ストレンジネスを持つ中性B中間子の崩壊特性の研究

研究課題番号　13440065

平成13年度 – 平成14年度科学研究費補助金
(基盤研究(B) (2))
研究成果報告書

平成15年5月

研究代表者 受川 史彦
筑波大学 物理学系 助教授

はしがき

2003 年 5 月
受川 史彦

米国フェルミ国立加速器研究所の陽子・反陽子衝突型加速器テバトロンおよび CDF 検出器は，前回の実験 Run I 終了後の 1996 年以来大幅な増強がなされてきたが，2000 年にそれが完成し，2001 年春より衝突実験 Run II が始まった．CDF Run IIa 実験は，2005 年までに，Run I でのデータ量の 20 倍に当たる約 2 fb^{-1} の衝突事象を収集する予定である．そこで期待される物理の成果は多岐にわたるが，その一つに B 粒子の崩壊特性の研究，特に CP 非保存の物理の詳細な研究がある．

CP 非保存は，物理法則が粒子と反粒子の間で同等でないということを意味する．素粒子の標準模型では，CP 非保存は，クォーク間の混合を表す小林・益川行列に複素位相が現れることによって自然に導入される．現在，この検証に最も適していると考えられているのが，B 粒子の崩壊を用いる方法である．この目的のため，高エネルギー加速器研究機構と米国スタンフォード線形加速器センターに専用の電子・陽電子衝突型加速器と粒子検出器が作られ，1999 年以来，それぞれ Belle および BaBar 実験が稼働している．2001 年には $B^0/\bar{B}^0 \to J/\psi K^0_S$ 様式での崩壊率の粒子・反粒子間の非対称度が精密に測定され，B 中間子系で CP 対称性が破れていることが確立し，CP 非保存の物理の研究は新たな段階に入ったと言える．現在までのすべての情報を総合すると，小林・益川行列の複素位相が CP 対称性の破れの主たる起源であることはほぼ間違いない．今後の当面の課題は，それが CP 非保存を引き起こす唯一の位相であるのか，それとも他にも位相が存在するのか否かを，検証することにある．必然的に物理量の測定は精度よくなされることが要求される．この場合，実験的な精度のみならず，基本パラメータを理論的不定性を少なく決定することが重要である．ここで B^0_s 中間子は，いくつかの鍵となる測定を提供する．

CDF 実験では，1992 年から 1996 年にかけて行われた前回の衝突実験 Run I において，B 粒子の崩壊特性の測定を種々行い，CP 非保存の研究が可能であることを実証した．Run II 実験では粒子飛行時間検出器 TOF およびシリコン検出器を用いたトリガー SVT の導入により B 粒子の物理の遂行能力が向上した．これまでに Run I でのデータ量を上回る 170 pb^{-1} が記録されており，物理解析の結果がいくつか得られている．B^0_s 中間子の研究は $\Upsilon(4S)$ 共鳴上の実験では不可能であり，CDF 実験による研究が持つ意味は大きい．

本研究は，本文中に示す共同研究者によって行われた．その他，本研究に参加した若手研究者・学生諸君の活躍に感謝したい．

目 次

1 本研究の組織および経費 **1**

2 研究発表 **2**
2.1 学会誌等への発表論文 2
2.2 口頭発表 (国内学会・研究会) 3
2.3 口頭発表 (国際会議・学会・研究会) 4
2.4 国際会議報告書 4

3 研究成果：
ストレンジネスを持つ中性 B 中間子の崩壊特性の研究 **5**
3.1 本研究の目的 5
3.2 $B^0 \to J/\psi K^0_S$ および $B^0_s \to J/\psi\,\phi$ 崩壊での CP 非対称度の測定 8
3.3 $B^0_s\overline{B}^0_s$ 混合の測定 12
3.4 角度 γ の測定 14
3.5 B 粒子崩壊のその他の測定 17
3.5.1 異なる B 粒子種間の寿命差の精密測定 17
3.5.2 B^0_s-$\overline{B}^0_s$ 系における寿命差 $\Delta\Gamma$ の探索・測定 17
3.5.3 B^+_c 中間子の研究 18
3.5.4 中性カレントによる稀崩壊事象の探索 18
3.5.5 $B^0_s \to D^{\mp}_s K^{\pm}$ 崩壊を用いた角度 γ の測定 19
3.6 チャーム粒子の物理 19
3.7 重いクォークの生成の研究 21
3.7.1 Open heavy quark の生成 21
3.7.2 Quarkonium の生成 21

4 研究成果：発表論文 **25**

1　本研究の組織および経費

研究組織

研究代表者：　受川 史彦　（ 筑波大学 物理学系 助教授 ）

研究分担者：　滝川 紘治　（ 筑波大学 物理学系 教授 ）

研究分担者：　金　 信弘　（ 筑波大学 物理学系 教授 ）

研究分担者：　原　 和彦　（ 筑波大学 物理学系 講師 ）

研究分担者：　清矢 良浩　（ 筑波大学 物理学系 講師 ）

研究経費（ 配分額 ）

（ 金額単位：千円 ）

	直接経費	間接経費	合計
平成 11 年度	5,400	0	5,400
平成 12 年度	2,600	0	2,600
総計	8,000	0	8,000

2 研究発表

2.1 学会誌等への発表論文

1. "Production of χ_{c1} and χ_{c2} in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
   T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **86**, 3963 (2001).

2. "Observation of Orbitally Excited B Mesons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
   T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **64**, 072002 (2001).

3. "Measurement of the B^+ Total Cross-section and B^+ Differential Cross-section $d\sigma/dp_T$ in $p\bar{p}$ Collisons at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
   D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **65**, 052005 (2002).

4. "Study of $B^0 \to J/\psi K^{(*)0}\pi^+\pi^-$ Decays with the Collider Detector at Fermilab,"
   T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **88**, 071801 (2002).

5. "Υ Production and Polarization in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
   D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **88**, 161802 (2002).

6. "Measurement of B-Meson Lifetimes Using Fully Reconstructed B Decays Produced in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
   D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **65**, 092009 (2002).

7. "Search for the Decay $B_s \to \mu^+\mu^-\phi$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
   D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **65**, 111101 (2002).

8. "Measurement of the Ratio of b Quark Production Cross-sections in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and $\sqrt{s} = 1800$ GeV,"
   D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **66**, 032002 (2002).

9. "Branching Ratio Measurements of Exclusive B^+ Decays to Charmonium with the Collider Detector at Fermilab,"
   D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **66**, 052005 (2002).

10. "Search for Radiative b-Hadron Decays in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
    D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **66**, 112002 (2002).

11. "Measurement of the Mass Difference $m(D_s^+) - m(D^+)$ at CDF II,"
    CDF Collaboration, D. Acosta *et al.*, FERMILAB-PUB-03/048-E, submitted to Phys. Rev. D (March 2003).

12. "The Time-of-Flight Detector for CDF,"
    C. Grozis, A. Kazama, S. Kim, H. Matsunaga, S. Motohashi, K. Sato, K. Takikawa, F. Ukegawa *et al.*,
    Nucl. Phys. Proc. Suppl. **93** 344 (2001).

13. “A Time-of-Flight Detector for CDF,”
C. Grozis, A. Kazama, S. Kim, H. Matsunaga, S. Motohashi, K. Sato, K. Takikawa, F. Ukegawa *et al.*,
Int. J. Mod. Phys. A **16** S1C, 1119 (2001).

14. “Design and Performance Tests of the CDF Time-of-Flight System,”
C. Paus, A. Kazama, S. Kim, H. Matsunaga, S. Motohashi, K. Sato, K. Takikawa, F. Ukegawa *et al.*,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A461**, 579 (2001).

15. “The CDF-II Time-of-Flight Detector,”
S. Cabrera, H. Kaneko, A. Kazama, S. Kim, K. Sato, K. Sato, F. Ukegawa *et al.*,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A494**, 416 (2002).

16. “The CDFII Time-of-Flight Detector and Impact on Beauty Flavor Tagging,”
G. Grozis, H. Kaneko, A. Kazama, S. Kim, K. Sato, K. Sato, F. Ukegawa *et al.*,
To Appear in the Proceedings of Beauty 2002: 8th International Conference on B Physics at Hadron Machines, Santiago de ompostela, Spain, 17-21 Jun 2002, hep-ex/0209027 (2002).

2.2 口頭発表 (国内学会・研究会)

1. 受川 史彦：CDF 実験での B 粒子の物理，
理論・実験ハドロンコライダー研究会 (2001 年 9 月 1 日)，東京大学．

2. 金 信弘：CDF 実験の現状と展望 (特別講演)，
日本物理学会 (2002 年 9 月 23 日)，沖縄国際大学．

3. Fumihiko Ukegawa：B Physics and Quarkonium Production at CDF，
KEK Theory Meeting on Collider Physics, (2002 年 2 月 25 – 27 日)，高エネルギー加速器研究機構．

4. 金子 寛：CDF II 実験 TOF 測定器に用いるファインメッシュ型光電子増倍管の性能評価 IV，
日本物理学会 (2002 年 3 月 24 日)，立命館大学．

5. 受川 史彦：Recent Status of Tevatron CDF,
第 41 回 RHIC–SPIN-J Physics Discussion (2002 年 6 月 18 日)，理化学研究所和光本所．

6. 受川 史彦：CDF は走ってます！,
研究会「実験・観測にもとづく素粒子統一描像の構築」(2002 年 8 月 21 – 23 日)，京都大学基礎物理学研究所．

7. 受川 史彦：Tevatron CDF 実験の現状，
物理学第二教室談話会（2003 年 2 月 27 日），京都大学．

8. Fumihiko Ukegawa：Heavy Quark Production and Decays at CDF,
研究会「素粒子高エネルギーフロンティアでの物理」（2003 年 3 月 17 – 18 日），京都大学基礎物理学研究所．

9. 武内 勇司：CDF Run II 実験の現状報告 2（特別講演），
日本物理学会（2003 年 3 月 29 日），東北学院大学．

2.3 口頭発表（国際会議・学会・研究会）

1. Fumihiko Ukegawa：QCD Results from CDF,
Current and Future Directions at RHIC, RIKEN BNL Research Center, BNL, Upton, NY, USA, August 5 – 23, 2002.

2. Satoru Uozumi：Measurement of the B Meson Lifetimes Using Semileptonic Decays in CDF Run II,
April Meeting of the Americal Physical Society, Philadelphia, PA, USA, April 5 – 8, 2003.

2.4 国際会議報告書

1. F. Ukegawa, "QCD Results from CDF,"
Proceedings of RIKEN BNL Research Center Workshop Vol. 45,
Curret and Future Directions at RHIC, BNL, Upton, NY, USA, August 5 – 23, 2002, Report No. BNL-71035-2003, pp. 217 - 224.

3　研究成果：
ストレンジネスを持つ中性 B 中間子の崩壊特性の研究

3.1　本研究の目的

素粒子の相互作用は標準理論でよく記述される．弱い相互作用は電弱相互作用として電磁気力と統一され，そのゲージ相互作用は $W^{\pm}$，Z^0 ボソンの性質の詳細な測定を通して精密な検証がなされてきた．一方，重いクォークのフレイバー領域の物理は，近年の B ファクトリー実験の稼働により，新たな局面を迎えつつある．

第二，第三世代のクォークは不安定であり，弱い相互作用を通してより軽い種類のクォークに崩壊する．異なる種類のクォーク間の遷移の強さは，混合行列により記述される．三世代のクォーク間の混合行列は小林・益川行列であるが，これは 3 行 3 列のユニタリ行列である．クォークが三世代 (以上) 存在すると，その混合行列には消すことのできない複素位相が現れ，CP 対称性の破れを引き起こすことが可能となる．

Wolfenstein による小林・益川行列の近似形は，

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\,\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\,\lambda^2 \\ A\,\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\,\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

で与えられる．要素 V_{td} および V_{ub} には複素位相が存在する．ユニタリ条件

$$V_{ud}^* V_{td} + V_{us}^* V_{ts} + V_{ub}^* V_{tb} \simeq V_{td} + \lambda V_{ts} + V_{ub}^* = 0$$

は，複素平面上の三角形として表される (図 1)．通常，辺 $-\lambda V_{ts} = \lambda V_{cb}$ を底辺とし，その長さを 1 に規格化する．この時，頂点は (ρ, η) となる．内角 α, β, γ は図にあるように定義する．

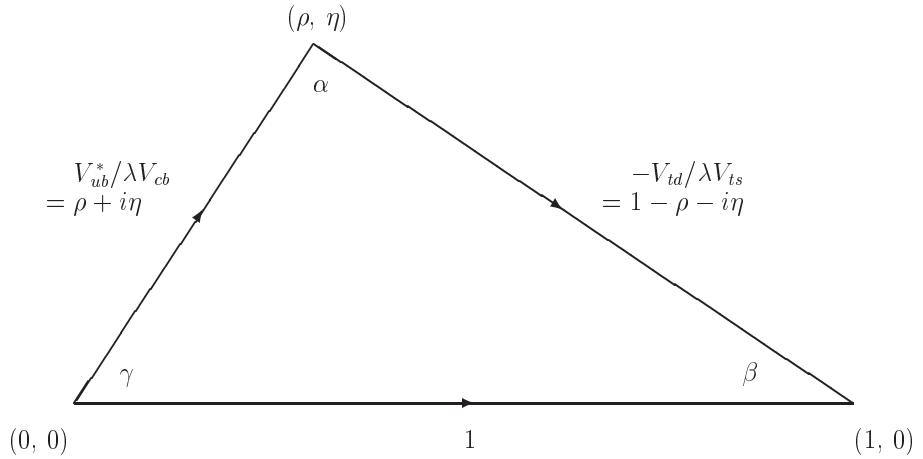

図 1: 小林・益川行列のユニタリ三角形．

三角形の角度は CP 対称性の破れに対応し，それぞれ B 粒子の特定の崩壊を用いて測定することができる．例えば，角度 β は，B^0 中間子およびその反粒子 $\overline{B}^0$ がそれらに共

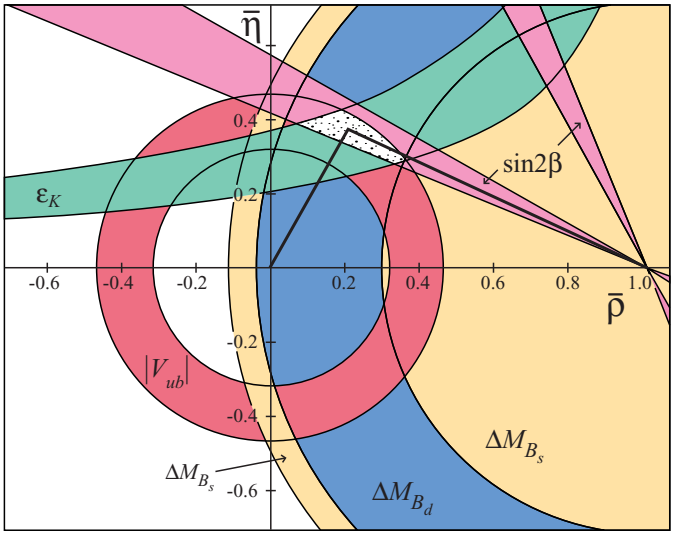

図 2: ユニタリ三角形の現状．PDG2002 [4] による．

通の $J/\psi K^0_S$ という終状態に崩壊する時の崩壊率の違いから決定できる．その CP 非対称度 $\mathcal{A}_{\rm CP}$ は

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_{\rm CP}(t) &\equiv \frac{\Gamma(B^0(t)_{\rm phys} \to J/\psi K^0_S) - \Gamma(\overline{B}^0(t)_{\rm phys} \to J/\psi K^0_S)}{\Gamma(B^0(t)_{\rm phys} \to J/\psi K^0_S) + \Gamma(\overline{B}^0(t)_{\rm phys} \to J/\psi K^0_S)} \\ &= -\sin 2\beta \, \sin \Delta m_d \, t.\end{aligned}$$

で与えられる．ここで，$B^0(t)_{\rm phys}$ は，初期状態 $(t = 0)$ に B^0 として生成した粒子が固有時間 t まで発展した状態を表す．また，Δm_d は $B^0\overline{B}^0$ 混合の振動数である．$B^0(t)_{\rm phys}$ は，$t > 0$ では混合で生じた B^0 の反粒子 $\overline{B}^0$ の成分を含むから，終状態への崩壊に対し二つの経路が可能であり，それらの間に干渉が起り得る．ところで $B^0\overline{B}^0$ 混合は，中間状態にトップクォークを含む box diagram によって生じるため，行列要素 V_{td} が関与する．この要素は図 1 にあるように複素位相 β を持つ．したがって，この崩壊では CP 非保存が起り得る．そして，その非対称度は上式にあるように角度 β の関数 $\sin 2\beta$ である．

CDF 実験では，1992 年から 1996 年にかけて行われた Run I のデータ $(110\ {\rm pb}^{-1})$ を用いて，上記の非対称度 $\sin 2\beta$ を

$$\sin 2\beta = +0.79\,^{+\,0.41}_{-\,0.44} \ \ ({\rm CDF})$$

と測定した [1]．その後 Belle および BaBar 実験によりこの量がより精密に測定され，B 粒子系における CP 対称性の破れは確立した．最新の結果は

$$\sin 2\beta = +0.719 \pm 0.074 \pm 0.035 \ \ ({\rm Belle}),$$

$$\sin 2\beta = +0.741 \pm 0.067 \pm 0.034 \ \ ({\rm BaBar})$$

である [2, 3]．

現在のユニタリ三角形の状況は，図 2 に示す通りである．$\sin 2\beta$ の測定により角度 β はふたつの値に定まる．$|V_{td}|$ は B^0 中間子の粒子・反粒子振動の振動数 Δm_d により定まる．

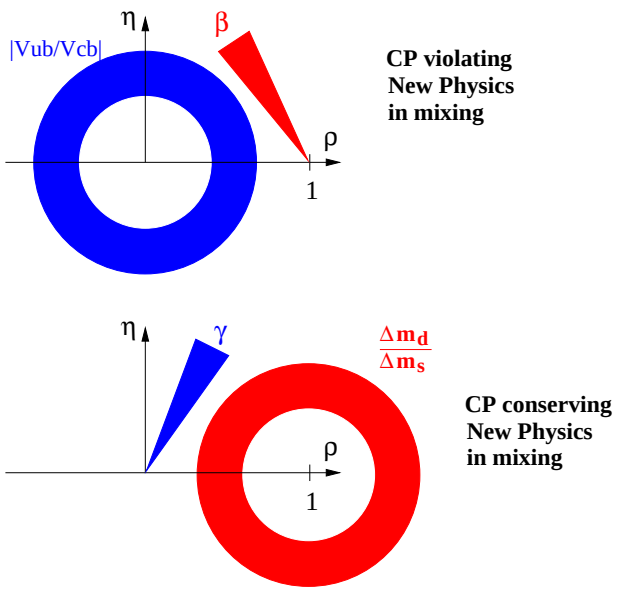

図 3: ユニタリ三角形の不整合性の現れ方の例とその新しい物理による起源．

$|V_{ub}|$ は b クォークの崩壊 $b \to \ell^- \bar{\nu} u$ などのの崩壊率から決定できる．他に，K^0 中間子系の CP 非保存パラメータ ϵ_K が制限を与える．(ρ, η) 平面上には，これらの測定と矛盾しない領域が存在する．したがって，CP 非保存の現象が小林・益川行列の複素位相のみに因っているという描像と矛盾しない．あるいは，CP 非保存のほとんどの部分は小林・益川行列の複素位相に起因する，と言える．ただし，その検証が充分になされたかという問に対する答は否である．

ユニタリ三角形の三辺 (の長さ) と三つの角度を独立に精度よく測定した結果，それらの間に不整合が現れる可能性がある．その現れ方の例を図 3 に示す．上は，B^0 中間子振動に新たな複素位相が存在する場合，下は，B^0 中間子振動の中間状態に新たな重い粒子の寄与がありその振動数が変化する場合である．いづれも標準模型を超える新たな物理の存在によるものであり，これらを探索することは重要である．ただし，ユニタリ三角形の現状を見ると，大きな不整合が現れるとは考えにくい．つまり，その有意な検証には，各辺の長さと角度の精密測定が必要となる．この場合の精度には，実験によるものに加えて，理論に起因するものがある．$B^0 \to J/\psi K^0_S$ を用いた $\sin 2\beta$ の測定は理論的不定性はほとんどないが，これは例外に属するものである．他の量の場合には何らかの理論的不定性が存在し，長さ・角度の決定においてその精度を制限する要因としてしばしば問題となる．したがって，今後の測定においては，不定性の少ない方法あるいは崩壊様式を用いることが重要である．

ここで注目するのが B^0_s 中間子である．以下に示すように，B^0_s 中間子はユニタリ三角形の検証に非常に有用な崩壊様式を提供する．B^0_s 中間子の研究は，$\Upsilon(4S)$ 共鳴上の電子・陽電子衝突実験では不可能であり，CDF 実験の特色となるものである．次節以下において，その研究の現状を述べる．

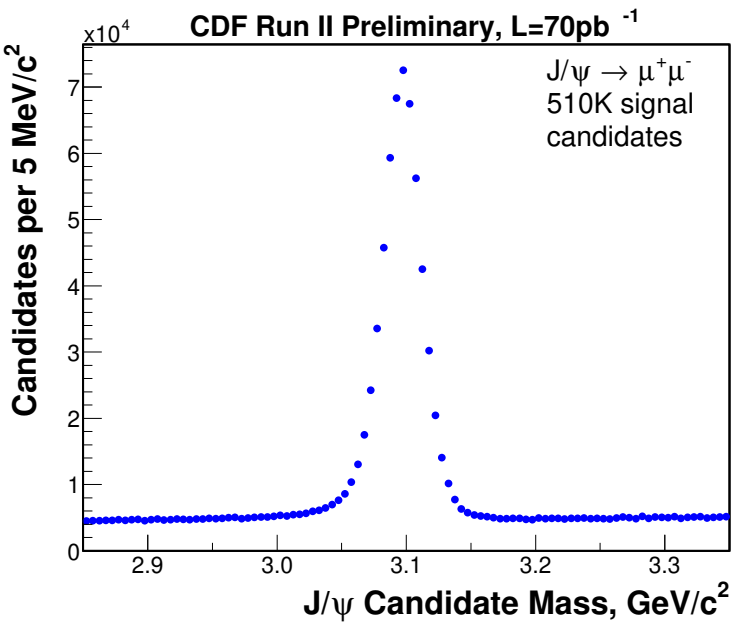

図 4: $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ 候補事象の質量分布．

3.2 $B^0 \to J/\psi K^0_S$ および $B^0_s \to J/\psi\,\phi$ 崩壊での CP 非対称度の測定

上に述べたように，Belle/BaBar 実験において $\sin 2\beta$ はすでに精度よく測定されているが，CDF 実験でも少なくとも同程度の精度の測定が可能である．CDF Run II 実験では，Run I と同様に $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ 崩壊をトリガーに用いて $B \to J/\psi K$ 崩壊を収集している．Run I 実験においては約 400 の $B^0/\overline{B}^0 \to J/\psi K^0_S$ 事象が再構成された．Run II では，μ 粒子の運動量の閾値が 2.2 GeV/c から 1.5 GeV/c に引き下げられ，単位データ量あたりの J/ψ 粒子の信号は，Run I の約 2 倍となっている．図 4 に $\mu^+\mu^-$ 対の質量分布を示す．

これらの J/ψ 事象を用いて，B 粒子の再構成がなされている．図 5 にその信号を示す．中性 B 中間子の崩壊でその終状態が CP の固有状態 (の重ね合わせ) である場合には，CP 非対称度の測定を行なって，粒子・反粒子振動に現れる複素位相の情報を得ることが可能になる．前述の $B^0 \to J/\psi K^0_S$ 崩壊においては V_{td} の位相 β であり，$B^0_s \to J/\psi\phi$ 崩壊においては V_{ts} の位相である．前者については，2 fb^{-1} のデータを用いると，$\sin 2\beta$ の測定精度は $\pm 0.04 - 0.08$ 程度となる．後者の精度は，± 0.1 が期待される．標準理論において V_{ts} の複素位相はほとんど 0 であり，もしこの崩壊において大きな CP 非対称度が観測されたなら，それは紛れなく新しい物理が存在することを意味する．

この種の測定においては初期フレイバー同定とよばれる操作が必須となる．たとえば，$J/\psi K^0_S$ という終状態に崩壊した B 中間子が始状態において B^0 であったか $\overline{B}^0$ であったかを判別する操作のことである．あるフレイバー同定法の有用さはその有効効率 ϵD^2 で定量化される．ここで，ϵ はその同定法の効率であり，D は dilution と呼ばれる量で，同定法が誤った答えを与える確率 W を用いて $D = 1 - 2W$ と定義される．フレイバー同定は，CDF 実験においては容易ではなく，例えば ϵD^2 が 1%の方法は充分有用である．

CDF 実験における $\sin 2\beta$ の測定精度の向上を図るには，フレイバー同定された $J/\psi K^0_S$ の有効事象数を多くすることが必要である．また，フレイバー同定能力は，新たに製作し

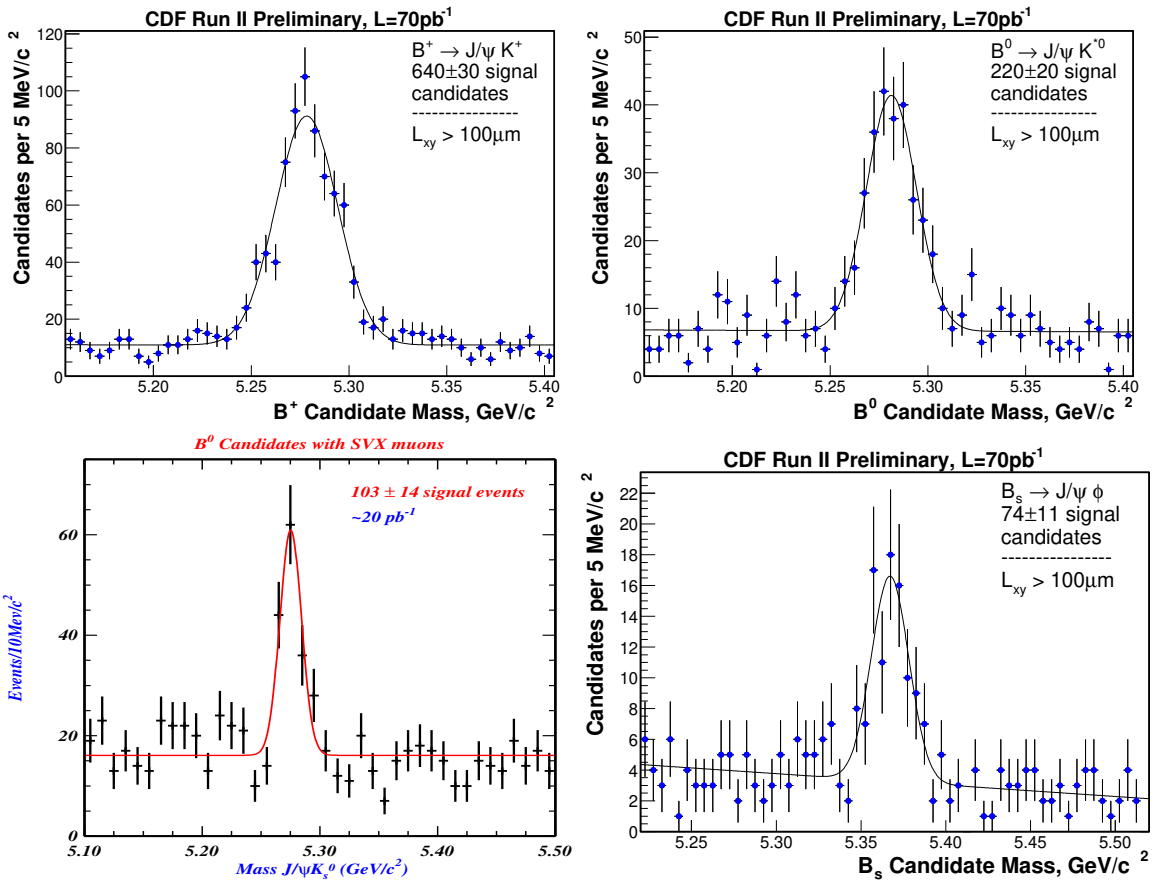

図 5: $B \to J/\psi K$ 崩壊の再構成．左上：$B^+ \to J/\psi\, K^+$，右上：$B^0 \to J/\psi\, K^{*0}$，左下：$B^0 \to J/\psi\, K^0_S$，右下：$B^0_s \to J/\psi\, \phi$．

た TOF 検出器を利用して識別した $K^\pm$ 中間子を利用することで，$\epsilon D^2 = 6.1\%$ から 9.0% へと向上すると期待されている．

CDF TOF 検出器は中央部飛跡検出器 COT と 1.4 T ソレノイドとの間に 216 本のプラスチックシンチレータを樽状に並べ荷電粒子の検出を行うものである（図 6）．シンチレータは Bicron 社製 BC408 で $4 \times 4 \times 280$ cm^3 の棒状をしており，両端に取り付けられた光電子増倍管により信号を読み出す．目標とする時間分解能は約 100 ps である．TOF 検出器はビーム軸から 1.4 m の距離にある．この位置での各粒子種間の飛行時間差を粒子の運動量の関数として図 7 に示す．$K^\pm$ 中間子と $\pi^\pm$ 中間子は運動量 $p < 1.6$ GeV/c の領域で 200 ps 以上の時間差を持つ．したがって，TOF 検出器が 100 ps の時間分解能を持つならば $K^\pm$ 中間子と $\pi^\pm$ 中間子を 2σ 以上の統計的有意さで識別することができる．一方，COT の dE/dx による K/π 分離の有意さを点線で示す．TOF 検出器は dE/dx での分離が不可能な運動量 1 GeV/c 近辺での K/π 識別を可能とする．

CDF TOF 検出器の技術的側面であるが，その詳細は参考文献 [5] に譲る．ここでは，その重要な構成要素であり，かつ本研究で直接関係した光電子増倍管について述べる．前述の通り，CDF TOF 検出器はソレノイド中に設置される．したがって光電子増倍管も管軸方向に 1.4 T の磁場を受ける．このような高磁場中で高増幅率・高時間分解能を達成する光電子増倍管を得るため，浜松ホトニクス社と共同で 19 段のファインメッシュ型ダイ

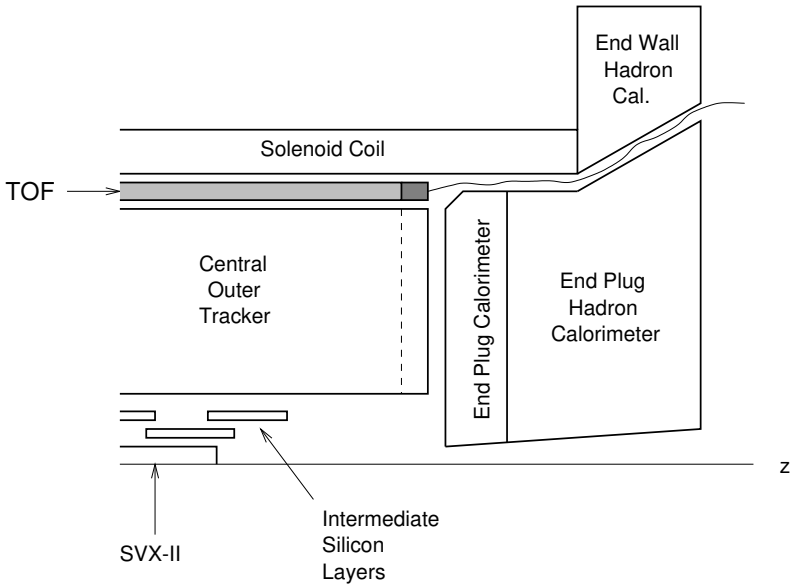

図 6: CDF-II 検出器の模式図と TOF 検出器の位置．

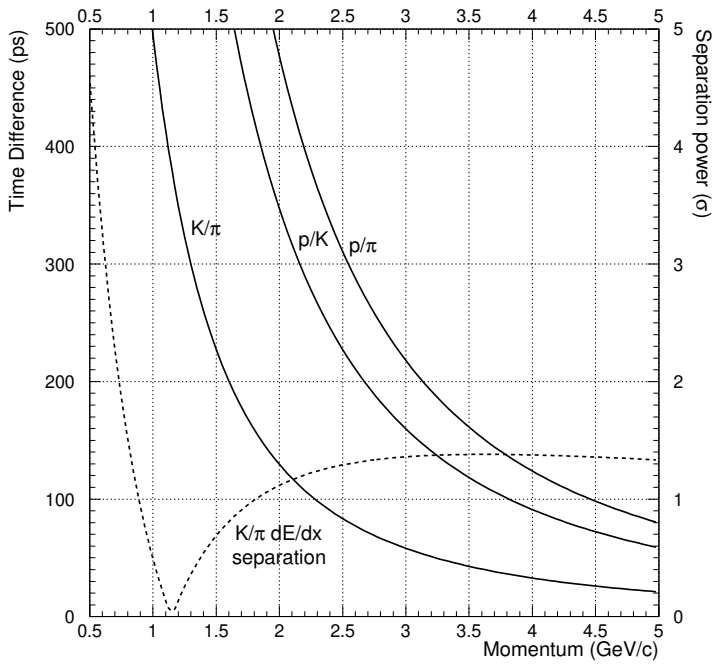

図 7: CDF TOF 検出器と中央飛跡検出器 COT の dE/dx による粒子識別．

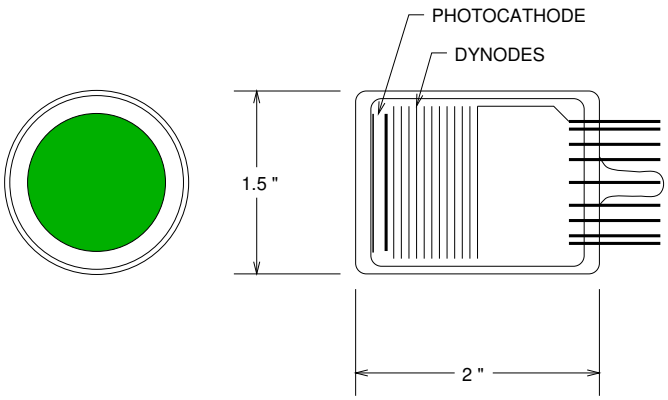

図 8: ファインメッシュ型光電子増倍管 R7761 の模式図．

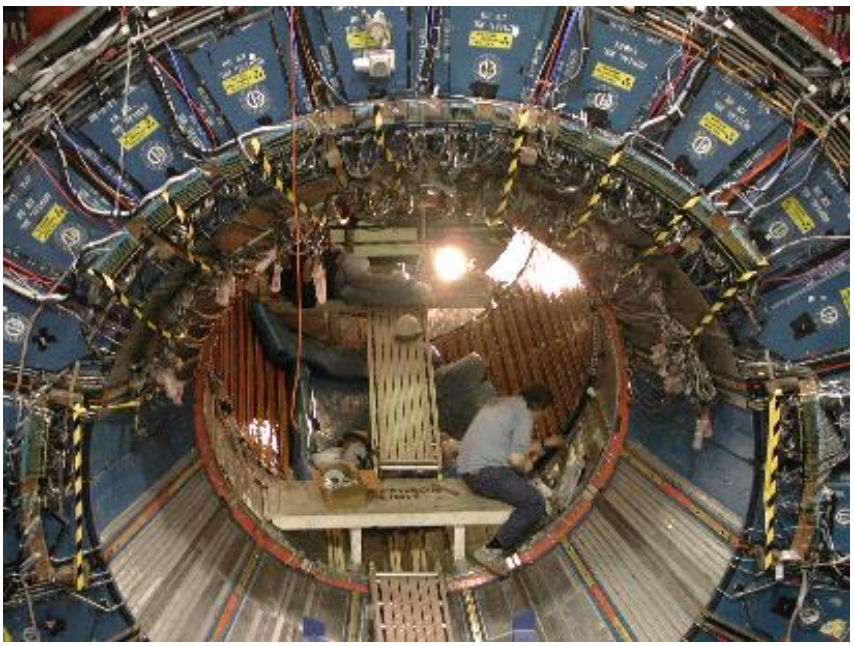

図 9: TOF 検出器と光電子増倍管の設置の様子．

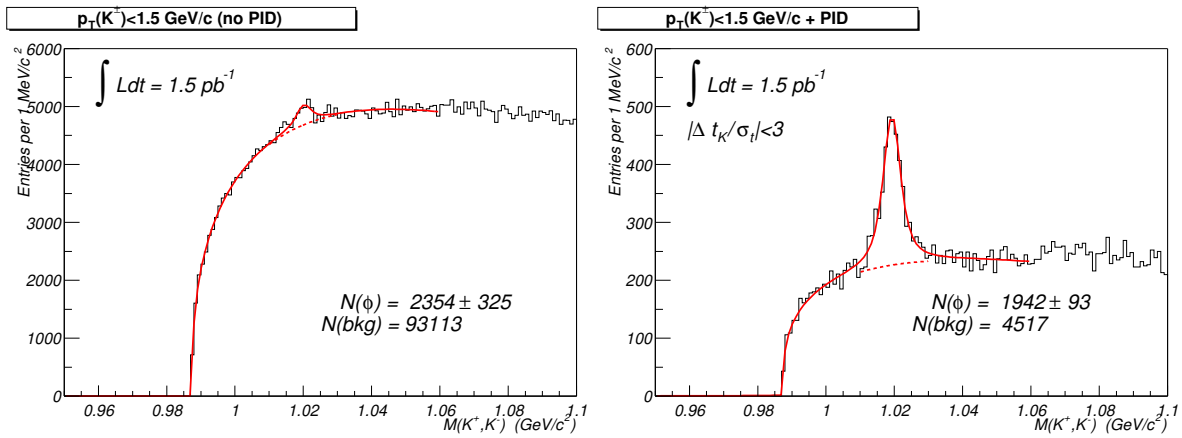

図 10: $\phi \to K^+K^-$ 候補の質量分布．TOF による粒子識別を適用する前 (左) と後 (右) ．

ノードを持つ直径 38 mm の光電子増倍管 R7761 を開発した．その模式図を図 8 に示す．

我々は 1999 年初めに R7761 を開発し，同年春に高エネルギー加速器研究機構の牛若電磁石を用いて磁場中の性能の評価を行った．その結果は満足のゆくものであった．1.4 T の磁場中でも，2.0 ~ 2.5 kV 程度の高電圧を印可することにより，1×10^5 以上の充分高い増幅度と，無磁場での値と比較して遜色ない時間分解能とが得られることが示された．この結果をふまえて，1999 年夏より大量生産を行い，その品質管理・性能試験を牛若電磁石を用いて断続的に行った．製造された光電子増倍管の総数は約 500 である．これらの光電子増倍管は，試験後順次フェルミ研究所に送られて CDF 検出器内に設置され，2000 年 5 月に完了した．設置の様子を図 9 に示す．2001 年夏には読みだしエレクトロニクスの製作が完了し，CDF 検出器の一部として稼働を始め，現在まで順調に運転されている．衝突データを用いた較正が行なわれ，時間分解能 110 ps が達成されている．

図 10 に TOF 検出器を用いた粒子識別の実際の例を示す．これは，$\phi \to K^+K^-$ 崩壊の候補事象の質量分布である．運動量 $p_T < 1.5$ GeV/c の荷電粒子に対し，TOF 検出器の情報を用いた粒子識別を適用する前と後での質量分布を示している．信号に対する効率 82%で，信号雑音比が 20 倍向上している．B_s^0 中間子の崩壊では，そこで生成された D_s^+ 中間子の崩壊物として $\phi \to K^+K^-$ などふたつの荷電 K 中間子を生成する確率が高い．よって，B^0 中間子の初期フレイバー同定のみならず，B_s^0 中間子の再構成にも TOF 検出器の果たす役割は大きい．

3.3 $B_s^0\overline{B}_s^0$ 混合の測定

ユニタリ三角形のの一辺は，要素の比 $|V_{td}/V_{ts}|$ を含む．$|V_{td}|$ は，$B_d^0\overline{B}_d^0$ 混合の振動数 Δm_d の測定から導くことができる．しかし，現在では，Δm_d の測定精度は充分高く，$|V_{td}|$ の精度は B^0 中間子の崩壊定数 f_B の理論的不定性により制限されている．この不定性は 20%程度である．ただし，$B_s^0\overline{B}_s^0$ 混合の振動数 Δm_s が測定されれば，Δm_d との比を取ることによって，この理論的不定性を一部分打ち消すことが可能であると考えられている：

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} = \left|\frac{V_{ts}}{V_{td}}\right|^2 \frac{M_{B_s}}{M_{B_d}} \xi^2$$

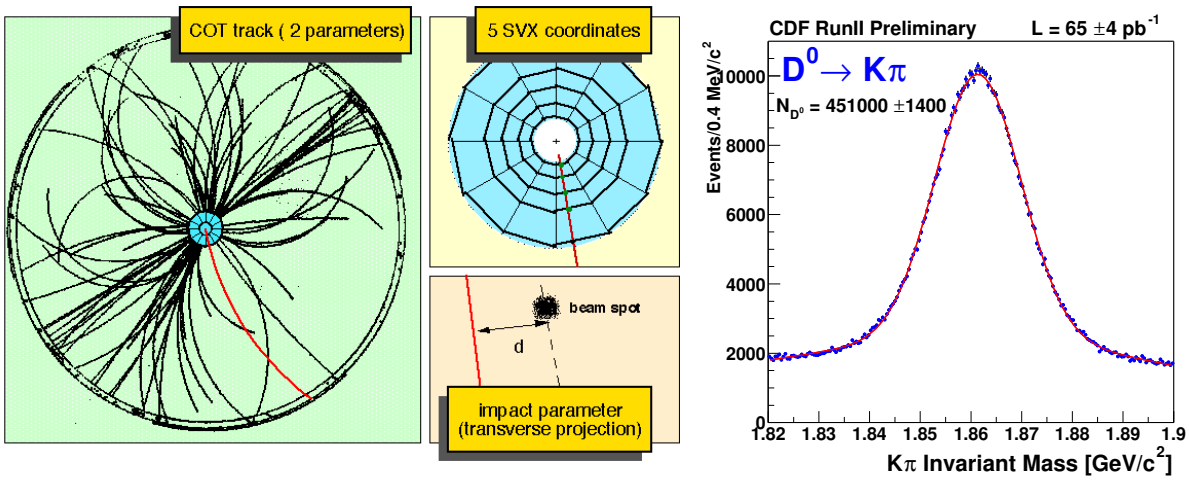

図 11: 左：SVT トリガーの概念図．右：SVT を用いて収集したデータ中に再構成された $D^0 \to K^-\pi^+$ の信号．

ここで ξ は，崩壊定数 f_B とバッグ・パラメータ B_B の積の B^0 と B_s^0 における比である．

$$\xi \equiv \frac{f_{B_s}\sqrt{B_{B_s}}}{f_{B_d}\sqrt{B_{B_d}}}$$

この量 ξ は格子 QCD 計算により評価され，例えば $\xi = 1.16 \pm 0.05$ が得られている [6]．ただし，事はそう単純ではないという考えもあり [7]，D 中間子の崩壊定数の測定が必要となる可能性もある [8]．現在の Δm_s の下限は 95%の確度で $13.1\ \mathrm{ps}^{-1}$ である．Δm_d の世界平均値 $0.489 \pm 0.008\ \mathrm{ps}^{-1}$ と組み合わせて，

$$\left|\frac{V_{td}}{\lambda\, V_{ts}}\right| < 1.1$$

を得る．また，ユニタリ三角形に関する情報を総合すると，間接的に

$$16 < \Delta m_s < 19\ \mathrm{ps}^{-1}$$

を得る．つまり，標準模型が正しければ，$B_s^0\overline{B}_s^0$ 混合は近々観測されるはずである．

$B_s^0\overline{B}_s^0$ 混合の観測の実験的困難は，その観測すべき振動数が非常に高いことである．早い振動を観測するためには，B_s^0 中間子の固有崩壊時間を精度良く決定せねばならない．固有崩壊時間は，粒子の崩壊長と運動量を事象ごとに測定することによって求められる．崩壊長の測定にはシリコンマイクロストリップ検出器を用い，B 粒子の崩壊点を決定する．特に，多重クーロン散乱の影響を最小化するため，ビームパイプに接する形で半径 1.6 cm の位置に片面読み出しの Layer 00 シリコン検出器 (L00) を設置した．個々の事象に対する運動量の測定精度については，終状態に観測されない粒子を含むような崩壊様式 (たとえばセミレプトニック崩壊 $\overline{B}_s^0 \to \ell^-\bar{\nu}D_s^+X$) を用いるのでは観測可能な振動数に限りがあるため，$\overline{B}_s^0 \to D_s^+\pi^-$, $D_s^+\pi^+\pi^-\pi^-$ などのハドロニック崩壊を全再構成することが望まれる．

CDF における B 粒子の再構成は，Run I 実験まですべて終状態に何らかのレプトンを含むものに限られていた．陽子・反陽子衝突においては，ハドロンのみを含む終状態はグ

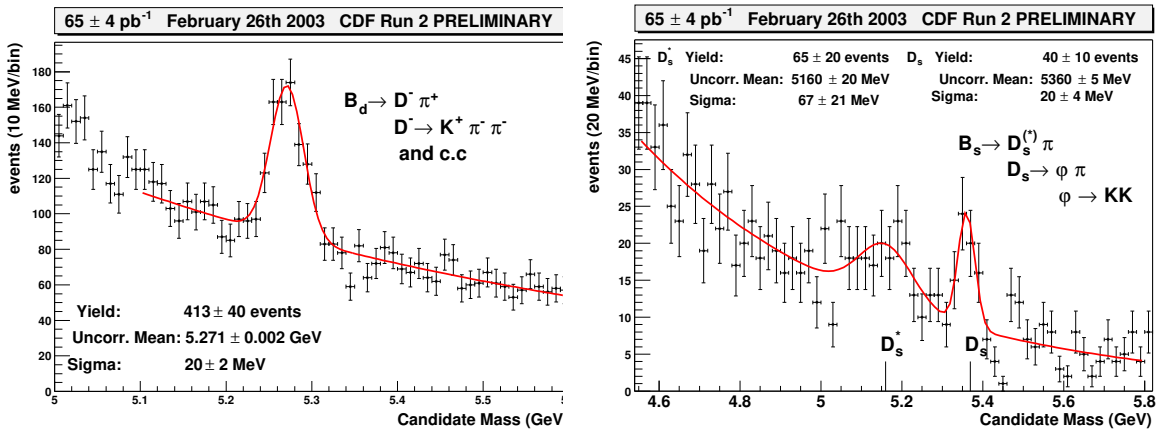

図 12: SVT を用いて収集したデータ中に再構成された中性 B 中間子の信号．左：$\bar{B}^0 \to D^+\pi^-$, $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. 右：$\bar{B}_s^0 \to D_s^+\pi^-$, $D_s^+ \to \phi\,\pi^+$, $\phi \to K^+K^-$.

ルオンや軽いクォークの QCD 過程によるものが多数を占めるため，B 粒子の崩壊物であるハドロンを効率よく収集することは不可能であった．しかし，Run II では，シリコン検出器の情報をトリガーの第二段階で用いる装置 (SVT) を導入した結果，B，D 中間子などの長寿命粒子の崩壊物を選択的に収集することが可能となった．SVT は中央飛跡検出器で再構成された荷電粒子の飛跡をシリコン検出器に向かって内側に外挿し，生成点に対する衝突パラメータを測定する (図 11)．その精度は $p_T > 2$ GeV/c の飛跡に対し約 50 μm である．これを用いて得られたデータ中の信号の例として $D^0 \to K^-\pi^+$ 候補事象の質量分布を図 11 (右) に示す．さらに，$\overline{B}^0 \to D^+\pi^-$ および $\overline{B}_s^0 \to D_s^+\pi^-$ の信号が再構成されている (図 12)．

これらの事象の固有崩壊時間の分解能は約 45 fs (15 μm) が期待される．また，フレイバー同定の有効効率は，$\epsilon D^2 = 11\%$ である．これらを用いると，$B_s^0\overline{B}_s^0$ 混合はその振動数 Δm_s が 40 ps^{-1} 以下であるなら，5σ 以上の統計的有意さを持って観測される．また，振動数 Δm_s は数%の精度で測定できる．現在，信号収集効率の最適化を図っており，データ量の蓄積とあいまって，高統計の信号が再構成される．また，$\overline{B}^0 \to D^+\pi^-$ やその他の崩壊様式で再構成した B^0 中間子の信号を用いて，初期フレイバー同定法の確立とアルゴリズムの最適化を行なっている．2004 年夏までには B_s^0-$\overline{B}_s^0$ 振動観測の最初の試みがなされる見込みである．

3.4 角度 γ の測定

ユニタリ三角形の角度 γ は行列要素 V_{ub} の位相である．したがって，$b \to u$ 遷移による崩壊を調べる必要がある．数年前までは，この測定には $B^0/\overline{B}^0 \to \pi^+\pi^-$ 崩壊を用いるのが最適であると考えられていた．この崩壊には，tree level の $b \to u$ 遷移 (その振幅を T で表す) によるものの他に，いわゆるペンギン過程 (P で表す) によるものがある．ペンギン過程が無視できるという仮定のもとでは，崩壊には $b \to u$ 遷移のみが関与するから，CP 非対称度の測定から角度 γ を決定することが可能である．この過程は $B^0/\overline{B}^0 \to J/\psi K_S^0$ 崩壊における CP 非保存と同様に $B^0\overline{B}^0$ 混合による干渉で生じるため，実際に観測される

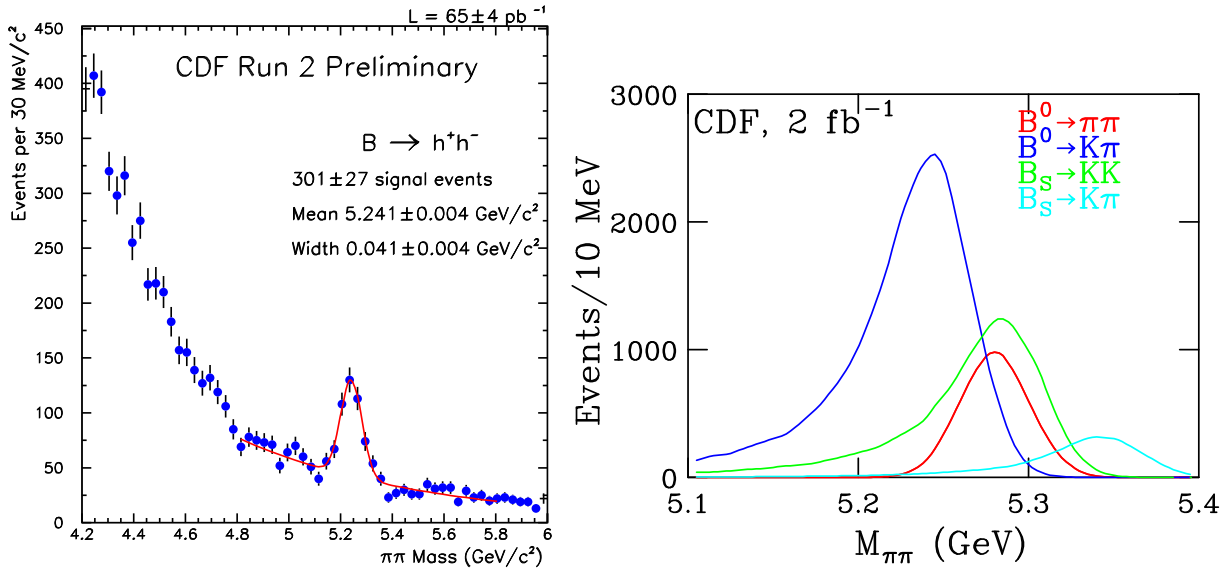

図 13: 左：SVT トリガーを用いて収集したデータ中の $B^0/B_s^0 \to h^+h^-$ 崩壊の信号．ここで $h^\pm$ は $\pi^\pm$ あるいは $K^\pm$ である．質量の再構成では $\pi^\pm$ の質量を仮定している．右：そのモンテ・カルロ計算．

CP 非対称度は，V_{td} と V_{ub} のそれぞれの位相を加えた $\sin 2(\beta+\gamma)$ であり，ユニタリ三角形が閉じていれば $\sin 2\alpha$ となるはずの量である．

その後の測定により，$B^0 \to K^+\pi^-$ の崩壊率が高く，$B^0 \to \pi^+\pi^-$ は低いことが判明した．これは，$B^0 \to \pi^+\pi^-$ 崩壊事象を数多く再構成することが困難であることのみならず，上で小さいと仮定したペンギン過程の寄与が実は無視できないということを意味する．その結果，$B^0/\overline{B}^0 \to \pi^+\pi^-$ 崩壊において直接測定する CP 非対称度と角度 α の関係が単純なものではなくなる．これを解決するための方法が数多く提案されているが，いずれも実験的には容易ではない．

これを解決するために，R. Fleischer は $B^0 \to \pi^+\pi^-$ と $B_s^0 \to K^+K^-$ を共に用いる方法を提案している [9]．二つの崩壊の振幅 $\mathcal{M}$ は，上記の T と P を用いて

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(B^0 \to \pi^+\pi^-) &= T + \lambda P, \\ \mathcal{M}(B_s^0 \to K^+K^-) &= \lambda T' + P' \end{aligned}$$

と書ける．ここで $\lambda = \sin\theta_c$ (θ_c は Cabibbo 角) である．また，B^0 と B_s^0 に対する振幅は厳密には等しくない．この SU(3) の破れを示すため B_s^0 の振幅には「$'$」が付いている．一般に中性 B 中間子の CP の固有状態 f への崩壊 $B^0/\overline{B}^0 \to f$ における CP 非対称度は

$$\mathcal{A}_{\rm CP}(t) = \mathcal{A}_{\rm CP}^{\rm dir}\cos\Delta m\, t + \mathcal{A}_{\rm CP}^{\rm mix}\sin\Delta m\, t$$

で与えられる．第一項は，崩壊に二つ (以上) の振幅が存在しそれらの位相が異なる場合に起るいわゆる直接的 CP の破れである．ここでは T と P の干渉による．第二項は，$B^0\overline{B}^0$ 混合との干渉による CP の破れである．いずれの場合も非対称度は $B^0\overline{B}^0$ 混合の時間依存性を持って振動する．いま B^0 と B_s^0 の崩壊からそれぞれ二つ，全部で四つの非対称度を

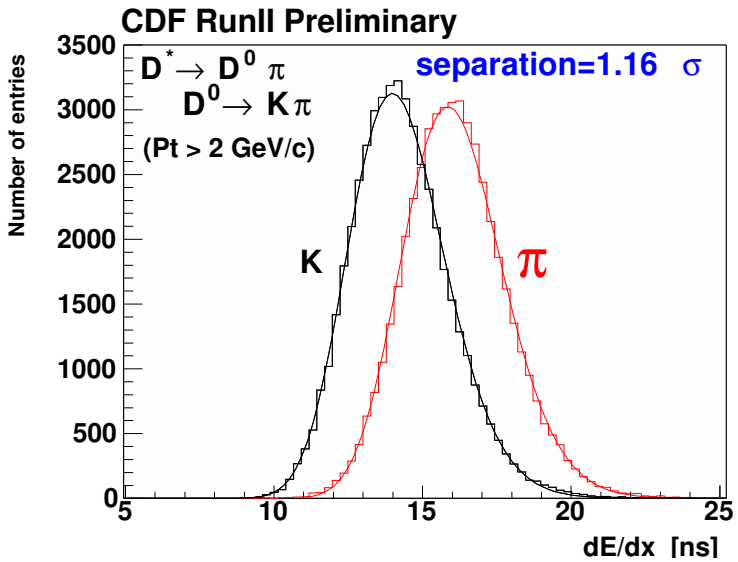

図 14: CDF 中央飛跡検出器 COT の dE/dx 測定による K-π 分離．$D^{*+} \to D^0\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊を用いている．

測定する．それらは，求めたい情報である角度 γ と β，および振幅 P と T の比 (大きさ d，位相 θ) により定まる量である．ここで d と θ は

$$d\, e^{i\theta} \equiv \frac{\lambda|V_{cb}/V_{ub}|}{(1-\lambda^2/2)} \frac{P}{T+P}$$

で定義される．いま，直接に測定する量が四つあり，知るべき未知の量が四つあるから，それらを決定することが可能である．ただし，この測定がなされる時期には $\sin 2\beta$ の値は $B^0/\overline{B}^0 \to J/\psi K^0_S$ 事象から充分精度よく決定されているはずである．したがって，実際には観測量五つ・未知の量四つから角度 γ を決定することとなる．

CDF 実験ではこれらの $B^0_{d,s} \to h^+h^-$ 崩壊を $B^0_s \to D^-_s(n\pi)^+$ と同様に SVT を用いて収集したデータの中にその信号を観測している (図 13)．その分解能は約 $40\ \mathrm{MeV}/c^2$ であり，前述の $\overline{B} \to D\pi$ での値より大きい．その理由のひとつは，この分布が上記の四つの崩壊様式の和より成り立っているからである．モンテカルロ計算による質量分布を同図 (右) に示す．データと同様に，粒子の質量として $\pi^\pm$ 中間子を仮定したものである．それぞれの様式の信号の大きさは，相対的な分岐比による．$B^0 \to \pi^+\pi^-$ と $B^0_s \to K^+K^-$ 崩壊が共に $5.28\ \mathrm{GeV}/c^2$ 付近に peak を持つことがわかる．また，分岐比の大きい $B^0 \to K^+\pi^-$ によるバックグラウンドも無視できない．

CP 非対称度の測定には，まず信号領域でのそれぞれの崩壊様式の寄与を定める必要がある．これは中央部飛跡検出器 COT での dE/dx 測定を用いて統計的に決定する．図 14 に示すように，高運動量領域 $(p > 2\ \mathrm{GeV}/c)$ において，1 標準偏差の分離が可能である．現在，$B^0 \to h^+h^-$ 信号の組成を決定するための解析が進行中である．また，B^0 と B^0_s の CP 非対称度の時間依存性が大きく異なる振動数を持つことを利用し，四つの非対称度 $\mathcal{A}_{\mathrm{CP}}$ を決定する．非対称度の決定の精度は $B^0 \to \pi^+\pi^-$ に対し ± 0.14，$B^0_s \to K^+K^-$ に対し ± 0.08 程度と期待され，角度 γ が約 10° の精度で決定される．

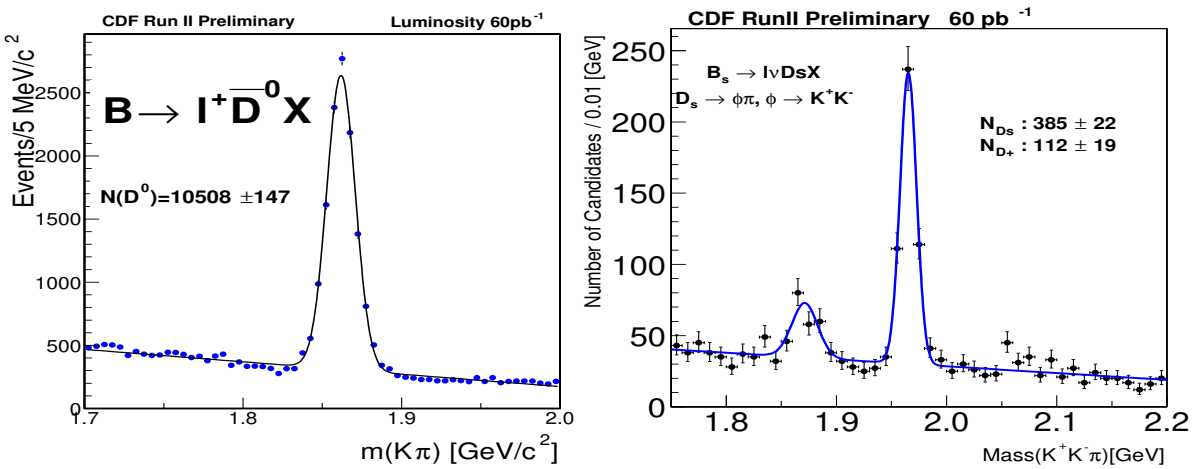

図 15: B 中間子のセミレプトニック崩壊の部分再構成の例．左：$\bar{B} \to \ell^- \bar{\nu} D^0 X$，右：$\bar{B}_s^0 \to \ell^- \bar{\nu} D_s^+ X$．

3.5 B 粒子崩壊のその他の測定

以上，CP 非保存およびユニタリ三角形の検証に際して非常に重要な役割をはたす三つの量の測定を述べた．CDF 実験において期待される測定はこれにとどまるものではなく，B の物理全般に関して様々な成果が期待される．そのなかのいくつかを本節に掲げる．

3.5.1 異なる B 粒子種間の寿命差の精密測定

B^+，B^0，B_s^0，B_c^+，Λ_b^0 粒子の寿命およびそれらの間の比のの精密測定を通して B 粒子崩壊機構の解明と heavy quark expansion の検証が行える．チャーム粒子系では D^+ 中間子と D^0 中間子の寿命に 2.5 倍もの差があるが，b クォークは重いため異なる B 粒子種間での寿命差は高々10%程度であると予言されてきた．近年の Belle/BaBar 実験での精密測定により B^+ 中間子と B^0 中間子の寿命が同じではないことが確立した．今後の研究では，B_s^0 中間子の寿命の精度を上げることと，理論予測より若干短い寿命を示している Λ_b^0 バリオンの測定，が重要である．

現在，セミレプトニック崩壊 $\bar{B} \to \ell^- \bar{\nu} D X$ を利用した B 中間子の寿命測定が行われている [11]．その信号の例を図 15 に示す．この崩壊様式は $B \to J/\psi K$，$\bar{B} \to D\pi$ などと比べて高統計が得られるという利点がある．

3.5.2 B_s^0-$\overline{B}_s^0$ 系における寿命差 $\Delta\Gamma$ の探索・測定

B^0-$\overline{B}^0$ および B_s^0-$\overline{B}_s^0$ 系は，中性 K 中間子と同様に，質量・寿命の固有状態 B_H^0 と B_L^0 を持つ．それらの間の寿命差は，B^0-$\overline{B}^0$ 系においては小さいと予測され実際に観測するのは難しい．B_s^0-$\overline{B}_s^0$ 系においては，CP の固有状態となりうる $D_s^{(*)+} D_s^{(*)-}$ などの終状態への崩壊 $b\bar{s} \to c\bar{s}\,(\bar{c}s)$ が Cabibbo 角により抑制されないため，10%程度の寿命差を生じると期待される．

CDF 実験においては，$\overline{B}_s^0 \to D_s^+ \pi^-$ などのフレイバー確定の崩壊様式と，CP の固有状

態 (の重ね合わせ) である $B^0/\overline{B}^0_s \to J/\psi\phi$ などの崩壊様式での寿命を測定・比較することによって，$\Delta\Gamma/\Gamma$ を 2.4%の精度で決定できる．

寿命差が実際に 10%程度であった場合，B^0_s 中間子の包括的崩壊を利用した CP 非保存の測定が可能となるかもしれない．この方法には，始状態のフレイバー同定を必要としないという利点がある．

3.5.3 B^+_c 中間子の研究

B^+_c 中間子は種類の異なる二つの重いクォークから成るという他に類を見ない系である．1998 年に CDF 実験によりそのセミレプトニック崩壊を通じて初めて観測された [10]．Run II 実験ではデータ量の増加にともなって，B^+_c 中間子を $B^+_c \to J/\psi\pi^+$, $J/\psi D^+_s$, $B^0_s\pi^+$ などの崩壊様式を用いて全再構成することが期待され，その質量，寿命，崩壊分岐比の比などのより精密な測定を行うことが可能になる．質量の精密測定は，QCD ポテンシャルに対する理解の点から重要である．寿命および相対分岐比の測定により，B^+_c 中間子を構成する二つのクォーク b と c うちどちらの崩壊がより重要であるか，b と $\bar{c}$ クォークの両方が関与する崩壊があるかなどを探る．

3.5.4 中性カレントによる稀崩壊事象の探索

クォークの種類を変えるような中性カレント (FCNC) による崩壊は，標準模型では tree level で厳密に禁止される．ペンギン過程などのループを経た崩壊は可能であるが，高次の過程であるので分岐比は小さい．これらの崩壊の精密測定を行うことによって，新しい物理の寄与を探ることができる．

$b \to s\gamma$ 遷移による崩壊 $B^{+,0} \to K^{*+,0}\gamma$ は CLEO 実験によって初めて観測された .$b \to d\gamma$ 遷移による崩壊は未だ観測されていない．これらの遷移は，ループ中のトップクォークの寄与が大きいため，分岐比はそれぞれ $|V_{ts}|^2$ ， $|V_{td}|^2$ に比例する． したがって，$b \to s\gamma$ 崩壊率と $b \to d\gamma$ 崩壊率の比，たとえば $\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0}\gamma)$ と $\mathcal{B}(B^0 \to \rho^0\gamma)$ とを測定すれば小林・益川行列要素の比 $|V_{ts}/V_{td}|$ を求めることができる．ρ 中間子は共鳴幅が広いので，B^0_s 中間子のこれに対応する崩壊 $B^0_s \to \phi\gamma$ と $B^0_s \to \overline{K}^{*0}\gamma$ を用いる方が実験的に有利である可能性がある．CDF 実験では B 中間子の質量再構成の分解能を高くするため，光子が検出器中の物質により電子・陽電子対を生成したものを用いる．

FCNC による同種の崩壊に $b \to s\ell^+\ell^-$ がある．前述の $b \to s\gamma$ 遷移の光子を仮想粒子とした過程の他に，光子を Z^0 ボゾンで置き換えたもの，および box diagram による寄与がある．この崩壊は近年 Belle 実験により観測された．CDF Run II 実験では，$2\ \mathrm{fb}^{-1}$ のデータ中に信号約 60 事象を観測すると予測される．これらの崩壊におけるレプトン対の電荷の前後方非対称度を測定することが新しい物理の探索の上からも重要な課題である．非対称度をレプトン対の不変質量の関数として測定するには $2\ \mathrm{fb}^{-1}$ 以上のデータが必要であろう．

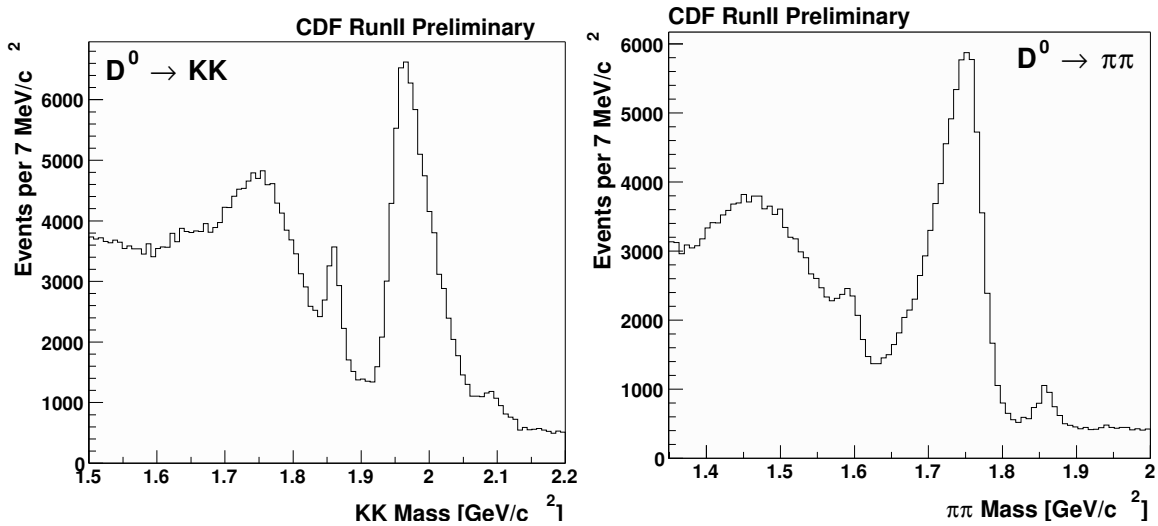

図 16: $D^0 \to K^+K^-$ および $D^0 \to \pi^+\pi^-$ 崩壊の再構成．

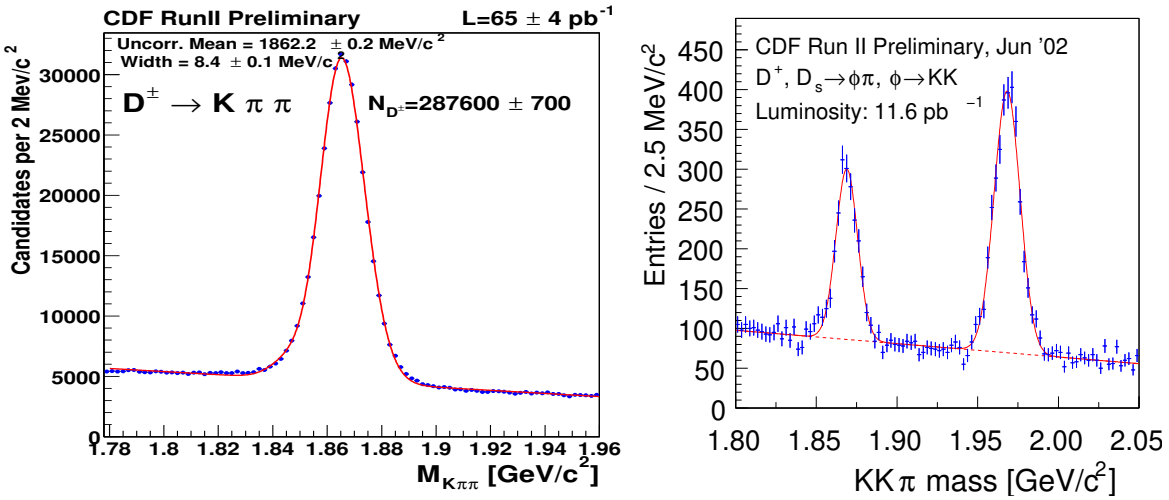

図 17: $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ および $D_s^+/D^+ \to \phi\pi^+$ 崩壊の再構成．

3.5.5 $B_s^0 \to D_s^{\mp}K^{\pm}$ 崩壊を用いた角度 γ の測定

この崩壊を用いた角度 γ の測定は理論的不定性が無視できるほどに小さい．また，B^+，B^0 中間子の場合と比較して CP 非対称度が大きいことが期待される．ただし，$B_s^0 \to D_s^-\pi^+$ 崩壊からのバックグラウンドが大きいため実験的には困難である．CDF ではまず $2\ \mathrm{fb}^{-1}$ のデータ中に信号を観測することを目標としている．角度 γ の測定はより長期的な課題である．

3.6 チャーム粒子の物理

CDF Run II 実験では，SVT トリガーの導入により，高統計のチャーム粒子崩壊事象を収集することが可能となり，チャーム粒子の物理は CDF の研究対象のひとつとなった．その成果のいくつかを以下に述べる．

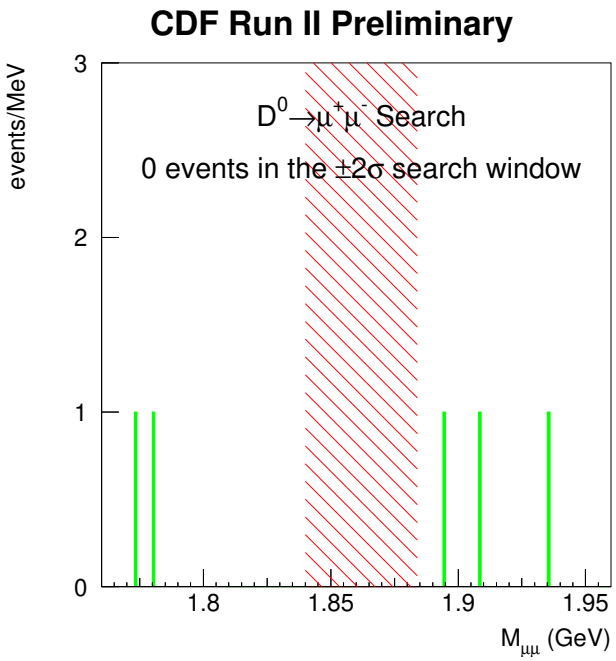

図 18: $D^0 \to \mu^+\mu^-$ 崩壊の探索．

$D^0 \to K^-\pi^+$ を再構成したものと同じデータサンプルを用いて，D^0 中間子の Cabibbo-suppresed 崩壊 $D^0 \to K^+K^-$ および $D^0 \to \pi^+\pi^-$ を再構成した (図 16)．その生成率より，$D^0 \to K^-\pi^+$ に対する崩壊率の比を

$$\begin{aligned} \Gamma(D^0 \to K^+K^-) \,/\, \Gamma(D^0 \to K^-\pi^+) &= (11.17 \pm 0.48 \pm 0.98)\,\% \\ \Gamma(D^0 \to \pi^+\pi^-) \,/\, \Gamma(D^0 \to K^-\pi^+) &= (3.37 \pm 0.20 \pm 0.16)\,\% \end{aligned}$$

と測定した．用いられたデータ量は約 $10\ \mathrm{pb}^{-1}$ であるが，すでに PDG の値に近い精度が得られている．さらに，D^0-$\bar{D}^0$ 系での寿命差 $\Delta\Gamma$ および質量差 Δm の探索，D^0，D^+ 中間子崩壊における CP の破れの探索などの解析が行われている．

D^0 以外の D 中間子の信号も再構成されている．その一例を図 17 に示す．図 (右) の D^+ 中間子と D_s^+ 中間子の共通の崩壊様式 $\phi\pi^+$ を用いて，両中間子の質量差の測定を行なった．約 $12\ \mathrm{pb}^{-1}$ のデータを用いて

$$m(D_s^+) - m(D^+) = 99.41 \pm 0.38 \pm 0.21\ \mathrm{MeV}/c^2$$

を得た [12]．PDG 2002 の値は $99.2 \pm 0.5\ \mathrm{MeV}/c^2$ である．

また，D^0 中間子の FCNC による崩壊 $D^0 \to \mu^+\mu^-$ の探索を行なった．この崩壊は高次のループによる過程であり，また helicity 保存により抑制されるため，標準理論でのその分岐比の予言値はおよそ 10^{-13} と大変小さい．したがって，新しい物理の寄与を探索するのに適している．図 18 に $\mu^+\mu^-$ 対候補の質量分布を示す．信号領域に候補事象は見つからなかった．期待されたバックグラウンドは 1.7 ± 0.7 事象である．これより，分岐比に対する上限値

$$\mathcal{B}(D^0 \to \mu^+\mu^- < 2.4 \times 10^{-6}\ (90\%\ \mathrm{CL})$$

を得た．PDG 2002 の値は $\mathcal{B} < 4.1 \times 10^{-6}$ である．

チャーム粒子の生成断面積の測定は別項に述べる．

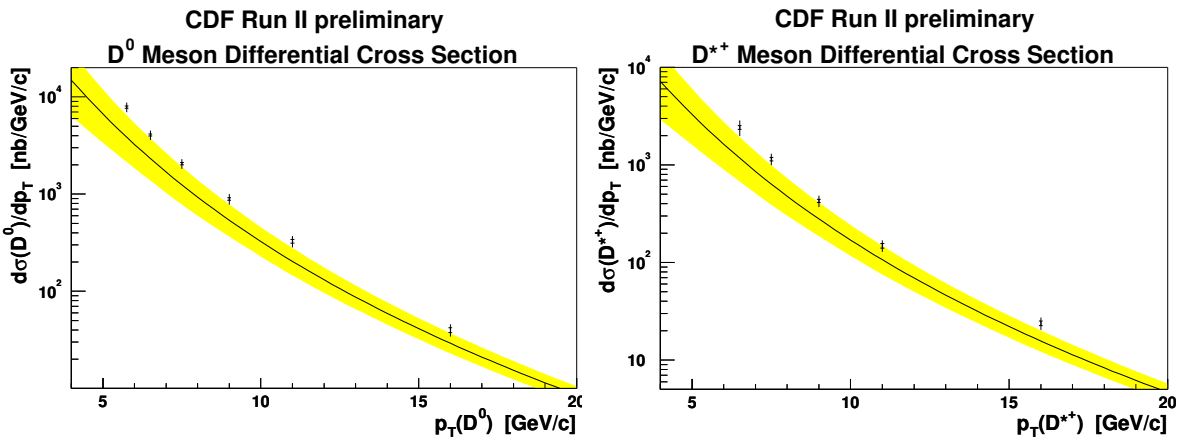

図 19: D 中間子の直接生成断面積．左：D^0 中間子．右：D^{*+} 中間子．

3.7 重いクォークの生成の研究

重心系エネルギー 2 TeV の陽子・反陽子衝突における c クォークや b クォークの生成を研究することにより，摂動論的 QCD の検証を行うことができる．

QCD は強い相互作用の理論であり，陽子・反陽子衝突などの高エネルギー粒子反応を幅広く記述する．重いクォークの生成は，その質量が QCD のスケール Λ より大きいため，終状態の位相空間のすべてに対して摂動論的計算を適用することが可能である．また，グルオンなどと異なり終状態が良く定義されるため，理論とのより厳密な比較が可能となる．

3.7.1 Open heavy quark の生成

これまでの CDF 実験での b クォーク生成断面積の測定 [13] は NLO の計算と比較して約 2 倍の値を示しているが，その不一致の理由は未だ解明されていない．NLO を超える高次の項の寄与が重要である可能性が考えられる．また，重いクォークのハドロン化の際の運動学が重要であり，正しい取扱いをすると一致がよくなるとの指摘がある [14]．

CDF Run II 実験では SVT トリガーのデータを用いて各種 D 中間子の生成断面積を測定した．これは $p\bar{p} \to cX$ 反応によるもので，B 粒子の崩壊などによる二次生成は含まない．D^0 および D^{*+} 中間子に対する結果を図 19 に示す．曲線は理論計算の中心値であり，帯はその不定性を示す．一致の程度は b クォーク生成におけるものと同程度である．

今後の課題として，B 粒子の生成断面積の測定，特に J/ψ 粒子を用いた b クォークの横運動量の低い領域での測定が挙げられる．

3.7.2 Quarkonium の生成

Quarkonium の生成について，CDF 実験は J/ψ および $\psi(2S)$ の直接生成 (χ_c 粒子や B 粒子の崩壊によらないもの) の断面積の測定を行なった結果，いわゆる color singlet model の予言を 50 倍も上回る値を観測している [15]．この不一致を説明するためには新たな生成機構が必要であるのは明らかである．これを調べるのに有効なのが，quarkonium の生

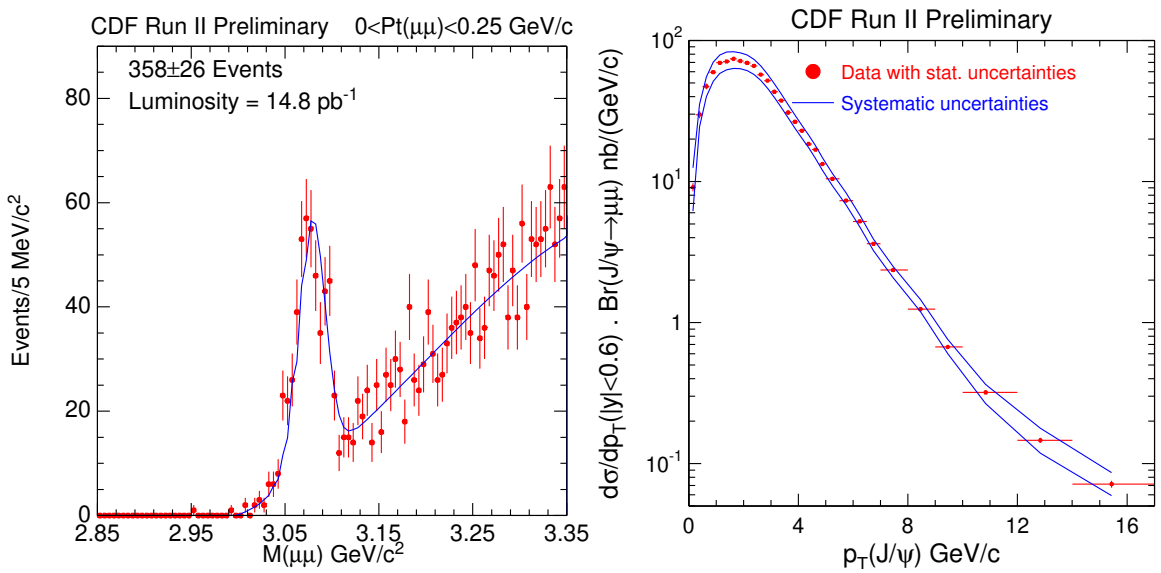

図 20: J/ψ 粒子の生成．左：横運動量 $p_T < 0.25$ GeV/c の領域での J/ψ の信号．右：生成断面積の p_T 依存性．

成時の偏極度の測定である．Run I 実験での測定では，color octet，gluon fragmentation などの模型の予言とは必ずしも一致しない結果を得ている [16]．

何れの場合も，Run II で蓄積される大量のデータを用いることによって，広い運動量領域にわたって高精度の測定をすることが可能となる．特に，J/ψ 粒子の再構成では，トリガーの $\mu^{\pm}$ 粒子の運動量閾値が下げられたことにより，J/ψ 粒子の横運動量 $p_T^{J/\psi}$ について 0 までの領域がすべて有感となった（図 20）．$p_T^{J/\psi}$ について積分すると

$$\sigma(\bar{p}p \to J/\psi X) = 240 \pm 1\,^{+35}_{-28}\ \text{nb}$$

を得る．この閾値の変更は，偏極度の測定においても系統誤差の減少につながる．

以上述べたように，CDF Run II 実験においては，B 粒子の物理に関して種々の物理量を高精度で測定することが期待される．そして，それらの多くが，$\Upsilon(4S)$ 共鳴上での電子・陽電子衝突実験によってなされるであろう測定と互いに相補的であることがわかる．したがって，これから数年にわたり CDF 実験が B 粒子の物理において果たす役割は非常に大きい．本報告書に記されていない項目に関しては，文献 [17] を参照されたい．

参考文献

[1] "Measurement of sin 2β from $B \to J/\psi K^0_S$ with the CDF Detector",
CDF Collaboration, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. D **61**, 072005 (2000).

[2] "Improved Measurement of mixing-induced CP Violation in the neutral B Meson System,"
Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 071102(R) (2002).

[3] "Measurement of the CP Asymmetry Amplitude $\sin 2\beta$,"
BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 201802 (2002).

[4] "Review of Particle Physics",
Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, PHys. Rev. D **66**, 010001 (2002).

[5] "Proposal for Enhancement of the CDF II Detector: An Inner Silicon Layer and a Time of Flight Detector,"
CDF II Collaboration, Fermilab-Proposal-909, October 1998.

"Update to Proposal P-909: Physics Performance of the CDF II Detector with An Inner Silicon Layer and a Time of Flight Detector,"
CDF II Collaboration, January 1999.

See http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/upgrades.html.

[6] For a review, see for example:
"Heav Quark Physics from Lattice QCD',"
S. Ryan, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 106 (2002).

[7] "Remark on the Theoretical Uncertainty in B^0-$\bar{B}^0$ Mixing,"
A. Kronfeld and S. Ryan, Phys. Rett. B **543**, 59 (2002).

[8] "Heavy Quark Physics and Lattice QCD,"
N. Yamada, hep-lat/0210035 (2002).

[9] "New Strategies to Extract β and γ from $B_d \to \pi^+\pi^-$ and $B_s \to K^+K^-$,"
R. Fleischer, Phys. Lett. B **459**, 306 (1999).

[10] "Observation of the B_c Meson in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 2432 (1998).
"Observation of B_c Mesons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **58**, 112004 (1998).

[11] "Measurement of the B Meson Lifetimes Using Semileptonic Decays in CDF Run II,"
Satoru Uozumi, Presentation at the April Meeting of the Americal Physical Society, Philadelphia, PA, USA, April 5 – 8, 2003.

[12] "Measurement of the Mass Difference $m(D_s^+) - m(D^+)$ at CDF II,"
CDF Collaboration, D. Acosta *et al.*, FERMILAB-PUB-03/048-E, submitted to Phys. Rev. D (March 2003).

[13] See for example :
"Measurement of the Bottom Quark Production Cross Section Using Semileptonic Decay Electrons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 500 (1993).
"Measurement of the B^+ Total Cross-section and B^+ Differential Cross-section

$d\sigma/dp_T$ in $p\bar{p}$ Collisons at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **65**, 052005 (2002).

[14] "Is There a Significant Excess in Bottom Hadroproduction at the Tevatron?,"
M. Cacciari and P. Nason, Phys. Rev. Lett. **89**, 122003 (2002).

[15] "J/ψ and $\psi(2S)$ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 572 (1997).
"Production of J/ψ from χ_c Decays in $p\bar{p}$ Collisions,"
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 578 (1997).

[16] "Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ Polarization in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
CDF Collaboration, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2886 (2000).

[17] "B Physics at the Tevatron : Run II and Beyond,"
K. Anikeev *et al.*, hep-ph/0201071 (2002).

4 研究成果：発表論文

1. "Measurement of the B^+ Total Cross-section and B^+ Differential Cross-section $d\sigma/dp_T$ in $p\bar{p}$ Collisons at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
   D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **65**, 052005 (2002).

2. "Study of $B^0 \to J/\psi K^{(*)0}\pi^+\pi^-$ Decays with the Collider Detector at Fermilab,"
   T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **88**, 071801 (2002).

3. "Search for the Decay $B_s \to \mu^+\mu^-\phi$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
   D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **65**, 111101 (2002).

4. "Branching Ratio Measurements of Exclusive B^+ Decays to Charmonium with the Collider Detector at Fermilab,"
   D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **66**, 052005 (2002).

5. "Search for Radiative b-Hadron Decays in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
   D. Acosta *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **66**, 112002 (2002).

6. "Measurement of the Mass Difference $m(D_s^+) - m(D^+)$ at CDF II,"
   CDF Collaboration, D. Acosta *et al.*, FERMILAB-PUB-03/048-E, submitted to Phys. Rev. D (March 2003).

7. "The CDFII Time-of-Flight Detector and Impact on Beauty Flavor Tagging,"
   G. Grozis, H. Kaneko, A. Kazama, S. Kim, K. Sato, K. Sato, F. Ukegawa *et al.*,
   To Appear in the Proceedings of Beauty 2002: 8th International Conference on B Physics at Hadron Machines, Santiago de ompostela, Spain, 17-21 Jun 2002, hep-ex/0209027 (2002).