



Title	格子ゲージ理論によるダークマターの研究 : ダークマターの正体の解明に向けて
Author(s)	飯田, 英明; 山中, 長閑; 若山, 将征 他
Citation	サイバーメディアHPCジャーナル. 2021, 10, p. 75-78
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/83296
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

格子ゲージ理論によるダークマターの研究 — ダークマターの正体の解明に向けて —

飯田 英明¹、山中 長閑²、若山 将征^{3,4,5}、中村 純^{6,3,7}

¹ 東京大学 物理学科

² 京都大学 基礎物理学研究所

³ 大阪大学 核物理研究センター(RCNP) 核物理理論研究部門

⁴ Department of Physics, Pukyong National University

⁵ Center for Extreme Nuclear Matter (CENuM), Korea University

⁶ School of Biomedicine, Far Eastern Federal University

⁷ 理化学研究所 仁科加速器研究センター

1. はじめに

我々の宇宙を構成しているものは、通常の物質(水素、酸素、炭素など)は5%程度で、その6倍近くが未知の物質であるダークマター(暗黒物質)、残りの68%はダークエネルギーと呼ばれるものであることが近年の宇宙の観測から明らかになってきた(図1) [1-4]。

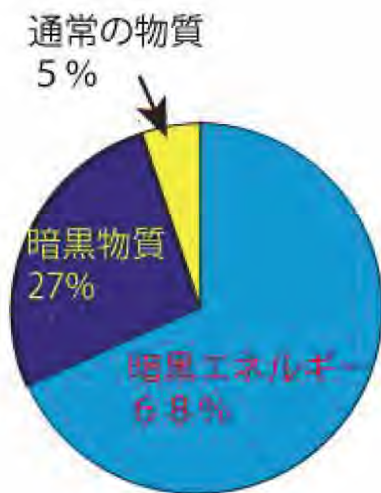


図1：宇宙の組成

ダークマターの存在は天体物理学や宇宙論における物理現象のいくつかの問題を矛盾なく説明する一方で、現在の素粒子の標準理論には、ダークマターの候補となる粒子は含まれていない。さらに、ダークマターは標準理論を構成する粒子と相互作用しない(あるいは非常に弱くしか相互作用しない)。

ダークマターの存在を説明する理論はこれまでに

いくつか提唱されているが、本稿では、暗黒 Yang-Mills 理論 (Dark Yang-Mills 理論。以下 DYM と略記) によるシナリオに基づく我々の研究について紹介する[5,6]。この計算は大規模数値計算によって初めて可能となる。

DYM 理論において最も軽い粒子は、標準模型の量子色力学(QCD)におけるスカラーチャンネルのグルーボールに対応する粒子であり、ダークグルーボールと呼ばれる。ダークグルーボールの性質はダークマターに関する観測事実と無矛盾である。また、ダークマター同士の散乱断面積は観測によって制限される。そのため、DYM 理論におけるダークグルーボール間の相互作用を計算し、散乱断面積の観測事実と比較することにより、DYM 理論における未知のスケールパラメータ Λ に対して制限を与えることが可能になる。

2. ダークマターのモデル

ダークマターの候補として、我々は DYM 理論における(ダーク)グルーボールを検討する。グルーボールはグルーオンの束縛状態であり、非摂動的な取り扱いが必須で、格子ゲージ理論による数値シミュレーションが強力な計算方法である。

ダークマター間の散乱は銀河のハローの構造などに強く影響する。そのため、ダークマターの観測からの制限と比較するためには、グルーボール間の相互作用を明らかにする必要がある。しかし、グルー

ボールの質量については多くの研究があるが、その相互作用は解析されていない。グルーボールをダークマターと考えるためにはその研究が必須である。

本稿では、比較的最近開発された HAL QCD 法[7,8]によってグルーボール間相互作用のポテンシャルを求める。HAL QCD 法は、元々は核子間相互作用から核力ポテンシャルを求めるために開発されたが、グルーボール間相互作用に対しても適用可能である。また、グルーボール相関関数のノイズは非常に大きいため、このノイズを抑えるためにも、HAL QCD 法の利用は必要不可欠である。さらに、クラスター分解法[9]やスメアリング法[10]、時空間における対称性の性質を利用することにより、統計精度を上げることに成功した。

3. 計算手法と結果

格子ゲージ理論によってグルーボールの相互作用を調べる第一歩として、SU(2)ゲージ理論における $J^{PC}=0^{++}$ グルーボールの相互作用を計算する。まず、擬熱浴法を用いて、204 万個のゲージ配位を生成した。空間方向の格子サイズ $N_s=16$ 、時間方向の格子サイズ $N_t=24$ で計算を行なった。なお、本研究の計算は CMC/RCNP の大規模計算機 NEC SX-ACE を用いて行われた。

グルーボールの質量は $m=6.40(48)\Lambda$ と得られ、先行研究の結果[11]と無矛盾であることを確かめた。

次に、HAL QCD 法[7,8]からグルーボール間相互作用のポテンシャルを求めるために、グルーボールの 2 点間相関関数を計算する。しかしながら、 $J^{PC}=0^{++}$ グルーボールは真空と同じ量子数を持つため、ノイズが非常に大きい。このノイズは真空の揺らぎが原因であり、それを取り除く手法がクラスター分解法である[9]。時空間距離がグルーボール演算子の位置から離れるほど、その場所からの相関関数へ影響は指数関数的に小さくなる。そこで、グルーボール演算子の位置から十分に離れた場所は相関関数に寄与しないとみなし、その場所からの寄与を取り除く。これにより、真空の揺らぎによるノイズを抑えることが可能となる。グルーボール 2 点間相関関数の計

算において、クラスター分解法の足し上げを行う時空間距離を格子間隔単位で 4 から 12 まで変化させた結果を図 2 に示した。全ての時空間距離の足し上げ

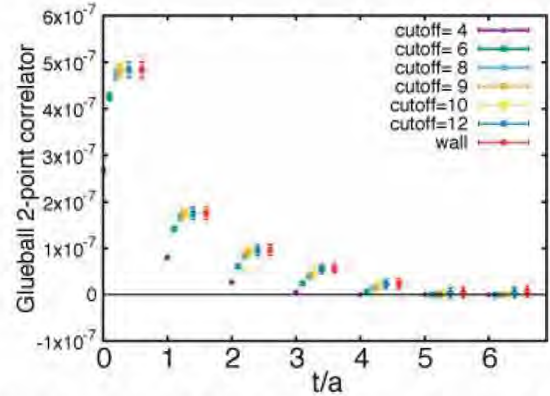


図2：クラスター分解法を用いたグルーボール 2 点間相関関数の結果

を行なった wall 法の結果と比べると、時空間距離が 8 までの足し上げで十分であり、それ以上の足し上げを行うと、真空の揺らぎによりノイズ大きくなることが分かる。我々はクラスター分解法を用いることで、統計誤差を約半分にまで抑えることに成功した。

HAL QCD 法では格子ゲージ理論による数値シミュレーションから南部-Bethe-Salpeter(NBS)波動関数を計算し、時間依存 Schrödinger-like 方程式

$$\left[\frac{1}{4m} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{m} \nabla^2 \right] R(t, \vec{r}) = V(\vec{r}) R(t, \vec{r}) \quad (1)$$

よりポテンシャル V を求める。ここで、非相対論性からポテンシャルは局所的かつ中心力とした。

NBS 波動関数からグルーボール間ポテンシャルを求めた結果を図 3 に示す。近距離で引力となっているが、これは同一格子点を含むためこの寄与は取り除く。すると近距離では斥力となる。また、長距離では非常にノイズが大きい。これは NBS 波動関数が長距離でほぼゼロになるためである。

さらに、我々は得られたポテンシャルを湯川型ポテンシャル

$$V_Y(r) = V_1 \frac{e^{-mr}}{r} \quad (2)$$

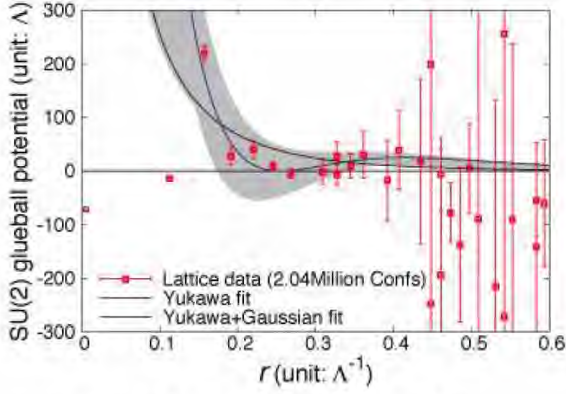


図3：グルーボール間ポテンシャル

および、湯川型+ガウス型ポテンシャル

$$V_{YG}(r) = V_1 \frac{e^{-mr}}{r} + V_2 e^{-(mr)^2/2} \quad (3)$$

でフィットし、 V_Y に対しては $V_1=48(4)$ 、 V_{YG} に対しては $V_1=300(30)$ 、 $V_2=-860(90)\Lambda$ を得た。

このフィットの結果より、散乱の位相のズレと散乱断面積を計算する。散乱の位相のズレ $\delta(k)$ は S 波 Schrödinger 方程式

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 - mV(r) \right] \phi(r) = 0 \quad (4)$$

を解くことによって得られる。波動関数は漸近的に $\phi(r) \propto \sin[kr + \delta(k)]$ と書ける。低エネルギー極限での散乱断面積は $\sigma = \lim_{k \rightarrow 0} (4\pi/k^2) \sin^2[\delta(k)]$ となることから、 V_Y と V_{YG} に対して、散乱断面積はそれぞれ、 $\sigma = (3.5-3.8)\Lambda^{-2}$ 、 $\sigma = (7.5-8.0)\Lambda^{-2}$ と求まる。異なるフィットによる結果の違いを系統誤差とすると、SU(2) DYM 理論のグルーボール間の散乱断面積は

$$\sigma = (3.5 - 8.0)\Lambda^{-2} \quad (\text{stat. + sys.}) \quad (5)$$

と求まる。

最後に、ダークマターに関する観測事実から DYM 理論の未知のパラメータ Λ に対する制限を与える。ダークマターの散乱断面積に対する最も確実な制限は、銀河ハローと銀河の衝突[12]から

$$\sigma/m < 0.47 \text{ cm}^2/g \quad (6)$$

と与えられている。従って、SU(2) DYM 理論の制限は

$$\Lambda > 60 \text{ MeV} \quad (7)$$

となる。また、ラージ N_c の議論を用いれば、スケールパラメータの下限値を $N_c \geq 3$ に対しても課すことができ、

$$\Lambda_{N_c} > 60 \left(\frac{2}{N_c} \right)^{\frac{4}{3}} \text{ MeV} \quad (8)$$

となる。ラージ N_c による外挿をより正確なものにするために、今後、SU(3)やSU(4)に対する DYM 理論の計算が必要である。

4. おわりに

本稿では、HAL QCD 法を用いてグルーボール間の散乱断面積を計算し、銀河の衝突の観測データから SU(2)の DYM 理論のスケールパラメータに制限を与えた。精度良くグルーボール 2 点間相互作用を計算するには、時間に依存する HAL QCD 法は必要不可欠であり、さらにクラスター分解法はシグナルを改良するのに効果的であった。

グルーボール間ポテンシャルはいくつかの重要な特徴を示す。近距離では、グルーボール間ポテンシャルは斥力となった。この性質の詳しい定式化と振舞いについては今後引き続き検討していく。

本稿では、式(1)で局所的ポテンシャルを仮定した。しかしながら、非局所性による変化の調査も必要である。

さらに、我々は SU(2) DYM 理論に対してのみ散乱断面積の制限を与えた。 $N_c \geq 3$ に対しては、ラージ N_c の議論から制限を与えたが、より精度の良い制限を与えるために、今後、SU(3)やSU(4)に対する DYM 理論の計算を進めていく。

HAL QCD 法、クラスター分解法、スメアリング法などの格子 QCD で開発された手法を活用することで、ダークマターの動的振舞いの研究が可能になりつつある。SX は複雑なプログラムも容易に実装でき、高速に実行できる。しかし、それでも数百万の配位を生成する必要があり、必要な計算資源は膨大になる。大阪大学 CMC 大規模計算機システム公募型利用制度、学際大規模情報基盤共同利用・共同研究拠点と大阪大学 RCNP からの支援が無ければ実現できなかった。

謝辞

本研究の数値計算は、大阪大学 CMC 大規模計算機システム公募型利用制度(課題番号: EX17707)、学際大規模情報基盤共同利用・共同研究拠点(課題番号: jh180058-NAH)と大阪大学 RCNP からの支援の下、NEC SX-ACE の多大な計算機資源を使用して行われた。さらに CMC 主催の「2019 年度対面利用相談」により、コード開発の有益な助言を頂いた。

また、若山は韓国科学技術情報通信部(MSIT) による韓国研究財団(NRF)の助成を受けている(No.2018R1A5A1025563)。

参考文献

- (1) G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, Phys. Rept. 405, 279 (2005). [hep-ph/0404175]
- (2) D. Munshi, P. Valageas, L. Van Waerbeke and A. Heavens, Phys. Rept. 462, 67 (2008). [astro-ph/0612667]
- (3) G. Arcadi, M. Dutra, P. Ghosh, M. Lindner, Y. Mambrini, M. Pierre, S. Profumo and F. S. Queiroz, Eur. Phys. J. C 78, no. 3, 203 (2018). [arXiv:1703.07364 [hep-ph]]
- (4) M. Battaglieri et al., arXiv:1707.04591 [hep-ph].
- (5) N. Yamanaka, H. Iida, A. Nakamura and M. Wakayama, arXiv: 1910.01440 [hep-ph].
- (6) N. Yamanaka, H. Iida, A. Nakamura and M. Wakayama, arXiv: 1910.07756 [hep-lat].
- (7) N. Ishii, S. Aoki and T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. 99, 022001 (2007).
- (8) S. Aoki, T. Hatsuda and N. Ishii, Prog. Theor. Phys. 123, 89 (2010).
- (9) K. F. Liu, J. Liang, and Y. B. Yang, Phys. Rev. D 97, no. 3, 034507 (2018) [arXiv:1705.06358 [hep-lat]].
- (10) M. Albanese et al. [APE Collaboration], Phys. Lett. B 192, 163 (1987).
- (11) M. J. Teper, hep-th/9812187.
- (12) D. Harvey, R. Massey, T. Kitching, A. Taylor and E. Tittley, Science 347, 1462 (2015).