

修士論文要旨
格子 QCD 計算によるベータ・サルピータ振幅を用いた
チャーモニウムの構造研究
Exploring charmonium structure
using Bethe-Salpeter amplitude in lattice QCD
東北大学大学院 理学研究科 物理学専攻 原子核理論研究室
B4SM2063 野地 和希

1974 年にチャームクォークと反チャームクォークの束縛状態 (チャーモニウム) である J/ψ 粒子が発見されてから、その後の実験によって、量子数や質量の異なる数多くのチャーモニウム ($c\bar{c}$) 粒子が同定され、その質量のみならず崩壊幅も精密に観測されてきた。チャーモニウム粒子の性質に対する理論的な理解には現象論的な閉じ込めポテンシャルや有効ポテンシャルを用いた構成子クォーク模型が幅広く用いられ、軽いクォークが対生成する閾値エネルギー以下のエネルギー領域においてこの模型による理解と実験による観測結果の良好な一致が得られていた。しかし近年、高エネルギー領域での精密実験が発展したことにより、 $X(3872)$ を筆頭とした新しく発見されたチャーモニウム粒子の中に、その質量や崩壊幅を構成子クォーク模型を用いて理解出来ない数多くの新粒子があり、エキゾチックな粒子の候補として盛んに研究されている [1],[2]。この事は、少なくとも高エネルギー領域におけるチャーモニウム粒子に対してはポテンシャルを用いた記述が破綻している事を示す。この破綻の原因として、例えば

1. 模型の中ではエネルギー依存性のないポテンシャルを仮定して用いている。
2. そもそも新粒子はチャームクォークと反チャームクォークの束縛状態ではなく、 $D_0(c\bar{u})$ やダイクォーク (cu) などの束縛状態、つまりクォーク数が 4 以上のマルチクォークな状態である。

といった可能性が考えられるが、未だに決定的な結論は出ていない。

本修士論文では前述の可能性のうち前者について検証する事を考える。近年、強い相互作用の第一原理計算 (格子 QCD 計算) によりバリオン二体系のベータ・サルピータ (BS) 振幅を計算する事で、BS 方程式におけるバリオン二体間相互作用のポテンシャルを評価する手法が HAL Collaboration によって提案された [3]。池田・飯田によってこの手法がクォークと反クォークの二体系に適用されてクォーク間ポテンシャルとして閉じ込めポテンシャルが得られることが示され [4]、さらに河内・佐々木によって BS 振幅から得られたクォーク間ポテンシャルはクォーク質量が無限大の極限でウィルソンループで定義されるポテンシャルに漸近的に一致することが確認された [5]。その後、チャーモニウム粒子やチャームドストレンジ中間子 ($c\bar{s}$) の基底状態の研究に応用されて、これまでにチャーモニウム粒子の質量や崩壊幅を再現する為のポテンシャルを第一原理計算から導出することに成功している [6]。次に、このチャーモニウムに適用される HAL の方法を簡単に説明する。チャーモニウムの 1S 状態と 2S 状態の BS 振幅 $\phi_\Gamma(r)$ はチャーモニウムの全エネルギーを $W = 2\sqrt{k^2 + m_c^2}$ とし、局所化されたポテンシャル $V(r) = V_C(r) + V_S(r)\vec{S}_c \cdot \vec{S}_{\bar{c}}$ を用いて

$$(\nabla^2 + k^2)\phi_\Gamma(r) = m_c V(r)\phi_\Gamma(r) \quad (1)$$

の BS 方程式に従う。BS 振幅 ϕ のラベルは、 $\Gamma = \{\eta_c, \psi\}$ であり、動径方向 r を変数として持つ。 η_c と ψ はスピン状態が異なるので、それぞれが従う方程式から中心力ポテンシャル $V_C(r)$ とスピンスピンポテンシャル $V_S(r)$ を評価出来る。

ここで、前述の 1 の可能性を検証するためには基底状態の BS 振幅からだけでなく、励起状態の BS 振幅からもポテンシャルを求める必要がある。一般に、虚時間形式で定式化される格子 QCD においては、虚時間発展する励起状態の情報は基底状態の情報と比べて指数関数的に落ちてしまうために精度良く分離する事は困難である。しかしながら Lüscher らによって、格子 QCD で得られる相関関数を、構成する演算子の自由度を考慮して行列化し、それを対角化することによって励起状態の情報をその固有値として求める転送行列対角化法 [7,8] が提案された。この方法を応用して励起状態の BS 振幅も精度良く分離可能となる。本修士論文では HAL の方法と転送行列対角化法を組み合わせる事により、チャーモニウム粒子 η_c と ψ の 1S 状態と 2S 状態が従うポテンシャルを独立に導出する。

また、チャーモニウム粒子の構造に対して理論的解明はまだ発展途上であるが、実験的にもまだ不確定性が大きいことが知られている。特に、単純な M1 電磁遷移である $J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma$ の電磁遷移に関しても遷移振幅を求めた実験結果はまだ少なく、それらの実験結果は互いに一致していない。よって、理論的な面から制限を与える事が重要である。非相対論的極限において M1 遷移振

幅を計算すると、チャームクォーク質量と J/ψ - η_c 間の波動関数の重なりに依存するスピンスピン相互作用に依存するため、格子 QCD 計算で得られる BS 振幅及び異なるスピン状態の波動関数の差異を利用して得られるチャームクォーク質量を用いて評価する事が出来る。構成子クォーク模型では現象論的なポテンシャルの形を仮定し、シュレディンガー方程式を解くことで波動関数を求めている。しかしながら格子 QCD 計算では直接チャーモニウム粒子の波動関数を計算する事が可能なため、始状態と終状態の波動関数の重なりを仮定無く計算する事が出来る。そこで、本修士論文では強い相互作用の効果を全て取り入れた BS 振幅を用いて第一原理計算から遷移振幅の評価を試みる。

本修士論文では筑波大学の PACS-CS Collaboration によって生成された、アップ、ダウン、ストレンジの三種類のクォークの自由度の動的効果を含む格子 QCD ゲージ配位 (格子間隔 $a = 0.0907[\text{fm}]$ 、格子サイズ $La \sim 2.90[\text{fm}]$) を用いて S 波状態のチャーモニウム粒子 (スピン 0 と 1) の BS 振幅を計算した。図 1 に示したように励起状態を解析する方法として提案された転送行列対角化法を用いて、チャーモニウムの 1S 状態と 2S 状態の波動関数 ($r\phi_\Gamma(r)$) を分離することに成功した。それぞれの波動関数は局所的で、チャームと反チャームが束縛した状態であることが分かる。さらに、2S 状態の BS 振幅を見ると 2S 状態に特有の節を持っていることから、2S 状態は動径方向に励起した構造を持つチャームと反チャームの束縛した状態である事も分かる。また、HAL の方法によって図 2 のように独立にそれぞれの状態を構築する中心力ポテンシャルが得られた。2S 状態のポテンシャルは誤差の範囲で 1S 状態と概形が一致している事が定性的に確認出来る。このことから、少なくとも 2S 状態までにおいてチャーモニウムのポテンシャルはエネルギー依存性が無い事が強い相互作用の第一原理計算として理論的に示された。

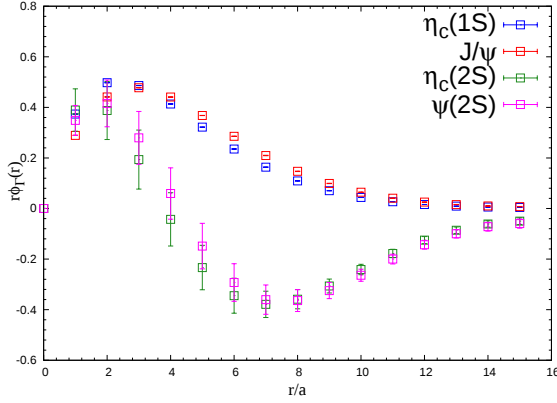


図 1: チャーモニウム粒子の波動関数

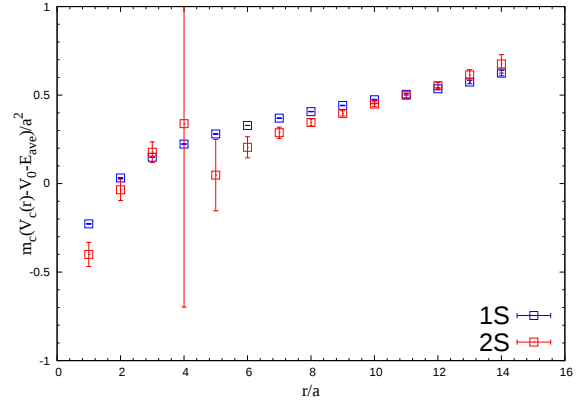


図 2: 中心力ポテンシャル

数値計算によって得られた BS 振幅を利用して評価した M1 遷移振幅は

$$\Gamma_{\psi(1S) \rightarrow \eta_c(1S)\gamma}^{M1} = 1.88(3) [\text{keV}] \quad (2)$$

と求められた。この計算結果は現存する 3 つの実験値の平均と矛盾がない [9,10,11]。今後様々な量子数を持つ BS 振幅を計算することで、強い相互作用の寄与を非摂動的に取り入れた電磁遷移振幅を第一原理計算をする事ができる有力な計算方法と成りうる。

- [1] S.-K.Choi *et al.* [Belle collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003).
- [2] B.Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 142001 (2005).
- [3] S.Aoki, T.Hatsuda and N.Ishii, Prog. Theor. Phys. **123** 89-128 (2010).
- [4] Y.Ikeda and H.Iida, Prog. Theor. Phys. **128** 941-954 (2012).
- [5] T.Kawanai and S.Sasaki, Phys. Rev. Lett. **107** 091601 (2011).
- [6] T.Kawanai and S.Sasaki, Phys. Rev. **D92** 094503 (2015).
- [7] C.Michael, Nucl. Phys. **B259**, 58 (1985).
- [8] M.Lüscher and U.Wolff, Nucl. Phys. **B339**, 222 (1990).
- [9] J.Gaiser *et al.*, Phys. Rev. **D34**, 711 (1986).
- [10] R.E.Mitchell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 011801 (2009).
- [11] V.V.Anashin *et al.* [KEDR Collaboration], Phys. Lett. **B738** 391-396 (2014).