修士論文

国際リニアコライダーにおける
トップ対生成閾値領域でのトップクォークの
運動量分布の研究

～ A study of the top quark momentum distribution
in the threshold region of top pair creation
at the International Linear Collider ～

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

小澤　清明

平成 28 年

概 要

トップクォークは標準模型の粒子の中で最も重く、その質量は電弱スケールに到達している。また、崩壊幅の大きさからハドロン化する前に崩壊するなど、他の粒子にはない特徴を持っている。このトップクォークの精密測定をすることで、標準模型の検証や新物理への寄与を調べられることが期待できる。

トップの閾値付近ではトップ対はほとんど静止した状態で生成される。この時にトップの間ではグルーオンの多重交換が行われるため、低エネルギーの不定性なく QCD の寄与を検証できる。トップの運動量分布はトップの崩壊幅と強い相互作用の結合定数に感度を持つ。このパラメーターは片方の値が分かっていれば、運動量分布からもう片方の値を求められる。そのため、運動量分布の精密測定が出来ればこれらのパラメーターを相関なく得ることができる。

本研究では、国際リニアコライダー (ILC) 実験におけるトップクォークの対生成閾値領域にてトップクォークの運動量測定のシミュレーションを行った。トップの運動量測定を行うにあたり、スピンの編極は $(e^+, e^-) = (\pm 30\%, \mp 80\%)$、重心系エネルギーは $\sqrt{s}$=347GeV、積分ルミノシティはそれぞれのスピン偏極で 100fb^{-1} とした。トップはほぼ 100% ボトムクォークと W ボソンに崩壊する。正確に運動量を測定するために、2 つのトップの識別がしやすい崩壊モードを選ぶ。よって、片方の W がクォークと反クォークに崩壊し、もう片方がレプトンとニュートリノに崩壊するもの (4-Jet) を信号事象とする。この信号事象においてトップの運動量分布の精密測定を行った。

目 次

図 目 次

表 目 次

第1章　はじめに

標準模型は強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用を説明できる理論である。2012 年 7 月には CERN の LHC(Large Hadron Collider) 実験においてヒッグス粒子が発見され、この理論の正しさが更に証明された。しかし、標準模型では暗黒物質の候補が見つかっていないことや、電弱相互作用の破れの原因等について説明できていない。これらの問題を検証する方法の 1 つが加速器実験である。

ヒッグスを発見した LHC は陽子-反陽子衝突型加速器であり、衝突粒子が重いため重心系エネルギーを上げやすい。この特徴によって LHC 実験は粒子の発見に適しており、ヒッグスの発見に至った。しかし、陽子と反陽子は内部構造を持っているため背景事象が多くなり、信号事象を取り出すことが難しく、始状態が分かりにくくなる。そのため、ヒッグス等の重い粒子を精密測定するためには LHC とは異なる加速器が必要になる。その測定に適していると考えられている加速器が ILC(International Linear Collider) である。ILC は電子-陽電子衝突型加速器であり、重心系エネルギーは $\sqrt{s} = 250 \sim 500$ GeV を想定している。LHC よりもエネルギーは低いものの、電子と陽電子は内部構造を持たない粒子であるため背景事象は少ない。始状態も明確に把握出来ることから、より精密な測定が ILC では可能になる。

標準模型の中でヒッグスと並んで精密測定の重要性が高い粒子がトップクォークである。トップは標準模型の粒子の中で最も重く、その質量は電弱スケールに位置している。また、トップのエネルギースケールの大きさは漸近自由性から摂動計算が可能な領域にある。そのため、トップは QCD の検証に適している。さらに、崩壊幅が大きいためにトップの寿命は短く、ハドロン化前に弱い相互作用によって崩壊する。このことから、他のクォークと比べて粒子自身の性質をより正確に検証することができる。

本研究では ILC において測定可能であるトップの対生成閾値領域でのシミュレーションを行った。その中でトップの崩壊幅や強い相互作用の結合定数に感度のある運動量分布について精密測定をした。

本論文の構成は次の様になっている。第 2 章で標準模型を説明し、第 3 章でトップクォークについて述べる。第 4 章で国際リニアコライダー実験についての紹介をし、第 5 章でシミュレーションのツールについて解説する。第 6 章ではトップの再構成法を説明し、第 7 章で運動量分布の解析と結果を示す。最後に第 8 章でまとめる。

第 2 章　標準模型

トップクォークは電弱スケールにあり、QCD のテストにも使われることから、この章では対称性の破れと強い相互作用について簡単に説明する。

2.1　標準模型

現在素粒子物理学において標準模型は多くの実験結果と一致しており、非常に完成度の高い理論となっている。標準模型では強い力、弱い力、電磁力の 3 つの相互作用について記述され、6 つのクォーク (ダウン (d)、アップ (u)、ストレンジ (s)、チャーム (c)、ボトム (b)、トップ (t)) と、6 つのレプトン (電子 (e)、ミューオン (μ)、タウ (τ))、力を伝える 5 つのゲージ粒子 (光子 (γ)、Z 粒子、W ±粒子、グルーオン (g))、そして質量を与えるヒッグス (h) が示されている。図 2.1 に標準模型の粒子を表す。

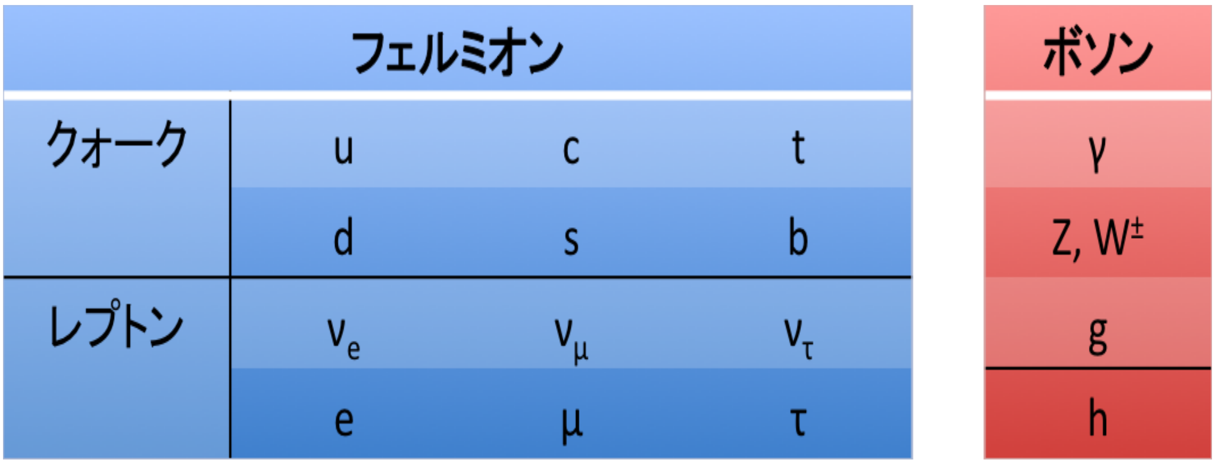

図 2.1: 標準模型粒子

クォークはスピン 1/2 を持ち、上段のクォークは電荷+2/3、下段のクォークは-1/3 をもつ。レプトンも同様に 1/2 のスピンを有しており、下段の荷電レプトンの電荷は-1、上段のニュートリノの電荷は 0 である。さらにクォークは赤、緑、青の 3 色のカラー (色荷) を持っている。また、クォークとレプトンは 3 世代に分かれている。

2.2 電弱相互作用

標準模型での 3 つの相互作用のうち電磁相互作用と弱い相互作用は電弱相互作用として統一することができる [1]。電弱相互作用は $SU(2) \bigotimes U(1)$ の対称性を持っている。$SU(2)$ の表現には弱いアイソスピン (I_W)、$U(1)$ の表現には弱いハイパーチャージ (Y_W) が使われる。粒子の電化を Q、弱いアイソスピンの第 3 成分を (I_3) とすると、式 (2.1) の関係性が得られる。

$$Y_W \equiv 2\left(Q - I_{W_3}\right) \tag{2.1}$$

ここでクォークとレプトンの弱いアイソスピンと弱いハイパーチャージ、電荷をまとめたものを表 2.1 に示す。

フェルミオン	I_W	I_{W_3}	Q	Y_W
ν_{lL}	$1/2$	$+1/2$	0	-1
l_L^-	$1/2$	$-1/2$	-1	-1
l_R^-	0	0	-1	-2
u_L	$1/2$	$+1/2$	$+2/3$	$+1/3$
d_L	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	$+1/3$
u_R	0	0	$+2/3$	$+4/3$
d_R	0	0	$-1/3$	$-2/3$
$\overline{\nu}_{lR}$	$1/2$	$-1/2$	0	$+1$
$\overline{l}_R^+$	$1/2$	$+1/2$	$+1$	$+1$
$\overline{l}_L^+$	0	0	$+1$	$+2$
$\overline{u}_R$	$1/2$	$-1/2$	$-2/3$	$-1/3$
$\overline{d}_R$	$1/2$	$+1/2$	$+1/3$	$-1/3$
$\overline{u}_L$	0	0	$-2/3$	$-4/3$
$\overline{d}_L$	0	0	$+1/3$	$+2/3$

表 2.1: 標準模型粒子の各偏極ごとの弱いアイソスピン、弱いハイパーチャージ、電荷のまとめ

さらに $SU(2)$ の場を W、$U(1)$ の場を B と表す。

$$W = (W_1, W_2, W_3) \tag{2.2}$$

実際に粒子と相互作用するゲージ粒子 ($W^{\pm}$, Z, A) のうち、$W^{\pm}$ は W_1 と W_2 の線形で表すことができる。

$$W^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1 \mp iW_2) \tag{2.3}$$

一方で、中性であるゲージ粒子 Z と A は W_3 と B の線形で表せる。

$$
\begin{aligned}
A =& \quad B\cos\theta_W + W_3\sin\theta_W \\
Z =& \ -B\sin\theta_W + W3\cos\theta_W
\end{aligned}
\tag{2.4}
$$

ここで θ_W はワインバーグ角と呼ばれる。以上の式から電磁相互作用と弱い相互作用が混合していることがわかる。

Z と A は $SU(2)$ と $U(1)$ のゲージ場の混合であるため、弱いハイパーチャージによって左巻き粒子とも右巻き粒子とも相互作用する。しかし、$W^{\pm}$ は $SU(2)$ のゲージ場であるため、弱いアイソスピンを持たない粒子とは相互作用しない。表 2.1 に示す通り、右巻きのフェルミオンは弱いアイソスピンを持っていないため、$W^{\pm}$ とは結合せず弱い相互作用をしない。

ここで弱い相互作用のゲージ対称性について述べる。標準模型はゲージ変換に対する対称性を仮定しているゲージ理論である。ある局所的ゲージ変換

$$\psi \to e^{ie\alpha(x)}\psi \tag{2.5}$$

に対してラグランジアン密度 $\mathcal{L}$ が不変であるとする。ここで x は α が依存する時空変数である。このままではラグランジアン密度は不変にならないため、以下のように変化するベクトル場のポテンシャル A_μ を導入する。

$$A_\mu \to A_\mu + \partial_\mu\alpha(x) \tag{2.6}$$

また、この変換に合わせて

$$D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu(x) \tag{2.7}$$

を用いる。ここで g は相互作用の結合強度を表す。

しかし、これらの変換を行なってもラグランジアン密度の質量項は

$$\frac{1}{2}m^2A^\mu A_\mu \to \frac{1}{2}m^2(A^\mu + \partial^\mu\Lambda)(A^\mu + \partial_\mu\Lambda) \neq \frac{1}{2}m^2A^\mu A_\mu$$

となるため、不変ではない。よってラグランジアン密度が不変であるためには m=0 でなくてはならない。

しかし、電弱相互作用のゲージ粒子のうち W ボソンと Z ボソンは質量を持っていることがわかっている。この問題の解決のためにゲージ対称性の破れが必要になる。

2.3 対称性の破れ

対称性の破れを説明する上で必要になるものがヒッグス機構である。ここでは W や Z が質量を獲得することについて述べるために、実数場を用いて複素場を定義する。

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \tag{2.8}$$

ゲージ変換

$$\phi \to e^{i\alpha(x)}\psi \tag{2.9}$$

に対してラグランジアンが不変であるようにポテンシャルを導入する。この時のラグランジアンは

$$\mathcal{L} = T - V = (\partial_\mu \phi)^*(\partial^\mu \phi) - \mu^2\phi^*\phi - \lambda\phi^*\phi)^2 \tag{2.10}$$

となる。これを実数場の ϕ_1、ϕ_2 で書くと

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[(\partial^\mu\phi_1)^2 + (\partial^\mu\phi_2)^2] - \frac{\mu - 2}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{\lambda}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \tag{2.11}$$

となる。$|\phi| \to \infty$ においてポテンシャルが負に発散しないために $\lambda \geq 0$ が求められる。また、

$$\mu^2 \propto (T - T_c) \tag{2.12}$$

である。T_c は臨界温度を表している。宇宙初期の頃は T≥ T_c であったため μ^2 ≥0 であり、ポテンシャルは $\Phi_1 = i\Phi_2 = 0$ で極小をとる。一方、宇宙が冷えてきて T≤T_c となると μ^2 ≤0 になり、ポテンシャルは $\Phi_1 + i\Phi_2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v$ で極小となる。よって、図 2.2 の右側ように $\Phi_1 - \Phi_2$ の複素平面状に半径 v の極小値の円が存在する。

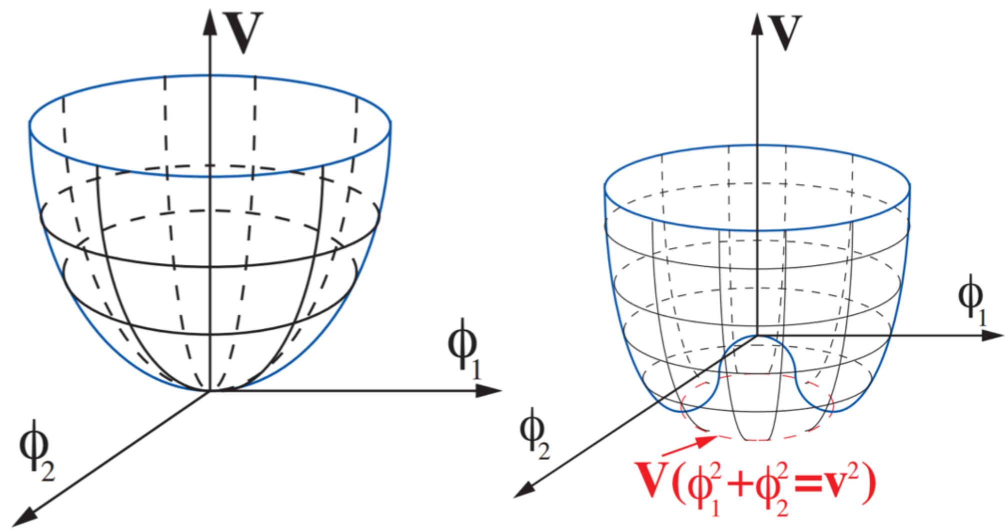

図 2.2: ヒッグスポテンシャル。左は初期宇宙の μ^2 ≥0 の頃のポテンシャル。右は現在の宇宙の μ^2 ≤0 であるポテンシャル [2]。

場は原点の周りで対称であるため、展開の中心として $\Phi_1 = v$、$\Phi_2 = 0$ を選ぶと

$$\phi(x) = \frac{(v + \eta(x) + i\rho(x))}{\sqrt{2}} \tag{2.13}$$

と展開される。これを式 2.10 に代入すると

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[(\partial_\mu \rho)^2 + (\partial_\mu \eta)^2] + \mu^2\eta^2 - \lambda v(\eta\rho^2 + \eta^3) - \frac{\lambda}{2}\eta^2\rho^2 - \frac{\lambda}{4}\eta^4 - \frac{\lambda}{4}\rho^4 + const. \tag{2.14}$$

と表せる。ここで場 η は質量 $m_\eta^2 = 2|\mu^2|$ を持つ。しかし、ρ の質量項 ρ^2 は存在していないため ρ は質量を持たない。ラグランジアンには η と ρ の 3 次や 4 次の項があるが、結合の強さには不定な定数 λ を含んでいるため評価はしない。

最初に対称性を持っていたラグランジアンは、原点に対して対称な極小値のある点で場を展開することで対称性が破れた。それによって 1 つの場が質量を得る。これを「対称性の自発的破れ」と呼ぶ。

実際にはヒッグスの場は SU(2) 二重項を形成している。

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1^+ + i\phi_2^+ \\ \phi_1^0 + i\phi_2^0 \end{pmatrix} \tag{2.15}$$

ϕ^+ と ϕ^0 は複素数場であるので、実数場を用いて次のように表せる。

$$\phi^+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}, \phi^0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \tag{2.16}$$

ラグランジアンは式 2.10 と同様の形をとる。

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger(\partial^\mu \phi) - \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{2.17}$$

この時のラグランジアンは局所ゲージ変換

$$\phi \to e^{i\vec{\alpha}(x)\cdot\vec{\tau}/2}\psi(x) \tag{2.18}$$

に対して不変である。$\vec{\tau}$ は弱いアイソスピンベクトルを表す。ポテンシャルについても同様に $\mu^2 \leq 0$ について考えると $\lambda\phi^\dagger\phi = v^2/2$ で極小をとる。ここで、$\phi_3 = v$、$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ という点を選ぶとすると、この時の真空は

$$\phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{2.19}$$

となる。この点の周りでヒッグス場を展開する。ラグランジアンがゲージ変換 2.17 に対して不変であるために共偏微分

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1\frac{Y}{2}B_\mu - ig_2\frac{\vec{\tau}}{2}\cdot \mathrm{W}_\mu \tag{2.20}$$

を用いる。

ラグランジアンの運動エネルギー部分を計算すると

$$(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) = (\frac{1}{2}vg_2)^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2}(\frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2})^2 Z_\mu^0 Z^{\mu 0} \tag{2.21}$$

となる。$m_W^2 W^+ W^- +$ が W ボソンの質量に対応する項であり、中性ボソンの質量は $(m_Z^2 Z_\mu Z^\mu)/2 +$ $(m_\gamma^2 A_\mu A^\mu)/2$ に対応する。よってそれぞれのゲージボソンの質量は

$$m_W = \frac{1}{2} v g_2 \tag{2.22}$$

$$m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \tag{2.23}$$

$$m_\gamma = 0 \tag{2.24}$$

となる。対称性の破れによって、光子以外のボソンに質量を与えることができた。この機構をヒッグス機構と呼ぶ。

2.4 強い相互作用

強い相互作用の理論として QCD(Quantum Chromodynamics) が存在する。QCD は QED(Quantum Electrodynamics) と類似点が多いが、様々な点で異なる。QCD では相互作用する粒子としてグルーロンが存在しており、グルーオンが相互作用する粒子の荷としてカラーがある。グルーオンはカラーを持つ粒子間の距離が離れると相互作用の力は大きくなり、カラーを持つ粒子が単体で存在することが出来なくなる。この時の結合定数は

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\mathrm{QCD}}}\right)} \tag{2.25}$$

と表される。$Q^2 = -q$ であり、q はグルーオンの 4 元運動量である。N_f はクォークの種類の数となっている。Λ_{QCD} は QCD スケールと呼び、α_s が発散するエネルギースケールを表す。つまりエネルギースケールが大きくなると強い相互作用の力は弱くなる。これを漸近自由性という。α_s のエネルギー依存性を図 2.4 に示す [3]。

エネルギースケールが QCD スケールよりも大きければ摂動計算が働き、正確な QCD の理論計算ができる。トップはこの QCD スケールよりも大きいスケールを持つため、トップの精密測定による QCD の検証が期待される。

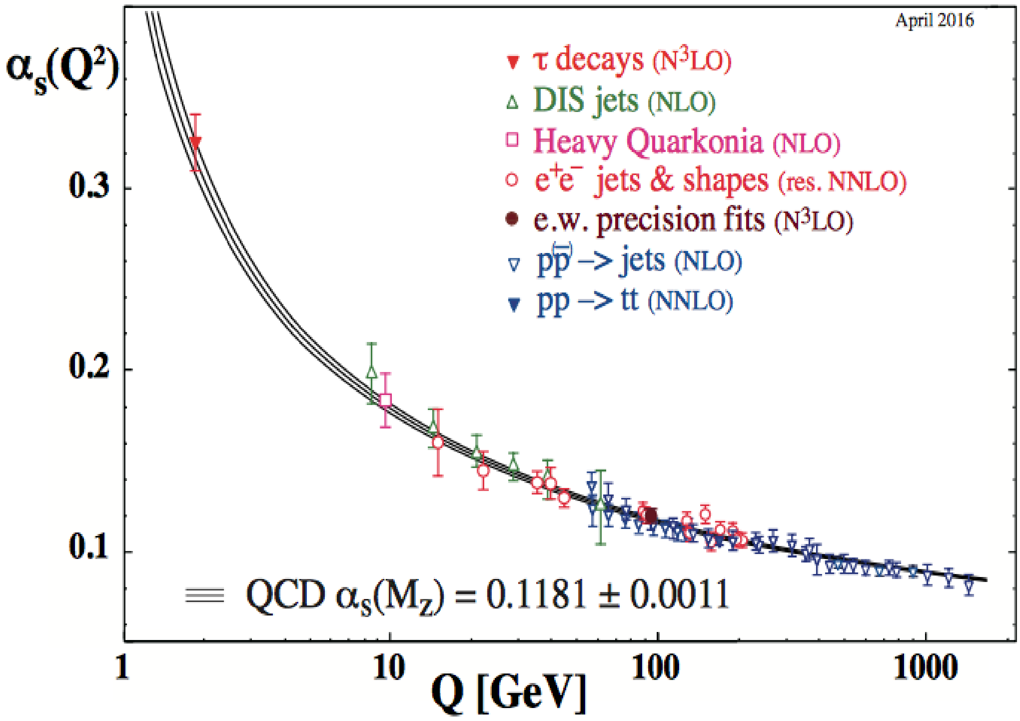

図 2.3: 強い相互作用の結合定数 α_s のエネルギー依存性 [3]

第3章　トップクォーク

3.1　トップクォーク

トップクォーク (以下「トップ」) は標準模型の中で 1 番重い粒子である。トップクォークは D0 と CDF の実験によって陽子-反陽子円形加速器である Tevatron で発見された [4]。現在その質量は 173.21±0.51(stat.)±0.71(syst.) GeV とされている [5]。標準理論でのトップの崩壊幅は $\Gamma(Wb)/\Gamma(Wq(q=b,s,d))$=0.957±0.034 となっていて、ほとんど b と W に崩壊する。全崩壊幅は $\Gamma_{\mathrm{t}} = 1.4^{+0.69}_{-0.55}$ GeV であり、式 (3.1) に示すように QCD スケールより非常に大きい。

$$\Gamma_t \simeq \frac{\mathrm{G_F} m_t^3}{8\sqrt{2}\pi}|V_{tb}|^2 \sim 1.5\ \mathrm{GeV} \gg \Lambda_{\mathrm{QCD}}(\sim 300\ \mathrm{MeV}) \tag{3.1}$$

$\mathrm{G_F}$ はフェルミ定数、m_t はトップの質量、Λ_{QCD} は QCD スケールを示している。トップはエネルギースケールが QCD スケールよりも大きいため、漸近自由性から摂動計算を行うことができる。これによって正確な理論計算が可能である。

また、寿命が約 10^{-25} 秒と短いため、ハドロン化前に弱い相互作用によって崩壊する。トップ以外のクォークは崩壊前に他のクォークと結合してハドロン化するが、トップはハドロン化する前にクォーク単体として崩壊する。そのため、トップを調べることで裸のクォークの検証が可能になる。

3.2　トップ測定の現状

この節では加速器におけるトップ測定の結果について述べていく。

＜ **質量** ＞　ハドロンコライダーにおけるトップの質量測定はジェットを再構成し、その不変質量から求める事になる。Tevatron で測定された質量は次の通り [6]。

$$\mathrm{D0} + \mathrm{CDF} : m_t \quad = \quad 173.2 \pm 0.9(stat. + syst.)\ \mathrm{GeV} \tag{3.2}$$

また、LHC では次の様に測定されている [7][8]。

$$\begin{aligned}\mathrm{ATLAS} : m_t &= 174.5 \pm 0.6(stat.) \pm 2.3(syst.)\ \mathrm{GeV}\\ \mathrm{CMS} : m_t &= 172.6 \pm 0.4(stat.) \pm 1.2(syst.)\ \mathrm{GeV}\end{aligned}$$

系統誤差の主な原因はジェットエネルギーの分解能である。

一方で、ILC ではトップの対生成閾値領域における断面積を測定することでトップの質量を求める。トップの対生成断面積が依存するパラメーターは、重心系エネルギー $\sqrt{s}$、トップの質量 m_t、崩壊幅 $\Gamma_{\rm t}$、強い相互作用の結合定数 α_s、ヒッグスの質量 m_h、トップ湯川結合 y_t であり、式 (3.3) の通りである。

$$\sigma_{tt} \propto f(\sqrt{s}, m_t, \Gamma_{\rm t}, \alpha_s, m_h, y_t) \tag{3.3}$$

トップ対生成閾値領域での断面積の質量への感度を図 3.1 に示す。

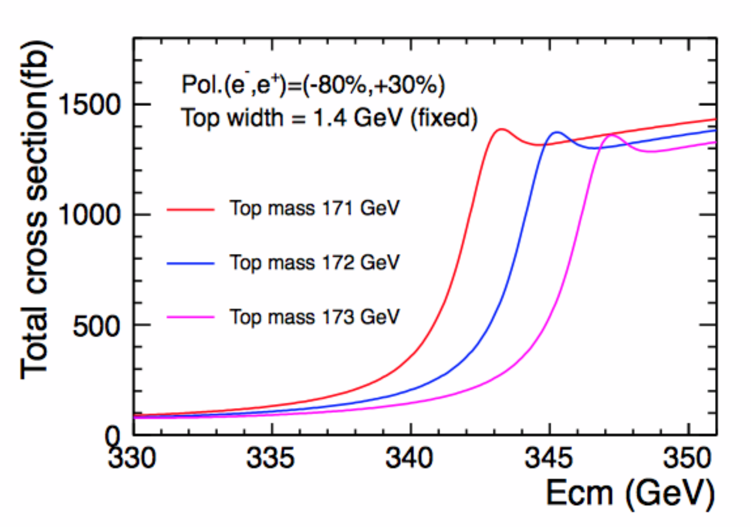

図 3.1: トップ対生成閾値領域の断面積の質量への感度。トップ質量が大きくなるほど断面積の立ち上がりがエネルギーの高い方にずれていく [9]。

3 つの曲線はトップ対生成閾値付近においてトップの質量を 1GeV ずつ変えた時の対生成断面積を表す。トップの質量が高くなるほど、断面積の立ち上がりがエネルギーの高い方にずれていく。この断面積の立ち上がりの位置から求められた質量の統計誤差は δm_t=28 MeV と求められている [10]。

＜ **崩壊幅** ＞　ハドロンコライダーでの崩壊幅測定は

$$\Gamma_{\rm t} = \frac{\Gamma(t \to Wb)}{BR(t \to Wb)}$$

から間接的に求めている。$\Gamma(t \to Wb)$ はトップが b と W に崩壊する時の崩壊幅、$BR(t \to Wb)$ はその時の崩壊分岐比である。CMS では $\Gamma_{\rm t} = 1.36 \pm 0.02(stat.)^{+0.14}_{-0.11}(syst.)$ GeV となっている [11]。統計誤差は非常に小さいものの間接的な測定であるため、系統誤差が大きい。一方、CDF ではトップの質量分布から直接崩壊幅を求めているが、1.10$<\Gamma_{\rm t}<$4.05 GeV とその範囲は広い [12]。

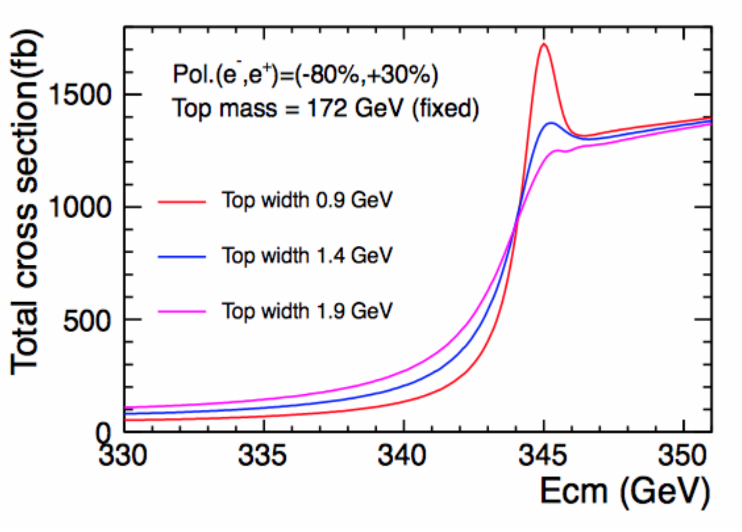

図 3.2: トップ対生成閾値領での断面積の立ち上がりの形と崩壊幅の感度。トップの崩壊幅が大きくなると断面積の立ち上がりの形は緩やかに、崩壊幅が小さくなると立ち上がりの形は急になる [9]。

現在の ILC 実験での崩壊幅測定は質量と同様に対生成断面積から求めている。図 3.2 はトップ対生成閾値付近における断面積の立ち上がりの形とトップの崩壊幅の感度を示している。3 つの曲線はトップ対生成閾値付近においてトップの崩壊幅を 0.5 GeV ずつ変えた時の対生成断面積である。トップの崩壊幅が大きくなると断面積の立ち上がりは緩やかに、崩壊幅が小さくなると立ち上がりは急になる。この断面積の立ち上がりの形状からトップの崩壊幅を見積もる。この立ち上がりの形状から求められた崩壊幅の統計誤差は $\delta\Gamma_t$=39 MeV である [10]。

3.3 トップの崩壊幅

トップの崩壊幅は標準理論の検証や新物理の探索に用いることができる。式 (3.1) で表したように、トップの崩壊幅は V_{tb} ∼1 に比例する。この値は標準理論での値であるため V_{tb} が 1 から大幅にずれる場合、そこに新物理発見の可能性がある。新物理として考えられるのは標準理論に記載されていない粒子との結合である異常結合である。異常結合を踏まえた上で、b と W に崩壊するトップの崩壊幅は次のようになる [13]。

$$\begin{aligned}\Gamma(t\to bW) &= \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}}m_t^3(1-x^2)\Big[(1+x^2-2x^4)(f_{1L}^2+f_{1R}^2)\\ &\quad +(2-x^2-x^4)(f_{2L}^2+f_{2R}^2)+6x(1-x^2)(f_{1L}f_{2R}+f_{2L}f_{1R})\Big] \qquad (3.4)\end{aligned}$$

ここで $x = m_W/m_t$、f は form factor といい、崩壊点における相互作用の様子を記述するものである。f_1 は W と t-b ベクトルカレントの結合に、f_2 は W と t-b テンソルカレントの結合に対応

し、L と R はそれぞれのカレントでトップのカイラリティ左巻きと右巻きを表す。標準模型では f_{1L}=V_{tb}=1、f_{1R} =f_{2L} =f_{2R} =0 である。図 3.3 は form factor と崩壊幅の依存性を示している。

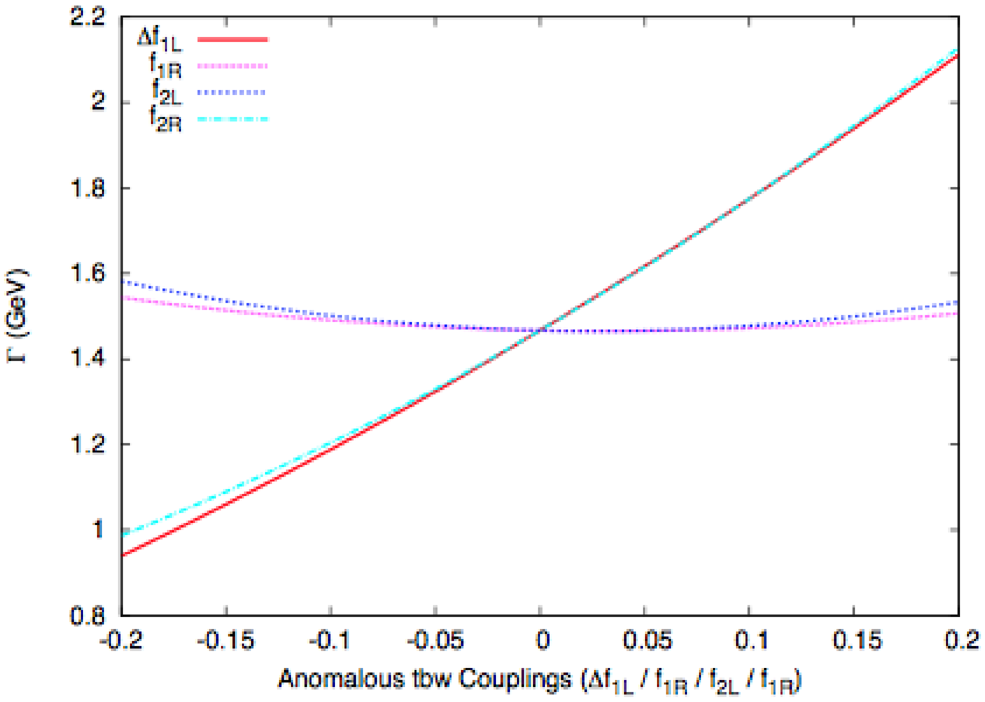

図 3.3: トップの崩壊幅測定精度と新物理への寄与 [13]。横軸はそれぞれの form factor を示す。

測定された崩壊幅が標準模型の値とずれる場合、新物理への寄与が期待される。しかし、現在の測定精度の誤差は大きいため、ILC での崩壊幅の精密測定が求められる。前節で述べた通り ILC の解析では質量と同様に断面積から崩壊幅を求めることができるが、その値は他のパラメーターと強い相関を持っている。そのため、断面積測定に比べて相関が小さい運動量分布測定による崩壊幅の見積もりを行う。ただし、この研究のみでは崩壊幅のそれぞれの form factor を分離することはできない。終状態の角度分布などからそれらの form factor を分離することは将来の課題である。

3.4 トップの閾値領域

トップ対は対生成の閾値 ($\sqrt{s} \sim 2m_t$) では運動量が小さく、ゆっくり離れていく。その間にクーロン力的なグルーオンの多重交換が行われる。そのため、閾値付近では低エネルギーでの不定性を除いた QCD のテストが行える [14]。閾値付近での $e^+e^- \to t\bar{t}$ における確率振幅の構成要素は QCD ポテンシャルでの非相対論的シュレディンガー方程式のグリーン関数である。

$$[-\frac{\nabla^2}{m_t}+V(r)-(E+i\frac{\Gamma_\theta}{2})]G(\mathbf{x},E)=\delta^3(\mathbf{x}) \tag{3.5}$$

ここで、$E=\sqrt{s}-2m_t$ は閾値からのエネルギー、r はトップと反トップの相対距離 (r=|**x**|) を表す。右辺の δ 関数は同じ位置でトップと反トップが生成されることを示す。Γ_θ はトップの共鳴状態 (トッポニウム) の崩壊幅であり、トップの崩壊幅の約 2 倍の値を持つ。
また、QCD のポテンシャルは運動量スケール $\mu\sim\frac{1}{r}$ を用いてクーロンポテンシャルと同じ様に書くことができる。

$$V(r)\sim-\frac{3}{4}\frac{\alpha_s(1/r)}{r} \tag{3.6}$$

閾値領域での確率振幅の上昇はベクトルボソンとの結合 $t\bar{t}V(=\gamma,Z))$ の崩壊点 $\Gamma^\mu_{t\bar{t}V}$ によるものである。この $\Gamma^\mu_{t\bar{t}V}$ は式 (3.5) に示したグリーン関数に比例する。

$$\begin{aligned}\Gamma^\mu_{t\bar{t}V} &\propto \tilde{G}(\mathbf{p};E) \\ \tilde{G}(\mathbf{p};E) &= \int d^3\mathbf{x}e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}}G(\mathbf{x};E)\end{aligned} \tag{3.7}$$

式 (3.5) の同次方程式の解である $\psi_n(\mathbf{x})$ を使うと、グリーン関数は次のように示せる。

$$\tilde{G}(\mathbf{p};E)=-\sum_n\frac{\phi_n(\mathbf{p})\psi^*_n(\mathbf{x}=0)}{E-E_n+i\Gamma_n/2} \tag{3.8}$$

この G はトップの運動量 (P)、閾値から測った重心系エネルギー (E)、トップの崩壊幅 (Γ_t)、強い相互作用の結合定数 (α_s)、ヒッグス交換の寄与が重要な場合はヒッグスの質量 (m_H)、トップのヒッグスへの湯川結合 (y_t) で決まる。
このGが依存するパラメーターを求める手法の 1 つがトップの運動量分布測定である。

3.5 トップの運動量測定

この節ではトップの運動量測定と、そこから求められる崩壊幅について説明する。
まずトップ対生成の全断面積は式 (3.9) で与えられる。

$$\begin{aligned}\sigma_{t\bar{t}}\propto &\quad Im<\mathbf{x}=\mathbf{0}|\mathbf{G}|\mathbf{x}=\mathbf{0}> \\ \approx &\quad Im\sum_n\frac{|\Psi_n(\mathbf{0})|^2}{E-E_n+i\Gamma_n/2}\end{aligned} \tag{3.9}$$

n の和は全トッポニウムの共鳴状態についてとる。全断面積は原点での波動関数の絶対値の二乗に依存している。

一方、トップの運動量分布となる微分断面積は式 (3.10) で表される。

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{t\bar{t}}}{d|\mathbf{p}|} \propto & \quad |<\mathbf{p}|\mathbf{G}|\mathbf{x}=\mathbf{0}>|^{\mathbf{2}} \\ \approx & \quad |\sum_n \frac{\Phi_n(\mathbf{p})\mathbf{\Psi}^*_{\mathbf{n}}(\mathbf{0})}{E-E_n+i\Gamma_n/2}|^2\end{aligned} \tag{3.10}$$

この式からトップの運動量分布は、トッポニウムの運動量空間での波動方程式に依存していることがわかる。

トップ以外のクォーコニウムは崩壊において対消滅のモードが支配的である。そのため、クォーコニウムを構成していた粒子の運動量を知ることはできない。しかし、トップはそのまま b と W に崩壊するため、ジェットを再構成することでトップ自身の運動量を測定することが可能である。このことから、トッポニウムは運動量空間の波動方程式を調べる最初のクォーコニウムになることが期待される。

微分断面積であるトップの運動量分布には、全断面積とは異なる特徴を持っている。まず、ヒッグス交換の寄与を受けない点である。閾値付近ではトップ対の間をヒッグスが交換される。この時全断面積は上昇するが、ヒッグスの交換の寄与は短距離のみであるため、運動量分布への感度はない。よって、運動量分布測定においてヒッグス交換の不定性を考慮する必要はない。図 3.4 にヒッグス交換のダイアグラムを示す。

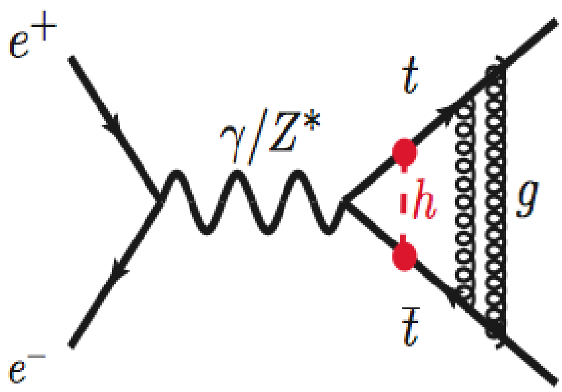

図 3.4: ヒッグス交換のダイアグラム

また、断面積測定によってトッポニウムの共鳴状態の 1 つ、1S 共鳴のピーク位置が測定可能である。この 1S 共鳴のピーク位置を測定する基準点にすれば、運動量分布はトップの質量にも寄らなくなる。以上のことから、運動量測定では全断面積測定にあったパラメーターのうち、湯川結合とトップの質量からの相関を切ることができる。

運動量分布に感度を持つ残りのパラメーターは崩壊幅 Γ_t と強い相互作用の結合定数 α_s である。式 3.6 より、QCD ポテンシャルにおけるトップ崩壊の様子を図 3.5 に示す。

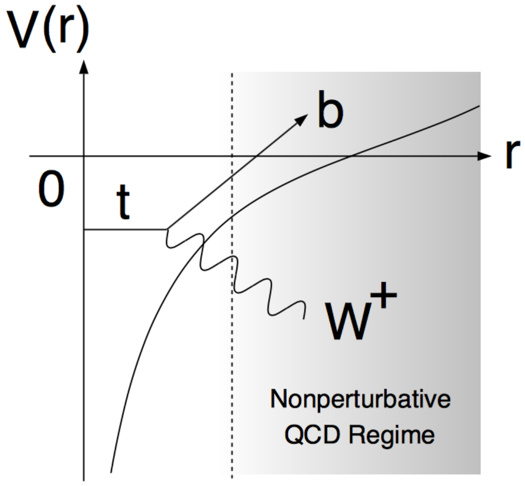

図 3.5: QCD ポテンシャルとトップ崩壊の様子 [15]

崩壊幅が大きくトップの寿命が短いほどトップが減速する前に崩壊するため、トップの運動量も大きくなる。また、式 3.1 で示したように Γ_t は $|V_{tb}|^2$ に依存するため、$|V_{tb}|^2$ が大きくなればトップの運動量分布のピーク位置はエネルギーの高い方へずれていく。ここで図 3.6 に $|V_{tb}|^2$ を変えた時のトップの運動量分布とピーク位置の変化を示す。

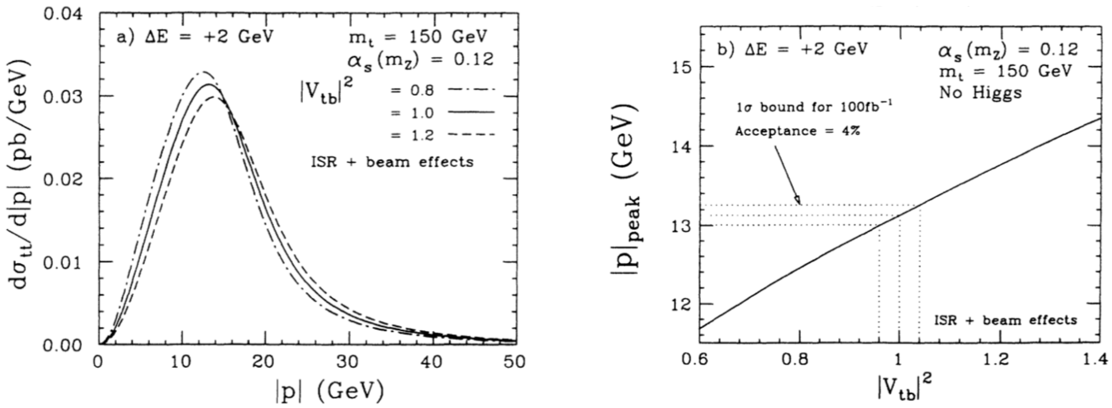

図 3.6: $|V_{tb}|^2$ に対する運動量分布とピーク位置の変化。左図が運動量分布、右図がピーク位置を表す。左図の破線や実線は $|V_{tb}|^2$ を 0.2 GeV ごとに変えたもの。$|V_{tb}|^2$ が大きくなるごとにピーク位置も大きくなっている [14]。

図 3.6 の左図にある 3 本の曲線は $|V_{tb}|^2$ を 0.2 GeV ずつ変えた時のトップの運動量分布を表す。この時 α_s は 0.12 で固定している。右図は運動量分布のピーク位置と $|V_{tb}|^2$ の関係を示している。$|V_{tb}|^2$ とピーク位置は単調増加の関係性を持っている。また、先ほど述べたように $|V_{tb}|^2$ と Γ_t は比例関係にあるため、運動量分布のピーク位置を測定することで $|V_{tb}|^2$ からトップの崩壊幅 Γ_t を見

積もることができる。

一方、運動量分布のピーク位置は強い相互作用の結合定数 α_s にも感度をもつ。図 3.7 に α_s を変えた時のトップの運動量分布とピーク位置の変化を示す。

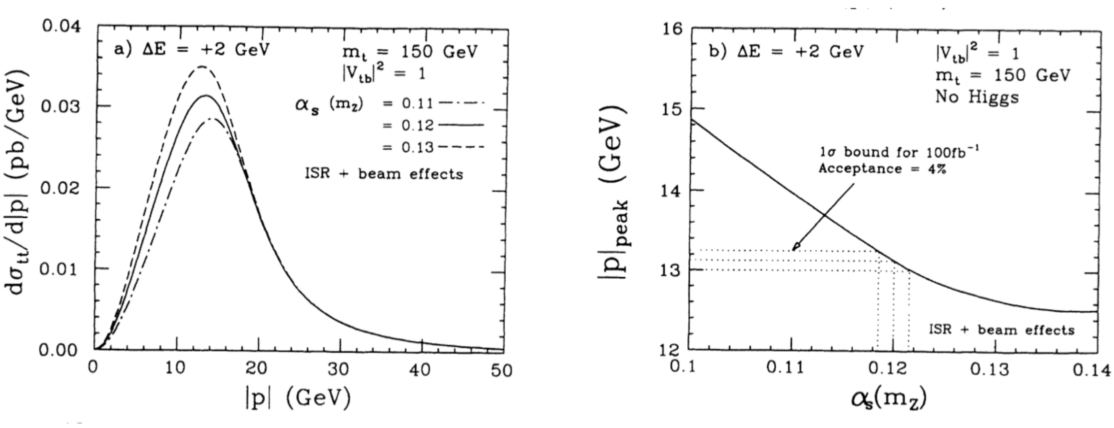

図 3.7: α_s に対する運動量分布とピーク位置の変化。左図が運動量分布、右図がピーク位置を表す。左図の点線と破線はそれぞれ α_s を 0.01 ずつ変えた時の運動量分布。右図から α_s が大きくなるごとにピーク位置が小さくなっていることがわかる。[14]。

図 3.6 の左図の実線と破線による 3 つの線はそれぞれ α_s を 0.01 ごと変えた時の運動量分布である。この時 $|V_{tb}|^2 = 1$ GeV で固定している。右図のように α_s が大きくなるとピーク位置はエネルギーの低い方へずれていく。本来トップの運動量は $\sim \alpha_s m_t$ になるというビリアル定理に従うはずである。しかし、運動量分布の測定エネルギーはトッポニウムの 1S 共鳴のエネルギー点を基準としている。1S 共鳴のエネルギー点は $E_{1S} \sim -\alpha_s^2 m_t$ という関係性を持っている。そのため、α_s が増えるごとに測定するエネルギー点が下がっていき、運動量は小さくなりピーク位置も下がっていく。

以上のことから、$|V_{tb}|^2$ か α_s の片方のパラメーターが既知であれば、運動量分布のピーク位置からもう片方のパラメーターを見積もることができる。現在の α_s の誤差を含めた値は $\alpha_s = 0.1181 \pm 0.0011$ であり、崩壊幅の値は $\Gamma_{\rm t} = 1.4^{+0.69}_{-0.55}$ GeV である [5][3]。崩壊幅の誤差と比べて α_s の誤差によるピーク位置への寄与は小さいため、本研究では α_s は既知であるとする。よって、トップの運動量分布のピーク位置から $|V_{tb}|^2$ を求め、$|V_{tb}|^2$ と比例関係にあるトップの崩壊幅を見積もることが可能となる。

第4章　国際リニアコライダー(ILC)実験

4.1　概要

国際リニアコライダー(ILC)は200-500GeVの重心エネルギーを持つ、電子・陽電子衝突型線形加速器である。重心エネルギーはアップグレードにより1TeVまでの拡張が予定されている[16]。レプトンコライダーであるILCでは初期状態の電子や陽電子のエネルギーや偏極を指定することができる。また、電子と陽電子は内部構造を持たないため生成される背景事象が少なく、詳細な物理現象の測定に適している。ILCでの目的はヒッグスの精密測定、トップの精密測定、新物理の探索など多岐にわたっている。

$\sqrt{s}$	積分ルミノシティ	主崩壊過程	目的
250 GeV	500(1500) fb^{-1}	$e^+e^- \to Zh$	ヒッグスボゾン精密測定
350 GeV付近	200 fb^{-1}	$e^+e^- \to t\bar{t}$	トップ精密測定
500 GeV	500(3500) fb^{-1}	$e^+e^- \to t\bar{t}h$	トップ湯川結合測定
		$e^+e^- \to Zhh$	ヒッグス自己結合測定
			新物理探索

表4.1: ILCの運転エネルギーとターゲットの物理。積分ルミノシティのカッコ内はルミノシティアップグレード(High Luminosity ILC;HL-ILC)を採用したときの値[17]

4.2　加速器

ILCは線形加速器なので円形加速器と異なり衝突機会は1回しかない。そのため、ルミノシティの高さが非常に重要となる。ルミノシティの定義を式(4.1)に示す。

$$\mathcal{L} = f_{rep}\frac{n_b N^2}{4\pi\sigma_x^*\sigma_y^*} \tag{4.1}$$

f_{rep}は衝突頻度、n_bは1トレイン内のバンチ(粒子の集団、ILCでは電子・陽電子の集団)数、Nは1バンチ内の粒子数、σ_x^*、σ_y^*はそれぞれ衝突点での水平方向と垂直方向のビームサイズを表している。ILCの加速器は主に

- 電子・陽電子源

- 減衰リング
- 主線形加速器

の 3 種類から構成される [18]。電子・陽電子源で電子と陽電子が生成され、減衰リングによってビームの広がりを調整し、主線形加速器で加速して衝突させる。図 4.1 に ILC の概観を示す。

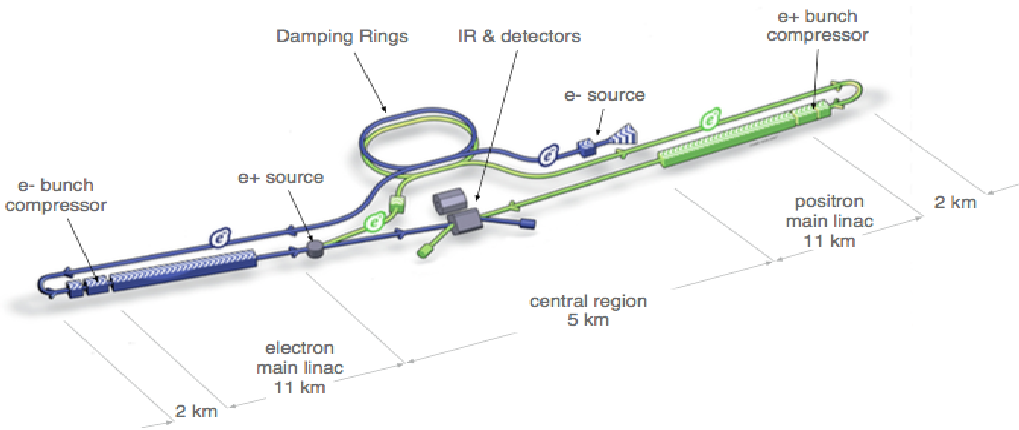

図 4.1: ILC の加速器の外観 [18]

4.2.1 電子源

電子源では DC 銃から編極されたレーザーを半導体 GaAs などの光電陰極板に照射する。これによって光電効果が起き、140 ∼ 160 keV の編極電子が放出される。電子の編極率は ±80% が目標である。生成された電子は常伝導加速空洞によって 76MeV まで加速され、さらに超伝導加速空洞によって 5GeV に加速される。また、減衰リングに運ばれる前に超伝導ソレノイドによって電子のスピンは垂直方向に揃えられる。

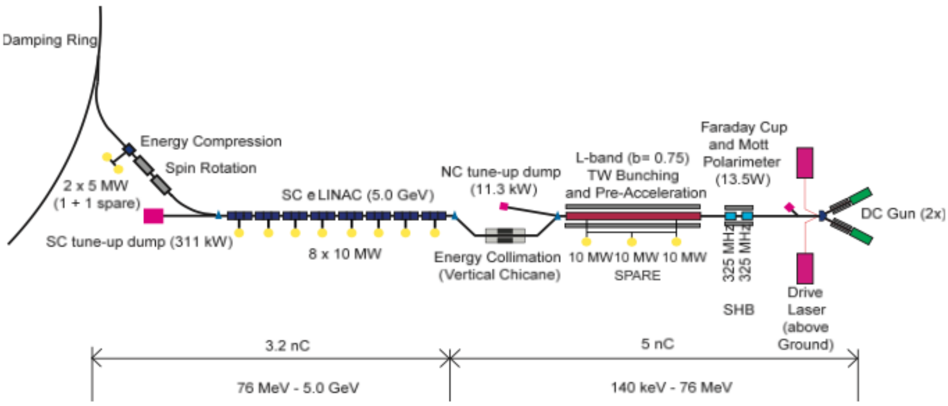

図 4.2: ILC の電子源 [18]

4.2.2 陽電子源

ILC で陽電子を生み出す方法としてはアンジュレーター法が用いられる。電子源で生成された電子ビームは主線形加速器で 150 GeV まで加速された後に 147 m のアンジュレーターに通される。アンジュレーターは螺旋状の装置であり、その中では磁場の向きが交互に変わっている。その中で電子は螺旋状に蛇行して制動効果を起こし、光子を放出する。放出された光子はチタン合金の標的にぶつけられ、電磁シャワーを発生する。電磁シャワーのうち陽電子を取り出すことで編極された陽電子を生成することができる。陽電子は ±30% の編極が可能であり、アップグレードによって ±60% の編極も想定されている。陽電子生成に使われた電子ビームはそのまま主線形加速器に戻される。生成された陽電子は常伝導加速空洞で 400 MeV まで加速された後に超伝導加速空洞によって 5 GeV に加速され、減衰リングに入射する。図 4.3 に陽電子減の構造を示す。

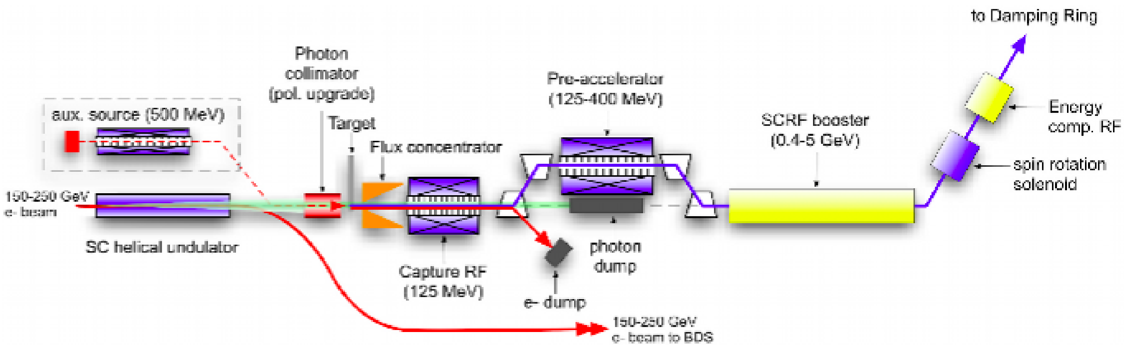

図 4.3: ILC の陽電子源 [18]

4.2.3 減衰リング

電子と陽電子のビームが運ばれる減衰リングではルミノシティを上げるためにそれぞれのビームの広がりを抑える。ルミノシティとビームの広がり $\sigma_{x,y}$ は次のように定義される。

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\beta_{x,y} \cdot \gamma_e \epsilon_{x,y}} \tag{4.2}$$

$$\epsilon = \Delta x_{\text{phase}} \cdot \Delta p_{\text{phase}} \tag{4.3}$$

ここで β は加速器パラメータのベータ関数、γ_e は $\gamma_e = \sqrt{1-\beta_e^2}$（$c\beta_e$:ビーム速度、$c$:高速）で表される。$\epsilon$ はエミッタンスと呼ばれ、位置と運動量の位相空間におけるビームの位置の広がり（Δx_{phase}）と運動量の広がり（Δp_{phase}）の積で表される。

減衰リングは円周 3.2 km の長さであり、電子・陽電子ビームはその中を 5 GeV で走る。円弧部分では制動放射によってビームは光子を放出しエネルギーが減るが、光子の放出はビームの進行方向に行われるため、ビームの運動量の向きは変わらずに絶対量のみが減少する。直線部分には

高周波キャビティがあり、失った進行方向エネルギーはここで回復する。これによってビームの横方向の広がりのみが抑えられる。よって、減衰リングを周回させることでビームのエミッタンスは小さくなっていく。

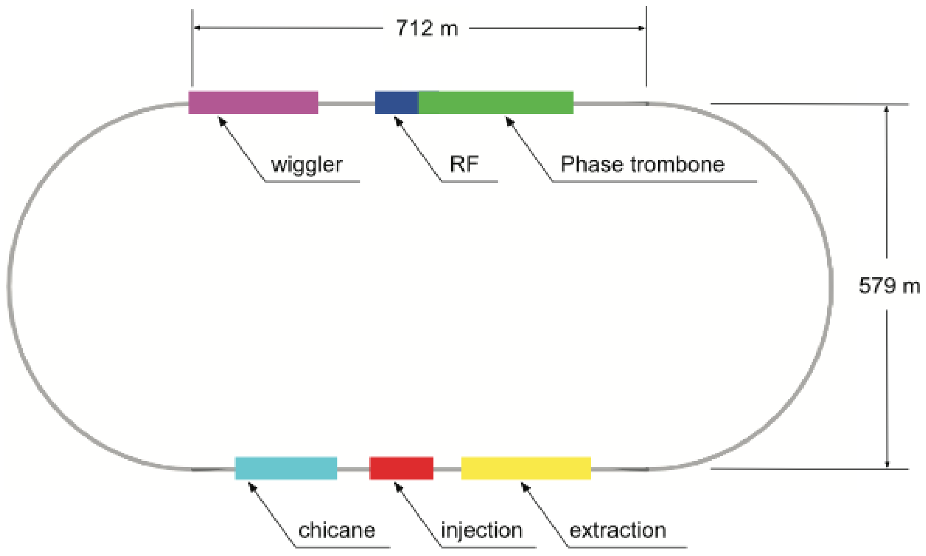

図 4.4: 減衰リングの構想図 [18]

4.2.4 主線形加速器

減衰リングを出たビームは RTML(Ring To Main Linac) で 5GeV から 15GeV まで加速される。その後、主線形加速器によって 250GeV にまでビームは加速される。その全長は電子と陽電子合わせて 22km となっている。内部には 9 つのセルを持つニオブ加速空洞が組み込まれており、供給される液体ヘリウムによって 2K に保たれている。平均加速勾配は 31.5MV/m が要求されている。この加速空洞を 1.3 GHz の高周波数で運用することにより、電場を発生させて粒子を加速する。線形加速器ではその長さを伸ばすことで重心系エネルギーを上げることができるため、アップグレードによって全身を 50 km にする計画がある。

図 4.5: ILC の主線形加速器における 9 個のセルを持つ加速空洞 [16]

4.3 検出器

ILC には SiD(Silicon Detector) と ILD(International Large Detector) の 2 種類の測定器がある。

SiD はアメリカが中心となって開発が進められており、ILD はアジアとヨーロッパで開発されている。これらの測定器は隣同士に並んでいるため、測定の際には横にスライドさせることで交換が可能である。この方法は push-pull と呼ばれている。本研究では ILD に基づいたシミュレーションを行っているため、ILD についてのみ説明していく。ILD の内部構造を図 4.6 と図 4.7 に示す [19]。

ILD は内部から崩壊点検出器、飛跡検出器、カロリメーター、ソレノイドコイル、ミューオン検出器と構成されている。ILC ではジェットの高いエネルギー分解能を得るために、解析方法として PFA(Particle Flow Algorithm) が用いられる。ジェット中の荷電粒子を飛跡検出器で測定し、光子は電磁カロリメーター、中性粒子はハドロンカロリメーターで測定する。この様に重複なく粒子を測定することでジェット中の大量の粒子を高い精度で識別することが出来る。それぞれの検出器については以下で詳しく説明していく。

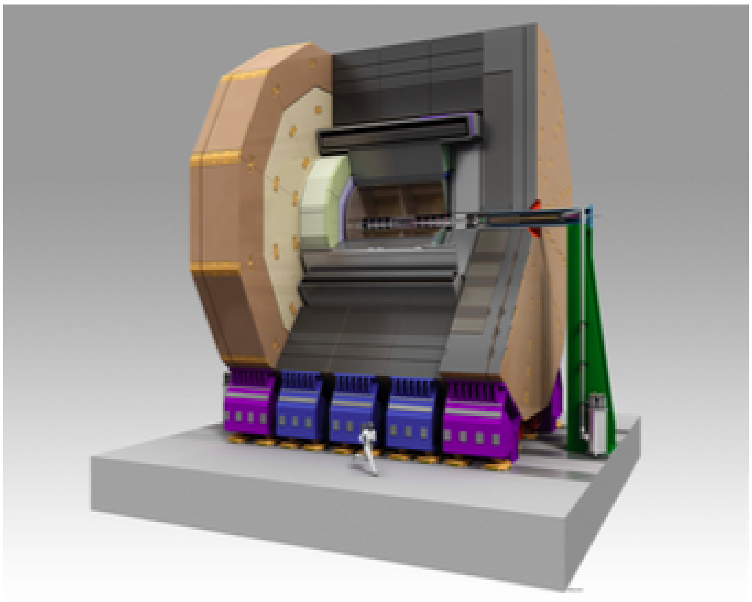

図 4.6: ILD 検出器の外観図 [19]

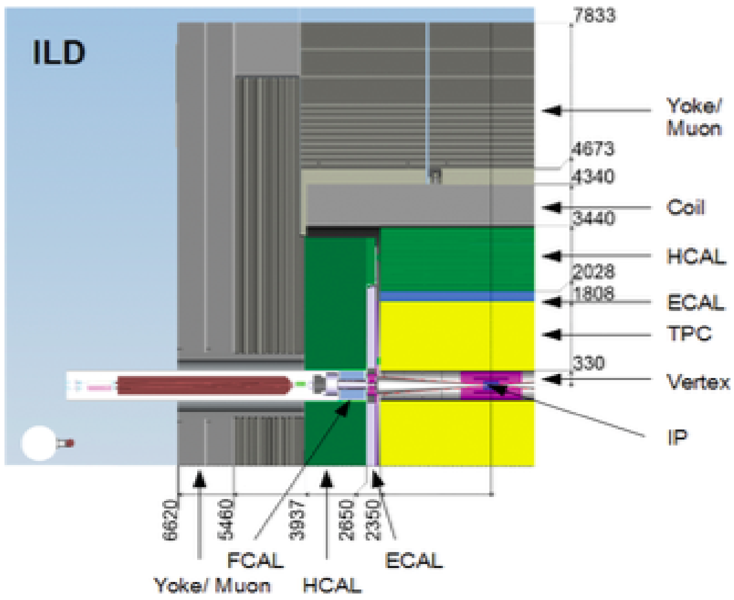

図 4.7: ILD 検出器の断面図 [19]

4.3.1 崩壊点検出器

ILD の中で最も衝突点に近い位置にある崩壊点検出器 (VTX) は粒子の崩壊点を測定することで、ジェットのフレーバータグを行う。主にジェットが b クォーク由来か c クォーク由来か、それとも u,d,s クォークまたはグルーオン由来なのかを識別する。VTX に求められる分解能 σ は

$$\sigma_r \leq 5 \oplus \frac{10}{p\beta \sin^{3/2}\theta}(\mu m) \tag{4.4}$$

である。ここで p,β は粒子の運動量と速度、θ はビーム軸との角度を示す。1 項目は各レイヤの位置分解能による値、2 項目はレイヤにおける多重散乱による値である。より具体的には

- 衝突点近傍の位置分解能が $3\mu m$ 以下
- 1 レイヤー毎の物質量が 0.15% 以下
- 最内装の 1 レイヤー目までの距離が 1.6cm 以下
- ピクセル占有率が数 %

が必要とされる。図 4.8 に VTX の内部構造を示す。

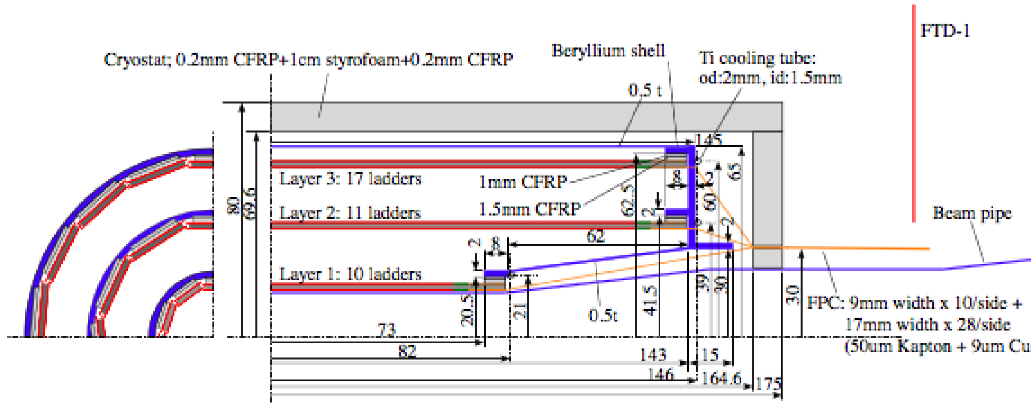

図 4.8: 崩壊点検出器の外観図 [19]

VTX は 2 層 1 組の 6 つのレイヤーを持っており、衝突点から半径 1.6 ∼ 6.0cm をカバーしている。VTX の読み出し方法としては 2 種類計画されている。 1 つはトレイン中に 10 ∼ 100 回読み出す方法であり、190m ほど電源を切ることが可能なため消費電力が抑えられる。また、読み出す回数をあげることでピクセル占有率を下げることができる。この方法はフランスの MIMOS/AROM やドイツの DEFET が採用している。 2 つ目はトレイン中にヒット情報をためて次のトレインが来る間に読み出す方法である。この方法ではピクセルサイズを小さくし、読み出しの最中にビームによる高周波ノイズがかからない。日本で開発が行われている FPCCD やアメリカで開発されている Chronopixel はこちらの方法で用いられる。

4.3.2 飛跡検出器

< シリコン飛跡検出器 >

ILC のシリコン飛跡検出器は 4 つの要素を持つ。SIT(Silicon Inner Tracker)、SET(Silicon External Tracker)、ETD(end cap component behind the endplate of the TPC)、FTD(Forward Tracker) である。図 4.9 にシリコン飛跡検出器の構造を示す。これらのシステムは運動量の分解能を向上させ、TPC との相互修正を行い、タイムスタンプによるバンチの識別が可能となる。タイムスタンプとは 1 バンチの衝突があるごとにその情報を記録するシステムである。特に FPCCD は 1 トレインごとに読み出すことから読み出し速度が遅いため、タイムスタンプ機能が重要となる。

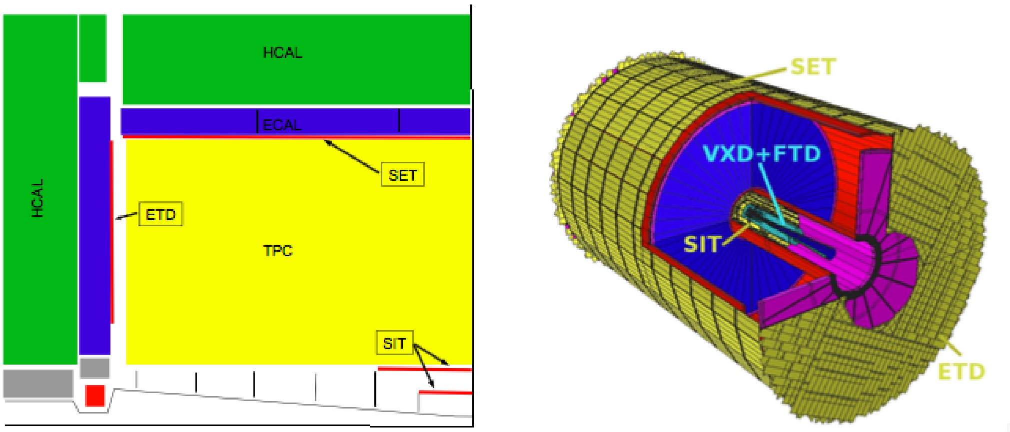

図 4.9: シリコン飛跡検出器の外観図 [19]

＜ 主飛跡検出器 ＞

外観を図 4.10 に示す。主飛跡検出器 (TPC : Time Projection Chember) は荷電粒子の飛跡を高分解能で求めるための検出器である。磁場の中を通った荷電粒子の曲率半径を測定することで粒子の運動量を求める。TPC 内部はガスに満たされており、一様な電場がかけられている。その中を荷電粒子が通り抜けるとその飛跡に沿ってガスの分子が電離し、発生した電子が読み出し装置に向かってドリフトする。読み出し装置の電極では電子の位置から 2 次元情報を得ることができ、その情報に電子の到達した時間を加えることで飛跡の 3 次元情報を再構成できる。TPC に求められる運動量分解能は

$$\sigma(1/p) \geq 9 \times 10^{-5}(\mathrm{GeV/c})^{-1} \tag{4.5}$$

である。

そのためには

- 測定点が約 200 点
- 位置分解能が 100μm 以下
- ドリフト距離は 2.2m
- B=3.5T の均一な磁場をかける

が必要となる。この条件を達成するために不感領域を最小限に抑え、2 つの飛跡の分解能は 2mm 以下、低物質量化を目指している。

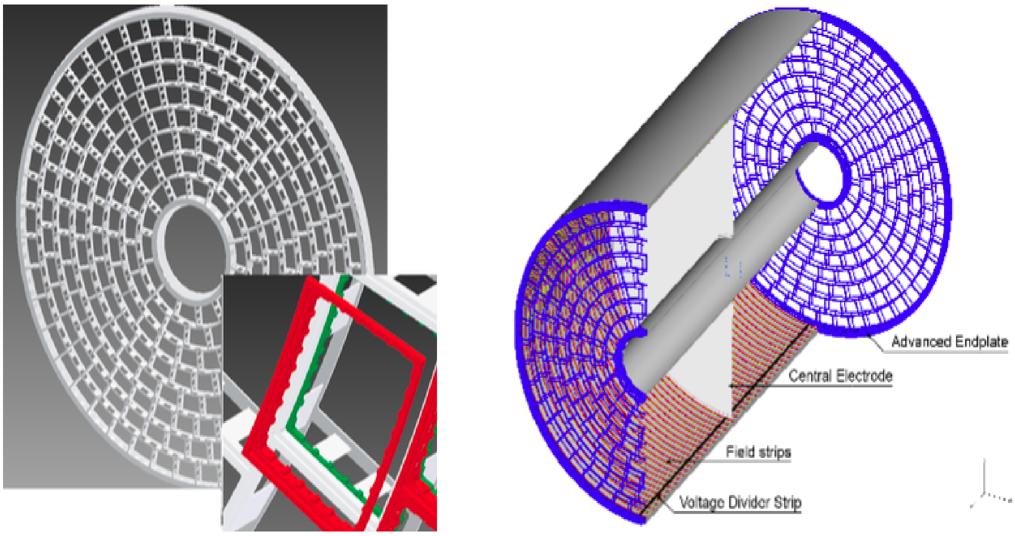

図 4.10: 主飛跡検出器の外観図 [19]

4.3.3 カロリーメータ

カロリメーターでは内部でシャワーを起こし、粒子のエネルギーを測定する。電磁カロリメーターとハドロンカロリメーターの 2 種類があり、電磁カロリメーターでは電磁シャワー (γ、電子) を測定し、ハドロンカロリメーターではハドロンシャワー (荷電ハドロン、中性ハドロン、ジェット) を測定する。PFA におけるジェットの再構成では粒子同士を分離して同定するために、カロリメーターには高い分解能が求められる。ヒッグスの測定には Z と W ±由来のジェット区別する必要があるため、ジェットのエネルギー分解能は Z、$W^{\pm}$ の不変質量を区別できる

$$\sigma_{E_{\mathrm{jet}}} \sim \frac{30\%}{E_{\mathrm{jet}}(\mathrm{GeV})} \tag{4.6}$$

が要求される。

＜ 電磁カロリーメータ ＞

電子、γ を測定する電磁カロリメーターは電磁シャワーの奥行きの短さから大きさを抑えることができる。センサー層とタングステンでできた吸収層が交互に 30 層配置されている。センサー層にはシリコンセンサーやシンチレーターが想定されている。図 4.11 に電磁カロリメーターの概要を示す。

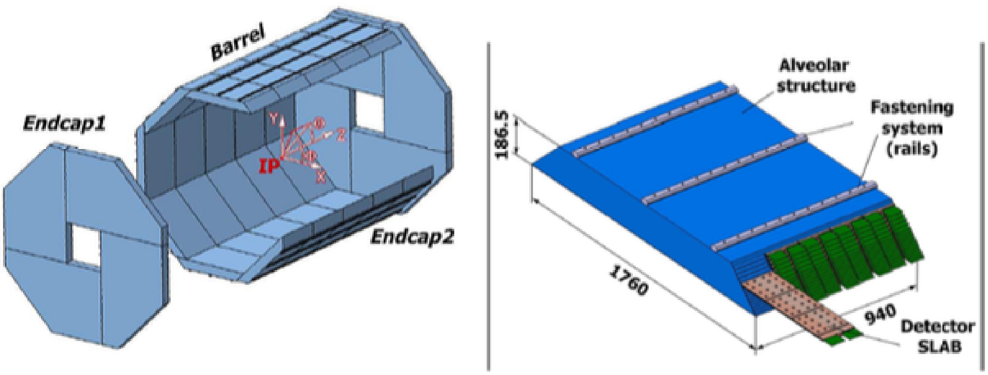

図 4.11: 電磁カロリーメータの外観図 [20]

< ハドロンカロリーメータ >

電磁カロリメーターでは測定できないハドロンシャワーをハドロンカロリメーターで測定する。ハドロンは相互作用長が長いためシャワーの範囲が広くなり、ハドロンカロリメーターには大きな物質量が求められる。中性粒子は重い物質で荷電粒子に変換することで測定する。ハドロンシャワー中のニュートリノや原子核の影響があるため、電磁カロリメーターと比べて分解能は悪くなってしまう。吸収層には鉄が用いられ、センサー層にはシンチレーターやガス検出器が考案されている。図 4.12 にハドロンカロリメーターの概要を示す。

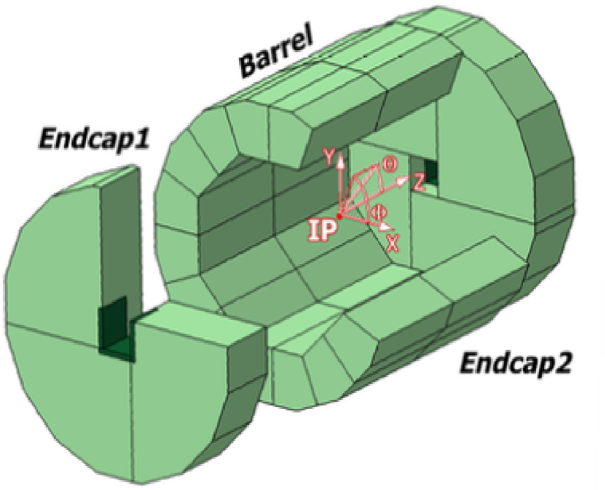

図 4.12: ハドロンカロリーメータの外観図 [20]

4.3.4 前方検出器

ビーム近くには前方検出器が設置される。この検出器ではルミノシティやビームサイズの測定ができる。また、測定器の検出範囲を広げる役割もある。前方検出器は主に LumiCal、BeamCal、ペアモニタで構成される。

< **LumiCal** >
LumiCal ではルミノシティの精密測定が行われる。測定には反応断面積の大きいバーバ散乱が使われる。ルミノシティは以下の式から求められる。

$$\mathcal{L} = \frac{\mathrm{N_{bhabha}}}{\sigma} \tag{4.7}$$

$\mathrm{N_{bhabha}}$ はバーバー散乱のイベント数、σ ルミノシティの測定は、0.1%以下の測定精度が要求されている。LumiCal は極角 32~72 mrad の範囲をカバーしている。LumiCal の外観を図 4.13 に示す。

< **BeamCal** >

BeamCal にはバンチ衝突毎の瞬間ルミノシティの測定とビームパラメーターの測定が課せられている。ビーム衝突時に生成される大量の電子・陽電子のペアバックグラウンドのエネルギー損失の分布からルミノシティとビームパラメーターを測定する。BeamCal は極角 5~40 mrad をカバーしている。外観図を図 4.14 に示す。

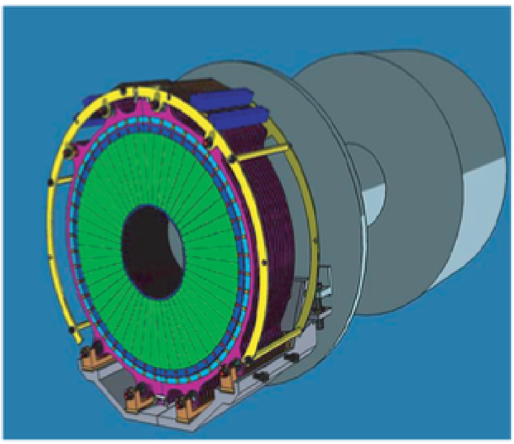

図 4.13: LumiCal の外観図 [20]

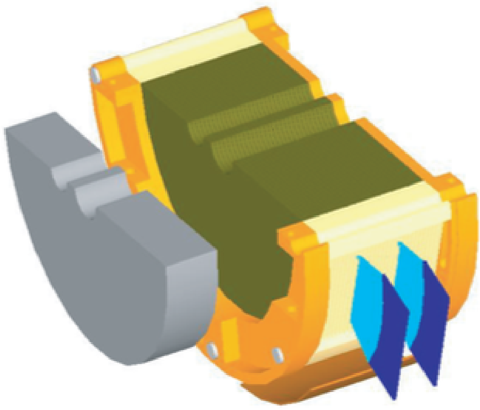

図 4.14: BeamCal の外観図 [20]

< ペアモニタ >

生成されたペアバックグラウンドは検出器内の磁場によって螺旋運動をする。ペアモニタではペアバックグラウンドの粒子のヒット分布からビーム形状を見積もる。ペアモニタの情報と BeamCal の情報によってビーム形状を高精度で測定することができる。

第5章　シミュレーション

5.1　概要

本研究のシミュレーションはILCの詳細技術設計書(DBD)[21]に沿った条件で行った。
シミュレーションの過程を説明すると、最初にイベントジェネレーターによって実際のデータとほぼ同じフォーマットのイベントを生成し、検出器の性能のデータを用いて粒子が検出器で観測された場合のシミュレーションを行う。検出器のシミュレーションの情報を元に実際のデータと同じように再構成をすることで、解析を進めていく。

5.2　物理事象の生成

物理事象生成には「Physsim」[22]というジェネレーターを用いた。Physsimはヘリシティ振幅を計算するHELAS[23]、生成する物理事象の微分断面積を計算するBASES[24]、BASESの結果から基本粒子を生成するSPRINGで構成されている[24]。SPRINGで生成された基本粒子の時間発展はJSFHadronizer[25]によって行われる。JSFHadronizerはクォーク・グルーオンのパートンシャワーとハドロン化の計算を担うPYTHIA6.4[26]と、ヘリシティを考慮したτ粒子の崩壊の計算が可能であるTAUOLA[27]を元として作られている。電子と陽電子はともに左巻きと右巻に完全偏極させたサンプルを使う。

5.3　検出器シミュレーションと再構成

ILDによる検出シミュレーションはMokkaというソフトを使用する[28]。MokkaはGEANT4[29]に基づいた検出器シミュレーションを行うパッケージである。MokkaでのシミュレーションはDBDで示されているILDの性能に従っている。
再構成のシミュレーションにはMarlin(Modular Analysis and Reconstruction for the LINear collider)を用いる。MarlinはPFAという手法に沿ってシミュレーションを行う

< Particle Flow Algorithm >

ILCではParticle Flow Algorithm(PFA)を用いて粒子の再構成をする[19]。
ILCで行われる研究では、ジェットを多く含んで大量の粒子を扱う事象が多い。そのため、ジェットのエネルギー分解能は粒子の再構成において重要である。表5.1にジェット中のエネルギー組成と検出器の分解能を示す。

ジェット要素	ジェットに占める割合	検出器	$\sigma_{\mathrm{E}}/\mathrm{E}$
荷電粒子	60%	飛跡検出器	0.00002×E
光子	30%	ECAL	0.2/E
中性ハドロン	10%	HCAL	0.6/E

表 5.1: ジェットの組成と ILD 検出器の分解能 [19]

LEP 実験からジェット中のエネルギー組成は荷電粒子が 60%を占めるとわかっている。従来の研究では、電磁カロリーメーターとハドロンカロリーメーターを使ってジェットのエネルギーを測定していた。しかし、表 5.1 の通り、飛跡検出器の分解能はカロリメーターよりも圧倒的に高い。飛跡検出器で荷電粒子を検出することで、荷電粒子のエネルギー測定精度の向上が見込める。残りの光子と中性ハドロンをそれぞれ電磁カロリメーターとハドロンカロリメーターで重複なく測定することで、ジェットのエネルギー分解能を高くすることができる。PFA の実現は ILC 実験において非常に重要である。

ILD に要求されるジェットのエネルギー分解能は $\sigma_{\mathrm{E}} = 0.3/\mathrm{E}$ である。PFA によってこの分解能が実現されれば、4 ジェットに崩壊する ZZ と WW が識別可能になる。ZZ と WW が識別可能になった場合の結果を図 5.1 に示す。

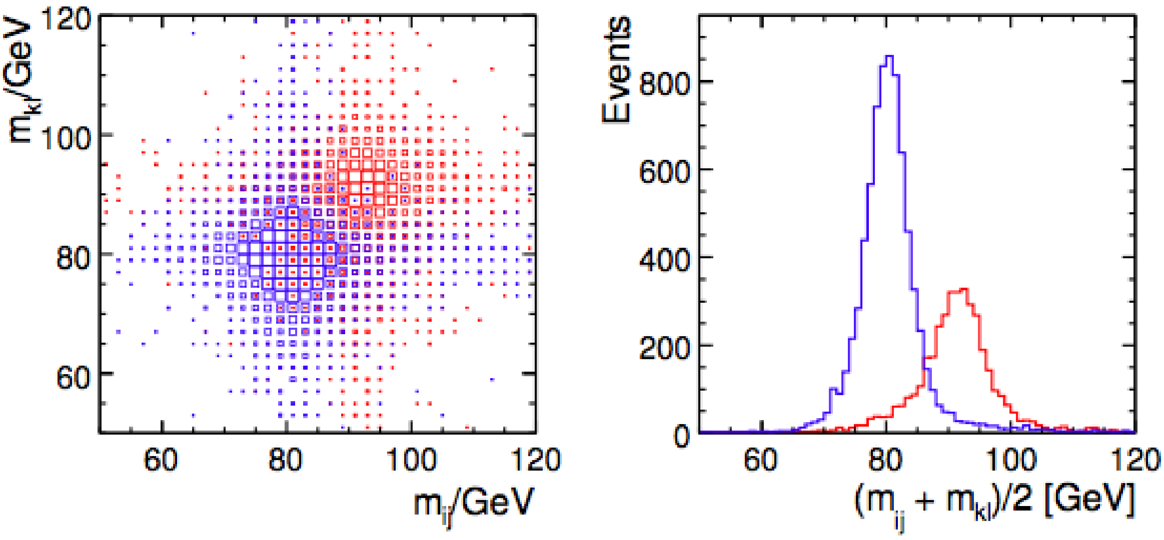

図 5.1: PFA のエネルギー分解能。青が WW、赤が ZZ の 4 ジェット過程で 2 本のジェットを再構成したものを表している [19]

第6章　トップクォーク対の再構成

ILC 実験におけるトップ対の再構成について本章で説明していく。

6.1　信号事象

6.1.1　シミュレーションの条件

＜ 測定点 ＞
３章で述べたように閾値領域での運動量測定は 1S 共鳴のピーク位置を基準にすることで、質量との相関なく測定ができる。また、ビームからの効果を考慮した際のピーク位置の変化を図 6.1 に示す。ビームからの効果としては、電子・陽電子が衝突の前に光子を放射する ISR(Initial State Radiation) と電子・陽電子の間で光子が生成されるビームストラールング、陽電子源のアンジュレーターによって生まれるビームの揺らぎ (合わせて BM effects) を想定している。

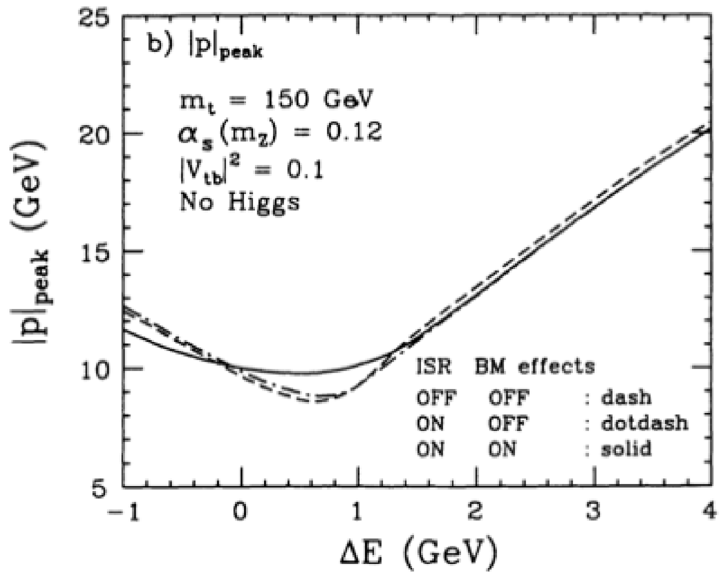

図 6.1: ビーム効果とピーク位置 [14]。3 本の線は ISR や BM effects がある時とない時のピーク位置を表している。

ここで $\Delta E = \sqrt{s} - \sqrt{s_{1S}}$ であり、$\sqrt{s_{1S}}$ は 1S 共鳴のピーク位置を表す。それぞれの線は ISR や

BM effects の効果がある時とない時の運動量分布のピーク位置を示している。$\Delta E > 1.5GeV$ からは 3 本の線はほぼ重なっていることから、$\Delta E > 1.5GeV$ の範囲ではビーム効果によるピーク位置への感度が低いことがわかる。そのため、測定点は $\sqrt{s_{1S}} + 2\ GeV$ とする。α_s を固定する場合、$2m_t - 1$ GeV が $\sqrt{s_{1S}} + 2\ GeV$ に当たるため、physsim によって見積もられた 1S 共鳴のピーク位置から、本研究では 347 GeV のエネルギー点で運動量分布を測定する。

< 偏極率 >

ILC におけるトップの対生成閾値領域 ($\sqrt{s}$ ~350 GeV) での運転では電子に 80%、陽電子に 30%の偏極をかけることが可能である。偏極率 P は式 (6.1) で表される。

$$P = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \tag{6.1}$$

N$_R$ はスピンが進行方向と同じ向きの" 右巻き" 電子 (陽電子) の数、N$_L$ はスピンが進行方向と反対である" 左巻き" 電子 (陽電子) の数である。
本研究では電子と陽電子の最大偏極を組み合わせ、2 種類の偏極

$$P(e^+, e^-) = (+30\%, -80\%), (-30\%, +80\%) \tag{6.2}$$

を用いて解析を行う。

< 偏極の計算 >

生成したサンプルは電子・陽電子ともに完全偏極されたものである。-80%と+30%の偏極の場合、右巻きと左巻きの混合の割合は式 (6.2) から求められる。

$$-0.8 = \frac{0.1 - 0.9}{0.1 + 0.9}, \quad +0.3 = \frac{0.65 - 0.35}{0.65 + 0.35}$$

80%に偏極する時は右巻きが 10%、左巻きが 90%で混合し、+30%の偏極の時は右巻き 65%、左巻きが 35%であるとわかる。

本解析では $P(e^+, e^-) = (+30\%, -80\%)$ の偏極を「左巻き」、$P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ の偏極を「右巻き」と呼ぶこととする。ここで、完全左巻きと完全右巻きの断面積から「左 (右) 巻き」の断面積を計算すると

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{左巻き}} &= (0.65 \times 0.9) \times \sigma_{e_R^+ e_L^-} + (0.35 \times 0.1) \times \sigma_{e_L^+ e_R^-}\ , \\ \sigma_{\text{右巻き}} &= (0.35 \times 0.1) \times \sigma_{e_R^+ e_L^-} + (0.9 \times 0.65) \times \sigma_{e_L^+ e_R^-} \end{aligned}$$

となる。$\sigma_{\text{左 (右) 巻き}}$ は左 (右) 巻きの断面積、$\sigma_{e_R^+ e_L^-}$ は電子が右巻きに陽電子が左巻きに完全偏極された断面積、$\sigma_{e_L^+ e_R^-}$ は電子が左巻きに陽電子が右巻きに完全偏極された断面積を示す。この偏極の重み付けをした断面積によって事象生成を行う。

< 積分ルミノシティ >

ILC では 350 GeV 付近で稼働する時の積分ルミノシティは 200 fb^{-1} が予定されている。そのため、本解析では左巻きと右巻きでそれぞれ 100 fb^{-1} の積分ルミノシティを想定する。

6.1.2 崩壊モード

トップはほとんど b クォークと W ボソンに崩壊することがわかっている。そのため、W の崩壊モードによって信号事象を分類する。これを踏まえたとき、トップが崩壊する過程は両方の W がクォークと反クォークに崩壊する過程 $t\bar{t} \to bWbW \to bqqbqq$ (”6-Jet” と呼称する) と、片方の W がクォークと反クォーク、もう一方の W がレプトンとニュートリノに崩壊する過程 $t\bar{t} \to bWbW \to bqqbl\nu$ (”4-Jet” と呼称する) と、2 つの W が両方レプトンとニュートリノに崩壊する過程 $t\bar{t} \to bWbW \to bl\nu bl\nu$ (”2-Jet” と呼称する) が存在する。この中で 6-Jet と 2-Jet は再構成におけるトップの識別が難しい。運動量測定では再構成するトップの識別は重要であるため、本解析では 4-Jet を信号事象とする。この時のファインマン図を図 6.2 に示す。シミュレーションにおいて、トップの質量を 174 GeV、$\alpha_s = 0.12$、$V_{tb} = 1$、$m_W = 80$ GeV に設定した。

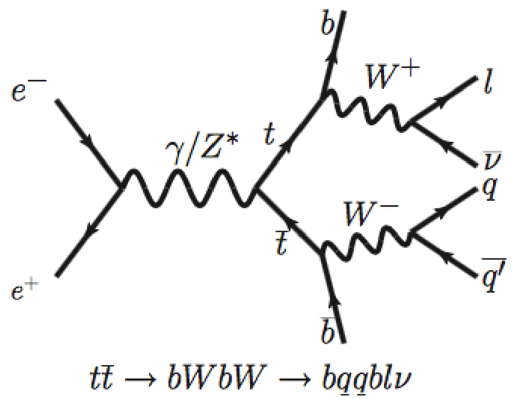

図 6.2: 信号事象のファインマン図 $t\bar{t} \to bWbW \to bqqbl\nu$ (4-Jet)

6.2 トップクォーク対の再構成

トップ対の再構成は、まず孤立レプトンの抽出をして 4-Jet を区別する。その後ビームバックグラウンドを除去してから、ジェットを再構成する。そのジェットの中から b クォークを選び、W を再構成して b クォークと W ボゾンを組み合わせてトップクォークに再構成する。以下の節ではそれぞれの再構成の手法について説明する。

6.2.1 孤立レプトンの抽出

4-Jet では、トップから生成された片方の W ボソンは荷電レプトンとニュートリノに崩壊する。この荷電レプトンを測定できれば 4-Jet を識別することができる。この識別方法として" コーンエネルギーカット" を用いる。

コーンエネルギーカットは、まず運動量の高い荷電トラックのまわりにコーンを定義し、そのコーン中の可視エネルギーの大きさを測定する。コーンエネルギーはシャワーを起こしやすい粒子由来であるほど大きくなるため、荷電トラックが孤立レプトン由来であればコーンエネルギーは小さくなる筈である。反対にジェット由来、または孤立していないレプトンであればエネルギーは大きくなる。コーンエネルギーの概念図を図 6.3 に示す。

本解析で要求したカット条件は以下の通りである。

- 荷電トラックの運動量：$\mathrm{P_{track}} > 15$ GeV
- コーンの大きさ：$\cos\theta > 0.96$, θ はコーンの頂角 (図 6.3 の θ)
- コーンエネルギーの範囲：$0 < \mathrm{E_{Cone}}$ [GeV] < 10

この条件を満たした荷電レプトンを孤立レプトンとし、解析では孤立レプトンが 1 であることを要求した。

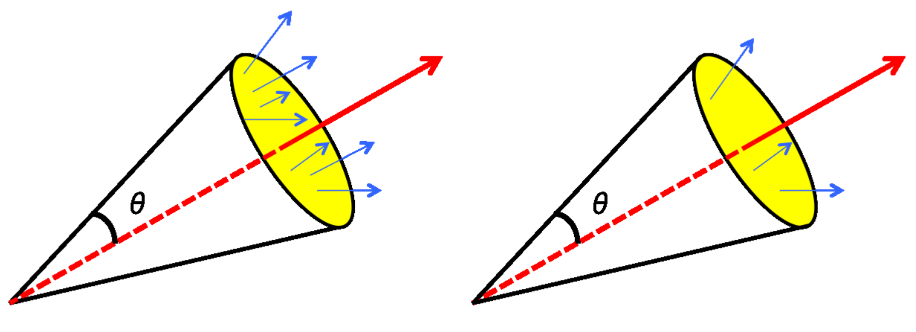

図 6.3: コーンエネルギーカットの概念図。左側がジェット由来、右側が孤立レプトン由来

6.2.2 ビームバックグラウンドの除去

この節ではビームからの背景事象を考える。ビームからの背景事象として電子・陽電子が放出した光子 2 つがハドロン対を生成するものがある。この背景事象を除くために「anti-k_T アルゴリズム」を用いる [30] anti-k_T アルゴリズムはハドロンコライダーで用いられる手法であり、次の手順で粒子からジェットを再構成していく。

まず、検出器が捉えた全粒子をジェット由来のものとてして、それぞれのクラスターをリストアップする。その中から 2 つのクラスターを選び (ここでは i,j 番目を選んだとする)、式 6.3 で定義される i と j の距離 d_{ij} と i とビームの距離 d_{iB} を計算する。

$$\begin{aligned} d_{ij} &= \min(\overline{k_{T_i}^2}, \overline{k_{T_j}^2})\frac{\Delta_{ij}^2}{R^2},\ \Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i^2 - \phi_j^2) \\ d_{iB} &= \overline{k_{T_j}^2} \end{aligned} \tag{6.3}$$

ここで、k_T 粒子の横運動量、y はラピディティ、ϕ 方位角、R はジェットの半径を表す。d_{ij} と d_{iB} を全粒子の組み合わせで行い、その中から最小のものを取り出す。この時 d_{ij} が最小ならば、i, j は 1 粒子として改めてクラスターリストに追加する。d_{iB} が最小の場合は i をジェットとみなしクラスターリストから除く。本解析では R = 0.7、粒子の横運動量が 0.6 GeV 以上であることを要求した。この条件によって最終的にジェットに再構成されない粒子をビームバックグラウンドとして除外する。ビームバックグラウンドを除外した後で、ジェットに再構成された粒子を分解して再構成前の状態に戻す。

6.2.3 ジェットの再構成

ILC では PFA によって、高い分解能で粒子のエネルギーと運動量を測定できる。そのため、本研究でのジェットの再構成は「ダーラムアルゴリズム」を用いた。ダーラムアルゴリズムは 1 粒子毎の正確な情報が必要であり、粒子のエネルギーと粒子同士の近さから計算される Y 値を計算する。i と j の粒子を選んだとすると Y 値は

$$\mathrm{Y}_{ij} = \frac{2\min(E_i, E_j)(1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2} \tag{6.4}$$

となる。E_i と E_j はそれぞれの粒子のエネルギー、θ_{ij} は粒子 i,j のなす角、E_{vis} は可視エネルギーを表す。この Y 値が最小になる組み合わせの粒子を同じジェットに属するものとする。こうして Y 値が小さい組み合わせから大きい組み合わせの順にジェットに再構成していく。4-Jet では b クォークのジェットと W から崩壊するジェットがあるため、最終的にジェットの本数が 4 本になるまで再構成した。

6.2.4 ボトムクォークの抽出

b クォークの識別には iLCSoft の Marlin にある「LCFIPlus」というフレーバータギングツールを使う [31]。LCFIPlus はジェットが多く出る物理事象に対して有効なソフトウェアである。フレーバータグによる事象選別には ROOT の TMVA を用いた [32]。TMVA は信号事象と背景事象の多変数分類を行うソフトである。サンプルを元にして、ある値が入力された時にその事象が信号事象である確率を学習させる。これによって 1 つの事象がどの程度「信号事象らしい」のかを計算させることができる。本解析では TMVA の中でも BDT(Boosted Bdecision Trees) を使う。

BDT を使うには解析用のサンプルとして、信号事象や信号に近い運動をする事象を用いる必要がある。今回は $\sqrt{s}$ =500 GeV で 6 個のクォークが生成される事象がトレーニングされたものをサンプルとした。このサンプルのフレーバータグのパフォーマンスは図 6.4 に示す。

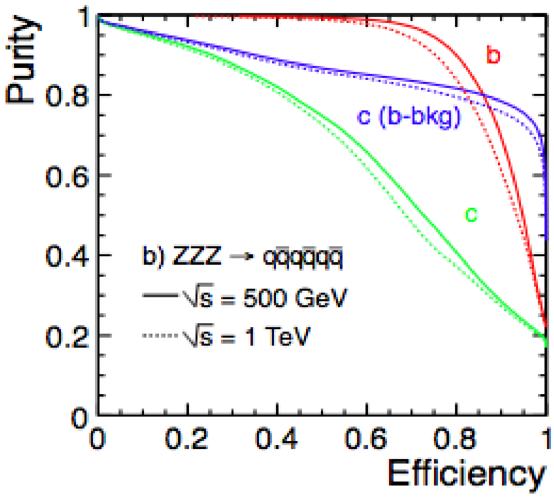

図 6.4: LCFIPlus を用いた時のフレーバータグ性能。実線はが 500 GeV、点線は 1 TeV のものをトレーニングした。赤い線は b クォークのタグ (b を他のクォーク由来のジェットと識別)、緑の線は c クォークのタグ (c を他のクォーク由来のジェットと識別)、青い線は b クォークを背景事象としたときの c のタグを表す [19]。

6.2.5 W ボゾンの再構成

これまでに再構成したジェットを組み合わせて W を再構成する。4-Jet では 4 本のジェットのうち、最もボトムらしい 2 本のジェットを選ぶ。残ったの 2 本で不変質量を組んで片方の W を再構成する。もう一方の W は孤立レプトンと損失 4 元運動量から組んだニュートリノから再構成する。

6.2.6 トップクォークの再構成と χ^2 による組み合わせ

b クォークと W を組み合わせて不変質量を組むことでトップを再構成する。ここでは、まず既存の方法である χ^2 を使ってジェットの組み合わせを選定する。χ^2 は式 (6.5) で定義される。

$$\chi^2_{4-\mathrm{Jet}} = \frac{(m_t - m_{3jet})^2}{\sigma^2_{m_t}} + \frac{(m_w - m_{2jet})^2}{\sigma^2_{m_w}} + \frac{(m_t - m_{j+l+\nu})^2}{\sigma^2_{m_t}} \tag{6.5}$$

この χ^2 が最小になる組み合わせを選ぶ。こうして再構成したトップに対して事象選別を行い、その後で運動量分布測定に適した条件を考えていく。

第7章　解析と結果

本研究ではILCにおけるトップ対生成からトップの再構成を行った。この章では運動量分布測定における最適化とその結果について説明する。

7.1　組み間違え

トップの運動量の精度において、ジェットの組み合わせは重要である。この節ではトップ対を再構成する際の組み間違えについて説明する。

ここでは $t \to bW \to bqq$ と崩壊する時のトップを「ハドロニックなトップ」、b クォークを「ハドロニックな b」と呼ぶことにする。同様に $t \to bW \to bl\nu$ と崩壊する時のトップを「レプトニックなトップ」、b クォークを「レプトニックな b」と呼ぶ。

ILCではPFAによって高いエネルギー分解能が得られるため、ダーラムアルゴリズムを用いて強制的に4本のジェットを再構成させた。この4本のジェットが正しい組み合わせでトップに再構成されていない場合、トップの運動量を正しく評価することができない。そのため、ジェットの組み間違いを見積もり、どのような間違いがあるのかを調べる。

ここで、組み間違いをしているイベントを見つけるために組み間違いの指標となる値が必要である。指標としては、再構成したトップの運動量と正しいトップの運動量のずれを表せるものが望ましい。そのため、本解析では指標として $|\Delta P|$ を用いた。以下に $|\Delta P|$ の定義を示す。

$$|\Delta P| = |\overrightarrow{P}_{rec} - \overrightarrow{P}_{MC}|$$

P_{rec} は再構成したトップの運動量、P_{MC} はモンテカルロサンプルのトップの運動量である。この $|\Delta P|$ が大きい場合、トップが間違えた組み合わせで再構成されている可能性が高い。そのため、トップが正しく組まれているならば $|\Delta P|$ の分布は0付近にピークを持ち、$|\Delta P|$ が大きくなるごとにイベント数は減少していくはずである。図7.1に $|\Delta P|$ の分布を示す。

実際の $|\Delta P|$ の分布は0付近にピークを持ってはいるものの、$|\Delta P| > 40$ GeV の範囲では単純な減少は見られていない。よって、ここでは $|\Delta P| > 40$ GeV のイベントは概して組み間違えたイベントであるとして調べる。組み間違いの原因を調べるために、モンテカルロサンプルのクォークの運動量と再構成したジェットの運動量をそれぞれ3次元のベクトル図で表示するプログラムを作成し、その原因を分類わけした。主な組み間違えの原因は4パターンあり、それぞれ説明していく。

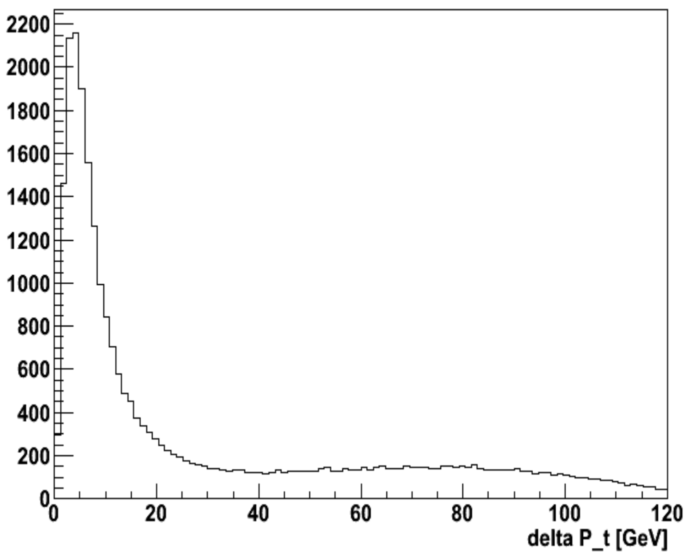

図 7.1: $|\Delta P|$ の分布

< b 同士を間違えるパターン >

ハドロニックな b とレプトニックな b を間違えているパターンである。本来ハドロニックな b クォークのジェットをレプトニックな b と認識して再構成してしまっている。その逆の間違いも存在している。

図 7.2 はトップから崩壊した、b ジェット 2 本 (ハドロニック、レプトニック)、W ボソンから崩壊した、クォーク (q) ジェット 2 本、レプトン、ニュートリノの運動量をベクトルで表している。点線が再構成で得られたジェットの運動量、実線がモンテカルロの計算で得られたジェットの運動量である。正しく組めているならば同じ色の線が重なっているはずである。

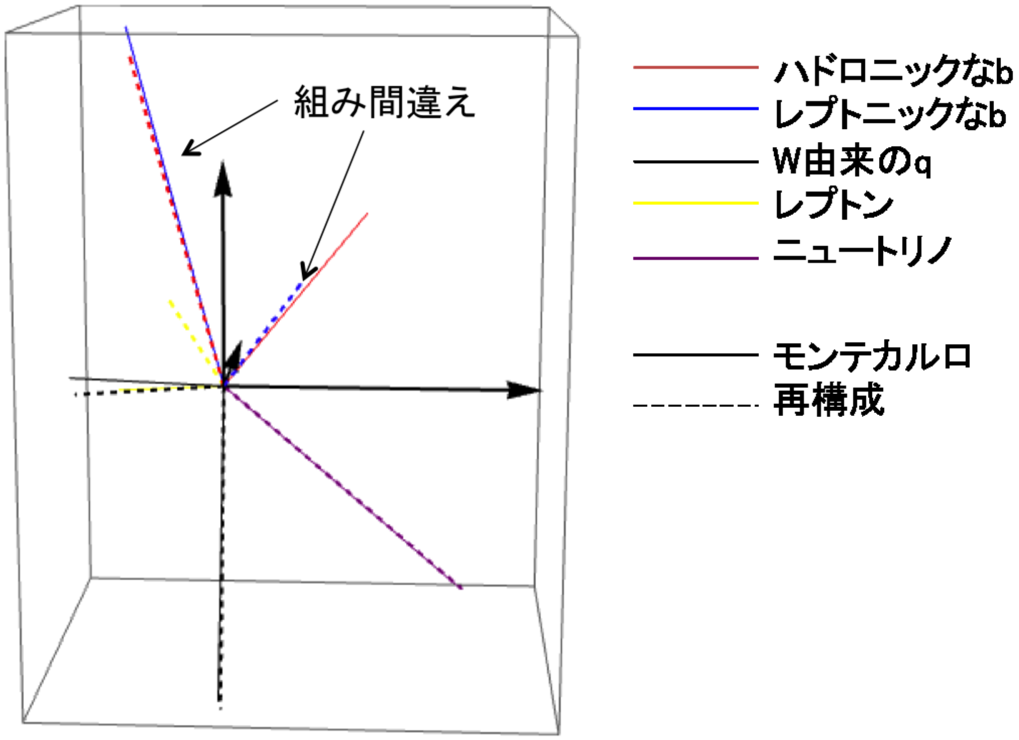

図 7.2: b 同士を間違えたイベント

図 7.2 ではハドロニックな b を表す赤の実線と、レプトニックな b を表す青の点線が重なっている。また、その逆もある。よって、図からハドロニックな b クォークとレプトニックな b クォークを間違えて認識していることがわかる。2 つある b クォークを逆に組んでしまっているため、再構成したトップの運動量も間違えている。

< b クォークと W 由来のクォークを間違えるパターン >

トップから崩壊した b クォークと W から崩壊したクォークをまちがるパターンである。本解析では 4 本のジェットのうち、最も b らしい 2 本を b クォークのジェットとして認識している。しかし、b ではないクォークを b らしいと認識してしまい、組み間違えている。

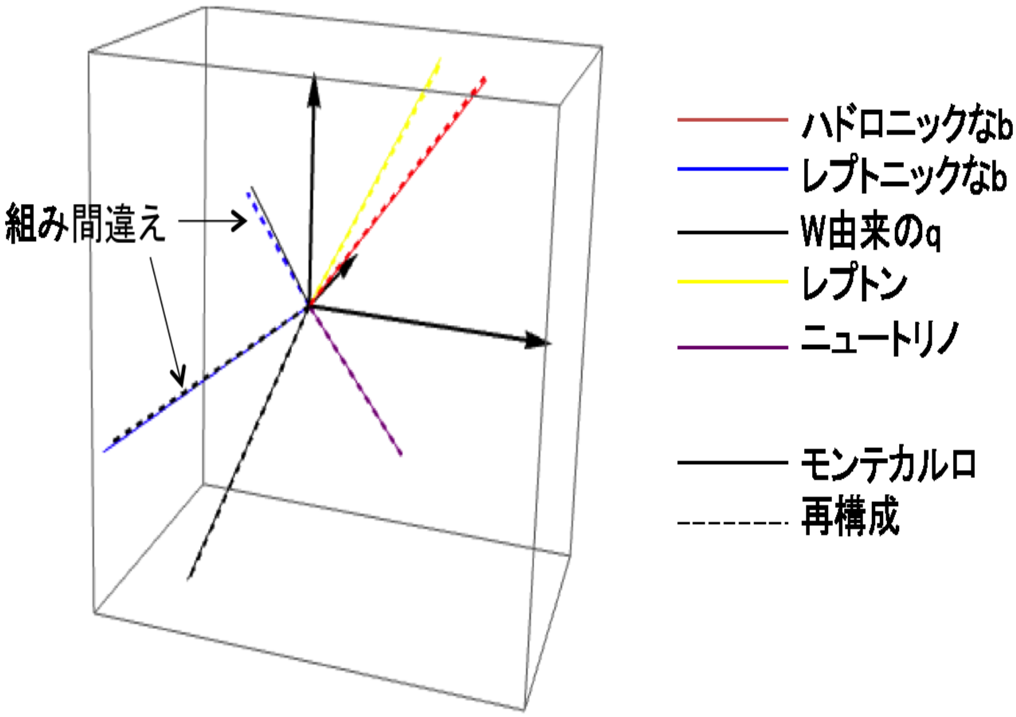

図 7.3: b と q を間違えたイベント

図 7.3 では W から崩壊したクォークのジェットを表す黒の線と、レプトニックな b クォークのジェットを表す線が重なっている。本来黒線で表されるクォークのジェットは W に再構成されるため、この組み間違いが起こるとトップの運動量もずれる。

< 2 本のジェットを 1 本に間違えるパターン >

近くにある 2 本のジェットを 1 本に再構成してしまっているパターンである。本来は 2 本の別々のクォークのジェットが 1 本のクォークのジェットとして組まれてしまっている。

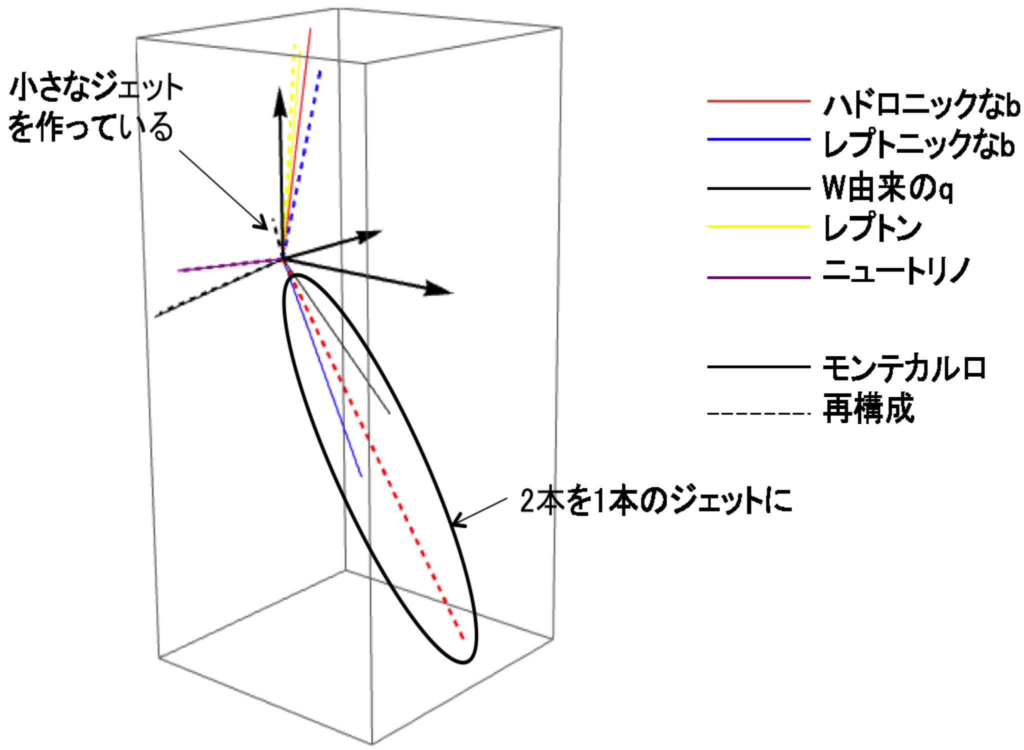

図 7.4: 2 本のジェットを 1 本にしているイベント

図 7.4 では 2 本の実線の間に大きな点線が示されている。実線が実際のジェットであるため、間違えて組まれている。この時、要求したジェットの本数が足りなくなるため、小さなジェットが 1 本再構成されている。図 7.4 を見ると小さな黒の点線が見える。

＜ 1 本のジェットを 2 本に間違えるパターン ＞
1 本のジェットを 2 本に分割して再構成してしまっているパターンである。本来は 1 本であるはずのジェットが別々のジェットとして認識されている。

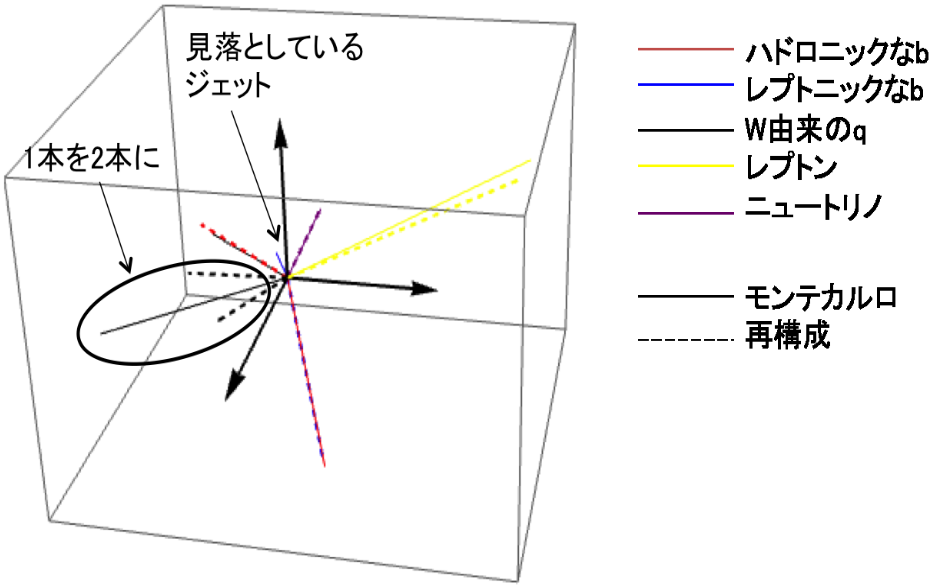

図 7.5: 1 本のジェットを 2 本にしているイベント

図 7.5 では 1 本の黒の実線の周りに 2 本の点線が見える。また、小さな青の実線があることも確認できる。これはは本来のジェットの運動量が小さすぎたため、再構成の際に認識されなかったパターンである。しかし、ジェットは 4 本あることを要求しているため、1 本のジェットを 2 本に再構成してこの要求を満たしている。

ここで、組み間違いをしている 100 イベントの中から、それぞれのパターンのイベント数を表 7.1 に示す。

組み間違いのパターン	b 同士の間違い	b と q の間違い	2jet→1jet の間違い	1jet→2jet の間違い	その他
イベント数	85	21	22	15	20

表 7.1: 組み間違いのイベント数

これまでジェットの組み方について詳しく取り扱われることが少なかったが、この解析によってどのような問題が起きているのかを初めて明らかにすることができた。本解析では最も多い組み間違えはハドロニックな b とレプトニックな b の組み間違いであるため、次節からはこの組み間違いを減らす手法について述べる。

7.2 b と W の内角

最も多いハドロニックな b とレプトニックな b の組み間違いを減らすために、b クォークと W ボソンの運動量の内角である $cos\theta_{bW}$ の組み間違いへの感度を調べる。閾値領域のトップはほぼ静止した状態で生成されるため、トップが崩壊した b クォークと W ボソンは反対の方向に生成されるはずである。そのため、$cos\theta_{bW}$ の値が-1 から離れている場合、組み間違いが起きている可能性が高い。

ここでは組み間違いへの感度を調べるために $cos\theta_{bW}$ をカット条件として用いた。カットの範囲としては $cos\theta_{bW} = -0.4, -0.5, -0.6, -0.7$ を選択した。それぞれのカットをかけた時の $|\Delta P|$ の様子を図 7.6 に示す。

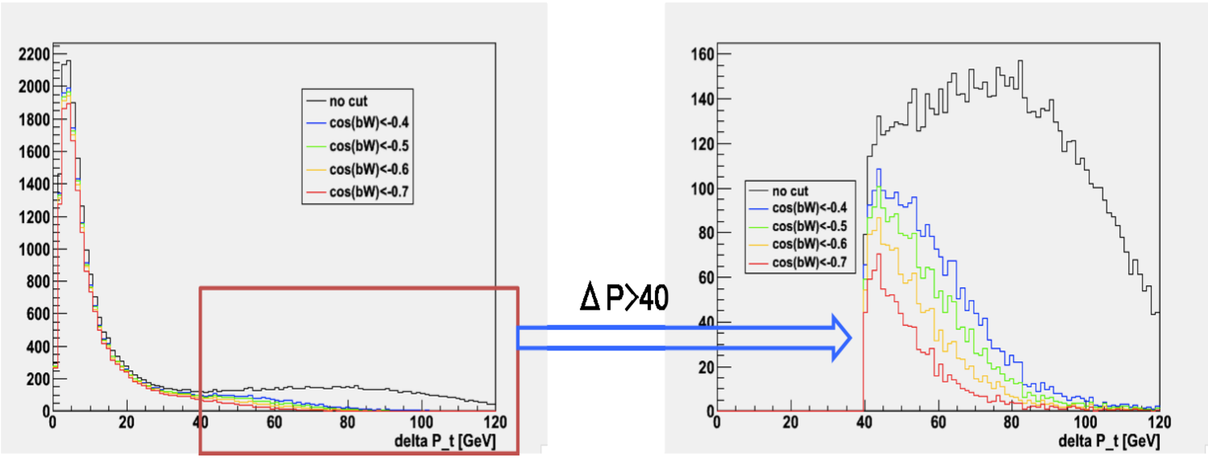

図 7.6: $cos\theta_{bW}$ のカットをかけた $|\Delta P|$。右図は $|\Delta P|$ >40GeV の範囲を拡大したもの。

黒線が $cos\theta_{bW}$ のカットをかけていない時の $|\Delta P|$、色付きの線が $cos\theta_{bW}$ を 0.1 ずつ変えてカットした時の $|\Delta P|$ を表している。右側の図は $|\Delta P|$ >40GeV の範囲を拡大したものである。$|\Delta P|$ >40GeV の範囲を見ると、$cos\theta_{bW}$ のカットによってイベント数が減っていることがわかる。$cos\theta_{bW}$ のカットをかけた時のイベント数や割合を表 7.2 に示す。

カット値	$cos\theta_{bW} < -0.4$	$cos\theta_{bW} < -0.5$	$cos\theta_{bW} < -0.6$	$cos\theta_{bW} < -0.7$
$\|\Delta P\|$ >40GeV のイベントの割合	12.7%	10.4%	8.01%	5.46%
$\|\Delta P\|$ <40GeV のイベント数	17152	16935	16599	16001

表 7.2: ジェットの内角でカットした時のイベント数と割合

表の下段は $cos\theta_{bW}$ でカットした時の $|\Delta P|$ <40GeV のイベント数を示しており、上段は $|\Delta P|$ >40GeV のイベントが何 % あるのかを示している。$cos\theta_{bW}$ のカットがきつくなっていくに連れて、$|\Delta P|$ >40GeV のイベントの割合が減っている。表 7.2 と図 7.6 から、$cos\theta_{bW}$ は組み間違いに感度があることがわかる。

7.3 $cos\theta_{bW}$ での組み合わせ

$cos\theta_{bW}$ は組み間違いへの感度が高いことがわかったため、カット条件ではなくトップを組む時の指標として用いる。4-Jet の崩壊モードでは、b でない 2 つのジェットは W に再構成される。このことから b でない 2 つのジェットの組み合わせについて考える必要はない。そのため、トップを再構成する時の組み合わせの対象は、b クォークと W ボソンのみである。

よって、質量の χ^2 の代わりに $cos\theta_{bW}$ を用いて組み合わせの選定を行う。2 組の b クォークと W ボソンの内角をとり、2 つの $cos\theta_{bW}$ がそれぞれ最小になる組み合わせでトップを再構成する。この組み合わせの選定を行なった時の $|\Delta P|$ を図 7.7 に示す。

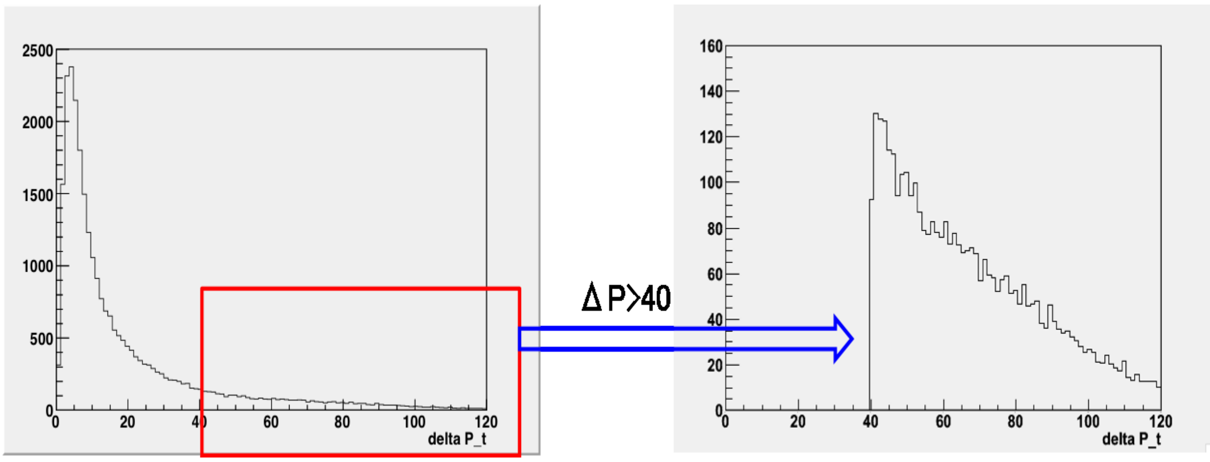

図 7.7: $cos\theta_{bW}$ で組んだ時の $|\Delta P|$。右図は $|\Delta P|$ >40GeV の範囲を拡大したもの。

図 7.6 と比べると $|\Delta P|$ >40GeV のイベントが減っていて、左図のピークが高くなっている。これは χ^2 で組んでいた時に間違って組まれていたトップが $cos\theta_{bW}$ を使うことで正しく組まれたことを表している。

この時の $|\Delta P|$ >40GeV の 50 イベントのジェットを再び調べ、組み間違いのパターンを表 7.3 にまとめた。

組み間違いのパターン	b 同士の間違い	b と q の間違い	2jet→1jet の間違い	1jet→2jet の間違い	その他
イベント数	17	23	11	4	17

表 7.3: $cos\theta_{bW}$ で組んだ時の組み間違いのイベント数

χ^2 でトップを組んでいた時よりも、b ジェット同士の間違いが明らかに減った。よって、$cos\theta_{bW}$ によってトップを組む手法は、χ^2 での手法と比べてより正しくトップを組み合わせることができるとわかった。ここからは $cos\theta_{bW}$ によって組んだトップについて評価する。

7.4 b 同士の内角

ジェットの間違いを減らすことが期待される b クォーク同士の運動量の内角を導入する。生成された 2 つの b クォークが近い方向に出ている場合、その b クォークを間違えて認識する可能性が高いと考えられる。そのため、$cos\theta_{bW}$ によって組んだトップを b クォーク同士の運動量の内角 $cos\theta_{bb}$ でカットしてみる。図 7.8 に $cos\theta_{bb} = 0.4, 0.5, 0.6, 0.7$ のカットをかけた時の $|\Delta P|$ を示す。

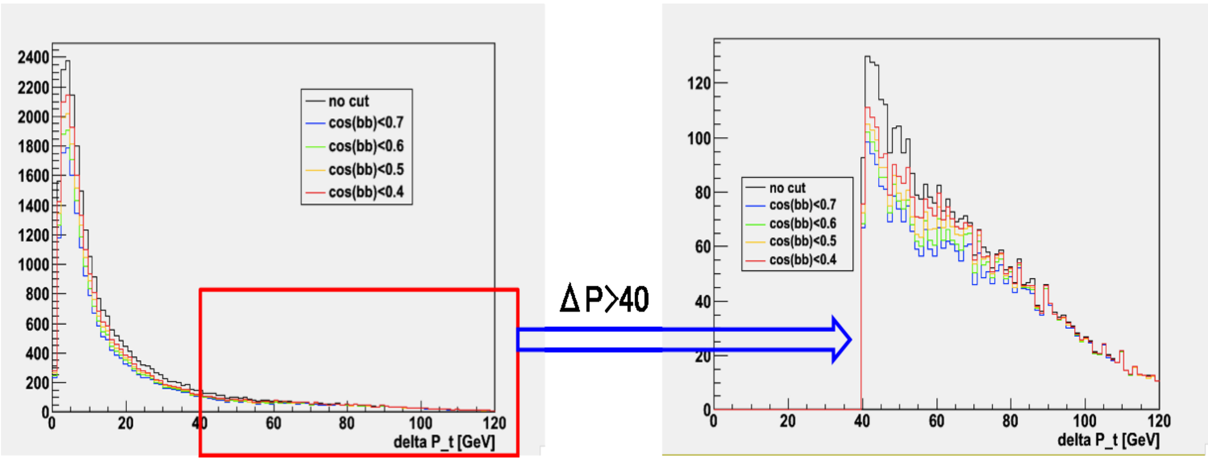

図 7.8: $cos\theta_{bb}$ のカットをかけた $|\Delta P|$。右図は $|\Delta P|$ >40GeV の範囲を拡大したもの。

黒線がカットをかけていない時の $|\Delta P|$、色付きの線がそれぞれの $cos\theta_{bb}$ のカットをかけた時の $|\Delta P|$ を表している。右図の $|\Delta P|$ >40GeV の範囲を見るとカットをかけた時の $|\Delta P|$ はあまり減っていない。この時のイベント数や割合を表 7.4 に示す。

カット値	$cos\theta_{bb} < 0.7$	$cos\theta_{bb} < 0.6$	$cos\theta_{bb} < 0.5$	$cos\theta_{bb} < 0.4$
$|\Delta P|$ >40GeV のイベントの割合	14.8%	15.0%	15.3%	15.6%
$|\Delta P|$ <40GeV のイベント数	20837	19749	18653	17532

表 7.4: $cos\theta_{bb}$ でカットした時のイベント数と割合

表の下段は $cos\theta_{bb}$ でカットした時の $|\Delta P|$ <40GeV のイベント数を示しており、上段は $|\Delta P|$ >40GeV のイベントが何 % あるのかを示している。$cos\theta_{bb}$ のカットをきつくしても $|\Delta P|$ >40GeV のイベントの割合は減らない。表 7.4 と図 7.8 から、組み間違いへの感度が期待された $cos\theta_{bb}$ は指標として適していないことがわかる。そのため、$cos\theta_{bb}$ はカット条件にもトップを組む際にも用いない。

7.5 運動量分布のピーク位置

これまでの結果から、$cos\theta_{bW}$ によって組んだトップの運動量分布を評価する。得られた運動量分布にフィッティングを行い、ピーク位置とその統計誤差を求める。今回は運動量分布のピーク付近に行うフィッティングの式は以下の通り。

$$\alpha(x-\beta)^2 + C \tag{7.1}$$

このフィッティングから、運動量分布のピーク位置を求める。フィッティングをした運動量分布を図 7.9 に示す。レプトニックな W から生成されるニュートリノは損失 4 元運動量から再構成する

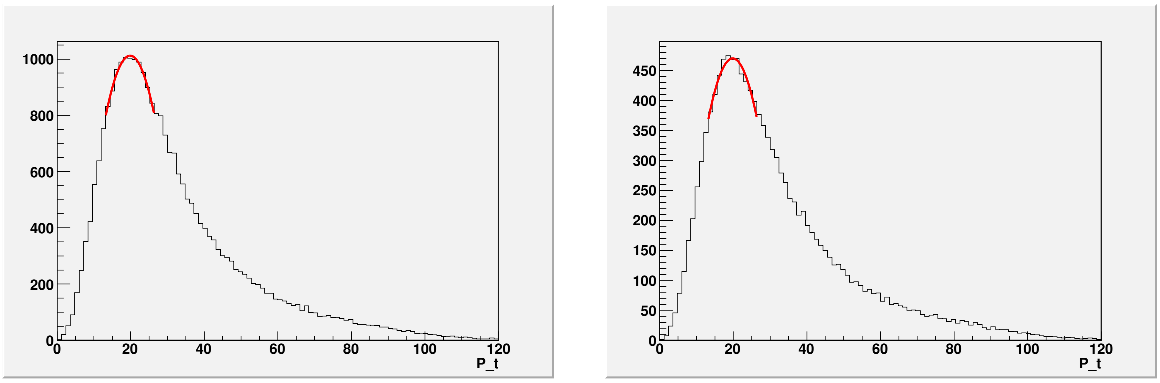

図 7.9: $cos\theta_{bW}$ で組んだトップの運動量。左が左巻き、右が右巻きである。

ため、レプトニックのトップの運動量はハドロニックの運動量と相関をもつ。よって、統計誤差はハドロニックのトップだけを評価する。それぞれの偏極で 100fb^{-1} を想定した時の運動量分布のピーク位置は

$$\begin{aligned} \text{左巻き} : P_{peak} &= 19.9 \pm 0.243 \text{ GeV} \\ \text{右巻き} : P_{peak} &= 19.9 \pm 0.347 \text{ GeV} \end{aligned}$$

となる。

7.6 崩壊幅の統計誤差

Physsim から得られるピーク位置と $|V_{tb}|^2$ の関係は図 7.10 の通りになる。

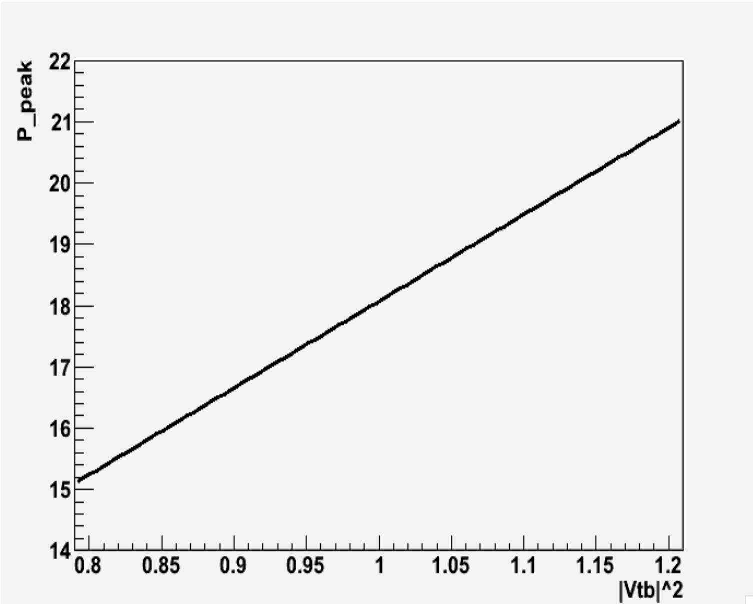

図 7.10: ピーク位置と $|V_{tb}|^2$

Physsim によって得られたピーク位置に求めた統計誤差を当てはめ、$|V_{tb}|^2$ の統計誤差を求める。

$$\begin{aligned}
\text{左巻き}: \delta|V_{tb}|^2 &= 17.2 \text{ MeV} \\
\text{右巻き}: \delta|V_{tb}|^2 &= 24.5 \text{ MeV}
\end{aligned}$$

また、式 3.1 より

$$\Gamma_t \simeq \frac{\mathrm{G_F} m_t^3}{8\sqrt{2}\pi}|V_{tb}|^2 \sim 1.5|V_{tb}|^2 \text{ GeV}$$

であるため、$|V_{tb}|^2$ の統計誤差から崩壊幅の統計誤差を計算すると

$$\begin{aligned}
\text{左巻き}: \delta\Gamma_t &= 26 \text{ MeV} \\
\text{右巻き}: \delta\Gamma_t &= 37 \text{ MeV}
\end{aligned}$$

と得られた。

7.7 考察と今後の課題

χ^2 で組んだトップの運動量分布から同様の手法で崩壊幅の統計誤差を求めると

$$\begin{aligned} \text{左巻き} : \delta\Gamma_t &= 30 \text{ MeV} \\ \text{右巻き} : \delta\Gamma_t &= 42 \text{ MeV} \end{aligned}$$

となり、$cos\theta_{bW}$ で組んだトップから求めた統計誤差より大きい。よって、トップを従来の組み方から $cos\theta_{bW}$ による組み方に変えることで、崩壊幅の統計誤差を減らすことができるとわかった。

また、ILC 実験での断面積から求めた 4-Jet の崩壊幅の統計誤差は 59 MeV であり、本解析の統計誤差の方が小さい。このことから、運動量分布測定によって統計誤差を押さえられることが期待される。

一方、ハドロンコライダーの実験結果と比較すると、CMS では $\Gamma_{\rm t} = 1.36 \pm 0.02(stat.)^{+0.14}_{-0.11}(syst.)$ GeV という結果が出ている [11]。統計誤差を比較すると本解析よりも小さいが、CMS では間接的な方法によって崩壊幅を求めているため系統誤差が大きい。ILC では崩壊幅は直接測定によって求められるため、CMS の結果と比較して系統誤差は小さいと予想される。そのため、今後はこの系統誤差を見積もる研究が求められる。

本研究ではジェネレーターのピーク位置の情報から崩壊幅の統計誤差を求めた。実際の測定値のピーク位置とジェネレーターのピーク位置にはずれがあるため、次の段階としてピーク位置の測定値とジェネレーターの値とのずれを補正する必要がある。また、今回の測定結果は重心エネルギー 347 GeV のみでの測定であったため、複数のエネルギー点での解析も期待される。

第8章　まとめ

トップクォークは標準模型の粒子の中で最も重く、その質量は電弱スケールに到達している。また、崩壊幅の大きさからハドロン化する前に崩壊するなど、他の粒子にはない特徴を持っている。このトップクォークの精密測定をすることで、標準模型の検証や新物理への寄与を調べられることが期待できる。

トップの閾値付近ではトップ対はほとんど静止した状態で生成される。この時にトップの間ではグルーオンの多重交換が行われるため、低エネルギーの不定性なく QCD の寄与を検証できる。トップの運動量分布はトップの崩壊幅と強い相互作用の結合定数に感度を持つ。このパラメーターは片方の値が分かっていれば、運動量分布からもう片方の値を求めることができる。そのため、運動量分布の精密測定が出来ればこれらのパラメーターを相関なく得られる。

本研究では、国際リニアコライダー (ILC) 実験におけるトップクォークの対生成閾値領域にてトップクォークの運動量測定のシミュレーションを行った。トップの運動量測定を行うにあたり、重心系エネルギーは $\sqrt{s}$=347GeV、積分ルミノシティは、左巻き運転 $P(e^+, e^-) = (+30\%, -80\%)$ と右巻き運転 $P(e^+, e^-) = (-30\%, +80\%)$ でそれぞれ 100fb^{-1} とした。トップはほぼ 100% ボトムクォークと W ボソンに崩壊する。正確にトップと反トップの運動量を測定するために、崩壊モードは片方の W がクォークと反クォークに崩壊し、もう片方がレプトンとニュートリノに崩壊するものを選んだ。トップの組み合わせを選定し、トップの崩壊幅の統計誤差は

$$
\begin{aligned}
\text{左巻き} : \delta\Gamma_t &= 26 \text{ MeV}(100fb^{-1}) \\
\text{右巻き} : \delta\Gamma_t &= 37 \text{ MeV}(100fb^{-1})
\end{aligned}
$$

と得られた。

謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方にお世話になりました。山本先生にはグループミーティングを始め、普段から優しいアドバイスをいただき研究を進める上で大きな励みになりました。石川先生は研究の進捗や解析について的確な意見をくださり、見通しを立てていくことができました。KEK の藤井さんはお忙しい中質問に答えていただき、物理背景や解析の手法など多くのことを教えてくださりました。その他にも大勢の指導者の方々のお力添えによってこの論文を書き上げることができました。限りない感謝を述べたいと思います。大変お世話になりました。一方で多大なご迷惑をおかけしたことをここに謝罪させていただきます。

また、研究室のメンバーと過ごした日々は私の心の支えになりました。先輩方には知識の乏しい私に親身になってプログラミングを教えてくださり、非常に大きな助けになりました。同級生や後輩からも様々な助力をいただき、プレッシャーに屈さずにいられました。本当にありがとうございました。最後に陰ながら支えてくれた家族と友人に感謝の意を表します。

参考文献

[1] Akihiro Maki. 高エネルギー物理学実験. 丸善, 1997.

[2] 吉田幸平. 国際リニアコライダーにおけるヒッグス粒子の崩壊分岐比測定の研究. Master ’ s thesis, Tohoku University, 2010.

[3] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin.Phys.*, C40:100001, 2016.

[4] S. Abachi et al. Observation of the top quark. pages hep–ex/9503003v1, 1995.

[5] Particle data group 2016. http://pdg.lbl.gov/2016/tables/rpp2016-sum-quarks.pdf.

[6] Tevatron Electroweak Working Group, CDF, and D0 Collaborations. Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark using up to 5.8 fb-1 of data. arXiv:1107.5255v3[hep–ex].

[7] G. Aad et al. [ATLAS Collaborations]. Measurement of the top quark mass with the template method in the $t\bar{t} \to$ lepton + jets channel using ATLAS data. arXiv:1203.5755[hep–ex].

[8] CMS Collaborations. Physics Analysis Summary CMS-PAS-TOP-11-018. *Phys.Rev.Lett.*

[9] Tomohiro Horiguchi, Akimasa Ishikawa, Taikan Suehara, Keisuke Fujii, Yukinari Sumino, Yuichiro Kiyo, and Hitoshi Yamamoto. Study of top quark pair production near threshold at the ILC. 2013.

[10] Measurements of top quark mass, width and yukawa coupling near threshold at the ilc. `http://epx.phys.tohoku.ac.jp/eeweb/meeting/201405_AWLC_Horiguchi.pdf`.

[11] Vardan Khachatryan et al. Measurement of the ratio $\mathcal{B}(t \to Wb)/\mathcal{B}(t \to Wq)$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Phys. Lett.*, B736:33–57, 2014.

[12] Timo Antero Aaltonen et al. Direct Measurement of the Total Decay Width of the Top Quark. *Phys. Rev. Lett.*, 111(20):202001, 2013.

[13] G. Agrawal, S. Mitra, A. Shivaji, and others. Effect of Anomalous Couplings on the Associated Production of a Single Top Quark and a Higgs Boson at the LHC. arXiv:1211.4362[hep–ex].

[14] K. Fujii, T. Matsui, and Y. Sumino. Physics at t anti-t threshold in e+ e- collisions. *Phys.Rev.*, D50:4341–4362, 1994.

[15] http://www-jlc.kek.jp/2003oct/subg/top/index-j.html.

[16] Ties Behnke, James E. Brau, Brian Foster, Juan Fuster, Mike Harrison, et al. The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary. 2013.

[17] LCC Physics Working Group. Physics Case for the International Linear Collider. arXiv:1506.05992v2[hep–ex], 2015.

[18] Chris Adolphsen, Maura Barone, Barry Barish, Karsten Buesser, Philip Burrows, et al. The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3.II: Accelerator Baseline Design. 2013.

[19] Ties Behnke, James E. Brau, Philip N. Burrows, Juan Fuster, Michael Peskin, et al. The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 4: Detectors. 2013.

[20] Toshinori Abe et al. The International Large Detector: Letter of Intent. 2010.

[21] http://www.linearcollider.org/ILC/physics-detectors/Detectors/.

[22] http://acfahep.kek.jp/subg/sim/softs.html.

[23] H. Murayama, I. Watanabe, and K. Hagiwara. KEK-91-11,(1992) 184.

[24] T. Ishikawa, K. T. Kaneko, K. Kato, and S. Kawabata. Comp, Phys. Comm. **41** (1986) 127.

[25] http://acfahep.kek.jp/subg/sim/simtools/htmldoc/JSFHadronizer.html.

[26] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. arXiv:hep–ph/0603175v2, 2006.

[27] http://wasm.home.cern.ch/wasm/goodies.html.

[28] P. Mora de Freitas and H. Videau. Detector simulation with MOKKA / GEANT4: Present and future. pages 623–627, 2002.

[29] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl.Instrum.Meth.*, A506:250–303, 2003.

[30] M. Cacciari and G. P. Salam. The anti-kt jet clustering algorithm. arXiv:623–627, 2008.

[31] https://confluence.slac.stanford.edu/display/ilc/LCFIPlus.

[32] http://tmva.sourceforge.net/docu/TMVAUsersGuide.pdf.