

修士論文

ILCの対生成閾値領域における
トッパークォークの生成及び崩壊の
解析手法の開発研究

~A study of analysis method
for the production and decay of top quark pairs
around the threshold region at the ILC~

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

江田 優人

平成30年

概要

素粒子標準模型は素粒子の運動や相互作用を記述する理論体系として様々な実験結果と一致している。しかし、標準模型では説明できない現象も多く存在する。素粒子物理学の実験分野では標準模型の検証と新物理の探索が重要な課題となっている。

トップクォークは標準模型に登場する素粒子の中で最も質量が大きく、そのスケールは電弱対称性の破れに位置している。トップクォークの精密測定によって標準模型の確認や新物理の探索が進むことが期待される。ILCのトップクォーク対生成閾値領域(350GeV付近)での実験においてはトップクォークの性質を精密に測定することが可能である。

ILCにおけるトップクォーク対生成閾値領域でのセミレプトニックに崩壊するトップクォーク対生成イベントをILDの検出器フルシミュレーションを用いて積分ルミノシティ 200fb^{-1} 分の統計データを作成し、終状態の粒子情報を基に再構成を行い運動量分布を作成した。その分布を用いてtoy MCによる擬再構成分布の作成を行い、テンプレートフィットによってトップクォークの崩壊幅と強い相互作用の結合定数を同時に決定する手法を確立した。

先行研究で用いられたピーク位置と V_{tb} の関係性により崩壊幅を測定する手法では α_s の値を固定していたが、本研究では、ピーク位置による測定の問題点について考察し、その改善を行った。

目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	素粒子標準模型	3
2.1	概要	3
2.2	電弱相互作用	4
2.3	ヒッグス機構	6
2.4	フェルミオンの質量獲得	7
2.5	強い相互作用	8
2.6	CKM 行列	10
第 3 章	トップクォーク	11
3.1	トップクォーク	11
3.2	トップクォークの崩壊幅	11
3.3	クォークコニウム	13
3.4	トップクォーク対生成閾値付近の物理	14
3.5	運動量分布	22
第 4 章	ILC(International Linear Collider)	29
4.1	加速器	29
4.1.1	電子源	30
4.1.2	陽電子源	31
4.1.3	ダンピングリング	32
4.1.4	主線形加速器	33
4.2	検出器	33
4.2.1	概要	33
4.2.2	飛跡検出器	34
4.2.3	カロリメータ	36
4.2.4	外層部	38

4.2.5	前方検出器	39
第 5 章	シミュレーション	42
5.1	概要	42
5.2	物理事象の生成	42
5.3	検出器シミュレーション	42
5.4	再構成	43
第 6 章	解析と結果	48
6.1	解析の方針	48
6.2	擬再構成分布の作成法 (toy MC)	48
6.3	テンプレートフィット	51
6.3.1	崩壊幅 (Γ_t)	52
6.3.2	強い相互作用の結合定数 (α_s)	53
6.4	Γ_t と α_s の同時測定	54
第 7 章	ディスカッション	59
7.1	先行研究の改善	59
7.2	今後の展望	65
第 8 章	まとめ	67
	謝辞	69

目 次

2.1	強い相互作用の結合定数 α_s のエネルギー依存性	9
3.1	トップクォーク崩壊幅測定精度と異常結合の関係	13
3.2	信号事象のファインマン図	15
3.3	QCD ポテンシャルとトップクォークの崩壊の様子	16
3.4	V_{tb} を変えたときの断面積の変化	17
3.5	α_s を変えたときの断面積の変化	18
3.6	トップクォークの質量を変えたときの運動量分布の変化	19
3.7	トップ湯川結合定数を変えたときの運動量分布の変化	20
3.8	α_s を変えたときの運動量分布の変化	21
3.9	V_{tb} を変えたときの運動量分布の変化	22
4.1	ILC の模式図	30
4.2	ILC の電子源	31
4.3	ILC の陽電子源	32
4.4	ILC のダンピングリング	33
4.5	ILD の断面図	34
4.6	崩壊点検出器の概観図	35
4.7	シリコン飛跡検出器 (SIT,SET) の概観図	36
4.8	電磁カロリメータの概観図	37
4.9	ハドロンカロリメータの概観図	38
4.10	ミューオン検出器のシミュレーションにおけるミューオンの飛跡	39
4.11	LumiCal の概観図	40
4.12	BeamCal の概観図	41
5.1	PFA のエネルギー分解能	43
5.2	LCFIPlus を用いたフレーバータグ性能	46

5.3	ジェネレーターレベルのトップクォークの運動量分布と再構成したトップクォークの運動量分布	47
6.1	ジェネレーターサンプルの運動量と再構成したトップクォークの運動量の相関	49
6.2	応答関数の例	50
6.3	擬再構成分布と再構成分布の比較	51
6.4	V_{tb} の χ^2 のグラフ	52
6.5	α_s の χ^2 のグラフ	53
6.6	χ^2 の等高線とそのフィッティング	56
6.7	フィッティング関数の最小値の近傍	57
6.8	擬再構成分布の比較	58
7.1	ジェネレーターサンプルの運動量ピーク位置と V_{tb} の関係	59
7.2	擬再構成分布の運動量ピーク位置と V_{tb} の関係	60
7.3	再構成したトップクォークの運動量分布とそのピーク位置	61
7.4	各 V_{tb} と α_s の擬再構成分布から求めたピーク位置の2次元プロット	64
7.5	同じピーク位置でパラメタの値が異なる運動量分布	65

表 目 次

2.1	素粒子標準模型粒子	3
2.2	標準模型粒子の各カイラリティ毎のゲージ荷のまとめ	4
3.1	トップクォークのパラメタ	11
5.1	ジェットの組成とILD検出器の分解能	43
6.1	再構成分布と擬再構成分布による χ^2	55
7.1	擬再構成分布のピーク位置の値 (GeV)	63

第1章 はじめに

素粒子物理学において、電弱スケールでの素粒子の運動や相互作用を記述するための理論として、素粒子標準模型がある。標準模型では、素粒子に働く相互作用のうち3種類を記述し、それぞれ電弱相互作用、弱い相互作用、強い相互作用と呼ばれている。素粒子の種類によってどの力が働くかが変わってくる。標準模型は素粒子の物理を記述するモデルとして、様々な実験結果と一致している。一方で、標準模型では説明できない物理現象も多く存在している(例えば、ニュートリノ振動や暗黒物質の存在など)。素粒子物理学分野では標準模型の検証と新物理探索を目的とした実験を行うことが重要なテーマとなっている。

粒子衝突実験では、粒子を衝突させることで高エネルギー状態での散乱現象を調べたり、未知の粒子の発見を目的としている。最近のエネルギーフロンティアの電子陽電子衝突実験として、1989年にCERNでLEP(Large Electron Positron collider)がスタートした。重心系エネルギーは約91GeVで始まり、最終的には209GeVまで到達した。Zボソンの精密測定や素粒子の世代数の決定など重要な実験結果が得られていた。その後、ヒッグス粒子の発見という課題に挑んだが、発見には至らなかった。その原因は電子と陽電子を円形加速器で加速させた時に生じるシンクロトロン放射によって衝突エネルギーを十分に上げる事ができないことにあった。2008年、同じトンネルを利用して大型ハドロン衝突型加速器であるLHC(Large Hadron Collider)を用いた実験が開始し、ヒッグス探索が始まった。シンクロトロン放射による1周当たりのエネルギー損失は $-\Delta E \propto \frac{(E/m)^4}{R}$ と表される。ここで、Eは衝突エネルギー、mは粒子の質量、Rは軌道半径である。 $-\Delta E \propto \frac{1}{m^4}$ であることから、電子は陽子の約 10^{13} 倍のエネルギーを失う計算になる。つまり、陽子はシンクロトロン放射が電子と比べると格段に少ないため、加速器実験でエネルギーを十分に上げることが可能である。そして2012年にヒッグス粒子が発見された。

一方で、LHCでヒッグスの発見は出来たが、ヒッグスの精密測定は難しい。その原因として、陽子が素粒子ではないことが挙げられる。陽子はクォーク3個がグルーオンによって繋がって出来ている(例えば、ヒッグス生成の大部分はグルーオンとグルーオンの衝突による)が、ヒッグス生成に使われなかった素粒子反応が背景事象として大量に発生してしまう。そのためヒッグスの精密測定には電子陽電子衝突のような、背景事象の少ないクリーンな実験環境が必要である。

そこで現在計画中の ILC(International Linear Collider) 実験がヒッグス粒子の研究の鍵を握っている。ILC は電子陽電子衝突型の加速器であるが、その特徴は加速器が線形であることである。これはシンクロトロン放射において $R \rightarrow \infty$ の極限を意味している。これにより荷電粒子のシンクロトロン放射を抑え、十分なエネルギーを確保することができる。また、重心系エネルギーを更に上げることも可能なため、ヒッグスだけでなく、更に質量の大きいトップクォークや、未知の粒子の発見も期待される。

トップクォークは他のクォークと異なり、ハドロン化する前に崩壊してしまうほど寿命が短い。従って、理論的不定性の大きいハドロン化過程に影響されないクォーク単体の研究はトップクォークにおいてのみ可能である。本研究では、ILC の重心系エネルギー 350GeV 付近をトップクォーク対生成閾値領域と呼び、そこで生成されるトップクォーク対の運動量分布を調べた。トップクォークの寿命が長いと QCD ポテンシャルによって減速され運動量の小さい状態で崩壊する。一方で強い相互作用の結合定数 (α_s) は QCD ポテンシャルの大きさを決めている。これらの関係性を踏まえ、運動量分布からトップクォークの崩壊幅と強い相互作用の結合定数を見積もることを目標とした。

本論文の構成は、まず第 2 章で素粒子の運動や相互作用を記述する素粒子標準模型を説明する。第 3 章ではトップクォークについて説明し、第 4 章で ILC を紹介する。第 5 章ではシミュレーションの流れから再構成の手順までを説明する。第 6 章でその解析と結果を記述し、第 7 章でディスカッションを行い、第 8 章でまとめとする。

第2章 素粒子標準模型

2.1 概要

素粒子標準模型とは物質を構成する最小単位である素粒子の運動と相互作用を記述するモデルである。素粒子標準模型に登場する素粒子は全部で18種類存在する。スピンの整数のボソンとスピンの半整数のフェルミオンがある。ボソンは W^\pm, Z, g, γ, h の6種類、フェルミオンはクォークが u, b, c, s, t, b の6種類、レプトンが $e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$ の6種類である。また、これらと質量が同じで電荷などの符号が逆である反粒子が存在することも知られている。ただし、 γ, g, Z は自分自身が反粒子である。表2.1に粒子の一覧を並べた。

フェルミオン			
クォーク		レプトン	
u $2.2^{+0.5}_{-0.4}\text{MeV}$	d $4.7^{+0.5}_{-0.3}\text{MeV}$	e 0.511MeV	ν_e ~0MeV
c $1.275^{+0.025}_{-0.035}\text{MeV}$	s 95^{+9}_{-3}MeV	μ 105.7MeV	ν_μ ~0MeV
t $173.0 \pm 0.4\text{GeV}$	b $4.18^{+0.04}_{-0.03}\text{GeV}$	τ $1776.86 \pm 0.12\text{MeV}$	ν_τ ~0MeV
ボソン			
電磁相互作用 γ massless	弱い相互作用 W^\pm, Z $80.379 \pm 0.012\text{GeV}$ $91.1876 \pm 0.0021\text{GeV}$	強い相互作用 g massless	ヒッグス場 h $125.18 \pm 0.16\text{GeV}$

表 2.1: 素粒子標準模型粒子

我々の世界で素粒子に働く力は4種類存在し、重力、強い力、弱い力、電磁気力である。そのうち重力は他の力と比べるとはるかに小さいため素粒子反応で検出できるほどの影響を与え

ない。素粒子標準模型では重力以外の3つの力についてのみ説明される。それらについて次節以降で説明する。

2.2 電弱相互作用

GWS(Glashow-Weinberg-Salam)理論では、標準模型の相互作用である電磁相互作用と弱い相互作用を統一的に記述する。

電弱相互作用は $SU(2)_L \times U(1)_Y$ の対称性として記述される。 $SU(2)_L$ の量子数を弱いアイソスピン (I_W)、 $U(1)_Y$ の量子数をハイパーチャージ (Y_W) とそれぞれ呼ぶ。粒子の電荷を Q 、弱いアイソスピンの第3成分を I_{W_3} とすると、次の式 (2.1) が得られる。

$$Y_W \equiv 2(Q - I_{W_3}) \quad (2.1)$$

以下にフェルミオンの弱いアイソスピン、ハイパーチャージ、電荷をまとめた表を示す。

フェルミオン	I_W	I_{W_3}	Q	Y_W
ν_L	1/2	+1/2	0	-1
\bar{l}_L^-	1/2	-1/2	-1	-1
\bar{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
$\bar{\nu}_{lR}$	1/2	-1/2	0	+1
\bar{l}_R^+	1/2	+1/2	+1	+1
\bar{l}_L^+	0	0	+1	+2
\bar{u}_R	1/2	-1/2	-2/3	-1/3
\bar{d}_R	1/2	+1/2	+1/3	-1/3
\bar{u}_L	0	0	-2/3	-4/3
\bar{d}_L	0	0	+1/3	+2/3

表 2.2: 標準模型粒子の各カイラリティごとの弱いアイソスピン、ハイパーチャージ、電荷のまとめ

さらに、 $SU(2)_L$ の場を W 、 $U(1)_Y$ の場を B と表す。この時

$$W = (W_1, W_2, W_3) \quad (2.2)$$

となっている。

標準模型のゲージ粒子のうち W^\pm は W_1 と W_2 の線形で表現できる。

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

一方で中性のゲージ粒子 Z と A は W_3 と B の線形で表すことができる。

$$A = B\cos\theta_W + W_3\sin\theta_W \quad (2.4)$$

$$Z = -B\sin\theta_W + W_3\cos\theta_W \quad (2.5)$$

ここで θ_W はワインバーグ角と呼ばれ、 $\sin^2\theta_W = 0.23$ となっている。以上の式から電磁相互作用と弱い相互作用の混合を示すことができた。ここでは Z が弱い相互作用を媒介し、 A が電磁相互作用を媒介する。

Z と A は $SU(2)_L$ と $U(1)_Y$ の混合であるため右巻き左巻きどちらとも結合する。しかし W^\pm は右巻きのフェルミオンと結合することはできない。

一方で、この理論に質量を組み込めないという問題点がある。まず局所的なゲージ変換を考える。

$$\psi \rightarrow e^{ie\alpha(x)}\psi \quad (2.6)$$

この変換に対してラグランジアン密度が不変である必要がある。この時ベクトル場のポテンシャル A_μ を導入すると以下のような変換が要求される。

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\alpha(x) \quad (2.7)$$

この変換は

$$D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu(x) \quad (2.8)$$

という変換を伴う。ここで g は相互作用の結合定数を表す。

この変換を行った後に質量項は

$$\frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu \rightarrow \frac{1}{2}m^2 (A^\mu + \partial^\mu \Lambda)(A_\mu + \partial_\mu \Lambda) \neq \frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu \quad (2.9)$$

となる。このように質量項は不変ではない。よってラグランジアンが不変であるためには $m = 0$ である必要がある。しかし、W ボソンと Z ボソンは質量を持っていることが知られており、その解決のためにヒッグス機構と呼ばれる理論が必要になる。

2.3 ヒッグス機構

ここでは、ゲージ対称性の自発的破れと質量の獲得を説明するヒッグス機構について紹介する。

まず最初にヒッグス二重項を定義する。

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

ヒッグス二重項は $Y_W = 1/2$ の量子数を持つ。ここで、 ϕ^+ と ϕ^0 は複素場であるため、実数場を用いて次のように書き表すことができる。

$$\phi^+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}, \phi^0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \quad (2.11)$$

この時ラグランジアンは

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.12)$$

と書ける。

ここでポテンシャルを $V = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$ とすると、 $\lambda < 0$ であれば $\Phi \rightarrow \infty$ でポテンシャルが負の発散をしない。 $\mu^2 > 0$ のとき、ポテンシャルは0でない極小値 ($v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$) を持つ。基底状態は $(\phi^+)^2 + (\phi^0)^2 = v^2$ を満たす全ての Φ である。

ラグランジアンの共変微分は

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y_W}{2} - ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot W_\mu \quad (2.13)$$

である。 $\vec{\tau}$ は弱いアイソスピンベクトルで、ラグランジアンは局所ゲージ変換

$$\phi \rightarrow e^{i\vec{\alpha}(x) \cdot \vec{\tau}/2} \psi(x) \quad (2.14)$$

に対して不変である。

ここでヒッグス二重項 Φ で $\phi_3 = v, \phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ という点を選ぶ。この時ヒッグス場は

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

となる。これをラグランジアン¹の運動項に代入すると

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) = \left(\frac{1}{2} v g_2 \right)^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \right)^2 Z_\mu^0 Z^{\mu 0} \quad (2.16)$$

となる。 W ボソンの質量項は $m_W^2 W^+ W^-$ 、中性ボソンの質量項は $(m_Z^2 Z_\mu Z^\mu)/2 + (m_\gamma^2 A_\mu A^\mu)/2$ で表される。よって、それぞれの質量は次のようになる。

$$m_W = \frac{1}{2} v g_2 \quad (2.17)$$

$$m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \quad (2.18)$$

$$m_\gamma = 0 \quad (2.19)$$

このように真空の自発的対称性の破れによって光子以外のボソンは質量を獲得する。このメカニズムをヒッグス機構と呼ぶ。

2.4 フェルミオンの質量獲得

ゲージボソンと同じく、フェルミオンもヒッグス粒子との相互作用で質量を獲得する。その相互作用は湯川相互作用と呼ばれる。フェルミオンは左巻き二重項、右巻き一重項で表現されることを踏まえ、第3世代のクォークを例とし、トップクォークの質量獲得について説明する。

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{y_t}{\sqrt{2}} \left[(\bar{b}_L, \bar{t}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} t_R + \bar{t}_R(0, v) \begin{pmatrix} b_L \\ t_L \end{pmatrix} \right] \\ &= -\frac{y_t}{\sqrt{2}} (\bar{t}_L v t_R + \bar{t}_R v t_L) \\ &= -\frac{y_t v}{\sqrt{2}} t^\mu_\mu \end{aligned}$$

このように質量項が生まれる。ここで y_t はトップ湯川結合定数である。トップクォークの質量は

$$m_t = \frac{1}{\sqrt{2}} y_t v$$

となる。このように、他のフェルミオンも湯川結合で質量を表すことができる。

2.5 強い相互作用

クォークに働く力で特徴的なものとして強い相互作用があげられる。強い相互作用を説明する理論はQCDと呼ばれている。QCDの低エネルギー領域において「クォークの閉じ込め」と呼ぶ物理現象が存在し、低エネルギー領域で結合定数が強くなる。

強い相互作用はグルーオンの交換によって行われる。クォークとグルーオンの持つ色荷が引き起こす相互作用である。これは $SU(3)_C$ の対称性を持ち、色の3原色の赤青緑として扱われる(実際にクォークやグルーオンに色があるわけではなく、説明のために導入した例えである)。この3色に対してそれぞれ反色が存在し、自然界にそれ自身で存在できるのは色が白になる(カラーシングレット)組み合わせのみである。そのため単体のクォークは色を有していることから存在できないとされている。結合定数 α_s のエネルギー依存性は次の式で表される。

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}})} \quad (2.20)$$

ここで、 Q は運動量スケールを表し、 q をグルーオンの4元運動量とすると、 $Q^2 = -q^2$ で表される量である。 N_f はフレーバーの数で、 Q^2 の値によって変わり3から6の数字をとる。 Λ_{QCD} はQCDスケールと呼ばれる。エネルギースケールが大きくなると α_s は小さくなる。この性質を漸近的自由性と言う。この性質は短距離ほど結合定数が小さく、高エネルギー物理で摂動計算が有効になることを意味する。 α_s のエネルギー依存性を図2.1に示す。

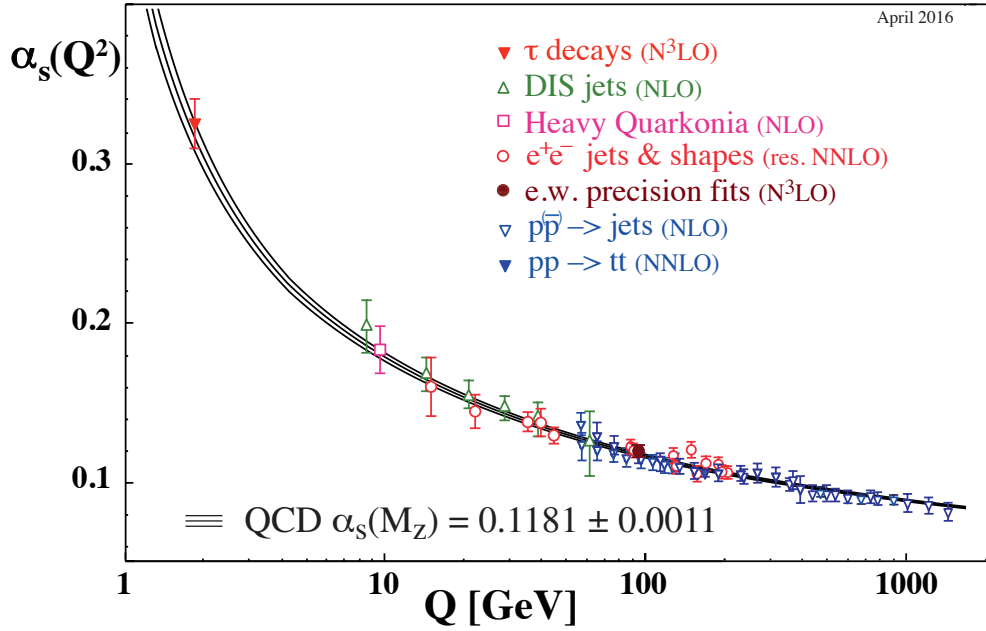


図 2.1: 強い相互作用の結合定数 α_s のエネルギー依存性 [1]

摂動計算は α_s で展開して行われる。そのため、エネルギーが Λ_{QCD} に近い領域では α_s の値が大きく、摂動計算が不可能になる。しかし、 Λ_{QCD} より充分大きなエネルギー領域であれば、摂動計算による正確な理論計算が可能になる。ILC のエネルギー領域は Λ_{QCD} より十分大きい領域であるため、トップクォークの精密測定による QCD の検証が期待される。

一方で、実験的には終状態としてクォークやグルーオンがそのまま検出器まで届くことはなく、ハドロンの束である「ジェット」と呼ばれる集合体として観測される。ジェットにはおおもとのクォークのエネルギーなどの情報が保存されているため、素粒子実験ではジェットの測定が重要になる。

2.6 CKM行列

標準模型では、クォークフレーバーの混合具合を以下の3行3列の行列で表される。

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97420 \pm 0.00021 & 0.2243 \pm 0.0005 & (3.94 \pm 0.36) \times 10^{-3} \\ 0.218 \pm 0.004 & 0.997 \pm 0.017 & (42.2 \pm 0.8) \times 10^{-3} \\ (8.1 \pm 0.5) \times 10^{-3} & (39.4 \pm .23) \times 10^{-3} & 1.019 \pm 0.025 \end{pmatrix}$$

これらの値は様々な実験結果から得たものである [1]。また、クォーク U とクォーク D の遷移具合を $|V_{UD}|^2$ と表すことができる。この行列式から、トップクォークはボトムクォークへの崩壊が支配的だとわかる。

第3章 トップクォーク

3.1 トップクォーク

トップクォークとは、素粒子標準理論で説明される素粒子の中で最も質量の重いものである。そのため崩壊幅も大きな値となり、他のクォークと異なりハドロン化する前に**クォーク**と**Wボソン**に崩壊する。表 3.1 で質量と崩壊幅を紹介する。

質量 (direct measurement)	$173.0 \pm 0.4 \text{ GeV}$
質量 (cross section measurement)	$160^{+5}_{-4} \text{ GeV}$
崩壊幅	$1.41^{+0.19}_{-0.15} \text{ GeV}$

表 3.1: トップクォークのパラメタ [1]

式 (3.1) が示すように標準模型の崩壊幅は QCD スケール (Λ_{QCD}) より十分大きい。

$$\Gamma_t \simeq \frac{G_F m_t^3}{8\sqrt{2}\pi} |V_{tb}|^2 \sim 1.4 \text{ GeV} \gg \Lambda_{QCD} (\sim 200 \text{ MeV}) \quad (3.1)$$

ここで、 G_F はフェルミ定数、 m_t はトップクォークの質量、 V_{tb} は CKM 行列の成分、 Λ_{QCD} は QCD スケールを表している。崩壊幅は QCD スケールより十分大きいため、摂動計算が可能である。

3.2 トップクォークの崩壊幅

トップクォークの崩壊幅の測定は、標準模型の検証や新物理探索において重要である。崩壊幅の値は tbW Vertex に異常結合の存在を含めたとき有意に修正される。その式を以下に示す。

$$\Gamma(t \rightarrow bW) = \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi} m_t^3 (1-x^2) [(1+x^2-2x^4)(f_{1L}^2 + f_{1R}^2) + (2-x^2-x^4)(f_{2L}^2 + f_{2R}^2) + 6x(1-x^2)(f_{1L}f_{2R} + f_{2L}f_{1R})] \quad (3.2)$$

ここで $x = m_W/m_t$ である。f は form factor で崩壊点における相互作用を記述する。 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それぞれ対応する。L と R はそれぞれのカレントでトップクォーク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。

測定された崩壊幅が標準模型の値とずれる場合、新物理が期待される。しかし、現在の測定精度では誤差が大きい。例えば $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ の ATLAS 実験では $\Gamma_t = 1.76_{-0.76}^{+0.86}\text{GeV}$ という結果が出ている [2]。ILC での崩壊幅の精密測定が必要である。ILC の解析では質量と同じ様に断面積から崩壊幅を求めることができる [3]。また、トップクォークの運動量分布からも崩壊幅の測定を独立に行うことが可能である [4]。本研究では運動量分布からの測定を行なった先行研究 [4] を更に発展させることを目指した。一方で、本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 form factor を分離することは将来の課題である。図 3.1 は form factor と崩壊幅の依存性を示している。

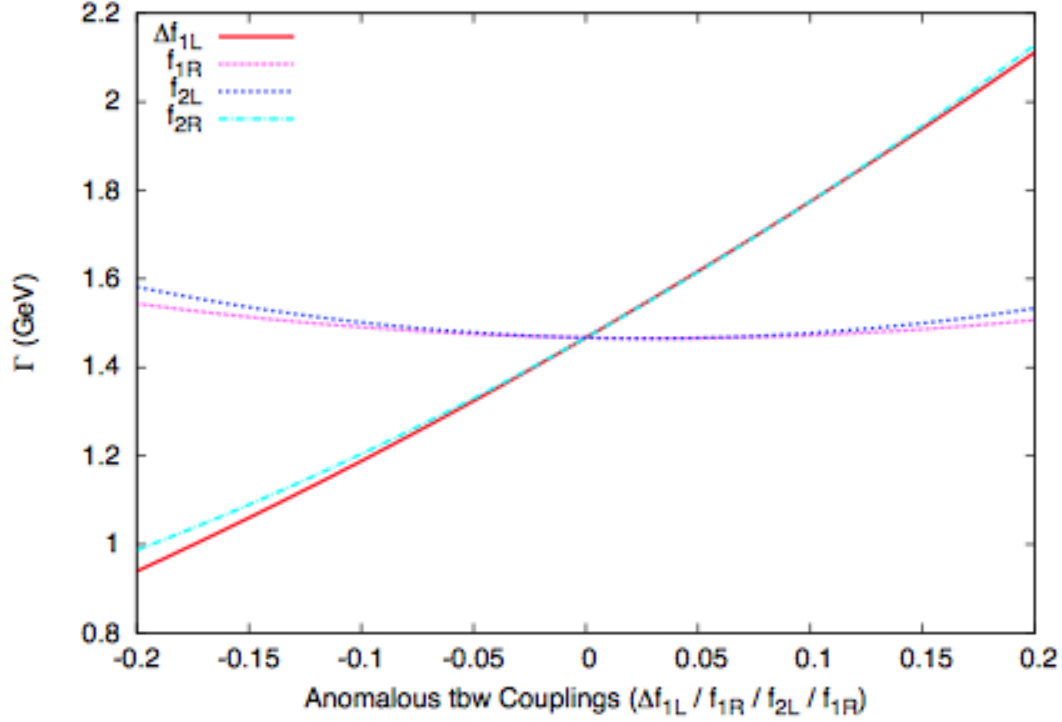


図 3.1: トップクォーク崩壊幅測定精度と異常結合の関係 [5]

崩壊幅は、標準模型の NLO(Next-Leading Order) までの計算では以下のような式になる。NLO の場合、 α_s の値が効く。 α_s が大きいと $t\bar{t}$ の束縛が強くなり、 Γ_t は小さくなる。

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\sqrt{2}\pi} |V_{tb}|^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right] \sim 1.35 |V_{tb}|^2$$

V_{tb} は CKM 行列の成分で、トップクォークとボトムクォークの崩壊の関係性を示すパラメタ。標準模型では 1 に近い値とされている。この値が 1 からずれる場合、新物理の兆候だとみなすことができる。

3.3 クォーコニウム

クォーコニウムとは、クォークと反クォークの束縛状態である。電子陽電子の束縛状態はポジトロニウムと呼ばれ、 J/ψ 粒子や Υ 粒子などがクォーコニウムの一部である。一方で、トッ

クォークペアの束縛状態であるトッポニウムは、トッポクォークの崩壊幅が大きいため、束縛状態を形成する前に崩壊してしまい、束縛状態として存在できないとされている。しかし、トッポクォーク対生成の閾値領域であればトッポニウムによる断面積上昇を断面積測定によって確認し、1S状態などの状態の効果を調べることができる。トッポニウムの崩壊はトッポクォークの崩壊と同義であり、 $t\bar{t}$ は一般的には同時に崩壊せずどちらかが先に崩壊する。そのため、トッポニウムとしてはトッポクォークの崩壊幅の2倍程度になる。

3.4 トッポクォーク対生成閾値付近の物理

質量の非常に大きいトッポクォークは大きな崩壊幅を持っている。この時、トッポクォークはQCDの非摂動領域に到達する前に崩壊する。そのため、摂動QCDを用いた信頼できる評価が可能である。Bethe-Salpeter方程式を満足する。Bethe-Salpeter方程式は非相対論近似でSchrödinger方程式となる。

$$\left[H - \left(E + i\frac{\Gamma_\theta}{2} \right) \right] G = 1$$

ここで H はハミルトニアン、 E はエネルギー、 Γ_θ はトッポニウムの崩壊幅($\Gamma_\theta \sim 2\Gamma_t$)、 G はグリーン関数の演算子である。この時、全断面積は以下のような式で表される。

$$\sigma_{t\bar{t}} \propto \text{Im} \langle x=0 | G | x=0 \rangle \sim \text{Im} \sum_n \frac{|\Psi_n(0)|^2}{E - E_n + i\Gamma_n/2}$$

n の和は全てのトッポニウム共鳴についてとっている。全断面積の測定は波動関数の原点での値の絶対値のみによることがわかる。

一方で微分断面積は以下のような式で表す。

$$\frac{d\sigma_{t\bar{t}}}{d|p|} \sim |\langle p | G | x=0 \rangle|^2 \sim \left| \sum \frac{\phi_n(p) \Psi_n^*(0)}{E - E_n + i\Gamma_n/2} \right|^2$$

微分断面積(トッポクォークの運動量分布)は運動量空間の波動関数を反映する。

断面積測定によって Γ_t 、 m_t 、 y_t を測定できる。また、運動量分布で重要な1Sピークの位置(E_{1S})は断面積測定によって得られる。1Sピークとは、トッポニウム共鳴状態のうち最もエネルギーの低い状態の呼称で、断面積測定で立ち上がりから最初のピークとしてあらわれる状態である。 $E_{1S} \sim 2m_t - \alpha_s^2 m_t$ と近似される[6]。

トッポクォークが崩壊してできたWボソンの崩壊モードは2種類ある。 $W \rightarrow q\bar{q}$ と $W \rightarrow l\nu$ で、トッポクォーク対の観点からだと次の3つの組み合わせが存在し、それぞれの呼び方を示した。

$$tt \rightarrow bWbW \rightarrow bqqbqq(\text{フルハドロニック}) \quad (3.3)$$

$$tt \rightarrow bWbW \rightarrow bqqbl\nu(\text{セミレプトニック}) \quad (3.4)$$

$$tt \rightarrow bWbW \rightarrow bl\nu bl\nu(\text{フルレプトニック}) \quad (3.5)$$

ILCにおけるトップクォーク対生成のセミレプトニックモードのファインマンダイアグラムを以下に示す。

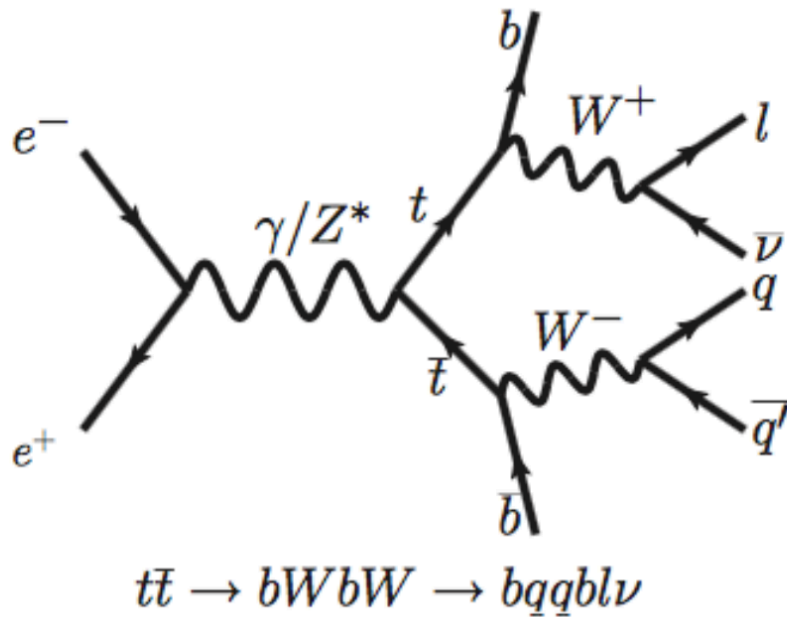


図 3.2: 信号事象のファインマン図

対生成閾値領域において、トップクォークは非常に小さな運動量を持った状態で生成される。トップクォーク対の距離が近いこと QCD ポテンシャル $V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + kr$ がクーロン力のような形で働く。

$t\bar{t}$ の閾値領域では全断面積が測定される。全断面積を示す式を以下に示す。

$$\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}) \propto -Im \sum_n \frac{|\phi_n(0)|^2}{E - E_n + i\Gamma_t} \quad (3.6)$$

閾値スキャンによってトップクォークの質量、崩壊幅、ヒッグス質量、トップ湯川結合など多くのパラメタが測定できる。

トップクォークは他のクォークと異なり、ハドロン化する前に崩壊する。そのため娘粒子を再構成することでスピンや質量などを測定することができる。トップクォークは弱い相互作用によってほとんどがbクォークとWボソンに崩壊する。以下にトップクォークの崩壊の様子とQCDポテンシャルを示す。

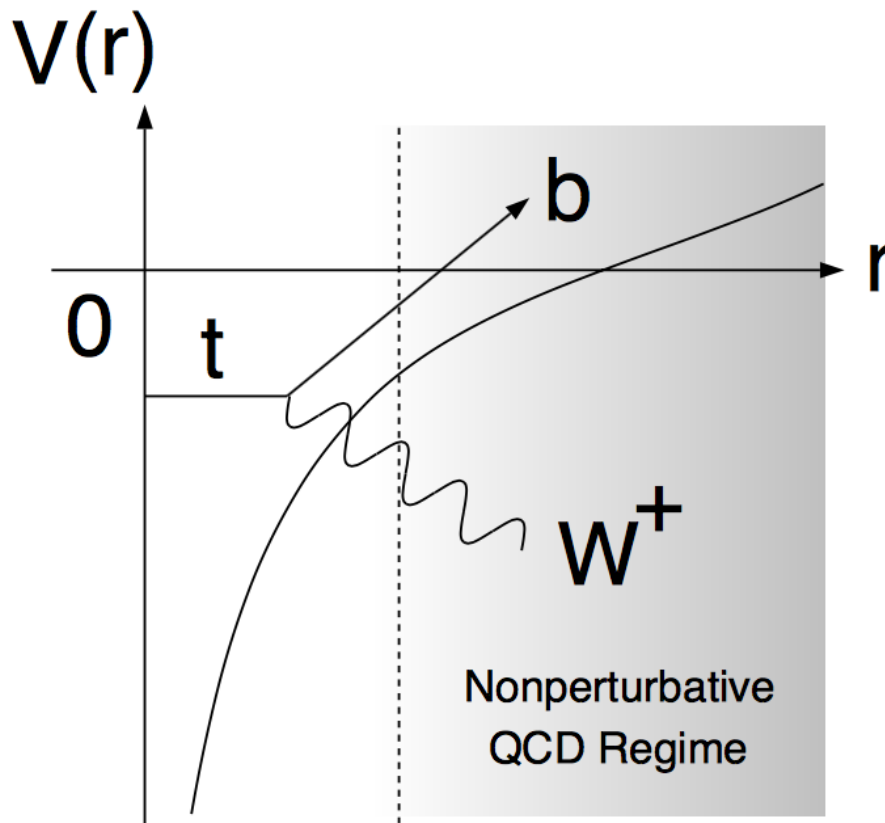


図 3.3: QCD ポテンシャルとトップクォークの崩壊の様子 [7]

トップクォークの寿命によってポテンシャルのどの位置で崩壊するかが決まる。つまり、トップクォークの寿命が短ければポテンシャルの低い位置で崩壊し、トップクォークの運動量が大きくなる。このことから、トップクォークの運動量と崩壊幅に相関があることがわかる。また、トップクォーク対生成閾値領域では強い相互作用の結合定数 (α_s) はポテンシャルと次のような関係がある。

$$V_{QCD} \sim -\frac{4\alpha_s}{3r}$$

したがって α_s も運動量と相関がある。

QCD ポテンシャルは $V_{QCD}(r) \sim -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + kr$ と表すことができるが、対生成領域ではトップクォーク対の距離が近いいためクーロン型のポテンシャルとみなすことができる。

トップクォーク対生成閾値領域では、生成断面積の測定によって様々なパラメタを見積もっている。例えば、トップクォーク対の間でのヒッグスの交換によって、断面積が9%上昇することが知られており、その上昇率からトップ湯川結合を探ることができる。

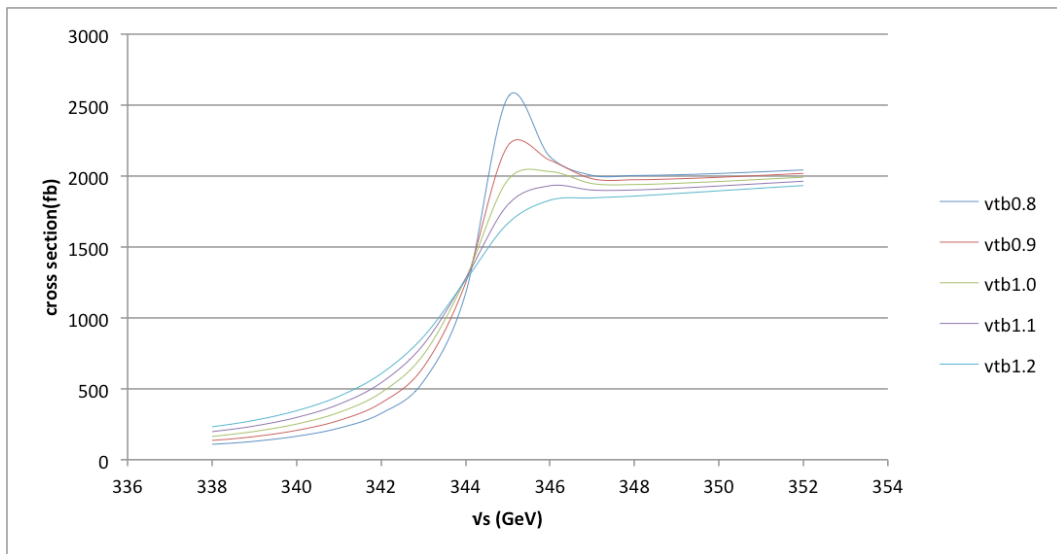


図 3.4: V_{tb} を変えたときの断面積の変化

図 3.4 は $m_t = 174\text{GeV}$, $\alpha_s = 0.12$ の条件で V_{tb} を変化させた時の断面積の変化である。崩壊幅の大きさは断面積の値の大きさに感度がある。

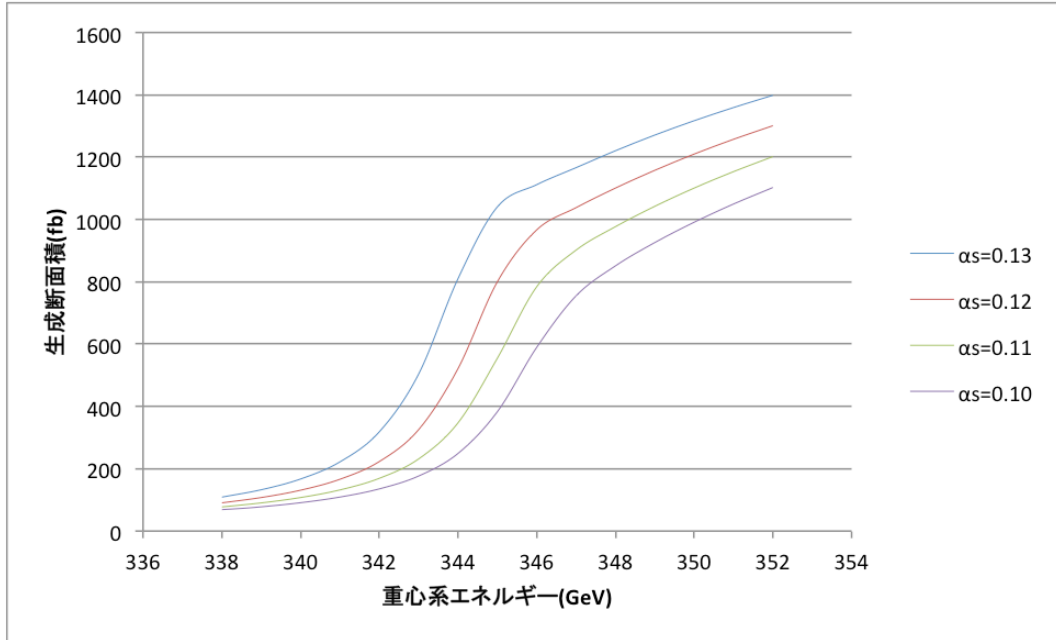


図 3.5: α_s を変えたときの断面積の変化

図 3.5 は $m_t = 174\text{GeV}$ 、 $V_{tb} = 1.00$ で α_s を変化させた時の断面積である。 α_s の値は 1S ピークの位置を変化させる。1S ピークは 3.3 節で紹介したように、 $\sqrt{s_{1S}} \sim 2m_t - \alpha_s^2 m_t$ と近似できる。

本研究で用いた運動量分布も重要な測定である。トップクォークの運動量分布は崩壊幅と α_s に感度があり、その値によって分布が形を変える。また、トップクォークの質量は重心系エネルギーを $\sqrt{s} = 2m_t$ を基準とり決めることで質量の感度を大幅に減らし、質量がわからなくても他のパラメタを決定することができる。実際の実験では最初に閾値スキャンを行い 1S ピークの位置を決め質量を求める。この後に運動量分布や角度分布などの解析によってパラメタを決定するという流れになることが予想される。

以下に各パラメタを変化させた時のイベント生成プログラム (physsim)[8] による運動量分布をいくつか示す。

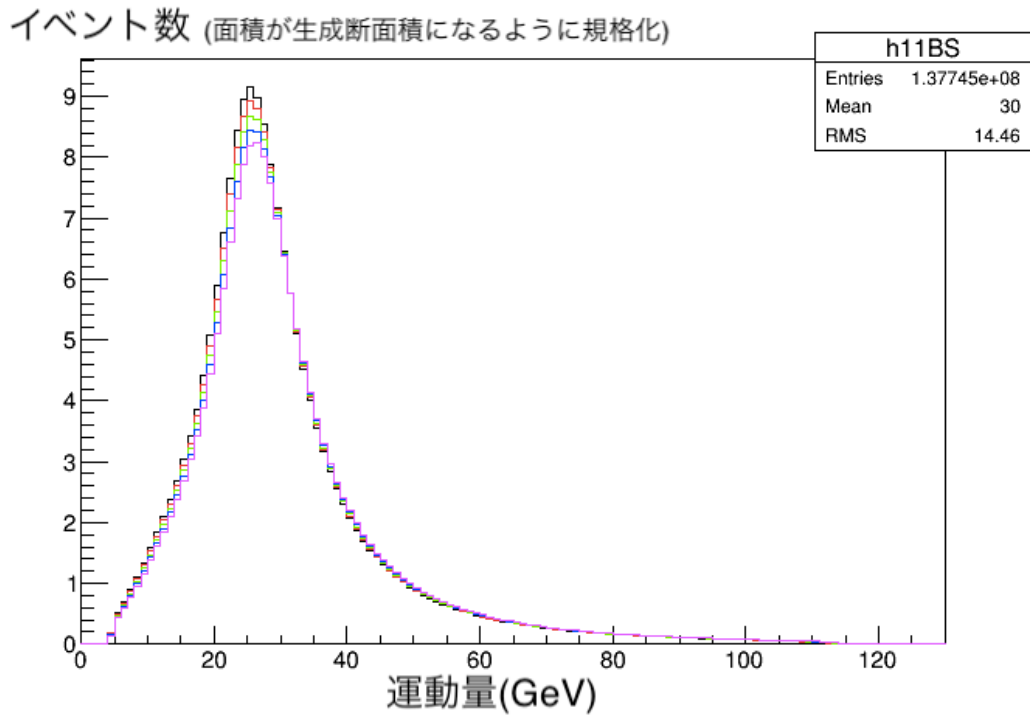


図 3.6: トップクォークの質量を変えたときの運動量分布の変化

ここではパラメタとして $m_t = 174\text{GeV}$, $V_{tb} = 1.0$, $\alpha_s = 0.12$, それぞれ重心系エネルギーを $\sqrt{s} = 2m_t - 1$ としている。ここで、それぞれの線における質量と重心系エネルギーは以下のようになっている。

- 黒 : $m_t = 176\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 351\text{GeV}$
- 赤 : $m_t = 175\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 349\text{GeV}$
- 緑 : $m_t = 174\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 347\text{GeV}$
- 青 : $m_t = 173\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 345\text{GeV}$
- ピンク : $m_t = 172\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 343\text{GeV}$

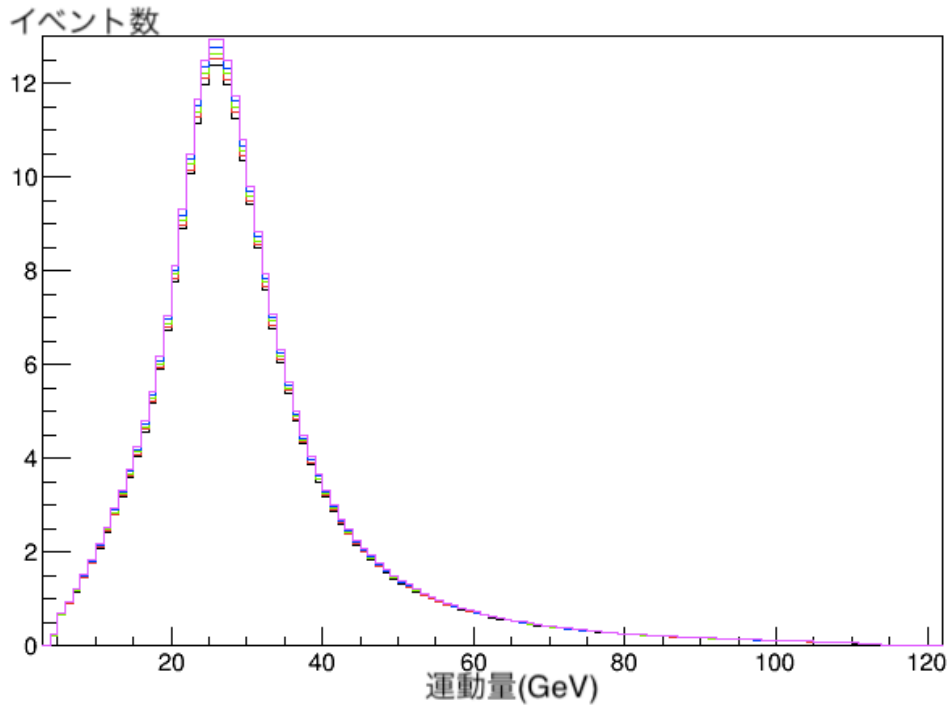


図 3.7: トップ湯川結合定数を変えたときの運動量分布の変化

図 3.7 はトップ湯川結合定数の値を変えた時の運動量分布の様子である。ここではピーク位置が変化していないことがわかる。以下にそれぞれの線におけるトップ湯川結合定数を示す。

- 黒 : $y_t = 0.8$
- 赤 : $y_t = 0.9$
- 緑 : $y_t = 1.0$
- 青 : $y_t = 1.1$
- ピンク : $y_t = 1.2$

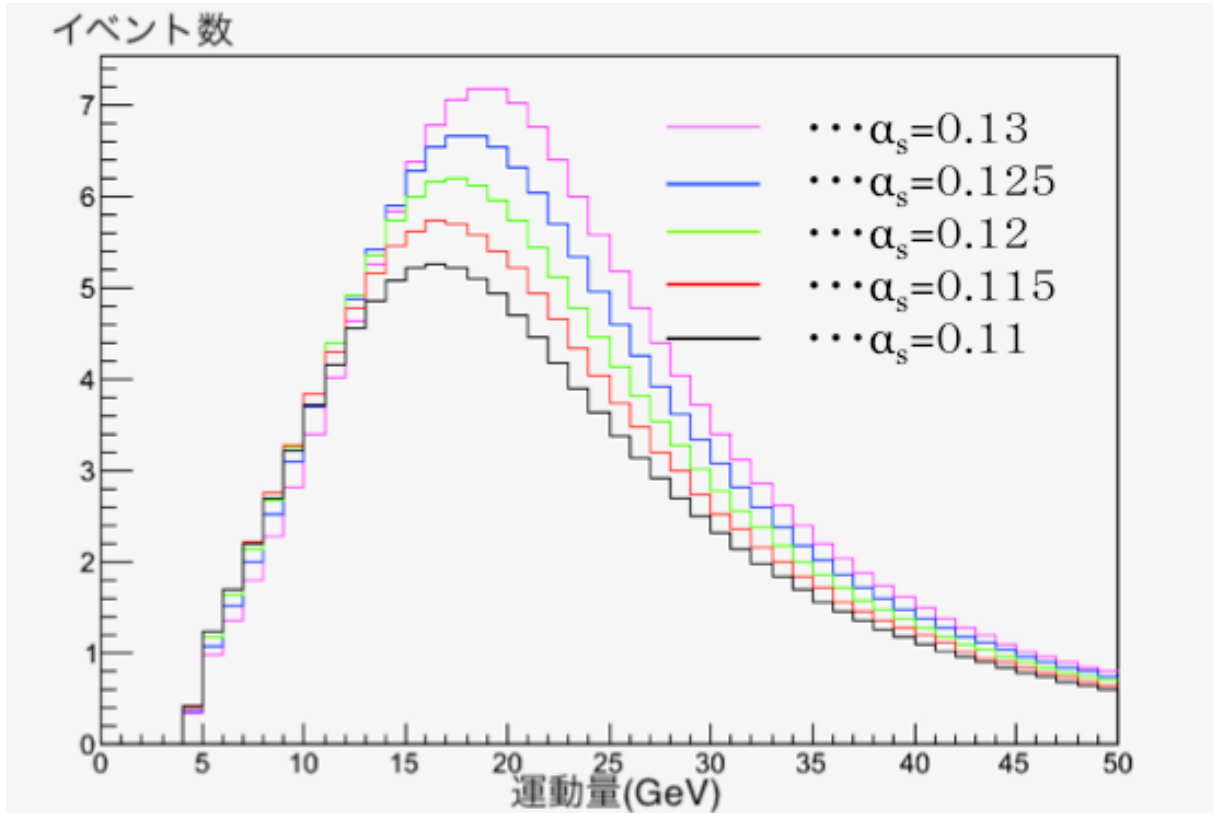


図 3.8: α_s を変えたときの運動量分布の変化

図 3.6 は α_s を変化させた時の運動量分布の様子である。 $t\bar{t}$ ポテンシャルは $V(r) \sim -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}$ となっているため、 α_s が大きくなるとポテンシャルが小さくなり、運動量が大きくなる。

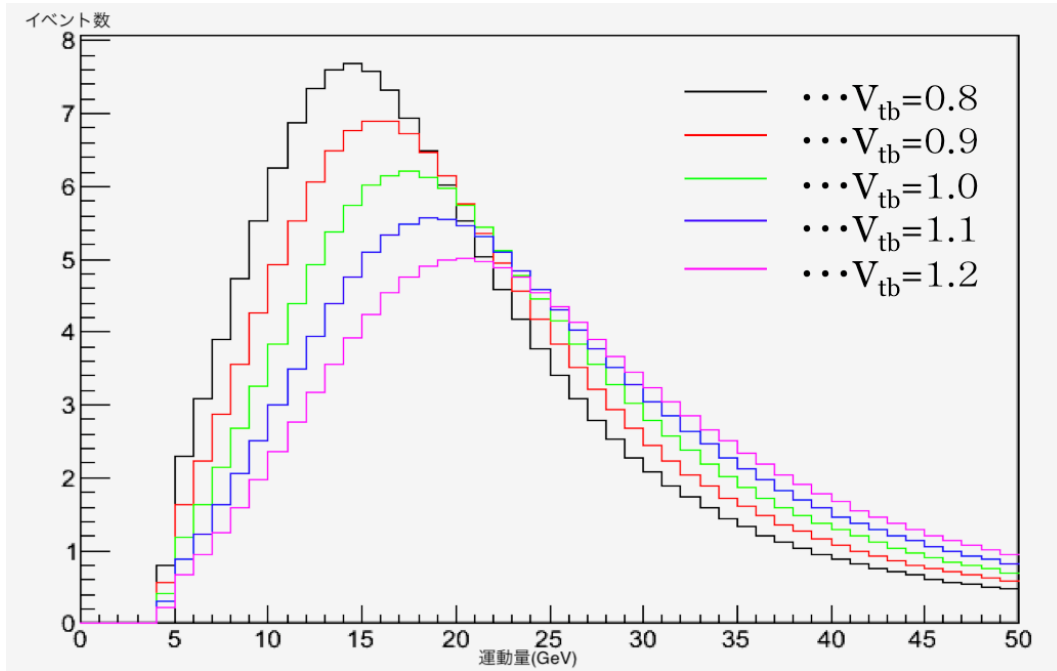


図 3.9: V_{tb} を変えたときの運動量分布の変化

図 3.7 は V_{tb} の値を変化させた時の運動量分布の様子である。クーロン型のポテンシャルによって、崩壊幅が大きい場合、ポテンシャルが小さい状態で崩壊するため運動量が大きくなる。 V_{tb} が大きくなると右にシフトする。

以上より、運動量分布からは質量とトップ湯川結合定数の値によらず、崩壊幅と α_s の測定が可能である。

3.5 運動量分布

トップクォークの運動量分布は、理論的には微分断面積を意味する ($\frac{d\sigma}{d|P_t|}$)。トップクォークの運動量は、3 ジェットの再構成によって求めることができる。本研究の ILC のエネルギー領域ではトップクォークがペアで生成され、トップクォークが崩壊して現れた W の崩壊モードによって 3 種類の終状態が存在する W ボソンが両方クォークペアに崩壊するフルハドロニック、片方がクォークペアでもう片方がレプトンとニュートリノに崩壊するセミレプトニック、W ボソンが両方レプトンとニュートリノに崩壊するフルレプトニックの 3 種類である。このうち、フルハドロニックは終状態に 6 本のジェットがあり、W ボソン由来の 4 本のジェットの識別が

難しい。フルレプトニックは2個のニュートリノの運動量を決定することが難しいため、トップクォーク対の正しい再構成が行い易いセミレプトニックモードで解析を行った。

以下の11個のグラフは、340GeV から 350GeV まで重心系エネルギーを 1GeV 変化させて、それぞれで V_{tb} を 0.8 から 1.2 まで 0.1 刻みで変化させた時の運動量分布の違いを示している。

色と V_{tb} の値は以下のような対応関係にある。

黒 : $V_{tb} = 0.80$

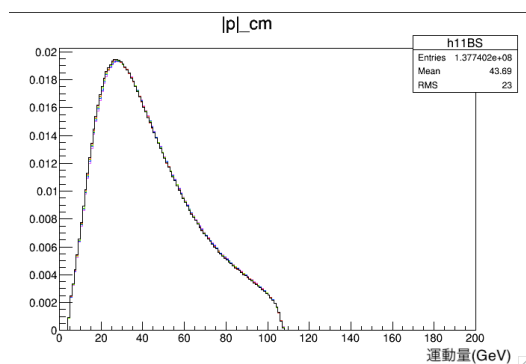
赤 : $V_{tb} = 0.90$

緑 : $V_{tb} = 1.00$

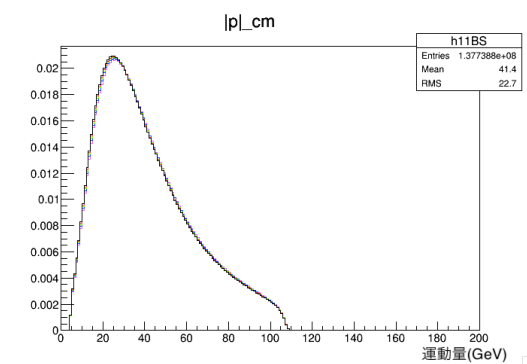
青 : $V_{tb} = 1.10$

ピンク : $V_{tb} = 1.20$

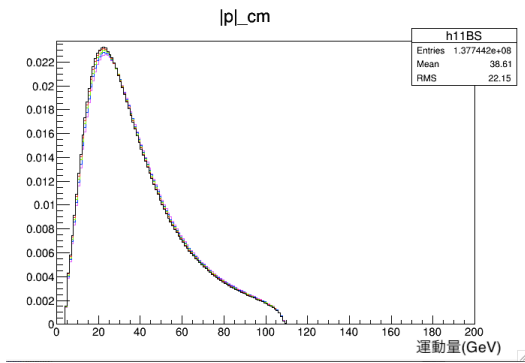
また、これらの分布では、横軸は運動量 (GeV)、縦軸はイベント数を全イベント数で割った値を取っている。



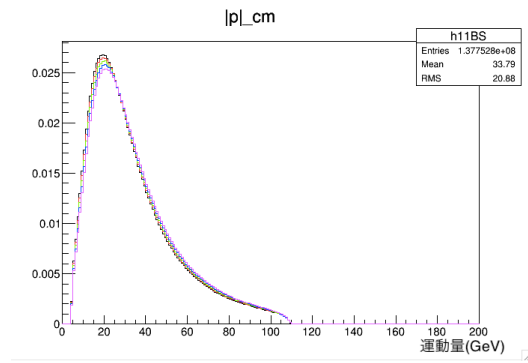
$\sqrt{s}=340\text{GeV}$



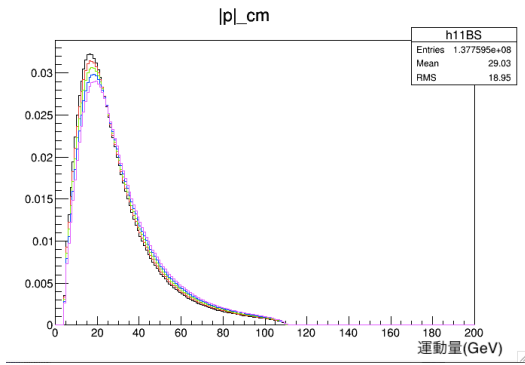
$\sqrt{s}=341\text{GeV}$



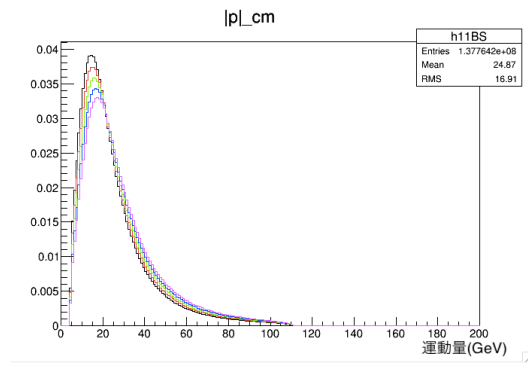
$\sqrt{s}=342\text{GeV}$



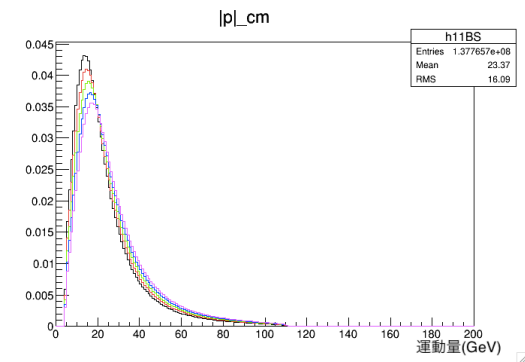
$\sqrt{s}=343\text{GeV}$



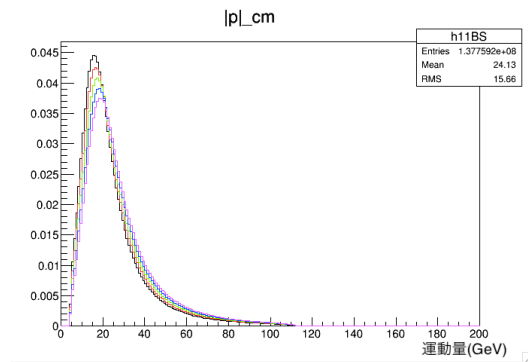
$\sqrt{s}=344\text{GeV}$



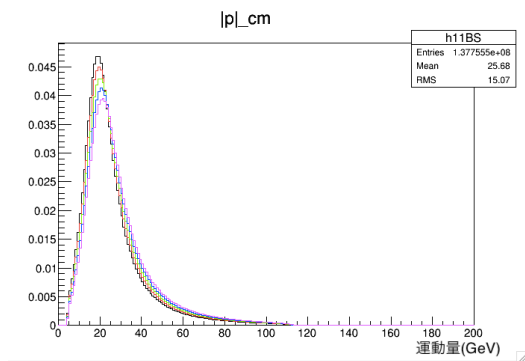
$\sqrt{s}=345\text{GeV}$



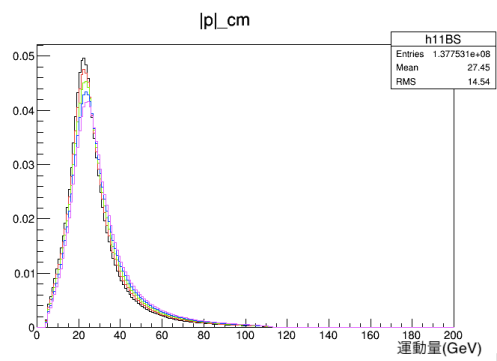
$\sqrt{s}=346\text{GeV}$



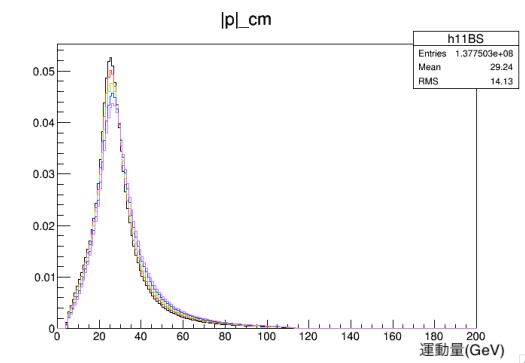
$\sqrt{s}=347\text{GeV}$



$\sqrt{s}=348\text{GeV}$



$\sqrt{s}=349\text{GeV}$



$\sqrt{s}=350\text{GeV}$

エネルギーの低い領域では分布の違いがわかりにくいため、崩壊幅の測定においてはエネルギーが大きい方が良い。

一方で、以下の11個のグラフではそれぞれの重心系エネルギーでの α_s の大きさによる分布の違いを示している。色と α_s は以下のような対応関係にある。

黒： $\alpha_s = 0.110$

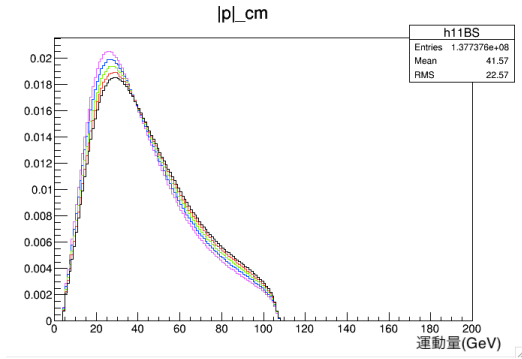
赤： $\alpha_s = 0.115$

緑： $\alpha_s = 0.120$

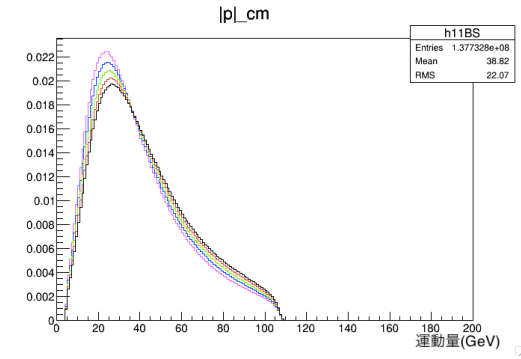
青： $\alpha_s = 0.125$

ピンク： $\alpha_s = 0.130$

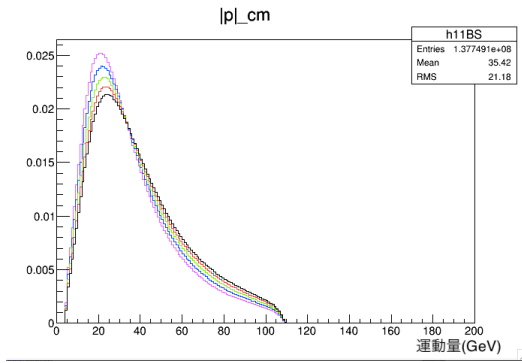
これらも横軸は運動量 (GeV)、縦軸はイベント数を全イベント数で割った値を取っている。



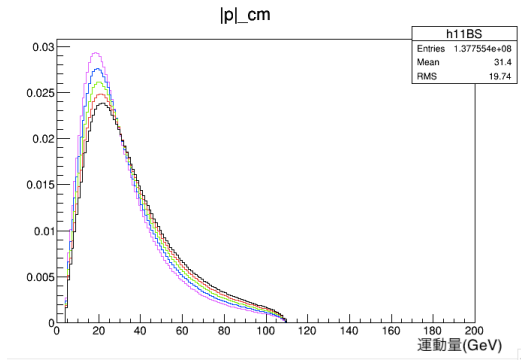
$\sqrt{s}=340\text{GeV}$



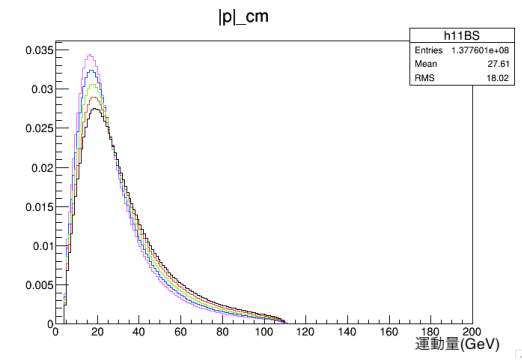
$\sqrt{s}=341\text{GeV}$



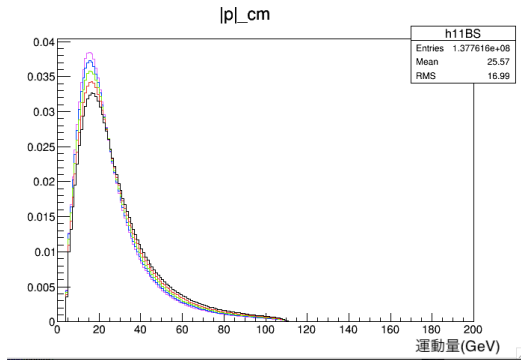
$\sqrt{s}=342\text{GeV}$



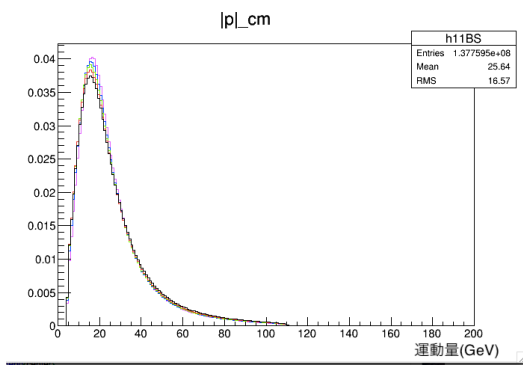
$\sqrt{s}=343\text{GeV}$



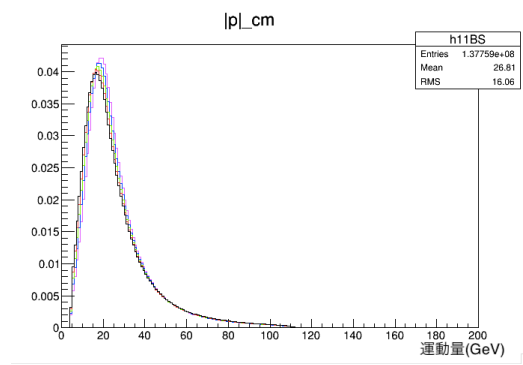
$\sqrt{s}=344\text{GeV}$



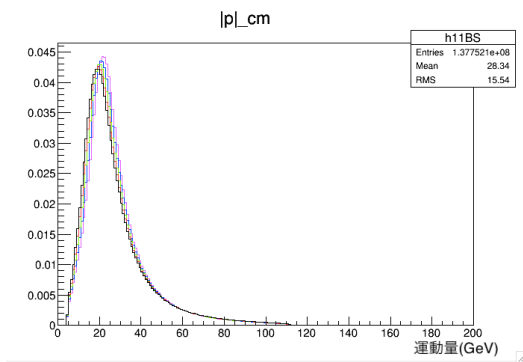
$\sqrt{s}=345\text{GeV}$



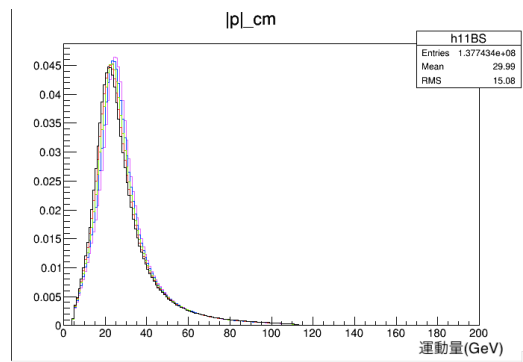
$\sqrt{s}=346\text{GeV}$



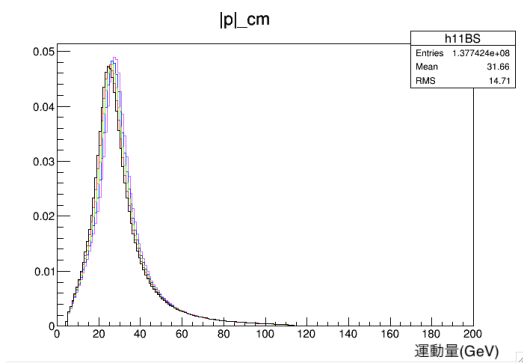
$\sqrt{s}=347\text{GeV}$



$\sqrt{s}=348\text{GeV}$



$\sqrt{s}=349\text{GeV}$



$\sqrt{s}=350\text{GeV}$

低エネルギーでは高さの違いを見ることができ、高エネルギーではピークの違いが見られる。

これらを踏まえ、 V_{tb} と α_s どちらにも違いが見られるエネルギーを選択することが望ましい。本研究では重心系エネルギーを 347GeV で行うこととした。これは先行研究 [2] で用いられた値と同じである。

第4章 ILC(International Linear Collider)

ILC(International Linear Collider)とは、次世代の電子陽電子衝突型線形加速器で、全長 20km の実験装置である。重心系エネルギー 250GeV でヒッグス粒子等の精密測定による標準模型の検証と新物理探索を目的として稼働することが最有力であるが、オプションとして 350GeV や 500GeV、さらには 1TeV の実験も可能である。

本章では 4.1 節で加速器について、4.2 節で ILD 測定器についてそれぞれ説明する。

4.1 加速器

ILC は線形であるため、1 バンチあたりの衝突機会が 1 回しかない。そのため 1 バンチあたりのルミノシティの高さが重要である。ルミノシティの定義を式 (4.1) に示す。

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

f_{rep} は衝突頻度、 n_b は 1 トレイン内のバンチ (電子・陽電子の集団) 数、 N は 1 バンチ内の粒子数、 σ_x^* と 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 の加速器は大きく分けると次の 3 つに分類できる。

- 電子・陽電子源
- ダンピングリング
- 主線形加速器

電子・陽電子源で電子と陽電子を生成し、ダンピングリングでビームの広がりを抑制し、主線形加速器でビームを加速し衝突させる。図 4.1 に ILC の模式図を示す。

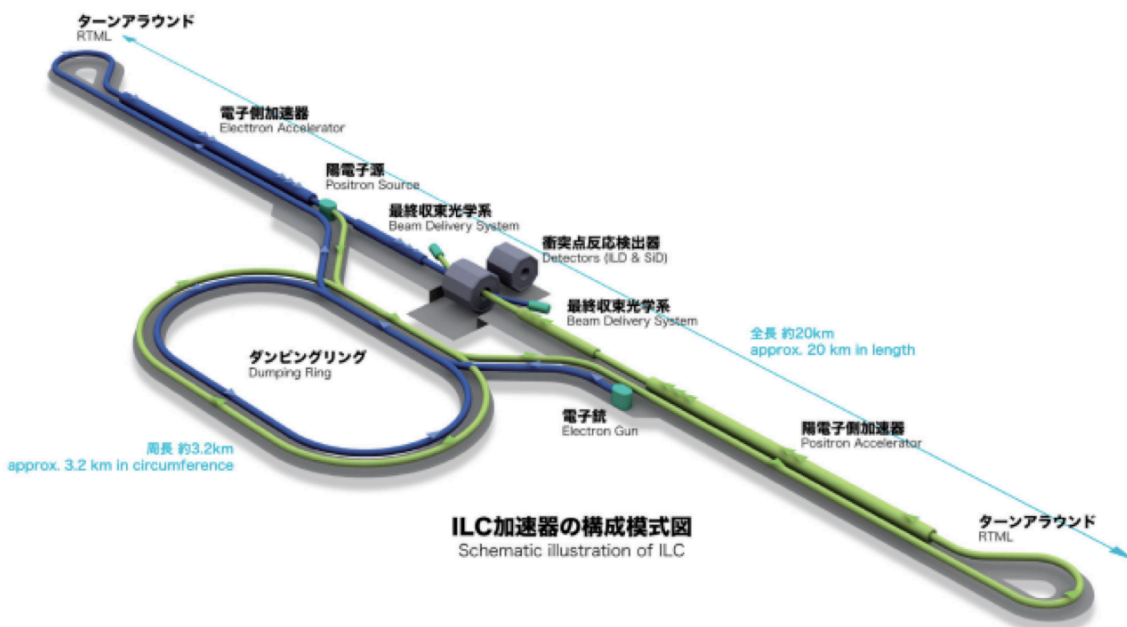


図 4.1: ILC の模式図 [9]

4.1.1 電子源

ILC では電子源で偏極された電子を生成する。まず DC 銃のレーザーを GaAs などの光電陰極板に照射する。これにより光電効果が発生し、140 から 160keV の偏極電子が生成される。偏極率の目標は 80% である。生成された電子は常伝導加速空洞で 76MeV まで加速され、バンチを形成する。その後、超伝導加速空洞で 5GeV まで加速される。また、超伝導ソレノイドによって電子のスピンを垂直に整えダンピングリングに入射する。図 4.2 に電子源の構造を示す。

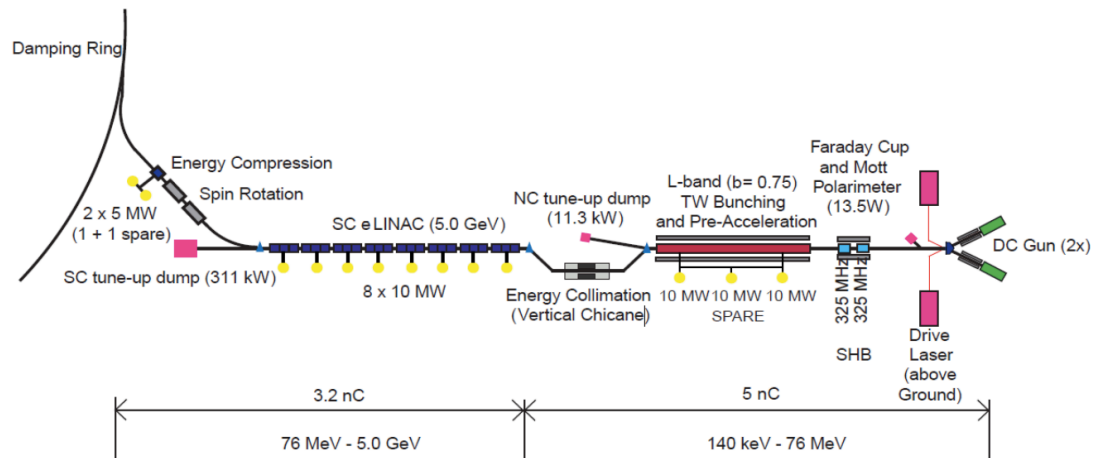


図 4.2: ILC の電子源 [10]

4.1.2 陽電子源

ILC ではアンジュレーター方式を用いて偏極された陽電子を生成する。電子源で生成された電子ビームをアンジュレーターという装置に入れる。その中には磁石が複数並べられており、ビームが蛇行しながら進みシンクロトン放射によって 10MeV 程度の光子を放出させる。放出された光子は金属の標的にぶつけられ、電磁シャワーを発生する。この電磁シャワーの中から陽電子を取り出すことで、偏極された陽電子を生成する。陽電子の偏極は 30% を目標としているが、アップグレードによっては 60% まで可能とされている。陽電子生成に用いら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器で 400MeV まで加速され、その後、超伝導加速器で 5GeV まで加速され、ダンピングリングに入射される。陽電子源の概観を図 4.3 に示す。

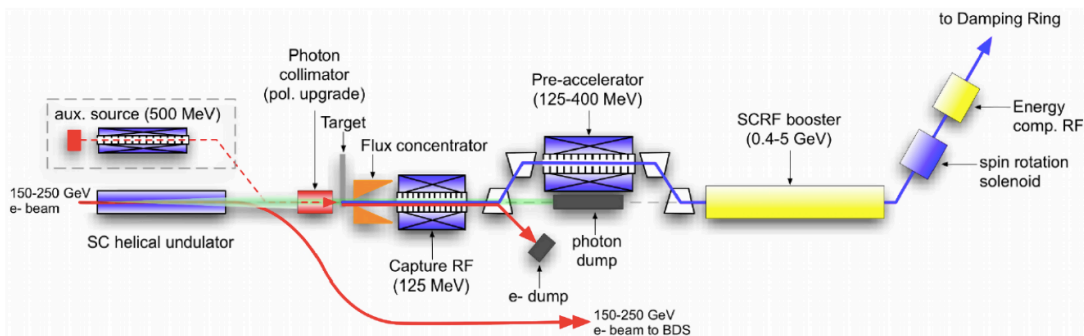


図 4.3: ILC の陽電子源 [10]

4.1.3 ダンピングリング

ILC ではビームの広がりをもダンピングリングで小さくする。ビームの広がりをも以下の式で定義する。

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\beta_{x,y} \cdot \epsilon_{x,y}} \quad (4.2)$$

ここで β は加速器パラメタのベータ関数、 ϵ はエミッタンスと呼ばれる。電子源・陽電子源で生成されたビームを、円周 3.2km のダンピングリングに入射し、5GeV で周回する。円弧部分では制動放射によって光子がビームから放出されエネルギーは減少する。この時、光子は進行方向に放出するため、ビームの運動量は減るが進行方向は変化しない。一方で、直線部分では高周波加速によって進行方向のエネルギーを回復する。このような過程を経て、エミッタンスを小さくし、ビームの広がりをも抑制することができる。図 4.4 にダンピングリングの概観を示す。

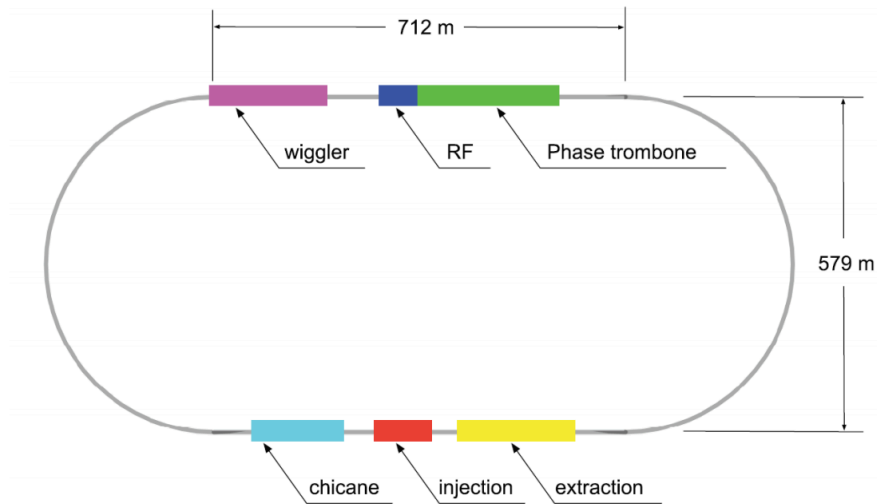


図 4.4: ILC のダンピングリング [10]

4.1.4 主線形加速器

ダンピングリングを通過したビームはRTMLによって5GeVから15GeVまで加速され、主線形加速器まで運ばれる。主線形加速器はビームの低エミッタンスを保ちながら250GeVまで加速させる。全長22km、平均加速勾配31.5MV/mがTDRの設計値である。内部には9つのセルを持つニオブ加速空洞が存在し、液体ヘリウムで2Kに保たれている。この加速空洞に1.3GHzの高周波電力を供給し加速電場を実現する。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可能である。

4.2 検出器

4.2.1 概要

ILCの検出器はILD(International Large Detector)とSiD(Silicon Detector)の2種類が想定されている。ILDはアジアを中心に開発が進んでいて、SiDはアメリカを中心に研究がされている。本研究ではILDのシミュレーションを用いているため、ILDの詳細のみ説明する。以下にILDのレイアウトを表示する。

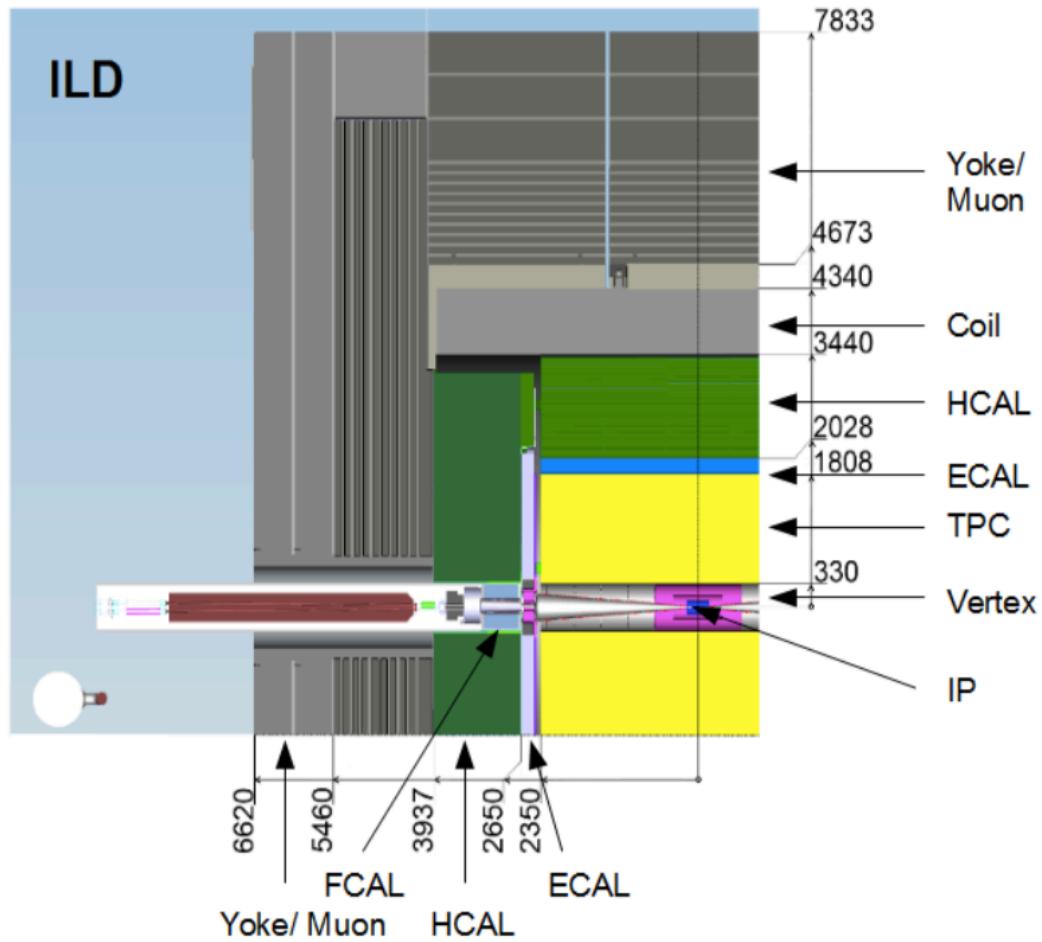


図 4.5: ILD の断面図 (数字の単位は mm)[10]

4.2.2 飛跡検出器

・崩壊点検出器

崩壊点検出器 (VTX) は粒子の崩壊点の測定を行い、ジェットのフレーバータグを要求される。崩壊点検出器の衝突係数分解能は以下の要求がある。

$$\sigma_r \leq 5 \oplus \frac{10}{p\beta \sin^{3/2}\theta} (\mu m) \quad (4.3)$$

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。第1項は検出器の分解能による値、第2項はレイヤーの多重散乱による値である。崩壊点検出器は多層構造であり、各レイヤーにピクセルセンサーが取り付けられる。最内層は衝突点から16mmに位置し、ビーム由来の背景事象の影響を受けやすい。これによりピクセル占有率は高くなってしまったため、占有率を下げることを要求される。候補として、FPCCDやCMOSの開発が進められている。図4.6に崩壊点検出器の概観を示す。

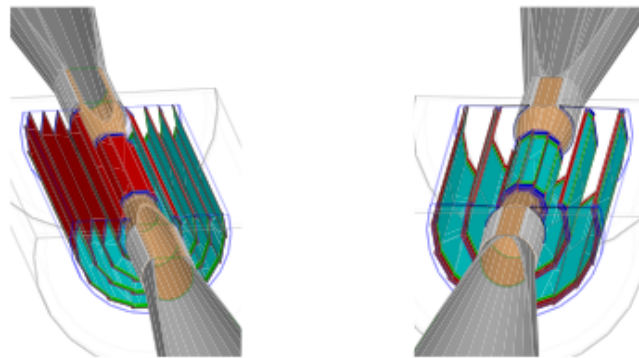


図 4.6: 崩壊点検出器の概観図 [10]

・シリコン飛跡検出器 (SIT,SET)

シリコン飛跡検出器は、崩壊点検出器と主飛跡検出器の間を補完し、運動量分解能の向上と粒子の電磁カロリメータへの入射の位置と時間の測定を目的とした検出器である。タイムスタンプ機能という1バンチ毎の衝突を読み出すシステムが存在し、特にFPCCDは1トレイン毎の読み出しであるため、この機能が非常に重要である。図4.7にシリコン飛跡検出器の概観を示す。

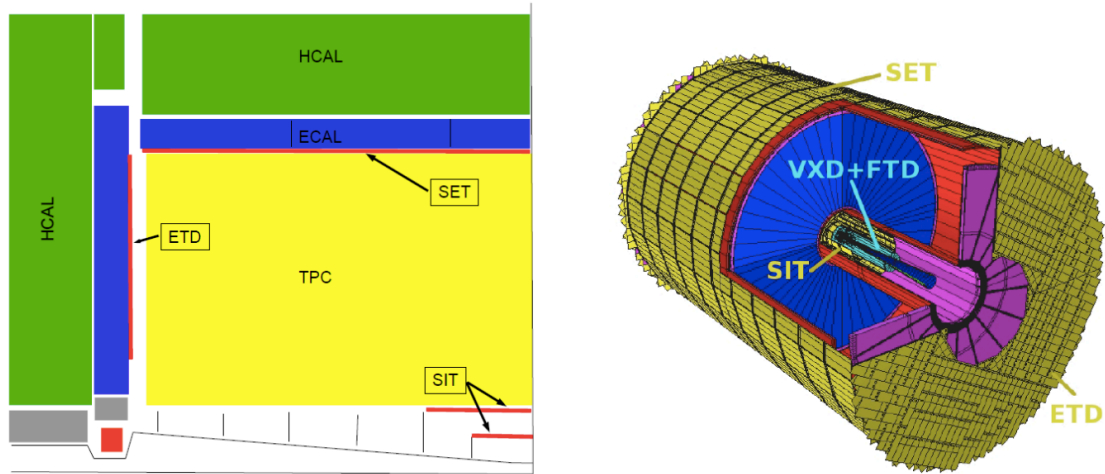


図 4.7: シリコン飛跡検出器 (SIT,SET) の概観図 [10]

・主飛跡検出器

主飛跡検出器 (TPC : Time Projection Chamber) は、荷電粒子の飛跡を高分解能で3次元的に再構成する検出器である。磁場の中を通過した荷電粒子の曲率半径を測定することでその運動量を求める。TPCの内部はガスが充満しており、ここを荷電粒子が通過するとガスの分子が分離し、発生した電子が読み出し装置に向かってドリフトする。この装置で得られた電子の位置情報から2次元情報を得ることができ、そこにドリフト時間を加えることで3次元情報を再構成できる。TPCに要求される運動量分解能は以下のようになっている。

$$\sigma(1/p) \geq 9 \times 10^{-5} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (4.4)$$

4.2.3 カロリメータ

カロリメータは内部でシャワーが発生し、粒子のエネルギーを測定する。電磁カロリメータとハドロンカロリメータの2種類が存在する。電磁カロリメータは電磁シャワー (γ 、電子) を、ハドロンカロリメータ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) をそれぞれ測定する。

ILCではジェットを多数含むイベントを多く扱う。例えばヒッグスの解析ではジェットがW由来かZ由来か精度良く識別することが要求される。この時、以下のようなエネルギー分解能

が要求される。

$$\sigma_{E_{\text{jet}}} \sim \frac{30\%}{E_{\text{jet}}(\text{GeV})} \quad (4.5)$$

・ 電磁カロリメータ

電磁カロリメータでは γ が測定される。センサー層と吸収層が交互に並び、センサー層はシリコンセンサーやシンチレータが想定され、吸収層ではタングステンが用いられる。図 4.8 に電磁カロリメータの概観を示す。

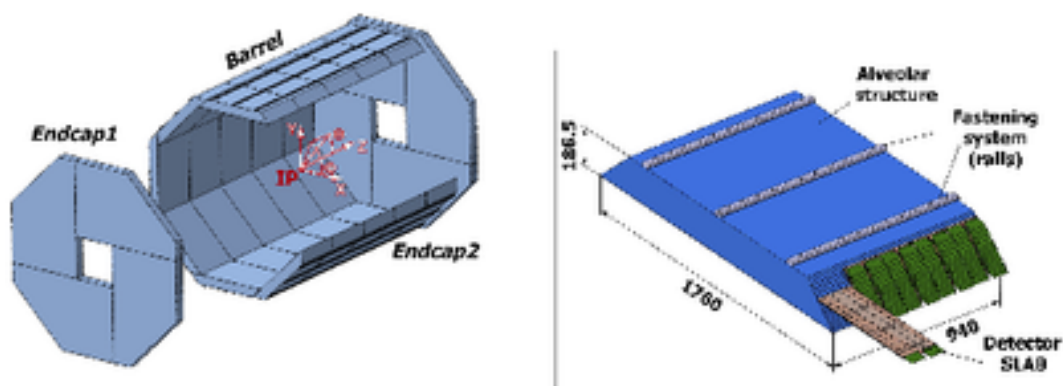


図 4.8: 電磁カロリメータの概観図 [10]

・ ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータでは電磁カロリメータで測定できないハドロンシャワーが測定される。ハドロンは相互作用長が長いいため、大きな物質量が求められる。吸収層には鉄、センサー層にはシンチレータやガス検出器などが考案されている。図 4.9 にはハドロンカロリメータの概観を示す

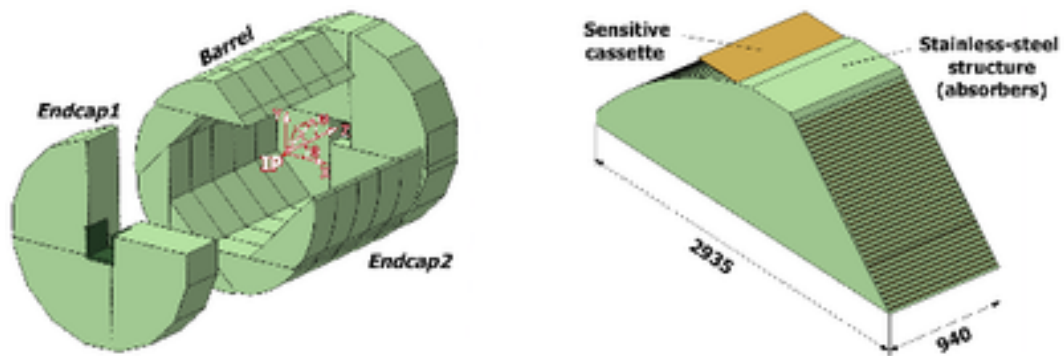


図 4.9: ハドロンカロリメータの概観図 [10]

4.2.4 外層部

ILDの外層部はソレノイドコイルとリターンヨーク/ミューオン検出器である。

ソレノイドコイルは3.5Tの磁場を発生させる役割を担っている。リターンヨークはこの磁場を検出器の外に出さない役割がある。また、ミューオン検出器ではコイルの外側まで到達したミューオンの検出やハドロンカロリメータから漏れ出したエネルギーの検出という役割も担っている。図 4.10 ではミューオン検出器で検出されるミューオンの飛跡の様子を示した。

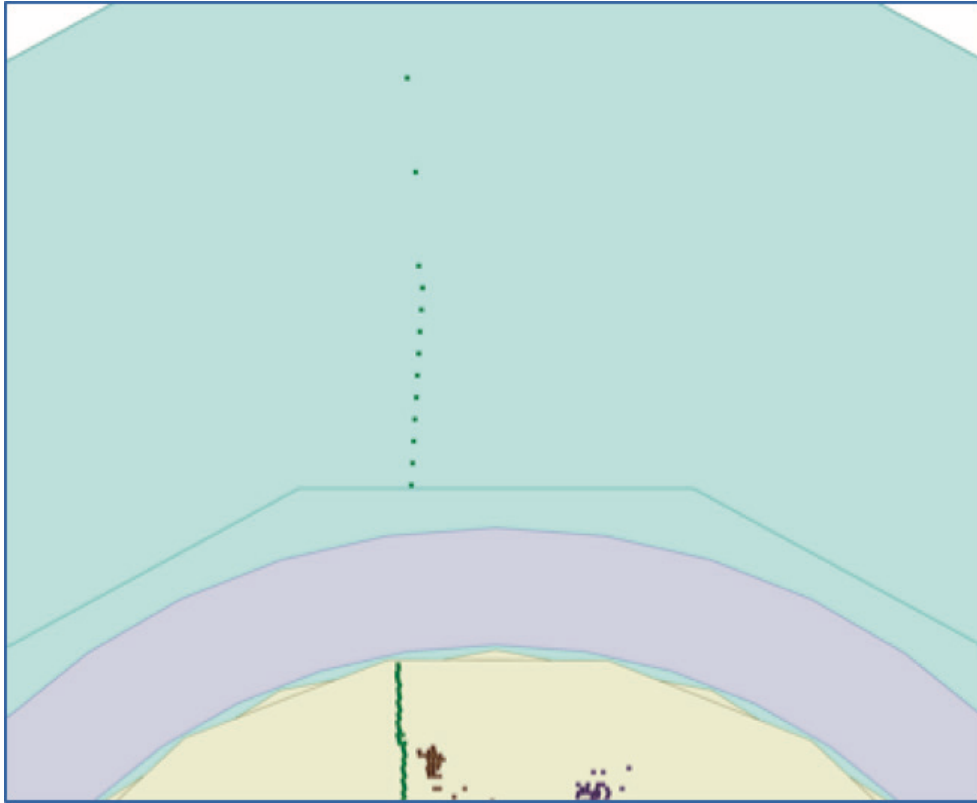


図 4.10: ミューオン検出器のシミュレーションにおけるミューオンの飛跡 [9]

4.2.5 前方検出器

ビーム近くには前方検出器が設置される。これはルミノシティやビームサイズの測定が可能である。また、測定器全体の検出範囲の向上という役割もある。前方検出器は LumiCal、BeamCal、ペアモニタで構成される。

・ LumiCal

LumiCalではルミノシティの測定が行われる。ルミノシティは反応断面積の大きなバーバー散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) の測定を用いて、以下のように決まる。

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\text{bhabha}}}{\sigma} \quad (4.6)$$

ここで N_{bhabha} はバーバー散乱のイベント数、 σ は反応断面積である。ここでは0.1%以下の測定精度が要求される。LumiCalは極角32~72mradの範囲をカバーしている。図4.11にLumiCalの概観を示す。

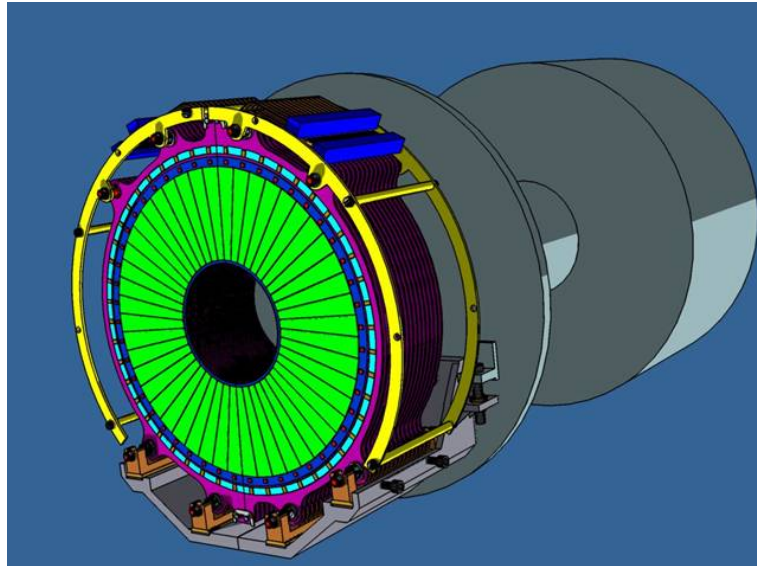


図 4.11: LumiCal の概観図 [10]

・ BeamCal

BeamCalはルミノシティとビームパラメタの測定を目的とした装置である。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これらを測定する。BeamCalは極角5~40mradをカバーしている。図4.12にBeamCalの概観を示す。

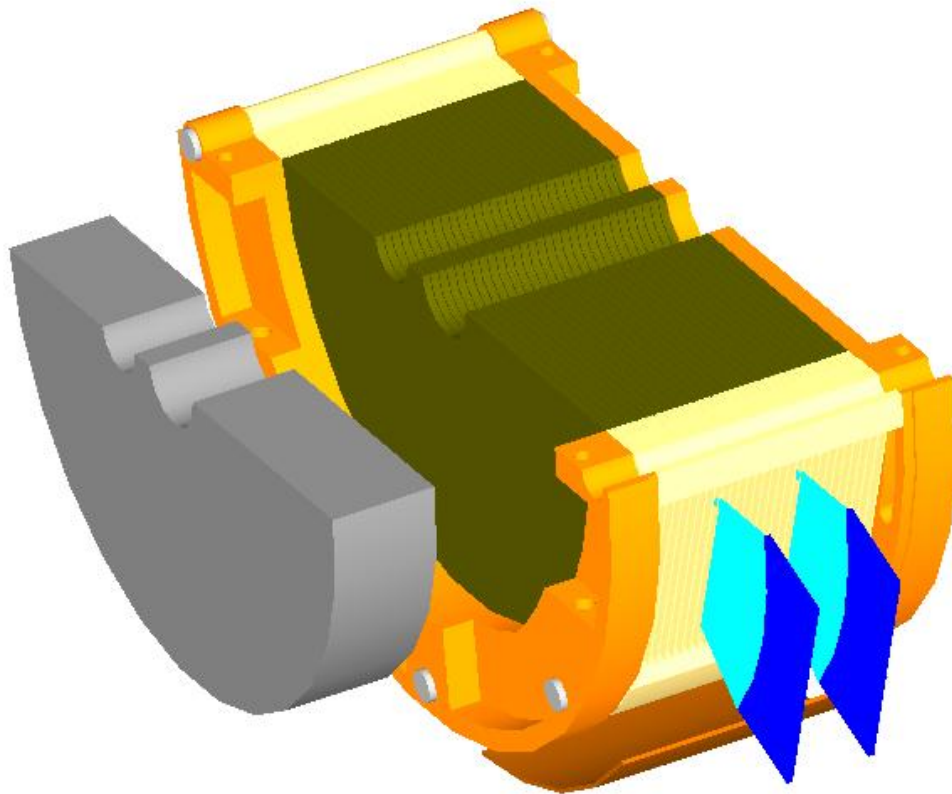


図 4.12: BeamCal の概観図 [10]

・ペアモニタ

ペアモニタとは、衝突点ビーム形状モニタである。ビーム同士の相互作用で生成されたペアバックグラウンドの分布を用いてビームのサイズや形状を測定することが目的である。

第5章 シミュレーション

5.1 概要

本研究では詳細技術設計書 (DBD) に基づいた条件で ILC のシミュレーションを行った。

その流れを説明する。最初にイベントジェネレーターによって物理事象を生成する。本研究では Physsim[6] というジェネレーターを用いた。次に検出器シミュレーションを行う。本研究では Mokka[11] という Geant4 をベースとしたソフトを使用した。最後に検出器シミュレーションで得たデータの再構成を行う。本研究では Marlin というソフトを用いた。この再構成を経た後に解析を行った。

5.2 物理事象の生成

Physsim というジェネレーターで物理事象を生成した [6]。Physsim はヘリシティ振幅を計算する HELAS、生成する物理事象の微分断面積を計算する BASES、BASES の結果から基本粒子を生成する SPRING で構成されている。SPRING で生成された基本粒子の時間発展は JSFHadronizer 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 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 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

本研究では ILC で使用される検出器のうち ILD のシミュレーションを実施した。Mokka という Geant4 をベースにしたソフトを用いた。Mokka では PFA[12] というアルゴリズムに従ってシミュレーションが行われる。

・ Particle Flow Algorithm

ILC で用いられる Particle Flow Algorithm(PFA) について説明する。

ILC で期待される物理事象は多くのジェットを含む大量の粒子を扱う。そのため、エネルギー分解能の精度が重要になる。

表 5.1 にジェットの組成と ILD 検出器の分解能を示す。図 5.1 では実際の WW と ZZ の識別のための PFA によるパフォーマンスを示す。赤は ZZ の再構成、青が WW の再構成である。

ジェット要素	ジェットに占める割合	検出器	σ_E/E
荷電粒子	60%	飛跡検出器	$0.00002 \times E$
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

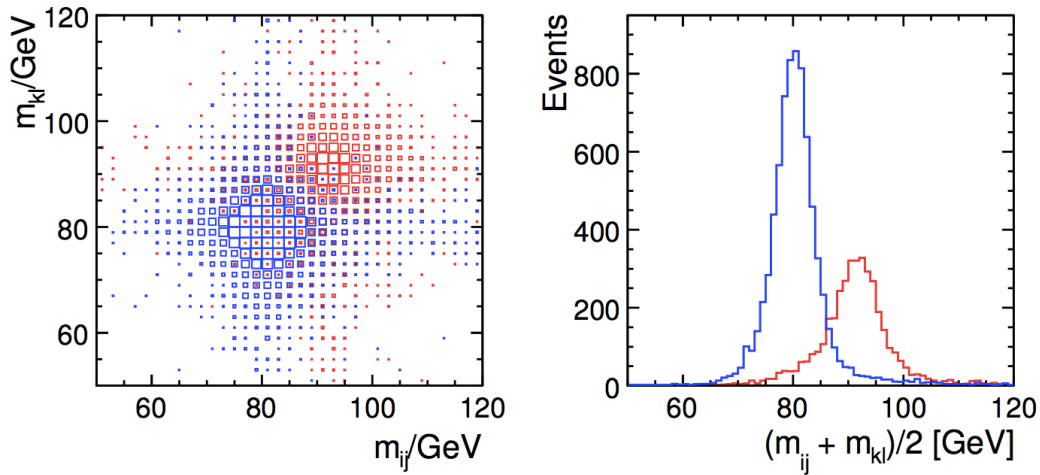


図 5.1: PFA のエネルギー分解能 [10]

5.4 再構成

ILD 検出器ではトップクォーク自身の検出をすることは不可能である。トップクォークが崩壊してできた娘粒子の飛跡やエネルギーを測定する。よって、トップクォーク自身を調べるに

はこれらの終状態に存在する粒子がどの粒子由来かを調べる必要がある。トップクォーク由来と思われるものを再構成していきそのデータをトップクォークのデータとみなし解析を行う。

本研究ではトップクォークの崩壊モードとしてセミレプトニックを選択している。セミレプトニックであるため終状態にはエネルギーの大きい孤立したレプトンが特徴であり、その後4本のジェットをクォークとみなし、それがbらしいかどうか判別する。損失4元運動量をニュートリノと仮定し、3-jetのトップクォークと、bクォークとレプトンとニュートリノに崩壊したトップクォークを再構成する。以下ではそれぞれの手順に関して詳しく説明する。

・ Isolated lepton tagging

終状態にはジェットに含まれるレプトンとWボソンが崩壊して生成したレプトンの2種類が存在する。そのうちWボソン由来のものを孤立レプトンと定義する。この時、コーンエネルギーカットによって選別を行う。その流れは、荷電トラックの運動量で15GeVより大きいものを探し、頂角として $\cos\theta > 0.96$ のコーンを定義する。このコーンの内部でエネルギーが0から10GeVの場合のレプトンを孤立レプトンとした。本研究では孤立レプトンが1であることを要求した。

・ ビームバックグラウンドの除去

ここではビーム由来の背景事象を考える。背景事象としてビームから放出された光子2つがハドロンを生成するものがある。これを取り除くために anti- k_T アルゴリズムを用いる。

まず、検出器で捉えた粒子全てをジェット由来とし、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択し、以下で定義される2つのクラスターの距離とビームとの距離を求める。

$$d_{ij} = \min(\overline{k_{T_i}^2}, \overline{k_{T_j}^2}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (5.1)$$

$$\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i^2 - \phi_j^2) \quad (5.2)$$

$$d_{iB} = \overline{k_{T_j}^2} \quad (5.3)$$

ここで、 k_T は粒子のビーム軸に対する横運動量、 y はラピディティ、 ϕ は方位角、 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計算し、その中で最小値をとる組み合わせを選ぶ。この時 d_{ij} が最小ならば、 i と 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外す。本解析では $R = 0.7$ 、粒子の横運動量が0.6GeV以上であることを条件とした。この条件で最終的にジェットに再構成され

ない粒子を背景事象として除去した。その後、ジェットに再構成した粒子を再び分解し、再構成の前の状態に戻した。

・ 4-jet tagging

Isolated Lepton Tagging によって残りはジェットに含まれる粒子のみになった。同じジェットに含まれる粒子かどうか識別する Y 値というものを以下に定義する。

$$Y_{ij} = \frac{2\min(E_i, E_j)(1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2} \quad (5.4)$$

ここで E_i と E_j は粒子のエネルギー、 θ_{ij} は粒子 i, j のなす角度、 E_{vis} は可視エネルギーを表す。この Y 値が最小となる組み合わせは同じジェットに属するものとする。このようにして粒子を再構成して行き、最終的にジェットが 4 本になるまで再構成を進めた。

・ b quark tagging

4本の jet のうち b クォークと \bar{b} クォークを選別する必要がある。b クォークの識別には iLCSOft の LCFIPlus というものを用いた。フレーバータグには ROOT の TMVA という解析ツールを用いた。ここでは信号事象と背景事象の多変数分類を行い、サンプルを基にして、ある入力かどの程度信号事象らしいのかを計算することができる。本解析では TMVA の中の BDT(Boosted Decision Trees) によるトレーニングを行なった。

トレーニングサンプルとして $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ で 6 個のクォークが生成される事象を用いた。そのパフォーマンスを図 5.2 に示す。

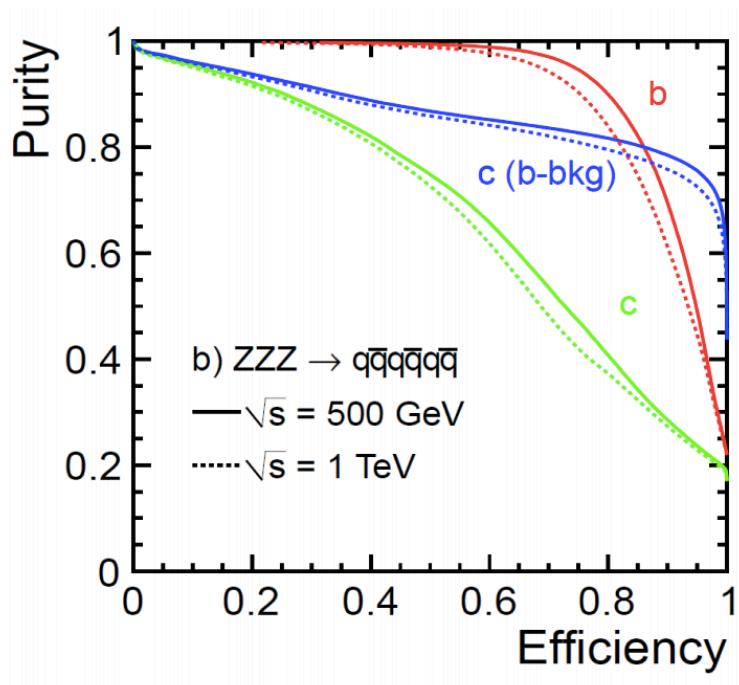


図 5.2: LCFIPlus を用いたフレーバータグ性能 [[10]]

・ W ボソンの再構成

4本の jet のうち b と \bar{b} が判別できた。すると残った 2 本は W ボソンが崩壊して生成されたものだと分かる。したがって、残った 2 本を足したものを W ボソンとみなす。また、孤立レプトンと損失 4 元運動量を足し合わせることでもう一方の W ボソンをみなせる。

・ トップクォークの再構成

再構成した W ボソンと b クォークを足し合わせてトップクォークを再構成する。 b らしい jet が b なのか \bar{b} なのか判別ができないため、正しくトップクォークを再構成することが難しい。そこで、 b クォークと W ボソンの内角を $\cos\theta_{bW}$ と定義し、それが最小となる組み合わせでトップクォークを再構成することで組み間違いを減らすという研究が先行研究で行われた。その条件で、本研究でもトップクォークを再構成した。

これらの手順を経て得られた運動量分布を図5.3に示す。ここでは3ジェットそれぞれの運動量を足し合わせてトップクォークの運動量とみなしている。

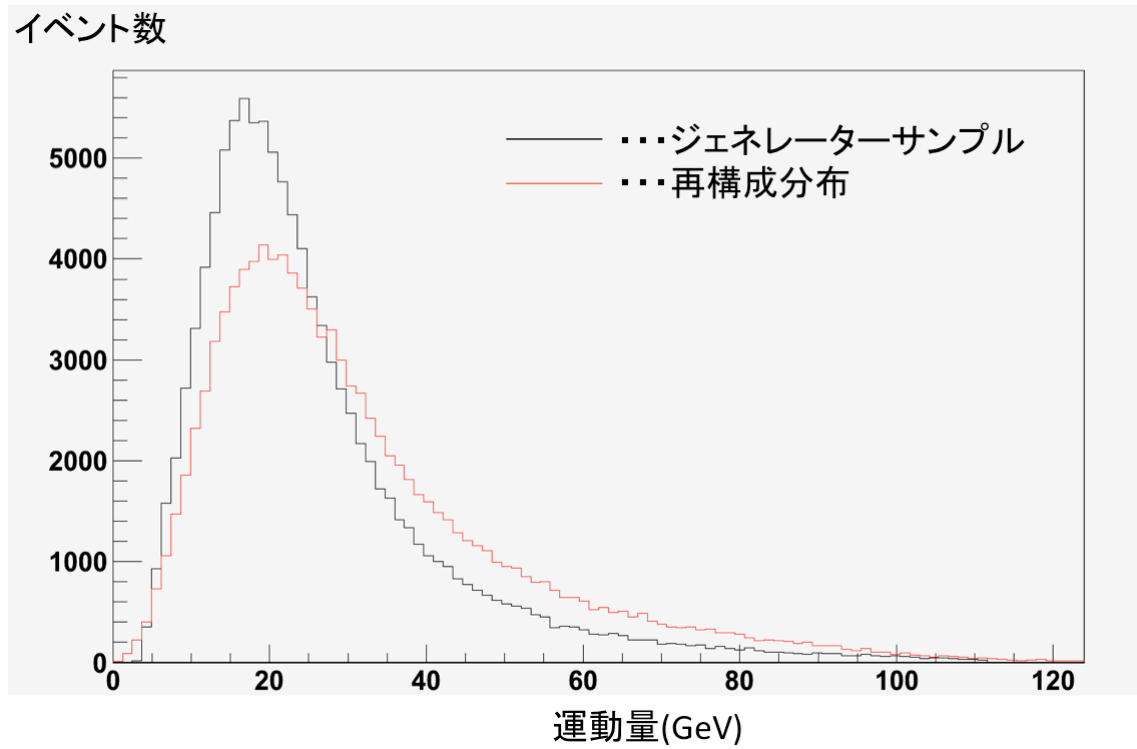


図 5.3: ジェネレーターレベルのトップクォークの運動量分布と再構成したトップクォークの運動量分布

この再構成した分布がMCとずれる理由は検出器の性能や再構成の組み間違いなどの系統的なズレが含まれている。

第6章 解析と結果

6.1 解析の方針

第5章でトップクォークの再構成によって運動量分布が作成できた。本解析ではこの運動量分布を異なる入力パラメタで大量に作成し、その形の違いを用いた解析を行うことを目標とした。しかし検出器フルシミュレーションを行うには膨大な時間が必要であるため、大量の検出器フルシミュレーションによるデータを作ることは、データ量の観点からも、非現実的である。そのため、1度検出器フルシミュレーションを行い、トップクォークの運動量がシミュレーションによってどのような影響を受けるか調べた。その後、検出器フルシミュレーションの影響を受けた運動量分布を応答関数とみなし、physsim で計算された運動量分布に対して擬似的な検出器フルシミュレーションを行った。そして擬似的な実験データである運動量分布を作成した。この手法を toy MC と呼び、toy MC で作成した分布を擬再構成分布と呼ぶ。

6.2 擬再構成分布の作成法 (toy MC)

トップクォークの運動量の再構成の過程での検出器の影響や組み間違いなどにおいて、トップクォークのパラメタの値は関係ない。つまり、ある運動量を持つトップクォークは入力パラメタによらず、図 5.3 の再構成した運動量分布に従って実験での測定値として得られることが期待される。

まず最初に、図 5.3 より得られたジェネレーターサンプルの運動量とトップクォークを再構成して求めた運動量の相関を図 6.1 に示す。

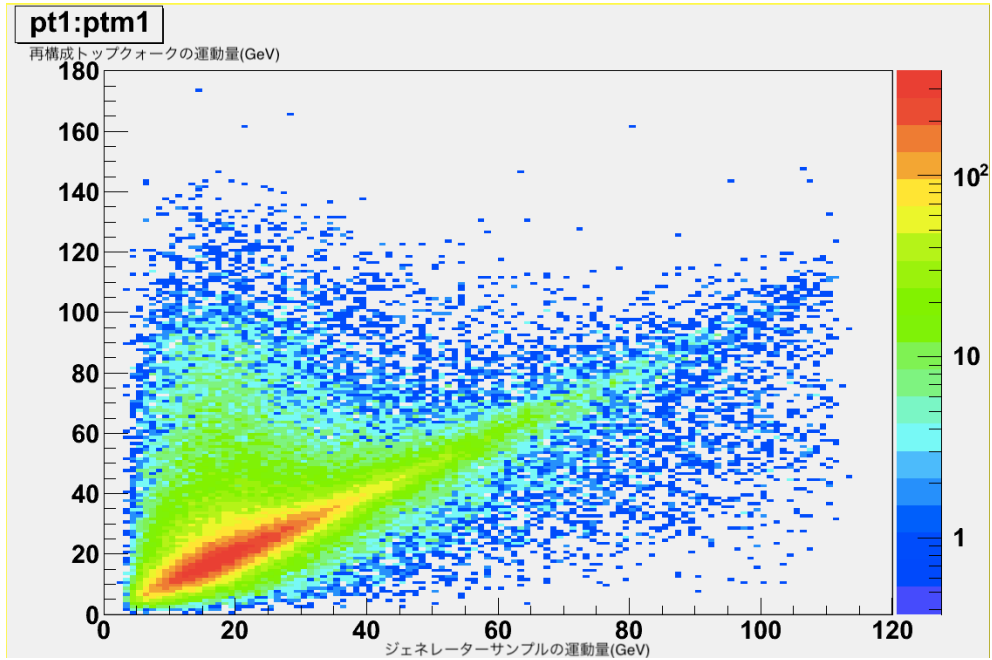


図 6.1: ジェネレーターサンプルの運動量と再構成したトップクォークの運動量の相関

これを用いて擬再構成分布図作成を試みた。次の図 6.2 は、図 5.3 の運動量分布でジェネレーターサンプルの運動量が 10GeV から 11GeV までに含まれている 2623 イベントが、検出器フルシミュレーションとイベント再構成によってどのような分布となるか調べたものである。

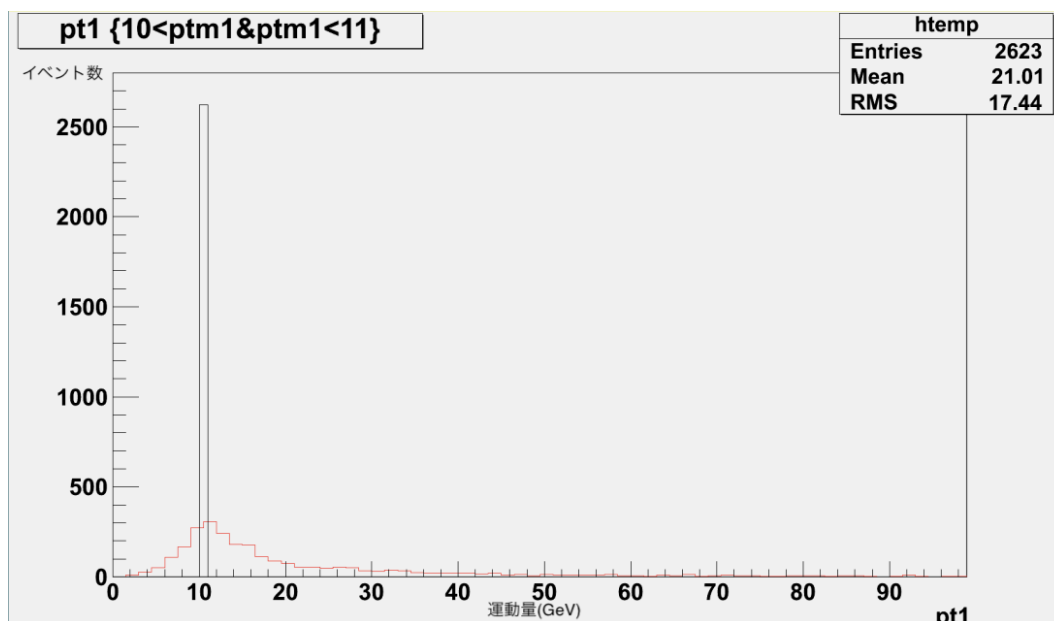


図 6.2: 応答関数の例。ジェネレーターレベルで 10GeV から 11GeV の領域の運動量を持つトップクォークが再構成によりどのような運動量として観測されるかを表す。

黒い線がジェネレーターサンプルの情報で赤い線が再構成によりどのような運動量として観測されるかを表す分布である。この赤い線を 10GeV から 11GeV における応答関数と定義する。この応答関数をを 0 から 200GeV まで 1GeV ごとに 200 個作成する。ジェネレーターサンプルを、パラメタを変化させて大量に作成し、サンプルの 1GeV ごとのイベント数で同じ 1GeV の領域の応答関数で振り直し、200 個の分布を足し合わせることで擬似的な実験データとみなし、その分布を用いて解析を進めていく。図 6.3 で再現性を示す。

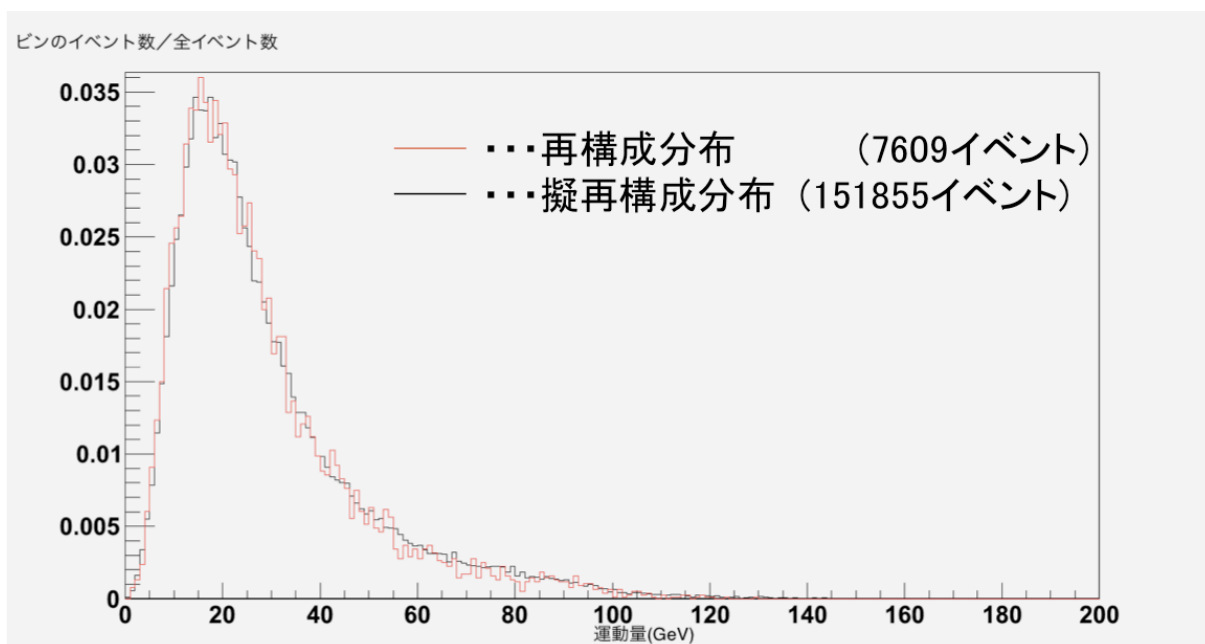


図 6.3: 擬再構成分布と再構成分布の比較

ここでは $V_{tb} = 0.8$ として作成したジェネレーターサンプルを用いた検出器フルシミュレーションデータと、 $V_{tb} = 1.0$ で検出器フルシミュレーションを行い再構成した分布を用いて toy MC で作成した擬再構成分布を比較している。細かいずれに関しては後ほど考察する。

6.3 テンプレートフィット

V_{tb} の値を 0.95 から 1.05 まで V_{tb} を 0.01 毎に、 α_s は 0.115 から 0.125 まで 0.001 毎に、それぞれジェネレーターサンプルを作成し、toy MC で新たに擬再構成分布を作成した。それらの分布を用いて、再構成データとのグラフのずれ次の χ^2 で定量的に評価した。

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{200} \frac{(y_{Reco}^i - y_{preco}^i)^2}{\sigma_{y_{Reco}^i}^2} \quad (6.1)$$

ここで、 i はビン数で、1 から 200 までの値をとる。 y_{Reco}^i と y_{preco}^i はそれぞれ、 i 番目のビンの縦軸の値をとり、 $\sigma_{y_{Reco}^i}$ は y_{Reco}^i のエラーである。

式 (6.1) の計算を、作成した全ての擬再構成分布で行い、 χ^2 の値をプロットした。そのグラフの最小値の意味するところは、最も形が一致しているということである。その時のパラメタ

が実験データによって得られたパラメタの値ということになる。まず、崩壊幅と α_s をそれぞれ独立で求め、その統計誤差も同時に求めた。その後、同時測定も行い、真値からどの程度ずれるのか検証した。

6.3.1 崩壊幅 (Γ_t)

まず、崩壊幅の値が異なる時の運動量分布を用いた解析を行う。標準模型の LO では崩壊幅は $|V_{tb}|^2$ の比例していることから、以降では V_{tb} を用いているが、意味としては崩壊幅と同義である。

まず、図 6.5 に V_{tb} と χ^2 の関係性を示す。

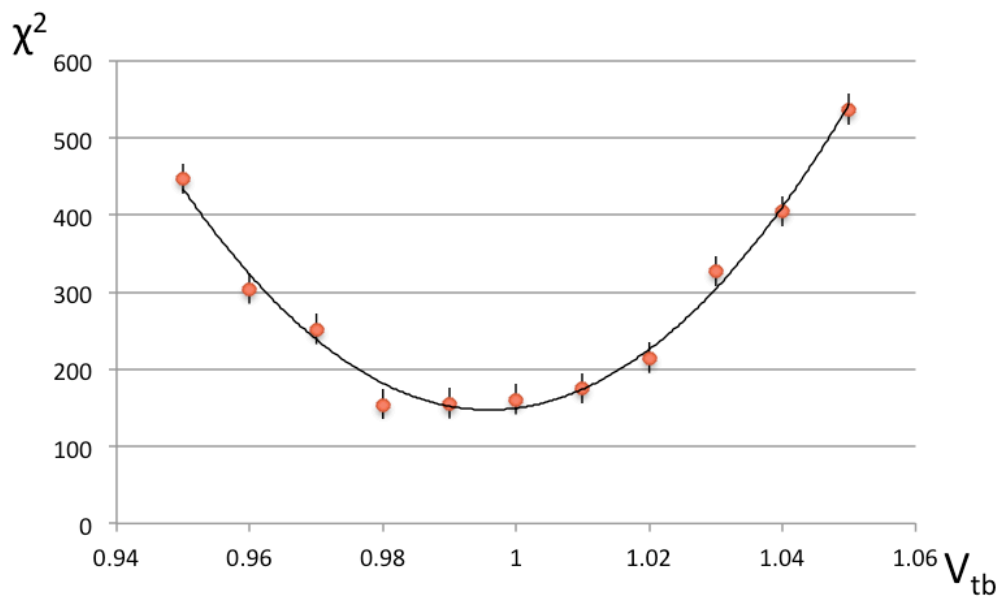


図 6.4: V_{tb} の χ^2 のグラフ

この χ^2 に対して、2 次関数でフィッティングを行なった。その結果

$$V_{tb} = 0.9959 \pm 0.0027$$

となった。誤差は χ^2 の最小値から+1の時の V_{tb} の値から得た。

このとき、 $|V_{tb}|^2 = 0.9918 \pm 0.0054$ となる。

6.3.2 強い相互作用の結合定数 (α_s)

強い相互作用の結合定数 (α_s) も運動量分布の形に感度があるため、測定が可能である。ただし α_s は ILC が運転している頃には、LHC などのハドロン実験や格子 QCD によって α_s の精密測定が期待されている。そのため ILC では崩壊幅のみを測定する可能性があるが、ここでは ILC での α_s の測定精度を調べる。

V_{tb} と同様に各擬再構成分布の χ^2 を計算し、図 6.6 のグラフを作成した。

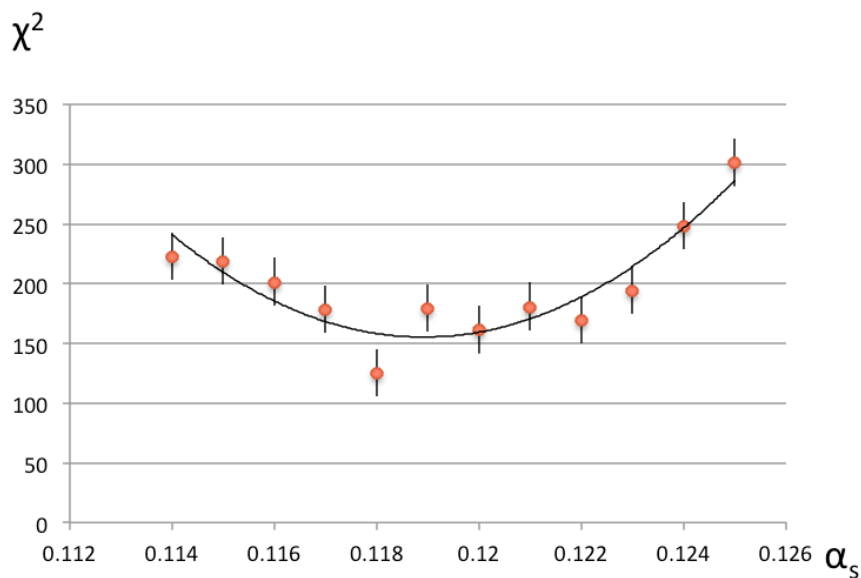


図 6.5: α_s の χ^2 のグラフ

2次関数でフッティングを行なった。その結果

$$\alpha_s = 0.1189 \pm 0.0005$$

となった。誤差は χ^2 の最小値から+1の時の α_s の値から得た。

ここでは、それぞれ片方が既知の場合の測定を行なったが、両方未知であっても調べることができる。それについて次項で説明する。

6.4 Γ_t と α_s の同時測定

次に α_s を 0.11 から 0.13 まで 0.002 ずつ値を変え 11 点、 V_{tb} を 0.9 から 1.1 まで 0.02 ずつ値を変え 11 点、これらを用いた全 121 通りの組み合わせに対して χ^2 を計算した。この 3 次元分布の底を取る値が本研究の測定法で見積もられる Γ_t と α_s ということになる。 V_{tb} と α_s を組み合わせた擬再構成分布 121 個全ての χ^2 を表 6.1 にまとめた。

表 6.1: 再構成分布と擬再構成分布による χ^2

	V_{tb}										
	0.90	0.92	0.94	0.96	0.98	1.00	1.02	1.04	1.06	1.08	1.10
0.130	682.501	482.237	378.8	476.142	617.458	880.137	1265.81	1750.55	2347.71	3011.91	3810.18
0.128	778.474	512.713	317.108	268.803	375.603	537.958	884.502	1262.17	1795.98	2395.06	3117.59
0.126	941.823	552.203	330.901	187.915	195.571	387.77	601.948	914.198	1384.56	1944.23	2592.38
0.124	1110.09	673.184	425.322	224.604	160.895	248.467	392.8	676.304	1074.44	1568.32	2149.81
0.122	1326.48	826.104	498.871	234.662	157.085	169.574	292.509	534.932	843.812	1285.49	1853.47
0.120	1547.77	985.248	602.579	305.04	155.013	161.455	215.137	405.156	715.338	1118.4	1625.74
0.118	1703.05	1132.66	717.684	454.427	254.305	125.575	199.967	350.897	601.488	1002.95	1429.1
0.116	1886.76	1360.17	863.847	514.951	293.049	201.524	212.407	547.876	547.876	890.448	1290.18
0.114	2033.24	1418.09	951.635	583.46	343.439	222.923	221.606	318.696	541.542	825.76	1204.21
0.112	2145.43	1518.85	1013.9	634.021	381.818	254.599	230.757	322.836	495.639	762.6	1138.68
0.110	2222.59	1609.01	1073.82	704.662	464.783	323.918	269.758	329.908	505.72	747.591	1112.72

α_s

x 軸に α_s 、y 軸に V_{tb} 、z 軸に χ^2 をプロットした等高線を図 6.7 に示す。また、同時に最小値の近傍で 2 変数 2 次関数によるフィッティングを行なった。

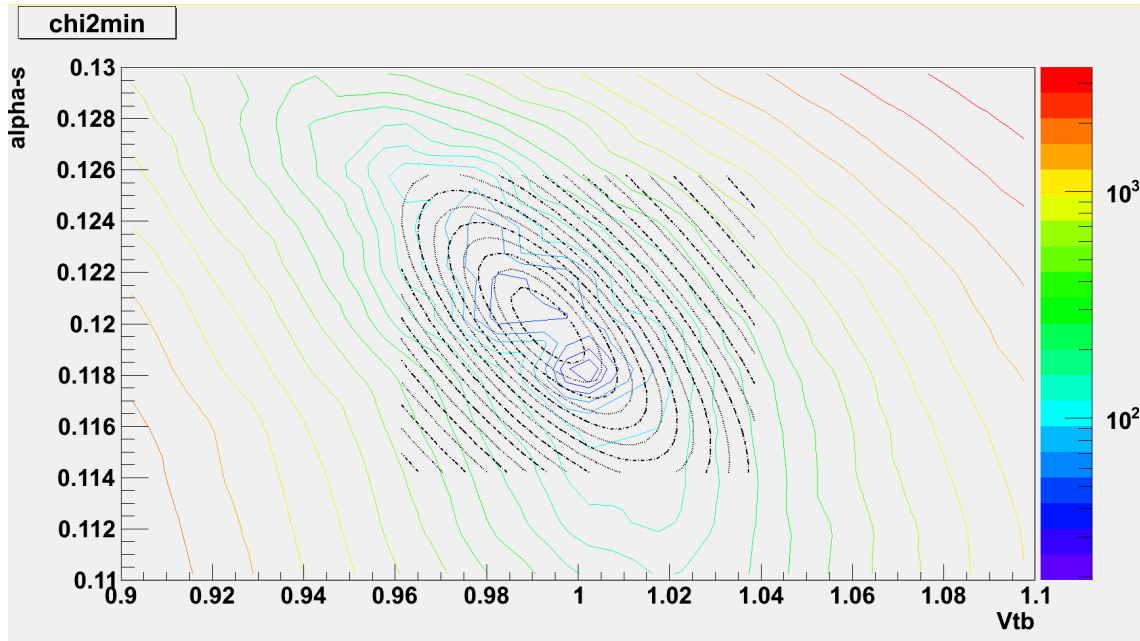


図 6.6: χ^2 の等高線とそのフィッティング

ここでは V_{tb} を 0.96 から 1.04 まで、 α_s を 0.114 から 0.126 までの範囲に絞り、2 変数 2 次関数 $F(x, y) = ax^2 + by^2 + cxy + dx + ey + f$ でフィッティングを行った。その後 $\partial F(x, y)/\partial x = 0$ と $\partial F(x, y)/\partial y = 0$ から連立方程式を解き、それぞれの最小値を求めた。

このフィッティングによって、以下の最小値を得た。

$$V_{tb} = 0.9933 \quad (6.2)$$

$$\alpha_s = 0.1199 \quad (6.3)$$

図 6.8 で $3\sigma(\chi^2$ の最小値+9) までの領域を示す。

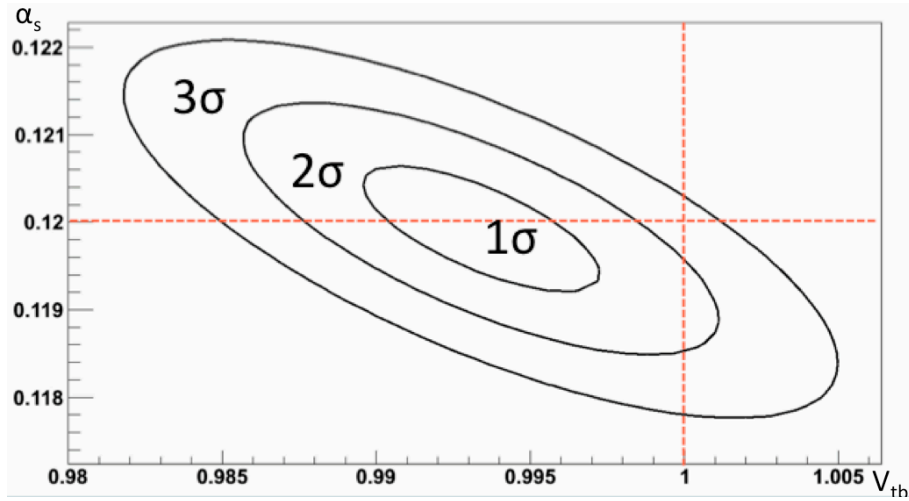


図 6.7: フィッティング関数の最小値の近傍

真値である $V_{tb} = 1.00$ と $\alpha_s = 0.12$ という値は今回の測定で 2.55σ に位置している。 α_s は真値とほとんど一致しているが、 V_{tb} のずれが大きい。これは擬再構成分布の作成において 1GeV ほどの応答関数を定義したため、その 1GeV の領域内での違いを無視していることが原因だと考えられる。図 6.9 に V_{tb} の値の異なる 3 つの擬再構成分布を示す。それぞれの値は以下の通りである。

黒 : $V_{tb} = 0.96$

赤 : $V_{tb} = 1.00$

青 : $V_{tb} = 1.04$

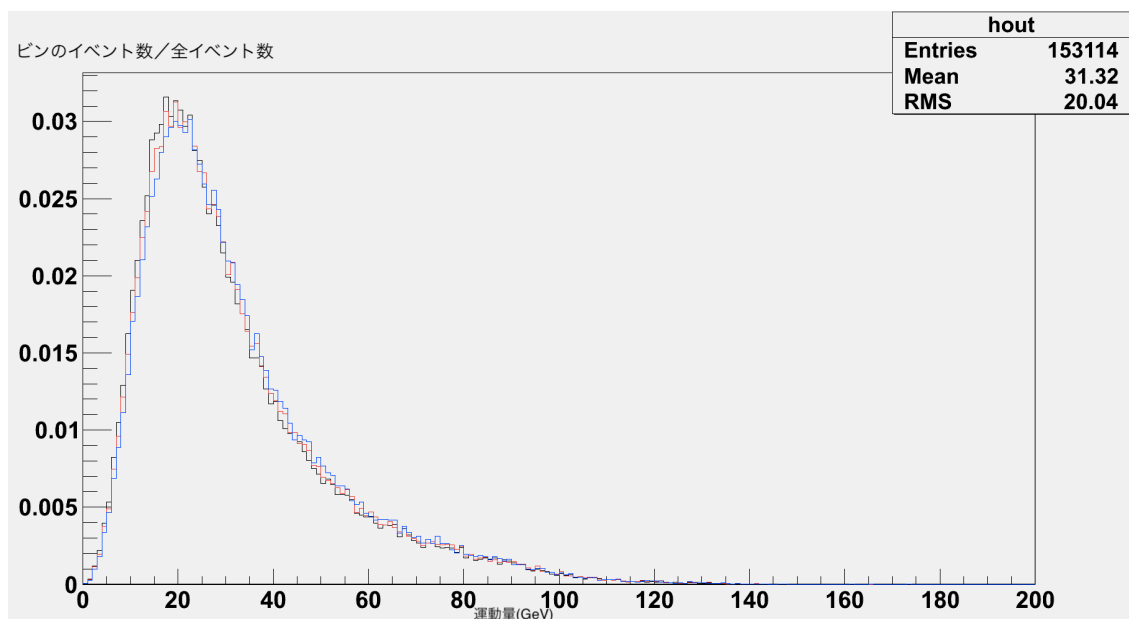


図 6.8: 擬再構成分布の比較

分布が滑らかでないため、運動量の大きい領域でのふらつきによる χ^2 への影響が大きくなっている。統計数を増やし分布を滑らかにすることや、応答関数の領域を 1GeV より狭くする、あるいは応答関数の定義を、再構成した運動量とジェネレーターレベルの運動量の 1 イベント毎の比とするなど、改善方法はいくつか考えられる。

第7章 ディスカッション

7.1 先行研究の改善

先行研究 [2] では再構成した運動量分布のピークを様々なパラメタから理論的に予想されるピーク位置と比較して崩壊幅を求めていた。しかしながらこの手法によると、ピーク位置に対する検出器の影響が考慮されていない。理論的な予想として physsim により計算された運動量分布のピーク位置と V_{tb} の関係を図 7.1 に示す。一方で、physsim で計算された運動量分布に検出器フルシミュレーションの効果を簡易的に加える手法が 6.2 項で説明した toy MC である。toy MC で作成した擬再構成分布の V_{tb} と P_{peak} の関係性 (共に $\alpha_s=0.12$ で固定) を図 7.2 にそれぞれ示す。

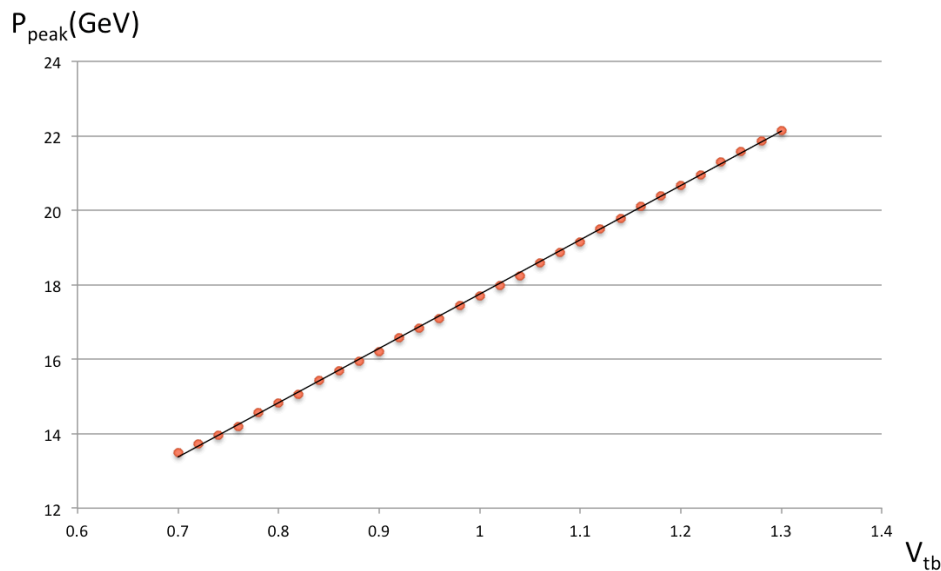


図 7.1: ジェネレーターサンプルの運動量ピーク位置と V_{tb} の関係

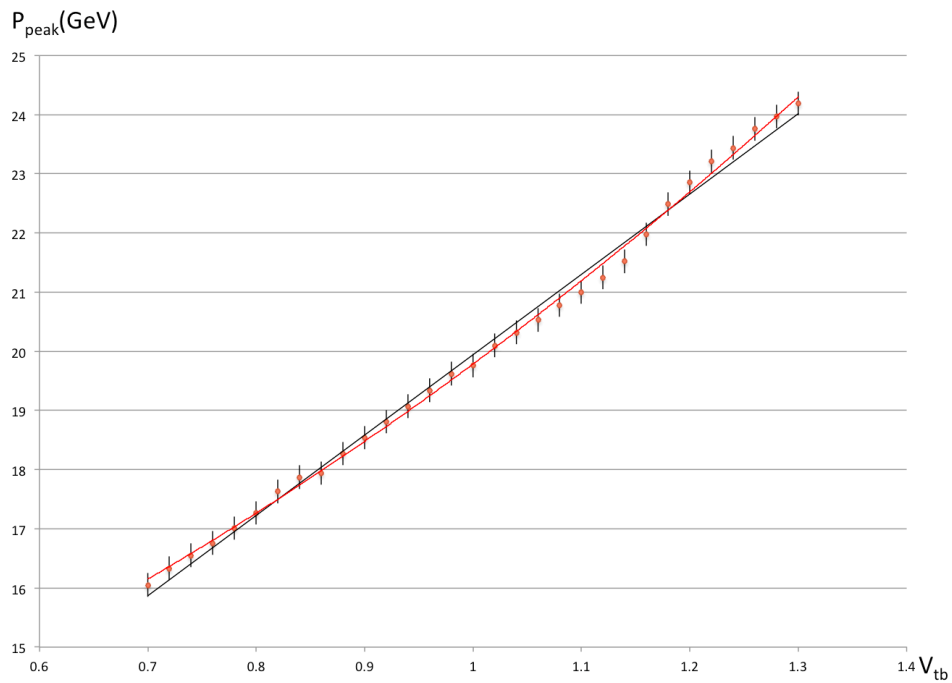


図 7.2: 擬再構成分布の運動量ピーク位置と V_{tb} の関係

図 7.2 において黒い線が1次関数、赤い線が2次関数でのフィティング関数である。
 図 7.3 の再構成した運動量分布のピーク位置は、

$$P_{peak} = 19.84 \pm 0.12 \text{ GeV}$$

であった。

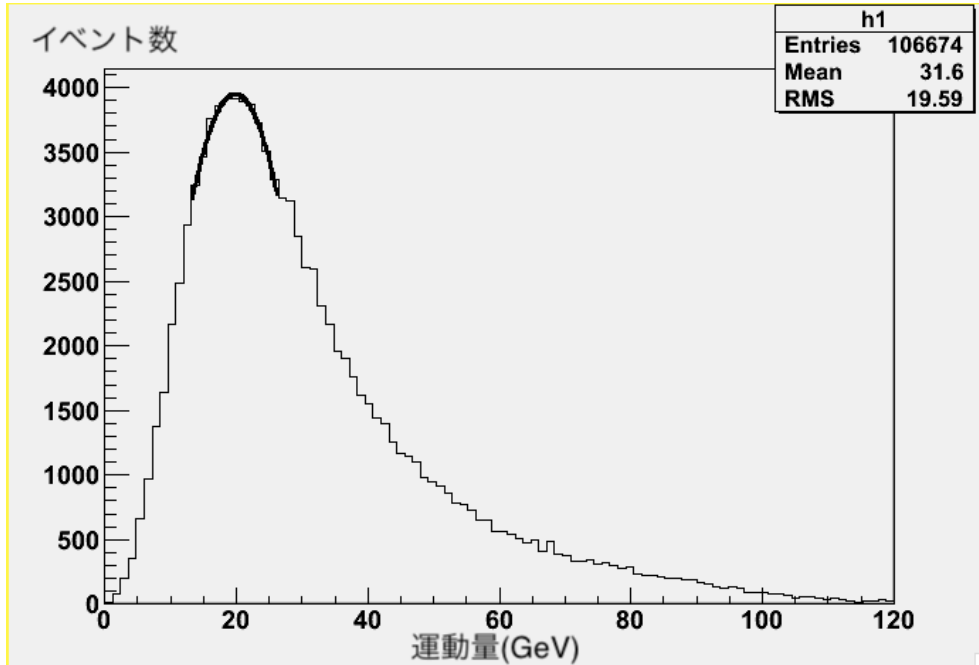


図 7.3: 再構成したトップクォークの運動量分布とそのピーク位置

まず、先行研究と同様に、ピーク位置を図 7.1 から求めたフィッティング関数に当てはめて V_{tb} を求めると

$$V_{tb} = 1.143 \pm 0.008$$

となる。この時

$$|V_{tb}|^2 = 1.306 \pm 0.018$$

となり、

$$\Gamma_t \sim 1.5|V_{tb}|^2 \text{GeV}$$

であるため、

$$\Gamma_t = 1.959 \pm 0.027 \text{GeV}$$

となる。

次にピーク位置を図 7.2 の 1 次関数でフィッティングを行なった場合、

$$V_{tb} = 0.992 \pm 0.009$$

となる。この時

$$|V_{tb}|^2 = 0.984 \pm 0.018$$

となり、同様に崩壊幅を計算すると

$$\Gamma_t = 1.477 \pm 0.026 \text{ GeV}$$

となる。一方で2次関数でフィッティングを行ない V_{tb} を求めた場合、

$$V_{tb} = 1.004 \pm 0.009$$

となる。この時

$$|V_{tb}|^2 = 1.008 \pm 0.018$$

となり、同様に崩壊幅を計算すると

$$\Gamma_t = 1.512 \pm 0.027 \text{ GeV}$$

となる。

先行研究では誤差の評価のみを行なっていたが、本解析でも誤差の評価において同程度の結果となった。 Γ_t の中心値を求める場合にはこちらの手法で行うことも考えられる。次に、 V_{tb} と α_s を2変数とした場合のピーク位置の関係を表7.1にまとめ、その2次元プロットを等高線で図7.4に示した。

表 7.1: 擬再構成分布のピーク位置の値 (GeV)

	V_{tb}														
	0.90	0.92	0.94	0.96	0.98	1.00	1.02	1.04	1.06	1.08	1.10				
0.110	17.45	18.02	18.21	18.72	19.01	19.25	19.54	19.73	20.08	20.14	20.70				
0.112	17.61	18.12	18.43	18.81	19.03	19.28	19.62	19.90	20.14	20.33	20.74				
0.114	17.69	18.15	18.48	18.85	19.18	19.33	19.54	19.96	20.24	20.47	20.85				
0.116	17.88	18.24	18.57	18.90	19.16	19.41	19.68	20.26	20.26	20.58	20.88				
0.118	18.11	18.41	18.87	19.00	19.36	19.49	19.85	20.07	20.33	20.68	20.92				
0.120	18.29	18.55	19.07	19.20	19.44	19.67	19.99	20.25	20.58	20.81	21.06				
0.122	18.53	18.68	19.20	19.44	19.60	19.84	20.08	20.50	20.73	21.00	21.17				
0.124	18.61	18.96	19.42	19.55	19.79	20.04	20.25	20.61	20.94	21.12	21.28				
0.126	18.95	19.30	19.51	19.85	20.10	20.28	20.50	20.79	21.09	21.19	21.42				
0.128	19.39	19.57	19.84	20.08	20.43	20.54	20.76	21.02	21.26	21.39	21.60				
0.130	19.70	19.90	20.23	20.39	20.67	20.88	21.05	21.27	21.40	21.57	21.79				

α_s

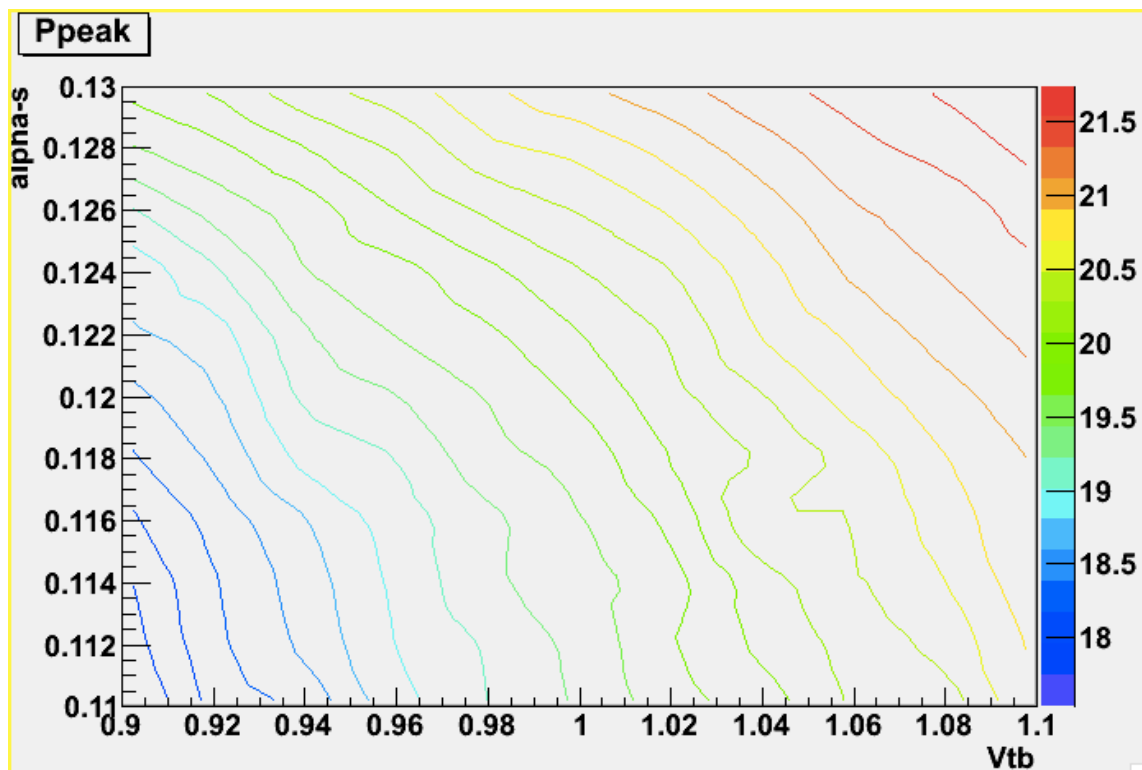


図 7.4: 各 V_{tb} と α_s の擬再構成分布から求めたピーク位置の 2 次元プロット

図 7.4 から、実験で運動量分布を作成しピーク位置を測定したあと、このプロットから V_{tb} と α_s を決めようとしても、等高線のどの点なのか決めることは出来ない。一例として、図 7.5 で、ピークが同じだがパラメタが異なる 2 つのテンプレートと比較した。

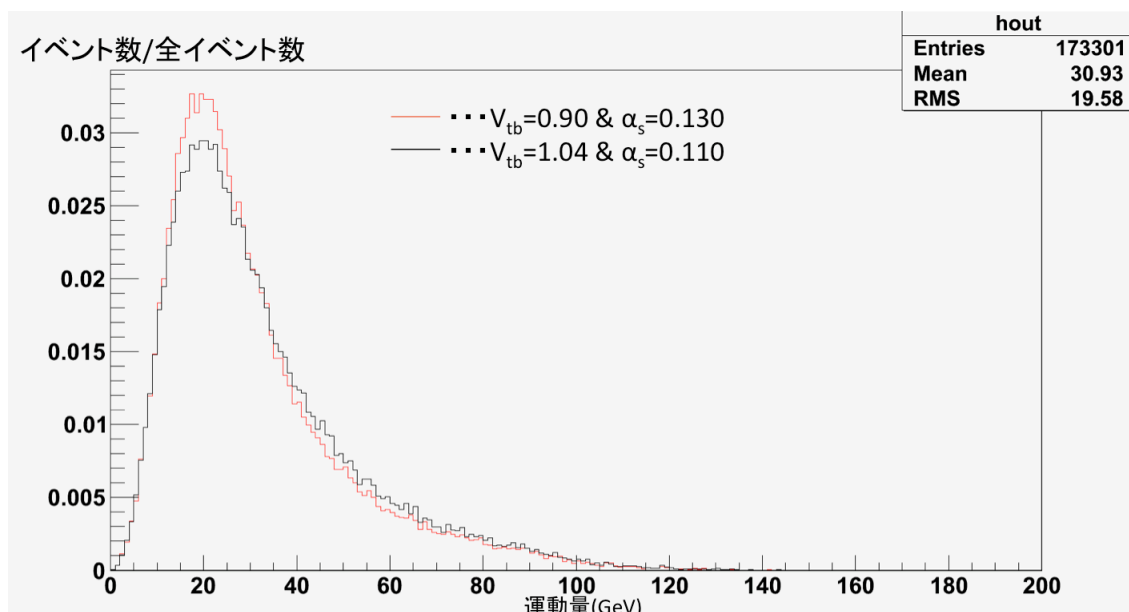


図 7.5: 同じピーク位置でパラメタの値が異なる運動量分布

図 7.5 からわかるように、 V_{tb} と α_s の値が異なってもピーク位置は同じ分布が存在する。しかし分布の形には違いが現れているため、テンプレートフィットでその違いを示すことができる。

ピーク位置を利用した測定では、どちらかが既に精密な値を実験結果として得ていなければもう一方の値を得ることが困難であるが、テンプレートフィットであれば同時測定の場合でも片方が既知であっても精度の高い測定が可能であることがわかった。

7.2 今後の展望

本研究はトップクォーク対のセミレプトニックモードのみを利用したが、フルハドロニックモードとフルレプトニックモードの解析も必要である。また多くの背景事象が存在するため、それらを考慮しなければならない。これらは今後の課題である。

また、toy MC による擬再構成分布の作成において、ピン幅を 1GeV としていたが、1GeV の幅の中にパラメタの影響が含まれるため、厳密には正しい手法ではない。例えばジェネレーターサンプルの情報と再構成の情報の差を確率分布関数として適用することで、ジェネレーターサンプルの運動量の値それぞれに対して応答関数を適用させるという手法がある。あるいはジェ

ネレーターサンプルのパラメタを変えた分布の各運動量の値の比を再構成分布に重み付けし、擬再構成分布とする手段も考えられる。

第8章 まとめ

素粒子標準模型は素粒子の物理を記述するモデルとして、様々な実験結果と一致している。一方で、標準模型では説明できない物理現象も多く存在している。素粒子物理学分野では標準模型の検証と新物理探索を目的とした実験を行うことが重要なテーマとなっている。

トップクォークは標準模型の中で最も重く、その崩壊幅はQCDスケールに比べ、はるかに大きい。トップクォークの崩壊幅の測定は標準模型の検証や新物理の探索が可能であることから、重要な研究である。また、強い相互作用の結合定数の測定はQCDの検証として重要な意味を持つ。これら2つの値はどちらもトップクォークの運動量に影響を与えるため、ILCでのトップクォーク対生成閾値領域でのトップクォーク対生成イベントを検出器フルシミュレーションを用いて積分ルミノシティ 200fb^{-1} の統計データを用いてトップクォークの運動量分布を作成し、その分布からこれらを求める解析手法の開発研究を行った。

先行研究ではフリーパラメタである α_s や V_{tb} を固定しジェネレーターサンプルに検出器フルシミュレーションを実行し運動量分布の再構成を行った。本研究ではこれらフリーパラメタの値を自由に選択し、大量の検出器フルシミュレーションデータを作成しそれらひとつひとつの形の違いを実際の実験データと比較することで定量的に評価しフリーパラメタの値を決定する手法を目指した。しかし、大量の検出器フルシミュレーションデータを得るには膨大な時間とデータ量を必要とするため現実的ではない。そこで、1つの実験データから検出器や再構成の影響を読み取り、大量のジェネレーターサンプルにその影響を応答関数として重み付けし擬再構成分布を作成した。その後テンプレートフィットによって形の違いを定量的に評価した。この結果、 α_s を固定した時の V_{tb} の測定では、

$$V_{tb} = 0.9959 \pm 0.0027$$

V_{tb} を固定した時の α_s の測定では、

$$\alpha_s = 0.1189 \pm 0.0005$$

V_{tb} と α_s の同時測定では、

$$V_{tb} = 0.9933$$

$$\alpha_s = 0.1199$$

という結果となり、真値から 2.55σ のズレで測定できることがわかった。このずれは擬再構成分布作成手法の改善によって更に精度が良くなると考えられる。

また、先行研究では α_s を固定し運動量分布のピーク位置の情報から崩壊幅を見積もることを行っていたが、 α_s を決めることができなければ、ピークの情報だけで崩壊幅を見積もることはできないことがわかった。この点から、本研究の解析手法が優位であることがわかった。

本研究はトップクォーク対生成のセミレプトニックモードの解析を行ったが、フルレプトニックモードやフルハドロニックモードの解析、また $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ などの背景事象の除去の研究も必要である。

また、擬再構成分布の作成において、ジェネレーターサンプルで 1GeV 毎の領域で応答関数を定義したが、厳密には無限小の幅で応答関数を作成しなければならない。これに関しては再構成した運動量とジェネレーターサンプルの運動量の比あるいは差をとる手法で改善が期待される。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々の協力がありました。

山本先生には本テーマを与えていただき、ILCのセミナーや解析ミーティング、グループミーティングなどで研究のアドバイスをいただきました。また、研究以外の面でも、心強いお言葉や励ましをいただき、最後までやりきることができました。ありがとうございました。与那嶺先生は、私の修士1年の夏頃から研究室に来られ、解析の戦略やプログラミングを教えていただきました。また、様々な場面で助けていただき、大変感謝しております。佐貫先生と長嶺先生はセミナーでお世話になりました。

また、ILCの物理グループの皆様にも感謝いたします。特にKEKの藤井様には本研究の理論に関する相談や疑問などに、お忙しい中お答えいただきましてありがとうございました。

研究室の学生の皆様にも大変お世話になりました。特に佐藤瑤さんには同じILCの物理解析をやっていたという縁もあり、研究の参考になる助言を多くいただくことができました。研究室の皆様とは研究以外でも楽しい時間を共有できました。

本年度はILCにとって日本政府の許可を得るという重要なミッションが与えられた年でした。2018年内での結論は見送られ、2019年3月まで期限が延長になりました。非常に厳しい状況だと聞いておりますが、実現することを願っております。民間企業への就職という道を選択することになりましたが、ILCの完成と物理学の更なる発展を祈念しております。

最後に、大学院への進学を許していただき、ここまで私を支えてくれた家族への感謝を述べ、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] Particle Data Group
<http://pdg.lbl.gov/>
- [2] The ATLAS Collaboration, "Direct top-quark decay width measurement in the $t\bar{t}$ lepton+jets channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS experiment"
<https://arxiv.org/pdf/1709.04207.pdf>
- [3] 堀口朋裕 "国際リニアコライダーにおけるトップクォーク対生成閾値領域の研究"
http://epx.phys.tohoku.ac.jp/eeweb/paper/2014_Mthesis_horiguchi.pdf
- [4] 小澤清明 "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"
http://epx.phys.tohoku.ac.jp/eeweb/paper/2017_Mthesis_ozawa.pdf
- [5] P.Agrawal, S.Mitra, A.Shivaji,"Effect of Anomalous Couplings on the Associated Production of a Single Top Quark and a Higgs Boson at the LHC"
<https://arxiv.org/pdf/1211.4362.pdf>
- [6] K.Fujii, T.Matsui, and Y.Sumino, "Physics at $t\bar{t}$ threshold in e^+e^- collisions," Phys. Rev. D 50, 4341 (1994)
- [7] <http://www-jlc.kek.jp/jlc/en/node/103>
- [8] Physsim
<http://www-jlc.kek.jp/subg/offl/physsim/>
- [9] ILC プログレスレポート
https://www2.kek.jp/ilc/ja/contents/ILC_Report_2018/
- [10] ILC Technical Design Report
<http://www.linearcollider.org/ILC/Publications/Technical-Design-Report>

- [11] Mokka
https://ilcsoft.desy.de/portal/software_packages/mokka/
- [12] J.S.Marshall and M.A.Thomson, "Pandora Particle Flow Algorithm"
<https://arxiv.org/pdf/1308.4537.pdf>
- [13] M.Peter and Y.Sumino, "Final-State Interactions in $e^+e^- \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bl^+ \nu bW^-$ Near Top Quark Threshold"
<https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9708223.pdf>
- [14] 国際リニアコライダー (ILC) に関する有識者会議
http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/chousa/shinkou/038/
- [15] R.K.Ellis, W.J.Strling, and B.R.Webber, "QCD and Collider Physics" , CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS
- [16] Top Quark Physics
<http://acfahep.kek.jp/acfareport/node112.html>
- [17] M. Jezabek, J.H. Kühn, and T. Teubner, "Comment on the average momentum of top quarks in the threshold region"
<https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9311235.pdf>
- [18] M. Jezabek, J.H. Kühn, and T. Teubner, "Physics at $t\bar{t}$ threshold in e^+e^- collisions"
<https://journals.aps.org/prd/pdf/10.1103/PhysRevD.50.4341>
- [19] Y.Sumino, K.Fujii, and T.Matsui, "A Study of the Top Quark Production Threshold at a Future Electron-Positron Linear Collider"
<http://discovery.ucl.ac.uk/19429/>
- [20] 加速器ハンドブック, 丸善出版, 日本加速器学会=編