

科学研究費助成事業（学術研究助成基金助成金）研究成果報告書

平成25年 6月 5日現在

機関番号：13901

研究種目：若手研究(B)

研究期間：2011 ~ 2012

課題番号：23740183

研究課題名（和文）

 LHCf 実験における $T e V$ 領域での中性 K メソンの観測、および中性 K/π 比の測定
 研究課題名（英文）
Precise measurements of neutral K meson and K/π ratio with LHCf

研究代表者

三塚 岳 (MITSUKA GAKU)

名古屋大学・太陽地球環境研究所・COE 研究員

研究者番号：00566804

研究成果の概要（和文）：

本研究では、LHCにおける $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ 陽子陽子衝突より生成される超前方 π^0 および K^0_s を観測した。観測データを用いて π^0 横運動量分布を求めた。また 4γ より再構成した不変質量が K^0_s 静止質量と一致する点を確認した。

研究成果の概要（英文）：

Forward π^0 and K^0_s produced in the proton-proton collisions at the $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ at the LHC were observed. The transverse momentum distribution of π^0 is derived by the observed data. Reconstructed invariant mass of 4γ is confirmed to be consistent with the rest mass of K^0_s .

交付決定額

(金額単位：円)

	直接経費	間接経費	合計
交付決定額	3,100,000	930,000	4,030,000

研究分野：数物系科学

科研費の分科・細目：物理学、素粒子・原子核・宇宙線・宇宙物理

キーワード：LHC、大気ニュートリノ、暗黒物質

1. 研究開始当初の背景

近年、衛星実験や気球実験によって観測された e^+/ν_e のスペクトラムが、予想されるバックグラウンドスペクトラムと一致していないという事例がFermi衛星実験等から報告されている([1]等)。ここで一つの原因と考えられているのが暗黒物質が標準理論で記述される粒子(レプトン、クォーク)へと崩壊、または対消滅を起こしたケースである。しかし暗黒物質のみで上記の不一致を説明するためには、熱的生成で期待されるよりも $10^3\text{--}10^4$ 倍の断面積が必要である。このように暗黒物質探索は未だ手探りの状態であるが、ニュートリノを用いて暗黒物質を探索するという別のアプローチが注目を浴びている。

以降、世界最大級のニュートリノ検出器であるIceCube実験を念頭に解説する。近年、IceCube実験ではデータ解析精度が向上し荷電カレント ν_μ が引き起こす"Track-like"事象(ミュオンのトラック上にヒットが存在する)と、荷電カレント ν_e 、 ν_τ や中性カレント相互作用で起こる"Cascade"事象(検出領域内で球状にエネルギーが損失する)の分類が可能となった[2]。中性カレントニュートリノ相互作用断面積が荷電カレント断面積よりも小さい点を考慮するとTrack-like事象を ν_μ 事象、Cascade事象を ν_e 、 ν_τ 事象と判断する事が出来る。さらにCascade事象はミュオントラックの再構成と独立なので宇宙線ミュオンバックグラウンドの含有が小さ

い。DeepCore部を含むIceCube実験の1年-5年間の稼働を仮定した場合での暗黒物質パラメータ(質量、寿命等)への制限は文献[3]において詳しく議論されており、3年間の稼働でFermi衛星の観測で得られた許容領域を棄却する事が可能である。

しかし、ここで問題となるのが大気ニュートリノの存在であり、IceCube実験が観測する暗黒物質事象に対してバックグラウンド源となる。さらには大気ニュートリノフラックス比 ν_e/ν_μ が正確に理解出来なければ、Track-like($\sim\nu_\mu$)/Cascade($\sim\nu_e, \nu_\tau$)事象中のバックグラウンド大気ニュートリノ事象数を正確に見積もれず、解析結果に対する大きな系統誤差となってしまう。

さらに大気ニュートリノ振動研究における ν_e/ν_μ 事象数比の重要性についても触れたい。現在、スーパーカミオカンデ(以下、SK)実験では、未だ決定されていない $\nu_1 \rightarrow \nu_3$ 間混合角 θ_{13} の決定を目的として、大気ニュートリノデータを用いた3世代(ν_{1-3})ニュートリノ振動解析を進めている。現象的には θ_{13} が大きな値を持っていれば、SK検出器底面から天井面へ向かう方向で入射した数十GeV以上のエネルギーを持った ν_e が増加するため、電子タイプの事象が ν_μ 起源のミュオンタイプ事象に対し有意に多く観測されるはずである。しかしこの解析で問題となるのが大気ニュートリノフラックスにおける ν_e/ν_μ 事象数比の不定性なのである。

ここで大気 ν_e および ν_μ の生成メカニズムについて概説する。一次宇宙線と大気の衝突で生成された荷電 π は、ベータ崩壊によりほぼ100%が $\mu + \nu_\mu + \nu_\mu$ へと崩壊するが、荷電Kは5%以上が $\pi^0 + e + \nu_e$ へ崩壊する。つまり $K^{+/-}$ だけが ν_e を生成するため、荷電Kおよび π の生成率の違いが高エネルギー大気ニュートリノの ν_e と ν_μ の事象数比へと反映される。陽子を固定標的へ入射した荷電K/ π 比測定はこれまでも多くの加速器実験で行われているが[4]、最もエネルギーの高い実験結果でもSPY実験(CERN)の $E_{K,\pi}=135\text{GeV}$ までである。一方SKでは100GeV以上、IceCubeでは10TeV以上のニュートリノをも観測しているため、幅広い大気ニュートリノ観測領域

をカバーするためには、SPY実験よりも高いエネルギーでの実験結果が必要となる。

故に申請者が提案しているのが、LHCf実験におけるK/ π 比測定である。LHCf実験は、ジュネーブに建設されたLHC加速器を用いた超前方ハドロン相互作用の研究を目的とした実験である。超前方方向へ散乱された中性粒子が生成するシャワーのエネルギースペクトルを観測することにより、運動量の大きなクォークと小さなクォークの散乱を精密測定する。この種のクォーク散乱は一次宇宙線と大気との相互作用に等しいため、LHCf実験のK/ π 比を宇宙線-大気衝突におけるK/ π 比と直接置き換えることが可能である。実際はニュートリノを生成しない中性K/ π 比を観測することになるが、K/ π 比のエネルギー依存性は中性K/ π であっても荷電K/ π とほぼ同様であり、絶対値のスケールを変えるだけで荷電K/ π に変換可能である。国外も含めこれまで超前方領域の荷電K/ π 比を測定した実験は前例がなく、今後も予定されていない。従ってLHCf実験で荷電K/ π 比を測定出来れば、(1)大気ニュートリノをも十分にカバー出来る高エネルギー、(2)宇宙線-大気衝突に等しい超前方領域、という二つの意味で世界初の研究となる。

[1] A. A. Abdo, et al. Phys. Rev. Lett. 102, 181101 (2009).

[2] E. Middell et al., in Proceedings of the 31st ICRC (2009).

[3] S. K. Mandal, et al., Phys. Rev. D 81, 043508 (2010).

[4] T. K. Gaisser and M. Honda, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 52 153-199 (2002).

2. 研究の目的

LHCf実験は、欧州原子核研究機構(CERN)に建設されたLHC加速器により加速された陽子同士の散乱から、超前方に生成される中性粒子のエネルギーおよび横運動量の観測を目的とした実験である。本研究では、LHCf実験において K^0_s および π^0 を観測し、TeV領域での中性K/ π 事象数比を測定することを主な目的とする。この測定結果により、一次宇宙線と大気の衝突で生成されるK/ π の事象数比

に依存した大気ニュートリノフラックスの ν_e/ν_μ 事象数比を高精度で決定することが可能となる。

3. 研究の方法

本研究では、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊および、 K^0_s 崩壊の約31%を占める $K^0_s \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ 崩壊モード(図1)を観測し、数TeV領域かつ陽子衝突から見た超前方方向における K^0_s/π^0 比の精密測定を主な目的とする。研究目的達成のための最大の課題は、検出器に到達した粒子(γ)の高精度の位置決定とエネルギー再構成である。この課題を克服するためには、まず(1)粒子入射検出器を用いた高精度の位置検出、(2)検出器シミュレーションの開発、という2つの項目を達成しなければならない。その後、(3)実際の陽子衝突から生成された π^0 を $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊を用いて観測する。同様に(4) K^0_s を $K^0_s \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ 崩壊を用いて観測する。

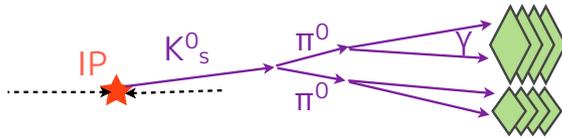


図1、LHCf検出器で観測出来る $K^0_s \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ 崩壊の模式図

(1)

後述する $K^0_s \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ 崩壊からの γ を観測するためには、LHCf検出器に含まれる2基のシンチレータのうち、1基のシンチレータに2個の γ が入射するという事象である(マルチヒット事象と呼ぶ、図2黒ヒストグラム)。故に、位置検出器を用いて個々の γ 入射位置とエネルギーを決定しなければならない。我々は、 γ が検出器に入射した際に生成する電磁シャワーのシャワー軸とその周囲の広がり、経験則に基づく関数(Lorentzian)の重ね合わせでフィットするアルゴリズムを作成した(図2、赤線)。その結果、フィット情報から入射位置とエネルギーを決定する事に成功した。

(2)

一方で、LHCf実験による観測結果を正しく理解するためには、LHCf検出器実機の性能をビームテスト等により把握する事が必須である。またその性能を、モンテカルロ(検出器)シミュレーションに反映させる事も、正確

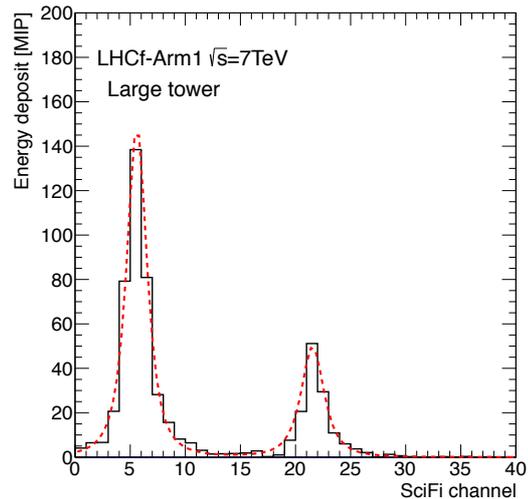


図2、LHCf位置検出器で観測した2個の γ 事象(マルチヒット事象)

な系統誤差を見積もる上で非常に重要である。

我々は、既に2007年と2010年にCERN-SPS加速器において、LHCf検出器を用いたビームテストを行っている。ビームテストで得られた観測データの解析を行い、検出器性能の評価と、シミュレーションのチューニングを行った結果の一例が図3である。これはシンチレータ上の各点で観測された光量の、データとシミュレーションの比である。シンチレータのほぼ全域において、データ/シミュレーション比がおよそ1であることから、シミュレーションが検出器実機の特性を正確に記述している事がわかる。

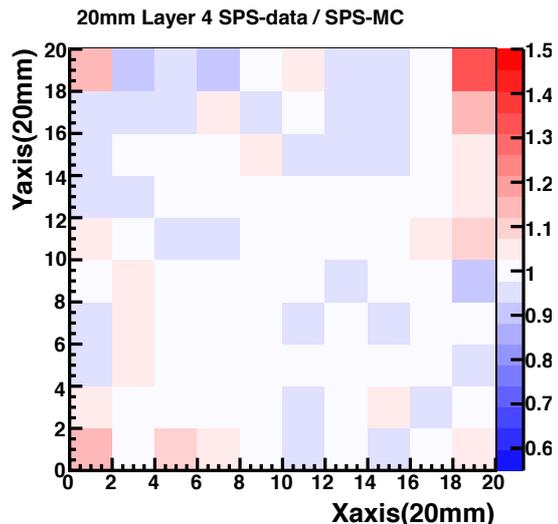


図3、縦20mm×横20mmのシンチレータの各点における光量をデータとシミュレーション間で比較している。全域で比がおよそ1になっている。

(3)

上記(1)および(2)で達成した高精度な事象再構成アルゴリズムと検出器シミュレーションを用いて、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊事象再構成アルゴリズムの開発を行った。LHCf検出器で観測出来る $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊は2タイプあり、それぞれType-I、Type-IIと呼ぶ(図4上段)。Type-Iは一基のカロリメータに一個の γ が入射した場合(シングルヒット事象と呼ぶ)であり、 π^0 の崩壊から生成された2個の γ を二基のカロリメータを用いて再構成する。一方Type-IIは一基のカロリメータ内に2個の γ が入射する場合であり、これらは(1)で説明したマルチヒット事象に相当する。これまで我々が行って来た研究、および(1)において達成したマルチヒット事象の位置とエネルギーの再構成によって、図4下段に示した様な不変質量の再構成が可能となった。なお、Type-IIの不変質量分布の幅が、Type-Iに比べ広がっている事が分かるが、これはマルチヒット事象のエネルギー再構成精度が、シングルヒット事象に比べて不十分であるためである。マルチヒット事象再構成精度の向上は今後の課題の一つである。

最終的に π^0 事象の横運動量分布を求めらるにあたり、Type-IIの再構成精度は不十分であると判断し、Type-Iのみを用いて解析を行った。解析結果とそのインパクトは「4. 研究成果」に示す。

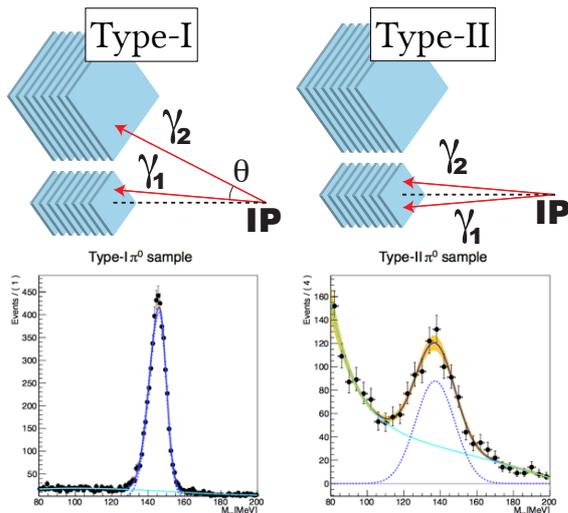


図4、上段：Type-I事象とType-II事象の模式図。下段：LHCf検出器で観測Type-I事象とType-II事象を用いて再構成した 2γ 不変質量。

(4)

K^0_s 解析では、まずLHCf実験が既に取得したデータ統計量で K/π 比を測定出来るかを統計的に判断した。具体的にはモンテカルロシミュレーションを用いてどの程度の K^0_s および π^0 が生成されているかを調べた。シミュレーションはLHCfのデフォルトシミュレーションであるEPICSを用いて作成し、内部で使用しているハドロン相互作用モデルは高エネルギー実験にて広く用いられているDPMJET3-04である。またLHC加速器における $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ 陽子衝突を仮定し、最終的に観測される 4γ がLHCf検出器へ到達したという条件を課している。さらに低エネルギーの K^0_s は 4γ が検出器の視野に収まらず K^0_s とタグできないため、 K^0_s のエネルギーが1TeV以上という条件も課すと事象数は約900イベント/ 2.0×10^7 陽子衝突である。

次に K^0_s 以外の粒子も含めてシミュレーションし、 4γ が検出器に到達した事象の質量を再構成した結果が図5である。ここでは低エネルギーのバックグラウンドを除くため再構成したエネルギーが1TeV以上かつ、途中に現れる π^0 の質量が125MeV-145MeVという条件を課している。 K^0_s のシグナル領域を450MeV-550MeVとした場合、事象数はおよそ200イベント/ 2.0×10^7 陽子衝突である。ここで7TeVランにおけるLHCf実験の積算データ統計量は約 4×10^8 衝突以上である。申請者は既にLHCf-Arm1検出器データを用いて $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 事象を解析しており、 π^0 事象数はおよそ 5×10^5 事象であった。これらの結果から期待される K^0_s 事象はおよそ 10^4 事象となり、 K/π 比を決定する上で統計的に十分である。

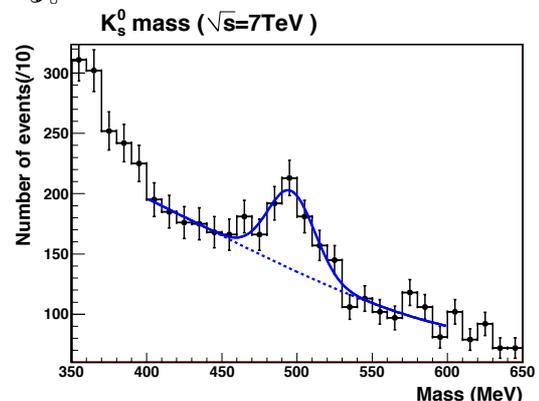


図5、 4γ 不変質量分布(シミュレーション)

最後に、 $K_s^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ 崩壊地点(バーテックス)の再構成アルゴリズムを開発した。まず K_s^0 の不変質量を再構成するためには、 K_s^0 が崩壊したバーテックスの情報が必要である。ただし K_s^0 は寿命が長く生成から崩壊までに長距離移動してしまい、軌跡検出器を持たない LHCf 検出器では原理的にバーテックスを知る事は出来ない。従って、LHCf 検出器が観測した 4γ 事象を K_s^0 崩壊から生成されたものの仮定し、 4γ の再構成質量が K_s^0 の不変質量に一致する様な likelihood フィットを行った。つまりバーテックスは自由なパラメータ、 4γ の入射位置とエネルギーはそれらの決定精度の範囲内で変化出来るパラメータとし、それら 4γ から再構成された質量は K_s^0 の不変質量に等しいと言う制限を設けた。これは制限付き likelihood フィットであり、ラグランジュの未定常数法を用いて解ける。

4. 研究成果

K/π 比測定にとって基準スペクトラムとなる (1) π^0 解析結果と (2) K_s^0 解析結果を示す。 (3) に本研究成果のインパクトを示す。

(1)

「3. 研究の方法 (3)」で説明した、所謂 Type-I π^0 事象の横運動量スペクトラムを求めた。図6は横運動量分布の一例であり、 $9.2 < y < 9.4$ における分布である。黒点と緑色で塗られた領域が観測データおよび系統誤差を表している。色付き線は種々のハドロン相互作用モデルを用いたシミュレーションの予測値である。定性的に見て EPOS が観測データを最も良く記述している事が分かるが、一方でその他のモデルはデータを記述出来ない。データとモデルの差分を理解する事で、モデルの更なる改良に繋がれると期待される。

次に、平均横運動量 $\langle p_T \rangle$ を求めた。図7の横運動量分布は経験則に基づいた関数 $f(p_T)$ でフィット出来る事が分かっている。複数の関数を試行した結果、最も良くデータをフィット出来るのはガウス関数 ($f(p_T) \equiv \text{Gauss}(p_T, \sigma)$) である事が分かったが、フィット情報 σ より $\langle p_T \rangle$ を求める事が出来る。図7はラピディティロス $\Delta y (= y_{\text{beam}} - y)$

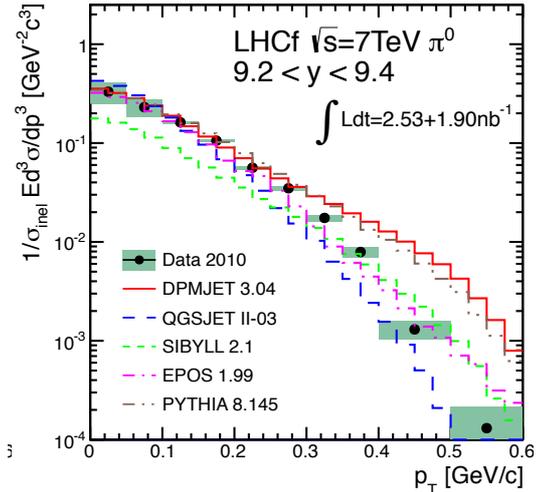


図6、 π^0 の横運動量分布。データとシミュレーションの予測を併記している。

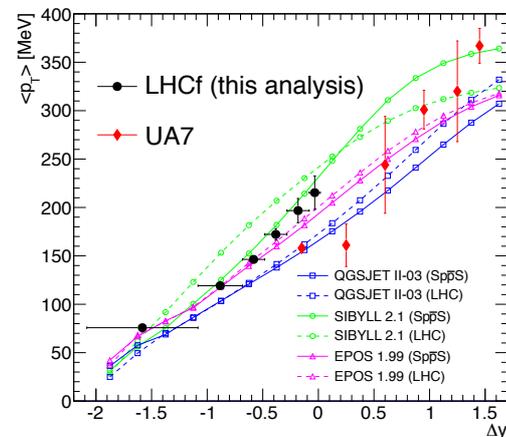


図7、 π^0 の平均横運動量 $\langle p_T \rangle$ 分布。

に対する $\langle p_T \rangle$ を表している。ラピディティロスを用いる事で、 \sqrt{s} が異なる実験データでも同時に比較する事が出来る。従って Δy に対する $\langle p_T \rangle$ が \sqrt{s} に依らず一定であれば、加速器エネルギーを超える高エネルギー領域においても $\langle p_T \rangle$ を推測する事が可能となる。

(2)

LHCf 実験データを用いた K_s^0 解析では、「3. 研究の方法」に示した、不変質量の制限を付けた likelihood 法をラグランジュの未定常数法を用いて解いた。結果を図7に載せた。ここでは LHCf 実験が観測したデータの一部のみを用いているため統計量が小さい。0.5 GeV 付近のシャープなピークが K_s^0 に起因するもので、0.4 GeV–0.5 GeV の分布が K_s^0 に起因しない 2 個の π^0 が同時に検出器に入射したバックグラウンドである。なお 4γ の不変質量が K_s^0 に近いと言う制限を加えているため、シャープなピークが形成されている。

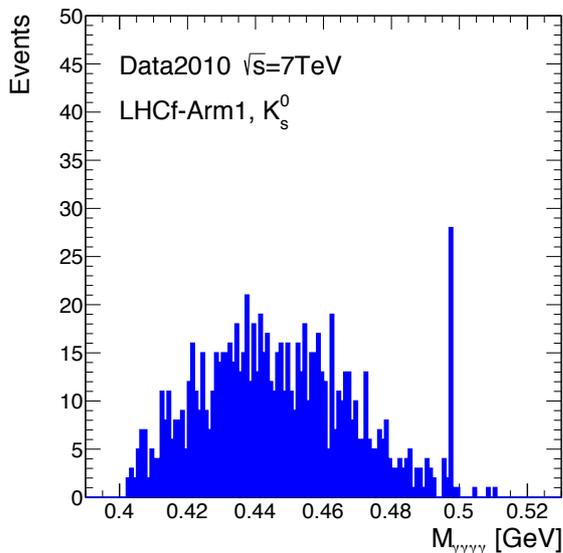


図7、4 γ 不変質量分布(LHCf観測データ)

(3)

本研究によって、TeV領域での前方 π^0 生成とその横運動量分布が明らかになった。これまで $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ という高エネルギーかつ $y>8.9$ という超前方領域の観測は存在しなかった。その点で、本研究成果は国内外で唯一無二の存在である。平均横運動量 $\langle p_T \rangle$ と Δy の関係から、加速器ではカバー出来ないエネルギー領域での横運動量を予測する事が可能となる。従って幅広いエネルギーでの π^0 生成を予測出来る。今回は K_s^0 横運動量分布を導出していないが、今後は π^0 解析と併せて100GeVからTeVに至る大気ニュートリノ ν_e/ν_μ 比を決定出来る。

5. 主な発表論文等

(1) 雑誌論文 (計9件)

1. O. Adriani, G. Mitsuka(15番目)他27名、
「Measurement of forward neutral pion transverse momentum spectra for $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collisions at LHC」、Physical Review D、査読有、86巻、2012年、92001、10.1103/PhysRevD.86.092001
2. O. Adriani, G. Mitsuka(15番目)他26名、
「Measurement of zero degree inclusive photon energy spectra for $\sqrt{s} = 900$ GeV proton-proton collisions at LHC」 Physics Letters B、査読有、715巻、2012年、298-303、10.1016/j.physletb.2012.07.065
3. O. Adriani, G. Mitsuka(17番目)他33名、
「Measurement of zero degree single

photon energy spectra for $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collisions at LHC」、Physics Letters B、査読あり、703巻、2011年、128-134、10.1016/j.physletb.

2011.07.077

(2) 学会発表 (計12講演)

1. G. Mitsuka、「Cosmic ray physics and recent results from LHCf」、17th International Seminar on High Energy Physics、2012年6月6日、ヤロスラヴリ(ロシア)

2. G. Mitsuka、「Recent results from LHCf」、International Symposium on the Recent Progress of Ultra-high Energy Cosmic Ray Observation、2012年2月14日、CERN(スイス)

3. G. Mitsuka、「High Energy Hadronic Interactions and Cosmic Ray Physics」、14th Workshop on Elastic and Diffractive Scattering、2011年12月20日、クイニョン(ベトナム)

(3) 図書 (計1件)

1. T. Sako, G. Mitsuka、CERN、CERN Courier、2012年、19-21ページ

(4) 産業財産権

該当無し。

(5) その他

該当なし。