

K2K 実験における
シンチレーティングファイバー飛跡検出器の
ヒット認識法の開発及び性能評価

神戸大学大学院 自然科学研究科 博士前期課程
物理学専攻 粒子宇宙物理学講座
大瀧 智子

平成 13 年 2 月 28 日

論文要旨

本研究では、「つくば－神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K 実験)」の前置検出器であるシンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT) において荷電粒子の通過によるヒットの認識を行う新しい解析処理手法を開発した。

新しいヒット認識法では、現在用いられている認識方法において有効に扱うことが出来ていないと考えられる輝度情報を用いることにより、検出器の性能を最大限に引き出すことが可能な処理手法の確立を目指した。本研究で開発を行ったヒット認識法は、輝度情報の処理方法の違いから2種類に分けられ、それぞれ生輝度を用いたヒット認識法及び2階微分を用いたヒット認識法と呼んでいる。

本研究で開発を行った各認識法に対して性能評価を行った結果、生輝度を用いたヒット認識法についてはヒット検出効率 94.9 ± 0.1 %、ノイズ混入率 1.61 ± 0.01 となり、2階微分を用いたヒット認識法についてはヒット検出効率 94.6 ± 0.1 %、ノイズ混入率 1.60 ± 0.01 となった。比較すべき現行のヒット認識法による結果はヒット検出率 96.2 ± 0.1 %、ノイズ混入率 1.72 ± 0.01 であった。新しいヒット認識法では、ヒット検出効率の低下は見られるが、ノイズ混入率は小さくなっている。位置分解能については、生輝度を用いた認識法では X 方向 1.18mm, Y 方向 1.76mm、2階微分を用いた認識法では X 方向 1.17mm, Y 方向 1.76mm であり、現行の認識法では X 方向 1.18mm, Y 方向 1.78mm であった。これらから、位置分解能についても各ヒット認識法において、ほぼ同じ性能を得ることが出来た。

目次

第 1 章	序論	6
第 2 章	ニュートリノ振動現象	9
2.1	大気ニュートリノ異常	9
2.1.1	大気ニュートリノ	9
2.1.2	スーパーカミオカンデ実験	9
2.2	ニュートリノ振動現象	11
2.3	ニュートリノ振動実験	14
第 3 章	つくば – 神岡間長基線ニュートリノ振動実験	15
3.1	実験の概要	15
3.2	ニュートリノビームライン	19
3.3	前置検出器	21
3.3.1	1kt 水チェレンコフ検出器	21
3.3.2	Fine-Grained Detector	22
3.4	スーパーカミオカンデ検出器	23
第 4 章	シンチレーティングファイバー飛跡検出器	24
4.1	シンチレーティングファイバー	24
4.2	ファイバーシート	25
4.3	シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT)	27
4.3.1	装置の概要	27
4.3.2	IIT-CCD チェーン	29
4.3.3	ファイバーバンドル	30
4.4	ファイバー位置較正	33
第 5 章	SFT におけるヒット認識法	34
5.1	ヒット認識	34
5.2	取得データの処理	34
5.3	現行のヒット認識法とその課題	38
5.4	ヒット認識法の開発	39
5.4.1	ノイズフィルター	41
5.4.2	ファイバーシート位置認識	41
5.4.3	クラスター認識	43
5.4.4	フェイクヒットと畳み込み	43

5.5	生輝度を用いたヒット認識法	44
5.5.1	クラスター認識方法	44
5.5.2	ヒット認識のための閾値指標の決定	46
5.6	2階微分を用いたヒット認識法	52
5.6.1	輝度情報の処理方法	52
5.6.2	スムージングと2階微分	53
5.6.3	2階微分パラメータの最適化	55
5.6.4	閾値指標	57
5.7	ヒット認識法における閾値の決定	60
第6章	ヒット認識法の性能評価	61
6.1	ヒット検出効率とノイズ混入率	61
6.2	位置分解能	67
第7章	結論	71
	謝辞	72
	参考文献	73

目次

2.1	一次宇宙線による大気ニュートリノの生成	10
2.2	スーパーカミオカンデ実験によるフラックスの天頂角分布	12
3.1	つくば – 神岡間長基線ニュートリノ振動実験	15
3.2	K2K 実験における振動モード $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ に対する探索可能なパラメータ領域	17
3.3	K2K 実験における振動モード $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ に対する探索可能なパラメータ領域	18
3.4	ニュートリノビームラインの概観	20
3.5	電磁ホーンマグネット	20
3.6	前置検出器の概観	21
3.7	スーパーカミオカンデ水チェレンコフ検出器	23
4.1	シンチレーティングファイバー	24
4.2	コアモードとクラッドモード	25
4.3	ファイバーシートの断面図	26
4.4	ファイバーシートの全体図	26
4.5	シンチレーティングファイバー飛跡検出器の概観	28
4.6	ファイバーシートとハニカムボードの接着	28
4.7	IIT-CCD チェーン	29
4.8	SFT の読み出し部分の写真	30
4.9	ファイバーブロックの製作過程	31
4.10	ファイバーバンドル	32
4.11	ファイバー位置較正	33
5.1	SFT におけるデータ取得セットアップ	35
5.2	全 IIT に対する CCD 画像	36
5.3	CCD 画面上のファイバー位置と光の分布	37
5.4	典型的なクラスタの様子	37
5.5	宇宙線による典型的なヒットの様子	38
5.6	ヒット認識の処理方法	40
5.7	セパレータ位置の認識方法	42
5.8	CCD 画面上のファイバー及びセパレータの位置	42
5.9	フェイクヒットと射影輝度	44
5.10	生輝度を用いた認識法	45
5.11	近接クラスタの分離	46
5.12	トラックからクラスタ間の距離分布	47

5.13	指標毎のヒット及びノイズの分布	49
5.14	各指標間における相関分布	50
5.15	複数クラスターが隣接した場合の分布	52
5.16	2階微分を用いた認識法における輝度情報の処理方法	54
5.17	閾値と2階微分	54
5.18	スムージング幅に対するクラスター内のピーク数	56
5.19	2階微分幅に対するクラスター内のピーク数	56
5.20	2階微分パラメータに対するクラスター内のピーク数	57
5.21	2階微分法における指標毎のヒット及びノイズの分布	58
6.1	ニュートリノイベントの様子	62
6.2	宇宙線イベントの様子	63
6.3	生輝度を用いたヒット認識法によるヒット検出効率とノイズ混入率	64
6.4	2階微分を用いたヒット認識法によるヒット検出効率とノイズ混入率	65
6.5	生輝度を用いたヒット認識法による位置分解能の評価	68
6.6	2階微分を用いたヒット認識法による位置分解能の評価	69
6.7	現行のヒット認識法による位置分解能の評価	70

表 目 次

1.1	クォークとレプトン	6
1.2	ニュートリノの質量の上限値	7
2.1	大気ニュートリノの観測結果	11
4.1	SFT を構成する物質の物質質量と割合	27
5.1	現行の認識法によるヒット検出効率に対する各指標のノイズ混入率	51
5.2	2階微分を用いた認識法における各指標のノイズ混入率	59
5.3	新しいヒット認識において設定したピクセル数に対する閾値	60
6.1	ヒット認識法におけるヒット検出効率とノイズ混入率	66
6.2	各ヒット認識法による位置分解能	67

第1章 序論

全ての物質を構成する最も基本的な粒子を素粒子という。この素粒子の振る舞いを説明する素粒子物理学において、現在までに知られている素粒子の物理現象を矛盾なく記述する理論として標準理論がある。標準理論では、全ての物質はクォークとレプトンにより構成されていると考えられている。クォークとレプトンは、それぞれ6種類存在することが理論的に予想され、実験的にも確かめられている。これら6種類ずつの粒子は、それぞれ2つの粒子の組み合わせで3世代に分類されている。(表 1.1)

レプトンは電荷を持つものと持たないものに分けられる。電荷を持つレプトンを電子 (e^-)、ミュー粒子 (μ^-)、タウ粒子 (τ^-) と呼ぶ。一方、電荷を持たないレプトンはニュートリノと呼ばれるが、3種類のニュートリノは他の物質との反応時に電子、ミュー粒子、タウ粒子を放出することから、それぞれの荷電レプトンに対応させて電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノと名付けられている。

ニュートリノは他の粒子と比べて、大きな特徴を持った粒子である。第一の特徴としては、ニュートリノが弱い相互作用によってのみ他の物質と反応することが挙げられる。粒子は物質との相互作用を介して観測されるが、弱い相互作用しかしないニュートリノは他の物質と相互作用しにくく、このことはニュートリノが観測するのが難しい粒子であることを意味する。実際、すでに他の素粒子の存在が実験的に確かめられている中、第3世代のタウニュートリノの直接観測については、1999年になってようやくDONUT実験による観測成功の報告がなされたばかりである [1]。

ニュートリノが持つ第二の特徴は、質量があるとしても非常に小さいことである。ニュートリノは当初、放射性同位元素の β 崩壊において、一見エネルギー保存則が保存していないように見えるという問題を解決するために、仮説として導入された粒子であった。 β 崩壊においてエネルギーの一部を担って放出される粒子として1930年にパウリによって提唱されたニュートリノに課された特性は、電氣的に中性でスピンの1/2、そして質量が極

表 1.1: クォークとレプトン

	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	u	c	t
	d	s	b
レプトン	ν_e	ν_μ	ν_τ
	e^-	μ^-	τ^-

表 1.2: ニュートリノの質量の上限値

m_{ν_e}	$< \sim 3 \text{ eV}$	[2]
m_{ν_μ}	$< 0.19 \text{ MeV}$	[2]
m_{ν_τ}	$< 18.2 \text{ MeV}$	[2]

めて小さいものであった。一方で、現在の標準理論においてはニュートリノの質量はゼロと仮定されている。しかし、その理論的根拠はなく、パウリの予言した特性を否定する事実も見つかっていない。つまり、ニュートリノに対して有限の質量を禁止する理論及び実験事実はなく、質量存在の可能性を実験的に探る必要がある。実際、現在までに様々な実験によってニュートリノの質量の測定が試みられているが、未だ確定値を得ることは出来ておらず、現段階ではその上限値が求められているのみである（表 1.2）。存在の予言に始まり、この 70 年間でニュートリノに纏わる様々な謎が解明されてきたが、未だ残された最大の謎がその質量といえる。現在、ニュートリノが質量を持つことで解決すると考えられている問題の一つに大気ニュートリノ異常という問題があるが、この大気ニュートリノ異常については次章で説明する。

ニュートリノが質量を持つことが確定的になれば、現在まで素粒子の世界を矛盾なく記述できると思われてきた標準理論を越える新しい物理を示唆することになる。さらに素粒子物理学にとどまらず、宇宙物理学においても、現在も解決されていない問題の一つである暗黒物質、特に熱い暗黒物質の候補として期待され、ニュートリノが暗黒物質であることが解明されれば、その質量は宇宙の将来、すなわち宇宙が今後膨張に向かうのかあるいは収縮に向かうのかを占う上でも重要な鍵となるなど、ニュートリノの質量の存在は大きな意義を持っている。

現在までに求められているニュートリノの質量の上限値は、他の素粒子の質量と比べてはるかに小さく、直接的測定によって質量を確定することは難しいと考えられている。しかし、ニュートリノの質量が現在求められている上限値よりさらに小さい場合でも、質量の存在を確かめることのできる有望な手段が、次章で述べるニュートリノ振動現象の検出である。

現在、ニュートリノ振動現象の検出を目的とした実験が世界各地で行われている。自然現象が起源である大気ニュートリノの観測においては、ニュートリノ振動の存在を示唆する結果を報告した実験もある。しかし、この自然現象の観測では避けられない不定性が残ってしまう。そこで、人工的に生成したニュートリノを用いたより精度の良い実験による検証が望まれており、中でも、大気ニュートリノの観測から報告されたニュートリノの質量領域に対して適した条件を備えた長基線ニュートリノ振動実験に対する期待が高まっている。本研究で参加している「つくば – 神岡間長基線ニュートリノ振動実験」(K2K 実験) は、世界に先駆けて行われている長基線ニュートリノ振動実験である。この K2K 実験については第 3 章で説明する。

本研究では、K2K 実験において人工的に生成したニュートリノのエネルギー分布を測定するために設置された前置検出器の一つである「シンチレーティングファイバー飛跡検出器」(SFT) に関する研究を行った。SFT は、ニュートリノと検出器内の水標的との反応

により生成された荷電粒子の飛跡を検出することを目的としており、この飛跡からニュートリノのエネルギーを再構成する。SFTの説明については第4章で触れる。

SFTによる取得データに対して、荷電粒子の通過に起因する情報のみを抽出する解析処理をヒット認識と呼ぶ。SFTでは、このヒット認識から得られた情報により飛跡の再構成を行うため、ヒット認識の精度が飛跡の再構成の精度に大きく影響する。したがって、SFTにより得られる飛跡の信頼性を高めるには、正確なヒット認識を行うことが重要となる。

本研究では、このヒット認識において現在用いられている解析処理の中で有効に扱うことが出来ていないと考えられる輝度情報を用いることにより、検出器の性能を最大限に引き出すことの出来る処理手法の確立を目指し、新しいヒット認識法の開発を行った。今回開発を行った認識法は、輝度情報の処理方法の違いから2種類に分けられ、それぞれ生輝度及び2階微分を用いたヒット認識法と呼んでいる。これらの具体的な処理方法及び用いたパラメータの決定などについては第5章で詳しく説明する。

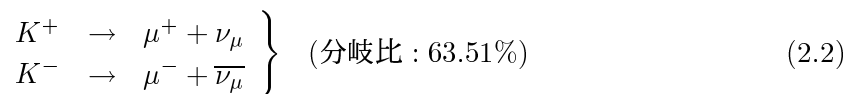
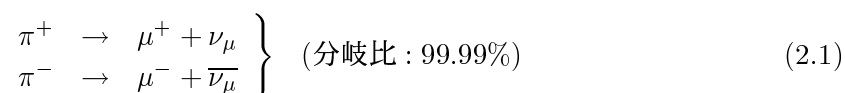
第6章では、SFTの解析において現在用いられているヒット認識法との対比も含めて、ヒット検出効率及びノイズ混入率、さらに位置分解能について本研究で開発した各ヒット認識法に対する性能評価を行い、これらから導かれる結論を第7章で述べる。

第2章 ニュートリノ振動現象

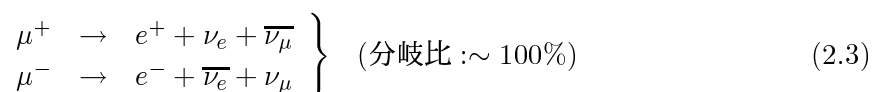
2.1 大気ニュートリノ異常

2.1.1 大気ニュートリノ

地球には、陽子やヘリウムの原子核などの宇宙線が絶えず降り注いでいる。これらは一次宇宙線と呼ばれ、そのエネルギーが数 GeV 以下のものは地球の磁場によって曲げられ地球に到達することが出来ないが、比較的大きなエネルギーを持った宇宙線は地球の大気に突入する。地球まで到達した一次宇宙線は、大気中の原子核と反応してハドロンと呼ばれる π 粒子や K 粒子などを生成する。電荷を持った π 粒子や K 粒子は弱い相互作用を通じて崩壊し、 μ 粒子と μ ニュートリノを生成する。



さらに、この生成された μ 粒子も式 2.3 のように崩壊し、電子と 2 種類のニュートリノを生成する。



生成されたニュートリノは反応断面積が非常に小さいため、ほとんど反応することなく地表に降り注ぐ。上記の過程で生成されるニュートリノを大気ニュートリノと呼ぶ。式 2.1、式 2.2 および式 2.3 から分かるように、地上で観測される大気ニュートリノ ν_μ, ν_e の比は 2 : 1 になることが予想される。

2.1.2 スーパーカミオカンデ実験

様々な大気ニュートリノの観測実験が世界各地で行われているが、これらの観測結果は、大気ニュートリノ ν_μ, ν_e のフラックス比に対する観測値とモンテカルロシミュレーションによる期待値の比、式 2.4 に示す R を用いて表されている。

$$R = \frac{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)_{DATA}}{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)_{MC}} \quad (2.4)$$

2 種類のニュートリノのフラックス比を調べるために、観測値ではなく理論値との比 R を用いていることには利点がある。本来、宇宙線によるフラックスの絶対値には 30 % 程

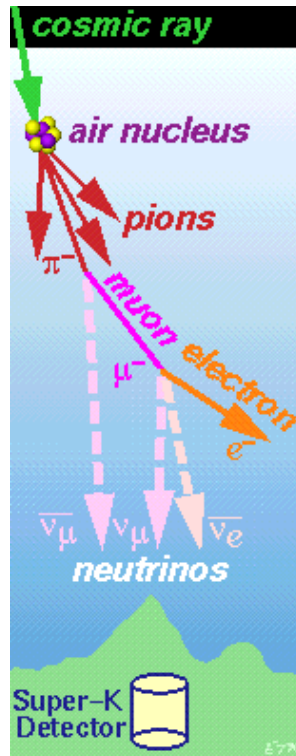


図 2.1: 一次宇宙線による大気ニュートリノの生成

度の不定性があるが、式 2.4 のように観測値と期待値の比をとることにより、各々がもつ系統的誤差を相殺することが出来る。この結果、フラックスの絶対値における不定性をわずか 5% ほどに抑えることが可能である [3]。観測値と期待値の比 R について、各実験により得られた結果をその観測時間とともに表 2.1 に示す。

1998 年 6 月、スーパーカミオカンデ実験グループによって大気ニュートリノについての重大な報告がなされた [9, 10]。スーパーカミオカンデを用いた大気ニュートリノの観測では、表 2.1 に示すように、観測値と期待値の比 R が 1 より小さく、測定された 2 世代間のニュートリノ成分比 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ が理論値と一致していない。この結果は、表 2.1 に示した他の実験において既に報告されていた現象と同様で、観測値が理論値の 6 割程度である。

この事実に加え、スーパーカミオカンデ実験は、さらに ν_μ のフラックスについてその天頂角分布が非対称であるという結果を報告している。図 2.2 にスーパーカミオカンデが報告した結果を示す。この分布から ν_μ について、入射方向が下向きのものに比べて上向きの場合の ν_μ の数が明らかに少ないことが分かる。ニュートリノフラックスが天頂角依存性を持つということは、地球の裏側の大気と宇宙線との反応によって生成され、地球を通り抜けて上向きにやって来るニュートリノが少ないことを意味している。大気ニュートリノの起源から考えて、本来フラックスに天頂角依存性はないはずである。図 2.2 においても、 ν_e のフラックスには天頂角依存性は見られない。

大気ニュートリノに関するこれらの現象を大気ニュートリノ異常と呼んでいる。大気

表 2.1: 大気ニュートリノの観測結果

実験	観測時間 ($kton \cdot year$)	R
Kamiokande(Sub-GeV)	7.7	$0.60 \pm_{-0.05}^{+0.06} \pm 0.05$ [4]
Kamiokande(Multi-GeV)	6.0 ~ 8.2	$0.57 \pm_{-0.07}^{+0.08} \pm 0.07$ [4]
IMB	7.7	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.07$ [5]
Fréjus	2.0	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$ [6]
NUSEX	0.74	$0.99 \pm_{-0.25}^{+0.35}$ [7]
Soudan2	3.9	$0.64 \pm 0.12 \pm 0.06$ [8]
Super Kamiokande(Sub-GeV)	45	$0.67 \pm 0.02 \pm 0.05$ [9]
Super Kamiokande(Multi-GeV)	45	$0.66 \pm 0.04 \pm 0.08$ [9]

ニュートリノ異常は標準理論からは説明することが出来ない。現在、この問題を説明する最も有力な解は、飛行中にニュートリノ振動が起きているという解である。スーパーカミオカンデ実験グループも自らが報告した観測結果について、大気ニュートリノ ν_μ が飛行中に異なる種類のニュートリノ ν_τ に変化するというニュートリノ振動を仮定することにより、結果をうまく説明することが出来ると報告している。次節では、このニュートリノ振動現象について説明する。

2.2 ニュートリノ振動現象

ある時刻 $t=0$ において飛行していたある種類のニュートリノが、 t 秒後に他の種類のニュートリノに変化する現象をニュートリノ振動と呼ぶ。

ニュートリノに関しては2つの固有状態が考えられる。1つはニュートリノが唯一関与する弱い相互作用についての固有状態であり、もう1つはニュートリノが持つ質量についての固有状態である。これらの固有状態を用いると、ニュートリノ振動現象は以下の2つの条件が満たされた場合に起こり得る。

1. 弱い相互作用の固有状態 $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle$ が、質量の固有状態 $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, |\nu_3\rangle$ の混合状態である。
2. 3つの質量の固有状態のうち、少なくとも一組が有限かつ異なる質量を持つ。

上記の1番目の条件を仮定すると、弱い相互作用の固有状態は質量の固有状態を用いて式2.5のように書くことが出来る。

$$|\nu_l\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{lk} |\nu_k\rangle \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (2.5)$$

U_{lk} : ユニタリ行列の (l, k) 成分

ニュートリノ振動は一般には3世代間の現象であるが、以下では簡単のために2世代 ν_e, ν_μ 間の振動を考え、その確率を求めることにする。

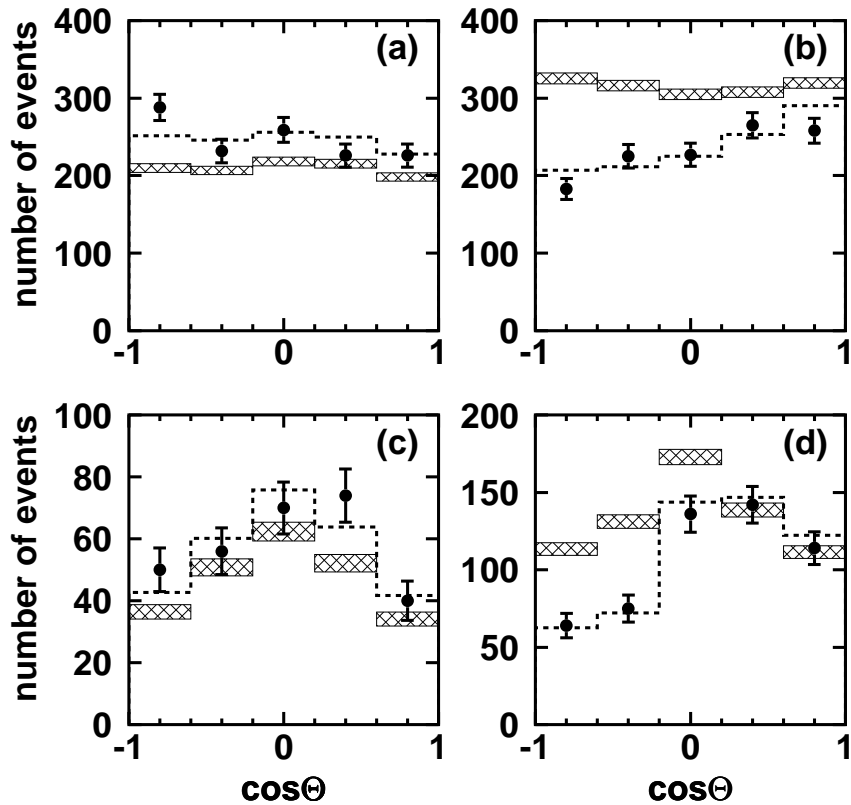


図 2.2: スーパーカミオカンデ実験によるフラックスの天頂角分布。各プロットは (a) sub-GeV e-like イベント (b) sub-GeV μ -like イベント (c) multi-GeV e-like イベント (d) multi-GeV (FC+PC) μ -like イベント に対する結果である。 $\cos \theta = 1$ が下向きのイベントを表す。網のかかったプロットはニュートリノ振動がないと仮定した場合のシミュレーションによる予想値を示している。データは点で示されており、ニュートリノ振動が存在すると仮定した場合 ($\Delta m^2 = 2.2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta = 1$) の予想値 (点線) と一致していることが分かる。

弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態の混合角を θ とすると、2世代間の混合状態は式 2.5 より式 2.6 と表すことが出来る。

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

一方、真空中を伝播する場合における質量の固有状態の時間発展は Schrödinger 方程式により記述することができ、その解は固有状態 ν_1, ν_2 のエネルギー E_1, E_2 を用いて式 2.7 のようになる。

$$\begin{pmatrix} |\nu_1(t)\rangle \\ |\nu_2(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-iE_1t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1(0)\rangle \\ |\nu_2(0)\rangle \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

上記 2 式より、時間 t 後の弱い相互作用の固有状態は次式のように書ける。

$$\begin{pmatrix} |\nu_e(t)\rangle \\ |\nu_\mu(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_1t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e(0)\rangle \\ |\nu_\mu(0)\rangle \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

これより、ある時刻に発生した ν_μ が時間 t 後に ν_e として観測される確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ は以下のように求めることが出来る。

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= |\langle \nu_e(t) | \nu_\mu(0) \rangle|^2 \\ &= |\sin\theta \cos\theta (-e^{-iE_1t} + e^{-iE_2t})|^2 \\ &= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \cdot \{1 - \cos(E_1 - E_2)t\} \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで、ニュートリノのエネルギー E_1, E_2 について、質量 m_1, m_2 が運動量 p に比べて十分に小さいときに次式のような近似が成り立つ。

$$\begin{cases} E_1 = \sqrt{p^2 + m_1^2} \sim p + \frac{m_1^2}{2p} \\ E_2 = \sqrt{p^2 + m_2^2} \sim p + \frac{m_2^2}{2p} \end{cases} \quad (2.10)$$

この近似式を式 2.9 に代入すると

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \cdot \left\{ 1 - \cos \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p} t \right\} \\ &= \sin^2 2\theta \cdot \sin \frac{m_1^2 - m_2^2}{4p} t \end{aligned} \quad (2.11)$$

となる。さらに $E \sim p$ と近似し、 $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ 、時間 t 後のニュートリノの飛行距離を L と定義することにより、振動の確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 1.27 \frac{\Delta m^2 [eV^2] \cdot L [km]}{E [GeV]} \quad (2.12)$$

と求められる。

式 2.12 は異なる種類のニュートリノが、有限な質量差を持ち、かつゼロでない混合角を持つ場合にのみ、ニュートリノ振動が起こり得ることを示している。すなわち、ニュートリノ振動の存在は、3種類のニュートリノのうち少なくとも1つのニュートリノが質量をもつことの証拠となる。

ニュートリノ振動現象の観測により、その振動確率から振動のパラメータ $\sin 2\theta, \Delta m^2$ が取り得る値の領域を求める事が出来る。様々なニュートリノ振動の観測実験では、これらの振動パラメータの存在可能領域を結果として示している。(次章図 3.2, 図 3.3 参照)

2.3 ニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動現象の検出を目的として、現在までに様々な実験が行われている。観測に用いられるニュートリノの生成過程も多様であり、その過程は大きく2つに分けられる。1つは2.1節で説明した大気ニュートリノのように自然現象により生成されたニュートリノを観測する方法であり、もう1つは原子炉や加速器を用いて人工的に生成したニュートリノを測定する方法である。

宇宙線からの大気ニュートリノを観測する実験では、2.1.2節で述べたようにニュートリノ振動の存在に対して強い証拠を与えた実験もある。しかし、これらの自然現象を起源とするニュートリノの測定ではフラックスの理論値における不定性が大きく、また宇宙から飛来する過程で生成されるニュートリノを観測するため振動確率を決めるパラメータである L/E の不確定性は避けられず、質量差の測定精度も悪くなる。

これに対して、人工的に生成したニュートリノを用いた実験においては、測定するニュートリノの素性を知ることが出来る。つまり、自然現象起源のニュートリノ観測で問題となる不定性を排除した条件の下で測定を行うことが可能である。このことは、人工ニュートリノを用いた実験の持つ最大の特長といえる。また、飛行距離 L も分かっているので、自然現象を起源とするニュートリノを用いた場合に比べて質量差の測定精度も良くなる。

スーパーカミオカンデ実験グループの報告によりニュートリノ振動の存在が確実視される中、さらに精度の良い実験による追認が期待されている。上述のように加速器により人工的に生成したニュートリノを用いた実験は高い精度でニュートリノ振動を観測出来ることから、様々なニュートリノ振動実験の中でも、現在最も注目されている実験の1つである。人工ニュートリノを使用した実験は、振動パラメータ L/E の大きさから L/E が小さい短基線 (short-baseline) ニュートリノ振動実験と L/E が大きい長基線 (long-baseline) ニュートリノ振動実験に大別される。

短基線ニュートリノ振動実験では、 L/E が小さいため式 2.12 から分かるように $\sin^2 2\theta$ が小さいパラメータ領域の探索に適しており、CHORUS[11]、NOMAD[12] などの実験が行われている。

一方、長基線ニュートリノ振動実験は L/E が大きいため Δm^2 が小さい領域を探索するのに有効である。現在では、スーパーカミオカンデの結果から Δm^2 が小さいパラメータ領域が有力視されており、長基線ニュートリノ実験に対する期待は大きい。長基線ニュートリノ振動実験には K2K[13, 14]、MINOS[15]、OPERA[16]、ICANOE[17] などがあるが、2001年2月現在で稼働しているのは K2K のみで、その他は準備・計画段階にある。K2K 実験については次章で詳しく説明する。

第3章 つくば－神岡間長基線ニュートリノ振動実験

3.1 実験の概要

「つくば－神岡間長基線ニュートリノ振動実験」(KEK-PS E362、以下K2K実験)は、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構(KEK)において人工的に生成したニュートリノを250km離れた岐阜県吉城郡神岡町の地下1,000mにあるスーパーカミオカンデ水チェレンコフ検出器(Super-Kamiokande)に向けて照射し、このニュートリノを観測することによりニュートリノ振動の証拠をとらえることを目的とした実験である(図3.1参照)。1999年3月に開始され、翌4月に本格稼働した本実験には、日本・アメリカ・韓国の3カ国から約100人の共同研究者が参加している。



図 3.1: 茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構(KEK)から岐阜県吉城郡神岡町のスーパーカミオカンデ検出器に向けてニュートリノビームを照射し、ニュートリノ振動現象を検証する。

先の章でも述べたように、現在ではニュートリノ振動に対して Δm^2 の小さい領域での存在が予測されている。この条件に適しているのが L/E が大きな長基線ニュートリノ振動実験であるが、K2K 実験は世界に先駆けて行われている長基線ニュートリノ振動実験である。

K2K 実験で探索可能なニュートリノ振動のパラメータ領域を図 3.2, 図 3.3 に示す。すでにニュートリノ振動に対する証拠を報告しているスーパーカミオカンデ実験が示唆する領域 ($\sin^2 2\theta > 0.8, \Delta m^2 = 10^{-3} \sim 10^{-2} eV^2$) に対して十分な感度を持ち、さらに同じスーパーカミオカンデ検出器を用いていることから先の実験の結果に対する検証を行うという点でも大きな意義を持っている。

K2K 実験 (以下、本実験) では、KEK 施設内に設置されたニュートリノビームラインで人工ニュートリノビームを生成し、そのニュートリノの生成直後の状態をビームライン終端から 100m の位置に設置した前置検出器により測定する。さらに、250km 飛行後のニュートリノの状態をスーパーカミオカンデ検出器を用いて観測する。

本実験で検証出来るニュートリノ振動の様式は $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 及び $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (または $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$) である。各種ニュートリノの検出は、標的物質の核子との荷電カレント準弾性散乱反応 (Charged Current Quasi-Elastic Interaction, 以下 ccqe 反応) によって生成される荷電粒子の検出によって間接的に行われる。

$$\nu_l + n \rightarrow l + p \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (3.1)$$

振動モード $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の観測において、 ν_e への振動の存在はスーパーカミオカンデ検出器における ccqe 反応により生成された電子を直接測定することで確かめることが出来る。このような手法は、出現した電子を捕らえることから appearance 実験と呼ばれる。このモードの観測で重要となるのはニュートリノビーム中の ν_e の混入率である。ニュートリノビームの生成過程については 3.2 節で説明するが、本実験で用いているニュートリノビームの成分は ν_μ である。しかし、実際にはビームの生成過程において約 1% の混入率で ν_e 生成があるため、出現した電子を観測しても振動により現れた ν_e からの生成粒子であるのか、ビームに混入していた ν_e からの生成粒子であるのか区別がつかない。したがって、本実験ではビーム中の ν_e 混入率を精密に測定することが求められる。

一方、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の観測においては、K2K 実験のセットアップでは τ 粒子の姿を捕らえることが出来ない。式 3.1 の ccqe 反応で τ 粒子の生成に必要とされる ν_τ のエネルギーはおおよそ 3.45 GeV である。しかし、本実験で用いているニュートリノビームではこのエネルギー閾値を越える ν_μ はほとんど生成されないため、もし $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の振動が起きていたとしても τ の生成はほとんど期待出来ない。そこで、K2K 実験では前置検出器の測定結果から生成されたニュートリノのエネルギー分布を求め、この分布からニュートリノ振動を仮定しない場合のスーパーカミオカンデでのエネルギー分布を予測し、この分布とスーパーカミオカンデ検出器で実際に測定された ν_μ のエネルギー分布を比較することにより、ニュートリノ振動の有無を調べている。つまり、2つの分布に差が見られなければニュートリノ振動は起きていないと考えられ、有意な差が現れていればこのモードのニュートリノ振動への証拠となる。このような手法は、 ν_μ の消失分について調べることから disappearance 実験と呼ばれる。

以上のように、K2K 実験では 2つの振動モードに対して異なる手法で検証を行っている。それぞれに対して、混入率の測定やエネルギー分布の測定など様々な物理量が重要に

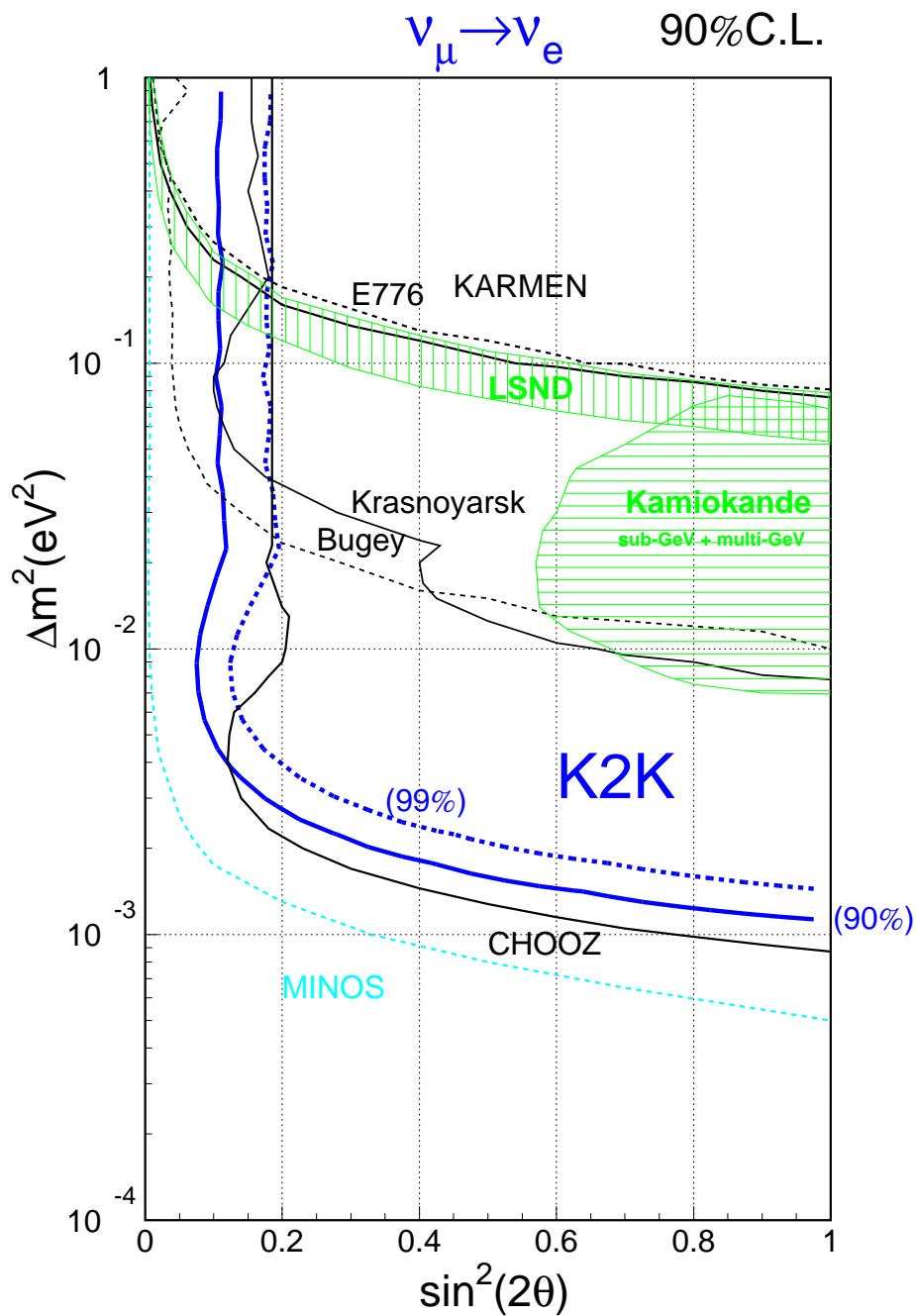


図 3.2: K2K 実験において振動モード $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ に対して探索可能なパラメータ領域。Kamiokande 及び LSND の結果はパラメータの存在が許される領域、それ以外の実験については探索可能なパラメータ領域を示している。いずれも実線で信頼度 90%、破線で信頼度 99% を表している。

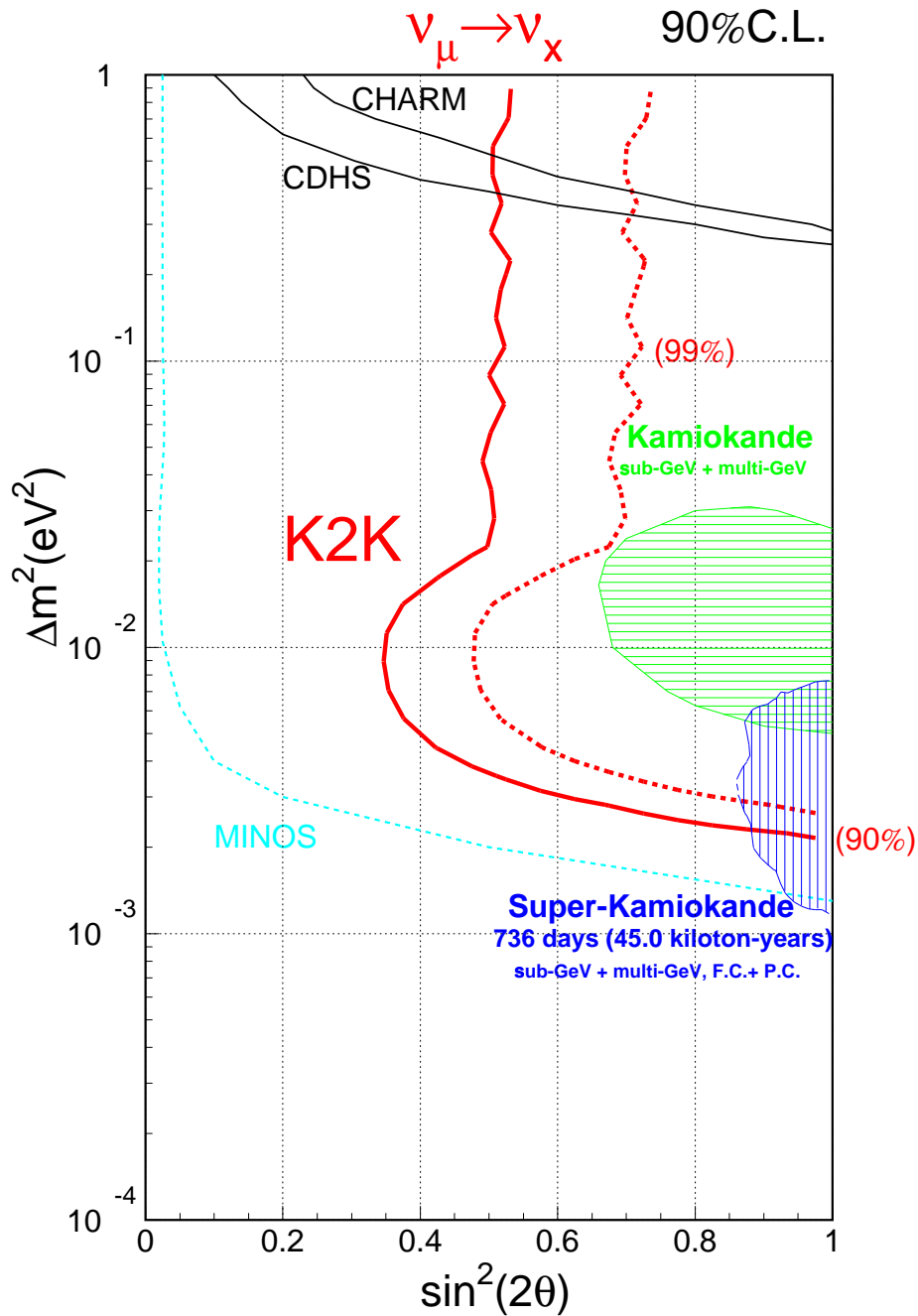


図 3.3: K2K 実験において振動モード $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ に対して探索可能なパラメータ領域。 ν_x は ν_e, ν_μ 以外のニュートリノを意味する。 Kamiokande 及び Super-Kamiokande の結果はパラメータの存在が許される領域、 MINOS については探索可能なパラメータ領域を示している。 いずれも実線で信頼度 90%、破線で信頼度 99%を表している。

なるが、以下ではニュートリノビームの生成やこれらの測定に関わる実験装置について説明する。

3.2 ニュートリノビームライン

ニュートリノビームラインは本実験で用いる人工ニュートリノを生成する役割を担っている。その概観を図 3.4 に示す。

K2K 実験に使用するニュートリノビームは、KEK 施設内にある 12GeV 陽子シンクロトロンから 2.2 秒毎に 6.0×10^{12} protons/spill の強度で取り出した陽子ビームを用いて生成されている。陽子ビームは 250km 先のスーパーカミオカンデ検出器の方向 (西北西) に正確に曲げられ、電磁ホーンシステム内のアルミニウム標的に当てられる。衝突した陽子はアルミニウム標的内の原子核との反応により π 粒子や K 粒子を生成する。電磁ホーンシステムは生成されたこれらの荷電粒子を収束させるために設置された装置である。電磁ホーンマグネットでは、荷電粒子の飛行空間にトロイダル状の磁場を発生させ、生成された粒子の前方への収束を行っている。このとき、粒子の電荷の違いを用いて正電荷粒子のみをスーパーカミオカンデの方向に収束させ、負電荷粒子については外に弾き出すことにより取り除いている [18]。この結果、向きが揃った十分な数の π^+ 粒子、 K^+ 粒子を得ることが出来る (図 3.5 参照)。

電磁ホーンマグネットの直後には π 粒子モニタと呼ばれるリングイメージガスチェレンコフ検出器が設置され、マグネットにより向きを揃えられた正電荷を持った π 粒子について、そのエネルギーと角度分布を測定している [19]。この π 粒子モニタからの情報を用いて、前置検出器及びスーパーカミオカンデ検出器でのニュートリノビームのエネルギー分布や広がりを予測する。

マグネットにより収束された π^+ 粒子は、電磁ホーンシステム後方に設けられた長さ約 200m の崩壊領域 (Decay pipe) を通過する間に式 3.2 のように崩壊し、ニュートリノを生成する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.2)$$

崩壊領域の最後には鉄や土からなるビームダンプ (吸収材) が設置され、ニュートリノ以外の粒子 (μ^+ 粒子や未反応陽子など) を吸収している。また、同じ場所には μ 粒子モニタと呼ばれるイオンチェンバーも設置され、 ν_μ の飛行方向を知るために μ^+ 粒子の測定を行っている。

本実験では、式 3.2 の反応により生成されたニュートリノをビームとして用いるが、このビームにはニュートリノと同時に生成された μ 粒子のうちビームダンプに吸収される前に式 3.3 のように崩壊した μ^+ や、陽子とアルミニウム標的との反応時に π 粒子と同様に生成された K 粒子の崩壊 (式 3.4) による ν_e の混入が 0.7 % 程度であると予想される。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \end{aligned} \quad (3.4)$$

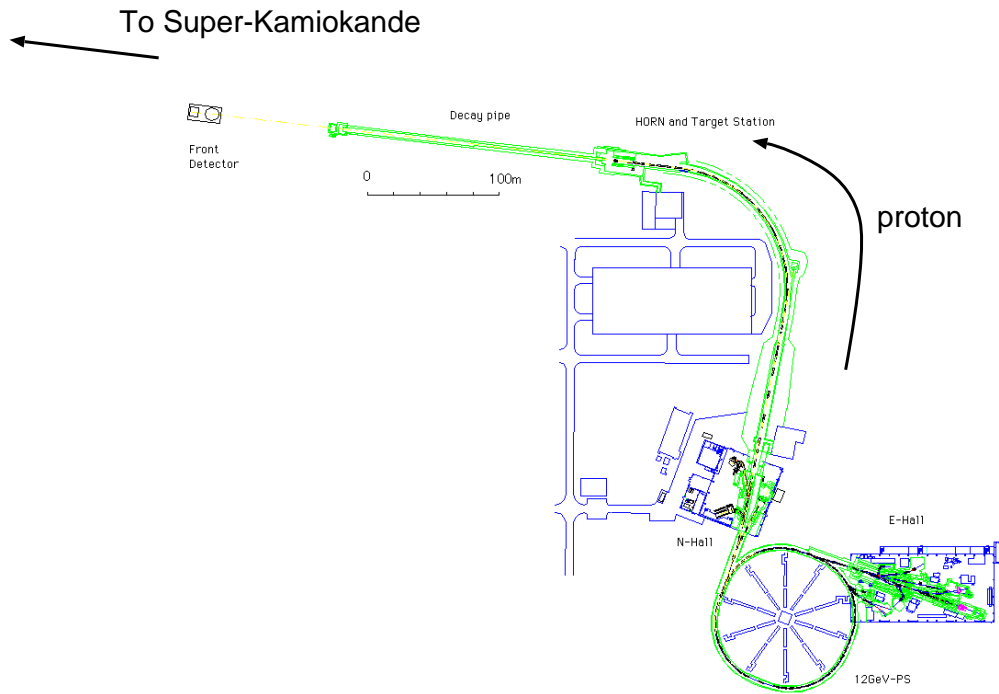


図 3.4: ニュートリノビームラインの概観

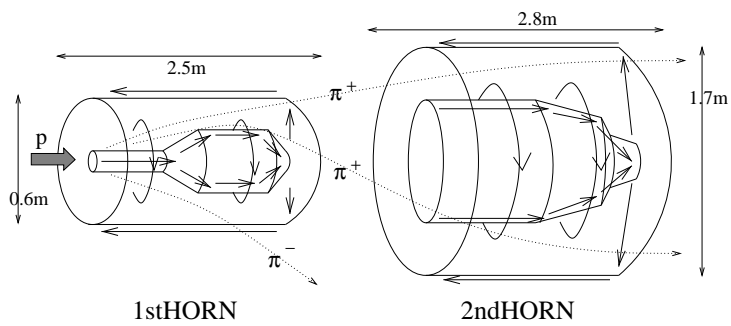


図 3.5: 電磁ホーンマグネットの模式図。トロイダル状の磁場を発生させ、正電荷粒子のみを前方に収束させる。

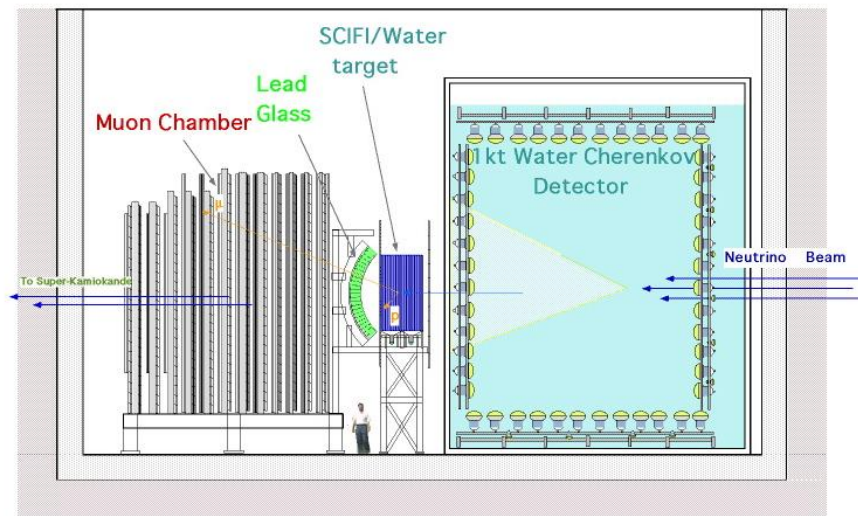


図 3.6: 前置検出器の概観。1kt 水チェレンコフ検出器と FGD により生成直後のニュートリノビームの様子を調べる。

3.3 前置検出器

ビームラインによる生成直後のニュートリノについて、そのエネルギーやフラックスなど、状態の詳細を調べる役割を果たしているのが前置検出器である。前置検出器は大別すると2種類の検出器により構成され、ビームラインの崩壊領域の終端から100mの位置にある深さ約15mの穴の中に設置されている。前置検出器を構成する2つの検出器は1kt水チェレンコフ検出器とFine-Grained Detector(以下、FGD)であり、その様子を図3.6に示す。これらの検出器の詳細については次節以降で説明する。

3.3.1 1kt 水チェレンコフ検出器

K2K 実験では、後置検出器としてスーパーカミオカンデ検出器を用いているが、前置検出器として設置されている1kt水チェレンコフ検出器は、このスーパーカミオカンデと同様の構造を持ったリングイメージング水チェレンコフ検出器である。スーパーカミオカンデ検出器については3.4節で説明するが、本検出器はそのタンク容量が1ktほどで720本の光電子増倍管を使用しており、スーパーカミオカンデの縮小版といえる。

この1kt水チェレンコフ検出器では、ニュートリノビームにおける ν_μ のフラックスと約1%の混入があると予想される ν_e のフラックスを測定する。ただし、 ν_μ に関しては検出器内の水との反応により生成された μ 粒子のうち、タンク内で停止した低エネルギーのものしか測定出来ず、突き抜けたものについてはFGDと組み合わせてエネルギーを測定する。本検出器のように、比較すべき飛行後の状態を測定するスーパーカミオカンデ検出器と同じ構造及び解析方法を用いることにより、水チェレンコフ検出器の系統誤差を減らすことが可能となる。

3.3.2 Fine-Grained Detector

Fine-Grained Detector は 4 つの検出器：水標的／シンチレーティングファイバー飛跡検出器、ベトー・トリガーカウンタ、鉛ガラスカロリメータ及び μ 粒子検出器により構成されている。これらの検出器全体で、 ν_μ が水標的内の核子との ccqe 反応により生成する μ^- 粒子の飛程と生成角の測定を行っている。以下で FGD の各構成要素について説明する。

* 水標的／シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT)

荷電粒子の通過により自らが発光する光ファイバーであるシンチレーティングファイバーをシート状に並べ、これを方向が直交するように重ねたものと厚さ 6cm のアルミ製水タンク (水標的) を交互に 20 層のサンドイッチ構造にした飛跡検出器である。本検出器に用いているシンチレーティングファイバー及び検出器の構造など、詳細は次章で改めて取り上げる。

* ベトー・トリガーカウンタ

2 種類の大きさのプラスチックシンチレータを並べて敷き詰めたもので、SFT の前後に設置されている。シンチレータの大きさはそれぞれ 466.0cm×10.8cm×4.6cm、400.0cm×13.0cm×4.5cm で、VENUS、TOPAZ 実験のカウンタを再利用している。上流のベトーカウンタは、SFT より上流における反応で生成された粒子や宇宙線を識別し、そのイベントを排除するために用いる。下流のトリガーカウンタは、本検出器より更に下流に設置された μ 粒子検出器の TDC へのスタート信号の発信を主たる目的としている。

* 鉛ガラスカロリメータ

電子の同定とそのエネルギー測定を目的とした電磁カロリメータで、TOPAZ 実験で使用していたものを用いている。本検出器では、ビーム中に混入している ν_e が SFT 内で反応することにより発生した電子について、そのフラックスとエネルギーを測定する。エネルギー分解能は約 10 % / $\sqrt{E[\text{GeV}]}$ である。

* μ 粒子検出器

厚さ 20cm (前 4 層は 10cm) の鉄とドリフトチェンバーを交互に 13 層並べ、 μ 粒子の飛跡の再構成と飛程によるエネルギーの測定を行う。本検出器は VENUS 実験のものを再利用している。

K2K 実験では、FGD により測定した μ^- 粒子の飛程及び生成角を用いて ν_μ のエネルギー再構成を行い、生成直後の ν_μ のフラックスとエネルギー分布を求めている。測定から得られる μ^- 粒子の生成角を θ 、飛程から求められるエネルギーを E_μ とし、その運動量を p_μ 、さらに既知の物理量である核子ならびに μ^- 粒子の質量を m_N, m_μ とおくと、ccqe 反応における ν_μ のエネルギー E_ν は式 3.5 で求められる。

$$E_\nu = \frac{E_\mu m_N - m_\mu^2 / 2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta} \quad (3.5)$$

3.4 スーパーカミオカンデ検出器

スーパーカミオカンデ検出器は、岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱山地下 1,000m に建設された世界最大の重量 (総重量 50kt) を持つ水チェレンコフ検出器である。その構造は高さ 41.4m、直径 39.3m の円筒形をした水層で、内壁に直径 20 インチの光電子増倍管 (以下、PMT) が 11,146 本取り付けられている。水層内は純水で満たされており、水中で円錐状に発生するチェレンコフ光を壁面を覆う PMT で捕えている。測定したチェレンコフ光の光量、時間情報などから通過粒子のエネルギーと方向、粒子の同定を行うことが出来る。

K2K 実験においては後置検出器と位置付けられているスーパーカミオカンデ検出器とニュートリノ発生点間の距離は、GPS(Global Positioning System) を用いて正確に測定されている ($249.7834 \pm 0.0012 \text{km}$ [20])。スーパーカミオカンデでは、ビームラインから 2.2 秒毎におよそ 1 度下向きに打ち出されるニュートリノの予想到達時刻の前後 1 マイクロ秒間にニュートリノビームによると思われるイベントが集中している。この時間内に大気ニュートリノによる反応が起こる確率はおおよそ $1/10,000$ である。

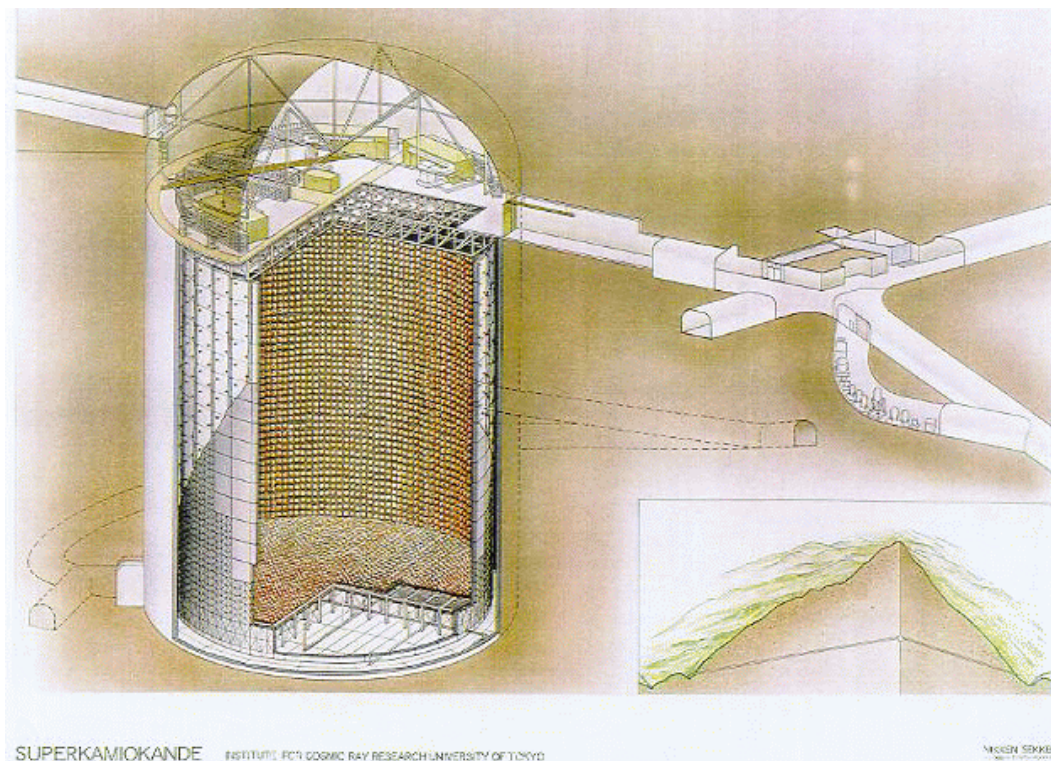


図 3.7: スーパーカミオカンデ水チェレンコフ検出器。ビームラインから 250km 飛行後のニュートリノを観測する。

第4章 シンチレーティングファイバー飛跡検出器

本研究では、K2K 実験における前置検出器の一部であるシンチレーティングファイバー飛跡検出器 (以下、SFT) の解析手法についての研究を行った。そこで、本章ではこの SFT について詳しく説明する。

4.1 シンチレーティングファイバー

シンチレーティングファイバー (Scintillating Fiber、以下ファイバー) は、プラスチックシンチレータで作られた光ファイバーの一種で、その材質から荷電粒子が通過したときに自らシンチレーション光を発する。

光ファイバーは一般には、複数の媒質の屈折率の違いによる全反射を利用して光を伝播する光学素子である。ファイバーの中心部にはコアと呼ばれる透明な物質があり、その周囲をクラッドと呼ばれるコアより低い屈折率を持つ物質が包んでいる。シンチレーティングファイバーは、コアに発光体であるプラスチックシンチレータを使用することにより自身が発したシンチレーション光を伝播させる。

コア及びクラッドの屈折率をそれぞれ n_{core}, n_{clad} とすると、コアで発生した光は境界面への入射角 θ が

$$\cos \theta \geq \frac{n_{clad}}{n_{core}} \quad (4.1)$$

を満たすときに全反射する。光はこの全反射を繰り返しながらファイバー内部を伝播していく。(図 4.1 参照)

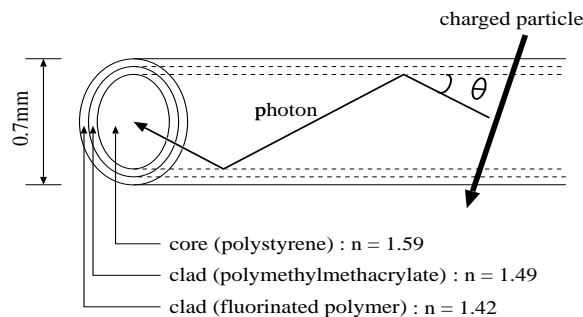


図 4.1: シンチレーティングファイバー内でのシンチレーション光の発生と伝播の様子

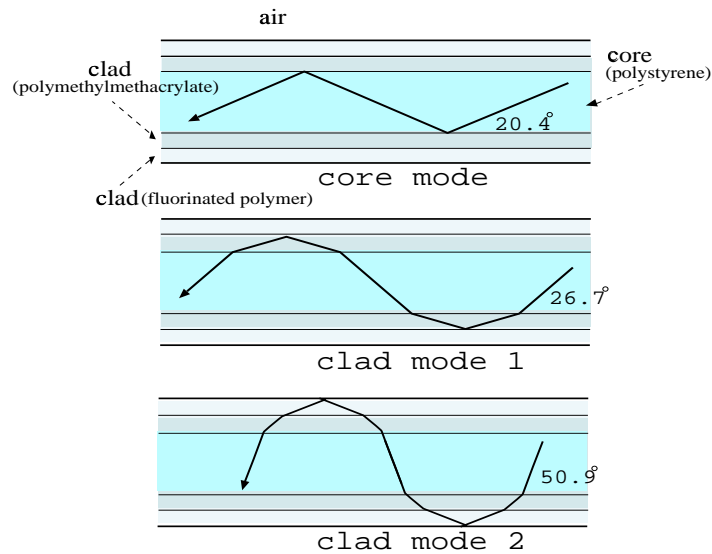


図 4.2: コアモードによる伝播とクラッドモードによる伝播の例

SFT に用いるファイバーは 2 層のクラッドを持つマルチクラッド構造になっており、ファイバー直径は約 $700\mu\text{m}$ 、クラッドの厚さは直径の 2% である。材質はコアにポリスチレン (屈折率 1.59)、内側のクラッドにポリメチルメタクリレート (PMMA、屈折率 1.49)、外側のクラッドにフッ化ポリマー (屈折率 1.42) を使用している。コア及びクラッド、空気層の各境界面における入射角の全反射条件を図 4.2 に示す。

ファイバーの構造にクラッドが 1 層のシングルクラッドではなくマルチクラッドを採用しているのは光の伝播効率が良いためであるが、SFT で使用しているファイバーには他にも 2 種類の波長変換蛍光剤 (wavelength shifter) を混ぜることにより、発生した光を伝播効率の良い長波長の光に変換するという工夫がなされている。[21, 22]

また、一般にプラスチックシンチレータは古くなると劣化して、光量が減少することが知られている。体積に比して表面積の大きい線材であるシンチレーティングファイバーは、特に劣化が早いと考えられる。本実験は少なくとも 3 年間に渡って行われるので、この期間ファイバーが十分な性能を維持しなければならない。そこで、神戸大学で事前に寿命や劣化の原因を調べ、経年変化による劣化の主原因が酸素によることを突き止めた [21]。このことから、酸素対策を施したファイバー「SCSF-78M 改良 11」を Kuraray 社と共同で開発し、本実験に使用している。

4.2 ファイバーシート

本実験では、荷電粒子の通過により発光するシンチレーティングファイバーを並べてシート状にし、飛跡の検出に用いている。このシートをシンチレーティングファイバーシート (以下、ファイバーシート) と呼ぶ。

ファイバーシートでは、ファイバーは 2 層積みに並べられている (図 4.3 参照)。この

2層俵積み構造を用いることにより、ファイバーシートを通過する荷電粒子は少なくとも2層どちらかのファイバーを光らせることになる。つまり、ファイバーを2層に重ねることにより粒子の検出効率を上げることが可能である。

ファイバーをシート状に固める際、表面をペイントでコーティングしているが、SFTにおける検出器部分と読み出し部分の間にあたる長さ80cmのライトガイド部分については、ペイントを施さずに曲げやすい状態にしている。ファイバーシートの概観を図4.4に示す。1枚のシートは上下層とも571本、合計1,142本のファイバーで構成され、その大きさは幅が約40cm、長さが370cmである。読み出し部分の反対側のファイバー端面は研磨後、アルミ蒸着することで反射光も得られるようになっている。

SFTでは、このファイバーシートを全部で240枚使用する。シートの製作は1998年7月からおよそ1年かけて神戸大学で行い[22]、製作後KEKで端面の研磨及びアルミ蒸着を施した後、品質検査、反射率測定を行った[23]。

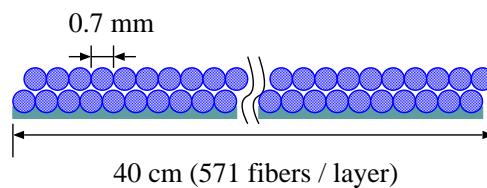


図 4.3: ファイバーシートの断面図

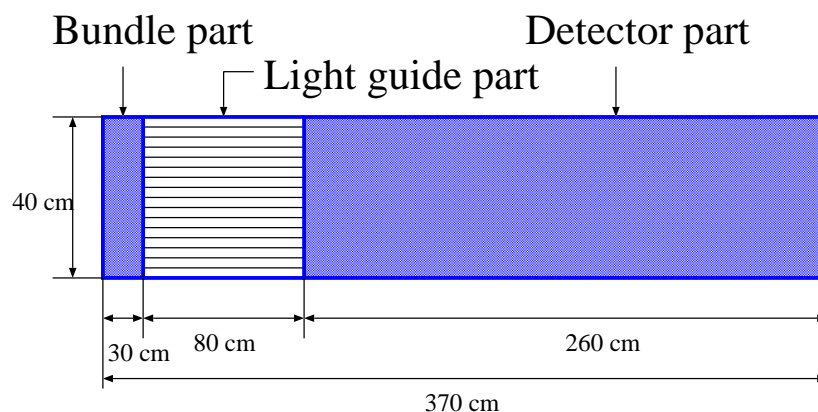


図 4.4: ファイバーシートの全体図

4.3 シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT)

4.3.1 装置の概要

SFT は、ファイバーシート 20 層の間にアルミ製水チューブを 19 層並べた構造になっている。図 4.5 に SFT の概観を示す。

ファイバーシートはコアが紙製のハニカムボード（大きさ 260cm×260cm ×1.6cm）の両面に 6 枚ずつ、ファイバー方向が直交するようにエポキシ系接着剤で貼り付けられており、これを SFT におけるファイバーシート 1 層とする（図 4.6 参照）。ボード両面のファイバーを直交させて配置し、さらにこのシートを複数層並べることにより、粒子の飛跡を 3 次元的に求めることが可能である。

ハニカムボードに接着したファイバーシートは、ニュートリノビーム方向を z 軸とする直交座標において、両面のファイバーがそれぞれ x 軸と y 軸に平行な向きになるように 20 層配置される。一方、ファイバーシートの各層の間に配置されるアルミ製水チューブは、ニュートリノビームに対する標的の役割を果たしている。アルミチューブの大きさは 241.7cm（長さ）×16cm（高さ）×6cm（幅）で、これを垂直方向に 15 個並べたものを 1 層としている。アルミコンテナは純水で満たされこの水がニュートリノの標的となるが、標的の物質として純水を使用しているのは、後置検出器であるスーパーカミオカンデ水チェレンコフ検出器の標的物質と同じものを使用することにより標的の核内効果と同じにし、系統誤差を抑えることを目的としている [13]。

本実験では、主にニュートリノと水の反応について研究するため、検出器における水以外の物質の物質量が相対的に小さいことが要求される。SFT における各物質の物質量を表 4.1 に示すが、この表から分かるように SFT では水が全体の物質量の 75% を占めている。

SFT では、シート両面のファイバーをそれぞれ一方の端から読み出すことにより、荷電粒子通過地点の実空間での x 、 y 座標を求めている。ファイバーからの読み出しシステム及び読み出し部分の加工については、次節以降で説明する。このような構造を持った SFT の性能は、飛跡の位置分解能が $250\mu\text{m}$ 、反応点の位置分解能については、 x,y 方向で 2mm 以下、 z 方向で 3.3mm である [24]。

表 4.1: SFT を構成する物質の物質量と割合

物質	物質量 [kg]	割合 [%]
水	367.6	74.9
アルミ	75.75	15.4
ハニカムパネル	30.41	6.2
ファイバー	13.57	2.3
エポキシ系接着剤	1.40	0.3
緩衝材	1.20	0.2
シート製作用ペイント	0.94	0.1
全体	490.57	100.0

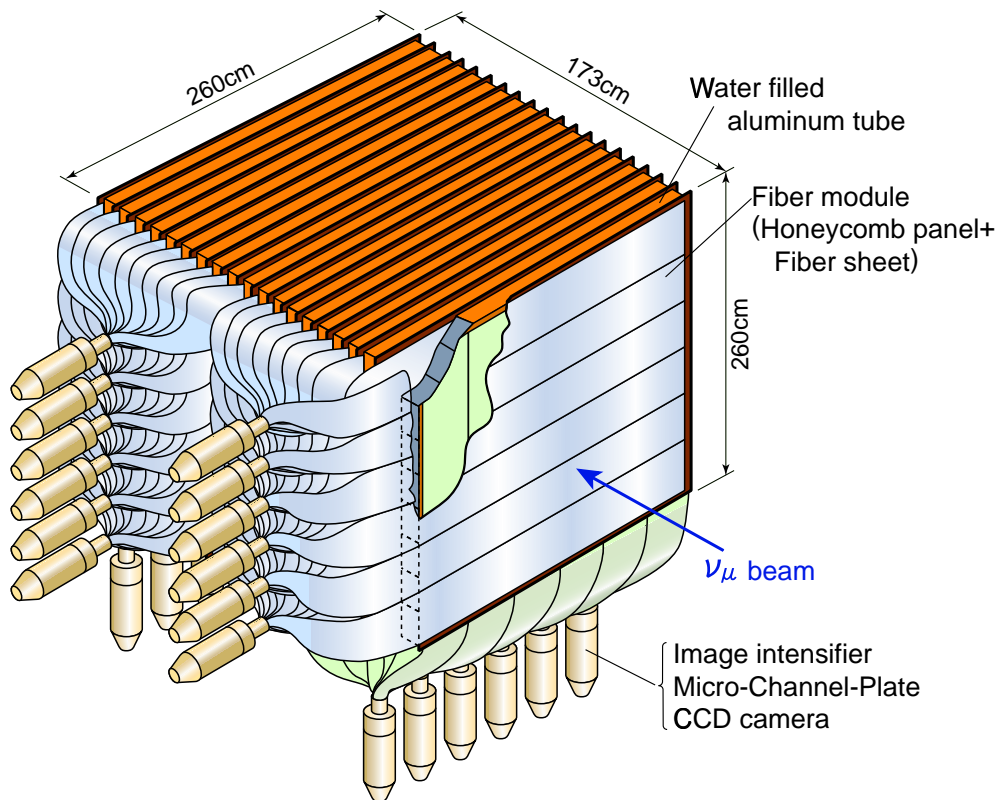


図 4.5: シンチレーティングファイバー飛跡検出器の概観

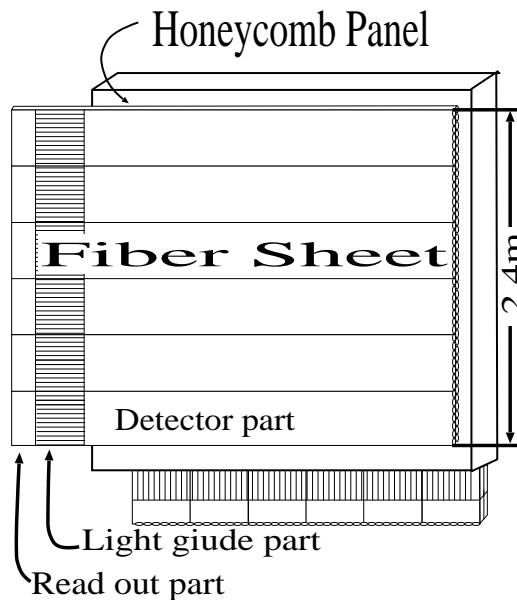


図 4.6: ハニカムボードの両面にファイバーシートを6枚ずつ接着する。ボード両面のシートはファイバーが直交するように配置される。

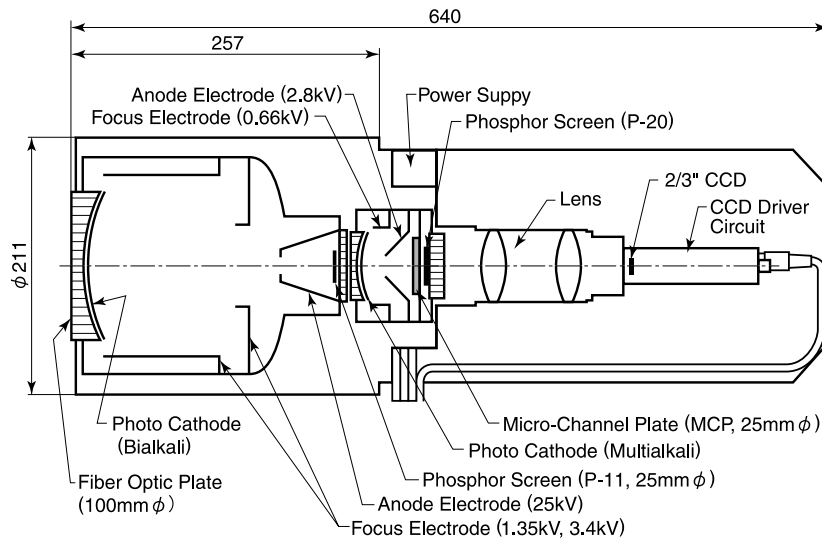


図 4.7: IIT-CCD チェーン模式図。前段の静電型 IIT、後段の MCP 型 IIT、光学レンズ、CCD カメラにより構成されている。

4.3.2 IIT-CCD チェーン

SFT では 24 本のイメージンテンスファイアチューブ (Image Intensifier Tube、以下 IIT) と CCD カメラを用いて、光ったファイバーの特定とその発光量の読み出しを行っている。この読み出しシステムを IIT-CCD チェーンと呼び、その模式図を図 4.7 に示す。

IIT-CCD チェーンは、2 種類の IIT と光学レンズ及び CCD カメラにより構成されている。以下で IIT の各部分について説明する。

* 前段：静電型 IIT

光電面に入射した光子の光電効果により発生した電子が真空チューブ内で印加電圧により加速され、蛍光面に衝突して増幅された光として取り出される。光電面にはバイアルカリが使用され、シンチレーティングファイバーからの光のピーク値である 430 nm の波長で入射する光に対して約 22 % の量子効率を持っている。増幅の利得については 10 倍程度に留まるが、高解像度、明暗の再現比率が良い、低雑音という利点が挙げられる。本実験で用いるタイプ (浜松ホトニクス社 V5502UX) は 100 mm ϕ の光電面に対して電子レンズの効果により、出力は 23 mm ϕ まで縮小される。

* 後段：MCP 型 IIT

真空チューブ内にマイクロチャンネルプレート (Micro Channel Plate、以下 MCP) を挿入することにより、位置情報を保ったまま電子のエネルギー及びその数を増倍させる。MCP は直径 10 μm 程度の多数の小さな穴を持つ厚さ約 1 mm の絶縁性のガラス板であり、穴の内壁に印加した電圧により 2 次電子を放出する。印加電圧は可変で $\sim 10^4$ まで利得を調節出来る。本実験では、浜松ホトニクス社 V1366GX を用いている。

光学レンズは IIT によって増幅された光の画像サイズを 1/3 に縮小し、CCD カメラの撮像面積内 (12.8mm×9.6mm) に収める役割を果たしている。

読み出し部分の CCD (Charge Coupled Device: 電荷結合素子) カメラ (浜松ホトニクス社 C3077) は 796×498 画素を持ち、1 画素は中心付近で前段 IIT 入力窓上の 165 μ m×200 μ m に対応している。

4.3.3 ファイバーバンドル

SFT の読み出しシステムについては前節で説明したが、幅 40cm のシンチレーティングファイバーシート 240 枚からの光を 24 本の IIT で読み取るには、わずか 10cm ϕ の IIT 光電面を有効に利用するためのファイバーシート読み出し部分の加工が必要となる。実際の SFT の読み出し面の様子を図 4.8 に示す。

加工方法は、まずファイバーシート (571 本×2 層) の読み出し部分を 79,105,121,130,136 本の幅に 5 分割し、シートを 5 枚重ねて同幅の読み出し部分をエポキシ系接着剤で接着する。この際、複数のシートを束ねたことによる粒子通過位置の誤認を避けるため、各シートの間には厚さ 200 μ m のアクリルフィルムが挿入されている。このようにして出来た束をファイバブロックと呼ぶ。このファイバブロック 10 個 (ビーム方向 10 層分) を組み合わせてアクリルフレームの治具で固定し、接着剤で固める (図 4.9, 図 4.10 参照)。このファイバブロックの束をファイバーバンドルと呼び、11420 本のファイバーで構成されている。ファイバーバンドルの表面は専用の研磨機で研磨されており、光の損失がないよう隙間なく IIT の光電面に接続されている。

このファイバーバンドルの構造は、本研究で行った SFT における解析手法の開発においても重要となる。

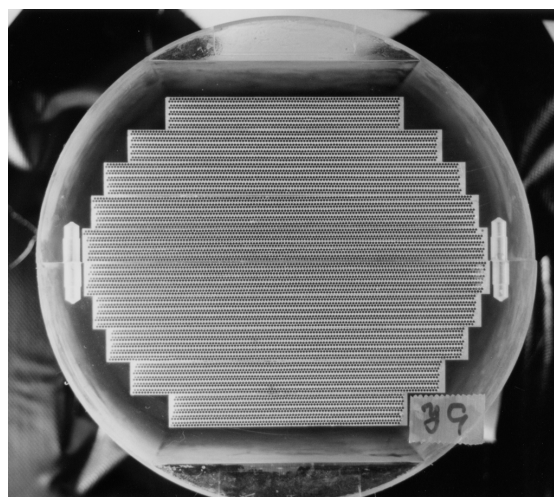


図 4.8: SFT の読み出し部分の様子

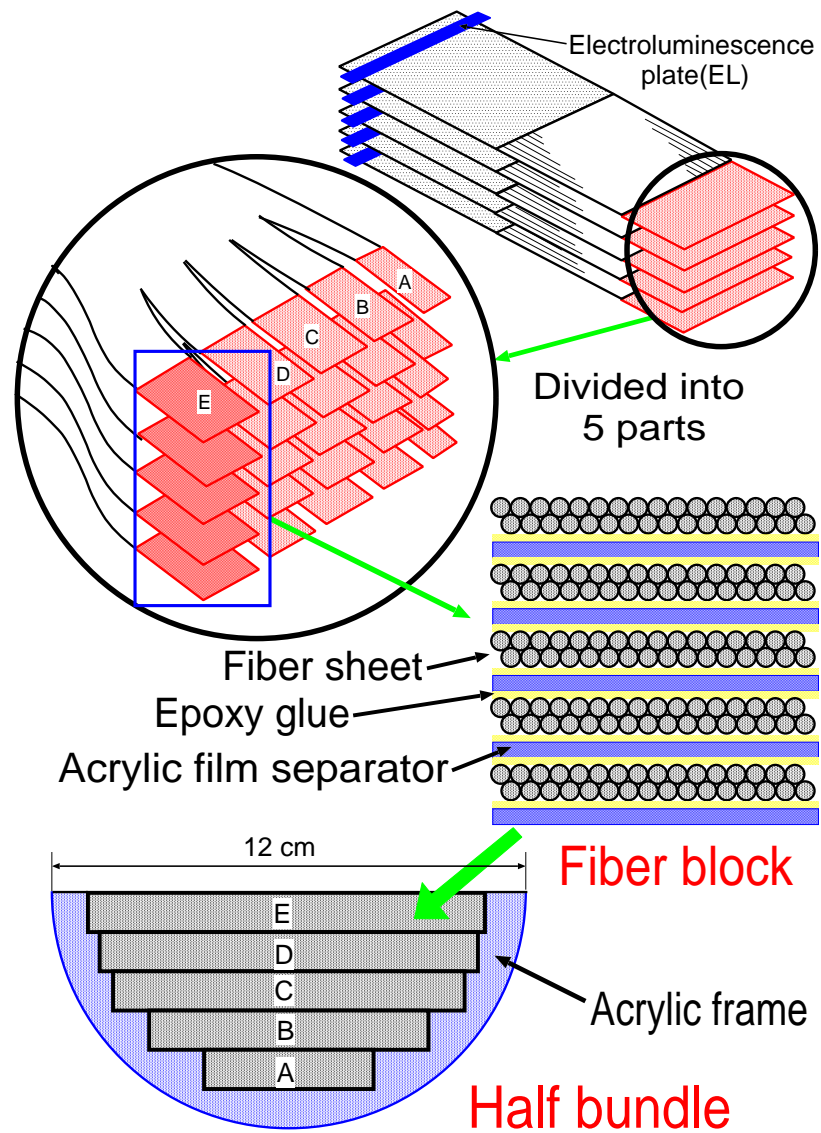
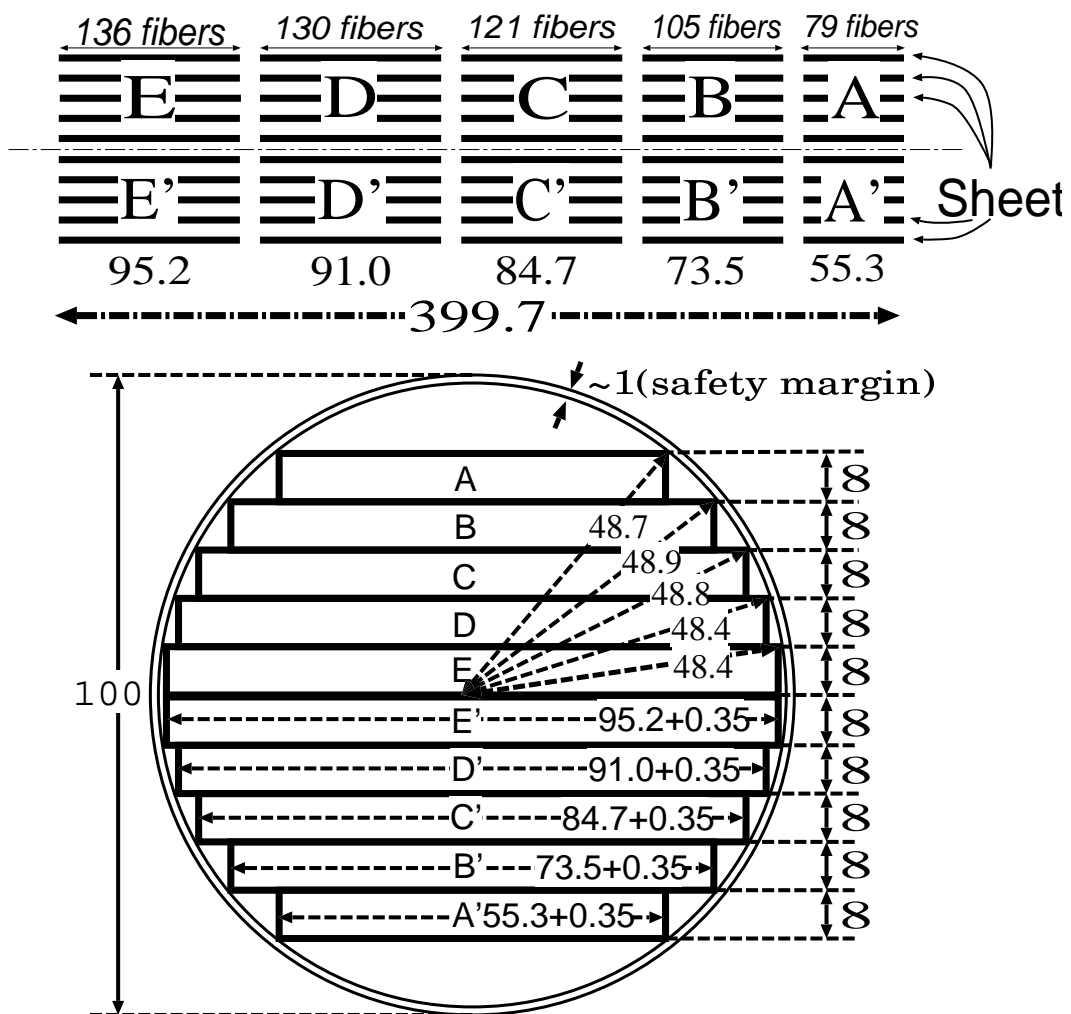


図 4.9: ファイバーストリップ及びファイバーストリップの製造過程を示した図。上記の半円形の亚克力フレームの治具を2つ組み合わせてファイバーストリップを作る。



One bundle contains 10 fiber blocks (A~E')

図 4.10: 製作されたファイバーバンドルの寸法。単位は全て mm。

4.4 ファイバー位置較正

前述のように、SFT では荷電粒子の通過による情報を HIT-CCD チェーンを用いてファイバーバンドル表面での光の位置と輝度として読み出す。したがって、粒子が通過したファイバーを特定するためには、バンドル上の各ファイバーと CCD 画面上の各座標との対応関係を正確に知っておく必要がある。この作業をファイバー位置較正と呼び、その精度は飛跡検出の精度に大きく影響してくる。本実験におけるファイバー位置較正は以下の手順で行われている。[25]

- ・ 特定のファイバーを光らせ、その CCD 座標を算出する。このとき光らせるファイバーを fiducial fiber と呼ぶ。
- ・ Fiducial fiber の位置から、その間にある他のファイバーの位置を内挿する。

俵積み 2 層からなるファイバーシートの片側の 1 層について 10 本ないし 20 本ごとに 1 本及びファイバーブロックの両端にあるファイバーを fiducial fiber に設定し、平坦で均一な面発光体であるエレクトロルミネッセンスプレート (Electro-Luminescence plate、以下 EL) と呼ばれる蛍光板を用いて図 4.11 のように照射することにより光らせている。

このようにして算出された CCD 画面上の各ファイバーの位置を用いることにより、CCD 画面上の輝度情報から実空間における荷電粒子の飛跡の再構成を行うことができる。

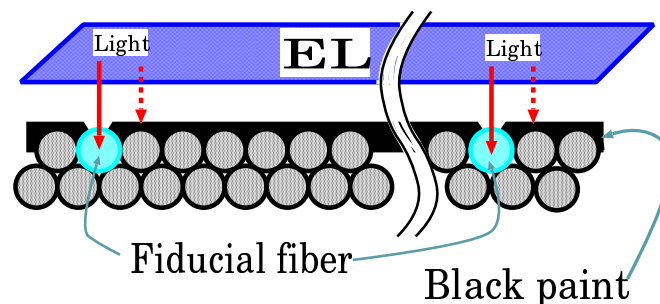


図 4.11: 本実験では特定のファイバー (fiducial fiber) を EL で光らせることによってファイバーの位置較正を行っている。EL を照射する側の層に黒ペイントを塗ることで遮光し、fiducial fiber の部分のみを剥ぎ取ることにより EL の光が入射するようにしている。

第5章 SFTにおけるヒット認識法

5.1 ヒット認識

本研究でいうヒット認識とは、SFTにおいて取得されたデータ、すなわち CCD 画面上の位置と輝度情報から荷電粒子の飛跡の再構成に必要なデータの抽出を行い、粒子の通過位置を特定することを目的とした解析処理を指す。

SFT ではヒット認識から得られた情報により飛跡の再構成を行うため、ヒット認識の精度が飛跡の再構成の精度に大きく影響する。すなわちヒット認識は SFT の精度を決定する大きな要因となる。したがって、SFT の信頼性を高めるためにはヒット認識を正確に行うことが重要となる。

本章では、このヒット認識において用いられる SFT からの取得データ及び現在の SFT の解析に用いられている認識方法、さらに本研究で開発を行った新しいヒット認識法について説明する。

5.2 取得データの処理

SFT により取得されるデータが CCD 画面上の位置と輝度情報であることは前章で述べた。CCD カメラからの信号は、CCD 画面の画素毎に Flash ADC(Analog to Digital Converter) モジュールを通して 8 ビット (=256 階調) の輝度情報として取り出され、CCG(Clock and Coordinate Generator : サンプル用クロック信号及び座標データ生成モジュール) により与えられる座標情報と共に一旦 FIFO(First In First Out) メモリーに記憶された後、ワークステーションへ送られる (図 5.1 参照)。この取り出された信号に対して、CCD 画面上の光っている画素 (以下、ピクセル又は pixel) の情報だけを残し、更にある閾値以上の輝度を持ったピクセルの情報のみを読み出す処理をハードウェアで行っている。この閾値については、ノイズの生成数に対する評価を行った上で、その生成頻度がほぼ一定になる値を最適値として IIT ごとに設定している [26]。

本研究ではソフトウェアにおける処理のみを扱うので、上記の処理を行った後のデータを取得データとして取り扱うことにする。

ハードウェア処理後の取得データを用いた場合の各 IIT 毎の CCD 画像は図 5.2 の様に見える。更に詳しく見るために 1 本の IIT に注目し、CCD カメラからの光の分布とファイバー位置較正により得られた各ファイバーの位置を重ねて表示したものが図 5.3 である。これらから、SFT から得られる光の分布は光ったピクセルの集合になっていることが分かる (図 5.4 参照)。この光ったピクセルの集合をクラスターと呼ぶ。

SFT におけるヒット認識とはクラスターを正確に認識し、このクラスターから更に荷電粒子の通過に起因するものをヒットとして選び出す解析処理である。

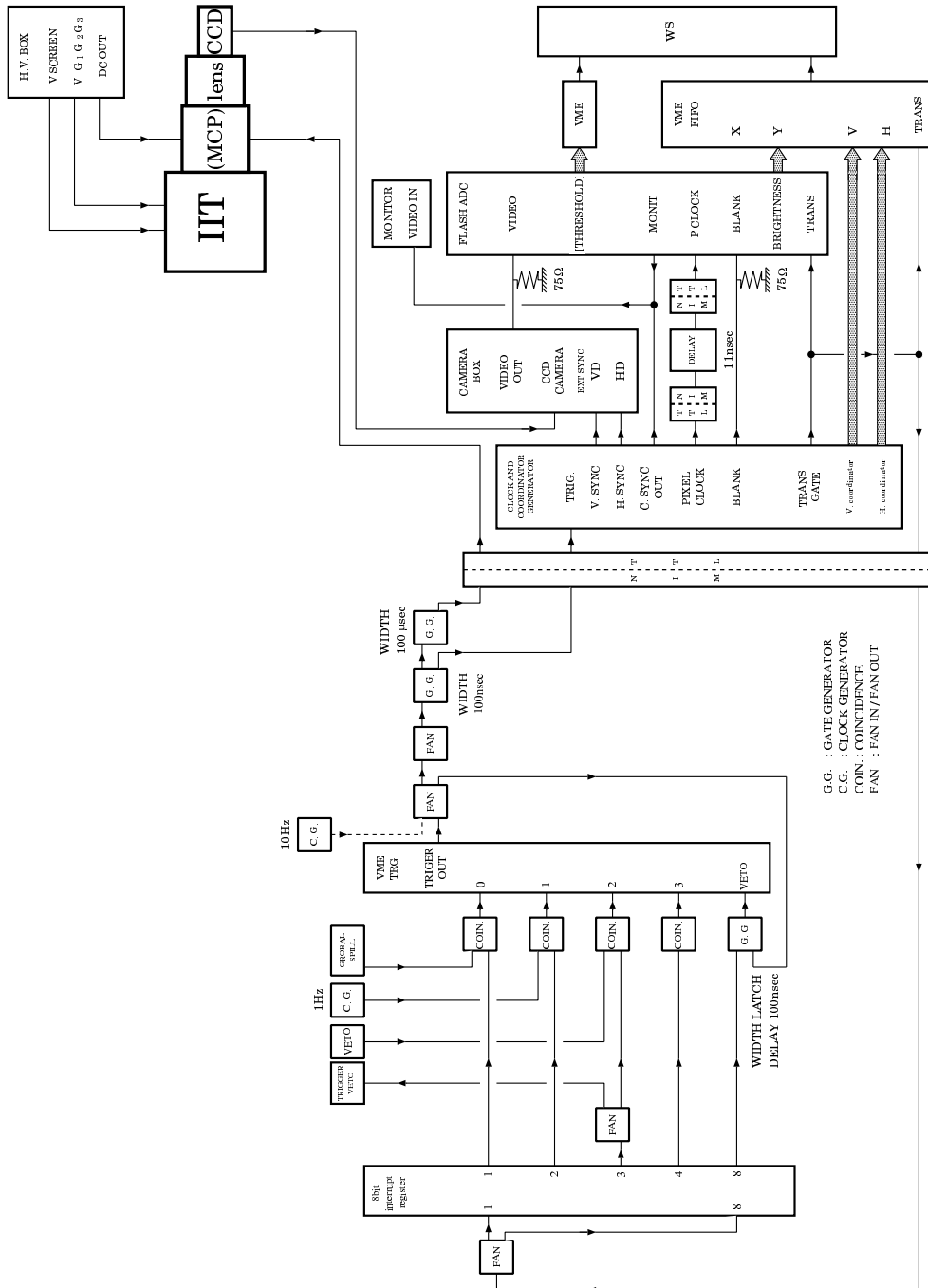


図 5.1: SFT におけるデータ取得セットアップ

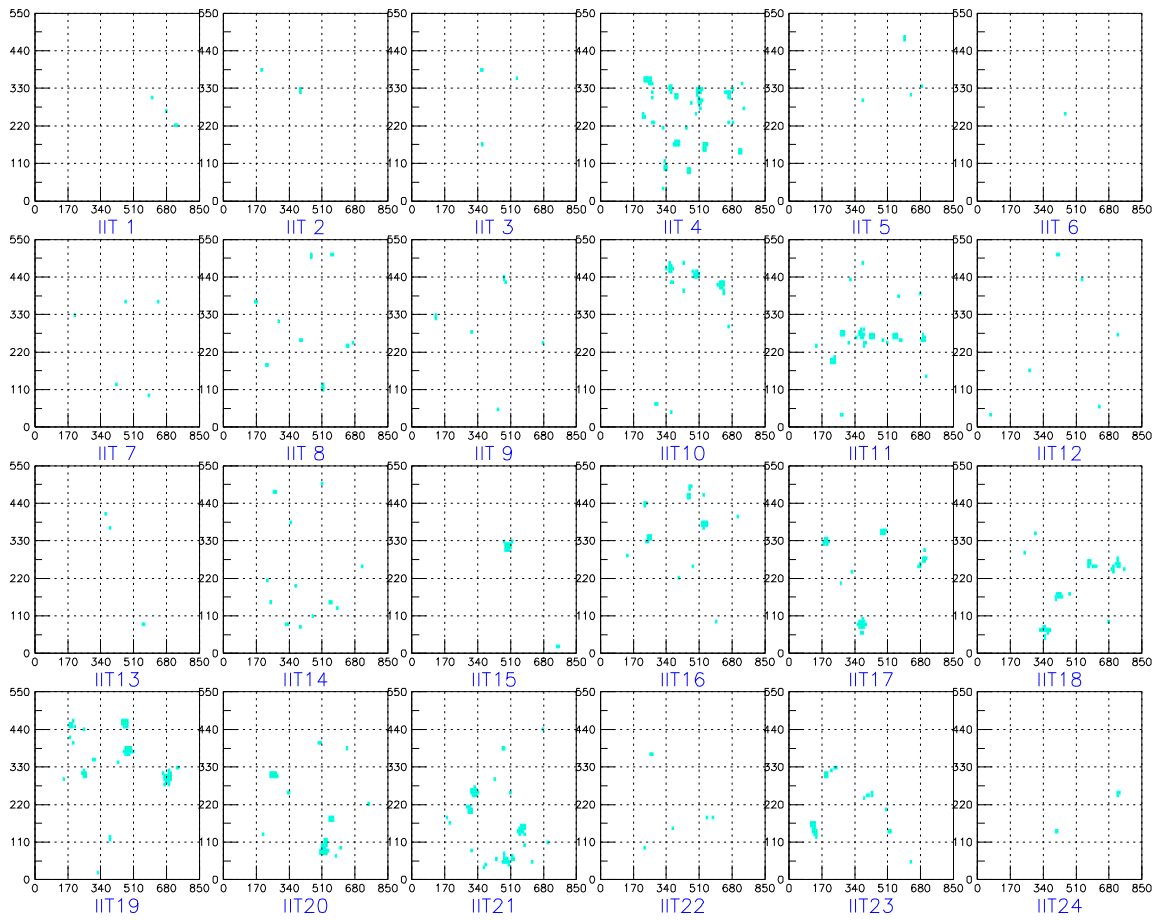


図 5.2: IIT 全 24 本についての CCD 画像の様子。横軸及び縦軸はそれぞれ CCD 画面における x 座標、y 座標である。CCD カメラから光を感知した部分が画面上で青く示されている。

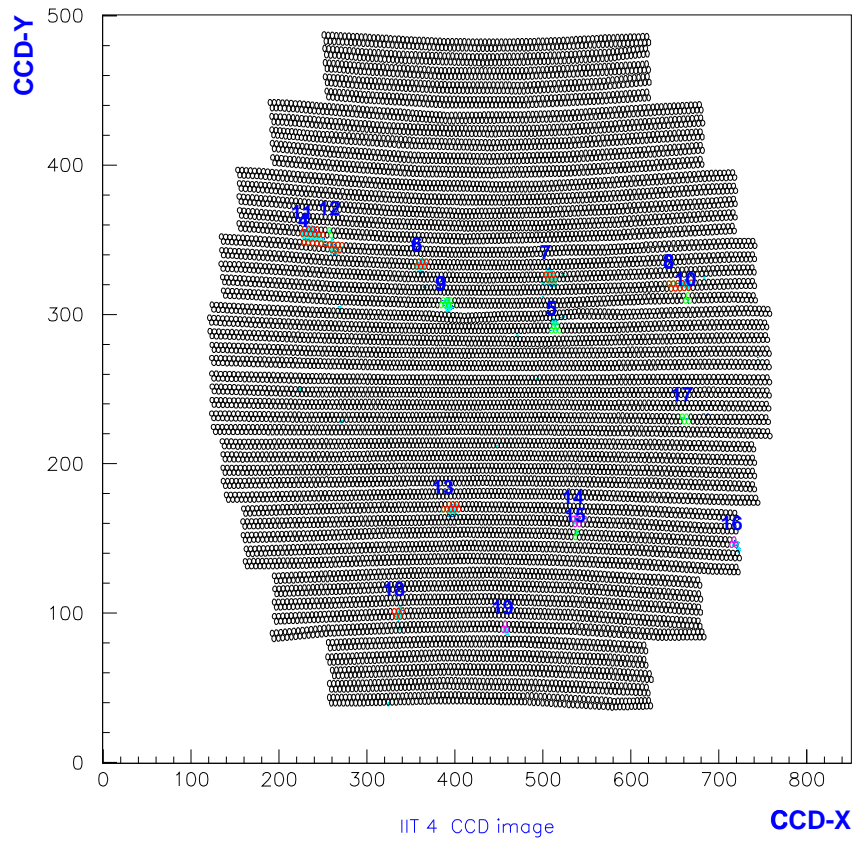


図 5.3: 1本のIITに対するCCD画像の様子。黒い線で描かれた円はファイバー位置較正により求められたファイバーの位置、青く示されている部分は光の分布を表している。

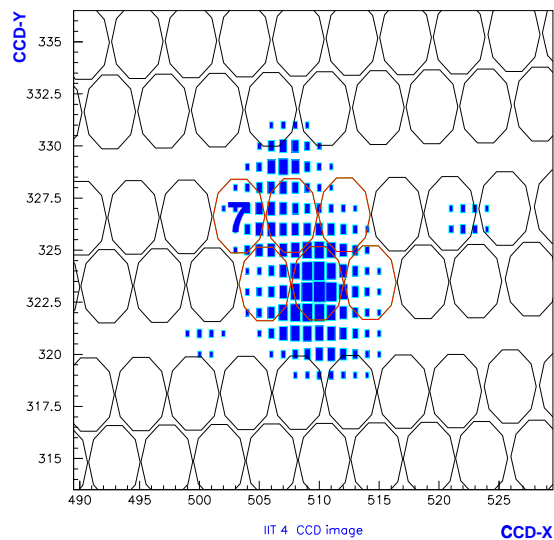


図 5.4: 上図 5.3 における典型的な分布の拡大図。このような光ったピクセルの集合をクラスターと呼ぶ。

5.3 現行のヒット認識法とその課題

現在、SFT の解析において用いられているヒット認識法は、大きく分けて6つの段階の処理を行っている。以下にその流れを示す。

1. 1pixel フィルター

荷電粒子の通過による信号は、図 5.4 のように光ったピクセルの集合に見える。しかし、取得データには CCD 画面上のある 1つのピクセルのみが光っている信号も含まれ、これはデータ取得の際の電氣的なノイズであると考えられる。このような信号を除去する役割を果たしているのがこの 1pixel フィルターである。

2. ピクセルクラスター認識

光ったピクセルの集合をクラスターと呼ぶことは先に述べた。SFT では後述するファイバークラスターという概念があるため、この光っているピクセル集合を特にピクセルクラスターと呼んでいる (図 5.5(b) 参照)。

3. ヒットファイバー認識

ファイバー位置較正により求められた CCD 画面上のファイバー位置の内部に光っているピクセルを持つものをヒットファイバーと呼ぶ (図 5.5(b) 参照)。このヒットファイバー認識によって光ったファイバーを特定する。

4. ファイバークラスター認識

ヒットファイバーの集合をファイバークラスターと呼ぶ (図 5.5(b) 参照)。隣接したファイバーも同時に光っている場合、これらは一つの集合と考えられるため、ヒットファイバーの情報からそれぞれのヒットを構成するファイバーの集合を認識する。

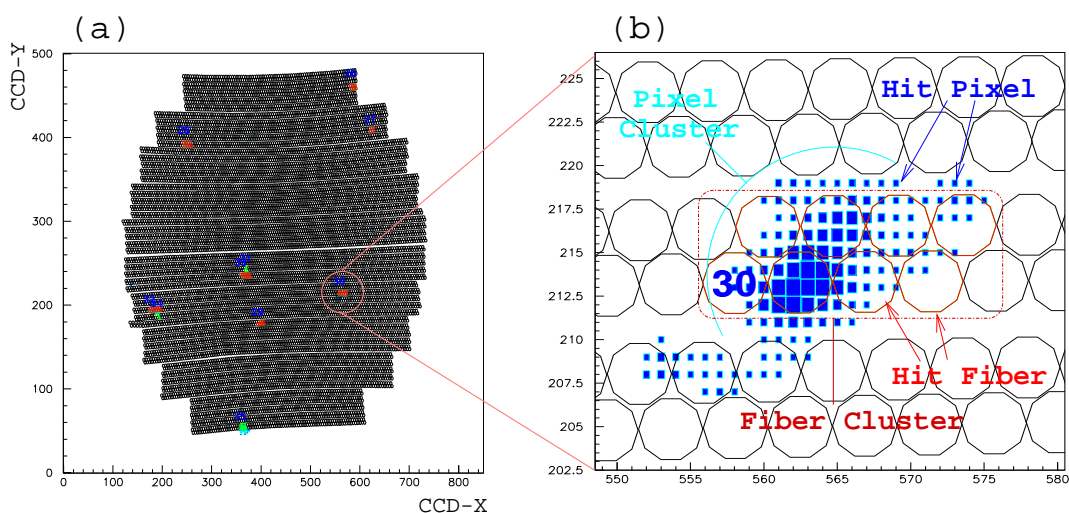


図 5.5: (a) 宇宙線によるヒットの CCD 画面上の様子。 (b) 典型的なヒットの拡大図。

5. フェイクヒットフィルター

本来、荷電粒子の通過による光であれば CCD 画面上のファイバー位置のみが光るはずであるが、実際はそれよりも広がって見える。CCD 画面の上下方向に広がった場合、ヒットがないはずの層にヒットを認識してしまうことになる。これを防ぐために上下に浸み出した光の情報を取り除いている。

6. ノイズフィルター

2層俵積みのファイバーシートにおいて、荷電粒子は上下2本のファイバーを通過するはずである。この条件を信号に課するのがノイズフィルターであり、ファイバークラスタに対して、隣接する上下2層のファイバーが光っている場合にのみヒットと認識する。

現行のヒット認識法によって選択されたヒットの集団は、現在ノイズを多く含むという問題を抱えている。これは、現行の方法がクラスタの構造、すなわちクラスタ内の輝度分布を詳しく検討せずにヒットを決定している事の一つの要因がある可能性が考えられる。現在ノイズとして認識されているクラスタを輝度情報を扱うことにより分離出来るならば、現行のヒット認識法が検出器の性能を最大限に引き出せていないことになる。

そこで、本研究では現行のヒット認識において殆んど用いられていない輝度情報に注目した新しいヒット認識法の開発を行い、検出効率を落さずにより多くのノイズを正確に取り除くための解析手法について研究を行った。

5.4 ヒット認識法の開発

本研究では、現行の認識法とは異なる2種類のヒット認識法についての研究を行った。以下にその解析手順を示す。

- * 電気ノイズフィルター (1pixel and Line)
- * ファイバーシート位置認識
- * クラスタ認識 (生輝度法、二階微分法)
- * フェイクヒットフィルター

新しい2種類のヒット認識法において異なる処理は、クラスタ認識の方法のみである。これら各過程の具体的な処理方法については次節以降で説明する。図5.6は現行のヒット認識法及び新しいヒット認識法の処理手順を示したものである。新しいヒット認識法では、クラスタ認識及びフェイクヒットフィルターの処理過程において輝度情報を利用している。

現行のヒット認識法では、ピクセルクラスタ認識を行った後、光ったピクセル位置をファイバー位置較正から得られた CCD 画面上のファイバーの位置と対応させた上で、ヒットファイバーの情報をを用いてヒットの認識を行っている。つまり、CCD 画面の輝度情報をファイバー毎の輝度情報に置き換えるという、ヒット認識段階でのファイバー位置情報

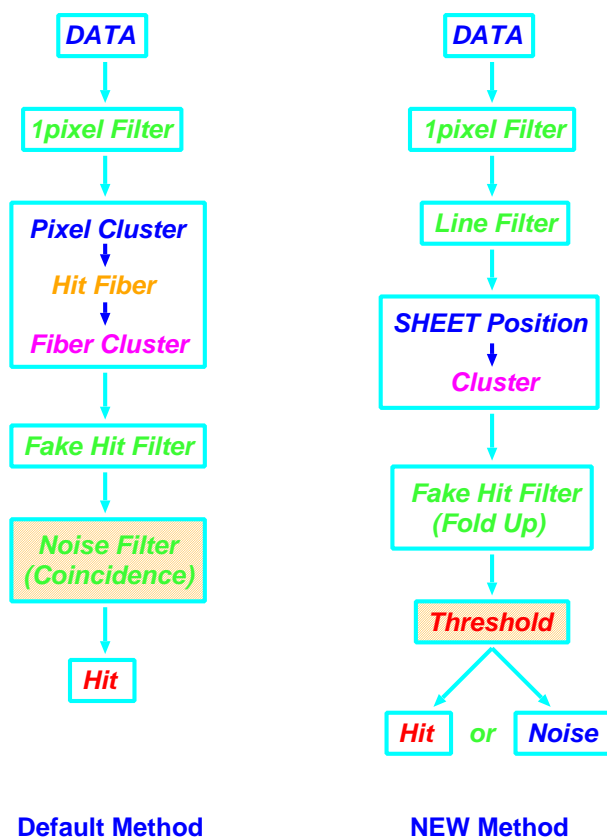


図 5.6: 現行のヒット認識法 (左図) ではファイバークラスターの認識後、隣接する俵積み上下層のファイバーヒットを要求するノイズフィルターによりヒットの抽出を行う。一方、新しいヒット認識法 (右図) ではクラスター認識後、閾値を設定することによりヒットとノイズの分離を行っている。

の利用を行っている。それに対して、本研究で行ったヒット認識法では、CCD 画面上のファイバー位置情報を CCD 画面上におけるファイバースシート位置認識に用いているのみである。

また、ヒットとノイズの分離の方法として、現行の認識法ではヒットファイバーが俵積み上下層に隣接していることを要求するノイズフィルターを課すことにより、ヒットの抽出を行っている。一方、新しいヒット認識法では、認識したクラスターに対して閾値を与えるという方法を用いてヒットとノイズの分離を行っている。この方法による利点として、ノイズフィルターのような全ての IIT に対して同じ条件を設定するのではなく、各 IIT の個性に合わせた閾値を与えることによりそれぞれに対して適切な処理を行うことが可能であるということが考えられる。実際、24 本の IIT はそのゲインなどの性質において個性を持っている。各々の個性に合わせた閾値でヒットの分離を行うことにより、より正確なヒット認識を実現できる可能性が予測される。

5.4.1 ノイズフィルター

現行のヒット認識法の説明でも述べたように、取得データに含まれる 1pixel のみが光っている信号はデータ取得の際に入ってきた電氣的なノイズと考えられる。そこで、本研究で開発を行ったヒット認識法においてもこの 1pixel ノイズフィルターを用いている。

さらに、取得データの中には幅 1pixel で CCD 画面の x 方向に数 pixel に渡り繋がったクラスターが見られる。これは電氣的なノイズの特徴的な分布であり、信号の読み取りが CCD 画面の x 方向に行われていることに起因している。荷電粒子の通過による光は少なくともファイバー直径程度の広がりを持つため、y 方向の幅が 1pixel というのは荷電粒子による光の分布では考えにくく、これを電氣的なノイズとして落すことは正確なヒット認識をする上で効果的である。新しい認識法では、このような信号を取り除いた上で解析処理を行っている (Line ノイズフィルター)。

5.4.2 ファイバーシート位置認識

荷電粒子の飛跡を再構成するためには、CCD 画面上の光った位置を認識し、粒子が通過したファイバーを特定しなければならない。このとき、ファイバーからの光が光ったファイバーの位置のみに分布していれば問題にならないが、実際には図 5.4 のように数本のファイバーに渡って広がりを持っているのが典型的な光の分布である。

現行のヒット認識法ではファイバークラスターの認識後、輝度で重みをつけて重心を算出し、CCD 画面上の重心位置を内部に持つファイバーを特定することにより、実空間における荷電粒子の通過位置を求めている。このことから、現行の認識方法により得られる認識精度は、CCD 画面上の x,y どちらの方向についてもファイバー 1 本分の精度であることが分かる。

ヒット認識に求められる CCD 画面上における精度は、x 座標についてはファイバー直径程度 (700 μ m, CCD 画面上ではおよそ 5pixel [27]) の精度があれば良いと考えられる。一方、y 座標に対する精度としては、実空間において光ったファイバーがある層を間違えない限り本質的な問題はない。つまり、現行の方法で求められるファイバー直径相当の精度は必要とせず、4.3.3 節で説明したファイバーストリップの形状を考えると、CCD 画面において 50 枚あるシートのうち何番目のシート位置が光ったかを特定出来れば良いことになる。そこで、新しいヒット認識法では個々のファイバーとの対応は行わず、CCD 画面上におけるファイバーストリップ位置の認識を行っている。[28]

実際にはファイバーストリップの位置ではなくファイバーストリップの切り分け位置 (以下、セパレータ位置) を認識することになるが、そのときに用いるのがファイバー位置較正により得られた CCD 画面上の各ファイバー中心の位置である。この中心位置から各シートの積層の上下層について中心線を求める。得られる中心線は各ファイバーをつなぐ折れ線になっている。1 本の HIT に取り付けられたファイバーストリップには 50 枚のシートがまとめられており、各シートに対して積層の 2 層分の中心線を求めるので、1 つの CCD 画面には 100 本の中心線が引かれることになる。この中心線について、図 5.7 に示すようにセパレータを挟む 2 本の中心線の中央をセパレータ位置とする。この方法により求められたセパレータの位置をファイバー位置とともに示したのが図 5.8 である。新しいヒット認識法では、このセパレータ線に挟まれた空間を CCD 画面上におけるシート位置と認識する。

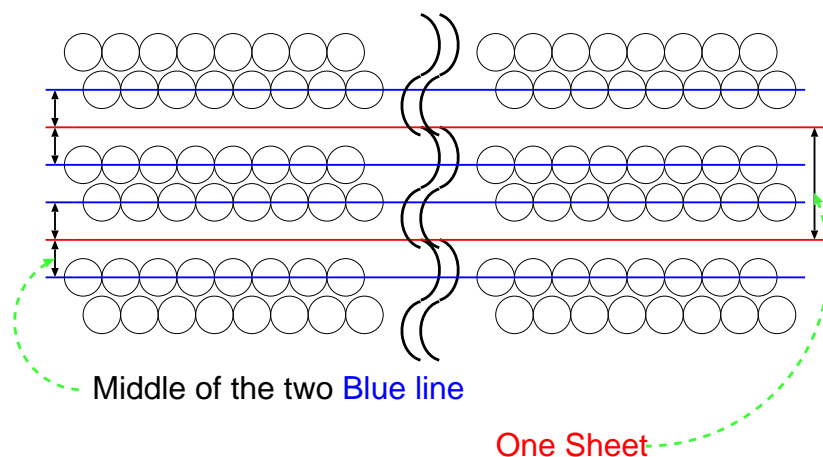


図 5.7: セパレータ位置の認識方法。各ファイバーの中心位置から内挿した中心線 (青線) を引く。隣接するシートの俵積み上下層の中心線に対し、その中間位置をセパレータの位置 (赤線) とする。新しいヒット認識法では、2本のセパレータ線に挟まれた空間をシートと認識する。

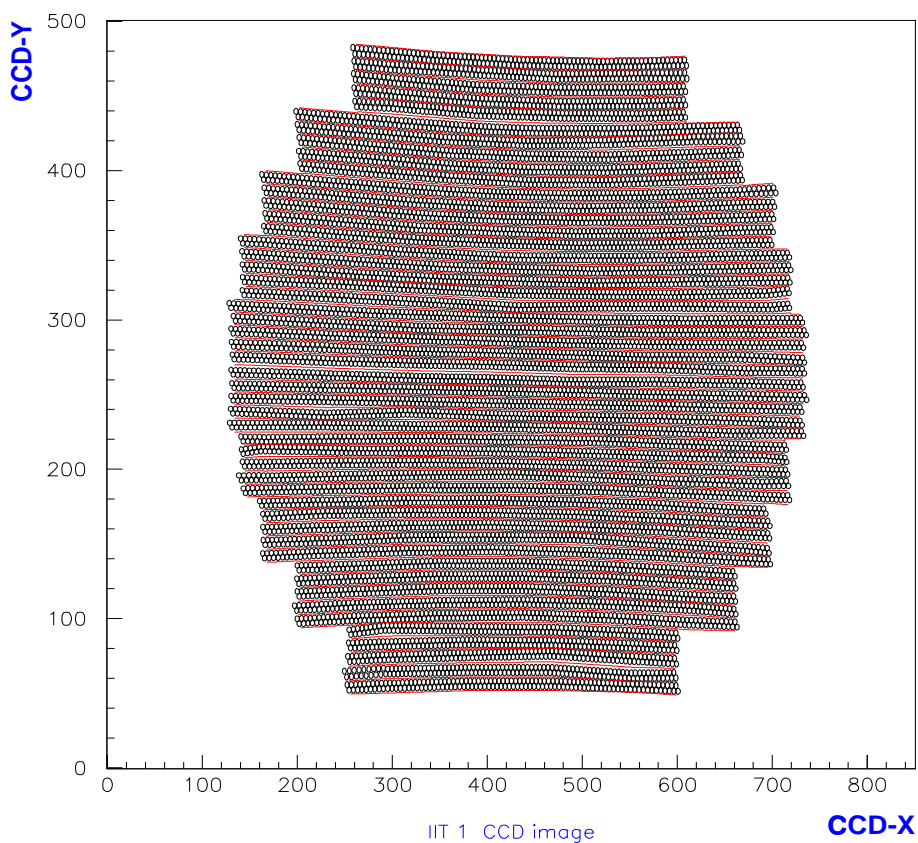


図 5.8: CCD 画面上のファイバー及びセパレータの位置。赤で示した線が認識されたセパレータの位置を表している。

5.4.3 クラスタ認識

本研究では、クラスタの認識方法として2種類の方法の開発を行った。各々の詳細については5.5節及び5.6節で説明するが、ここでは2つの方法に共通した内容についてのみ触れておくことにする。

新しいヒット認識方法の特徴は、セパレータ位置の認識を行い、輝度情報を CCD 画面の x, y 座標ではなくシートと x 座標の情報として取り扱う点である。クラスタ認識では、取得データからの輝度情報を CCD 画面上のシート位置と x 座標に対する情報として処理し、この情報を用いてクラスタの認識を行っている。

輝度情報の処理の仕方は各々の方法で異なるためここでは言及しないが、どちらの方法も CCD 画面上のシート位置と x 座標毎の輝度情報を用いて解析を行っている。

5.4.4 フェイクヒットと畳み込み

本来、荷電粒子の通過によって光ったファイバーからの信号は CCD 画面上におけるファイバー位置にのみ現れるはずであるが、実際はそれよりも広がって分布していることは先にも述べた。このにじみが CCD 画面上のファイバーバンドルの同一シート(横方向)に広がっている場合は大きな問題にはならないが、セパレータ位置を挟んで上下方向ににじんだ場合には、ヒットがないはずの層にヒットを認識してしまうことになる。この様子を示したのが図 5.9 である。図を見ると分かるように、輝度分布をとると、本来ヒットがあると思われるシート以外に、光が広がった上下のシートにもヒットがあると認識してしまう。これをフェイクヒットと呼んでいるが、フェイクヒットはノイズを増やす原因となるため避けなければならない。そこで、新しいヒット認識法ではフェイクヒットフィルターとして畳み込みという方法を用いている。

荷電粒子の通過によりファイバーが光った場合、CCD 画面の y 座標を考えるとシート位置認識で求めた2本のセパレータ位置間の中央部分に輝度の高いピクセルが分布すると考えられる。図 5.9 の右図の輝度分布に置き換えると、分布の真中に最大値を持ったシートに粒子が通過したことになる。逆に、セパレータ位置に輝度の最大値があるシートは粒子が通過したと考えるべく、隣りのシートからの浸み出しと解釈するほうが適当である。そこで、新しい2種類のヒット認識法では、 y 座標方向への射影を行った輝度分布がセパレータ位置で最大になるクラスタをフェイクヒットの候補とする。このようなクラスタが見つかった場合に、以下の条件により畳み込みを行うかどうかを判断する。

CCD 画面上で、フェイクヒット候補のクラスタが存在するシートと隣り合う上下方向のシートについて、 x 方向の同位置にクラスタが存在する場合に、その射影分布を調べる。この輝度分布が、畳み込まれるべきクラスタと接するセパレータ位置に値を持ち、かつそのピークがシート中央部に存在する場合にのみ浸み出しと判断し、このフェイクヒットの情報を本来光ったと思われるシートのクラスタに加える。この処理を畳み込みと呼ぶ。畳み込みを行うことにより、輝度分布が広がりを持つことによるフェイクヒットの形成を防ぎ、さらに粒子の通過によるクラスタの情報を正確に捉えることが可能となる。

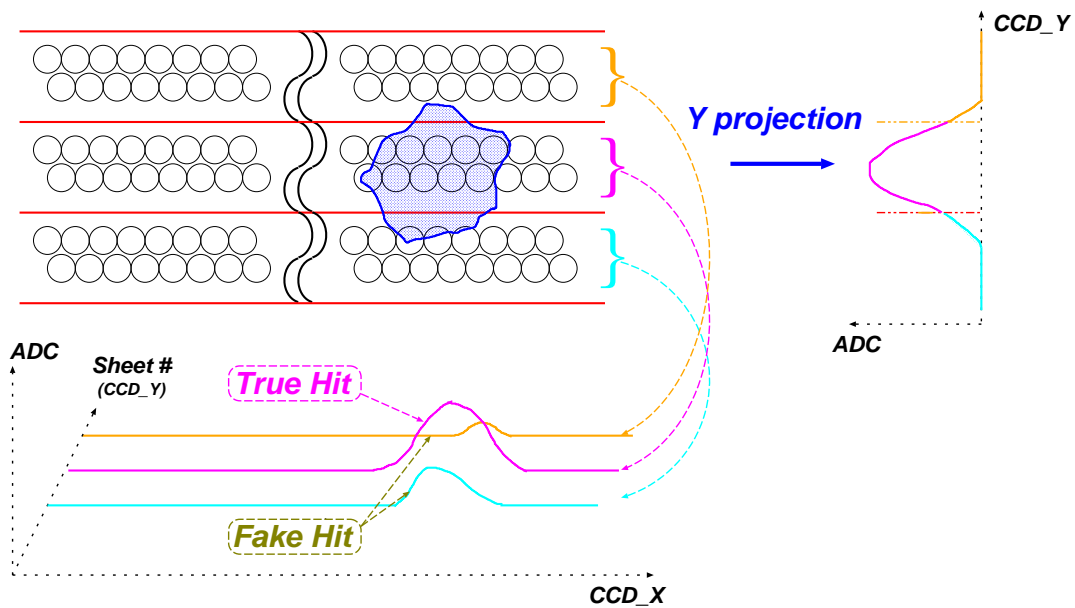


図 5.9: フェイクヒットの形成。典型的なクラスターに対し、各シート毎の輝度分布(下図)をとると、本来ヒットがあると思われる真中のシート以外に上下のシートにも分布が現れ、ヒットと認識してしまう。このようなヒットをフェイクヒットと呼ぶ。クラスター内の輝度について y 方向に射影をとる(右図)。ヒットがあると思われるシートでは中心部に輝度のピークがあるが、浸み出しによると思われるヒットではセパレータ位置に最大値を持つ。

5.5 生輝度を用いたヒット認識法

この節では、本研究で開発を行ったヒット認識法の1つである生輝度を用いた認識方法について説明する。クラスター認識の際に、CCD画面上の輝度情報をシート番号と x 座標毎の情報として扱うことは 5.4.3 節で述べた。生輝度を用いた認識法における輝度情報の具体的な処理は、以下のように行っている。

5.5.1 クラスター認識方法

シート位置認識により求められたセパレータ位置を用いて、2本のセパレータ線に挟まれた領域を CCD 画面上におけるシート位置と考える。生輝度を用いる認識法ではシートの各 x 座標について順次、シート下端から上端の範囲における輝度の最大値を求め、これを輝度情報として扱う(図 5.10 参照)。

求められた輝度を用いてクラスター認識を行うが、その方法として各シートに対して x 方向に輝度を読み取っていく。このとき、図 5.10 に示すように連続して輝度が値を持つ領域を1つのクラスターと認識し、全シートについてこの処理を行う。現行の認識法では、隣接したヒットファイバーの集合をクラスターと認識するため、図 5.11 のような光の分布

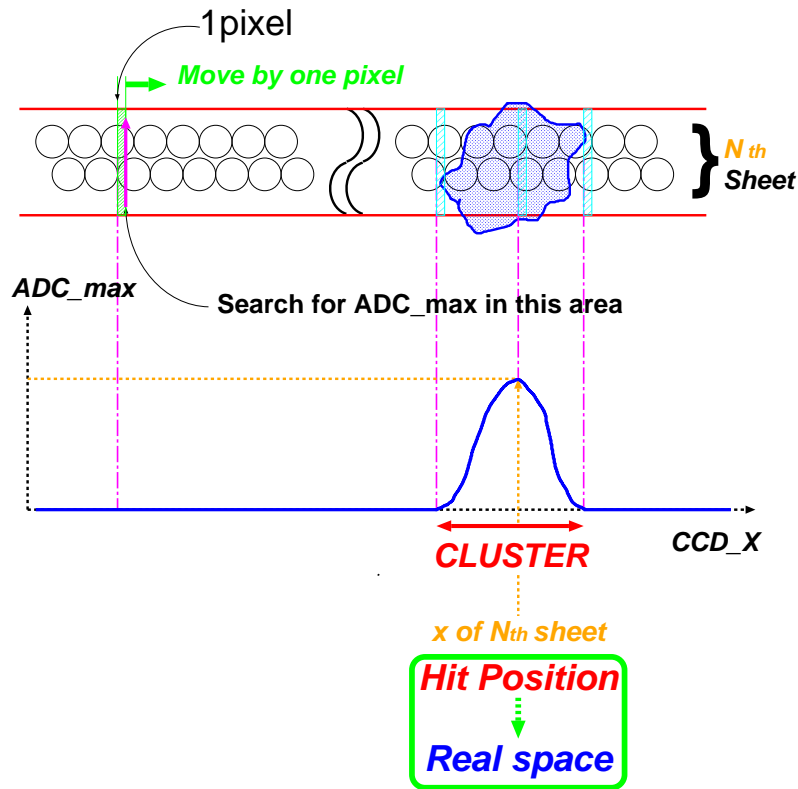


図 5.10: シート位置認識により求められた 2本のセパレータ位置 (赤線) をシートの上下端とし、各 x 座標に対してシート内の y 方向に最大値を探す。この値をそのシート及び x 座標に対する輝度とし、シート内で輝度が連続して値を持つ領域をクラスターと認識する。

は 11 本のヒットファイバーにより構成された 1 つのクラスターと認識される。一方、生輝度を用いた認識法では、 x 方向に 1pixel 幅の輝度情報を扱うため輝度分布が 1pixel でも途切れれば分離して認識することが出来る。したがって、現行の方法では 1 つと認識してしまう図 5.11 のようなクラスターを 2 つに分割して認識する事が可能であり、このことは正確なクラスター認識を行う上で重要な処理方法となる。

クラスター認識の際、クラスターの情報として CCD 画面上の位置情報を求める。 x 座標については、図 5.10 のような輝度分布に対してそのピーク位置の座標を CCD 画面上のクラスターの x 位置と定義する。 y 方向については、5.4.4 節で扱った y 方向の射影輝度分布 (図 5.9 の右図参照) を用いることにより位置を求める。実際にはフェイクヒットフィルターの前段階においてクラスター認識を行うので、ここで求めた射影分布を畳み込みの条件として用いることになる。この輝度分布のピーク位置をクラスターの y 座標として扱うことにより CCD 画面上におけるクラスターの位置を求め、この情報から荷電粒子が通過した実空間上の位置を知ることが出来る。

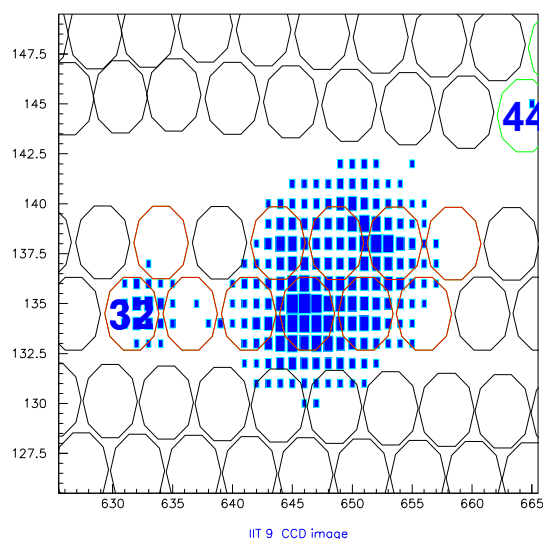


図 5.11: 現行のヒット認識法ではヒットファイバー (赤で示されたファイバー) の集合をクラスターと認識するため、このような分布は 1つのクラスターと認識される。一方、新しい認識法ではピクセル単位での認識を行うため、この分布を 2つのクラスターに分離して認識することが出来る。

5.5.2 ヒット認識のための閾値指標の決定

SFT におけるヒット認識とは、荷電粒子の通過による信号とそれ以外の原因による信号をヒットとノイズとして分離する解析処理と言い換えることが出来る。このことから、認識されたクラスターの中からどのような方法を用いてヒットを分離するかが重要となるが、現行のヒット認識法ではノイズフィルターでヒットファイバーが少なくとも俵積みの上下層に隣接することを要求し、この分離を行っている。一方、本研究で開発を行った新しいヒット認識法ではこのフィルターを用いず、ヒットとノイズを分離する閾値を与えることによりヒットの抽出を行っている。この場合、閾値に対するいくつかの物理量が考えられるが、本研究ではどの指標を用いることにより正確なヒット認識を行うことが出来るのかについても研究を行った。

クラスターの持つ情報としてその位置は勿論、光の分布も重要となる。分布について考えられる指標として、クラスターの明るさと広がり挙げられるが、本研究ではクラスター内で最も光っているピクセルの輝度情報、クラスター内の全輝度情報を足し上げた値及びクラスターを構成しているピクセルの数に注目した。クラスター認識の際には、これらの指標に対する値も同時に求めている。新しいヒット認識法では、前述の方法で認識したクラスターに対して 5.4.4 節で説明したフェイクヒットフィルターによりフェイクヒットの除去及びその情報の真のヒットへの畳み込みを行っている。したがって、各指標の比較はこのような処理後のクラスターに対して行っている。

ヒット認識法において最も理想的な閾値指標は、ヒットとノイズの各集団が互いに異なる領域に分布している物理量である。しかし、実際には確実にヒットとノイズを分離出来

ALL Cluster RESIDUAL

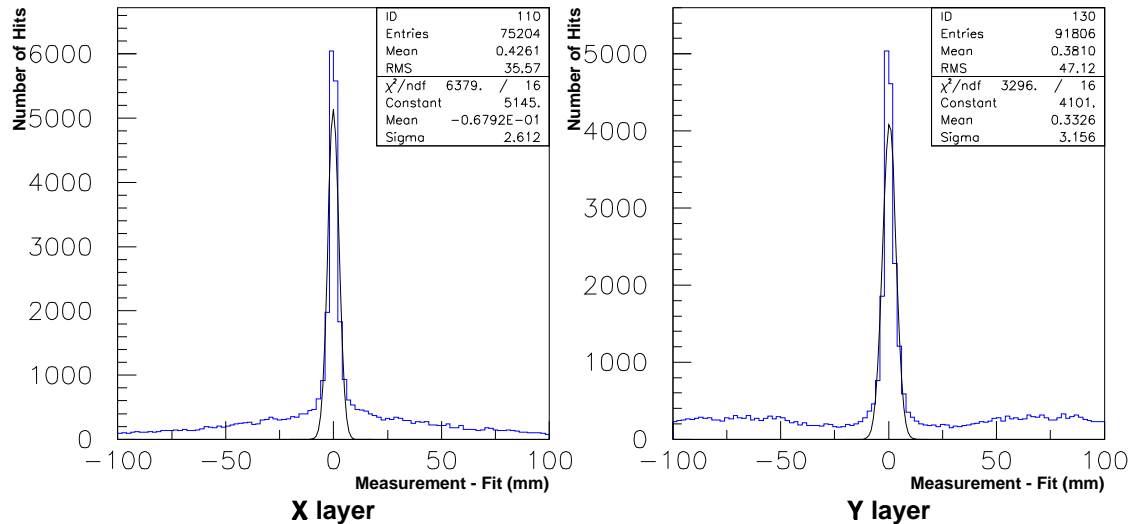


図 5.12: 生輝度を用いたヒット認識法によるクラスターに対して、トラックからの距離分布を表している。図はそれぞれ、SFTのX方向(IIT1~12)及びY方向(IIT13~24)に対しての分布である。この分布から求められる 4σ の範囲をトラック領域と定義する。但し、ここで用いるトラックとは現行の認識法により求められたトラックである。

る物理量が存在することは少なく、2つの分布領域の区別が容易な指標を選択することが要求される。そこで、3種類の指標、最大輝度、全輝度及びピクセル数について、ヒットの集団とノイズの集団に対する分布の相違を調べることにする。

まず、ヒット及びノイズの集団を選び出す必要がある。その方法として、SFT20層を貫通した宇宙線イベントを用いた。このようなイベントのうちSFT内のトラック数が1本のみのイベントを選べば、トラック上のクラスター以外はほぼノイズと考えることが出来る。この時、トラックは現行のヒット認識法によるヒットから求められたものを用いる。

このような宇宙線イベントに対して、新しい認識法で形成されたクラスターのうちトラック上に存在するものをヒットとし、それ以外のクラスターをノイズと定義する。ここで、トラック上に存在するクラスターとは、トラックからクラスターまでの距離分布において 4σ に相当する範囲をトラック領域とし、この領域の範囲内に存在するクラスターのうち最も輝度が高いクラスターと定義する。図 5.12は、トラックから生輝度を用いた方法により認識されたクラスターまでの距離分布である。この分布よりトラック領域として、SFTのX方向を読み出すIIT1~12については1.04cm、Y方向のIIT13~24については1.26cmと定義した。

このようにして選び出されたヒットとノイズについて、その最大輝度、全輝度及びピクセル数を求め、指標毎にプロットしたものが図 5.13である。いずれの指標においても、ヒットの集団はノイズの集団よりも値の大きい領域に多く分布している。しかし、ノイズ

の分布する領域に存在するヒットも多く、このようなヒットは閾値を設定することにより認識出来なくなってしまう。1つの指標でのヒットとノイズの分離が難しい場合、複数の指標に対する閾値を与えることにより分離が可能なことも考えられる。図 5.14 は、最大輝度とピクセル数、全輝度とピクセル数、及び最大輝度と全輝度の相関を示したものである。いずれの相関においてもヒットのノイズの分布領域が重なっており、これらの指標の組み合わせによる閾値を与えてもそれほど利点がない事が分かる。このことから、新しいヒット認識法で用いる閾値指標は3種類のうちのいずれか1つを選択することとした。閾値の設定基準としては、ヒットを可能な限り落さずにより多くのノイズを取り除くことが必要である。そこで、適切な閾値を設定するための指標を決定するために以下のように比較を行った。

どの程度正確にヒットを認識出来るかという判断基準にヒット検出効率を用い、ノイズの量をノイズ混入率で評価する。この比較におけるヒット検出効率として

$$\text{ヒット検出効率} = \frac{\text{認識されるヒットの数}}{\text{トラックにおいて期待されるヒットの数}} \quad (5.1)$$

と定義し、ノイズ混入率については

$$\text{ノイズ混入率} = \frac{\text{閾値以上の値を持つノイズの数}}{\text{トラックにおいて期待されるヒットの数}} \quad (5.2)$$

で求められる値を用いる。現行のヒット認識法で得られるクラスターについて、同じ方法でこれらの値を算出した結果、全体でヒット検出効率は0.945、ノイズ混入率については1.54であった。新しいヒット認識法の閾値指標及びその閾値の設定には、少なくともこれと同程度の性能が要求される。そこで、各指標毎のヒット検出効率とノイズ混入率を比較するが、実際にはIITごとに求めた値を用いる。現行のヒット認識法におけるIITごとのヒット検出効率を求め、新しい認識法の3種類の指標に対して同じ検出効率を要求した場合のノイズ混入率を現行の認識法におけるノイズ混入率とともに示したものが表 5.1 である。

3種類の指標を比較すると、最大輝度による閾値を与えた場合には他の2種類の指標よりも混入するノイズが明らかに多いことが分かる。この傾向はいずれのIITにおいても見られ、クラスター内の最大輝度を閾値指標として用いることは適切でない。一方、全輝度指標とピクセル数指標における差異は小さく、IIT3,12,13,14,20,24に見られる僅かな差のみでは有意とは言えない。したがって、この結果からどちらが閾値指標として適しているかを決定することは難しい。また、現行の認識法によるノイズ混入率と比較すると、半数以上に値する14本のIITにおいてこれら2つの指標によるノイズ混入率が少ないことが分かる。現在用いられているヒット認識法ではクラスターを構成するピクセル数に着目しているため、ピクセル数が荷電粒子の落としたエネルギーに比例することなど、ピクセル数に関する研究が既に行われている。2つの指標が閾値指標としてほぼ同等の性能を持ち、さらに現行の認識法と比較してノイズ混入率が小さいことから、新しいヒット認識法では良く性質が知られているピクセル数を閾値指標として用いることに決定した。

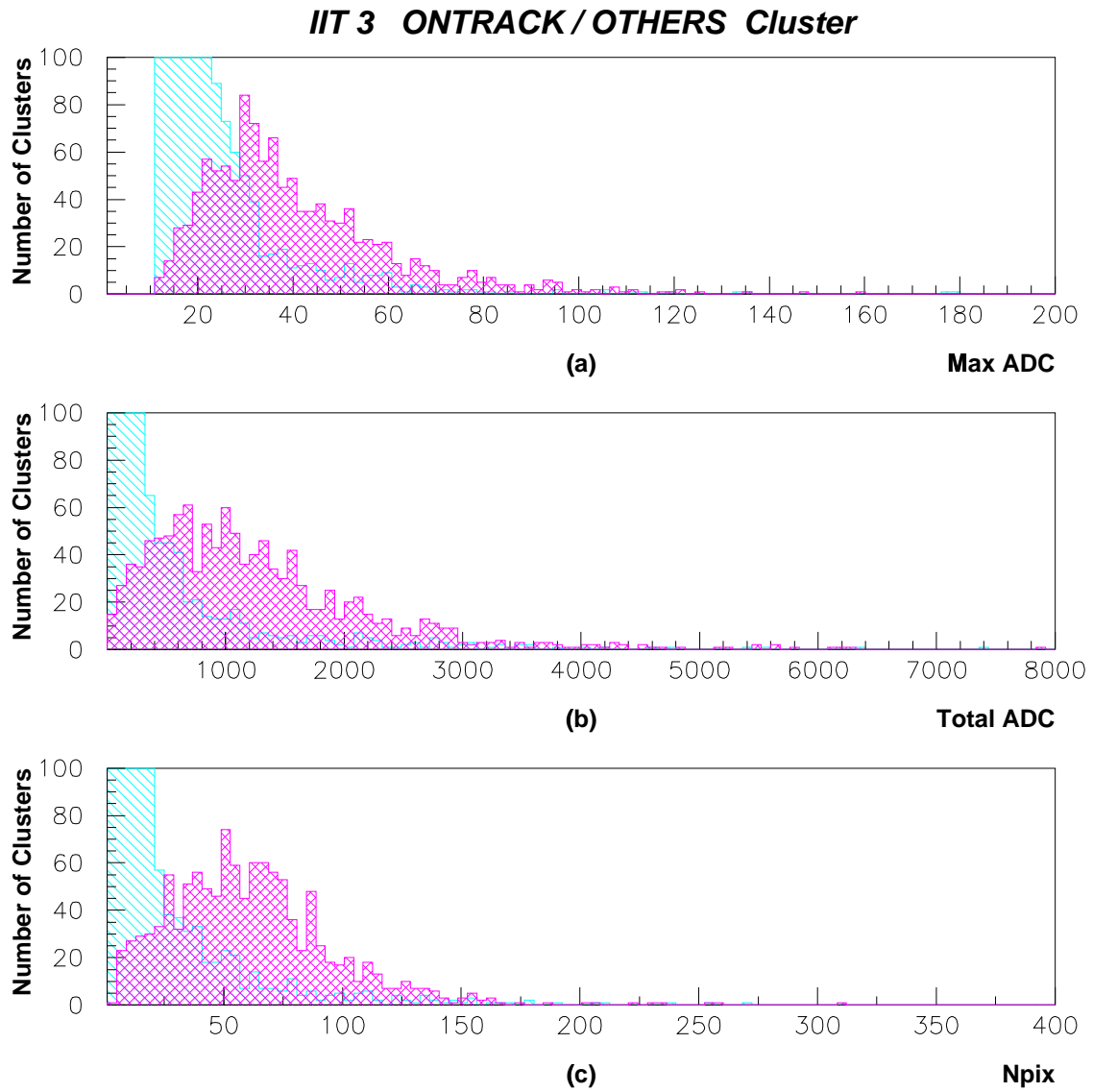


図 5.13: 最大輝度、全輝度及びピクセル数各指標に対するヒットとノイズの分布の様子。赤で示された分布がヒット、青で示されているのがノイズの分布である。

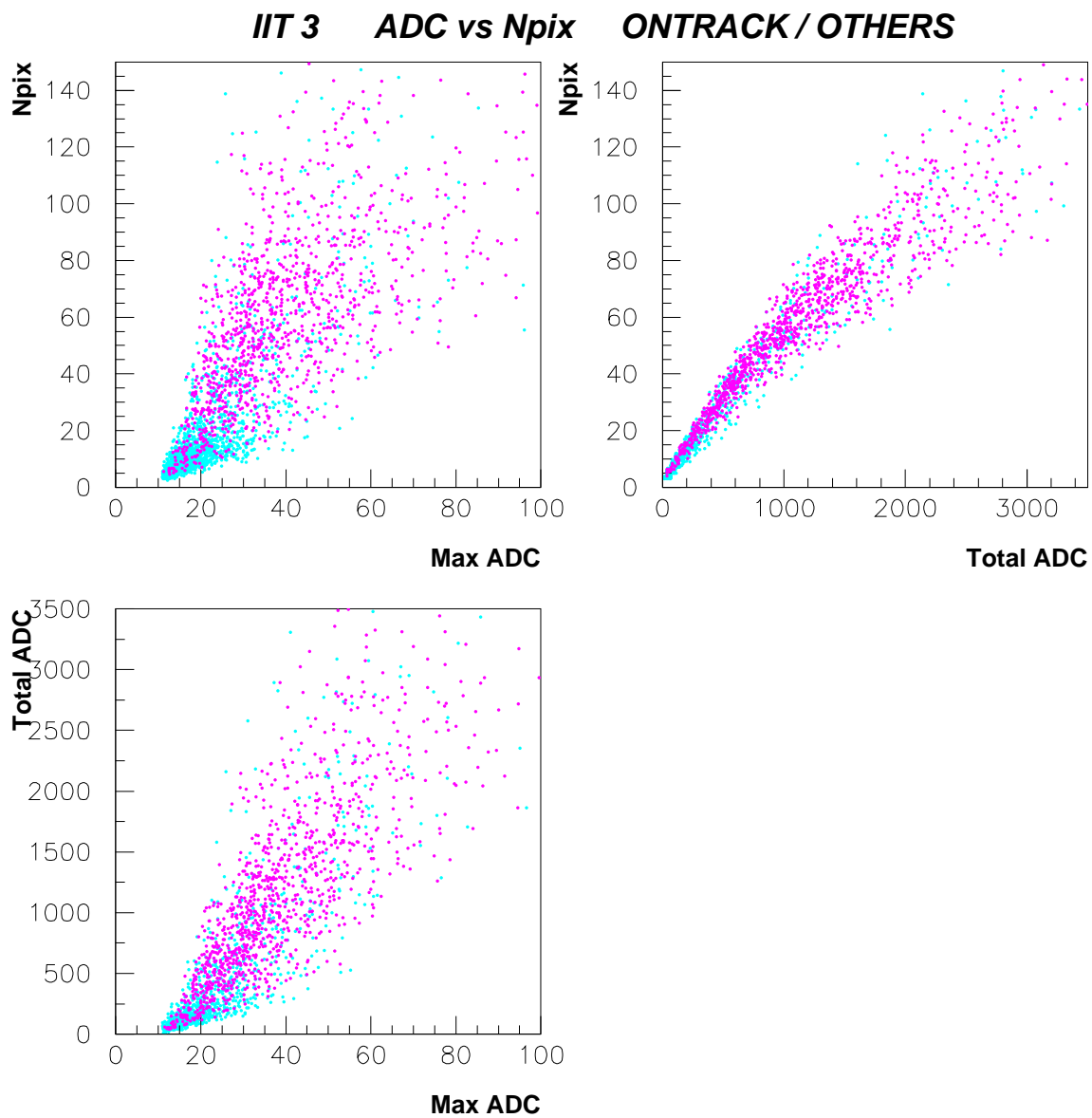


図 5.14: 最大輝度、全輝度及びピクセル数指標における 2 指標間の相関。赤で示されているのがヒット、青で示されているのがノイズの分布である。

表 5.1: 現行の認識法によるヒット検出効率を要求する閾値を設定した場合の各指標のノイズ混入率

IIT	検出効率	ノイズ混入率	最大輝度	全輝度	ピクセル数
1	0.945 ± 0.009	1.575 ± 0.050	2.172 ± 0.059	1.581 ± 0.050	1.564 ± 0.050
2	0.925 ± 0.008	1.029 ± 0.030	1.564 ± 0.037	0.890 ± 0.028	0.898 ± 0.028
3	0.884 ± 0.009	0.489 ± 0.020	0.688 ± 0.024	0.412 ± 0.019	0.369 ± 0.018
4	0.946 ± 0.006	0.831 ± 0.025	1.315 ± 0.031	0.701 ± 0.023	0.657 ± 0.022
5	0.915 ± 0.008	0.719 ± 0.024	0.954 ± 0.028	0.623 ± 0.023	0.606 ± 0.022
6	0.947 ± 0.010	3.273 ± 0.080	3.353 ± 0.081	3.113 ± 0.078	3.214 ± 0.079
7	0.959 ± 0.008	1.878 ± 0.058	2.600 ± 0.068	1.206 ± 0.047	1.165 ± 0.046
8	0.981 ± 0.004	1.556 ± 0.039	1.941 ± 0.044	1.272 ± 0.036	1.340 ± 0.037
9	0.978 ± 0.004	1.071 ± 0.027	2.335 ± 0.040	1.435 ± 0.032	1.404 ± 0.031
10	0.953 ± 0.006	1.575 ± 0.037	2.478 ± 0.046	1.661 ± 0.038	1.690 ± 0.038
11	0.945 ± 0.006	0.950 ± 0.027	1.558 ± 0.035	0.989 ± 0.028	1.009 ± 0.028
12	0.939 ± 0.010	1.830 ± 0.057	2.564 ± 0.068	1.907 ± 0.058	1.703 ± 0.055
13	0.951 ± 0.012	3.029 ± 0.094	4.686 ± 0.117	2.299 ± 0.082	2.078 ± 0.078
14	0.959 ± 0.006	1.717 ± 0.040	2.380 ± 0.047	1.394 ± 0.036	1.234 ± 0.034
15	0.912 ± 0.007	0.808 ± 0.023	1.216 ± 0.028	0.683 ± 0.021	0.650 ± 0.021
16	0.952 ± 0.006	1.002 ± 0.026	1.737 ± 0.034	0.941 ± 0.025	0.917 ± 0.025
17	0.909 ± 0.008	0.801 ± 0.026	1.269 ± 0.033	0.860 ± 0.027	0.812 ± 0.026
18	0.952 ± 0.011	2.139 ± 0.073	2.790 ± 0.084	2.174 ± 0.074	2.078 ± 0.072
19	0.973 ± 0.009	3.443 ± 0.102	6.407 ± 0.139	2.216 ± 0.081	2.144 ± 0.080
20	0.956 ± 0.006	0.925 ± 0.029	1.491 ± 0.037	0.876 ± 0.028	0.780 ± 0.027
21	0.951 ± 0.005	1.282 ± 0.029	2.371 ± 0.039	1.372 ± 0.030	1.416 ± 0.030
22	0.953 ± 0.005	0.853 ± 0.024	1.446 ± 0.031	0.853 ± 0.024	0.885 ± 0.024
23	0.934 ± 0.007	1.182 ± 0.032	1.638 ± 0.038	1.150 ± 0.032	1.168 ± 0.032
24	0.904 ± 0.014	3.068 ± 0.085	3.528 ± 0.091	2.554 ± 0.077	2.181 ± 0.072

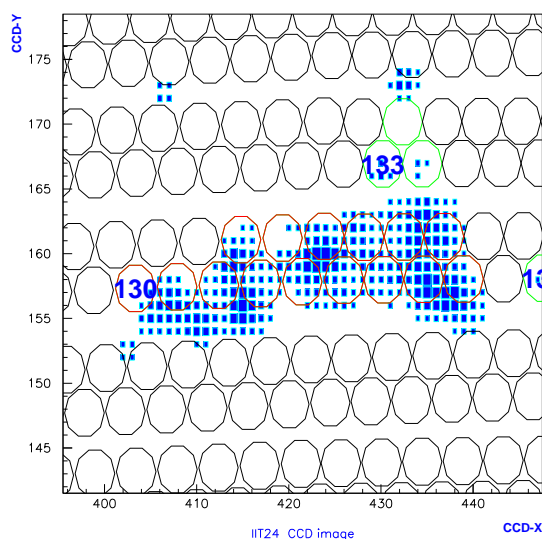


図 5.15: 複数のクラスターが隣接した場合、図のように分布が連続してしまうことがある。このような分布は現行の認識法や生輝度を用いた認識法では分離することが出来ない。

5.6 2階微分を用いたヒット認識法

前節で説明した生輝度を用いた認識法と本研究で開発を行ったもう1つの認識法である2階微分を用いたヒット認識法における大きな違いは、2階微分処理ではクラスターの内部構造にまで注目し、連続した複数のクラスターについて分離を行う点である。本節では、この処理に必要な輝度情報の扱い方を始めとして、生輝度を用いた認識法と異なる処理について説明する。

5.6.1 輝度情報の処理方法

前述した生輝度を用いたヒット認識法では、現行の認識法では分離出来ない図 5.11 のようなクラスターを正確に分離することが可能となった。しかし、図 5.15 のようなクラスターは、生輝度を用いた認識法でも分離することが出来ない。このような分布は、複数の粒子の通過位置が近接している場合やヒットの近辺にノイズが発生した場合などにみられる分布で、クラスターが広がりを持っていることに起因している。図 5.15 ような分布を正確に分割するには、クラスターの内部構造を見る必要がある。つまり、1つのクラスターに対して、内部に複数のピーク(極大値)を持つようなクラスターの分離を行うことが必要となる。本研究では、2階微分を用いることにより、この分離を行っている。

2階微分を用いた認識法における輝度情報の処理方法を図 5.16 に示す。生輝度を用いた認識法と異なる点は、各座標に対してシートの下端から上端までの範囲の輝度の和をとる点である。各シート位置の x 座標について輝度情報を求め、輝度が連続して値を持つ領域をクラスターと認識する点は、生輝度を用いた認識法と同様である。各 x 座標に対する輝度の値を $A(x)$ とし、この輝度分布について2階微分処理を行うことにより変化を調べる。

複数のクラスターが繋がってしまった場合、輝度に閾値を与えることによってこれらを分離する方法が考えられる。しかし、図 5.17 左図のような輝度分布の場合、一定の閾値を与えるだけでは正確な分離が出来ない。2 階微分を用いた場合には、ある位置 x に対する輝度を $A_1(x)$ とすると、式 5.3 で表される処理を行うことにより、近似的に 2 階微分を行う。

$$A_{1,1}''(x) = A_1(x-1) - 2 \cdot A_1(x) + A_1(x+1) \quad (5.3)$$

この 2 階微分値により得られる分布に対して、図 5.17 の右図のように負の領域を取り出せば、クラスターの位置を認識出来る。しかし、この領域をクラスターと定義すると、領域外の情報を有効に扱えていないことになる。そこで、分布における負領域の両側に存在する極大点を探し、この位置を 2 つのクラスターの分離位置として求めている。

5.6.2 スムージングと 2 階微分

2 階微分を用いることにより連続した複数の分布の分離が可能であることは、正確なクラスター認識を行う上で有益である。しかし、その一方で 2 階微分は分布の微細構造を反映するため、本来見るべきでないクラスター構造まで反映してしまう恐れが生じる。荷電粒子の通過による光は、ファイバー直径 ($700\mu\text{m}$ 、CCD 画面上で約 5pixel) 程度の広がりを持つことから、あまり微細な構造は見ずに大まかな変化を調べることが必要と考えられる。そこで、どの程度微視的にクラスター構造を見る必要があるのかについても研究を行った。

式 5.3 で表される 2 階微分処理に対して、見るべき分布構造の大きさを調節する方法として、予め分布の局所的ゆらぎを滑らかにした上で 2 階微分を行う方法が考えられる。この平滑化処理をスムージングと呼ぶ。また、考えられるもう一つの方法として、2 階微分の処理に幅を持たせる方法が挙げられる。この処理方法は、2 階微分にスムージングを組み込んだ処理といえる。クラスターの構造に対してどちらの方法が有効であるかは、実際の分布で調べなければならない。

スムージング処理は、各シート及び x 座標に対して求められた輝度を x 方向に、一定の幅で和をとることにより行う。前述の輝度 $A_1(x)$ を使い、和を取る幅を $2i-1$ ($i = 1, 2, 3, \dots$) とすると、スムージング処理後の位置 x における輝度 $A_{2i-1}(x)$ は、次式のように表すことが出来る。

$$A_{2i-1}(x) = A_1(x-i+1) + A_1(x-i+2) + \dots \\ + A_1(x) + \dots + A_1(x+i-2) + A_1(x+i-1) \quad (5.4)$$

この加算幅 $2i-1$ に対しては、クラスターの構造を的確に反映するように最適化を行わなくてはならない。

また、2 階微分に幅 $2j-1$ ($j = 1, 2, 3, \dots$) を持たせた場合の値 $A_{1,2j-1}''(x)$ は、計算式 5.3 から拡張して以下のように定義する。

$$A_{1,2j-1}''(x) = A_1(x-3j+2) + \dots + A_1(x-j) \\ - 2\{A_1(x-j+1) + \dots + A_1(x) + \dots + A_1(x+j-1)\} \\ + A_1(x+j) + \dots + A_1(x+3j-2) \quad (5.5)$$

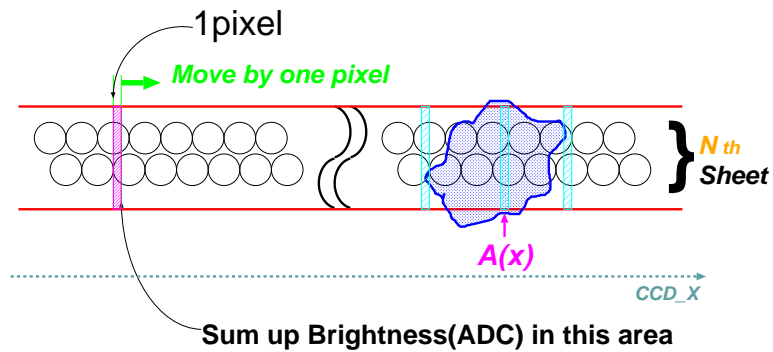


図 5.16: セパレータ位置 (赤線) をシートの上下端とし、各 x 座標に対してシート内の輝度の和をとる。2階微分を用いた認識法ではこの値を輝度として扱う。

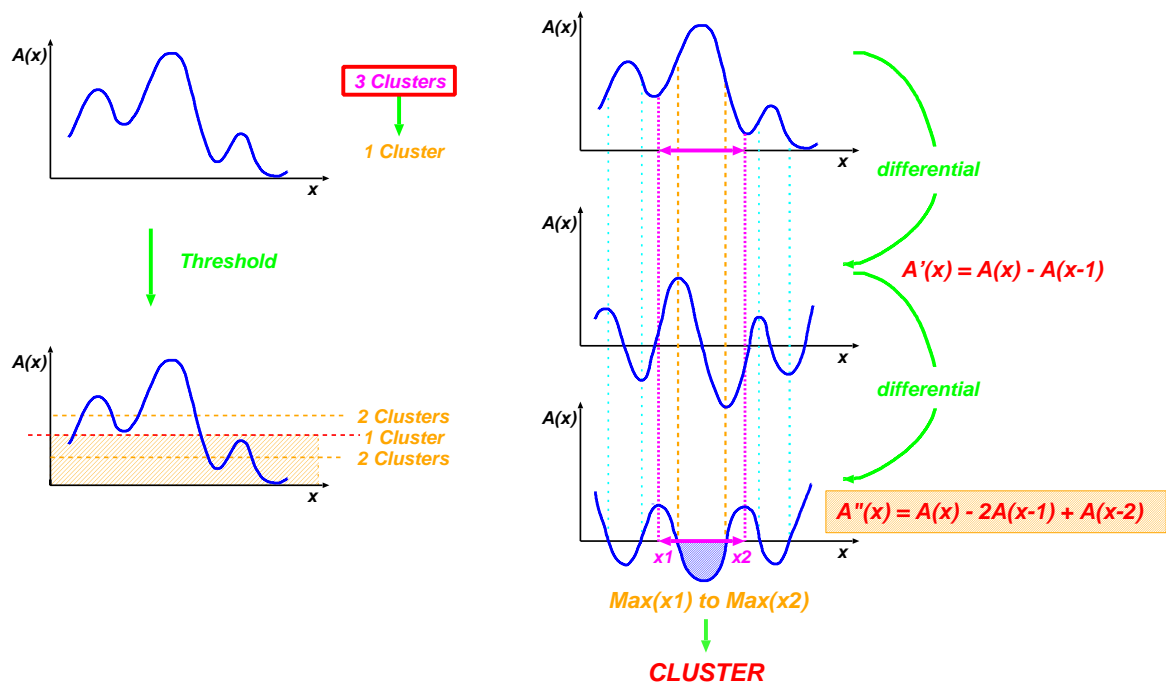


図 5.17: 3つのクラスターが隣接する場合、左上図のような輝度分布を持つことが考えられる。この分布に一定の閾値を与えても正確な分離を行うことは出来ない (左下図)。右図は分布を微分する過程を示したもので、2階微分分布における負の領域から各クラスターの位置を認識出来る。実際には、クラスターの持つ情報を有効に扱うために負の領域の外側の極大値をクラスターの切り分け点とする。

このように x 方向に幅を与えることにより、2階微分処理に平滑化の効果を加えている。この2階微分の幅に対しても最適化を行う必要がある。

これら2種類の最適化を行うべき幅は、2階微分を用いてクラスターの構造を正確に扱うために必要となる未確定値である。そこで、この幅をそれぞれスムージング幅及び微分幅と定義し、これらを2階微分パラメータとして次節のような最適化を行った。

5.6.3 2階微分パラメータの最適化

2階微分処理で重要となることは、微細構造を見逃げることにより1つと認識すべきクラスターを複数に分割しないようにすることである。そこで、2階微分パラメータ最適化の方法として、クラスター内のピーク数が1のクラスター(以下、1ピーククラスター)を正確に認識し、複数に分割しない値を求めることにした。

1ピーククラスターを選び出すために、SFT20層貫通宇宙線イベントを用いる。このトラック上のクラスターは、ほぼ1ピーククラスターと考えて良い。ここでは、212の宇宙線データから8,480個のクラスターを標本として取り出した。これらに対して、スムージング及び2階微分処理を行うことによりクラスター内にいくつのピークを認識するかを求める。この結果について、現行のヒット認識法において認識されているクラスターをいかに正確に1ピーククラスターと認識するかで、各パラメータに対する評価を行った。

スムージングによる効果を調べるために、微分幅を1とした場合の各スムージング幅に対するあるピークを持ったクラスターの数の変化を示したものが図5.18である。この図から、1ピーククラスターが大半を占めることが要求されるにも関わらず、複数のピークが認識されるクラスターが非常に多いことが分かる。これは、スムージング処理だけではピーク数を正しく認識出来ないことを意味する。また、図5.19はスムージングを行わずに微分幅を変化させた場合の結果である。ある程度微分幅が大きくなれば、1ピーククラスターが大半を占めるようになることから、スムージング処理に比べて2階微分に幅を持たせることが有効であることが分かる。スムージング処理を行わない場合の微分幅に対する最適値は、1ピーククラスターの数在一定になり、且つ複数ピークを持つクラスターがほとんど認識されない9pixelであるといえる。

クラスターの構造を正確に捉えるには、スムージング及び幅を持たせた2階微分の一方の処理のみを行うよりも、2つの処理を同時に行う方が適切であることも考えられる。図5.20は、スムージング幅と2階微分幅を共に変化させた場合の1ピーククラスターの変移を表している。この結果から、どの2階微分幅に対してもスムージング処理による大幅な改善はなく、スムージングがそれほど効果的でないことが分かる。

以上のことから、SFTに対する2階微分を用いたヒット認識法において、クラスターの構造を正確に反映するのに必要な2階微分パラメータは2階微分幅のみであると判断し、幅を持たせた2階部分処理により輝度情報の変化を見ることとした。また、2階微分幅としては、ピーク数が1と認識されるクラスターの数安定し始め、且つ複数のピークが認識されるクラスターの数も一定になる9pixelを採用することに決定した。この幅は、CCD画面上でのファイバーおよそ2本分に相当し、荷電粒子が俵積み2層の上下ファイバーを通過することから考えて、クラスターの構造を見る微視的な大きさとして適当な値といえる。

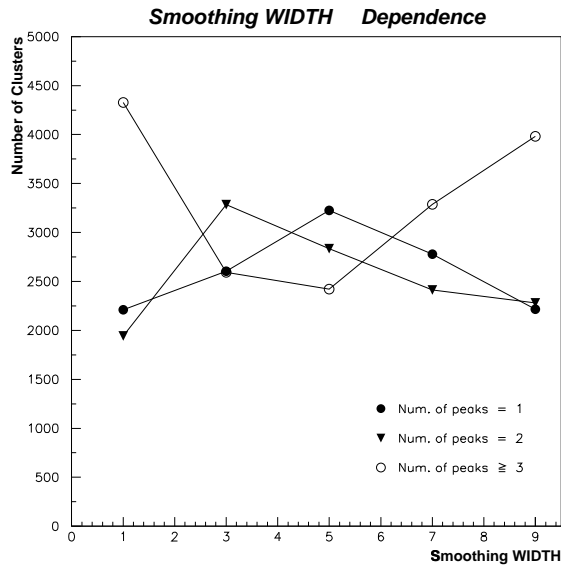


図 5.18: スムージング幅に対して、あるピーク数を持ったクラスター数の変化を示している。20層貫通宇宙線イベントにおけるヒットを用いているため、ほとんどのクラスターに対してピーク数が1になることが要求されるにも関わらず、どの幅に対しても複数のピークを認識するクラスターが多い。これは、2階微分処理に対してスムージングが有効でないことを意味する。

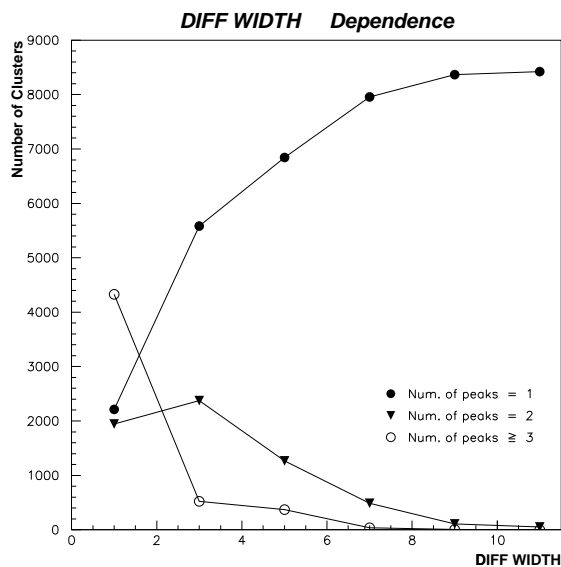


図 5.19: スムージングを行わずに2階微分の幅を変化させた場合のあるピーク数を持ったクラスター数の変化を示している。2階微分処理に幅を持たせることによりクラスター内におけるピーク数を正しく認識することが可能なが分かる。

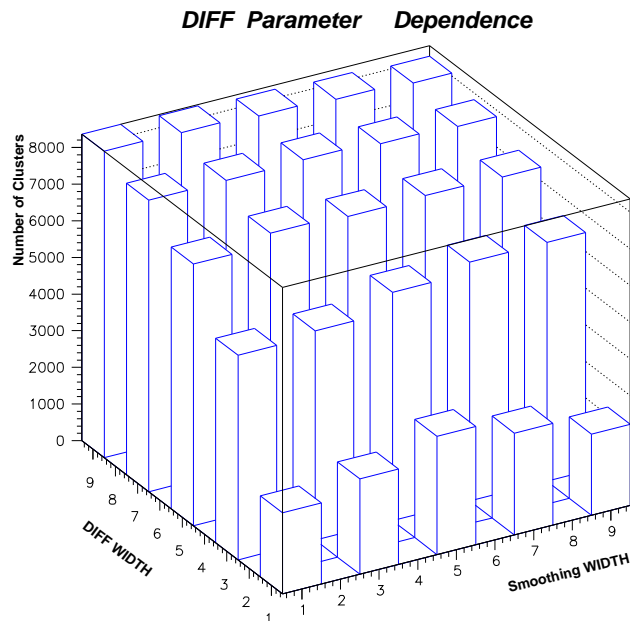


図 5.20: スムージング及び2階微分の幅を共に変化させた場合の1ピーク数クラスター数の変移を示している。どの微分幅に対しても、スムージング処理を行うことがそれほど効果的でないことが分かる。

5.6.4 閾値指標

5.5.2 節では、生輝度を用いた認識法に対する閾値指標の決定を行った。閾値指標については、認識方法によって最適なものを選択する必要がある。そこで、この節では2階微分を用いた認識法について、生輝度を用いた認識法と同様の評価を行った。

ヒット及びノイズについて、最大輝度、全輝度及びピクセル数各指標毎の分布及び2指標間の相関を図5.21に示す。但し、ここで用いている最大輝度とは、2階微分を用いた方法における輝度情報の最大値を指すので、各x座標についてシート幅で足し上げた輝度についてのクラスター内の最大値である(5.6.1節参照)。これらの分布から、生輝度を用いた方法における議論と同様、この2階微分を用いた認識法でもいずれか1つの指標を選択すれば良いことが分かる。

現行のヒット認識法におけるヒット検出効率を達成するように最大輝度、全輝度、ピクセル数の閾値を設定した場合のノイズ混入率を、IIT毎に現行のヒット検出効率及びノイズ混入率とともに示したのが表5.2である。この結果からも生輝度を用いた認識法と同様、ノイズ混入率が大きいため最大輝度を指標として用いることは適切といえないが、他の2指標間の差異は非常に小さい。また、現行の認識法によるノイズ混入率との比較においても、これら2つの指標によるノイズ混入率の方が少ない。このことから、どちらの指標を選択しても良いことが分かる。そこで、2階微分を用いた認識法においても、現行のヒット認識法に関する研究から性質の良く知られているピクセル数を閾値指標として用いることにした。

IIT 3 DIFF Method ONTRACK / OTHERS

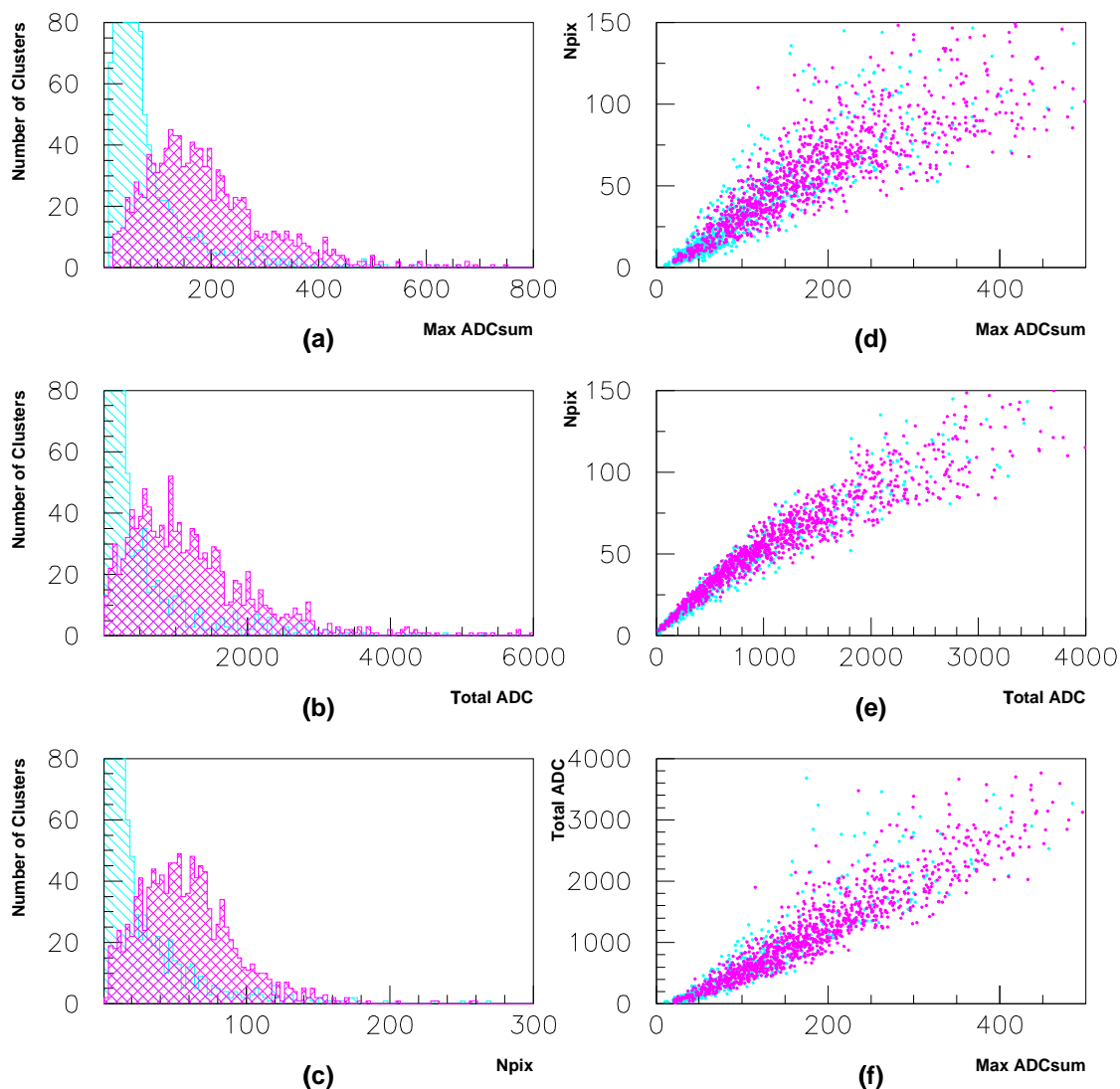


図 5.21: (a) 最大輝度 (b) 全輝度 (c) ピクセル数各指標に対するヒットとノイズの分布の様子。但し、2 階微分法における最大輝度とは各 x 座標についてシート幅で和をとった値である。(d) 最大輝度とピクセル数 (e) 全輝度とピクセル数 (f) 最大輝度と全輝度、各 2 指標間の相関を示している。赤で示された分布がヒット、青で示されているのがノイズの分布である。

表 5.2: 2階微分を用いたヒット認識法において現行の認識法によるヒット検出効率を要求する閾値を設定した場合の各指標のノイズ混入率

IIT	検出効率	ノイズ混入率	最大輝度	全輝度	ピクセル数
1	0.945 ± 0.009	1.575 ± 0.050	1.568 ± 0.050	1.625 ± 0.051	1.604 ± 0.051
2	0.925 ± 0.008	1.029 ± 0.030	1.067 ± 0.031	0.811 ± 0.027	0.796 ± 0.027
3	0.884 ± 0.009	0.489 ± 0.020	0.418 ± 0.019	0.395 ± 0.018	0.359 ± 0.017
4	0.946 ± 0.006	0.831 ± 0.025	0.720 ± 0.023	0.638 ± 0.022	0.635 ± 0.022
5	0.915 ± 0.008	0.719 ± 0.024	0.732 ± 0.025	0.551 ± 0.021	0.530 ± 0.021
6	0.947 ± 0.010	3.273 ± 0.080	3.201 ± 0.079	3.201 ± 0.079	3.201 ± 0.079
7	0.959 ± 0.008	1.878 ± 0.058	1.425 ± 0.051	1.147 ± 0.045	1.129 ± 0.045
8	0.981 ± 0.004	1.556 ± 0.039	1.152 ± 0.034	1.231 ± 0.035	1.175 ± 0.034
9	0.978 ± 0.004	1.071 ± 0.027	1.412 ± 0.031	1.190 ± 0.029	1.133 ± 0.028
10	0.953 ± 0.006	1.575 ± 0.037	1.891 ± 0.040	1.650 ± 0.038	1.655 ± 0.038
11	0.945 ± 0.006	0.950 ± 0.027	0.958 ± 0.027	0.867 ± 0.026	0.833 ± 0.025
12	0.939 ± 0.010	1.830 ± 0.057	2.313 ± 0.064	1.778 ± 0.056	1.714 ± 0.055
13	0.951 ± 0.012	3.029 ± 0.094	2.610 ± 0.087	2.119 ± 0.078	1.823 ± 0.073
14	0.959 ± 0.006	1.717 ± 0.040	1.631 ± 0.039	1.353 ± 0.035	1.259 ± 0.034
15	0.912 ± 0.007	0.808 ± 0.023	0.735 ± 0.022	0.640 ± 0.021	0.605 ± 0.020
16	0.952 ± 0.006	1.002 ± 0.026	1.073 ± 0.027	0.880 ± 0.024	0.774 ± 0.023
17	0.909 ± 0.008	0.801 ± 0.026	0.847 ± 0.027	0.789 ± 0.026	0.785 ± 0.026
18	0.952 ± 0.011	2.139 ± 0.073	2.270 ± 0.076	1.793 ± 0.067	1.813 ± 0.068
19	0.973 ± 0.009	3.443 ± 0.102	3.374 ± 0.101	2.150 ± 0.080	2.111 ± 0.079
20	0.956 ± 0.006	0.925 ± 0.029	0.785 ± 0.027	0.673 ± 0.025	0.594 ± 0.023
21	0.951 ± 0.005	1.282 ± 0.029	1.515 ± 0.031	1.314 ± 0.029	1.262 ± 0.029
22	0.953 ± 0.005	0.853 ± 0.024	1.016 ± 0.026	0.813 ± 0.023	0.806 ± 0.023
23	0.934 ± 0.007	1.182 ± 0.032	1.003 ± 0.030	0.935 ± 0.029	0.908 ± 0.028
24	0.904 ± 0.014	3.068 ± 0.085	3.021 ± 0.084	2.467 ± 0.076	2.157 ± 0.071

5.7 ヒット認識法における閾値の決定

前述のように、新しいヒット認識法(生輝度法、2階微分法)では、ある指標に対して閾値を設定することによりヒットとノイズの分離を行っている。また、この閾値を与える指標として、生輝度を用いた認識法及び2階微分を用いた認識法どちらにおいてもピクセル数を用いている。本研究では、2種類の認識法において、以下のような基準を用いることによりピクセル数の閾値の決定を行った。

宇宙線によるSFT20層貫通シングルトラックイベントを用いた場合、現行のヒット認識法によるヒット検出効率は全体で0.945、ノイズ混入率は1.54である。このとき、ヒット検出効率及びノイズ混入率は式6.1、式6.2のように定義する(5.5.2節参照)。新しい認識法には少なくともこれと同程度の性能が必要とされる。現行のヒット認識法によるヒット検出効率は、IITごとに異なるので、このことはヒット検出効率には場所依存性があるといえる。一方、新しいヒット認識法ではIITごとに閾値を設定出来るため、各々を最適な条件に調節することが可能である。そこで、各IITに対して、現行のヒット認識法による平均ヒット検出効率(0.945)を得ることの出来る閾値を求めた。その結果が表5.3である。2つの新しいヒット認識法におけるピクセル数に対する閾値をIIT毎に示してある。次章では、本研究で開発を行ったこの2種類のヒット認識法に対する性能評価を行う。

表 5.3: 2種類のクラスター認識法において設定したピクセル数に対する閾値

IIT	生輝度法	2階微分法	IIT	生輝度法	2階微分法
1	14	11	13	28	26
2	14	13	14	25	25
3	8	7	15	15	16
4	15	13	16	21	21
5	9	8	17	11	10
6	8	7	18	17	15
7	23	20	19	36	38
8	31	31	20	19	21
9	29	26	21	20	19
10	14	14	22	19	15
11	18	16	23	15	13
12	16	13	24	19	19

第6章 ヒット認識法の性能評価

6.1 ヒット検出効率とノイズ混入率

ヒット検出効率とノイズ混入率については、前章において閾値指標及びその数値の決定の段階で既に評価を行っている。しかし、これらの結果は現行のヒット認識法により得られたヒットから構成されたトラックを用いた評価であった。また、ヒットについてもトラックに対してトラック領域を定義した上での仮想的なヒットであり、このヒットにより直接トラックが構成されているわけではない。このような評価では、ヒット認識法に対する正確な評価と言えない。そこで、前章で処理方法を説明した生輝度及び2階微分を用いたヒット認識法について、各々から認識されたヒットによる飛跡の再構成を行い、改めてヒット検出効率とノイズ混入率に対する評価を行った。

ここで、評価に用いるイベントを選ぶ必要がある。SFTはニュートリノ反応の飛跡検出を目的としているため、実際にはこの飛跡を正確に認識出来ることが要求される。しかし、ヒット認識法の性能評価を目的とする場合には、より明確なイベントを用いる方が都合が良い。このことから、各ヒット認識法の性能評価にはSFT15層以上を貫通した宇宙線イベントを用いることとした。ニュートリノイベントと宇宙線イベントの様子を図6.1、図6.2に示す。

ヒット検出効率及びノイズ混入率の定義については、トラックを構成するクラスターをヒットと定義することが可能なことから、5.5.2節で用いたものではなく、以下の定義を用いることとした。

$$\text{ヒット検出効率} = \frac{\text{トラックを構成しているヒットの数}}{\text{トラックにおいて期待されるヒットの数}} \quad (6.1)$$

$$\text{ノイズ混入率} = \frac{\text{ヒット以外のクラスターの数}}{\text{トラックにおいて期待されるヒットの数}} \quad (6.2)$$

以上のことから求められる生輝度を用いたヒット認識法及び2階微分を用いたヒット認識法に対するヒット検出効率とノイズ混入率を、現行のヒット認識法による結果とともに図6.3及び図6.4に示す。また、SFT全体としての数値を表6.1に示す。

これらから、現行のヒット認識法と比較して、新しい2種類の認識法によるヒット検出効率については、少し低下していることが分かる。一方、ノイズ混入率に対しては現行の認識法に比べて向上が見られる。このノイズの定義については、トラックを構成するクラスター以外を指している。ヒットファイバーの集合をクラスターと認識する現行の方法に比べて、生輝度及び2階微分を用いた方法では巨大なクラスターを複数に分離しているためトラックを構成する以外のノイズクラスターが増えることが予想される。ノイズが増えることは望ましくないことであるが、ピクセル単位の情報を扱うことによって分布に

K2K Fine-Grained Detector (Side View)

Run 0 Spill 798 TRGID 1
 99 12 10 19 36 22 0
 Nvtx 0

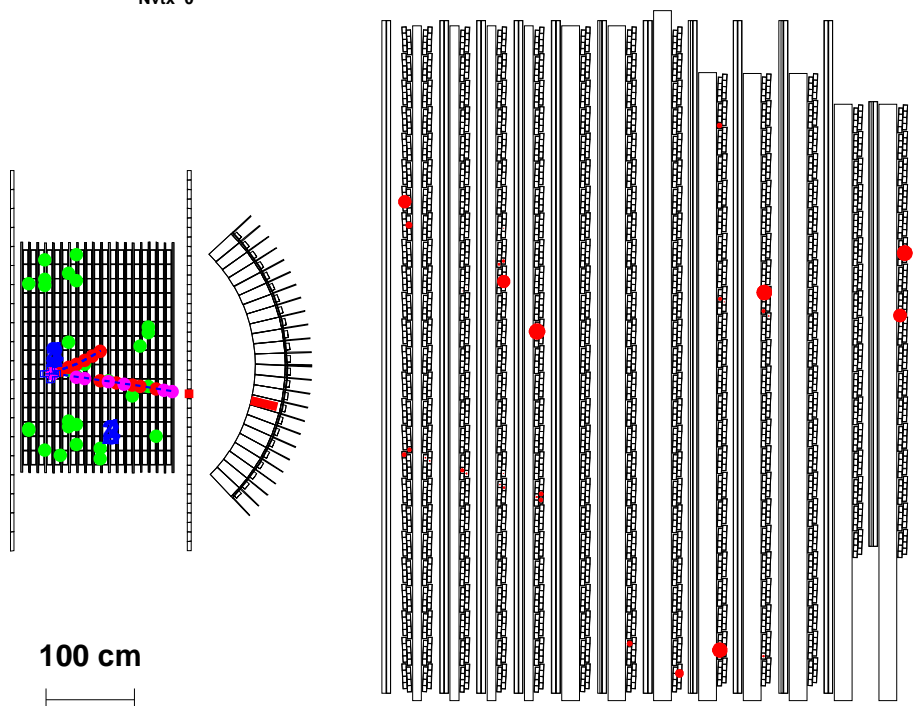


図 6.1: 実際のニュートリノイベントの横方向からの様子。左からベトーカウンタ、SFT、トリガーカウンタ、鉛ガラスカロリメータ及び μ 粒子検出器を示している。ニュートリノがSFTの水標的内の核子との $ccqe$ 反応により生成した μ 粒子と陽子の飛跡を捕えている。

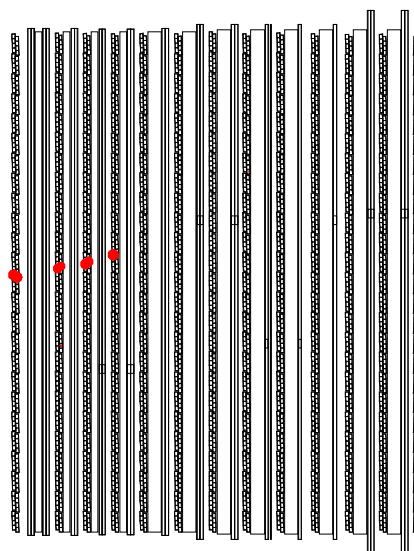
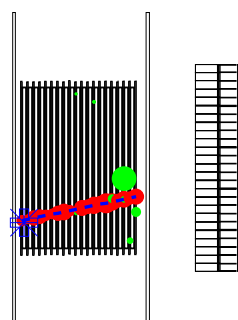
K2K Fine-Grained Detector

Run700263 Spill 80 TRGID2000

99 11 17 10 18 36 0

Nvtx 0

Top View



Side View

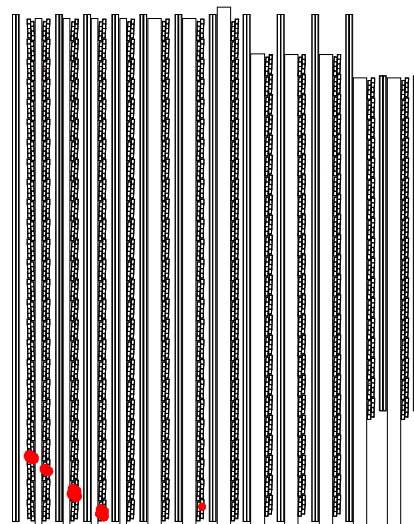
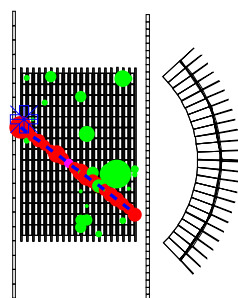


図 6.2: 性能評価に用いた宇宙線イベントの様子。図は 20 層貫通シングルトラックイベントを示しているが、実際の評価には 15 層以上のトラックを用い、トラック数についても限定していない。

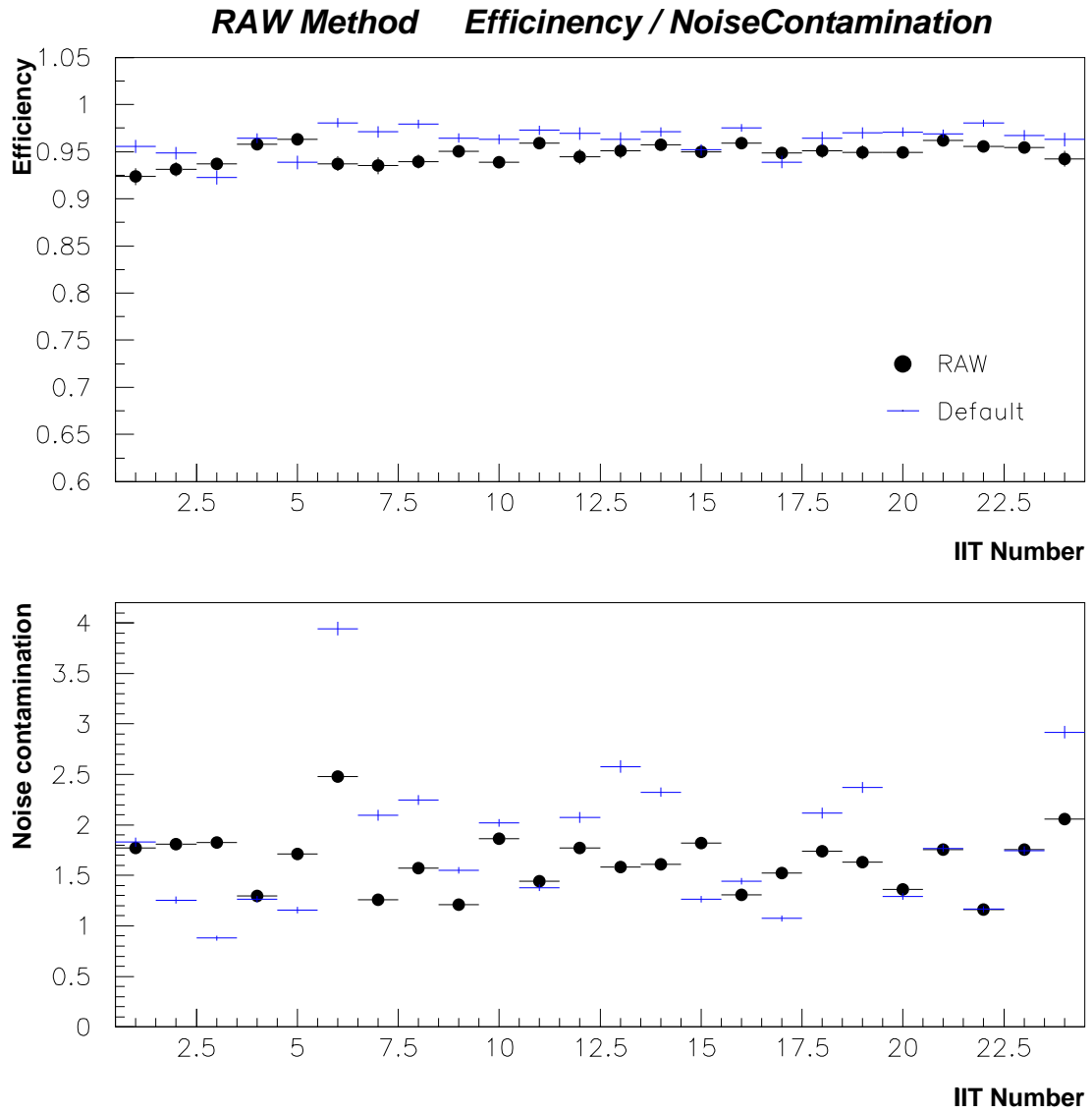


図 6.3: 生輝度を用いたヒット認識法によるヒット検出効率 (上図) とノイズ混入率 (下図)。点で示されているのが生輝度を用いた認識法による結果である。青い線は現行のヒット認識法による結果を示している。

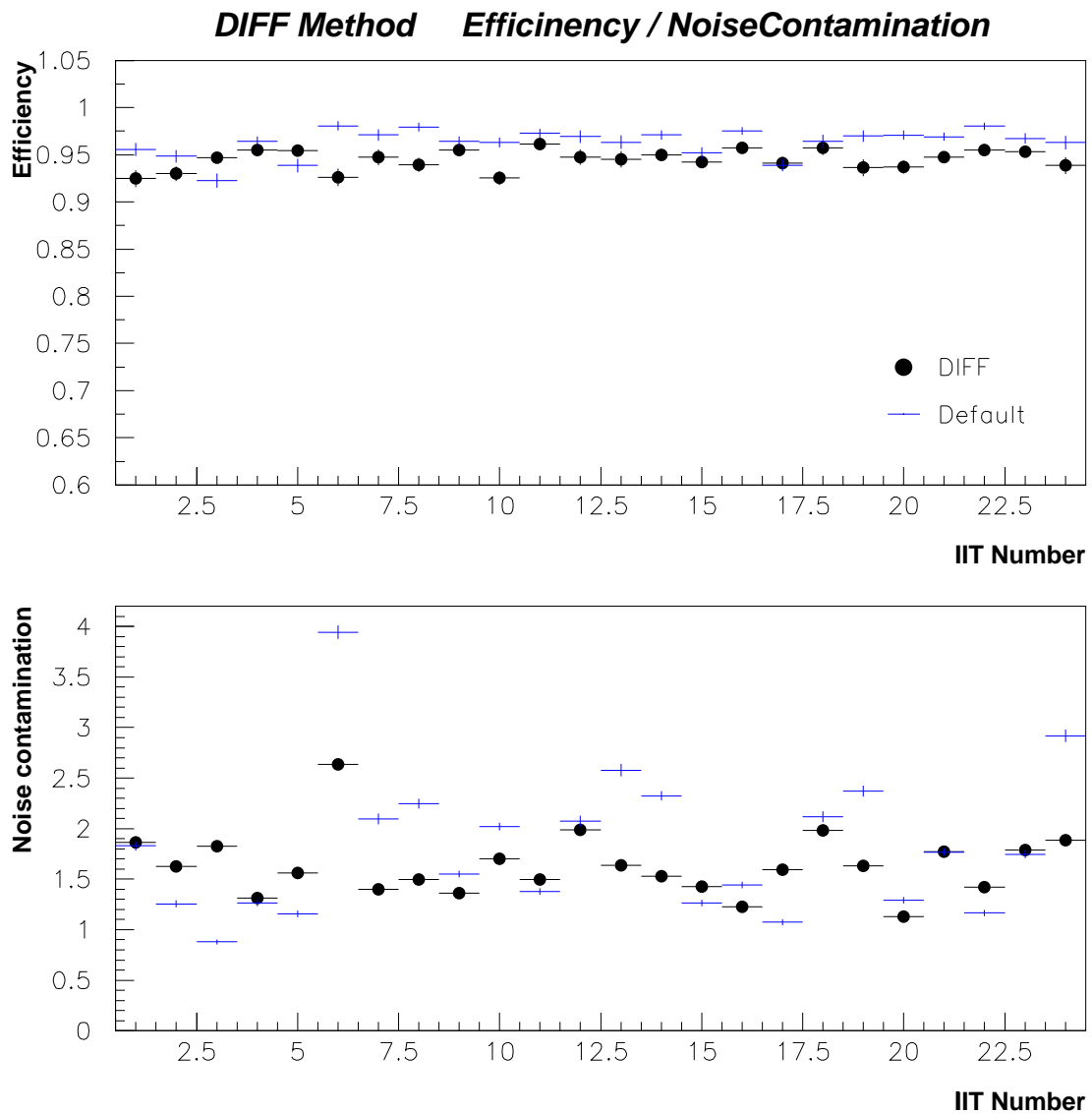


図 6.4: 2階微分を用いたヒット認識法によるヒット検出効率(上図)とノイズ混入率(下図)。点で示されているのが生輝度を用いた認識法による結果である。青い線は現行のヒット認識法による結果を示している。

表 6.1: ヒット認識法におけるヒット検出効率とノイズ混入率

	ヒット検出効率	ノイズ混入率
生輝度法	0.949 ± 0.001	1.61 ± 0.01
2階微分法	0.946 ± 0.001	1.60 ± 0.01
現行法	0.962 ± 0.001	1.72 ± 0.01

対して正しい処理をすることは必要である。SFTにおけるクラスターには、サテライトヒットと呼ばれるヒットに起因したクラスターがヒットの周辺に現れることが分かっている [29, 30]。今後の指針として、正確に認識されたクラスターに対して、サテライトヒットの分布の特徴を掴んだ上で、この分布に対する処理を行うことが必要となる。結果からは、前述のように本来増えてもおかしくないノイズに対して、新しい認識法では混入率を抑える事が出来ていることが分かる。このノイズ混入率に対する結果とヒット検出効率についての結果を加味すると、現行のヒット認識法との性能の差はほとんどないと言える。

本研究におけるヒット認識法の開発開始当初は、現行のヒット認識法の処理においてフェイクヒットフィルターは課されておらず、その時のノイズ混入率は、現在のおよそ2倍であった。開発段階のヒット認識法におけるノイズ混入率はこの値よりも良い結果が得られていたことから、処理方法の有益性が確認されていたが、新しいヒット認識法の開発と平行して性能向上が試みられていた現行の認識法にフェイクヒットフィルターが導入されたことにより、ノイズの大幅な減少が実現可能となった。このことから、現行のヒット認識法において、フェイクヒットフィルターが重要な役割を果たしていることが分かる。

ヒット検出効率については、現行の認識法による値の方が良い結果が得られている。しかし、現行のヒット認識法では、ノイズの除去にシート上の隣接する俵積み上下層のヒットを要求するノイズフィルターを用いているため、ノイズ分離の条件を調節することは出来ない。このことから、現段階で認識出来ないヒットを捨てることは不可能である。一方、新しい認識法では閾値を与えることによりノイズの分離を行っているため、この閾値を低く設定することにより現行の認識法と同じヒット検出効率を得ることが原理的には可能である。ここで問題となるのが、閾値に対するノイズの増加率である。閾値を高い値に設定すると、ノイズの混入率を下げることは出来るが、それ以上にヒット検出効率が低下してしまう。また、低い閾値を設定した場合には、検出効率についてはある程度高い値を得られるが、ノイズの増加も著しくなってしまう。これは、単純に閾値のみでヒットとノイズの分離を行おうとしているため、現在の値よりもヒット検出効率を上げ、さらにノイズの混入率も抑えるには、閾値以外の方法を考える必要がある。そこで重要となるのがフェイクヒットフィルターである。

2種類のヒット認識法において畳み込み処理を行わなかった場合のノイズ混入率はおよそ1.5倍である。この畳み込みの条件については、ヒット検出効率を落とさないようにするため、CCD画面上のセパレータ位置に分布のピークがあった場合には畳み込みを行わないようにするなど、緩い条件を課している。このとき畳み込まれなかったクラスターは隣の層に認識されるノイズとなる。分布にある程度の広がりを持ったクラスターは、その構成ピクセル数が閾値以上の値になってしまう。このようなクラスターは、閾値によるヒッ

トの選別を行う前に処理する必要がある。つまり、閾値によりノイズを除去することを目指すよりも、前段階の処理であるフェイクヒットフィルターにより出来る限りノイズの情報をまとめることが重要である。本研究で開発を行ったヒット認識法の性能の向上を実現するには、フェイクヒットフィルターとして用いている畳み込み処理に対する研究が必要と言える。

6.2 位置分解能

SFT は飛跡の検出を目的とし、求められた飛跡からニュートリノのエネルギーを再構成するため、正確な飛跡の認識が要求される。そこで SFT に重要となる性能の 1 つが位置分解能である。各ヒット認識法の位置分解能に対する評価には、ヒット検出効率の評価で用いた SFT15 層以上を貫通した宇宙線イベントからさらに SFT 内にトラックが 1 本のみ限定したイベントを用いた。

位置分解能の評価の方法として、ヒットにより再構成されたトラックに対する各ヒット位置の残差分布を求める。本研究で開発を行った 2 種類のヒット認識法及び現行のヒット認識法に対するヒットとトラック間の残差分布を図 6.5, 図 6.6 及び図 6.7 に示す。これらの結果は、実空間における SFT の X, Y 各読み出し方向に対して示されている。この残差分布の標準偏差を位置分解能と定義する。図 6.5, 図 6.6 及び図 6.7 の分布から、各認識法に対する位置分解能は表 6.2 のように求められた。この結果から、現行及び新しいヒット認識法による位置分解能に対する性能は、ほとんど同等であることが分かる。

各認識法において、X 方向と Y 方向の分解能にファイバー 1 本 (700 μ m) 程度の差が見られる。これは、この評価に宇宙線イベントを用いていることに起因すると考えられる。宇宙線の入射角度を考えると、X 軸方向にはほぼ一様といえるが、Y 軸方向については下向きに大角度で入射するものが多い。入射角が大きいと通過するファイバーの位置も隣にずれやすくなるため、この評価における Y 方向の位置分解能が悪くなったと考えられ、この差は本質的ではない。

以上のことから分かるように、異なる解析手法を用いて位置分解能を求めた結果、各認識法に対して同じ性能を得ることが出来た。これは、現行のヒット認識法及び本研究で開発を行ったヒット認識法が適切な処理を行っており、さらに位置分解能に対して SFT が持つ性能を十分に引き出していることの裏付けとなる。

表 6.2: 各ヒット認識法による位置分解能

	X 方向	Y 方向
生輝度法	1.18 mm	1.76 mm
2 階微分法	1.17 mm	1.76 mm
現行法	1.18 mm	1.78 mm

RAW Method RESIDUAL

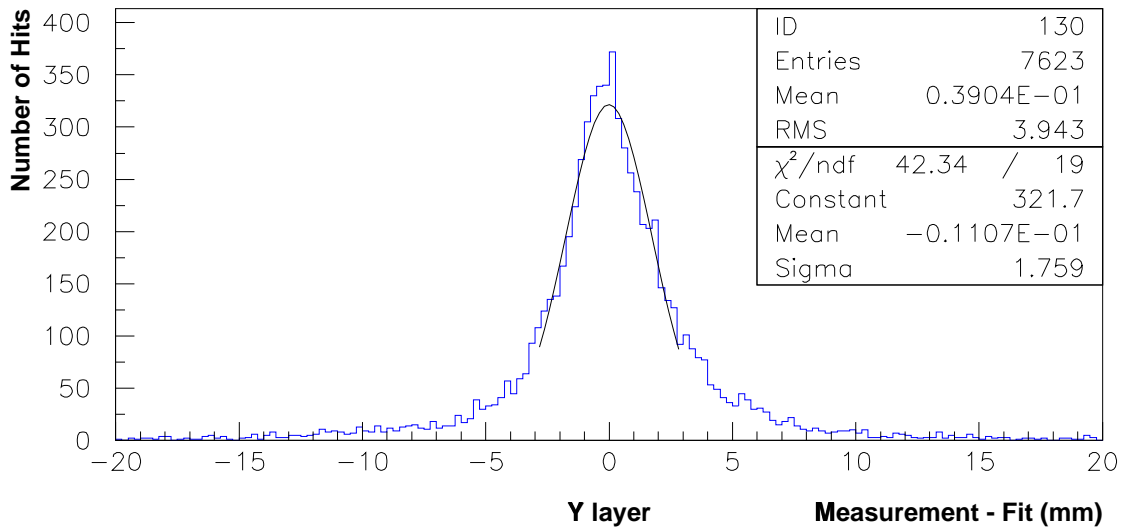
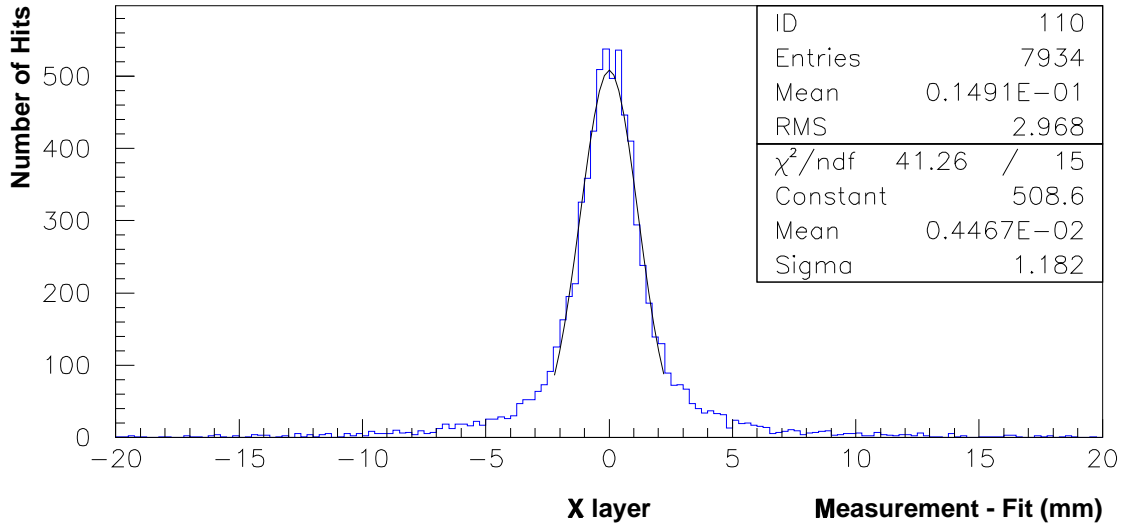


図 6.5: 生輝度を用いたヒット認識法によるヒットとトラック間の残差分布。この分布における標準偏差を位置分解能と定義する。

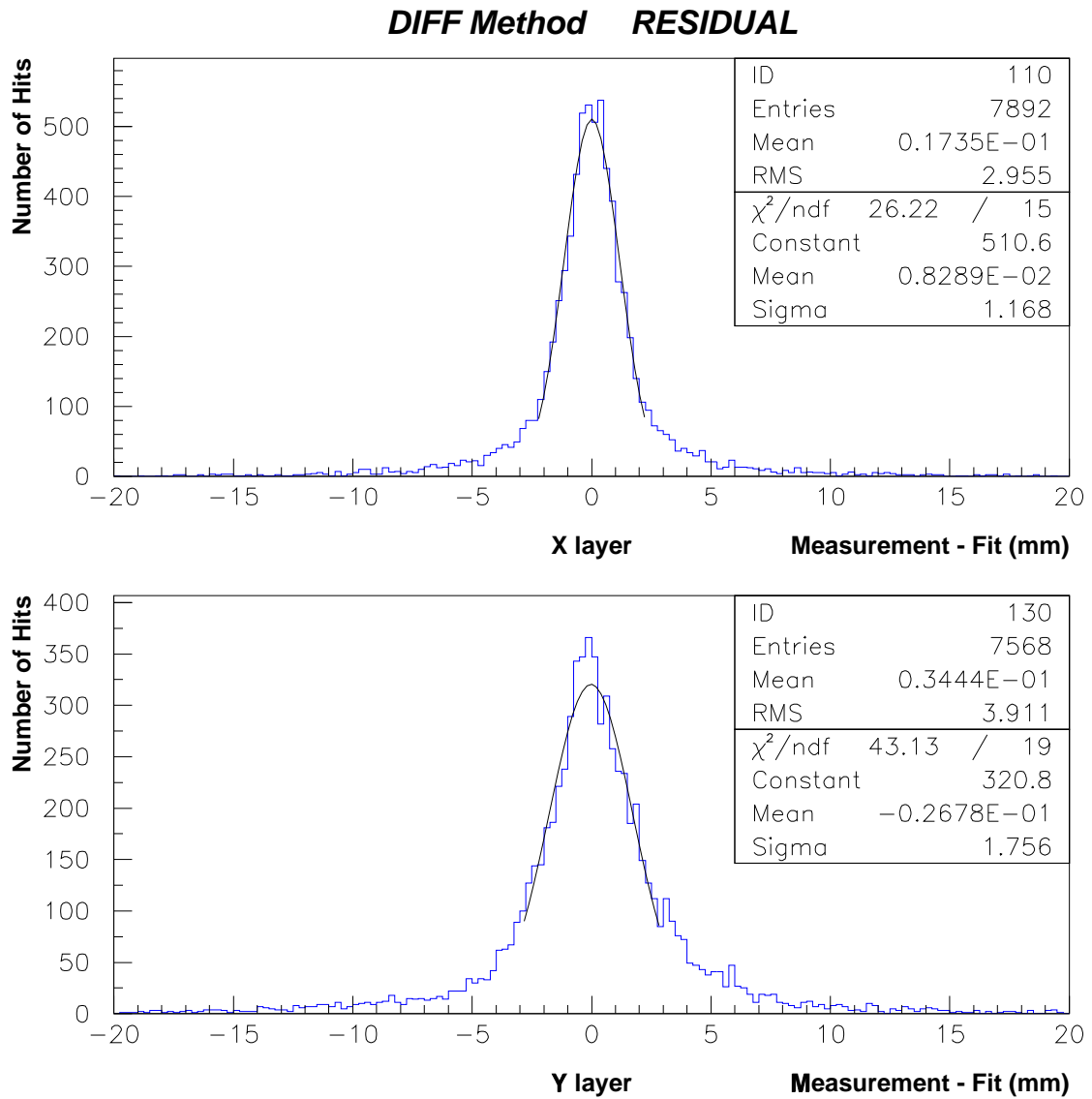


図 6.6: 2階微分を用いたヒット認識法によるヒットとトラック間の残差分布

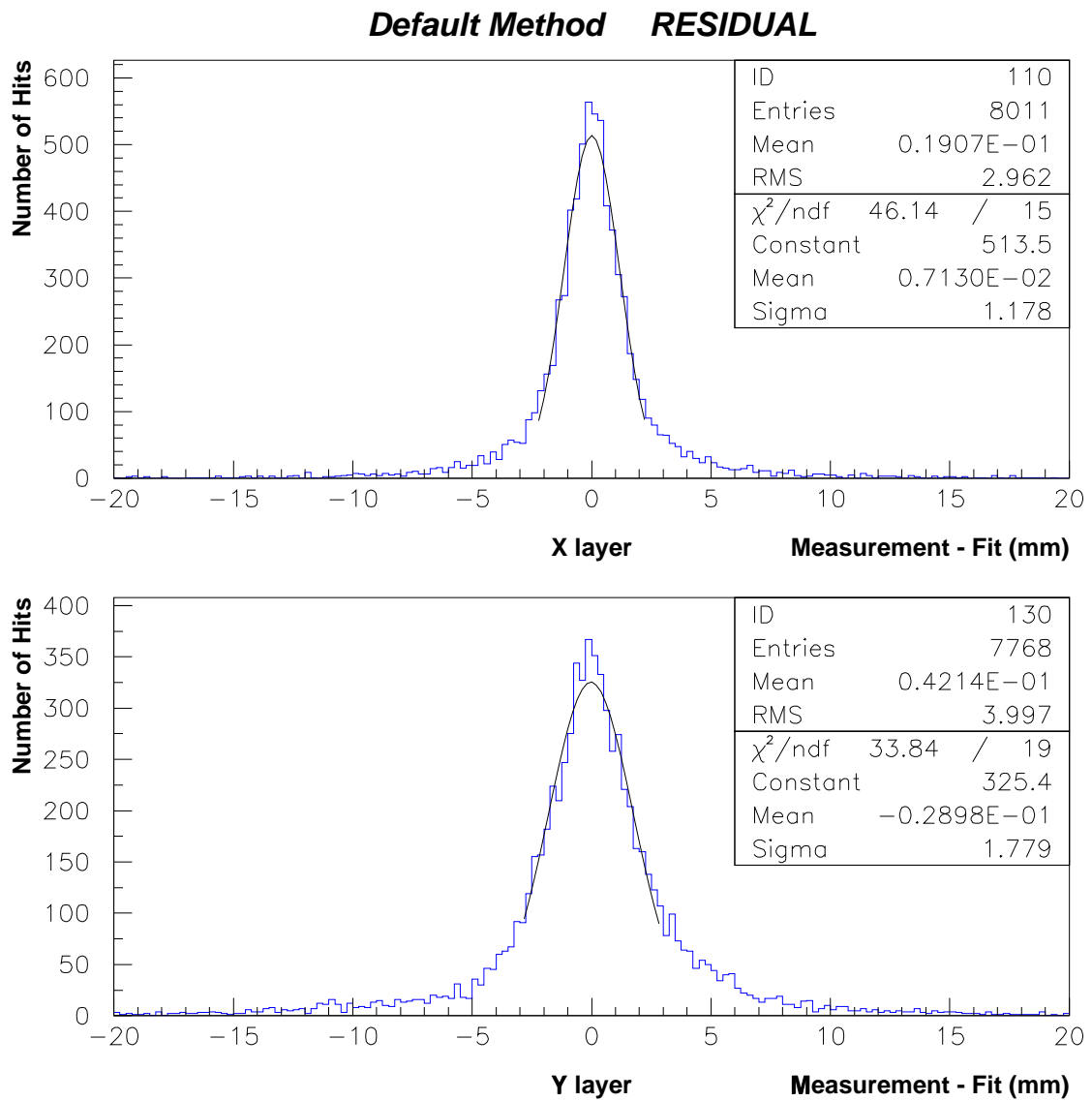


図 6.7: 現行のヒット認識法によるヒットとトラック間の残差分布

第7章 結論

本研究では、つくば－神岡間長基線ニュートリノ振動実験における前置検出器であるシンチレーティングファイバー飛跡検出器について、粒子通過位置の特定を目的とした解析処理に関する新しい認識方法の開発を行った。

本研究で開発を行った生輝度及び2階微分を用いたヒット認識法は、現行の認識法では注目していないクラスター内の輝度情報を扱うことにより解析処理性能の向上を目指したものである。新しいヒット認識法では、閾値を与えることによりノイズの除去を行っているが、この閾値を設定するために最適な指標に対する評価を行った結果、現行の認識法で利用しているピクセル数を用いることで十分であることが分かった。

これらのヒット認識法に対して性能評価を行った結果、生輝度を用いたヒット認識法におけるヒット検出効率は $94.9\pm 0.1\%$ 、ノイズ混入率は 1.61 ± 0.01 であった。また、2階微分を用いた認識法による性能はヒット検出効率 $94.6\pm 0.1\%$ 、ノイズ混入率 1.60 ± 0.01 と得られ、現行の認識法についてはヒット検出効率 $96.2\pm 0.1\%$ 及びノイズ混入率 1.72 ± 0.01 と求められた。現行のヒット認識法と比較してクラスターを正確に細分化して認識することが可能な2つの認識法では、ノイズクラスターの増加が予想されるにも関わらず、混入率を抑えることが出来ているといえる。今後の指針としては、サテライトヒットの分布に対する特徴を掴んだ上で、この分布に対する処理を行うことが必要である。ヒット検出効率については、新しい認識法で少しの低下が見られるが、ノイズ混入率に対する評価を加味するとほぼ同等の性能が得られたと言える。

ヒット検出効率及びノイズ混入率に対する性能を更に向上させるには、閾値のみによるノイズ除去ではなく、前段階の処理であるフェイクヒットフィルターにより出来る限りノイズクラスターを除去した上で、閾値によるヒット分離を行うことが有効である。したがって、本研究で開発を行ったヒット認識法に必要となることは、フェイクヒットフィルターとして用いている畳み込み処理に対する研究であると考えられる。

各認識法について、位置分解能に対する性能評価も行った。この結果、生輝度を用いた認識法ではX方向で 1.18mm 、Y方向で 1.76mm 、2階微分を用いた認識法ではX、Y各方向に対して 1.17mm 、 1.76mm 、現行の認識法においてはX 1.18mm 、Y 1.78mm であった。このことから、位置分解能に対する性能についても同等であることが分かった。

以上のことから、異なる解析手法を用いた各認識法に対して、ほぼ同等の性能を得ることが出来たと言える。このことは、本研究で開発を行ったヒット認識法及び現行のヒット認識法が適切な処理を行っていることの裏付けであり、これらの処理方法が検出器の性能を十分に引き出せていると言える。

謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方々に大変お世話になりました。この場を借りて、皆様に感謝を申し上げます。

初めに、「つくば-神岡間長基線ニュートリノ振動実験」に参加する機会を与えて下さいました武田 廣 教授、野崎 光昭 教授に深く感謝致します。

京都大学の西川 公一郎 教授、高エネルギー加速器研究機構の中村 健蔵 教授の御二方には、本実験の責任者としてお世話になりました。

神戸大学の原 俊雄 助教授、青木 茂樹 助教授、鈴木 州 助手には、常日頃から研究のみにとどまらず、多岐にわたる御指導、御助言を頂きましたことを深く感謝致します。

高エネルギー加速器研究機構の作田 誠 助教授、石田 卓 助手には、本研究を進めるにあたって直接の御指導、御助言を頂きましたことを深く感謝致します。

神戸大学の岩下 大器さん、竹中 和彦さんには、研究における様々な御助言を頂きました。有難うございました。

カリフォルニア大学アーバイン校の峰 俊一 博士、高エネルギー加速器研究機構の早戸 良成 助手、東北大学の長谷川 琢哉 助手、丸山 和純さん、京都大学の稲垣 隆宏さん、大阪大学の吉田 誠さん、東京理科大学の門脇 徹人さんには、研究に望む際の姿勢を教わりました。有難うございました。

神戸大学の北村 尚さん、小浜 光洋さん、北村 雅裕さん、佐藤 幸一さん、久米剛生さん、恩地 正裕さん、藤井 公雄さんには、日常の些細なことから研究の内容に至るまで、様々な場面でお世話になりました。有難うございました。

同じく神戸大学の高月 美知代さん、山田 有紀さんには、学部入学当時から6年間を共に過ごし、様々な場面で助けて頂きました。かけがえのない貴重な時間を与えて下さった御二人には、感謝の念にたえません。

東京理科大学の横山 広美さんには、高エネルギー加速器研究機構での研究生活など、有意義な時間を共に過ごして頂きました。有難うございました。

神戸大学の田中 康之君、野田 俊介君、西山 正吾君、須賀 陽介君、中田 太志君、梶原 寿宣君には、大学での貴重な時間を与えて下さったことに感謝します。

最後になりましたが、博士前期課程修了まで私の我儘に付き合い、温かく見守り続けてくれた家族や友人たちに深く感謝致します。

参考文献

- [1] M. Nakemura *et al.*, “Result from DONUT - Direct observation of ν_τ interaction”, Nucl. Phys. **B**(Proc. Suppl.) **77**, 259 (1999).
- [2] D.E.Groom *et al.*, Eur.Phys.J. **C 15**, 1 (2000).
- [3] M.Honda *et al.*, Phys .Lett. **B 248** (1990).
- [4] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. **B 335**, 237 (1994).
- [5] R.Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. **D 46**, 3720 (1992).
- [6] K. Daum *et al.*, Z. Phys. **C 66**, 417 (1995).
- [7] M. Aglietta *et al.*, Europhys. Lett. **8**, 611 (1989).
- [8] W.W.M. Allison *et al.*, “The Atmospheric Neutrino Flavor Ratio from a 3.9 Fiducial Kiloton-Year Exposure of Soudan 2” **hep-ex/9901024** (1999).
- [9] Y. Fukuda *et al.*, “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrino” Phys. Rev. Lett. **81** (1998).
- [10] T. Kajita *et al.*, “Atmospheric neutrino results from Super-Kamiokande and Kamiokande - Evidence for ν_μ oscillations”, Nucl. Phys. **B**(Proc. Suppl.) **77**, 123 (1999).
- [11] E. Eskut *et al.*, “The CHORUS collaboration, Search for ν_μ to ν_τ oscillation using the taudecay modes into single charged particle”, Phys. Lett. **B 434** (1998).
- [12] J. Altegoer *et al.*, “THE NOMAD EXPERIMENT AT THE CERN SPS”, CERN-PPE/97-059 (1997).
- [13] K. Nishikawa *et al.*, “Proposal for a Long Baseline Neutrino Oscillation experiment, using KEK-PS and Super-Kamiokande” (1995).
- [14] K. Nishikawa *et al.*, “Status of K2K (KEK to Kamioka long baseline neutrino oscillation experiment)”, Nucl. Phys. **B**(Proc. Suppl.) **77**, 198 (1999).
- [15] E. Ables *et al.*, “P-875:A Long-baseline Neutrino Oscillation Experiment at Fermilab” (1995).

- [16] K. Kodama *et al.*, “The OPERA ν_τ appearance experiment in the CERN-Gran Sasso neutrino beam” CERN/SPSC 98-25 (1998)
- [17] ICARUS & NOE collaborations, “A proposal for a CERN-GS long baseline and atmospheric neutrino oscillation experiment” INFN/AE-99-17 (1999).
- [18] 小浜 光洋, 神戸大学大学院自然科学研究科修士論文 (1997).
- [19] 稲垣 隆宏, 東京大学大学院理学系研究科修士論文 (1998).
- [20] H.Noumi *et al.*, “Precision positioning of SuperKamiokande with GPS for a long-baseline neutrino oscillation experiment” KEK Internal 96-17
- [21] 越後 慎也, 神戸大学大学院自然科学研究科修士論文 (1998).
- [22] 田代 和也, 神戸大学大学院自然科学研究科修士論文 (1998).
- [23] 門脇 徹人, 東京理科大学大学院理工学研究科修士学位論文 (1999).
- [24] A.Suzuki,H.Park *et al.*, talk presented at INSTR99, Hamamatsu, 1999; “Design, construction, and operation of SciFi tracking detector for K2K experiment”, to be published in special issue of Nucl.Instr. and Meth. **A**.
- [25] 北村 雅裕, 神戸大学大学院自然科学研究科修士論文 (1999).
- [26] 岸 正太郎, 東京理科大学大学院理工学研究科修士学位論文 (2000).
- [27] 越後 慎也, “Status report of SFT”, K2K internal report (1997).
- [28] 竹中 和彦, 神戸大学大学院総合人間科学研究科修士論文 (2000).
- [29] 藤井 公雄, 神戸大学大学院総合人間科学研究科修士論文 (2000).
- [30] 岩下 大器, 神戸大学大学院自然科学研究科修士論文 (2000).