

国際リニアコライダー実験による
GMSBモデルにおける
gravitino質量決定法の研究
-修士論文改訂版-

東京大学大学院
理学系研究科物理学専攻
山下研究室

片山領

平成25年2月1日

概要

素粒子物理学において素粒子間の相互作用を表す素粒子標準模型は、数々の実験でその正当性が確認された最も信頼される理論模型である。一方で、素粒子標準模型は GUT スケールでその要となるヒッグス粒子に異常に大きな質量補正が必要とされる不自然さを持ち (階層性問題)、宇宙における暗黒物質やバリオン非対称性の存在を説明不可能であるなど、完成した理論模型であるとは言いがたい。そのため、素粒子物理学の大きな課題の一つとして、標準模型の枠組みで解決できない問題を説明可能とする新模型の構築が挙げられている。こうした標準理論を超える模型の中でも特に有力なものとして、超対称性模型と熱的レプトジェネシスがある。超対称性模型では階層性問題を発生させずに標準模型を内包する事を可能にし、熱的レプトジェネシスではバリオン非対称性の発生を説明可能とする。こうした模型の中でも超対称性の破れとして GMSB (gauge mediation supersymmetry breaking) をとり、最も軽い超粒子 (LSP) として $O(1\text{eV})$ の gravitino を持つ low scale GMSB SUSY は、超対称性模型と熱的レプトジェネシスが共存可能となる極めて魅力的な物理を予言する。故に、 $O(1\text{eV})$ の gravitino を持つ low scale GMSB モデルの実験による検証は極めて重要な意味を持つ。本研究では、熱的レプトジェネシスと共存する low scale GMSB モデルの検証を行う実験環境として国際リニアコライダー実験を取り上げたケースにおいて、その検証能力の評価を行う事が目的となる。一般に、加速器実験における GMSB 模型の検証には二番目に軽い超粒子 (NLSP) が重要になるため、本研究では NLSP を stau であると仮定し、ILC 実験の実験環境を再現したフルシミュレーション上で gravitino 質量の決定を試みる模擬実験を実際に行うことにより、ILC 実験における gravitino の質量決定能力の評価を行った。最終的に stau の質量 120 GeV , stau の崩壊寿命が $100\mu\text{m}$ の場合に、国際リニアコライダー実験において約 3 パーセントの相対精度で gravitino の質量が決定できる事を示すこととなる。

目次

第1章	Introduction	6
1.1	Motivation	6
1.2	模擬実験の概要	8
1.3	CMSB 模型検証と gravitino 質量決定精度との関係	9
1.3.1	GMSB 模型の重要なパラメータ	10
1.3.2	GMSB 模型検証の考察	11
1.3.3	gravitino 質量決定精度の影響	12
1.4	本論文の構成	12
第2章	国際リニアコライダー計画	13
2.1	加速器系	14
2.1.1	電子陽電子源	16
2.1.2	減衰リング	17
2.1.3	主線形加速器	18
2.2	Particle Flow Algorithm	20
2.3	測定器系	22
2.3.1	崩壊点検出器 (バーテックス検出器)	24
2.3.2	シリコン飛跡検出器	26
2.3.3	Time Projection Chamber	27
2.3.4	カロリメータ	28
2.3.5	ミューオン検出器 (+ソレノイド)	31
2.3.6	前方検出器	31
第3章	解析	33
3.1	NLSPstau	34
3.2	Signal and Background	37
3.2.1	PreCut	38
3.2.2	Cut	39
3.2.3	Event Topology	40

3.2.4	$\gamma\gamma$ 対策	42
3.2.5	角分布 Cut	46
3.2.6	Final Cut	46
3.3	stau mass analysis	51
3.3.1	stau mass の決定	52
3.3.2	stau mass 決定精度	55
3.4	stau lifetime analysis	56
3.4.1	stau lifetime の決定	56
3.4.2	stau lifetime 決定精度	59
3.5	gravitino 質量決定精度	61
第 4 章	解析結果のまとめおよび今後の課題	62
4.1	本解析の結果	62
4.1.1	解析結果への stau 質量変化の影響	63
4.1.2	解析結果への stau 崩壊寿命変化の影響	63
4.2	今後の課題	64
第 5 章	謝辞	66
第 6 章	補足	68
付録 A	θ_{12}/E_{vis} カットの運動学的考察	69
付録 A.1	2 体崩壊の場合	69
付録 A.2	3 体崩壊の場合	71
付録 A.3	ビームエネルギーに不均衡がある場合	72
付録 A.4	考察	73
付録 B	Error を $\sqrt{\text{Template}}$ にした stau lifetime analysis の結果	74
付録 B.1	stau lifetime 1 フィット結果	74
付録 B.2	stau lifetime 決定精度	74

目次

1.1	Constraint from Cosmology	7
2.1	国際リニアコライダー全体図 [7]	15
2.2	電子源概念図 [7]	16
2.3	陽電子源概念図 [7]	17
2.4	減衰リング全体図 [7]	18
2.5	RTML の概観図 [7]	19
2.6	超伝導加速空洞 [10]	19
2.7	RF ユニット [7]	20
2.8	$e^+e^- \rightarrow WW, ZZ(W = Z \rightarrow jj)$ から再構成した質量分布 [11]	21
2.9	$HZ \rightarrow H\mu\mu$ のイベントディスプレイ	23
2.10	ILD 測定器全体図 [12]	25
2.11	ILDVTX 測定器 [13]	25
2.12	シリコン飛跡検出器 [13]	26
2.13	TPC[14]	27
2.14	GEM	29
2.15	電磁カロリメータ [13]	29
2.16	ハドロンカロリメータ (HCAL)	30
2.17	前方検出器 [13]	32
3.1	ILC 実験における stau pair 生成ダイアグラム	34
3.2	(左) \sqrt{s} :stau mass の Signal CrossSection との関係図(右)grav- itino mass:stau mass の stau lifetime との関係図	35
3.3	Impact Parameter 模式図	36
3.4	PreCut で得られる分布	40
3.5	シグナルと tau pair BG の $\cos\theta$ 依存性	42
3.6	p_T distribution	43
3.7	p_T distribution2	43

3.8	$ \cos\theta_{mis} $ distribution	44
3.9	$ \cos\theta_{mis} $ distribution2	44
3.10	Reconstructed Energy distribution	45
3.11	Reconstructed Energy distribution2	45
3.12	$ \cos\theta $ distribution	47
3.13	$ \cos\theta $ distribution2	47
3.14	Acoplanarity distribution	48
3.15	Acoplanarity distribution	48
3.16	θ_{12}/E_{vis} カット分布比較図	49
3.17	θ_{12}/E_{vis} カット分布比較図	49
3.18	d0/d0error の分布図	50
3.19	WWBG の Partecle ID 変数の分布	51
3.20	$\gamma\gamma$ BG の Partecle ID 変数の分布	52
3.21	tau jet の Track Energy distribution	53
3.22	fitting result	54
3.23	TrackEnergyFit の結果	56
3.24	d0 Energy distribution for $100\mu\text{m}$	57
3.25	Compare lifetime dependence for d0	58
3.26	放物線フィットの例	59
3.27	template fit の結果	61
4.1	寿命の違う二つのトラックの d0 分布	64
1	Back to Back に生成された親粒子 X が Y、Z へと崩壊する図	70
2	二体崩壊の場合における θ_{12} と E_{vis} とに成り立つ関係図 . .	70
3	静止系 S における三体崩壊の反応 $X \rightarrow YZW$	71
4	三体崩壊の場合における θ_{12} と E_{vis} とに成り立つ関係図 . .	72
5	始状態に不均衡がある場合の $\tilde{\tau} \rightarrow \tau\tilde{G}$ 反応模式図	73
6	放物線フィットの例	74
7	template fit の結果	75

第1章 Introduction

1.1 Motivation

現代素粒子物理学において素粒子間の相互作用を表す理論模型として素粒子標準模型がある。素粒子標準模型は数々の実験でその正当性が確認されており、現在最も信頼される理論模型であるといえる。

一方、標準模型には様々な問題も存在する。まず第一に、ヒッグス粒子の繰り込みで現れる二次発散がGUTのエネルギースケールで異常に大きな質量補正を与える不自然さを持つ(階層性問題)。第二に、近年の天文学の観測において、標準理論の枠内で説明不可能な事象として宇宙の暗黒物質やバリオン非対称性の存在が確認されている事がある。それゆえに標準模型は完成した理論模型であるとは言いがたく、標準模型の持つ問題を解決可能とする新模型の構築は現代素粒子物理学の最大の課題の一つであるといえる。

標準模型で解決できない問題のうち、階層性問題を解決する有力な新模型として超対称性模型(Super Symmetry)がある。超対称性模型は粒子間にフェルミオンとボソンが一對一に対応する超対称性を課す事で、質量補正が互いに打ち消しあう事により階層性問題が解決される。更に、超対称性を課した大統一理論はGUTスケールにおける力の統一を実現し、標準模型では不足していたバリオン非対称性発生に必要なCP非対称性が存在するなど、他の魅力的な物理の実現に必要な材料を提供することができる。ただし、模型の選び方によっては、超粒子によるループ効果が中性カレント反応の反応率に影響を与えるため、実験と矛盾しないように手で超粒子の質量スペクトルに制限を加えなければならない不自然さを持つ(SUSY flavor 問題)。

標準模型で解決できない問題のうち、宇宙のバリオン非対称性の存在を説明する有力な模型として熱的レプトジェネシスがある。熱的レプトジェネシスは非常に重い右巻きニュートリノと、バリオン数Bとレプト

ン数 L の差分 $B-L$ を保存量として持つスファレロン過程の存在を仮定するモデルである。宇宙初期に生成された重い右巻きニュートリノが崩壊して新たなレプトン数 ΔL が追加され、それがスファレロン過程を通して新たなバリオン数 ΔB に変換される事でバリオン非対称が発生する。また、右巻きニュートリノによるシーソー機構により、左巻きニュートリノが極めて軽くなる理論的根拠を与える。ただし、熱的レプトジェネシスでは重い右巻きニュートリノの生成のために高い reheating temperature が必要となる。

超対称性モデルと熱的レプトジェネシスの共存は、階層性問題、バリオン非対称性問題を一気に解決する一つの解である。超対称性の破れとして GMSB (gauge mediated supersymmetry) を持つ超対称性モデル (GMSB SUSY) は、その質量発生機構により SUSY flavor 問題を発生させないという大きな特徴を持つ。また、その質量に上限と下限を持つ gravitino が LSP となり、この gravitino の質量と reheating temperature の間に図 1.1 のような天文学からの制限が課される。図 1.1 から読み取れるように、 $O(1 \text{ eV})$ の gravitino を LSP として持つ GMSB SUSY (low scale GMSB) には reheating temperature に上限が課されないため、熱的レプトジェネシスとの共存が可能である。

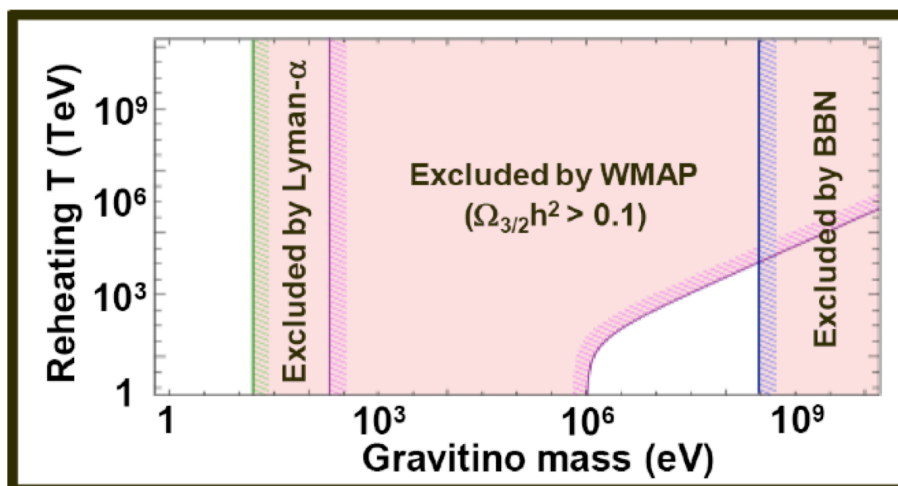


図 1.1: Constraint from Cosmology

天文学の観測から Reheating T と Gravitino mass に課されるコンストレイント。Exclude された領域がマゼンダで塗りつぶされている。 [1][2][3]

従って、low scale GMSB SUSY は極めて魅力的な物理を予言することになり、その実験による検証は極めて重要な意味を持つ。一般に、標準理論を超えた物理を直接実験的に検証するには、高エネルギーまで加速した粒子同士の衝突を観測する方法が最も有効である。特に電子陽電子衝突型加速器実験では、素粒子同士の反応を観測するため、バックグラウンドが少なく、精密な測定を必要とする新物理の探索に特に優れている。近年では、エネルギー損失の少ない線形型加速器による次世代電子陽電子衝突型加速器実験が計画されており、中でも、第一期計画で重心エネルギー 500 GeV、第二期で 1 TeV、ルミノシティ $125 \text{ fb}^{-1}/\text{年}$ の達成を目指す国際リニアコライダー (ILC) 実験計画は、専用の測定器および加速器の長年に渡る開発研究により高い実現可能性を持ち、数あるコライダー実験の中でも ILC 実験で $O(1\text{eV})$ の gravitino を持つ GMSB SUSY の検証可能性を考える事は特に意味がある。

本論文は、ILC 実験による low scale GMSB SUSY の検証可能性の評価について報告するものである。その為に、ILC 実験の環境を再現したフルシミュレーション上で実際に low scale GMSB モデルを仮定した模擬実験を行い、実際に解析を行う事で low scale GMSB 物理の鍵となる軽い gravitino 質量決定能力の評価を行った。本節における以下の章では、実際に行った模擬実験の概要と、本研究内容だけでは理解しにくい gravitino 質量決定精度の意義について論じ、最後に本論文の流れについて述べる。

1.2 模擬実験の概要

本研究では以下のシミュレーションソフトを使用することで模擬実験に必要な一連の作業を行った。

- イベント生成 : WHIZARD と Phythsim
- イベントのハドロン化 : PYTHIA
- 測定器の反応生成 : Geant4 と Mokka
- イベント再構成 : Marlin

検証を行う際の具体的な解析条件としては、ILC 実験のビームプロファイルを重心系エネルギー 500 GeV、積分ルミノシティ 500 fb^{-1} 、ビーム偏極を $(P_R, P_L) = (80\%, -30\%)$ へと選び、二番目に軽い超粒子 (NLSP) を質量 120 GeV で崩壊寿命 $100 \mu\text{m}$ の右巻き stau を NLSP へと選んだ^{*1}。ILC 実験における GMSB のシグナルは NLSP の対生成となるため、本研究における ILC 実験におけるシグナルは $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}^+\tilde{\tau}^-$ となる。

上記解析条件のもとでは、 $\tilde{\tau} \rightarrow \tau\tilde{G}$ と崩壊する stau の寿命が gravitino の質量と stau の質量の関数となるため (後述の式 3.1 参考)、stau の寿命と質量を決定する事ができれば、それを gravitino の質量に焼き直すことで実験から gravitino の質量決定を行う事が可能である。本研究では模擬実験において tau ジェットの最大エネルギーと Impact Parameter 分布より stau の質量と崩壊寿命の取得を試み、その決定精度から鍵となる軽い gravitino の質量決定精度を評価する事でモデルの検証可能性の評価を行った。

本解析における大きな特徴として、Impact Parameter 分布を用いたテンプレートフィットにより stau の崩壊寿命決定を行っている事が挙げられる。何故なら、low scale GMSB では stau の崩壊距離は 10 mm 以下であり検出器による直接取得が不可能であるため、その取得の為に高い Impact Parameter 分解能を持つ崩壊点検出器の存在が必須であり、様々なコライダー実験と比較してもとりわけ高い ILC 実験の Impact Parameter 分解能の存在により初めて可能になる崩壊寿命決定法であるからである (分解能の比較については後述の 2.3.1 の表 2.3 参考)。

1.3 CMSB 模型検証と gravitino 質量決定精度との関係

この章では、GMSB 模型検証に gravitino 質量決定精度がどう関係するかを見る。その為に、最初に GMSB 模型を特徴づけるパラメータの説明を行い、続いてどのように実験で GMSB 模型を検証していくかを考察し、最後に関係性についてまとめる。

^{*1}加速器実験における GMSB の検証では NLSP が何の超粒子かが重要となる

1.3.1 GMSB 模型の重要なパラメータ

超対称性が現在の宇宙でも保たれているとすると、既に標準模型の登場粒子と対になる超粒子が数多く観測されているはずである。しかし、それは実験事実と反する為、厳密な意味での超対称性は破れて超粒子は重くなっていなければならない。こうした超対称性の破れにより超対称性模型は特徴づけられ、GMSB ではメッセンジャーと呼ばれる粒子を介した既知のゲージ相互作用により超対称性の破れを標準模型の対となる超粒子へと伝える機構を持つ。具体的には、メッセンジャーとして標準理論の量子数^{*2}をもつカイラル多重項 Q, L ^{*3} と超対称性を破る超対称カイラル多重項 T を導入し、次の相互作用を持つとする [4][5]。

$$W(SUSY) = y_2 T \bar{L} L + y_3 T \bar{Q} Q \quad (1.1)$$

上式で y_2, y_3 は結合定数である。式 1.1 において、超対称性の破れにより超対称性多重項 T のスカラー成分とその補助場が真空期待値 $\langle T \rangle$ と $\langle F \rangle$ を獲得し、それがループ相互作用により伝達される事で各超粒子が質量を獲得する。GMSB 模型での超粒子の質量スペクトラムはエネルギースケールごとに異なるが、メッセンジャーのエネルギースケールでは一致して、(最も簡単なものでは) 以下のように与えられる [4]。

$$M_i = N \frac{\alpha_i}{4\pi} \Lambda \quad (1.2)$$

$$\tilde{m}^2 = 2N\Lambda^2 \sum_r^3 \left(\frac{\alpha_r}{4\pi}\right)^2 C_r \quad (1.3)$$

$$m(Q_f) = y_3 \langle T \rangle = M \quad (1.4)$$

$$m(L_f) = y_2 \langle T \rangle \simeq M \quad (1.5)$$

$$m(\Phi_s) = M \sqrt{1 \pm \frac{\Lambda}{M}} \quad (1.6)$$

$$\Lambda = \frac{\langle F \rangle}{\langle T \rangle} = \frac{\langle F \rangle}{C_{grav} M} \quad (1.7)$$

ここで、 C_r は群のカシミヤ演算子係数で、 C_1 は $U(1)$ ハイパーチャージに依存し $\frac{3}{5}(\frac{Y}{2})^2$ 、 C_2 は電弱電弱二重項で $\frac{3}{4}$ 、 C_3 はカラー三重項で $\frac{4}{3}$ である。また、 N はメッセンジャー粒子の数で、本解析のように NLSP が stau になるケースでは $N > 1$ である。任意のエネルギースケールでの超粒子の

^{*2} $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

^{*3} $Q \sim (3, 1, 1/3)$, $Q^c \sim (3^*, 1, -1/3)$, $L \sim (1, 2, 1/2)$, $L^c \sim (1, 2, 1/2)$

質量スペクトルは、式 1.2 と式 1.3 を繰り込み群方程式で発展させる事によって得る。また、上式に無次元定数 C_{grav} と mSUGRA と同じ $\tan \beta$ と μ の符号の自由度を加えた以下の量が GMSB の基本パラメータとなる。

$$(N, M, \Lambda, C_{grav}, \text{sign}(\mu), \tan \beta) \quad (1.8)$$

また、GMSB では gravitino の質量は次式で与えられる。

$$m_{\frac{3}{2}} = \frac{F}{\sqrt{3}M_{pl}} \quad (1.9)$$

ここで M_{pl} はプランク質量である。

1.3.2 GMSB 模型検証の考察

GMSB 模型の存在が加速器実験において確認された場合、引き続き GMSB 模型の検証が行われる事が予想されるが、作業は以下のようなプロセスで進んでいくものと推察される。

- (1): 実験環境において二つの電弱一重項の sfermion の質量が取得できれば、繰り込み群方程式のパラメータを変えながら質量を発生させて一致した値からメッセンジャースケールでの sfermion の質量を得る
- (2): 実験環境でゲージノの質量が取得できれば、それをビーノ、ウィーノの質量に焼き直してやはり繰り込み群方程式を発生させる事でメッセンジャースケールでのゲージノの質量を得る
- (3): 式 1.2 と式 1.3 の数値が共に分かっているとき、連立方程式を解く事で Λ と N の値を得る
- (4): 上述の 1~3 とは全く独立に、式 1.9 より gravitino 質量の取得により SUSY Breaking のスケール $\langle F \rangle$ を得る (本研究の内容)
- (5): 1~4 により Λ と $\langle F \rangle$ が取得できた場合、式 1.7 から超対称カイラル多重項の真空期待値 $\langle T \rangle$ もしくは GMSB の基本パラメータである M と C_{grav} の積を取得する

1.3.3 gravitino 質量決定精度の影響

上記プロセス (5) におけるパラメータは (3) と (4) の結果を代入する事で求まるため、(5) におけるパラメータの取得精度には以下の関係が発生する。

$$(5) \text{ での精度} = \sqrt{\left(\frac{\Delta m_{\frac{3}{2}}}{m_{\frac{3}{2}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Lambda}{\Lambda}\right)^2}$$

そのため (5) でのパラメータの取得精度は (4) の gravitino 質量決定精度以上にはなることができない。このように、gravitino 質量取得精度は GMSB 模型を構築する他の重要なパラメータの取得精度に対して大きなコンストレイントを掛ける。本解析においては stau と gravitino の二種類の超粒子しか登場しないが、後の展開を考慮したとき gravitino 質量の高精度決定が望まれる事が理解される。

1.4 本論文の構成

本文の構成としては、実験環境の理解の為に次章で国際リニアコライダー計画の加速器と測定器の詳細について述べる。続いて、三章で解析で設定した条件と、過程の詳細について報告する。そして四章で本解析の結果のまとめと解析で設定した条件を変えた場合どうなるかについて議論し、さらに今後の課題について述べる。

第2章 国際リニアコライダー 計画

現在の素粒子物理学において、素粒子標準理論において正当性の根拠となる電弱対称性の破れの検証がされていない事が大きな課題である。また、その標準理論を超えた新しい物理モデルの構築が必要とされている事も大きな課題としてある。これらを直接実験的に検証するためには、粒子を高いエネルギーで加速させ衝突点における反応を見る実験を行う事が最も有効な手段となる。現在 CERN で進行中の重心系エネルギー 7~14TeV の陽子陽子衝突型加速器を用いた LHC 実験は、ヒッグス粒子の発見能力と新物理探索能力を保有するが、複合粒子同士の衝突を用いた実験であるため精密な測定が難しく、電弱対称性の破れの検証や精密測定が必要な新物理の探索は不可能である。一方で次世代電子陽電子衝突型加速器を用いた国際リニアコライダー (ILC) 実験計画では、素粒子の対消滅の反応を用いているため低バックグラウンドであり、衝突点におけるエネルギーと運動量が保存するためその情報を用いる事が可能で、かつビームの偏極とエネルギーが可変であるという利点を持つ。さらに、衝突点における反応が少ないため、シグナルの取得に関してトリガーの構築のような複雑な実験環境を必要としない事から、ハドロコライダーと比して実質的な粒子生成断面積の向上が期待できる。加えて OPAL や ALEPH 実験による知見から、Particle Flow Algorithm(PFA) と呼ばれるイベントの再構成法による測定精度の向上が報告されている事を鑑みて [6]、PFA の効果が最大になるように組んだ測定器系の使用を予定している。こうして、ILC では LHC 以上の高精度測定が可能となり、物理模型に対する高い検証能力と LHC の精度では発見不可能な新物理に対する探索能力を保有する。本章では ILC の加速器そして測定器について述べる。

2.1 加速器系

国際リニアコライダーで用いる加速器は、電子源 (Electron Source)、陽電子源 (Positron Source)、減衰リング (Damping Ring)、RTML (Ring to Main Linac)、主線形加速器 (Main Linac) から構成される。ビームの1年間の積分ルミノシティが $125 \text{ fb}^{-1}/\text{年}$ 、重心系エネルギーを第一期で 500 GeV、第二期で 1 TeV の達成を目指している。図 2.1 に全長は約 31 km ともなるその全体図を示す。電子・陽電子源において電子・陽電子を発生させてビームとして利用し、次に、円周 6.7 km の減衰リングにおいてシンクロトン放射を利用して電子陽電子ビームの広がりを抑え、続いて RTML で線形加速器まで運び、最後に約 16,000 個の超伝導加速空洞を使用した主線形加速器で一気に加速して電子陽電子を正面衝突させる。これら加速器系の基本的な構成要素の詳細について以下で説明する。重心系エネルギー 500 GeV を目標とした場合に構想されている基本的なデザインパラメータを以下の表 2.1 に与える。

重心系エネルギー	200~500 GeV
ピークルミノシティ	$2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
ビームパルス長さ	~1 ms
パルス当たり粒子数	2×10^{10}
パルスの平均ビームカレント	9.0 mA
パルスレート	5.0 Hz
総バンチ数	2625
バンチ間隔	369 ns
ビームの広がり	$640 \times 5.7 \text{ nm}^2$
加速勾配	31.5 MV/m
総消費電力	230 MW

表 2.1: 目標とするビームパラメータ

なお、以下の章の内容は基本的に ILC Reference Design Report Volume 1, Volume 3 の内容に沿って構成されている。

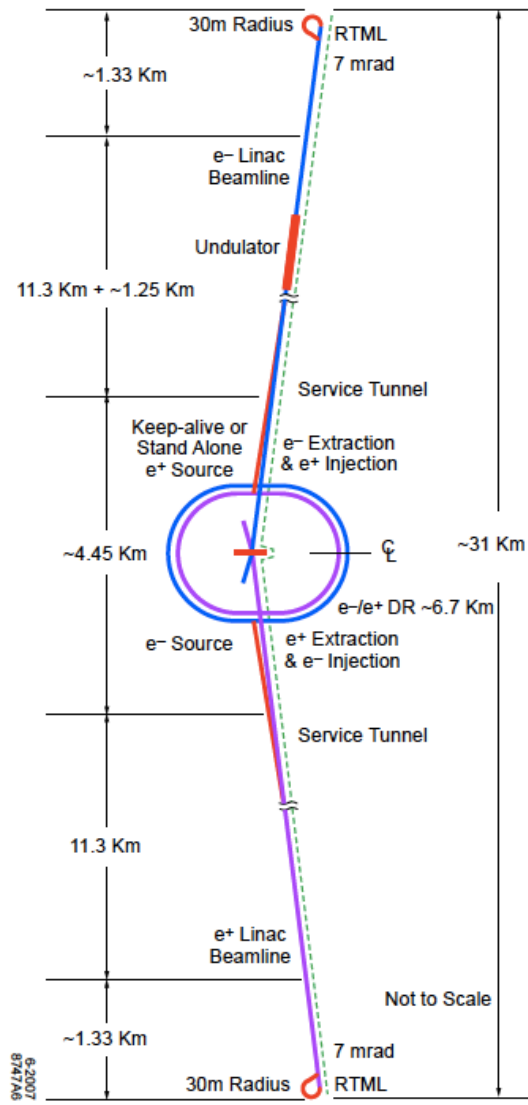


図 2.1: 国際リニアコライダー全体図 [7]

2.1.1 電子陽電子源

図2.2に電子源の概観図を示す。電子源では偏極レーザーを GaAs/GaAsP などの半導体の光電面に当て、光電効果を生じさせることで偏極電子を生成する装置である。140~160keV の生成された電子を 76MeV まで常伝導の加速管で加速し、ついで、5 GeV まで超伝導の加速管で加速する。電子の偏極の目標値は 80% である。減衰リング中でスピンの歳差運動をするのを防ぐため、入射前にスピンを減衰リングに対し垂直方向に回転させる。

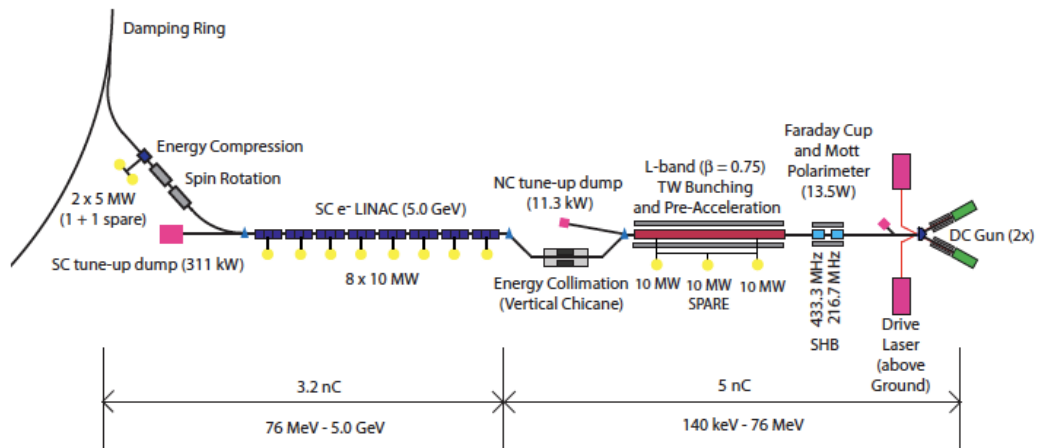


図 2.2: 電子源概念図 [7]

続いて図 2.3 に陽電子源の概観図を示す。陽電子源では電子源において生成した電子ビームを主線形加速器で 150 GeV まで加速して取り出し、螺旋状のアンジュレータ (Undulator) と呼ばれる真空管内部で磁場の向きを交互に変えながら電子にシンクロトン放射を引き起こすことで約 10MeV の光子を放出させる。その後、電子を主線形加速器に帰す一方、放出された光子を titanium alloy (Ti-6%Al-4%V) で出来た 1.4cm の厚みを持つ回転車輪へと衝突させて電磁シャワーを引き起こし、電子陽電子シャワーを生成させる。これらの粒子を 125MeV まで加速した後、磁場を用いて陽電子のみを分離し、収束させながら 400MeV まで常伝導加速器で加速して、超伝導加速器である Booster Linac を用いて 5 GeV まで加速する。陽電子のビームは 30% まで偏極することができ、電子同様減衰リング入射前にスピンを垂直方向に回転させる。

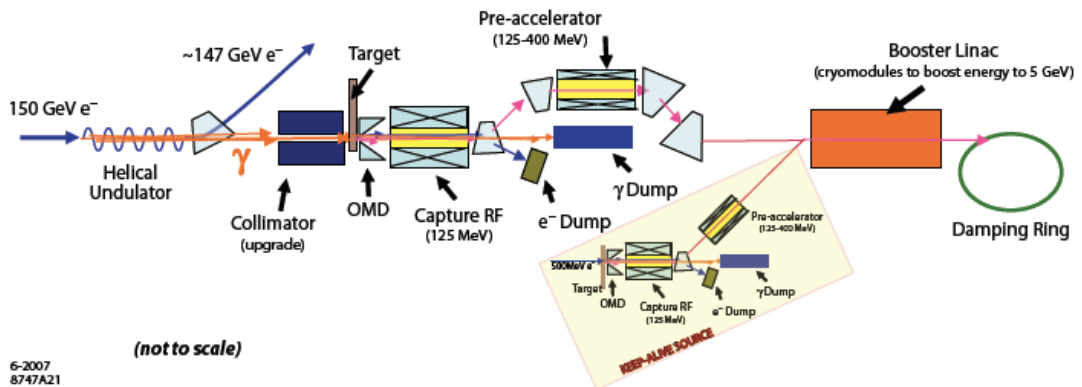


図 2.3: 陽電子源概念図 [7]

2.1.2 減衰リング

衝突点におけるビームの広がりやルミノシティの低下と粒子識別に重要な Impact Parameter 分解能の劣化を引き起こすため、ビームの広がりを抑える装置として周長 6.7 km の 2 つのリングからなる減衰リングが必要となる。図 2.4 に減衰リングの全体図を示す。ビーム広がり (分散) σ_x は、全粒子の分布をガウス分布と見なし、加速器パラメータのベータ関数 β_{acc} ^{*1} と、ビーム位置 x とビーム運動量 p から定義されるエミッタンスと呼ばれる量 ϵ ^{*2} を用いて次式で与えられる [8]。

$$\sigma_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle} \equiv \sqrt{\epsilon \beta_{acc}} \quad (2.1)$$

$$\epsilon \equiv \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p^2 \rangle - \langle xp \rangle^2}$$

ここで、粒子の分布がガウス分布である場合に成り立つ $\langle x \rangle = 0$ を分散の定義 $\sigma_x^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ に用いた。ビームの広がりを抑えるには式 2.1 から ϵ を小さくする、即ち位置と運動量の広がりを抑えればよい事が分かる。電子陽電子源から減衰リングへと入射された 5 GeV の電子陽電子ビームは、減衰リングを周回する際に円弧部分でシンクロトロン放射し、ビーム中で大きな運動量を持つ荷電粒子ほど運動量が減衰する。一方、減衰リングの直線部分では電子陽電子全体が加速されて全荷電粒子の進行方向の運動量が回復する。円弧部分での減衰と直線部分での加

^{*1}特殊相対論のベータ関数と紛らわしいので右下に acc の文字を添えた

^{*2}ここではエミッタンスの定義としてよく用いられる $\gamma\beta\epsilon$ ではない事に注意

速という繰り返しの結果、全荷電粒子の運動量と位置が調節され、減衰リングの働きにより低エミッタンスビームが生成される事になる。

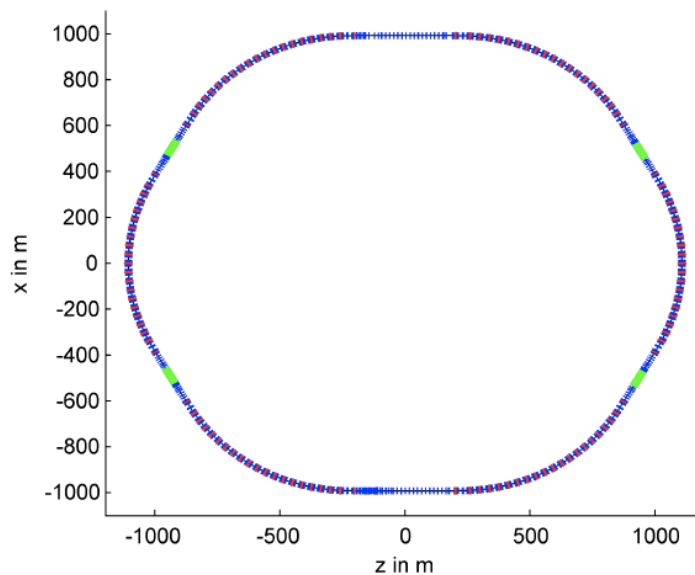


図 2.4: 減衰リング全体図 [7]

2.1.3 主線形加速器

減衰リングでエミッタンスを小さく整形した電子陽電子ビームを取り出して、14km ほどの RTML(Ring To Main Linac) で 5 GeV から 15 GeV まで加速しつつ主線形加速器まで運ぶ。減衰リングと主線形加速器との間を結ぶ関係図を次図 2.5 へと与える。

続いて約 11km に加速器勾配 31.5MV/m もつ超伝導加速空洞約 8000 個を並べた主線形加速器を使って RTML で運ばれてきた電子陽電子を 15 GeV から 250 GeV まで加速する。

超伝導加速空洞は導波管や共振器と同じで電磁場の周期的な定在波が立つが、そのうち加速方向に強い電場を持つ TM モードの最低次以外を分離して捨て、残った定在波へ電子陽電子の入射の周期を合わせる事で連続して加速する [9]。この超伝導加速空洞を図 2.6 に与える。

この空洞を 8 個または 9 個使って構成して作った物をクライオモジュールといい、更にそれを 3 つ繋げて加速空洞を合計 26 個 (9+8+9) の組で組

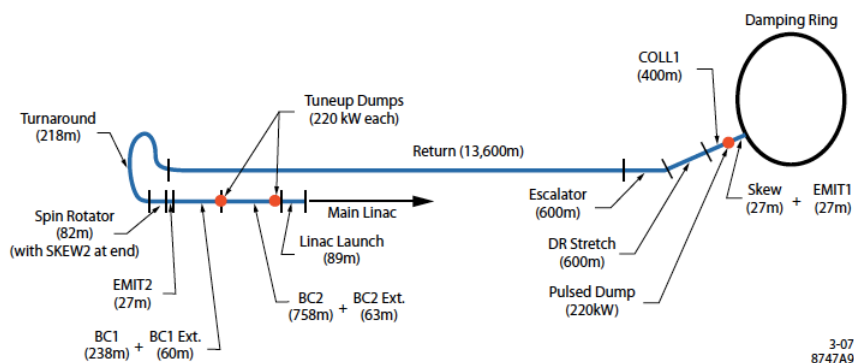


図 2.5: RTML の概観図 [7]

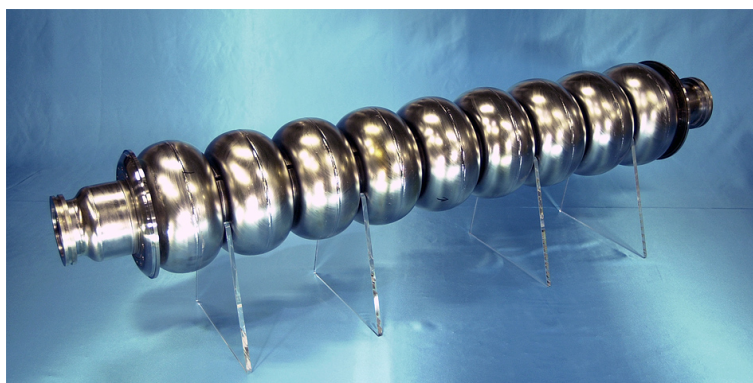


図 2.6: 超伝導加速空洞 [10]

んだ図 2.7 のような高周波加速 (RF)-ユニットが主線形加速器の基本的な構成要素となる。陽電子ビームは 278 個、電子ビームは 282 個の RF-ユニットで加速される。電子ビームの RF ユニットが余分に多いのは、陽電子を発生させる際に主線形加速器の電子を利用している分のエネルギーを回復させる必要があるためである。RF-ユニットには 120kV のモジュレータと 10MW のクライストロンが繋がっており、加速空洞に電力を供給している。8 個のセルのクライオモジュールの中央にビームの位置を測定する BPM(Beam Position Monitor) の 4 極磁石と位置補正用の磁石がある。主線形加速器で目指す重心系エネルギーは、第 1 期で 500 GeV、第 2 期で 1TeV である。電子陽電子ビームは 14mrad で傾いているが、直前にクラブ空洞による磁場のキックを加える事で衝突点における正面衝

突を実現する。

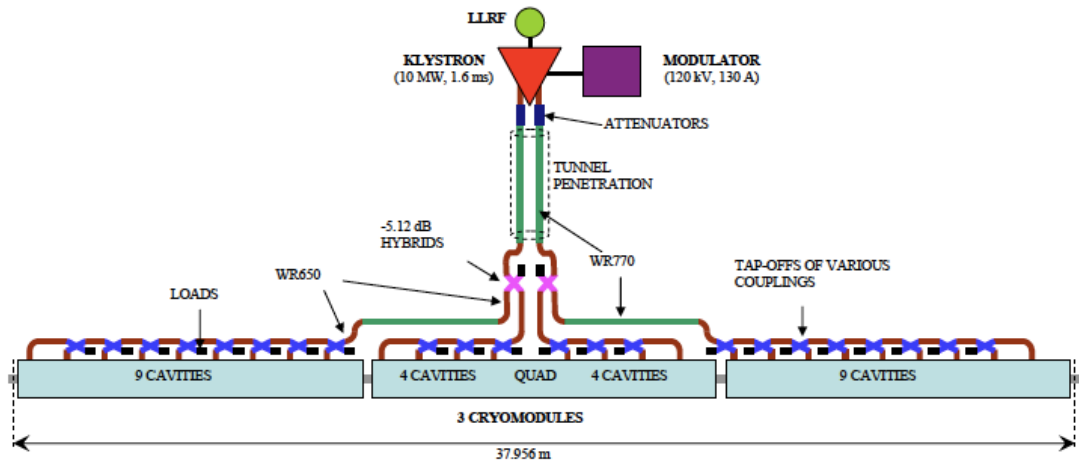


図 2.7: RF ユニット [7]

2.2 Particle Flow Algorithm

ILC 実験が目標として掲げる電弱対称性の破れの精密検証、および標準理論を超えた新しい物理の探索においては、 W, Z ボソン由来の dijet を個別に識別できる $\frac{\Gamma_W}{m_W} \approx \frac{\Gamma_Z}{m_Z} \approx 2.7\%$ 以上の質量分解能が必要となる。この質量分解能の要求を dijet エネルギー $150\text{GeV} < E_{jj} < 350\text{GeV}$ に対するエネルギー分解能の要求に焼き直すと、 $\frac{\sigma}{E} < \frac{0.3}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ が ILC の物理目標達成に十分なジェットエネルギー分解能となる [13]。しかしながら、従来の「カロリメータのエネルギーのみからジェットの再構成を行う」手法では、分解能が約 $\frac{\sigma}{E} = \frac{0.6}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ 程度しか達成できず [6]、ILC の物理目標の達成は不可能である。図 2.2 に $Z \rightarrow q\bar{q}$ に対する質量再構成分布を与える。図 2.2 から $\frac{\sigma}{E} < \frac{0.3}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ のみでジェットの分離が実現できる事が分かる。

物理目標に必要なエネルギー分解能が足りていないという問題を解決するため、ILC 実験では Particle Flow Algorithm(PFA) と呼ばれる特殊なエネルギー再構成法を用いる事で対処する。その背景を理解する為には以下の基本的な事実を知る必要がある [6]。

- ・ LEP 実験におけるジェットの性質の研究から、ジェットエネルギーの約 62% を荷電粒子、27% を光子、約 10% を中性ハドロンが担っている事が報告されている (平均値)
- ・ 各測定器の測定精度は飛跡検出器が $\frac{\sigma}{p^2} = 2 \times 10^{-5} (1/GeV)$ 、電磁カロリメータが $\frac{\sigma}{E} = \frac{0.15}{\sqrt{E(GeV)}}$ 、ハドロンカロリメータが $\frac{\sigma}{E} = \frac{0.55}{\sqrt{E(GeV)}}$ である。

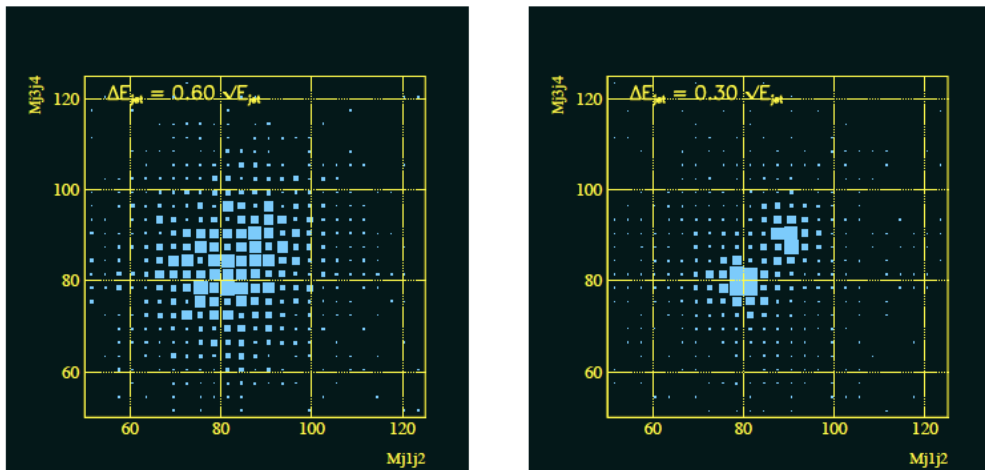


図 2.8: $e^+e^- \rightarrow WW, ZZ (W = Z \rightarrow jj)$ から再構成した質量分布[11]
 左: $\Delta E = 0.6\sqrt{E}$ 右: $\Delta E = 0.3\sqrt{E}$

上で列挙した二つの事実から、ジェット中のエネルギー組成比が高い荷電粒子は測定精度の良い飛跡検出器で測定し、組成比が低い中性ハドロンのみを測定精度の悪いハドロンカロリメータで測定する事でエネルギー分解能の改善が図れる事が分かる。ILC 実験においてこれを実際に実行するのが以下に要約する PFA と呼ばれるエネルギー再構成のソフトウェアアルゴリズムである。

- 1 パターン認識を用いる事でカロリメータのヒット情報を各粒子に対応したヒット群 (クラスター) へと再構成を行う

- 2 測定精度のよい飛跡検出器の結果を荷電粒子のエネルギーとして採用し、そのエネルギーを使って全体のクラスターから荷電粒子の寄与を引き去る
- 3 電磁カロリメータでガンマ線のエネルギーを測定したとみなし、そのエネルギーを使ってガンマ線の寄与をクラスターから消し去る
- 4 最後に残ったエネルギーを中性ハドロンの測定結果と見なす

ジェットエネルギー組成比を荷電粒子:光子:中性ハドロン $\sim 6:3:1$ とし、PFAによるジェットエネルギー分解能を見積もると、以下の概算値を得る。

$$\sqrt{(\sqrt{0.1} \times 0.55)^2 + (\sqrt{0.3} \times 0.15)^2} \times \sqrt{E_{jj}} \approx 0.19 \times \sqrt{E_{jj}} \quad (2.2)$$

ただし、飛跡検出器の性能は非常にいいので無視した。式2.2は物理目標のために必要なエネルギー分解能 $0.3 \times \sqrt{E_{jj}}$ を満たしており、PFAの効力がはっきりと分かる。

ただし、実際にはPFAの組み間違いや、ジェットが測定器外にleakするなどといった効果が式2.2の理想的な精度を劣化させる。一方、こうした分解能の劣化は測定器の設計に大きく依存するため、測定器をPFAに最適化する事によって分解能の劣化を食い止める事が可能である。このため、ILC実験における物理目標達成の為にPFAの施行とともに、PFAの施行に最適化した専用の測定器開発が非常に重要なタスクとなる。

PFAの例として、PFAによって再構成された $HZ \rightarrow H\mu\mu$ のイベントディスプレイを図2.9に与える。

2.3 測定器系

ILC実験の掲げる最大の目標は電弱対称性の破れの精密検証である。電弱対称性の破れとは標準模型におけるヒッグス粒子が、自ら作るポテンシャルを自発的に破ることで元は質量ゼロのゲージ粒子から W, Z ボソンという質量をもつゲージ粒子を発生させるメカニズムの事をいう。この質量発生機構、すなわちヒッグス粒子と W, Z ボソンの相互作用の精密検証では、 W, Z 由来のジェットの識別と b, c クォークジェットへと主に崩壊するヒッグス粒子の同定が必須となる。そのため、ILCの測定器は、以下の二つの性能を満たすことが求められる。

- 1 W, Z ボソンの由来のジェットから再構成した不変質量に対して、それぞれの質量幅を分離できるジェットエネルギー分解能を持つ

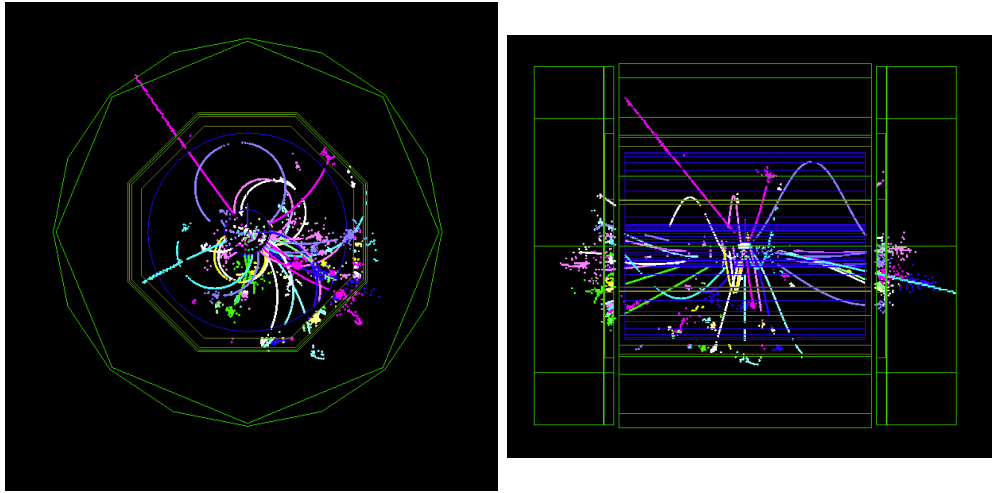


図 2.9: $HZ \rightarrow H\mu\mu$ のイベントディスプレイ

- 2 ジェットがb由来かc由来かを識別する作業 (フレーバータグ) を行う事が出来る能力を保有する

ここで、1の質量分解能の達成の為にジェットエネルギー分解能 $\Delta E/E < 0.3/\sqrt{E}$ が必要であるが、前述の通りこの分解能達成のためにPFAの施行が必須となる。ただし、最終的なPFAによる精度の改善度合いが個々の測定器の仕様に強く依存するため、質量分解能の達成の為にPFAに最適化された専用の測定器開発が必要となる。

また、2のフレーバータグの要求の達成のためには、フレーバの情報 Impact Parameter を用いて間接的に測定するしか無いため^{*3}、高い Impact Parameter 分解能を持つ崩壊点検出器の開発が必要となる。

従って、ILC 実験で用いられる測定器はPFAとフレーバータグに最適化された測定器モデルである必要がある。こうした測定器モデルとして、ILD (International Large Detector) と SiD (Silicon Detector) の2つが存在する。本研究では日本グループも開発に参加しているILD測定器案をシミュレーション上に実装して模擬実験を行っているため、以下ではILD測定器案のみについて考えるものとする。ILD測定器の個々の測定器要素を簡単に説明すると、中央バレル部分では衝突点に近い順にバーテックス検

^{*3}例えばBメソンは衝突点から5mmほど飛んでDメソンへと崩壊し、続いてそのDメソンも3mmほど飛んで崩壊する。この崩壊を直接検出するには衝突点から5mm~8mmへと崩壊点検出器を設置しなければならないが、衝突点に近づくにつれ反応断面積が極めて大きい bhabha と 2 photon バックグラウンドの寄与が大きくなるため、事実上直接検出は不可能となる。

出器、シリコン飛跡検出器、Time Projection Chamber (TPC)、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ソレノイド、ミュオン検出器の順で構成され、また、ビーム軸周り前方方向はシリコン検出器と前述の物とは別のカロリメータとで構成される。ILD 測定器の各測定器要素の配置についてまとめたものを表 2.2 に与え、図 2.10 に ILD 測定器モデル全体図を与える。個々の測定器要素について以下で説明していく。なお、以下の章の内容は基本的に ILC Reference Design Report Volume1, Volume 4, The International Large Detector -Letter of Intent- (LOI) の内容に沿って構成されている。

磁場 B	3.5 T
ビームパイプ半径	14.5 mm
バーテックス検出器最小半径	16 mm
TPC 最小半径	395 mm
TPC 最大半径	1739 mm
TPC ドリフト領域最大 z 軸長さ	2247.5 mm
ECAL バレル領域最小半径	1847.4 mm
HCAL バレル最大半径	3330 mm

表 2.2: Geometrical parameters of the baseline detector models

2.3.1 崩壊点検出器 (バーテックス検出器)

崩壊点検出器はピクセル型の半導体検出器で、測定器のうち最も内側に置かれる検出器である。現在考えられている崩壊点検出器の候補のうち有力な仕様の一つである 2 次元読み出しピクセル型の FPCCD 崩壊点検出器の概観を図 2.11 に示す。粒子の飛跡と IP との最小距離 (impact parameter) を測定する事と荷電粒子の飛跡を再構成する事が崩壊点検出器の役割となる。特に ILC 実験では電弱対称性の破れの精密検証が最大の目標の一つであるため、b クォークと c クォークを同定するフレーバタグを高精度で達成する事が求められており、高い impact parameter 分解能が要求される。崩壊点検出器の性能を表わす Impact parameter 分解能は次式 (2.3) で表わされる。

$$\sigma = a \mu\text{m} \oplus \frac{b}{p \text{ (GeV/c)} \sin^{\frac{3}{2}}\theta} \mu\text{m} \quad (2.3)$$

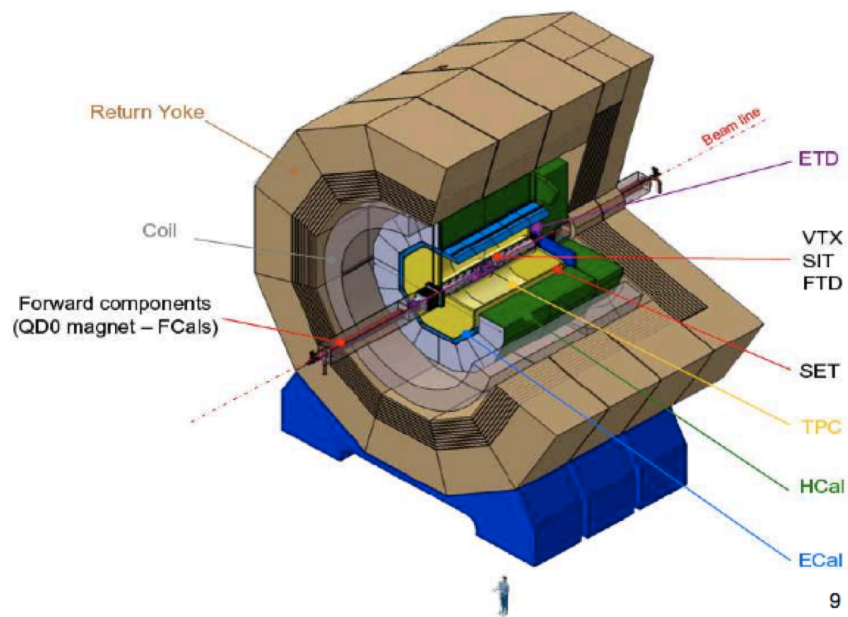


图 2.10: ILD 测定器全体图 [12]

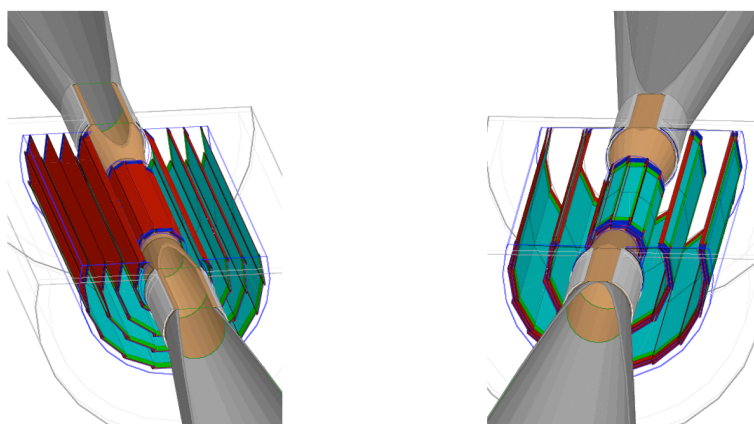


图 2.11: ILDVTX 测定器 [13]

ここで第一項は検出器の分解能であり、第二項は多重散乱による寄与を表す。ILC で要求される性能は $a = 5$ 、 $b = 10$ である。表 2.3 に様々な実験との Impact Parameter 分解能の性能比較表を与える。

FPCCD 崩壊点検出器に関する課題は標準的なピクセルサイズ (25×25

$\sigma/Experiment$	LEP	SLC	LHC	RHIC	ILC
$a[\mu\text{m}]$	25	8	12	13	5
$b[\mu\text{m} \cdot \text{GeV}/c]$	70	33	70	19	10

表 2.3: Impact Parameter 分解能の比較

μm) のセンサーで 1 トレイン分のデータを蓄積すると、全ピクセル数に対するヒットしたピクセル数の割合であるピクセル占有率が 10% を越えてしまう事である。占有率を 1% 以下程度に抑えない場合にはシグナルとバックグラウンドを区別することが難しく粒子の飛跡を再構成することが困難であるが、現在までに占有率を 1% を満たす技術は存在しておらず、世界各国で研究開発が進んでいるのが現状である。

2.3.2 シリコン飛跡検出器

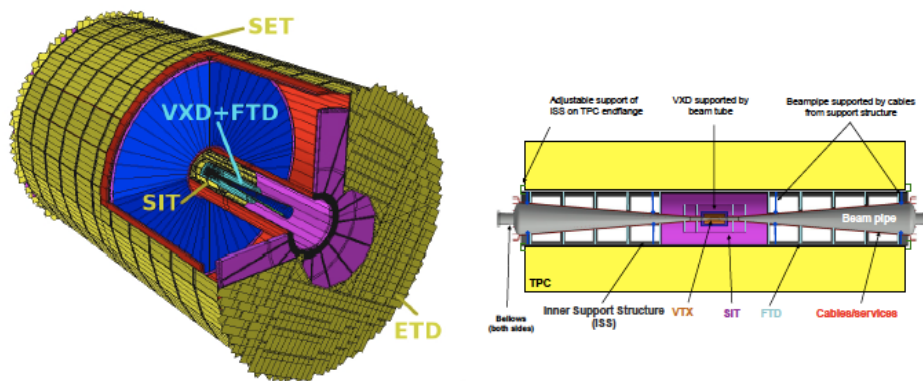


図 2.12: シリコン飛跡検出器 [13]

ILD では、主飛跡検出器として TPC を用いる。しかし、TPC はビーム軸に近い超前方方向に対して検出能力を持たないため、補完的な飛跡検出

器としてシリコン飛跡検出器が必要となる。シリコン飛跡検出システムを図 2.12 に与える。シリコン飛跡検出器システム全体は SIT、SET、FTD、ETD という 4 つの個々の検出器から構成される。SIT (Silicon Internal Tracker) は崩壊点検出器と TPC との間に位置する検出器であり、双方の検出器にヒットしないようなイベントに対しての linking efficiency を改善する事を目的としている。これにより、小さい横方向運動量しか持たない荷電粒子の再構成を改善する。SET (Silicon External Tracker) は TPC とバレル部分の間に位置する検出器であり、電磁カロリメータ (ECAL) に入射する粒子の位置を同定する。SIT と SET をともに使用する事で、運動量分解能の向上および時間情報からのバンチ識別が可能になる。FTD (Forward Tracking Detector) は飛跡検出範囲の最も内側に位置する検出器であり、7 つのディスク型シリコン検出器で構成されている。前方方向 0.15 ラジアンまでを覆う事を目的とする検出器である。ETD (End-cap Tracking Detector) は TPC とエンドキャップ部分の間に位置する検出器であり、ECAL への入射位置の識別と荷電粒子の運動量分解能を改善することを目的とする。

2.3.3 Time Projection Chamber

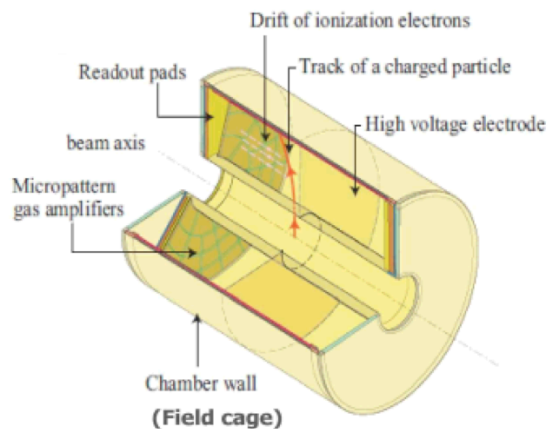


図 2.13: TPC[14]

TPC は ILD 測定器の主飛跡検出器であり、荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再構成する事を目的としたガス検出器である。その全体図を図 2.13 に

与える。TPCを飛跡検出器として用いる利点として以下がある。

- 1 信号生成を低物質質量であるガスの電離を利用して行う事により、入射粒子の運動量の劣化を低く抑える事ができる
- 2 ガス電離による飛跡の連続的なヒット情報の取得が可能であることから、高効率飛跡検出能力を持ち、PFAにおける荷電粒子のパターン認識構築に関して高い能力を発揮する
- 3 測定した dE/dx の情報と運動量の情報とを付き合わせる事により粒子識別が可能となる
- 4 測定点の多さから、測定器校正やアライメントなどにも有利となる

このTPCでは、荷電粒子の飛跡がつくる電離電子をビーム軸方向に平行にかけられた電場でエンドプレート方向にドリフトさせ、エンドプレートに敷き詰められたマイクロパターンガス検出器(MPGD)による電子雪崩から信号を生成し、要したドリフト時間と信号の二次元パターンを使う事でトラックの3次元的な再構成を行う。ILCにおける飛跡検出器全体の目標とする運動量分解能は $\sigma(1/p) = 2 \times 10^{-5}$ であるが、これはTPCの位置分解能が $100 \mu\text{m}$ を達成できれば到達できる見込みである [15]。この点において、従来のワイヤー方式に比べてMPGDによる信号読み出し方式が高磁場環境下においても分解能の劣化を持たない事が大きな利点となる。以下、MPCDとしてGEM(Gas Electron Multiplier)にfocusを当てて説明する。GEMは $50 \mu\text{m}$ 程度のポリイミドの両面を $5 \mu\text{m}$ 程度の銅箔で覆った基板に多数の細孔を開けたものである。全体像を図2.14の左に与える。この銅箔の両面間に電圧を印加すると図2.14の右のような電場が孔内に形成されるため、これを利用して電離電子由来の電子雪崩により信号を生成する。GEMTPCの抱える問題点としては、ガス増幅の際に作られる二次イオンが電場の歪みを作り、位置分解能が低下してしまう事がある。そのため、逆流するイオンを止める為のゲート装置の開発が必要となる。

2.3.4 カロリメータ

カロリメータは中性粒子のエネルギーと方向の測定を行う測定器である。十分な厚さの物質を使用して入射粒子のエネルギーを物質中に全て吸収させ、その際に発生したシャワーエネルギーを検出器で全て測定

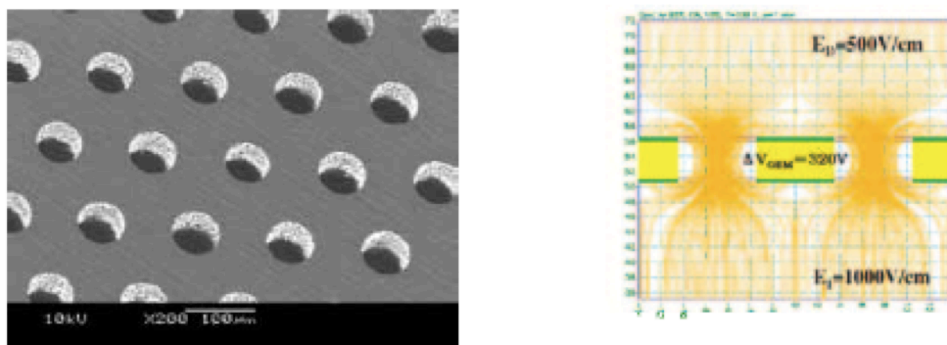


図 2.14: GEM
(左)GEM 全体図 (右)GEM の作る電場 [16]

することにより、入射粒子のエネルギーを測定する機器である。また、光子のエネルギーを測定する電磁カロリメータ (ECAL) と、残りの中性ハドロンのエネルギーを測るハドロンカロリメータ (HCAL) に大別される。以下その構造の詳細について説明する。

電磁カロリメータ (ECAL)

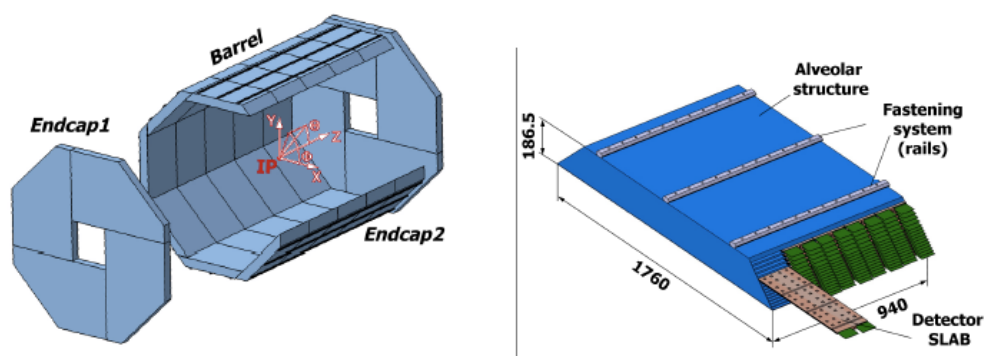


図 2.15: 電磁カロリメータ [13]

ILC 実験において ECAL は光子のエネルギーを測定する役を担う。図 2.15 に電磁カロリメータの全体図を与える。PFA におけるパターン認識

の効力を最大限に発揮させるためには、ジェットの混同を防ぐ事と、個々のシグナルの識別を可能にする事が必要となる。ここで、ジェットの分離のためには、放射長^{*4}が3.5 mm で電磁シャワーのモリエール半径^{*5}が19 mm、衝突長^{*6} 99 mm というタングステンを用いて吸収層を構成する事により、ECAL 内への電磁シャワーの閉じ込め (分離)、シャワーの横方向の広がり抑制およびハドロンジェットの分離を図っている。個々のシグナルの個別の識別の為には測定層を高セグメント化する事で対処する。具体的^{*7}には、個々のシャワーを捕捉するための厚さ2 mm で平面サイズ1.0 cm × 4.5 cm という薄いストリップ構造のプラスチックシンチレータとそれに埋め込んだ光ファイバーの先にシンチレーション光を読み出す小型検出素子 MPPC を設置した独自の小型検出器ユニットを構成し、隣接するユニット同士を互いに直交させて1.0 cm×1.0 cm という測定層を実現している。

ハドロンカロリメータ (HCAL)

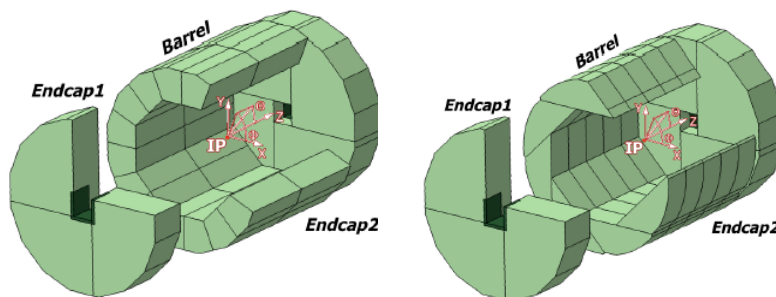


図 2.16: ハドロンカロリメータ (HCAL)

HCAL は中性ハドロンエネルギーを測定する役を担う測定器である。図 2.16 にハドロンカロリメータとして有力な二つの仕様の全体図を与える。吸収層には非磁性のステンレス鋼を用いている。構想されている基本的な読み出し方式はシンチレータによるアナログ読み出し型とするものと、ガス検出器に細分化を行ったデジタル読み出し型とするものと

^{*4}電磁相互作用により物質中を進む粒子のエネルギーが $1/e$ になる長さ

^{*5}シャワーの全エネルギーの 90% が収まる範囲の半径

^{*6}強い相互作用により物質中を進む粒子のエネルギーが $1/e$ になる長さ

^{*7}ここでは日本グループが開発に参加しているシンチレータ方式について説明する

で仕様が分かっている。HCAL を構成する鉄の放射長は 1.8 cm で衝突長は 17 cm である。

2.3.5 ミューオン検出器 (+ソレノイド)

ミューオンは寿命が長く物質と相互作用しにくいいため、しばしば検出器外へと透過する。このような検出器外へと飛び出るミューオンを捕捉するために ILD 測定器の一番外側に設置されるのがミューオン検出器である。ミューオン検出器は鉄とシンチレータのサンドイッチ構造を取っている。検出器外へときたミューオンの検出をカロリメータのヒット情報と付き合わせる事で全体のエネルギー分解能の向上させることを主な目的とする。飛跡検出器+カロリメータに 3.5T の磁場を与えるソレノイドよりも更に外側に置かれているため、ソレノイドの磁場が外部に漏れる事を防ぐためのリターンヨークの役も担っている。

2.3.6 前方検出器

上記測定器系以外にも、ビーム軸に近くに置かれる前方検出器 (Forward Detector) と呼ばれる測定器系があり、大きく分けて LumiCal、BeamCal、ペアモニタ、LHCAL の四つに大別される。

まず最初に、LumiCal はシリコンとタングステンからなる電磁カロリメータである。LumiCal はビーム軸周りに配置され、電子陽電子衝突において極めて大きい反応断面積をもつ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ という bhabha 散乱 (かすり散乱) を数え上げることでルミノシティ測定する事を目的とする検出器である。

次に、Beam Cal は最終収束マグネットの 5~40mrad をカバーするように配置されるカロリメータである。電子陽電子ビームから放出された 2つの仮想光子の対生成 (2 photon Background) は断面積が 100pb 以上に達し、終状態に 2つのレプトンを含むような事象に対しては深刻なバックグラウンドとなるが、BeamCal の存在により、2 photon Background を適切にバックグラウンドとして処理することが可能となる。

続いて、ペアモニタは Beam Cal の手前に設置されるシリコンピクセルの層からなる薄い円環状の検出器である。ペアモニタは電子陽電子が放出する実光子および仮想光子が引き起こす対生成 (ペアバックグラウンド) が電子陽電子ビームの形状に依存した電磁場に散乱される分布の測定

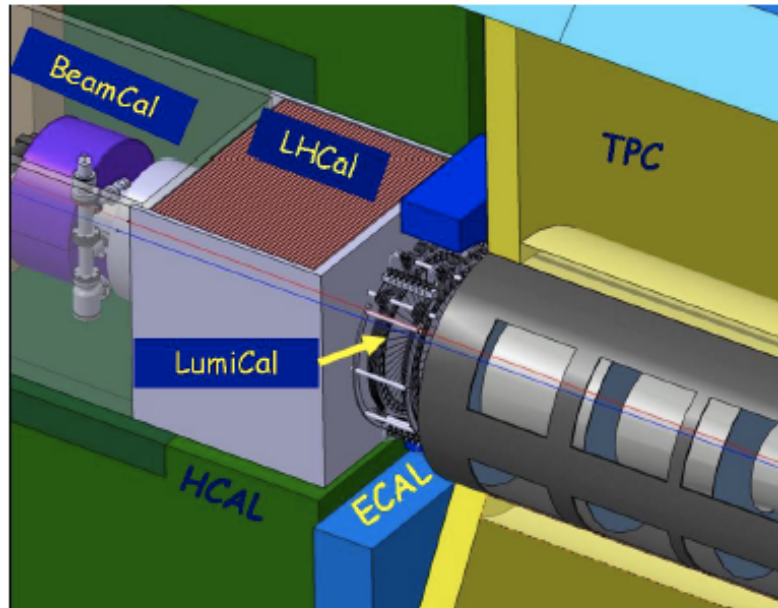


図 2.17: 前方検出器 [13]

からビームの形状を測定することにより、ビームの状態をモニターすることを可能とする [17]。

最後に、LHCALはHCALのendcap部をビーム軸となす角が小さいイベントを検出できるように拡張したものに对应する。これにより、LumiCalが関わるイベントに対してのハドロンシャワーの過小評価の防止と、粒子識別能力の向上を見込むことができる。

第3章 解析

この章では、ILC 実験の環境を再現したフルシミュレーション上において実際に GMSB モデルにおける極めて軽い gravitino の質量決定を試みる模擬実験を行い、ILC 実験での gravitino の質量決定能力の評価を行う事が目的となる。本研究では重心系エネルギーを 500GeV、積分ルミノシティを 500fb^{-1} 、ビーム偏極を $(P_R, P_L) = (80\%, -30\%)$ 、gravitino の質量を $O(1\text{ eV})$ 、GMSB モデルでの NLSP を質量 120GeV で崩壊寿命が $100\mu\text{m}$ の右巻き stau であると選んで解析を行った。ILC 実験での GMSB のシグナルは NLSP の対生成なので、シグナルは $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}^+\tilde{\tau}^-$ 、イベントトポロジーは $\tilde{\tau} \rightarrow \tau\tilde{G}$ より $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{missing energy}$ となる。こうした状況においては、本章で後述するように、gravitino の質量 $m_{\frac{3}{2}}$ は、stau の質量と崩壊寿命 $m_{\tilde{\tau}}$ と $\tau_{\tilde{\tau}}$ のみに $m_{\frac{3}{2}} \propto \tau_{\tilde{\tau}}^{\frac{1}{2}} m_{\tilde{\tau}}^{\frac{5}{2}}$ と依存するため、模擬実験において stau の質量と崩壊寿命を取得を試みる事で ILC 実験の gravitino の質量決定能力の評価が行う事が可能となる。

以下で解析の流れを説明する。まず、実際の実験においてはシグナル以外にもバックグラウンドが存在するため、事前にカットを掛けて S/N の向上を図った(後述章 3.2 参考)。続いて、stau の質量は終状態に含まれるタウジェットの最大エネルギーを取得することで決定することが可能であり(後述の章 3.3 参考)、stau の崩壊寿命は実験で取得した stau の Impact Parameter 分布にたいしてテンプレートフィットを行う事により決定することが可能であるため(後述の章 3.4 参考)、これらの手法を用いて stau の質量と崩壊寿命の決定を試みた。そして、最後にて stau の質量と崩壊寿命の決定精度を gravitino 質量決定精度へと焼き直すことで最終的な評価を行った(後述の章 3.5 参考)。この解析の課題は、stau 崩壊寿命の導出に Impact Parameter の分布全体を使用する為、バックグラウンドで分布が埋め尽くされると解析不能となり、gravitino 質量決定能力を失ってしまう事である。そのため、カットによる S/N の向上が特に重要となる。以下の章では解析の具体的内容について説明していくものとする。

3.1 NLSPstau

GMSB SUSY の解析においては二番目に軽い超粒子である NLSP(Next Super Symmetry Particle) が非常に重要な役を演ずる。GMSB SUSY において、NLPS となる超粒子としてはいくつか候補があるが、特に有力なものは neutralino($\tilde{\chi}_1^0$) と右巻きの stau($\tilde{\tau}_R$)^{*1}である。ただし、neutralino は崩壊の際に $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma \tilde{G}$ と崩壊するが、このイベントは電磁カロリメータに対する大きなエネルギーデポジットと gravitino が作る missing energy という特徴的なシグナルになり、制限が大きく掛けられているため採用するにはあまり魅力が無い。そこで以降、NLSP として右巻き stau を考えるものとする。

ILC では $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}^+ \tilde{\tau}^-$ なる反応で stau を生成する事ができる。この反応のファインマンダイアグラムを図 3.1 に、生成断面積を図 3.2 の左図へ与える。

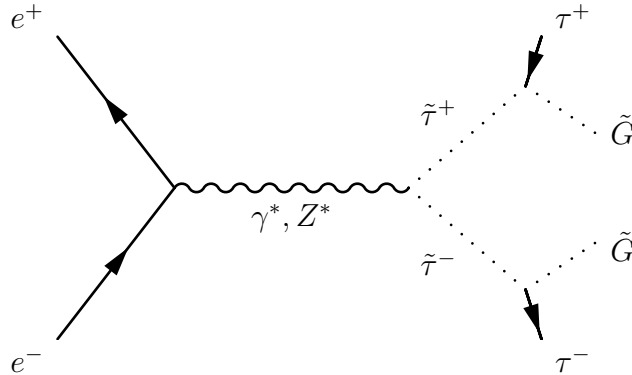


図 3.1: ILC 実験における stau pair 生成ダイアグラム

NLSP は必ず LSP と自らのスーパーパートナーに崩壊する性質を持つ。このときの stau の崩壊寿命 $\tau_{\tilde{\tau}}$ は gravitino の質量 $m_{3/2}$ と stau の質量 $m_{\tilde{\tau}}$ を使って次式 (3.1) で与えられる。

$$\tau_{\tilde{\tau}} = 48\pi M_{pl}^2 m_{3/2}^2 / m_{\tilde{\tau}}^5 \quad (3.1)$$

$$\approx 5.9 \times 10^{-12} (sec) \times \left(\frac{m_{3/2}}{10eV} \right)^2 \left(\frac{m_{\tilde{\tau}}}{100GeV} \right)^{-5} \quad (3.2)$$

ここで、プランク質量 $M_{pl} \approx 2.44 \times 10^{18} GeV$ である。式 (3.1) の関係を図示したものを図 3.2 の右図に与える。

^{*1}正確には左右混合のほとんどが右巻きのもの

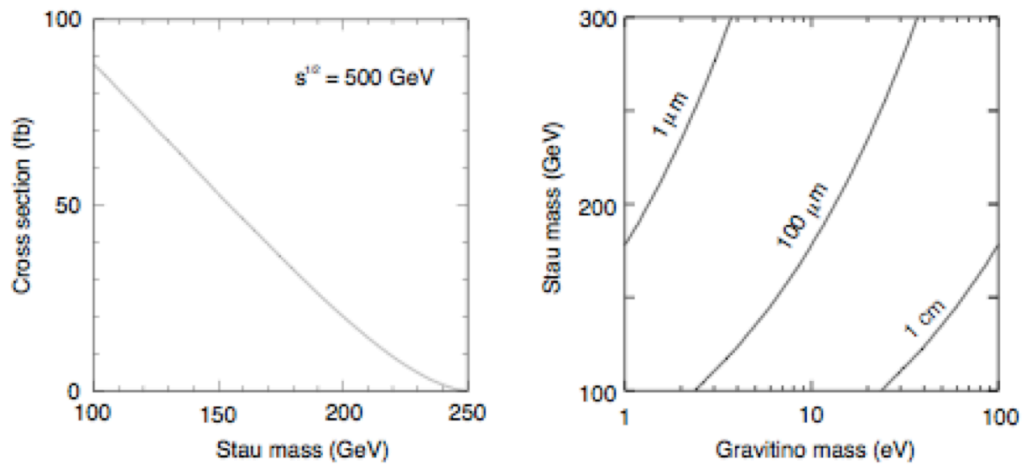


図 3.2: (左) \sqrt{s} :stau mass の Signal CrossSection との関係図(右)gravitino mass:stau mass の stau lifetime との関係図
左図の曲線が stau pair 生成断面積に対応し、右図の曲線が stau 崩壊寿命に対応する。[18]

ここから、以下の事が分かる。

- 3.1-a1. 図 3.2 から分かるように、gravitino の質量決定は stau の質量と崩壊寿命を測定する事で行える。
- 3.1-a2. 式 3.1 から分かるように、軽い gravitino をもつ GMSB SUSY では崩壊寿命が短くなる。
- 3.1-a3. 式 3.2 に典型的な値として gravitino 質量 = 10 eV, stau 質量 = 100 GeV を代入すると、固有距離 $c\tau \sim 1.8 \text{ mm}$ 程度しか飛ばず、ローレンツブーストを考えても 10 mm すら飛ばない。
- 3.1-a4. ビーム軸に最も近い位置にあるバーテックス検出器でさえ、その 1st layer はビーム軸から 16 mm 離れている事から、3.1-a2~a3 より、gravitino の質量を $O(1 \text{ eV})$ で NLSP を 100 GeV 程度の質量を持つ stau とした場合には検出器による寿命の直接測定は不可能。

3.1 - a2~a3 のように粒子が飛ばない場合に検出するには、飛跡と崩壊点との最小距離 (Impact parameter) が重要となる。何故なら、この Impact parameter は、粒子が途中で崩壊して長く飛ぶほど平均値が大きくなる性

質を持つため、崩壊寿命の情報を間接的に持っているからである。その様子を模式的に描いたものを図 3.3 に与える。

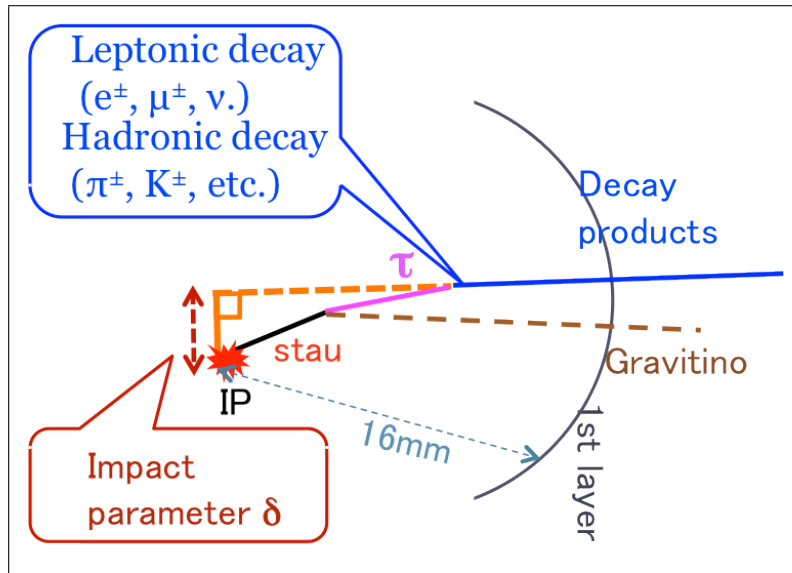


図 3.3: Impact Parameter 模式図

ILC 実験における ImpactParameter と stau のカスケード崩壊との関係を模式的に表した図。一般に、カスケード崩壊しながら長く飛ばば飛ぶほど Impact Parameter が大きくなる可能性があがるため、その平均値が大きくなる。

ただし、Impact Parameter を使って寿命を決定しようとする場合には、以下にまとめるような点に留意する必要がある。

- 3.1-b1. stau はその終状態に tau を含むため、stau と tau の識別の為に Impact parameter の値の分離が必要。
- 3.1-b2. 3.1-b1 は、stau の崩壊寿命が tau の崩壊寿命 $\tau \simeq 87.11\mu m$ より大きいほど容易である。
- 3.1-b3. ILC においてはビームの広がり $640 \times 5.7(nm^2)$ とビーム軸方向のエラーが大きいため、Impact Parameter のビーム軸成分もその影響を受ける。

そこで、以降では 3.1-b1,3.1-b2 に留意して、stau の崩壊寿命としては $\simeq 100\mu m$ と tau と同程度飛ぶようなケースを考えるものとする。また、以

降では、stau 質量を ILC で検出可能で且つ現実的な値である、120GeV に設定する事とする。また、Impact Parameter を扱う上での注意点 3.1-b3 に留意して、以降は Impact parameter としてビーム軸と直交する面へと射影した成分 d_0 を代用する。

先にも述べた通り、軽い gravitino を持つ GMSB SUSY では stau がバーテックス検出器にすら届かないため、その崩壊寿命は Impact Parameter で間接的に測定するが、ILC では以下のような理由からから、こうした Impact Parameter を使った崩壊寿命測定に非常に優れたパフォーマンスを発揮できる。

- 3.1-c1. 表 2.3 から分かるように ILC 実験では従来の実験より遥かに良い Impact Parameter 分解能を持つバーテックス検出器の使用を予定している。
- 3.1-c2. リニアコライダーの環境においては、ビームを非常に細くしぼらなければぶつからないため、そもそも primary vertex position がよくわかっている。
- 3.1-c3. 3.1-c2 と同義であるが、ビームが絞られているためにバーテックス検出器の最内層をビーム 1.5cm 程度まで近づける事が可能である。

3.1c-1~3 でまとめた事実からも、ILC 実験は軽い gravitino をもつ GMSB SUSY の研究を行うに理想的な実験環境であるといつてよい。

3.2 Signal and Background

シグナルである $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}^+ \tilde{\tau}^-$ は、stau が $\tilde{\tau} \rightarrow \tau \tilde{G}$ と崩壊するので、終状態に tau のペアが必ず現れる。従って、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ はバックグラウンドになる。また、tau は $\tau \rightarrow e\nu, \mu\nu$ という崩壊モードを持つため、 $WW \rightarrow l\nu l\nu$ および $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ はバックグラウンドとなる。特に、 $WW \rightarrow \tau\nu\tau\nu$ は missing energy を持ち、かつ、イベントトポロジーが全く同じであるため、メインバックグラウンドである。同じ理由から、 $\gamma\gamma \rightarrow ll$ もバックグラウンドになる。また、bhabha 散乱 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ は、missing energy も発生せず、トポロジーも違っているものの、全断面積が $\sim 28\text{nb}$ という桁違いな量であるため、バックグラウンドとして採用する。これらバックグラウンドの左巻き、右巻きそれぞれに対する反応断面積の比較表を表

3.1 に与える。

Cut\Process	Signal	$\tau\tau$	bhabha	$\gamma\gamma$	WW,ZZ
$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+0.8, -0.3)$	136.1 fb	1266.1 fb	2.81e+07 fb	1.32e+06 fb	380.7 fb
$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.3)$	39.6 fb	1594.2 fb	2.81e+07 fb	1.32e+06 fb	3256.4 fb

表 3.1: 断面積のビーム偏極依存性

この表 3.1 から、ビーム偏極を右巻きドミナントに選ぶことで左巻きビームより S/N の良い環境で解析を行える事は自明である。故に、以降はビームプロファイルにおける偏極を右巻きドミナントを選んで解析を行う。

3.2.1 PreCut

bhabha 散乱と $\gamma\gamma \rightarrow ll$ は nb のオーダーの反応断面積を持つため、実際の実験で発生するイベント数と同程度のモンテカルロサンプルを準備する事はファイルサイズの都合上不可能である。一方で、モンテカルロサンプルの数を少なくすると統計誤差が大きくなり、シミュレーションの最終的な結果が信頼できなくなってしまう。そこで、本研究で最終的に用いるあらゆる Cut 条件より一回り緩い条件で予めカットをかけたモンテカルロサンプルを準備する事でこの問題を回避した (PreCut の施行)。最終的に用いる Cut 条件の詳細は後述の章 3.2.2 の表 3.3 にまとめてある。bhabha と $\gamma\gamma \rightarrow ll$ に施行した PreCut は以下の通りである。

bhabha: track が $p_T > 4.0\text{GeV}$ と $|\cos\theta| < 0.85$ 、Acoplanarity < -0.96 、 $10 < E_{sum} < 480\text{GeV}$ を満たす事を要求する。

$\gamma\gamma \rightarrow ee$: 少なくとも 2 本以上の track が $p_T > 4.0\text{GeV}$ かつ $|\cos\theta| < 0.85$ を満たす事を要求する。さらに、2 本以上ある track の内訳が $\gamma\gamma \rightarrow ee$ のみであった場合、Acoplanarity < -0.96 、 $10 < E_{sum} < 480\text{GeV}$ を課す。

$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$: $\gamma\gamma \rightarrow ee$ と同じカットを課す。

$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$: 少なくとも 2 本以上の track が $p_T > 4.0\text{GeV}$ かつ $|\cos\theta| < 0.85$ を満たす事を要求する。

こうして得られた precut 前後で変化する断面積と残る不定性を表 3.2 に、その分布を次の図 3.4 に与えておく。

3.2.2 Cut

S/N 比を改善させるためイベントのみ残すカットを掛ける。以下表 3.3 に全カットフローを示す。ここで、表 3.3 の bhabha と $\gamma\gamma$ のイベント数は章 3.2.1 で述べた PreCut 後のイベント数に相当している。また、表 3.3 にある θ_{12} は 2 本出る Track 間の 3 次元的な相対角を表しており、Lepton ID CUT は後述する表 3.6 と表 3.7 のカットに相当する。以降、個々のカット条件の意味について説明していく。

sample	process	luminosity(fb ⁻¹)	CrossSection(fb)	sample number
w11783	bhabha	1.1	$9.5e^6 \rightarrow 8.5e^2$	$1.1e^7 \rightarrow 9.4e^2$
w11784	bhabha	1.1	$6.11e^5 \rightarrow 5.3e^1$	$6.7e^5 \rightarrow 5.8e^1$
w11785	bhabha	1.0	$1.73e^7 \rightarrow 1.6e^3$	$1.9e^7 \rightarrow 1.8e^3$
w12150	$\gamma\gamma \rightarrow ee$	82.0	$1.2e^5 \rightarrow 1.1e^3$	$9.5e^6 \rightarrow 8.5e^4$
w12151	$\gamma\gamma \rightarrow ee$	115.9	$1.6e^5 \rightarrow 1.1e^3$	$1.9e^7 \rightarrow 1.3e^5$
w12152	$\gamma\gamma \rightarrow ee$	119.5	$1.5e^5 \rightarrow 9.9e^2$	$1.9e^7 \rightarrow 1.2e^5$
w12153	$\gamma\gamma \rightarrow ee$	83.8	$2.3e^5 \rightarrow 0$	$1.9e^7 \rightarrow 0$
w12154	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	133.2	$1.2e^5 \rightarrow 1.1e^3$	$1.5e^7 \rightarrow 1.4e^5$
w12155	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	115.3	$1.6e^5 \rightarrow 1.1e^3$	$1.9e^7 \rightarrow 1.3e^5$
w12156	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	114.8	$1.6e^5 \rightarrow 1.1e^3$	$1.8e^7 \rightarrow 1.2e^5$
w12157	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	83.8	$2.3e^5 \rightarrow 0$	$1.9e^7 \rightarrow 0$
w19092	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	11.3	$6.3e^5 \rightarrow 5.4e^3$	$7.1e^6 \rightarrow 6.1e^4$
w19093	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	8.1	$8.8e^5 \rightarrow 8.9e^3$	$7.1e^6 \rightarrow 7.2e^4$
w19094	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	8.3	$8.7e^5 \rightarrow 8.7e^3$	$7.1e^6 \rightarrow 7.1e^4$
w19095	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$	5.3	$1.4e^6 \rightarrow 1.4e^5$	$7.1e^6 \rightarrow 7.3e^4$

表 3.2: PreCut

PreCut を施行したバックグラウンドサンプル [19]

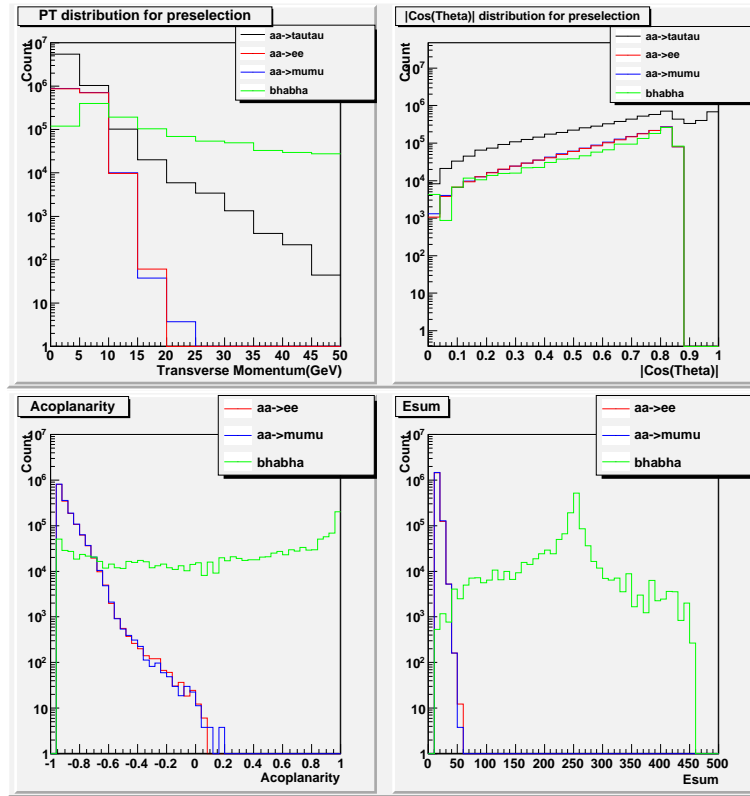


図 3.4: PreCut で得られる分布

3.2.3 Event Topology

stau は最終的に gravitino と tau 粒子へと崩壊するので、tau の崩壊モードを選択する事は signal のイベントトポロジーを選ぶ作業と同等である。tau の代表的な崩壊モードを表 3.4 に与える。

表 3.4 より tau の崩壊モードを 1 prong だけに限ってもイベントは大きく減らないため、イベントトポロジーとして tau の 1-prong decay モードを選んだ。表 3.3 のカットフローでは、track=2 を要請した場合における tau と stau のイベントの減り方が非対称であるが、これは制動放射により $\Delta E(\text{GeV})$ のエネルギー欠損を持つ電子陽電子ビームから生成される tau 粒子が、親である電子陽電子間にエネルギーの不均衡があるため重心系において生成されていないので Back to Back に出ず、前方に集中するこ

Cut\Process	Signal	$\tau\tau$	$\gamma\gamma$ +bhabha	WW,ZZ
No Cut	68078	634295	2.1e+07	190141
Track = 2	45637	307758	1.2e+07	90170
$p_T > 5$ GeV for each track	38699	271367	5.5e+06	83325
$ \cos\theta_{mis} < 0.9$	35685	152974	2e+06	47382
$E_{vis} > 20$ GeV	35522	152925	776037	47366
$ \cos\theta < 0.8$ for each track	29202	119089	613837	17439
Acoplanarity > -0.93	19171	12152	130612	9679
$(\theta_{12})^{*2}/E_{vis} > 3.0/400$...Basic Cut	18555	814	15804	6447
Basic Cut + Lepton ID Cut ^{*3}	14760	563	2813	1877
Basic Cut + $ d0 /\sigma(d0) > 2.0$	16693	464	2248	554

表 3.3: 全 Cut Flow

decaymode	分岐比 (%)
$\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$17.82 \pm 0.04\%$
$\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	$17.39 \pm 0.04\%$
$\tau \rightarrow \pi^-\nu_\tau$	$10.91 \pm 0.07\%$
$\tau \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$	$25.51 \pm 0.09\%$
$\tau \rightarrow \pi^-2\pi^0\nu_\tau$	$9.51 \pm 0.11\%$
All modes with one charged particle	$85.36 \pm 0.07\%$
All modes with three charged particle	$15.19 \pm 0.08\%$

表 3.4: τ の崩壊モード [20]

とでビームパイプへと抜けるイベントが多発し、飛跡の再構成に失敗しているからであると思われる。こうした $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}^+\tilde{\tau}^-$ と $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ における tau 粒子の $\cos\theta$ 分布 (シグナルの場合は $\tilde{\tau} \rightarrow \tau G$ の tau の $\cos\theta$ 分布) を次図 3.5 へと与える。

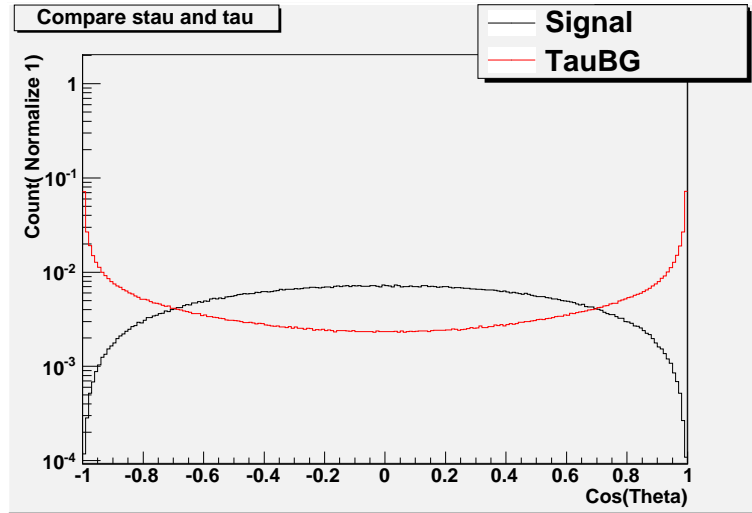


図 3.5: シグナルと tau pair BG の $\cos\theta$ 依存性
(注) 比較のために両分布は 1 へと規格化してある

3.2.4 $\gamma\gamma$ 対策

続いて、まず、特に多い $\gamma\gamma \rightarrow ll$ はビーム軸を走る電子陽電子が発した仮想光子の結合する事で生じるため、横方向運動量が低くなる。また、仮想光子を発した電子陽電子は、低い横方向運動量しか渡さずにどちらか片方が前方検出器に hit せずビームパイプを抜けていく事が多い。結果として、電子陽電子を正面衝突させる事で保存していた運動量に巨大な欠損が現れ、missing momentum のビーム軸との角度が小さくなるケースが現れる。また、 $\gamma\gamma \rightarrow ll$ で再構成されるエネルギーが低い。以下の図 3.2.4 と 3.2.4 に横方向運動量と $\cos(\theta_{mis})$ および再構成されたエネルギー E_{vis} の分布を示す。

ここで $\gamma\gamma \rightarrow ll$ を落とすため、Track1 本に $p_T > 5\text{GeV}$ と $|\cos\theta_{mis}| < 0.9$ 、および $E_{vis} > 20\text{GeV}$ を要求した。

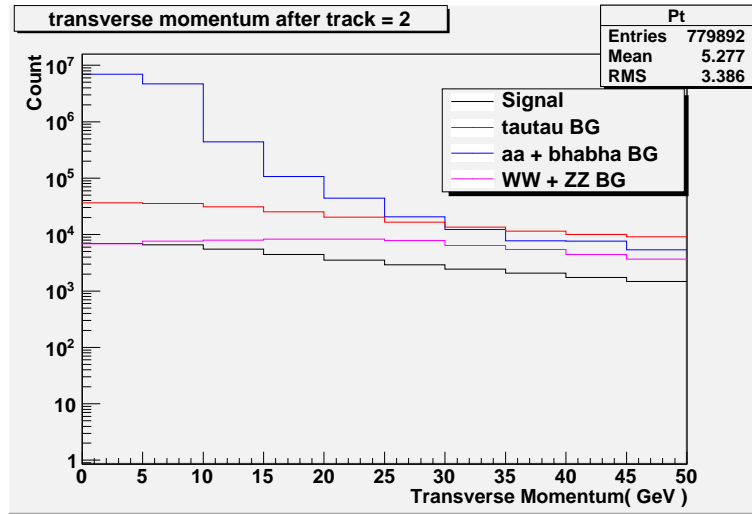


図 3.6: p_T distribution
track = 2 を施行した後の分布図

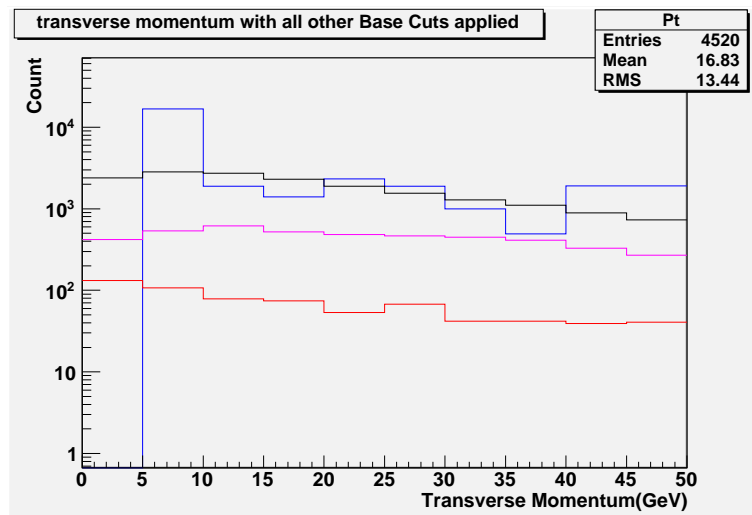


図 3.7: p_T distribution2
自分以外の Cut を施行した後の分布図

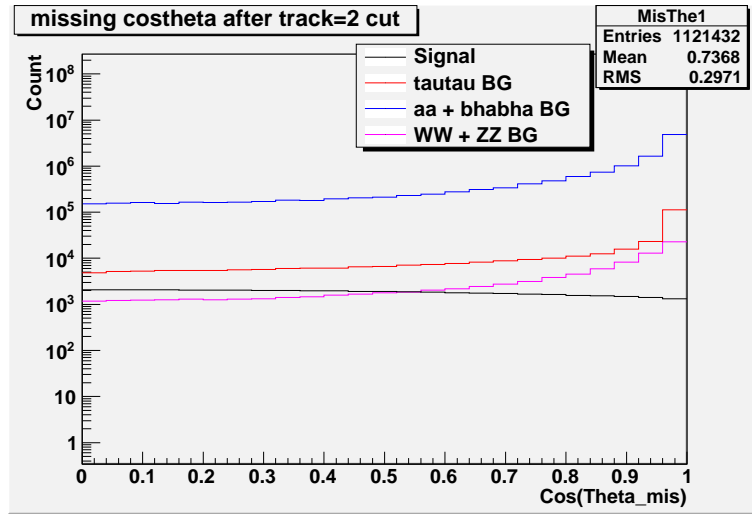


図 3.8: $|\cos \theta_{mis}|$ distribution
track = 2 だけ施行した後の分布図

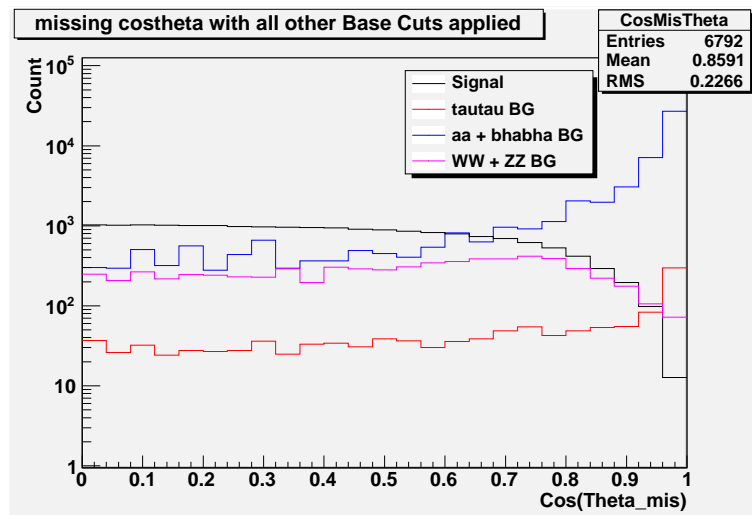


図 3.9: $|\cos \theta_{mis}|$ distribution2
自分以外の Cut を施行した後の分布図

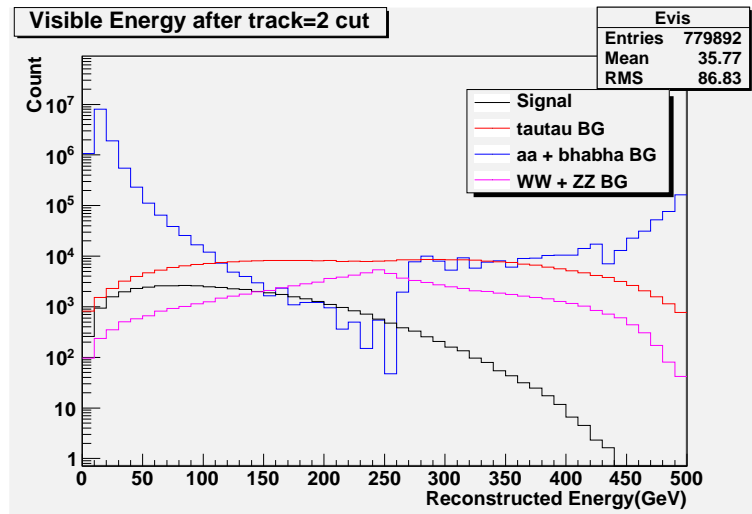


図 3.10: Reconstructed Energy distribution
track = 2 だけ施行した後の分布図

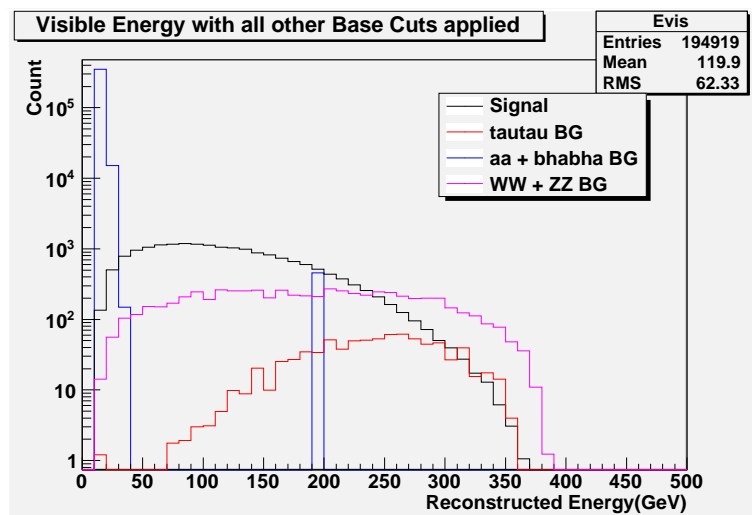


図 3.11: Reconstructed Energy distribution2
自分以外の Cut を施行した後の分布図

3.2.5 角分布 Cut

ILC実験のような高エネルギー環境では、bhabha 散乱は t チャンネルのみが寄与していると考えてよく、特にビーム軸近くの角度で散乱断面積が大きくなる。そのため、ビーム軸方向成分に $|\cos(\theta)| < 0.8$ ときついカットを掛けることで対策を行った。ついで、ILC実験のビーム環境 $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$ でシグナルである stau は $m_{\tilde{\tau}} = 120\text{ GeV}$ と十分重くブーストの影響は小さいが、一方で、 $m_{\tau} = 1.78\text{ GeV}$ より十分大きいいため、ブーストにより τ の崩壊生成物はほとんど広がりを持たず $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$ はほぼ Back to Back に出る。この差分を利用して Acoplanarity > -0.93 を要求する事で Back to Back like なイベントを落とした。以下の図 3.2.5 に track=2 だけ要求した後の $\cos\theta$ と Acoplanarity の分布を示す。

このままではまだ tau pair が多量に残るため、更に補完的なカットを掛ける。一般に、制動放射によるエネルギーの損失により衝突点で反応する電子陽電子にはエネルギーの不均衡が現れるが、このような状況下では衝突点で生成された粒子の飛跡はビーム軸方向に歪む。stau pair 生成には (stau の質量を 120 GeV であるため) 最低でも 240 GeV のエネルギーを持ったビームが必要である一方で、tau は高々 3.6 GeV 程度のエネルギーがあれば生成できる。つまり、ILCにおけるビーム環境では、tau は制動放射によるエネルギー損失が大きいビームでも容易に生成出来る分、stau よりも tau のイベントに三次元的な角度の歪みが大きく現れる。この違いから三次元的な角度と再構成されたエネルギーの分布に separation が現れるため、ここを落とす事で S/N が改善する。この分布図を図 3.16 に示す。また、tau の対生成の分布では radiative return も見え、これを落とす効果もある。このカットの運動学的背景については Appendix で考察しておいた。

3.2.6 Final Cut

本解析の最終的な目標は GMSB SUSY の $O(1\text{eV})$ の gravitino の質量の決定精度を見積もる事であり、そのためには式 3.1 から stau の質量と崩壊寿命を決定する事が必要となる。一般に、 $d0/d0$ error を取る事でカスケード崩壊する粒子とそうでない粒子の間に大きな Separation を得る事ができるため、 $d0/\sigma d0$ は stau と他の粒子とを識別する非常に強力なカット条件となる。ここで、stau の崩壊寿命の決定には d0 を使用するため $d0/\sigma d0$ を使用する事は出来ないが、stau 質量決定に関しては可能である。その

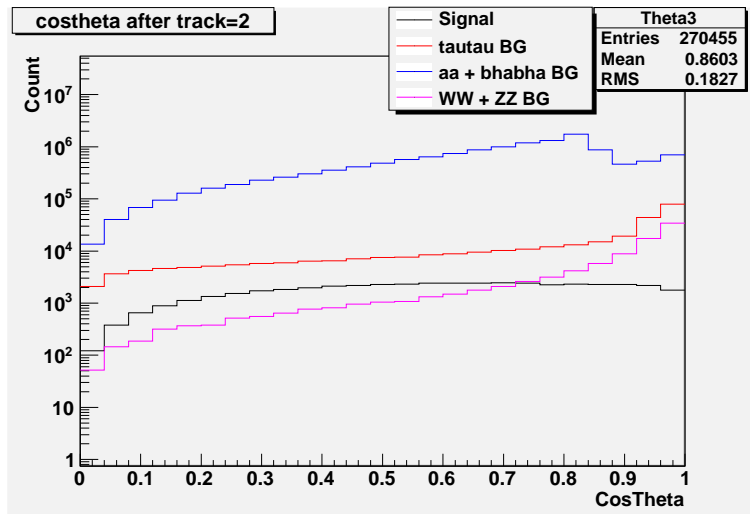


図 3.12: $|\cos\theta|$ distribution
track = 2 だけ施行した後の分布図

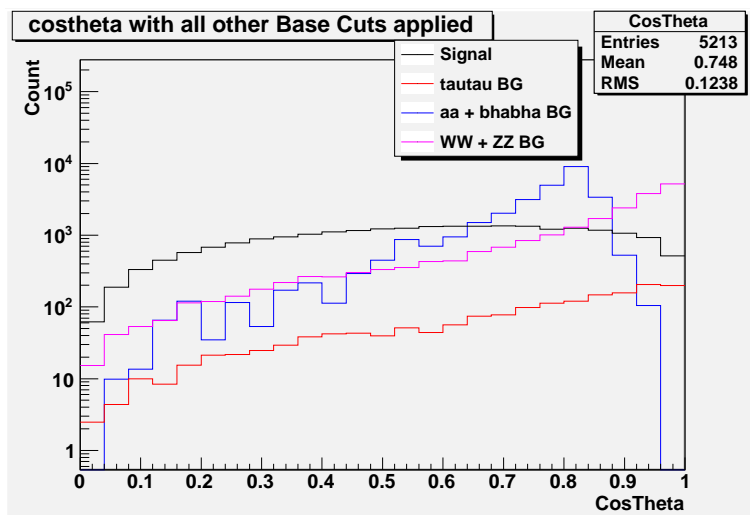


図 3.13: $|\cos\theta|$ distribution2
自分以外の Cut を施行した後の分布図

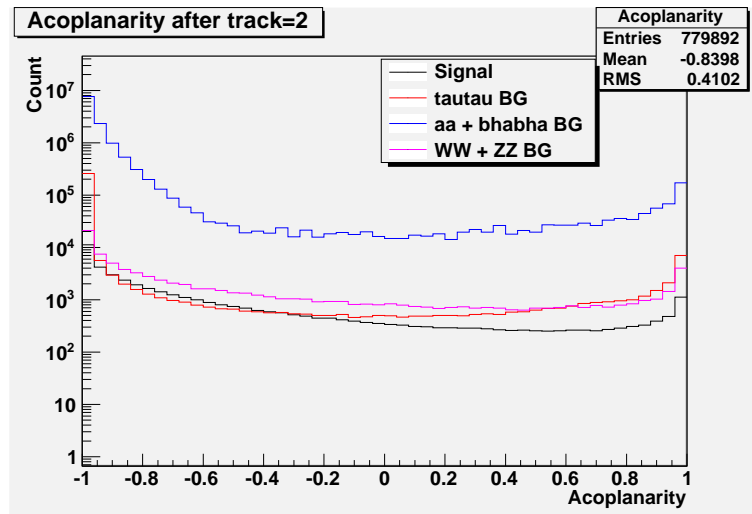


図 3.14: Acoplanarity distribution
track=2 だけ施行した後の分布図

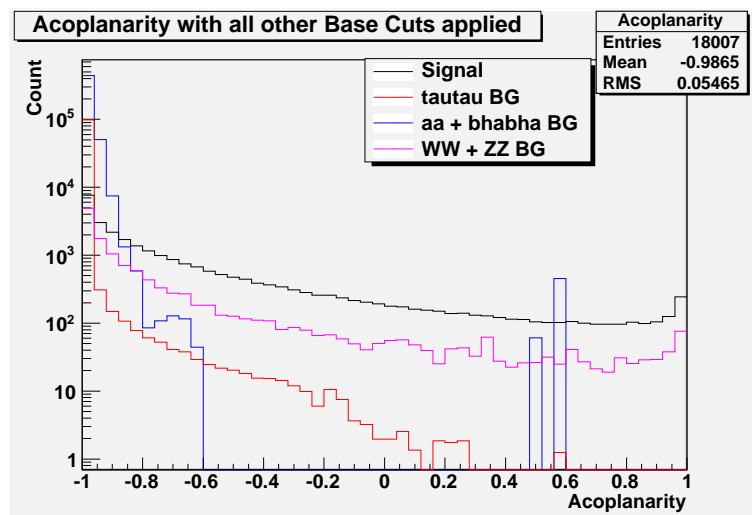


図 3.15: Acoplanarity distribution
自分以外の Cut を施行した後の分布図

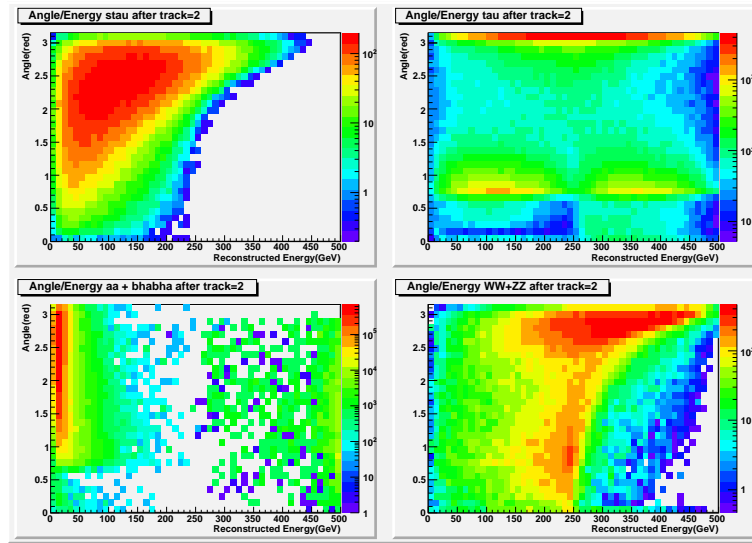


図 3.16: θ_{12}/E_{vis} カット分布比較図
track =2 のカットだけ掛けた後の分布図

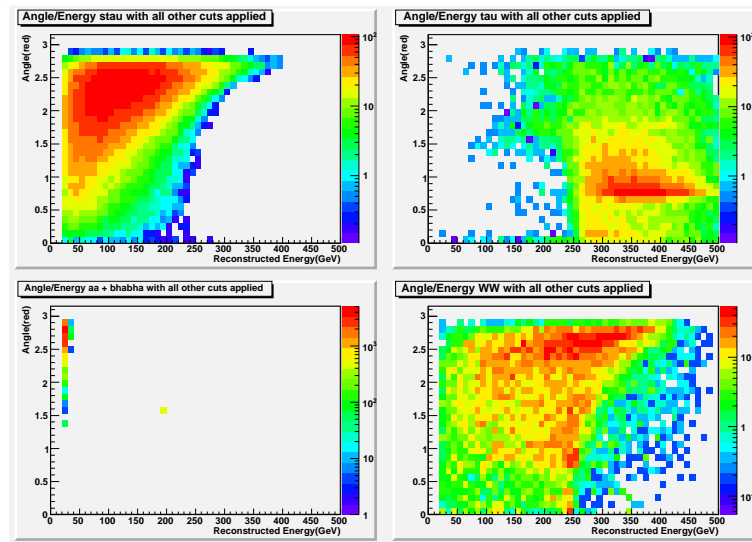


図 3.17: θ_{12}/E_{vis} カット分布比較図
自分以外のカットを全て掛けた時の分布図

ため、章 3.3 において行う stau 質量決定の解析で施行する最終的なカット条件として、前章まで考慮してきた表 3.3 における Basic Cut に $d0/\sigma(d0)$ を追加したカットを使用するものとする。以下の図 3.18 に $d0/\sigma(d0)$ の分布図を示す。

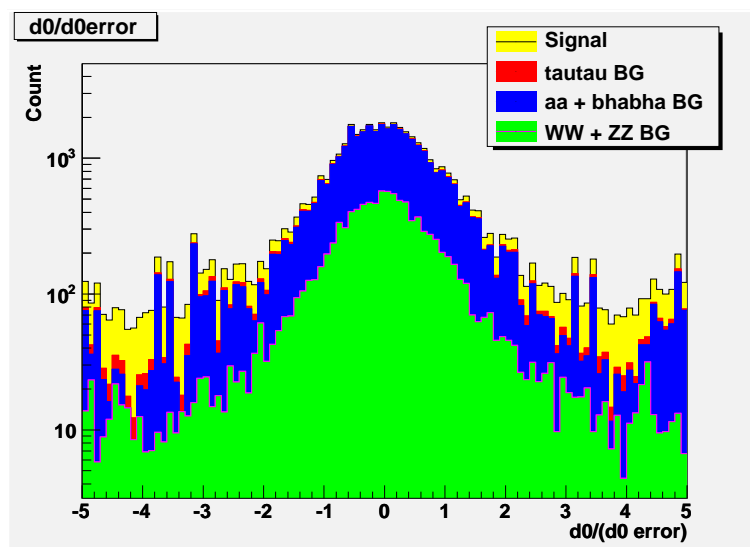


図 3.18: $d0/d0error$ の分布図

一方、 stau 崩壊寿命測定用の解析では表 3.3 における Basic Cut の時点でシグナルよりも多く残っている WW と $\gamma\gamma$ を落とす事を第一に考える必要がある。 $WW \rightarrow ll$ と $\gamma\gamma \rightarrow ll$ をレプトン毎のアバンダンスへと分けたものが次表である。

Cut \ Process	total	ee(+ $\nu\nu$)	$\mu\mu(+\nu\nu)$	e $\mu(+\nu\nu)$	e $\tau, \mu\tau(+\nu\nu)$	$\tau\tau(+\nu\nu)$
bhabha+ $\gamma\gamma$ BG	15804	5428	4698	\	\	3616
WW Background	6447	1330	537	1500	2622	458

表 3.5: $\gamma\gamma$ BG と WWBG のレプトン組成比

この表 3.5 を参考にすると、 $\tau\tau \rightarrow ee2\nu, \mu\mu2\nu, e\mu2\nu$ の比率が半分以上ある。二本の track の内で少なくとも一本が leptonic decay でない事を要請した場合に失われるシグナルの数は (先に挙げた表 3.4 にある tau の崩壊分岐比を参考にして 1 prong の 85% を 100% に規格化すると) $(2 \times 0.15 \times$

$(100/85)^2 \times 18555 \simeq 2300$ である一方で、(表 3.5 を参考にすれば) バックグラウンドは $5428 + 4698 + 1330 + 537 + 1500 \sim 13500$ も落とせるため、S/N の大幅な改善が可能となる。二本の track の内で少なくとも一本が leptonic decay でない事を要請する為には電子、ミューオン由来のイベントを ID する必要がある。それを実現するため、電磁カロリメータに落としたエネルギーが全検出器に落としたエネルギーの 92% 以上であるイベントを electron id (e1id) として見なし、全検出器に落としたエネルギーが飛跡検出器で測定したエネルギーの 50% に満たないイベントを muon id (e2id) と見なすことで Particle ID を行った。この ID の妥当性を示す証拠として、下図 3.19, 3.20 へ $WW + ZZ$ と $\gamma\gamma$ 由来の e1id と e2id の分布を与えておく。この Particle ID を使用して二本の track の内で少なくとも一本が leptonic decay でない事を要請するカットを掛けた結果を表 3.6 と 3.7 に与える。表 3.6 と 3.7 の結果より、Lepton id Cut を掛ける事で S/N を $18555:230645 \sim 1:1.24$ から $14760:5253 \sim 1:0.36$ と大幅に改善させる事が出来る事が分かる。このカットは d0 をカットとして使わないので、stau 崩壊寿命決定の解析で使用される。

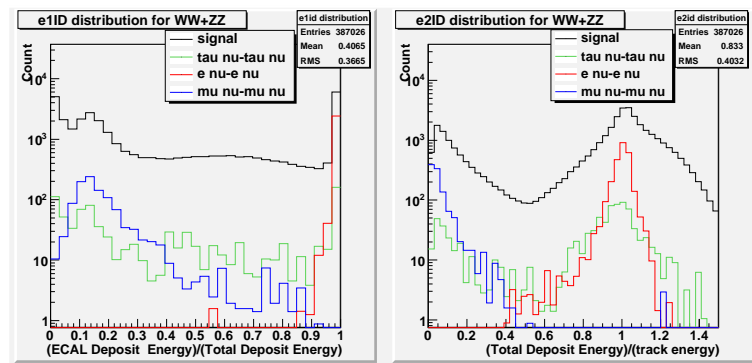


図 3.19: WWBG の Particle ID 変数の分布

3.3 stau mass analysis

表 3.3 の $d0/\sigma(d0)$ カットの結果を使い、ILC 実験における stau 質量決定に伴う誤差の評価をトイモンテカルロの方法を用いて行う。

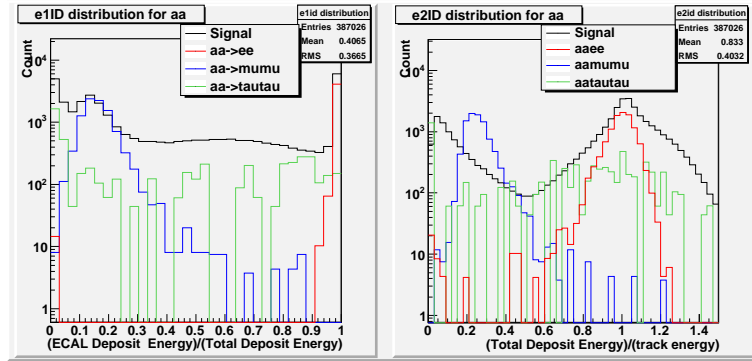


図 3.20: $\gamma\gamma$ BG の Particle ID 変数の分布

Cut\Process	Signal	$WW \rightarrow ee, \mu\mu, e\mu$	$WW \rightarrow e\tau, \mu\tau$	$WW \rightarrow \tau\tau$
$\theta_{12}/E_{vis} > 3.0/400\dots$ BASE	18555	3366.8	2622	458
BASE + drop ee	17543	2052	2265	424
BASE + drop $\mu\mu$	17622	2832	2402	439
BASE + drop both e and μ	14760	19	1489	369

表 3.6: Lepton ID Cut for WWBG

3.3.1 stau mass の決定

stau 粒子崩壊で得られる Tau Jet Energy distribution は、衝突点で生成された stau の崩壊生成物が持つエネルギーに相当する。図 3.21 に Tau Jet のうちでも、Track Energy のシグナルとバックグラウンドを重ね書きした分布を与える。

この Track Energy distribution の edge を関数のフィッティングにより取得することが出来れば、その値を stau の質量に依存した最大エネルギー関数の解であると見なすことで数値的に stau 質量を計算できる。その運

Cut\Process	Signal	bhabha	$\gamma\gamma \rightarrow ee$	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	$\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$
$\theta_{12}/E_{vis} > 3.0/400\dots$ BASE	18555	455	5428	4695	3616
BASE + drop ee	17543	0	25	4698	3459
BASE + drop $\mu\mu$	17622	455	5428	136	3129
BASE + drop both e and μ	14760	0	10	136	2667

表 3.7: Lepton ID Cut for $\gamma\gamma$ BG

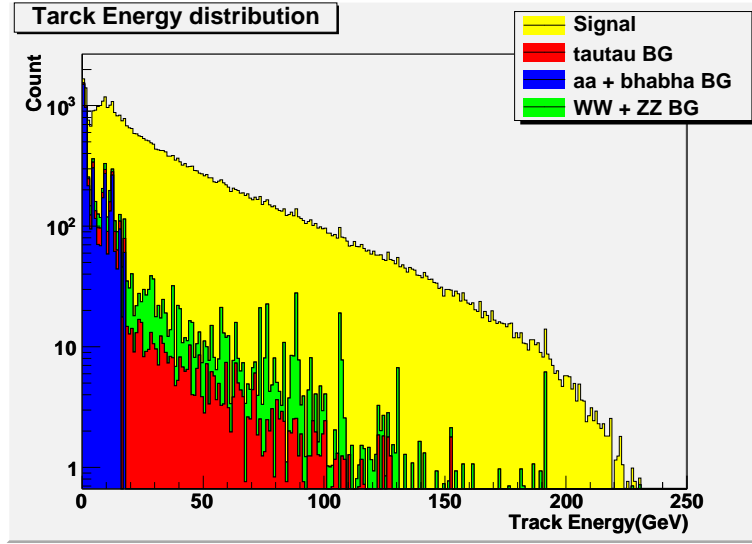


図 3.21: tau jet の Track Energy distribution

動学的背景を理解するために、静止系 S で $\tilde{\tau} \rightarrow \tau + \tilde{G}$ と崩壊する τ のエネルギー E と運動量 p をコライダーの実験系 S' へとローレンツ変換する事を考える。まず、系 S で stau が崩壊して生成された tau の持つエネルギー E は stau と tau と gravitino の質量を使って以下のように書き下せる。

$$E = \frac{m_{\tilde{\tau}}^2 + m_{\tau}^2 - m_{\tilde{G}}^2}{2m_{\tilde{\tau}}} \quad (3.3)$$

以降、 E は GeV のオーダーで考える事とする。ここで系 S' で生成された $\tilde{\tau}$ が持つ速度と平行な成分のみにローレンツ変換の影響が出るため、系 S でローレンツブーストの影響を受ける座標軸となす角度を θ と定義してローレンツ変換を次式 3.4 のように書き下す事が出来る。

$$\begin{pmatrix} E' \\ p'_{\parallel} \\ p'_{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p \cos \theta \\ p \sin \theta \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

ここで、図 3.1 より stau 生成のイベントは pair creation であり、1 個の stau には全エネルギーの半分が受け渡されるため、 e^+e^- の制動放射によるエネルギー欠損が全くない $\gamma_{max} = 250/m_{\tilde{\tau}}$ が γ ファクターの最大値となる。故に、系 S' で tau の持つ最大エネルギーは式 3.4 で $\theta = 0$ かつ γ_{max} の場合に相当し、次式 3.5 で与えられる。

$$E'_{max} = (250(\text{GeV})/m_{\tilde{\tau}})E + \sqrt{(250(\text{GeV})/m_{\tilde{\tau}})^2 - 1}\sqrt{E^2 - m_{\tau}^2} \quad (3.5)$$

今、式 3.3 の $m_{\frac{3}{2}}$ は 1eV のオーダーであるためコライダー実験においては無視でき、実質的にの右辺は $m_{\tilde{\tau}}$ だけの関数になる。この事を踏まえ、 E'_{max} を図 3.21 の edge であるから見なせば、数値的に $m_{\tilde{\tau}}$ が決定する事が出来る。本解析において edge 取得のための Track Energy fit に使用した関数を次式 3.6^{*4}に、式 3.6 でフィットした結果を図 3.22 与える。

$$f(x) = \begin{cases} g(x) = \alpha(x - \beta) \exp(\gamma x) & (g(x) > 0) \\ 0 & (g(x) < 0) \end{cases} \quad (3.6)$$

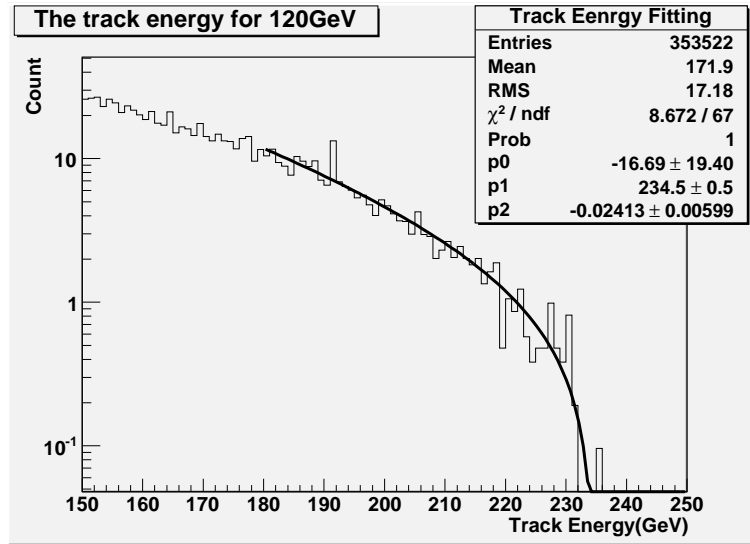


図 3.22: 式 3.6 によるフィッティング^{*5}

上記内容は多少煩雑なので、理解のために改めて stau 質量決定の procedure を以下にまとめておく。

- 1 式 3.6 で tau jet の track energy distribution をフィットする事で edge から最大エネルギーを取得する

^{*4}このフィッティング関数は文献 [21] を参考にした

^{*5} $m_{\tilde{\tau}}=120\text{GeV}, m_{\tau}=1.78\text{GeV}$ で、tau の最大エネルギーの理論値は 234.6GeV である

- 2 作業1で取得した最大エネルギーの値を式3.5の左辺に代入し、stau 質量のみの関数である式3.5の右辺に一意的な解を持たせる
- 3 式3.5に対し二分法を実行し、数値的に stau 質量の解を取得する

3.3.2 stau mass 決定精度

本研究の目的である gravitino の質量の決定精度の評価のため、式(3.1)より stau 質量に対する決定精度の見積もりを行う必要がある。そのために、Toy Montecarlo の方法による stau 質量決定の模擬実験を多数行い、得られた結果の広がり进行评估する事で stau 質量に関する決定精度の見積もりを行った。以下にその Procedure をまとめる。

- 1 模擬実験に使用する元のサンプルとして、1 イベントが持つ不定性が 0.1 以下であるような 70 万イベントの高統計サンプルを用意する (シグナルは約 6,8000 イベント)
- 2 高統計サンプルおよびバックグラウンドのサンプルをイベントの断面積と積分ルミノシティで規格化することで、模擬実験の元となる Track Energy distribution を作る
- 3 2で作った Track Energy distribution を 1(Bin/GeV) 分割し、Bin 毎に Poisson 分布を振る事により、模擬実験一回分に相当するエラーを付与した Track Energy distribution を生成する
- 4 章 3.3.1 で述べた方法に従い、生成した Track Energy distribution に対して edge fit を実行することで stau 質量を決定し、それを模擬実験一回分の実験結果と見なす
- 5 3~4 の作業を一万回繰り返す
- 6 3~5 の作業の結果として、ガウス関数状の広がりを持った stau 質量分布を得るので、それをガウス関数でフィットする
- 7 最後に、フィッティングで得られた標準偏差を実験一回分につきまとう誤差であるとみなす

Toy Montecarlo の方法により得られた模擬実験一万回分の stau 質量分布の広がりを図3.23に与える。結果として、stau 質量決定に伴う誤差は1.56 GeVと見積もられた。従って、stau 質量の真の値 120 GeV に対して、相対精度 $\frac{\Delta m_{\tilde{\tau}}}{m_{\tilde{\tau}}} = \frac{1.56}{120} \sim 1.3\%$ で stau 質量を決定できた事となる。

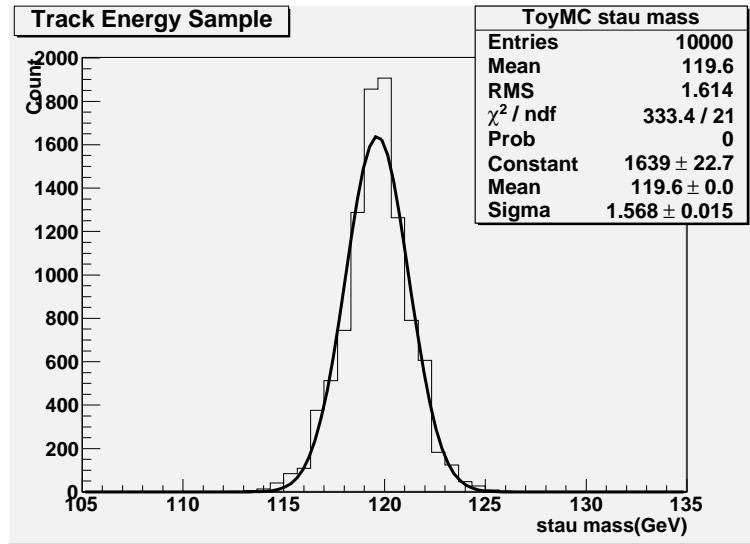


図 3.23: TrackEnergyFit の結果

3.4 stau lifetime analysis

表 3.3 の Basic Cuts + Lepton id Cut の結果を使い、ILC 実験における stau lifetime 決定に伴う誤差の評価をトイモンテカルロの方法を用いて行う。

3.4.1 stau lifetime の決定

章 3.1 にも述べたように、崩壊寿命が長いほど d_0 の分布の平均値が大きくなるため、実験結果と stau 崩壊寿命を変えた template sample 間で chi square analysis を行うことで stau 崩壊寿命決定を行う事ができる。chi square analysis を可能とする為には、次の

- シグナルとバックグラウンドに separation が現れる

- stau 崩壊寿命を変えた template sample 間に違いが現れる

が必要となる。これを確認するため、まず、次図 3.24 に $100\mu\text{m}$ のサンプルとバックグラウンドを重ね書きした d0 distribution を与える。図 3.24

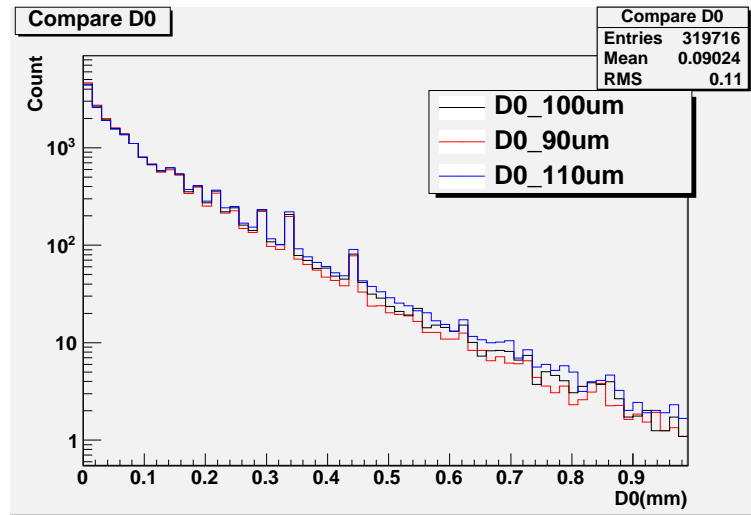


図 3.24: d0 Energy distribution for $100\mu\text{m}$

からは stau と他の分布に separation が現れている事が確認できる。

続いて、template sample 間に違いが現れることの確認のため、 $90\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$ 、 $110\mu\text{m}$ の各サンプルを重ね書きした分布を図 3.25 に与える。図 3.25 からは stau の崩壊寿命に依存して分布に違いが見られる事が読み取れる。

多少煩雑であるため、理解の助けのため以下に崩壊寿命決定に使用した template fit の procedure を与える。

- 1 stau 崩壊寿命が $\tau_{\tilde{\tau}} = 100\mu\text{m}, 90\mu\text{m}, 110\mu\text{m}$ の stau pair creation のサンプルを、1 イベントの持つ不定性が 0.1 以下となるような高統計の 70 万イベント (シグナルは約 6,8000 イベント) で用意する
- 2 1 にバックグラウンドを重ね書きしたサンプルに対してイベントの断面積と積分ミノシティで規格化を行い、chi square analysis に使用する固有の d0 distribution を持った template サンプルを生成する

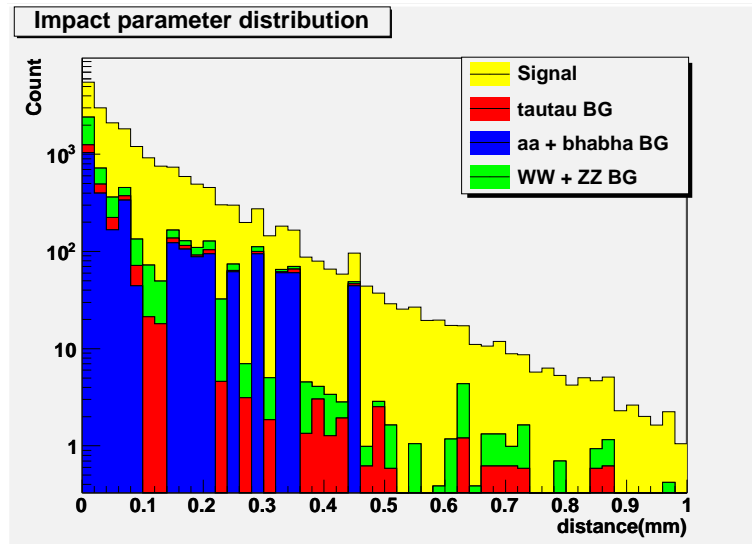


図 3.25: Compare lifetime dependence for d_0

- 3 実験結果の d_0 distribution のサンプルも 2 と全く同じ様にして準備する
- 4 実験結果と template fit サンプルの d_0 distribution を同じ Bin 数へと分割し (例: $1(\text{Bin}/\mu\text{m})$)、一対一に対応した Bin 毎の統計数に対して reduced chi square をとる
- 5 横軸を各 template sample に対する崩壊寿命、縦軸をその reduced chi square の値とし、二次関数でフィティングを行い、その最小値を最も崩壊寿命らしい点と見なすことで τ 崩壊寿命の決定を行う

ここで chi square は

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\text{Template}(\text{Bin}_i))^2 - (\text{Poisson}(\text{Bin}_i))^2}{\text{Error}(\text{Bin}_i)}$$

で定義した。また、本解析では二次関数フィットをきれいに行う為に以下の式で Error を定義したものを使用した。

$$(\text{Error}(\text{Bin}_i)) = \sqrt{\text{Template}(\text{Bin}_i)^2 + \text{Poisson}(\text{Bin}_i)^2}$$

普通の chi square の error の定義 $(\text{Error}(\text{Bin}_i)) = \sqrt{\text{Template}(\text{Bin}_i)}$ で得られる結果はバイアスが現れて平均値からずれるので、これは appendix に

与えておく*6。採用した chi square に対するフィットの一例を図 3.4.1 に与える。こうして、d0 distribution を使って間接的に stau の崩壊寿命の決定が行うことができる。

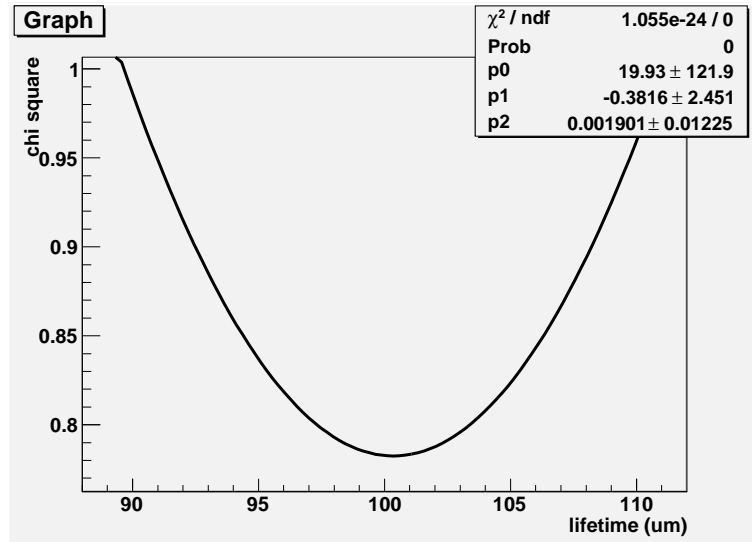


図 3.26: 放物線フィットの例
縦軸が一回分の chi square、横軸が崩壊寿命

3.4.2 stau lifetime 決定精度

本研究の目的である gravitino の質量の決定精度の評価のため、式 (3.1) より stau 崩壊寿命に対する決定精度の見積もりを行う必要がある。そのために、Toy Montecarlo の方法による stau 崩壊寿命決定の模擬実験を多数回行い、得られた実験結果の持つ広がり进行评估する事で stau 質量決定精度の見積もりを行った。

以下にその procedure をまとめる。

- 1 模擬実験に使用する元のサンプルとして、1 イベントが持つ不定性が 0.1 以下であるような 70 万イベントの高統計サンプルを用意する (シグナルは約 6,8000 イベント)

*6ただし、平均値にコンスタントな差分があるので calibration は可能ではある。バイアスが現れる事以外は両結果にほとんど違いはない。

- 2 高統計サンプルおよびバックグラウンドのサンプルをイベントの断面積と積分ルミノシティで規格化することで、模擬実験の元となる d0 distribution を作る
- 3 2で作った d0 distribution を $1(\text{Bin}/\mu\text{m})$ に分割し、Bin 毎に Poisson 統計を振る事で模擬実験一回分に相当するエラーを付与することで、固有の d0 distribution を生成し、これを一実験分の実験結果と見なす
- 4 3で生成した実験結果を用いて、章 3.4.1 で述べた template fit を実行することで stau lifetime を決定し、それを模擬実験一回分の実験結果と見なす
- 5 3~4 の作業を一万回繰り返す
- 6 3~5 の作業の結果として、ガウス関数状の広がりを持った stau 質量分布を得るので、それをガウス関数でフィットする
- 6 最後に、フィッティングで得られた標準偏差を実験一回分につきまとう誤差であるとみなす

Toy Montecarlo の方法により得られた分布の広がりを図 3.27 に与える。結果として、stau 質量決定に伴う誤差は $1.96\mu\text{m}$ と見積もられた。従って、stau 崩壊寿命の真の値 $100\mu\text{m}$ に対して、相対精度 $\frac{\Delta\tau_{\tilde{\tau}}}{\tau_{\tilde{\tau}}} = \frac{1.96}{100} \sim 2.0\%$ で stau 崩壊寿命を決定できた事となる。

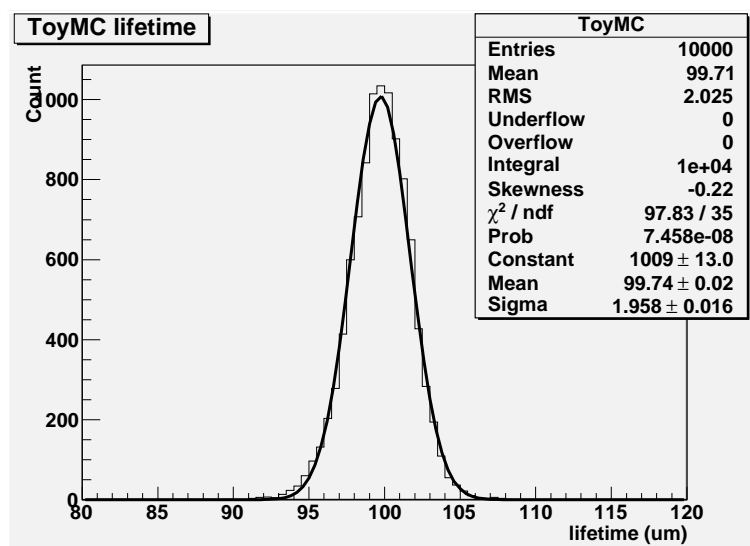


図 3.27: template fit の結果

3.5 gravitino 質量決定精度

gravitino の精度は、式 (3.1) から次式 (3.7) のように決定できる。

$$\frac{\Delta m_{\frac{3}{2}}}{m_{\frac{3}{2}}} = \sqrt{\left(\frac{5}{2} \frac{\Delta m_{\tilde{\tau}}}{m_{\tilde{\tau}}}\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\Delta \tau_{\tilde{\tau}}}{\tau_{\tilde{\tau}}}\right)^2} \quad (3.7)$$

前章で得た stau 質量決定の相対精度 $\frac{\Delta m_{\tilde{\tau}}}{m_{\tilde{\tau}}} \sim 1.3\%$ と、stau 崩壊寿命決定の相対精度 $\frac{\Delta \tau_{\tilde{\tau}}}{\tau_{\tilde{\tau}}} \sim 2.0\%$ を式 (3.7) に対して代入すると、 $\frac{\Delta m_{\frac{3}{2}}}{m_{\frac{3}{2}}} \sim 3\%$ と約 3% の相対精度で gravitino 質量決定を行う事が出来ることが示された。

また、章 1.3.3 を参考にすれば、超対称性カイラル多重項の真空期待値 $\langle T \rangle$ (もしくは GMSB 模型の基本的なパラメータであるメッセンジャー粒子の質量 M と定数項 C_{grav} の積) の最高決定精度が約 3% となる。

第4章 解析結果のまとめおよび 今後の課題

4.1 本解析の結果

本研究は、ILC 実験における $O(1 \text{ eV})$ の gravitino を持つ GMSB モデルに対する検証能力の評価を行う事が目的である。そのために、ILC の実験の環境を再現したフルシミュレーション上においてビームパラメータを $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ 、積分ルミノシティ 500fb^{-1} 、ビーム偏極 $(P_R, P_L) = (80\%, -30\%)$ 、NLSP を質量 120GeV で崩壊寿命が $100\mu\text{m}$ である右巻き stau であるとした条件で模擬実験を行い、モデルの存在の証拠となる gravitino 質量決定を試みることでその決定精度の評価を行った。

上記解析条件の下では、gravitino の質量は stau の質量と崩壊寿命のみの関数となり、実質的には gravitino 質量決定精度は模擬実験から取得した stau 質量と崩壊寿命を焼き直すことで得られる。

本研究では stau 質量決定に関しては tau ジェットエネルギーの edge の取得による決定を試みた。結果として tau の track energy distribution では edge にバックグラウンドが現れず、stau 質量の取得に成功し、stau 質量の決定精度の値は、理論値 120GeV に対して相対精度約 1.3% であった。

一方、stau 崩壊寿命に関しては、 d_0 分布の比較によるテンプレートフィットにより決定を試みた。結果として、 d_0 分布にはシグナルとバックグラウンドとの separation が得られ、stau 崩壊寿命の取得に成功し、stau 崩壊寿命の決定精度の値は、理論値 $100\mu\text{m}$ に対して相対精度は約 2.0% であった。

得られた相対精度を gravitino 質量決定精度に焼き直した結果として、ILC 実験では stau 質量 120GeV 、stau 崩壊寿命 $100\mu\text{m}$ のケースにおいて約 3% の相対精度で gravitino 質量を決定する能力を持つ事が分かる。また、1.3.3 より GMSB 模型の基本的なパラメータである超対称性カイラル多重項の真空期待値 $\langle T \rangle$ (もしくはメッセンジャー粒子の質量 M と定数項 C_{grav} の積) の最高決定精度も約 3% になる事が分かった。

以下では、stau 質量、崩壊寿命を変化させたとき、結果がどう変化するかを推定してみる。

4.1.1 解析結果への stau 質量変化の影響

まず、stau 質量を変化させた場合について考える。例として stau 質量 $120 \text{ GeV} \rightarrow 150 \text{ GeV}$ にしたケースを取り上げる。このとき、現在の $\tan\beta$ の値で断面積は $136.1 \rightarrow 95.2(\text{fb}^{-1})$ と変化し、 $\tilde{\tau} \rightarrow \tau\tilde{G}$ で tau が持つ最大エネルギーは $234.6 \text{ GeV} \rightarrow 225.0 \text{ GeV}$ となる。上記断面積の減少は edge 付近の統計量を減らし、最大エネルギーの変化は edge 付近の統計量を増大させる効果を持つ。ここで、統計量変化の影響を単に比率で表すとすると、edge 付近の旧統計量 N と新統計量 N' の関係を考えてとき、 $N' = N \times (95.2/136.1) \times (234.6/225.0) \simeq 0.73N$ となり、統計エラーの相対精度として $1/\sqrt{N'} \simeq 1/(0.85\sqrt{N})$ を得る。この結果を stau 質量取得精度に当てはめてみると、edge 付近の統計量が減少するため 1.3%であった相対精度は劣化し、数値をそのまま統計エラーの効果と信じてしまうなら $1.3\% \rightarrow 1.5\%$ 程度となる。逆に stau 質量を軽くするなら、逆の議論が可能となり結果は改善する方向に向かう。ただし、lep の結果より 100 GeV 以上の stau を考えるのが妥当であるため、質量を下げる余地はあまりない。

4.1.2 解析結果への stau 崩壊寿命変化の影響

続いて、崩壊寿命を変化させた場合について考える。ただし、本解析では崩壊寿命の測定をテンプレートフィットで決定しており定量的な評価が難しいため、ここでは定性的な評価を行うことにする。本解析ではテンプレートフィットで使用した Impact Parameter 分布として d_0 を代用している為、崩壊寿命の変化による d_0 への影響は z 軸方向に掛けられた磁場により xy 平面を回転運動する荷電粒子の運動だけを調べれば決まる。そこで、衝突点で生成された質量 120 GeV の stau が $t=0$ で x 軸方向に崩壊寿命分: $c\tau_{\tilde{\tau}}$ だけ走るケースを考え、 x, y 成分をテーラー展開する。

$$x = ((p_{\tilde{\tau}}c)/(eBc)) \sin((eBc^2\tau_{\tilde{\tau}})/E_{\tilde{\tau}}) = (p_{\tilde{\tau}}c/E_{\tilde{\tau}})c\tau_{\tilde{\tau}} \quad (4.1)$$

$$y = ((p_{\tilde{\tau}}c)/(eBc)) ((1 - \cos(eBc^2\tau_{\tilde{\tau}}))/E_{\tilde{\tau}}) \propto O(c\tau_{\tilde{\tau}}^2) \quad (4.2)$$

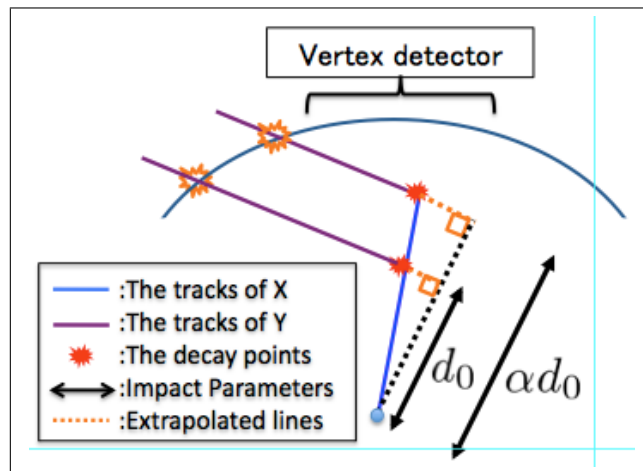


図 4.1: 寿命の違う二つのトラックの d_0 分布
 二つのトラックの寿命を $1:\alpha$ とし、 d_0 への影響を比較した。簡単のため
 磁場は無視し、崩壊距離は式 4.1 に従うと仮定してある。

上式から、 x 成分だけを考慮すればよい事が分かる。ここで、比較のために式 4.1 に従い xy 平面を運動するある任意の粒子 X, Y を仮定し、崩壊寿命だけを $\alpha (>1)$ 倍にした二つの $X \rightarrow Y$ 崩壊 d_0 分布の比較図を図示すると図 4.1 のようになる。図 4.1 から分かるように、崩壊寿命と同程度飛ぶ式 4.1 に従う粒子は d_0 分布も同倍率で大きくなる。仮に、崩壊寿命変更前のシグナルの d_0 が平均を 1 mm であった場合にバックグラウンドの d_0 分布を $\sim 0.1 \text{ mm}$ とすると、典型的には寿命を十倍にした後では d_0 の比が $10 : 1 \rightarrow 100 : 1$ になる。そのため、プレートフィットの結果はプレートサンプル間の相対的な違いしか反映しなくなり、 stau 崩壊寿命決定の相対精度は改善すると思われる。逆に崩壊寿命が短くなれば決定精度は悪くなるはずである。

4.2 今後の課題

本解析の章 3.2.6 で 2 photon background を落とす為に使用した lepton id Cut はタウ粒子同定法と同義であるが^{*1}、本来はより効率的なカロリー

^{*1}何故なら、タウは電子とミューオンとパイオンにほとんど崩壊するため、電子とミューオンが分かれば残りがパイオンであるとみなせるからである (特に中性パイオンに崩壊するものは主にタウしか無い)。

メータのヒット情報を使った tau id の開発を予定していた^{*2}。ただし、本解析においては stau のパラメータの選び方により断面積が高いまま保たれており、解析不能という事態には陥らなかったため新たな tau id の開発は断念することとなった。ただし、初めからタウ粒子同定法を用いてカットフローを抜本的に組み直した場合に結果が改善するかしないかについてはまだ答えが出ておらず、stau のパラメータをより厳しいものを選んだときにカロリメータのヒット情報を使ったタウ粒子同定法の開発が必要とされる可能性は依然としてある。

4.1.2 で述べたのとは逆に、崩壊寿命を短くするとバックグラウンドとの分離が難しくなる。崩壊寿命は式 3.2 より stau 質量を固定しても gravitino 質量を軽くすると軽くなるため、仮に崩壊寿命を本解析で使用した 6.5 eV から $O(1 \text{ eV})$ の最低の 1 eV にする事を考えると、約 1/7 しか飛ばなくなるため崩壊寿命測定精度の悪化が予想される。こうした飛ばない stau にはバックグラウンドとの分離が重要となるため、結果によってはカットフローの見直しが必要となる可能性がある。

本解析ではテンプレートフィットに使用するデータの組を 3 点しか用意していなかったが、3 点しか無いデータの二次関数フィットは必ずできるためフィットのエラーの推定が出来ていない。また、章 3.4 で触れたように、本来の χ^2 のエラーの定義である $\sqrt{\text{Template}}$ を使用しても平均値が中心にこない事から、テンプレート間の χ^2 の変化がそもそも二次関数に従っていない可能性が示唆されている。従って、テンプレートサンプルの数を増やして崩壊寿命測定精度の評価を行う事が望ましい。

本解析では track energy の分布の edge から stau 質量を決定したが、ほかの質量決定方法として threshold scan がある。また、stau の崩壊寿命決定法としてテンプレートフィットを用いたが、tau の 3 prong 崩壊のバーテックスを組む事で崩壊寿命の測定を行う方法もある。こうした他の手段を用いた stau 質量決定と stau 崩壊寿命決定により gravitino 質量決定精度が改善する可能性があるため、試行する価値が十分ある。

^{*2}そのため表題にタウ粒子同定法に関する記述がある

第5章 謝辞

まず最初に、指導教官である山下了先生に対して感謝の意を伝えさせていただきます。山下先生には週一回のミーティングで研究や解析の進め方についてご意見いただいたり、学会発表のスライド作りや発表練習を見ていただいたりと、研究全般に渡って精力的に指導していただきました。非常に多忙であるにもかかわらず、学生の指導に対しては親身になってお時間を割いていただきました事に対し、この場を借りて改めてお礼を述べさせていただきますと思います。本当にありがとうございました。

本研究を進めるにあたり、特に大きく支えていただいたのが末原大幹先生と田辺友彦先生です。プログラムの書き方から始まり、プレゼンやスライド作りのノウハウ、ILC夏の合宿等のILCの物理教育、会議への参加、学会発表やこの修士論文の研究の進め方など、ここで書き尽くせない程公私両面で大きく支えていただきました。この場を借りて改めて感謝の意を伝えさせていただきますと思います。

また、本研究はILCの物理グループの中で行われた内容をほぼ踏襲しているため、グループの関係者全員に謝意を表したいと思います。特に、kekの藤井恵介先生には、ILCの一般会議において研究を報告させていただいた際に何度も解析内容をチェックをしていただき、東京大学の松本重貴先生と諸井健夫先生には、本研究の理論的背景についてご教授していただいたりと、非常にお世話になりました。この場で特別の感謝の意を表したいと思います。

修士一年のJPARCでの研究においては、研究室の先輩である音野瑛俊さん、生出秀行さん、現在東京大学に所属の三島賢二先生、現在九州大学に所属しておられる吉岡瑞樹先生に当時の研究と学会発表の内容およびプレゼンについて時に厳しく指導していただきました。当時の教育に対し、この場を借りて改めて感謝の意を伝えさせていただきますと思います。

ます。

また、研究室の後輩である山田崇人さんと東直くん、山下研究室出身で現在 kek に所属である森田祐一さんとメルボルン大学所属である久保田隆至さんには、日々のミーティングにおいて貴重なご意見などをいただきました。

同期の後藤嵩史君、田中薫君、ジャクリンヤンさん、南雄人君、千葉哲平君、そして同じ部屋にいた佐々木雄一さんや結束晃平さん、山口博史さん、二ノ宮陽一さん、東裕也さん、大谷育生くんを初めとする ICEPP の先輩後輩方のおかげでこの研究生活がより楽しいものなり、かけがえのないものとなりました。この場で皆様に感謝の意を表させていただきたいと思います。

ここで、心置きなく研究に打ち込める環境を作りに協力してくれた家族に対して、最大の感謝の意を伝えたいと思います。この論文を書き上げられたのはひとえに家族の協力のおかげであるといえます。感謝してもし足りません。

最後にですが、今一度皆様に感謝の意を述べて、本論文を閉じたいと思います。

第6章 補足

この修士論文の内容は2011年6月から2012年2月までの研究の成果をまとめたものです。ですが、その後も本研究は継続されており、修士論文作成時の研究内容から大きな前進が見られました。その際に解析内容の変更や間違いのある箇所の修正も行っています（例えば、template fit による stau 寿命決定の解析においては、本文ではカイ二乗のエラーをプレートサンプルの数の平方根を用いて定義しているが、現在の研究では一実験結果の数の平方根を用いてエラーを定義している）。そのため、本研究内容に興味を持たれた方は、本修士論文の内容ではなく、必ず物理学会および国際学会の発表、ILC の internal note、そして将来的にまとめられるであろう論文の内容の方を参照にさせていただきようお願いいたします。とはいえ、この修論は補足資料として用いるには有用であると思います。

また、本来の修士論文のタイトルは「国際リニアコライダーにおけるタウ粒子同定法とそれを用いた GMSB モデルにおける gravitino 質量決定法の研究」でしたが、本文における「今後の課題」の箇所でも触れた通り、本解析においてはタウ粒子同定を行わなくても解析不能という事態には陥らなかったため新たな tau id の開発は断念することとなりました。そのため、本修士論文の研究テーマに据えていたタウ粒子同定の研究はこの PDF ではほぼ扱われておりません。そうした背景があるにもかかわらず、本来の修論のタイトルをそのまま用いて修論内容を web 上に公開してしまうのは、私自身としては気が引けました。ですので、題名を「国際リニアコライダーにおけるタウ粒子同定法とそれを用いた GMSB モデルにおける gravitino 質量決定法の研究」というタイトルに変更にしております。ただし、本文自体はほとんど修論時代の内容になっています。

付録 A θ_{12}/E_{vis} カットの運動学的考察

この章では、運動学を用いて 3.2.2 の Cut Flow にある θ_{12}/E_{vis} でシグナルとバックグラウンドに separation が現れる理由を考察する。そのために、衝突点で生成された二つの親粒子がそれぞれ娘粒子へと崩壊するイベントを考え、相対角 θ_{12} と E_{vis} の関係を以下の条件で分類してまとめた。

- 1 IP で生成された親粒子 X が back to back に放出され、娘粒子 Y, Z へと二体崩壊する場合 (ただし $Z = \nu$ とする)
- 2 IP で生成された親粒子 X が back to back に放出され、娘粒子が Y, Z, W へと三体崩壊する場合 (ただし $Z, W = \nu$ とする)
- 3 1,2 において、ビームエネルギーに不均衡があり歪みの効果がある場合

1~3 の結果を参考にすると θ_{12}/E_{vis} Cut で S/N が改善する理由が把握できるため、最後にその理由を述べる。

付録 A.1 2 体崩壊の場合

二体崩壊の反応 $X \rightarrow YZ$ において、コライダーの実験系 S' で娘粒子 Y が持つエネルギー E' と運動量 p' は、静止系 S で Y が持つエネルギー E と運動量 $p = \sqrt{E^2 - m_Y^2}$ をローレンツ変換した次式で与えられる^{*1}。

$$E = \frac{m_X^2 + m_Y^2}{2m_X} \quad (1)$$

$$E' = \gamma E + \sqrt{\gamma^2 - 1} \sqrt{E^2 - m_Y^2} \cos \theta \quad (2)$$

$$p_{\parallel}' = \gamma \sqrt{E^2 - m_Y^2} + \sqrt{\gamma^2 - 1} E \cos \theta \quad (3)$$

$$p_{\perp}' = \sqrt{E^2 - m_Y^2} \sin \theta \quad (4)$$

ここで、式 1 で Z を ν と見なして $m_Z = 0$ とした。また、 θ は系 S で放出された Y が持つ運動量が、系 S' で運動する軸方向と成す角であり、 p_{\perp}' は運動量のその軸方向との垂直成分を、 p_{\parallel}' は平行成分を表す。今の状況を簡単に図示したものを以下の次図 1 に与える。

^{*1}章 3.3 の式 3.3 と式 3.4 参考

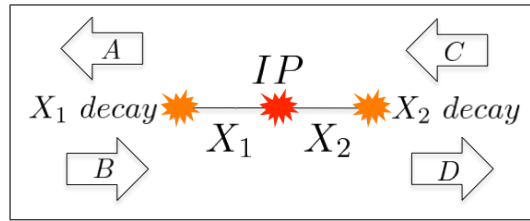


図 1: Back to Back に生成された親粒子 X が Y、Z へと崩壊する図
白矢印は崩壊した Y が放出される方向

X から崩壊した Y の持つエネルギーは式 2 だけで決まるため、図付録 A.1 にある白矢印 ABCD のの組み合わせにおいて、再構成されるエネルギーと二つの崩壊生成物のなす角の間には次の関係がある。

- 1 A,D の組では、最大エネルギー $E_{vis} = 2\gamma E + 2\sqrt{\gamma^2 - 1}\sqrt{E^2 - m_Y^2}$ となり、相対角 $\theta_{12} = 3.14$ となる
- 2 B,C の組では、最小エネルギー $E_{vis} = 2\gamma E - 2\sqrt{\gamma^2 - 1}\sqrt{E^2 - m_Y^2}$ となり、相対角 $\theta_{12} = 3.14$ となる
- 3 A,C と B,D で中間エネルギー $E_{vis} = 2\gamma E$ となり、相対角 $\theta_{12} = 0$ となる

実際には、式 2 では θ の自由度があるため上記値を連続的に変化する。従って、 $E_{vis} : \theta_{12}$ の関係は二体崩壊では次図 2 のようになる。

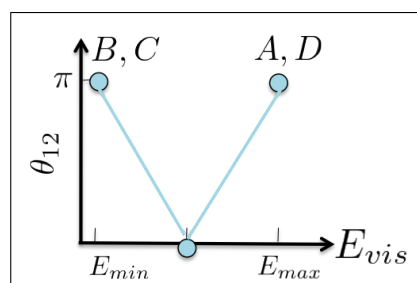


図 2: 二体崩壊の場合における θ_{12} と E_{vis} とに成り立つ関係図
丸が上記で計算したエネルギー、水色の線がエネルギーの θ 依存性
(ただし概念図であり厳密ではない)

付録 A.2 3体崩壊の場合

静止系 S における三体崩壊の反応 $X \rightarrow YZW$ において、図 3 で図示するように崩壊する娘粒子 Y のエネルギー E_Y は、親粒子 X の質量を m_X 、Z, W の質量を 0 であるとしたとき^{*2}、次の運動学的関係を持つ。

$$m_X = E_Y + E_Z + E_W \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_Y^2 &= (\vec{p}_Z + \vec{p}_W)^2 + m_Y^2 \\ &= |\vec{p}_Z|^2 + |\vec{p}_W|^2 + 2|\vec{p}_Z||\vec{p}_W| \cos \Theta + m_Y^2 \quad (6) \\ &\leq (E_Z + E_W)^2 + m_Y^2 \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow E_Y \leq (m_X^2 + m_Y^2)/2m_X \quad (7)$$

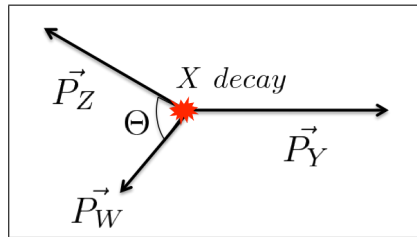


図 3: 静止系 S における三体崩壊の反応 $X \rightarrow YZW$
二体崩壊の場合と違い、粒子 Z, W の成す角 Θ の自由度が加わっており、 $\Theta = \pi$ なら Y は静止する事すら可能となる。

上式変形より次の結果を読み取る事ができる。

- 1 三体崩壊の場合に静止系 S で娘粒子 Y が持つ最大エネルギー式 7 は、二体崩壊の場合のエネルギーである式 1 と一致する
- 2 式 6 にある Θ の自由度の存在により、三体崩壊では静止系 S で娘粒子 Y が持つエネルギーは連続スペクトルになる
- 3 三体崩壊では系 S で粒子 Z, W が $\Theta = \pi$ に放出され、粒子 Y が静止する状況を考えることが可能で、その場合はコライダーの実験系 S' で Y が持てるエネルギーは γmc^2 となる

^{*2}ニュートリノであると同義

- 4 $\tilde{\tau} \rightarrow \tau \tilde{G}$ で τ が最大エネルギー 234.6 GeV を獲得し、次いで $\tau \rightarrow e \nu \nu$ と三体崩壊し、系 S では $\nu \nu$ が $\Theta = \pi$ で放出され、 e が静止している状況を考える。この状況に 3 の考察を当てはめれば、系 S' で観測されるエネルギーは $234.6/1.78 \times (0.51(\text{MeV})) \sim 6.7 \times 10^{-2}(\text{GeV})$ でほぼ 0 となる。つまり本研究で予測される三体崩壊のエネルギーの連続スペクトルの下限は 0 である。

上記結果を本解析における三体崩壊のイベントに適用すると、再構成エネルギー E_{vis} と tau jet 間相対角 θ_{12} の関係図は、ある相対角において最大値である二体崩壊と同じエネルギーから最小値 0 へと連続スペクトルを持つ分布となる事が分かる。この関係図を図示したものを次図 4 に与える。

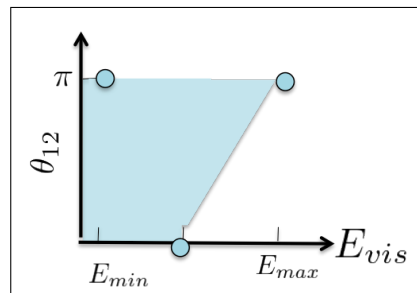


図 4: 三体崩壊の場合における θ_{12} と E_{vis} とに成り立つ関係図
丸が上記で計算したエネルギー、水色の線がエネルギーの θ 依存性
(ただし概念図であり厳密ではない)

付録 A.3 ビームエネルギーに不均衡がある場合

始状態の電子陽電子は z 軸方向に光子を吐く可能性があるため、ビームエネルギー (z 方向運動量) に不均衡があらわれ、崩壊生成物間相対角 θ_{12} は変更を受ける。 $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}^+ \tilde{\tau}^-$ の反応に対してこの効果を図示したものを次図 5 に与える。図 5 の歪みの効果から stau 崩壊生成物間の相対角は小さくなるのがわかる。従って、本解析で観測される $\theta_{12} : E_{vis}$ の関係図 4 は変更を受け、相対角 θ_{12} は小さい方にシフトする^{*3}。

^{*3}厳密には stau 粒子崩壊に続いて起こる tau 粒子崩壊生成物の放出方向を勘案する必要がある。だが、tau の質量は 1.78 GeV であり、tau が stau 崩壊後に 100 GeV 以上のエネルギーを持っていればほぼ全て前方方向にしか崩壊せずその効果は無視できる。

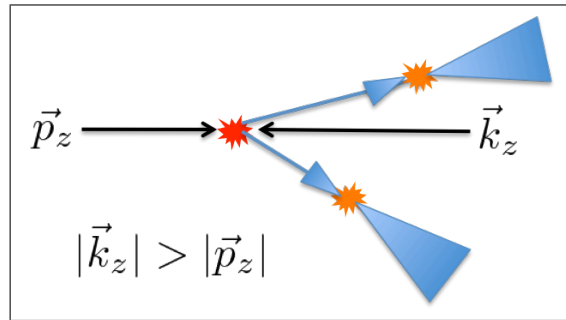


図 5: 始状態に不均衡がある場合の $\tilde{\tau} \rightarrow \tau \tilde{G}$ 反応模式図
 電子陽電子のエネルギーが同じなら Back to Back に出るが、エネルギーに不均衡があると図のようになり、結果として崩壊生成物間の相対角は小さくなる。

付録 A.4 考察

前述の議論から、ビームエネルギーに不均衡があれば、再構成エネルギー E_{vis} と tau jet 間相対角 θ_{12} の関係図 4 で θ_{12} が小さくなる事が分かった。図 5 では $e^+e^- \rightarrow \tilde{\tau}^+ \tilde{\tau}^-$ を例にとって図示したが、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ でも歪みの効果は同様に現れる。ただし、本文中で指摘したように、stau pair 生成には (stau の質量が 120 GeV であるため) 最低でも 240 GeV のエネルギーを持ったビームが必要であるが、tau pair 生成は高々 3.6 GeV 程度のエネルギーがあれば生成できるため、ILC におけるビーム環境では、tau は制動放射によるエネルギー損失が大きいビームでも容易に生成出来、stau よりも tau のイベントに三次元的な角度の歪みが大きく現れる。この違いから、stau と tau のイベントの三次元的な角度と再構成されたエネルギーの分布に separation が現れるため、 θ_{12}/E_{vis} で高エネルギー側の小相対角を切る事で S/N が改善する。

付録 B Error を $\sqrt{\text{Template}}$ にした stau lifetime analysis の結果

付録 B.1 stau lifetime 1 フィット結果

放物線フィットの一例を図6に与える。

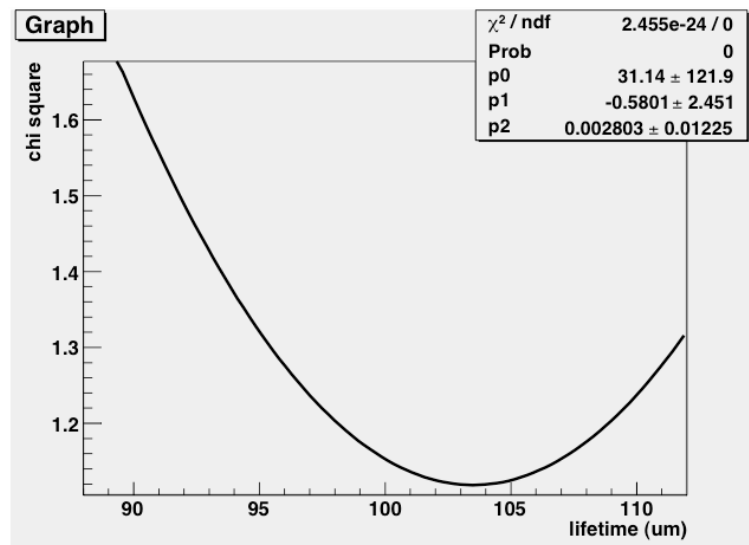


図 6: 放物線フィットの例
縦軸が一回分の chi square、横軸が崩壊寿命

付録 B.2 stau lifetime 決定精度

Toy Montecarlo の方法により得られた分布の広がりを図7に与える。結果として、stau 質量決定に伴う誤差は $2.08\mu\text{m}$ と見積もられた。従って、stau 崩壊寿命の真の値 $100\mu\text{m}$ に対して、相対精度 $\frac{\Delta\tau_{\tilde{\tau}}}{\tau_{\tilde{\tau}}} = \frac{2.08}{100} \sim 2.1\%$ で stau 崩壊寿命を決定できた事となる。

尚、この結果を用いても gravitino 質量の相対精度は約 3%で決まる。

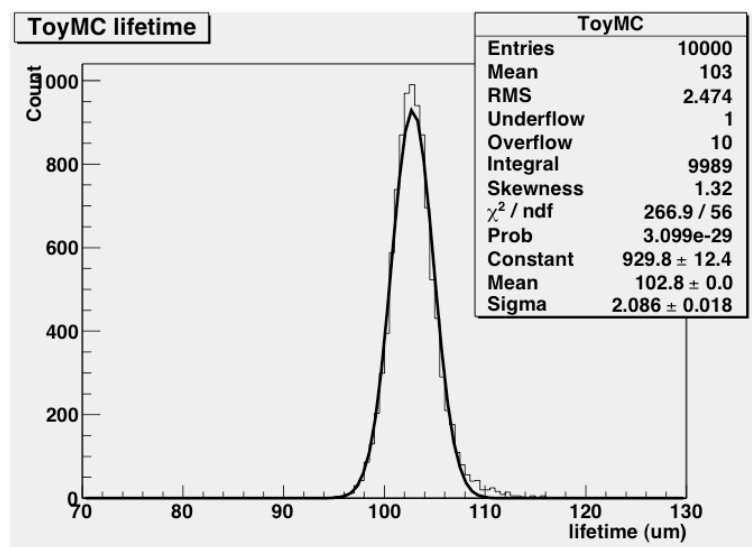


図 7: template fit の結果

関連図書

- [1] hep-ph/9503210
- [2] arXiv:1003.3155
- [3] Studying Very Light Gravitino at ILC , 東大数物 , 松本重貴 , 東大理 諸井健夫 日本物理学会 2011 年秋季大会, 弘前大学
- [4] 高エネルギー物理学の発展 (著) 長島順清 (版) 朝倉書店
- [5] Study of GMSB models with photon final states using the ATLAS, Mark Terwort ,detector http://www-atlas.desy.de/theses/Terwort_phd.pdf
- [6] arXiv:0907.3577 , Particle flow calorimetry and the Pandora PFA algorithm , M.A.Thomson
- [7] INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER REFERENCE DESIGN-REPORT ILC Global Design Effort and World Wide Study AUGUST, 2007 Volume 3: ACCELERATOR
- [8] http://cocoa.kek.jp/oho06/oho06_ohnishi_lecture.pdf , 加速器の基礎とダンピングリング , 大西幸喜
- [9] 修士論文－超伝導加速空洞の製作及びその評価－ 東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻 羽野 仁志
- [10] kek
- [11] arXiv:hep-ex/0202004 The calorimetry at the future e+ e- linear collider -Jean Claude Briant and Henri Videau Laboratoire Leprince Ringuet -Ecole Polytechnique (Dated: February 3, 2008)

- [12] ILD detector for ILC LOI の現状と技術的課題 2009 年 3 月 25 日 杉本康 KEK
- [13] The International Large Detector -Letter of Intent- by The ILD Concept Group February 2010
- [14] INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER REFERENCE DESIGN-REPORT ILC Global Design Effort and World Wide Study AUGUST, 2007 Volume 4: DETECTORS
- [15] ILD 測定器研究開発 (ILD 日本グループ)
- [16] <http://rd.kek.jp/project/mpgd/mpgd.pdf> MPGD プロジェクト 宇野彰二
- [17] 修士論文 ILC 衝突点モニター用 ピクセル検出器読み出し回路の設計開発 東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 横山康博
- [18] arXiv:1104.3624 Studying Very Light Gravitino at the ILC - Shigeki Matsumoto and Takeo Moroi
- [19] <http://www-flc.desy.de/simulation/databaseinput/>
- [20] <http://pdg.lbl.gov/2011/tables/rpp2011-sum-leptons.pdf>
- [21] arXiv:0908.0876 Prospects for the study of the $\tilde{\tau}$ -system in SPS1a' at the ILC-Philip Bechtel, Mikael Berggren, Jenny List, Peter Schade