自然科学研究　徳島大学総合科学部（査読論文）第23巻2号21-30頁

ハドロン衝突型加速器による非標準トップ-グルオン結合の探索

大熊 一正 a)，日置 善郎 b)

a) 福井工業大学 工学部 経営情報学科
b) 徳島大学大学院ソシオアーツ＆サイエンス研究部

Search for anomalous top-gluon couplings at hadron colliders

Kazumasa Ohkuma a) and Zenrō Hioki b)

a) Department of Information Science, Fukui University of Technology
b) Institute of Theoretical Physics, University of Tokushima

Abstract

We study non-standard top-gluon-coupling effects from possible beyond-the-standard-model physics through top-quark pair productions at hadron colliders, i.e., Tevatron/LHC. We calculate the total cross section $\sigma(pp \to t\bar{t})$ at LHC, and also the top-quark-jet angular distribution in $t\bar{t}$ productions at both Tevatron and LHC as a function of two anomalous-coupling parameters, i.e., the chromoelectric and chromomagnetic moments of the top, which are constrained by the total cross section $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t}X)$ measured at Tevatron. We find that there will be some chances to observe sizable effects induced by those new couplings.

Keywords: Tevatron, LHC, Non-standard QCD couplings, Top-quark pair productions

1　はじめに

量子色力学（QCD）と電弱（EW）統一模型から成る素粒子物理学の標準模型（SM）[1] は，その完成以来，強相互作用の漸近自由性や電弱相互作用における中性弱カレント存在の予言を含め，実に様々な現象の矛盾のない記述に成功を続けており，現時点でも現象論的観点においては深刻な問題は見つかっていない．しかしながら，理論的観点に立てば，これを究極理論と呼ぶことはできない．それは，重力相互作用が扱われていないという根本的な問題もあるが，それ以前に，標準模型自身が，その構成要素である素粒子の質量や相互作用の結合定数等の値を決めることが出来ない（結果として未定パラメータとして扱われる）からである．このため，近年の素粒子物理学においては，これらの問題を解決できる，より根元的な新しい物理の探索が精力的に行われている．

このような「標準模型を超える（或いは背後に潜む）新しい物理」の探求方針は二つに大別される．一つは積極的に具体的な群（表現）等の基本的枠組みを仮定して模型を構築するものであり，もう一つは逆に特定の模型に依存しない一般的枠組みにおける解析である．但し，どちらの研究方式においても，上述のような標準模型の見事な現象論的成功を無視することは勿論できない．つまり，どのような新しい物理であれ，そこには標準模型が低エネルギー有効理論として含まれていなければならない．

我々はこれまで上記二方式のうちの後者の立場で研究を行ってきた（例えば文献 [2, 3]）．この「特定の模型に依存しない解析」においては，様々な素粒子間相互作用を最も一般的な形で書き表し，そこに含まれる未定係数を実験データから決定する，あるいは制限を

付けるというのが作業手順となる．ただ，これは数多くの未定パラメータの導入を認めることになり，その結果，解析内容も漠然としたものに留まるという恐れもある．この点を考慮し，かつ一般性を出来る限り保つ方法は，あるエネルギースケール（それを Λ で表そう）で特徴付けられる新理論の存在を仮定し，それが Λ 以下の世界に生み出す非標準的相互作用を「有効演算子」の形で表現するものである．この場合には，解析すべき対象（演算子）の数が制限されるが，新物理がどのようなものであれ，このシナリオは無理のない自然なものであり，一般性を大きく損なうことなく，より詳しい結論を導出できると期待できる．

このような仮定の下で出現する演算子を系統的に整理したのは Buchmüller 他 [4] であり，彼らの結果に基いて多様なトップ-グルオン結合や 4-フェルミオン結合などが具体的に導き出された．ところが，その後，彼らが与えた有効演算子の幾つかはお互いに運動方程式を通じて関係付けられること，つまり独立ではないことが明らかになってきた [3]．これは，文献 [4] に基づく解析が不必要に複雑になっていたことを意味する．この問題の解決を目指し，文献 [5] において，独立な有効演算子の系統的な再整理が行われた．

この枠組みにおいては，電弱相互作用だけではなく強相互作用（QCD）に対しても非標準的な結合が生まれてくる．これは，既に高い精度で検証されている軽いクォーク（u, d, c, s, b）の結合に関しては考えにくいことであるが，トップクォークに関してはそのような非標準的結合が関与できる余地も残されている．それは，トップクォーク結合の解析がまだまだ十分には行われていないという事実に加え，その巨大な質量から考えてトップが新物理への “窓口” になっている可能性も大いにあるからである．

このような考察の下，本論文では，ハドロン衝突でのトップクォーク対生成過程において，標準模型に含まれるトップ-グルオン結合の拡張可能性を，特定の模型に依存することなく現象論的にテストする方法を探る．具体的には，現実的な観測可能性を意識し，唯一トップクォークに関するデータが蓄積されている米国・フェルミ国立加速器研究所（FNAL）の加速器 “Tevatron”での陽子-反陽子衝突実験 [6] および間もなく稼働を始める欧州原子核研究施設（CERN）の大型ハドロン加速器 “Large Hadron Collider（LHC）”での陽子-陽子衝突実験 [7] に焦点を絞る．

本論文の構成は次の通りである： 第 2 節において，我々の解析の基礎となる計算の枠組みを示す．但し，その導出にある程度以上の計算が必要となるような事項については，その詳細は付録に譲る．続く第 3 節において実際の解析を行う．まず，$p\bar{p} \to t\bar{t}X$ の全断面積についての計算値・実験値の比較により非標準結合にどの程度の制限が課されるのかを調べ，次にその結果を用いて Tevatron におけるトップ-ジェットの角分布，LHC におけるトップ-ジェット角分布およびトップ対生成全断面積を計算する．最終節では主な結果をまとめると同時に今後の検討課題にも触れる．付録においては，ハドロン反応の記述に不可欠なパートン模型の基本的事項をまとめると共に，上述のように本文中では省略した断面積計算の詳細を示す．

2　計算の枠組み

2.1　相互作用ラグランジアン

第 1 節で述べたように，我々の目的は「トップクォーク-グルオン結合の，特定の模型に依存しない解析」を行うことである．Buchmüller らの議論に従って，Λ というエネルギースケールおよび G というゲージ群で特徴づけられる新物理体系を仮定すれば，それより低いエネルギーの世界は標準模型の対称性である $G_{\rm SM}(\subset G) = SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ 群が支配する世界となり，$G \to G_{\rm SM}$ という対称性の自発的破れで $O(\Lambda)$ の質量を得たゲージボソンの交換による相互作用の効果は，$G_{\rm SM}$-不変性をもつ繰り込み不可能な有効演算子の形で現れることになる．従って，それらの演算子を $\mathcal{O}_i$，標準模型ラグランジアンを $\mathcal{L}_{\rm SM}$ と表せば，我々の世界を記述するラグランジアンは

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\rm SM} + \frac{1}{\Lambda^2}\sum_i \Big[\, C_i\mathcal{O}_i + C_i^*\mathcal{O}_i^\dagger \,\Big] \qquad (1)$$

となる（C_i は $\mathcal{O}_i$ の寄与を特徴づける未知係数）．

このような枠組みで我々がまず行うことは独立な有効演算子の確定だが，これは最近の論文 [5] で行われた．そこにおいて唯一独立であると示された

$$\mathcal{O}^{33}_{uG\phi} = \sum_a [\, \bar{q}_{L3}(x)\lambda^a\sigma^{\mu\nu}u_{R3}(x)\tilde{\phi}(x)G^a_{\mu\nu}(x) \,] \qquad (2)$$

という次元 6 の有効演算子が出発点となる．ここで，記法については文献 [5] と同じものを用いており，q_{L3} は左巻の SU(2) 二重項の第 3 世代 $(t,b)^t_L$，u_{L3} は右巻の SU(2) 一重項（up-type，すなわち t_R），$\tilde{\phi} = i\tau^2\phi^*$（$\phi$ はヒッグス二重項），$G^a_{\mu\nu}$ はグルオン場テンソル

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g_s \sum_{b,c} f_{abc}G^b_\mu G^c_\nu$$

を表している．この $\mathcal{O}^{33}_{uG\phi}$ から導かれる項の中でトップ-グルオン結合を決めるのは

$$\mathcal{O}_{gt} = \frac{1}{2\sqrt{2}} v \sum_a \bar{\psi}_t(x)\lambda^a\sigma^{\mu\nu}(1+\gamma_5)\psi_t(x)G^a_{\mu\nu}(x) \quad (3)$$

であり，これより解析の出発点となる非標準相互作用ラグランジアンは

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{gt} &= \frac{1}{\Lambda^2}[\, C^{33}_{uG\phi}\mathcal{O}_{gt} + C^{33*}_{uG\phi}\mathcal{O}^\dagger_{gt}\,] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}\Lambda^2} v \sum_a [\,\mathrm{Re}(C^{33}_{uG\phi})\bar{\psi}_t(x)\lambda^a\sigma^{\mu\nu}\psi_t(x) \\ &\qquad + i\,\mathrm{Im}(C^{33}_{uG\phi})\bar{\psi}_t(x)\lambda^a\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\psi_t(x)\,] \\ &\qquad \times G^a_{\mu\nu}(x) \qquad (4)\end{aligned}$$

と与えられる．但し，v はヒッグス場の真空期待値（$= 246$ GeV）を表している．

2.2　不変散乱振幅

上記のラグランジアンを用いて $p\bar{p} \to t\bar{t}X$ 過程の断面積を求めるのが次の仕事であるが，陽子・反陽子をクォークから構成することは今でも（格子ゲージ理論による数値計算を除いて）出来ていないので，現象論的な計算手段が必要となる．その代表的なものであり，かつ事実上唯一の手法はパートン模型である（付録参照）．この模型は，ハドロン衝突断面積を，その構成要素であるクォーク・反クォークおよびグルオン（パートンと総称）間の衝突断面積と各パートンの個数密度を表す関数（パートン分布関数）の積の総和として求めようというものである．

本論文でも主要な計算はこのパートン模型に基づいて行う．従って，パートン反応 $q\bar{q} \to t\bar{t}\,(q = u, d, c, s)$ 及び $gg \to t\bar{t}$ の断面積が必要となる．まず，対応する不変散乱振幅を QCD ラグランジアン

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} &= i\sum_f \bar{\psi}_f(x)\gamma^\mu\Big[\partial_\mu + ig_s\sum_a \frac{\lambda^a}{2}G^a_\mu(x)\Big]\psi_f(x) \\ &\quad - \sum_f m_f\bar{\psi}_f(x)\psi_f(x) - \frac{1}{4}\sum_a G^a_{\mu\nu}(x)G^{a\,\mu\nu}(x)\end{aligned}$$

及び非標準相互作用ラグランジアン（4）より求めよう．

クォーク・反クォーク散乱振幅

摂動の最低次では，$q\bar{q} \to g \to t\bar{t}$ はただ一つのファインマン図（図１）で表され，対応する振幅は

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{q\bar{q}} = \frac{1}{4\hat{s}} g_s^2 \sum_a \bar{u}(\boldsymbol{p}_t)\lambda^a_{ij}\Gamma^\mu(q)v(\boldsymbol{p}_{\bar{t}}) \\ \times \bar{v}(\boldsymbol{q}_2)\lambda^a_{kl}\gamma_\mu u(\boldsymbol{q}_1) \qquad (5)\end{aligned}$$

で与えられる．但し，ここで $q \equiv q_1 + q_2 (= p_t + p_{\bar{t}}), \hat{s} \equiv q^2$, $[i, j, k, l]$ はそれぞれ $t, \bar{t}, \bar{q}, q$ のカラー量子数，$[a]$ は中間状態（伝播関数）グルオンのカラー量子数であり，また，非標準結合パラメータは

$$d_V = \frac{\sqrt{2}vm_t}{g_s\Lambda^2}\mathrm{Re}(C^{33}_{uG\phi}), \qquad d_A = \frac{\sqrt{2}vm_t}{g_s\Lambda^2}\mathrm{Im}(C^{33}_{uG\phi})$$

という形にまとめ，さらに γ 行列と組み合わせた非標準結合パラメータを含むバーテックスを

$$\Gamma^\mu(q) = \gamma^\mu - \frac{2i\sigma^{\mu\nu}q_\nu}{m_t}(d_V + id_A\gamma_5)$$

と置いた．なお，簡単のためスピノル u，v のスピン変数は省略している．

グルオン・グルオン散乱振幅

摂動の最低次では，$gg \to t\bar{t}$ には四つの中間状態（図２ a,b,c,d）が寄与し，対応する振幅はそれぞれ

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{gg} &= \mathcal{M}^{\mathrm{a}}_{gg} + \mathcal{M}^{\mathrm{b}}_{gg} + \mathcal{M}^{\mathrm{c}}_{gg} + \mathcal{M}^{\mathrm{d}}_{gg}, \\ \mathcal{M}^{\mathrm{a}}_{gg} &= -\frac{g_s^2}{2\hat{s}}\sum_a \bar{u}(\boldsymbol{p}_t)\lambda^a_{ij}\Gamma^\mu(q)v(\boldsymbol{p}_{\bar{t}}) \\ &\qquad \times if_{abc}[\,2q_{2\,\nu}\epsilon^\nu(\boldsymbol{q}_1)\epsilon_\mu(\boldsymbol{q}_2) \\ &\qquad\quad - 2q_{1\,\nu}\epsilon_\mu(\boldsymbol{q}_1)\epsilon^\nu(\boldsymbol{q}_2) \\ &\qquad\quad + (q_1 - q_2)_\mu\epsilon_\nu(\boldsymbol{q}_1)\epsilon^\nu(\boldsymbol{q}_2)\,] \quad (6) \\ \mathcal{M}^{\mathrm{b}}_{gg} &= \frac{1}{4}g_s^2\bar{u}(\boldsymbol{p}_t)(\lambda^b\lambda^c)_{ij}\Gamma^\mu(q_1)\frac{1}{m_t - \not{k}_1} \\ &\qquad \times \Gamma^\nu(q_2)v(\boldsymbol{p}_{\bar{t}})\epsilon_\mu(\boldsymbol{q}_1)\epsilon_\nu(\boldsymbol{q}_2) \qquad (7) \\ \mathcal{M}^{\mathrm{c}}_{gg} &= \frac{1}{4}g_s^2\bar{u}(\boldsymbol{p}_t)(\lambda^c\lambda^b)_{ij}\Gamma^\mu(q_2)\frac{1}{m_t - \not{k}_2} \\ &\qquad \times \Gamma^\nu(q_1)v(\boldsymbol{p}_{\bar{t}})\epsilon_\nu(\boldsymbol{q}_1)\epsilon_\mu(\boldsymbol{q}_2) \qquad (8) \\ \mathcal{M}^{\mathrm{d}}_{gg} &= -g_s^2\sum_a f_{abc}\bar{u}(\boldsymbol{p}_t)\lambda^a_{ij}\Sigma^{\mu\nu}v(\boldsymbol{p}_{\bar{t}}) \\ &\qquad \times \epsilon_\mu(\boldsymbol{q}_1)\epsilon_\nu(\boldsymbol{q}_2) \qquad (9)\end{aligned}$$

となる．ここで，$k_1 \equiv p_t - q_1$，$k_2 \equiv p_t - q_2$，$[a]$ 及び $[b, c]$ は，それぞれ中間状態グルオン及び運動量 q_1, q_2 の入射グルオンのカラー量子数，$\epsilon(\boldsymbol{q}_{1,2})$ は入射グルオンの偏極ベクトルであり，

$$\Sigma^{\mu\nu} = \frac{\sigma^{\mu\nu}}{m_t}(d_V + id_A\gamma_5)$$

と置いた．また，スピノルと同じく偏極ベクトルのスピン変数は省略した．

なお，$q\bar{q}$ を始状態とする $t\bar{t}$ 対生成反応は，上記のようなグルオン交換だけではなく電弱相互作用（γ・Z ボソン交換）を通じても起こり得るが，カラー量子数

の有無から両者の干渉は起こらない．従って，この電弱相互作用の寄与は非常に小さいと予想できるので，

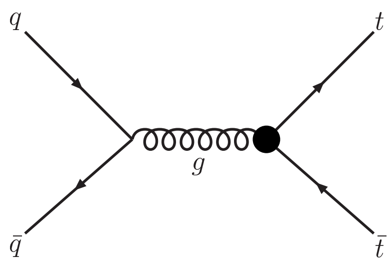

図 1: $q\bar{q} \to t\bar{t}$ 反応のファインマン図．● は非標準結合を含むバーテックスを表している．

2.3　パートン衝突断面積

不変散乱振幅が得られたので，残る作業は衝突断面積の計算である．ここではカラー量子数だけでなくスピン量子数も観測しないことを前提とするので，始状態に対しては両者とも平均を，終状態については両者について和をとることになる．

従って，クォーク・反クォークのカラー自由度＝３，スピン自由度＝２より，$q\bar{q}$-重心系での $q\bar{q} \to t\bar{t}$ 断面積は

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dE_t^* d\Omega_t^*} = \frac{\beta_t^*}{32\pi^2 \hat{s}} \delta(\sqrt{\hat{s}} - 2E_t^*) \times \left(\frac{1}{3}\right)^2 \sum_{\text{color}} \left(\frac{1}{2}\right)^2 \sum_{\text{spin}} |\mathcal{M}(q\bar{q} \to t\bar{t})|^2 \quad (10)$$

また，グルオンのカラー自由度＝８，スピン自由度＝２より，同じく gg-重心系での $gg \to t\bar{t}$ 断面積は

$$\frac{d\sigma_{gg}}{dE_t^* d\Omega_t^*} = \frac{\beta_t^*}{32\pi^2 \hat{s}} \delta(\sqrt{\hat{s}} - 2E_t^*) \times \left(\frac{1}{8}\right)^2 \sum_{\text{color}} \left(\frac{1}{2}\right)^2 \sum_{\text{spin}} |\mathcal{M}(gg \to t\bar{t})|^2 \quad (11)$$

となる．但し，各量に付けられた“$*$”はそれがパートン重心系の量であることを示している．また，$\beta_t^* \equiv |\boldsymbol{p}_t^*|/E_t^* (= \sqrt{1 - 4m_t^2/\hat{s}})$ は生成されたトップの速度の大きさを表している．

仕上げはカラー因子の寄与

$$\sum_{m,n,a,b} \mathrm{Tr}(\lambda^m \lambda^n) f_{mab} f_{nab} = 48 \quad (12)$$

$$\sum_{a,b,c} \mathrm{Tr}(\lambda^a \lambda^b \lambda^c) f_{abc} = 48i \quad (13)$$

$$\sum_{a,b} \mathrm{Tr}(\lambda^a \lambda^b \lambda^a \lambda^b) = -32/3 \quad (14)$$

$$\sum_{a,b} \mathrm{Tr}(\lambda^a \lambda^b \lambda^b \lambda^a) = 256/3 \quad (15)$$

を含めて $|\mathcal{M}|^2$ を計算し断面積を求めることである．この作業の中心となるトレース計算は代数計算システム FORM [8] で進め，その結果を Fortran Program に組み入れて数値計算を実行した．解析的な式はここでは省略するが，我々の結果（パートン衝突断面積）が文献 [9, 10] と一致することは確認した．

本論文では考慮しないこととする．

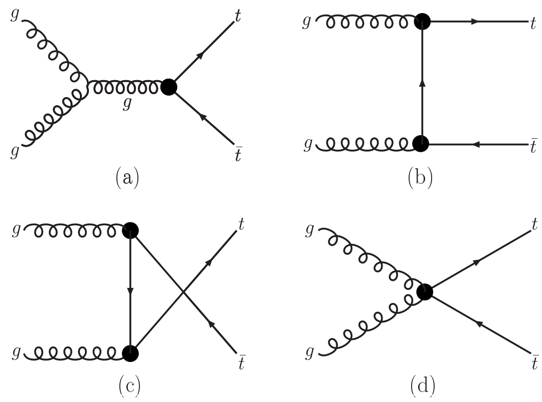

図 2: $gg \to t\bar{t}$ 反応のファインマン図．

3　数値計算と解析

前節で必要な準備は整った．第１節で簡単に述べたが，我々の解析方針は次の通りである：まず，Tevatron における $p\bar{p} \to t\bar{t}X$ の全断面積について，理論値と実験値の比較 $\sigma(d_V, d_A) = \sigma_{\text{exp}}$ より非標準結合パラメータ $d_{V,A}$ にどの程度の制限が課されるかを調べ，次にその情報を用いてトップクォーク-ジェットの角分布を計算する．この分布は何らかの対称性，例えばＣＰ，の保存・非保存を示す量ではないので，これを詳細に解析してもどちらか一方のパラメータを抽出できるということはなく，両方のパラメータに依存する．このことは，ある意味では非効率的に響くかも知れないが，

うまく解析を進めれば両方のパラメータについて同時に情報が得られる可能性があるとも期待できよう．さらにその情報を基に LHC エネルギー（$\sqrt{s}=10$, 14 TeV）での $pp\to t\bar{t}X$ トップ-ジェット角分布と全断面積も計算する．

Tevatron における $t\bar{t}$ 対生成全断面積の最新データは $\sqrt{s}=1.96$ TeV，$m_t=175$ GeV に対して

$$\sigma_{\rm exp} = 7.0\pm 0.3\pm 0.4\pm 0.4\ {\rm pb}\ ({\rm CDF}) \tag{16}$$
$$= 7.8\pm 0.5\pm 0.6\pm 0.5\ {\rm pb}\ ({\rm D0}) \tag{17}$$

（誤差は左より統計・系統・ビーム誤差）と報告されている [11]．そこで，我々は各誤差を二乗和の平方根でまとめた上で平均をとり

$$\sigma_{\rm exp} = 7.2\pm 0.5\ {\rm pb}\ ({\rm CDF}+{\rm D0}) \tag{18}$$

という値を得る．Haberl らが文献 [10] において解析を行ったときには，CDF データの誤差は $+3.6/-2.4$ pb，D0 のそれは ± 2.2 pb であったので，非標準結合への制限も厳しいものにはならなかったが，(18）を見れば，我々が再度解析を行うべき段階に来ていると理解できるだろう．

一方，QCD 輻射補正とパートン分布依存性も含めた標準模型での理論値 σ(SM) は，文献 [12] で詳細に分析されている．ここでは，標準的な $\overline{\rm MS}$ スキームに基づく分布関数（CTEQ6M [13]）の結果

$$\sigma({\rm SM}) = 7.59\pm 0.73\ {\rm pb} \tag{19}$$

（$m_t=171$ GeV）を用いることとする．この中心値を我々の計算値 σ(SM：摂動最低次) = 6.00 pb と比較して QCD 補正を $\Delta_{\rm QCD}=+0.27$ と評価し，誤差については上記の実験データ $\sigma_{\rm exp}$ に繰り入れて

$$\sigma_{\rm exp} = 7.2\pm 0.9\ {\rm pb} \tag{20}$$

を解析における基準データとする．

この $\sigma_{\rm exp}$ を $d_{V,A}$ を含めた理論値 $\sigma(d_V,d_A)$ と比較してみる（この際，QCD 結合は $\alpha_{\rm QCD}=0.118$ とし，パートン分布関数には勿論 CTEQ6M を用いる）．まず d_V のみ 0 でないと仮定すると，その値は

$$-0.03 \lesssim d_V \lesssim +0.01 \tag{21}$$
$$+0.38 \lesssim d_V \lesssim +0.42 \tag{22}$$

程度に制限される．同様に d_A のみ 0 でない場合には

$$|d_A| \lesssim +0.17 \tag{23}$$

という結果が得られる（$\sigma(d_V,d_A)$ は d_A^2 に依存するため制限は $|d_A|$ に対するものとなる）．他方，両者共に 0 でない場合を考えると，$|d_V|$ がそれほど大きくないうちは $d_{V,A}$ の増加効果が相殺するために

$$d_V \simeq |d_A| \simeq +0.3 \tag{24}$$

程度まで許される．このような $d_{V,A}$ に対する制限（許される領域）を 2 次元平面上で表すと図 3 のようになる．

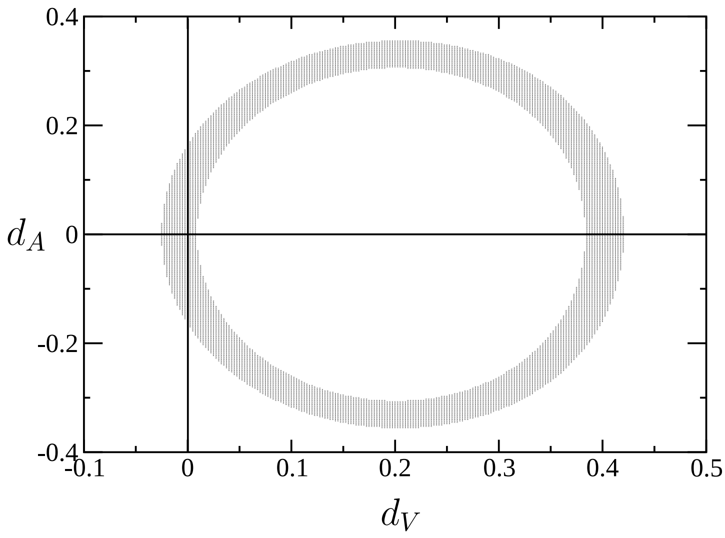

図 3: 非標準結合パラメータ $d_{V,A}$ の許される領域（影で示された領域）

　そこで，以下では
(a) $d_V = -0.03$，$d_A = 0$
(b) $d_V = 0$，$d_A = +0.17$
(c) $d_V = d_A = +0.3$
の場合についてトップジェット角分布および LHC におけるトップ対生成の全断面積を計算してみよう．まず，ビームエネルギー $\sqrt{s} = 1.96$ TeV（Tevatron），10 TeV 及び 14 TeV（LHC）に対する角分布は図４～６のようになる．$d_{V,A} \neq 0$ の場合，後述するように断面積が大きくなるので σ(SM) で規格化した分布曲線は標準模型（実線）に比べてほぼ全領域で絶対値が大きくなっているが，それだけではなく形自体も標準模型とは異なることが見てとれる．

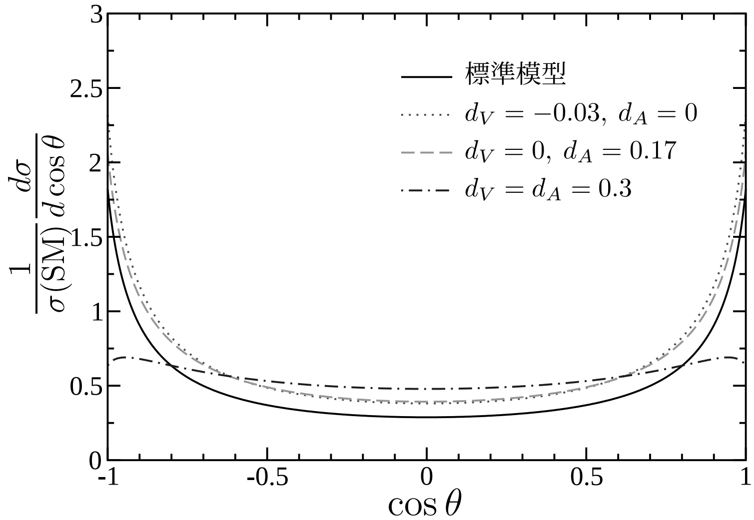

図 4: σ(SM) で規格化されたトップジェット角分布：Tevatron $\sqrt{s} = 1.96$ TeV

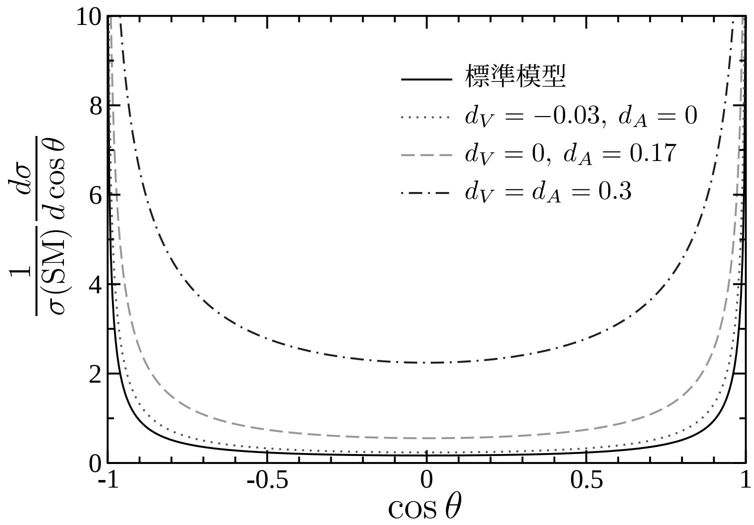

図 5: σ(SM) で規格化されたトップジェット角分布：LHC $\sqrt{s} = 10$ TeV

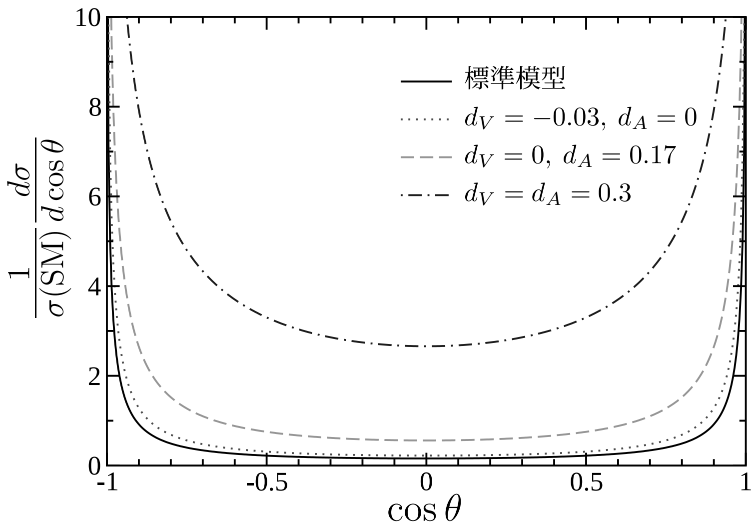

図 6: σ(SM) で規格化されたトップジェット角分布：LHC $\sqrt{s} = 14$ TeV

次に，LHC における全断面積は

$\sqrt{s} = 10$ TeV

(a) $d_V = -0.03,\ d_A = 0$	$\sigma =$ 527	pb
(b) $d_V = 0,\ d_A = +0.17$	$\sigma =$ 871	pb
(c) $d_V = d_A = +0.3$	$\sigma =$ 2158	pb

$\sqrt{s} = 14$ TeV

(a) $d_V = -0.03,\ d_A = 0$	$\sigma =$ 1167	pb
(b) $d_V = 0,\ d_A = +0.17$	$\sigma =$ 2032	pb
(c) $d_V = d_A = +0.3$	$\sigma =$ 5797	pb

となる．これらの値は標準模型 QCD の予言値 [12]

$$\sigma(\mathrm{SM}, \sqrt{s} = 10\ \mathrm{TeV}) = 425 \pm 43\ \mathrm{pb}$$
$$\sigma(\mathrm{SM}, \sqrt{s} = 14\ \mathrm{TeV}) = 933 \pm 92\ \mathrm{pb}$$

に比較して，予想される誤差を考慮しても大きな値と言えよう．特に，$d_{V,A} = 0.3$ については数倍の値であり，LHC における断面積測定が驚くべき結果を生む可能性もあり得ることを示している．

4 まとめ

この論文では，唯一トップクォークに関するデータが蓄積されている Tevatron（FNAL）での陽子-反陽子衝突実験 [6] および間もなく稼働を始める LHC（CERN）での陽子-陽子衝突実験 [7] に着目し，トップクォーク対生成過程（$p\bar{p} \to t\bar{t}X$，$pp \to t\bar{t}X$）において，標準模型に含まれるトップ-グルオン結合の拡張可能性を，特定の模型に依存することなく現象論的にテストする方法を探った．

我々は，あるエネルギースケール Λ で特徴付けられる新理論の存在を仮定し，それが Λ 以下の世界に生み出す非標準的相互作用を「有効演算子」の形で表現するという枠組みにおいて非標準的なトップ-グルオン結合を検証の対象とした．まず，そこに含まれる二つの未定パラメータ $d_{V,A}$ を Tevatron データにより制限付け，そこで許される幾つかの値を例としてトップジェット角分布および LHC におけるトップ対生成全断面積を計算した．

この結果，$d_{V,A}$ の値に依っては LHC における全断面積の値が著しく増大し標準模型の予言値の数倍にもなる可能性があること，トップジェット角分布の曲線も標準模型のそれとは異なった形になりえることがわかった．また，例えば演算子 $\mathcal{O}^{33}_{uG\phi}$ の係数の大きさが $O(1)$ なら $d_{V,A} \sim 0.05$ は $\Lambda \sim 1$ TeV ということになる．すなわち，LHC において有効演算子の影響が見られる可能性があるという期待だけでなく，新物理それ自体が手の届くところに存在することを意味する．これは注目すべき予測であり，LHC における測定が待たれるところである．

ハドロン加速器は，エネルギーの絶対値という面ではレプトン加速器よりも有利であろうが，反応の終状態が大変に複雑なものになり解析が容易ではないという弱点も抱えている．我々はこの点を考慮し，本論文では生成されたトップクォークの様々な崩壊までは解

析に含めなかった．しかしながら，もしも何らかの新物理の兆候が見られたなら，それをより精密に確認する作業が当然必要となる．特に，検出が比較的容易な終状態レプトンを用いた解析は次の段階で必要不可欠なものとなる．これが我々にとっての次の課題である．

謝　辞

本研究において，計算システム FORM を用いた代数計算は，京都大学基礎物理学研究所の計算機上で実行された．

付 録

ここでは，ハドロン反応記述の基礎となるパートン模型を中心に，我々の計算の基本的枠組みについてまとめる．

A.1 パートン模型

$p\bar{p}$ や pp 衝突のようなハドロン反応の記述は，ハドロンが複数クォークから構成される複合粒子であるために $e\bar{e}$ に代表されるようなレプトン衝突と比較して複雑なものとなる．しかし，それでも p や $\bar{p}$ がグルオン交換の力により如何にクォークから構成されているかという束縛問題に比べると高エネルギーハドロン反応は扱い易い．それは，クォーク間相互作用（クォーク・グルオン結合）を支配する QCD が漸近自由という性質をもつお蔭で，高エネルギー衝突するハドロンをほぼ自由に振舞うパートン（クォーク・グルオン）の集まりと見なせるからである．

この性質に基づきハドロン $h_{1,2}$ の衝突断面積 $\sigma_{h_1h_2}$ をパートン a・b の衝突断面積 σ_{ab} の和として

$$\sigma_{h_1h_2} = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 N_a(x_1) N_b(x_2) \sigma_{ab}(x_1, x_2) \quad (25)$$

$(0 \leq x_{1,2} \leq 1)$ という形で求めるのがパートン模型である．但し，ここで a と b はパートンの種類を，x_1 と x_2 はパートン a, b の運動量の h_1, h_2 の運動量に対する比を，そして $N_{a,b}$ はパートン分布関数と呼ばれ，対応する運動量をもつパートン a, b の $h_{1,2}$ 内の個数密度を表している．

パートン分布の関数形は，もし我々が QCD に基づき陽子・反陽子の構造・構成を完全に理解しているなら理論的に決定できるはずのものであるが，残念ながら我々はそのレベルには達していない．従って，現段階でのパートン分布関数は，信頼性が高い実験データを用いて現象論的に決められている．但し，一旦あるエネルギースケールにおいて関数形が決まれば，関与する粒子のエネルギーに応じてその形が QCD 輻射補正でどのように変化（発展）していくかは摂動論的 QCD 計算で求めることができる．

A.2 微分断面積

全断面積を求めるだけなら上記の（25）式に従って計算を進めればよいが，角度分布を求める際にはそれだけでは不十分である．それは，実際の実験が行われる $p\bar{p}$ または pp の重心系がパートン衝突の重心系とは（$x_1 = x_2$ の場合を除き）一致しない為で，この結果，両者をつなぐローレンツ変換のヤコビアンが必要となる．

ヤコビアン

ハドロン h_1 の運動量の向きに z 軸を設定し，$h_{1,2}$ の重心系での両者のエネルギーを E とすると，この系でのパートン１・２（h_1 中のパートン，h_2 中のパートンをそれぞれ１，２で表す）のエネルギーと運動量は

$$\text{パートン１：} \quad (x_1E,\ 0,\ 0,\ +x_1E)$$
$$\text{パートン２：} \quad (x_2E,\ 0,\ 0,\ -x_2E)$$

となる（始状態パートンの質量は全て０と置く）．従って，パートン１・２の重心系でのパートンエネルギー $E^*_{1,2}$ は対応するローレンツ変換を通じて

$$E^*_1 = x_1E(1-\beta)/\sqrt{1-\beta^2} \quad (26)$$

$$E^*_2 = x_2E(1+\beta)/\sqrt{1-\beta^2} \quad (27)$$

となる．これより，パートン重心系の条件 $E^*_1 = E^*_2$ を用いて

$$\beta = (x_1 - x_2)/(x_1 + x_2) \quad (28)$$

を得る．

上記の β を用いれば，h_1・h_2 重心系およびパートン重心系でのトップクォークのエネルギー・散乱角 $(E_t, \cos\theta_t)$，$(E^*_t, \cos\theta^*_t)$ の関係が

$$E^*_t = (E_t - \beta|\boldsymbol{p}_t|\cos\theta_t)/\sqrt{1-\beta^2} \quad (29)$$

$$\cos\theta^*_t = (|\boldsymbol{p}_t|\cos\theta_t - \beta E_t)/(|\boldsymbol{p}^*_t|\sqrt{1-\beta^2}) \quad (30)$$

($|\boldsymbol{p}_t| = \sqrt{E_t^2 - m_t^2}$, $|\boldsymbol{p}_t^*| = \sqrt{E_t^{*2} - m_t^2}$) と求まり，これから導かれるヤコビアン

$$\partial(E_t^*, \cos\theta_t^*)/\partial(E_t, \cos\theta_t) = |\boldsymbol{p}_t|/|\boldsymbol{p}_t^*| \qquad (31)$$

を用いて両系のパートン衝突微分断面積が

$$\frac{d\sigma_{ab}}{dE_t d\cos\theta_t} = \frac{|\boldsymbol{p}_t|}{|\boldsymbol{p}_t^*|}\frac{d\sigma_{ab}}{dE_t^* d\cos\theta_t^*} \qquad (32)$$

と関係づけられる．

ハドロン衝突断面積

上式を（25）式に倣ってパートン分布関数と組み合わせれば直接実験と比較可能なハドロン重心系でのハドロン衝突微分断面積が求められる：

$$\begin{aligned}&\frac{d\sigma_{h_1h_2}}{dE_t d\cos\theta_t}\\ &\quad = \sum_{a,b}\int dx_1 dx_2 N_a(x_1)N_b(x_2)\\ &\qquad \times\theta(\hat{s} - 4m_t^2)\Big(\frac{|\boldsymbol{p}_t|}{|\boldsymbol{p}_t^*|}\Big)\frac{d\sigma_{ab}}{dE_t^* d\cos\theta_t^*} \qquad (33)\end{aligned}$$

ここで，$\hat{s}$ は入射ハドロン h_1・h_2 の運動量 $p_{1,2}$ を用いた $s \equiv (p_1 + p_2)^2$ と $\hat{s} = x_1x_2s$ の関係にある．また，階段関数 θ はトップクォーク対生成エネルギーを保障しており，これにより $x_{1,2}$ 積分はどちらも０から１まで行えるが，実際の数値計算では具体的に下限を指定する方がよい精度が得られる．その場合，満たされなければならない条件は

$$0 \le x_{1,2} \le 1 \quad 及び \quad \hat{s} \ge 4m_t^2$$

なので

$$\begin{aligned}&{}^{1}_{0}\, dx_1 \;\; {}^{1}_{0}\, dx_2\, \theta(\hat{s} - 4m_t^2)\,[\,\mathrm{Integrand}\,]\\ &\Longrightarrow \quad {}^{1}_{4m_t^2/s}\, dx_1 \;\; {}^{1}_{4m_t^2/(x_1 s)}\, dx_2\,[\,\mathrm{Integrand}\,] \qquad (34)\end{aligned}$$

である．

（33）の右辺のパートン断面積に（10）や（11）を代入するとエネルギー保存を表す δ 関数のお蔭で x_2 積分を実行できる：

$$\begin{aligned}&\frac{d\sigma_{h_1h_2}}{dE_t d\cos\theta_t}\\ &\quad = \sum_{a,b}\int_{x_{1\,\mathrm{min}}}^{1} dx_1 N_a(x_1)N_b(x_2)\\ &\qquad \times\frac{x_2\beta_t\sqrt{1-\beta^2}}{(1+\beta)(1-\beta_t\cos\theta_t)}\\ &\qquad \times\frac{1}{8\pi\hat{s}\sqrt{\hat{s}}}\Big(\frac{1}{f_c}\Big)^2\sum_{\mathrm{color}}\Big(\frac{1}{f_s}\Big)^2\sum_{\mathrm{spin}}|\mathcal{M}_{ab}|^2 \qquad (35)\end{aligned}$$

但し，ここで $\beta_t \equiv |\boldsymbol{p}_t|/E_t$ はハドロン重心系でのトップ速度の大きさ，f_c と f_s は入射パートンのカラー及びスピン自由度であり，x_2 は

$$x_2 = \frac{x_1E_t(1-\beta_t\cos\theta_t)}{x_1\sqrt{s} - E_t(1+\beta_t\cos\theta_t)} \qquad (36)$$

と固定される．もともと x_2 には $4m_t^2/(x_1s) \le x_2 \le 1$ という制限が課されていたので，これにより x_1 の下限は

$$x_{1\,\mathrm{min}} = \frac{E_t(1+\beta_t\cos\theta_t)}{\sqrt{s} - E_t(1-\beta_t\cos\theta_t)} \qquad (37)$$

となる．また，E_t 及び $\cos\theta_t$ の変域は，理論的には

$$m_t \le E_t \le \sqrt{s}/2, \quad -1 \le \cos\theta_t \le +1 \qquad (38)$$

であるが，実際には実験条件による制約のため狭められることも少なくない．

文　献

[1] 例えば，原康夫，稲見武夫，青木健一郎，“素粒子物理学”，朝倉書店，2000 年．

[2] Z. Hioki, T. Konishi and K. Ohkuma, JHEP **0707** (2007) 082 (arXiv:0706.4346 [hep-ph]).
B. Grzadkowski, Z. Hioki, K. Ohkuma and J. Wudka, JHEP **0511** (2005) 029 (hep-ph/0508183).
B. Grzadkowski and Z. Hioki, Nucl. Phys. B **585** (2000) 3 (hep-ph/0004223).

[3] B. Grzadkowski, Z. Hioki, K. Ohkuma and J. Wudka, Nucl. Phys. B **689** (2004) 108 (hep-ph/0310159).

[4] W. Buchmuller and D. Wyler, Nucl. Phys. B **268** (1986) 621.
C. Arzt, M.B. Einhorn and J. Wudka, Nucl. Phys. B **433** (1995) 41 (hep-ph/9405214).

[5] J. A. Aguilar-Saavedra, Nucl. Phys. B **812** (2009) 181 (arXiv:0811.3842 [hep-ph]); arXiv:0904.2387 [hep-ph].

[6] CDF collaboration: `http://www-cdf.fnal.gov/`
D0 collaboration: `http://www-d0.fnal.gov/`

[7] LHC web-site: `http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html`

[8] J.A.M. Vermaseren, "*Symbolic Manipulation with FORM*", version 2, Tutorial and Reference Manual, CAN, Amsterdam 1991, ISBN 90-74116-01-9.

[9] M. Gluck, J. F. Owens and E. Reya, Phys. Rev. D **17** (1978) 2324.
B. L. Combridge, Nucl. Phys. B **151** (1979) 429.

[10] P. Haberl, O. Nachtmann and A. Wilch, Phys. Rev. D **53** (1996) 4875 (hep-ph/9505409).

[11] J. Wagner-Kuhr [CDF and D0 Collaborations], arXiv:0904.2295 [hep-ex].

[12] M. Cacciari, S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, JHEP **0809**, 127 (2008) (arXiv:0804.2800 [hep-ph]).

[13] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P.M. Nadolsky and W.K. Tung, JHEP **0207** (2002) 012 (arXiv:hep-ph/0201195).

原稿受付：*2009* 年 *6* 月 *23* 日
原稿受理：*2009* 年 *7* 月 *6* 日