

KEK 大型シミュレーション実施報告書 SC-TARO グループ

QCD-TARO Collaboration (SC-TARO)

宮村修^{1 a}, 中村純^b, 松古 栄夫^c, Irina PUSHKINA^b, 高石哲弥^d, 佐々井
祐二^e, 梅田 貴士^f, 芥藤 卓也^g, Ph. deForcrand^h, M.García Pérezⁱ, I.
O. Stamatexcu^{j a} 広島大学・、東広島市 739-8526

^b 広島大学・情報メディア教育研究センター、東広島市 739-8521

^c 高エネルギー加速器研究機構・計算科学センター、つくば市 305-0801

^d 広島経済大学、広島市 731-01

^e 大島商船高等専門学校、大島郡 742-2193

^f Riken-BNL Center

^g 大阪大学 RCNP, 大阪府茨木市 567-0047

^h ETH-Zürich, CH-8092 Zürich and CERN, Switzerland

ⁱ Dept. Física Teórica, Universidad Autónoma de Madrid, E-28049
Madrid, Spain

^j Inst. Theor. Physik, Univ. of Heidelberg, D-69120 Heidelberg

1 6年間の研究と成果の総説

1.1 プロローグ

1997年ごろから有限密度系での格子QCDの計算が進められないか宮村氏が話されていた。有限密度の格子シミュレーションはカラーSU(2)で中村が1984年に行っていたら、符号問題の難しさから大きな進展は見られなかった。しかし、QGP(クォーク・グルオン・プラズマ)の研究推進の必要性を強く願っていた宮村氏は、重イオン反応の物理のために有限密度系の第一原理計算の必要性を強く感じていらしたようであった。化学ポテンシャルゼロでのシミュレーションは可能なので、そこからテラー展開したらどうかというアイデアは比較的早い段階で出ていたように思われる。

ベクトル中間子の質量の化学ポテンシャルに対する感受率を測定するために、予備的な計算を行ってみたがシグナルはまったく見られなかつ

¹2001年7月10日逝去

た。温度 zero では相転移点から遠く、 $\exp(-M_B/T)$ でシグナルが抑制されているためではないかと考えた。そこで有限温度でベクトル中間子の化学ポテンシャルに対する 1 階微分を測定した (1998 年の格子の国際会議, hep-lat/9810057)、やはりノイズだけで空しい結果に終わった。

その後、数年間、Wilson fermion から KS fermion に変更し、より軽いクォーク質量まで計算し、統計を上げて、ベクトル中間子の他に擬スカラー中間子の場合の計算も行ったが、駄目であった。

ある日、宮村氏の研究室に行くと、「1 階微分では駄目だったが、2 階微分にシグナルがあるはずですよ」とおっしゃった。中村は、「2 階微分はよりノイズが大きいはずで難しいのでは」と言ったが、是非やってみようということで計算すると始めて意味のある結果が得られた。2001 年 1 月に BNL で行われた Quark Matter コンファレンスで宮村氏により報告された。(後で知ったことだが) すでにこの時体調を崩されており、行き帰りとも大変辛そうであった。その年にいただいた年賀状には、今年は無有限密度に全力を注ぎたい旨のメッセージが書かれていた。

1.2 有限密度格子 QCD 研究の意義

QCD は有限温度、有限密度で、閉じ込め相から非閉じ込め相へ相転移を起こすと予想されている。かつては理論的な興味という側面が強かったが、超高エネルギー重イオン反応の実験が進み、RHIC では格子 QCD による計算で予想される 170 ~ 180 MeV 前後の相転移温度を確実に超えたと考えられている。

これまで、非閉じ込め相はクォーク・グルーオンの自由ガスに近いクォーク・グルーオン・プラズマと呼ばれる状態であると考えられてきたが、近年の実験的・理論的研究の結果は、自由ガスの対局にある理想流体に近い状態である可能性を明らかにしつつある。中村等により格子 QCD により計算されたグルーオン系の粘性係数-エントロピー比は、水や液体ヘリウムなどより 1 桁から 2 桁小さな値を示し、Shuryak 等は、これまでに知られている全ての物質の中で最も完全流体に近い物質であると主張している。

密度 ρ (あるいは化学ポテンシャル μ 有限の) で QCD は非常に豊富な相構造を持つと予想されており、RHIC、SPS、KEK での実験、中性子星の観測などとその現象論的研究が近年非常に活発に進められている。日本の J-PARC、ドイツの SGI でも高密度状態の実現が期待されている。

高密度では、フェルミ粒子であるクォークによるフェルミ面がクォーク間に働く引力のために不安定になり、クォークがクーパー対を作って凝縮し、カラー超伝導状態という新しい形態が実現することが理論的に強く示唆されている。また、核密度を越える程度の密度でも、QCDのもっとも重要な対称性であるカイラル対称性の自発的破れが部分的に回復していることが有効模型で示されており、このとき、ベクトル中間子の質量の減少など、ハドロンの振舞いに大きな影響が見られる可能性がある。

超高温でのQCDの相状態について、格子QCDシミュレーションはもっとも強力な解析方法として相転移温度、エネルギー密度等について基本的なデータを提供し、近年、有限温度・有限密度での相転移線も次第に明らかになりつつある。我々は、これらの熱力学的記述からさらに進んで、実験的に測定されるハドロンの振舞い、すなわち有限温度・有限密度でのクォーク間ポテンシャル、ハドロンの質量、クォーク・グルーオン系の輸送係数、グルーオンとクォークのプロパゲータの振る舞いをなどを計算し、極限状態でのクォーク・グルーオン系、その多体系としてのハドロンの物理現象を解明することを目指して研究を進めてきた。

1.3 ハドロンの化学ポテンシャルに対する応答

格子QCDのシミュレーションでは、分配関数

$$Z = \text{Tr} e^{-\beta(H-\mu N)} = \int \mathcal{D}U \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi e^{-\beta S_G - \bar{\psi} \Delta \psi} = \int \mathcal{D}U \det \Delta e^{-\beta S_G}. \quad (1)$$

の積分をモンテカルロ法で行うが、上式のフェルミオン行列式が複素数になってしまうため、通常の $\det \Delta e^{-\beta S_G} / Z$ を確率とする計算を行うことができない。低温度、大化学ポテンシャル領域では $\det \Delta$ は激しく振動する。

我々のグループでは $\mu = 0$ でのハドロンの質量の μ による微分を測定するテーラー展開法を開発し、 T_c の近傍で有限のシグナルが得られることを示してきた。

$$G(z) = A(e^{-Mz} + e^{M(Lz-z)}) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{Z} \int \mathcal{D}U H(z) H^\dagger(0) e^{-\beta S_G - \bar{\psi} \Delta \psi} \\ &= \frac{1}{Z} \int \mathcal{D}U M(z) \det \Delta e^{-\beta S_G}, \end{aligned} \quad (3)$$

ここで $H(x) = \bar{\psi}(x)\Gamma\psi(x)$ は中間子のオペレータ、 $M(z)$ は中間子のプロパゲータである。これを微分することにより、

$$\frac{1}{G(z)} \frac{dG(z)}{d\mu} = \frac{1}{A} \frac{dA}{d\mu} + \frac{dM}{d\mu} \left\{ \left(z - \frac{L_z}{2} \right) \tanh \left[M \left(z - \frac{L_z}{2} \right) \right] - \frac{L_z}{2} \right\}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{G(z)} \frac{dG(z)}{d\mu} = \left\langle \dot{M} + M \frac{\dot{\Delta}}{\Delta} \right\rangle - \langle M \rangle \left\langle \frac{\dot{\Delta}}{\Delta} \right\rangle, \quad (5)$$

を得る。核子系についても同様な式を得ることができる。

式(4)=式(5)から質量の一階微分が求まる。2階微分も同様に求まる。中間子に対しては、1階微分はゼロであることが示せる。

$12 \times 12 \times 24 \times 6$ の格子サイズ、フレイバー数2のKSフェルミオンで数値シミュレーションを行っている。クォーク質量は $ma = 0.10, 0.05$ と 0.025 。具体的に、擬スカラー中間子、ベクトル中間子のスクリーニング質量の微分をアイソベクトル型、アイソスカラー型に対して計算し、 T_c の下と上、すなわち閉じ込め相と非閉じ込め相における振る舞いを調べた。

近年、高エネルギー重イオン反応と関連して、アイソベクトル型の相構造がいろいろなモデルによって調べられているが、化学ポテンシャルの小さい領域では両者に違いが見られない。しかし、中間子質量の化学ポテンシャルに対する応答（2階微分）は、図に見られるように大きな違いが現れている。

なお、本研究をベースに Y. Liu および I. Pushkina が博士学位を取得している。

2 17年度の実施報告

本年度はこれまでのデータを総合し、クォーク質量 $m=0.025$ までの計算を行い、また核子についてもデータを取得した。

図3は、 $ma = 0.10, 0.05$ における測定粒子の遮蔽質量である。である。擬スカラー中間子以外は、高温で自由クォークの重ね合わせに近づくように見える。

図4は、カイラル極限を取った後の、擬スカラー、ベクトル中間子の遮蔽質量とその2階微分のカイラル極限である。

3 17年度の論文

- I. Pushkina, Ph.de Forcrand, M. Garcia Perez, S. Kim, H. Matsu-
furu, A. Nakamura, I.-O. Stamatescu, T. Takaishi, T. Umeda
”*Properties of hadron screening masses at finite baryonic density*”
Physics Letters B609, 265, 2005 (e-Print: hep-lat/0410017, preprint
SWAT-415)
- I. Pushkina
”*Lattice QCD with chemical potential: the properties of hadrons at
the extreme conditions*”
Surveys in High Energy Physics (accepted)
- I. Pushkina
”*Hadron screening masses at Finite Baryonic Density*”
Nucl. Phys. B140, 550, 2005.

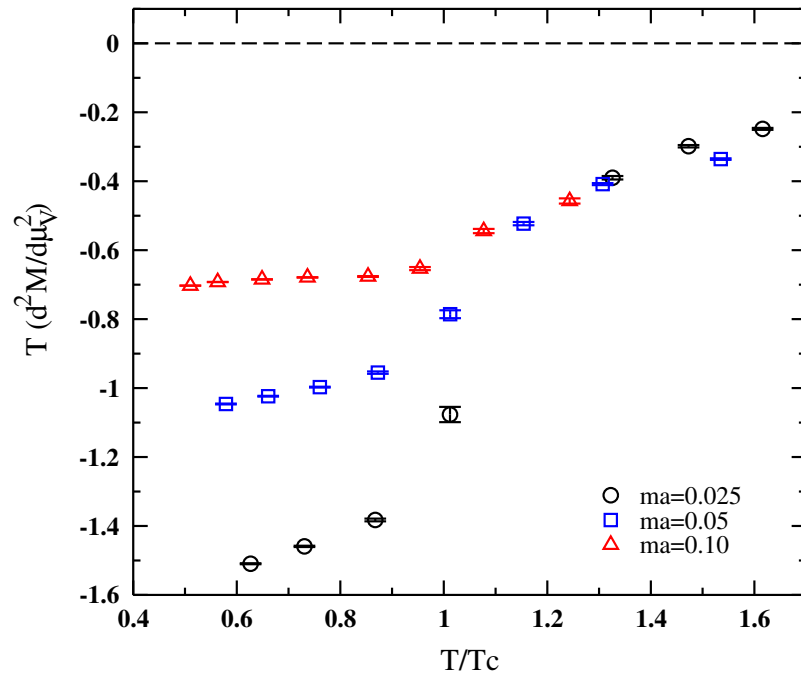
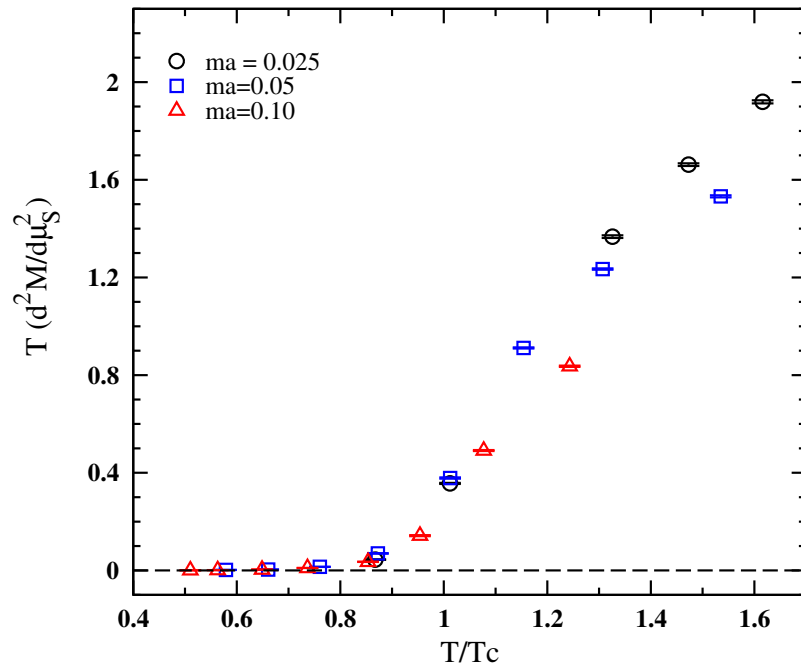


図 1: 擬スカラー中間子の遮蔽質量の2階微分

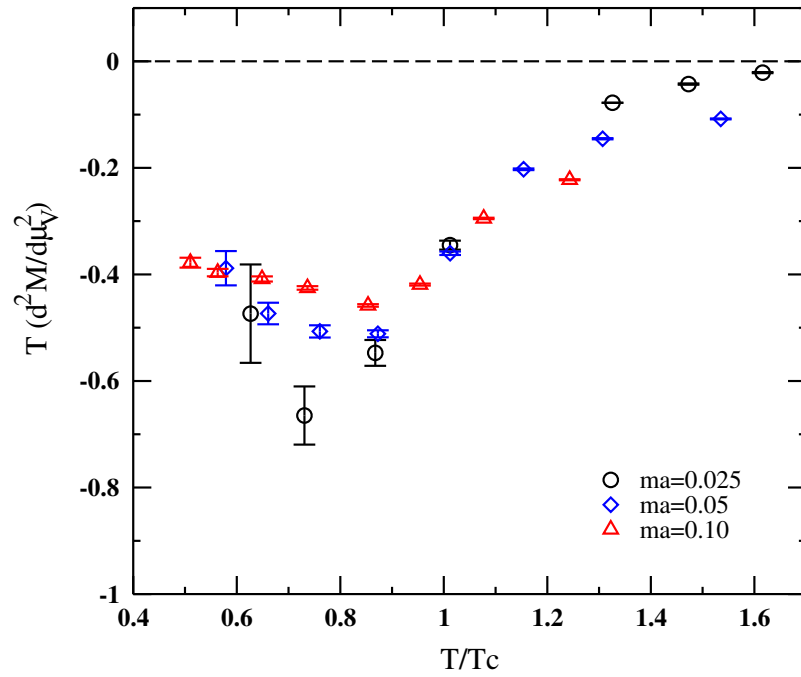
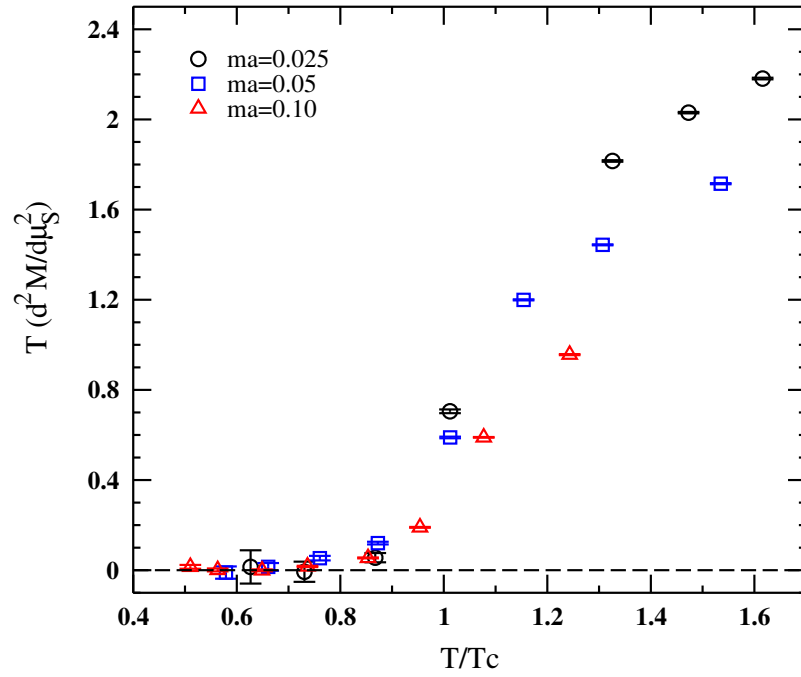


図 2: ベクトル中間子の遮蔽質量の2階微分

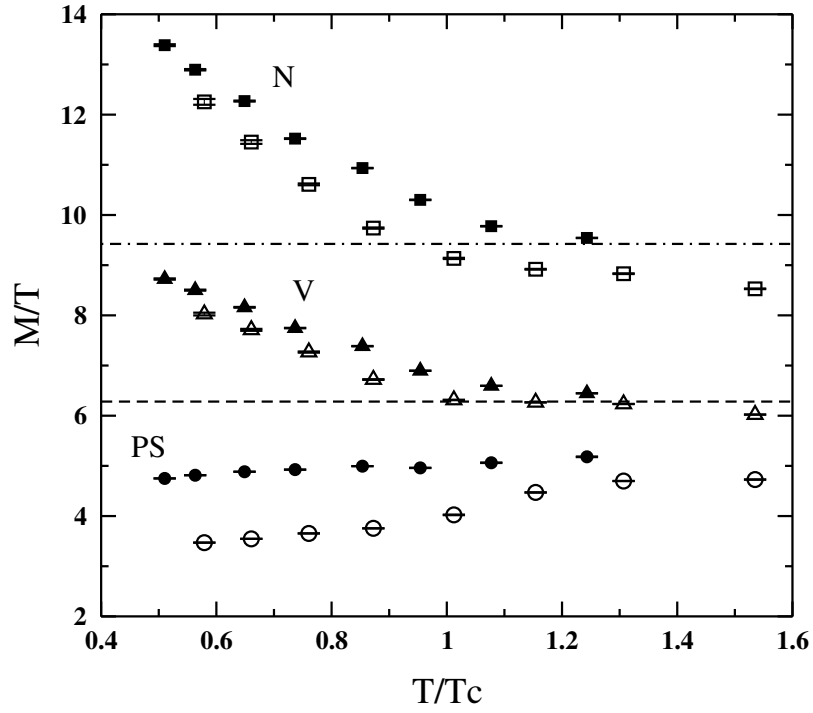


図 3: 擬スカラー中間子 (PS)、ベクトル中間子 (V)、核子 (N) の遮蔽質量。鎖線 (一点鎖線) は自由クォーク極限 2π (3π)。白抜きの点はクォーク質量 $ma = 0.05$ 、塗りつぶし点は $ma = 0.10$

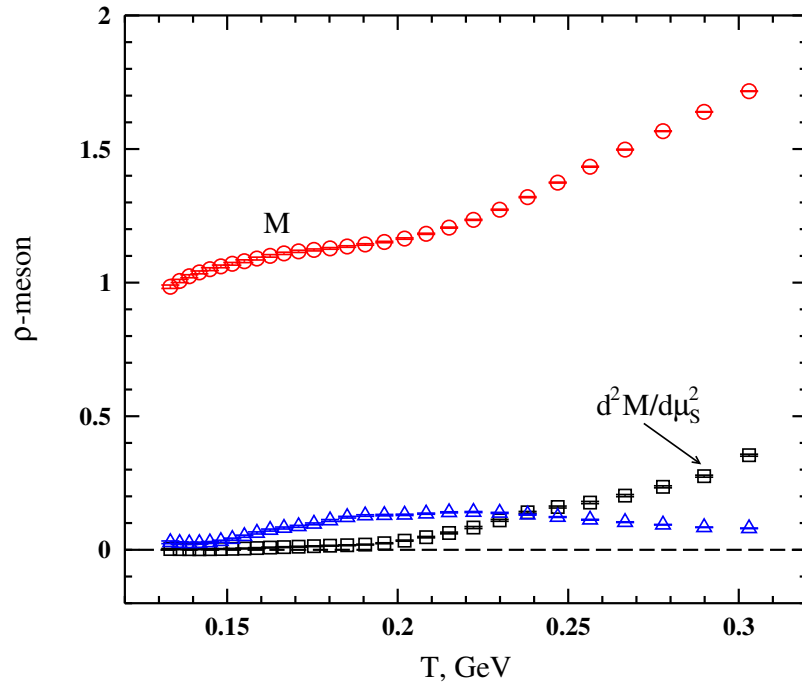
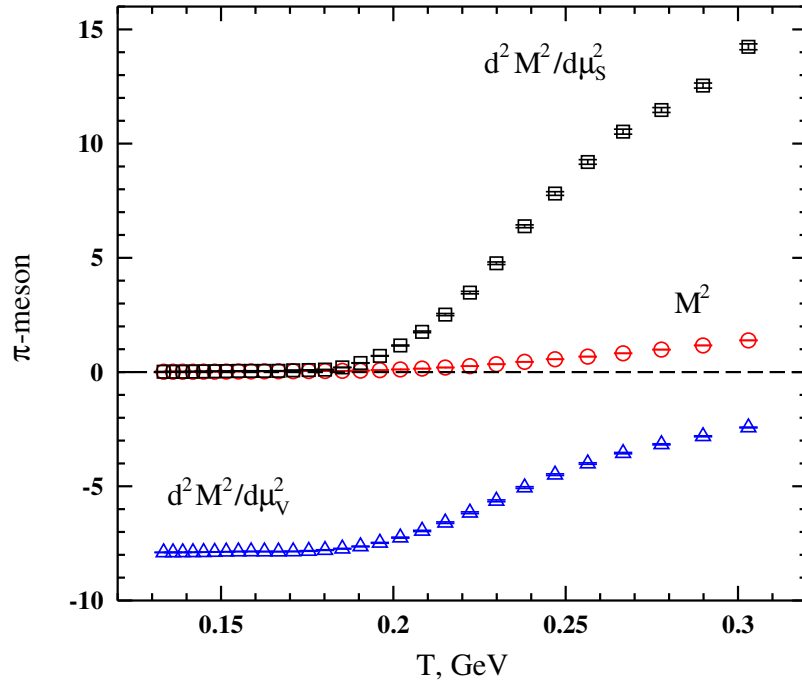


図 4: 擬スカラー、ベクトル中間子の遮蔽質量とその2階微分のカイラル極限。