第 1 章

JLC における物理

1.1 物理の概観

1.1.1 標準模型の成功

極微の世界の探求は、１９４０年代後半の加速器の出現以降急激に進展した。その中で、「自然が少数の物質粒子から成り、その間に美しい対称性があること、その対称性と物質粒子間に働く力との間には深い関係があること」が明らかになってきた。ここに言う物質粒子とは、2種類のスピン $1/2$ の粒子、クォークとレプトンであり、また対称性とはゲージ対称性のことである。ゲージ対称性は、物質粒子とその間の相互作用のあり方を規定する。つまり、ゲージ変換で互いに移り合える物質粒子は一つの多重項を構成し、同一粒子の異なった状態と見なされる。また、このゲージ変換を時空の各点で勝手に行なっても理論が変わらない (ゲージ対称性) という要請から、スピン 1 のゲージ粒子の存在と、それによって媒介される普遍的なゲージ力が導かれる。これをゲージ原理と呼ぶ。このゲージ対称性として $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ を要求する量子場の理論が標準模型 [2] である。標準模型は、自然界の４つの力のうち重力を除く３つ、すなわち、電磁気力、弱い力、強い力の統一的記述に成功し、現在までの全ての実験結果を説明する。例えば、弱い相互作用に対するゲージ原理導入の動機となった [3] クォークとレプトンの間の力の普遍性の検証は、0.1% のレベルに達している [4]。

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9991 \pm 0.0016 \tag{1.1}$$

ここに V_{ij} は 小林 - 益川行列 [5] の要素である。クォークとレプトンの $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 量子数は電子陽電子衝突実験により精密に測定されている [6, 7]。様々な方法によって測定されたワインバーグ角の値は図 1.1に示したように見事に一致しており、ゲージ原理の正しさを支持している。それにも関わらずそれが模型と呼ばれているのは、その最も本質的な部分、つまりゲージ対称性を破り質量を作り出す機構が、未検証のままだからである。標準模型でこの機構を担っているのがスピン 0 の基本粒子、ヒッグスである [9]。このヒッグス粒子間に作用する新しい相互作用により、宇宙がその初期の高温状態から冷却する過程で真空中にヒッグス粒子が凝縮し、自発的にゲージ対称性が破れる。従って、力を媒介するゲージ粒子や、物質を構成する物質粒子の質量は、真空中に凝縮したヒッグス粒子との相互作用により生じ、凝縮密度とその相互作用の強さで決まることになる。ゲージ粒子 W と Z の質量に関しては、その相互作用が普遍的なゲージ力であるため、予言が可能であった。W/Z の予言どうりの発見は、標準模型の輝かしい成功の一つである [10]。しかし、物質粒子クォークとレプトンの質量に関しては、粒子毎に異なる強さを持つ湯川力 (ヒッグス粒子と物質粒子の相互作用) を仮定したに過ぎない。その結果、標準模型の 18 個のパラメーターのうち半分はこの湯川力の結合定数となってしまった。

いずれにせよ、「ゲージ対称性と矛盾せずに質量を作り出すには、真空中に何者かが凝縮し、それがゲージ対称性を自発的に破っているはずだ」ということ以外何も分かっていないのが現状である。質量生成の鍵となるヒッグス力と湯川力の解明には、トップクォークとヒッグス粒子の発見とその性質の詳細な研究が不可欠である。

TRISTAN および LEP の実験はボトムクォークの弱アイソスピンの測定から $SU(2)_L$ 二重項の相棒としてのトップクォークの存在を疑いなきものにした [11, 12]。最近では、 主として LEP を初めとする電子陽電子衝突反応の精密実験の結果、弱電相互作用の輻射補正を通して未発見粒子の量子効果を見ることができるまでになった [13]。我々は今や、ゲージ原理が正しい限り、トップクォークが確実に存在し、その質量が $m_t \simeq 150$ GeV 近辺であることを知っ

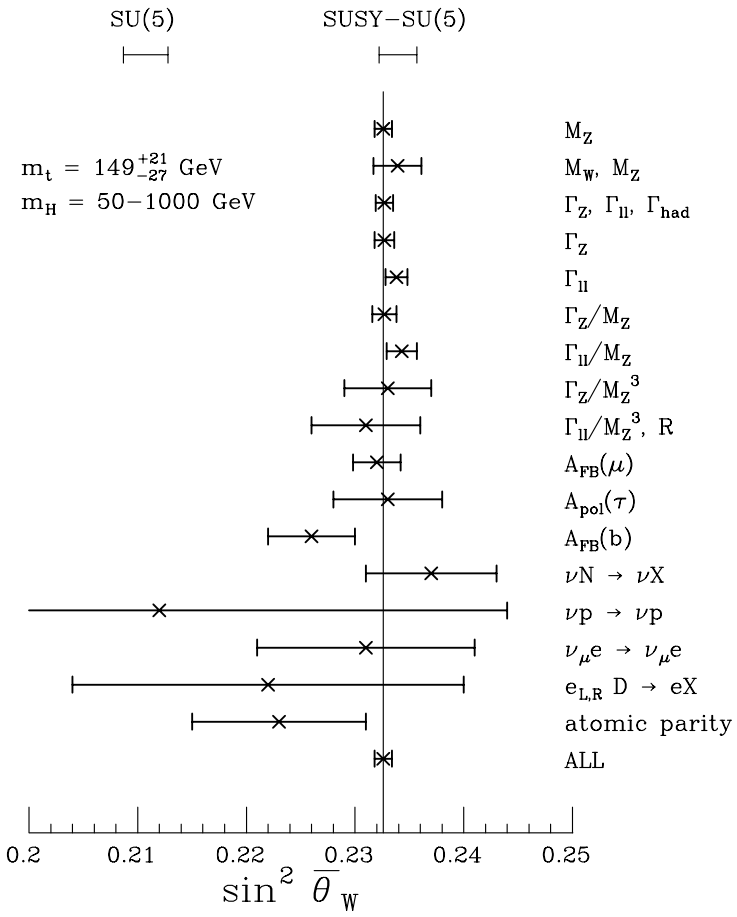

図 1.1: 色々な方法によって決められた $\overline{MS}$ スキームにおけるワインバーグ角 $(\sin^2\bar{\theta}_W)$ の測定値 [8]。

ている。トップクォークの予言された質量域における発見は、標準理論を真に確立するための本質的なステップである。のみならず、トップクォークの物理は、それ自身、極めて大切である。それは、この質量領域のトップクォークが大きな崩壊巾を持ち、それが強い相互作用の赤外カットオフとして働くために、摂動 QCD をもちいた信頼できる理論的予言ができるからである [14]。他のクォークにない、この特筆すべき特徴によって、摂動 QCD の明解な検証が可能となり、また、強い相互作用の結合定数 (α_s) の精密測定の道が開ける。しきい値領域におけるトップ反トップ対生成の微分および全断面積の精密測定により、$\Delta m_t < 500$ MeV、$\Delta\alpha_s < 0.002$ の精度が期待できる。これらの精密測定の結果は、量子補正の効果を通して標準模型を越える物理を探る貴重な手がかりとなるであろう。トップクォークの崩壊巾の測定も、それが未知の小林 - 益川行列の要素 V_{tb} と直接関係するため、重要な課題である。それが 1 以下ならば第四世代の存在を意味し、それが見かけ上 1 を越えれば、何か新しい崩壊過程、例えば、$t \to bH^+$（荷電ヒッグス）あるいは、$t \to bP^+$（擬ゴールドストーンボソン）、が有ることになる。JLC-I は、トップクォークを生成し、その性質を詳細に調べるための理想的な加速器である。

トップクォークの場合とは違って、ヒッグス粒子の質量については強い制限はない。それどころか、構造を持たない基本粒子としてのヒッグス粒子の存在を示す確かな証拠はない。標準模型の枠組の中で言えるのは、次のことのみである。まず、ヒッグス粒子の質量が、その四点相互作用と関係していることを思いだそう。この四点相互作用は、図 1.2に示したようにエネルギーとともに強くなる。もし、ヒッグス粒子の質量が比較的重ければ、この相互作用の強さは、TeV スケール を越えたところで発散してしまう。この特異な振舞いは、そこで標準模型が破綻することを意味している。一方、ヒッグス粒子の質量が 180 GeV 以下であるなら、四点相互作用は、プランクスケールに至るまで摂動論的である。この場合には、標準模型が超高エネルギーに至るまで成り立つことになる。このようなヒッグス粒子は、JLC-I の守備範囲にある。ヒッグス粒子の質量が 150 GeV 以下であれば、物質粒子の質量生成機構（湯川力）の検証も可能となろう。トップ反トップ対のしきい値領域では、摂動 QCD による信頼できる理論的予言によって、それ以外の小さな効果であるトップクォークの湯川結合の測定が可能となる。また、ヒッグス粒子の崩壊分岐比の測

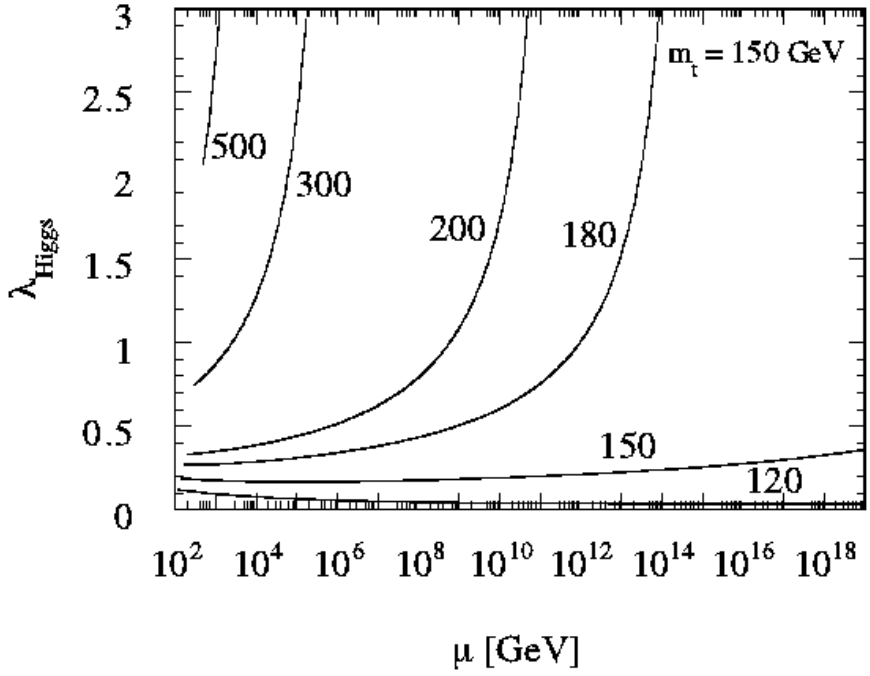

図 1.2: 標準模型での、くりこみ群によるヒッグス粒子の自己相互作用の結合定数 ($\lambda_{\rm Higgs}$) のエネルギースケール依存性。図中の数字はヒッグス粒子の質量である。トップクォークの質量は 150 GeV を仮定した。

定から、湯川力が質量に比例するか否かの検証もできる。このような測定は、電子陽電子衝突実験のきれいな環境においてのみなしうる。こうして、 JLC-I は標準模型の徹底的な検証と確立を可能とするのである。

1.1.2 標準模型の問題点

JLC-I におけるトップクォークの詳細な研究によって、 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ構造が確立されたならば、標準模型に内在する多くの未解決の疑問を真剣に検討できるようになる。何故、電子と陽子の電荷は正確にバランスしているのか？何故、 3 つのゲージ力の強さはそんなに違っているのか？何故、世代数は 3 なのか？何故、一見無関係に思えるクォークとレプトンの量子異常項は相殺するのか？物質粒子の質量はどこから来るのか？何故、 CP 不変性は破れているのか？などなど、他にも多くの疑問がある。これらの疑問のうち、最も大切なのは、「何故、弱電対称性 ($SU(2)_L \times U(1)_Y$) が破れているのか？そして、何故それが $< H >= 246$ GeV においてなのか？」という問題であろう。標準模型はこれらの疑問に何も答えない。そしてまさにその事の故に、我々は、これらの疑問に答える標準模型を越えたより基本的な物理の存在を確信するのである。その高エネルギーにおけるより基本的な理論は、低エネルギー有効理論として標準模型を包含し、そのパラメーターを導き、基本粒子の量子数を説明するであろう。特に、弱い相互作用のエネルギースケール $< H >= 246$ GeV を理論の帰結として与えるであろう。この新しいより基本的な物理のスケールは、標準模型の適用限界を示すカットオフと見なせる。このカットオフスケールの上では、標準模型は破綻し新しい物理が出現する。

すでに述べたように、標準模型においては、構造を持たない基本粒子としてのヒッグス場が $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性を破る。このヒッグス場の質量項のオーダーは、弱い相互作用のエネルギースケールである。一方、その自然なエネルギースケールは、理論のカットオフスケールである。ヒッグス場に対する量子補正が 2 次発散を持ち、従って、それがカットオフスケールの自乗に比例するからである。もし、そのカットオフスケールがプランクスケール近くにあるならば、ヒッグス場の質量項を弱い相互作用のエネルギースケールに保つため、裸の質量項を、何十桁にわたって微調整しなくてはならない。この問題、すなわち自然さの問題は、標準模型を越えるより基本的な理論を構築しようとする際の、最も大きな障害の一つである。その解決策として現在知られているのは、次の二つのみである。第一の道は、カットオフスケールを弱い相互作用のスケールのすぐ上に置き、ヒッグス粒子を複合粒子と見なすことである。この場合には、そもそも構造を持たない基本粒子としてのヒッグス場が存在していないので、自然さの問題もな

い。次節で述べるテクニカラーのシナリオは、この範疇に属する。もう一つの道は、 2 次発散を除去する新しい対称性、すなわち、超対称性を導入することである。

1.1.3 テクニカラーのシナリオ

テクニカラーのシナリオでは、ヒッグス場はテクニフェルミオンセクターにおけるカイラル対称性の力学的破れに付随する南部 - ゴールドストーンボソンで置き換えられる [15]。このシナリオは、精密実験を通して検証できる。標準模型と同様に、テクニカラー模型もゲージ不変であるが、 TeV スケールでの新しい強い相互作用によって誘起された高次元の演算子によってゲージ粒子間の自己相互作用に標準模型からのずれ (異常結合) が生じる。 JLC-I では、 $e^+e^- \to W^+W^-$, $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$, $\nu_e\overline{\nu}_e Z$ 等の反応を通して、これらの異常結合を 1% 以下の精度で測定できる。 JLC-I のオプションとしての Z- ファクトリーにおける超精密実験も、 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性の破れの機構の解明にとても有用である [16]。テクニカラー模型の中心的アイデアである力学的対称性の破れの考えは、ゲージ粒子の質量生成には大変うまく働く。しかしながら、物質粒子の質量生成は容易でない。フレーバーを変える中性カレントに対する実験的制約と矛盾しない模型の構築が困難なのである。この問題の解決策として提案された「歩くテクニカラー」 [17] は、中性カレントの制約をかわしつつ、物質粒子に比較的大きな質量を与えることができる。この模型は、 $O(100)$ GeV 以下に擬南部 - ゴールドストーンボソン (テクニパイオン) の存在を予言する。これらのテクニパイオンは、 2 つ以上のヒッグス二重項がある場合にでてくる荷電ヒッグス粒子と似た性質を持っており、 JLC-I での発見は容易である。とは言うものの、大きな質量を持つトップクォークの存在はこの模型とは相容れないものがある [18]。この線に沿った、現象論的に問題のない模型はまだ出来ていない。このような状況下では、シナリオの正否に対して最終的な実験的決着をつけることは困難である。一方、自然さの問題を解くもう一つのシナリオである超対称性の場合には、 JLC-I で実験的に検証できるいくつかのはっきりした予言がある。

1.1.4 超対称性のシナリオ

超対称性 (SUSY) は、ボソンとフェルミオンの間の対称性である [19]。それはまたヒッグス場のようなスカラー粒子の場の質量項に内在する二次発散を除去する、現在知られている唯一の対称性でもある。自然さの問題の根源がこの二次発散にあったことを思い起こせば、それのない超対称模型では、理論のカットオフスケールをプランクスケールまで押し上げられることが分かる [20]。このことは、次のような大変魅力的なシナリオを可能とする。つまり、弱い相互作用のエネルギースケールにおける全てのパラメーターが、プランクスケール近くの超高エネルギーの物理によって直接決定されているというシナリオである。そこでは、超対称性が、プランクスケール近くの超重力の枠組に自然に組み込まれる。逆に言えば、弱い相互作用のエネルギースケールでの実験によって、プランクスケール近くの超高エネルギーの物理を調べることが可能になるのである [21]。 TeV 領域にかかった雲を払い退ければ、プランクスケールにまで至る新しい物理の眺望が開けるのである。この驚くべき可能性は、まさに超対称性が、弱い相互作用のスケールとプランクスケールの間の大きな隔たりを許すことによっている。

弱い相互作用のエネルギースケールにおける全てのパラメーターが、プランクスケール近くの超高エネルギーの物理によって直接決定されているという考えは、大統一模型 (GUT) の概念へと自然につながっていく。大統一模型では、標準模型のゲージ群を一つの半単純群に埋め込むことにより、強、電、弱、三つのゲージ力を唯一のゲージ力に統一する。つまり、これら三つのゲージ力の結合定数は、超高エネルギーにおけるただ一つのゲージ力の結合定数から導かれることになる [22]。この際、低エネルギーにおける三つのゲージ力の強さの違いは、対応する部分群の大きさの違い ($3 > 2 > 1$) として自然に理解できる。従って、大統一模型は、 $SU(2)_L$ と $U(1)_Y$ ゲージ力の結合定数の比を決めるワインバーグ角を予言する。歴史的には、まず、最も単純な大統一模型 ($SU(5)$ GUT) のくりこみ群を用いた解析から、このワインバーグ角が $\sin^2\theta_W \simeq 0.2$ と予言された [23]。これは、測定値と概ね一致する。さらに、物質粒子であるクォークとレプトンも $SU(5)$ ゲージ群の多重項に組み込まれ、それらの量子数の間に関係が生ずる。この事によって、標準模型においては、偶然に過ぎなかった電荷の量子化、量子異常項の相殺が説明できる。大統一模型では、タウレプトンとボトムクォークは GUT スケールにおいて等しい質量を持つ。これから、くりこみ群で GeV スケールに降りてくると、正しい m_b/m_τ 比を与える点も示唆的である [24]。

しかしながら、一口に大統一模型と言っても、ゲージ群の取り方、 超対称か否か、等により色々可能性がありうる。従って、ワインバーグ角の予言値と実験値の比較から、これらの模型の選別をしなくてはならない。図 1.3はワインバーグ角 ($\sin^2\theta_W$) の実験値の歴史的推移である。ワインバーグ角の測定精度は LEP 実験によって飛躍的に向上し [13]、その測定値は最も単純な超対称大統一模型の予言値と驚くべき一致を示した [25]。図 1.4は、この超対称大統一

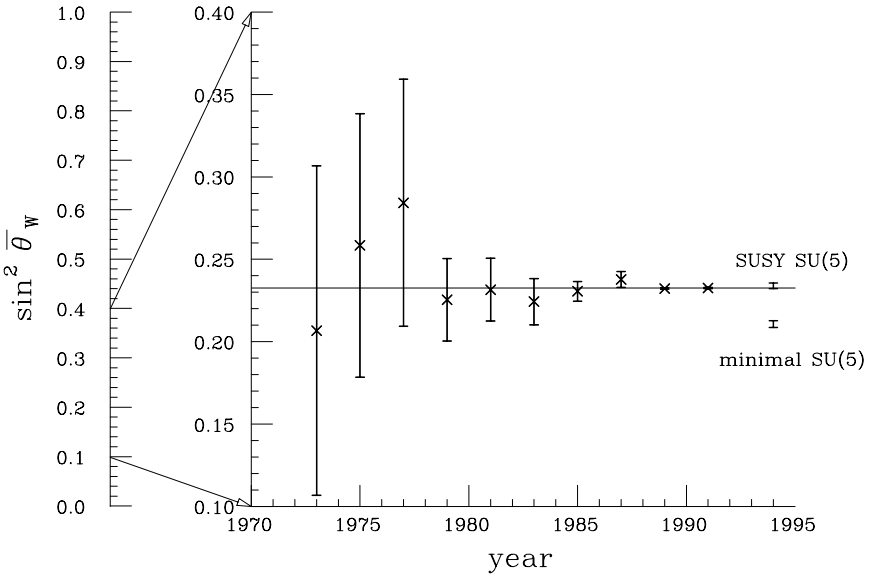

図 1.3: ワインバーグ角測定の歴史。図中には最小 $SU(5)$ 大統一模型、および、最小超対称 $SU(5)$ 大統一模型の予言値も示した。

模型における力の統一の様子を示している。もともと自然さの問題の解決策として導入された超対称性が、このような見事な力の大統一に導く事は注目に値する。超対称模型が、 PEP、 PETRA、 TRISTAN がトップクォークに対し、驚くほど高い質量下限値を与える前から、重いトップクォークを示唆していた点も見逃せない。このいわゆる対称性の輻射補正による破れのシナリオでは、トップクォークの湯川結合が誘起する量子効果で、ヒッグス質量の自乗が低エネルギーで負の値になる事によって弱電対称性が破れると考える [26]。そのためには、その湯川結合が十分大きい事、つまりトップクォークの質量が十分重い事が必要である。実際、このシナリオが要求するトップクォークの質量は $100 \sim 200$ GeV である。これは、標準模型における精密測定の解析から得られた予言値と合致する。

1.1.5 軽いヒッグス粒子：大砂漠からの使者

超対称性からの検証可能な第一の帰結は、軽いヒッグス粒子の存在である。早くから、最低次の計算では、超対称模型における最も軽いヒッグス粒子の質量は m_Z より小さい事が知られていた [27]。そのため、このヒッグス粒子は LEP-II 実験の主要な標的とされてきた。しかしながら、最近のより詳しい理論的解析から、このヒッグス粒子の質量上限値が、トップクォークの湯川結合による量子補正によって、かなり高くなる事が明らかになった [28]。 LEP-II 実験では可能なヒッグス粒子の質量領域の全てを覆い尽くすことが出来なくなったのである。最も簡単な超対称模型では、この質量上限値は 170 GeV であり、一重項を加えたり、二重項の数を増やすなりして、ヒッグス場の多重項の構造を変えても、 200 GeV を越えない [29]。 JLC-I は、このような超対称性の予言する軽いヒッグス粒子の探索に理想的で、それが存在するならば確実に発見できる。逆に、もし見つからなかったとしたら、超対称模型を完全に排除することが出来る。一方、ハドロンコライダーでは、このような軽いヒッグス粒子の探索は一般に難しく、超対称性が存在しても、それを見逃す可能性が残る。

ひとたび軽いヒッグス粒子が発見されたなら、その性質の詳細な研究、つまり、質量、崩壊巾、分岐比、生成断面積等の精密測定が可能となる。これらの精密測定は、電子陽電子衝突実験でのみ可能であり、発見されたヒッグス粒子が標準模型のものなのか、あるいは、超対称模型等の拡張されたヒッグス多重項に属するものなのかを区別できよう。それどころか、後者の場合には、他のヒッグス粒子の発見すらあり得る。この場合には、これら複数個のヒッグス粒子の性質を詳細に調べることによって、例えば、ヒッグス場の多重項の構造が一般の二つの二重項のそれなのか、より制限された超対称模型のそれなのかを判定できるであろう。

軽いヒッグス粒子の存在は、超対称模型に限らず、一般に弱い相互作用のエネルギースケールと、それより遥かに高いエネルギースケール、例えばプランクスケール、 GUT スケール、あるいは中間スケール ($\gtrsim 10^{10}$ GeV)[30]、との間に大砂漠がある場合には、必然的である。これは、ヒッグス場の自己結合が、その新しい物理のエネルギース

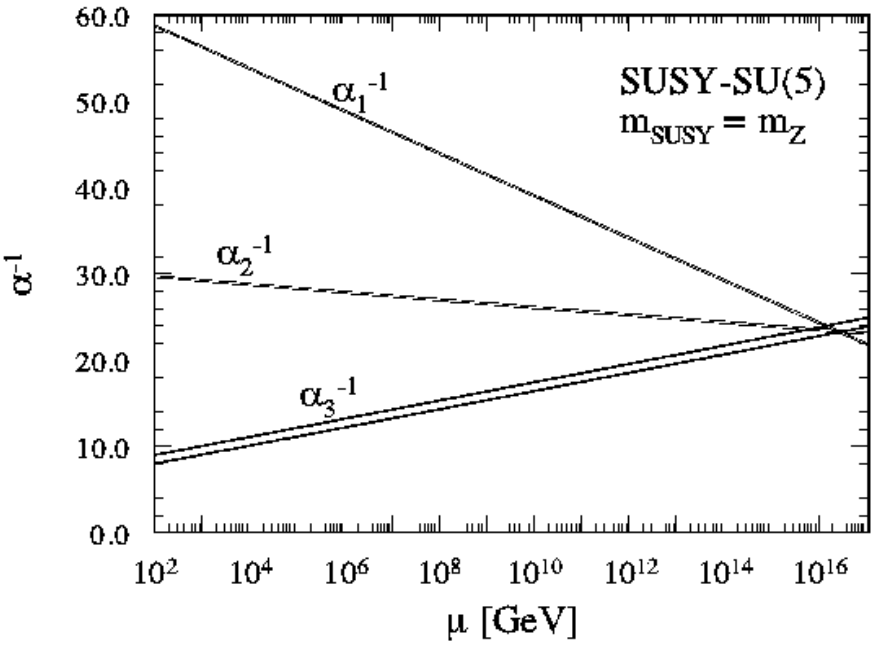

図 1.4: 最小超対称 $SU(5)$ 大統一模型の場合の、三つのゲージ結合定数のエネルギーによる変化。超対称性の破れのスケールは m_Z と仮定した。

ケールまで摂動論的でなくてはならず、従って、対応するヒッグス粒子の質量が 200 GeV 以下でなくてはならないからである。

こうして、重心系エネルギー 300 GeV の電子陽電子衝突型加速器は、大砂漠の有無に対し明確な判定を下せるのである。もし JLC-I で軽いヒッグス粒子が発見されたなら、それは大砂漠の存在を示唆する有力な証拠となる。もし見つからなければ、弱い相互作用のエネルギースケールの近くに新しい物理のスケールがなくてはならない事、そして、通常の大統一模型の全てが捨て去られねばならない事が結論される。この意味で、 JLC-I における軽いヒッグス粒子探索は、高エネルギー物理の今後の方向を決定する分岐点となるのである。

1.1.6 プランクスケールへの道

軽いヒッグス粒子が予言どうり存在したならば、次の課題は超対称粒子を探索することである。超対称性が自然さの問題の答である限り、超対称粒子の質量は $O(1)$ TeV より軽くなくてはならない。これらの超対称粒子のうち、スレプトン、チャージーノ、ニュ - トラリーノ等のカラーを持たない粒子は、他のカラーを持つ超対称粒子より軽いと期待されている。重心系エネルギー $300 - 500$ GeV の実験でこれらカラーを持たない超対称粒子のいくつかが見つかる可能性はかなり高い。一方、カラーを持った超対称粒子、スクォーク、グルイーノ、は一般に重く、その生成にはより高いエネルギーが必要となる。ハドロンコライダーでは、カラーを持たない超対称粒子の探索は難しいが、これらのカラーを持った超対称粒子の探索は比較的容易であり、そこでの主要な物理の標的となっている。このことを考え合わせれば、 JLC-I における超対称粒子発見の可能性は、ハドロンコライダーにおけるそれに匹敵すると言える。

超対称性はカットオフスケールをプランクスケールにまで押し上げることを可能とする。従って、その低エネルギーにおける振舞いを詳細に調べることにより、逆に、プランクスケールの物理を探る可能性が開ける。超対称性は明らかに破れた対称性であるが、その破れの起源は超重力相互作用によると信じられている。言い換えれば、超対称粒子の質量スペクトラムは、プランクスケールでの力学の反映である。弱い相互作用のエネルギースケールにおける超対称性の破れのパラメーター決定は、プランクスケールの物理を探るうえでの最も重要な課題である。これらのパラメーターが測定され、超対称性の破れの構造が理解されれば、超弦理論のような重力をも含めた自然の真に統一的記述に向かう、初めての現実的な第一歩を踏み出すことが出来る。例えば、スレプトン、あるいはチャージーノの発見のみからでも、プランクスケールにおける超対称性の破れのパラメーターの多くを決定できる。これらのパラメー

ターは、最小超重力模型の枠組の中でスクォークやグルイーノの質量に翻訳できる。これらの測定において、JLC-I の持つ偏極電子ビームが本質的な役割を果たす事は強調されるべきである。偏極電子ビームは、スレプトンの左右のカイラリティーを選択し、また、W^+W^- 対生成等のバックグラウンドを除く強力な武器となる。これによって、後に見るように、発見された超対称粒子の性質の詳細な研究が可能になるのである。JLC-I が提供するきれいな環境下での、高ルミノシティー、高偏極度の実験は、自然のより深い理解に向けた全く新しい可能性を開くであろう。

1.2 ヒッグス粒子の物理

多くの実験による精力的な探索にも係わらず、標準模型の要であるヒッグス粒子は今だ見つかっていない。この探索とその性質の研究は JLC-I における物理の最も重要な課題の一つである。標準模型では、ヒッグス粒子の質量はパラメーターにすぎない。従って、その予言は標準模型を越える理論でのみ可能である。前章でも述べたように、軽い ($\lesssim 200$ GeV) ヒッグス粒子の存在は大統一、大砂漠を基礎とする模型の一般的な帰結である。これに対し、テクニカラーなどの複合ヒッグス模型ではヒッグス粒子は重くて良い。前者のシナリオでは、自然さの問題を考えれば、TeV 以下に多くの超対称粒子が存在し得る。一方、後者のシナリオでは、その背後にある新しい力学の全容を明らかにするには、TeV を越えたエネルギーが必要となる。この意味で、JLC-I における軽いヒッグス粒子の探索は、高エネルギー物理の今後の方向を決定する分岐点となるであろう。

以下の節では，標準模型のヒッグス粒子探索の方法と、その性質の研究について述べる。ここでの解析は、超対称模型のヒッグス粒子 (h^0) 探索にも当てはまるものである。超対称模型に現れるその他のヒッグス粒子 (A^0、H^0、$H^\pm$) の探索については、次の節で述べる。

1.2.1 ヒッグス粒子の一般的性質

現時点で、標準模型のヒッグス粒子の質量の下限値には、電子陽電子衝突型加速器である LEP-I 実験により 95% CL で 58 GeV という結果が得られている [31]。将来的には、LEP-II によるエネルギー増強により、$80 \sim 90$ GeV まで探索領域が広がると考えられている。一方陽子陽子衝突型加速器 (ハドロンコライダー) では、$H^0 \to Z^0Z^0 \to 4l$ の崩壊過程が利用できるので、重い標準模型ヒッグス粒子 $(m_H > 2 \times m_Z)$ の探索は, ヒッグスが非常に重い場合 $(m_H \gtrsim 800GeV)$ を省き比較的容易である [32]。しかしながら中間質量領域のヒッグス粒子 $(m_Z < m_H < 2 \times m_Z)$ の場合は、S/N の良い崩壊過程が存在しないので、探索は難しい。$H_{SM} \to \gamma\gamma$ を使った探索が検討されているが、崩壊比は 10^{-3} 程度と小さいので高いルミノシティーと究極の測定器性能が要求される。もし超対称模型によるヒッグス粒子であれば、ほとんどのパラメーター領域で、$h^0 \to \gamma\gamma$ の崩壊分岐比はさらに小さくなるので、状況はもっと厳しくなり、ヒッグス粒子が生成されているにもかかわらずハドロンコライダーでは発見できない場合さえあることが報告されている。

以下に述べるように、電子陽電子衝突型加速器である JLC-I ではヒッグス粒子を生成するのに十分なビームエネルギーさえあれば、その検出は比較的容易である。特に他の加速器が不得意とする、中間質量領域のヒッグスに関しては、もし存在すれば確実に検出でき、検出できなければ、非存在を確立できる。ハドロンコライダーが不得意とするこの領域のヒッグスに対して確実に存否を確立するという意味において，JLC-I におけるヒッグス粒子の探索は、ハドロンコライダーにおけるそれと相補的な関係にあると言うことが出来る。

高エネルギー電子陽電子衝突反応で、標準模型のヒッグス粒子を作る反応としては、(1) $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$、(2) $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}H^0_{SM}$、(3) $e^+e^- \to e^+e^-H^0_{SM}$ 反応などがある。これらの反応の断面積のエネルギー依存性を図 1.5および図 1.6に示す。このうち、(2) と (3) の反応は 1 TeV 以上の高エネルギーで断面積が大きくなるので特に重いヒッグスの探索の場合に適しており、1.8節 で別途議論を行なう。一方、(1) の反応は比較的軽いヒッグスの場合に適しており、LEP での探索などで利用されている。JLC-I のエネルギー領域でも図から分かるように、主に (1) の反応を利用して、ヒッグスの探索を行なうことが出来る。

一方、ヒッグス粒子とフェルミオン、ウィークボソンとの結合は質量に比例し、その崩壊の部分巾は

$$\begin{aligned} \Gamma(H^0_{SM} \to f\bar{f}) &\propto \left(\frac{g_W m_f}{2m_W}\right)^2 \\ \Gamma(H^0_{SM} \to V\bar{V}) &\propto (g_V m_V)^2 \end{aligned}$$

となる。従って、ヒッグス粒子は、質量が半分以下の粒子 $(< \frac{1}{2}M_{H^0_{SM}})$ のうち最も重い粒子への崩壊巾が最も大きい。ただし、ウイークボソンへの崩壊巾と、b クォークへの崩壊巾は 3 桁近く異なるので、質量 140 GeV 以上では、

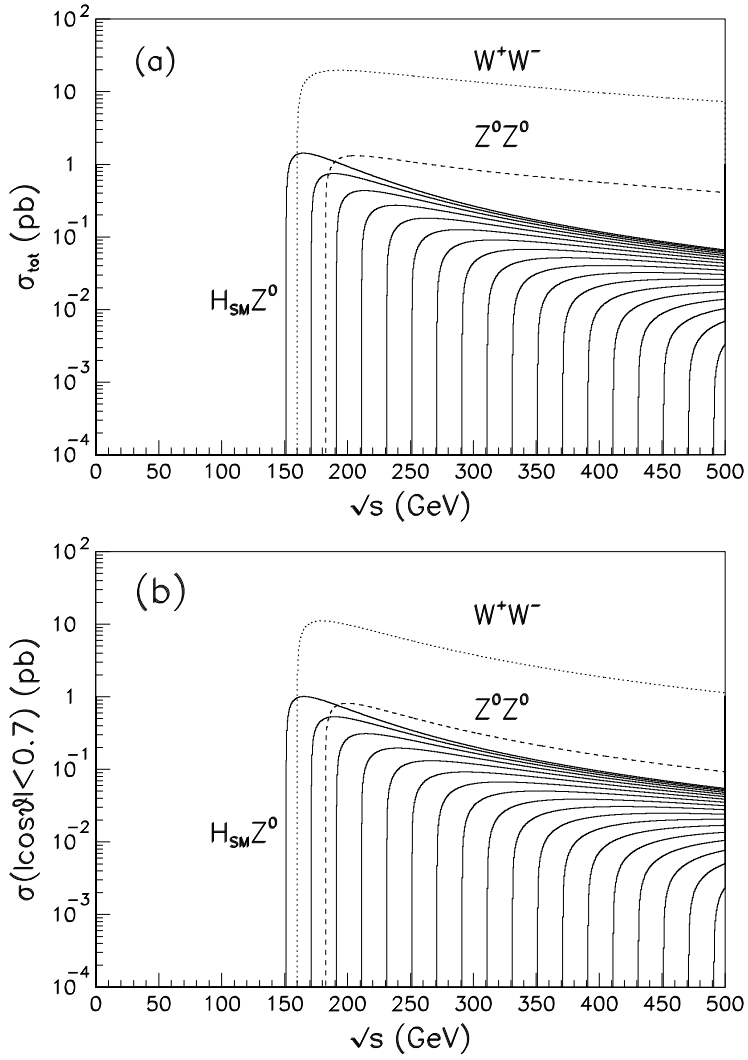

図 1.5: (a) 反応 $e^+e^- \to W^+W^-$(点線)、 $e^+e^- \to Z^0Z^0$ (破線)および $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$ (実線)の全断面積の重心系エネルギー依存性。ヒッグスの質量は、 60 GeV から 400 GeV まで 20 GeV 刻み。(b) 粒子の生成角に制限を加えた時の同様の図 ($|\cos\theta| < 0.7$)。

$H^0_{SM} \to W^*W$ モードの崩壊の分岐比が最も高くなる。図 1.7に標準模型の場合のヒッグスの崩壊の分岐比を、質量の関数として示す。

一方、超対称模型ではヒッグス二重項が二つ以上必要なので、標準模型とは異なり、ヒッグス粒子が複数個存在しなくてはならない。標準的な超対称模型である最小超対称標準模型 (MSSM) では、ヒッグス二重項が二つ仮定されおり、その結果五つのヒッグス粒子が存在することになる。即ち二つの CP- 偶のスカラー、 h^0 と H^0 ($m_{h^0} < m_{H^0}$ とする)、 CP- 奇のスカラー (A^0)、および一対の荷電ヒッグス ($H^\pm$) である。これらの質量には相関があり、例えば、 m_{h^0}、 m_{H^0}、 および $m_{H^\pm}$ は m_{A^0} と $\tan\beta$ で表すことが出来る。ここで $\tan\beta$ はふたつのヒッグス二重項の真空期待値の比である。特記すべきことは、最低次の計算ではもっとも軽いヒッグス (h^0) の質量は Z- 粒子の質量より軽くなることである。輻射補正を含めた計算では、トップクォーク (t) とその超対称パートナー (ストップ : $\tilde{t}$) のループ中の寄与により、質量が Z^0 の質量を越えることも有りうる (もっとも軽い質量のヒッグスの質量の 2 乗は、$m_t^4 \ln \frac{m_{\tilde{t}}}{m_t}$ に比例している)。この h^0 の質量の上限値とトップクォークの質量の関係を図 1.8 に示す。実験的にはトップクォークの質量は 89 GeV 以上 200 GeV 以下に制限されているので [33, 13]、もし軽い質量の超対称粒子の存在が自然さの問題に対する解であれば、超対称性のスケールは $O(10)$ TeV 以下であるはずであり、ヒッグス粒子の質量は 180 GeV 以下であると言える。

もし超対称性が最小模型的ではなく、ゲージ一重項のヒッグスを含んだり、他の物質粒子の超多重項を含んだりし

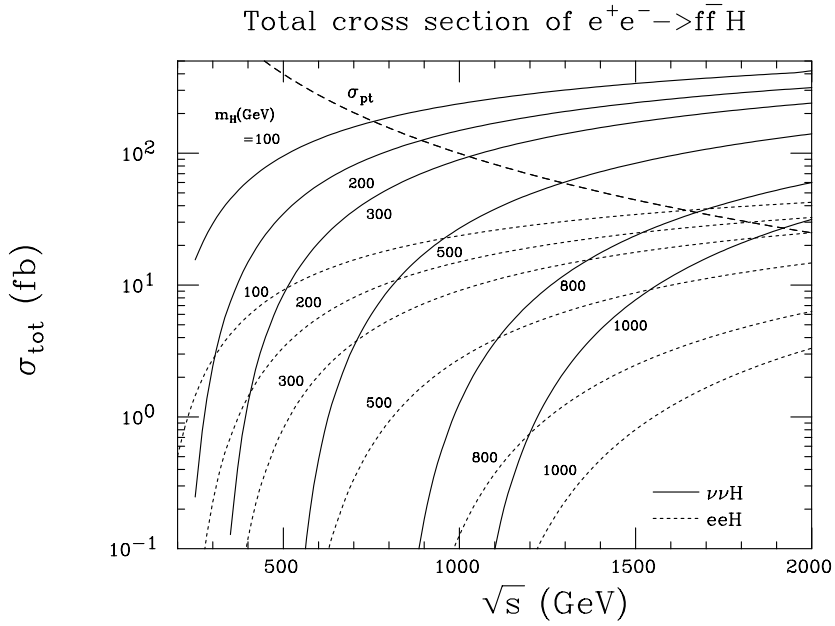

図 1.6: TeV 領域における、$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}H^0_{SM}$ （実線）および $e^+e^- \to e^+e^-H^0_{SM}$ 反応（点線）の全断面積をいくつかのヒッグス粒子の質量の場合について示したもの。

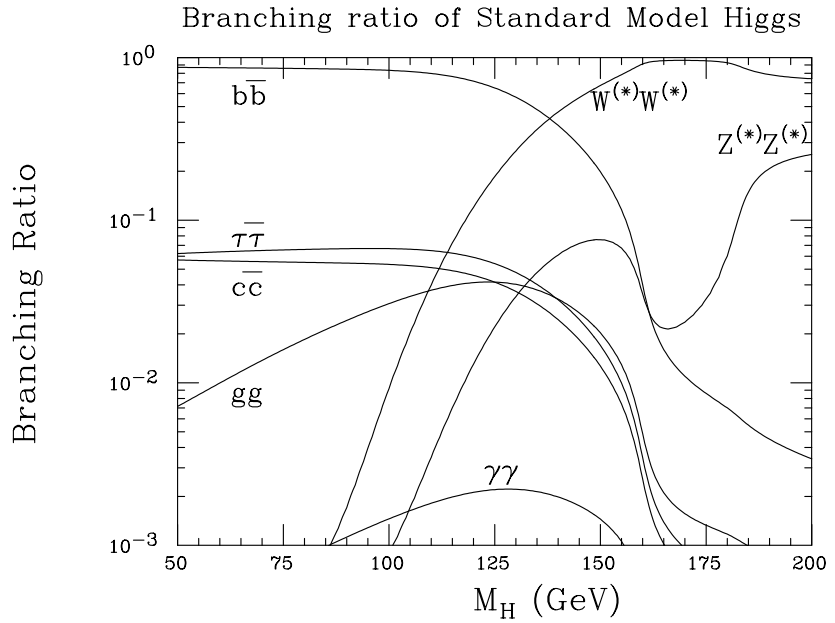

図 1.7: ヒッグス粒子の質量の関数として示した標準模型のヒッグス粒子の崩壊分岐比。

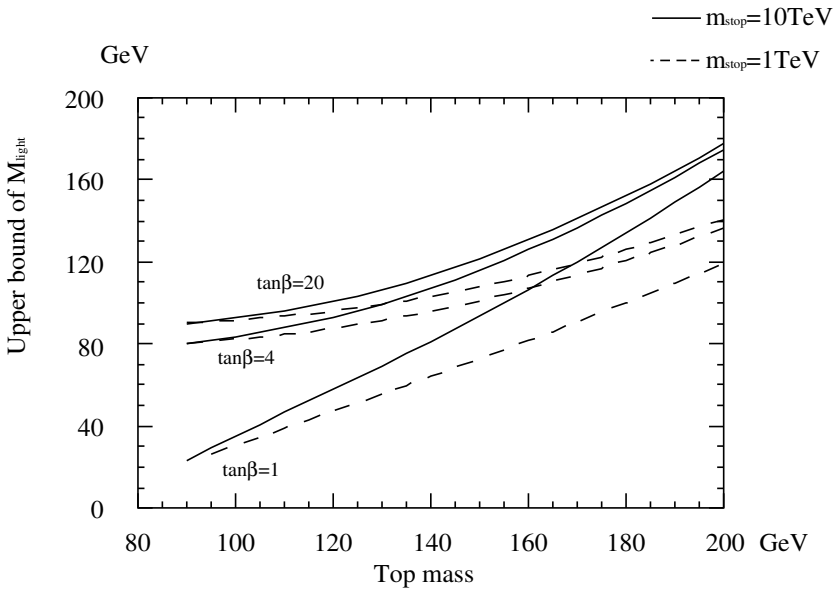

図 1.8: いくつかの $\tan\beta$ と 超対称性 のスケールの両極端の場合について、 MSSM でのヒッグス粒子の質量をトップクォークの質量の関数として表したもの。実線では $m_{\tilde{t}} = 10$ TeV とし、 trilinear soft breaking parameter (A- 項) は $\sqrt{6}$ とした。破線は、 $m_{\tilde{t}} = 1$ TeV で A $= 0$ である。

たとしても、大統一を仮定するかぎりヒッグス粒子の質量には強い上限が設定される。これらのモデルでも超対称性のスケールが 1 TeV 以下であれば、ヒッグス粒子の質量は 200 GeV を越えることはない。

最小超対称標準模型 (MSSM) におけるヒッグス粒子の断面積は、標準模型の場合にたいして次のような関係がある。

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \to h^0Z^0) &= \sin^2(\beta-\alpha)\sigma(e^+e^- \to H_{SM}Z^0) \\ \sigma(e^+e^- \to H^0Z^0) &= \cos^2(\beta-\alpha)\sigma(e^+e^- \to H_{SM}Z^0) \end{aligned}$$

ここで、 α は CP- 偶なヒッグス粒子の間の混合角である。 $\sin^2(\beta-\alpha)$ は MSSM では $\tan\beta$ と m_A の関数であり、 m_A が大きいときには $(m_A \gtrsim 150$ GeV)1 に近くなり、 m_A が小さいと 0 に近くなる。また、 M_A が大きいと H^0 と $H^\pm$ の質量は A^0 のそれに近くなる一方で、 h^0 の質量は m_t、 $m_{\tilde{t}}$、 と $\tan\beta$ により決まる最大値に近い値となる (図 1.9)。前者の場合には、 h^0 生成の断面積は標準模型の場合と変わらなくなる。一方、 m_A が小さいときには、 H^0 と $H^\pm$ も軽くなるので、 JLC-I では全てのヒッグス粒子を生成することが可能になる。

以上をまとめると、 MSSM の場合、 JLC-I では、模型のパラメーターによって、標準模型の場合と似通った断面積を持つヒッグス粒子が一つ生成されるか、 h^0、 H^0、 A^0、 $H^\pm$ の全てが同時に生成されるかどちらかである。どちらの場合でも 300 GeV では $e^+e^- \to h^0Z^0$ と $e^+e^- \to H^0Z^0$ 反応の断面積の和は 60 fb 以上になる。したがって超対称大統一 (SUSY-GUT) のシナリオ が正しければ JLC-I では少なくともヒッグス粒子が一つは見つかることになる。

1.2.2 ヒッグス粒子の探索

JLC-I では、中間質量領域の標準模型のヒッグス粒子の探索は $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$ 反応を使えるので容易である [35, 34]。 $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$ 反応は、 Z^0 の崩壊モードにより $(1)\nu\bar{\nu}b\bar{b}$、 $(2)l^+l^-b\bar{b}$、および $(3)q\bar{q}b\bar{b}$ の三つの型にに分類出来る。

典型的な事象の例を図 1.10 に示す。上記三つの場合によって、 2 ジェット、レプトン対あるいは四元運動量欠損の不変質量が Z 粒子のそれと一致するという要求をすると、ヒッグス粒子は、残りの 2 ジェット系の不変質量分布にピークとなって現れる。このピークを探すことによりヒッグス粒子を発見することが出来る。

この探索における主なバックグラウンドは、 $(1)e^+e^- \to Z^0Z^0$、 $(2)e^+e^- \to W^+W^-$、および $(3)e^+e^- \to$

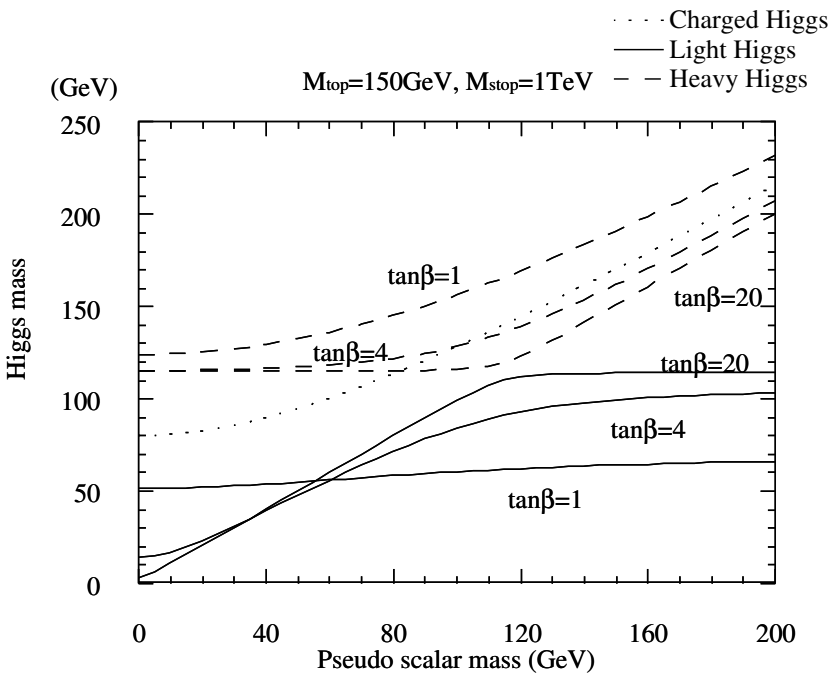

図 1.9: MSSM における、h^0、 H^0、 および $H^\pm$ の質量を、 A^0 の質量の関数としていくつかの $\tan\beta$ の値の場合について示したもの。

$e\nu W$ 反応である。このうち、(1) と (2) は、微分断面積が前方にピークを持ち、(2) と (3) はヒッグスの崩壊の特徴である b クォークを含んでいない。従って、ヒッグス粒子の探索において重要となる点は、（１）中心部に発生した事象を選ぶこと、（２）b クォークジェットを効率良く選ぶこと、（３）ヒッグスの質量を再構成するに足るだけの十分な分解能を持つことである。次章で述べるように、CCD を用いたバーテックス検出器を使用すれば、高い効率でヒッグス粒子の崩壊で生じる b クォークを検出することが出来る。不変質量再構成の分解能の良し悪しは、特にヒッグスの質量が W や Z ボソンに近いときには問題となり得る。そこで、必要な分解能を達成するためには、高精度のカロリメーターや飛跡検出器だけでなく、ジェット中での電子やミュー粒子の識別が可能であり、軌跡とカロリメーターの信号を確実に結び付けられるような測定器の能力が必要である。次章に示す測定器案は、このような能力を持つ測定器の例である。

$\sqrt{s} = 300$ GeV で測定した時に期待されるヒッグス粒子の不変質量分布の例を図 1.11および 図 1.12に示す [35]。$\nu\bar{\nu}b\bar{b}$ および $q\bar{q}b\bar{b}$ のモードでは 4 fb^{-1} のルミノシティーでもヒッグス粒子の検出が出来ることが分かる。JLC-I の設計値ではこれは約 10 日間のデーター収集に過ぎないことに注目して欲しい。ヒッグス粒子の質量が 160 GeV 以上の時には、主たる崩壊過程となる $H^0_{SM} \rightarrow W^+W^-$ を用いてヒッグスの探索が可能である。JLC-I の１年分（100 日）に相当する 30 fb^{-1} のルミノシティーを収集したときには、 Z 粒子とヒッグス粒子の質量差が 10 GeV 以上あれば Z 粒子の三つの崩壊モード全てで際だったヒッグスの信号を見ることが出来る。これら三つのモードは全く独立なので、そのヒッグス粒子としての解釈は揺るぎないものとなるであろう。ヒッグスの質量が Z 粒子に近接していた場合には、 $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$ 反応と重なり合うが、測定された事象数や、 Z^0Z^0 反応と $H^0_{SM}Z^0$ 反応との間の角分布の違い等により、ヒッグス粒子の存在に関する揺るぎない証拠が与えられることに変わりはない [36, 37]。

$l^+l^-b\bar{b}$ モードをつかった探索では、検出した l^+l^- から、 l^+l^- 以外の系の質量を求めることにより、ヒッグスの崩壊モードに無関係に探索を行なうことが出来る。これは、ヒッグス粒子が，例えば測定不能な粒子 (超対称性模型の LSP 等）に崩壊する場合でも使用できる重要な方法であるので、飛跡検出器は十分な分解能を持つことが必要である。飛跡検出器が十分な分解能を持てば、ビームエネルギーの広がりで質量分解能が決まる。一般に、リニアコライダーではビームエネルギーの広がりが大きいが（図 1.13では全幅 2%)、特別のビーム収束パラメーターを用いることにより、多少のルミノシティー損失はあるが、ビームエネルギーの広がりを押さえた衝突を行なうことが可能である。従って、初期の発見ランでヒッグスの大体の質量がわかれば、そこにビームエネルギーを合わせてビームエネルギーの広がりの少ない測定を行なうことも可能である（精密測定ラン）。例えば、質量が Z 粒子に近い場合、 $\sqrt{s} =$

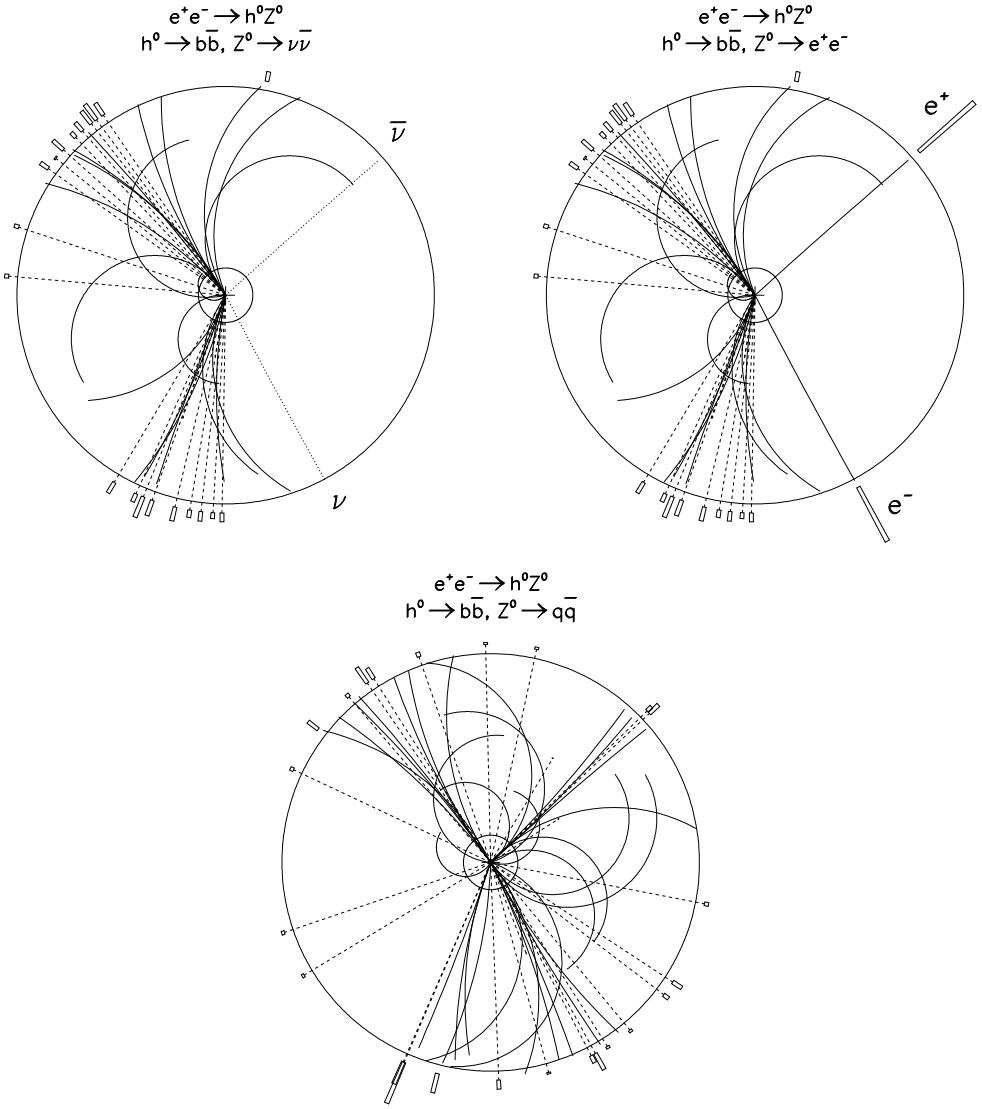

図 1.10: 典型的な e^+e^- → $H^0_{SM}Z^0$ 事象の例。$m_{H_{SM}} = 120$ GeV、$\sqrt{s} = 300$ GeV とした。(a) $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ 、$Z^0 \to \nu\bar{\nu}$、(b) $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ 、$Z^0 \to e^+e^-$、(c) $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ 、$Z^0 \to q\bar{q}$。図 (a) および (c) では、実線は 2 テスラの磁場中におかれた内径 0.3 m、外径 2.3 m の飛跡検出器により測定される荷電粒子の軌跡を、点線は光子を示す。外側の箱は電磁カロリーメーターを表し箱の大きさはエネルギーに対応している。

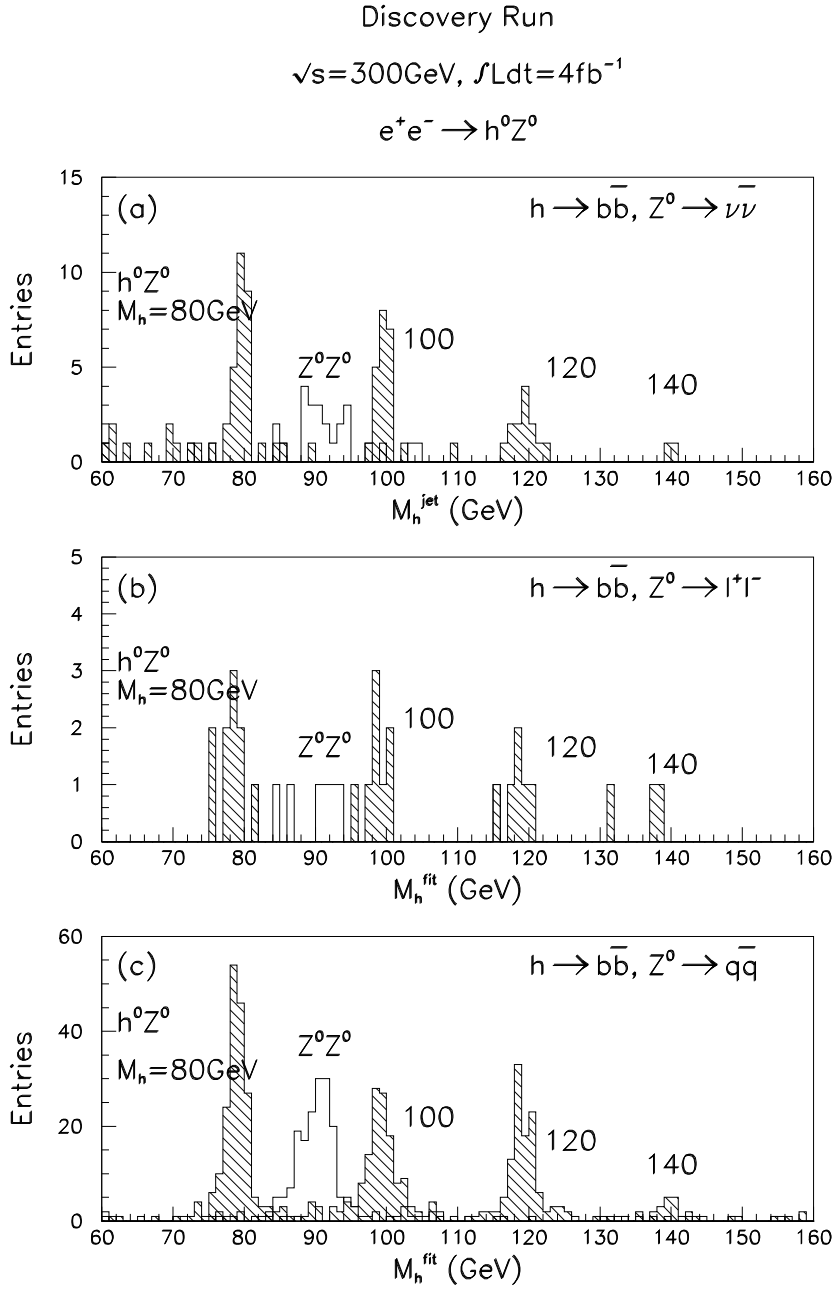

図 1.11: 発見ランの、 4 fb^{-1} の統計での三つの崩壊モードで測定したヒッグスの不変質量分布。 (a) は $H^0_{SM} \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$ の時の m_h^{jet} 分布。 (b) は $H^0_{SM} \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to l^+l^-$ の時の m_h^{fit} 分布。 (c) は $M^0_{SM} \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to q\bar{q}$ の時の m_h^{fit} 分布。図中、網かけしたヒストグラムは信号である $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$ 反応で $m_{H^0_{SM}}$=80、 100、 120、 140 GeV の場合。白抜きのヒストグラムはバックグラウンドである $e^+e^- \to Z^0Z^0$ 反応によるものである。

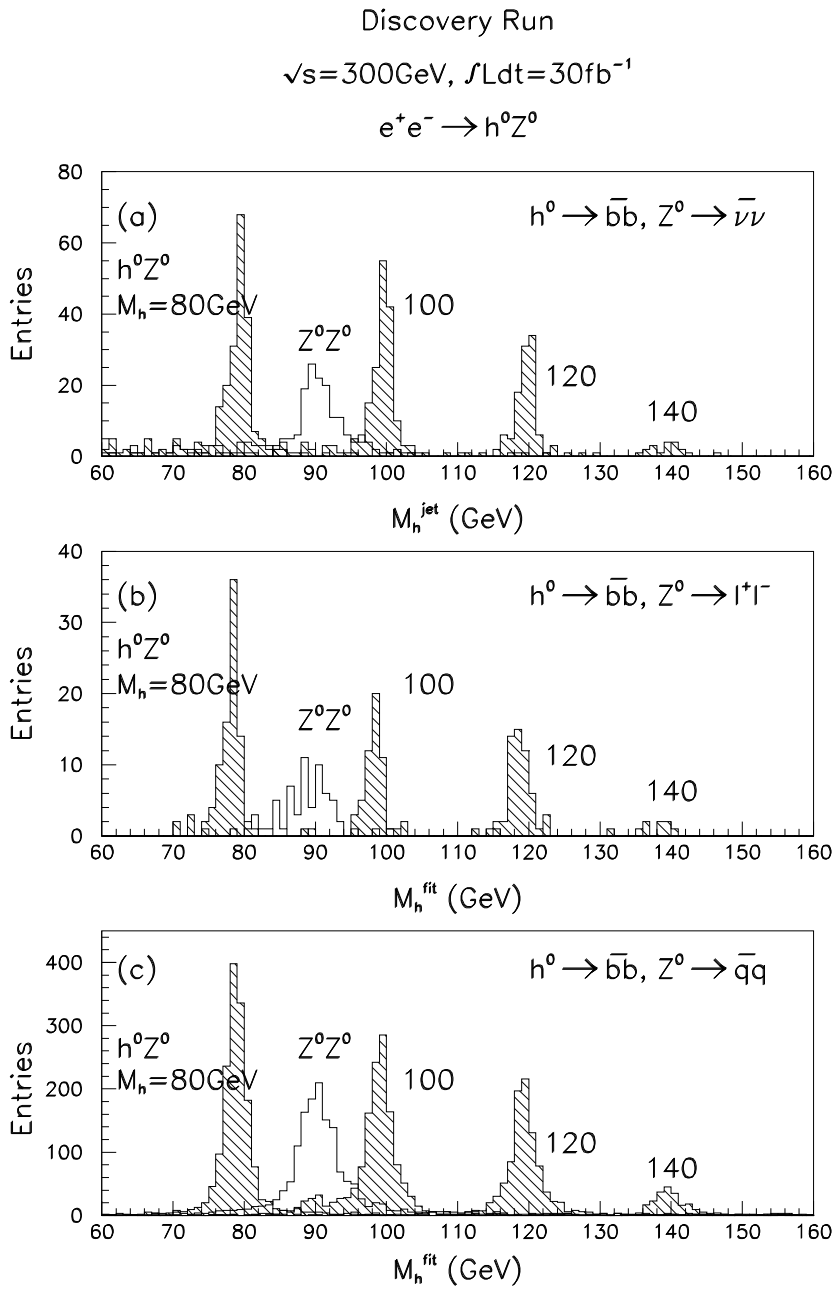

図 1.12: 積分ルミノシティー $30\ \mathrm{fb}^{-1}$ の場合の図 1.11に対応する図。

200 GeV で精密測定ランをしたときの例を図 1.14 に示す。ここでは、ビームエネルギーの広がりが全幅で 0.4%、積分ルミノシティー 10 fb^{-1} を仮定してある。ヒッグス粒子の全崩壊巾は Z 粒子よりもずっと小さいので、質量がほとんど同じでも、 Z 粒子のバックグラウンドの上に鋭いピークとしてヒッグス粒子を検出できる。

1.2.3 ヒッグス粒子の性質の研究

ヒッグス粒子が見つかった暁には、その性質の詳細な研究が次の課題となる。この場合、ビームエネルギーをヒッグスの生成量が最大になるよう最適化し、ヒッグス粒子工場として JLC-I を運転することになる。最も重要な問題は、見つかったヒッグス粒子が標準模型のそれか否かである。ヒッグス粒子の断面積と崩壊巾の測定が、この疑問に答える鍵となる。

図 1.15 は 最小超対称標準模型 (MSSM) の場合の、 m_A と $\tan\beta$ 面上でのヒッグス粒子の全崩壊巾の等高線を示す。 m_A が小さく、 $\tan\beta$ が大きいときには $b\bar{b}$ への結合が大きくなるために、 MSSM ヒッグスの全崩壊巾は標準模型の場合に比べて大きくなる (標準模型の場合は 5 MeV 程度である) 。精密測定ランをすることにより、ヒッグスの全崩壊巾は 200 MeV まで測定することが可能なので、 m_A が 120 GeV 以下で $\tan\beta$ が 8 よりも大きいときは、全崩壊巾の測定により、発見されたヒッグス粒子が標準模型のそれでないことを確立出来る。

ヒッグス粒子の $e^+e^- \rightarrow h^0Z^0$ 反応での生成断面積 (σ_{Zh}) と $b\bar{b}$ への分岐比 ($Br(h \rightarrow b\bar{b})$) の積の測定でも発見されたヒッグス粒子が標準模型のそれか否かの判定が出来る。この量は、 $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$ モードと $q\bar{q}b\bar{b}$ モードで検出される事象数に比例している。詳細なモンテカルロシミュレーションによると、 m_h が 110 GeV の時、 80 fb^{-1} の積分ルミノシティーで $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$ と $q\bar{q}b\bar{b}$ のモードで約 2000 事象を収集することが出来る。従って、 $\sigma_{Zh} \times Br(h \rightarrow b\bar{b})$ を 1σ で 2% の精度で測定できるであろう。 MSSM における $\sigma_{Zh} \times Br(h \rightarrow b\bar{b})$ と標準模型におけるそれとの違い ($\Delta\sigma_{Zh}$) の、 m_A と $\tan\beta$ の二次元平面上での等高線を図 1.16 に示す。 m_A が小さい領域では、 ZZh バーテックスに現われる $\sin(\beta-\alpha)$ が 1 より小さくなり σ_{Zh} が標準模型より小さくなる効果で、 $\Delta\sigma_{Zh}$ は負の値をとる。一方、 m_A が大きくなると σ_{Zh} は標準模型の値に近くなるが、 $\tan\beta$ が大きい領域で、 $Br(h \rightarrow b\bar{b})$ が標準模型より大きくなる効果により、 $\Delta\sigma_{Zh}$ は 正の方向にずれる。このずれを調べることで、発見されたヒッグス粒子が標準模型のそれであるか否かの判定が出来るのである。

ヒッグスの崩壊分岐比も、発見されたヒッグス粒子が標準模型的か否かを調べる上で重要な情報を与える。特に $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$ は重要である。標準模型では、このモードへの崩壊分岐比は約 10^{-3} であるが、 MSSM で m_A が小さく $\tan\beta$ が大きい時には、 10^{-4} 以下になる[1]。この終状態は際だった特徴を持っているので、バックグラウンドも少ないと期待できる。ただし分岐比は小さいので、 100 fb^{-1} 以上の高統計が必要である。 $h \rightarrow c\bar{c}$ の分岐比の測定も同様に重要である。 $Br(h \rightarrow c\bar{c})$ は標準模型では数 % であるが、 MSSM ではさらに小さくなる。この場合、ヒッグス粒子の主な崩壊モードである b ジェット対がバックグラウンドとなるので、 c クォーク対への崩壊の識別は実験的に難しいが、 $c\bar{c}$ への崩壊モードが存在しないことが確認出来れば、ヒッグス粒子が標準模型のそれでないという明確な証明になる。

このような測定は、ヒッグスの性質が標準模型どうりのものなのか、 MSSM 等の新しい物理を必要とするものなのかに関して、重要な指針を与えるであろう。そして、得られた $(m_A, \tan\beta)$ 面上での制約は、 JLC の次のエネルギーを設定することになるであろう。

1.2.4 $Br(h^0 \rightarrow \tau^+\tau^-)$ の測定

τ レプトンと b クォークの質量の比は超対称大統一模型 (SUSY-GUT) の予言の成功例の一つであるが、 $Br(h^0 \rightarrow \tau^+\tau^-)$ の測定により、これをさらにより高い精度で検証することが出来る。現在のところ、 b クォークの質量は、 $b\bar{b}$ 間のポテンシャルより決められているために理論的な不定性は避けられない。しかし、ヒッグス粒子の質量が中間質量領域にあって、 b クォークへの崩壊が主なモードであるときは、 τ レプトンへの崩壊と b クォークへの崩壊の比を取ることによって、 b クォークの質量を精度よく決めることが出来る。ほとんどの模型で、 b クォークと τ レプトンの質量は同じヒッグス項により生成されるので、 $Br(h^0 \rightarrow \tau^+\tau^-)$ と $Br(h^0 \rightarrow b\bar{b})$ の比は m_b と α_s の不定性を除いて確定している。図 1.17 は m_b-α_s 面上における $Br(h^0 \rightarrow \tau^+\tau^-)$ の等高線を示している。例えば、 $m_h = 110$ GeV で $\sqrt{s} = 220$ GeV だとすると、 $e^+e^- \rightarrow Zh$ 反応の断面積は 約 360 fb であり、 $Br(h^0 \rightarrow \tau^+\tau^-)$ =5%、測定効率 10% を仮定すると , $Z \rightarrow l^+l^-$ または、 $Z \rightarrow q\bar{q}$、および $h^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ のモードで 200 事象 検出出来る。

[1] ここでは中間質量領域のヒッグス粒子について考える

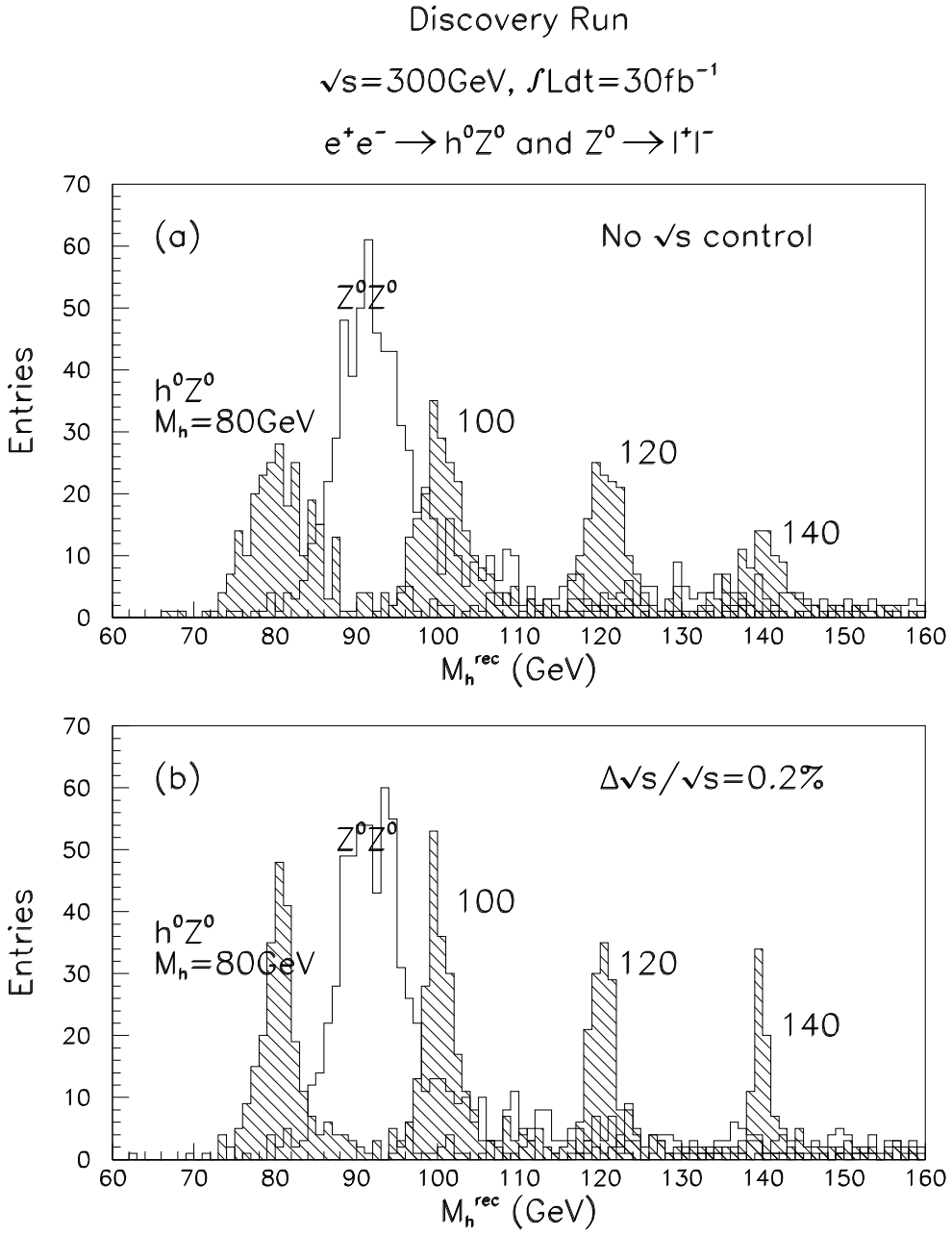

図 1.13: $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ に対応する $Z^0 \to l^+l^-$ の反跳質量分布。積分ルミノシティーは 30 fb^{-1}。(a) は衝突エネルギーの制御をしない場合、(b) はした場合。網かけしたヒストグラムは、$m_{H_{SM}}$=80、 100、 120、および 140 GeV の時の $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$。白抜きのヒストグラムはバックグラウンド反応 $e^+e^- \to Z^0Z^0$。

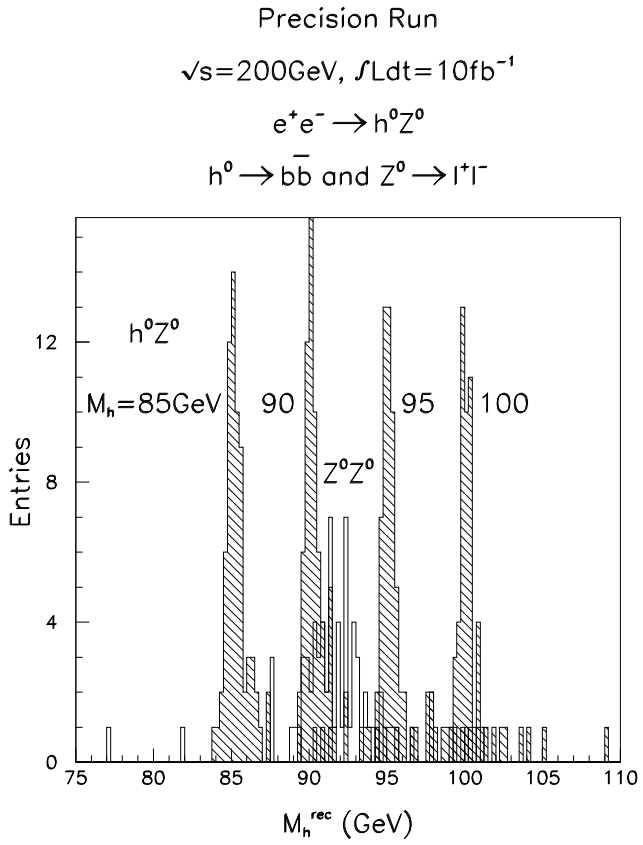

図 1.14: $\sqrt{s} = 200$ GeV における $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ に対応する $Z^0 \to l^+l^-$ の反跳質量分布。ビームエネルギーの広がりは全幅で 0.4%、積分ルミノシティーは 10 fb^{-1}。網かけしたヒストグラムは、$m_{H_{SM}}$=85、 90、 95、 および 100 GeV の時の、$e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$。白抜きのヒストグラムはバックグランド反応の $e^+e^- \to Z^0Z^0$ に対して b タギングをしたもの。

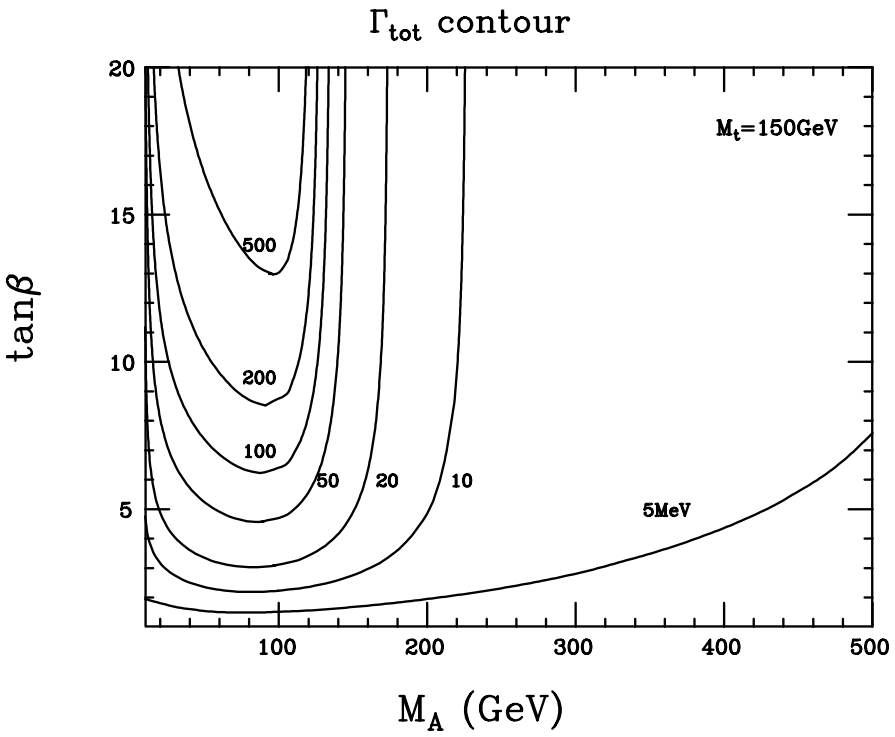

図 1.15: m_A と $\tan\beta$ 面上での h^0 の全崩壊巾の等高線。この図では、$m_t = 150$ GeV、$m_{SUSY} = 1$ TeV、としてあるので、$m_h < 120$ GeV となる。標準模型のヒッグスがこの質量を持つ時は全崩壊巾は数 MeV 程度である。

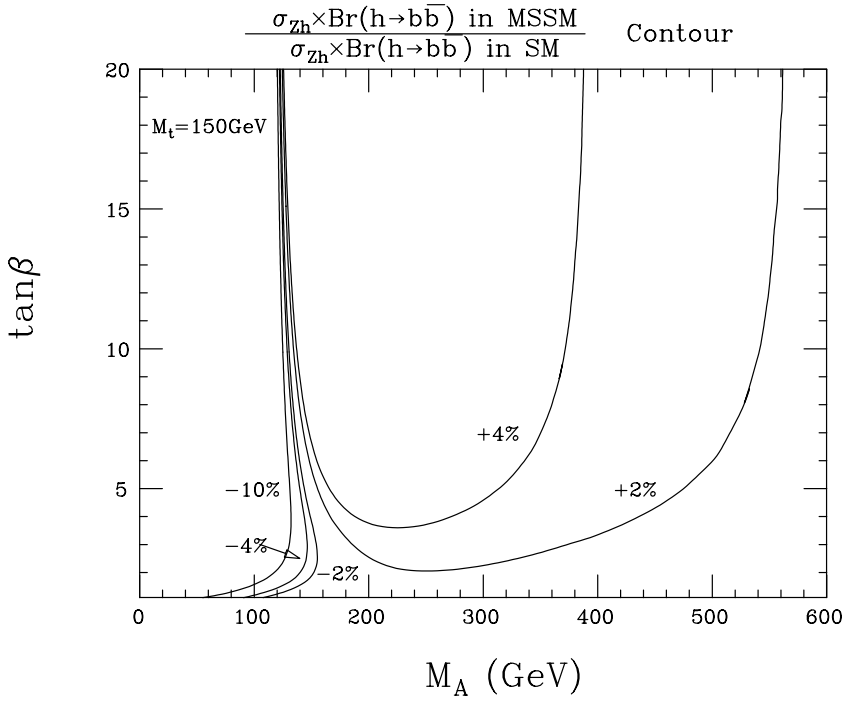

図 1.16: $\sigma \times Br(h^0 \to b\bar{b})$ の標準模型と MSSM の場合の比較。

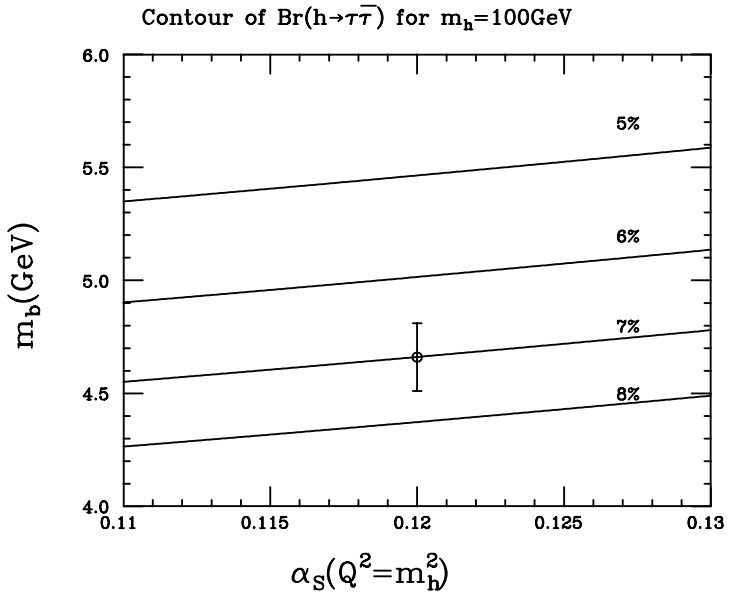

図 1.17: α_s-m_b 面上での $Br(h^0 \to \tau^+\tau^-)$ の等高線。ヒッグス粒子に関するパラメーターは $m_h = 100$ GeV になるように設定してある。

これは、$Br(h^0 \to \tau^+\tau^-)$ の 0.5% での測定に相当し、b クォーク質量としては 1σ で 150 MeV の測定になる。これは、理論的な取り扱いの難しい $b\bar{b}$ ポテンシャルや低エネルギーでの輻射補正の不定性のないデーターであり、超対称大統一模型 (SUSY-GUT) の検証の上で貴重なデーターとなる。

1.3 非標準ヒッグス粒子の探求

ヒッグス多重項が標準模型と異なることを示すもっとも直接的な方法は、最初に発見されたヒッグス粒子以外のヒッグス粒子、H^0、A^0、$H^\pm$ 等を発見することである。この節では、これら標準模型に無いヒッグス粒子の探索と研究の戦略を概説する。

1.3.1 探索方法

最小超対称標準模型 (MSSM) における複数個のヒッグス粒子 (h^0、H^0、A^0、$H^\pm$) の質量は、図 1.18に示すように、m_A と $\tan\beta$ の関数である。m_A が大きいときには、h^0 (最も軽いヒッグス粒子) の質量は $\tan\beta$ で決まるある最大値に収束していくが、H^0、$H^\pm$、A^0 はほとんど等しい質量をもつようになる。m_A が小さいときには、H^0 と $H^\pm$ は m_A にほとんど依存せず、各々の最小質量値に近い値になる (最低次の計算では、$m_{H^0} \to m_Z$、$m_{H^\pm} \to m_W$)。

これらのヒッグス粒子は、$(1)e^+e^- \to H^0Z^0$、$(2)e^+e^- \to H^0A^0$、$(3)e^+e^- \to h^0A^0$、$(4)e^+e^- \to H^+H^-$、の反応で生成される。(1) と (3) の反応の断面積は $\cos^2(\alpha-\beta)$ に比例し、(2) の断面積は $\sin^2(\alpha-\beta)$ に比例している。$\cos^2(\alpha-\beta)$ は m_A の小さい領域では 1 に近く、m_A の大きい領域では 0 に近くなる。一方、(4) の反応の断面積は位相空間の効果を除き、m_A や $\tan\beta$ に依存しない。従って、標準模型にないヒッグス粒子の探索に於いては、m_A が小さい場合には (1)、(3)、(4) の反応が、m_A が大きい場合には (2) と (4) の反応が使用できる。(4) の反応を使った $H^\pm$ の探索は文献 [38, 39] に詳しい。以下の節では、(1) と (2) の反応を使った探索について述べる。

1.3.2 $e^+e^- \to H^0Z^0$ 反応

この反応の断面積は、m_A が小さいときに大きくなる。我々が考えている領域では、$\tan\beta$ が小さくて、$H^0 \to h^0h^0$ が運動学的に許されないかぎり、$H^0 \to b\bar{b}$ が主な崩壊過程である [40]。従って、前章で述べたヒッグスの探索方法がそのまま当てはまる。

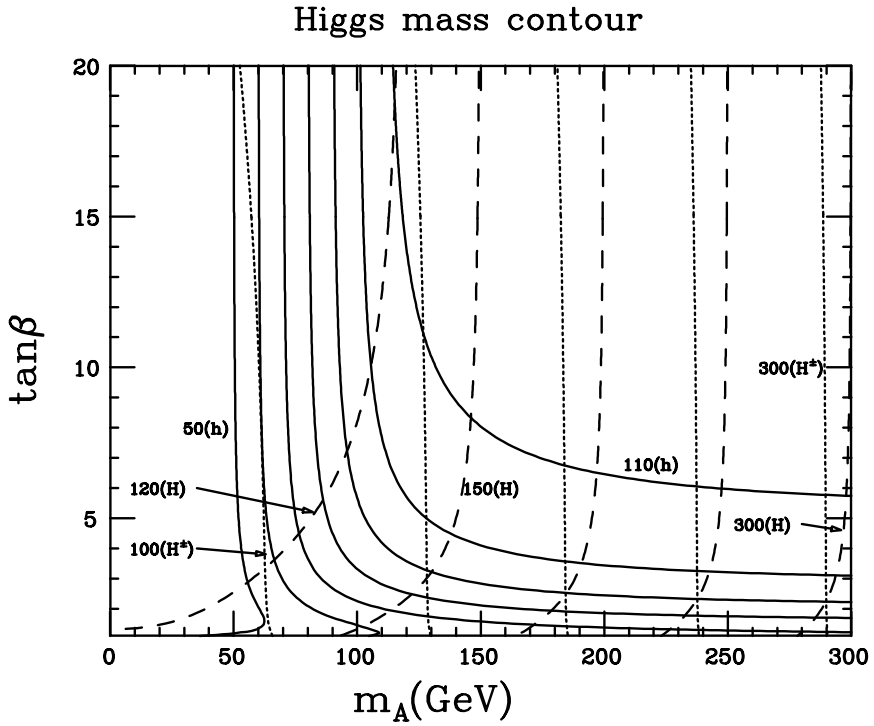

図 1.18: m_A-tan β 平面上における、h^0(実線)、H^0(破線)、および $H^{\pm}$(点線) の質量の等高線。h^0 の質量は 50、60、70、80、90、100、および 110 GeV、H^0 は 120、150、200、250、および 300 GeV、$H^{\pm}$ は 100、150、200、250、および 300 GeV の線を示してある。また $m_t = 150$ GeV、$m_{\tilde{q}} = 1$ TeV、および $A_t = A_b = \mu = 0$ とした。このパラメーターセットでは、m_h の最大値は 114.4 GeV、H^0 と $H^{\pm}$ の最小値はそれぞれ 144.5 および 83.7 GeV になる。

注目すべきことは、$\sqrt{s} = 300$ GeV に於いても、$\sin^2(\alpha - \beta)$ の値によっては、h^0 と H^0 が同時に発見できるような場合があることである。そのような例を図 1.19 に示す。この図では、$m_{h^0} = 100$ GeV、$m_{H^0} = 120$ GeV、$\sin^2(\beta - \alpha) = 0.33$ である。

1.3.3 $e^+e^- \to H^0A^0$

m_A が大きい場合には、標準模型に無いヒッグス粒子の探索に使用できる反応は、$e^+e^- \to H^0A^0$ と $e^+e^- \to H^+H^-$ であるが、探索可能な領域は加速器の到達可能エネルギーによって制約される。これらの反応の全断面積の例を図 1.20 に示す。生成断面積は $\sqrt{s} = 300 \sim 500$ GeV のエネルギー領域ではほぼ 10 fb の程度である。

以下では、$e^+e^- \to H^0A^0$ 反応について、$\sqrt{s} = 500$ GeV で積分ルミノシティー 100 fb $^{-1}$ を仮定して行なったシミュレーションについて述べる。m_A は 200 GeV とし、$\tan\beta = 10$、$m_t = 150$ GeV とした。このパラメーターでは、$m_{H^0} = 201$ GeV、$\sin^2(\beta - \alpha) \sim 1$ となっている。また主な崩壊のモードは $b\bar{b}$ であるが、シミュレーションでは、$Br(H^0/A^0 \to b\bar{b} = 0.92$、$Br(H^0/A^0 \to \tau^+\tau^-) = 0.08$ とした。このような崩壊分岐比の時、$e^+e^- \to H^0A^0$ 反応の終状態は、(1) $e^+e^- \to 4jets$ ($\sim$ 84.6 %)、(2) $e^+e^- \to \tau^+\tau^-2jets$ ($\sim$ 14.7 %)、(3) $e^+e^- \to \tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$ ($\sim$ 0.6 %) の三つのトポロジーに分類できる。解析の詳細は文献 [1] に譲るが、4 ジェット事象を選び、2 ジェットの不変質量分布をとることにより、図 1.21 のように $e^+e^- \to t\bar{t}$ 反応によるバックグラウンドの上に H^0A^0 反応からの信号を見ることが出来る。　質量が非常に接近しているので H^0 と A^0 の区別をすることは難しいが、$\sqrt{s} = 500$ GeV で実験を行なえば 200 GeV の H^0 と A^0 を 発見することは容易である。

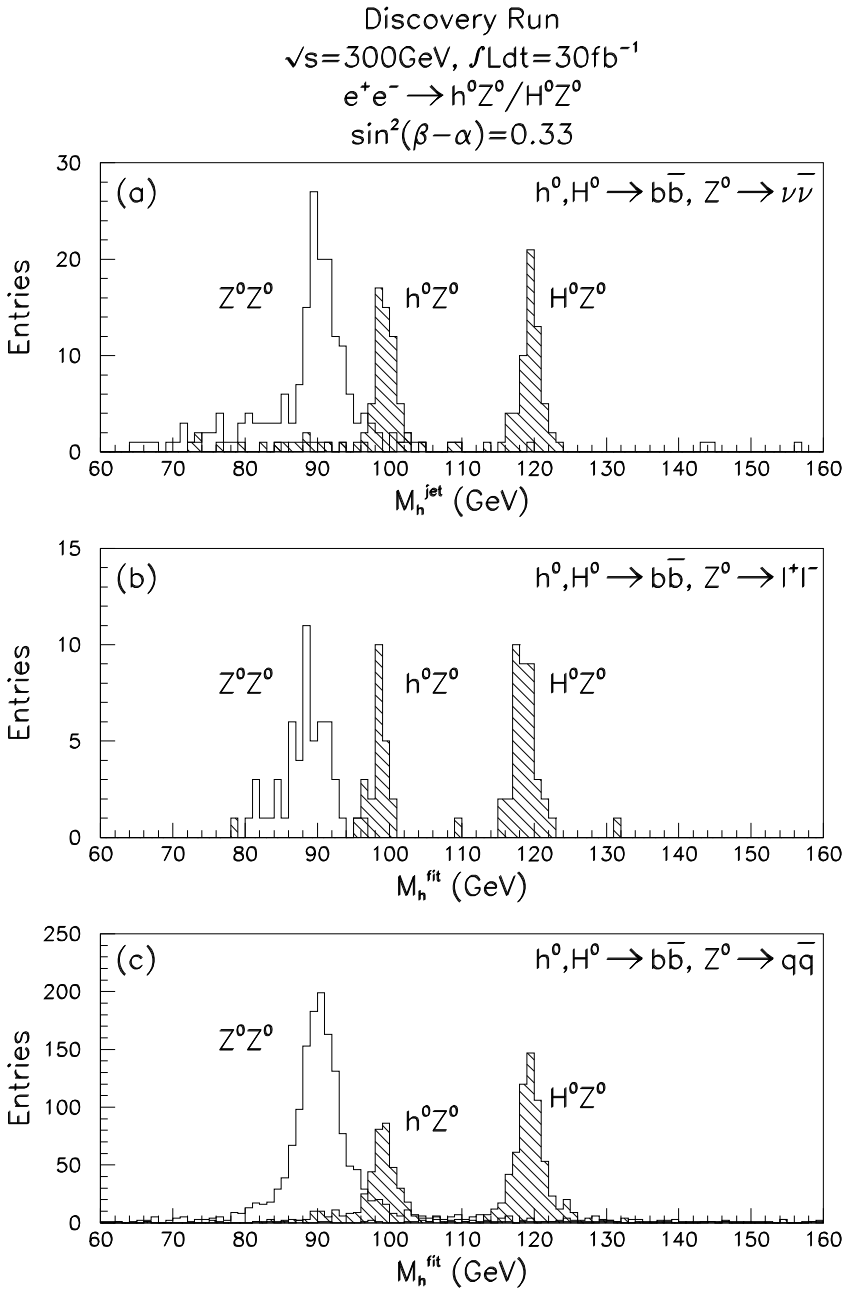

図 1.19: $\int Ldt$=30 fb^{-1} の時の再構成した不変質量の分布。(a) は $h^0/H^0 \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$ の時の m_h^{jet} 分布。(b) は $h^0/H^0 \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to l^+l^-$ の時の m_h^{jet} 分布。(c) は $h^0/H^0 \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to q\bar{q}$ の時の m_h^{jet} 分布。図中、網かけしたヒストグラムは、 $m_h = 100$ GeV、 $m_H = 120$ GeV、そして $\sin^2(\beta-\alpha) = 0.33$ とした時の、 $e^+e^- \to h^0Z^0$ および $e^+e^- \to H^0Z^0$ 信号である。白抜きのヒストグラムは，バックグラウンドとなる $e^+e^- \to Z^0Z^0$ 反応によるものである。

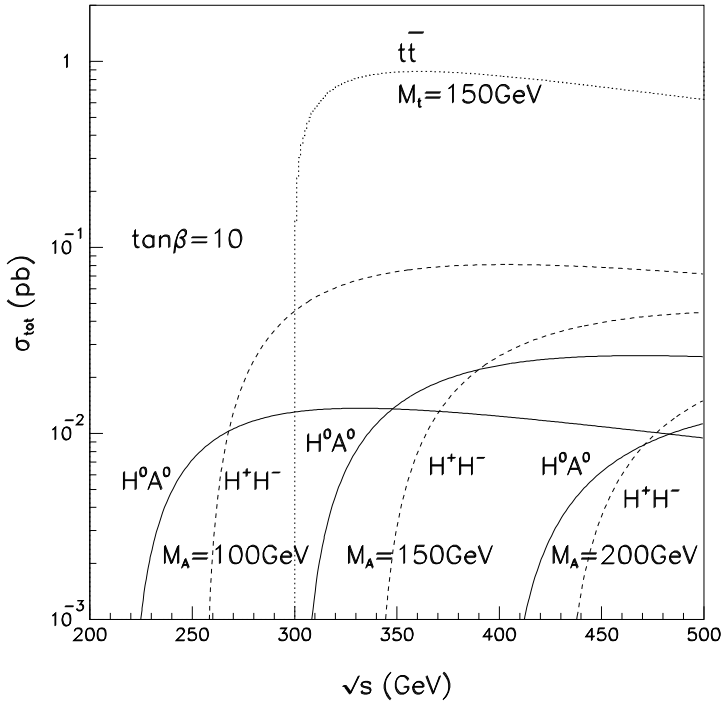

図 1.20: $\tan\beta = 10$、 $m_t = 150$ GeV、および $m_{\tilde{t}} = 1$ TeV とした際の $m_A = 100$、 150、 および 200 GeV に対する $e^+e^- \to H^0A^0$ (実線) と $e^+e^- \to H^+H^-$ (破線) 反応の全断面積。点線は、バックグラウンド反応である $e^+e^- \to t\bar{t}$ の全断面積。

1.3.4 超対称性のスケールと m_A、 m_H の測定

ヒッグス粒子の質量は超対称粒子による輻射補正の影響を受ける。図 1.22に、 m_A と m_t をおのおの 160 GeV と 150 GeV に決めたときの、 m_{h^0} または m_{H^0} が一定の等高線を $\tan\beta$ と $m_{\tilde{q}}$ の二次元面上で示している。 A^0 や H^0 の質量が決まる様な状況では当然 h^0 の質量も決まっているはずであるが、図 1.22からわかるように $\tan\beta > 7$ であれば h^0 により 超対称粒子の質量もほぼ決まってくることが分かる。

1.4 超対称粒子の探求

既に述べたように、超対称性は軽いヒッグス粒子の存在を予言し、また、その JLC-I における発見は容易である。しかしながら、軽いヒッグス粒子の発見のみでは超対称性を証明したことにはならない。少くとも一つの超対称粒子を発見する必要があるのである。JLC-I においてこれら超対称粒子の 1 つを発見できる可能性が十分あることは既に強調した通りである [41]。もちろん、どの超対称粒子が最初に発見されるかは、超対称性模型に依存する。しかしながら、後に示すように、JLC-I における超対称粒子の探索方法は模型の詳細にはほとんど依らない。そして、ひとたび一つの超対称粒子が発見されれば、その性質を調べることによって、次の超対称粒子の居所が分かるのである。さらに、発見された超対称粒子の質量の測定も模型によらない方法で行なえる点も重要である。これによって、超対称模型に関する基本仮定の検証が出来るからである。もう一つ強調すべきことは、偏極電子ビームの果たす重要な役割である。電子ビームの偏極を制御することにより、超対称粒子の探索や研究が極めて能率的に出来るのである。

1.4.1 超対称模型に関する基本的な仮定

特に断らない限り、これ以降では大統一を前提とする超重力模型 (SUGRA) の枠組を想定する。この模型は、一般的に、超対称粒子の質量スペクトラムや相互作用を規定する次のパラメーターを含む [42]。

$$(m_0, M_2, \mu, \tan\beta)$$

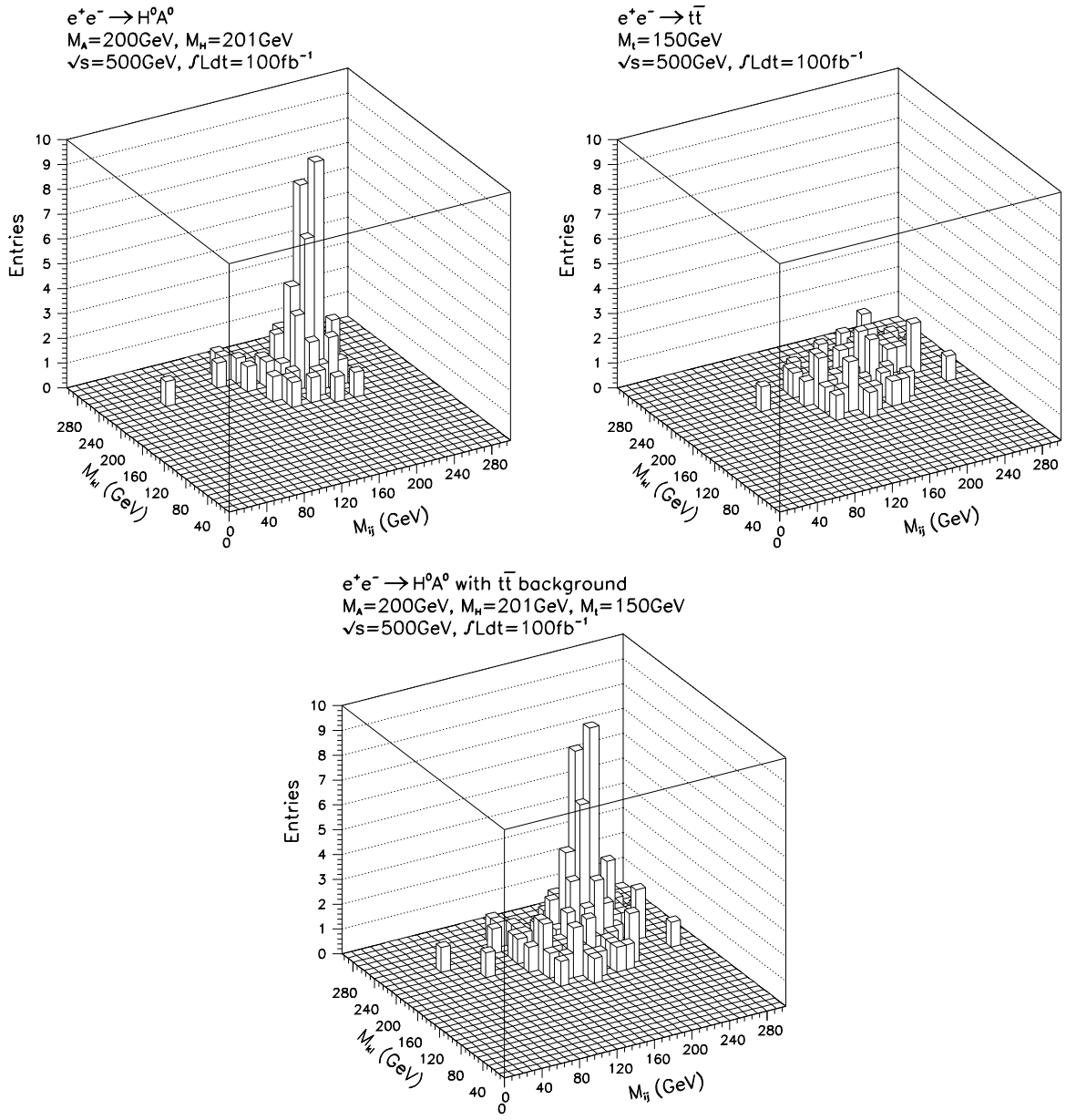

図 1.21: $\sqrt{s}$ = 500 GeV、 $\int Ldt$=100 fb^{-1} の時の 2 ジェット対から再構成された質量のレゴプロット。(a) は m_A = 200 GeV、 m_H = 201 GeV の時のシグナルである $e^+e^- \to H^0A^0$ 反応のレゴプロット。(b) はバックグラウンドになる $e^+e^- \to t\bar{t}$ 反応 (m_t = 150 GeV) のレゴプロット、(c) は (a) と (b) の和である。

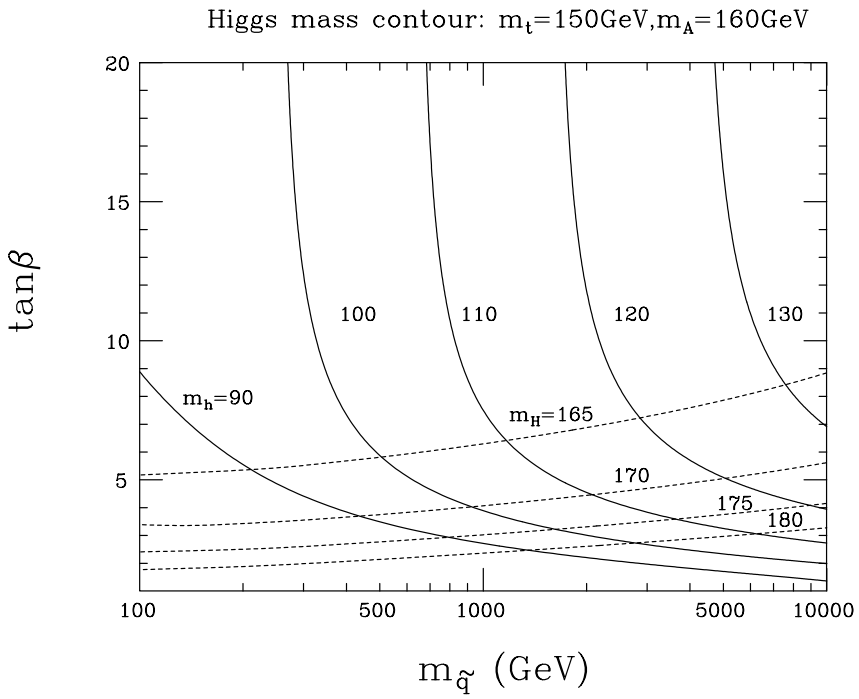

図 1.22: $m_{\tilde{q}}$-$\tan\beta$ 平面上での h^0(実線) と H^0(破線) の質量一定の等高線。

ここで、μ はヒグシーノの質量パラメータ、$\tan\beta$ は二つのヒッグス二重項の真空期待値の比、m_0 は全てのスカラー粒子に共通する普遍的なスカラー質量パラメーター (隠れたセクターにおける超対称性の破れ) である。　M_2 は、$SU(2)$ ゲージーノ質量パラメーターで、$SU(3)$ および $U(1)$ ゲージーノの質量パラメーターとは、大統一の条件、すなわち次の関係を持つ。

$$\frac{M_1}{\frac{5}{3}\alpha/\cos^2\theta_W} = \frac{M_2}{\alpha/\sin^2\theta_W} = \frac{M_3}{\alpha_s}$$

後に示すように、これらの SUGRA-GUT の基本仮定は、実験的に高い精度で検証できることを指摘しておく。

不必要な議論の複雑化を避けるため、さらに以下の仮定をする。まず、R パリティーは厳密に保存するとする。そうすると、超対称粒子が常に対になって生成されること、最も軽い超対称粒子 (LSP) が安定であることが言える。また宇宙論と矛盾しないように、LSP としては最も軽いニュートラリーノを想定する。これに加えて、特に断らない限り、問題とする超対称粒子は最も軽い荷電超対称粒子とする。以下に見るように、この最後の仮定は LSP への直接崩壊に対して十分な分岐比を保証する [43]。従って、超対称粒子生成の信号は、大きな横運動量損失あるいはアコプラナリティーとなる。

図 1.23-a) と -b) は、それぞれ、μ-M_2 平面における軽い方のチャージーノの質量等高線、m_0-M_2 平面におけるスフェルミオンの質量等高線である。この図から分かるように、一般に、カラーを持った超対称粒子はそれを持たない超対称粒子より重い。そこで、以下では、主としてチャージーノとスレプトンの対生成を扱うことにする。いずれにせよ、JLC-I における超対称粒子の発見は、そのしきい値を越えている限り容易である。それのみならず、電子陽電子反応のきれいさのおかげでそれらの新粒子の性質の詳細な研究が可能である。こうして、最初に発見された超対称粒子 1 つからでも超対称性模型のパラメーターに関する多くの情報を引き出せるのである。これらのパラメーターに関する知識は、次の超対称粒子探索の重要な指針となろう。

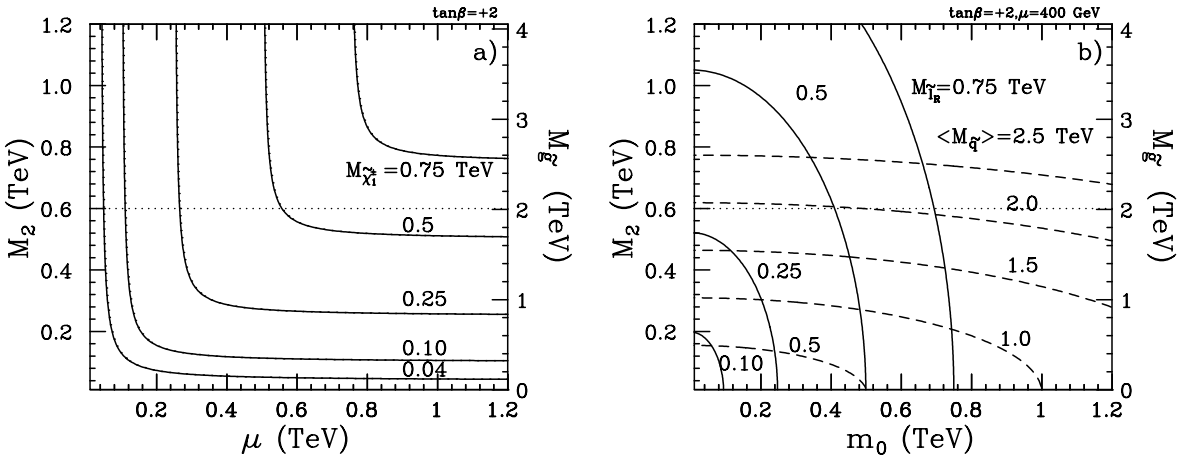

図 1.23: (a) μ-M_2 平面における軽い方のチャージーノの質量等高線。ここでは、$\tan\beta \equiv v_2/v_1 = +2$ とした。右の縦軸は対応するグルイーノの質量である。また、点線は ハドロンコライダーにおける探索限界である。(b) m_0-M_2 平面におけるスフェルミオンの質量等高線。この例では、$\tan\beta = +2$、$\mu = 400$ GeV とした。実線はスレプトン、破線はスクォークである。ここでも、点線はハドロンコライダーにおける探索限界である。

1.4.2 チャージーノ

軽い方のチャージーノの一般的性質

ここでは、軽い方のチャージーノが JLC-I で発見される最初の超対称粒子である場合から始めよう。チャージーノ ($\chi_1^\pm$、 $\chi_2^\pm$) は荷電ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$) と荷電ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) の混合状態であり、次の質量行列を対角化することにより得られる。

$$\mathcal{L}_{\rm mass} = (\tilde{W}^+ \quad \tilde{H}^+) \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}m_W \cos\beta \\ \sqrt{2}m_W \sin\beta & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{H}^- \end{pmatrix}$$

この質量行列が 3 つの超対称性のパラメーター $(M_2,\ \mu,\ \tan\beta)$ によって規定され、特に、弱い相互作用の固有状態 ($\tilde{W}^\pm$,$\tilde{H}^\pm$) 間の混合角が主として M_2 と μ によって決まることに注意する。M_2 と μ の差が大きければ、混合は少なく、純粋状態である荷電ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$) と荷電ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) がほとんど質量固有状態に一致する。我々の探索対象である軽い方のチャージーノは、これらの内の軽い方、すなわち、$M_2 \ll \mu$ か $M_2 \gg \mu$ かによって荷電ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$) か荷電ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) かのいずれかとなる。もし、M_2 と μ が同程度であれば、これら二つの状態間にかなりの混合があり、従って、軽い方のチャージーノは荷電ウイーノと荷電ヒグシーノの性質を合わせ持つことになる。これらのことを考慮して、純粋状態の議論から始めるのが適当であろう。そうすることにより、より一般的な、大きな混合のある場合に対する洞察も得られるからである。

i) ウイーノ ($\tilde{W}^\pm$)

軽い方のチャージーノ ($\chi_1^\pm$) がほぼ純粋な荷電ウイーノ状態であれば、LSP も ほぼ純粋なビーノ ($\tilde{B}$) 状態になる。荷電ウイーノは、W ボソンの超対称パートナーであるので、左手型のフェルミオン - スフェルミオン対には直接結合するがビーノには直接結合しない。仮定によって、$\tilde{W}$ は全てのスフェルミオンより軽いので、その $\tilde{B}$ への崩壊は、

$$\tilde{W}^+ \to f_u \bar{\tilde{f}}_{dL}^{\,*} \to f_u \tilde{B} \bar{f}_d$$

または

$$\tilde{W}^+ \to \tilde{f}_{uL}^{\,*} \bar{f}_d \to f_u \tilde{B} \bar{f}_d$$

のように仮想スフェルミオンの交換を通してのみ起こる。ここで、f_u と f_d は それぞれ、アップ型、ダウン型のフェルミオンである。

ii) ヒグシーノ ($\tilde{H}^\pm$) あるいは 混合状態

軽い方のチャージーノが主としてヒグシーノ成分から成る場合には、 LSP もまた主にヒグシーノ成分から成り、両者の質量はほぼ縮退する。この場合には、 $\tilde{h}^+\tilde{h}^0W$ バーテックスによって LSP への直接崩壊が許される。

$$\tilde{h}^+ \to \tilde{h}^0 W^{(*)+} \to \tilde{h}^0 f_u \bar{f}_d$$

一方、フェルミオン - 仮想スフェルミオン対への崩壊は、それが湯川結合に起因するため、一般に抑制される。同じ理由で、ウイーノの場合に有った t チャンネルのスニュートリノ交換を通した崩壊も無視できる。唯一の例外は、トップと LSP に崩壊する仮想ストップと、 b クォークへの崩壊であるが、これが許されるためには、軽い方のチャージーノと LSP との間に十分大きな質量差が必要となる。大きな質量差は、混合角がかなりの程度大きいことを要求するので、ゲージーノも軽くなくてはならない。質量差が $O(m_Z^2/(m_{\tilde{B}} - m_{\tilde{h}}))$ 程度の大きさだからである。

以上に述べた定性的な議論をより定量的なものとするため、以下では、軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^\pm$) の生成と崩壊をより詳しく調べよう。

チャージーノの対生成

図 1.24は、 $\sqrt{s} = 500$ GeV における軽い方のチャージーノの対生成の断面積を μ-M_2 平面上の等高線として示したものである。この図と図 1.23-a) を比較すると、断面積のパラメーター依存性はかなり大きいが、しきい値を越えさ

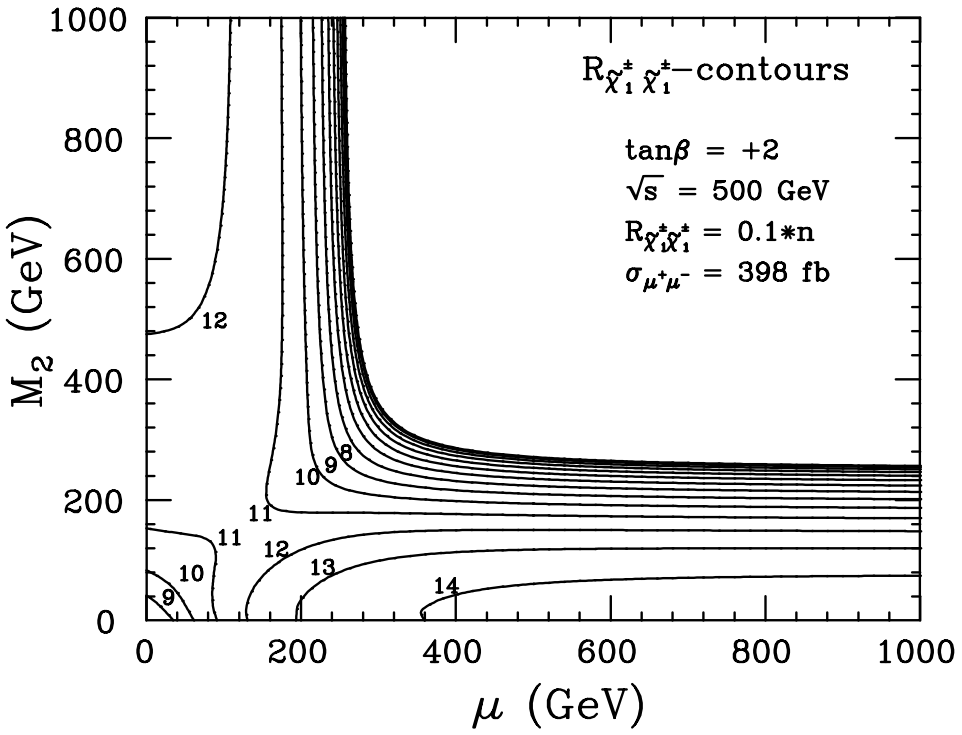

図 1.24: μ-M_2 平面上の等高線として表した $\sqrt{s} = 500$ GeV における軽い方のチャージーノの対生成の断面積。断面積は R 比で、 $m_{\tilde{\nu}} = 500$ GeV、 $\tan\beta = +2$ として計算してある。

えすれば、いたる所で十分大きいことが分かる。図 1.25-a) は、この断面積の $\sqrt{s}$ 依存性を次の三つの代表的な場合、すなわち、純粋なウイーノの場合、ウイーノとヒグシーノの半々の混合状態の場合、純粋なヒグシーノの場合、について示したものである。ここでは、 t チャンネルのスニュートリノ交換の効果が効かないように、 $m_{\tilde{\nu}} = 1000$ GeV とした。 s チャンネルのダイアグラムだけからでは、 m_0 に対する情報が得られない点に注意する。チャージーノ質量、および、それとゲージボソンの結合が、 μ、 M_2、 $\tan\beta$ から決まってしまうからである。この場合には、生成断面積の絶対値の測定から、荷電ウイーノと荷電ヒグシーノ間の混合角が得られることになる。一方、 $m_{\tilde{\nu}} = 250$ GeV として同じ図をプロットしたのが図 1.25-b) である。 t チャンネルのスニュートリノ交換の効果によって、しきい値近

辺の断面積の大きさおよび振舞いが影響されているのが分かる。このようにして、m_0 が比較的小さい場合には、t チャンネルのスニュートリノ交換の効果を通して m_0 を決める可能性が生まれる。

チャージーノの崩壊

軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^\pm$) が最も軽い荷電超対称粒子であるという仮定のもとでは、$\tilde{\chi}_1^\pm$ は LSP の次に軽い超対称粒子となる。ここでは、まず、$\Delta m \equiv M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > M_W$ の場合には、ヒグシーノ成分が無視できるほど小さくない限り、$\tilde{\chi}_1^\pm$ はほとんど $\tilde{\chi}_1^0 W$ に直接崩壊することに注意する。図 1.26 は、μ-M_2 平面上の等高線としてこの質量差を示したものである。

この二体崩壊過程が運動学的に禁止される場合には、上に述べた一般的な議論が適用できる。ここでは、まず、軽い方のチャージーノがほとんど純粋なウイーノ状態である場合から始めよう。超重力模型によれば、最も軽いスフェルミオンはスレプトンないしストップである。一方、ウイーノが JLC-I で発見できるためには、$\tilde{W} < 250$ GeV でなくてはならない。従って、もしスレプトンが最も軽いスフェルミオンである場合には、最も軽いスレプトンは右手型スレプトン、すなわち、$\tilde{e}_R$、 $\tilde{\mu}_R$、 $\tilde{\tau}_R$ となる。これらの右手型スレプトンの質量はほとんど縮退している。左手型スレプトン、すなわち、$\tilde{e}_L$、$\tilde{\mu}_L$、$\tilde{\tau}_L$、および、$\tilde{\nu}_e$、$\tilde{\nu}_\mu$、$\tilde{\nu}_\tau$ の質量もまたほぼ縮退するが、その質量は、くりこみ群によるスレプトン質量に対するゲージーノ質量の寄与の分だけ右手型のものより重くなる。ウイーノ成分は左手型の状態にのみ結合するので、軽い方のチャージーノがほぼ純粋なウイーノであれば、その崩壊は

$$\tilde{\chi}_1^+ \to \nu_l \tilde{l}_L^{+*} \to \nu_l \tilde{\chi}_1^0 l^+$$

または

$$\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\nu}_l^* l^+ \to \nu_l \tilde{\chi}_1^0 l^+$$

のように起こる。ここで、l は e、 μ、 τ のいずれでもよい。従って、対生成されたチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$) は、電子、ミュー粒子、タウ粒子の間の注目すべき普遍性を持つ、アコプラナーなレプトン対終状態となって現れることになる。この場合、$q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ への崩壊は、スクォークの伝達関数に現れる大きなスクォーク質量と本質的に ビーノ状態にある LSP への結合の強さを決めるハイパーチャージの小ささによって、強く抑制される。

もし、ストップが最も軽いスフェルミオンであれば、ウイーノ主体のチャージーノは次のような連鎖崩壊をする。

$$\tilde{\chi}_1^+ \to \bar{b}_l \tilde{t}_L^* \to \bar{b}_l \tilde{\chi}_1^0 t$$

この連鎖崩壊は、大きな横運動量損失を伴った 8 ジェット終状態を作るので、検出は容易である。

一方、ヒグシーノ成分が無視できない時には、$f\tilde{f}^*$ 過程は強く抑制され、ベーター崩壊が支配的となる。スフェルミオンが軽い方のチャージーノより重く、従って、W ボソンよりずっと重い場合には、スフェルミオン伝達関数の効果による抑制が強いためである。この場合には、$q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ への崩壊が 主たる崩壊過程 (67 %) となる。残りはレプトン型の崩壊である。このことから、チャージーノ中のヒグシーノ成分の大小に関する情報が得られる。$t\bar{b}\tilde{\chi}_1^0$ 過程が運動学的に許されれば、このモードへの分岐比が大きくなることもあり得る。この場合の信号は、上記の軽いストップの場合に一致する。

チャージーノの探索

JLC で興味のある領域、つまり $m_0 \gtrsim 200$ GeV、 $\mu \lesssim 1$ TeV、 $M_2 \lesssim 200$ GeV では、たとえ軽い方のチャージーノがウイーノ成分主体であってもハドロン型崩壊の分岐比が ~ 50 % を下回ることはない。一方、レプトン型崩壊の分岐比は最低 ~ 33 % で、ウイーノ成分の増加に伴って増加する。

実 W ボソン への崩壊 ($\tilde{\chi}_1^- \to \tilde{\chi}_1^0 W^-$) が運動学的に許される時には、4 ジェットとして再構成されたアコプラナー W ボソン対が $\tilde{\chi}_1^\pm$ 対生成の最も良い信号となる。最も大きな問題となり得るバックグラウンド $e^+e^- \to W^+W^-$ は無く、他のバックグラウンド、例えば、$e^+e^- \to W^+W^-Z$、 $e^+e^-W^+W^-$、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp Z^0$、 $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ 等は断面積が小さいからである。この場合のチャージーノ探索に大きな困難はない [43]。

そこで、ここではこの二体崩壊過程が運動学的に禁止されている場合を考えよう。W 対、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$、二光子過程等からのバックグラウンドを考慮すれば、この場合も、4 ジェット終状態が最も易しいチャンネルである。しかしながら、ここでは、一方のチャージーノがハドロン型崩壊 ($\tilde{\chi}_1^- \to q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$) し、他方がレプトン型崩壊 ($\tilde{\chi}_1^- \to l^-\bar{\nu}\tilde{\chi}_1^0$) をする場合を扱う。この過程ではジェットの組合せの誤りが無く、従って、チャージーノや LSP の質量決定がし易い利点があるからである。

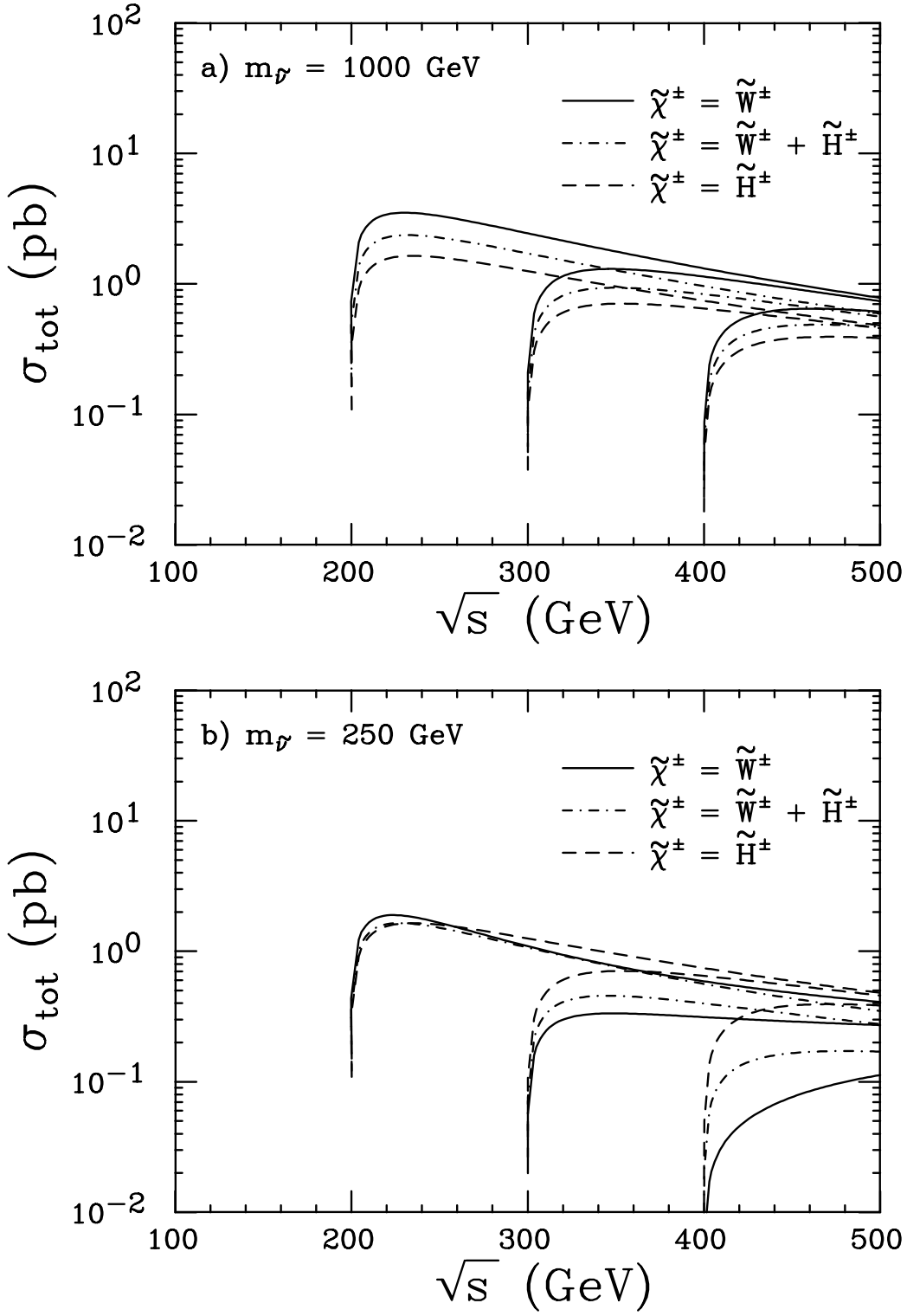

図 1.25: 軽い方のチャージーノの質量が $M_{\tilde{\chi}^{\pm}} =$、 100、 150、 200 GeV である場合の、その対生成の断面積の $\sqrt{s}$ 依存性。ここに、 (a) $m_{\tilde{\nu}} = 1000$ GeV、 (b) $m_{\tilde{\nu}} = 250$ GeV とした。実線、一点鎖線、破線はそれぞれ、純粋なウイーノの場合、ウイーノとヒグシーノの半々の混合状態の場合、純粋なヒグシーノの場合である。

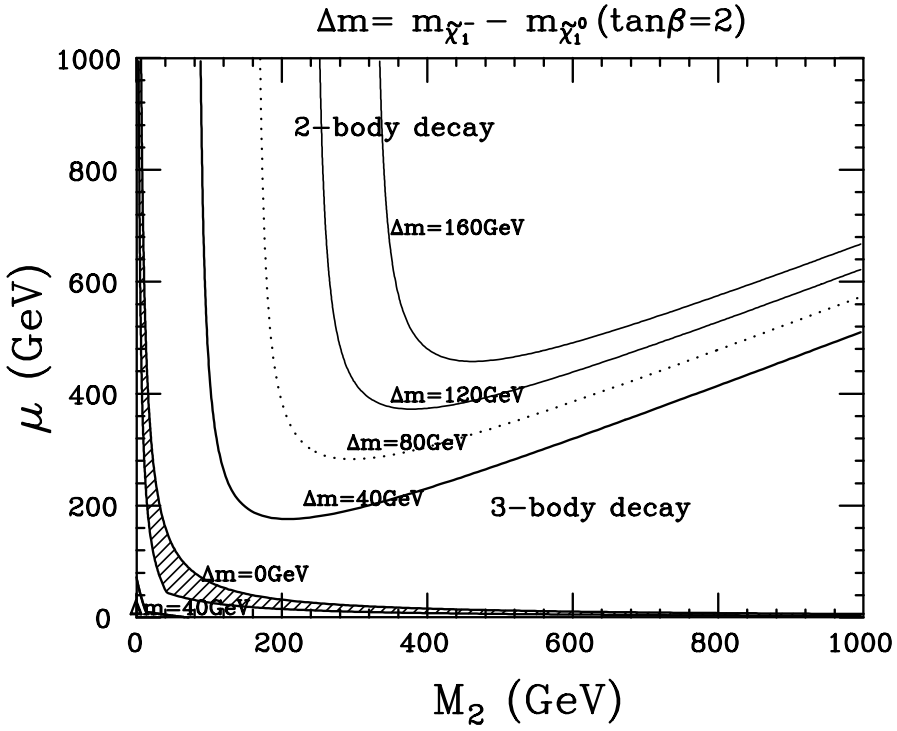

図 1.26: $\tan\beta = +2$ の場合の、 μ-M_2 平面における、質量差 $\Delta m \equiv M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ の等高線。斜線の部分は LSP が最も軽いニュートラリーノとなるべしという要求によって排除される領域である。

W 対、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$、二光子過程等からのバックグラウンドは、高エネルギーの孤立したレプトンの存在、 2 ジェット系の不変質量が W ボソンの質量にならないこと、また、レプトンと 2 ジェット系の発生角、アコプラナリティーにカットを入れることにより、効率的に除去できる [43]。 LSP との質量差 ($\Delta m \equiv M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$) が大きい限り、探すべきはアコプラナリティーの大きい高エネルギーの孤立したレプトンと W ボソン質量以下の 2 ジェットを持つ事象である。既に図 1.26に示したようにこの質量差はパラメーター空間の大部分で十分大きい。図 1.27はレプトン + 2 ジェット終状態に対する、アコプラナリティーカット以外の全てのカットをした後のアコプラナリティー分布の例である。この例では、 $\sqrt{s} = 500$ GeV で、 10 fb^{-1} (20 日) の統計を仮定した。実線がチャージーノ対、破線と点線はそれぞれ W 対と $e^\pm \overset{(-)}{\nu_e} W^\mp$ からのバックグラウンドである。 $\theta_{acop} = 30^o$ のカットをすると、後の質量測定のために十分きれいなチャージーノ事象のサンプルが得られる。ちなみに、この例では、分岐比 30 % を含めて、検出効率 は $\epsilon \gtrsim 10.3$ % である。

チャージーノの研究

チャージーノが発見されたら、次にすべきことはチャージーノと LSP の質量決定である。そのためには、チャージーノ崩壊で生じた 2 ジェット系のエネルギー分布を調べればよい。図 1.28-a) は図 1.27に対応するエネルギー分布の例である。分布の形の詳細は、崩壊バーテックスの構造によるが、端点の位置はチャージーノと LSP の質量のみで運動学的に決まる。従って、これから、チャージーノと LSP の質量が測定できる。図 1.28-b) はこのエネルギー分布をフィットすることで得られる $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$-$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での χ^2 の等高線である。この測定で期待される質量に対する統計精度は $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq \pm 2.0$ GeV および $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq 1.5$ GeV である。

LSP と 軽い方のチャージーノの質量で、チャージーノ - ニュートラリーノ質量行列の三つのパラメータ (M_2, μ, $\tan\beta$) の内の二つが決まる。もし、 LSP とチャージーノの質量比が、ほぼ $\alpha_W/(3/5)\alpha_Y$ ならば そのチャージーノの主成分はウイーノだと分かる。そうでなければ、ヒッグシーノとの混合が大きいはずで、軽いヒグシーノの存在が示唆される。

以上の解析は、チャージーノの実 W ボソンへの二体崩壊が許される場合も同様に行なえる。 2 ジェット系として再構成された W ボソンのエネルギー分布を測ればよいのである。図 1.29-a) はこうして得られるエネルギー分布の例

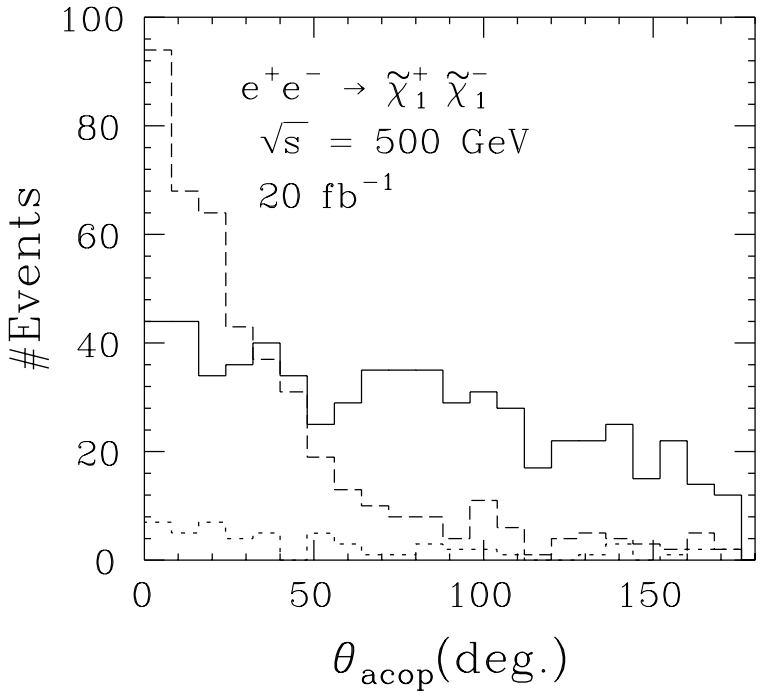

図 1.27: $m_0 = 400$ GeV、 $M_2 = 400$ GeV、 $\mu = 250$ GeV、 $\tan\beta = +2$ の場合のレプトン + 2 ジェット終状態に対する、アコプラナリティーカット以外の全てのカットをした後のアコプラナリティー分布の例。モンテカルロ事象は $\sqrt{s} = 500$ GeV で 10 fb^{-1} (20 日) の統計に対応している。実線がチャージーノ対、破線と点線はそれぞれ W 対と $e^{\pm}\overset{(-)}{\nu}_e W^{\mp}$ からのバックグラウンドである。

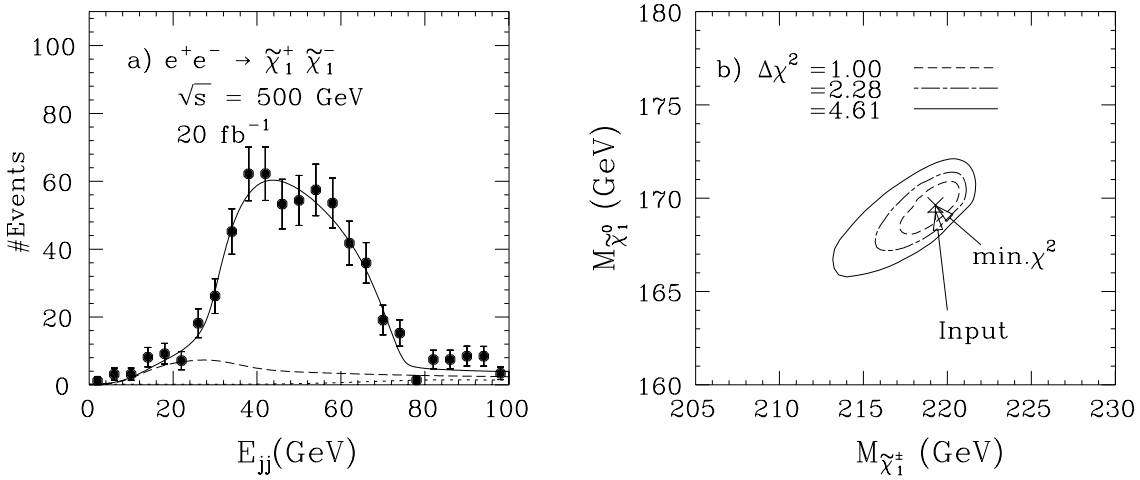

図 1.28: (a) チャージーノ崩壊で生じた 2 ジェット系のエネルギー分布。モンテカルロデータの統計は 20 fb^{-1}、超対称性のパラメーターは図 1.27と同じである。データ点はバックグラウンドを含んでいる。実線はベストフィット曲線、破線と点線はそれぞれ期待される W 対と $e^{\pm}\overset{(-)}{\nu}_e W^{\mp}$ からのバックグラウンドの形を示している。(b) $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$、$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ をパラメーターとして図 (a) をフィットした時の χ^2 の等高線。

である。また、図 1.29-b) はこのエネルギー分布をフィットすることで得られる $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$-$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ 平面での χ^2 の等高線で、この例で期待される質量に対する統計精度は $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq \pm 10$ GeV である。この例のパラメーターでは次節で述べる右手型スレプトンの方が軽く、それから LSP 質量が事前に分かっているはずである。これを使えば、チャージーノ質量に対する統計誤差は $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq \pm 5$ GeV まで小さく出来る。

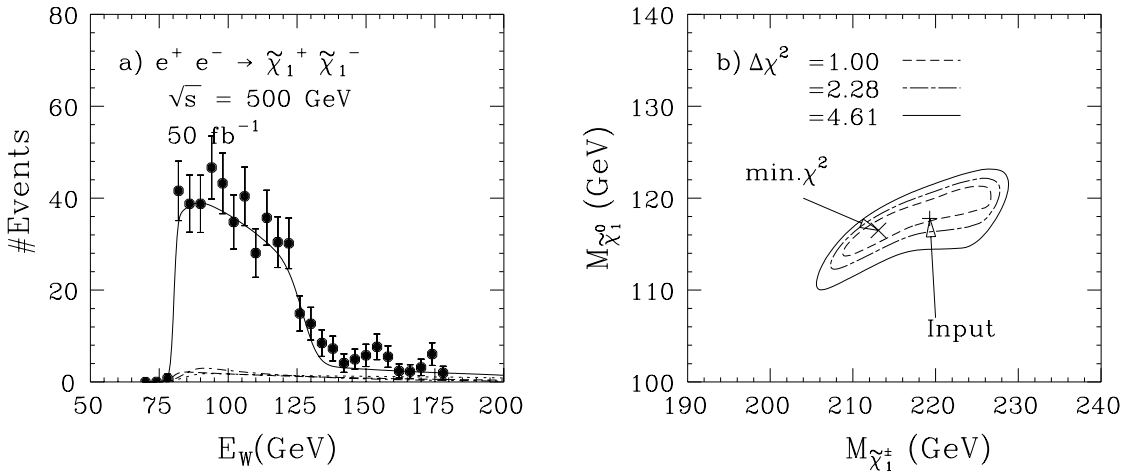

図 1.29: (a) チャージーノ崩壊で生じた W ボソンのエネルギー分布。モンテカルロデータの統計は 50 fb^{-1}、超対称性のパラメーターは $m_0 = 70$ GeV、 $\mu = 400$ GeV、 $M_2 = 250$ GeV、 $\tan\beta = +2$ である。データ点はバックグラウンドを含んでいる。実線はベストフィット曲線、破線、一点鎖線、点線はそれぞれ、 W 対、 $e^\pm \overset{(-)}{\nu}_e W^\mp Z^0$、その他 ($W^+W^-Z^0$、 $e^+e^-W^+W^-$、 $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$) のバックグラウンドの形を示している。 (b) $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$、 $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ をパラメーターとして図 (a) をフィットした時の χ^2 の等高線。

チャージーノが実 W ボソンへ二体崩壊する時には、 LSP と チャージーノ質量が分かっているのでチャージーノの生成角を再構成できる[2]。こうして求まる生成角は二値となるが、その両方をプロットすると図 1.30-a) が得られる。二つの解の内、間違った方はほぼ平坦な分布をする。このバックグラウンドを差し引くと図 1.30-b) が得られる。このチャージーノの生成微分断面積は超対称性のパラメーターに関する独立な情報を与える。例えば、前方に事象が多いことのみからでも、 t チャンネルのダイアグラムの寄与があることが分かる。

偏極電子ビームは、チャージーノの研究のための強力な武器である。例えば、右偏極の電子ビームを用いることにより、 t チャンネルの スニュートリノ交換の寄与をなくすことが出来る。右偏極の電子ビームはまたウイーノ成分の寄与の大部分をも殺してしまう。 $\tilde{W}^+\tilde{W}^-Z$ および $\tilde{W}^+\tilde{W}^-\gamma$ バーテックスはともに $\tilde{W}^+\tilde{W}^-W^3$ に起因するため Z^0 の質量が無視できる極限で右偏極の電子に結合しないからである。一方、ヒグシーノ成分はハイパーチャージの差から来る 4 倍程度の違いを除き、左右どちらの偏極電子にも結合する。従って、右偏極の電子ビームを用いることにより、チャージーノ中のヒグシーノ成分の割合を調べることが出来る。図 1.31 は $m_0 = 400$ GeV、 $M_2 = 400$ GeV、 $\mu = 250$ GeV、 $\tan\beta = +2$ の場合の軽い方のチャージーノ対の生成断面積の偏極依存性を示したものである。しきい値近辺の振舞いが、偏極によらずに S 波の位相空間因子 β^1 で決まっている点から t チャンネルのスニュートリノ

[2]この場合 4 ジェット終状態を用いなくてはならないので、ジェットモードで W ボソンの 電荷の符合を知る必要がある。ここでは、二つの W ボソンの内少なくとも一方の電荷の符合がチャームクォークからのレプトン、あるいはチャーム中間子の再構成により決められると仮定する。

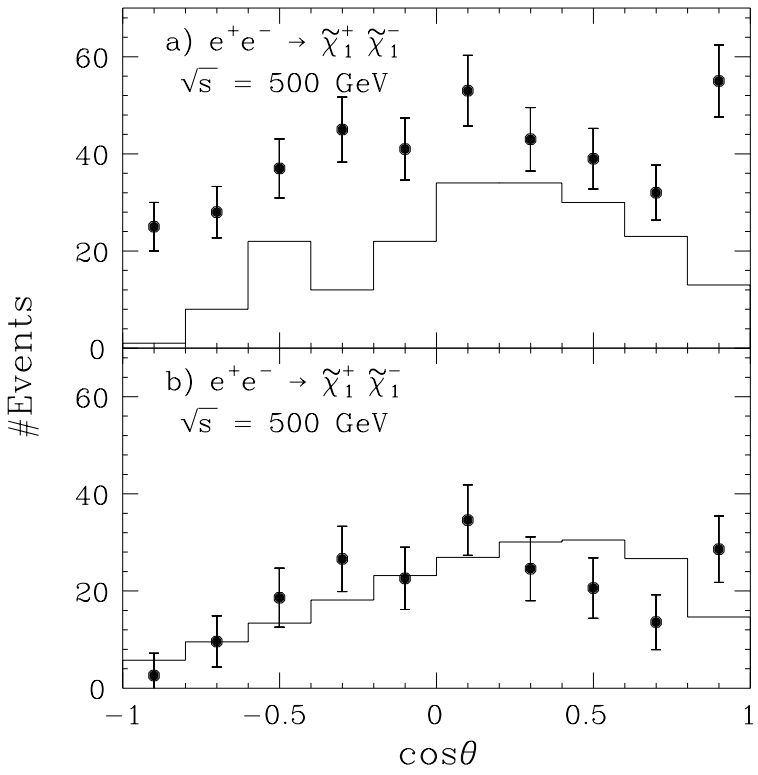

図 1.30: (a) 再構成した チャージーノの生成角の分布。モンテカルロデータ点は、図 1.29-a) に対応している。この図では、得られる二つの解を両方とも、電荷の符合が 100 % 決められるとしてプロットしている。ヒストグラムは、選ばれた事象に対する正しい生成角の分布である。 (b) 図 (a) で 間違った解から来るバックグラウンドを引いたもの。ヒストグラムは、再規格化したモンテカルロ発生時の角分布。

交換の寄与が小さいこと、また、偏極による断面積変化が数倍程度であることから、この場合のチャージーノがヒグシーノを主成分とするものであることが分かる。

超対称性の予言する軽いヒッグス粒子からの情報と合わせて、以上のような超対称粒子一つの研究からでも超対称性のパラメーターに関する多くの情報を引き出すことが可能である。これは全て、電子陽電子反応のきれいさのおかげである。

1.4.3 スレプトンの探求

スフェルミオン質量スペクトラムに関する一般論

JLC-I におけるスレプトンの発見は超対称粒子の質量スペクトラム全体を明らかにする突破口となり得る。超重力模型では、三つの荷電スレプトン、すなわち $\tilde{e}$、 $\tilde{\mu}$、 $\tilde{\tau}$ の質量はほとんど縮退するため、これらの超対称粒子の研究は同時に遂行できる。そこからは、ゲージーノやスカラー質量に関する有益な情報を引き出すことが可能である。場合によっては、 μ や $\tan\beta$ に関する情報すら得られるであろう。この際だった可能性は、スフェルミオンに対する以下の質量公式に負う所が大きい。

$$
\begin{aligned}
m^2_{\tilde{l}_L} &= m_0^2 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2-\alpha_0^2)+\frac{1}{22}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2\cos 2\beta(1-2\sin^2\theta_W), \\
m^2_{\tilde{\nu}_L} &= m_0^2 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2-\alpha_0^2)+\frac{1}{22}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2\cos 2\beta, \\
m^2_{\tilde{l}_R} &= m_0^2 - \frac{2}{11}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - m_Z^2\cos 2\beta\sin^2\theta_W
\end{aligned}
$$

$\sin^2\theta_W$ が $1/4$ に近いことによる偶然の相殺により、 $\tilde{l}_L$ と $\tilde{l}_R$ の質量差は ほとんど ウイーノ質量パラメータ (M_2) のみで決まってしまう。また、普遍スカラー質量 (m_0) や真空期待値の比 ($\tan\beta$) に対する強い制限もつく。これ

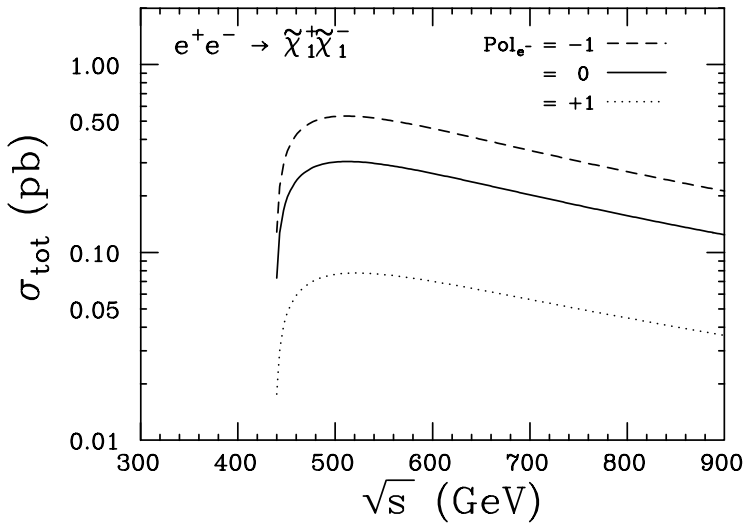

図 1.31: 軽い方のチャージーノ対生成の断面積の電子ビーム偏極依存性。ここでの超対称性のパラメーターは $m_0 = 400$ GeV、 $M_2 = 400$ GeV、 $\mu = 250$ GeV、 $\tan\beta = +2$ である。

らの質量公式は、また、右手型および左手型スレプトンの質量が各々ほぼ縮退すること、右手型の方が左手型の方より常に軽く、その質量差がゲージーノ質量で決まることを意味している。いずれにせよ、スレプトンが一つでも発見されれば、他のスレプトン発見の可能性は著しく高まる。

スレプトン対生成

スミューおよびスタウ対生成は電子陽電子対の仮想光子あるいは仮想 Z ボソンへの対消滅を通して起こり、その微分断面積は $\sin^2\theta$ のように振舞う。これらの生成全断面積はスミューおよびスタウの量子数だけで完全に決まってしまう。図 1.32は m_0-M_2 平面において $\sqrt{s} = 500$ GeV でのスミューおよびスタウ対生成の全断面積を等高線として示したものである。断面積の等高線が図 1.23-b) と良く似ている点に注意しよう。このことから、スレプトン対生成に対する探索限界がしきい値ぎりぎりまであることが分かる。

セレクトロン対生成は、これに比べ、より複雑である。ニュートラリーノの質量と相互作用の仕方に強く依存する t チャンネルのニュートラリーノ交換のダイアグラムの寄与があるためである。図 1.33 は図 1.32 と同様な断面積の等高線をセレクトロン対生成に対してプロットしたものである。t チャンネルダイアグラムの存在はまた、セレクトロン対生成の角分布を変える。図 1.34 はセレクトロン対生成の微分断面積の例である。

スレプトンの崩壊

既に見たように、しきい値を一旦越えればスレプトン対生成の断面積は十分に大きいので、その検出は、そのスレプトンと LSP との間の質量差が大きく、LSP へ直接崩壊の分岐比が十分に大きい限り、容易である。この条件は、LSP がある程度 ビーノ成分を持っていれば一般に満たされる。図 1.35-a) と -b) は、それぞれ、左手型、右手型のスレプトンの直接崩壊の分岐比を m_0-M_2 で示したものである。たしかに、パラメーター空間のほとんどの領域で $\tilde{\mu}_R$ は LSP に直接崩壊する。図 1.36-a) と -b) は 対応する LSP との質量差の等高線である。パラメーター空間のほとんど全ての領域で、この質量差は検出可能な十分な大きさを持つことに注意する。従って、スレプトン対生成の信号は、ウイーノ対の場合同様アコプラナーなレプトン対である。ただしこの場合には、スレプトンの二体崩壊ら来る終状態のレプトンのエネルギーは矩形分布をするため、ウイーノの三体崩壊との分離は容易である。特にスレプトン対のしきい値付近では、終状態のレプトンのエネルギーはほとんど単色である。また、しきい値領域の生成断面積の振舞いの違いからも、両者の識別が可能である。

LSP が ほぼ純粋なヒグシーノであれば、全く違った崩壊過程もあり得る。

$$\tilde{l} \to l\tilde{w}^{0*} \to l\tilde{h}^0 h^0$$

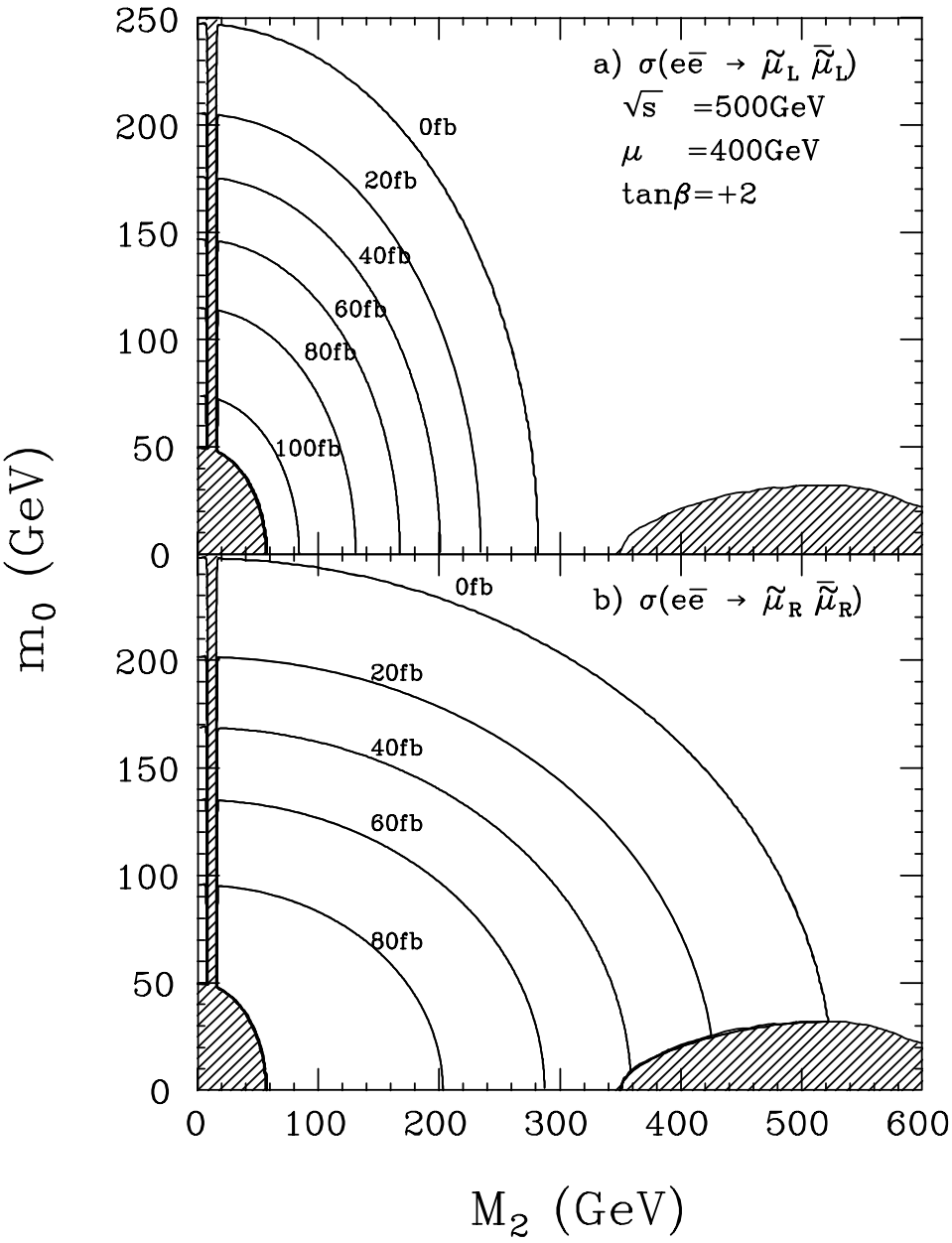

図 1.32: m_0-M_2 平面における $\sqrt{s} = 500$ GeV でのスレプトン $(\tilde{l} \neq \tilde{e})$ 対生成の全断面積の等高線。ここでは、超対称性のパラメーターとして　$\mu = 400$ GeV、$\tan\beta = +2$ をとった。(a) $e^+e^- \to \tilde{\mu}_L^+\tilde{\mu}_L^-$、(b) $e^+e^- \to \tilde{\mu}_R^+\tilde{\mu}_R^-$。斜線の部分は LSP が 最も軽いニュートラリーノであるという仮定で排除される領域である。

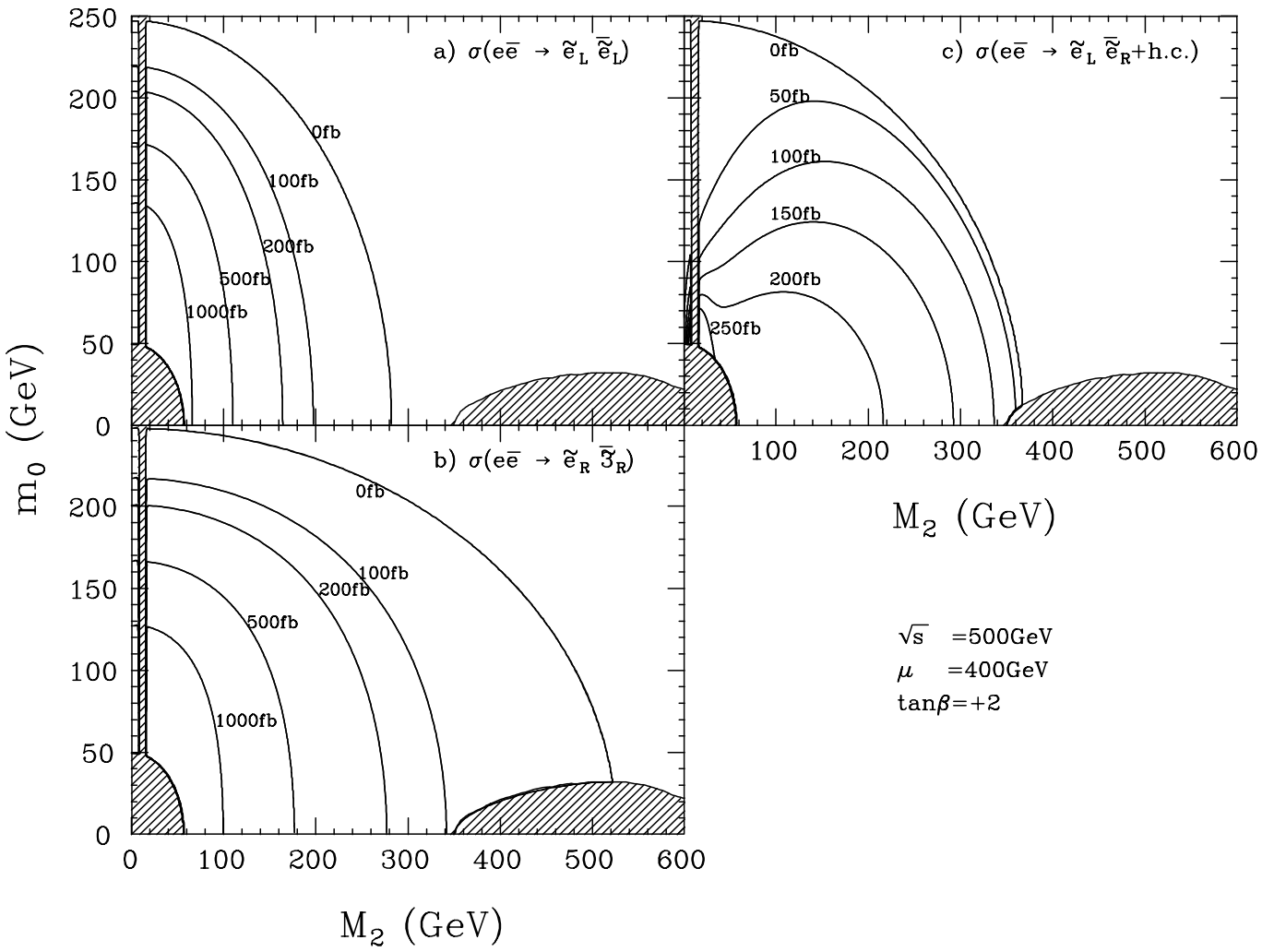

図 1.33: セレクトロン対生成に関する図 1.32 と同様なプロット。(a) $e^+e^- \to \tilde{e}_L^+\tilde{e}_L^-$、(b) $e^+e^- \to \tilde{e}_R^+\tilde{e}_R^-$、(c) $e^+e^- \to \tilde{e}_L^+\tilde{e}_R^- + \tilde{e}_R^+\tilde{e}_L^-$。

この崩壊過程は、レプトン対 + $m(jj) \sim m_h$ なる 二つのジェット対という画期的な終状態を作る。この場合、t チャンネルの寄与は無くなるので、そのことからも、LSP が ヒグシーノを主成分とすることが分かるはずである。いずれにせよ、この場合のスレプトンの検出は容易であるので、以下では LSP が ビーノ に近い場合を扱おう。

スレプトンの検出

図 1.37-a) と -b) は、それぞれ、$\sqrt{s} = 350$ GeV におけるセレクトロン、スミューオン対生成の事象に対するアコプラナリティーの分布である。モンテカルロデータの統計は 20 fb^{-1} (40 日) で、超対称性のパラメーターは、$\tilde{l}_L^{\pm}$ および $\tilde{l}_R^{\pm}$ がともに $\sqrt{s} = 500$ GeV で対生成可能で、また、$m_{\tilde{l}_R^{\pm}} < M_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}$ となるように選んである。アコプラナリティーにカットを入れることにより、主として W 対からなるバックグラウンドに対して、スレプトン対生成の信号を効果的に取り出すことが出来る。スミュー対生成の場合には、断面積が小さいため、S/N 比は幾分悪くなるが、これも、右偏極の電子ビームを用いることにより、大幅に改善できる。信号の断面積がほぼ倍増し、また、バックグラウンドをほぼ完全に落すことが出来るからである。図 1.37-c) は、電子ビームの偏極度を $Pol_{e^-} = +0.95$ とした時の例である。この場合の検出効率は、セレクトロンおよびスミューオン対生成の各々に対し、それぞれ 45.0% と 54.2% となり、また、バックグラウンドは無視できる程度になる。

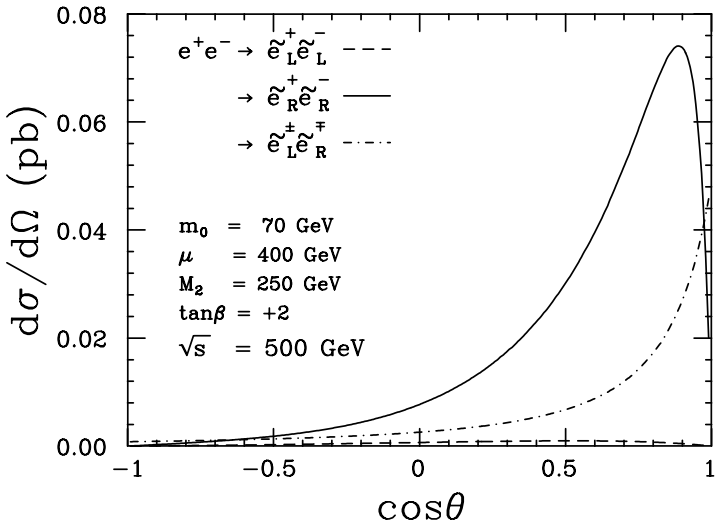

図 1.34: $\sqrt{s} = 500$ GeV でのセレクトロン対生成の微分断面積の例。超対称性のパラメーターは, $m_0 = 70$ GeV、$M_2 = 250$ GeV、 $\mu = 400$ GeV、 $\tan\beta = +2$ である。３本の曲線は $e^+e^- \to \tilde{e}^+_L\tilde{e}^-_L$ （破線）、 $e^+e^- \to \tilde{e}^+_R\tilde{e}^-_R$ （実線）、 $e^+e^- \to \tilde{e}^\pm_L\tilde{e}^\mp_R$ （一点鎖線）に対応している。

スレプトンの研究

一旦、スレプトンが発見できれば、チャージーノの場合同様、終状態のレプトンのエネルギー分布からスレプトンおよび LSP の質量を決定できる。この場合、質量決定はチャージーノの場合より易しい。エネルギー分布の形が決まっているからである。図 1.38-a) は、電子ビームの偏極度を $Pol_{e^-} = +0.95$、積分ルミノシティー 20 fb^{-1} とした時の、スミューオン崩壊からのレプトンのエネルギー分布である。スレプトンの場合は断面積がより大きいのでその測定はより簡単である。エネルギー分布は、カットの効果で、期待される矩形分布からは若干ずれてはいるが、分布の端点は十分シャープで、容易に スレプトンおよび LSP の質量を決めることが出来る。図 1.38-b) は同じモンテカルロデータのフィットから得られる χ^2 の等高線である。スミューオンおよび LSP の質量に対して期待される統計誤差は $\pm 1\%$ である。

もし LSP が ビーノを主成分とするならば、その t チャンネル交換もセレクトロン対生成に寄与する。JLC の偏極電子ビームはここでも重要な役割を果たす。t チャンネル交換のダイアグラムは、セレクトロンのカイラリティーがビームのそれと一致する時だけに現れるからである。図 1.39 はセレクトロン対生成の断面積を $\sqrt{s}$ の関数として $\mathrm{Pol}_{e^-} = -1$、 0、 $+1$ の三つの場合について示したものである。 $\tilde{e}^+_R\tilde{e}^-_R$ と $\tilde{e}^\pm_L\tilde{e}^\mp_R$ の場合、 t チャンネル交換の寄与がビーノ成分のみから来ることに注意する。 $\tilde{e}^\pm_L\tilde{e}^\mp_R$ は、特に興味ある過程である。この過程には s チャンネルの寄与が無く、 t チャンネル交換の寄与のみを分離して調べられるからである。LSP の質量は分かっているはずなので、これらの断面積の偏極依存性の測定から LSP が 実際 ビーノ成分をどの程度持っているのかが調べられる。エネルギーを上げることにより $\tilde{e}^+_L\tilde{e}^-_L$ 生成のしきい値を越えたなら、二番目に軽いニュートラリーノ、もっと正確に言えば ウイーノ成分の寄与を調べることも可能となろう。

同様の解析はスミューオン対生成についても行なえる。図 1.40 は スミューオンに関する図 1.39 に対応する図である。スミューオン対生成の場合には、その断面積が量子数のみで決定されるため、電子ビームの偏極度依存性から生成された新粒子の量子数が確かにスミューオンのそれであることが確認できる。

微分断面積の測定も重要である。スレプトンと LSP の質量が分かれば、チャージーノの場合同様、終状態のレプトンの四元運動量から、親のスレプトンの生成角を再構成出来る。図 1.41-a) は、こうして得られる二つの解をスミューオン対生成に対してプロットしたものである。ヒストグラムは選ばれたスミューオン対生成の事象の正しい生成角分布である。これから、誤った方の解が平坦なバックグラウンドを作ることが分かる。このバックグラウンドを差し引いてモンテカルロデータ発生時の角分布と比較したのが図 1.41-b) である。図から、スミューオン対生成がスカラー粒子の s チャンネル生成に特徴的な $\sin^2\theta$ 型の振舞いをすること、つまり、スミューオンのスピンが確かに ゼロであることが分かる。

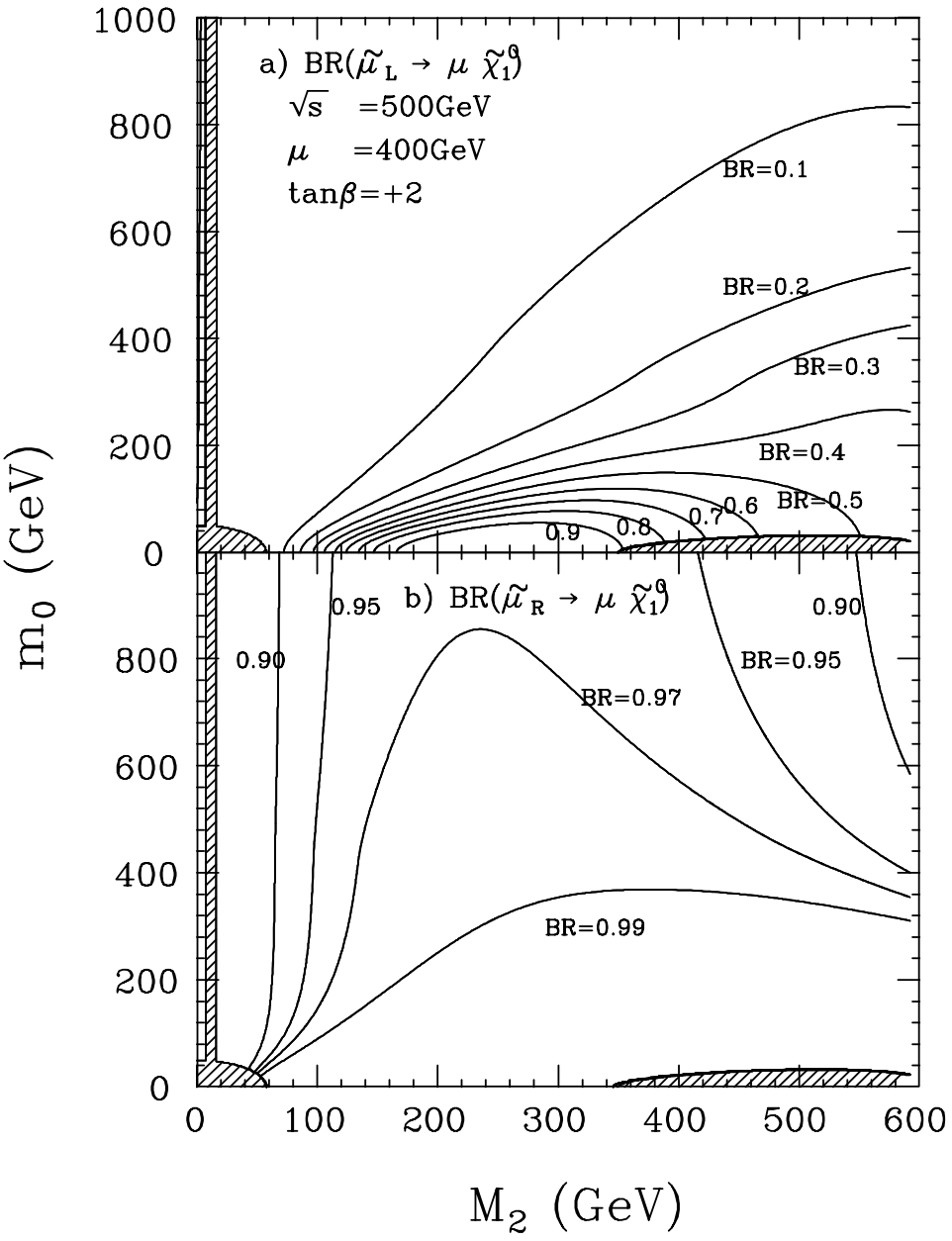

図 1.35: m_0-M_2 平面におけるスレプトンの LSP への直接崩壊に対する分岐比の等高線。(a) $\tilde{\mu}_L$、(b) $\tilde{\mu}_R$。超対称性のパラメーターは $\mu = 400$ GeV、$\tan\beta = +2$ とした。斜線の領域は LSP が 最も軽いニュートラリーノであるべしという要求で排除される部分である。

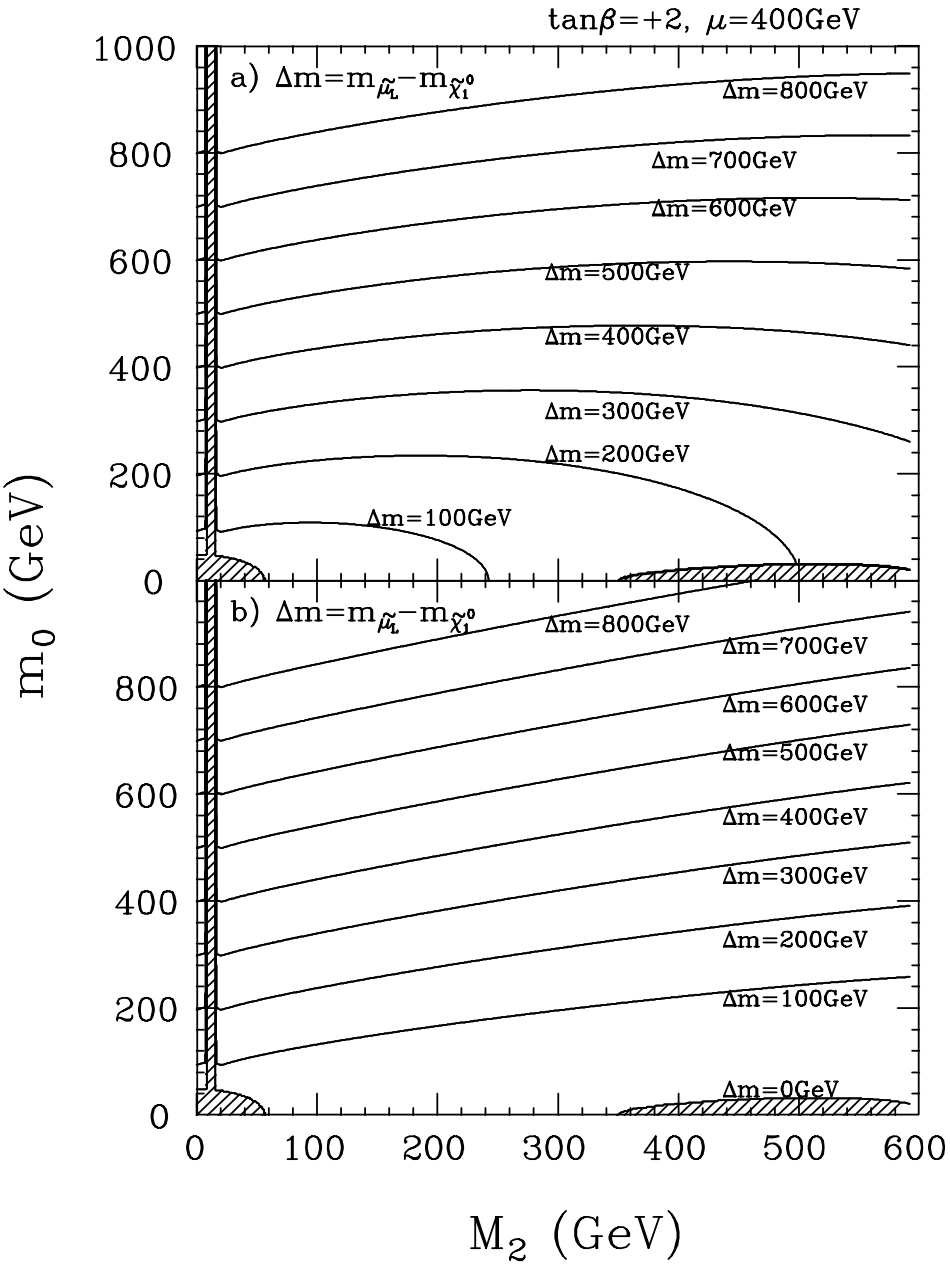

図 1.36: m_0-M_2 平面における スレプトンと LSP との質量差の等高線。 (a) $\tilde{\mu}_L$、 (b) $\tilde{\mu}_R$。超対称性のパラメーターは 図 1.35と同じ、すなわち、 $\mu = 400$ GeV、 $\tan\beta = +2$ である。

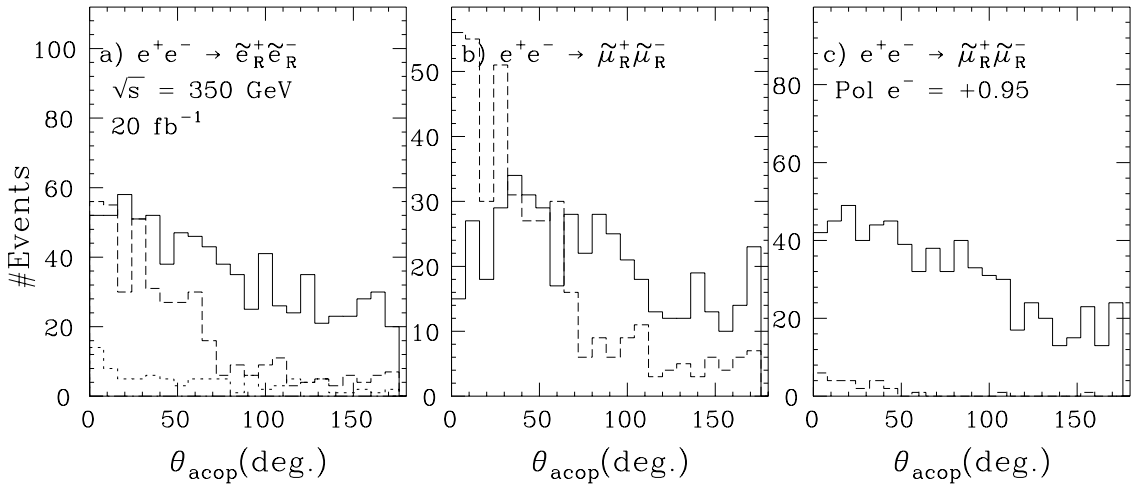

図 1.37: $\sqrt{s} = 350$ GeV における (a) セレクトロン対、(b) スミューオン対の事象に対するアコプラナリティー分布。電子ビームの偏極度はゼロ、モンテカルロデータの統計は $20\ \mathrm{fb}^{-1}$ である。破線は W^+W^- からのバックグラウンド、点線は $e^{\pm}\overset{(-)}{\nu}_e W^{\mp}$ からのバックグラウンドである。図 (c) は 図 (b) で電子ビームの偏極度を $Pol_{e^-} = +0.95$ とした場合である。

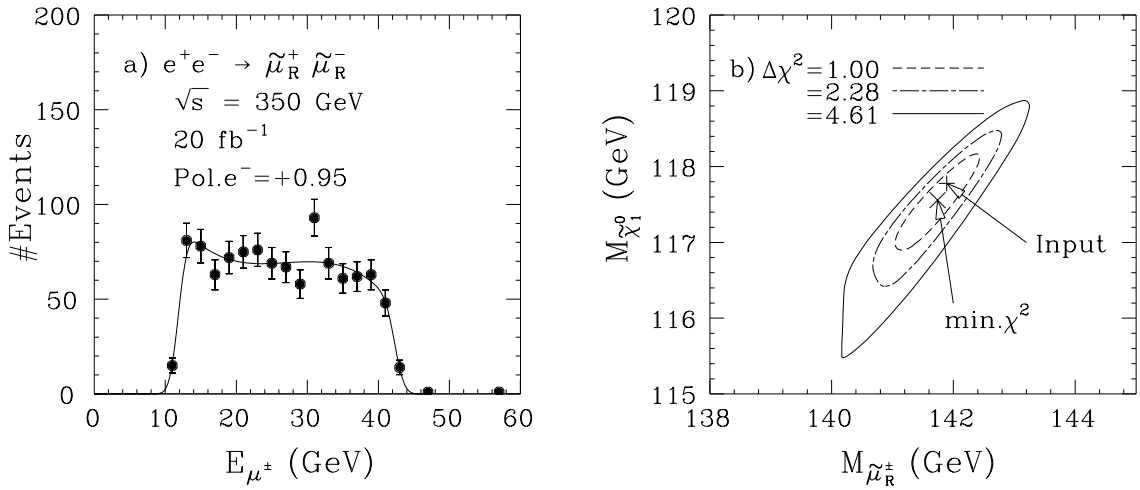

図 1.38: (a) 図 1.37-c) のモンテカルロデータに対応するスミューオン崩壊からの終状態ミューオンのエネルギー分布。実線は $m_{\tilde{\mu}}$ と $M_{\tilde{\chi}^0_1}$ を自由に動かした際のベストフィット曲線である。(b) フィットから得られる $m_{\tilde{\mu}}$-$M_{\tilde{\chi}^0_1}$ 平面での χ^2 の等高線。

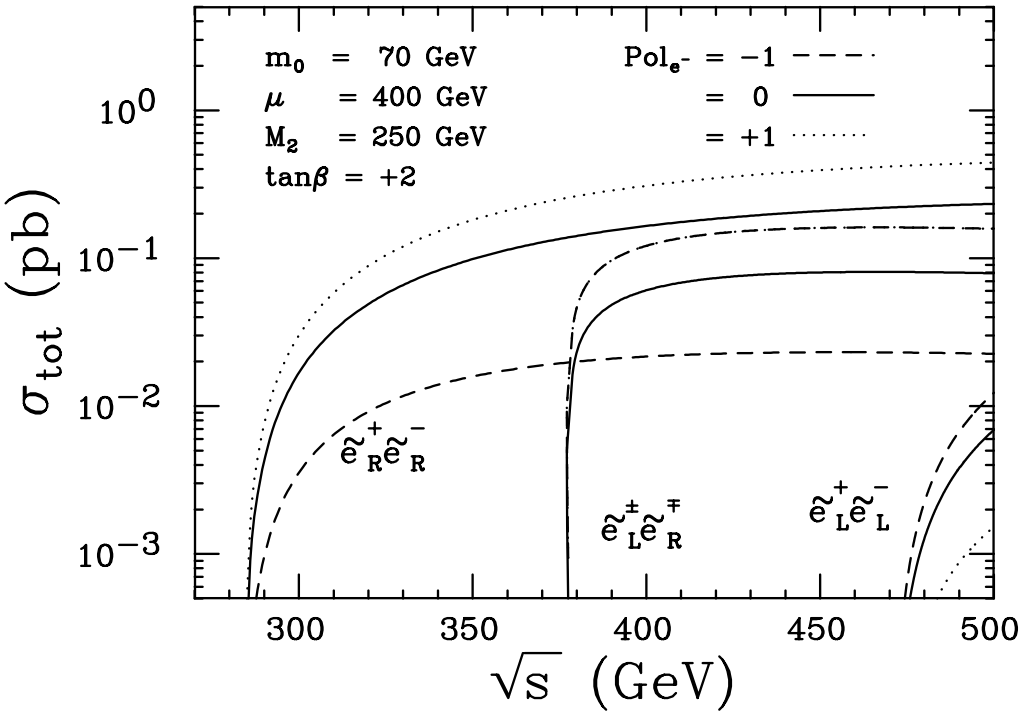

図 1.39: $\mathrm{Pol}_{e^-} = -1$、 0、 $+1$ の場合に対する $\sqrt{s}$ の関数として示したセレクトロン対生成の断面積。超対称性のパラメーターは $m_0 = 70$ GeV、 $M_2 = 250$ GeV、 $\mu = 400$ GeV、 $\tan\beta = +2$ とした。 $\tilde{e}^{\pm}_L \tilde{e}^{\mp}_R$ 生成は電子偏極によっては禁止される点に注意する。

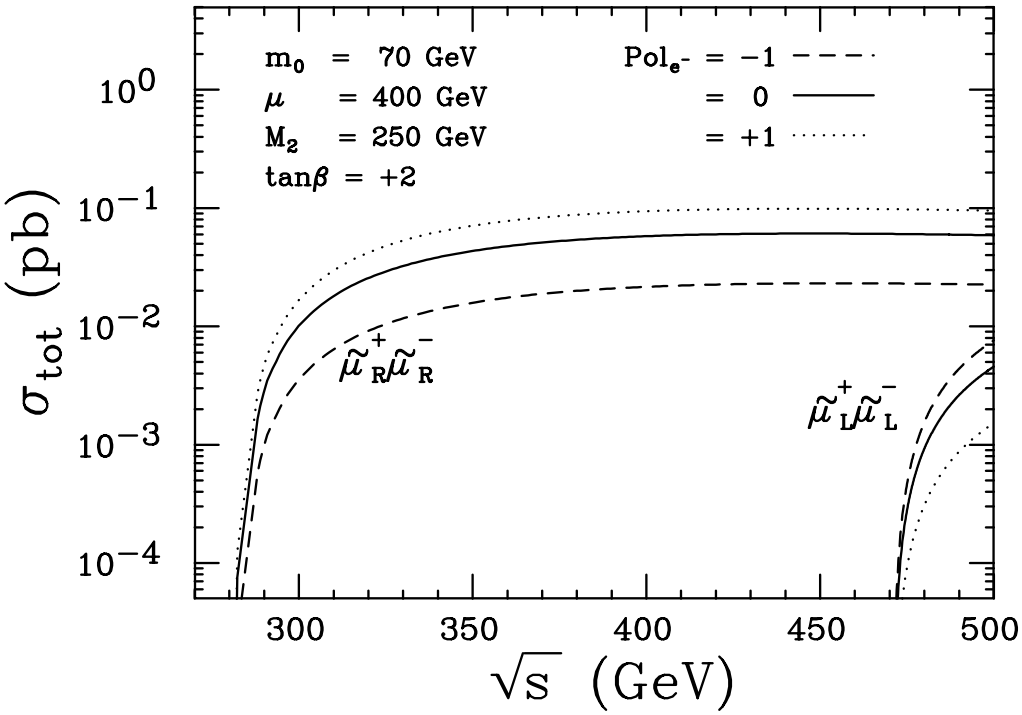

図 1.40: スミューオン対生成に対する 図 1.39 に対応する図。

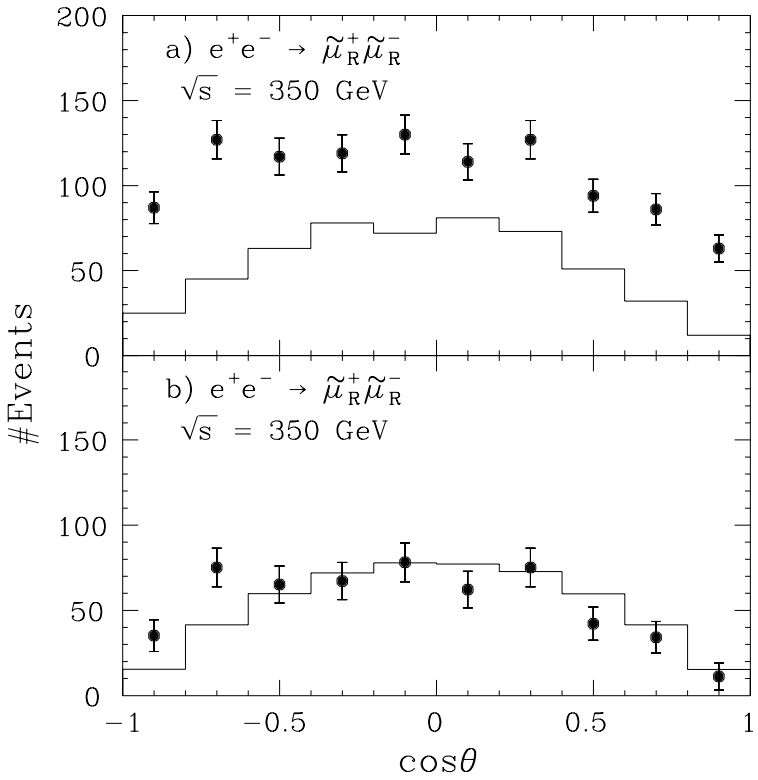

図 1.41: 終状態のミューオンの四元運動量から再構成された $e^+e^- \to \tilde{\mu}^+_R\tilde{\mu}^-_R$ 反応からの $\tilde{\mu}^-_R$ の角分布。(a) 二つの解の両方をプロットしたもの、(b) 間違った解からのバックグラウンドを差し引いたもの。図 (a) 中のヒストグラムは選ばれた事象の正しい角分布。また、図 (b) でのヒストグラムは発生時の角分布を規格化したもの。モンテカルロデータは図 1.37-c) と同じである。

同様に、セレクトロン対生成に関しても角分布測定が出来る。図 1.42-a) と -b) はその例である。スミューオン対生成の場合と違って、この場合には、t チャンネルダイアグラムの効果で、前方にピークができる。このことから、この場合の LSP が ビーノを主成分とすることが結論できる。もし、LSP が ヒグシーノを主成分とするならば、t チャンネルの寄与は無く、その分布はスミューオン対生成の場合と同じになるはずだからである。こうして、微分断面積の絶対値および形の測定から、t チャンネルに交換されるニュートラリーノの素性が分かる。

ひとたびゲージーノ および スレプトンの質量が決められたなら、グルイーノやスクォークを含む他の超対称粒子の質量も予言できる。こうして、超対称粒子の系統的な探索が可能となる。

1.4.4 超重力大統一模型の仮定の検証

前節で述べたように、JLC-I では 超対称粒子の探索がその運動学的な限界ぎりぎりに至るまで遂行できる。それのみならず、電子陽電子反応のきれいさのおかげで、それらの超対称粒子の性質の詳細な研究が可能である。重要なことは、それらの精密測定によって超対称大統一模型あるいは超重力模型の精密な検証が可能となることである。

一旦、最も軽い荷電超対称粒子が発見されれば、その超対称粒子だけからでも、超対称粒子の質量スペクトラムに関する極めて多くの情報が得られる。その質量スペクトラムの情報を指針として次々に新しい超対称粒子の探索が出来る。一方、これらの超対称粒子の質量が測定されれば、逆に超重力模型のパラメーター、特に M_2 と m_0 に強い制限が課せられる。運が良ければ、最小 超重力模型のパラメーター全て $(M_2,\, m_0,\, \mu,\, \tan\beta,\, A,\, B)$ が決められるであろう。それどころか、超対称粒子の質量スペクトラムが本当にこれらの数少ないパラメーターのみで決まるものか否かの検証も出来ることになる。超対称性の破れを記述するこれらのパラメーターが、その起源を 超重力相互作用に持つことを思い起こせば、これは、プランクスケールの物理の検証可能性を示唆していることになる。

この節では、JLC における超対称粒子の探索と研究のシナリオを、荷電スレプトンが最初に発見されるような典型的な超対称性のパラメータを例に挙げて示す [43]。

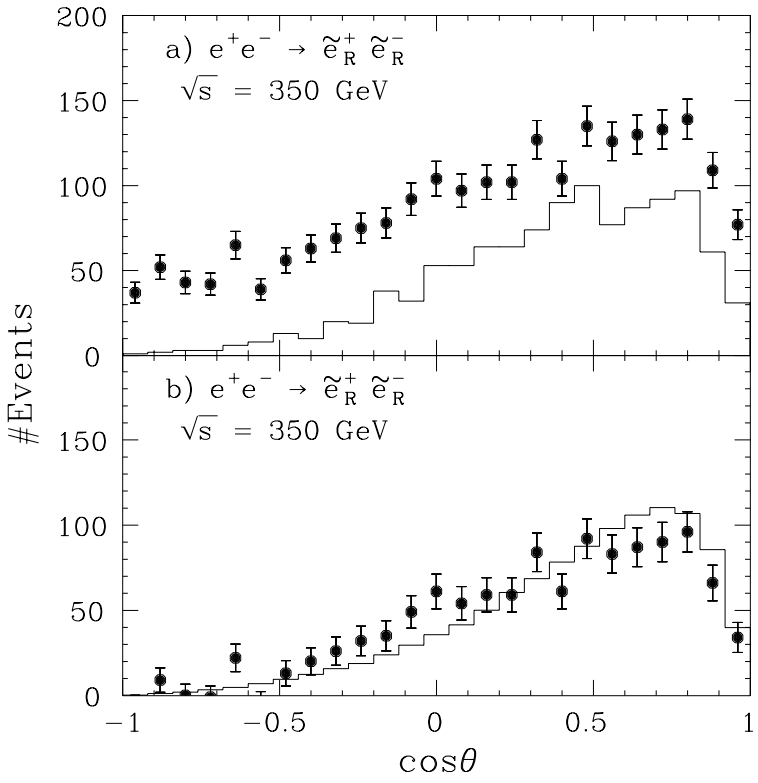

図 1.42: $e^+e^- \to \tilde{e}_R^+\tilde{e}_R^-$ 反応からの $\tilde{e}_R^-$ の角分布に対する図 1.41-a) および -b) と同様の図。

既に述べたように、超重力模型では、軽い方のチャージーノ、あるいは右手型スレプトンが最初に発見される超対称粒子の候補となる。右手型スレプトンの質量は世代間でほぼ縮退する。これらのスレプトンの内、右手型セレクトロン ($\tilde{e}_R$) は t チャンネルの $\tilde{B}$ 交換のダイアグラムからの寄与で $\tilde{\mu}_R$ あるいは $\tilde{\tau}_R$ の対生成より大きな断面積を持つ。そこで、右手型セレクトロンが、大きなアコプラナリティーを伴った電子陽電子対を終状態に持つ事象として最初に見つかるであろう。一旦、右手型セレクトロンが発見されたならば、電子ビームを右偏極させ、W 対生成等の バックグラウンドを落す。前節で述べたようにこれらのバックグラウンドが落せれば、他の右手型荷電スレプトン ($\tilde{\mu}_R$、 $\tilde{\tau}_R$) の発見も容易である。

得られたスレプトン対生成のサンプルを使って、スレプトンおよび LSP の質量決定が出来ること、また微分断面積の測定が出来ることは既に述べた通りである。この時点で、早くも最小超重力模型の最も重要な予言の一つ、つまり、スカラー粒子質量の世代間縮退の検証が出来る。もし、$\tilde{e}_R$、 $\tilde{\mu}_R$、 $\tilde{\tau}_R$ の質量縮退が確認されれば、これは、隠れたセクターによる超対称性の破れのシナリオに対する強い支持を与える。図 1.43は、そのようなテストの例である。 1% レベルの非常に精密な検証が出来ることが分かる。

セレクトロン対生成の場合には、t チャンネルの $\tilde{B}$ 交換の寄与で、s チャンネルの γ または Z への対消滅ダイアグラムしか持たないスミュー、スタウの対生成より断面積が大きくなる。つまり、セレクトロン対生成の断面積はビーノの質量 (M_1) を反映する。 LSP の質量は レプトンのエネルギー分布から分かっているので、このことから、LSP が ビーノを主成分とするのか、あるいは ヒグシーノを主成分とするのかが判定できる。つまり、断面積が LSP の t チャンネル交換からの予測と一致すれば、ビーノ主体であるし、スミュー、スタウの場合と同じであれば、ヒグシーノ主体であることになる。中間的な場合には、ニュートラリーノ - チャージーノ質量パラメーター $(M_2, \mu, \tan\beta)$ に対する二つの制限が課せられることになる。既に述べたように、セレクトロン対生成の角分布からも同様な情報が得られる。

重要なことは、いずれの場合でも、$m_{\rm LSP}$ のみから軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^\pm$)、二番目に軽いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_2^0$) の質量に対する上限が得られることである。図 1.44-a) と -b) はこれらの上限を LSP の質量の関数としてプロットしたものである。 LSP がヒグシーノに近い場合、軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}_1^\pm$)、二番目に軽いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_2^0$) もまたヒグシーノを主成分とし、これらの質量はほぼ縮退する。一方、 LSP がビーノに近ければ、これらはウイーノを主成分とし、その質量は LSP 質量のほぼ二倍となる。実際には、これら二つの極端な場合の中間とな

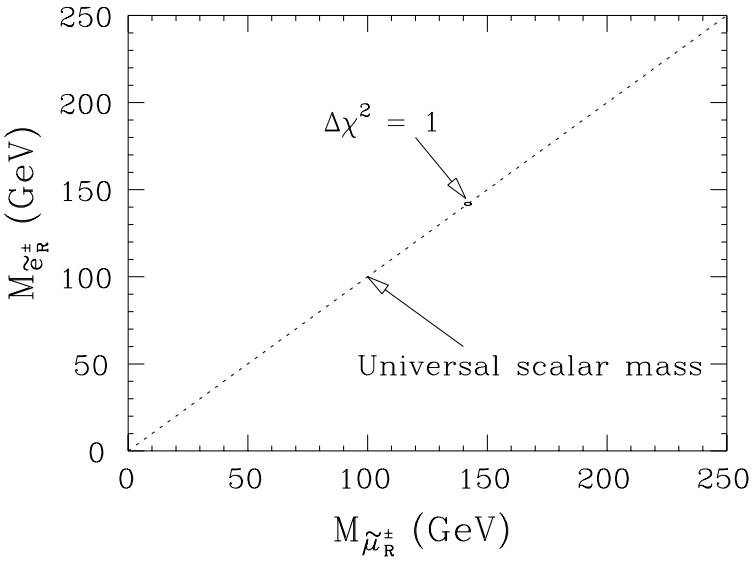

図 1.43: $m_{\tilde{\mu}_R}$-$m_{\tilde{e}_R}$ 平面における期待される $\Delta\chi^2 = 1$ の 等高線。点線は隠れたセクターによる超対称性の破れのシナリオの予言。

るので、我々の興味のある領域では、質量上限は LSP 質量の二倍以下となる。

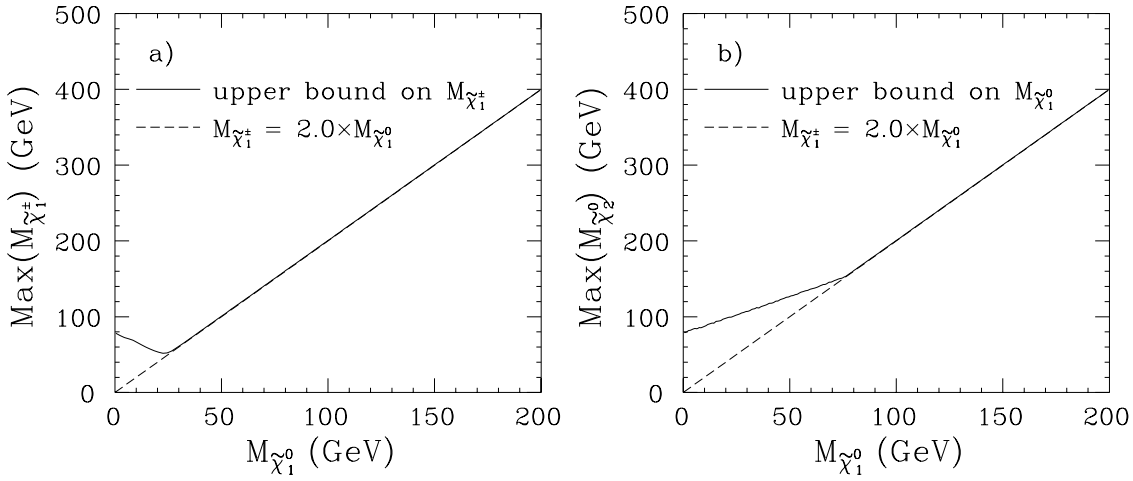

図 1.44: LSP 質量の関数として示した (a) 軽い方のチャージーノ ($\tilde{\chi}^{\pm}_1$) 、 (b) 二番目に軽いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}^0_2$) の質量に対する上限値。

これらの質量上限値から、次の超対称粒子探索のための加速器の衝突エネルギーとして $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ 生成、あるいは $\tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1$ 生成のしきい値を越えるエネルギーを選ぶことが出来る。これらが、そのエネルギーで発見されなければ、最小超重力模型は困難に直面することになる。 $\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ 生成の断面積は一般に小さいので、超対称性のパラメーターの決定には、$\tilde{\chi}^+_1\tilde{\chi}^-_1$ 生成の測定の方が有利である。既に述べたように、軽い方のチャージーノは、多くの場合、 LSP+W へ直接崩壊し、その検出は容易である。パラメーター空間の特殊な領域では三体崩壊もあるが、 LSP との質量差が極端に小さくない限り、その検出に大きな困難はない。ひとたびチャージーノが発見されれば、その質量測定 ($m_{\tilde{\chi}^{\pm}}$) や、偏極電子ビームを用いた断面積測定 ($\sigma_R(\tilde{\chi}^{\pm})$) 、 $\sigma_L(\tilde{\chi}^{\pm})$) も出来る。これらの測定、 m_{LSP}、 $m_{\tilde{\chi}^{\pm}}$、 $\sigma_R(\tilde{\chi}^{\pm})$ を組み合わせ、大統一の条件 ($M_1/M_2 = \alpha_1/\alpha_2$) を用いることにより、ゲージーノとヒグシーノの混合が比較的大きければ、ニュートラリーノ - チャージーノセクターの三つのパラメーター全て、つまり、 $(M_2, \mu, \tan\beta)$ が決まる。この場合には、重い方のチャージーノ質量が予言できる[3]。その予言どうりの発見は、ここで仮定した大統一の条件を強く

[3] この場合、重い方のチャージーノの質量は軽い方のチャージーノと同程度のはずである。

支持するであろう。今考えている例では、$M_2 < \mu$ で、チャージーノが ウイーノを主成分とするため、μ と $\tan\beta$ を決定するのは簡単ではない。しかしながら、この場合においてさえ、大統一の条件の検証は可能である。ビーノ質量（M_1）がほぼ $m_{\rm LSP}$ に等しく、ウイーノ質量（M_2）がほぼ $m_{\tilde{\chi}^\pm}$ に等しくなるからである。スレプトン対生成からの情報を含めたグローバルフィットにより、図 1.45に示した (M_1, M_2) 平面での $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線が得られる。ここで、点線で示したのが大統一の条件である。超対称大統一模型の最も重要な仮定の一つが、こうして検証できる。

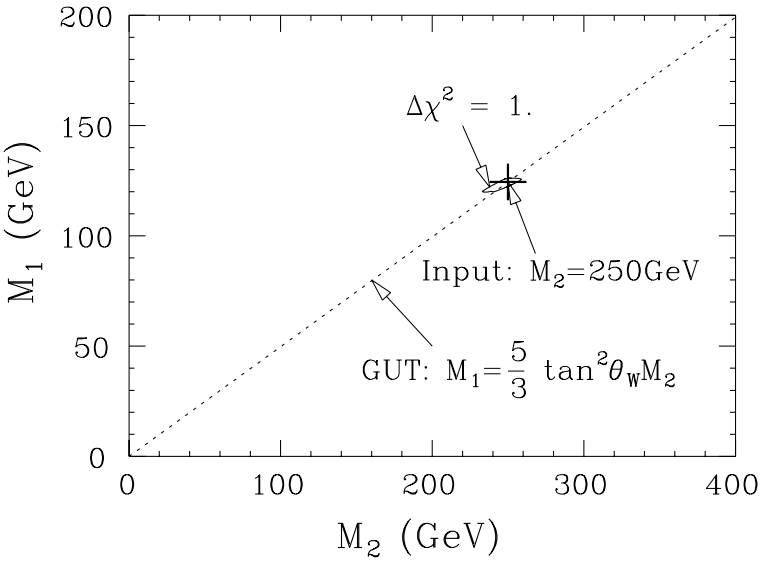

図 1.45: スレプトン、チャージーノの測定から、期待される M_2-M_1 平面での $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線。点線は超対称大統一模型の予言。

軽い方のチャージーノ対生成の測定からは、もう一つの重要な情報が引き出せる。左偏極の電子によるチャージーノの対生成の断面積（$\sigma_L(\tilde{\chi}^\pm)$）には t チャンネルのスニュートリノ $(\tilde{\nu}_L)$ 交換の情報が含まれているからである。ゼロ偏極の電子ビームによる軽い方のチャージーノ対生成の全断面積を $m_{\tilde{\nu}_L}$ の関数として図 1.46 に示した。$m_{\tilde{\nu}_L}$ が 左

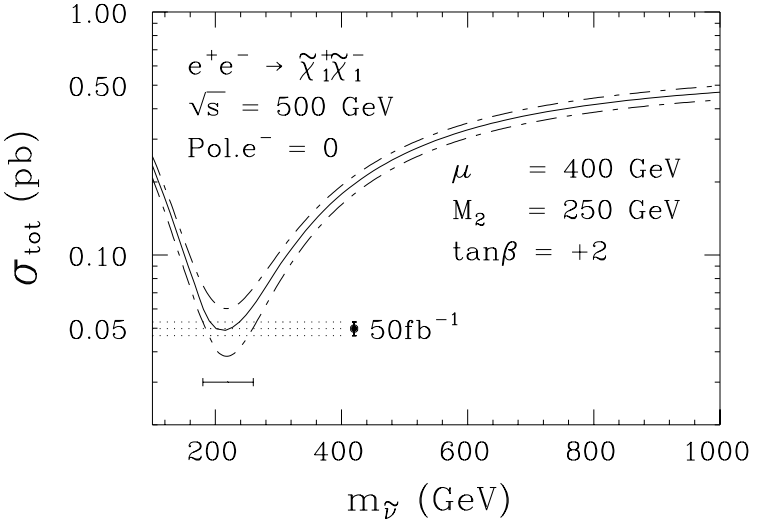

図 1.46: $m_{\tilde{\nu}_L}$ の関数として示したゼロ偏極の電子ビームによる軽い方のチャージーノ対生成の全断面積。一点鎖線で示したのはグローバルフィットの 1-σ 誤差限界である。

手型荷電スレプトンの質量（$m_{\tilde{l}_L}$）との間に持つ模型によらない関係

$$m^2_{\tilde{\nu}_L} \leq m^2_{\tilde{l}_L} = m^2_{\tilde{\nu}_L} + (1-\sin^2\theta_W)m_Z^2|\cos(2\beta)| \leq m^2_{\tilde{\nu}_L} + (1-\sin^2\theta_W)m_Z^2 \qquad (1.2)$$

に注意しよう (ただし、ここで、 $\tan\beta \geq 1$) 。この関係から、左手型荷電スレプトンの質量に対する上限値が求まり、次に進むべきエネルギーが決まる。

左手型荷電スレプトンは、まず最初に、 t チャンネルのビーノ交換によって起こる $e^-_R e^+ \to \tilde{e}^-_R \tilde{e}^+_L$ 反応で探索されるであろう。それが予言された質量領域に発見されれば、スレプトンの超対称性が確認されることになる。好運であれば、上記の公式から $\tan\beta$ を決めることも出来るであろう。ここで、 $m_{\tilde{l}_L}$ 測定の持つ重要な意味について言及しておかなくてはならない。つまり、 $m_{\tilde{l}_L}$ 測定 を、右手型スレプトンと軽い方のチャージーノから得られた $m_{\tilde{l}_R}$ と M_2 に関する情報と組み合わせることにより、隠れたセクターによる超対称性の破れのシナリオにおける普遍スカラー質量の仮定の検証が出来ることである。超対称大統一の仮定のみから言えるのは

$$m^2_{\tilde{l}_L} = m^2_5 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2-\alpha_0^2)+\frac{1}{22}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2\cos 2\beta(1-2\sin^2\theta_W) \tag{1.3}$$

$$m^2_{\tilde{\nu}_L} = m^2_5 - \left(\frac{3}{2}(\alpha_2^2-\alpha_0^2)+\frac{1}{22}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - \frac{1}{2}m_Z^2\cos 2\beta \tag{1.4}$$

$$m^2_{\tilde{l}_R} = m^2_{10} - \frac{2}{11}(\alpha_1^2-\alpha_0^2)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} - m_Z^2\cos 2\beta\sin^2\theta_W \tag{1.5}$$

という関係である。ここで m_5 と m_{10} は **5**- あるいは **10**- 次元表現各々の内に共通するスカラー質量パラメーターである。普遍スカラー質量の仮定は、 m_5 と m_{10} が一致することを意味する。この場合、左手型荷電スレプトンと右手型荷電スレプトンの質量差はゲージーノ質量パラメーターのみで決まる。

$$m^2_{\tilde{l}_L} - m^2_{\tilde{l}_R} \simeq \left(\frac{3}{2}(\alpha_0^2-\alpha_2^2)-\frac{5}{22}(\alpha_0^2-\alpha_1^2)\right)\frac{M_2^2}{\alpha_2^2} \tag{1.6}$$

図 1.47は $m^2_{\tilde{l}_L} - m^2_{\tilde{l}_R}$ と M_2^2 の平面上で期待される $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線を普遍スカラー質量の仮定と比較したものである。こうして、超重力模型構築の上で極めて強い制限が課せられる。

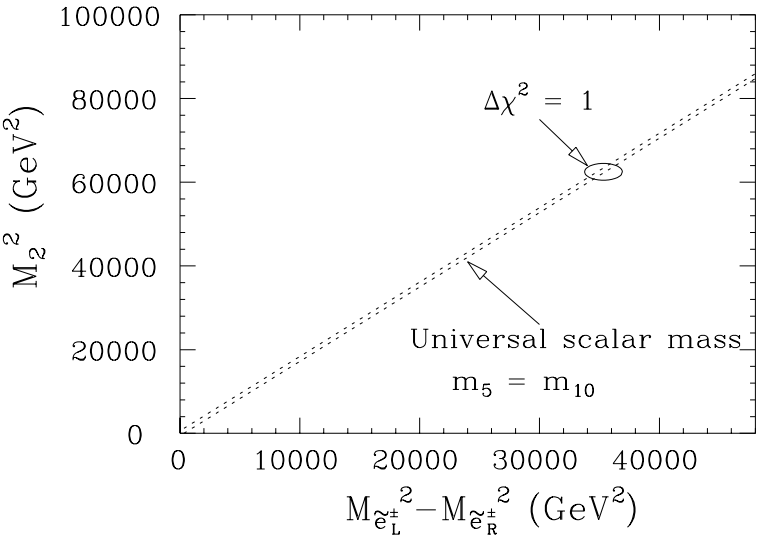

図 1.47: $m^2_{\tilde{l}_L} - m^2_{\tilde{l}_R}$ と M_2^2 ではられる平面上で期待される $\Delta\chi^2 = 1$ の等高線。点線は $\tan\beta = 0,30$ に対応する普遍スカラー質量の仮定の予言。

最後に、残りの左手型荷電スレプトン ($\tilde{\mu}_L$、 $\tilde{\tau}_L$) の発見は、右手型荷電スレプトンの場合同様、質量の世代間縮退の検証を可能にする。さらに、左手型荷電セレクトロンの対生成から、 t チャンネルのニュートラリーノ ($\tilde{W}^0$ 成分) 交換の寄与を調べることにより、これまでの解析で測られた超対称性のパラメーターの整合性の検証も出来る。

以上では、右手型荷電スレプトンが最初に発見されると仮定して議論を進めてきた。しかしながら、軽い方のチャージーノが最初に見つかる場合でも、超対称性探求の戦略は基本的に同じである。チャージーノの研究からニュートラリーノ - チャージーノセクターの三つのパラメーターが決まり、また、 $\sigma_L(\tilde{\chi}^\pm)$ から $m_{\tilde{l}_L}$ の模型によらない上限値が求まる。さらに普遍スカラー質量の仮定をすれば、 $m_{\tilde{l}_R}$ にも上限値がつく。それ以降のシナリオは上記の例と同じになる。

1.5 トップクォークの物理

既に述べたように、トップクォークは必ず存在しその質量は 200 GeV を越えない。

$$m_W < m_Z \lesssim m_t \lesssim 200 \text{ GeV} \tag{1.7}$$

従って、それは JLC-I に約束された物理である [44]。この質量域にあるトップクォークは bW に直接崩壊し、標準模型においては、その分岐比は実質的に 100% である。そうでない場合でも、bW モードが主たる崩壊過程となる。この二体モードが支配的であるために、一般にトップクォークは大きな崩壊巾を持ち、$m_t = 150$ GeV の場合で $\Gamma_t = 0.8$ GeV、$m_t = 200$ GeV では $\Gamma_t = 2.2$ GeV にまでなる。この大きな崩壊巾こそが、トップクォークの持つ他のクォークにない新しい特徴であり、JLC-I におけるトップクォークの物理をユニークなものとする。トップ対のしきい値付近では、トップクォークが QCD の非摂動領域に達する前に崩壊するため、その生成過程は QCD の長距離における振舞いに依らず、しきい値領域全体にわたり、生成断面積に対して摂動 QCD による信頼できる理論的予言が可能だからである。つまり、大きな崩壊巾が赤外カットオフとして働くのである。このことは、しきい値領域のトップ対を用いて極めて明解な摂動 QCD の検証が出来ることを意味している。さらに重要なことは、QCD による寄与が正確に計算できるため、それ以外のより小さな効果、例えばヒッグス粒子の交換の効果、を抜き出す可能性が生まれることである。大きな崩壊巾はまた、トップハドロンが生成されないことを意味する。そのため、トップクォークの偏極が、その崩壊後の bW の角分布から測定出来ることになる。これは、トップ以外のクォークにはなかった著しい特徴であり、トップクォークの生成および崩壊バーテックスの構造を調べる際の強力な武器となろう。トップクォークだけが他のクォークに比べ圧倒的に重いことを考えると、トップクォークが標準模型に無い相互作用をするとしても不思議ではない。オープントップ領域でのこれらのバーッテクスの精密測定も極めて重要である。以下では、$m_t = 150$ GeV の場合を例にとって、JLC-I におけるこれらの新しい特徴を持ったトップクォークの物理のいくつかを概観する。

1.5.1 しきい値領域でのトップクォークの物理

しきい値領域におけるトップ対の生成断面積は次のパラメーターに依存する。

$$(\sqrt{s}; m_t, \Gamma_t, \alpha_s(m_Z), m_H, \beta_H)$$

ここに、β_H は、標準模型の場合に規格化したトップクォークの湯川結合である。従って、しきい値領域の断面積測定によって、これらのパラメーターを決定することが出来る。ここでは、まず、しきい値領域でのエネルギースキャン (しきい値スキャン) によって、全断面積を測定することを考えよう。

しきい値スキャン

既に述べたように、トップクォークは、主として bW に崩壊する。従って、トップ対生成の信号は、終状態における二つの b クォークと二つの W ボソンの存在である。W ボソンは、$q\overline{q'}$、または $l\overline{\nu}$ に崩壊するので、終状態は (i) 六つのジェット (45%)、(ii) 四つのジェットと一つの荷電レプトン (44%)、(iii) 二つのジェットと二つの荷電レプトン (11%) の三つの場合に分けられる。ここでは、例として、(i) の場合について述べる。しきい値スキャンによって、全断面積を正確に測定するには、トップ対生成事象を高い S/N 比で、しかも効率良く選び出さなくてはならない。トップクォークの質量が $m_t = 150$ GeV の場合、しきい値領域でのトップ対の生成断面積は、約 0.5 pb である。一方、最も大きなバックグラウンドは W 対生成で、その生成断面積は 14 pb である。従って、このバックグラウンドを $1/1000$ 程度に落さなくてはならない。これは、まず、四元運動量が保存されている事象を選びだし、その終状態にジェットが 6 本あること、そしてその中に不変質量がほぼ W の質量になるジェット対が二組あること、それらのジェット対と残りのジェットとの不変質量が トップクォークの質量近辺にあることを要求し[4]、さらに、その事象のスラストが 小さいことを要求することにより、比較的容易に達成できる。図 1.48は、最後のスラストカット直前の、トップ対信号と W 対バックグラウンドに対するスラスト分布である。この場合、分岐比を含めた検出効率は 29%、S/N 比は 10 以上である。この検出効率は、分岐比を除けば、63% に対応する。

[4] しきい値スキャンを始めるまでに、オープントップ領域での 1 fb^{-1} 程度の低統計データから、$\Delta m_t \lesssim 1$ GeV でトップ質量が測られているはずである。

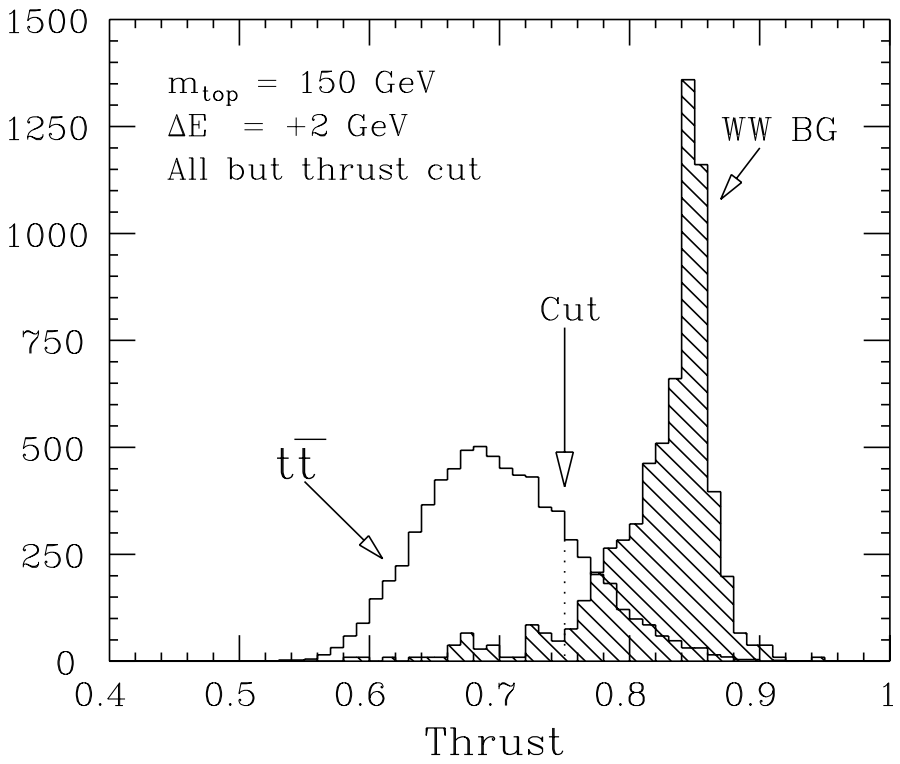

図 1.48: 6 ジェット終状態の場合のトップ対事象に対するスラストカットを除く全てのカット後のスラスト分布。斜線のヒストグラムは 対応する W 対生成のバックグラウンド。

$\alpha_s(m_Z)$ および m_t の測定

トップ対のしきい値領域でこのような 6 ジェット解析を行なうことにより得られる全断面積測定の例を 図 1.49-a) に示す。ここでは、各々 $1\ \mathrm{fb}^{-1}$ のエネルギー点 11 点を仮定した。モンテカルロデータは $\alpha_s(m_Z) = 0.12$、$|V_{tb}|^2 = 1$、$m_t = 150\ \mathrm{GeV}$ に対応し、ヒッグス交換の効果は入れていない。曲線で示したのは、三つの異なる $\alpha_s(m_Z)$ の値に対して期待されるしきい値領域でのトップ対生成全断面積である。$\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、結合エネルギーが増加し、第一共鳴の位置 (肩の所) が下がる。と同時に、原点での波動関数の絶対値が大きくなるため、全断面積は上がる。図 1.49-b) は、$\alpha_s(m_Z)$ と m_t を自由に動かして、モンテカルロデータをフィットした際に得られる χ^2 の等高線である。$\alpha_s(m_Z)$ と m_t との間の強い相関は、第一共鳴の位置を固定しようとすると、$\alpha_s(m_Z)$ を大きくした場合には、m_t も大きくしなくてはならない事によっている。もし、$\alpha_s(m_Z)$ が知られていれば、$\Delta m_t \simeq 0.1\ \mathrm{GeV}$、そうでなくても、$\Delta m_t \simeq 0.2\ \mathrm{GeV}$ が期待できる。一方、強い相互作用の結合定数については、m_t に対する他の情報がなくても、統計誤差として $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.005$ の測定が可能である。ここでの $\alpha_s(m_Z)$ 測定には、これまでのイベントシェイプ解析に依るものと違って、非摂動論的 QCD からの 不定性が無い点を強調しておく。この信頼できる $\alpha_s(m_Z)$ の精密測定は、超対称性の場合その重要性を増す。$\alpha_s(m_Z)$ が、弱い相互作用のエネルギースケールと GUT スケールを結ぶ鍵となるからである。この場合、m_t の精密測定の意義もより大きくなる。m_t は、様々の量子補正を計算する際の重要なパラメーターであるばかりでなく、それがトップクォークの湯川結合を決めるために、ヒッグス粒子の質量や崩壊巾を計算する際の不可欠のパラメーターであるからである。

トップクォークの崩壊巾の測定

しきい値スキャンによって、トップクォークの崩壊巾を測定することも出来る。図 1.50-a) は、図 1.49-a) と同じモンテカルロデータを三つの異なった崩壊巾に対する理論の予言と比較したものである。崩壊巾が小さくなると、第一共鳴の巾が小さくなり、そこでの断面積が大きくなり、一方、すその部分では、断面積が減少する。図 1.50-b) は、m_t と $|V_{tb}|^2$ をパラメーターとしてモンテカルロデータをフィットして得られる χ^2 の等高線である。ここで、$|V_{tb}|^2$ は、標準模型の場合で規格化したトップクォークの崩壊巾である。崩壊巾の変化では、第一共鳴の位置は変わらない

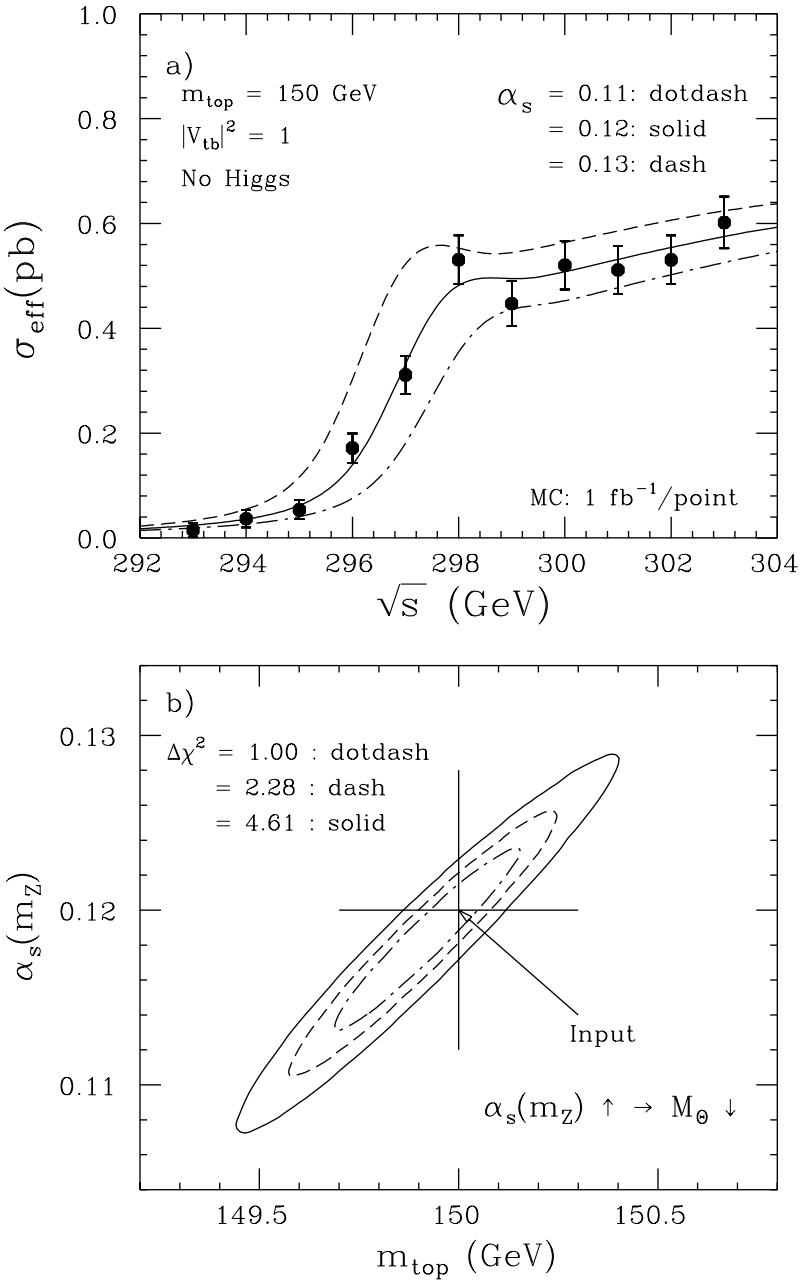

図 1.49: (a) しきい値スキャンの例。モンテカルロデータの統計は各点 1 fb^{-1} である。 (b) $\alpha_s(m_Z)$、 m_t を自由に動かしてフィットした場合の χ^2 の等高線。

ので、 m_t と $|V_{tb}|^2$ の間に相関はない。期待される崩壊巾に対する統計誤差は $\Delta|V_{tb}|^2 = 0.15 \sim 0.20$ である。この誤差は、エネルギー点の最適化と、もちろん、統計の向上によって改善できる。$|V_{tb}|^2 < 1$ ならば、第四世代の存在が、また、$|V_{tb}|^2 > 1$ ならば、何か未知の崩壊過程、例えば、$t \to bH^+$ または $t \to \tilde{t}\tilde{\chi}_1^0$、が示唆される。

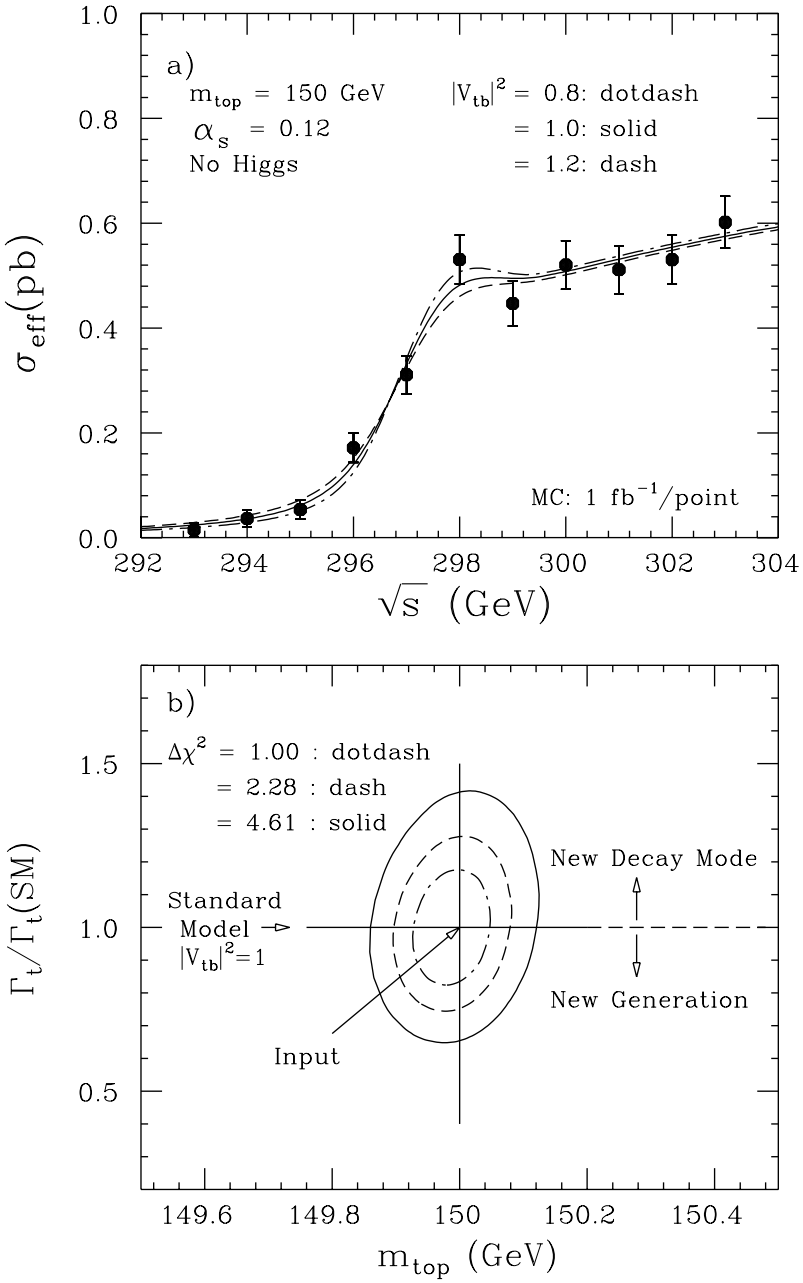

図 1.50: (a) m_t と $|V_{tb}|^2$ を決めるしきい値スキャンの例。モンテカルロデータは、図 1.49-a) と同一である。(b) モンテカルロデータのフィットから得られる χ^2 の等高線。

トップの湯川結合の測定

トップクォークが重いこと、つまり、その湯川結合が大きいことによって、それを直接測定する可能性が出てくる。その一つの方法は、しきい値領域の全断面積を詳細に調べることである。トップと反トップ間に交換されるヒッグス粒子の効果を見るのである。このヒッグス粒子交換は引力として働き、一般に、しきい値領域全体にわたって全断面積を増加させる [45]。そして、その効果はヒッグス粒子の質量が小さいほど、また、トップクォークの湯川結合が大きいほど大きい。図 1.51-a)、-b) は、前述のモンテカルロデータを色々なヒッグス質量 m_H と 規格化された湯

川結合 β_H に対する理論の予言と比較したものである。ヒッグス粒子交換の効果は小さいが、m_H が比較的小さければ、測定可能な範囲にある。これは、トップクォークの大きな崩壊巾のために、QCD の寄与が正確に評価できることにより、初めて可能となったことである。m_H と β_H^2 を自由パラメーターとして、モンテカルロデータをフィットして得られる χ^2 の等高線を図 1.51-c) に示している。$\beta_H = 1$ (標準模型) の場合、この統計 (1 fb^{-1}/ 点) で $m_H \lesssim 100$GeV ならばヒッグス粒子交換の効果を調べることが出来る。逆に、$m_H = 100$ GeV ならば、湯川結合に対する統計誤差は $\Delta\beta_H \simeq 0.2$ である。トップクォークの湯川結合は $e^+e^- \to t\bar{t}H$ 反応の断面積測定からも得られる。この場合の湯川結合に対する統計誤差も同程度である。

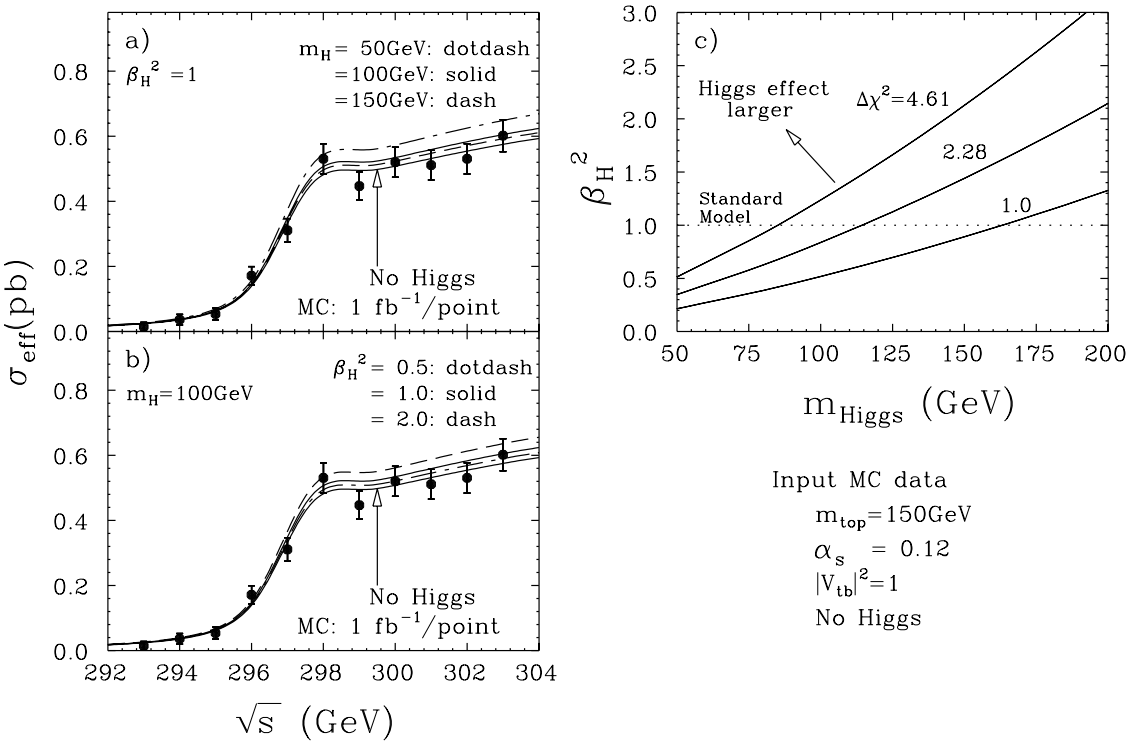

図 1.51: (a) m_H と β_H^2 を決めるしきい値スキャンの例。モンテカルロデータは図 1.49-a) のものと同じで、異なったヒッグス質量に対する理論の予言と比較してある。(b) 同じモンテカルロデータの異なった湯川結合の値に対する理論の予言との比較。(c) モンテカルロデータのフィットから得られる χ^2 の等高線。

トップクォークの運動量測定

全断面積の測定は、トップ反トップ系の波動関数の原点での絶対値を決定することに対応する。一方、トップクォー クの運動量が測定できたならば、運動量空間での波動関数そのものを調べることが出来る。これによって、全断面積の測定からでは得られない新たな情報を引き出すことが可能となる。トップクォークの場合には、その大きな崩壊巾のおかげで、崩壊で生じた 3 ジェットの運動量の和として親のトップクォークの運動量を測ることが出来る。これは、対消滅過程によって崩壊するチャーモニアムやボトモニアムの場合には不可能であった著しい特徴である。つまりトッポニアムに至って初めて運動量空間での波動関数の測定が可能となるのである。ここでは、この新しい可能性に関して概観する。

トップクォークの運動量測定から得られる情報に関する定量的な議論を始める前に、どの重心系エネルギーでこの測定をすべきかを決めておかねばならない。これは、測定したい基本的な物理パラメーターに対する感度をなるべく高くするように、また、測定の際の実験的、理論的な不定性をなるべく小さくするように決めなくてはならない。一方、エネルギーを決める際の基準点の問題もある。いわゆるトップ反トップ対のしきい値エネルギーは、この基準点として適当でない。それは、全断面積によるトップクォークの質量測定が、強い相互作用の結合定数と強い相関があること、また、その質量そのものの定義に QCD ポテンシャルの定数項から来る $O(300\ \mathrm{MeV})$ の理論的不定性があるためである。この困難は、基準点として第一共鳴の位置 $(\sqrt{s_{1S}})$ をとることにより避けられる。第一共鳴の位置は、

原理的には、実験的にいくらでも正確に決定出来るからである。詳しい解析によると[44]、運動量測定に最も適したエネルギーは第一共鳴の上、$\Delta E = \sqrt{s} - \sqrt{s_{1S}} \simeq 2$ GeV である。以下では、簡単のため、第一共鳴の位置が正確に知られていると仮定し、この最適エネルギーにおけるトップクォークの運動量測定について考える。

トップクォークの運動量の再構成

トップクォークの運動量を測定するには、まず正しく再構成されたトップクォークの3ジェット崩壊の事象を選び出さなくてはならない。これらの事象は当然少なくとも一つの3ジェット崩壊を含まなくてはならないので、使い得る終状態は、前節の (i)、(ii)、すなわち、(i) 六つのジェット (45%)、(ii) 四つのジェットと一つの荷電レプトン (44%)、となる。6ジェット過程は、トップ、反トップ両方が運動量測定に使える点で統計的に有利であるが、誤った組合せによるバックグラウンドの影響を受け易い。この点、4ジェット + 荷電レプトン過程はよりきれいなサンプルを得易いという利点がある。そこで、ここでは、過程 (ii) に重点を置いて述べる。事象選択は、まず、一つの孤立した高エネルギーの荷電レプトンと、四つのジェットを要求することに始まる。これら四つのジェットの内二つは、バーテックス検出器により、重いクォーク(ボトムまたはチャーム)と判定されなくてはならない。これら、2本のジェットは b クォークの候補である。残り2本は W からのジェットの候補であり、その不変質量は W ボソンの質量にならねばならない。この要求によって、W ボソンの候補が得られる。三つのジェットに崩壊したトップクォークを再構成するには、この W ボソン候補と2本の b ジェット候補の内の1本を組み合わせなくてはならない。これは、しきい値領域では、トップクォークの速度が小さく、その崩壊で生じた W ボソン と b クォークがほぼ反対方向に走ることに注意すれば簡単である。このようにして、トップの崩壊から来る3ジェットを選び出すことが出来る。しかし、トップクォークの運動量測定のためには、これだけでは十分ではない。これら3本のジェットがニュートリノを含む可能性があるからである。検出されないニュートリノによる運動量の誤差を最小限に押えるため、3ジェットの不変質量にカットを入れる[5]。

図 1.52-a) は、モンテカルロ事象に対して、こうして再構成されたトップクォークの運動量分布(データー点)を生成時の 運動量分布(ヒストグラム)と比較したものである。同じ図中の四角で示した点は、再構成されたトップクォーク候補に含まれる、誤ったジェットの組合せによるバックグラウンドである。正しい3ジェットが選ばれていること、また、再構成された運動量が、よく生成時のそれを再現していることが分かる。ちなみに、この例における検出効率は、4ジェット + 荷電レプトン終状態への分岐比を含めて、約 4% である。

図 1.52-b) は、同様の比較を6ジェット終状態に対して行なったものである。6ジェット過程の解析は、基本的に、しきい値スキャンの場合と同じで、ただ、カットがよりきつくなるだけである。すでに指摘したように、この場合、間違ったジェットの組合せから来るバックグラウンドが無視できない。このバックグラウンドは、チャームの混入の少ないより洗練された b ジェット判定により大幅に減らし得るが、以下では、4ジェット + 荷電レプトン終状態のみが使えるとして議論を進める。

$\alpha_s(m_Z)$ および 崩壊巾の測定

トップクォークの運動量分布は、一般に、トップクォークの質量 (m_t)、崩壊巾 (Γ_t)、強い相互作用の結合定数 $(\alpha_s(m_Z))$、および測定点のエネルギー $(\Delta E = \sqrt{s} - \sqrt{s_{1S}})$ に依存する。ここに、ヒッグス交換に関するパラメーターを含めなかったのは、その効果が短距離のみに現れるため、断面積全体にかかる規格化定数にしか効かず、運動量分布の形には影響を与えないためである。これは、未知のヒッグス交換の効果を分離して、他のパラメーターを決定できることを意味している。問題となるパラメータ $(m_t、\ \Gamma_t、\ \alpha_s(m_Z))$ に対する運動量分布の依存性を示すために、運動量分布のピーク値 $(|p|_{peak})$ を第一共鳴から測ったエネルギー (ΔE) の関数としていくつかのパラメーター値に対してプロットしたのが図 1.53-a) から -c) である。図 1.53-a) から分かるように、$\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、$\Delta E = 2$ GeV では $|p|_{peak}$ が小さくなる。これは、一見、ビリアル定理からの予測に反するようであるが、エネルギーを第一共鳴の位置から測っているためである。ΔE を固定した時、$\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、しきい値から測ったエネルギーが減少する。この効果で $|p|_{peak}$ が小さくなる割合が、ビリアル定理に従って $|p|_{peak}$ が大きくなる割合を上回るのである。一方、図 1.53-b) に示した Γ_t に対する依存性は、素朴な直観に一致する。崩壊巾が大きくなると、トップクォークがポテンシャルのより深い所で崩壊するため、$|p|_{peak}$ が大きくなるのである。エネルギーを第一共鳴の位置から測ることにより、m_t に対する依存性が無視できるほど小さくなること(図 1.53-c))も注目に値する。これにより、$\alpha_s(m_Z)$、Γ_t を決定する際の m_t との相関を除去できることになる。

[5] このカットは、運動量測定に悪影響を与えないように、十分緩くなくてはならない。

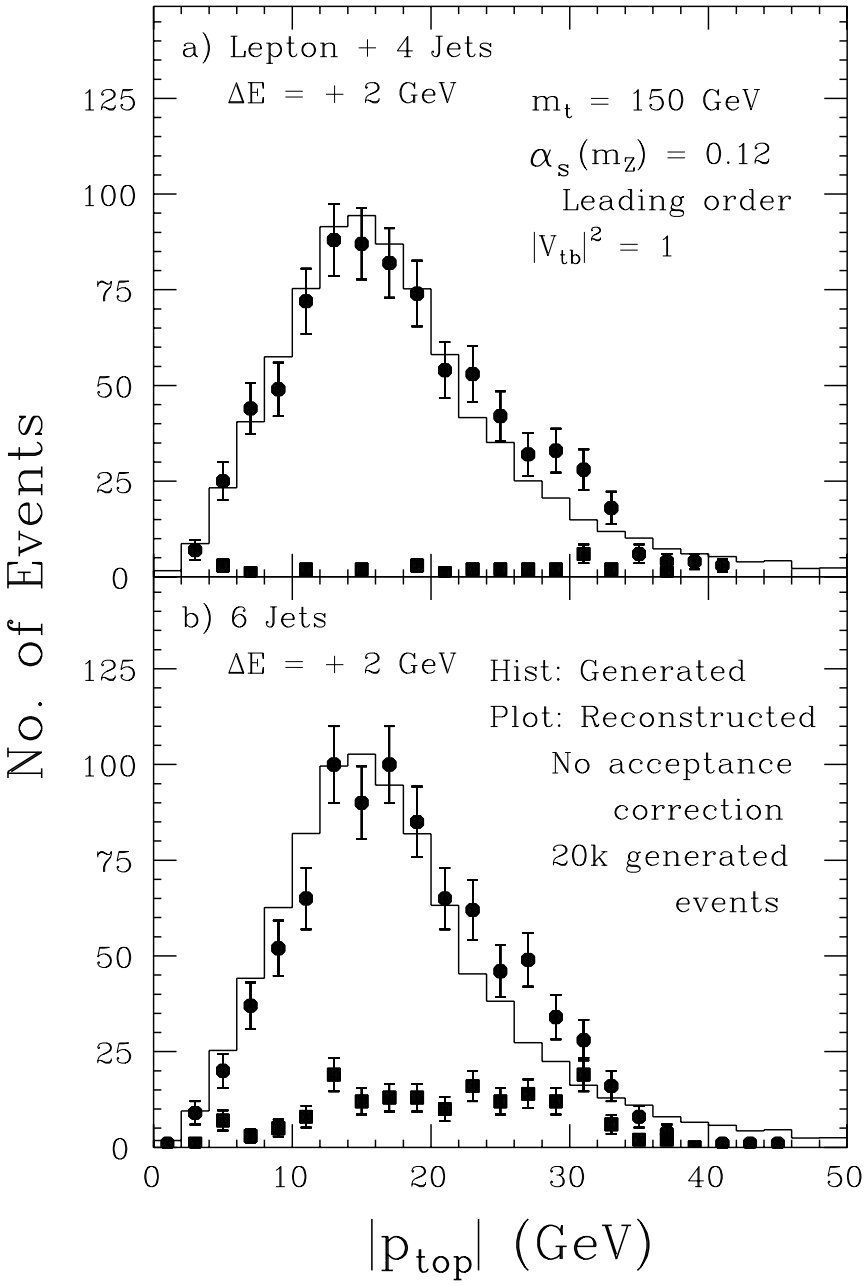

図 1.52: 再構成されたトップクォークの運動量分布 (データー点) と 生成時の 運動量分布 (ヒストグラム) との比較。四角で示した点は、再構成されたトップクォーク候補に含まれる誤ったジェットの組合せによるバックグラウンド。 (a) 4 ジェット + 荷電レプトン終状態。 (b) 6 ジェット終状態。

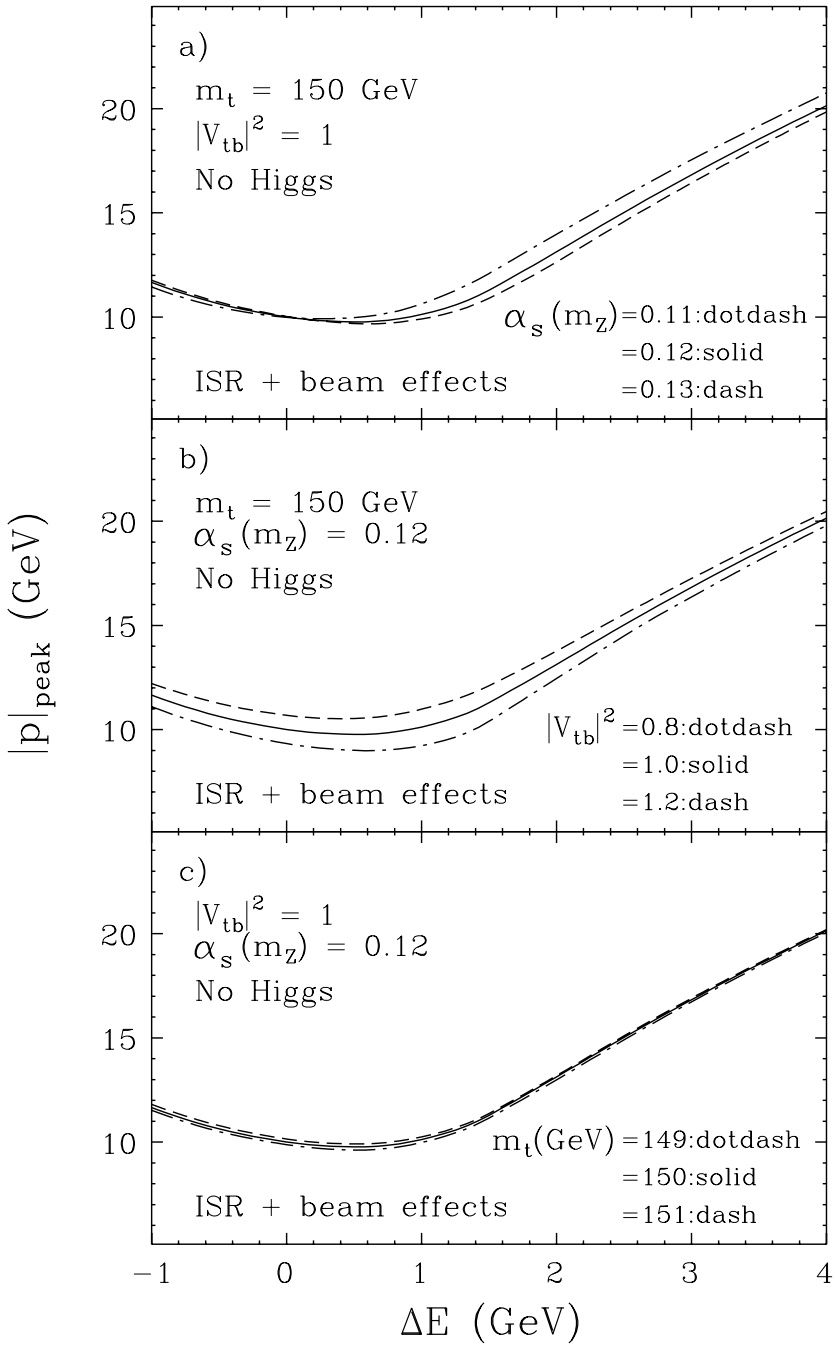

図 1.53: トップクォークの運動量分布のピーク値 ($|p|_{peak}$) を $1S$ 共鳴状態から測ったエネルギー (ΔE) の関数としてプロットしたもの。 (a) $\alpha_s(m_Z)$ 依存性。 (b) $|V_{tb}|^2$ 依存性。 (c) m_t 依存性。

図 1.54-a) は、 $\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運動量分布を、 $|V_{tb}|^2 = 1$、 $\alpha_s(m_Z) = 0.11$、 0.12、 0.13 の場合について示したものである。図 1.54-b) は、同じエネルギーで $|p|_{peak}$ が $\alpha_s(m_Z)$ にどう依存するかを示している。図中、点線で示したのは、 100 fb^{-1} の統計をためた際に期待される 1-σ の統計誤差範囲である。第一共鳴の位置が知られていて、かつ、 $|V_{tb}|^2 = 1$ の場合、これは 強い相互作用の結合定数に対する統計誤差 $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.0015$ に対応する。

図 1.55-a) は、 $\alpha_s(m_Z) = 0.12$、 $|V_{tb}|^2 = 0.8$、 1.0、 1.2 の場合の、 $\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運動量分布である。 $|p|_{peak}$ は、図 1.55-b) に示したように、 $|V_{tb}|^2$ とともに増大する。点線は、 100 fb^{-1} の統計をためた際に期待される 1-σ の統計誤差範囲である。この例では、第一共鳴の位置および $\alpha_s(m_Z)$ が知られているとすると、 100 fb^{-1} の統計で、崩壊巾に対する統計誤差 $\Delta|V_{tb}|^2 \simeq 0.04$ の測定が出来ることになる。

トップクォークの前後方非対称度の測定

ここまでは、しきい値領域における S 波の寄与のみを考察してきた。全断面積、および運動量分布に対する P 波の寄与はトップクォークの速さを β とした時、 $O(\beta^2)$ の量なので、無視できたわけである。しかし、 P 波の寄与は、 S 波との干渉を通して前後方非対称度を生じ、トップ対の微分断面積に対して $O(\beta)$ の補正を与える。これは、トップクォークの崩壊巾が大きく、異なったエネルギーレベルにある S 波の共鳴状態と P 波の共鳴状態が重なり合うために生ずるトップクォークで始めて現れる現象である。図 1.56は S 波の共鳴状態と P 波の共鳴状態の位置を摸式的に示したものである。 S 波の第一共鳴状態 $(1S)$ は孤立しているが、それより上の共鳴状態 $(nS; n \geq 2)$ では各々の S 波の共鳴状態に P 波の共鳴状態が隣接している。ポテンシャルが厳密にクーロン型であれば、 $n \geq 2$ の S 波の共鳴状態と P 波の共鳴状態は縮退する。現実の QCD 型ポテンシャルでは漸近自由性のため、より遠距離領域に達する P 波状態はより強い引力を受けその質量が若干下がるのである。

もし、 $1S$ 状態に座ったとすると、 $1S$ と $2P$ のエネルギーレベル間隔が共鳴状態の崩壊巾に比べてずっと大きければ、干渉は生じず、従って前後方非対称度も生じない。つまり、前後方非対称度の測定によって、共鳴状態の崩壊巾とレベル間隔の相対的な大きさを決定できることが分かる。共鳴状態の崩壊巾が主としてトップクォークの崩壊巾で決まること、また、レベル間隔が主として $\alpha_s(m_Z)$ で決まることを考えれば、前後方非対称度の測定から Γ_t と $\alpha_s(m_Z)$ に関する情報が引き出せることになる。

図 1.57-a) から -c) に前後方非対称度を ΔE の関数として、それぞれ、 $\alpha_s(m_Z)$、 $|V_{tb}|^2$、 m_t のいくつかの値に対して示した。図 1.57-a) から、 $\alpha_s(m_Z)$ が大きくなると、レベル間隔が大きくなり、従って前後方非対称度が小さくなること、また、図 1.57-a) からは、 $|V_{tb}|^2$ が大きくなると、すなわち、崩壊巾が大きくなると、 S 状態と P 状態の重なりが大きくなり、前後方非対称度も増加することが分かる。一方、前後方非対称度のトップクォークの質量に対する依存性は、測定を決まった ΔE で行なう限り、無視できる。

ここで、前後方非対称度の測定をどのエネルギーで行なうかが問題となるが、パラメーターに対する感度、理論的実験的不定性の大小を考慮した詳しい解析によると [44]、 $m_t = 150$ GeV の場合、 $\alpha_s(m_Z)$ の決定に最も適したエネルギーは $\Delta E = \sqrt{s} - \sqrt{s_{1S}} \simeq 1$ GeV である。

さて、前後方非対称度の測定では、再構成された 3 ジェット系の電荷を知る必要がある。その最も直接的な方法は、4 ジェット + 荷電レプトン終状態を用いることである。事象選択は、運動量測定の場合と同様にすれば良い。ただし、期待される前後方非対称度が小さいので、統計を稼ぐためカット値を大幅に緩める必要がある。 m_t が大きくなれば、前後方非対称度が大きくなるので、測定は、幾分楽になる。6 ジェット終状態の使用の可能性もある。チャームあるいはボトムを含む重い中間子の準レプトン崩壊過程は当然のこととして、二次バーテックスの検出が出来れば、D 中間子の使用も有り得る。いずれにせよ、これらの可能性の検討は詳細なモンテカルロ計算を必要とし、従ってまた、測定器の詳細にも強く依存する。ここでは、これらの詳細に立ち入らずに、単に、 40k 事象が再構成されたと仮定して測定の統計誤差のみを議論しよう[6]。期待される前後方非対称度が小さいので、当然、測定器の持つ前後方非対称度による系統誤差も大きな問題となり得るが、これに関しては、 Z ポール上での較正が有益であろう。

図 1.58は、 $\Delta E = 1$ GeV における前後方非対称度を $\alpha_s(m_Z)$ の関数としてプロットしたものである。点線は、 40k 事象に対応する 1-σ の統計誤差範囲である。第一共鳴の位置、また、 $|V_{tb}|^2$ が知られているとすると、強い相互作用の結合定数に対する統計誤差は $\Delta\alpha_s(m_Z) \simeq 0.003$ である。

同じエネルギーにおける前後方非対称度を $|V_{tb}|^2$ の関数としてプロットしたものが図 1.59である。点線は、 40k 事象に対応する 1-σ の統計誤差範囲である。第一共鳴の位置、また、 $\alpha_s(m_Z)$ が知られているとすると、 $\Delta|V_{tb}|^2 \simeq$

[6] この統計は、検出効率が 40% とした時、 200 fb^{-1} に対応する。

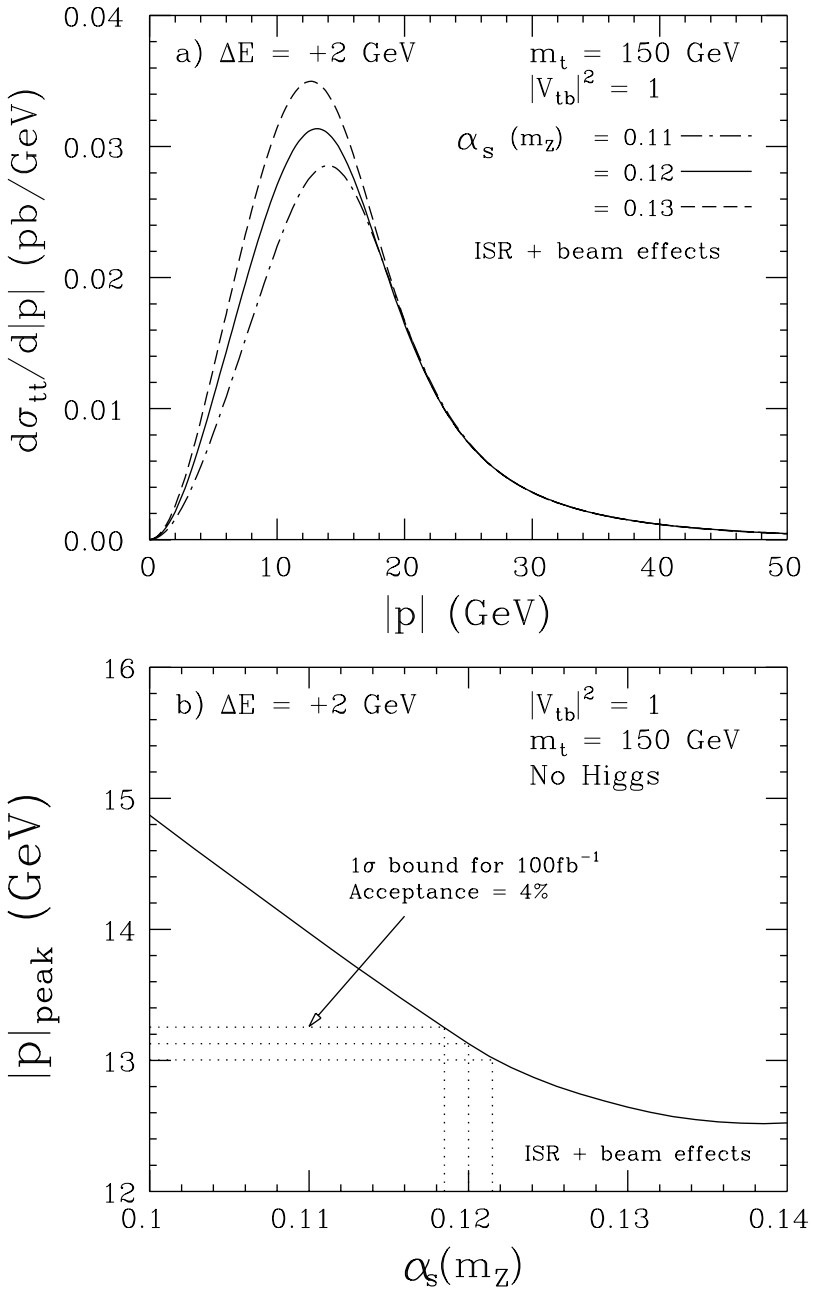

図 1.54: (a) $\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運動量分布。パラメーターは $|V_{tb}|^2 = 1$、$\alpha_s(m_Z) = 0.11$（一点鎖線）、0.12（実線）、0.13（破線）である。(b) 運動量分布のピーク値 $(|p|_{peak})$ の $\alpha_s(m_Z)$- 依存性。点線は $100\ \mathrm{fb}^{-1}$ に対応する 1-σ の統計誤差範囲。

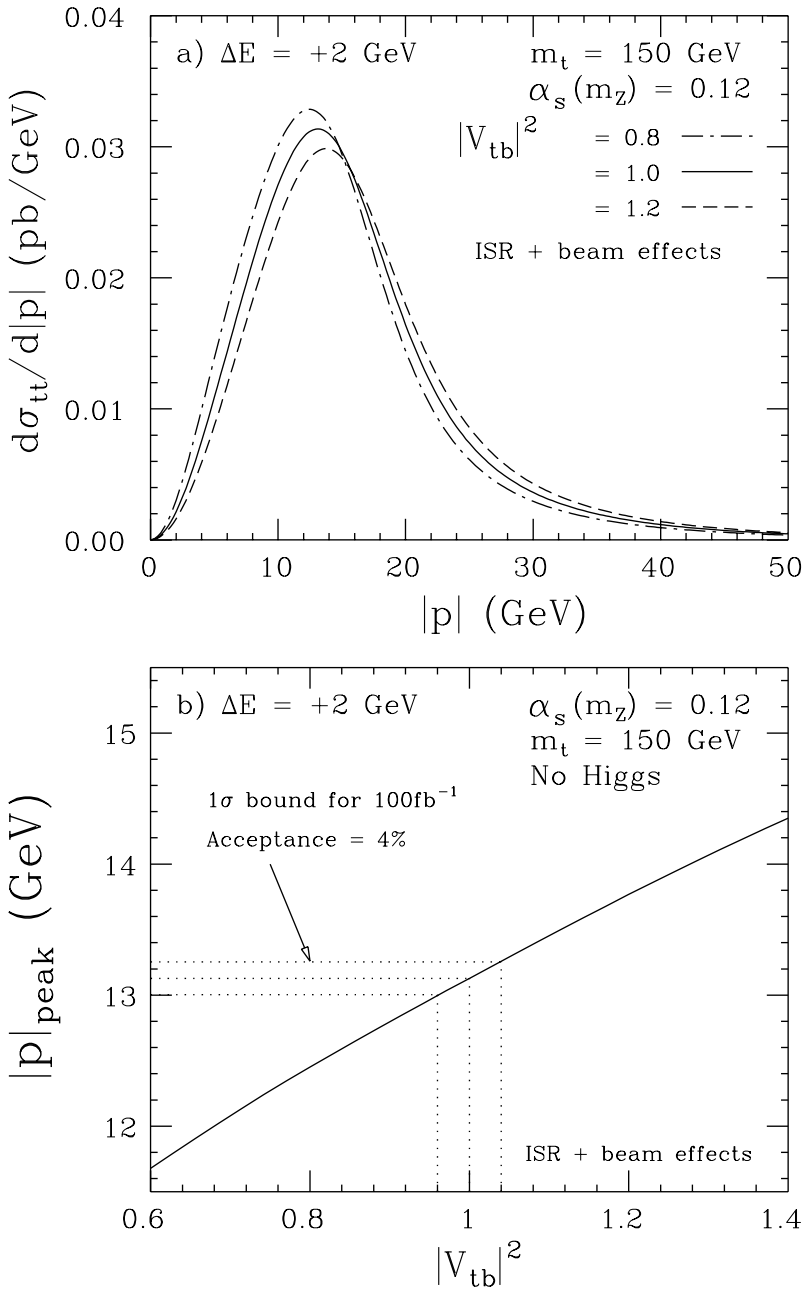

図 1.55: (a) $\Delta E = 2$ GeV におけるトップクォークの運動量分布。パラメーターは $\alpha_s(m_Z) = 0.12$、$|V_{tb}|^2 = 0.8$（一点鎖線）、1.0（実線）、1.2（破線）である。(b) 運動量分布のピーク値 $(|p|_{peak})$ の $|V_{tb}|^2$- 依存性。点線は 100 fb^{-1} に対応する 1-σ の統計誤差範囲。

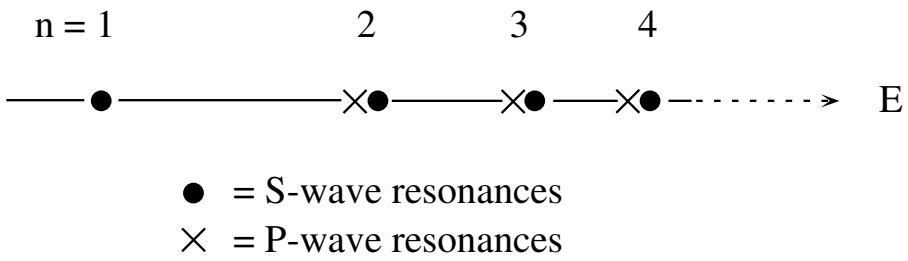

図 1.56: S- 波の共鳴状態と P- 波の共鳴状態の位置の摸式図。

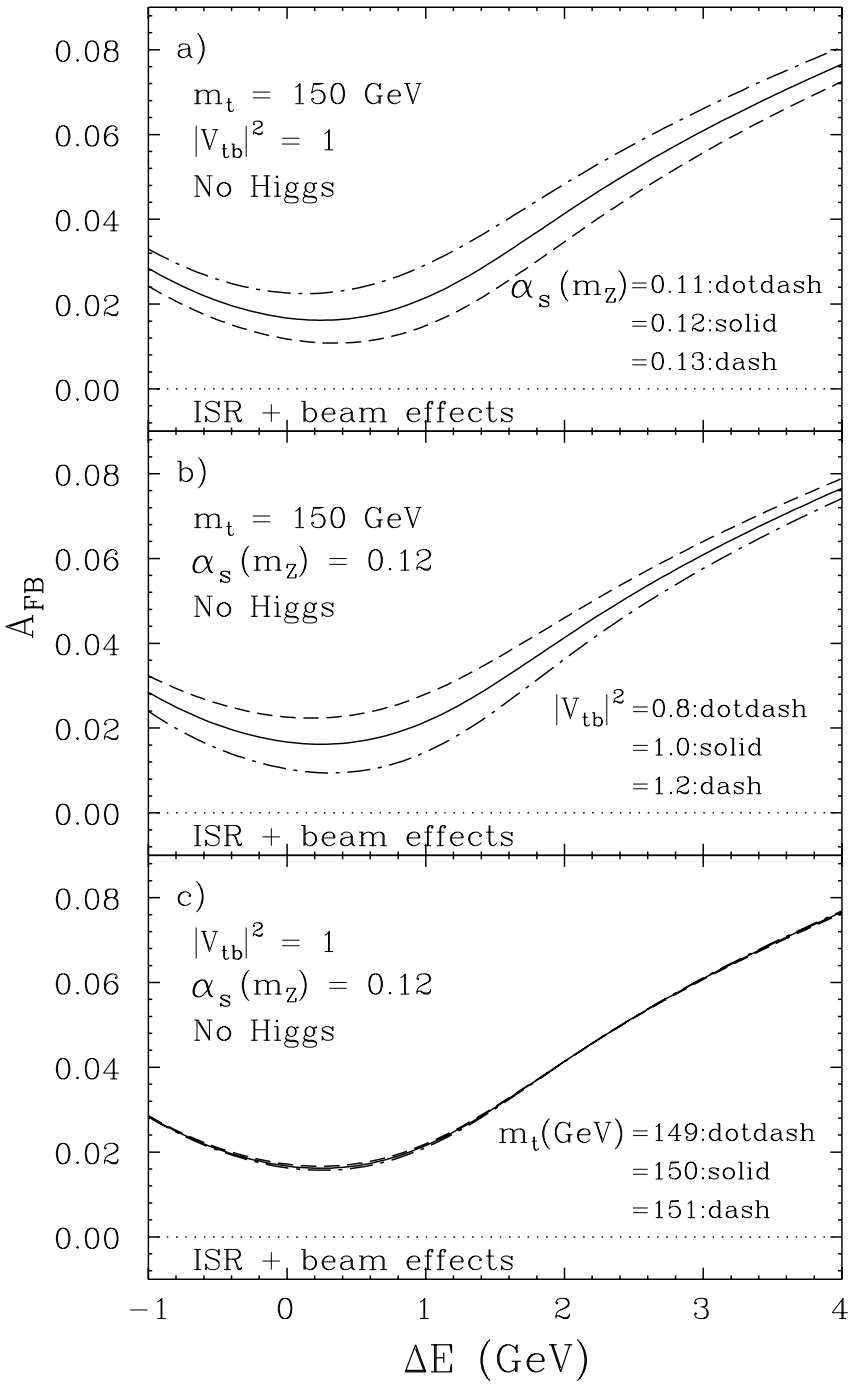

図 1.57: トップクォークの前後方非対称度を $1S$ 共鳴状態から計ったエネルギー (ΔE) の関数としてプロットしたもの。 (a) $\alpha_s(m_Z)$ 依存性。 (b) $|V_{tb}|^2$ 依存性。 (c) m_t 依存性。

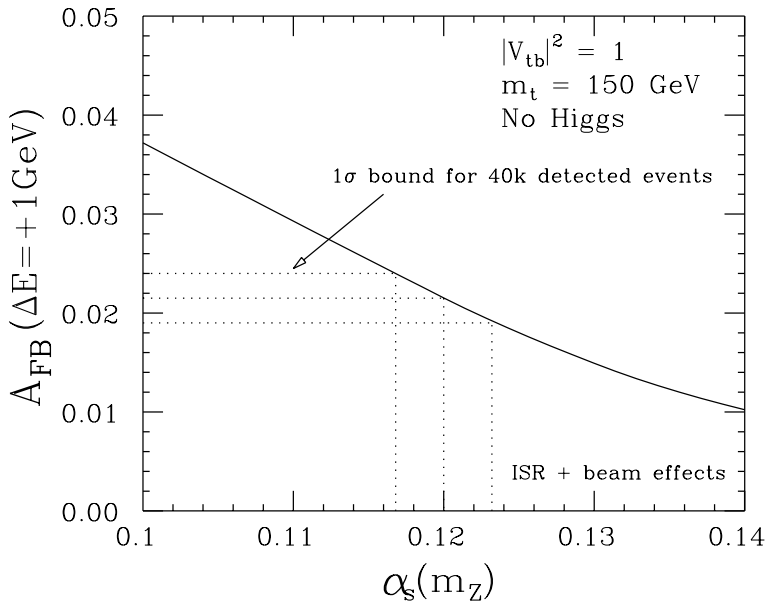

図 1.58: $\Delta E = 1$ GeV における前後方非対称度の $\alpha_s(m_Z)$- 依存性。

0.07 が期待される。

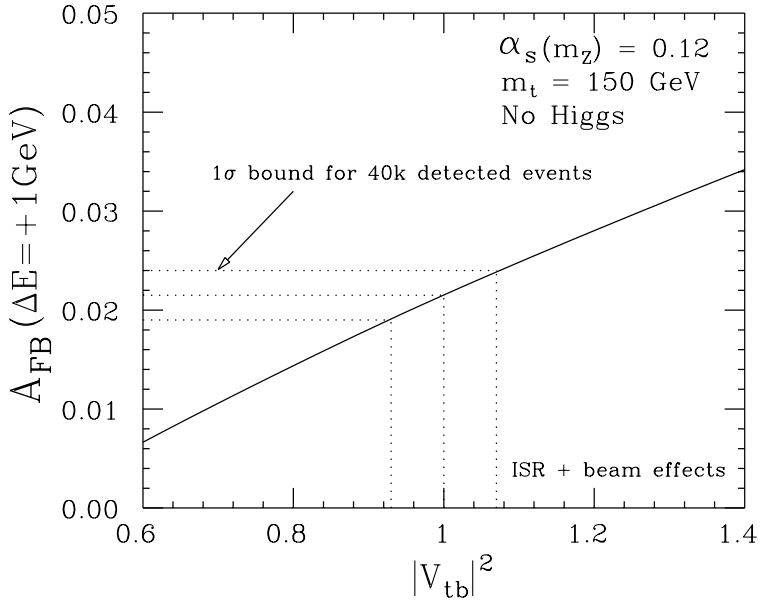

図 1.59: $\Delta E = 1$ GeV における前後方非対称度の $|V_{tb}|^2$- 依存性。

1.5.2 角分布解析

重いトップクォークには、特筆すべきもう一つの性質がある。それが、トップハドロンを作る前に崩壊することである。このことによって、トップクォークにおいて初めて、崩壊後の粒子の角分布の測定から、親のトップクォークの偏極を決定出来るようになる。偏極の測定は、トップクォークの生成、および、崩壊バーテックスの系統的な研究の際の強力な武器となる。これは、特に、トップクォークの崩壊が、超対称性のシナリオにおけるような、新粒子を含む場合にはなおさらである。

手始めに、トップクォークの崩壊で生成される W の偏極度を測定することを考えよう。重いトップクォークは、主として縦偏極した W ボソンに崩壊する。これは、弱い相互作用を破る機構を探る良いプローブである。もし、その

機構が標準模型のものと異なっているならば、縦偏極した W ボソンに崩壊する分岐比 R が標準模型の場合と違ってくる。

$$R = \frac{\Gamma(t \to bW_L)}{\Gamma(t \to bW_T) + \Gamma(t \to bW_L)}$$

図 1.60-a) は、標準模型を仮定して生成されたモンテカルロデータに対する W 崩壊からのジェットのヘリシティー角の分布である。再構成された角分布は、標準模型の予言と良く一致している。この分布を、 R をパラメーターにしてフィットした際の 1-σ の誤差範囲を図 1.60-b) にトップ質量の関数として示す。 1k イベントの統計で、 $\Delta R \simeq 2\%$ を達成するのは容易である。

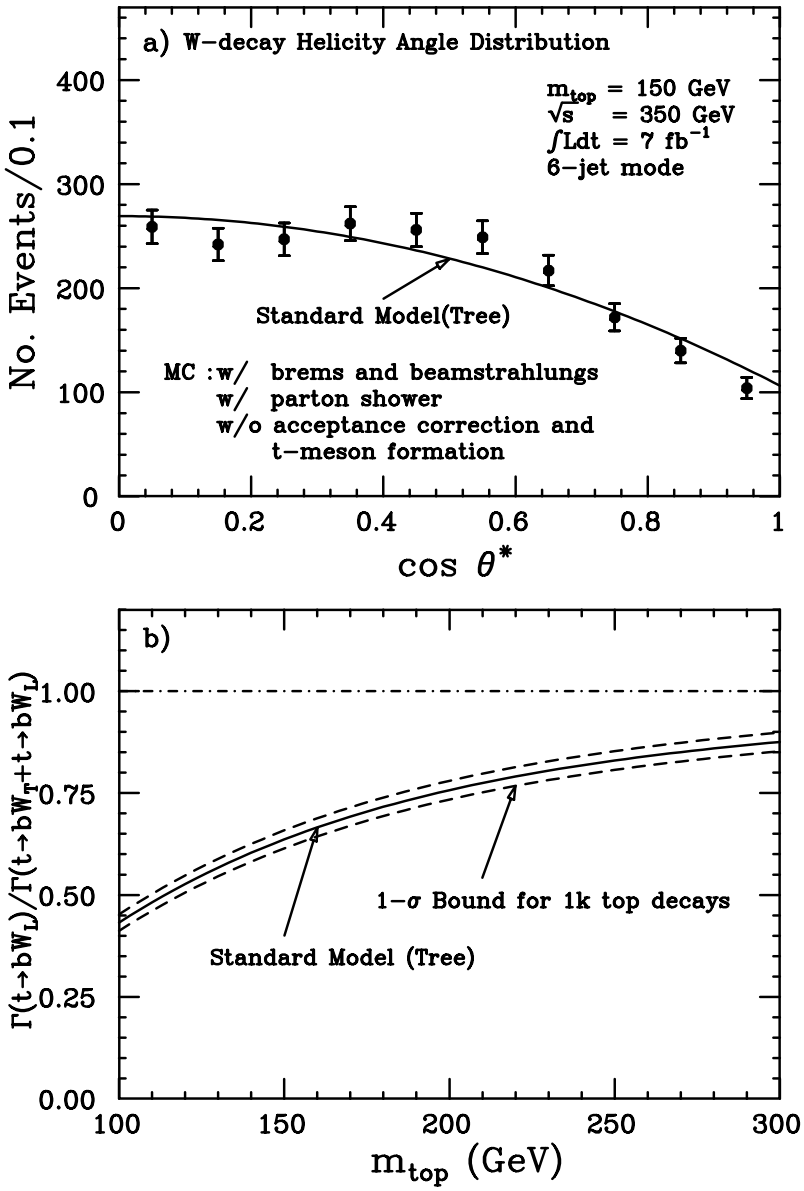

図 1.60: (a) トップ崩壊で生成された W からのジェットのヘリシティー角の分布。モンテカルロデータは標準模型を仮定している。 (b) トップ崩壊 $t \to bW_L$ の分岐比のトップ質量依存性。破線は、トップ崩壊 1k イベントを再構成した際の統計誤差 1-σ の範囲。

次に、トップクォーク自身の偏極度の測定可能性を示すために、 tbW バーテックスが右手型 $(V+A)$ となるような仮想的な場合を考えてみよう。この場合の再構成されたトップ崩壊の角分布は図 1.61-a) のようになる [46]。モンテ

カルロデータの統計は、 $10\ \mathrm{fb}^{-1}$ で、電子ビームの偏極度 80% を仮定している。これを、標準模型の場合 (図 1.61-b)) と比較すると、その差は一目瞭然である。

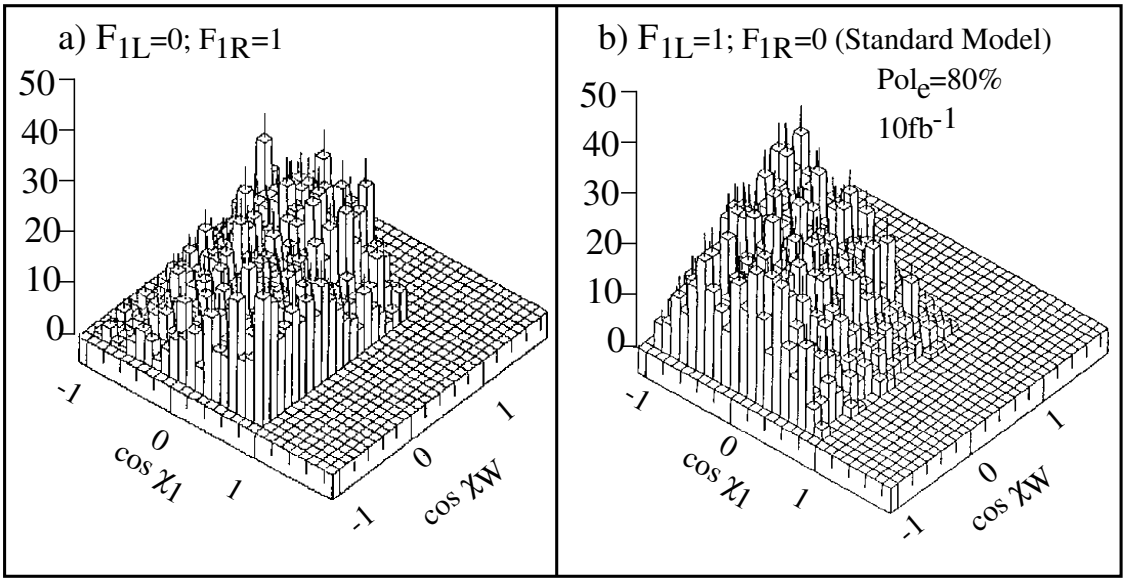

図 1.61: トップ崩壊の角分布。(a) $F_{1L} = 0$、 $F_{1R} = 1$ の仮想的な場合。(b) $F_{1L} = 1$、 $F_{1R} = 0$ の標準模型の場合。 χ_W は トップの静止系における W の ヘリシティー角、 χ_l は W の静止系における レプトンのヘリシティー角である。

1.6 電弱相互作用の精密研究

ここまでは、軽いヒッグス粒子の存在を前提にして議論を進めてきた。以下では、軽いヒッグス粒子が発見されなかった場合についての検討を行なう。 1.1節で強調したように、軽いヒッグス粒子が存在しなければ、それは低エネルギーでの超対称性と大統一模型の死を意味しており、高エネルギー物理学の今後の方向を決める強い衝撃となるであろう。この場合には、 JLC-I で必ず生成される W や Z やトップクォークから、可能なかぎり多くのことを学び取らなくてはならない。たとえ新粒子が見つからなくても、精密測定を通して次に進むべき方向を決める貴重な情報を引き出せることは、 LEP-I 実験の経験が教えるところである。これこそが電子陽電子衝突実験の持つ、他の加速器実験に無い長所である。以下に述べるように、 JLC-I もこの長所を継承している。

1.6.1 量子効果に現われる重いヒッグス粒子の効果

標準模型では、ヒッグス粒子、 W 粒子、およびトップクォークの質量は、図 1.62に示すように、量子補正により相互に関係づけられている。従って、 W ボソン とトップクォークの質量を精密測定すれば、ヒッグスの質量を推定することが出来る。トップクォークの質量測定に関しては既に前節で述べた。 JLC-I では、その非常に高い統計精度を活用することにより、 W ボソンの質量測定の精度向上も期待できる。

現在のところ、 W の質量の測定精度は $260\ \mathrm{MeV}$ であるが [47]、この精度は、 LEP-II 実験によって改善されるであろう。 LEP-II での W の質量測定の関する作業グループは、 $\sqrt{s} = 170\ \mathrm{GeV}$、 $0.5\ \mathrm{fb}^{-1}$ の積分ルミノシティーを仮定して、次の三種類の測定方法を検討している。

1. W 粒子の断面積のエネルギー依存性より決定する方法。
2. W 粒子の崩壊で生じるレプトンのエネルギー上下限値より決定する方法。
3. 重心系エネルギーが良く決まっていることを利用して、 4 ジェット事象の不変質量を直接再構成する方法。

これらの内、最後の方法が最も精度が良く、実験グループ毎に $55\ \mathrm{MeV}$ の精度で測定できると結論づけられている。また、系統誤差としては、輻射補正、モンテカルロ・プログラムの不定性、事象再構成、測定器の較正にそれぞれ 10

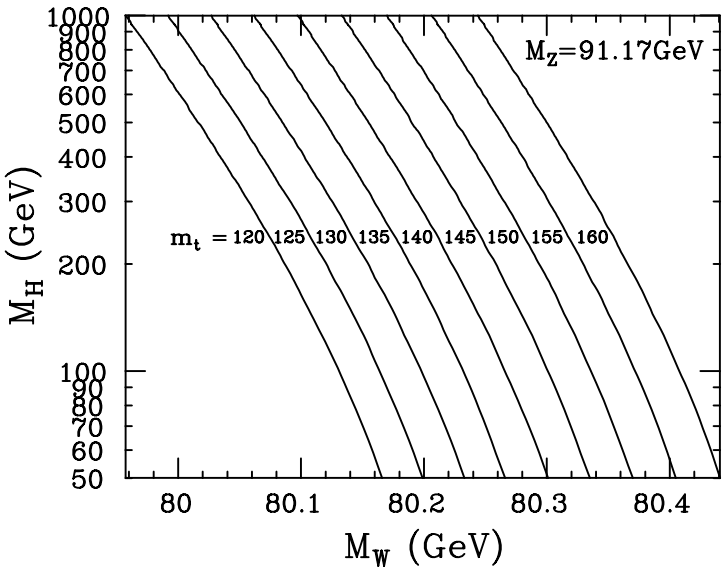

図 1.62: W 粒子の質量の関数として、標準模型のヒッグスの質量をいくつかのトップクォークの質量の場合について示す。

MeV、ビームエネルギーの較正に 17 MeV と見積もられている。従って、 LEP-II の四実験を合計すると、統計精度で 28 MeV、系統誤差で 24 MeV 程度と考えられる。

一方、 JLC-I ではリニアーコライダーの特性により、ビームエネルギーの広がりが $\Delta E/E \sim O(1)\%$ と大きいために、断面積のエネルギー依存性や、レプトンのエネルギー上下限値の測定で高精度の測定を行なうことは難しい。しかし、 JLC-I には年間 50 fb^{-1} 以上もの高い積分ルミノシティーがある。この高統計を利用して、 W 粒子の不変質量を直接測定し、高精度を得ることがが可能であろう。例えば、 $\sqrt{s} = 500$ GeV で 100 fb^{-1} の積分ルミノシティーを仮定すると、 $e^+e^- \to e\nu W$ 反応で生成された 80k 事象の W の 2 ジェット崩壊を検出することが出来る ($|\cos\theta| < 0.8$ を測定するとする)。一方、同じ条件で、 $e^+e^- \to \gamma Z$ 反応も 40k 事象検出できるので、測定器の十分な較正も可能である。我々が想定している測定器では、 4 GeV 以下の精度で 100 GeV 近辺のヒッグスの測定ができるので、 W の質量は十分 20 MeV 以下の統計精度で測定できるであろう。この測定では、 W 崩壊からの全粒子の不変質量をとるので、 LEP-II で想定されている 4 ジェット解析で問題となるジェット・クラスタリングからの系統誤差は生じない。測定器は同時に発生する Z 粒子を利用して較正できるし、必要とあればビームエネルギーを調整して Z ポール上で較正することも出来る。系統誤差の詳しい検討は今後の課題であるが、 JLC-I が W 粒子の質量測定の精度をさらに向上させる可能性は十分に高い。

W とトップクォークの質量の高精度での測定は、図 1.62に示した標準模型における量子補正により導かれた関係により、可能なヒッグス粒子の質量に対する制限を与えることになる。図 1.63には m_t-M_H 面上での 1σ の等高線が m_t の誤差と共にどのように変わるかを示している。この図から、トップクォークの質量の精密測定がいかに重要であるか分かる。前節で示したように、 JLC-I ではトップクォークの質量を 0.5 GeV 以下の精度で決定することが出来るので、ヒッグス粒子の質量の推定値の誤差は W の質量の誤差で決まることになる。

図 1.64には W の質量の誤差が 21 MeV の時ヒッグスの質量の推定値の誤差が質量と共にどのように変わるかを示している。図から分かるように、 JLC-I は現在のヒッグスの質量の推定値の誤差を大きく改善すると共に、次に目指すべきエネルギー領域を指し示すことになる。 JLC-I はトップクォークの質量を 0.5 GeV 以下の精度で測定できるが、それは図 1.62 では線の幅程度に相当することになる。従って、 W の質量が 20 MeV 以下の精度で測定できれば、ヒッグスの質量が、その質量に依存して $50 \sim 200$ GeV の精度で推定できることになる。

このように、たとえヒッグス粒子の質量が JLC-I で到達できないほど重かったとしても、 W の質量の精密測定から次に目指すべきエネルギーが決まるのである。また一方で、ヒッグス粒子が見つかった時には、ヒッグス、 W、トップの間の質量の関係が標準模型が予想するものかどうかを調べることにより、新しい物理への手かりが得られることであろう。

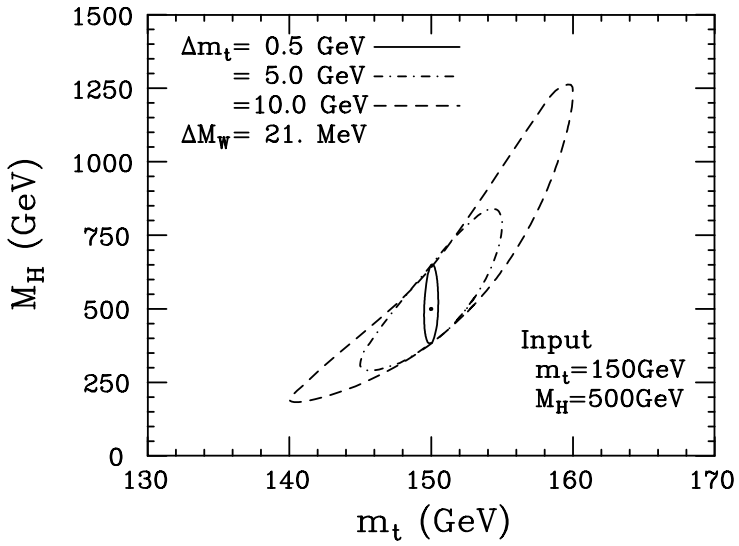

図 1.63: m_t-M_H 面上における 1σ 等高線のトップクォーク質量の測定誤差依存性。中心値は $m_t = 150$ GeV、$M_H = 500$ GeV とした。

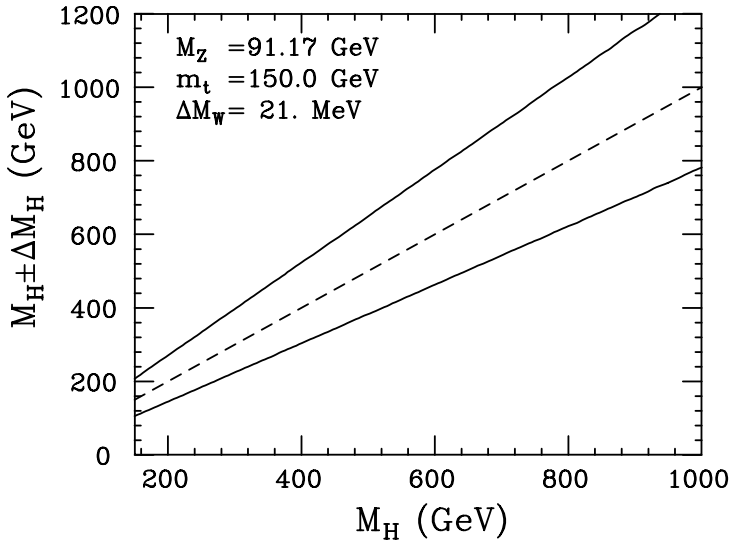

図 1.64: W 質量の精度が 21 MeV の場合，ヒッグス粒子の関数として表わしたヒッグス粒子の質量推定値の 1σ 範囲。

1.6.2 W、 Z、 γ の自己相互作用の研究

もし、ヒッグス粒子の質量の推定値が重くなった場合には、ウイークボソン間に新しい強い相互作用がある可能性が高くなる。このような場合、 W や Z の縦偏極成分のみが内部構造を持つのか、あるいは縦横両方の偏極成分が内部構造を持つのかが最初の分岐点となる。この疑問に答えるためには、ベクター粒子、 W、 Z、 および γ の自己相互作用を詳細に調べなくてはならない。これらのベクター粒子の可能な相互作用の形は、既存のデーターにより、量子補正の効果を通してある程度限られてはいるが、ウィークボソンの直接生成による研究はその複合性の解明に欠かせないものである。

1 TeV 以下のエネルギー領域での標準模型の反応の全断面積を図 1.65に示す。 TRISTAN/SLC/LEP-I 等の既存の e^+e^- コライダーでは γ/Z を経由した消滅反応が主で、最低次のダイアグラムに含まれる標準模型のバーテックスは $\gamma f\bar{f}$ と $Zf\bar{f}$ しかない。 LEP-II のエネルギー領域ではウイークボソンの単生成と対生成が現れ、ゲージボソンの三点結合を調べることが出来るようになる。 JLC-I のエネルギー領域では、ゲージ粒子 2 個以上を生成する反応が大きな断面積を持つようになる。従って、現在のところ量子補正を通じて間接的に調べられているに過ぎないゲージ粒子の三点自己相互作用や四点自己相互作用を、素過程で調べることが出来るようになる。

ゲージ粒子の自己相互作用を調べるためには、標準模型の相互作用ラグランジアンを離れて、より一般的なラグランジアンによる解析を行なう必要がある。その形は力の対称性により定まるが、標準模型の成功に鑑み、ここでは電磁ゲージ変換普遍性とローレンツ変換不変性にあわせて、CおよびP変換対称性、局所 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性を満たすラグランジアンによる解析を考える。

よく知られているように、局所 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性を満たす最低次元 (四次元) のラグランジアンは標準模型のそれに帰着する。高エネルギーで発現する新しい物理の効果は、低エネルギーでは、高次元の有効ラグランジアンとなってそれに加わることになる。ここでは、局所 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性を満たす最高 六次元の有効ラグランジアンを用いて解析を行なう。

ゲージ粒子の異常結合定数の定義には文献によりいろいろな流儀があるが、ここでは文献 [48] に従い、以下のラグランジアンによる定義を用いる。

$$\begin{aligned} \Delta\mathcal{L}_{WWV}/g_{WWV} &= ig_1^V(W^\dagger_{\mu\nu}W^\mu V^\nu - W^\dagger_\mu V_\nu W^{\mu\nu}) + i\Delta\kappa_V W^\dagger_\mu W_\nu V^{\mu\nu} \\ &+ \frac{i\lambda_V}{m_W^2} W^\dagger_{\lambda\mu} W^\mu_\nu V^{\nu\lambda} \end{aligned}$$

ここで、 $V \equiv Z/\gamma$、 $W_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$、 $V_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$、 $g_{WW\gamma} = -e$、 $g_{WWZ} = -e\cot\theta_W$ である。このラグランジアンに含まれている異常結合定数は $\Delta\kappa_\gamma$、 $\Delta\kappa_Z$、 Δg_1^Z、 λ_γ、 λ_Z の 5 個である。ただし、局所 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性によって、この内独立な結合定数は $\Delta\kappa_\gamma$、 $\Delta\kappa_Z$、 λ の 3 個になる。他の結合定数は、

$$\begin{aligned} \Delta g_1^Z &= \Delta\kappa_Z + \tan^2\theta_W \Delta\kappa_\gamma \\ \lambda_\gamma &= \lambda_Z \equiv \lambda \end{aligned}$$

で表される。 W 粒子の静的性質である磁気双極子能 (μ_W)、電気四重極子能 (Q_W) は、これらの結合定数を使って

$$\begin{aligned} \mu_W &= \frac{e}{2M_W}(2 + \Delta\kappa_\gamma + \lambda) \\ Q_W &= \frac{e}{M_W^2}(\lambda - \Delta\kappa_\gamma - 1) \end{aligned}$$

で表される。

現在のところ、異常結合定数に対する実験的な制約は、 UA2 グループが $WW\gamma$ バーテックスの直接測定よって得た、 95% の信頼度で $-4.5 < \Delta\kappa_\gamma < 4.9$、 $-3.6 < \lambda_\gamma < 3.5$ と言う結果のみである [49]。

将来の LEP-II の実験では $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応を用いて、ゲージ粒子の三点バーテックスの直接測定を目指している。 LEP-II における異常結合定数の予想される測定精度は、何人かの研究者により評価されているが [50, 51, 52]、例えば文献 [51] によると、 95% の信頼度 (CL) で $-0.04 < \Delta\kappa_\gamma < 0.04$、 $-0.11 < \Delta\kappa_Z < 0.12$、 $-0.07 < \lambda < 0.07$ である。一方、現在の低エネルギーデーターに対する標準模型以外の相互作用による輻射補正の寄与が非常に小さいことを考慮すると、異常結合定数の大きさは高々 0.01 の大きさであると考えられる [53, 54]。従って、この測定精度では高いエネルギーの物理による異常結合定数を調べるのに不十分である。ルミノシティー、エネルギーともに LEP-II を上回る JLC-I での精密測定が是非とも必要である。

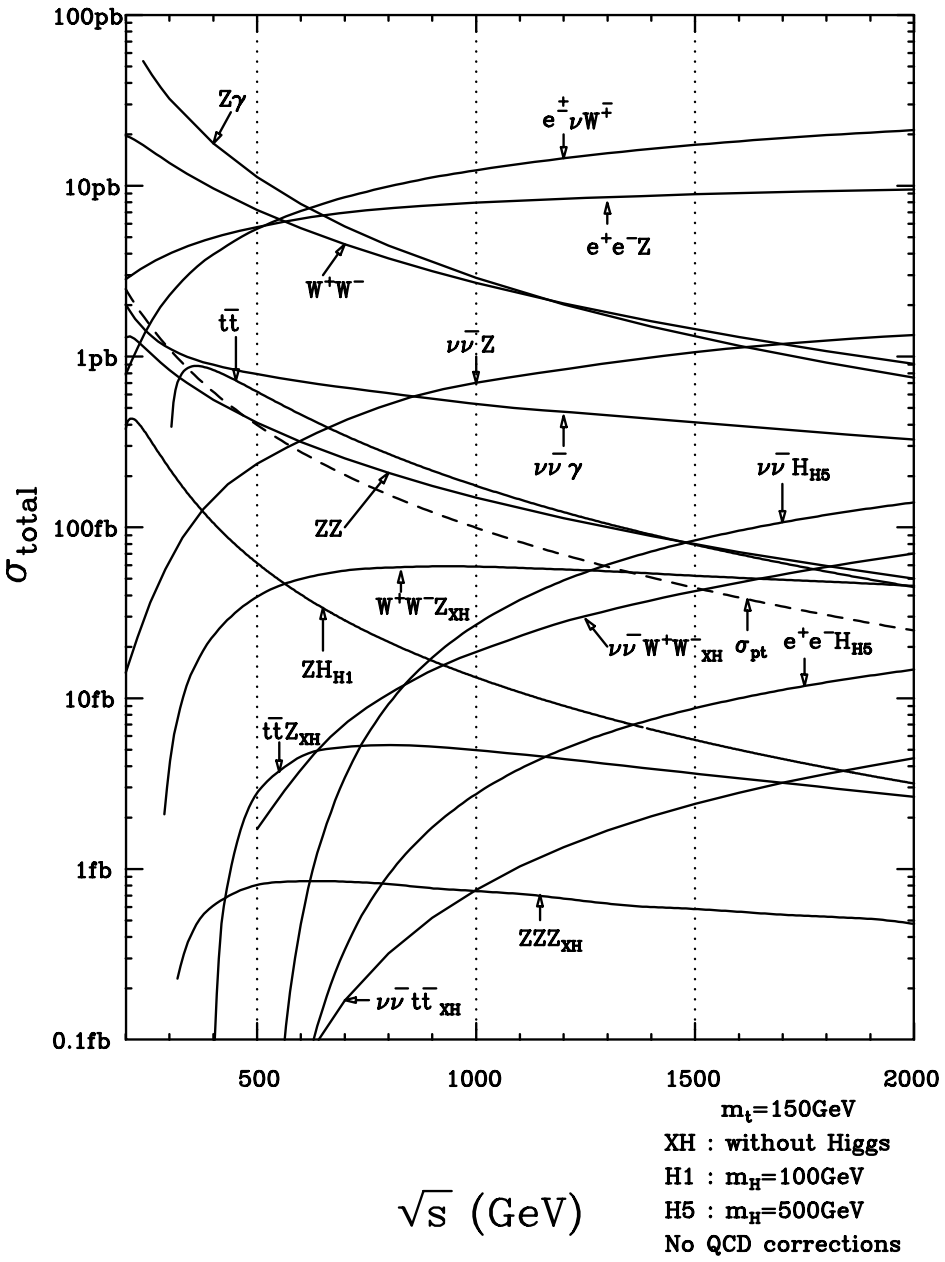

図 1.65: 2 TeV 以下のエネルギーでの標準模型反応の全断面積。

表 1.1: JLC-I でのゲージ粒子生成反応と、含まれうるゲージ粒子の異常自己結合定数

		$e^+e^- \to$						
Vertex	Couplings	WW	$e\nu W$	$\nu\bar{\nu}\gamma$	$\nu\bar{\nu}Z$	WWZ	$WW\gamma$	$eeWW$
$WW\gamma$	$\lambda, \Delta\kappa_\gamma$	○	○	○		○	○	○
WWZ	$\lambda, \Delta\kappa_Z$	○	△		○	○	○	○
$WW\gamma\gamma$	λ						○	○
$WW\gamma Z$	λ, f_W					○	○	○
$WWZZ$	λ, f_W					○	○	△
$WWWW$	λ, f_W					○		
σ at $\sqrt{s} = 500$ GeV (fb)		8×10^3	6×10^3	10^3	350	60	80	400

表 1.2: 95% CL における、種々の反応のゲージ粒子の異常結合定数に対する感度。$\sqrt{s} = 500$ GeV、積分ルミノシティー 50fb^{-1} を仮定した。表中、$X_W \equiv \cos\Theta_W$, $X_q \equiv \cos\theta_q$, また $X_l \equiv \cos\theta_l$.

Process	$\Delta\kappa_\gamma$	$\Delta\kappa_Z$	λ	method
$e^+e^- \to$				
W^+W^-	$-0.0052 \sim 0.0057$	$-0.0064 \sim 0.0062$	$-0.012 \sim 0.021$	$d\sigma/dX_W d\lvert X_q\rvert dX_l$
$e\nu W$	$-0.021 \sim 0.020$	–	$-0.039 \sim 0.038$	$d\sigma/d\lvert X_q\rvert$
$\nu\bar{\nu}\gamma$	$-0.071 \sim 0.075$	–	$-0.044 \sim 0.079$	$d\sigma/dE_\gamma$
$\nu\bar{\nu}Z$	–	$-0.29 \sim 0.25$	$-0.46 \sim 0.17$	σ_{tot}
$W^+W^-\gamma$	$-0.020 \sim 0.016$	$-0.018 \sim 0.025$	$-0.025 \sim 0.028$	$d\sigma/dE_\gamma$
W^+W^-Z	$-0.053 \sim 0.041$	$-0.071 \sim 0.15$	$-0.050 \sim 0.030$	σ_{total}
$e^+e^-W^+W^-$	$-0.032 \sim 0.039$	–	$-0.084 \sim 0.12$	σ_{total}

JLC-I で測定される標準模型の反応のうち、最低次でゲージ粒子の三点と四点の相互作用を含む反応を表 1.1にまとめる。表の一列目と二列目はバーテックスと結合定数を表している。$WW\gamma Z$、$WWZZ$、および $WWWW$ バーテックスは、$\Delta\kappa_\gamma$、$\Delta\kappa_Z$ の両方の結合を含んでいる。しかしそれらは常に、$\Delta\kappa_\gamma - \Delta\kappa_Z$ に比例する形でしか現れないので、表では f_W ($\equiv \frac{2\Lambda^2}{m_Z^2}(\Delta\kappa_\gamma - \Delta\kappa_Z)$) と示してある。三列目以降では、対応するバーテクスを含む反応を ○ で示してある。△ は、そのバーテックスを含むが断面積に対する寄与が小さいものを表している。最後の行は $\sqrt{s} = 500$ GeV での全断面積である。ただし、$\nu\bar{\nu}\gamma$ と $WW\gamma$ 反応に関しては $E_\gamma > 25$ GeV および $|\cos\theta_\gamma| < 0.85$ という条件を課している。

JLC-I での異常結合定数に対する感度についての解析は文献 [55] に詳しいのでここでは省略するが、各反応についてのまとめを表 1.2および、図 1.66に示す。この表および図では対象とする結合定数以外は 0 とした時の感度を示してある。表および図から分かるように、$e^+e^- \to W^+W^-$ 反応が最も異常結合定数に対する感度が高い。しかしながら、この反応は可能な三つの結合定数を全て含んでいるので、それらの分離のためには、それ以外の反応の測定からの相補的な情報も不可欠である。ここで重要なことは、三つの結合定数の一つでも標準模型からのずれが測定された時は、新しい物理に対する決定的な証拠となることである。1 パラメーターに対する感度が $\Delta\kappa_\gamma$ と $\Delta\kappa_Z$ に対して 1% 以下であることから、新しい物理により生じる有効相互作用の検出可能性が十分高いと言える。標準模型からのずれが検出された時には、三つの結合定数を多面的に解析できる JLC-I は、新しい物理の解明に重要な指針を与えるであろう。

図 1.67には、異常結合定数に対するの現時点での、直接測定による制限、輻射補正の解析による制限、および将来の実験で期待される測定精度を示してある。図中の横棒は、1 パラメーターの 95% CL での正負の制限の内絶対値の大きい方を示している。実験の難しいハドロンコライダーでの測定精度は、10fb^{-1} のルミノシティーで標準模型が 40 事象のシグナルがあるところに 35 事象の超過があることに対応している。この事を考えると実際の精度はもっと悪くなると考えられる。

図より明らかなように、JLC-I は可能な三つの異常結合定数の全てに対して、1 % 近辺の測定が可能な唯一加速器であり、ウィークボソンが複合粒子であるのか否か、確実な答が得られるであろう。一方、軽いヒッグス粒子が発見された場合でも、この研究の重要性は低下するものではない。そのような場合でも、自己相互作用の精密測定は、量子効果を通じて現れるより高いエネルギーでの物理を探る可能性を開くであろう。

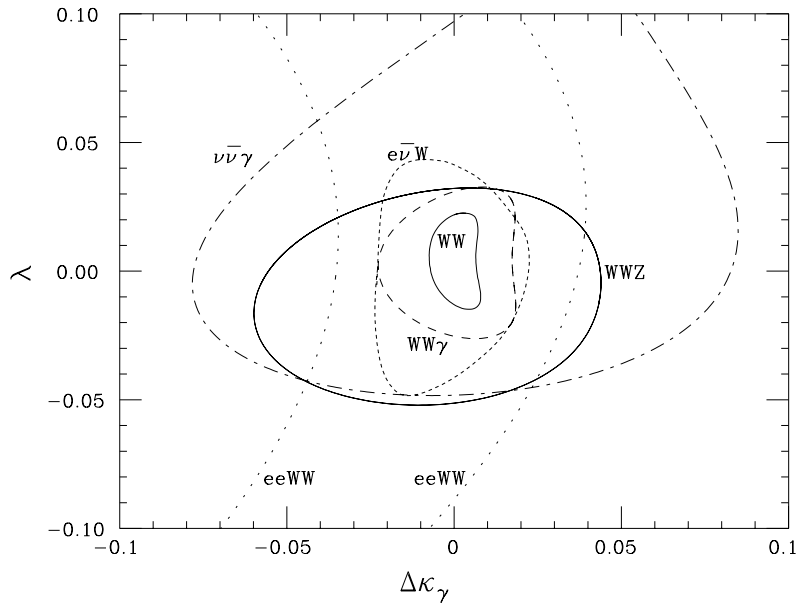

図 1.66: 各反応から得られる、 λ-$\Delta\kappa_\gamma$ 平面上における異常結合定数に対する感度 $(95\%\ \mathrm{CL})$ の比較。

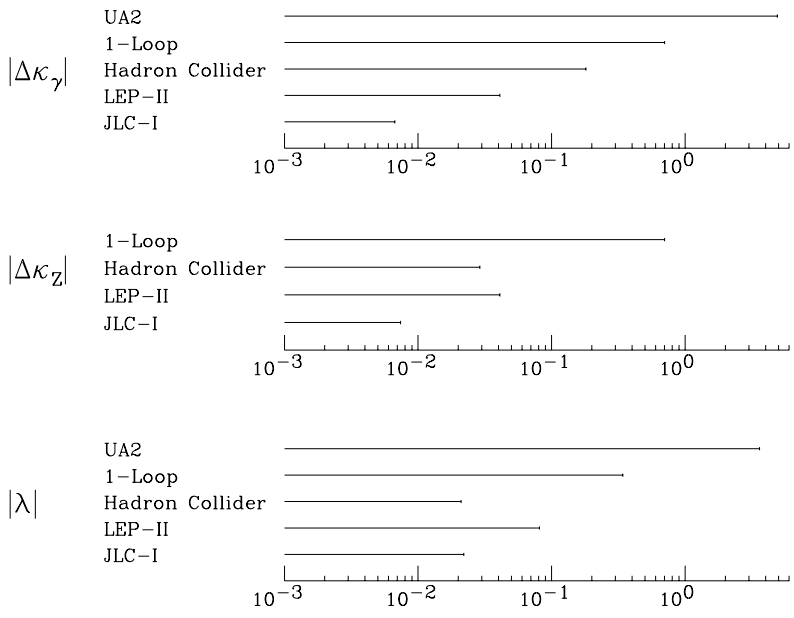

図 1.67: ゲージ粒子の異常結合定数に対する現在の測定限度と将来の実験で期待される精度。結合定数の大きさのみを比較した。

最後に、JLCーIでウィークボソン間の相互作用に異常自己結合が見られず、またヒッグス粒子が発見されなかった場合を考える。その場合には、1 TeV 以上の領域に、W ボソンの縦偏極成分間の新しい強い相互作用によって結合された共鳴状態が存在する可能性が高くなる。この新しい強い相互作用を支配する力学の解明には、1.8節で議論するように、より高いエネルギーで W フュージョン反応を総合的に調べる必要がある。ただし、その共鳴状態が テクニ・ロー (ρ_{TC}) のようなスピン 1 のベクター粒子である場合には、$e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の終状態 (W^+W^-) 相互作用、すなわち、WW 再散乱を通して s チャンネルで直接生成することも出来る。この共鳴状態の崩壊巾は広いので、その質量に重心系エネルギーが到達していなくても、$e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の微分断面積を精密測定することにより、その共鳴状態を探索することが出来る。最近の詳しい解析によると [56]、その探索の感度は主として W 粒子対の統計量で決まることが分かっている。従って、低いエネルギーでも $(\sqrt{s} = 500\ \mathrm{GeV})$、$250\mathrm{fb}^{-1}$ の積分ルミノシティーがあれば、3 TeV のテクニ・ロー粒子の効果を検出することが出来る。

1.7 Z ポール 上での CP 対称性の破れの研究

標準模型では CP 対称性の破れとフレーバー混合は起源を同じくすると考えられている。すなわちフェルミオンのヒッグス粒子との湯川結合がそれである。ヒッグス場が真空期待値を獲得するときに、この湯川相互作用によって小林・益川行列で表現されるフレーバー混合が生ずる。そしてこの混合を表す行列が物理的に意味のある位相因子を持つこと、つまり少なくとも一つの要素が複素数であることの帰結として標準模型では自然に CP 対称性の破れが導入される。しかしながら、個々のフェルミオンに対する湯川結合の強さを決める隠された原理については全く謎のままである。これはおそらく、GUT スケールあるいはプランクスケールの非常に高いエネルギーの物理に関係しているのだろう。これら超高エネルギーの物理によって CP 対称性を破る方法には、いくつものやり方が考えられる。例えばヒッグス二重項が二つあるようなモデルは一般に CP 対称性を破る。これらのことから、CP 対称性の破れとフレーバー混合の研究は、標準模型の検証として極めて重要であるばかりでなく、非常に高いエネルギーの物理を探るうえでも大変重要である。もちろん、考えられる多種多様な CP 対称性を破る機構から正しいものを選ぶためには、標準模型を超える物理の知識がぜひ必要である。もし超対称粒子群が JLC-I で発見されその性質の詳しい研究がなされたら、CP 対称性を破る機構として可能な選択も大幅に狭まる。その時は CP 対称性の破れとフレーバー混合の研究の重要性はさらに高まるだろう。

JLC を Z ポール上で運転してこれらの CP 対称性の破れの研究を行なうことには以下に挙げる四つの利点がある。(1) LEP-I の約 50 倍という高いルミノシティー ($L = 2.0 \times 10^{33}\, cm^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$)。(2) 高偏極度の 縦偏極ビームが利用でき、それによる 前後方非対称生成によって b クォーク と反 b クォークが区別できる。(3) Z ポール 上では B 中間子の生成断面積がΥ$(4S)$ 上 の約 5 倍と大きい。(4) JLC の極細ビームのおかげで、バーテックス測定器を反応点のすぐ近くに置くことができ、B 中間子の崩壊点を精度良く測定できる。またこのエネルギー領域では、ビームストラールングによるバックグラウンドも十分小さいと考えられる。

この章では Z ポール運転と TeV 運転との整合性、偏極ビームが果す役割、B_d 中間子の ΨK_s 崩壊及び B_s 中間子の ρK_s 崩壊での CP 対称性の破れの測定、そして B_s 反 B_s 混合の測定を議論する。

1.7.1 TeV 運転との整合性

リニアコライダーを用いて Z ポール上で B 中間子の物理を行なう可能性については既に Snowmass 88 の報告 [57] 等で他の形式の加速器の場合との比較も含めて議論されている。しかし Snowmass 88 での議論と JLC-I とでは、加速器のデザインに関する認識が大きく異なっているのでその点を強調しておきたい。Snowmass 88 では、Z ポールで十分なルミノシティーを得るためには、1kHz またはそれ以上の早い繰り返しが必要で、200Hz 程度のもっと遅い繰り返しを前提とする TeV 用コライダーのパラメーターと両立しないという認識のもとに議論がなされている。しかし、KEK での最近の詳しい研究 [58] によれば、TeV 領域に最適化したリニアコライダーでも、Z ポール上で $L = 2.0 \times 10^{33}\, cm^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ という十分高いルミノシティーを得ることが可能である。このとき最終収束系も注意深く設計しておけば、JLC-I の最高ビームエネルギーである 250 GeV と Z ポールのビームエネルギーである 45.6 GeV の両方で使用できると考えられる。これらのことから、JLC-I では TeV 領域のみならず Z ポールでも多くの有益な物理の結果を期待できる。

1.7.2 偏極ビームによる B 中間子の前後方非対称生成

B 中間子の崩壊での CP 対称性の破れと B_s 反 B_s 混合の測定のにおいて、偏極電子ビームは大変重要な役割を果す [59]。入射ビームが左偏極しているときには、 $e^+e^- \to b\bar{b}$ 反応において前方には b クォークが出やすく、後方には反 b クォーク が出やすい。このため前方には $\overline{B}_d$ $(\overline{B}_s)$ 中間子が出やすく、後方には B_d (B_s) 中間子が出やすい。この非対称性 (A_{FB}) は、電子ビームの偏極度と $|\cos\theta|$ の関数で、偏極度 95%、 $0.22 < |\cos\theta| < 0.94$ のときに $A_{FB} = 76\%$ である。言葉を換えれば、前方で観測した $B/\overline{B}$ 中間子はほとんど $\overline{B}$ 中間子として生成されたもので、 B 中間子として生成されたものの混入は 12% にすぎない。そこで、前方と後方で $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ の起こる率を比べれば、CP 対称性の破れの測定になる。これを図 1.68-a) に示す。標準模型は、初期に純粋な B_d (純粋な $\overline{B}_d$) 中間子であった状態が ΨK_s のような CP の固有状態に崩壊するときの時間発展は、 B_d ($\overline{B}_d$) が直接崩壊するダイアグラムと、混合によって $\overline{B}_d$ (B_d) に変わってから崩壊するダイアグラムの干渉によって、次のような振動を示すと予言している。

$$R\left(\begin{array}{c}\text{初期状態}B_d\\(\text{初期状態}\overline{B}_d)\end{array} \to \Psi K_s\right) = e^{-t/\tau_d}\left(1 \begin{array}{c}+\\(-)\end{array} \sin 2\phi_1 \sin\frac{X_d t}{\tau_d}\right) \tag{1.8}$$

ここで X_d は振動を決めるパラメーター、 τ_d は B_d 中間子の寿命、 ϕ_1 はユニタリートライアングルの 1 番目の角である [60]。

この予言が正しいとすれば CP 対称性の破れ (A_{CP}) は次のように測定される。

$$[A_{CP}]_{\text{測定値}} = e^{-t/\tau_d} A_{FB} \sin 2\phi_1 \sin\frac{X_d t}{\tau_d}$$

X_d は B_d 反 B_d 混合の実験から既に測定されていて約 0.7 である。従って、実際には振動が一回起こる前にほとんどの $B_d/\overline{B}_d$ 中間子が崩壊する。これが後述する $B_s/\overline{B}_s$ 中間子の CP 対称性の破れの測定と異なる点である。 $B_s/\overline{B}_s$ 中間子の場合は振動はまだ測定されていないが、かなり早いと予想されており、あまり早いと測定できないことになる。この点 $B_d/\overline{B}_d$ 中間子の場合は、 CP 対称性の破れが予言されている程度あれば、現在の測定器の分解能で必ず測定できる。

初期に純粋な B_s ($\overline{B}_s$) 中間子であった状態が CP の固有状態、 ρK_s、に崩壊するときの時間発展も標準模型によって全く同様に予言されている。

$$R\left(\begin{array}{c}\text{初期状態}B_s\\(\text{初期状態}\overline{B}_s)\end{array} \to \rho K_s\right) = e^{-t/\tau_s}\left(1 \begin{array}{c}+\\(-)\end{array} \sin 2\phi_3 \sin\frac{X_s t}{\tau_s}\right) \tag{1.9}$$

ここで X_s、 τ_s、 ϕ_3 は各々振動のパラメーター、 B_s 中間子の寿命、ユニタリートライアングルの 3 番目の角である [60]。ここでも CP 対称性の破れ (A_{CP}) は次のように測定される。

$$[A_{CP}]_{\text{測定値}} = e^{-t/\tau_s} A_{FB} \sin 2\phi_3 \sin\frac{X_s t}{\tau_s}$$

X_s はまだ測定されていないので、実際の実験ではまず B_s 反 B_s 混合の測定を行なって X_s を決めることになる。この測定の方が CP 対称性の破れの測定よりも容易である。この測定は次のように行なう。前方で、すなわち $\overline{B}_s$ 中間子の生成されやすい側で、 B_s 中間子の崩壊を観測する。このためにはもちろんシグナルとして B_s 中間子が崩壊したのか、 $\overline{B}_s$ 中間子が崩壊したのかの区別のつくモードを選ぶことが必要である。このようにすれば、前方ではもともと B_s 中間子はほとんど生成されていないのだから、観測された B_s 中間子の崩壊は大部分が B_s 反 B_s 混合によって生じた B_s 中間子のものであり、その時間発展を見ることによって混合のパラメーターが高い感度で測定できる。これを図 1.68(b) に示す。もちろん後方で $\overline{B}_s$ 中間子の崩壊を観測しても同様である。 τ_s もまだ測定値がないが、これは JLC-1 ですぐに測定可能であるし、またそれ以前に測定されている可能性が高い。

以下では、偏極電子ビームによる前後方非対称生成の効果を入れたモンテカルロ・プログラムを用いて、これらの測定の感度を評価する。 $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ の測定の評価では、発生したモンテカルロ事象に対し、 JLC-1 の測定器を仮定したシュミレーションを行なって解析した。電子ビームの偏極度は 95% とした。 B_s 反 B_s 混合の測定の評価でも、同様に測定器のシュミレーションを行なっている。一方 $B_s(\overline{B}_s) \to \rho K_s$ の測定の評価では、 JLC-1 の測定器の分解能を仮定したスメアリングのみを行ない、またバックグラウンドの評価は行なっていない。後二者では 90% 偏極ビームを仮定している [61]。

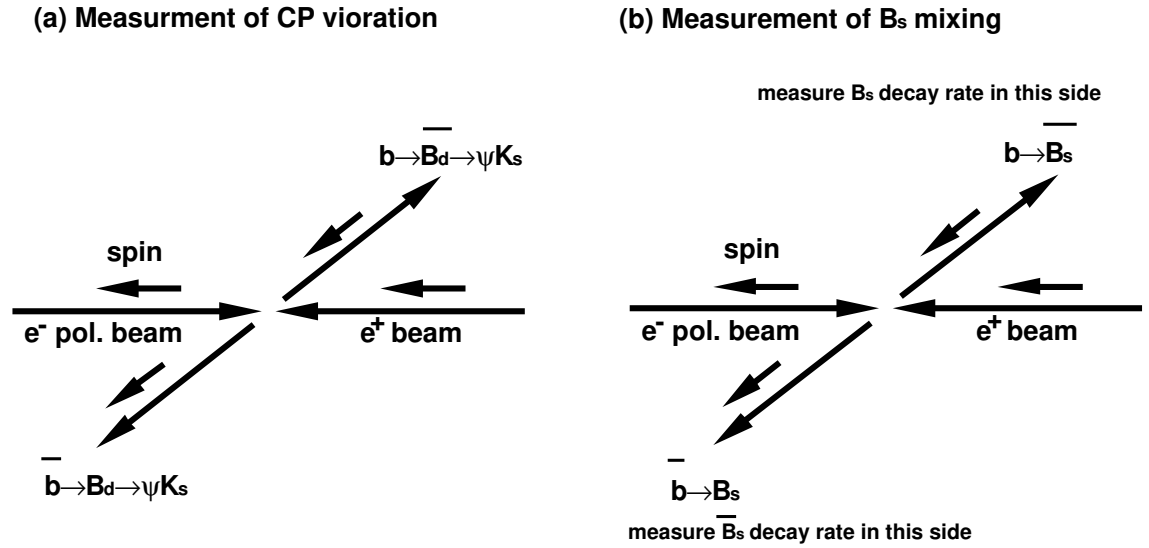

図 1.68: 偏極電子ビームによって、粒子と反粒子の生成されやすい向きがコントロールされている様子を表す。 (a) は $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ による CP 対称性の破れの測定、 (b) は B_s 反 B_s 混合の測定に応用した場合を示す。

1.7.3 $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ による CP 対称性の破れの測定

ここで使用したモンテカルロ・プログラムでは、 $B_d/\overline{B}_d$ 中間子はシグナルである ΨK_s、または最も深刻なバックグラウンドと考えられる $\Psi K_s\pi^0$ にのみ崩壊する。そして Ψ は、現実の分岐比とは異なり、 100% レプトンモード (e^+e^- または $\mu^+\mu^-$) に崩壊する。モンテカルロ事象の発生に用いたパラメーターは、 $X_d = 0.7$、 $\tau_d = 1.31 \times 10^{-12}$sec、 $|\cos\theta_b| \leq 0.94$ である。

シグナルである ΨK_s 事象は次のように選択した。まず反対符号の荷電粒子対の不変質量が Ψ の質量の ± 35 MeV 以内であって、少なくとも一方の荷電粒子は電子または μ 粒子として同定されていること。このとき電子はその運動量が 1.5 GeV 以上で E/P が 0.5 以上とした。 μ 粒子は運動量が 3.5 GeV 以上のものは 95% の確率で同定できるとした。同定できなかった粒子に関しては運動量の下限は特にもうけていないが、余り運動量が小さいものはシミュレーターで飛跡として認識されないので自然に落ちる。次に K_s であるが、各々の飛跡の z 軸への最接近距離が 0.04cm 以上である反対符号の荷電粒子対があり、その不変質量が K_s の質量の ± 25 MeV 以内であること。この際どちらの粒子も電子とも μ 粒子とも同定されないことを要求した。またあまりに長く飛んでから崩壊した K_s は、崩壊で生じた $\pi^+\pi^-$ の飛跡が捕えられないので自然に落とされる。最後にこれらの Ψ と K_s の不変質量が B_d の質量の ± 50 MeV 以内である時に、これを $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ 事象と同定した。なお、 $K_s \to \pi^0\pi^0$ は測定していない。従って、この分は測定効率の低下として勘定されている。

図 1.69は Ψ と K_s の不変質量分布を、 $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ からのもの (実線) と、 $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s\pi^0$ からのもの (破線) に分けて示したものである。実線のヒストグラムには $B_d(\overline{B}_d)$ による非常に鋭い山が見て取れる。一方破線のヒストグラムは 3.92 GeV から 5.16 GeV にわたる広がった分布を示す。これは π^0 が測定されずに逃げているためである。生成角の領域として $0.22 < |\cos\theta| < 0.94$ をとったとき、 $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ 事象の検出効率は 37.1% である。この生成角の領域は、前方での $\overline{B}_d$ 生成に対する B 生成の混入率 (あるいは後方ではその逆) を小さくする (このためには $|\cos\theta|$ の下限を大きくすればよい) 事と、できるだけ統計量を多くする事の二つの相反する要求から決めた。 図 1.69で分かるように、実線の鋭い山が破線の広がった分布からきれいに離れているので、以下の議論では $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s\pi^0$ からのバックグラウンド (これは $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ と逆の CP を持つので深刻である) は無視する。

CP 対称性の破れを表すパラメーター $\sin 2\phi_1$ を求めるためには、 $\cos\theta$ と t/τ_d をパラメーターとする最尤法を用いる。崩壊時刻 t は、バーテックス検出器の情報と $B_d(\overline{B}_d)$ の運動量から求める。この時、統計的有意さ 3σ で CP 対称性の破れを確認するために必要なデータ量は、 $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ の分岐比を 0.03%、予想される $\sin 2\phi_1$ の範囲を 0.24 から 0.88[62] とした場合、積分ルミノシティーで $(1.2 - 0.088) \times 10^{40}$ cm^{-2} である。これは $0.69 \sim 0.051$ 年間の運転に相当する (1 年間に 100 日運転すると仮定)。これを図 1.70に示す。もしバーテックス検出器が無く最尤法

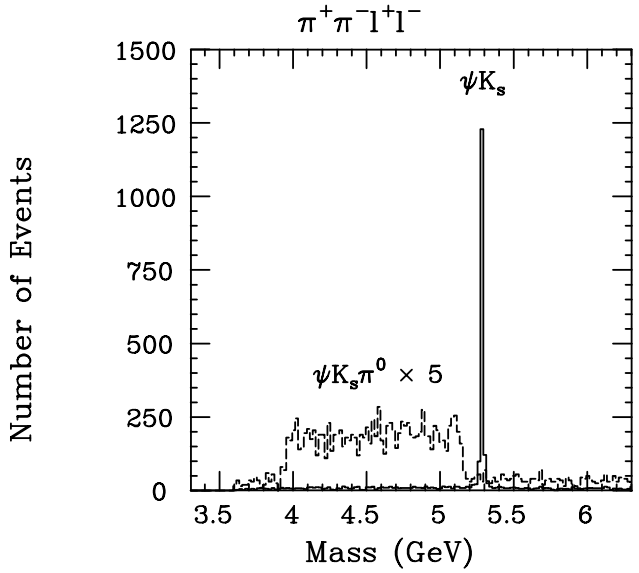

図 1.69: $\pi^+\pi^-l^+l^-$ の不変質量分布。実線は $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ からのもの、破線は $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s\pi^0$ からのもの。

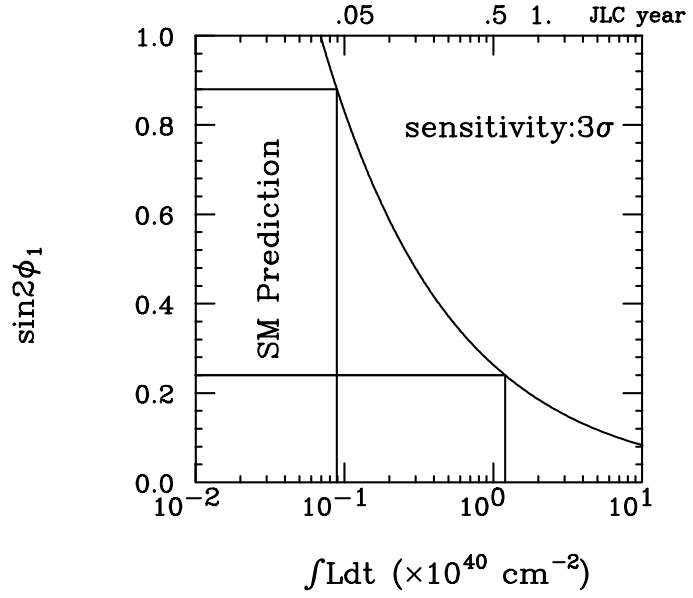

図 1.70: 統計的有意さ 3σ で CP 対称性の破れ $\sin 2\phi_1$ を測定するために必要なルミノシティー。

が使えないとすると、単に前方と後方で積分した $B_d(\overline{B}_d) \to \Psi K_s$ 事象数の比だけから CP 対称性の破れを決めることになる。この場合には 2.6 倍のデータ量が必要となる。

1.7.4 $B_s(\overline{B}_s) \to \rho K_s$ による CP 対称性の破れの測定

ここでは、信号である $B_s(\overline{B}_s) \to \rho K_s$ 事象のみを発生させて測定器の分解能を考慮したスメアリングを行ない、その後に、以下の条件を満たした事象だけを"観測された"として測定効率を評価した。$B_s/\overline{B}_s$ 崩壊によって生じた粒子が全て $|\cos\theta_b| \leq 0.94$ の範囲に入っていること。全ての粒子が 0.225 GeV 以上の運動量を持つこと。K_s は 90cm 以内の飛程で崩壊していること。ρ の崩壊点 ($B_s/\overline{B}_s$ の崩壊点) は電子陽電子の衝突点より 50μm 以上はなれていること。これらの条件を課したときの $B_s(\overline{B}_s) \to \rho K_s$ 事象の測定効率は 42% であった。なお $K_s \to \pi^0\pi^0$ は測定出来ないとして全て落とした。

図 1.71に観測された振動の様子 ((a) 前方、 (b) 後方) 、とその前後方非対称 (c) を示す。この図では我々は作業仮説として $B_s/\overline{B}_s$ の寿命を 1.31×10^{-12} 秒 (これは B_d と同じ) 、振動のパラメーター X_s を 10、 $\sin 2\phi_3$ を -0.5、$B_s(\overline{B}_s) \to \rho K_s$ の分岐比を 2×10^{-5} とした。同図は積分ルミノシティー 4×10^{40} cm^{-2} に相当するもので、これは 2 年間の測定に対応する。同図のフィッティングから、これだけのデーター量で $\sin 2\phi_3$ が 6σ の統計的有為さで測定できる。もちろんこの結果は各々のパラメーターに対して仮定する値で違ってくるが、残念ながら、これらのパラメーターを十分な精度で推測するだけの実験データーはまだない。 $\sin 2\phi_3$ の最確値は B_d 反 B_d 混合、 V_{ub}/V_{cb}、 ε'/ε 等の測定から -0.97 と推定されるが [60]、その誤差は極めて大きく 0 である可能性も排除出来ない。また $B_s(\overline{B}_s) \to \rho K_s$ の分岐比として 2×10^{-5} はかなり楽観的な推定で、実際の値はこれより一桁小さいかもしれない。

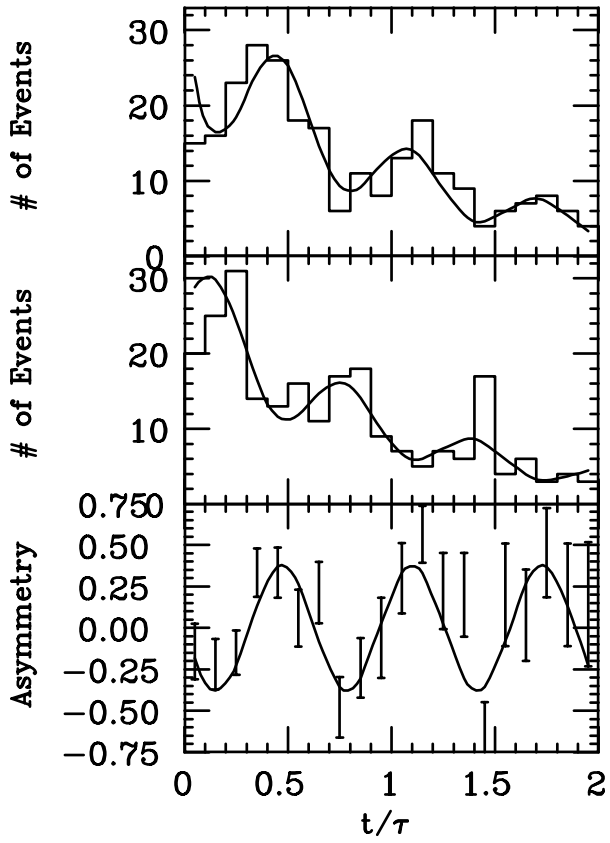

図 1.71: 予想される振動の様子 ((a) 前方、 (b) 後方) 、とその前後方非対称 (c)。

$\sin 2\phi_3$ の値を -0.2、 -0.5、 -0.8 と仮定した際の前後方非対称の様子を、図 1.72の (a)、 (b)、 (c) にそれぞれ示す。ここではデーター量はフィッティングの結果 $\sin 2\phi_3$ を 3σ の精度で決められる量に相当している。必要な積分ルミノシティーと $\sin 2\phi_3$ の関係を図 1.73に示す。

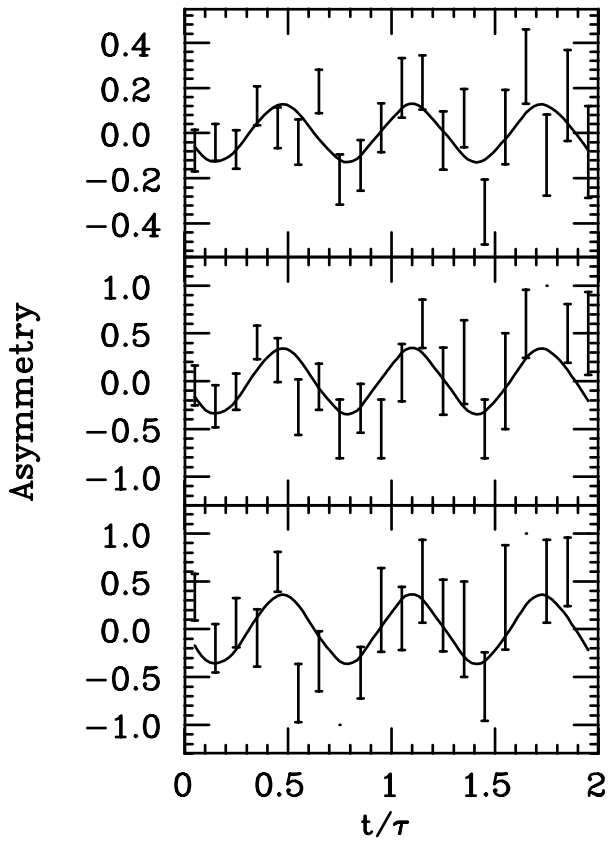

図 1.72: $\sin 2\phi_3$ の値を -0.2、 -0.5、 -0.8 と仮定したときの前後方非対称。統計的有意さ 3σ で CP 対称性の破れ $\sin 2\phi_3$ を測定するために必要なデータ量。

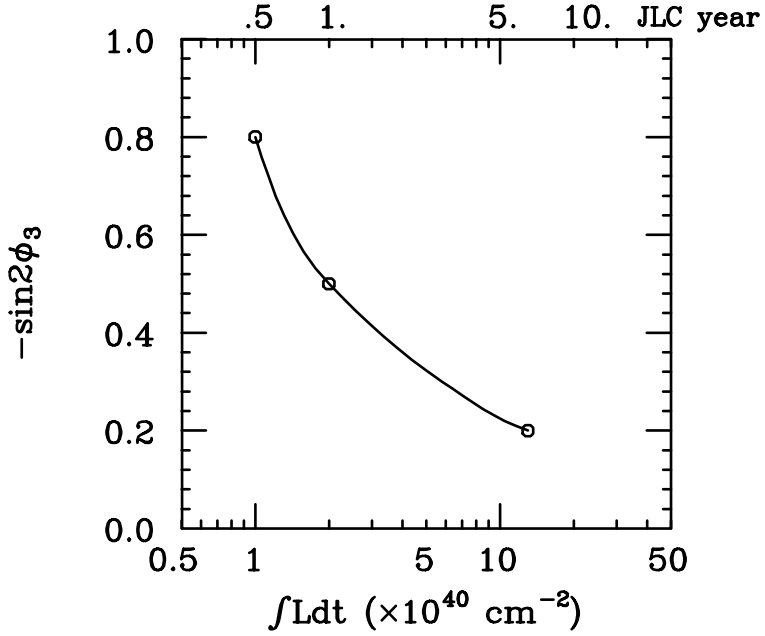

図 1.73: 統計的有意さ 3σ で CP 対称性の破れ $\sin 2\phi_3$ を測定するために必要なルミノシティー。ただしこの値は各々のパラメーターに対して仮定する値で大きく違ってくる (本文参照) 。

1.7.5 B_s 反 B_s 混合の測定

$B_s \to l\nu D_s$ を信号として用いる。l は電子またはミュー粒子である。D_s は三つの荷電粒子と、もしあればいくつかのニュートリノ（測定にかからない）、への崩壊を用いて観測される。合計四つの荷電粒子の飛跡は全て z 軸に対して有限の最接近距離を持つこと、具体的には個々の飛跡に期待されるバーテックス検出器の分解能 (σ) の 2 倍以上の最接近距離を持つことが要求される。レプトンを除いた 3 つの荷電粒子の不変質量は、それらが D_s の崩壊からくるという仮定に矛盾しないように、2 GeV 以下であることが要求される。さらに D_s の崩壊点（レプトンを除いた三つの荷電粒子で作られるバーテックス）は B_s の崩壊点（レプトンの飛跡とさきの三つの荷電粒子の合成運動量のベクトルで作られるバーテックス）よりも遠いことを要求する。

B_s の崩壊点から崩壊時刻を求めるためにはその運動量を知る必要がある。しかし B_s からのニュートリノと D_s からの中性粒子が測定されていないために、B_s の運動量を事象毎に知ることは不可能である。そこでこの解析では、その代わりにモンテカルロシミュレーションで求めた B_s の平均運動量を用いている。この様な近似を可能にするために、この解析ではスフェリシティー 0.05 以下という大変厳しい条件を課す。以上全ての条件を満たした後に、$b\bar{b}$ ジェットの測定効率が 4%、それに対して $c\bar{c}$ ジェット（これが最も深刻なバックグラウンド）の残存率が 0.2%、そしてこれら以外の軽いクォークのジェットの残存は無視できる程度である。測定された $b\bar{b}$ ジェットの 20% が B_s 中間子を含んでいる。

B_s の崩壊点の測定精度は 90μm である。これは主にニュートリノ等の測定されていない中性粒子の効果である。図 1.74-a) と -b) に測定された B_s の振動の様子を示す。(a) が $X_s = 10$、(b) が $X_s = 20$ の場合であるが、いずれも振動がはっきり観測されることが図からわかる。この図のフィティングに用いたデーター量は、Z ボソンの数にして (a) が 2.0×10^6、(b) が 4.0×10^6 であるが、これは JLC-I の運転日数にして各々約半日及び 1 日である。

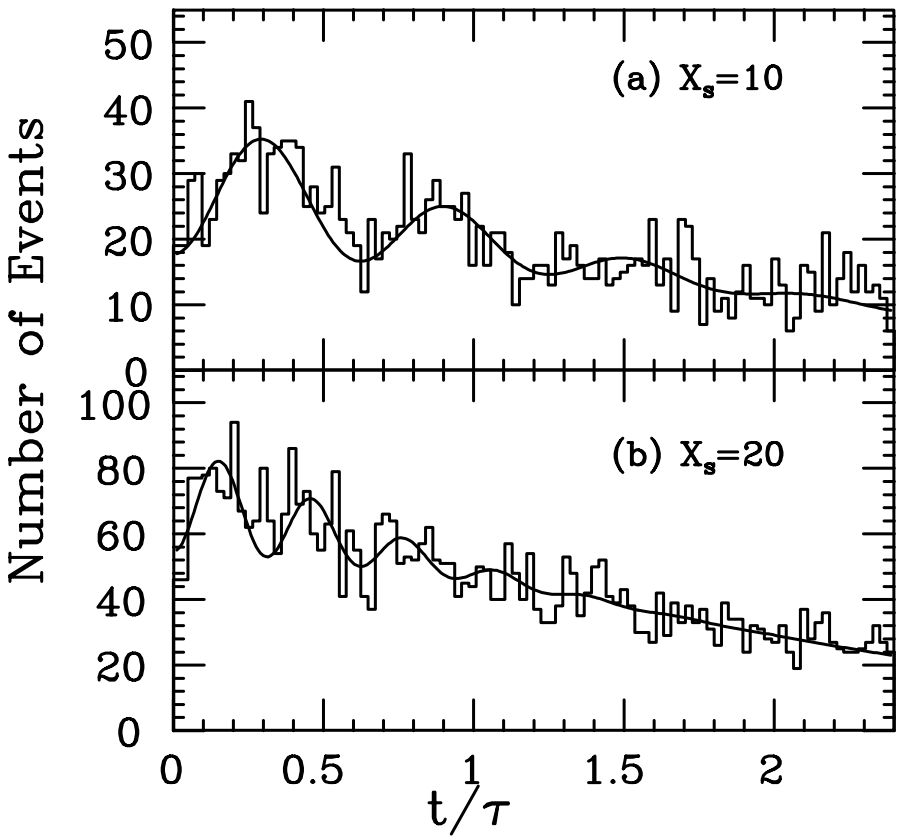

図 1.74: 予想される B_s の振動の様子を示す。(a) が $X_s = 10$、(b) が $X_s = 20$ の場合である。

1.8 未知の強い相互作用による電弱対称性の破れ

この節では JLC-I で、軽いヒッグス粒子が発見されなかった場合について議論する。既に述べた様に、JLC-I で重心系エネルギー 500 GeV までの実験でヒッグス粒子が発見されなっかた場合でも、電弱相互作用の精密測定からヒッグス粒子の質量を推測することができる。予想される質量が 1 TeV 程度よりも軽い場合は、その質量のヒッグス粒子を十分に作り得るだけのエネルギーとルミノシティーを持つように JLC を増強すればよい。質量が W ボソンの質量の 2 倍を越えるヒッグス粒子の探索は、図 1.75-a) に示されるような W フュージョンを主な生成過程として行われる [63, 64]。

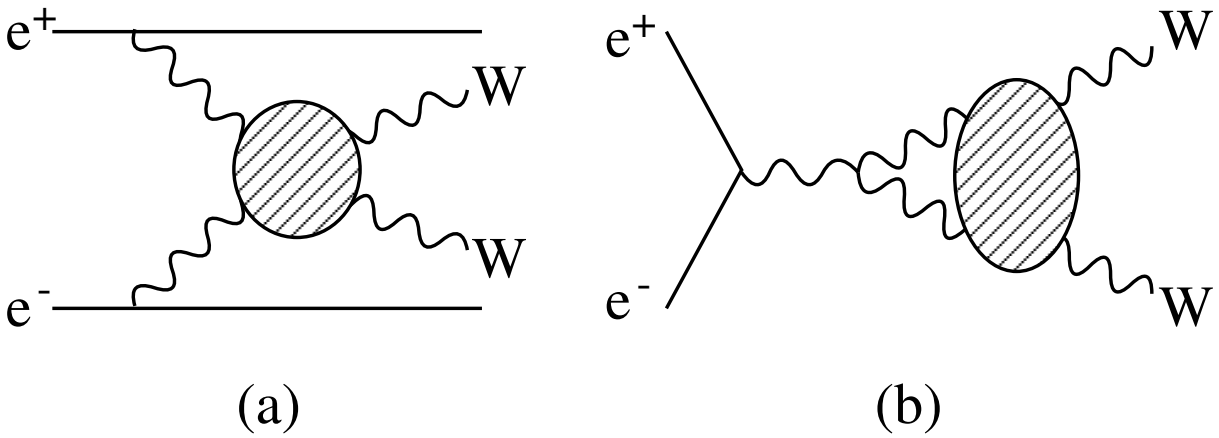

図 1.75: a) W フュージョン反応、 b) WW 再散乱反応

予想されるヒッグス粒子の質量が 1TeV 程度を超える場合には、二つの理由からヒッグス粒子はもはや通常の意味での基本粒子とは考えられない。一つにはヒッグス粒子の崩壊巾の問題がある。ヒッグス粒子の崩壊巾は質量の 3 乗に比例し質量 1 TeV のヒッグス粒子では 600 GeV 程度にも達する。これは “粒子” と呼ぶにはあまりに大きすぎよう。もう一つはユニタリティ制限の問題である。縦偏極した W ボソンの散乱を考えた場合、ヒッグス粒子の質量が 1 TeV 程度を越えると、散乱振幅は最低次の計算ではユニタリティを破ってしまうのである [65]。つまり JLC-I によって軽いヒッグス粒子が発見されず、1 TeV 程度を越える質量が予想される場合には、現在の標準理論の電弱対称性の破れの機構 (ヒッグス機構) は大きな変更を余儀なくされるのである。この場合、予想されたヒッグス質量は、W/Z ボソンの質量生成を担う新しい強い相互作用の現れるエネルギースケールと見なされなければならない。

この新しい強い相互作用を支配する力学の探求に最も適しているのが、縦偏極した W/Z ボソンの散乱である。質量を持つことによって初めて現れるのが縦偏極だからである。電子陽電子衝突で W ボソンの散乱を見るには、W フュージョン反応 (図 1.75-a)) と WW 再散乱反応 (図 1.75-b)) とが考えられる。

ここでは、まず JLC における W フュージョン反応を用いた標準模型の範囲内での重いヒッグス粒子の探索の可能性を調べ、次に特定の模型によらず、一般的に未知の強い相互作用により電弱相互作用の対称性の破れが引き起こされる場合について、W フュージョン反応 と WW 再散乱反応の二つの反応を通して JLC でできる解析について議論する。

1.8.1 W フュージョン反応

先に述べたように、重いヒッグス粒子の探索は W フュージョン反応 ($e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$) を通しておこなわれる。バックグラウンドとしては以下の様な反応が考えられる。

$$
\begin{aligned}
e^+e^- \quad &\to e^+e^-W^+W^- \\
&\to \nu_e\bar{\nu}_e Z^0Z^0 \\
&\to e^{\pm}\overset{(-)}{\nu_e}W^{\mp}Z^0 \\
&\to e^+e^-Z^0Z^0 \\
&\to W^+W^-
\end{aligned}
$$

これらの散乱断面積は GRACE[66] と呼ばれる自動計算システムを利用して計算した。ここで注意しなければいけないのは、ヒッグス粒子の質量が 800 GeV を越える場合、散乱振幅のユニタリティが破れていることである。これを避けるための便宜的方法として、ここではヒッグス粒子の崩壊巾を、散乱振幅がユニタリティを壊さないように、最小限の大きさだけ拡げるという方法をとった。これにより少なくともヒッグス粒子からの信号を大きく見積りすぎるという心配はなくなる。

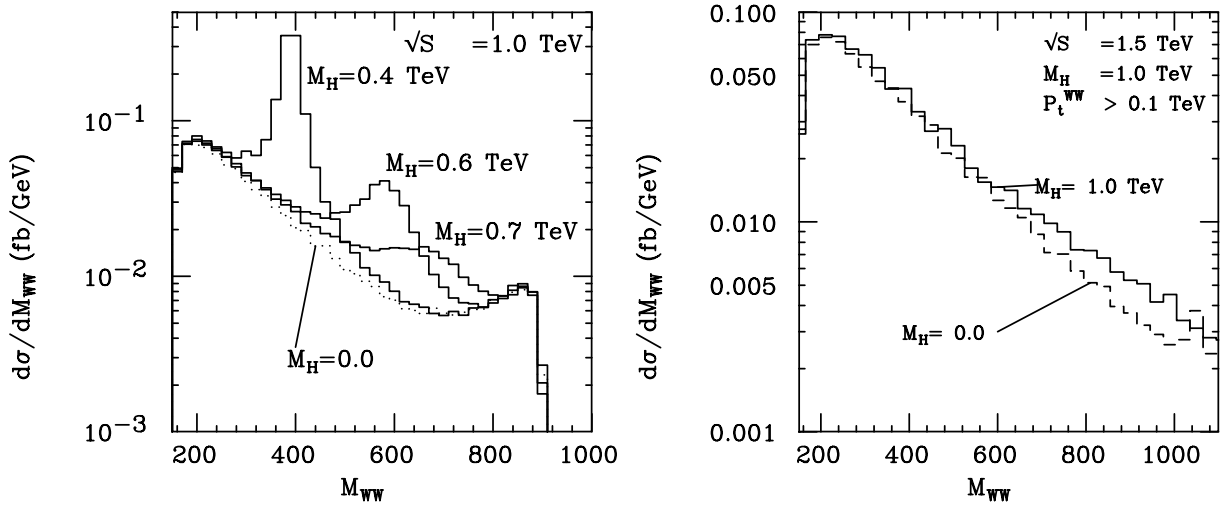

図 1.76: (a) $\sqrt{s} = 1$ TeV でヒッグス の質量が 0、 400、 600、 または 700 GeV の場合、および (b) $\sqrt{s} = 1.5$ TeV でヒッグス の質量が 0 または 1.0 TeV の場合において、 WW の不変質量の関数として表した WW フュージョン反応の微分断面積。

この質量のヒッグス粒子は W 対に崩壊するので、 W 対の質量分布をみればヒッグス粒子の共鳴状態を探すことができる。いくつかの場合について W 対の質量分布を図 1.76に示す。先に述べたように、ヒッグス粒子の質量が増すにつれて崩壊巾が広くなり、質量 1 TeV のヒッグス粒子はもはやはっきりとした共鳴状態をつくらない事がわかる。このような場合におけるヒッグス粒子探索の可能性を調べるため、重心系エネルギー 1 TeV、ヒッグス粒子の質量 0.7 GeV、および重心系エネルギー 1.5 TeV、ヒッグス粒子の質量 1.0 TeV の二つの場合について、バックグラウンドも含めたモンテカルロ事象を発生させ、次章で述べる測定器を仮定してシミュレーションを行なった。信号としては W ボソンが二つともクォーク対に崩壊する過程を使い、まず測定器内に四つのジェットが観測される事象を選ぶ。次に、これら四つのジェットを二組のジェット対に分け、各々の不変質量が W の質量近辺にあることを要求する。この段階では、二光子過程である $e^+e^- \to e^+e^-W^+W^-$ と $e^+e^- \to e^+e^-Z^0Z^0$ が最大のバックグラウンドとなる。これらのバックグラウンドを落すため、まず高いエネルギーの (陽) 電子が観測されないことを要求する。 (陽) 電子がビームパイプ内に逃げた場合には、 W 対は大きな横運動量を持ち得ない。そこで、 W 対が大きな横運動量を持つことを要求すれば、これら二光子過程から来るバックグラウンドの大部分を落すことが出来る。さらに、ヒッグス粒子の崩壊で作られた W ボソンは縦偏極しているのに対し、他の場合には横偏極している確率が高いことを利用してバックグラウンドを落とすことができる。それには、 W ボソンの静止系でのジェットの角分布を見て、大角度にジェットが出ている事象を選べば良い (我々のモンテカルロ・プログラムは、それぞれの W ボソンの崩壊粒子の角度の相関も含めて正しい角分布を与える) 。

最終的に 200 fb^{-1} の積分ルミノシティーのデータを集めた場合に期待される W 対の質量分布を図 1.77に示す。ヒッグス粒子の質量 0.7 TeV、 1.0 TeV それぞれにつて、 3σ の統計的有意さでその存在を確認できる [64]。つまり、重心系のエネルギーで 1.5 TeV の JLC では標準模型のヒッグス粒子は必ず発見することができるといえる。

JLC におけるこうした探索でヒッグス粒子が検出されなかった場合、少くとも W/Z ボソンの縦偏極成分は新しい強い相互作用で結合された複合粒子的なものと考えざるを得なくなる。もし、横偏極成分も 複合粒子的であれば、W/Z ボソンの自己相互作用に異常結合が現れる。これらの異常結合は、 1.6節に議論したように、既に JLC-I で調べられているはずである。そこで、 W/Z ボソンの横偏極成分が ゲージ粒子的であることが確認されている場合には、残された可能性は、 W/Z ボソンは本来 ゲージ粒子で、その質量は 新しい強い相互作用に起因する対称性の自発的破れから来るとすることである。つまり、縦偏極成分のみを複合粒子とする可能性である。この場合には、その複合粒

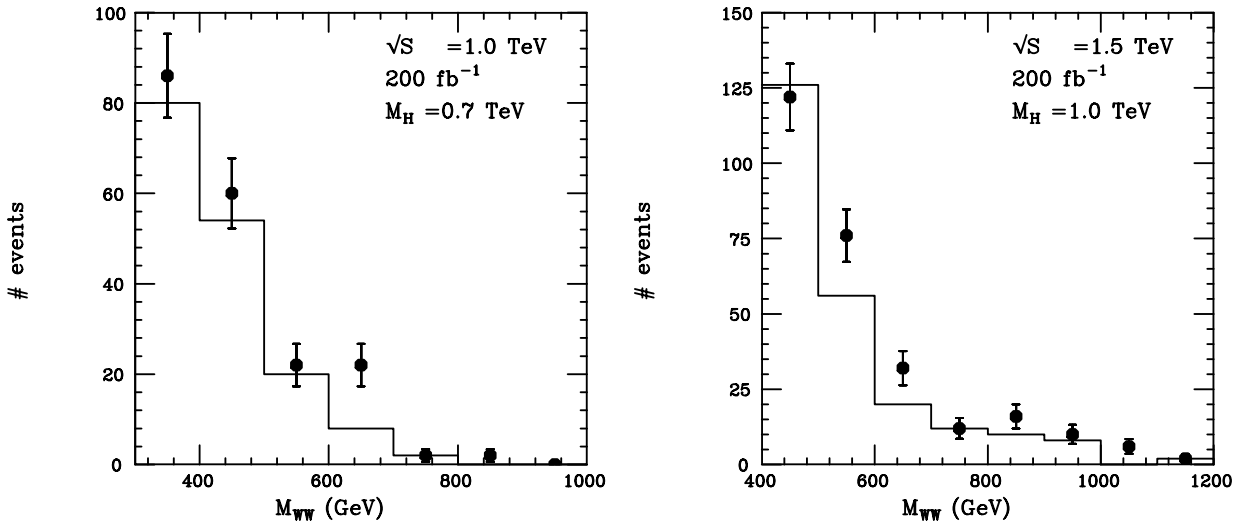

図 1.77: $\sqrt{s}$=1.0 TeV (1.5 TeV)、積分ルミノシティー 200 fb^{-1} の時の、W 対の不変質量分布。データー点は、ヒッグス の質量が 0.7 TeV (1.0 TeV) で、ヒストグラムは質量が 0 の場合である。

子を構成する新しい強い相互作用が、スピン 0 の共鳴状態以外にウイークボソン対に結合するスピン 1 の共鳴状態を作ると期待できる。ここでは、このようなスピン 1 の共鳴状態が存在する場合について考える。この場合、$e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ と $e^+e^- \to \nu_e e^+ Z^0 W^-$ の二つのチャンネルに共鳴状態が現われる。この場合の完全のモデルはまだできていないので、以下のような近似計算に頼らざるをえない。まず W フュージョン反応を二つの部分に分ける。(陽) 電子が W ボソンを放出して (反) ニュートリノになる部分と、W ボソンどうしの散乱の部分である。縦偏極した W ボソン散乱を等価定理 (Equivalence Theorem) によりゴールドストン・ボソンの散乱に置き換える。共鳴状態の存在する場合のその散乱振幅は単純 N/D 法 [67] によるものを使用しする。この散乱振幅はユニタリティーと解析性を満足している。一方、(陽) 電子が W ボソンを放出して (反) ニュートリノになる部分につては、改良された等価粒子近似 [68] を使う。こうすれば、縦縦偏極した W ボソン散乱に関する全ての散乱振幅を、ヘリシティー振幅計算プログラム (HELAS[69]) を使って数値化できる。

横偏極した W ボソンの散乱については、共鳴状態とは関係ないので、$e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e$、$W_T^+W_T^-\nu_e e^+ Z_T^0 W_T^-$ の散乱断面積を GRACE を使って標準理論の範囲での最低次の正確な散乱振幅に基づいて計算すれば良い。バックグランドについても同様である。

重心系エネルギーで 1.5 TeV の JLC での、共鳴状態の質量 0.7、1.0、1.2 TeV の場合の散乱断面積を図 1.78に示す。質量 1.0 TeV まで十分に発見することができる [70]。

1.6節に述べたように、W^+W^- チャンネルの スピン 1 の共鳴状態は、WW 再散乱反応の方が発見し易い。フュージョン反応の利点は、ヒッグス粒子が期待されるスピン 0、おそらくは共鳴状態を持たないスピン 2 等のスピン 1 以外のチャンネルや、弱アイソスピンの異なった状態の研究も同時に出来る点にある。これら複数のチャンネルを調べることが、新しい強い相互作用の性質を解明するために不可欠なのである。

最後にヒッグス粒子 $(J = 0)$ が全く存在せず、他のチャンネル $(J = 1)$ にも共鳴状態が存在しない場合を考える。ウイークボソンの縦偏極成分間の新しい強い相互作用がいわゆる低エネルギー定理に従う場合である。問題は、ヒッグス粒子の質量がゼロの場合とヒッグス粒子の質量が無限大の場合 (ヒッグス粒子の存在しない場合) とを、$e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ の反応断面積を測定することで区別できるか否かである。この場合も縦偏極した W ボソンに最も違いが現われるので、それを利用する。W ボソンが測定器の中央部に出ていて、W 対の質量が比較的重い領域を選ぶ。詳しい解析の結果、両者の区別には少なくとも重心系エネルギー 2 TeV 以上が必要で、その場合 3σ で区別するのに 310 fb$^-$1 の積分ルミノシティーが必要であることが分かった [71]。

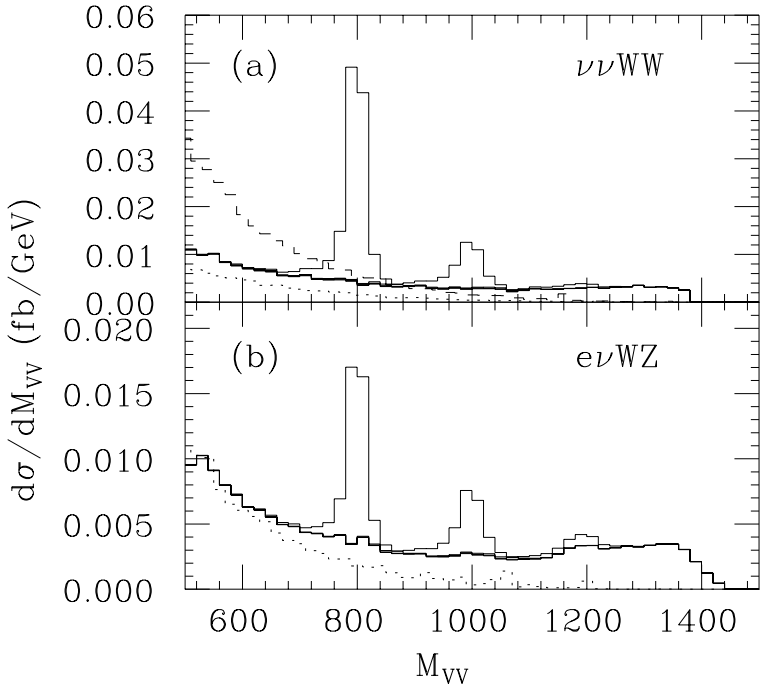

図 1.78: (a) $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ 反応の W 対質量分布（実線）と　バックグラウンド反応である $\overset{(-)}{\nu}_e e^{\mp}Z^0W^{\pm}$ 反応（破線）と $\nu_e\bar{\nu}_e Z^0Z^0$ 反応（点線）の $WZ(ZZ)$ 質量分布。重心系エネルギーは 1.5 TeV。共鳴状態の質量が 0.8、1.0、1.2 TeV の場合を示している。観測されない横運動量が 70GeV 以上で、$W(Z)$ ボソンの生成角がコサインで 0.9 以下を要求している。(b) $\overset{(-)}{\nu}_e e^{\mp}Z^0W^{\pm}$ 反応の WZ 質量分布（実線）と　バックグラウンド反応である $\nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ 反応（点線）の W 対質量分布。重心系エネルギーは 1.5TeV。共鳴状態の質量が 0.8、1.0、1.2 TeV の場合を示している。観測されない横運動量が 70GeV 以上で、$W(Z)$ ボソンの生成角がコサインで 0.9 以下、さらに 10 GeV 以上の（陽）電子がコサインで 0.98 以下に観測されることを要求している。

1.8.2 WW 再散乱反応

上で見たように、ウイークボソンの縦偏極成分間の新しい強い相互作用がいわゆる低エネルギー定理に従う場合には、その W フュージョン反応を用いた直接検証は簡単ではない[7]。そこで、ここではもう一つの可能性として、$e^+e^- \to W^+W^-$ 散乱における WW 再散乱反応による検証について考えてみよう。

$e^+e^- \to W^+W^-$ 散乱では、WW の九つのヘリシティーの組み合わせがあり得るが、高エネルギー ($s \gg m_W^2$) では、$W_{T1}^+W_{T2}^-$、$W_{T2}^+W_{T1}^-$、$W_L^+W_L^-$ の三つの組み合わせのみが実現される。ここで、添字の $T1$、$T2$ は二つの横偏極状態、L は縦偏極状態を表している。縦偏極成分間の新しい強い相互作用は、終状態の $W_L^+W_L^-$ 間の再散乱を引き起こす。最低次の散乱振幅は主に $J=1$ 状態なので、この再散乱は、$W_L^+W_L^-$ 散乱振幅に、P 波の位相のずれ ($\delta_{11}(s)$) と 構造因子 ($|F(s)|$) を生む。

$$\mathcal{T}(e^+e^- \to W_L^+W_L^-) \simeq \mathcal{T}^{(lowest)}|F(s)|e^{i\delta_{11}(s)}$$

他のヘリシティーの組み合わせに対する散乱振幅は影響をうけず、虚数部もほとんど無い。ここでは、スピン 1 の共鳴状態が存在しない ($|F(s)|=1$) とし、低エネルギー定理による位相のずれ (重心系エネルギーで 1TeV の場合で 0.055 ラジアン、1.5TeV の場合で 0.12 ラジアン) が検出可能かどうかを考えよう。我々の測定では、W ボソンの崩壊で作られたフェルミオン対を観測するので、$W_{T1,2}^+W_{T2,1}^-$ と $W_l^+W_L^-$ の散乱振幅は干渉できる。この干渉効果を検出できれば、位相のずれが測定できることになる。

この干渉効果は、終状態に現われるフェルミオンの方位角の相関の変化となって現れる。ϕ と $\bar{\phi}$ をそれぞれ、W^+ と W^- の崩壊によって作られたフェルミオンの W 粒子の運動量方向の回りの方位角とする。方位角はビーム軸と W^+W^- の作る平面より測るものとする。位相のずれは $\sin(\phi-\bar{\phi})$ という量に敏感に現れる。測定の感度を上げるために以下のようなカットを加える。測定量は $W_{T1,2}^+W_{T2,1}^-$ と $W_l^+W_L^-$ の散乱振幅の干渉を通して現われるので、両振幅の大きさが概ね同じになる領域で最も感度が高くなる。そこで、$W_{T1,2}^+W_{T2,1}^-$ 散乱振幅が t チャンネルのニュートリノ交換による前方ピークを持つことを考慮し、W^- の生成角 (Θ) が $-1 < \cos\Theta < 0.5$ を満たす事象を選択する。また縦偏極の W ボソンを選び出すために、フェルミオンの崩壊角 (θ) に対し $|\cos\theta| < 0.9$ を要求する。縦偏極の W ボソンの崩壊振幅が $\sin\theta(\bar{\theta})$、また、横偏極の W ボソンの崩壊振幅が $1\pm\cos\theta(\bar{\theta})$ の振舞いをするからである。

以上のカットの後、実効的な散乱断面積は 52 fb となる。重心系のエネルギー 1.5 TeV の JLC で 1000 イベント集めた場合の、再散乱有り・無し両方の場合の方位角分布を図 1.79-a) に示す。図中、四つの山を作っている $\cos(2(\phi+\bar{\phi}))$ の構造は 横偏極の W ボソン間の干渉によるもので、再散乱とは無縁のものである。我々の見たい位相のずれは、$\sin(\phi-\bar{\phi})$ 因子によるこれら四つの山の高さの違いである。この解析を行うには、電荷も含めて終状態が完全に決定されなければならない。そのためには、片方の W がレプトンに崩壊し、もう一方の W がハドロンに崩壊している事象を選ぶ必要がある。そうすれば、入射 (陽) 電子がビームシュトラールングや始状態輻射で高エネルギー光子を放出した場合でも、終状態を決定することができる。さらに、レプトン側の電荷が分かっていることから、バーテックス検出器でチャームクォークを判定することにより、終状態の電荷を一意的に決定することができる。

位相のずれ ($\delta_{11}(s)$) の測定感度を図 1.79-b) に示す。低エネルギー定理により期待される位相のずれは、重心系エネルギー 1.5 TeV の JLC を使い 800 個の WW イベントを測定することにより、信頼度 90% でその存在を確認できる [72]。これは、チャーム判定の効率を 100% とした際、積分ルミノシティーで 300 fb^{-1} に対応する。

いずれにせよ、W/Z ボソンの質量の起源となる新しい強い相互作用の完全な理解のためには、WW、WZ、ZZ 系の網羅的な分光学的な研究、さらには、W/Z ジェットの探索研究を通した、その新しい強い相互作用の背後にある新しい力学の摂動領域での探求が不可欠となろう。従って、もし W/Z ボソン間にこのような新しい強い相互作用が存在するなら、より高いエネルギーを目指して加速器の増強を図らねばならない。その際、以上に述べた研究を通して 新しい強い相互作用の存在を証明しておくことが、より高いエネルギーへの確固とした基盤となるであろう。

[7] この事情は、ハドロンコライダーでも同じである。

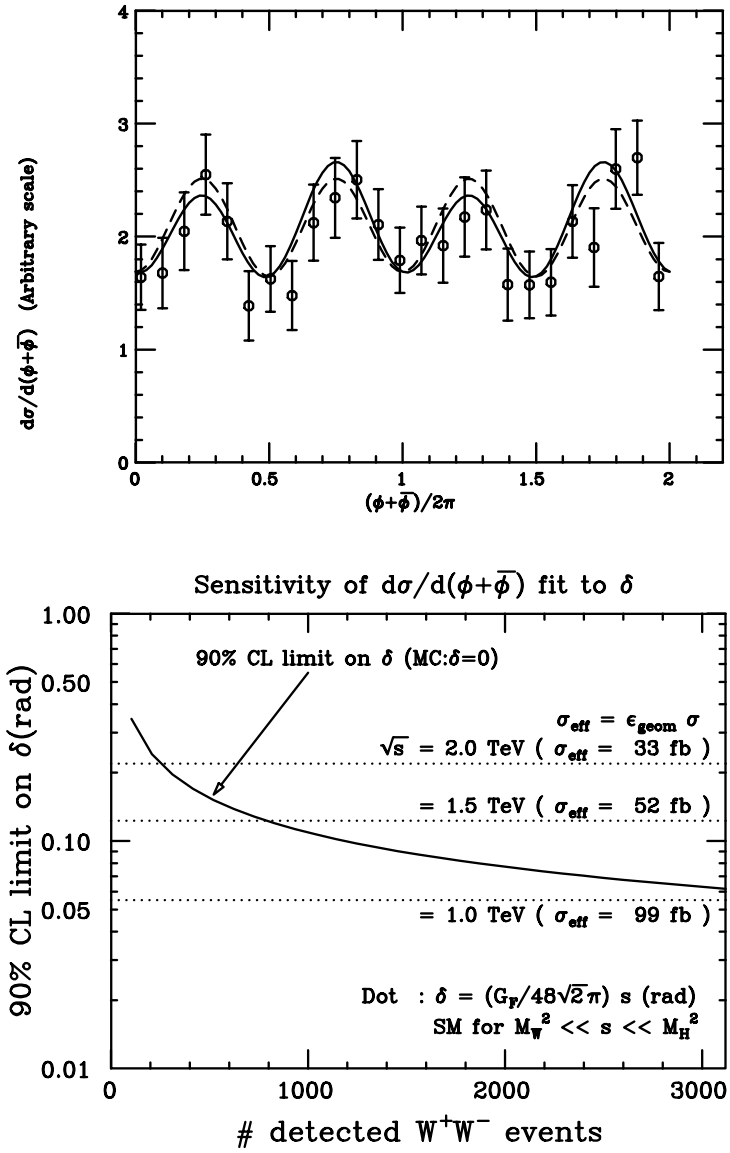

図 1.79: (a) $\sqrt{s}$=1.5 TeV における $e^+e^- \to W^+W^-$ 反応の方位角相関。実線は再散乱の位相のずれが 0.1 の場合、破線は再散乱がない場合。データー点は、完全に再構成された 1000 イベントの統計に相当。 (b) 再散乱による位相のずれに対する感度。

参考文献

[1] JLC Group, *KEK Report 92-16*, December, 1992.

[2] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264;
A. Salam, Proc. 8th Nobel Sympos., Stockholm, ed. by N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968) p. 367.

[3] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.

[4] W.J. Marciano, BNL-45999 (April, 1991).

[5] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.

[6] TOPAZ collaboration, *Phys. Lett.* **B255** (1991) 613, *KEK Preprint 92-49*; VENUS collaboration, *Phys. Lett.* **B278** (1992) 499, *Phys. Lett.* **B278** (1992) 393; AMY collaboration, *Phys. Lett.* **B218** (1989) 112, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 983.

[7] DELPHI collaboration, *Phys. Lett.* **B260** (1991) 240; L3 collaboration, *Z. Phys.* **C51** (1991) 179; OPAL collaboration, *Phys. Lett.* **B264** (1991) 269.

[8] P. Langacker, Pennsylvania preprint, UPR-0492T, (Jan 1992).

[9] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122** (1961) 345;
P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156.

[10] UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* **122B** (1983) 103, **126B** (1983) 398;
UA2 Collaboration, *Phys. Lett.* **122B** (1983) 476; **129B** (1983) 130.

[11] TOPAZ collaboration, *Phys. Lett.* **B268** (1991) 457.

[12] ALEPH collaboration, *Phys. Lett.* **B263** (1991) 325; OPAL collaboration, *Phys. Lett.* **B263** (1991) 311.

[13] LEP Collaborations, *Phys. Lett.* **B276** (1992) 247.

[14] V.S. Fadin and V.A. Khoze, *JETP Lett.* **46** (1987) 525;
M.J. Strassler and M.E. Peskin, *Phys. Rev.* **D43** (1991) 1500;
Y. Sumino, K. Fujii, K. Hagiwara, H. Murayama and C.K. Ng, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 56;
H. Murayama and Y. Sumino, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 82;
K. Hikasa, S. Ishihara, and Y. Sumino, in preparation;
Y. Sumino, Ph.D. Thesis, Univ. of Tokyo Preprint, UT-655 (1993).

[15] See E. Farhi and L. Susskind, *Phys. Rep.* **74** (1981) 277, and references therein.

[16] B. Holdom and J. Terning, *Phys. Lett.* **B247** (1990) 88;
M. Golden and L. Randall, *Nucl. Phys.* **B361** (1991) 3;
M. Peskin and T. Takeuchi, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 964;
W.J. Marciano and J.L. Rosner, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2963;
G. Altarelli and R. Barbieri, *Phys. Lett.* **B253** (1991) 161.

[17] B. Holdom, *Phys. Lett.* **B150** (1985) 301;
T. Akiba and T. Yanagida, *Phys. Lett.* **B169** (1986) 432;
T. Appelquist, D. Karabali and L.C.R. Wijewardhana, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 957; *Phys. Rev.* **D35** (1987) 2605;
K. Yamawaki, M. Bando and K. Matsumoto, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1335; *Phys. Lett.* **B178** (1986) 308.

[18] CDF Collaboration, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 3921.

[19] D.V. Volkov and V.P. Akulov, *Phys. Lett.* **46B** (1973) 109;
J. Wess and B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 39.

[20] M. Veltman, *Acta Phys. Pol.* **B12** (1981) 437;
L. Maiani, *Proc. Summer School of Gil-sur-Yvette* (Paris, 1980) p. 3.

[21] H. Sugawara, talk presented at *the Symposium on the Electroweak Symmetry Breaking and Accelerator Projects*, in 47th Annual Meeting of the Physical Society of Japan, March, 1992.

[22] H. Georgi and S. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 438.

[23] H. Georgi, H.R. Quinn and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 451.

[24] A.J. Buras, J. Ellis, M.K. Gaillard and D.V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* **B135** (1978) 66.

[25] S. Dimopoulos, S. Raby and F. Wilczek, *Phys. Rev.* **D24** (1981) 1681;
S. Dimopoulos and H. Georgi, *Nucl. Phys.* **B193** (1981) 150;
N. Sakai, *Z. Phys.* **C11** (1981) 153.

[26] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu and S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **68** (1982) 927;
L.E. Ibanez and G.G. Ross, *Phys. Lett.* **110B** (1982) 215;
K. Inoue, A. Kakuto and S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **71** (1984) 348;
L. Alvarez-Gaumé, J. Polchinski and M.B. Wise, *Nucl. Phys.* **B221** (1983) 495;
J. Ellis, J.S. Hagelin, D.V. Nanopoulos and K. Tamvakis, *Phys. Lett.* **125B** (1983) 275.

[27] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu and S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **67** (1982) 1889.

[28] Y. Okada, M. Yamaguchi and T. Yanagida, *Prog. Theor. Phys.* **85** (1991) 1, *Phys. Lett.* **B262** (1991) 54;
J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B257** (1991) 83;
H.E. Haber and R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1815.

[29] T. Moroi and Y. Okada, Tohoku preprint, TU-405 (June 1992).

[30] N. Cabbibo, L. Maiani, G. Parisi and P. Petronzio, *Nucl. Phys.* **B158** (1979) 295.

[31] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* **B313** (1993) 299.

[32] V. Barger and R. J. N. Phillips, *MAD/PH/780*, July, 1993.

[33] F. Abe et al., CDF collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 142.

[34] J. Alexander, *et al.*, *SLAC-PUB-4775*, January, 1989.

[35] K. Kawagoe, *Proceedings of the Third Workshop on Japan Linear Collider*, KEK, 1992, ed. by A. Miyamoto, *KEK Proceedings 92-13*, December, 1992.

[36] J. Kanzaki,*Proceedings of the Second Workshop on Japan Linear Collider*, KEK, 1990, ed. by S. Kawabata, *KEK Proceedings 91-10*, November, 1991.

[37] J. Kanzaki, talk presented at *the Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders*, Saariselkä, Finland, 1991; see also K. Fujii, *KEK Preprint 92-31*, May, 1992.

[38] S. Komamiya, *Phys. Rev.* **D38** (1988) 2158.

[39] P. Eerola and J. Sirkka, *CERN-PPE/92-76*, May, 1992.

[40] A. Yamada, *Mod. Phys. Lett.* **A7** (1992) 2877.

[41] R. Barbieri and G. Giudice, *Nucl. Phys.* **B296** (1988) 75;
T. Kon and M. Jimbo, *Proceedings of the First Workshop on Japan Linear Collider, KEK, 1989*, ed. by S. Kawabata, *KEK Report* 90-2 (1990) 280;
K. Inoue, M. Kawasaki, M. Yamaguchi, and T. Yanagida, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 328.

[42] K. Hikasa, "JLC Supersymmetry Manual", in preparation.

[43] T. Tsukamoto, *KEK Preprint* 92-34 (1992);
K. Fujii, *KEK Preprint* 92-206 (1993);
T. Tsukamoto, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders, Waikoloa, Hawaii, 1993*, ed. by F. Harris, et al., World Scientific (1993) 814;
S. Orito, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders, Waikoloa, Hawaii, 1993*, ed. by F. Harris, et al., World Scientific (1993) 230;
T. Tsukamoto, K. Fujii, H. Murayama, M. Yamaguchi, and Y. Okada, *KEK Preprint* 93-146, also as *KEK-TH* 374, *LBL-34796*, and *TU-449* (1993).

[44] K. Fujii, *KEK Preprint* 92-6 (1992);
Y. Sumino, *UT-612* (1992);
K. Fujii, *KEK Preprint* 92-159 (1992);
Y. Sumino, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders, Waikoloa, Hawaii, 1993*, ed. by F. Harris, et al., World Scientific (1993) 439;
K. Fujii, T. Matsui, and Y. Sumino, *KEK Preprint* 93-125 and *UT-657* (1993).

[45] R.J. Guth and J.H. Kühn, *Nucl. Phys.* **B368** (1992) 38.

[46] M. Petradza, talk presented at *Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders, Saariselkä, Finland* (1991).

[47] Particle Data Group, *Phys. Rev.* **45** (1992).

[48] K. Hagiwara, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K. Hikasa, *Nucl. Phys.* **B282** (1987) 253.

[49] UA2 collaboration, J. Alitti, *et al.*, *Phys. Lett.* **B277** (1992) 194.

[50] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K. Hikasa, *Nucl. Phys.* **B282** (1987) 253.

[51] D. Schildknecht, in these proceedings; M. Kuroda, F. M. Renard and D. Schildknecht, *Phys. Lett.* **B183** (1987) 366; G. Gounaris, J. L. Kneur, J. Layssac, G. Moultaka, F. M. Renard and D. Schildknecht, in *Proceedings of E500 workshop*, ed. P. M. Zerwas, *DESY 92-123B*, August 1992, p.735, and references there in.

[52] *Proceedings of the ECFA Workshop on LEP 200* (Aachen, 1986), ed. by A. Böhm and W. Hoogland, *CERN Report* 87-08, 1987.

[53] A. De Rújula, M. B. Gavela, P. Hernandez, and E. Massó, *Nucl. Phys.* **B384** (1992) 3; K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld, *Phys. Lett.* **B283** (1992) 353.

[54] D. Zeppenfeld, in these proceedings; K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld, *MAD/PH/737*, March, 1993, *Phys. Rev.* **D48**, in press.

[55] A. Miyamoto, *Proceedings of Workshop on Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders, Waikoloa, Hawaii, 1993*, ed. by F. Harris, et al., World Scientific (1993) 141;

[56] T.L. Barklow, SLAC-PUB-6280 (1993).

[57] R.H.Siemann, *et al.*, *Proceedings of Summer Study:Snowmass '88, High Energy Physics in the 1990's*, Snowmass, Colorad, June 27-July 15, 1988.

[58] 第 4.1章及び、 T.Omori, *KEK Preprint 93-121*, September, 1993.

[59] W.B.Atwood, *et al.*, *Phys. Lett.* **B216** (1989) 227;
Y.Kurihara, *et al.*, *Proccedings of Summer Study on High Energy Physics:SNOWMASS 1990*, Snowmass, July, 1990;
T.Omori, *et al.*, *Proccedings of the Second Workshop on Japan Linear Collider*, KEK, Tsukuba, November 6-8, 1990;
T.Omori, *et al.*, *Proccedings of the 4th Workshop on Japan Linear Collider*, KEK, Tsukuba, March, 1993

[60] K.Abe, *et al.*, *KEK Report 90-23*, (1991)

[61] 偏極度 90-95% の偏極電子源で JLC-1 に使用可能な大電流のものはまだ開発されていない。しかしながら最近の R/D の進行は極めて順調であるので、ここではこのような電子源が近い将来実現できると仮定した。
Y.Kurihara, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A313** (1992) 393;
H.Aoyagi, *et al.*, *Phys. Lett.* **A167** (1992) 415;
T.Maruyama, *et al.*, *PLAC-PUB-5731*, February, 1992.

[62] M.Witherell 氏 (UC Santa Barbara) の KEK 3rd Topical Conference on CP Violation (KEK, November 16-18, 1993) での講演による。近く KEK Proceedings として出版予定。 なお氏の講演では $\sin 2\phi_1$ は $\sin 2\beta$ と表記されている。

[63] V. Barger, K. Cheung, B. Kniehl, R.J.N. Phillips, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 3725.

[64] Y. Kurihara and R. Najima, *Phys. Lett.* **B301** (1993) 292.

[65] S. Willenbrok and G. Valencia, *Phys. Lett.* **B247** (1990) 241;
D.A. Dicus and W.W. Repko, *Phys. Rev.* **D42** (1990) 3660;
S. Willenbrok, G. Valencia, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 2247.

[66] T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Shimizu, and H. Tanaka, *KEK Report* 92-19 (1993).

[67] K. Hikasa, K. Igi, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 3055.

[68] K. Hagiwara, H. Iwasaki, A. Miyamoto, H. Murayama, and Z. Zeppenfeld, *Nucl. Phys.* **B365** (1991) 544.

[69] H. Murayama, I. Watanabe, and K. Hagiwara, *KEK Report* 91-11 (1992).

[70] Y. Kurihara, *in Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders*, edited by F.A. Harris, S.L. Olsen, P. Pakvasa, X. Tata (World Scientific, 1993), vol.II, p.880.

[71] Y. Kurihara, R. Najima, *KEK Preprint* 93-90 (1993).

[72] A. Miyamoto, *in Physics and Experiments with Linear e^+e^- Colliders*, edited by F.A. Harris, S.L. Olsen, P. Pakvasa, X. Tata (World Scientific, 1993), vol.I, p.141.