

2009年度 修士論文

光子光子衝突型線形加速器における $\gamma\gamma \rightarrow HH$ 反応の研究

広島大学大学院先端物質科学研究科
量子物質科学専攻

前田 望

指導教員 高橋 徹

平成 22 年 2 月 15 日

概要

今日の素粒子物理学にて最も成功している理論は標準模型である。しかしながら標準模型の予言する粒子の中でヒッグス粒子が唯一、実際に観測されていない。そのためにヒッグス粒子の発見が現在の素粒子物理学に於ける最重要課題のひとつとなっている。欧州原子核研究機構 (CERN) の建設した大型ハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider(LHC)) はヒッグス粒子の発見に大きな期待を寄せられ、将来的には国際リニアコライダ (International Linear Collider(ILC)) での精密測定が期待されている。

本研究では、光子光子衝突反応をコンピュータ上でシミュレーションすることにより、ILCの光子光子衝突オプションである光子光子型線形加速器 (Photon Linear Collider(PLC)) に於けるヒッグス粒子の対生成反応 $\gamma\gamma \rightarrow HH$ の測定可能性について検証を行った。

目次

1	序論	2
1.1	素粒子の標準模型	2
1.2	電弱対称性の破れとヒッグス粒子	2
1.2.1	ワインバーグサラム理論	2
1.2.2	ヒッグス粒子の導入と自己結合定数	8
1.3	光子光子衝突型線型加速器	12
1.4	研究の目標と目的	13
2	光子光子衝突反応のシミュレーション	15
2.1	イベントジェネレータの概要	16
3	ヒッグス対生成反応の観測可能性の検証	19
3.1	光子衝突エネルギーの最適化	19
3.2	バックグラウンドの種類	20
3.3	データ解析の方法	21
3.3.1	基本的なパラメータについて	22
3.3.2	事象の再構成	22
3.3.3	bフレーバジェットの識別	24
3.3.4	各反応のパラメータ分布	25
3.4	シグナルの選別	27
3.4.1	ニューラルネットワークの概要	27
3.4.2	シグナルとバックグラウンドの選別	29
3.5	結論と今後の課題	33
	謝辞	35
	参考文献	35

1 序論

1.1 素粒子の標準模型

素粒子物理学とは「物質の最も基本的な構成要素である素粒子は何か」「最も基本的な粒子を支配する物理法則はどのようなものか」を探求する学問である。言い換えるならば素粒子物理学の目標は、素粒子の特性を含めたあらゆる物理法則を記述するような、最終理論 (Theory Of Everything(TOE)) を明らかにすることにある。

先に挙げた問に今日の素粒子物理学は次のように答えることができる。つまり、素粒子として6種類のフェルミ粒子と6種類のレプトンがあり、素粒子間に支配的に働く弱い力、電磁力、強い力は電弱統一理論と量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics(QCD)) によって記述される (素粒子間に働く力として重力も挙げられるがこれはあまりにも弱く、現在素粒子実験が可能なエネルギー領域では完全に無視できる。ミクロな領域で働く重力の理論的な研究は行われている)。素粒子間に働く力を媒介する粒子をゲージボゾンといい、弱い力を媒介する W ボゾン, Z ボゾン, 電磁力を媒介する光子, 強い力を媒介するグルーオンがある。

電弱統一理論と QCD, ヒッグス機構をまとめたものを素粒子の標準模型と呼ぶ。ヒッグス機構とは, W ボゾンと Z ボゾン, そしてフェルミ粒子の質量の起源を説明する理論であり, これはヒッグス粒子と呼ばれる素粒子を要求する。従って標準模型で扱われる素粒子にはフェルミ粒子6種, レプトン6種, ゲージボゾン4種, ヒッグス粒子の計17種類がある。

標準模型は殆ど全ての素粒子実験の結果を説明できるが, 理論からは決定できない18のパラメータを持っているため TOE ではない。また, ヒッグス粒子が未だに実測されていないという問題も抱えている。このため今日の素粒子物理学の最重要課題のひとつとしてヒッグス粒子の発見が挙げられている。ヒッグス粒子の質量もまた, 理論で決定できない18のパラメータのうちのひとつとなっている。

1.2 電弱対称性の破れとヒッグス粒子

1.2.1 ワインバーグサラム理論

自然の対称性は物理の基本法則を導くための足がかりとなる。例えばエネルギー保存則は時間座標の持つ並進対称性から導かれる法則である。

素粒子の相互作用を表す理論においても, 自然の持つ対称性は重要な役割を果たす。特に粒子の波動関数の位相を時空の各点で任意に変更しても物理法則は変わらないとする対称性 (これを局所的ゲージ変換対称性と呼ぶ) を要求することで, 相互作用の形が決定される。これをゲージ原理という。電磁相互作用, 弱い相互作用及びそれらの統一理論であるワインバーグ・サラム理論はゲージ原理を出発点としている。

以下ではゲージ原理を出発点とした電磁相互作用, 弱い相互作用, 及び電弱相互作用の導出過程を簡単に説明する。

$U(1)$ ゲージ変換

ψ をスピノールとして, 自由空間における質量 m のフェルミ粒子のラグランジアン密度 (以下, 単にラグランジアンと呼ぶことにする) は次のように表せる。

$$\mathcal{L} = i(\hbar c)\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - (mc^2)\bar{\psi}\psi \quad (1.2.1)$$

ここで γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) は 4 行 4 列のガンマ行列で、標準表現 (standard representation) では次のように表される。

$$\begin{aligned}\gamma^0 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \gamma^2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}\end{aligned}\tag{1.2.2}$$

ガンマ行列はパウリ行列 τ^j を用いると次のように書ける。

$$\gamma^j = \begin{pmatrix} 0 & \tau^j \\ -\tau^j & 0 \end{pmatrix} \quad (j = 1, 2, 3)\tag{1.2.3}$$

スピノール ψ とその共役 $\bar{\psi}$ については、

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}, \quad \bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0 = (\psi_1^* \quad \psi_2^* \quad -\psi_3^* \quad -\psi_4^*)\tag{1.2.4}$$

ここで $\theta(x^\mu)$ を任意の関数として、ラグランジアン (1.2.1) に局所的 $U(1)$ 群ゲージ変換

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\theta(x^\mu)}\psi\tag{1.2.5}$$

を施したときにラグランジアンが不変であるというゲージ原理を要求する。ラグランジアン (1.2.1) がゲージ変換 (1.2.5) に対して不変になるように、次に示す共変微分 D_μ 及びゲージ場 A_μ を導入する。即ち、

$$\partial_\mu \Rightarrow D \equiv \partial_\mu + i \frac{Q}{\hbar c} A_\mu\tag{1.2.6}$$

ただし A_μ は次のようなゲージ変換を受けるものとする。

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{\hbar c}{Q} \partial_\mu \theta(x^\nu) \equiv A_\mu - \hbar c \partial_\mu \Lambda(x^\nu)\tag{1.2.7}$$

ここで任意関数 $\theta(x^\mu)$ を粒子の電荷 Q を用いて $\theta(x^\mu) \equiv Q\Lambda(x^\mu)$ とした。

式 (1.2.6) に従ってラグランジアン (1.2.1) を書き換えると、

$$\mathcal{L} = i(\hbar c) \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - (mc^2) \bar{\psi} \psi - (Q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu\tag{1.2.8}$$

ラグランジアン (1.2.8) の第 3 項 $-(Q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu$ はゲージ場 A_μ とフェルミ粒子の場 ψ が結合定数 $-Q$ で相互作用することを表している。

導入されたゲージ場 A_μ について考察する。 $\partial_\mu \Lambda(x^\mu)$ はローレンツ変換によりベクトルとして変換されるので、式 (1.2.7) より A_μ もまたベクトル場である。自由場における質量 m のベクトル粒子の運動を記述するプロカ・ラグランジアンは次の通りである。

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_A &= \frac{-1}{16\pi} (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 A^\nu A_\nu \\ &\equiv -\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 A^\nu A_\nu\end{aligned}\tag{1.2.9}$$

フェルミ粒子とベクトル場 A_μ との相互作用を含む完全なラグランジアンは式 (1.2.8) と式 (1.2.9) の和になることが予測される．ところがプロカ・ラグランジアン (1.2.9) の第1項はゲージ変換 (1.2.7) に対して不変であるが，第2項は不変でない．このために，導入されたゲージ場 A_μ の質量は0でなければならない．つまりゲージ場 A_μ を光子とすると， $-Q$ の結合定数から， $-(Q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu$ は荷電フェルミ粒子と光子との電磁相互作用を記述している項だと考えられる．

以上の結果， $U(1)$ ゲージ変換対称性を出発点として，荷電フェルミ粒子と光子の電磁相互作用を含む完全なラグランジアン (1.2.10) を得る．

$$\mathcal{L} = i(\hbar c)\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - (mc^2)\bar{\psi}\psi - (Q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu - \frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (1.2.10)$$

$SU(2)$ ゲージ変換

2つのフェルミ粒子の場を考える．スピノール ψ_1 と ψ_2 を用いて，このフェルミ粒子間の相互作用を含まないラグランジアンを書き表すと，

$$\mathcal{L} = i(\hbar c)\bar{\psi}_1\gamma^\mu\partial_\mu\psi_1 - (m_1c^2)\bar{\psi}_1\psi_1 + i(\hbar c)\bar{\psi}_2\gamma^\mu\partial_\mu\psi_2 - (m_2c^2)\bar{\psi}_2\psi_2 \quad (1.2.11)$$

ここで以下のような行列を定義する．

$$\psi \equiv \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}, \quad \bar{\psi} = \begin{pmatrix} \bar{\psi}_1 & \bar{\psi}_2 \end{pmatrix} \quad (1.2.12)$$

$$M \equiv \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \quad (1.2.13)$$

これよりラグランジアン (1.2.11) を書き換えると，

$$\mathcal{L} = i(\hbar c)\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - c^2M\bar{\psi}\psi \quad (1.2.14)$$

特に2つの粒子の質量が等しい ($m_1 = m_2 = m$) 場合には，

$$\mathcal{L} = i(\hbar c)\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - mc^2\bar{\psi}\psi \quad (1.2.15)$$

ラグランジアン (1.2.15) は明らかに2つの粒子の入れ替えについて不変である．入れ替えの操作は列ベクトル ψ の回転に相当することから，入れ替えを意味する行列 U は次のように表せる．

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \psi'_1 \\ \psi'_2 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad (1.2.16)$$

ただし $|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 = |\psi'_1|^2 + |\psi'_2|^2$ であることが要求されるため，変換行列 U はユニタリ行列でなければならない．

$$U^\dagger U = UU^\dagger = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2.17)$$

一般にユニタリ行列はエルミート行列 H を用いて，

$$U = e^{iH} \quad (1.2.18)$$

と書き表せる．同時にエルミート行列は単位行列 E とパウリ行列 τ_j を用いて次のように書くことができる．

$$H = \theta E + \lambda_1 \tau_1 + \lambda_2 \tau_2 + \lambda_3 \tau_3 = \theta E + \boldsymbol{\lambda} \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (1.2.19)$$

ただし θ 及び $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ は実数である．即ち変換行列 U は,

$$U = e^{iH} = \exp \{i(\theta E + \boldsymbol{\lambda} \cdot \boldsymbol{\tau})\} = e^{i\theta} e^{i\boldsymbol{\lambda} \cdot \boldsymbol{\tau}} \quad (1.2.20)$$

因子 $\exp(i\theta)$ は既に述べた $U(1)$ ゲージ変換である．因子 $\exp(i\boldsymbol{\lambda} \cdot \boldsymbol{\tau})$ もまた群を成し, その群を $SU(2)$ と呼ぶことから, この因子による変換は $SU(2)$ ゲージ変換と呼ばれる．

局所的 $U(1)$ ゲージ変換から光子と電磁相互作用を含むラグランジアンを導出する過程は既に述べた．同様に局所的 $SU(2)$ ゲージ変換からどのようなゲージ場と相互作用が得られるか, これを考察していく．局所的 $SU(2)$ ゲージ変換は, $\lambda(x^\nu)$ を任意の実関数行列として,

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\boldsymbol{\lambda}(x^\nu) \cdot \boldsymbol{\tau}} \psi \quad (1.2.21)$$

このゲージ変換に対してラグランジアン (1.2.14) が不変になるように次の共変微分とゲージ場 W_μ , 定数 g を導入する．

$$\partial_\mu \Rightarrow \mathcal{D} = \partial_\mu + i \frac{g}{\hbar c} (W_{1\mu} \tau_1 + W_{2\mu} \tau_2 + W_{3\mu} \tau_3) = \partial_\mu + i \frac{g}{\hbar c} \mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (1.2.22)$$

ただしゲージ場 W_μ は $SU(2)$ ゲージ変換によって以下のように変換される．

$$\mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\tau} \rightarrow \mathbf{W}'_\mu \cdot \boldsymbol{\tau} = U \mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\tau} U^\dagger + i \frac{\hbar c}{g} (\partial_\mu U) U^\dagger \quad (1.2.23)$$

ここで $\lambda = |\boldsymbol{\lambda}|$ が十分に小さく, $U \sim E + i\boldsymbol{\lambda} \cdot \boldsymbol{\tau}$ と近似できるような無限小変換を考えると, ゲージ場 W_μ の変換は次のように書くことができる．

$$\mathbf{W}_\mu \rightarrow \mathbf{W}'_\mu = \mathbf{W}_\mu - 2(\boldsymbol{\lambda} \times \mathbf{W}_\mu) - \frac{\hbar c}{g} \partial_\mu \boldsymbol{\lambda} \quad (1.2.24)$$

以上の共変微分とゲージ場 W_μ を導入してラグランジアン (1.2.14) を書き直すと,

$$\mathcal{L} = i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - c^2 M \bar{\psi} \psi - g \bar{\psi} \gamma^\mu (\mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\tau}) \psi \quad (1.2.25)$$

この第3項 $-g \bar{\psi} \gamma^\mu (\mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\tau}) \psi \equiv \mathcal{L}_{int}$ が導入されたゲージ場とフェルミ粒子対の場の相互作用を表し, その結合定数は $-g$ である．ゲージ場 W_μ はやはりベクトル場であるので, プロカ・ラグランジアンを考えると,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_W &= -\frac{1}{16\pi} (\partial^\mu W_1^\nu - \partial^\nu W_1^\mu) (\partial_\mu W_{1\nu} - \partial_\nu W_{1\mu}) + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{m_1 c}{\hbar}\right)^2 W_1^\nu W_{1\nu} \\ &\quad - \frac{1}{16\pi} (\partial^\mu W_2^\nu - \partial^\nu W_2^\mu) (\partial_\mu W_{2\nu} - \partial_\nu W_{2\mu}) + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{m_2 c}{\hbar}\right)^2 W_2^\nu W_{2\nu} \\ &\quad - \frac{1}{16\pi} (\partial^\mu W_3^\nu - \partial^\nu W_3^\mu) (\partial_\mu W_{3\nu} - \partial_\nu W_{3\mu}) + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{m_3 c}{\hbar}\right)^2 W_3^\nu W_{3\nu} \\ &\equiv \sum_{i=1}^3 \left\{ -\frac{1}{16\pi} F_i^{\mu\nu} \cdot F_{i\mu\nu} + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{m_i c}{\hbar}\right)^2 W_i^\nu W_{i\nu} \right\} \\ &\equiv -\frac{1}{16\pi} \mathbf{F}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{F}_{\mu\nu} + \sum_{i=1}^3 \frac{1}{8\pi} \left(\frac{m_i c}{\hbar}\right)^2 W_i^\nu W_{i\nu} \end{aligned} \quad (1.2.26)$$

ただし $F^{\mu\nu} = (F_1^{\mu\nu}, F_2^{\mu\nu}, F_3^{\mu\nu})$ である．このままでは $SU(2)$ ゲージ変換に対して不変ではないので，テンソル $F^{\mu\nu}$ を次のように書き換える．即ち，

$$\mathbf{F}^{\mu\nu} \Rightarrow \mathbf{F}^{\mu\nu} = \partial^\mu \mathbf{W}^\nu - \partial^\nu \mathbf{W}^\mu - \frac{2g}{\hbar c} (\mathbf{W}^\mu \times \mathbf{W}^\nu) \quad (1.2.27)$$

ゲージ場 W のプロカ・ラグランジアン (1.2.26) の第 1 項 $-\frac{1}{16\pi} \mathbf{F}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{F}_{\mu\nu}$ はこの変更によってゲージ不変となるが，第 2 項である質量項をゲージ不変にすることはできず，結果としてゲージ場 W_1, W_2, W_3 の質量は全て 0 であることが要求される．以上の結果，ゲージ場 W とフェルミ粒子対の場の相互作用を含むラグランジアンを次のように書き下すことができる．

$$\mathcal{L}_W = -\frac{1}{16\pi} \mathbf{F}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{F}_{\mu\nu} \quad (1.2.28)$$

$$\mathcal{L} = i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - c^2 M \bar{\psi} \psi - \mathcal{L}_{int} - \mathcal{L}_W \quad (1.2.29)$$

ここで，

$$W^\pm \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (W^{1\mu} \mp iW^{2\mu}) \quad (1.2.30)$$

と置くと，ラグランジアン (1.2.28) の第 3 項 \mathcal{L}_{int} に含まれる $SU(2)$ 行列を次のように書き直すことができる．

$$\mathbf{W} \cdot \boldsymbol{\tau} = \begin{pmatrix} W_{3\mu} & W_{1\mu} - iW_{2\mu} \\ W_{1\mu} + iW_{2\mu} & -W_{3\mu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_{3\mu} & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_{3\mu} \end{pmatrix} \quad (1.2.31)$$

この W_μ^\pm が弱い相互作用を媒介する W^\pm ボゾンとすると， \mathcal{L}_{int} が弱い相互作用を表すラグランジアンだと考えられる．例えばフェルミ粒子対として左巻きの u クォーク u_L と左巻きの d クォーク d_L を考えると，

$$\psi = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (1.2.32)$$

$$\mathcal{L}_{int} = -g\sqrt{2} \{ (\bar{u}_L \gamma^\mu d_L) W_\mu^+ + (\bar{d}_L \gamma^\mu u_L) W_\mu^- \} - g \{ (\bar{u}_L \gamma^\mu u_L) - (\bar{d}_L \gamma^\mu d_L) \} W_{3\mu} \quad (1.2.33)$$

式 (1.2.33) の第 1 項で， W ボゾンを介してフェルミ粒子のウィークアイソスピンを変更するという弱い相互作用を明示できる．

ところで $SU(2)$ ゲージ変換は式 (1.2.32) のような電荷の異なるフェルミ粒子を混ぜ合わせることができるが，これに対して $U(1)$ ゲージ変換は粒子の電荷に比例した位相変換を行うために， $SU(2)$ ゲージ変換と $U(1)$ ゲージ変換をそれぞれ独立に施すことはできない．この 2 つの問題は以下で取り扱うこととする．

$SU(2) \otimes U(1)$ ゲージ変換

電磁相互作用と弱い相互作用を統一した電弱相互作用は $SU(2) \otimes U(1)$ ゲージ変換によって導出される．ただし $U(1)$ ゲージ変換については，粒子の持つ (電荷ではない) 量子数 Y を想定し， Y に比例した $U(1)$ ゲージ変換 $\exp \{ iY\Lambda(x^\mu) \}$ を考える．そして左巻きのフェルミ粒子の Y は全て等しいとする．この量子数 Y は超電荷と呼ばれる．ここで $U(1)$ ゲージ変換が Y に依っていることから， $U(1)_Y$ と表す．

弱い相互作用が左巻きの粒子にしか作用しないことを反映させ、例えば第1世代のクォークの場を次のようにする。

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad \psi_2 = u_R, \quad \psi_3 = d_R \quad (1.2.34)$$

u_R, d_R はそれぞれ右巻きの u クォークと右巻きの d クォークのスピンールである。第1世代のレプトンの場については、 ν_e を電子ニュートリノ、 e を電子のスピンールとして

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad \psi_2 = \nu_{eR}, \quad \psi_3 = e_R \quad (1.2.35)$$

とする(ただし右巻きのニュートリノの存在を示す実験結果は現在までに得られていない。ここでは便宜的に ν_{eR} と置くことにする)。これにより左巻きの粒子は $SU(2)$ ゲージ変換を受けるが右巻きの粒子は受けないということを表現できる。このゲージ変換を $SU(2)_L$ と表すことにする。

式 (1.2.34)、または式 (1.2.35) を用いて、ラグランジアンを書き下すと、

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^3 \{ (i\hbar c) \bar{\psi}_j \gamma^\mu \partial_\mu \psi_j + c^2 M \bar{\psi}_j \psi_j \} \quad (1.2.36)$$

局所的 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ゲージ変換は、

$$\begin{aligned} \psi_1 &\rightarrow \psi'_1 = e^{i\lambda(\mathbf{x}^\mu) \cdot \boldsymbol{\tau}} e^{iY_1 \Lambda(x^\mu)} \psi_1 \\ \psi_2 &\rightarrow \psi'_2 = e^{iY_2 \Lambda(x^\mu)} \psi_2 \\ \psi_3 &\rightarrow \psi'_3 = e^{iY_3 \Lambda(x^\mu)} \psi_3 \end{aligned} \quad (1.2.37)$$

無限小変換は、

$$\begin{aligned} \psi_1 &\rightarrow \psi'_1 = (1 + i\lambda(\mathbf{x}^\mu) \cdot \boldsymbol{\tau} + iY_1 \Lambda(x^\mu)) \psi_1 \\ \psi_2 &\rightarrow \psi'_2 = (1 + iY_2 \Lambda(x^\mu)) \psi_2 \\ \psi_3 &\rightarrow \psi'_3 = (1 + iY_3 \Lambda(x^\mu)) \psi_3 \end{aligned} \quad (1.2.38)$$

ゲージ不変性に必要な共変微分は、

$$\partial_\mu \Rightarrow \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i \frac{g}{\hbar c} t \mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\tau} + i \frac{g'}{\hbar c} \frac{Y_j}{2} B_\mu \quad (1.2.39)$$

ここで B_μ は $U(1)$ ゲージ変換に対応して導入されたゲージ場であり、次のゲージ変換を受ける。

$$B_\mu \rightarrow B'_\mu = B_\mu + \frac{2\hbar c}{g'} \partial_\mu \Lambda \quad (1.2.40)$$

\mathbf{W}_μ についてのゲージ変換は式 (1.2.24) と同様である。

g' は B_μ とフェルミ粒子の結合定数に対応し、 t はウィークアイソスピンの大きさであり、従って右巻きのフェルミ粒子はゲージ場 \mathbf{W}_μ と結合しない。この共変微分とゲージ場を用いてラグランジアン (1.2.36) をゲージ不変な形に書き直すと、

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \sum_{j=1}^3 \left\{ i\hbar c \bar{\psi}_j \gamma^\mu \partial_\mu \psi_j + i\hbar c \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left(i \frac{g'}{\hbar c} \frac{Y_j}{2} B_\mu \right) \psi_j \right\} + \sum_{j=1}^3 c^2 M \bar{\psi}_j \psi_j \\ &\quad - \frac{ig}{2} \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \mathbf{W}_\mu \cdot \boldsymbol{\tau} \psi_1 - \frac{1}{16\pi} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{16\pi} \mathbf{W}^{\mu\nu} \mathbf{W}_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.2.41)$$

ただし, $B_{\mu\nu}$ と $W_{\mu\nu}$ の定義は次の通りである.

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.2.42)$$

$$W_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu \quad (1.2.43)$$

ラグランジアン (1.2.70) の通り, ゲージ場 B_μ も質量が 0 である.

電弱対称性の破れ

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ゲージ変換対称性を出発点として電磁相互作用と弱い相互作用の法則及び結合の強さを統一的に導いた. 以上の過程から, 電磁相互作用と弱い相互作用のゲージ対称性 (=電弱対称性) を保つにはゲージ場に対応する粒子であるゲージボゾンの質量が 0 である必要がある. しかし実験事実として弱い相互作用を媒介する W^\pm ボゾンと Z ボゾンの質量はそれぞれ 80.4GeV と 91.2GeV であることが観測されている.

ゲージボゾンの質量の問題に対して次のような理論が提唱された. 即ち「ゲージボソンは本来質量を持たないが「何らかの機構」によって質量を獲得し, 結果として現在の宇宙では電弱対称性が破れている」というものである. この「何らかの機構」はヒッグス機構と呼ばれる.

次にヒッグス機構及びこれによって導入されるヒッグス粒子の概要について説明する.

1.2.2 ヒッグス粒子の導入と自己結合定数

ヒッグス機構

次のような 2 重項のスカラー場 Φ と, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ゲージ変換対称性を持つラグランジアン \mathcal{L}_Φ を導入する.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.2.44)$$

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2}(\mathcal{D}_\mu \Phi^\dagger)(\mathcal{D}^\mu \Phi) + \frac{1}{2}\mu^2(\Phi^\dagger \Phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.2.45)$$

ここでの共変微分 \mathcal{D}_μ は $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ゲージ変換の際に導入した共変微分 (1.2.39) と同じものである. また λ と μ は定数である.

ラグランジアン (1.2.45) を, そもそのラグランジアンの定義 $L = T - V$ (T は運動エネルギー, V はポテンシャルエネルギー) を参考として, 次のように表記する.

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2}(\mathcal{D}_\mu \Phi^\dagger)(\mathcal{D}^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi) \quad (1.2.46)$$

$V(\Phi^\dagger \Phi)$ はヒッグスポテンシャルと呼ばれる. 量子力学においてはポテンシャル中の粒子の状態はラグランジアンの与えるエネルギー最小の状態, つまり真空からの励起状態として表される. 上記のポテンシャルにおける真空は,

$$V = -\frac{1}{2}\mu^2(\Phi^\dagger \Phi) + \frac{1}{4}\lambda^2(\Phi^\dagger \Phi)^2 = \frac{1}{4}\lambda^2 \left(\Phi^\dagger \Phi - \frac{\mu^2}{\lambda^2} \right)^2 - \frac{1}{4}\frac{\mu^4}{\lambda^2} \quad (1.2.47)$$

より,

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{\mu^2}{\lambda^2} \quad (1.2.48)$$

を満たす全ての Φ にあることが明らかである．そこで今，無数にある真空の中から，

$$\Phi_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\mu}{\lambda} \\ v \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.2.49)$$

を選び，ここからの励起状態を考えることにする．

簡単のために $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ゲージ変換 $\exp(i\lambda(x^\mu) \cdot \tau) \exp(iY\Lambda(x^\mu))$ に含まれる任意関数 $\lambda(x^\mu)$ と $\Lambda(x^\mu)$ を適当に選び (ゲージを選び)，スカラー場を次のように調節する．

$$\Phi_A \rightarrow \Phi'_A = 0, \quad \Phi_B \rightarrow \Phi'_B = \phi_3 \quad (1.2.50)$$

続いて真空からの励起として $h(x^\mu) \equiv \Phi - \Phi_v$ を定義すると，ポテンシャルはこれを用いて次のように書ける．

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x^\mu) \end{pmatrix} \quad (1.2.51)$$

$$\begin{aligned} V(\Phi^\dagger\Phi) &= V(v + h(x^\mu)) \\ &= \frac{1}{4}\lambda^2 (-v^4 + 4hv^3 + 4h^2v^2 + h^4) \end{aligned} \quad (1.2.52)$$

同様にラグランジアン \mathcal{L}_Φ を真空からの励起で表現すると，

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Phi &= \frac{1}{2}(\mathcal{D}_\mu\Phi^\dagger)(\mathcal{D}^\mu\Phi) + V(\Phi^\dagger\Phi) \\ &= \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h + \frac{1}{8}\left(\frac{g}{\hbar c}\right)^2 (W_\mu^-(W^{-\mu})^* + (W_\mu^+)^*W^{+\mu})(v+h)^2 \\ &\quad + \frac{1}{8}\left(\frac{1}{\hbar c}\right)^2 (-gW_{3\mu} + g'B_\mu)(-gW_3^\mu + g'B^\mu)(v+h)^2 + V(v+h(x^\mu)) \end{aligned} \quad (1.2.53)$$

式 (1.2.45) と式 (1.2.53) は全く同じ物理を記述するラグランジアンである．しかし後者については基底状態として $\Phi \neq 0$ を取ったために，スカラー場の $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ゲージ変換について対称性が破れている．このような対称性の破れを‘自発的対称性の破れ’と呼ぶ．これによって， $U(1)$ ゲージ変換から導入されたゲージ場 B_μ と $SU(2)$ ゲージ変換から導入されたゲージ場 W_μ^3 が混合され，新たなゲージ場 Z_μ が生じることになる．つまり，

$$\sqrt{g^2 + g'^2}Z^\mu \equiv gW^{3\mu} - g'B^\mu \quad (1.2.54)$$

として，ラグランジアン (1.2.53) を次のように書き換えることができる．

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Phi &= \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h \\ &\quad + \frac{1}{8}\left(\frac{g}{\hbar c}\right)^2 (W_\mu^-(W^{-\mu})^* + (W_\mu^+)^*W^{+\mu})(v+h)^2 \\ &\quad + \frac{1}{8}\left(\frac{1}{\hbar c}\right)^2 (g^2 + g'^2)^2 Z_\mu Z^\mu (v+h)^2 \\ &\quad - \frac{1}{4}\lambda^2 (-v^4 + 4hv^3 + 4h^2v^2 + h^4) \end{aligned} \quad (1.2.55)$$

ゲージ場 W_μ^\pm ， Z_μ と真空 v の結合に着目すると，プロカ・ラグランジアン of 質量項が得られる．即ち，

$$\frac{1}{8}\left(\frac{g}{\hbar c}\right)^2 v^2 (W_\mu^-(W^{-\mu})^* + (W_\mu^+)^*W^{+\mu}) = \frac{1}{8\pi}\left(\frac{m_{WC}}{\hbar}\right)^2 \quad (1.2.56)$$

$$\frac{1}{8}\left(\frac{1}{\hbar c}\right)^2 (g^2 + g'^2)^2 v^2 Z_\mu Z^\mu = \frac{1}{8\pi}\left(\frac{m_{ZC}}{\hbar}\right)^2 \quad (1.2.57)$$

従って、

$$\begin{aligned} m_W &= \sqrt{\pi} \frac{gv}{c^2} \\ m_Z &= \sqrt{\pi} \frac{g}{c^2} (g^2 + g'^2)v \end{aligned} \quad (1.2.58)$$

つまり新たに導入したスカラー場 Φ とその自発的対称性の破れによって、ゲージ場 W_μ^\pm に対応する粒子である W^\pm ボゾンと、ゲージ場 Z_μ に対応する粒子である Z ボゾンが質量を獲得したことになる。以上の、ゲージボゾンが質量を獲得する機構をヒッグス機構と呼び、導入されたスカラー場の真空からの励起 h に対応するスカラー粒子をヒッグス粒子という。

式 (1.2.54) のように、ヒッグス機構による自発的対称性の破れによって、 $U(1)$ ゲージ変換から導入されたゲージ場 B_μ と $SU(2)$ ゲージ変換から導入されたゲージ場 W_μ^3 が混合されることになる。このゲージ場の混合を表す指標として、ワインバーグ角 θ_W が次式で定義されている。

$$\tan \theta_W \equiv \frac{g'}{g} \quad (1.2.59)$$

また混合によって Z_μ だけでなく、ゲージ場 A_μ も生じる。 A_μ は Z_μ に直交する形で与えられる。即ち、

$$\sqrt{g^2 + g'^2} A_\mu \equiv gW_\mu^3 + g'B_\mu \quad (1.2.60)$$

従って、

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_{3\mu} \end{pmatrix} \quad (1.2.61)$$

と表せる。このようなワインバーグ角を導入してラグランジアン (1.2.70) にある B_μ と $W_{3\mu}$ を含む項を書き換えると、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^{NC} &\equiv \sum_{j=1}^3 i\hbar c \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left(i \frac{g'}{\hbar c} \frac{Y_j}{2} B_\mu \right) \psi_j - \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \begin{pmatrix} W_{3\mu} & 0 \\ 0 & -W_{3\mu} \end{pmatrix} \psi_1 \\ &= \bar{\psi}_1 \gamma^\mu A_\mu g \frac{\tau_3}{2} \psi_1 \sin \theta_W - \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j \gamma^\mu A_\mu g' \frac{Y_j}{2} \psi_j \cos \theta_W \\ &\quad - \bar{\psi}_1 \gamma^\mu Z_\mu g \frac{\tau_3}{2} \psi_1 \cos \theta_W + \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j \gamma^\mu Z_\mu g' \frac{Y_j}{2} \psi_j \sin \theta_W \end{aligned} \quad (1.2.62)$$

粒子のウィークアイソスピン第3成分を与える演算子 \hat{T}_3 を定義する。これの作用 $\hat{T}_3 \psi_j = T_{3j} \psi_j$ を具体的に記すと、

$$\hat{T}_3 \psi_1 = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} \psi_1 = \frac{\tau_3}{2} \psi_1, \quad \hat{T}_3 \psi_2 = 0, \quad \hat{T}_3 \psi_3 = 0 \quad (1.2.63)$$

よって、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^{NC} &= - \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j \gamma^\mu A_\mu \left(g \hat{T}_3 \sin \theta_W + g' \frac{Y_j}{2} \cos \theta_W \right) \psi_j \\ &\quad - \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j \gamma^\mu Z_\mu \left(g \hat{T}_3 \cos \theta_W - g' \frac{Y_j}{2} \sin \theta_W \right) \psi_j \end{aligned} \quad (1.2.64)$$

ゲージ場 A_μ を含む部分について考察を進めていく。

ウィークアイソスピンの第3成分 T_3 と超電荷 Y ，電気素量を単位とした粒子の電荷 Q の関係について，次式を実験的に確かめることができる。

$$T_3 + \frac{Y}{2} = Q \quad (1.2.65)$$

そこで e を電気素量として次式を仮定する。

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (1.2.66)$$

このとき，

$$\begin{aligned} -\bar{\psi}_j \gamma^\mu A_\mu \left(g \hat{T}_3 \sin \theta_W + g' \frac{Y_j}{2} \cos \theta_W \right) \psi_j &= -\bar{\psi}_j \gamma^\mu A_\mu \left(\hat{T}_3 + \frac{Y_j}{2} \right) e \psi_j \\ &= -\bar{\psi}_j \gamma^\mu A_\mu Q e \psi_j \end{aligned} \quad (1.2.67)$$

式 (1.2.67) は質量0の中性ゲージボゾンと荷電フェルミ粒子の，結合定数を電荷とした相互作用である。 A_μ が光子に対応するゲージ場とすると，これは電磁相互作用に他ならない。

続いてラグランジアン (1.2.64) の， Z_μ を含む部分について考える。式 (1.2.66) を書き換えると，ワインバーグ角 θ_W について次式が得られる。

$$\sin \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \cos \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.2.68)$$

これよりラグランジアン (1.2.64) の Z_μ を含む項は，

$$\bar{\psi}_j \gamma^\mu Z_\mu \left(g \hat{T}_3 \cos \theta_W - g' \frac{Y_j}{2} \sin \theta_W \right) \psi_j = \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \bar{\psi}_j \gamma^\mu (T_3 - Q \sin^2 \theta_W) Z_\mu \psi_j \quad (1.2.69)$$

Z_μ は中性でありフェルミ粒子の電荷を変えず，また中性のニュートリノとも作用する。ゲージ場 Z_μ が Z ボゾンに対応しているとするとき，式 (1.2.69) は中性カレントによる弱い相互作用を記述している。

結果として $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ゲージ変換対称性から，フェルミ粒子とゲージボゾン間での電磁相互作用，弱い相互作用を表すラグランジアン \mathcal{L}_{int} として次式が得られる。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int} &= \mathcal{L}_{int}^{CC} + \mathcal{L}_{int}^{NC} \\ &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & 0 \end{pmatrix} \psi_1 \\ &\quad + \sum_{j=1}^3 \left\{ -\bar{\psi}_j \gamma^\mu A_\mu Q e \psi_j + \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \bar{\psi}_j \gamma^\mu (T_3 - Q \sin^2 \theta_W) Z_\mu \psi_j \right\} \end{aligned} \quad (1.2.70)$$

ただし荷電カレントによる弱い相互作用を，

$$\mathcal{L}_{int}^{CC} \equiv -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & 0 \end{pmatrix} \psi_1 \quad (1.2.71)$$

と表記している。

ヒッグス粒子の自己結合定数

ラグランジアン (1.2.55) の中から特にヒッグス粒子のみに関する部分を抜き出すと、

$$\mathcal{L}_H \equiv \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} \left(\frac{c}{\hbar} \right)^2 2 \left(\frac{\hbar}{c} \right)^2 \lambda^2 v^2 h^2 - v \lambda^2 h^3 + \frac{1}{4} \lambda^2 h^4 \quad (1.2.72)$$

第3項と第4項はヒッグス粒子同士の相互作用 (= 自己結合) を表し、第2項についてクライン・ゴールドン・ラグランジアンとの比較から、ヒッグス粒子の質量 m_H が得られる。

$$m_H = \sqrt{2} \frac{\hbar}{c} \lambda v \quad (1.2.73)$$

特に v は真空の期待値、 λ はヒッグスの自己結合定数と呼ばれ、いずれも理論からは決定できないパラメータである。真空の期待値は実験的におよそ 174 GeV と見積もられているが、自己結合定数の値は知られていない。上に見たように自己結合定数は電弱対称性の破れの重要なパラメータであるため、その精密測定はヒッグス粒子の発見と合わせて素粒子物理学における最重要課題の1つとなっている。

真空の相転移

空間全体に広がっているヒッグス場を粒子的に解釈すると、空間全体にヒッグス粒子が充満した状態であると捉えられる。この系の、つまり全ての物質を包含する宇宙の温度 T を考えると、ヒッグスのポテンシャルに含まれているパラメータ μ は次のように表される。

$$\mu^2 = a(T_c - T) \quad (1.2.74)$$

a は正の定数である。式 (1.2.47) から明らかなように、 T が臨界温度 T_c 以上では $\Phi^\dagger \Phi = 0$ が真空となり、自発的対称性の破れが起こらず W^\pm ボゾンと Z ボゾンの質量は0のままとなる。しかし宇宙の温度が下がり T_c を下回ると、真空は $\Phi^\dagger \Phi = v$ に移動し、自発的対称性の破れが起きる。

このような宇宙の温度による真空の状態の遷移を、真空の相転移と呼ぶ。現在の宇宙の温度は明らかに T_c に達していないが、過去の或る段階の宇宙は十分な温度を持ち、電弱対称性を保持していたと考えられている。 T_c はパラメータであり実測もされていないが、仮に真空の期待値 $v = 174 \text{ GeV}$ と同程度と過程すると、ビッグバンから 7.7×10^{-12} 秒後に真空の相転移が起こったと計算される。

1.3 光子光子衝突型線型加速器

現在、国際リニアコライダ (International Linear Collider (ILC)) 計画にて次世代の衝突型線形加速器の設計が進められている。ILC は電子と陽電子を重心系エネルギー 500 GeV ~ 1 TeV で衝突させる加速器で、ヒッグス粒子や高エネルギー領域での物理現象の発見が期待されている。

ILC は電子陽電子衝突だけではなく、その光子衝突オプションとして光子光子衝突型線形加速器 (Photon Linear Collider (PLC)) も考案されている。PLC はその名の通り高エネルギー光子についてのコライダであり、用いられる光子は電子ビームとレーザーの逆コンプトン散乱によって生成される。図1にPLCの概略、図2に逆コンプトン散乱の概略図を示す。

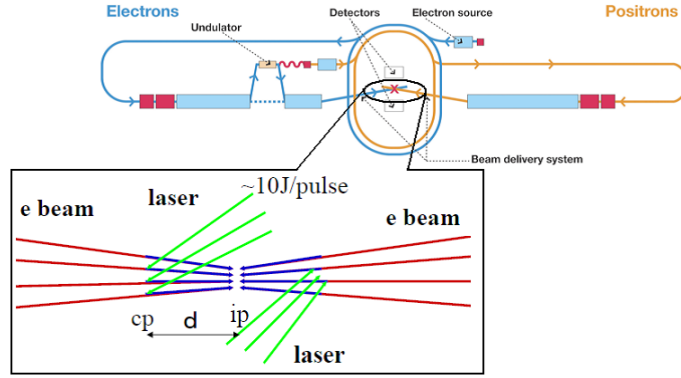


図 1: PLC の概略図 . ILC の陽電子ビームを電子ビームに変更し , ここにレーザーを入射することで高エネルギーの光子を得る .

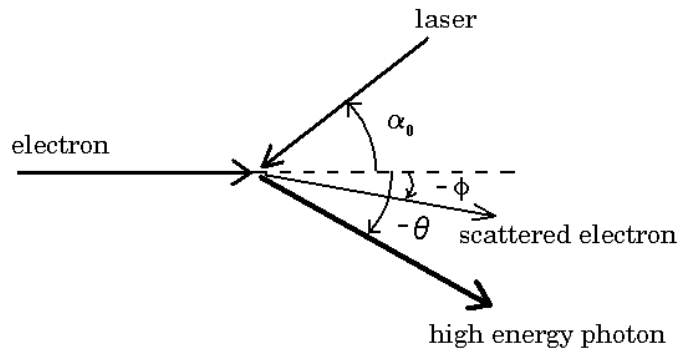


図 2: 逆コンプトン散乱の概略図

入射レーザーのエネルギーが $\hbar\omega_{laser}$, 電子ビームのエネルギーが E_e のとき , レーザの入射角を α_0 とすると逆コンプトン散乱により得られる光子のエネルギーの最大値 $E'|_{max}$ は式 (1.3.1) で表される .

$$E'|_{max} = \frac{\frac{4E_e\hbar\omega_{laser}}{m_e^2c^4} \cos^2(\frac{\alpha_0}{2})}{\frac{4E_e\hbar\omega_{laser}}{m_e^2c^4} \cos^2(\frac{\alpha_0}{2}) + 1} E_e \equiv \frac{x}{x+1} E_e \quad (1.3.1)$$

1.4 研究の目標と目的

図 3 と図 4 にそれぞれ , 光子光子衝突からのヒッグス生成反応と電子陽電子衝突からのヒッグス生成反応のダイアグラムの例を示す . 赤い丸で示した点でヒッグス粒子の自己結合が生じている .

光子光子反応と電子陽電子反応の違いとして , 特に , 前者の終状態が 2 粒子 , 後者の終状態が 3 粒子であるという点が挙げられる . 従ってヒッグスの自己結合定数の反応断面積に対する寄与が 2 つの反応で異なり , また , 光子光子反応の方がヒッグス生成に必要なとされるエネルギーが小さくなる .

ヒッグスの自己結合定数 λ は , 標準模型に組み込まれている値 λ^{SM} に対して

$$\lambda = \lambda^{SM}(1 + \delta\kappa) \quad (1.4.1)$$

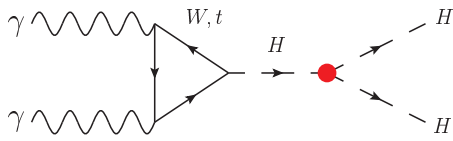


図 3: 光子光子からのヒッグス生成反応の例

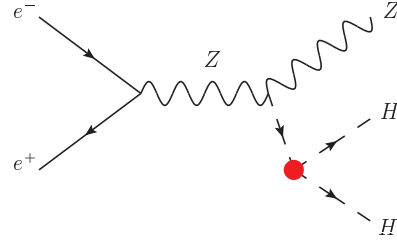


図 4: 電子陽電子からのヒッグス生成反応の例

と表すことができる．ここで $\delta\kappa$ が標準模型と実際の物理との間にあるズレを示す．本研究では $\gamma\gamma \rightarrow HH$ 反応からヒッグスの自己結合定数の測定を最終的な目標としている．光子光子衝突によって生じる反応としては図 5 に示すものが挙げられる．

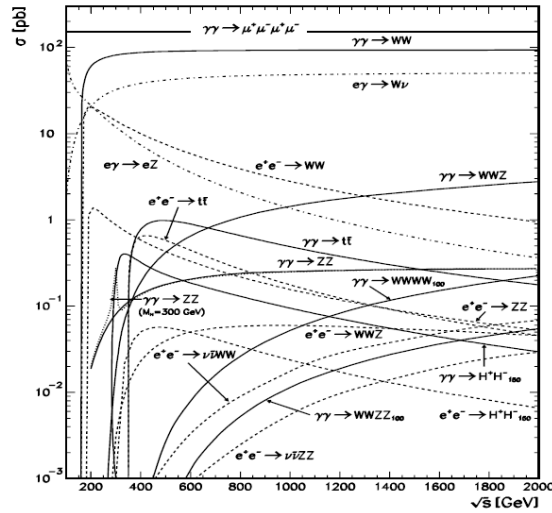


図 5: 各衝突反応の反応断面積．横軸が衝突エネルギー． $\gamma\gamma$ 反応は実線で示している．偏極は 0 になるものと仮定している．

本論分では $\gamma\gamma \rightarrow HH$ 反応に対するバックグラウンドとして $\gamma\gamma \rightarrow WW$ と $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ が主なものになると考え，これらを十分に除去できるかどうか，即ち PLC での $\gamma\gamma \rightarrow HH$ 反応の測定可能性について検証した．

2 光子光子衝突反応のシミュレーション

加速器での衝突実験における基本的な物理過程は次の通りである。

1. 粒子の衝突と素粒子の生成
2. 生成された素粒子の崩壊過程
3. 測定器による粒子の検出

JSF(JLC Study Framework)[16, 19] は上記に示した物理過程及びデータ解析をシミュレートするための枠組みで、CERN の開発した ROOT[20] の機能を利用している。JSF でのプログラム処理の流れを図 6 に示す。

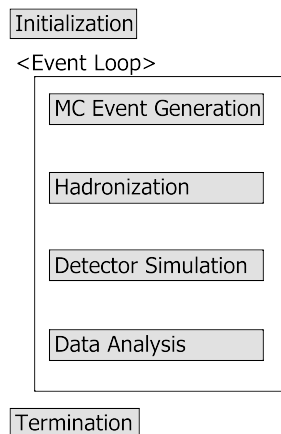


図 6: JSF でのプログラム処理の流れ

「MC Event Generation」は上に挙げた物理過程のうち「粒子の衝突と素粒子の生成」に相当し、ここで衝突反応を起こす光子のエネルギーやヘリシティを決定し、生成される素粒子の 4 元運動量を作成する。素粒子のエネルギーや角分布などは素粒子反応のモデルを用いて計算される。高エネルギー光子エネルギーや衝突頻度の指標であるルミノシティ分布は CAIN[18] を用いて計算した。「MC Event Generation」を行うプログラムをイベントジェネレータと呼ぶ。

「Hadronization」は「生成された素粒子の崩壊過程」に相当する。クォークは強い相互作用のために単独では存在できず、生成されると短時間で多量の二次粒子群を形成することが知られている。二次粒子のうち不安定なものは最終的に安定な粒子へと崩壊する。この過程をハドロン化 (Hadronization) と呼ぶ。ここでは「MC Event Generation」で生成された粒子をハドロン化し、終状態粒子の 4 元ベクトルを作る。もちろん電子や光子などの安定な素粒子はハドロン化しない。ハドロン化を行うプログラムとしては pythia[21] を用いた。

「Detector Simulation」は「測定器による粒子の検出」にあたる。ここでは「Hadronization」で発生した終状態粒子が測定器にどのような信号を残すか、これをシミュレーションする。測定器シミュレーションを行うプログラムとしては QuickSim[16] を用いた。

「Data Analysis」では「Detector Simulation」にて得られた信号を解析し、「MC Event Generation」にて生成された素粒子を復元する。これを事象の再構成という。再構成の結果を基に事象を取捨選択し、シグナルとなる反応を十分な統計的有意性を以って観測できるかどうかを検証する。データ解析の詳細については次章で述べる。

本研究ではルミノシティ分布に基づいて反応する高エネルギー光子のエネルギーとヘリシティを決定し、光子光子衝突によって発生する粒子を擬似的に生成し、これをハドロン化して、結果的に測定器がどのような信号を検出するか、以上の一連の流れをコンピュータ上でシミュレーションした。

2.1 イベントジェネレータの概要

イベントジェネレータは大きく分けて2つの機能から成る。1つは反応のヘリシティ振幅を求め微分断面積を計算する機能、1つは微分断面積を積分し事象を生成する機能である。後者の機能としては最適化モンテカルロ積分と事象生成のための汎用プログラムであるBASES/SPRING[8, 16]を用いて行った。以下では前者の、特にヘリシティ振幅の計算について簡単に説明する。

光子光子衝突反応から生成されるゲージボソンをB、Bの崩壊によってできるフェルミ粒子をfで表すと、今考える反応は

$$\gamma\gamma \rightarrow BB \rightarrow ffff \quad (2.1.1)$$

これを次のように分割して考える。

$$\gamma_1\gamma_2 \rightarrow B_1B_2 \quad (2.1.2)$$

$$B_1 \rightarrow f_1f_2, \quad B_2 \rightarrow f_3f_4 \quad (2.1.3)$$

反応(2.1.2), (2.1.3)についてヘリシティ振幅を求め、積を取ったものが $\gamma\gamma \rightarrow BB \rightarrow ffff$ のヘリシティ振幅となる。

光子1と光子2のヘリシティをそれぞれ $\lambda_{P1}, \lambda_{P2}$ と書き、始状態のヘリシティ組合せを $\lambda_P = (\lambda_{P1}, \lambda_{P2})$ と表記する。同様に終状態のヘリシティの組合せを、4つのフェルミ粒子のヘリシティを用いて $\lambda_f = (\lambda_{f1}, \lambda_{f2}, \lambda_{f3}, \lambda_{f4})$ と表記する。また、2つの粒子Bのヘリシティを $\lambda_B = (\lambda_{B1}, \lambda_{B2})$ とする。

反応 $\gamma\gamma \rightarrow BB$ のヘリシティ振幅 $T_{\lambda_{P1}\lambda_{P2}\lambda_{B1}\lambda_{B2}} = T_{\lambda_P\lambda_B}$ は光子対の波動関数を $|\gamma\gamma\rangle$ 、粒子B対の波動関数を $|BB\rangle$ として次のように書ける。

$$T_{\lambda_P\lambda_B} = \langle B_1(\lambda_{B1})B_2(\lambda_{B2}) | \hat{P} | \gamma_1(\lambda_{P1})\gamma_2(\lambda_{P2}) \rangle \quad (2.1.4)$$

ここで \hat{P} は2光子によるゲージボソンB対の生成を表す。

反応 $B_i \rightarrow f_jf_k$ のヘリシティ振幅 $T_{B(\lambda_{Bi})f(\lambda_{fj})f(\lambda_{fk})}$ は、フェルミ粒子2つと結合する粒子Bの波動関数 $\psi_{Bf(\lambda_{fj})f(\lambda_{fk})}^\mu$ と、ヘリシティが決まっているゲージボソンの波動関数 $\psi_{B(\lambda_{Bi})}^\mu$ の内積により求まる。

$$T_{B(\lambda_{Bi})f(\lambda_{fj})f(\lambda_{fk})} = g_{\mu\nu} \psi_{Bf(\lambda_{fj})f(\lambda_{fk})}^\mu \psi_{B(\lambda_{Bi})}^\nu = \langle f_i(\lambda_{fi})f_j(\lambda_{fj}) | \hat{D} | B(\lambda_{Bi}) \rangle \quad (2.1.5)$$

ここで \hat{D} はゲージボソンBのフェルミ粒子対への結合、 $g_{\mu\nu}$ はミンコフスキー空間の計量

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.1.6)$$

である。

以上のように計算されたヘリシティ振幅より，反応 (2.1.1) のヘリシティ振幅 $T_{\lambda_P \lambda_f}$ を求めることができる．

イベントジェネレータの生成するイベントは反応の始状態と終状態のみが決まっている．つまり要求されるヘリシティ振幅は考え得るゲージボゾン B のヘリシティについて総和を取ったものになる．即ち，

$$T_{\lambda_P \lambda_f} = \sum_{\lambda_B} T_{\lambda_P \lambda_f \lambda_B} = \sum_{\lambda_B} \left\{ T_{\lambda_P \lambda_B} \times T_{Z(\lambda_{B1})f(\lambda_{f1})f(\lambda_{f2})} \times T_{Z(\lambda_{B2})f(\lambda_{f3})f(\lambda_{f4})} \right\} \quad (2.1.7)$$

以上のようにして得られたヘリシティ振幅を用いて，次式のように微分反応断面積が計算される．

$$\frac{d\sigma}{d\Gamma} = \sum_{\lambda_P, \lambda_f} |T_{\lambda_P \lambda_f}|^2 \rho \quad (2.1.8)$$

ここで Γ が位相空間での分布， ρ が位相空間に関する運動学的な量，入射粒子束，スピンや色の和・平均などを含む因子を表す．

WW バックグラウンドについては，ヘリシティ振幅 $T_{\lambda_P \lambda_B}$ ， $T_{\lambda_B(\lambda_{Bi})f(\lambda_{fj})f(\lambda_{fk})}$ 両方の計算に HELAS[17] を用いた．ZZ バックグラウンドについては $T_{\lambda_P \lambda_B}$ の計算に津村浩二氏 (ICTP) から提供して頂いた gamgamZZ コード [5, 6] を用い， $T_{\lambda_B(\lambda_{Bi})f(\lambda_{fj})f(\lambda_{fk})}$ の計算には HELAS を用いた．シグナルについては $T_{\lambda_P \lambda_B}$ の計算に兼村晋哉氏 (富山大学) から提供して頂いた計算プログラム [11] を用いた． $H \rightarrow ff$ の反応についてはイベントジェネレータに含めず，ハドロン化の過程で pythia を用いて行った．

gamgamZZ コードの欠点として，ヘリシティ振幅の計算を行う上で特異点が存在すること，計算が遅いことが挙げられる．

gamgamZZ コードは入力として Z ボゾンのローレンツ因子 $\beta_Z = v/c$ と飛跡のビーム軸に対する角度 θ_Z とヘリシティ組合せを要求する．しかし $\beta_Z = 0$ 及び $\theta_Z = 180n[\text{deg}]$ (n は整数) の場合にヘリシティ振幅が発散してしまう．そこで $\beta_Z \geq 0.005$ 及び $8\text{deg} \leq \theta_Z \leq 172\text{deg}$ を満たさない場合にはヘリシティ振幅が 0 になるものと見なした．即ち，ジェネレータレベルで信号の選別を行った．

計算の遅さについては次の方法で解決した．Z ボゾンの各ヘリシティ組合せについて，次の β_Z と θ_Z を gamgamZZ コードに入力し，ヘリシティ振幅を計算した．

$$\beta_Z(n) = \beta_{Z\text{initial}} + \Delta\beta \times n \quad (2.1.9)$$

$$\theta_Z(m) = \theta_{Z\text{initial}} + \Delta\theta \times m \quad (2.1.10)$$

$\beta_{Z\text{initial}}$ と $\theta_{Z\text{initial}}$ は先に示した特異点を回避するのに導入した値で，それぞれ 0.005，8deg である．また n, m は正の整数であり，幾つかの n, m について計算を行い，得られたヘリシティ振幅の値 $T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z(n), \theta_Z(m))$ からこれをまとめたテーブルを得た．

もちろん数値積分の際に入力される β_Z, θ_Z は一般に $\beta_Z(n), \theta_Z(m)$ と一致しない．そこで $T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z(n), \theta_Z(m))$ と $T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z(n+1), \theta_Z(m))$ の間でヘリシティ振幅は一次関数として振舞う (m についても同様) と仮定する．このときヘリシティ振幅 $T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z)$ について，

$$\begin{aligned} T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z) - T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z(n), \theta_Z(m)) = \\ T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z) - T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z(m)) + T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z(m)) - T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z(n), \theta_Z(m)) \end{aligned} \quad (2.1.11)$$

上式の右辺について，

$$T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z(m)) - T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z(n), \theta_Z(m)) = \frac{T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z(n+1), \theta_Z(m)) - T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z(n+1), \theta_Z(m))}{\beta_Z(n+1) - \beta_Z(n)} \times (\beta_Z - \beta_Z(n)) \quad (2.1.12)$$

$$T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z) - T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z(m)) = \frac{T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z(m+1)) - T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z(m))}{\theta_Z(m+1) - \theta_Z(m)} \times (\theta_Z - \theta_Z(m)) \quad (2.1.13)$$

以上 (2.1.11) , (2.1.12) , (2.1.13) よりヘリシティ振幅 $T_{\lambda_P \lambda_Z}(\beta_Z, \theta_Z)$ が求まる . ただし ,

$$\beta_Z(n+1) \geq \beta_Z \geq \beta_Z(n) \quad (2.1.14)$$

$$\theta_Z(m+1) \geq \theta_Z \geq \theta_Z(m) \quad (2.1.15)$$

となるような n と m を選ぶものとする . Δ_β , Δ_θ として十分に小さな数値を選べば上記の方法で十分な精度を得られる .

3 ヒッグス対生成反応の観測可能性の検証

本研究では，前述のシミュレータを用いて光子光子衝突からのヒッグス対生成反応及びこれに対するバックグラウンド事象を生成し，測定器シミュレータから得られるデータを解析，事象を再構成した上で選別を行い，バックグラウンドの除去を試みた．

有限のバックグラウンドが存在するときシグナルがどれだけの統計的有意性を以って観測されるか，これの定量的な表現として次に示す *significance* が定義されている．

$$significance \equiv \frac{N_{signal}}{\sqrt{N_{signal} + N_{BG}}} \quad (3.1)$$

ここで N_{signal} と N_{BG} がそれぞれ選別の結果残ったヒッグス対生成反応の事象数とバックグラウンドであるウィークボゾン生成反応の事象数である．観測可能性の検証とは，十分に大きな統計的有意性を得るため，事象の再構成の方法と選別の条件を模索することに相当する．

以下では光子光子衝突のエネルギーの最適化と，データ解析，事象の選別についての詳細を述べる．

3.1 光子衝突エネルギーの最適化

$\gamma\gamma \rightarrow HH$ の反応断面積は光子光子の衝突エネルギーと，ヒッグスの自己結合定数の関数として表現できる．自己結合定数 λ は，標準模型に組み込まれているそれを λ^{SM} として， $\lambda = \lambda^{SM}(1 + \delta\kappa)$ と表せる．ここで $\delta\kappa$ に対して反応断面積の変化が最大になるような光子衝突エネルギーの値，これを最適値であると考える．

事象数の $\delta\kappa$ に対する統計的センシティブリティを，事象数 N を用いて次のように定義する．

$$sensitivity = \frac{|N(\delta\kappa) - N_{SM}|}{\sqrt{N_{obs}}} = \frac{L|\eta\sigma(\delta\kappa) - \eta\sigma_{SM}|}{\sqrt{L(\eta\sigma(\delta\kappa) + \eta_B\sigma_B)}} \quad (3.1.1)$$

ここで添え字の *obs* は観測される全事象，*SM* は $\delta\kappa = 0$ の場合，*B* はバックグラウンドを表す． L はルミノシティ， η は検出効率， σ は反応断面積である．簡単のためにバックグラウンドレスかつ検出効率が 100% とすると，次式が得られる．

$$sensitivity = \sqrt{L} \frac{|\sigma(\delta\kappa) - \sigma_{SM}|}{\sqrt{\sigma(\delta\kappa)}} \quad (3.1.2)$$

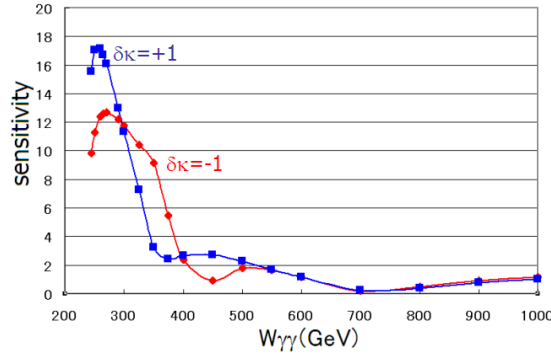


図 7: 光子光子衝突エネルギー $W_{\gamma\gamma}$ に対する $\gamma\gamma \rightarrow HH$ イベントの統計的センシティブリティ． $\delta\kappa$ をパラメータとしている（ここでは +1 と -1 を表示した）．

ここで富山大学理学部 (大学院理工学研究部) の兼村晋哉氏のプログラムを用いて反応断面積を求め、統計的センシビリティを計算した。光子衝突エネルギーに対する値を図7に示す。ただしルミノシティを $1000 fb^{-1}$ と仮定している。最適な光子衝突エネルギーは $\delta\kappa$ の値によって異なるが、大きな差ではない。そこで図7のプロットより、最適な光子衝突のエネルギーをおよそ $270 GeV$ と定めた。シグナルであるヒッグス対生成反応の最適化エネルギーでの反応断面積は、 $\delta\kappa = 0$ でおよそ $0.19 fb$ と計算された。

最適化エネルギーにルミノシティのピークが位置するように電子ビームとレーザのパラメータを調整し、ルミノシティ分布をCAINによって計算した。CAINに入力したパラメータを表1[22]、得られたルミノシティ分布を図8に示す。この分布にて総ルミノシティは $1.26 \times 10^{-35} cm^{-2}s^{-1}$ 、ヒッグス対生成反応の有効反応断面積はイベントジェネレータにより $0.013 fb$ と計算された。つまり1年を 10^7 秒とすると、PLCを用いた場合ヒッグス対生成反応は年間で16事象発生することが期待される。

表 1: CAIN へ入力したパラメータ

$E_e [GeV]$	190
$N/10^{10}$	2
$\sigma_z [mm]$	0.35
$\gamma\varepsilon_{x/y}/10^{-6} [mrad]$	2.5/0.03
$\beta_{x/y} [mm] @ IP$	1.5/0.3
$\sigma_{x/y} [nm]$	96/4.7
$\lambda_L [nm]$	1054
Pulse energy [J]	10
$x = 4\omega E_e/m_e^2$	3.76

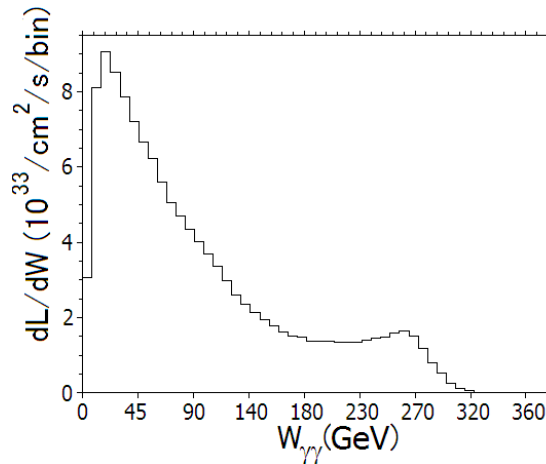


図 8: 表 1 のパラメータから生成したルミノシティ分布

3.2 バックグラウンドの種類

図5に示した通り、最適化エネルギー付近で生じる反応の中でも特に $\gamma\gamma \rightarrow WW$ と $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ の2つがバックグラウンドとして作用すると考えられる。

$\gamma\gamma \rightarrow WW$ バックグラウンド

光子光子衝突によるヒッグス対生成反応のバックグラウンドとして $\gamma\gamma \rightarrow WW$ が考えられる。この反応のファインマン図の例を図9に示す。

図8のルミノシティ分布で、 $\gamma\gamma \rightarrow WW$ 反応の有効反応断面積はイベントジェネレータにより $11.6 pb$ と計算された。従って年間 1.467×10^7 事象の WW バックグラウンドが発生すると考えられる。この値はシグナルのおよそ 10^6 倍に相当する。

W ボゾンの崩壊モードとその分岐比は表2に示す通りである。

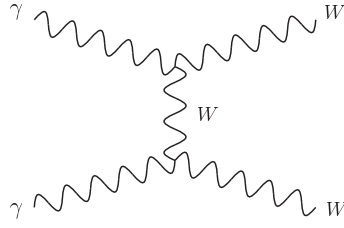


図 9: バックグラウンド $\gamma\gamma \rightarrow WW$ の一例．この他の形でも W ボゾン対は生成される．

表 2: W ボゾンの主な崩壊モードとその分岐比

モード	ud	cs	$\nu_e e$	$\nu_\mu \mu$	$\nu_\tau \tau$	us	cd	cb	ub
分岐比	0.3209	0.3201	0.1084	0.1084	0.1083	0.0166	0.0166	0.0006	0.00005

$\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ バックグラウンド

その他のバックグラウンドとして $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ が考えられる．この反応のファインマン図の例を図 10 に示す．

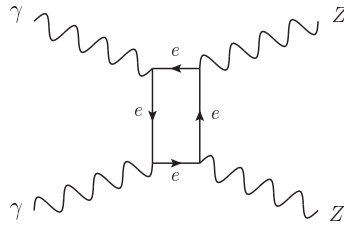


図 10: バックグラウンド $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ の一例．この他の形でも Z ボゾン対は生成される．

図 8 のルミノシティ分布で， $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ 反応の有効反応断面積は `gamgamZZ` コードより $9.42fb$ と計算された．従って年間 1.187×10^4 事象の ZZ バックグラウンドが発生すると考えられる．

Z ボゾンの崩壊モードとその分岐比は表 3 に示す通りである．

表 3: Z ボゾンの主な崩壊モードとその分岐比

モード	$d\bar{d}$	$s\bar{s}$	$b\bar{b}$	$u\bar{u}$	$c\bar{c}$	$\nu_e \bar{\nu}_e$	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$	$e^+ e^-$	$\mu^+ \mu^-$
分岐比	0.154	0.154	0.152	0.120	0.120	0.069	0.069	0.069	0.034	0.034

3.3 データ解析の方法

当然のことながらシグナルとバックグラウンドでは測定器が得るデータに違いが生じる．事象の持つ様々な物理的パラメータを明らかにし，シグナルとバックグラウンドの差異を明確にすることがデータ解析の目標である．本節では本研究で行ったデータ解析の内容について述べる．

3.3.1 基本的なパラメータについて

光子の進行方向を Z 軸，鉛直上方向を Y 軸， X 軸は右手系になるように水平方向にとる．この座標系で光子のエネルギーを E_γ とすると，衝突する 2 つの光子の 4 元運動量 $P_{\gamma 1}$ ， $P_{\gamma 2}$ はそれぞれ，

$$P_{\gamma 1} = (E_\gamma, 0, 0, E_\gamma) \quad (3.3.1)$$

$$P_{\gamma 2} = (E_\gamma, 0, 0, -E_\gamma) \quad (3.3.2)$$

重心系の 4 元運動量 P_{ini} は，

$$P_{ini} = (2E_\gamma, 0, 0, 0) \quad (3.3.3)$$

光子光子衝突反応によって生成されたヒッグス粒子，あるいはウィークボソンはハドロン化によって多数の粒子群に崩壊する．これら粒子が測定器に残す痕跡をトラックと呼ぶ．しかし例えばニュートリノは測定器にトラックを残さず，測定されない．

測定された粒子の 4 元運動量を， i を粒子の番号として， q_i とすると，

$$P_{obs} \equiv \sum_i q_i \quad (3.3.4)$$

$$M_{missing} \equiv \sqrt{(P_{ini} - P_{obs})^2} \quad (3.3.5)$$

この P_{obs} のエネルギー成分を可視エネルギー， $M_{missing}$ を損失質量と呼び，ニュートリノなどの測定されない粒子が発生したことの目安となっている．

また P_{obs} の運動量成分から，次の縦方向運動量 P_l と横方向運動量 P_t も求められる．

$$P_l = \sqrt{P_{obs,z}^2} \quad (3.3.6)$$

$$P_t = \sqrt{P_{obs,x}^2 + P_{obs,y}^2} \quad (3.3.7)$$

3.3.2 事象の再構成

測定器の得たデータから光子衝突により生成された素粒子のパラメータを再現する操作を再構成と呼ぶ．ここではまず，ヒッグス粒子対の再構成を考える．

質量 120GeV のヒッグス粒子の主な崩壊モードと分岐比を表 4 に示す．

表 4: ヒッグス粒子の主な崩壊モードとその分岐比

モード	$b\bar{b}$	WW	gg	$\tau\tau$	$c\bar{c}$	ZZ	$\gamma\gamma$	γZ
分岐比	0.6774	0.1331	0.0713	0.06916	0.02982	0.0152	0.002231	0.001084

従ってヒッグス粒子対生成反応のうち $HH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ のモードが分岐比 45.9% と最も多い．このことより， $b\bar{b}b\bar{b}$ の生じた事象の再構成を念頭に置いた解析方法を採用した．

クォークのハドロン化により多数のハドロン粒子が元のクォークの方向に発生し，粒子の軌跡は円錐状に集中することになる．このような現象はジェットと呼ばれ，クォークの発生した事象の特徴として知られている．つまり今問題にしている $HH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ は 4 ジェットモードであり，まずはジェットの再構成が必要となる．

ジェットクラスタリング

測定器の検出した粒子のうち、どれが同じジェットに属するものなのかが分かれば保存則からオリジナルのクォークの運動量を求めることができる．この方法をジェットクラスタリングと呼ぶ．本研究では特に JADE クラスタリングと呼ばれる方法を採用した．

JADE クラスタリングでは、粒子が同じジェットに属するための基準として 2 粒子の不変質量を考える．

$$\frac{(p_i + p_j)^2}{E_{vis}^2} < Y_{cut} \quad (3.3.8)$$

ここで p が粒子の運動量、 E_{vis} がその事象の可視エネルギーである．予め設定した Y_{cut} に対して上式が成立する場合、粒子 i と j は同じジェットに属するとみなし、この 2 つの粒子の合成ベクトルを作る．この合成ベクトルを擬粒子と呼ぶ．全ての粒子と擬粒子について以上の操作を繰り返し、その事象におけるジェットを再構成する．

Y_{cut} の値を固定して JADE クラスタリングを行うと事象ごとにジェットの数異なる．そこで Y_{cut} を決めて各事象のジェットを再構成するのではなく、4 ジェット事象として再構成されるように各事象ごとに Y_{cut} の値を変化させた．シグナル 5.0×10^4 事象について、このとき得られる Y_{cut} の分布を図 11 に示す．

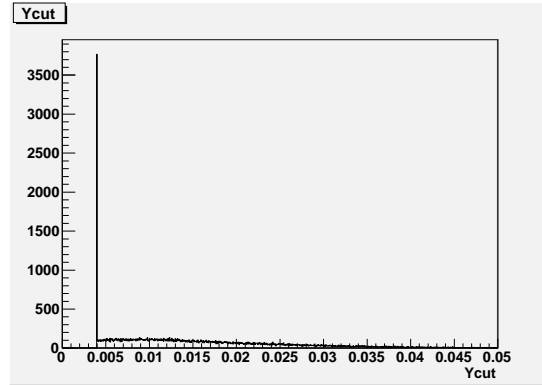


図 11: JADE クラスタリングの Y_{cut} の値

ヒッグス粒子の再構成

$H \rightarrow b\bar{b}$ であるから、ヒッグス粒子はジェット 2 本を組み合わせることで再構成できる．しかしながらジェットクラスタリングでは、再構成されたジェットがどの粒子から発生したもののなのかを明らかにすることができない．そこでジェットの組み合わせの尤もらしさを判断するため、次に示す量を導入した．

$$\chi_H^2 \equiv \frac{(m_1 - m_H)^2}{\sigma_{2jet}^2} + \frac{(m_2 - m_H)^2}{\sigma_{2jet}^2} \quad (3.3.9)$$

ここで $m_i (i = 1, 2)$ は或るジェットの組み合わせから再構成された粒子の質量、 m_H はヒッグス粒子の質量、 σ_{2jet} は測定器の 2 ジェットに対する質量分解能である．ここでは $\sigma_{2jet} = 8\text{GeV}$ である． m_i の値はジェットの組み合わせによるので、 χ_H^2 もまたジェットの組合せによる．4 ジェットの中から 2 つのペアを作るときの組み合わせの数は 3 であるから、この 3 種類の組み合わせについて χ_H^2 を計算し、最小の値を持つものを正しい組み合わせと見なした．

シグナル 5.0×10^4 事象について、以上の方法で再構成された事象の χ_H^2 の分布と再構成されたヒッグス粒子の質量分布をそれぞれ図 12 と図 13 に示す．

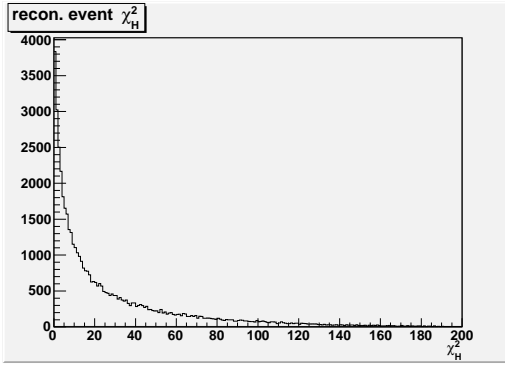


図 12: 正しいと見なしたジェットの組み合わせの χ_H^2 の分布

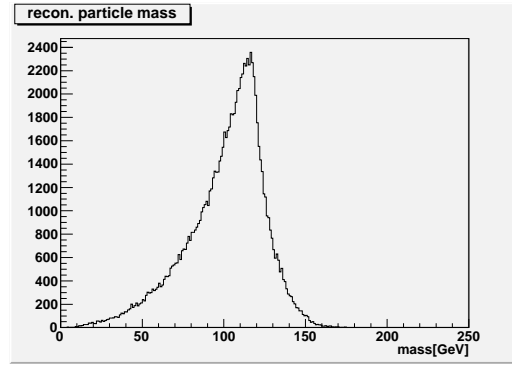


図 13: χ_H^2 を基準にして再構成されたヒッグス粒子の質量分布

3.3.3 b フレーバジェットの識別

バックグラウンドとなる W ボゾンと Z ボゾンの主な崩壊モードとその分岐比は、それぞれ表 2 と表 3 に示した通りである。シグナルとして 4 ジェット事象を選別するため、当然のことながら同じ 4 ジェット事象である $WW \rightarrow 4quark$, $ZZ \rightarrow 4quark$ 反応がバックグラウンドとして作用することになる。このときシグナル事象とバックグラウンド事象を区別する特徴として、b クォークの数が挙げられる。 $HH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ がシグナルの 45.9% を占めるのに対し、 $ZZ \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ は ZZ バックグラウンドの 2.3% である。また $WW \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ 事象は発生しない。従って b クォークの識別はシグナルとバックグラウンドの選別に有用であるといえる。

b クォークの識別は b タギング (b-tagging) と呼ばれている。ここでは nsig 法と呼ばれる b タギングの方法を採用した。

u クォークと d クォークの質量が数 MeV, s クォークの質量が 100MeV 程度であるのに対し、b クォークの質量はおよそ 4.2GeV と大きい。強い相互作用の結合定数はクォークの質量が大きいくほど小さくなるために、b クォークは u, d, s クォークに比べて長寿命を持つことになる。nsig 法はこの寿命の長さを利用して b クォークの識別を行う。

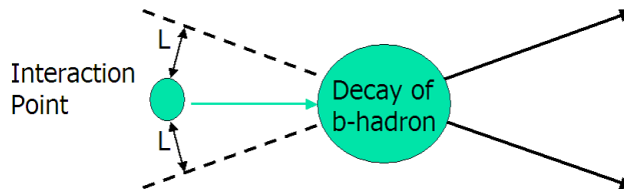


図 14: b クォークの崩壊の模式図。「Interaction Point」で b クォークが生成され、「Decay Point」で崩壊し、複数のトラック (実線) を作る。破線はトラックの外挿したもの。L は「Interaction Point」と破線の距離。

図 14 の左の丸で示した「Interaction Point」でクォークが生成され、これが「Decay Point」で崩壊し、複数の粒子を生成したものとする。生成された粒子のトラックは黒の実線で示し、これの外挿を破線で示している。また、或るトラックについて外挿と「Interaction Point」の距離を L とする。

測定器の距離分解能 σ_L に対して、

$$L/\sigma_L \geq nsig \quad (3.3.10)$$

を満たすトラックが noffv 本存在するとき、このクォークを b クォークと見なし、作られたジェットを b フレーバジェットとする。ただし nsig と noffv は予め決められた任意の数である。

nsig 法の欠点として誤判定の多いことが挙げられる．特におよそ 1.3GeV の質量を持つ c クォークを b クォークと誤判定する確率が高い．

3.3.4 各反応のパラメータ分布

シグナルである $\gamma\gamma \rightarrow HH$ 反応については 5.0×10^4 事象，バックグラウンドについては約 5 年分の事象を生成し (WW バックグラウンドを 7.5×10^7 事象，ZZ バックグラウンドを 6.0×10^4 事象)，測定器シミュレーションを用いて得られたデータから，以上の方法で事象を再構成，解析した．得られたパラメータ分布は次の通りである．

- ・トラックの数
- ・可視エネルギー
- ・再構成された粒子の質量
- ・再構成された事象の χ_H^2
- ・再構成された事象の χ_W^2
- ・再構成された事象の χ_Z^2
- ・再構成された粒子のローレンツ因子 β
- ・縦方向運動量
- ・横方向運動量
- ・再構成された粒子の $\cos \theta$
- ・最大のジェットの $\cos \theta$
- ・最小のジェットのエネルギー
- ・最大の荷電トラックのエネルギー
- ・再構成された粒子のエネルギー
- ・損失質量
- ・b フレーバジェットの数
- ・ジェットクラスタリングの Y_{cut}

ここで χ_W^2 と χ_Z^2 は，

$$\chi_W^2 \equiv \frac{(m_1 - m_W)^2}{\sigma_{2jet}^2} + \frac{(m_2 - m_W)^2}{\sigma_{2jet}^2} \quad (3.3.11)$$

$$\chi_Z^2 \equiv \frac{(m_1 - m_Z)^2}{\sigma_{2jet}^2} + \frac{(m_2 - m_Z)^2}{\sigma_{2jet}^2} \quad (3.3.12)$$

で定義され， m_W と m_Z はそれぞれ W ボゾンと Z ボゾンの質量である．また 2 ジェットに対する質量分解能は 6GeV となっている．

その他， θ はビーム軸に対する角度である．「最大のジェットの $\cos \theta$ 」とは 4 つの各ジェットが持つ $\cos \theta$ のうち最大のもので，「最大のジェットのエネルギー」とは 4 つの各ジェットが持つエネルギーのうち最小のものを意味する．また「最大の荷電トラックのエネルギー」は荷電粒子が残したトラックの各エネルギーのうち最大のものである．

生成した事象のうち 4 ジェットモードのもののみを選別し，残りの事象について上記の各パラメータ分布を得た．表 5 に 4 ジェットを要求した場合の選別の結果を示す．

図 15 ~ 図 34 に 4 ジェット事象の各パラメータ分布を示す．シグナルを青の塗り潰し，WW バックグラウンドを赤，ZZ バックグラウンドを黒で示している．ただし WW バックグラ

表 5: 4 ジェット事象を要求した場合の選別結果

	生成した事象	4 ジェット事象
$\gamma\gamma \rightarrow HH$	5.00×10^4	4.97×10^4
$\gamma\gamma \rightarrow WW$	7.50×10^7	4.04×10^7
$\gamma\gamma \rightarrow ZZ$	6.00×10^4	4.78×10^4

ウンドについてはデータ数が多いため、ここでは 1×10^5 事象の解析結果を表示した。ただし gamgamZZ コードに含まれるジェネレータレベルでの信号の選別を加味し、シグナルとバックグラウンド共に再構成された粒子のローレンツ因子 β は 0.005 以上、再構成された粒子の $\cos\theta$ については $-0.99 \leq \cos\theta \leq 0.99$ という条件による選別も行っている。

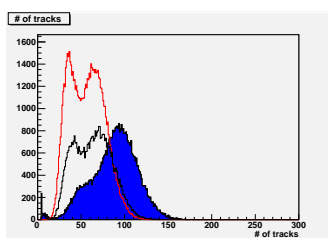


図 15: トラックの数

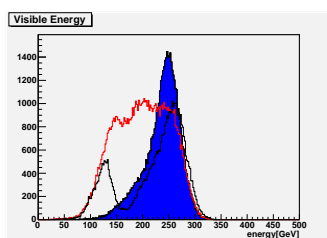


図 16: 可視エネルギー

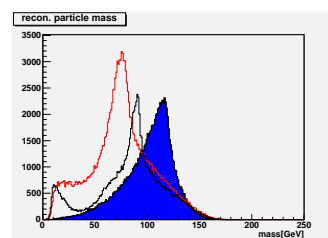


図 17: 再構成された粒子の質量

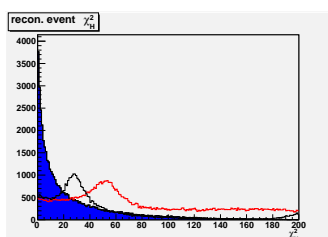


図 18: 再構成された事象の χ_H^2

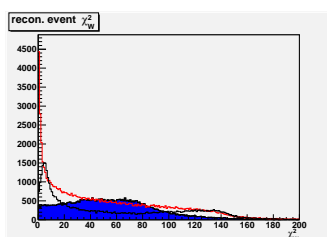


図 19: 再構成された事象の χ_W^2

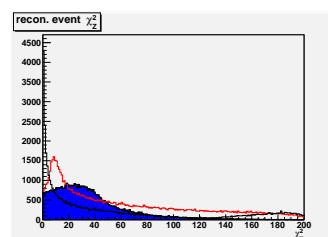


図 20: 再構成された事象の χ_Z^2

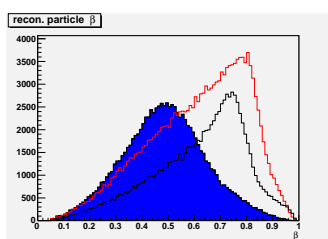


図 21: 再構成された粒子の β

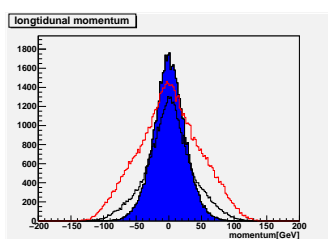


図 22: 縦方向運動量

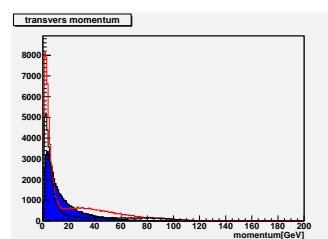


図 23: 横方向運動量

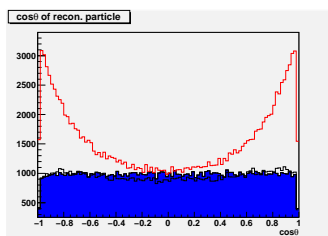


図 24: 再構成された粒子の $\cos\theta$

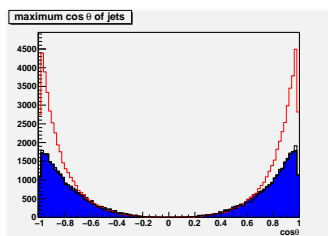


図 25: ジェットの最大 $\cos\theta$

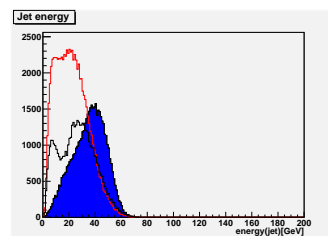


図 26: ジェットの最小エネルギー

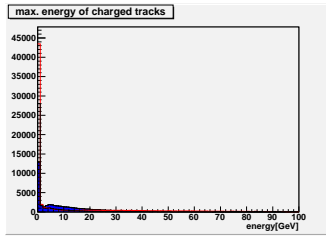


図 27: 荷電トラックの最大エネルギー

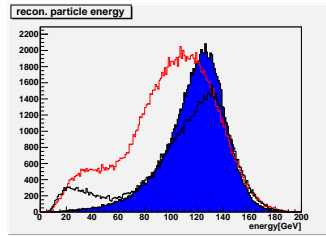


図 28: 再構成された粒子のエネルギー

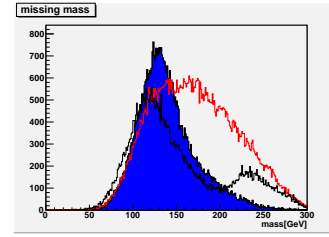


図 29: 損失質量

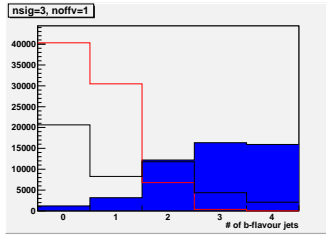


図 30: nsig=3.0,noffv=1 で識別した b フレーバジェットの数

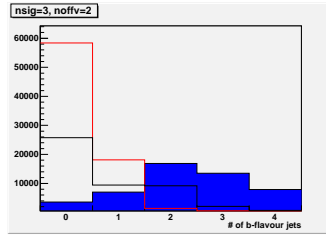


図 31: nsig=3.0,noffv=2 で識別した b フレーバジェットの数

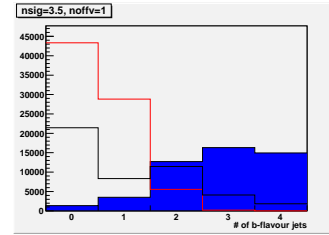


図 32: nsig=3.5,noffv=1 で識別した b フレーバジェットの数

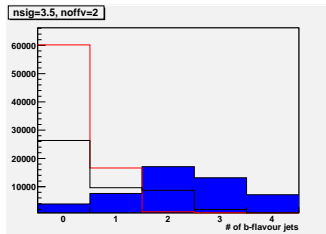


図 33: nsig=3.5,noffv=2 で識別した b フレーバジェットの数

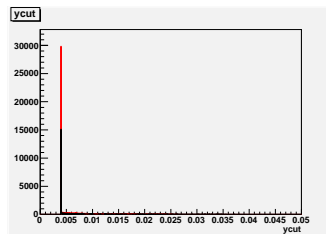


図 34: ジェットクラスタリングの Ycut

3.4 シグナルの選別

データ解析によって得られた各種パラメータの分布を基準としてシグナル事象を選別し、十分な統計的有意性でヒッグス対生成反応を観測することが可能かどうか、これを以下で検証していく。

3.4.1 ニューラルネットワークの概要

或る認識対象が幾つかある概念のいずれかに分類可能であるとき、認識対象の持つ特徴から或る特定の概念に分類するという処理をパターン認識という。この概念をクラス、または類と呼ぶ。パターン認識に必要な認識対象の特徴は一般に複数あり、これを定量化したベクトル $\boldsymbol{x} = (x_1, x_2, x_3, \dots, x_M)$ を特徴ベクトルと呼ぶ (M は特徴の数)。

特徴ベクトルによって張られる空間を特徴ベクトルと呼ぶ。複数の認識対象を考えたとき、同じクラスに属するものは特徴空間上の或る領域に集中する。このような特徴ベクトルのまとまりをクラスと呼び、パターン認識では未知の(どのクラスに分類されるかわかっていない)認識対象の持つ特徴ベクトルがどのクラスにどれほど近いかという判断がなされる。パターン認識とは、言い換えれば、特徴ベクトルを入力として認識対象の属するクラス、またはそのクラスらしさを出力するという処理である。

ニューラルネットワークはこのようなパターン認識に利用できる．図 35 に単純パーセプトロンと呼ばれるニューラルネットワークの概略図を示す．

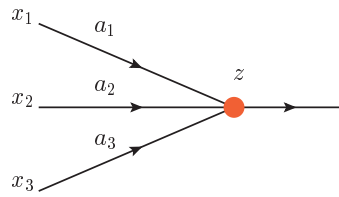


図 35: 単純パーセプトロンの模式図．入力 x_i とそれに対応する結合加重 a_i から出力 z を得る．図では $i = 3$.

入力 $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3, \dots, x_M)$ を入力とする単純パーセプトロンの出力 z は次に示す形で与えられる．

$$\eta = \sum_{i=1}^M a_i x_i + a_0 \quad (3.3.1)$$

$$z = f(\eta) \quad (3.3.2)$$

ここで $a_i (i = 1 \sim M)$ は結合荷重， a_0 はバイアスと呼ばれる．或るクラスらしさを意味する出力 z を以ってクラスの分類を行う． f は入出力関数で，例えば次のようなロジスティック関数が使われる．

$$f(\eta) = \frac{1}{1 + e^{-\eta}} \quad (3.3.3)$$

未知の認識対象をパターン認識するためには，事前に既知の認識対象を用いた教師あり学習を行う必要がある．既知の認識対象とは，どのクラスに分類されるかが分かっている認識対象のことで，既知の認識対象に対する理想的な出力を教師信号と呼ぶ．教師あり学習では既知の認識対象の特徴ベクトル \mathbf{x}_p とこの教師信号 u_p を用意し，単純パーセプトロンの出力 z_p と教師信号の自乗誤差が最小になるよう，即ち P 個の既知の認識対象について，

$$\varepsilon_{emp}^2 = \sum_{p=1}^P \varepsilon_{emp}^2(\mathbf{x}_p, u_p) = \sum_{p=1}^P (u_p - z_p)^2 \quad (3.3.4)$$

この ε_{emp}^2 が最小になるような結合荷重とバイアスを探す．こうして得られた結合荷重とバイアスを持つ単純パーセプトロンを用いれば，未知の認識対象についても，誤差を含むにせよ，パターン認識が可能になる．ただし複数のクラスについてこれが線形非分離である場合，単純パーセプトロンではパターン認識できないことが知られている．この問題は単純パーセプトロンを層状に複数繋ぎ合わせた多層パーセプトロンによって解決できる．多層パーセプトロンの概略図を図 36 に示す．

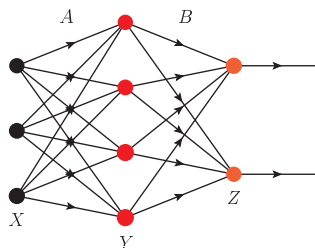


図 36: 多層パーセプトロンの概略図． X が入力層， Y が隠れ層， Z が出力層と呼ばれる．

X を入力層, Y を隠れ層, Z を出力層と呼び, 各層にて入出力を行う部分をユニットという. 入力層と隠れ層の間にかかる結合荷重とバイアスを A , 隠れ層と出力層の間のそれを B で表示している. 多層パーセプトロンでの出力 z は次のような形となる.

$$\zeta_j = \sum_{i=1}^M a_{ij}x_i + a_{0j} \quad (3.3.5)$$

$$y_j = f_{hidden}(\zeta_j) \quad (3.3.6)$$

$$\eta_k = \sum_{j=1}^N b_{jk}y_j + b_{0k} \quad (3.3.7)$$

$$z_k = f_{out}(\eta_k) \quad (3.3.8)$$

M が入力層のユニット, N が隠れ層のユニットの総数である. a_{ij} は入力層の i 番目のユニットから隠れ層の j 番目のユニットへの結合荷重, b_{jk} は隠れ層の j 番目のユニットから出力層の k 番目のユニットへの結合荷重である. a_{0j} と b_{0k} がそれぞれ, 隠れ層の j 番目のユニットのバイアス, 出力層の k 番目のユニットのバイアスである. f_{hidden} , f_{out} がそれぞれ隠れ層, 出力層の入出力関数である. 勿論多層パーセプトロンについても教師あり学習を行うことによって未知の認識対象を分類することが可能になる.

3.4.2 シグナルとバックグラウンドの選別

本研究では特徴ベクトルとして幾つかのパラメータを用い, 各事象をパターン認識によってシグナルとバックグラウンドに分類した. パターン認識を行うニューラルネットワークとしては JETNET[14, 15] を利用し, 多層パーセプトロンの入力層のユニット数は 9, 隠れ層のユニット数は 18, 出力層のユニット数は 1 とした.

ニューラルネットワークによる選別を行う前に, 特に WW バックグラウンドの事象数が多いことを鑑みて, b フレーバジェットの的本数による簡単な選別を行った. 具体的には,

- nsig=3.0, noffv=1 で識別した b フレーバジェットの数が 2 本以上
- nsig=3.0, noffv=2 で識別した b フレーバジェットの数が 1 本以上

という条件を両方満たす事象のみを選び出した (これを事前の選別と呼ぶことにする). 事前の選別によって残った事象をニューラルネットワークによって更に選別した.

また, ニューラルネットワークへの入力パラメータとして以下のものを使用した.

- 再構成された事象の χ_H^2
- 再構成され事象の χ_Z^2
- nsig=3.5, noffv=1 で識別した b フレーバジェットの数
- nsig=3.5, noffv=2 で識別した b フレーバジェットの数
- 縦方向運動量
- 横方向運動量
- 可視エネルギー
- ジェットクラスタリングの y_{cut} の値
- トラックの数

以下では WW バックグラウンドと ZZ バックグラウンド各々について, これらを十分に除去できるかどうかの可能性を検証する.

$\gamma\gamma \rightarrow WW$ バックグラウンド

WW バックグラウンドは事前の選別によって次のように除去される。

表 6: 各選別条件に合致する事象数

	生成した事象	4 ジェット事象	事前の選別
$\gamma\gamma \rightarrow HH$	50000	49720	29897
$\gamma\gamma \rightarrow WW$	7.50×10^7	4.04×10^7	83729

シグナル 5000 事象とバックグラウンド 70000 事象で教師あり学習を行い、得られた荷重結合とバイアスを用いてニューラルネットワークによるパターン認識を行った。得られたシグナルらしさの分布を図 37 に示す。シグナルを青の塗り潰し、黒の線で WW バックグラウンドを描画した。

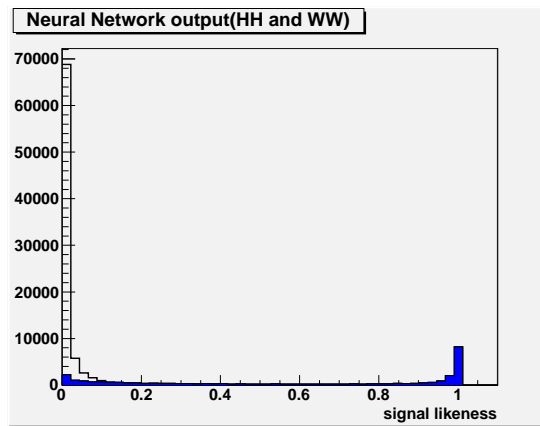


図 37: ニューラルネットワークによる HH 事象 (青) と WW 事象 (黒) のシグナルらしさの分布

シグナルらしさを以ってシグナルとバックグラウンドの選別を行った。統計的有意性 (3.1) が最大になるように、ここではシグナルらしさが 0.99 以上の事象のみを選び出した。

以上の選別の結果を表 7 に示す。

表 7: ニューラルネットワーク (NN) による選別結果

	生成した事象	事前の選別	NN の選別
$\gamma\gamma \rightarrow HH$	50000	29897	8205
$\gamma\gamma \rightarrow WW$	7.50×10^7	83729	4

これよりシグナルの選別効率 η_{signal} とバックグラウンドの抑制率 η_{BG} として次の値を得た。

$$\eta_{signal} = \frac{8205}{50000} = 0.164 \quad (3.3.9)$$

$$\eta_{BG} = \frac{4}{75000000} = 5.33 \times 10^{-8} \quad (3.3.10)$$

従って、PLC を 5 年間稼働させたとすると

$$significance = \frac{2.62 \text{ event/year} \times 5 \text{ year}}{\sqrt{(2.62 \text{ event/year} + 0.78 \text{ event/year}) \times 5 \text{ year}}} = 3.18 \quad (3.3.11)$$

となり，統計的有意性 3.18 でヒッグス対生成反応を観測されることになり，シグナルの 10^6 倍あった WW バックグラウンドを十分に除去できたといえる．

$\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ バックグラウンド

ZZ バックグラウンドは事前の選別によって次のように除去される．

表 8: 各選別条件に合致する事象数

	生成した事象	4 ジェット事象	事前の選別
$\gamma\gamma \rightarrow HH$	50000	49720	29897
$\gamma\gamma \rightarrow ZZ$	60000	79487	5339

シグナル 3000 事象とバックグラウンド 5000 事象で教師あり学習を行った上でニューラルネットワークによるパターン認識を行った．得られたシグナルらしさの分布を図 38 に示す．シグナルを青の塗り潰し，黒の線で ZZ バックグラウンドを描画した．

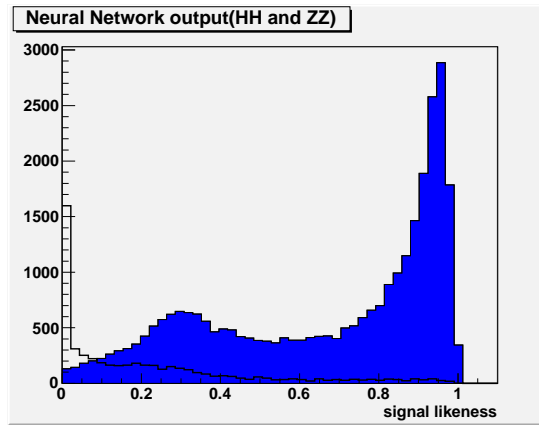


図 38: ニューラルネットワークによる HH 事象と ZZ 事象のシグナルらしさの分布

シグナルらしさを以ってシグナルとバックグラウンドの選別を行った．統計的有意性 (3.1) が最大になるように，ここではシグナルらしさが 0.85 以上の事象のみを選び出した．以上の選別の結果を表 9 に示す．

表 9: ニューラルネットワーク (NN) による選別結果

	生成した事象	事前の選別	NN の選別
$\gamma\gamma \rightarrow HH$	50000	29897	12487
$\gamma\gamma \rightarrow WW$	60000	5339	190

これよりシグナルの選別効率 η_{signal} とバックグラウンドの抑制率 η_{BG} として次の値を得た．

$$\eta_{signal} = \frac{12487}{50000} = 0.250 \quad (3.3.12)$$

$$\eta_{BG} = \frac{190}{60000} = 3.17 \times 10^{-3} \quad (3.3.13)$$

従って PLC を 5 年間稼働させたとして ,

$$significance = \frac{4event/year \times 5year}{\sqrt{(4event/year + 37.6event/year) \times 5year}} = 1.39 \quad (3.3.14)$$

となり , 統計的有意性 1.39 でヒッグス対生成反応が観測されることになり , ZZ バックグラウンドは以上の方法では残存することが分かった . そこでヒッグス粒子を再構成する方法を多少変更した .

既を示したヒッグス粒子の再構成の方法では , 式 (3.3.9) で定義される χ_H^2 のみを基準としてジェットの組合せを決定している . ここで基準を χ_H^2 だけではなく , 式 (3.3.11) と式 (3.3.11) でそれぞれ定義されている χ_W^2 と χ_Z^2 を加えた 3 種の値を基準としてジェットの組合せを決定する方法を考える . 即ち , ジェットの組合せについて χ_H^2 , χ_W^2 , χ_Z^2 を計算し , χ_H^2 , χ_W^2 , χ_Z^2 の種類を問わず最小の χ^2 を持つジェットの組合せが正しいものとする .

この方法によってシグナルと ZZ バックグラウンドを再構成して得られた粒子の質量分布を図 39 に示す . また , ニューラルネットワークによって得られたシグナルらしさの分布を図 40 に示す . ただし事前の選別と入力パラメータは前節に示したものと同様であり , シグナル 3000 事象 , バックグラウンド 4000 事象による教師あり学習を行っている . シグナルらしさが 0.95 以上の事象のみを選び出した結果を表 10 に示す .

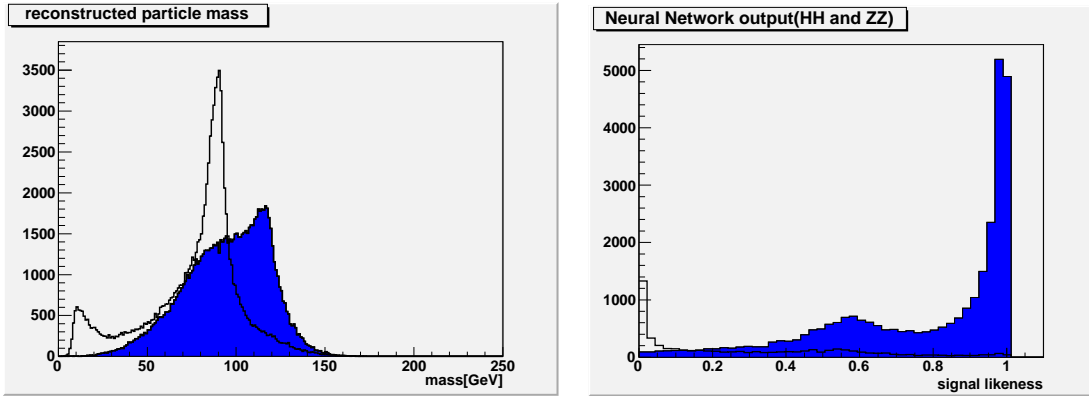


図 39: 3 種の χ^2 を基準として再構成した粒子の質量分布 図 40: 3 種の χ^2 を基準として再構成した事象のシグナルらしさの分布

表 10: ニューラルネットワーク (NN) による選別結果

	生成した事象	事前の選別	NN の選別
$\gamma\gamma \rightarrow HH$	50000	29935	12129
$\gamma\gamma \rightarrow ZZ$	60000	5353	139

これより η_{signal} と η_{BG} として次の値を得た .

$$\eta_{signal} = \frac{12129}{50000} = 0.242 \quad (3.3.15)$$

$$\eta_{BG} = \frac{139}{60000} = 2.32 \times 10^{-3} \quad (3.3.16)$$

従って PLC を 5 年間稼働させたとして ,

$$significance = \frac{3.9event/year \times 5year}{\sqrt{(3.9event/year + 27.5event/year) \times 5year}} = 1.54 \quad (3.3.17)$$

となり、 χ_H^2 のみを基準として事象の再構成を行う方法に比べ、若干ながら改善されていることが分かる。しかしやはり ZZ バックグラウンドは以前として残存することとなる。

3.5 結論と今後の課題

以上のデータ解析と選別の結果、ヒッグス粒子の質量が 120GeV である場合、シグナルの 10^6 倍存在する WW バックグラウンドを十分に抑えられることが分かった。対して ZZ バックグラウンドは残存したため、今後はこれの除去が課題として挙げられる。

ZZ バックグラウンドを十分に除去できなかった要因として、ヒッグス粒子と Z ボゾンの質量差が比較的小さく、また Z ボゾンの b クォークへ崩壊するモードの分岐比が比較的大きい点が考えられる。

正確なジェットクラスタリング

JADE クラスタリングでは測定器シミュレーションから得た情報のみを基にジェットクラスタリングを行う。これに対して、イベントジェネレータの持つ事象の生成情報を用いて正確なジェットクラスタリング及びジェットからの粒子の再構成を行う方法がある。この方法をチートジェットファインダと呼ぶ。

正確にジェットクラスタリングを行うことができた場合のシグナルと ZZ バックグラウンドの選別効率を、チートジェットファインダを用いて確認した。再構成した粒子の質量分布を図 41 に示す。また、ニューラルネットワークによって得られたシグナルらしさの分布を図 42 に示す。ただし事前の選別と入力パラメータは前節に示したものと同様であり、シグナル 3000 事象、バックグラウンド 4000 事象による教師あり学習を行っている。ニューラルネットワークの選別では、シグナルらしさが 0.99 以上の事象のみを選び出した。結果として表 11 を得た。

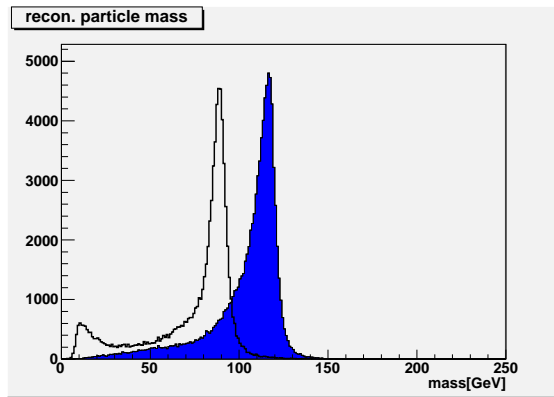


図 41: チートジェットファインダを用いて再構成した粒子の質量分布

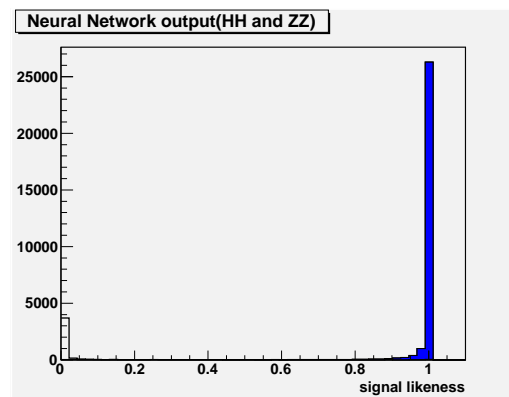


図 42: チートジェットファインダを用いて再構成した事象のシグナルらしさの分布

表 11: ニューラルネットワーク (NN) による選別結果

	生成した事象	事前の選別	NN の選別
$\gamma\gamma \rightarrow HH$	50000	29897	26287
$\gamma\gamma \rightarrow ZZ$	60000	4341	28

この結果は5年間で5.04の統計的有意性でシグナルを観測できることに相当する．つまり原理的にはZZバックグラウンドの除去が可能であるといえる．

bクォーク選別の精度

bフレーバジェットの識別はシグナルとバックグラウンドの分離において有用であるが，現行の $nsig$ 法の問題として性能の低さ，つまり，誤判定が多いことが挙げられる．

ここでbフレーバジェットが4本と識別された事象数の全事象数に対する比を，シグナルについては識別の精度 (efficiency)，バックグラウンドについては識別の誤判定率 (contamination) と定義する． $\gamma\gamma \rightarrow HH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ の擬似事象を生成し，これについて識別の精度を求めた．これを値 $nsig$ に対してプロットした結果を図 43 に示す．また $\gamma\gamma \rightarrow WW$ についての誤判定率を値 $nsig$ に対してプロットした結果を図 44 に示す．ここで値 $noffv$ を媒介変数として用いた．

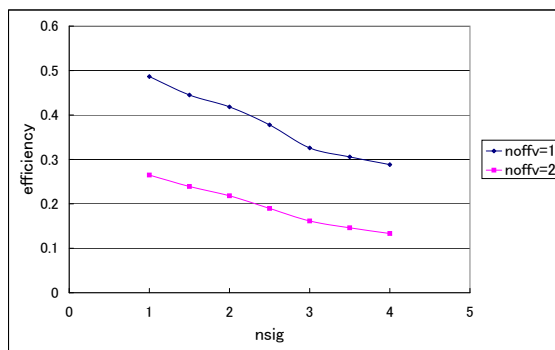


図 43: b フレーバジェット識別の精度

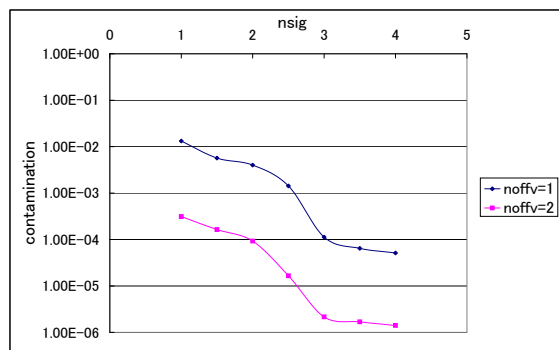


図 44: b フレーバジェット識別の誤判定率

識別の精度は値 $nsig$ ， $noffv$ が小さいほど高いがそれでも 50%を超えない．また誤判定率は値 $nsig$ ， $noffv$ が小さいほど大きくなる傾向を持つ．b フレーバジェットの識別によってバックグラウンドを大きく除去できることを考えると，この改善もやはり有用であるといえる．

以上のことより，今後の課題としてジェットの構成方法の改良とbフレーバジェットの識別精度の向上が挙げられる．その他の課題として，ヒッグス粒子がより重い質量を持っていると仮定した場合についての検証も挙げられる．

謝辞

本研究にあたって，高エネルギー加速器研究機構の藤井恵介氏，池松克昌氏，栗原良将氏，また広島大学の高橋徹氏からは多大な助言，及び実際的な作業の上で援助を頂きました．富山大学の兼村晋哉氏，ICTP(International Centre for Theoretical Physics)の津村浩二氏からは非常に重要なプログラムを提供して頂きました．また ILC 物理ワーキンググループの方々からは有用な議論と提案を頂きました．

本研究は上記の方々の協力なしに進展しませんでした．大変お世話になりましたことを感謝致します．

参考文献

- [1] Nan Phinney, Nobukazu Toge, Nicholas Walker "INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER REFERENCE DESIGN REPORT VOLUME3:ACCELERATOR" (2007)
- [2] E.Boos, A.De Roeck, I.F.Ginzburg, K.Hagiwara, R.D.Heuer, G.Jikia, J.Kwiecinski, D.J.Miller, T.Takahashi, V.I.Telnov, T.Rizzo, I.Watanabe, P.M.Zerwas "Gold-plated processes at photon colliders" (2001) arXiv:hep-ph/0103090v1
- [3] G.Jikia "Pair production of W bosons at the photon linear collider:a window to the electroweak symmetry breaking?" (1997) arXiv:hep-ph/9708373v1
- [4] E.Asakawa, D.Harada, S.Kanemura, Y.Okada, K.Tsumura "Higgs boson pair production at a photon-photon collision in the two Higgs doublet model" (2008) arXiv:0809.0094v2[hep-ph]
- [5] G.J. Gounaris, J. Layssac, P.I. Porfyriadis, F.M. Renard "The $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ process and the search for virtual SUSY effects at a $\gamma\gamma$ Collider" (1999) arXiv:hep-ph/9909243v3
- [6] T.Diakonidis, G.J.Gounaris, J.Layssac "A FORTRAN code for $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ in SM and MSSM" (2007) Eur. Phys. J. C 50, 47-52
- [7] K. Fujii "Generator Generator's guide"
<http://www-jlc.kek.jp/subg/physics/ilcphys/meetings/20070723/Event%20Generator.pdf>
- [8] 加藤潔, 金子敏明 "ファインマン振幅の自動計算" (1995) 日本物理学会誌 Vol.50, No.7
- [9] 相原博昭 "素粒子の物理" (2006) 東京大学出版会
- [10] 戸塚洋二 "素粒子物理" (2000) 岩波書店
- [11] 兼村晋哉 "Shinya Kanemura's page" <http://jodo.sci.u-toyama.ac.jp/~kanemu/>
- [12] 宮本彰也 "ILC実験 ヒッグスボゾンや超対称粒子を見つけませんか"
<http://www-jlc.kek.jp/~miyamoto/KakiJisshu/KJ/index.html>
- [13] 栗田多喜夫 "パターン認識とニューラルネットワーク"
<http://www.neurosci.aist.go.jp/~kurita/lecture/prnn/>
(2001) 産業技術総合研究所

- [14] Catalin Ciobanu "*ROOT Script Interface to JETNET*"
http://www.hep.uiuc.edu/home/catutza/root_to_jetnet/rtj.html
- [15] Catalin Ciobanu, Richard Hughes, Phillip Koehn, Brian Winer "*A ROOT Script Interface to JETNET*" (2000)
- [16] ACFA Linear Collider Working Group "*Particle Physics Experiments at JLC*" (2001)
arXiv:hep-ph/0109166v1
- [17] "*HELAS Tutorial*" <http://madgraph.kek.jp/~kanzaki/Tutorial/tutorial.html>
- [18] Toshiaki Tauchi "*User's Manual of CAIN*"
<http://www-jlc.kek.jp/subg/ir/lib/cain21b.manual/main.html>
- [19] "*The JSF home page*" <http://www-jlc.kek.jp/subg/offl/jsf/>
- [20] "*ROOT — A Data Analysis Framework*" <http://root.cern.ch/>
- [21] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, peter Skands "*PYTHIA 6.4 Physics and Manual*" (2006) arXiv:hep-ph/0603175
- [22] B.Badelek, et al., "*The Photon Collider at TESLA*" (2004) International Journal of Modern Physics A19/, 5097-5186