

筑波大学大学院修士過程
理工学研究科修士論文

J L C ストリップ・ファイバー電磁カロリメータの
性能研究

関口克巳
平成 15 年 3 月

目次

第1章 JLC 計画	1
第2章 カロリメータ	4
2.1 カスケードシャワー	4
2.1.1 電磁シャワー	4
2.1.2 ハドロンシャワー	5
2.2 エネルギー分解能	5
2.3 JLC でのヒッグス粒子の探索	6
2.4 JLC カロリメータ	6
2.4.1 JLC カロリメータに要求される性能	6
2.4.2 ストリップ・ファイバー電磁カロリメータ	7
2.5 光電子増倍管 (PMT)	7
2.6 シンチレータ	9
第3章 ベンチテスト	10
3.1 実験の目的	10
3.2 セットアップ	10
3.3 ストリップ型シンチレータ	10
3.4 SPP 法による光量の見積もり	12
3.5 測定	13
3.6 結果	15
第4章 応答一様性シミュレーション	22
4.1 目的	22
4.2 シミュレーションのモデル	22
4.2.1 入射 β 線粒子の発光点の設定	22
4.2.2 発光点からの光の伝搬方向の決定	22
4.2.3 シンチレータ中の光の伝搬距離の決定	23
4.2.4 シンチレータ表面における反射	23
4.2.5 ファイバーでの光の吸収	24
4.2.6 ファイバー中での光の発光と減衰の効果	24
4.2.7 発光量の決定	24
4.3 シミュレーションから得られた結果	26

第 5 章 T517 ビームテスト	31
5.1 目的	31
5.2 セットアップ	31
5.2.1 電磁カロリメータモジュール	31
5.2.2 ビームライン上の測定系	31
5.3 キャリブレーション・コンスタントの決定	32
5.4 結果	32
5.4.1 エネルギー分解能	32
5.4.2 エネルギー線形性	32
第 6 章 まとめ	39

目次

1.1	JLC 検出器	3
1.2	JLC 線形加速器	3
2.1	ストリップ・ファイバー電磁カロリメータの構造	8
3.1	測定装置	11
3.2	ストリップ型シンチレータの形状	12
3.3	Spp (Single photo electron peak の分布)	14
3.4	光量の分布 (幅 10 mm)	16
3.5	光量の分布 (幅 20 mm)	17
3.6	光量の分布 (幅 30 mm)	18
3.7	3 測定線上の応答分布 (幅 30 mm)	19
3.8	3 測定線上の応答分布 (幅 20 mm)	20
3.9	3 測定線上の応答分布 (幅 10 mm)	21
4.1	(a) Y11 の発光波長帯と吸収波長帯 (b) ファイバー内の光の伝搬	25
4.2	シミュレーションの流れ	27
4.3	反射材の反射率と一様性の関係	28
4.4	ベンチテストとシミュレーションの結果	29
4.5	β 線の広がりと一様性の関係	30
5.1	ストリップ・ファイバー電磁カロリメータ試作機	33
5.2	ビームライン上の測定系	33
5.3	μ 粒子に対する 1 ストリップの応答の波高分布とそのフィッティングの例	34
5.4	ストリップ・ファイバ電磁カロリメータの 1~4 GeV の電子に対する応答	35
5.5	電子に対するエネルギー分解能	36
5.6	電子に対する応答の線形性	37
5.7	電子に対する応答の線形性からのずれ	38

概要

1986年、標準模型を超える高エネルギー領域の物理現象の研究を目指す電子・陽電子衝突型線形加速器 Japan Linear Collider(JLC)の研究計画が発表された。この線形加速器は2つのダンピングリングと約30kmの線形の加速管からなり、衝突点にはJLC検出器が置かれる。その中で、カロリメータは粒子のエネルギーを測定する検出器である。JLCでは補償型とよばれる鉛とプラスチックシンチレータからなるサンプリングカロリメータを用いる計画である。このカロリメータは、光子同定部、位置検出部、電磁カロリメータ部、ハドロンカロリメータ部から構成される。

電磁カロリメータの構想としてストリップ型シンチレータを使用した細分割型のストリップ・ファイバー電磁カロリメータが考えられている。検出層を細分割化することによって粒子の起こしたシャワーの位置分解能を向上させるのが主な目的である。本研究では細分割電磁カロリメータの開発において、ストリップ型シンチレータの有用性とストリップ・ファイバー電磁カロリメータの性能を評価した。ストリップ型シンチレータベンチテストによって応答の一様性を調べ、また、シンチレータ内部で起こる光の発光・伝達の様子をシミュレーションによって再現し、ベンチテストで得られた結果と比較した。また、実際にストリップ・ファイバー電磁カロリメータの試作機を製作し、2002年11月にKEK(高エネルギー加速器研究機構)の π^2 ビームラインにおいてT517ビームテストを行った。この実験で得られたデータを解析し、エネルギー分解能とエネルギー線形性について評価した。ストリップ型シンチレータの応答の一様性のベンチテストでは、幅が10mmのストリップ型シンチレータにおいて、応答のばらつきとファイバー方向の応答の対称性について最も良い傾向を見ることができた。また、シンチレータの発光・伝達のシミュレーションの結果、ベンチテストで見られた β 線源の広がりによるシンチレータ端点での光量の見かけ上の低下を再現する事が出来た。

T517ビームテストの結果、エネルギー分解能について、

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(13.45 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E}} \oplus (5.2 \pm 0.22\%)$$

が得られ、エネルギー線形性は4%以内で成り立っている事がわかった。

第1章 JLC計画

Japan Linear Collider (JLC) 計画

素粒子物理学は、自然界の究極の構成要素についての研究と、それらの間に働く相互作用の解明を目的としている。現在素粒子物理学の成果は、標準模型の中で実験的にも理論的にも素粒子間に働く相互作用等がよく記述されている。しかし、自発的対称性の破れを担うヒッグス粒子は未だに発見されていない。また標準模型は電弱相互作用のエネルギースケールまでの実効的な理論であり、全てのエネルギースケールをカバーする究極の素粒子理論ではあり得ない。標準模型を超える新粒子、新現象の発見、またその研究には、高エネルギー加速器の存在は不可欠である。このため、現在世界中でさまざまな加速器が計画されている。陽子衝突型円形加速器は、陽子は電子と比べて質量が非常に大きいためにシンクロトロン輻射によるエネルギーの損失が少なく、電子よりもずっと高いエネルギーまで加速することが可能である。現在、スイス欧州共同素粒子研究機構 (CERN) では Large Hadron Collider (LHC) と呼ばれる重心系エネルギー 14 TeV、ビーム輝度 $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の陽子・陽子衝突型加速器の建設が進められている。しかしこれらは構造を持つハドロンどうしを衝突させるものであり、反応に寄与するエネルギーはハドロンを持つエネルギーの数分の一に過ぎず、多量のノイズを含む。また、この方式では、電子の質量が陽子の質量の約 $1/1800$ であるため、曲線部で曲げられた時に生じる制動輻射のためのエネルギー損失 (質量の2乗に反比例し、半径の4乗に反比例する) が大きく、到達できるエネルギーの限界に近づいている。この制限により、電子陽電子型円形加速器では、事実上重心系エネルギー 200 GeV 程度が限界である。その欠点は円形でなく線形の加速器を使えば解決することができ、非常に高い重心系エネルギーを達成することが可能である。電子は内部構造のない素粒子であるため、新粒子の生成に費やされる有効エネルギーを陽子衝突型加速器と同程度にできる上、新しい物理現象の探索においてはその精密測定が可能である。

1986年、標準模型を超える高エネルギー領域の物理現象の研究を目指す電子・陽電子衝突型線形加速器 Japan Linear Collider (JLC) の研究計画が発表された。この線形加速器は2つのダンピングリングと約30 kmの線形の加速管からなり、衝突点にはJLC検出器が置かれる。JLC加速器を1.1に、JLC検出器の断面図を図1.2に示す。まず、多バンチ構造を持ち、大強度で安定なビームが電子銃で生成される。入射リニアックでの加速後、ダンピングリングに入射され、細く平行な質の高いビームにされる (陽電子ビームラインには、陽電子生成のための10 GeVのリニアック、金属標的で生成された陽電子に対して十分に入射間口の広い前段ダンピングリングが加わる)。こうして得られた超高質のビームは、バンチ長をバンチコンプレッサーで、より高い周波数の主リニアックで効率良く加速できるように数 mm から約 0.1 mm へと順々に短くされる。電子、陽電子リニアックではビームを超高質に保ったまま一気に加速する。主リニアックは、30 MeV/m 以上の加速勾配の電場で満たされる加速器と、加速電場を作り出すクライストロンなどから構成されている。加速最終段階で、ビームエネルギーは 250 GeV に達し、電子の有効質量は数 10 万倍まで増大する。最高エネルギーを得たビームは、測定器の手前で垂直方向に数 nm、水平方向に百数十 nm の大きさまで絞られる。これら2つの扁平なビームが交差すると、電子と陽電子が正面衝突しやすく、持ち込んだ全てのエネルギーを費やして素粒子反応を引き起こし、測定器で観測される。

第一期計画 (JLC-1) として重心系エネルギー 300 ~ 500 GeV, ビーム輝度 $5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を目指している。第一期計画終了後, 重心系エネルギーを 1.5 TeV まで増強し, 標準模型を超える物理現象の探索を目指す。[1]

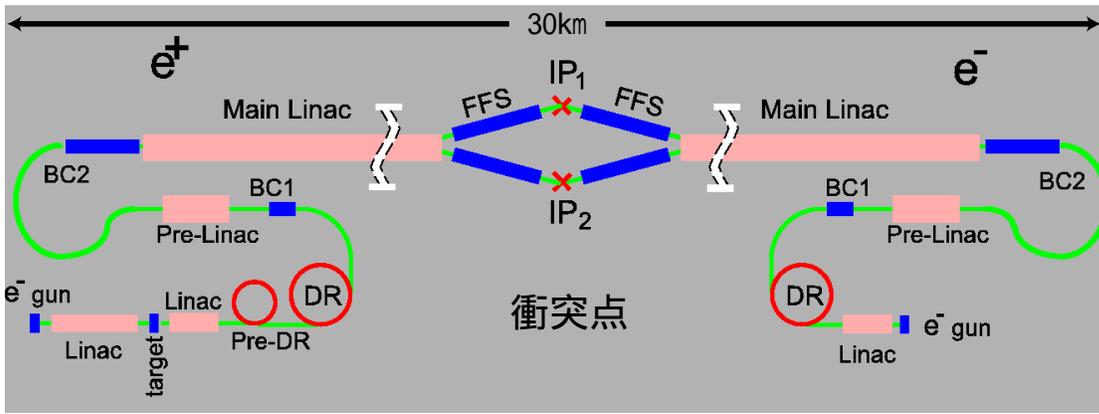


図 1.1: JLC 検出器

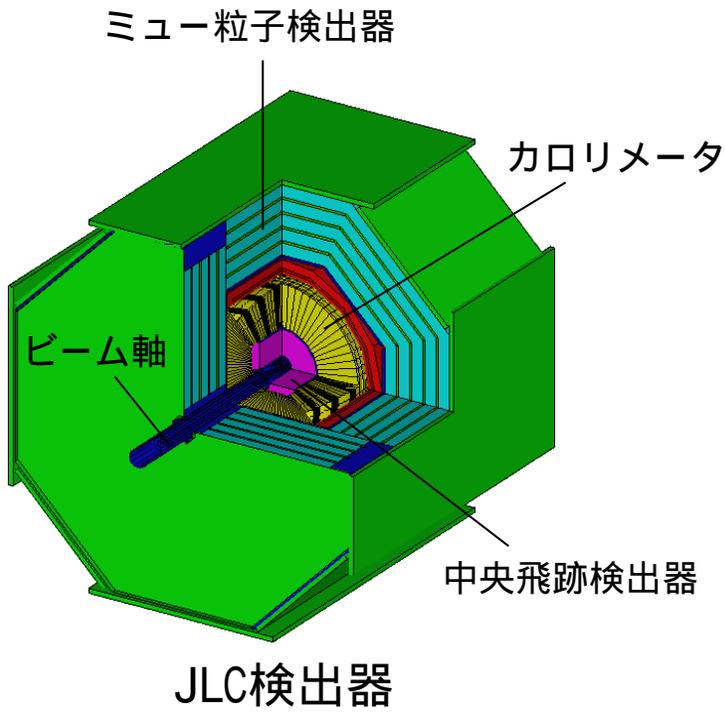


図 1.2: JLC 線形加速器

第2章 カロリメータ

カロリメータは物質との相互作用を通じて粒子のエネルギーを測定するものであり、大きく分けて全吸収型とサンプリング型に分けられる。全吸収型カロリメータは NaI, BGO などの高密度の無機結晶シンチレータからなり、粒子の全エネルギーを光に変換することができる。そのためエネルギー損失が少なく、エネルギー分解能が非常に優れている。しかし、製造過程で大きな結晶を得るのが難しく、高価である等の問題点もある。サンプリングカロリメータは主に鉛や鉄等からなる吸収層とシンチレータなどからなる検出層で構成される。カロリメータにはいった粒子は、吸収層でシャワーを起こし、発生したシャワーの構成粒子を検出層で検出する。サンプリング型カロリメータは吸収層で粒子のエネルギーが吸収される分エネルギー分解能は全吸収型と比べて悪くなる。しかし、比較的安価であり、小型化できるという利点があるためハドロンカロリメータは全てサンプリング型のものが使用されている。

2.1 カスケードシャワー

高エネルギー粒子が物質中に入射すると、電磁相互作用及び強い相互作用により 2 次粒子が作られる。更にその 2 次粒子が物質中で相互作用をし 3 次粒子を作る。このような過程で出来た粒子群をシャワーと呼ぶ。シャワーは、その相互作用の仕方によりハドロンシャワーと電磁シャワーの二つに分ける事が出来る。

2.1.1 電磁シャワー

高エネルギーの電子が物質中に入射すると、物質中の原子核の作る強い電場の影響で制動放射が起こり光子 (γ) を放出する。放出された光子もまた電子陽電子対を発生するので、そこから発生した電子は再び制動放射により、光子を発生する。こうした電子の増殖は電子のエネルギーが臨界エネルギー (E_c) に達するまで続く。 E_c は一般に陽子数 Z の物質に対し次式で表される。

$$E_c = \frac{800}{Z + 1.2} \text{ MeV}$$

また、電磁シャワーの縦方向の発達と物質の厚さを関連付ける量として輻射長 X_0 が定義される。

$$X_0 = \frac{716.4 A}{Z(Z + 1) \ln \left(\frac{287}{\sqrt{Z}} \right)} \text{ g cm}^{-2}$$

これは物質を通過する高エネルギー ($> E_c$) の電子が制動放射によってエネルギーが $1/e$ に減少するのに要する平均の長さである。

また、物質中を通過する電子は MIP として振る舞い、物質中の原子をイオン化して、ある一定のエネルギーをおとす。電子に比べて質量の大きい荷電粒子のイオン化による単位長さ当たりのエネ

ルギー損失は，Bethe-Bloch の式で与えられる．

$$-\frac{dE}{dx} = Dz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{(2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2)}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right)$$

$$D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \text{ MeVcm}^2 \text{g}^{-1}$$

$$\beta = \frac{v}{c}$$

ここで ze は荷電粒子の電荷， r_e ， m_e はそれぞれ電子の古典半径と質量である．また $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ で， I は物質中の電子の束縛状態による定数でイオン化定数と呼ばれ，近似的に $I \sim 16(Z)^{0.9} \text{ eV}$ である． δ は物質内の密度効果と呼ばれるものである．

この式から dE/dx は β が $z/137$ 付近で最小値をとり， $\beta > z/137$ ではわずかに増加するだけである． $\beta > z/137$ の状態にある粒子を MIP (minimum ionizing particle) と呼び，このときのエネルギー損失は粒子の種類によらずほぼ一定の値を示す．

2.1.2 ハドロンシャワー

強い相互作用をする粒子 (ハドロン) が物質中に入ると，その物質中の核子との弾性散乱のほかには，非弾性相互作用も起こる．この様な粒子の衝突反応においては，バリオン，メソン，中性子や陽子等からなる数個の 2 次粒子を作る．作られた 2 次粒子が，更に反応を起こす．こうして，ハドロンシャワーは発生する．この過程は，これらの生成粒子のエネルギーが小さくなり電離損失でとまるか，核反応により吸収されるまで続く．

この様なハドロンシャワーの空間的成長の尺度は，相互作用長 λ_0 によって与えられる．この λ_0 は以下のように与えられている．

$$\lambda_0 = \frac{A}{\sigma_i N_0 \rho} \quad (2.1)$$

ここで， A は物質の 1 モルの質量， σ_i は非弾性散乱の断面積， N_0 はアボガドロ数， ρ は物質の密度である．鉛の相互作用長は $194 \text{ g/cm}^3 (17.1 \text{ cm})$ である．

2.2 エネルギー分解能

カロリメータのエネルギー分解能は入射粒子のエネルギーへの依存性から以下のように表される．

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_{stochastic}}{\sqrt{E}} \oplus \sigma_{const.} \quad (2.2)$$

ここで $A \oplus B = \sqrt{A^2 + B^2}$ である．

$\sigma_{const.}$ は定数項 (constant term) と呼ばれ，読み出しチャンネル毎のゲインの不均一さやカロリメータからのエネルギーの漏れからの寄与である． $\sigma_{stochastic}$ は統計項 (stochastic term) と呼ばれ，

$$\sigma_{stochastic} = \sqrt{\sigma_{int}^2 + \sigma_{photo}^2 + \sigma_{sample}^2} \quad (2.3)$$

と表される．

σ_{int} はカロリメータ内で発生する光子数が確率事象であるための揺らぎである． σ_{photo} は検出層から光子を検出する過程で光電子増倍管の光電面での光電子への変換時における揺らぎや増幅過程で

各増幅段階で出てくる電子数の揺らぎなどの寄与である． σ_{sample} はシャワーを構成する荷電粒子のイオン化による損失を検出体に落としたものだけが取り出すので吸収層で吸収されてしまって検出されない荷電粒子数の統計的揺らぎからの寄与である．

$\sigma_{stochastic}$ からの分解能への寄与は，入射粒子のエネルギーが高くなると共に改善される．このことから，カロリメータは高エネルギー粒子のエネルギー測定に適している．

2.3 JLC でのヒッグス粒子の探索

JLC における最も重要な目的の一つはヒッグス粒子の探索である．JLC 第 1 期計画でのヒッグス粒子の探索で使われる崩壊モードは $e^+e^- \rightarrow Z^0 H$ である．このモードの終状態は Z^0 の崩壊モードにより

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

が考えられる．(1) の場合は四元運動量欠損，(2) では二つのレプトン，(3) では二つの b ジェットの不变質量が Z^0 粒子の質量と一致するときに残りの二つのジェットの不变質量分布のピークがヒッグス粒子となる．この崩壊モードに対する主なバックグラウンドは

- (i) $e^+e^- \rightarrow Z^0 Z^0$
- (ii) $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$
- (iii) $e^+e^- \rightarrow e\nu W$

であるが，(i)，(ii) は微分断面積が前方にピークを持ち，(ii)，(iii) はヒッグス粒子の崩壊過程の特徴である b クォークを含んでいない．よって中心部に発生した事象を選び，その事象に 2 つの b クォークのジェットを要求することにより効率よくヒッグス粒子の事象を選ぶ事が出来る．

ヒッグス粒子は Z^0 粒子がレプトン対に崩壊するチャンネル (2) において最も容易に検出される．しかしこのチャンネルは全体の 7 % 程度しかない．統計精度が高い実験を行うためには全体の 70 % の崩壊比を持つ Z^0 粒子のクォーク対への崩壊 (3) を測定すること，すなわちジェットを精度よく測定する事が不可欠である．[2]

2.4 JLC カロリメータ

JLC カロリメータは鉛とプラスチックシンチレータを用いたサンプリング型の構造をとり，主に電磁カロリメータ (ECAL) とハドロンカロリメータ (HCAL) 部から構成される．ECAL 部では最初の $4.3X_0$ までが光子同定部 (PS) とされ，その後ろには位置検出部が置かれ，さらにその後ろには厚さ $25X_0$ の電磁カロリメータ部 (EM) が置かれており，合計の厚さは $29X_0$ になる．そしてその後ろには $5.6\lambda_0$ の厚さのハドロンカロリメータ部 (HAD) が置かれる．ここで X_0 ， λ_0 はそれぞれ輻射長，相互作用長である．

2.4.1 JLC カロリメータに要求される性能

Z^0 粒子がジェットへ崩壊する反応に対しては， Z^0 粒子対生成 (i) や W^\pm 粒子対生成 (ii) が大きなバックグラウンドとなりうる． W^\pm 粒子の対生成は b クォークを同定する事で効率よく除去できるが， Z^0 粒子の対生成チャンネル $Z^0 \rightarrow b \bar{b}$ の崩壊は 2 ジェットの不变質量分布によってのみ

$H \rightarrow b \bar{b}$ と区別する事が出来る．このために 2 ジェットの不变質量分布を高精度で測定できることが不可欠である．

以上に述べた要求を満たすようにカロリメータに求められる性能はエネルギー分解能が EM で

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \quad (2.4)$$

HAD で

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{40\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad (2.5)$$

である．ここで \oplus は二乗和を表す．

2.4.2 ストリップ・ファイバー電磁カロリメータ

JLC 電磁カロリメータは主に、光子同定部、位置検出部、電磁カロリメータ部から構成され、電磁カロリメータ部には鉛とストリップ型シンチレータを用いたサンプリング型カロリメータの構想があげられている．図 2.1 で見られるように電磁カロリメータ部では複数枚のストリップ型シンチレータを横に並べた層と鉛の層が交互に重なる構造をとり、また前後の隣り合った層のシンチレータは互いに垂直な位置関係を持つ．この構造を持つことにより、シンチレータからの光の読み出しを行うファイバーは、ビームの入射方向から見ると網目状の配置をとることになる．この様にしてカロリメータからの信号の読み出しを細分割化することで、カロリメータ中で発生したシャワーの位置の分解能を向上させ、シャワーを起こした粒子の同定を精度良く行うことができる．これが電磁カロリメータを細分割化することの主な目的である．図 2.1 にストリップ・ファイバー電磁カロリメータの概略図を示す．

2.5 光電子増倍管 (PMT)

光電子増倍管は極めて微弱な光信号 (通常数百個以下の光子からなる) を利用可能な電流パルスに変換する装置である．カロリメータから発せられた信号は主にこの光電子増倍管によって電気信号に変えられ、各計測装置に入力される．その構造は主に光電陰極 (photocathode) と複数のダイノードからなる電子増倍器 (electron multiplier) によって構成される．光電陰極に入射した光子のエネルギーは陰極中の電子へ移行し、エネルギーを持った電子は陰極表面に移動する．そして光電陰極をなす物質と真空との境界に存在する固有電位障壁を乗り越え、光電陰極から放出される (光電効果)．光電陰極の感度を示す量として、量子効率 QE (quantum efficiency) があり、次式で定義される．

$$QE = \frac{\text{発生する光電子の数}}{\text{入射した光子の数}}$$

実際の光電子増倍管の光電陰極の量子効率は 20 % ~ 30 % である．

光電陰極から放出された電子は収束電極の作る電場によって収束されダイノードと呼ばれる電極に衝突する．ダイノードは一つの入射電子が落としたエネルギーによって、その表面から 1 個以上の

—— JLCカロリメータ ——

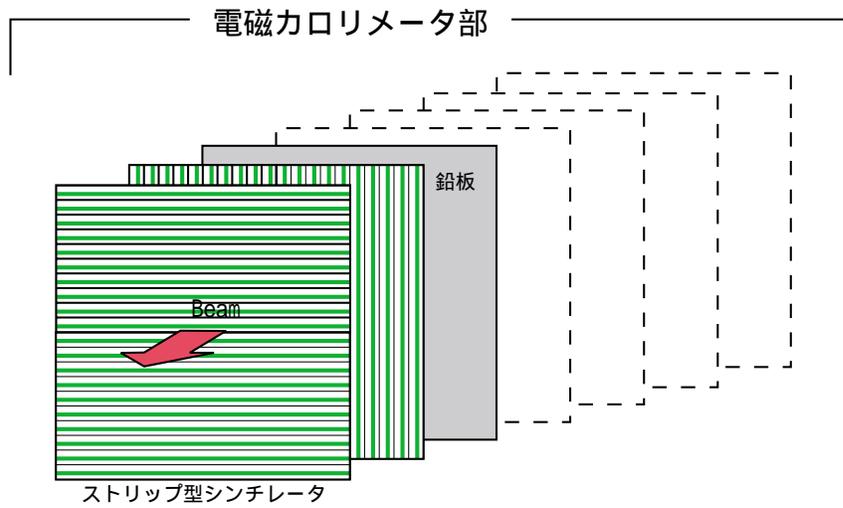
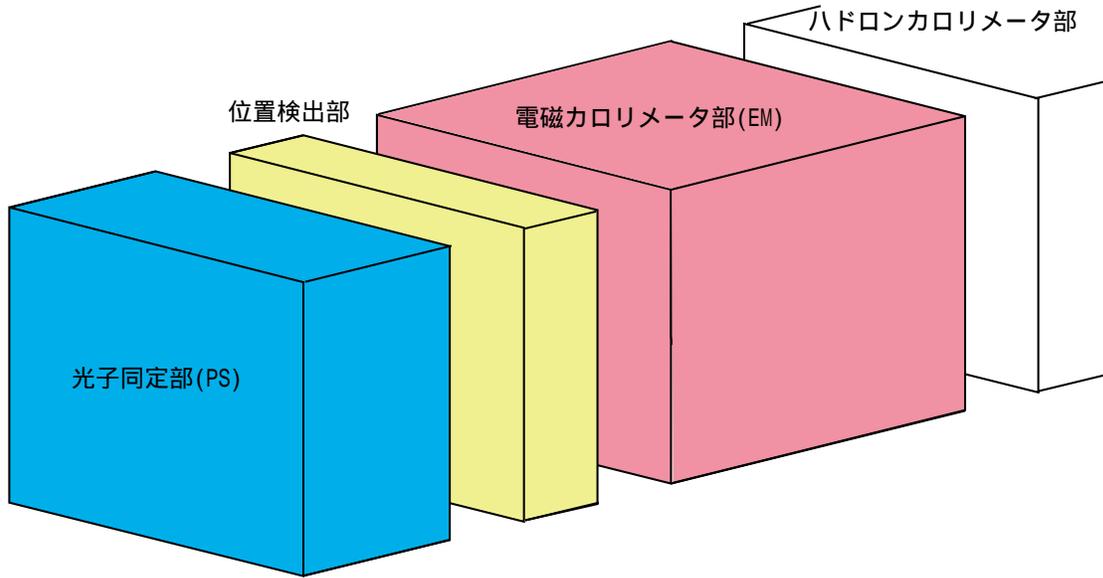


図 2.1: ストリップ・ファイバー電磁カロリメータの構造 .

電子を放出することができる。これを2次電子の放出といい、この割合が増倍係数 δ として次式で表される。

$$\delta = \frac{\text{放出される2次電子の数}}{\text{最初に入射した電子の数}}$$

通常電子増倍器は多段式のダイノードからなり、ダイノードが N 段ある場合、最終的な利得は

$$\text{全利得} = \alpha \delta^N$$

となる。ここで α は光陰極と電子増倍器との間にある集束電極の電場によってダイノードに集められる光電子の割合を表す。

2.6 シンチレータ

シンチレータはカロリメータにおいて、その検出層を構成するものであり、荷電粒子のエネルギーの一部を光に変換することが出来る。シンチレータには大きく分けて無機シンチレータと有機シンチレータがあり、JLC では有機シンチレータであるプラスチックシンチレータを使用している。プラスチックシンチレータは適当な溶媒にシンチレータを添加して、その後溶媒を高分子化して固体プラスチック化することで得られる。シンチレータ中を荷電粒子が通過すると、近くにあるシンチレータ中の分子が荷電粒子の運動エネルギーの一部を吸収する。そのエネルギーはプラスチックの分子間を伝わり、やがてシンチレータの分子に到達する。シンチレータの分子中の電子はエネルギーを吸収して励起状態にあるエネルギー順位に移行する。そしてその電子が元のエネルギー状態に戻る際にエネルギーを光として放出する。この光がシンチレーション光として観測される。シンチレータ分子の発光時間はほとんどの有機シンチレータで2~3 ns であり非常に短い。

第3章 ベンチテスト

3.1 実験の目的

カロリメータで粒子のエネルギーを測定するうえで、良いエネルギー分解能を維持するためには、カロリメータ内の粒子の起こしたシャワーの位置に依らず一様な応答を返さなければならない。そのためには、カロリメータの構成要素の中で、実際にカロリメータ内で発生した事象を信号に変え、その信号の読み出しに使用される検出層を構成するシンチレータの応答の一様性が要求される。一般的にカロリメータに使用されるシンチレータに要求される応答一様性のばらつきは5%程度とされている。本実験では、形状の異なるシンチレータを9種類用意し、その応答の一様性を調べた。

3.2 セットアップ

光量測定の実験装置を図 3.1 に示す。スキャナーに固定された台の上に 線源 ^{90}Sr を置き、試料(ストリップ型シンチレータ)の下にはトリガーカウンターを固定している。トリガーカウンターは直径 5 mm、長さ 3 mm のトリガー用シンチレータの埋め込まれたアクリルライトガイドと、2本の PMT から構成されている。線がストリップ型シンチレータを通過し、さらにトリガー用シンチレータに入射すると、トリガーカウンターの2本の PMT より電気信号が出力される。これらの信号をディスクリミネータを通して NIM 信号に変換した後、この2つの NIM 信号のコインシデンスをとり、ナノセカンドディレイモジュールによってタイミングを調整したものをトリガー信号として用いる。一方ストリップ型シンチレータからの信号(シンチレーション光)は、PMT(浜松ホトニクス H1161GS)を用いて読み出し、ナノセカンドディレイモジュールを通して、トリガー信号とのタイミングを合わせ、ADC モジュール(LeCroy 2249A)に入力される。トリガー信号は、ゲートジェネレータによってゲート信号に変換され、ADC のゲートとして入力される。ゲート信号が入力されている間、ADC は入力電荷量の積分を行う。PMT のアノードで観測される信号を、オシロスコープで見ると、電荷量におおよそ比例した波高となって見える。電荷量のばらつきは、この波高のばらつきとなるので、この分布を波高分布と呼ぶ。通常は横軸に電荷量を ADC カウンターで、縦軸をイベント数として表す。

3.3 ストリップ型シンチレータ

測定に用いるシンチレータはクラレ社製 SCSN38 を使用し、それをストリップ型(短冊状)に加工したものを、ストリップの幅とファイバーが通る位置を変えて9種類測定した。それぞれのシンチレータの形状を図 3.2 に示す。ストリップ型シンチレータの厚さおよび縦方向の長さはそれぞれ

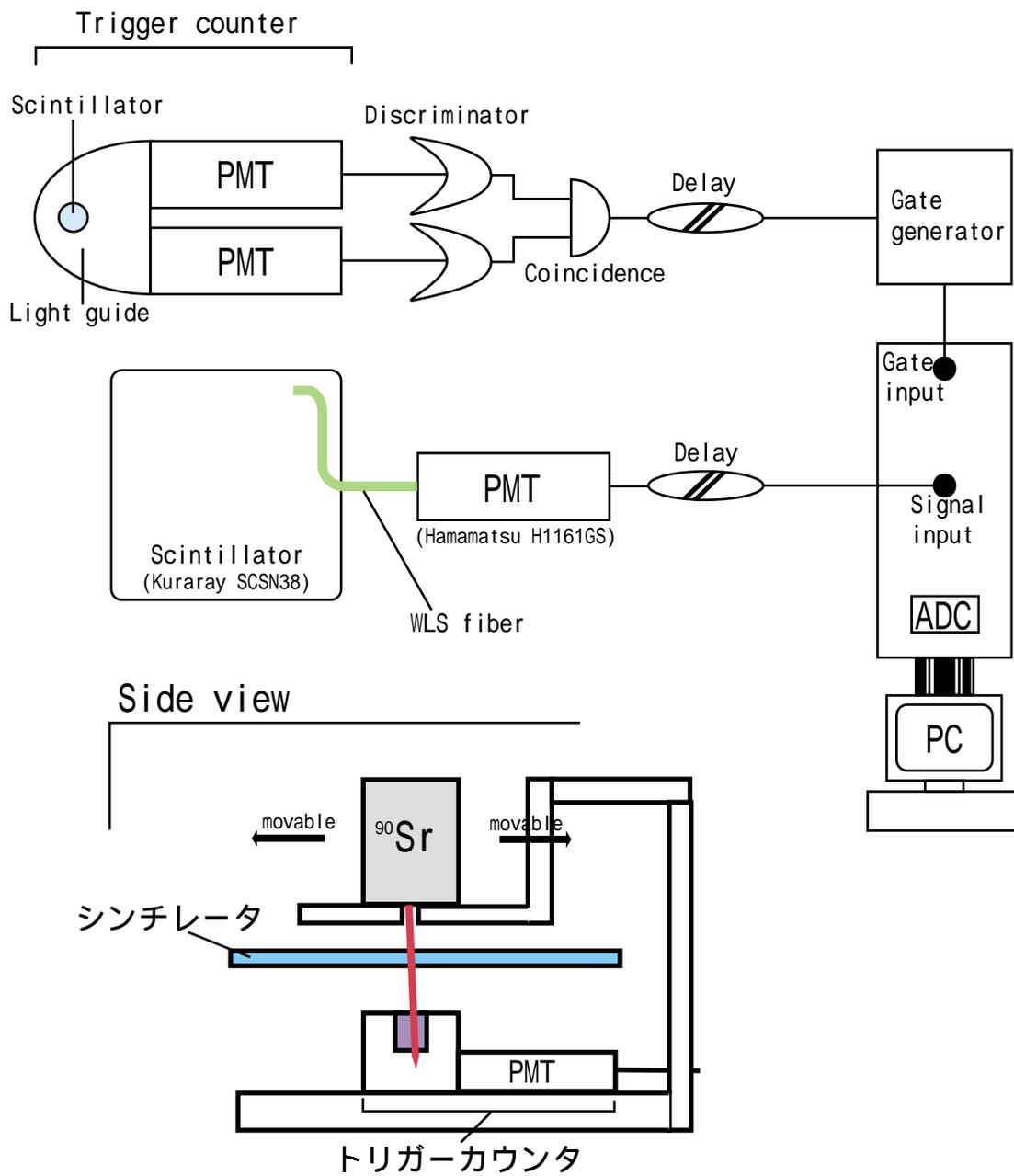


図 3.1: 測定装置

れ 2 mm , 20 cm に統一されている . 読み出し用波長変換ファイバーが中心を通るものと , 中心から 1 mm , 2 mm , とずれた位置を通るものを使用している . それはサンプリングカロリメータの構造上の理由のためである . サンプリングカロリメータは , 吸収層と検出層 (シンチレータ) を交互に組み合わせた何枚かの多重構造からなる . また , シンチレータ上のファイバーの位置での光量は , ファイバーが通る分シンチレータ部分は薄くなり , そこで得られる光量は低い . このためシンチレータを通るファイバーの位置が重なると , 粒子がシンチレータ上のファイバーの位置に垂直に入射した場合 , 他の層もファイバーの位置を通ることになり , そこで得られる光量の低下を招く . そのためシンチレータを通るファイバーの位置が前後の層を通過しているファイバーと重ならないような構造を想定した .

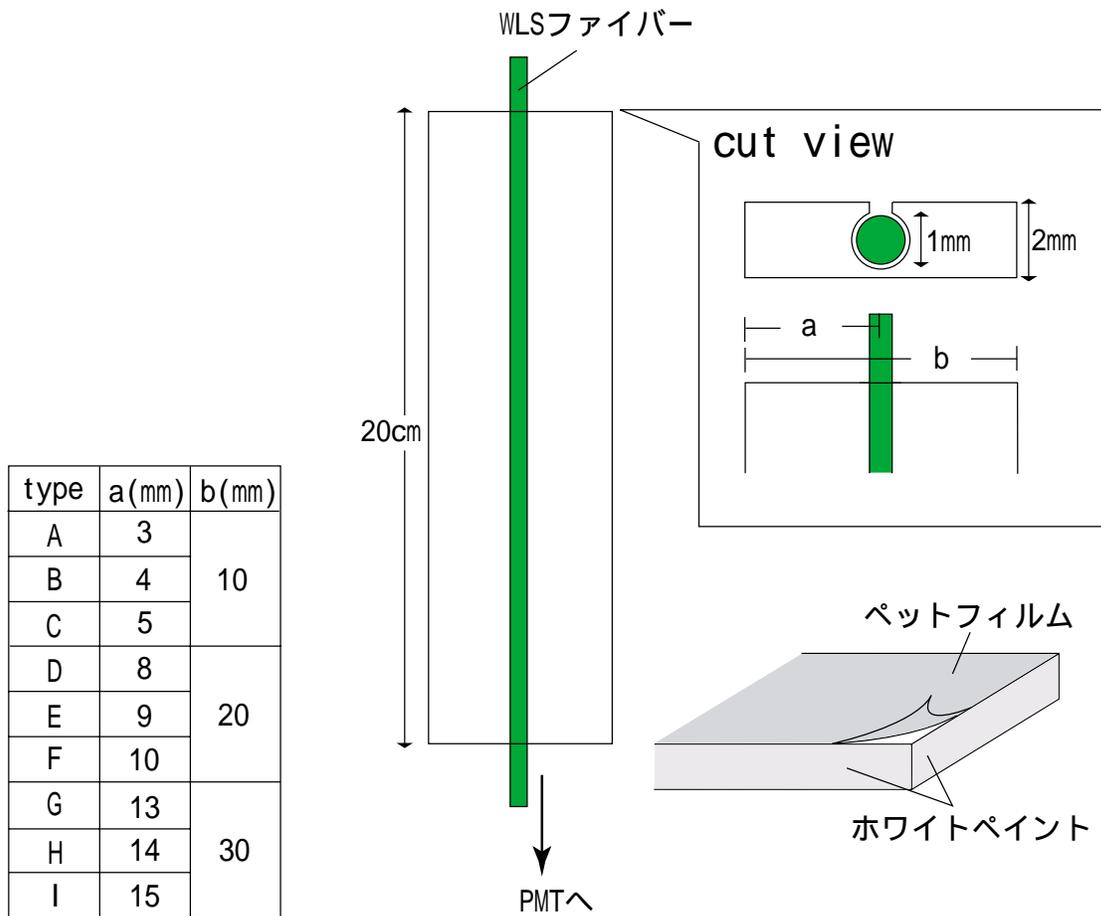


図 3.2: ストリップ型シンチレータの形状

3.4 SPP 法による光量の見積もり

ストリップ型シンチレータを線が通過すると , 非常に多く (数千個) の光子が生成される . それらの光子はシンチレータの中を反射しながら広がるが , その一部が WLS ファイバーに達する

と、波長が変換されファイバー内に取り込まれる。波長を変換された光の一部はファイバーを通り、PMTの光電面に伝えられる。光電面に光が到達すると、光電効果により光電子が放出される。その時の光電子の数はポアソン分布にしたがうことが知られている。その平均の数は、光電面に入射した光子の数と光電面の量子効率によって決定され、PMT自体の増幅率にはよらない。したがってPMTからの平均光電子数を測定することで、PMTへの供給電圧やPMTの個体差による増幅率の違いに影響されない、絶対的な光量を測定することができる。特にカロリメータでは、光電子数のばらつきがエネルギー分解能に大きく影響する。よってエネルギー分解能を見積もる際に、シンチレータの光量を光電子数で評価しておくことは非常に都合がよい。本研究では、光量はすべて光電子数で評価している。実際の光量測定ではPMTからの信号の電荷量はADCによってADCカウント(1ADCカウントにつき0.25 pCの電荷量)に変換される。よって光電子数を評価するためには、得られたADCカウント数を光電子数に直さなければならない。そのために、1光電子の信号の大きさに対応するADCカウント数(SPP値)を知る必要がある。これを測定するため、十分に光量を落とした(平均光電子数が0.1個程度の)試料の測定を行なった。このとき、ポアソン分布から全事象の90%が0個、つまり全く光電子が放出されなかった現象に相当し、9%が1個放出された事象、1%が2個放出された事象に相当する。また、3個以上光電子が放出される確率は極めて小さい。図3.3に本実験で得られたsppの波高分布を示す。光電子1個相当の分布のピーク(SPP)に対し、ガウス関数を用いた最小自乗法フィットを行い、その時の中心値を1光電子相当のADCカウント(np_e)とした。

3.5 測定

測定ではシンチレータ上に100点の測定点を設け、各測定点に β 線を照射したときに得られた光量を測定した。この測定を全タイプ(9種類)のストリップ型シンチレータに対して行った。シンチレータの各点(100点)での光量を図3.4~3.6に示す。これを見ると、幅が10 mm, 20 mm, 30 mm, の全てのタイプのシンチレータにおいて、ファイバー方向の測定線(計5本)のうち、両端の部分の光量が中央付近の3本に比べて減少していることがわかる。しかもその減少度はストリップの幅が狭いものほど、激しくなっている。この原因として、線の広がりによるものが考えられる。線源がストリップの端の測定点上に位置すると、そこで放射される線の中にはシンチレータを通過せずに、シンチレータを外れた点を通してトリガーにカウントされるものがある。この事象はベダスタルとしてADCにカウントされ、その結果その点での平均の光量が見かけ上低下するものと考えられる。ストリップの幅が狭いものほど顕著にその光量の低下が見られるのは、幅が狭いものほど両端の測定線とシンチレータの端との絶対的な距離が短いため、線がシンチレータを通過せずにカウントされる割合が大きくなるためであると考えられる。このことから、ストリップ型シンチレータの応答のばらつきを見積もる際には、ベータ線の広がりによるものの影響を省くため、両端の測定線の応答分布は考慮せず、中央の3つの測定線についてファイバー方向の応答のばらつきとして、それぞれ3つを独立して算出した。中央の3つの測定線の応答分布を幅が10 mm, 20 mm, 30 mmの各ストリップについて図3.7~3.9に示す。この表から、ファイバー方向から見て、中央の光量に比べてその両端の光量が低下していることがわかる。ファイバーがシンチの中央からずれて配置されているストリップについては、ファイバー付近の応答の傾向がファイバーの位置のずれに対応して分布していた。

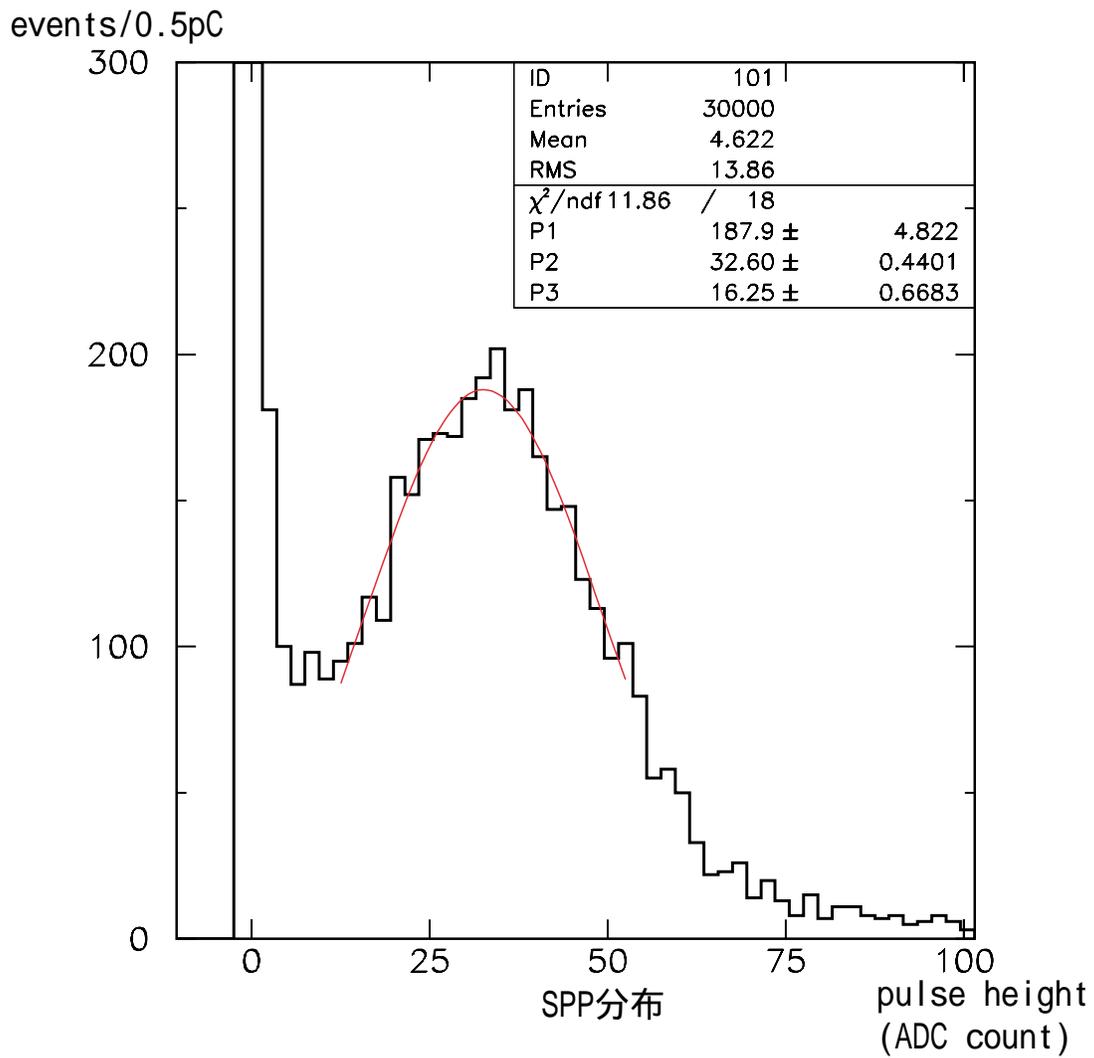


図 3.3: Spp (Single photo electron peak の分布)

3.6 結果

以上の測定により各ストリップシンチレータについて次のような結果が得られた。

	光量の 平均 (npe)	ばらつき			端で落ちる 光量の割合		
		left	center	right	left	center	right
1cm	4.6	4.9%	4.1%	4.2%	16%	14%	16%
2cm	3.7	5.3%	4.7%	4.9%	17%	15%	17%
3cm	3.4	6.1%	5.7%	5.9%	22%	19%	19%

表 3.1: 各ストリップの応答一様性

ストリップ型シンチレータから得られる光量及び両端での光量の低下において、幅 10 mm のシンチレータで最も良い結果が得られ、応答のばらつきにおいても幅 10 mm のシンチレータが 5 % 以内で、我々の要求を十分に満たしていることが分かった。よって、幅が 10 mm のストリップ型シンチレータが、ストリップファイバー電磁カロリメータを製作するうえで最も適していると思われる。以降では、幅が 10 mm のストリップシンチレータについて述べる。

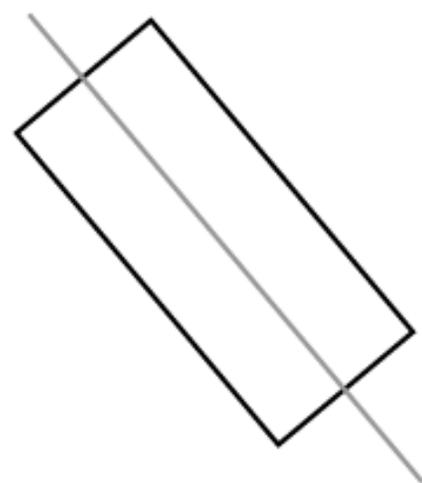
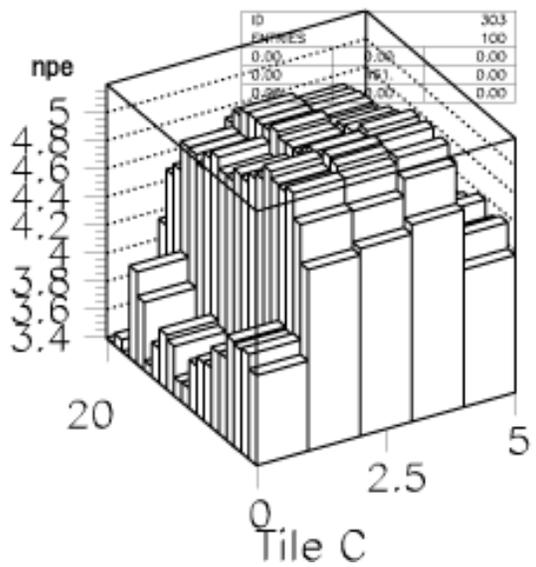
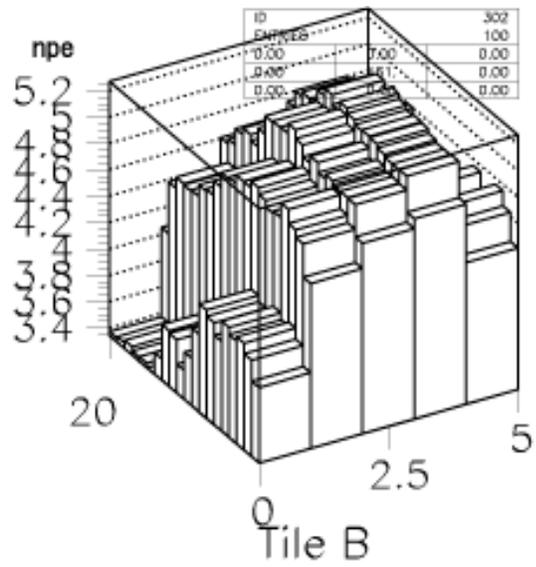
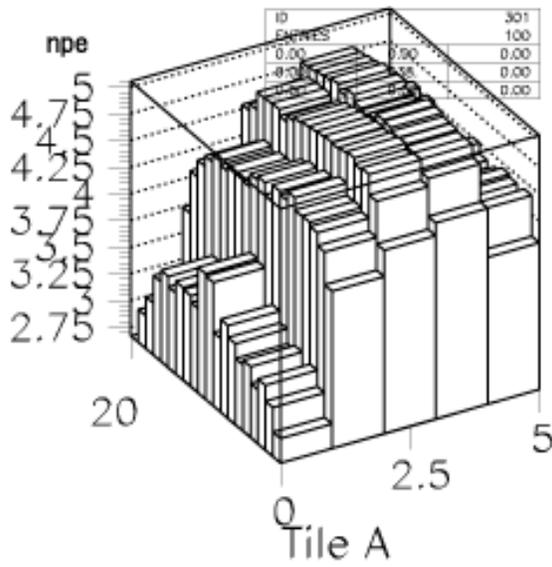


図 3.4: 光量の分布 (幅 10 mm)

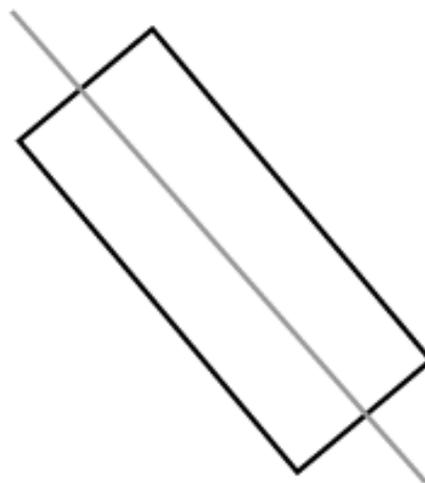
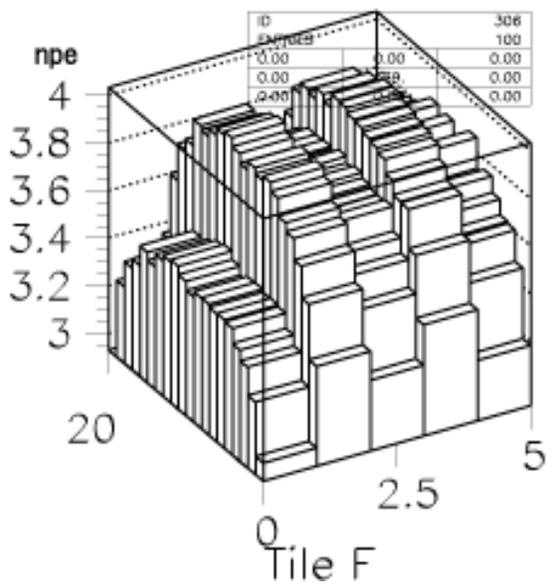
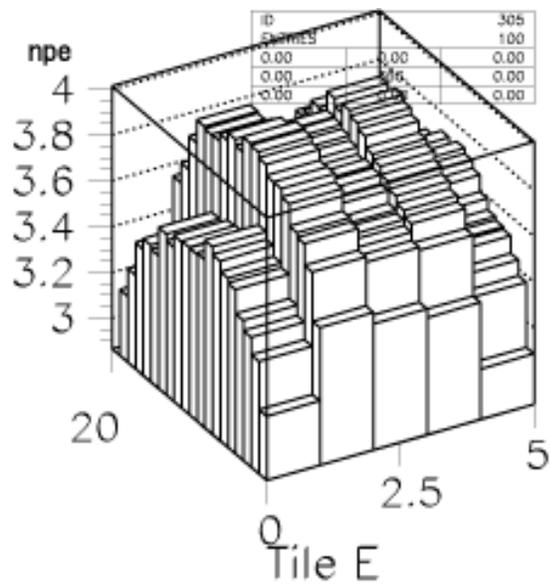
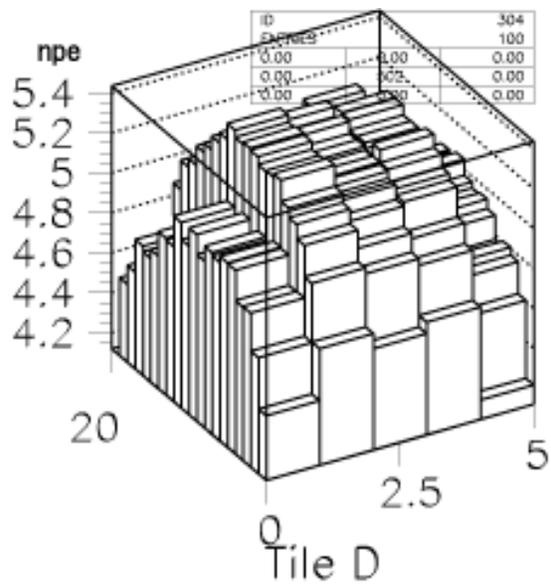


図 3.5: 光量の分布 (幅 20 mm)

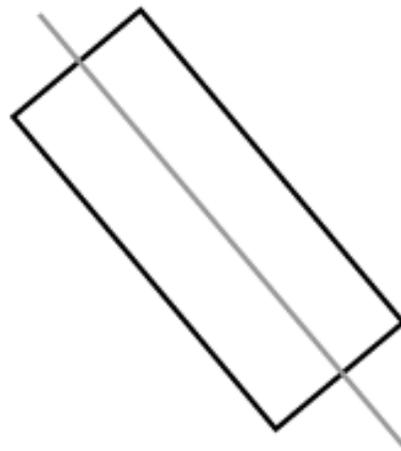
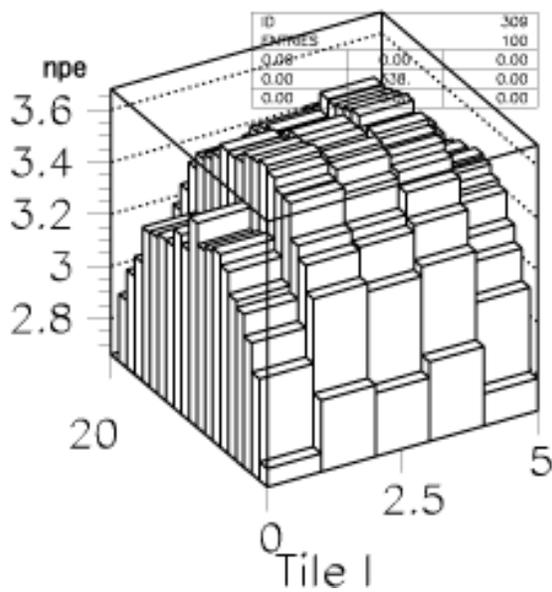
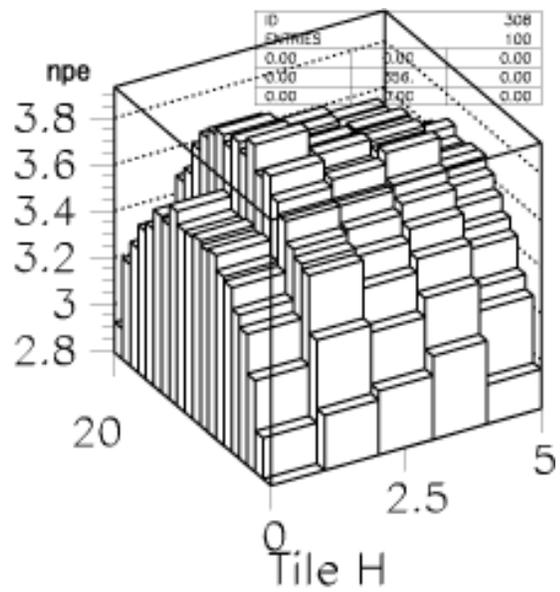
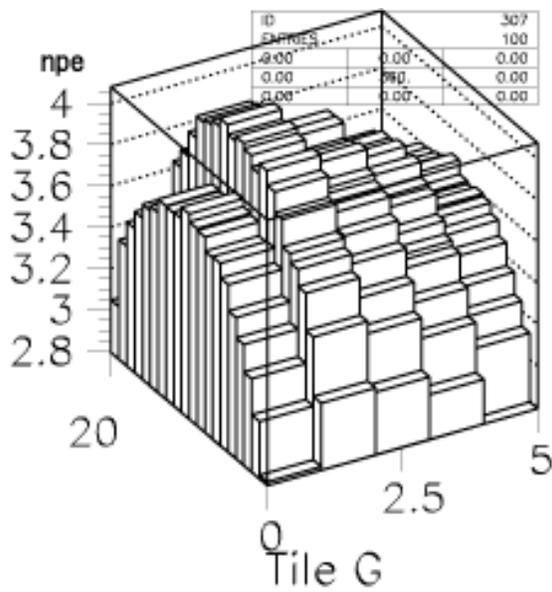


図 3.6: 光量の分布 (幅 30 mm)

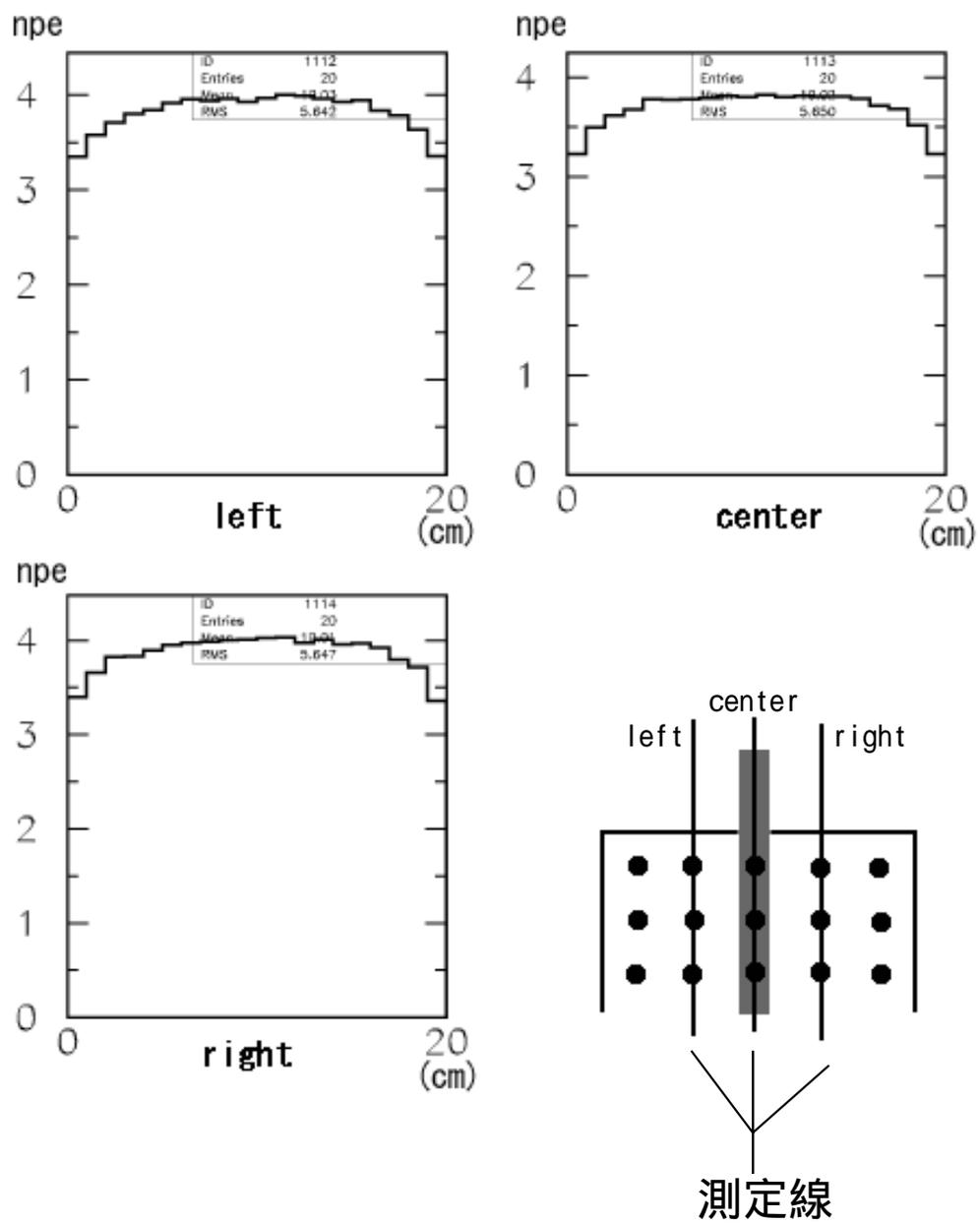


図 3.7: 3 測定線上の応答分布 (幅 30 mm)

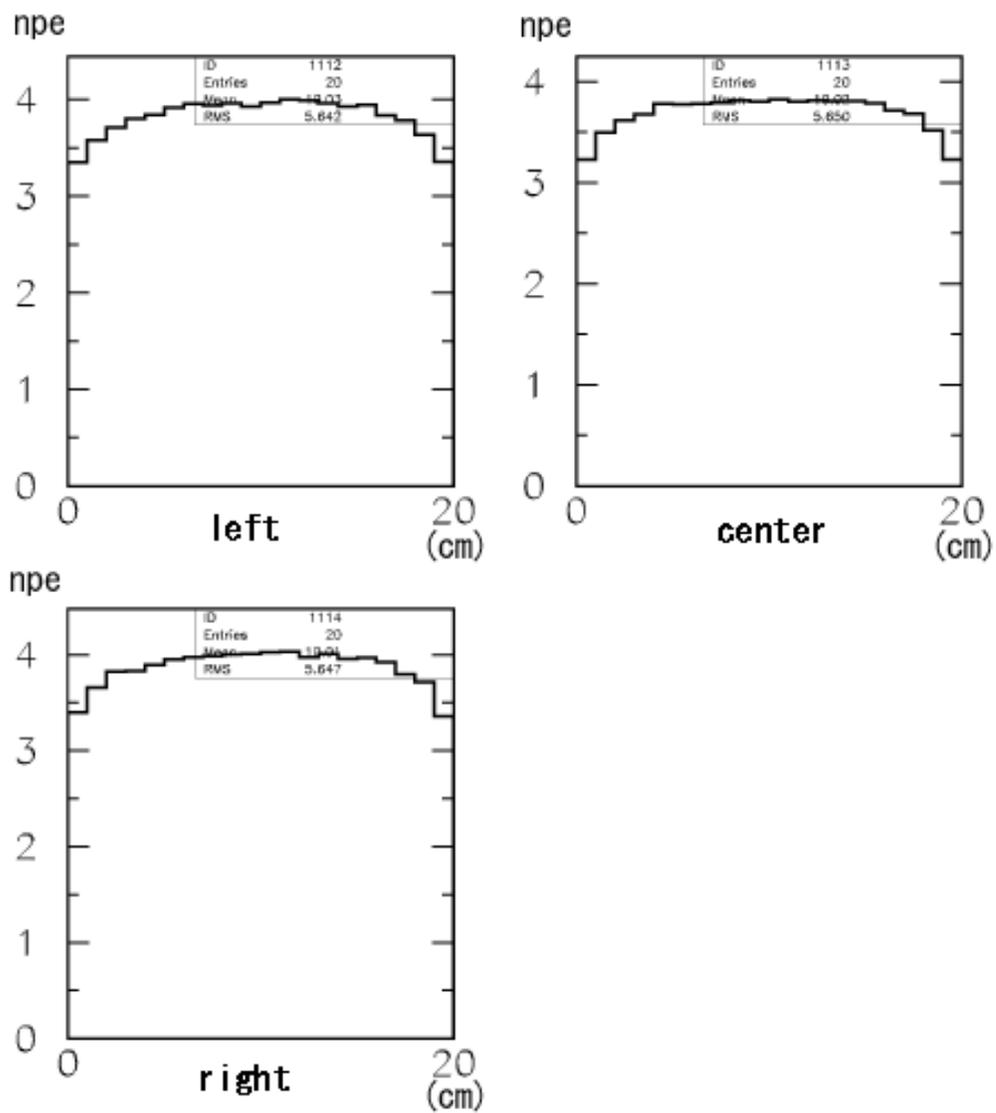


図 3.8: 3 測定線上の応答分布 (幅 20 mm)

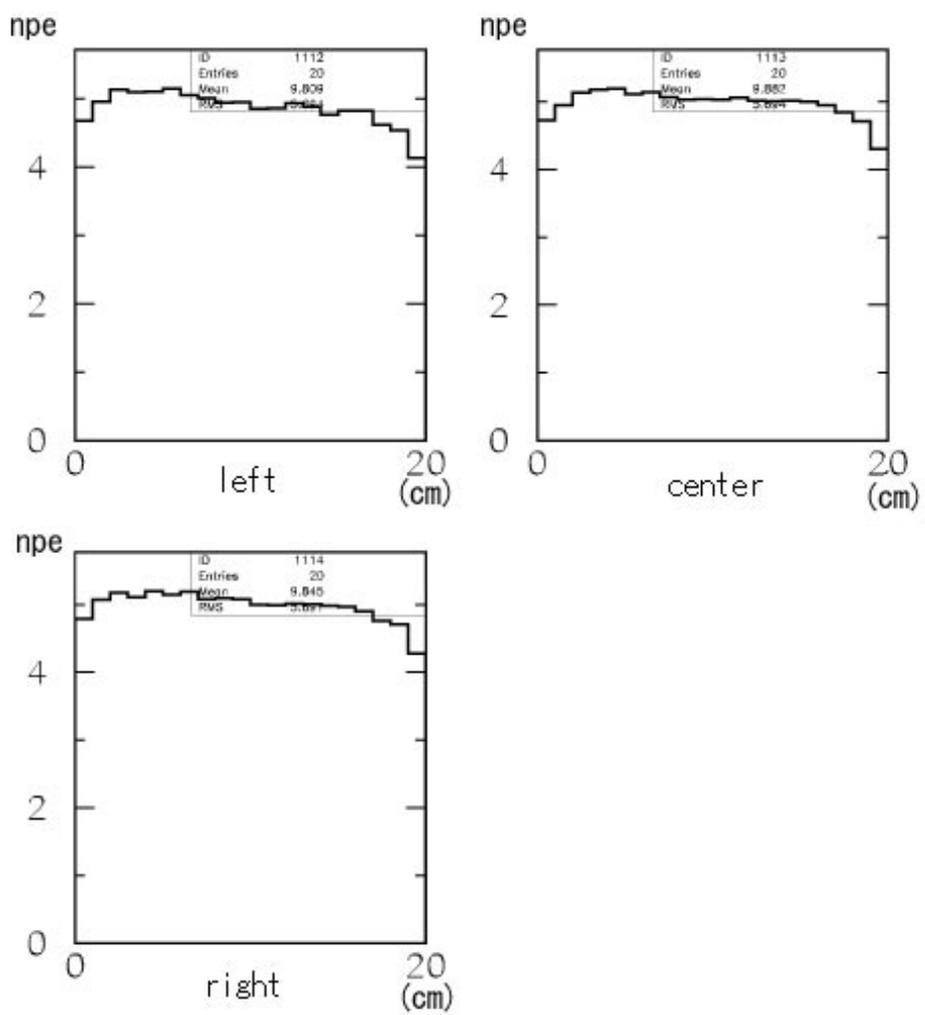


図 3.9: 3 測定線上の応答分布 (幅 10 mm)

第4章 応答一様性シミュレーション

4.1 目的

シンチレータ内における光の発光伝達の様子や、反射材の効果などをより深く理解するためには、コンピュータによるシミュレーションが効果的である。また、実験で得られた応答一様性の結果とシミュレーションの結果とを比較する事で、より正確な結論を得ることが出来る。そこで、シンチレータの光の発光とその伝搬の様子をモデル化し、シミュレーションを行った。

4.2 シミュレーションのモデル

ストリップシンチレータの形状は前述のベンチテストの結果から、最も良い一様性を示した幅が 10 mm のものについて行った。よって、縦の長さが 20 mm、幅 10 mm、厚さ 2 mm である。シンチレータを通るファイバーは直径が 1 mm の円形の断面を持ち、クラッドとコアの区別はせず、一様な物質であると仮定する。ファイバー用の溝はファイバーと同じ直径を持ち、この溝とファイバー間の空気層は考慮しない。

まず、次の量をパラメータとして入力する。

シンチレータの辺の長さ (縦, 幅) L_x, L_y

シンチレータの厚み d

ファイバー溝の中心座標 F_x, F_z

シンチレータ外のファイバーの長さ l

シンチレータの光の減衰長 att_s

ファイバーの光の減衰長 att_f

4.2.1 入射 β 線粒子の発光点の設定

β 線の入射位置 (x, y) はパラメータとして入力する。また、シンチレータ内の発光点の z 座標は、 $0 \leq z \leq d$ の範囲で一様乱数を振り決定する。以上により発光点の座標 (x, y, z) は決定される。

4.2.2 発光点からの光の伝搬方向の決定

光の伝搬方向と、 x 軸正方向とのなす角を ϕ 、 z 軸正方向とのなす角を θ とすると、伝搬方向を表すベクトルは、以下のように表される。

$$v_x = \sin \theta \cos \phi \quad (4.1)$$

$$v_y = \sin \theta \sin \phi \quad (4.2)$$

$$v_z = \cos \theta \quad (4.3)$$

発光は等方的に起こると考えられるので、単位立体角あたり一様に光が放出されるように θ , ϕ を決定する。すなわち、 ϕ は $0 \leq \phi \leq 2\pi$ で一様乱数を振り、 θ は $-1 \leq \cos \theta \leq 1$ で一様乱数を振り、決定する。

4.2.3 シンチレータ中の光の伝搬距離の決定

シンチレータの発光波長帯と吸収波長帯は、重なる部分がある。これによりシンチレータ中の光は伝搬の際、自己吸収により指数関数的に減衰していく。すなわち、はじめ N_0 個であった光が、距離 s 進んだ後、 N 個になったとすると、

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{s}{\lambda}\right) \quad (4.4)$$

$$s = -\lambda \log e\left(\frac{N}{N_0}\right) \quad (4.5)$$

これから、 N/N_0 に対して、 $0 \leq N/N_0 \leq 1$ で一様乱数を振り、その結果を式 (4.5) に代入する事により光のシンチレータ中の伝搬距離 s を決定する。このとき、 λ はシンチレータ中の光の減衰長を表す。以後、光の伝搬距離の合計を常に計算し、 s を超えると次の β 線の入射に移る。

4.2.4 シンチレータ表面における反射

シンチレータ表面での反射には、大きく分けて正反射と乱反射の 2 種類があり、反射材としてペットフィルムを用いた場合は前者が支配的であり、ホワイトペイントを用いたときには、後者が支配的であると考えられる。そこで、前述のベンチテストにおいては、ストリップシンチの上下の面にはペットフィルムを、側面にはホワイトペイントを用いたので、正反射と乱反射のそれぞれのモデルを仮定した。

(a) 正反射のモデル

光が媒質 1 (屈折率 n_1) から媒質 2 (屈折率 n_2) の境界面に入射するとき、入射角を θ_1 、反射角を θ_1' 、屈折角を θ_2 とすると、スネルの法則が成立する。

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.6)$$

このとき、 $\theta_1 = \theta_1'$ が成立する反射を正反射という。式 (4.6) から、 θ_1 が次の条件を満たすとき、入射光はすべてこの境界面で反射される。

$$\sin \theta_1 > \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{全反射条件}) \quad (4.7)$$

これ以外の場合には、光の反射と屈折の両方を考慮しなければならない。しかし、反射率 α を設定して、入力光のうち α は正反射をし、 $1 - \alpha$ は吸収されるという簡単なモデルで十分近似できることが分かっている。そこで今回は、適当な反射率 α を設定して、0 から 1 の相間で一様乱数を振り、その結果が α 以下の場合には正反射をさせ、 α より大きい場合にはそこでシミュレーションを終了させ、次の β 線の入射に移るようにした。

(b) 乱反射のモデル 乱反射の場合には境界面による吸収はなく、光はシンチレータの内側方向に等方的に反射されるとする。すなわち、光の反射方向を θ, ϕ で定義すると、 $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \phi \leq 2\pi$ の領域で、前項 4.2.2 のように一様乱数を振る。

4.2.5 ファイバーでの光の吸収

シンチレータ中を進む光がファイバーに到達すると、そこでファイバー中の光の吸収変換の有無が決定される。光が吸収変換される割合 F は次の式で与えられる。

$$F = (1 - R) \frac{1 - \exp(-\epsilon ct)}{1 - R \exp(-\epsilon ct)} \quad (4.8)$$

$$\text{ただし } R = \frac{(n_f - 1)^2}{(n_f + 1)^2} \quad (4.9)$$

ここで、 n_f はファイバーの屈折率、 ϵ はファイバーの吸収率、 c はファイバーの濃度、 t は光がファイバーを通過する距離を表す。また、 t については光がファイバーを通過するたびにその都度計算している。こうして F を求めた後、0 から 1 の間で一様乱数を振り、その結果 f が、 $f \leq F$ なら変換発光、 $f > F$ ならそのまま通過させる事にした。[3]

4.2.6 ファイバー中での光の発光と減衰の効果

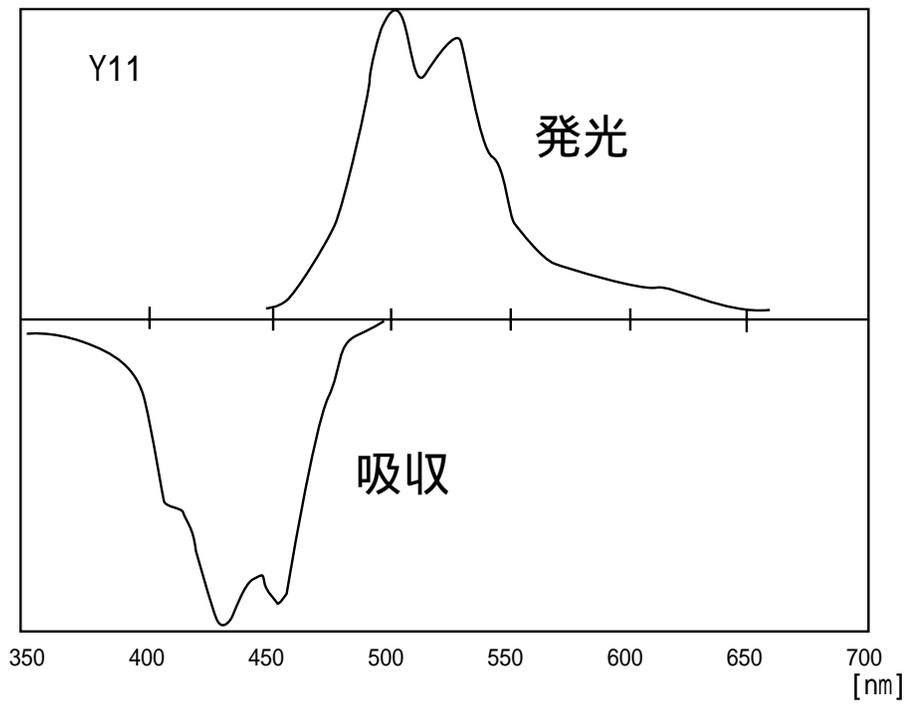
ファイバー中で変換発光した光は、その点から等方的に広がり、その内のある立体角に含まれるものだけが PMT に到達する。つまり、発光点がファイバーの中心近くであるか表面のそばであるかによってその割合は変化する。しかし、本シミュレーションでは、ファイバー内に入射し変換発光される光の数が非常に多いため、その効果は平均化され、実際にはファイバーの減衰長を測定する際にその効果は含まれていると考えられる。またファイバーもシンチレータと同様に発光波長帯と吸収波長帯がわずかに重なるため、その光は自己吸収により減衰を起こす。図 4.2.3 に Y11 ファイバーの発光・吸収波長帯とファイバー内の光の伝搬の様子を示す。そこでこの減衰の効果は前項 4.2.3 と同様に処理した。

そして、その結果得られた伝搬距離が、発光点から PMT までの距離よりも長いときには、PMT において 1 イベント観測されたと判断する。

4.2.7 発光量の決定

前項 4.2.1 から 4.2.6 を 2000 回繰り返す、そのうちの何イベントが PMT で観測されたかを求める。これがシンチレータの発光量に対応する量になる。しかし、1 回のシミュレーションだけでは統計的な揺らぎが大きいため、これを 100 回分もとめ、ヒストグラムにし、それをガウス関数でフィッティングしたときの平均値を、シンチレータの発光量に対応した量と考えた。これを実際の測定結果と比較するときには、測定点のうち適当と思われるある 1 点で、シミュレーションの値と測定値を規格化し、その他の点での 2 つの数値の比較を見た。シミュレーションの一連の流れを、図 4.2 に示す。

(a) Y11 の発光波長帯と吸収波長帯



(b) マルチクラッドファイバー内での光の反射

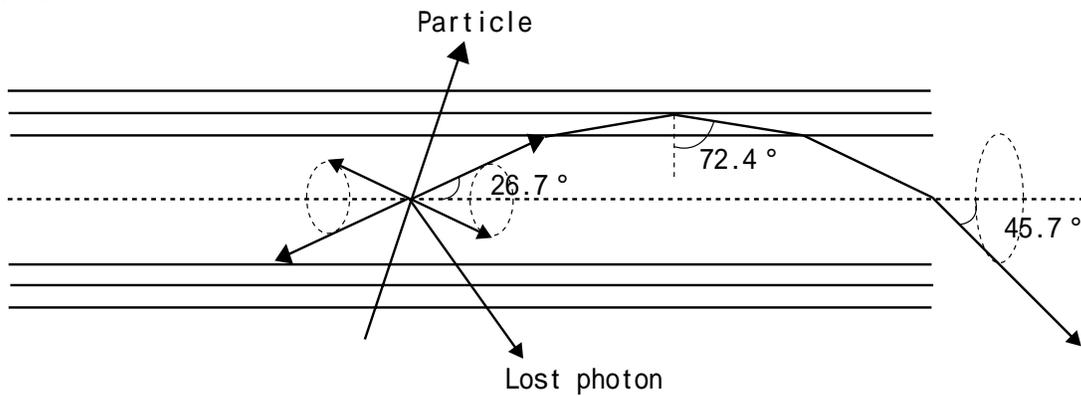


図 4.1: (a) Y11 の発光波長帯と吸収波長帯 (b) ファイバー内の光の伝搬

4.3 シミュレーションから得られた結果

(1) 反射材の光の反射率を設定すると、シンチレータの長手方向の一様性はホワイトペイントへの依存性が強く、また、横方向の一様性に対してはペットフィルムの影響が支配的である事がわかった。(図 4.3)

(2) 照射する β 線の広がりを考慮すると、シンチレータの端点での光量が低下することがわかり、ベンチテストにおける端点の光量の見かけ上の低下を再現する事が出来た。(図 4.4) また、 β 線の広がりを考えない時のファイバーの真上の点での応答は、他の測定点よりも低下していることが分かった。これは、ファイバーを通る場所ではシンチレータの厚みが他の点よりも薄くなるために、シンチレータ中での光の発光する量が低下するためと考えられる。逆に β 線の広がりを考えると、ファイバーの近傍を通るものもカウントされるため、実験と同様に光量が増加が見られた。(図 4.5)

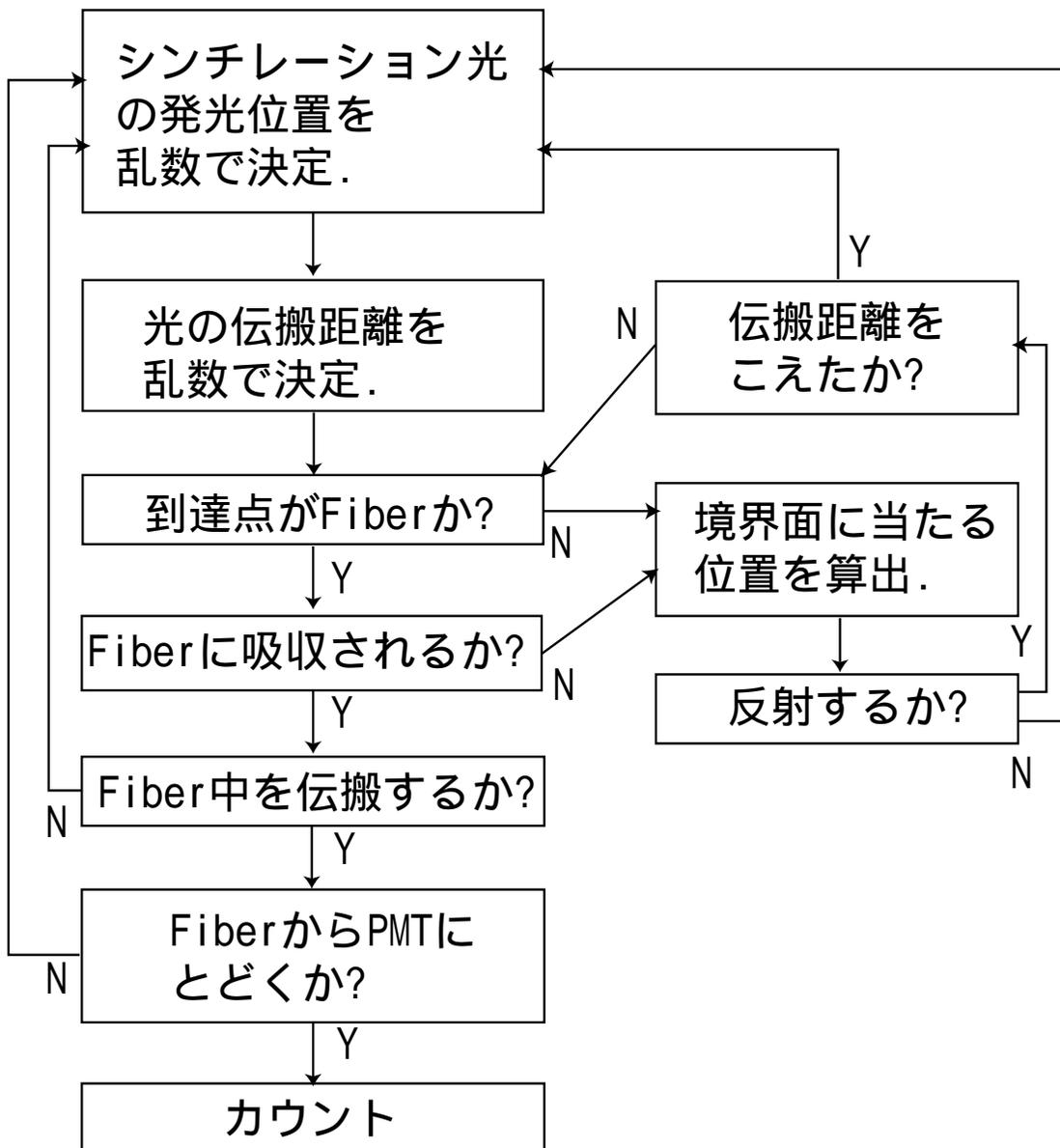
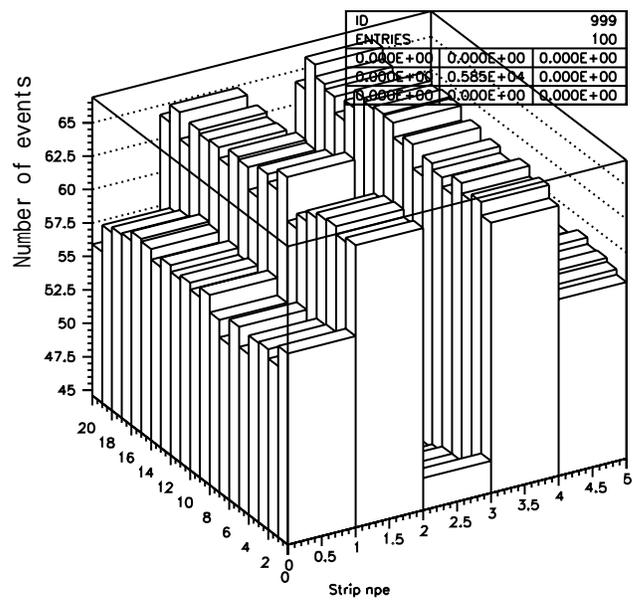
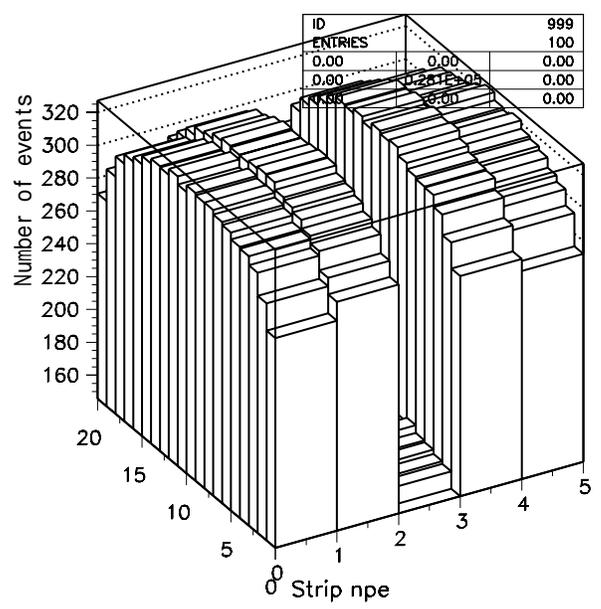


図 4.2: シミュレーションの流れ



ペットフィルムの反射率 80%
 ホワイトペイントの反射率 100%
 線の広がりなし



ペットフィルムの反射率 100%
 ホワイトペイントの反射率 80%
 線の広がりなし

図 4.3: 反射材の反射率と一様性の関係

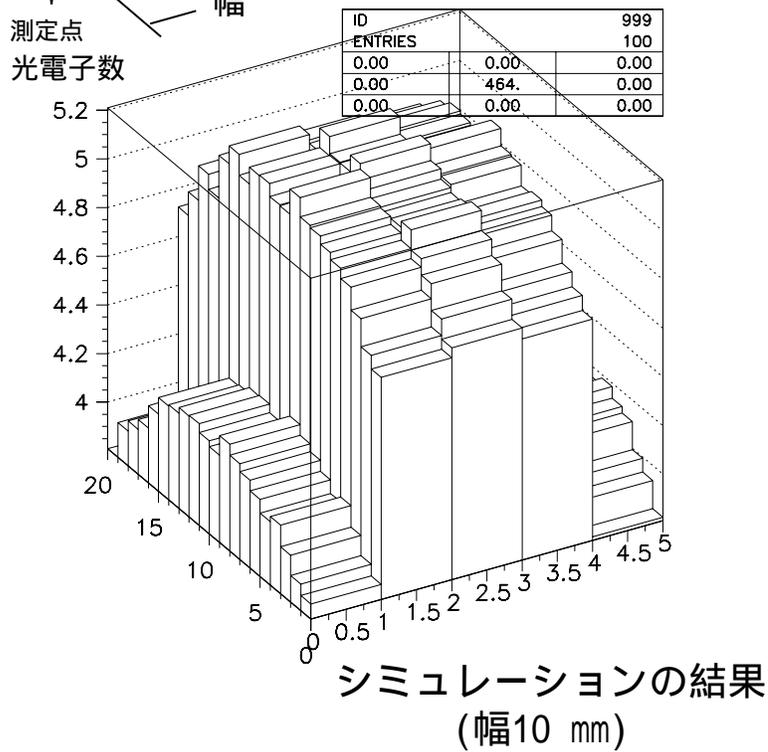
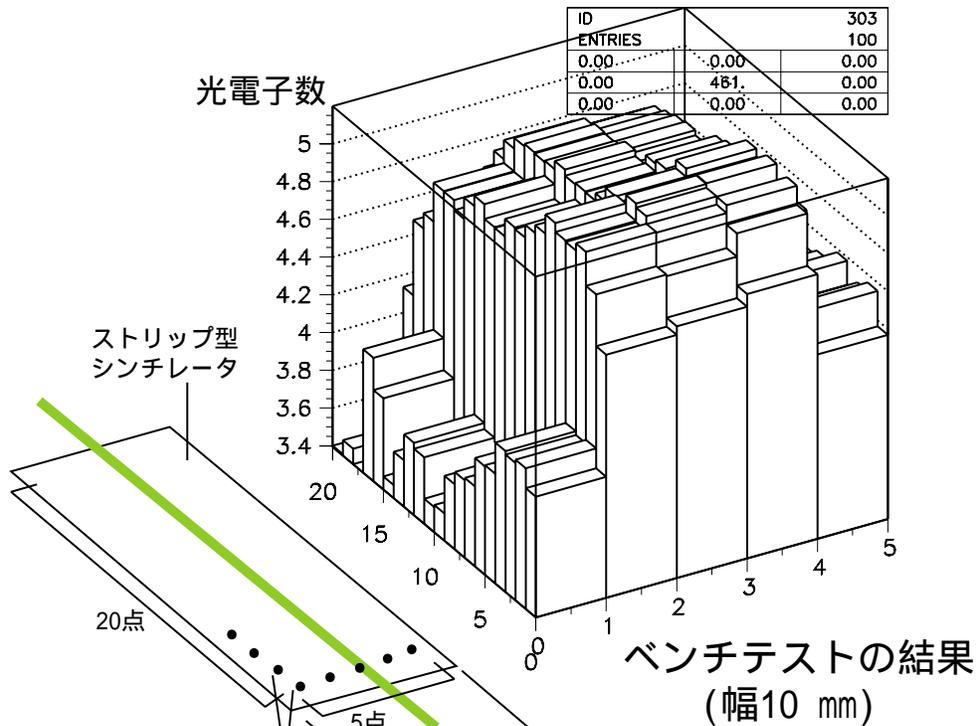
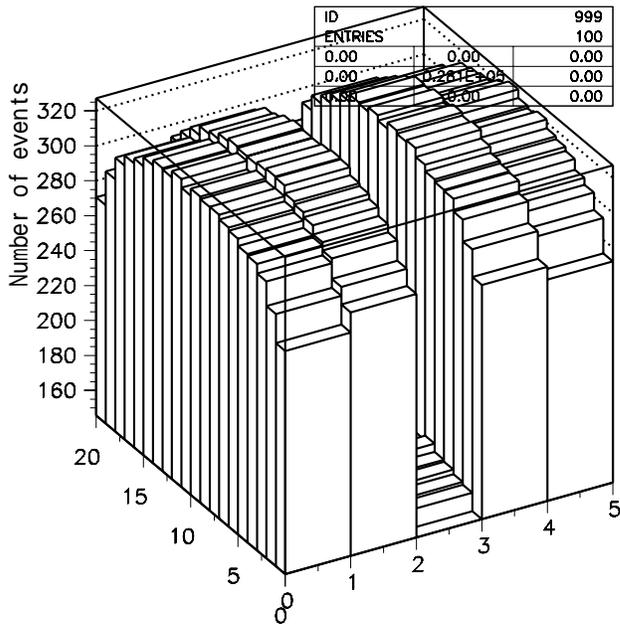
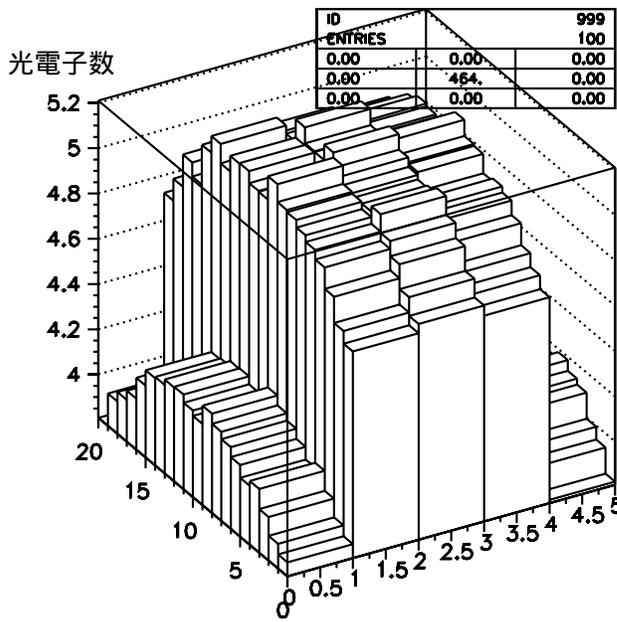


図 4.4: ベンチテストとシミュレーションの結果



線の広がりなし



線の広がりあり

図 4.5: β 線の広がりと同様性の関係

第5章 T517 ビームテスト

5.1 目的

これまでの結果から，ストリップ型シンチレータの応答一様性について，JLC が要求する電磁カロリメータのための性能を満たす結果が得られたといえる．

ここでは，実際にストリップ型シンチレータを電磁カロリメータに組み込んだ際のカロリメータとしての性能を確かめるために，ストリップ・ファイバー電磁カロリメータの試作機を製作し，2002年11月に KEK(高エネルギー加速器研究機構)の $\pi 2$ ビームラインにおいて T517 ビームテストを行った．

本研究では，この実験で得られたデータを解析し，ストリップ・ファイバー電磁カロリメータの基本的性能を示す値であるエネルギー分解能とエネルギー線形性について評価した．

5.2 セットアップ

5.2.1 電磁カロリメータモジュール

図 5.1 に電磁カロリメータモジュールの概略図を示す．検出層には縦の長さ 200 mm，横幅 10 mm，厚さ 2 mm のストリップ型シンチレータを用いる．このシンチレータを 20 枚を並べ，200 mm × 200 mm のプレートにする．更に，この並びを 90 度回転させたもう一つのプレートを重ね，x, y として一層の検出層とする．その後ろには，200 mm × 200 mm，厚さ 4 mm の鉛板を配置し，これを 1 layer とした．そして，4 layer=1 super layer として，モジュール全体で 6 super layer(24 layer) で構成される．よって，960 本のシンチレータがこのモジュールで使われている事になる．光の読み出しには，WLS ファイバー (Y11, 直径 1 mm) を用いる．WLS ファイバーもストリップシンチと同様に 960 本使用する．ストリップシンチからでた WLS ファイバーは 10 本ずつにまとめられ，途中でクリアファイバーに連結され，WLS ファイバーで吸収・変換された光はクリアファイバーを通り 16ch PMT へ入力される．[4] また，PMT の 1ch に対して，4 本のクリアファイバーが割り当てられ，PMT の 1ch が x, y レイヤーどちらかの 1 super layer 分の信号を読み込む事になる．

PMT で変換された電気信号は FastBus ADC で読みこみ，240 チャンネル分の測定データとして出力される．

5.2.2 ビームライン上の測定系

図 5.2 にビームライン上に配置される各測定器の位置関係を示す．

ビームライン上流側から，電子を特定するためのチェレンコフカウンター，入射粒子の起動を決定するための 4 つのドリフトチェンバー，そして，可動式の xy ステージに設置されたカロリメータの順に配置される．各測定器の間には，粒子の識別に使われるトリガーカウンタがおかれ，スト

リップ・ファイバー電磁カロリメータは xy ステージの最後部に置かれる。

本実験では、電磁カロリメータの性能評価を目的としているため、電子を主な測定の対象としている。入射粒子のエネルギーは 1~4 GeV で行った。

5.3 キャリブレーション・コンスタントの決定

カロリメータ内のシンチレータから発せられた光が光電子増倍管で電気信号に変換されるという過程では、シンチレータの発光量のばらつきや、光電子増倍管の各チャンネル毎のゲインのばらつきのために、同じエネルギーの粒子に対する応答にもばらつきが出てくる。そこで、入射粒子のうち μ 粒子が MIP 相当のエネルギーをカロリメータに落とすことから、 μ 粒子に対する各ストリップの応答を求め、その値をキャリブレーション・コンスタントとし、カロリメータに落とすエネルギーの単位とした。

キャリブレーション・コンスタントを見積もる際には、ADC から得られた MIP 相当の波高分布から、ペDESTALカウントを差し引いて、そのピークをガウス関数でフィットしたときの平均値を算出した。図 5.3 に、あるストリップで得られた波高分布とそのフィッティングの例を示す。

5.4 結果

5.4.1 エネルギー分解能

エネルギー分解能を求める際に使用したイベントは、電子のカロリメータへの中心入射で、エネルギーは 1, 2, 3, 4 GeV の 4 種類を使用した。1~4 GeV の電子に対するカロリメータの応答を図 5.4 に示す。横軸のエネルギーは、カロリメータの全ストリップからの応答を足したもので、エネルギーの単位は MIP である。

これにより得られた電子に対するエネルギー分解能を図 5.5 に示す。この結果を見ると、統計項 ($\sigma_{stochastic}$) は要求された値を満たしているが、定数項 (σ_{const}) において、その値は要求値よりも大きい値を得た。

5.4.2 エネルギー線形性

電子に対する応答の線形性を図 5.6 に示す。また、線形性からのずれを図 5.7 に示す。この結果から電子に対する応答の線形性のずれは 4 %以内という値になった。

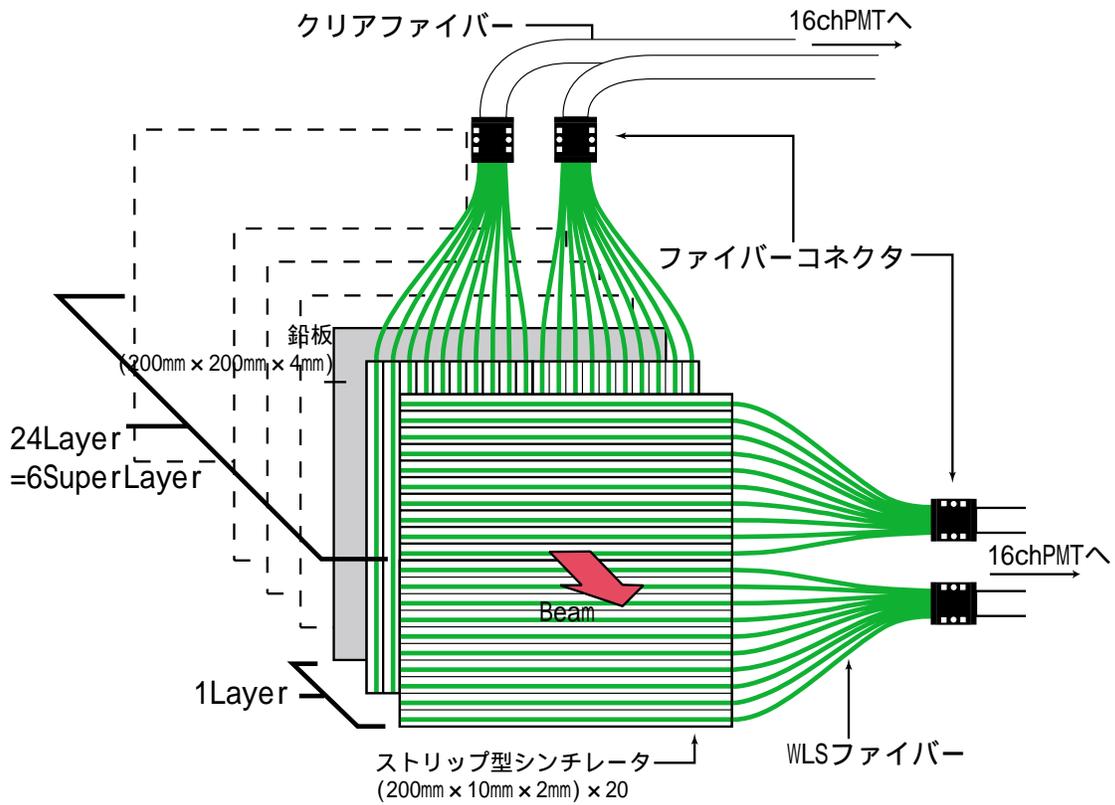


図 5.1: ストリップ・ファイバー電磁カロリメータ試作機

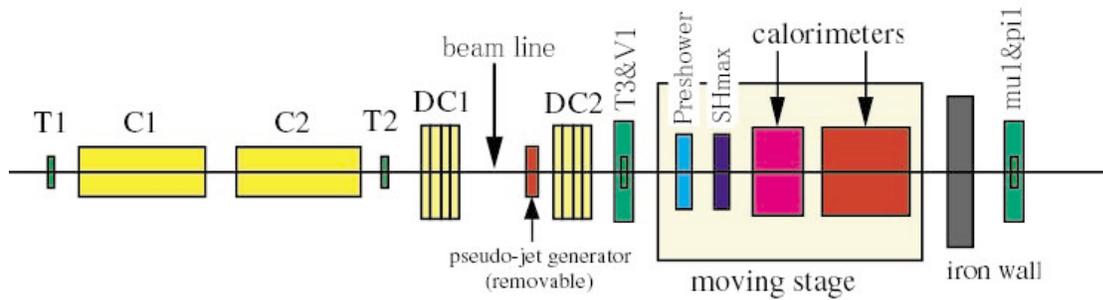


図 5.2: ビームライン上の測定系

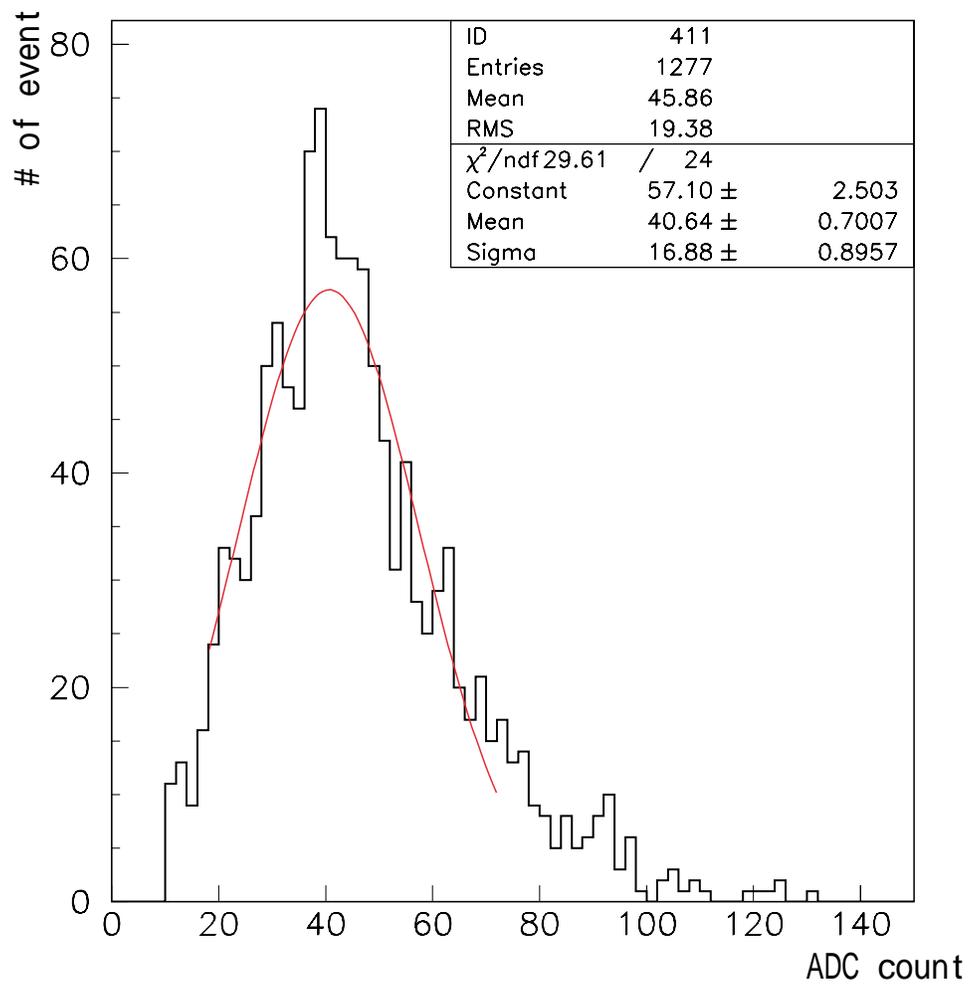


図 5.3: μ 粒子に対する 1 ストリップの応答の波高分布とそのフィッティングの例

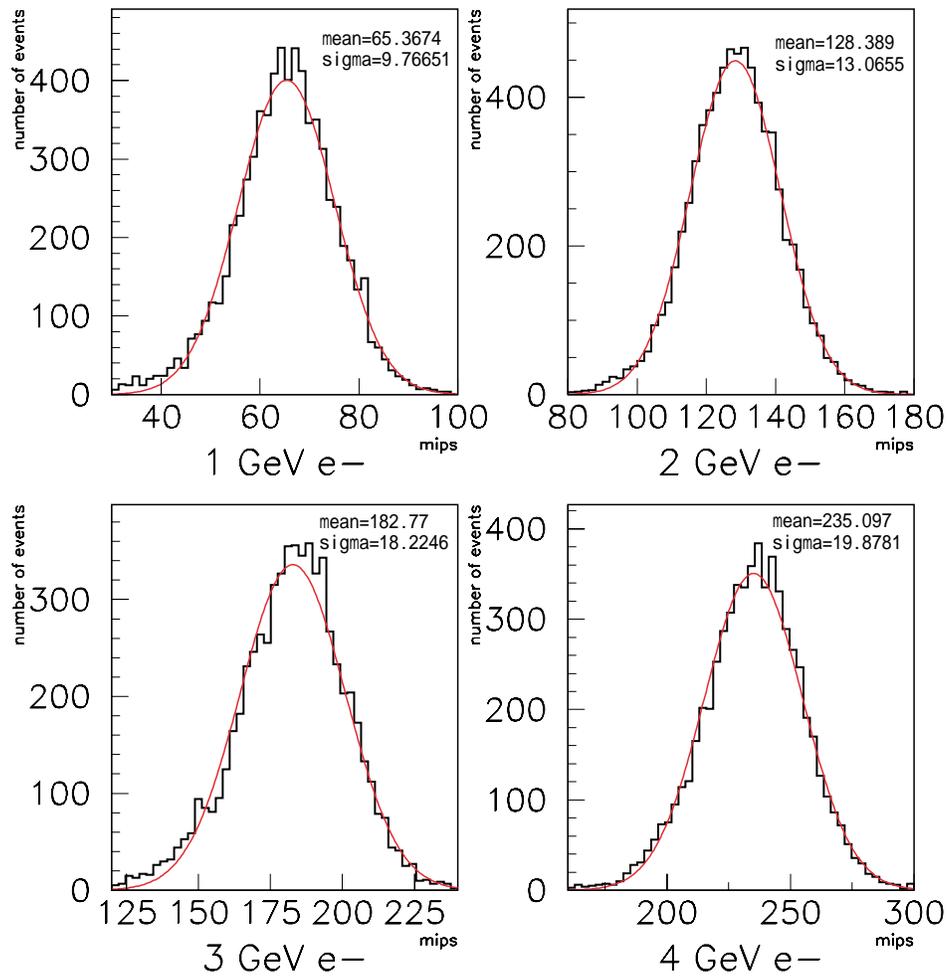


図 5.4: ストリップ・ファイバ電磁カロリメータの 1~4 GeV の電子に対する応答

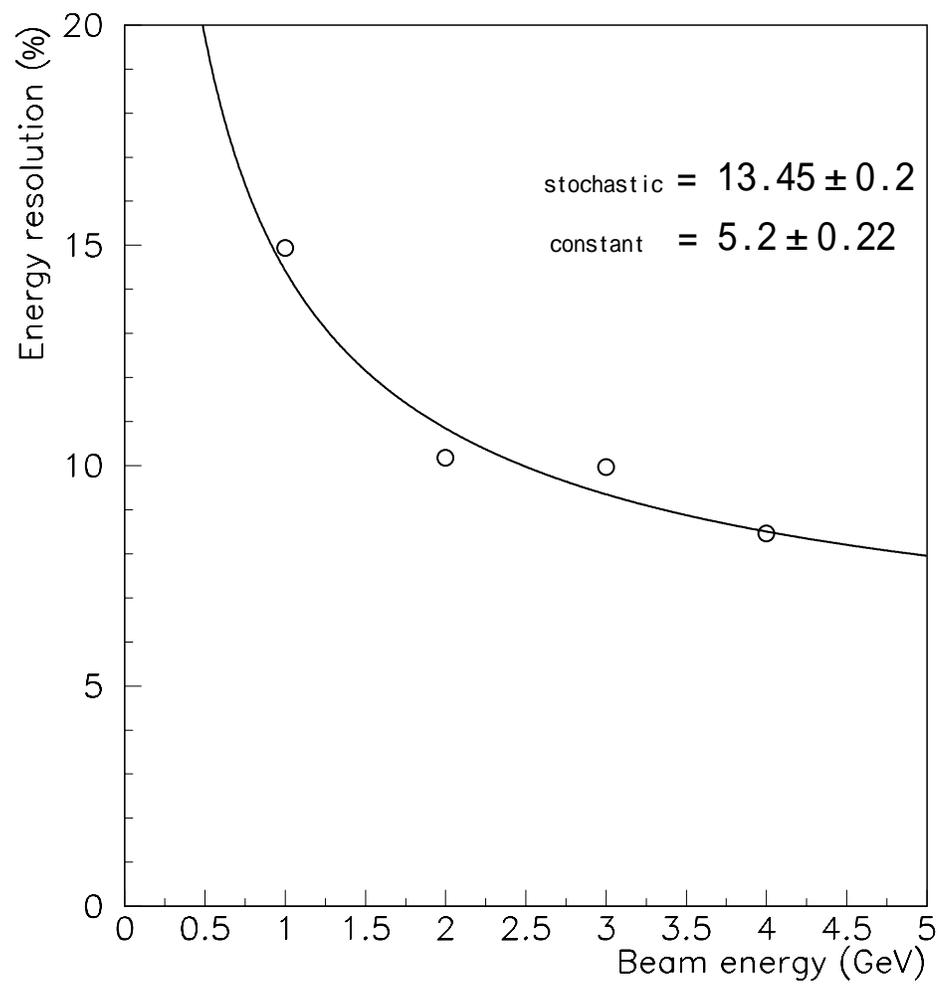


図 5.5: 電子に対するエネルギー分解能

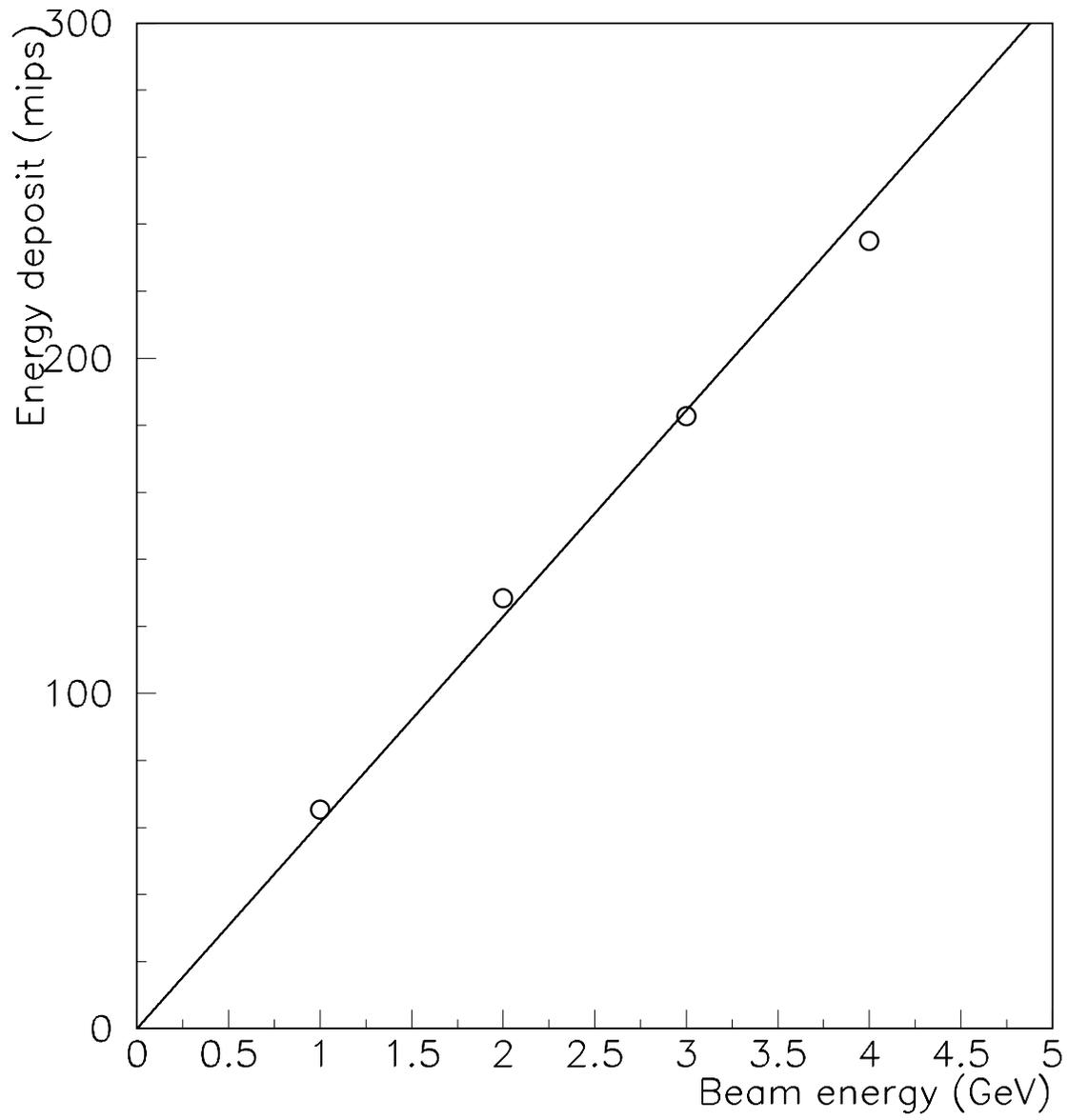


図 5.6: 電子に対する応答の線形性

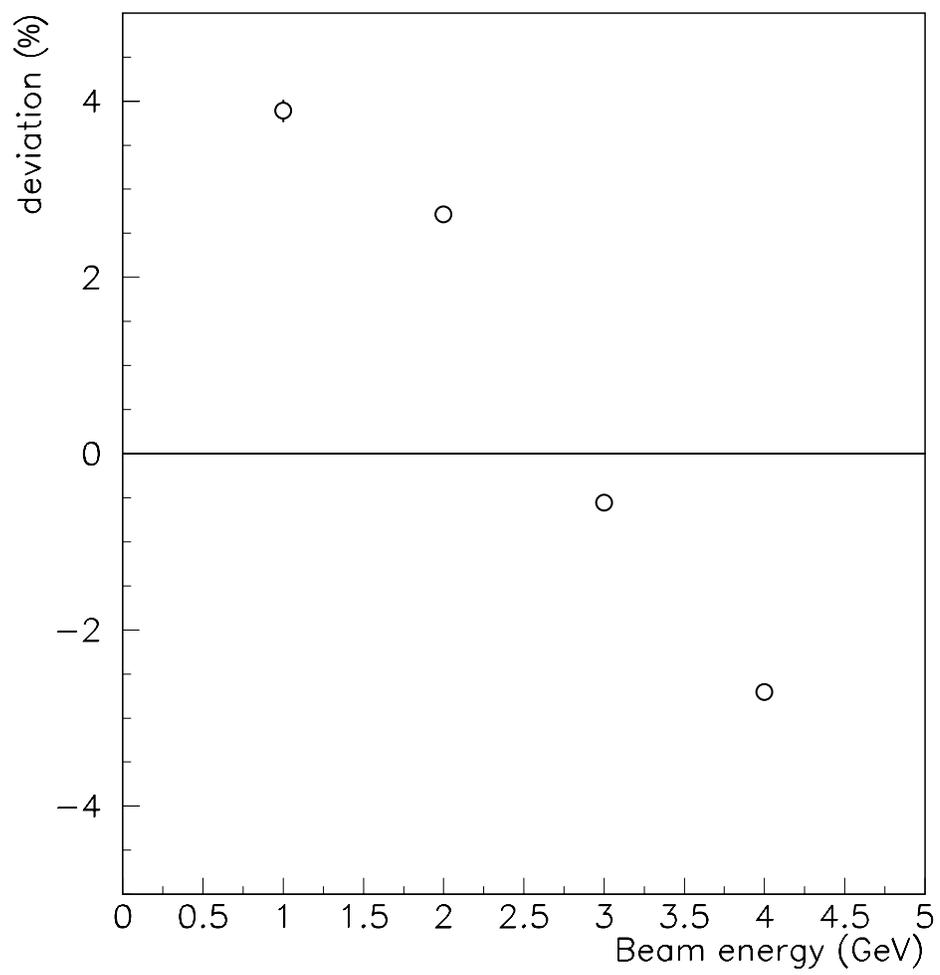


図 5.7: 電子に対する応答の線形性からのずれ

第6章 まとめ

ストリップ型シンチレータの応答の一様性のベンチテストにおいて、幅が 10 mm のシンチレータの応答のばらつきが 5 %以下を示し、最も良い結果を得た。また、この値は、一般的なカロリメータに要求される値である 5 %を十分満たしていた。応答一様性のシミュレーションでは、反射材の一様性に与える影響や、ファイバー付近の応答の傾向を知る事が出来た。また、ベンチテストの結果で見られた、 β 線の広がりによるシンチレータの端点での応答の見かけ上の低下を、シミュレーションにおいても確かめる事が出来た。

T517 ビームテストでは、ストリップ・ファイバー電磁カロリメータ試作機のエネルギー分解能について、

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(13.45 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E}} \oplus (5.2 \pm 0.22)\%$$

という値が得られた。

エネルギー線形性では、線形性からのずれが 4 %以内で成り立っていることが分かった。

謝辞

本研究を進めるにあたって、指導教官である受川史彦先生をはじめ、滝川紘治先生、金信弘先生、原和彦先生には終始適切な助言および御指導を頂き、深く感謝致します。

また日頃の実験の進め方などを詳しく教えていただき、一緒に考えてくださった素粒子実験室のみなさん、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] Particle Physics Experiments at JLC (2001)
- [2] Measurement of Performances of Compensating Lead/Plastic-Scintillator Tile/Fiber Calorimeter 魚住 聖 (2000)
- [3] タイル/ファイバーカロリメーターの光学的基礎特性 藤原郁夫 (1992)
- [4] Development of fiber-to-fiber connectors for scintillating tile/fiber calorimeters (1994)