

修士論文

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

A study on the measurement of Higgs decay branching fractions  
at the international linear collider

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

吉田 幸平

平成 21 年



## 概要

国際リニアコライダー実験では、ヒッグス粒子の精密測定に焦点を当てている。特に崩壊分岐比や自己結合の測定は非常に重要である。なぜならヒッグス機構では、ヒッグス粒子との結合の強さは質量に比例し、崩壊分岐比の測定や自己結合の測定はヒッグス機構の検証に繋がるからである。

本研究では、国際リニアコライダー実験におけるヒッグス粒子の崩壊分岐比測定のシミュレーションを行い、その測定精度を見積もった。

# 目次

第1章	はじめに	1
1.1	ヒッグス機構	1
1.2	ヒッグス粒子探索	4
1.3	本研究の位置付け	6
第2章	国際リニアコライダー計画	7
2.1	概要	7
2.2	加速器	7
2.2.1	電子源	7
2.2.2	陽電子源	7
2.2.3	減衰リング	9
2.2.4	主線形加速器	10
2.2.5	ILCのビーム	11
2.3	測定器	11
2.3.1	Particle Flow Algorithm(PFA)	12
2.3.2	フレーバー・タグ	14
2.3.3	測定器案	14
第3章	ILD測定器	16
3.1	概要	16
3.2	要求性能	17
3.2.1	PFAのための測定器最適化	17
3.2.2	飛跡検出システムのための測定器最適化	19
3.2.3	フレーバー・タグのための測定器最適化	22
3.2.4	測定器への要求	22
3.3	各検出器	24
3.3.1	崩壊点検出器(VTX)	24
3.3.2	シリコン飛跡検出システム	25
3.3.3	Time Projection Chamber(TPC)	26
3.3.4	カロリメータ(CAL)	26
3.3.5	前方検出器	30
3.3.6	ソレノイドとリターンヨーク	32
3.3.7	ミューオン検出器	32



---

3.4	測定器性能	34
3.4.1	シミュレーション条件	34
3.4.2	飛跡検出性能	34
3.4.3	フレーバー・タグの性能	35
3.4.4	エネルギー分解能	36
<b>第4章</b>	<b>解析</b>	<b>38</b>
4.1	概要	38
4.1.1	セットアップ	38
4.1.2	ビーム偏極	39
4.1.3	解析の流れ	40
4.1.4	テンプレートフィット	40
4.1.5	ソフトウェア	41
4.2	ニュートリノ過程	43
4.2.1	事象再構成	44
4.2.2	背景事象除去	44
4.2.3	崩壊分岐比の導出	50
4.3	レプトン過程	53
4.3.1	レプトン同定	54
4.3.2	bremsstrahlung $\gamma$	55
4.3.3	事象再構成	56
4.3.4	背景事象除去	57
4.3.5	崩壊分岐比の導出	62
4.4	ハドロン過程	64
4.4.1	事象再構成	65
4.4.2	背景事象除去	66
4.4.3	崩壊分岐比の導出	73
4.5	最終結果	76
<b>第5章</b>	<b>まとめ</b>	<b>77</b>
付録A	標準理論のラグランジアン	78
付録B	各検出器のパラメータ	79
	謝辞	81

# 目次

1.1	ポテンシャル $V$ . . . . .	2
1.2	ヒッグス粒子結合定数 . . . . .	5
1.3	ヒッグス粒子探索 . . . . .	6
2.1	国際リニアコライダー概要 . . . . .	8
2.2	電子源 . . . . .	9
2.3	陽電子源 . . . . .	9
2.4	RF-ユニット . . . . .	10
2.5	加速空洞 . . . . .	10
2.6	ILC のビーム構造 . . . . .	11
2.7	重心系エネルギーに対する電子・陽電子ビームのエネルギーの広がり . . . . .	12
2.8	100GeV のジェットの PandoraPFA による再構成 . . . . .	13
2.9	測定器案 . . . . .	15
3.1	ILD 測定器外観 . . . . .	16
3.2	HCAL の厚さによるエネルギー分解能の変化 . . . . .	18
3.3	ECAL と HCAL のセル・サイズによるエネルギー分解能の変化 . . . . .	19
3.4	磁場と測定器の大きさによるエネルギー分解能の変化 . . . . .	20
3.5	磁場によるビームバックグラウンドの分布 . . . . .	20
3.6	運動量分解能 . . . . .	21
3.7	崩壊点分解能 . . . . .	22
3.8	フレーバー・タグの性能 . . . . .	23
3.9	バーテックス検出器外観 . . . . .	24
3.10	シリコン飛跡検出システム外観 . . . . .	26
3.11	TPC 外観 . . . . .	27
3.12	電磁カロリメータ外観 . . . . .	27
3.13	ScECAL 外観 . . . . .	28
3.14	ハドロンカロリメータ外観 . . . . .	29
3.15	前方検出器外観 . . . . .	31
3.16	LumiCal 外観 . . . . .	31
3.17	BeamCal 外観 . . . . .	32
3.18	ソレノイド及びリターンヨーク外観 . . . . .	33
3.19	飛跡検出効率 . . . . .	35

---

3.20	縦運動量分解能と崩壊点分解能	35
3.21	フレーバー・タグ性能	36
3.22	エネルギー分解能の $\cos\theta$ 依存	37
4.1	ヒッグス粒子生成過程の反応断面積	39
4.2	テンプレートフィット例	41
4.3	信号事象のダイアグラム	43
4.4	2 ジェットの質量分布	44
4.5	質量欠損分布	45
4.6	縦運動量分布	46
4.7	横運動量分布	46
4.8	荷電トラック数分布	47
4.9	最大運動量分布	48
4.10	最小 2 ジェット Y 値分布	48
4.11	最大 2 ジェット Y 値分布	49
4.12	背景事象除去後の 2 ジェット質量分布	49
4.13	2 次元のテンプレートサンプル	51
4.14	$r_{cc}$ 、 $r_{bb}$ 分布	52
4.15	信号事象のダイアグラム	53
4.16	電子同定でのカロリメータ情報を用いたカット	55
4.17	ミューオン同定でのカロリメータ情報を用いたカット	56
4.18	bremsstrahlung $\gamma$	56
4.19	電子チャンネルでの 2 ジェット不変質量と 2 レプトン反跳質量の 2 次元ヒストグラム	57
4.20	ミューオンチャンネルでの 2 ジェット不変質量と 2 レプトン反跳質量の 2 次元ヒストグラム	57
4.21	電子チャンネルでのレプトンペアの不変質量分布	58
4.22	ミューオンチャンネルでのレプトンペアの不変質量分布	58
4.23	電子チャンネルでのレプトンペアの $\cos\theta$ 分布	59
4.24	ミューオンチャンネルでのレプトンペアの $\cos\theta$ 分布	59
4.25	電子チャンネルでの 2 ジェット不変質量と 2 レプトン反跳質量の 2 次元ヒストグラム	60
4.26	ミューオンチャンネルでの 2 ジェット不変質量と 2 レプトン反跳質量の 2 次元ヒストグラム	60
4.27	$r_{cc}$ 、 $r_{bb}$ 分布	62
4.28	信号事象のダイアグラム	64
4.29	エネルギーの和の分布	65
4.30	レプトン数分布	66
4.31	ヒッグス質量分布	66
4.32	荷電トラック数分布	67
4.33	最大 4 ジェット Y 値分布	68

---

4.34	スラスト分布	68
4.35	$\cos\theta$ スラスト 分布	69
4.36	ヒッグスジェット角度分布 ( $\theta_H$ )	70
4.37	Z ボソンジェット角度分布 ( $\theta_Z$ )	70
4.38	ヒッグス質量分布	71
4.39	Z ボソン質量分布	71
4.40	最大光子エネルギー分布	72
4.41	2次元のテンプレートサンプル	74
4.42	$r_{cc}$ 、 $r_{bb}$ の分布	74

# 表 目 次

3.1	ダブルレイヤーとシングルレイヤーの詳細 . . . . .	21
3.2	ILD 飛跡検出器の位置分解能 . . . . .	34
3.3	エネルギー分解能 . . . . .	37
4.1	シミュレーション・セットアップ . . . . .	38
4.2	Phythia での質量 120GeV のヒッグス粒子の崩壊分岐比 . . . . .	39
4.3	信号事象と背景事象の反応断面積と事象数 . . . . .	43
4.4	事象数の変化 . . . . .	50
4.5	テンプレートフィット結果 . . . . .	52
4.6	信号事象と背景事象の反応断面積と事象数 . . . . .	53
4.7	レプトン同定の事象数変化 . . . . .	54
4.8	事象数の変化 (電子チャンネル) . . . . .	61
4.9	事象数の変化 (ミューオンチャンネル) . . . . .	61
4.10	テンプレートフィット結果 . . . . .	63
4.11	レプトン過程の最終結果 . . . . .	63
4.12	信号事象と背景事象の反応断面積と事象数 . . . . .	64
4.13	事象数の変化 . . . . .	73
4.14	ハドロン過程の結果 . . . . .	75
4.15	最終結果 . . . . .	76
5.1	最終結果 . . . . .	77
B.1	ILD 測定器の各検出器のパラメータ (1) . . . . .	79
B.2	ILD 測定器の各検出器のパラメータ (2) . . . . .	80

# 第1章 はじめに

素粒子物理学において、素粒子の世界を記述する理論は数多く存在する。その中でも標準理論は、過去の実験からその正しさが証明されており、現在最も成功した理論だと言える。今までその標準理論に記述される粒子は続々と発見されてきたが、唯一ヒッグス粒子だけは未発見である。ヒッグス粒子は真空期待値で対称性を破り、素粒子に質量を与える粒子である。そのため質量の起源と考えられている。このヒッグス粒子を発見し精密測定することは、標準理論の信憑性を高めるためにも、また粒子の質量獲得のメカニズム (ヒッグス機構) を検証するためにも重要である。

## 1.1 ヒッグス機構

ヒッグス機構を簡単に紹介する。まず自発的対称性の破れを説明するために、電荷をもつスピン0の複素数場  $\phi(x)$  を考える。このとき  $\phi(x)$  は  $|\phi|^2$  にのみ依存するポテンシャル  $V(|\phi|^2)$  を持つとする。するとラグランジアンは、

$$L = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - V(|\phi|^2) \quad (1.1)$$

$$\phi \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \quad (\phi_{1,2}: \text{実数}) \quad (1.2)$$

と書ける。 $\phi_{1,2}$  で書きなおすと、

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1 \partial^\mu \phi_1 + \partial_\mu \phi_2 \partial^\mu \phi_2) - V\left(\frac{\phi_1^2 + \phi_2^2}{2}\right) \quad (1.3)$$

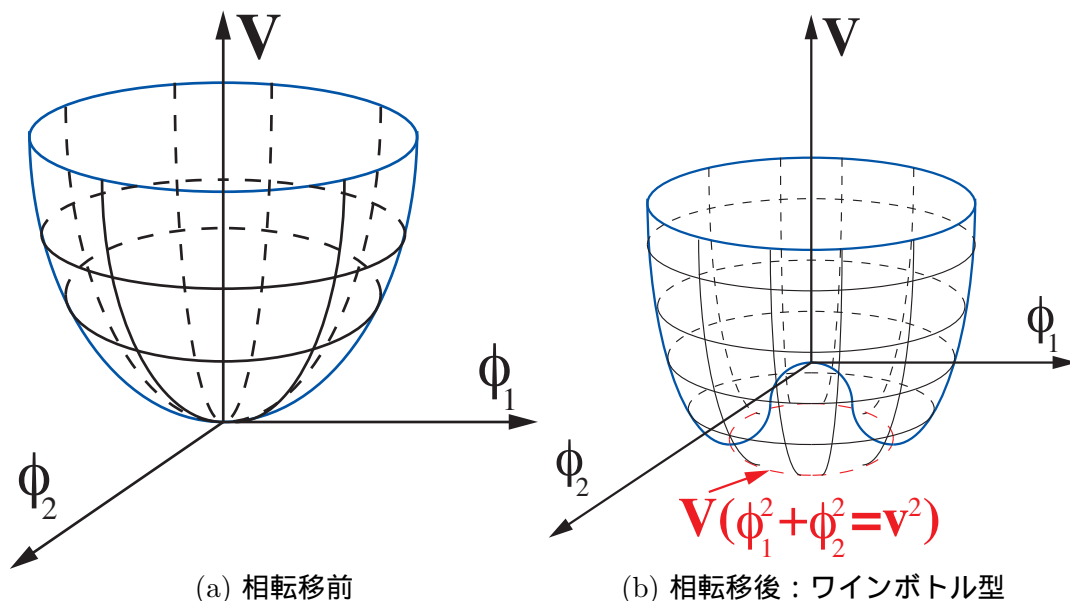
このラグランジアンは  $\phi' = e^{i\theta} \phi$  の変換に対して不変である。したがって、大域的 U(1) 対称性を持つ。ポテンシャル  $V$  は  $\phi_1 - \phi_2$  平面において回転対称の形をしているので、

$$V = V_0 + \mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) + \lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2, \quad \mu^2 \propto (T - T_c), \quad \lambda > 0 \quad (1.4)$$

と定義する。ここで  $T_c$  は相転移の起こる臨界温度である。 $\lambda$  が正である理由は、系の安定性 ( $|\phi| \rightarrow \infty$  で  $V \rightarrow -\infty$ ) を要求するからである。高温 ( $T > T_c$ ) では、 $\mu^2 > 0$  となり  $V$  は最小値を  $\phi = 0$  に持つ (図 1.1(a))。しかし、低温 ( $T < T_c$ ) になり相転移を起こすと、 $V$  は  $\phi = 0$  以外に最小値を持つようになり、ワインボトルの底のような形になる (図 1.1(b))。簡単のため  $V_0 = \mu^4/4\lambda$  と置いて以下のように書き直した。

$$V = \lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2 - v^2)^2 \quad (v^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}, \mu^2 < 0) \quad (1.5)$$

最小値は円を描き、

図 1.1: ポテンシャル  $V$ 

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2 \quad (v > 0: \text{実数}) \quad (1.6)$$

と書ける。この時エネルギーは、

$$H \equiv \int d^3x \left( \sum_i \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}_i} \right) \dot{\phi}_i - L \right) = \int d^3x \left( \frac{1}{2} \sum_i [\dot{\phi}_i^2 + (\vec{\nabla} \phi_i)^2 + V] \right) \quad (1.7)$$

となる。真空はエネルギーが最も小さい解と定義されるので、 $\phi_i(x)$  が空間にも時間にも依存せず  $V$  が最小となるところが真空であると言える。つまり真空は  $V$  が最小となる円上の一点を指す。 $V$  は大域的  $U(1)$  対称性を持つので円上の点を任意に選び、真空を以下で定義する。

$$\begin{cases} \phi_{VAC1}(x) = v \\ \phi_{VAC2}(x) = 0 \end{cases} \quad (1.8)$$

エネルギーが  $V|_{\phi=0}$  より十分小さくなると、場  $\phi$  は真空に留まり、その周りで小さく振動し始める。この時世界の中心は真空になり、大域的  $U(1)$  対称性は破れる。これを自発的対称性の破れと呼び、 $\phi_{VAC} = \frac{1}{\sqrt{2}}v$  を真空期待値と呼ぶ。真空の周りでの振動は以下の式で書ける。

$$\begin{cases} \phi_1(x) = v + \chi(x) \\ \phi_2(x) = \eta(x) \end{cases} \quad (1.9)$$

ただし、 $\chi$  と  $\eta$  は実数で十分小さい。この時、ラグランジアンは

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) - \lambda [(v + \chi)^2 + \eta^2 - v^2]^2 \quad (1.10)$$

$$= \frac{1}{2}(\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi + \partial_\mu\eta\partial^\mu\eta) - \lambda(2v\chi + \chi^2 + \eta^2)^2 \quad (1.11)$$

$$= \frac{1}{2}(\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi + \partial_\mu\eta\partial^\mu\eta) - 4v^2\lambda\chi^2 + 4v\lambda\chi^3 + \lambda\chi^4 + 4v\lambda\chi\eta^2 + 2\lambda\chi^2\eta^2 + \lambda\eta^4 \quad (1.12)$$

$$= \left(\frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi - \frac{4\mu^2}{2}\chi^2\right) + \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + (\text{相互作用}) \quad (1.13)$$

となる。この時、場  $\chi$  はスピン 0 で質量  $\sqrt{-4\mu^2}$  の粒子を表し、場  $\eta$  は質量 0 の粒子を表す。自発的対称性の破れにより出てきた質量 0 の粒子は南部ゴールドストーンボソンと呼ばれる。

次に、式 (1.1) にスピン 1 を持つ実数場  $A_\mu$  を導入してみる。ラグランジアンは以下のようになる。

$$L = (D_\mu\phi)^*(D^\mu\phi) - V(|\phi|^2) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.14)$$

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ieA_\mu, \quad F_{\mu\nu} \equiv \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu \quad (1.15)$$

これは以下のゲージ変換に対して不変なので、局所的 U(1) 対称性を持つ。

$$\phi' = e^{-ie\Lambda(x)}\phi, \quad A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu\Lambda(x) \quad (1.16)$$

ここで  $\Lambda(x)$  は  $x$  の任意の関数を表す。これは、もし  $\phi(x)$  と  $A_\mu(x)$  が運動方程式を満たすならば、変換後の  $\phi'(x)$  と  $A'_\mu(x)$  も運動方程式を満たすことを意味する。簡単のために  $\phi(x)$  を以下の式で定義する。

$$\phi(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \equiv \rho(x)e^{i\theta(x)} \quad (\rho(x) > 0, \theta(x): \text{実数}) \quad (1.17)$$

ゲージ変換で  $\Lambda(x)$  は任意に選ぶことができるので、変換後の  $\phi'(x)$  が全ての  $x$  に対して実数になるように選ぶことができる。つまり

$$\phi'(x) = e^{-i\theta(x)}\phi(x) \quad (1.18)$$

となるように選ぶことも可能なはずである。すると、 $\phi'(x)$  は実数場となり、実際の粒子を表す。このように変換で全ての場が実数になるように選ばれるゲージのことをユニタリーゲージと呼び、残った場が実際の粒子に対応するという利点がある。ユニタリーゲージを選ぶと、 $\phi(x)$  は実数にならないといけないので、 $\phi_2 = 0$  となる。ポテンシャルを式 (1.5) と過程すると、

$$V = \lambda(\phi_1^2 - v^2)^2 \quad (1.19)$$

となり、 $\phi_1 = v$  が真空を指す。先と同様に真空の周りで展開すると、

$$\phi_1 = v + \chi(x) \quad (v, \chi: \text{実数}) \quad (1.20)$$

これを式 (1.14) に代入すると、

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi + 4\mu^2\chi^2) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{e^2v^2}{2}A_\mu A^\mu + \frac{e^2}{2}A_\mu A^\mu(2v\chi + \chi^2) + (\chi^3 \text{以上の項}) \quad (1.21)$$



第 1 項は質量  $\sqrt{-4\mu^2}$  のスカラー粒子を表し、第 2 項と第 3 項は質量  $ev$  を持つベクター粒子を表す。第 4 項はスカラー粒子とベクター粒子の相互作用を、第 5 項はスカラー粒子の自己結合を表す。したがって、ベクター粒子が質量を持ったことを意味する。このように、局所 U(1) 対称性を破ることで、自由度の一つ (大局的 U(1) 対称性を考えた時の南部ゴールドストーンボソンに当たる自由度) がベクター粒子のヘリシティとして吸収され (ヘリシティ:  $\pm 1 \rightarrow 0, \pm 1$ ) 質量を得る仕組みをヒッグス機構と言い、局所 U(1) 対称性を破るために導入された場をヒッグス場と呼ぶ。

標準理論ではヒッグス場はスピン 0 で電荷を持つ 2 重項として導入される。

$$\phi \equiv \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{+1} + i\phi_{+2}) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{01} + i\phi_{02}) \end{pmatrix} \quad (\phi_{+i}, \phi_{0i} (i = 1, 2) : \text{実数}) \quad (1.22)$$

エネルギーが下がり真空周りで振動すると ( $\phi_+ \rightarrow 0, \phi_0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \chi)$ )、SU(2)×U(1) の電弱対称性を自発的に破り、ベクターボソン (W、Z) に質量を与える。対称性を破ったときのラグランジアン (式 (A.1)) の中には、

$$-m_\ell \bar{\ell}\ell - m_\nu \bar{\nu}\nu - \frac{m_\ell}{v} \chi(\bar{\ell}\ell) - \frac{m_\nu}{v} \chi(\bar{\nu}\nu) \quad (1.23)$$

という項が出てくる。第 1、2 項はフェルミオンの質量 ( $m_\ell, m_\nu$ ) を表し、第 3、4 項はヒッグスとフェルミオンの 3 点結合を表す。注目すべきはヒッグスとの結合がフェルミオンの質量に比例している点である。3 点結合は見方を変えるとヒッグスのフェルミオンへの崩壊と見ることもできるので、ヒッグスの崩壊分岐比が崩壊した粒子の質量に比例していることを確かめることはヒッグス機構の検証に繋がる。これがヒッグス粒子の崩壊分岐比を測定する動機であり、標準理論の信憑性の確立に残された最大の検証である。また、式 (A.1) には、

$$+ \frac{2v\chi + \chi^2}{4} \left( \left( \frac{2m_W}{v} \right)^2 W_{+\mu}^* W_+^\mu + \frac{1}{2} \left( \frac{2m_Z}{v} \right)^2 Z_\mu Z^\mu \right) - \frac{m_H^2}{2v} \chi^3 - \frac{m_H^2}{8v^2} \chi^4 \quad (1.24)$$

という項が存在する。第 1 項はヒッグスとベクターボソン (W、Z) との 3 点結合、4 点結合を表し、第 2 項はヒッグスの自己結合を表す。フェルミオンやベクターボソンとの結合、自己結合の強さを質量を横軸にとってプロットすると図 1.2 になる。この図の意味することは、全ての粒子とヒッグスとの結合は同じ真空期待値の逆数と質量に比例しているということである。したがって、ヒッグスとフェルミオンの結合だけでなく、これらについても調べることはヒッグス機構の検証の重要な手掛かりとなる。

## 1.2 ヒッグス粒子探索

ヒッグス粒子探索は過去にも行われてきた。1989 年～2000 年まで稼働した LEP (Large Electron Positron collider) 実験は、電子と陽電子を周長 27km の円形加速器で加速し衝突させる実験である。円形加速器の利点を活かし、重心系エネルギーを 209GeV まで上げて実験されたが、ヒッグス粒子を発見することはできなかった [1]。その結果ヒッグス粒子の質量は 114GeV 以下でないことが分かった (図 1.3)。また、周長 6km のシンクロトロンで 1TeV まで加速した陽子と反陽子を

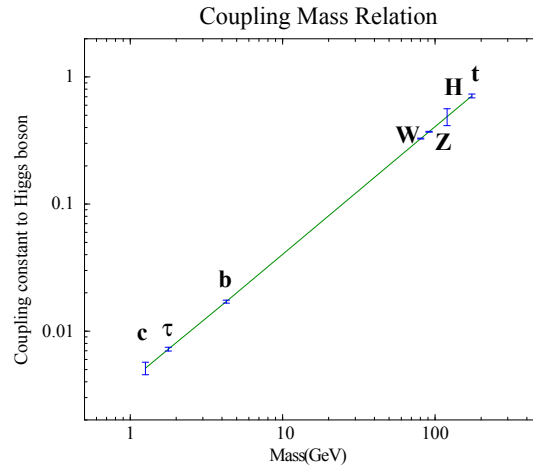


図 1.2: ヒッグス結合定数。ここで、ヒッグスとベクターボソンとの結合を  $\sqrt{2m_V^2/v}/\sqrt{2v} = m_V/v$ 、ヒッグスの自己結合を  $\sqrt{3m_H^2/v}/\sqrt{3v} = m_H/v$  と定義しなおしている。

衝突させる Tevatron 実験では、最近 160GeV ~ 170GeV にはヒッグス粒子は存在しないことが分かってきた [2]。

今後発見が見込まれる実験としては、LHC(Large Hadron Collider) 実験がある [3]。LEP 実験のトンネルを利用したもので、重心系エネルギー 14TeV を目指す陽子・陽子コライダーである。2008 年に実験を開始し、ヒッグス粒子が標準理論の予想するものであれば 2012 年までには発見されると考えられている。ヒッグス粒子の探索に使われる崩壊モードは  $H \rightarrow \gamma\gamma$  や  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  である。ハドロンコライダーである LHC では QCD バックグラウンドが多く、ヒッグス粒子のジェットへの崩壊 (例:  $H \rightarrow b\bar{b}$ ) を用いてのヒッグス粒子発見は難しい。したがって、ヒッグス機構の解明は難しく、発見された粒子に焦点を当て精密測定をする実験が必要となる。それを実現するのがかねてより考案されてきた国際リニアコライダー (ILC) 実験である。

ILC は電子・陽電子を直線型加速器で加速し衝突させる。素粒子同士の衝突なので、LHC のような膨大なバックグラウンドはなく、非常にクリーンな環境で物理を測定できる。また、線形加速器を利用することで、円形加速器ではシンクロトロン放射により限界と考えられている LEP の 209GeV 以上のエネルギーを達成することができる。ILC では第一期で重心系エネルギー 500GeV を目指す。このクリーンな環境と高いエネルギーで LHC がヒッグス粒子を見つけた場合、その精密測定を行う。

ILC ではヒッグス粒子の質量や崩壊分岐比等を精密に測定する。質量測定は LHC で測定された質量をさらに精密に測定することになる。崩壊分岐比測定では、前述したようにヒッグス粒子との結合の強さが質量に比例することを確かめる。

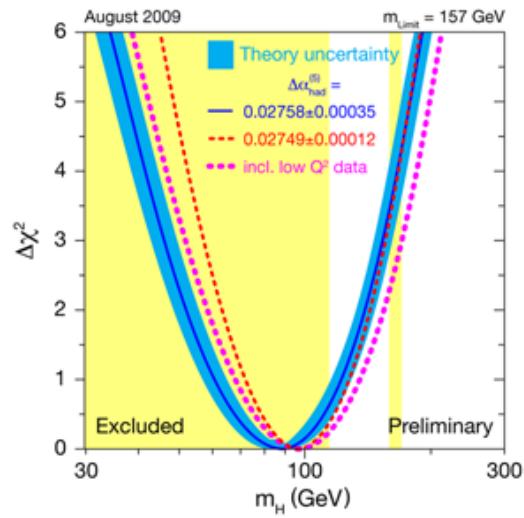


図 1.3: ヒッグス粒子探索

### 1.3 本研究の位置付け

これまで述べてきたように、ヒッグス粒子の崩壊分岐比の測定は、ヒッグス機構の検証、さらには標準理論の確立のためにも非常に重要である。この測定は、ILC 実験において初めて可能になると考えられ、ILC 実験の最重要課題の一つである。本研究では、ILC 実験におけるヒッグス粒子の崩壊分岐比の測定に関してシミュレーションを行い、その測定精度を見積もった。

本論文は以下の構成である。2章で国際リニアコライダー計画について、3章でILD測定器について説明する。実際の解析については4章で述べ、最後に5章でまとめる。

## 第2章 国際リニアコライダー計画

### 2.1 概要

国際リニアコライダー (ILC: International Linear Collider) は次世代の電子・陽電子衝突型線形加速器である [4]。全長は 30km あり、重心系エネルギーは 500GeV、積分ルミノシティは 4 年間で  $500\text{fb}^{-1}$  を目指す。その後、重心系エネルギー 1TeV にアップグレードされる予定である。このような高エネルギー状態は超伝導空洞を用いることによって実現される。

ILC ではヒッグス粒子の崩壊のように、終状態が多ジェットの事象を観測することを目的としている。したがって、測定器はそれら複数のジェットを精度良く再構成する必要があり、そのために最適化されている。現在、測定器案として ILD[5] と SiD[6] という 2 つの測定器案が存在する。

本章では、まず加速器について説明し、次に測定器について説明する。測定器の説明の際に、複数ジェットを精度良く再構成するための技術について触れる。測定器の詳細と最適化、測定器性能については次章で紹介する。

### 2.2 加速器

加速器は主に、電子源、陽電子源、減衰リング、主線形加速器から構成される。まず電子源で電子を生成し、その電子を用いて陽電子源で陽電子を生成する。その後、減衰リングで電子ビームと陽電子ビームの広がりを抑え、主線形加速器で目標のエネルギーまで加速する。

#### 2.2.1 電子源

偏極したレーザーを GaAs/GaAsP 等の標的に当て、光電効果により偏極した電子を生成する。レーザーは 2 ナノ秒間瞬間的に繰り返し照射される。1 度の照射で生成される電子は数億個にもなり、電磁場によってバンチというかたまりにされる。その後 250m の前段加速器により 5GeV まで加速され (常伝導加速管で 76MeV、超伝導加速管で 5GeV まで加速)、減衰リングに向かう。偏極の目標は最大 80% であり、SLC (SLAC Linear Collider) の技術を用いることで達成される [7]。

#### 2.2.2 陽電子源

主線形加速器で 150GeV まで加速された電子は一旦取り出され、螺旋状のアンジュレータの中を通り、再び主線形加速器に戻される。アンジュレータの中では電子の制動放射により光子が生成される。その光子をチタンに衝突させ、電子と陽電子を対生成させる。その後、磁場により陽

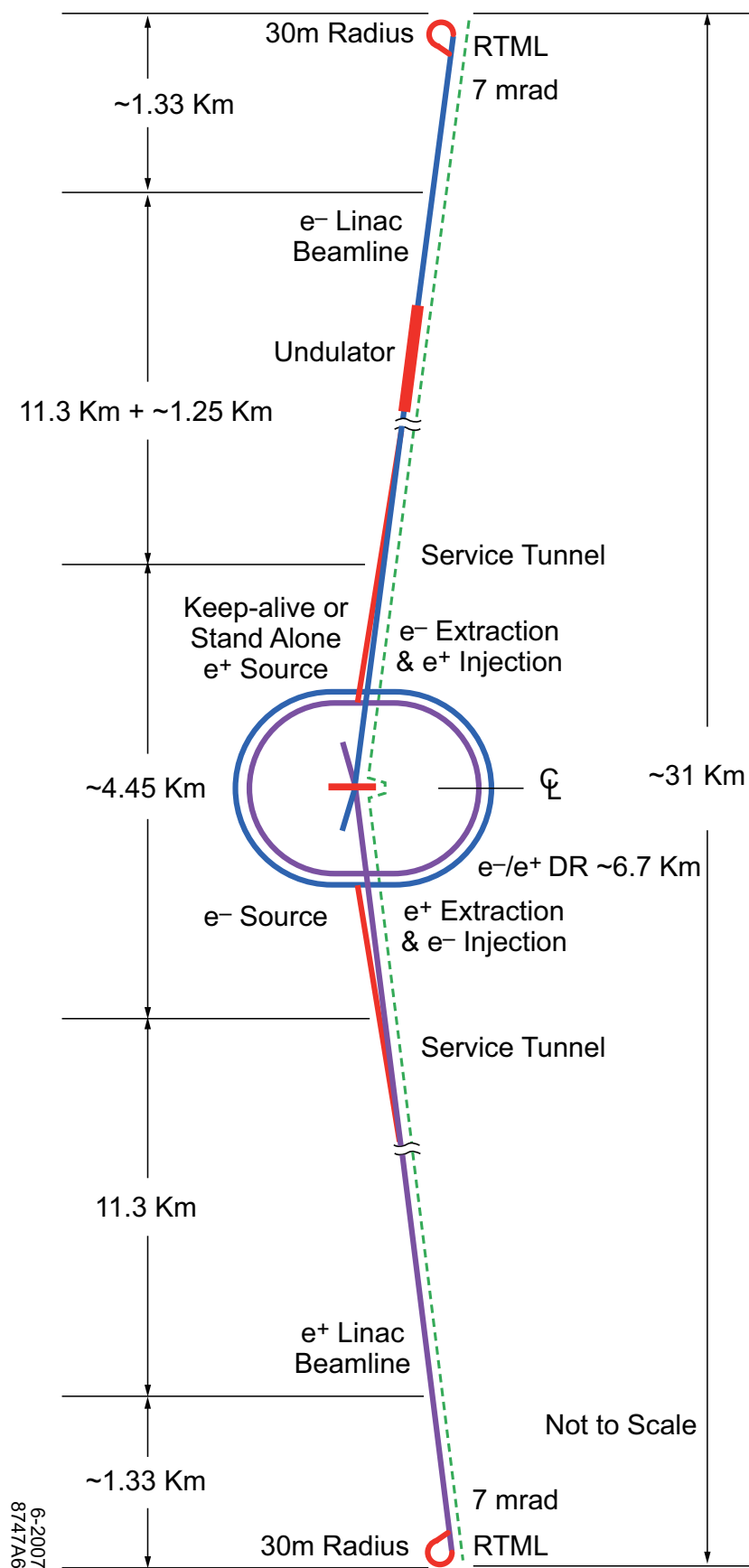


図 2.1: 国際リニアコライダー概要

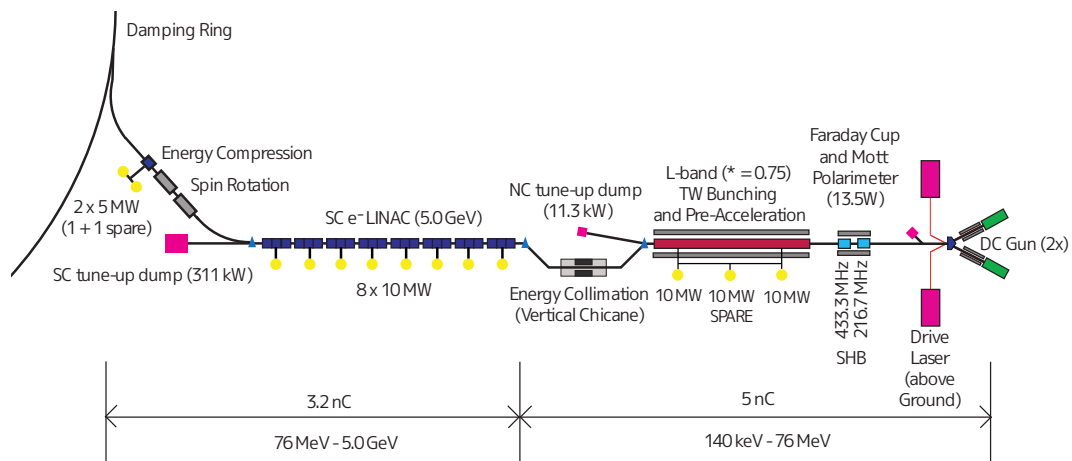


図 2.2: 電子源

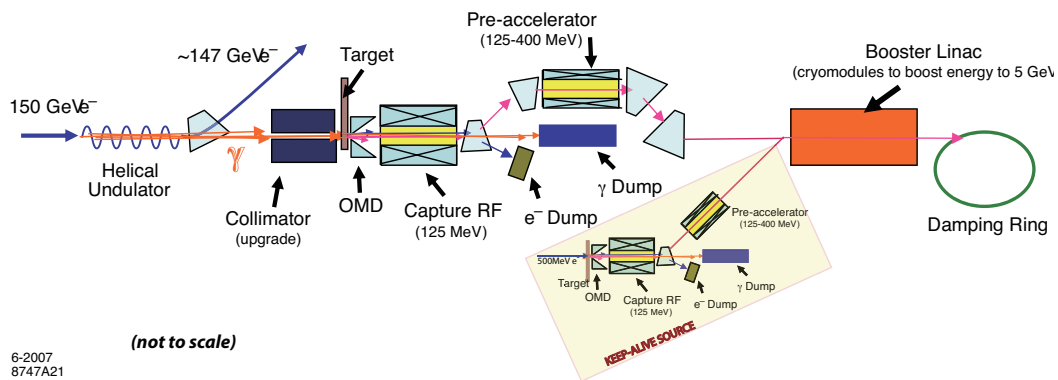


図 2.3: 陽電子源

電子だけを取り出す。取り出された陽電子は 250m の前段加速器で 5GeV まで加速され（常伝導加速管で 400MeV、超伝導加速管で 5GeV まで加速）、減衰リングに入射される。ビームは 30% 偏極させることができ、アップグレードで 60% まで可能になる。

### 2.2.3 減衰リング

周長 6.7km の 2 つのリング（電子用、陽電子用）から成り、電子・陽電子のエミッタンスを小さくすることが目的である。2 つのリングはそれぞれ上下の関係で設置されている。リングは完全な円ではなく、6 つの孤と 6 つの直線部分で構成される。孤部分は TME(Theoretical Minimum Emittance) と呼ばれるセルで構成され、直線部分はウィグラーという超伝導管、ビーム入射口、取り出し口で構成される。ビームがウィグラーを通過すると、制動放射により光子を放射し、放射した分進行方向に加速される。つまり放射される光子分だけエミッタンスが小さくなる。した

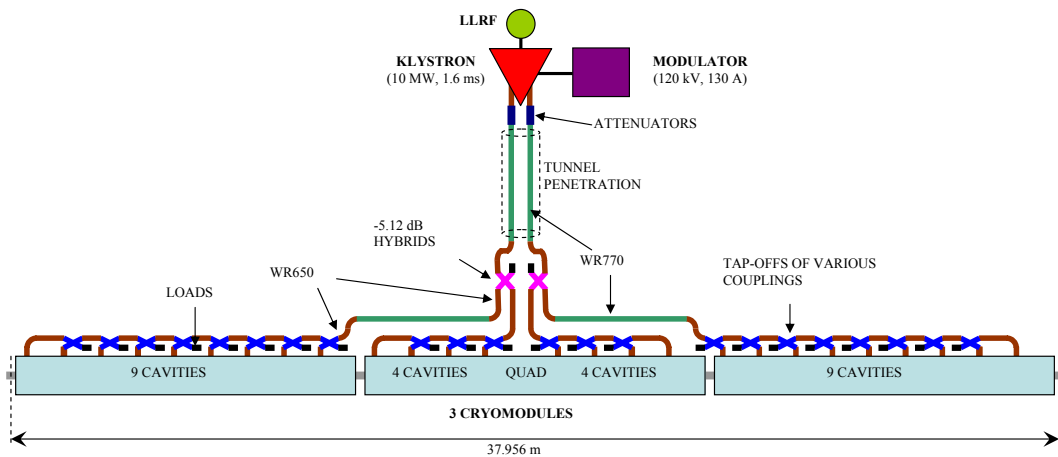


図 2.4: RF-ユニット



図 2.5: 加速空洞

がって、5GeV の電子（陽電子）は減衰リングを回るにつれ、徐々にエミッタンスが小さくなっていく。

#### 2.2.4 主線形加速器

減衰リングから取り出されたビームはRTML(Ring to Main Linac)によって、5GeV から 15GeV まで加速されて主線形加速器に送られる。したがって主線形加速器では重心系エネルギー 500GeV を実現するために、15GeV から 250GeV まで電子（陽電子）を加速する。この加速を実現するために要求される平均加速勾配は 31.5MV/m である。主線形加速器はRF(Radio Frequency)-ユニットと呼ばれるもので構成されており、1つのRF-ユニットはクライストロン、ウェーブガイド、クライオモジュールから構成される。クライオモジュールは9つのセルから成る超電導空洞である。ウェーブガイドがクライストロンの電力をクライオモジュールに送り、必要な加速電場を発生させる。電子加速器には282個のRF-ユニットが、陽電子加速器には278個のRF-ユニットが設置されている。電子は陽電子生成において光子を放出しているため、加速には陽電子の場合より多くのRF-ユニットが必要となる。

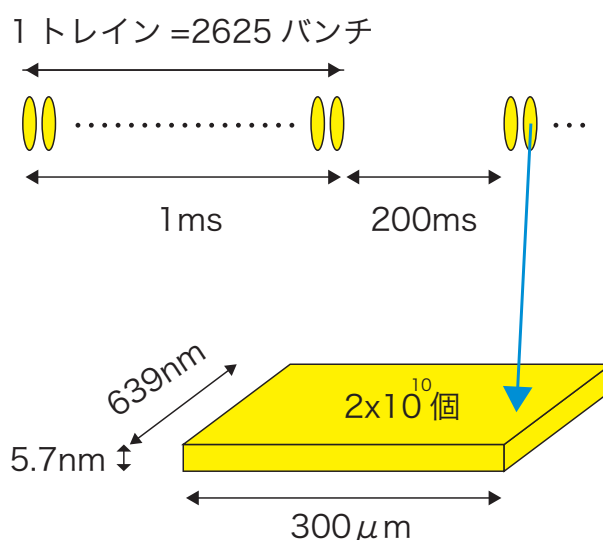


図 2.6: ILC のビーム構造。トレイン (上) とバンチ構造 (下)

### 2.2.5 ILC のビーム

ILC のビーム構造を図 2.6 に示す。ILC のビームはトレインと呼ばれる塊が 200 ミリ秒間隔で並んでいる。トレインは 2625 個のバンチと呼ばれる塊からできていて、バンチには約  $2 \times 10^{10}$  個の電子 (陽電子) が詰まっている。バンチのサイズは  $639 \text{ nm} \times 5.7 \text{ nm} \times 300 \mu\text{m}$  と非常に小さい。これは電子 (陽電子) の密度を高くして、効率良く反応を起こさせるためである。

図 2.7 は、重心系エネルギーに対する電子・陽電子ビームエネルギーの広がりを示している。図 2.7 を見ると、電子ビームの方が陽電子ビームよりエネルギーの広がりが大きいことが分かる。これは陽電子を生成する際に、電子ビームをアンジュレーターで螺旋運動させているためである。

以上のような形状を持った電子ビームと陽電子ビームはそれぞれの加速管を通過して衝突点へと向かう。加速管が交わる角度は  $14 \text{ mrad}$  である。

## 2.3 測定器

ILC 実験において、高エネルギーの電子・陽電子を作り出す加速器は非常に重要である。しかし実際に物理を測定するのは測定器であり、測定器次第では国際リニアコライダー実験の成功の可否は大きく変わる。ILC で観測したい物理はほとんどジェットを含むものであり、ILC の測定器は PFA (Particle Flow Algorithm) やフレーバー・タグのパフォーマンスが最大になるように最適化されている。PFA とフレーバー・タグについて詳しくは後述するが、簡単に説明すると、PFA とはソフトウェアのアルゴリズムでジェット中の粒子を個別に再構成するものであり、フレーバー・タグとはジェットの起源を同定するものである。これらの技術を用いることで複数のジェットを持つ事象も正確に再構成することが可能になる。



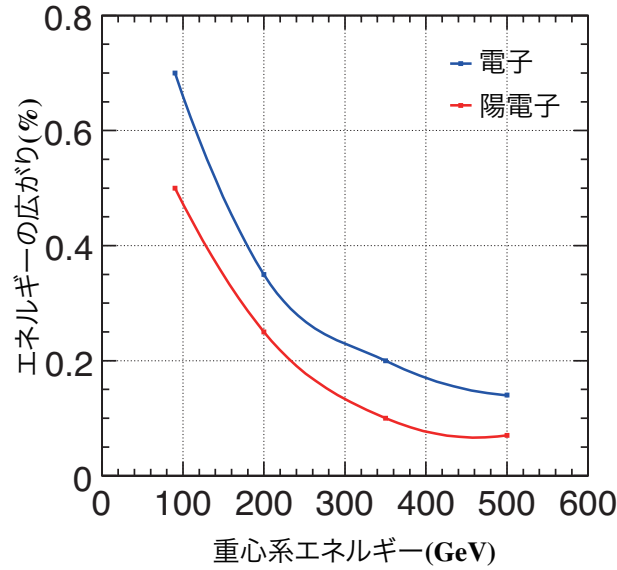


図 2.7: 重心系エネルギーに対する電子・陽電子ビームのエネルギーの広がり。青線は電子ビームのエネルギーの広がり、赤線は陽電子ビームのエネルギーの広がり。エネルギーの広がりとはエネルギー分布での RMS を指す。

### 2.3.1 Particle Flow Algorithm(PFA)

PFA はソフトウェアのアルゴリズムであり、その目的はジェット中の粒子を個別に再構成することである。

LEP ではシグナルは  $e^+e^- \rightarrow Z$  や  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  で、バックグラウンドはそれほど多くなかった。したがって、運動学的フィット ( $\sum_i E_i = \sqrt{s}$ ,  $\sum_i \vec{P}_i = 0$ :  $\sqrt{s}$  は重心系エネルギー、 $\sum_i E_i$  は終状態のエネルギー和、 $\sum_i \vec{P}_i$  は終状態の運動量和である。) を用いることで、2 ジェットの不变質量を高精度で求めることができた。ちなみに LEP でのジェット・エネルギー分解能は  $\sigma_E/E \sim 60\%/\sqrt{E_{jj}}$  であり、この程度の分解能で十分であった。

一方 ILC では、探索する物理のほとんどが終状態に複数のジェットをもち、そのジェットの中にはニュートリノや標準理論を超える新物理があれば暗黒物質粒子によってエネルギーを失うジェットもある。また、beamstrahlung による重心系エネルギーの減少も起こるため、運動学的フィットは LEP のときほど強力ではなくなる ( $\sum_i E_i \simeq \sqrt{s}$ ,  $\sum_i \vec{P}_i \simeq 0$ )。したがって、多ジェットの不变質量を高い精度で求めるためにはカロリメータのエネルギー分解能を上げるしかない。その目標は  $Z \rightarrow q\bar{q}$  と  $W \rightarrow q\bar{q}$  の分離ができる  $\sigma_{E_{jet}}/E_{jet} < 3.8\%$  ( $E_{CM} \sim 90\text{GeV}$ ) であり、2 ジェット不变質量の分解能が Z ボソン、W ボソンの崩壊幅に匹敵することを意味する。これは W ボソンと Z ボソンを区別できるだけのエネルギー分解能があれば、複数ジェットの事象を再構成する際にも、背景事象を除く際にも役立つだろうと考えられてのものである。例えば、標準理論を超える超対称性理論 [8] の場合、チャージーノ ( $\chi^\pm$ ) とニュートラリーノ ( $\chi_2^0$ ) は、それぞれ  $W + \chi_1^0$ 、 $Z + \chi_1^0$  に崩壊する ( $e^+e^- \rightarrow \chi^+\chi^- \rightarrow W^+\chi_1^0W^-\chi_1^0$ ,  $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0 \rightarrow Z\chi_1^0Z\chi_1^0$ )。  $\chi_1^0$  は観測できないため、W ボソンと Z ボソンの崩壊した粒子しか観測されない。したがって、 $\chi^\pm$  と  $\chi_2^0$  を区別するには、再構成された

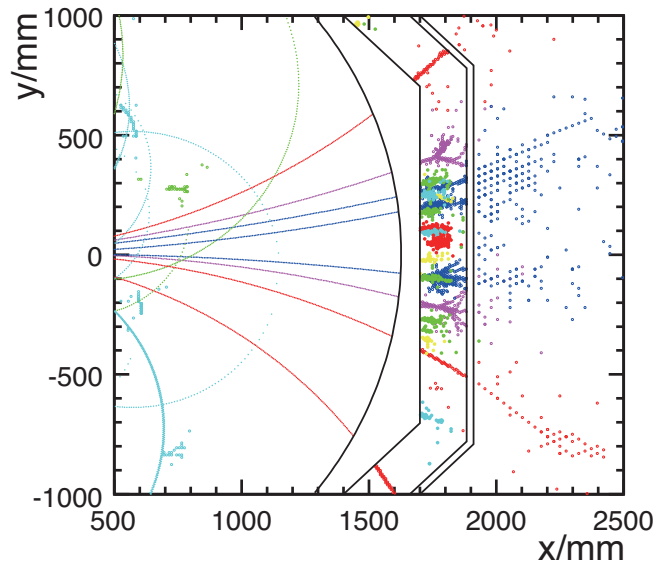


図 2.8: 100GeV のジェットの PandoraPFA による再構成

W ボソンと Z ボソンの質量が区別できなければならない。以上が上述したようなエネルギー分解能が必要になる例である。しかしカロリメータの分解能向上には限度があるため新しいアプローチが必要になった。そこで考案されたのが PFA である。

典型的なジェットは 60% が荷電粒子、30% が光子、残り 10% が中性ハドロンで構成される。また、HCAL は ECAL に比べエネルギー分解能は良くない (HCAL :  $\sigma_E/E \sim 60\%/\sqrt{E}$ 、ECAL :  $\sigma_E/E \sim 20\%/\sqrt{E}$ )。ジェット中の中性ハドロンの割合が少なく HCAL の分解能も良くないので、最終的なエネルギー分解能向上には HCAL は極力使わない方が良い。したがって PFA は以下の手順で行われる。

1. 飛跡検出器で荷電粒子を測定する
2. ECAL で光子を測定する
3. HCAL で中性ハドロンを測定する

荷電粒子は飛跡検出器でカロリメータのエネルギー分解能に比べてほぼ完璧に運動量を測定される。測定された飛跡は ECAL、HCAL 内のクラスターと結び付けられる。飛跡検出器で対応するトラックが見つからなかった ECAL 内のクラスターは光子として識別され、HCAL 内のクラスターは中性ハドロンと識別され、それぞれエネルギーが測定される。

PFA によって再構成された粒子は PFO (Particle Flow Object) と呼ばれる。

### 2.3.2 フレーバー・タグ

ILC での物理は終状態に複数のジェットを持つ事象がほとんどである。したがって、ジェットの起源を同定するフレーバー・タグが不可欠である。例えば、本研究のヒッグス粒子の崩壊分岐比の測定では、ヒッグス粒子が崩壊した粒子を同定しなければ崩壊分岐比は測定できない。ジェットの同定には崩壊点を用いる。b-クォークのジェットは、衝突点から 5mm ほど B ハドロンが飛んだ後 D ハドロンに崩壊し、その D ハドロンは 3mm ほど飛んで崩壊する。したがって、b-クォークのジェットは崩壊点を 2 つ持つ。これらの崩壊点を詳細に測定し、そこからハドロンの質量や運動量を導出する。この質量や運動量、崩壊点までの距離、さらにはトラック数などを用いて、ジェットの起源を同定する。フレーバー・タグの種類としては、b-クォークを同定する b-タグ、c-クォークを同定する c-タグがある。ILC 測定器でのフレーバー・タグは最適化にニューラルネットを使っていて、トレーニングする事象は重心系エネルギーが 91GeV において Z ボソンが崩壊する事象を使っている。出力としては、それぞれのフレーバー・タグに対応して、b-らしさと c-らしさがある。c-タグには 2 種類あり、トレーニングするときのバックグラウンドとして u,d,s,b-クォークを想定した通常の c-タグと、バックグラウンドに b-クォークのみ想定した bc-タグがある。bc-タグの出力は bc-らしさと呼ばれる。バックグラウンドに b-クォークのみしか考慮しない bc-タグを行う理由としては、120GeV の質量を持つヒッグス粒子は主に b-クォークに崩壊するため、ヒッグス粒子を含む事象に対して c-タグの性能が上がることを見込んでいるからである。

フレーバー・タグを行っているソフトウェア・パッケージは LCFIVertex と呼ばれるものである。現在さらなるフレーバー・タグの性能の向上を目指して日本グループが、ジェット再構成やニューラルネット・トレーニングに関する研究を行っている。後述する FPCCD パーテックス検出器のソフトウェアの開発もこの LCFIVertex の性能向上に繋がることが期待されている。

### 2.3.3 測定器案

測定器案は 2006 年に GLD[9],LDC[10],SiD,4th[11] と 4 つが存在した。しかし、2007 年 GLD と LDC が統合され ILD となり、さらに 2009 年 8 月 ILD と SiD の 2 つの測定器案が次のステップ (TDR : Technical Design Report) に進むことを認められ、4th が姿を消した。したがって、現在の測定器案は ILD と SiD の 2 つである。

#### ILD(International Large Detector)

ILD(図 2.9(a)) は汎用型測定器であり、アジアを中心とする GLD(Global Large Detector) グループとヨーロッパを中心とする LDC(Large Detector Concept) グループが 2007 年に統合されて誕生した。パレル部分には半径の小さい順に、崩壊点検出器、シリコン検出器、TPC、カロリメータ、ソレノイド、ミュオン検出器が設置されている。崩壊点検出器、シリコン飛跡検出器、TPC で飛跡を検出し運動量を測定する。さらに、検出した飛跡から崩壊点を測定することも可能である。カロリメータでは高い精度で個々の粒子のエネルギーを測定し、その粒子は PFA により個別に再構成される。ソレノイドによって 3.5T の磁場がかかっている。前方方向には LumiCal、BeamCal、ペアモニタ等の前方検出器が設置されている。

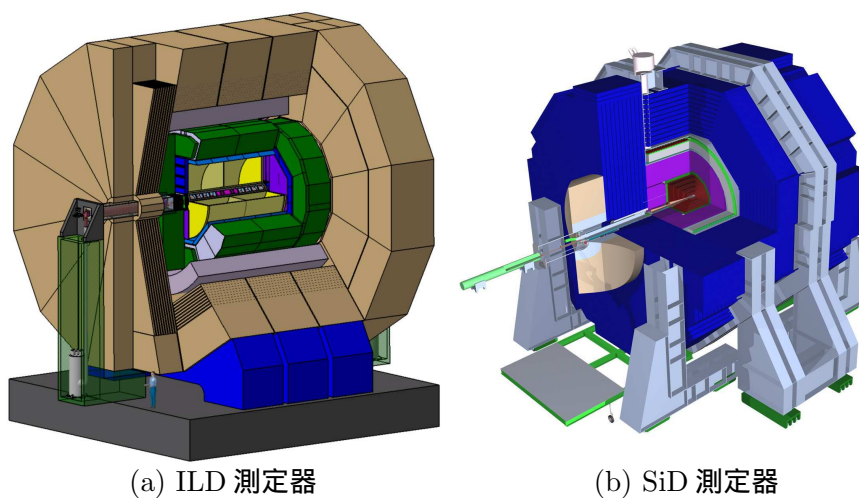


図 2.9: 測定器案

ILD 測定器に関しては第 3 章で詳しく述べる。

### SiD(Silicon Detector)

SiD(図 2.9(b)) も ILD と同様、汎用型測定器である。測定器の主な構成や PFA のために最適化されている点は ILD と共通である。異なる点としては、ILD では主飛跡検出器としてガス検出器の TPC を用いているのに対して、SiD ではシリコン飛跡検出器を用いている点が挙げられる。飛跡検出にシリコンを用いることで、ガス検出器の場合と比べて、非常に高精細に位置を特定できる。しかしその反面、多重散乱の影響が大きくなってしまいうので、シリコンをたくさん設置することはできず、測定点が少なくなる。少ない測定点では、高エネルギーの粒子に対しては大きく曲げないと、運動量が精密に測定できない。したがって、強い磁場 (5T) をかける必要がある。この点も ILD と異なる。前方検出器についても LumiCal と BeamCal だけでペアモニタがないことが異なる。

## 第3章 ILD 測定器

### 3.1 概要

ILD が誕生する以前、測定器案は 4 つ (GLD,LDC,SiD,4th) 存在した。各測定器は 2008 年の LOI(Letter Of Intent) 提出を目指していたが、2007 年 5 月に GLD と LDC は共通の LOI[12] を作成することに合意した。後の 9 月に測定器名が ILD と決定し、測定器最適化の作業を経て ILD 測定器の詳細な設計が完成した (図 3.1)。

ILD 測定器には運動量を測定する主飛跡検出器として大型の TPC がある。飛跡検出はシリコン飛跡検出器、崩壊点検出器によっても補佐される。崩壊点測定のために崩壊点検出器があり、エネルギー測定のためにはカロリメータが設置されている。その他にもミュオンを検出するためのミュオン検出器、ルミノシティを測定する LumiCal、ビームサイズを測定するペア・モニタがある。

ILD は GLD と LDC が統合されてできた測定器案なので、国際協力で開発が進んでおり各検出器にはたくさんのオプションが存在する。それらのオプションも可能な限り網羅して各検出器を紹介する。各検出器のパラメータは表 B.1、B.2 に示す。

本章では ILD 測定器の要求性能、各検出器、測定器性能の順に紹介する。

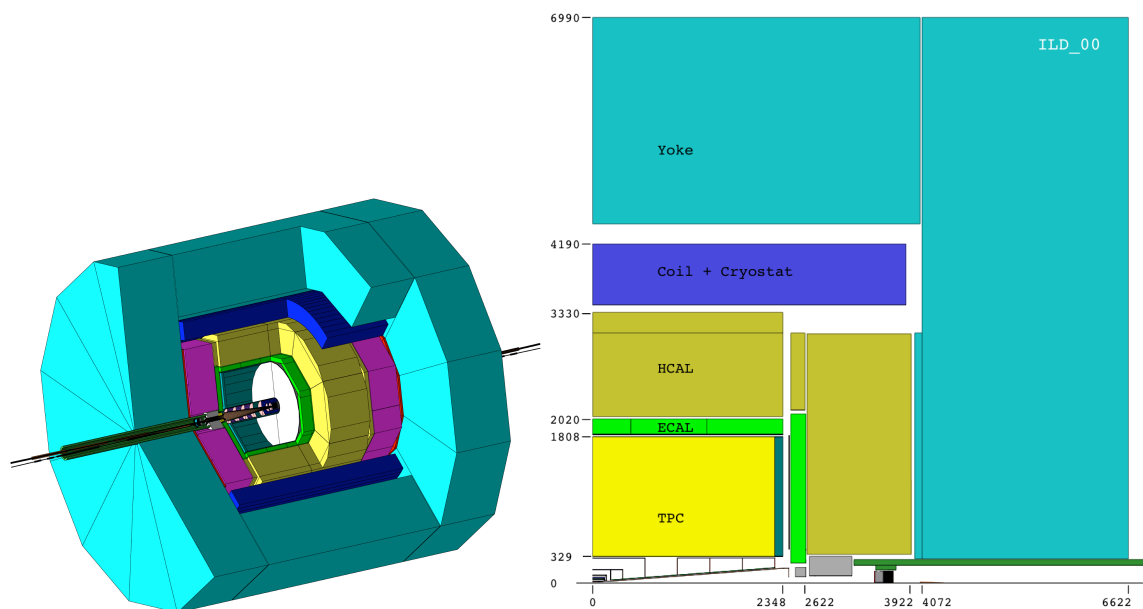


図 3.1: ILD 測定器外観

## 3.2 要求性能

ILC の物理は複数ジェット事象である。それらの事象を精密に観測するには、PFA や飛跡検出システム、フレーバー・タグといった技術が不可欠である。したがって測定器はこれらの技術を最大限発揮するように最適化されるべきである。最適化により達成したい目標を以下に示す。

- エネルギー分解能

- $\sigma_{E_{jet}}/E_{jet} < 3.8\%$  もしくは  $\sigma_E/E \sim 30\%/\sqrt{E_{jj}}$  ( $E_{CM} \sim 90\text{GeV}$ )

- 運動量分解能

- $\Delta p_t/p_t^2 = 2 \times 10^{-5}(\text{GeV}/c)^{-1}$

- 崩壊点分解能

- $\sigma_{r\phi} = 5 \oplus 10/p\beta\sin^{3/2}\theta$  ( $\mu\text{m}$ )

### 3.2.1 PFA のための測定器最適化

#### HCAL の厚さ

シャワーを良く分離するためには、ソレノイドの内側にカロリメータを設置し、測定器を大きくすれば良い。しかし、測定器を大きくすればするほどコストもかかってくる。そして測定器のコストは HCAL の大きさに強く依存する。HCAL 自身のコストももちろんだが、HCAL の外にあるソレノイドは HCAL より大きく作らなければならないからである。ここでは、HCAL のレイヤー数 (32 ~ 63 :  $4.0 \sim 7.9\lambda_I$ ) を変えてエネルギー分解能の変化をシミュレーションした。シミュレーションでは、 $Z \rightarrow u\bar{u}$ 、 $d\bar{d}$ 、 $s\bar{s}$  イベントを用いてジェットのエネルギー別の分解能を調べた (図 3.2)。この最適化の目的は、HCAL に収まらないシャワーが PFA に多大な影響を及ぼさなくなる HCAL の厚みを求めることにある。図 3.2 を見ると、100GeV 以下のジェットでは HCAL に収まりきらなかったシャワーによる PFA の性能低下への影響はほとんど見られない。したがって、38 レイヤーで十分だと考えられる。しかし、高エネルギーのジェットに対してはミューオン検出器による HCAL に収まらなかったシャワーの補正が大きくなってしまっているので、43 ~ 48 レイヤー ( $5.5 \sim 6.0\lambda_I$ ) あたりにするのが望ましい。ILD では 48 レイヤーを採用している。

カロリメータのエネルギー分解能はエネルギーに依存せず一定であるはずだが、図 3.2 に見られるように、エネルギー分解能はエネルギーに依存していて、エネルギーが高くなるにつれて分解能は悪くなっている。これは PFA を用いているからである。エネルギーの高いジェットの場合、カロリメータ内のクラスターが広がって分布する。そのためクラスターの分離が困難になり、トラックとクラスターを結び付けることが難しくなる。その結果、分解能が悪くなる。

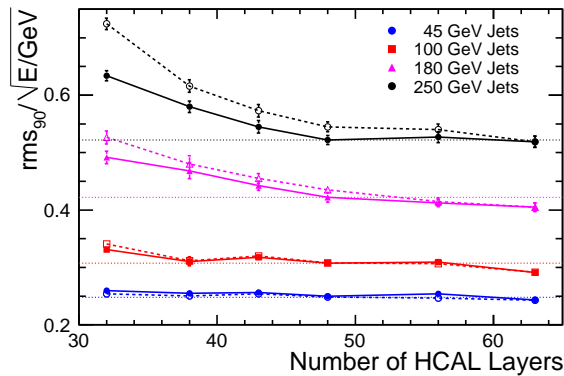


図 3.2: HCAL の厚さによるエネルギー分解能の変化。ミュオン検出器によるカロリメータに収まらなかったシャワーの補正がある場合 ( ) とない場合 ( )。

### ECAL と HCAL のセル・サイズ

ECAL と HCAL のセル・サイズについても最適化する必要がある。ECAL のシリコンピクセルのサイズや HCAL のシンチレータタイルのサイズを小さくすれば、それだけシャワーを効率良く分離できる反面、コストが高くなってしまふからである。ECAL のシリコンピクセルのサイズ ( $5 \times 5 \text{mm}^2$ ,  $10 \times 10 \text{mm}^2$ ,  $20 \times 20 \text{mm}^2$ ,  $30 \times 30 \text{mm}^2$ ) と HCAL のシンチレータタイルのサイズ ( $1 \times 1 \text{cm}^2$ ,  $3 \times 3 \text{cm}^2$ ,  $5 \times 5 \text{cm}^2$ ,  $10 \times 10 \text{cm}^2$ ) を変えてエネルギー分解能を調べた (図 3.3)。図 3.3(左) を見ると  $\sigma_E/E < 3.8\%$  ( $E_{CM} \sim 90 \text{GeV}$ ) を達成するには、ECAL のピクセルサイズは少なくとも  $10 \times 10 \text{mm}^2$  でなくてはならないことが分かる。  $5 \times 5 \text{mm}^2$  にすれば、さらに高いエネルギー分解能が達成できる。図 3.3(右) からは HCAL のシンチレータタイルのサイズが  $5 \times 5 \text{cm}^2$  であれば、目的のエネルギー分解能が達成できることが分かる。高いエネルギーのジェットでは  $3 \times 3 \text{cm}^2$  にすると、よりエネルギー分解能が良くなる。

### 磁場の強さと測定器の大きさ

磁場の強さと測定器の大きさについても最適化を行う。図 3.4 に、磁場と測定器の大きさ (ECAL の内径) を変えた時のエネルギー分解能を示す。45 GeV のジェットに関しては磁場や測定器の大きさの影響はあまり見られない。これは低エネルギーのジェットではクラスターが十分に分離されていて、PFA がうまく機能しているからである。高エネルギーのジェットでは図 3.4 を見ると、測定器の大きさの方が磁場の強さよりも PFA の性能への影響が大きいことが分かる。

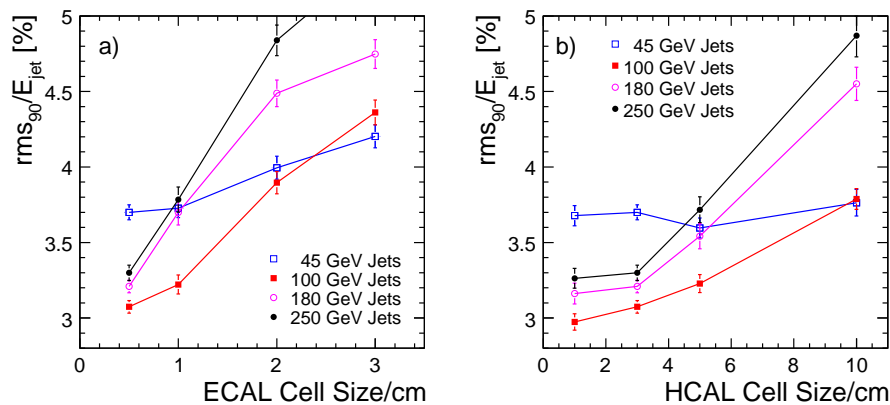


図 3.3: ECAL と HCAL のセル・サイズによるエネルギー分解能の変化。(左)ECAL のセル・サイズ、(右)HCAL のセル・サイズ。

### 3.2.2 飛跡検出システムのための測定器最適化

#### ビームバックグラウンド

beamstrahlung により低エネルギーの電子・陽電子ペアができると、それらは磁場の方向に(ビームの方向と同じ)螺旋運動をする。この螺旋運動の半径が大きいとビームパイプに当たり対生成を起こして、さらにバックグラウンドを増やしてしまう。そのためビームパイプの半径は螺旋運動の半径より大きく設計されなければならない。ビームパイプの半径が大きくなると、当然その外側に設置される崩壊点検出器の半径も大きくなる。崩壊点検出器の半径が大きくなれば、崩壊点検出器と衝突点との距離も長くなるので、結果として崩壊点分解能やフレーバー・タグのパフォーマンスにも影響してくると思われる。以上の理由からビームバックグラウンドと磁場との関係を調べた。図 3.5 は 3T ~ 4T でのビームバックグラウンドの  $r$ - $z$  分布である ( $r$ : 半径、 $z$ : ビーム軸方向の衝突点からの距離)。4T の方がビームバックグラウンドの半径を小さくすることができる。したがって、崩壊点検出器もより衝突点に近く配置することが可能である。

#### 運動量分解能

様々な運動量のミュオンを衝突点から飛ばし、以下の 3 つのモデルにおいて運動量分解能を調べた (図 3.6)。

- 大 ( $B=3.0T$ ,  $R_{TPC}=1978mm$ )
- 中 ( $B=3.5T$ ,  $R_{TPC}=1710mm$ )
- 小 ( $B=4.0T$ ,  $R_{TPC}=1540mm$ )



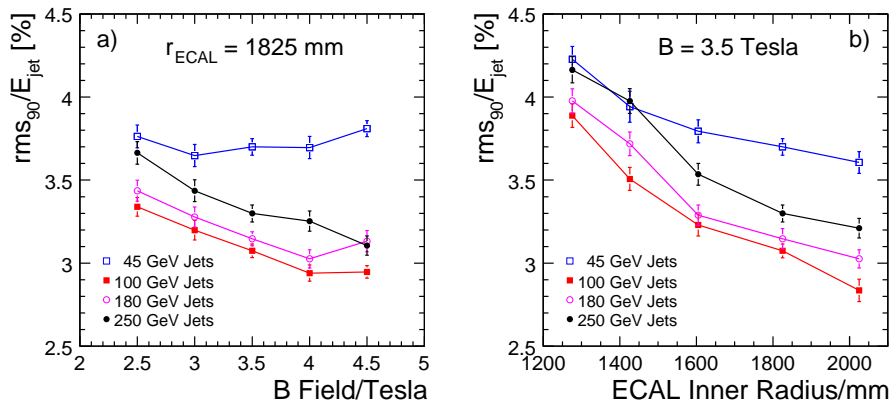


図 3.4: 磁場と測定器の大きさによるエネルギー分解能の変化。(左) 磁場の強さ、(右) 測定器の大きさ。

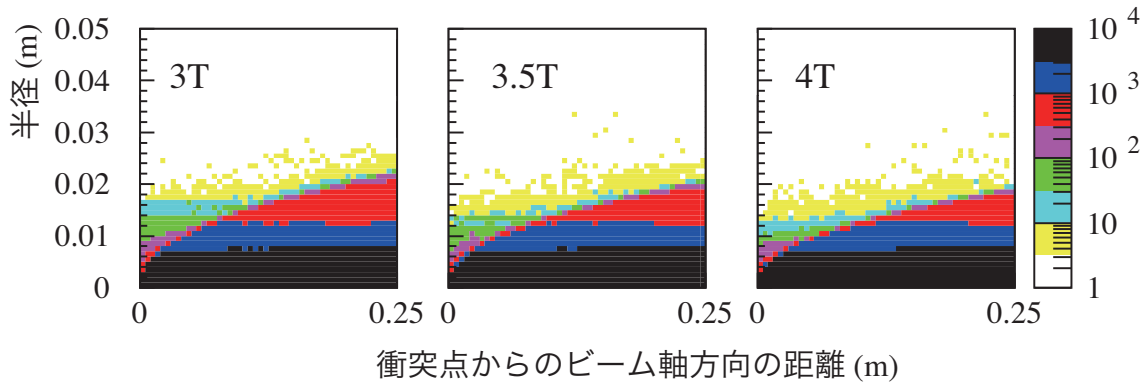


図 3.5: 磁場によるビームバックグラウンドの分布

$R_{TPC}$  は TPC の半径を表す。図 3.6(左) はミューオンをビーム軸から  $90^\circ$  の方向に飛ばしたときの運動量分解能を表し、(右) はそれぞれのモデルの平均との比をとったものである。約  $50\text{GeV}$  以上では、測定器の大きさが小さく磁場が強いモデルの方が分解能が悪くなっていることが分かる。これは単純に、粒子の軌跡を曲線でフィットして再構成する時の始点から終点までの距離が短いからである。ここで比較している測定器の大きさと磁場の強さの範囲では大きな違いは見られない。

### 崩壊点分解能

崩壊点分解能はフレーバー・タグの入力として非常に重要である。ここでは崩壊点検出器のデザインと磁場の強さの最適化を行う。運動量分解能の時と同様にミューオンを用いてシミュレーションした(図 3.7)。シミュレーションでは以下の3つのモデルを用いた。

- 遠 ( $B=3.0\text{T}$ ,  $R_{min}=17.5\text{mm}$ )

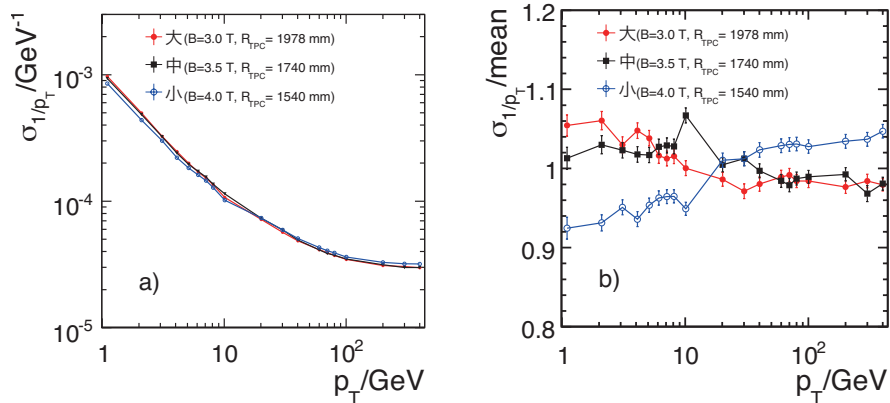


図 3.6: (左) 3つのモデルでの運動量分解能、(右) 3つのモデルの運動量分解能の平均との比。

- 中 ( $B=3.5\text{ T}$ ,  $R_{\text{min}}=16\text{ mm}$ )
- 近 ( $B=4.0\text{ T}$ ,  $R_{\text{min}}=15\text{ mm}$ )

ここで  $R_{\text{min}}$  はビーム軸から崩壊点検出器の最内層までの距離を示す。図 3.7(左上、右上、左下)を見ると、 $R_{\text{min}}$  が小さく磁場が強い方が崩壊点分解能が良いことが分かる。その差は約 5~15%程度であるが、磁場が強い方が分解能が良い。図 3.7(右下) は中モデルにおける崩壊点検出器の構造の違いによる崩壊点分解能の違いを示したものである。構造はダブルレイヤーとシングルレイヤーの 2 種類がある。ダブルレイヤーはピクセルが並んでいるラダーが 3 層のレイヤーの両面に貼り付いているのに対して、シングルレイヤーはラダーが 5 層のレイヤーの片面に貼り付いている。ダブルレイヤー、シングルレイヤーそれぞれのレイヤーの半径とラダーの長さの詳細を表 3.1 に示す。ダブルレイヤーもシングルレイヤーも目的の分解能を達成しているが、高いエネルギー

レイヤー	半径 [mm]		ラダーの長さ [mm]	
	シングル	ダブル	シングル	ダブル
レイヤー 1	15.0	16.0/18.0	125.0	125.0
レイヤー 2	26.0	37.0/39.0	250.0	250.0
レイヤー 3	37.0	58.0/60.0	250.0	250.0
レイヤー 4	48.0		250.0	
レイヤー 5	60.0		250.0	

表 3.1: ダブルレイヤーとシングルレイヤーの詳細

ではダブルレイヤーの方が分解能が良くなっていることが分かる。これは衝突点に近い点がダブルレイヤーでは 2 点あるが、シングルレイヤーでは 1 点しかないからである。

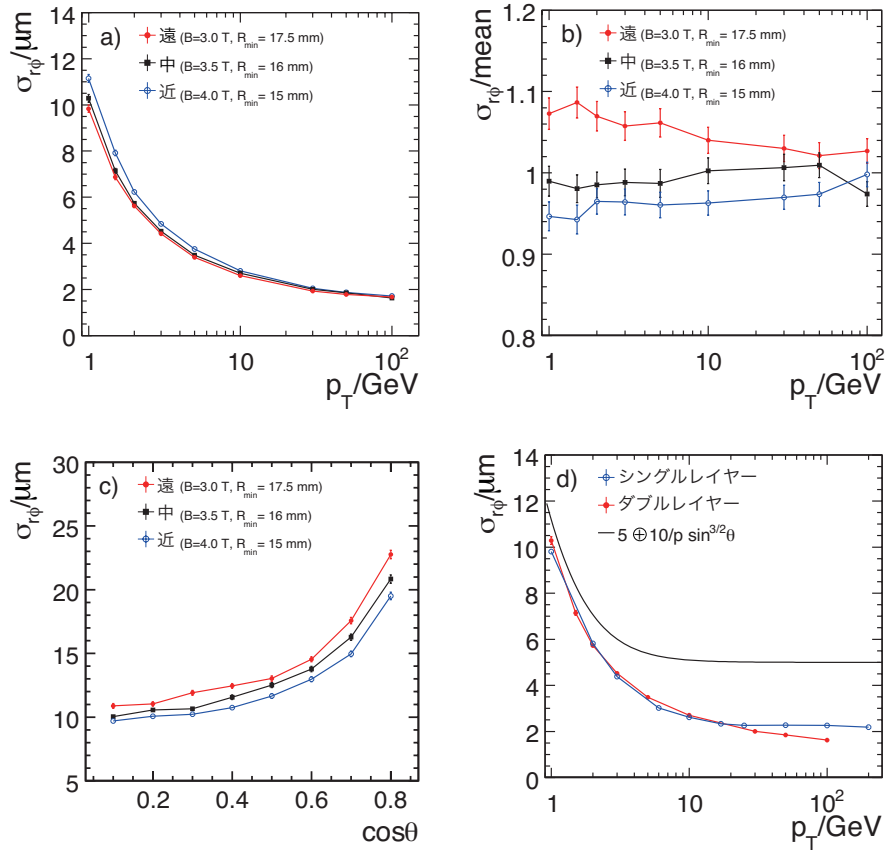


図 3.7: (左上) 崩壊点分解能の運動量依存。(右上) 崩壊点分解能の平均との比。(左下) 崩壊点分解能の角度依存。(右下) レイヤー構造による崩壊点分解能。赤がダブルレイヤー、青がシングルレイヤーを表す。また、実線は崩壊点分解能の目標である  $\sigma_{r\phi} = 5 \oplus 10/p \sin^{3/2}\theta$  ( $\mu\text{m}$ ) を表す。

### 3.2.3 フレーバー・タグのための測定器最適化

フレーバー・タグは物理解析において非常に重要である。フレーバー・タグの最適化にはニューラルネットを用いており、崩壊点分解能は重要な入力である。したがって、崩壊点分解能について最適化しておくこととフレーバー・タグについてもかなり最適化されていることになる。しかし実際にフレーバー・タグの性能を見て最適化することも重要である。ここでは崩壊点分解能の時と同じ3つのモデルを用いてシミュレーションした(図 3.8)。それぞれのモデルの違いは1%以下であり、大きな違いは見られなかった。

### 3.2.4 測定器への要求

以上の最適化の結果から測定器のサイズは大きく、磁場は強い方が良い。しかし、測定器の性能の比較では測定器サイズと磁場の違いによる深刻的な違いは見られなかった。したがって、ILD

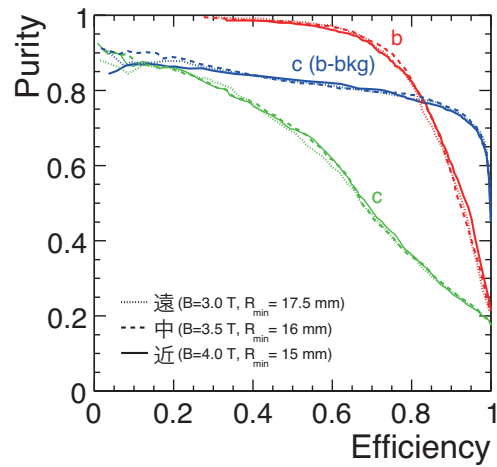


図 3.8: フレーバー・タグの性能。赤線は b-タグ、緑線は c-タグ、青線は bc-タグを表す。実線は大モデル、破線は中モデル、さらに細かい破線は小モデルを示す。横軸が検出効率、縦軸が検出純度になる。

では中間のモデルを採用した ( $B=3.5\text{T}$ 、 $R_{TPC}=1710\text{mm}$ 、 $R_{min}=16\text{mm}$ )。崩壊点分解能を考えると、崩壊点検出器はダブルレイヤーが望ましい。ECAL と HCAL の粒状性に関しては PFA 最適化からの要求通り、それぞれ  $10\times 10\text{mm}^2$  以下、 $5\times 5\text{cm}^2$  以下が要求される。以上の条件を満たすように測定器内の各検出器は考えられている。

### 3.3 各検出器

#### 3.3.1 崩壊点検出器 (VTX)

崩壊点検出器 (バーテックス検出器) は電子・陽電子衝突点の最も近傍に設置される検出器であり、その役割は崩壊点を精密に測定することである。ILC 実験に用いられるバーテックス検出器には、高精度で b-クォークと c-クォークを同定 (フレーバー・タグ) するために、高い位置分解能が要求される。要求される位置分解能は、

$$\sigma_{r\phi} = 5 \oplus 10/p\beta \sin^{3/2}\theta \text{ (}\mu\text{m)} \quad (3.1)$$

という、今までにない非常に高いものである。ここで、 $p, \beta$  は粒子の運動量と速度で、 $\theta$  はビーム軸からの角度である。

ILC のビームは特有のバンチ構造となっているが、そのバンチ同士の衝突により生じる低エネルギー電子・陽電子からなるビームバックグラウンドが生成され、多くのピクセルをヒットしてしまう。標準的なピクセルサイズ ( $25\mu\text{m} \times 25\mu\text{m}$ ) のセンサーを衝突点から 16mm 離れた位置において、1 トレインの間ヒット信号を蓄積すると、そのピクセル占有率は 10% 以上になる。これでは粒子の飛跡を高精度で再構成することが困難になり、肝心の崩壊点の測定等に大きな支障をきたす。この問題を解決する手段としては以下の 2 つがある。

- 1 トレインを時間的に 20 分割してトレイン中に高速で読み出しを行う。
- ピクセルサイズを小さくしてピクセル占有率を下げる。

日本グループはピクセルサイズを小さくした高精細 CCD (Fine Pixel CCD : FPCCD) を用いたバーテックス検出器の開発を進めている。

バーテックス検出器の構造にはシングルレイヤーとダブルレイヤーのオプションがある (図 3.9)。

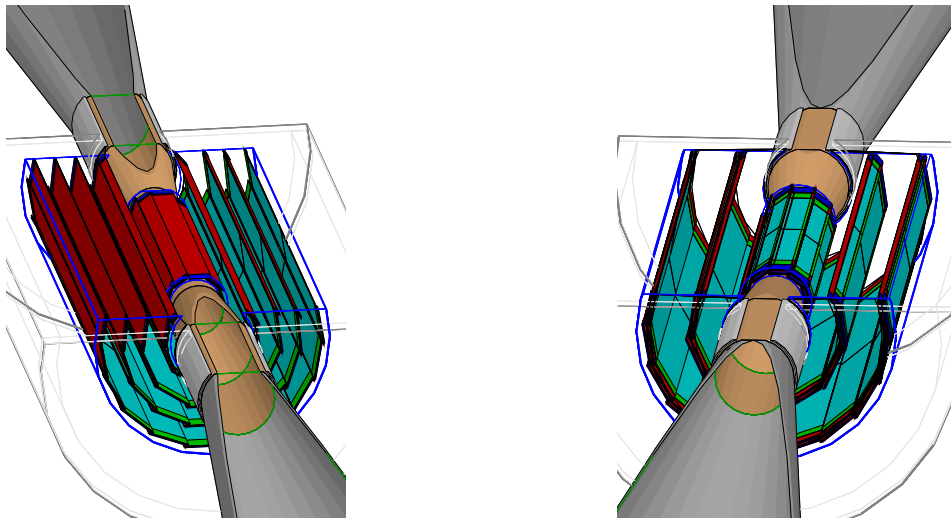


図 3.9: バーテックス検出器外観。(左) シングルレイヤー、(右) ダブルレイヤー。

### 高精細 CCD バーテックス検出器 (FPCCD Vertex Detector)

FPCCD バーテックス検出器はピクセルサイズが  $5\mu\text{m}\times 5\mu\text{m}$  と非常に小さい。これにより 1 トレインの間ヒット信号をためてもピクセル占有率は上がらず、トレインとトレインの間の 200ms で読みだすことが可能になる。

最近の研究では、CCD の開発やその読み出し回路の開発だけでなく、より現実的なシミュレーションも行われている。FPCCD バーテックス検出器をシミュレーションに実装するために、FPCCD 専用のソフトウェアを開発し、ピクセル占有率やその性能を評価するものである。現在、シミュレーションに実装されているバーテックス検出器では、実際に粒子が通った点を、分解能を  $\sigma$  とするガウス分布でふらつかせている。これはバーテックス検出器にオプションがたくさんあり、シミュレーションに実装するモデルが一つに決まらないからである。FPCCD 専用のソフトウェアでは、ガウス分布でふらつかせることをせずに、実際に粒子が通った点とトラックの運動量からトラックが通ったピクセルを計算し、ピクセルの信号を作り出す。これにより、より現実的な FPCCD バーテックス検出器のシミュレーションを行うことができる。将来的には、このソフトウェアを用いて飛跡再構成や崩壊点導出のソフトウェアの開発も行われ、FPCCD バーテックスの実現可能性を検証する。

#### 3.3.2 シリコン飛跡検出システム

ILD の飛跡検出システムは、TPC でのガスを用いた飛跡検出とバーテックス検出器やここで紹介するシリコン飛跡検出の組み合わせである。この組み合わせによって高い分解能を達成し、かつ超前方方向の飛跡検出も可能にする。また、シリコンによる飛跡検出は磁場に依存しないため、TPC との相互修正が可能であり、測定の信頼性と飛跡検出システム全体の調整が期待される。シリコン飛跡検出システムは SiLC (Silicon Trackers for the Linear Collider) コラボレーション [13] により発展してきた。シリコン飛跡検出システムは SIT、SET、FTD、ETD の 4 つの検出器からなる (図 3.10)。

SIT (Silicon Internal Tracker) はバーテックス検出器と TPC との間に位置し、バーテックス検出器と TPC の間の検出効率を改善する役割を担う。検出効率の改善により、運動量分解能が向上され、小さな横方向運動量を持つ荷電粒子の再構成が改善される。

SET (Silicon External Tracker) は TPC と ECAL のバレル部分の間に位置し、粒子が ECAL に入射する位置を同定する。バーテックス検出器、SIT に続く 3 番目のシリコン検出器として運動量分解能も向上する。SIT と SET 両方の働きによって、運動量分解能の向上はもちろん、時間情報からバンチ識別が可能になる。その他に、TPC の歪み観測や飛跡検出全体の調整も行える。

FTD (Forward Tracking Detector) は飛跡検出範囲の最も内側に位置し、約 0.15 ラジアンまでの超前方方向をカバーする。全部で 7 つのディスク型のシリコン検出器により構成される。

ETD (End-cap Tracking Detector) は TPC と ECAL のエンドキャップ部分の間に位置し、ECAL への入射位置の同定、荷電トラックの運動量分解能を改善する。さらに、TPC のエンドプレートの物質の影響を減らすことが可能なので、TPC のトラックと ECAL のシャワーの一致効率を向上し得る。

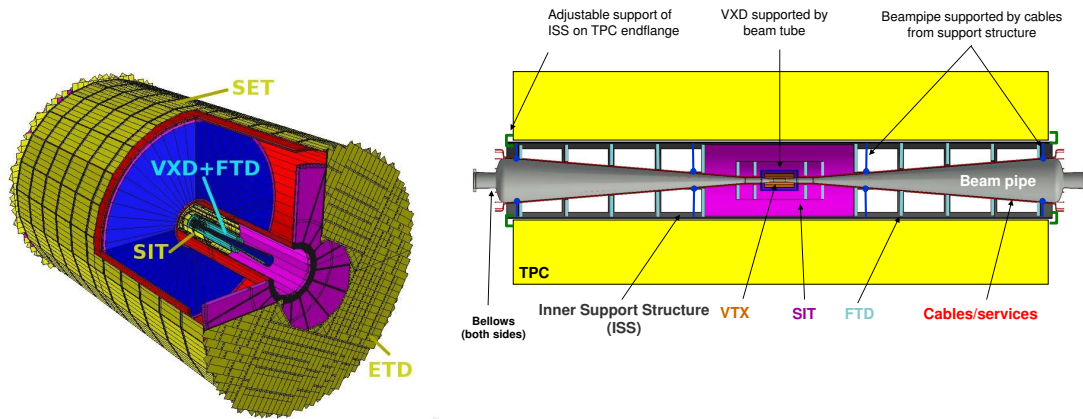


図 3.10: シリコン飛跡検出システム外観

### 3.3.3 Time Projection Chamber(TPC)

TPC は ILD 測定器の主飛跡検出器である。リニアコライダーの飛跡検出器には以下の重要な要求が存在する。

- 高精度運動量分解能： $\delta(1/p_t) \sim 9 \times 10^{-5} \text{ (GeV}^{-1}\text{)}$
- 高効率飛跡検出能力：97%
- 低物質質量： $0.04X_0$

これらの要求を満たすため、TPC は低物質質量であるガスを検出媒体として採用している。ガスの中に荷電粒子が入射すると、陽イオンと電子に電離する。この電子をビームに平行にかけた高電場によってドリフトさせ、エンドプレートにあるマイクロパターンガス検出器 (MPGD) によって電子雪崩を起こさせ信号として取り出す。その後 MPGD での 2 次元パターンとドリフト時間から、2 次元パターンをビーム軸に垂直な方向、ドリフト時間をビーム軸方向として 3 次元に再構成する。このように TPC は連続的なヒット情報用いており、パターン認識能力に優れた飛跡検出器である。また、多数のヒット情報を与えることにより、運動量分解能はシリコン検出器に匹敵する。図 3.11 は TPC の外観である。

### 3.3.4 カロリメータ (CAL)

カロリメータは円柱型のバレル部分と 2 つのエンドキャップ部分から構成され、シャワーの種類に応じて 2 種類存在する。電磁シャワーを測定する電磁カロリメータ (ECAL) とハドロンシャワーを測定するハドロンカロリメータ (HCAL) である。ECAL の外側を覆うように HCAL が配置されている。カロリメータは Particle Flow Algorithm(PFA) のために最適化されている。PFA では粒



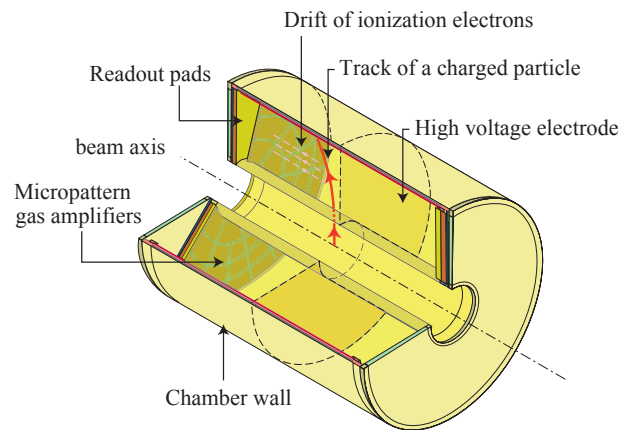


図 3.11: TPC 外観

子を個別に再構成する。したがって、カロリメータ開発の技術は高いエネルギー分解能はもちろん、高性能なパターン認識も要求される。また、PFA の性能を十分発揮するためにはカロリメータより内側の物質量を極力少なくする必要がある。そのため、コイルはカロリメータの外側に設置されている。カロリメータ開発は CALICE (CALorimeter for the LInear Collider Experiment) コラボレーション [14] によって国際協力で行われている。

### 3.3.4.1 ECAL

光子と電子の測定を目的とするカロリメータである。図 3.12 に ECAL の外観を示す。ECAL に要求されるセル・サイズ、小型化、粒子分離能力の観点から、吸収剤にはタンゲステン (放射長:  $X_0=3.5\text{mm}$ 、モリエール半径:  $R_M=19\text{mm}$ 、反応長:  $\lambda_I=99\text{mm}$ ) が使われる。その結果、 $20\text{cm}$  で約  $24X_0$  という小型化が可能になり、吸収剤が鉛の場合と比べて電磁シャワーを良く分離できる。ILD には 3 つのオプションが存在する。

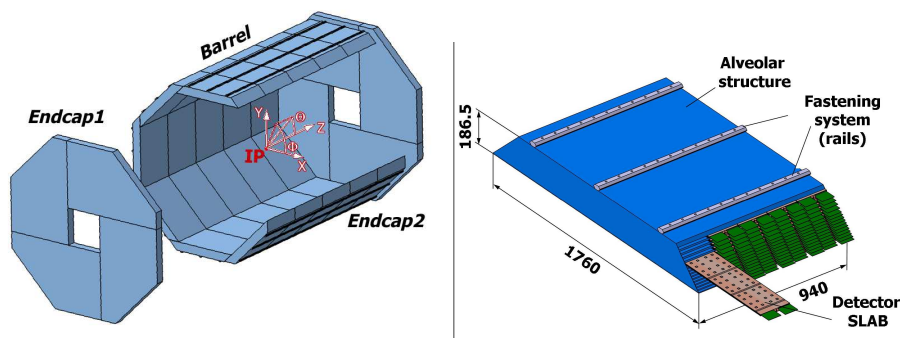


図 3.12: 電磁カロリメータ外観



## SiW ECAL

SiW ECAL はタングステンとシリコンのサンドウィッチ構造である。29 層の最初の 20 層に  $0.6X_0$  のタングステンが、次の 9 層に  $1.2X_0$  のタングステンが挟まれており、要求されるエネルギー分解能を達成する。検出器としてシリコンを選択しているおかげで細かい横方向のセル・サイズ ( $5 \times 5 \text{mm}^2$ ) が可能となる。読み出しセルは全部で約  $10^8$  個あり、可能な限り小型化し死角を減らすために読み出しエレクトロニクスが検出層に組み込まれている。

## ScECAL

日本グループが研究しているカロリメータであり、高い断片化の ECAL を安定でかつシリコンより安いコストで製作するために考えられた (図 3.13)。ScECAL は 24 層で構成されている。1 層はタングステン面 (厚さ: 3mm)、シンチレータ面 (厚さ: 2mm)、読み出し面 (厚さ: 2mm) で構成される。シンチレータ面は  $1 \text{cm} \times 4.5 \text{cm}$  の細長いシンチレータを並べたもので、シンチレータを並べる向きは隣の層と互いに直角になるように配置している。このような構造のおかげで読み出しチャンネルは SiW ECAL と比べてかなり少ない。また、光検出器として超小型の MPPC (Multi Pixel Photon Counter) を用いるので、MPPC の占める割合が小さく、ScECAL の死角は無視できるほど小さい。以上の特性により、ScECAL は高いエネルギー分解能と線形性を実現する。コストの観点でも、細長いシンチレータは押し出し法によって安く製作できるので良い。押し出し方とは、幅 1cm、厚さ 2mm のシンチレータを 4.5cm の間隔で切断しながら押し出すように製造する方法である。ScECAL 全体の厚さは 172mm であり、放射長は  $20.6X_0$  である。

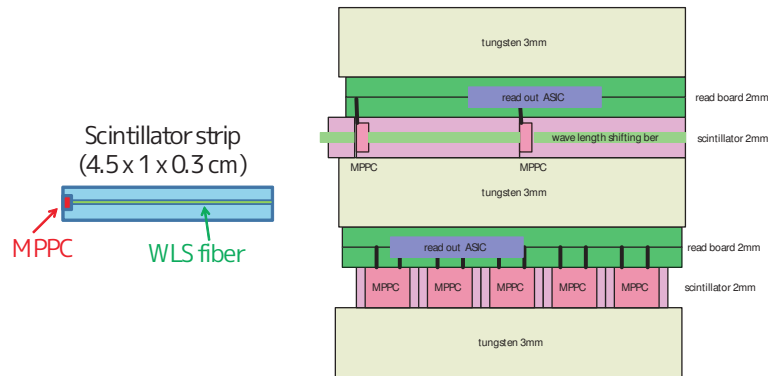


図 3.13: ScECAL 外観

## DECAL

DECAL は SiW ECAL の高抵抗のダイオードを十分小さな 2 進数読み出しのピクセルを基にした CMOS に置き換えたものである。その結果、一つのピクセルがなる確率が小さくなり、シャワーのエネルギーをある閾値を超えたピクセルの数で測定することができる。DECAL は電子・陽

電子衝突中データを溜めておき、トレインとトレインの間で読みだす。産業界で標準的な CMOS を用いることで、数多くの製造工場を利用することができ、SiW ECAL よりコストが安く済む可能性がある。加えて、スケジュールの面においてもリスクが少なくなる。

### 3.3.4.2 HCAL

ハドロンシャワー測定を目的とするカロリメータである。具体的にはハドロンシャワーのエネルギー損失とシャワーの形のプロファイリングを行う。特に電氣的に中性なハドロンエネルギー損失は広く変動するので、シャワーの形の高精細な測定が必要であり、縦横方向の断片化と死角が最も小さくなるデザインが要求される。PFA の性能を十分に発揮するためには、それだけでなく高いエネルギー分解能も要求されることは自明である。HCAL はコイルの内側に置かれているため、吸収剤は磁性を帯びていてはならない。そのため、吸収剤としてステンレス鋼が考えられている。ステンレス鋼の剛性のおかげで、それ自信で支えられるので余計なサポート構造は必要なく、より死角を減らすことができる。さらに、より重い物質と比べて、ハドロン反応長 ( $\lambda_I=19\text{cm}$ ) と電磁放射長 ( $X_0=1.8\text{cm}$ ) の適度な割合を持つため、縦方向の詳細なサンプリングが可能であり、検出器の大きさと読み出しチャンネルの数を小さくすることにもなる。検出媒体としてシンチレータとガスのオプションがある。HCAL デザインにも 2 種類あり (図 3.14)、そのどちらもがシンチレータ、ガスを選んで装備することができる。デザイン 1 はバレル部分がビームパイプの方向に 2 つに分かれていて、エレクトロニクスはその側面に配置されている。一方デザイン 2 はバレル部分が 5 つに分かれていて、エレクトロニクスはバレルの周辺に位置する。どちらもエンドキャップのデザインは共通であり、四分円で構成される。

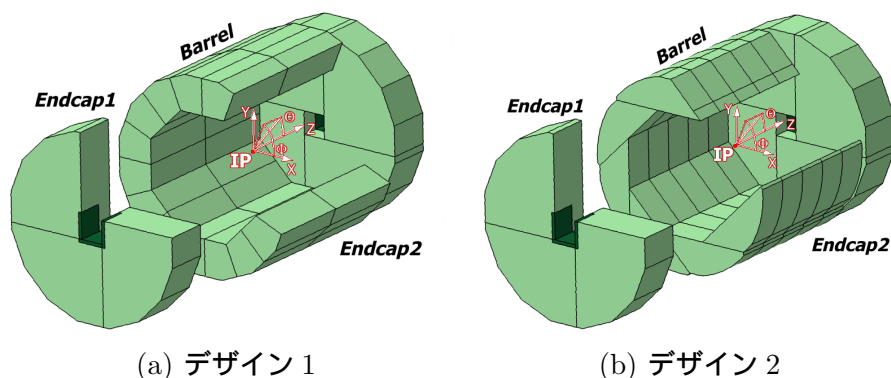


図 3.14: ハドロンカロリメータ外観

#### Analogue Hadronic Calorimeter

シンチレータ・タイルでエネルギーと位置を測定する。シンチレータ・タイルの大きさは  $3 \times 3\text{cm}^2$  である。確実な技術を用いて、手頃なコストで実現できるという利点がある。

### Semi-Digital Hadronic Gas Calorimeter

PFA を十二分に機能させるためには、セル・サイズを細かくすることが必須である。特に HCAL においては、荷電粒子と中性粒子を区別するために電磁シャワーとハドロンシャワーを分離するので、セル・サイズが重要なことは疑いない。しかし、分離能力を上げることはコストの上昇につながるため、コストを抑えつつ分離能力を上げなくてはならない。この両方を達成するために、Semi-Digital Hadronic Gas CAL は考案された。

ガスを選択することで、高い検出効率でありながら高性能な分離能力を可能とした。このオプションでは glass resistive plate chamber (GRPC) を用いている。GRPC は低コストで大量に、かつ大規模なものも容易に製作できる。また、BELLE をはじめとする様々な実験ですでに何年も用いられている。GRPC を用いたテストでは、強磁場下においても使用可能であることが示された。したがって、磁場の影響下で使用される ILC 測定器の HCAL に使用できる。

セル・サイズを細かくするためには、たくさんのチャンネルが必要である。チャンネル数が増えれば当然データ量も増える。そこで、データ量を減らすためにデジタル読み出しが考案された。シミュレーションによると、低エネルギーのジェット ( $1 \sim 20 \text{ GeV}$ ) に対しては 2 ビットの読み出しの方がアナログの読み出しよりも良いエネルギー分解能が得られる。高エネルギーのジェットではどちらも同じくらいの性能である。

#### 3.3.5 前方検出器

ILD では衝突点近くの前方向に以下のような特別なカロリメータが設置されている (図 3.15)。

- ルミノシティ測定 : LumiCal
- 前方向をカバーするカロリメータ : BeamCal、LHCAL
- ビーム調整 : GamCal、ペアモニタ

LumiCal と BeamCal は円筒形の ECAL で、衝突後のビーム軸を円の中心としている。LumiCal は BeamCal より衝突点に近く、前方 ECAL に接している。BeamCal は最終集束マグネットの前に設置されていて、ペアモニタはさらにその前に設置されている。LHCAL は LumiCal と BeamCal の間くらいに設置されていて、GamCal は測定器の 100m 下流に位置する。

##### 3.3.5.1 LumiCal

LumiCal はバーバー散乱 ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ ) を用いてルミノシティを測定する。要求される測定精度は  $10^{-3}$  である。現在、シリコンとタングステンを含んだカロリメータが考案されている (図 3.16)。

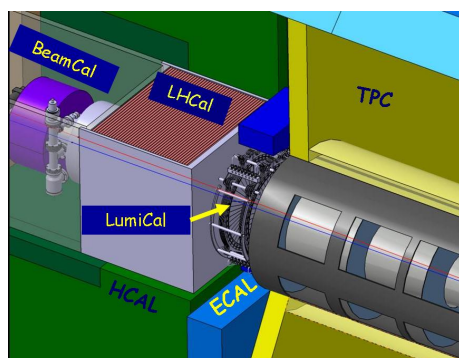


図 3.15: 前方検出器外観

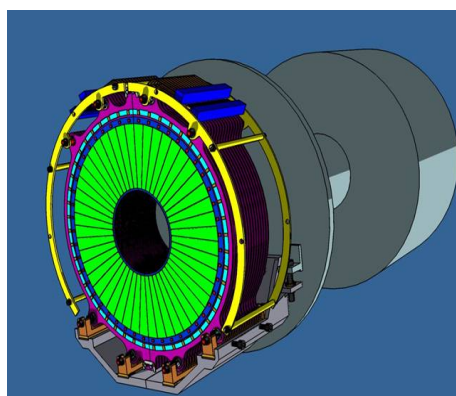


図 3.16: LumiCal 外観

### 3.3.5.2 BeamCal

最終集束マグネットの手前かつビームパイプのすぐ外側に位置するために、beamstrahlung による低エネルギーの電子・陽電子ペアが BeamCal でエネルギーを落とすことになる。これによりバンチごとのルミノシティの測定に役立ち、ビーム・サイズの測定が可能となる。しかし、放射線は1年間で数 MGy にも及ぶため、放射線に強いセンサーが不可欠となる。図 3.17 に BeamCal の外観を示す。

### 3.3.5.3 ペアモニタ

beamstrahlung で生じる低エネルギーの電子・陽電子ペアは、ビームが作り出す磁場の影響を受けてペアモニタにヒットする。したがって、ペアモニタのヒット分布からビームのパラメータを知ることが可能となる。ペアモニタはシリコンピクセル検出器で、この電子・陽電子ペアのヒット分布を測定する。BeamCal の情報も合わせるとさらにビームの測定精度が向上することがシミュレーションから分かっている。

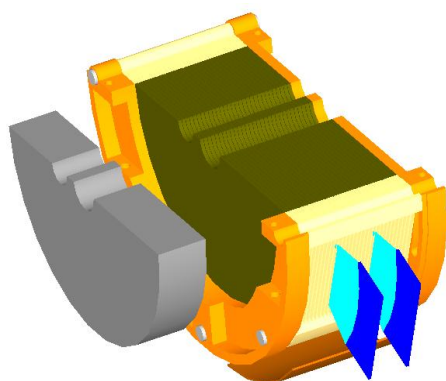


図 3.17: BeamCal 外観

#### 3.3.5.4 GamCal

beamstrahlung で生じる光子を測定することで、ビームの情報を得る。光子は薄いダイヤモンド膜で電子・陽電子対生成を起こす。ECAL でそれらを測定し、光子のエネルギーを再構成する。低いルミノシティでは BeamCal でのエネルギー損失が大きく減り、ビームの情報が得られにくくなるのに対して、GamCal では変わらずビーム情報を引き出すことができる。

#### 3.3.5.5 LHCAL

LumiCal の直後に配置されており、シリコンとタングステンのサンドウィッチ構造をしている。HCAL の前方方向をカバーすることが目的である。

#### 3.3.6 ソレノイドとリターンヨーク

ソレノイドで磁場を作り出し、リターンヨークで磁場が外に漏れることを防ぐ。

ソレノイドは超伝導ソレノイドを使用して、3.5T(最大 4T) の磁場を発生させる。コイルは 5 つのモジュールからなり (内径 : 3.6m、外径 : 4.1m)、クライオスタット内に設置される。コイルの長さは 7.4m である。

リターンヨークは十二角形で、バレル部分及びエンドキャップ部分に 10cm の厚さの鉄の板が 10 枚入っている。

図 3.18 はソレノイドとリターンヨークの全体図である。

#### 3.3.7 ミューオン検出器

最も外側に位置する検出器であり、ミューオンを識別することを目的としている。他にも、カロリメータに収まりきらなかったシャワーを同定することで、カロリメータのエネルギー分解能を向上する役割もある。ILD では強い磁場により、約 3 GeV 以上の運動量を持つミューオンがミュー

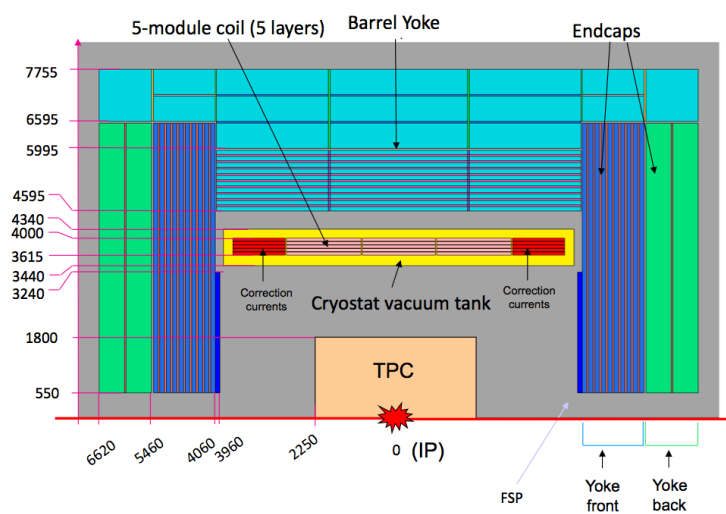


図 3.18: ソレノイド及びリターンヨーク外観

オン検出器に到達する。ミュオン検出器は非常に広い範囲をカバーしなくてはならないので、安価で容易に製造できることが求められる。検出器としては、ガスとシンチレータの2種類が考えられている。ガス検出器の候補としては、PST(Plastic Streamer Tubes) とRPC(Resistive Plate Chambers) がある。

### 3.4 測定器性能

以下の項目を ILD 測定器の性能として紹介する。

- 飛跡検出 (検出効率、縦運動量分解能、崩壊点分解能)
- フレーバー・タグ
- エネルギー測定 (Particle Flow Algorithm)

#### 3.4.1 シミュレーション条件

ILD 測定器の性能はシミュレーションにより見積もられるが、シミュレーションは完璧ではない。特に ILD 測定器には分解能が異なる様々なオプションがあるため、特定のオプションのみを実装することができない。そのためシミュレーションでは検出器のオプションを決めず、信号は感度のある領域でのダイレクトなヒット点を返す。そのままでは検出器の分解能が全く考慮されないため、再構成の際に分解能を  $\sigma$  とするガウス分布でヒット点をふらつかせる。シミュレーションで想定されている各検出器別の位置分解能を表 3.2 に示す。

	$\sigma_{r-\phi}/\mu\text{m}$	$\sigma_z/\mu\text{m}$		$\sigma_{r-\phi}/\mu\text{m}$	$\sigma_z/\mu\text{m}$
VTX	2.8	2.8	FTD	5.8	5.8
SIT/SET	7.0	50.0	ETD	7.0	7.0
TPC	$\sigma_{r\phi}^2 = 50^2 + 900^2 \sin^2 \phi + ((25^2/22) \times (4/B)^2 \sin^2 \theta) z \mu\text{m}^2$ $\sigma_z^2 = 40^2 + 8^2 \times z \mu\text{m}^2$				

表 3.2: ILD 飛跡検出器の位置分解能

シミュレーションで用いた ECAL は SiW ECAL でピクセルサイズは  $5\text{mm} \times 5\text{mm}$  である。HCAL はステンレス鋼・シンチレータ HCAL で、シンチレータタイルは  $3\text{cm} \times 3\text{cm}$  である。

以下ではこれらの検出器を合わせた ILD 測定器の性能を示す。

#### 3.4.2 飛跡検出性能

ここでは飛跡検出性能の指標として飛跡検出効率と縦運動量分解能、崩壊点分解能に焦点を当てる。

飛跡検出効率は  $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$  で  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 6$  ジェット を用いてシミュレーションにより調べた。図 3.19(左) は運動量の違いによる飛跡検出効率を、(右) は  $\cos\theta$  の違いによる飛跡検出効率を示す。1GeV 以上の飛跡に対しては約 99.5% の効率で、角度に対する依存はほとんど見られない。

縦運動量分解能、崩壊点分解能は様々な運動量のミュオンを用いてシミュレーションした。その結果を図 3.20 に示す。点はシミュレーション結果、実線は要求性能を表す。実線の式は以下である。

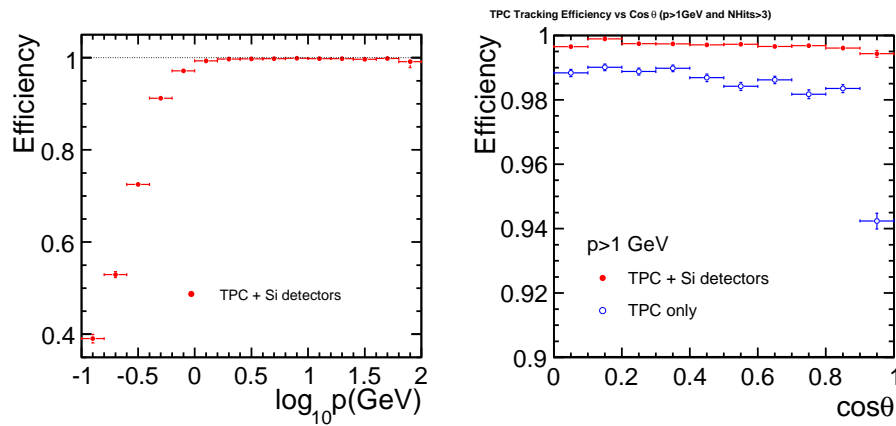


図 3.19: 飛跡検出効率。(左) 運動量依存、(右)  $\cos\theta$  依存。

- 縦運動量分解能:  $\sigma_{1/p_T} = 2 \times 10^{-5} \oplus 1 \times 10^{-3}/(p_t \sin\theta) \text{ GeV}^{-1}$
- 崩壊点分解能:  $\sigma_{r\phi} = 5 \oplus 10/(p \sin^3/2\theta) \mu\text{m}$

図 3.20 を見ると点は実線の下に位置しているので、要求性能を満たしていると言える。

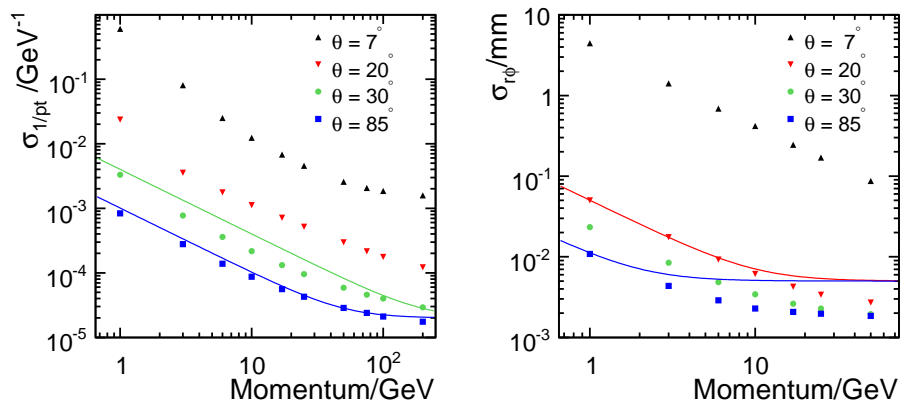


図 3.20: (左) 縦運動量分解能、(右) 崩壊点分解能。点はシミュレーション結果、実線は要求性能を示す。要求性能:  $\sigma_{1/p_T} = 2 \times 10^{-5} \oplus 1 \times 10^{-3}/(p_t \sin\theta) \text{ GeV}^{-1}$ (縦運動量分解能)、 $\sigma_{r\phi} = 5 \oplus 10/(p \sin^3/2\theta) \mu\text{m}$ (崩壊点分解能)

### 3.4.3 フレーバー・タグの性能

フレーバー・タグは前述の通り LCFIVertex というパッケージで行われる。 $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$  事象を用いてシミュレーションした結果を図 3.21 に示す。トレーニングサンプルとして  $Z \rightarrow b\bar{b}$  が 50000



事象、 $Z \rightarrow c\bar{c}$  が 50000 事象、 $Z \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  が 50000 事象の、計 150000 事象を使い、性能検証用サンプルとして  $Z \rightarrow q\bar{q}$  を 10000 事象使った。赤線は b-タグ、緑線は c-タグ、青線は bc-タグを表す。実線はバーテックス検出器がダブルレイヤーの場合、点線はシングルレイヤーの場合、さらに細かい点線はダブルレイヤーでビームバックグラウンドを考慮した場合である。バーテックス検出器の構造の違いは 1%以下である。

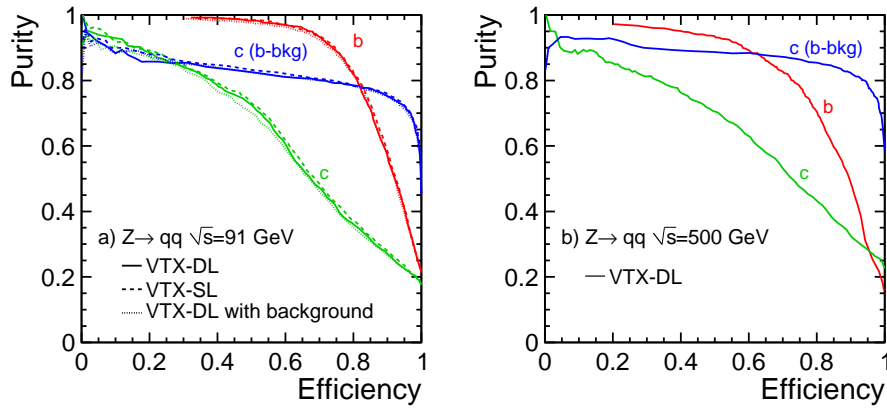


図 3.21: フレーバー・タグ性能。(左) 重心系エネルギー 91GeV(右)500GeV。赤線は b-タグ、緑線は c-タグ、青線は bc-タグを表す。実線はバーテックス検出器がダブルレイヤーの場合、点線はシングルレイヤーの場合、さらに細かい点線はダブルレイヤーでビームバックグラウンドを考慮した場合を示す。

#### 3.4.4 エネルギー分解能

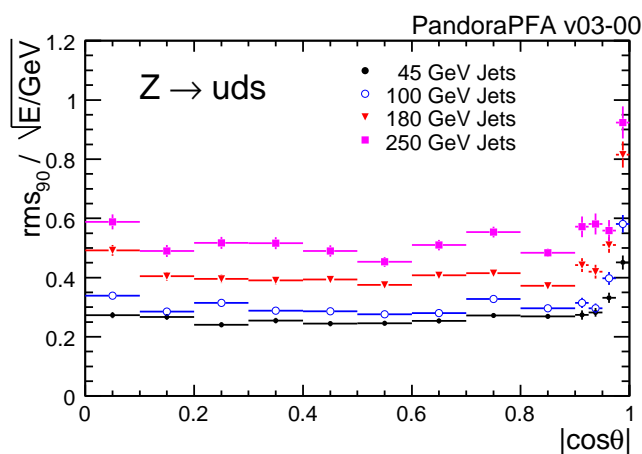
エネルギー分解能は PFA の性能に大きく依存する。したがって、ここでは PFA を用いたエネルギー分解能を示す。

$Z \rightarrow uds$  ペアに対するエネルギー分解能をエネルギーと Z ボソンの  $\cos\theta$  を変えて調べた (表 3.3、図 3.22)。ILC 測定器に要求されるジェット単体のエネルギー分解能は  $\sigma_{E_j}/E_j \sim \Gamma_Z/m_Z \times \sqrt{2} \sim 2.5\text{GeV}/91.2\text{GeV} \times \sqrt{2} \sim 3.8\%$  ( $E_{CM} \sim 90\text{GeV}$ ) である。表 3.3 を見ると、ジェットのエネルギーが 45GeV(つまり  $\sqrt{s} \sim 90\text{GeV}$ ) では、 $\sigma_{E_j}/E_j \sim 3.7\%$  となっている。したがって、ILC 測定器に要求されるエネルギー分解能を満たしていると言える。

図 3.22 を見ると、前方方向を除き分解能はエネルギー別にほぼ同程度である。したがって、前方方向以外は角度に依存せず、要求されたエネルギー分解能を達成している。

Jet Energy	raw $rms$	$rms_{90}$	$rms_{90}/\sqrt{E_{jj}}(GeV)$	$\sigma_{E_j}/E_j$
45 GeV	3.3 GeV	2.4 GeV	25.0 %	$(3.71 \pm 0.05) \%$
100 GeV	5.8 GeV	4.1 GeV	29.5 %	$(2.95 \pm 0.04) \%$
180 GeV	11.2 GeV	7.5 GeV	40.1 %	$(2.99 \pm 0.04) \%$
250 GeV	16.9 GeV	11.1 GeV	50.1 %	$(3.17 \pm 0.05) \%$

表 3.3: エネルギー分解能

図 3.22: エネルギー分解能の  $\cos\theta$  依存

## 第4章 解析

### 4.1 概要

解析の概要とシミュレーションツールについて説明する。

#### 解析概要

##### 4.1.1 セットアップ

シミュレーションのセットアップの詳細を表 4.1 にまとめた。第 1 章で紹介したように、ヒッグス粒子が存在するなら LEP や Tevatron の実験から、その質量は 120GeV 付近であることが濃厚である。したがって、この解析ではヒッグス粒子の質量 ( $m_H$ ) は 120GeV とする。120GeV のヒッグス粒子の崩壊分岐比を表 4.2 に示す。図 4.1 はヒッグス粒子の生成過程とその反応断面積を、ヒッグス粒子の質量別に色分けして表示したものである。ヒッグス粒子の質量が 120GeV の時、反応断面積は重心系エネルギーが 230GeV で最大になっていることが分かる。しかし LOI では、重心系エネルギー 250GeV でのヒッグス粒子に対する測定性能を評価することになっているので、重心系エネルギー ( $E_{CM}$ ) は 250GeV で解析する。ILC では第一期運転で重心系エネルギー 500GeV を目指しているが、その衝突エネルギーは可変であるため、重心系エネルギー 250GeV も実現できる。また、図 4.1 を見ると、ヒッグス粒子の主な生成過程は  $e^+e^- \rightarrow ZH$  である。積分ルミノシティ ( $\mathcal{L}$ ) は  $250\text{fb}^{-1}$  を想定している。これは第一期運転の目標である重心系エネルギー 500GeV、積分ルミノシティ  $500\text{fb}^{-1}$  の電子・陽電子反応数に対応する。ビームは偏極されていて、電子ビームが -80%、陽電子ビームが +30% 偏極されている。偏極の定義は 4.1.2 で詳しく説明する。

ヒッグス粒子質量 ( $m_H$ )	120GeV
重心系エネルギー ( $E_{CM}$ )	250GeV
積分ルミノシティ ( $\mathcal{L}$ )	$250\text{fb}^{-1}$
ビーム偏極 (電子ビーム)	-80%
(陽電子ビーム)	+30%

表 4.1: シミュレーション・セットアップ

	崩壊分岐比
$b\bar{b}$	65.7%
$W^+W^-$	15.0%
$\tau^+\tau^-$	8.0%
$gg$	5.5%
$c\bar{c}$	3.6%

表 4.2: Phythia での質量 120GeV のヒッグス粒子の崩壊分岐比

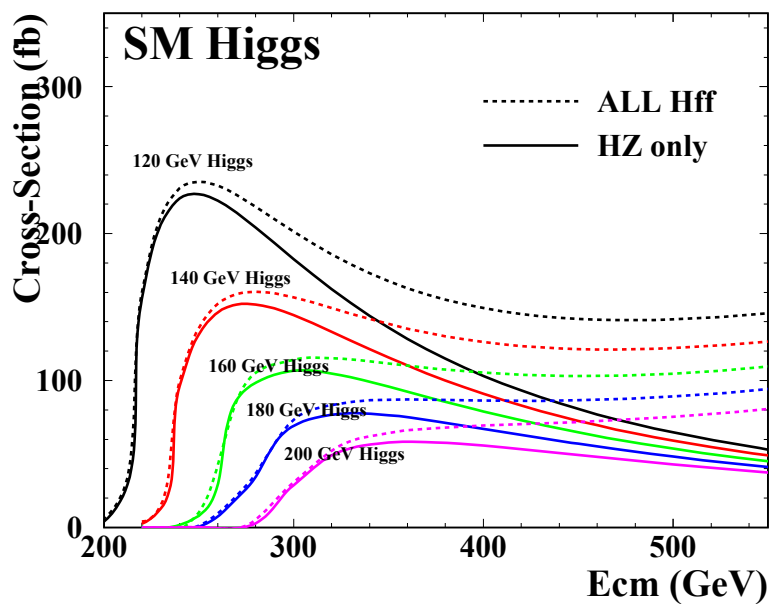


図 4.1: ヒッグス粒子生成過程の反応断面積

#### 4.1.2 ビーム偏極

本研究では背景事象を抑制するために偏極されたビームを使う。ビーム偏極の定義は、

$$R_{pol} = \frac{P_+ - P_-}{P_+ + P_-} \quad (4.1)$$

である。ここで、 $P_+$ 、 $P_-$  はそれぞれ”+”に偏極された粒子数、”-”に偏極された粒子数を表す。”+”と”-”の定義は、”+”が粒子の進行方向とスピンの方向が同じことを意味し、”-”はその逆で粒子の進行方向とスピンの方向が逆であることを意味する。例えば、電子ビームが-80%偏極されているとすると、

$$-0.8 = \frac{P_+ - P_-}{P_+ + P_-} \quad (4.2)$$

$$-0.8 \times (P_+ + P_-) = P_+ - P_- \quad (4.3)$$

$$0.2 \times P_- = 1.8 \times P_+ \quad (4.4)$$

$$(P_- : P_+) = (9 : 1) \quad (4.5)$$

したがって、-80%偏極された電子ビームには”-”に偏極された電子が9割、”+”に偏極された電子が1割含まれている。

### 4.1.3 解析の流れ

解析は以下の流れで行われる。

1. 事象の再構成
2. 背景事象除去
3. 崩壊分岐比の導出

事象再構成は信号事象での崩壊モードによって分別される。したがって、

- ニュートリノ過程 ( $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}H$ )  $\Rightarrow$  2 ジェット
- レプトン過程 ( $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-H$ )  $\Rightarrow$  2 ジェット + 2 レプトン
- ハドロン過程 ( $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}H$ )  $\Rightarrow$  4 ジェット

であり、ニュートリノ過程は2ジェットで、レプトン過程は2ジェット+2レプトンで、ハドロン過程は4ジェットで、それぞれ背景事象を含む全ての事象を強制的に再構成する。

背景事象除去は再構成した情報を使って、信号事象の分布と異なる分布を持つ背景事象を除いていくことである。したがって、信号事象の分布と同じ分布を持つ背景事象は除くことができない。最終的に全事象に対する信号事象の割合(有意性)が大きくなるように背景事象を除去する。最後に、背景事象除去を行った後のヒッグス粒子の質量分布から、ヒッグス粒子の質量付近の領域を選択する。

崩壊分岐比の導出では、テンプレートフィットを用いて崩壊分岐比を求める。テンプレートフィットの詳しい説明は後述するので省略する。本解析ではテンプレートフィットを用いて、ヒッグス粒子の全崩壊を含むデータからヒッグス粒子のb-クォークペア、c-クォークペアに崩壊する割合を求める。最後に、 $H \rightarrow b\bar{b}$  に対する  $H \rightarrow c\bar{c}$  の崩壊分岐比の割合を計算する。

### 4.1.4 テンプレートフィット

あるデータにはA、Bという事象が含まれていることが分かっているが、どのくらい含まれているか分からないとする。テンプレートフィットはその割合を求める方法である。

テンプレートフィットは以下の手順で行われる。

1. AとBのテンプレートを準備する。
  - テンプレートとはフィットに用いる分布であり、モンテカルロで作る。

2. A(B) の含まれる割合を  $r_A(r_B)$  として  $\chi^2$  を組む。

$$- \chi^2 = \left( \frac{N_{data} - (r_A \times N_A + r_B \times N_B)}{\sigma_{N_{data}}} \right)^2$$

3.  $\chi^2$  が最小になるようにフィットする。

フィット結果の  $r_A$ 、 $r_B$  がデータの中の A、B の割合になる。本来の実験では、データは測定で得て、テンプレートはモンテカルロで作られる。しかし、シミュレーションでは、測定から得られるデータは存在しないので、モンテカルロで作ったテンプレートをポアソン分布でふったものをデータとする。

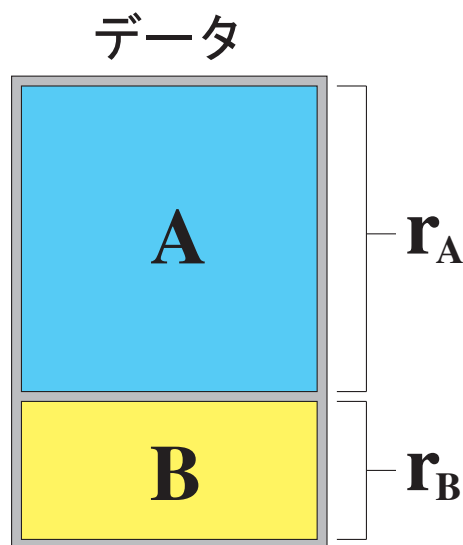


図 4.2: テンプレートフィット例

## シミュレーションツール

### 4.1.5 ソフトウェア

ILCSOFT[15] を用いた。SLAC で Whizard[16] を用いて事象生成し、Mokka で ILD 測定器シミュレーションを行い、Marlin で事象の再構成を行った。Mokka による測定器シミュレーションまではデータ生成に位置づけられるため、解析である本研究は事象再構成から始まる。解析に用いるデータは ILD 内で共用のデータが用意されている。

## 事象生成

事象生成には Whizard(W,HIggs,Z And Respective Decays) を用いた。ここでは、電子と陽電子が衝突し、その後どのような反応が起こるのかが事細かに書かれている。

## 測定器シミュレーション (Mokka)

測定器シミュレーションでは事象生成の情報を基に、磁場の影響や多重散乱等、測定器内での粒子一つ一つの運動を再現する。粒子の崩壊や、崩壊後の粒子の運動も計算される。Mokka は測定器シミュレーションを行うソフトウェアであり、Geant4 を拡張したフルシミュレーションである。それぞれの検出器で別々にシミュレーションを行うこともできる。ISR(Initial State Radiation)、beamstrahlung、bremsstrahlung の影響も考慮されている。

## 再構成 (Marlin)

再構成では、測定器シミュレーションにより発生した測定器内の信号を使って、生じた事象を構築する。実際の実験での解析の第一歩に相当する部分である。Marlin(Modular Analysis & Reconstruction for the LINear collider) は再構成を行うソフトウェアである。再構成の過程がいくつものプロセッサと呼ばれるモジュールに分かれており、それらを組み合わせて再構成を行うことができる。基本的な再構成の手順は以下である。

1. 飛跡再構成
2. Particle Flow
3. ジェットクラスタリング
4. フレーバー・タグ

Mokka では ISR、beamstrahlung の影響が考慮されているが、再構成の際にはそれらの影響から生成されるビームバックグラウンドのヒットは含まれていない。

## 4.2 ニュートリノ過程

信号事象のダイアグラムを図 4.3 に、信号事象と背景事象の事象数と反応断面積を表 4.3 に示す。主なヒッグス粒子の生成過程は 4.1.1 で説明したように、 $e^+e^- \rightarrow ZH$  過程であるが (図 4.3(a))、Wboson-fusion 過程 (図 4.3(b)) も含まれる。

背景事象として終状態が 4 フェルミオンの事象全てを考慮している。終状態が 4 フェルミオンの事象とは、 $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}l^+l^-$ 、 $\nu l q \bar{q}$ 、 $q\bar{q}q\bar{q}$ 、 $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ 、 $l^+l^-q\bar{q}$ 、 $l^+l^-l^+l^-$  である。終状態が 2 フェルミオンの事象 ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 、 $l^+l^-$ ) は消失質量を用いた背景事象除去で落ちると考えているので考慮していない。

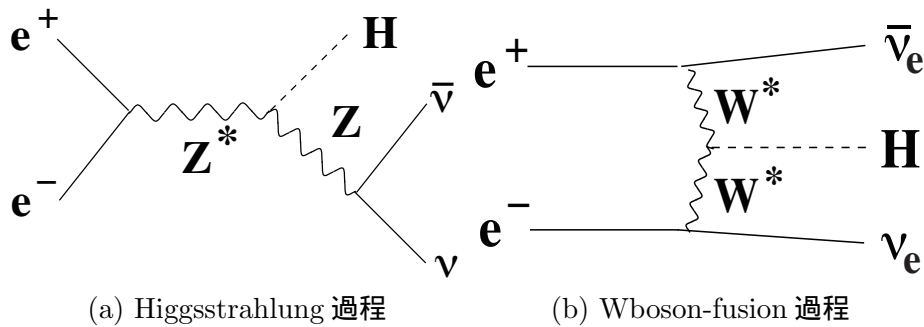


図 4.3: 信号事象のダイアグラム

信号事象	反応断面積 ( $fb^{-1}$ )	事象数
$e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e H$	36.3	9,086
$e^+e^- \rightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_\mu H$	20.6	5,138
$e^+e^- \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau H$	20.5	5,135
背景事象	反応断面積 ( $fb^{-1}$ )	事象数
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$	600	149,979
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	16200	4,048,386
$e^+e^- \rightarrow \nu l q\bar{q}$	16500	4,114,190
$e^+e^- \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$	1590	398,324
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}l^+l^-$	4450	1,113,076
$e^+e^- \rightarrow l^+l^-l^+l^-$	3050	762,973

表 4.3: 信号事象と背景事象の反応断面積と事象数。重心系エネルギー 250GeV、ルミノシティ  $250fb^{-1}$ 、電子ビーム偏極-80%、陽電子ビーム偏極+30%の場合である。



### 4.2.1 事象再構成

前述したように、全ての事象を 2 ジェットで再構成する。この時、Durham Algorithm[17] を用いて、どのような事象であっても、強制的に 2 ジェットで再構成した。再構成した 2 ジェットから不変質量を計算した (図 4.4)。信号事象はヒッグスの質量である 120GeV にピークを持つことが確認できる。ジェットの再構成精度がそれほど高くないため、分布はある程度の幅を持つ。また、左側になだらかな尾を持つのはヒッグスが崩壊した重いクォークが、ニュートリノを放出し軽いクォークにさらに崩壊しているからである (例:  $b \rightarrow c + W^-$ )。背景事象が信号事象の領域に広く分布しているので、背景事象を除去する必要がある。

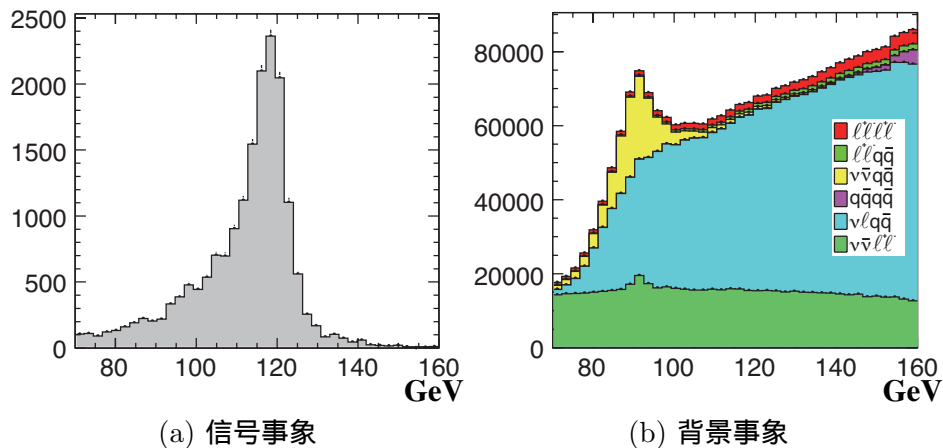


図 4.4: 2 ジェットの質量分布

### 4.2.2 背景事象除去

背景事象除去には以下の 7 つのカットを用いる。

- 質量欠損カット
- 縦運動量カット
- 横運動量カット
- 荷電トラック数カット
- 最大運動量カット
- 最小 2 ジェット Y 値カット
- 最大 2 ジェット Y 値カット

まず、質量欠損の分布をチェックした(図 4.5)。信号事象は Z ボソンがニュートリノペアに崩壊しているため、質量欠損は Z ボソンの質量 (91.2 GeV) と等しくなるはずである。確かに図 4.5 を見ると、信号事象は 90 GeV 付近にピークを持っている。そこで、 $80 \text{ GeV} < \text{質量欠損} < 140 \text{ GeV}$  を選択した。質量欠損の小さい  $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ 、 $\ell^+\ell^-q\bar{q}$ 、 $q\bar{q}q\bar{q}$  が除去されているのが図 4.5 から分かる。

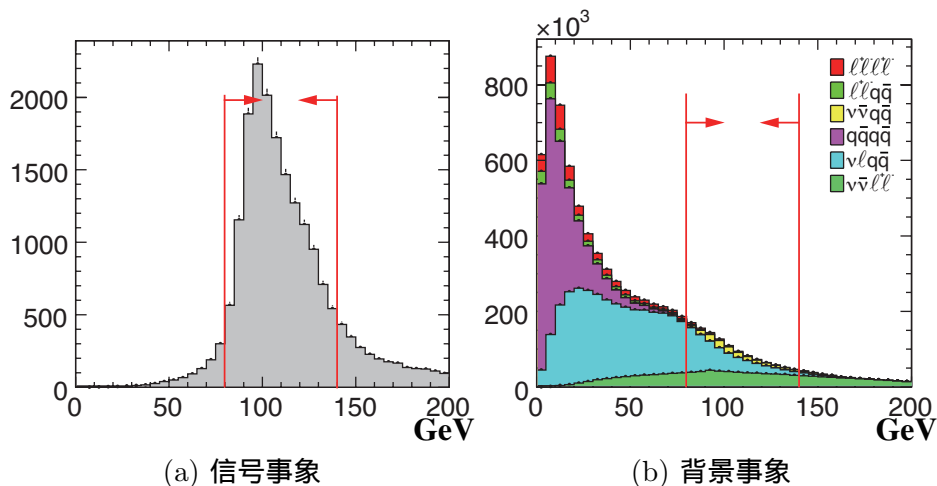


図 4.5: 質量欠損分布

さらに再構成された 2 ジェットの縦運動量と横運動量の分布をチェックした(図 4.6、4.7)。信号事象のヒッグス粒子はスピンが 0 なので、等方的(ややビーム軸に垂直な方向に多く)に分布し、実験室系での 4 元運動量保存則から

$$\begin{cases} E_H + E_Z & = 250 \text{ GeV} \\ \sqrt{E_H^2 - |\vec{P}_H|^2} & = 120 \text{ GeV} \quad (|\vec{P}_H|^2 = |\vec{P}_Z|^2) \\ \sqrt{E_Z^2 - |\vec{P}_Z|^2} & = 91.2 \text{ GeV} \end{cases} \quad (4.6)$$

$|\vec{P}_H| \sim 66 \text{ GeV}$  となる。したがって、縦運動量分布は 66 GeV 付近にピークを持ち、左になだらかな尾を持つ分布になる。横運動量分布は 0 GeV 付近に多く分布し、 $\pm 66 \text{ GeV}$  付近まで広がった分布を示す。一方、背景事象は t-チャンネルの  $e^+e^- \rightarrow ZZ$  や  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  事象が多く、前方方向に分布する。したがって、縦運動量の分布は信号事象より低いところにピークを持ち、横運動量の分布はより絶対値の大きいほうに広がる。よって、 $20 \text{ GeV} < \text{縦運動量} < 70 \text{ GeV}$ 、 $-60 \text{ GeV} < \text{横運動量} < 60 \text{ GeV}$  を選択した。

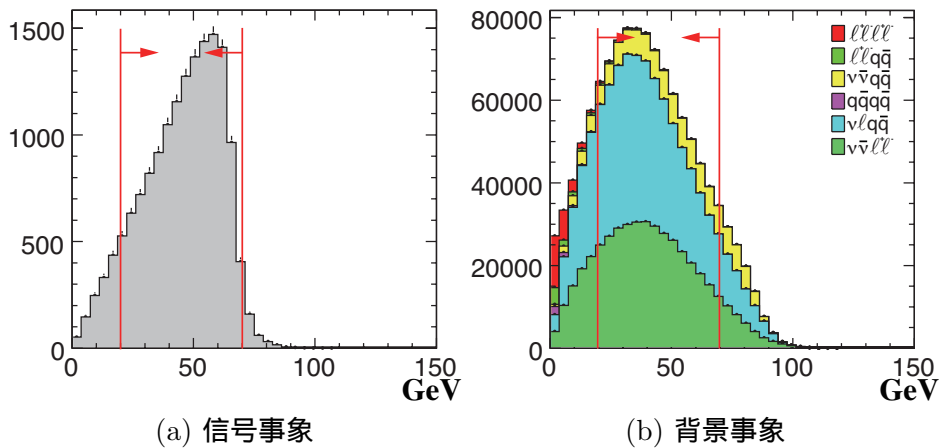


図 4.6: 縦運動量分布

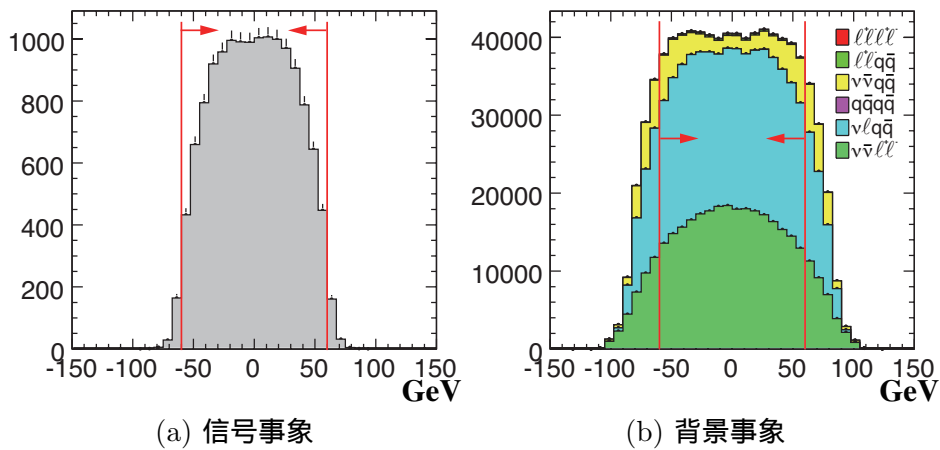


図 4.7: 横運動量分布

次に  $W^+W^- \rightarrow \nu l^+ \bar{\nu} l^-$  を除去する。終状態が 2 レプトンの事象は荷電トラックの数は 2 個、 $\nu_\tau \tau^+ \bar{\nu}_\tau \tau^-$  の場合も考慮すると多くて 4 個くらいである。一方で信号事象は終状態が 2 ジェットであるので、荷電トラックの数は 10 個を超える。この違いを用いて荷電トラック数  $> 10$  を選択した (図 4.8)。信号事象の分布で荷電トラック数が 2 と 4 のところにも小さなピークが見えるが、これは  $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$  事象である。

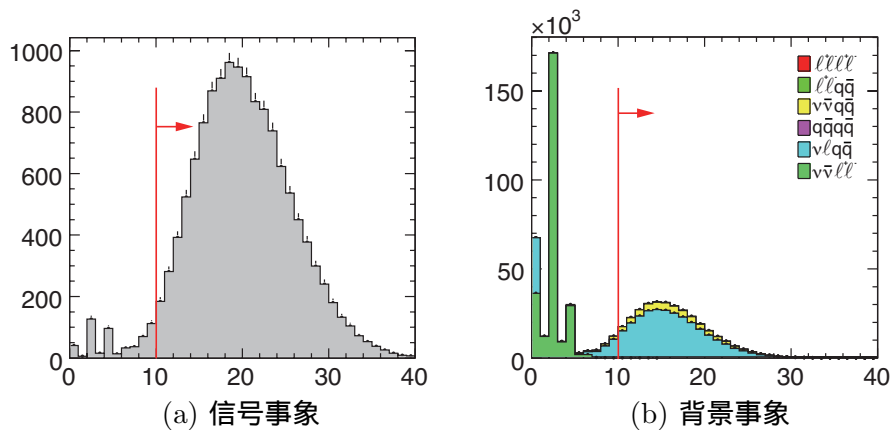


図 4.8: 荷電トラック数分布

ここまでのカットの後、もっとも多い背景事象は  $\nu l q \bar{q}$  であり、特に  $\nu_\tau \tau q \bar{q}$  が残っている。これは  $\nu_e e q \bar{q}$ 、 $\nu_\mu \mu q \bar{q}$  は質量欠損カットで落ちているのに対して、 $\tau$  は再構成が難しく、 $\tau$  のニュートリノを放出する崩壊後の粒子が再構成され質量欠損カットでほとんど落ちないからである。これからのカットは  $\nu_\tau \tau q \bar{q}$  を除去することに焦点を当てていく。

まず、 $\tau$  は高いエネルギーを持つ粒子に崩壊しているはずである。そこで、それぞれの事象におけるトラックの最大の運動量をチェックした (図 4.9)。予想通りに背景事象は信号事象よりも高いところに広く分布しているので、最大運動量  $< 30 \text{ GeV}$  を選択した。次に、 $\tau$  は再構成が難しく崩壊後の粒子が再構成されるので、 $\tau$  の崩壊はか細いジェットのように見える。したがって  $\nu_\tau \tau q \bar{q}$  事象はあたかも 3 ジェットのように見えるはずである。そこで、最小 2 ジェット Y 値をチェックした (図 4.10)。最小 2 ジェット Y 値とは 2 ジェットで再構成するための最小の Y 値のことであり、Y 値がそれ以下になってしまうと 3 ジェットで再構成してしまうという Y 値の閾値である。Y 値の定義を以下に示す。

$$Y = \frac{2E_i^2 E_j^2 (1 - \cos \theta_{i,j})}{E_{vis}^2} \quad (4.7)$$

$i, j$  はジェット中の粒子を指す。したがって、 $\theta_{i,j}$  はジェットの広がっている角度を表す。上式から分かるように、この角度が小さいと Y 値は小さくなり、角度が大きいと Y 値は大きくなる。典型的に、多数ジェットで再構成するときはこの角度は小さくなくてはならず、少数ジェットで再構成するときは角度は大きくなくてはならない。 $\nu_\tau \tau q \bar{q}$  事象は 3 ジェットを無理やり 2 ジェットで再構成しているので、最小 2 ジェット Y 値は信号事象よりも大きくなっていると考えられる。実際に図 4.10 を見ると、 $\nu l q \bar{q}$  は最小 2 ジェット Y 値が大きいところに分布している。そこで、最小 2 ジェット Y 値  $< 0.02$  を選択した。これで  $\nu_\tau \tau q \bar{q}$  事象は十分落とすことができた。

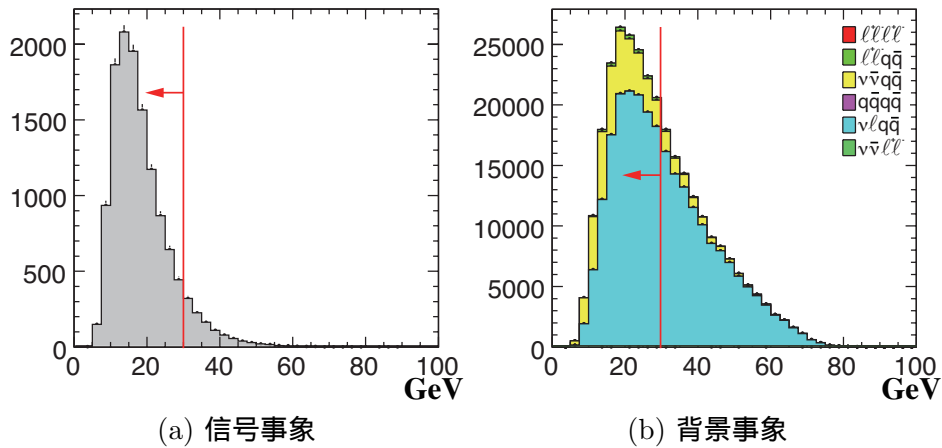


図 4.9: 最大運動量分布

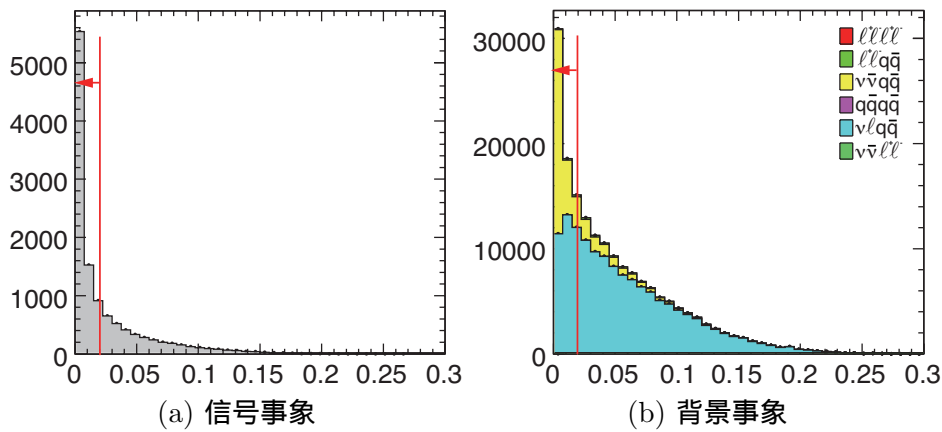


図 4.10: 最小 2 ジェット Y 値分布

さらに信号有意度を向上させるために、最大 2 ジェット Y 値でカットした。最大 2 ジェット Y 値は最小 2 ジェット Y 値の逆で、2 ジェットで再構成するための最大の Y 値のことであり、Y 値がそれ以上大きくなってしまうと 1 ジェットで再構成してしまうという Y 値の閾値である。背景事象は主に  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  や  $e^+e^- \rightarrow ZZ$  である。ヒッグス粒子の質量が W ボソンや Z ボソンの質量より重いので背景事象は信号事象よりブーストされることになり、信号事象と比べてジェット間の角度が小さくなる。したがって、1 ジェットで再構成する Y 値も小さくなる。最大 2 ジェット Y 値の分布 (図 4.11) から、 $0.2 < \text{最大 2 ジェット Y 値} < 0.8$  を選択した。最後に信号事象の領域を  $100\text{GeV} < 2 \text{ ジェット質量} < 130\text{GeV}$  で選択した (図 4.12)。この信号事象領域の選択で、90GeV 付近にピークを持つ  $ZZ \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$  が多く除去されている。

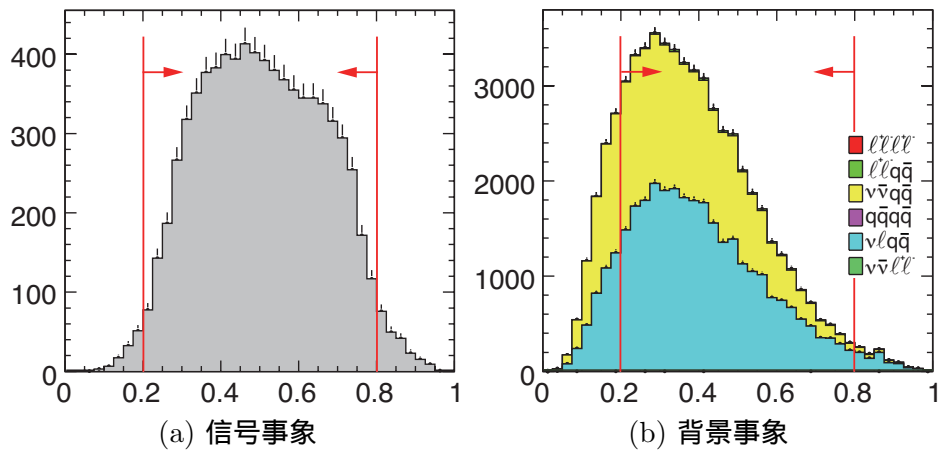


図 4.11: 最大 2 ジェット Y 値分布

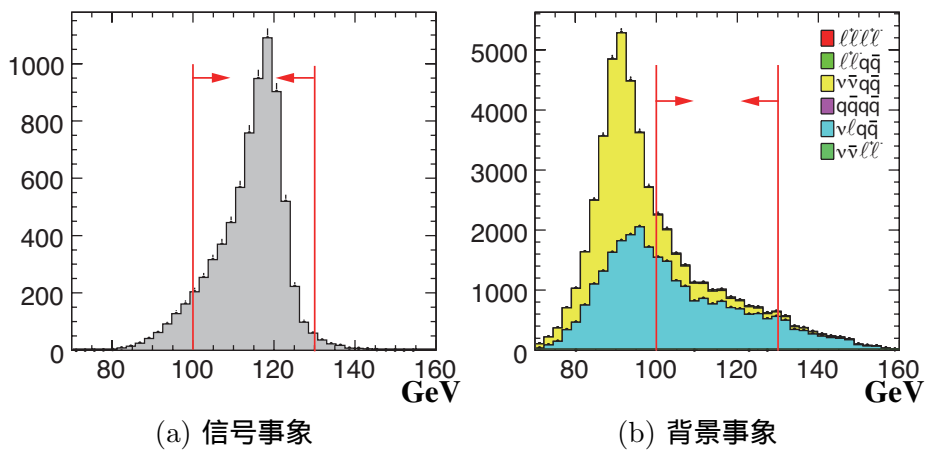


図 4.12: 背景事象除去後の 2 ジェット質量分布

表 4.4 に背景事象除去による事象数の変化を示す。信号事象の選択効率、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}c\bar{c}$  で 43%、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$  で 44%であった。それに対して背景事象の選択効率は、 $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$  の 2%を除けば、1%未満であったので十分背景事象を除くことができたと考えられる。

信号事象	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}c\bar{c}$	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}H$
カットなし	707	13062	19360
質量欠損	643	11662	15637
縦運動量	574	10408	13900
横運動量	561	10136	13501
荷電トラック数	533	9852	12768
最大運動量	466	9063	11674
最小 2 ジェット Y 値	333	6717	7711
最大 2 ジェット Y 値	318	6434	7384
信号事象領域	306	5810	6672
選択効率	43.22%	44.48%	34.46%

背景事象	$e\nu_e q\bar{q}$	$\mu\nu_\mu q\bar{q}$	$\tau\nu_\tau q\bar{q}$	$\nu\bar{\nu}q\bar{q}$	その他
カットなし	1460797	1327332	1326061	149979	6318190
質量欠損	80931	92360	386690	124843	491631
縦運動量	67135	75143	268190	85774	337800
横運動量	61437	61715	200443	49745	266307
荷電トラック数	25966	52355	176370	43229	2676
最大運動量	5088	10540	123045	35942	2001
最小 2 ジェット Y 値	961	2747	29135	26713	370
最大 2 ジェット Y 値	851	2288	24979	21653	335
信号事象領域	448	888	10131	3345	226
選択効率	0.03%	0.07%	0.76%	2.23%	0.99%

表 4.4: 事象数の変化

### 4.2.3 崩壊分岐比の導出

以下の式を用いて  $H \rightarrow b\bar{b}$  の崩壊分岐比に対する  $H \rightarrow c\bar{c}$  の崩壊分岐比の割合を求める。

$$\frac{BR(H \rightarrow c\bar{c})}{BR(H \rightarrow b\bar{b})} = \frac{r_{cc}/\epsilon_{cc}}{r_{bb}/\epsilon_{bb}} \quad (4.8)$$

ここで、 $\epsilon_{cc}$ 、 $\epsilon_{bb}$  はそれぞれ  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}c\bar{c}$ 、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$  の選択効率である。したがって、表 4.4 より、 $\epsilon_{cc} = 0.4322$ 、 $\epsilon_{bb} = 0.4448$  である。 $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  は背景事象除去後の  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}H$  に対する  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}c\bar{c}$ 、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$  の割合であり、テンプレートフィットから求められる。

テンプレートフィットには、フレーバー・タグにより導出される事象の b-らしさ、c-らしさ、bc-らしさの 3 次元ヒストグラムを使う。フレーバー・タグでは各ジェットのフレーバーらしさしか出

てこないで、以下の式で事象のフレーバーらしさを求めてヒストグラムを作る。

$$X = \frac{X_1 \cdot X_2}{X_1 \cdot X_2 + (1 - X_1)(1 - X_2)} \quad (4.9)$$

$X$  は事象の  $b$ -らしさ、 $c$ -らしさ、 $bc$ -らしさを表し、 $X_1$ 、 $X_2$  は各ジェットの  $b$ -らしさ、 $c$ -らしさ、 $bc$ -らしさを表す。

テンプレートサンプルとして  $H \rightarrow c\bar{c}$ 、 $H \rightarrow b\bar{b}$ 、 $H \rightarrow$ その他、SM 背景事象を準備した (図 4.13)。 $H \rightarrow$ その他は主に  $H \rightarrow W^+W^-$ 、 $H \rightarrow gg$  から成る。両方共同じような分布だったので、 $H \rightarrow$ その他にまとめてある。

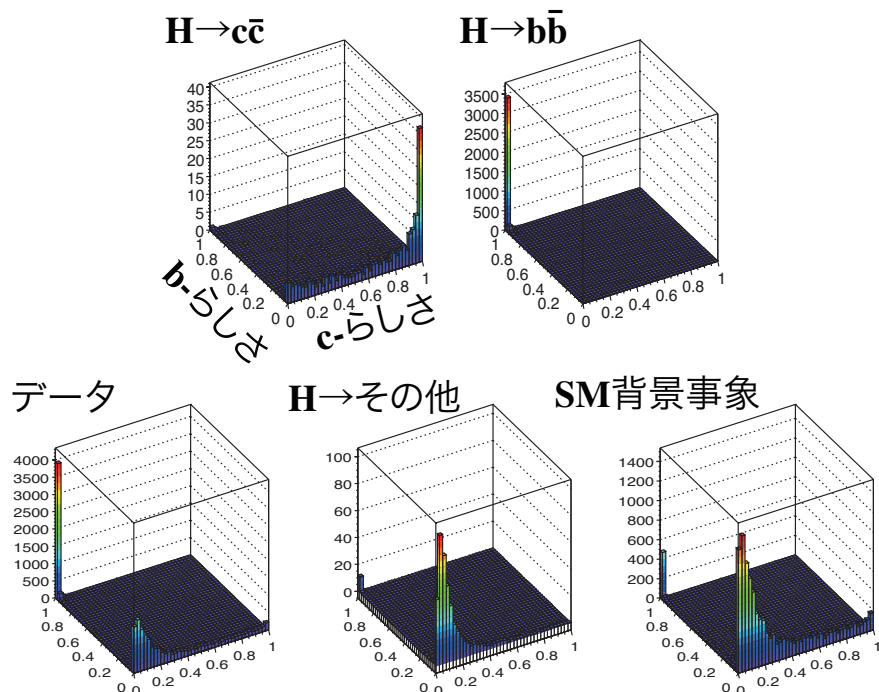


図 4.13: 2次元のテンプレートサンプル。(上左) $H \rightarrow c\bar{c}$  サンプル、(上右) $H \rightarrow b\bar{b}$  サンプル、(下左)データサンプル、(下中) $H \rightarrow$ その他 サンプル、(下右)SM 背景事象サンプル

テンプレートフィットでは  $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$ 、 $r_{oth}$ 、 $r_{bkg}$  をフィットパラメータとして以下の  $L'$  を最小にするようにフィットする。

$$P_{ijk} = \frac{e^{-\mu} \mu^X}{X!}, \quad X = N_{ijk}^{data}, \quad \mu = N_{ijk}^{template} \quad (4.10)$$

$$N_{ijk}^{template} = \sum_s r_s \left( \frac{N^{ZH}}{N^s} \right) N_{ijk}^s + r_{bkg} N_{ijk}^{bkg}, \quad (s = bb, cc, oth) \quad (4.11)$$

$$L = \prod_{ijk} P_{ijk} \quad (4.12)$$

$$L' = -\log L \quad (4.13)$$



ここで、 $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$ 、 $r_{oth}$  はそれぞれ背景事象除去後の  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}H$  事象に対する  $H \rightarrow c\bar{c}$ 、 $H \rightarrow b\bar{b}$ 、 $H \rightarrow$  その他事象の割合であり、 $r_{oth}$  は  $r_{oth} = 1 - r_{cc} - r_{bb}$  で定義される。 $r_{bkg}$  は SM 背景事象の正規化因子である。 $N_{ijk}$  は 3 次元ヒストグラムの  $(i,j,k)$  番目のビンの事象数である。

テンプレートフィットのパフォーマンスを確認するために、テンプレートサンプルをポアソン分布でふったものをデータとして、テンプレートフィットするという試行実験を 1,000 回行った。試行実験から得られた  $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  分布を図 4.14 に示す。 $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  分布をガウス分布でフィットすると、 $r_{cc}$ :  $0.0456 \pm 0.0056$ 、 $r_{bb}$ :  $0.872 \pm 0.013$  となった。これは表 4.4 から求めた真の値と一致する (真  $r_{cc}$ : 0.046、真  $r_{bb}$ : 0.87)。したがってテンプレートフィットは正しく行われたと言える。

$r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  を求めることができたので、式 4.8 から  $H \rightarrow b\bar{b}$  の崩壊分岐比に対する  $H \rightarrow c\bar{c}$  の崩壊分岐比の割合を計算する。 $BR(H \rightarrow cc)/BR(H \rightarrow bb) = 0.0539 \pm 0.0066$  となった。以上の結果を表 4.5 にまとめる。

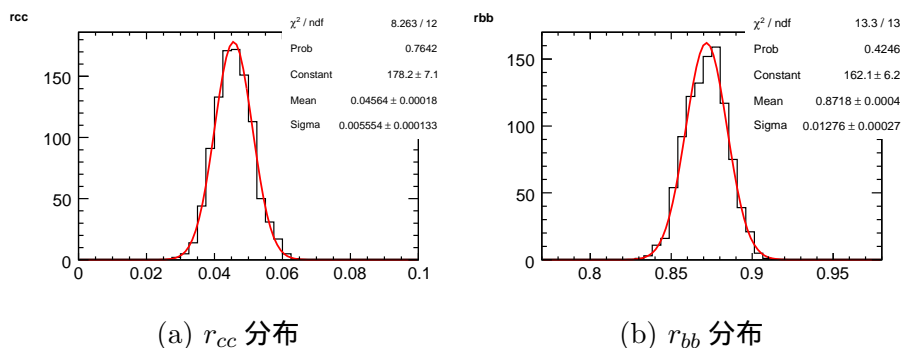


図 4.14:  $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  分布。1000 回の試行実験により得られた 1000 個の  $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  をヒストグラムにつめた。赤線はガウス分布によるフィット線を示す。フィット結果より、 $r_{cc}$  分布の Mean は 0.04564、Sigma は 0.00555、 $r_{bb}$  の分布の Mean は 0.8718、Sigma は 0.0128 である。

	真値	フィット結果	測定精度
$r_{cc}$	0.046	$0.0456 \pm 0.0056$	12.2%
$r_{bb}$	0.87	$0.872 \pm 0.013$	1.5%
$BR(H \rightarrow cc)/BR(H \rightarrow bb)$	0.0544	$0.0539 \pm 0.0066$	12.3%

表 4.5: テンプレートフィット結果

### 4.3 レプトン過程

$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H$  を信号事象とする解析を電子チャンネル、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-H$  を信号事象とする解析をミュオンチャンネル、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \tau^+\tau^-H$  を信号事象とする解析をタウチャンネルと呼ぶ。しかし、タウチャンネルは  $\tau$  がすぐに崩壊してしまうために (寿命 ; 約 290 フェムト秒) 信号事象の再構成が難しく、本解析では取り扱わない。したがって、レプトン過程の結果としては、電子チャンネルとミュオンチャンネルの 2 つのチャンネルの結果を組み合わせたものを最終的な結論とする。

信号事象のダイアグラムを図 4.15 に、信号事象と背景事象の事象数と反応断面積を表 4.6 に示す。ヒッグス粒子の生成過程には、ニュートリノ過程と同様に  $e^+e^- \rightarrow ZH$  (図 4.15(a)) 以外に、Zboson-fusion 過程がある (図 4.15(b))。

$e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-q\bar{q}$  ( $e^+e^-q\bar{q}$ ,  $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ ,  $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ )、 $e^+e^- \rightarrow \nu\ell q\bar{q}$  ( $\nu_e e q\bar{q}$ ,  $\nu_\mu \mu q\bar{q}$ ,  $\nu_\tau \tau q\bar{q}$ ) を背景事象として扱う。

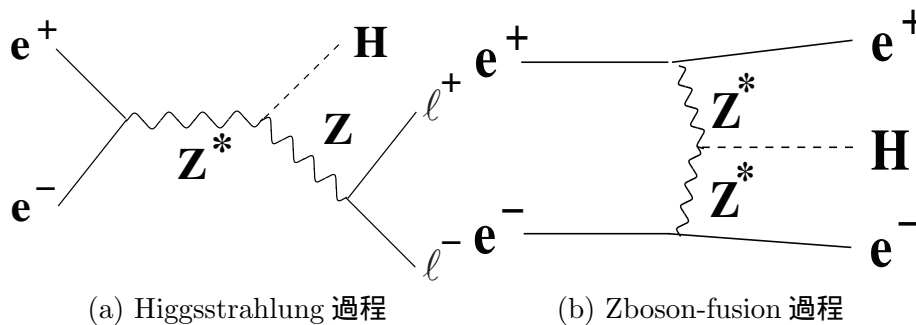


図 4.15: 信号事象のダイアグラム

信号事象	反応断面積 ( $fb^{-1}$ )	事象数
$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H$	11.1	2,777
$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-H$	10.4	2,601
背景事象	反応断面積 ( $fb^{-1}$ )	事象数
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$	1260	314,700
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-q\bar{q}$	168	41,929
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-q\bar{q}$	167	41,694
$e^+e^- \rightarrow \nu_e e q\bar{q}$	5840	1,460,797
$e^+e^- \rightarrow \nu_\mu \mu q\bar{q}$	5310	1,327,333
$e^+e^- \rightarrow \nu_\tau \tau q\bar{q}$	5300	1,326,061

表 4.6: 信号事象と背景事象の反応断面積と事象数。重心系エネルギー 250GeV、ルミノシティ  $250fb^{-1}$ 、電子ビーム偏極-80%、陽電子ビーム偏極+30%の場合である。

### 4.3.1 レプトン同定

レプトン過程はレプトンペアを見つけた後に、残りの粒子を 2 ジェットで再構成する (2 レプトン + 2 ジェット)。したがって、まずはレプトンを同定する必要がある。レプトン同定は以下の手順で行われる。

1. 最もエネルギーの高い粒子を選ぶ。
2. その粒子との不変質量が最も Z ボソンの質量に近い粒子を選ぶ。
3. 運動量が 20GeV 以上を選択する。
4. カロリメータの情報を用いてカットする。
5. 2 つのレプトン候補の電荷が反対であることを要求する。

Z ボソンが崩壊したレプトンペアは高いエネルギーを持っているはずである。したがって、まず最もエネルギーの高い粒子を選ぶ。次にその粒子は Z ボソンから崩壊したものだから、不変質量が Z ボソンの質量と最も近くなる粒子を選ぶ。その後、運動量が 20GeV 以上を選択し、カロリメータの情報でカットをかける。カロリメータでのカットは電子とミュオンを区別することが目的であり、カットの詳細は以下に示す。

- 電子同定 : 図 4.16
  - $0.8 < (\text{ECAL} + \text{HCAL エネルギー}) / \text{運動量} < 1.2$
  - $\text{ECAL エネルギー} / (\text{ECAL} + \text{HCAL エネルギー}) > 0.9$
- ミュオン同定 : 図 4.17
  - $(\text{ECAL} + \text{HCAL エネルギー}) / \text{運動量} < 0.25$

最後に 2 つのレプトン候補の電荷が互いに逆であることを要求する。レプトン同定の事象数の変化を表 4.7 に示す。

レプトン同定の事象数変化		電子同定		ミュオン同定	
信号事象	同定前	同定後	効率	同定後	効率
$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H$	2777	1932	69.6%	1	0.02%
$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-H$	2601	0	0%	2275	87.5%
$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \tau^+\tau^-H$	2592	14	0.53%	14	0.56%

表 4.7: レプトン同定の事象数変化

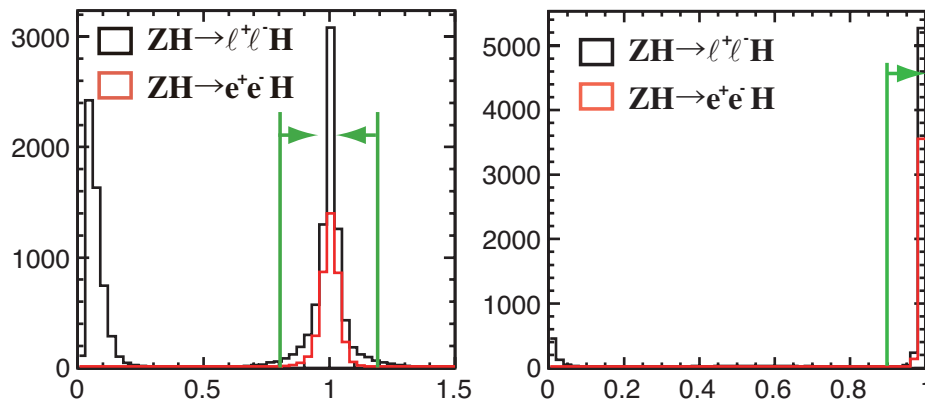


図 4.16: 電子同定でのカロリメータ情報を用いたカット。(左) :  $(\text{ECAL} + \text{HCAL エネルギー}) / \text{運動量}$ 。(右) :  $\text{ECAL エネルギー} / (\text{ECAL} + \text{HCAL エネルギー})$ 。黒線は  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-H$  事象での PFO の分布を、赤線は  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H$  事象での Z ボソンが崩壊した電子・陽電子ペアの分布を表す。

### 4.3.2 bremsstrahlung $\gamma$

電子チャンネルでは電子 (陽電子) が制動放射により光子を放出するため、同定された電子 (陽電子) だけでは Z ボソンの質量を正確に再構成できない場合がある。そのため、電子チャンネルでは電子 (陽電子) を同定した後、放出された光子のエネルギーを補正しなければならない。制動放射による光子の同定条件は以下の通りである。

- 同定された電子 (陽電子) の方向の 2 度以内の中性粒子
- 同定された電子 (陽電子) の曲がる方向の中性粒子

この条件を実現するために以下の式を用いる。

$$y'^2 = a \left( \frac{x_0 - x'}{b} \right)^5 \left( 1 - \frac{x_0 - x'}{b} \right) \quad (4.14)$$

ここで  $x'$ 、 $y'$  は図 4.18(左) で定義される。ただし図は電子の場合の軸の定義であり、陽電子の場合は  $-x' \rightarrow x'$  と変換されて定義される。 $-z$  方向に磁場がかかっているため、電子では  $-x'$  方向に、陽電子では  $+x'$  方向に光子が放出されるからである。 $a$ 、 $b$  の値は上記条件の 2 度を実現するために調整されている ( $x'$  の位置により  $a$ 、 $b$  はスケールされるので具体的な値は省略する)。 $x_0$  は電子 (陽電子) の方向を  $x'$ - $y'$  平面の中心に持つためのシフト分である。この式を実際に用いると図 4.18(右) のようになる。 $\alpha$  は  $x'$  平面での光子と電子 (陽電子) の角度、 $\beta$  は  $y'$  平面での角度を表す。したがって  $\tan(\alpha)$ 、 $\tan(\beta)$  はそれぞれ  $x'$  平面、 $y'$  平面での光子と電子 (陽電子) との距離を表すことになる。図 4.18(右) の点は真の bremsstrahlung  $\gamma$  を示し、赤線は上の式を示す。以下では電子チャンネルは光子で補正されたものを電子 (陽電子) として扱う。

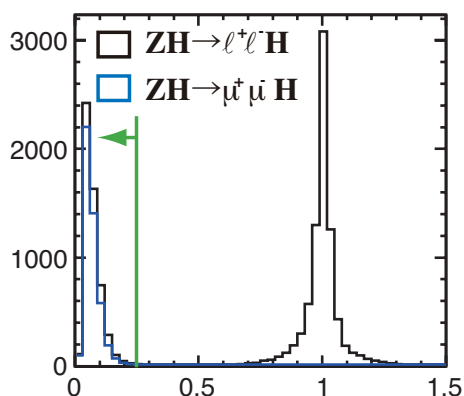


図 4.17: ミューオン同定でのカロリメータ情報を用いたカット。(ECAL + HCAL エネルギー)/運動量の分布。黒線は  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow l^+l^-H$  事象での PFO の分布を、青線は  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-H$  事象での Z ボソンが崩壊したミューオンペアの分布を表す。

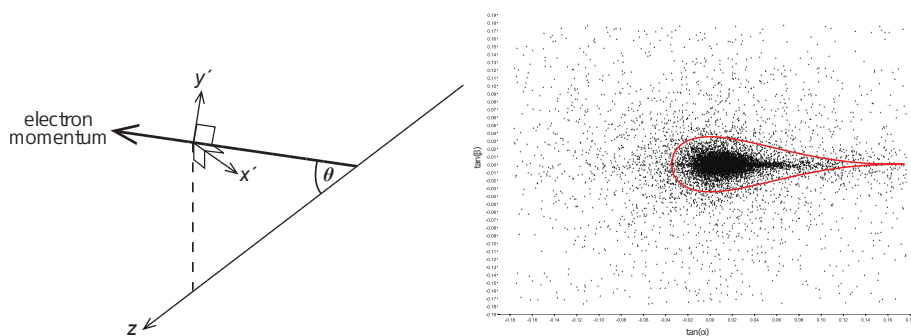


図 4.18: (左) 軸の定義、(右)bremsstrahlung  $\gamma$  の領域。

### 4.3.3 事象再構成

同定されたレプトン 2 つを除いて、強制的に 2 ジェットで再構成した。つまり、事象を 2 レプトン + 2 ジェットで再構成した。図 4.19 と図 4.20 に 2 ジェットの不変質量 ( $m_{jj}$ ) と 2 レプトンの反跳質量 ( $m_{recoil}$ ) の 2 次元ヒストグラムを示す。

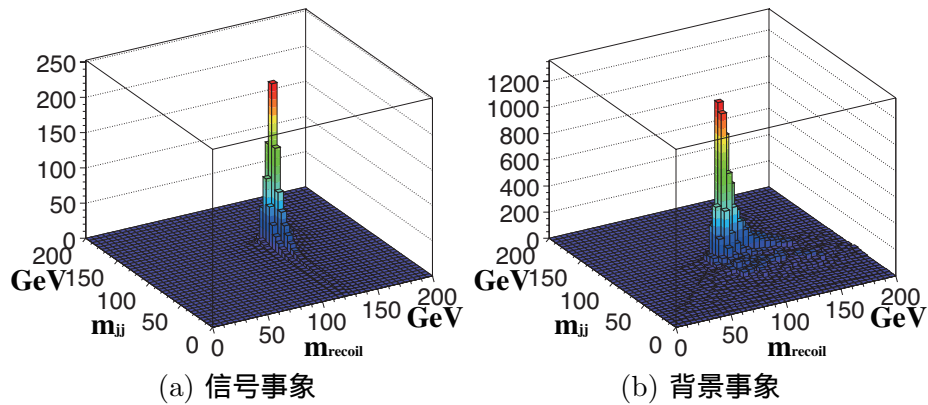


図 4.19: 電子チャンネルでの2ジェット不変質量と2レプトン反跳質量の2次元ヒストグラム

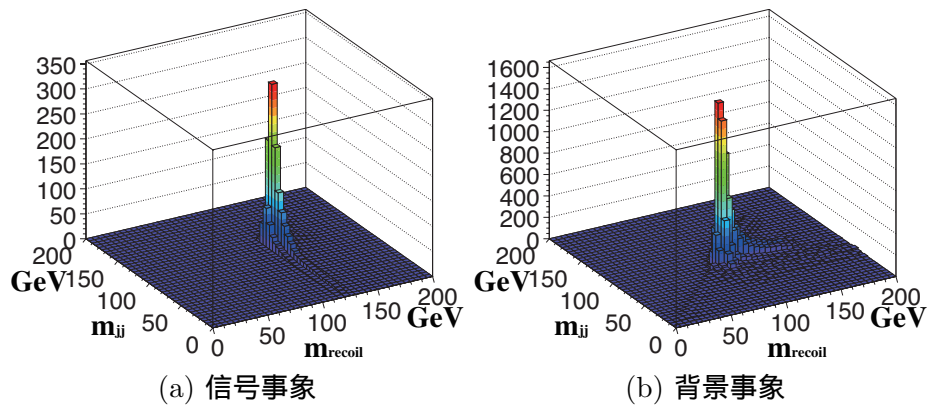


図 4.20: ミューオンチャンネルでの2ジェット不変質量と2レプトン反跳質量の2次元ヒストグラム

ニュートリノ過程ほどではないが、信号事象領域に背景事象が含まれるので、背景事象を除去する。

#### 4.3.4 背景事象除去

背景事象除去には以下の2つのカットを用いる。

- Z質量カット
- Z角度カット

まず、同定したレプトンペアから不変質量を計算した。信号事象はZボソンがレプトンペアに崩壊しているため、 $m_Z = 91.2\text{GeV}$  付近にピークを持つはずである。図 4.21、図 4.22 から確かに信

号事象はZボソンの質量にピークを持っていることが分かる。ピーク付近を選択するのだが、電子チャンネルの場合は制動放射の影響があるので、ミュオンチャンネルよりもゆるくカットする。

- $70 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 110 \text{ GeV}$  (電子チャンネル) : 図 4.21
- $80 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}$  (ミュオンチャンネル) : 図 4.22

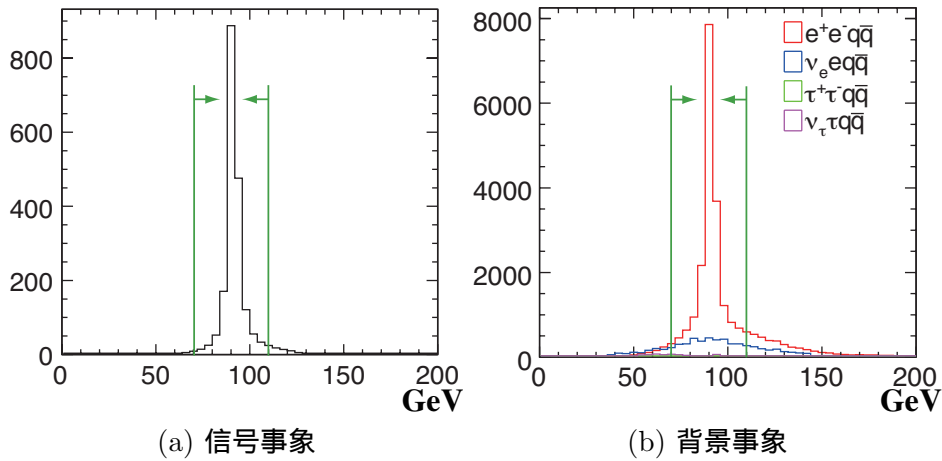


図 4.21: 電子チャンネルでのレプトンペアの不変質量分布

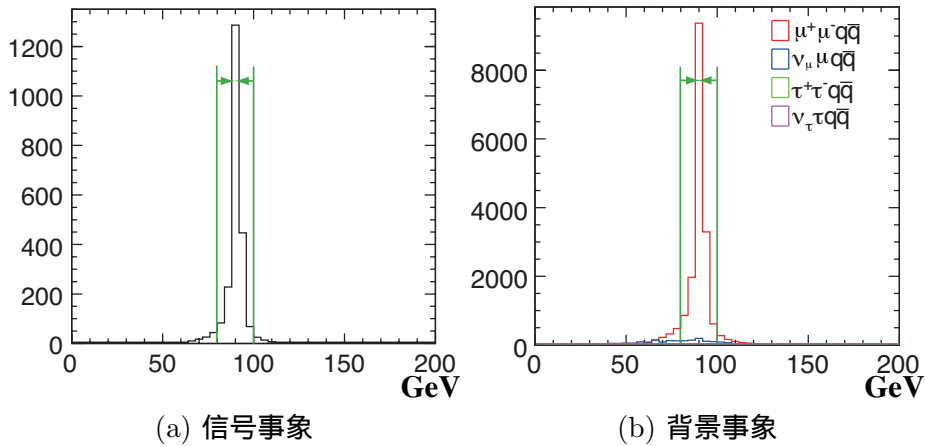


図 4.22: ミュオンチャンネルでのレプトンペアの不変質量分布

次に、主な背景事象はt-チャンネルの  $e^+e^- \rightarrow ZZ$  であり、前方方向に出やすいことから、再構成したZボソンのビーム軸との角度 ( $\theta$ ) を調べた (図 4.23、図 4.24)。  $\cos\theta = \pm 1$  にピークを持つので、これを除く。

- $-0.8 < \cos\theta < 0.8$  (電子チャンネル) : 図 4.23

- $-0.8 < \cos\theta < 0.8$  (ミュオンチャンネル) : 図 4.24

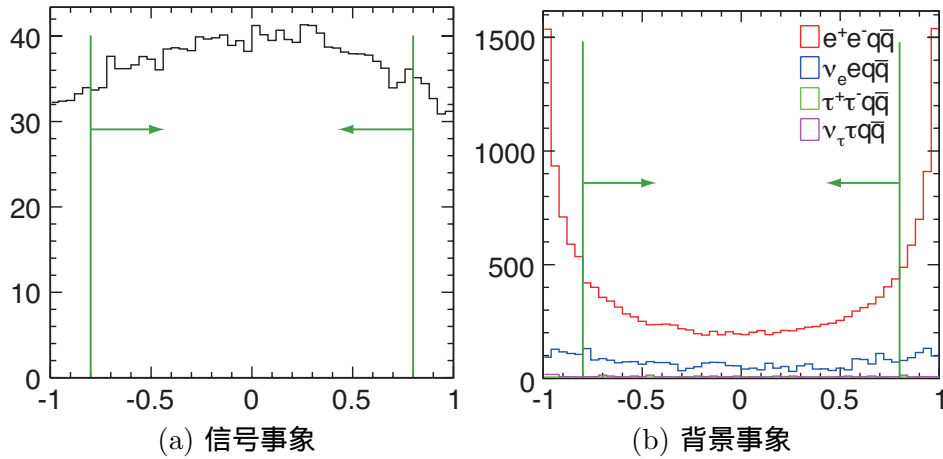


図 4.23: 電子チャンネルでのレプトンペアの  $\cos\theta$  分布

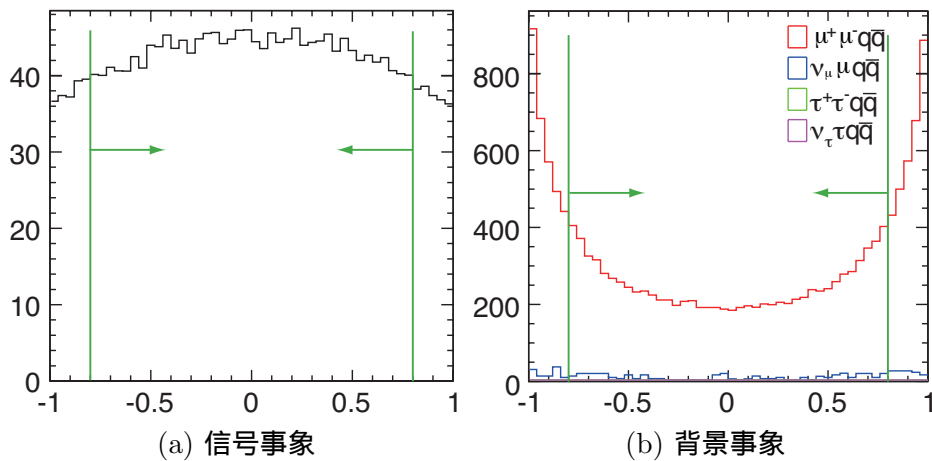


図 4.24: ミュオンチャンネルでのレプトンペアの  $\cos\theta$  分布

最後に、2 ジェットの不变質量とレプトンペアの反跳質量の2次元ヒストグラム (図 4.25、図 4.26) から信号事象領域を選択する (どちらも再構成されたヒッグス粒子の質量を表す)。

- $100 \text{ GeV} < m_{jj} < 140 \text{ GeV}$  かつ  $110 \text{ GeV} < m_{recoil} < 140 \text{ GeV}$  (電子チャンネル)
- $100 \text{ GeV} < m_{jj} < 140 \text{ GeV}$  かつ  $115 \text{ GeV} < m_{recoil} < 140 \text{ GeV}$  (ミュオンチャンネル)



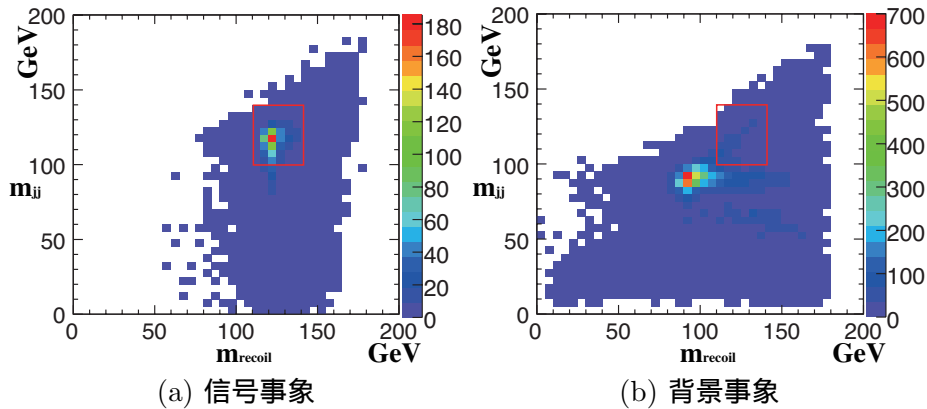


図 4.25: 電子チャンネルでの 2 ジェット不変質量と 2 レプトン反跳質量の 2 次元ヒストグラム

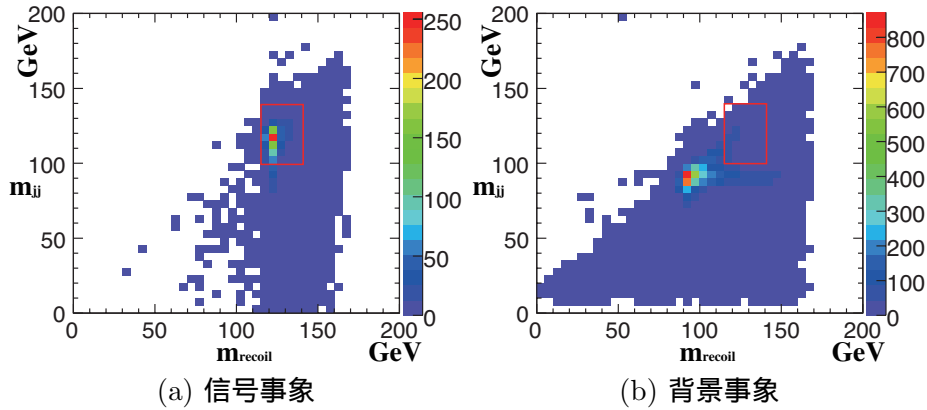


図 4.26: ミューオンチャンネルでの 2 ジェット不変質量と 2 レプトン反跳質量の 2 次元ヒストグラム

表 4.8、表 4.9 に背景事象除去による事象数の変化を示す。信号事象の選択効率は、電子チャンネルで  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  が 49%、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$  が 44%であった。一方、背景事象の選択効率は 1%未満であり、効率良く背景事象を除去することができた。ミューオンチャンネルでも同様に、信号事象の選択効率が  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-c\bar{c}$  で 60%、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b}$  で 54%であるのに対して、背景事象の選択効率は多くて  $\mu^+\mu^-q\bar{q}$  の 3%と背景事象を十分に除けている。

信号事象	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow e^+e^-H$
カットなし	100	1902	2777
電子同定	70	1322	1930
Z質量	67	1269	1854
$Z\cos\theta$	55	1044	1526
信号事象領域	48	829	1085
選択効率	48.62%	43.58%	39.07%

背景事象	$e^+e^-q\bar{q}$	$\nu_e e q\bar{q}$	$\tau^+\tau^-q\bar{q}$	$\nu_\tau\tau q\bar{q}$
カットなし	314700	1460797	41694	1326061
電子同定	23719	6248	70	733
Z質量	18946	3564	15	318
$Z\cos\theta$	10418	2499	11	231
信号事象領域	1115	26	0	0
選択効率	0.35%	0.00%	0.00%	0.00%

表 4.8: 事象数の変化 (電子チャンネル)

信号事象	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-c\bar{c}$	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b}$	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-H$
カットなし	92	1770	2601
ミューオン同定	80	1549	2273
Z質量	75	1436	2113
$Z\cos\theta$	62	1180	1735
信号事象領域	55	964	1260
選択効率	59.97%	54.46%	48.46%

背景事象	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	$\nu_\mu\mu q\bar{q}$	$\tau^+\tau^-q\bar{q}$	$\nu_\tau\tau q\bar{q}$
カットなし	41929	1327533	41694	1326061
ミューオン同定	18239	1818	74	194
Z質量	16109	663	3	27
$Z\cos\theta$	9933	436	2	17
信号事象領域	953	7	0	0
選択効率	2.27%	0.00%	0.00%	0.00%

表 4.9: 事象数の変化 (ミューオンチャンネル)

### 4.3.5 崩壊分岐比の導出

ニュートリノ過程と同様の方法で崩壊分岐比を導出する。まずテンプレートサンプルを準備する。ここでもテンプレートサンプルは  $H \rightarrow c\bar{c}$ 、 $H \rightarrow b\bar{b}$ 、 $H \rightarrow$  その他、SM 背景事象を準備した。試行実験の回数は 1000 回行った。テンプレートフィットから得られた  $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  の分布を図 4.27 に示す。

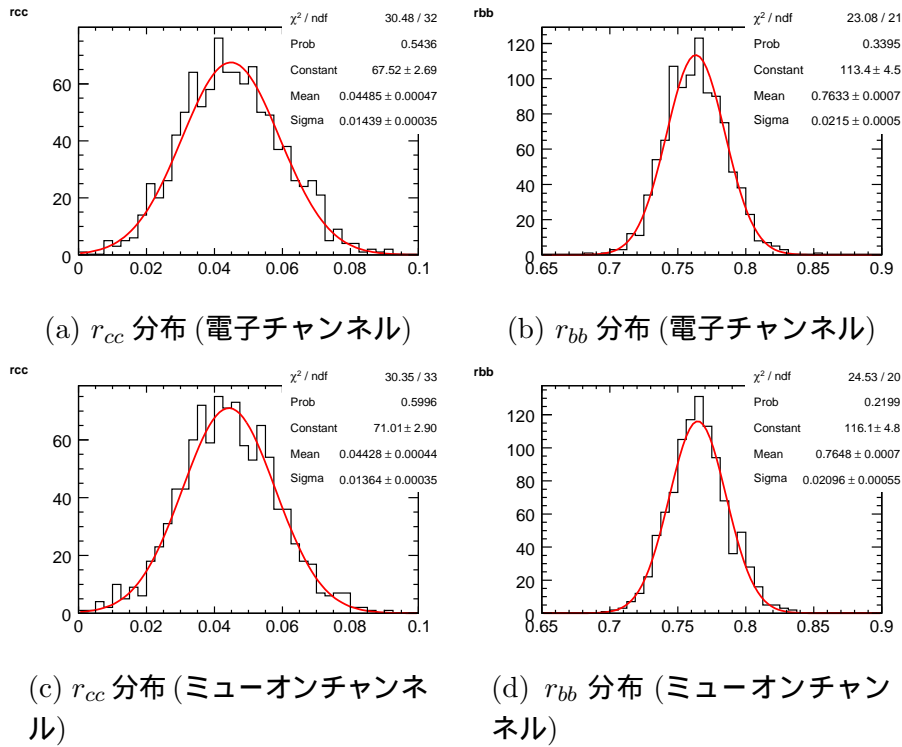


図 4.27:  $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  分布。(上): 電子チャンネル、(下): ミューオンチャンネル。赤線はガウス分布によるフィット線を示す。

図 4.27 から見積もった  $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  の結果は表 4.10 に示す。式 4.8 から  $H \rightarrow b\bar{b}$  の崩壊分岐比に対する  $H \rightarrow c\bar{c}$  の崩壊分岐比の割合も計算してある。レプトン過程の  $\epsilon_{cc}$  と  $\epsilon_{bb}$  は電子チャンネルで  $e_{cc} = 0.4862$ 、 $e_{bb} = 0.4358$ 、ミューオンチャンネルで  $e_{cc} = 0.5997$ 、 $e_{bb} = 0.5446$  である。レプトン過程の結果としては電子チャンネルとミューオンチャンネルの結果を合わせたものを結果とする。したがって、表 4.10 より、 $\Delta r_{cc} = 22.2\%$ 、 $\Delta r_{bb} = 2\%$  となる。 $H \rightarrow b\bar{b}$  の崩壊分岐比に対する  $H \rightarrow c\bar{c}$  の崩壊分岐比の割合は  $\Delta \text{BR}(H \rightarrow c\bar{c}) / \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b}) = 22.3\%$  となった。

電子チャンネル	真値	フィット結果	測定精度
$r_{cc}$	0.044	$0.0449 \pm 0.0144$	32.07%
$r_{bb}$	0.76	$0.763 \pm 0.022$	2.82%
$\text{BR}(H \rightarrow c\bar{c})/\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$	0.0519	$0.0527 \pm 0.017$	32.19%

ミューオンチャンネル	真値	フィット結果	測定精度
$r_{cc}$	0.044	$0.0443 \pm 0.0136$	30.79%
$r_{bb}$	0.77	$0.765 \pm 0.021$	2.74%
$\text{BR}(H \rightarrow c\bar{c})/\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$	0.0518	$0.0526 \pm 0.0163$	30.91%

表 4.10: テンプレートフィット結果

	電子チャンネル	ミューオンチャンネル	結果
$\Delta r_{cc}$	32.07%	30.79%	22.2%
$\Delta r_{bb}$	2.82%	2.74%	2.0%
$\text{BR}(H \rightarrow c\bar{c})/\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$	$0.0527 \pm 0.017$	$0.0526 \pm 0.0163$	$0.053 \pm 0.012$
$\Delta \text{BR}(H \rightarrow c\bar{c})/\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$	32.19%	30.91%	22.3%

表 4.11: レプトン過程の最終結果

## 4.4 ハドロン過程

ハドロン過程は日本歯科大学の小野裕明さんを中心に解析を行った。 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}H$  のダイアグラムを図 4.28 に、信号事象と背景事象の事象数と反応断面積を表 4.12 に示す。信号事象は  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}H$  だけでなく  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}H$  と  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-H$  も混ざったものを使用している。 $Z$  ボソンの崩壊分岐比から、信号事象の数は他の過程に比べて多いが、その分背景事象も多くなり、効率的な背景事象除去が要求される。また、ヒッグスからのジェット 2 つと  $Z$  ボソンからのジェット 2 つの計 4 つのジェットがあり、再構成においてヒッグスが崩壊したジェットを正しく選択することも重要である。 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ 、 $\nu\ell q\bar{q}$ 、 $\ell^+\ell^-q\bar{q}$ 、 $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ 、 $q\bar{q}$  事象を背景事象としている。

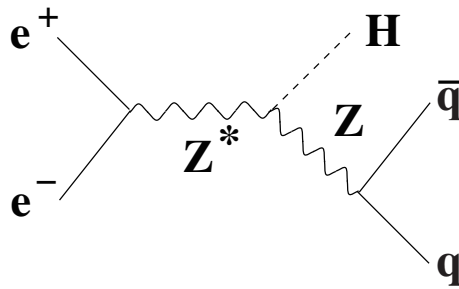


図 4.28: 信号事象のダイアグラム

信号事象	反応断面積 ( $fb^{-1}$ )	事象数
$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}H$	210.028	52,507
背景事象	反応断面積 ( $fb^{-1}$ )	事象数
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$	600	149,979
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	16200	4,048,386
$e^+e^- \rightarrow \nu\ell q\bar{q}$	16500	4,114,190
$e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-q\bar{q}$	1590	398,324
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\ell^+\ell^-$	4450	1,113,076
$e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$	3050	762,973
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	141000	35,353,277
$e^+e^- \rightarrow gg$	34000	8,505,840

表 4.12: 信号事象と背景事象の反応断面積と事象数。重心系エネルギー 250GeV、ルミノシティ  $250fb^{-1}$ 、電子ビーム偏極-80%、陽電子ビーム偏極+30%の場合である。

## 4.4.1 事象再構成

全ての事象を4ジェットで再構成した。再構成した4ジェットのうち、ヒッグス粒子から崩壊した2ジェット、Zボソンから崩壊した2ジェットを決める。4つのジェットから2つを選びそれぞれの不変質量 ( $M_{ij}$ 、 $M_{kl}$ ) を計算する。それらから以下の  $d$  を計算する。

$$d = (M_{ij} - M_H)^2 + (M_{kl} - M_Z)^2 \quad (4.15)$$

ここで、 $M_H = 120\text{GeV}$ 、 $M_Z = 91.2\text{GeV}$  である。ジェットの組み合わせを全て試し、 $d$  が最小になる組み合わせを見つける。この後、kinematic fit を適応する。

- $\Sigma_i P_i = 0$
- $\Sigma E = 250\text{ GeV}$
- $M_{ij} - M_{kl} = M_H - M_Z$

このとき  $M_{ij}$  を構成するジェットをヒッグス粒子が崩壊したジェットと決め、 $M_{kl}$  を構成するジェットをZボソンが崩壊したジェットと決める。

ハドロン過程の解析では  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}H$  だけでなく  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}H$  や  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-H$  も混ぜて解析しているので、 $e^+e^- \rightarrow ZH$  事象の中からハドロン過程を選択する必要がある。15GeV以上の運動量を持つレプトンがないことと、観測されるエネルギー和が170GeV以上であることを要求する(図4.29、4.30)。これは  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}H$  事象が  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-H$  事象のようにZボソンから崩壊した高エネルギーのレプトンを持たず、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}H$  よりもジェットの数が多い分だけ観測されるエネルギーの和が大きいからである。背景事象の終状態は信号事象の終状態である4ジェットと異なるものがほとんどなので、信号事象の選択は背景事象の抑制にもつながる。実際、 $q\bar{q}q\bar{q}$  事象以外は信号事象の選択により強く抑制される。特に  $\ell^+\ell^-q\bar{q}$  と  $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$  事象は高い運動量のレプトンを持ち、 $\nu\ell q\bar{q}$  と  $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$  事象はニュートリノによるエネルギー損失が大きいために強く抑制されている。

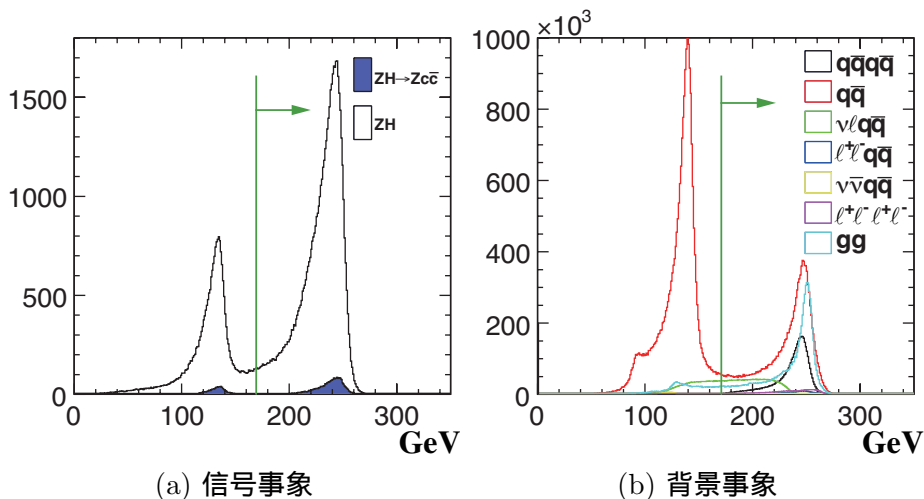


図 4.29: エネルギーの和の分布

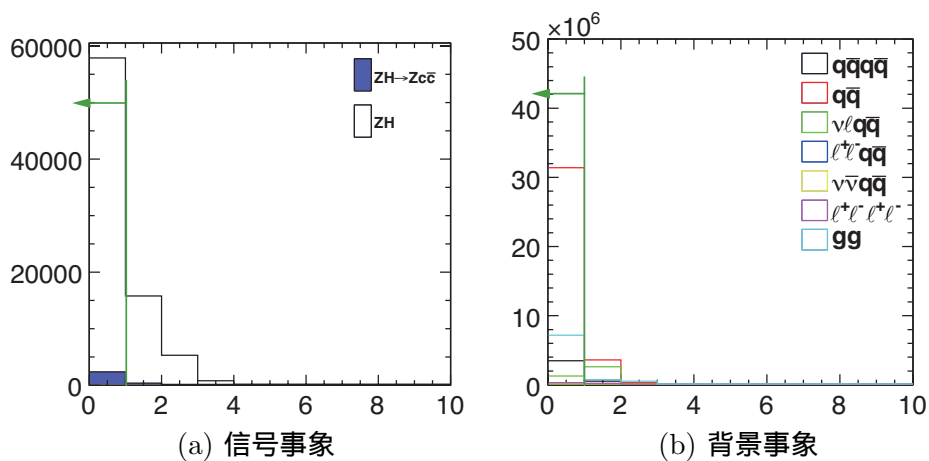


図 4.30: レプトン数分布

事象選択後のヒッグス粒子の質量分布を図 4.31 に示す。

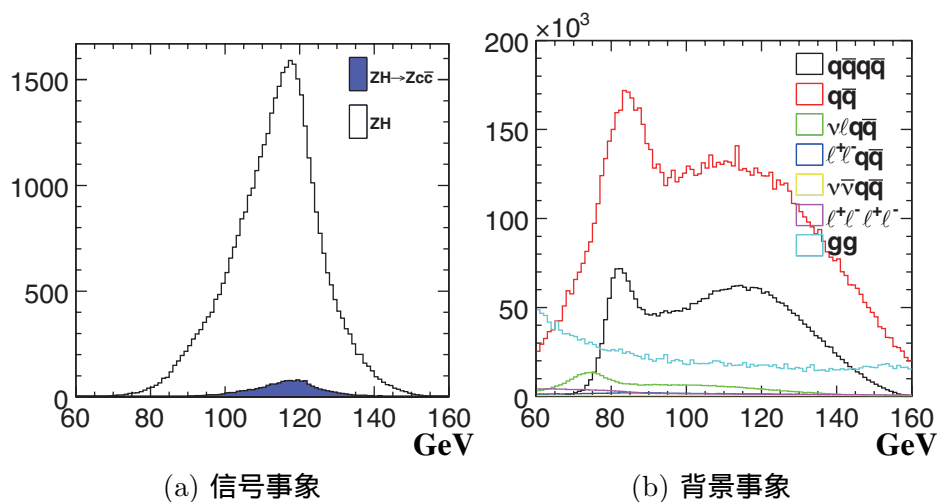


図 4.31: ヒッグス質量分布

信号事象領域に背景事象が大量にあるので、背景事象除去を試みる。

#### 4.4.2 背景事象除去

背景事象除去には以下のカットを用いる。

- 荷電トラック数カット
- 最大4ジェット Y 値カット

- スラストカット
- $\cos\theta_{\text{スラスト}}$  カット
- ヒッグスジェット角度カット
- Z ボソンジェット角度カット
- ヒッグス不変質量カット
- Z ボソン不変質量カット
- 最大光子エネルギーカット

図 4.32 は荷電トラック数分布である。荷電トラック数  $> 4$  を要求することで  $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ 、 $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ 、 $gg$  事象が除かれ、 $q\bar{q}$ 、 $\nu\ell q\bar{q}$ 、 $\ell^+\ell^-q\bar{q}$  事象が大きく抑制された。

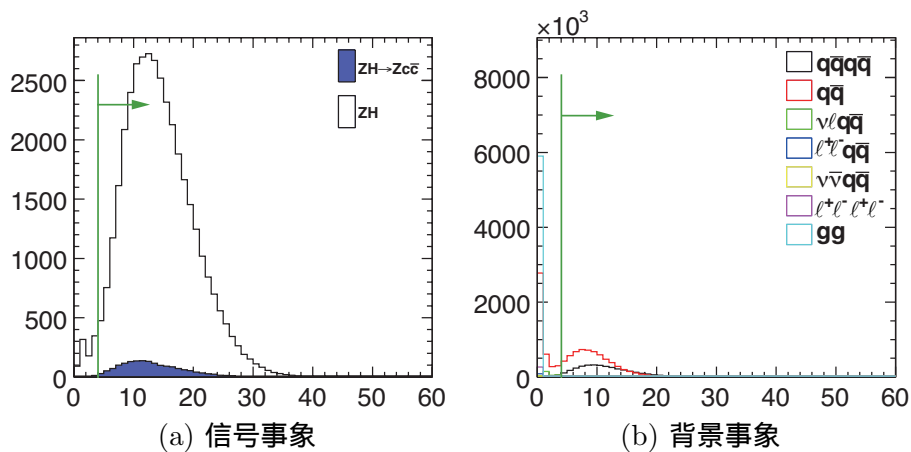


図 4.32: 荷電トラック数分布

ニュートリノ過程と同様にジェットクラスタリングのY値を調べた。ここでは最大4ジェットY値を調べた。最大4ジェットY値とは、4ジェットで再構成するための最大のY値のことであり、Y値をこれ以上大きくしてしまうと、3ジェットで再構成してしまうというY値である。この解析では全ての事象を4ジェットで強制的に再構成しているため、ジェット数が4以下である $q\bar{q}$ 、 $\nu\ell q\bar{q}$ 事象は分割されて再構成されているはずである。したがって、それらを3ジェットで再構成する場合、ジェットが4つである信号事象や $qq\bar{q}\bar{q}$ 事象と比べてY値は小さいと考えられる。最大4ジェットY値分布を見てみると、背景事象の方が大きいほうに多く分布している(図 4.33)。 $q\bar{q}$ 、 $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ 事象を抑制するために $-\text{Log}(\text{最大4ジェットY値}) < 2.7$ でカットした。



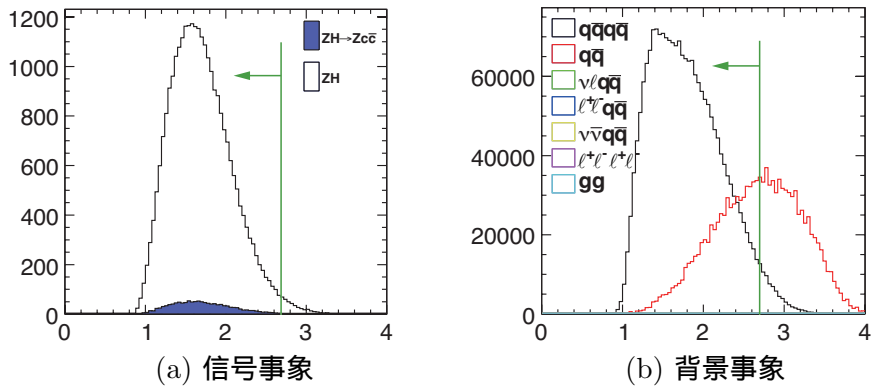


図 4.33: 最大 4 ジェット Y 値分布 (-LogY)

S/N を向上するためにさらにスラスト、 $\cos\theta_{\text{スラスト}}$ 、ヒッグスジェット角度 ( $\theta_H$ )、Z ボソンジェット角度 ( $\theta_Z$ ) についてカットをかける。スラストの定義は以下である。

$$T \equiv m_{\text{qq}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (4.16)$$

$\vec{p}_i$  は再構成された粒子の運動量、 $\vec{n}$  は単位ベクトルで、T が最大になるように  $\vec{n}$  が決められる。T が最大となる  $\vec{n}$  の方向が全体的にその事象がブーストされている方向である。 $\theta_{\text{スラスト}}$  は上式の  $\vec{n}$  とビーム軸との角度である。ヒッグスジェット角度と Z ボソンジェット角度は、それぞれヒッグスと Z ボソンを構成するジェット 2 つの間の角度を表す。各々の分布を図 4.34、4.35、4.36、4.37 に示す。

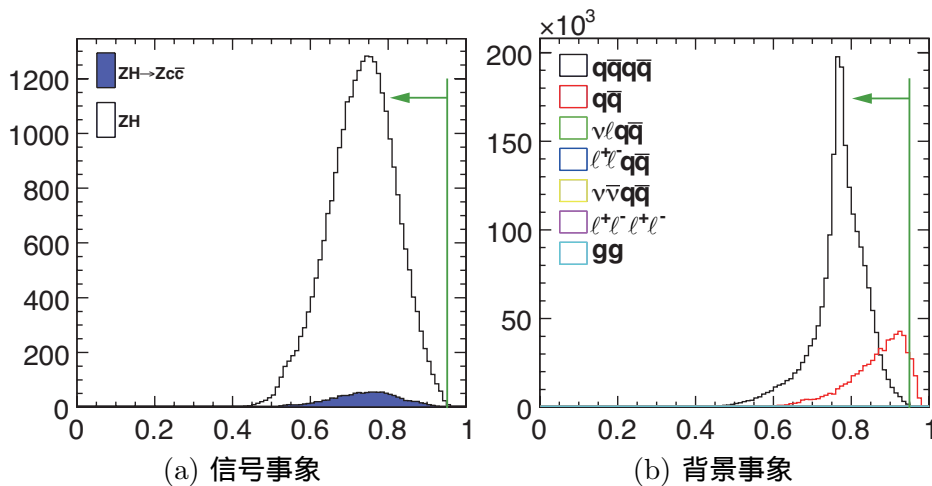
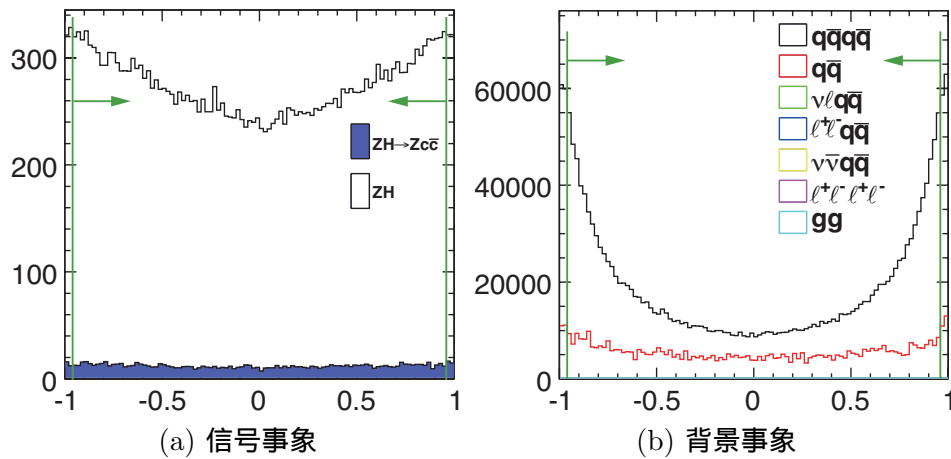


図 4.34: スラスト分布

図 4.35:  $\cos\theta_{\text{スラスト}}$  分布

スラスト分布では、 $q\bar{q}$  事象が 1 に近いところに分布している。これは  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$  事象では、ジェットは互いに逆方向に出るので、 $\vec{n}$  をどちらかのジェット方向にとるとスラストは最大になり、1 に近くなるからである。よって、スラスト  $< 0.98$  を選択する。

$\cos\theta_{\text{スラスト}}$  分布では、t-チャンネルの  $e^+e^- \rightarrow ZZ$  や  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  が前方方向に飛びやすいため、 $qqqq$  事象が  $\pm 1$  にピークを持っている。 $|\cos\theta_{\text{スラスト}}| < 0.98$  を選択して、これを除く。

ヒッグスジェット角度分布では、 $qqqq$  事象が信号事象より角度の小さいところに分布し、 $q\bar{q}$  事象が角度の大きいところに分布している。まず  $qqqq$  事象だが、これは  $m_H > m_Z, m_W$  であるために  $\beta_H < \beta_Z, \beta_W$  となり、ヒッグスから崩壊したジェット間の角度に比べて、角度が小さくなるからである。 $q\bar{q}$  事象は少し複雑である。 $q\bar{q}$  事象ではジェットが 2 つ ( $j_1, j_2$ ) 出るが、これが強制的に 4 ジェットで再構成されている ( $j_1 \rightarrow j_a j_b, j_2 \rightarrow j_c j_d$ )。これら 4 つのジェットからヒッグスと Z ボソンの質量に近くなるようにペアが作られるのだが、 $\{j_a j_b, j_c j_d\}$  とペアを組むと運動量の和が大きくなり、質量が近くなる。したがって、運動量をキャンセルするように  $\{j_a j_c, j_b j_d\}$  とペアを組まなければならない、ジェット間の角度は大きくなる。以上より、 $105^\circ < \theta_H < 165^\circ$  を選択する。

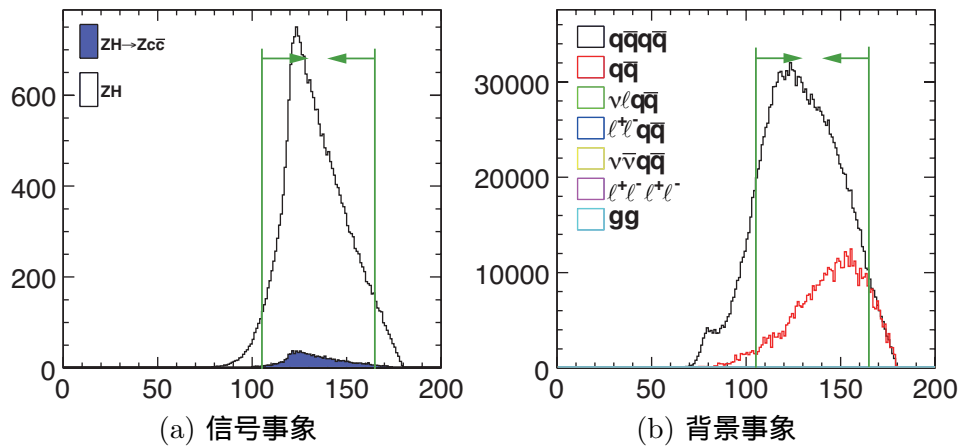


図 4.36: ヒッグスジェット角度分布 ( $\theta_H$ )

Z ボソンジェット角度分布では、 $q\bar{q}q\bar{q}$  事象が信号事象より小さいところに分布している。 $q\bar{q}q\bar{q}$  事象についてはヒッグスジェット角度分布と同様で、 $m_Z > m_W$  であるために  $\beta_Z < \beta_W$  となり、ジェット間の角度が小さくなるからである。よって、 $70^\circ < \theta_Z < 160^\circ$  を選択した。

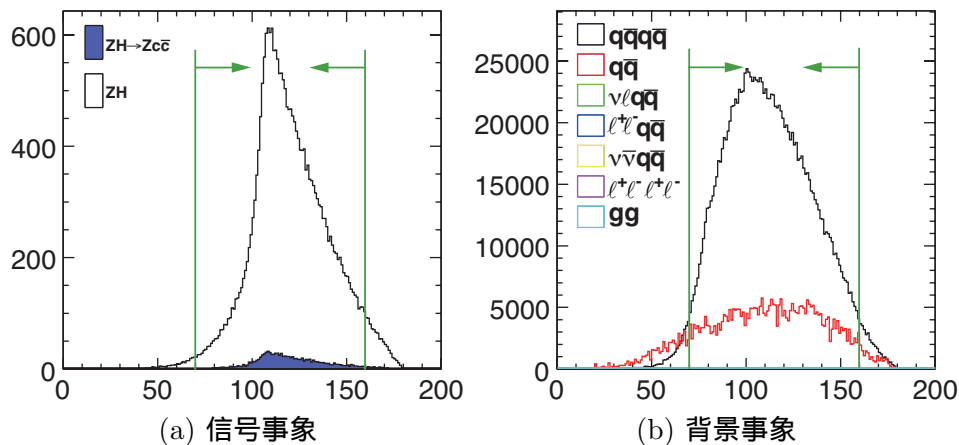


図 4.37: Z ボソンジェット角度分布 ( $\theta_Z$ )

ここまでのカットの後で、主な背景事象は終状態が同じ  $q\bar{q}q\bar{q}$  事象である。 $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$  や  $ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$  事象を除くために、ヒッグス粒子の不変質量と Z ボソンの不変質量を用いてカットする。このカットでは  $q\bar{q}$  事象において 4 ジェットからペアを作るときに、ヒッグスの質量に近くならなかった事象も落ちる。ヒッグス粒子の不変質量の分布を図 4.38 に、Z ボソンの不変質量の分布を図 4.39 にそれぞれ示す。図 4.38、4.39 より  $110\text{GeV} < \text{ヒッグス不変質量} < 140\text{GeV}$ 、 $80\text{GeV} < \text{Z ボソン不変質量} < 110\text{GeV}$  を要求する。

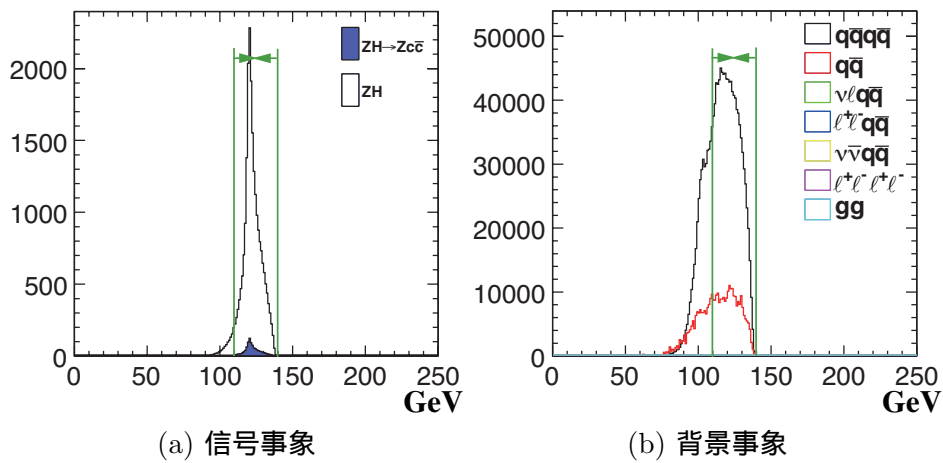


図 4.38: ヒッグス質量分布

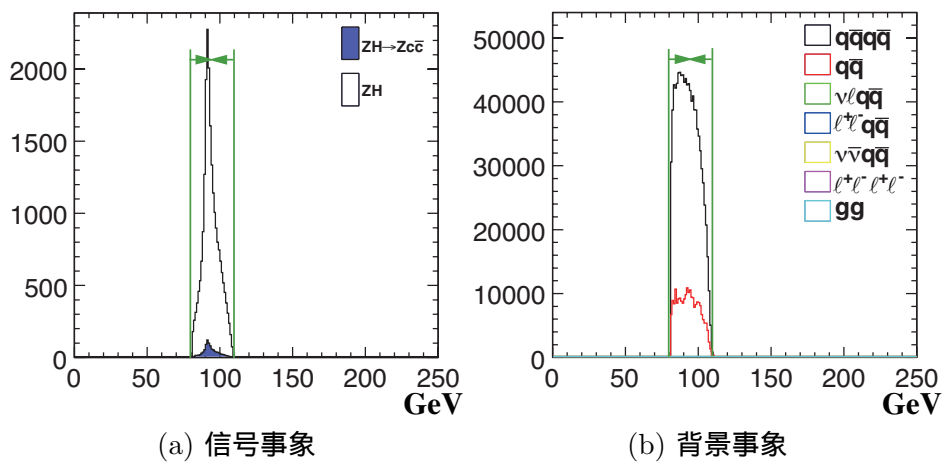


図 4.39: Z ボソン質量分布

最後に、光子の最大エネルギーの分布を調べた。信号事象は滅多にエネルギーの高い光子を放出しない。背景事象においては、電子・陽電子衝突前に放出された光子 (ISR 光子) を含む  $q\bar{q}$  事象があるため、最大光子エネルギー  $< 20\text{GeV}$  を要求して、これを除去できる。

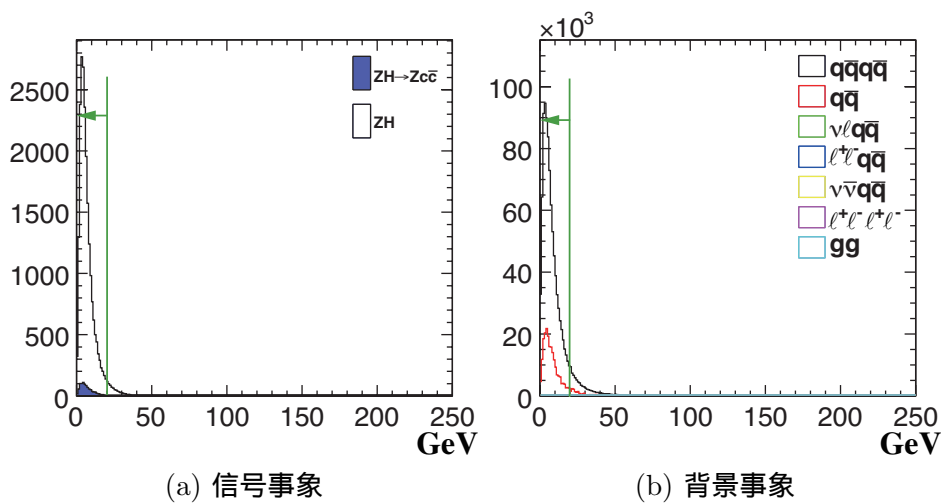


図 4.40: 最大光子エネルギー分布

表 4.13 に信号事象選択と背景事象除去による事象数の変化を示す。表 4.13 から、信号事象の選択効率は  $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}c\bar{c}$  で 53%、 $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  で 56%であった。一方終状態が信号事象と同じ  $q\bar{q}q\bar{q}$  事象は除くことができず、選択効率は高めの 24%であるが、それ以外の背景事象の選択効率は 2.5%未満なので十分に背景事象を除去することができている。

信号事象	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}c\bar{c}$	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$	$e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow q\bar{q}H$
カットなし	2914	53480	79841
ハドロン過程選択	1693	29075	39966
荷電トラック数	1238	22204	29163
最大4ジェットY値	1218	21869	28781
スラスト	1217	21858	28768
$\cos\theta$ スラスト	1157	20831	27415
ヒッグスジェット角度	1080	19393	25414
Zボソンジェット角度	1028	18490	24223
ヒッグス不変質量	982	17666	23059
Zボソン不変質量	982	17665	23056
最大光子エネルギー	895	16288	21246
選択効率	52.86%	56.02%	53.16%

背景事象	$q\bar{q}q\bar{q}$	$q\bar{q}$	$\nu l q\bar{q}$	$\ell^+ \ell^- q\bar{q}$	$\nu\bar{\nu}q\bar{q}$	$\ell^+ \ell^- \ell^+ \ell^-$	$gg$
カットなし	4048390	35353300	4114190	398324	149979	762975	8505840
ハドロン過程選択	3477480	10196600	505916	152563	43	285730	5910610
荷電トラック数	2077300	1238430	6532	792	5	0	0
最大4ジェットY値	2009000	622395	3931	588	3	0	0
スラスト	2008530	571481	3917	574	3	0	0
$\cos\theta$ スラスト	1766300	525482	3504	403	2	0	0
ヒッグスジェット角度	1468630	436393	2857	320	2	0	0
Zボソンジェット角度	1405720	367672	2474	285	2	0	0
ヒッグス不変質量	984853	222844	1216	188	1	0	0
Zボソン不変質量	983532	221634	1212	187	1	0	0
最大光子エネルギー	844920	191039	891	144	1	0	0
選択効率	24.3%	1.87%	0.18%	0.09%	2.33%	0%	0%

表 4.13: 事象数の変化

## 4.4.3 崩壊分岐比の導出

ニュートリノ過程と同様の方法で崩壊分岐比を導出する。まずテンプレートサンプルを準備する。他の2過程と同様にテンプレートサンプルは  $H \rightarrow c\bar{c}$ 、 $H \rightarrow b\bar{b}$ 、 $H \rightarrow$ その他、SM 背景事象を準備した (図 4.41)。

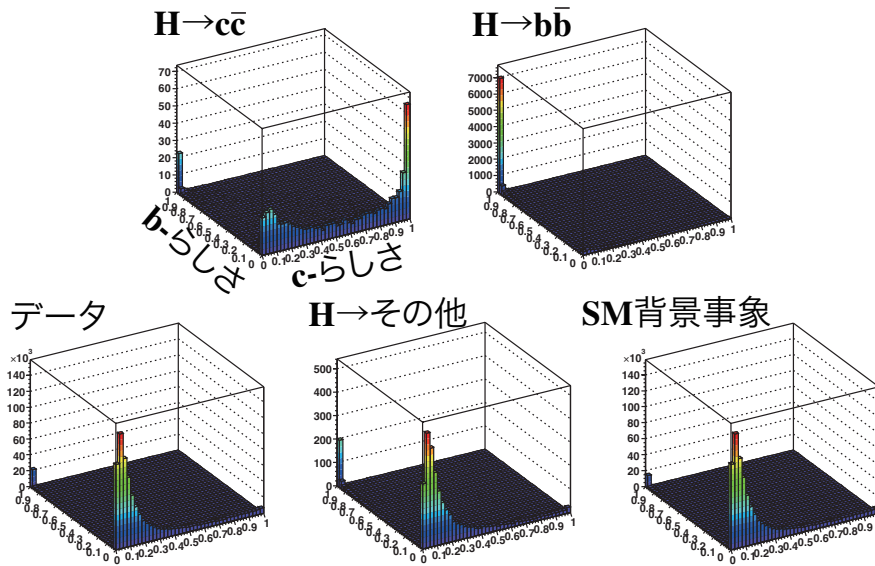


図 4.41: 2次元のテンプレートサンプル。(上左) $H \rightarrow c\bar{c}$  サンプル、(上右) $H \rightarrow b\bar{b}$  サンプル、(下左) データサンプル、(下中) $H \rightarrow$ その他 サンプル、(下右)SM 背景事象サンプル。

その後、試行実験を 1000 回行った。テンプレートフィットから得られた  $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  の分布を図 4.42 に示す。

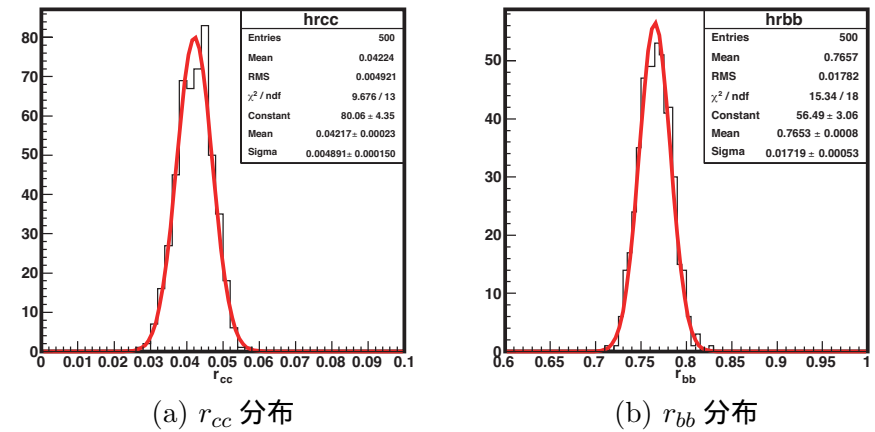


図 4.42:  $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  の分布。赤線はガウス分布によるフィット線を示す。

図 4.42 から見積もった  $r_{cc}$ 、 $r_{bb}$  の結果は表 4.14 に示す。式 4.8 から  $H \rightarrow b\bar{b}$  の崩壊分岐比に対する  $H \rightarrow c\bar{c}$  の崩壊分岐比の割合も計算してある。ハドロン過程の  $\epsilon_{cc}$  と  $\epsilon_{bb}$  はそれぞれ  $e_{cc} = 0.5286$ 、 $e_{bb} = 0.5602$  である。

	真値	フィット結果	測定精度
$r_{cc}$	0.042	$0.042 \pm 0.005$	11.59%
$r_{bb}$	0.77	$0.767 \pm 0.013$	1.73%
$BR(H \rightarrow cc)/BR(H \rightarrow bb)$	0.0545	$0.0581 \pm 0.0068$	11.71%

表 4.14: ハドロン過程の結果



## 4.5 最終結果

本研究の最終結果としては、ニュートリノ過程、レプトン過程、ハドロン過程の結果を組み合わせたものを最終結果とする。それぞれの過程の測定精度と組み合わせた結果を表 4.15 にまとめる。レプトン過程の精度が悪いのは、そもそもの信号事象の事象数が少ないためである。

	ニュートリノ過程	レプトン過程	ハドロン過程	最終結果
$\text{BR}(H \rightarrow c\bar{c})/\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$	$0.0539 \pm 0.0066$	$0.0526 \pm 0.0118$	$0.0581 \pm 0.0068$	$0.0555 \pm 0.0044$
$\Delta\text{BR}(H \rightarrow c\bar{c})/\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$	12.26%	22.30%	11.71%	7.92%

表 4.15: 最終結果

## 第5章 まとめ

標準理論では、ヒッグス粒子が真空に凝縮し、素粒子と相互作用することによって質量を与える(ヒッグス機構)。しかし、ヒッグス粒子は未発見で、そのメカニズムは未だ明らかになっていない。したがって、ヒッグス粒子を発見し、素粒子の質量獲得のメカニズムを明らかにすることは非常に重要である。そのためには、ヒッグス粒子の精密測定が不可欠であり、国際リニアコライダー実験(ILC)がその測定を行う。

ILCは次世代の電子・陽電子線形加速器である。直線で加速させることによりLEPを超える高エネルギーを実現し、粒子・反粒子衝突によるクリーンな環境で精密測定を可能にする。ILD測定器(ILD、SiD)はそれらの利点を最大限に生かすように設計されている。

本研究ではILD測定器におけるヒッグス粒子の崩壊分岐比の測定をシミュレーションした。シミュレーションでは、ヒッグス粒子の質量はLEPやTevatronから予測される120GeVとし、重心系エネルギーはLOIにおいてヒッグス粒子の精密測定の解析で想定されている250GeVとした。この条件では、ヒッグス粒子の主な生成過程は $e^+e^- \rightarrow ZH$ (Higgsstrahlung)になる。Zボソンの崩壊によって、ニュートリノ過程・レプトン過程・ハドロン過程の3種類の過程があり、それぞれの過程で $\text{BR}(H \rightarrow c\bar{c})/\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ の測定を行い、測定精度を見積もった。この解析で得られた結果を表5.1にまとめる。

	ニュートリノ過程	レプトン過程	ハドロン過程	最終結果
$\text{BR}(H \rightarrow c\bar{c})/\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$	$0.0539 \pm 0.0066$	$0.0526 \pm 0.0118$	$0.0581 \pm 0.0068$	$0.0555 \pm 0.0044$
$\Delta\text{BR}(H \rightarrow c\bar{c})/\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$	12.26%	22.30%	11.71%	7.92%

表 5.1: 最終結果

## 付録A 標準理論のラグランジアン

ヒッグス場が  $\phi_+ \rightarrow 0$ 、 $\phi_0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \chi)$  で  $SU(2) \times U(1)$  対称性を破った後のラグランジアンは、

$$\begin{aligned}
 L = & \bar{\nu}(i\not{\partial} - m_\nu)\nu + \bar{\ell}(i\not{\partial} - m_\ell)\ell + \frac{1}{2}(\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi - m_H^2\chi^2) \\
 & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} + m_W^2 W_{+\mu}^* W_+^\mu - \frac{1}{4}G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} + \frac{m_Z^2}{2} Z_\mu Z^\mu \\
 & + eA_\mu(\bar{\ell}\gamma^\mu\ell) - \frac{g}{\sqrt{2}}[W_+^\mu(\bar{\nu}\gamma^\mu P_L\ell) + c.c.] \\
 & - \bar{g}Z_\mu[\bar{\nu}\gamma^\mu(s_{\nu_L}P_L + s_{\nu_R}P_R)\nu + \bar{\ell}\gamma^\mu(s_{\ell_L}P_L + s_{\ell_R}P_R)\ell] \\
 & + \frac{2v\chi + \chi^2}{4}\left(\left(\frac{2m_W}{v}\right)^2 W_{+\mu}^* W_+^\mu + \frac{1}{2}\left(\frac{2m_Z}{v}\right)^2 Z_\mu Z^\mu\right) \\
 & - \frac{m_\ell}{v}\chi(\bar{\ell}\ell) - \frac{m_\nu}{v}\chi(\bar{\nu}\nu) \\
 & - \frac{m_H^2}{2v}\chi^3 - \frac{m_H^2}{8v^2}\chi^4
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
 m_H &= \sqrt{-4\mu^2}, \quad m_W = \frac{vg}{2}, \quad m_Z = \frac{v\bar{g}}{2}, \\
 e &= g\sin\theta_W, \quad \bar{g} = \sqrt{g^2 + g'^2}, \quad \sin\theta_W = \frac{g'}{\bar{g}}, \quad \cos\theta_W = \frac{g}{\bar{g}}
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

である。

## 付録B 各検出器のパラメータ

検出器	パラメータ		検出器	パラメータ				
VTX	半径 (mm)	1 層目	16.0	FTD	内径 (mm)	ディスク 1	39	
		2 層目	18.0			ディスク 2	49.6	
		3 層目	37.0			ディスク 3	70.1	
		4 層目	39.0			ディスク 4	100.3	
		5 層目	58.0			ディスク 5	130.4	
		6 層目	60.0			ディスク 6	160.5	
SIT	半径 (mm)	1 層目	165			ディスク 7	外径 (mm)	ディスク 1
		2 層目	309		ディスク 2			164
	長さ (mm)	1 層目	371		ディスク 3			308
		2 層目	645		ディスク 4			309
SET	半径 (mm)	1 層目	1833		ディスク 5			309
		2 層目	1835		ディスク 6			309
	長さ (mm)	1 層目	2350		ディスク 7			309
		2 層目	2350		長さ (mm)		ディスク 1	220
ETD	内径 (mm)		419.3	ディスク 2			371.3	
	外径 (mm)		1822.7	ディスク 3			644.9	
	長さ (mm)	ディスク 1	2426	ディスク 4			1046.1	
ディスク 2		2428	ディスク 5	1447.3				
ディスク 3		2430	ディスク 6	1848.5				
				ディスク 7			2250	

表 B.1: ILD 測定器の各検出器のパラメータ (1)

検出器	パラメータ		
ECAL	バレル	内径 (mm)	1847.4
		外径 (mm)	2019.6
		長さ (mm)	2350
		放射長 ( $X_0$ )	23.6
	エンドキャップ	内径 (mm)	400
		外径 (mm)	2088.8
		長さ (mm)	2450 ~ 2622.2
HCAL	バレル	内径 (mm)	2058
		外径 (mm)	3330
		長さ (mm)	2350
		放射長 ( $X_0$ )	55.3
	エンドキャップ	内径 (mm)	350
		外径 (mm)	3090.4
		長さ (mm)	2650 ~ 3922
		放射長 ( $X_0$ )	55.3
LumiCAL		内径 (mm)	80
		外径 (mm)	195.2
		長さ (mm)	2506.9 ~ 2635
BeamCAL		内径 (mm)	20
		外径 (mm)	150
		長さ (mm)	3594.9 ~ 3714.9
LHCAL		内径 (mm)	93
		外径 (mm)	330.6
		長さ (mm)	2680 ~ 3205
ヨーク	バレル	内径 (mm)	4440
		外径 (mm)	6990
		長さ (mm)	4047
	エンドキャップ	内径 (mm)	300
		外径 (mm)	6990
		長さ (mm)	4072 ~ 6622
ソレノイド		磁場の強さ (T)	3.5

表 B.2: ILD 測定器の各検出器のパラメータ (2)

# 謝辞

本研究終了にあたって、研究室の方々と ILC 物理グループの皆様へ感謝します。

## 研究室のスタッフの方々へ

指導教官である山本先生には、研究に対するご意見だけでなく、セミナーやスライドの添削をしていただきました。先生が ILC のアジアでのトップにおられるおかげで、学生も最前線での研究をすることができます。この研究も LOI の一部であり、それだけに大変な責任が伴うものでした。しかしそのため、国際会議でも発表することができ、とても良い経験をたくさんさせていただきました。副指導教官である佐貫先生には、特に大学院入試の試験対策のセミナーでお世話になりました。この研究室に無事入ることができたのは、佐貫先生の指導の賜物です。長嶺さんには、4年生の頃シミュレーションについて詳しく教えていただきました。そのおかげですんなりとシミュレーションの全体像をつかむことができました。田窪さんは、外から来られただけあって、東北大生に必要なことを良く知っておられました。その指導によって、僕自身大きく成長できたことは言うまでもありません。特に発表に関してはスライドの作り方から話し方まで、こと細かくアドバイスしていただきました。また、普段から学生部屋で仕事をしておられることもあり、質問もやすく、本研究に関する助言は数多くいただきました。小貫さんは、まだ赴任して1年で、僕とは携わっている研究も違うので、直接指導していただく機会は少なかったのですが、スライドのタイトルと結論の関係について貴重なアドバイスをいただきました。

## 東北大学以外のスタッフの方々へ

KEK の宮本さんには、シミュレーションにおいてソフトウェアの使い方を詳しく教えていただきました。特に本研究とは別に行っていた、崩壊点分解能を用いた ILD 測定器最適化や FPCCD digitizer の開発に関して様々なご意見をいただきました。KEK の杉本さんには、本研究に対するご意見だけでなく、FPCCD digitizer の開発に関してハードウェアの観点からご意見をいただきました。KEK の藤井さんには、背景事象除去に悩んでいたときに、とても有効な案を出していただきました。KEK の池松さんには、研究に対するご意見だけでなく、一緒に飲んだ際に研究者の道についていろいろと教えていただきました。東京大学の末原さんには、ILCSOFT や解析について様々な知識を伝授していただきました。東京大学の田辺さんは、1年だけお世話になりましたが、流暢な英語を駆使した海外出張での食事のプランニングは抜群でした。

## 研究室の学生へ

堀井さんは、研究室唯一のドクターで、携わっている実験は違うものの、その知識の豊富さに感嘆しました。また、研究室内の学生のトップとしてリーダーシップを発揮し、とても頼もしい先輩でした。M2の同期は人数が多く様々な実験に携わっていたので、その利点を生かしていろいろな実験の知識を共有できました。シミュレーションをしてきた僕にとっては、ハードウェアの知識はとても新鮮で、そちらの実験にも興味を持ってました。ILCに関する研究では、M2が下の学生をひっぱる傾向があるので、新M2にはどんどん結果を出して頑張ってもらいたいです。

修士の2年間はとても濃く、とても貴重で、自分を成長させてくれる充実した2年間でした。この2年間の機会を与えてくださった皆様に感謝したいと思います。最後に、僕は就職して研究室を離れることとなりますが、影ながらILCの成功とお世話になった皆様の活躍を祈りたいと思います。

## 参考文献

- [1] P. Janot, M. Kado, C. R. Physique 3 (2002) 1193-1202.
- [2] arXiv:0905.3529v3
- [3] LHC 実験 <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [4] ILC Global Design Effort and World Wide Study, International linear collider Reference Design Report (2007)
- [5] ILD 測定器 <http://www.ilcild.org>
- [6] SiD 測定器 <http://silicondetector.org/display/SiD/home>
- [7] R. Alley et al., "The Stanford linear accelerator polarized electron source," NIM A 365, 1-27 (1995).
- [8] SUSY 解析 <http://ilcagenda.linearcollider.org/materialDisplay.py?contribId=36&sessionId=6&materialId=slides&confId=2813>
- [9] GLD 測定器 <http://ilcphys.kek.jp/gld/>
- [10] LDC 測定器 <http://www.ilcldc.org>
- [11] 4th 測定器 <http://www.4thconcept.org/>
- [12] The International Large Detector Letter of Intent
- [13] SiLC コラボレーション <http://lpnhe-lc.in2p3.fr/>
- [14] CALICE コラボレーション <http://llr.in2p3.fr/activites/physique/flc/calice.html>
- [15] ILCSoft <http://ilcsoft.desy.de/portal/>
- [16] Whizard <http://whizard.event-generator.org/>
- [17] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock and B. R. Webber, New clustering algorithm for multi-jet cross-sections in  $e^+e^-$  annihilation, Phys. Lett. B 269, 432 (1991); S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour and B. R. Webber, Longitudinally invariant kt clustering algorithms for hadron hadron collisions, Nucl. Phys. B 406 (1993) 187; S. D. Ellis and D. E. Soper, Successive combination jet algorithm for hadron collisions, Phys. Rev. D 48 (1993) 3160 [hep-ph/9305266].