

KEK 大型シミュレーション実施報告書 SC-TARO グループ

1 研究組織

研究責任者

中村 純 (なかむら あつし) 広島大学情報メディアセンター・教授

共同研究者

酒井 淳 (さかい すなお) 山形大学地域教育文化学部・教授

室谷 心 (むろや しん) 松本大学総合経営学部・教授

永田 純一 (ながた じゅんいち) 広島大学入学センター・准教授

佐々井 祐二 (ささい ゆうじ) 津山工業高等専門学校・教授

高石 哲弥 (たかいし てつや) 広島経済大学・准教授

松古 栄夫 (まつふる ひでお) 高エネルギー加速器研究機構 計算科学センター・助教

元木 伸治 (もとき しんじ) 広島大学生物圏科学研究科・D3

浜田 政智 (はまだ まさとし) 九州大学・理学研究科・D2

Philippe deForcrand (フィリップ ドゥフオー克蘭) スイス連邦工科大学 (スイス)・教授

Seyong Kim (セヨン キム) セジョン大学 (韓国)・教授

Margarita Garcia-Perez (マルガリータ ガルシア-ペレス) マドリード大学 (スペイン)・講師

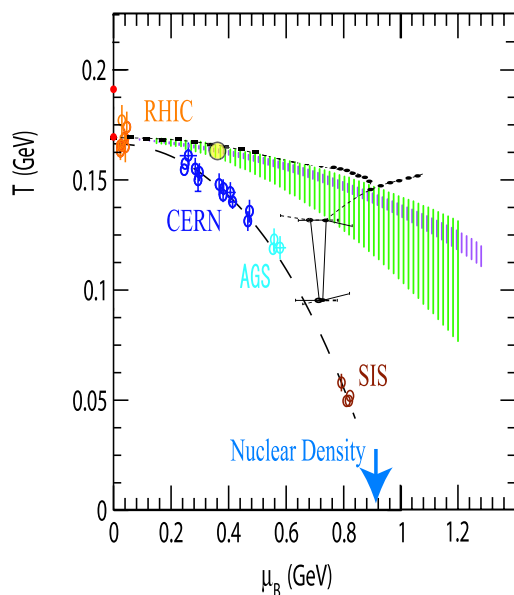
Irina Pushkina (いりーな ぷしきな) オランダ・ユトレヒト大学・研究員

2 研究課題の背景

QCD は非摂動的において閉じ込めという特異な性質を持っている。無限に重いクォークを表すポリアコフループの期待値、カイラル凝縮を表す $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ 、グルーオンエネルギー密度などの格子シミュレーションによる測定値により、高温で相転移が起こることは確実視されており、またこの相転移線は有限密度にも広がっている。図 1 参照 (中村純: パリティ (丸善) 2007 年 1 月 pp44-46、「極限状態のクォークー計算物理学と実験物理学と理論物理学の 3 重点」)。

図に見られるように、超高エネルギー重イオン反応実験が実現する温度、密度はこの相図の多くをカバーし、特に RHIC においては、非閉じ込め相への転移温度、エネルギー密度を越えたと考えられている。

しかし、そこで実験的に見いだされた状態は、単純なクォークとグルーオンの自由ガスではない。我々は強く相互作用する系の極限状態における振る舞いの理解という新しい物理の領域に行き当たったようである。この領域を深く理解するためには、状態方程式などのバルクな量だけでなく、クォークやグルーオンの詳細な振る舞いの研究が重要である。



3 本年度の研究報告

以上のような背景の下、有限温度・有限密度 QCD の振る舞いを明らかにするために以下のような研究を進めてきた。今年度は、これらの昨年度までのデータの解析とプロジェクトの展開のためのアルゴリズムの開発を行った。解析を進めて新たな計算が必要になることと、新しいアルゴリズムによる計算の開始を想定して計算時間の申請を行ったが、その段階にはいわず実 CPU 時間の使用は行っていない。

3.1 ハドロンの有限温度・有限密度における遮蔽質量

極限状態を理解するための基礎は、そこにおける相互作用がどのような変化を受けるかである。有限温度・密度においては、多体効果として遮蔽（スクリーニング）という現象が起こる。場の量子論においては、温度ゼロ、密度ゼロの真空がすでにバーチャル粒子の生成・消滅による影響を含んでおり、閉じ込めを持つ QCD においては、QED などとは大きく異なる真空構造を持つと考えられている。そのため、有限温度・密度でどのような遮蔽効果が現れるかを調べることは重要である。

得られた遮蔽質量のうち、ハドロンの遮蔽質量のがゼロ温度でのポール質量からどのように変化するかは、ハドロンレベルで見た時の相互作用の変化を与え、極限状態におけるハドロン流体、核力などの研究の基礎となる。

遮蔽質量の振る舞いには真空の状態が本質的な役割を果たすはずであり、有限温度においてもクエンチ近似では不十分である。また、有限密度ではクエンチ近似は正しい結果を与えないことも知られている。(有限密度においては、クエンチ近似は有限密度系の $N_f \rightarrow 0$ の極限ではなく、ベクトル型アイソスピン密度を持つ系の $N_f \rightarrow 0$ 極限になってしまう)

しかし、full QCD では、格子間隔 a が β だけではなく、クォーク質量にも依存してしまう。このため、温度 $T = 1/N_t a$ も格子シミュレーションのパラメータ β 、 m に依存し、またパラメータとして与えるのは ma であるため、解析には大きな注意が必要である。また、カイラル極限を取る時も、どのような拘束条件化で行うのかの検討が必要である。さらに、一般にクォーク質量 m を小さくして行くと、ダイナミカルクォークループの影響は大きくなり、 a が減少するため、温度 ($= 1/N_t a$) が大きくなり、閉じ込め/非閉じ込め相の境界を越えてしまうという危険もある。我々が知る限りこのような点に十分に配慮した有限温度系の格子計算の研究は無いため、詳細な解析を行い、論文の準備を進めている。

また、有限密度系は、フェルミオン行列が複素数になるために、単純なモンテカルロシミュレーションを行うと、符号問題を起こす。我々はこの問題に対し、化学ポテンシャルのテラー展開法を開発して研究を進めてきた。

化学ポテンシャルに対して、クォークの束縛状態としてのハドロンがどのように振る舞うかは、閉じ込めに対しても大きな情報を与える。すなわち、もし完全な閉じ込めが実現していれば、化学ポテンシャルに反応するのはクォークではなく、ハドロンであり、メソン系ではバリオン化学ポテンシャルに対しては反応せず、バリオン系では1つのフェルミオンとして反応するはずである。しかし、閉じ込めが失われた、あるいは弱まった状態では、個々のクォークのバリオン数が反応すると思われる。

以上のような問題意識のもとで、我々は擬スカラー中間子、ベクトル中間子、核子、デルタ重粒子について有限温度/密度でのプロパゲータとその化学ポテンシャルについての微分を測定し、遮蔽質量を求めた。

求められた遮蔽質量、およびその化学ポテンシャルに関する感受率を図に示す。もし中間子(重粒子)が2体(3体)自由クォークの重ね合わせであれば、遮蔽質量は 2π (3π) である。ベクトル中間子は T_c を超えるとこの値に近づくが、擬スカラーでは $1.8T_c$ でもこの漸近値から遠い。核子はこの値を下回るように見える。

中間子は T_c 以下ではバリオン化学ポテンシャルに体する感受率はゼロである。これは、閉じ込めのために、クォークの自由度が完全に遮蔽されていることを示す。

これに対し、重粒子ははるかに複雑な様相を示している。 Δ は今回はカイラル極限を取るだけのデータが取得できなかったが、大きな有限密度依存性を持つことが予想され、今後の課題である。

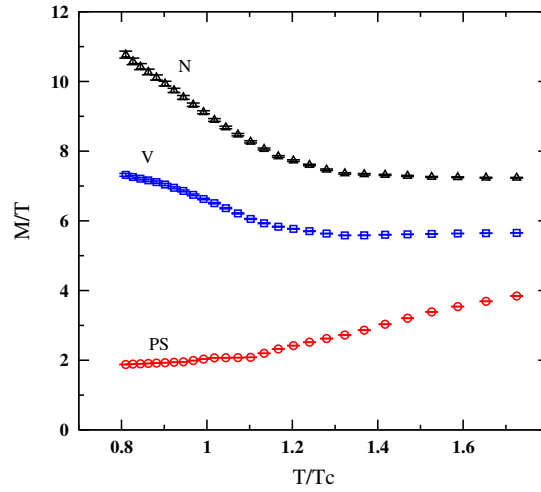


Figure 1: ハドロン遮蔽質量 (カイラル極限) (a -fixed).

3.2 クォークの Dirac 固有値分布と有限温度でのパイオン崩壊定数

近年、フェルミオン行列 D の固有値のランダム行列による解析が進んでいる。数値的にも比較的大きなサイズの格子の固有値が求められるようになり、ランダム行列モデルとの比較が可能になってきた。有限温度、有限密度においても、定式化が進んでいる。

格子計算による固有値分布をランダム行列によってフィットするさいには、パイオン崩壊定数 F_π がパラメータとして現れる。このことを利用して有限温度、密度における F_π を求めることが可能となる。KS フェルミオン、2-flavor、 $8^3 \times 4$ のアイソベクトル化学ポテンシャルの場合の F_π は図のようになり、減少することが確認された。

3.3 有限温度でのクォーク、グルーオン系の振る舞い

クォークは通常は閉じ込め状態にあり、相転移を経て非閉じこめ状態に変わる。Polyakov ループの振る舞いではこのことが明確に示されるが、これは無限に重いクォークであり、 u, d クォークなどについては閉じ込め、非閉じこめが直接に解析されているわけではない。

しかし、もしクォークが相転移温度以下で物理的な粒子として存在しないならば、そこでは物理領域にポールを持たないはずであり、高温ではポールを持つはずである。

我々はクエンチ近似、Wilson+Clover クォークに対してそのプロパゲータを閉じ込め相、非閉じ込め相で計算を行い、閉じ込め相のプロパゲータは正のスペクトラル密度を持つスペクトル表示では表せないことを見いだした。

3.4 ストレンジの入った系の散乱

クォーク多体系としてハドロン反応を研究することは、これから J-PARC など蓄積されてくる高精度データを理論的に解析するために重要である。(単にパラメータフィッティングに終始すると、物理の本質的な進歩に寄与することが難しい)

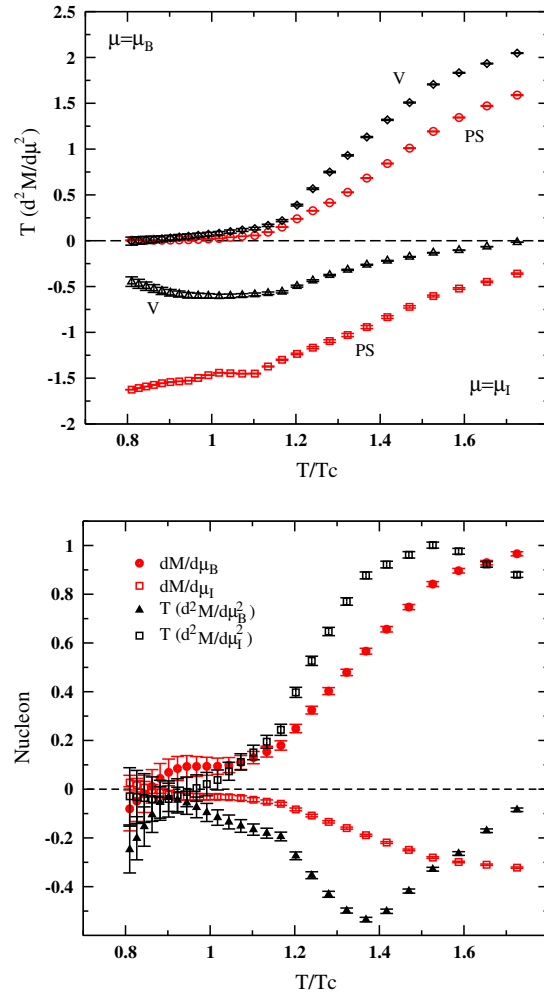


Figure 2: 遮蔽質量の化学ポテンシャルに関する1次感受率と2次感受率（カイラル極限）。上図：メソン、下図：バリオン。(a-fixed).

その第一歩として、 s クォークを含む散乱である $K - \pi$ 弾性散乱の解析を行った。クエンチ近似、Wilson フェルミオンで計算を行った。 $I = 1/2, 3/2$ の2つのチャンネルは以下のように与えられる。

$$M^{I=3/2} = A - X, \quad (1)$$

$$M^{I=1/2} = A - \frac{3}{2}H + \frac{1}{2}X. \quad (2)$$

この両者を直接 Luscher 法で計算し、H型とX型の異なる寄与が散乱長の異なる振る舞いを与える大きな要素であることを見いだした。

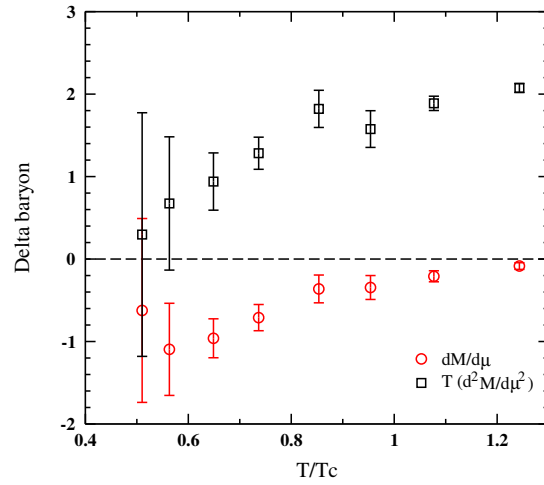


Figure 3: Δ 遮蔽質量の化学ポテンシャルに関する 1 次感受率と 2 次感受率.

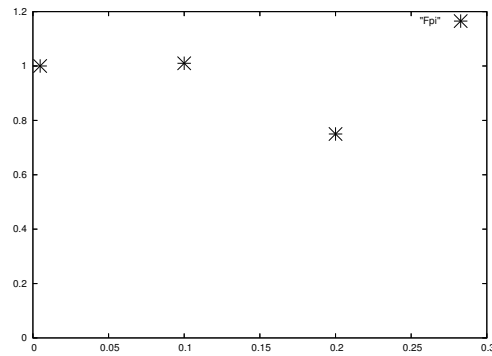


Figure 4: $F_\pi(\mu)/F_\pi(\mu=0)$

4 成果発表

4.1 研究会等

- (1) 中村純、日本物理学会 2008 年春季大会、2008 年 3 月 23 日
格子 QCD 計算とハドロン・原子核物理
- (2) 佐々井祐二、日本物理学会 2008 年春季大会、2008 年 3 月 24 日
有限密度格子 QCD とランダム行列模型
- (3) 浜田政智、日本物理学会 2008 年春季大会、2008 年 3 月 26 日
閉じ込め相と非閉じ込め相におけるクォークの違い

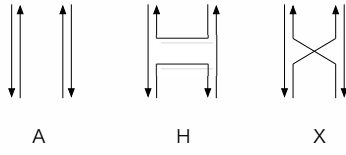


Figure 5: $K - \pi$ 弾性散乱のクォークダイアグラム

4.2 プロシーディング

- (1) A. Nakamura, Proceedings of Strongly Coupled Quark-Gluon Plasma ,Nagoya
<http://hken.phys.nagoya-u.ac.jp/sqgp07/>
- (2) S. Muroya, J. Nagata and A. Nakamura
 Nucl Phys. A790(2007)414c-417c, Proceedings of the 18th International IUPAP Conference on Few-Body Problems in Physics (Few-Body 18)