

修 士 論 文

論文題目 SSCに於けるヒッグスイバントの
高速シミュレーション

平成 3 年 2 月 14 日

専攻名 物理学

氏名 井手 俊一

大阪大学大学院理学研究科

SSC に於けるヒッグスイベントの
高速シミュレーション

大阪大学大学院理学研究科 長島研究室
井手 俊一

平成3年3月22日

要旨

SSC に於ける物理目的の一つに中性ヒッグス粒子の検出が挙げられる。その検出可能性を議論する為には、検出器中でのハドロンやレプトンによるシャワーの振舞いを正しく推察する必要がある。しかしこのようなシャワーシミュレーションは、現在用いられているシャワーシミュレータでは膨大な CPU 時間を必要とするため実際上不可能である。そこで今回、高速シャワーシミュレータ GFLASH と最近実用化された RISC チップ CPU を持つ高速計算機を用いてシャワーシミュレーションを高速化し、中性ヒッグス粒子の検出可能性について計算機シミュレーションを行う。

目次

1	はじめに	3
1.1	SSC 計画概要	3
1.2	SSC での物理	3
1.3	ヒッグスボゾンの検出	5
2	イベントジェネレータによるヒッグスイベントの生成	10
2.1	ヒッグスイベント生成	10
2.1.1	ヒッグスイベント	10
2.1.2	バックグラウンドイベント	11
2.2	ヒッグスセレクション	14
2.2.1	電子セレクション	14
2.2.2	Z^0 セレクション	15
2.2.3	H^0 セレクション	16
3	ヒッグス検出のシャワーシミュレーション	18
3.1	シャワーシミュレーションの必要性	18
3.2	シャワーシミュレーションの現状・問題点	19
3.3	シャワーシミュレーションの高速化	20
3.3.1	高速シャワーシミュレータ GFLASH	20
3.3.2	RISC チップ高速計算機	25
3.4	検出器と GFLASH のパラメータ設定	26
3.4.1	検出器の構造・形状	26
3.4.2	電磁シャワーのパラメータ設定	26
3.4.3	ハドロンシャワーのパラメータ設定	28
4	ヒッグスモンテカルロイベントの解析	30
4.1	解析上の仮定	30
4.2	電子セレクション	30
4.3	Z^0 セレクション	32
4.4	H^0 セレクション	33
5	結論	35
5.1	シャワーシミュレーションの高速化	35
5.2	ヒッグスイベント検出の可能性	35

1 はじめに

1.1 SSC 計画概要

SSC(Superconducting Super Collider) は、エネルギーが 20TeV の陽子ビームを正面衝突させて、重心系に於ける全エネルギーが 40TeV の陽子-陽子散乱を発生させる加速器である。この加速器のパラメータは(表 1)¹に示すようにビーム・バンチの衝突頻度は 60MHz(バンチ衝突間隔=16.7ns)、ルミノシティは $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 、各バンチ衝突毎に約 1 回の反応を起こす事が予想されている。(図 1) が加速器の図面であり、LINAC(線形加速器)、LEB(低エネルギー加速器)、MEB(中間エネルギー加速器)、HEB(高エネルギー加速器)、20TeV-20TeV SSC 衝突型加速器の 5 つの加速器の組み合わせで SSC 加速器全体が形づくられている事がわかる。またリングの西側と東側に 4 箇所ずつ計 8 箇所の衝突点が設けられている事もわかる。

1989 年に SSC 研究所が正式に発足し、米国 Texas 州 Dallas の南約 40km の Waxahachie の周囲に約 87km のリングを建設すべく設計が行われており(図 2)、1999 年の稼働開始予定に向けて現在計画が進行中である。

1.2 SSC での物理

陽子の高エネルギー散乱は陽子を構成する構成子(パートン)の散乱として理解される事が既に確立しており、その際構成子の担う衝突エネルギーは陽子の衝突エネルギーと比較して小さい。色々な理論が予言する新粒子を発見するために必要と予想される陽子の衝突エネルギーを、バックグラウンドに対する考慮も含めて、電子-電子衝突型加速器と比較した結果(図 3)、有効衝突エネルギーの平均値はおおよそ $E_{CM}(e^+e^-) \sim \sqrt{E_{CM}(PP)}/3$ に従うと予想される[2]。このため、20TeV の陽子の正面衝突散乱は、有効全エネルギーが十分 TeV 領域内にある構成子散乱の実験データを提供する事が期待されている。

SSC での物理、つまり TeV 領域の物理として期待されている事象を(表 2)[1]にまとめてある。

現在 100GeV の領域まで G.W.S(グラショウ・ワインバーグ・サラム)

¹比較のためにもう一つの陽子-陽子衝突型加速器計画である CERN の LHC 加速器のパラメータを示す。1997 年稼働開始予定である。

によるいわゆる標準理論が大きな成功をおさめてきた。標準理論によると弱い相互作用はゲージ力であり、ゲージ対称性の破れはヒッグス機構の存在により説明されている。TeV 領域でこの理論が何の変更も受けずに成立する場合、ヒッグス機構の理論からの要請として中性でスカラーのヒッグス粒子が存在しなければならない。ヒッグス粒子の質量に対する制限は、ヒッグスの結合定数 λ が $m_{H^0} = \sqrt{\lambda} \times 350 \text{ GeV}/c^2$ に従うため、摂動展開の有意性による λ に対する制限から $m_{H^0} \leq 1 \text{ TeV}/c^2$ であるという理論的な制限と、LEP²の結果から $m_{H^0} \geq 41.6 \text{ GeV}/c^2$ という実験的な制限がある。しかし、 $41.6 \text{ GeV}^2 \leq m_{H^0} \leq 1 \text{ TeV}/c^2$ の他には理論的な予言も実験的な制限も全く無く、もし SSC が数百 GeV から TeV 領域に渡ってヒッグス粒子を検出する事が可能であれば、その存在が可能な領域のほとんどをカバーすることができる。

ヒッグス粒子が $1 \text{ TeV}/c^2$ 以下に存在した場合、大統一理論のエネルギー領域で電弱相互作用と強い相互作用の結合定数が一致するための一つの理論として、更にフェルミオンとボゾンの対称性理論 (SUSY) から予測される SUSY 粒子を $1 \text{ TeV}/c^2$ 以下におくことが考えられている。SSC で SUSY 粒子の観測が可能であれば SUSY 理論の是非を議論する事が出来る。

ヒッグス粒子が $1 \text{ TeV}/c^2$ までに存在しなかった場合、ヒッグス粒子を交換するファイマン図の導入によって発散が抑えられていた $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ 、 $Z^0W^\pm \rightarrow Z^0W^\pm$ 、 $Z^0Z^0 \rightarrow Z^0Z^0$ の散乱断面積が、繰り込み不可能となり発散する。この為これらの散乱断面積を測定する事は、ヒッグス粒子を要求しない新理論を構築する上で一つの手がかりとなる。

ヒッグスを要求せずにゲージ対称性を破る理論として、現在テクニカラー理論が考えられている。この理論は数 TeV/c^2 にテクニカラー粒子 ρ_T の存在を予言しており、 $\rho_T^{0,\pm} \rightarrow W^+W^-$ 、 $W^\pm Z^0$ と崩壊する。SSC でこの崩壊を観測する事が出来れば、テクニカラー粒子の存在は W^+W^- 、 $W^\pm Z^0$ の共鳴状態として観測される。

弱い相互作用がゲージ力ではない場合の理論として複合 W, Z 粒子の理論が考えられている。この理論によると W, Z は複合粒子であり、クォークとレプトンも W, Z 粒子を作っている新しい強い力による複合粒子と考えられる。理論の予言では、数 TeV のエネルギー領域に新しい強い力に

²欧州共同素粒子研究所 (CERN) で現在稼働中の、加速リング円周 27 km 、重心系エネルギー $\sqrt{s} \leq 110 \text{ GeV}/c^2$ 、ルミノシティ $L \leq 1.6 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の電子-陽電子衝突型加速器。1989 年に稼働を開始し、ALEPH, DELPHI, OPAL, L3 の 4 つの検出器が配置されている。

よる W, Z 、クォーク、レプトンの励起状態が多数存在し、SSC でこの励起状態が観測できればこの理論の是非を議論する事が出来る。

この様に SSC は、TeV を越える領域で現在の標準理論が成り立っていてもいなくても、そのエネルギー領域を支配する法則からの何かしらの信号を受け取る事が期待されている。また、ヒッグス粒子の有無の調査は SSC に課せられた義務であり、SSC に於けるヒッグス粒子の検出の可能性を調べる事は必要不可欠である。

1.3 ヒッグスボゾンの検出

ヒッグス粒子は質量によって崩壊様式が異なる。それぞれの崩壊様式について検出方法が全く異なるため、一般に以下の様に分類して考えられている。

$$\text{ヒッグス粒子の質量} = \begin{cases} 80\text{GeV}/c^2 \text{以下} & (1) \\ 80\text{GeV}/c^2 \sim 160\text{GeV}/c^2 & (2) \\ 160\text{GeV} \sim 800\text{GeV}/c^2 & (3) \\ 800\text{GeV}/c^2 \sim 1\text{TeV}/c^2 & (4) \end{cases}$$

(1) のエネルギー領域にヒッグス粒子が存在したならば LEP200³ で観測可能であろうと思われる。既に LEP によって以下のようなヒッグス粒子の質量が除外されている。

$$m_{H^0} < 50\text{MeV}/c^2 [3]$$

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Z^*H(\text{stable})、Z^*(\text{virtual}) \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$$

この質量領域では、ヒッグス粒子が検出器を抜けるのに充分安定であるため、ヒッグス粒子は消失質量、消失横運動量として観測される。

$$30\text{MeV}/c^2 < m_{H^0} < 212\text{MeV}/c^2 [4][5]$$

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Z^*H、Z^* \rightarrow \text{anything}$$

この質量領域では、ヒッグス粒子は検出器の飛跡検出器中で崩壊するため、飛跡検出器中でヒッグス粒子の崩壊による頂点が検出される。

$$212\text{MeV}/c^2 < m_{H^0} < 41.6\text{GeV}/c^2 [4][6][7][5][8]$$

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Z^*H、H^0 \rightarrow b\bar{b}, Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu}, e^+e^-, \mu^+\mu^-$$

³欧州共同素粒子研究所 (CERN) で現在稼働中の LEP 加速器に改良を加え、重心系衝突エネルギー $\sqrt{s} \leq 180\text{GeV}/c^2$ で実験を行う電子-陽電子衝突型加速器計画。1994 年稼働開始予定。

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Z^*H, H^0 \rightarrow \tau\bar{\tau}, Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu}, e^+e^-, \mu^+\mu^-$$

の崩壊過程を用いる。

LEP200 で生成されたヒッグス粒子はそのほとんどが

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH, H^0 \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow \nu\bar{\nu}, \ell\bar{\ell}, (q\bar{q})$$

の様な崩壊をするため (図4)[9] この崩壊様式を使ってヒッグス粒子を探すことになる。ヒッグス粒子の生成断面積は $\sqrt{s} > m_{Z^0} + m_{H^0}$ であれば適当な大きさを持つので、LEP200 の重心系エネルギーが $\sqrt{s} \leq 180 \text{ GeV}/c^2$ である事を考えると $m_{H^0} < 90 \text{ GeV}/c^2$ まで探索が可能であろう。実際には上記の崩壊様式により $m_{H^0} < 80 \text{ GeV}/c^2$ まで探索が可能であろうと報告されている [10]。

(2) の領域はハドロン衝突型加速器を用いた場合その信号はバックグラウンドに埋もれてしまいヒッグス粒子の検出がむずかしいとされている。このため、新しい電子陽電子衝突型線形加速器によってのみ検出可能であろうと考えられている。この場合、LEP と同様に

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$$

の反応を用いる事になる。 $m_{H^0} < 160 \text{ GeV}/c^2$ の領域をカバーしようとする $\sqrt{s} > 250 \text{ GeV}/c^2$ の電子陽電子衝突型加速器が必要になる。しかし、SSC でも

$$PP \rightarrow H^0 \rightarrow \gamma\gamma [11]$$

$$PP \rightarrow H^0 \rightarrow b\bar{b} [12]$$

の崩壊を通して検出できるという議論もある。この場合 SSC の検出器には非常な高性能を要求することになる。

(3) の領域になると標準理論ではヒッグス粒子と W, Z ボゾンとの結合定数が非常に大きいため

$$PP \rightarrow H^0 \rightarrow W^+W^-$$

$$PP \rightarrow H^0 \rightarrow Z^0Z^0$$

という崩壊への分岐率が非常に大きくなる。このため、これらのボゾン対の不変質量を組みその分布を調べる事によって直接ヒッグス粒子を検

出する事が可能であろう。この方法によるヒッグス粒子検出の詳細については後述する。この方法は、ヒッグス粒子の質量が大きくなるとその質量幅は $\Gamma_{H^0} \propto m_{H^0}^3$ に従って広くなり (図5)[13]、検出が困難になってゆく。

(4) の領域になると SSC では広い質量幅のためヒッグス粒子の直接の検出は困難であると考えられている。しかし、このときヒッグスの結合定数 λ_{H^0} も大きくなるため TeV 領域で W, Z 粒子の縦波成分の間の散乱が強くなり、共鳴状態が観測される事が予想される。従って SSC で

$$PP \rightarrow WW(\rightarrow l\nu l\nu)$$

$$PP \rightarrow WZ(\rightarrow l\nu l\bar{l})$$

$$PP \rightarrow ZZ(\rightarrow l\bar{l}\nu\bar{\nu})$$

等の散乱の終状態ボゾンによる不変質量分布を調べる事により観測可能であろう [15][16]。特に荷電符号が同じ W ボゾンの散乱による $PP \rightarrow W^+W^+$ 、 $PP \rightarrow W^-W^-$ の過程はクォーク対消滅 $q\bar{q}$ 、グルーオン融合 gg によるバックグラウンドからの影響を受けにくく、SSC での検出に適していると思われる [16]。上式のカッコの中は観測の際利用できると思われる崩壊様式である。

前節で他のヒッグス粒子を必要としない理論でも TeV 領域に於ける W, Z 粒子の共鳴状態が予想されていた。しかし、複合 W, Z 粒子の理論では W, Z 散乱の全ての成分が共鳴状態に寄与するため区別する事が出来る。さらにテクニカラー理論では、 Z, W 粒子の多重発生やテクニクォークによる新しい保存則の発見が予想されているため区別する事が可能である。

ここでは、ヒッグス粒子の直接検出が可能だと考えられている (2) の領域について考える。この領域でのヒッグス粒子の崩壊比は以下の様になる (図6)[9]。 ($m_{H^0} = 400\text{GeV}/c^2, m_{top} = 130\text{GeV}/c^2$)

	崩壊比	検出可能性
$H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow$	$l\bar{l}l\bar{l}$ 0.12%	○
	$l\bar{l}\nu\bar{\nu}$ 0.70%	○
	$jj\nu\bar{\nu}$ 7.8%	×
	$jjl\bar{l}$ 2.6%	△
	$\nu\bar{\nu}\nu\bar{\nu}$ 1.0%	×
	$jjjj$ 14.5%	×

$$H^0 \rightarrow W^+W^- \rightarrow \begin{cases} l\nu l\nu & 1.8\% & \Delta \\ l\nu jj & 15.9\% & \Delta \\ jjjj & 35.6\% & \times \end{cases}$$

$$H^0 \rightarrow t\bar{t} \quad 20.0\%$$

l : レプトン (e^\pm 又は μ^\pm)、 ν : ニュートリノ、 j : ジェット 又は τ^\pm

上に挙げた崩壊様式以外への崩壊比は無視できる。また、ニュートリノは測定器では測定できない。終状態がジェットのみの場合は、QCD 過程を通じて作られるジェットの頻度が格段に多く、たとえ理想的な測定器を仮定しても、信号はそれらの QCD バックグラウンドの中に埋もれてしまって、測定は可能ではない。 W 又は Z ボゾンの片方又は両方がレプトンに崩壊する過程なら比較的バックグラウンドが少なく測定出来る可能性がある。これらの事から、それぞれの崩壊様式に対する検出可能性としては上に挙げた表のようになる。

$$H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow \ell\bar{\ell}\ell\bar{\ell}$$

この過程は4つのレプトンが出て来て、しかもレプトンは高いエネルギーを持ち他の粒子から隔離されているため、測定が比較的容易でありかつバックグラウンドが少ない。しかし、上の表からわかるようにこの過程への崩壊比は0.12%と小さいので期待されるイベント数は少ない(図7)[14]。(図8)[17]は、 $m_{top} = 200 \text{ GeV}/c^2$ の場合の、ヒッグス粒子以外からくる Z ボゾン対の生成も考慮した Z ボゾン対の不変質量のモンテカルロシミュレーションである。ヒッグス粒子の質量が重いほど、質量幅が広く、バックグラウンドとの差が小さいため検出しにくくなる。

$$H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow \ell\bar{\ell}\nu\bar{\nu}$$

ヒッグス粒子から崩壊した Z ボゾンの一方がレプトン対、他方がニュートリノ対に崩壊する場合、上の表にあるように $\ell\bar{\ell}\ell\bar{\ell}$ の場合に比べて約6倍のイベント数が得られる。(図9)[17]はレプトン対に崩壊した Z ボゾンの反対方向の半球に落ちるスカラーの横運動量分布でありバックグラウンドとの区別が可能だとされる。しかし、ニュートリノによって失われるエネルギー又は運動量を測定しなければならないため、カロリメータには |擬ラピディティ| < 5.5 を高い気密性でおおっている事が要求される [17]。気密性が低くなると $PP \rightarrow Z^0 + jet$ によるバックグラウンド

の影響が深刻になる事が予想される。この方法は、ヒッグス粒子の質量が $600\text{GeV}/c^2 \sim 800\text{GeV}/c^2$ である場合有効だとされているが、実際の検出の可能性はカロリメータの気密性の高さにかかっている。

$$H^0 \rightarrow W^\pm W^\mp \rightarrow \ell\nu jj$$

この過程は上の表の通り崩壊比が大きく $500\text{GeV}/c^2$ のヒッグス粒子でも年間約 3000 個生成される。しかし、ヒッグス粒子を通らない W ボゾン対の発生が 1 ~ 10 倍、1 つの W ボゾンと 2 つのジェット ($PP \rightarrow W^\pm + jj$) の発生が約 100 倍程度の頻度で発生する。さらに、CERN の LEP の結果から $m_{top} = 127 \pm 38\text{GeV}/c^2$ [8] でありトップクォークはほぼ 100% $t \rightarrow Wb$ と崩壊するため、 $PP \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^\pm W^\mp + jets$ の過程が、 10^3 倍程度大きな生成断面積で存在する。また、これらのバックグラウンドを信号と区別する事は難しく、この崩壊様式によるヒッグス粒子の検出はたとえ理想的な検出器を仮定しても不可能であると考えられる [17]。

$$H^0 \rightarrow t\bar{t}$$

この過程の主なバックグラウンドは QCD 事象による $PP \rightarrow t\bar{t}$ の過程であり、生成断面積を比較するとトップクォークの横運動量 $P_t > 100\text{GeV}/c$ としても 10^3 倍程度バックグラウンドの方が大きい。このため、信号はこれに埋もれて発見できないであろう。

本論文では、ヒッグス粒子の検出が最も容易である $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow \ell\bar{\ell}\ell\bar{\ell}$ のうち $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ の過程についてシャワーシミュレーションを行い、ヒッグス粒子の検出可能性について考察する。また、ヒッグス粒子の質量は (図 8) から最も検出が容易である $m_{H^0} = 400\text{GeV}/c^2$ について調べる事にする。トップクォークの質量については LEP の結果から $m_{top} = 130\text{GeV}/c^2$ を仮定する。

2 イベントジェネレータによるヒッグスイベントの生成

用いたイベントジェネレータプログラムはPYTHIAバージョン5.3[19]であり、これは構成子(パートン)を物質化(フラグメント)させる部分にJETSETバージョン7.2[20]を含んでいる。

PYTHIA5.3等のモンテカルロ法によるイベントジェネレータを用いる上で注意すべき所は、ハドロン中でのクォーク、グルーオンの分布関数の精度が悪い点である。このためSSCのエネルギー領域でのイベント生成の断面積は20%程度の不確定性を持つ[17]。構成子の分布関数決定には電子-陽子反応が良いデータを提供するので、HERA加速器による高い精度での分布関数決定が期待されている。

JETSET7.2等の構成子を物質化するシミュレーションプログラムは、QCDによる物質化の計算が確立されていないため、経験則や実験データによる所が大きい。JETSET7.2では弦模型と呼ばれる物質化の方法が採用されている。しかしSSCのエネルギー領域での構成子の物質化のデータは存在せず、JETSET7.2に含まれるパラメータは現存のデータから推定せざるを得ない。

2.1 ヒッグスイベント生成

2.1.1 ヒッグスイベント

$$\underline{PP \rightarrow H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X}$$

ヒッグス粒子は(図10)[17]に示すようにグルーオン対消滅、 WW 対消滅、 ZZ 対消滅、クォーク対消滅の過程を通じて生成され、その全生成断面積はヒッグスの質量、トップクォークの質量によって(図11)[21]の様な値をとる。 $m_{H^0} = 400 \text{ GeV}/c^2$ 、 $m_{top} = 130 \text{ GeV}/c^2$ のときPYTHIA5.3の応答は31pbである。

ヒッグス粒子の質量が $200 \text{ GeV}/c^2$ を越えると、支配的な崩壊様式は $H^0 \rightarrow W^+W^-$ 、 $H^0 \rightarrow Z^0Z^0$ 、 $H^0 \rightarrow t\bar{t}$ になる。それぞれの部分崩壊幅は以下の式で与えられる[22]。

$$\Gamma(H^0 \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F m_{H^0}^3}{32\pi\sqrt{2}} (4 - 4a_W + 3a_W^2)(1 - a_W)^{\frac{1}{2}}$$

$$\Gamma(H^0 \rightarrow Z^0 Z^0) = \frac{G_F m_{H^0}^3}{64\pi\sqrt{2}} (4 - 4a_Z + 3a_Z^2)(1 - a_Z)^{\frac{1}{2}}$$

$$\Gamma(H^0 \rightarrow t\bar{t}) = \frac{3G_F m_{top}^2 m_{H^0}}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_{top}^2}{m_{H^0}^2}\right)$$

$$G_F = \text{フェルミ定数} = 1.166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$$

$$m_{H^0} = \text{ヒッグス粒子の質量} = 400 \text{GeV}/c^2$$

$$m_{top} = \text{トップクォークの質量} = 130 \text{GeV}/c^2$$

$$a_W = \frac{4m_W^2}{m_{H^0}^2} (m_W = 81 \text{GeV}/c^2), a_Z = \frac{4m_{Z^0}^2}{m_{H^0}^2} (m_{Z^0} = 91 \text{GeV}/c^2)$$

以上からヒッグス粒子の崩壊幅は $\Gamma(H^0 \rightarrow \text{all}) = 30 \text{GeV}/c^2$ であり、 Z^0 ボゾン対への崩壊の分岐比は $Br(H^0 \rightarrow Z^0 Z^0) = 0.25$ である。 Z^0 ボゾンの電子陽電子対への崩壊の分岐比が $Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-) = 0.033$ であることを使うとこの崩壊様式の生成断面積は

$$\begin{aligned} \sigma(PP \rightarrow H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-) \\ = \sigma(PP \rightarrow H^0) \times Br(H^0 \rightarrow Z^0 Z^0) \times [Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-)]^2 \\ = 9.5 \times 10^{-3} \text{pb} \end{aligned}$$

となる。一方 SSC のルミノシティは (表 1) から $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ であり、SSC を 1 年間稼働させた場合の積算ルミノシティは、 $SSC \text{year} = 10^7$ 秒 (~ 116 日) と仮定すると

$$\int L dt = 10^4 \text{pb}^{-1}$$

である。SSCyear あたりのこの崩壊様式によるヒッグスイベントの数は

$$95 \text{event}/SSC \text{year}$$

になる。ここでは 500 イベント (5SSCyear 相当) を発生してシミュレーションを行った。

2.1.2 バックグラウンドイベント

$$\underline{PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X}$$

信号となるイベントからは 4 つの高エネルギー電子が放出され、さらにこれらの電子から 2 つの Z^0 ボゾンの不変質量を組む事が出来るため他

のイベントから区別され易いと考えられる。しかし、上に挙げたヒッグス粒子を介さないで Z^0 ボゾン対を生成するようなイベントはこの二つの制限を満足してしまうため、紛らわしいバックグラウンドになる事が予想される。

このイベントの Z^0 ボゾン対は、クオーク対消滅、グルーオン対消滅 (図 12) によって生成される。しかし、PYTHIA5.3 ではグルーオン対消滅の過程が考慮されておらず、生成断面積が小さい。Duane A. Dicus、Chung Kaopen、W.W.Repko の 1987 年の計算 [23] によるとクオーク対消滅過程の生成断面積に対する影響は (図 13) のようになる。このイベントを $m_{H^0} = 400 \text{ GeV}/c^2$ のヒッグスイベントのバックグラウンドとして評価する場合、PYTHIA5.3 の生成断面積の応答は 1.8 倍しなければならない事がわかる。PYTHIA5.3 の生成断面積の応答を 1.8 倍すると

$$\sigma(PP \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-) = 4.2 \times 10^{-2} \text{ pb}$$

であり、 $SSC\text{year}$ あたりのイベント数に直すと

$$420 \text{ event}/SSC\text{year}$$

である。ここでは 1000 イベント ($2SSC\text{year}$ 相当) 発生してバックグラウンド評価に用いた。

$$\underline{PP \rightarrow Z^0 + jet + X \rightarrow 2e + jet + X}$$

この過程は、クオーク対消滅、クオークとグルーオンの融合過程 $q + \bar{q} \rightarrow g + Z^0$ 、 $q + g \rightarrow q + Z^0$ により生成され、終状態に 1 つの Z^0 ボゾンとグルーオン又はクオークによるジェットが存在する。また、この過程の生成断面積は信号となる過程と比較して 10^6 倍程度大きい。このため、クオークやグルーオンによるジェット又は QCD 過程による傍観者 (スペクテータ) ジェットに含まれる電子によって Z^0 の不変質量が組まれると、ヒッグス粒子検出のバックグラウンドとなる。また、ジェットに含まれる粒子が電子に間違っ同定され、これによって Z^0 の不変質量が組まれてバックグラウンドとなる。

この過程は生成断面積が 8 nb で $8 \times 10^7 \text{ event}/SSC\text{year}$ 発生する。1 イベントのシャワーシミュレーションに 15 秒程度かかる事を考えると、構成子の段階でイベントの選択を行い、紛らわしいイベントのみをシミュレーションする事が望ましい。このため構成子の終状態 (Z^0, g 又は q) に

対して、構成子の反応の重心系から見た横運動量 P_T と放出角度 (擬ラピディティ) η による選択

$$P_T \geq 100 \text{GeV}/c^2$$

$$|\eta| \leq 2.5$$

を行った。また、構成子の物質化と輻射補正の後、 Z^0 の崩壊によって生成されたそれぞれの電子が放出される角度 (擬ラピディティ) η_e がどちらも

$$|\eta_e| \leq 2.5$$

に入っている事を要求した。これらの選択に用いた値の詳細は次節で述べる。

R.N.Cahn らの評価 [17] によると、PYTHIA5.3 のこのイベントに対する応答の誤差は、ヒッグス粒子生成の信号における理論的な不確定性よりも小さい。このイベントの構成子状態での選択を行った後の生成断面積に対する PYTHIA5.3 の応答は

$$\sigma(PP \rightarrow Z^0 + jet \rightarrow e^+e^- + jet) = 57 \text{pb}$$

であり、 SSC year あたりのイベント数に直すと

$$5.7 \times 10^5 \text{event}/SSC \text{year}$$

である。ここでは 16372 イベント ($\frac{1}{35} SSC$ year 相当) 発生してバックグラウンド評価に用いた。

$$PP \rightarrow t\bar{t} + X \rightarrow 4e + 4\nu + c\bar{c} + X$$

この過程は、クオーク対消滅過程 $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ 、グルーオン融合過程 $gg \rightarrow t\bar{t}$ により生成される。トップクオークの $t \rightarrow e\nu b \rightarrow 2e2\nu c$ の崩壊により生成される 2 つの e による不変質量 M_{ee} は比較的大きな値を持ち Z^0 に間違っ同定される確率が大きいため、この過程はヒッグスイベントのバックグラウンドになると考えられる。

トップクオーク対の生成断面積は (図 14)[18] の様になるが、陽子中での構成子の分布関数が良く分かっていないため、この生成断面積は 2 倍程度の不確定性を持つ。PYTHIA5.3 の応答は $m_{top} = 130 \text{GeV}/c^2$ で $\sigma(PP \rightarrow t\bar{t}) = 23 \text{nb}$ であり (図 14) の予想に一致する。また、トップクオークの分岐比は、 $Br(t \rightarrow e^+\nu b) = 0.08$ であり、ボトムクオークの分岐比は $Br(b \rightarrow e^-\bar{\nu} c) = 0.11$ である。従ってこの過程の生成断面積は

$$\begin{aligned}
& \sigma(PP \rightarrow t\bar{t} + X \rightarrow 4e4\nu X) \\
& = \sigma(PP \rightarrow t\bar{t} + X) \times [Br(t \rightarrow e^+\nu b)]^2 \times [Br(b \rightarrow e^-\bar{\nu} c)]^2 \\
& = 1.8pb
\end{aligned}$$

であり、 $SSCyear$ あたりの生成断面積に直すと

$$1.8 \times 10^4 event/SSCyear$$

である。ここでは、9600 イベント ($\frac{1}{1.9}SSCyear$ 相当) 発生してバックグラウンド評価に用いた。

2.2 ヒッグスセレクション

2.2.1 電子セレクション

ヒッグス粒子の $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 4e$ の崩壊により放出された電子をバックグラウンド電子と区別する。

角度分布

(図15)は、信号電子とバックグラウンド電子の角度分布である。 $Z^0 + jet$ イベントからの電子のピークが $|\eta| = 2.5$ の所で急に落ち込んでいるのは、 Z^0 からの電子が両方とも $|\eta| < 2.5$ の領域に入っている事を要求したためである。 $|\eta| > 2.5$ の領域の電子は、 jet からの電子又は傍観者ジェットからの電子である。実際に検出器で覆われている範囲が

$$|\eta| < 2.5$$

であるとしてカットする。

運動量分布

(図16)は、信号電子とバックグラウンド電子の運動量分布である。ただし、信号電子の分布図については、電子の運動量のカットに対するヒッグス粒子のアクセプタンスの変化を表す図になおしてある。この分布を見て

$$P > 30GeV/c$$

というカットをかける。このカットにより、ヒッグス粒子のアクセプタンスをそれほど損なう事無く、 Z^0 の崩壊以外からくるエネルギーの低い電子(バックグラウンドの分布図の $P = 0GeV/c$ のビン付近に立っている

鋭いピーク) や $t\bar{t}$ からの電子を落とす事ができる。

横運動量分布

(図 17) は、信号電子とバックグラウンド電子の横運動量分布である。ただし、信号電子の分布図については、電子の横運動量のカットに対するヒッグス粒子のアクセプタンスの変化を表す図になおしてある。この分布を見て

$$P_T > 20\text{GeV}/c$$

というカットをかける。このカットにより、運動量分布に対するカットと同様に、 Z^0 の崩壊以外からくるエネルギーの低い電子を多く落とす事が出来る。

ここまでの η, P, P_T のカットによって

$$H^0 \text{ のアクセプタンス} = 53\%$$

$$PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベント中の電子のエフィシエンシー} = 42\%$$

$$PP \rightarrow Z^0 + jet \text{ イベント中の電子のエフィシエンシー} = 39\%$$

$$PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベント中の電子のエフィシエンシー} = 24\%$$

になる。

2.2.2 Z^0 セレクション

ヒッグスイベントからは電子が4つ放出されるため、電子セレクションのカットを通過する電子が4つ以上存在する事を要求すると

$$H^0 \text{ のアクセプタンス} = 53\%$$

$$PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベントのエフィシエンシー} = 23\%$$

$$PP \rightarrow Z^0 + jet \text{ イベントのエフィシエンシー} = 0.01\%$$

$$PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベントのエフィシエンシー} = 2\%$$

である。

Z^0 の同定

それぞれのイベント中の4つ以上の電子の中から2つの電子を取り出し不変質量 M_{ee} を組むということを、そのイベント中の電子の全ての組み合わせについて行う。この時の M_{ee} の分布が (図 18) である。但し、ヒッ

グスイベントについては $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 4e$ の崩壊をさかのぼって、正しい組み合わせである場合と、間違っただ組み合わせやヒッグス以外から来た電子を使った組み合わせである場合に分けて図にしてある。 Z^0 からの電子による M_{ee} が低エネルギー側に尾を引いているのは、高次の QED の効果のためである。この分布を用いて

$$|M_{ee} - M_{Z^0}(91\text{GeV}/c^2)| < 10\text{GeV}/c^2$$

であるものを Z^0 と同定する。 Z^0 と同定されるものの数は

$$\begin{aligned} H^0 \text{ イベント中の } Z^0 (\text{正しい組み合わせ}) &= 96 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ H^0 \text{ イベント中の } Z^0 (\text{間違っただ組み合わせ}) &= 8.9 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベント中の } Z^0 &= 235 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow Z^0 + \text{jet} \text{ イベント中の } Z^0 &= 70 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベント中の } Z^0 &= 236 \text{ 個}/SSC\text{year} \end{aligned}$$

である。

Z^0 の横運動量

同定された Z^0 の横運動量の分布が (図 19) である。ヒッグスイベント中の Z^0 については、正しい組み合わせと間違っただ組み合わせについて分けて図にしてある。 $Z^0 + \text{jet}$ イベント中で $P_T < 100\text{GeV}/c$ にある Z^0 は、ジェットからの電子を使って組まれた Z^0 によるものである。この分布を見て

$$P_T > 100\text{GeV}/c$$

でカットする。このカットで残る Z^0 の数は

$$\begin{aligned} H^0 \text{ イベント中の } Z^0 (\text{正しい組み合わせ}) &= 85 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ H^0 \text{ イベント中の } Z^0 (\text{間違っただ組み合わせ}) &= 1.1 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベント中の } Z^0 &= 41 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow Z^0 + \text{jet} \text{ イベント中の } Z^0 &= 70 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベント中の } Z^0 &= 15 \text{ 個}/SSC\text{year} \end{aligned}$$

である。

2.2.3 H^0 セレクション

ヒッグスイベントからは Z^0 が 2 つ放出されるため、 Z^0 セレクションのカットを通過するものが 2 つ以上存在する事を要求し、さらにそれら

の Z^0 の中から同じ電子を 2 度使う事無く組む事が出来る Z^0 の組を全て取り出す。取り出される Z^0 の組の数は

$$\begin{aligned} H^0 \text{ イベント中の } Z^0 \text{ の組 (正しい組み合わせ)} &= 36 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ H^0 \text{ イベント中の } Z^0 \text{ の組 (間違った組み合わせ)} &= 0 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベント中の } Z^0 \text{ の組} &= 12 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow Z^0 + jet \text{ イベント中の } Z^0 \text{ の組} &< 35 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベント中の } Z^0 \text{ の組} &< 1.9 \text{ 個}/SSC\text{year} \end{aligned}$$

である。

ヒッグス粒子同定

こうして取り出された Z^0 の組に対して、不変質量 $M_{Z^0 Z^0}$ を組んだ図が (図??) である。この分布を用いて

$$|M_{Z^0 Z^0} - M_{H^0}| < \Gamma_{H^0}, \quad \Gamma_{H^0}(m_{H^0} = 400 \text{ GeV}/c^2) = 30 \text{ GeV}/c^2$$

の領域中に存在するものをヒッグス粒子と同定する。この結果ヒッグス粒子と同定されるものの数は

$$\begin{aligned} H^0 \text{ イベント中の } H^0 \text{ (正しい組み合わせ)} &= 23 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ H^0 \text{ イベント中の } H^0 \text{ (間違った組み合わせ)} &= 0 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベント中の } H^0 &= 2.9 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow Z^0 + jet \text{ イベント中の } H^0 &< 35 \text{ 個}/SSC\text{year} \\ PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベント中の } H^0 &< 1.9 \text{ 個}/SSC\text{year} \end{aligned}$$

である。

ここまでの結果を (表 4) にまとめる。ここで考えたもの以外にもヒッグスイベントのバックグラウンドになるであろうと考えられているイベントは存在する (5 章参照)。さらに、考えたバックグラウンドの中でも $Z^0 + jet$ イベントは十分な統計のシミュレーションを行う時間がなかった。しかし、ここで考えたバックグラウンドのみを考える限りに於いては、 $S/N > 23/39.8$ でヒッグス粒子の観測は可能であろうと思われる。

3 ヒッグス検出のシャワーシミュレーション

3.1 シャワーシミュレーションの必要性

$PP \rightarrow H^0 X \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベントでヒッグス粒子生成の信号となるものは4個の高エネルギー電子である。生成断面積が6桁以上も大きい紛らわしいイベントの中から、希なヒッグス生成の事象を検出する可能性を考察するとき、信号となる電子やバックグラウンドとなる多数の粒子の検出器中での振る舞いを推察し、ヒッグスイベントの検出精度への影響を見積もる事は重要である。

特にSSCのようなハドロン衝突型加速器では、反応に寄与しなかった構成子(パートン)による傍観者(スペクテータ)ジェットが全ての反応に重なって発生する。上の反応式中の X で表されているもので、 $|\eta| < 2.5$ に平均70本の荷電軌跡を持つ(図21)。傍観者ジェットの粒子による検出器中でのシャワーが、信号である電子のシャワーに重なったり、荷電軌跡が電子のシャワー中を通過すると、電子のエネルギーの検出精度や電子の同定に影響を与えヒッグスイベントの検出精度が悪化する事が予想される。さらに、電子によるシャワーには広がりがあるため実際の検出器やエネルギークラスタが有限の大きさである事を考慮すると電子シャワーの漏れだしも考えねばならない。

多数のバックグラウンドイベント中の粒子に対しても、シャワーの発達や E/P 法で電子を同定する場合、シャワーの広がりやシャワーエネルギーの検出精度により、ハドロンが間違えて電子と同定される量と、そのヒッグスイベントの検出精度への影響を考慮しなくてはならない。

上に挙げたシャワーの空間的な重なり他に、シャワーの時間的な重なりも考えられる。SSCでは1回のバンチの衝突で起きる反応の回数は平均1のポワソン分布に従い、バンチの衝突頻度は16ナノ秒に1回である。検出器の有感時間が数十ナノ秒に渡るとすると、1回のトリガーで数イベントが重なって検出される事になりその分シャワーの重なりによる影響が大きくなる事が予想される。

これらの理由からヒッグスの検出可能性を議論する上で、シミュレーションを行って検出器中でのシャワーの振る舞いによる影響を定量的に推察する事が必要不可欠である。

3.2 シャワーシミュレーションの現状・問題点

測定器中で発生するシャワーは、入射粒子の起こす反応の種類により電磁相互作用による電磁シャワーと強い相互作用によるハドロンシャワーに分けて扱われる。電磁相互作用の理論は既に確立されており、電磁相互作用の結果である電磁シャワーも、基本的な材料の性質のデータを与えることによりかなり正確に再現することができる。電磁シャワーのシミュレーションプログラムとしてはEGS4[24]が現在標準のものとして使われている。一方ハドロンと物質の強い相互作用の結果であるハドロンシャワーは、強い相互作用が理論としてまだ不十分であるため一般に扱いが難しい。この為シミュレーションのプログラムは理論だけによらず、実験的な式や、データを整理した表も多く使って導かれる。いくつかのハドロンシャワーのシミュレーションプログラムが使われているが、現在GHEISHA[25][26]が最もよく使われており標準のプログラムとして認められるようになってきた。しかし、現在最も信頼されているGHEISHAでさえハドロンシャワーを完全に再現できるものではなく、平均のシャワー分布やイベント毎のシャワー分布の変化(フラクチュエーション)が数GeVのハドロンシャワーに於いて実験と完全には一致しない[26][29]。また、これらのシミュレータは多くの部分を経験的な式や実験データに頼っているため、SSCで予測される数百GeVのエネルギー領域のハドロンシャワーをシミュレートする場合そのエネルギー領域でパラメータを設定し直す必要があるが、現時点ではその様なハドロンシャワーの実験データは存在しない。これらは、ヒッグス検出のバックグラウンドとなる多数のハドロンシャワーの影響を考察する上で、問題である。

現在高エネルギーの分野では、既存のものとして最も汎用性があるCERNのプログラムGEANT3.13[27]が標準的な検出器シミュレータとして使われており、その性能は高く評価されている。GEANT3.13には、電磁シャワーのプログラムとしてEGS4が、ハドロンシャワーのプログラムとしてGHEISHA7がそれぞれ組み込まれている。

GEANT(EGS,GHEISHA)の欠点として、シミュレーションに要するCPU時間が長いことが挙げられる。GEANTが消費するCPU時間は、入射粒子のエネルギーの増加に伴って大きなものとなり、SSCでのヒッグスイベントのシミュレーションにはFACOM(M360)で1イベントあたり300分以上必要である。また、LEPのL3では Z^0 イベント1つをGEANTでフルシミュレーションするのにVAX/780で30分かかるという[28]。単純にSSCのエネルギーでスケールすると12000分(8日間)程度かか

ることになる。この為、現在 SSC でのイベントを統計精度を上げて検出器シミュレーションする事は実際上不可能になっている。

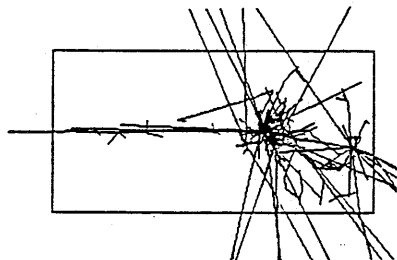
3.3 シャワーシミュレーションの高速化

3.3.1 高速シャワーシミュレータ GFLASH

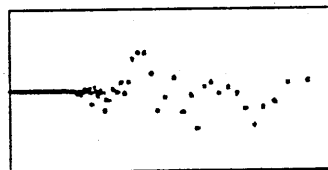
(a) 概要

GFLASH1.3[29] は G.Grindhammer(MPI) et al. が、HERA 実験のために開発したサンプリングカロリメータ用の高速シャワーシミュレータであり、GEANT3.13 に組み込んで使用される。

GEANT(EGS,GHEISHA) が検出器中で発生した全ての二次粒子の軌跡と起こす反応を詳細に追跡してゆくのに対し、GEANT(GFLASH) はシャワーの縦方向・横方向の分布をあらかじめ数式化しておき、その数式に従ってエネルギーの点をうってシャワーを形作るという方法をとっている(下図:双方とも $10\text{GeV}/c$ の π^+ 粒子の入射に対する応答の例)。このため、GEANT(EGS,GHEISHA) が SSC でのヒッグスイベントのシミュレーションに FACOM(M360) で1 イベントあたり 300 分以上の CPU 時間がかかるのに対し、GEANT(GFLASH) は1 分程度の CPU 時間ですみ、300 倍以上の高速化が可能である。



GEANT(EGS,GHEISHA)



GEANT(GFLASH)

GFLASH の問題点として、ハドロンのフラクチュエーションを完全に再現することが原理的に不可能であるという点がある。高エネルギーのハドロン非弾性散乱では、入射粒子の数十パーセントのエネルギーを持つ中性子が散乱点から放出されることがある。このような中性子は、本来のハドロンシャワーから離れた場所に大きなエネルギークラスタを作ることがあり、ヒッグス検出に対するハドロンシャワーのバックグラウンドを見積もる上で重要であるが、このような現象は GFLASH の用いている原理では再現できない。

もう一つの問題点として、GFLASH の用いている関数では電磁シャワーの横方向シャワー分布を完全に再現することが不可能であるという点がある。しかしこれは、SSC で用いられるカロリメータの1セグメントの大きさが1ラディエーションレングス以上であるならばさほど問題ない。実際に使われるカロリメータは10ラディエーションレングス程度かそれ以上であることを考えると実用上問題はない。

さらに、GFLASH に限らず現在ハドロンのフラクチュエーションを完全に再現できるシミュレータが存在しない。このためGFLASHのパラメータを詳しく設定するには、実際のハロンシャワーの実験データに頼るしかないが、SSC で予測される数百 GeV のハロンシャワーのデータはまだ存在しない。

サンプリングカロリメータに粒子が入射する場合、粒子の入射角度に依ってその粒子が感じるサンプリングの細かさが変化する。シャワーが落とすエネルギーの、サンプリングによるフラクチュエーションの大きさや、 e/π の値が変化するが、その効果はGFLASHでは考慮されていない。

(b) 電磁シャワーの数式

以下に示す式・パラメータは50MeV~300GeVの入射電子に対して有効である。

● 縦方向シャワー分布

GFLASH 中で電磁シャワーの縦方向分布に使用されている式・パラメータは

$$f(z) = \frac{x^{\alpha-1} \times \exp(-x)}{\Gamma(\alpha)} \quad , \quad x = \beta \times z$$

$f(z)$: 縦方向シャワー分布を与える (energy fraction)

z : 縦方向の深さ (radiation length)

$$\alpha = 2.56 + 0.507 \times \log P$$

$$\beta = 0.448 + 0.10 \times \log P$$

P = 入射電子の運動量 (GeV/c)

であり $\frac{\alpha}{\beta}$ はほぼ、シャワーによって落とされるエネルギーが最大になる深さを表す。 α, β は互いに相関を持ちながらフラクチュエートする。相関関係は

$$\rho = \frac{\langle(\alpha - \langle\alpha\rangle)(\beta - \langle\beta\rangle)\rangle}{[\langle(\alpha^2) - (\alpha)^2\rangle\langle(\beta^2) - (\beta)^2\rangle]^{1/2}}$$

で表され、値としては $\rho = 0.73$ が設定されていて、これは入射粒子に対するエネルギー依存性を持たない。

電磁シャワーの縦方向シャワー分布の平均を GEANT(EGS4) と GEANT(GFLASH) で比較した図が (図 22) である。この図の中で

横軸 縦方向の深さ (ラディエーションレングス)

縦軸 エネルギーの割合/ラディエーションレングス

棒グラフ GEANT(EGS4) で、500 回の 15GeV/c 電子の入射に対する縦方向シャワー分布の平均

折れ線 GFLASH のプログラム中の式と値を用いて書いた縦方向シャワー分布

である。この図を見てわかるように GEANT(EGS4) と GEANT(GFLASH) の応答は、たいへんよく一致する。

- 横方向シャワー分布

GFLASH 中で電磁シャワーの縦方向分布に使用されている式・パラメータは

$$g(r, z) = \frac{2 \times r \times R_{50}^2}{(r^2 + R_{50}^2)^2}$$

$g(r, z)$: 深さ z でのシャワーの横方向の広がりを与える。
(energy fraction)

r : 横方向の、ビーム軸からの距離。(cm)

$R_{50} = R_{50}MOR \times (\text{moriere radii})$

$R_{50}MOR = \{0.136 + (0.0539 - 0.0041 \times \log P) \times Z\}^2$

$\text{moriere radii} = 7 \times \frac{\text{質量数}}{\text{原子番号} \times \text{密度}}$

$P =$ 入射電子の運動量 (GeV/c)

$Z =$ 縦方向の深さ (radiation length)

である。 R_{50} は、横方向シャワー分布の積分値が全体の 50% になる径を表すパラメータである。この R_{50} パラメータは分散が

$$V_{R_{50}} = [(0.354 - 0.039 \log P)(0.558 + 0.049z)R_{50}]^2$$

の対数正規分布をする。

電磁シャワーの横方向シャワー分布の平均を、シャワーの落とすエネルギーが最大になる深さで GEANT(EGS4) と GEANT(GFLASH) で比較した図が (図 23) である。この図の中で

横軸 ビーム軸からの距離 (ラディエーションレングス)

縦軸 エネルギーの割合/0.1 ラディエーションレングス

棒グラフ GEANT(EGS4) で、500 回の 15GeV/c 電子の入射に対する横方向シャワー分布の平均

折れ線 GFLASH のプログラム中の式と値を用いて書いた横方向シャワー分布

である。この図を見てわかるように GEANT(EGS4) と GEANT(GFLASH) の応答は、あまり一致していない。この違いは上に挙げた $g(r, z)$ の関数型に無理があるためだが、前節で述べた通り実用上問題はない。

(b) ハドロンシャワーの数式

以下に示す式・パラメータは 100MeV~300GeV の入射ハドロンエネルギーに対して有効である。

● 縦方向シャワー分布

GFLASH 中でハドロンシャワーの縦方向分布に使用されている式・パラメータは

$$dE_{dp} = F_{Edp} \times E_{inc} \times [C_h \times H(x) \times dx + C_f \times F(y) \times dy + C_l \times L(z) \times dz]$$

$$H(x) = \frac{x^{\alpha_h - 1} \times \exp(-x)}{\Gamma(\alpha_h)} \quad , \quad x = \beta_h(\lambda_0^{-1}) \times S_h(\lambda_0)$$

$$F(y) = \frac{y^{\alpha_f - 1} \times \exp(-y)}{\Gamma(\alpha_f)} \quad , \quad y = \beta_f(X_0^{-1}) \times S_f(X_0)$$

$$L(x) = \frac{x^{\alpha_l - 1} \times \exp(-z)}{\Gamma(\alpha_l)} \quad , \quad z = \beta_l(\lambda_0^{-1}) \times S_l(\lambda_0)$$

S_h, S_f, S_l : シャワーの開始点 (入射ハドロンが最初に非弾性散乱する点) からの深さ。

E_{inc} : 入射ハドロンのエネルギー

F_{Edp} : intrinsic fraction

$H(x), F(y), L(z)$ は、それぞれ

$H(x)$: 純粋なハドロン成分の寄与

$F(y)$: first π^0 (入射ハドロンによる最初の非弾性散乱によって作られた π^0) による電磁シャワーの寄与

$L(z)$: late π^0 (シャワーの発達途中で作られた π^0) による電磁シャワーの寄与

を表す。縦方向シャワー分布は $H(x), F(y), L(z)$ を $C_h : C_f : C_l$ の比で足し合わせる事により作られるが、どのシャワーにも必ず first π^0 、late π^0 からの寄与が存在するわけではなく、これらからの寄与はある確率で存在する。

$\alpha_h, \alpha_f, \alpha_l, \beta_h, \beta_f, \beta_l, C_h, C_f, C_l, F_{Edp}$ はパラメータで、これらのフラクチュエーションにはすべて相関がある。これらのパラメータを表すベクトルを \vec{x} とすると相関は

$$\vec{x} = \vec{\mu} + C \times \vec{z}$$

$\vec{\mu}$: パラメータの平均値を表すベクトル

\vec{z} : 正規分布乱数

で表される。 C は 9×9 の行列であり GFLASH の中にはエネルギーと first π^0 、late π^0 の存在別に 9 種類の行列が入力されている。

ハドロンシャワーの縦方向シャワー分布の平均を GEANT(GHEISHA7) と GEANT(GFLASH) で比較した図が (図 24) である。この図の中で

横軸 シャワー開始点からの深さ (アブソープションレングス)

縦軸 エネルギーの割合/0.043 アブソープションレングス

棒グラフ GEANT(GHEISHA7) で、500 回の 15GeV の π^+ 入射に対する縦方向シャワー分布の平均

折れ線 GEANT(GFLASH) で、500 回の 15GeV/c π^+ の入射に対する縦方向シャワー分布の平均

である。この図を見てわかるように GEANT(GHEISHA7) と GEANT(GFLASH) の応答はよく一致している。

- 横方向シャワー分布

GFLASH 中でハドロンシャワーの横方向分布に使用されている式・パラメータは

$$g(r, z) = \frac{2 \times r \times R_{50}^2}{(r^2 + R_{50}^2)^2}$$

$g(r, z)$: 深さ z でのシャワーの横方向の広がりを与える。
(energy fraction)

r : 横方向の、ビーム軸からの距離。(absorption length)

$R_{50} = 0.0914 + (0.0407 - 0.061 \times \log P)$

P = 入射ハドロンの運動量 (GeV/c)

z = シャワーの開始点 (入射ハドロンが最初に非弾性散乱する点) からの縦方向の深さ (radiation length)

であり、関数型は電磁シャワーの横方向分布に等しい。 R_{50} は、横方向シャワー分布の積分値が全体の 50% になる径を表すパラメータである。この R_{50} パラメータは分散が

$$V_{R_{50}} = [(0.675 - 0.048 \log P)(1.027 + 0.189z)R_{50}]^2$$

の対数正規分布をする。

ハドロンシャワーの横方向シャワー分布の平均を、(図 24) 中の 0.431~0.474 アブソープションレングスの深さ区間で GEANT(GHEISHA7) と GEANT(GFLASH) で比較した図が (図 25) である。この図の中で

横軸 ビーム軸からの距離 (アブソープションレングス)

縦軸 エネルギーの割合/0.01 アブソープションレングス

棒グラフ GEANT(GHEISHA7) で、500 回の $15\text{GeV}/c\pi^+$ の入射に対する横方向シャワー分布の平均

折れ線 GFLASH のプログラム中の式と値を用いて書いた横方向シャワー分布

である。この図を見てわかるように GEANT(GHEISHA7) と GEANT(GFLASH) の応答は、よく一致している。

3.3.2 RISC チップ高速計算機

今回のシミュレーションには最近実用化された RISC タイプの CPU を持つ高速計算機を用いた。CPU として MIPS 社製の R3000 プロセッサを搭載した SONY 社製の NEWS(NWS3460) 計算機で、17.5Mips の計算速度を持つ。FACOM(M360) が 3.6Mips、VAX8530 が 4Mips 程度であることを考えるとシミュレーションの 4 倍以上の高速化が期待できるが、

実際には NEWS(NWS3460) が IO プロセッサを持たないため GEANT のシミュレーション速度は 15~16Mips 程度であり約 4 倍の高速化が可能であった。

GEANT は CERN プログラムライブラリの一部であり、GEANT を動かすには CERN プログラムライブラリを計算機上に移植する必要があるが、RISC タイプ CPU の NEWS には移植された実績がなかった。そこで今回初めてこの移植を行ってシミュレーションに使った。

また、GEANT バージョン 3.13 は UNIX-OS 計算機上ではバグを持ったため正常に動作しない。NEWS は UNIX-OS であるため、シミュレーションには GEANT バージョン 3.14(未公表) を用いた。これはシャワー生成部分に GFLASH を用いる限り、物理的な結果に於いて GEANT バージョン 3.13 となんらかわりはない。しかし、GFLASH バージョン 1.3 は GEANT バージョン 3.13 への接続用に作ってあり GEANT バージョン 3.14 上で動いた実績はなかった。そこで今回新たに GFLASH バージョン 1.3 を改造して GEANT バージョン 3.14 上で動作するようにした。さらに GFLASH 自身にもいくつかのバグが存在したのでそれらも改正した。

3.4 検出器と GFLASH のパラメータ設定

3.4.1 検出器の構造・形状

検出器の構造・形状は、平成 1 年 12 月現在の液体アルゴンカロリメータ日本グループによるカロリメータの構造の原案を理想化して使った。これは液体アルゴンと鉛のサンプリングカロリメータで、想定したカロリメータのパラメータは(表 3)に挙げてある。ただし、GFLASH に対するサンプリングカロリメータの入力はカロリメータを構成する物質の混合物を用いるようになっているので、実際は鉛と液体アルゴンの混合物を入力した。(図 26)は検出器をビーム軸に沿って切った図で、内側の層は電磁カロリメータ、外側の層はハドロンカロリメータを表している。

3.4.2 電磁シャワーのパラメータ設定

前節で説明した鉛と液体アルゴンの層から成るカロリメータ(混合物ではない)へ 15GeV/c の陽電子 500 個を入射させ、その応答を GEANT(EGS4)を用いて調べることにより以下のようなパラメータを GFLASH に与えた。なお、このとき用いたエネルギーのカットオフは

γ 粒子 = 80 KeV

電子 = 800 KeV

である。

まず初めに mip(最小イオン化粒子) による校正を行う必要がある。これは、この測定器に mip を入射させたときの

$$R_{mip} = \frac{\text{mip が液体アルゴン中に落としたエネルギー}}{\text{mip が測定器全体に落としたエネルギー}}$$

の値を算出した後、これを用いてシャワーが測定器全体に落としたエネルギーを推定する。GFLASH には、ベスプロッホの式から 100GeV の μ 粒子に対する値を用い

電磁カロリメータ $R_{mip} = 0.091$

ハドロンカロリメータ $R_{mip} = 0.048$

を与えた。

電磁シャワーに対するサンプリングの割合と mip に対するサンプリングの割合の比を与えるパラメータである

$$R_{\text{電磁シャワー}} = \frac{\text{電磁シャワーが液体アルゴンへ落としたエネルギー}}{R_{mip} \times (\text{入射電子のエネルギー})}$$

には、

電磁カロリメータ $R_{\text{電磁シャワー}} = 0.81$

ハドロンカロリメータ $R_{\text{電磁シャワー}} = 0.81$

サンプリングによるエネルギー分解能は

$$\text{電磁カロリメータ } \frac{\sigma}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

$$\text{ハドロンカロリメータ } \frac{\sigma}{E} = \frac{20\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

を与えた。

3.4.3 ハドロンシャワーのパラメータ設定

電磁シャワーの場合と同様に 15GeV/c の π^+ を 500 個入射させ、その応答を GEANT(GHEISHA7) を用いて調べることにより以下のようなパラメータを GFLASH に与えた。なお、このとき用いたエネルギーのカットオフは、電子と γ 粒子については電磁シャワーの場合と同じであり、ハドロン粒子に対しては

中性ハドロン粒子 = 1.0 MeV

荷電ハドロン粒子 = 1.0 MeV

である。

mip による校正に対する定数 R_{mip} は、電磁シャワーの場合と同じ値

電磁カロリメータ $R_{mip} = 0.091$

ハドロンカロリメータ $R_{mip} = 0.048$

を与えた。

ハドロンシャワーが落とすエネルギーの固有比率 (intrinsic fraction) を表すパラメータ

$$F_{Edp} = \frac{\text{測定器全体 (Pb+Ar) へ落とされるエネルギー}}{\text{入射ハドロンエネルギー}}$$

については電磁、ハドロンカロリメータ共通で

$$F_{Edp} = 0.80[0.4315 + 0.375 \tanh\{0.524(\log E_{\text{入射}} - 1.197)\}]$$

を用いている。 F_{Edp} のフラクチュエーションを表すパラメータには

$$\text{電磁カロリメータ } \frac{\sigma}{E} = \frac{48\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + \frac{4.4\%}{E(\text{GeV})}$$

$$\text{ハドロンカロリメータ } \frac{\sigma}{E} = \frac{49\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + \frac{4.4\%}{E(\text{GeV})}$$

を与えた。

ハドロンに対するサンプリングの割合と mip に対するサンプリングの割合の比を与えるパラメータ

$$R_{\text{ハドロンシャワー}} = \frac{\text{ハドロンシャワーが液体アルゴン中へ落としたエネルギー}}{R_{mip} \times (\text{入射ハドロンエネルギー}) \times F_{Edp}(15\text{GeV})}$$

については

電磁カロリメータ $R_{\text{ハドロンシャワー}} = 1.11$

ハドロンカロリメータ $R_{\text{ハドロンシャワー}} = 1.16$

を与えた。サンプリングによるエネルギー分解能には

$$\text{電磁カロリメータ } \frac{\sigma}{E} = \frac{32\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

$$\text{ハドロンカロリメータ } \frac{\sigma}{E} = \frac{41\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

を与えた。

4 ヒッグスモンテカルロイベントの解析

4.1 解析上の仮定

解析を行う上で以下の事を仮定する。

- カロリメータの内側に配置されている飛跡検出器により、荷電粒子のカロリメータへの入射セグメントが分かっている。
- 検出器には磁場はかかっていない。このため、粒子の荷電符号や運動量は分からない。
- 電磁カロリメータは電磁シャワーによって、ハドロンカロリメータはハドロンシャワーによってエネルギーの校正が行われているとする。

4.2 電子セレクション

$$|\eta| < 2.5$$

検出器は $|\eta| < 2.5$ の領域しか覆っていないとしているため、この領域に入ってきた荷電を持つ軌跡しか対象にしない。ここで対象となる荷電を持つ軌跡の数は1イベントあたり平均70本程度である。

$$E_{\text{クラスタ}} > 30\text{GeV}/c^2$$

前章で説明したように、ここで用いたカロリメータは細かいセグメントに細分化されている。高エネルギー粒子によるシャワーは広がりを持つため、そのエネルギーデポジットは複数のセグメントに渡る。このため、入射粒子のエネルギーを再構成する場合、粒子が入射したセグメントの回りの数セグメントをよせ集めて1つの塊とし(クラスタ)、そのエネルギーデポジットを足し合わせることで入射粒子のエネルギーを推定する。ここでは、ヒッグス粒子の崩壊によって出てくる電子のエネルギーを知りたい。そこで(図27)のように電子の入射セグメントの回りの 3×3 の電磁カロリメータのセグメントによりクラスタを作り、入射電子のエネルギーとする。ハドロンカロリメータへの電磁シャワーの漏れだけは、 $\sim 1.5\%$ (1TeV/cの電子入射)程度であり無視できる。このクラスタ化の方法を用いると入射電子による電磁カロリメータ全体へのエネルギーデポジットに対するクラスタ内へのエネルギーデポジットの割合は

$$\text{垂直方向カロリメータ} \dots \frac{E_{\text{クラスタ}}}{E_{\text{全体}}} > 99\%$$

$$\text{前後方カロリメータ} \dots \frac{E_{\text{クラスタ}}}{E_{\text{全体}}} > 95\%$$

であり、シャワーのエネルギーを充分集めている。2章で行った電子に対するセレクションをもとに $E(\text{クラスタ}) > 30\text{GeV}/c^2$ のカットをかける。

$$E_T(\text{クラスタ}) > 20\text{GeV}/c^2$$

前節の仮定に書いたように、荷電粒子の入射セグメントは分かっているとしている。このセグメントの位置から荷電粒子の運動方向が算出でき、4元ベクトルが決定できる。クラスタエネルギーとこの角度を用いて荷電粒子の横エネルギーを計算し、2章で行った電子に対するセレクションをもとに $E_T(\text{クラスタ}) > 20\text{GeV}/c^2$ のカットをかける。ここまでのカットで残ってくる荷電軌跡の数は、1ヒッグスイベントあたり平均5.4本である。

電子の同定

電子の同定は、電磁シャワーとハドロンシャワーのシャワー発達の違いを使って行う。具体的には、上のカットを通過してきた荷電軌跡に対して、入射した電磁カロリメータのセグメントと、その真後ろに存在するハドロンカロリメータのセグメントの間の、エネルギーデポジットの応答の比を見る(図28)。(図29)が、ヒッグス粒子の崩壊からの電子の場合と、電子以外の荷電粒子に対する場合の、この値の分布である。この分布を見て

$$\frac{E_{\text{ハドロン}}}{E_{\text{電磁}}} < 0.02$$

というカットをかける。このカットによる効果は

$$\text{ヒッグスからの電子のエフィシエンシー} = 97\%$$

$$\text{電子以外の粒子を電子に間違っ同定する確率} = 0.9\%$$

である。ここまでのカットで残ってくる荷電軌跡の数は1ヒッグスイベントあたり平均3.2本である。

4.3 Z^0 セレクション

電子セレクションのカットを通過する電子が4つ以上存在する事を要求すると

$$H^0 \text{のアクセプタンス} = 49\%$$

$$PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベントのエフィシエンシー} = 21\%$$

$$PP \rightarrow Z^0 + jet \text{ イベントのエフィシエンシー} = 0.2\%$$

$$PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベントのエフィシエンシー} = 2.1\%$$

である。

Z^0 の同定

2章で行ったのと同様に不変質量 M_{ee} を組む。信号、バックグラウンドの M_{ee} の分布は、(図 30) である。この中で

$$|M_{ee} - M_{Z^0}(91\text{GeV}/c^2)| < 10\text{GeV}/c^2$$

であるものを Z^0 と同定する。 Z^0 と同定されるものの数は

$$H^0 \text{ イベント中の } Z^0 \text{ (正しい組み合わせ)} = 87 \text{ 個}/SSC\text{year}$$

$$H^0 \text{ イベント中の } Z^0 \text{ (間違った組み合わせ)} = 12 \text{ 個}/SSC\text{year}$$

$$PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベント中の } Z^0 = 218 \text{ 個}/SSC\text{year}$$

$$PP \rightarrow Z^0 + jet \text{ イベント中の } Z^0 = 1680 \text{ 個}/SSC\text{year}$$

$$PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベント中の } Z^0 = 189 \text{ 個}/SSC\text{year}$$

である。(図 30) から、理想的な測定の場合 (図 18) と比較して、観測される Z^0 の巾は 2.5 倍に広がっている事が分かるが、 Z^0 によるピークは $\Delta M < 10\text{GeV}/c^2$ に充分入っている。また、 $Z^0 + jet$ イベントでは、電子の同定が不完全なため電子の数に対するカット $N_e \leq 4$ を通過するイベントの数が増え、その結果同定される Z^0 の数が約 50 倍に増えている事が分かる。

Z^0 の横運動量

同定された Z^0 の横運動量の分布が (図 31) である。2章と同様に、この分布を見て

$$P_T > 100\text{GeV}/c$$

でカットする。このカットで残る Z^0 の数は

$$\begin{aligned}
H^0 \text{ イベント中の } Z^0 \text{ (正しい組み合わせ)} &= 77 \text{ 個/SSCyear} \\
H^0 \text{ イベント中の } Z^0 \text{ (間違った組み合わせ)} &= 2.7 \text{ 個/SSCyear} \\
PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベント中の } Z^0 &= 40 \text{ 個/SSCyear} \\
PP \rightarrow Z^0 + jet \text{ イベント中の } Z^0 &= 1085 \text{ 個/SSCyear} \\
PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベント中の } Z^0 &= 15 \text{ 個/SSCyear}
\end{aligned}$$

である。

4.4 H^0 セレクション

ヒッグスイベントからは Z^0 が 2 つ放出されるため、 Z^0 セレクションのカットを通過するものが 2 つ以上存在する事を要求し、さらにそれらの Z^0 の中から同じ電子を 2 度使う事無く組む事が出来る Z^0 の組を全て取り出す。取り出される Z^0 の組の数は

$$\begin{aligned}
H^0 \text{ イベント中の } Z^0 \text{ の組 (正しい組み合わせ)} &= 32 \text{ 個/SSCyear} \\
H^0 \text{ イベント中の } Z^0 \text{ の組 (間違った組み合わせ)} &= 1.0 \text{ 個/SSCyear} \\
PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベント中の } Z^0 \text{ の組} &= 12 \text{ 個/SSCyear} \\
PP \rightarrow Z^0 + jet \text{ イベント中の } Z^0 \text{ の組} &< 35 \text{ 個/SSCyear} \\
PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベント中の } Z^0 \text{ の組} &< 1.9 \text{ 個/SSCyear}
\end{aligned}$$

である。 $Z^0 + jet$ イベント中で、 Z^0 と同定されるものの数が理想的な測定の場合と比べて 10 倍に増えていたが、イベントあたりの同定される Z^0 の数はほぼ 1 つで H^0 の同定には影響しない。

ヒッグス粒子同定

こうして取り出された Z^0 の組に対して、不変質量 $M_{Z^0 Z^0}$ を組んだ図が (図 32) である。この分布を用いて

$$|M_{Z^0 Z^0} - M_{H^0}| < \Gamma_{H^0} \quad , \quad \Gamma_{H^0}(m_{H^0} = 400 \text{ GeV}/c^2) = 30 \text{ GeV}/c^2$$

の領域中に存在するものをヒッグス粒子と同定する。この結果ヒッグス粒子と同定されるものの数は

$$\begin{aligned}
H^0 \text{ イベント中の } H^0 \text{ (正しい組み合わせ)} &= 21 \text{ 個/SSCyear} \\
H^0 \text{ イベント中の } H^0 \text{ (間違った組み合わせ)} &= 0.8 \text{ 個/SSCyear} \\
PP \rightarrow Z^0 Z^0 \text{ イベント中の } H^0 &= 2.9 \text{ 個/SSCyear} \\
PP \rightarrow Z^0 + jet \text{ イベント中の } H^0 &< 35 \text{ 個/SSCyear} \\
PP \rightarrow t\bar{t} \text{ イベント中の } H^0 &< 1.9 \text{ 個/SSCyear}
\end{aligned}$$

である。ここで仮定した検出器はかなり理想的であるために、 M_{ee} の分布自体は理想的な測定の場合(図??)と比べてあまり違いがみられない。また、 $PP \rightarrow ZZ$ バックグラウンドの影響は2章の結果とほぼ等しい。

ここまでの結果を(表5)にまとめる。2章で述べた通り、ここで考えたもの以外にもヒッグスイベントのバックグラウンドになるであろうと考えられているイベントは存在する(5章参照)。さらに、考えたバックグラウンドの中でも $Z^0 + jet$ イベントは十分な統計のシミュレーションを行う時間がなかった。しかし、ここで考えたバックグラウンドのみを考える限りに於いては $S/N > 21/41$ でヒッグス粒子の観測が可能であろうと思われる。

5 結論

5.1 シャワーシミュレーションの高速化

3章で述べたとおり GEANT(GFLASH) を使う事によって GEANT (EGS,GHEISHA) を使用したときと比較してハドロンシャワーのフラクチュエーションと電磁シャワーの横方向シャワー分布の再現性に於いて多少問題があるものの、300倍以上⁴のシャワーシミュレーションの高速化が可能になった。また、RISC チップ計算機 (NEWS3460) を用いる事により FACOM(M360) を使用したときと比較して4倍程度のシャワーシミュレーション高速化が可能となった。これらにより全体のシミュレーション速度は1200倍以上となる。

SSC イベントのシャワーシミュレーション時間が1イベントあたり約15秒⁵になった。これは、1月で約 1.7×10^5 イベントのシャワーシミュレーションが可能なる速度であり、SSCでの生成断面積に直すと17pbである。

5.2 ヒッグスイベント検出の可能性

ここでは、

$$PP \rightarrow H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$$

のヒッグスイベントとそのバックグラウンドとして

$$PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X \cdots (a)$$

$$PP \rightarrow Z^0 + jet + X \rightarrow 2e + jet + X \cdots (b)$$

$$PP \rightarrow t\bar{t} + X \rightarrow 4e + 4\nu + c\bar{c} + X \cdots (c)$$

を考えた。そのシミュレーションの結果は(表4)(表5)にあげてある。シャワーシミュレーションを行うとイベントジェネレータの出力段階での解析結果と比較して図4、5中のB,C,Dの段階で残ってくる(b)のバックグラウンドのイベント数が数十倍に増加していることが分かる。この原因は、電子以外の粒子の電子への同定の間違いによる影響が支配的である。

⁴GEANT(EGS,GHEISHA)を用いると計算時間がかかりすぎるため、ヒッグスイベント1イベントさえも完全にシミュレーションする事は出来なかった。300倍以上の高速化というのは、あくまで以上である。

⁵ちなみに、LEPのL3でZ⁰イベント1つをGEANT(EGS,GHEISHA)を用いてフルシミュレーションするのにVAX/780で30分かかかる事から、SSCのエネルギー領域のイベントのシミュレーションにはVAX/780で12000分程度かかると予想される。

ヒッグスイベントのエフィシエンシーは、電子の同定の間違いと検出される電子のエネルギーのゆらぎによる不変質量 M_{ee} の分布の広がりのため、数%低くなっていることが分かる。しかし、今回のシミュレーションで仮定したカロリメータの構造・形状は充分理想化されたものであるため、全てのカットをかけた後の結果はシミュレーション前と殆ど変わらず、(a), (c) のバックグラウンドを考えた場合とヒッグスイベントは $S/N > 21/5.6$ で識別可能である事が分かった。

(b) のバックグラウンドは $1/35SSCyear$ 相当のイベント数しかシミュレーションできなかつた。このイベントは、構成子のシミュレーション段階で適当なカットをかけても、生成断面積にして少なくとも $57pb$ のイベントはシミュレーションしなければならない。CPU 時間で3月程度かかる計算になる。今回はその時間がなかつた。

また、エネルギー $E > 30GeV$ 、横エネルギー $E_t > 20GeV$ 、擬ラピディティー $|\eta| < 2.5$ の範囲の電子は、電磁シャワーとハドロンシャワーの発達の違いにより

電子のエフィシエンシー = 97%

電子以外の粒子を電子に間違っ同定する確率 = 0.9%

の精度で区別できる事が分かった。

更に今回バックグラウンドとして考えたもの以外に、重要であると考えられているバックグラウンドとして以下のようなものがある。

$$PP \rightarrow t\bar{t} + X \rightarrow anything + X$$

$$PP \rightarrow b\bar{b} + X \rightarrow anything + X$$

前者の内、電子が4つ放出され、それらの電子による不変質量が比較的重たくなるため Z^0 ボゾンが間違っ同定されて、ヒッグスイベントの大きなバックグラウンドになると考えられている $t\bar{t} \rightarrow 4e + 4\nu + c\bar{c}$ については今回考慮した。また、 $b\bar{b} \rightarrow 4e + 4\nu + jets$ も同様の理由でバックグラウンドとなるが、この過程の生成断面積は $\sim 10^4 pb$ と大きく、今回はシミュレーションを行う時間がなかつた。

このような重たいクオーク対を介する過程は、高エネルギーのレプトンを含み大きな横運動量をもつジェットを多数生成する事が出来る。さらに、これらのイベントの生成断面積は、構成子のシミュレーション段階で t, b の横運動量 $P_T > 100GeV/c$ というカットをかけても、 $t\bar{t}$ イベントで $\sim 5nb$ 、 $b\bar{b}$ イベントで $\sim 10^2 nb$ でヒッグスイベントと比較して非常に大き

い。この為ヒッグスイベントのバックグラウンドになる事が予想されている。しかし、これらのシャワーシミュレーションを今回用いた方法で行うと、 $t\bar{t}$ の場合で20年、 $b\bar{b}$ の場合で400年程度かかる事になる。現状では不可能である。ちなみに、イベントジェネレータによるイベントの生成には15Mipsの計算機で1イベントあたりおよそ1.5秒程度かかり、これらのバックグラウンドを1SSCyear分作るのにそれぞれ2.4年、48年かかる。このため、 $PP \rightarrow H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ の崩壊過程により探索可能なヒッグス粒子の質量領域についてはイベントジェネレータの出力段階の解析に於いても未だはっきりとした事は言われていない。

GEANT(GFLASH)で、最も計算時間がかかっているのは粒子のトラッキングの部分でありこの部分に工夫を加える事により現在より更に最高2倍程度の高速化が可能であろう。数年後には150Mipsの計算速度をもつ計算機が現れているとして、これを100台用いると $t\bar{t}$ のシミュレーションが4日、 $b\bar{b}$ のシミュレーションが3月の計算時間ですみ、現実的に可能になるであろう。

謝辞

私が修士過程に在籍している間、未熟者の私を多岐に渡ってご指導をいただきお世話になった以下の方々に感謝いたします。

長島順清教授、杉本章二郎助教授、幅淳二先生、滝田正人先生 の長島研究室の先生方、特に杉本先生には本論文作成に当たり多大のご教授を賜り深く感謝いたします。

尼子勝哉先生 (KEK)、高岩義信先生 (KEK)、浅井慎先生 (広工大) の各先生方に感謝いたします。

真鍋篤さん (筑波大)、兼松伸行さん (KEK) には、NEWS への CERN-library の移植の際多くのご協力をいただき感謝いたします。

物理から私事に至るまで、助言、ご指導、ご協力をいただいた、長島研究室の諸先輩方、同級生の皆さん、M1 の皆さん、4 年生の皆さんに感謝いたします。

参考文献

- [1] S.Sugimoto, *Present status and physics prospects of SSC*, "Proceedings of the Third Meeting on Physics at TeV Energy Scale", KEK Report 90-9(1990)p.332.
- [2] E.Eichten,I.Hinchliffe,K.D.Lane,and C.Quigg, *Supercollider physics*, Rev.Mod.Phys.56(1984)579.
- [3] D.Decamp et al.,ALEPH Collaboration, *Search for a Very Light Higgs Boson in Z Decays*, Phys.Lett.245B(1990)289.
- [4] D.Decamp et al.,ALEPH Collaboration, *Search for Neutral Higgs Boson from Z^0 Decays*, Phys.Lett.236B(1990)233.
- [5] P.Abreu et al.,DELPHI Collaboration, *Search for Light Neutral Higgs Particles Production in Z^0 Decays*, Nucl.Phys.342B(1990)1.
- [6] M.Z.Akrawy et al.,OPAL Collaboration, *Mass Limits for a Standard Model Higgs Boson in e^+e^- Collisions at LEP*, Phys.Lett.236B(1990)224.
- [7] D.Decamp et al.,ALEPH Collaboration, *Search for the Neutral Higgs Boson from Z^0 Decay in the Higgs Mass Range between 11 and 24 GeV*, Phys.Lett.241B(1990)141.
- [8] J.Steinberger, *First Results at the LEP e^+e^- Collider*, CERN-PPE/90-149(1990).
- [9] K.Hikasa, *Higgs Physics*, "Proceedings of the Third Meeting on Physics at TeV Energy Scale", KEK Report 90-9(1990)p.83.
- [10] S.L.Wu et al., *Search for neutral Higgs at LEP200*, in "Proceedings of ECFA Workshop on LEP200", CERN 87-08,ECFA 87/108(1987),Vol.2,p.312.
- [11] C.Barter et al., *Detection of $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ at the SSC*, "Proceedings of the Summer Study on High Energy Physics in the 1990s", Snowmass,1988,p.98

- [12] James E. Brau et al., *Detection of Higgs Bosons Decaying to Bottom Quarks at the Superconducting Supercollider* "Proceedings of the Summer Study on High Energy Physics in the 1990s", Snowmass, 1988, p.103
- [13] 超伝導超ハドロン・コライダーの検討, 1988年9月, 科研費作業班報告書, p.43
- [14] 超伝導超ハドロン・コライダーの検討, 1988年9月, 科研費作業班報告書, p.45
- [15] Duane A. Dicus and Roberto Vega, *WW Production from PP Collisions*, Phys.Rev.Lett.57(1986)1110.
- [16] Chanowitz, *Electroweak Symmetry Breaking*, "Annual Review of Nuclear and Particle Science", Volume38(1988)
- [17] R.N. Cahn et al., *Detecting the Heavy Higgs Boson at the SSC*, "Experiments, Detector and Experimental Areas for the Supercollider", July 7-17, 1987, p.20
- [18] Gregor Herten, *Heavy Top Quark Production as a Background in the Search for the Higgs Boson* "Experiments, Detector and Experimental Areas for the Supercollider", July 7-17, 1987, p.103
- [19] H.U. Bengtsson, T. Sjostrand, Computer Phys. Comm., 46(1987)43
- [20] T. Sjostrand, Int. J. Mod. Phys, A3(1988)751
- [21] I. Hinchliffe, *Physics at Large Transverse Momenta*, "Experiments, Detector and Experimental Areas for the Supercollider", July 7-17, 1987, p.1
- [22] B.W. Lee, C. Quigg and H.B. Thacker, Phys. Rev. D16, (1977)1591.
- [23] Duane A. Dicus, Chung Kao and W.W. Repko, *Gluon production of gauge boson*, Phys. Rev. D36, (1987)1570.
- [24] SLAC-Report-265, Dec 1985
- [25] H. Fesefeldt, Aachen preprint, PITHA 85/02

- [26] Z.Jakubowski,M.Kobel, *A Verified Upgrade of the GHEISHA 6/7 Simulation of Particle Interactions*,DESY 89-165,(1989)
- [27] CERN-DD/EE-184-1
- [28] 超伝導超ハドロン・コライダーの検討,1988年9月,科研費作業班報告書,p.196
- [29] G.Grindhammer,M.Rudowicz and S.Peters, *THE FAST SIMULATION OF ELECTROMAGNETIC AND HADRONIC SHOWERS*,SLAC-PUB-5072,(1989)

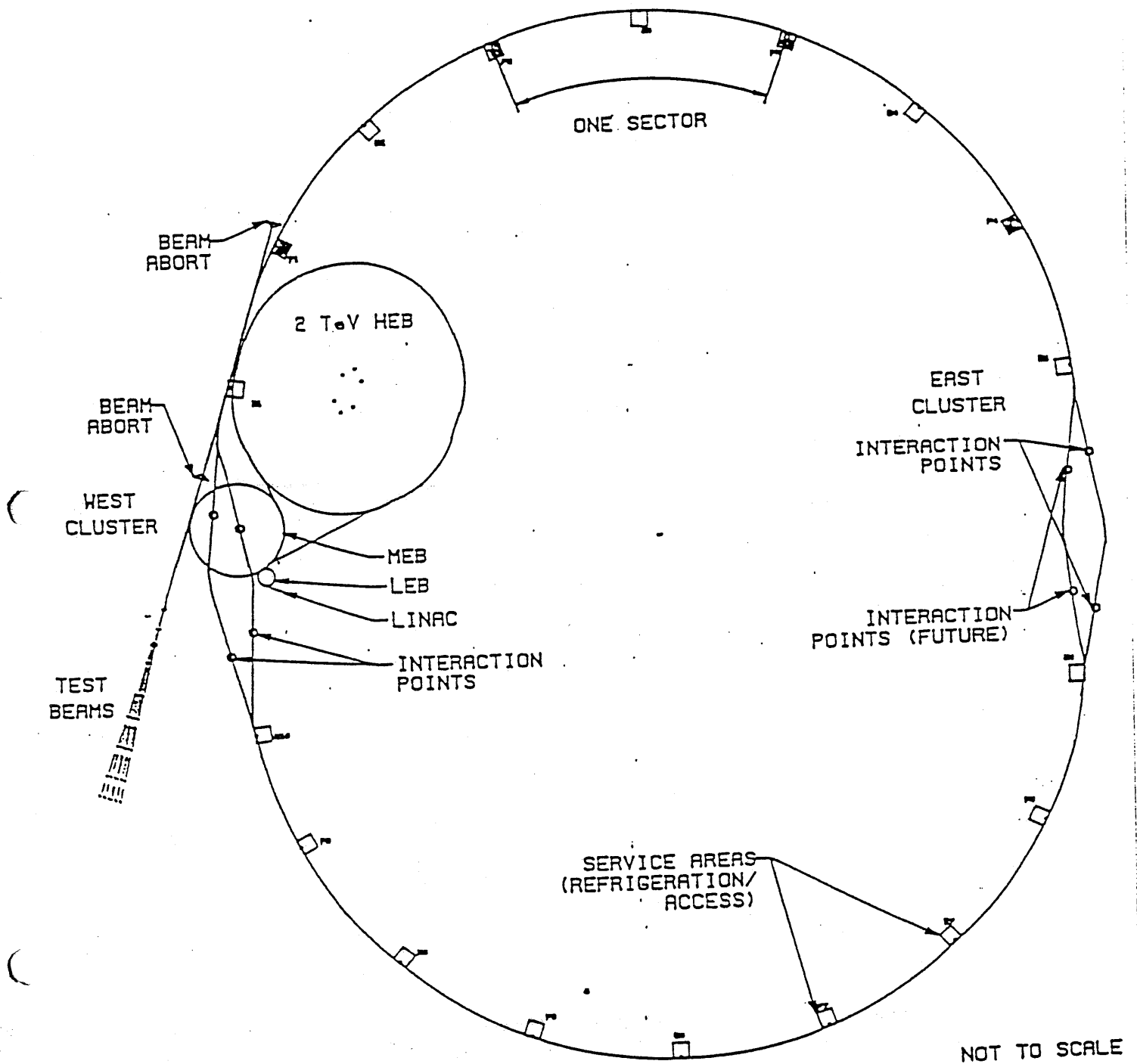


図1 SSC加速器の図面 [1]

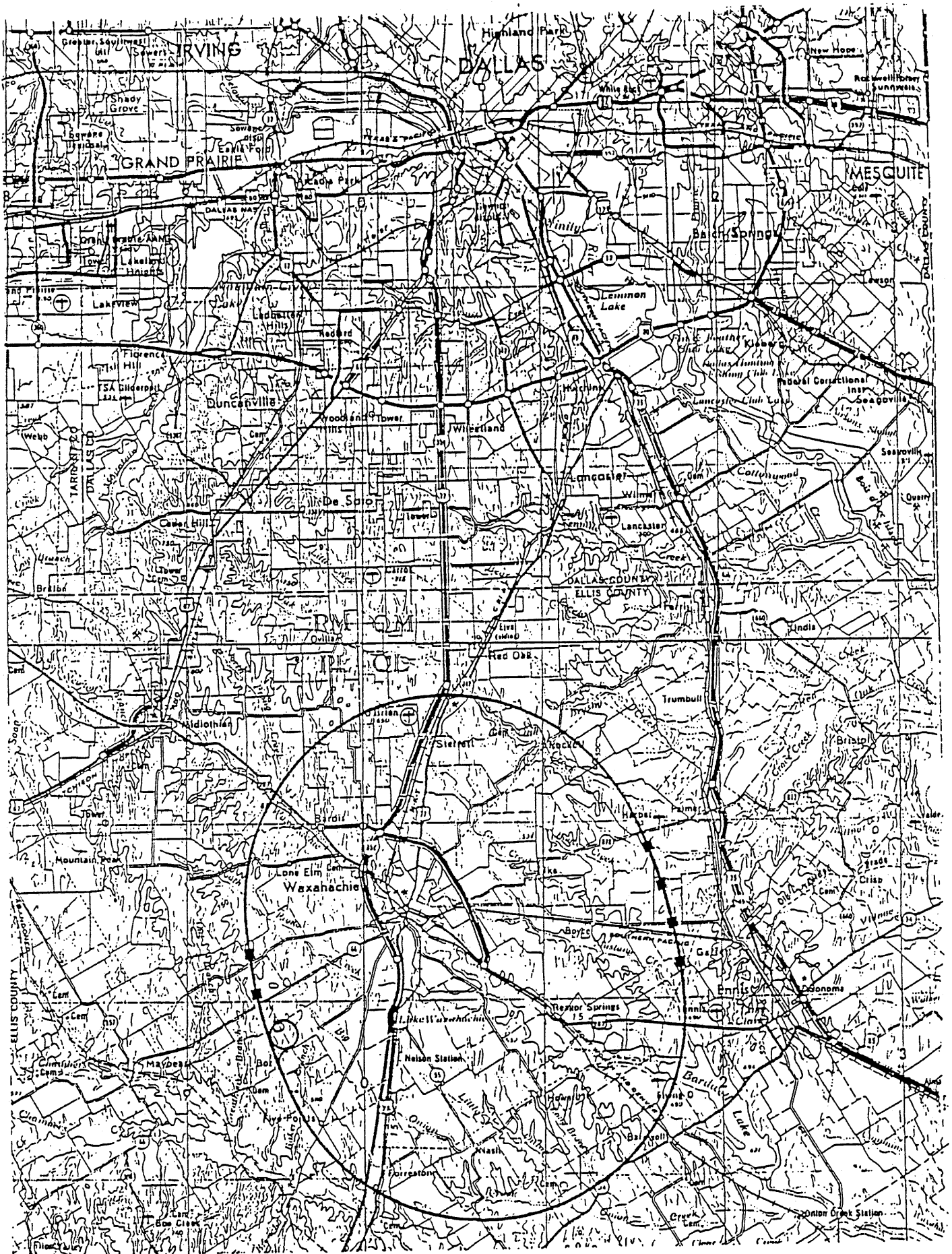


図 2 SSCの加速用リングの建設予定図 [1]

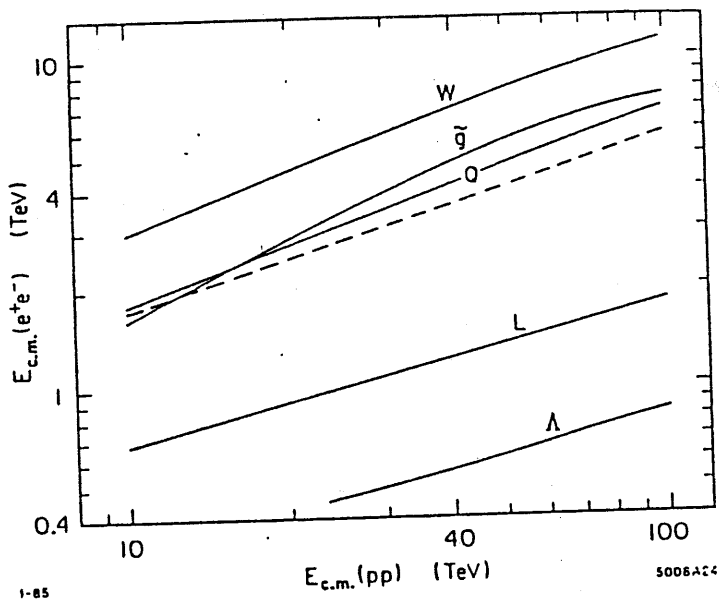


図3 色々な理論によって予言されている新粒子の検出の為に必要な、 e^+e^- 、 PP 衝突型加速器の重心系エネルギーの比較。それぞれバックグラウンドに対する考慮がなされている。 PP 衝突型加速器のルミノシティは $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ と仮定。縦軸は e^+e^- 衝突型加速器の重心系エネルギー (TeV)、横軸は PP 衝突型加速器の重心系エネルギー (TeV)。 W, \tilde{g}, Q, L, A の線はそれぞれ新ベクトルボゾン、超対称性粒子、重クォーク、重レプトン、複合フェルミオンの検出に必要な重心系エネルギーを表す。破線は $E_{CM}(e^+e^-) \sim \sqrt{E_{CM}(PP)/3}$ の式を表す。[2]

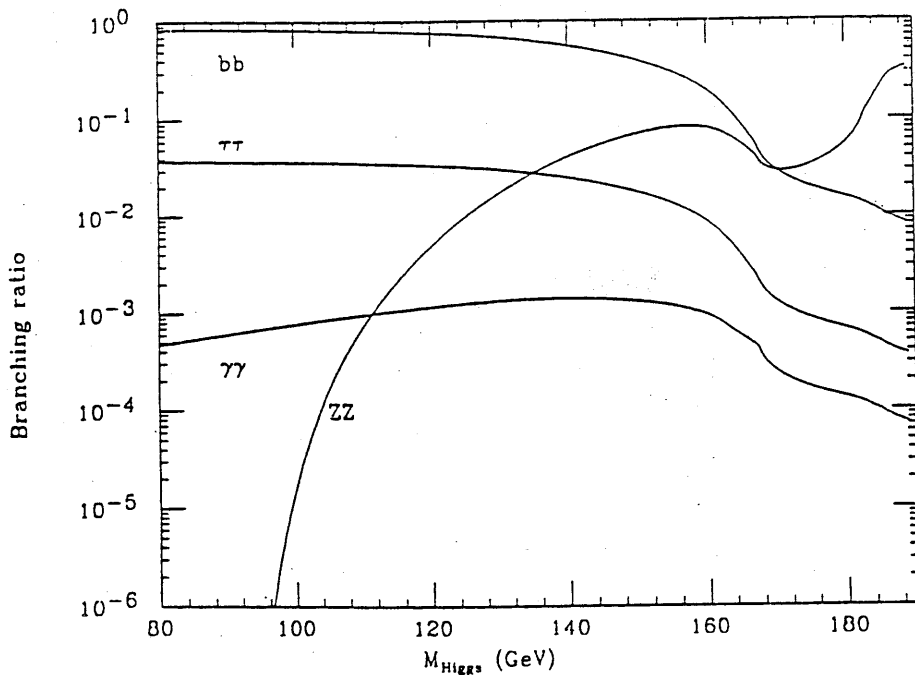


図4 LEP のエネルギー領域に於けるヒッグス粒子の崩壊様式。 $m_{top} = 100 \text{ GeV}/c^2$ 。横軸はヒッグス粒子の質量。縦軸はヒッグス粒子の崩壊の分岐比。[9]

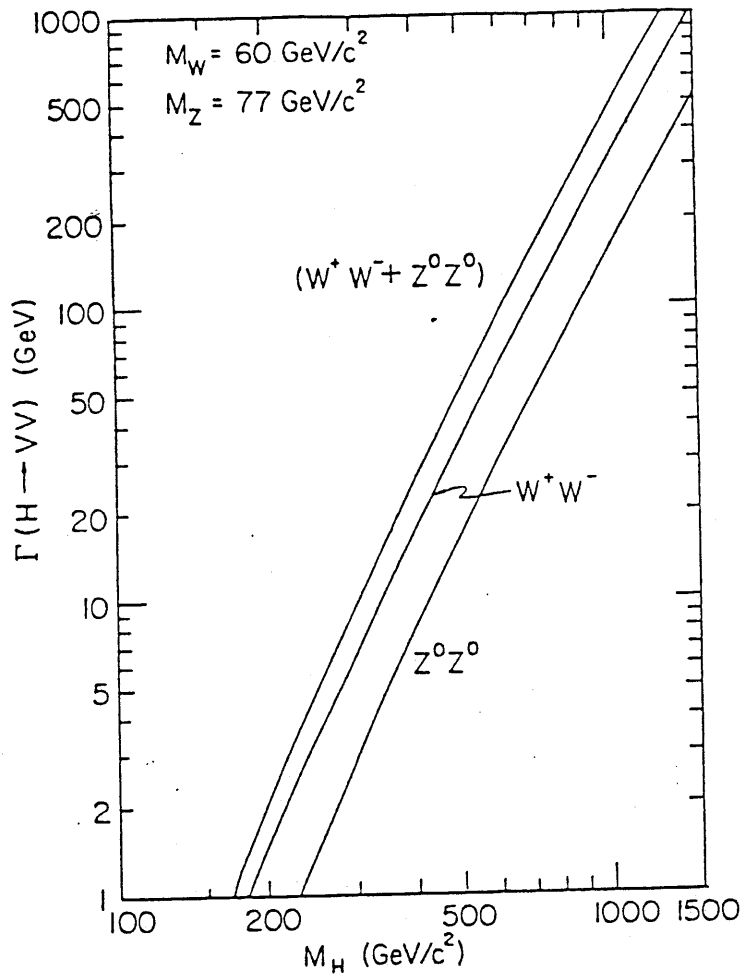


図5 ヒッグス粒子の崩壊幅。横軸はヒッグス粒子の質量。縦軸はヒッグス粒子の崩壊幅。[13]

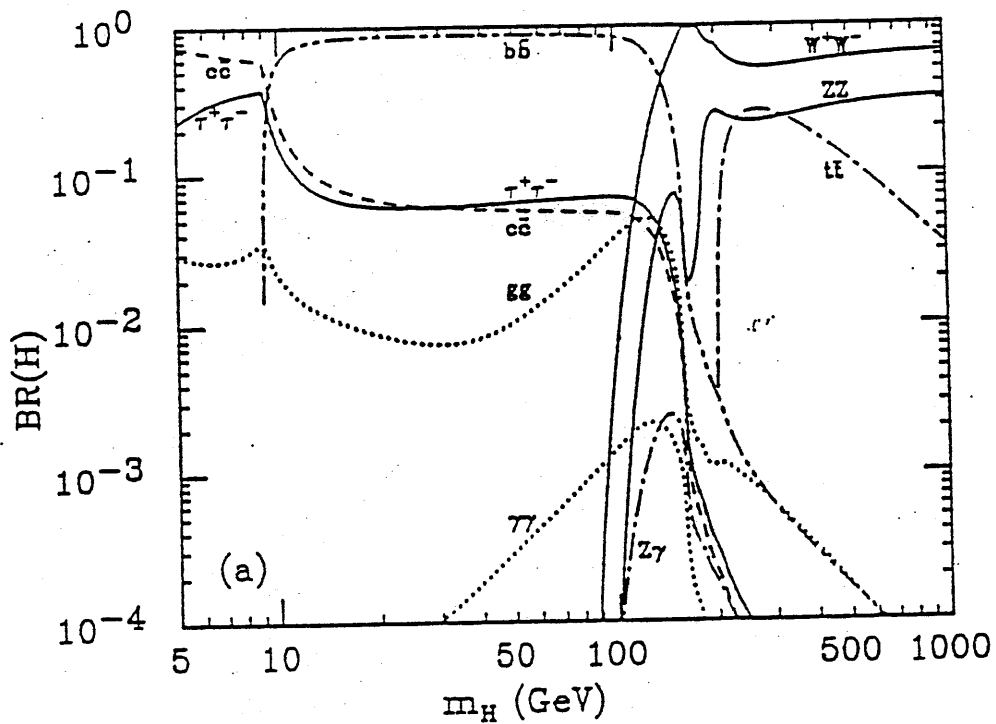


図6 SSCのエネルギー領域に於けるヒッグス粒子の崩壊様式。 $m_{top} = 100 \text{ GeV}/c^2$ 。横軸はヒッグス粒子の質量、縦軸はヒッグス粒子の崩壊の分岐比。[9]

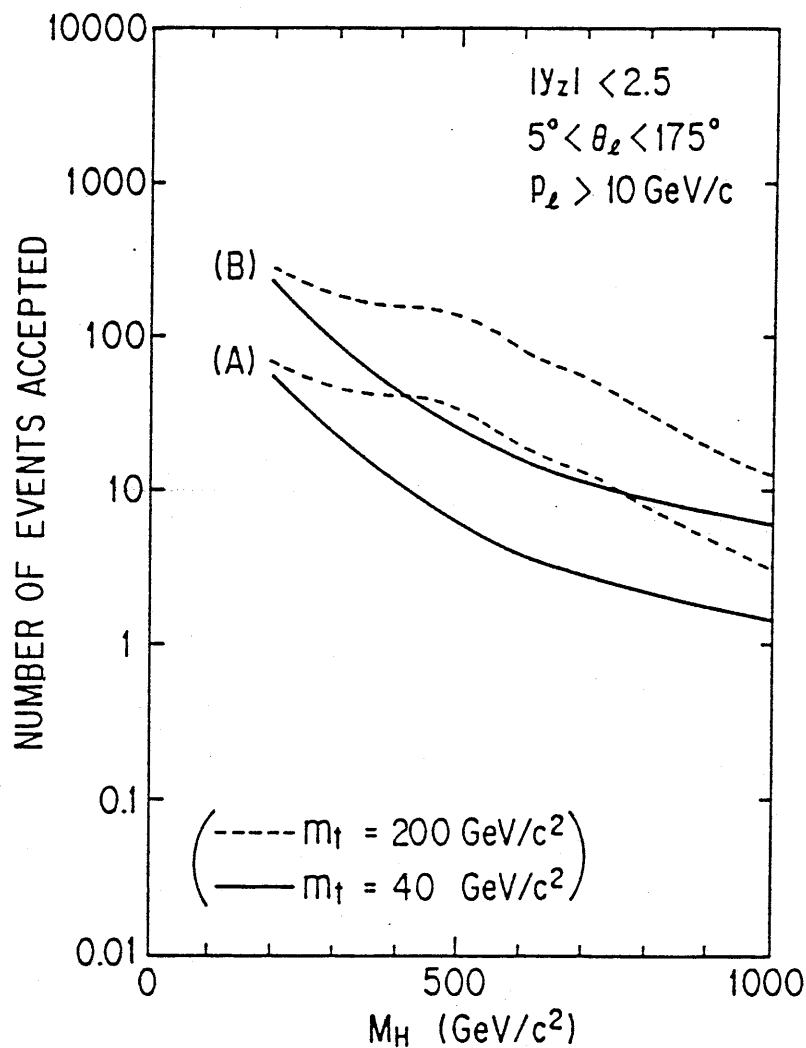
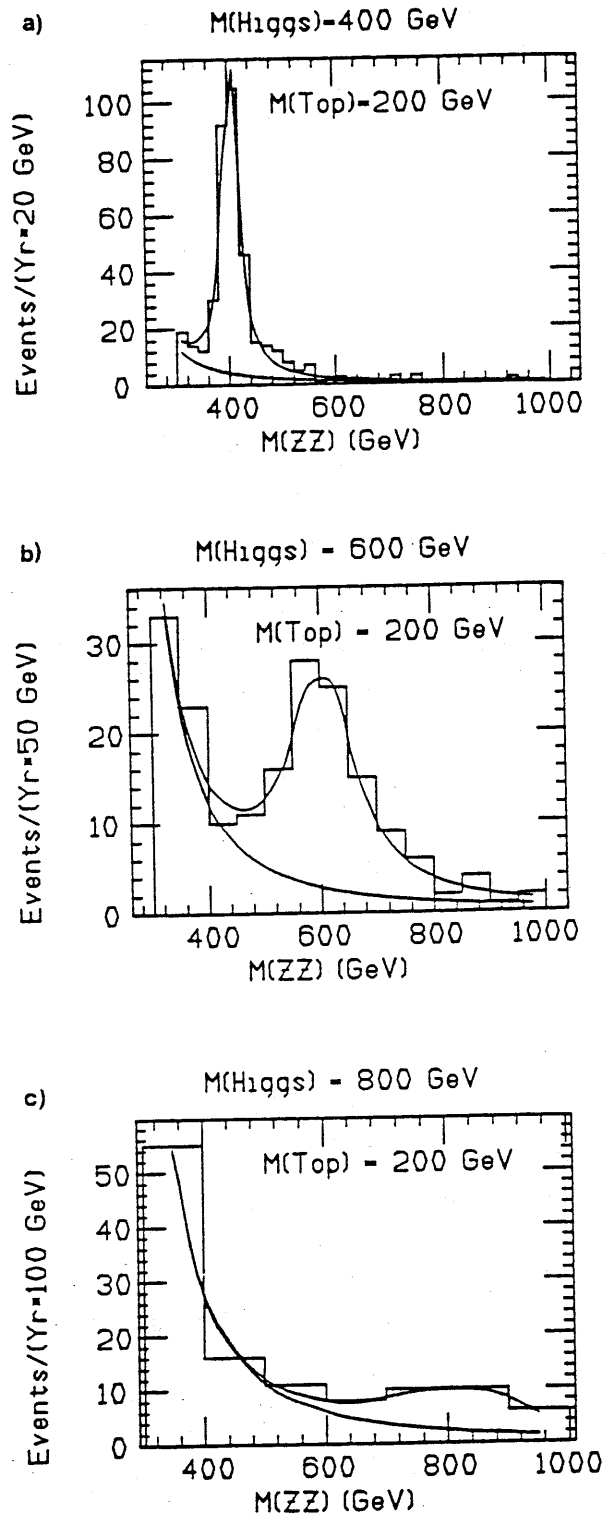


図7 SSCで捕まえらるるヒッグス粒子の数。横軸はヒッグス粒子の質量。縦軸は1SSCyearで検出されるヒッグス粒子の数。測定器の検出効率(図右上)を含んでいる。(A) $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4e$ のみか、または $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ のみの場合。(B) $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4e, 4\mu, 2e2\mu$ の崩壊様式を全て観測した場合。[14]



8 $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 4l$ の崩壊様式のシミュレーション。 $m_{top} = 200 \text{ GeV}/c^2$ で、 $Z^0 Z^0$ 連続分布からのバックグラウンドも含まれる。 a) $m_{H^0} = 400 \text{ GeV}/c^2$ 、 b) $m_{H^0} = 600 \text{ GeV}/c^2$ 、 c) $m_{H^0} = 800 \text{ GeV}/c^2$ [17]

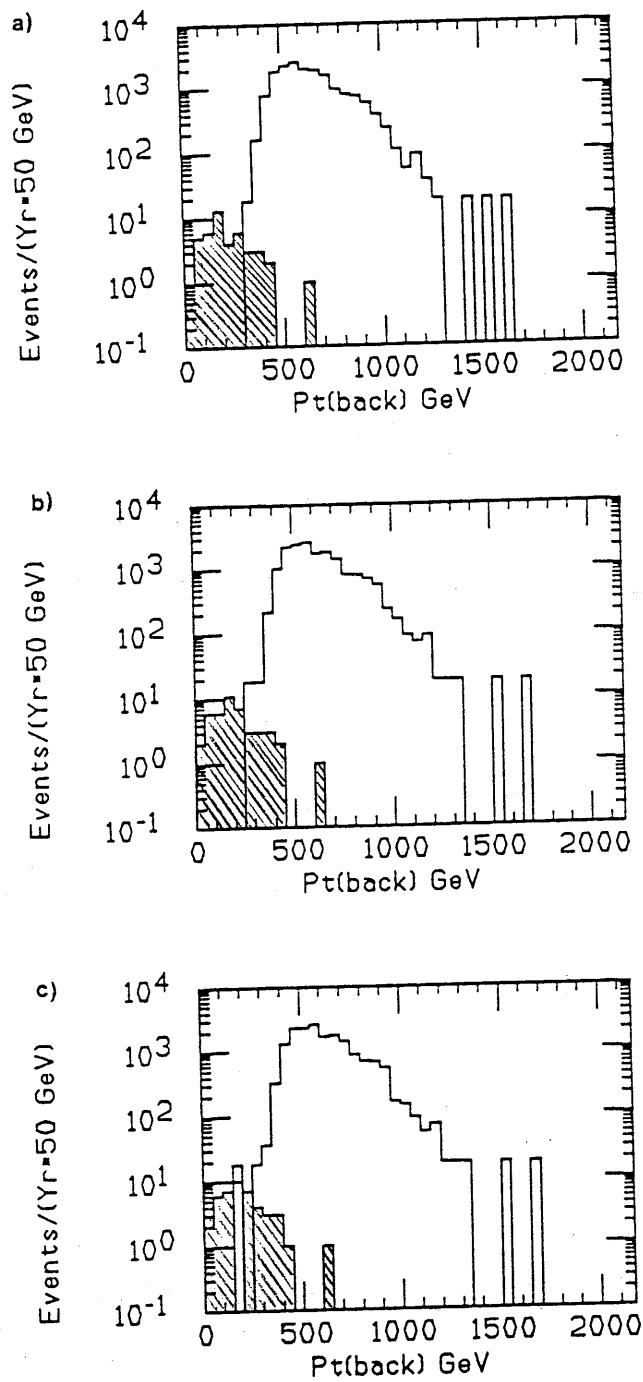


図9 $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow \ell\bar{\ell}\nu\bar{\nu}$ のシミュレーション。レプトン対に崩壊したZボソンの反対方向の半球に落ちる横運動量のスカラー和の分布。左すみ斜線部の分布がヒッグス粒子による信号。右の山が、 $PP \rightarrow Z^0 + jet$ によるバックグラウンド。a) カロリメータの気密性 ($|\eta| < 5.5$)と測定効率とエネルギー分解能が完全である場合。b) a)にエネルギー分解能(電磁: $15\%/\sqrt{E}$, ハドロン: $40\%/\sqrt{E}$)とセグメント化 ($\delta\phi = \delta\eta = 0.05$)による影響を考慮したもの。c) b)で任意の2%のセグメントが死んでいるとした場合。[17]

H⁰ Production

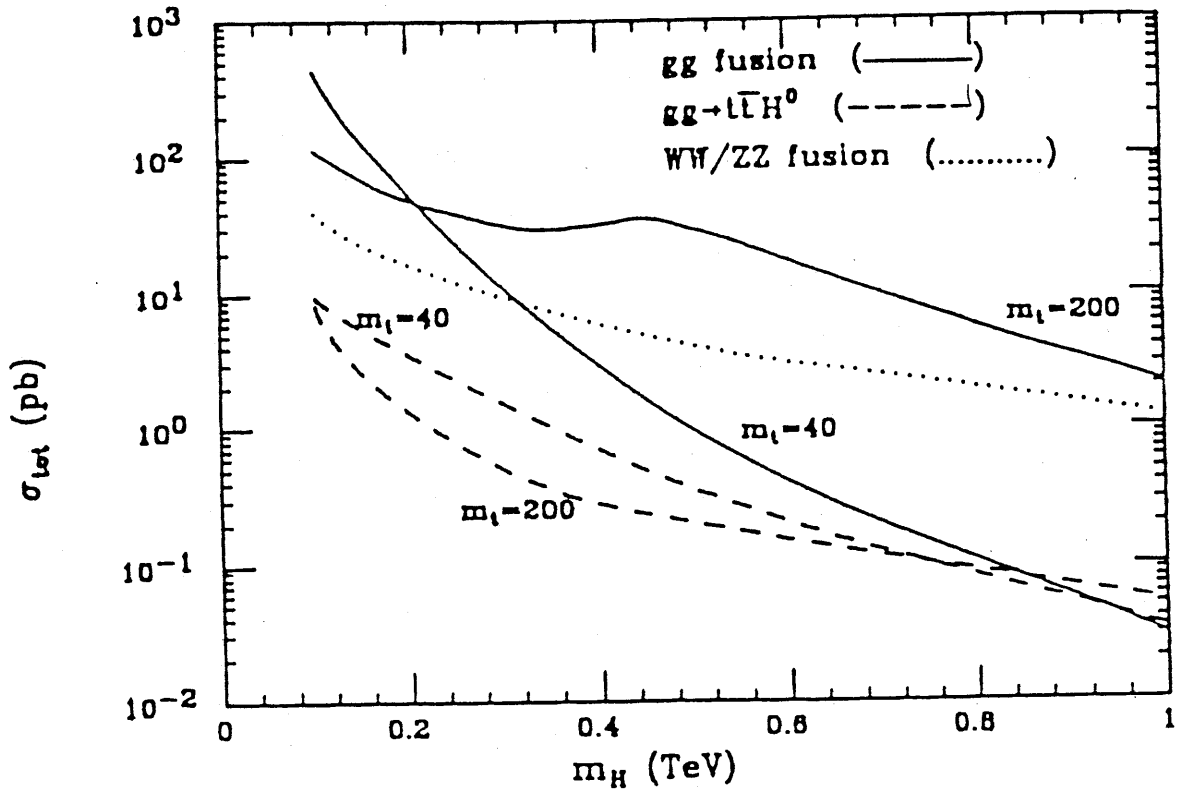


図 10 色々な過程によるヒッグス粒子の生成断面積。横軸はヒッグス粒子の質量。縦軸は生成断面積。[17]

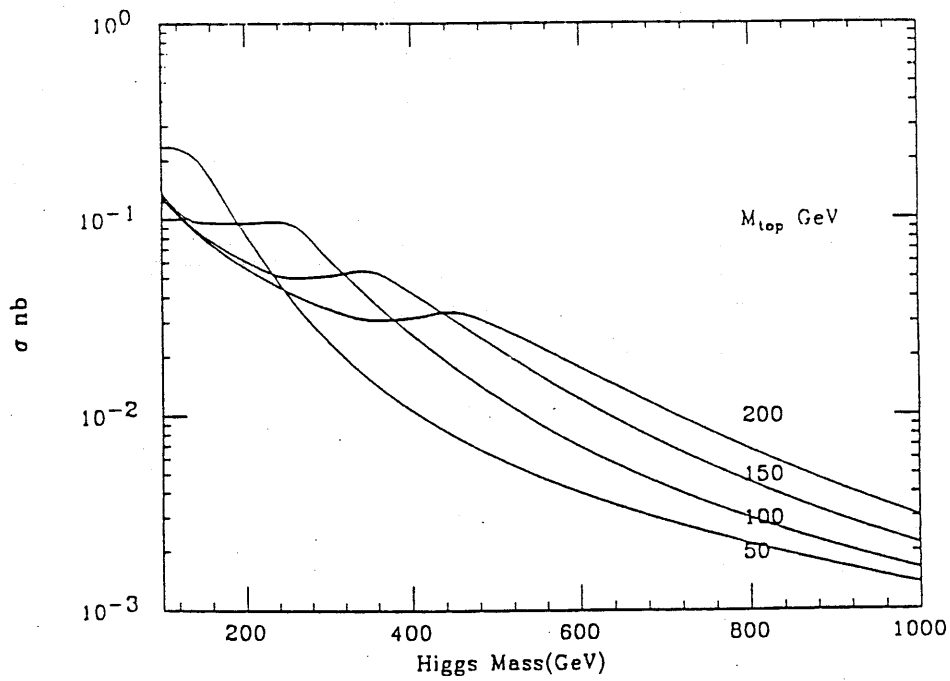


図 11 トップクォークの質量が 50, 100, 150, 200 GeV/c² の場合のヒッグス粒子の全生成断面積。横軸はヒッグス粒子の質量。縦軸は生成断面積。[21]

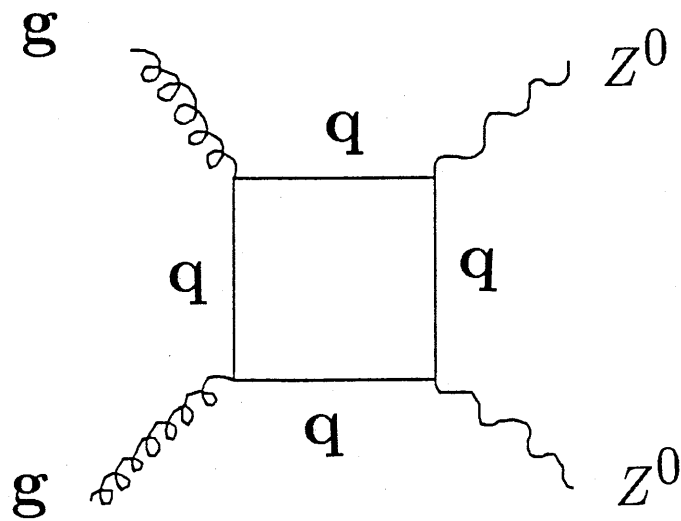


図 12 $gg \rightarrow Z^0 Z^0$ の最も支配的な過程のファイマン図。PYTHIA5.3では考慮されていない。

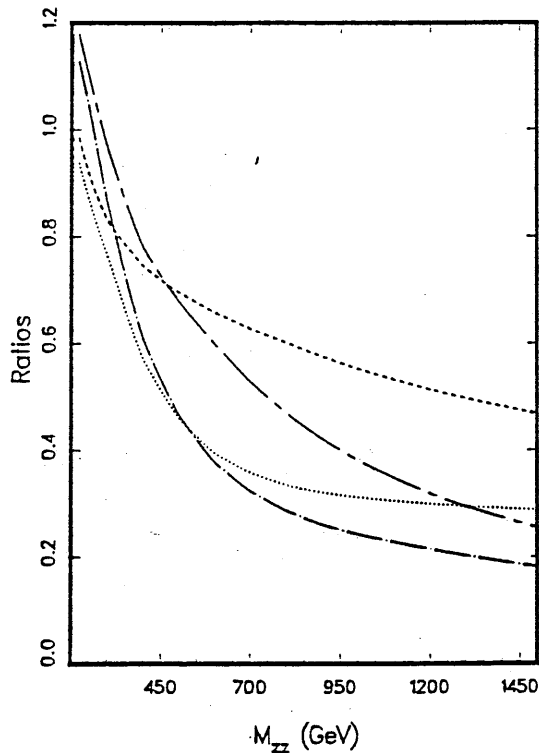


図 13 $gg \rightarrow ZZ$ の $q\bar{q} \rightarrow ZZ$ に対する $PP \rightarrow ZZ$ 過程への寄与の比率。 \sqrt{s} は $40\text{TeV}/c^2$ 。横軸は 2つの Z ボゾンによる不変質量。縦軸は比率。
 --- はラピディティ $y_0 = 1.5$ でカットし、 $m_{top} = 100\text{GeV}/c^2$ の場合。
 - - - は $y_0 = 1.5$ でカットし、 $m_{top} = 40\text{GeV}/c^2$ の場合。他の 2つの線は $y_0 = 2.5$ でカットした場合で、 m_{top} はそれぞれ $100\text{GeV}/c^2$ (···), $40\text{GeV}/c^2$ (- · - ·)。[23]

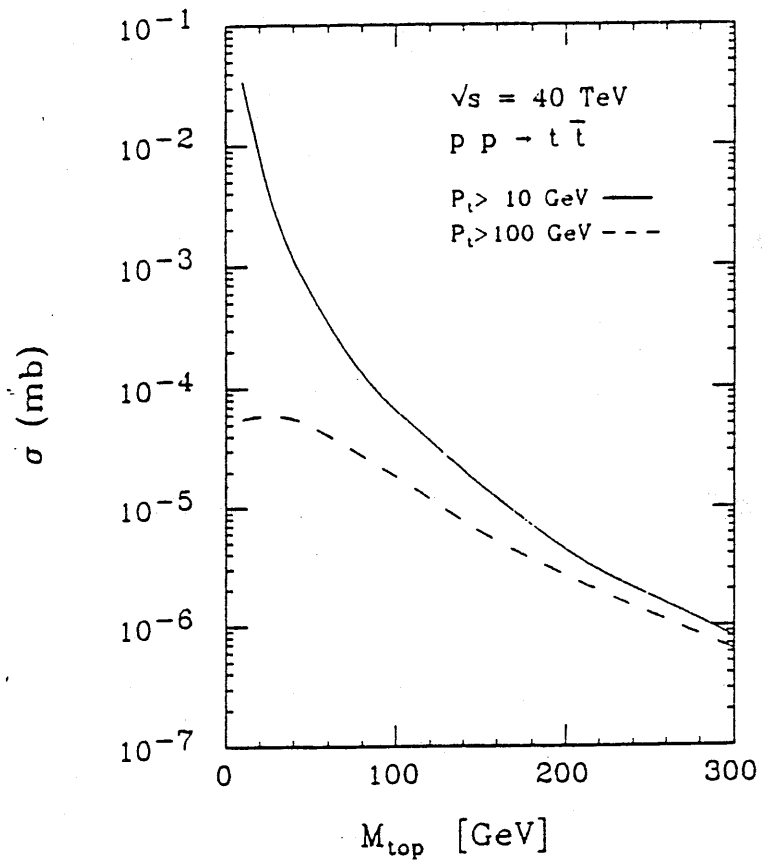


図 14 トップクォーク対の生成断面積。衝突エネルギーは $\sqrt{s} = 40 \text{ TeV}$ 。
 横軸はトップクォークの質量、縦軸は生成断面積。[18]

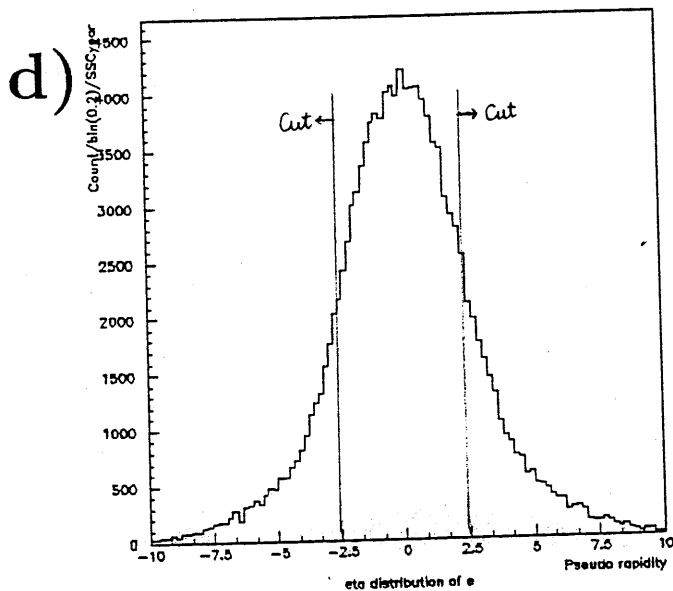
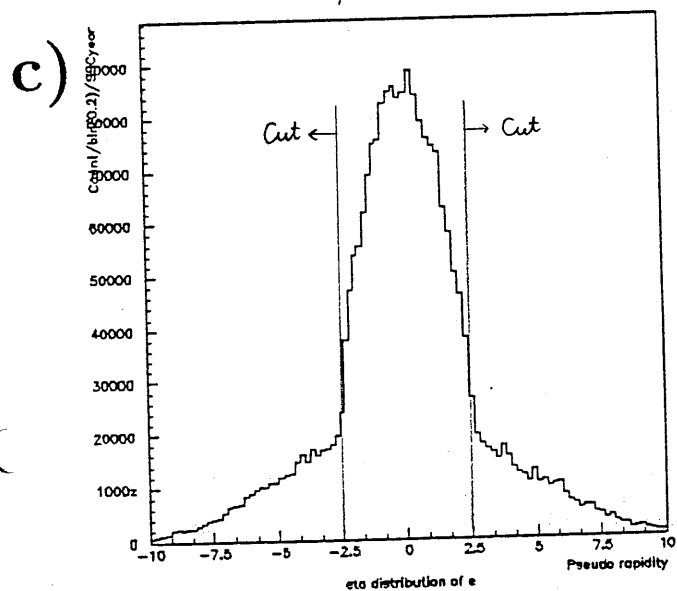
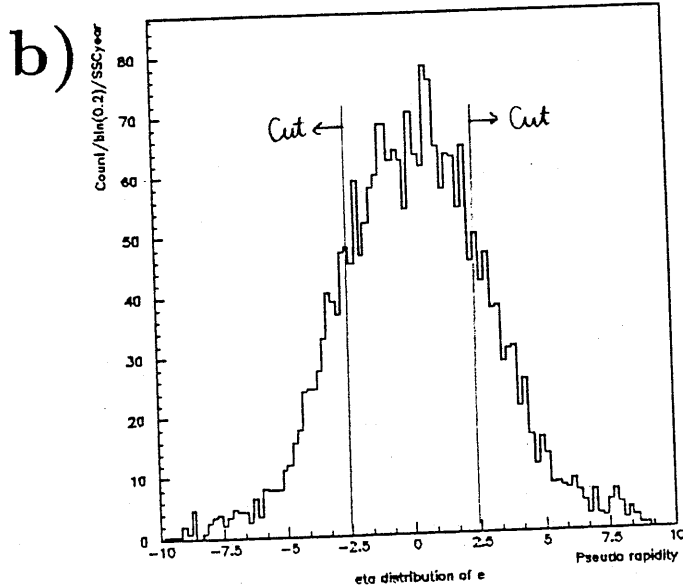
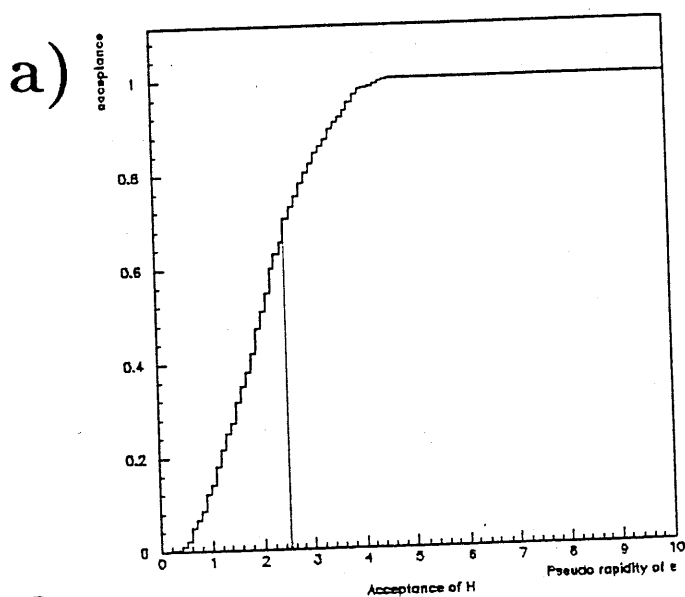


図 15 電子の角度 (擬ラピディティ) 分布。横軸は擬ラピディティ η 、縦軸は $1SSC/year$ あたりの電子数。a) ヒッグス粒子の崩壊による電子 η 、 $|\eta|$ によるカットをかけた場合の、カットに対するヒッグ粒子のアクセプタンスの変化。b) $PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベント中の全電子の η 分布。c) $PP \rightarrow Z^0 + jet + X, Z^0 \rightarrow ee$ イベントで、構成子の段階で $P_T > 100 GeV/c^2$ のカットを行い、さらに Z^0 の崩壊による電子が両方 $|\eta| < 2.5$ の中に入っているイベントのみを対象とした場合の全電子の η 分布。d) $PP \rightarrow t\bar{t} X \rightarrow 4e 4\nu c\bar{c} X$ イベント中の全電子の η 分布。

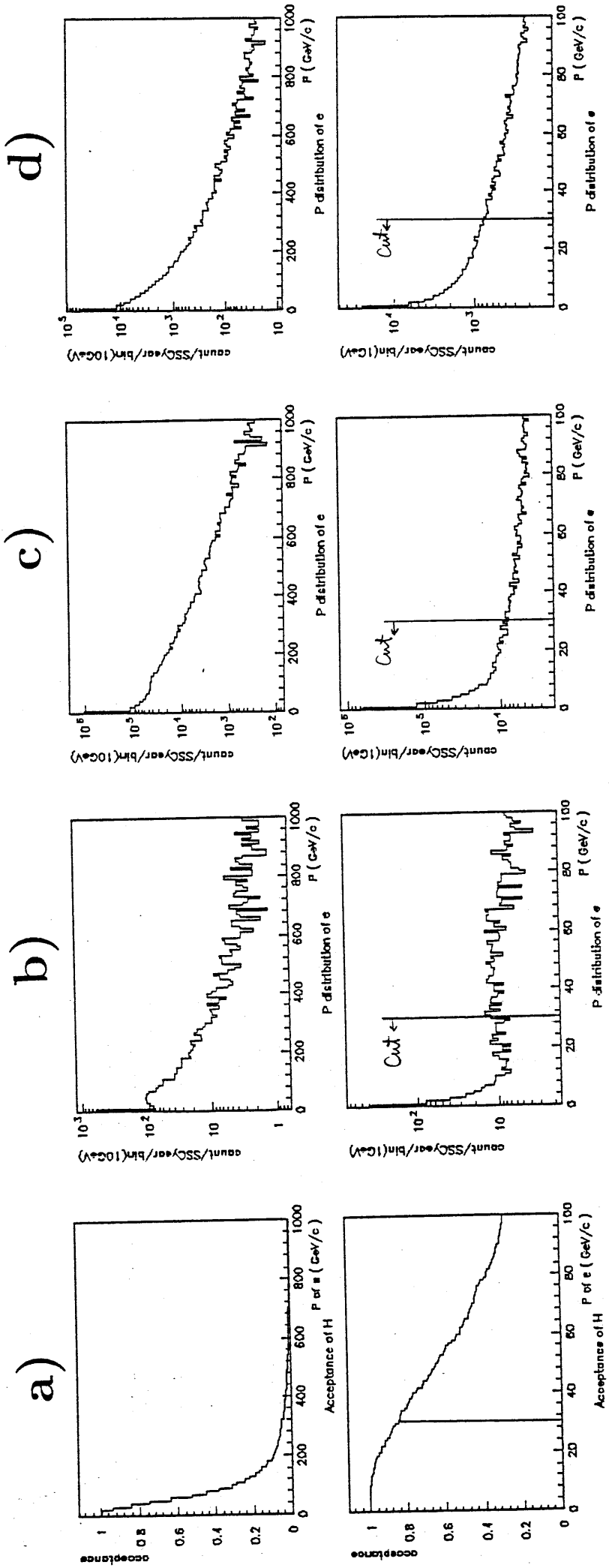


図 16 電子の運動量分布。横軸は電子の運動量、縦軸は $1SSC$ year あたりの電子数。上図は $0 \sim 1TeV/c$ の分布で、下図はその内 $0 \sim 100GeV/c$ を拡大したもの。a) ヒッグス粒子の崩壊による電子へ、運動量によるカットをかけた場合の、カットに対するヒッグス粒子のアクセプタンスの変化。b) $PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベント中の全電子の運動量分布。c) $PP \rightarrow Z^0 + jet + X, Z^0 \rightarrow ee$ イベント中の全電子の運動量分布。イベントに対する制限は (図 15) に同じ。d) $PP \rightarrow ttX \rightarrow 4e4\nu c\bar{c}X$ イベント中の全電子の運動量分布。

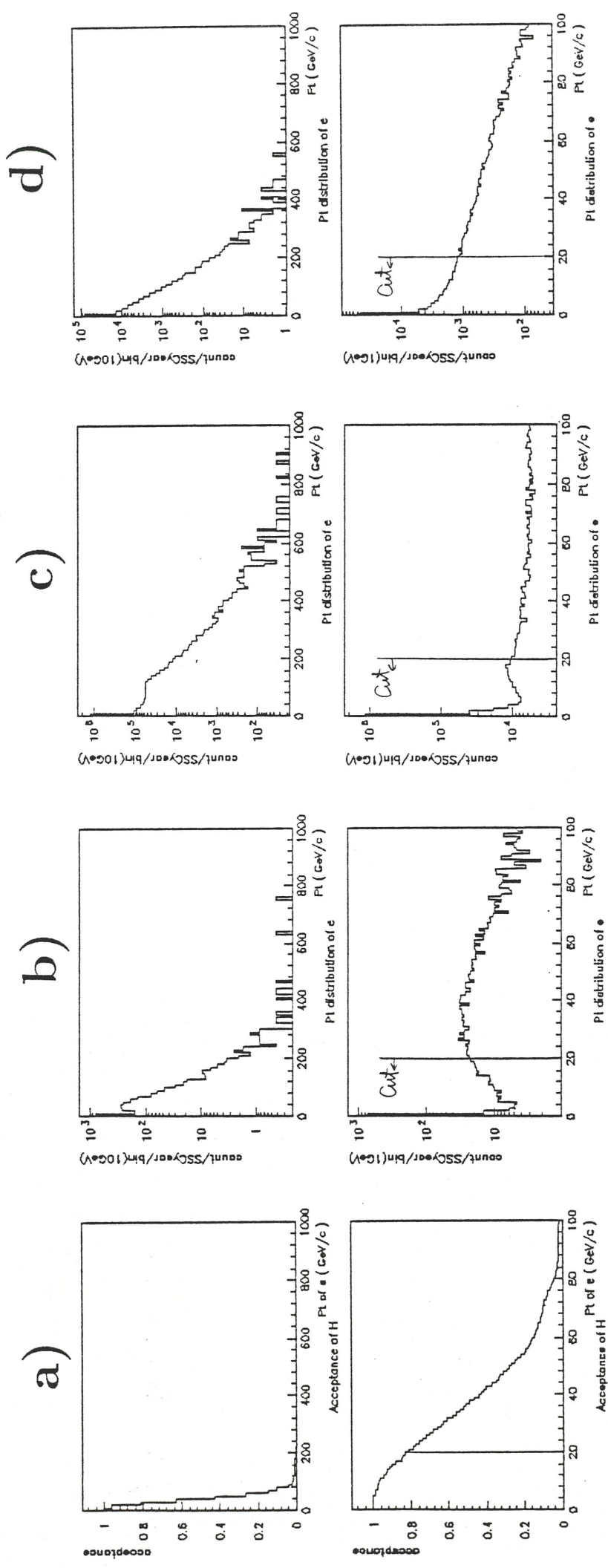


図 17 電子の横運動量分布。横軸は電子の横運動量、縦軸は $1SSC/year$ あたりの電子数。上図は $0 \sim 1TeV/c$ の分布で、下図はその内 $0 \sim 100GeV/c$ を拡大したもの。a) ヒッグス粒子の崩壊による電子へ、横運動量によるカットをかけた場合の、カットに対するヒッグス粒子のアクセプタンスの変化。b) $PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベント中の全電子の横運動量分布。c) $PP \rightarrow Z^0 + jet + X, Z^0 \rightarrow ee$ イベント中の全電子の横運動量分布。イベントに対する制限は (図 15) に同じ。d) $PP \rightarrow ttX \rightarrow 4e4\nu cX$ イベント中の全電子の横運動量分布。

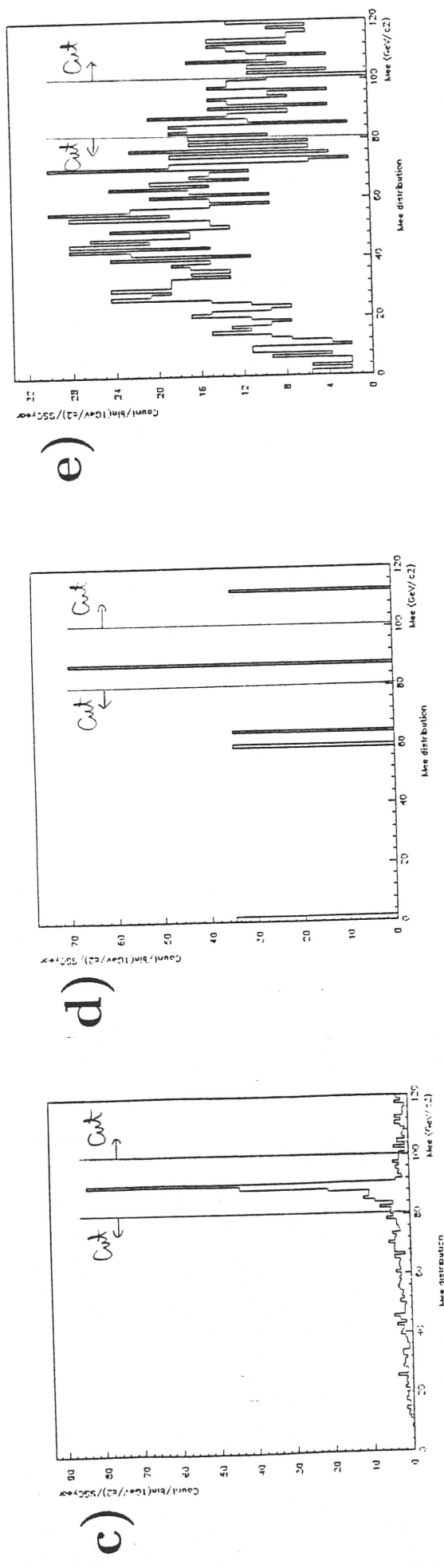
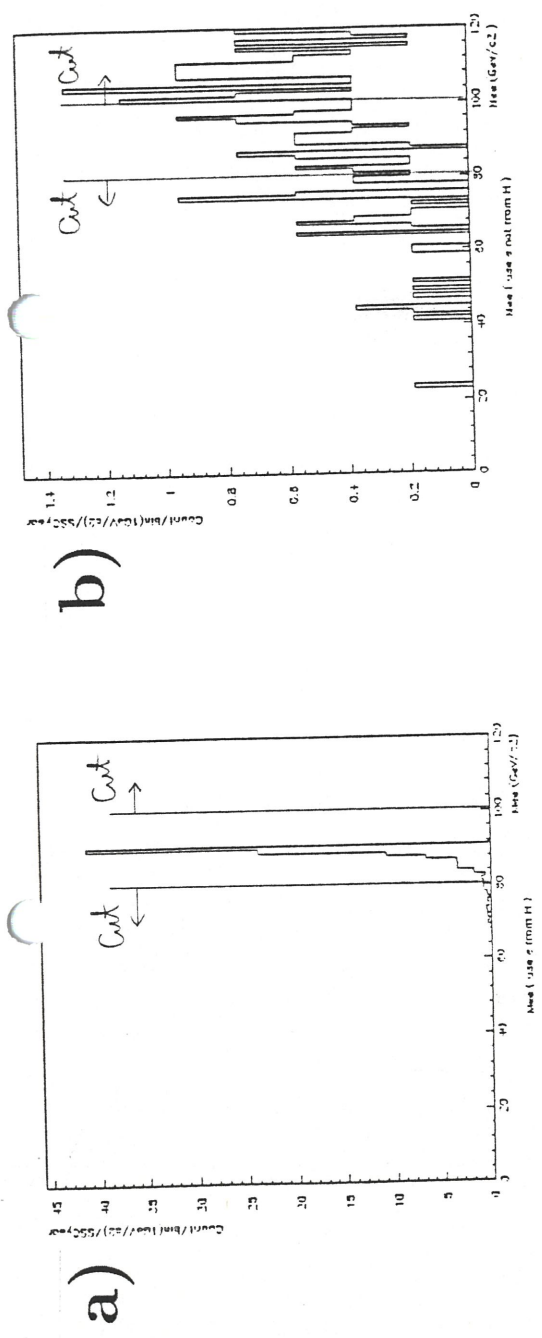
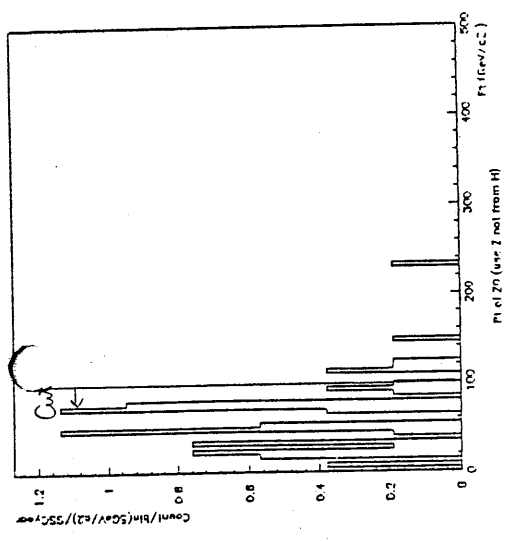
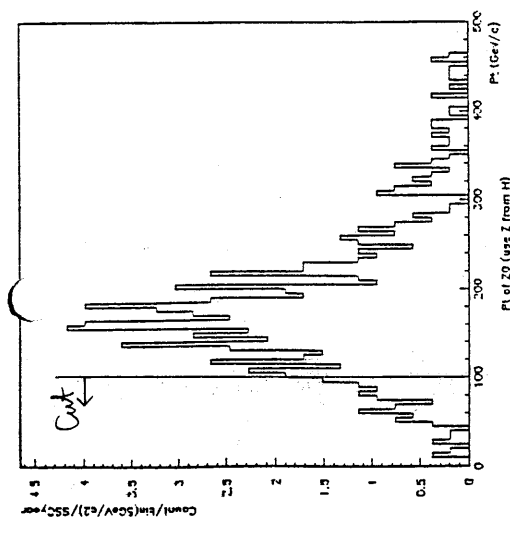


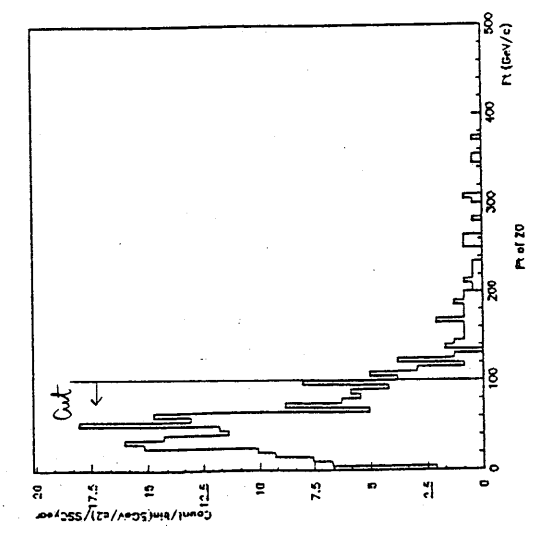
図 18 カットを通過した電子による不変質量の分布。横軸は不変質量 M_{ee} 、縦軸は $ISSCyear$ あたりの数。a) ヒッグスの崩壊による 4 つの電子の正しい組み合わせを使って分布をとったもの。b) 間違った組み合わせ、または傍観者ジェットからの電子を含む組み合わせによるもの。c) $PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベント中の全電子を用いた分布。d) $PP \rightarrow Z^0 + jet + X, Z^0 \rightarrow ee$ イベント中の全電子を用いた分布。イベントに対する制限は (図 15) に同じ。e) $PP \rightarrow ttX \rightarrow 4e4\mu c\bar{c}X$ イベント中の全電子を用いた分布。



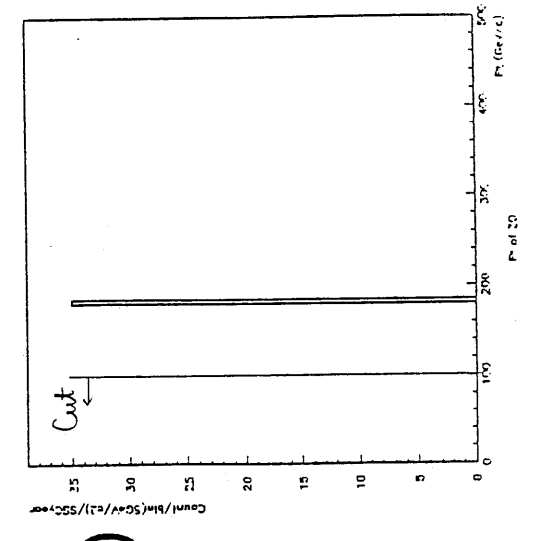
a)



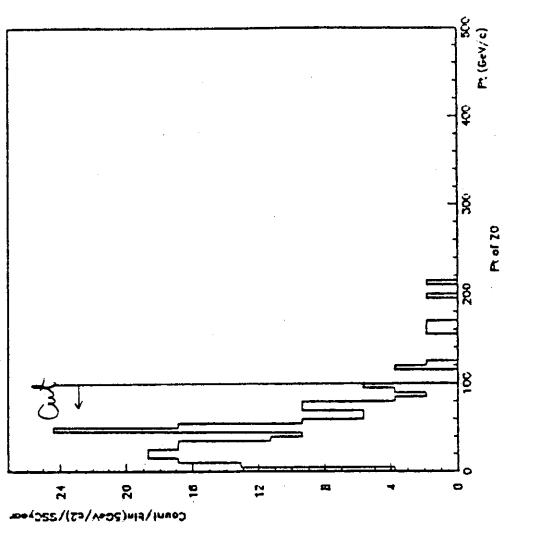
b)



c)

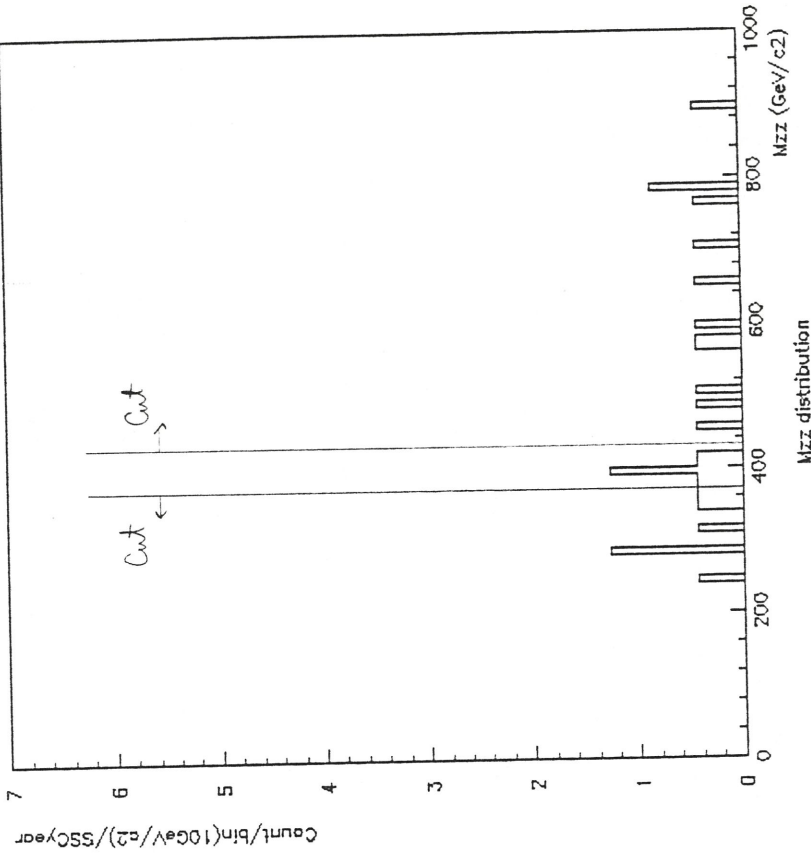


d)

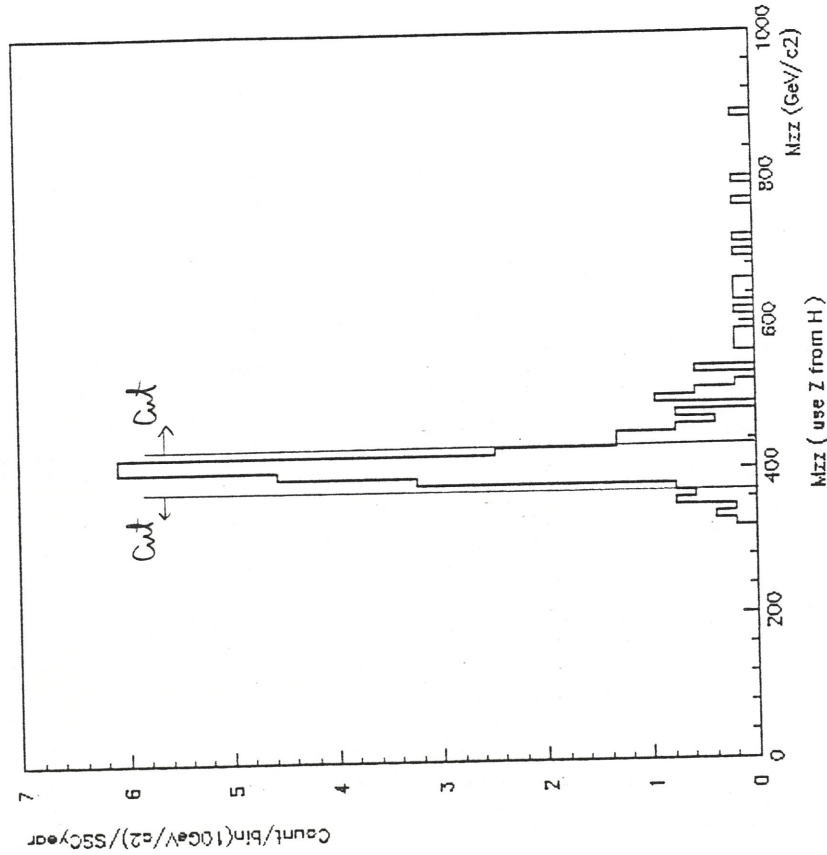


e)

図 19 同定された Z^0 ボゾンの横運動量分布。横軸は Z^0 の横運動量、縦軸は $155Cyear$ あたりの数。a) ヒッグスの崩壊による 4 つの電子の正しい組み合わせによって組まれた Z^0 について分布をとったもの。b) 間違った電子の組み合わせ、または傍観者ジェットからの電子を含む組み合わせによって組まれた Z^0 の分布。c) $PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベント中で Z^0 と同定されたものによる分布。d) $PP \rightarrow Z^0 + jet + X, Z^0 \rightarrow ee$ イベント中で Z^0 と同定されたものによる分布。イベントに対する制限は (図 15) に同じ。e) $PP \rightarrow ttX \rightarrow 4e4\mu ccX$ イベント中で Z^0 と同定されたものによる分布。



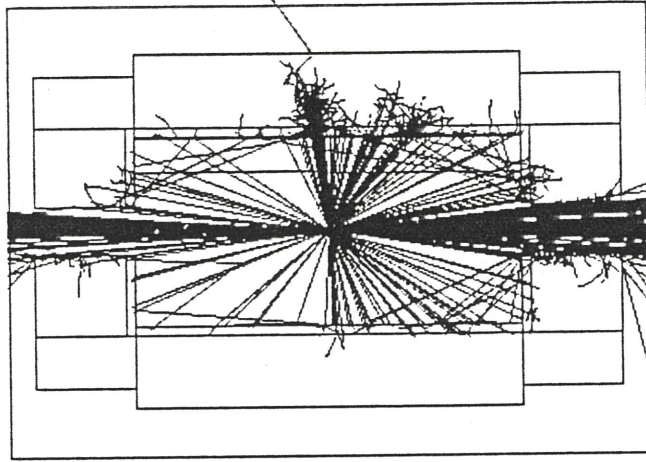
a)



b)

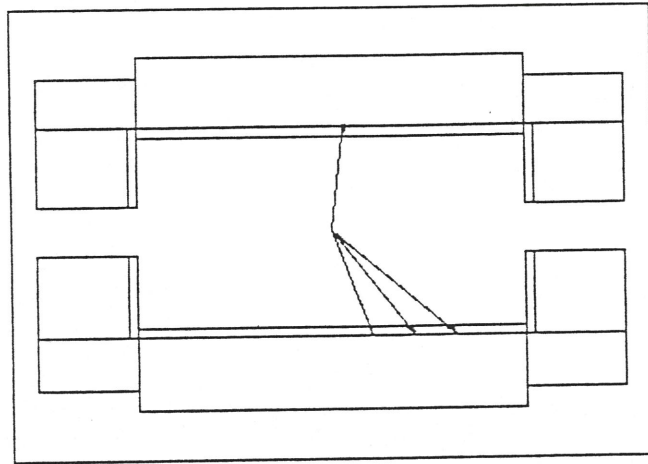
図 20 カットを通過した Z^0 ボゾンによる不変質量の分布。横軸は不変質量 M_{ZZ} 、縦軸は $1SSCyear$ あたりの数。a) ヒッグスの崩壊による 4 つの電子の正しい組み合わせを使って分布をとったもの。b) $PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベント中の Z^0 と同定されたものを用いた分布。

a)



100 cm

b)



100 cm

図 21 SSC に於ける $PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベントの例。a) 1 イベント中の全荷電粒子を描いた図。b) a) からヒッグス粒子の崩壊による電子のみを取り出した図。

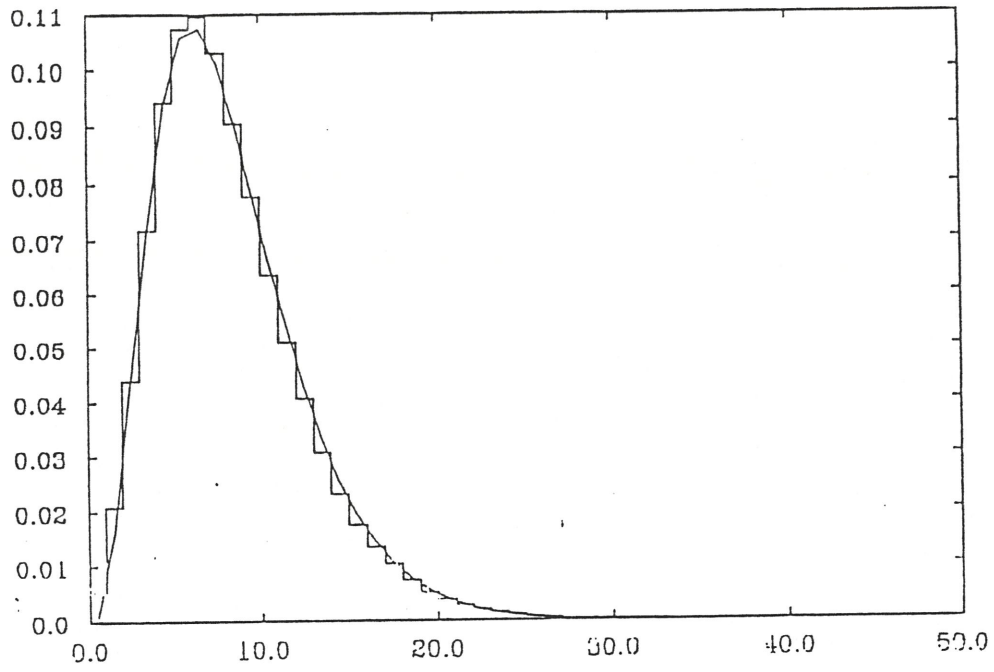


図 22 電磁シャワーの縦方向シャワー分布の比較。本文参照。

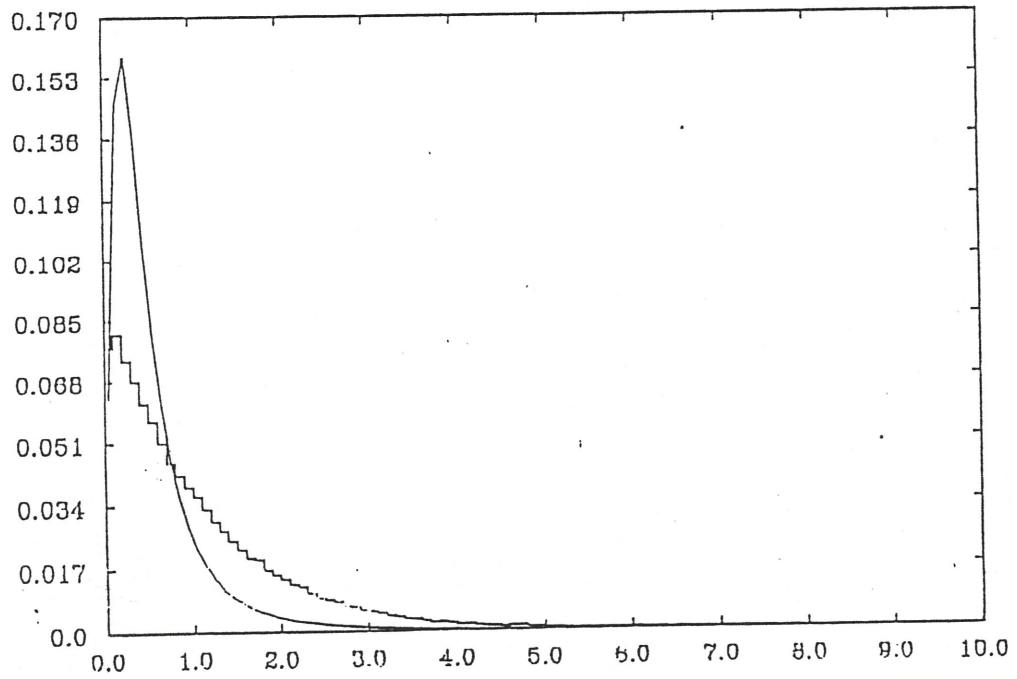


図 23 電磁シャワーの横方向シャワー分布の比較。本文参照。

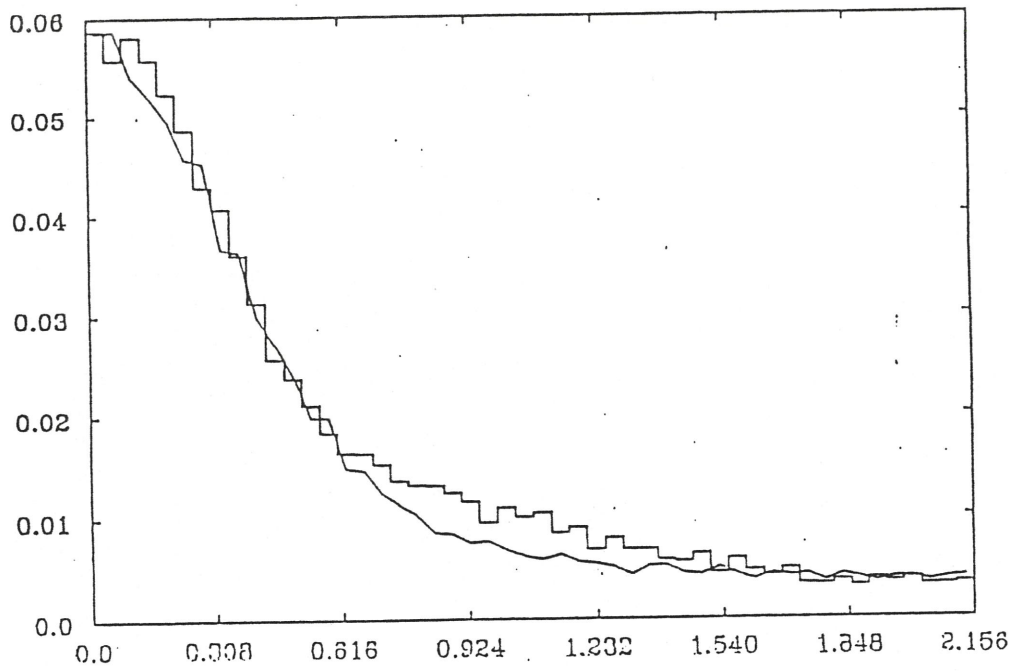


図 24 ハドロンシャワーの縦方向シャワー分布の比較。本文参照。

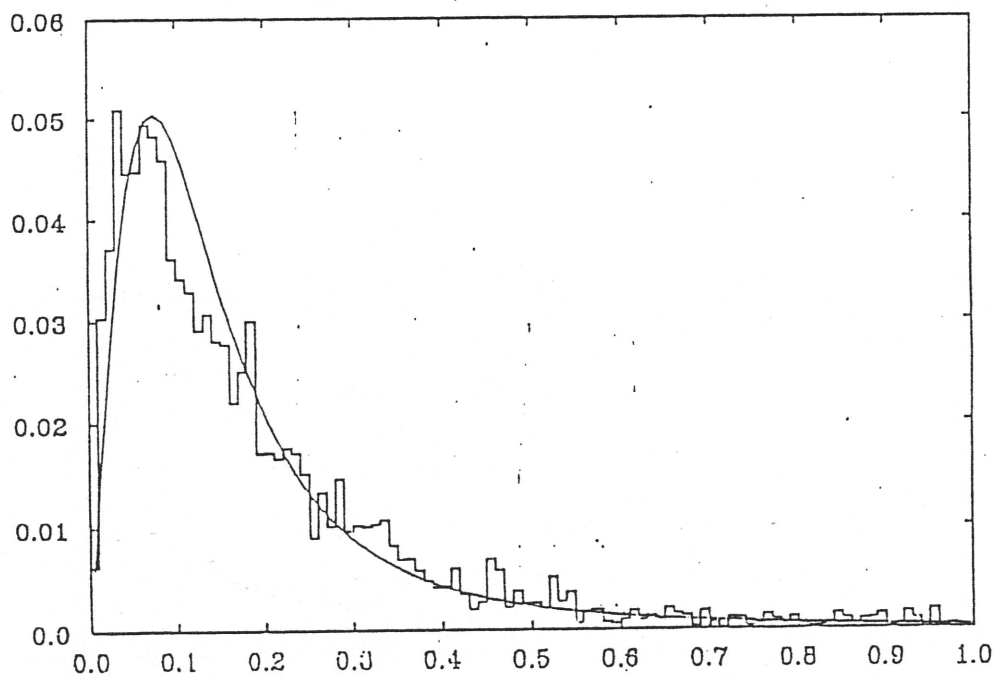
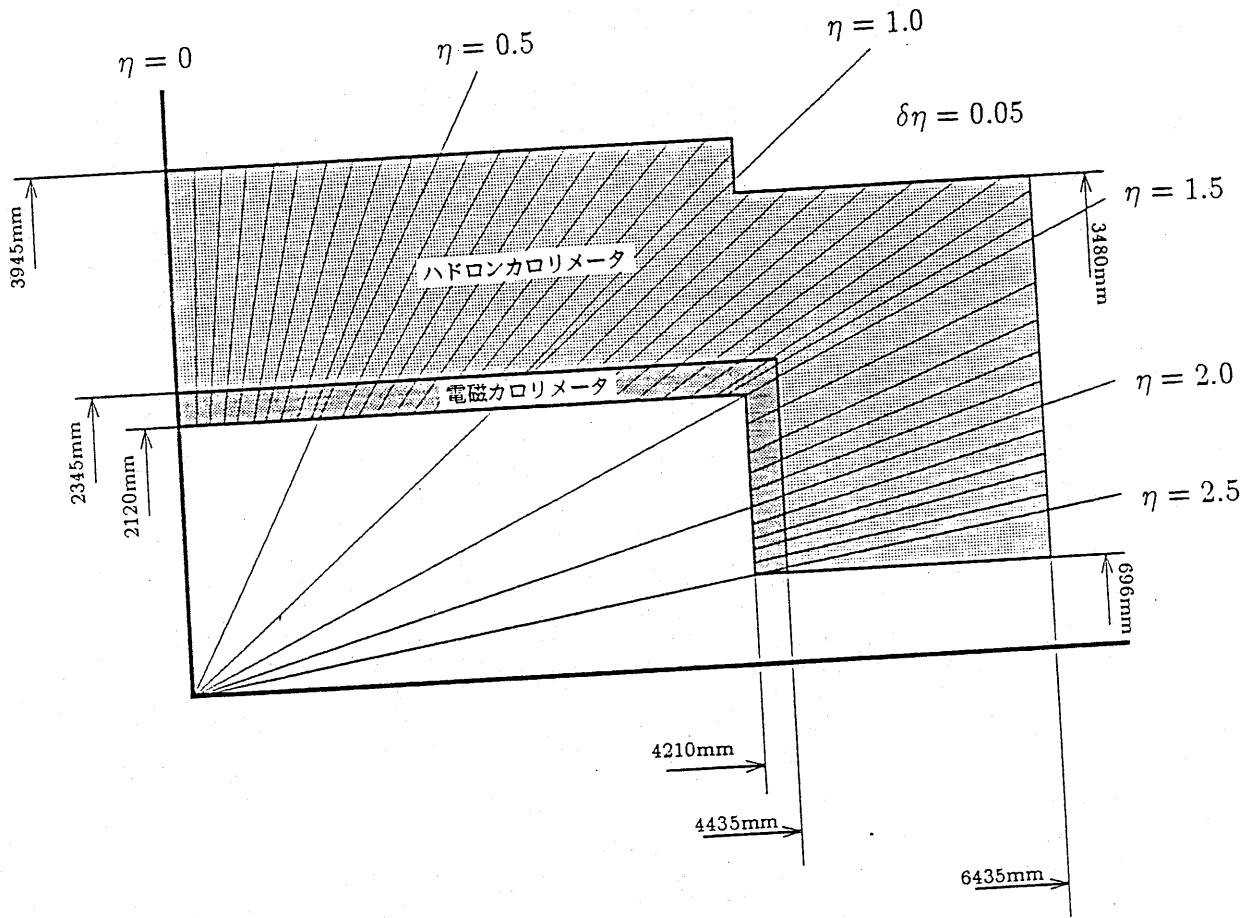
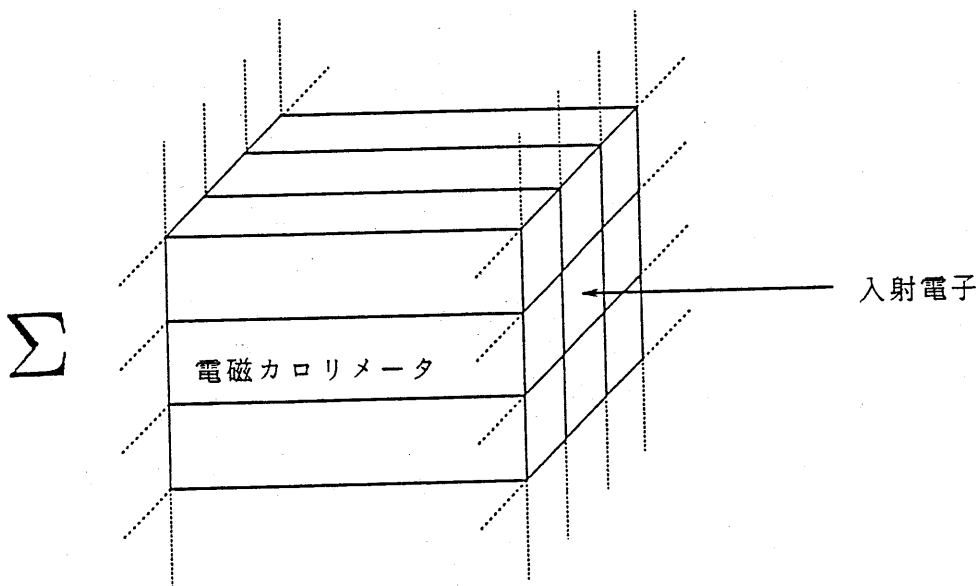


図 25 ハドロンシャワーの横方向シャワー分布の比較。本文参照。



$\delta\eta = 0.1$ (図中のみ。実際は 0.05)

図 26 想定したカロリメータのパラメータ。平成 1 年 12 月現在の液体ア
 ルゴンカロリメータ日本グループの案を理想化して使用した。



× 校正パラメータ = 入射電子のエネルギー

図 27 粒子が入射した電磁カロリメータのセグメントの周りの3×3のセグメントへ落とされたエネルギーを足し合わせて、入射粒子(電子)のエネルギーを推定する。

$$\frac{E_{dp}^{HAD}}{E_{dp}^{EM}} > 0.02$$

E_{dp}^{HAD} ハドロンカロリメータの
エネルギーデポジットの応答

E_{dp}^{EM} 電磁カロリメータの
エネルギーデポジットの応答

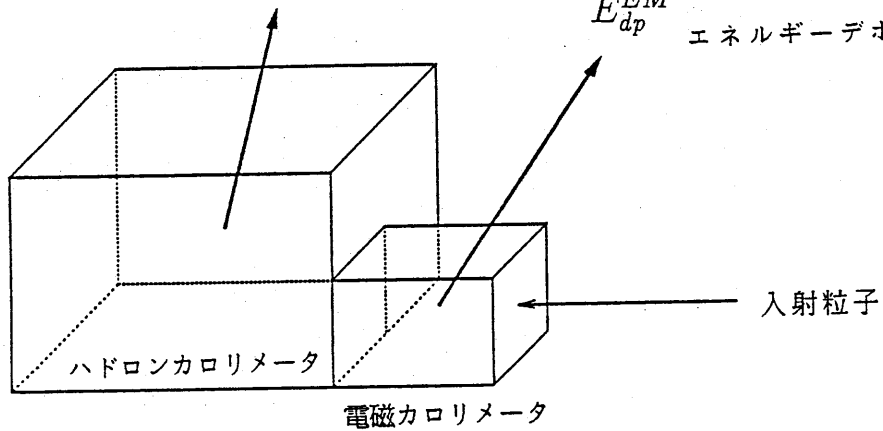
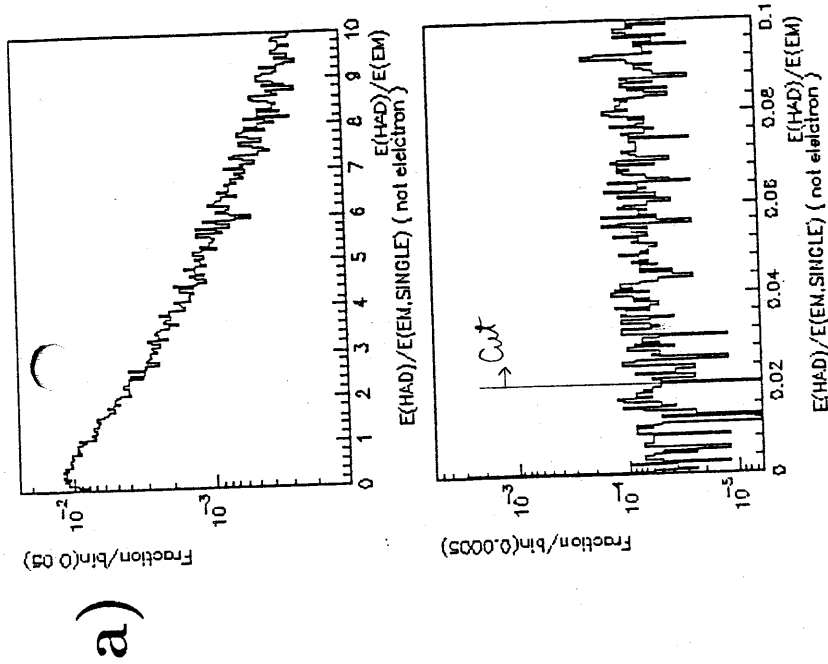
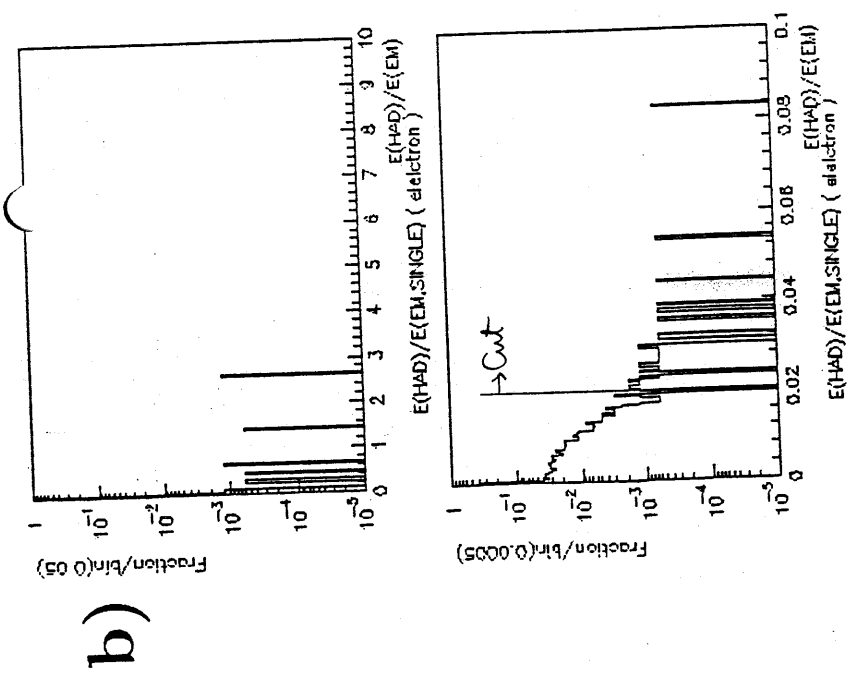


図 28 電子の同定方法。粒子が入射した電磁カロリメータのセグメントと、その真後ろに存在するハドロンカロリメータのセグメントの間のエネルギーデポジットの応答の比を見る。

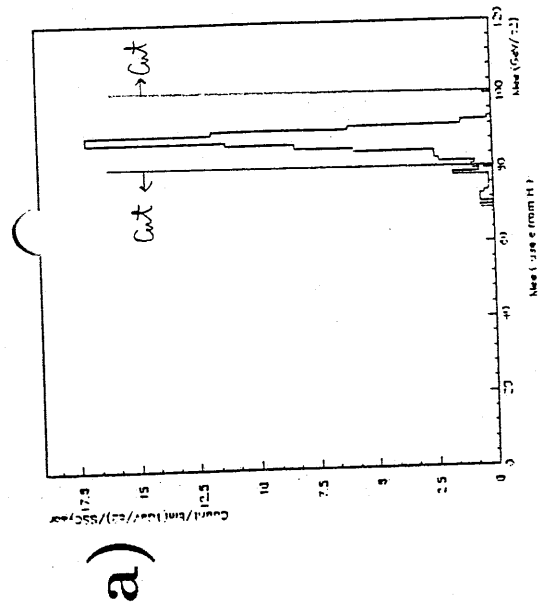


a)

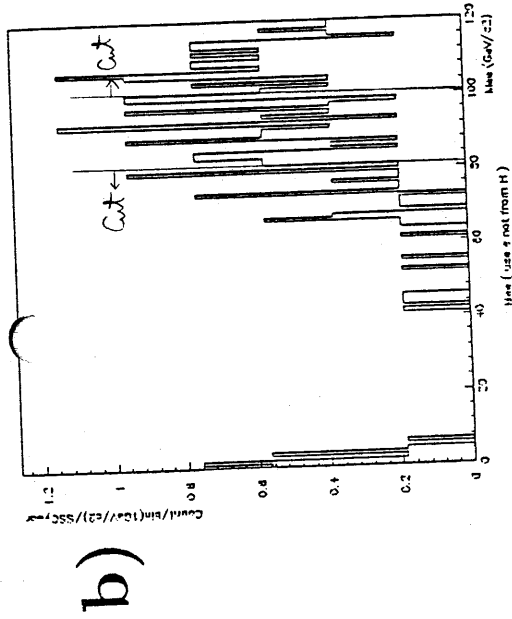


b)

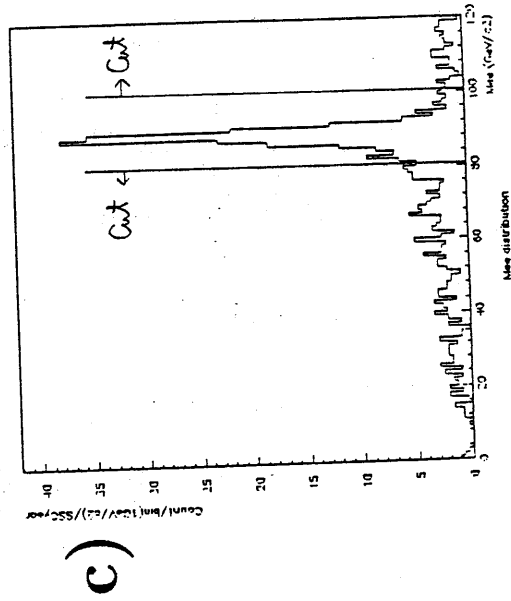
図 29 カットを通過した荷電軌跡の、ハドロンカロリメータと電磁カロリメータからのエネルギーデポジットの応答の比の分布。横軸は比率。縦軸は全体を 1 としたときの 1 ビンあたりの割合。上図は比率 0 ~ 10 の分布で、下図はそのうち 0 ~ 0.1 を拡大したもの。a) ヒッグス粒子からの電子による分布。b) 電子以外の荷電軌跡による分布。



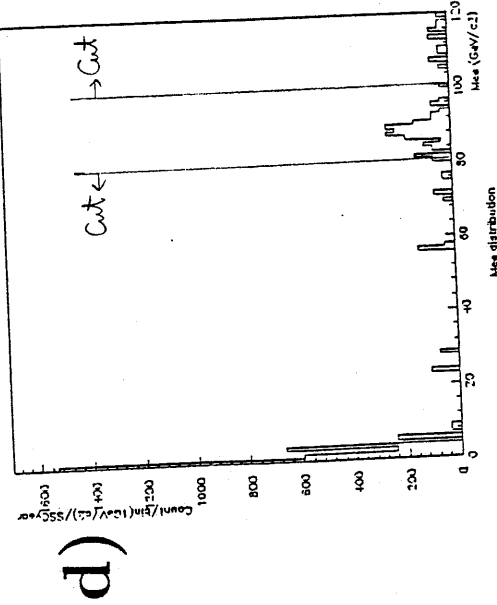
a)



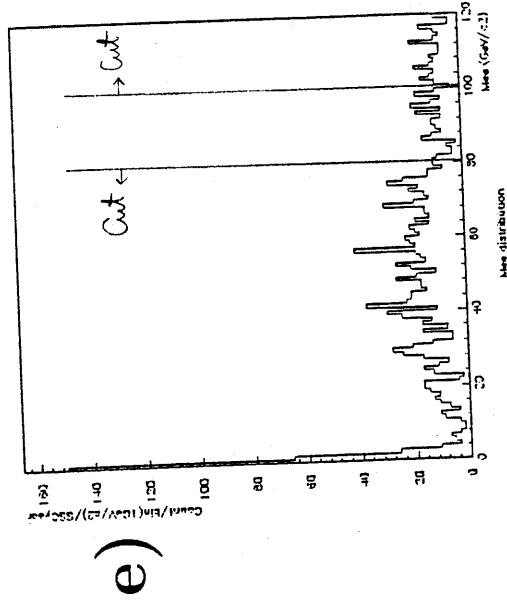
b)



c)



d)



e)

図 30 電子と同等された粒子による不変質量の分布。横軸は不変質量 M_{ee} 、縦軸は 155Cyear あたりの数。a) ヒッグスの崩壊による 4 つの電子の正しい組み合わせを使って分布をとったもの。b) 間違っただ組み合わせ、傍観者ジェットからの電子を含む組み合わせ、間違っただ電子と同等されたものを含む組み合わせによるもの。c) $PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベント中で電子と同等されたものを用いた分布。d) $PP \rightarrow Z^0 + jet + X, Z^0 \rightarrow ee$ イベント中で電子と同等されたものを用いた分布。イベントに対する制限は (図 15) に同じ。e) $PP \rightarrow ttX \rightarrow 4e + ccX$ イベント中で電子と同等されたものを用いた分布。

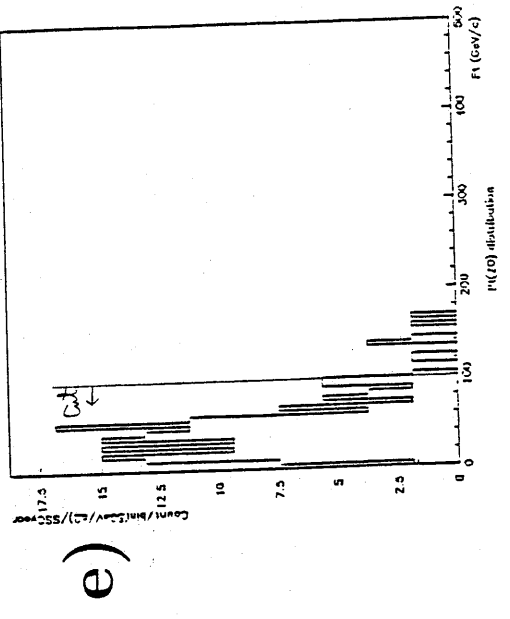
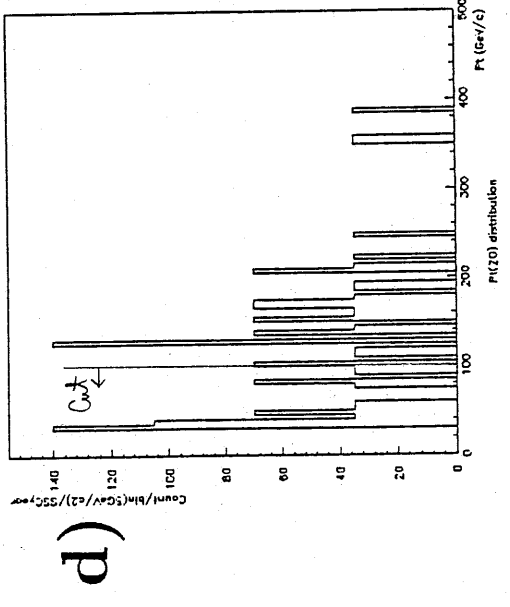
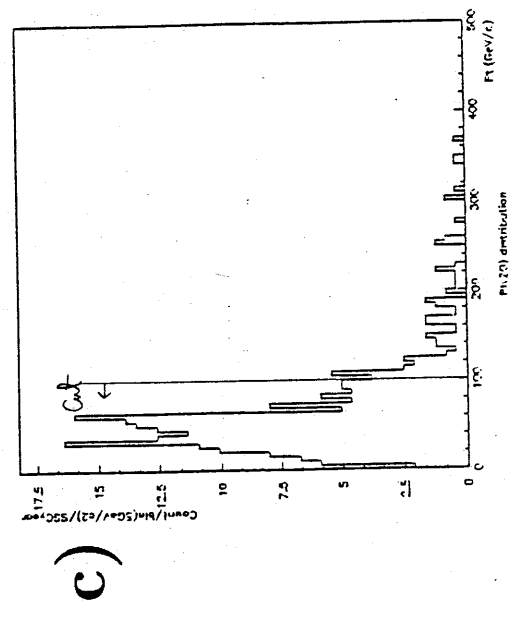
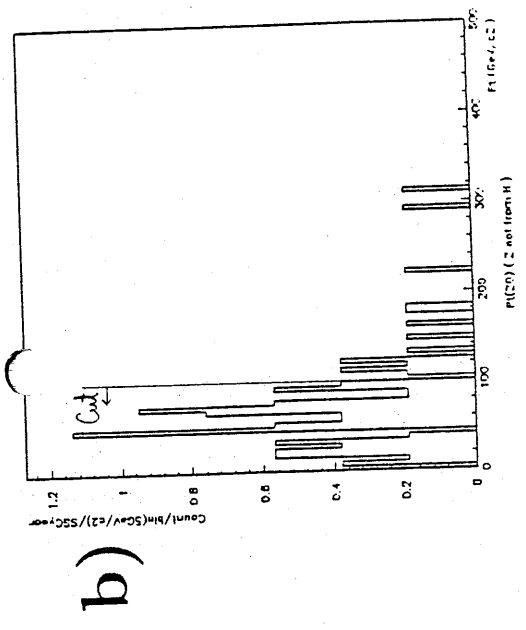
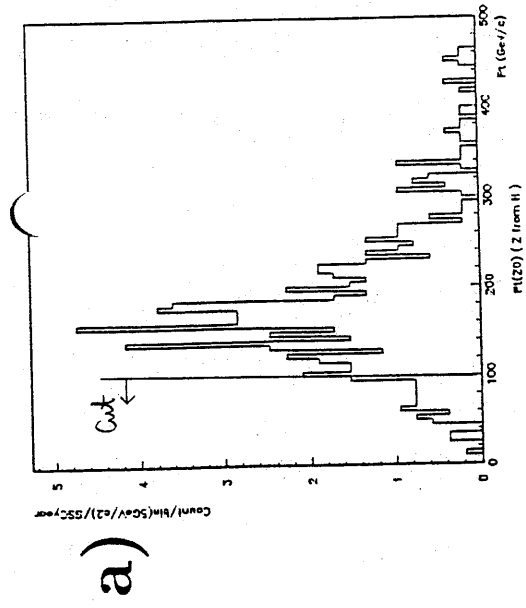


図 31 同定された Z^0 ボゾンの横運動量分布。横軸は Z^0 の横運動量、縦軸は $155Cyear$ あたりの数。a) ヒッグスの崩壊による 4 つの電子の正しい組み合わせによって組まれた Z^0 について分布をとったもの。b) 間違った電子の組み合わせ、傍観者ジェットからの電子を含む組み合わせ、間違つて電子と同定されたものを含む組み合わせによって組まれた Z^0 の分布。c) $PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベント中で Z^0 と同定されたものによる分布。d) $PP \rightarrow Z^0 + jet + X, Z^0 \rightarrow ee$ イベント中で Z^0 と同定されたものによる分布。イベントに対する制限は (図 15) に同じ。e) $PP \rightarrow ttX \rightarrow 4e4\mu c\bar{c}X$ イベント中で Z^0 と同定されたものによる分布。

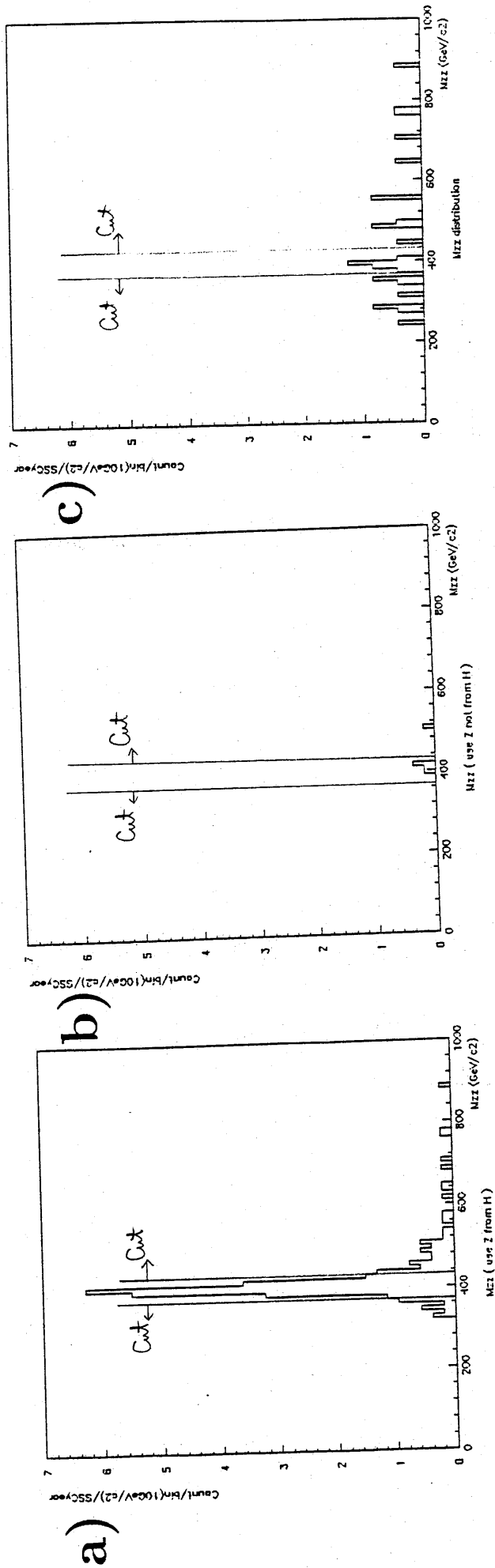


図 32 カットを通過した Z^0 ボゾンによる不変質量の分布。横軸は不変質量 M_{ZZ} 、縦軸は $155Cyear$ あたりの数。a) ヒッグスの崩壊による4つの電子の正しい組み合わせを使って分布をとったもの。b) 正しくない組み合わせによる分布。c) $PP \rightarrow Z^0 Z^0 X \rightarrow 4e + X$ イベント中の Z^0 と同定されたものを用いた分布。

Collider parameter	SSC	LHC(low)	LHC(high)
E(TeV)	20(for 6.55T)	8(for 10T)	8(for 10T)
Circumference	87,120m	26,659m	26,659m
N(10^{10} protons/bunch)	0.75	2.9	10
N(bunches/ring)	17,424	3,120	4,810
BN(10^{13} protons/ring)	13	9.1	48.1
$F_{ROTATION}$	3.4 kHz	11.246 kHz	11.246 kHz
$F_{COLLISIONS}$	60MHz	35MHz	54MHz
Transv. Emitt. (10^{-6} radmm)	1	25	15
$S_{BUNCH-SEPARATION}$	5.0 m	8.5 m	5.5 m
$T_{BUNCH-SEPARATION}$	16 ns	29 ns	18 ns
Bunch Length	6-7.3cm(σ)	31cm(4σ)	31cm(4σ)
$\beta^*(m)$	0.5	0.25	0.25
Luminosity ($10^{33} cm^{-2} s^{-1}$)	1-(5)	6.2	37.9
Luminosity/hit ($10^{25} cm^{-2} s^{-1}$)	1.6		

表 1 陽子-陽子衝突型加速器のパラメータ [1]

class	process	physics	observability	event rate $L=10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, 10^7 \text{ s/year}$
QCD	$PP \rightarrow \text{jets}$	QCD test compositeness luminosity monitor	high P_T jet detectable with calorimeters	1 event/sec at $P_T=2 \text{ TeV}$
standard Electro- Weak Theory	$PP \rightarrow \Gamma^+ \Gamma^-$	QCD study heavy quark search	$e^+ e^-, \mu^+ \mu^-$ $\tau^+ \tau^-$?	10 events/year at $m_{11} > 3 \text{ TeV}$
	$W^\pm X$	prod. mechanism P_T dependences	$W \rightarrow l\nu$ (16% \times 2) $W \rightarrow \text{hadrons}$?	$2 \times 10^9 W^\pm$ /year
	$Z^0 X$	rare decay modes QCD test	$Z \rightarrow \Gamma^+ \Gamma^-$ (3% \times 2) $Z \rightarrow \text{hadrons}$?	$6 \times 10^8 Z^0$ /year
	$W^\pm W^\pm$	trilinear coupling	$WW \rightarrow (h)(l\nu)$?	$10^6 WW$ /year
	$W^\pm Z^0$	non-standard intr.	$WZ \rightarrow (l\nu(32\%))(\Gamma^+ \Gamma^-(6\%))$	$5 \times 10^5 WZ$ /year
	$Z^0 Z^0$	bkgd for Higgs search	$ZZ \rightarrow (\Gamma^+ \Gamma^-(6\%))(\Gamma^+ \Gamma^-(6\%))$	$2 \times 10^5 ZZ$ /year $\rightarrow 700 \Gamma^+ \Gamma^- + \Gamma'^+ \Gamma'^-$
	$W^\pm \gamma$	mag. moment of W	$W^\pm \gamma \rightarrow (l\nu)(\text{isolated } \gamma)$	$10^4 W^\pm \gamma (> 200 \text{ GeV})$ /year
	$Z^0 \gamma$	anomalous intr.	$Z^0 \gamma \rightarrow (\Gamma^+ \Gamma^-)(\text{isolated } \gamma)$	$10^5 Z^0 \gamma (> 200 \text{ GeV})$ /year
	prompt γ	QCD test (high P_T) $G(X, Q^2)$ determ.	$\gamma/\pi^0 > 1$ for $X_T \geq .02 - .03$ isolated γ	$10^5 \gamma$ /year for $P_T > 0.5 \text{ TeV}$
	H^0	Higgs search $.2 \text{ TeV}/c^2 - 1 \text{ TeV}/c^2$	$H \rightarrow W^\pm W^\pm \rightarrow (e\nu)(\text{jet})$ $S/N = 0.1 - 0.3$ $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow llll$ $S/N \geq 4$	400 /year jet + $l\nu$ at $M_H = 400 \text{ GeV}$ 10 /year llll' at $M_H = 400 \text{ GeV}$
$H^0 W^\pm$ $H^0 Z^0$	Higgs search with less bkgd	$HW \rightarrow (WW)W$ six jets detect. ?	$10^3 HV$ pairs/year at $M_H = 400 \text{ GeV}$	

表 2 SSCでの物理 [1]

class	process	physics	observability	event rate $L=10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, 10^7 \text{s/year}$
New	$Q\bar{Q}$	heavy quark search	$Q\bar{Q} \rightarrow (qW)(jets)$ $\rightarrow (jets \nu)(jets), \text{ high } p_t, l$	100 /year at $M_Q=2.5 \text{TeV}$
	$L^\pm L^\pm$	heavy lepton search	$L^+ L^- \rightarrow (W^+ N^0)(W^- N^0)$ $P_T \text{ imbalance}$	100 /year at $M_Q=600 \text{GeV}$
	$L^\pm N^0$	heavy lepton search	$L^\pm N^0 \rightarrow (W^\pm N^0) N^0$ $P_T \text{ imbalance}$	$\times 10$ of $L^\pm L^\pm$
	W'	new Electro-Weak bosons	$W' \rightarrow e\nu_e, \mu\nu_\mu$ or $\rightarrow \text{jet jet ?}$	10^4 /year at 4TeV
	Z'		$Z'^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ or $\rightarrow \text{jet jet ?}$	10^4 /year at 4TeV
SUSY	$\bar{g}\bar{g}$ $\bar{q}\bar{q}$ $\bar{q}\bar{q}$	SUSY search	missing P_T hard photon	2000 $\bar{g}\bar{g}$ /year at $M_{\tilde{g}}=2 \text{TeV}$
	$\bar{g}\bar{\gamma}$ $\bar{g}Z^0$ $\bar{g}W^\pm$	SUSY search	missing P_T hard photon	100 $\bar{g}\bar{\gamma}$ /year at $M_{\tilde{g}}=1 \text{TeV}$
Techni- color	ρ_T^0 ρ_T^\pm ..	technicolor search	$\rho_T^0 \rightarrow W^+ W^-, WZ$ enhancement in jet pair mass ?	240 /year at $M_{\rho_T}=1.8 \text{TeV}$
composite	q^*	excited quark search	$q^* \rightarrow \gamma q, \text{ inv. mass meas.}$	10^4 /year at $M_{q^*}=1 \text{TeV}$

表 2 SSCでの物理 [1]

Item	material	Thickness	Description		
EM	LiqAr Pb	22.5cm	LiqAr 2mm Pb 3mm ($24.75X_0$) ($0.90\lambda_A$)	$\delta\phi \times \delta\eta$ 0.025×0.025	45layers
Had	LiqAr Pb	Barrel-160cm Endcap-200cm	LiqAr 2mm Pb 6mm (Barrel- $7.50\lambda_A$) (Endcap- $9.38\lambda_A$)	$\delta\phi \times \delta\eta$ 0.05×0.05	Barrel-200layers Endcap-250layers

	Sampling fraction	Average density
EM	10%	7.37 g/cm^3
Had	5.2%	8.86 g/cm^3

表 3 想定したカロリメータのパラメータ。平成 1 年 12 月現在の液体アルゴンカロリメータ日本グループの案を理想化して使用した。

個/SSCyear

カット→	A	B	C	D	E	F
$PP \rightarrow H$ $H \rightarrow ZZ$ $ZZ \rightarrow eeee$ 正しい組み合わせ	95	51	96	85	36	23
間違った組み合わせ	*	*	8.9	1.1	0.0	0.0
$PP \rightarrow ZZ$ $ZZ \rightarrow eeee$	421	95	235	41	12	2.9
$PP \rightarrow Z + q, g$ $Z \rightarrow ee$	5.7×10^5	70	70	70	< 35	< 35
$PP \rightarrow t\bar{t}$ $t\bar{t} \rightarrow 4e4\nu c\bar{c}$	1.8×10^4	366	236	15	< 1.9	< 1.9

A 1SSCyear に生成されるイベント数

B $|\eta_e| < 2.5, E_e > 30\text{GeV}, E_{T_e} > 20\text{GeV}$ のカットを通過する電子を 4 個以上持つイベントの数 ... 図 15~図 17

C $|m_{ee} - m_{Z^0}| < 10\text{GeV}/c^2$ によって同定される Z^0 の数 ... 図 18

D $P_{T,Z^0} > 100\text{GeV}/c^2$ のカットを満足する Z^0 の数 ... 図 19

E D までのカットを満足する 2 つの Z^0 を、同じ電子を二度使わずに組む事ができる組の数

F $|m_{ZZ} - m_H| < \Gamma_H$ によって同定されるヒッグス粒子の数 ... 図 20

表 4 イベントジェネレータの出力の解析結果。

個/SSCyear

カット→	A	B	C	D	E	F
$PP \rightarrow H$ $H \rightarrow ZZ$ $ZZ \rightarrow eeee$ 正しい組み合わせ	95	47	87	77	32	21
間違った組み合わせ	*	*	12	2.7	1.0	0.8
$PP \rightarrow ZZ$ $ZZ \rightarrow eeee$	421	90	218	40	12	2.9
$PP \rightarrow Z + q, g$ $Z \rightarrow ee$	5.7×10^5	1120	1680	1085	< 35	< 35
$PP \rightarrow t\bar{t}$ $t\bar{t} \rightarrow 4e4\nu c\bar{c}$	1.8×10^4	373	189	15	< 1.9	< 1.9

A 1SSCyear に生成されるイベント数。

B $|\eta| < 2.5, E_{CLUS} > 30\text{GeV}, E_{T,CLUS} > 20\text{GeV}$ のカットを通過する荷電軌跡の内、 $E_{\text{Track}}/E_{\text{max}} < 0.02$ を満足して電子と同定されるものが4個以上有るイベントの数

C $|m_{ee} - m_{Z^0}| < 10\text{GeV}/c^2$ によって同定される Z^0 の数 ... 図 30

D $P_{TZ^0} > 100\text{GeV}/c^2$ のカットを満足する Z^0 の数 ... 図 31

E Dまでのカットを満足する2つの Z^0 を、同じ電子を二度使わずに組む事ができる組の数

F $|m_{ZZ} - m_H| < \Gamma_H$ によって同定されるヒッグス粒子の数 ... 図 32

表 5 シャワーシミュレータの出力の解析結果。