

修士学位論文

ATLAS 実験における
TRT を用いた長寿命荷電粒子の探索能力の研究

東京大学 大学院
理学系研究科 物理学専攻
浅井研究室

東 裕也

2009 年 1 月 8 日

概要

欧州原子核研究機構 (CERN) において大型陽子衝突型加速器 (LHC) を用いた実験が 2009 年に本格的に開始される。この実験においては、超対称性粒子などの標準模型を超えた新たな物理の発見が大いに期待されている。

本論文は、LHC における実験の一つである ATLAS 検出器を用い、超対称性模型の探索について評価したものである。超対称性模型が予言する物理の描像の一つには、最も軽い超対称性粒子が長寿命な荷電重粒子となるものがあり、その場合には長寿命粒子は ATLAS 検出器において飛跡を残し、特徴的な信号を作る。

本論文では、多層の drift tube からなる連続飛跡検出器 Transition Radiation Tracker (TRT) のノイズ及び検出効率の評価を 2008 年に取得された宇宙線のコミッションングデータを用いて行った。ここで得られた TRT の性能評価に基づき、長寿命荷電重粒子の TRT を用いた探索能力の評価をシミュレーションによって行った。

目次

第 1 章	序論	2
第 2 章	超対称性模型	4
2.1	MSSM	4
2.1.1	超対称性粒子	5
2.1.2	超対称性の破れ	5
2.1.3	R-parity	5
2.2	mSUGRA	6
2.2.1	SUSY 粒子の質量	6
2.2.2	SUSY 粒子の生成	7
2.2.3	SUSY 粒子の崩壊	7
2.3	AMSB	8
2.3.1	長寿命粒子のシナリオ	10
第 3 章	LHC 及び ATLAS 検出器	11
3.1	LHC 加速器	11
3.1.1	ATLAS	11
3.2	ATLAS 検出器	12
3.2.1	Inner Detector	13
3.2.2	Calorimeter	21
3.2.3	Magnet System	25
3.2.4	Muon Spectrometer	27
3.2.5	トリガー及び DAQ	31
第 4 章	コミッショニングデータを用いた TRT のパフォーマンス	34
4.1	コミッショニングデータ	34
4.2	occupancy	35
4.2.1	drift tube 毎の occupancy	35
4.2.2	run 毎の occupancy	36
4.2.3	phi module 毎の occupancy	36
4.2.4	モンテカルロとの比較	37
4.3	検出効率	38
4.3.1	track を用いた評価法	38
4.3.2	検出効率	38
4.3.3	module 毎の依存性	40
4.3.4	run 毎の変化	41

第 5 章	検出器シミュレーション及び再構成	43
5.1	software chain	43
5.1.1	イベントジェネレーション (事象生成)	43
5.1.2	検出器シミュレーション	43
5.1.3	ディジタイゼーション	43
5.1.4	リコンストラクション (再構成)	43
5.2	検出器情報を基にした事象の再構成	44
5.2.1	電子及び光子の再構成	44
5.2.2	muon の再構成	45
5.2.3	jet の再構成	46
5.2.4	missing E_T の再構成	47
第 6 章	Tracking	48
6.1	Pattern Recognition	48
6.1.1	Histogramming Method	48
6.1.2	Hough 変換	49
6.2	track parametrization	49
6.3	track fitting	50
6.3.1	Global χ^2 fit	50
6.3.2	Kalman Filter	50
6.3.3	その他の Fitter	53
6.4	ATLAS での tracking package	54
6.4.1	iPatRec	54
6.4.2	xKalman++	54
6.4.3	NEWT	54
第 7 章	長寿命荷電粒子のシグナル及びバックグラウンド	57
7.1	TRT を用いた探索手法の決定	57
7.1.1	長寿命粒子が作る信号	57
7.1.2	長寿命粒子のサンプル	58
7.1.3	$\tilde{\chi}_1^\pm$ と $\tilde{\chi}_1^0$	59
7.1.4	AMSB イベントの特徴	60
7.1.5	track と TRT の hit 数	61
7.1.6	track の選別	63
7.1.7	calorimeter veto	63
7.2	バックグラウンドの評価	63
7.2.1	見つかったバックグラウンドの track	67
7.2.2	pixel 及び SCT の noise	68
7.3	長寿命荷電粒子の発見能力	70
7.3.1	TRT の noise	70
7.3.2	発見能力	71

第 8 章 超対称性粒子の寿命測定	74
8.1 AMSB sample	74
8.2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ が作る track	74
8.2.1 reconstruction efficiency	74
8.2.2 track quality	75
8.3 TRT を用いた寿命測定	76
8.3.1 寿命測定のアロリズム	76
8.3.2 寿命測定の結果	77
第 9 章 まとめ	80
付 録 A List of Abbreviations	82
付 録 B Kalman Gain の導出	83
付 録 C TRT の occupancy map	84

目次

2.1	GUT スケールにおける力の統一	4
2.2	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$ の崩壊	9
2.3	\tilde{W} の崩壊長	10
3.1	LHC 加速器	11
3.2	LHC トンネル内のビームパイプ	11
3.3	ATLAS で観測されたビームハローのイベント	12
3.4	ATLAS 検出器	13
3.5	Inner Detector	14
3.6	Inner Detector の断面図	14
3.7	pixel 検出器 (barrel 領域)	15
3.8	pixel 検出器 (endcap 領域)	15
3.9	SCT のモジュール	16
3.10	SCT(barrel 領域)	16
3.11	遷移放射の模式図	18
3.12	ポリエチレンからなるファイバーの拡大図	18
3.13	barrel module の drift tube の配置	18
3.14	TRT barrel module の HV plate の模式図	19
3.15	TRT barrel module の HV plate の写真	19
3.16	straw への energy deposit(20GeV の π)	19
3.17	straw への energy deposit(20GeV の電子)	19
3.18	barrel module の模式図	20
3.19	TRT barrel 領域の phi module	21
3.20	TRT の全体像 (barrel 領域)	21
3.21	TRT の拡大図 (endcap 領域)	21
3.22	ATLAS calorimeter	22
3.23	液体アルゴンカロリメータ	22
3.24	液体アルゴンカロリメータの模式図	22
3.25	タイルカロリメータ	23
3.26	タイルカロリメータの模式図	23
3.27	エンドキャップ液体アルゴンカロリメータ	24
3.28	エンドキャップ液体アルゴンカロリメータの模式図	24
3.29	フォワードカロリメータの模式図	24
3.30	Magnet System の概略図	25
3.31	solenoid 磁石	25
3.32	triod 磁石 (barrel 領域)	26
3.33	triod 磁石 (endcap 磁石)	26

3.34	Muon Spectrometer	27
3.35	MDT 全体図 (endcap 領域)	28
3.36	MDT	28
3.37	CSC	29
3.38	RPC	29
3.39	RPC の配置	29
3.40	TGC(big wheel)	30
3.41	ATLAS におけるトリガーの流れ	31
4.1	宇宙線データのイベントディスプレイ:run number 91800,event number 2260301	34
4.2	run91361 における occupancy の分布	35
4.3	run 毎の mean occupancy	36
4.4	occupancy の分布	36
4.5	A-side phi-module 毎の平均 occupancy	36
4.6	C-side phi-module 毎の平均 occupancy	36
4.7	A-side phi-module 毎の平均 occupancy(実機とシミュレーションとの比較)	37
4.8	C-side phi-module 毎の平均 occupancy(実機とシミュレーションとの比較)	37
4.9	occupancy 分布の実機とシミュレーションとの比較	37
4.10	多重散乱が及ぼす検出効率への影響	38
4.11	drift radius 及び track distance	39
4.12	track からの距離による検出効率の変化 (residual cut 要求前後)	40
4.13	track からの距離による検出効率の変化 ($P_T > 1, 5, 10, 50\text{GeV}$)	40
4.14	track との距離及び P_T の検出効率の 2 次元分布	40
4.15	drift tube の検出効率の運動量依存性	41
4.16	Layer 毎の検出効率の分布	41
4.17	Layer 毎の drift tube の検出効率の変化	41
4.18	run 毎の drift tube の検出効率の変化	42
5.1	ソフトウェア チェーン	44
6.1	TRT を用いた histogramming pattern recognition	48
6.2	track parameters	49
6.3	Kalman Filter の原理	51
6.4	DAF による fitting の過程	53
6.5	track に属する hit の推定	55
7.1	$\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊	57
7.2	AMSB イベントのイベントディスプレイ	58
7.3	$\tilde{\chi}_1^\pm$ 及び $\tilde{\chi}_1^0$ の P_T 分布	59
7.4	崩壊した $\tilde{\chi}_1^\pm$ からの π^\pm の P_T 分布	59
7.5	$\tilde{\chi}_1^0$ の P_T の vector 和 対 再構成された missing E_T	60
7.6	再構成された missing E_T	60
7.7	P_T が 50GeV 以上の Jet 数	60
7.8	Jet の P_T 分布	60
7.9	track の η と TRT(barrel) の hit 数の関係	62

7.10	$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\bar{l}nln$ プロセスにおける TRT の 3 層目における hit 数	62
7.11	$Z \rightarrow \mu\mu$ プロセスにおける TRT の 3 層目における hit 数	62
7.12	$t\bar{t}$ プロセス及び W プロセスにおける track の b-layer hit 数	65
7.13	$t\bar{t}$ プロセス及び W プロセスにおける track の precision hit 数	65
7.14	$t\bar{t}$ プロセス及び W プロセスにおける track の P_T	65
7.15	$t\bar{t}$ プロセス及び W プロセスにおける track の impact parameter d_0	65
7.16	track quality cut 後の TRT の 3 層目の hit 数	66
7.17	signal 領域の track の E_T 分布	66
7.18	領域の track の E_T 分布 (0~50GeV)	66
7.19	$t\bar{t}, W, Z, QCD$ のプロセスにおける signal 領域の track の E_T 分布	66
7.20	$t\bar{t}, W, Z, QCD$ のプロセスにおける signal 領域の track の E_T 分布 (0~50GeV)	66
7.21	background となった track	67
7.22	pixel 及び SCT の noise occupancy の各点	68
7.23	good track 及び fake track の b-layer hit 数分布	69
7.24	good track 及び fake track の precision hit 数分布	69
7.25	good track 及び fake track の impact parameter d_0 分布	69
7.26	good track 及び fake track の η 分布	69
7.27	見つかった $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track	71
7.28	quality cut 後の TRT の 3 層目の hit 数 ($\tau=1ns$)	71
7.29	発見能力 (崩壊長による変化)($m_{\tilde{g}} = 1TeV$)	72
7.30	発見能力 (\tilde{g} の質量による変化)($c\tau = 300mm$)	72
7.31	発見能力 (SUSY カットの前後による違い)	73
8.1	$\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊位置と TRT の hit 数	75
8.2	$\tilde{\chi}_1^\pm$ の track の P_T 分布	76
8.3	$\tilde{\chi}_1^\pm$ の track の d_0 分布	76
8.4	$\tilde{\chi}_1^\pm$ の track の b-layer hit 数分布	76
8.5	$\tilde{\chi}_1^\pm$ の track の precision hit 数分布	76
8.6	長寿命粒子の track 上における最も内側の drift tube の位置	77
8.7	長寿命粒子の hit した drift tube の間隔	77
8.8	特性崩壊長 266.0mm のサンプルの fit 結果	78
8.9	特性崩壊長 620.8mm のサンプルの fit 結果	78
8.10	L_T (測定値) - $L_T^{(MC)}$ 対 $L_T^{(MC)}$	79
C.1	occupancy map A-side,Layer0,phi module 0 から 15 まで	84
C.2	occupancy map A-side,Layer0,phi module 16 から 31 まで	84
C.3	occupancy map A-side,Layer1,phi module 0 から 15 まで	84
C.4	occupancy map A-side,Layer1,phi module 16 から 31 まで	84
C.5	occupancy map A-side,Layer2,phi module 0 から 15 まで	85
C.6	occupancy map A-side,Layer2,phi module 16 から 31 まで	85
C.7	occupancy map C-side,Layer0,phi module 0 から 15 まで	85
C.8	occupancy map C-side,Layer0,phi module 16 から 31 まで	85
C.9	occupancy map C-side,Layer1,phi module 0 から 15 まで	86
C.10	occupancy map C-side,Layer1,phi module 16 から 31 まで	86
C.11	occupancy map C-side,Layer2,phi module 0 から 15 まで	86

C.12 occupancy map C-side,Layer2,phi module 16 から 31 まで	86
---	----

表目次

2.1	標準模型粒子と超対称性粒子	5
2.2	色荷をもった SUSY 粒子の崩壊	8
3.1	LHC 加速器の各パラメータ	12
3.2	Inner Detector の主なパラメータ	15
3.3	pixel のパラメータ	16
3.4	SCT(barrel 領域) のパラメータ	16
3.5	SCT(end-cap 領域) のパラメータ	17
3.6	TRT のパラメータ	20
3.7	Muon Spectrometer の主なパラメータ	27
3.8	TGC のパラメータ	30
3.9	低ルミノシティ時の LVL1 trigger menu の例	32
3.10	低ルミノシティ時の High-Level trigger menu の例	33
4.1	drift tube の occupancy	35
6.1	perigee parameters	49
7.1	トリガー効率	61
7.2	バックグラウンド数の内訳 ($1fb^{-1}$)	67
7.3	noise occupancy の各点	68
7.4	noise occupancy 各点での BG 数 ($1fb^{-1}$)	70
7.5	AMSB サンプルの track 数 ($m(\tilde{\chi}_1^\pm) = 100GeV, c\tau=300mm$)	70
8.1	$\tilde{\chi}_1^\pm$ の track reconstruction efficiency	75
8.2	寿命測定の結果	78

第1章 序論

1990年代 CERN における LEP, Fermi 国立加速器研究所での Tevatron を用いた実験では, 標準模型の検証について, 世代数が3世代であることや, Higgs 粒子の存在の間接証明, top quark の発見など大きな成果を挙げている。

ただ, Higgs 粒子は未だ直接に発見はされておらず, 力の統一の鍵となる超対称性 (SUSY) 粒子や余剰次元等の標準模型を超えた物理は発見されていない。

そこでより高いエネルギー領域の開拓を目指して作られたのが Large Hadron Collider (LHC) である。現在 Tevatron が重心系エネルギーが 1.96 TeV であるのに対し, LHC はその7倍の 14 TeV のデザインとなっている。

LHC は Higgs 粒子の直接発見や, 超対称性模型等の新しい物理の開拓が期待されている実験である。

本論文の構成

本論文は全体で9章から成っている。

第2章では超対称性模型 (SUSY) に関する概観を述べる。

LHC で目指している物理として Higgs 粒子の発見や余剰次元の存在の探索等があるが, それに並び LHC の目指している物理の一つに SUSY 粒子の探索がある。ATLAS 実験においても SUSY 粒子の探索についての研究が進められており, 本論文は SUSY の一つのシナリオが预言する長寿命粒子に関する研究についてのものである。

第3章では Large Hadron Collider (LHC) および ATLAS 検出器について述べる。

LHC の概観について述べた後に, ATLAS 検出器の構成を成す各検出器について述べる。

第4章では今年夏に取得された宇宙線のデータを用いて行った TRT の性能評価について述べる。

長寿命粒子を探索するのに際し, 内部飛跡検出器である Inner Detector を用いて行う。特に Inner Detector を構成する検出器の一つである TRT を用いることで崩壊粒子の探索を行う。そのためには TRT の性能評価は非常に重要である。主に noise, 検出効率についての評価を行った。

第5章では現在の ATLAS で標準的に用いられているコンピューティングの枠組み及び解析で用いられているオブジェクトの再構成方法について述べる。

ATLAS の検出器シミュレーションから物理解析にいたるまで ATHENA と呼ばれているフレームワークがほぼ共通して用いられている。物理解析においては電子や muon, jet, missing E_T 等の object の再構成方法についてまとめる。

第 6 章では ATLAS における tracking についての外観を述べる。
長寿命粒子を探索する上でトラックをベースにして探索を行った。更には TRT の性能評価もトラックを用いて行ったものである。この章では ATLAS での tracking 手法について述べる。

第 7 章では長寿命粒子の発見能力について述べる。
途中で崩壊した長寿命粒子の探索について track 及び TRT を用いた方法を確立し、それに伴う BG の評価を行った。最終的に発見能力の評価までを行った。

第 8 章では長寿命粒子の寿命測定について述べる。
長寿命粒子を発見した後は、TRT を用いてその粒子の寿命の測定を行う。この章では、TRT を用いた寿命測定の方法及びその測定精度を述べる。

第 9 章で全体のまとめとし、本論文の結びとする。

第2章 超対称性模型

超対称性 (Supersymmetry) とは粒子のフェルミオン及びボソンの間の対称性を意味する。フェルミオンに対応するボソン, ボソンに対応するフェルミオンはスーパーパートナーと呼ばれている。

SUSY 粒子の存在が期待されている根拠となっているものに以下のものがある。

- ヒエラルキー問題及びファインチューニング問題の解決
GUT スケール (10^{16}GeV) から電弱スケール (10^2GeV) を如何にして自然に作れるかという問題である。TeV オーダーの SUSY 粒子を仮定することで, GUT スケールから電弱スケールを導くことが出来る。仮に電弱スケールを生み出しても, 輻射補正により Higgs 粒子の質量が発散するという問題が生じる。TeV オーダーの SUSY が存在すれば SUSY 粒子と標準模型の粒子のループの効果のが逆に働くため相殺が起こる。
- GUT スケールでの力の統一
TeV オーダーの SUSY が存在すると GUT スケールで $U(1), SU(2), SU(3)$ の結合定数が GUT スケールが一致し, 力が統一される。

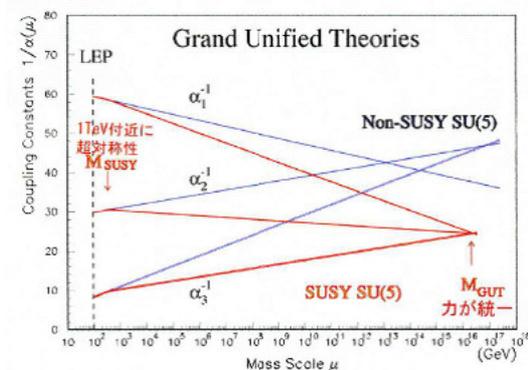


図 2.1: GUT スケールにおける力の統一

- ダークマターの候補
SUSY 粒子の中でも LSP (Lightest Supersymmetric Particle) は宇宙における暗黒物質の候補にもなっている。

2.1 MSSM

標準模型が超対称性を満たすように最小限の拡張を行ったのが Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) である。

2.1.1 超対称性粒子

標準模型粒子とそれに対応するスーパーパートナーの粒子を表 2.1 に示す。

表 2.1: 標準模型粒子と超対称性粒子

標準模型粒子		超対称性粒子	
粒子	spin	粒子	spin
quark (u,d,s,c,b,t)	$\frac{1}{2}$	squark ($\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{c}, \tilde{b}, \tilde{t}$)	0
lepton (e, μ, τ)	$\frac{1}{2}$	slepton ($\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$)	0
neutorino (ν_e, ν_μ, ν_τ)	$\frac{1}{2}$	sneutorino ($\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$)	0
Higgs (h, H, A, H^\pm)	0	higgsino ($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}^\pm$)	$\frac{1}{2}$
gauge 粒子 (γ, W^\pm, Z^0, g)	1	gaugino ($\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0, \tilde{B}^0, \tilde{g}$)	$\frac{1}{2}$
Graviton (G)	2	Gravitino (\tilde{G})	$\frac{3}{2}$

更に中性の gaugino の (\tilde{W}^0, \tilde{B}^0) と中性の higgsino ($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) は混合し neutralino ($\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$) となる。また電荷を持った gaugino の (\tilde{W}^\pm), 電荷を持った higgsino (\tilde{H}^\pm) も混ざり合って chargino ($\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$) になる。

SUSY においては Higgs のダブルレットは少なくとも 2 つは必要である。そのために Higgs の自由度は (ダブルレットの数=2)×(ダブルレットの上下=2)×(複素数=2)=8 となる。そのうち 3 つは Z, W^\pm の縦波成分に使われるので, Higgs の数は 5 つとなる。一番軽い h は標準模型と同じ性質を持ち, 他の 4 つ (H, A, H^\pm) は質量が縮退しほぼ同じである。

2.1.2 超対称性の破れ

標準模型の粒子とそのスーパーパートナーとなる超対称性粒子の質量はもともと同じものであったと考えられているが, 同じ質量の超対称性粒子は発見されていない。これは超対称性が何らかの理由で破れているからであると考えられており, そのために SUSY 粒子は標準模型よりも重くなっていると考えられている。その破れは Hidden Sector から伝わっており, その破れを伝えるものが何であるかで幾つかのモデルが提唱されている。重力の相互作用を介して伝わっているのが Super Gravity Mediation であり, ゲージ相互作用を介しているのが Gauge Mediation である。さらに Anomaly のみを介して伝わっているのが Anomaly Mediation である。

Super Gravity でのモデルでは GUT スケールでの SUSY の質量のオーダーは以下のようになっている。

$$(\text{GUT スケールでの SUSY の質量のオーダー}) = \frac{(\text{SUSY の破れのスケール})^2}{(\text{プランクスケール} = 10^{19} \text{GeV})} \quad (2.1)$$

このとき SUSY の質量が TeV オーダーの時には SUSY の破れのスケールは 10^{11}GeV のオーダーと考えられる。

2.1.3 R-parity

SUSY においては R パリティという対称性が考えられている。

$$R = (-1)^{3B-L+2S} \quad (B: \text{バリオン数}, L: \text{レプトン数}, S: \text{スピン}) \quad (2.2)$$

R パリティが保存するという事はパーテックスにおいて SUSY 粒子の数は偶数となることを意味する。SUSY 粒子が生成するときには対で生成され、SUSY 粒子が崩壊するときには崩壊先にも SUSY 粒子が存在することになる。

ただ、全ての SUSY のモデルで R パリティが保存するわけではなく R-parity Violation(RPV) のモデルというのもある。

2.2 mSUGRA

超対称性のモデルは 124 ものパラメータを持っている。minimal Super Gravity(mSUGRA) のモデルはそこから幾つかの仮定を入れてパラメータの数を 5 にしている。以下に 5 つのパラメータを挙げる。

- m_0 : GUT スケールでのスカラー粒子 (squark, slepton, sneutrino) の質量
- $m_{\frac{1}{2}}$: GUT スケールでのゲージ粒子 (gaugino) の質量
- A : trilinear coupling
GUT スケールでの Higgs と sfermion との結合の強さ
- μ : Higgsino の質量
- B : Lagrangian における Higgs の混合項のパラメータ

さらに自発的に対称性を破り、電弱スケールを再現する仮定を課すことで B, μ の代わりに 2 つの Higgs ポテンシャルが極小値をとるエネルギー (真空期待値) の比である $\tan\beta$ と μ の符号をとることが出来る。

2.2.1 SUSY 粒子の質量

100GeV スケールにおける sfermion の質量は以下の公式で与えられる。

$$m^2(\tilde{u}_L) = m_0^2 + 6.28m_{\frac{1}{2}}^2 + 0.35D \quad (2.3)$$

$$m^2(\tilde{u}_R) = m_0^2 + 5.87m_{\frac{1}{2}}^2 + 0.16D \quad (2.4)$$

$$m^2(\tilde{d}_L) = m_0^2 + 6.28m_{\frac{1}{2}}^2 - 0.42D \quad (2.5)$$

$$m^2(\tilde{d}_R) = m_0^2 + 5.82m_{\frac{1}{2}}^2 - 0.08D \quad (2.6)$$

$$m^2(\tilde{e}_L) = m_0^2 + 0.52m_{\frac{1}{2}}^2 - 0.27D \quad (2.7)$$

$$m^2(\tilde{e}_R) = m_0^2 + 0.15m_{\frac{1}{2}}^2 - 0.23D \quad (2.8)$$

$$m^2(\tilde{\nu}_L) = m_0^2 + 0.15m_{\frac{1}{2}}^2 - 0.23D \quad (2.9)$$

ただし,

$$D = M_Z^2 \cos(2\beta) \quad M_Z : Z \text{ の質量} \quad (2.10)$$

で与えられる。

\tilde{q} の第二項が $\sim 6m_{\frac{1}{2}}$ と大きいのは SU(3) の強い力の相互作用のためであり、 \tilde{l}_L の第二項が \tilde{l}_R の第二項よりも大きいのは SU(2) に対する電荷を持っているためである。

gaugino の質量は以下のように与えられる。

$$m(\tilde{B}) \approx 0.4m_{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

$$m(\tilde{W}) \approx 0.8m_{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

$$m(\tilde{g}) \approx 2.8m_{\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

\tilde{W} が \tilde{B} よりも若干重くなっているのは SU(2) の効果によるものである。また、 \tilde{g} が色荷を持った粒子の輻射補正を受けて他よりも重くなっている。

さらに同じ量子数をもつ Gaugino と Higgsino は mixing を起こす。 $(\tilde{W}^0, \tilde{B}^0, \tilde{H}_1, \tilde{H}_2)$ は mixing を起こし neutralino $(\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0)$ となり、 $(\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm)$ は mixing を起こし chargino $(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm)$ となる。

2.2.2 SUSY 粒子の生成

SUSY の生成のプロセスには以下のものがある。LHC は pp の衝突型の加速器である為、gg, gq もしくは qq の衝突により以下のような生成プロセスとなる。

- gluino pair production

$$gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \quad (2.14)$$

- gluino squark associate production

$$gq \rightarrow \tilde{g}\tilde{q} \quad (2.15)$$

- squark pair production

$$gg \rightarrow \tilde{q}\tilde{q} \quad (2.16)$$

$$qq \rightarrow \tilde{q}\tilde{q} \quad (2.17)$$

2.2.3 SUSY 粒子の崩壊

\tilde{g}, \tilde{q} の崩壊

色荷を持った SUSY 粒子の崩壊を表 2.2 にまとめる。

表 2.2: 色荷をもった SUSY 粒子の崩壊

崩壊粒子	$m(\tilde{g}) < m(\tilde{q})$	$m(\tilde{g}) > m(\tilde{q})$
\tilde{g}	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{B}^0$ $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{W}^0$ $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{W}^\pm$	$\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}$
\tilde{q}_L	$\tilde{q}_L \rightarrow q\tilde{g}$	$\tilde{q}_L \rightarrow q\tilde{W}^0$ $\tilde{q}_L \rightarrow q\tilde{W}^\pm$
\tilde{q}_R	$\tilde{q}_R \rightarrow q\tilde{g}$	$\tilde{q}_R \rightarrow q\tilde{B}^0$

$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$ の崩壊

$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$ の崩壊を図 7.27 を用いて述べる。

- I. $m(\tilde{\chi}_2^0), m(\tilde{\chi}_1^\pm) > m(\tilde{l})$ の領域である。 $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ が \tilde{l} よりも重く \tilde{l} への崩壊が可能となる。

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}, \tilde{l} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \quad (2.18)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{l}\nu, \tilde{l} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l \quad (2.19)$$

と崩壊し, event の lepton 数が多くなる。

- II. $m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m(h)$ の領域である。

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow h\tilde{\chi}_1^0 \quad (2.20)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.21)$$

- III. $m(h) > m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m(Z)$ の領域である。

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0 \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.22)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.23)$$

- IV. $m(Z) > m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0)$ の領域である。

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow f\bar{f}\tilde{\chi}_1^0 \quad (2.24)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow f\bar{f}\tilde{\chi}_1^0 \quad (2.25)$$

この領域では 3 体崩壊をする。

2.3 AMSB

mSUGRA に代表されるように主に LSP としての候補は Bino である。しかし Anomaly-Mediated Supersymmetry Breaking は異なった LSP の候補となる。以下に示すように $\tilde{B}, \tilde{W}, \tilde{g}$ の質量比は

$$M_{\tilde{B}} : M_{\tilde{W}} : M_{\tilde{g}} \approx 3 : 1 : 7 \quad (2.26)$$

と, Wino が Bino と比べて軽くなり Wino 最も軽い gaugino になる。

AMSB の基本的なパラメータは以下の通りである。

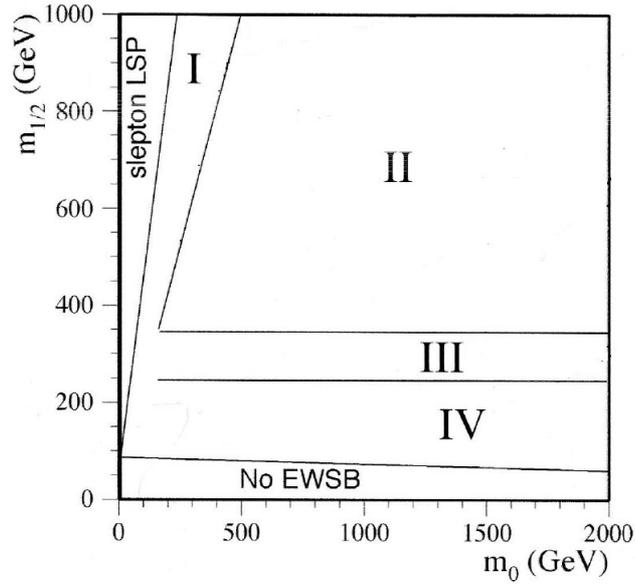


図 2.2: $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^0$ の崩壊

- $m_{\frac{3}{2}}$: GUT スケールでの Gravitino の質量
- m_0 : GUT スケールでのスカラー粒子 (squark,slepton,sneutrino) の質量
- A : trilinear coupling
- $\tan\beta$
- $sign(\mu)$

これにより gaugino の質量は, $U(1), SU(2), SU(3)$ の結合定数 g_1, g_2, g_3 を用いて,

$$M_1 = \frac{g_1^2}{16\pi^2}(11m_{\frac{3}{2}} + L) \quad (2.27)$$

$$M_2 = \frac{g_2^2}{16\pi^2}(m_{\frac{3}{2}} + L) \quad (2.28)$$

$$M_3 = \frac{g_3^2}{16\pi^2}(-3m_{\frac{3}{2}}) \quad (2.29)$$

と表される。ただし,

$$L \equiv \mu \sin 2\beta \frac{m_A^2}{|\mu|^2 - m_A^2} \ln \frac{|\mu|^2}{m_A^2} \quad (2.30)$$

であり, m_A は重い Higgs の A の質量である。

さらに, m_f^2 は $m_{\frac{3}{2}}^2$ と m_0^2 の項からなっているが, m_0 が小さいと m_f^2 が負の値を持ちタキオンとなってしまいうため, 今回は m_0 が大きい場合を考える。

AMSB モデルでは sfermion が重くおよそ $O(100)\text{TeV}$ となるため, LHC における物理には登場しなくなる。sfermion は LHC では達成し得ないエネルギー - ではあるが, gaugino の質量は $O(1)\text{TeV}$ ほどで LHC でも到達可能な範囲である。 m_0 の起源が $m_{\frac{3}{2}}$ と同じと思われるため, $m_{\frac{3}{2}} \sim 10\text{--}100\text{TeV}$ であることから m_0 も同程度であると考えられる。

2.3.1 長寿命粒子のシナリオ

Wino が最も軽くなった場合, NLSP である $\tilde{\chi}_1^\pm$ はほとんどの成分が \tilde{W}^\pm となり, LSP である $\tilde{\chi}_1^0$ は \tilde{W}^0 となる。 \tilde{W}^\pm は電荷の分の輻射補正を受けて少しだけ重くなる。その差は 100-300MeV 程度と非常に縮退している。質量の差がほぼ π 粒子の質量に近い値となっているため, 質量差の値によって NLSP である \tilde{W}^\pm は次のように崩壊する。

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \pi^\pm \quad (m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \gtrsim m_\pi) \quad (2.31)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + e^\pm + \nu \quad (m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim m_\pi) \quad (2.32)$$

$\tilde{\chi}^\pm$ と $\tilde{\chi}^0$ の質量差が π 粒子の質量よりも大きいと π 粒子へと崩壊する。質量差が π 粒子の質量よりも小さいと電子とニュートリノへと崩壊する。

更にこのとき図 2.3 にあるように, $\tilde{\chi}_1^\pm$ の寿命は $O(100)\text{cm}$ 程度となり ATLAS の検出器で観測可能となる。また, どちらの場合も崩壊した粒子は運動量が小さいために ATLAS での再構成が難しくなる。

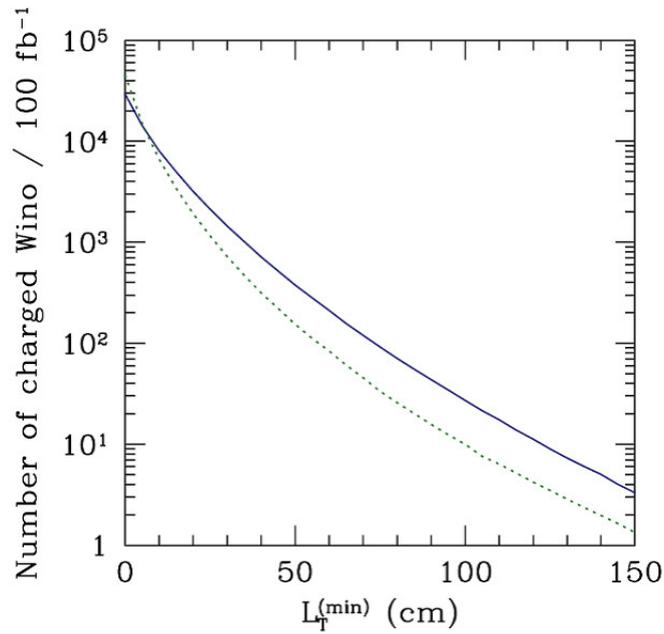


図 2.3: \tilde{W} の崩壊長

$L_T^{(min)}$ は \tilde{W} の崩壊長を表す。

図中の青の実線は $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ からの process を表し, 緑の点線は $pp \rightarrow \tilde{W}\tilde{W}$ の process による場合である。

第3章 LHC及びATLAS検出器

3.1 LHC 加速器

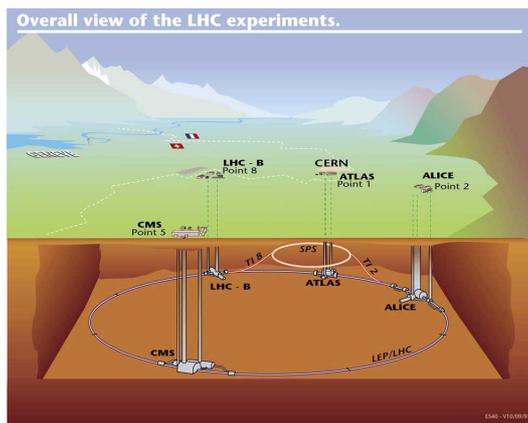


図 3.1: LHC 加速器

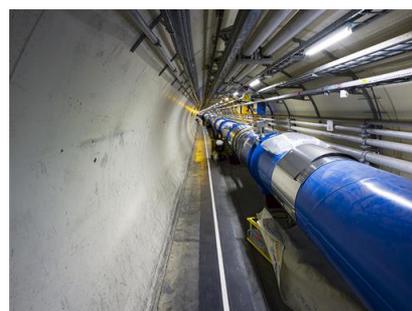


図 3.2: LHC トンネル内のビームパイプ

LHC(Large Hadron Collider)とは陽子衝突型加速器であり,欧州のCERN(欧州原子核研究機構)にある加速器施設である(図3.1)。周長は約27kmであり,地下100mにあって前実験であったLEP(Large Electron Positron Collider)用のトンネル内に設置されている。図3.2はLHCトンネル内にあるビームパイプの写真である。

表3.1はLHC加速器の主なパラメータである。最大の重心エネルギーは14TeVで陽子同士を衝突させることが出来,最終デザインルミノシティの場合には $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ であり,当初の目的の場合(low luminosity)にはその $\frac{1}{10}$ の $10^{33}cm^{-2}s^{-1}$ である。LHCでは1232本のdipole magnetが用いられており,液体ヘリウムで1.9Kまで冷却され,8.4Tの磁場が達成されている。

LHC加速器における実験は主に4つあり,ATLAS,ALICE,CMSそしてLHCbがある。さらに特定の物理に集中した実験としてLHCfとTOTEMがある。

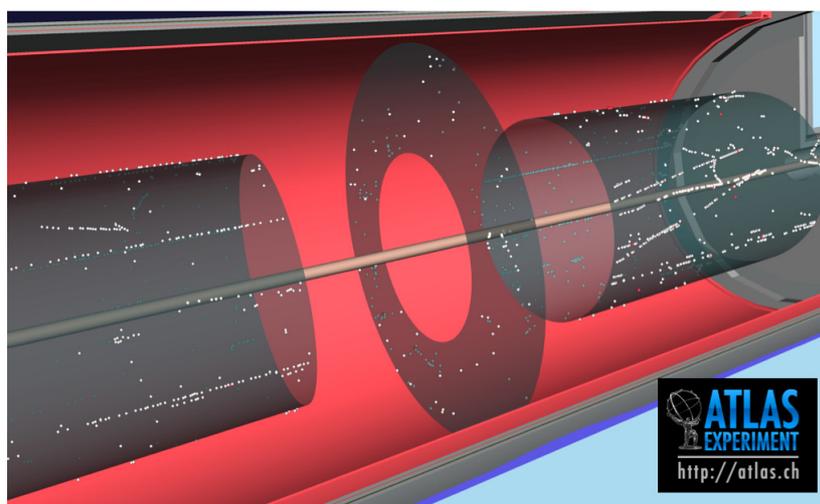
2008年9月10日にビームの入射が行われ,その日のうちに周回が達成された。ATLAS検出器でもその際のビームハローのイベントが観測され,図3.3はその時のイベントディスプレイである。現在は2009年の本格稼働に向けて準備が進められている。

3.1.1 ATLAS

ATLAS(A Troidal LHC Apparatus)実験はLHC加速器における汎用型検出器を用いた二つの実験のうちの一つである。この実験ではHiggs粒子や超対称性粒子等の標準模型を超える物理の発見が期待されており,本論文もこの実験におけるものである。検出器の詳細等については次項で述べる。

表 3.1: LHC 加速器の各パラメータ

陽子エネルギー	7TeV	入射エネルギー	450GeV
バンチ数	2808	バンチ内粒子数	1.15×10^{11}
バンチ長 (r.m.s)	7.5cm	ルミノシティ	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
周長	26658.883 m	磁場	8.33 T
バンチ衝突頻度	25ns	イベント数	19/bunch
非弾性散乱断面積	60mb	全散乱断面積	100mb
衝突ポイント	4		



beam halo event seen in ATLAS

図 3.3: ATLAS で観測されたビームハローのイベント

3.2 ATLAS 検出器

ATLAS 実験は LHC における実験の中で汎用型検出器を用いた二つの実験の内の一つである。ATLAS 実験の主な目的が, top の物理や Higgs 粒子の探索, SUSY の探索, 余剰次元の物理等, と標準模型の検証から標準模型を超える新しい物理の探索と多岐に渡る。ATLAS は長さ約 44m, 高さ約 25m である。

ATLAS 検出器は主に四つの要素からなっている。

- Inner Detector : ATLAS 検出器の中でも最も内部に位置しており, 飛跡検出器として用いられ荷電粒子の識別も可能である。
- Calorimeter : Inner Detector の外側に位置し, 粒子のエネルギーを計測する。
- Magnet Sistem : ソレノイド磁石が Inner Detector とカロリメータの間にあり, トロイド磁石はカロリメータの外側に位置し, 粒子の運動量の測定に用いられる。
- Muon Spectrometer : 透過力の強い muon はカロリメータをも通り抜ける。ATLAS の最も外側に位置する muon spectrometer で muon を識別し, 運動量を測定する。

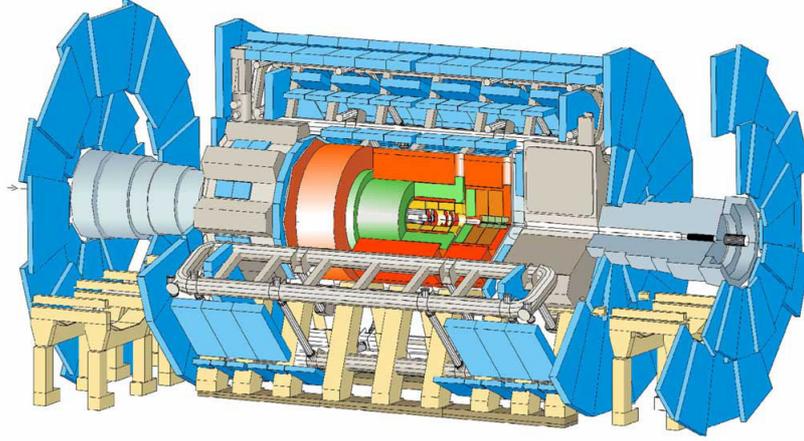


図 3.4: ATLAS 検出器

ATLAS の大域座標系のとりかたは, X 軸が LHC の内側を向き, Y 軸を垂直上向き, Z 軸をビームパイプに沿った右手系としている。また, 円筒座標系 (R, ϕ, Z) への変換は,

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} \quad (3.1)$$

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{Y}{X}\right), \phi \in [-\pi, \pi] \quad (3.2)$$

また極角 θ の定義として,

$$\theta = \cot^{-1}\left(\frac{Z}{R}\right), \theta \in [0, \pi] \quad (3.3)$$

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right), \eta \in (-\infty, \infty) \quad (3.4)$$

で定義される。 (R, ϕ, η) が一般的に用いられている。

ATLAS 検出器は主に barrel 領域 ($|\eta| < 1.3$) と endcap 領域 ($1.3 < |\eta|$) の 2 つの領域に分けられており, 場合によっては ($1.3 < |\eta| < 1.9$) を endcap 領域, ($1.9 < |\eta|$) を forward 領域と呼ぶ場合もある。また $\eta > 0$ の部分を A-side, $\eta < 0$ の部分を C-side と呼んでいる。

3.2.1 Inner Detector

Inner Detector は ATLAS 検出器でも最も内側に位置する飛跡検出器である。Inner Detector は内側から pixel 検出器, Semiconductor Tracker (SCT), Transition Radiation Tracker (TRT) の 3 つからなっている。

全長は Barrel 領域と Endcap 領域合わせて約 6m あり, 半径は約 1.1m の円筒形を成している。また, Inner Detector はソレノイド磁石内に設置され, Inner Detector 全体にソレノイド磁場がかかっている。

pixel detector

最もビームパイプに位置している検出器が pixel 検出器である。非常に高いグラニュラリティを持ち, r - ϕ で $12\mu\text{m}$, z 方向で $110\mu\text{m}$ の精度での位置測定が可能であり, module 上での 2 次元

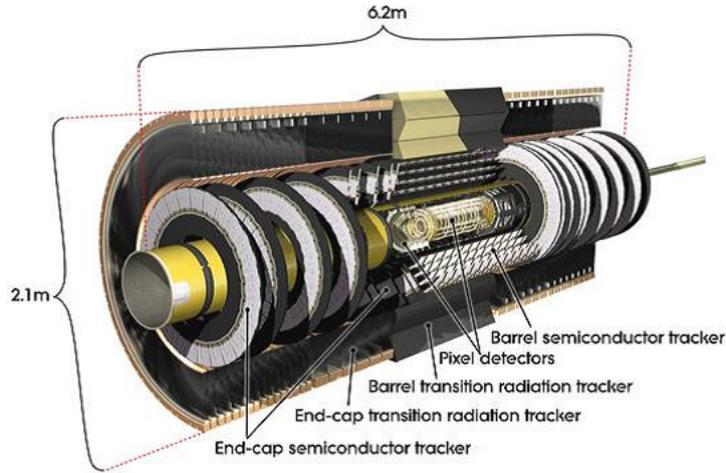


図 3.5: Inner Detector

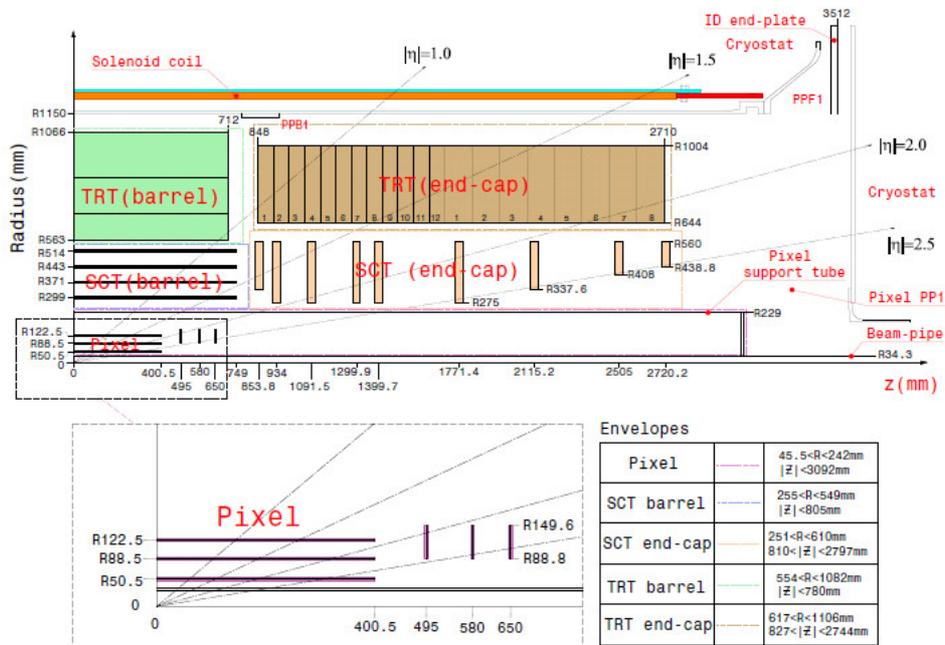


図 3.6: Inner Detector の断面図

の位置情報を与える。6.3cm × 2.4cm pixel module に 47232 の pixel があり、全体では 8000 万 pixel が 1.7m² をカバーしている。各々の pixel は 400μm × 50μm の範囲を占めている。また読み出しについてはステレオで読み出さず、pixel センサーとチャンネルとを同様に配置している。読み出しのチャンネルと pixel のセンサーとの接合には In もしくは PbSn を用いている。

barrel 領域には円筒形に 3 層配置され、endcap 領域には A-side, C-side 合わせて 6 枚の disk 状に配置されている。pixel 検出器は最も内側に位置しているため B-hadron のような長寿命ハド

表 3.2: Inner Detector の主なパラメータ

検出器	R (mm)	z (mm)
Pixel 全長	$45.5 < R < 242$	$0 < z < 3092$
Pixel barrel 領域 3 層	$50.5 < R < 122.5$	$0 < z < 400.5$
Pixel end-cap 領域 2×3disks	$88.8 < R < 149.6$	$495 < z < 650$
SCT 全長	$255 < R < 549$ (barrel)	$0 < z < 805$
	$251 < R < 610$ (end-cap)	$810 < z < 2797$
SCT barrel 領域 4 層	$299 < R < 514$	$0 < z < 749$
SCT end-cap 領域 2×9disks	$275 < R < 560$	$839 < z < 2735$
TRT 全長	$554 < R < 1082$ (barrel)	$0 < z < 780$
	$617 < R < 1106$ (end-cap)	$827 < z < 2744$
TRT barrel 領域 73 層	$563 < R < 1066$	$0 < z < 712$
TRT end-cap 領域 160disks	$644 < R < 1004$	$848 < z < 2710$

ロンの同定にも用いられる。特に最も内側は b-layer と呼ばれている。

位置分解能として barrel module では $r-\phi$ で $10\mu\text{m}$, z 方向で $115\mu\text{m}$, endcap module では $r-\phi$ で $10\mu\text{m}$, r 方向で $115\mu\text{m}$ となっている。

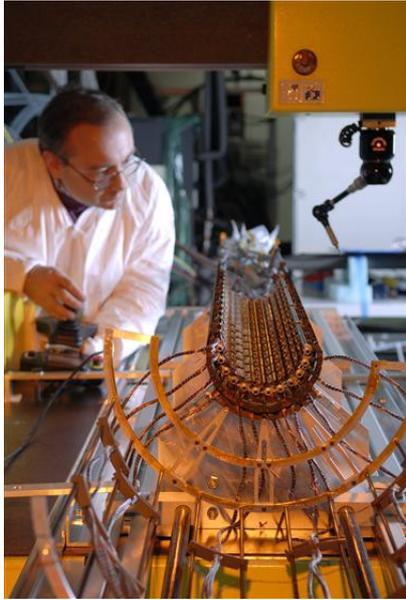


図 3.7: pixel 検出器 (barrel 領域)

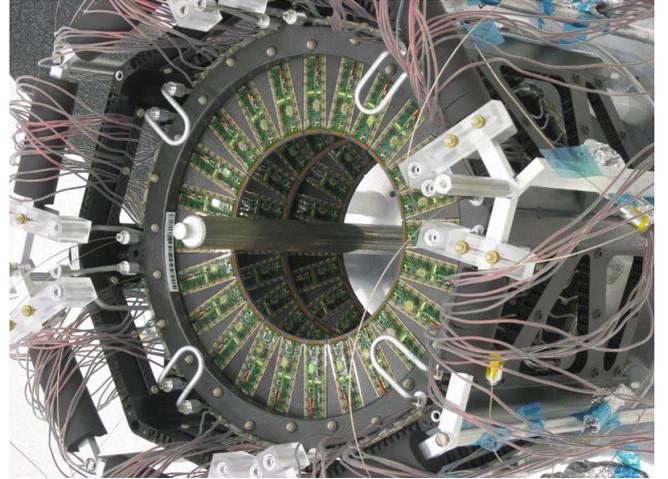


図 3.8: pixel 検出器 (endcap 領域)

Semiconductor Tracker

pixel 検出器の外側にあるのが Semiconductor Tracker(SCT)である。 $r-\phi$ で $16\mu\text{m}$, z 方向で $580\mu\text{m}$ の residual という高い精度の位置測定が可能であり, pixel 検出器と同様 SCT も module 上での 2 次元の位置情報を与える。SCT は半導体の $80\mu\text{m}$ 間隔で並んだ strip のセンサーを 40mrad ずらし合わせたもので一つの module を作っている。全体で 4088module あり, 61m^2 をカバーしている。

表 3.3: pixel のパラメータ

Barrel	R (mm)	module 数	pixel 数
Layer-0	50.5	286	13.2×10^6
Layer-1	88.5	494	22.8×10^6
Layer-2	122.5	676	31.2×10^6
End-cap (片側)	z (mm)	module 数	pixel 数
Disk 1	495	48	2.2×10^6
Disk 2	580	48	2.2×10^6
Disk 3	650	48	2.2×10^6
Barrel と両側の End-cap		1744	80.4×10^6

barrel 領域では円筒形に 4 層を成し, endcap 領域には両サイドで合わせて 18 枚の disk を作っている。

位置分解能は $r\text{-}\phi$ で $17\mu\text{m}$ である。

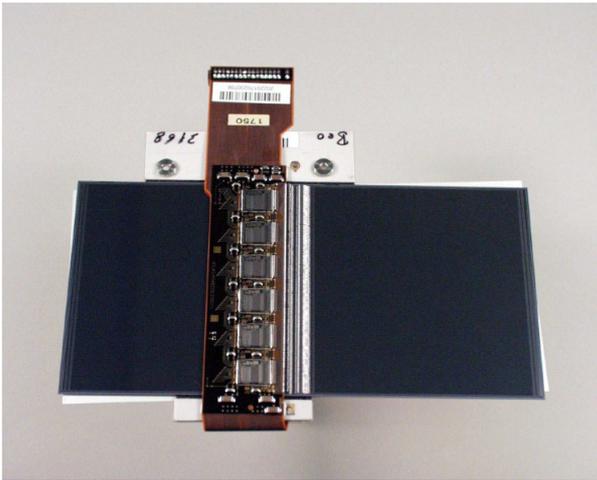


図 3.9: SCT のモジュール



図 3.10: SCT(barrel 領域)

表 3.4: SCT(barrel 領域) のパラメータ

R (mm)	長さ (mm)	module 数
299	1530	384
371	1530	480
443	1530	576
514	1530	672

Transition Radiation Tracker

Transition Radiation Tracker(TRT) はイオン化検出器としての drift tube を並べた連続飛跡検出器である。また同時に遷移輻射を用いることで粒子識別が可能な検出器である。

表 3.5: SCT(end-cap 領域) のパラメータ

Disk	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
$ z (\text{mm})$	853.8	934.0	1091.5	1299.9	1399.7	1771.4	2115.2	2505.0	2720.2	
Outer	52									
Middle	40								0	
Inner	0	40					0			

• 遷移輻射

遷移輻射 (Transition Radiation) とは相対論的粒子が非一様な物質中を通過するとき photon を出す現象である (図 3.11)。特に誘電率の異なる物質の境界を通過するときこの現象が起きる。ここでは真空と plasma 振動数 ω_p の物質の境界を電荷 ze の粒子が γ の factor をもって通過すると考える。このとき、境界を一つ通過するごとに、

$$W = \frac{1}{3}(\alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p) \quad (3.5)$$

のエネルギーを放射する。ここでプラズマ振動数 ω_p とは物質の電子密度 N_e , 真空の誘電率 ϵ_0 , 電子質量 m_e を用いて

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (3.6)$$

と表されるものである。

この W の式から分かるように, W は γ に比例している。これを利用して電子と π 等の粒子の識別に用いられる。

また遷移輻射の角度分布は前方にピークを持ち, $\theta=1/\gamma$ の広がりを持つ。放出される photon のエネルギーは平均として

$$\hbar\langle\omega\rangle \approx \frac{1}{4}\hbar\omega_p\gamma \quad (3.7)$$

を持ち, 放出される photon の個数は

$$N_{\text{photon}} = \frac{W}{\hbar\langle\omega\rangle} \propto \alpha \quad (3.8)$$

となっている。

ATLAS の TRT で用いられている radiator としてポリプロピレン及びポリエチレンが用いられている。図 3.12 は barrel module で用いられている radiator の拡大図である。end-cap module で用いられているのはポリプロピレン及びポリエチレンからなる厚さ $17\mu\text{m}$ のフォイルを重ねてあるのに対し, barrel module ではその検出器の構造からフォイルを用いるのが困難であった。そのためフォイルではなくファイバーを用いている。ポリプロピレン及びポリエチレンから直径約 $19\mu\text{m}$ のファイバーを作り, ファイバーを積み重ねて厚さ 3mm のシートを作る。この物質は密度はおよそ $0.06\text{g}/\text{cm}^3$ となっている。シートは TRT の drift tube の配列に合わせて穴を開け, そこに drift tube を通している (図 3.19 参照)。

粒子識別のために, TRT では 2 段階の threshold が設けられている。一つ目は low threshold として, 粒子によるイオン化の energy loss を判別するために 0.2keV 程度で設けられてい

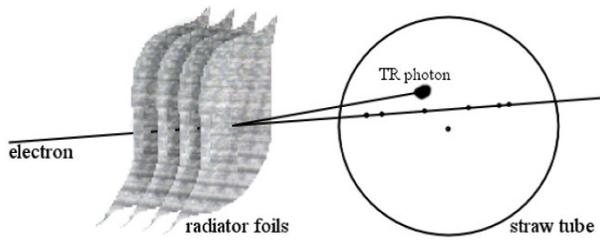


図 3.11: 遷移輻射の模式図

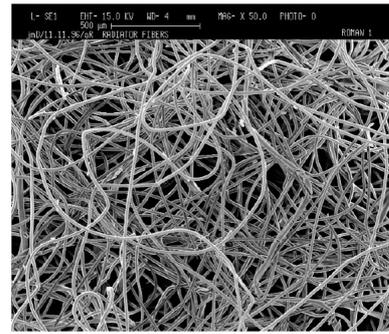


図 3.12: ポリエチレンからなるファイバーの拡大図

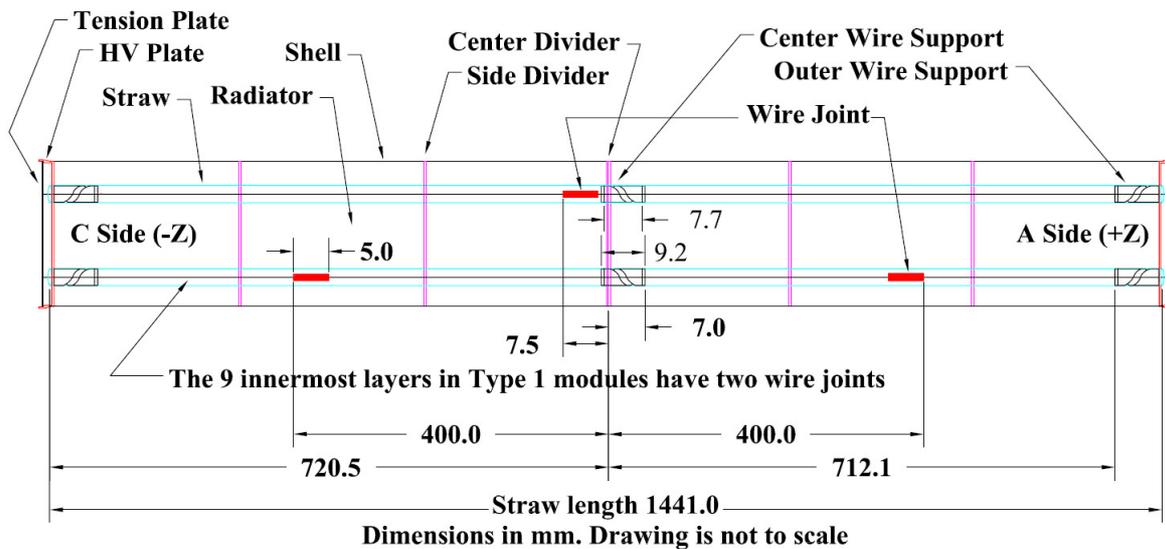


図 3.13: barrel module の drift tube の配置

る。二つ目は high threshold として、電子による遷移輻射を識別するために最適化された 6keV 程度で設けられている。

- Drift Tube

TRT では直径 4mm の円筒形の proportional drift tube が用いられている。アノードとして直径 $30\mu\text{m}$ のタングステンに約厚さ $0.5\mu\text{m}$ で金がコーティングされたワイヤーを用いている。カソードにはカーボンやアルミニウム、Kapton からなる厚さ約 $60\mu\text{m}$ のチューブが用いられている。その中にガスが Xe が 70%、 CO_2 が 27%、 O_2 が 3% 封入されている。主な成分の Xe が遷移輻射の X 線の吸収のために用いられ、 CO_2 は主にクエンチャーとしての役割で用いられている。

図 3.13 は barrel module における drift tube の配置である。1441mm の drift tube は occupancy を抑えるために中央部分で電氣的に分割されている。更に内側 9 層は $0 < |z| < 400$ の範囲は不感領域となっている。

module の両端から HV plate を通じて HV がかけられている。図 3.19 及び図 3.15 は TRT

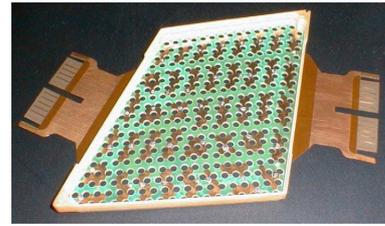
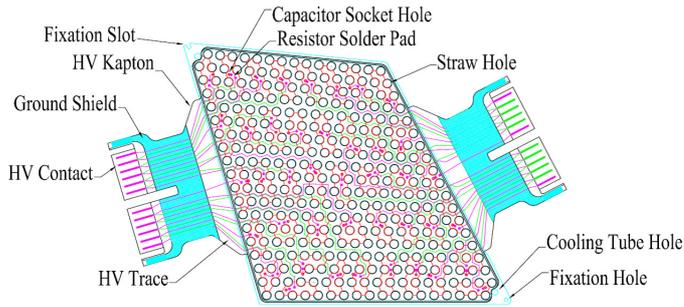


図 3.14: TRT barrel module の HV plate の模式図

図 3.15: TRT barrel module の HV plate の写真

barrel module の HV plate の模式図及び写真であり, drift tube がおよそ 8 本が組みとなり, HV pad を通じて HV がかけられている。

- 粒子識別

図 3.16 及び図 3.17 は drift tube で計測した 20GeV の π 及び電子の energy spectrum である。遷移輻射のエネルギーは粒子の γ に比例するため, γ が大きな電子の分布では 5~6keV 当りで盛り上がりが見られる。この盛り上がりがが遷移輻射によるものであり, 粒子識別に用いられている。

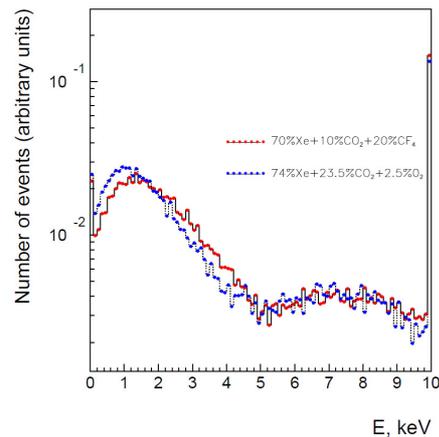
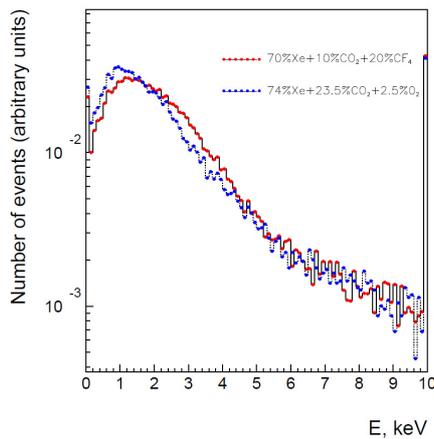


図 3.16: straw への energy deposit(20GeV の π)

図 3.17: straw への energy deposit(20GeV の電子)

- detector description

TRT のパラメータを表 3.6 に挙げる。

barrel module については drift tube が z 軸に沿って配置されており, 大まかにの 3 層に分けられている。さらにその層は ϕ 方向に各々 32 分割され一つの module を成しており, Type-1,2,3 に分類されている。一つの module は drift tube の層およそ 20 から 30 作っており, module 内に drift tube が 300 から 800 ほどある。

表 3.6: TRT のパラメータ

	$ Z _{min}$ (mm)	$ Z _{max}$ (mm)	R_{min} (mm)	R_{max} (mm)	module 数 (mm)	layer 数	straws/module
Barrel(両サイド)	0	780	554	1082	96	73	52544
Type-1 (内側)	400	712.1	563	624	32	9	329
Type-1 (外側)	7.5	712.1	625	694		10	
Type-2	7.5	712.1	697	860	32	24	520
Type-3	7.5	712.1	863	1066	32	30	793
End-cap(片側)	827	2744	615	1106	20	160	122880
Type-A wheels	848	1705	644	1004	12	8	6144
Type-B wheels	1740	2710	644	1004	8	8	6144

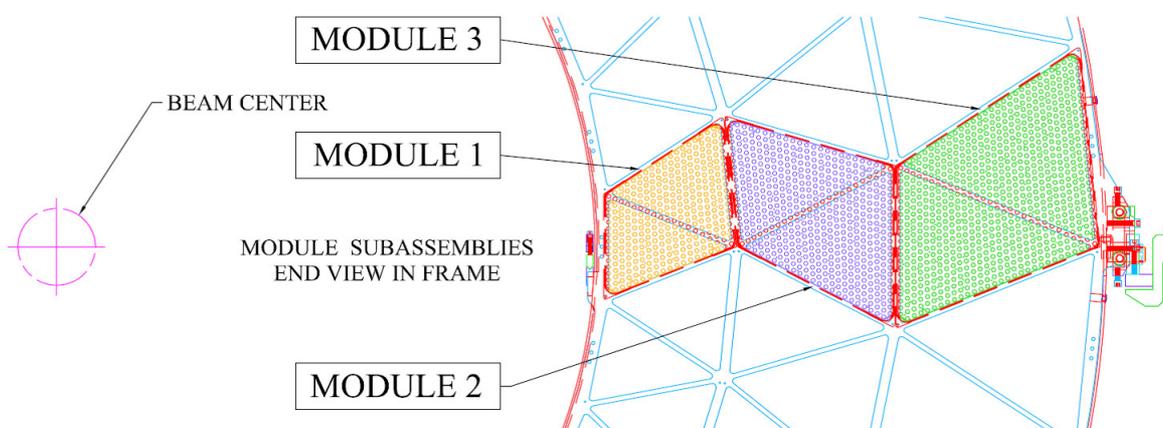


図 3.18: barrel module の模式図

図 3.18 は barrel module の模式図である。Module1,2,3 はそれぞれ Type-1,2,3 を意味する。

更に図 3.19 は一つの phi module の模式図である。radiator のシートが drift tube の配置に合わせて穴が開けられ、そこに drift tube が通されている。そして z の端から HV がかけられている構造になっている。

end-cap module は drift tube が R 方向に沿って disk 状に配置されている。図 3.21 は, end-cap module の拡大図である。drift tube の R の両端から HV がかけられる構造となっており, drift tube 一本一本の間から見えるのが radiator のフィルムである。

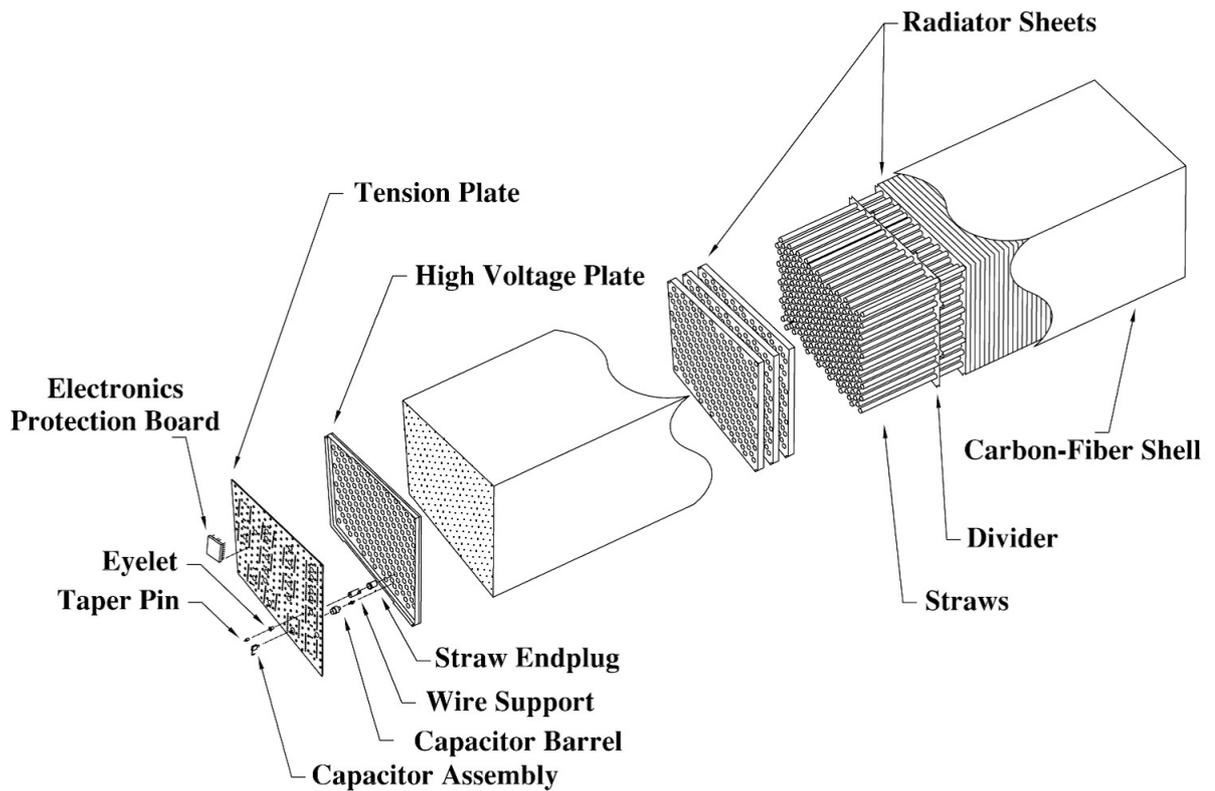


図 3.19: TRT barrel 領域の phi module

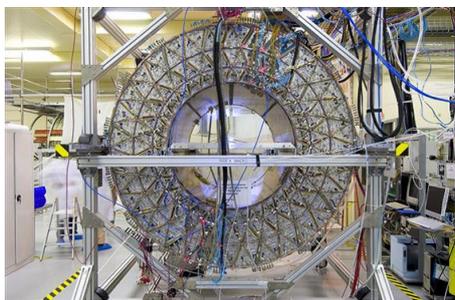


図 3.20: TRT の全体像 (barrel 領域)



図 3.21: TRT の拡大図 (endcap 領域)

3.2.2 Calorimeter

カロリメータを用いて、電子や光子、あるいは jet のエネルギーや方向などの測定を行い、ニュートリノ等が作る消失横運動量の測定にも用いられる。

ATLAS におけるカロリメータは電磁カロリメータとハドロンカロリメータに大別される。

電磁カロリメータ

電磁カロリメータでは電子、陽電子及び光子のエネルギーや方向等を測定する。液体アルゴン及び、吸収体として鉛を、電極として銅をアコーディオンの構造にして用いた検出器である。

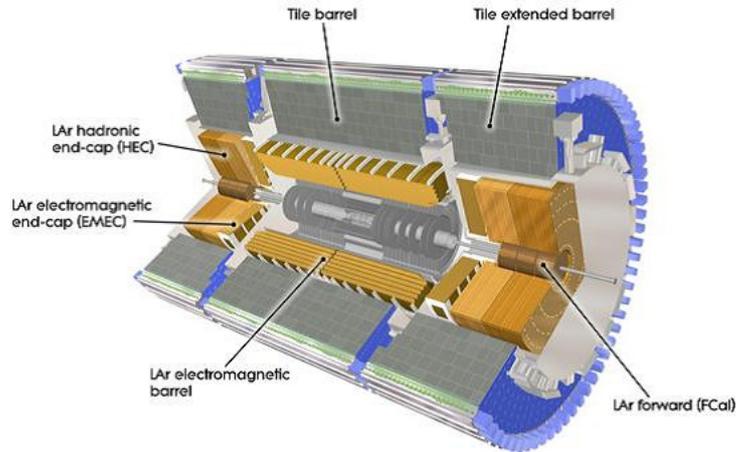


図 3.22: ATLAS calorimeter

アコーディオンの構造にして全ての読み出しはカロリメータの後方から行うことで ϕ 方向に不感領域を作らない構造となっている。barrel 領域は $|\eta| < 1.48$, endcap 領域は $1.38 < |\eta| < 3.2$ をカバーしている。

2004 年におけるテストビーム実験におけるエネルギー分解能は,

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(10.1 \pm 0.4)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.2 \pm 0.1)\% \quad (3.9)$$

である。第 1 項は統計から来る項であり, 第 2 項はキャリブレーションの精度から来る項である。



図 3.23: 液体アルゴンカロリメータ

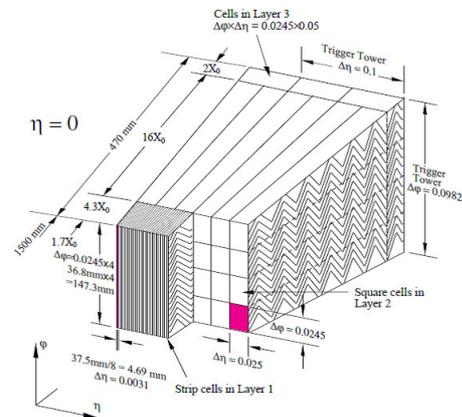


図 3.24: 液体アルゴンカロリメータの模式図

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは電磁カロリメータを囲むように配置され, jet のエネルギーや方向を測定するのに用いられる。ハドロンカロリメータは主に 2 種類に分けられる。

- タイルカロリメータ

タイルカロリメータは大きく分けて $|\eta| < 1.0$ をカバーする Tile barrel と $0.8 < |\eta| < 1.7$ の Tile extended barrel がある。吸収体として鉄、及びシンチレーターの 3mm 厚のタイルを用いたサンプリングカロリメータである (図 3.25)。

ϕ 方向に 64 分割されており、グラニュラリティが $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$ となっている。また、電磁カロリメータの外側の $2.28m < R < 4.25m$ に位置している。

図 3.26 に示したようにタイルからの信号は両側からファイバーを用いて光電子増倍管を用いて測定する。

テストビーム実験におけるエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(56.4 \pm 0.4)\%}{\sqrt{E}} \oplus (5.5 \pm 0.1)\% \quad (3.10)$$

である。



図 3.25: タイルカロリメータ

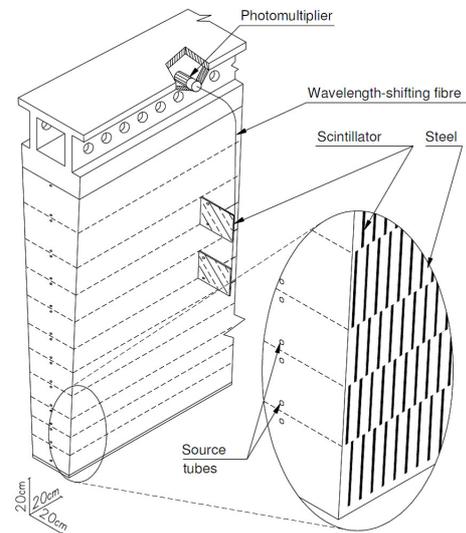


図 3.26: タイルカロリメータの模式図

- エンドキャップ液体アルゴンカロリメータ

銅の吸収体及び液体アルゴンを用いたサンプリングカロリメータで、 $1.5 < |\eta| < 3.2$ までの領域をカバーする (図 3.27)。エンドキャップ液体アルゴンカロリメータは 2 種類のホイールからなりそれぞれのホイールが 2 つのパーツに分かれて全体で 4 層となっている。電磁カロリメータとは異なり、銅の吸収体は厚さ 25mm から 50mm の平板である。吸収体の最大半径は 2.03m、最小半径は 0.475m となっている。(フォワードカロリメータとオーバーラップしている部分は 0.372m である。)

テストビーム実験におけるエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(70.6 \pm 1.5)\%}{\sqrt{E}} \oplus (5.8 \pm 0.2)\% \quad (3.11)$$

である。

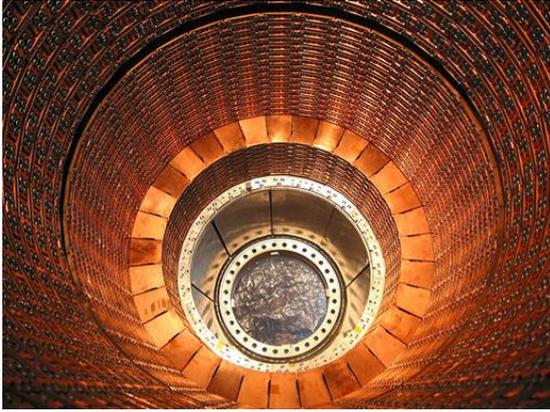


図 3.27: エンドキャップ液体アルゴンカロリメータ

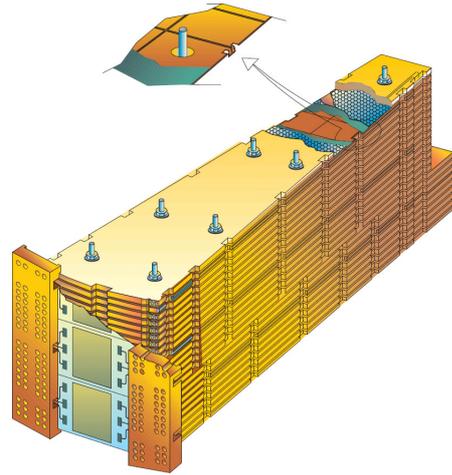


図 3.28: エンドキャップ液体アルゴンカロリメータの模式図

フォワードカロリメータ

銅及びタングステンの吸収体を用いた液体アルゴンのカロリメータで $3.1 < |\eta| < 4.9$ の超前方の領域をカバーしている。

フォワードカロリメータは主に 3つの module からなり、衝突地点に最も近い module は銅の吸収体を用いており、電磁カロリメータの役割を果たし、残りの 2module はタングステンの吸収体を用いており、ハドロンカロリメータの役割を果たす。

図 3.29 はフォワードカロリメータの模式図である。チューブの中にロッドを入れ、チューブとロッドの間の 0.3 から 0.5mm のギャップの間に液体アルゴンがある形状となっている。

テストビーム実験におけるエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(94.2 \pm 1.6)\%}{\sqrt{E}} \oplus (7.5 \pm 0.4)\% \quad (3.12)$$

である。

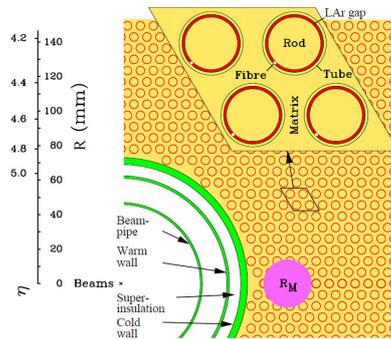


図 3.29: フォワードカロリメータの模式図
フォワードカロリメータは $|\eta|$ が 4.9 までの領域をカバーする。

R_M で示されたピンク色の円は Molière 半径である。

3.2.3 Magnet System

ATLAS の特徴として,Magnet System がある。合計で 4 つの超伝導磁石のシステムからなり,1 つがソレノイド磁石, もう 1 つが barrel 領域のトロイド磁石, そして残り 2 つが endcap 領域の troid 磁石である。

内側には内部飛跡検出用にソレノイド磁場が作られており,muon の精密測定用にカロリメータの外側に troid 磁場が作られている。

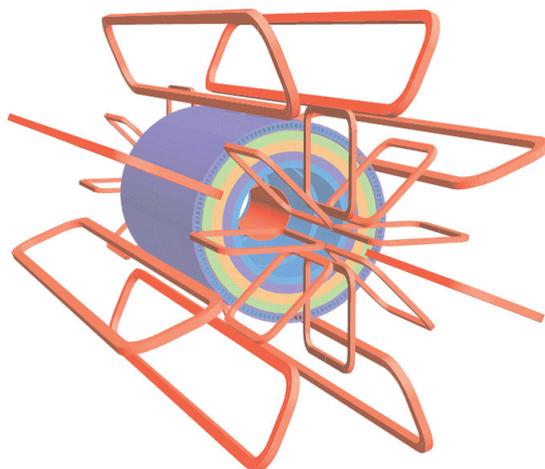


図 3.30: Magnet System の概略図

solenoid

図 3.31 は ATLAS におけるソレノイド磁石の写真である。

Inner Detector を用いて荷電粒子の運動量測定を行うために内側には最大 2T のソレノイド磁場が z 軸に沿ってかかっている。X-Y 平面内でローレンツ力により運動量に比例した半径で曲がるので, 曲率から運動量を計測することが出来る。

ソレノイド磁石は全長 5.8m で内側の半径は 2.46m で, 導体には NbTi が用いられたものであり, 中空の磁場は 0.9-2.0T となっている。



図 3.31: solenoid 磁石

troid magnet

muon の精密測定用に超伝導トロイド磁石が用いられている。トロイド磁場を用いることで z 方向が大きく P_T が小さい muon に対しても, 極角 θ 方向に muon を曲げることで運動量の測定が可能となる。

図 3.31 は barrel 領域のトロイド磁石の写真である。barrel 領域のトロイド磁石は座標にして内径 9.4m から外径 20m に位置し, 全長 25.3m で積分磁場強度で 2-6Tm の磁場を作る。8 つのコイルを用いており, 磁場分布はビーム軸に対し 8 回転対称となっている。

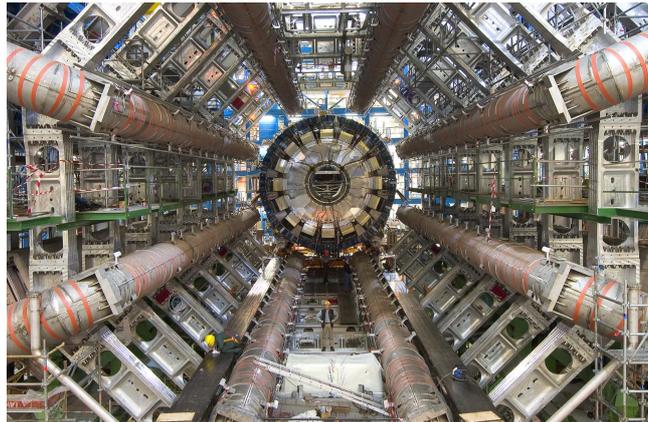


図 3.32: troid 磁石 (barrel 領域)

図 3.33 は endcap 領域のトロイド磁石の写真である。endcap 領域では内径 9.4m から外径 20m に位置し積分磁場強度は 4-8Tm である。barrel 領域のトロイド磁石と同様, 8 つのコイルを用いることでビーム軸に対し 8 回転対称となっている。

トロイド磁石によって作られる磁場は ϕ 成分が主であるが, 磁場の非一様性は避けられないため R 成分も存在する。



図 3.33: troid 磁石 (endcap 磁石)

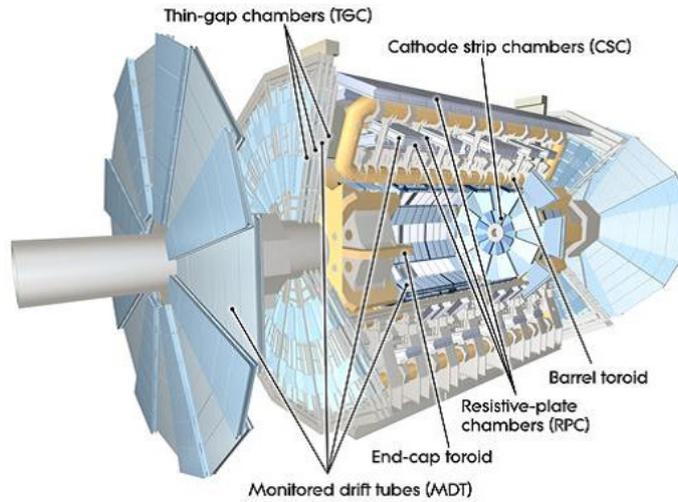


図 3.34: Muon Spectrometer

3.2.4 Muon Spectrometer

muon は物質の透過力が大きいため ATLAS の最も外側には Muon Spectrometer がある。ATLAS の muon spectrometer は運動量の精密測定に役割を持った Monitored Drift Tube(MDT), Cathod Strip Chamber(CSC) とトリガーの役割を果たす Resistive Plate Chamber(RPC), Thin Gap Chamber(TGC) がある。

表 3.7 に Muon Spectrometer のパラメータをまとめる。

表 3.7: Muon Spectrometer の主なパラメータ

検出器		MDT	CSC	RPC	TGC
η coverage		$ \eta < 2.7$	$2.0 < \eta < 2.7$	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 2.7$
chamber 数		1088(1150)	32	544(606)	3588
channel 数		339000(354000)	31000	359000(373000)	318000
役割		tracking	tracking	trigger	trigger
分解能 (r.m.s)	z or R	$35\mu\text{m}$ (z)	$40\mu\text{m}$ (R)	10 mm (z)	2-6mm(R)
	ϕ	—	5mm	10 mm	3-7mm
	time	—	7ns	1.5ns	4ns

Monitored Drift Tube

Monitored Drift Tube(MDT) は $|\eta| < 2.7$ と広範囲をカバーし, muon の運動量の精密測定に用いられる (図 3.35)。MDT の drift tube は 1-6m の長さの直径 30mm のアルミニウムのチューブに $50\mu\text{m}$ のタングステンのワイヤーを用いておりガスは 93% の Ar と 7% の CO_2 が 3bar の気圧で封入されている。一つの module に対しおよそ 40000 本のチューブが用いられている。

図 3.36 は MDT の module である。多くの場合 drift tube が 3 層もしくは 4 層の multilayer の 2 つがスペーサーをはさんだ形となっており, その間隔も 6.5mm から 317mm と module に

よって異なる。module は大まかには barrel 領域は R 方向に 3 つ配置され,end-cap 領域には z 方向に 3 つ配置される形となっている。

MDT の特徴はそのアライメント方法であり,module 内の配置をモニターするために LED を用いている。module の中間のスペーサーにレンズをおき, 外側のスペーサーに LED と CCD がつけられている。module の変形が数 μm の精度でモニターできる。さらには module 間の配置に対しても同様に光学システムを用いてモニターを行っており, 運動量測定の精度から要求される $30\mu\text{m}$ よりも高い精度のアライメントが達成されている。

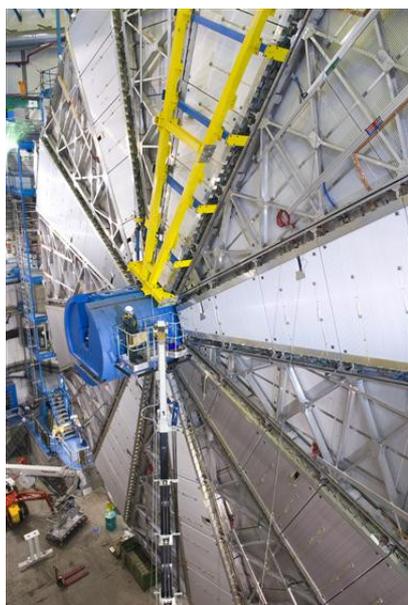


図 3.35: MDT 全体図 (endcap 領域)

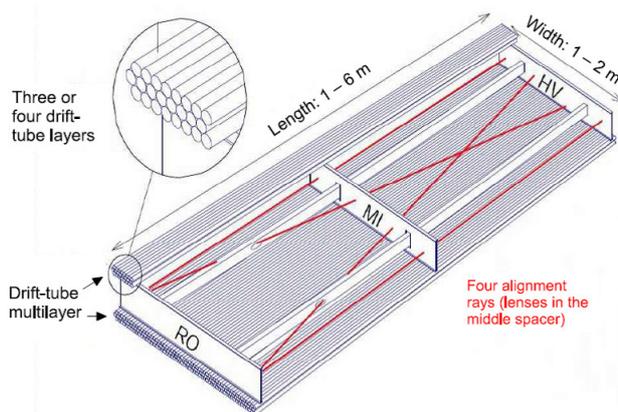


図 3.36: MDT

Cathod Strip Chamber

$2.0 < |\eta| < 2.7$ をカバーする飛跡検出器が Cathod Strip Chamber(CSC) である。衝突地点近くのビームパイプ近傍の前方の領域では放射線強度が強いため drift tube を用いない検出器にする必要がある。CSC は直径 $30\mu\text{m}$ のアノードワイヤーにストリップ上のカソード, ガスには Ar が 80% に CO_2 が 20% が用いられた MWPC である。カソードはワイヤーに一つは垂直に, もう一方は平行に配置されている。ワイヤーとカソードとの間隔は 2.54mm で, ストリップの読み出しの間隔は 5.08mm である。読み出しはカソードから行い, track の位置は隣接するストリップの電荷の分布から求める。

CSC は大小合わせて 16 のチェンバーが ϕ 方向に交互に配置されている。1 つのチェンバーは 4 層からなりそれぞれが独立に track の η 及び ϕ を測定できる構造となっている。

Resistive Plate Chamber

Resistive Plate Chamber(RPC) は $|\eta| < 1.05$ をカバーしている barrel 領域のトリガー用の検出器である (図 3.38)。RPC はワイヤーを用いず, 電極平板を用いた検出器である。一つのレ

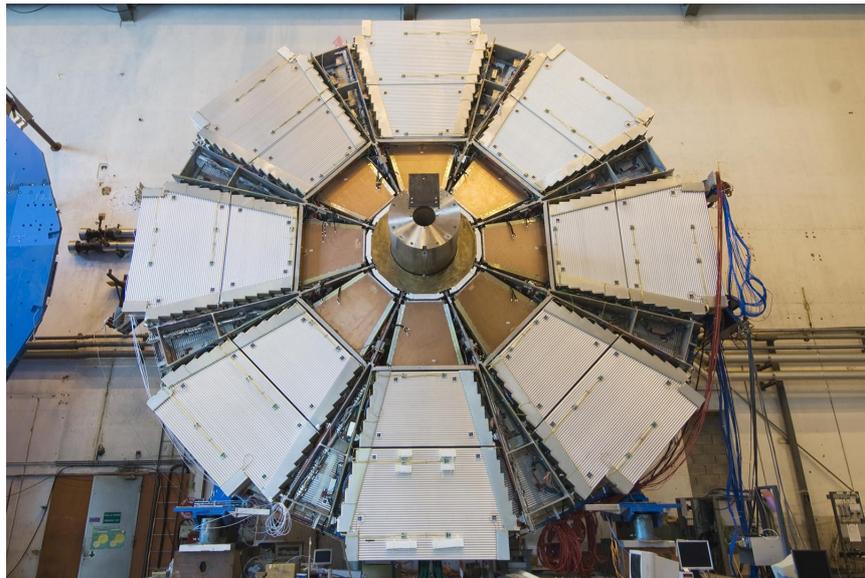


図 3.37: CSC

small wheel の中央部の茶色の検出器が CSC である。その周りの検出器が MDT である。

イヤーの構造は 2 枚の 2mm 厚のベークライトの電極を持ち直角に strip が配置されており、2 方向からの読み出しを行う。平板間には 4.9kV/mm の電場が作られており、粒子の track に沿ってアバランシェが起きる。2mm の平板間には gas には $C_2H_2F_4$ が 96.7%、 $iso-C_4H_{10}$ が 3%、 SF_6 が 0.3% が封入されている。位置分解能は ϕ 方向に 5-10mm で時間分解能は 2-3ns である。

RPC の配置を図 3.39 に示す。small sector 及び large sector の 2 種類あり、どちらの場合も R 方向に 3 つ module が配置される形となっている。RPC1 及び RPC2 にはさまれるような形で MDT の module が存在し、さらに RPC3 は MDT と対を成している。

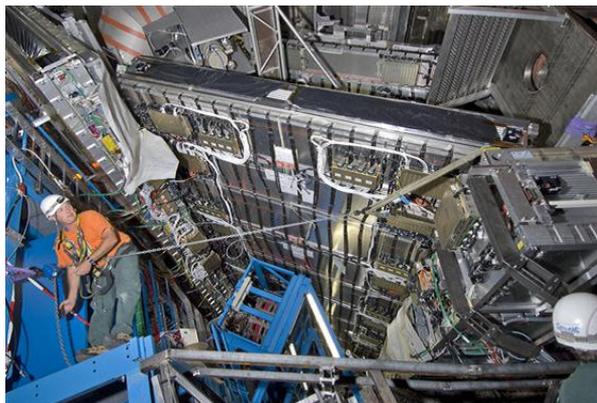


図 3.38: RPC

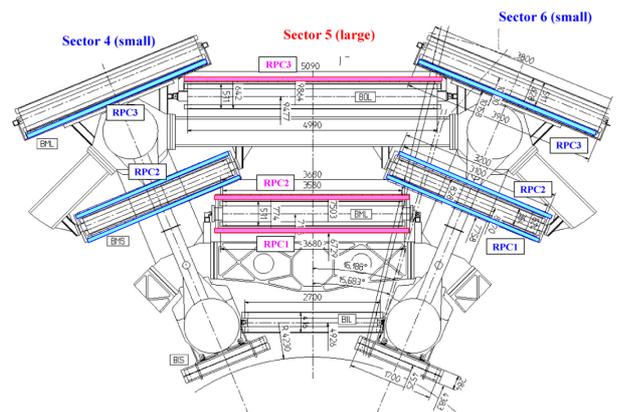


図 3.39: RPC の配置

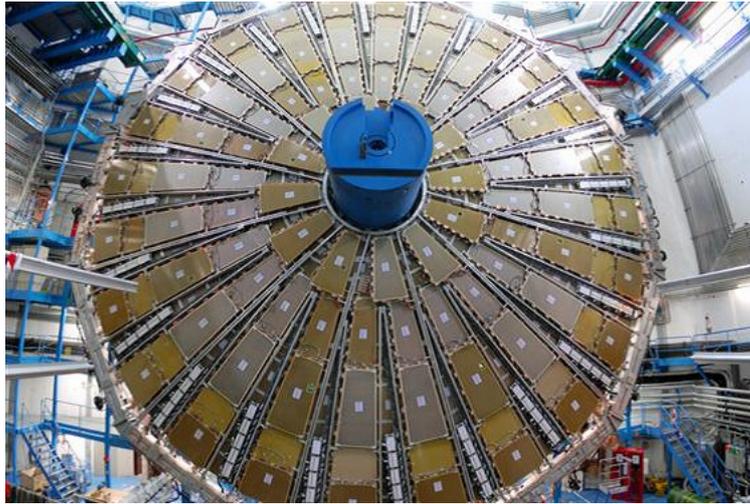


図 3.40: TGC(big wheel)

Thin Gap Chamber

Thin Gap Chamber(TGC) は endcap 領域にある MWPC であり, η で $1.05 < |\eta| < 2.7$ の領域をカバーしておりトリガー用の検出器として用いられる。カソードとアノードの間隔が 1.4mm と直径 $50\mu\text{m}$ のアノード電極の間隔の 1.8mm よりも小さく, 薄い構造を持っている。クエンチングガス CO_2 55%, $\text{n-C}_5\text{H}_{12}$ が 45% の配合となっている。ドリフト時間が短く, 時間分解能が数 ns と優れており, トリガー用の検出器として適している。

TGC は 3 層構造からなる triplet module と 2 層構造からなる doublet module がある。Inner layer として doublet module からなるの EI と FI があり, 特に FI は small wheel を構成している。また big wheel を構成しているのが triplet module が 1 つ, doublet module が 2 つの全体で 7 層となっている。TGC の各 module の配置を表 3.8 にまとめる。

big wheel において M1 triplet と M2 doublet の間には MDT が配置されている。

ワイヤーの周りは大きな電場が形成されており, ワイヤー間の間隔も短い時間分解能が良いことが TGC の利点であるが, 電場の小さなワイヤー間の中心部を TGC に垂直に粒子が通った場合にはドリフト時間が非常に大きくなる。しかし, そのような場合はまれであり, 多くの場合が 10 度以上の傾きを持って入射するために, 信号の 99% が 25ns のタイミングの幅内で到達する。

表 3.8: TGC のパラメータ

	big wheel			I layer	
	M1 triplet	M2 doublet	M3 doublet	FI(small wheel) doublet	EI doublet
$ z (\text{mm})$	13440	14773	15153	6983	7370
$R_{min}(\text{mm})$	1900	2526	2610	2170	4700
$R_{max}(\text{mm})$	10682	11917	11917	4434	6190

3.2.5 トリガー及びDAQ

LHCのデザインルミノシティ $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ で衝突頻度が40MHzになるとおよそイベントレートは 10^9Hz にまで達する。膨大な量のイベントから興味ある物理イベントを見るために,ATLASでは主に3段階のトリガーレベルがDAQのシステムで組み込まれている。

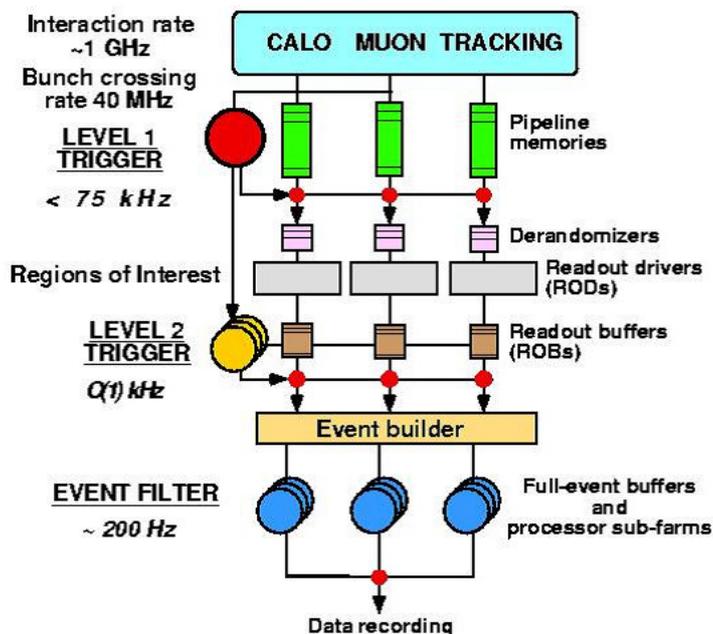


図 3.41: ATLAS におけるトリガーの流れ

LVL1 trigger

カロリメータ及びミュオン検出器 (RPC 及び TGC) の情報を用いてトリガーがかけられる。検出器の情報は全て LVL1 バッファに $2.5 \mu\text{s}$ の間保持されるので、その間にトリガー判定を行わなければならない。LVL1 trigger は実際には $2 \mu\text{s}$ 以内にトリガーの決定を要求されている。

trigger がかかると、まず信号は Derandomizer に送られる。Derandomizer は不規則にやってくる信号を一定時間保持し、順次定まった間隔で Read Out Driver (ROD) へと信号を送る。このとき、Bunch Crossing ID (BCID) も ROD に送られる。この段階で 100kHz 程度にまでレートが絞られる。

表 3.9 に LVL1 trigger の trigger menu を挙げる。

LVL2 trigger

この段階では、Inner Detector や MDT 等を加えた情報を用いてトリガーがかけられる。ただし、効率を上げるために、LVL1 で用いられた trigger 条件から、Regions of Interest (RoI) と呼ばれる領域のみの情報を用いる。この段階にて 1kHz 程度になる。

表 3.9: 低ルミノシティ時の LVL1 trigger menu の例

trigger	内容	rate(kHz)
EM18I	18GeV 以上の isolate された EM cluster が 1 つ以上	12.0
2EM11I	11GeV 以上の isolate された EM cluster が 2 つ以上	4.0
MU20	20GeV 以上の muon が 1 つ以上	0.8
2MU6	6GeV 以上の muon が 1 つ以上	0.2
J140	140GeV 以上の jet が 1 つ以上	0.2
3J60	60GeV 以上の jet が 3 つ以上	0.2
4J40	40GeV 以上の jet が 4 つ以上	0.2
J36+XE60	36GeV 以上の jet が 1 つ以上且つ missing E_T が 50GeV 以上	0.4
Tau16I+XE30	16GeV 以上の tau が 1 つ以上且つ missing E_T が 30GeV 以上	2.0
MU10+EM11I	10GeV 以上の muon が 1 つ以上且つ 11GeV 以上の isolate された EM cluster が 1 つ以上	0.1
Others	prescale 等	5.0
Total		~25.0

Event Filter

LVL2 trigger がかったイベントに対し, 全ての検出器の情報を用いて trigger 判定が行われる。データが EF sub-farm に送られ trigger 判定を行い, trigger がかったイベントの完全な raw data が Sub Farm Output Buffer(SFO) へと送られ, ディスクに書き込まれる。Event Filter によっておよそ数 100Hz 程度となる。

およそ 300MBytes/sec でデータが記録されていく。

表 3.10 に High-Level trigger の trigger menu を挙げる¹。

¹LVL2 及び EF を合わせて High-Level trigger(HLT) と呼ぶ。

表 3.10: 低ルミノシティ時の High-Level trigger menu の例

trigger	内容	rate(Hz)
e22i	22GeV 以上の isolate した電子が 1 つ以上	40
2e12i	12GeV 以上の isolate した電子が 2 つ以上	<1
γ 55i	55GeV 以上の isolate した photon が 1 つ以上	25
2 γ 17i	17GeV 以上の isolate した photon が 2 つ以上	2
μ 20i	20GeV 以上の isolate した muon が 1 つ以上	40
2 μ 10	10GeV 以上の muon が 2 つ以上	10
j370	370GeV 以上の jet が 1 つ以上	10
4j90	90GeV 以上の jet が 3 つ以上	10
j65+xE70	65GeV 以上の jet が 1 つ以上且つ missing E_T が 70GeV 以上	20
τ 35i+xE45	35GeV 以上の isolate した tau が 1 つ以上且つ missing E_T が 45GeV 以上	5
2 μ 6 (B-physics)	6GeV 以上の muon が 2 つ以上	10
Others	prescale 等	20
Total		~200

第4章 コミッショニングデータを用いたTRTのパフォーマンス

この章では ATLAS 検出器の Inner Detector を構成する TRT の noise 及び性能評価について述べる。

4.1 コミッショニングデータ

今回 TRT の性能評価のために用いたデータは 2008 年の夏から秋にかけて取得された宇宙線のデータを用いている。

図 4.1 は宇宙線データのイベントディスプレイである。緑色が表わすのは TRT の領域であり, 白色, 赤色の点が表示しているのは TRT drift tube の hit である。白色は low threshold, 赤色は high threshold の hit である。また, TRT の領域よりも内側の黄色の線が表示しているのは SCT の strip の hit に対応している。

橙色が表示しているのは track の再構成に用いられた hit であり, ATLAS 検出器を横切るように宇宙線が通ったことがイベントディスプレイから分かる。

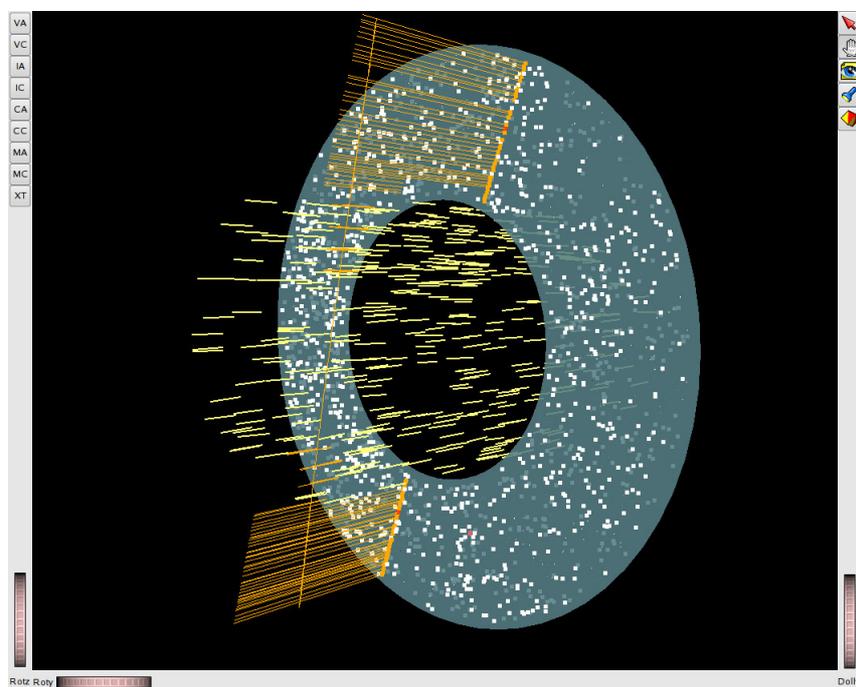


図 4.1: 宇宙線データのイベントディスプレイ:run number 91800,event number 2260301

この run においてはソレノイド磁場がかけられた run である。

4.2 occupancy

宇宙線のデータを用いて TRT の実機の occupancy を評価する。
これによって実機の noise の評価を行う。

今回の解析は $|\eta| < 1$ の barrel 領域の module に限って行う。また,

$$Occupancy \equiv \frac{\text{hit した事象数}}{\text{全事象数}} \quad (4.1)$$

として定義する。

4.2.1 drift tube 毎の occupancy

図 4.2 は run91361 における occupancy の分布である。黒色の分布は barrel 領域における全 105088 チャンルの occupancy の分布であり, 緑色は積分したチャンネル数を全チャンネル数で割ったものを示している。

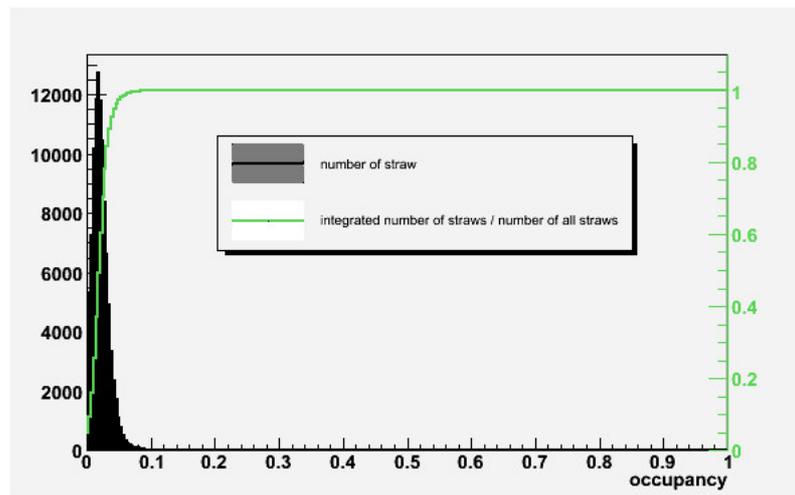


図 4.2: run91361 における occupancy の分布

平均の occupancy が $2.2 \pm 1.5\%$ となっている。ただし表 4.1 にまとめてあるように, occupancy が 0 即ちマスクがかけられたチャンネル等が 4253 と全体の 4% を占めており, 5% 以上の drift tube は 2814 チャンネルと全体の 2.7% を占めている。10% を超えるものは 175 チャンネルと全体の 0.2% 程度となってほとんどない。

表 4.1: drift tube の occupancy

occupancy (%)	drift tube 数	全体に占める割合 (%)
0	4253	4.0
2<	41652	39.6
5<	2814	2.68
10<	175	0.17

4.2.2 run 毎の occupancy

今回解析に用いた drift tube の occupancy の平均を図 4.3 を載せる。異なる run においても occupancy は平均で 2.2% を保っている。

図 4.4 は drift tube 毎に occupancy を求めたときの occupancy の分布である。異なる 4 つ run においても分布の形はほぼ変わらない。

これにより、異なる run においても安定して occupancy は一定であることが分かる。

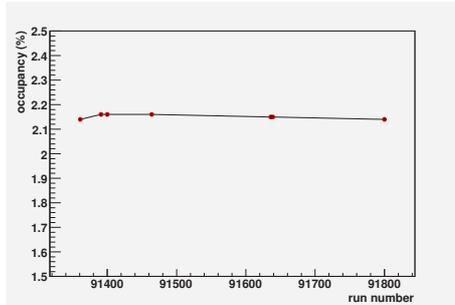


図 4.3: run 毎の mean occupancy

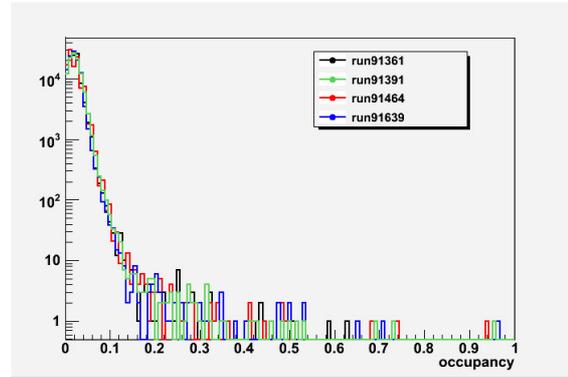


図 4.4: occupancy の分布

4.2.3 phi module 毎の occupancy

第 3 章の表 3.6 にあるように occupancy のモジュール依存性を確認する。図 4.5 は A-side の、図 4.6 は C-side の occupancy の平均を表わしている。

図 4.5 の A-side の領域に置いては平均が 3% の module が幾つか見られるが、その他は安定してどの module も 2.2% を保っている。図 4.6 の C-side の module もほぼ平均の 2.2% を保っていることが分かる。

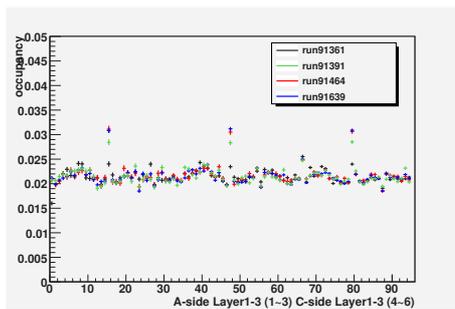


図 4.5: A-side phi-module 毎の平均 occupancy

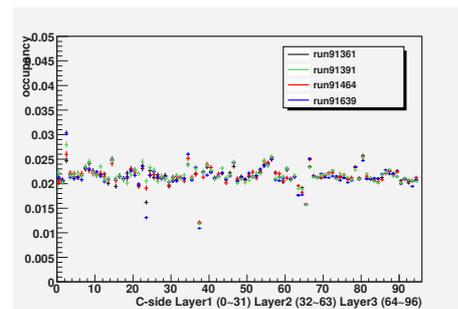


図 4.6: C-side phi-module 毎の平均 occupancy

以上より実機においては平均の occupancy は 2.2% でノイズレベルが安定していることが分かる。

4.2.4 モンテカルロとの比較

次に ATLAS のシミュレーションに組み込まれている値との比較を行う。宇宙線シミュレーションのデータについても同様に occupancy を求める。図 4.7 及び図 4.8 は drift tube の occupancy の module 毎に平均を出したものである。シミュレーションのデータについてはどの module もほぼ 1.9% の結果となっており、実機に比べて約 0.3% 低い値になっている。

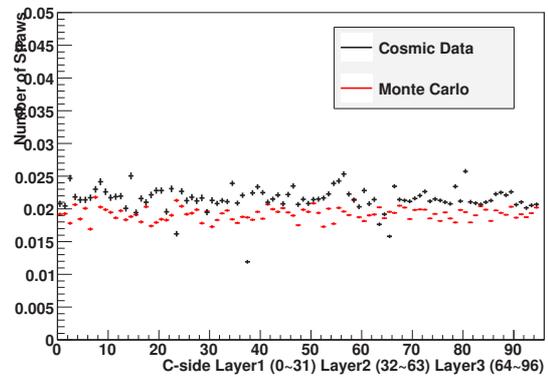
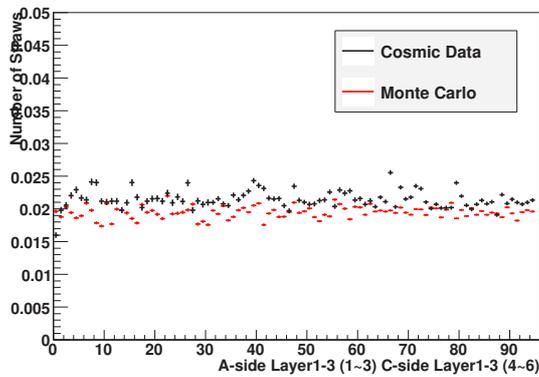


図 4.7: A-side phi-module 毎の平均 occupancy(実機とシミュレーションとの比較)

図 4.8: C-side phi-module 毎の平均 occupancy(実機とシミュレーションとの比較)

また図 4.9 は drift tube 毎の occupancy の分布である。ノイズの平均値が実機とほぼ同程度であっても、各 drift tube の動作をシミュレーションに入れていないために、分布の形は異なっていることが分かる。実機の場合は 20% を超える drift tube が 30 程見つかるものの、シミュレーションの場合にはほぼ見受けられない。

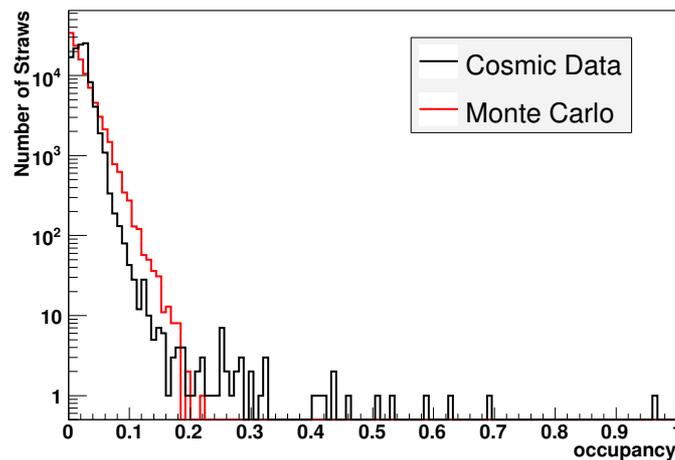


図 4.9: occupancy 分布の実機とシミュレーションとの比較

シミュレーションにおいてはノイズの平均値が実機とほぼ同じレベルであり、物理シミュレーションに置いてその値が組み込まれている。ただし、各 drift tube までの挙動までは組み込まれていないことが分かる。

4.3 検出効率

次にこの宇宙線のデータを用いて TRT の drift tube の検出効率について述べる。検出効率の解析においても、前節と同様 barrel 領域に限って行う。

4.3.1 track を用いた評価法

実機の TRT の検出効率を評価するに当たり tracking の方法を用いることにする。宇宙線のデータを用いて track を再構成することにより、そこに粒子が通過したものとみなすことが出来る。そこで、track と drift tube との距離から drift tube の検出効率を評価できるはずである。

ここで検出効率 ϵ を次のように定義する。

$$\epsilon(d) = \frac{\text{track からの距離 } d \text{ における Hit した drift tube の数}}{\text{track からの距離 } d \text{ における drift tube の数}} \quad (4.2)$$

これにより粒子が通過したときの drift tube の検出効率及びノイズの評価も行うことが出来る。

4.3.2 検出効率

検出効率を評価するに当たって、考慮すべきことがある。図 4.10 は多重散乱が起きることによって検出効率の評価に影響を与えることを表わした図である。

青色の実線は実際の粒子を示しており、点線は求めた track である。緑色が表わすのは実際に hit しており、track と drift tube との距離から粒子の hit であるとみなすことが出来たものである。しかし、多重散乱までは再現できないので、赤色が示すように hit すべきとみなしたものが実際には hit していなかったり、紫色が示すように粒子の hit ではないとみなしたものが hit していたりすることになる。

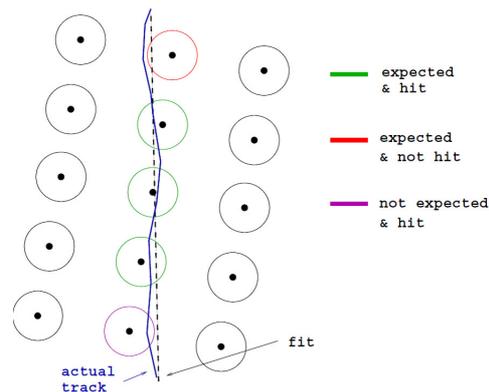


図 4.10: 多重散乱が及ぼす検出効率への影響

この影響を除くために幾つかの条件をかけることにする。

- SCT のみによる track の quality cut
宇宙線の track に対し,SCT の hit から track の quality を評価する。要求した条件は

$$\chi^2/n.d.o.f(\text{SCT track}) < 5 \quad (4.3)$$

- TRT の最後の hit に対する residual cut
ATLAS 検出器を宇宙線が横断し,Inner Detector を出て行くときに残す最後の hit の residual に対しても要求する。図 4.11 が示す drift radius 及び track distance を用いて, residual は式 4.4 で定義される。

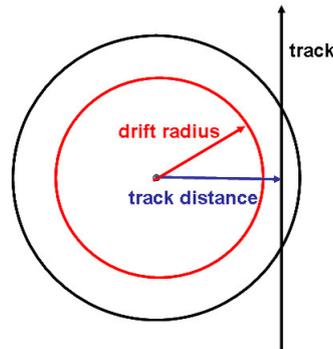


図 4.11: drift radius 及び track distance

$$\text{residual} = \text{track distance} - \text{drift radius} < 0.3\text{mm} \quad (4.4)$$

図 4.12 は track と drift tube との距離を横軸にとった, 検出効率の変化である。検出効率は drift tube の半径 2mm 以内になると検出効率の値が上がり, drift tube に粒子が hit したときの検出効率を表わす。2mm を超えると検出効率は落ちる。2mm より外部は drift tube のノイズを表わしており, 前節でも述べたおよそ 2% となっている。

黒色は residual の要求をする前であり, 赤色は要求した後である。residual の要求をすることで, 2mm 以内の検出効率はよくなり, 2mm 付近でのぼやけ方も改善していることが分かる。

また多重散乱のみでなく, tracking の精度や ATLAS のアライメントも検出効率の評価に大きく影響する。

運動量依存

図 4.13 及び図 4.14 は検出効率の運動量依存性を見たものである。図に見られるように, 運動量が高いほど検出効率は高くなる。

検出効率の分布より, drift tube の検出効率を求めることにする。ここで, 2mm 付近からのぼやけた部分を除くためにワイヤー付近の 0.5mm までの値を用いて求めることにする。

図 4.15 は横軸に示された値以上の運動量を持った track についての分布を用い drift tube の検出効率を求めたものである。

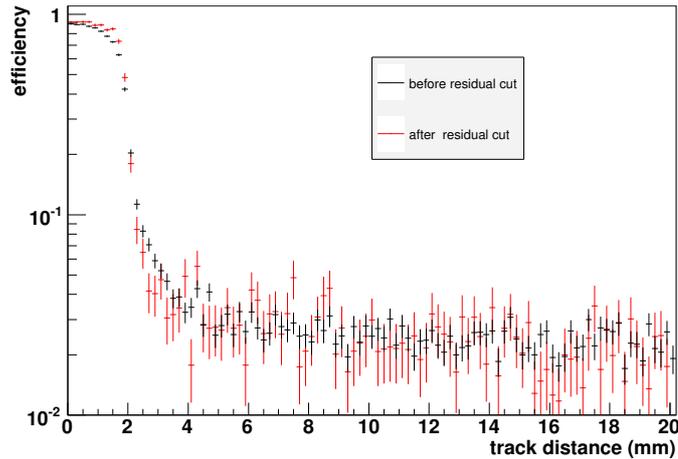


図 4.12: track からの距離による検出効率の変化 (residual cut 要求前後)

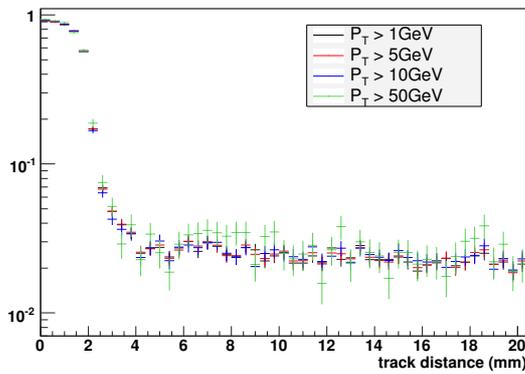


図 4.13: track からの距離による検出効率の変

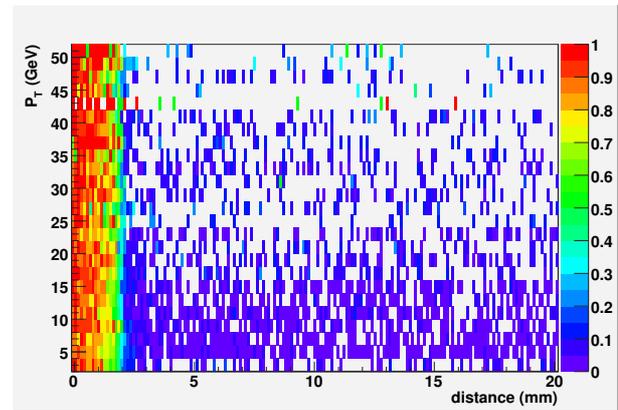


図 4.14: track との距離及び P_T の検出効率の 2 次元分布

500MeV から 40GeV までの点を用いたが、運動量上がるにつれ drift tube の検出効率が上がっていることが分かる。1GeV 以上の track に対してはおよそ 91%, 30GeV 以上の track に対してはおよそ 94% の検出効率を得られている。

4.3.3 module 毎の依存性

さらに検出効率の module 依存性を見ることにする。

module 毎の依存性を見るのに TRT の 3 層についてそれぞれの drift tube の検出効率を見ることとする。図 4.16 は各 Layer 毎の検出効率の分布である。この分布を出すにあたっては track の運動量は 1GeV 以上を要求している。

この分布から drift tube の検出効率を求めることにする。この場合も 2mm 付近のぼやけを除くためにワイヤー付近の 0.5mm 以内の値を用いた。

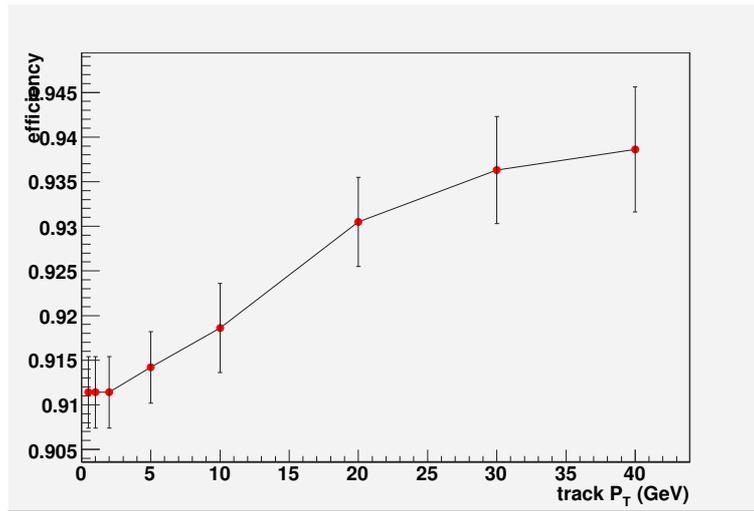


図 4.15: drift tube の検出効率の運動量依存性

図 4.17 は Layer 毎における drift tube の検出効率の変化を見たものである。図のように Layer 毎に依存性が見られ 2 層目が最も高くおよそ $93.4 \pm 0.6\%$ となっている。

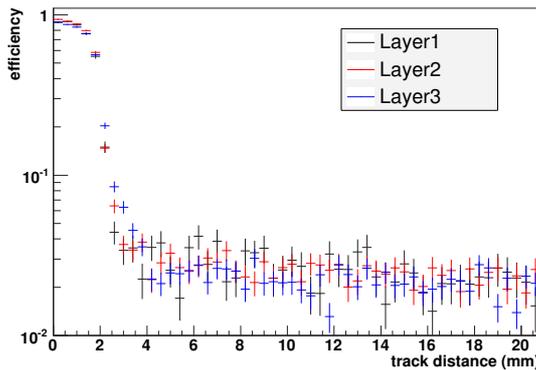


図 4.16: Layer 毎の検出効率の分布

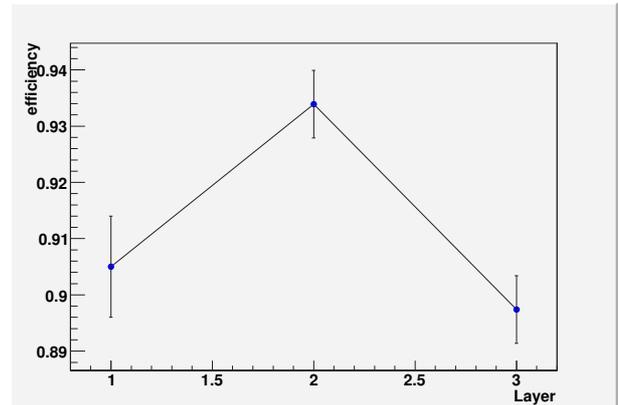


図 4.17: Layer 毎の drift tube の検出効率の変化

4.3.4 run 毎の変化

検出効率について run 毎の変化を見ることにする。

ここでは全 module に対して、 P_T が 1GeV 以上の track を用いることとし、今までと同様に track からの距離 0.5mm 以内の値を用いて drift tube の検出効率を出すことにする。

図 4.18 は run 毎の drift tube の検出効率を表わしたものである。およそ 91% で推移しているものの $\pm 2 \sim 3\%$ のばらつきがあることがある事が分かった。

track を用いて TRT の検出効率を評価した。この手法で得られた結果として、drift tube の検出効率は 1GeV 以上の track に対し 91%、という値となった。ただし運動量依存性、module 依存性、run による依存性もあり、およそ $\pm 2 \sim 3\%$ のばらつきが見られる。

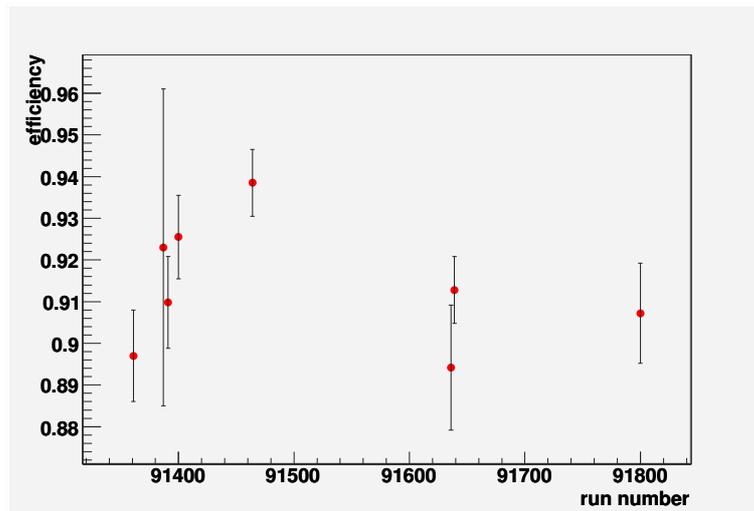


図 4.18: run 毎の drift tube の検出効率の変化

この評価法については,tracking の精度や検出器のアライメント等その他多くの要因が影響も考えられる。これらの影響については別途検討する必要がある。

第5章 検出器シミュレーション及び再構成

5.1 software chain

ATLASにおいて、シミュレーションからイベントの再構成に渡り ATHENA と呼ばれる枠組みを用いて計算が行われている。ユーザーによるコードの開発が技術的に容易で、検出器の性能評価、物理解析等 ATLAS におけるコンピューティングにおいて一般的に用いられている。

図 5.1 は ATHENA の枠組み内におけるソフトウェアチェーンの流れを表わしたものである。次にこの流れに沿って説明を行っていく。

5.1.1 イベントジェネレーション (事象生成)

この段階ではシミュレーションを行うにあたり、陽子陽子の衝突から SUSY や Higgs, top, W, Z 等の生成及び崩壊の事象をシミュレートする。Pythia や Alpgen+Jimmy などのモンテカルロジェネレータを用いて物理事象を生成する。

5.1.2 検出器シミュレーション

生成された事象を用いて、生成粒子が検出器内で起こす反応をシミュレートする。検出器シミュレーションは Geant4 を用いて検出器の構造などをシミュレーションに入れることで物質の効果を計算する。

さらに、本論文における AMSB の長寿命の $\tilde{\chi}_1^\pm$ が $\tilde{\chi}_1^0$ へと崩壊する過程のシミュレーションはこの段階で行われる。

5.1.3 デジタイゼーション

検出器シミュレーションで得られた情報を用いて、実際の検出器が hit 等の情報をどのように出すか計算される。この段階で、検出器のノイズ等の計算もされる。この過程を経て出力されるデータの形式は Raw Data Object (RDO) と呼ばれ、実機を用いたデータの形式と同等の形式となっている。実機の場合は、検出器の出力データは Byte Stream の形式であり、そこから RDO へと変換されリコンストラクションの段階へと進む。

5.1.4 リコンストラクション (再構成)

この段階ではキャリブレーションの値を用い事象の再構成を行う。RDO から (もしくは Byte Stream から直に) 検出器の情報を使い、粒子, jet, track, missing E_T 等の再構成を行う。この段階を経て検出器の情報をまとめた Event Summary Data (ESD) および、再構成された粒子や missing E_T 等の情報をまとめた Analysis Object Data (AOD) が出力される。

物理解析をするにおいては AOD 及び ESD を用いて行われることが多い。

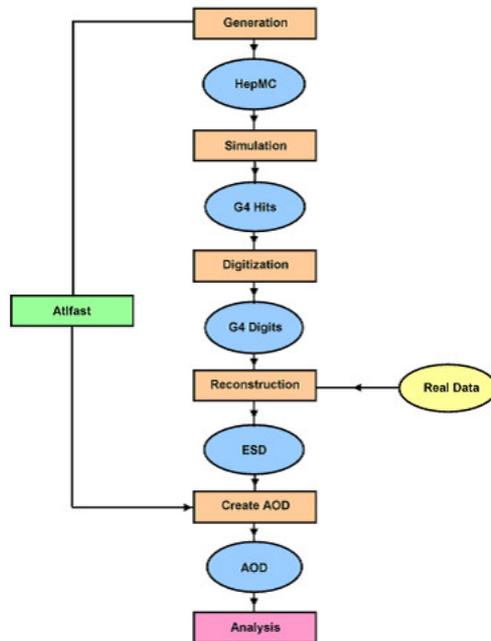


図 5.1: ソフトウェア チェーン

5.2 検出器情報を基にした事象の再構成

ここでは検出器情報に基づいたオブジェクトの再構成の方法について述べる。

5.2.1 電子及び光子の再構成

電子及び光子の再構成においては、まず電磁カロリメータの情報からセル単位で $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ の EM クラスタを作る。そのクラスタから閾値として 17GeV 以上のものを候補とする。

- Hadron calorimeter への漏れ

電子及び光子はエネルギーのほとんどを電磁カロリメータに落とすためにハドロンカロリメータにほとんど落とさないの、電磁カロリメータの後ろのハドロンカロリメータへの漏れが少ないことを要求する。漏れが少ないことを判断するのに電磁カロリメータの E_T を E_T^{EM} そしてハドロンカロリメータの第 1 層目 E_T を $E_T^{had,1}$ として $E_T^{had,1}/E_T^{EM}$ が閾値以下であることを要求する。閾値は η に依存しているがおよそ $1\sim 3\%$ としている。

- シャワーの細さ

電子及び光子はシャワーが細いために、シャワーのエネルギーの密度を用いてシャワーの細さを判断している。電磁カロリメータの第 2 層を用い $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ 内のエネルギー E_{37} と $\Delta\eta \times \Delta\phi = 7 \times 7$ 内のエネルギー E_{77} の比 E_{37}/E_{77} がおよそ 0.9 を超えることを要求する。

電子と光子の選別

電子と光子の選別についてはクラスターに対して内部飛跡検出器で観測された track とのマッチングで行う。track とのマッチングは、 $\Delta R < 0.1$ 以内の距離に E/P が 0.7-4 の track が存在することを要求する。もしクラスターに対して近くに track が存在しない場合には光子とする。近くに track が存在した場合には、電子とみなす。

fake electron

実際には電子ではない事象が電子としてみなされる事象が主に3つの理由で起こる。jet として再構成されるべき事象が電子として再構成されるのは 10^{-3} の程度である。

- e^+e^- の対生成
 γ が e^+e^- へと崩壊した場合に、それらが電子 (陽電子) として再構成されてしまうことがある。
- π^\pm 及び π^0 からの 2γ
 π^\pm と π^0 からの 2γ との距離が小さく、 $E/P \sim 1$ でハドロンカロリメータへの漏れが少ない場合に電子として再構成される。ATLAS ではセグメンテーションが細かいので γ と π^\pm との区別がほぼ可能であるが、ごくまれに区別できないほど近距離になる場合がある。
- π^0 の Dalitz 崩壊 $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ の Dalitz 崩壊も電子の事象として再構成されることがある。
- D,B ハドロンのセミレプトニック崩壊
 c/b クォークがセミレプトニック崩壊をして c クォーク及び $e\nu$ になった場合も、isolation を要求しないと電子の事象となってしまう。

5.2.2 muon の再構成

muon は 105.6MeV と電子よりも約 200 倍の質量を持ち、制動放射は $\frac{1}{m^4}$ で抑制されるため、muon は Minimum Ionizing Particle(MIP) として calorimeter を突き抜け、Muon Spectrometer まで到達する。

Muon Spectrometer を用いて track を再構成し、Inner Detector での track との matching を行うことで muon の再構成が出来る。

fake muon

実際の muon の事象でないものが muon として再構成されてしまう事象が時として主に3つの理由により起こる。jet が muon として再構成される割合はおよそ 10^{-4} 程度である。

- π punch through
 π^\pm がカロリメータを突き抜けて Muon Spectrometer まで到達してしまうことである。
- π decay in flight
 π^\pm がカロリメータの手前で μ と ν に崩壊する。 ν が low P_T であると Muon Spectrometer まで到達し muon の事象として再構成される。

- D,B ハドロンのセミレプトニック崩壊
c/b クォークがセミレプトニック崩壊をして c クォーク及び $\mu\nu$ になった場合も, isolation を要求しないと muon の事象となってしまう。

5.2.3 jet の再構成

jet の再構成はカロリメータを用いて行う。

clustering

まずカロリメータの clustering の方法について説明する。

- tower algorithm
全カロリメータ領域 ($|\eta| < 5.0$) 内に $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ 単位で 50×64 のセグメントを作る。そしてセグメント毎に縦方向にカロリメータの E_T の tower を作る。電磁カロリメータとハドロンカロリメータの tower の E_T を足し合わせる。
- topological clustering algorithm
カロリメータの noise の分散を σ とし, つぎにセル内のエネルギー E が $|E| > 4\sigma$ を超えるものをシードとする。更にシードセルに隣接するセルが $|E| > 2\sigma$ を超えているものについては, シードセルに足し合わせる。最後にその周りで $|E| > 0$ を満たす隣接するセルを cluster に足し合わせる。この方法は noise を抑える効果がある。
- sliding window algorithm
tower algorithm と同様に, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ の 50×64 のセグメントを作る。そしてセグメント毎に横方向にカロリメータの E_T の tower を作る。cluster の重心は 3×3 のセグメントの E_T の重心とする。
その次に, 5×5 のセグメントを作り, η 方向に 1 セグメント, ϕ 方向に 1 セグメントずつずらし E_T の値が極大値をとるところをクラスターの候補とする。さらに E_T が 15GeV 以上であることを要求する。
最後に, 候補間の $\Delta\eta, \Delta\phi$ が共に 2 セグメント以上離れていることを要求する。もし離れていない場合には, 2 つのクラスターの E_T の比が 0.9 以上のときは大きい方のクラスターを採用し, もし 0.9 以下の場合には, tower の重心の E_T が大きい方を採用する。

jet algorithm

クラスタリングを行った後のクラスターを用いて jet の再構成を行う。ATLAS においては jet の再構成のアルゴリズムは主に 2 つ存在する。

- Cone Algorithm
シードセルとして $E_T > 1\text{GeV}$ のものを選択し, そのシードセルから $\Delta R < 0.4$, もしくは $\Delta R < 0.7$ の cone 内にある tower のエネルギーを足し合わせて jet のエネルギーとする。このアルゴリズムで jet が重なり合った場合には, 重なり合った領域のエネルギーが jet の候補のエネルギーの 50% を超える場合には 2 つの jet を結合し 1 つの jet とみなす。もし 50% を下回る場合には分割し 2 つの jet とみなす。

- K_T Algorithm

この方法はまずクラスターの P_T を用いる。i 番目のクラスターの P_T を $P_{T,i}$ として、

$$d_{ii} = P_{T,i}^2 \quad (5.1)$$

とする。さらに j 番目のクラスターに対して、クラスター i,j 間の ΔR を ΔR_{ij} を用いて

$$d_{ij} = \min(P_{T,i}^2, P_{T,j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (R = 0.4, 0.6) \quad (5.2)$$

とする。このとき、

$$d_{min} = \min(d_{ii}, d_{ij}) \quad (5.3)$$

として、 $d_{min} = d_{ij}$ の場合にはクラスター i,j を結合し、 $d_{min} = d_{ii}$ の場合にはそれを jet とみなす。これを繰り返していくことで jet を作る。

5.2.4 missing E_T の再構成

$$E_X = -(\Sigma E_X^{cell} + \Sigma E_X^{cryostat} + \Sigma E_X^\mu) \quad (5.4)$$

$$E_Y = -(\Sigma E_Y^{cell} + \Sigma E_Y^{cryostat} + \Sigma E_Y^\mu) \quad (5.5)$$

$$E_T = \sqrt{E_X^2 + E_Y^2} \quad (5.6)$$

ここで ΣE^{cell} は noise に対し 2σ を越えたものの和を表す。 $\Sigma E^{cryostat}$ は、ハドロンがカロリメータに到達するまでに energy loss をするのでその補正した値を示している。最後に ΣE^μ は muon が MIP であるためにカロリメータでもほとんど energy を落とさないで、muon のエネルギーの和を Muon Spectrometer を用いて別に計算して和をとっている。

第6章 Tracking

6.1 Pattern Recognition

pattern recognition は track の候補を選び出す手法として用いられ track fitting までには行われない。pattern recognition にも幾つか手法があり,ATLAS で用いられているものを幾つか説明する。

6.1.1 Histogramming Method

Histogramming method は pattern recognition の手法として広く用いられているものである。曲率半径は運動量に比例するために,high P_T の粒子の場合,描く飛跡は直線に近くなる。ビームの衝突により生じた粒子は原点から出てくるとすれば,hit の ϕ 方向の情報を histogram にすることにより,粒子が通った部分はピークを作る。

図 6.1 に示したのが ATLAS の TRT を用いた Histogramming method の例である。図 6.1 の上図は TRT における hit のマップであり,図 6.1 の下図はそれを ϕ で histogram にしたものである。Normal-hits は low threshold の hit を表わしており,high P_T の粒子によってピークが作られている。TR-hits は high threshold の hit を表わしており電子による hit は TR-hits の分布でもピークを作っている。

Histogramming method は粒子が原点から生じ,さらに直線とみなせるほど high P_T であることが要求されるので,low P_T の場合や原点からずれた場合などには向いていない。

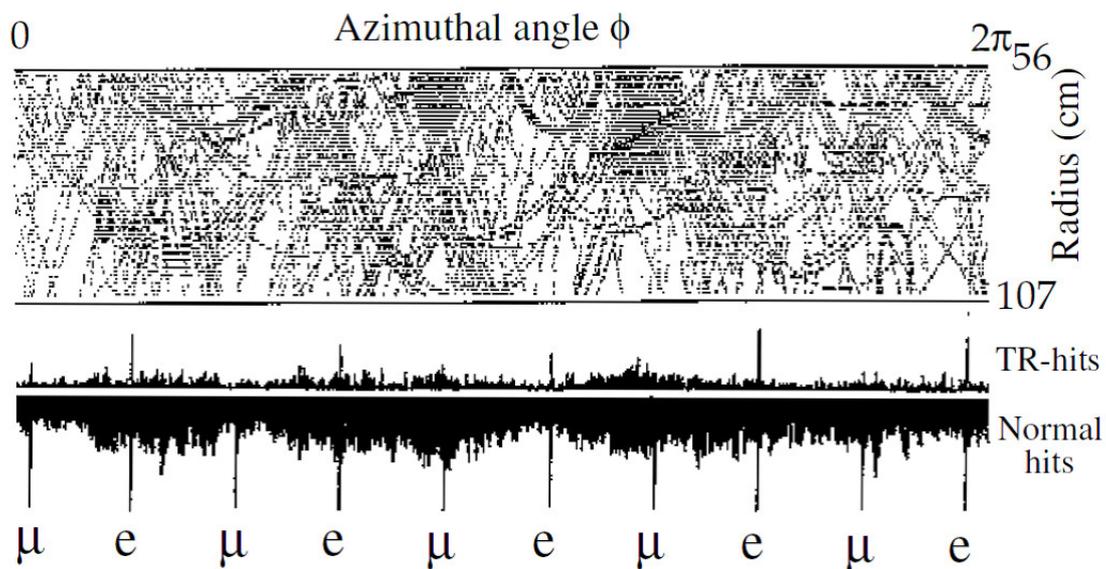


図 6.1: TRT を用いた histogramming pattern recognition

6.1.2 Hough 変換

よく用いられるもう一つの手法としてあるのが Hough 変換を用いた手法である。これは hit 情報から track のパラメータ空間へと変換するものである。例えば hit (x, y) 情報から track が直線あるいは曲線を仮定し (ϕ, P_T) へと変換するものである。それぞれの hit 情報から Hough 変換されたパラメータに対し Histogramming を行う。粒子が残した hit から Hough 変換されたものはその Histogram でピークを作ることになる。

そこから track の候補を選び出すことが出来る。

Hough 変換は ATLAS でも TRT を用いた LV2 track trigger 等で用いられている。

6.2 track parametrization

track を記述するのに使われるものとして Perigee のパラメータがある。Perigee とは track がビームパイプ (z 軸) に最も接近した地点のことをいい、用いられている Perigee (x_P, y_P, z_P) のパラメータは表 6.1 及び図 6.2 に載せる。

表 6.1: perigee parameters

d_0	transverse impact parameter	$d_0 = \pm \sqrt{x_P^2 + y_P^2}$
z_0	longitudinal impact parameter	$z_0 = z_P$
ϕ_0	perigee での track の方位角	$\phi_0 = \tan^{-1}\left(\frac{y_P}{x_P}\right)$
θ	perigee での track の極角	$\theta = \cot^{-1}\left(\frac{p_z}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}}\right)$
$\frac{q}{p}$	電荷/運動量	$\frac{q}{p} = \frac{q}{ p }$

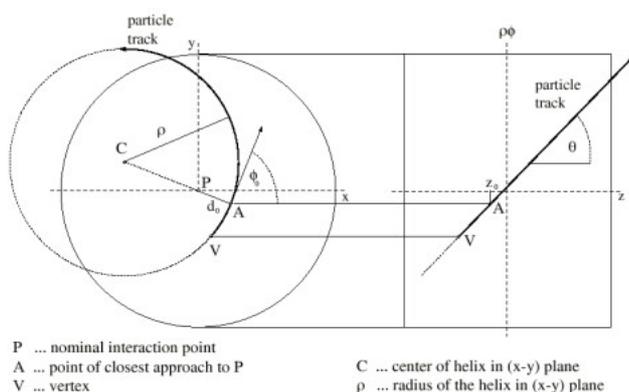


図 6.2: track parameters

図中の A が Perigee と呼ばれる点であり、 x - y 平面における原点 P (ビームパイプ) までの距離が d_0 である。更に Perigee A における track の方位角が ϕ_0 である。また、 $\rho\phi - z$ 平面での Perigee A の z が z_0 である。そして、track の極角を θ としている。

表にある track の parameter は track の表現方法として用いられており、この parameter は track の quality を示している。本論文においても、transverse impact parameter d_0 が track の quality cut の 1 つとして用いられている。

6.3 track fitting

pattern recognition の後には track の fitting を行う。

検出器の surface を作り surface 内の測定値 (hit 情報) \vec{m}_k を用い, 検出器の surface 毎に track のパラメータ \vec{x} を評価していくことで track fitting が行われる。得られた track のパラメータ \vec{x} から測定値へと変換することで次のような式となる。

$$\vec{c} = \begin{pmatrix} \vec{m}_1 \\ \vdots \\ \vec{m}_n \end{pmatrix} = \vec{f}(\vec{x}) + \vec{\epsilon} \quad (6.1)$$

ここで $\vec{\epsilon}$ はランダムな測定誤差であり $\langle \vec{\epsilon} \rangle = \vec{0}$ である。共分散行列 \mathbf{V} は,

$$\mathbf{V} = \langle (\vec{c} - \langle \vec{c} \rangle)(\vec{c} - \langle \vec{c} \rangle)^T \rangle = \langle (\vec{c} - \langle \vec{f}(\vec{x}) \rangle)(\vec{c} - \langle \vec{f}(\vec{x}) \rangle)^T \rangle \quad (6.2)$$

実際に用いられている fitting の方法を述べる。

6.3.1 Global χ^2 fit

Global χ^2 fit は track と検出器との情報から χ^2 を計算する。 $\vec{f}(\vec{x})$ を一次近似をつかって surface 上の track の推定値を \vec{x}_0 とし,

$$\vec{f}(\vec{x}) = \vec{f}(\vec{x}_0) + \mathbf{A}(\vec{x} - \vec{x}_0) \quad (6.3)$$

ここで

$$\mathbf{A} = \left. \frac{\partial \vec{f}(\vec{x})}{\partial \vec{x}} \right|_{\vec{x}=\vec{x}_0} \quad (6.4)$$

である。そして次に与えられる M が χ^2 を表わしており, それを最小化するように fit を行う。

$$M = (\vec{f}(\vec{x}) - \vec{c})^T \mathbf{V}^{-1} (\vec{f}(\vec{x}) - \vec{c}) \quad (6.5)$$

6.3.2 Kalman Filter

Global χ^2 fit は測定値の値を一度に包括的に用いた手法であるが, Kalman Filter は図 6.3 のように 1 つの track の状態から次の track の状態へと再帰的に fit を繰り返す手法である。

Kalman Filter は 1960 年に S.E.Kalman によって考案された離散的データの filtering 手法であり, その手法は高エネルギー物理等でも tracking の 1 手法として用いられている。Kalman Filter は主に予測, 濾波, 平滑の 3 段階の手順に分かれている。

これらの説明を行うのに幾つかの表記について定義する。

まず track に対し離散的な状態が $k = 1, \dots, N$ 存在するものとし¹, その状態を \vec{x}_k とする。このときの検出器の情報を \vec{m}_k と表すものとする。 \vec{x}_k と \vec{m}_k との関係は track のモデルにより決まるが, これを以下のように定める

$$\vec{m}_k = \mathbf{H}_k \vec{x}_k + \vec{\epsilon}_k \quad (6.6)$$

¹例えば, TRT の drift circle からなる layer 上における track の状態に対応している。

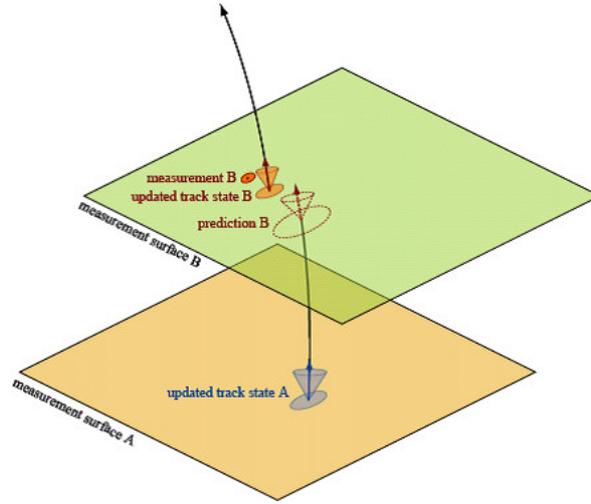


図 6.3: Kalman Filter の原理

$\vec{\epsilon}_k$ は検出器の測定誤差を表し, 理想的なものとして,

$$\langle \vec{\epsilon}_k \rangle = \vec{0} \quad (6.7)$$

$$\text{cov}[\vec{\epsilon}_k] = E[\vec{\epsilon}_k \vec{\epsilon}_k^T] = \mathbf{V}_k \quad (6.8)$$

とする。さらに k-1 での track の状態から k へと推移するときに

$$\vec{x}_k = \mathbf{F}_k \vec{x}_{k-1} + \vec{w}_k \quad (6.9)$$

ここで \vec{w}_k は状態が推移するときに起こる, process noise であり $\vec{\epsilon}_k$ のときのように,

$$\langle \vec{w}_k \rangle = \vec{0} \quad (6.10)$$

$$\text{cov}[\vec{w}_k] = E[\vec{w}_k \vec{w}_k^T] = \mathbf{Q}_k \quad (6.11)$$

とする。

ここで状態 $0, \dots, j$ までの状態を用いて track の状態を予測した予測推定値を $\tilde{\vec{x}}_{k|j}$ とあらわすことにする。さらに $\vec{x}_k - \tilde{\vec{x}}_{k|j}$ の共分散行列を $\mathbf{C}_{k|j}$ と定める。ここで residual は予測推定値 $\tilde{\vec{x}}_{k|j}$ を用いて

$$\vec{r}_{k|j} = \vec{m}_k - \mathbf{H}_k \tilde{\vec{x}}_{k|j} = \mathbf{H}_k (\vec{x}_k - \tilde{\vec{x}}_{k|j}) + \vec{\epsilon}_k \quad (6.12)$$

residual の共分散行列を $\mathbf{R}_{k|j}$ と定義する。

$$\mathbf{R}_{k|j} = \text{cov}[\vec{r}_{k|j}] \quad (6.13)$$

予測 (prediction)

状態 k-1 から k への track の状態を推定する。

$$\tilde{\vec{x}}_{k|k-1} = \mathbf{F}_{k-1} \tilde{\vec{x}}_{k-1|k-1} \quad (6.14)$$

このときの $\mathbf{C}_{k|k-1}$ は

$$\mathbf{C}_{k|k-1} = \text{cov}[\vec{x}_k - \tilde{\vec{x}}_{k|k-1}] \quad (6.15)$$

$$= \text{cov}[\vec{x}_k - \mathbf{F}_k \tilde{\vec{x}}_{k-1|k-1}] \quad (6.16)$$

$$= \text{cov}[\mathbf{F}_k(\vec{x}_{k-1} - \tilde{\vec{x}}_{k-1|k-1}) + \vec{\omega}_{k-1}] \quad (6.17)$$

$$= \mathbf{F}_{k-1} \mathbf{C}_{k-1|k-1} \mathbf{F}_{k-1}^T + \mathbf{Q}_k \quad (6.18)$$

このとき residual $\vec{r}_{k|k-1}$ は

$$\vec{r}_{k|k-1} = \vec{m}_k + \mathbf{H}_k \tilde{\vec{x}}_{k|k-1} \quad (6.19)$$

であり, residual の共分散 $\mathbf{R}_{k|k-1}$ は

$$\mathbf{R}_{k|k-1} = \text{cov}[\vec{m}_k + \mathbf{H}_k \tilde{\vec{x}}_{k|k-1}] \quad (6.20)$$

$$= \text{cov}[\mathbf{H}_k \vec{x}_k + \mathbf{H}_k \tilde{\vec{x}}_{k|k-1} + \vec{\epsilon}_k] \quad (6.21)$$

$$= \text{cov}[\mathbf{H}_k(\vec{x}_k + \tilde{\vec{x}}_{k|k-1}) + \vec{\epsilon}_k] \quad (6.22)$$

$$= \mathbf{H}_k \mathbf{C}_{k-1|k-1} \mathbf{H}_k^T + \mathbf{V}_k \quad (6.23)$$

の値が算出される。

濾波 (filtering)

そこから track の k の状態の評価を行う。residual を用いて,

$$\tilde{\vec{x}}_{k|k} = \tilde{\vec{x}}_{k|k-1} + \mathbf{K}_k \vec{r}_{k|k-1} \quad (6.24)$$

$$= \tilde{\vec{x}}_{k|k-1} + \mathbf{K}_k (\vec{m}_k + \mathbf{H}_k \tilde{\vec{x}}_{k|k-1}) \quad (6.25)$$

$$(6.26)$$

ここから $\mathbf{C}_{k|k}$ の評価を行う。

$$\mathbf{C}_{k|k} = \text{cov}[\vec{x}_k - \tilde{\vec{x}}_{k|k}] \quad (6.27)$$

に対して, 行列 \mathbf{K}_k の形について, k までの情報を用いて出された $\vec{x}_k - \tilde{\vec{x}}_{k|k}$ の共分散 $\mathbf{C}_{k|k}$ が最小になるものとして,

$$\frac{\partial(\text{Tr} \mathbf{C}_{k|k})}{\partial \mathbf{K}_k} = 0 \quad (6.28)$$

という条件を課して \mathbf{K}_k を求めると (付録 B 参照),

$$\mathbf{K}_k = \mathbf{C}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^T \mathbf{R}_{k|k-1}^{-1} \quad (6.29)$$

これが Kalman Gain と呼ばれるものである。これを用いて $\tilde{\vec{x}}_{k|k}$ を導く。

平滑 (smoothing)

これを $k=1$ から N まで繰り返すことで $\tilde{\vec{x}}_{N|N}$ が得られる (forward filtering)。ただ, $\tilde{\vec{x}}_{N|N}$ のみが全ての情報を含んでおり, $\tilde{\vec{x}}_{k|k}$ ($k < N$) については $i = 1, \dots, k$ までの情報しか用いられていない。そこで全ての情報を用いて k における track の状態 $\vec{x}_{k|k}$ を評価するために次の手順を踏む。まず, 今までと同様の推定を逆向きに, つまり $k = N$ から始める (backward filtering)。

そして backward filtering での予測推定値の共分散行列 $\mathbf{C}_{k|k+1}^b$ ² を用いて、最終的な状態 k での共分散行列は次のように求められる。

$$\mathbf{C}_{k|n}^{-1} = \mathbf{C}_{k|k}^{-1} + (\mathbf{C}_{k|k+1}^b)^{-1} \quad (6.30)$$

更にすべての情報を用いた状態 k の予測推定値はこの共分散行列で重みをかけて平均をとり、

$$\tilde{\mathbf{x}}_{k|n} = \mathbf{C}_{k|n} (\mathbf{C}_{k|k}^{-1} \tilde{\mathbf{x}}_{k|k} + (\mathbf{C}_{k|k+1}^b)^{-1} \tilde{\mathbf{x}}_{k|k+1}^b) \quad (6.31)$$

によって最終的に全ての検出器の情報を用いて track の状態を求めることができる。

6.3.3 その他の Fitter

他にも多数の fitter が ATLAS では用いられている。

- Deterministic Annealing Filter(DAF)

Deterministic Annealing Filter(DAF) と呼ばれる手法は Kalman Filter の手法をもとに作られたものである。DAF では一つの surface 上で複数の検出器がなっていた場合に、全ての hit 情報に対して fit を試みる (図 6.4a)。全ての fit を用いて track の状態を推定する。

次に行うのはその track を用いて再度 fitting を行う。この時 hit は Boltzmann 分布を用いて重みをかけて noise と思われる hit を除いていく³(図 6.4b)。

この過程を繰り返し, fit が成される (図 6.4c)。

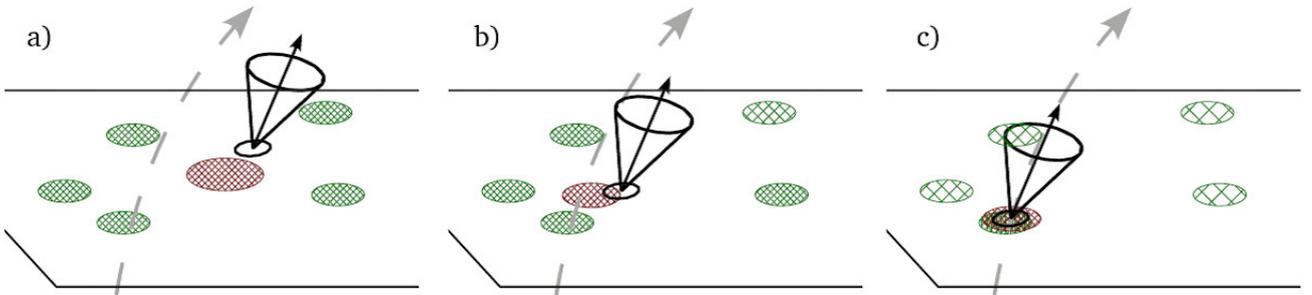


図 6.4: DAF による fitting の過程

- Gaussian Sum Filter(GSF)

Gaussian Sum Filter(GSF) はおもに電子の tracking のために開発された手法である。このアルゴリズムも Kalman Filter を基にした手法であるが、この手法では Energy loss の扱いが若干異なる。Energy loss は Bethe-Bloch の式に従う。この手法では Energy loss を複数の gaussian を重ね合わせて再現している。

ただしこの手法は時間がものすごくかかるという欠点がある。

² $\mathbf{C}_{k|j}^b$ は $k = N$ から逆向きに j までの情報を用いたという意味である。

³このことを”freeze out”や”cooling”等と呼ばれている。

- Alignment Kalman Fitter(AKF)
Alignment Kalman Filter(AKF) は ATLAS 検出器の alignment の為に用いられる tracking の手法である。検出器の alignment は特に実験初期の重要課題であり,tracking を用いて alignment を出すのにこの手法は特に重要な役割を果たす。これは Kalman Filter の手法を用いて track の fit を行う際に, 検出器の位置や方向等の情報も更新する。これを用いることで検出器の alignment が出されている。
- Distributed Kalman Fitter(DKF)
Distributed Kalman Fitter(DKF) も Kalman Filter の改良版であり,tracking の速度が非常に速い手法である。この手法は tracking の計算速度が要求される Inner Detector での Level2 trigger の段階で主に用いられている。

6.4 ATLAS での tracking package

ATLAS の Inner Detector を用いた tracking には iPatRec,xKalman++,NEWT の 3 つのパッケージが存在し, 標準的なものとして NEWT が採用されている。

6.4.1 iPatRec

iPatRec はまず pattern recognition のために pixel 及び SCT の情報を用いる。pixel や SCT の情報は space point の情報となるので, その組み合わせから track の曲率及び vertex の制限から track の候補を作る。そこから track の fit へと移る。fitter としては global χ^2 fit のアルゴリズムを用いる。pixel 及び SCT を用いて track の候補が作られると, 次は TRT への extrapolation に移る。良い quality の track の候補に対し,histogramming の手法を用いて TRT へと extrapolate される。最終的な fit は energy loss や Coulomb scattering の影響も含めて fit が行われる。

6.4.2 xKalman++

xKalman++はまず最初に TRT の情報に対して histogramming の手法を用いて,track の候補を探す。そこから SCT,pixel へと逆向きに extrapolation を行い,SCT 及び pixel の cluster を作る。cluster に対し Kalman Filtering を行い,最終的に TRT へと extrapolate し直す。

6.4.3 NEWT

NEWT は ATLAS における tracking において最も新しい手法である。

Data Preparation

NEWT に限らず tracking の第一段階は検出器の data preparation である。pixel 及び SCT の silicon 検出器から hit の情報を space point へと変換する。

pixel は既に 3 次元の位置情報を持っているので,local な座標から global な座標へと変換するだけである。SCT は一枚のセンサーでは strip としての hit 情報しか持っていないものの,40mrad ほどずらして 2 枚 1 組で module を作っているため, それにより 3 次元の位置情報を得ることが出来る。この silicon 検出器を用いて track の候補を作る。

candidate creation

space point を作った後に,track の候補を作ることになる。そのためにまずは track の seed の生成を行う。

まず pixel の space point から seed を作る。近くの space point から異なる R のもの同士で組を作る。ここから,impact parameter z で histogramming を行い vertex に対して制限をかける。

ambiguity processing

track の候補の中には

- track(実際の粒子)
- オーバーラップした track
- fake track

がある。これらの track を推定するのに,track 上の hit がどの track に属するのかを決定する過程が行われる。

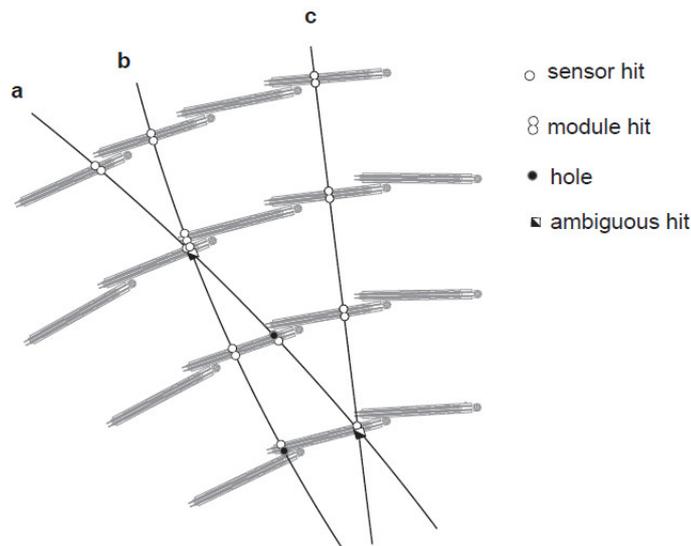


図 6.5: track に属する hit の推定

Track Fitting

track 上の hit が確定した段階で,fitting を行う。

TRT Extension

ambiguity processing の過程を終えた track に対して TRT までの extension を行う。Si によって作られた track に対し TRT の hit 情報を付加する。

ATLASでは本章で述べたような手法で tracking が行われている。次章からは, この手法で再構成された長寿命荷電粒子の track の探索手法及び発見能力について述べる。

第7章 長寿命荷電粒子のシグナル及びバックグラウンド

本章では第2章で述べたものに代表されるような、長寿命粒子の発見能力の評価について述べる。

7.1 TRT を用いた探索手法の決定

長寿命粒子の崩壊長が Inner Detector 程度に及ぶ場合の長寿命粒子の探索手法について本節では述べる。

7.1.1 長寿命粒子が作る信号

図 7.1 は $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊の模式図である。 $\tilde{\chi}_1^\pm$ が中性粒子の $\tilde{\chi}_1^0$ と荷電粒子の π^\pm もしくは e^\pm へと崩壊したときに、 $\tilde{\chi}_1^0$ は信号を作らずに、 π^\pm もしくは e^\pm が検出器に hit を残す。しかしながら π^\pm もしくは e^\pm の運動量は小さいためにこの事象は特徴的な信号となる。その事象の信号として期待されるのは kink track もしくは”消失”track である。

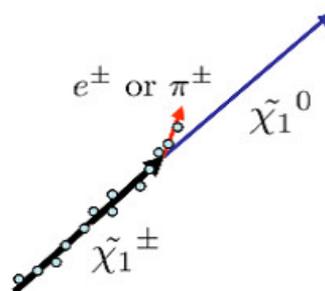


図 7.1: $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊

- kink track
 $\tilde{\chi}_1^\pm$ が飛跡検出器内で崩壊を起こし、荷電粒子である π^\pm もしくは e^\pm の飛跡が残った場合には、粒子が崩壊地点で急に飛跡の方向が変わったかのように見える。このとき、崩壊した粒子が再構成されたとき、kink track としての信号が見られることになる。
- 消失 track
第二章で述べたように、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量は非常に縮退している。そのために崩壊した時の π^\pm もしくは e^\pm は運動量は非常に小さく検出器での再構成が非常に困難となる。 π^\pm もしくは e^\pm の再構成が出来ない時にこのような信号となる。

- muon のような track
より長寿命である場合に, Muon Spectrometer まで到達すると, muon として再構成される。
ただし本論文ではこの場合は考慮しない。

7.1.2 長寿命粒子のサンプル

長寿命な粒子が生じる超対称性粒子のイベントのシミュレーションは, ハードプロセス部分を Madgraph を用いて行い, パartonシャワー・ハドロン化の部分を Pythia を用いて行った。さらに $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊については検出器シミュレーションの GEANT4 を用いて行っている。

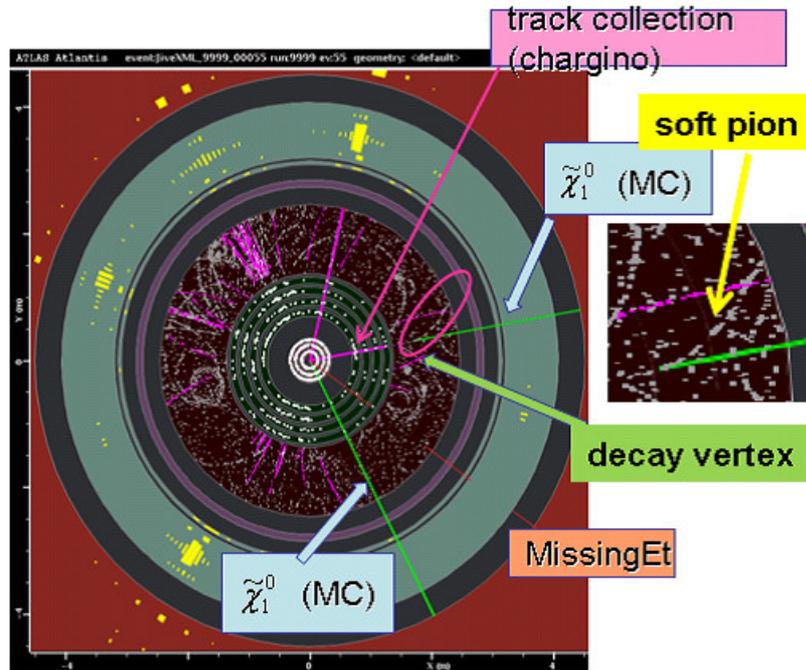


図 7.2: AMSB イベントのイベントディスプレイ

このサンプルのパラメータは次の通りである。

- $m_{\frac{3}{2}} = 39\text{TeV}$
- $m(\tilde{g})=1\text{TeV}$
- $m(\tilde{\chi}_1^\pm)=100.157\text{GeV}$
- $m(\tilde{\chi}_1^0)=100.000\text{GeV}$

この時の崩壊モードは

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm + q + \bar{q}' \quad (7.1)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \pi^\pm \quad (7.2)$$

であり, $m(\tilde{g})=1\text{TeV}$ のときの cross-section は 170fb である。

図 7.2 は長寿命粒子の AMSB イベントの 1 例である。最初 $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ によって \tilde{g} が二つ生じ \tilde{g} は $\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm + q + \bar{q}'$ と崩壊する。ピンクの線が $\tilde{\chi}_1^\pm$ が作った飛跡を表し, 緑の線は $\tilde{\chi}_0^\pm$ の飛跡を表している (現実にこのイベントが生じた際には緑の線は当然ながら見えない)。 $\tilde{\chi}_1^\pm$ の 1 つは生じてすぐに崩壊しているが, もう一方は Inner Detector 内で hit を残し途中で $\tilde{\chi}_0^\pm$ と π^\pm へと崩壊している。

7.1.3 $\tilde{\chi}_1^\pm$ と $\tilde{\chi}_1^0$

第 2 章で述べたように, 本論文におけるシナリオでは $\tilde{\chi}_1^\pm$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量は非常に縮退している。そのため図 7.3 のようにピンク色の $\tilde{\chi}_1^\pm$ の P_T 分布と青色の $\tilde{\chi}_1^0$ の P_T 分布はほぼ同じとなる。

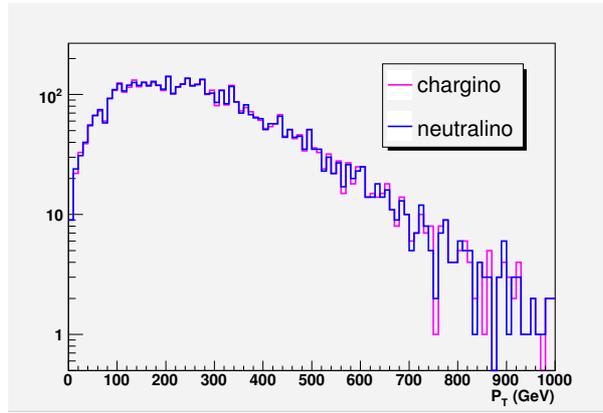


図 7.3: $\tilde{\chi}_1^\pm$ 及び $\tilde{\chi}_1^0$ の P_T 分布

さらに図 7.4 は $\tilde{\chi}_1^\pm$ が崩壊した際の π の P_T 分布である。 $\tilde{\chi}_1^\pm$ と $\tilde{\chi}_1^0$ とが縮退しているために生じた π の P_T は非常に小さく, およそ 450MeV 程度になる。

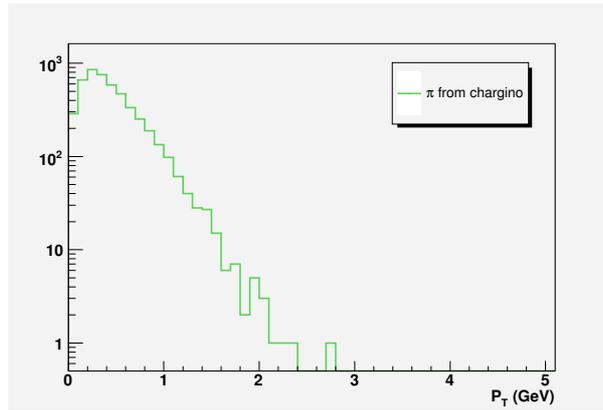


図 7.4: 崩壊した $\tilde{\chi}_1^\pm$ からの π^\pm の P_T 分布

7.1.4 AMSB イベントの特徴

AMSB のイベントは次のような特徴がある。

- 大きな missing E_T

$\tilde{\chi}_1^\pm$ が長い寿命を持っていたとしてもほとんどが Inner Detector 内で崩壊し $\tilde{\chi}_1^0$ と運動量の小さな π^\pm もしくは $e^\pm\nu$ に崩壊する。そのためほとんど検出器と相互作用を起こさない $\tilde{\chi}_1^0$ は大きな missing E_T を作る。

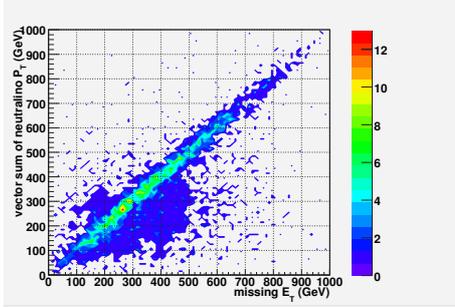


図 7.5: $\tilde{\chi}_1^0$ の P_T の vector 和 対 再構成された missing E_T

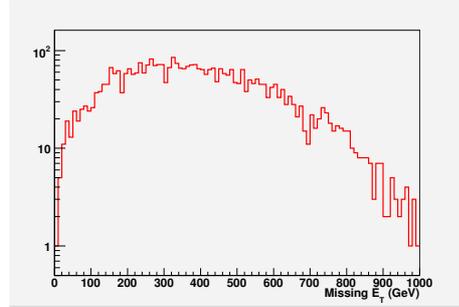


図 7.6: 再構成された missing E_T

図 7.5 は再構成された missing E_T と 2 つの $\tilde{\chi}_1^0$ の P_T の vector 和との相関をみたものである。AMSB のイベントでは最終的には 2 つの $\tilde{\chi}_1^0$ が生じることになる。そのため、2 つの $\tilde{\chi}_1^0$ の P_T で vector 和をとることで missing E_T となる。

さらに $\tilde{\chi}_1^0$ は大きな運動量を持っているので、missing E_T も大きなものとなる。図 7.6 は再構成された missing E_T の分布である。図から見て取れるように、missing E_T は非常に大きくなっている。第 7.2 節に挙げるように、大きな missing E_T を作る SUSY 事象の探索のために standard SUSY selection があるが、そのうちの一つに missing E_T が 100GeV 以上という条件がある。AMSB イベントも missing E_T の平均が 400GeV 程度であり、standard SUSY selection を超えるほど大きいことが分かる。

- jet 数が大きい

$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ の反応がおきそれぞれの \tilde{g} は $\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm + q + \bar{q}'$ と崩壊する。これにより高い運動量を持った jet が多数生じる。

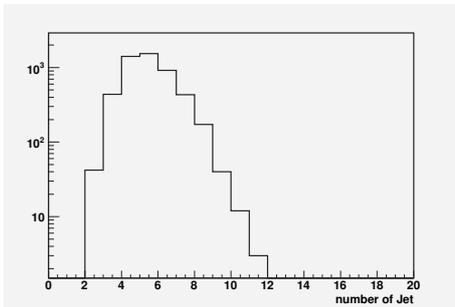


図 7.7: P_T が 50GeV 以上の Jet 数

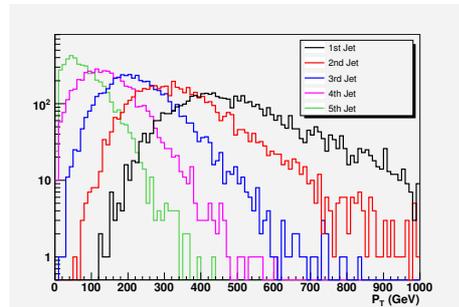


図 7.8: Jet の P_T 分布

図 7.7 は P_T が 50GeV 以上の jet の数の分布である。このように \tilde{g} の崩壊から生じる jet が多数あるために 1 イベント中の jet の数は 4 本以上と多くなる。

図 7.8 は jet の P_T 分布である。1Tev の \tilde{g} が崩壊したときに生じた jet は非常に大きな運動量となる。図の黒色は最も高い運動量の jet の P_T 分布であるが、平均で 400GeV 程度の P_T を持っている。

このように AMSB のシナリオから予言される長寿命粒子のイベントもその他の SUSY イベントと同様に、大きな missing E_T 及び多数の大きな運動量の jet という特徴を持っている。これらのイベントは表 3.10 中の jet trigger もしくは missing E_T trigger で trigger がかかることが期待される。

表 7.1 にトリガー効率を表にまとめる。jet trigger 及び missing E_T trigger の複数の trigger によって trigger がかかるため、トリガー効率がほぼ 100% となる。

表 7.1: トリガー効率

Trigger Menu	L1 Trigger			HLT Trigger		
	J170	4J45	J35+XE50	j160	2jet120	4jet50
efficiency(%)	100	96.1	99.3	99.6	98.5	86.7
Total	100			100		

次節からは長寿命粒子が Inner Detector 内で飛跡を残し崩壊した場合についての探索手法について考察する。

7.1.5 track と TRT の hit 数

Inner Detector を構成する TRT は第 3 章で述べた用に drift tube を多層並べた連続飛跡検出器となっている。そのため kink track 及び消失 track のような特徴的な信号が発見しやすい。ここでは barrel 領域に限って探索手法を考察する。

3.2.1 節で述べたように barrel 領域の TRT は大きく 3 層構造 (Type-1,2,3) となっている。さらにその 3 層は drift tube の層がそれぞれ 19,24,30 層からなっている。

まず長寿命粒子が第 3 層目に到達する前に崩壊したと仮定する。もし第 3 層目に到達するまでに崩壊した場合には、3 層には noise level 程度の hit しか残らないはずである。そこで第 3 層目にのこす TRT の hit 数について通常の track が残す場合と、noise level しかない場合の比較から行うことにする。

hit 数の η 依存性

通常の track の残す hit 数と noise level の hit 数の比較を次のように行う。以後通常の track としては muon の track を用いる。更に大きな運動量を仮定して $P_T > 20\text{GeV}$ を要求する。ここで TRT の hit 数については、track と同じ ϕ を中心に ± 0.005 の幅で、全体で $\Delta\phi \approx 0.01(\text{rad})$ 内に存在する TRT の hit 数を数えることにする。 $\Delta\phi \approx 0.01(\text{rad})$ という幅はほぼ drift tube 1 本分 (直径 4mm) の幅であり、track がほぼ直線であるほど大きな運動量を持っている事から来ている。

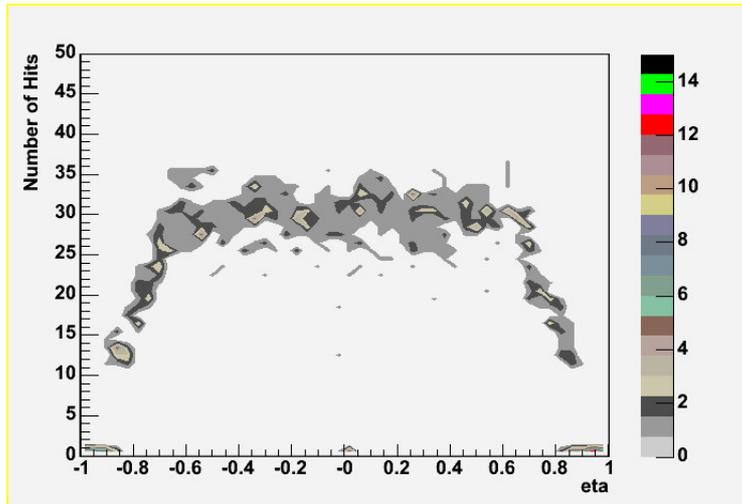


図 7.9: track の η と TRT(barrel) の hit 数の関係

さらに図 7.9 のように track の η と TRT(barrel) の hit 数には相関が見られる。track の η が 0.6 付近を超えると, TRT の straw が成す層を全て通過することなく TRT の外へと出ることになるからである。そこで, track に対しては η の条件を課す。

$$|\eta(\text{track})| \leq \left| -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta_{TRT\text{volume}}}{2}\right)\right) \right| \quad (7.3)$$

$$\leq \left| -\ln\left(\tan\left(\cot^{-1}\left(\frac{|Z|_{TRT\text{max}}}{R_{TRT\text{max}}}\right)/2\right)\right) \right| \quad (7.4)$$

$$\leq 0.63 \quad (7.5)$$

さらに noise level の算出については $\Delta\phi$ を同じ幅にし, ϕ 方向については muon の track に対しずらした方向にとるものとする。ここでいう noise というのは単に TRT のエレキからくるランダム hit の noise のみをいうのではなく, 他の粒子が残す hit も含めている。そのため, noise についての評価は物理 event のシミュレーションのサンプルを用いて行った。

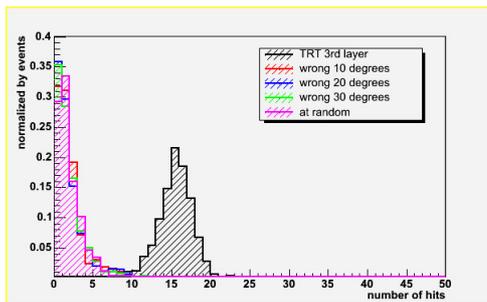


図 7.10: $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}lnl n$ プロセスにおける TRT の 3 層目における hit 数

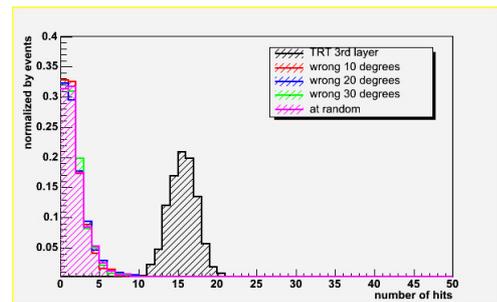


図 7.11: $Z \rightarrow \mu\mu$ プロセスにおける TRT の 3 層目における hit 数

図 7.10 及び図 7.11 の黒色の分布は muon の track 上にある TRT の第 3 層目の hit 数の分布である。また赤, 青, 緑色の分布はそれぞれ muon の track に対し +10 度, +20 度, +30 度ずらした時の hit 数の分布であり, ピンク色はランダムな方向に ϕ をずらしたものである。

このようにきれいな track は TRT の第 3 層目には平均でおよそ 15hit を残すことが分かる。また track の存在しない領域は, ほとんどが hit 数が 5 以下となることが分かる。図中では muon

に対し,+10度,+20度,+30度,そしてランダムな方向の4種類の ϕ 方向のずらし方で noise level を見ているが,ほとんど変わらない形となっている。このことは ϕ についての偽 hit がランダムであることを示す。さらには $t\bar{t}$ や Z^0 の event についてもプロセスにはほとんど関わらず5以下になることが言える。

そこで長寿命粒子の探索の条件として TRT の第3層目における hit 数は5以下を要求するものとする。

7.1.6 track の選別

更に長寿命粒子の作る track の探索のために,track quality を条件に課す。

1. Number of b-layer hits ≥ 1
2. Number of precision hits ¹ ≥ 7
3. $|d_0| \leq 2mm$
4. $P_T > 50GeV$
5. $|\eta| < 0.63$

条件 1.-3. は ATLAS でも標準的に用いられている track quality cut の一つである。条件 1. における b-layer とは第 3.2.1 節にあるように pixel 検出器の中でもビームパイプに最も近い layer のことであり, $R=50.5mm$ に位置している。

さらに図 7.3 が示すように, $\tilde{\chi}_1^\pm$ は高い運動量を持っている。そこで条件 4. を要求している。さらにここでも TRT の構造から条件 5. として η の条件を要求している。

7.1.7 calorimeter veto

track の TRT の hit 数を計測するのに際し,track と同じ ϕ 方向に $\Delta\phi \approx 0.01(rad)$ の幅に入るものを数えるのであるが,粒子の hit がその幅から外れて数え損じる場合がある。これによって途中で消えてしまったとみなしてしまうのを防ぐために,track の先のカロリメータの情報をを用いることにする。track のパラメータの情報をを用いることで,カロリメータに到達した時の位置を推定する。このとき対応するクラスターが存在し,MIP のエネルギーデポジット程度以上の場合には信号としてみなさないことを要求する。

7.2 バックグラウンドの評価

前節で述べた条件を様々な物理プロセスの event に対して課し,どのような track が長寿命粒子の探索のバックグラウンドとなるかを調べることにする。

実際の探索をする上では次に挙げる standard SUSY selection をかける。

- 4本以上の jet ($P_T^{1st} > 100GeV, P_T^{2nd\sim 4th} > 50GeV$)

¹precision hits は pixel 及び SCT の hit を意味する。

- missing $E_T > \min(100\text{GeV}, 0.2M_{eff})$
- $S_T > 0.2$

ここで Effective Mass M_{eff} の定義は,

$$M_{eff} \equiv \sum_{i=1}^4 |P_T^i(jet)| + \text{missing} E_T \quad (7.6)$$

であり, Transverse Sphericity S_T の定義は N 本の jet に対し i 番目の $P_{X,Y}$ を $P_{X,Y}^i$ とし, テンソル S を

$$S \equiv \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^N (P_X^i)^2 & \sum_{i=1}^N (P_X^i)(P_Y^i) \\ \sum_{i=1}^N (P_X^i)(P_Y^i) & \sum_{i=1}^N (P_Y^i)^2 \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

とする。S の固有値 λ_1, λ_2 を用いて,

$$S_T = \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (7.8)$$

で定義される。Transverse Sphericity は jet の分布が直線に近いと 0 付近になり, 等方的な分布をすると 1 に近い値をとる。SUSY の事象は多段崩壊をし, 等方的に jet が分布するため 1 に近い値となる。

バックグラウンド事象として用いられるサンプルは主に以下の通りである。これらサンプルは, ハードプロセスについては Alpgen を, パartonシャワー及びハドロン化については Jimmy を用いて作られている。

- $t\bar{t} + n\text{Jets}$ 生成事象
 グルーオン同士の衝突により $t\bar{t}$ が生じ, t クォークは b クォーク及び W ボソンに崩壊する。W は ν もしくは qq に崩壊し, 多くの jet と missing E_T を生じるため, 主なバックグラウンドとなる。
- $W + n\text{Jets}$ 生成事象
 W がセミレプトニック崩壊をした時に, ν が生じるため missing E_T を生じる。このため, W のセミレプトニック崩壊した場合も主なバックグラウンドとなる。
- $\text{QCD} + n\text{Jets}$ 生成事象
 QCD 生成事象は終状態に heavy flavor(b,c) を含む場合と全てが light flavor(s,d,u) の場合とがある。終状態に heavy flavor を含む場合はセミレプトニック崩壊により missing E_T を作る。全てが light flavor の場合は missing E_T を作らないが, 断面積が大きいため fake missing E_T が無視できなくなる。ただ, この場合のバックグラウンドは jet の分布が直線的となり, Sphericity のカットでほぼなくなってしまう。
- $Z + n\text{Jets}$ 生成事象
 Z 生成事象はニュートリノの対に崩壊した場合は missing E_T を作るために, バックグラウンドとなる。また, タウの対に崩壊した場合も, タウの崩壊のニュートリノにより missing E_T を作るため, バックグラウンドとなる。

まずは長寿命粒子の探索においても,standard SUSY selection をかけた時に主として残るプロセスを用いて BG の評価を行った。主に調べた物理プロセスは $t\bar{t}$ 及び W の生成事象である。

図 7.12 から図 7.15 はこれら生成事象の track の各パラメータの分布である。これらに対して,track quality のカットを要求する。

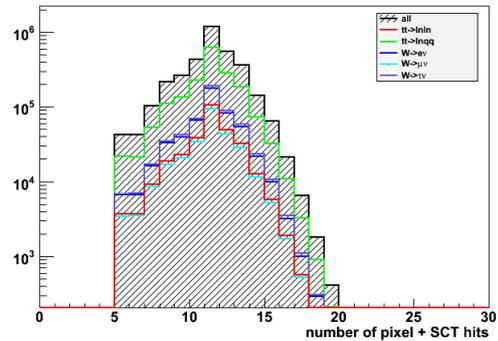
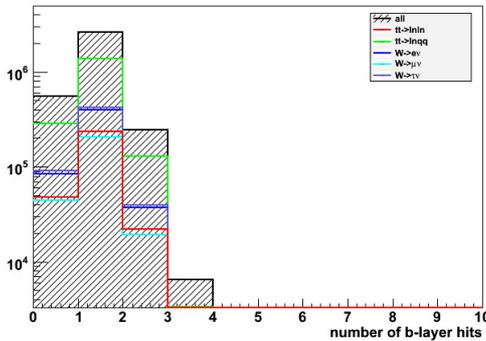


図 7.12: $t\bar{t}$ プロセス及び W プロセスにおける track の b-layer hit 数

図 7.13: $t\bar{t}$ プロセス及び W プロセスにおける track の precision hit 数

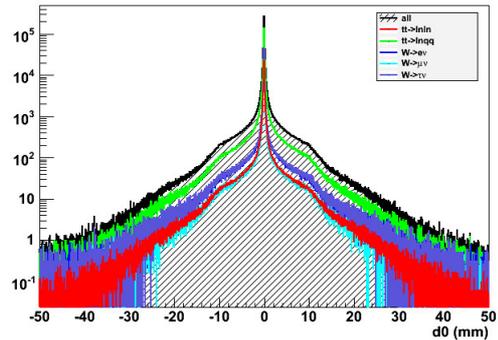
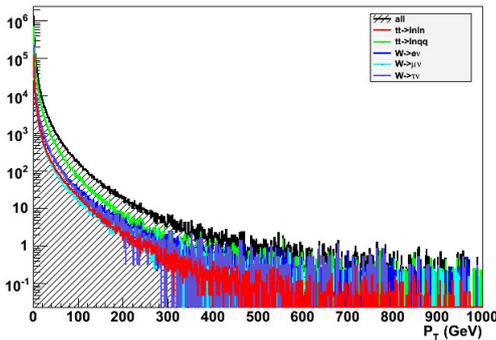


図 7.14: $t\bar{t}$ プロセス及び W プロセスにおける track の P_T

図 7.15: $t\bar{t}$ プロセス及び W プロセスにおける track の impact parameter d_0

図 7.16 は track quality cut を要求した後の TRT の 3 層目の hit 数である。signal 領域 (hit 数 0~5) に多数の track があるが、これのほとんどが設定した $\Delta\phi$ の幅から TRT の hit が外れてしまったものによるものである。

そのため最終的に calorimeter veto をかけることにする。track の parameter から calorimeter に到達した場合の calorimeter の位置を推測し、そのクラスターの E_T の分布が図 7.17 及び図 7.18 である。もし対応するクラスターが存在しない場合には-200 の値としている。対応がなかった track, もしくは MIP の energy deposit 程度の 500MeV 以下を長寿命粒子の track として定めていたが、図 7.18 にあるように対応がついたクラスターについては全てが 500MeV 以上であり除かれる。

最終的に残った track は $1fb^{-1}$ 当り 0.6 であった。このように長寿命粒子の track の探索に対しバックグラウンドはほぼ存在しないといえる。

見つかったバックグラウンドの内訳を表 7.2 に示す。

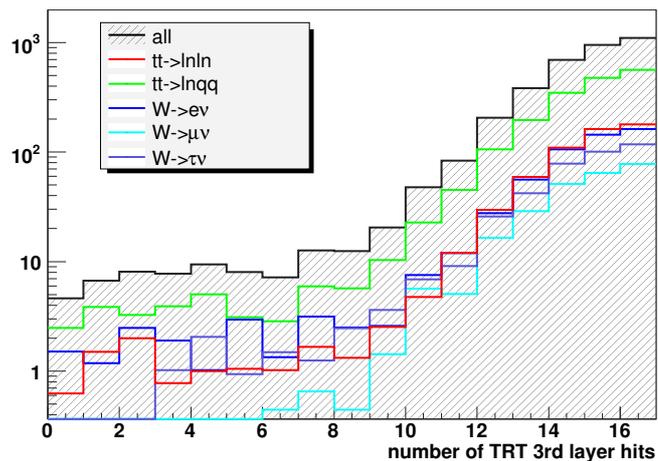


図 7.16: track quality cut 後の TRT の 3 層目の hit 数

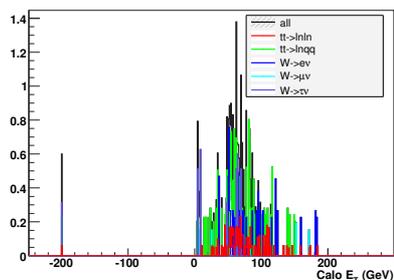


図 7.17: signal 領域の track の E_T 分布

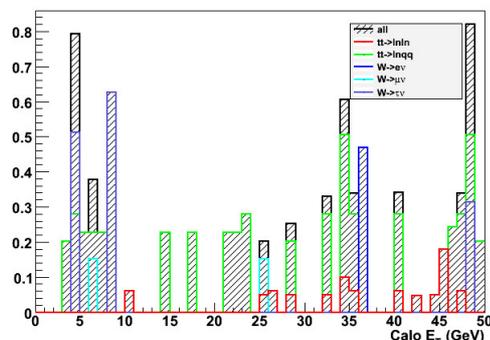


図 7.18: 領域の track の E_T 分布 (0~50GeV)

図 7.17 及び 7.18 は signal 領域における track の E_T 分布である。-200 が track に対応がつかなかったものである。

今回の主な研究では $t\bar{t}$ プロセス及び W プロセスを調べたが、ほぼバックグラウンドは存在しないことが分かった。さらに QCD プロセス及び $Z \rightarrow \nu\nu$ 及び $Z \rightarrow \tau\tau$ のプロセスも同様に評価した結果、図 7.19, 図 7.20 に見られるように、新たにバックグラウンドとなる track は残らなかった。

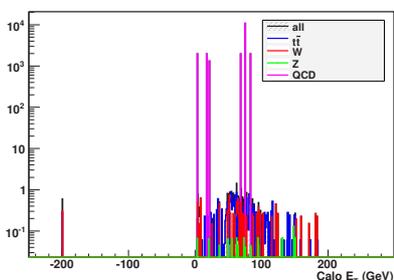


図 7.19: $t\bar{t}$, W , Z , QCD のプロセスにおける signal 領域の track の E_T 分布

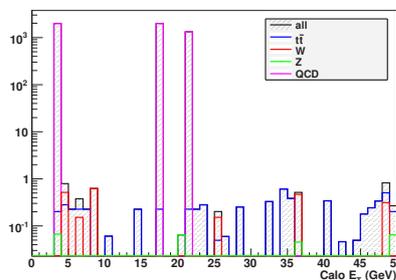


図 7.20: $t\bar{t}$, W , Z , QCD のプロセスにおける signal 領域の track の E_T 分布 (0~50GeV)

表 7.2: バックグラウンド数の内訳 ($1fb^{-1}$)

	バックグラウンド数 ($1fb^{-1}$)
$t\bar{t} \rightarrow bbl\nu\nu$	0.06 ± 0.06
$t\bar{t} \rightarrow bbl\nu qq$	0.23 ± 0.23
$W \rightarrow e\nu$	0
$W \rightarrow \mu\nu$	0
$W \rightarrow \tau\nu$	0.3 ± 0.3
Total	0.6 ± 0.6

これにより, 他のプロセスによるバックグラウンドもほぼないと評価できる。

更にこれから SUSY selection を要求するとバックグラウンドはどのプロセスにおいても 0 という結果となった。

7.2.1 見つかったバックグラウンドの track

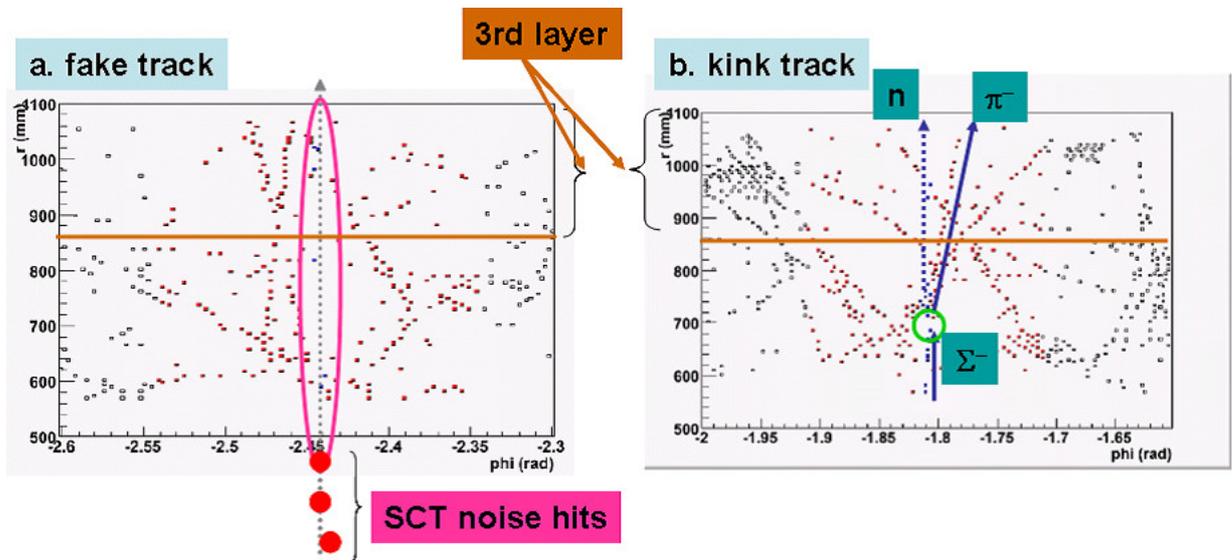


図 7.21: background となった track

見つかったバックグラウンドの track の種類は以下の 2 種類である。

- fake track
これは pixel 及び SCT の noise によるものである。粒子による hit がなくとも, pixel と SCT のみの noise によって track が作られることがある。この track がこの quality cut の条件を満たした場合に, バックグラウンドとなる。
- kink track
これは実際にハドロンが TRT 内で崩壊し, kink track を作った場合であり, このような事象は避けられないバックグラウンドとなる。図に示したのは,



という事象である。 Σ^- は寿命が 0.15ns であるため, 高い運動量を持った時に $\beta\gamma$ 倍されて TRT まで到達する。

このような 2 種類の track がバックグラウンドとなりうる。

7.2.2 pixel 及び SCT の noise

見つかったバックグラウンドの一つに fake track があった。これは pixel と SCT の noise の効果によるものであり, これらシリコン検出器の noise の影響が非常に出やすい。そこで, fake track が BG となった $t\bar{t}$ のプロセスに対し, noise を増やした場合に見つかるバックグラウンドの数がどう増えるかを見積もることにする。

調べた点は図 7.22 及び表 7.3 の通りである。

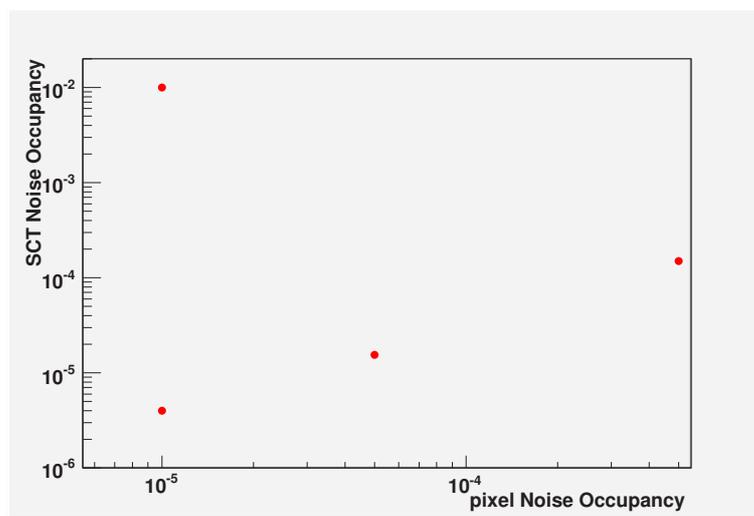


図 7.22: pixel 及び SCT の noise occupancy の各点

表 7.3: noise occupancy の各点

	pixel Noise occupancy	SCT Noise occupancy	備考
point1	1.0×10^{-5}	4.0×10^{-6}	nominal (simulation の default 値)
point2	5.0×10^{-5}	1.5×10^{-5}	realistic な値
point3	5.0×10^{-4}	1.5×10^{-4}	realistic $\times 10$
point4	1.0×10^{-5}	1.0×10^{-2}	SCT のみ nominal $\times 2500$

現在の point1 は simulation の default 値であり, そこから noise occupancy の値を変えた 3 点でバックグラウンドがどう変わるかを見積もった。Point2 は現在の実機測定における realistic な値である。Point3,4 は現実的な値ではないが, この値でもし実機測定が行われた時にどのような影響を与えるかを見積もるために評価した点である。

これにより, track の各パラメータの分布の違いについて比較する。Monte Carlo の情報より $\Delta R < 0.02$ 以内に実際の粒子と対応がした track を good track とし, 対応がなかったものを fake track とし, 分布の違いを見ることとする。

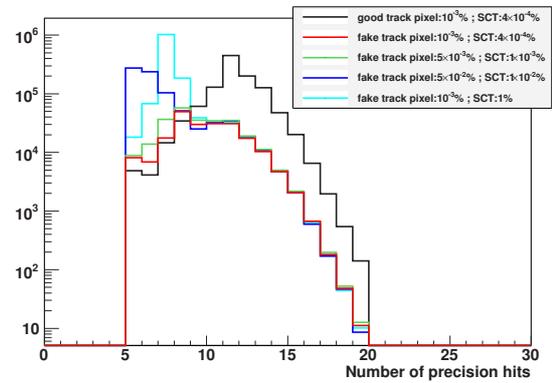
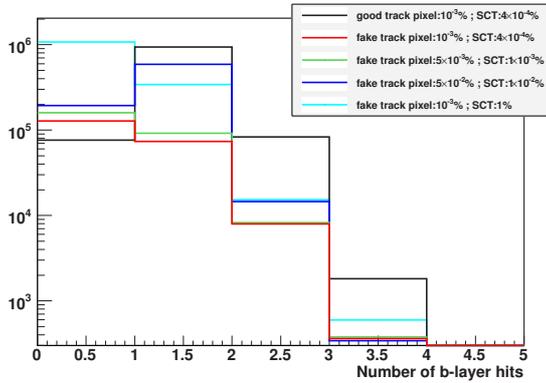


図 7.23: good track 及び fake track の b-layer hit 数分布

図 7.24: good track 及び fake track の precision hit 数分布

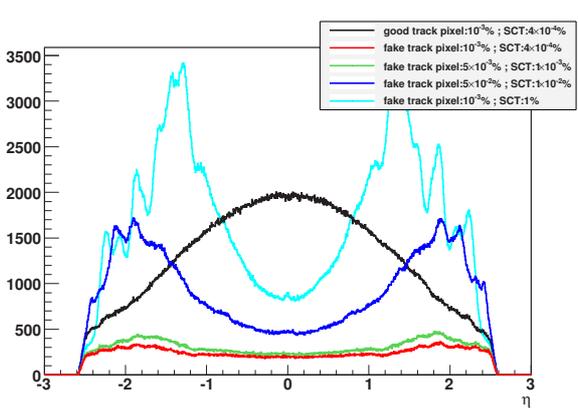
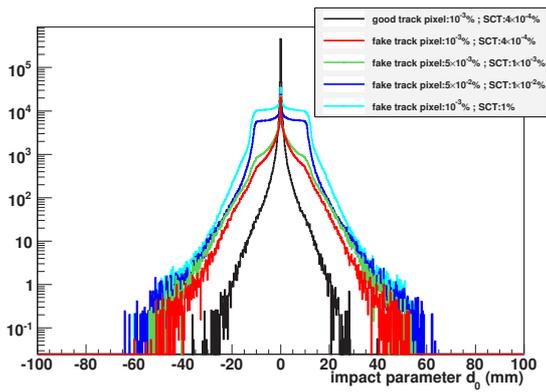


図 7.25: good track 及び fake track の impact parameter d_0 分布

図 7.26: good track 及び fake track の η 分布

図 7.23 から図 7.26 は good track と fake track の各パラメータの分布である。黒色は good track の分布を, 赤色, 緑色, 青色, 空色はそれぞれ point1,2,3,4 の fake track の分布である。

図 7.23 は b-layer hit 数分布である。pixel の noise occupancy が高い point3 以外は, fake track については b-layer hit は 0 のものが最も多いため, b-layer hit のカットが有効であることが分かる。

図 7.24 は precision hit 数分布である。pixel, SCT の noise が非常に多い point3, point4 の場合でも fake track の precision hit 数が 7 以下のものが多いので, precision hit 数のカットも有効であることが分かる。

図 7.25 は d_0 分布であるが, fake track については 2mm 以上で盛り上がりが見えるが, good track に対しては 2mm 付近に集中している。

これらから, 第 7.1.6 節に挙げた standard track quality cut が有効であることが分かる。

更に図 7.26 は track の η 分布である。fake track は η が大きい領域に偏って分布することが分かる。

表 7.4: noise occupancy 各点での BG 数 ($1fb^{-1}$)

	Point1	Point2	Point3	Point4
$t\bar{t} \rightarrow bbl\nu l\nu$	0.06	0.05	0.7	8.3
$t\bar{t} \rightarrow bbl\nu qq$	0.23	0.42	3.6	42
Total	0.29	0.47	4.4	50

表 7.4 は noise occupancy を変化させた点での最終的な BG の数をまとめたものである。シミュレーションで用いられている値の Point1 に比べ realistic な値の Point2 では若干増えているものの, negligible な値であることが分かった。

さらに, Point2 からそれぞれ occupancy を 10 倍にした Point3 では BG の値も 10 倍になると見積もることが出来る。SCT のみを nominal な値の 2500 倍にした Point4 では BG の数が Point1 の約 170 倍の 50 であることが分かる。

以上の結果より, 現在の検出器の noise occupancy の状況でも問題なく長寿命粒子の track の探索に対してバックグラウンドはほぼ存在しないと評価できる。

ただし, 現在 $|\eta| < 0.63$ の領域に限って探索を行っているが, $|\eta| > 0.63$ の部分に探索領域を広げる場合には, fake track が η の大きい領域に偏って分布するので fake track の影響はより大きくなることが予想される。

7.3 長寿命荷電粒子の発見能力

次に同様のカットを AMSB のサンプルに要求し, 長寿命荷電粒子の探索能力の評価に移る。

表 7.5 は長寿命粒子の探索において $\tilde{\chi}_1^\pm$ の数についてまとめたものである。 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は $1fb^{-1}$ で 340 生じるため, この手法による検出効率率は 7.3% である。

表 7.5: AMSB サンプルの track 数 ($m(\tilde{\chi}_1^\pm) = 100\text{GeV}$, $c\tau=300\text{mm}$)

Inner Detector 内で崩壊した $\tilde{\chi}_1^\pm$ 数 ($1fb^{-1}$)	$\tilde{\chi}_1^\pm$ の track 数	barrel 領域の track 数	この手法で発見された track 数
210.8 ± 3.8	99.9 ± 2.6	45.2 ± 1.8	24.9 ± 1.3

図 7.27 はこの探索により見つかった $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track の例である。TRT の第 3 層目に入るまでに, $\tilde{\chi}_1^\pm$ が $\tilde{\chi}_1^0$ と π^\pm に崩壊していることが分かる。

7.3.1 TRT の noise

探索を行うに際し, TRT の noise が発見能力に影響を及ぼすことが予想されるので, TRT の noise occupancy を変化させたもので比較を行う。

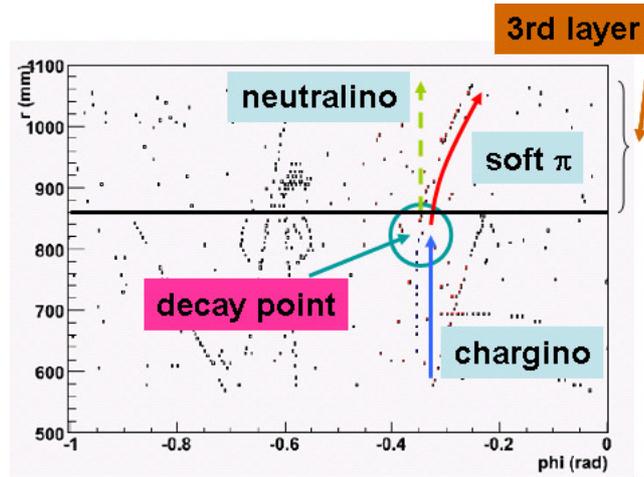


図 7.27: 見つかった $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track

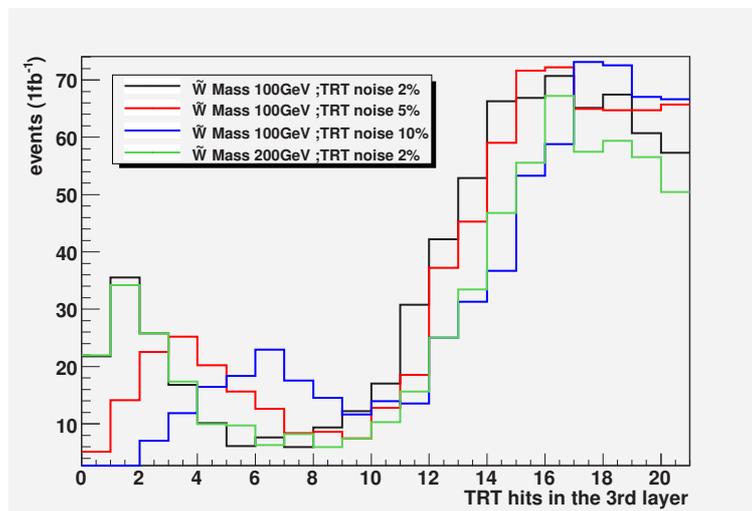


図 7.28: quality cut 後の TRT の 3 層目の hit 数 ($\tau=1\text{ns}$)

図 7.28 は quality cut 後の TRT の 3 層目の hit 数の分布である。TRT の noise の occupancy があがるにつれて、TRT の hit 数も多くなっているのが分かる。0~5hit までの signal 領域から外れた track が多くなるために、noise occupancy が上がれば上がるほど、発見能力は低くなっていく。

7.3.2 発見能力

今回の長寿命粒子の探索についての発見能力についてまとめる。

図 7.29 は発見能力が $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊長によってどう変化するかを示したものである。BG free な場合は signal の数が 10 以上で発見と定義されているため、TRT の noise occupancy がおよそ 2%、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ の特性崩壊長 $c\tau$ が 100mm 以上の場合に発見可能であることが分かる。

ただし赤線、青線が示すように TRT の noise occupancy が高くなるほど、発見能力は下がる。

TRT の noise occupancy が 10% を超えた状態になると, ATLAS では発見不可能である。

ただし, 第 4 章で述べたように, 実機の TRT の noise occupancy も平均でほぼ 2% が保たれている。そのため ATLAS においては $\tilde{\chi}_1^\pm$ の $c\tau$ が 100mm 以上の場合には発見が可能であることが結論付けられる。

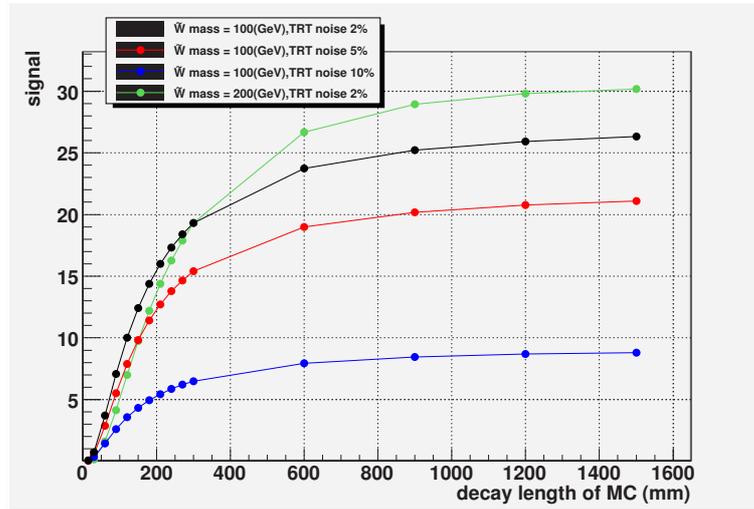


図 7.29: 発見能力 (崩壊長による変化) ($m_{\tilde{g}} = 1\text{TeV}$)

更に図 7.30 は発見能力の \tilde{g} の質量による変化を見たものである。 \tilde{g} の質量が変わると断面積が変化するため, 質量が重くなるほど発見は難しくなることが分かる。 $\tilde{\chi}_1^\pm$ が $c\tau = 300\text{mm}$ の場合には \tilde{g} の質量が 1.1TeV 程度までなら発見が可能である。

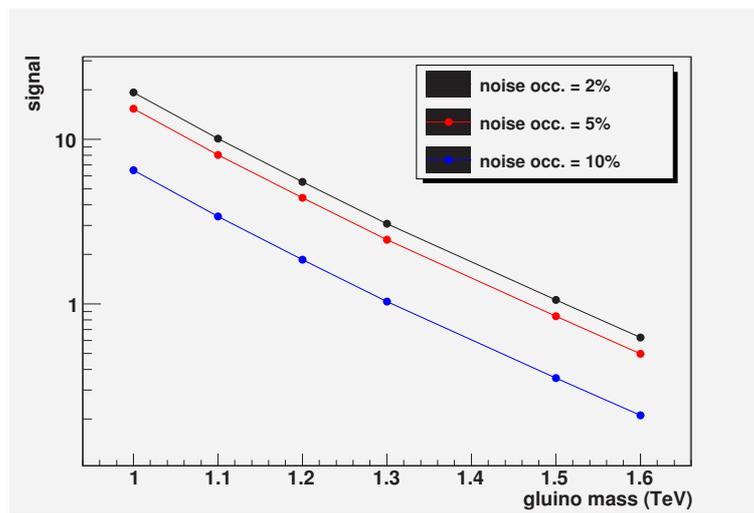


図 7.30: 発見能力 (\tilde{g} の質量による変化) ($c\tau = 300\text{mm}$)

また, SUSY selection を要求した場合に発見能力の変化を見る。図 7.31 は SUSY selection 前後における発見能力を, $\tilde{\chi}_1^\pm$ の $c\tau$ 毎にまとめたものである。 $\tilde{\chi}_1^\pm$ の質量が 100GeV の場合で, 黒色, ねずみ色が示すのは TRT の noise occupancy が 2%, の場合であり, 赤色, 茶色が TRT の noise

occupancy が 5% の場合を示している。SUSY selection を要求することで発見される信号は約半数となり,noise occupancy が 2% の場合には $c\tau$ が 300mm 以上,5% の場合には 900mm 以上から可能となる。

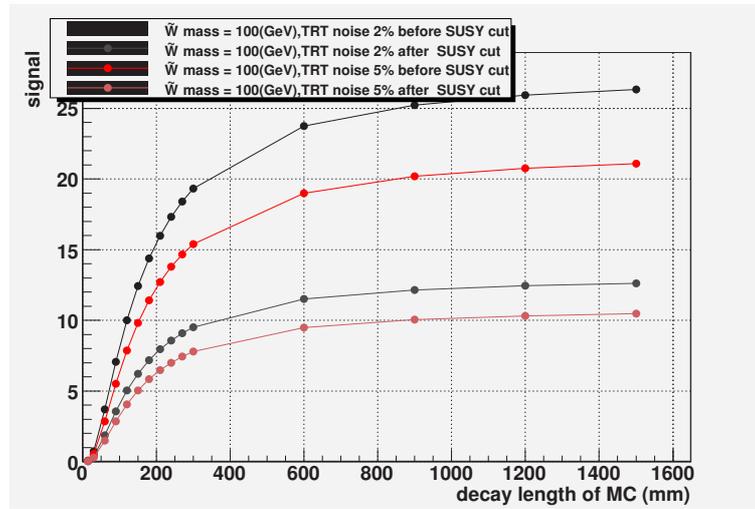


図 7.31: 発見能力 (SUSY カットの前後による違い)

SUSY selection を要求することで完全にバックグラウンドは存在しなくなるが, 信号の数も減ってしまうために発見能力は落ちることが分かる。

第8章 超対称性粒子の寿命測定

この章では TRT を用いた長寿命粒子の寿命測定について述べる。

8.1 AMSB sample

TRT を用いた長寿命粒子の寿命測定能力を評価するにあたり, 次のような AMSB sample を用いた。

- single particle sample
- $m(\tilde{\chi}_1^\pm) = 100.1\text{GeV}$
- $m(\tilde{\chi}_1^0) = 100.0\text{GeV}$
- $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + e^\pm\nu$
- $\beta = 0.8$
- $|\eta| = 0.5$

図 8.1 に見られるように, 第 7 章と同様に, $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track 上にある TRT の全層の hit 数, 及びその track からランダムに ϕ 方向をずらした時の全層の hit 数である。ランダムに ϕ 方向をずらした時, つまり粒子の hit がない時はほぼ 5hit までしかないが, track 上の TRT の hit 数は $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊位置との相関が見て取れる。

このように TRT の hit 情報は長寿命粒子の崩壊位置の情報を持っているといえる。よってここからは TRT の崩壊位置の測定方法についての考察を行うことにする。

8.2 $\tilde{\chi}_1^\pm$ が作る track

ここでは single particle の sample を用いて, $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track reconstruction efficiency や, $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track quantity について述べる。

8.2.1 reconstruction efficiency

$\tilde{\chi}_1^\pm$ の track は崩壊位置によって reconstruction efficiency が異なる。更に運動量測定に関しても内側で崩壊するほど, 測定点が少なくなる分 resolution が悪くなる。

表 8.1 での reconstruction efficiency をまとめた。この結果を出すのに $\tau = 3\text{ns}$ の sample を用いている。 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は SCT 内に入るまでに崩壊した場合には track が再構成されない。また SCT の第 1 層に hit を残したとしても reconstruction efficiency は 2.58% と低いことが分かる。track の reconstruction は $\tilde{\chi}_1^\pm$ が SCT の第 2 層を越えたあたりから行われることが分かる。ただし,

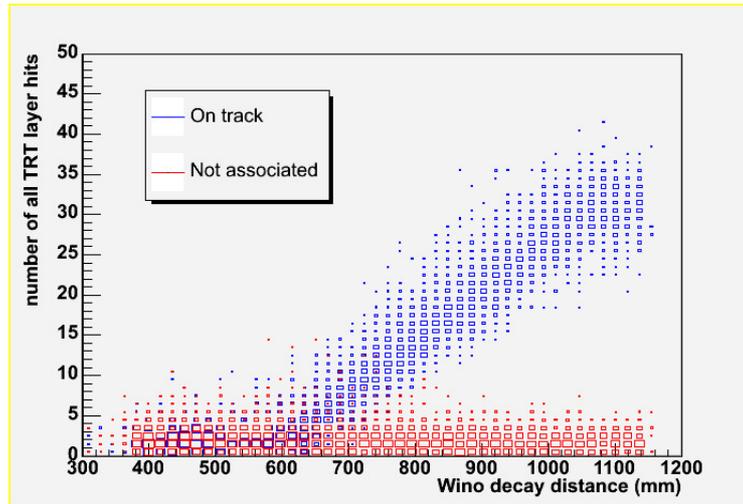


図 8.1: $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊位置と TRT の hit 数

横軸は $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊位置, 縦軸は TRT の hit 数である。青色は $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track 上にある TRT の全層の hit 数を示し, 赤色はその track からランダムに ϕ 方向ずらした場所の TRT の全層の hit 数を示す。

赤色の横軸の値は基準とした $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊位置に合わせてある。

この場合の efficiency は 84.9% と悪く, P_T resolution も 16% とかなり悪い。しかし $\tilde{\chi}_1^\pm$ が SCT の第 3 層を越えると efficiency はほぼ 100% という結果が得られた。 P_T resolution も SCT の第 4 層を越えると 8% の結果が得られている。4 層目以降に崩壊した track を用いることで分解能の悪化の影響を無視することが出来る。

表 8.1: $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track reconstruction efficiency

decay point	~ SCT	SCT 1st ~ 2nd	2nd ~ 3rd	3rd ~ 4th	SCT 4th ~ TRT	TRT ~
number of MC	4584	893	909	859	461	4829
number of track	0	23	772	858	461	4826
efficiency (%)	0	2.58	84.9	99.9	100	99.9
P_T resolution (%)	—	—	16.1 ± 0.6	11.5 ± 0.4	7.9 ± 0.3	8.0 ± 0.1

8.2.2 track quality

図 8.2 ~ 8.5 までに $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track quality の分布を示す。この分布から見て取れるようにほとんどの track が第 7 章の quality cut の条件を満たすことが分かる。

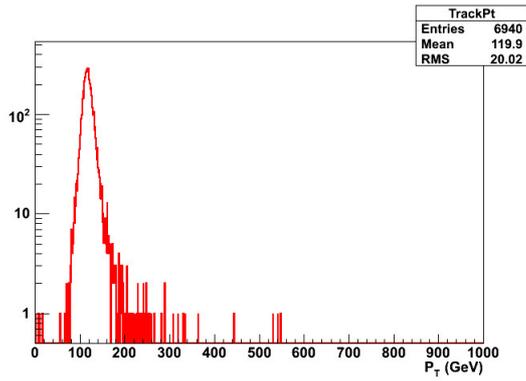


図 8.2: $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track の P_T 分布

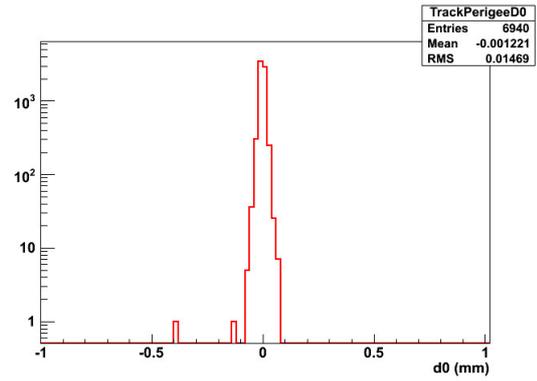


図 8.3: $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track の d_0 分布

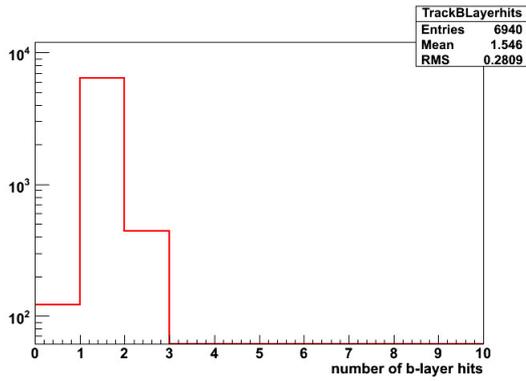


図 8.4: $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track の b-layer hit 数分布

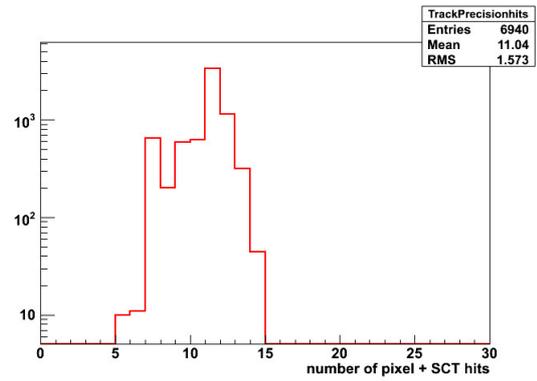


図 8.5: $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track の precision hit 数分布

8.3 TRT を用いた寿命測定

前節から分かるように、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ が作る track はほとんどが quality cut を満たすことが分かった。本節では、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track が多数発見できた場合に、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ の寿命が TRT を用いて測定できるのかを考察する。

8.3.1 寿命測定のアプローチ

まず $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track の発見した時にどのようにして $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊位置を推定するかのアプローチを考える。

ところで TRT の barrel 領域は drift tube が z 方向に伸びているため、(X, Y) 座標及び Z の符合しか分からない。ここでいう崩壊位置の推定は横方向の距離 L_T

$$L_T = \sqrt{X^2 + Y^2} \quad (8.1)$$

を推定するものとする。

図 8.6 は track 上における最も内側の drift tube の位置である。

図から見て取れるように、TRT 内で崩壊した場合には最も内側の drift tube の hit は 680mm 以内となる。一方、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ が TRT に入るまでに崩壊してしまうと、TRT には粒子の hit は残らない。即ち noise の hit しかないために最も内側の hit は 680mm より大きい領域にも分布する。よっ

て、最も内側の drift tube の hit が 680mm より大きい場合には $\tilde{\chi}_1^\pm$ が TRT に入るまでに崩壊したものとみなし、寿命測定には用いないものとする。

図 8.7 は $\tilde{\chi}_1^\pm$ の track 上にある straw の隣接間距離の分布である。黒は全ての分布を示し、赤は崩壊以前であり、青は崩壊以降、即ち noise のが作る分布である。

崩壊以前に比べて崩壊以降は drift tube 間距離が $\sim 400\text{mm}$ 程度まで広がっていることが分かる。よって drift tube の間隔が 50mm 以上となった時にその drift tube を崩壊位置とみなすものとする。

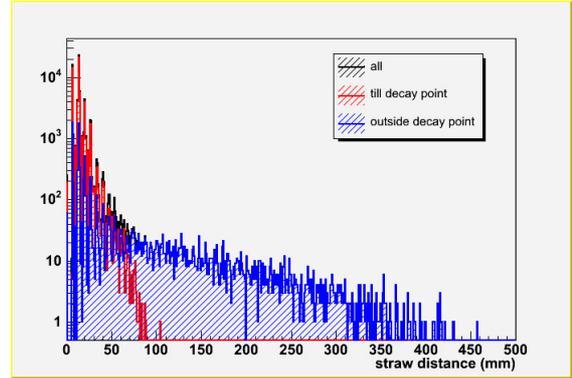
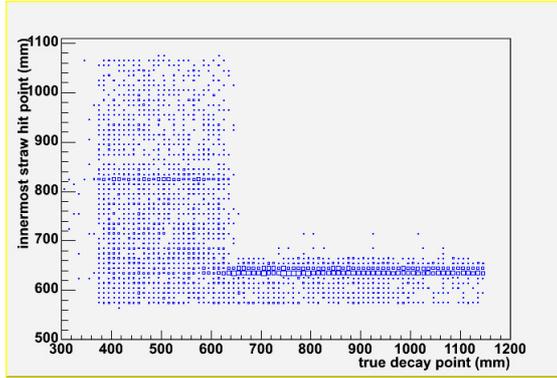


図 8.6: 長寿命粒子の track 上における最も内側の drift tube の位置

図 8.7: 長寿命粒子の hit した drift tube の間隔

これにより崩壊位置 L_T の推定についてのアルゴリズムは次のように決める。

1. 最も内側の drift tube が 680mm より大きい場合、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ が TRT に入るまでに崩壊したものとみなし、寿命測定には用いない。
2. 隣接する drift tube の間隔が 50mm 以上となった時に $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊位置とみなす。
3. ただし、最も内側の drift tube が 680mm 以内でも次の drift tube との間隔が 50mm 以上だった場合には寿命測定には用いない。(1. 及び 2. では accidental に noise が鳴ったのか、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ が崩壊したのか区別できないためである。)

このアルゴリズムを用いて $\tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊位置の測定を行い、TRT の寿命測定能力を評価することにする。

8.3.2 寿命測定の結果

使った sample は $\tilde{\chi}_1^\pm$ の寿命として τ が 0.025 \sim 17.5ns の 10 点、を用いて行った。 β 及び η を固定しているため、XY 平面に射影した特性崩壊長 $L_T^{(MC)}$ は次のように計算でき、

$$L_T^{(MC)} = \beta\gamma c\tau \sin(2\tan^{-1}(\exp(-\eta))) \quad (8.2)$$

$L_T^{(MC)}$ にして 9 \sim 6200mm の 10 点について前述したアルゴリズムを用い、さらに track quality cut をかけて測定を行った。

この時の寿命測定の結果は以下の通りである。図 8.8 は $L_T=266\text{mm}$ の場合、図 8.9 は $L_T=621\text{mm}$ の場合の測定結果である。

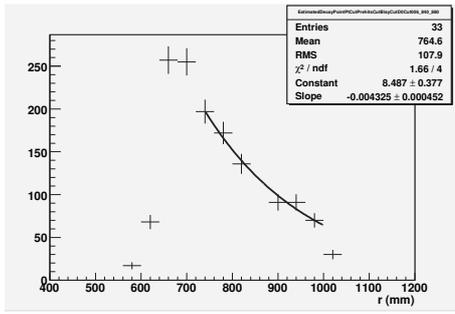


図 8.8: 特性崩壊長 266.0mm のサンプルの fit 結果

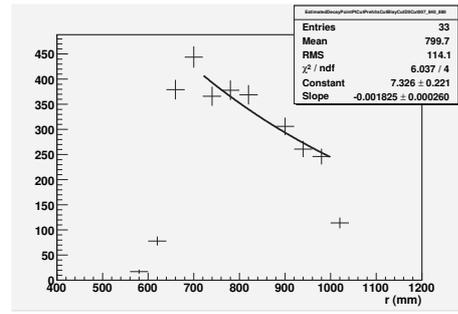


図 8.9: 特性崩壊長 620.8mm のサンプルの fit 結果

表 8.2: 寿命測定の結果

特性崩壊長 $L_T^{(MC)}$	TRT 内での崩壊数	fit の結果
8.868	0	—
26.60	0	—
62.08	6	—
88.68	44	—
266.0	2196	231.2 ± 24.2
620.8	4991	547.9 ± 78.0
886.8	5211	1028 ± 275
1064	4829	1441 ± 552
2660	3273	—
6208	1638	—

$\tilde{\chi}^\pm$ の質量が 100.1GeV の場合の測定の結果である。

fit の誤差は統計誤差のみであり、どのサンプルも 200000 イベントのサンプルを用いている。

$L_T^{(MC)} = 266\text{mm}$ の場合がこの寿命測定で最も精度がよく 10% の精度で得られた。

次の表 8.2 及び図 8.10 に 10 点の寿命測定の結果をまとめた。

表 8.2 に見られるように $L_T^{(MC)} = 266.0\text{mm}$ から 1064mm までの 4 点について fitting が可能であった。その他の点が fit が出来なかったのは統計が足りないためと考えられる。

図 8.10 には fit が出来た 4 点について $L_T^{(MC)}$ (測定値) - $L_T^{(MC)}$ を plot したものである。図で示したように $L_T^{(MC)} = 266.0\text{mm}$ から 1064mm までの 4 点で 10~30% の精度での測定が TRT を用いることで可能である。

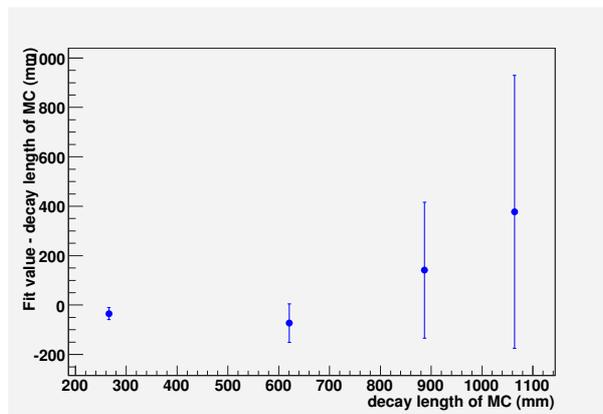


図 8.10: $L_T(\text{測定値}) - L_T^{(MC)}$ 对 $L_T^{(MC)}$

第9章 まとめ

本論文では, ATLAS 実験において, TRT の実機の性能評価及び, 超対称性模型の 1 つのシナリオが予言する長寿命荷電粒子の探索能力の評価を行った。さらに, 発見能力に及ぼす検出器の性能の影響を評価した。また, TRT を用いた長寿命粒子の寿命測定も行った。

実機の評価

宇宙線のデータを用いることで TRT の実機のノイズ及び検出効率の評価を行った。

- ノイズの評価
ノイズについては平均の値はほぼ 2% と, シミュレーションの値とほぼ同じ値であるものの, drift tube 個々の性能まで入れていないために, occupancy の分布の形までは再現が出来ていない。
- 検出効率
検出効率については track を用いた手法で評価を行った。
平均でおよそ 91% という結果が得られているが, 運動量依存性, module 依存性, run の依存性等が見られ, 約 $\pm 2 \sim 3\%$ のばらつきが見られる。
この手法は tracking の精度や検出器のアライメントの精度など多くの要因が影響するため, 更なる研究を要する。

長寿命粒子の探索

超対称性模型の 1 つのシナリオとして, 長寿命荷電粒子が予言される。この粒子の特徴的な信号として, kink track 及び消失 track がある。この信号の探索に ATLAS 検出器の Inner Detector を用いた場合の発見能力の評価を行った。

このときに実際にバックグラウンドとなりうる信号は, 実際の粒子によって作られていない track, 即ち fake track と長寿命ハドロンによる kink track がある。ただし, これらの信号はほとんどなく無視できる数であることが, バックグラウンドの評価により分かった。

更に, 検出器の noise の効果は探索の結果に対し幾つかの影響を与える。

- pixel+SCT の noise の増大
pixel と SCT の noise が増えることで fake track が増大することになる。つまりこれは, 長寿命粒子の track のバックグラウンドの増大を引き起こす。
- TRT の noise の増大
TRT の noise が増えることによって”TRT の第 3 層目の hit 数が 5 以下”という条件を満たすものが少なくなる。これは, 本物の長寿命粒子の発見能力の低下を招くことになる。ただし, 実際の ATLAS 検出器の性能は現在のシミュレーションで用いられているものと同程度であり, 発見能力には影響しない。

$\tilde{\chi}_1^\pm$ の質量が 100GeV の時には, SUSY selection を要求しないならば $\tilde{\chi}_1^\pm$ の $c\tau$ が 100mm 以上から, 要求後でも $\tilde{\chi}_1^\pm$ の $c\tau$ が 300mm 以上から発見が可能である。

長寿命粒子の寿命測定

TRT を用いて高統計の信号が発見できたときの、寿命測定の精度を評価した。特性崩壊長が 300mm から 1000mm の場合に 10 から 30% の精度で決定することが出来る。

今後の展望

本論文における探索方法では $|\eta| < 0.63$ と限られた barrel 領域にのみ用いることの出来る手法である。さらに長寿命荷電粒子の検出効率を上げるためには, endcap 領域にまで探索領域を広げる必要がある。

また SUSY 事象の再構成についてはこのシナリオにおいてはまだ研究が進んでいない。今後の研究として $\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{W}$ の事象の再構成についての研究に取り組む予定である。

付録A List of Abbreviations

ALICE	A Large Ion Collider experiment
AOD	Analysis Object Data
ATLAS	A Troidal LHC Apparatus
AMSB	Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking
BCID	Bunch Crossing ID
CERN	Council Européen pour la Recherche Nucléaire ; European Organization for Nuclear Research
CMS	Compact Muon Solenoid
CSC	Cathod Strip Chamber
DAQ	Data Acquisition
ESD	Event Summary Data
EF	Event Filter
GEANT4	GEometry ANd Tracking
GMSB	Gauge Mediated Supersymmetry Breaking
HLT	High-Level Trigger
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	LHC beauty
LHCf	LHC forward
MDT	Monitored Drift Tube
MIP	Minimum Ionizing Particle
mSUGRA	minimal SUper GRAvity
RDO	Raw Data Object
RoI	Regions of Interest
RPC	Resistive Plate Chamber
SCT	SemiConductor Tracker
SFO	Sub Farm Output Buffer
TGC	Thin Gap Chamber
TOTEM	Total cross-section and Elastic scattering Measurement
TRT	Transition Radiation Tracker

付録B Kalman Gainの導出

ここで Kalman Gain の導出を行う。

まず式 (6.27) に対して次のように変形を行う。

$$\mathbf{C}_{k|k} = \text{cov}[\vec{x}_k - \tilde{\vec{x}}_{k|k}] \quad (\text{B.1})$$

$$= \text{cov}[\vec{x}_k - (\tilde{\vec{x}}_{k|k-1} \mathbf{K}_k (\mathbf{H}_k \vec{x}_k + \vec{\epsilon}_k - \mathbf{H}_k \tilde{\vec{x}}_{k|k-1}))] \quad (\text{B.2})$$

$$= \text{cov}[(\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k)(\vec{x}_k - \tilde{\vec{x}}_{k|k-1}) + \mathbf{K}_k \vec{\epsilon}_k] \quad (\text{B.3})$$

$$= \text{cov}[(\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k)(\vec{x}_k - \tilde{\vec{x}}_{k|k-1})] + \text{cov}[\mathbf{K}_k \vec{\epsilon}_k] \quad (\text{B.4})$$

$$= (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k) \text{cov}[\vec{x}_k - \tilde{\vec{x}}_{k|k-1}] (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k)^T + \mathbf{K}_k \mathbf{V}_k \mathbf{K}_k^T \quad (\text{B.5})$$

$$= (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k) \mathbf{C}_{k|k-1} (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k)^T + \mathbf{K}_k \mathbf{V}_k \mathbf{K}_k^T \quad (\text{B.6})$$

$$= (\mathbf{C}_{k|k-1} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{C}_{k|k-1}) (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k^T \mathbf{H}_k^T) + \mathbf{K}_k \mathbf{V}_k \mathbf{K}_k^T \quad (\text{B.7})$$

$$= \mathbf{C}_{k|k-1} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{C}_{k|k-1} - \mathbf{C}_{k|k-1} \mathbf{K}_k^T \mathbf{H}_k^T + \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{C}_{k|k-1} \mathbf{K}_k^T \mathbf{H}_k^T + \mathbf{K}_k \mathbf{V}_k \mathbf{K}_k^T \quad (\text{B.8})$$

$$= \mathbf{C}_{k|k-1} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{C}_{k|k-1} - \mathbf{C}_{k|k-1} \mathbf{K}_k^T \mathbf{H}_k^T + \mathbf{K}_k \mathbf{R}_{k|k-1} \mathbf{K}_k^T \quad (\text{B.9})$$

と変形する。

ここで、式 (6.28) において、

$$\text{Tr} \mathbf{C}_{k|k} = \text{Tr}(\mathbf{C}_{k|k-1} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{C}_{k|k-1} - \mathbf{C}_{k|k-1} \mathbf{K}_k^T \mathbf{H}_k^T + \mathbf{K}_k \mathbf{R}_{k|k-1} \mathbf{K}_k^T) \quad (\text{B.10})$$

$$= \text{Tr} \mathbf{C}_{k|k-1} - \text{Tr}(\mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{C}_{k|k-1}) - \text{Tr}(\mathbf{C}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^T \mathbf{K}_k^T) + \text{Tr}(\mathbf{K}_k \mathbf{R}_{k|k-1} \mathbf{K}_k^T) \quad (\text{B.11})$$

よって

$$\frac{\partial(\text{Tr} \mathbf{C}_{k|k})}{\partial \mathbf{K}_k} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad -\mathbf{H}_k \mathbf{C}_{k|k-1} - \mathbf{C}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^T + 2\mathbf{K}_k \mathbf{R}_{k|k-1} = 0 \quad (\text{B.12})$$

$$\Leftrightarrow \quad -2(\mathbf{H}_k \mathbf{C}_{k|k-1})^T + 2\mathbf{K}_k \mathbf{R}_{k|k-1} = 0 \quad (\text{B.13})$$

$$\Leftrightarrow \quad \mathbf{K}_k \mathbf{R}_{k|k-1} = \mathbf{C}_{k|k-1}^T \mathbf{H}_k^T \quad (\text{B.14})$$

$$\Leftrightarrow \quad \mathbf{K}_k = \mathbf{C}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^T \mathbf{R}_{k|k-1}^{-1} \quad (\text{B.15})$$

以上より Kalman Gain の導出が出来た。

付録C TRTのoccupancy map

TRTのoccupancyのmapを載せる。

run numberは91639のrunである。

図C.1から図C.6はTRTのbarrel領域のA-side, 図C.7から図C.12はTRTのbarrel領域のC-sideのoccupancyのmapである。

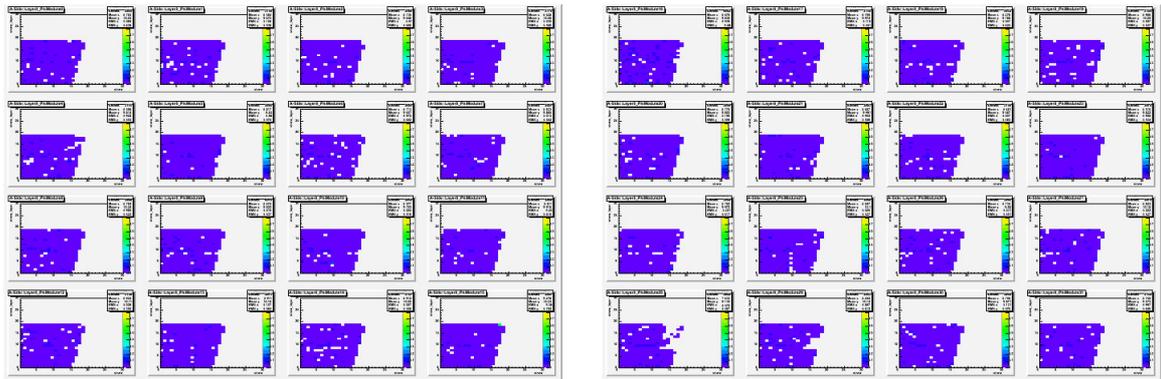


図 C.1: occupancy map A-side,Layer0,phi module 0 から 15 まで

図 C.2: occupancy map A-side,Layer0,phi module 16 から 31 まで

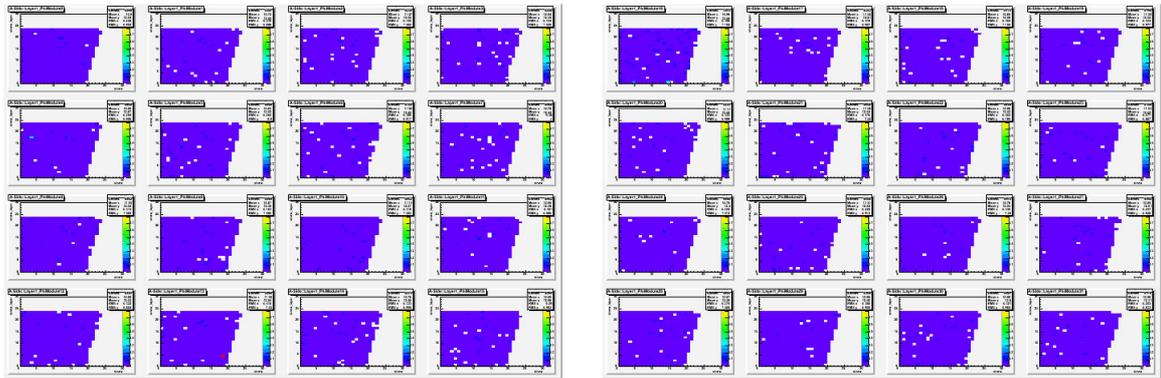
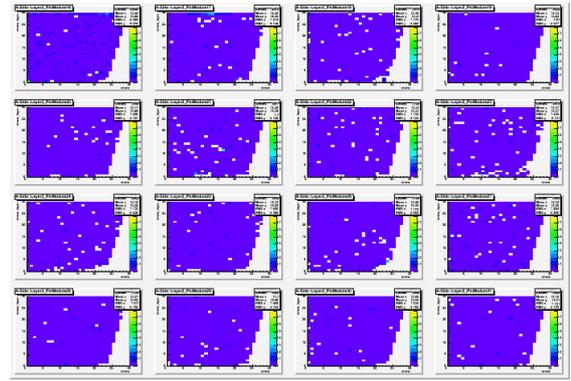
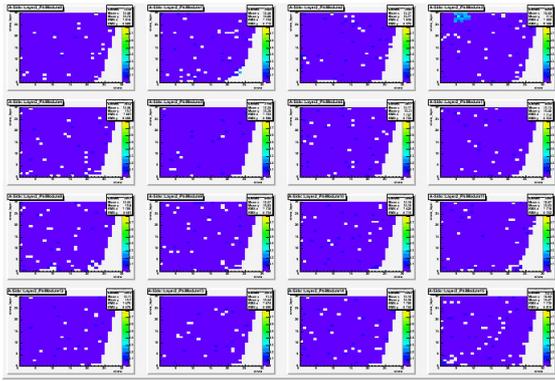


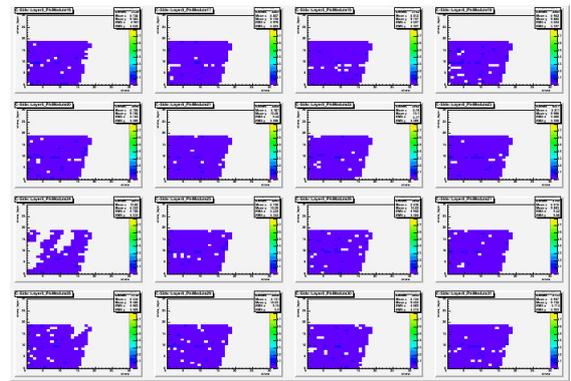
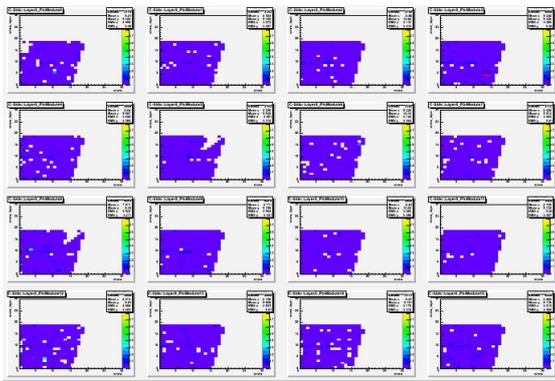
図 C.3: occupancy map A-side,Layer1,phi module 0 から 15 まで

図 C.4: occupancy map A-side,Layer1,phi module 16 から 31 まで



☒ C.5: occupancy map A-side,Layer2,phi module 0 から 15 まで

☒ C.6: occupancy map A-side,Layer2,phi module 16 から 31 まで



☒ C.7: occupancy map C-side,Layer0,phi module 0 から 15 まで

☒ C.8: occupancy map C-side,Layer0,phi module 16 から 31 まで

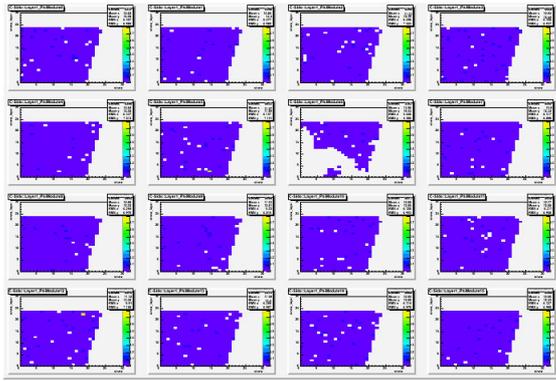


図 C.9: occupancy map C-side,Layer1,phi module 0 から 15 まで

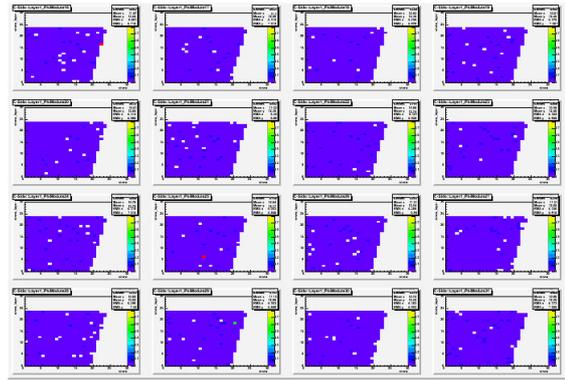


図 C.10: occupancy map C-side,Layer1,phi module 16 から 31 まで

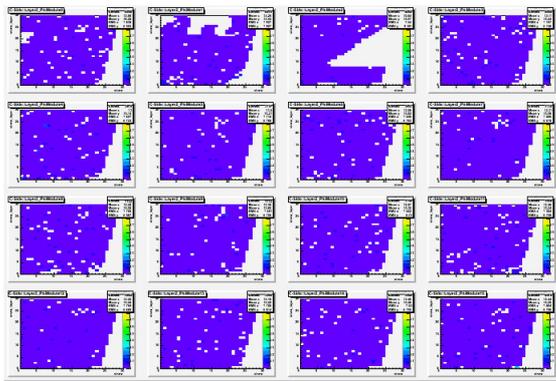


図 C.11: occupancy map C-side,Layer2,phi module 0 から 15 まで

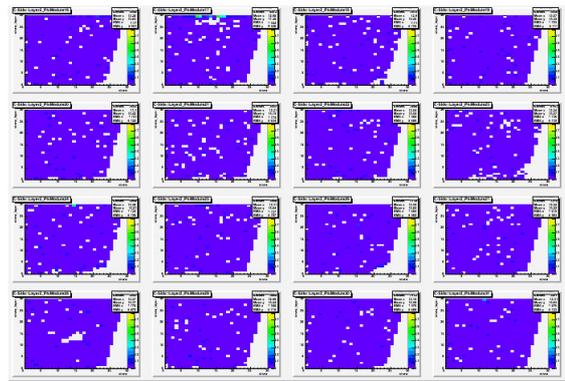


図 C.12: occupancy map C-side,Layer2,phi module 16 から 31 まで

関連図書

- [1] 浅井祥仁 LHC の為の SUSY・Higgs・余剰次元講座 (2008 年版)
- [2] Shoji Asai, Takeo Moroi and T.T. Yanagida ,*Test of Anomaly Mediation at the LHC*, arXiv:0802.3725v2
- [3] Shoji Asai, Yuya Azuma, Osamu Jinnouchi, Takeo Moroi, Satoshi Shirai and T.T. Yanagida , *Mass Measurement of the Decaying Bino at the LHC* ,arXiv:0807.4987v1
- [4] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003
- [5] ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume I,II* , CERN-LHCC-99-14,15 (1999)
- [6] ATLAS collaboration, *ATLAS Inner detector technical design report 1,2* ,CERN-LHCC-97-016,017 (1997)
- [7] ATLAS collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics* ,CERN-OPEN-2008-020 (2008)
- [8] The ATLAS TRT collaboration, *The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: design and performance*, JINST **3** (2008) P02013
- [9] The ATLAS TRT collaboration, *The ATLAS TRT Barrel Detector*, JINST **3** (2008) P02014
- [10] The ATLAS TRT collaboration, *The ATLAS TRT end-cap detectors*, JINST **3** (2008) P10003
- [11] P.Cwetanski, *STRAW PERFORMANCE STUDIES AND QUALITY ASSURANCE FOR THE ATLAS TRANSITION RADIATION TRACKER*,CERN-THESIS-2006-025 (2006)
- [12] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WebHome>
- [13] ATHENA <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AthenaFramework>
- [14] Alpgen <http://mlm.web.cern.ch/mlm/alpgen/>
- [15] Jimmy <http://projects.hepforge.org/jimmy/>
- [16] Pythia <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [17] Geant4 <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>

- [18] <http://atlas-computing.web.cern.ch/atlas-computing/links>
- [19] R. Frühwirth, *APPLICATION OF KALMAN FILTERING TO TRACK AND VERTEX FITTING*, Nucl. Instr. and Meth. **A262** (1987) 444.
- [20] E. J. Wolin and L. L. Ho, *Covariance Matrices for Track Fitting with the Kalman Filter*, Nucl. Instr. and Meth. **A219** (1993) 493.
- [21] R. Clift, A. Poppleton, *IPATREC: inner detector pattern-recognition and track-fitting*, ATLAS Internal Note, Soft-94-009, (1994)
- [22] I. Gavrilenko, *Description of Global Pattern Recognition Program (XKALMAN)*, ATLAS Internal Note, ATL-INDET-97-165, (1997)
- [23] T.G. Cornelissen et al., *Concepts, design and implementation of the ATLAS new tracking (NEWT)*, ATLAS Note ATL-SOFT-PUB-2007-007 (2007)
- [24] S. Fleischmann, *Track Reconstruction in the ATLAS Experiment : The Deterministic Annealing Filter* ,CERN-THESIS-2007-011 (2007).

謝辞

本論文を書くにあたって様々な物理, 検出器ならびに解析手法等の指導, 助言を下さった浅井祥仁 准教授, 陣内修 助教, 小林富雄 教授に深く感謝いたしております。陣内助教には, 本論文における解析用のデータの準備をしていただき, さらには TRT 検出器の評価等に対し数多くの示唆に富むご指摘をしてくださったことに心より感謝しております。

本論文における物理解析においては野本裕史 氏の活動を引き継ぐ形で始めました。解析初期には野本氏からの助言によってスムーズに進めることが出来たことを覚えております。ありがとうございました。

ICEPP における計算機環境を整えてくださった真下哲郎 准教授, 磯部忠昭 特任助教, CERN における計算機環境を整えてくださった上田郁夫 助教, 田中純一 助教の皆様のおかげで円滑に研究を行うことができましたことを心より感謝しております。

金谷奈央子 助教, 山本真平 氏, 片岡洋介 氏, 寺師弘二 氏, 山村大樹 氏, 増淵達也 氏, 大川英希 氏, 兼田 充氏の皆様のおかげで物理解析から, スイスでの日常生活に至るまで快適な研究生生活を送ることが出来たことを心より感謝しております。また ATLAS-JAPAN の皆様の助言のおかげで知識を深めることが出来, シフト等の作業も円滑に進めることが出来ました。ありがとうございます。

難波俊雄 助教には検出器ならびに物理基礎についてのご指導をしてくださったことを心から感謝申し上げたいと思います。

秘書の安蒜律子さん, 塩田雅子さん, 片岡直子さん, 湯野栄子さんには海外渡航をはじめとする事務手続きには大変お世話になりました。感謝しております。

同期である鈴木拓也君, 秋元銀河君, 山崎高幸君, 金賀史彦君, 結束晃平君, 平山翔君, 生出秀行君, 末廣徹君, 白雪さん, 金子大輔君, 大録誠広君, 山中隆志君の皆様そして, 久保田隆至 氏をはじめとする ICEPP の先輩方, 後輩方のおかげでこの研究生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, 本当にありがとうございます。

また TRT の実機の評価に当り Andrea Bocci 氏にはソフトウェアをはじめ多くの助言を頂きとても参考になりました。そして私を快く迎え入れて頂いた Christoph Rembser 氏をはじめとする ATLAS TRT working group の皆様心から感謝の意を述べたいと思います。

ここに挙げた以外にも多くの方々の指導, 助言, 励ましがあったからこそ, 本論文を書き上げられたのだと思います。最後に今一度感謝の意を述べて, 本論文を閉じたいと思います。

ありがとうございました。