

# Belle II 実験の運転状況と初期の物理結果

KEK 素粒子原子核研究所

石川明正

松岡 広大

akimasa.ishikawa@kek.jp matsuo@post.kek.jp

新潟大学

早坂 圭司

hayasaka@hep.sc.niigata-u.ac.jp

2020 年 (令和 3 年) 7 月 29 日

## 1 イントロダクション

Belle II 実験が本格的な物理ランを 2019 年 3 月から開始して早 2 年半, SuperKEKB 加速器の調整が進む [1] とともに蓄積データも増え, いよいよ物理成果を創出するフェーズに入ってきた。本稿では, Belle II 検出器および加速器の運転状況をまとめ, これまでに得られた物理結果と展望を述べる。

Belle II 実験では, 7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を世界最高ルミノシティで衝突させる SuperKEKB 加速器を用いて, 前身の Belle 実験の約 50 倍となる  $50 \text{ ab}^{-1}$  のデータを蓄積する計画である。そこで大量に生成する  $B$  中間子,  $D$  中間子,  $\tau$  レプトンなどの崩壊を精密に測定し, 重い新粒子による量子効果を  $\mathcal{O}(10)$  TeV 以上のスケールまで探索することを目指している。また, 軽い新粒子の直接探索やハドロン物理など, 本実験の物理スコープは多岐に渡る。

加速器の高輝度化に伴い, 物理事象頻度が高くなり<sup>1</sup>, ビーム起因バックグラウンドも増加する。検出器には, それらへの対応や, 放射線耐性, その上でさらに Belle 検出器よりも高い測定性能を持つことが求められる。Belle II 検出器は, 衝突点周りを取り囲むように配置されたサブ検出器群からなる汎用スペクトロメータである。最内層から順に, 崩壊点位置検出器 (シリコンピクセル検出器 (PXD) およびシリコンストリップ検出器 [2]), 荷電粒子のトラッキングを行うドリフトチェンバー [3], 荷電粒子識別を行う TOP (Time-Of-Propagation) カウンター [4] と ARICH (Aerogel Ring Imaging Cherenkov) 検出器 [5], 電磁カロリメータ [6] が配置され, それらは超伝導ソレノイド磁石が作る 1.5 T の磁場中にある。その外側はリターンヨークと  $K_L$ /ミューオン検出器 [7]

で構成される。ソレノイド磁石等の大きな構造体, 電磁カロリメータの CsI(Tl) 結晶, および  $K_L$ /ミューオン検出器の一部以外はすべて最先端の新しい検出器と読み出し回路に入れ替えられた。さらに, 高頻度の物理事象を高効率で捉えるための Level-1 トリガー [8] と Higher Level トリガー, 高度化あるいは精細化した検出器からの大量のデータを処理するためのデータ収集システム (DAQ) [9], そして大量のデータ解析とモンテカルロシミュレーションデータ生成のための GRID コンピューティングシステム [10] が開発, 構築された。これらすべての要素を, 設計通りの性能でかつ昼夜問わず安定に動かしていかなければならない。こうした日々の運転から多彩な物理解析に至るまでを, 世界 26 の国と地域からの 1000 人を超えるコラボレータが協力して推し進めている。

## 2 運転状況

高いルミノシティを実現し, 加速器および検出器を安定に運転することが本実験の最大のチャレンジである。SuperKEKB 加速器ではナノビーム方式により衝突点での垂直ビームサイズを絞り, さらにビーム電流を増強することで高いルミノシティを目指す。図 1 に Belle II 検出器で記録した積分ルミノシティの推移を示す。年 2 回夏と冬のシャットダウン期間を挟み, これまで 5 回の実験期間で物理データを蓄積してきた。その間, 加速器の性能を上げるためのスタディや調整を並行して進めた。段階的にビームを絞り, 2020 年 6 月に KEKB 加速器の  $2.11 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を超える世界最高の瞬間ルミノシティ  $2.40 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を達成した。このときのビーム電流 (電子ビーム 607 mA, 陽電子ビーム 712 mA) は KEKB 時の約半分で, ナノビーム (垂直ビームサイズ約 300 nm) によるルミノシティ向上が大きいことがわ

<sup>1</sup>例えば, Level-1 トリガーの平均レートは最大 30 kHz, Belle のときの約 60 倍になると見積もっている。

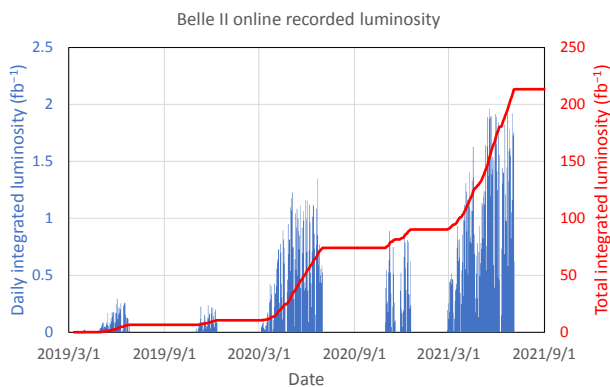


図 1: 日々の積分ルミノシティ(青棒グラフ)と全期間の積分ルミノシティ(赤線)の推移。

かる。2022年に崩壊点位置検出器の2層目を完成させるための長期シャットダウンを計画しているため、それまでに先行実験に比肩する物理結果を出せるだけのデータを蓄積することが目下の最重要課題である。そこで2021年のランでは、ビーム電流を上げることでルミノシティの向上を図り、運転時間のほとんどを物理ランに費やすこととした。2021年5月には、KEKBの記録を上回る一定期間当たりの積分ルミノシティ $1.96 \text{ fb}^{-1}/\text{day}$ 、 $12.1 \text{ fb}^{-1}/\text{week}$ を達成した。瞬間ルミノシティの記録も2021年6月に $3.12 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に塗り替えた。2021年前半の運転期間で、物理ランの積分ルミノシティは倍増し、 $213 \text{ fb}^{-1}$ に達した。2021年の全運転時間のうち物理ランに費やせた時間は66.7%、典型的なルミノシティはその時点での最大値の約82%であった。これから約10年間で $50 \text{ ab}^{-1}$ に到達するために、今の数十倍のルミノシティでさらに安定に運転していかなければならないが、その道のりはまだ始まったばかりである。

Belle II 検出器の運転においても、検出器の調整や校正を進め、測定性能を維持、改善してきた。物理データ収集の最中も、ソフトウェアやファームウェアの軽微なバグの修正、誤動作を引き起こすノイズの低減、不良機器の交換、電子機器のソフトエラーへの対処、システムの自動化など、安定なデータ取得に向けた改善を続けてきた。データ取得効率<sup>2</sup>の目標を90%と定め、その効率やDAQエラーの頻度などをモニターするツールを整備して現状を把握し、エラーの低減とエラーからの迅速な復帰の両側面から効率改善を進めた。その結果、2019年秋のランで54.2%だったデータ取得効率を、2020年春に84.2%、2021年春に89.5%まで改善することができた。このとき、DAQデッドタイムは4.6%あり、そのほとんどはメインリングに入射されたビームが引き起こす膨大なバックグラウンド(入射ビームバックグラウンド)を避けるためのトリガー veto<sup>3</sup>によるものであった。ま

た、DAQエラーの回数は平均9.3回/日で、その半分以上は中性子バックグラウンドが引き起こすフロントエンドエレクトロニクス Single Event Upset によるものであった。目標のデータ取得効率を達成するため、システムのさらなるデバッグ、分単位でのDAQダウンタイムの低減、さらには入射ビームバックグラウンドと中性子バックグラウンドの理解と低減を進めている。

蓄積ビームのロス(バンチ内の粒子同士の散乱である Touschek 散乱とビームガス散乱)によるバックグラウンドの理解と低減も、精密測定と検出器劣化の抑制のために重要である。また、検出器性能あるいは劣化の点から許容できる蓄積ビームバックグラウンドには上限があり、加速器のルミノシティ性能を制限する要因になり得るため、より高いルミノシティを目指す上でも蓄積ビームバックグラウンドは重要な課題である。蓄積ビームバックグラウンドはビーム電流の二乗に比例するが、2020年までは、ビーム電流の増加に反して削減することに成功した。これは、ビーム運転の時間経過とともに加速器の真空焼き出しが進んだことと、軌道を外れた粒子を止める可動コリメータの追加と調整の努力による賜物である。2021年は、ルミノシティ向上を優先したため、蓄積ビームバックグラウンドは増加したが上限に届くことはなかった。今後も真空焼き出しは進むが、これ以上コリメータを追加したり開口を狭めたりすると、ビームの不安定性を生んでしまう。さらなる蓄積ビームバックグラウンドの低減に向け、コリメータの配置を最適化するなどして広い開口でも効率良くビームをコリメートできる手法の研究や、加速器のビームスタディを進めている。

COVID-19の世界的大流行の中でも、できるかぎりの感染防止策を講じながら、何とか運転を継続することができている。2020年3月頃より、KEKに滞在していた海外のコラボレータが自国に戻らざるを得なくなったり、海外からはもとより国内の移動も難しくなったため、Belle II 運転シフトをローカル2人からリモート2人とローカル1人の体制に変更した。また、加速器制御室に詰めていたBCG(Belle II Commissioning Group)シフトはKEK内の別棟に移動し、セミリモートで加速器とBelle IIの連携を担った。各サブ検出器・システムのエキスパートも、KEKに滞在できる人はごく小数に限られるため、リモートで運転に貢献できる体制を整えた。このような状況下でもデータ取得効率を改善できたのは、これまでのDAQシステムの改善に加え、リモート主体の運転体制がうまく機能したためだと言える。

<sup>2</sup>データ取得効率 = 物理ランに割り当てられた時間の内DAQが走った時間の割合  $\times$  (1-DAQのデッドタイムの割合)

<sup>3</sup>蓄積ビーム電流を一定に保つために平均10 Hz前後で入射してい

て、入射後の正味数 ms 程度の間データを取らないようにしている。

### 3 物理結果

Belle II 実験ではその計画段階から蓄積データ量に応じて相応の成果が出せるよう物理解析プランをデザインしており [11], 本稿では実験初期での主要な物理結果について紹介する。

Belle II 実験で新規導入した検出器を積極的に利用した解析として, パイプライン読み出しと多段トリガーシステムより可能になったダークセクターの探索やミュー粒子 ( $\mu$ ) の異常磁気モーメント ( $(g-2)_\mu$ ) の理論予想に重要な  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  の測定と, PXD の性能を最大限に使った  $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$  の探索や  $D$  中間子の寿命測定がある。Belle 実験では行われなかった解析として, タウレプトン ( $\tau$ ) の missing 粒子が出てくる Lepton Flavor Violation (LFV) 崩壊の研究を行った。さらに, Belle II 実験でも大きな核となる  $CP$  Violation のパラメータである  $\phi_1$  の測定と,  $\phi_2, \phi_3$  の測定に必要なモードの再構成を行った。

#### 3.1 Dark Sector の物理

Belle II 実験は重心系エネルギー約 10 GeV の電子陽電子衝突型加速器を用いる事から, 他の実験では制限の付けにくい領域のダークセクターに感度がある。最初の物理論文 [12] はその特長を生かし, 少ないデータながらも新たな過程でのダークセクター探索を遂行したものであった。この研究では図のように新粒子 ( $Z'$ ) が生成されてその後ニュートリノや暗黒物質など検出器で捕まえない粒子に崩壊したとされる過程を探索している。Belle II 実験はビームの電子・陽電子から始状態のエネ

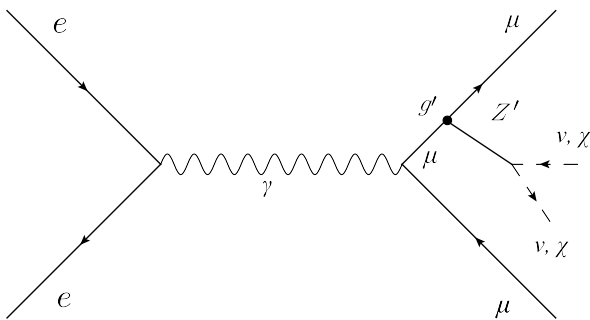


図 2:  $Z'$  の生成過程。電子陽電子散乱の後,  $\mu$  対が生成し, その後, 1つの  $\mu$  が  $Z'$  を生成する。その後,  $Z'$  は暗黒物質候補やニュートリノなど検出器では検出できない粒子へと崩壊する。

ルギー・運動量がわかるので, 捕まえた  $\mu$  の反跳として  $Z'$  の質量が評価できる。この解析の主な背景事象は  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  過程において  $\tau$  が  $\mu$  とニュートリノに崩壊したもので, ニュートリノが測定できないために,

信号事象同様大きな欠損運動量を持つ。Belle II 実験で収集された初期データ 276  $\text{pb}^{-1}$  を事象選別し, 反跳質量をシミュレーションから予想される背景事象とともにプロットしたものが図 3 である。実験結果と予想される

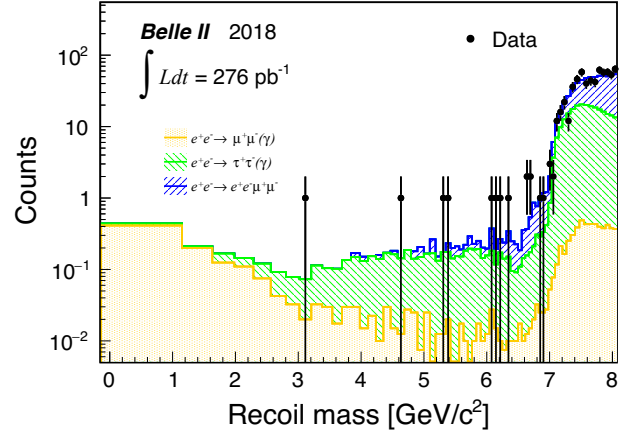


図 3: 予想される背景事象とデータの反跳質量分布。主な背景事象は  $\tau$  対生成事象 (左上がりの斜線) で  $7 \text{ GeV}/c^2$  以下の領域で期待される背景事象は  $200 \text{ MeV}/c^2$  あたり 1 事象未満で非常にクリーンな解析であることがわかる。

背景事象に大きな矛盾がないことが見て取れる。本解析では  $Z'$  の発見には至らなかったが, この過程を予言し,  $(g-2)_\mu$  の理論値と測定値の差を説明すると期待されている  $L_\mu - L_\tau$  模型 [13] のパラメータ ( $M_{Z'}$  と  $g'$ ) の排除領域を, この実験結果から 90% の信頼度で設定した。その結果を図 4 に示す。  $g' = 1$  の場合,  $5 \text{ GeV}/c^2$  以下の  $Z'$  が排除されたことになる。

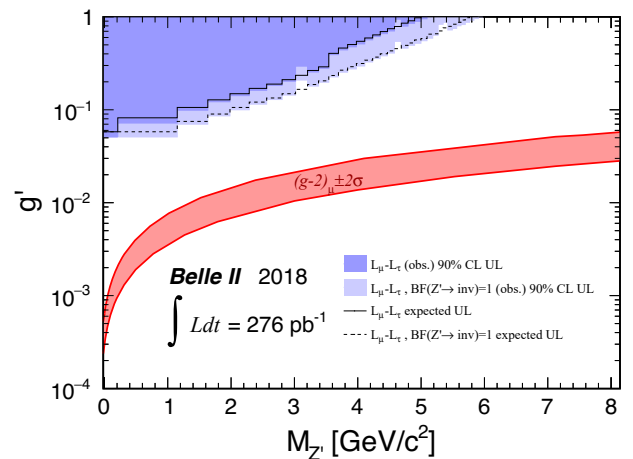


図 4: 今回の測定結果から  $L_\mu - L_\tau$  模型に基づいて 90% 信頼度で排除された  $Z'$  質量と結合定数 ( $g'$ ) の領域 (プロット中左上)。  $(g-2)_\mu \pm 2\sigma$  と書かれた帯状の領域は BNL による  $(g-2)_\mu$  の  $\pm 2\sigma$  の測定結果 [14] から  $L_\mu - L_\tau$  模型であり得るとするパラメータ領域。

並行して  $Z'$  が  $e\mu$  と結合する lepton flavor 保存則を破る  $Z'$  の探索も行った。この場合終状態として電子と  $\mu$  を捉えることになり、主な背景事象はやはり  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  過程であった。結果として  $7 \text{ GeV}/c^2$  以下の質量領域でこの過程の生成断面積についておよそ  $10 \text{ fb}$  までの領域を排除することができた。

Belle II で 2 番目に出版された論文 [15] は 2 つの光子と結合するアクシオン類似 (axion-like) 粒子の探索であった。アクシオンは対称性の破れに伴い現れる南部ゴールドストーンボソンで、2 つのゲージ粒子と結合し、質量と結合定数に関係があることが知られている。一方で、より一般的に質量と結合定数は無関係であるとしたアクシオン“類似”粒子を考えることもできる。この解析では 2 つの光子と結合することに着目した、図 5 のように電子陽電子散乱の後、光子とアクシオン類似粒子が生成し、その後 2 光子へと崩壊する過程を探索する。終

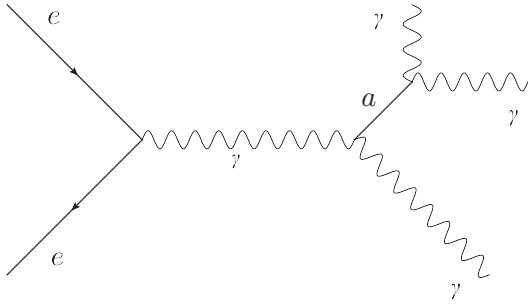


図 5: アクシオン類似粒子の生成過程。電子陽電子散乱の後、光子とアクシオン類似粒子 ( $a$ ) が生成し、 $a$  はその後 2 光子へと崩壊する。

状態は荷電粒子を含まず 3 光子のみで構成されるため非常にチャレンジングな解析となる。この解析ではビームバックグラウンドが光子候補 (fake- $\gamma$ ) として検出されることがある。そのためこの解析では、ビームパイプ付近の電磁カロリメータで検出された光子候補は使わず、4 つ以上光子候補が見つかった場合はエネルギーの高い光子から順に 3 つの光子を信号候補として採用する。素粒子標準模型 (以下、標準模型) においても  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  過程があり得るため大きな背景事象になると予想される。また  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  も大きな生成断面積を持ち、そこに fake- $\gamma$  が加わることで背景事象となる。アクシオン類似粒子の質量はその娘粒子である 2 光子から再構成できると同時に、アクシオン類似粒子と随伴生成された光子の反跳を利用して評価することができる。アクシオン類似粒子の質量が軽い領域では 2 光子から再構成した質量  $M_{\gamma\gamma}$  の分解能がよい一方、重い領域では反跳を利用した質量  $M_{\text{recoil}}$  がよい分解能を得る。この特性から  $6.85 \text{ GeV}/c^2$  より軽い領域では  $M_{\gamma\gamma}$  を、重い領域では  $M_{\text{recoil}}$  を利用してアクシオン類似粒子の探索を行った。

$445 \text{ pb}^{-1}$  のデータを用いた反跳質量の 2 乗分布と 2 光子から再構成した質量の 2 乗分布とシミュレーションによる期待される背景事象の分布を図 6 に示す。どちらの分布もデータとシミュレーションの予言がよく一致していることが見て取れる。分布のどの質量領域にも際立つ

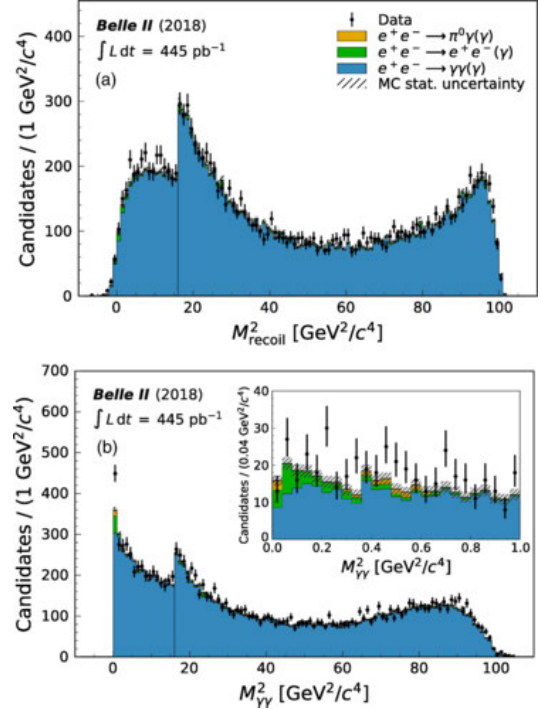


図 6: アクシオン類似粒子候補の質量の 2 乗分布。(a) 反跳による  $M_{\text{recoil}}^2$  と (b) 2 光子から再構成された  $M_{\gamma\gamma}^2$ 。主な背景事象は標準模型の過程である  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ 。16  $\text{GeV}^2/c^4$  前後で分布の不連続性が見られるのは低質量領域では背景事象が多く光子の再構成条件を変更しているため。

た超過が見られないため、この過程の生成断面積の上限値を 95% の信頼度で評価した。その結果、アクシオン類似粒子の質量  $0.2 \sim 9.7 \text{ GeV}/c^2$  の領域において  $\mathcal{O}(0.1) \text{ pb}$  までの生成断面積が排除された。この結果を他の実験結果とともに、アクシオン類似粒子の質量とアクシオン類似粒子と 2 光子の結合定数の排除領域に焼き直したものを図 7 に示す。Belle II の結果により他の実験ではカバーできなかった  $\mathcal{O}(1) \text{ GeV}/c^2$  の領域を排除することに成功した。

さきに述べた  $Z'$  は暗黒物質と結合すると期待され、アクシオン類似粒子についても暗黒物質との関連が期待されているため、これらの解析はダークセクター探索と一括りにされることが多い。この他にもダークセクター探索として、ダークセクターに所属する光子的な粒子 (ダークフォトン) やヒッグス的な粒子 (ダークヒッグス) の探索が現在進行中である。例えば、ダークフォトンとダークヒッグスの随伴生成事象や、光子がダークフォ

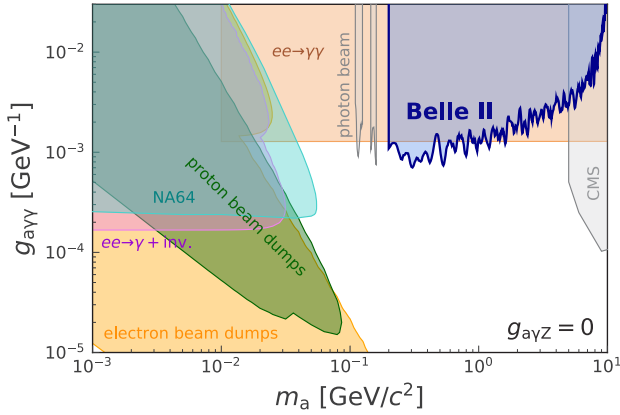


図 7: 様々な実験により 95%の信頼度で排除されたアクシオン類似粒子の質量と 2 光子との結合定数の領域。

に転換する事象などである。前者の場合、ダークフォトンがレプトン対と結合し、ダークヒッグスが検出器中で崩壊しないときは、レプトン対と大きな欠損運動量が信号となる。ダークヒッグスがさらに 2 つのダークフォトンに崩壊するときは 3 つのレプトン対が信号となる。後者の場合、ダークフォトンが検出器中で崩壊しないとき、初期状態放射で出た光子 1 つのみが信号となる。ダークフォトンがレプトン対に崩壊するときはレプトン対と光子が信号となる。これら電子陽電子散乱過程に現れるダークセクターの他にも、 $B$  中間子崩壊中に現れるダークセクターの物理も考えられていて、アイデア次第で多様な過程を考えることができるのがダークセクターの物理の魅力の 1 つである。

### 3.2 low multiplicity event と $\tau$ の物理

先日 Fermilab による  $(g-2)_\mu$  の測定結果が報告され [16] 話題になったばかりであるが、実は  $(g-2)_\mu$  の理論予測には実験により測定された量が大きく関わっている。詳細は省略するが、真空偏極からの  $(g-2)_\mu$  への寄与を評価するにあたって、特にクォークからの寄与を第 1 原理計算によって評価することが困難なため、電子陽電子散乱における  $\pi^+\pi^-$  などの生成散乱断面積の情報が必要になってくる。様々な実験で測定された生成散乱断面積の情報を  $(g-2)_\mu$  へのハドロニックな真空偏極からの最低次の寄与 ( $a_\mu^{\text{HVP, LO}}$ ) に焼き直したものを図 8 に示す。

特に BaBar 実験の結果と KLOE 実験の結果が離れていることがわかる。理論予測にはこの差も誤差として入れているため、高精度な理論予測の妨げとなっている [17]。Belle II ではこの問題を解決し、高精度な理論予測を与えるため  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  過程の生成断面積測定に取り組んでいる。Belle II では加速器のエネルギーを変更する代わりに初期状態放射事象を用いる。すなわち  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  過程で光子が持ち去ったエネルギーに

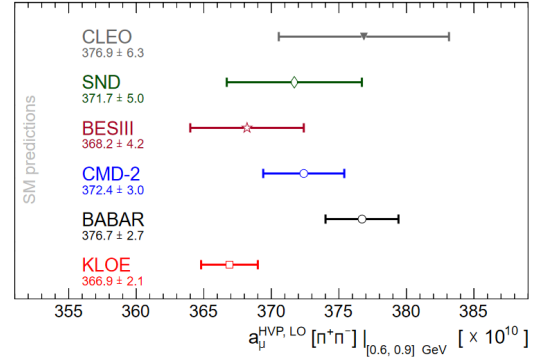


図 8: 各実験で測定された  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  過程の生成断面積をハドロニックな真空偏極からの最低次の寄与へと焼き直したものの。[18]

応じて様々なエネルギーでの  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  過程の生成断面積測定を実現している。系統誤差を比較的小さくする工夫として  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  過程の生成断面積との比を測定するので、この過程と信号の分離が重要になってくる。特に低運動量領域の  $\mu/\pi$  弁別が高精度測定の鍵となるであろう。BaBar 実験や KLOE 実験の結果も系統誤差の比重が大きいため比較的早い時期に精度よい結果が得られると期待している。ここでは  $250 \text{ pb}^{-1}$  のデータを用いた  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  過程の  $M_{\pi\pi}$  質量分布を図 9 に示す。この他にも  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  過程など様々

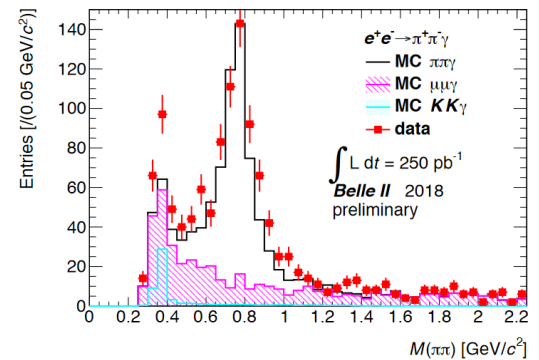


図 9: Belle II の初期データで測定された  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  過程の  $M_{\pi\pi}$  分布。

なハロン生成過程の生成断面積が  $(g-2)_\mu$  の理論予測のインプットとなる。

LFV 探索と言えば  $\tau$  物理解析の花形と言ってもいい解析であるが、先行実験の統計量に追いつくまで意味のある解析ができそうもないと思われるかもしれない。実は  $\tau$  LFV 探索では Belle や BaBar 実験で探索されていないモードがあり、特に  $\tau \rightarrow \ell + \text{missing}$  ( $\ell = e, \mu$ ) は ARGUS[19] 以来約 25 年ほどアップデートがなされていない解析で Belle II で最初の  $\tau$  LFV 探索結果となると期待されているモードである。ARGUS は約  $500 \text{ pb}^{-1}$  で

探索を行っており既に Belle II ははるかに凌駕したデータを蓄えている。物理過程としてはこの場合  $\tau$  はレプトンと検出器内では崩壊しない中性のボソン (ここでは  $\alpha$  と呼ぼう) の 2 体崩壊を起こしていると考え。2 体崩壊であるため、 $\tau$  の静止系では  $\alpha$  の質量に応じてレプトンは単一的な運動量を持つ。問題は  $\tau$  の静止系を実験で測定される量では定義できないことだ。ARGUS では、信号崩壊を引き起こさないもう一方の  $\tau$  が  $a_1 + \nu$  に崩壊することを要求した。 $\tau$  の質量  $1.8 \text{ GeV}/c^2$  に対し  $a_1$  中間子の質量は  $1.3 \text{ GeV}/c^2$  なのでビーム重心系では  $a_1$  の方向がほぼ  $\tau$  の方向に等しいと考えたのだ。Belle II では  $\alpha$  の質量に応じて  $\tau$  の方向を  $a_1$  以外の方法で決める方が感度がよい領域があることも突き止め最適化した解析を行おうとしている。図 10 にシミュレーションにより評価された  $25 \text{ fb}^{-1}$  のデータを使ったとき Belle II で期待される  $\alpha$  の探索感度を示す。ARGUS による先行研究の約 10 倍の探索感度を達成している。[20]

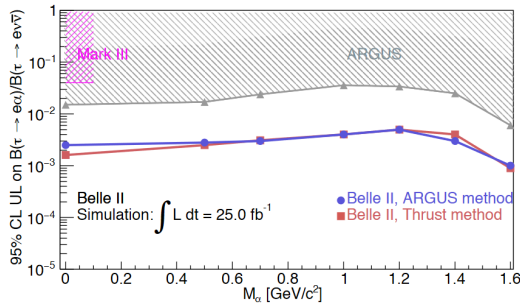


図 10:  $25 \text{ fb}^{-1}$  における  $\tau \rightarrow e\alpha$  探索の期待される感度。丸が ARGUS と同じ方法で  $\tau$  静止系を決めた場合。四角が別の方法で  $\tau$  静止系を決めた場合。 $\alpha$  の質量によって感度が異なる。

この他にも  $\tau \rightarrow \ell\pi^0\pi^0$  など CLEO 実験以来アップデートされていない  $\tau$  LFV モードがいくつかあり、Belle II による大幅な感度更新を期待している。

### 3.3 D の物理

$D$  中間子は mixing も  $CP$  の破れも小さいと予想されていた。しかしながら比較的大きな mixing が発見され [21],  $CP$  の破れも発見された事から [22], 新たな新物理探索のプロープとして注目を集めている。

$D$  中間子の寿命は基本的な性質だが、2002 年の FOCUS 実験の結果以来更新されていない [23]。Belle II 実験では PXD による  $10 \mu\text{m}$  の精度での位置決定とアライメントにより、 $D$  中間子寿命の精密測定を可能とした。寿命の測定にはクリーンで崩壊分岐比の大きい  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  崩壊と  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$  崩壊を用いた。背景事象を落とすため slow  $\pi$  を組み合わせ  $D^{*+}$  崩壊

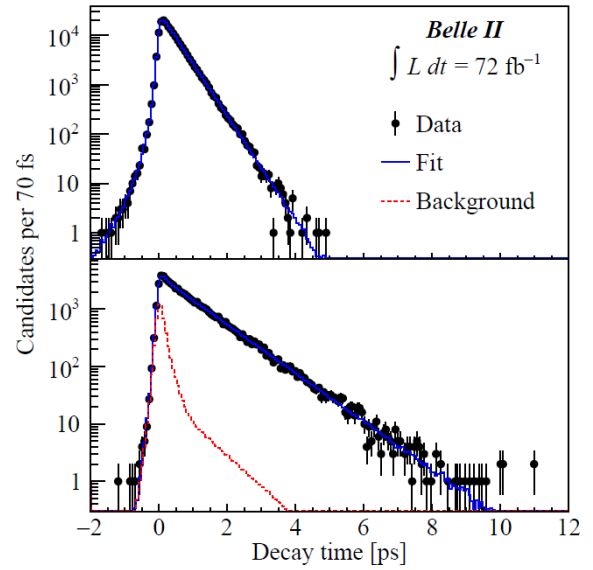


図 11: (上) $D^0$  と (下) $D^+$  の崩壊時間分布とフィット結果。

からの  $D$  中間子を選択した。さらに、高運動量の  $D^{*+}$  を選択し  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  事象からの  $D$  中間子を要求し、粒子の組み合わせによって偶発的に  $D$  中間子の質量に近くなる背景事象を抑制した。その結果、背景事象を  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  で 0.2% と  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$  で 9% と小さく抑える事が出来た。

$D$  中間子の寿命の測定には崩壊時間を測定するために飛程と運動量の情報が必要となる。 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象で決定された衝突点の分布を拘束条件とし、 $D^{*+}$  の崩壊チェーンの運動学的フィットから飛程と運動量を導出し、崩壊時間を測定した。崩壊時間分解能は  $60 \sim 70 \text{ fs}$  と Belle 実験と比較し 2 倍程度改善している。図 11 が  $D^0$  と  $D^+$  の崩壊時間分布である。電子陽電子衝突型加速器では背景事象が少ないという利点を生かし、崩壊時間分布にバイアスを与えていない測定となる。この分布をフィットした結果  $\tau(D^0) = 410.5 \pm 1.1 \pm 0.8 \text{ fs}$ ,  $\tau(D^+) = 1030.4 \pm 4.7 \pm 3.1 \text{ fs}$  を得た [24]。これらは現在の世界平均より良い精度の結果であり、過去の結果と一致する。これは世界最高精度の寿命結果を出したことだけでなく、 $D^0$  中間子の mixing や時間に依存する  $CP$  の破れの測定が精密に行えることを示した事となる。

### 3.4 B の物理

$B$  中間子は崩壊モードの数が多く、様々な角度から新物理を探索する事が可能である。今回は初期データを用いた 2 つの方法を紹介する。

現在、LHCb 実験で  $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$  崩壊における角度分布変数  $P'_5$  にアノマリーが見えており [25], 新物理の影響ではないかと世界的に話題になっている。この過程は  $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$  過程で起こるが、荷電レプトン対をニュー

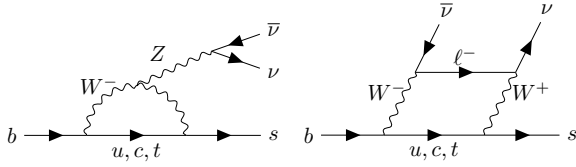


図 12:  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  過程のファインマンダイアグラム。

トリノ対に置き換えた  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  過程は、理論誤差がさらに小さいため新物理をより精密に探索する事が可能である。この崩壊は図 12 のようなループ過程で起こるため、標準模型の振幅が抑制され、重い新粒子の振幅が大きい事から、新物理を探索する上で理想的なプローブである。標準模型での崩壊分岐比は  $(4.6 \pm 0.5) \times 10^{-6}$  と予想されており、現在の崩壊分岐比の上限は 90% の信頼度で  $1.6 \times 10^{-5}$  である。Belle 実験ですでに  $711 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いて  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  の探索を行っていたが、今回新規探索手法を開発し  $63 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用い  $B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}$  崩壊の探索を行った。

この崩壊では二つのニュートリノが出るが Belle II 実験では  $B$  中間子が対生成されることを利用し、もう一方の  $B$  中間子をタグすることにより信号事象が  $B$  中間子からの崩壊であることを保証する。Belle 実験ではハドロニック崩壊やセミレプトニック崩壊の特定の崩壊様式を再構成することによりタグを行ったが、Belle II 実験では特定の崩壊様式を指定せずに再構成した。その結果  $\mathcal{O}(0.1)\%$  のタグ効率を、4% まで向上させることに成功した。代償として S/N が悪化するが、改善の為にこの崩壊の特徴的な変数を洗い出した。信号の  $K^+$  が背景事象と比較し高運動量である事と、新たに導入した PXD 検出器による崩壊点分解能が良いことから、 $K^+$  を用いて測定した信号  $B$  の崩壊点と、タグ  $B$  との崩壊点位置の差などが背景事象の抑制に効果的であった。これらの変数を用い Boosted Decision Tree (BDT) を二回かけることで感度を最大化した。図 13 が BDT の output と  $K^+$  の  $p_T$  で bin 分けしたヒストグラムである。有意な信号が得られなかったため、崩壊分岐比の上限を 90% の信頼度で  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}) < 4.1(2.3) \times 10^{-5}$  と決定した (括弧内の値は MC による期待値)。一桁少ないデータながらも先行研究と比肩する結果を得た。この結果は Belle II 実験最初の  $B$  の物理の論文として PRL に投稿された [26]。この新規手法は他の解析にも応用が期待されている。

Belle 実験では Cabibbo-小林-益川行列のユニタリティ三角形の 3 つ辺に関連する量 ( $|V_{cb}|, |V_{ub}|, |V_{td}|$ ) と 3 つ角 ( $\phi_1, \phi_2, \phi_3$ ) をすべて測定した (図 14)。ループレベルの測定量が 3 つ ( $|V_{td}|, \phi_1, \phi_2$ ) とツリーレベルの測定量が 3 つ ( $|V_{cb}|, |V_{ub}|, \phi_3$ ) ある事から、2 つの三角形を描くことが可能である。この 2 つの三角形が一致するか

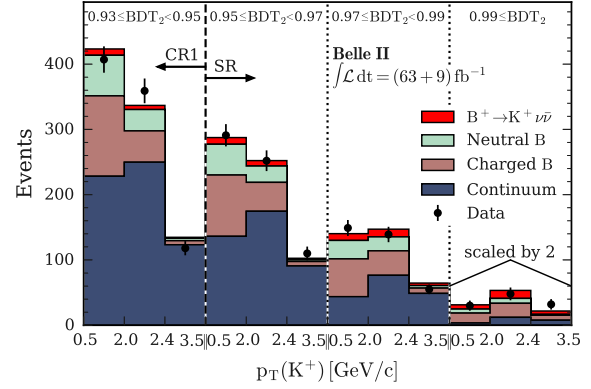


図 13: BDT bin ごとの  $K^+$  の  $p_T$  分布。左の 3 bin がコントロール領域、右の 9 bin が信号領域。赤のヒストグラムが信号。

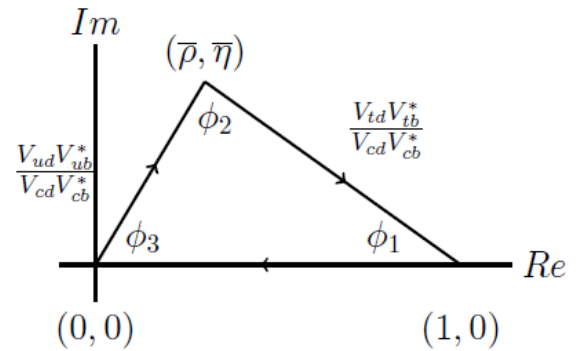


図 14: 規格化した Cabibbo-小林-益川行列のユニタリティ三角形。

を調べる事により  $B^0 - \bar{B}^0$  mixing の中に現れる新物理に制限を課した。Belle II 実験でもユニタリティ三角形の精密測定は重要な新物理探索のプローブであり、特に  $|V_{ub}|$  と  $\phi_1, \phi_2, \phi_3$  の測定精度を上げる事で新物理への感度を高めることができる ( $|V_{cb}|, |V_{td}|$  の精度は現象論と Lattice QCD の計算を改善する事から向上できる)。角は  $CP$  の破れから測定し、辺はセミレプトニック崩壊の振幅と mixing の周波数から測定する。

角  $\phi_1$  は  $V_{td}$  の弱位相であり、 $t \rightarrow d$  過程を含む  $B^0 - \bar{B}^0$  mixing の弱位相を測定出来ればよい。 $\phi_1$  測定のゴールデンモードは  $B \rightarrow J/\psi K_S^0$  崩壊である。この崩壊は  $b \rightarrow c$  過程で起こるため崩壊の弱位相は無く、時間に依存した  $CP$  の破れの測定から  $B^0 - \bar{B}^0$  mixing での弱位相  $\phi_1$  を抜き出すことが可能である。Belle 実験と BaBar 実験はこのモードにより、 $B$  中間子系での  $CP$  の破れを発見した。この崩壊の再構成はレプトニック崩壊  $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$  と長寿命  $K_S^0$  の  $\pi^+\pi^-$  崩壊を用いる事から非常にクリーンである。時間に依存した  $CP$  の破れの測定には、2 つの  $B$  中間子の崩壊時間差ともう一つの  $B$  中間子のフレーバーの同定が必須となる。Belle II 実験の重心系は前方にブーストしているため、崩壊位置の差が崩壊時間差と

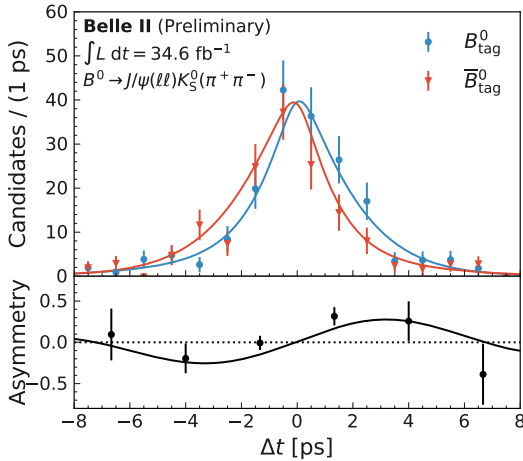


図 15:  $B \rightarrow J/\psi K_S^0$  での時間に依存する  $CP$  の破れの測定。

なる。また、もう一つの  $B$  中間子のフレーバーは、信号  $B$  中間子の再構成に使われなかった粒子の粒子識別情報を用いて同定する。図 15 は  $35 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いた  $B \rightarrow J/\psi K_S^0$  での時間に依存する  $CP$  の破れの測定結果である。データ量が少ないため誤差は大きいが、 $S = 0.55 \pm 0.21(\text{stat.}) \pm 0.04(\text{syst.})$  と世界平均と無矛盾な結果が得られ、Belle II 実験で時間に依存した  $CP$  の測定が可能であることを示した重要な結果である。

角  $\phi_2$  は  $V_{td}$  と  $V_{ub}$  の弱位相を合わせた物であり ( $\phi_2 = \pi - \phi_1 - \phi_3$ )、 $b \rightarrow u$  過程を通じた崩壊での時間に依存した  $CP$  の破れから測定することが可能である。 $b \rightarrow u$  過程は  $V_{ub}(= \mathcal{O}(\lambda^3))$  で抑制されており、 $b \rightarrow c$  過程と比較し崩壊分岐比が約 100 倍小さい事から測定が難しい。 $\phi_2$  測定の代表的なモードとして  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  があるが、その崩壊分岐比は  $5 \times 10^{-6}$  と小さく、Belle 実験では  $\phi_2$  の精度は統計誤差により制限されていた。Belle II 実験ではすでに  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  を再発見している。図 16 は  $63 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いた  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の  $\Delta E = E_B - E_{\text{beam}}$  分布である。2つのピークが確認できるが、右側が  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊で左側がトポロジーが同じ  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  崩壊である。 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  では  $K^+$  の質量を  $\pi^+$  として再構成していることにより、 $\Delta E$  分布が 40 MeV ほどシフトする。 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  の崩壊分岐比は  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  より 4 倍大きい、Belle II 実験の粒子識別検出器により、 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  と同程度に押さえた。今後、このモードを用いて時間に依存した  $CP$  の破れを測定し、 $\phi_2$  に制限をかける。

角  $\phi_3$  は  $V_{ub}$  の弱位相である。 $\phi_3$  測定には  $B \rightarrow DK$  過程の崩壊分岐比および直接的  $CP$  の破れを用いる。 $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$  崩壊は  $b \rightarrow c$  過程、 $B^+ \rightarrow D^0 K^+$  崩壊は  $b \rightarrow u$  過程を通じて起こる。ここで  $D^0$  と  $\bar{D}^0$  が

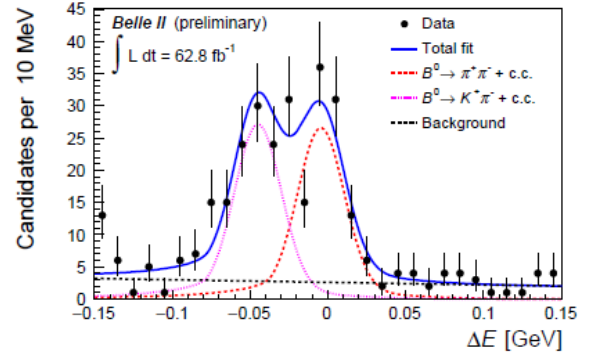


図 16:  $B \rightarrow \pi^+\pi^-$  での  $\Delta E$  分布。右側のピークが信号、左側は  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  崩壊。

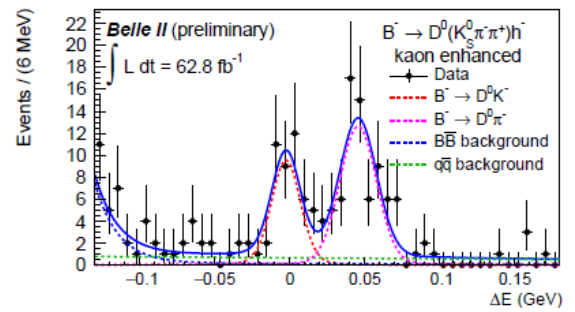


図 17:  $B^+ \rightarrow DK^+$ ,  $D \rightarrow K_S^0 \pi^+\pi^-$  での  $\Delta E$  分布。左側のピークが信号、右側のピークは  $B^+ \rightarrow D\pi^+$  崩壊。

同じ終状態に崩壊することにより、二つの崩壊が干渉し  $\phi_3$  を測定することができる。Belle II 実験でのゴールデンモードは  $D \rightarrow K_S^0 \pi^+\pi^-$  崩壊である。この崩壊は 3 体崩壊であるため、Dalitz プロット解析を行うことが可能であり、様々な強位相を持つ崩壊を用いて  $\phi_3$  を精密に抽出できる。図 17 は  $63 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いた  $B^+ \rightarrow DK^+$ ,  $D \rightarrow K_S^0 \pi^+\pi^-$  崩壊の  $\Delta E$  分布である。この図でも  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  と同様にトポロジーが同じ  $B^+ \rightarrow D\pi^+$  崩壊が信号の右側に分布する。今後、Dalitz プロット解析を行い、 $\phi_3$  を抽出する。

ここで紹介した崩壊以外にも、すでに  $B \rightarrow Xl\nu$ ,  $B \rightarrow \pi l\nu$ ,  $B \rightarrow \phi K^{(*)}$ ,  $B \rightarrow \eta' K$ ,  $B \rightarrow K\pi$ ,  $B \rightarrow K^*\gamma$  など多くの崩壊モードが再発見されており、多角的に新物理を探索する準備を行っている。全ての物理論文と Conference paper は [27, 28] から探することができるので、興味のある方は参照して頂きたい。また、展望は [11] を参照して頂きたい。

## 4 まとめ

SuperKEKB 加速器と Belle II 実験は様々な問題を解決しながら運転を継続し、データを取得している。データ量は Belle 実験にまだ及ばないが、アップグレードした



検出器の特長を生かし4つの論文をすでに投稿、出版した。また、多くの崩壊モードの再発見をし、検出器の理解を進め、Belle 実験を超える精密測定から  $\mathcal{O}(10)$  TeV 以上のスケールの新物理を探索する準備をしている。Belle 実験を超えるデータを取得する頃には、多数の世界最高精度の物理成果が出るのでご期待下さい。

## 5 謝辞

本稿で紹介した成果は、SuperKEKB 加速器研究者の皆様のリミノシティ向上に挑む不断の努力あってこそのもものと感謝しています。また、Belle II 実験への多くの皆様のご支援に厚く感謝いたします。

## 参考文献

- [1] 大西幸喜, 高エネルギーニュース **39-3**, 131 (2020).
- [2] 森井友子, 樋口岳雄, 高エネルギーニュース **35-2**, 97 (2016).
- [3] 谷口七重, 高エネルギーニュース **32-4**, 241 (2014).
- [4] 鈴木一仁, 居波賢二, 松岡広大, 高エネルギーニュース **35-3**, 155 (2016).
- [5] 西田昌平, 高エネルギーニュース **38-2**, 58 (2019).
- [6] 宮林謙吉, 高エネルギーニュース **33-2**, 108 (2014).
- [7] 住澤一高, 高エネルギーニュース **33-1**, 27 (2014).
- [8] 海野祐士, 岩崎義仁, 中澤秀介, 高エネルギーニュース **34-2**, 105 (2015).
- [9] 伊藤領介, 中尾幹彦, 山田悟, 鈴木聡, 今野智之, 樋口岳雄, 高エネルギーニュース **33-3**, 196 (2014).
- [10] 原隆宣, 高エネルギーニュース **34-1**, 13 (2015).
- [11] E. Kou *et al.*, Prog Theor. Exp. Phys. **2019**, 123C01 (2019).
- [12] I. Adachi *et al.* (Belle II Collaboration), Phys. Rev. Lett. **124**, 141801 (2020).
- [13] B. Shuve and I. Yavin, Phys. Rev. D **89**, 113004 (2014).
- [14] G. W. Bennett *et al.* (Muon  $g-2$  Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006).
- [15] F. Abudinén *et al.* (Belle II Collaboration), Phys. Rev. Lett. **125**, 161806 (2020).
- [16] B. Abi *et al.* (Muon  $g-2$  Collaboration), Phys. Rev. Lett. **126**, 141801 (2021).
- [17] 遠藤基, 岩本祥, 北原鉄平, 高エネルギーニュース **40-2**, 56 (2021).
- [18] T. Aoyama *et al.*, Phys. Rept. **887**, 1 (2020) の Fig. 15 より引用
- [19] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration), Z. Phys. C **68**, 25 (1995)
- [20] F. Tenchini *et al.*, PoS ICHEP2020, 288 (2021)
- [21] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 211802 (2007), M. Staric *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 211803 (2007), T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 121802 (2008).
- [22] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Phys. Rev. Lett. **122**, no.21, 211803 (2019).
- [23] J. M. Link *et al.* (FOCUS Collaboration), Phys. Lett. B **537**, 192-200 (2002).
- [24] F. Abudinén *et al.* (Belle-II Collaboration), arXiv:2108.03216.
- [25] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Phys. Rev. Lett. **125**, no.1, 011802 (2020).
- [26] F. Abudinén *et al.* (Belle II Collaboration), arXiv:2104.12624.
- [27] <https://confluence.desy.de/display/BI/Journal+Publications>
- [28] <https://confluence.desy.de/display/BI/Conference+Papers>