

テバトロンでの CP 非保存の物理

研究課題番号 11440072

平成 11 年度 – 平成 12 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 13 年 3 月

研究代表者 金 信弘
筑波大学 物理学系

2001年3月
金信弘

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検出器 CDF は、1996 年以来大幅な増強がなされてきたが、現在までにそれがほぼ完成し、本年 2001 年より衝突実験 Run II が始まる。CDF 実験は、2003 年末までに、これまでのデータ量の 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。そこで期待される成果は多岐にわたるが、その一つに B 粒子系での CP 非保存の物理がある。

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。しかし、この理論に対する実験的検証は、未だ充分にはなされていない。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。

一方、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。本研究では、Run II で CP 非保存に関する測定を充分精度良く行うことを目標として、 B 粒子の初期フレイバー同定能力の向上を目的とする粒子飛行時間測定器 (TOF counter) の製作を行った。我々は、信号の読み出しのための、高磁場中で動作可能な光電子増倍管の開発・製作・性能評価試験を行った。光電子増倍管は既にフェルミ研究所に送られ、CDF 検出器に設置された。現在、読み出しエレクトロニクスの製作を行っており、数ヵ月後にはデータが取得される。

TOF 検出器の建設は、CDF 検出器全般の増強が充分進行した後の更なる増強の一つとして、1999 年に認められた。その際、フェルミ研究所は、その建設資金を新たな財源から確保することを条件とした。CDF 実験は、主として日米科学技術協定に基づく研究費を用いてきたが、TOF 検出器の建設はこの資金を使用せず、本科学研究費と筑波大学学内プロジェクト予算に頼っている。

本研究は、本文中に示す共同研究者によって行われた。その表には載っていないが、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	学会・研究会での講演（国内）	3
2.3	国際会議での講演	4
2.4	国際会議報告書	4
3	研究成果：テバトロンでの CP 非保存の物理	5
3.1	$\sin 2\beta$ の測定	6
3.2	$B_s^0 \bar{B}_s^0$ 混合の測定	7
3.3	角度 γ の測定	9
3.4	その他の測定	11
3.5	CDF TOF 検出器	13
4	研究成果：発表論文	20

1 本研究の組織および経費

研究組織

研究代表者： 金 信弘 筑波大学 物理学系 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： 受川 史彦 筑波大学 物理学系 助教授
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
研究分担者： 下島 真 筑波大学 物理学系 助手

研究経費

平成 11 年度： 10,700 千円
平成 12 年度： 3,500 千円
合計： 14,200 千円

2 研究発表

2.1 学会誌等への発表論文

1. "A Search for B_s^0 - \bar{B}_s^0 Oscillations Using the Semileptonic Decay $B_s^0 \rightarrow \phi \ell^+ X \nu$,"
F. Abe *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **82**, 3576 (1999).
2. "Search for the Flavor-Changing Neutral Current Decays $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+$ and $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0}$,"
T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **83**, 3378 (1999).
3. "Measurement of the B_d^0 - \bar{B}_d^0 Flavor Oscillation Frequency and Study of Same Side Tagging of B Mesons in $p\bar{p}$ Collisions,"
F. Abe *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **59**, 032001 (1999).
4. "Measurement of the B_s^0 Meson Lifetime Using Semileptonic Decays,"
F. Abe *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **59**, 032004 (1999).
5. "Measurement of the B_d^0 - \bar{B}_d^0 Oscillation Frequency Using Dimuon Data in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
F. Abe *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **60**, 051101 (1999).
6. "Measurement of B^0 - \bar{B}^0 Flavor Oscillations Using Jet-Charge and Lepton Flavor Tagging in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
F. Abe *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **60**, 072003 (1999).
7. "A Measurement of b Quark Fragmentation Fractions in the Production of Strange and Light B Mesons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
F. Abe *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **60**, 092005 (1999).
8. "Measurement of the B^0 - \bar{B}^0 Oscillation Frequency using $\ell^- D^{*+}$ Pairs and Lepton Flavor Tags,"
T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **60**, 112004 (1999).
9. "Observation of Orbitally Excited B Mesons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, submitted to Phys. Rev. D November 3, 1999. FERMILAB-PUB-99/330-E.
10. "Measurement of b -quark Fragmentation Fractions in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **84**, 1663 (2000).
11. "Production of $\Upsilon(1S)$ Mesons from χ_b Decays in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **84**, 2094 (2000).
12. "Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ Polarization in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **85**, 2886 (2000).
13. "Measurement of the Decay Amplitude of $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ and $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ Decays,"
T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **85**, 4668 (2000).
14. "Measurement of $b\bar{b}$ Rapidity Correlations in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
F. Abe *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **61**, 032001 (2000).

15. "Measurement of $\sin 2\beta$ from $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ with the CDF Detector,"
T. Affolder *et al.*, The CDF Collaboration, Phys. Rev. D **61**, 072005 (2000).
16. "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, FERMILAB-PUB-00/287-E. Submitted
to Phys. Rev. Lett. October 30, 2000.
17. "Results from a 20 Scintillator Bar Time-of-Flight Test System Located inside the
1.4 T CDF Solenoid,"
F. Ukegawa, K. Kondo *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **439**, 65 (2000).

2.2 学会・研究会での講演（国内）

1. 受川 史彦：CDF での B 粒子の物理（シンポジウム講演：主題 B の物理 — 新時代の幕開け）,
日本物理学会（1999 年 3 月 29 日）, 広島大学.
2. 風間 哲史：CDF II 実験 TOF 検出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,
日本物理学会（1999 年 9 月 24 日）, 島根大学.
3. 受川 史彦：Tevatron での b -quark の物理：Run-I の結果と Run-II の展望,
KEK 理論研究会「素粒子物理の現状と展望」（2000 年 2 月 8 - 10 日）,
高エネルギー加速器研究機構.
4. 受川 史彦：陽子反陽子衝突実験 CDF でのボトムクォークの物理,
岡山大学物理教室談話会（2000 年 3 月 28 日）, 岡山大学.
5. 佐藤 構二：CDF II 実験 TOF 検出器用光電子増倍管の性能評価,
日本物理学会（2000 年 4 月 1 日）, 近畿大学.
6. 風間 哲史：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 III,
日本物理学会（2000 年 9 月 23 日）, 新潟大学.
7. 受川 史彦：CDF における B の物理（シンポジウム講演：主題 B の物理, CP の破れを中心として）,
日本物理学会（2000 年 9 月 24 日）, 新潟大学.
8. 金 信弘：CDF 実験でのトップクォークと B_c 中間子の発見,
KOSEA シンポジウム（2000 年 9 月 30 日）, 東京.
9. 受川 史彦：Physics of Proton-Antiproton Collisions at Tevatron CDF,
理研冬の学校 "Riken School on Quarks, Hadrons and Nuclei — QCD Hard Processes and the Nucleon Spin —"（2000 年 12 月 1 - 5 日）, 越後湯沢.
10. 金 信弘：CDF 実験での質量起源の研究,
物理学セミナー（2001 年 1 月 10 日）, 東京工業大学.
11. 金 信弘：CDF 実験の現状と質量起源の研究,
コライダー研究会（2001 年 2 月 10 日）, 東京大学.

12. 下島 真 : CDF Run II DAQ and DH Commissioning,
第7回東大素粒子物理国際研究センターシンポジウム (2001年2月18-21日), 長野
県白馬村.

2.3 国際会議での講演

1. S. Kim, Top Quark Physics at the Tevatron,
Workshop on Physics and Experiments with Future Linear e^+e^- Colliders,
Sitges (Barcelona), Spain, April 28 – May 5, 1999.
2. F. Ukegawa, Spectroscopy and Lifetime of Bottom and Charm Hadrons,
3rd International Conference on B Physics and CP Violation,
Taipei, Taiwan, December 3 – 7, 1999.
3. M. Tanaka, “CDF: Run II Physics Projections”,
Beauty 2000 : 7th International Conference on B -Physics at Hadron Machines, Sea
of Galilee, Kibbutz Maagan, Israel, September 13 – 18, 2000.

2.4 国際会議報告書

1. S. Kim, Top Quark Physics at the Tevatron,
Proceedings of the Worldwide Study on Physics and Experiments with Future Lin-
ear e^+e^- Colliders, Sitges (Barcelona), Spain, April 28 – May 5, 1999, edited by
E. Fernández and A. Pacheco (Universitat Autònoma de Barcelona, Servei de Pub-
licacions, Bellaterra, 2000), pp. 238-243.
2. F. Ukegawa, “Spectroscopy and Lifetimes of Bottom and Charm Hadrons”,
Proceedings of the Third International Conference on B Physics and CP Violation,
Taipei, Taiwan, December 3 – 7, 1999, edited by H.-Y. Cheng and W.-S. Hou (World
Scientific, Singapore, 2000), pp. 164-174.

3 研究成果：テバトロンでの CP 非保存の物理

小林・益川行列は、異なるクォーク間の遷移の強さを表す 3 行 3 列のユニタリ行列である。Wolfenstein によるその近似形は、

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

で与えられる。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、複素平面上的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。

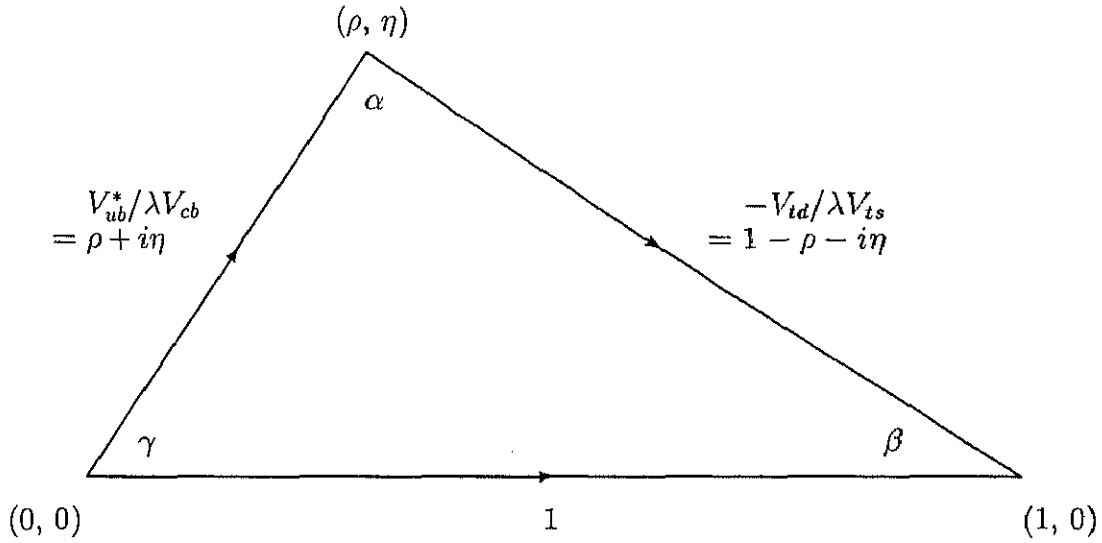


図 1: 小林・益川行列のユニタリ三角形。

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 \bar{B}^0 がそれらに共通の $J/\psi K_S^0$ 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：

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CP}}(t) &\equiv \frac{\Gamma(B^0(t)_{\text{phys}} \rightarrow J/\psi K_S^0) - \Gamma(\bar{B}^0(t)_{\text{phys}} \rightarrow J/\psi K_S^0)}{\Gamma(B^0(t)_{\text{phys}} \rightarrow J/\psi K_S^0) + \Gamma(\bar{B}^0(t)_{\text{phys}} \rightarrow J/\psi K_S^0)} \\ &= -\sin 2\beta \sin \Delta m_d t. \end{aligned}$$

ここで、 $B^0(t)_{\text{phys}}$ 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 $B^0 \bar{B}^0$ 混合の振動数である。 $B^0(t)_{\text{phys}}$ は、 $t > 0$ では混合で生じた \bar{B}^0 粒子の成分を含むから、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うる。ところで $B^0 \bar{B}^0$ 混合は、中間状態にトップクォークを含む box diagram によって生じるから、行列要素 V_{td} が関与する。この要素は上図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 非保存が起りうる。

現在の B 粒子の物理における重要な課題は、このユニタリ三角形の三辺 (の長さ) と三つの角度を可能な限り独立に、理論的不定性を少なく測定し、それらの間に整合性があるか

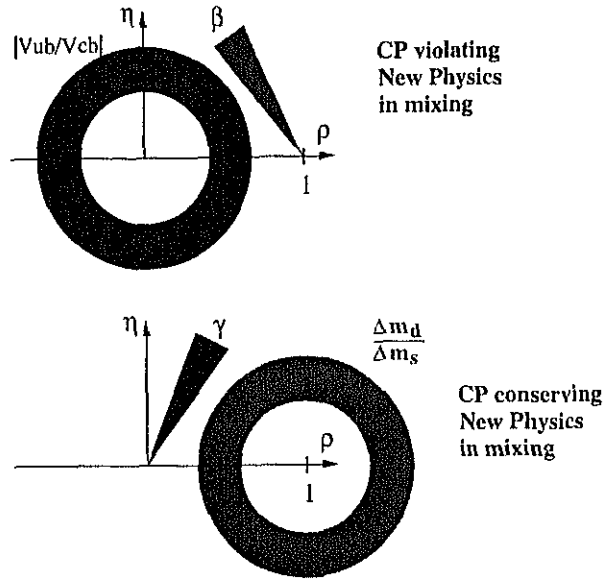


図 2: ユニタリ三角形の不整合性と新しい物理の現れ方の例.

否かを検証することである。もし、何らかの不整合が現れた場合、それは標準模型を超える新たな物理の存在を示唆するものである(図2)。CDF Run II 実験は2003年末までに 2 fb^{-1} のデータを収集する予定であり、これらの量のいくつかを高い精度で測定することが可能である。本節では、それらについて述べる。

3.1 $\sin 2\beta$ の測定

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 pb^{-1}) を用いて、上記の非対称度 $\sin 2\beta$ を

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

と測定した [1]。Belle および BaBar 実験の最新の結果は、

$$\sin 2\beta = +0.58^{+0.32+0.09}_{-0.34-0.10} \text{ (Belle)},$$

$$\sin 2\beta = +0.34 \pm 0.20 \pm 0.05 \text{ (BaBar)}$$

である [2, 3]。いずれの測定も現時点では B 粒子系における CP 非保存を確立するには不十分であるが、近い将来データ量の増加とともに測定精度が大きく向上すると予測される。

この種の測定において必要な操作の一つにフレーバー同定がある。これは、今の例では、 $J/\psi K_S^0$ という終状態に崩壊した粒子が始状態において B^0 であったか \bar{B}^0 であったかを判別する操作のことである。ある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。フレーバー同定は、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、フレーバー同定された $J/\psi K_S^0$ の有効事象数を多くすることが必要である。Run I においては、約 400 の $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 事象が再構成された。Run II では、(a) トリガーに用いられる μ 粒子の運動量を $2.2 \text{ GeV}/c$ から $1.5 \text{ GeV}/c$ に下げることと (b) μ 粒子に加えて電子・陽電子対を用いることで、 2 fb^{-1}

のデータ中に約 28,000 事象が再構成される。また、フレイバー同定能力は、本研究によって製作した 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 (第 3.5 節参照)。この結果、 $\sin 2\beta$ を誤差 ± 0.043 で決定できる。この精度は、Belle および BaBar 実験において 2003 年末に期待される精度に充分匹敵するかそれを上回るものである。

3.2 $B_s^0\bar{B}_s^0$ 混合の測定

次に、 $B_s^0\bar{B}_s^0$ 混合の測定を考える。 B_s^0 中間子の崩壊特性の研究は、 $\Upsilon(4S)$ 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。上記の三角形のうちの一辺は、要素の比 $|V_{td}/V_{ts}|$ を含む。 $|V_{td}|$ は、 $B_d^0\bar{B}_d^0$ 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。ただし、 $B_s^0\bar{B}_s^0$ 混合の振動数 Δm_s が測定されれば、 Δm_d との比を取ることで、この理論的不定性を一部分打ち消すことが可能である：

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} = \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2 \frac{M_{B_s}}{M_{B_d}} \xi^2 \quad (\xi = 1.17 \pm 0.06, \text{Aoki 1999}).$$

現在の Δm_s の下限は 95% の確度で 15.0 ps^{-1} である。 Δm_d の世界平均値 0.487 ps^{-1} と組み合わせて、

$$\left| \frac{V_{td}}{\lambda V_{ts}} \right| < 0.97 \pm 0.06$$

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

$$15.4 < \Delta m_s < 20.3 \text{ ps}^{-1}$$

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

$B_s^0\bar{B}_s^0$ 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。そのためには、 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、崩壊長と運動量を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 $\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^-\bar{\nu}D_s^+X$) を用いるのでは観測可能な振動数に限りがあるため、 $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$, $D_s^+\pi^+\pi^-\pi^-$ などのハドロニック崩壊を全再構成することが望ましい。

CDF 実験における B 粒子の再構成は、これ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。これは、 B の物理のためのトリガーがレプトンの存在を要求したからである。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て荷電粒子の飛跡の生成点に対する衝突パラメータを約 $40 \mu\text{m}$ ($p_T > 1 \text{ GeV}/c$) の分解能で決定することができる。これを用いれば、 $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+(n\pi)^-$ や $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ のような崩壊を収集することが可能となる。CDF では 2 fb^{-1} のデータ中に 5,000 から 30,000 事象の $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+(n\pi)^-$ 崩壊が再構成される。これらの事象の固有崩壊時間の分解能は約 45 fs ($15 \mu\text{m}$) である。また、フレイバー同定の有効効率率は、 $\epsilon D^2 = 11\%$ である。これらを用いると、 $B_s^0\bar{B}_s^0$ 混合はその振動数 Δm_s が 40 ps^{-1} 以下であるなら、 5σ

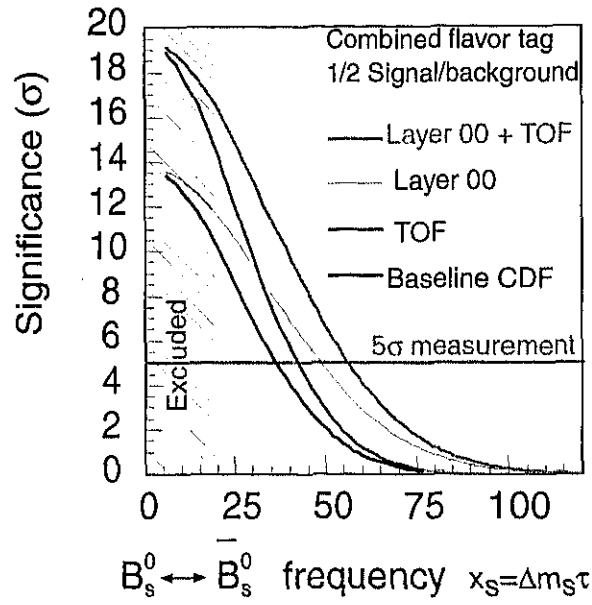


図 3: $B_s^0 \bar{B}_s^0$ 混合の測定に対して TOF および L00 検出器が及ぼす効果.

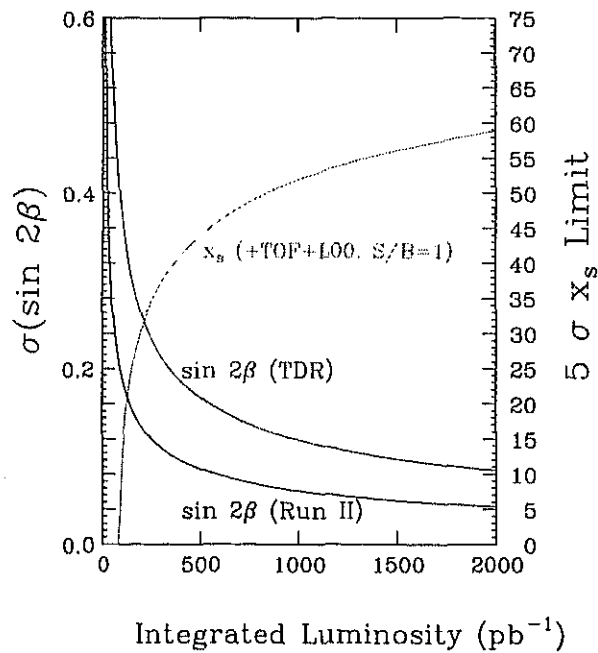


図 4: CDF Run II で期待される $\sin 2\beta$ および Δm_s の測定精度.

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。つまり、辺の長さ $|V_{td}/\lambda V_{ts}|$ も数 % で決定できる。

この測定に対して TOF 検出器および L00 シリコン検出器が及ぼす効果を図 3 に示す。横軸は全幅 $\Gamma = 1/\tau \simeq (1.5 \text{ ps})^{-1}$ で規格化した振動数 $x_s = \Delta m_s/\Gamma = \Delta m_s \tau$ である。振動数の低い領域では、TOF 検出器によるフレイバー同定能力の向上が振動現象の統計的有意さを高めるのに寄与する。振動数の高い領域では、固有崩壊時間を高精度で測定することが重要であり、L00 の与える効果が大きい。両者を用いることで、観測可能な振動数の領域は約 40 ps^{-1} まで広がる。この振動数の値は、現在間接的に得られた情報から予測される値の約 2 倍である。もし、新しい物理の存在などの理由で振動数が予想外に高くても、それを観測することが可能である。

以上述べた $\sin 2\beta$ と $B_s^0 \bar{B}_s^0$ 混合の測定が、Run II で取得するデータ量の増加とともにどう変化するかを示したのが図 4 である。Run II 実験は、2003 年末までに 2 fb^{-1} のデータを蓄積する予定である。もし標準模型から推定される Δm_s の値 (約 17 ps^{-1}) が正しいなら、その振動を観測するには数百 pb^{-1} のデータを収集すれば充分である。

3.3 角度 γ の測定

本節では角度 γ の測定について述べる。数年前までは、この測には $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 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 $b \rightarrow u$ 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 $b \rightarrow u$ 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。実際には、この過程は $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊における CP 非保存と同様に $B^0 \bar{B}^0$ 混合による干渉で生じるため、直接観測される 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、 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ の崩壊率が高く、 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ は低いことが判明した。これは、 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 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の意味する。その結果、 $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 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 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ と $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ を共に用いる方法を提案している [4]。二つの崩壊の振幅 \mathcal{M} は、上記の T と P を用いて

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

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 $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow f$ における CP 非対称度は

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

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、 $B^0 \bar{B}^0$ 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 $B^0 \bar{B}^0$ 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測定

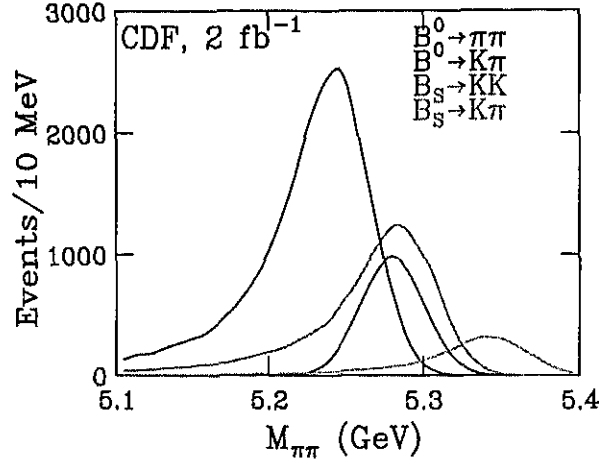


図 5: $B_{d,s}^0 \rightarrow h^+h^-$ 崩壊の再構成. 二つの荷電粒子の飛跡に π 中間子の質量を与えたときの系の質量分布.

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) を用いて以下のように表せる:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) &= -\frac{2d \sin \theta \sin \gamma}{1 - 2d \cos \theta \cos \gamma + d^2} \\ \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) &= \frac{\sin 2(\beta + \gamma) - 2d \cos \theta \sin(2\beta + \gamma) + d^2 \sin 2\beta}{1 - 2d \cos \theta \cos \gamma + d^2} \\ \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_s^0 \rightarrow K^+K^-) &\simeq \frac{2\lambda^2}{d} \sin \theta \sin \gamma \\ \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_s^0 \rightarrow K^+K^-) &\simeq \frac{2\lambda^2}{d} \cos \theta \sin \gamma \end{aligned}$$

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, 測定する量が四つあり, 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. 但し, この測定がなされる時期には $\sin 2\beta$ の値は $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 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 $B_{d,s}^0 \rightarrow h^+h^-$ 崩壊を $B_s^0 \rightarrow D_s^-(n\pi)^+$ と同様にシリコン検出器によりトリガーし, 2 fb^{-1} のデータ中に約 5,000 事象の $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊と約 10,000 事象の $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ 崩壊を再構成すると期待される. また, 約 20,000 事象の $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ と約 2,500 事象の $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ も再構成される. これらの事象に対して期待される 2 粒子の不変質量分布を図 5 に示す. 粒子の質量として π^\pm 中間子を仮定したものである. $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ と $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ 崩壊が共に $5.28 \text{ GeV}/c^2$ 付近に peak を持つことがわかる. また, 分岐比の大きい $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 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 による dE/dx 測定を用いて統計的に決定する. また, B^0 と B_s^0 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}_{CP} を決定す

る。非対称度の決定の精度は $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ に対し ± 0.14 , $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ に対し ± 0.08 程度であり, また角度 γ の決定の精度は約 10° である。

3.4 その他の測定

以上, CP 非保存およびユニタリ三角形の決定に関して非常に重要な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。

1. $B_s^0/\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ 崩壊における CP 非保存の探索

これは $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊での CP 非保存に対応するものである。 B^0 中間子のこの崩壊では $B^0\bar{B}^0$ 混合の際に現れる要素 V_{td} の持つ複素位相 β が CP 非保存を引き起こす。 B_s^0 中間子において対応する要素 V_{ts} はほとんど虚数成分を含まないはずのため, CP 非保存の度合いもまた非常に小さいと予言される。したがって, 大きな CP 非対称度が観測されれば, それは紛れなく新しい物理を意味するものである。CDF 実験では, この崩壊における CP 非対称度 \mathcal{A}_{CP} を ± 0.1 程度の精度で測定できる。

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

$B^0-\bar{B}^0$ および $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 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, $B^0-\bar{B}^0$ 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。 $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 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 $b\bar{s} \rightarrow c\bar{s}(c\bar{s})$ 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, $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$ などのフレーバー確定の崩壊と, CP の固有状態 (の重ね合わせ) である $B^0/\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ などの崩壊様式での寿命を測定することによって, $\Delta\Gamma/\Gamma$ 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_s^0 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, 始状態のフレーバー同定を必要としないという利点がある。

3. 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。いわゆるペンギン過程などのループを経ることによる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。

$b \rightarrow s\gamma$ 遷移による崩壊 $B^{+0} \rightarrow K^{*+0}\gamma$ は CLEO 実験によって初めて観測された。 $b \rightarrow d\gamma$ 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, $b \rightarrow s\gamma$ 崩壊率と $b \rightarrow d\gamma$ 崩壊率の比, たとえば $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$ と $B^0 \rightarrow \rho^0\gamma$ 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_s^0 中間子のこれに対応する崩壊 $B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$ と $B_s^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\gamma$ 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を用いる。

FCNC による同種の崩壊に $b \rightarrow sl^+l^-$ がある。前述の $b \rightarrow s\gamma$ 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。この崩壊は未だ観測されていない。CDF 実験では Run I のデータを用いた探索の結果、以下の二つの崩壊様式の分岐比に対する上限値

$$B(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-) < 5.4 \times 10^{-6} \quad (90\% \text{ CL})$$

$$B(B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-) < 4.1 \times 10^{-6} \quad (90\% \text{ CL})$$

を得た [5]。期待された信号は共に 0.5 事象程度である。Run II 実験では、 2 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 fb^{-1} 以上のデータが必要であろう。

4. $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$ 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。ただし、 $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp \pi^\pm$ 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 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。

その他、CP 非保存の物理と直接関係するものではないが、以下に述べる様な測定が可能である。

5. 異なる B 粒子種間の寿命差の精密測定
 B_s^0 、 B_c^+ 、 Λ_b^0 粒子の寿命の精密測定および B^0 中間子の寿命との比較を通して B 粒子崩壊機構の解明と heavy quark expansion の検証が行える。
6. B_c^+ 中間子の研究
 B_c^+ 中間子を $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ 、 $B_c^0 \pi^+$ などの様式を用いて全再構成し、質量、寿命、崩壊分岐比の比などの測定を行う。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。寿命の測定は、 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を探る。

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 クォークの生成断面積を測定することにより、摂動論的 QCD の検証を行う。これまでの CDF 実験での測定は、NLO の計算と比較して約 2 倍の生成断面積を示しているが、その不一致の理由は未だ解明されていない。

また、 J/ψ などの quarkonium の生成において、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。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 の生成時の偏極度の測定である。

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。

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。

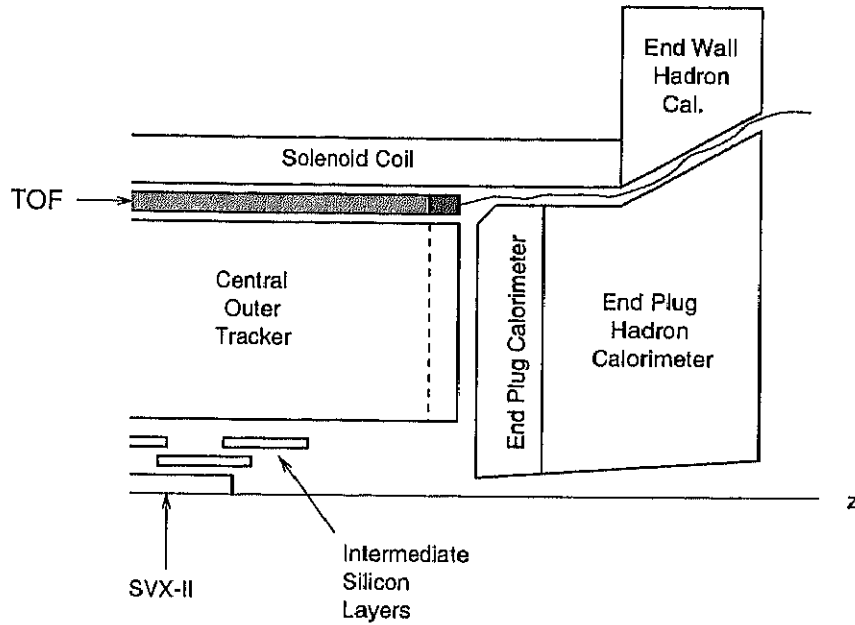


図 6: CDF-II 検出器の模式図.

3.5 CDF TOF 検出器

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 $4 \times 4 \times 280 \text{ cm}^3$ 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 π^\pm 中間子は運動量 $p < 1.6 \text{ GeV}/c$ 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 π^\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 $1 \text{ GeV}/c$ 近辺での K/π 識別を可能とする.

TOF 検出器の第一の目的は, CP 非保存や $B^0\bar{B}_s^0$ 混合などの測定に必須である B 粒子のフレーバー同定を行うことである. 前述したように, フレーバー同定とは, いま着目している B 粒子 (例えば $J/\psi K_s^0$ に崩壊したもの) が生成時に B (\bar{b} クォークを含む) であったか \bar{B} (b クォークを含む) であったかを判別する操作のことである. 一般にしばしば使われるフレーバー同定法の原理は以下の通りである. 素粒子反応では b と \bar{b} クォークは必ず対生成されるから, いま着目している B 粒子が再構成された事象中に, その粒子とは別に存在するはずの B あるいは \bar{B} 粒子のフレーバーを同定すれば, 着目している粒子の初期フレーバーを同定できる.

CDF 実験では, Run I のデータを用いて $B^0\bar{B}_s^0$ 混合の振動数 Δm_d の測定を行い, 同時にいくつかのフレーバー同定法を確立した [6, 7, 8]. 参考文献 [7, 8] の測定では, 上記の同定原理に基づき, それぞれ事象中のもう一つの B 粒子の崩壊から生じたレプトンおよびジェットを同定し, その電荷を用いてフレーバー同定を行った. また, 参考文献 [6] の測定では, b クォークがハドロン化する際に, 着目している B 粒子の近傍に生成する π 中間子の電荷との相関を利用した (図 8). この方法を same-side 同定法 (SST) と呼ぶ.

Run II においては, 以上の三つの方法に加えて, TOF 検出器を用いた荷電 K 中間子法を導入する. b クォークは $b \rightarrow c \rightarrow s$ という崩壊連鎖を持つから, B ハドロンの崩壊に

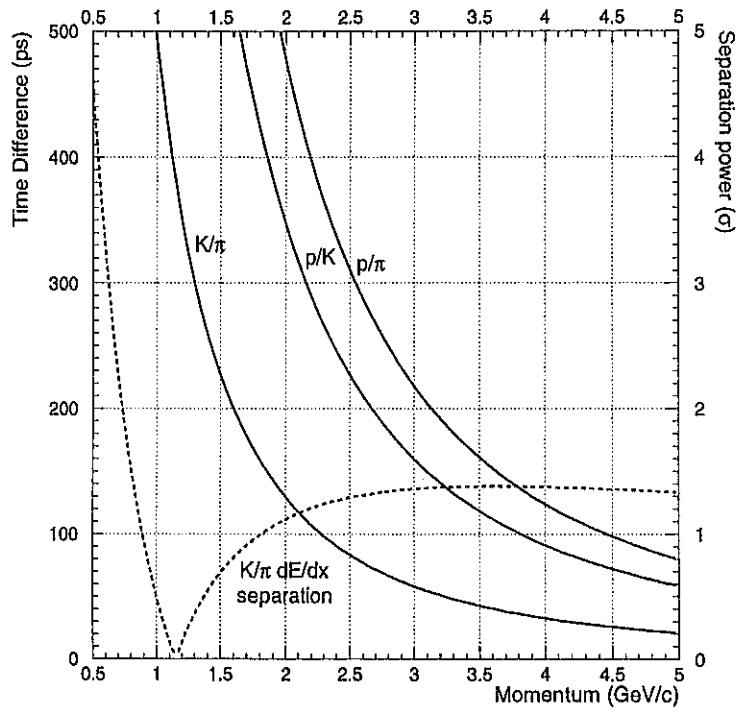


図 7: CDF TOF 検出器と COT の dE/dx による粒子識別.

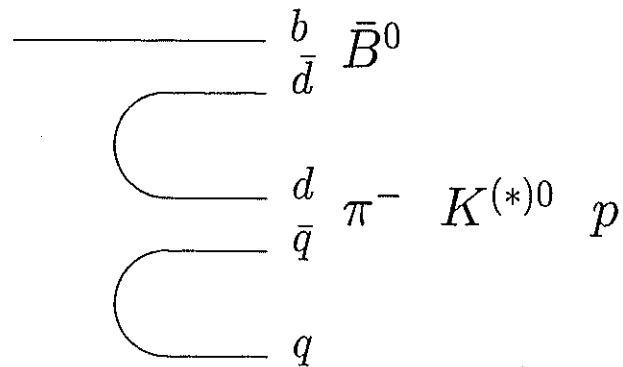


図 8: b クォークのハドロン化による \bar{B}^0 中間子の生成と same-side フレイバー同定.

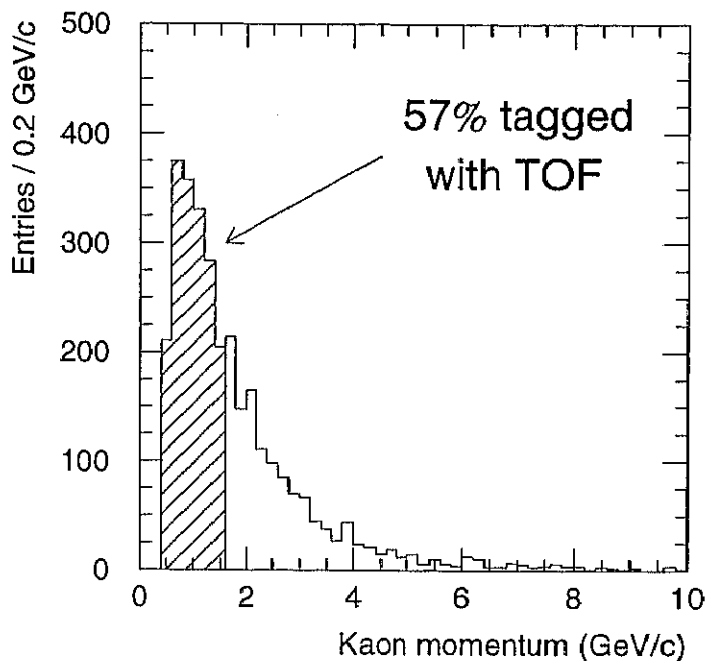


図 9: $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 事象中のもう一つの B 粒子の崩壊で生じた、フレーバー同定に用いる K^\pm 中間子の運動量分布.

よって生じた K^\pm 中間子を同定すればその電荷から親の B 粒子のフレーバーを同定することができる. これらの K^\pm 中間子の運動量分布を図 9 に示す. これは, Run II において再構成される $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 崩壊の事象中のもう一つの B 粒子の崩壊で生じた K^\pm 中間子である. これらの K^\pm 中間子は比較的低運動量であり, その 57% が $1.6 \text{ GeV}/c$ 以下, つまり TOF 検出器で識別可能な領域にある. この方法を導入することで, $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 事象を用いた $\sin 2\beta$ の測定において有効効率 $\epsilon D^2 = 2.4\%$ を付加することができる (表 1).

TOF 検出器はまた same-side 法においても有効効率の向上に寄与する. 図 8 の \bar{B}^0 中間子の生成において, 真空中から作られた二番目の \bar{q} が \bar{s} であった場合には \bar{B}^0 中間子の近傍に生成する粒子は中性 (K^0 あるいは K^{*0}) である. また, 真空中から作られるのが uu であった場合には, π^- 中間子とは電荷が反対の陽子 p が作られる. これらの粒子は, \bar{B}^0 中間子

Tag	Effective efficiency ϵD^2	
	Without TOF	With TOF
Same-side (pion)	1.4%	1.9%
Lepton (e)	0.7%	0.7%
Lepton (μ)	1.0%	1.0%
Jet charge	3.0%	3.0%
Kaon	-	2.4%
Total	6.1%	9.0%

表 1: Run II での $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 崩壊を用いた $\sin 2\beta$ の測定におけるフレーバー同定法の有効効率.

Tag	Effective efficiency ϵD^2	
	Without TOF	With TOF
Same-side (kaon)	1.0%	4.2%
Lepton (e)	0.7%	0.7%
Lepton (μ)	1.0%	1.0%
Jet charge	3.0%	3.0%
Kaon	-	2.4%
Total	5.7%	11.3%

表 2: Run II での $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+(n\pi)^-$ 崩壊を用いた $B_s^0\bar{B}_s^0$ 混合の測定におけるフレーバー同定法の有効効率。

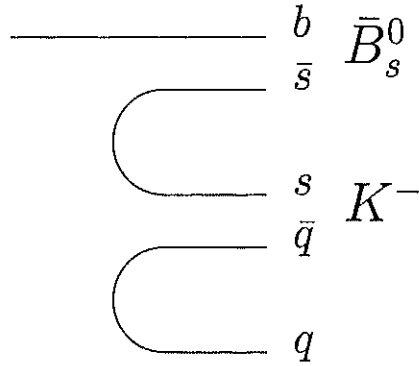


図 10: b クォークのハドロン化による \bar{B}_s^0 中間子の生成と same-side フレーバー同定。

と正しい相関を持つ π^- 中間子の同定を困難とし、有効効率の減少の要因となる。TOF 検出器を用いてこれらの p や $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ で生成した K^+ を同定し、それらを排除すれば、 \bar{B}_s^0 中間子と正しい相関を持つ荷電粒子 π^- を同定する確率が高くなり、same-side 法の有効率は 1.4% から 1.9% へ向上すると期待される (表 1)。

すべての同定法を用いた場合、 $\sin 2\beta$ の測定における有効率は 9.0% となる。これは、Run I におけるものの約 1.5 倍の値である。第 3.2 節において議論した $B_s^0\bar{B}_s^0$ 混合の測定における有効率は、表 2 に示す通り、5.7% から 11.3% へとほぼ 2 倍になる。特に same-side 法に対する効果が大きい。これは、 \bar{B}_s^0 中間子においては近傍に生成する荷電粒子が π^- 中間子ではなく K^- 中間子であるからである (図 10)。

TOF 検出器のもう一つの役割は、 B 粒子の崩壊を再構成する際に同定された K^\pm 中間子を用いることでバックグラウンドをより少なくすることである。特に、 \bar{B}_s^0 中間子の崩壊では $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ など二つの K^\pm 中間子を生成する確率が高いため、より効果的であると予測される。

さて、CDF TOF 検出器の技術的側面であるが、その詳細は参考文献 [9] に譲る。ここでは、その重要な構成要素であり、且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 11 に示

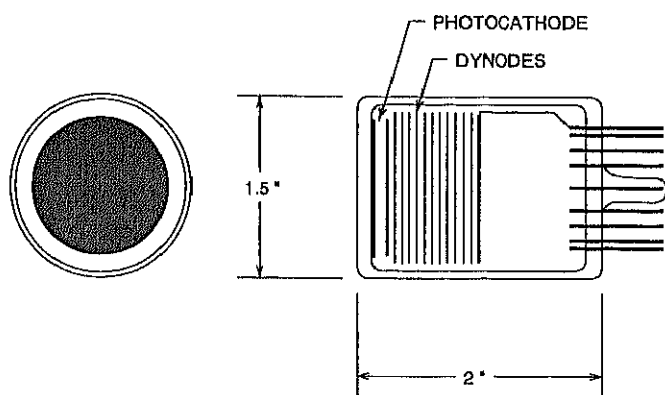


図 11: ファインメッシュ型光電子増倍管 R7761 の模式図.

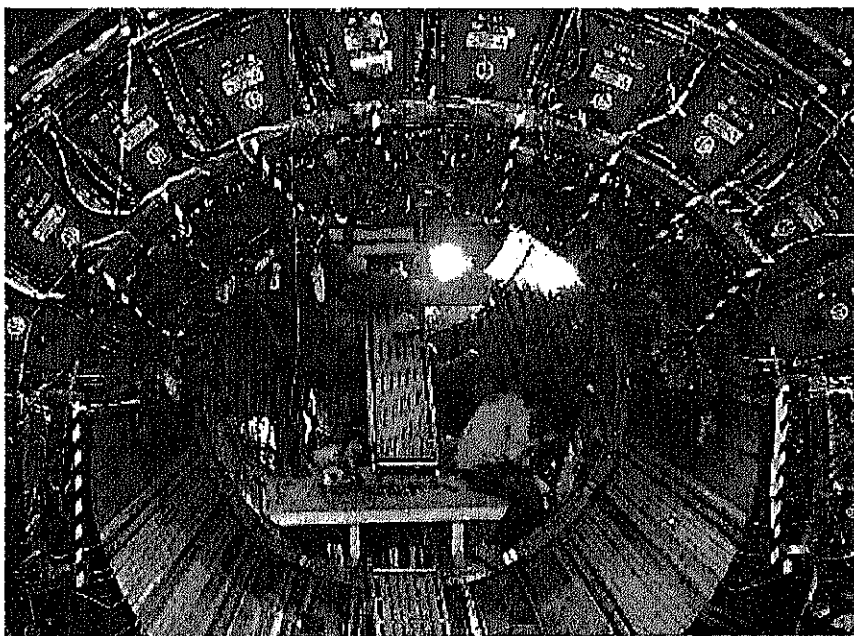


図 12: TOF 検出器と光電子増倍管の設置の様子.

Year	Lum (10^{32})	Months oper- ation	Int. Lum (year) (fb^{-1})	Int. Lum (tot) (fb^{-1})	Shut- down months	Comments
2001	0.3	9	0.3	0.3	1	Hope to average slightly in excess of best previous performance.
2002	0.8	10	0.8	1.1	2	Install 132 ns equipment late in year.
2003	1.2	8	1.0	2.0	4	Go to 132 ns. Make recycling work. Achieve 2×10^{32} by end of year.
2004	2.0	11	1.8	3.8	1	Initiate NuMI with 20% luminosity impact.
2005	4.0	8	2.6	6.4	4	Shutdown for Run-IIb SVX (could be 2003 if ready), C0 IR.
2006	5.0	11	4.4	10.8	1	
2007	5.0	10	4.0	14.8	1	
2008						Start BTeV/Kaon programs.

表 3: テバトロンおよび CDF 実験の長期計画.

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 12 に示す。その後、10 月から 11 月にかけてテバトロン加速器および CDF 検出器の試運転が行われた。TOF 検出器は、既存の回路を用いて 12 チャンネルを読み出し、正常に動作していることが確認された。現在、専用の読み出しエレクトロニクスの製作が進行中であるが本年夏までにはすべて完了し、本実験でデータ取得がなされる予定である。

最後にフェルミ研究所と CDF 実験の長期計画を表 3 に示して本報告書の終りとする。CDF 実験は LHC 加速器が稼働を始める 2007 年ごろまでは、エネルギー最先端の物理を産み出し続ける。また、 B 粒子の物理においても、BTeV および LHC-b 実験が稼働を開始する 2008 年ごろまで、充分競争力を持つ。現在、本年再開される衝突実験でのデータを待ち望んでいるところであり、2002 年夏には何らかの結果を発表できるものと期待される。

参考文献

- [1] "Measurement of $\sin 2\beta$ from $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ with the CDF Detector",
CDF Collaboration, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. D **61**, 072005 (2000).
- [2] "Measurement of the CP Violation Parameter $\sin(2\phi_1)$ in B_d^0 Meson Decays",
Belle Collaboration, A. Abashian *et al.*, hep-ex/0102018 (2001), submitted to Phys. Rev. Lett.
- [3] "Measurement of CP-violating Asymmetries in B^0 Decays to CP eigenstates",
BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0102030 (2001), submitted to Phys. Rev. Lett.
- [4] "New Strategies to Extract β and γ from $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-$ and $B_s \rightarrow K^+K^-$ ",
R. Fleischer, Phys. Lett. B **459**, 306 (1999).
- [5] "Search for the Flavor-Changing Neutral Current Decays $B^+ \rightarrow \mu^+\mu^-K^+$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-K^{*0}$,"
CDF Collaboration, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3378 (1999).
- [6] "Measurement of the $B^0\bar{B}^0$ Oscillation Frequency Using π - B Meson Charge-Flavor Correlations in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2057 (1998).
"Measurement of the $B_d^0\bar{B}_d^0$ Flavor Oscillation Frequency and Study of Same Side Tagging of B Mesons in $p\bar{p}$ Collisions,"
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **59**, 032001 (1999).
- [7] "Measurement of the $B_d^0\bar{B}_d^0$ Oscillation Frequency Using Dimuon Data in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **60**, 051101 (1999).
"Measurement of the $B^0\bar{B}^0$ Oscillation Frequency using $\ell^- D^{*+}$ Pairs and Lepton Flavor Tags,"
CDF Collaboration, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. D **60**, 112004 (1999).
- [8] "Measurement of $B^0 - \bar{B}^0$ Flavor Oscillations Using Jet-Charge and Lepton Flavor Tagging in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,"
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **60**, 072003 (1999).
- [9] "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>.

4 研究成果：発表論文

1. “Search for the Flavor-Changing Neutral Current Decays $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+$ and $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- K^{*0}$,”
CDF Collaboration, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3378 (1999).
2. “Measurement of B^0 - \bar{B}^0 Flavor Oscillations Using Jet-Charge and Lepton Flavor Tagging in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,”
CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **60**, 072003 (1999).
3. “Measurement of the $B^0\bar{B}^0$ Oscillation Frequency using $\ell^- D^{*+}$ Pairs and Lepton Flavor Tags,”
CDF Collaboration, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. D **60**, 112004 (1999).
4. “Measurement of $\sin 2\beta$ from $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ with the CDF Detector”,
CDF Collaboration, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. D **61**, 072005 (2000).
5. “Results from a 20 Scintillator Bar Time-of-Flight Test System Located inside the 1.4 T CDF Solenoid,”
F. Ukegawa, K. Kondo *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **439**, 65 (2000).