

課題名 (タイトル) :

格子 QCD 計算に基づくハイペロン β 崩壊の研究

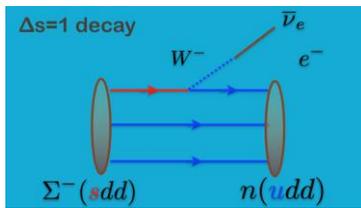
利用者氏名 : ○佐々木 勝一*, 山崎 剛**

所属 : *和光研究所 仁科加速器研究センター 初田量子ハドロン物理研究室

**計算科学研究機構 研究部門 連続系場の理論研究チーム

1. 本課題の研究の背景、目的

ハイペロン β 崩壊とは、バリオン 8 重項 (ハイペロン) の弱い相互作用によるセミレプトニック崩壊 ($B \rightarrow b\bar{l}\nu$) のことで、中性子ベータ崩壊はその一部を成す。



ハイペロン β 崩壊は現象論的に「カビボ-小林-益川 (CKM) 行列のユニタリティの問題」や「陽子スピン問題」と関連して重要であるにも関わらず、ハイペロン β 崩壊におけるフレーバー SU(3) の破れの構造が理論的不定性なく理解されているとは言い難い。

格子 QCD 数値解析によるハイペロン β 崩壊の研究は歴史が浅く、利用者らによる Domain Wall Fermion (DWF) の定式化を用い、動的クォークを無視したクエンチ近似での $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+$ 崩壊の研究 (参考文献[1]) と、イタリアのグループで行われた、改良された Wilson 作用による、同じくクエンチ近似での $\Sigma^- \rightarrow n$ 崩壊の研究 (参考文献[2]) の 2 研究によりスタートした。

新たに利用者によって、より現実的なフレーバー SU(3) の破れを厳密に取り入れた DWF による動的格子 QCD 数値解析が、 $\Sigma^- \rightarrow n$ 崩壊と $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+$ 崩壊の 2 つのチャンネルに対して為された。(参考文献[3]) その計算結果から、ハイペロン β 崩壊の Dirac 形状因子の零運動量移行での値、ベクトル結合 $f_1(0)$ が、フレーバー SU(3) 対称性を厳密に課した場合の値に比べて、2-3%程度小さくなるのが模型に依らない第一原理計算として始めて示された。この $f_1(0)$ の値は CKM 行列要素の一つである V_{us} の決定にかかせない。何故ならば、実験的には $|V_{us}f_1(0)|$ が直接観測可能であって、理論による $f_1(0)$ の値を知ることなしに V_{us}

の大きさを知ることはできないからである。

もしフレーバー SU(3) 対称性の破れがなければ、この $f_1(0)$ の値は SU(3) 群のクレブシュ・ゴールドン係数で決まるが、実際にはフレーバー SU(3) 対称性は破れており、その破れの効果がどのように $f_1(0)$ に現れるかは、CKM 行列要素のユニタリティの検証に必要な情報として、近年精力的に研究され始めている。

現在、参考文献[3]の格子 QCD 計算の $f_1(0)$ の値に CKM 行列要素のユニタリティを仮定した場合に得られる $(V_{us})^{\text{unitarity}}$ を組み合わせた $|V_{us}f_1(0)|$ に対する理論予測値と、実際のハイペロン β 崩壊の実験で測られたものを直接比較することが可能となった。 $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+$ 崩壊では実験値の $|V_{us}f_1(0)|$ が大きなエラーであるのも理由の一つであるが、理論予想値と実験値はエラーの範囲内で等しくなっている。一方、 $\Sigma^- \rightarrow n$ 崩壊では 2σ 程度ではあるが、両者が一致しないことが明らかとなった。(表 1 参照)

$ V_{us}\tilde{f}_1(0) $	Experiment	Unitarity + Lattice
$\Sigma \rightarrow n$	0.2282(49)	0.2186(8) $V_{us}(24)_{f_1}$
$\Lambda \rightarrow p$	0.2221(33)	n/a
$\Xi \rightarrow \Lambda$	0.2367(97)	n/a
$\Xi \rightarrow \Sigma$	0.209(27)	0.2194(8) $V_{us}(15)_{f_1}$

この不一致が CKM 行列のユニタリティの破れを直接意味しているか否かさらなる研究が必要である。こうした状況を踏まえて、これまでの研究において未だ評価できていない「格子間隔依存性による系統誤差」の評価が急務となっている。さらに、実験ではその存在が特定されていない第二形状因子 g_2 に対する格子 QCD 計算によるも前述の理論値と実験値の不一致の根拠を考える上で重要である。また、第二種形状因子 g_2 が関係するハイペロン β 崩壊の擬ベクトルチャンネルは特にスピン偏極に伴う非対称度に関係することから、ハイペロン内のバレンスクォーク (価クォーク) がどれだけハイペロンの全スピン

の情報を担っているかという情報も読み取ることができ、ハイペロン β 崩壊の研究は物理として「CKM 行列のユニタリティ」だけでなく、「陽子スピン問題」とも関連性がある。

実際、陽子中のストレンジクォークの陽子スピンへの寄与を算定する際には、4つの独立なハイペロン β 崩壊 ($\Sigma \rightarrow n$, $\Lambda \rightarrow p$, $\Xi \rightarrow \Lambda$, $\Xi \rightarrow \Sigma$) の擬ベクトル因子 $g_1(q^2)$ の前方散乱極限の値: 擬ベクトル結合 ($g_1(0)$) からフレーバーSU(3)対称性が厳密なことを仮定して算出しているため、擬ベクトル形状因子 g_1 における SU(3)対称性の有無、あるいは、SU(3)対称性が破れたことで初めてゼロでない寄与を持つ第二種形状因子 g_2 の評価を格子 QCD 計算によって行なうことは、「陽子スピン問題」の最終決着に向けても必要不可欠といえる。

2. 具体的な利用内容、計算方法

当該年度より、以下の2つの研究課題についてスーパーコンピュータの利用を行った。

課題 1 :

まず1つ目は、前年度までの数値計算の継承として理研BNL研究センターを中心とする格子プロジェクトチーム (RBC-UKQCD collaboration) により Domain Wall Fermion (DWF) の定式化によって生成・蓄積されてきた2+1フレーバーの動的DWFのQCDゲージ配位 (参考文献[4]と[5]を参照) を利用した格子QCD計算である。

すでに無償利用可能な公開済みのQCDゲージ配位のうち、粗い格子間隔0.12 fm(その逆数が1.7 GeV) を利用した計算結果については、参考文献[3]においてまとめられ、より細かい格子間隔0.09 fm(その逆数が2.3GeV程度)の2+1フレーバー格子QCDゲージ配位を利用した研究については、一昨年度のRICC一般利用から本格的にスタートし、当該年度においても継続してRICCの利用により数値計算を遂行した。

課題 2 :

さらに当該年度より新たに加えた 2 つ目の研究課題では、理研 AICS 連続系場の理論研究チーム蔵増嘉伸チームリーダーをプロジェクトリーダーとし、すでに京スーパーコンピュータを用いて改良された Wilson フェルミオンの形式により生成された物理点近傍 (π 中間子が 145 MeV 相当) でかつ非常に格子

サイズ(一辺 8 fm 程度の空間サイズ)の大きな QCD ゲージ配位[6]を利用した研究である。前述の DWF の形式を用いた場合、物理点近傍での数値計算は非常に計算コストが高く、現状ではすぐに利用可能な QCD ゲージ配位がないため、物理点近傍における数値計算として、これまでとは異なるフェルミオン形式の格子 QCD 計算を採用することになった。

物理点近傍での格子 QCD 計算によって、これまでのその評価が難しかったカイラル外挿に伴う不明な系統誤差の問題が回避でき、ベクトル結合 $f_1(0)$ とクレブシュ・ゴールドン係数による $f_1(0)_{\text{SU}(3)}$ の値との比 $f_1(0)/f_1(0)_{\text{SU}(3)}$ に対する理論的な不定性の問題の完全解決が成し遂げられることになる。

当該年度は中性子 β 崩壊 ($n \rightarrow p$) に絞って基礎的データの蓄積を目指した。ただし、この QCD ゲージ配位は、物理的な空間体積も一辺が差し渡し 8 fm とこれまで世界的に為されてきた格子 QCD 計算の典型的な体積よりも約 30 倍近く大規模な計算となるため新しいシステム HOKUSAI (GW-MPC) の利用が不可欠となった。

参考文献

- [1] S. Sasaki and T. Yamazaki, Phys. Rev. D79 (2009) 074508.
- [2] D. Guadagnoli, V. Lubicz, M. Papinutto, S. Imula, Nucl. Phys. B761 (2007) 63-91.
- [3] S. Sasaki, Phys. Rev. D86 (2012) 114502.
- [4] C. Allton et al., [RBC-UKQCD Collaboration], Phys. Rev. D78 (2008) 114509.
- [5] Y. Aoki et al., [RBC-UKQCD Collaboration], Phys. Rev. D83 (2011) 074508.
- [6] K. Ishikawa et al., [PACS Collaboration], PoS LATTICE2015 (2015) 075.

3. 結果

まず、RICCを利用した課題 1 の研究においては、前年度から引き続いて、4つの独立なハイペロン β 崩壊のうちの $\Sigma \rightarrow n$ と $\Xi \rightarrow \Sigma$ の2チャンネルにのみ集中して研究を行った。ただし、それらのハイペロン β 崩壊における6つの独立な形状因子 f_1, f_2, f_3 (ベクトルチャンネル) と g_1, g_2, g_3 (擬ベクトルチャンネル) の全てについて数値解析を行なった。

ここで、ハイペロン β 崩壊 ($B \rightarrow bl\bar{\nu}$) の遷移行列要素は、この6つの形状因子を使って

$$\langle b(p') | V_\alpha(x) + A_\alpha(x) | B(p) \rangle = \bar{u}_b(p') \left(\gamma_\alpha f_1(q^2) + \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \frac{f_2(q^2)}{M_B + M_b} + i q_\alpha \frac{f_3(q^2)}{M_B + M_b} + \gamma_\alpha \gamma_5 g_1(q^2) + \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \gamma_5 \frac{g_2(q^2)}{M_B + M_b} + i q_\alpha \gamma_5 \frac{g_3(q^2)}{M_B + M_b} \right) u_B(p) e^{iq \cdot x}$$

のように構成される。

RICCの利用と他機関の計算資源の利用を合わせて、文献[3]のデータに加え、当該年度までに計算を終えることのできた、2つの異なる格子間隔上での格子QCD計算による $\Sigma \rightarrow n$ と $\Xi \rightarrow \Sigma$ に対するベクトル結合 $f_1(0)$ の計算結果をまとめたものが以下の図1である。

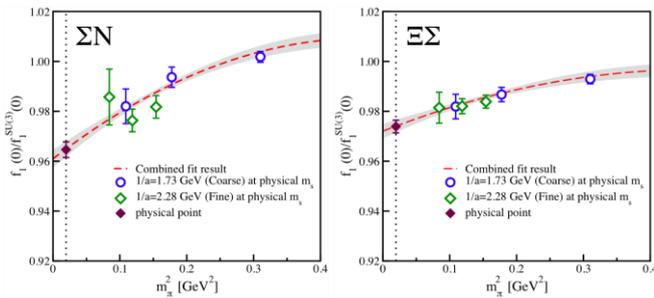


図 1

まず、粗い格子間隔の計算結果 (○) と細かい格子間隔の計算結果 (◇) の間に良いスケーリングが確認できる。このことは、格子間隔依存性が充分小さいことを示している。図中の点線のカーブは格子間隔依存性が零として、2つの格子間隔での計算結果を統合してカイヤル外挿をしたものである。カイヤル外挿して最終的に得られる物理点におけるベクトル結合定数 $f_1(0)$ は、文献[3]のデータと比べて精度が格段に上がった。その結果、文献[3]の結論と同様に、ベクトル結合 $f_1(0)$ とクレブシュ・ゴールドマン係数による $f_1(0)_{\text{SU}(3)}$ の値との比 $f_1(0)/f_1(0)_{\text{SU}(3)}$ が約3-4%程度減少することが第一原理計算としての帰結となった。つまり、文献[3]で指摘された、 $\Sigma \rightarrow n$ における理論値と実験値の 2σ 程度の不一致が有限格子間隔に伴う系統誤差に伴うものではないことが確実となった。

しかしながら、理論値と実験値の不一致をCKM行列におけるユニタリティの破れのサインと早計に結論付けることはできない。この不一致の由来を次のように考えることが自然であると考えられる。実験値 $|V_{us} f_1(0)|_{\text{exp}}$ を評価する際に、これまでハイペロン β 崩壊におけるSU(3)対称性の破れの効果(ハイペロン

間の質量差からおおよそ10%程度と見積もれる)に伴う、第二種形状因子 g_2 の存在を無視した解析(現状の実験ではゼロと統計誤差の範囲で無矛盾とされている)が行なわれてきた。

まず、ハイペロンがスピン1/2を持つため、ハイペロン β 崩壊が同じセミレプトニック崩壊でも、K中間子のセミレプトニック崩壊の場合と異なり、ハイペロン β 崩壊 ($B \rightarrow bl\bar{\nu}$) の崩壊率において

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{60\pi^3} (M_B - M_b)^5 (1 - 3\delta) |V_{us}|^2 |f_1^{B \rightarrow b}(0)|^2 (1 + \Delta_{\text{RC}}) \left[1 + 3 \left| \frac{g_1^{B \rightarrow b}(0)}{f_1^{B \rightarrow b}(0)} \right|^2 + \dots \right]$$

のように、スピン偏極に伴う擬ベクトルチャンネルの形状因子 g_1 の情報も含まれる。従って、実験的には崩壊率 Γ と g_1 を独立に測定することなしには、 $|V_{us} f_1(0)|$ を評価することはできない。擬ベクトル形状因子 g_1 はスピン偏極に伴う非対称度を測ることで実験的に測定している。しかし、実際に $\Sigma \rightarrow n$ の実験において測られるスピン偏極に伴う非対称度は

$$\frac{g_1(0) - 0.133g_2(0)}{f_1(0)} \Big|_{\text{exp.}} = -0.327(20)$$

であるが、SU(3)対称性を仮定し、第二種形状因子をゼロ ($g_2(0)=0$) つまり、 $g_1(0)/f_1(0) = -0.327(20)$ として、 $|V_{us} f_1(0)|$ を実験的に評価している。

すでに、ゼロでない第二種形状因子 g_2 の存在はクエンチ近似の格子QCD計算(文献[1]と[2])において報告されている。それ故、これまでとは逆に「CKM 行列のユニタリティを理論的に仮定」し、第一原理計算によるベクトル結合 $f_1(0)$ の値を採用して、 $|V_{us} f_1(0)|$ に対して理論的制限を課すことを考える。するとハイペロン β 崩壊の崩壊率 Γ とスピン偏極に伴う非対称度の二つの実験から第二種形状因子 g_2 の大きさを見積もる事が可能となり、実際、そのようにして $g_2(0) \approx 0.47$ が算出できた。この値はこれまでのクエンチ近似の格子QCD計算(文献[1]と[2])で観測されている第二種形状因子 g_2 の大きさと矛盾はない。

当該年度中に、これまでのベクトルチャンネルに加え、 $\Sigma \rightarrow n$ と $\Xi \rightarrow \Sigma$ の2つのハイペロン β 崩壊に対して擬ベクトルチャンネルについてもその計算の大半を終えることができた。そこで、前述の推論が正しいことを確かめるために、現在、それら擬ベクトルチャンネルの計算データから、2+1フレーバーの動

格的格子QCD計算として第二種形状因子 g_2 を評価するための解析も行っている。

図2は文献[1]に従って、格子QCDによる直接計算として、 $\Sigma \rightarrow n$ チャンネルにおける第二種形状因子 g_2 を評価したものである。図2の上 ($am_{ud} = 0.02$) から中央 ($am_{ud} = 0.01$), 下 ($am_{ud} = 0.005$) に向かうに従って、SU(3)対称性の破れが大きい計算に相当する。SU(3)の破れが大きくなるとゼロでない第二種形状因子 g_2 の存在が顕著となることが図2より読み取ることができる。

最も軽いアップ・ダウクォークの計算においては、運動量移行 $q^2 = 0.1 \text{ GeV}^2$ において g_2 形状因子の値が0.3程度であることがわかる。これは前述のCKM行列のユニタリティを仮定した場合の間接的な評価と矛盾のない値となっている。これらの考察からK中間子のセミレプトニック崩壊場合と同様に、ハイペロン β 崩壊から得られる V_{us} からもCKM行列のユニタリティが充分高い精度で満たされていると期待できる。

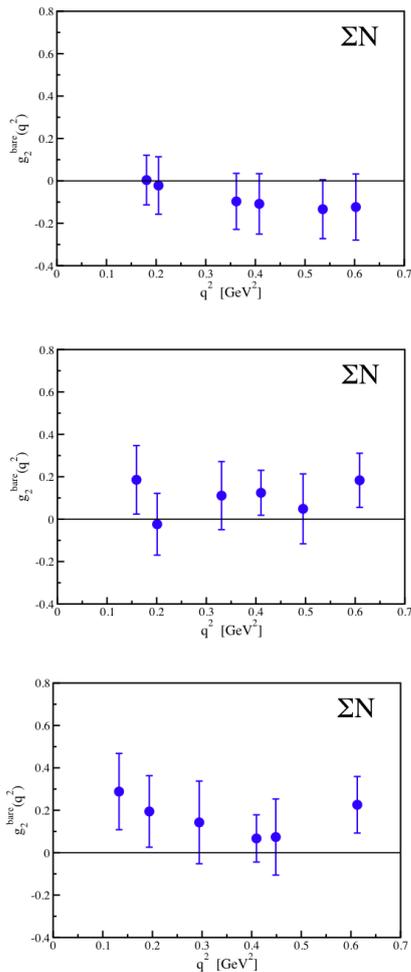


図2

さらに、HOKUSAI (GW-MPC) 利用により行った課題2の数値計算では、京スーパーコンピュータ上で生成

された物理点での改良されたWilsonフェルミオンによる動的QCDゲージ配位を利用した。格子間隔が約0.09fm、格子点の数が $96^3 \times 96$ 格子サイズで、アップ(ダウン)クォークの質量が π 中間子質量換算で約145MeV相当の2+1フレーバー格子QCDゲージ配位である(文献[6])。当該年度は、計算コストを約10分1程度に落とすために中性子 β 崩壊に限って格子QCD数値解析を始めた。直接、ハイペロン β 崩壊のベクトル結合 $f_1(0)$ に対する情報は得られないが、 β 崩壊のベクトルおよび擬ベクトルチャンネルを利用することで、核子の大きさについての情報を読み取ることができる。

近年、電子-陽子弾性散乱の実験で見積もられた核子の大きさと、ミュオン電子を水素原子核に束縛させたミュオン原子において、ミュオン電子の軌道半径を利用して評価した核子の大きさとの間に4%ほどの有為な差が存在されることが知られている。そのため強い相互作用の第一原理計算(理論計算)による核子の大きさの評価は、この核子の大きさの問題の解決に向けて、重要な示唆を与える。そのため、現在、特にベクトルチャンネルの電気的な形状因子

$$G_E(q^2) = f_1(q^2) + \frac{q^2}{2m_N} f_2(q^2)$$

と磁気的な形状因子

$$G_M(q^2) = f_1(q^2) + f_2(q^2)$$

に対する解析を中心に行っている。

当該年度中においては、目標とする統計数の半分程度しか完了していないが、予備的な成果として電気的な形状因子および磁気的な形状因子に対して図3, 4のような結果が得られ、国際会議などで口頭発表を行った。

図3, 4中の○が格子QCD計算結果で、点線のカーブは電子-陽子散乱実験などが得られたデータを双極子型の四元運動量依存性でフィットしたときの半実験値である。現在、数値計算で得られた形状因子の四元運動量依存性から高い精度で平均自乗半径を見積もる試みを行っている。

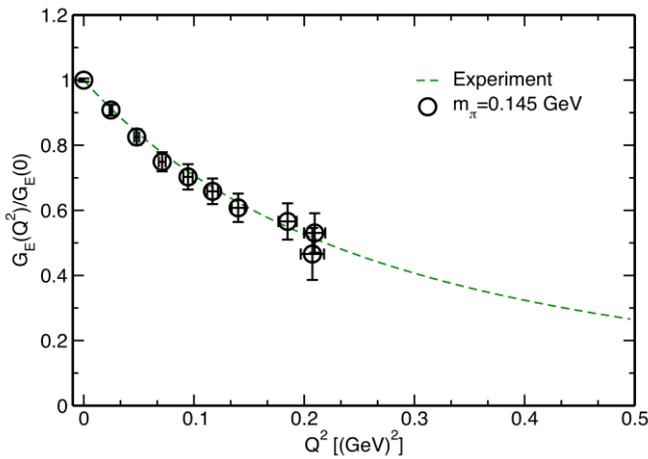


図3

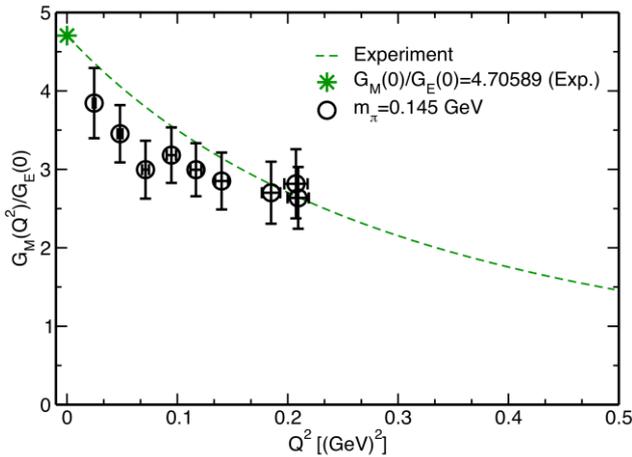


図4

4. まとめ

平成 27 年度の RICC の利用と他機関の計算機資源を併用して、 $\Sigma \rightarrow n$ と $\Xi \rightarrow \Sigma$ の 2 つのチャンネルにおけるベクトル結合 $f_1(0)$ に対して、2 つの格子間隔 0.12fm (その逆数が 1.7 GeV 程度) と 0.09fm (その逆数が 2.3 GeV 程度) における DWF の動的格子 QCD 数値計算を完了させることができた。連続極限も考慮した最終的な解析を進めたところ、文献[3]で指摘された、 $\Sigma^- \rightarrow n$ 崩壊における理論値と実験値の 2 σ 程度の不一致が有限格子間隔に伴う系統誤差によるものではないことが確認され、さらにその不一致が、実験の解析では無視されている SU(3) 対称性の破れによって生じる第二種形状因子 g_2 によるものである可能性が高いことを第一原理計算により第二種形状因子 g_2 の非ゼロ性を実際に示すことで最終的に確認した。

新しく始めた HOKUSAI (GW-MPC) の利用により、京スーパーコンピュータ上で生成された物理点の QCD ゲージ配位上で、中性子 β 崩壊のベクトルチャンネル

の電氣的形状因子を含む、4 つの独立な形状因子の計算を行った。まだ、計算を予定している統計数の半分程度ではあるが、これまで格子 QCD 計算で再現が難しいとされてきた核子の大きさを含む核子の静的な性質に対して非常に良い結果が期待できる成果が上がった。

5. 今後の計画・展望

第二種形状因子 $g_2(q^2)$ の 4 元運動量移行の零極限での有限値は、 $|V_{us}f_1(0)|$ の実験値と理論予想値の食い違いが CKM のユニタリティの破れを示唆するものでないことを示す直接的な証拠となるため、早急に精度の高い評価する必要がある。また、アップとダウンクォークの質量が等しいとする、アイソスピン対称性がある場合にはハイペロン β 崩壊は 4 つの独立なチャンネルに分類されるが、そのうちの $\Xi \rightarrow \Sigma$ と $\Sigma \rightarrow n$ の 2 つの崩壊チャンネルについてのみ格子 QCD による研究が行われてきた。今後は、ハイペロン β 崩壊の「チャンネル依存性」を評価するために、新たに $\Lambda \rightarrow P$ や $\Xi \rightarrow \Lambda$ など Λ 粒子が絡むハイペロン β 崩壊にも着手したい。これらは、平成 28 年 12 月にシャットダウンを予定している RICC を引き続き利用し、平成 28 年度中に完了させたい。

今年度からスタートした京スーパーコンピュータ上で生成された物理点での改良された Wilson フェルミオンによる動的 QCD ゲージ配位を利用した計算については、さらに擬ベクトルチャンネルや、その他の標準理論を超えた物理に敏感と予想されているテンソルチャンネルやスカラーチャンネルなども含めた、より広範な中性子 β 崩壊の計算に発展させ、最終的にストレンジネスが変化する、物理点でのハイペロン β 崩壊の格子 QCD 計算に繋げたい。

平成 27 年度 利用研究成果リスト

【国際会議などの予稿集、proceeding】

1. Shoichi Sasaki, “SU(3)-breaking effects and induced second-class form factors in hyperon beta decays from 2+1 flavor lattice QCD” Proceedings of Science (LATTICE 2015) 120.
2. Takeshi Yamazaki for PACS Collaboration, “Light nuclei and nucleon form factors in $N_f=2+1$ lattice QCD” Proceedings of Science (LATTICE 2015) 081.

【国際会議、学会などでの口頭発表】

1. The 33rd International Symposium on LATTICE FIELD THEORY (LATTICE 2015)
July 14-18, 2015, Kobe International Conference Center, Kobe, Japan
Shoichi Sasaki, “SU(3)-breaking effects and induced second-class form factors in hyperon beta decays from 2+1 flavor lattice QCD”
2. The 33rd International Symposium on LATTICE FIELD THEORY (LATTICE 2015)
July 14-18, 2015, Kobe International Conference Center, Kobe, Japan
Takeshi Yamazaki for PACS Collaboration, “Light nuclei and nucleon form factors in $N_f=2+1$ lattice QCD”
3. Lattice Nuclei Nuclear physics and QCD - Bridging the gap -
July 6-10, 2015, ECT*, Trento, Italy,
Takeshi Yamazaki, “Light nuclei from 2+1 flavor lattice QCD”
4. 5th International Workshop on Lattice Hadron Physics (LHPV),
July 20-24, 2015, Conference Centre of the Cairns Colonial Club Resort, Cairns, Australia,
Takeshi Yamazaki for PACS Collaboration, “Light nuclei and nucleon form factors in $N_f=2+1$ lattice QCD”
5. Long-term and Nishinomiya-Yukawa Memorial International Workshop on Computational Advances in Nuclear and Hadron Physics (CANHP2015),
September 21-October 30, 2015, YITP, Kyoto University, Kyoto, Japan,
Takeshi Yamazaki for PACS Collaboration, “Light nuclei and nucleon form factors in $N_f=2+1$ lattice QCD”
6. Symposium on Quarks to Universe in Computational Science (QUCS 2015)
November 4-8, 2015, Nara Kasugano International Forum IRAKA, Nara, Japan,
Takeshi Yamazaki for PACS Collaboration, “Light nuclei and nucleon form factors from lattice QCD”
7. 日本物理学会 2015 年秋季大会
平成 27 年 9 月 25-28 日、大阪市立大学杉本キャンパス
山崎剛, 石川健一, 藏増嘉伸, 佐々木勝一, 宇川彰
「改良されたウィルソンフェルミオン作用を用いた 2+1 フレーバー QCD による核子形状因子の研究」