

DØ Run II 実験の最新物理結果と将来展望

Fermi National Accelerator Laboratory

戸本 誠

tomoto@fnal.gov

2005 年 (平成 17 年) 8 月 30 日

1. はじめに

米国フェルミ国立加速器研究所のテバトロン陽子・反陽子衝突型実験は、加速器と検出器のアップグレードを経て、2001 年より第二実験 (Run II 実験) を開始した。テバトロン実験は、重心系エネルギー 1.96 TeV の現在稼動する世界最高エネルギーのエネルギーフロンティア実験である。テバトロン加速器は、二つのビーム衝突点、CDF 実験と DØ 実験へ今夏までに 1fb^{-1} の積分ミノシティを供給することに成功した。現在、DØ 実験では Run I 実験の約 8 倍に相当する 830pb^{-1} の解析データをテープに蓄えている (図 1)。実験終了が予定されている 2009 年までに 4fb^{-1} (最低目標値) から 8fb^{-1} (最高目標値) の積分ミノシティを達成する。これは Run I 実験の 40 倍から 80 倍に相当する統計量である。本稿は著者が参加している DØ 実験のいくつかの解析結果と今後の展望について記述する。

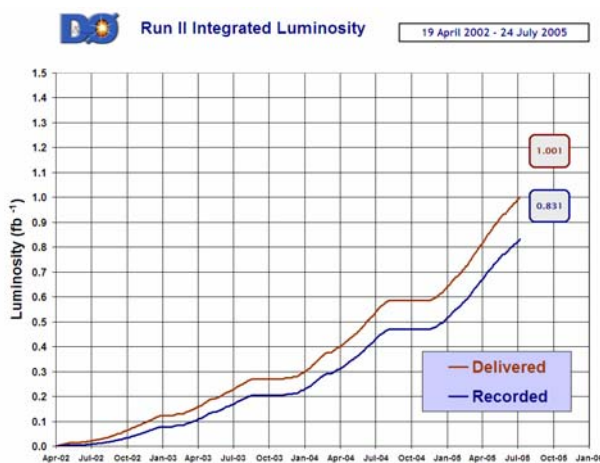


図 1 DØ 実験の積分ミノシティ量の推移 二本の線は加速器が供給した量 (上) と、DØ 実験がデータとして蓄えた量 (下) に対応する。

2. DØ 実験での物理

ヒッグス機構による質量起源の解明は、標準理論に残された最重要課題である。ヒッグス機構によれば、ゲージ対称性の自発的破れの結果として、 W , Z ゲージボゾン、クォーク、レプトンは質量を獲得する。ヒッグス粒子は、標準理論に組み込まれた唯一の未発見粒子であり、その発見なくして標準理論の成功とはいえない。理論や LEP 実験などの解析結果から、ヒッグス粒子質量は 100GeV から 200GeV 程度が予想され、テバトロン実験は、その質量領域でのヒッグス粒子の直接的探索能力を持つ。また、トップクォークと W ボゾンの質量精密測定は、ヒッグスボゾン質量に間接的制限を与える。トップクォークは、これまでテバトロン実験のみで観測され、Run II 実験でのさらなる統計量を用いて、より精密な測定を目指す。テバトロン実験は、 W , Z ボゾン、 b クォークファクトリーでもあり、これらの粒子を使った標準理論検証も行う。更には、超対称性粒子を中心とした標準理論を超える物理の探求も 1.96TeV のエネルギーが許す限り可能である。最近 DØ 実験の論文はうなぎ上りに増加しており、これまでに 20 編近くの論文を発表した。以下に DØ 実験で行われている多種多様な物理課題の数種を紹介する。

2.1 ヒッグス粒子

テバトロン実験は、現在稼動する実験で唯一ヒッグス粒子の直接測定が可能である。同時にトップクォークを確認している唯一の加速器である。 W ボゾンの質量は、電磁相互作用結合定数 (α_{EM})、フェルミ定数 (G_F)、 Z ボゾン質量と

$$M_W = \left(\frac{\pi \alpha_{EM}}{\sqrt{2} G_F} \right)^{1/2} \frac{M_Z}{\sqrt{M_Z^2 - M_W^2} \sqrt{1 - \Delta r}} \quad (1)$$

の関係がある。 Δr は、トップクォークとヒッグスボゾンループの寄与による輻射補正量で、トップクォーク質量と

ヒッグスボゾン質量に関連し、トップクォークと W ボゾンの質量精密測定は、ヒッグス質量に制限を与える。従って、テバトロンは、直接的かつ間接的の両局面からヒッグスボゾンを探索する。LEP 実験の直接測定から 95% の信頼度による質量下限制限 $M_H > 114 \text{ GeV}$ 、トップクォークと W ボゾン質量測定を含む、様々な標準理論測定値を入力値としたグローバルフィットから 200 GeV 程度の質量上限値がついている[1,2]。

図 2 に、テバトロン実験で優勢な標準理論ヒッグス粒子の生成断面積、図 3 にヒッグス粒子の崩壊率をヒッグス粒子質量の関数で示す[3]。グルーオン融合反応によるヒッグス粒子生成がもっとも優勢 ($\sigma \sim 1 \text{ pb}$) で、 W ボゾン、 Z ボゾンとの随伴生成がそれに続く ($\sigma \sim 0.1 \text{ pb}$)。ヒッグス粒子と素粒子の結合は素粒子の質量に比例するので、ヒッグス粒子質量が W ボゾン対崩壊の閾値以下では b クォーク対への崩壊 ($M_H < 135 \text{ GeV}$)、それ以上では W ボゾン対への崩壊が優勢となる。 W, Z ボゾンから生成されるレプ

トンと、ニュートリノによるミッシング E_T ($= -\left| \sum p_{\vec{T}}(\text{jets, leptons}) \right|$) は、QCD 事象によるバックグラウンドの除去に効果的である。以上の理由から、テバトロンでは以下の崩壊チャンネルを利用してヒッグス粒子の直接探索を行う。

1. $q\bar{q} \rightarrow WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$
(レプトン、ミッシング E_T と b ジェット対)
2. $q\bar{q} \rightarrow ZH \rightarrow \ell\ell b\bar{b}$
(レプトン対と b ジェット対)
3. $q\bar{q} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$
(ミッシング E_T と b ジェット対)
4. $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$
(異電荷レプトン対とミッシング E_T)
5. $q\bar{q} \rightarrow WH \rightarrow WWW \rightarrow \ell\nu\ell\nu q\bar{q}$
(同電荷レプトン対とミッシング E_T)

ヒッグス粒子が 135 GeV 以下の場合には 1.~3.、それ以上の場合には 4., 5.での測定が優位となる。1.~3.での測定では、最終的に二つの b ジェットの不变質量分布からヒッグス粒子の兆候を探り、4., 5.での測定では、レプトンの角度、電荷の関係からヒッグス粒子の兆候を探る。ヒッグス粒子探索には、レプトン同定とジェット同定、特に b クォークジェット同定 (b タギング) が必要不可欠である。

標準理論を超える枠組でのヒッグスボゾン探索も進行中である。ヒッグスボゾンがフェルミオンに結合しない模型では $H \rightarrow WW$ 崩壊が優勢となるので、 $WH \rightarrow WWW$ 過程での観測期待値が標準理論ヒッグスボゾンよりも高い[4]。第四世代クォークが存在する模型では図 2 に示すグルーオン融合でトップクォークループの他に第四世代クォークの寄与が加わるので、ヒッグスボゾン生成断面積が増す[5]。また、ヒッグスボゾンが b クォークと結合することを好まないモデルでは $H \rightarrow WW$ 崩壊がすべてのヒッグス質量で優勢となる[6]。これらの理論枠では、 $gg \rightarrow H \rightarrow WW$ 過程での観測期待が標準理論よりも高くなる。

超対称粒子を仮定する最小模型 (MSSM) [7]では、ヒッグス場が u クォーク型と d クォーク型で独立に存在し、その結果三種の中性ヒッグスボゾン (h, H, A) と、二種の荷電ヒッグス粒子 (H^\pm) の存在が予言される。その中でもっとも軽い中性ヒッグス粒子 (h) は、 135 GeV 程度以下にあると予言され、テバトロン実験で探索可能な領域である。二つのヒッグス場の真空期待値 (v_u, v_d) の比は、 $v_u/v_d = \tan\beta$ で表される。最低次では $\tan\beta$ と A ボゾンの質量 (M_A) により MSSM ヒッグスパラメータは記述でき、MSSM ヒッグスボゾンと素粒子との結合は標準理論のそれから $\tan\beta$ の補正を受ける。 $pp \rightarrow hbb$ の生成断面積は、 $\tan^2\beta$ に比例し、 $h \rightarrow bb$ 崩壊率は、約 90% である。 $\tan\beta$

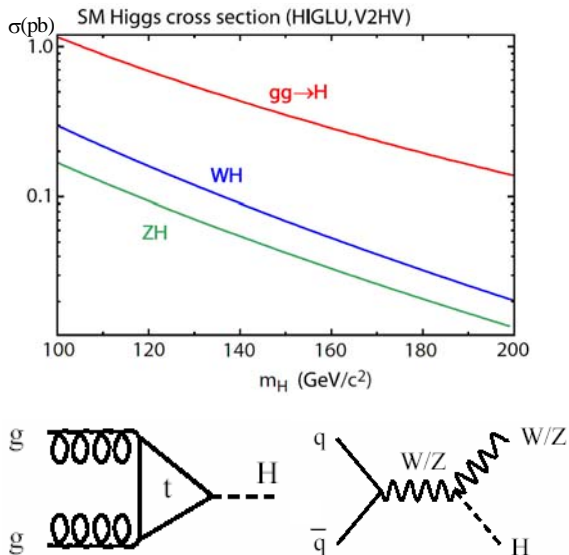


図 2 テバトロン実験で優勢なヒッグス粒子生成過程の断面積 (上図) とダイアグラム (下図)

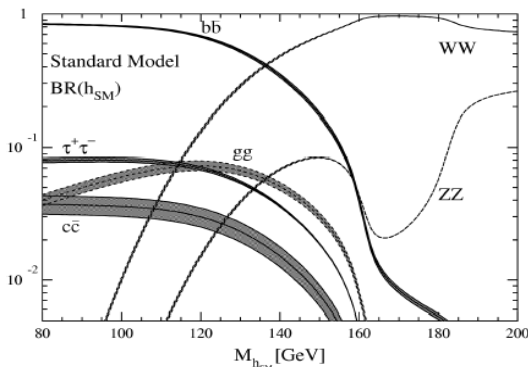


図 3 ヒッグス粒子質量の関数で表したヒッグス粒子の崩壊率

の大きい領域での $pp \rightarrow hbb \rightarrow bbbb$ 崩壊反応率は標準理論ヒッグスボソンの予想値よりも大きくなる。同様のことが $h \rightarrow \tau\tau$ 崩壊 (崩壊率 $\sim 10\%$) でも言え、それらを使った MSSM ヒッグスボソン探索が、テバトロン実験で可能である。

2.2 トップクォーク

テバトロン実験の陽子・反陽子衝突により、トップクォークは、対生成 ($p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$; 断面積は約 8pb)、または単 (シングルトップ) 生成 ($p\bar{p} \rightarrow t\bar{b}/tq\bar{b}$; 断面積は約 2pb) によって生成される (図 4)。

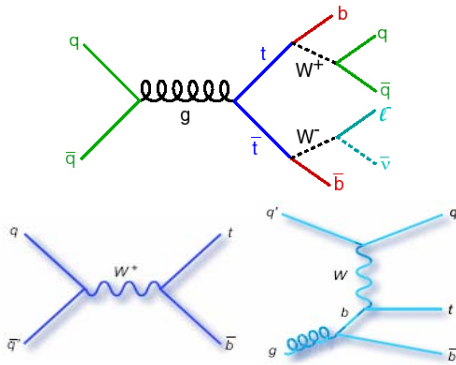


図 4 トップクォーク対生成 (上図)、単独生成 (下図) のダイアグラム

トップクォーク対事象の崩壊過程は、二つの W ボソンの崩壊過程により、ダイレプトン事象 (5%)、レプトン+ジェット事象 (30%)、全ジェット事象 (45%) に分類される。全ジェット事象がもっとも多くの信号を獲得できる一方で、バックグラウンドも多く、レプトンを含む事象の方が解析には有利である。DO Run I 実験では $M_t = 179.0 \pm 5.1 \text{ GeV}$ を発表したが (テバトロン Run I 平均値は $M_t = 179.0 \pm 2.7 \pm 3.3 \text{ GeV}$)、Run II 実験では $\delta(M_t) \leq 2 \text{ GeV}$ の測定精度を目指す。質量測定に加え、以下に挙げる測定から、トップクォークが標準理論のクォークか否かを判定し、あるいはトップクォークの生成崩壊過程における新現象の探索を行うことができる。

1. トップクォーク電荷
2. トップクォーク崩壊からの W の角度分布
3. $t \rightarrow Wb$ 崩壊率および小林・益川行列 $|V_{tb}|$

トップクォーク崩壊による W ボソンと W 崩壊によるアイソスピン $I_3 = -1/2$ の粒子 (荷電レプトン、 d, s クォーク) の間の角度分布は、 W ボソンのヘリシティ状態 (“+” (右巻き)、“-” (左巻き)、“0”) に依存して、

$$w(\theta) = \frac{4}{3}(f^0 \sin^2 \theta + f^-(1 - \cos \theta)^2 + f^+(1 + \cos \theta)^2) \quad (2)$$

となる。一項目がヘリシティ “0”、二項目は“-”状態、三項目が“+”に対応する。それぞれのヘリシティ状態率は、トップクォーク、ボトムクォーク、 W ボソンの質量に依存し、“0”状態は、

$$f^0 \approx \frac{m_t^2}{m_t^2 + 2M_W^2 + m_b^2} \sim 70\% \quad (3)$$

となる。 $V-A$ カレントを要求する標準理論では、 $f^+ \sim 0$ であることが期待される。 $f^+ > 0$ ならば新しい物理現象を示唆する。

標準理論は小林・益川行列の $|V_{tb}| \sim 1$ より $B(t \rightarrow Wb) \sim 100\%$ を予測する。

シングルトップ生成過程の測定により、 $|V_{tb}|$ のユニタリティ条件を使わない直接測定が可能である。生成断面積が低いことから Run I 実験では統計的に有為な測定が不可能であったが、Run II 実験での測定は期待できる。

2.3 電弱相互作用 (W, Z ボソン)

DO Run I 実験の W ボソン質量測定結果は、 $M_W = 80.483 \pm 0.084 \text{ GeV}/c^2$ (テバトロン実験平均は $80.459 \pm 0.059 \text{ GeV}/c^2$) だった。Run II 実験では $\delta M_W < 30 \text{ MeV}$ の測定精度を目指し、ヒッグス粒子質量への制限をより厳しくする。また、 W, Z ボソンを含む事象 (特に W, Z ボソンにジェットを含む事象) は、ヒッグスボソン探索やトップクォーク質量解析での主なバックグラウンド事象となるので、その生成断面積の理解は重要である。

2.4 B 中間子の物理

テバトロン実験では、 B 中間子を含む事象が大量に生成される。特に注目すべき物理は、 B ファクトリー実験では不可能な B_s 中間子に関する物理である。 B_s 中間子は B_d 中間子と同様な振動現象を起こす。しかしながら、標準理論で予測される二つの中性 B_s 中間子の質量固有値の差 (Δm_s) は $\Delta m_s = 18.3 \pm 1.7 \text{ ps}^{-1}$ と B_d 振動の約 40 倍で、崩壊時間あたりの振動回数は非常に大きい。DO 実験で大きくブーストした B_s 中間子を利用して B_s 振動現象の世界最初の測定を目指す。 Δm_s と Δm_d との比をとることにより、共通の理論的誤差を相殺し、小林・益川行列成分 $|V_{tb}|$ の精度を向上することができる。

3. D0 検出器

図 5 は DO 検出器である [8]。液体アルゴン・ウラニウムカロリメータは Run I 実験と同一のものである。電子のエネルギー検出分解能は $\delta E/E \sim 15\%/\sqrt{E}$ 、ジェットエネ

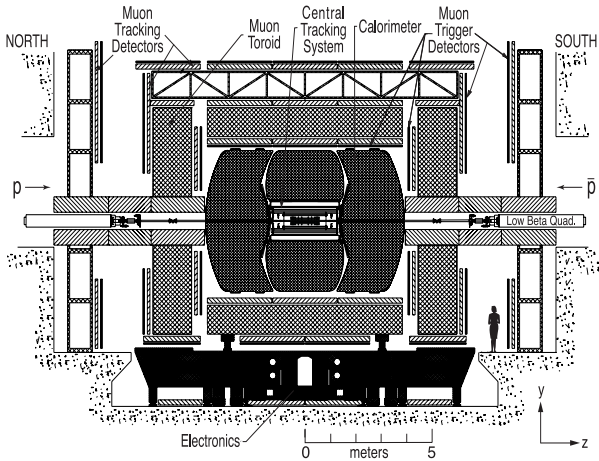
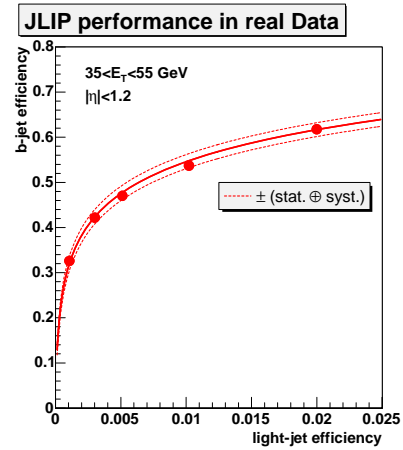


図5 DØ 検出器

ルギー検出分解能は $\delta E/E \sim 80\%/\sqrt{E}$ である。 μ 粒子検出器はシンチレータとドリフトチューブの二重構造で、検出範囲を Run I 実験のそれより拡大した。Run I 実験との最大の相違は、2 テスラ磁場に囲まれたトラッキングシステムの導入である。このトラッキングシステムは、ビームパイプから動径方向 50cm 程度の領域を囲む。最内層のパレル、ディスクの二種類のシリコン検出器と、その外側のシンチレーションファイバー飛跡検出器の導入により、コンパクトなトラッキングシステムでありながら、高運動量飛跡に対して $20\mu\text{m}$ から $15\mu\text{m}$ 程度のインパクトパラメータ分解能を実現し、CDF 実験と比べて遜色ないシステムに仕上げた。またディスクタイプのシリコン検出器導入により、 $|\eta| \sim 2$ まで広範囲の飛跡検出を実現した。トラッキングシステム導入により、新たに b クォークジェット同定が可能になった。ヒッグス粒子やトップクォークの崩壊過程は、 b クォークを終状態として含むので、バックグラウンド事象を除去し、より確実に信号を抽出することができる。 b クォークは $c\tau \sim 500\mu\text{m}$ 程度飛行してから、平均 5 本程度の荷電粒子を含む二次粒子群に崩壊する。また、 b クォークは 10% の崩壊率でセミレプトニック崩壊を起こす。これらの特徴を利用し、カロリメータで測定したジェットに属する荷電粒子を詳細に測定し b ジェット同定を実現する。DØ では三種類の b 同定方法が存在する。

1. 一次崩壊点 (b クォーク生成点) と二次崩壊点 (b クォーク崩壊点) との差
2. ジェット内荷電粒子が一次崩壊点から離れている確率
3. b クォーク崩壊による μ 粒子

同定効率と誤同定率はジェット運動量と η の関数で表現される。図 6 は上述の 2. の方法で選択された b クォークジェット同定効率と u, d, s クォークを b クォークジェットと

図6 b クォークジェットの同定効率と u, d, s クォークの誤同定率との相関

誤って同定する誤同定率の相関である。50% の b クォークジェット同定率に対して、誤同定率はわずか 0.5% であり、 b クォークを含まないバックグラウンド事象を 1/100 に抑制する。

トリガーはレベル 1 からレベル 3 までの三段階のトリガーで、70MHz の事象率を最終的に 50Hz に抑制する。トラックトリガー、カロリメータトリガー、 μ 粒子トリガーの組み合わせにより、興味ある物理に不可欠な高運動量レプトン、高運動量ジェットを含む事象の選別を行う。データサイズは、250KB/event である。レベル 2 とレベル 3 トリガーには、シリコン検出器をつかったインパクトパラメータを基礎とするトリガーを採用し、 b クォークジェット同定をトリガーレベルで実現する。

4. 最近の物理結果から

これまでに DØ 実験で発表された解析結果のいくつかをヒッグス粒子探索を中心に紹介する。解析の詳細は参考文献[9]を参照して欲しい。ここで紹介する解析結果は主に積分ルミノシティ 200pb^{-1} から 300pb^{-1} 程度に基づいており、 B_s 振動現象解析はおよそ 600pb^{-1} を使用している。

4.1 ヒッグス探索

以下に示す崩壊過程を使ったヒッグス探索のプレリミナリーな解析結果が発表された。

1. $q\bar{q} \rightarrow WH \rightarrow e^+\nu b\bar{b}$
2. $q\bar{q} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$
3. $q\bar{q} \rightarrow WH \rightarrow WW \rightarrow \ell^+\nu\ell^+\nu qq$ (ℓ は電子、 μ 粒子)
4. $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell^+\nu\ell^+\bar{\nu}$ (ℓ は電子、 μ 粒子)

上述の 1. の解析では孤立電子とミッシング E_T による横方向不変質量で W ボゾン事象を再構成し[10]、2. の解析では大きなミッシング E_T と孤立レプトンがない条件で Z ボゾン事象を構成し、QCD バックグラウンド事象を除去する。最終的には図 7、図 8 の様な b クォークジェット対の不変質量からヒッグス粒子の兆候を探る。 $M_H = 105\text{ GeV}$, 115 GeV , 125 GeV , 135 GeV の 4 点のヒッグス質量で、 $WH \rightarrow evbb$, $ZH \rightarrow \nu bbb$ 過程それぞれに、バックグラウンド事象総数と一致する 2 から 4 事象を得た。

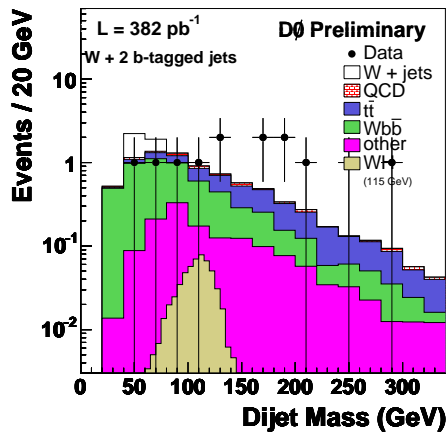


図 7 WH 過程での $H \rightarrow bb$ 不変質量分布

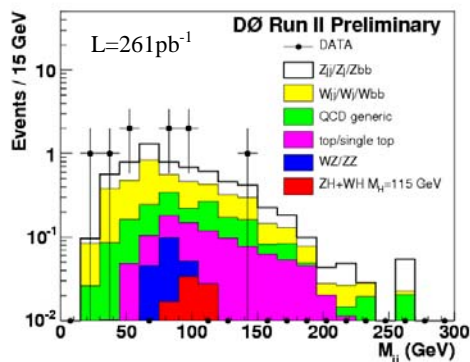


図 8 ZH 過程での $H \rightarrow bb$ 不変質量分布

3. の $WH \rightarrow WWW$ 過程の解析では、 $W \rightarrow l\nu$ 崩壊と $H \rightarrow WW \rightarrow lvqq$ 崩壊を利用して、二つのレプトンの電荷が同じことを要求する。更に W ボゾン崩壊のニュートリノによるミッシング $E_T > 20\text{ GeV}$ を要求しバックグラウンドを抑制する。最終的には ee 過程 1 事象、 $e\mu$ 過程 3 事象、 $\mu\mu$ 過程 2 事象を獲得し、バックグラウンド総数と一致した。

4. の $H \rightarrow WW$ 過程の解析では、二つの孤立レプトンとミッシング E_T から事象構築を行う。ニュートリノの存在のため $H \rightarrow bb$ のように不変質量からのヒッグス粒子兆候を確認することは不可能である。代わりに、スピン 0 のヒッグスボゾンから崩壊したスピン 1 の W ボゾンの角度関係を

利用して、二つのレプトンが同方向に放出された事象を選択し、バックグラウンド事象を抑制する。 $110\text{ GeV}/c^2 \sim 200\text{ GeV}/c^2$ のヒッグス粒子質量で解析を行い $ee, e\mu, \mu\mu$ 過程合わせて、バックグラウンド事象総数と一致する 16 事象から 25 事象を得た。主なバックグラウンド事象は電弱相互作用による WW 事象を主とするダイボゾン生成過程と、 W ボゾンにジェット、あるいは光子を伴う事象である。

図 9 にテバトロン実験でこれまでに測定されたヒッグスボゾン生成断面積の上限値をヒッグスボゾン質量の関数で示す。上限はそれぞれ数 pb から 10 pb の間に分布している。まだ標準理論の示す $O(0.1)\text{ pb}$ と開きがあるが、DO 実験、CDF 実験ともに新しい生成崩壊過程による解析を増加させ、ニューラルネットなどを利用した事象選択や b タギングの最適化も進めており、解析手法、統計の両側面からの発展が期待できる。LEP 実験の質量下限値を向上するためには、 $L = 2\text{ fb}^{-1}$ 以上の統計による解析を必要とし、今後のデータ蓄積と解析の改善に期待がかかる。

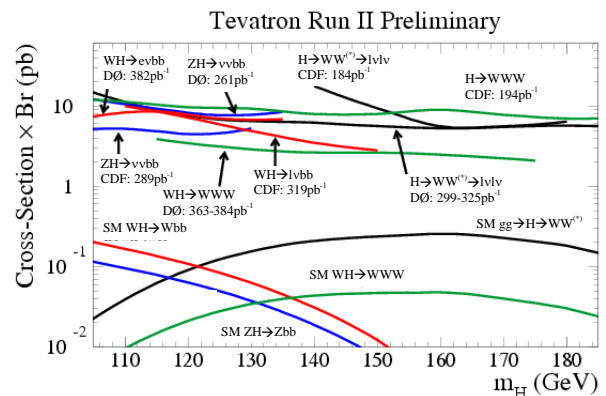


図 9 DO 実験と CDF 実験がこれまでに与えたヒッグスボゾン生成過程の上限値と標準理論の予想値との比較

MSSM 模型のヒッグスボゾン探索については、 $pp \rightarrow hb(b) \rightarrow bbb(b)$ 過程を使った結果が得られた[11]。三本の高運動量 b クォークジェットを要求し、事象再構成を行う。バックグラウンドは、多ジェット QCD 事象が主で、二本の b クォークジェット同定を課した事象に、 b ジェット誤同定率を掛け合わせるにより、データから見積もった。三本の b クォークジェット同定を課した事象の中の、二本の b クォークジェットによる不変質量 (図 10) から、MSSM ヒッグスボゾン質量領域での $h \rightarrow bb$ の兆候の有無を探った。図 11 はこの過程で測定した $\tan\beta$ の上限値を MSSM ヒッグスボゾン質量 (M_A) の関数で表す。上限値は、二種類の超対称パラメータ (超対称トップクォークの左右混合がない場合と最大の場合) を使って測定した。既に DO 実験では、LEP 実験では不可能であった $\tan\beta > 50$ での制限を付け始めている。現在の解析結果に基づき、今後の統計量に対する $\tan\beta$ の上限値予測を図 12 に示す。

8 fb^{-1} の積分ルミノシティが蓄積されれば、軽いヒッグス質量に対して大部分の $\tan\beta$ 領域が探索可能となる。

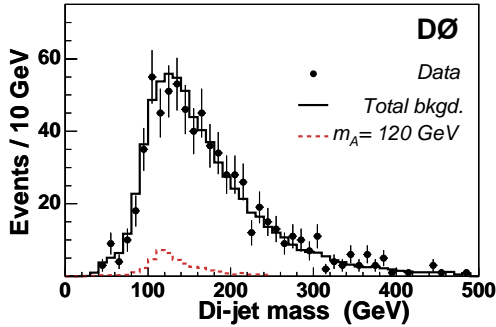


図 10 $pp \rightarrow hbb \rightarrow bbbb$ 過程の解析での $h \rightarrow bb$ 不変質量分布。点 は データ、線 は データ から 見 積 も っ た バックグラウンド分布。ヒッグス質量 120 GeV の予想分布も重ね合わせた (点線)。

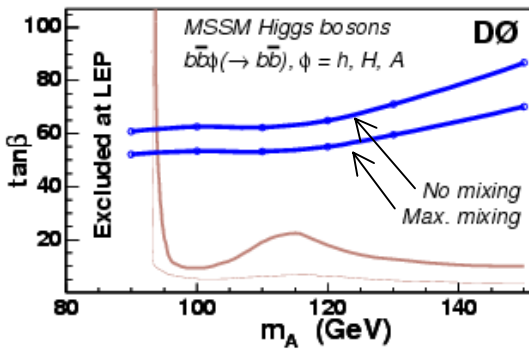


図 11 $\tan\beta$ の 95% 信頼度測定上限 $\tan\beta=50$ の二本の線は D0 実験の測定結果で、超対称性トップクォークの左右混合がない場合と最大の場合に対応する。LEP 実験での制限領域も重ねた。

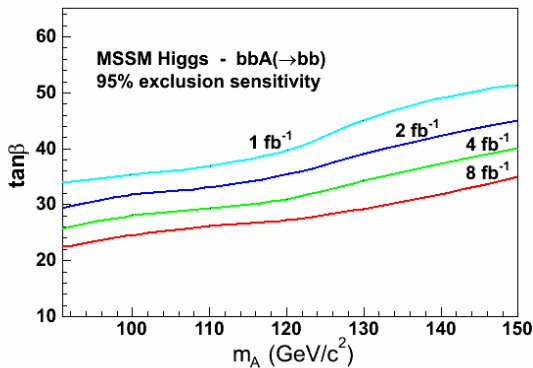


図 12 今回の hbb 過程解析の外挿から予想した $\tan\beta$ の上限値

4.2 トップクォーク物理

トップクォーク対生成断面積は、実験開始早々から様々な解析手法で測定され、論文発表がおこなわれた[12,13,14]。トップクォーク質量測定については、ダイレプトン事象とレプトン+ジェット事象の結果を発表した。ダイレプトン、レプトン+ジェット事象では、孤立レプトンと高ミッシン

グ E_T を要求し、バックグラウンドを抑制する。トップクォーク対生成事象は他の事象に比べ事象生成に使われるエネルギーが高いので、ジェット運動量などの力学的変数を使ってバックグラウンドを抑制できる。力学変数による事象識別を、 b クォーク同定を行う解析では緩く課し、 b クォーク同定を行わない解析では厳しく要求する。トップクォーク質量決定方法は、数種類の統計的手法を採用して独立に解析を行っている。図 13 に、様々な過程、解析手法を用いて測定した質量測定結果をまとめる。すべての解析で Run I 実験、CDF 実験との一致を示している。現時点での CDF 実験、D0 実験の Run I 実験、Run II 実験を合わせた世界平均値は $172 \pm 2.9 \text{ GeV}$ である。図 14 はこれまでの解析結果をもとに将来の質量測定誤差予測をルミノシティの関数で表したものである。目標となる 4 fb^{-1} 以上で 1.5 GeV まで測定誤差を減らすことができる。

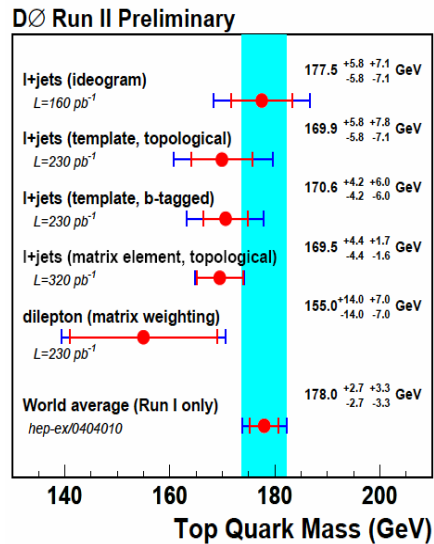


図 13 D0 実験で測定された様々な過程、解析手法によるトップクォーク質量

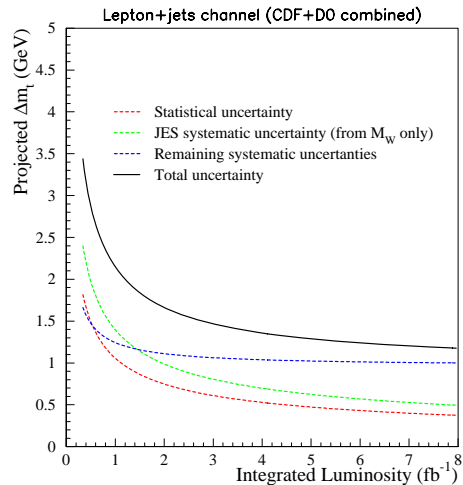


図 14 現在のトップクォーク質量精度を基に積分ルミノシティの関数で外挿した将来の測定精度予想値

質量測定以外にもいくつかの測定結果が得られている。トップクォークが W と b クォークに崩壊する分岐比に関し、 $t \rightarrow Wb$ 崩壊と $t \rightarrow Wq$ 崩壊率の比 $R = B(t \rightarrow Wb) / B(t \rightarrow Wq)$ の測定を行った。解析はレプトン+ジェット崩壊事象を使う。0~2個のジェットを b タグすることで、

- $tt \rightarrow W^+bW^-b$ (2b タグ) …… 確率 = R
- $tt \rightarrow W^+bW^-q$ (1b タグ) …… 確率 = $2R(1-R)$
- $tt \rightarrow W^+qW^-q$ (0b タグ) …… 確率 = $(1-R)^2$

に分類し、 R とトップクォーク対生成断面積 (σ_{tt}) のフィットを行う。測定結果は、

$$R = 1.03^{+0.19}_{-0.17}(stat + sys)$$

$$\sigma_{tt} = 7.9^{+1.7}_{-1.5}(stat + sys) \pm 0.5(lumi) \text{ pb}$$

で標準理論と一致する結果を得た。 σ_{tt} 測定値の第3の誤差 ($lumi$) は積分ルミノシティの不定性を示す。

$t \rightarrow Wb$ 崩壊における W ボゾンヘリシティはダイレプトン崩壊とレプトン+ジェット崩壊を利用して測定した[15]。ダイレプトンによる解析では W ボゾンに崩壊によるレプトンの運動量分布のフィットから、 W ボゾンがヘリシティ“+”をもつ比 (f^+) を測定し、結果は $f^+ = 0.13 \pm 0.20 \pm 0.06$ ($f^+ < 0.28$, 95%信頼度) と標準理論の示す ~ 0 に一致した。レプトン+ジェットによる解析では、図15に示すような W ボゾン静止系でのレプトンの発生角度のフィットから $f^+ = 0.04 \pm 0.11 \pm 0.06$ ($f^+ < 0.25$, 95%信頼度) を得て、 $V-A$ カレントの $f^+ \sim 0$ と一致する結果であった。

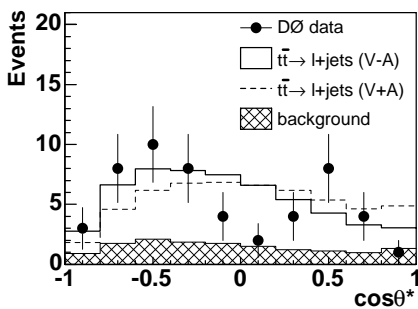


図15 W ボゾンの静止系でのレプトン運動量方向 $V-A$ カレントと $V+A$ カレントの予想分布を合わせて載せる。

シングルトップ事象生成断面積については、まだ統計的に有為な信号確認はなされていないが、95%信頼度で s チャンネルで $\sigma_s < 5.0 \text{ pb}$ 、 t チャンネルで $\sigma_t < 4.4 \text{ pb}$ の上限値が得られた[16]。図16はこの解析結果をもとに測定能力を積分ルミノシティで外挿したものである。2006年に蓄積される予定である 1.5 fb^{-1} の積分ルミノシティで 3σ の確認が期待できる。

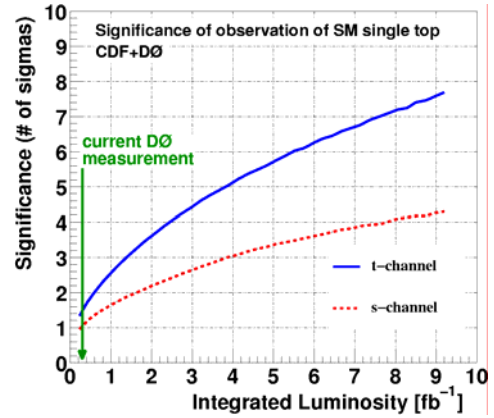


図16 シングルトップ生成過程探索能力と積分ルミノシティの相関

4.3 電弱相互作用 (W, Z ボゾン)

W ボゾン質量測定は、カロリメータエネルギーキャリブレーションなどのより詳細な検出器の理解を要し、現在進行中である。図17はRun Iの測定値精度による W ボゾン質量測定精度の予想値を積分ルミノシティの関数で表したものである。数 fb^{-1} の統計で $\delta M_W < 30 \text{ MeV}/c^2$ 達成が期待される。

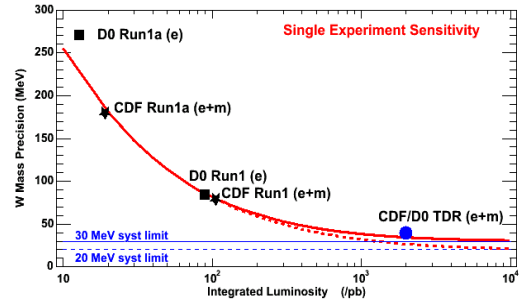


図17 Run I 実験の結果を基に外挿した将来の W ボゾン質量測定精度

4.4 B 中間子物理

B 中間子物理の中から、 B_s 振動測定について報告する。 B_s 事象の再構成には、 $B_s \rightarrow D_s \mu \nu X$ 崩壊を利用する。 D_s の再構成には $D_s \rightarrow \phi \pi \rightarrow KK\pi$ 、または $D_s \rightarrow K^* K^- \rightarrow K\pi K$ 崩壊過程を使った。 B_s 崩壊時のフレーバー (B_s メソンと反 B_s メソンの判断) は μ 粒子の電荷により判断し、 B_s 生成時のフレーバーは B_s と対生成した b クォークのセミレプトニック崩壊によるレプトンの運動量、 b ハドロン崩壊による荷電粒子 (二次崩壊点から発生する荷電粒子) の電荷情報などから確率的に判断する。フレーバータグの性能はよく理解されている $B^+ \rightarrow \mu^+ \nu \bar{D}^0$ 、 $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \nu D^{*-}$ 崩壊による振動現象測定から見積もった。振動現象振幅を薄めるダ

イリューションは $D = 0.384 \pm 0.013$ で、フレーバータグの実効効率率は $\epsilon D^2 = 1.94 \pm 0.17$ と測定された (ϵ はフレーバータグに用いた事象効率)。19 個に分けた B_s の崩壊長 $x = L_{xy} \times M_B / p_T(\mu D_s)$ (L_{xy} は $r\phi$ 面上での B_s 崩壊長、 $p_T(\mu D_s)$ は μ 粒子と D_s で測定した横方向運動量、 M_B は B_s 質量) のビンそれぞれで $B_s \rightarrow B_s$ 、 $B_s \rightarrow \bar{B}_s$ 事象候補数の非対称を測定する (図 18)。非対称分布は式 (4) で表される B_s がある時間を経て B_s (反 B_s) となる確率分布とバックグラウンド分布を足した関数でフィットを行う。

$$P^{osc}(x) = \frac{1}{2c\tau_{B_s}} \exp\left(-\frac{x}{c\tau_{B_s}}\right) (1 \pm A \times D \cos(\Delta m_s x / c)) \quad (4)$$

様々な Δm_s 入力に対して振動振幅 A を求め、 $A = 1$ に対応する Δm_s が測定値となる。図 19 に A と Δm_s の関係を示す。現時点では統計的に有為に $A = 1$ となる点は測定されず 95% 信頼度で $\Delta m_s > 7.3 \text{ ps}^{-1}$ を得た。ルミノシティ向上と共に $B_s \rightarrow D_s \pi$ など他の B_s 崩壊過程の付加などによりさらなる感度向上が期待される。

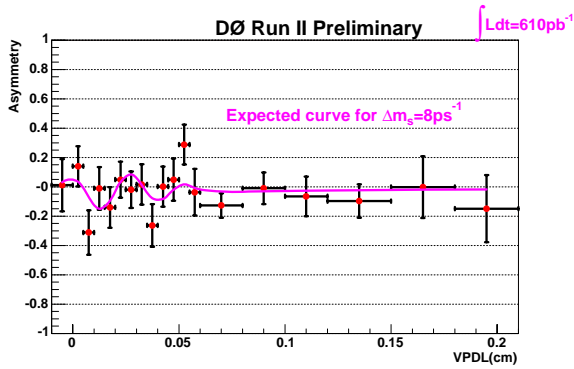


図 18 $B_s \rightarrow D_s \mu \nu X$, $D_s \rightarrow \phi \pi \rightarrow KK \pi$ 過程の B_s の崩壊長分布

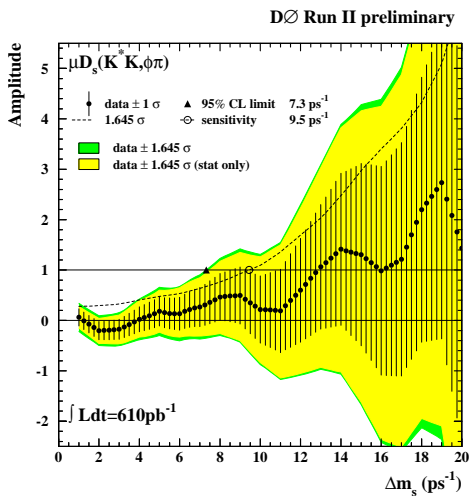


図 19 様々な Δm_s 入力値に対する振動振幅 A のフィット出力 淡いハッチングの領域は 95% 信頼度の統計エラーを、その外側の濃いハッチングは系統誤差を示す。

5. 今後の展望

図 20 は、テバトロン実験の積分ルミノシティの予想図である。2009 年に予定されている実験終了時に、 4 fb^{-1} から 8 fb^{-1} のデータ蓄積が期待される。現在までのところ、積分ルミノシティは最大目標値線上に載っており、順調にルミノシティが向上している。2006 年には、 $D0$ 検出器のアップグレードが計画されている[17]。既存のシリコン検出器とビームパイプの間に第 0 層シリコン検出器 (レイヤー 0 検出器) をインストールする。これは既存のシリコン検出器の一層目が積分ルミノシティ数 fb^{-1} 程度で稼動しなくなると予想されるためである。レイヤー 0 検出器は一層目シリコン検出器を補佐すると共に、より衝突点付近での荷電粒子再構成を実現する。これにより荷電粒子飛跡のインパクトパラメータ分解能が向上し (たとえば高運動量飛跡に対して、 $15 \mu\text{m} \rightarrow 10 \mu\text{m}$)、物理的な効果が b クォークを同定する物理過程などに現れるであろう。特に、図 21 に示す様に、 B_s 振動現象測定の感度向上は顕著となる。更には、ヒッグス粒子探索やトップクォークの物理に不可欠な b クォークジェットの同定効率向上も期待できる。

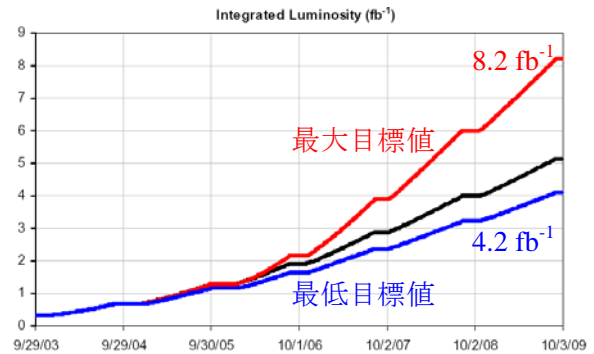


図 20 テバトロン実験が達成予定の積分ルミノシティ

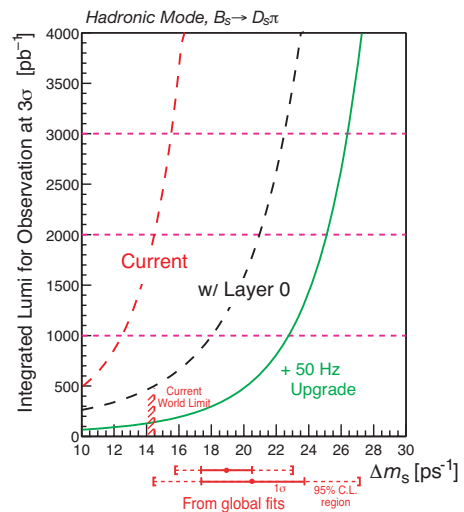


図 21 B_s 振動測定におけるレイヤー 0 検出器の効果 $D0$ 実験では B ハドロン物理統計を上げるため、レベル 3 トリガー後のデータ収集率を現在の 50 Hz から 100 Hz に上げる計画が進んでいる。これを採択すると、更に B_s 振動の測定能力が向上する。

レイヤー0 検出器のインストールの他に、ルミノシティ向上に耐えるトリガー機構の再構築が予定されている。主な変更点は飛跡トリガーとカロリメータトリガーの論理演算とそれを行うハードウェアである[18,19]。

物理的な将来展望のいくつかの例は第4章で紹介した。特に興味ある標準理論ヒッグス粒子の直接的発見能力を図22に示す。LEP 実験の95%信頼度の下限值114 GeVに到達するには、 2fb^{-1} の積分ルミノシティが要求される。2003年に行った新しいシミュレーション解析によれば、積分ルミノシティが 4fb^{-1} から 8fb^{-1} の間では、 $M_H \sim 120\text{GeV}$ 付近での 3σ の測定が可能となる。これを実現するには全探索チャンネル、DO、CDF 実験の結果を総括する必要がある。

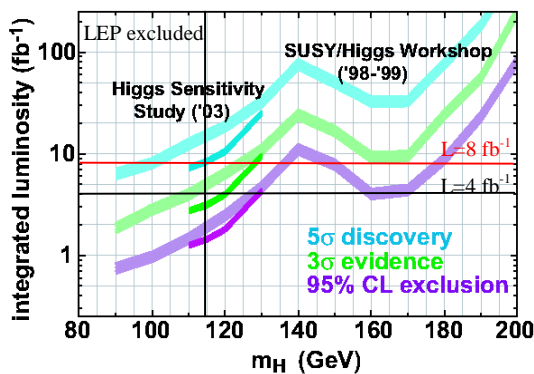


図22 標準理論ヒッグスポソン発見能力をヒッグス質量の関数で示す。濃淡のハッチは、下からそれぞれ、95%信頼度での除外能力、 3σ 、 5σ の発見能力を表し、軽いヒッグスポソン質量領域のみにある線は2003年の新しいシミュレーション解析によるものである。

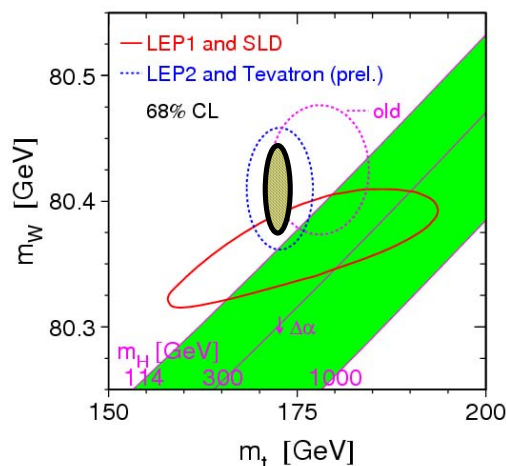


図23 W ボゾン質量とトップクォーク質量の測定値の相関。テバトロン実験の新しいトップクォーク質量測定値を入れると“old”の楕円からさらに小さい楕円となる。斜線付楕円は、テバトロン実験終了時の予測。

両実験でこのシミュレーション解析を現在のデータ解析による目標値としており、第4章で紹介した解析を数倍改善する必要があると示唆されている。改善点は、 b ジェット

同定効率の向上、ニューラルネットワークを利用した解析手法の発展、レプトン検出領域の拡大などが挙げられている。間接的探索能力は第4章で示したようなトップクォーク質量と W ボゾン質量の精度向上により実現される。図23は M_t と M_W の相関を示す。2005年夏にテバトロン実験の新しいトップクォーク質量値が加わりヒッグス粒子に対する制限がより強くなった。図23に斜線付き楕円で示した程度の制限がテバトロン実験終了時に実現できると期待される。

6. 終わりに

テバトロン実験は、2001年からRun II実験が始まり、約 1fb^{-1} の積分ルミノシティを蓄積した。本稿では、DO実験での最近の物理結果を、ヒッグス粒子探索を中心にいくつか紹介した。現在までの所、DO実験で測定された物理は、標準理論と一致しており、新しい物理の兆候は見つかっていない。標準理論検証の最大の課題であるヒッグス粒子探索は、直接的、間接的側面からの解析が進行しており、DO、CDF実験は、既にいくつかの解析結果を発表した。これらの測定結果から今後の展望が明確になり、物理解析を進展させる段階に突入した。2009年の実験終了予定時までには、テバトロン実験は、 4fb^{-1} から 8fb^{-1} の積分ルミノシティを蓄積する予定で、今回の結果は最初の一部にすぎない。DO実験では、2006年にレイヤー0シリコン検出器のインストールなどのアップグレードを予定している。向こう数年間、唯一かつ最高のエネルギーフロンティア実験であるDO実験から、より多くの興味ある物理結果が供給される。特にヒッグス粒子探索では、 3σ または95%信頼度で軽いヒッグス粒子に対する制限を設けられるであろう。

参考文献

- [1] R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B565** (2003) 61
- [2] t. L. E. Group, t. S. Electroweak and H. F. Groups, arXiv:hep-ex/0412015
- [3] M. Spira, “Higgs Boson Production and Decay at the Tevatron”, hep-ph/9810289
- [4] L. Brucher and R. Santos, “Experimental Signatures of Fermiophobic Higgs Bosons”, hep-ph/9907434.
- [5] E. Arik, M. Arik, S. A. Cerin, T. Conka, A. Mailov and S. Sultansoy, Eur. Phys. J. **C26**, 9 (2002)
- [6] M. Carena *et al.*, arXiv:hep-ph/0010339
- [7] H. P. Nilles, Phys. Rept. 110, 1 (1984); H. E. Haber and G. L. Kane, Phys. Rept. 117, 75 (1985)

- [8] DØ Collaboration, “The Upgraded DØ Detector”, submitted to Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.
- [9] DØ physics result web page at <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results.htm>
- [10] DØ Collaboration, “A search for Wbb and WH production in ppbar collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV”, PRL **94**, 091802 (2005)
- [11] DØ Collaboration, “Search for neutral supersymmetric Higgs bosons in multijet events at $\sqrt{s}=1.96$ TeV”, FERMILAB-PUB-05/058-E, submitted to PRL
- [12] DØ Collaboration, “Measurement of ttbar cross section using dilepton events”, hep-ex/0505082, submitted to PLB
- [13] DØ Collaboration, “Measurement of ttbar cross section using l+jets events with lifetime b-tagging”, hep-ex/0504058, submitted to PRL
- [14] DØ Collaboration, “Measurement of ttbar cross section using l+jets kinematic characteristics”, hep-ex/0504043, submitted to PRL
- [15] DØ Collaboration, “Measurement of the W boson-helicity in top quark decays”, hep-ex/0505063, submitted to PRL
- [16] DØ Collaboration, “Search for single top production”, hep-ex/0505063, submitted to PLB
- [17] DØ Collaboration, DØ Layer 0 Technical Design Report
- [18] M. Abolins, *et al.*, “The Run Iib Trigger Upgrade for the DØ experiment”, IEEE Transaction on Nuclear Science, **51** 3 June (2004) 340-344
- [19] J. Bystricky, *et al.*, “Algorithms and Architecture for the L1 Calorimeter Trigger at DØ Run Iib”, IEEE Transaction on Nuclear Science, **51** 3 June (2004) 351-355