

CDF 実験での物理

筑波大学 数理物質系 物理学域

受川 史彦 ukegawa@hep.px.tsukuba.ac.jp

佐藤 構二 ksato@hep.px.tsukuba.ac.jp

武内 勇司 takeuchi@hep.px.tsukuba.ac.jp

2012 年 (平成 24 年) 3 月 11 日

1 はじめに

CDF 実験は、米国フェルミ国立加速器研究所 (Fermilab) のテバトロン加速器 (Tevatron) を用いた陽子・反陽子衝突実験である。1985 年に初めての衝突 (重心系エネルギー 1.6 TeV) が観測され、1987 年の CDF 検出器の完成を経て、同年および 1988-89 年に本格的なデータ取得が行われた。さらに、1992-96 年には Run-I 実験が、2001-2011 年には Run-II 実験が実施された。その間、加速器の性能は飛躍的に向上した。同時に、検出器も断続的な改良・増強が行われ、進化を遂げた。

その間、CDF 実験は、エネルギー・フロンティア実験として、多岐にわたる物理結果を生み出し、素粒子物理学の進展に寄与してきた。以下に、そのいくつかを紹介したい。

2 QCD : 強い相互作用の物理

CDF 実験は陽子・反陽子衝突実験であり、さまざまな素過程の反応を観測するが、それらの始状態は常にクォークあるいはグルオンからなる。したがって、どのような反応であってもその断面積の測定は、QCD の検証の側面を含む。

2.1 ジェットの生成

クォークおよびグルオンは強い相互作用をするので、これらの粒子が終状態に生成される過程 (図 1) は、もつともありふれたものである。クォーク・グルオンが高い横運動量を持って生成されると、クォーク・グルオンに由来するハドロンはひとつのかたまり (ジェット) として観測される。そのような事象の例を図 2 に示す。

直接に測定されるジェットと、その起源となるパートンを関係づけることは自明ではない。CDF 実験の初期には、cone algorithm を用いてジェットを定義した。

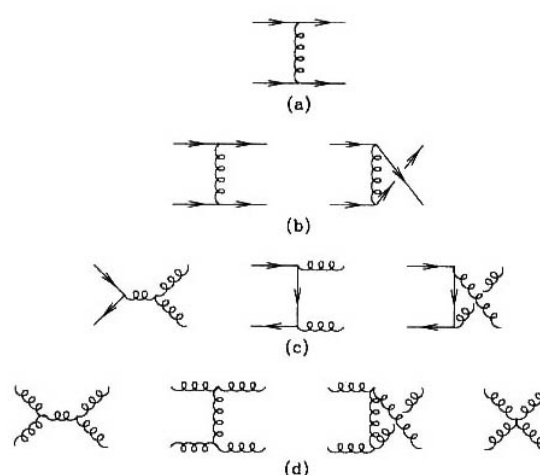


図 1: 陽子・反陽子衝突におけるジェット生成の素過程のファインマン図。(a) $qq' \rightarrow qq'$, (b) $qq \rightarrow qq$, (c) $q\bar{q} \rightarrow gg$, (d) $gg \rightarrow gg$ 。

カロリメータを η - ϕ 平面で分割し、この平面上の半径 $R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ の中にあるエネルギーをすべて足し合わせる。この半径 (cone) の大きさは典型的に 0.7 が使われ、他に 0.4 や 1.0 など用いられる [1]。このようにして得られたジェットの生成断面積を図 3 に示す [2]。データは 1992-96 年に取得されたものである。横方向エネルギー E_T の領域は 40 GeV から 440 GeV にわたり、生成断面積は 7 桁変化する。摂動論的 QCD の理論計算が実線で示されており、よい一致を見る。理論の不定性は、陽子内のパートン分布関数や強い相互作用の結合定数などによる。ビームエネルギーが 900 GeV あるいは 960 GeV であるので、低い E_T 領域ではグルオンが、高い E_T 領域ではクォーク・反クォークが重要となる。

その他のジェットに関する測定には、2 ジェットの生成、3 つ以上のジェットの生成、ジェットの破碎関数、ジェット中に b クォークや c クォークを含む割合、などさまざまなものが得られている。

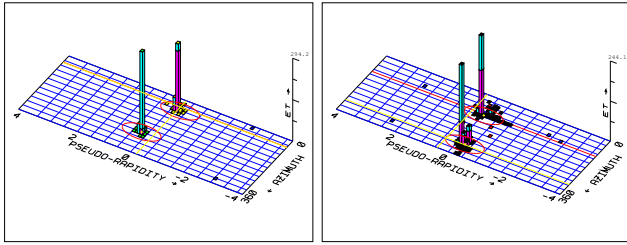


図 2: CDF 実験で観測されたジェットの例。カロリメータで測定された横方向エネルギーを η - ϕ 平面にて示す。赤は電磁カロリメータ, 青はハドロンカロリメータでの測定。

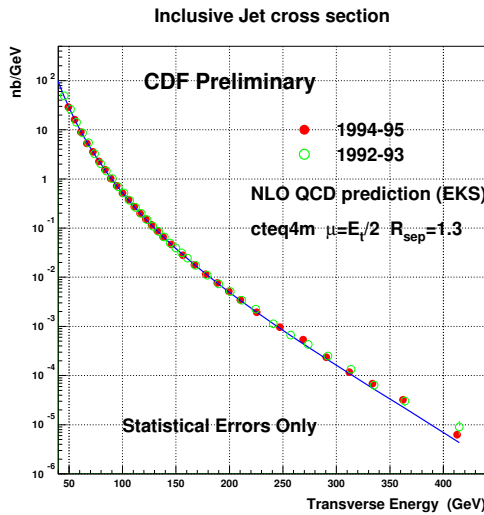


図 3: ジェットの生成断面積の測定。

また、最近では、 k_T algorithm や、midpoint algorithm など、より洗練されたジェット同定法を用いた測定が行われている。

2.2 単一光子の生成

光子が素過程で生成される反応は、QCD の検証に有用である。光子は荷電粒子から放射されるので、低い x の領域でのクォークに感度を持ち、これはジェットが同領域のグルオンに感度を持つことと対照的である。また、光子はパートンであるため、ジェットとクォーク・グルオンの対応のような困難は生じない。また、実験的にも、光子は電磁カロリメータで精度のよい測定が可能であるという利点がある。ただし、素過程は電磁相互作用によるため、生成率はジェットほど高くない。また、ジェット中に生成されたハドロン崩壊 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ などが背景事象となるので、それらとの分離が課題である。

CDF では、単一光子の識別のために、主に 2 つの方法を用いる。いずれも、背景となる過程では光子が 2 つ (あるいはそれ以上) 存在する。光子はカロリメータで測定されるが、CDF 検出器の中央部電磁カロリメータ

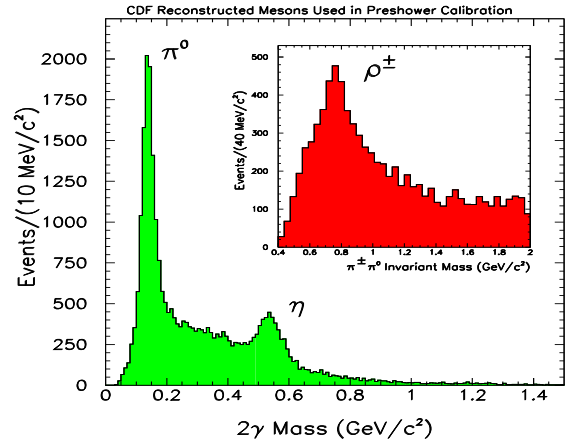


図 4: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$ の信号。

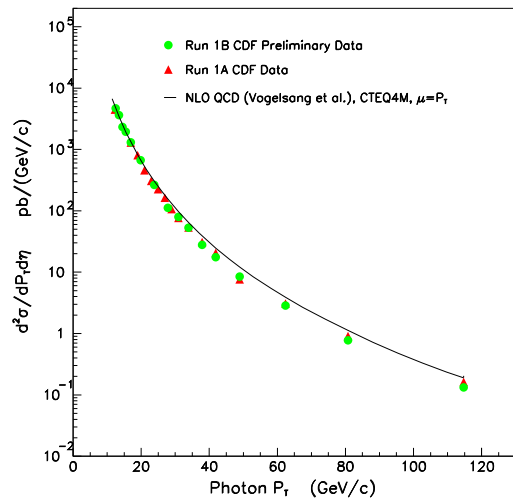


図 5: 単一光子の生成断面積の測定。

(CEM) には、奥行き方向のおよそ $6 X_0$ の位置に、電磁シャワーの横方向のふるまいを測定するためのガス比例計数管からなる検出器 (CES) が埋め込まれている。その分割はおよそ 1.5 cm である。CES で測定されたシャワーの横方向の形を用いることにより、電磁シャワーが単一の光子によるものか、2 つの光子に由来するものかを統計的に分離することが可能である。もうひとつの方法では、電磁カロリメータの前面に設置されたプリシャワー検出器を用いて、電磁シャワーの発達の初期を調べる。光子がこの検出器中に達する前にすでに電子・陽電子対生成を起こしている、この検出器には信号が観測される。背景事象では 2 つの光子が存在するので、そのどちらか一方が対生成を起こせば、信号が観測される。つまり、信号と背景事象では、プリシャワー検出器が信号を観測する確率が異なり、分離が可能である。プリシャワー検出器に到るまでの領域を構成する主な物質はソレノイドであり、およそ $1 X_0$ を持つ。これは偶然ながら、分離に最適の値である。検出器の効率、実デー

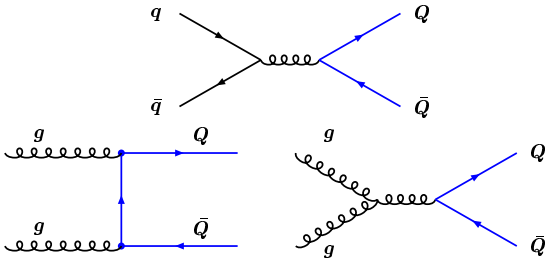


図 6: 陽子・反陽子衝突における重いクォーク生成の素過程 (LO) のファインマン図。

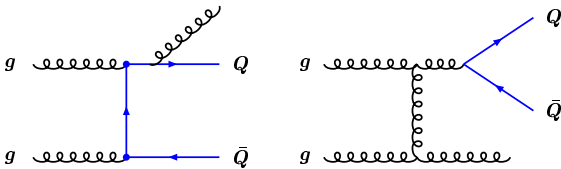


図 7: 陽子・反陽子衝突における重いクォーク生成の素過程 (NLO) のファインマン図の例。

タ中に再構成された $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$ 事象を用いて較正する (図 4)。

単一光子の生成断面積の測定の例を図 5 に示す。断面積は強い p_T 依存性を持ち、データは 5 桁の範囲にわたる。理論値との一致の度合いはジェットの場合と同様である。

2.3 重いクォーク (b , c) の生成

2.3.1 Open heavy quark の生成

重いクォークの生成は、その質量が QCD のエネルギースケール Λ_{QCD} より大きいため、その反応は常に hard process であり、運動学のすべての領域において摂動論が適用できる。最低次 (LO) の過程のファインマン図は図 6 に示す通りである。NLO 過程には図 7 に示すものがある。NLO 過程まで含んだ生成断面積の理論計算は、重いクォーク Q (あるいは \bar{Q}) 1 粒子の包括的生成 [3, 4] と、2 粒子 ($Q\bar{Q}$) の相関を考慮したもの [5] がともに得られている。トップ・クォークの生成断面積は、NLO の補正は小さく、また、くりこみ・因子化のスケール μ に対する依存性も軽減される。一方、ボトム・クォークの場合は、NLO の補正が大きく (およそ 2.5 倍)、スケール依存性も軽減されない。本節では後者の測定について述べる。

CDF 実験の初期 (Run-0 実験) において、ボトム・クォーク事象の同定には、その崩壊で生じるレプトンが用いられた。 B 粒子のセミレプトニック崩壊 $\bar{B} \rightarrow \ell^- \bar{\nu} X$

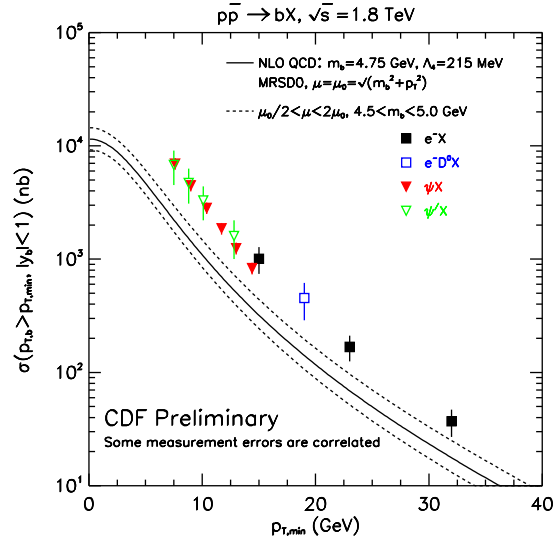


図 8: CDF Run-0 および Run-I 実験でのボトム・クォーク生成断面積の測定。

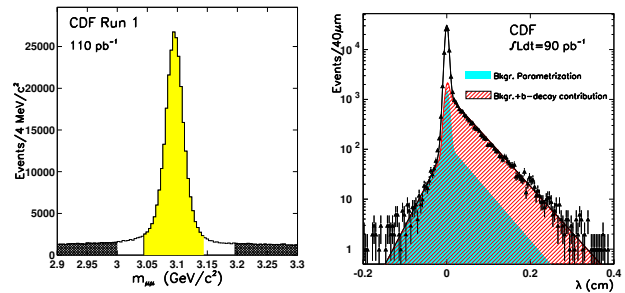


図 9: CDF Run-I 実験で観測された $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ の信号 (左) とそのみかけの寿命 (右) の分布。

は分岐比がおおよそ 10% と高く、そこで生成される電子および μ 粒子は、10 - 20 GeV/c 程度の運動量領域での単一レプトンの生成の主たる起源となる。また、 B 粒子の J/ψ 粒子への崩壊は、 J/ψ 粒子がレプトン対に崩壊した場合に特徴的な信号となり、低運動量閾値でのトリガーを可能とするため、単一レプトンと共に、きわめて有効である。前者を用いた測定では、崩壊 $\bar{B} \rightarrow \ell^- \bar{\nu} D^0 X$ で生じたチャーム中間子 D^0 を電子の近傍に再構成し、単一レプトンの起源がボトム・クォークの崩壊にあることを直接的に示した [6]。また、後者では、 B 中間子崩壊 $B^- \rightarrow J/\psi K^-$ を全再構成した [7]。これらの事象を用いた b クォーク生成断面積の測定結果を図 8 に示す。データは理論計算のおよそ 2 倍である。

その後、Run-I 実験からはシリコン飛跡検出器が導入され、 B 粒子の崩壊点を精度よく再構成することが可能となった。 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ の信号と見かけの寿命の分布を図 9 に示す。再構成された J/ψ のうちおよそ 20% が B 粒子の崩壊を起源とする。これを用いた b クォーク生成断面積の測定 [8] も、図 8 に示されている。

Run-II 実験では di-muon トリガーの横運動量閾値が

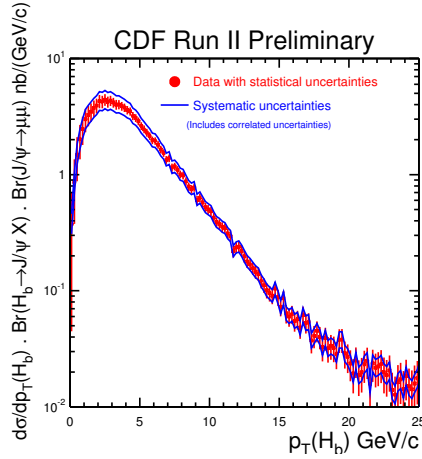


図 10: CDF Run-II 実験での J/ψ を用いたボトム・ハドロン生成断面積の測定。

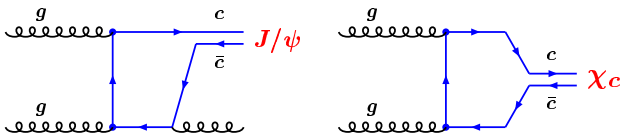


図 11: 陽子・反陽子衝突における重いクォークオニウム生成の素過程 (color singlet model) のファインマン図。

1.5 GeV/c へとさらに低下し, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ 崩壊が J/ψ の横運動量のすべての領域に対して感度を持つようになった。この結果, B 粒子の生成断面積も横運動量のすべての領域で測定が可能となり, 理論との比較がより容易になった。図 10 に b クォークを含むハドロン H_b の生成断面積を横運動量の関数として示す。横運動量について積分すると, b クォークの生成断面積と同値となり, ラピディティ領域 $|y(b)| < 1.0$ に対し $\sigma(\bar{p}p \rightarrow bX) = 29.4 \pm 0.6 \pm 6.2 \mu\text{b}$ を得る [9]。一方, NLO 摂動計算に NLL resummation を加えた最新の理論値は $25.0 \pm_{8.1}^{12.6} \mu\text{b}$ [10] であり, 一致の度合いはよい。

2.3.2 重いクォークオニウムの生成

重いクォーク・反クォーク対の束縛状態である J/ψ , $\psi(2S)$, χ_c , Υ などの生成を測定することは, その生成機構を理解するうえで重要である。最も簡単な機構は color singlet model (図 11) である。

$\psi(2S)$ の生成は, χ_c の崩壊の寄与が存在しないので, 理論との比較が容易である。図 12 に測定結果を示す。 B 粒子崩壊による寄与は除かれている。実験値は理論予言のおよそ 50 倍の値を示す [8]。

J/ψ は, より重い $c\bar{c}$ 状態 (χ_c および $\psi(2S)$) の崩壊による寄与が存在するので, 理論予言との比較には, これらの寄与を差し引く必要がある。これらは $\chi_c \rightarrow J/\psi\gamma$

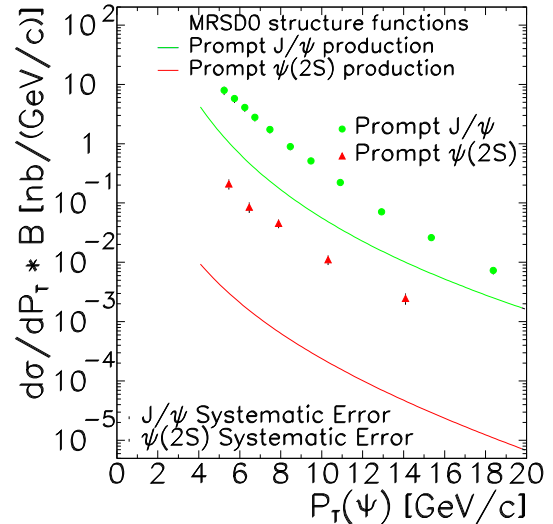


図 12: CDF Run-I 実験における J/ψ および $\psi(2S)$ の生成断面積の測定。

および $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ を再構成して測定され, 直接に生成された J/ψ の割合はおよそ 60% であることがわかる。 J/ψ 直接生成の断面積を理論値と比較すると, 再び 50 倍を得る [11]。つまり, color singlet model は, J/ψ と $\psi(2S)$ の直接生成断面積を大幅に過小評価する。

生成機構として color octet model を考慮するとこれを解決する可能性がある。このモデルでは, J/ψ あるいは $\psi(2S)$ の生成について, 横運動量が高くなるとともに, その偏極が横偏極となる, と予言する。Run-I 実験のデータを用いた測定は, ほぼ無偏極であり [12], さらに高統計を持つ Run-II 実験のデータでも同じである [13]。したがって, color octet model では説明されず, 生成機構はなぞのままである。

3 B 粒子の物理

CDF 検出器の設計時に, B 粒子の物理を念頭に置いていたかという点, たぶん答は否であろう。しかしながら, CDF 検出器の持つ以下の特徴は, 結果として B 粒子の物理に適していた。

- 大半径の薄肉ソレノイドを用いた高精度の飛跡再構成と運動量解析能力
- タワー構造を持つ細分割カロリメータ
- ミュー粒子検出器までの物質量が比較的小さいこと
- 粒子識別能力 (dE/dX , 後に TOF も)
- シリコン飛跡検出器による崩壊点測定 (Run-I より)

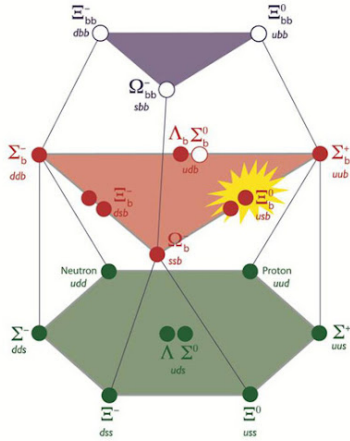


図 13: b クォークを含むバリオン。

これらの特徴は、当時稼働中あるいは設計検討中のハドロン衝突型加速器実験の検出器と比べて異色であるが、現在の LHC 実験に通ずるものであることがわかる。

CDF 実験では、これらの特徴を生かして B 粒子に関する様々な測定がなされている。生成に関する部分はずでに前節に記した。本節では主に崩壊にかかわる結果を述べる。

3.1 B 粒子の質量および寿命の測定

テバトロンでの B 粒子生成は高運動量の b クォークのハドロン化によるため、 B^- , \bar{B}^0 中間子だけでなく、 \bar{B}_s^0 , Λ_b^0 , B_c^- などのより重い粒子も生成される。これらの粒子の質量および寿命を精密に測定することは、クォークを束縛してハドロンを作る強い相互作用、および重いクォークの崩壊機構、の理解の観点から重要である。

3.1.1 B バリオン

b クォークを含むバリオン (図 13) のうち、 Σ_b^+ (uub), Σ_b^- (ddb), Ξ_b^- (dsb), Ξ_b^0 (usb) の 4 つの状態が CDF 実験で発見されている (Ξ_b^- (dsb) は D0 実験と同時)。 Ω_b^- (ssb) も、他実験が最初に発見と主張したのとは異なる質量に観測しており (その後 LHCb 実験により確認)、実質的には CDF による。これらのバリオンの質量が典型的に数 MeV/c^2 の精度で決定されている。

3.1.2 B_c^- 中間子

B_c^- 中間子 ($\equiv b\bar{c}$) は、二種類の重いクォークの束縛状態であり、他に類を見ない粒子である。 B_c^- 中間子は、CDF 実験により Run-I データ中に、そのセミレプトニック崩壊 $B_c^- \rightarrow J/\psi \ell^- \bar{\nu} X$ を用いて発見された [14]。図

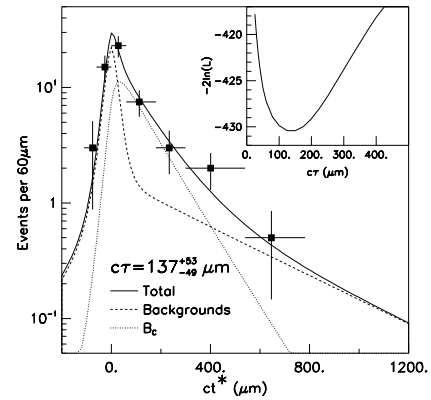
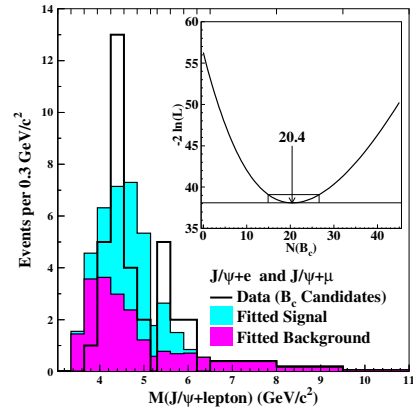


図 14: $B_c^- \rightarrow J/\psi e^- \bar{\nu} X$ 候補事象の質量および崩壊長の分布。

14 に質量と崩壊長の分布を示す。質量の精密測定は、格子 QCD などの理論計算の検証に有用である。実験的には、全再構成可能な崩壊様式 $B^- \rightarrow J/\psi \pi^-$ が適している。発見時には観測されていなかったが、Run-II 実験 (0.8 fb^{-1}) で観測され、現在では、質量を $m(B_c^-) = 6275.6 \pm 2.9 \pm 2.5 \text{ MeV}/c^2$ と測定している [15]。最近の格子 QCD の計算 [16] の予言は、 $6304 \pm 12 \pm 18_0 \text{ MeV}/c^2$ である。

寿命の測定には、より高統計が得られるセミレプトニック崩壊が適している。最新の測定値は $\tau(B_c^-) = 0.475^{+0.053}_{-0.049} \pm 0.018 \text{ ps}$ である [17]。この値は他の軽い B 粒子の寿命より短く、チャーム粒子の寿命に近い。よって、 B_c^- 中間子中の \bar{c} クォークの全崩壊幅への寄与が大きいことを意味する。また、これまで未観測の崩壊様式 $B_c^- \rightarrow \bar{B}_s^0 \pi^-$ などの相対分岐比を測定することにより、崩壊機構の理解が進むと期待される。

3.1.3 \bar{B}_s^0 中間子

\bar{B}_s^0 中間子は、崩壊様式 $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ の全再構成、 $\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu} D_s^+ X$ の部分再構成、を用いるのが実験的に有効である。後者は分岐比も大きく、 D_s^+ 中間子もその崩壊 $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ を用いた再構成が容

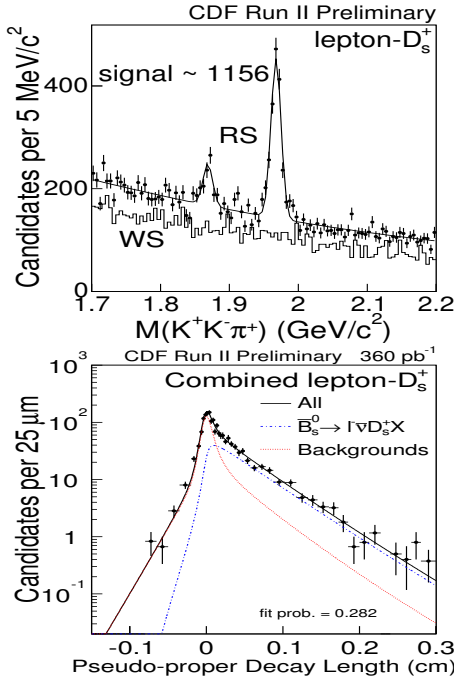


図 15: $\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu} D_s^+ X$ の信号 ($D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$) と固有崩壊長の分布。

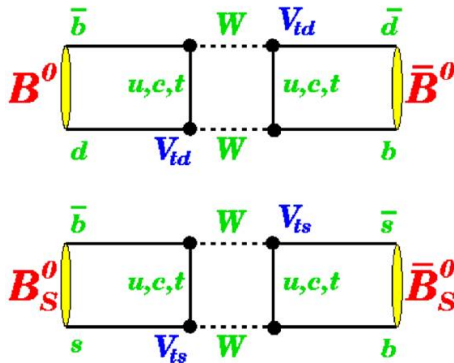


図 16: $B_q^0 \bar{B}_q^0$ 振動のファインマン図。

易である。図 15 に単一レプトントリガーのデータ中に部分再構成された \bar{B}_s^0 中間子の信号とその固有崩壊長の分布を示す。寿命は $\tau(\bar{B}_s^0) = 1.381 \pm 0.055^{+0.052}_{-0.046}$ ps と決定された [18]。

3.2 中性 B 中間子の粒子・反粒子振動

中性 B 中間子 B_q^0 ($q \equiv d, s$) は、図 16 に示すような過程を通じて粒子と反粒子が入れ替わる現象を起こす。その角振動数は $B_q^0 \bar{B}_q^0$ 系の質量差 Δm_q に等しい。W ボソンの質量との関係から、中間状態はトップ・クォークの寄与がほとんどである。したがって、 $\Delta m_d \propto |V_{td}|^2$, $\Delta m_s \propto |V_{ts}|^2$ である。

B_d^0 中間子が反粒子と混合を起こすことは 1980 年代後半に ARGUS 実験により始めて観測され、トップ・クォー

CDF Δm_d Results

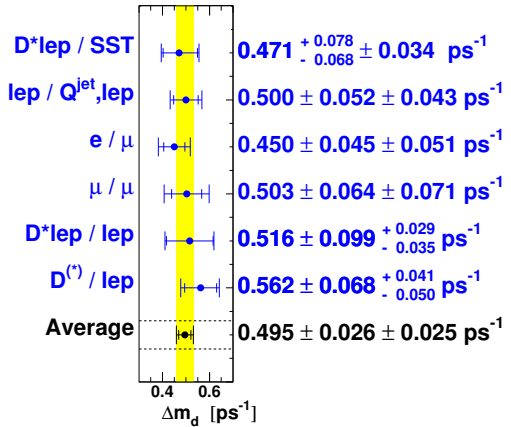


図 17: CDF 実験における $B_d^0 \bar{B}_d^0$ 振動の測定 (1998 年)。

Δm_d Results

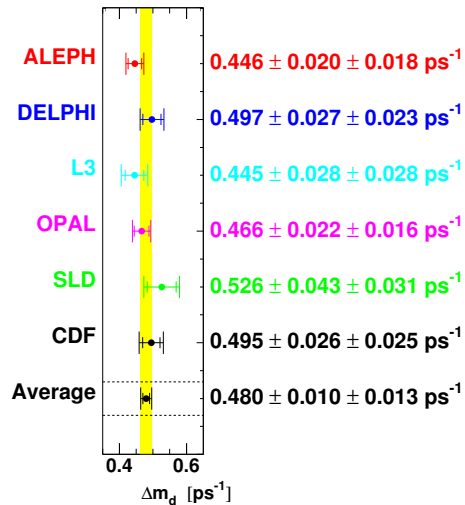


図 18: $B_d^0 \bar{B}_d^0$ 振動の測定 (1998 年)。

クが極めて重いことが示唆された。その後、個々の事象の崩壊時間を測定して振動の時間発展から振動数 Δm_d を直接に測定することが可能になった。1998 年当時の CDF 実験での Δm_d の測定のまとめを図 17 に示す。また、他実験との比較 (当時) を図 18 に示す。

小林・益川理論の検証の観点から、 $|V_{td}|$ を求めることが重要であるが、その精度は理論的不定性によって制限されていた。 B_s^0 中間子の粒子・反粒子振動を観測して Δm_s を測定すれば、 Δm_d との比をとることで不定性が軽減されることはわかっていたが、 B_s^0 中間子の早い振動の観測は実験的に困難であった。

CDF Run-II 実験では、シリコン検出器の情報をトリガーに使用することでハドロニック崩壊 $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ (n\pi)^-$ ($n = 1, 3$) などの再構成が可能となり、崩壊時間について 86 fs の高分解能を達成し、 B_s^0 中間子の粒子・反粒子振動の観測に成功した (図 19) [19]。その詳細はすで

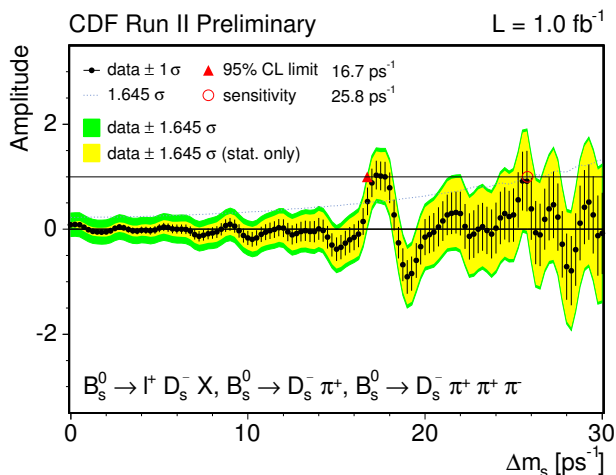


図 19: B_s^0 中間子の粒子・反粒子振動の観測。

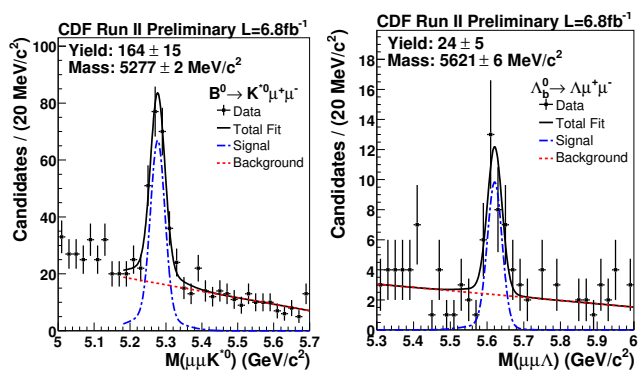


図 20: $B^0 \rightarrow K^{*0}(892) \mu^+ \mu^-$ と $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_0 \mu^+ \mu^-$ の信号。

に報告済みである [20]。

3.3 中性流による崩壊の研究

クォークの種類を変える中性流 (FCNC) による崩壊は、標準理論では最低次で禁止されるため、新しい物理の寄与を探索するのに適している。CDF 実験では崩壊 $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ の探索、 $B \rightarrow K^{(*)} \mu^+ \mu^-$ や $B^0 \rightarrow \phi \phi$ の測定などが行われている。

3.3.1 $B \rightarrow K^{(*)} \mu^+ \mu^-$ の測定

この崩壊では分岐比のほか、 K^* 中間子の偏極度や μ 粒子の角分布の前後方非対称度などを $\mu^+ \mu^-$ 対の質量の関数として測定することにより新物理に対する感度が向上する。CDF 実験では $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ 、 $B^0 \rightarrow K^{*0}(892) \mu^+ \mu^-$ など既知の様式の再構成に加えて、 $B_s^0 \rightarrow \phi \mu^+ \mu^-$ 、 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_0 \mu^+ \mu^-$ の初の観測に成功している (図 20)。図 21 は $B \rightarrow K^*(892) \mu^+ \mu^-$ における K^* の偏極度と μ 粒子の前後方非対称度を示す。いず

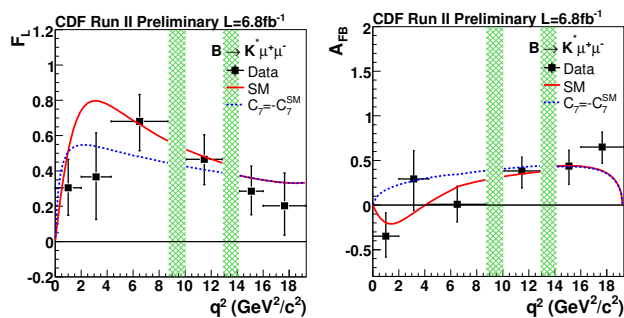


図 21: 崩壊 $B \rightarrow K^*(892) \mu^+ \mu^-$ における K^* の偏極度と μ 粒子の前後方非対称度。

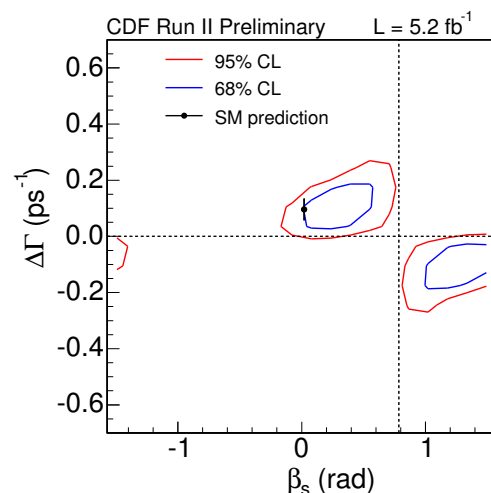


図 22: $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ 崩壊における CP 対称性を破る位相の探索。

れも標準理論の予言と矛盾しないが、新物理の理論の一例とも矛盾しない。現在、データ量を増やしての解析が進行中であり、精度の向上が期待される。

3.4 CP 対称性の破れ

CP 対称性の破れの現象は小林・益川理論によりよく説明されるが、標準理論を超える物理にはしばしば CP 対称性を破る新たな複素位相が現れる。これらの探索が種々の崩壊を用いてなされている。

3.4.1 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$

崩壊 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ は、 $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ に対応するもので、 V_{ts} の位相 β_s に感度を持つ。標準理論ではほとんど 0 と予言されるので、もし大きな値が観測されれば新物理の証拠となる。この崩壊は 2 つのスピン 1 粒子への崩壊であるので、CP 組成の決定のための崩壊角分布の測定を行う必要がある。また、 $B_s^0 \bar{B}_s^0$ 系の 2 つの質量固有

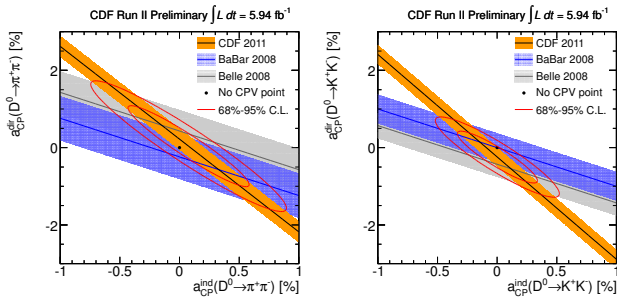


図 23: 崩壊 $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ と $D^0 \rightarrow K^+K^-$ における CP 対称性の破れの測定。

状態は寿命差が無視できない可能性があるので、崩壊率の差 $\Delta\Gamma$ も同時に測定する。

Run-II 実験では、 5.2 fb^{-1} のデータを用いてこの崩壊の信号をおよそ 6500 事象観測した。位相 β_s と $\Delta\Gamma$ に対して得られた制限を図 22 に示す [21]。中心値は 0 でない位相を示すが、標準理論の値とも矛盾しない。統計量を 10 fb^{-1} に増やしての解析が現在進行中であり、さらなる精度の向上が期待される。

3.4.2 $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $D^0 \rightarrow K^+K^-$

チャーム中間子 D^0 の崩壊における CP 非対称度は標準理論ではきわめて小さいと予言され、もし数%の非対称度が観測されれば、新たな物理の存在を意味する。CDF Run-II 実験ではシリコン検出器の情報を用いたトリガーにより、高統計のチャーム事象を得ている。崩壊 $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ を利用して生成時に D^0 であったか \bar{D}^0 であったかを判別し、CP 非対称度を測定する。直接の CP 対称性の破れと、粒子・反粒子混合に起因するものに対して、図 23 に示す制限を得た [22]。B-factory 実験を上回る精度を達成している。

4 トップ・クォークの物理

4.1 トップ・クォークの発見から精密測定へ

小林・益川理論によって 1973 年にクォークが三代以上であることが提唱され [23]、1977 年にトップ・クォークの弱アイソスピン・パートナーである b クォークが発見 [24] されて以来、長い間トップ・クォークの実験的探索が行われてきた。1994 年に CDF によって始めてトップ・クォークの証拠が示され [25]、翌 1995 年に CDF と D0 から発見が報告された [26]。このとき CDF で観測したトップ・クォーク対生成事象候補の数は、期待される背景事象よりも 4.8σ の有意度で超過が

みられ¹、この超過がトップ・クォーク対生成による寄与と確認された。

「発見」の解析に用いられたデータの積分ビーム輝度は、 67 pb^{-1} であったが、Run-II での週間積分ビーム輝度の記録が $84 \text{ pb}^{-1}/\text{week}$ であるから、このデータ量は、Run-II では一週間足らずで収集される量ということになる。Run-II が終了した現在、解析可能なデータ量は、 10 fb^{-1} (シリコン飛跡検出器が稼働しているという条件を含めると約 9 fb^{-1}) に達している。重心系エネルギーの増加分も考慮すると得られるトップ・クォーク対生成の全候補事象数は、単純計算で「発見」当時の約 150 倍以上となる。図 24 に「発見」当時、および Run-II 全データを用いたトップ・クォーク質量測定 [27] で得られた分布を並べた。二つの分布の統計量の違いがトップ・クォークの発見から精密測定への時代の推移を感じさせる。トップ・クォークは、その発見から 16 年あまりが過ぎ今やヒッグス探索などにおける背景事象のひとつとなっている。Tevatron におけるトップ・クォークの歴史は、まさしく「Yesterday's sensation is today's calibration, and tomorrow's background」である。

4.2 トップ・クォーク生成と崩壊

Tevatron の重心系エネルギーで陽子・反陽子衝突における主なトップ・クォーク生成過程は、クォーク対を始状態とし強い相互作用でグルオンを介して起こるトップ・クォーク対生成である。トップ・クォークは、ほぼ 100%が W ボソンと b クォークへ崩壊するので、生成されたトップ・クォーク対は W ボソンの崩壊チャンネルに応じて終状態に荷電レプトンが 2 個、1 個、および 0 個であるチャンネルの三つに分類され、本稿ではそれぞれを 2レプトン事象、1レプトン事象、および全ジェット事象と記す。図 25 は、トップ・クォーク対生成と三つの崩壊チャンネルを表したものである。いずれのチャンネルにおいても終状態には、 b クォークに起因するジェットが含まれるがそれを同定 (b -tag) することによって b クォークを含まない背景事象との区別ができる。

CDF では、トップ・クォーク対生成断面積をそれぞれのチャンネル、および b -tag あり/なしで測定しており、いずれも理論予想と矛盾ない結果を示している。すなわち、トップ・クォーク対生成過程に未知の過程からの寄与がない、もしくは存在したとしても生成断面積に影響を与えない程度の大きさでなければならないということを示唆している。また、断面積の測定結果が崩壊チャンネルや b -tag あり/なしで食い違うことがないということは、トップ・クォークの崩壊過程がほぼ 100% $t \rightarrow Wb$ であるという仮定とも矛盾しないということを示唆している。

¹再構成されたトップ・クォーク質量分布まで考慮すると超過の有意度は、 5.0σ

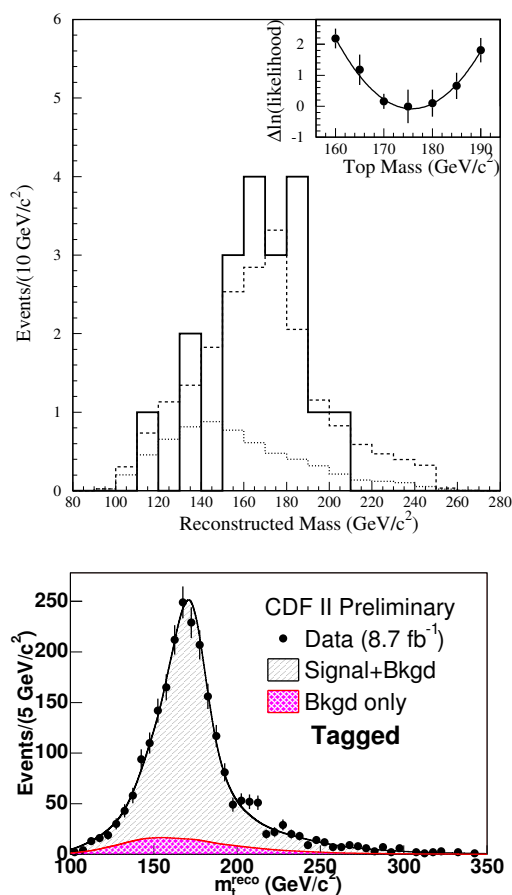


図 24: $t\bar{t}$ の 1 レプトン事象候補においてジェットが 4 本以上ありそのうち b -tag されたジェットが 1 本以上あるものに対して再構成されたトップ・クォーク質量分布。(上)「トップ・クォーク発見」のとき (67 pb^{-1}) の解析結果。データ (実線), 背景事象だけの場合の予想 (点線), 背景事象と $t\bar{t}$ ($M_t = 175 \text{ GeV}/c^2$) をあわせた場合の予想 (破線)。(下) 最新の解析 (8.7 fb^{-1}) における結果。

示唆している。CDF Run-II では、 4.6 fb^{-1} までのデータを用いた複数の崩壊チャンネルの対生成断面積測定結果をあわせて $\sigma_{t\bar{t}} = 7.50 \pm 0.48 \text{ pb}$ という結果を得ている [28]。これは、理論予想 $7.46^{+0.66}_{-0.80} \text{ pb}$ [29] と矛盾しない。図 26 に CDF Run-I および Run-II でのトップ・クォーク対生成断面積の測定結果とそれぞれの重心系エネルギーでの理論予想と共に示す。理論予想の不定性は主に陽子のパートン分布関数の不定性から来ているが、Run-II での測定結果の不定性は 4.6 fb^{-1} の時点で理論予想の不定性を既に下回っている。

テバトロンにおけるトップ・クォークの生成過程には、強い相互作用による対生成の他に、弱い相互作用による単一生成がある。トップ・クォーク単一生成には、小林・益川行列における $|V_{tb}|$ が関係しており、この断面積を測定することにより、 $|V_{tb}|$ の情報を直接得ることができる。また、パリティ非保存の弱い相互作用によるトップ・

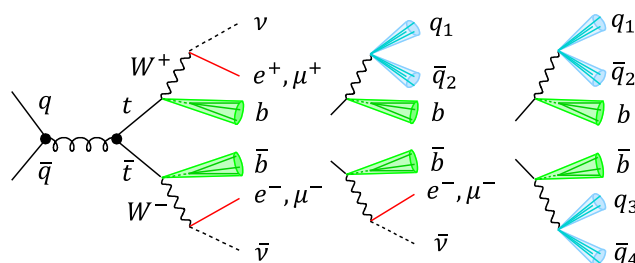


図 25: $t\bar{t}$ の対生成と崩壊チャンネル。左からそれぞれ、2 レプトン事象、1 レプトン事象、および全ジェット事象。

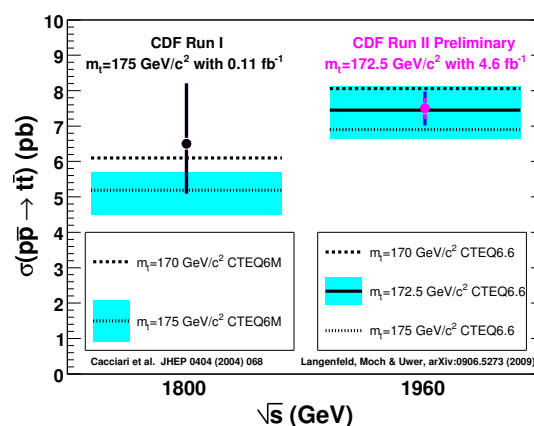


図 26: CDF Run-I (0.11 fb^{-1}) および Run-II (4.6 fb^{-1}) それぞれにおけるトップ・クォーク対生成断面積の測定結果と理論予想の比較。

クォーク生成では、トップ・クォークは特定の方向に偏極した状態で生成されるため、将来的にトップ・クォークの特性、もしくはそれに付随する未知の物理を研究する上で有用な偏極トップ・クォーク源となる可能性がある。CDF では、2008 年に Run-II 2.2 fb^{-1} において単一生成の証拠が出され [30]、2009 年には、 3.2 fb^{-1} において発見が報告 [31] された。このときトップ・クォーク単一生成事象候補の分布には、背景事象のみを仮定した場合よりも 5.0σ の有意度での超過がみられた。この超過は、トップ・クォーク単一生成による寄与と確認され、トップ・クォーク単一生成の断面積が $\sigma_{\text{single-}t} = 2.3^{+0.6}_{-0.5} \text{ pb}$ と測定された。この値は、理論予測 (約 2.9 pb) と矛盾しない結果である。D0 も同じく 2009 年に発見を報告 [32] している。単一生成発見の話は、過去の高エネルギーニュースに詳細があるのでそちらを参照頂きたい [33]。

トップ・クォークの崩壊は、 t - W - b 頂点での弱い相互作用による V-A 結合により起こる。このため、トップ・クォークの崩壊に表れる W ボソンのヘリシティー状態 $+1, 0, -1$ の割合 ($f_+:f_0:f_-$) は、ほぼ $0:7:3$ と決まる。すなわちトップ・クォークの崩壊における W ボソン

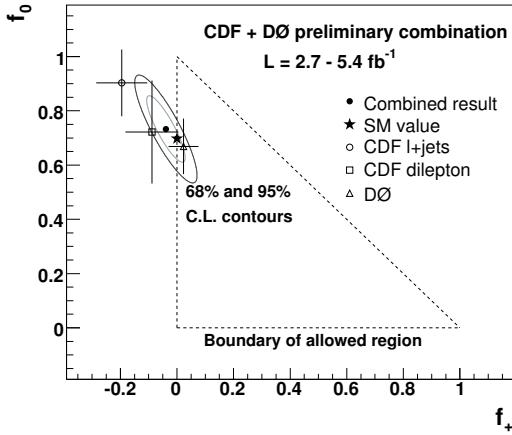


図 27: トップ・クォーク崩壊における W ボソンヘリシティー状態の割合 (f_+ , f_0) の測定結果。 (f_+, f_0) に対する信頼度 68%, 95% の領域が示されている。CDF の 2 レプトン事象 (5.1 fb^{-1}), 1 レプトン事象 (2.7 fb^{-1}) および D0 の 2 レプトン事象+1 レプトン事象 (5.4 fb^{-1}) のデータが用いられている。標準理論による予想値は、 $(f_+, f_0) = (0.0, 0.7)$ 。

のヘリシティー状態の割合を測ることでトップ・クォークの崩壊が W ボソンを介した V-A 結合であることを確かめることができる。CDF では W ボソンのヘリシティー測定を 2 レプトン事象 (5.1 fb^{-1}), 1 レプトン事象 (2.7 fb^{-1}) で行っており、更に D0 の測定結果とあわせて $f_+ = -0.033 \pm 0.046$, および $f_0 = 0.722 \pm 0.081$ ($f_+ + f_0 + f_- = 1$ と仮定) という結果を得ている [34] (図 27)。これは、 W ボソンのヘリシティー測定としては、世界最高精度での制限を与えており、トップ・クォークの崩壊が V-A 理論による t - W - b 頂点と矛盾がないことを示している。

4.3 トップ・クォーク対の前後方非対称性

トップ・クォーク対生成については興味深い測定結果が前後方非対称度の測定においてみられた。前後方非対称度は、 $t\bar{t}$ の重心系においてビーム軸方向から測ったトップ・クォークの飛行方向のなす角を θ_t とした場合、前方(後方)事象の数を $F \equiv N(\cos\theta_t > 0)$ ($B \equiv N(\cos\theta_t < 0)$) とし $A = (F - B)/(F + B)$ で定義される。

強い相互作用ではパリティは保存しているため、始状態のクォーク対が中間状態に一つのグルオンを介してトップ・クォーク対を作る LO の s-チャンネル過程では前後方非対称性は出てこない。ところが中間状態にグルオンが二つ飛ぶ NLO のダイアグラムを考えると荷電共役対称性の違う LO 過程と NLO 過程の干渉によって

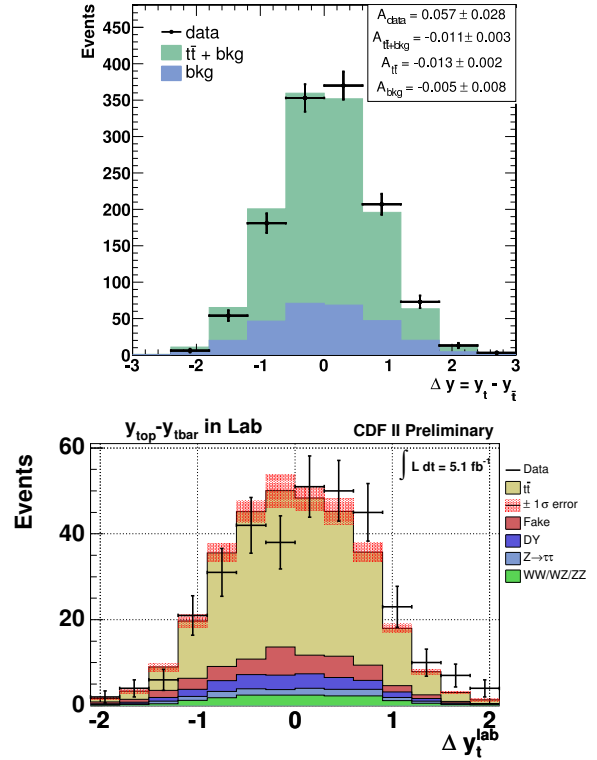


図 28: トップ・反トップ・クォークのラピディティ差 ($\Delta y_{t-\bar{t}} \equiv y_t - y_{\bar{t}}$) の分布。(上) 1 レプトン事象候補 (5.3 fb^{-1}) においてジェットが 4 本以上ありそのうち b-tag されたジェットが 1 本以上あるものに対して再構成された $\Delta y_{t-\bar{t}}$ (ドット), および標準理論 (NLO) 予想 (ヒストグラム), (下) 2 レプトン事象候補 (5.1 fb^{-1}) に対して再構成された $\Delta y_{t-\bar{t}}$ (ドット), および前後方非対称度がゼロとしたときの予想 (ヒストグラム)。

トップ・反トップ・クォークの前後方非対称性が出てくる。この効果から来る非対称度は、標準理論による予想では 6% 程度である。

実験的には、非対称度 A はトップ・反トップ・クォークのラピディティ差 $\Delta y_{t-\bar{t}}$ の正負非対称度で近似される。CDF では、2008 年に 1 レプトン事象 (1.9 fb^{-1}) を用いた測定で $A = 0.24 \pm 0.14$, 更に 1 レプトン事象 (5.3 fb^{-1}) の解析で $A = 0.158 \pm 0.072(\text{stat}) \pm 0.017(\text{syst})$ という結果を得た [35]。 5.3 fb^{-1} での解析では、更に前後方非対称度の $t\bar{t}$ の不変質量 ($M_{t\bar{t}}$) に対する依存性も見えており、特に $M_{t\bar{t}} > 450 \text{ GeV}/c^2$ においては、QCD NLO 計算の理論予測値 $A = 0.088 \pm 0.013$ に対して $A = 0.475 \pm 0.114$ を観測した。これは理論予想値から 3σ 以上離れた値である。また、CDF では 2 レプトン事象 (5.1 fb^{-1}) を用いた解析でも前後方非対称度の測定を行い $A = 0.42 \pm 0.15(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst})$ という予想よりも大きな非対称度を観測し、更に 1 レプトン事象 (5.3 fb^{-1}) の結果とあわせて、 $A = 0.20 \pm 0.07(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst})$ という値を得た [36]。この値は、非対称度ゼロから 2.9σ ,

NLO 予想 (6%) から 2.0σ の有意度で離れた値となった。図 28 に CDF の 1 レプトン事象 (5.3 fb^{-1}), および 2 レプトン事象 (5.1 fb^{-1}) において再構成された $\Delta y_{t\bar{t}}$ の分布を示す。いずれも分布が正の方向へ偏っていることがわかる。

更に D0 から 2σ 程度の有意度で予想よりも大きな前後方非対称度の観測が報告されている [37]。

4.4 トップ・クォークの質量測定

トップ・クォークの質量は、標準理論においては他から導くことのできない基本的なパラメータである。また、後述されるがトップ・クォークの質量は W ボソンの質量と共にヒッグス粒子の質量に制限を与えることもできる。質量を測ることは、トップ・クォーク発見以来、トップ・クォークに関する大きなテーマのひとつであった。

Run-I でトップ・クォーク「発見」時の測定では、 $M_t = 176 \pm 8(\text{stat.}) \pm 10(\text{sys.}) \text{ GeV}/c^2$ と与えられており、このときの解析の系統誤差の推測から Run-II デザイン時 (1996 年) では、 2 fb^{-1} での測定精度の目標を $\Delta M_t = 3 \text{ GeV}/c^2$ としていた。しかし実際に Run-II データの解析が始まるとこの目標値は、 2 fb^{-1} の約 $1/3$ のデータ量で達成し、その後もデータの積分ビーム輝度 (\mathcal{L}) に対してほぼ $1/\sqrt{\mathcal{L}}$ に比例する形で ΔM_t が減少していった。図 29 は CDF でのトップ・クォーク質量測定精度を積分ビーム輝度の関数として表したものである。これは、データ量増加に応じて ΔM_t の系統誤差も小さく抑えることができたことを示している。要因としては次の二点が大きい。

- 新しい解析技術の開発 (行列要素法など)
- ジェットエネルギースケールのその場校正 (in-situ JES)

行列要素法 [38] は、 M_t を仮定して計算された $t\bar{t}$ 生成崩壊の行列要素、始状態のパートン分布関数、そして終状態の粒子に対する検出器の応答の確率分布を全て考慮し、観測された $t\bar{t}$ 事象候補に対する確率を計算する。そして全ての $t\bar{t}$ 事象候補についての事象確率の積を、仮定した M_t に対する尤度関数として定義する手法である。観測された全ての物理量から情報を引き出せるという点がこの手法の利点となる。

ジェットエネルギースケール (JES) のその場校正とは、トップ・クォーク質量測定解析において最も大きな貢献をしている 1 レプトン事象に対して JES をフィットパラメータとし、 W ボソンの崩壊から来る二つのジェットの不变質量分布が既知の W ボソン質量に一致するようにする手法である。これにより、質量測定において系統

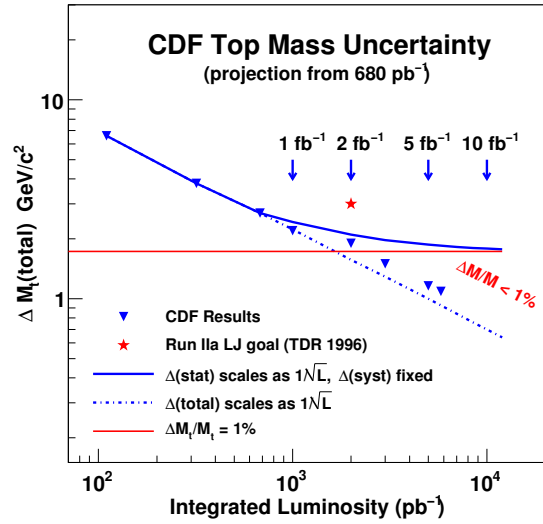


図 29: CDF でのトップ・クォーク質量測定結果の精度を用いたデータの積分ビーム輝度の関数として表したプロット。星マークは、RunII デザイン時での目標値を表す。点線は、統計誤差および系統誤差が積分ビーム輝度 (\mathcal{L}) に応じて $1/\sqrt{\mathcal{L}}$ でスケールされると仮定した場合、カーブは、 0.68 fb^{-1} での測定結果の系統誤差が変わらないと仮定した場合の測定精度予想。実際の測定精度は、点線の方に近い。

誤差の最大要因であった JES の不定性は、もはやデータ量と共に減少する統計誤差へと変質した。

現在、世界最高精度のトップ・クォーク質量測定結果は、 5.8 fb^{-1} までの CDF と D0 の結果をあわせて得られたもので、 $M_t = 173.2 \pm 0.9 \text{ GeV}/c^2$ である [39]。今後の LHC で得られる圧倒的な統計量による測定でもこの精度を大きく改善することは、相当の努力を要するのではないだろうかと思われる。しかしながら Tevatron におけるトップ・クォーク質量測定で解析手法のブレークスルーがあったように、LHC での解析においても精度を改善する何らかのブレークスルーが必ず出てくることだろうと思われる。

4.5 トップ・クォーク物理のまとめと今後の展開

トップ・クォークの質量は $1 \text{ GeV}/c^2$ 以下の精度で測定され、トップ・クォークの生成過程、崩壊特性も詳細に調べられ「概ね」標準理論による予想と一致しているといえる。

ここで「概ね」と書いたのは、トップ・クォークの生成過程において予想よりも大きな前後方非対称性を示唆するデータが観測されていることを念頭においてであ

るが、この現象が果して本物なのか、本物だとすると何が大きな前後方非対称性の要因なのかははっきりした答えはまだ出ていない。トップ・クォーク対生成断面積や本稿には紹介していないがトップ・クォーク対の不変質量 ($M_{t\bar{t}}$) 分布は、理論予想との矛盾は見られなかったということにも注意しなければならない。大きな前後方非対称性の要因が未知の物理からの寄与だとすると、対生成断面積や $M_{t\bar{t}}$ 分布に有意な影響を与えるものであってはいけないということである。

前後方非対称性の問題は、LHC でも精力的に調査されつつある [40] が、LHC は陽子・陽子衝突なので前後方非対称性を見るにはあまり適しているとはいえない。価クォークと海クォークのパートン分布関数の違いを利用して始状態の q と \bar{q} をある程度確率的に区別することはでき、実際 LHC ではこの手法で解析が行われているが、見える非対称度は薄められて小さくなってしまふ。

前後方非対称性に関連してトップ・反トップ・クォークの偏極を見ると、始状態や中間状態がどうなっているかより多くの情報が引き出せるかも知れない。先に述べた様にトップ・クォークは、ハドロン化する前に弱い相互作用で崩壊する。トップ・クォークが生成された時点のスピンの情報を記憶したまま、V-A 結合で崩壊し、偏極の情報を崩壊生成粒子の飛行方向へと引き継ぐのである。すなわち「トップ・クォークは偏極が見れる」のである。実際、このことを確かめるすべとしてトップ・反トップ・クォークの偏極度相関を見る解析がある [41, 42]。CDF では有意な偏極度相関を見ることはまだできていないが、D0, および ATLAS では、それぞれ 3σ の有意度でトップ・反トップ・クォークの間のゼロでない偏極度相関が示されている。今後、この解析は前後方非対称性の謎を解明する有力なツールとしてますます重要性を帯びてくるであろう。

Tevatron で見えた大きな前後方非対称性の正体は何なのか、今後 Tevatron Run-II の全データを用いた解析によって、より理解が進むと期待される。

5 W/Z ボソンの物理

弱い相互作用を媒介する W と Z ボソンが 1983 年に発見されて以来久しい。その性質について多くの研究がなされて来たが、CDF Run-II においても多くの重要な研究が行われた。

5.1 WW, WZ, ZZ 生成過程の測定

ゲージ・ボソンが 2 つ同時に生成する過程を測定することは、標準理論の記述するゲージ・ボソン同士の 3 点結合を検証することになる。WW と ZZ の生成は LEP 実

験によって非常に詳しく研究されたが、テバトロン陽子・反陽子衝突では新物理が潜んでいるかもしれない高い \sqrt{s}^2 まで観測することが出来る。また、WW, WZ, ZZ の物理過程はヒッグス粒子を探索する上で重要な背景事象になるため、よく理解することが必要である。

両方のボソンがレプトンに崩壊する過程で測定した生成断面積の結果が $\sigma_{WW} = 13.3_{-3.8}^{+4.3}(\text{stat.})_{-0.9}^{+1.2}(\text{syst.}) \pm 0.9(\text{lum.})$ pb, $\sigma_{WZ} = 3.9_{-0.5}^{+0.6}(\text{stat.})_{-0.4}^{+0.6}(\text{syst.})$ pb, $\sigma_{ZZ} = 2.18_{-0.63}^{+0.64}(\text{stat.}) \pm 0.30(\text{syst.})$ pb である。WW は 2006 年、WZ と ZZ は 2011 年の結果である [43, 44, 45]。さらに、一方のボソンがレプトンに、他方がジェットに崩壊する過程でも、2009 年に $\sigma_{WW} = 12.1 \pm 0.9(\text{stat.})_{-1.4}^{+1.6}(\text{syst.})$ pb が測定されている [46]。どの測定も標準理論の予言値とよく一致していた。

5.2 W ボソンの質量測定

W ボソンの質量は、標準理論の重要なパラメータのひとつである。ハドロン・コライダーではレプトンのエネルギー・運動量がよく校正されているだけでなく、W ボソンが生成したときに同時に生成する粒子による反跳エネルギーがよく理解されないと W ボソンの質量を精密に測定することができない。CDF では、Z ボソンの生成事象を使って電子のエネルギーを校正するとともに、反跳エネルギーの精密チューニングも行った。2007 年に 200 pb^{-1} のデータを使い、レプトンの横方向運動量、横消失エネルギー、レプトンと横消失エネルギーから組んだ横方向質量を同時にフィットすることで W 質量を測定した。測定結果は $80413 \pm 48 \text{ MeV}/c^2$ で、それまでの単一実験の結果としては最高精度の測定結果であった [47]。現在は、測定に使用するデータセットを 2.3 fb^{-1} に増やし、解析のアップデートを行っている。一方、D0 も 2009 年に 1 fb^{-1} のデータを解析し終え、 $80420 \pm 31 \text{ MeV}/c^2$ の測定結果を発表した [48]。これら 2 つの測定結果を含めた現在の世界平均は $80399 \pm 23 \text{ MeV}/c^2$ (図 30) で、テバトロン Run-II が稼働する前の世界平均 $80392 \pm 29 \text{ MeV}/c^2$ を精度において大幅に改善した [49]。

5.3 W+2 ジェット事象の 2 ジェットの不变質量

CDF では、2011 年春に 4.3 fb^{-1} のデータ、夏には 7.3 fb^{-1} のデータを使って W ボソンに随伴して生成する 2 ジェットの不变質量分布を測定した。図 31 に 4.3 fb^{-1} で観測された分布を示すが、 $150 \text{ GeV}/c^2$ 付近に顕著な

²パートン・レベルの始状態の重心系エネルギー。

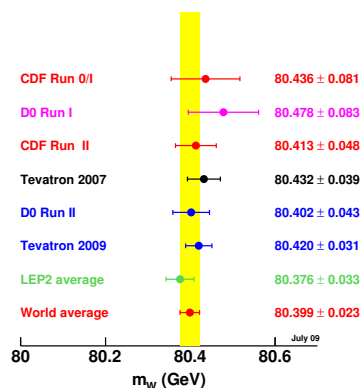


図 30: W ボソンの質量のテバトロンでの測定結果。

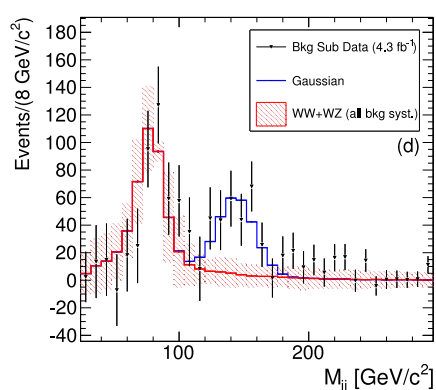


図 31: $W+2$ ジェット事象の 2 ジェットの不变質量分布。 WW/WZ 以外の背景過程 ($W+2$ ジェット, QCD, $Z+2$ ジェット, トップ・クォーク) を差し引いてある。点がデータ。 WW/WZ は誤差をハッチで示している。150 GeV/c^2 付近に顕著なピークが見つかり、ガウス分布でフィットした結果も示されている。

事象数の超過が見つかった [50]。この超過は 7.3 fb^{-1} の解析で 4.1σ の有意度に達した。

2011 年夏には D0 でも 4.3 fb^{-1} のデータを用いて同じ解析が行われたが、D0 のデータには CDF でみられたような背景事象からのずれは見つからなかった [51]。現在 CDF では、背景事象のモデリングに問題があったと考え、その改善を検討している。

5.4 ZZ の共鳴状態の探索

2011 年の夏には 6 fb^{-1} のデータを使って、 ZZ に崩壊する共鳴状態の探索が行われた。そのなかで、両方の Z ボソンがレプトンに崩壊するモードでは、5.5 事象の標準理論の予想に対して 8 事象の Z ボソン対が見つかった。このうち 4 事象の不变質量が $350 \text{ GeV}/c^2$ 付近に集まっていたことが興味深い (図 32)。

$ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ と $ZZ \rightarrow lljj$ の崩壊モードでの探索で

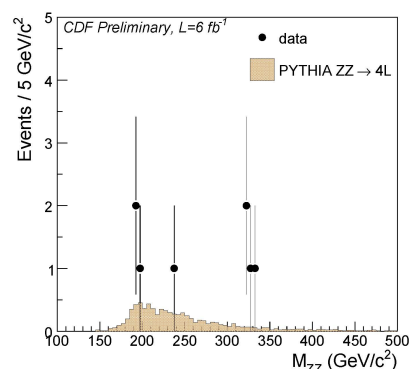


図 32: $Z^0 Z^0 \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$ の不变質量分布。

は同様のピークは見られなかったため、この解析は ZZ に崩壊する共鳴状態の生成断面積に対して上限を与えて結論とした [52]。

6 ヒッグス粒子探索

ヒッグス粒子は、標準理論が存在を予言するなかで唯一未発見の素粒子である。ヒッグス粒子を発見することは、電弱理論の対称性の破れを理解し、質量の起源を解き明かす上で欠かせない第一歩である。さらに、ヒッグス粒子を精密に測定することにより、標準理論を超える物理を発見できる可能性も大きい。ヒッグス粒子の探索は、現在の高エネルギー加速器実験の最大の課題であり、素粒子物理学の新しい展開に繋がることが大いに期待されるのである。

LHC 加速器のエネルギーが 2009 年秋にテバトロンのエネルギーを超えるまで、テバトロンは世界最高エネルギーでの加速器実験であった。新粒子探索、とりわけ標準理論の予言するヒッグス粒子の探索には力を注ぎこんで解析を行ってきた。

6.1 標準理論におけるヒッグス質量に対する制約

テバトロン Run-II の稼働前までには、LEP 実験での直接探索によってヒッグス粒子の質量 m_H は、 $m_H < 114.4 \text{ GeV}/c^2$ の範囲にはないことがわかっていた [53]。一方で、電弱理論のパラメータの測定によっても間接的に、 m_H は制約される。

標準理論では、輻射補正を計算することで m_H はトップ・クォークの質量 m_t と W ボソンの質量 m_W に関係付けられる。図 33 に m_t と m_W の関係をヒッグス粒子の質量の関数として示す。

これは一方で、 m_t と m_W を精密に測定することで、間接的に m_H があるべき範囲を制約出来ることを意味し

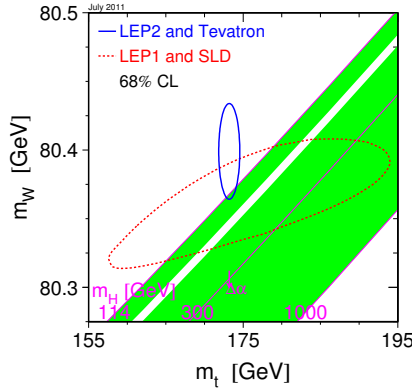


図 33: トップ・クォーク, W ボソンとヒッグス粒子の質量の関係。LEP-I と SLD 実験のデータから間接的に決まるトップクォークと W ボソンの質量に対する制約と, LEP-II およびテバトロン実験での直接測定の結果も示されている。

ている。テバトロン Run-II での m_t および m_W の測定結果が出始める前の時点では, m_H に対する 95%CL での上限は $m_H < 219 \text{ GeV}/c^2$ であった [54]。以来, テバトロン Run-II の成果によってアップデートされた世界平均 $m_W = 80.399 \pm 0.023 \text{ GeV}/c^2$ および $m_t = 173.2 \pm 0.9 \text{ GeV}/c^2$ から得られた上限は $m_H < 161 \text{ GeV}/c^2$ まで引き下げられており [55], テバトロン Run-II によって電弱理論の理解が大きく前進したといえる。

6.2 標準理論のヒッグス粒子のテバトロンでの振る舞い

図 34 にテバトロンでのヒッグス粒子の生成断面積を示す [56]。テバトロンでのヒッグス粒子の生成断面積は数百 fb であり, トップ・クォークやウィーク・ボソンの対生成と比べてさらに一桁小さい。テバトロンではヒッグス粒子は, 2つのグルオンからトップ・クォークのループを介して生成する過程がもっとも断面積が大きい。終状態にレプトンを含むことがあり, 解析しやすい WH , ZH の生成過程の断面積はさらに一桁小さい。図 35 にヒッグス粒子の崩壊分岐比を示す [57]。ヒッグス粒子は, 質量が $135 \text{ GeV}/c^2$ より重い場合には $WW^{(*)}$ に, $135 \text{ GeV}/c^2$ より軽い場合には $b\bar{b}$ に崩壊する分岐比がもっとも大きい。

6.3 標準理論のヒッグス粒子の探索

テバトロンでのヒッグス粒子探索で, もっとも感度の高い探索モードは, 重いヒッグス粒子に対しては, 生成断面積が大きく終状態にレプトンが 2 個含まれる過程

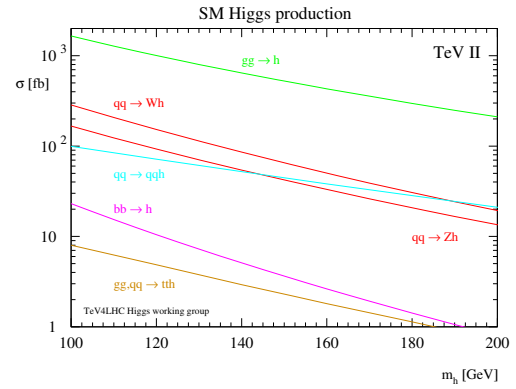


図 34: テバトロンでのヒッグス粒子の生成断面積。

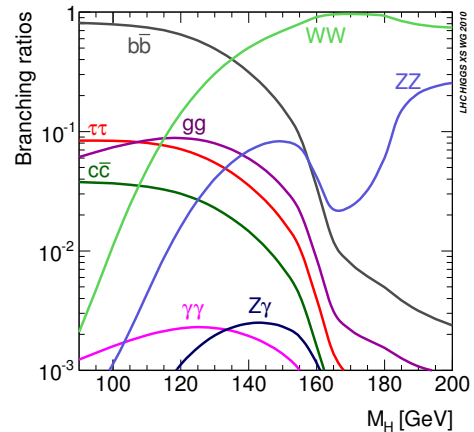


図 35: ヒッグス粒子の崩壊分岐比。

$gg \rightarrow H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ であり, 軽いヒッグス質量領域では, 終状態にレプトンまたは大きな横消失エネルギーが含まれ, さらに b クォーク起源のジェットを同定することで背景事象を抑制しやすい $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$, $ZH \rightarrow ll b\bar{b}$, $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$ の 3 モードが競合している。

CDF では Run-II 実験が始まった当初は, $b\bar{b}$ 崩壊モードでは $b\bar{b}$ の不変質量, WW 崩壊モードではレプトン対の角度相関を測定し, その分布からヒッグス粒子生成断面積に対する上限を付けるという解析だった。以来, 多くの改良が解析手法に施されてきた。まず, 2006 年頃からは, トップ・クォークのさまざまな解析で成功を取めた経験を生かし, どの解析も信号・背景事象の散乱振幅の計算やニューラル・ネットワークなど多変数を使って信号と背景の分離を改良するアルゴリズムを採用するようになった。また, 当初は二次崩壊点の再構成によってのみ b ジェットを同定していたが, やはり 2006 年頃からは, ジェット中の荷電粒子飛跡の衝突径数を測定する第二の b ジェット同定アルゴリズムを併用しはじめ, b ジェットの同定の仕方をヒッグス粒子探索解析の感度が最大になるように最適化するようになった。2012 年の冬現在に行っている諸解析では, 新たに開発したニューラル・ネットを用いた b ジェット同定アルゴリズムを用

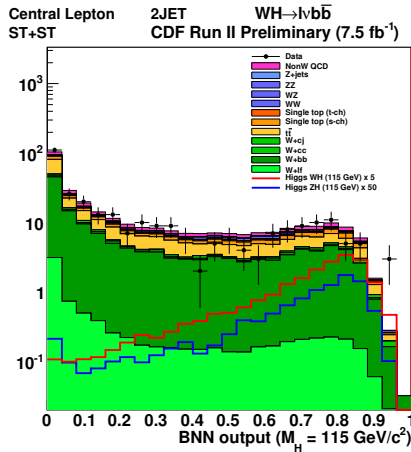


図 36: $WH \rightarrow l\nu b\bar{\nu}$ 解析のニューラルネット出力の分布。評価した背景との比較、および $115 \text{ GeV}/c^2$ のヒッグス粒子事象に対する分布も示されている。

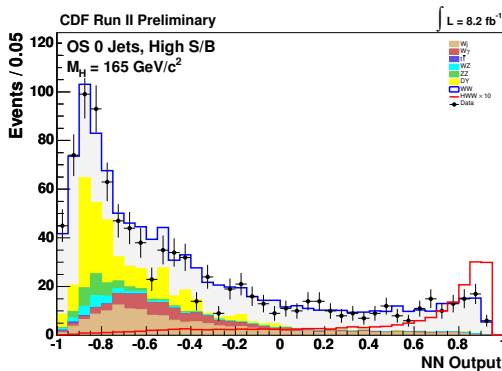


図 37: $gg \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ 解析のニューラルネット出力の分布。評価した背景との比較、および $165 \text{ GeV}/c^2$ のヒッグス粒子事象に対する分布も示されている。

いることを検討している。さらに、2008 年頃からは、周囲の粒子から孤立した荷電粒子飛跡をレプトンの候補として解析することにより、ミュオン検出器がカバーしていない超前方のミュオンを伴う事象を解析できるようになった。このように、CDF のヒッグス粒子探索解析は、よりよい感度を目指して常に進化しつづけてきたのである。

2011 年夏の、 $WH \rightarrow l\nu b\bar{\nu}$ および $WW \rightarrow l\nu l\nu$ 解析の、ニューラル・ネットの出力の分布をそれぞれ図 36 と図 37 に示す [58, 59]。前者では先に述べた工夫の他にも、 b ジェットのエネルギー測定にニューラル・ネットをベースとしたアルゴリズムを用いており、後者の解析では、信号および背景の散乱振幅の計算結果をニューラル・ネットの入力変数とすることで、それぞれさらなる解析の改良を行っている。

もちろん、主要な探索モードでの解析手法の改善だけでなく、新しい生成・崩壊モードでの探索も行われている。現在までに上記の 4 モード以外にも、 $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\mu\mu$ 、

$WH/ZH \rightarrow jjb\bar{b}$ 、 $H \rightarrow \tau\tau$ 、 $H \rightarrow \gamma\gamma$ 、 $WH \rightarrow \tau\nu b\bar{b}$ の各チャンネルが解析されているほか、 $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ の崩壊トポロジーでも 2 つのレプトンの荷電が同じ事象を使って $WH/ZH \rightarrow W/Z WW$ を、ジェットが随伴して生成する事象を使って $WH/ZH \rightarrow W/Z WW$ やベクトル・ボソン融合過程で起こる $qq'H \rightarrow qq'WW$ も解析されてきている。

このように、あらゆる方面からヒッグス粒子に対する感度を最大限に引き出す努力をしてきたわけだが、2009 年の 3 月には、CDF と D0 の諸解析を総合することで 95% CL で $160 < m_H < 170 \text{ GeV}/c^2$ のヒッグス質量領域を棄却した。テバトロンでの直接探索では、ヒッグス粒子の質量に対して制限をつけたのははじめてのことであった。

2011 年夏に CDF の全解析チャンネルを総合した結果を図 38 に示す [60]。各解析で使用したデータは $4.0 - 8.2 \text{ fb}^{-1}$ である。CDF 単独で $156.5 < m_H < 173.7 \text{ GeV}/c^2$ の質量領域を棄却したほか、 $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ でヒッグス粒子の生成断面積に対する上限が標準理論の予言する断面積の 1.55 倍になった。

2011 年夏に CDF と D0 の結果を総合した結果を図 39 に示す [61]。 $156 < m_H < 177 \text{ GeV}/c^2$ の質量領域を棄却したほか、軽い質量領域でも、 $100 < m_H < 108 \text{ GeV}/c^2$ を棄却、 $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ でヒッグス粒子の生成断面積に対して得られた上限が標準理論の予言する断面積の 1.17 倍と、標準理論に肉迫している。

6.4 標準理論ヒッグス粒子探索の今後の展望

テバトロン実験は 2011 年 9 月をもって終了したが、CDF で取得した全データは 10 fb^{-1} (シリコン検出器も好条件で運転していたデータは約 9 fb^{-1}) であった。現在 CDF, D0 とともに全データを使って解析を行っており、3 月にはそれらの総合を行う予定である。

図 40, 図 41 に、CDF と D0 両実験の結果を総合した場合の $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ および $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ のヒッグス粒子生成断面積に対する上限を、積分ビーム輝度の関数としてを示す [60]。図中の点は、過去の解析の感度であり、曲線はこれらをデータ量の増分だけを考慮した場合のプロジェクションである。データ量が増えてきただけでなく、解析自体の性能が大幅によくなっているのが読み取れる。全データを使って解析を行った場合、 $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ を棄却できる公算が高い。

6.5 MSSM ヒッグス粒子の探索

CDF では標準理論を超える物理モデルのヒッグス粒子も探索しているが、ここでは MSSM のパラメータに強

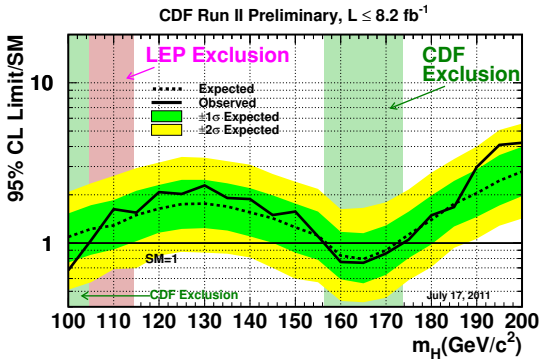


図 38: 2011 年夏の CDF におけるヒッグス粒子探索の結果。ヒッグス粒子の生成断面積に対して得られた上限値をヒッグス粒子の質量の関数として実線で示している。断面積の値は標準理論の予言値で規格化してある。破線は上限値に対する予想値で、予想値に関する $\pm 1\sigma$, $\pm 2\sigma$ の領域も示されている。

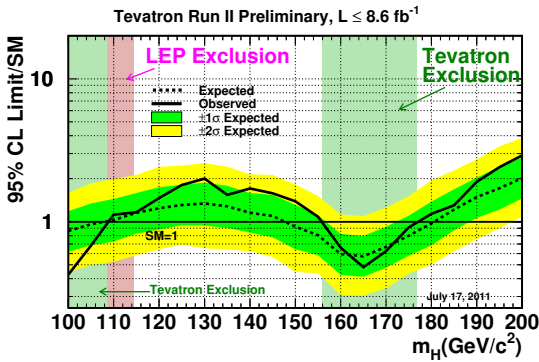


図 39: 2011 年夏のテバトロンにおけるヒッグス粒子探索の結果。

く制約を与える結果のみを紹介する。MSSM では $\tan \beta$ が大きい場合、擬スカラーのヒッグス粒子 A はダウン・タイプフェルミオンとのカップリングが大きくなる。さらにスカラー・ヒッグス粒子 h, H の一方が A に相似したカップリングをもつ。 $\phi = h, A, H$ と書くとき、 $b\bar{b} \rightarrow \phi$ や ϕ が b クォークを伴って生成する $b\phi$ 過程は標準理論の場合と比べて多く起こり、また $\phi \rightarrow b\bar{b}$ と $\phi \rightarrow \tau\tau$ の崩壊分岐比が ϕ の質量に依らずに大きい。

CDF では b 起源と同定されたジェットが 3 本ある事象を解析し、 $b\phi \rightarrow bbb$ を探索している。2011 年夏に 2.6 fb^{-1} のデータを使って得た、MSSM のパラメータ棄却領域を図 42 に示す [62]。ここでは m_h^{max} シナリオ、 $\mu = -200 \text{ GeV}$ での棄却領域を示している。観測されたりミットが予想からずれているのは、 E_T が高い 2 本

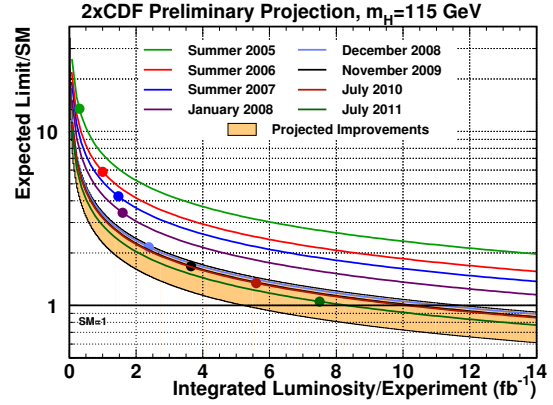


図 40: $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ のヒッグス粒子の生成断面積に対する上限の変遷。

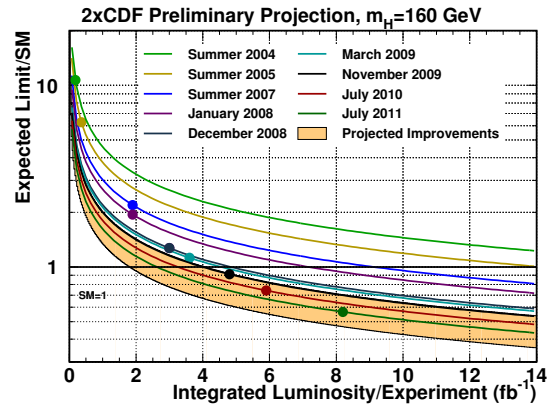


図 41: $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ のヒッグス粒子の生成断面積に対する上限の変遷。

の b ジェットの不变質量の分布に、 $150 \text{ GeV}/c^2$ 付近に 2σ 以上の期待される背景事象数からの超過があったためである。

$\phi \rightarrow \tau\tau$ のチャンネルも解析されている。CDF は 2007 年夏に 1.8 fb^{-1} のデータを、D0 では 2008 年に 2.2 fb^{-1} のデータを用いた結果を発表したが、2010 年の春にこれらを統合した結果が発表された (図 43) [63]。

7 追記

本記事の脱稿後に、CDF 実験で新たに 2 つの重要な結果が得られたので、追記する。

ひとつは、 W ボソン質量の精密測定であり、 2.2 fb^{-1} のデータを用いて

$$M_W = 80387 \pm 19 \text{ MeV}/c^2$$

と決定した [64]。これは、これまでの世界平均の精度 $23 \text{ MeV}/c^2$ を単独測定で上回るものである (図 44)。本

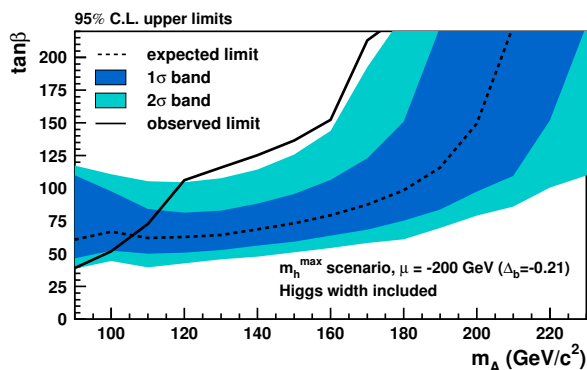


図 42: CDF での $b\phi \rightarrow b\bar{b}b$ 探索の結果。

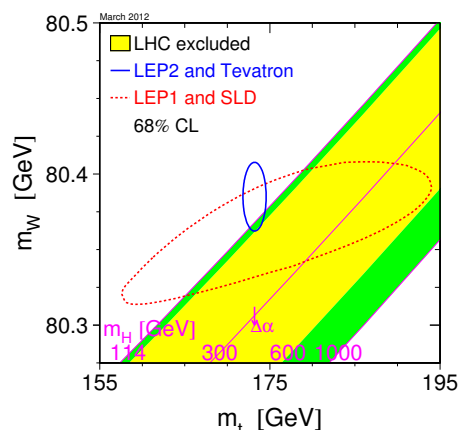


図 45: W ボソンとトップ・クォークの質量およびヒッグス粒子の質量に対する制限。

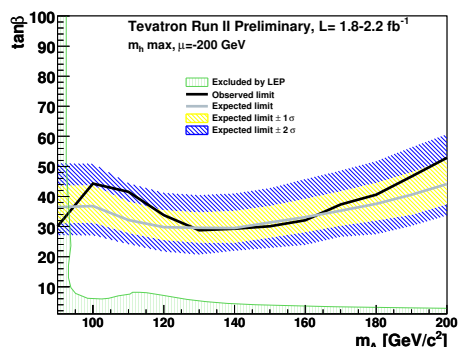


図 43: $\phi \rightarrow \tau\tau$ の CDF と D0 を統合した結果。

測定を含めた新たな世界平均の精度は $\pm 16 \text{ MeV}/c^2$ である。これをふまえて、トップ・クォーク質量との 2 次元平面で示したものが図 45 である。軽いヒッグス粒子を強く示唆し、直接探索の結果とも矛盾しない。

もうひとつは、ヒッグス粒子の直接探索である。CDF 実験では、主なチャンネルについて Run-II 実験の全データに相当する 10 fb^{-1} を解析し、また解析手法を改良して、探索の感度を向上させた [65]。図 46 にヒッグス粒子の生成断面積の上限値を示す。高い質量領域では、 $147 < M_H < 175 \text{ GeV}/c^2$ の標準理論ヒッグス粒子を確

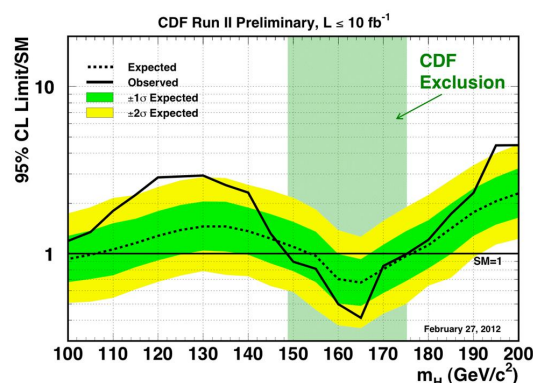


図 46: ヒッグス粒子探索の最新の結果。ヒッグス粒子の生成断面積の上限値を標準理論の予言値で規格化したもの。

度 95% で排除した。一方、低い質量領域では、観測された上限値は、ヒッグス粒子が存在しない場合に期待される値を 2 倍程度上回っている。これは、ヒッグス粒子の信号と矛盾しない事象が、期待される背景事象を超過して存在するためである。超過を信号と仮定してヒッグス粒子の生成断面積を求めると、図 47 に示すようになり、質量 $107 \text{ GeV}/c^2$ から $142 \text{ GeV}/c^2$ の範囲で、標準理論ヒッグス粒子の生成と 1 標準偏差以内で一致する。また、ヒッグス粒子が存在しないと仮定して、観測された超過が背景事象の揺らぎにより作られる確率 (p-value) を評価すると図 48 の実線で示すようになる。確率は質量 $120 \text{ GeV}/c^2$ において最小であり、局所的な有意度は 2.6 標準偏差に対応する。このような超過が探索領域のどこかで起こる可能性を考えると、全体の有意度は 2.1 標準偏差となる。さらに、崩壊様式 $H \rightarrow b\bar{b}$ による終状態のみを用いた場合には、p-value は $135 \text{ GeV}/c^2$ で最小となり、局所的な有意度は 2.9 標準偏差である。また、質量領域全体の有意度は 2.7 標準偏差となる。

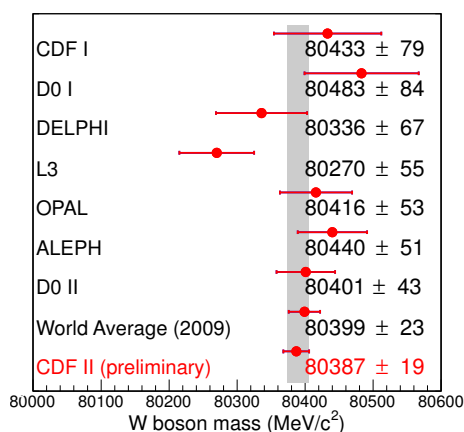


図 44: W ボソン質量の測定の現状。

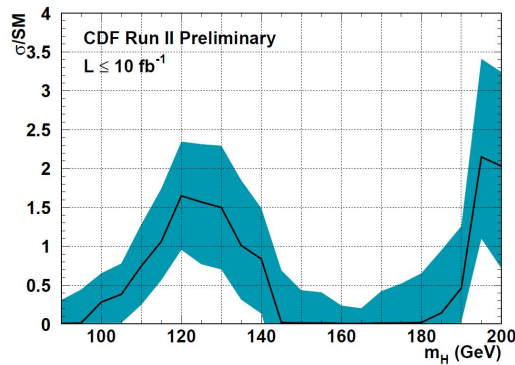


図 47: 背景からの超過をヒッグス粒子の信号と仮定してヒッグス粒子の生成断面積を求め標準理論の予言値で規格化したもの。

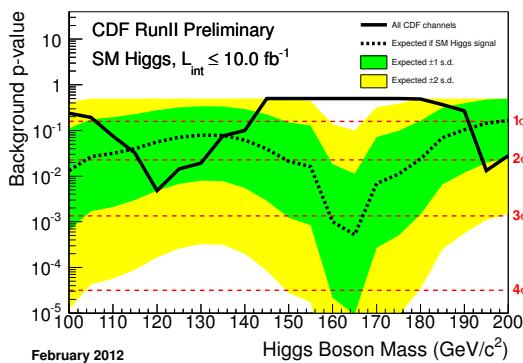


図 48: 観測された超過が背景事象の揺らぎで説明される確率。

8 おわりに

以上, CDF 実験における物理の結果について, 主なものを記した。その範囲は広きにわたり, 数々の重要な結果を生み出して, 素粒子物理学の発展に貢献してきた。テバトロン加速器は運転を終了したが, CDF 実験は今後 2-3 年の間, データの解析を続ける。

参考文献

- [1] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **62**, 613 (1989).
F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **68**, 1104 (1992).
- [2] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **77**, 438 (1996).
T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **64**, 032001 (2001).
- [3] P. Nason, S. Dawson and R. K. Ellis, Nucl. Phys. **B327**, 49 (1990); (E) **B335**, 260 (1990).

- [4] W. Beenakker, H. Kuijf, L. van Neeven and J. Smith, Phys. Rev. D **40**, 54 (1989).
W. Beenakker *et al.*, Nucl. Phys. **B351**, 507 (1991).
- [5] M. L. Mangano, P. Nason, and G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B373**, 295 (1992).
- [6] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **71**, 500 (1993).
- [7] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **68**, 3403 (1992).
- [8] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **79**, 572 (1997).
- [9] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 032001 (2005).
- [10] M. Cacciari, arXiv:hep-ph/0407187.
- [11] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **79**, 578 (1997).
- [12] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **85**, 2886 (2000).
- [13] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 132001 (2007).
- [14] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **81**, 2432 (1998).
F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **58**, 112004 (1998).
- [15] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 182002 (2008).
- [16] I. Allison *et al.* (HPQCD, Fermilab Lattice and UKQCD Collaborations), Phys. Rev. Lett. **94**, 172001 (2005).
- [17] CDF Collaboration, CDF public note 9294 (2008).
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/080327.blessed-BC_LT_SemiLeptonic/
A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 012002 (2006).
- [18] CDF Collaboration, CDF public note 7757 (2005).
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/050707.blessed-bs-semi_life/
- [19] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 062003 (2006).
A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 242003 (2006).

- [20] 受川史彦, 「CDF Run-II 実験での B 粒子の物理」, 高エネルギーニューズ **25**, 1 (2006).
- [21] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), submitted to Phys. Rev. D [arXiv:1112.1726 [hep-ex]] (2011).
- [22] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **85**, 012009 (2012).
- [23] M. Kobayashi, and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [24] S. W. Herb, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).
- [25] F. Abe, *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **73**, 225 (1994).
F. Abe, *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **50**, 2966 (1994).
- [26] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).
- [27] CDF Collaboration, CDF public note 10761 (2012).
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/2012/TMT_p38_public/cdf10761_TMT_8.7_public.pdf
- [28] CDF Collaboration, CDF public note 9913 (2009).
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/confNotes/cdf9913_ttbarxs4inxfb.ps
- [29] U. Langerfeld, S. Moch and P. Uwer, Phys. Rev. D **80**, 054009 (2009).
S. Moch and P. Uwer, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **183**, 75 (2008).
S. Moch and P. Uwer, Phys. Rev. D **78**, 034003 (2008).
- [30] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 252001 (2008).
- [31] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103**, 092002 (2009);
T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **82**, 112005 (2010).
- [32] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103**, 092001 (2009).
- [33] 中村浩二 「CDF 実験におけるシングルトップ生成の観測」, 高エネルギーニューズ **28**, 2 (2009).
- [34] CDF Collaboration, CDF public note 10622 (2011); D0 Collaboration, D0 public note 6231 (2011).
<http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/TOP/T94/T94.pdf>
- [35] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101** 202001 (2008).
T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **83**, 112003 (2011).
- [36] CDF Collaboration, CDF public note 10436 (2011).
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/2011/DiAfb/>
CDF Collaboration, CDF public note 10584 (2011).
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/2011/AfbComb/>
- [37] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. D **84**, 112055 (2011).
- [38] K. Kondo, T. Chikamatsu, and S. H. Kim, J. Phys. Soc. Jap. **62**, 1177 (1993).
R. H. Dalitz and G. R. Goldstein, Proc. Roy. Soc. Lond. A **455**, 2803 (1999).
- [39] CDF Collaboration, CDF public note 10549 (2011); D0 Collaboration, D0 public note 6222 (2011).
arXiv:1107.5255 [hep-ex].
- [40] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2011-106 (2011).
CMS Collaboration, CMS PAS TOP-11-014 (2011).
- [41] CDF Collaboration, CDF public note 10211 (2010).
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/2009/tpop/spincorr/>
CDF Collaboration, CDF public note 10719 (2012).
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/2011/SpinCorrDIL/SpinCorrDIL_Pub/
- [42] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 032004 (2012).
ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2011-117.
- [43] S. Neubauer *et al.*, arXiv:hep-ex/0605066v2 (2006).

- [44] CDF Collaboration, CDF public note 10176 (2011).
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/2011/wz/PublicPages/WZwebpage.html>
- [45] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **85** 012008 (2012).
- [46] CDF Collaboration, CDF public note 9753 (2009).
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/wwllll/>
- [47] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 112001 (2008).
- [48] B. Abbott *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **80**, 3008 (1998).
- [49] Tevatron Electroweak Working Group, arXiv:0908.1374v1 (2009).
- [50] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **106**, 171801 (2011).
- [51] V.M. Abazov (D0 Collaboration) *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 011804 (2011).
- [52] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **85**, 012008 (2012).
- [53] R. Barate *et al.* (ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations), Phys. Lett. B **565** 61 (2003).
- [54] The LEP Collaborations, arXiv:0312023.
- [55] <http://lost-contact.mit.edu/afs/cern.ch/l3/lepewwg/Welcome.html>
- [56] U. Aglietti *et al.*, arXiv:0612172v2 (2007).
- [57] S. Dittmaier *et al.* arXiv:/1101.0593v3 (2011).
- [58] CDF Collaboration, CDF public note 10596 (2011).
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/hdg/Results_files/results/whlnubb_071511/
- [59] CDF Collaboration, CDF public note 10599 (2011).
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/hdg/Results_files/results/hwwmenn_110714/
- [60] CDF Collaboration, CDF public note 10609 (2011).
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/hdg/Results_files/results/cdfcombeps2011/
- [61] The TEVNPH Working Group, arXiv:1107.5518v2 (2011).
- [62] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), arXiv:1106.4782v2 (2011).
- [63] The TEVNPH Working Group, arXiv:1003.3363v3 (2010).
- [64] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), arXiv:1203.0275v1 [hep-ex] (2012), submitted to Phys. Rev. Lett.
- [65] CDF Collaboration,
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/hdg/Results_files/results/cdfcomb_mar2012/