

■研究紹介

LHCf 実験による超前方生成粒子の測定

名古屋大学 宇宙地球環境研究所

毛受 弘彰

menjo@isee.nagoya-u.ac.jp

2023 年 11 月 10 日

1 はじめに

Large Hadron Collider forward (LHCf) 実験は、LHC 加速器の稼働初期から衝突点の超前方方向に生成される粒子（光子、中性子など）の測定を定期的に行っている。その目的は、超高エネルギー宇宙線による空気シャワー現象の素過程であるハドロン衝突を世界最高の加速エネルギーを実現する LHC 加速器を用いて理解することである。

LHCf 実験についての紹介記事は約 10 年前にも高エネルギーニュースに記事を寄稿した [1]。それから 10 年以上が経過して、超高エネルギー宇宙線観測と我々 LHCf 実験グループの研究の両方にさまざまな進展があった。宇宙線観測では到来方向のホットスポットの発見があり、我々は LHC を飛び出して RHIC 加速器での測定も行った。本稿では、最初に超高エネルギー宇宙線観測の最近の動向を紹介した後に、LHCf 実験の最近の成果についての紹介し、去年行われた重心系衝突エネルギー $\sqrt{s} = 13.6 \text{ TeV}$ の陽子-陽子 (pp) 衝突測定や今後の展望について述べる。

2 研究背景

2.1 超高エネルギー宇宙線観測

10^{20} eV にも達する超高エネルギー粒子の加速源、加速メカニズム、伝搬のシナリオを決定することが宇宙線物理学の目的である。 10^{15} eV を超える高エネルギー宇宙線の観測は低い到来頻度から衛星等で観測を直接行うことは難しく、宇宙線と地球大気が衝突して生成させる空気シャワー現象を地上に設置した検出器で観測することによって行われる。この手法の利点は、 10^{19} eV を超える超高エネルギー宇宙線では空気シャワーの横広がりは数 km にも達することから 1 km ごとの設置した地上検出器でも検出可能なため、数千 km² にもおよぶ広大な有効面積を実現できることである。しかし、観測量となる宇宙線のエネルギー、到来方向、化学組成（陽子、鉄原子核などの粒子種）を地上検出器の情報から再構成するためには、空気シャワー発達の正確な理解、特に高エネルギーハドロン相互作用の理解が不可欠となる。

日本とアメリカが主導する Telescope Array (TA) 実験とヨーロッパが中心となった Pierre Auger Observatory (PAO) の 2 つの実験がすでに 15 年を超えて稼働しており、さまざ

まな結果が得られている。両実験とも地上検出器として、空気シャワー粒子による大気の電離作用で生じる大気蛍光を測定する光学望遠鏡と、シンチレータもしくは水チャレンコフ検出器を用いた粒子検出器アレイの 2 つを用いたハイブリッド観測を行っている。TA と PAO はそれぞれアメリカ・ユタ州とアルゼンチンで実験を行っており、検出器は 700 km² と 3000 km² の有効面積を有している。

2.2 最近の動向

宇宙線は陽子や鉄原子核といった荷電粒子であり銀河系内外の磁場によって曲げられるために、地球で観測された到来方向とその加速天体の位置は一致しない。しかし、その曲角は宇宙線のもつリジリティ (=エネルギー/電荷数) に反比例し、 50 EeV の陽子では 2-3 度まで小さくなる。そこで TA 実験は観測されたうちで 57 EeV 以上のイベントの到来方向分布に他の場所よりも到来頻度が高い領域があることを 2014 年に発見し、その領域はホットスポットと呼ばれている [2]。PAO によっても同様の領域が発見されており（ホットスポットに対応させてウォームスポットと呼ばれる）、図 1 は TA と PAO の両実験結果をあわせた到来方向分布を示す [3]。

この結果は非一様な超高エネルギー宇宙線加速源の描像を初めて観測データとして示したものであり、加速天体を特定するために重要な結果である。実際に星形成が活発に行われているスターバースト銀河の天体カタログとの相関を

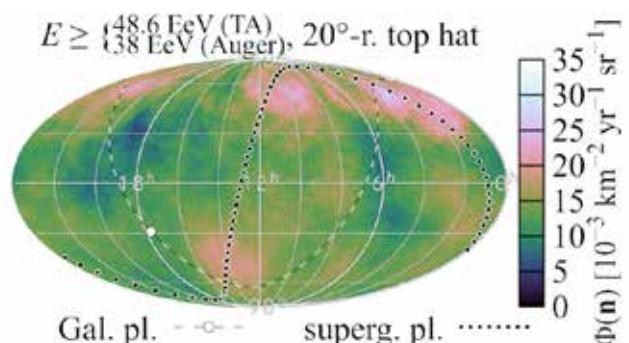


図 1: 超高エネルギー宇宙線の到来方向分布 [3]。TA と PAO で測定されたイベントに対して 20° の拡がりを仮定している。

4.6σ の優位性で示唆しており、有力な加速源と考えられている [3]。しかし、ホットスポットは約 20 度の拡がり持っていることや、相関するイベントは全体の約 15–20%のみであるなど理解できていない部分も多い。伝搬中の曲がり角は宇宙線の持つ電荷に依存することから、宇宙線の粒子種（化学組成）を同定することがこの分布を理解する鍵を握っている。

2.3 化学組成とミューオン過剰問題

宇宙線の化学組成に感度がある観測量は、大気蛍光望遠鏡によって観測される空気シャワーの最大発達深度 (X_{MAX}) と地上粒子観測器によって測定されるミューオン粒子数 (N_μ) がある。これらは宇宙線と大気相互作用の異なる側面を用いており、 X_{MAX} は粒子種による非弾性断面積の違いを反映していて陽子などの軽い粒子の方が非弾性断面積が小さいために X_{MAX} が大きくなる（より低高度で発達）。ミューオン数は、宇宙線衝突時の粒子生成の多度に対応しており、衝突時により多くの粒子を生成する重い原子核の方が地上のミューオン数が多くなる。

大気蛍光望遠は月明かりがない夜中にしか観測がおこなえないことから X_{MAX} を求めるができるのは全イベントのうちの 10%程度に限定されてしまう。それに対して、地上検出器はつねに観測が行われていることからミューオン数を用いた化学組成推定が期待されるが、それを困難にしているのが「ミューオン過剰問題」である。ミューオン過剰問題は、PAO と TA の両実験で観測されたミューオン数がモンテカルロ（MC）シミュレーションを用いた結果よりも 30–50%多い結果を示すという問題である[4, 5]。最もミューオン数が多くなる鉄原子核を一次宇宙線とした場合でも説明できず（図 2）、ミューオン数を用いた化学組成の推定ができない状況にある。このミューオン過剰について Dembinski らは過去の空気シャワー実験の結果を解析して、この問題が 10^{19} eV の超高エネルギー宇宙線のみでなく 10^{15} eV 以上の広いエネルギー範囲で生じている可能性について指摘した [8, 9]。のことからミューオン過剰問題は、現在行われている観測のみでなく、過去の宇宙線観測結果の解釈にも影響する問題であると宇宙線コミュニティでは再認識されるようになった。

この問題は高エネルギーHadron相互作用の理解不足によって生じていると考えられており、今までにさまざまな要因の候補があげられているが未だ明確な解決策は得られていない。空気シャワー観測結果を用いた研究もされているが条件（一次宇宙線の粒子種）が未確定の状況ではなかなか難しく、世界最高エネルギーの衝突を実現できる LHC でのHadron相互作用研究に期待が寄せられている。

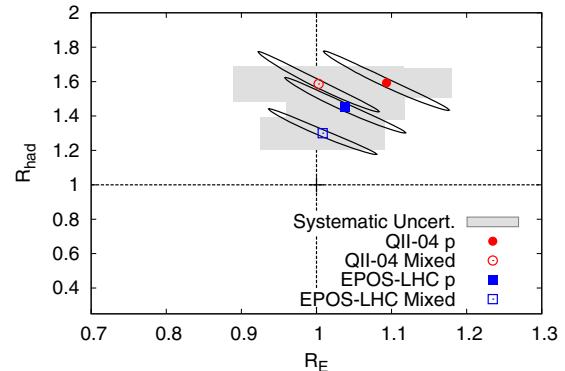


図 2: PAO による空気シャワー中での電磁成分とミューオン成分のデータと MC の比較 [6]。横軸と縦軸が、電磁成分とミューオン成分のデータ/MC 比をそれぞれ示す。4 つの結果は MC に用いた相互作用モデルと仮定した化学組成の組み合わせである。

3 LHCf 実験

3.1 検出器と実験セットアップ

LHCf は Arm1 と Arm2 と呼ばれる 2 台の検出器を持っており、それぞれの検出器はコンパクトなサンプリングカロリーメータである。吸収層であるタングステンプレートの間に Gd_2SiO_5 (GSO) シンチレータプレート 16 層と位置検出器 4 層を挿入している。位置検出層として Arm1 は 1 mm 角の GSO シンチレータバーを井形に組んだ XY ホドスコープ、Arm2 は 0.16 mm ピッチ読み出しのシリコンストリップ検出器を用いている。図 3 に検出器の概要図をしめす。それぞれの検出器は 2 つのカロリーメータタワーを有しており、アクセスランクスは Arm1 が $20 \times 20 \text{ mm}^2$ と $40 \times 40 \text{ mm}^2$ 、Arm2 が $25 \times 25 \text{ mm}^2$ と $32 \times 32 \text{ mm}^2$ と非常にコンパクトである。検出器の厚みは約 22 cm であり、44 放射長と 1.6 相互作用長に相当する。検出器は光子（電磁シャワー）に対するエネルギー分解能は 5%以下、位置分解能は 0.2 mm 以下であるが、中性子（Hadronシャワー）に対する性能は 40% と 1 mm 程度と相対的に悪い。

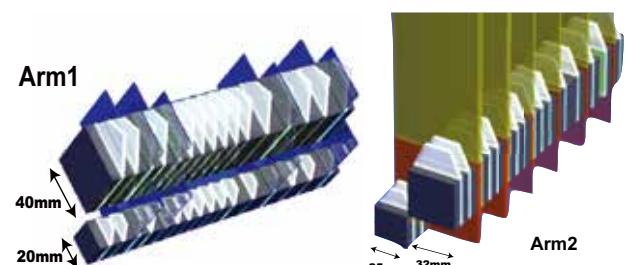


図 3 : LHCf 検出器の模式図

この検出器を ATLAS 検出器が設置されている LHC 衝突点 IP1 の両側 140m に設置する（図 4）。その場所には TAN と呼ばれる構造物が設置されており、その中でビープパイプは衝突点からくる太いビームパイプから 2 本の細いビームパイプに分岐する。TAN には、そのビームパイプの隙間に相当する位置に幅 96 mm の溝があり、LHC の通常稼働時には後方の超伝導電磁石を保護するために銅のバーが挿入されているが、我々のオペレーション時には LHCf 検出器を入れ替えて測定が行われる。衝突で生成された粒子のうち荷電粒子は衝突点と検出器の間に位置する双極子磁石の磁場によって曲げられるため、LHCf 検出で測定できるのは中性粒子のみである。この場所は、衝突のゼロ度方向を見込む位置に検出器を設置することができ、擬ラピディティは $\eta > 8.4$ をカバーしている。

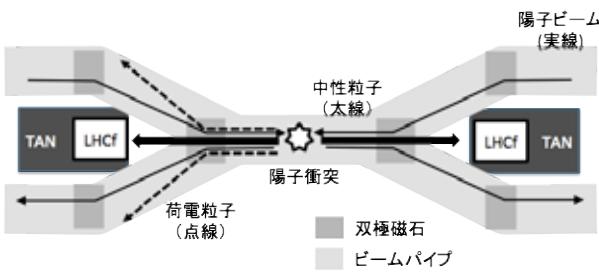


図 4 : LHC 衝突点の LHCf 検出器の設置場所。

3.2 オペレーション

衝突の 0 度方向は TeV の高エネルギーの粒子が高頻度でやってくるため放射線被曝量が非常に高い。そのため LHCf 実験の測定は低ルミノシティランと呼ばれる特殊な LHC 運転期間にのみ行われ、そのときのルミノシティは LHC の通常運転時よりも 4 枠以上低い $10^{29\text{-}30} \text{ cm s}^{-1}$ である。LHCf の測定は LHC 加速器の運転初期から何度も行っており、それぞれのビーム条件を表 1 にまとめた。このうち、最近実施されたのが 2022 年の pp 衝突測定であり、衝突エネルギーは最も高い $\sqrt{s} = 13.6 \text{ TeV}$ であった。これは実験室系エネルギー（大気衝突の場合の宇宙線エネルギーに相当）に換算すると 10^{17} eV にも達する。2015 年にも $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ での測定を行っており、このときと衝突エネルギーはあまり変わらないがデータ取得システムの改良やトリガーを工夫することによって高統計データを取得することができた。

図 5 は 2022 年の測定時にとった検出器の写真である。検出器は TAN（カラー版赤色、モノクロ版灰色）の溝に挿入されておりほとんど見えず、見えているのは読み出し用のエレクトロニクスと検出器上下可動用のマニピュレータシステムである。これらのシステムは検出器と一緒にになっており、作業中の放射線被曝を避けるためにリモートハンドリング

システムを使って設置と取り外し作業が行われる。また、この測定時には ATLAS 実験の検出器の 1 つである Zero Degree Calorimeter (ZDC) が LHCf 検出器の後方にインストールされており、後述するように LHCf-ATLAS での共同データ取得も実施している。

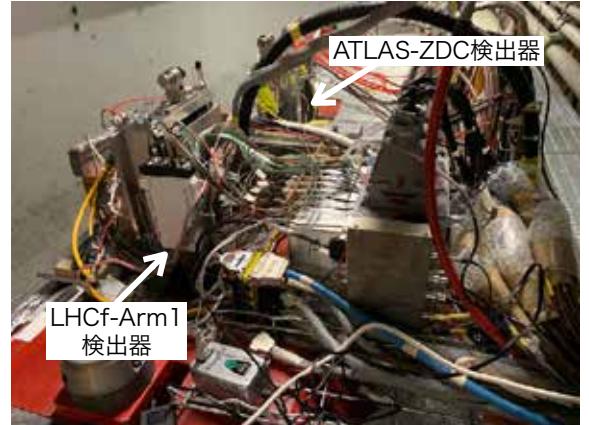


図 5 : 2022 年測定時の LHCf 検出器の設置後の写真

表 1：オペレーションリスト

	衝突	$E_{\text{lab}} [\text{eV}]$	測定年
LHCf	pp, $\sqrt{s} = 0.9 \text{ TeV}$	4×10^{14}	2009, 2010
	pp, $\sqrt{s} = 2.8 \text{ TeV}$	4×10^{15}	2013
	pp, $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$	3×10^{16}	2010
	pp, $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	9×10^{16}	2015
	pp, $\sqrt{s} = 13.6 \text{ TeV}$	10^{17}	2022
	pPb, $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5 \text{ TeV}$	1.4×10^{16}	2013
	pPb, $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8 \text{ TeV}$	3×10^{16}	2016
	pO, $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 10 \text{ TeV}$	5×10^{16}	2024(予定)
RHICf	pp, $\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$	1.4×10^{14}	2017

3.3 RHICf 実験

地球に到来する宇宙線は幅広いエネルギー領域に広がっており、またミューオン過剰が宇宙線のエネルギー依存性を示唆していることからも粒子生成の衝突エネルギー依存性を調べることは重要である。前方領域の粒子生成については Feynman によりスケーリング則が成り立つことが提唱されているが、それを実験的に検証する必要がある [9]。LHC での測定は表 1 にあるようにさまざまな衝突エネルギーで pp 衝突の測定を行っているが、横軸運動量 p_T の測定可能範囲はビームエネルギーに比例することから $\sqrt{s} = 0.9 \text{ TeV}$ の場合では $0.12 \text{ GeV}/c$ 以下と非常に狭くなってしまう。そこで、広い p_T 領域で低エネルギー衝突でも測定を行うために BNL の Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) で行ったのが RHIC forward (RHICf) 実験である。



図 6 : 検出器を RHIC ビームラインに設置後の写真。
中央の縦長のボックスが RHICf 実験の検出器。

RHIC のビームラインの構成は図 3 に示した LHC の構成とほぼ同じであるが、ビームパイプが二股に分かれる構造が LHC の場合の衝突点から 140 m の距離よりも近い 18 m に位置している。2 本のパイプ間の距離は 10 cm と LHC の場合とほぼ同じであることから、測定には LHCf-Arm1 検出器をそのまま利用できた。図 6 は検出器を RHIC のビームラインに設置した写真である。中央に写っている縦長のボックスが検出器で、その下の灰色の部分がビームパイプである (TAN のような構造物はないためビームパイプが直接見える)。この測定は STAR 実験が行われている衝突点で実施しており、検出器を設置した場所は STAR-ZDC 検出器が通常は設置されているが、測定時には ZDC を後方に下げて RHICf 検出器を設置した。LHC の場合よりも検出器をより衝突点近くに設置できることから擬ラピディティは $\eta > 5.9$ をカバーする。

測定は、2017 年 6 月に衝突エネルギー $\sqrt{s} = 510 \text{ GeV}$ の pp 衝突で行われ、約 100 M のイベントを取得した。このときの p_T 測定可能範囲は $1.4 \text{ GeV}/c$ 以下であり、これは LHCf 実験の $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ と同程度である。また RHIC 加速器の特徴としてスピン偏極したビームを用いていることから、粒子生成のスピン非対称性の測定も行っている。本稿では詳細には触れないが π^0 中間子の結果など興味深い結果が得られているので、興味がある方は [10] を参照いただきたい。

4 測定結果

これまでの発表している結果のうちから 3 つを紹介する。

4.1 光子生成のスケーリング則の検証

LHC で実現できる衝突エネルギーは宇宙線エネルギー換算で 10^{17} eV と非常に高いが、超高エネルギー宇宙線の 10^{20} eV よりまだ 3 衡低い。表 1 に示すように LHC と RHIC の実験室系衝突エネルギーが約 3 衡異なる条件でのファインマンスケーリング則の実験的な検証は LHCf での測定結果から超高エネルギー宇宙線領域へ外挿するために重要である。

LHCf 実験によって測定された $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ pp 衝突での超前方光子の微分生成断面積と、RHICf 実験による $\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$ pp 衝突の測定結果の比較を図 7 に示す [11]。横軸はビームエネルギーで規格化した光子のエネルギー X_F を用いており、縦軸はそれぞれの衝突エネルギーでの非弾性断面積 (σ_{inel}) で規格化した微分生成断面積を示す。ここでは先に発表されていた LHCf 実験の $\eta > 10.94$ の結果と同じ $X_F - p_T$ の位相空間領域 ($p_T < 0.23 X_F$) となるように RHICf データの解析領域を選択している。結果をより詳細に比較するために比 ($13 \text{ TeV}/0.5 \text{ TeV}$) を図 8 に示す。測定結果はどの X_F でも 1 と誤差範囲で一致しており、スケーリング則が成立つことと矛盾がない結果が得られた。

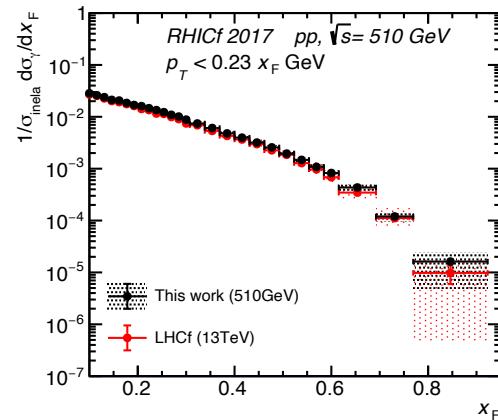


図 7 : $\sqrt{s} = 0.5$ と 13 TeV pp 衝突による光子生成微分方程式の比較 [11]。

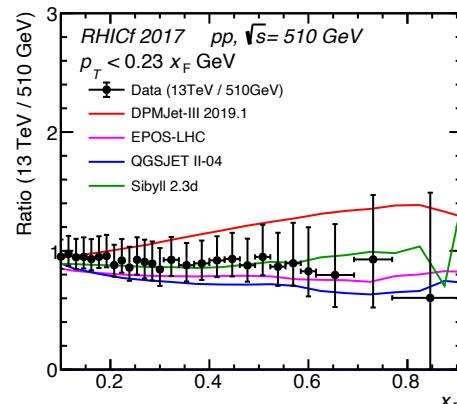


図 8 : 13 TeV と 0.5 TeV の結果の比の測定結果とモデル予測値との比較 [11]。

図 8 の実線は宇宙線空気シャワーシミュレーションでよく使われる相互作用モデルの予測を示している。モデル予測では完璧なスケーリングではなく、比が 1 より小さいものや X_F 依存性を示しているモデルがある。しかし、今回の解析結果の誤差はこれらを検証するのに十分でない。今後は同一検出器での測定であることを活かして、共通する系統誤差の評価やキャリブレーション手法の改良によって誤差の改善を行っていく予定である。

4.2 中性子を用いた非弾性度の測定

宇宙線の空気シャワー発達に重要な相互作用のパラメータの 1 つに非弾性度がある。非弾性度 ($1 - k$) は、エネルギー E_0 をもつ粒子の衝突の場合に生成された二次粒子のうち最もエネルギーが高い粒子 (リーディング粒子) のエネルギー E_{leading} を使って、 $1 - k = 1 - E_{\text{leading}} / E_0$ で定義される量で、これは衝突のうち二次粒子生成に使われたエネルギーの割合を示す。非弾性度が大きいほど、一回の衝突あたりに二次粒子生成にエネルギーが多く使われてリーディング粒子のエネルギーが急速に小さくなることから空気シャワー発達が上空で生じることになる。LHC の pp 衝突では、リーディング粒子はほとんどの場合が前方方向に生成されるバリオンであり、最も多いのが陽子でその次が中性子である。そのため LHCf 実験で超前方中性子を測定することで非弾性度を測定することができる。

LHCf 実験では、入射した光子と中性子を測定されたカロリーメータ内の発達形状を用いてイベントごとに識別している。検出器の厚さは 44 放射長あるために光子によって生じた電磁シャワーは検出器の前方で発達するのに対して、ハドロンのほとんどが中性子であるが、 Λ 粒子や K^0_L 中間子も入射する。これらの粒子は中性子同様に検出器内でハドロンシャワーを形成するため、中性子と見分けがつかない。そのためこれらの寄与は MC を使って見積もり、差し引いている。5 TeV 付近のピーク構造は、One-Pion-Exchange (OPE) 事象によるものと考えられる。OPE 事象では、陽子は仮想パイオニア放出して中性子となり、仮想パイオニアはもう一方の陽子と衝突する (図 11)。モデル予測にはピーク構造が見

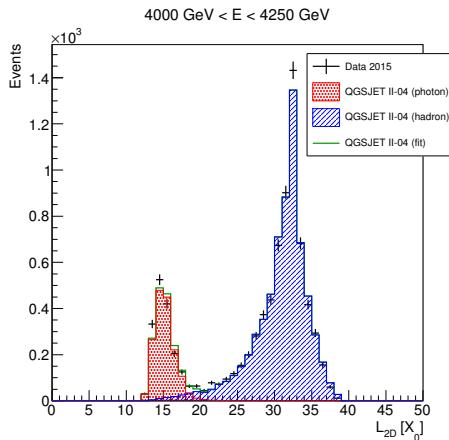


図 9：粒子種識別パラメータ L_{2D} の分布 [12]。

られた測定データの L_{2D} 分布を光子と中性子の MC サンプルによるテンプレートフィットの結果と一緒に示している。光子による 15 放射長 (X_0) 付近のピークと中性子による 33 X_0 付近のピークがきれいに分かれ、15 X_0 以上を中性子事象として選択している。また、テンプレートフィットの結果と MC の分布を使って光子事象の中性子事象へのコンタミネーションを推定することができる。

図 10 は、2015 年に取得した衝突エネルギー $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ の pp 衝突データから得られた擬ラピディティ領域 $\eta > 10.75$ の中性子微分生成断面積を示す。検出器に入射するハドロンのほとんどが中性子であるが、 Λ 粒子や K^0_L 中間子も入射する。これらの粒子は中性子同様に検出器内でハドロンシャワーを形成するため、中性子と見分けがつかない。そのためこれらの寄与は MC を使って見積もり、差し引いている。5 TeV 付近のピーク構造は、One-Pion-Exchange (OPE) 事象によるものと考えられる。OPE 事象では、陽子は仮想パイオニアを放出して中性子となり、仮想パイオニアはもう一方の陽子と衝突する (図 11)。モデル予測にはピーク構造が見

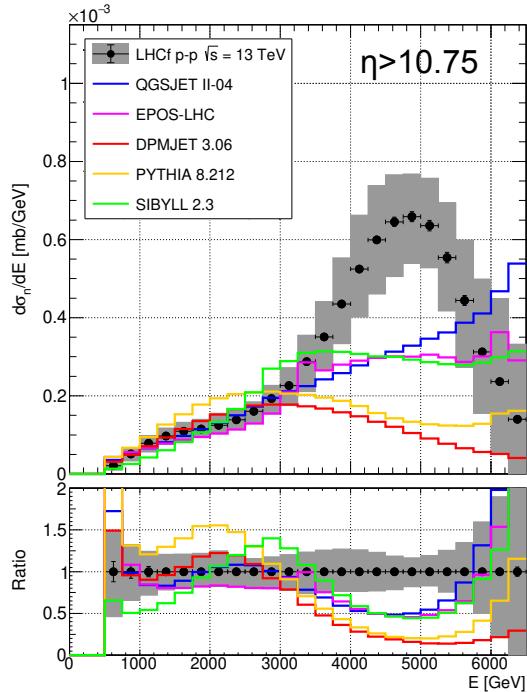


図 10：pp $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ での中性子測定結果 [13]。上パネルが微分生成断面積を示し、下パネルがデータと MC の比を示す。

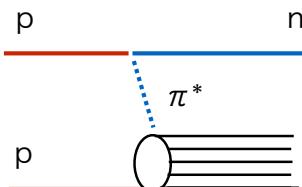


図 11：One-Pion-Exchange 事象の概略図。中性子が超前方方向に放出される。

られないのはOPEプロセスが相互作用モデルには完全には実装されていないためである。

図10と同様の微分断面積を $\eta > 8.6$ の領域で求め、その中性子エネルギーの平均値から平均非弾性度は $<1-k> = 0.536^{+0.031}_{-0.037}$ と求めることができた。モデル予測と比較すると空気シャワーシミュレーションでよく用いられる相互作用モデルとは約 1σ で一致した(図12)。

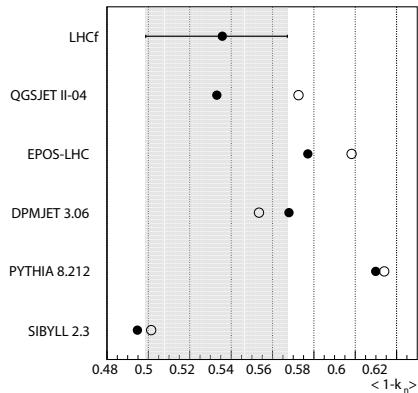


図12：中性子測定結果から求めた平均非弾性度($<1-k>$) [13]。モデル予測は、中性子のみを使って計算した結果(Filled)と、他の粒子も含めて計算した結果(白抜き)を示す。

4.3 η 中間子測定

空気シャワーのミューオン過剰問題はその解決のためにさまざまなアイディアが出されており、そのなかで注目されているのがストレンジクォークを含む代表的な中間子であるK中間子の寄与である。 π 中間子とK中間子の違いは質量などさまざまあるが、空気シャワー発達において最も大きな違いが π^0 と K^0 の崩壊寿命の違いである。 π^0 の寿命は $c\tau = 25\text{ nm}$ と非常に短く、空気シャワー中で生成されるとすぐに2つの光子に崩壊して電磁シャワーを形成する。一方で、 K^0 は寿命の異なる K_s^0 と K_L^0 の2つの状態があるが寿命の短い K_s^0 でも $c\tau = 2.7\text{ cm}$ と長く、高エネルギーの K^0 は崩壊せずに大気原子核と衝突する。つまり同じ中性中間子であっても、電磁成分とハドロン成分とで異なる寄与をする。そのため、もし予想より K/π 比が大きかった場合、地上で観測されるミューオン数は多くなる。

LHCf実験では、 K_s^0 が2つの π^0 へ崩壊して4つの光子になる崩壊モード($K_s^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$)を利用して検出することができる(図13)。しかし、4つの光子を同時に検出器で測定する必要があるために検出効率が低く、事象再構成も難しい。そこで、間接的ではあるが粒子生成におけるストレンジクォークの寄与を調べるために η 中間子の測定を2015年の $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ pp衝突のデータを解析した[14]。

η 中間子は π^0 よりも質量が約4倍大きいが性質がよく似ており、 η も39%の確率で2光子に崩壊する。この2つの

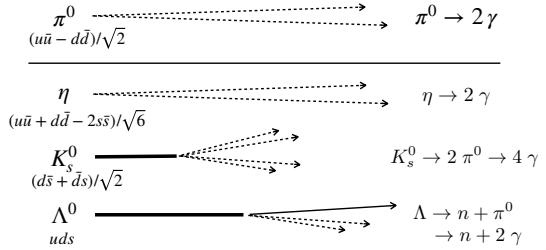


図13:LHCf実験で測定可能な粒子と崩壊モード

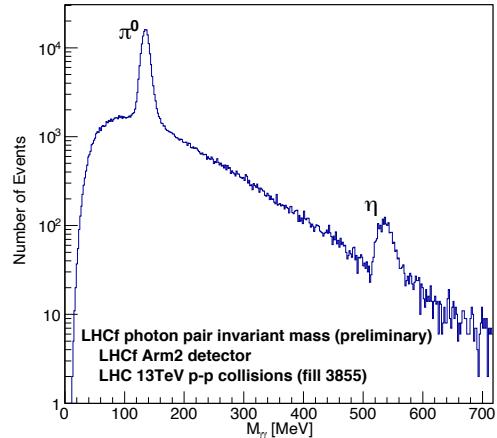


図14：2015年取得データから得られた2光子事象の再構成質量 $M_{\gamma\gamma}$ の分布。

光子を検出器にある2つのカロリーメータそれぞれで測定することで η の測定ができる。図14は、2光子事象から再構成した質量 $M_{\gamma\gamma}$ の分布を示す。 $M_{\gamma\gamma}$ は、2つの光子のエネルギー

$E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ とその開き角 θ から

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} \theta}$$

と計算できる。ここで θ は崩壊点を衝突点と仮定することで、2光子の検出器上での入射位置の距離から求めることができる。 π^0 と η のそれぞれの質量135 MeVと547 MeVに対応する位置にピークが見える。このピーク付近のイベントを選別して、バックグラウンドやアクセプタンスの補正などを行って微分生成断面積を求めた結果が図15である。QGSJETII-04は結果を実験結果と同様のスペクトルの傾きを示すが、他の3つのモデルはいずれも実験結果よりもハードなスペクトルを示している。

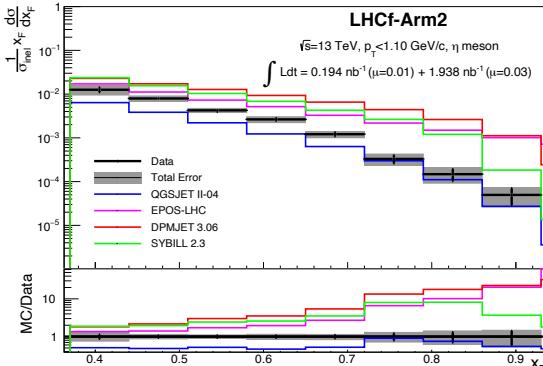


図 15 : η 中間子の微分生成断面積の測定結果 [14]。

5 LHCf-ATLAS 共同測定

5.1 共同測定によって広がる物理

これまでに得られた測定結果をすべて再現する相互作用モデルではなく、モデルの改良が必要である。しかし、超前方の粒子生成はさまざまなプロセスが寄与しているためにモデル内のどのパラメータやプロセスを改良する必要があるかは明確ではない。ATLAS 検出器は同じ衝突点の中心領域をカバーするように設置されている。そのため、LHCf-ATLAS の共同測定を行うことによって ATLAS 検出器の測定データを用いて各イベントでのプロセスを推定することで、超前方領域の粒子生成メカニズムの詳細にせまることができる。

相互作用はまず弾性散乱と粒子生成を伴う非弾性散乱に大別され、非弾性散乱は回折事象 (Diffractive Collision) と非回折事象 (Non-diffractive collisions) に分けられる。弾性散乱は2つの粒子間で運動量交換が行われて散乱する過程である。回折事象はこれに似ており、この運動量交換によって片側もしくは両側の陽子が励起、崩壊することによって粒子が生成される過程である(図 16)。片側のみが崩壊する場合を片側回折事象 (Single Diffractive: SD)，両側の場合には両側回折事象 (Double Diffractive: DD) とよぶ。回折事象では陽子の進行方向のみに粒子が生成されることから、回折事象は前方領域の粒子生成の理解には重要となる。

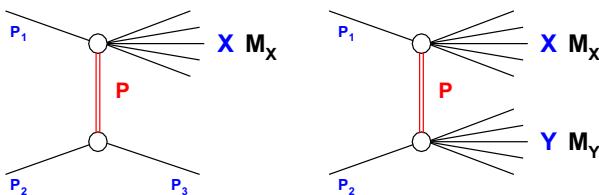


図 16 : 片側回折事象(左)と両側回折事象(右)。

実験的には回折事象では粒子生成がないラピディティ領域 (ラピディティギャップ) によって特徴づけられる。図 17 は片側回折事象のイベント例を示すが、ATLAS 検出器によっ

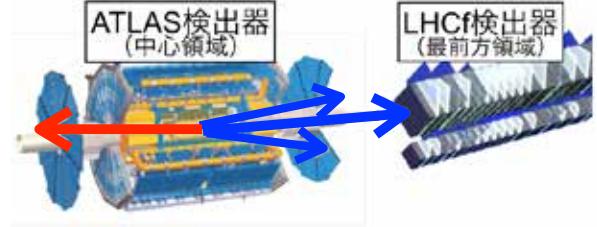


図 17 : 片側回折事象の場合の粒子生成と、検出器での測定例。

て中心領域でラピディティギャップがあるかを調べることで容易に回折事象を識別することができる。

5.2 共同データ取得

LHCf 実験と ATLAS 実験は独立したデータ取得システムで測定を行っており、共同データ取得は下記のようなスキームで実現している。

- ① LHCf からデータ取得の最終トリガーシグナルを ATLAS のトリガーシステムに送る。
- ② ATLAS は LHCf からのシグナルを Level 1 トリガーとして処理する (L1_LHCf)。
- ③ ATLAS 内で L1_LHCf が発行されたイベントについては High Level Trigger を無条件で通過して (ATLAS 内で粒子検出がなかったとしても) 最終トリガーが発行される。
- ④ LHCf データ取得システムは、ATLAS 実験のイベント ID (Level1 ID) をイベントごとに記録する。
- ⑤ それぞれで取得したデータは、オフラインでイベント再構成プロセスを経た後で Level1 ID を用いてイベントのマッチングを行う。

ATLAS 側のトリガーは、LHCf 実験のトリガー以外にも ATLAS 実験自体のプログラムに従って構成されている。そのため、1-2 kHz の LHCf トリガーをすべてが ATLAS 側で受け入れられるわけではなく、L1_LHCf は許容されるトリガーレートになるように ATLAS トリガーシステム内でプリスケールされている。このプリスケールファクターは測定ごとにさまざまである。

イベントマッチングされたデータは、両実験で取得されたイベントの取得時間やそのイベントが起こったビームバンチの番号を比較することで確認を行っており、問題なくイベント対応ができていることを確認している。

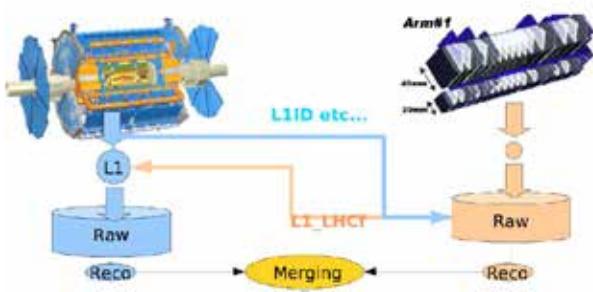


図 18 : LHCf - ATLAS 共同データ取得の概略図

5.3 2015 年取得データを用いた回折事象解析

2015 年に行われた pp 衝突の測定時には共同測定によって約 6M イベントの LHCf-ATLAS 共通イベントを取得した。ここでは、このデータに対してシンプルなイベント選別を用いて回折事象による超前方光子生成断面積の測定について紹介する [15]。

前節でも述べたように回折事象の場合には、粒子生成が前方方向に集中して中心領域には粒子生成が生じないラピディティギャップ $\Delta\eta$ が生じる。そこで擬ラピディティ領域 $|\eta| < 2.5$ をカバーしている ATLAS 検出器の内部飛跡検出器で荷電粒子が検出されないこと ($N_{ch}=0$) を要求すると、回折事象を容易に選択することができる [16]。図 19 は、LHCf でトリガーされた事象に対する ATLAS 内部飛跡検出器で検出された荷電粒子トラック数 (N_{track}) の分布を示す。

$N_{track} = 0$ に高いピークを持ち、 $N_{track} = 1$ で下がったあと、 $N_{track} = 10$ 付近でもう 1 つのピークを持つ分布をしている。MC で各事象を調べると $N_{track} < 5$ では回折事象がほとんどであり、 $N_{track} = 0$ のピークでは 99% 以上が回折事象起因のイベントであることがわかる。図 20 は、片側回折事象 (SD) の微分断面積を陽子のエネルギー損失割合 ξ_X の関数として示したものである。 ξ_X は回折による励起質量 M_X と衝突エネルギー s と $\xi_X = M_X^2/s$ で関係づけられる。内部飛跡検出器で荷電粒子がないことを要求すると $\log_{10} \xi_X < 5$ ($M_X < 50 \text{ GeV}$ に相当) の低質量事象のみが選択されていることがわかる。この低質量事象は断面積が大きいが測定が難しいために実験データがほとんどなく、相互作用モデルの予測が大きく異なる。

図 21 は、LHCf 検出器で測定された光子の微分生成断面積を $N_{ch}=0$ の選別ありとなしで比較した結果である。また、選別ありとなしの比を図 22 に示す。この結果から明らかになったのは、低質量の回折事象は各エネルギーで光子生成 2-4 割と大きな割合を担っており、その割合は光子エネルギーが高くなるにつれて増加することである。またモデルとの比較では、 $N_{ch}=0$ 条件の予測値はモデル間に大きなばらつきがあるが EPOS-LHC は実験結果をよく再現している。この結果から EPOS-LHC 以外のモデルには回折事象に対するチューンや改良が必要なことが明らかであり、モデル開発者

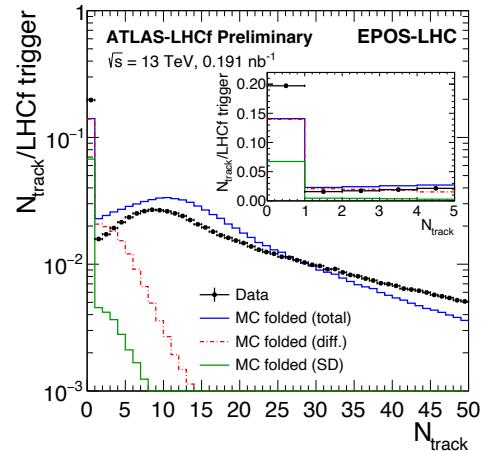
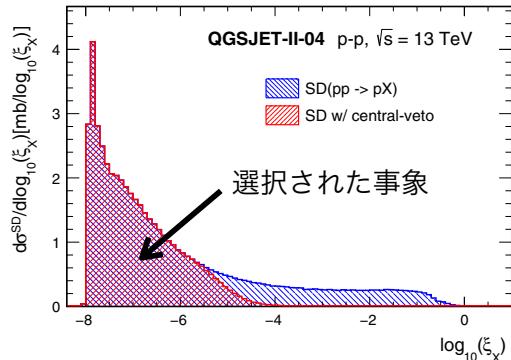
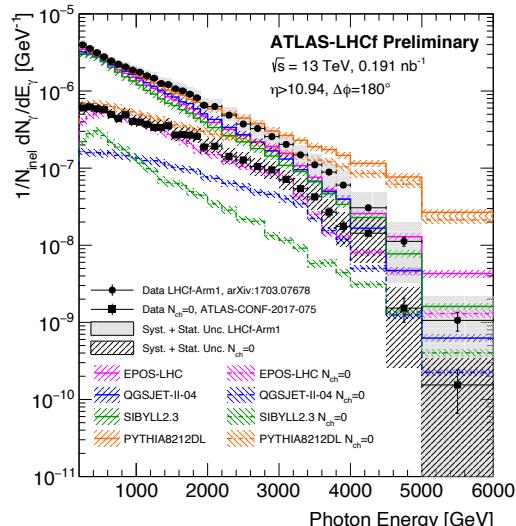


図 19 : LHCf トリガー事象の ATLAS 内部飛跡検出器内のトラック数分布 [15]。

図 20 : $N_{ch}=0$ によって選択される片側回折事象の励起質量分布 [16]。図 21 : $N_{ch}=0$ 選択の有無で光子微分生成断面積の比較 [15]。

との議論を行っている。また、現在はこの結果に内部飛跡検出器の外側にある ATLAS 検出器も用いた片側回折事象と両

側回折事象のそれぞれの寄与を推定する解析を加えて、投稿論文の準備を進めている。

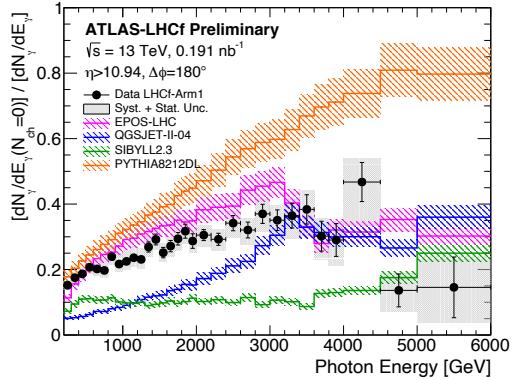


図 22 : $N_{ch=0}$ 事象割合の光子エネルギー依存性 [15]

5.4 2022 年取得データの期待

前節では2015年の取得データを用いたデータ解析として回折事象の結果を紹介したが、それ以外にも ATLAS 内部飛跡検出器で多数の荷電粒子が検出された事象に対して LHCf 検出器で超前方中性子のエネルギースペクトルを調べることで多重パートン散乱 (Multi-Parton Interaction: MPI) の研究も進めている。

この LHCf-ATLAS 共同データ解析をさらに進めることを目的の 1 つとして 2022 年 9 月には衝突エネルギー $\sqrt{s} = 13.6$ TeV の pp 衝突の測定を行った。この測定は 2015 年の測定に対して 2 つの大きなアドバンテージがある。1 つ目が LHCf-ATLAS 共同取得データの圧倒的な統計量である。2015 年測定では ATLAS 側で LHCf トリガーに対してプリスケールが導入されており、取得した共同イベント数は 6M のみであった。しかし、2022 年の測定時には ATLAS 側がプリスケールは設定されず、約 2kHz の LHCf トリガーに対してすべて ATLAS 側でもデータ取得が行われた。約 4 日間の測定で得られたデータ量は 300M イベントで、これは 2015 年データの約 50 倍に相当する。これによって先に紹介した解析の改善だけでなく、LHCf 検出器での π^0 や η 事象など相対的に統計量が少ない事象を用いた共同解析ができるようになる。

2 つ目が、ATLAS 実験の ALFA と AFP の 2 つのロマンポット型検出器と ZDC 検出器との共同測定である。これらの検出器との共同測定は 2022 年測定で初めて実現し、それぞれの検出器と組み合わせて解析することできまざまな利点がある。ALFA と AFP はビームパイプ中に設置されたトラッカーモード検出器で、ビームにぎりぎりまで近づいて散乱された陽子を直接測定することができる。散乱陽子を測定することができれば、図 16 の片側回折事象と両側回折事象を明確に区別することが可能であり、散乱陽子の運動量から反対側の励起質量 M_X を事象ごとに決定することも可能とな

る。

もう一方の ATLAS ZDC 検出器は電磁カロリーメータとハドロンカロリーメータの 2 つから構成されており、そのうちのハドロンカロリーメータ (ZDC-HAD) が 2022 年の測定時に LHCf 検出器の後ろに設置された (図 5)。LHCf 検出器は 1.6 相互作用長しかないために入射した中性子がつくるハドロンシャワーの大部分が検出器後方から漏れ出してしまい、これが中性子のエネルギー分解能が 40% と悪い要因となっている。後方に設置された ZDC-HAD は 4.5 相互作用長あり、LHCf 検出器と ZDC 検出器を組み合わせてハドロンシャワーを測定することで 20% のエネルギー分解能を達成することができる。分解能の改善は、中性子の微分断面積測定精度の向上のみではなく、図 12 の Λ 粒子の測定や One-Pion-Exchange 事象を用いた陽子- π 中間子衝突の測定を可能にする。

図 10 は Unfolding を行った後の分布であり、Unfolding 前の分布は 40% の分解能のためにのっぺりとした分布をしている。分解能が 20% に向上することで Unfolding なしでもピークが識別でき、One-Pion-Exchange 事象の選別が可能になる。One-Pion-Exchange 事象での粒子生成は仮想 π 中間子と陽子の衝突によるものと考えることができるので、陽子- π 衝突の多密度などが測定できるようになる。宇宙線の空気シャワー中では多数の π 中間子が生成されており、その衝突によってシャワーが発達していく。 π 中間子衝突の加速器実験データは低エネルギーの固定標的実験の結果に限られているため、高エネルギー- π 相互作用のモデル予測値の不確定性が大きく、それがミューオン過剰の要因の候補の 1 つと考えられている。LHCf-ATLAS 共同解析によって、初めて実験的にアプローチができるようになる。

6 まとめと今後の展望

LHCf は世界最高の衝突エネルギーを実現する LHC 加速器を使って、空気シャワー粒子の主成分である電磁成分の種となる超前方領域の光子や π^0 を測定することを主目的として実験がスタートした。前回の高エネルギーニュースの記事ではこの光子や π^0 測定について紹介し [1]、本稿ではその後に実験を進めるなかで発展してきたトピックスについて紹介してきた。ATLAS との共同測定や高統計データによって実験開始時の想定よりも多角的なハドロン相互作用の研究が可能となってきた。これらは空気シャワーを用いた超高エネルギー宇宙線観測において重要なインプットになるのは間違いないが、その他にも IceCube 実験による高エネルギー大気ニュートリノ観測や 2022 年から測定を開始した FASER 実験や SND@LHC 実験に対しても重要なインプットとなる。FASER と SND@LHC は LHCf 検出器位置のさらに後方に検出器を設置しており、最近、高エネルギーニュー

トリノ測定の初期結果を報告した [17, 18]。これらのニュー
トリノは pp 衝突で生じた π, K などの中間子崩壊から生じて
おり、その生成フラックス見積もりの系統誤差低減に LHCf
の測定結果が貢献できる。

また、来年 2024 年¹には LHC での陽子-酸素原子核衝突
を測定を予定している。これは我々を含めた宇宙線コミュニ
ティーからの強い要望で実現したもので、宇宙線と大気原
子核の衝突を再現する理想的な条件である。酸素原子核の
ような軽原子核衝突の測定は、これまで低エネルギーの固
定標的実験のみで LHC がコライダーでの世界初の測定とな
る。我々は現在、この貴重な機会に測定を確実に成功させる
ために準備を進めている。超高エネルギー宇宙線観測におい
ても TA と PAO の両実験でアップグレード計画が進んでお
り、今後数年で得られる空気シャワー実験と加速器実験の
両方のデータによってミューオン過剰問題が解決へ大きく
進むことが期待される。

参考文献

- [1] 塔隆志, 毛受弘彰, 高エネルギーニュース **31-2**, 99 (2012).
- [2] U. R. Abbasi *et al.*, ApJL **790**, L21 (2014).
- [3] A. di Matteo *et al.* (Pierre Auger and Telescope Array collabora
tions), EPJ **283**, 03002 (2023).
- [4] A. Aab *et al.* (Pierre Auger collaboration), Phys. Rev. D **91**,
032003 (2015).
- [5] R. R. Abbasi *et al.* (Telescope Array collaborations), Phys.
Rev. D **98**, 022002 (2018).
- [6] A. Aab *et al.* (Pierre Auger collaboration), Phys. Rev. Lett.
117, 192001 (2016).
- [7] H. P. Dembinski *et al.* (EAS-MSU, IceCube, KASCADE-
Grande, NEVOD- DECOR, Pierre Auger, SUGAR, Telescope Ar
ray, and Yakutsk EAS Array collaborations), EPJ WoC **210**, 02004
(2018).
- [8] D. Soldin *et al.* (EAS-MSU, IceCube, KASCADE-Grande,
NEVOD- DECOR, Pierre Auger, SUGAR, Telescope Array, and
Yakutsk EAS Array collaborations), PoS **ICRC2019**, 349 (2021).
- [9] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969).
- [10] M. H. Kim *et al.* (RHICf collaboration), Phys. Rev. Lett. **124**,
252501 (2020).
- [11] O. Adriani *et al.* (RHICf collaboration), arXiv:2203.15416.
- [12] O. Adriani *et al.* (LHCf collaboration), JHEP **11**, 073 (2018).
- [13] O. Adriani *et al.* (LHCf collaboration), JHEP **07**, 016 (2020).
- [14] G. Piparo *et al.* (LHCf collaboration), JHEP **10**, 169 (2023).
- [15] ATLAS and LHCf collaborations, ATLAS-CONF-2017-075
(2017).
- [16] Q. D. Zhou *et al.*, Eur. Phys. J. C**77**, 212 (2017).

¹ 本稿投稿後に 2025 年への延期が決定した。