修士論文

大型ジェットチェンバー試作器の性能テスト

(Performance test of a prototype large jet chamber)

東京農工大学大学院

工学研究科電子情報工学専攻
平成 8 年度入学

氏 名 山口　晃久
指導教官 仁籐　修

要旨

高エネルギー物理学の目的は、物質の構成要素を探求し、その間に働く相互作用を解明することにある。その研究のため、世界の主要な研究所で、大型加速器による衝突実験が行われている。こうした中、標準理論に必要不可欠なヒッグス粒子の探索や、新たな理論の手がかりを得るため、TeV 領域の大型衝突加速器が必要になってきた。

我が国でも、将来計画として、電子 · 陽電子線形衝突加速器である JLC (Japan Linear Collider) 計画が推進され、現在、加速器、測定器の両方の研究開発が行われている。

東京農工大学は、高エネルギー加速器研究機構、名古屋大学、工学院大学の各研究機関と共に、JLC の測定器の一つである中央飛跡検出器 (CDC) の研究開発に参加している。

JLC の e^+e^- 線形衝突加速器の実験で、最も重要な目標の一つに、ヒッグス粒子の発見と研究が挙げられる。特に、$e^+e^- \to H^0 Z^0$ の反応で、Z^0 の崩壊から生じるレプトン対の反跳質量分布の測定からヒッグスボゾンを厳密に確認したいのなら、反跳質量の分解能は、少なくとも、加速器のビームのエネルギー幅とほぼ同じ位にしなければならない。この要求より、$\sigma_{p_T}/p_T \sim 10^{-4} \times p_T(\mathrm{GeV})$ の運動量分解能を持った高性能の中央飛跡検出器が必要となる。また、2 T の磁場内で、100 測定点で ($\sigma_{r\phi} \simeq 100\ \mu\mathrm{m/wire}$) を持つ飛跡検出器を考えると、その半径は 2.3 m となり、$45^\circ < \theta < 135^\circ$ の polar angle 内でこの分解能を満足させるには、4.6 m の長さのチェンバーが必要になるのである。

そこで、現在の構造で上記のような要求を満たせるかを評価するために、実際に 4.6m のテストチェンバーを作り、様々な性能試験を行ってきた。これにより、これまでの所、4.6m という大型のチェンバーで、最も問題と考えられる、ワイヤーサグの問題を解決し、また、チェンバーガスとして CO_2 を用いた宇宙線テストを行い、目標の分解能が達成できることを確かめた。

これらを踏まえた上で、チェンバーのガスリークの問題等を解決し、実際に実機で用いられる予定のチェンバーガス $CO_2 - isoC_4H_{10}(90:10)$ を用いた宇宙線テストを

1. Z 方向 (ワイヤー方向) への分解能の位置依存性
2. 入射宇宙線の分解能への角度依存性

の 2 点に特に注目して行った。その結果、これらの条件下においても、チェンバーに要求される性能、$\sigma_{r\phi} \simeq 100\ \mu\mathrm{m/wire}$ を満たす事が可能であることが分かった。

本論文は、上記のような結果に至った過程とその考察、また、現在のチェンバーの問題点と今後の課題等について述べられている物である。

目次

1 序論 **1**

2 ＪＬＣ **3**
2.1 JLC の物理 . . . 3
2.1.1 ヒッグス粒子 . . . 3
2.1.2 ヒッグス粒子の探索法 . . . 3
2.1.3 中央飛跡検出器への性能要求 . . . 11
2.1.4 ジェット不変質量によるパートン同定 . . . 13
2.2 加速器からの要請 . . . 16
2.2.1 加速器 . . . 16
2.2.2 加速器からの要請 . . . 18
2.3 JLC の測定器 . . . 18
2.3.1 全体設計 . . . 18
2.3.2 測定器の構成 . . . 18
2.4 中央飛跡検出器 (CDC) . . . 21
2.4.1 概要 . . . 21
2.4.2 CDC に対する要求 . . . 21

3 CDC に関する主要な R&D の項目 **27**
3.1 主要な R&D 項目 . . . 27
3.2 R&D 用テストチェンバー . . . 28
3.2.1 特徴 . . . 28
3.2.2 構造 . . . 29
3.2.3 ワイヤーの材質 . . . 30
3.2.4 ワイヤーの張力 . . . 30
3.2.5 ワイヤーの印加電圧 . . . 31

4 宇宙線テストの概要 **32**

5 セットアップ **33**
5.1 テストチェンバー . . . 33
5.2 ガス系 . . . 33
5.3 トリガー系 . . . 33
5.3.1 シンチレーションカウンター . . . 33
5.4 信号処理系 . . . 35
5.4.1 FADC . . . 35

6 測定方法 **37**

7 解析方法 **39**
7.1 方針 . . . 39
7.2 イベントセレクション . . . 39
7.3 位置分解能の求め方 . . . 42
7.4 Left-Right . . . 43

8 結果と考察 **46**
8.1 解析結果 . . . 46
8.1.1 Efficiency . . . 46
8.1.2 位置分解能 . . . 46
8.2 考察 . . . 60
8.2.1 efficiency . . . 60
8.2.2 位置分解能 . . . 60

9 まとめ **67**

10 謝辞 **68**

A velocity の測定 **70**
A.1 目的 . . . 70
A.2 セットアップ . . . 70
A.2.1 測定系全体図 . . . 70
A.2.2 レーザー . . . 72
A.2.3 テストチェンバーの構造 . . . 72
A.2.4 信号処理系セットアップ . . . 72
A.2.5 ガス系 . . . 75
A.2.6 オシロスコープ . . . 75
A.3 測定方法 . . . 76
A.4 解析方法 . . . 77
A.5 結果 . . . 78
A.5.1 解析結果 . . . 78
A.5.2 考察 . . . 78

第 1 章

序論

高エネルギー物理学とは、物質の構成要素を探求し、その間に働く相互作用を解明する事を目的とした学問である。この学問の主要な研究手段は、高エネルギー加速器による衝突実験であり、その進展と共に我々の極微の世界に対する理解も深まってきた。現在我々は、標準理論に集約される世界像、即ち、「自然がクォークとレプトンと呼ばれる少数の物質粒子と、その間の相互作用を媒介するゲージ粒子から成り、それらがゲージ対称性で関係づけられている」とする世界像を手にするに至っている。この標準理論は、現在までの全ての実験事実を見事に説明し、その破れを示す確かな証拠はこれまでの所見つかっていない。しかしながら、この標準理論にあって、ゲージ粒子や物質粒子の質量を生み出すのになくてはならない粒子、ヒッグス粒子は未だに見つかっていない。現在の高エネルギー物理学の最重要課題は、このヒッグス粒子の発見と、また、標準理論を越える理論の実験的な手がかりを得ることにある。標準理論の構造を詳細に調べる事により、その手がかりが TeV 領域に在ることが分かっている。これが TeV 領域を調べるための加速器の主な建設動機である。

我が国でも将来計画として、電子 · 陽電子線形衝突器である JLC(Japan Linear Collider) 計画が推進され、現在、加速器、測定器の両方で研究開発が行われている。

東京農工大学は高エネルギー加速器研究機構、名古屋大学、工学院大学の各研究機関と共に、 JLC の測定器の一つである中央飛跡検出器 (以下 CDC) の研究開発に参加している。

既に述べたように、 JLC の電子 · 陽電子線形衝突加速器の実験で最も重要な目標の一つに、ヒッグス粒子の発見、研究が挙げられる。特に、 $e^+e^- \rightarrow H^0Z^0$ の反応で Z^0 の崩壊から生ずるレプトン対の反跳質量分布の測定によるヒッグス粒子の測定は、その質量、崩壊幅の最も精度の高い測定を可能にするのみならず、ヒッグス粒子の崩壊モードに依らない探索を可能とするので、生成断面積の崩壊分岐比によらない絶対測定が可能となる。また、ヒッグス粒子が検出不可能な粒子に崩壊した場合にも使える探索法を提供する。このレプトン対の反跳質量分布の測定で最も重要な役割を果たすのが CDC である。

レプトン対の反跳質量の分解能は、もともと、加速器で生じるビームエネルギーの広がりと、 CDC によるレプトン対の運動量分解能とで決まる。加速器の性能を最大限に活かすためには、 CDC によるレプトン対の運動量分解能の反跳質量分解能に対する寄与が、ビームのエネルギーの寄与に比べて、無視できる程度でなくてはならない。この要求により、 $\sigma_{p_T}/p_T \sim 10^{-4} \times p_T(\mathrm{GeV})$ の運動量分解能を持った高性能の CDC が必要となる。現在の JLC の測定器案では、カロリーメーターのエネルギー分解能を上げ、また、検出器の不感領域を最小限にするため、カロリーメーターを含むミューオン検出器以外の全ての検出器を超伝導ソレノイド電磁石の内側に置く設計になっている。超伝導ソレノイド電磁石の磁場は、ビームとビームの相互作用からくる低エネルギーのバックグラウンド粒子を閉じこめるため、また、 CDC の運動量分解能を高めるために、なるべく高いことが望ましい。一方、超伝導ソレノイド電磁石に蓄えられるエネルギーは磁場の 2 乗で増加するため、超伝導が破れた場合の安全性の観点からむやみに高くはできない。このような理由で、現在の設計では、超伝導ソレ

ノイド電磁石の磁場は 2 T に設定されている。上記の運動量分解能をこの 2 T の磁場内で達成しようとすると、ワイヤー一本当たり、$\sigma_{r\phi} \simeq 100\ \mu\mathrm{m}$ の分解能が達成できたとして、2 m に渡って 100 点の測定点が必要となる。これは、半径約 30 cm までを最終収束電磁石の支持用円筒が占めることを考えると、CDC の半径が 2.3 m になる事を意味している。その結果、ビーム軸から計った角度で $45^\circ < \theta < 135^\circ$ の範囲で、この分解能を保証するためには、4.6 m の長さのチェンバーが必要になる。

このように、4.6 m という大きなチェンバーでは重力、静電力によるワイヤーのたわみ (サグ) が大きくなり、ワイヤー当たり 100 μm の分解能を達成するのは容易ではない。このため、このような大型で高分解能の CDC を実現するにあたっては、運転中のワイヤーの位置を正確に知る事が必要条件となってくる。この点に関しては、これまでの研究で、その方法が確立され、ワイヤーの張力を測定することで、ワイヤーの正確な位置を知ることができるようになった。

そこで、今回の実験では、この 4.6 m のテストチェンバーを実際に運転し、宇宙線を用いて、目標とする位置分解能が達成できることを確認する。

本論文では、まず、CDC に課せられる要請を、物理、加速器の両面からもう少し詳しく検討し、次に、JLC 測定器全体の設計思想の概説、その上での JLC-CDC の概念設計の説明を行った後、テストチェンバーを用いて測定された宇宙線テスト等の測定結果について述べることにする。

第 2 章

ＪＬＣ

2.1 JLC の物理

2.1.1 ヒッグス粒子

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

以下の節では、ヒッグス粒子の探索からの中央飛跡検出器の性能に対する要求をまとめる。

2.1.2 ヒッグス粒子の探索法

高エネルギー電子陽電子衝突反応で、標準模型のヒッグス粒子を作る反応としては、

1. $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$
2. $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}H^0_{SM}$
3. $e^+e^- \to e^+e^-H^0_{SM}$

といった反応がある。このうち、 2 と 3 の反応は、 1 TeV 以下のエネルギーで断面積が大きくなるので、特に重いヒッグス粒子の探索の場合に適している。また、 1 の反応は、比較的軽いヒッグス粒子の探索に適しており、 LEP での探索等で利用されている。 JLC-I のエネルギー領域でも、主に 1 の反応を利用して、ヒッグス粒子の探索を行うことになる。

一方、ヒッグス粒子とフェルミオン、ウィークボゾンとの結合は質量に比例し、よって、その崩壊の部分巾は質量の 2 乗に比例する。従って、ヒッグス粒子は、質量が半分以下の粒子 ($< \frac{1}{2}M_{H^0_{SM}}$) のうち、最も重い粒子への崩壊巾が最も大きい。実際、 140 GeV 以下では、確かに $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ モードの崩壊の分岐比が最大である。しかしながら、ウィークボゾンへの崩壊巾と b クォークへの崩壊巾は、 3 桁近く異なるので、 140 GeV 以上では、 $H^0_{SM} \to W^*W$ モードの崩壊の分岐比が最も高くなる。超対称性理論が予言するような軽いヒッグス粒子 (140 GeV 以下) の場合は、主として $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ モードの崩壊を探索することになる。

以上のことから、$e^+e^- \rightarrow H^0_{SM}Z^0$ 反応によるヒッグス粒子生成事象は、Z^0 の崩壊モードにより、

1. $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$
2. $l^+l^-b\bar{b}$
3. $q\bar{q}b\bar{b}$

の 3 つの型に分類できる。

典型的な事象の例を図 2.1に示す。

2 ジェット不変質量分布を用いた探索

前述の 3 つの場合によって、ジェット、レプトン対、あるいは、 4 元運動量欠損の不変質量が Z 粒子のそれと一致するという要求をすると、ヒッグス粒子は、残りの 2 ジェット系の不変質量分布にピークとなって現れる。このピークを探すことにより、ヒッグス粒子を発見することが出来る。

この探索における主なバックグラウンドは、

1. $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$
2. $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$
3. $E^+e^- \rightarrow e\nu W$

の反応である。このうち、 1 と 2 は、微分断面積が前方にピークを持ち、 2 と 3 はヒッグス粒子の崩壊の特徴である b クォークを含んでいない。従って、ヒッグス粒子の探索において重要となる点は、

1. 中心群に発生した事象を選ぶこと
2. b クォークジェットを効率良く選ぶこと
3. ヒッグス粒子の質量を再構成するに足るだけの十分な分解能を測定器が持つこと

である。後で述べるように、 CCD を用いたバーテックス検出器を使用すれば、高い効率でヒッグス粒子の崩壊で生じる b クォークを検出することが出来る。不変質量再構成の分解能の良し悪しは、特にヒッグス粒子の質量が W や Z ボゾンに近い時には問題となり得る。そこで、必要な分解能を達成するためには、高精度のカロリメーターや飛跡検出器だけでなく、ジェット中での電子やミュー粒子の識別が可能であり、軌跡とカロリメーターの信号を確実に結び付けられるような測定器の能力が必要である。次章に示す測定器案は、このような能力を持つ測定器の例である。

$\sqrt{s} = 300$ GeV で測定した時に期待されるヒッグス粒子の不変質量分布の例を図 2.2及び、図 2.3に示す。

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

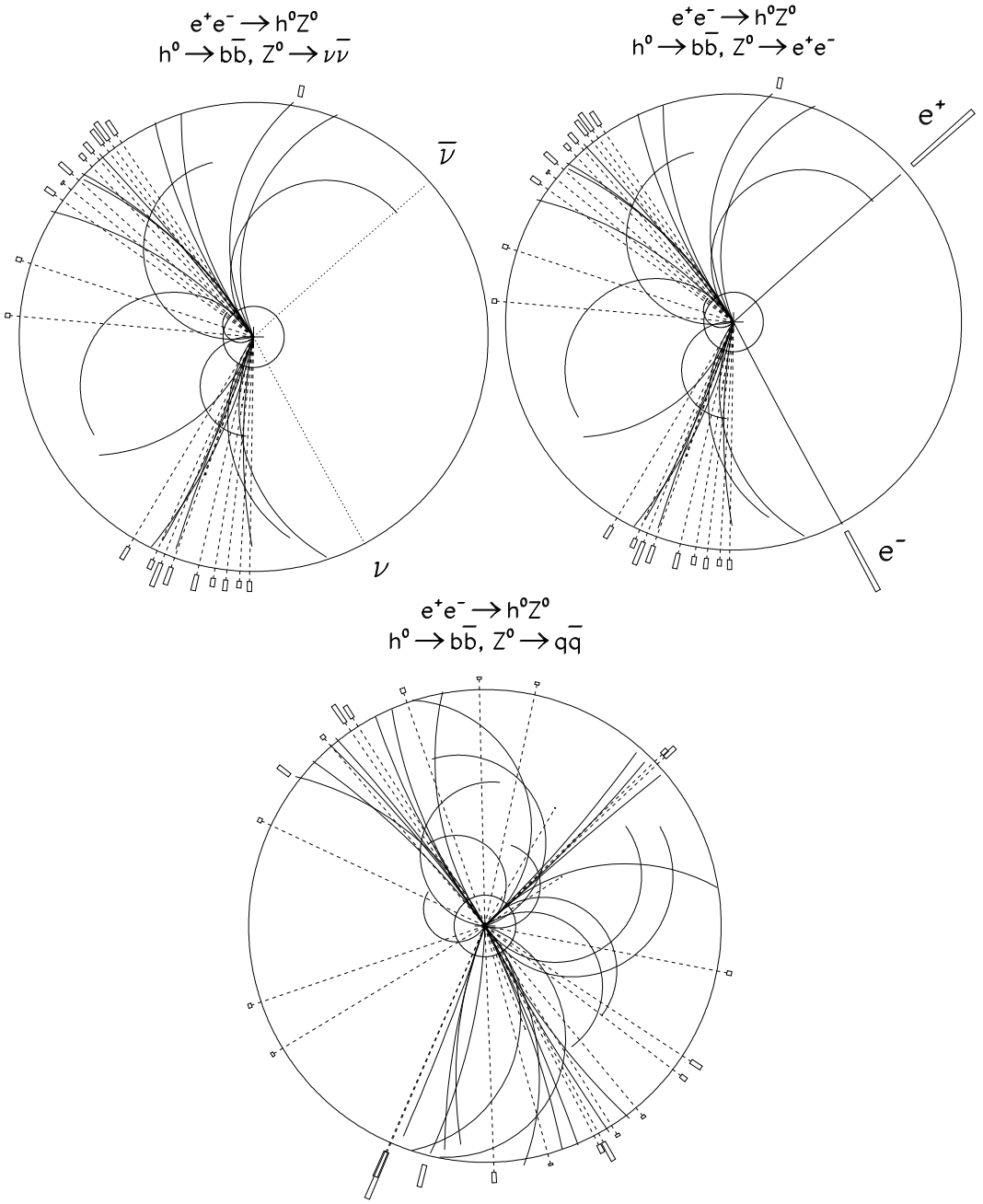


図 2.1: 典型的な $e^+e^{\rightarrow}H^0_{SM}Z^0$ 事象の例。$m_{H_{SM}} = 120$ GeV、$\sqrt{s} = 300$ GeV とした。(a) $H^0_{SM} \rightarrow b\bar{b}$ 、 $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$、(b) $H^0_{SM} \rightarrow b\bar{b}$ 、 $Z^0 \rightarrow e^+e^-$、(c) $H^0_{SM} \rightarrow b\bar{b}$ 、 $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$。図 (a) および (c) では、実線は 2 テスラの磁場中におかれた内径 0.3 m、外径 2.3 m の飛跡検出器により測定される荷電粒子の軌跡を、点線は光子を示す。外側の箱は電磁カロリーメーターを表し箱の大きさはエネルギーに対応している

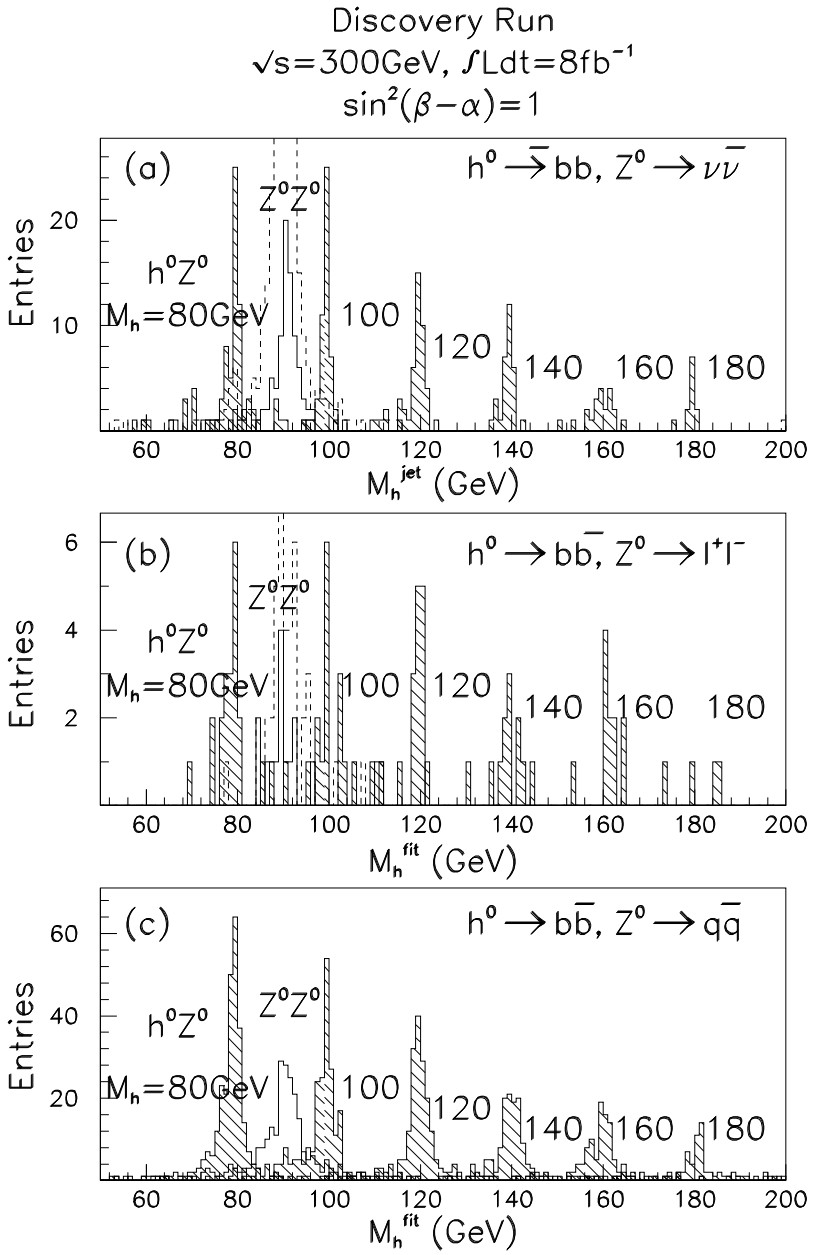


図 2.2: 発見ランの、 4 fb^{-1} の統計での三つの崩壊モードで測定したヒッグスの不変質量分布。 (a) は $H^0_{SM} \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$ の時の m_h^{jet} 分布。 (b) は $H^0_{SM} \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to l^+l^-$ の時の m_h^{fit} 分布。 (c) は $M^0_{SM} \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to q\bar{q}$ の時の m_h^{fit} 分布。図中、網かけしたヒストグラムは信号である $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$ 反応で $m_{H^0_{SM}}$=80、 100、 120、 140 GeV の場合。白抜きのヒストグラムはバックグラウンドである $e^+e^- \to Z^0Z^0$ 反応によるものである

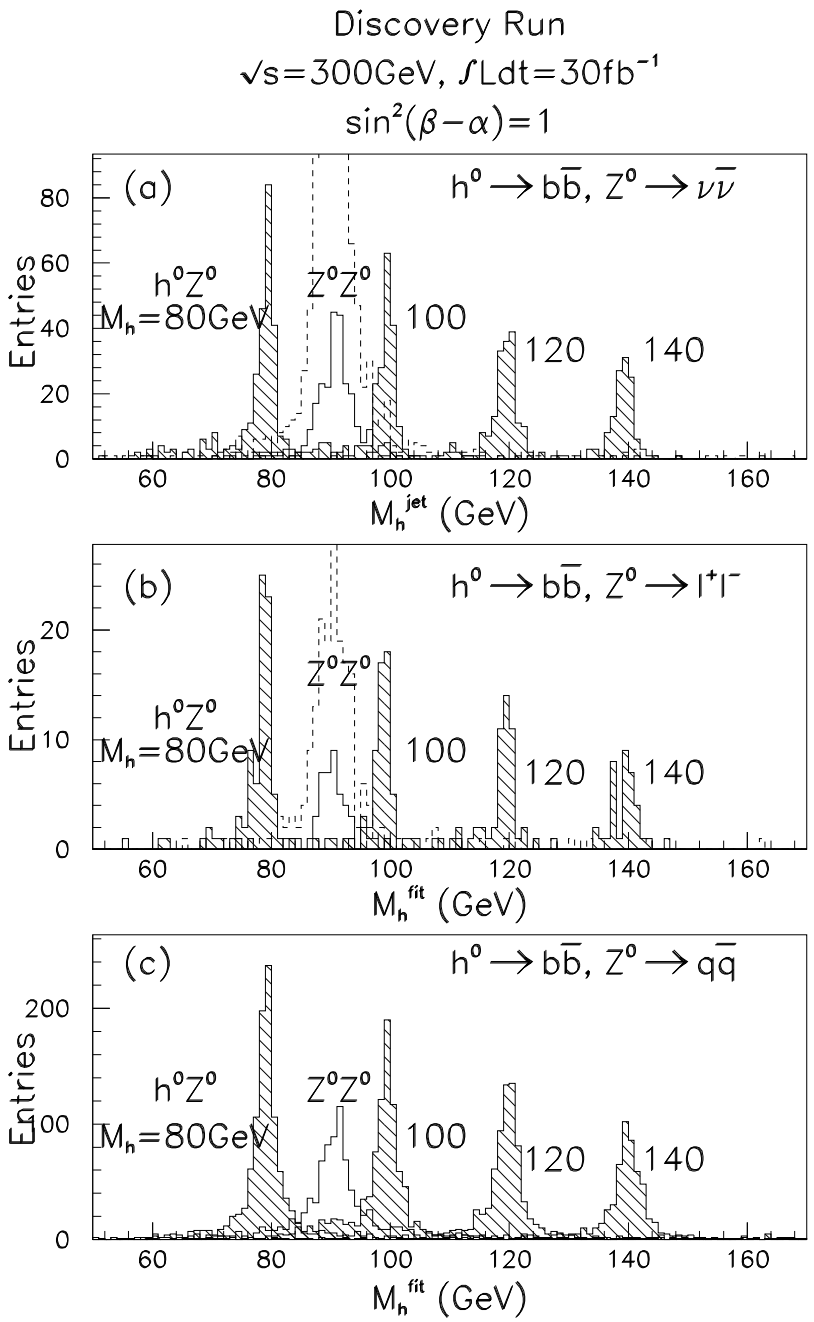


図 2.3: 積分ルミノシティー 30 fb^{-1} の場合の図 2.2に対応する図

レプトン対に対する質量欠損を用いた探索

$l^+l^-b\bar{b}$ モードをつかった探索では、検出した l^+l^- から、l^+l^- 以外の系の質量を求めることにより、ヒッグスの崩壊モードに無関係に探索を行なうことが出来る。これは、ヒッグス粒子が，例えば測定不能な粒子 (超対称性模型の LSP 等) に崩壊する場合でも使用できる重要な方法であるので、飛跡検出器は十分な分解能を持つことが必要である。飛跡検出器が十分な分解能を持てば、ビームエネルギーの広がりで質量分解能が決まる。一般に、リニアコライダーではビームエネルギーの広がりが大きいが (図 2.4では全幅 2%)、特別のビーム収束パラメーターを用いることにより、多少のルミノシティー損失はあるが、ビームエネルギーの広がりを押さえた衝突を行なうことが可能である。従って、初期の発見ランでヒッグスの大体の質量がわかれば、そこにビームエネルギーを合わせてビームエネルギーの広がりの少ない測定を行なうことも可能である (精密測定ラン)。例えば、質量が Z 粒子に近い場合、$\sqrt{s} = 200$ GeV で精密測定ランをしたときの例を図 2.5 に示す。ここでは、ビームエネルギーの広がりが全幅で 0.4%、積分ルミノシティーが 10 fb^{-1} と仮定してある。ヒッグス粒子の全崩壊巾は Z 粒子よりもずっと小さいので、質量がほとんど同じでも、Z 粒子のバックグラウンドの上に鋭いピークとしてヒッグス粒子を検出できる。

これはまた、ヒッグス粒子が確かに小さな崩壊巾を持つことを確認する意味でも重要である。実際、超対称性理論のヒッグス粒子の場合、超対称性のパラメータによっては、ビームエネルギーの広がりで決まる以上のピーク巾を生じることがある。飛跡検出器の運動量分解能が十分であれば、そのずれから見つかったヒッグス粒子が、標準理論を越える理論のヒッグス粒子であると結論出来る。

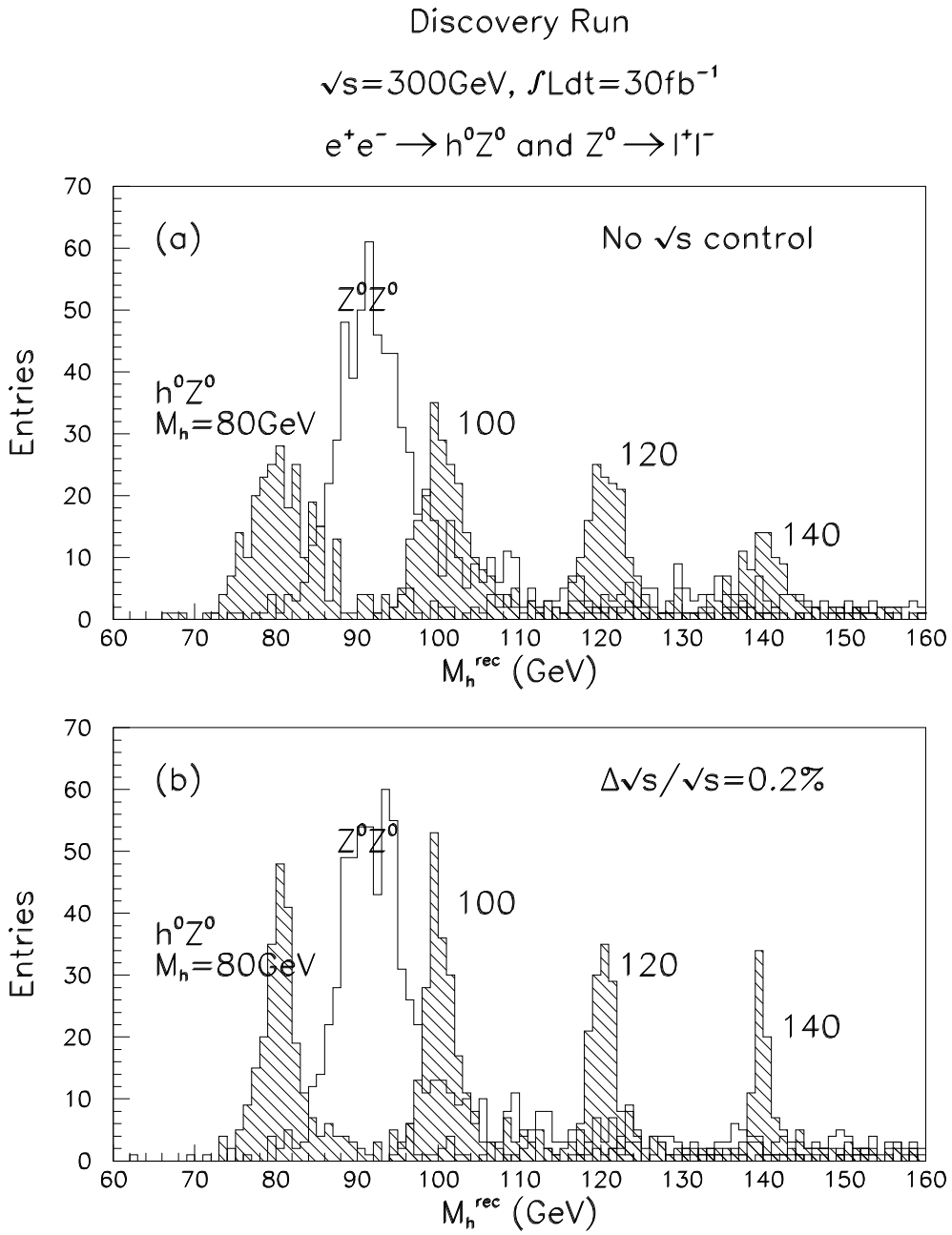


図 2.4: $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ に対応する $Z^0 \to l^+l^-$ の反跳質量分布。積分ルミノシティーは 30 fb^{-1}。(a) は衝突エネルギーの制御をしない場合、(b) はした場合。網かけしたヒストグラムは、$m_{H_{SM}}$=80、100、 120、及び 140 GeV の時の $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$。白抜きのヒストグラムはバックグラウンド反応 $e^+e^- \to Z^0Z^0$

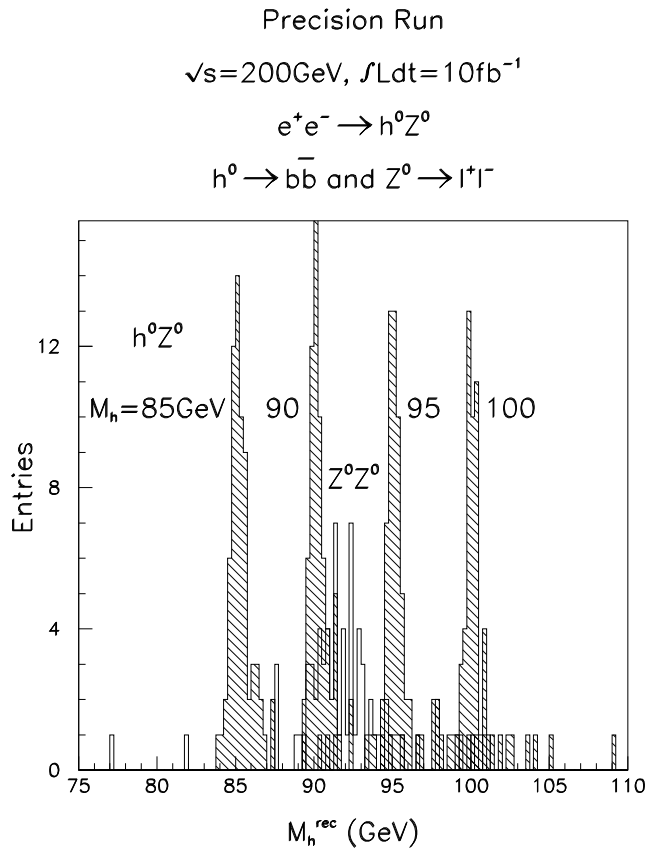


図 2.5: $\sqrt{s} = 200$ GeV における $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ に対応する $Z^0 \to l^+l^-$ の反跳質量分布。ビームエネルギーの広がりは全幅で 0.4%、積分ルミノシティーは 10 fb^{-1}。網かけしたヒストグラムは、$m_{H_{SM}}$=85、 90、 95、 及び、 100 GeV の時の、 $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$。白抜きのヒストグラムはバックグランド反応の $e^+e^- \to Z^0Z^0$ に対して b タギングをしたもの

2.1.3 中央飛跡検出器への性能要求

以上のことから、ヒッグス粒子探索においては、

1. 2 ジェット不変質量分解能が W や Z の崩壊巾と同程度であり、ヒッグス粒子の質量が W や Z のそれに近い場合でも十分に分離できること
2. ヒッグス粒子の崩壊モードに無関係な探索を可能にするレプトン対による質量欠損法で、ビームエネルギーの広がりで決まる質量分解能と比較して飛跡検出器の運動量分解能の影響が十分小さいこと

が測定器に課せられた要請となる。

このうち、初めの項目に関しては、ヒッグス粒子探索だけでなく、一般的に JLC-I のあらゆる物理に関係する事なので、節を改めもう少し詳しく扱う。ここでは、項目 2 から来る中央飛跡検出器への具体的な性能要求について考える。

ヒッグス粒子探索反応である $e^+e^- \to ZH$ において、Z 崩壊からのレプトン対 (ℓ_1, ℓ_2) を使った質量欠損法とは、初期状態の重心エネルギー (E_{CM}) が良く分かっているとき、終状態 2 体のうちの一方 (今の場合 Z ボソン) のエネルギーや運動量 (E_Z、p_Z) から、他方 (ヒッグス粒子) の質量 (M_h) をエネルギー運動量保存則より計算する方法である。即ち、

$$\begin{aligned} M_h^2 &= (E_{CM} - E_Z)^2 - \vec{p}_Z^{\,2} \\ &= E_{CM}^2 - 2E_{CM}(|\vec{p}_{\ell_1}| + |\vec{p}_{\ell_2}|) + 2|\vec{p}_{\ell_1}||\vec{p}_{\ell_2}|(1 - \cos\theta) \end{aligned} \tag{2.1}$$

ここで、

$$\vec{p}_z = \vec{p}_{\ell_1} + \vec{p}_{\ell_2}$$

で、θ は実験室系でのレプトン対の運動量間の角度である。従って、ヒッグス質量の分解能 (ΔM_h) は、(2.1) 式より角度の誤差を無視すれば、

$$(\Delta M_h^2)^2 = \left(\frac{\partial M_h^2}{\partial |\vec{p}_{\ell_1}|}\right)^2 (\Delta|\vec{p}_{\ell_1}|)^2 + \left(\frac{\partial M_h^2}{\partial |\vec{p}_{\ell_2}|}\right)^2 (\Delta|\vec{p}_{\ell_2}|)^2$$

ただし、

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_h^2}{\partial |\vec{p}_{\ell_1}|} &= -2\left(E_{CM} - 2|\vec{p}_{\ell_2}|\sin^2\frac{\theta}{2}\right) \\ \frac{\partial M_h^2}{\partial |\vec{p}_{\ell_2}|} &= -2\left(E_{CM} - 2|\vec{p}_{\ell_2}|\sin^2\frac{\theta}{2}\right) \end{aligned}$$

となる。

ここで、しきい値近くでは $\theta \simeq 180^\circ$ かつ $|\vec{p}_{\ell_1}| \simeq |\vec{p}_{\ell_2}|$ である事を考慮すれば、ヒッグス質量の分解能 (ΔM_h) はレプトンの運動量分解能 ($\Delta|\vec{p}_\ell|$) に比例し、

$$\Delta M_h \simeq \sqrt{2}\frac{E_{CM} - 2|\vec{p}_\ell|}{M_h} \cdot \Delta|\vec{p}_\ell| \tag{2.2}$$

と表すことができる。

一方、ビームエネルギーの広がり ($\Delta E = \Delta E_{CM}/2$) は、 0.2% 程度まで小さくできると期待でき、この広がりのヒッグス質量の分解能への寄与は、

$$\begin{aligned} \Delta M_h &= \frac{E_{CM} - (|\vec{p}_{\ell_1}| + |\vec{p}_{\ell_2}|)}{M_h} \cdot \Delta E_{CM} \\ &\simeq \frac{E_{CM} - 2(|\vec{p}_{\ell}|)}{M_h} \cdot \Delta E_{CM} \end{aligned}$$

で近似できる。これは、 $M_h = 100$ GeV、 $E_{CM} = 250$ GeV とすると、 $\Delta M_h \simeq 0.75$ GeV の寄与である。運動量分解能のから来る誤差が無視できるためには、 (2.2) 式で得られる誤差がその $1/2$ 程度以下でなくてはならない。即ち、 50 GeV に対して 0.4% の運動量分解能が必要となる。

2.1.4 ジェット不変質量によるパートン同定

電子 · 陽電子衝突過程は全重心系エネルギーが、反応の素過程に使用されるために、終状態の識別が容易であり、確実な新粒子探索や、精密実験ができるという特徴がある。これに加えて、 JLC のエネルギー領域では、ジェットのエネルギー集中が、ますます顕著になり、また、カロリーメーターのエネルギー分解能も良くなるので、トップ以外のクォークが鋭いジェットとして見えるようになるのみならず、ジェット不変質量法によるゲージボゾンや、トップクォークの再構成が可能となる。つまり、 JLC では、ファイマン図を見るが如く、反応の終状態を基本粒子、即ち、レプトン、クォーク、ゲージボゾンの単位で捉えることが出来るようになるのである。これは、全く新しい加速器実験の幕開けである。この特筆すべき可能性を現実の物とし、加速器の潜在能力を 100% 引き出すためには、終状態に生成されるニュートリノを除く全ての粒子を精度良く検出する高性能の測定器が必要となってくる。

そこで、 W ボゾンと Z ボゾンにおいては、主要な崩壊モードであるクォークジェットへの崩壊が識別可能であることが要求される。 Z ボゾンは、 W ボゾンより $10\mathrm{GeV}$ 程度重く、それぞれ、 $2.5\mathrm{GeV}$ と $2.0\mathrm{GeV}$ の崩壊巾を持つ。従って、 W と Z が 2 ジェット不変質量で分離可能であるためには、その分解能は、これらの崩壊巾と同程度でなくてはならない。

測定器の性能を最大限に生かして、ジェット不変質量の分解能を出来る限り改善するためには、こう分解能のハドロン · カロリーメーターを建設するのみならず、中央飛跡検出器から得られる運動量分解能を利用することも重要である。特に、前節で述べたような、ヒッグス粒子のレプトン対質量欠損法による測定から要求されるような高い分解能の中央飛跡検出器がある場合には、荷電ハドロン粒子のエネルギーとして、カロリーメーターではなく、中央飛跡検出器の情報を用いた方が測定精度が向上する。即ち、荷電粒子に関しては、中央飛跡検出器、中性粒子に関しては、カロリーメーターというように、役割を分担できるのが理想である。この場合、カロリーメーターのクラスターと中央飛跡検出器で検出された荷電粒子の飛跡とを対応 (カロリーメーター · トラックマッチング) させ、対応しない物に関してだけ、中性粒子としてカロリーメーターの情報を使うことになる。これには、カロリーメーターに装着されている位置測定用のシリコンパッド $(1\mathrm{cm}\times 1\mathrm{cm})$ により、中央飛跡検出器で検出された荷電粒子の飛跡が、このパッドの位置まで延長した際に、間違いなく対応できることが必要となる。

また、ジェット中の荷電粒子に対する高分解能の実現には、複数の飛跡が重なり合って分離できない場合が生ずる、という問題がある。特に、飛跡の一部の測定点が使い物にならなくなると、実質的な測定点の数と、測定領域の大きさが減少し、運動量分解能を悪化させる。近接した 2 本の飛跡の分離性能に対する要求は、ジェットの混み具合がエネルギーによるので、エネルギーと共に変化するが、JLC では、 $2\ \mathrm{mm}$ 程度の分離性能が望まれる。

以上の条件が満たされた場合、このクラスター · トラックマッチングで、ジェット不変質量分解能がどう改善されるかの例を次に示す。

W の質量再構成

使ったモンテカルロデータは質量分解能を見るために崩壊巾をゼロにした W 粒子を

$$0 \leq P_W \leq 500\mathrm{GeV}$$

の運動量範囲で等方的に発生させたものである。これを次章で述べる JLC 測定器のシミュレータを通し、終状態の全ての検出された粒子の不変質量をクラスター・トラックマッチングのありなしで比較したのが図 2.6である。

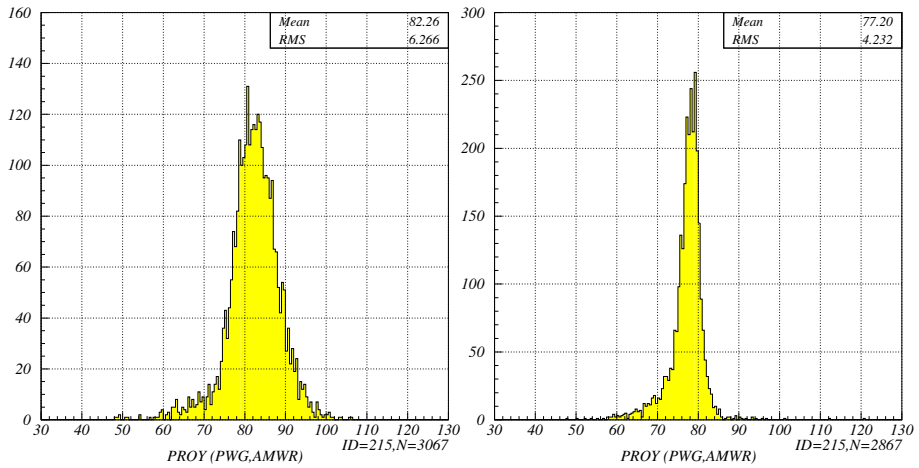


図 2.6: ジェット不変質量法で再構成された W 質量の分布：（左図）カロリーメータのみの場合、（右図）クラスター・トラックマッチングを行いカロリーメータと飛跡検出器の情報を組み合わせた場合。

図 2.7は図 2.6を拡大したもので、クラスター・トラックマッチングによって質量分解能が、カロリーメータのみの場合の $4\mathrm{GeV}$ から

$$\sigma_W \simeq 1.8\mathrm{GeV}$$

へと大幅に改善されることが分かる。

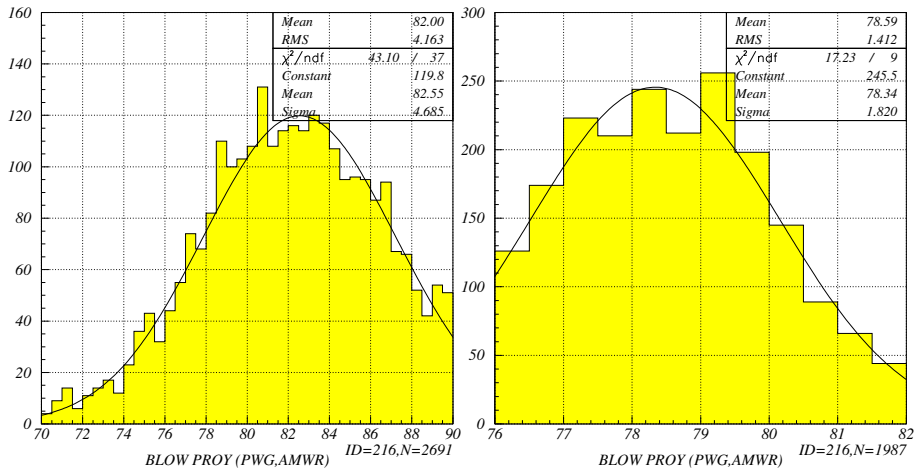


図 2.7: 図 2.6を拡大したもの：（左図）カロリーメータのみの場合、（右図）クラスター・トラックマッチングをした場合。カーブはガウスフィットの結果。

質量量分解能を運動量分解能の関数として見たものが図 2.8である。

図から、質量分解能、平均値ともに W の運動量に依存することが分かる。これは、運動量が大きくなるとジェットが混み合って、クラスター・トラックマッチングが失敗する場合が増えることによっている。これらは、クラスター・トラックマッチングのアルゴリズムの改善やパラメータの調整で改善する余地があるが、ジェット不変質量法において中央飛跡検出器の情報の利用が重要な役割を果たすという結論には変わりはない。

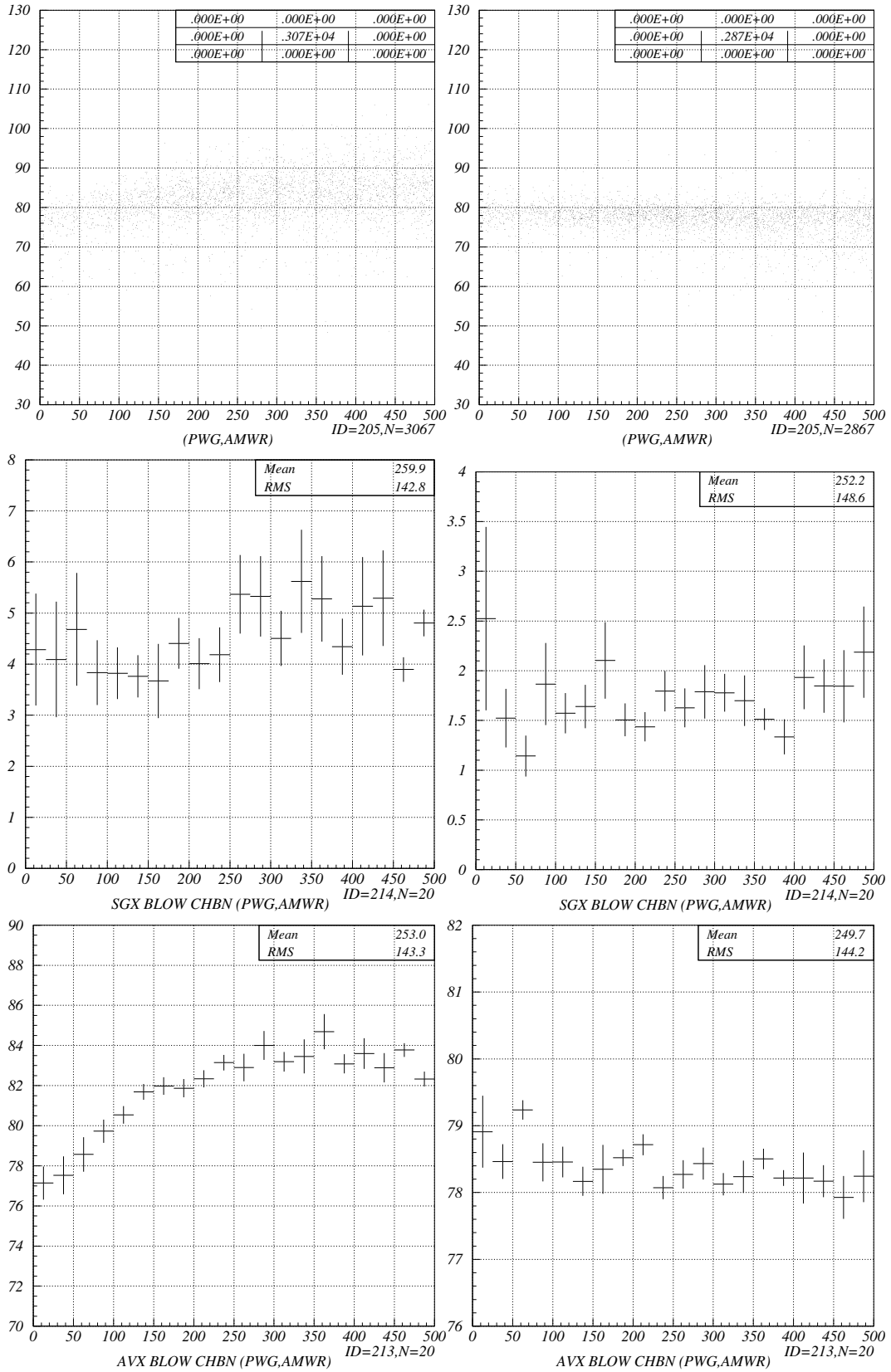


図 2.8: 運動量の関数としてプロットした W 質量分布：（左図）カロリーメータのみの場合、（右図）クラスター・トラックマッチングをした場合。図には各運動量ビンでの不変質量の平均値と分散も運動量の関数として示した。

2.2 加速器からの要請

2.2.1 加速器

円型加速器では、電子と陽電子は円型の軌道を何周も回る。そのため、比較的弱い加速装置でも、粒子が軌道を何周もする間に、少しずつエネルギーを大きくすることができる。また、同じビームが何度も衝突するので、比較的小さなビーム強度でも反応確率を高くすることが出来る。例えば、つくばのトリスタンや欧州の LEP などは、この方式の加速器でである。しかしこの方式では、エネルギーの高くなった電子が曲げられる時、放射光が放出され、それによりエネルギーを失うため、到達できるエネルギーには限界があり、 LEP-II 以上のエネルギー、すなわち重心系エネルギーで 200 GeV 以上を実現するのは困難である。一方、線形加速器は、前段部のごく低エネルギーの部分をのぞいては、曲線部を持たない。このため、放射光によるエネルギー損失は原理的にない。従って、これまで円型加速器では、到達できなかった高いエネルギーを実現できるようになる。しかし、直線である為、電子や陽電子は加速部分を１度しか通らないし、それらは 1 回の衝突にしか使えない。そのため

- これまでの加速器の約１０倍、強く加速すること
- 非常に多数のバンチ (電子、陽電子の塊) を次々と発生させ、それを加速すること
- ビームを衝突させるときに非常に小さく (300 nm × 3 nm) 圧縮すること

が必要な条件になってくる。現在 JLC では、図 2.9で示されているような、加速器が考えられている。また、パラメーターは、表 2.1に示す。

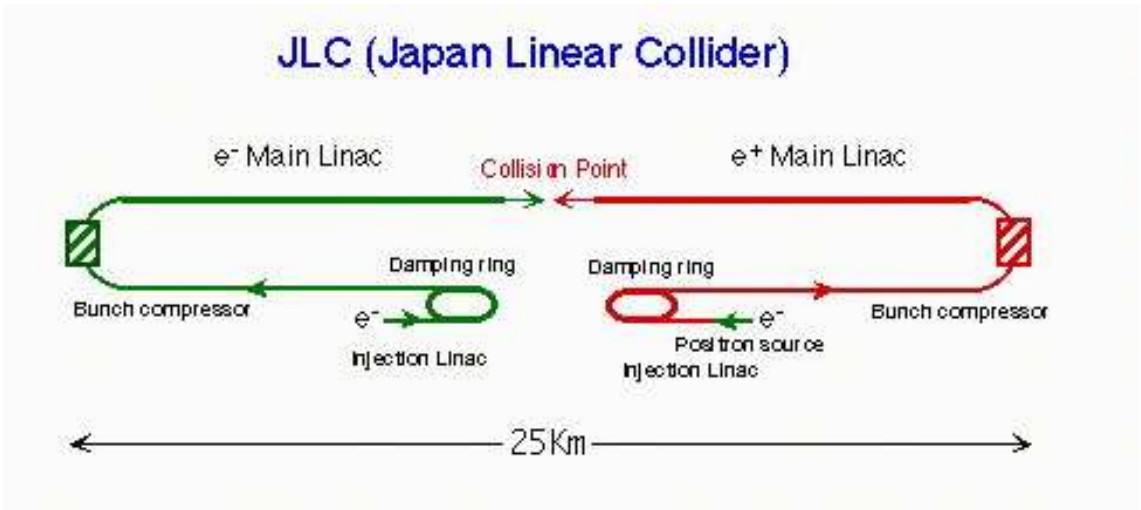


図 2.9: JLC の加速器の概略図

表 2.1: $E_{CM} = 300$ と $500\,\mathrm{GeV}$ におけるパラメーター

		S バンド		C バンド		X バンド		C バンド
周波数	f_{rf} (GHz)	2.856		5.712		11.424		5.712
ビームエネルギー	E (GeV)	150	250	150	250	150	250	45.6
バンチあたりの粒子数	N (10^{10})	1.73	1.45	1.11	1.10	0.70	0.70	1.11
パルスあたりのバンチ数	m_b	46	55	72	72	90	90	72
バンチ間隔	t_b (nsec)	5.6	5.6	2.8	2.8	1.4	1.4	2.8
くりかえし周波数	f_{rep} (Hz)	50	50	150	150	150	150	150
規格化エミッタンス (ダンピングリング)	ϵ_x ($\times 10^{-6}$ rad m)	3	3	3	3	3	3	3
	ϵ_y ($\times 10^{-8}$ rad m)	3	3	3	3	3	3	3
バンチの長さ	σ_z (μm)	80	80	80	80	85	67	80
加速勾配 (無負荷)	G_0 (MeV/m)	22.0	22.0	40.0	40.0	40.0	40.0	40.0
加速管内での実質加速勾配	G_{eff} (MeV/m)	16.3	18.4	28.2	27.8	28.0	28.0	28.5
ビームあたりの主線形加速器の実効長	L_{ac} (km)	8.0	12.5	4.6	8.3	5.0	8.5	0.90
ベータトロン振動数		200.0	258.0	116.0	171.0	125.0	176.0	33.5
加速管一式の長さ	l_{cav} (m)	3.6	3.6	1.7	1.7	1.22	1.22	1.7
ビームあたりの加速管の数		2220	3470	2720	4860	4100	6930	530
開口径 / 波長	a/λ	0.12	0.12	0.13	0.13	0.18	0.18	0.13
加速管充填時間	T_f (nsec)	837	837	297	297	75	75	297
減衰パラメーター	τ	0.57	0.57	0.57	0.57	0.40	0.40	0.57
加速管内平均総電力 (2× 線形加速器)	(MW)	14	20	25	46	11	20	5.0
一次総電力 (2× 線形加速器)	(MW)	70	100	115	210	75	135	23
AC/RF 変換効率 (推定)	(%)	20	20	22	22	15	15	22
加速管当たりの最大電力	P_{peak} (MW)	52	52	60	60	50	50	60
単バンチエネルギー利用効率	η_1 (%)	0.84	0.70	1.13	1.13	2.00	2.00	1.13
加速頂点からの位相のずれ	φ_{rf} (deg)	28.0	11.0	21.9	23.9	24.0	24.0	21.6
単バンチのエネルギー傾斜度 (ウエイク)	$\langle \sigma_z d\epsilon/dz \rangle$ (%)	-0.72	0.57	-0.84	-0.90	-1.22	-1.22	-0.54
エネルギー傾斜度 (BNS ダンピング)	(%)	-0.008	-0.007	-0.06	-0.06	-0.16	-0.16	-0.06
衝突点でのバンチあたりの粒子数	N^* (10^{10})	1.56	1.30	1.00	1.00	0.63	0.63	1.00
衝突点でのベータ関数	$\beta^*{}_x$ (mm)	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0
	$\beta^*{}_y$ (μm)	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
衝突点でのビームサイズ	σ_x (nm)	335	301	335	260	335	260	608
	σ_y (nm)	3.92	3.04	3.92	3.04	3.92	3.04	8.70
衝突角	φ_{cross} (mrad)	11.0	7.3	10.4	8.0	9.0	7.2	15.1
ビームの対角線角度	σ_x/σ_z (mrad)	4.2	3.8	4.2	3.2	4.0	3.9	7.6
ディスラプション・パラメーター	D_x	0.21	0.13	0.13	0.13	0.090	0.0070	0.135
	D_y	1.80	1.62	1.19	1.44	0.80	0.95	0.71
ビーム輻射光子数	n_γ	1.80	1.62	1.19	1.44	0.80	0.95	0.71
最大 Υ パラメーター	Υ_{max}	0.37	0.58	0.24	0.51	0.15	0.39	0.041
ビーム輻射によるエネルギー損失	δ_{BS} (%)	8.2	10.0	3.9	8.1	1.8	4.5	0.46
幾何学的なルミノシティー損失係数		0.57	0.68	0.60	0.60	0.63	0.70	0.69
ピンチ強調係数	H_D	1.58	1.60	1.50	1.50	1.71	1.72	1.80
ルミノシティー	$\mathcal{L}$ ($10^{33}/\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec}$)	3.1	4.4	5.9	9.7	3.5	6.3	2.0

2.2.2 加速器からの要請

以上に述べたように、電子 · 陽電子線形衝突型加速器には、今までの円形加速器にない特徴があり、これが中央飛跡検出器に今までにない制約を与えることになる。特に、ビームの直径ををナノメータ程度まで絞り込むための最終収束電磁石系は、衝突点を囲む測定器システムの中に入り込み、その一部として扱われる。ナノメータのビームを安定に衝突させるためには、最終収束系にもナノメータの精度の安定性が要求される。特に電子側の電磁石と陽電子側の電磁石の相対位置がナノメータの精度で制御されていなくてはならない。そのため、現在の JLC の最終収束系の設計では、電子側の最終収束電磁石と陽電子側の最終収束電磁石は同一の CFRP 製の円筒 (サポートチューブ) の中に納められることになっている。このサポートチューブの半径は約 30 cm なので、中央飛跡検出器の内径はそれ以上となる。これが第一の要請である。

第二の要請は、ビームのバンチ構造から来る。すでに述べたように、 JLC では反応確率を高めるため、一度に多くの (100 個程度) のバンチ (電子、陽電子のビームの塊) を加速し、衝突させる。これらのバンチの間隔は、現段階の X- バンドによる主線形加速器の設計では、 1.4 nsec であり、これらの約 100 個のバンチの列 (バンチトレイン) が 150 Hz で交差する。 JLC では、ビームの大きさがあまりに小さいために、一度のバンチトレインの交差の際に、どれかのバンチでいわゆるミニジェット反応が起きる確率が無視できない。バンチトレイン内のバンチが時間的に区別できなければ、これら約 100 個のバンチの中で起きた反応は全て重なり合って測定されることになる。これは、電子 · 陽電子衝突の特徴である反応のきれいさを大きく損なうので、是非とも避けなくてはならない。もし、中央飛跡検出器によって測定された荷電粒子の飛跡が、どのバンチから来たものかを特定できれば、バックグラウンドであるミニジェット反応が、目的とする信号反応と同じバンチで起こった場合を除いて、これを分離できる。このため、中央飛跡検出器の時間分解能として、一つの荷電粒子の飛跡当たり、約 1 nsec という性能が要求されてくる。

2.3 JLC の測定器

2.3.1 全体設計

JLC の衝突点は、当面、一カ所であるため、そこに設置される測定器は、想定されるあらゆる物理だけでなく、予想外の物理に対しても十分対応可能な高性能、かつ、汎用の物でなくてはならない。具体的には、まず、 W 粒子や、 Z 粒子のジェットを用いた再構成が精度よく出来なければならない。また、ヒッグス粒子の発見、及び、研究のため、非常に良い質量分解能が要求される。また、トップクォークの研究やヒッグス粒子に対するバックグラウンドを抑えるため、 b ジェット識別が効率良く行える必要がある。更には、超対称粒子探索のため、十分広い立体角を隙間なく覆う測定器でなければならない。これらの条件をシミュレーションを行って検討した結果、「標準測定器」として図 2.10 に示すような構成の測定器を考え、表 2.2に示すような性能を達成することを目標としている。

2.3.2 測定器の構成

バーテックス検出器

衝突点の極めて近傍で、荷電粒子の飛跡を精密に測定する検出器で、 B 中間子や D 中間子の崩壊点を測定して、 b クォークや c クォークの同定をする役割をしている。通常、バーテックス検出器に使用されるシリコンストリップ型ではなく、 2 次元的に読み出し可能なピクセル型の SI-CCD を使用する。多量のバックグラウンド中でも、十分な機能を果たすために、 2 層の CCD 検出器より構成さ

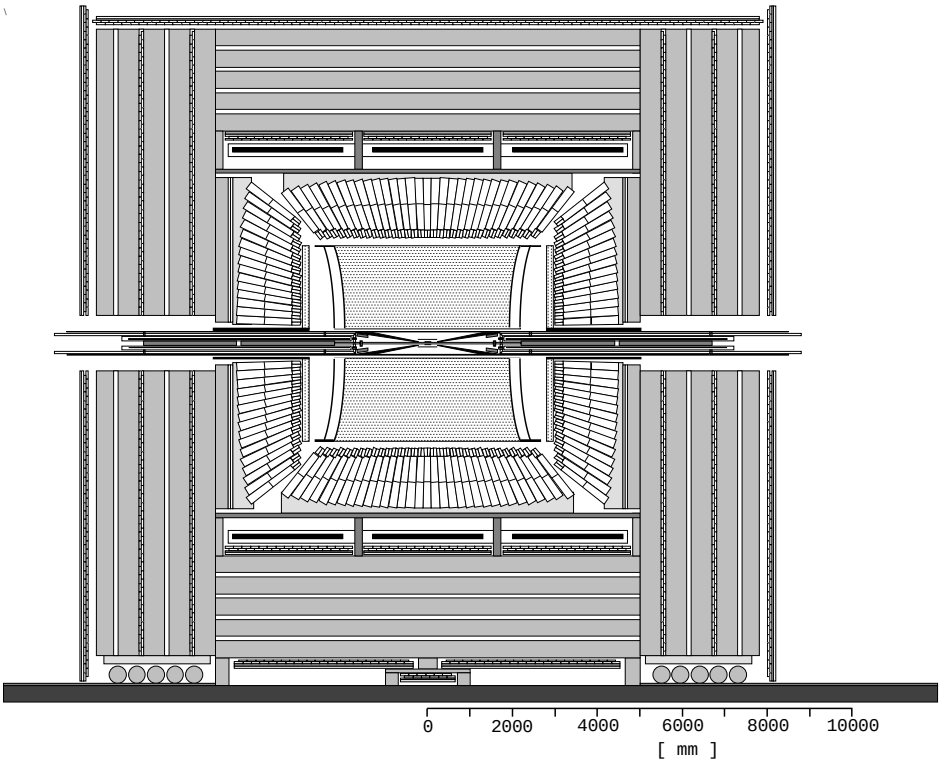


図 2.10: JLC 測定器の概略図

DETECTOR	TYPE	CONFIGURATION	PERFORMANCE
VTX (Vertex Detector)	Silicon CCD	Pixel Size ; 25 μm Number of Layers ; 2 layers Layer Position ; r=2.5cm & 7.5cm Thickness ; 500 μm / layer $\|\cos\theta\| < 0.95$	Position Resolution ; σ = 7.2 μm Impact Parameter Resolution δ [μm]; $\delta^2 = 11.4^2 + (28.8/p)^2 / \sin^3\theta$
CDC (Central Drift Chamber)	Small-cell Jet Chamber	Radius ; r = 0.3 - 2.3 m Length ; l = 4.6 m Number of Sampling = 100 $\|\cos\theta\| < 0.70$ (full sampling) $\|\cos\theta\| < 0.95$ (20 samplings)	Position Resolution ; σ_x = 100 μm (/ axial wire) σ_z = 2 mm (/ stereo wire) Momentum Resolution ; $\sigma_{Pt}/Pt = 1.1\times10^{-4} Pt \oplus 0.1\%$ $\sigma_{Pt}/Pt = 5\times10^{-5} Pt \oplus 0.1\%$ (with vertex constraint)
CAL	Lead + Plastic Scintillator Sandwitch (Compensated)	EM part ; thickness = 29 Xo cell size = 10cm x 10cm HAD part ; thickness = 5.6 λo cell size = 20cm x 20cm Si Pad ; pad size = 1cm x 1cm $\|\cos\theta\| < 0.99$	Energy Resolution ; $\sigma_E/\sqrt{E} = 15\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ (e & γ) $\sigma_E/\sqrt{E} = 40\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ (hadron) Si Pad Position Resolution ; σ = 3 mm Si Pad e/π Rejection = 1/50
MUON	Single Cell Drift Chamber	Number of Superlayers ; 6 $\|\cos\theta\| < 0.99$	Position Resolution ; σ = 500 μm Pt > 3.5 GeV (barrel)

* All momentum and energy are expressed in [GeV].

表 2.2: JLC 測定器の諸性能

れ、それぞれ、ビーム軸から 2.5 cm と 7.5 cm の位置に設置される。総数 4×10^8 個の 25 μm$\times$25 μm のピクセルで構成され、その空間分解能は 7.2 μm になる。

中央飛跡検出器 (CDC)

寿命の長い荷電粒子 (電子、ミュー粒子、荷電 π 中間子、荷電 K 中間子、陽子) の飛跡を検出する装置で、超電導磁石による磁場によって曲げられた荷電粒子の飛跡の曲率半径から、その粒子の運動量を知ることが出来る。 詳細は、後節で説明する。

カロリーメーター

飛跡を残さない中性粒子 (光子、中性子、 K^0_L 等) のエネルギーを測定する役割を持つ。カロリーメーターは、ビーム軸の周りの円筒状のバレル部と、それに蓋をするような形の端部から成り、$\mid\cos\theta\mid<0.99$ の領域を覆っている。検出部分は、鉛とプラスチックシンチレーターの多層サンドイッチ構造をしていて、 1 GeV の電子や光子に対するエネルギー分解能は 15%、 1 GeV のハドロン粒子に対しては 40% である。

ミュー粒子検出器

カロリーメーターでも吸収されることなく、全ての測定器を通り抜けるミューオンを検出する役割を持つ。このミュー粒子検出器は、運動量の測定ではなく、ミュー粒子の識別に用いられるので、空間分解能は 500 μm 程度でよい。この検出器は、 6 層 (Super-Layer) から成る。このうち、 1 つの層は、単線のワイヤーチェンバーから成る 4 つの層構造を持ち、粒子の飛跡の方向を求めることが出来る。また、カロリーメーター、及び、鉄中でのエネルギー損失のため、識別可能なミュー粒子は 3.5GeV 以上のエネルギーを持つ物に限られる。

2.4 中央飛跡検出器 (CDC)

2.4.1 概要

中央飛跡検出器 (以下、 CDC) は、これまでに述べた測定器の中で、中心的役割を果たす物である。特に、ヒッグス粒子の探索においては、極めて高い運動量分解能とカロリーメーターとの対応付けが要求される。また、測定器は、ビームとビームの相互作用から予想される高いバックグラウンドに耐えなければならない。以下において小ジェットセル型の円筒形ドリフトチェンバーが、現在、利用できる技術を用いて要求される性能を果たし得る事を示す。

2.4.2 CDC に対する要求

運動量分解能に対する最も厳しい要求は、 $e^+e^- \rightarrow ZH$ の反応でつくられた Z がレプトン対に崩壊したときの、レプトン対から計算される質量欠損の分解能から課せられる。測定誤差がビームのエネルギーの広がりよりも十分小さいことを要求すると運動量分解能は、 $50\mathrm{GeV}$ の粒子に対して、 0.4% よりも良い必要がある。もし、これが達成されれば、運動量分解能は $5\mathrm{TeV}$ の粒子に対してその電荷を判別できる位良い。

横方向の運動量 P_t の逆数 $\kappa = 1/P_t$ に対してその分解能 σ_κ は

$$\sigma_\kappa^2 = (\sigma_\kappa^{meas})^2 + \left(\sigma_\kappa^{MS}\right)^2$$

で与えられる。ここで右辺第一項は位置測定の誤差、第二項はチェンバーガスでの多重散乱によるものであり、各々

$$\begin{aligned} \sigma_\kappa^{meas} &\simeq \left(\frac{\alpha\sigma_x}{BL^2}\right)\sqrt{\frac{720}{n+4}} \\ \sigma_\kappa^{MS} &\simeq \left(\frac{\alpha C}{BL}\right)\sqrt{\frac{10}{7}\left(\frac{X}{X_0}\right)}\cdot\kappa \end{aligned}$$

と書ける。ここで $\alpha = 333.56$ ($\mathrm{cm}\cdot\mathrm{T}\cdot\mathrm{GeV}^{-1}$)、 $C = 0.0141$ (GeV)、 L は測定される飛跡の長さ (cm)、 B は磁場の強さ (T)、 $\left(\frac{X}{X_0}\right)$ は輻射長で表したチェンバーガスの厚さ、 n は測定点の数である。各パラメーターとして L=200cm、 B=2Tesla、 $\sigma_x = 100\mu$m、 n=100、 X/X_0=1.1% (CO_2-isoC_4H_{10}) を用いると、

$$\left(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}\right)^2 = (1.1\times10^{-4}\cdot p_T[GeV])^2 \ + \ (1.5\times10^{-3})^2$$

となるが、これは殆んど目標性能に近い。これに衝突点座標拘束もしくはバーテックス測定器による座標情報を加えると、どれだけ分解能が向上するかを見るために、多重散乱についてもう少し詳しく計算してみる。

測定器の物質としては図 2.11に示す配置を考える。表 2.3に用いる材質の単位厚さ当たりの輻射長厚を示した。

これらの物質を考慮に入れて計算した運動量分解能を図 2.12に示す。 a) は衝突点座標拘束を行わない時のもの、 b) は行った時のものである。衝突点座標拘束を行うことにより運動量分解能はほぼ 2 倍良くなり、要求される条件を十分満たすようになる。またバーテックス測定器を飛跡再構成に用いると衝突点座標拘束と同程度の改善が得られる。

ジェットの不変質量を精度よく求めるためには CDC の飛跡とカロリメーターのクラスターの間に正しく対応を付けることが重要である。カロリメーターでは $1\ \mathrm{cm}\times1\ \mathrm{cm}$ のシリコンパッド測定器を用いてシャワーの位置を測定するので、 CDC の飛跡のカロリメーター上での位置はこれよりも良い

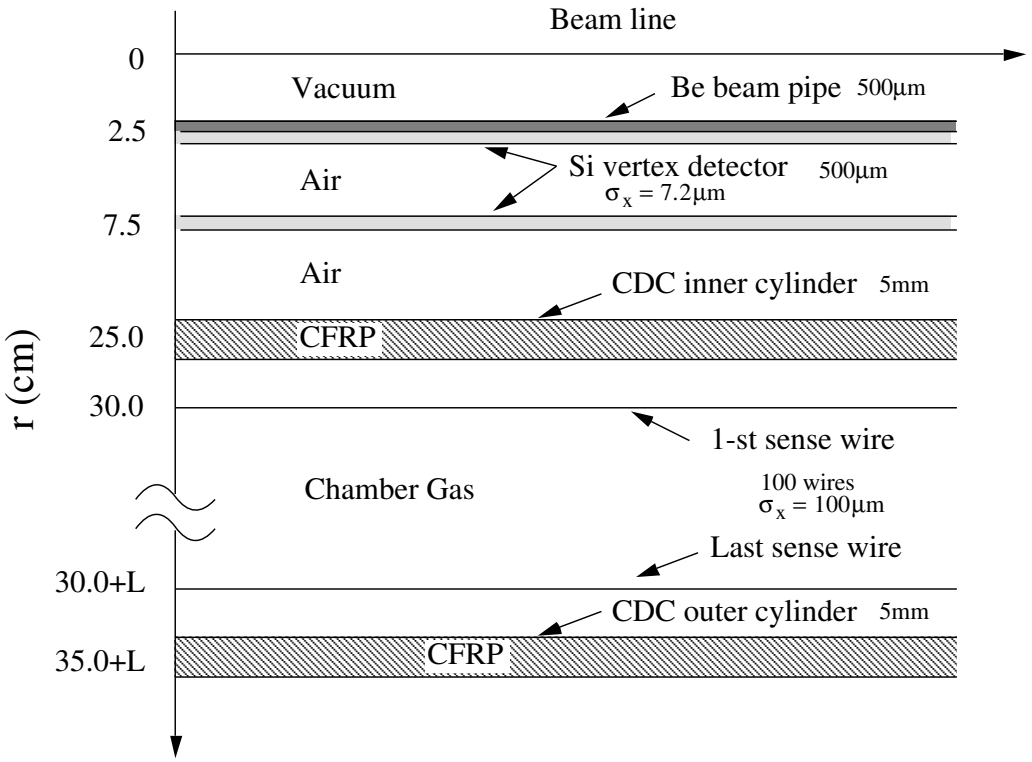


図 2.11: 測定器の物質量の配置

Material	$X_0^{-1}(\%/\mathrm{cm})$
Be	2.8
Si	10.7
CFRP	3.0
Air(1atm)	0.0035
$CO_2/C_4H_{10}(90/10)$	0.0055

表 2.3: 測定器の材質の単位厚さ当たりの輻射長厚

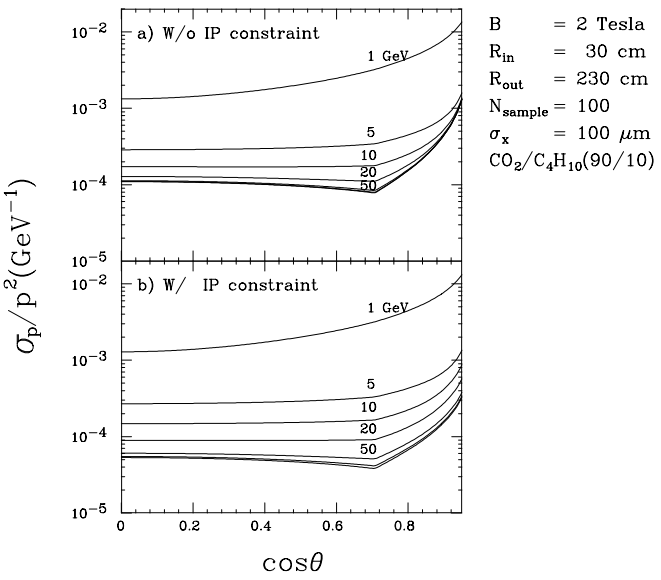


図 2.12: CDC の運動量分解能。 a) は衝突点座標拘束をしない場合、 b) はした場合

精度で決定したい。円周方向の位置については問題なく達成出来るので、 z 方向の位置精度について考える。 CDC とカロリメーターの間には CFRP でできた CDC の外壁 (0.5 cm) が存在するが、それほどの物質量ではなく、実際 5GeV 以上の粒子に対しては多重散乱の影響はほとんど無い。計算によれば 7 層のステレオ層が各々 1mm の z 位置精度を達成できればカロリメーターの表面まで延長した飛跡の z 位置精度も 1 mm の精度が達成出来る。

質の良い飛跡再構成を行うためには 2 本の近接した飛跡を分離出来るだけの分解能が重要である。この性能を 250GeV の W 粒子が崩壊して出来る粒子を用いて調べた。これによると、もし 1 mm 以下しか離れていない 2 個のヒットが区別できないとすれば、最内層においては 5%、最外層においては 1% のヒットが 2 個のヒットを分離することに失敗することにより失われる。この程度の損失は、飛跡の再構成にほとんど影響を及ぼさないので、 1 mm の近接ヒット分離能が達成できればよい。 1 mm は時間にして 100ns に相当するが、計算によれば信号のすそは、立ち上がりから 100ns 後には約半分に減少しているので、容易に識別できる。従って、 1 mm の近接ヒット分離能は十分達成可能である。

JLC のビームはマルチバンチ構造を持っており、各々のヒットは、そのヒットを発生したバンチに固有の t_0 を持っている。このため CDC は各飛跡についてそれ自身で t_0 を決められなければならない。これは以下のようにして行われる。まずワイヤーからヒットまでの距離は約 100 個 (バンチ数) だけの異なった t_0 に対してそれぞれ与えられる。これらに対して飛跡の再構成を行い最小の χ^2 を与える t_0 を採用する。ガスのドリフト速度 10μm/nsec に対して 100μm の位置分解能を得るためには、各ヒットに対して 10nsec の精度で時間測定を行わなければならない。この時 1 つの飛跡には 100 個の測定点が有るから、飛跡に対しては約 1nsec の時間測定精度が期待でき、 1 トレイン中の各バンチを分けることが出来る。

バックグラウンド

ビーム・ビーム相互作用によるコヒーレント及び非コヒーレントな QED 過程により、一次バックグラウンドとして電子・陽電子が発生する。これらは Q 電磁石の前面やマスク等に衝突して二次バックグラウンド光子を発生する。これらの光子のエネルギースペクトルは約 100keV に幅広いピークを

持つとともに、 500keV には対消滅による鋭いピークが存在する。

計算によると $\sqrt{s}$=500GeV においては 1 衝突当たり約 10^4 個の光子が CDC に飛び込むことになる。これにチェンバーガスやワイヤーでの反応断面積をかけてやると、ワイヤー 1 本当たりの平均ヒット数は最内層で 0.06、最外層では 0.01 以下となる。この程度のバックグラウンドは飛跡再構成にほとんど影響を及ぼさない。

ミニジェットと呼ばれる二光子過程からのハドロニック・バックグラウンドも JLC においては問題となる。 $\sqrt{s}$ = 500GeV においては CDC のアクセプタンス内での平均ミニジェット・エネルギーは約 2.5GeV で、平均粒子数は 5 個である。横方向運動量が 1 GeV 以上のミニジェットの数は 1 衝突当たり 1∼20 と見積もられているが、 CDC は異なるバンチを分けられる時間分解能を持っているので、ミニジェットバックグラウンドはほとんど問題とならない。

チェンバーの配置とセルの構成

前述のように小ジェットセル型円筒形ドリフトチェンバーは要求される条件を全て満たすことが出来る。このチェンバーの構造について詳しく述べる。

チェンバーは小ジェットセルを層状に積み重ねたスーパーレイヤー構造をとる。スーパーレイヤー 1 層の厚さを 8cm、層間の間隔を 5cm とすると飛跡長を 200cm とるという条件から層の数が決まり、8 層のアクシャル・スーパーレイヤーと 7 層のステレオ・スーパーレイヤーの合計 15 層をとることが出来る。ここで層間の間隔はステレオ角によって決まるが、ここでは z 位置精度 1mm を得るため 100mrad とした。

図 2.13にセルの構成を示す。 1 個のジェットセルには 8mm 間隔で 7 本のセンスワイヤーがあり、その間にはポテンシャルワイヤーが張られている。センスワイヤーは $30\mu\mathrm{m}\phi$ のタングステンで +2.5kV の電圧がかけられる。ポテンシャルワイヤーは $150\mu\mathrm{m}\phi$ のアルミニウムで、接地される。ポテンシャルワイヤーから 5mm 離れてグリッドワイヤーが張られ、 −0.5kV の電圧がかけられる。これは等ドリフト時間線の形を整えるとともに静電気力によるセンスワイヤーの位置のずれを小さくする働きがある。また異なるスーパーレイヤーのセンスワイヤー平面が同一平面上にならないようにセルの位置は左右にずらしてある。

電場計算プログラムを用いてこのワイヤー配置における性能を $CO_2 - isoC_4H_{10}$ (90:10) について行った。このガスの 2 テスラにおけるローレンツ角は約 15 度である。図 2.14に等ドリフト時間線を示す。計算によれば最初の 5nsec の時間幅に約 10 個の電子がセンスワイヤーに到達する。従って、しきい値を数電子程度に合わせておけば要求される 10nsec の時間分解能を達成出来る。

CDC は z 軸方向に 4.6m と長いため、ワイヤーの重力による垂れ下がりは無視できない。この重力による変位と静電力による変位を最小にするため、センスワイヤーの張力を 145g、他のワイヤーの張力を 500g とした。これによりすべてのワイヤーの重力による変位を等しく 250μm にすることが出来る。この時のセンスワイヤーの静電力による変位は 25∼54μm である。またチェンバー端板の加工精度は約 10μm である。

ジェットセルの総数は 1200 で、ワイヤーの総数は約 115000 本である。全ワイヤーの張力は約 50t であるが、これは 5mm 厚の CFRP の外筒と 25mm 厚のアルミの端板で十分支えることが出来る。

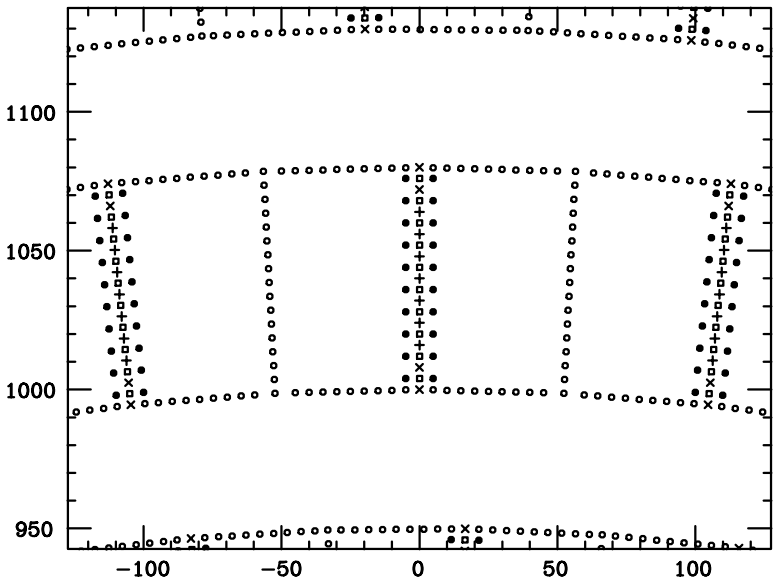


図 2.13: CDC のセルのワイヤー配置

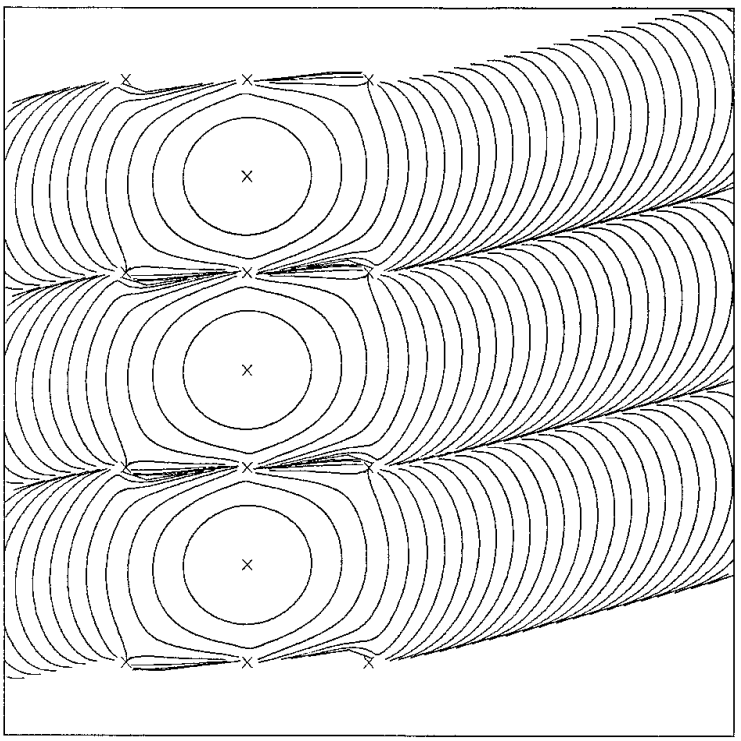


図 2.14: シミュレーションによる等ドリフト時間線

エレクトロニクス

CDC の読み出しにはスイッチングキャパシタを用いた高速サンプルアンドホールドによる波形読み出しを行う。 10nsec の時間分解能を得るため、時間幅は 5nsec、即ち 200MHz のサンプルレートとする。また奥行を 1024 ワード確保し、 5cm のドリフト長をすべて覆う。パルスのタイミングは 1 ビン幅の数分の一で決められるので、サンプリング化による位置分解能の劣化は $\sim 20\mu$m 程度で無視出来る。

第 3 章

CDC に関する主要な R&D の項目

3.1 主要な R&D 項目

JLC の CDC のような長いワイヤーを持つチェンバーの問題点は、重力及び静電力によるワイヤーのたわみ (サグ) が大きいことである。このため、サグの大きさ、方向の正確な知識がなければ目標分解能の達成は困難であり、ワイヤーの位置が不安定になると予想される。そこで、R&D 項目としては、

1. 重力、静電力によるサグを十分な精度で計算する方法を確立すること
2. 大きなサグがあってもその大きさと方向が分かっていれば目標分解能が達成できることを示すこと。

が挙げられる。

このうち、第 1 の項目を調べるため、実際に、4.6m のテストチェンバーを作りサグを測定し、その結果とワイヤーの張力から計算で求められる理論値との比較を行い、ワイヤーポジションの計算法を確立、実際にチェンバーガスとして CO_2 を用いた宇宙線テストを行い、目標分解能が達成可能であることを確認した。これにより、4.6m という大型のチェンバーの運転において、最も問題となるであろう、ワイヤーのサグの問題を解決することができた。そこで本研究では、これらを踏まえた上で、第 2 の項目の分解能に対する評価を更に進めるために、テストチェンバーに実機で用いられる予定のガス、$CO_2 - isoC_4H_{10}(90:10)$ を流し、宇宙線によるトラッキングテストを行い、位置分解能を求め、評価する事を目標とした。この $CO_2 - isoC_4H_{10}(90:10)$ を流すため、これまで問題だったテストチェンバーのガスリークを、マイラー製のウィンドウからチェンバー本体と同じアルミ製の物に変えることにより改善する事が出来た。

3.2 R&D 用テストチェンバー

3.2.1 特徴

今回、測定に使用した R&D 用のテストチェンバーを図 3.1に示す。
この R&D 用のテストチェンバーの特徴としては、

1. 4.6m のワイヤーを張ることができるチェンバーである。
2. 現時点での、実機採用予定のセル構造、ワイヤー径、材質、張力をもつ。
3. 複数のセル構造をもつ。(端の影響をおさえるため)
4. 取り替え可能なエンドプレートをもつ。(異なるセル構造の研究可)
5. 外部からワイヤーが見れる。(ワイヤー位置測定に使用)
6. ワイヤー方向を軸にして 90° 回転可能 (重力サグ測定に使用)

が挙げられる。

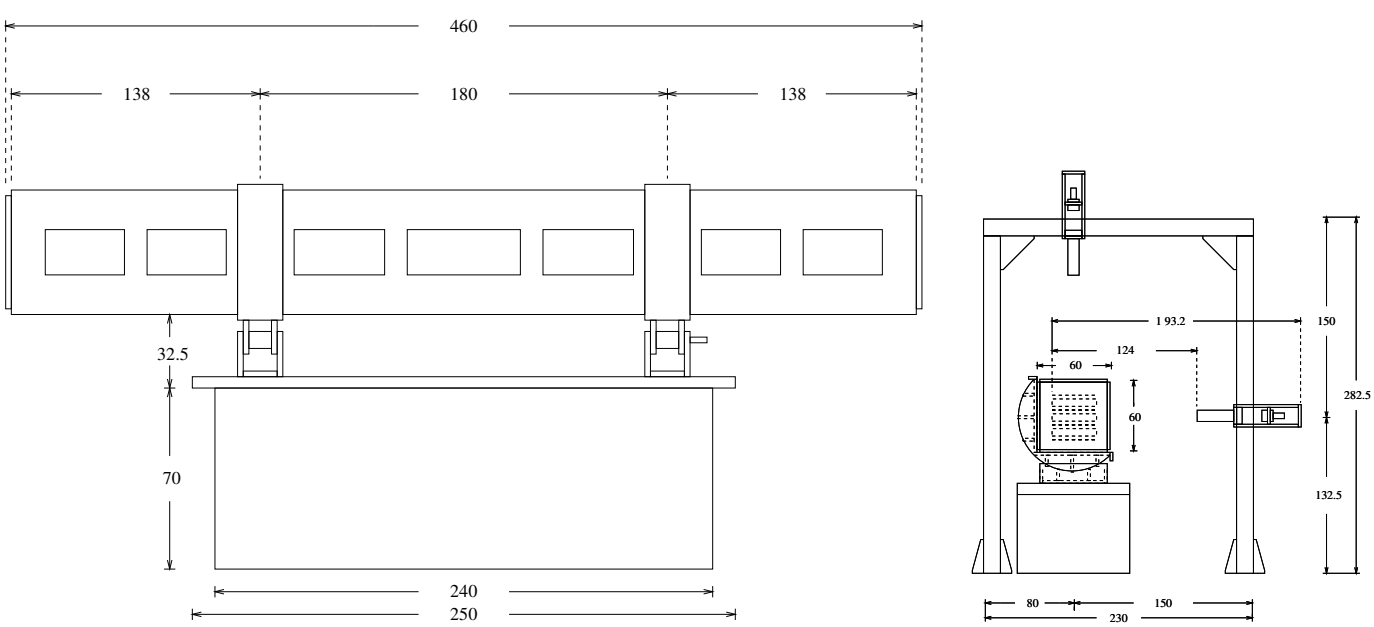


図 3.1: 4.6m テストチェンバーの概略図

3.2.2 構造

このチェンバーは、前述したとおり、本来は、ワイヤーのサグを測定するために作られたチェンバーである。大きさは、 460cm×60cm×60cm で、内部に 460 cm のワイヤーを複数本張れるようになっている。チェンバー本体の材質はアルミニウムを使用している。また、このチェンバーは、他のチェンバーには見られない特徴として、ワイヤー方向を軸として 90° 回転できるような懸架台を持っていることが挙げられる。これは、先にも述べたように、このチェンバーの製作目的が、当初、ワイヤーのサグを測ることにあったためにつけられた物で、ワイヤーのサグを測定する時に必要となる物である。しかし、その測定方法、結果については既に他の論文で述べられていることなので、この論文では割愛することにする。

チェンバー端部のエンドプレートには、図 3.2のように、 991 個のフィードスルーを通すための穴が開けられている。この穴は、標準偏差で 8.2 μm のずれを持っている事が分かっている。また、この図から分かるように、このテストチェンバーは 3 つのレイヤー、 7 つのスモールジェットセル (C1~C7) から成る構造をしている。このスモールジェットセルの構造とワイヤーの略称を、図 3.3に示す。一つのセルの大きさは $7.0 \times 10,0$ cm で、センスワイヤーまでの最大ドリフト距離は、 5 cm である。セルの中央には 1.0 cm の間隔でセンスワイヤーが並べられている。また、このセンスワイヤーの間には、グランドワイヤー (印加電圧:0.0kV) が、そして、そのグランドワイヤーの両脇には、ドリフト時間のばらつきを抑えるためにグリッドワイヤー (印加電圧:-0.5kV) が置かれている。これらに加え、

1. ドリフトしてきたガスの電離電子が、フィールドワイヤー (F1 ~ F10) 近傍の電場の乱れの影響を受けないようにする
2. S1、 S5 のワイヤー位置の安定化

の 2 つを目的としたダミーワイヤー (印加電圧:+2.15kV) がセンスワイヤー面の上下に配置されている。また、実機で必要とされるステレオレイヤーは持たない。

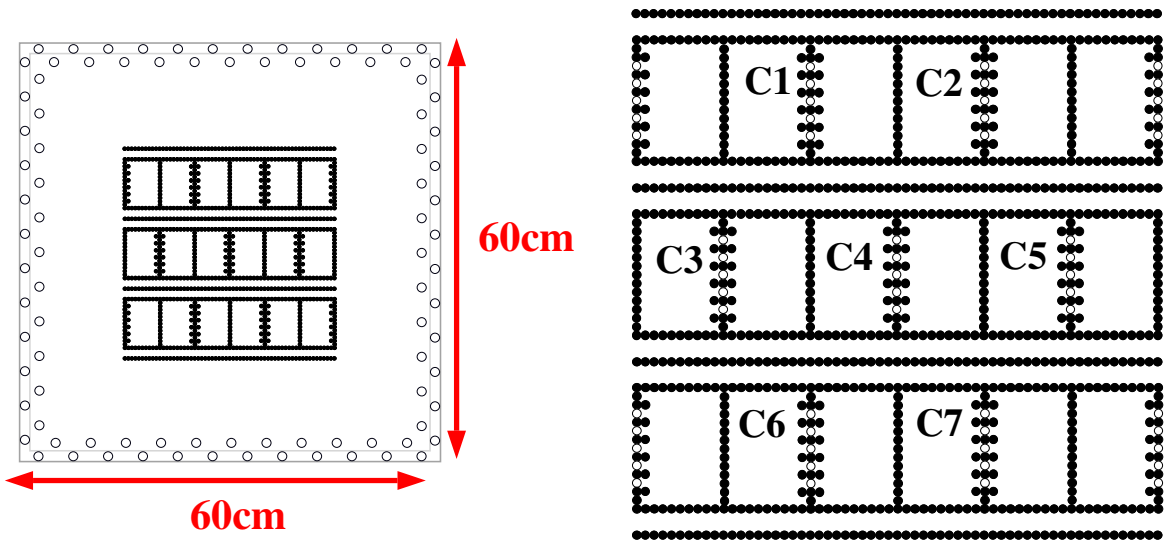


図 3.2: エンドプレートにおけるワイヤー配置

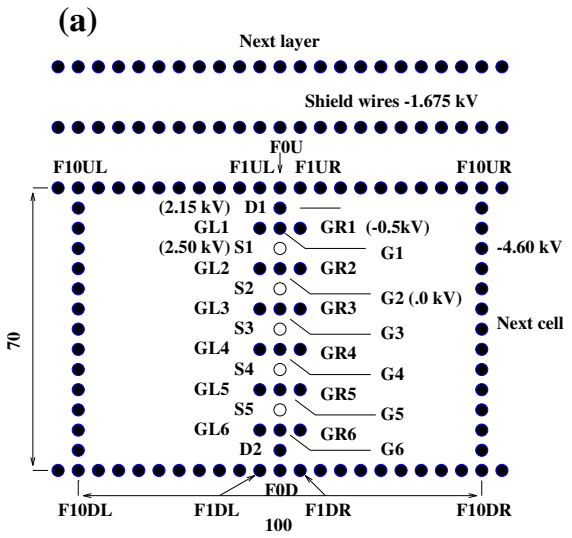


図 3.3: セルの構造とそれぞれのワイヤーの略称

3.2.3 ワイヤーの材質

センスワイヤーには金メッキ · タングステン $(= 30\ \mu\mathrm{m})$、その他のワイヤーには金メッキ · アルミニウム $(= 125\ \mu\mathrm{m})$ を使用した。それぞれのワイヤーの線密度は、金メッキ · タングステンが $\rho = 1.340 \times 10^{-4}[g/cm]$、金メッキ · アルミニウムが $\rho = 4.216 \times 10^{-4}[g/cm]$ という値が実験 (文献 [4]) で得られている。

チェンバーのエンドプレートは実機では、エンドキャップにくるカロリーメーターとの兼ね合いから、その厚さを極力抑える必要がある。そのため、ワイヤーの材質として、一本当たりの張力が小さくてすむアルミニウムが選ばれた。また、使用するワイヤーには、ワイヤーの材質の時間変化に伴う劣化を抑えるために、金メッキコーティングが施されている。

3.2.4 ワイヤーの張力

センスワイヤー、及び、フィールドワイヤーの張力は、断線限界を越えないように設定しなければならない。また、同じ長さのワイヤーでは、線密度、張力と重力によりサグの大きさが変わる。そこで、ワイヤー中央部でセルの形が変化しないように、張力を決定した。それぞれの値は、センスワイヤーが $120[\mathrm{gw}]$、フィールドワイヤーが $267[\mathrm{gw}]$ となっている。

3.2.5 ワイヤーの印加電圧

各々のワイヤーに印加する電圧は、以下の点を考慮の上、決定された物である。

1. ドリフト領域における電場の一様性。
2. ワイヤー間の静電力の最小化。
3. センスワイヤー以外のワイヤーでガス増幅が起こらないこと。
4. 使用するガスでのガスゲイン。

この様な条件により決められた、セル内の各ワイヤーの印加電圧と、これにより形成されるセル内の電場の様子を、図 3.4に示す。

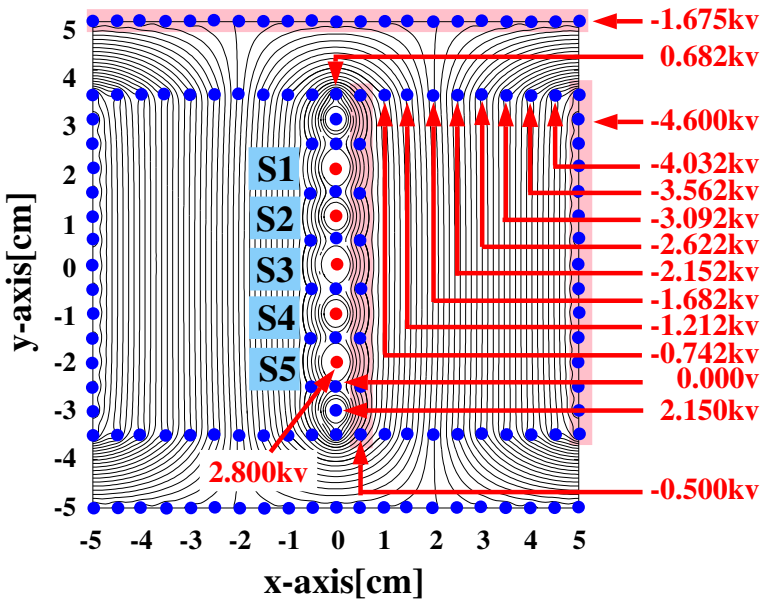


図 3.4: 各ワイヤーの印加電圧とセル内の電場

第 4 章

宇宙線テストの概要

これまでの実験で、 4.6m という大型チェンバーを運転する上で、最も問題になると考えられていたワイヤーのサグについては、ワイヤーの張力を測定してやることで正確に予測できることが分かり、その方法も確立することができた。また、チェンバーガスとして CO_2 を用いた宇宙線テストも行い、目標とする位置分解能が達成できることも確認できた。

そこで、今回は、これらを踏まえた上で、実際に実機で使われる予定のチェンバーガス、$CO_2 - isoC_4H_{10}(90{:}10)$ の混合ガスを用いた宇宙線テストを行い、目標の分解能が達成できるかどうかを調べる。ただし、これまでの位置分解能の測定では、チェンバー中央部に垂直に入射してきた宇宙線のみをその対象としてきたが、今回の実験では、

1. チェンバーに対して斜めに入射してきた宇宙線を用いた位置分解能の角度依存性の測定。
2. 宇宙線の入射位置をワイヤー方向に移動させた時の位置分解能の測定。

の 2 点に新たに注目して実験することにする。

第 5 章

セットアップ

5.1 テストチェンバー

先に述べた R&D 用テストチェンバーを使用した。今回の実験では、実機で使う予定のガス、$CO_2-isoC_4H_{10}$ を 90:10 に混合した物を使うため、チェンバーの機密性を上げなくてはならない。そこで、改良点として、これまで、チェンバー内のワイヤーを見るための窓に張り付けてあったマイラーに代わり、ゴムによるパッキンを持つアルミ製の窓を取り付けた。これにより、チェンバーの機密性を上げ、可燃性ガスである $isoC_4H_{10}$ を流せるようになった。

5.2 ガス系

今回のテストでは、チェンバーの充填ガスとして実機で使われる予定の高純度の $CO_2(99.99\%)$ と $isoC_4H_{10}(99.98\%)$ を 90:10 の割合で混合した物を使用する。 2 種類のガスはマスフローメーターを通して流量の調整をした後、酸素フィルターを通して混合、チェンバーへと流入される。チェンバーへのガスの流量は基本的には炭酸ガスが $450[cc/min]$、イソブタンガスが $50[cc/min]$ の合わせて $500[cc/min]$ とした。チェンバーから出たガスは、バブラーを通して排気される。また、 CO_2 の供給用に CO_2 の半自動切り替え装置を用いて、途切れることなくチェンバーへ CO_2 の供給を行うことが出来るようになった。

ガス系セットアップ図を、図 5.1に示す。

5.3 トリガー系

2 枚のシンチレーションカウンターをチェンバーの上下に置き、宇宙線がこれらを通過した時に出る信号を同期させてデータ収集系のトリガー信号とする。具体的には、この同期信号を Degital Delay() を用いて約 10μsec 遅らせてフラッシュ ADC の共通ストップ信号として使用した。

5.3.1 シンチレーションカウンター

実験で使用されたシンチレーションカウンターは

1. シンチレーター
2. ライトガイド
3. 光電子増倍管 (フォトマル)

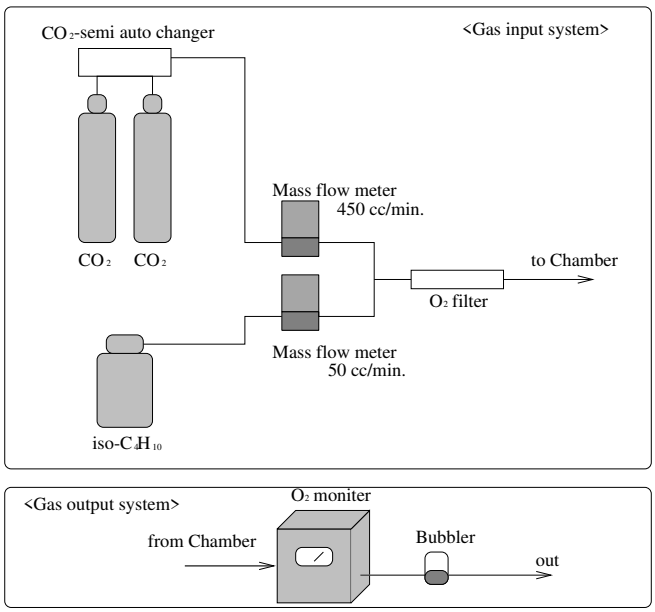


図 5.1: ガス系セットアップ図

の 3 つで構成されている。シンチレーターは 20cm × 20cm の大きさで、ライトガイドにはアディアバチック形のものを、電子増倍管には、浜松フォトニクス社製の H1161HHS (表 5.1) を使用した。

表 5.1: 光電子増倍管の性能 (H1161)

Spectral Response Range		300 ∼ 650(ns)
入射窓の材質		ホウケイ酸ガラス
Dynode Stracture		ラインフォーカス形 12 段
最大電圧		2700(V)
Typical Time Response	Rise Time	2.6(ns)
	Electron Transiter Time	48(ns)
	Transite Time Spread	1.1(ns)

どれくらいの頻度で宇宙線が 2 枚のシンチレーターを通るのか簡単に計算してみる。実験では 2 枚のシンチレーター (20cm × 20cm) は 80cm 離して置かれていたので視野は、

$$\begin{aligned} \Omega \times S_2 &= \frac{S_1 \times S_2}{L^2} \\ &= 25[str \cdot cm^2] \end{aligned}$$

である。

5.4 信号処理系

信号処理系の概略図を、前述のトリガー系と合わせて図 5.2に示す。チェンバーからの信号は、プリアンプ、ポストアンプを経て、クロック周波数 500MHz 256bit のフラッシュ ADC(以下 FADC) で読み込まれる。前述のシンチレーションカウンターからのトリガー信号は、デジタル遅延器 (デジタルディレイ) により、宇宙線通過後、約 10μsec 遅れてこの FADC に共通ストップ信号として取り込まれる。これにより、 FADC にセンスワイヤーからの信号が取り込まれる。図 5.3に典型的な宇宙線データを示す。ここで、縦軸はパルスとして読み込まれる信号の電流値, 横軸は FADC に読み込まれたドリフト時間を $x - t$ 関数を用いてドリフト距離に変換した物、にそれぞれ相当する。このドリフト時間からドリフト距離への変換の方法についての詳細は、データ解析の章で詳しく述べることとする。このようなデータを使って、宇宙線の飛跡を再構成することになる。

5.4.1 FADC

今回の測定で使用した FADC とは、普通の ADC とは異なり、送り込まれた信号の時間とその時の Pulse hight を逐一取り込む仕組みになっている。このため、取り込まれる信号は、図 5.3のような物となる。この様な FADC を測定に用いる理由としては、

1. 解析の際、信号の波形を用いた解析 (重心法等) ができる
2. 近接した複数のトラックを識別できる
3. 信号とノイズの区別がしやすい

等の理由が挙げられる。

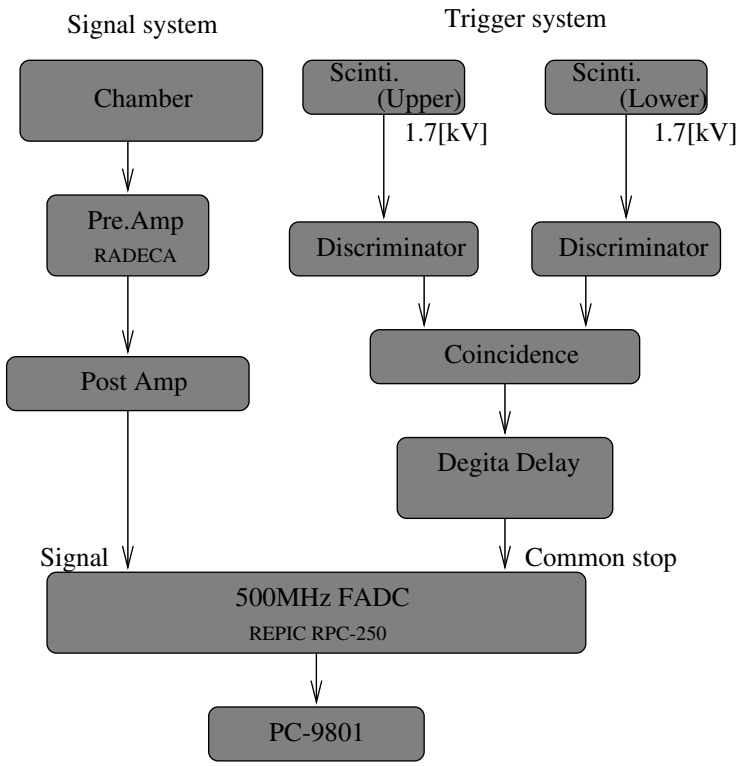


図 5.2: 信号系の概略図

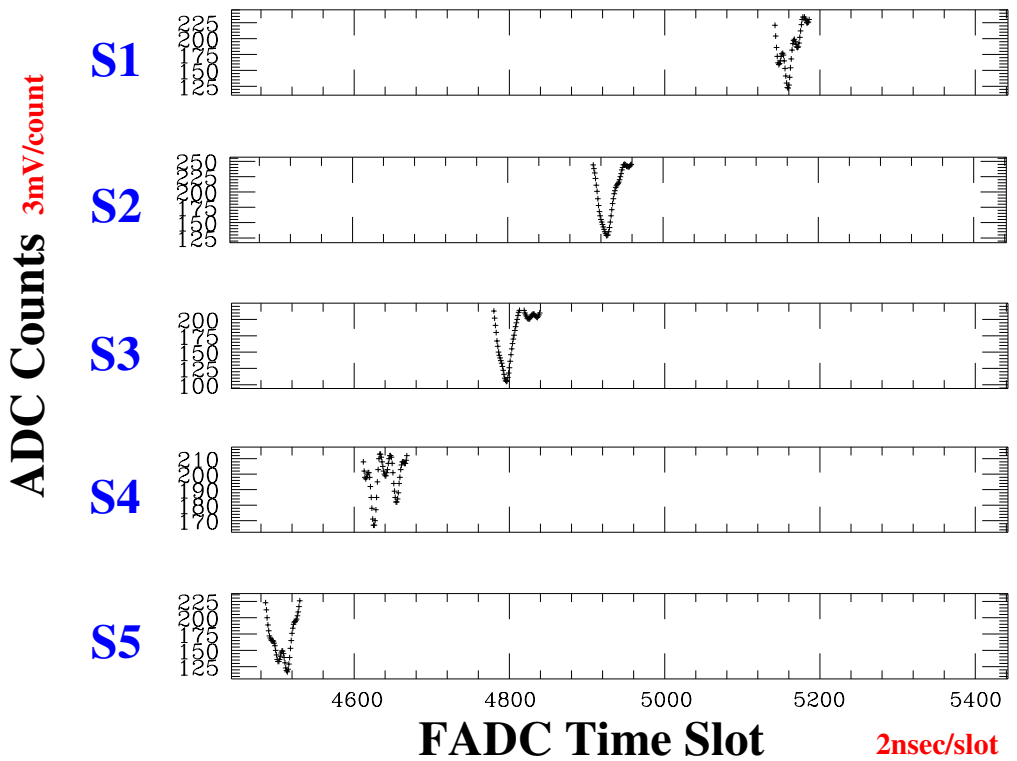


図 5.3: 典型的な宇宙線データ

第 6 章

測定方法

宇宙線による位置分解能測定の概略図を図 6.1に示す。測定では、先にの述べた通り、チェンバーの上下に 2 枚のシンチレーションカウンターを置いて、これらを通過した宇宙線について、 5 本のセンスワイヤーから信号を FADC を用いて測定し、飛跡の再構成を行う。今回は、

1. 分解能の Z 軸方向 (ワイヤー方向) への依存性の測定
2. 分解能の宇宙線角度依存性の測定

の 2 点に新たに注目して測定を行う。そこで、これらの測定を行うために、図 6.2と図 6.3のようにチェンバーに対してシンチレーションカウンターを置き、チェンバーへの入射宇宙線を調整してやり、測定を行う。

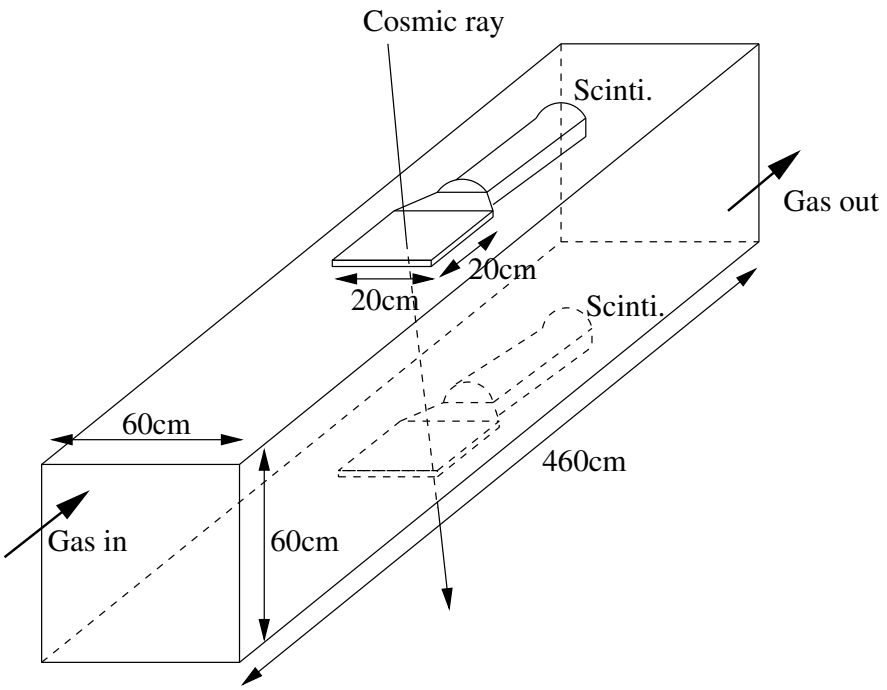


図 6.1: 宇宙線測定系セットアップ

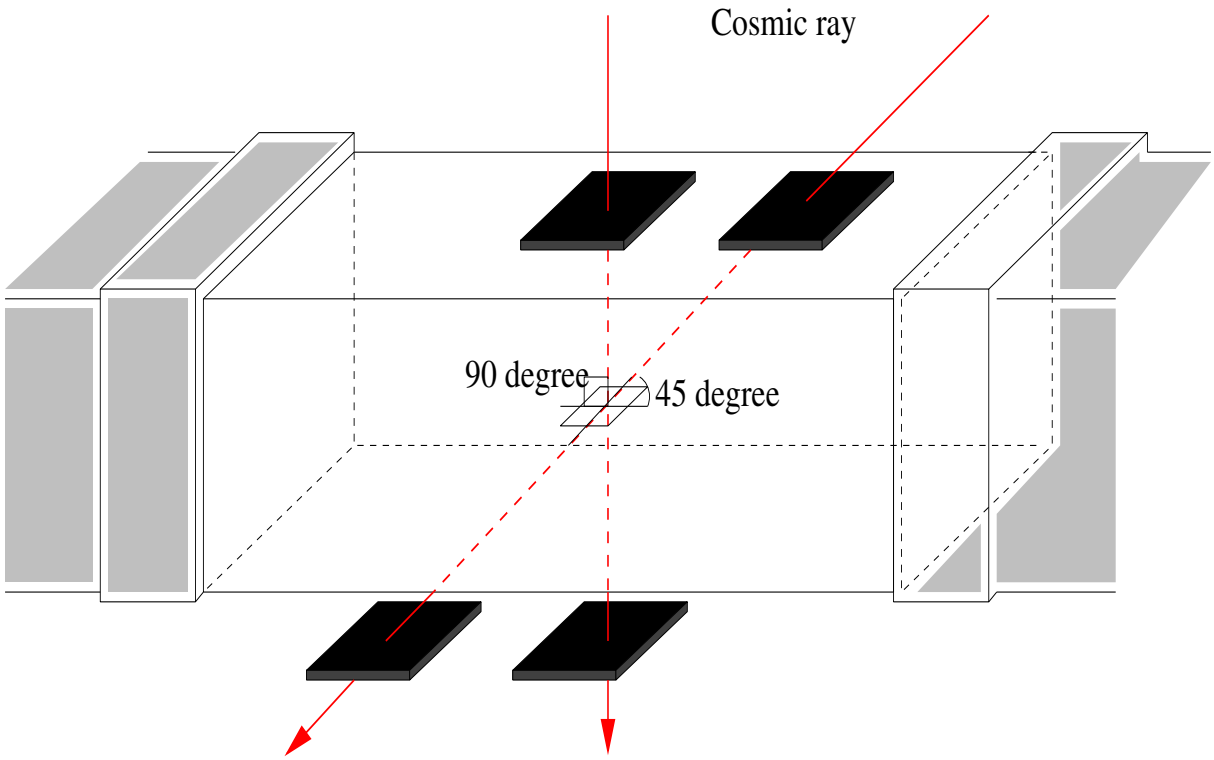


図 6.2: シンチレーションカウンターの配置 (中央部)

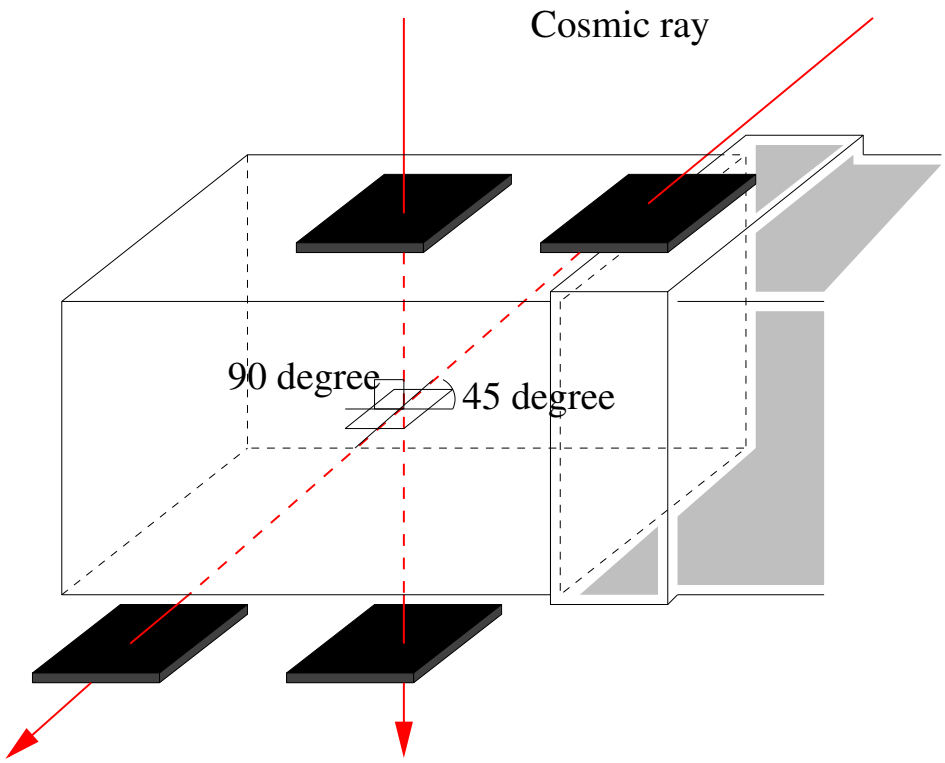


図 6.3: シンチレーションカウンターの配置 (端部)

第 7 章

解析方法

7.1 方針

前述した通り、 FADC で取り込まれるデータは、ドリフト時間と時間毎の信号のパルス高である。そこで、まずはドリフト時間を x-t 関数を用いてドリフト距離に変換する。 x-t 関数に関しての詳しい話は、最後に付録として述べることにして、ここでは、 Garfield によるシミュレーションの結果を x-t 関数として用いた事のみを記す。こうして得られた信号を一定のイベントセレクションを行った後、残ったイベントに関して飛跡の再構成を行い、目標とする位置分解能を決定する。

7.2 イベントセレクション

収集されたデータは、その全てが測定器の性能評価に使える物ではない。実際には、正規のイベントの他に、ノイズによるイベント等が含まれており、正しく性能を評価するためには、これらのイベントを取り除いてやらなくてはならない。そこで、まず、取り込んだ信号が宇宙線による信号であるか、ノイズによる物であるかを分けるために、以下のようなセレクションを行った。

1. 信号の幅によるカット
2. Pulse hight によるカット

信号の幅と Pulse hight の分布を図 7.1に示す。このグラフの横軸が信号の幅、縦軸は Pulse hight を示す。今回の解析では、幅が 60 以下、 Pulse hight が 3 以下のイベントはノイズとみなしてカットした。このようなセレクションによりノイズによる物と思われる信号を除去した後、更に、以下の様な条件を設けてトラックに対してのセレクションを行った。

1. χ^2 によるカット
2. left-right によるカット
3. 入射宇宙線の傾きによるカット
4. 入射宇宙線の切片によるカット
5. 注目するワイヤーに信号が来ているか
6. フィットした直線から、一定の範囲内 $(5\sigma = 500\mu\mathrm{m})$ に注目する信号が存在するか

このようなイベントセレクションによる、解析課程におけるイベント数の変化を、図 7.2に示す。図中の横軸の値は、上記の条件のナンバーに対応した物、縦軸はセレクション後に残ったイベントの数である。このイベントセレクションは、測定器の効率 (efficiency) に関わってくる物で、測定器の性能を評価する上で重要な物となってくる。この、 efficiency に関しては、後述の結果の章で詳しく検討をすることとする。

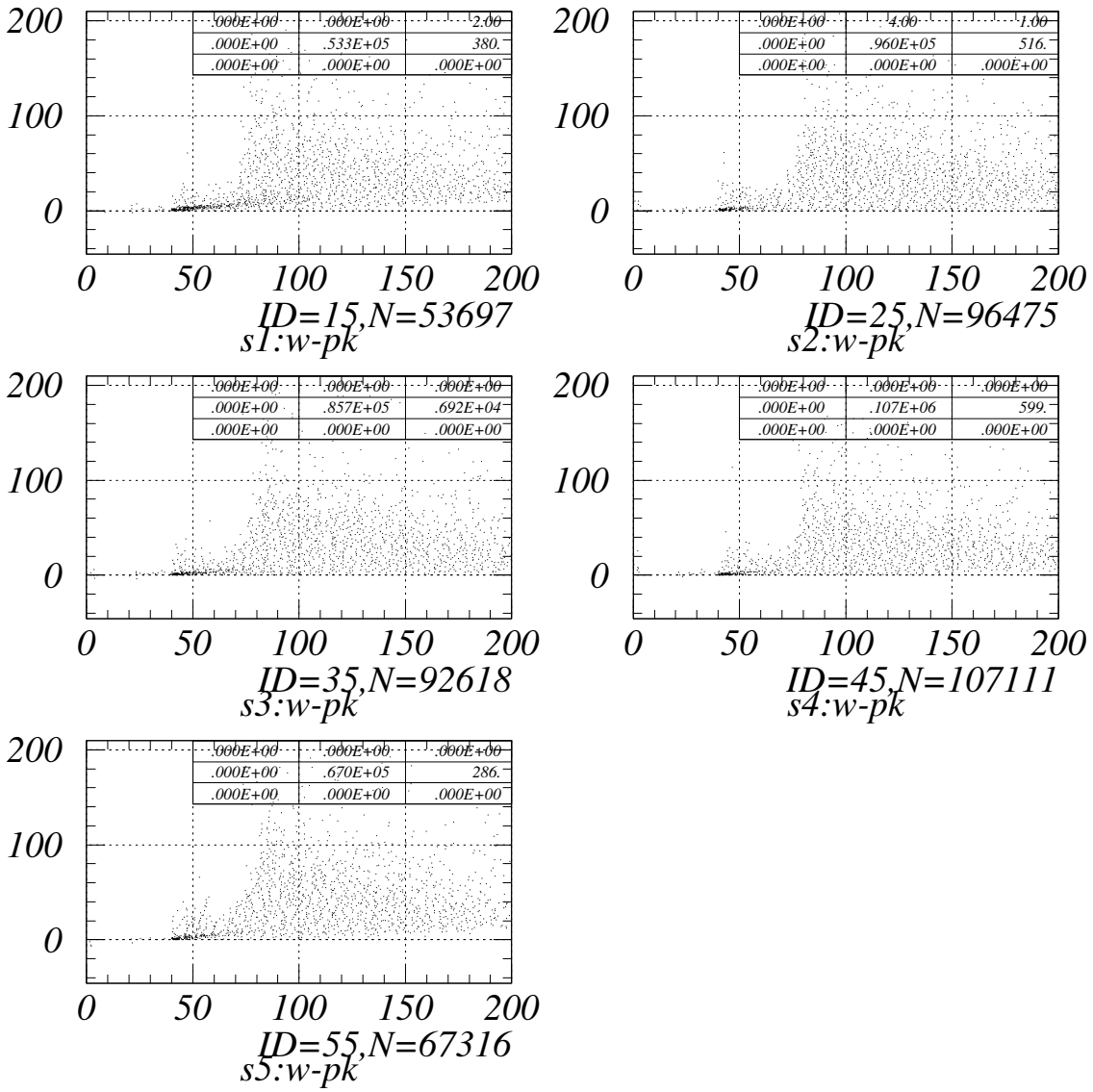


図 7.1: 信号の幅と高さの分布

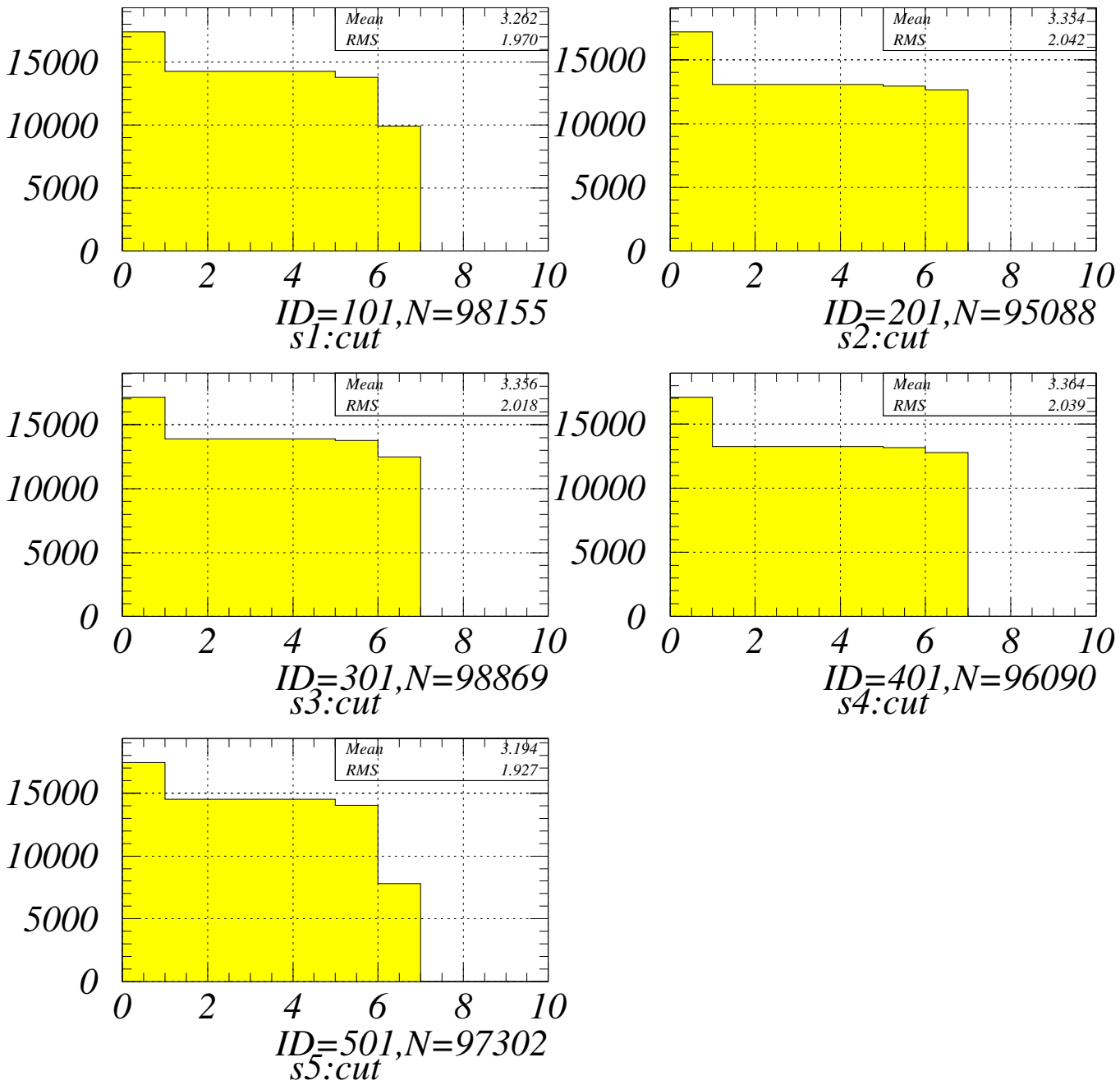


図 7.2: イベントセレクションに伴うイベント数の変化

7.3 位置分解能の求め方

今回の解析では、信号と飛跡の残差を求め、その分布を見ることで位置分解能を評価している。この、残差とは、信号の位置情報を用いたフィッティングラインと、実際の信号がどの程度離れているかを示す量 (図 7.3参照) の事で、この量がそのまま、分解能となる。ここで注意する事は、フィッティングを 5 点の内注目する 1 点を除いた残りの 4 点の信号で行い、このラインと残った 1 点の信号から残差を求める、という事である。これは、 5 点でフィットしてしまうと、実際に分解能を見たいワイヤーからの信号がフィッティングに影響を与えてしまい、正確な残差が求められないためである。

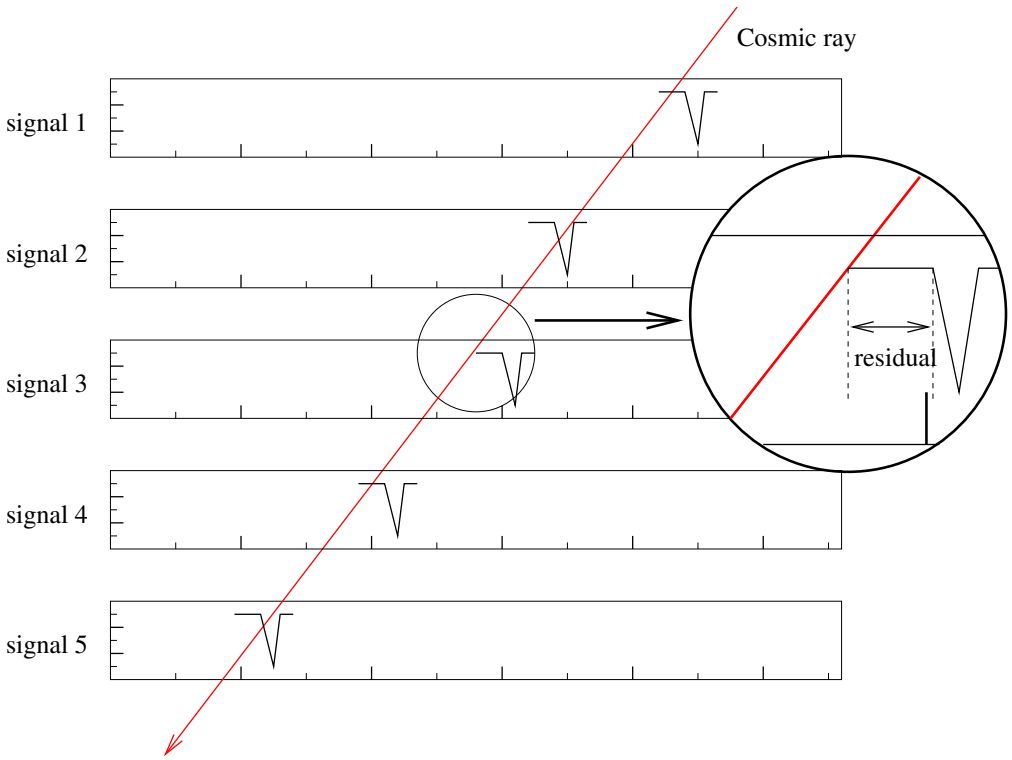


図 7.3: 残差の定義

7.4 Left-Right

FADC で取り込まれるデータは、宇宙線による信号の位置情報ではなく、時間情報とパルス高だけである。このため、実際の宇宙線が、センスワイヤー面の左右、どちらに来ても、同じ信号として取り込まれてしまう。また、今回、実験に使用したチェンバーのワイヤーは、それぞれ重力、静電力によるサグ (たわみ) を持っている。これは、センスワイヤーにおいても例外ではない。このため、測定に使用されたセンスワイヤーは、実際にはセルの中心から微妙にずれた位置で安定した形になっている。このため、取り込んだデータをそのまま解析すると、先の述べた通り、センスワイヤー面の左右に来た宇宙線により、残差の分布に 2 つの山ができてしまう (図 7.4参照)。これを解決するためには、宇宙線が宣すワイヤー面の左右、どちらを通ったかを識別 (left-right) してやらなくてはならない。そこで、今回はセンスワイヤーの配置がセルの中心から外れ、ジグザグになっていることを利用して、この left-right を解いてやる。まず、 4 点の信号を使い、直線フィットを行う。その後、フィットに使った信号がラインの左右どちらにあるかを識別し、ラインの右にあれば 1、左にあれば 0、というようにして 0、または 1 の数字を信号の位置情報として与える。これを並べると、 4 桁の 2 進数と考えられる (図 7.5参照)。そこで、このパターンを 10 進数に直して、その分布をグラフにしてやると、図 7.6のようになる。これで、 left-right のおおよそは解けるが、実際には、まだ完全に解けたとは言えない。そこで、図 7.7のように、信号パターンと残差の分布を 2 次元のグラフにプロットしてやり、これを用いて更にセレクションを行う。例えば、この例 (図 7.7) では、 LR パターンが 4 と 5 と 6 に該当するイベントのみを使い、改めて残差分布を求め、最後にサグによる位置の補正を入れる。これにより、 left-right は、ほぼ満足のいく程度 (図 7.8) に解くことができる。

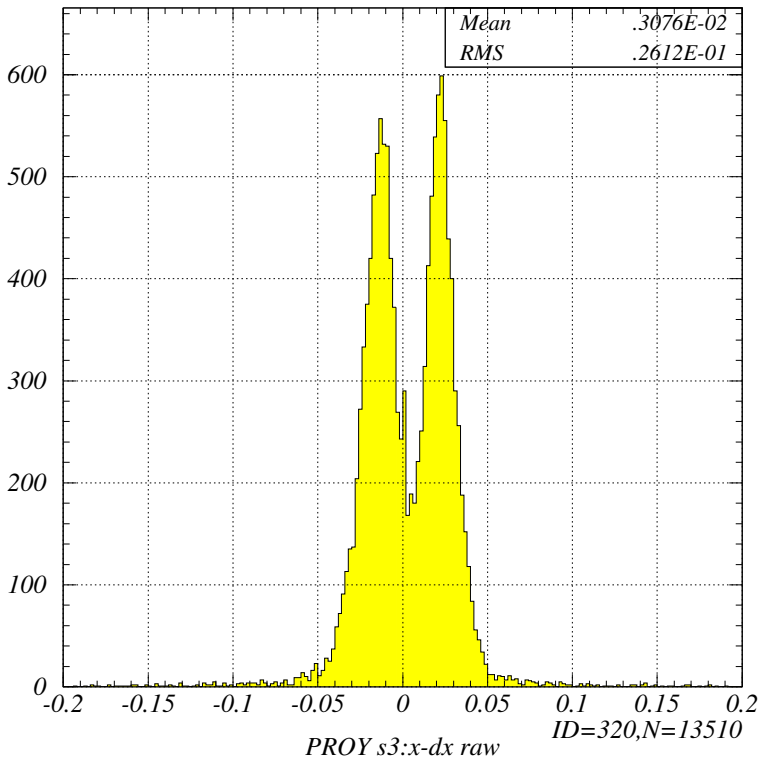


図 7.4: left-right を解く前の残差分布

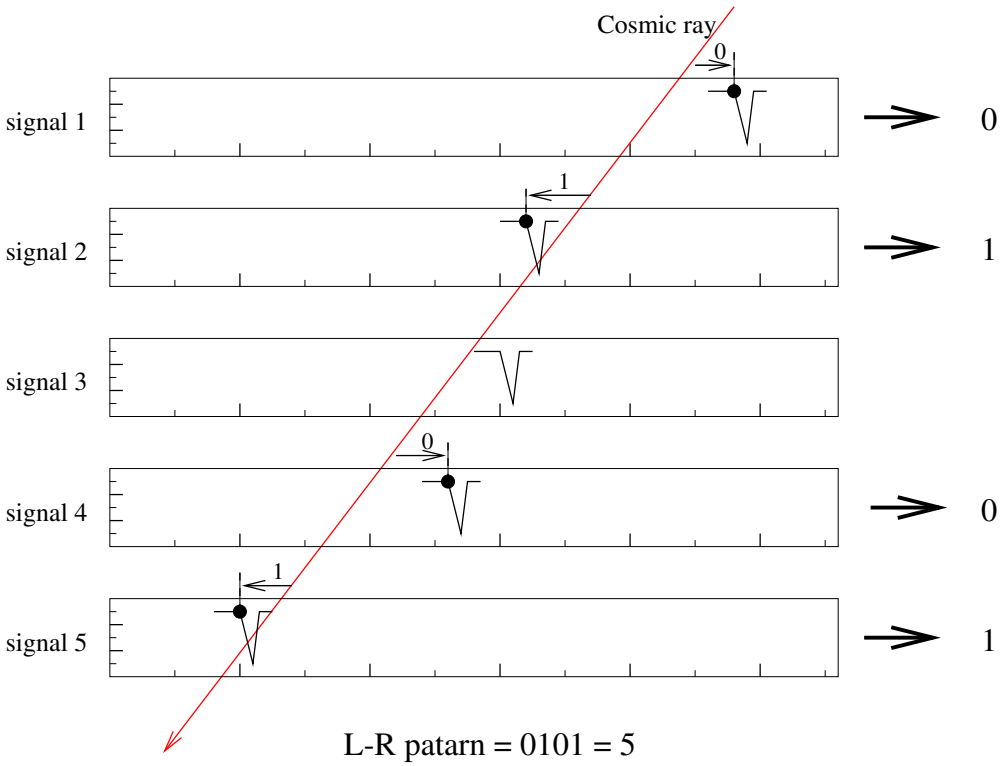


図 7.5: パターンの作り方

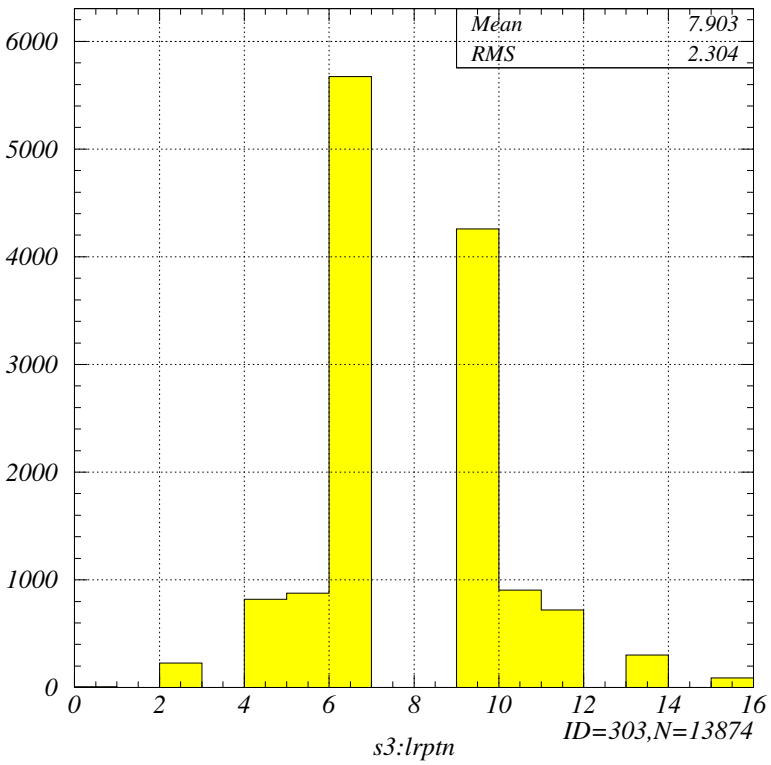


図 7.6: left-right パターン

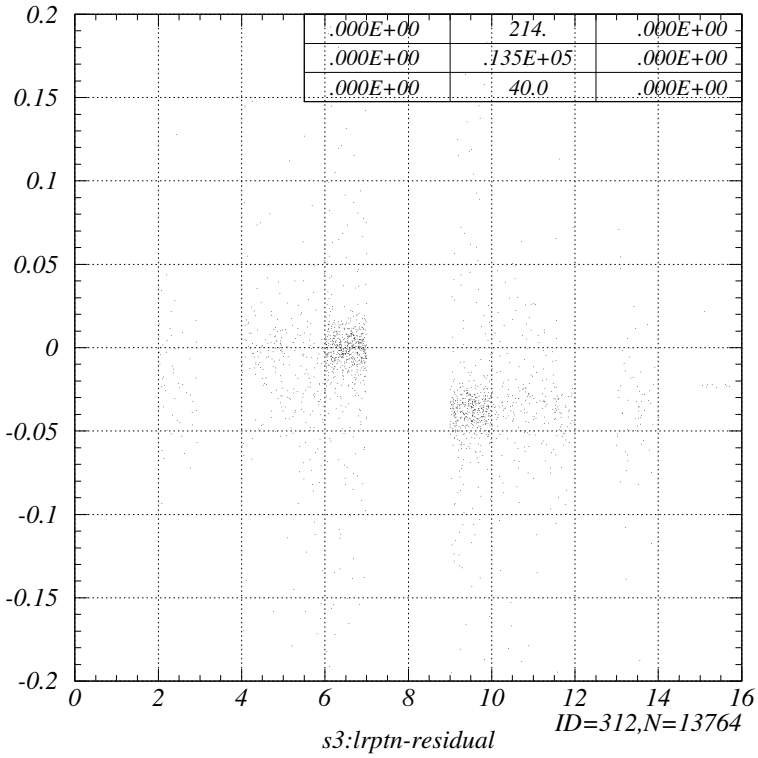


図 7.7: left-right パターンと残差

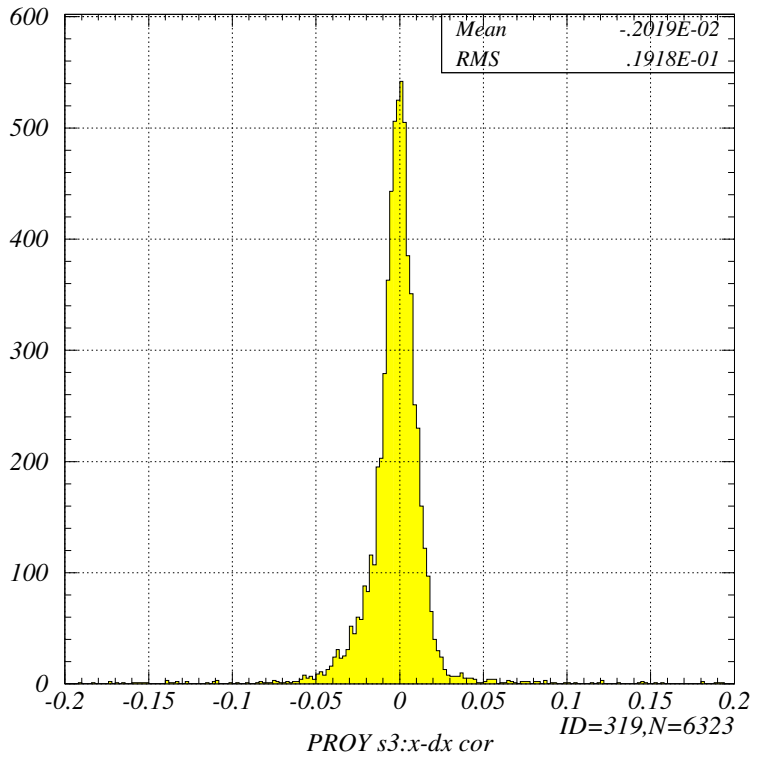


図 7.8: left-right 解析後の残差

第 8 章

結果と考察

8.1 解析結果

8.1.1 Efficiency

チェンバーの efficiency とドリフト距離の関係を以下に示す。

1. 宇宙線垂直入射、チェンバー内酸素 $\simeq$ 50 ppm の時 (図 8.1)
2. 宇宙線垂直入射、チェンバー内酸素 $\simeq$ 120 ppm の時 (図 8.2)
3. 宇宙線斜め入射、チェンバー内酸素 $\simeq$ 120 ppm の時 (図 8.3)

グラフの横軸がドリフト距離、縦軸が efficiency に相当する。

8.1.2 位置分解能

チェンバーの位置分解能の結果を、今回の実験で注目した、Z 方向 (ワイヤー方向) への位置依存性と、宇宙線のチェンバーへの入射角度依存性の 2 つに分けて示す。

位置依存性

便宜的に、チェンバーをワイヤー方向にガスの供給側から順に、ガス供給部、中央部、ガス排出部、の 3 つの部分に分け、それぞれにおける位置分解能を

1. ガス供給部における位置分解能 $\Rightarrow$ 図 8.4、図 8.5
2. チェンバー中央部における位置分解能 $\Rightarrow$ 図 8.6、図 8.7
3. ガス排出側における位置分解能 $\Rightarrow$ 図 8.8、図 8.9

に示す。ここで、図 8.4、図 8.6と図 8.8は、左上のグラフが横軸をドリフト距離、縦軸を残差にとり、その分布をグラフにした物、これをドリフト距離を幾つかに区切って、その各ドリフト距離毎に残差の標準偏差を取り、グラフにした物が右上の図 (横軸: ドリフト距離、縦軸: 標準偏差)、また、左上のグラフを縦軸に射影して、ガウスフィットした物が左下の図 (横軸: 残差、縦軸: イベント数)、となる。

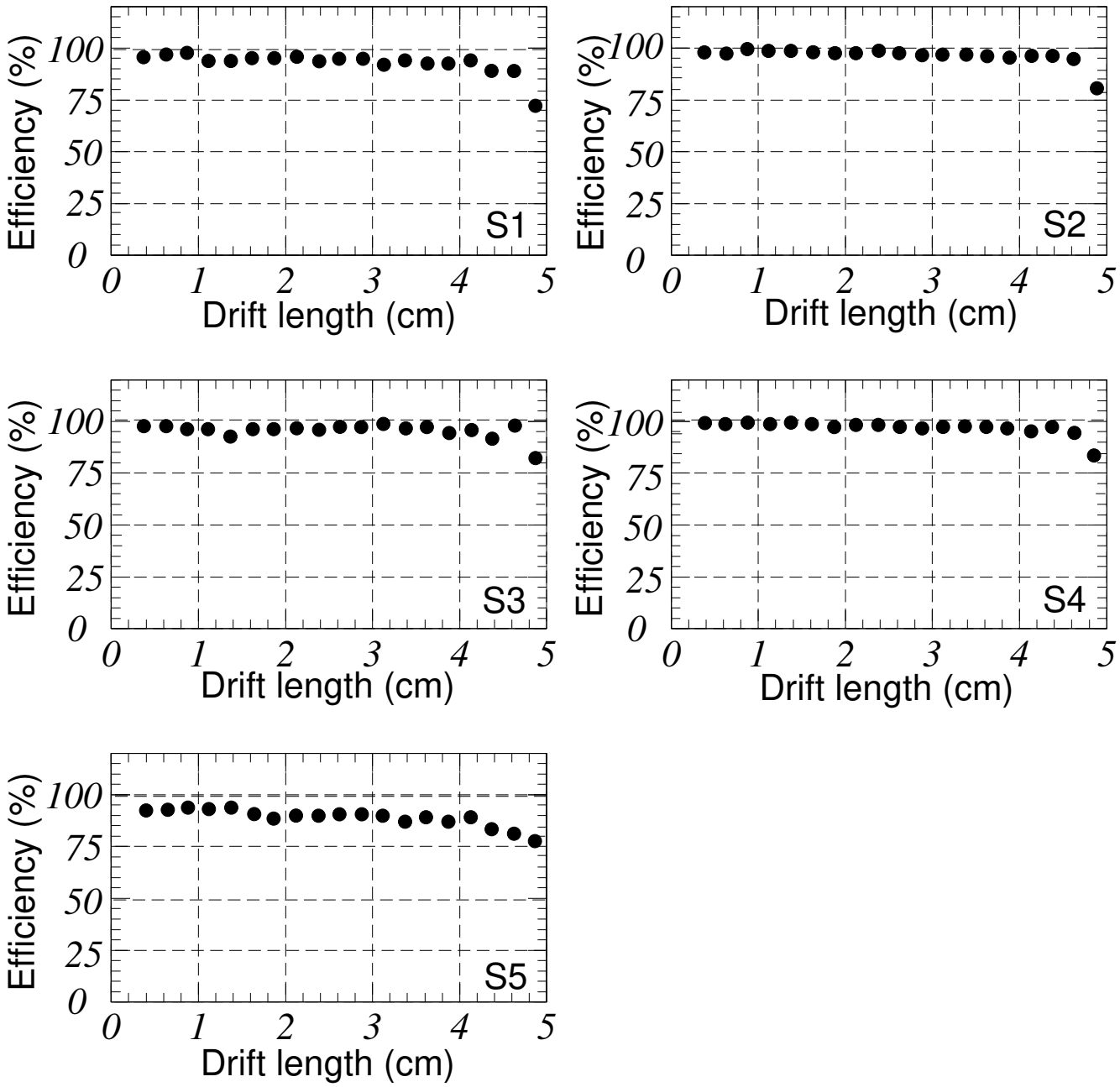


図 8.1: 宇宙線垂直入射、チェンバー内酸素 $\simeq$ 60 ppm におけるドリフト距離と efficiency の関係

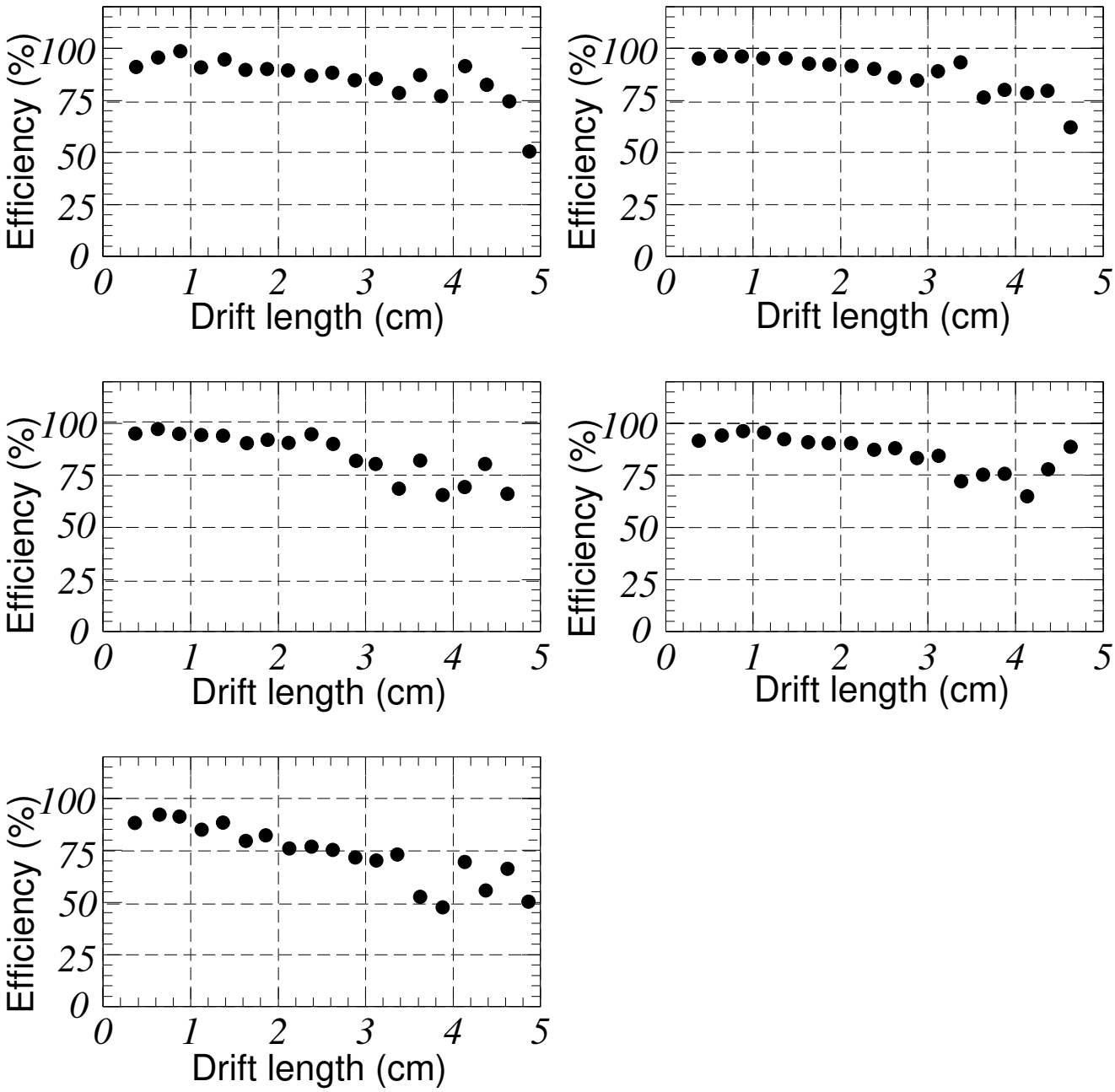


図 8.2: 宇宙線垂直入射、チェンバー内酸素 $\simeq$ 120 ppm におけるドリフト距離と efficiency の関係

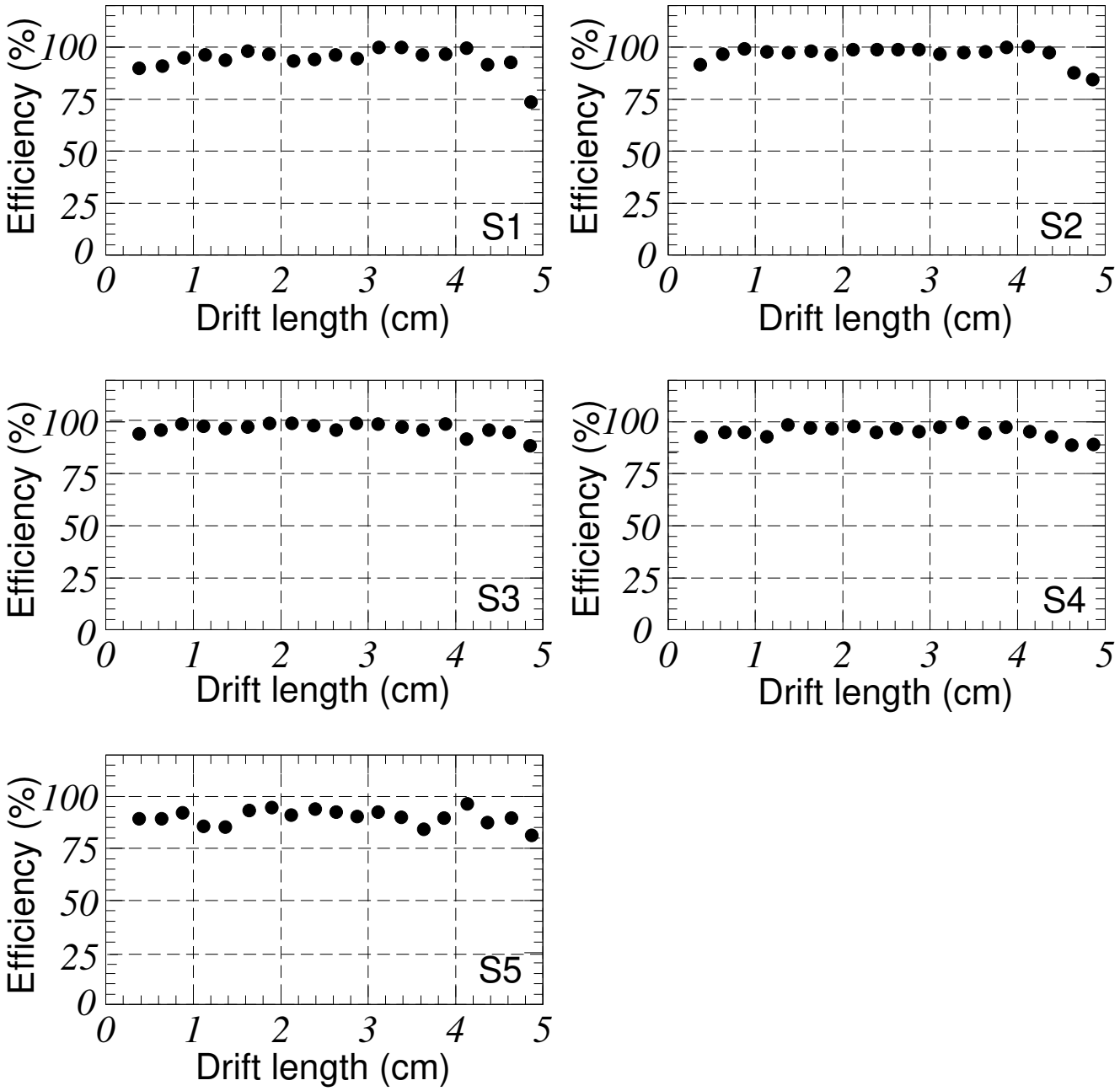


図 8.3: 宇宙線斜め入射、チェンバー内酸素 $\simeq$ 120 ppm におけるドリフト距離と efficiency の関係

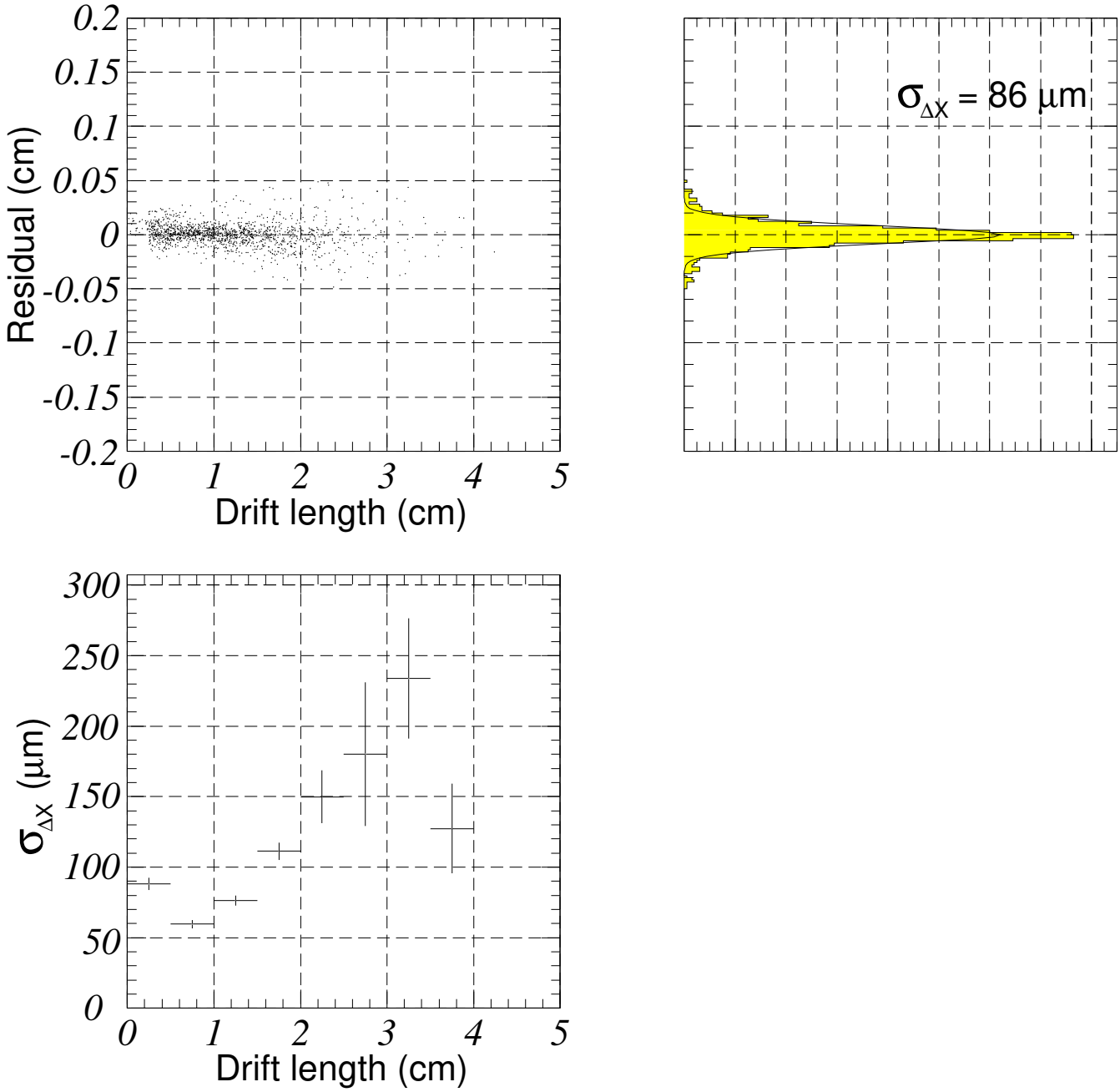


図 8.4: チェンバー端部 (ガス供給側) における位置分解能

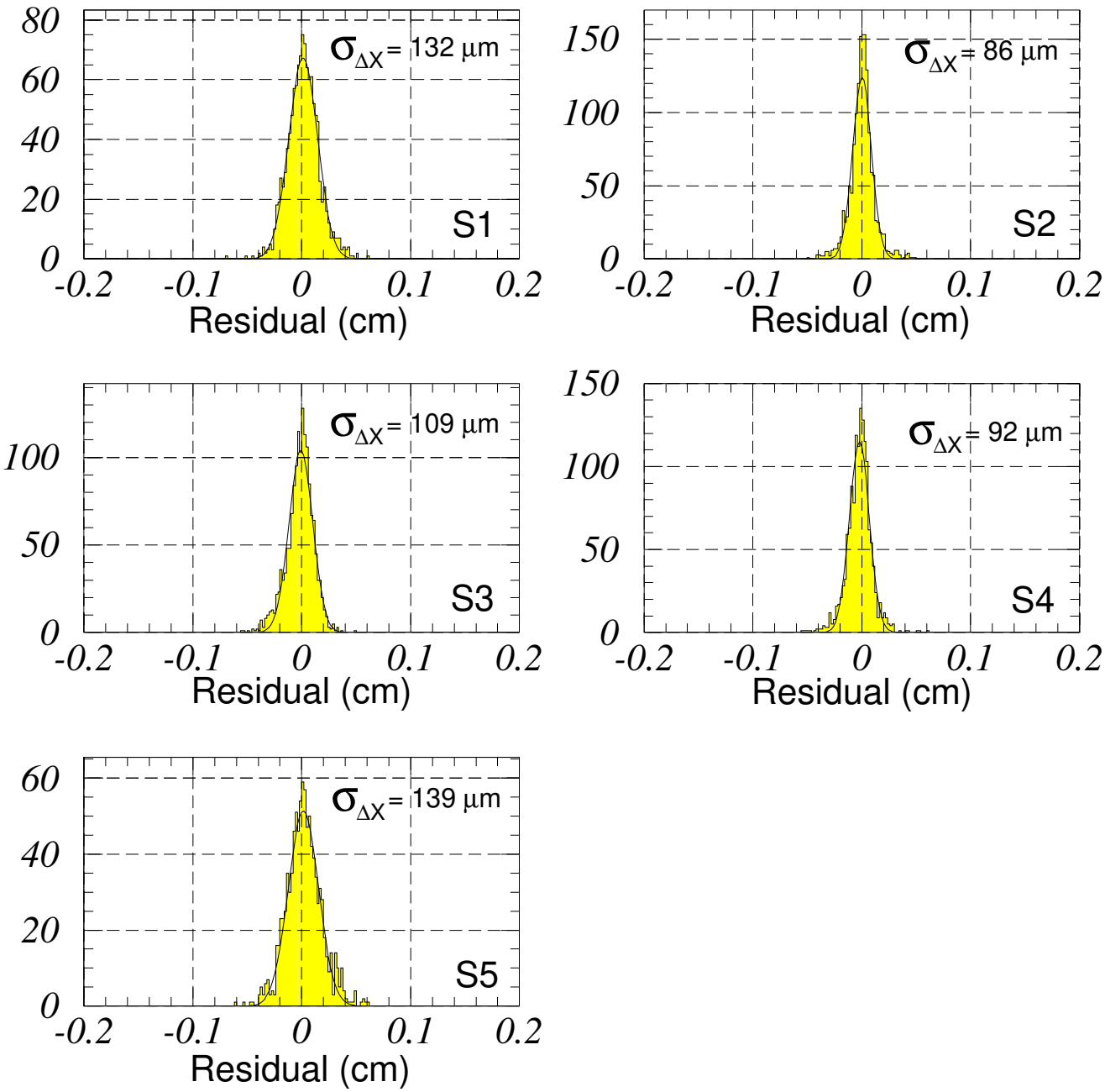


図 8.5: 各センスワイヤー (S1 ∼ S5) における位置分解能

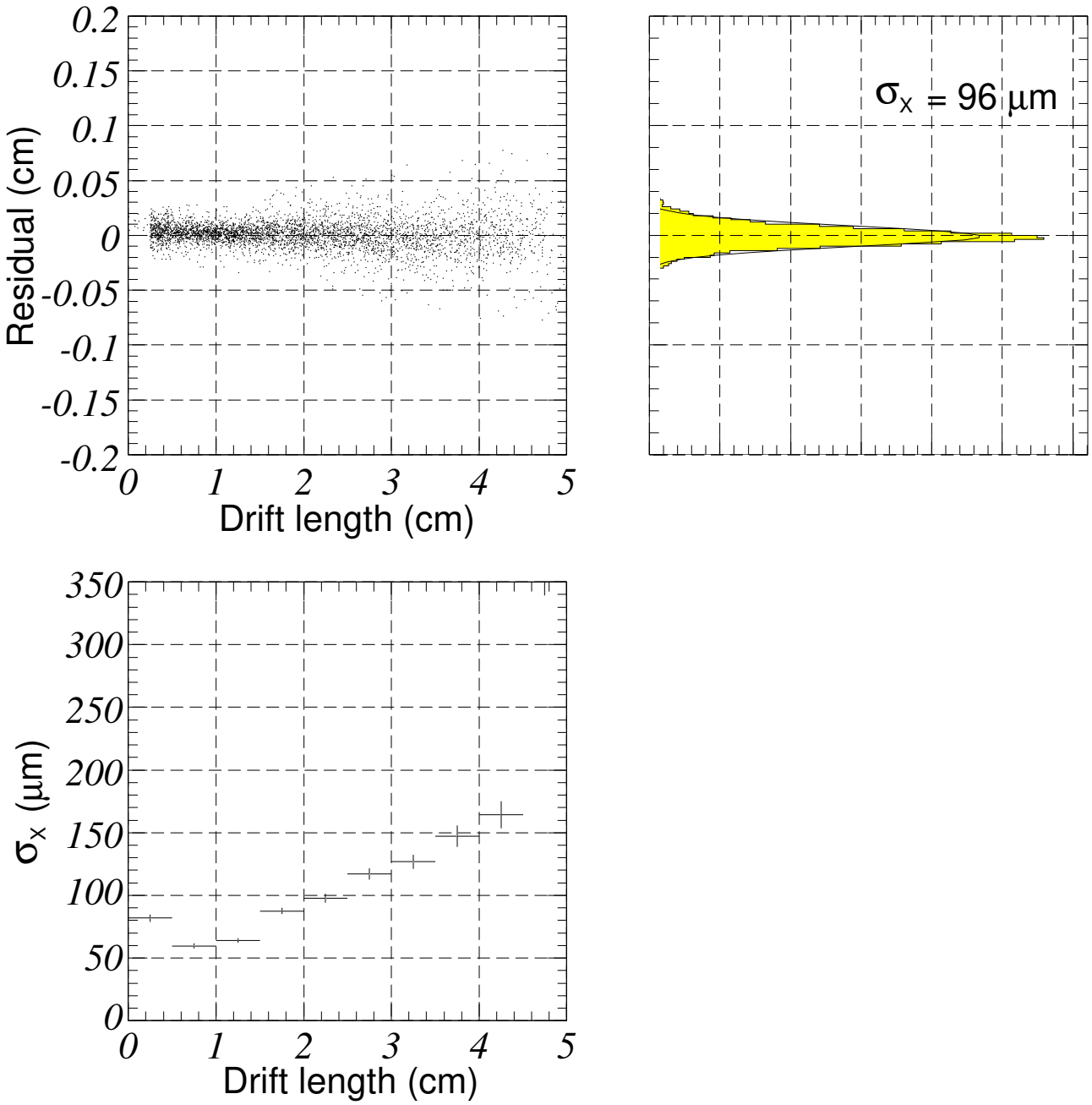


図 8.6: チェンバー中央部における位置分解能

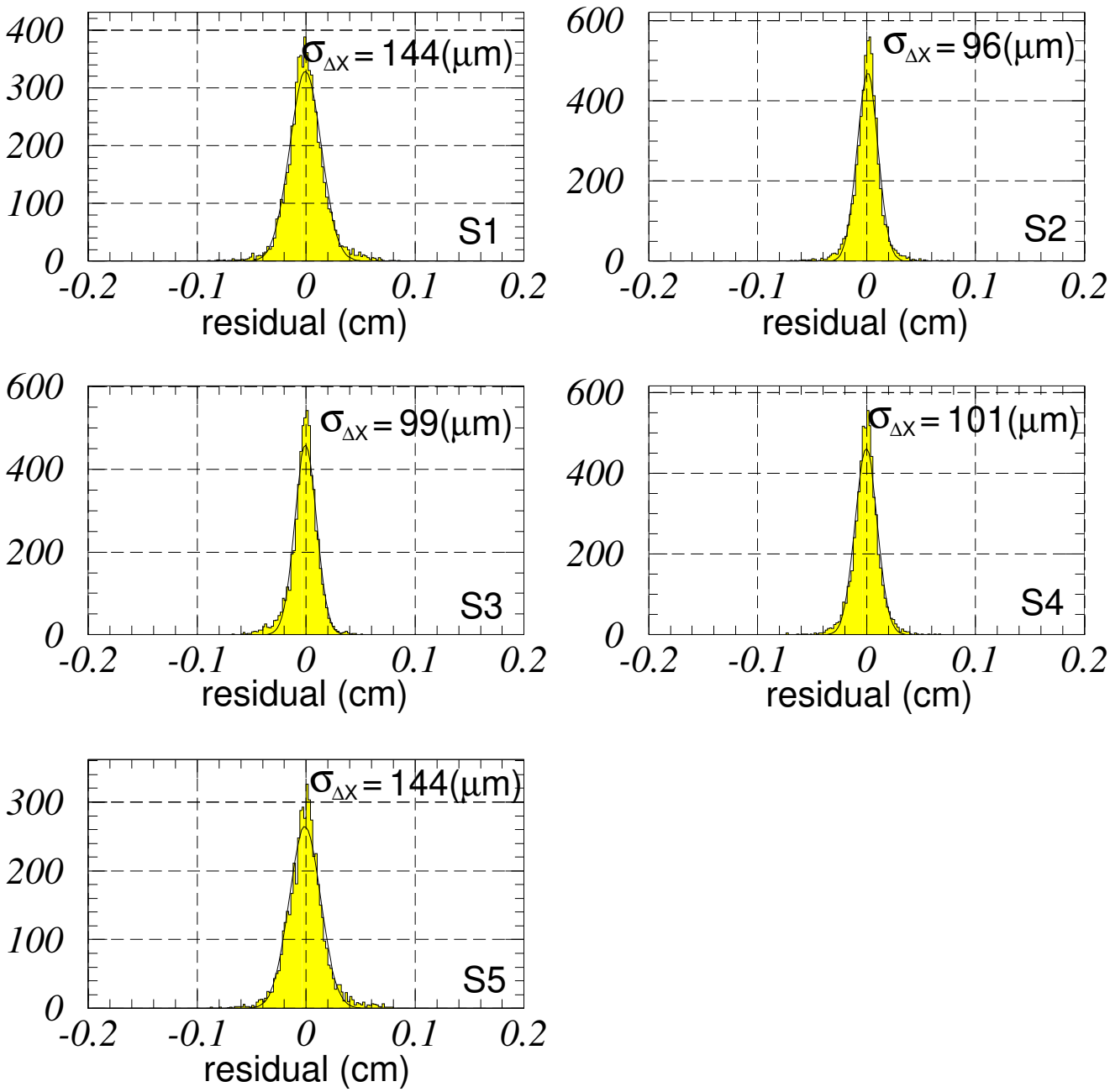
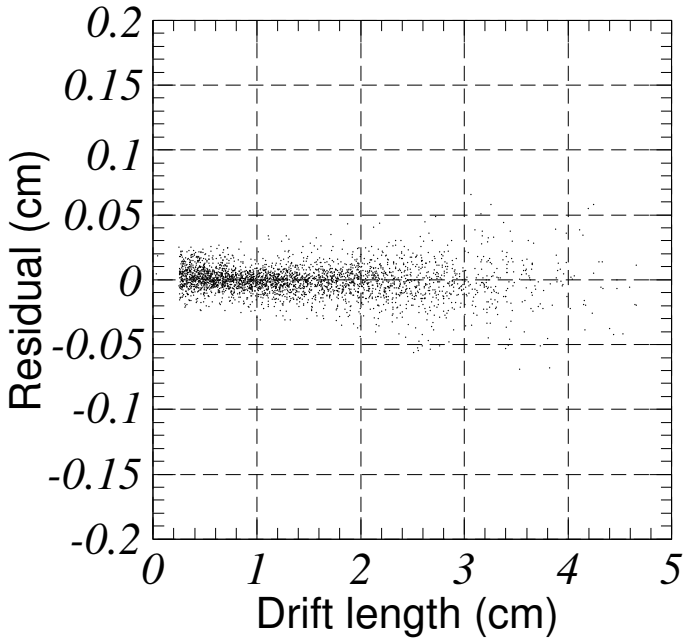
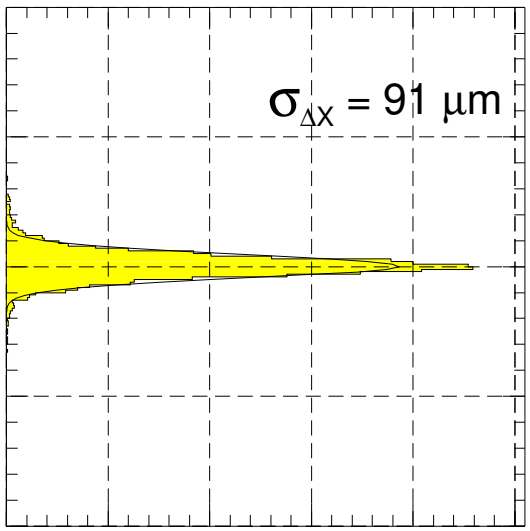


図 8.7: 各センスワイヤー (S1 ∼ S5) における位置分解能





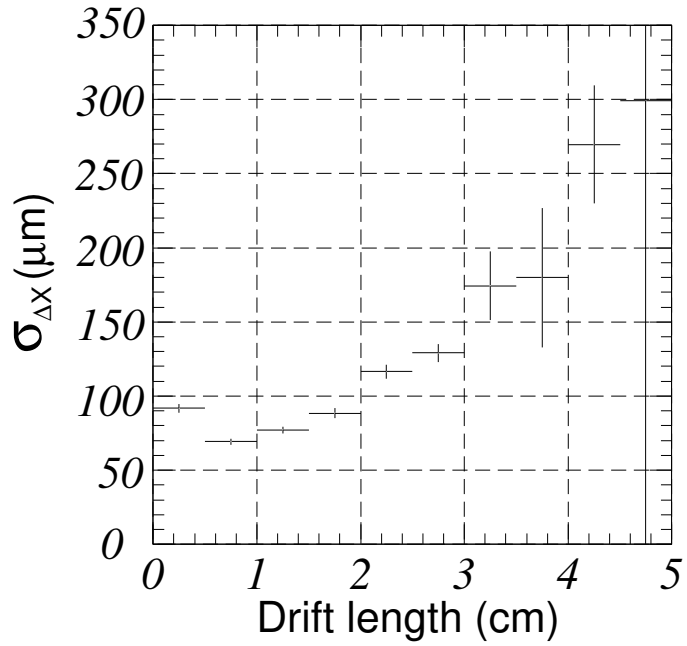


図 8.8: チェンバー端部 (ガス排出側) における位置分解能

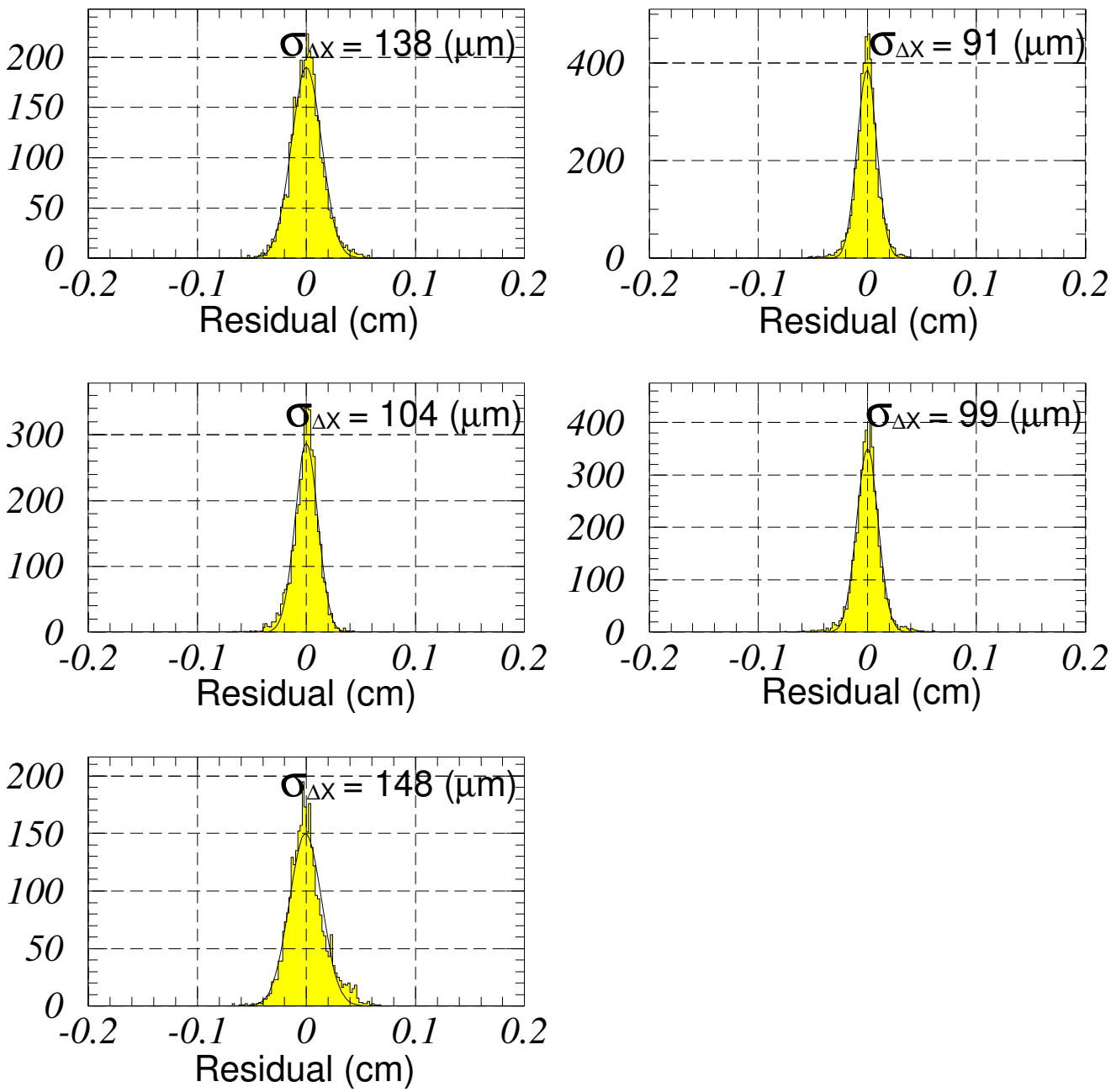


図 8.9: 各センスワイヤー (S1 ∼ S5) における位置分解能

宇宙線の入射角度依存性

宇宙線のワイヤー方向斜め入射に対する位置分解能を図 8.10と図 8.11に、ワイヤーと垂直な面内における宇宙線の斜め入射に対する位置分解能を図 8.12に示す。図 8.10は、左上のグラフが横軸をドリフト距離、縦軸を残差にとり、その分布をグラフにした物、これをドリフト距離を幾つかに区切って、その各ドリフト距離毎に残差の標準偏差を取り、グラフにした物が右上の図 (横軸: ドリフト距離、縦軸: 標準偏差)、また、左上のグラフを縦軸に射影して、ガウスフィットした物が左下の図 (横軸: 残差、縦軸: イベント数)、となる。

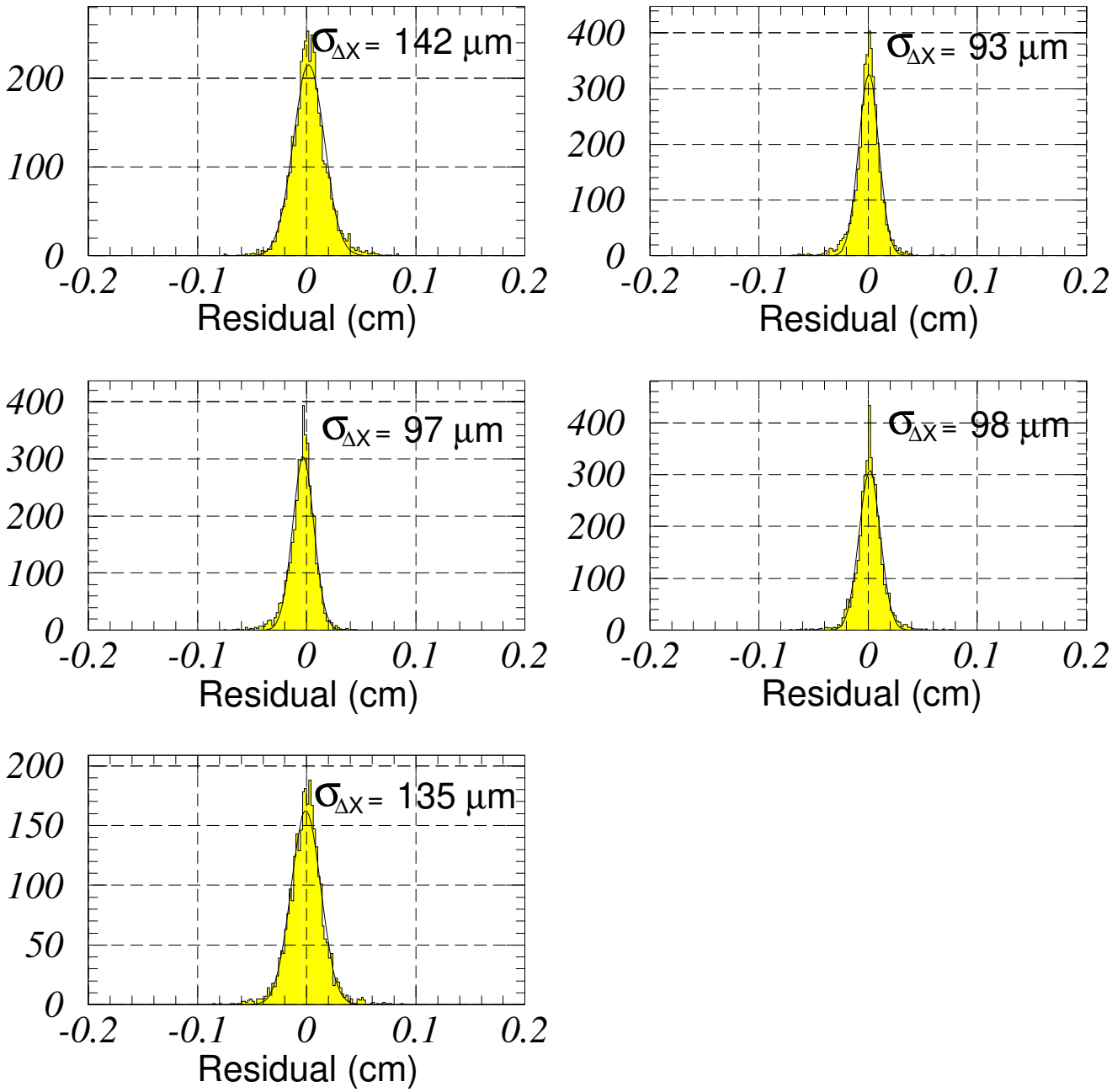


図 8.10: ワイヤー方向への斜め入射における位置分解能

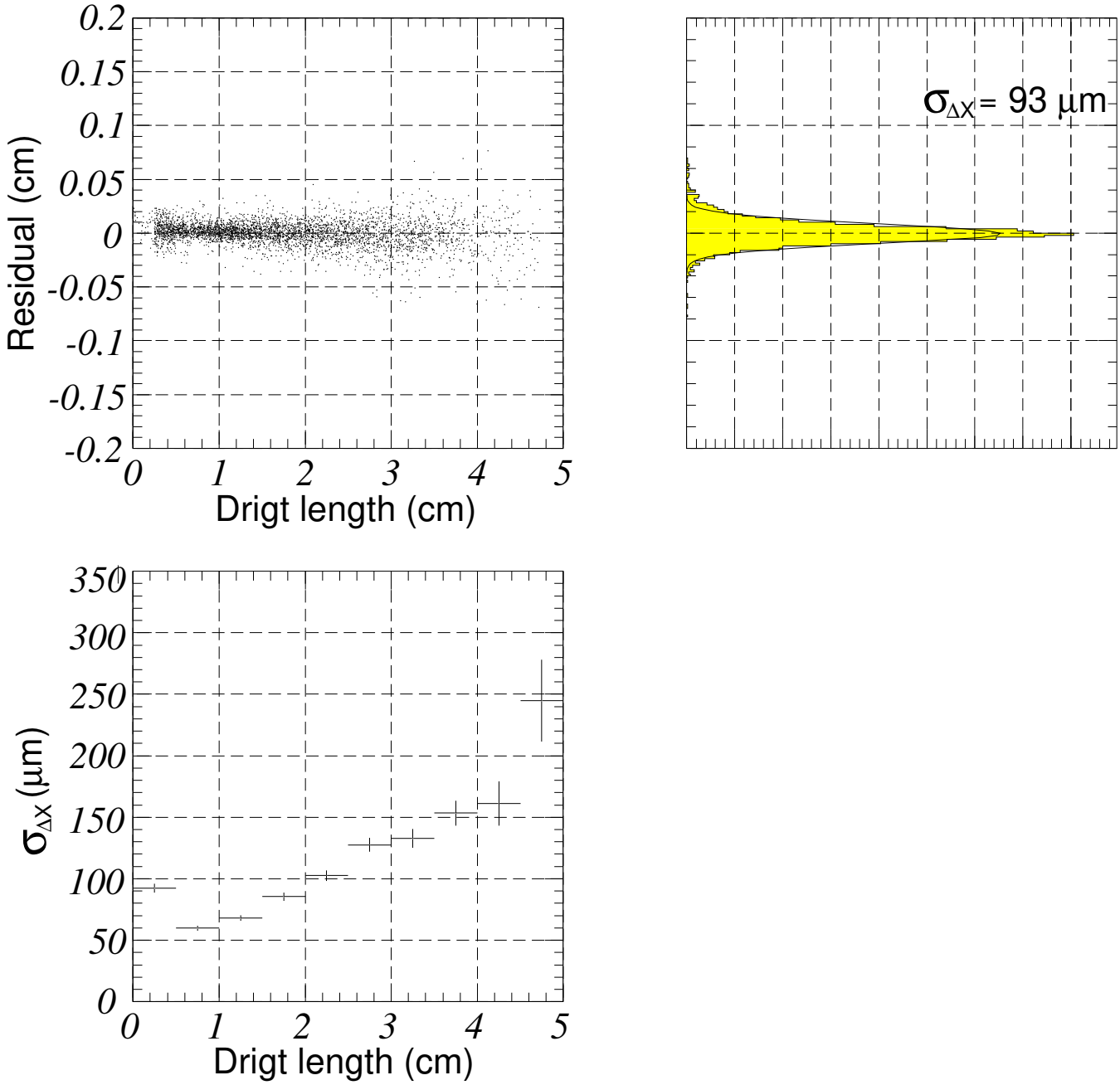


図 8.11: 各センスワイヤー (S1 ∼ S5) における位置分解能

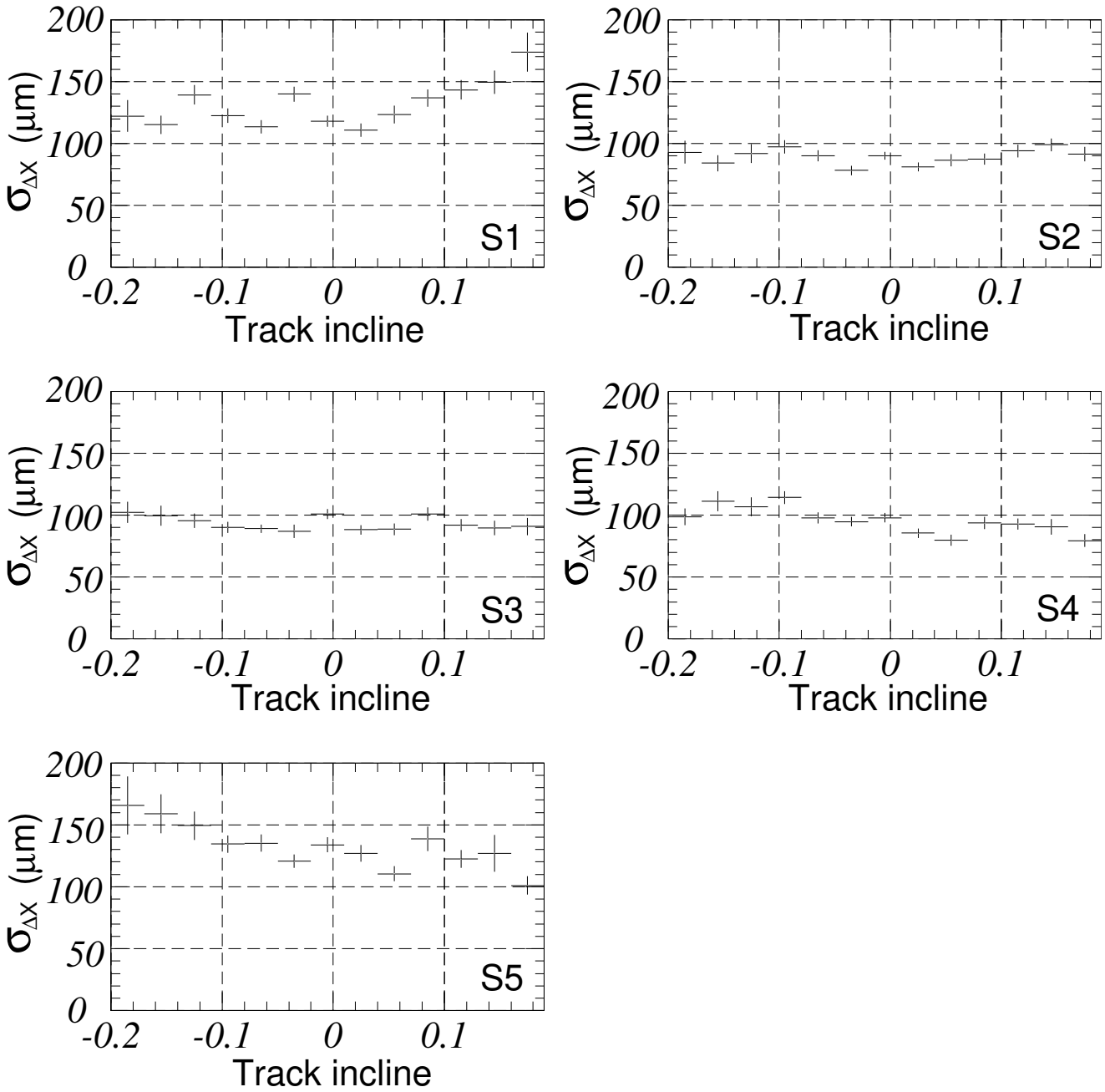


図 8.12: ワイヤーに垂直な面内での斜め入射における位置分解能 (S1 ∼ S5)

8.2 考察

8.2.1 efficiency

結果に示した通り、チェンバーの efficiency としては、ドリフト距離が長くなるほど悪くなり、また、上下のワイヤー (S1,S5) において、大変悪くなっている。この原因と考えられるのが、チェンバー内の酸素である。これは、次に示す位置分解能においても言えることである。確かに、結果に示したグラフでも、酸素量の少ない場合の方が明らかに、 efficiency が良くなっているのが分かる。この事から、チェンバーのガスの純度を良くする事で、改善の余地がある物と言える。

8.2.2 位置分解能

結果に示されている分解能の値には、実際には、

1. 最小 2 乗法によるトラッキングの際のトラックエラーが含まれている
2. 分解能が悪いと考えられる、遠くからの信号によるイベントが少なく、逆に分解能が良いと考えられる近くからの信号によるイベントが多い

といった問題が考えられる。そのため、実際の分解能はグラフに示されている値と多少異なる値をとると考えられる。

そこで、まず、 1 の点について考えてみる。全般的に、上下のワイヤー (S1、 S5) における分解能は、内のワイヤー (S2、 S3、 S4) に比べて、悪い分解能を示している。これは、トラッキングの際の外挿と内挿の違いによるトラッキングエラーの違いが一因と考えられる。よって、実際の分解能を評価するには、このトラッキングによるエラーを考慮に入れて、評価しなくてはならない。そこでまず、トラッキングエラーを計算で求めてみる。

まず、便宜的にセル内のドリフト距離方向を x 軸、センスワイヤー面を y 軸と考える。ここで、セル内を通過した宇宙線の飛跡を $x = ay + b$ とすると、最小 2 乗法における χ^2 は、

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \Sigma \left(\frac{x_i - ay_i - b}{\sigma_i} \right)^2 \\ &= \chi_0^2 + \frac{1}{2} \cdot \Delta \boldsymbol{a} \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{a}^T \partial \boldsymbol{a}} \chi^2 \Delta \boldsymbol{a} \end{aligned} \tag{8.1}$$

となる。ここで、

$$\boldsymbol{a} = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \tag{8.2}$$

とする。 これは、トラッキングのパラメーターに $\Delta \boldsymbol{a}$ という誤差が生じると考えて、そこからトラッキングエラーを計算するためである。さて、この χ^2 を $\boldsymbol{a}$ で微分すると、

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \chi^2}{\partial \boldsymbol{a}} = \Sigma \left(\frac{x_i - ay_i - b}{\sigma_i} \right) \left(\frac{-y_i}{\sigma_i}, \frac{-1}{\sigma_i} \right) \tag{8.3}$$

となる。また、誤差を $\boldsymbol{E}$ と考えると、その逆行列 $\boldsymbol{E}^{-1}$ は、

$$\begin{aligned} \boldsymbol{E}^{-1} &= \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \chi^2}{\partial \boldsymbol{a}^T \partial \boldsymbol{a}} \\ &= \Sigma \begin{pmatrix} -\frac{y_i}{\sigma_i} \\ -\frac{1}{\sigma_i} \end{pmatrix} \left(-\frac{y_i}{\sigma_i}, -\frac{1}{\sigma_i} \right) \end{aligned}$$

$$= \Sigma \begin{pmatrix} \frac{y_i^2}{\sigma_i^2} & \frac{y_i}{\sigma_i^2} \\ \frac{y_i}{\sigma_i^2} & \frac{1}{\sigma_i^2} \end{pmatrix}$$
$$= \frac{1}{\sigma^2}\Sigma \begin{pmatrix} y_i^2 & y_i \\ y_i & 1 \end{pmatrix} \tag{8.4}$$

よって、求めるエラーマトリックスは、

$$\boldsymbol{E} = \frac{1}{\det \boldsymbol{E}^{-1}}\Sigma \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_i^2} & -\frac{y_i^2}{\sigma_i^2} \\ -\frac{y_i^2}{\sigma_i^2} & \frac{y_i^2}{\sigma_i^2} \end{pmatrix}$$
$$= \frac{1}{\det \boldsymbol{E}^{-1}}\frac{1}{\sigma^2}\Sigma \begin{pmatrix} 1 & -y_i \\ -y_i & y_i^2 \end{pmatrix} \tag{8.5}$$

となる。従って、求められるエラー $\sigma_x^2(y)$ は、

$$\sigma_x^2(y) = \left(\frac{\partial x}{\partial \boldsymbol{a}}\right) \cdot \boldsymbol{E} \cdot \left(\frac{\partial x}{\partial \boldsymbol{a}}\right)^T$$
$$= (y, 1)\, \boldsymbol{E} \begin{pmatrix} y \\ 1 \end{pmatrix}$$
$$= \frac{\Sigma\,(y - y_i)^2}{n\Sigma y_i^2 - (\Sigma y_i)^2}\sigma^2 \tag{8.6}$$

となり、解析で得られた分解能を σ_{meas}^2 とすると、

$$\sigma_{meas}^2 = \sigma^2 + \sigma_x^2(y) \tag{8.7}$$

であるから、これよりトラッキングによるエラーが求まる。次に、 2 の点について考えてみることにする。結果のグラフを見ると分かるように、ドリフト距離の長い信号はドリフト距離の短い物と比べて、残差のばらつきが大きく、なおかつ、数量的に見ても少ない。これを考慮に入れずに、分解能を求めようとすると、分解能としての数値は、イベント数の多い方へと引っ張られ、その結果、実際の分解能よりも良い数値として出てきてしまう。この問題を解決するためには、ドリフト距離により、残差の分布に重みをつけて計算してやれば良い。これら 2 つの点を考慮に入れた上で、位置分解能を計算した結果は、表 8.1のようになる。

表 8.1: トラッキングエラー補正後の各分解能

ワイヤー No.	チェンバー中央部	チェンバー端部	宇宙線斜め入射時
S1	$82 \pm 4(\mu m)$	$91 \pm 3(\mu m)$	$93 \pm 5(\mu m)$
S2	$69 \pm 2(\mu m)$	$87 \pm 3(\mu m)$	$90 \pm 5(\mu m)$
S3	$96 \pm 3(\mu m)$	$96 \pm 3(\mu m)$	$96 \pm 3(\mu m)$
S4	$88 \pm 4(\mu m)$	$89 \pm 3(\mu m)$	$79 \pm 3(\mu m)$
S5	$88 \pm 4(\mu m)$	$97 \pm 4(\mu m)$	$98 \pm 2(\mu m)$

また、今回の結果からはもう一つ、チェンバー内の酸素が少ない方が良い分解能を示す事が分かる。これは、酸素による電子の吸着効果の影響を受けているためと思われる。実際に、図 8.13 ～ 8.16 に酸素濃度の違いによる信号の大きさの変化を示す。それぞれ、図 8.13と図 8.14が横軸にドリフト距離、縦軸に Pulse hight をとった物、図 8.15と図 8.16が、横軸にドリフト距離、縦軸に電荷量をとった物である。これからも分かるように、酸素濃度の低い方が、より遠くの信号でも大きく捉えられるのである。また、ドリフト距離と分解能の関係を示すグラフが、下に凸の 2 次曲線的になっている理由も、同じ理由からくる物と考えられる。即ち、酸素による電子吸着により、電子のドリフト距離が大きくなる程信号が小さくなり、信号のふらつきによるタイムウォークの影響が無視できなくなる、その結果、拡散の効果による分解能の変化が見えなくなり、このような下に凸の 2 次曲線を描く、と考えられる。

しかし、これらのことから考えると、チェンバー内のガスの純度を更に上げれば、より良い分解能を得られる物と考えられる。

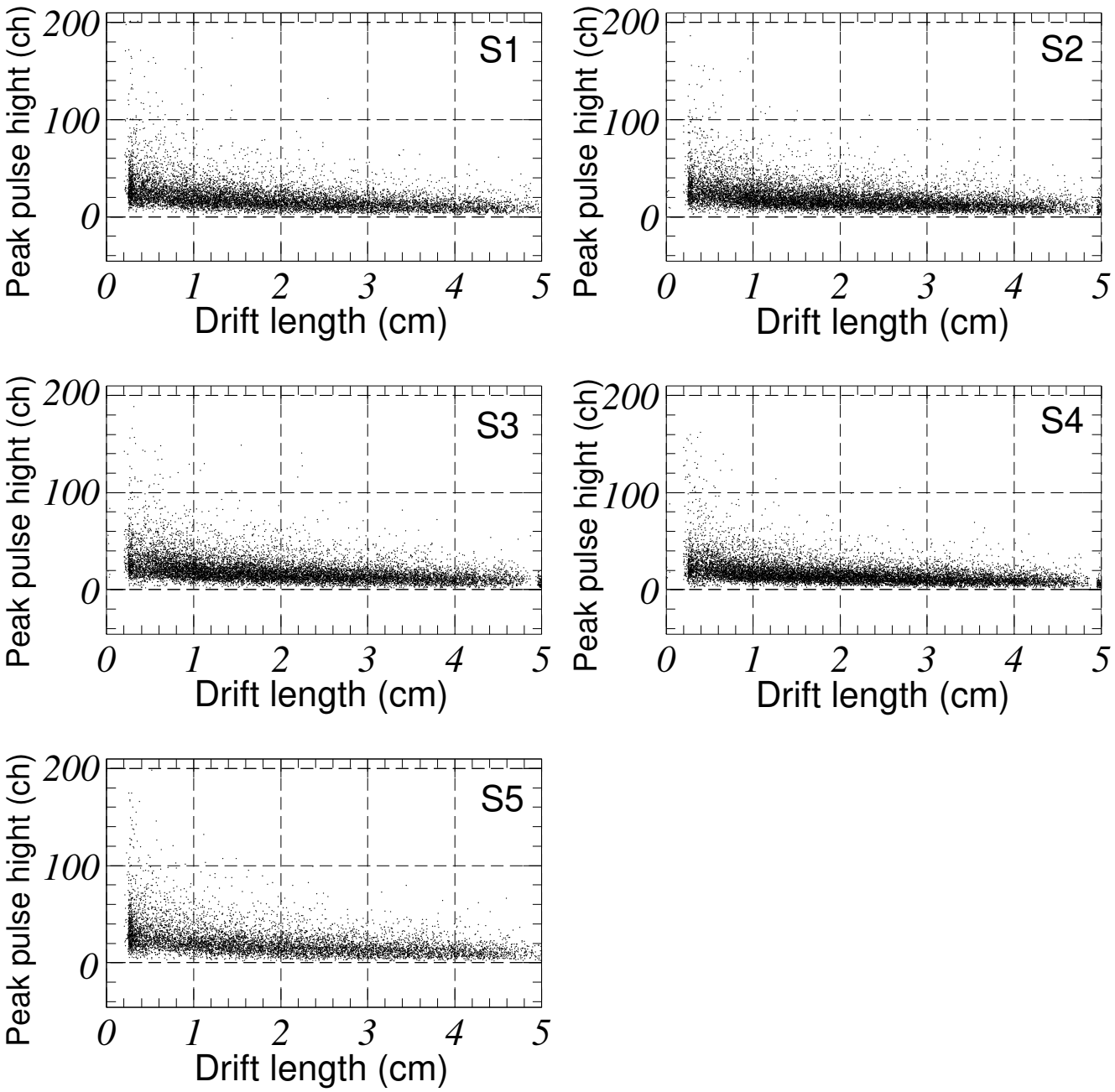


図 8.13: ドリフト距離と信号のピーク値の分布 $(O_2 :\sim 60ppm)$

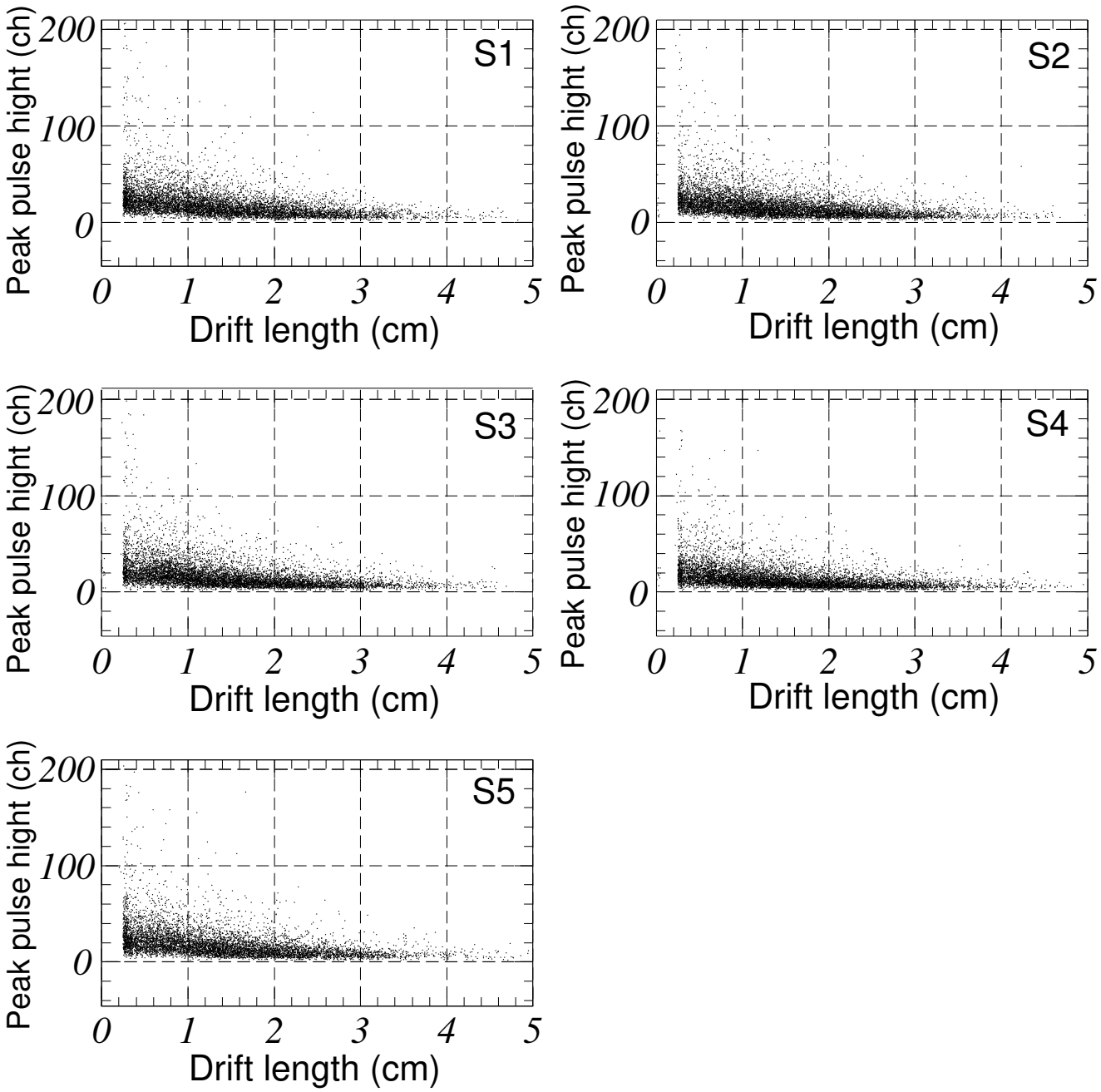


図 8.14: ドリフト距離と信号のピーク値の分布 (O_2 :$\sim$ 120ppm)

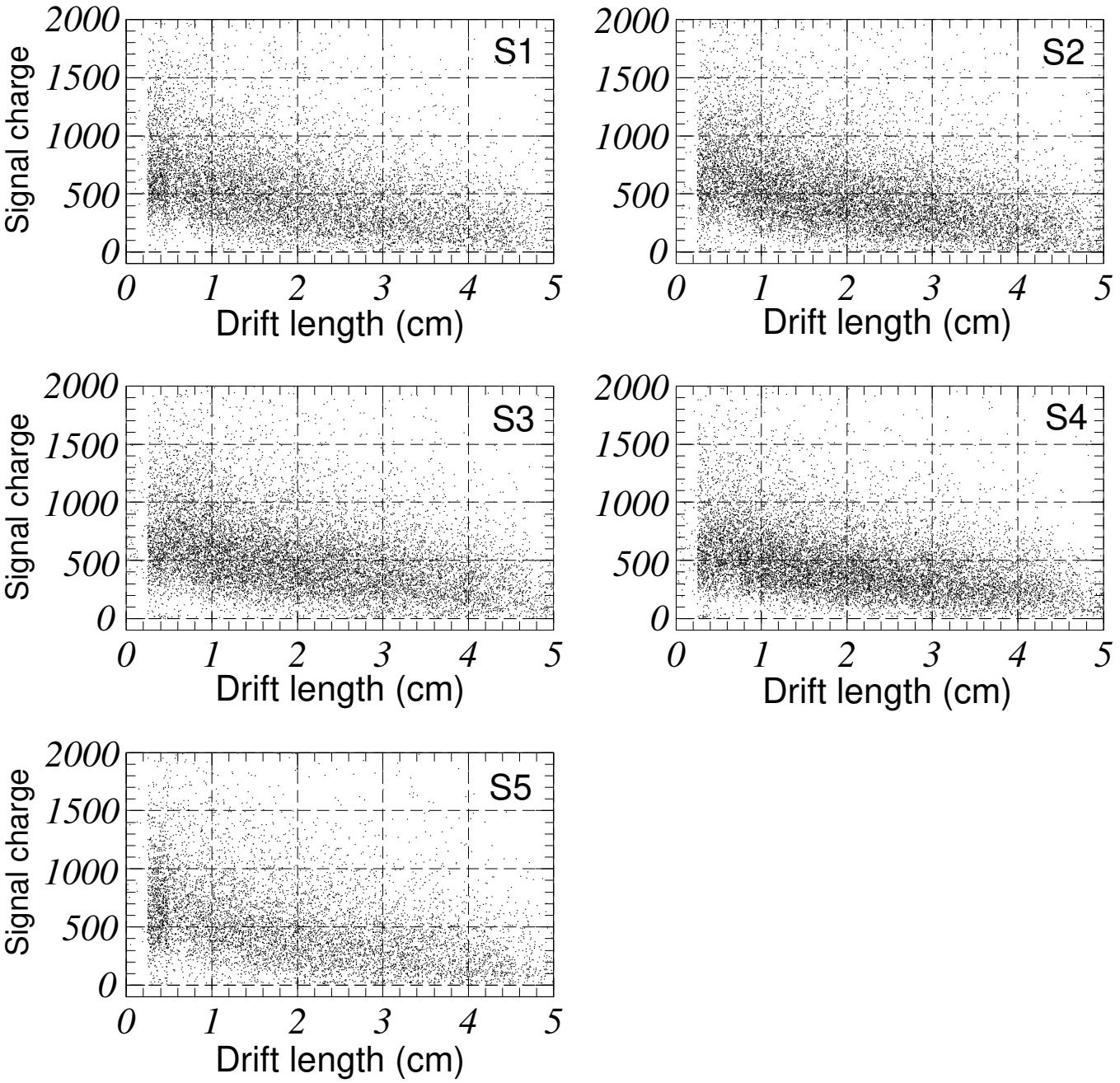


図 8.15: ドリフト距離と信号の電荷量の分布 $(O_2 :\sim 60ppm)$

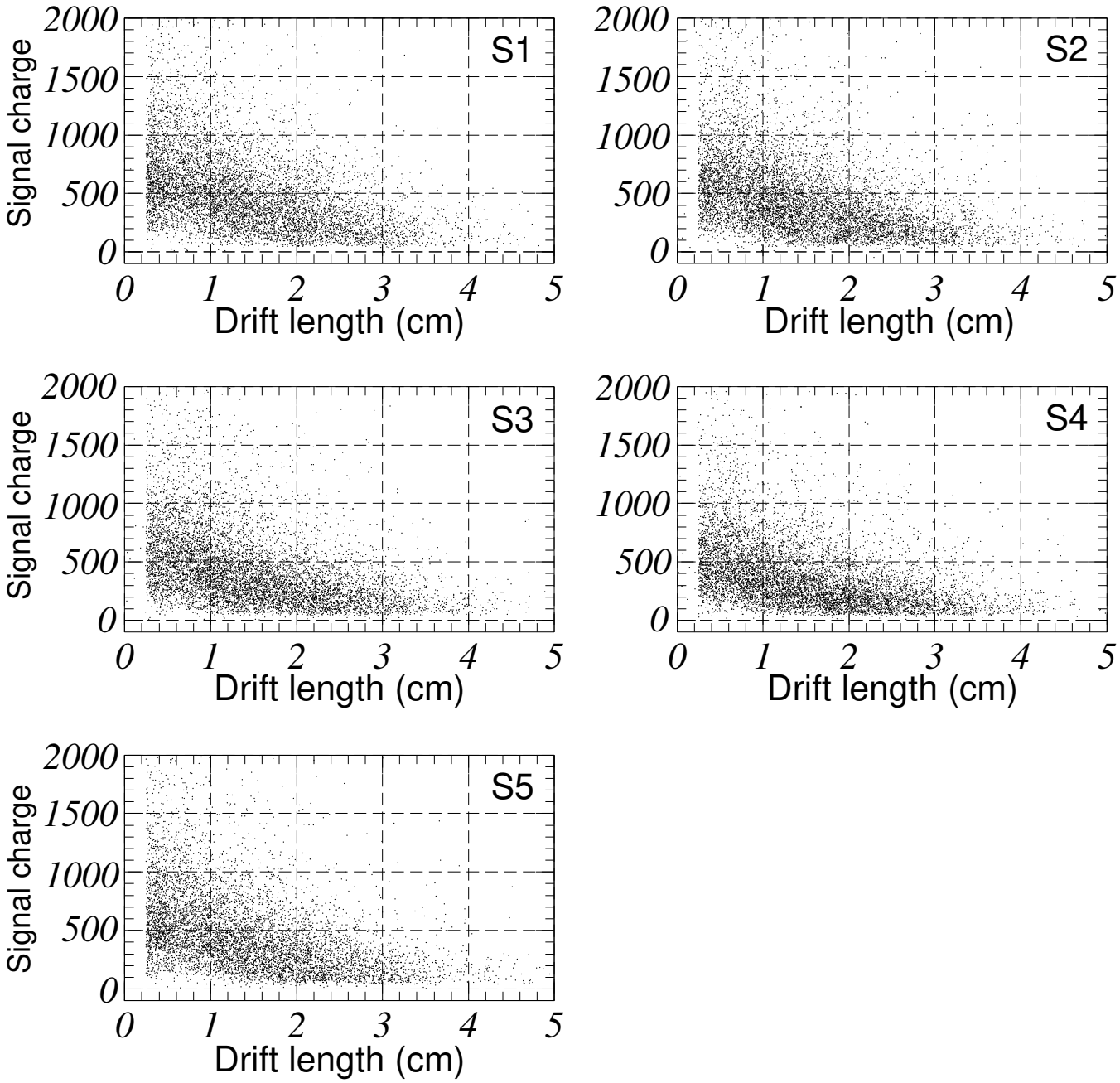


図 8.16: ドリフト距離と信号の電荷量の分布 (O_2 :$\sim$ 120ppm)

第 9 章

まとめ

JLC の CDC には、様々な物理等の要求から、その位置分解能をセンスワイヤー 1 本当たり、 $\sigma_{r\phi} \simeq 100\ \mu$m 以内にする、という目標がある。これまでの実験では、この目標を達成する上で、最も問題と考えられていた、重力、及び、静電力によるワイヤーのサグについての問題をクリアーし、また、CO_2 のみではあるが、宇宙線を用いたテストを行い、 4.6 m チェンバーとしての分解能を求め、その評価を行ってきた。

この様な実験を踏まえた上で、今回は実機で用いられるガス、 $CO_2 - isoC_4H_{10}$ を用いた宇宙線テストを行った。この、 $CO_2 - isoC_4H_{10}$ をチェンバーに流すに当たり、まず問題となったのが、ワイヤーの位置測定用に開けられているチェンバーの窓である。これまでは、不燃性ガスの CO_2 のみをチェンバーに流していたため、窓には、マイラーを張っていただけであったが、可燃性ガスである $isoC_4H_{10}$ を流すに当たっては、チェンバーの機密性が問題となってくる。この問題を解決するため、チェンバーの窓には、チェンバーの材質と同じアルミ製の蓋を作り取り付けた。これにより、 $CO_2-isoC_4H_{10}$ をチェンバーに流せるようになり、今回の宇宙線による測定が可能になった。

その測定は、分解能の Z 方向位置依存性と入射宇宙線の角度依存性の 2 点に注目して行われた。こうして、測定された分解能は、先の結果に示したとおり、概ね、目標である 100 μm を達成できた。しかし、実験に使用した $R\&D$ 用のチェンバーとしての efficiency は、結果に見る通り、おおよそ満足のいく物とは言えない物である。が、今回の結果は、また、チェンバー内のガスの純度を上げることにより、分解能、 efficiency 共に改善されることも示している。よって、今後の測定では、ガスの純度に注意した測定を行う必要であると考えられる。

今回の実験では、結論として、現在の構造でも、 CDC に求められる 100 μm という位置分解能達成できるという事が分かった。しかし、これはまだ、チェンバーの性能としては、その一部分を評価したにすぎない。今後は、今回のチェンバーには用意されていなかったステレオレイヤーを含めたチェンバーの構造の検討、ジェットチェンバーの特徴である two-track-separation の測定、チェンバーガスとしての $CO_2 - isoC_4H_{10}$ の性質の検討 (ローレンツ角、ガスゲイン等の測定)、そして、よりサグの少ないワイヤーの材質の検討、といった諸特性の測定が必要である。

第 10 章

謝辞

本論文を書くに当たり、まず、この様な貴重な機会を与えて下さった指導教官の仁籐修助教授に深く感謝したいと思います。また、数々の助言等を与えて下さった高橋香教授に深く感謝致します。更に、同じ研究室で研究をし、共に色々なことについて話し合った、大坪雄二郎君、岡咲直樹君、横山智弘さん、黒岩洋敏君を始めとする 2 講座の全て人に感謝したいと思います。

また、 2 年間、大変お世話になった高エネルギー加速器研究機構の JLC グループの皆様に感謝します。特に、 CDC グループで 2 年間、終始親身になり様々な助言等を与えてくれた石原信弘先生、小濱太郎先生、加藤幸弘先生、栗原良将先生、ノリックさん、藤井恵介先生、吉田哲也先生、渡辺隆史先生、田無分室の奥野英城先生、には深く感謝したいと思います。最後になりましたが、 1 年間共に実験をし、また、様々な事を教えて下さった須藤訓さんには深く深く感謝したいと思います。

参考文献

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

[2] Veen Hove, A Drift Chamber simulation program GARFIELD, 1994.

[3] 須藤　訓　「小さいジェットセル構造を持つ大型ドリフトチェンバーの開発研究」東京農工大学修士論文 (1997)

[4] 下世古知之、谷脇仁「共振を利用したワイヤーの張力の測定」東京農工大学　卒業論文 (1996)

[5] 大坪雄二郎「$He - C_2H_6$ ガス中における電子の拡散の測定」、東京農工大学　卒業論文 (1996)

付録 A

velocity の測定

A.1　目的

これまで、 4.6mのR&D チェンバーによる宇宙線テストでは、その解析に Garfield [2] によるシミュレーションから得られた $x-t$ 関数を用いてドリフト時間をドリフト距離に変換し、解析を行っていた。

そこで、今回はシミュレーションによる x-t 関数の妥当性を確かめる事を目的として、実際にチェンバーガスとして、 $CO_2 - isoC_4H_{10}$ の混合ガスを用いて Drift velocity の測定を行った。

A.2　セットアップ

A.2.1　測定系全体図

この実験では、テストチェンバー、フォトダイオード、 NIM、オシロスコープ の信号処理系を使い、実験を行った。

測定装置系の全体図を図 A.1に示す。

発信器から出たレーザーを、半透鏡によってその 3% をフォトダイオードに入射させ、ここから作り出される信号を測定器系のトリガー信号とした。一方、残りのレーザーをチェンバー内に入射させるのだが、このままではレーザーの強度が強すぎるため、 $\phi = 8$mm のスリットを光路の途中において、強度を調節出来るようにする。また、チェンバーへのレーザーの入射位置は、チェンバー手前に用意したミラーとチェンバー自体が乗っている台 (X ステージ) を動かすことによって変化させる事ができるようになっている。この台は、他にも $Y-Z$ 方向にも動かせるようになっており、入射してくるレーザーのチェンバー内での焦点位置を調節できる構造になっている。(図 A.2参照)

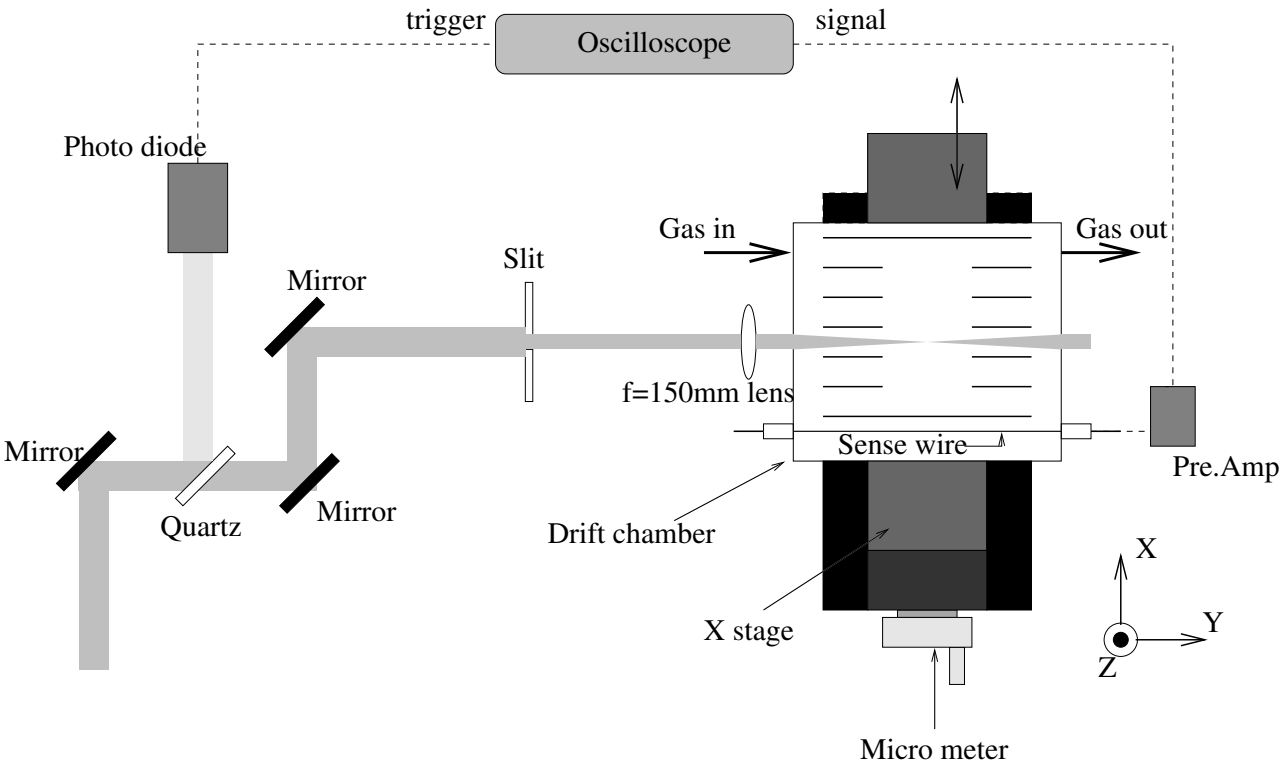


図 A.1: 測定系のセットアップ

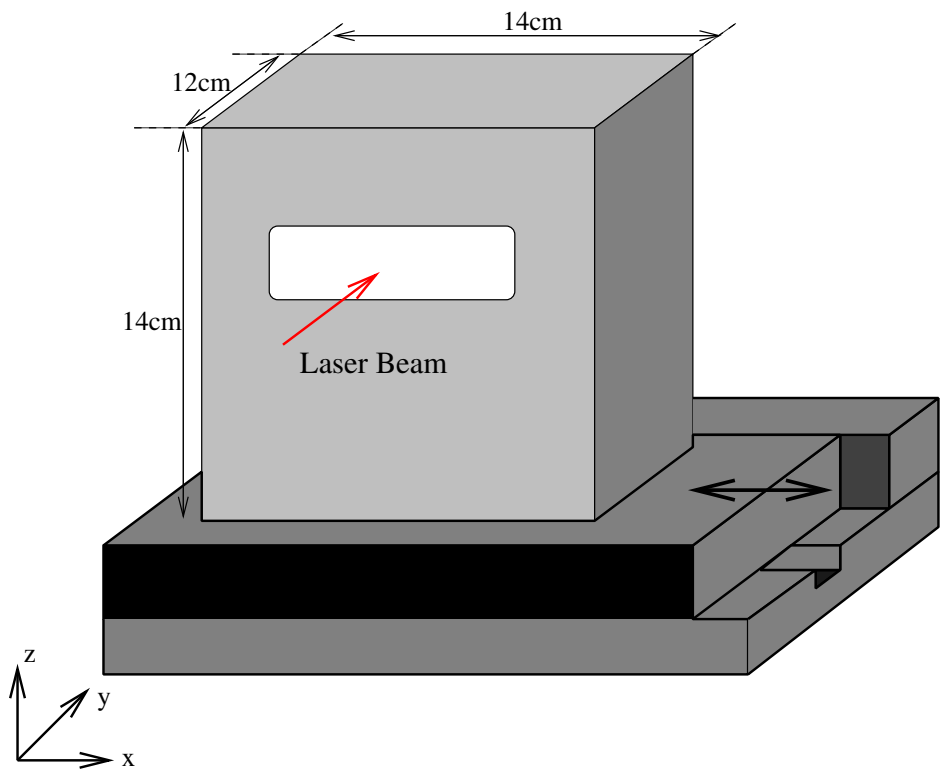


図 A.2: チェンバー周り

A.2.2 レーザー

レーザーを利用する利点としては、

1. ガスをイオン化するポイントを高精度で決定できる
2. イベントを発生させ易い
3. 磁場の影響を受けない

のような点が挙げられる。レーザには窒素レーザー (波長:337nm) を使用した。この窒素レーザーは、操作が容易であり、装置もコンパクトで、他のレーザーに比べて安価であるという特徴を持つ。

A.2.3 テストチェンバーの構造

今回の実験で使用したテストチェンバーを、図 A.3に示す。

1. 2.5 cm のドリフト距離を持つドリフト領域は、 5 mm 間隔で、厚さ 0.3 mm の銅板 6 毎を等電勾配になるように $10M\Omega$ の抵抗を介して配置した。
2. 電子雪崩の起きた荷電粒子を検出するカウンター部分には、直径 30 μm の金メッキ · タングステンワイヤーを張力 70g で張り、カウンター部分の電場を整えるために、その周りを囲むようにして直径 120 μm の金メッキ · モリブデンワイヤー、 11 本を張力 300g で張り、接地した。

という構造になっている。また、本来は拡散 (diffusion) 測定用のチェンバーであるため、以下のような改良を加えて、位置分解能の測定精度を上げている。

1. カソードプレートから 10 枚の銅板を、ドリフト距離を 2.5cm と 5.0cm の両方持つことが出来るように、カソードプレートとカソードプレートから数えて 6 枚目の銅板の両方に高電圧を印加出来るようにする。また、これらは、 0.3mm の銅板を $10M\Omega$ の抵抗 10 個を介して 0.5mm の間隔でつなげてある。
2.

なお、カウンター部分とドリフト領域における電位分布を、図 A.4に示す。

A.2.4 信号処理系セットアップ

NIM module、オシロスコープ を使い、図 A.5のような回路を組む。また、測定に用いられるオシロスコープの信号は、図 A.6に示すようなタイミング · チャートで得られる。

図 A.3: テストチェンバー

図 A.4: ドリフト領域における電位分布

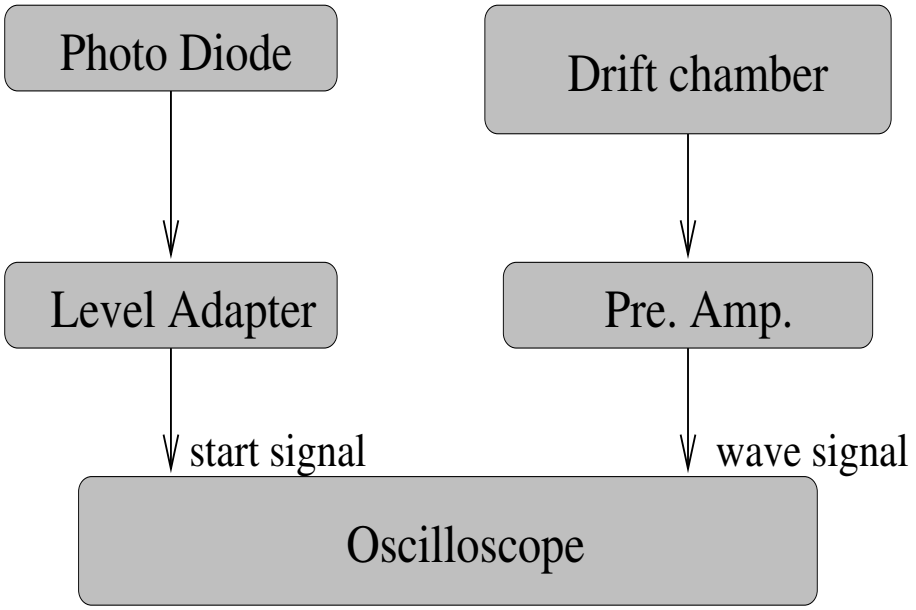


図 A.5: 信号系セットアップ

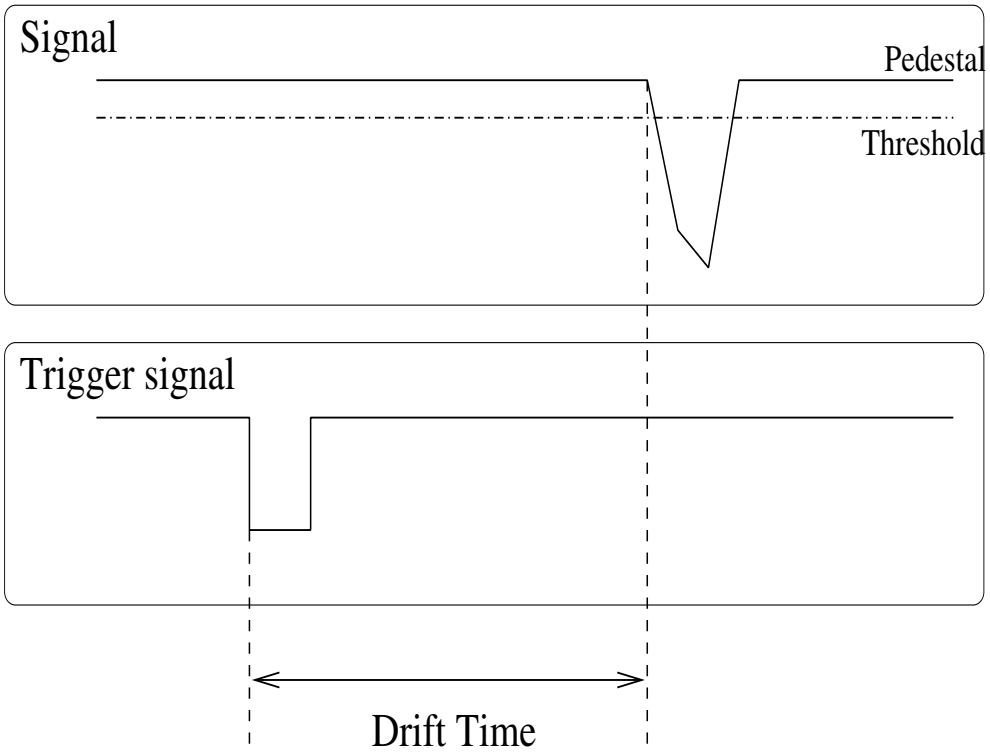


図 A.6: 信号系タイミングチャート

A.2.5 ガス系

ガスはマスフローメーターを用いて、 $CO_2 - isoC_4H_{10}$ を混合し、チェンバーへ流した。また、配管にはフレキシブルチューブとシンフレックスチューブを用いた。この、シンフレックスチューブの長さを変えることで、チェンバーへ流すガス内の水分の量を調節した。排気側にはモイスチャーモニターを設置し、排気ガス内の酸素量、水分量をモニターし、バブラーを通して排気した。

ガス系の概略図を図 A.7に示す。

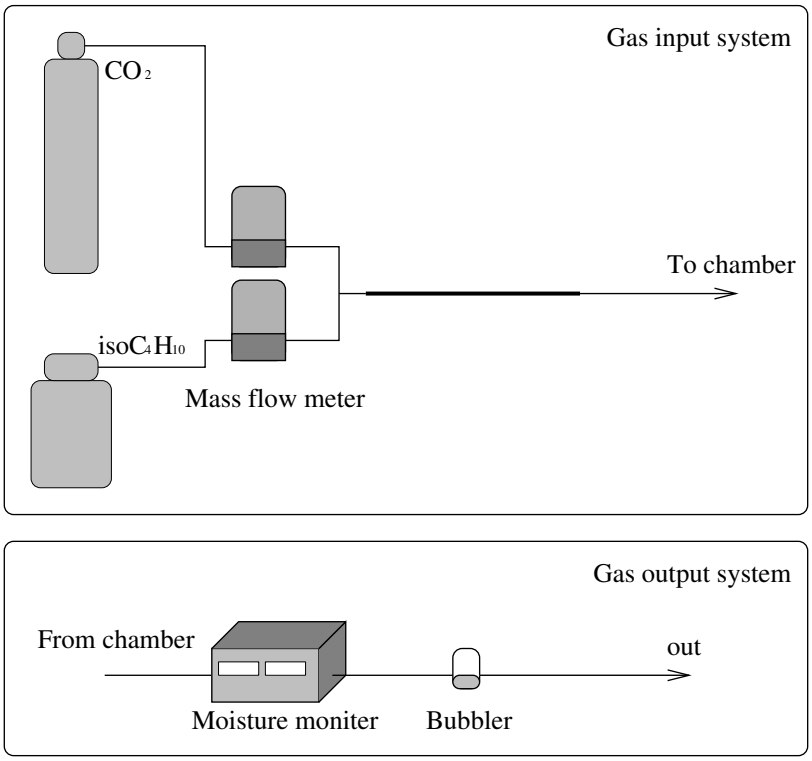


図 A.7:

A.2.6 オシロスコープ

今回実験で使用したオシロスコープは、 LeCroy 社の Digital Oscilloscope Model 9360 である。オシロスコープに表示された波形を GPIB を介して PC に取り込むことが出来る。従来の TDC の時間分解能 1ns に対し、今回は 0.4ns に設定して実験を行った。

A.3 測定方法

チェンバーの設置してある台 (X ステージ) をマイクロメーターを用いて動かすことによって、チェンバーの複数のポイントにレーザーを入射し、その入射ポイントからのイオン化による信号を、オシロスコープを用いて測定してデータとして取り込む。今回の実験では、

1. チェンバー内の電場を $0.4kV \sim 2.0kV$ まで 0.2kV 刻みで変える
2. チェンバー内の水分量を変化させる
3. チェンバーガス、 $CO_2 - isoC_4H_{10}$ の混合比を 100:0、 90:10、 80:20 の 3 通りに変化させる

の様に状態を変化させて測定を行った。また、レーザーは 2 cm 間隔で 5 点に入射し、この入射位置毎に 300event のデータを測定した。

A.4 解析方法

まず、前述のようにして得られた信号波形からレーザー入射位置からセンスワイヤーに到達するまでの電子のドリフト時間を求める。この時、信号の波形から時間を読み出す方法としては、

1. 信号の立ち上がりの時間を用いる
2. 信号波形の重心をとり、その時間を用いる
3. 信号波形がピーク値をとるときの時間を用いる

等の方法が挙げられるが、今回は信号波形の立ち上がりの時間に注目し、これをドリフト時間として解析を行った。

こうして得られた各測定点におけるドリフト時間とレーザの入射位置の関係をグラフにした物を、図 A.8に示す。グラフの横軸がレーザーの入射位置、縦軸がドリフト時間に相当する。このグラフの傾きの逆数が各内部電場における Drift velocity となる。

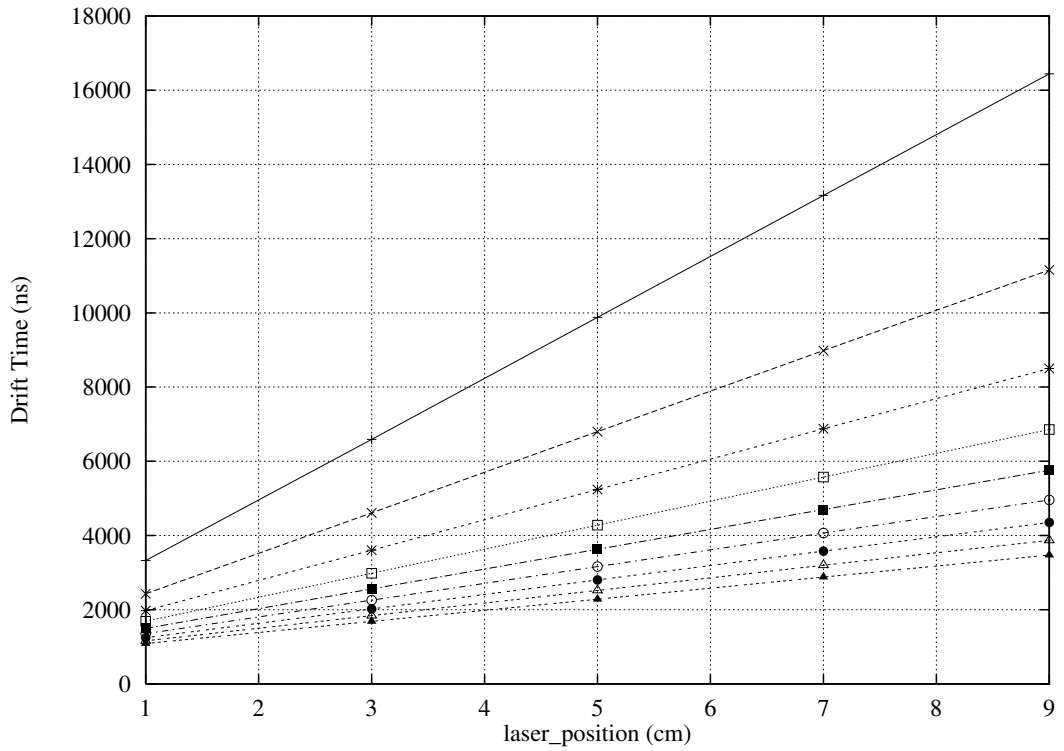


図 A.8: レーザー入射位置とドリフト時間の関係: グラフの上から順に $0.2(\mathrm{kV/cm})$ 刻みで $\mathrm{E}=0.4(\mathrm{kV/cm})\sim2.0(\mathrm{kV/cm})$ まで

A.5 結果

A.5.1 解析結果

チェンバーの内部電場と Drift velocity の関係を図 A.9に示す。

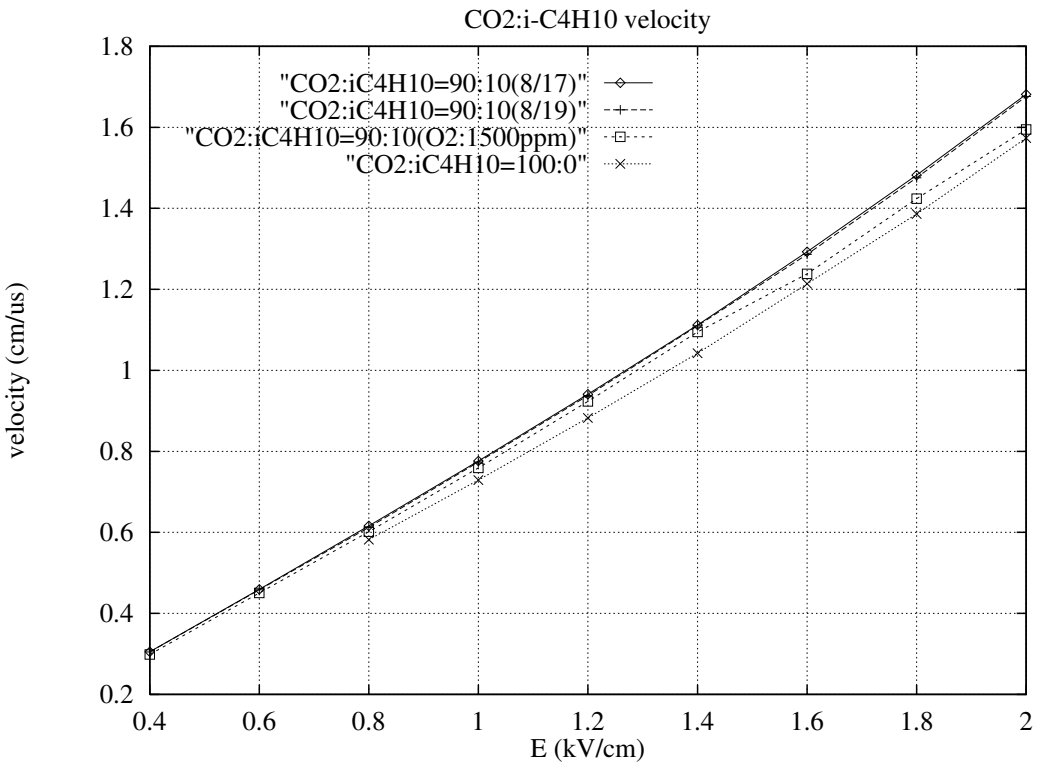


図 A.9:

A.5.2 考察

以上の結果と Garfield[?] のシミュレーションによる velocity を重ねた物を図 A.10に示す。この 2 つのグラフをを比べてみると、両者が非常に良く一致しており、宇宙線テストのデータ解析に用いたシミュレーションによる $x-t$ 関数の正しさが証明された。

図 A.10: 測定値とシミュレーションによる velocity の関数