

修士論文

$p\bar{p} \rightarrow 2\gamma + \text{lepton} + X$ による
fermiophobic higgs の探索 simulation

大阪市立大学大学院 理学研究科
数物系専攻 高エネルギー研究室

M03SA030

平本 潤一

abstract

Higgs ポテンシャルによる自発的対称性の破れが fermion 及び weak boson に質量を与える。この Higgs 場に付随する粒子がスカラーの higgs 粒子である。現在、高エネルギー物理学において、higgs 粒子の発見は最重要課題である。

higgs 場は最も単純な場合、doublet で表現されるが、具体的な導入法はいくつか存在する。今回は2つの doublets を導入する two higgs doublet model (2HDM) の1つ、2HDM (type1) に注目する。その model では fermion と相互作用しない『fermiophobic higgs』(h_f) が登場する。現在までに与えられている h_f の質量に対する

$m_{h_f} \geq 100 \text{ GeV}$ という制限は、 h_f のより現実的な model とは仮定が異なっている。そのため $m_{h_f} \leq 100 \text{ GeV}$ の領域が排除されたとは言えない。そこで、2HDM (type2) における実際の仮定のもと、現在稼働中の Fermilab Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$) による CDF 実験での h_f の検出可能性について検討した。

注目する過程は $q\bar{q} \rightarrow h_f H^\pm$ ($H^\pm = \text{charged higgs}$) である。陽子・反陽子衝突のような Hadron collider において、lepton を観測することは background を抑えるのに有効であるから、終状態としては $h_f \rightarrow \gamma\gamma$ による 2γ と

$H^\pm \rightarrow W h_f \rightarrow (l\nu)(2\gamma)$ による lepton + ν を考え、 4γ のうち 2γ と lepton を観測する方法を選択した。今回設定した事象選択条件では background は非常に小さいことが分かった。そして、 $h_f \leq 100 \text{ GeV}$ の範囲で観測する可能性が高い。もし仮に event が観測されなかった場合には、排除される h_f の質量領域は 90% の信頼度で約 88 GeV 以下ということも分かった。

目次

1. Introduction.....	4
1.1 Higgs mechanism.....	4
1.2 Gauge invariance in the electroweak model.....	6
2 2HDM(type1).....	7
2.1 2HDM.....	7
2.1.1 fermiophobia.....	7
2.2 Present status.....	8
2.3 Decay Mode.....	10
2.3.1 The Standard Higgs Boson.....	10
2.3.2 Fermiophobic higgs boson.....	11
2.4 Production process.....	12
2.4.1 Direct fermiophobic process.....	12
2.4.1.1 Cascade decay.....	13
2.4.2 Process of paying attention.....	14
2.4.3 Conventional process & new process of paying attention.....	18
3 Event generation.....	21
3.1 PYTHIA.....	21
3.1.1 Set up.....	21
3.2 Signal signature.....	25
3.2.1 Pseudorapidity.....	26
3.2.2 CUT criteria.....	29
3.2.2.1 Gamma CUT.....	29
3.2.2.2 Lepton CUT.....	30
4 Analysis.....	31
4.1 Signal process.....	31
4.2 Invariant Mass.....	38
4.2.1 Smearing of gamma energy.....	38
4.2.2 Invariant mass distribution.....	38
4.3 Cross section & the number of events.....	43
4.3.1 Luminosity.....	43
4.3.2 Cross section & events.....	44
4.4 Background.....	45
4.4.1 Prompt photon production.....	45
4.4.2 Single W production.....	46
4.5 Observation area.....	47
4.6 Exclusion area.....	48
4.6.1 Cross section upper limit.....	48
4.6.2 Exclusion.....	49
5 Summary.....	50

1. Introduction

1.1 Higgs mechanism

higgs 粒子は Higgs 場を満たすスカラー粒子である。

自由スカラー粒子の Lagrangian は質量 μ として

$$L = T - V = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 \quad (1.1.1)$$

である。今、お互いに相互作用するスカラー粒子を考える。すると(1.1.1)式の V は extra term ϕ^4 を含まねばならない。したがってスカラー場に対する一般的な Lagrangian は

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4}\lambda \phi^4 \quad (1.1.2)$$

となる。 L は単位体積あたりのエネルギーの次元か E^4 の次元である。一方、boson field ϕ は明らかに E の次元である。したがって、 λ は無次元定数となる。 V の最小値は $\phi = \phi_{min}$ のときに起こり、 $\partial V / \partial \phi = 0$ か

$$\phi(\mu^2 + \lambda \phi^2) = 0 \quad (1.1.3)$$

の時である。

もし、 $\mu^2 > 0$ ならば massive particle の場合であり、 $\phi = 0$ の時に $\phi = \phi_{min}$ となる。これは $V=0$ の lowest energy vacuum state に対するものである。

しかしながら、 $\mu^2 < 0$ ならば

$$\phi = \pm v = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.1.4)$$

のときに lowest energy state となる。このとき lowest energy state の値は $v = -\mu^4 / 4\lambda$ である。だから V はゼロではない定数となる。この v はスカラー場の真空期待値と呼ばれている。 $\mu^2 < 0$ のとき最小値 ϕ_{min} は $+v$ と $-v$ の2つとなる。

弱い相互作用において、エネルギー最小値について摂動を考えた場合、 ϕ をゼロではなく選んだ真空最小値 v か $-v$ について展開すべきである。つまり

$$\phi = v + \sigma(x)$$

$\sigma(x)$ は上記の定数などにより様々な値を取る。(1.1.2)式に代入すると

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma)^2 - \lambda v^2 \sigma^2 - (\lambda v \sigma^3 + \frac{1}{4}\lambda^4) + constant \quad (1.1.5)$$

を得る。右辺最初の2項は v の値に対して同じとなる。そして(1.1.1)と比べた時に

$-\lambda v^2 \sigma^2$ が質量項となり

$$m = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} \quad (1.1.6)$$

である。よって、2つの最小値 $\pm v$ についてそれぞれ摂動展開することにより実数の正の質量があらわれる[(1.1.4)では虚数であるのに対し]。

摂動展開が行なわれたときに図 0.1における対称性が破れることが分かり、これが自発的対称性の破れと呼ばれるものである。

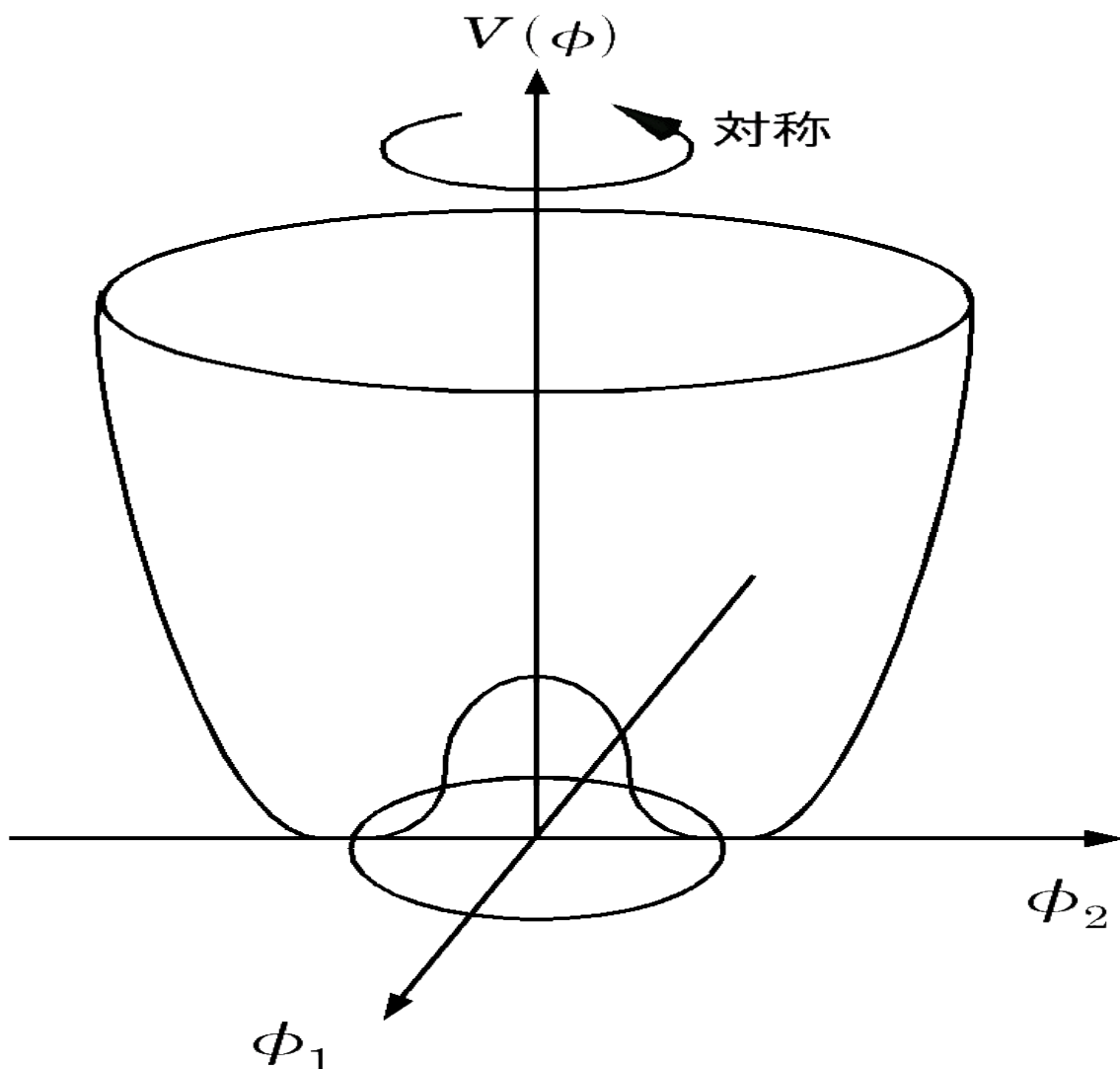


図 0.1 higgs potential

1.2 Gauge invariance in the electroweak model

荷電粒子の波動関数の任意局所位相変換のもとで相互作用は不変である。それが長距離場の電磁ポテンシャルでのゲージ変換に伴うものなら

$$\psi(x) \rightarrow e^{ie\theta(x)}\psi(x) \quad (1.2.1)$$

と書ける。このゲージ変換は

$$\mathbf{A}_\mu \rightarrow \mathbf{A}_\mu + \partial_\mu \theta(x) \quad (1.2.2)$$

の形で、共変微分で ∂_μ を置き換えることも出来る。

$$D_\mu = \partial_\mu - ie\mathbf{A}_\mu \quad (1.2.3)$$

ここで e は粒子の電荷である。

(1.2.1)式の形の位相変換の無限の集まりのユニタリー群を $U(1)$ と呼ぶ。 $\theta(x)$ がスカラー量なので、 $U(1)$ 群は **Abelian**(可換)と言われる。1954年、**Yang**と**Mills**が **Pauli** スピン演算子を含む非可換演算子(特にアイソスピンの $SU(2)$ 群)によるゲージ変換を考えた。

この考えをウィークハイパーチャージ $U(1)$ とウィークアイソスピン $SU(2)$ に適用すると、ウィークハイパーチャージは(1.2.1)式で描いたように、ゲージ変換のもとで電荷と同じように振る舞う。ウィークアイソスピンの保存はウィークアイソスピン空間での回転のもとで不変ということの意味しているので

$$\psi \rightarrow e^{ig\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\Lambda}}\psi \quad (1.2.4)$$

と書ける。ここで $\boldsymbol{\Lambda}$ は回転が起こるアイソスピン空間における任意のベクトルであり、 g は結合定数((1.2.1)式での e に対応)。また、時空の異なる点 \mathbf{x} に対し任意に $\boldsymbol{\Lambda}(\mathbf{x})$ を選ぶことが出来、電磁気学に対するものと同様の方法で、荷電・中性要素両方を持った質量の無いアイソベクトル場 \mathbf{W}_μ を導入することでゲージ不変性を表すことが出来る。

(1.2.4)式の変換のもとで不変であることは、共変微分

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\boldsymbol{\tau}\cdot\mathbf{W}_\mu \quad (1.2.5)$$

を導入することで得られる。ここで \mathbf{W}_μ の無限小ゲージ変換は

$$\mathbf{W}_\mu \rightarrow \mathbf{W}_\mu + \partial_\mu \boldsymbol{\Lambda} - g\boldsymbol{\Lambda}\times\mathbf{W}_\mu \quad (1.2.6)$$

である。

(1.2.2)式と比べて付加されている項は **Pauli** アイソスピン行列が交換しないという事実と結びついて、ゲージ変換のもとでの不変性は $\boldsymbol{\Lambda}$ が無限小の場合に(1.2.5)(1.2.6)式を使って $\psi^* D_\mu \psi$ を書き出すことで証明される。(1.2.6)式にベクトル積があるということは、局所ゲージ不変性を導くだけでなく、アイソスピンを持つ全ての粒子と \mathbf{W}_μ 、それゆえそれ自身との相互作用を示している。ボソン \mathbf{W}_μ はウィークアイソスピン場の源であり、運び手でもあることになる。

無質量場 \mathbf{W}_μ と \mathbf{B}_μ の **Higgs** 機構の場の効果は \mathbf{W} と \mathbf{B} (ウィークチャージ

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - ig\tau \cdot W_{\mu} - ig'YB_{\mu} \quad (1.2.7)$$

となる（ Y はウィークハイパーチャージ）。

また (1.1.2)式の Lagrangian の ∂_{μ} に D_{μ} を代入すると、(1.1.5)式で質量と結びついたような、 W と B 場に Higgs 真空項 v^2 のかかった項が得られ、実際、これがボソンの質量の二乗に対する以下の関係を導く。

$$M_W = gv / 2 \quad , \quad M_Z = v\sqrt{g'^2 + g^2} / 2 \quad (1.2.8)$$

これから v の値が 246GeV であることが分かり、これが電弱対称性の破れの典型的なスケールである。

また Higgs 機構はフェルミオンにも質量を与える。スカラー演算子[質量はその様なスカラー量である]はフェルミオンの LH と RH ヘリシティを混ぜる。厳密な SU(2)×U(1)対称性[ウィークアイソスピンとウィークハイパーチャージの保存]において、そのような項は存在出来ない。しかし、Higgs 機構により対称性が破れ、Higgs 粒子は量子数

$$I = \frac{1}{2} \quad , \quad Y = +\frac{1}{2} \quad \text{を持ち、} \quad e_R \quad , \quad e_L \quad \text{と相互作用して質量を与える[1].}$$

2 2HDM(type1)

Higgs 場は最も単純な場合には doublet で表現されるが、具体的な導入方法はいくつが存在する。

standard model (SM)のように 1つの doublets を導入するものや、2つの doublets を導入する two higgs doublet model (2HDM)などである。そして 2HDM には type1 と type2 (minimal supersymmetric standard model)があるが今回は 2HDM (type1)に注目する。

2.1 2HDM

2HDM では Higs doublet を 2つ持ってくるのだが、複素場を考えているため自由度は 8となる。このうち、3つはウィークボソン(W^{\pm} , Z)であり、残りの 5つが higgs 粒子となる。

$$higgs \text{ particle} : h^0, H^0, A^0, H^{\pm} \quad (2.1.1)$$

2.1.1 fermiophobia

2HDM(type1)において ” fermiophobia ” と呼ばれる現象がある。それはフェルミオンに対する相互作用が強烈に抑制される、もしくはゼロになるといった現象である。

この粒子は ” fermiophobic higgs boson ” h_f と呼ばれる。

真空期待値を v_1 , v_2 とすると

$$v_1^2 + v_2^2 = 246 GeV^2 \quad (2.1.2)$$

の関係がある[2]。そして doublet は $\langle \phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$, $\langle \phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$ と表すことができる。

Φ_2 はすべてのフェルミオンタイプと相互作用し、doublet Φ_1 はフェルミオンとは相互作用しない。一方、 Φ_1 も Φ_2 もゲージボゾンと相互作用する。真空期待値 v_2 がすべてのフェルミオンタイプに質量を与える。一方、ゲージボゾンは両方の真空期待値 v_1 , v_2 から質量を得る。CP-even neutral Higgs mass matrix (α で対角化される)の混合により、CP-even 固有状態の h^0 , H^0 両方がフェルミオンと相互作用する。最も軽いCP-even Higgs boson である h^0 の場合

$$h^0 f \bar{f} \sim \cos \alpha / \sin \beta \quad (2.1.3)$$

で表される。 f はすべてのフェルミオンを表し、 β は $\tan \beta = v_2 / v_1$ で定義される。 $\cos \alpha$ が小さいときフェルミオンとの相互作用は強烈に抑制される。そして $\cos \alpha \rightarrow 0$ の極限をとったとき、tree level で $h^0 f \bar{f}$ は消滅し、fermiophobia が生じ、 $h^0 \rightarrow h_f$ となる。

2.2 Present status

現在までに、fermiophobic higgs boson の探索が LEP (Large Electron Positron Collider)と Fermilab Tevatron で行なわれた。

LEP では OPAL、DELPHI、ALEPH、L 3 の4つで共同研究が行なわれ、

$$e^+ e^- \rightarrow h_f Z , h_f \rightarrow \gamma \gamma \quad (2.2.1)$$

の過程を利用した。そして $m_{h_f} \geq 100 \text{ GeV}$ という制限を得た。L3 は唯一、

$h_f \rightarrow WW^*$ の過程にも注目している。OPAL と DELPHI は $e^+ e^- \rightarrow h_f A^0$ 、

$h_f \rightarrow \gamma \gamma$ の過程でも探索した。

Tevatron では

$$qq' \rightarrow V^* \rightarrow h_f V , h_f \rightarrow \gamma \gamma \quad (2.2.2)$$

の過程が使われた。主に $V = W^\pm$ である。DØからは $m_{h_f} \geq 78.5 \text{ GeV}$ 、the

Collider Detector at Fermilab (CDF)からは $m_{h_f} \geq 82 \text{ GeV}$ の制限が信頼度 95% で得られた。

しかしながら、これらの制限は $h_f VV$ 相互作用が standard model の $\phi^0 VV$ 相互作用と同じ強さと考えている。つまり、2HDM (type1)などの h_f の現実的なモデルとは仮定が異なっている。したがって、 $h_f VV$ が抑制されたため、LEP や Teva-

tron run 1 での探索において、軽い h_f ($m_{h_f} \ll 100 \text{ GeV}$) が見逃された可能性がある[3]。

したがって、これらの領域の h_f が排除されたとは言えないのである。
 次表に現在までの探索結果をまとめておく。

<i>collider</i>	<i>collaboration</i>	<i>considered</i>	<i>observed limit</i> of m_{h_f} [GeV]
LEP	OPAL DELPHI ALEPH L3	4group $e^+ e^- \rightarrow h_f Z (h_f \rightarrow \gamma\gamma)$ OPAL&DELPHI $e^+ e^- \rightarrow h_f A^0 (h_f \rightarrow \gamma\gamma)$ L3 $e^+ e^- \rightarrow h_f Z (h_f \rightarrow WW^*)$	≥ 109
Tevatron	DØ CDF	$q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow h_f V (h_f \rightarrow \gamma\gamma)$ ($V=W, Z$)	≥ 78.5 ≥ 82

2.3 Decay Mode

2.3.1 The Standard Higgs Boson

Standard model higgs boson の崩壊 branching ratio は図 2.1 である。[4]

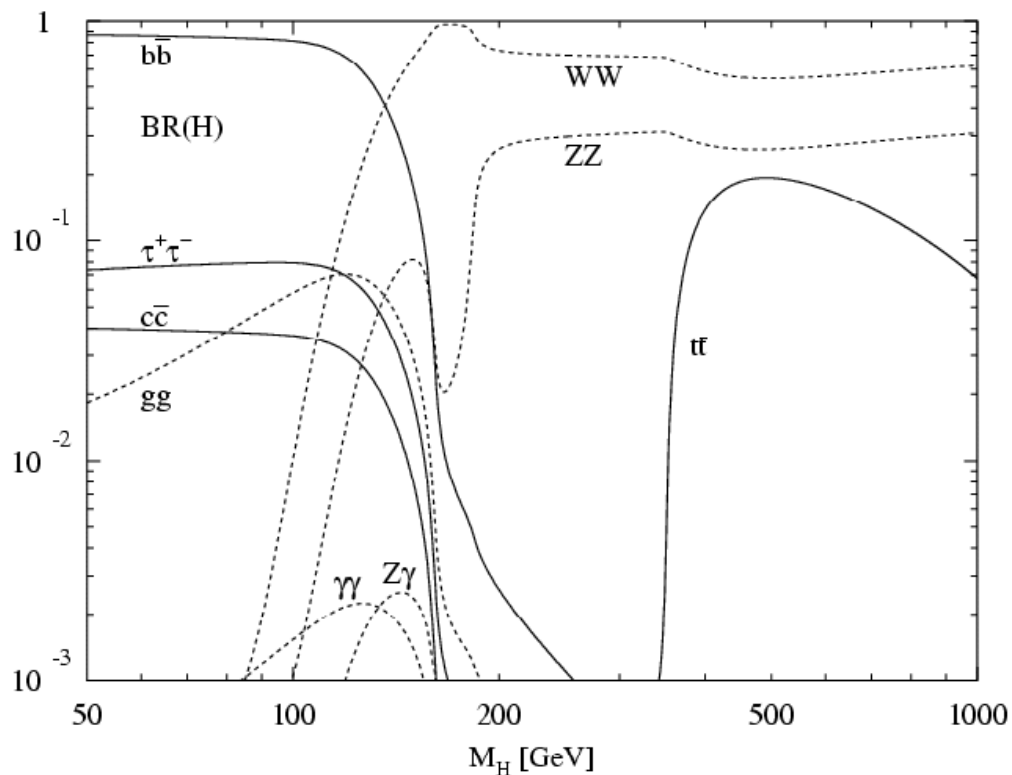


図 2.1 the main branching ratio of SM Higgs decay channels

2.3.2 Fermiophobic higgs boson

Fermiophobic higgs (h_f)の主な崩壊過程は図 2.2 に示すものがある。

$m_{h_f} \leq 95 \text{ GeV}$ の領域では $h_f \rightarrow \gamma\gamma$ の崩壊過程が大きな branching ratio をもつことが分かる。一方、standard modelにおいて考えられている higgs boson (H)の場合、 2γ に崩壊する branching ratio は最大で $BR(H \rightarrow \gamma\gamma) \approx 0.22 \%$ 程度でしかない (図 2.1)。このことから $h_f \rightarrow \gamma\gamma$ という 2γ への崩壊過程は fermiophobic higgs に特徴的であることが分かる。

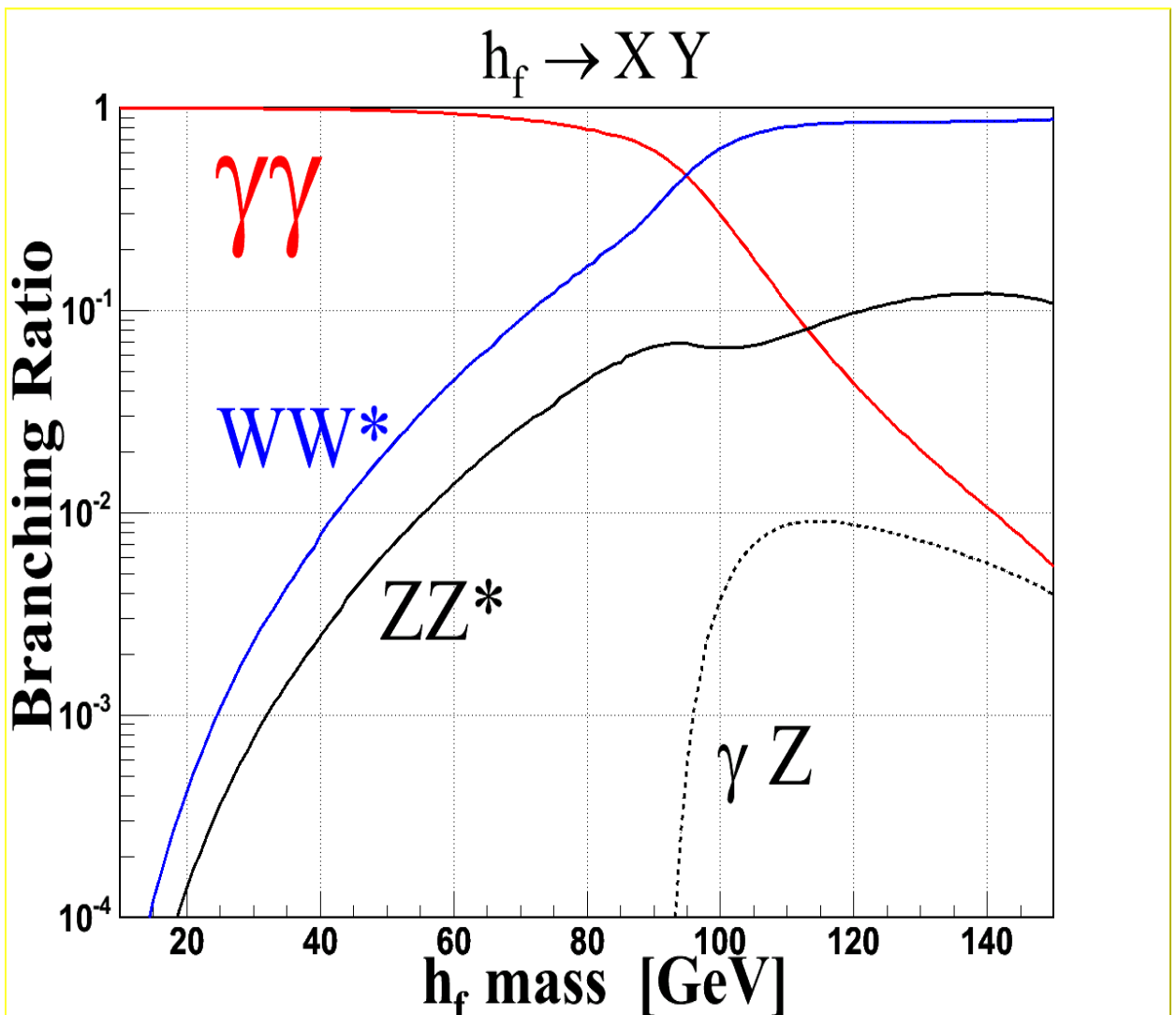


図 2.2 fermiophobic higgs decay

これまで考えられていた過程は hadron collider (陽子・反陽子、陽子・陽子衝突型加速器) では $qq' \rightarrow V^* \rightarrow h_f V$ であるが、2HDM (type1) においては tree-level で fermiophobia ($\cos \alpha \rightarrow 0$) の状況が $h_f VV$ 相互作用の抑制を引き起こし、次式

$$h_f VV \sim \sin^2(\beta - \alpha) \rightarrow \cos^2 \beta \equiv 1/(1 + \tan^2 \beta) \quad (2.3.1)$$

より $\tan \beta \geq 3(10)$ とすると、 HVV に対し $h_f VV$ は $\leq 0.1 (\leq 0.01)$ まで抑制される。この抑制は 2HDM の軽い CP-even neutral Higg boson に対し、常に可能である。したがって、とても軽い h_f が $qq' \rightarrow V^* \rightarrow h_f V$ を利用した探索では見逃されたと考えられる。

現在 Tevatron run2 が h_f の探索を継続中であるが run1 と同じ過程に注目している。run1 に比べ Luminosity が増加してはいるものの、それでも $h_f VV$ 相互作用の抑制を予想すると $m_{h_f} \leq 80 \text{ GeV}$ の領域では、まだ検出を逃れると考えられる。そこで $qq' \rightarrow h_f V$ が抑制されたときに Tevatron で有効な過程を考える必要がある。

最も一般的な (CP conserving) 2HDM ポテンシャル[5]を用いる。すると、tree-level fermiophobia が $\cos \alpha \rightarrow 0$ に相当することになり、Higgs ボソンの質量を free parameter とし、 $\cos \alpha = 0$ とする。これは tree level fermiophobia を保証する。[6]

2.4 Production process

2.4.1 Direct fermiophobic process

$h_f VV$ 相互作用が強烈に抑制されたときに有効な過程を考える。

これまで、 $qq \rightarrow Wh_f$ からの signature を 2 種類考えている[7]・[8]。

- 1) inclusive $\gamma\gamma$
- 2) exclusive $\gamma\gamma V$

2)は V から出てくる lepton を観測することで background を抑えるのに役立つ。

$qq \rightarrow Wh_f$ に対し補足的な過程が 4 種類考えられた[3]。

$$\begin{aligned} q\bar{q} &\rightarrow H^+ H^- \\ q\bar{q} &\rightarrow H^\pm h_f \\ q\bar{q} &\rightarrow H^\pm A \\ q\bar{q} &\rightarrow A h_f \end{aligned} \quad (2.4.1)$$

これらは Higgs-Higgs-vector boson coupling (g_{HHV}) を利用している。これは

$\sin \beta$ (in the fermiophobic limit) に比例するか、 mixing angle に独立である。

	$H^\pm A W^\mp$	$H^\pm h_f W^\pm$	$h_f A Z$
g_{HHV}	1	$\sin \beta$	$\sin \beta$

すべての過程は $\tan \beta$ が大きな領域で無視できない cross section を示す。そして、cascade decay $H^\pm \rightarrow h_f W^{(*)}$ 、 $A \rightarrow h_f Z^{(*)}$ [9]は 2HDM (type1)において大きな branching ratio を持つ。このことから、これら 4つの過程では h_f が2つとベクトルボゾンが作られる過程が重要になる。

2.4.1.1 Cascade decay

$H^\pm \rightarrow h_f W^{(*)}$ は 2HDM (type1)において大きな branching ratio を持つ [10]・[11]。

図 2.3 は charged Higgs H^\pm の branching ratio を $m_{H^\pm} = 150 \text{ GeV}$ とし $m_{h_f} - \tan \beta$ で表したものである。実線は $BR(H^\pm \rightarrow W^* h_f)$ 、点線は $BR(H^\pm \rightarrow \tau \nu)$ に相当する。

$H^\pm \rightarrow W^* h_f$ は m_{h_f} の値が小さいときに主要なものとなる。なぜなら、この場合 W^\pm がより on-shell 状態だからである。それと同時に $\tan \beta$ の値が大きい時にも主要なものとなる。これは、 $H^\pm f \bar{f}$ decay が $1/\tan^2 \beta$ で抑制されるからである。対照的に $H^\pm \rightarrow \tau \nu$ は m_{h_f} の値が大きく、 $\tan \beta$ が小さいときに主要なものとなる。

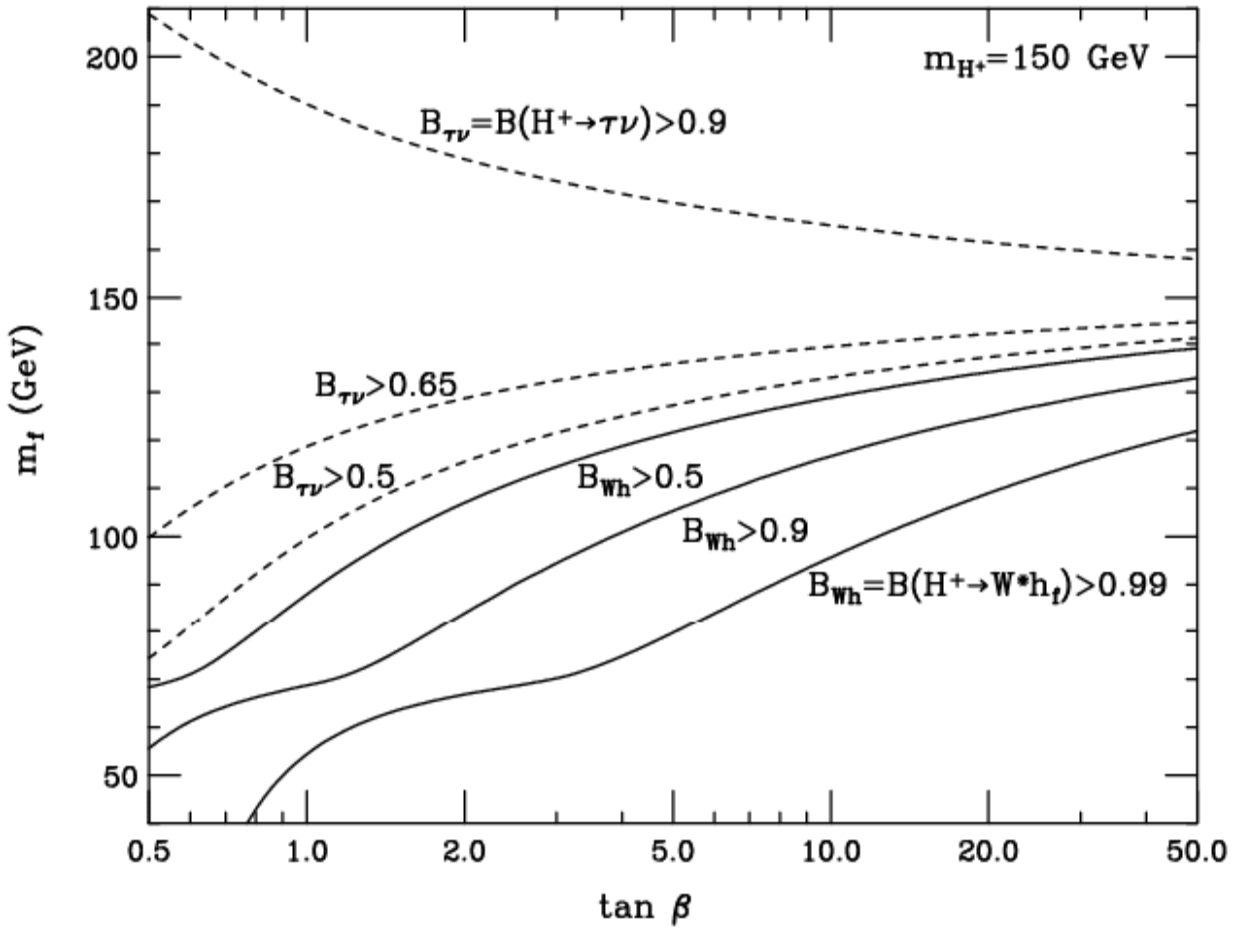


図 2.3 charged higgs branching ratio

$BR(H^\pm \rightarrow W^* h_f) > 0.5$ である $m_{h_f} - \tan\beta$ parameter space の領域では、 $q\bar{q} \rightarrow h_f H^\pm$ の過程で direct に h_f と H^\pm のが生成され、続く H^\pm の崩壊からも h_f が作られる。つまり 2つの h_f が作られる。そして $h_f h_f \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$, $VV\gamma\gamma$, VWV のいずれかに decay する。軽い h_f ($m_{h_f} < 80 \text{ GeV}$) では $\gamma\gamma\gamma\gamma$ が主要なものである。 $m_{h_f} \approx 95 \text{ GeV}$ では $VV\gamma\gamma$ ・ VWV が $\gamma\gamma\gamma\gamma$ と同程度となる。一方、 $m_{h_f} > 100 \text{ GeV}$ では VWV が主要なものになり始める。[12]・[13]

2.4.2 Process of paying attention

(2.4.1)で示した過程の中で注目するのは、 $q\bar{q} \rightarrow h_f H^\pm$ (図 2.4)の過程である。

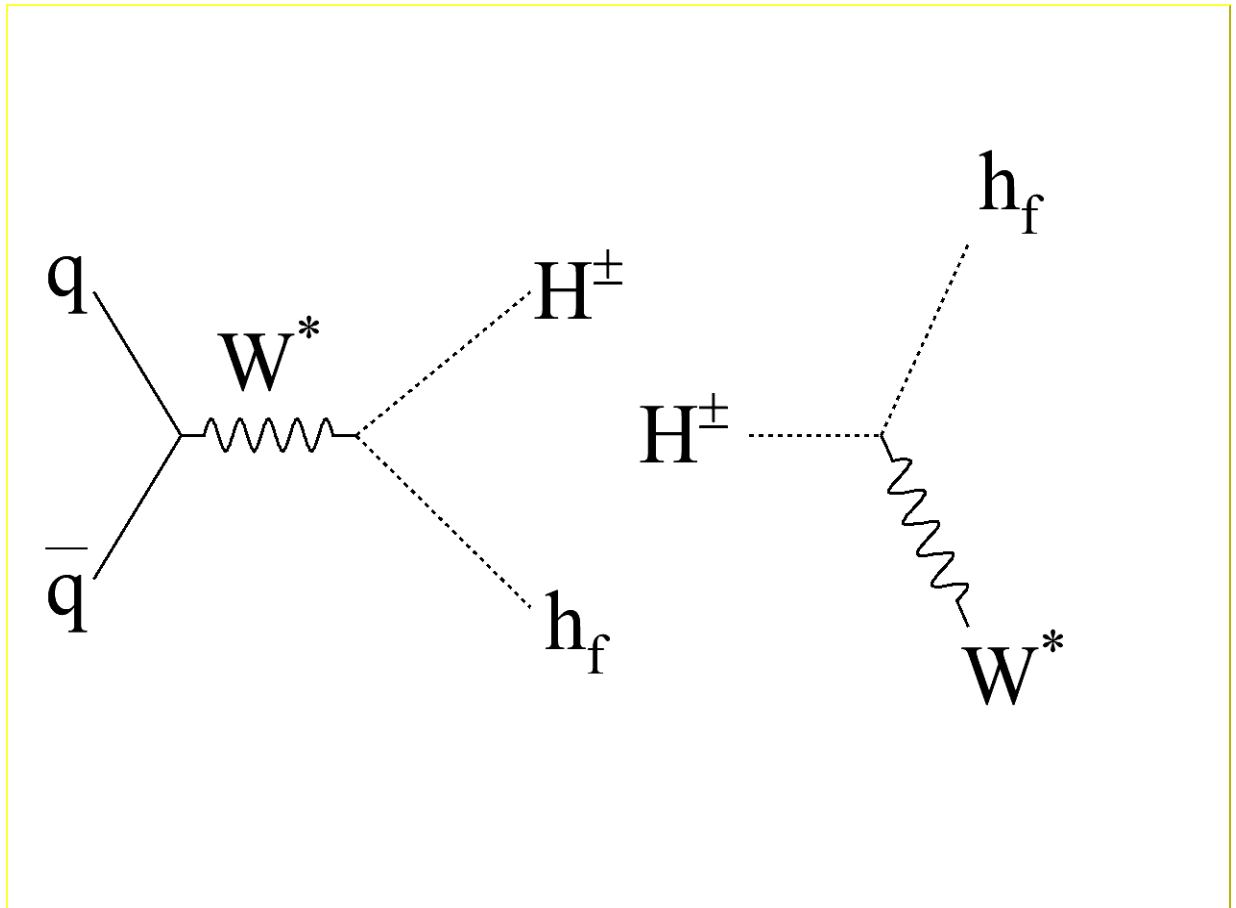


図 2.4 production process of paying attention

この過程では direct に h_f が生成され、 $H^\pm \rightarrow W^* h_f$ により、もうひとつの h_f とベクトルボゾンが提供される。そして $m_{h_f} \leq 95 \text{ GeV}$ では大きな branching ratio を持つ fermiophobic higgs に特徴的な $h_f \rightarrow \gamma\gamma$ に注目し、 h_f が2つとも 2γ に崩壊する場合を考える。

cascade decay $H^\pm \rightarrow h_f W^*$ は $\tan\beta \geq 1$ かつ $m_{h_f} < 100 \text{ GeV}$ の領域で 100%に近い branching ratio を持つ[14]。[14]では $m_{h_f} < 100 \text{ GeV}$ を主張している。そして $H^\pm \geq 90 \text{ GeV}$ (LEP2でのおおよその下限値) としている。また、Tevatron run 2 で 2005~06 に到達されるとする 2 fb^{-1} のデータに対し、発見のための cross section のしきい値を 10 fb としている。データ数が大きくなれば、cross section のしきい値は小さくなる。

図 2.5 のように $\tan\beta$ の関数として cross section が表されている[3]。この質量の h_f は $\tan\beta > 10$ の場合、LEP 実験で見逃されている可能性がある。

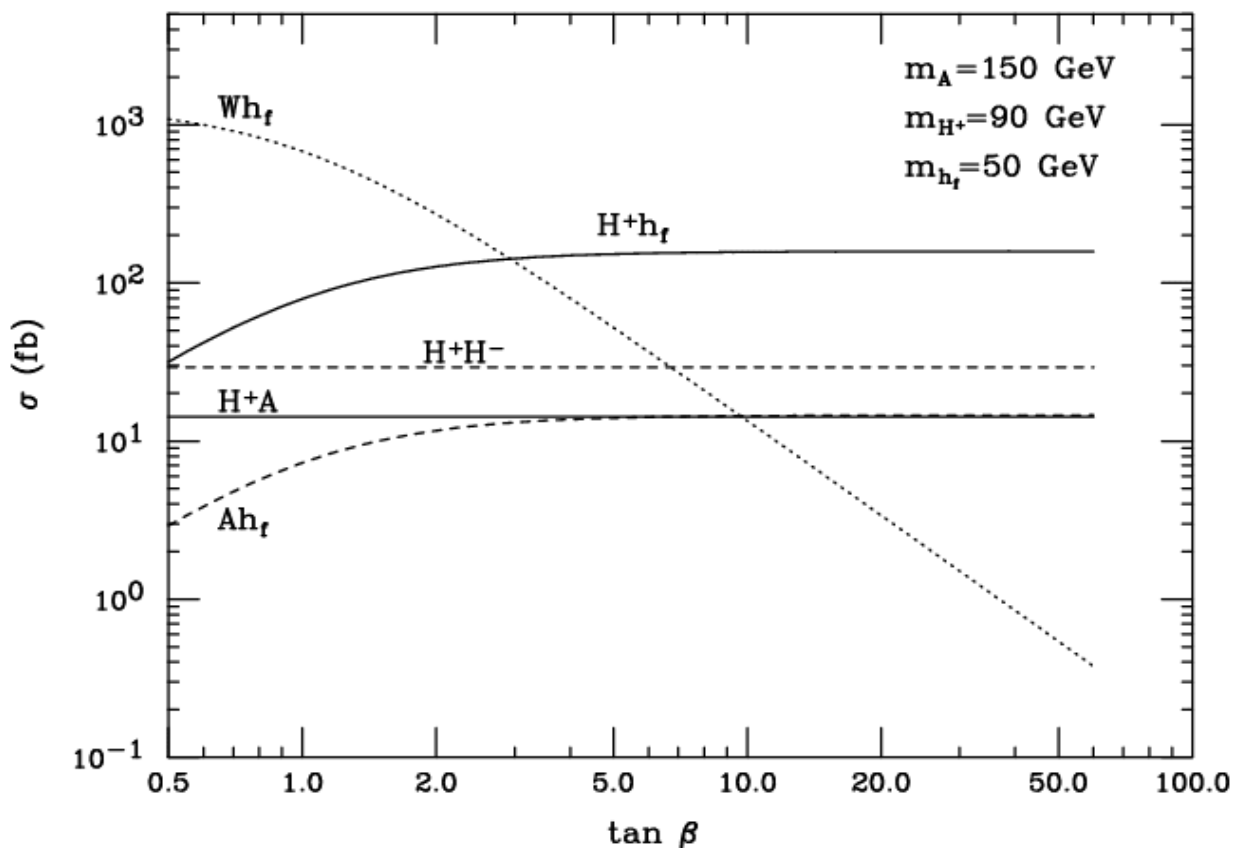


図 2.5 production cross section as a function of $\tan\beta$

$p\bar{p} \rightarrow W^\pm h_f$ は $\tan\beta$ が小さいときに大きな cross section を持つが、 $\tan\beta$ が増えると $\cos^2\beta$ で抑制されるので小さくなり、 $\tan\beta > 10$ で他の過程の方が大きな cross section を持つようになる。 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f$ は $\tan\beta \geq 3$ で最大の cross section を持ち、 $\tan\beta = 0.5$ で 30fb、 $\tan\beta = 50$ で 155fb になる。

これらの過程の production cross section を m_{H^\pm} の関数として表したものが図 2.6 である。

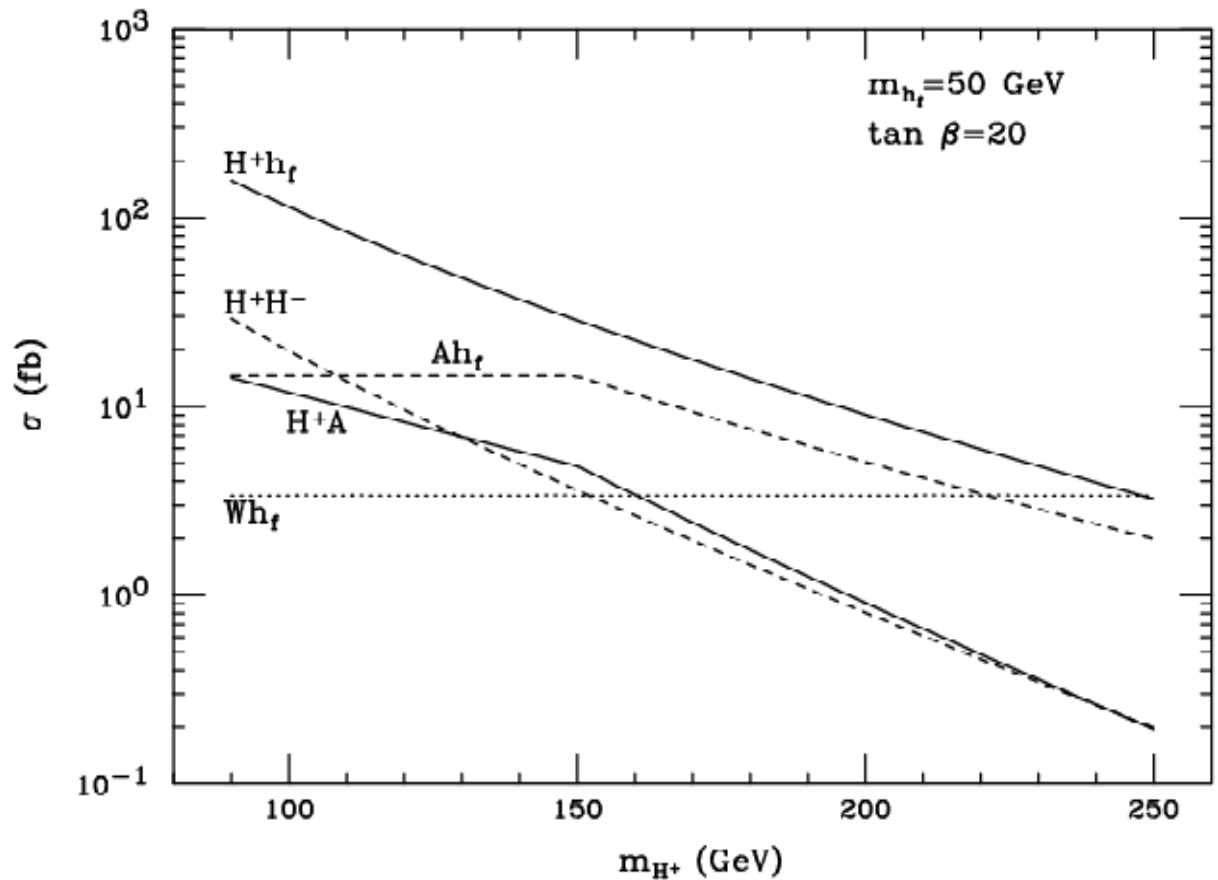


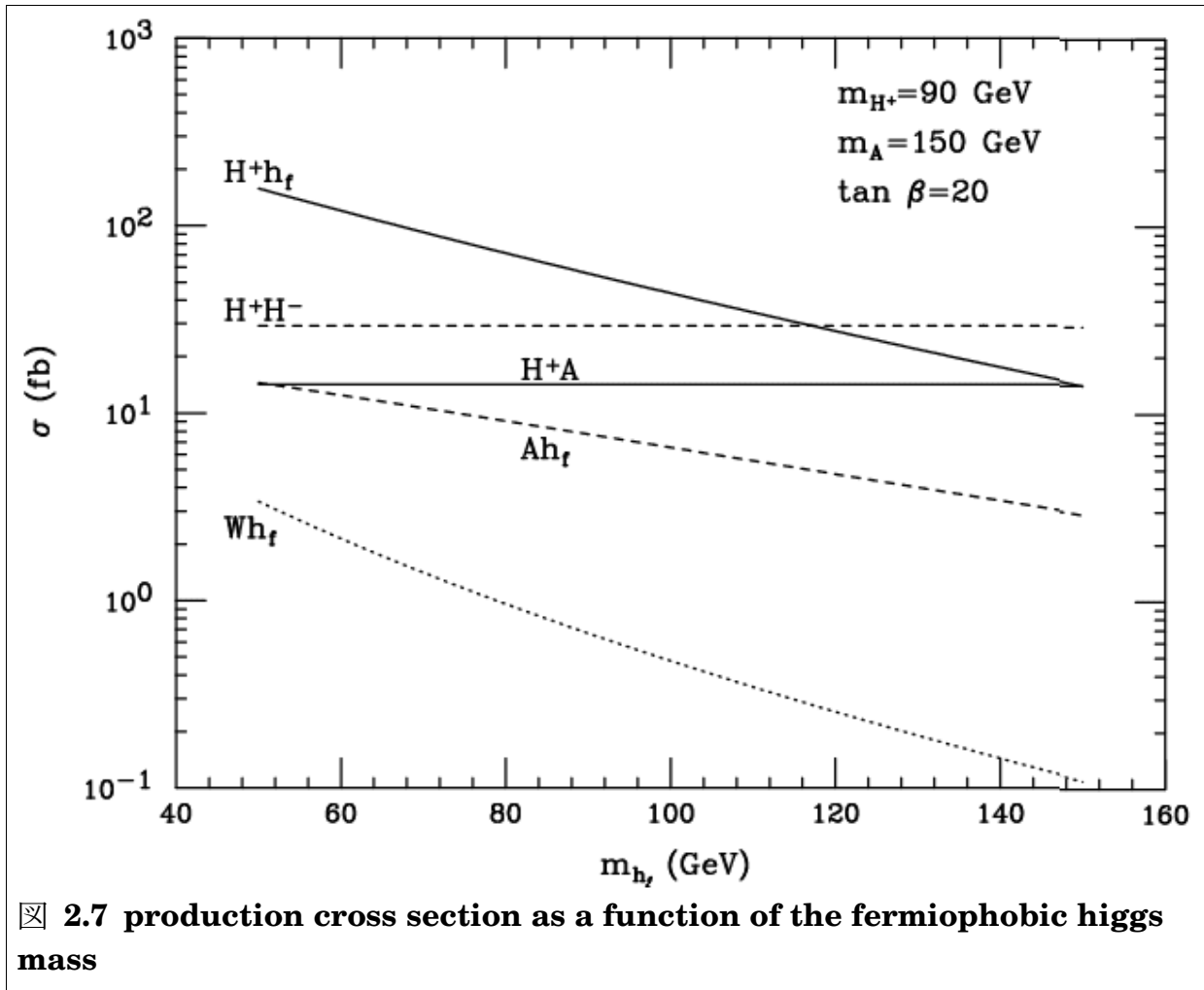
図 2.6 production cross section as a function of the charged Higgs boson mass

ここでは $m_{h_f} = 50$ GeV に固定し、LEP2 での検索をこの質量の h_f が逃れることを保証する $\tan \beta = 20$ に設定してある。この図から分かるのは、

$p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f$ が $m_{H^\pm} < 250$ GeV の領域で cross section が最大になるということである。

$m_{H^\pm} = 90$ GeV のときに $\sigma \approx 160$ fb であり $m_{H^\pm} = 250$ GeV では $\sigma \approx 3$ fb である。

次に m_{h_f} の関数として production cross section を表したものが図 2.7 である。



注目する過程 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f$ は $m_{h_f} \leq 120$ で最も大きな production cross section を持つことが分かる。

2.4.3 Conventional process & new process of paying attention

今まで利用されていた過程 $p\bar{p} \rightarrow W^\pm h_f$ と今回注目する過程 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f$ をもうすこし詳しく比較する。

図 2.8 は $\tan \beta$ の関数として、 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f)$ と $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm h_f)$ の比を表したものである。

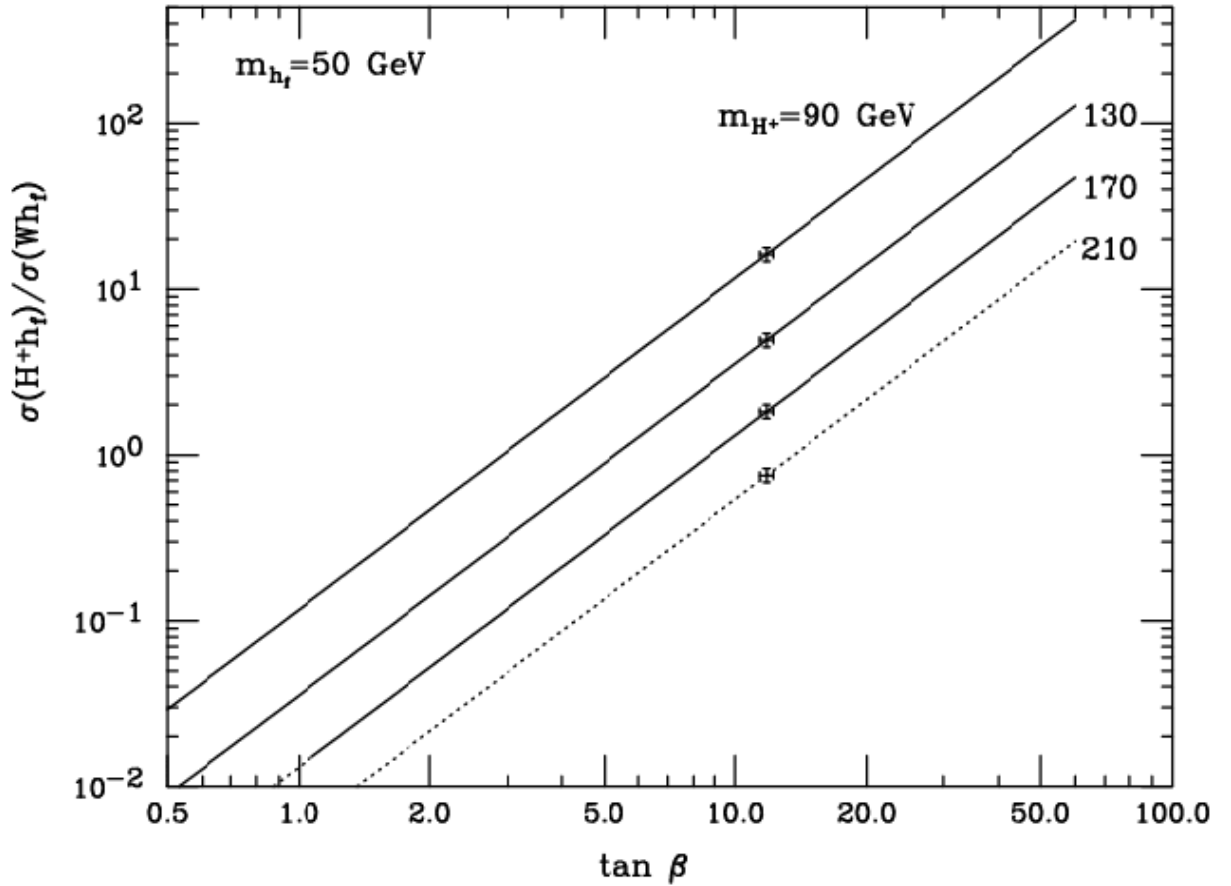


図 2.8 ratio of $\sigma(H^+ h_f)$ & $\sigma(Wh_f)$ as a function of $\tan \beta$

$m_{h_f} = 50 \text{ GeV}$ に固定し、 m_{H^\pm} の異なる 4 つの値に関して描いてある。図 2.5 同様、 $\tan \beta$ が大きくなるにつれ $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f$ が効果的になることが分かる。production cross section の比が 1 を横切る領域は $\tan \beta = 3 \rightarrow 13$ の範囲にあり、 m_{H^\pm} が大きい程 $\sigma(H^+ h_f)$ が大きくなっている。図に示してある印は、 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm h_f)$ に対して、観測可能となるしきい値 (10fb) を表しており $\tan \beta \approx 12$ に相当する。つまり、印の左側では $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm h_f) > 10\text{fb}$ であり、右側では $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm h_f) < 10\text{fb}$ である。実線は $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f) \geq 10\text{fb}$ を示し、点線は $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f) \leq 10\text{fb}$ を示している。

図 2.5 で見たように、 $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f)$ は $\tan \beta \approx 5$ までは $\tan \beta$ が増える と急激に増加し、その後落ち着く (飽和状態)。この飽和状態のとき $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f) = 158, 48, 18, 7 \text{ fb}$ であり、それぞれ、 $m_{H^\pm} = 90, 130, 170, 210 \text{ GeV}$ である。

次に図 2.9 で $m_{h_f} = 100\text{GeV}$ の場合を図 2.8 と同様に見てみる。

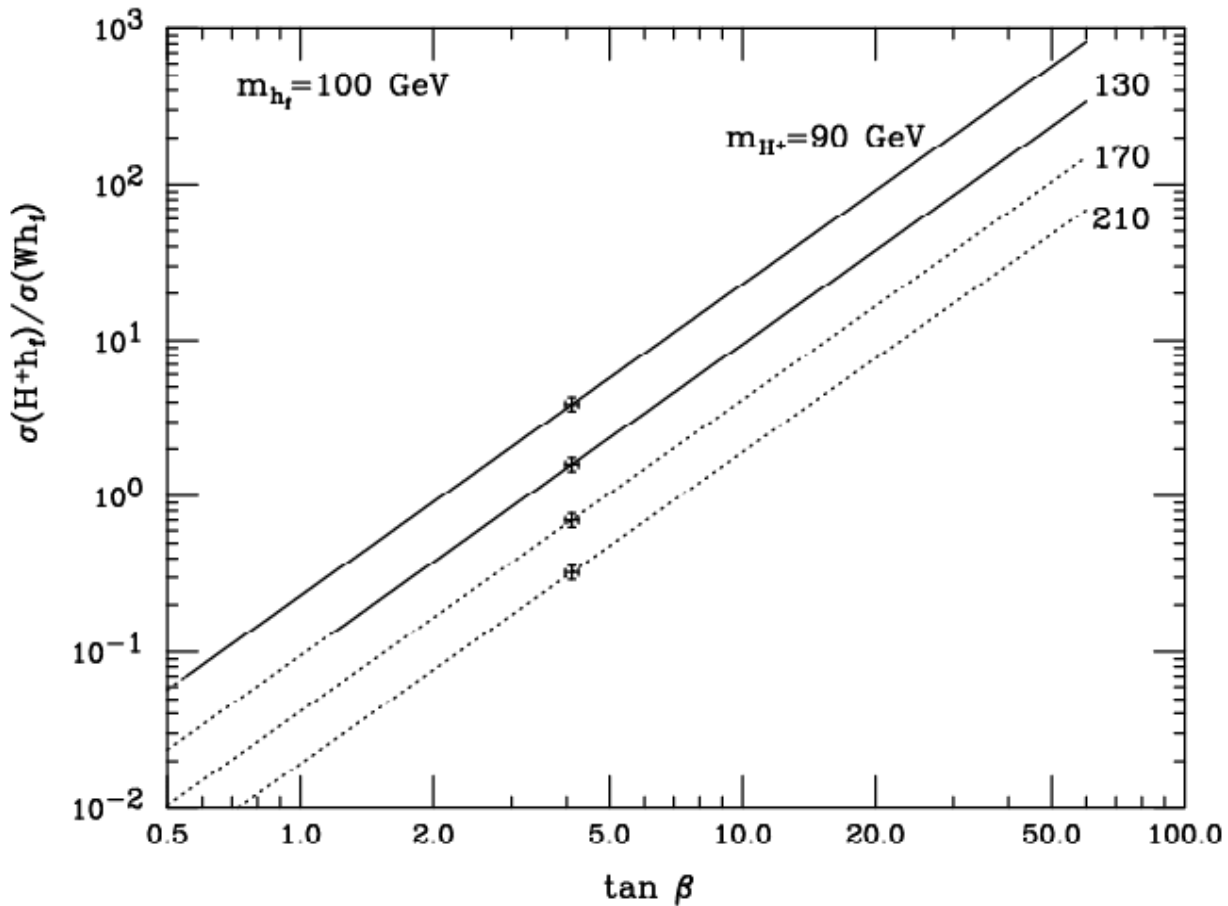


図 2.9 ratio of $\sigma(H^+ h_f)$ & $\sigma(Wh_f)$ as a function of $\tan \beta$

このときは、 $\tan \beta \geq 4$ で、これまで用いられてきた過程はしきい値より小さな cross section を示す。飽和状態では $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f) = 44, 18, 8, 4\text{fb}$ である。そ

して H^\pm により変化するが、 $\tan \beta \geq 2 \rightarrow 7$ で $p\bar{p} \rightarrow H^+ h_f$ の過程が

$p\bar{p} \rightarrow W^* h_f$ の過程よりも大きな cross section を持つことが分かる

重要なのは、 $p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f$ が今まで用いられていた $p\bar{p} \rightarrow W^* h_f$ が抑制されたときに大きな cross section をもつという事である。この過程は h_f, H^\pm が共に軽いとき ($< 100\text{GeV}$)、 150fb におよぶ cross section を持つと考えられる。

3 Event generation

現在稼働中である Fermilab Tevatron (陽子・反陽子衝突型加速器)、重心系エネルギー $\sqrt{s}=1.96\text{TeV}$ による CDF 実験での h_f 探索可能性を具体的に検討する。

3.1 PYTHIA

今回の simulation における Event generator として PYTHIA(version:6.222)[15]を使用した。

3.1.1 Set up

Default では 2HDM (type2)に対応しているため、2HDM (type1)に対応するよう変更する。

設定は以下の表に示す。2HDM (typw1)で h^0 が h_f と置き換えられる。PYTHIA では h^0 と書かれることから、表中では h^0 としてある。

<i>Vertex</i>	<i>Phase factor</i>		
	type 1	Model 2	Parameter in PYTHIA
$h^0 ZZ$	$\sin(\beta-\alpha)$	$\sin(\beta-\alpha)$	<i>PARU</i> (164)
$h^0 WW$	$\sin(\beta-\alpha)$	$\sin(\beta-\alpha)$	<i>PARU</i> (165)
$H^0 ZZ$	$\cos(\beta-\alpha)$	$\cos(\beta-\alpha)$	<i>PARU</i> (174)
$H^0 WW$	$\cos(\beta-\alpha)$	$\cos(\beta-\alpha)$	<i>PARU</i> (175)
$A^0 ZZ$	0	0	<i>PARU</i> (184)
$A^0 WW$	0	0	<i>PARU</i> (184)

Vertex	Phase factor		
	type 1	type 2	Parameter in PYTHIA
$h^0 b \bar{b}$	$-\cos \alpha / \sin \beta$	$+\sin \alpha / \cos \beta$	<i>PARU</i> (161)
$h^0 t \bar{t}$	$-\cos \alpha / \sin \beta$	$-\cos \alpha / \sin \beta$	<i>PARU</i> (162)
$h^0 l^+ l^-$	$-\cos \alpha / \sin \beta$	$+\sin \alpha / \cos \beta$	<i>PARU</i> (163)
$H^0 b \bar{b}$	$-\sin \alpha / \sin \beta$	$-\cos \alpha / \cos \beta$	<i>PARU</i> (171)
$H^0 t \bar{t}$	$-\sin \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \sin \beta$	<i>PARU</i> (172)
$H^0 l^+ l^-$	$-\sin \alpha / \sin \beta$	$-\cos \alpha / \cos \beta$	<i>PARU</i> (173)
$A^0 b \bar{b}$	$-\cot \beta$	$+\tan \beta$	<i>PARU</i> (181)
$A^0 t \bar{t}$	$+\cot \beta$	$+\cot \beta$	<i>PARU</i> (182)
$A^0 l^+ l^-$	$-\cot \beta$	$+\tan \beta$	<i>PARU</i> (183)
$H^+ \bar{t} b$	$m_t \cot \beta (1 - \gamma_5)$ $-m_b \cot \beta (1 + \gamma_5)$	$m_t \cot \beta (1 - \gamma_5)$ $+m_b \tan \beta (1 + \gamma_5)$	<i>Hard-wired</i>

<i>Vertex</i>	<i>Phase factor</i>		
	type1	type2	Parameter in PYTHIA
$h^0 H^+ H^-$	$-\sin(\beta - \alpha) - \frac{\cos(2\beta)\sin(\beta + \alpha)}{2\cos^2\theta_W}$		<i>PARU</i> (168)
$H^0 h^0 h^0$	$\cos(2\alpha)\cos(\beta + \alpha) - 2\sin(2\alpha)\sin(\beta + \alpha)$		<i>PARU</i> (176)
$H^0 A^0 A^0$	$\cos(2\beta)\cos(\beta + \alpha)$		<i>PARU</i> (177)
$H^0 H^+ H^-$	$-\sin(\beta - \alpha) + \frac{\cos(2\beta)\sin(\beta + \alpha)}{2\cos^2\theta_W}$		<i>PARU</i> (178)
$A^0 Z^0 h^0$	$\cos(\beta - \alpha)$		<i>PARU</i> (186)
$A^0 Z^0 H^0$	$\sin(\beta - \alpha)$		<i>PARU</i> (187)
$A^0 H^+ H^-$	0		<i>PARU</i> (190)
$H^+ Wh^0$	$\cos(\beta - \alpha)$		<i>PARU</i> (195)

図 3.1、図 3.2 が $H^\pm \rightarrow h^0 W^*$ の cross section について m_{h_f} をそれぞれ 40、10 GeV の場合について、PYTHIA によるものと理論値を比べたものであり、よく再現されていることが認められる[16]・[17]。

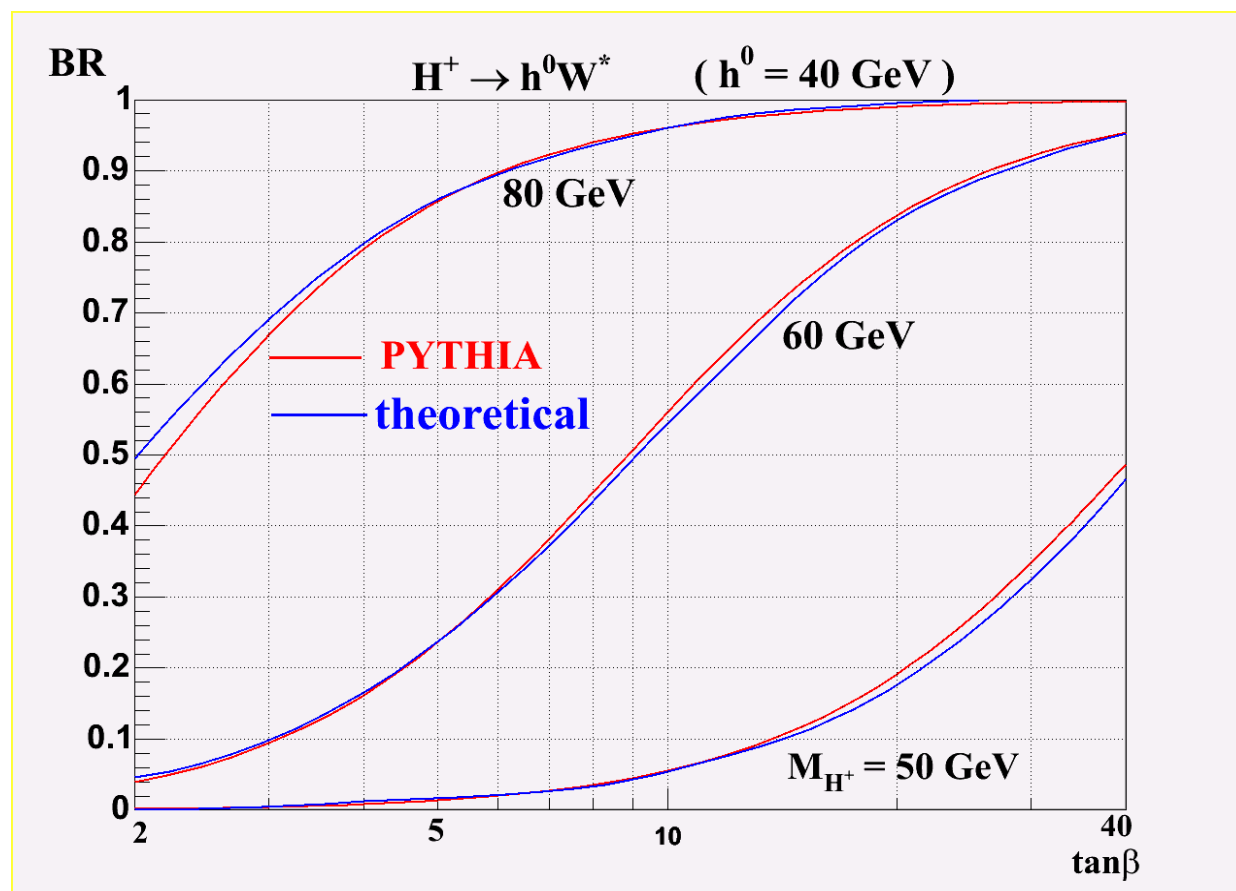


図 3.1 pythia & theoretical branchin ratio

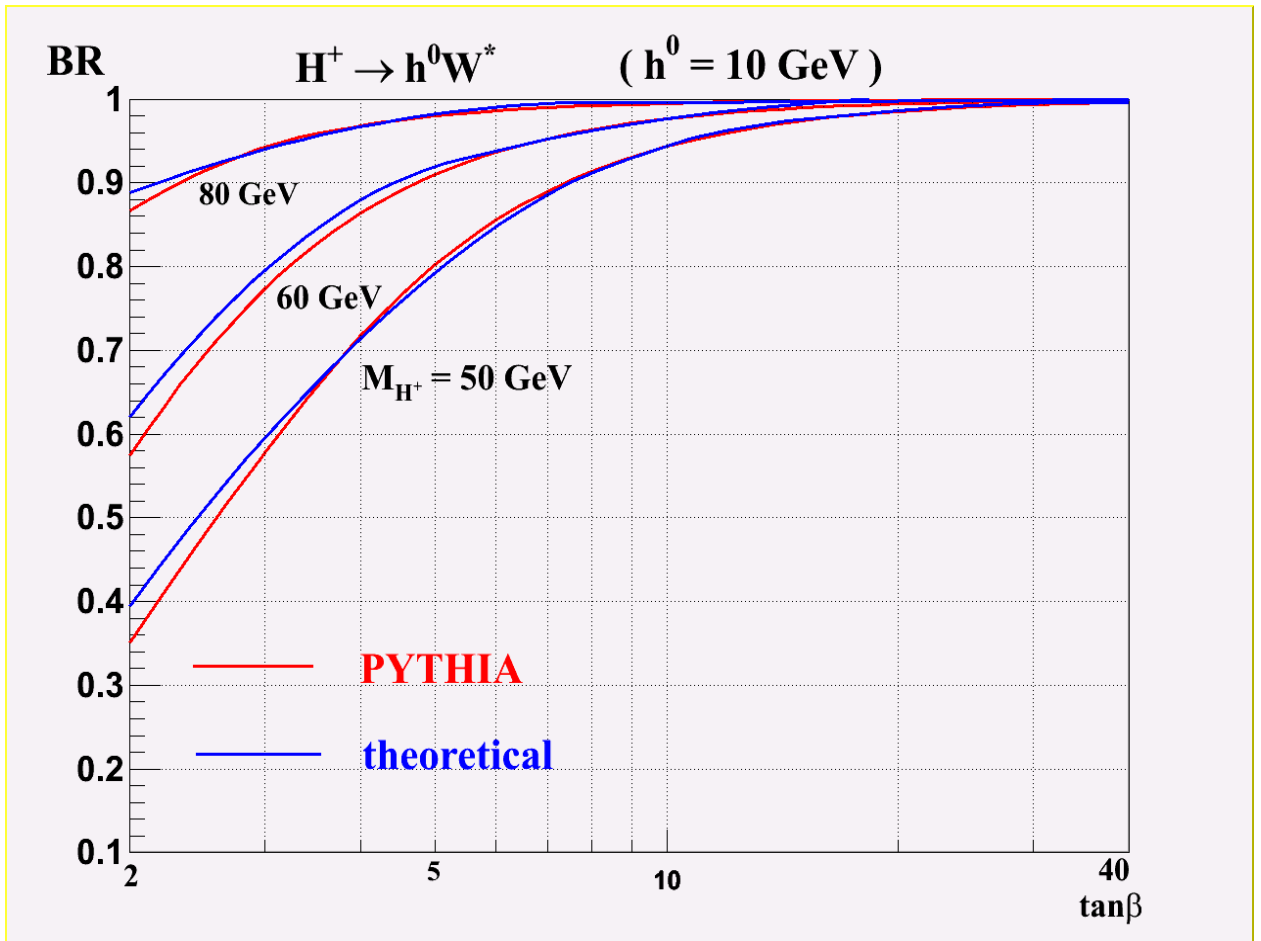


図 3.2 pythia & theoretical branching ratio

3.2 Signal signature

ここでは、どのような事象を選択するかを決定する。

これまでに述べているように、 $\tan\beta=20$ と設定すると、これまで用いられていた $qq \rightarrow W^\pm h_f$ が強烈に抑制され、与えられていた質量の制限 (2.2 章) が無効になる。そして新しく考えた $q\bar{q} \rightarrow h_f H^\pm$ の過程が主要なものとなり、Fermilab Tevatron で有効になる。したがって、この過程による CDF 検出器での h_f の検出可能性について検討する。

この過程を終状態まで描いたものが図 3.3 である。

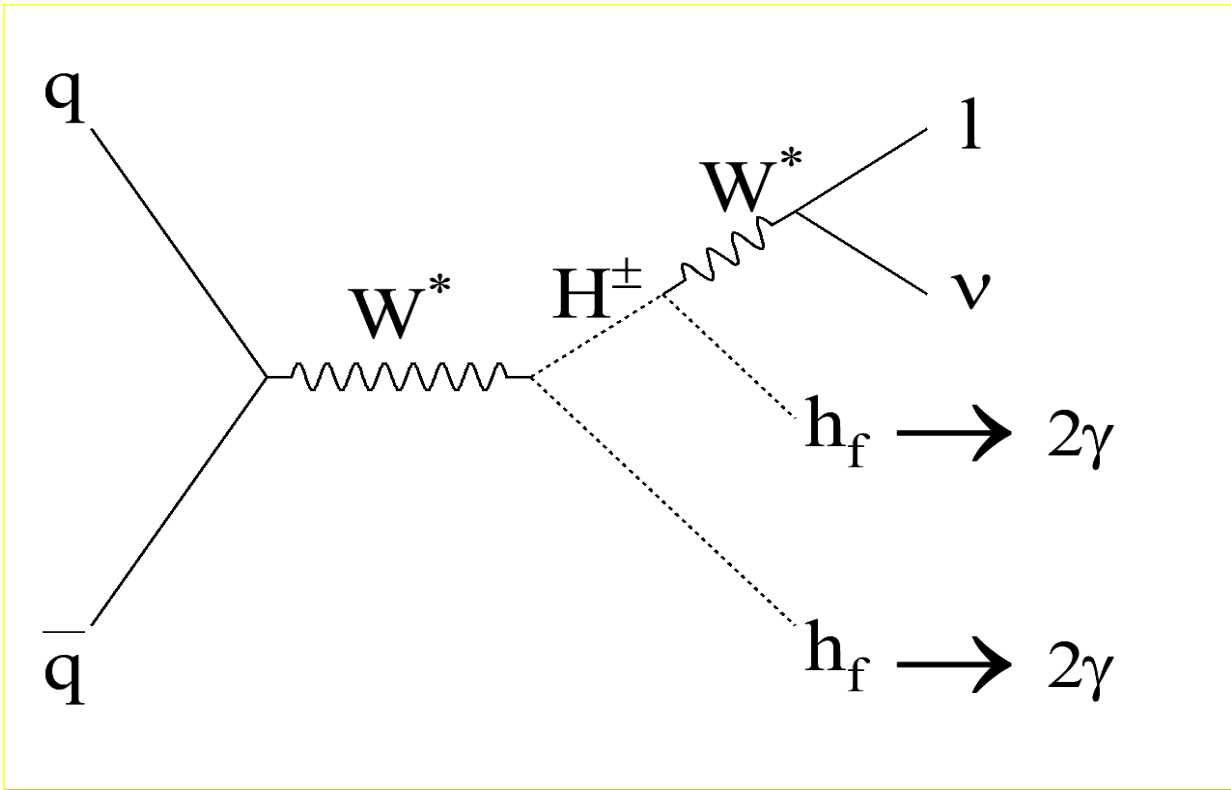


図 3.3 signal process

l は lepton、 ν は neutrino を表している。 Fermilab Tevatron のような Hadron collider (陽子・反陽子、陽子・陽子衝突型加速器)では、lepton を観測することは background を抑えるのに非常に有効である。このことより lepton を捕まえる方法を選択する。

そして、 $h_f \rightarrow 2\gamma$ であるから 2γ を捕える。つまり *lepton + 2γ* が今回の signature となる。

3.2.1 Pseudorapidity

図 3.4 が CDF 検出器の概略図である[18]。

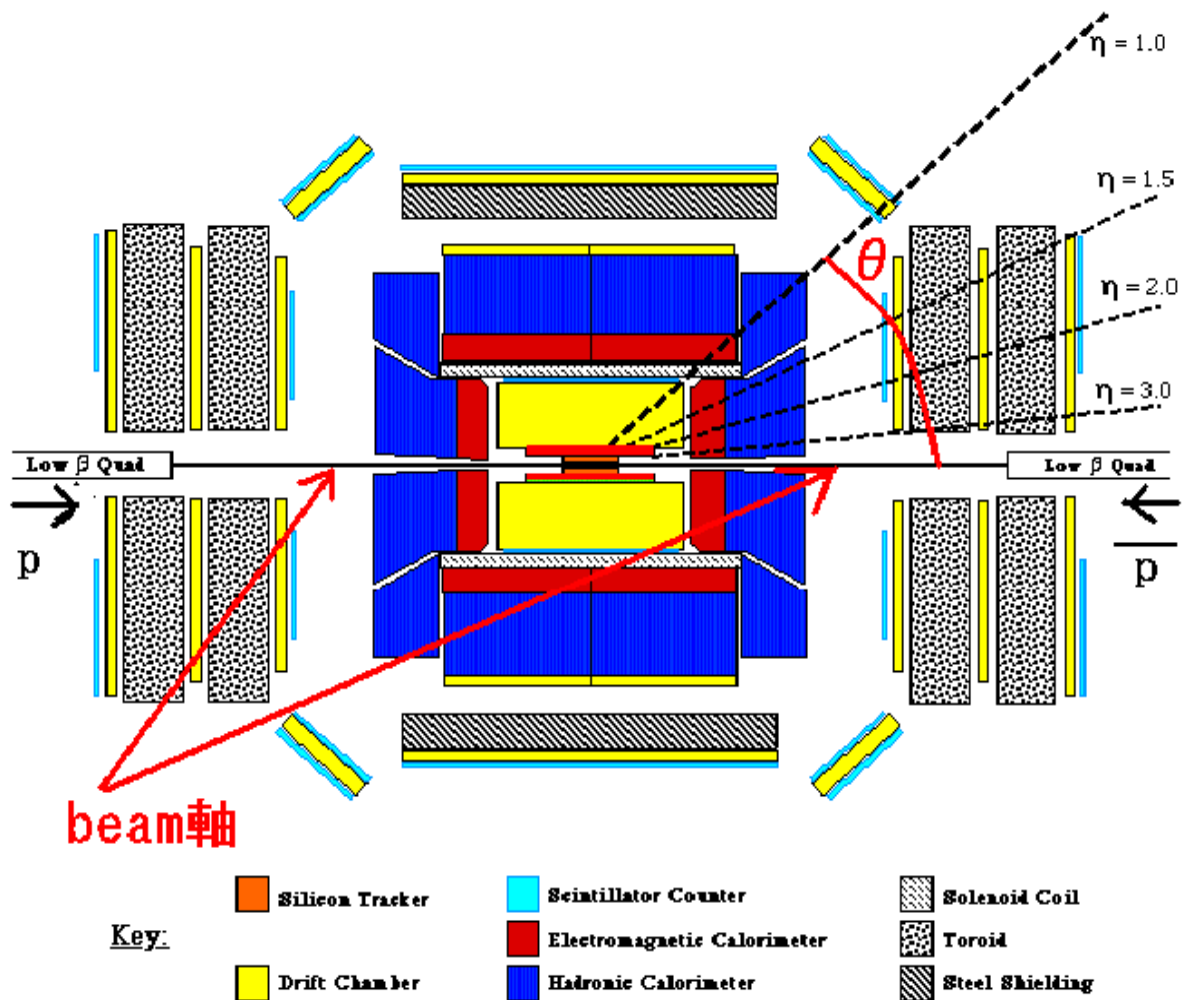


図 3.4 detector

陽子と反陽子が入射してくる軸 (beam 軸) に対して、生成粒子が角度 θ で飛んでいくとすると、粒子の rapidity (longitudinal rapidity) y_{rapi} は

$$y_{rapi} \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{E - P_{\parallel}} \right) = \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{\sqrt{P_T^2 + m^2}} \right) \quad (3.2.1)$$

で定義される。

E が粒子のエネルギー、 beam 軸方向を縦(z)方向として $P_{\parallel} = P \cos \theta$ が粒子の縦(z)方向の運動量、 $P_T = P \sin \theta$ が粒子の横(xy)方向の運動量、 m が粒子の質量を表している。

これは粒子の縦方向と横方向を分離して記述するのに便利であり、粒子の質量に関わらず

$$\frac{dP_{\parallel}}{E} = dy_{\text{rapi}} \quad (3.2.2)$$

が成立する。これより、粒子の phase space $(dP_x dP_y dP_z)/E$ が rapidity y に比例することが分かる。

z 方向の Lorentz 変換 ($E \rightarrow \gamma(E - \beta P_{\parallel})$, $P_{\parallel} \rightarrow \gamma(-\beta E + P_{\parallel})$) を行なうと

$$\begin{aligned} y_{\text{rapi}} \rightarrow y'_{\text{rapi}} &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E' + P'_{\parallel}}{E' - P'_{\parallel}} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(\gamma E - \beta \gamma P_{\parallel}) + (\gamma P_{\parallel} - \beta \gamma E)}{(\gamma E - \beta \gamma P_{\parallel}) - (\gamma P_{\parallel} - \beta \gamma E)} \right) \\ &= y_{\text{rapi}} + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \equiv y_{\text{rapi}} + \Delta \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

$\beta = \tanh \Delta$ である。粒子がとりうる最大の rapidity は重心系で

$E = P_{\parallel} = \sqrt{s}/2$ のときであり、 $y_{\text{rapi}} = \ln \frac{\sqrt{s}}{m}$ となる ((3.2.4)式)。これより、

y_{rapi} は質量に依存、つまり粒子に依存することが分かる。

$$y_{\text{rapi}} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\frac{\sqrt{s}}{2} + \sqrt{\frac{s}{4} - m^2}}{\frac{\sqrt{s}}{2} - \sqrt{\frac{s}{4} - m^2}} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\left(\frac{\sqrt{s}}{2} + \sqrt{\frac{s}{4} - m^2} \right)^2}{m^2} \right) \approx \ln \frac{\sqrt{s}}{m} \quad (3.2.4)$$

よって、粒子の種類が分からないときには pseudorapidity を用いる。pseudorapidity η は(3.2.5)式で与えられる。

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\tan^2(\theta/2)} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (3.2.5)$$

また(3.2.5)式より $\theta = 2 \arctan(e^{-\eta})$ である。

rapidity と角度の数値の関係を次表に示しておく。

<i>pseudorapidity</i> η	<i>polar angle</i>
0	90°
1	40.935°
2	15.415°
3	5.700°
4	2.099°
5	0.772°
-1	139.605°
-2	164.585°
-5	179.228°

[19]

3.2.2 CUT criteria

ここでは、 γ と lepton に対する事象選択条件を述べる。

数値決定は The Fermilab Tevatron (run1) 重心系エネルギー $\sqrt{s}=1.8\text{TeV}$ で $\gamma\gamma+W/Z$ signature について解析した研究を参考にした[20]

3.2.2.1 Gamma CUT

自由粒子の場合、エネルギー E ・ 3 元運動量 \mathbf{p} ・ 静止質量 m の相対論的關係は

$$E^2 = \mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (3.2.6)$$

であり、光速の大きさ 1 の自然単位系を考えているので

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + m^2 \quad (3.2.7)$$

となる。 γ は質量ゼロなので $|\mathbf{E}| = |\mathbf{p}|$ である。このことから運動量と同様に考え、横エネルギーを(3.2.8)式の様に定義する。

$$E_T = E \sin \theta \quad (3.2.8)$$

γ に課す条件は

$$E_T^\gamma > 22 \text{ GeV} , \quad |\eta^\gamma| \leq 1 \quad (3.2.9)$$

であり、この条件を満たす γ が2つ以上でなければならないことを要求する。

3.2.2.2 Lepton CUT

lepton に対しては

横運動量 $P_T^l = P^l \sin \theta > 20 \text{ GeV}$ と $|\eta^l| \leq 1$ を課す条件とする。

4 Analysis

4.1 Signal process

以後、 $\sqrt{s}=1.96\text{TeV}$, $H^\pm=120\text{GeV}$, $\tan\beta=20$ の条件で解析を行なう。

PYTHIAにより、以下の一連の過程、 $q\bar{q}\rightarrow h_f H^\pm$ 、cascade decay

$H^\pm\rightarrow h_f W^*$ 、 $h_f\rightarrow 2\gamma$ 、 $W^*\rightarrow\text{lepton}+\nu$ を発生させた。その event 数は h_f の質量をパラメータとして以下に示す。

h_f [GeV]	<i>the number of event</i>
25	39990
35	39870
60	36024
85	20213
105	32665

まず、 $q\bar{q} \rightarrow h_f H^\pm$ の production cross section を調べた(図 4.1)。 h_f の質量が増えると小さくなることが分かる。

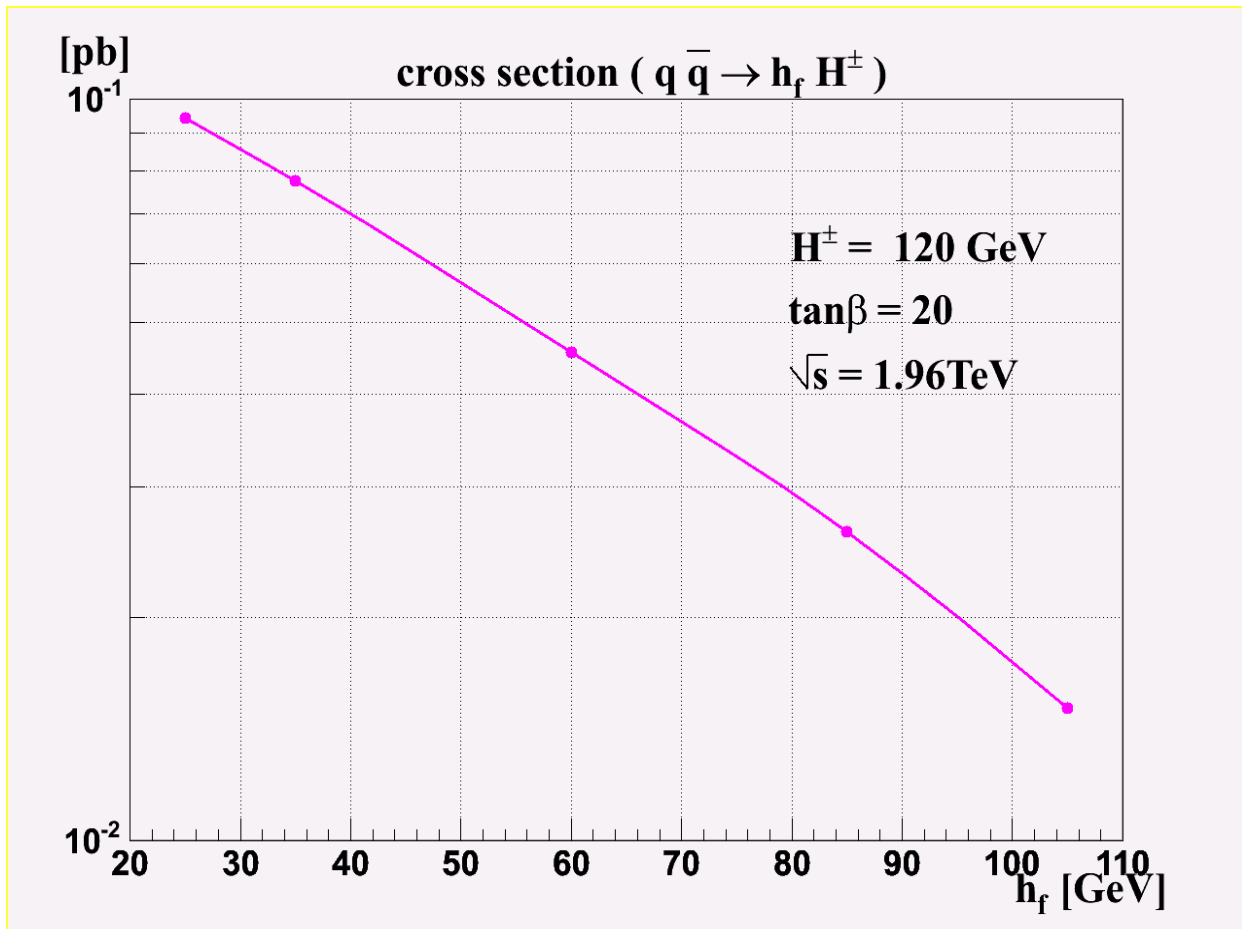
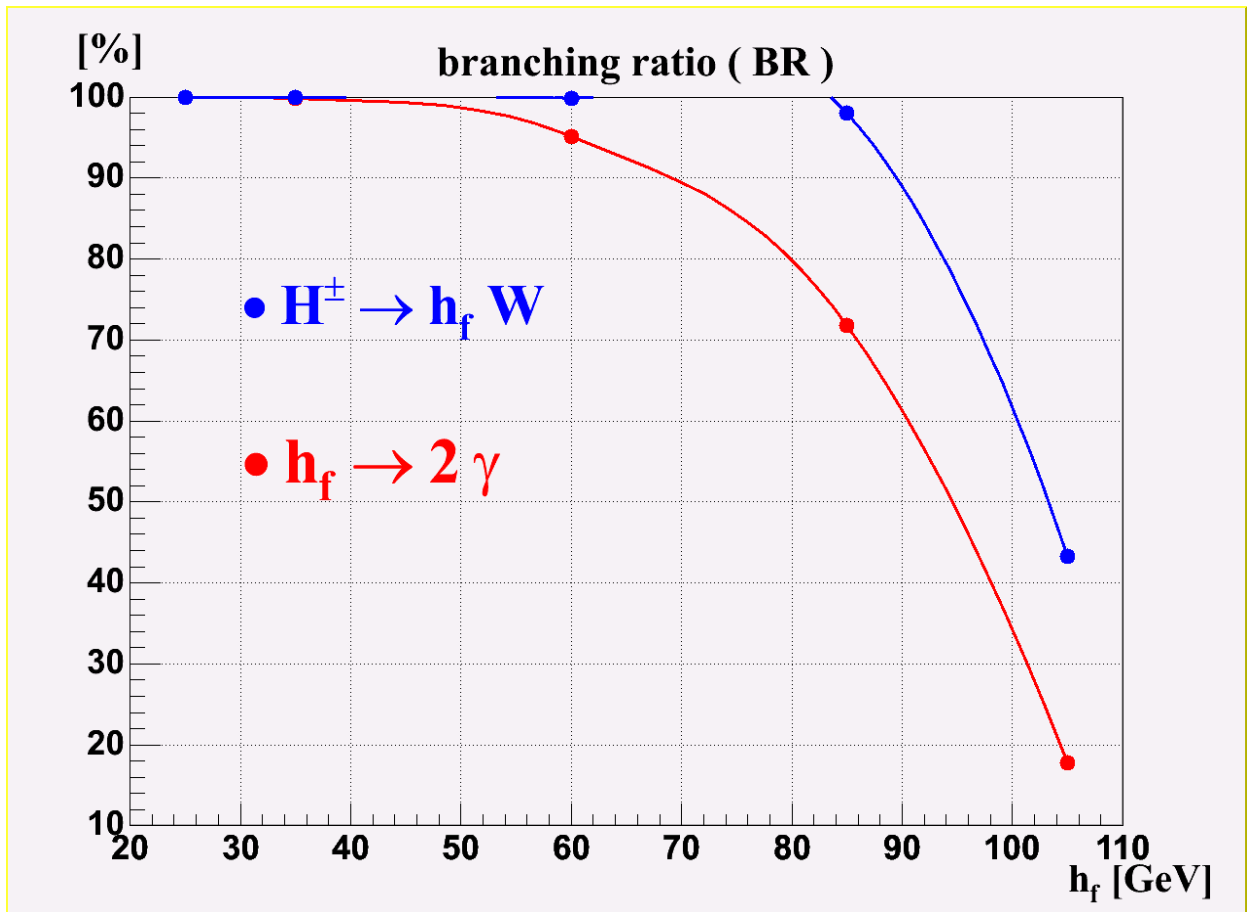


図 4.1 production cross section

次に $H^\pm \rightarrow h_f W$ 、 $h_f \rightarrow 2\gamma$ の過程の branching ratio を図示した(図 4.2)。

$H^\pm \rightarrow h_f W$ の過程において $m_{H^\pm}^2 = (E_{h_f} + E_W)^2$ の関係があるが、 h_f の質量が大きくなると、この関係が成り立ちにくくなるので branching ratio が下がっている。



☒ 4.2 branchin ratio

図 4.3 が γ CUT による efficiency の変化を見たものである。[E_T CUT \cdot η CUT \cdot (E_T and η) CUT \cdot (E_T and η) CUT を満たすものが 2 つ以上] の 4 段階で示している。 γ CUT は h_f の質量が大きくなるほど efficiency が高いということが分かる。

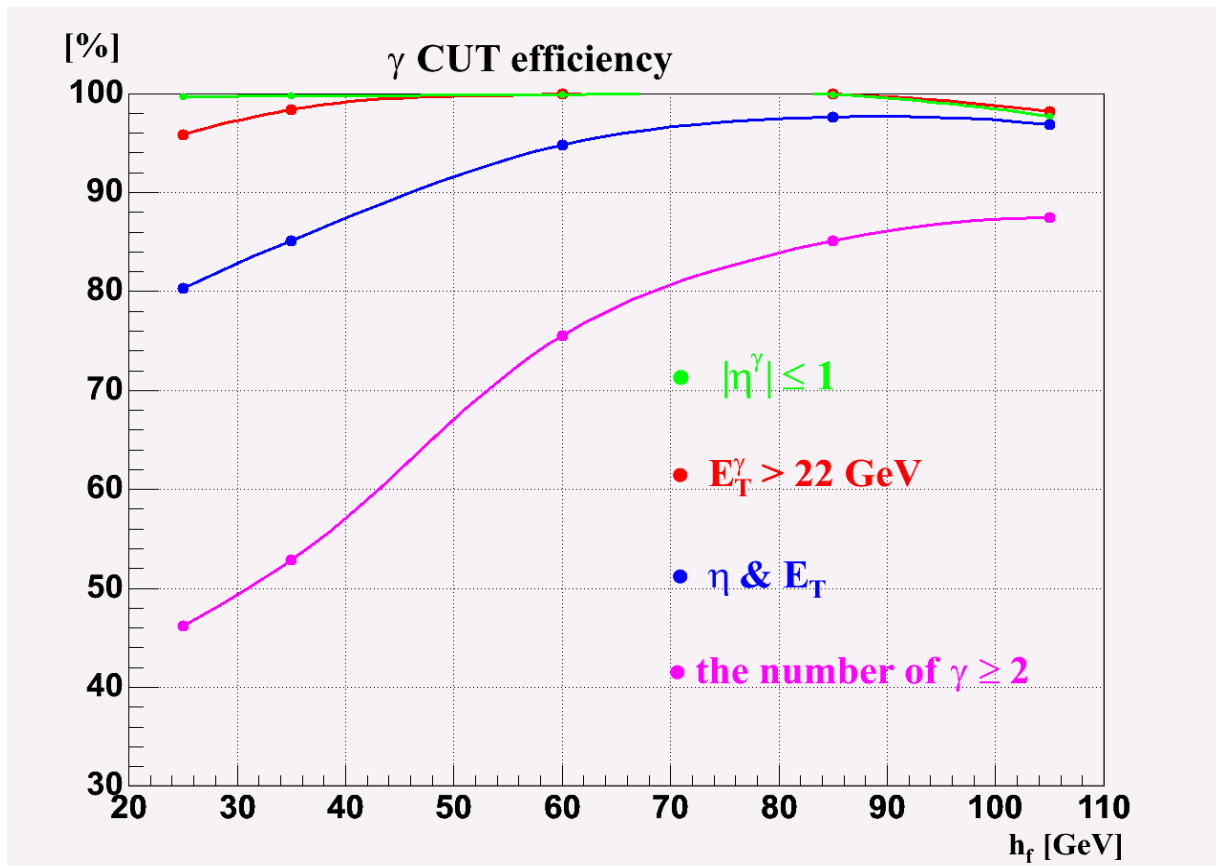


図 4.3 gamma CUT efficiency of each condition

数値は以下の表である。

h_f [GeV]	25	35	60	85	105
$E_T^\gamma > 22$ GeV [%]	95.8	98.4	99.9	100	98.2
$ \eta \leq 1$ [%]	99.7	99.7	99.9	99.9	97.7
E_T^γ & η [%]	80.4	85.1	94.8	97.6	96.9
$\gamma \geq 2$ [%]	46.2	52.9	75.6	85.1	87.5

図 4.4 は lepton CUT による efficiency の変化を示したものである。

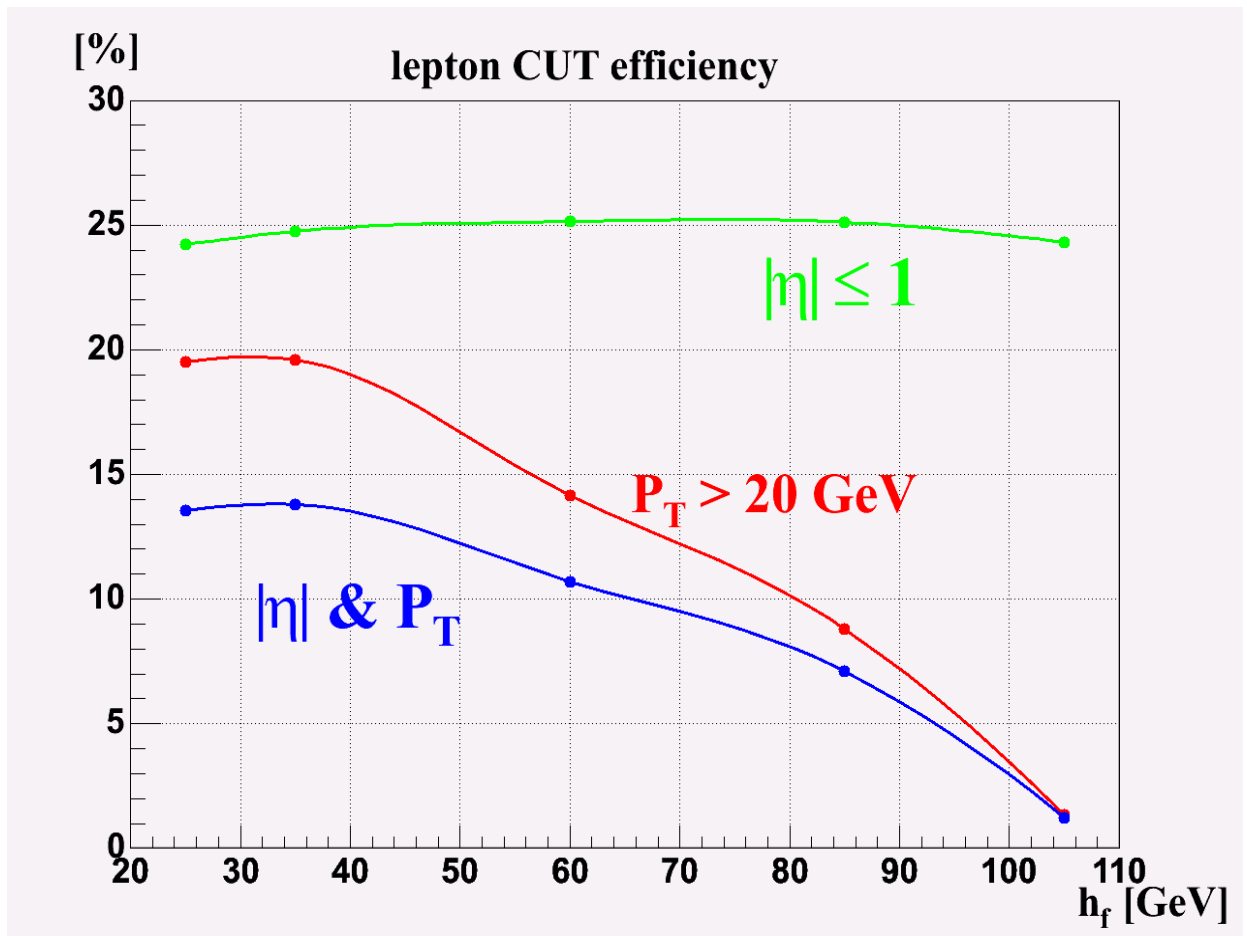


図 4.4 lepton CUT efficiency of each condition

η CUT は h_f の質量による変化はあまり見られない。一方、 P_T CUT は h_f の質量が大きくなると、efficiency が低くなっている。数値は次の表である。

h_f [GeV]	25	35	60	85	105
$P_T^l > 20$ GeV [%]	19.5	19.6	14.2	8.81	1.36
$ \eta \leq 1$ [%]	24.2	24.7	25.1	25.1	24.3
$P_T^l \& \eta$ [%]	13.5	13.8	10.7	7.10	1.18

図 4.5が γ CUT · η CUT · (γ and η)CUTによる efficiency の変化をまとめたものである。

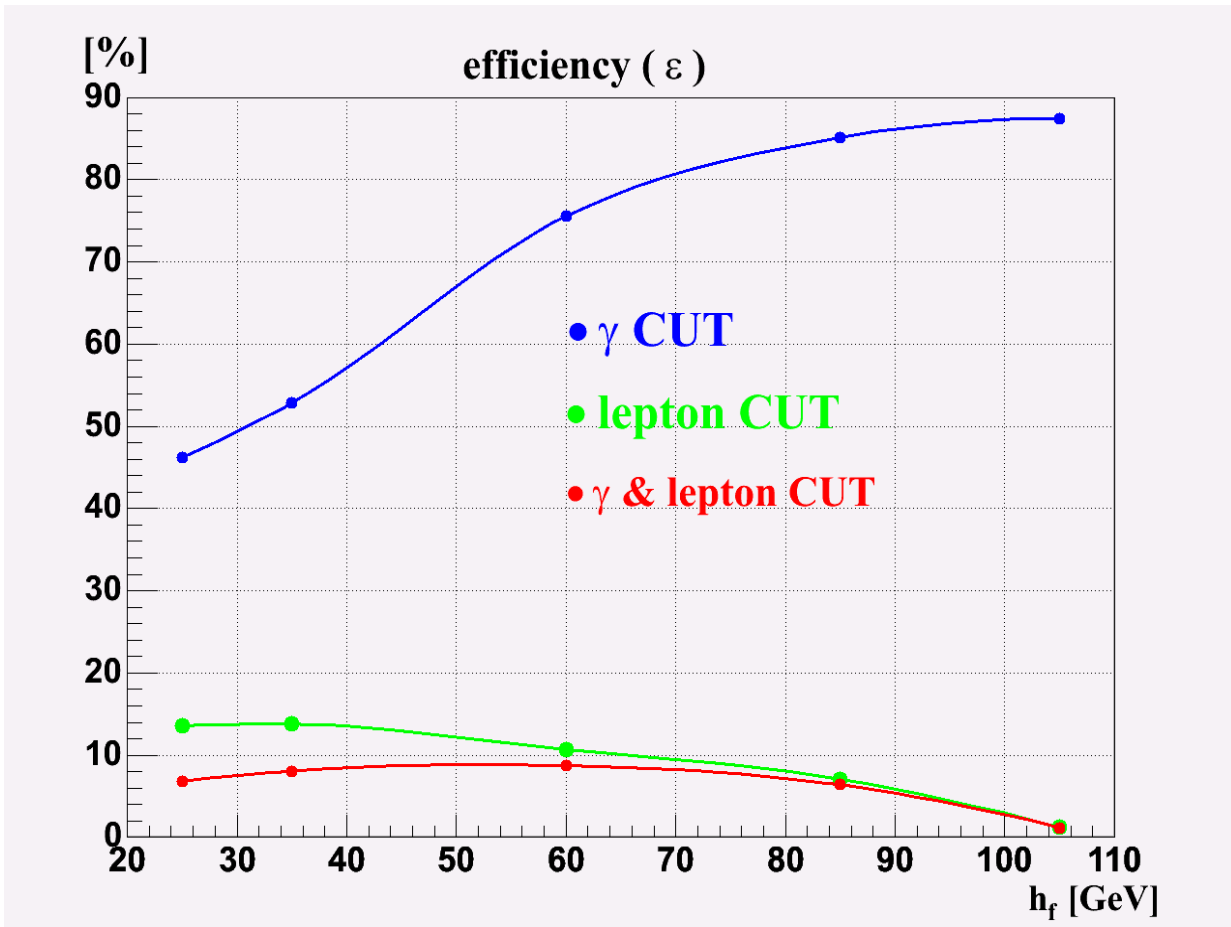


図 4.5 CUT efficiency of each condition

数値は次の表である。

h_f [GeV]	25	35	60	85	105
γ CUT [%]	46.2	52.9	75.6	85.1	87.5
l CUT [%]	13.5	13.8	10.7	7.10	1.23
(γ & l)CUT [%]	6.83	8.08	8.74	6.40	1.18

図 4.1～図 4.5 より事象選択条件を満たす signal process の cross section を求める。

$$\sigma(CUT) = \sigma(q\bar{q} \rightarrow H^\pm h_f) \times BR(H^\pm h_f W) \times BR(h_f \rightarrow 2\gamma)^2 \times \varepsilon \quad (4.1.1)$$

ε は efficiency を表し、 γ CUT · lepton CUT · (γ and lepton) CUT の三段階で求めた。およそ $6.5 \sim 2 \times 10^{-3}$ fb となる(図 4.6)。数値を次表にまとめた。

h_f [GeV]	25	35	60	85	105
$\sigma(process)$ [fb]	94.1	77.2	41.2	13.2	0.206
γ CUT [fb]	43.5	40.8	31.1	11.2	0.18
l CUT [fb]	12.7	10.7	4.40	0.937	0.00253
(γ & l) CUT [fb]	6.43	6.24	3.60	0.843	0.00243

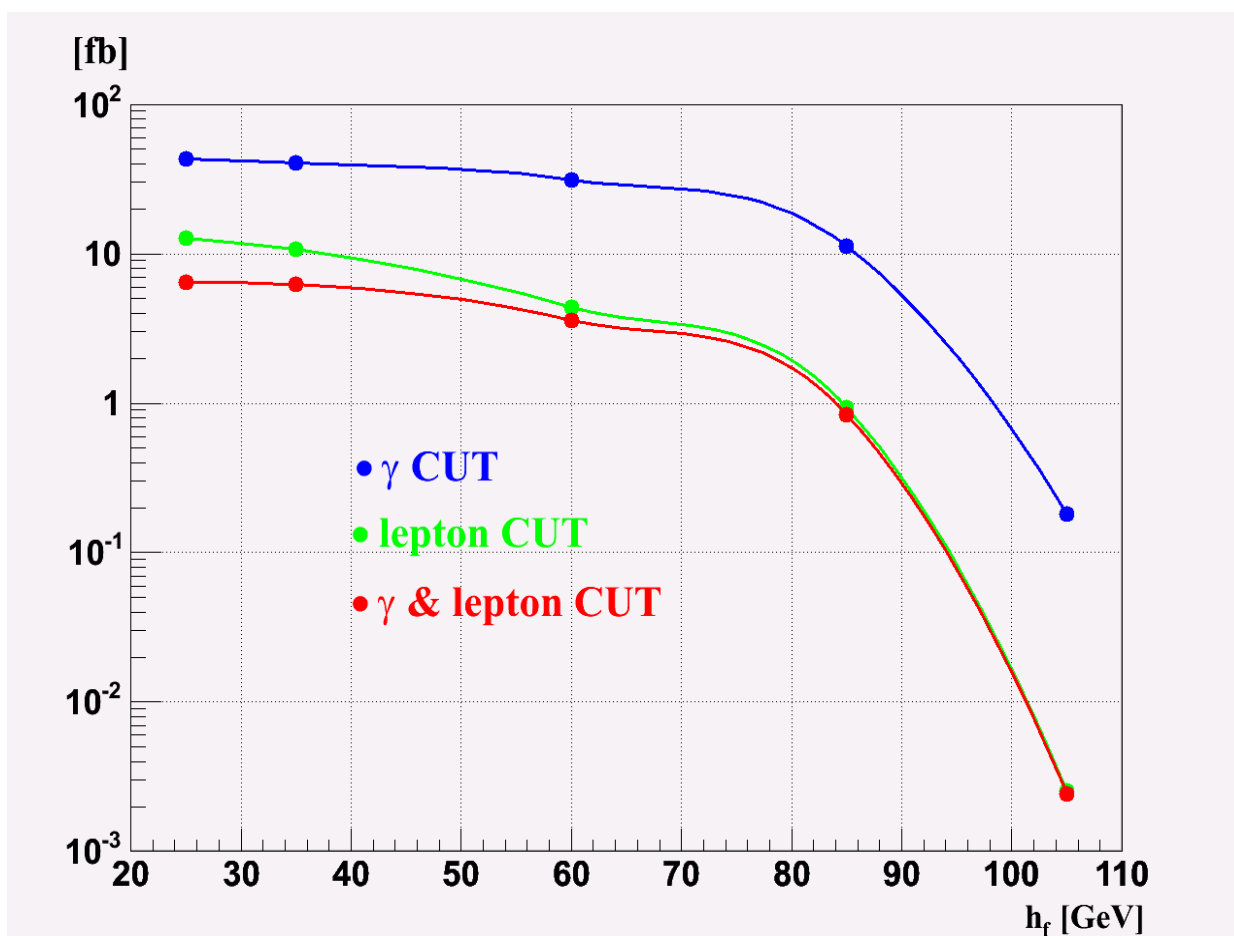


図 4.6 cross section of each CUT condition

4.2 Invariant Mass

h_f を選出するための 2γ の不変質量について考える。 $h_f \rightarrow 2\gamma$ の過程でつくられる γ をそれぞれ γ_1 、 γ_2 とすると h_f 、 γ_1 、 γ_2 の間には

$$m_{h_f}^2 = m_{\gamma_1\gamma_2}^2 = (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 - (\mathbf{p}_{\gamma_1} + \mathbf{p}_{\gamma_2})^2 \quad (4.2.1)$$

の関係がある。

今回の測定では 4γ のうち 2γ を捕まえるので、1つの h_f から 2γ を捕まえた場合、(4.2.1)式より h_f の質量を求めることができることを期待する。この不変質量分布を見ることにより、(γ and lepton) CUT を通過した events のうち、1つの h_f から 2つ γ を捕えた event の割合はどのくらいになるか調べる。

4.2.1 Smearing of gamma energy

$h_f \rightarrow \gamma\gamma$ 過程からの γ のエネルギーの測定を実際の測定器の性能に合わせるために、測定器のエネルギー分解能を MC(Monte Carlo)で考慮した Fermilab Tevaton のエネルギー分解能は

$$E \pm \Delta E \quad \left[\Delta E = E \times \frac{0.14}{\sqrt{E}} \right] \quad (4.2.2)$$

となることが分かっている。このことから今回の解析では ΔE に正規分布乱数 [Appendix A] をかけ、(4.2.2)式から計算される値を γ のエネルギーとした。つまり

$$E = E \pm \Delta E \times \text{random number} \quad (4.2.3)$$

4.2.2 Invariant mass distribution

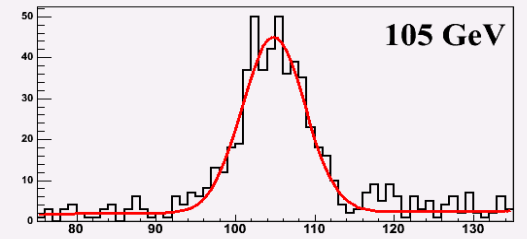
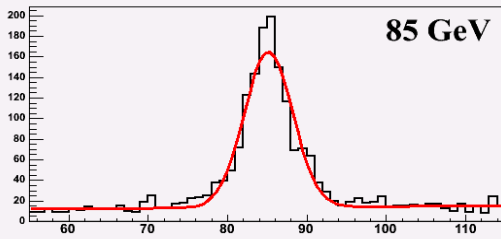
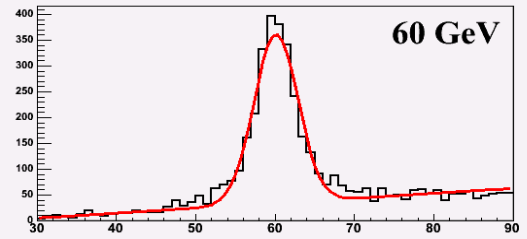
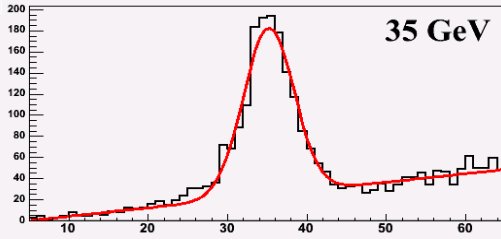
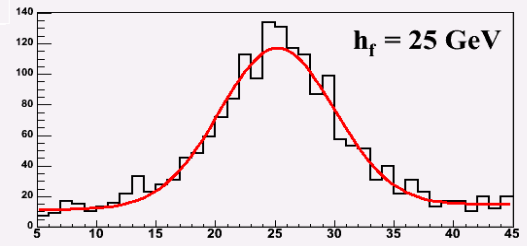
(γ and lepton) CUT を通過した events に含まれ、 γ CUT を通過した γ に対し(4.2.1)式から計算した Invariant mass 分布が図 4.7 のヒストグラムである。赤い線は

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + C \cdot x + D \quad (4.2.4)$$

で fitting である。これから標準偏差 σ を求めた。

$$m_{h_f}^2 = m_{\gamma\gamma}^2$$

vertical axis : entry
horizontal axis : GeV



☒ 4.7 invariantmass distribution

h_f [GeV]	25	35	60	85	105
A	103.9	158.1	326.8	150.9	42.58
μ	25.17	35.19	60.1	85.16	104.8
C	0.09774	0.8097	0.9605	0.05548	0.01236
D	10.9	-3.813	-23.31	9.093	0.9334

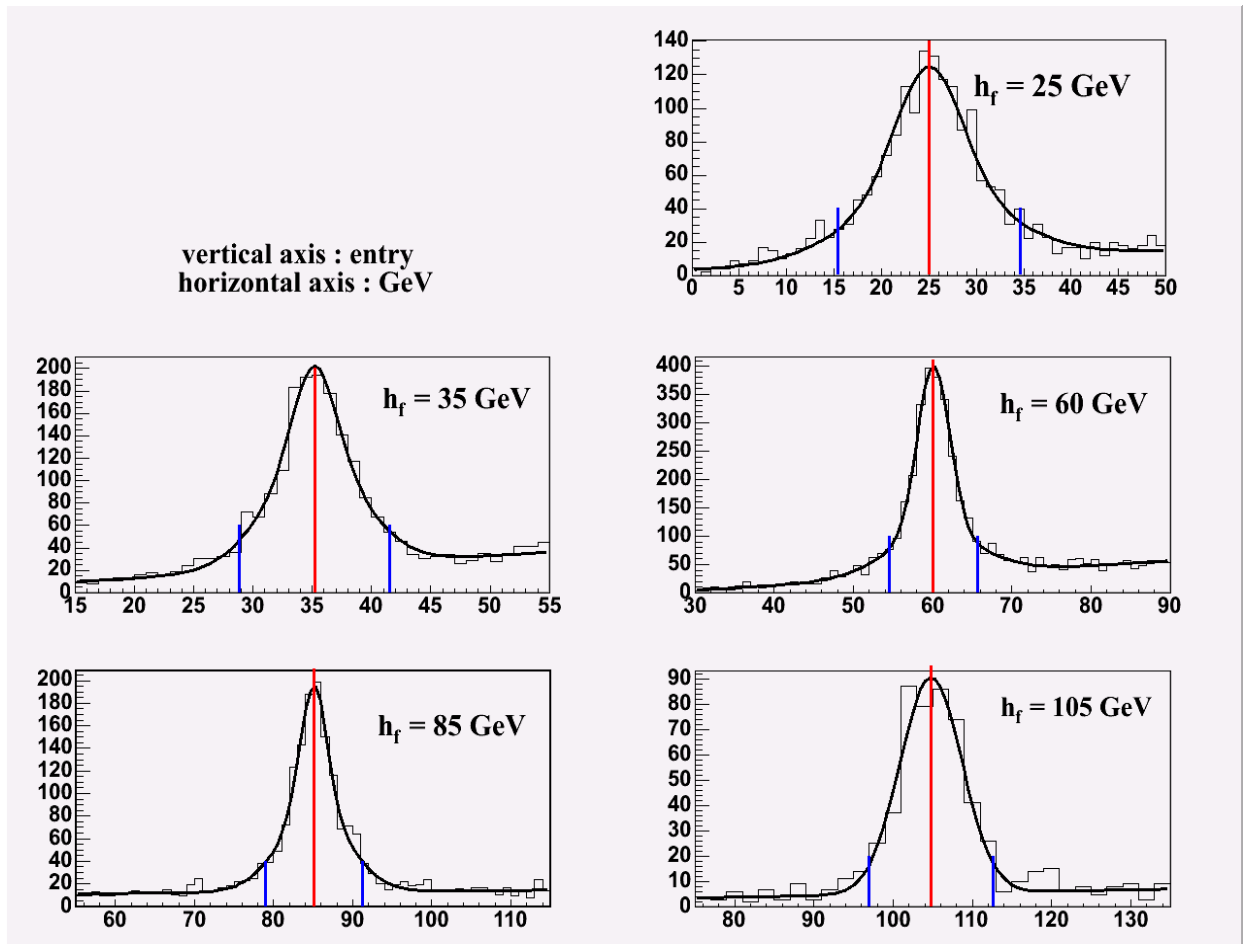
h_f [GeV]	<i>standard deviation</i> σ
25	4.83
35	3.18
60	2.78
85	3.06
105	3.94

表 1 **standard deviation**

ただ、図 4.7 における fitting では peak の高さが異なるなど、いくつか正確さに欠ける。そこで

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_1^2}} + B \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_2^2}} + C \cdot x + D \quad (4.2.5)$$

の関数で fitting したものが図 4.8 である。



h_f [GeV]	25	35	60	85	105
A	41.75	94	298.6	67.44	356.5
μ	25.01	35.19	60.11	85.08	104.8
σ_1	7.645	4.042	2.037	4.467	3.92
B	73.8	84.55	70.43	114.5	-271.4
σ_2	3.46	1.776	5.96	-1.704	3.919
C	0.2314	0.6614	0.8733	0.05277	0.05814
D	3.451	-0.0622	-21.66	8.426	-0.7643

図 4.8 では赤い線で Invariant mass 分布の peak を示している。

青い線は中心値から $\pm 2\sigma$ の値を示している(σ の値は(4.2.4)式から得た表 1 の値を使用している)。今回の解析では、エネルギー分解能を考慮し、 $\pm 2\sigma$ の範囲になるならば、1つの h_f から2つの γ を観測したと考えた。

(γ + lepton) CUT を通過した event のうち、 $h_f \pm 2\sigma$ の範囲に Invariant mass を作る event の割合を図示したものが図 4.9 である。およそ 44%~80% という高い efficiency になっている。

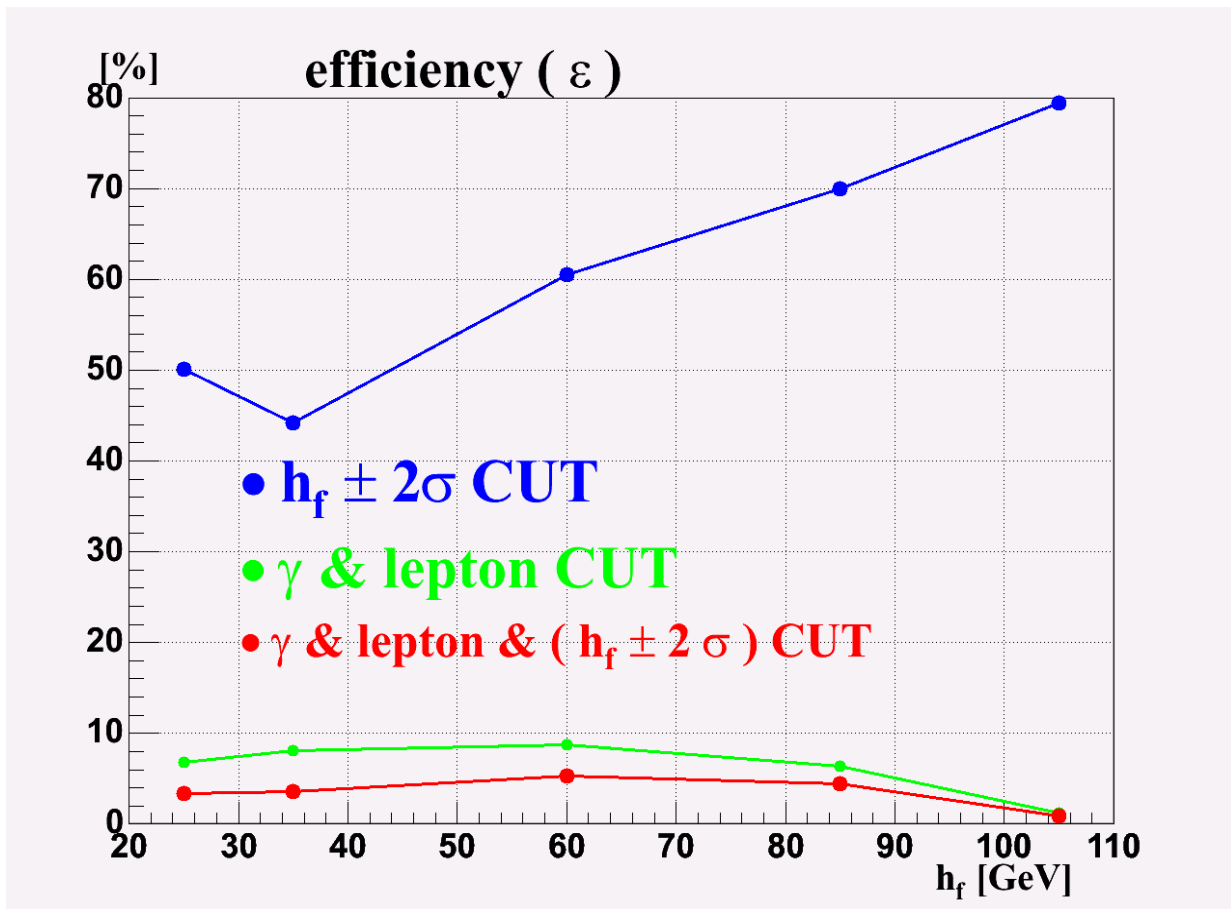


図 4.9 CUT efficiency of each condition

4.3 Cross section & the number of events

4.3.1 Luminosity

加速器の性能の1つに Luminosity [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] というものがある。

$$N_{eve} = L \cdot \sigma \cdot \varepsilon \quad (4.3.1)$$

で定義される。ここで N_{eve} は1秒間あたりに衝突点で起こる衝突現象の数・

σ は scattering cross section ・ ε は測定の検出効率を表す。

また、加速器の場合について少し詳しく述べる。反応率は

$$R = \sigma L \quad (4.3.2)$$

で与えられる。例えば、相対論的粒子の2つの beam が反対方向から飛んでくる場合を考えると Luminosity は次の式で与えられる。

$$L = f n \frac{N_1 N_2}{A} \quad (4.3.3)$$

N_1, N_2 はバンチごとの粒子の数、 n は beam のバンチの数、 A は beam の cross section、 f は回転周波数である。また、 $10^{-24} \text{cm}^2 = 1 \text{ barn} \equiv 1 \text{ b}$ である。

今回の解析では、あと数年で Fermilab Tevatron が到達する 6 fb^{-1} に設定した。

4.3.2 Cross section & events

今回注目している図 3.3 で示した過程のうち、今回設定した CUT を通過する events の cross section を求める。この過程の cross section は 4.1 章で既に示した。これに図 4.9 で示した CUT efficiency をかけて最終的な cross section を出し、Luminosity 6 fb^{-1} をかけて event 数を出した(図 4.10)。

最終的な cross section と event 数を表 2 にまとめた。

h_f [GeV]	25	35	60	85	105
σ [fb] (γ & lepton)CUT	6.43	6.24	3.60	0.843	2.43×10^{-3}
events (γ & lepton)CUT	38.6	37.5	21.6	5.06	1.46×10^{-2}
σ [fb] all CUT	3.22	2.75	2.18	0.590	1.93×10^{-3}
events all CUT	19.3	16.5	13.1	3.54	1.15×10^{-2}

表 2 σ & events

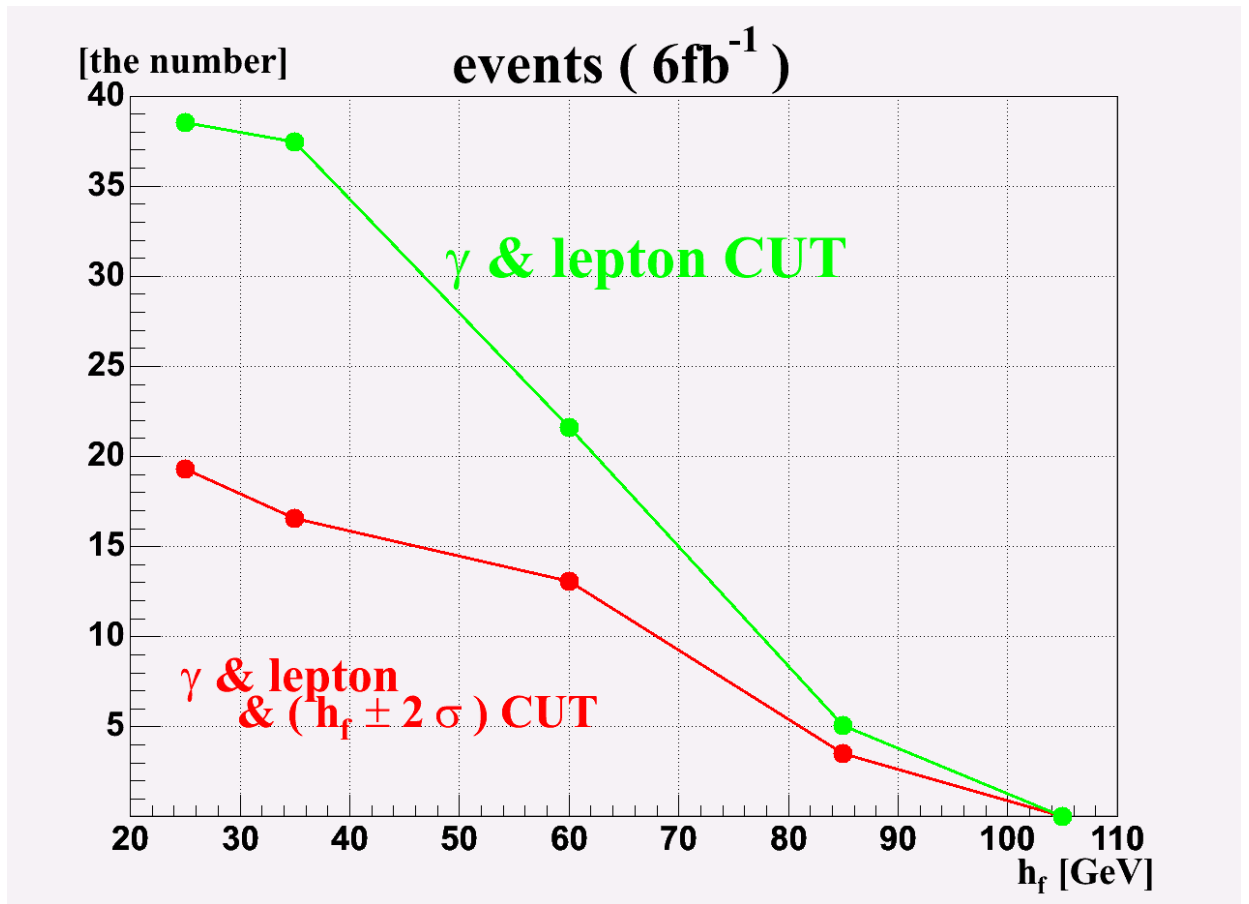


図 4.10 the number of event (6 fb⁻¹)

4.4 Background

4.4.1 Prompt photon production

Background として最初に Prompt photon production process

$$\begin{aligned}
 q \bar{q} &\rightarrow g \gamma, \quad f \bar{f} \rightarrow \gamma \gamma, \quad q g \rightarrow q \gamma \\
 (f : \text{fermion}, \quad q : \text{quark}, \quad g : \text{gluon}) & \qquad \qquad \qquad (4.4.1)
 \end{aligned}$$

の過程を考えた。PYTHIA で 10^8 events 発生させると、cross section は 5.33 mb であった。(4.3.1)式より Luminosity に換算すると $1.88 \times 10^{-3} \text{ fb}^{-1}$ となる。

この過程では(γ & lepton) CUT を通過する event は無かった。よって、background として考慮する必要はないと判断した。

4.4.2 Single W production

次なる background として、single W production process

$$\begin{aligned} f \bar{f} &\rightarrow g W^\pm, \quad f \bar{f} \rightarrow \gamma W^\pm \\ f \bar{f} &\rightarrow Z W^\pm, \quad f g \rightarrow \bar{f} W^\pm \end{aligned} \quad (4.4.2)$$

を考える。

PYTHIA で 8.2×10^7 event 発生させた。cross section は 9.7×10^{-6} mb となった。このうち (γ & lepton) CUT を通過した events は 2054 events であり、CUT を通過する events の cross section は 243 fb となる。したがって、Luminosity 6 fb^{-1} だとすると 1458 events が (γ & lepton) CUT を通過してくることになる。

そこで (γ & lepton) CUT を通過した event の γ に対して 4.2 章と同様に Invariant mass 分布を調べた(図 4.11)

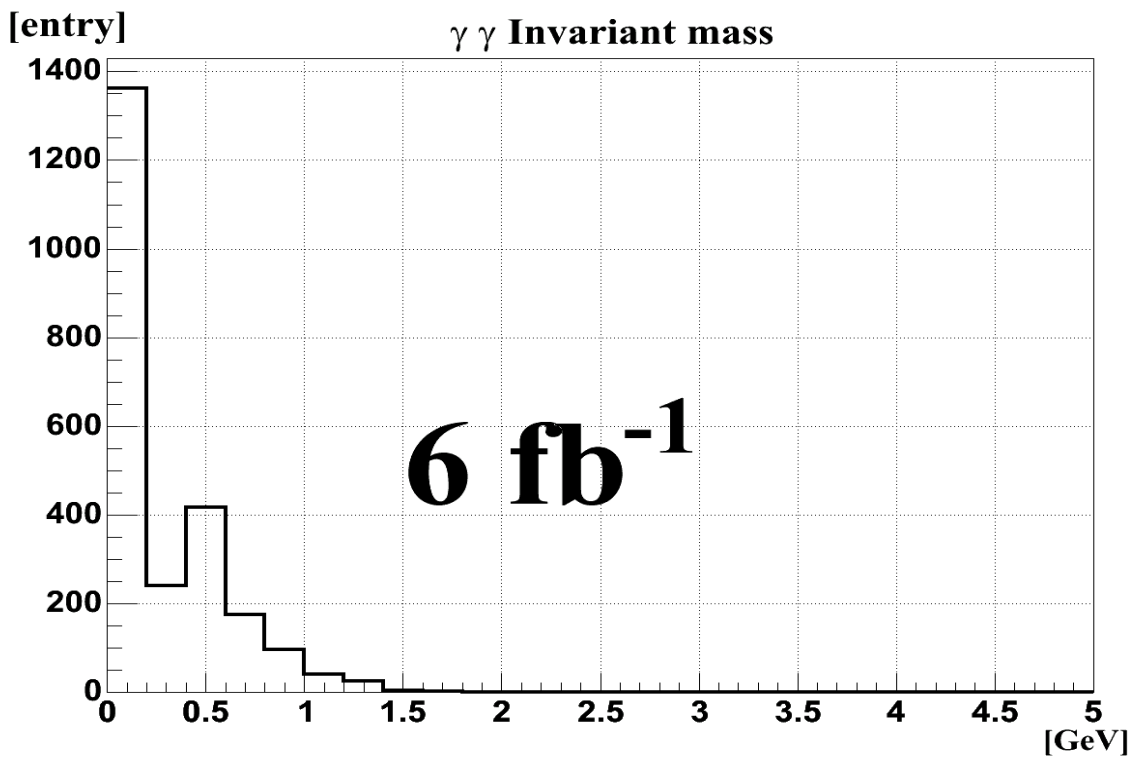


図 4.11 invariant mass distribution of background

Single W production process においては、Invariant mass 分布が 2 GeV 以上の範囲でほぼゼロとなるために何の影響も及ぼさないことが分かる。

したがって今回の解析では **background free** である。

4.5 Observation area

今回の解析では **background Free** となることが分かった。すると、**1event** 以上観測すれば、発見とすることが出来る。そこで図 4.10・表 2 をもとに **1event** 以上観測すると予想される領域を求めた(図 4.12)。結果として

$$m_{h_f} \leq 100 \text{ GeV} \tag{4.5.1}$$

の範囲で **1event** 以上観測できると考えられる。

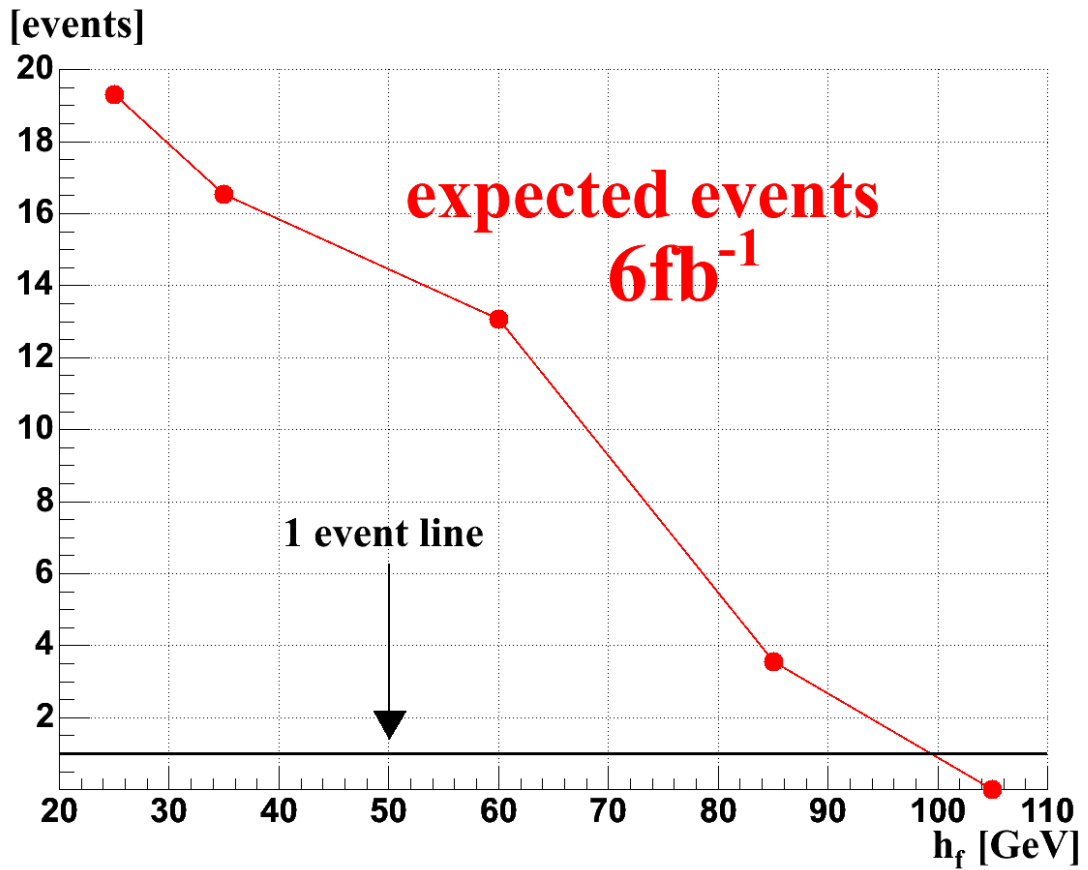


図 4.12 observational area

4.6 Exclusion area

4.5章で 1event 以上観測できるであろう h_f の範囲について述べた。ここでは、仮に event が観測されなかった場合に排除される h_f の質量領域について考えていく。

今回の解析では background free であった。background free であり、観測数が 0 だった場合には、真の事象数の期待値の上限値 μ_0 は信頼度 α ($0 \leq \alpha \leq 1$) とすると

$$\mu_0 = -\ln(1 - \alpha) \quad (4.6.1)$$

と表すことが出来る[Appendix B]

信頼度 $\alpha = 0.9$ (90%) とすると

$$\mu_0 = 2.303 \quad (4.6.2)$$

となる。

4.6.1 Cross section upper limit

今回注目した過程の cross section は

$$\sigma(\text{process}) = \sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm h_f) \times BR(H^\pm \rightarrow h_f W) \times BR(h_f \rightarrow 2\gamma)^2 \quad (4.6.3)$$

である。そして efficiency(ε), Luminosity(L)を用いて

$$\mu_S = \sigma(\text{process}) \times \varepsilon \times L \quad (4.6.4)$$

と書ける。よって

$$\sigma(\text{process}) = \frac{\mu_S}{\varepsilon \times L} \quad (4.6.5)$$

となるので、 $\mu_S = \mu_0 2.303$ 、図 4.9 の ε 、 $L = 6 \text{ fb}^{-1}$ を代入し $\sigma(\text{process})$ の upper limit を求めた(図 4.13)。

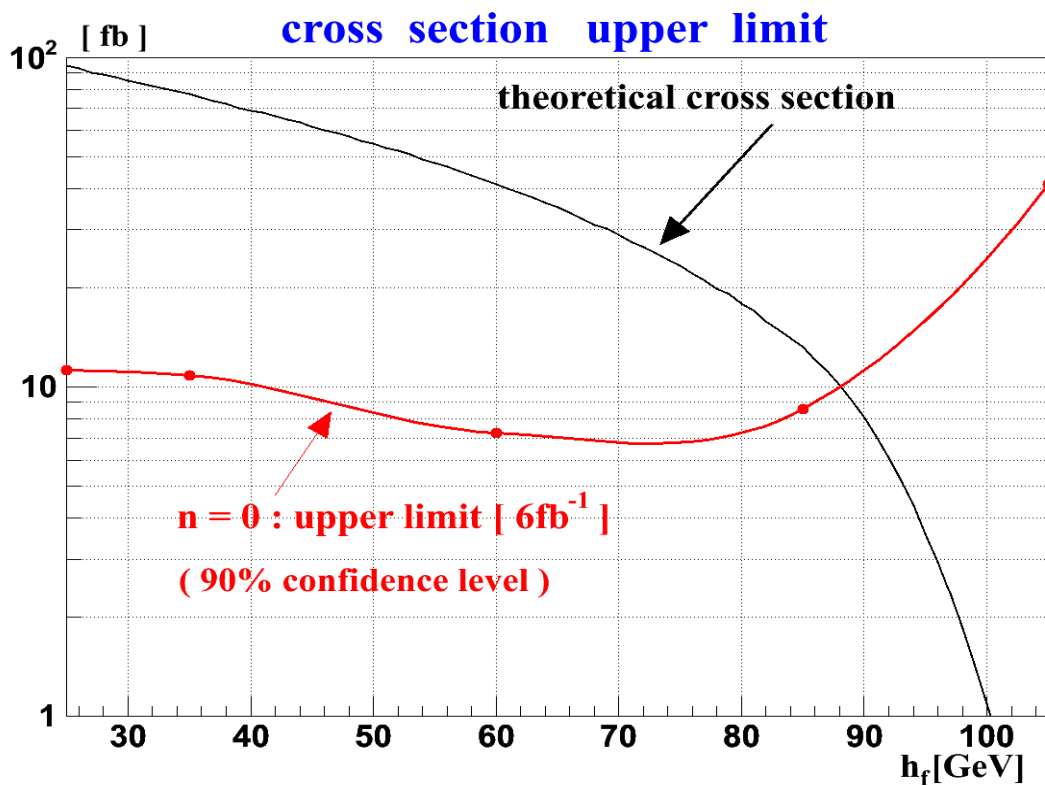


図 4.13 cross section upper limit & theoretical cross section

数値は以下の表である

h_f [GeV]	25	35	60	85	105
$\sigma(\text{process})$ [fb]	11.2	10.8	7.25	8.57	41.1

4.6.2 Exclusion

図 4.13 で示したように理論で示されている cross section と今回の解析で求めた cross section の上限値はおよそ 88 GeV で交差している。ここで注目するのは交差点より左側である。つまり、cross section の理論値よりも解析で求めた上限値が低いということは、つじつまが合わないので排除されるということになる。

このことより、仮に実験により event が観測されなかったならば

$$m_{h_f} \leq 88 \text{ GeV} \quad (4.6.6)$$

の領域の h_f は排除されるということになる（信頼度 90%）。

5 Summary

今回の解析における設定値は

$$H^\pm = 120 \text{ GeV} , \tan \beta = 20 , \text{ Luminosity} = 6 \text{ fb}^{-1} \quad (5.1)$$

であった。

この条件の下、今回の解析によれば **BackGround** の寄与は非常に小さいことが分かった。したがって **event** を観測することが出来れば、それは h_f の発見へと導くものである。この発見可能領域は

$$m_{h_f} = 100 \text{ GeV} \quad (5.2)$$

であることが分かった。

また **event** が観測されなかった場合でも

$$m_{h_f} = 88 \text{ GeV} \quad [\text{confidence level } 0.9] \quad (5.3)$$

の領域で h_f が排除出来る。

今後であるが **fake photon**

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma \gamma \\ \eta^0 &\rightarrow \gamma \gamma \end{aligned} \quad (5.4)$$

による影響を検討しなければならない。例えば、2つの γ が同方向に飛んでいき、あたかも1つの γ のように振る舞い、**CUT** を **clear** してくる場合などである。

Appendix

A

Uniform random number

まず、 $0 \leq \xi < 1$ の範囲で一様分布する乱数について考える。もし $\alpha \leq \eta < \beta$ である一様乱数 η を作りたければ、 ξ を作った後で変数変換

$\eta = (\beta - \alpha) \xi + \alpha$ を行なえばよい。一様乱数は「線形合同法」と呼ばれる方法によって作られる。

$$x_{i+1} \equiv ax_i + b \pmod{m} \quad (5.5)$$

$\text{mod } m$ は m で割った剰余を求める。この方法で、ランダムな数の並び x_i が得られる。ただし、 $0 \leq x_i < m$ の整数であるので、 x_i を m で割ることにより、 $0 \leq \xi < 1$ の範囲で一様分布する乱数 ξ_i が作られる。

Normal distribution random numbers

平均 0、分散 1 で正規分布する乱数を正規分布乱数と呼ぶ。平均 μ 分散 σ^2 の正規分布の確率密度関数 $P(x; \mu, \sigma^2)$ は

$$P(x; \mu, \sigma^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.6)$$

である。正規分布乱数の作成には **Box-Muller-Wiener** アルゴリズムを用いる。これは 2 つの $[0,1)$ の一様乱数 ξ_1, ξ_2 を用いて、2 つの正規分布乱数 η_1, η_2 をつくるものである。ここで $\xi_1, \xi_2, \eta_1, \eta_2$ の関係は

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \sqrt{-2\log \xi_1} \sin(2\pi \xi_2) \\ \eta_2 &= \sqrt{-2\log \xi_1} \cos(2\pi \xi_2) \end{aligned} \quad (5.7)$$

である。平均 μ 、分散 σ^2 で正規分布する乱数 η を作りたい場合には、 ξ を発生させたのちに、 $\eta = \sigma \xi + \mu$ と変数変換すればよい。[21]

B

Upper limit by Poisson distribution

崩壊分岐比・寿命・反応断面積など観測事象数によって物理量を求める場合、実際に実験で観測された事象数がゼロ、または **background** に比べて優位な超過が認められないときは、期待される事象数の上限値を定めることとなる。一般に、真の事象数の期待値(平均値)を μ_S 、そのときの **background** の期待値を μ_B とおくと、その条件下で真の事象・**background** 合わせて n events 観測される確率 $P(n)$ は Poisson 分布で表されるので

$$P(n; \mu_S + \mu_B) = \frac{(\mu_S + \mu_B)^n e^{-(\mu_S + \mu_B)}}{n!} \quad (5.8)$$

となる。これは逆に考えれば、実際に事象数が n 個観測されたときの真の事象数の期待値の分布を表すと解釈できる。つまりこの分布を $g(\mu_S)$ とすれば

$$g(\mu_S) = N_1 \frac{(\mu_S + \mu_B)^n e^{-(\mu_S + \mu_B)}}{n!} \quad (5.9)$$

である。ここで、 N_1 は

$$\int_0^\infty g(\mu_S) d\mu_S = 1 \quad (5.10)$$

を満たす規格化定数である。すると、真の事象数の期待値 μ_S が μ_0 以下である確率 α ($0 \leq \alpha \leq 1$) は

$$\alpha = \int_0^{\mu_0} g(\mu_S) d\mu_S \quad (5.11)$$

で表される。このとき、例えば α が 90% のとき、 μ_S は μ_0 に関して 90% の信頼度 (confidence level) での上限値 (upper limit) と定められる。

Upper limit by background free case

今回の解析では **background free** であったので $\mu_B = 0$ の場合を考える。

このとき(5.8)式は

$$g(\mu_S) = N_1 \frac{\mu_S^n e^{-\mu_S}}{n!} \quad (5.12)$$

となる。規格化定数を求めるために不定積分

$$f(\mu) \equiv \int \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} d\mu \quad (5.13)$$

を考える。部分積分すると

$$\begin{aligned}
 f(\mu) &= \int \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} d\mu \\
 &= -\frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} + \int \frac{\mu^{n-1} e^{-\mu}}{(n-1)!} d\mu + \text{const.}
 \end{aligned} \tag{5.14}$$

$$\begin{aligned}
 &= -\frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} - \frac{\mu^{n-1} e^{-\mu}}{(n-1)!} + \int \frac{\mu^{n-2} e^{-\mu}}{(n-2)!} d\mu + \text{const} \\
 &= -\frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} - \frac{\mu^{n-1} e^{-\mu}}{(n-1)!} - \dots - \frac{\mu^2 e^{-\mu}}{2!} - \mu e^{-\mu} - e^{-\mu} + \text{const.} \\
 &= -\sum_{k=0}^n \frac{\mu^k e^{-\mu}}{k!} + \text{const.}
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

となる。したがって、(5.12)式の規格化定数は(5.10)式より

$$\begin{aligned}
 \int_0^\infty g(\mu_S) d\mu_S &= \int_0^\infty N_1 \frac{\mu_S^n e^{-\mu_S}}{n!} d\mu_S \\
 &= -N_1 \left[\sum_{k=0}^n \frac{\mu_S^k e^{-\mu_S}}{k!} \right] \\
 &= -N_1 \left[e^{-\mu_S} \right]_0^\infty \\
 &= N_1 = 1
 \end{aligned} \tag{5.16}$$

と得られる。ここで、

$$\begin{aligned}
 \lim_{\mu \rightarrow \infty} \mu^n e^{-\mu} &= \lim_{\mu \rightarrow \infty} \frac{\mu^n}{e^\mu} \\
 &= \lim_{\mu \rightarrow \infty} \mu^n / \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\mu^k}{k!} \\
 &= \lim_{\mu \rightarrow \infty} 1 / \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\mu^{k-n}}{k!} \quad \text{を用いた(テーラー展開).} \\
 &= 0
 \end{aligned}$$

したがって、 $\mu_B = 0$ のときの信頼度 α での μ_S の上限値 μ_0 は(5.11)式・(5.13)式より

$$\begin{aligned}
\alpha &= \int_0^{\mu_0} \frac{\mu_S^n e^{-\mu_S}}{n!} d\mu_S \\
&= - \left[\sum_{k=0}^n \frac{\mu_S^k e^{-\mu_S}}{k!} \right]_0^{\mu_0} \\
&= - \sum_{k=0}^n \frac{\mu_0^k e^{-\mu_0}}{k!} + 1 \\
&= - \sum_{k=0}^n P(k; \mu_0) + 1
\end{aligned} \tag{5.17}$$

を満たす。したがって μ_0 に関する方程式

$$1 - \alpha = \sum_{k=0}^n P(k; \mu_0) \tag{5.18}$$

を Newton 法などで数値計算すれば μ_0 を求めることが出来る。特に今想定している $n = 0$ の場合は解析的に

$$\mu_0 = -\ln(1 - \alpha) \tag{5.19}$$

と求めることが出来る。

ここでは $n = 0$ 、そして信頼度 90% ($\alpha = 0.9$) を考えているので(5.9)式より

$$\mu_0 = 2.303 \tag{5.20}$$

となる。

謝辞

本研究を行なうにあたり、多くの方々の御指導・御協力をいただきましたことを、この場を借り、お礼申し上げたいと思います。

3年間お世話いただきました奥沢 徹先生に誠に感謝しております。講読をはじめ、様々な機会に物理を根気強く基礎から教えていただいただけでなく、人への伝え方・質問への対処方など多くのことを御指導いただきました。就職活動など数々の場で活かすことが出来ました。進路変更や履修科目等での要望も受け入れていただいたことも、ありがたく思っています。様々な場所にお連れいただいたことも、とても嬉しく思います。

清矢 良浩先生には、質問にお応えいただき、行き詰まったときなどに的確な指示・課題で導いていただいたことを感謝しております。それにより円滑な研究をすることが出来ました。休日・祝日関わらず、研究室にいらっしゃったことも励みになりました。

山本 和弘先生からはコンピュータの扱い方や本研究で多用した **ROOT** など、本研究に欠かせない多くのことを学ばせていただきました。また、質問にも迅速・的確にお答えいただき感謝しております。

筑波大学の小林 博和氏には多くのアドバイスをいただいたことを感謝しております。特に、本研究で用いた **PYTHIA** に関して、疑問等を解決していただきましてありがとうございます。

坂井 俊之氏には惜しめない協力を感謝しています。それと同時に、共に切磋琢磨できたこと、嬉しく思います。節目節目で気遣っていただいたこと・一緒に考えてくれたことも、とても感謝しています。

脇坂 隆之氏には精神的な疲れをとっていただけたことを非常に感謝しています。夏、坂井氏とともに出掛けたりしたことなども、よく覚えています。

東田 翼氏には共に学生生活を過ごせたことを嬉しく思います。東田氏が用意してくれたお茶を美味しくいただきました。

最後となりましたが、共に学生生活を過ごした方々・惜しめない協力をしてくださった方々に深く感謝いたします。

参考文献表

- 1 : Donald H. Perkins , Introduction to High Energy Physics , 2001
- 2 : A.G.Akeroyd , , hep-ph/9511347 1995
- 3 : A.G.Akeroyd , Serching for a light fermiophobic Higgs boson at Fermilab Tevatron , hep-ph/0301203 2003
- 4 : A.Djouadi , , hep-ph/9710439 1997
- 5 : J.F.Gunion et al. , The Higgs Hunter's Guide , Addison-Wesley,Reading,MA 1990
- 6 : A.Barroso et al. , , Phys.Rev.D 60 , 035005 1999
- 7 : S.Mrenna et al. , , Phys.Rev.D 63 , 015006 2001
- 8 : G.Landsberg et al. , , Phys.Rev.D 62 , 035004 2000
- 9 : A.G.Akeroyd , , Nucl.phys.B544 , 557 1999
- 10 : A.G.Akeroyd , , Nucl.Phys.B 544 , 557 1999
- 11 : F.M.Borzumati et al. , , Phys.Lett.B 549 , 170 2002
- 12 : A.G.Akerpyd et al. , , hep-ph/0312231 2003
- 13 : A.G.Akeroyd et al. , , Phys.Rev.D 67 , 095007 2003
- 14 : A.G.Akeroyd , , Nucl.Phys. B544 , 557 1999
- 15 : , , PYTHIA-The Lund Monte Carlo
<http://www.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>
- 16 : A.Djouadi et al. , , Zeitschrift fur Physik C 70 435 1996
- 17 : A.G.Akeroyd et al. , , Nuclear Physics B 544 557 1999
- 18 : Fermi National Accelerator Laboratory , , The Collider Detector at Fermilab
<http://cdfwww.fnal.gov/cdf.html>
- 19 : T.Kondo , , ATLAS-japan <http://atlas.kek.jp/physics/nyumon/rapidity.pdf>
- 20 : T.Affolder , , Phys.Rev.D 64 . 092002 2001
- 21 : 奥村 春彦 , C言語によるアルゴリズム辞典 , 技術評論社 1991