でのCME/CSEのシグナル

電荷非対称な楕円フロー: $\Delta v_2^\pm(A_\pm) \equiv v_2^-(A_\pm) - v_2^+(A_\pm)$ について

→ **傾きはシグナルではないが, 切片はシグナルとなりうる!**



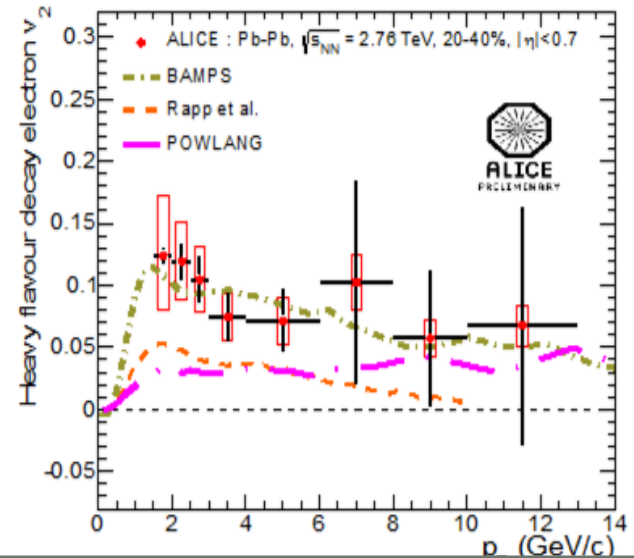
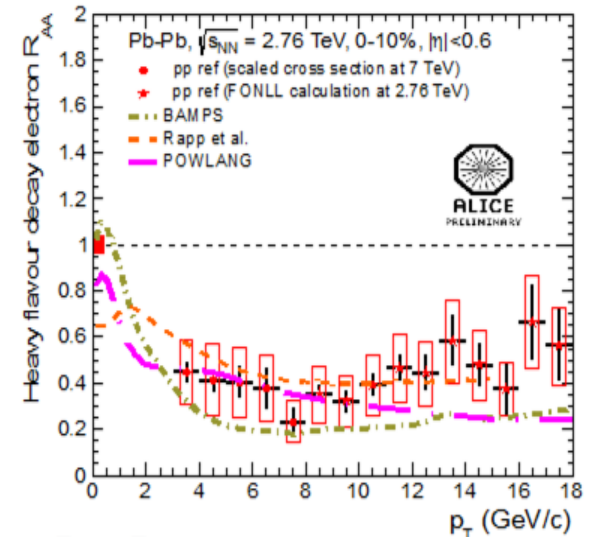
格子QCDによる非閉じ込め相における チャームクォークの 拡散係数と緩和時間の解析

池田惇郎, 浅川正之, 北沢正清
(大阪大学)

背景

- QGPの完全流体模型の成功
→強結合QGP(小さな輸送係数)
- c,bを含むメソンの楕円フロー
- QGP中におけるc,bのエネルギーロス
→チャームの輸送現象を理解したい

輸送係数の一つである
拡散係数を格子QCDで解析する



定式化

久保公式

$$D = \frac{1}{\chi_{00}} \lim_{\omega \rightarrow 0} \sum_{i=1}^3 \frac{\rho_{ii}(\omega, T)}{\omega}$$

$$\begin{aligned} G(\tau) &= \int d^3x \langle J_i(\tau, x) J_i^\dagger(0) \rangle \\ &= \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \rho(\omega) K(\omega, \tau) \end{aligned}$$



スペクトル関数 ρ の低エネルギー極限の情報

(仮定) 緩和時間近似

$$O(t) = O(0)e^{-\Gamma t}$$



2次の流体方程式



低エネルギー極限におけるスペクトル関数の構造

$$\rho(\omega) \sim A \frac{\omega \Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2}$$

数値計算

latticeQCD

Asakawa, Hatsuda, PRL2004

$$\Delta G(\tau, T, T') = G(\tau, T) - G_{rec}(\tau, T')$$

$$T = 2.23T_c$$

$$T' = 0.78T_c$$



有限温度効果を抜き出す

$$\Delta\rho = A \frac{\omega\Gamma}{\omega^2 - \Gamma^2} - Z\delta(\omega - m_{J/\psi})$$

緩和時間近似

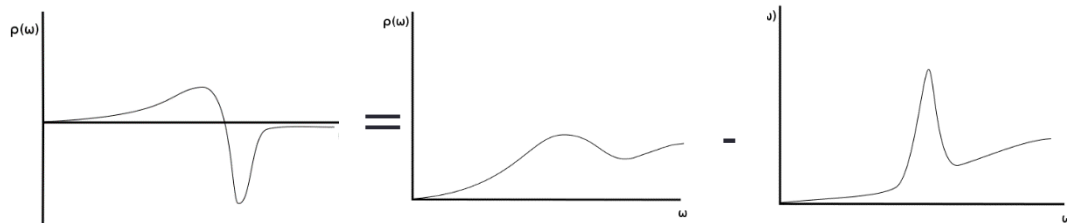
0温度の効果

Reconstructed correlator

$$G_{rec}(\omega, T')$$

$$= \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \rho(\omega, T') K(\omega, \tau, T)$$

低温度



3パラメーターフィット
A, Γ , Z

結果

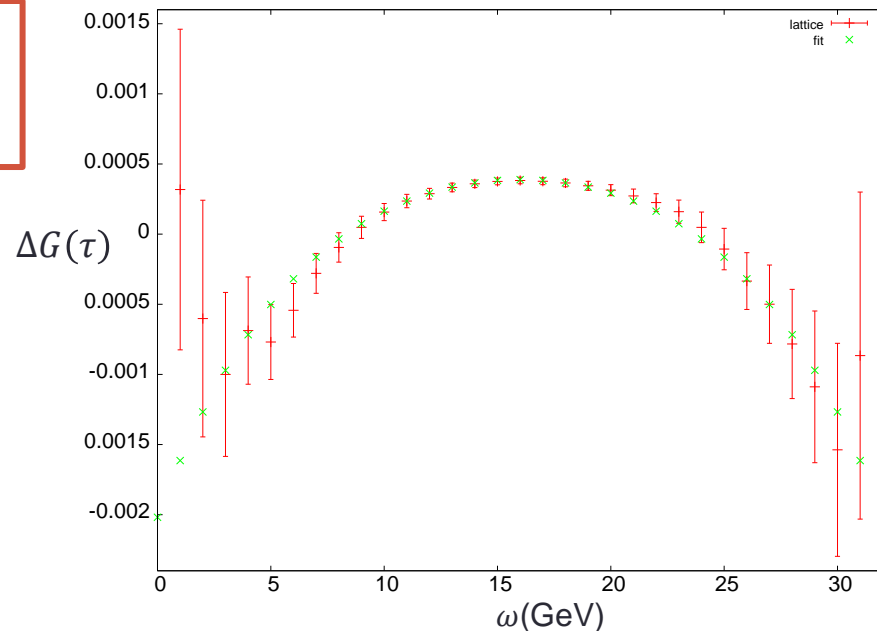
$$\Delta\rho(\omega) \sim A \frac{\omega\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2} - Z\delta(\omega - m_{J/\psi})$$

$$A = 1095 \text{MeV}^2$$

$$\Gamma = 18.2 \text{MeV}$$

$$Z = 0.10 \text{GeV}^3$$

$$\chi^2/11 = 7.44/11$$



	本研究の結果	LatticeとMEMによる解析 Ding, et al (2012)	Langevin eq + Hydrodynamics Akamatsu, et al (2009)	AdS/CFT Gubser (2007)
$2\pi DT$	0.4	2.0		0.9
$\tau = 1/\Gamma$	1.1 fm		2.2 fm	0.6 fm
T	630 MeV	615 MeV	210 MeV	250 MeV

光学格子^上2成分Bose粒子系における低励起モードの研究 2次元人工強磁場下における渦度分布、 相構造

名工大 久野義人、鈴木啓太、一瀬郁夫

研究目的

実験

光学格子

極低温 強相関原子系の研究

人工的な強磁場系の再現

理想的な量子系シミュレータ

理論、数値計算

・これまでに研究されていた
多くの理論モデルの検証、再現

ゲージモデル、分数量子ホール系
高温超伝導モデル etc...

・場の量子論の解析手法の検証
新しい状態相の理論的なさらなる探求

・計算機シミュレーションの適正、精度を
検証 量子モンテカルロ,
DMFT, GP方程式 etc...

本研究

2成分Boson系をターゲットに
極低温での状態相を検証、予言を行う

K. Kataoka, Y. Kuno, I. Ichinose, J. Phys. Soc. Jpn. 81 (2012) 124502
 Y. Kuno, K. Kataoka, I. Ichinose, Phys. Rev. B 87, 014518 (2013)
 Y. Kuno, K. Suzuki, and I. Ichinose, [arXiv:1306.2147](https://arxiv.org/abs/1306.2147)(2013)

Two component Bose Hubbard model



Two component Bosonic t-J model



Fermion t-J model
 High-T Super conductivity

Extended quantum XY model (EQXYM)

MC simulation 2D+1time T=0

$J_z = 0$

FM coupling AF coupling

Effective field theory, Low energy excitation

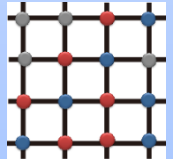


Effects of strong magnetic field

Z- component synthetic magnetic field

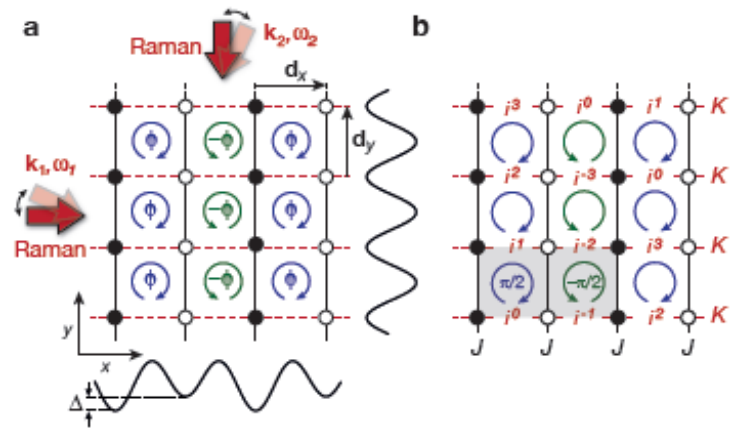
Vortex lattice Vortex correlation

MC simulation 2D+1time T=0



Experimental realization

Rotating Raman Laser hopping



- Staggered magnetic field
- Uniform magnetic field

結果1

Low energy Effective theory for Two-component Bosonic t-J model

$$H_{tJ} = - \sum_{\langle i,j \rangle} t(a_i^\dagger a_j + b_i^\dagger b_j) + \sum_{x,\mu} (J_{XY} \vec{S}_{x+\mu} \vec{S}_x + J_Z S_{x+\mu,3} S_{x,3}) \\ + V_0 \sum_i (\delta\rho_a^2 + \delta\rho_b^2 + \delta\rho_c^2)$$



- ・有効場の理論を導出
- ・複数の基底状態の低励起モードの個数、種類を解析

Nambu-Goldstone boson Action

Higgs potential

擬スピン強磁性 (FM, Super-Counter-Fluid) → 2成分超流動 + FM (FM+2SF) 境界

FM	FM+2SF
$v_s \neq 0$	$v_a \neq 0, v_s \neq 0$
1-NG bosons	2-NG bosons
2-Higgs bosons	3-Higgs bosons

Higgs modeの消滅の振る舞いは、NG Bosonの数とConsistent

結果2

Extended quantum XY model (EQXYM) in rotating optical lattice

複数の量子位相を記述する有効モデル

$$H_{EXY} = -\frac{1}{V_0} \sum_{x,\tau,i} \cos(\phi_{i,x+\tau} - \phi_{i,x}) + \sum_{x,\mu,\tau} \left[C_1 \cos(\phi_{12,x} - \phi_{12,x+\mu} - A_{1,x,\mu} + A_{2,x,\mu}) \right. \\ \left. - C_2 \cos(\phi_{13,x} - \phi_{13,x+\mu} - A_{1,x,\mu}) \right. \\ \left. - C_3 \cos(\phi_{23,x} - \phi_{23,x+\mu} - A_{2,x,\mu}) \right]$$

強磁場下

特定の磁場の値でVortex lattice形成

$$\mathbf{A}_{x,\mu} = \begin{pmatrix} \pi f \times iy \\ -\pi f \times ix \end{pmatrix} \quad 0 < f < 1$$

→ ある種の Bose condensation

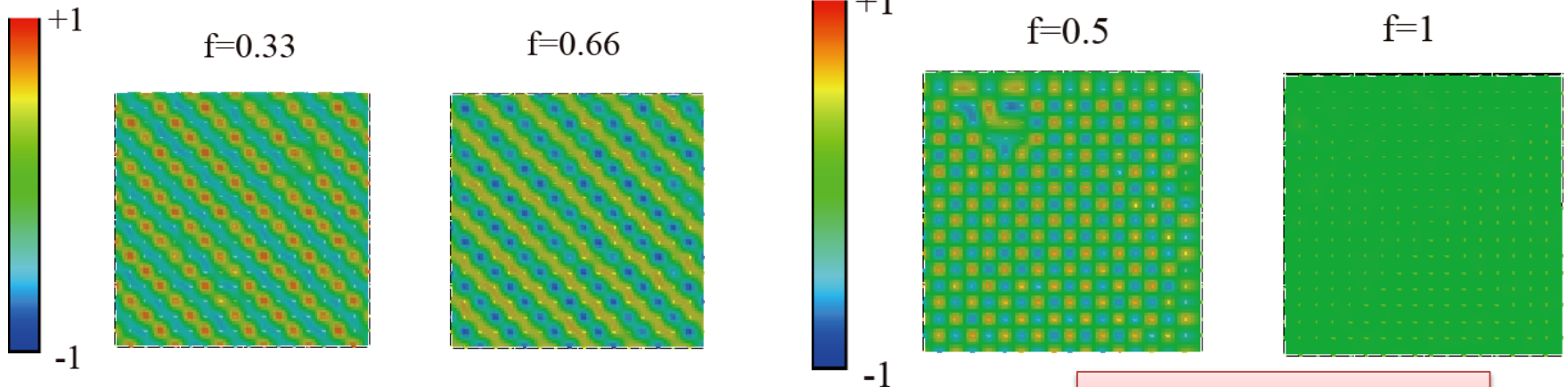
a粒子,b粒子位相のvortex

$f=1/3(a), 2/3(b)$

Vortex lattice

$f=1/2(a), 1(b)$

● vortex +1
● vortex -1



実験での観測を期待

Schwinger効果のホログラフィーによる記述 (Holographic description of Schwinger Effect)

佐藤芳紀 (京大理, 素粒子論)

吉田健太郎 氏 (京大理) との共同研究

based on : [arXiv:1304.7917](https://arxiv.org/abs/1304.7917) (JHEP 08 (2013) 002)
[arXiv:1306.5512](https://arxiv.org/abs/1306.5512) (to appear JHEP)

Schwinger効果

- 外電場中の電子・陽電子の対生成
(もっと広く、外場中の粒子・反粒子の対生成)

$$\text{生成率} : \Gamma = \frac{(eE)^2}{(2\pi)^3} \exp\left(-\frac{\pi m^2}{eE}\right)$$

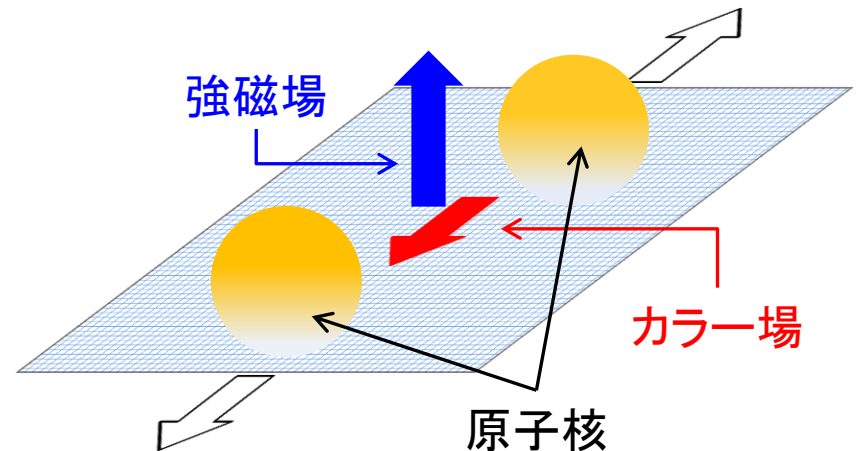
強電場が必要!!

QCDとの関連

RHICの重イオン衝突では、
強電磁場が発生



AdS/CFT対応を用いて
Schwinger効果を考える



内容

AdS/CFT対応を用いて、Coulomb相と閉じ込め相におけるSchwinger効果について考察する。

結果

- ① ある電場を超えると、ポテンシャル障壁はなくなり、系は不安定になる。(真空崩壊)
- ② 閉じ込め相の場合、confining string tensionより小さい電場では、Schwinger効果が起きない。

PARITY DOUBLING STRUCTURE OF NUCLEON AT NON-ZERO DENSITY IN THE HOLOGRAPHIC MEAN FIELD THEORY

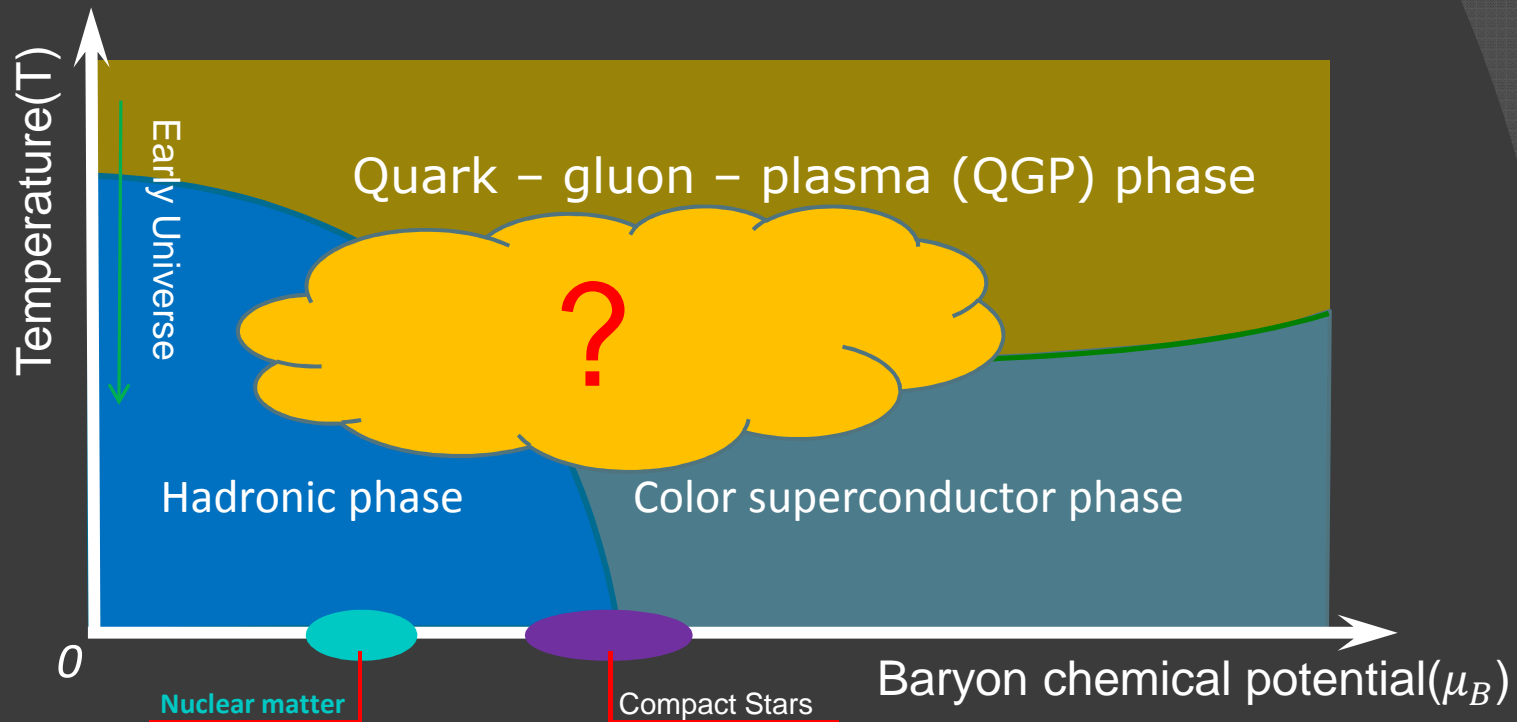
BingRan He & Masayasu Harada

Nagoya University

Aug 26, 2013

[ARXIV:1304.7866](https://arxiv.org/abs/1304.7866)

Motivation: QCD Phase Diagram



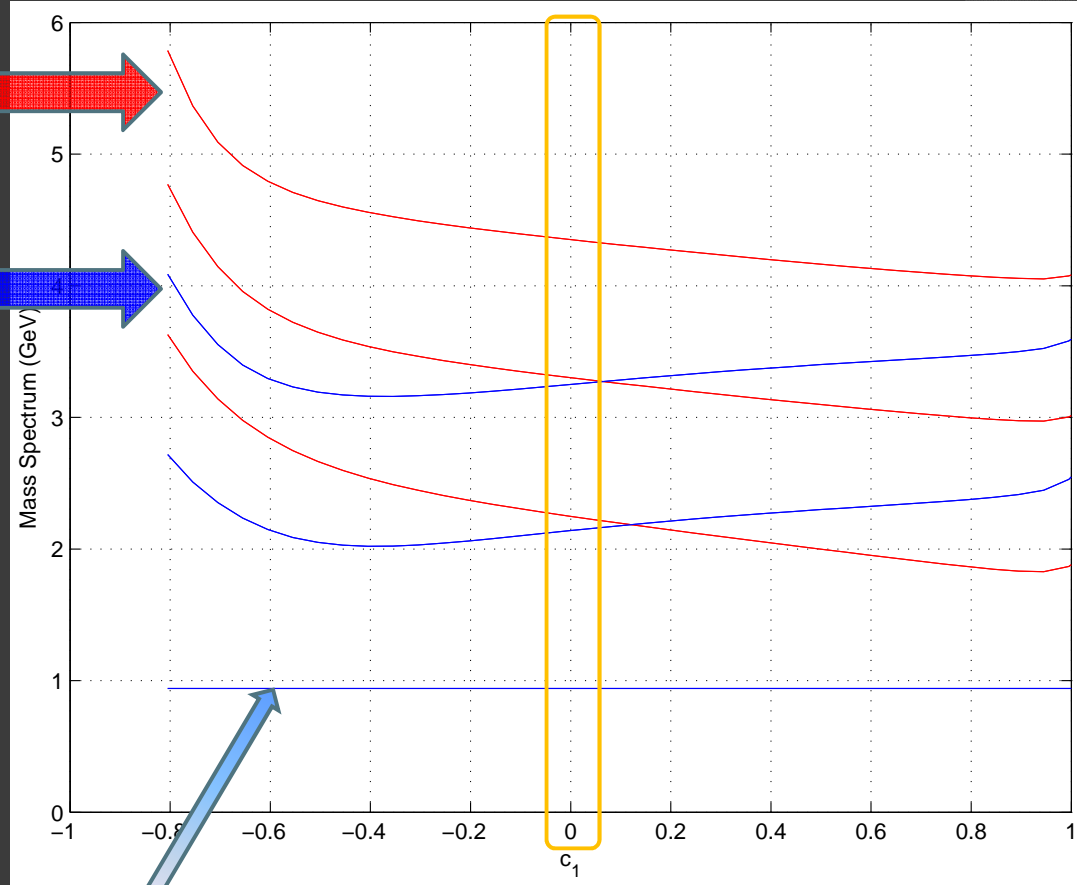
- ⊙ Perturbative QCD, Lattice QCD methods are improper to study density matter
- ⊙ What happens at high density place like compact stars?

Spin 1/2 baryon mass spectrum @ $z_m = 1/0.33 (m_\rho = 780 \text{ MeV})$

Parity Odd

Parity Even

	Mass	Parity
p(n)	0.939	+
N(1440)	1.440	+
N(1535)	1.535	-
...		
N(2100)	2.100	+



$z_m (\text{GeV}^{-1})$	G	c_1	(p,n)(GeV)	N(1440)	N(1535)	3rd	4th	5th
$(0.33)^{-1*}$	8.67**	0	0.94*(+)	2.14(+)	2.24(-)	3.25(+)	3.30(-)	4.35(+)

m_ρ

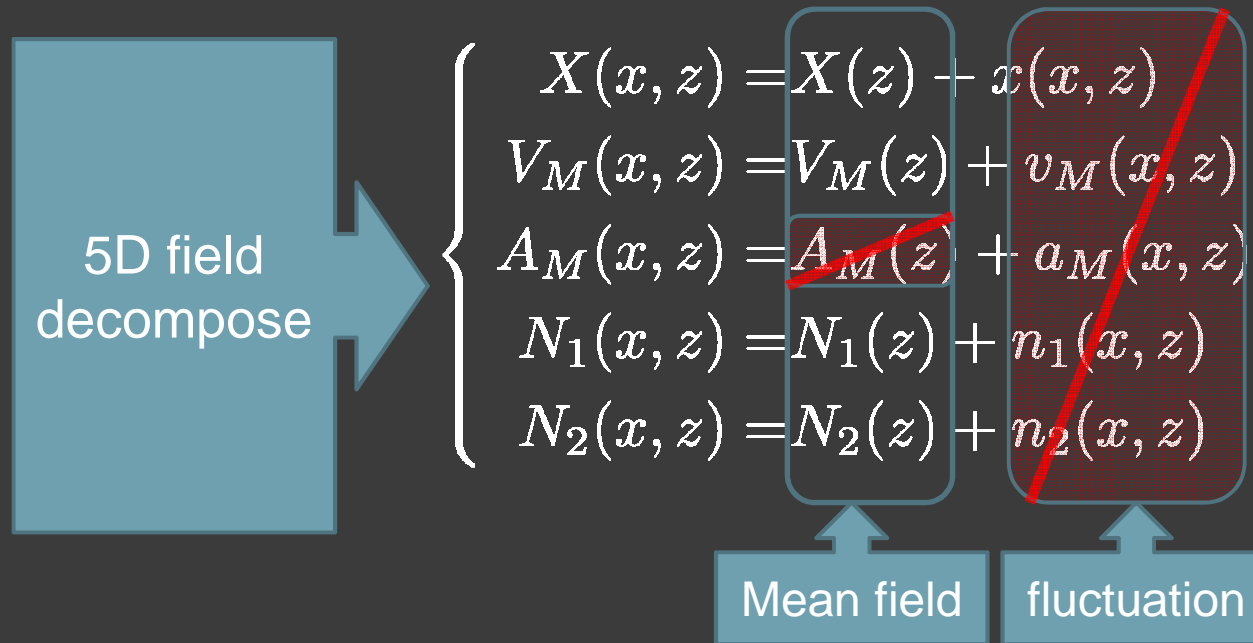
Auto Fixed

$m_p(m_n)$

Parity coincides with Experiment

Deog Ki Hong, Takeo Inami, Ho-Ung Yee.
Phys.Lett.B646, hep-ph/0609270

Holographic mean field theory



Masayasu Harada, Shin Nakamura, Shinpei Takemoto.
Phys.Rev. D86 (2012) 021901

Mean field only distribution(depends) on the z coordinate, the other coordinates are flat(average) value. The mean field take the role of source.

ND - σ relation @ $z_m = 1/0.33$ ($m_\rho = 780\text{MeV}$)

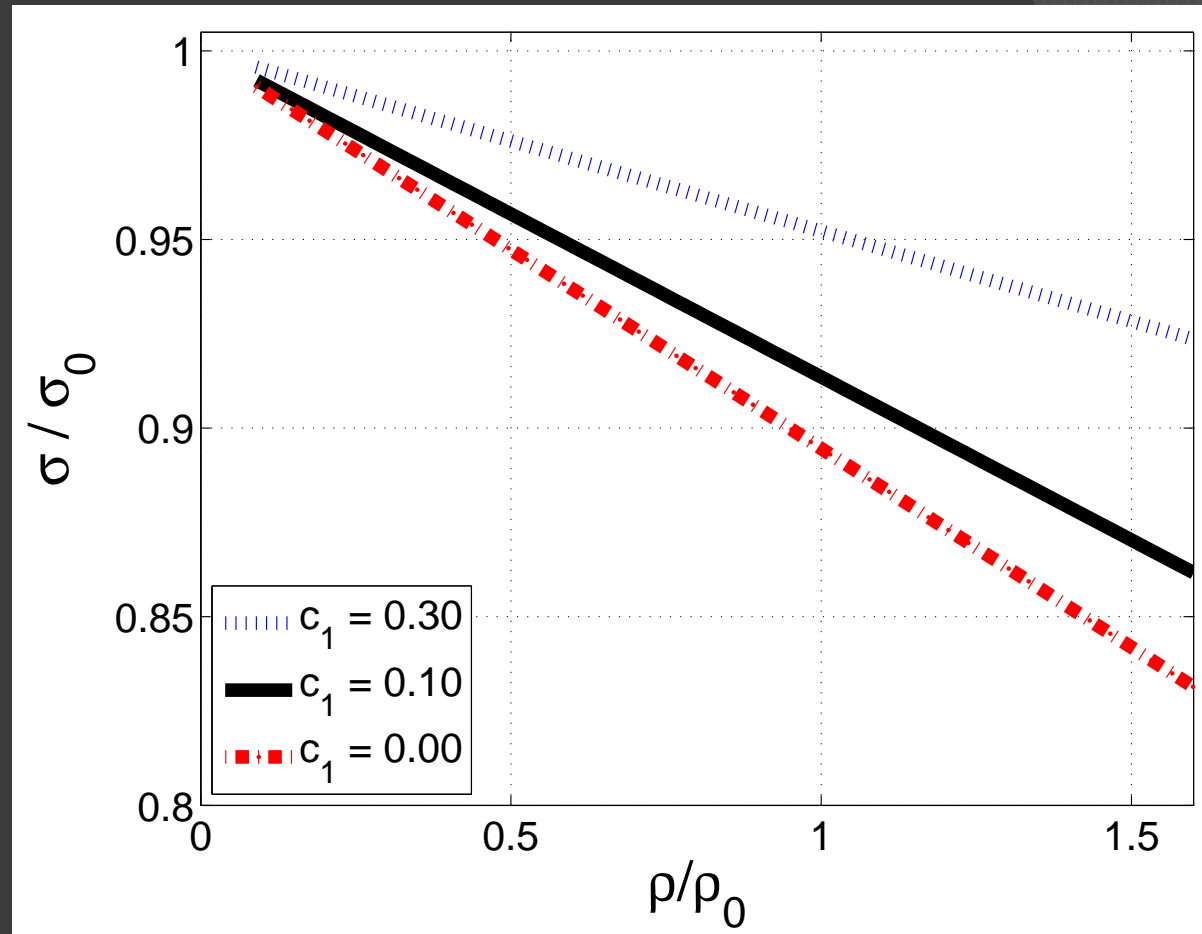
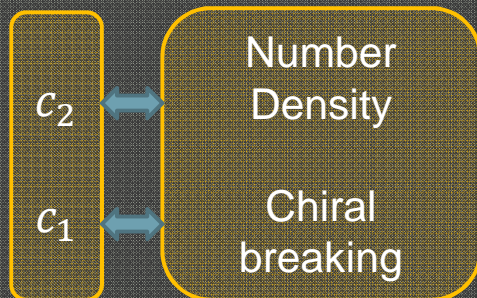
Using:

$$\sigma \approx 2 \frac{X(z)}{z^3} \Big|_{z \rightarrow 0}$$

Boundary Condition

	UV	IR
N_1	0	c_2
N_2	0	$c_2 * c_1$

Physical meaning



σ/σ_0 denote normalized σ by its value at zero density.

Youngman Kim, Chang-Hwan Lee, Ho-Ung Yee.
 Phys.Rev.D77(2008)085030 arXiv:0707.2637

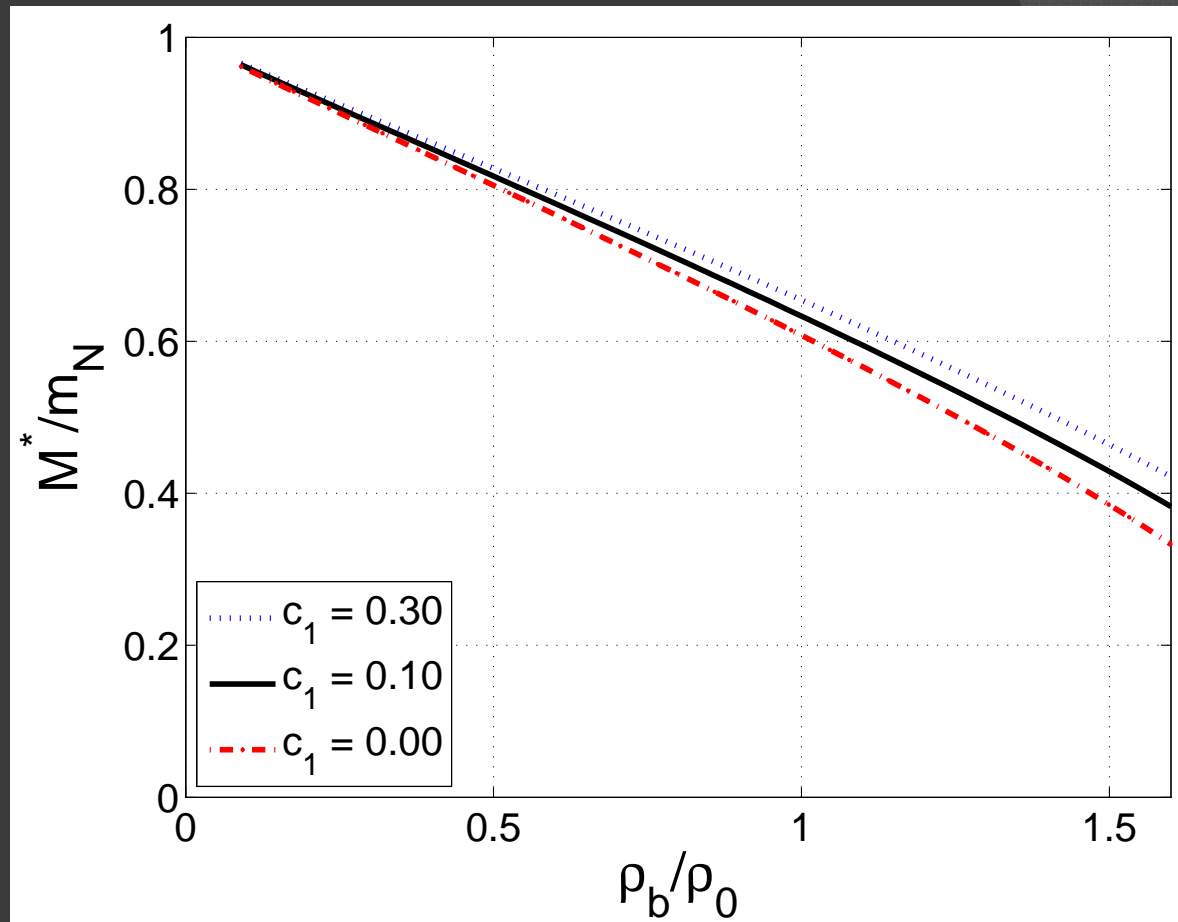
They only consider $c_1=0$,
 In a same order with our results

ND - M^* relation @ $z_m = 1/0.33$ (EKSS)

Walecka type model:

$$\mu = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{g_{\omega^{(n)}NN}^2}{m_{\omega^{(n)}}^2} \rho_b + \sqrt{k_F^2 + M^{*2}}$$

(n)	$m_{\omega^{(n)}}[\text{GeV}]$	$g_{\omega^{(n)}NN}$
1	0.78	15.6
2	1.79	9.3
3	2.82	4.3



The decreasing of M^* at high density consistent with experiment result.

Summary

- We study the property of baryon at zero and finite density base on Holographic QCD models
- At zero density, we discuss a dynamical way to generate the nucleon mass and found a kind of chiral invariant mass
 - We discuss the relation between c_1 and chiral invariant mass
- At finite density, by adopting the holographic mean field theory, we discuss the quark condensate σ , chemical potential μ and effective mass M^* with their dependence of number density
 - We find that quark condensate σ will decrease at high density, which means chiral symmetry partially restored at high density
 - We find that effective mass M^* will decrease at high density, which consistent with experiment result

Thank you for your attention!

AdS/CFT対応による 非平衡定常系の有効温度の解析

名古屋大学大学院理学研究科
中村 真

この講演は [大栗博司氏 \(Caltech/KIPMU\)](#) との共同研究に基づきます。

非平衡定常系の有効温度

巨視的自由度の多体系をマクロに特徴づける物理量

平衡系: 温度、エントロピー、、、、

非平衡系では？

ここでは、非平衡定常系(線形応答を超えた領域を含む)の有効温度について、AdS/CFT対応を用いて重力理論の視点で考察してみる。

非平衡定常系

外力



着目系



熱浴

一般に $T_* \neq T$ だが、

$$T_* < T$$

ともなり得る。

probe D-brane

微小揺らぎが見る
有効ホライズンが存在。

Hawking温度 T_*

ブラックホール時空

Hawking温度 T

2013. 8. 26

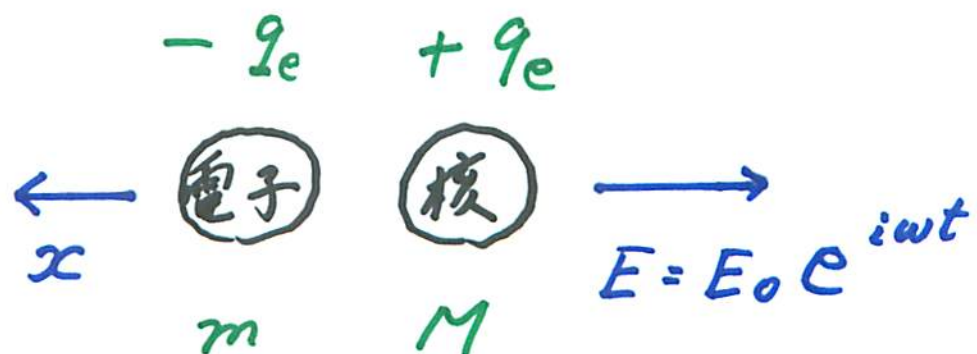
Lifshitz 理論における

くりこみと物質中での電磁場の幾何学的 (ホログラフィック) アプローチ

— 瀬 祥 —
静岡県立大

Drude formula

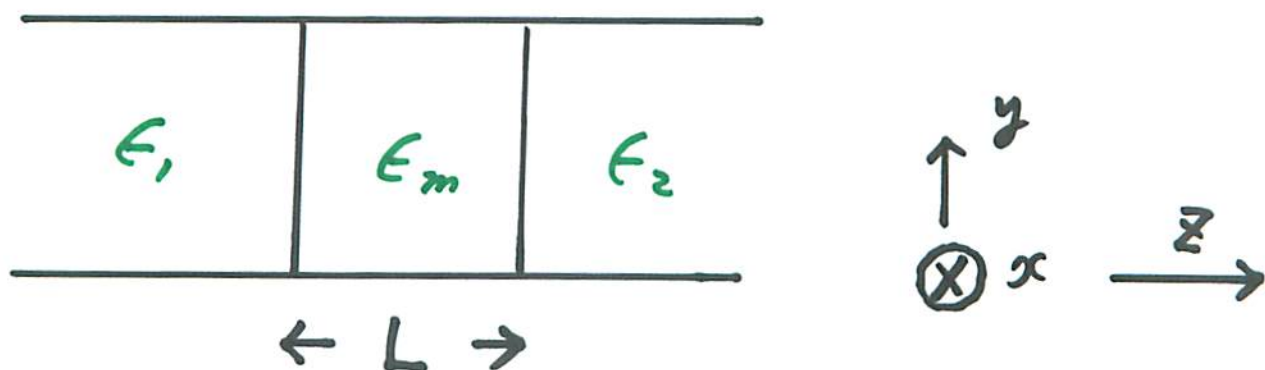
$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \frac{N q_e^2}{m(\omega_r^2 - \omega^2)}$$



$$m \ddot{x} + f x = -q_e E_0 e^{i\omega t}$$

Lifshitz Theory

Van der Waals Energy of Thin Film



$$F = -T \sum_{\vec{q}} \log \sum_{n_{\vec{q}}=0}^{\infty} e^{-k\omega(\vec{q}) (n_{\vec{q}} + \frac{1}{2}) / T}$$

(\vec{q}_1, q_2)
 波数ベクトル

\uparrow
 占有数

単位面積当りの相互作用エネルギー

$$\Delta f(L) = \frac{1}{4\pi^2} \int [G_L(\vec{q}) - G_\infty(\vec{q})] d\vec{q}$$

$$G_L(\vec{q}) = T \sum_j \log \left[2 \sinh \frac{k\omega_L(\vec{q}_1; j)}{2T} \right]$$

j
 $1, m, 2$

高温

$T \gg \hbar \omega_0, \frac{\hbar c}{L}$

$$\Delta f(L) \approx -\frac{T}{16\pi L^2} \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_m)(\epsilon_2 - \epsilon_m)}{(\epsilon_1 + \epsilon_m)(\epsilon_2 + \epsilon_m)}$$

- $\hbar \omega_0$ 古典的ゆらぎ, 純粋にエントロピー的
- $\frac{1}{L^2}$ で減衰
- 斥力 for $\epsilon_1 < \epsilon_m < \epsilon_2$ or $\epsilon_2 < \epsilon_m < \epsilon_1$
引力 for otherwise
- $\propto T$

低温

$$T \ll \hbar\omega_0, \frac{\hbar c}{L}$$

$$\Delta f(L) \approx -\frac{\hbar}{16\pi^2 L^2} \int_0^\infty d\omega \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_m)(\epsilon_2 - \epsilon_m)}{(\epsilon_1 + \epsilon_m)(\epsilon_2 + \epsilon_m)}$$

- \hbar あり 量子力学的 中らき"
- T なし
- $\frac{1}{L^2}$ で 減衰
- 相互作用の **符号** は 誘電関数の **差** できます.

高温高密度多フレーバーQCD における一次相転移の終点

江尻信司 (新潟大学)

共同研究者: 山田憲和 (KEK)

基研研究会「熱場の量子論とその応用」、2013/8/26-28

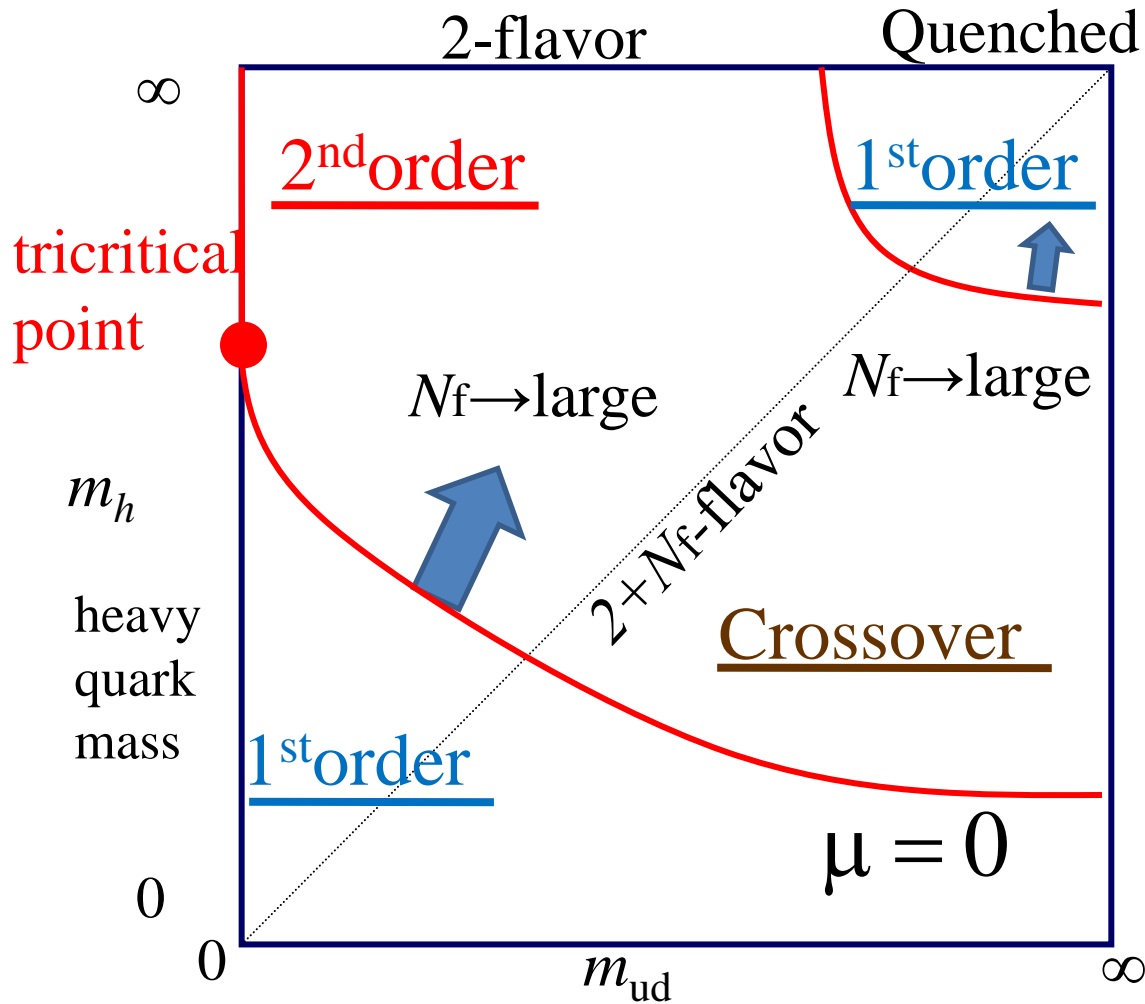
電弱相転移でバリオン数生成は可能か？

- 強い一次相転移が必要
- 素粒子標準模型では不可能
- 標準模型を超える模型ではどうか？

多フレーバーQCDによるテクニカラーモデルの構築

- QCDのカイラル対称性の破れ
 - 有限温度電弱相転移
- 南部・ゴールドストーン(NG)・ボゾン
 - ゲージボゾンに吸われる3つ必要。
 - 他のNGボゾンは観測されていない。
 - 2つのテクニ・フェルミオンは質量0、他のフェルミオンは重い。
 - (2+1)-flavor QCD とよく似ている。
- 電弱バリオジェネシス
 - 強い1次相転移が必要。(標準モデルでは1次相転移にならない。)
 - (2+1)-flavor QCD の類推:
 - フェルミオンが重くなると1次相転移でなくなる。
- (2+many)-flavor QCD で1次相転移の終点を求めることが重要。

(2+Nf)-flavor QCDの予想される相構造



N_f -フレーバーが重い場合、
 N_f が増加するにしたがって、
 臨界質量は大きくなる。

計算が簡単になる。

三重臨界スケーリング則は
 (2+1)-flavor QCDと同じ。

$$m_{ud}^c \sim (m_E - m_h)^{5/2}$$

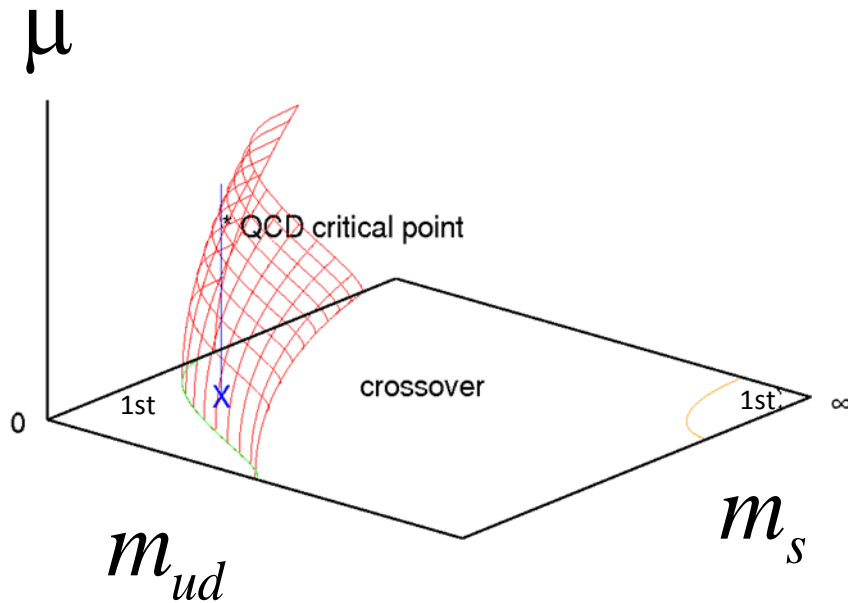
$$m_{ud}^c \sim \mu^5$$

Tricritical point: m_E

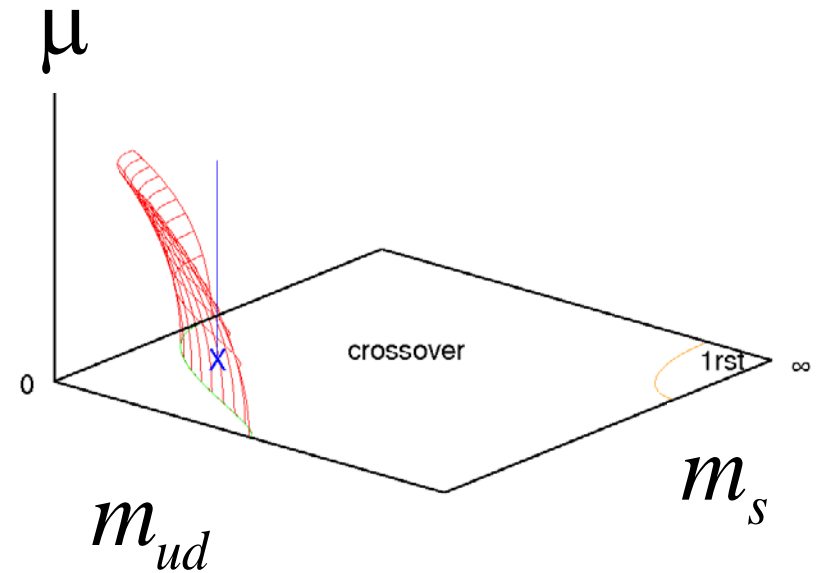
2+1-flavor QCDを理解するための絶好の練習台

有限密度での臨界点は存在するか？

- 密度とともに1次相転移の領域は広がるか？
有限密度(2+1)-flavor QCD の相転移の次数

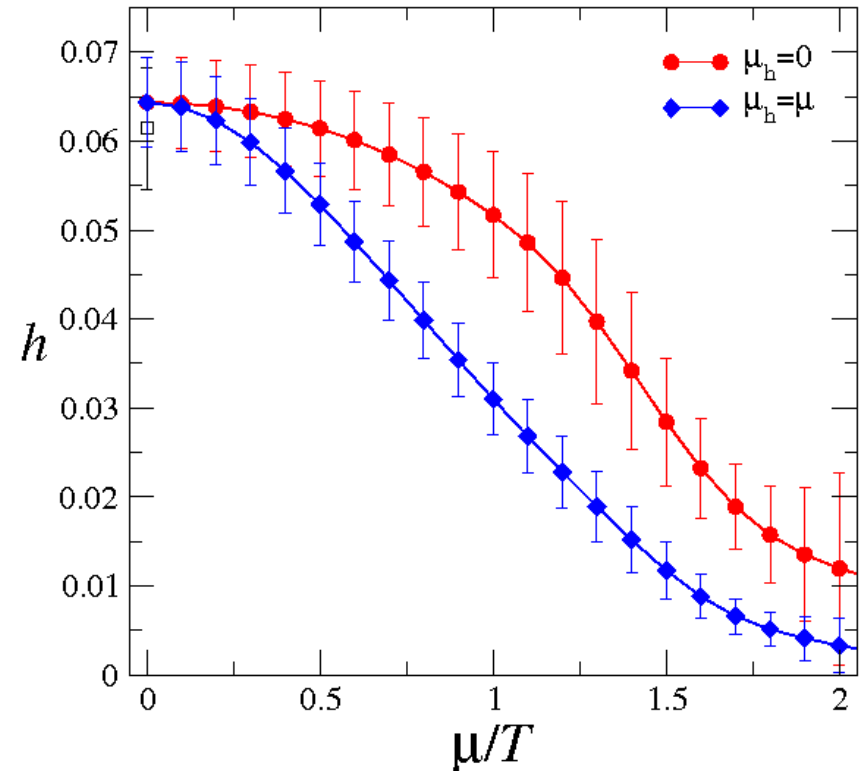
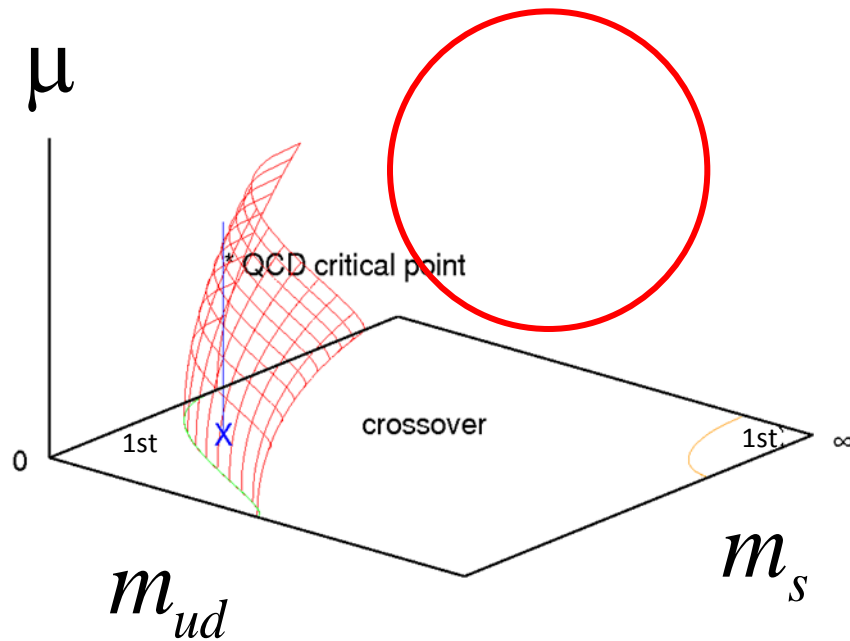


or



有限密度での臨界点は存在するか？

- 密度とともに1次相転移の領域は広がるか？
有限密度(2+1)-flavor QCD の相転移の次数



重要課題てんこもり！

ぜひポスターまで！

カイラル相転移臨界点におけるクォークスペクトル

Quark spectrum near the critical point of chiral transition

根本幸雄(聖マリアンナ医大)

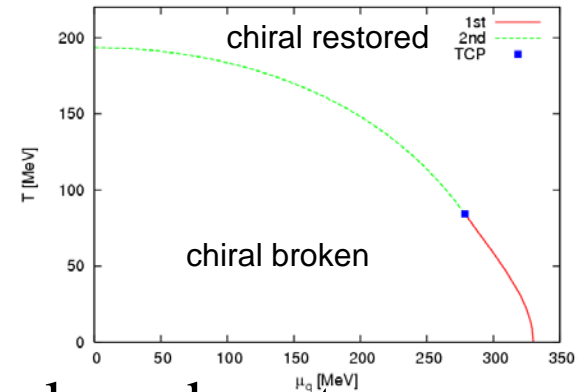
共同研究者: 北沢正清(阪大), 国広悌二(京大)

Our previous study on the quark spectrum

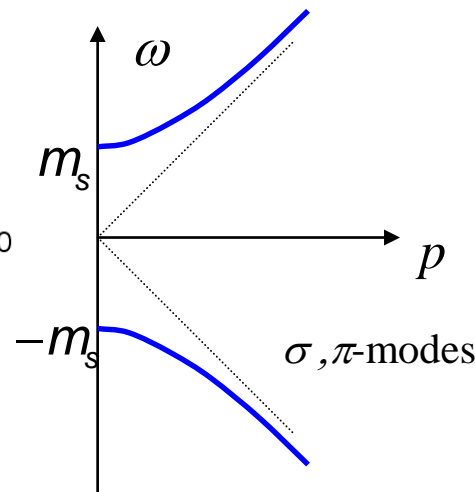
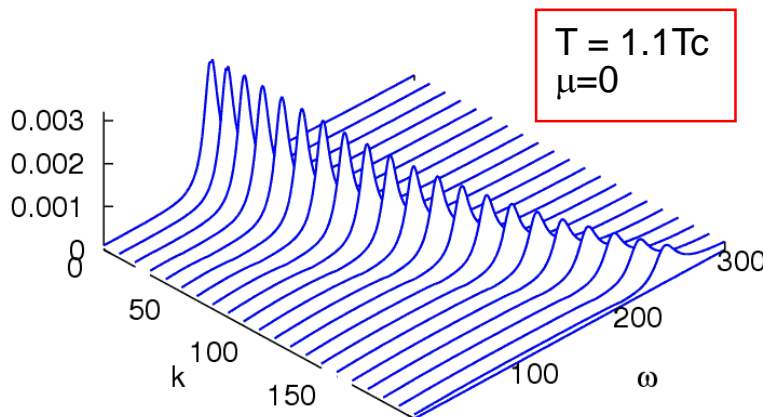
How do the fluctuations of the chiral condensate affect the quark spectrum near T_c ?

- model: Nambu-Jona-Lasinio model (2-flavor, **chiral limit**)
- phase diagram of the chiral transition

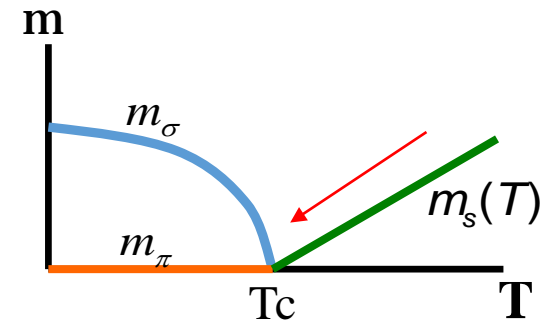
2nd order in the low density region
1st order in the high density region



- spectrum of the fluctuations of the chiral condensate

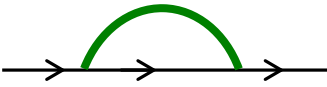


(Hatsuda-Kunihiro 85)

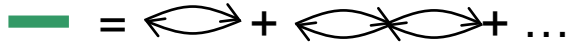


quark spectrum

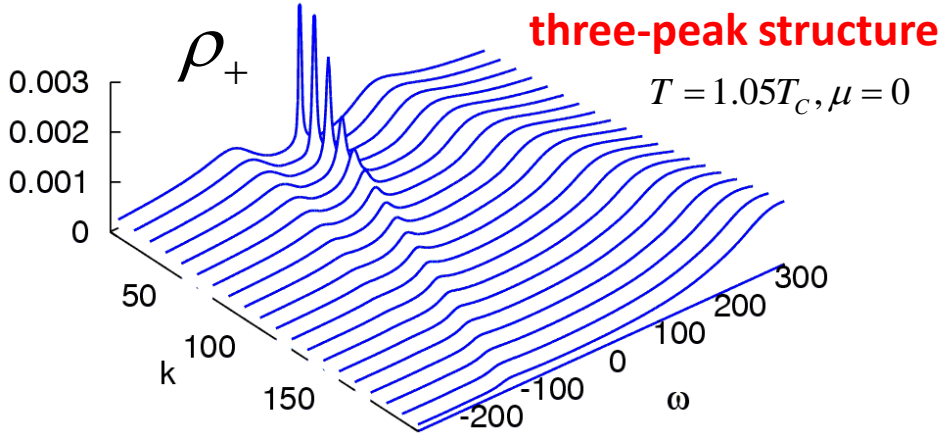
quark self-energy: $\Sigma(p_0, p)$:



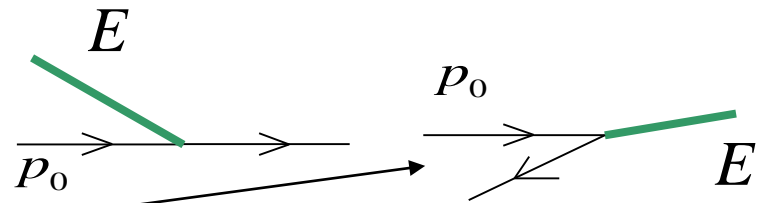
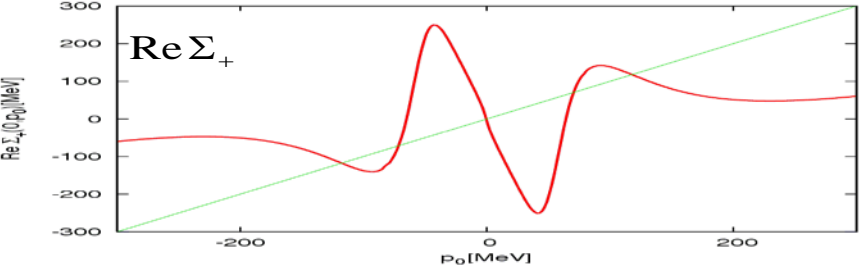
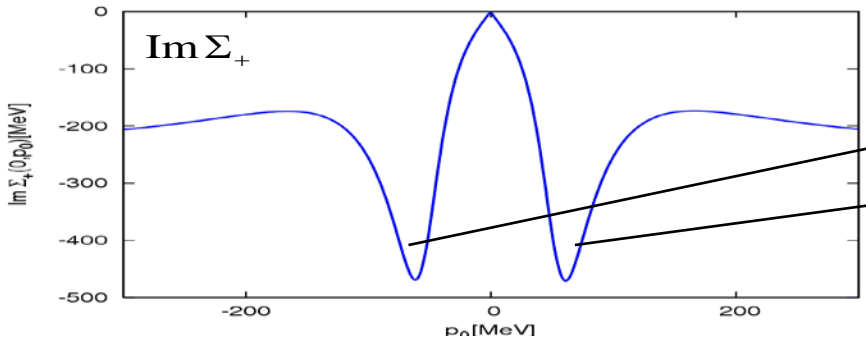
fluctuations



quark spectral function:

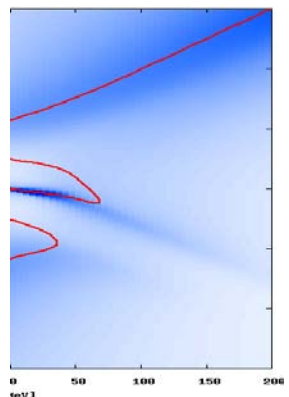


The scattering off the fluctuations forms the three-peak structure.



Contour of the spectral function

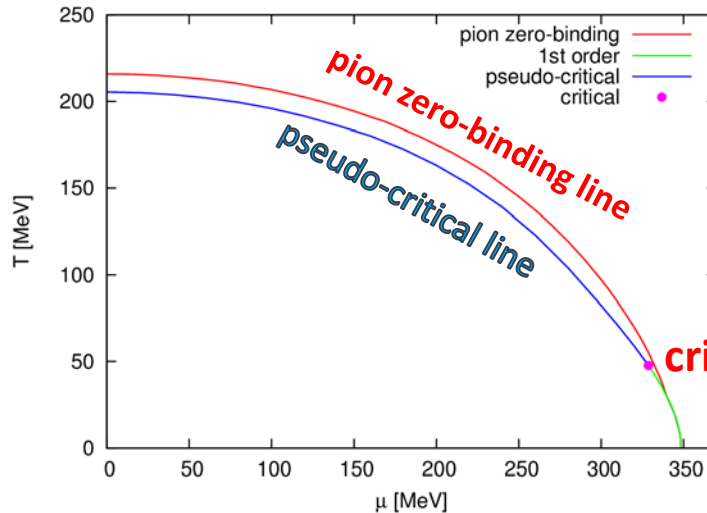
red lines:
 $\omega - |\mathbf{p}| - \text{Re}\Sigma_+ = 0$



This study: **FINITE** current quark mass

● phase diagram of the chiral phase transition

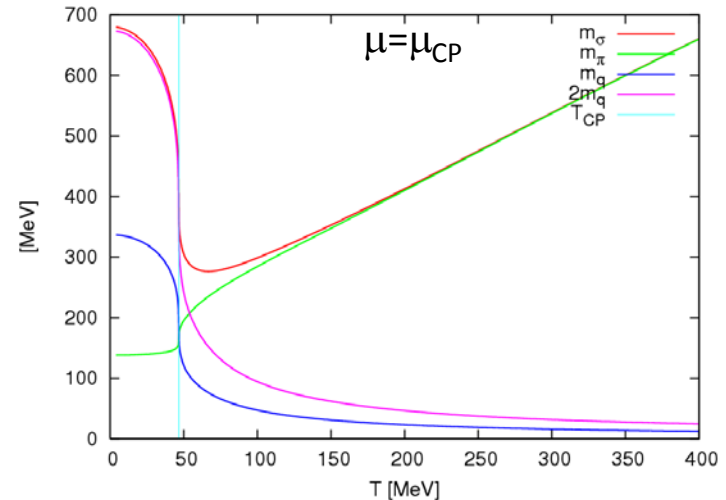
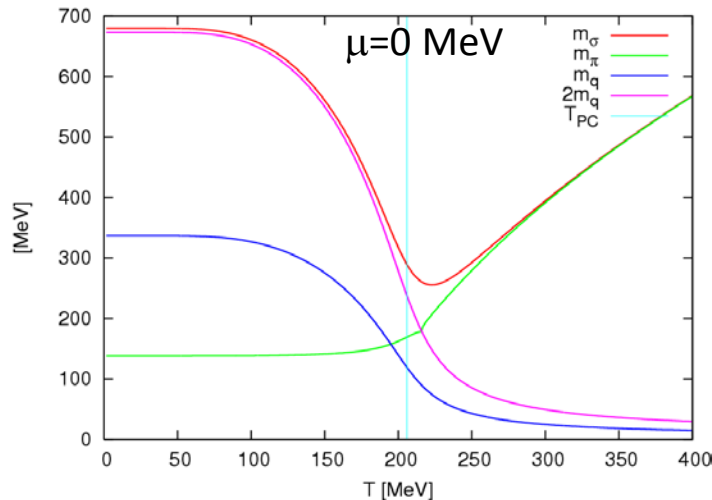
current quark mass: 5.5 MeV



The pseudo-critical line is determined from a maximum of the spectral function for $p=10$ MeV (dynamic chiral susceptibility).

critical point (CP)

● masses of the sigma, pion, and dynamical quark



Soft mode near CP

The sigma meson has still a non-zero mass at CP,
because the chiral symmetry is explicitly broken.

What is the soft mode at CP?

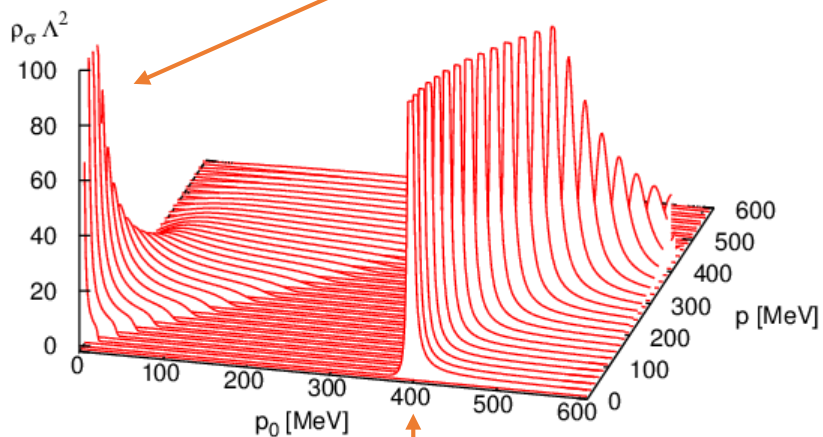
The soft mode is **not** the sigma mode,
but appears in the **space-like** region.

(Fujii 03, Fujii-Ohtani 04)

scalar density fluc.

$$\langle \bar{q}q(p, p_0) \bar{q}q(0, 0) \rangle$$

softneing

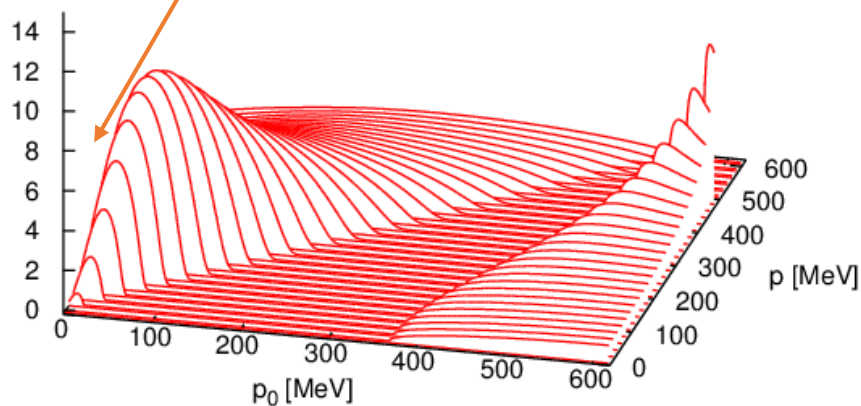


$$\mu = \mu_{CP}, T \sim T_{CP}$$

pseudo-scalar density fluc.

$$\langle \bar{q}i\gamma_5\tau q(p, p_0) \bar{q}i\gamma_5\tau q(0, 0) \rangle$$

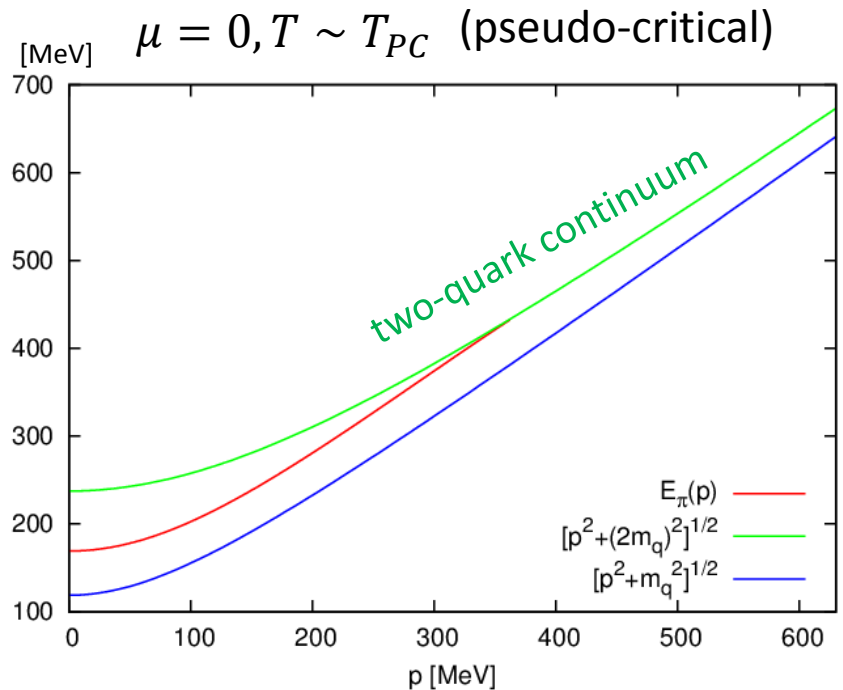
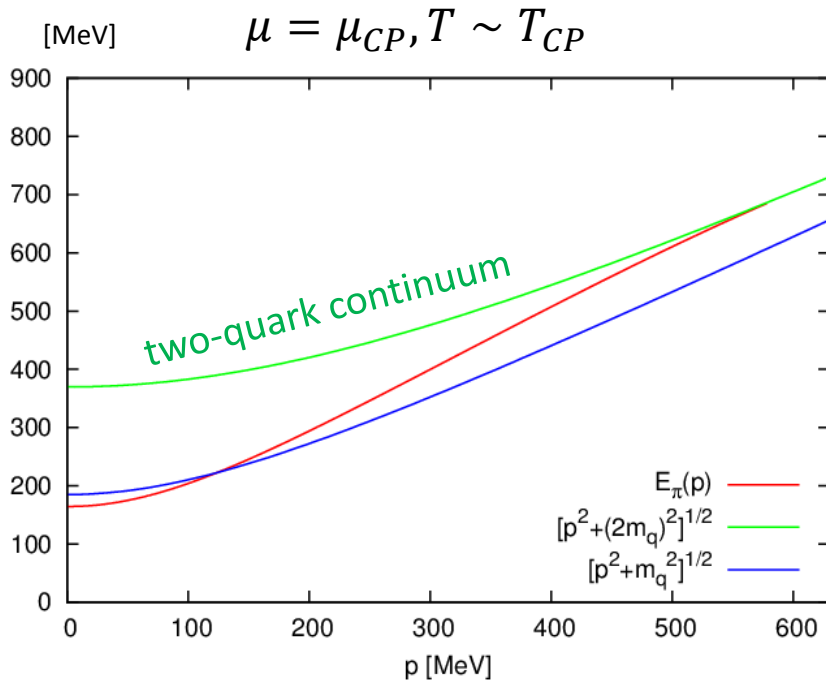
$\rho_\pi \Lambda^2$ **NOT softneing**



pion pole: not shown

sigma meson, $m_\sigma \sim 2m_q$

pion dispersion relations in medium



m_q : dynamically generated (constituent) quark mass (mean field)

pion dispersion relation:

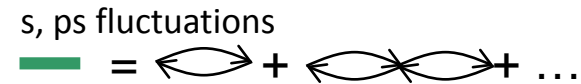
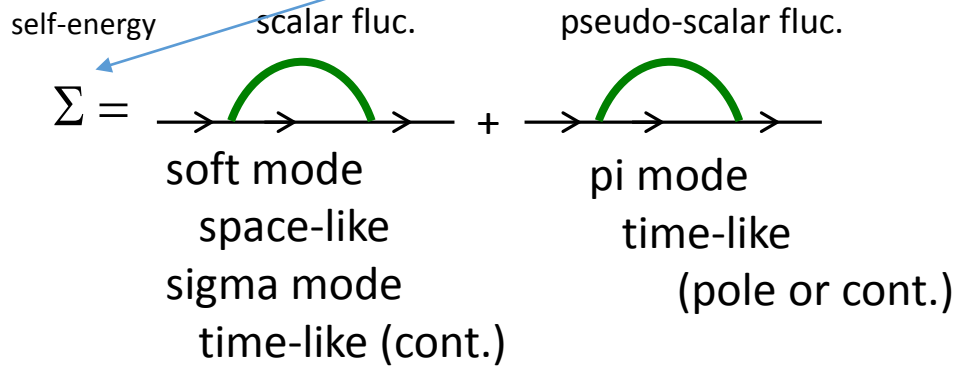
$$E_\pi(p) \neq \sqrt{p^2 + E_\pi(0)^2}$$

c.f: fermion and gauge boson in HTL

Quark spectrum near CP

- Quark spectral function ρ_{\pm} for $p=0$

$$\rho_{\pm}(p_0, 0) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{1}{p_0 + \mu \mp m_q - \Sigma_{\pm}(p_0, 0)}$$



ex. pion pole contribution

$$\begin{aligned} \text{Im } \Sigma_+(0, p_0) \sim & \int^{\Lambda} dq \left(1 - \frac{m}{E_q}\right) Z(E_{\pi}(q)) \delta(p_0 - E_q + \mu - E_{\pi}(q)) \left(1 + n(E_{\pi}(q)) - f(E_q - \mu)\right) \\ & + \left(1 - \frac{m}{E_q}\right) Z(E_{\pi}(q)) \delta(p_0 - E_q + \mu + E_{\pi}(q)) \left(n(E_{\pi}(q)) + f(E_q - \mu)\right) \\ & + \left(1 + \frac{m}{E_q}\right) Z(E_{\pi}(q)) \delta(p_0 + E_q + \mu - E_{\pi}(q)) \left(n(E_{\pi}(q)) + f(E_q + \mu)\right) \\ & + \left(1 + \frac{m}{E_q}\right) Z(E_{\pi}(q)) \delta(p_0 + E_q + \mu + E_{\pi}(q)) \left(1 + n(E_{\pi}(q)) - f(E_q + \mu)\right) \end{aligned}$$

pion pole residue

BE dist. Func.

FD dist. Func.

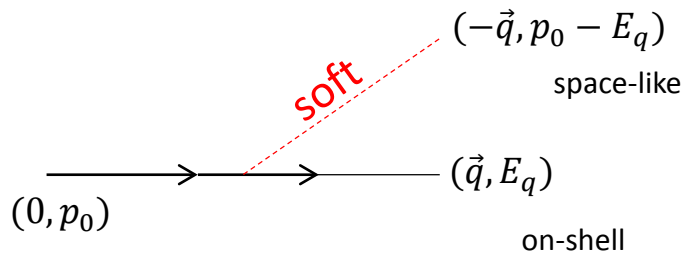
Quark spectrum near the critical point

● quark spectrum:

- one peak at 120 MeV
shift by coupling with the soft mode
- the other peak at 80 MeV
but small residue ~ 0.01

● self-energy

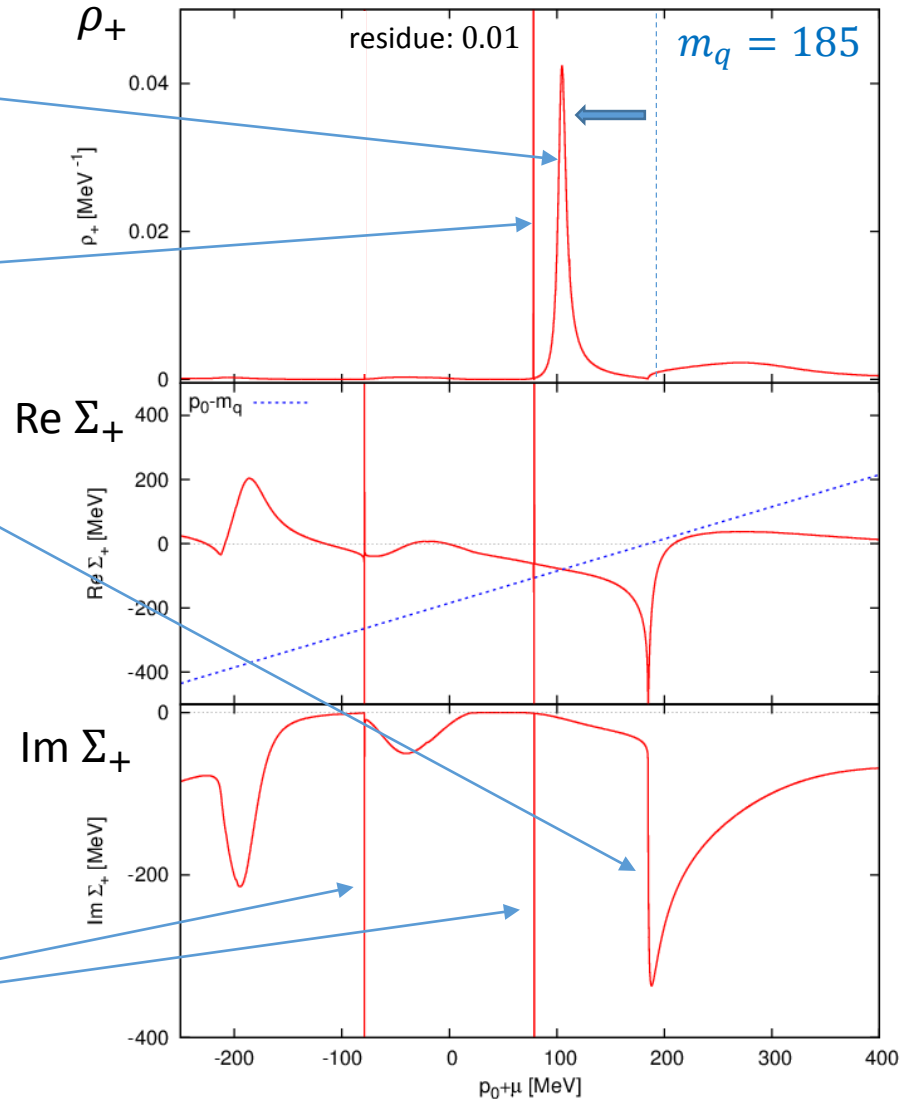
- large imaginary around 200 MeV
through the below process



- divergence at ± 80 MeV

van Hove singularities

$$\mu = \mu_{CP}, T \sim T_{CP}$$



van Hove singularity

- van Hove singularity = divergence of density of states

- density of states $D(E)$

$$D(E)dE = \int_{E < E(p) < E+dE} d^3p \sim \frac{1}{|\nabla_p E(p)|} dE$$

$D(E)$ diverges when $E(p)$ has a maximum.

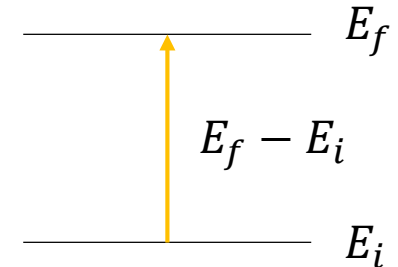
ex: plasmino in HTL

- joint density of states

$$D(E)dE = \int_{E < E_f - E_i < E+dE} d^3p \sim \frac{1}{|\nabla_p (E_f - E_i)|} dE$$

$D(E)$ diverges when $E_f(p) - E_i(p)$ has a maximum.

present case



散逸二重井戸系における相転移の解析

青木健一（金沢大自然），小林玉青（米子高専）

弱い摩擦

（=弱い非局所相互作用）

- トンネル効果
- Rabi 振動
- symmetric
- 量子的

求めたい！

$$\eta_c$$

臨界摩擦

強い摩擦

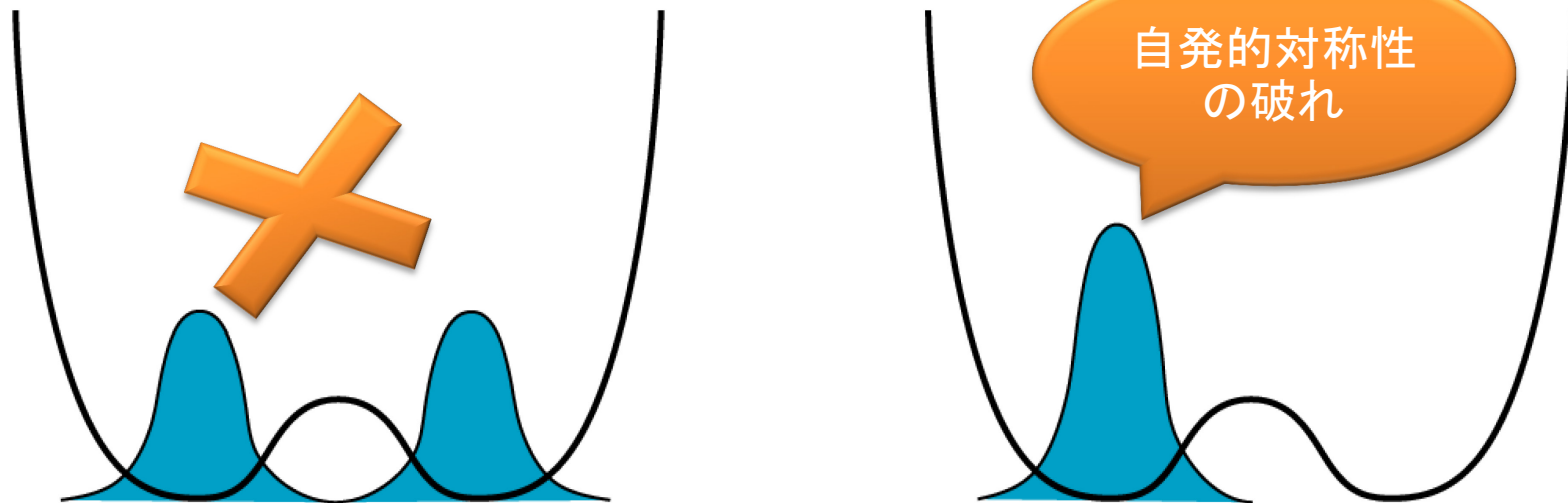
（=強い非局所相互作用）

- トンネル効果抑制
- 局在化
- symmetry breakdown
- 古典的

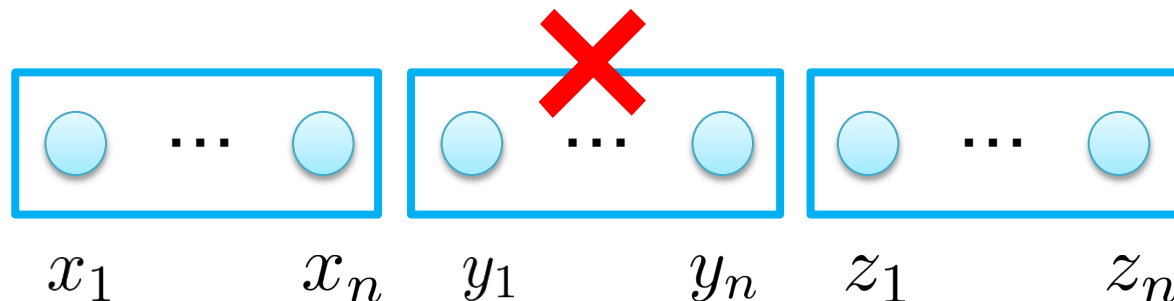
量子力学系

（二重井戸ポテンシャル）

量子 - 古典相転移



Block Decimation RG

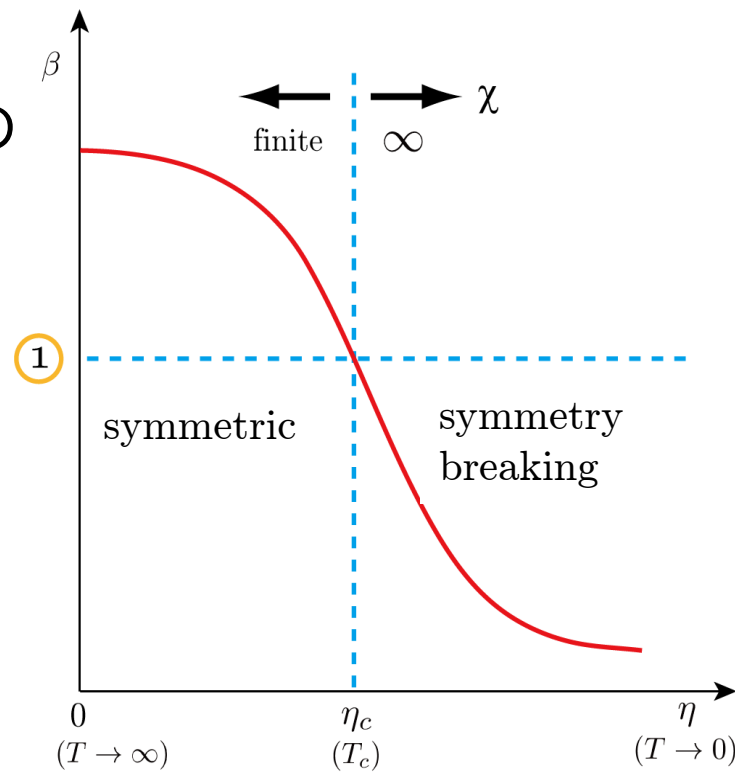


Finite Range Scaling Analysis

相転移点では、
外場感受率 $\log \chi$ の
スケーリング指数
 $\beta(p, \eta_c) = 1$



η_c を定量的に得る。



BDRG

FRS

臨界摩擦

有限温度・密度系におけるカイラル対称性の 自発的破れのくりこみ群による解析

金沢大学自然科学研究科数物科学専攻
山田雅俊

共同研究者: 青木健一(金沢大数物) 佐藤大輔(金沢大数物)

基研研究会「熱場の量子論とその応用」

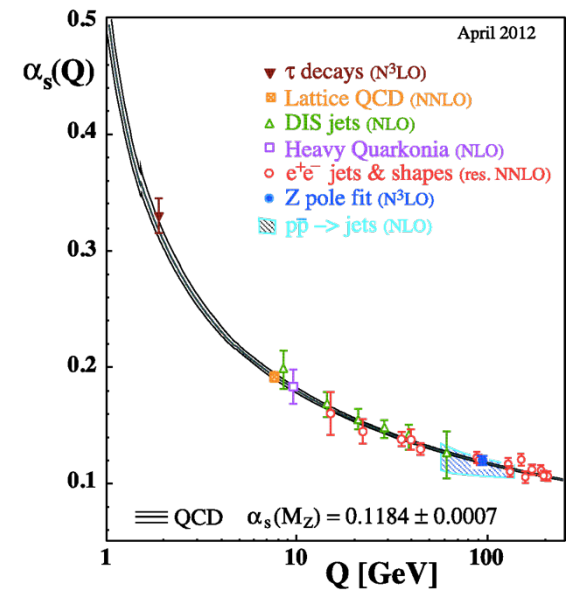
- Quantum Chromodynamics (QCD)

- Strong Coupling at low energy scale $\alpha_s \gg 1$

- Hadron mass $\mathcal{O}(10^3)$ MeV

➔ Constituent quark mass 300 MeV

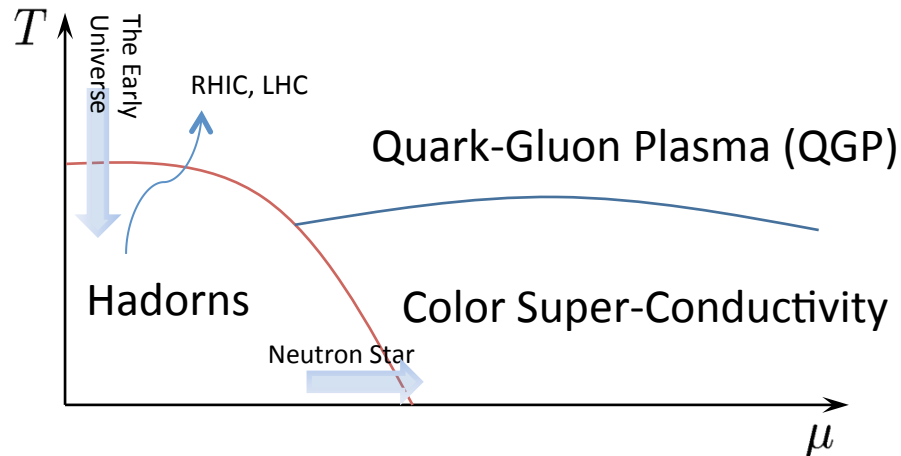
Current quark mass $\mathcal{O}(10)$ MeV



Dynamical Chiral Symmetry Breaking (DχSB) $\langle \bar{\psi}\psi \rangle \neq 0$

- QCD at finite temperature and density

- Phase diagram



- 非摂動的手法

- 格子QCD

- 第一原理計算
- 符号問題

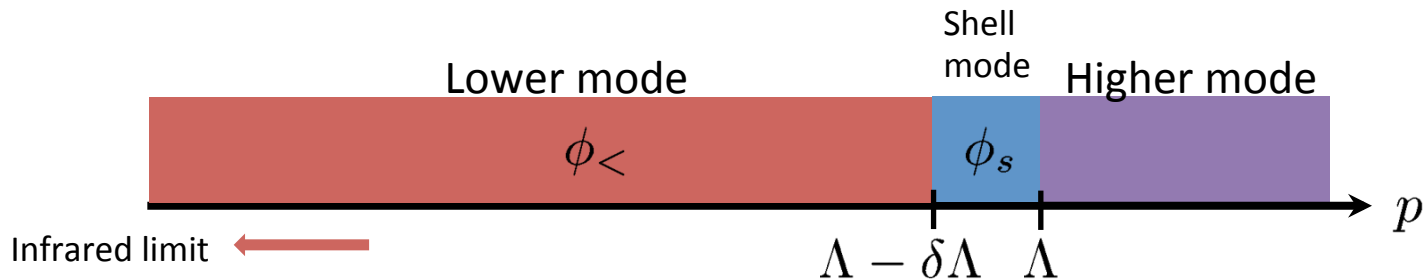
- 梯子近似下でのシュウィンガー・ダイソン方程式

- 相関関数に対する自己無撞着方程式
- 近似の改善が難しい

- 平均場近似、 $1/N$ 展開・・・etc.

- 非摂動くりこみ群

非摂動くりこみ群



$$\frac{dS_{\text{eff}}}{d\Lambda} = \beta$$

- 近似の改善が比較的容易
(近似方法によっては平均場近似と等価な結果を得る)
- 有限温度・密度系の解析に本質的な困難はない

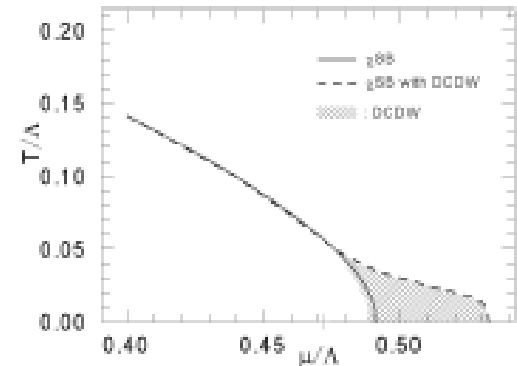
QCDの有効模型であるNJL模型とQuark-Meson模型について有限温度・密度の系で平均場近似を超えた解析を行った。

有限温度・密度QCDにおける有限質量カイラル非一様凝縮

柄沢 真太郎 and 巽 敏隆

研究の概要

- 変分法に基づいて未知のカイラル非一様構造を決定する
DCDW-typeの有限質量非一様構造は未だ未発見
- 得られた非一様構造の熱力学的性質を議論する
温度・密度平面上での相図&非一様構造の関数形の変化



E. Nakano and T. Tatsumi, Phys. Rev. D 71, 114006

非一様相の変分法的決定方法

- 非一様構造として適当な形を指定：
 $\langle \bar{\psi}\psi \rangle = \Delta \cos \theta(z)$
 $\langle \bar{\psi}i\gamma_5\tau_3\psi \rangle = \Delta \sin \theta(z)$
- 熱力学関数に代入し、 θ に対する停留条件 $\rightarrow\theta$ に対する運動方程式
- 運動方程式の解を熱力学関数に代入 \rightarrow 最小値となるのが実際に実現する構造

$$\text{有効作用} : \Omega_{\text{MF}} = -i\text{Tr}\log S - \frac{1}{4G} (M - m_c)^2$$

$$S(x, y) = [i\gamma_\mu \partial^\mu - M + \frac{1}{2}\tau_3\gamma_5\gamma_3\partial_z\theta - m_c(\cos\theta - 1 + i\gamma_5\tau_3\sin\theta)]^{-1}\delta(x - y)$$



$$\text{運動方程式} : \frac{d^2\theta(z)}{dz^2} - m_\pi^{*2} \sin\theta(z) = 0 \quad \text{sine-Gordon 方程式}$$