

水チェレンコフ検出器における粒子の
エネルギー測定及びエネルギー分解能の研究

東京大学大学院 理学系研究科
物理学専攻 修士課程2年
上甲 幸子

1995年1月31日

目次

1	Introduction	4
1.1	The Water Cherenkov Detector	4
1.2	The Kamiokande	5
2	The Purpose of The KEK-PS-E261A Experiment	6
2.1	The Atmospheric-Neutrino Problem	6
2.1.1	Atmospheric Neutrino	6
2.1.2	The Atmospheric-Neutrino Problem and It's Solution	8
2.2	The Fundamental Properties of a 1000t Water Cherenkov Detector	9
2.2.1	Energy Determination	9
2.2.2	Vertex Determination	11
3	Set-Up of The KEK-PS-E261A Experiment	13
3.1	1000t Water Cherenkov Detector	13
3.1.1	1000t tank	13
3.1.2	Water Purification System	14
3.1.3	20inch Photo-Multiplier Tube	14
3.1.4	Electronics	15
3.1.5	Online-Data-Aquisition System	16
3.2	Beam Line	16
3.2.1	Outline of The KEK-PS Beam	17
3.2.2	Gas Cherebkov Counter, TOF Counter	18
3.2.3	Beam Quality	19
4	Analysis	22
4.1	Monte-Carlo Simulation	22
4.1.1	Beam-line Simulation	22
4.1.2	Detector Simulation	24
4.2	Data Reduction	25
4.2.1	Time Average Cut	25
4.2.2	Background Estimate	29

5	Results and Discussions	32
5.1	Momentum vs. Total Photo-Electron	32
5.2	Energy Resolution	37
6	Conclusion	41
	謝辞	4 4
	参考文献 (Bibliography)	4 6
	図、及び表	4 8

図表 *Figures and Tables*

表：

- 2.1：水チェレンコフ検出器の性能比較
- 3.1：新型20インチPMTの規格

図：

- 1.1：荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光の放射方向
- 1.2：カミオカンデの概略図
- 1.3：カミオカンデとスーパーカミオカンデの検出器の概観
- 2.1：エネルギー分解能（600 MeV/c 電子）
- 2.2：エネルギー分解能（800 MeV/c μ 粒子）
- 2.3：Vertex と再構成された粒子発生地点間の距離
- 3.1：1000トン水チェレンコフ検出器の外観
- 3.2：1000トン水チェレンコフ検出器と現行カミオカンデの概観
- 3.3：1000トン水チェレンコフ検出器内部のPMTの配置の様子
- 3.4：純水装置システムのフローチャート
- 3.5：新型20インチ光電子増倍管の構造
- 3.6：データ収集システムのフローチャート
- 3.7：ビームの入射位置
- 3.8：現行カミオカンデにおけるランダムな Vertex 分布と、
E261A実験でのビームの入射地点
- 3.9：ビームライン概略とカウンター類の設置箇所
- 3.10：トリガー・ロジック図
- 3.11： μ ビームの概略
- 3.12：ガスクェレンコフカウンターの概略図
- 3.13：各粒子のTOFの広がり（ 1σ ）
- 3.14：500 MeV/cの各粒子のTOF分布
- 3.15：600 MeV/cの各粒子のTOF分布と、同運動量の
 μ ビーム（ μ 粒子）のTOF分布
- 4.1：GEANTシミュレーションにおけるビームラインの概略と
物質の配置（Cポイントの場合）
- 4.2：ビームパイプ上での電磁カスケードシャワーの形成
- 4.3：シャワー・イベント（300 MeV/c 電子）

- 4.4 : トリガー・タイミング図
- 4.5 : 「時間平均の差」と全光量分布の相関 (1 GeV/c μ 粒子)
- 4.6 : 「時間平均の差」と全光量分布の相関 (800 MeV/c 電子)
- 4.7 : 1 GeV/c μ 粒子のイベント例
- 4.8 : 宇宙線 μ 粒子のイベント例
- 5.1 : 最終データの全光量分布
- 5.2 : 最終データのガウス分布フィットの結果 (Sポイント・電子)
- 5.3 : 最終データのガウス分布フィットの結果 (Sポイント・ μ 粒子)
- 5.4 : 最終データのガウス分布フィットの結果 (Cポイント・電子)
- 5.5 : 最終データのガウス分布フィットの結果 (Cポイント・ μ 粒子)
- 5.6 : ピーク光量値のデータ/MC (比) (電子)
- 5.7 : ピーク光量値のデータ/MC (比) (μ 粒子)
- 5.8 : 運動量とピーク光量値の関係 (電子)
- 5.9 : 運動量とピーク光量値の関係 (μ 粒子)
- 5.10 : エネルギー分解能 (電子)
- 5.11 : エネルギー分解能 (μ 粒子)

Chapter 1

Introduction

1.1 The Water Cherenkov Detector

荷電粒子が屈折率 n の媒質中を速度 βc ($\beta = v/c$) で進む時、その速度が媒質中の光速 c/n 以上であると、チェレンコフ光と呼ばれる光を放出する。この時荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光が放出される方向には、

$$\cos \theta = 1/n\beta \quad (1.1)$$

と言う関係がある。この θ をチェレンコフ角と言う。(図 1.1) 特に水中では、 $\beta \simeq 1$ のとき、 $\theta \simeq 42^\circ$ となる。

またチェレンコフ光が放出されるための、荷電粒子の下限速度は $v = c/n$ 、即ち $\beta = 1/n$ であり、この β に対応する荷電粒子のエネルギーを臨界エネルギーと言う。水中 ($n = 1.338$) での電子、 μ 粒子、 π 粒子の臨界エネルギーは次のようになる。

表 1.1 水中での臨界エネルギー

粒子の種類	臨界エネルギー
e^\pm	0.768 MeV
μ^\pm	158.7 MeV
π^\pm	209.7 MeV

チェレンコフ放射によって放出される光子数 N は、荷電粒子の媒質中での飛行距離を r 、放射の振動数領域を $[\nu_1, \nu_2]$, ($\nu_1 > \nu_2$) とすると、

$$N = \frac{2\pi\alpha r}{c}(\nu_1 - \nu_2)\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \quad (1.2)$$

で表される。ここで $\alpha \simeq 1/137$ は微細構造定数である。これより、例えば、 $\beta \sim 1$ の電子が水中を 1 cm 進む時、放出される波長 300 ~ 700 nm の光子数は約 390 個である。

水チェレンコフ検出器は、水槽壁面に配置された光電子増倍管 (PMT) から成り、荷電粒子が水中を進む時に発するチェレンコフ光を検出するものである。チェレンコフ光は図 (1.1) のように荷電粒子の運動方向を軸とする円錐状に放射されるので、壁面におい

てチェレンコフ光のリング・パターンが観測される。そしてチェレンコフ光を検出した各PMTの電荷情報・時間情報からチェレンコフ光の光量・到着時間、リング・パターンから荷電粒子の種類・発生地点・方向・エネルギーを再構築することが出来る。

1.2 The Kamiokande

カミオカンデ（神岡核子崩壊実験）は、岐阜県神岡町の神岡鉱山内、標高1369mの池の山の地下1000m（2700 m.w.e.）に位置にする水チェレンコフ検出器である。これは1983年に核子崩壊の探索を目的として実験が開始された。その後、超新星1987Aからのニュートリノバーストの観測、太陽ニュートリノ、大気ニュートリノの観測などの成果を挙げ [1][2][3][4]、現在も実験を継続している。

検出器本体は、高さ16m・外径15.6m・全体積3000トンの円筒形水槽（タンク）と、内壁面に約1m間隔で配置された20インチPMT約1000本から成る。（図1.2）内壁面の表面積のうち光電面が覆っている割合は20%である。

また現在、このカミオカンデの規模・性能を大幅に向上させたスーパーカミオカンデが建設中であり、1996年の実験開始が待たれている。（図1.3）

Chapter 2

The Purpose of The KEK-PS-E261A Experiment

本実験E261A実験は、

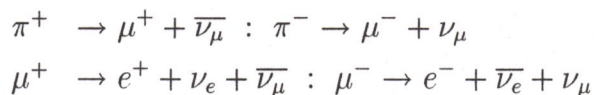
- (1) ニュートリノ振動を示唆する大気ニュートリノ欠損問題の再確認を行なう。そのために、検出器の「 e/μ 粒子識別能力」を確かめる。
- (2) スーパーカミオカンデによる研究の内、特に大気ニュートリノ及び陽子崩壊の研究に必須の、
 - (a) 水チェレンコフ検出器における、粒子の発生地点や方向の決定精度、粒子のエネルギーの決定精度等を、加速器からのビームを用いて調べる。
 - (b) 水チェレンコフ検出器に関する検出装置シミュレーションの正当性を検証する。

を目的としている。本章では、本実験の意義と目的について述べる。

2.1 The Atmospheric-Neutrino Problem

2.1.1 Atmospheric Neutrino

大気ニュートリノとは、1次宇宙線（主成分は陽子）が大気中の原子核と反応し、それによって出来た π 中間子やK中間子が崩壊する時に作られるニュートリノである。大気ニュートリノが作られる反応過程の主要なものは、



であり、これから $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ と $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ の生成比、

$$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) : (\nu_e + \bar{\nu}_e) \sim 2 : 1 \quad (2.1)$$

が求められる。最近のいくつかの理論計算 [5] によると、 $\leq 200\text{MeV}$ の low-energy 領域でのニュートリノ・フラックスの不定性は $\sim 20\%$ はあるものの、ニュートリノ・フラックスの ν_μ/ν_e 比は $\sim 5\%$ (1GeV 以下のニュートリノエネルギー) の精度で計算されている。

地下での陽子崩壊実験や、天体ニュートリノ観測において大気ニュートリノ反応は主要なバックグラウンドになる。その反応のレートは約 $\sim 100/kt \cdot yr$ である。バックグラウンドの評価と言う点からも大気ニュートリノの観測は重要であるが、これらのニュートリノが飛行する距離が $10 \sim 1.3 \times 10^4 \text{ km}$ (大気の厚さ \sim 地球の直径) の大きな範囲に及ぶので、実は、大気ニュートリノの観測は、「ニュートリノ振動」観測と言う点からも重要である。[6]

ニュートリノ振動 *Neutrino Oscillation*

ニュートリノ発見以来、既に40年あまりが経過しているが、この素粒子の性質は今だにほとんど分かっていない。特に、質量はゼロなのかゼロでないのか、それを確かめようとする実験が数多く行なわれているが、実験では上限が決まっているだけである。

もし、ニュートリノに有限な質量があれば、そのフレーバーの固有状態は、いくつかの質量の固有状態の重ね合わせになっていると考えられる。そして、そのニュートリノが空間を伝搬していく時、各質量成分毎に波動関数の位相の進み方が異なるために質量成分の混合の割合が変化していき、その変化に応じて別のフレーバーのニュートリノが出現することになる。このように、あるフレーバーのニュートリノが異なるフレーバーのニュートリノに変化する現象を「ニュートリノ振動」と言う。

今2種類のニュートリノを考える。その質量の2乗の差を $\Delta m^2(\text{eV}^2)$ 、混合角を θ 、ニュートリノのエネルギーを $E_\nu(\text{GeV})$ 、伝搬距離を $L(\text{km})$ とすると、新たなフレーバーを持つニュートリノの出現確率 P は、

$$P = \sin^2 2\theta \sin^2 \left[1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E_\nu} \right] \quad (2.2)$$

で表される。現在までに、加速器や原子炉からのニュートリノを利用して、多くのニュートリノ振動の実験が行なわれてきているが、まだニュートリノ振動は観測されていない。しかし、大気ニュートリノ観測では、検出器に到達するまでのニュートリノの飛行距離が最大 13000 km に及ぶので、原子炉や加速器による実験では測定出来なかった小さな Δm^2 での、ニュートリノ振動観測が可能である。

2.1.2 The Atmospheric-Neutrino Problem and It's Solution

大気ニュートリノ観測 *Observation of Atmospheric Neutrino*

大気ニュートリノの観測は、検出器内の物質との相互作用の結果生じる、荷電粒子を観測することによって行なう。電子・ μ 粒子は荷電カレント反応により、電子ニュートリノ・ミューニュートリノから生じるので、これらを測定することで親のニュートリノのフレーバーを判別することが出来る。

神岡実験グループでは、大気ニュートリノ起源の1リング・イベント(事象)の解析を行ない、電子と μ 粒子のイベント数の比 $R(\mu/e)_{Data/MC}$ が理論と合わないことを報告した。[3][7]

$$R(\mu/e)_{Data/MC} \equiv \frac{(\mu/e)_{Data}}{(\mu/e)_{MC}} = 0.60 \pm 0.06 \pm 0.05 \quad (2.3)$$

が、その値である。ここで、 $(\mu/e)_{Data}$ は観測値、 $(\mu/e)_{MC}$ はモンテカルロシミュレーションで計算された μ/e 比である。この結果が意味するところは、

- 大気ニュートリノ中のミューニュートリノ成分が予想値の60%にまで減っているか、
- 或は、電子ニュートリノ成分が予想値より40%多いか、

であり、これはニュートリノ振動を示唆する結果と言える。

この「大気ニュートリノ欠損」問題については、カミオカンデと同じ水チェレンコフ検出器を使っているIMBも同様な結果をだしている。[8]

大気ニュートリノ問題の今後 *Future works for Atmospheric Neutrino*

大気ニュートリノの観測結果が正しいことが証明されると、これは標準理論を超えた現象(「ニュートリノ振動」)の立証となり、今後の素粒子物理学の方向に大きな指針を与えることになる。それだけに大気ニュートリノ問題の再確認には大きな意義がある。

今後もカミオカンデにおいて、大気ニュートリノの観測を行なうが、一方でカミオカンデと同型の検出器を建設し、加速器からのビームを用いて検出器の性能を実験的に調べることが計画された。それが本実験(KEK-PS-E261A)である。大気ニュートリノの成分比の異常は、検出器の荷電粒子の識別が正しく行なわれていることが大前提になっているので、カミオカンデと同型の検出器に荷電粒子を入射して、「水チェレンコフ検出器の粒子識別の性能」を本実験において押えようと言う訳である。

現在、現行カミオカンデのモンテカルロシミュレーションによる、電子と μ 粒子の識別を誤る率は、約2%と見積もられている。このモンテカルロシミュレーションの正当性を確認するためにも、本実験において様々な運動量の電子・ μ 粒子を検出器に入射し、粒子識別の誤差測定を行なう。

2.2 The Fundamental Properties of a 1000t Water Cherenkov Detector

この節では、本実験で用いた検出器の基本性能、即ち検出器内で発生した荷電粒子の発生位置、進行方向、そしてエネルギーの決定精度（分解能）について述べる。

表 2.1 には同じ型の検出器（水チェレンコフ検出器）である現行カミオカンデと 1996 年稼働予定のスーパーカミオカンデの検出器の基本性能を比較したものを示す。スーパーカミオカンデについては期待値を示している。

検出器の基本性能を調べる上で、本実験と現行カミオカンデでは異なる点がある。それは本実験では、各イベント毎の荷電粒子の発生位置、進行方向、エネルギー（運動量）が全て分かっていると言うことである。しかも同一粒子、同一運動量、同一 vertex で、イベント数を多くして統計を上げることが出来る。

本実験では得られたデータを基に、現行カミオカンデの解析で用いられている解析プログラムやモンテカルロシミュレーション・プログラムをテストし、その正確さを確認するのが最も重要な目的である。

2.2.1 Energy Determination

水チェレンコフ検出器内で起こったイベントについて、発生荷電粒子が持っていたエネルギーを決める尺度として、「荷電粒子が出すチェレンコフ光を検出した、全 PMT の光電面から放出される光電子総数 (total photo-electron)」がある。

荷電粒子（速度 βc ）が水中を走る時に、発生するチェレンコフ光子数 N は、式 (1.2) に示した通りである。

今、荷電粒子が大きく散乱されることなく進んだとすると、1 個の PMT (i 番目) が放出する光電子数 ($p.e._i$) は、

$$p.e._i = A_i \times \frac{N_i}{r_i} \times \exp(-r_i/L) \times f(\varphi) \quad (2.4)$$

で表される。ここで、 r_i は荷電粒子の発生地点 (vertex) から各 PMT までの距離、 L は光の透過長、 $f(\varphi)$ は光子の入射方向に対する PMT の向き (角度 φ) を考慮した補正項である。また、 N_i は 1 個の PMT が検出するチェレンコフ光子数であり、 A_i は各 PMT についての量子効率 (約 20%) やゲインを含めた定数である。本実験に先だってまず定数 A と L ¹ の値を決めなければならない。

Gain Calibration

エネルギーや時間の較正の精度は、粒子のエネルギーを決定したり、粒子発生地点を再構築するのに本質的に重要である。そのために現行カミオカンデでは、PMT の相対ゲイン・絶対ゲイン、そして時間の較正を行なっていて、1000 本の PMT の取り付け前に

¹本文中で扱うデータは 2 月から 3 月にかけて行なわれた実験で得られたものであるが、光の透過長の測定において $L \approx 36m$ という値が得られている。

各PMTのゲインは約10%の精度で揃えられている。[9][10]

本実験においても、これらの較正²を行なって、解析時に引用するテーブルの形でまとめられた。[11] 実際の較正では、相対ゲイン・絶対ゲインの較正を相補的に組み合わせて、約7%の精度でゲインを合わせられたという満足のいく結果を得た。³

Energy Determination

エネルギー決定を行なうのに用いるPMTからの光電子数 (p.e.) の情報は、電荷情報 (pC:ピコクーロン) という形で得られるので、pC → p.e.の変換を行なわなければならない。本来なら1個1個のPMTについて1p.e. が何pCに相当するかの実測を行なうべきだが、本実験では次のような方法でpC → p.e. の変換、及びエネルギー決定を行なっている。

- (1) 本実験検出器用のモンテカルロシミュレーションで1 GeV/cの電子のイベントを作る。ここで得た全光量分布をガウス分布でフィットしてその中心値を求めたところ3500 p.e.であった。一方1 GeV/cの電子の総電荷分布をガウス分布でフィットしてその中心値 (単位はpC) と3500 p.e. を比べて、1p.e. = 2.035pCを出す。
- (2) 他の運動量の電子・μ粒子についても一律1p.e. = 2.035pCを変換係数とする。
- (3) これで1 GeV/c以外のデータ点における、全光量分布がシミュレーション結果と定量的に一致するか、を調べることで全光量分布とエネルギーの相関並びにエネルギーの決定精度の評価を行なう。例えば、MC (モンテカルロシミュレーション) による電子のイベントでは、運動量と全光量分布 (ピーク値) は比例関係になるが、実際のデータではどこまでこの比例関係にのっているか?を見る。

Energy Resolution

エネルギー分解能は、エネルギー決定の際に用いる全光量分布 (Nt) がどのくらい広がっているかを表す量で、次の式で定義される。

$$\frac{\sigma(Nt)}{Nt} \quad (2.5)$$

$\sigma(Nt)$: 全光量分布をガウス分布で fit した時の標準偏差
Nt : 全光量分布をガウス分布で fit した時のピーク値

例えば、本実験検出器用のモンテカルロシミュレーションで、タンク中心から約3m離れた1地点 (Sポイント) で600 MeV/cの電子を2000個発生させた時、まずその運

²現行カムイオカンデのように長期にわたる実験では、PMTのゲインの時間変動もモニターする必要がある。本実験でも定期的にゲインの時間変動のモニターを行なっていた。

³本実験で用いたPMTはスーパーカムイオカンデ用に開発されたもので、特にPMTの絶対ゲインについては、1993年、1994年にKEK-PS π 2ラインで較正テストが行なわれた。それに関しては論文[12]を参照されたい。(3.1.3)

動量の広がり δ 関数的である場合のエネルギー分解能は、 $\sigma(Nt)/Nt = 68.8/2095.6 = 3.28 \pm 0.20\%$ であった。一方、運動量が $\sigma(P) = 4.0\%$ のガウス分布をしている時のエネルギー分解能 $(\sigma(Nt)/Nt)_0$ は、intrinsicな全光量分布（即ち、運動量の広がりがない時）と運動量の広がり δ 関数的にガウス分布をしているので、

$$\frac{\sigma(Nt)}{Nt} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(Nt)}{Nt}\right)_0^2 + \left(\frac{\sigma(P)}{P}\right)^2} \quad (2.6)$$

となるはずである。実際にモンテカルロ法で作った分布を見ると $\sigma(Nt)/Nt = 108.8/2098.0 = 5.19 \pm 0.24\%$ であり、エラーの範囲で上式を満たしている。（図 2.1）一方、 μ 粒子については近似的に

$$\frac{\sigma(Nt)}{Nt} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(Nt)}{Nt}\right)_0^2 + \left(\frac{\sigma(P)}{P - 200}\right)^2} \quad (2.7)$$

で与えられる。実際800 MeV/cの μ 粒子について上記の電子と同地点でのモンテカルロシミュレーションを行なったところ、

$\sigma(Nt)/Nt = 82.5/2059.6 = 4.00 \pm 0.14\%$ （運動量の広がり δ 関数的な場合）、

$\sigma(Nt)/Nt = 138.0/2066.2 = 6.68 \pm 0.19\%$ （運動量の広がり δ 関数的に $\sigma(P) = 4.0\%$ のガウス分布の場合）

となり、式（2.5）を満たしていることが分かった。（図 2.2）

2.2.2 Vertex Determination

Vertex Reconstruction

粒子の発生地点は主に各PMTの時間情報をもとに再構成している。

粒子の発生地点 (x, y, z) において、すぐにチェレンコフ光が放出され始めたとして、PMTがチェレンコフ光を検出した時刻から（散乱等を受けずに直進してきた）チェレンコフ光の飛行時間を差し引いた時間 t_i は、

$$t_i = t_i^0 - \frac{n}{c} \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} \quad (2.8)$$

t_i^0	: 各PMTのヒット時間
x_i, y_i, z_i	: 各PMTの位置
n	: 水の屈折率 (= 1.338)
c	: 光速

と表され、もしPMTの時間分解能が無限に良いならば、全PMTについて t_i は同じ値になる。

しかし実際はPMTの時間分解能は有限であるので、それを考慮して粒子の発生地点

を求めるために、次式で表される *goodness* を定義する。

$$goodness = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \exp\left[-\frac{(t_i - \langle t \rangle)^2}{2(\langle \sigma \rangle C_{cut})^2}\right] / \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (2.9)$$

σ_i	: 各PMTの時間分解能
$\langle \sigma \rangle$: σ_i の平均
$\langle t \rangle$: t_i の平均
C_{cut}	: 1.5

この *goodness* が最大となる時の位置を探してきて、それを粒子の発生地点とする。特にこの *goodness* は、 $t_i \sim \langle t \rangle$ の時、

$$goodness \sim 1 - \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\frac{(t_i - \langle t \rangle)^2}{2(\langle \sigma \rangle C_{cut})^2} \right] / \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (2.10)$$

となり、これは $(1 - \chi^2)$ の形になっている。ここで、 C_{cut} はダークパルスや散乱光の影響を除くためのカットオフのパラメータである。これにより t_i の分布で $\sim 3\sigma$ 以上をカットすることが出来る。[9][10]

Vertex Determination

本実験では、粒子の発生地点が分かっているので、前述した方法で再構成された発生地点と比較することで位置分解能が求められる。具体的にはイベント毎に実際の粒子発生地点と再構成された発生地点の距離（間隔）を求めて図 2.3 のような分布を作る。そして、距離ゼロから始めて、全イベントの 68% が占めてるところとそうでないところの境界までいった時のその距離の値を位置分解能とする。図 2.3 では、0.29m が位置分解能になる。

Chapter 3

Set-Up of The KEK-PS-E261A Experiment

本章では、本実験のセットアップについて述べる。第1節は測定器の周辺について述べ、第2節ではビームラインの概要等を述べる。特に第2節は、ビーム quality が解析データ（最終データ）の quality に関係してくるのでその点を強調して述べる。

3.1 1000t Water Cherenkov Detector

本実験で使用した装置は、水量約980トンの円筒形水槽の内側上底面・側面に380本の20インチ光電子増倍管(PMT)を配した水チェレンコフ検出器である。図3.1はその全容を示す写真である。

この水チェレンコフ検出器が設置されてる場所は、KEK陽子シンクロトロン(PS)北カウンターホールの北約50m、陽子ビームラインの延長線上である。本節では、この検出器の各部について説明していく。

3.1.1 1000t tank

測定器の本体は、高さ13.7m、直径11mの鉄製の円筒形水槽であり、純水を満たして部分の高さが10.25m、直径11mになっている。これは一辺が $2/3$ 、体積が $1/3$ に縮小された、現行カミオカンデの小型版である。図3.2は現行カミオカンデと本実験の測定器本体を同じ縮尺で並べたものである。

水槽(タンク)の側面・底面はチェレンコフ光の反射を抑えるために黒色に塗装されている。また、屋根は黒と銀の2枚の塩化ビニル系キャンパスを圧着したものを張ったテント構造になっている。水面にはチェレンコフ光の全反射を抑えるために黒色の発砲ポリウレタンシートが浮かべられ、さらにその上を光洩れを防ぐための黒色のビニルシートが覆っている。

このタンクの内側上底面・側面に20インチPMTが約 $1m^2$ に1個の割合で並べられている。この割合は現行カミオカンデと同じで、光電面の有感面積率は20%になっている。PMTの配置の様子は図3.3に示す通りである。上面に61本、底面に60本、側面

に259本の、合計380本のPMTが配置されている。

現行カミオカンデでは、タンクの内壁面にさらに黒色の遮光シートの円筒があり、PMTはシートにあけられた穴から光電面だけを内部に出した構造になっている。これはPMTとタンク壁面の間を通過してきたチェレンコフ光を遮光するためであるが、本実験では荷電粒子の入射位置がタンク中央付近に特定されているために、遮光シートは使用していない。

タンクの側面には、ビームパイプをタンク内に引き込むための仕切り弁が4箇所に取り付けられてる。このビームパイプの長さ11m、直径は13.5cmで、パイプを引き込む長さは可変になっている。

3.1.2 Water Purification System

水チェレンコフ検出器に用いる水は、発生したチェレンコフ光を効率良く集めるために、光の透過率の高いものでなければならない。そのために、ごみ、バクテリア、イオンなどを除去する純水装置が必要となる。

この実験で使用する純水装置は、

- * フィルター
- * 水軟化装置
- * 逆浸透膜
- * 紫外線殺菌装置

から成る。(図 3.4)

3.1.3 20inch Photo-Multiplier Tube

本実験では、浜松ホトニクス製の直径20インチの光電子増倍管(PMT)を使用した。図 3.5 にPMTの構造・外観を示す。

これは現行カミオカンデで用いられているPMTをスーパーカミオカンデのためにさらに改良したものである。[14] 主に改良された点は、時間分解能がrmsで3nsec以下になったことと、1光電子の波高ピークが見えるようになったことである。表 3.1 にその諸性能を示す。

20インチPMTは、1次電子がカソードから第一ダイノードまで最大約30cm飛行するために、その性能が外部磁場に大きく依存する。表 3.1 に掲げた諸性能は100mgaussまでの外部磁場に対して保証されているものである。ところで、実験開始にあたって測定された測定器内の磁場は、平均200mgauss、最大400mgaussであった。論文[14]によると、時間分解能は500mgaussの磁場中でもほとんど変化しなかった。一方、PMTのゲインは磁場の方向等に依存し、200mgaussで最大±50%変化する。この値は非常に大きいので、このゲインの変化を最小に抑えるためにゲイン補正を次のように行なった。

- (1) 1回目：宇宙線 μ 粒子の実際のデータとモンテカルロシミュレーションによる光量分布を比較する。つまり各PMTについての光量の比 (p.e.(data/MC)) の分布を見る。この時ゲインのばらつきは $RMS = 20\%$ だったので、これを基に電圧設定値を変える。
- (2) 2回目:(1)と同じことを繰り返す。2回目のキャリブレーションで、p.e.(data/MC)の分布は5%の精度で一致した。

このことは、2回行なったの相対ゲインのキャリブレーション [9] [10] においても、ともに $\sim 4\%$ という満足のいく精度を出しているので、磁場によるゲインの変化の問題は解決したと考えると良い。

3.1.4 Electronics

エレクトロニクスはPMTの信号を処理するTKOシステム¹と、ビームライン上のカウンタ類からの信号を処理するCAMACシステムから成る。

PMTからの信号を処理するフロントエンドモジュールには、ATM²と呼ばれるTKO規格のモジュールが用いられている。本実験で使用するATMはスーパーカミオカンデのために開発されたものであるが、現行カミオカンデでもほとんど同じものが使用されている。

ATMはディスクリミネーター・ADC・TDC・メモリーから構成されたモジュールで、1モジュールあたり12チャンネルを持つ。特に本実験で用いたATMは不感時間を無くすために1チャンネルあたり2つのアナログ処理部 (TAC³/QAC⁴) を持っている。

PMTからの信号があると、まず入力部の電流分割器で4分割され、内2つは200nsecのディレイラインを通してQACに送られ、1つはそのままフロントパネルに出力、残りの1つはアンプで100倍に増幅されてディスクリミネーターに送られる。

信号がディスクリミネーターの閾値を越えるとヒット信号が発せられて、2組あるTAC/QACのうち空いている1組が動作を開始する。QACはPMTからの信号を幅400nsecの間積分する。TACは定電流の積分を開始して、トリガーシステムからのトリガー信号を待つ。ヒット信号から1 μ sec以内にトリガー信号が到着すると、TACは積分を終了しその時点での電圧値が時間情報となる。

次いで、TAC/QACの出力が順次ADCに送られ、そこでデジタル化されてイベント番号と共にメモリーに書き込まれる。もし、1 μ sec以内にトリガー信号がない場合はTAC/QAC共にリセットされる。

TKOシステムには、ATMの他にスーパーカミオカンデ用に開発されたGONG⁵モジュールがあり、

¹TKOはTristan-KEK-Onlineの略で、KEKで開発されたデータ収集システムである。

²Analog Timing Moduleの略

³Time to Amplitude Converterの略

⁴Q(Charge) to Amplitude Converterの略

⁵Go and NoGoの略

- * トリガーシステムからトリガー信号を受けとり、TKOのバックプレーンを通してATMに分配する。
- * ATMのペダスタルを測定する際のタイミングをつかさどる。
- * イベントを識別するためのカウンターを持ち、トリガー毎にカウント・アップして、ATMに分配する。

等の役割を持つ。

TKOシステム、及びその構成モジュール(ATM、GONG等)の詳細については論文[15]に譲る。

CAMACシステム上には、ビームライン上のガスケレンコフカウンター、TOFカウンター等の情報を収集するためのADC・TDCモジュール、イベントの発生した時刻とイベント番号を記録するためのTRGモジュール⁶等がある。

3.1.5 Online-Data-Aquisition System

オンラインコンピューターにはワークステーションを使用する。インターフェースにはS-BUS/VMEインターフェース⁷を用い、VMEからMP⁸を通してTKOを、VME/CAMACインターフェース⁹を通してCAMACを制御する。

ビームスピル¹⁰中、オンラインコンピューターはビームラインからトリガー信号がある度にCAMACモジュールを読みに行く。1回CAMACを読みに行くのに約2msecかかる。

また、スピル中MPはトリガー毎にスパースデータスキャンという動作を行う。これは、外部からの信号を受けると自動的にTKOの各モジュールから順次存在するデータを読み込み、MP内のメモリーに格納するという機能である。この機能によってワークステーションの負担は軽減する。このスパースデータスキャンによってATMのデータをMPにためておき、スピル終了と同時にMPにためられたATMのデータが読みにいかれ、イベント番号に基づいてATMとCAMACのデータが整理され記録される。(イベントビルディング)

本実験でのデータ量は1イベントあたりおおよそ2.5kbyte、1ランあたり約1000イベントを収集したので、25Mbyteのデータ量になったことになる。

図3.6にデータ収集システムのブロック図を示す。

3.2 Beam Line

本実験におけるビームの入射位置は図3.7に示す通りである。そして、解析に用いたデータの取得地点は図中に↑で示された点である。図3.8は現行カミオカンデのfiducial

⁶TRIGger Module

⁷SF-VME100(ソルフラワー社): 詳細は論文[15]を参照されたい。

⁸Memory Partner: 同じく論文[15]参照。

⁹K-2917

¹⁰KEK12GeVPS主リングの繰り返し周期(4秒)そのうち、取り出しビームのパルス幅は2秒

volume 内でランダムに vertex を振った時の、タンクの壁から vertex までの距離の分布を示した図である。図中に本実験におけるビーム入射地点を一緒に示す。また、入射させる粒子の種類と運動量は次表の通りである。

表 3.2 粒子発生地点と入射させる粒子の種類と運動量

1. 粒子発生地点	
C ポイント	: (0.00, -0.01, 0.60)
S ポイント	: (3.02, -0.54, 0.26)
2. 粒子の種類と運動量	
電子	: 1 0 0 Me V/c ~ 1 Ge V/c
μ 粒子	: 2 5 0 Me V/c ~ 1 Ge V/c
π 粒子	: 2 0 0 Me V/c ~ 1 Ge V/c

本実験は前章で述べたように測定器の粒子識別の性能を調べるのが主目的であるので、ビームの性質として粒子の識別ができることが要求される。他方、本論文は今回の実験で用いた水チェレンコフ検出器のエネルギー分解能について述べるものであるから、ビームの運動量の広がり情報も必要とする。この運動量の広がりについては粒子の TOF (time-of-flight) 分布から求めた。また、データに含まれる他の粒子の混じり (コンタミネーションの) 評価についても各粒子の TOF 分布の情報を用いている。

3.2.1 Outline of The KEK-PS Beam

ビームラインは KEK 1 2 Ge V 陽子シンクロトロン の K 6 ライン を変更したものを用いた。

1 2 Ge V (運動エネルギー) に加速された陽子ビームはカウンター実験ホールに導かれた後、Production Target に衝突して、そこで 2 次粒子が発生する。Production Target には $6\text{mmL} \times 3\text{mm}\phi$ の白金ターゲットを使用した。2 次粒子の生成率は、実際のデータ収集時のモニター値から見積もると、

$$\sim 2 \times 10^5 / \sim 2.5 \times 10^{12} \text{proton}$$

であった。これらの 2 次粒子はまず偏向磁石 D 1 によって K 6 ビームラインに導かれ、次に偏向磁石 D 2、D 3 により水平方向に 34° 、垂直方向に $4 \sim 6^\circ$ 曲げられ、1 0 0 0 トン水チェレンコフ検出器へ向かうビームラインへと導かれる。ビームラインの全長はターゲットから D 2 までが 2 5 m、D 3 から水チェレンコフ検出器までが 4 3 m である。

偏向磁石 D 3 の直後にガスケレンコフカウンターと TOF カウンター 1 が置かれていて、そこから約 29.6m 下流に TOF カウンター 2 が置かれている。粒子のセパレーションにはこれらガスケレンコフカウンターと TOF カウンターを用いた。ガスケレンコフカウンターと TOF カウンターの詳細は次節に譲る。

ビームラインの概略、カウンター類の配置を図 3.9 に示す。

Trigger

トリガーはガスチェレンコフカウンター（略 GC）、TOFカウンター（略 TOF1、TOF2）とビームパイプの先端に取り付けられたシンチレーションカウンター（略 PC）のコインシデンスを取ってかける。つまり、

電子の場合 : $GC \otimes TOF1 \otimes TOF2 \otimes PC$

μ 粒子、 π 粒子の場合: $\overline{GC} \otimes TOF1 \otimes TOF2 \otimes PC$

がトリガー条件となる。これを我々は「メイントリガー」と呼ぶが、 μ 粒子に関しては水中での $\mu \rightarrow e$ への崩壊があるので、それらのイベントを取るために、「メイントリガー」に対して「 μ/e トリガー」を用意した。これは、メイントリガーから $1.1 \mu \text{ sec}$ 後に PMT が 20 ~ 30 個ヒットするイベントがある時に作られるトリガーである。

ATM¹¹1 ボードには 12 チャンネルある。つまり、12 本の PMT から入力がある。その内の何本かの PMT がヒットして、それらの信号出力の和から「hitsum」と呼ばれる信号が作られる。その「hitsum」信号出力の総和（ATM32 ボード分）がディスクリミネーターのある閾値を越えた時、「 μ/e トリガー」信号として発せられる。

図 3.10 にトリガーのロジック図を示す。

μ ビーム

e/π を取り出す普通のビームに対して、磁石の設定により μ 粒子以外の他の粒子を含まないビームを取り出す方法を E261A 実験では採用した。我々はこのビームを「 μ ビーム」と呼ぶ。

これは偏向磁石 D1、D2 の間で π 粒子から 180 度後方に崩壊した μ 粒子を D2、D3 で取り出す方法である。この時親の π 粒子は後方に崩壊した μ 粒子の約 1.75 倍の運動量を持つので、D2、D3 での運動量弁別により電子、 π 粒子の混入のない μ 粒子だけのビームが得られる。

図 3.11 に μ ビームの概略を示す。

3.2.2 Gas Cherenkov Counter, TOF Counter

ガスチェレンコフカウンター

偏向磁石 D3 の直後に炭酸ガスを充填したガスチェレンコフカウンターが置かれている。図 3.12 にガスチェレンコフカウンターの外観を示す。ビーム軸方向の長さが 1 m、内径 10 cm の円筒状をしている。内部の炭酸ガス圧は 1 気圧に保たれている。

1 気圧の二酸化炭素の屈折率 (n) は 1.00045 なので、チェレンコフ角 (θ) の式

$$\cos \theta = 1/n\beta$$

から、1 GeV/c の μ 粒子でも、 $\cos \theta = 1.005$ となって、電子以外の粒子 (μ 粒子、 π

¹¹3.1.4 を参照。

粒子)はチェレンコフ光を出さない。従って、このガスチェレンコフカウンターによって電子とそれ以外の粒子の分離が行なえる。また、このガスチェレンコフカウンターの電子検出率は、E 261 A実験に先立つ原子核研究所の電子シンクロトロンでのビームを使った性能テストにおいて99%以上であることが確かめられている。これから、 μ 、 π のビーム中における電子の混じりを1%以下にすることができる。

TOFカウンター

TOFカウンターは、 $100\text{mm} \times 100\text{mm} \times 3\text{mm}$ のプラスチックシンチレータを用いている。TOFカウンター1(簡単にTOF1)はガスチェレンコフカウンター直後に置かれ、そこから約29.6m下流にTOFカウンター2(簡単にTOF2)が配置されている。このTOFカウンターの時間分解能は約209psecと測定されている。これは電子のTOFの広がり運動量に依らずほぼ一定であり、そこから求めた値である。(図3.13)このTOFカウンターにより500MeV/c以下の粒子の識別は、各粒子のTOF分布のピークから $\pm 2\sigma$ 以内のイベントを選ぶことで可能である。この方法だと各粒子に対する他の粒子の混入(コンタミネーション)も低く抑えられる。

実際500MeV/cでの各粒子のTOF分布を見ると、電子と μ 粒子のピーク差は約2nsecで 9.5σ も離れている。(図3.13)また、 μ 粒子と π 粒子では、約1.4nsecで 5.6σ 離れている。従って500MeV/c以下の運動量における粒子の識別に関しては、各粒子の混入は無視できる。各粒子中の他粒子の混入に関するまとめは次節で行なう。

600MeV/c以上では μ 粒子に対する π 粒子の混入が多くなるので、前述した「 μ ビーム」によって μ 粒子が取り出される。

図3.14には600MeV/cの各粒子(電子、 μ 粒子、 π 粒子)のTOF分布と「 μ ビーム」で取りだした μ 粒子のTOF分布を示す。これからも分かるように、「 μ ビーム」によって、電子・ π 粒子の混入を落す確率が飛躍的に改良されることが分かる。

3.2.3 Beam Quality

本実験の主目的は、「水チェレンコフ検出器の e/μ 粒子識別能力」を測定することである。現行カミオカンデで得られている粒子の誤識別率2%の正当性を論じるためにも、データサンプルの質は高くなければならない。少なくとも解析に用いるデータサンプル中の混入は2%以下に押えなければならない。本節では解析に用いたデータ中の他粒子混入についてまとめて、また、他粒子混入の評価の際に用いた粒子のTOF分布から実際の粒子の運動量と運動量の広がりについての議論を行なう。

Contamination

解析に用いるデータは、まず始めにTOF分布の情報をを用いたカットにかけられる。このカットによって、各粒子のTOF分布のピークから $\pm 2\sigma$ 以内のイベントだけが選ばれることは前節で述べた通りである。実際この方法によって残ったイベント中の各粒子中の他の粒子の混入をまとめると次のようになる。

表 3.3 Contamination

Table 3.3 Contamination

e events	π/μ contamination	< 0.1%
μ events	e contamination	< 0.1%
μ events	π contamination	
	250 - 500 MeV/c	< $10^{-4}\%$
	600 MeV/c	$0.2 \pm 0.1\%$
	700 MeV/c	$0.5 \pm 0.2\%$
	800 MeV/c	$1.2 \pm 0.2\%$
	900 MeV/c	$0.7 \pm 0.2\%$
	1000 MeV/c	$0.9 \pm 0.3\%$

上の表で、 μ 粒子に対する π 粒子の混入で、600 MeV/c 以上については「 μ ビーム」における見積もりである。また 1 GeV/c 及び 900 MeV/c で、 μ 粒子に対する π 粒子の混入が 800 MeV/c より低く見積もられているのは、 μ 粒子の TOF 分布のうち π 粒子に近い方をピークから全てカットした値を採用しているからである。¹²

Momentum Spread

ビームライン上流での偏向磁石の設定は、考えてる運動量の 1.05 倍であった。(つまり、1 GeV/c と思われたところが実際は 1.05 GeV/c であったと言うこと) が、TOF カウンターの情報からも運動量のシフトは $4.6 \pm 1.1\%$ と測定された。

一方、TOF カウンターの情報を使って、各粒子の運動量の広がり ($\Delta P/P$) も求められた。この TOF 分布から粒子の運動量の広がり ($\Delta P/P$) を求める方法は次の通りである。

- (1) TOF 1 と TOF 2 間の距離 (L) は、 $29.64 \pm 0.1m$ である。電子の速度 (βc) は $\beta \sim 1$ と考えるので、TOF 1 と TOF 2 の間の飛行時間 (T_e) は、 $T_e = L/c = 98.9 \pm 0.33nsec$ となる。
- (2) 電子以外の粒子 (μ 粒子、 π 粒子) の TOF 1、TOF 2 間の飛行時間 (T) は、 $T = T_e + \Delta T$ であるので、 $\beta = T_e/T = T_e/(T_e + \Delta T)$ 。ここで ΔT は電子と他の粒子の TOF 分布でのピークの差である。一方運動量 (P) は、 $P = (\beta/\sqrt{1-\beta^2})m$ である。 m は粒子の質量。

(3) まとめると、

$$P = P(\beta) = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}m \quad (3.1)$$

$$\beta = \beta(\Delta T) = \frac{T_e}{T_e + \Delta T} \quad (3.2)$$

¹² 上記の Contamination を評価するにあたっては、最終データサンプルを用いて行なった。この最終データサンプルを得る過程については次章 (4 章) に譲る。

となるので $\Delta P = \sigma(P)$ 、 $\Delta(\Delta T) = \sigma(TOF)$ の間には次の関係が成立する。

$$\left| \frac{\sigma(P)}{P} \right| = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{\sigma(TOF)}{T} = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{c}{L} \sigma(TOF) \quad (3.3)$$

但し、 $\sigma(TOF)$ は TOF カウンターの時間分解能 209psec を差し引きした値である。即ち、

$$\sigma(TOF) = \sqrt{\sigma_0^2 - (209\text{psec})^2} \quad (3.4)$$

である。

各粒子の運動量の広がりについてまとめた表を下に示す。電子と π 粒子はビームライン上流での偏向磁石の設定が同じであることより、電子は π 粒子と同じ運動量の広がりを持つと考えた。 μ 粒子の運動量の広がりには電子や π 粒子に比べて大きくなっているが、これはビームライン上流 (D1 と D2 の間) における π 粒子の崩壊によって μ 粒子が出来るが、その時親の π 粒子に対して μ 粒子がどの方向に出てくるかによって運動量に幅が出来るからである。

表 3.4 Momentum Spread (1σ)

π (e)	1.7±0.5 %	
μ (P < 500 MeV/c)	3.1±0.8 %	
μ (P > 600 MeV/c)	3.8±0.7 %	Backward Decay μ

Chapter 4

Analysis

3章の第2節の最後でビームの quality についてまとめたが、これは本実験の主目的「水チェレンコフ検出器の e/μ 粒子識別性能」(現行カミオカンデでは誤識別率2%)を確かめるのに十分な quality である。

次に本実験で得たデータの解析方法であるが、本論文では特に1000トン水チェレンコフ検出器における、「粒子のエネルギーの測定」と「エネルギー分解能」に主眼をおくために、データと検出器のモンテカルロシミュレーション・データの比較については現行カミオカンデのものを用いたが、解析方法は全く独自のものを用いた。

以下では、シミュレーション、カットと言った、解析に必要なイベントを選択する(最終データを得る)過程を述べていく。

4.1 Monte-Carlo Simulation

4.1.1 Beam-line Simulation

TOFカウンターの情報から得た粒子の運動量と運動量の広がりから、TOFカウンター2以降での粒子のトラックのシミュレーションを行なった。シミュレーターにはGEANT¹を用いた。

タンク側のビームパイプの挿入地点によって、トラックの総全長は異なり、またそのために粒子が空気中を飛ぶ長さが異なってくるので、西側上部パイプに限り、しかもパイプ挿入地点は「浅い(略S)」場合と「中(略C)」の場合に限って行なった。(図3.7参照)

Beam-line Simulation
Matter aligned
the Beam-line
ビームライン上の物質

粒子のトラック上にある物質は次の通りである。

¹CERNで開発された検出器シミュレーションプログラムである。

TOFカウンター 2	: 0.56g/cm ²
空気 (C)	: 0.40g/cm ²
空気 (S)	: 0.39 × 10 ⁻¹ g/cm ²
ヘリウムガス	: 0.89 × 10 ⁻² g/cm ²
カプトン膜	: 0.68 × 10 ⁻¹ g/cm ²
トリガーカウンター	: 1.18g/cm ²

また、ビームライン上の物質配置の模式図を図 4.1 に示す。GEANTの中では物質の形状はビーム軸を中心軸とした円柱状である。ビームライン・シミュレーションにおける物質の大きさを下に示す。

TOF 2	: 4.7mmL × 10cmφ ²
カプトン膜	: 120μmL × 42cmφ
ヘリウムガス	: 5mL × 42cmφ
カプトン膜	: 120μmL × 42cmφ
カプトン膜	: 120μmL × 13cmφ
真空	: 11mL × 13cmφ
カプトン膜	: 120μmL × 13cmφ
トリガーカウンター	: 1cmL × 8cmφ

粒子の追跡 *Particle Tracking*

ビームライン上で粒子を追跡する際に、その粒子が起こす反応を正しいものに設定しておかなければならない。GEANTでの粒子追跡のシミュレーションで可能な反応のうち、各粒子に対して次の反応を行なうように設定した。

e^- : 制動放射、電離損失、多重散乱、 δ -ray生成、メラー散乱、(電磁カスケードシャワー)

γ : 電子・陽電子対生成、コンプトン散乱

μ^- : 制動放射、電離損失、多重散乱、 δ -ray生成、 μ -e崩壊

また、各粒子のカットオフエネルギー(粒子のエネルギーがそれ以下になるとその粒子の追跡はやめる)は、ビームパイプ終端まで来る粒子の持ち得るエネルギーに興味があるから、表 1.1 のチェレンコフ光の臨界エネルギーに設定するのではなく、 γ 線・電子については1MeV、 μ 粒子については10MeVに設定した。

シミュレーションはTOF 2以降から始まるが、本来ならTOF 2より上流の物質との反応(電子の電磁カスケードシャワー、 μ 粒子の Ionization energy loss)、散乱によるビームの空間的な広がりが無視出来ないが、粒子の multiplicity による計算の長時間化等

の問題があるので、次のような初期化を行なった。

ビーム軸方向を z 軸として、TOF 2 の直後で、

1. ビームの断面 (x y 平面):

半径 5cm の円内に粒子は一様に分布する。(TOF 2 の断面積は $10\text{cm} \times 10\text{cm}$)

2. ビーム軸 (z 軸) に対する粒子の角度:

最大 5mm rad.、等方分布。

3. 粒子の multiplicity:

(TOF 2 以降) 初めは 1 個、その後最高 30 個まで。

まとめると、この Beam-line Simulation は、TOF 2 より前に行なっていない。シミュレーションの起点は TOF 2 直後である。また、「 μ ビーム」の μ 粒子のシミュレーションは行なっていない。上記の設定で、例えば、 $800\text{MeV}/c$ の μ 粒子で、1 イベントあたり要した計算時間は 0.01sec。10000 イベント作るのに 100sec かかる計算になる。そしてビームパイプ終端まで到達した μ 粒子は $2530/10000 = 25.3\%$ であった。

4.1.2 Detector Simulation

前少々節を受けて、次は検出器内でのシミュレーションを行なう。

入力は、Beam-line Simulation でビームパイプ最終端に到達した (ビームパイプ終端にあるトリガーカウンターをヒットした) 個々の粒子の運動量 (x 成分、 y 成分、 z 成分、及び絶対値) と粒子の進行方向 (x 成分、 y 成分、 z 成分) であり、粒子の入射地点はパイプの位置 (C か、S のどちらか) である。

粒子の追跡 *Particle Tracking*

水中での粒子の反応、追跡には次のことを考慮する。電子・ γ 線が起こすカスケードシャワーについては EGS 4³ を使用している。 μ 粒子の追跡には、電離損失・多重散乱・knock-on-electron が考慮されている。[16]

チェレンコフ光の追跡 *Cherenko lights Tracking*

チェレンコフ光を追跡する時に考慮しなければならないことは、チェレンコフ光の水中での散乱・吸収、及び PMT の光電面への入射である。散乱と吸収の割合は、水の赤外波長領域での光を吸収する性質 (赤外吸収) を考えて、光の減衰過程は長波長側では全吸収、短波長側では 6 割散乱、4 割吸収としている。[16]

³ SLAC で開発された電磁カスケードシャワーのシミュレーションプログラム

モンテカルロ・シミュレーションの結果は最終データとの比較において随時示していく。(5章)

4.2 Data Reduction

ビームライン上流のD2、D3偏向磁石でタンクに向かって導かれたビームは、途中にある物質等でエネルギーを損失したり、散乱を受けたりする。特に電子がビームパイプ(FeとAl)と反応してシャワーが出来ると、その一部がタンクの壁面から入射したり、タンク内のパイプの途中から水中に出てくることも考えられる。(図4.2)

今、親の電子がTOF1、TOF2の両方をヒットして、途中でビームパイプに当たってシャワーを起こし、そのシャワーの一部がトリガーカウンターをヒットするなら、それは有効なイベントとして数えられる。しかしその時のチェレンコフ光のリング・パターンは親の電子がシャワーを起こさなかった時のそれとは違って来る。図4.3は300MeV/c電子の「シャワーを起こした例(上図)」と「シャワーを起こさなかった例(下図)」である。「シャワーを起こした例」ではトリガーカウンターをヒットした電子のエネルギーが小さかったためにリング・パターンが形成されなかったことが見受けられる。そしてビームパイプの差し込み部付近でPMTがヒットしているのが分かる。

「シャワーを起こしたイベント」で、リング・パターンを作る荷電粒子がTOF1、TOF2、トリガーカウンターの全てをヒットするとは限らない。また正しい運動量を持っているとも限らない。そのため、そうしたイベントをカットしなければならない。以下にカットの条件と方法について述べる。

4.2.1 Time Average Cut

時間電荷測定装置であるATM⁴は、セルフゲート方式を取る。つまり、ATMの各チャンネルでヒットがあると各チャンネルの積分ゲート信号(GATE信号)⁵が出力され、電荷をQACにより積分・保持し、同時にTACの積分が開始され、トリガーシステムの判断を待つことになる。ここで一度、GATE信号とトリガー系のタイミングをまとめておくと図4.4のようになる。図のように、実際のGATE信号はメイントリガー信号から $\sim 30\text{nsec}$ 遅れて出力される。

話を「イベント・カット」に戻す。

PMTがヒットした時間から水中での光の飛行時間を引いた時間(式2.9の $t_i(\equiv T_{corr})$)は、GATE信号がメイントリガー信号に約 30nsec 遅れて出力されるので、ビームパイプ終端正面のPMT(開き角にしてチェレンコフ角 $\sim 42\text{deg}$.の円錐内に存在するPMT)の T_{corr} は $20\sim 40\text{nsec}$ に分布する。従って、まず $T_{corr} < 0\text{nsec}$ であるヒットはaccidental-hitとみて良い。また、光電面やタンク内壁で反射したチェレンコフ光がタンク

⁴論文[15]並びに(3.1.4)を参照。

⁵信号出力のタイミングはTOF1で決めている。

の直径分を飛行して、向かい合うPMTにさらにヒットする場合、反射から2回目のヒットまでにかかる時間は約 $10/(c/n) = 45nsec$ だから、反射に対する T_{corr} は $\sim 80nsec$ 付近に分布することになる。従って $T_{corr} > 100nsec$ であるヒットもまた、accidental-hit と考えて良い。つまり accidental-hit の時間帯を除いた、 $0nsec \leq T_{corr} \leq 100nsec$ でのヒットが、結局 true-hit と考えられる。

しかし、true-hit の中には前述した「シャワーを起こしたイベント」や「タンクの壁面から入ってきたり、ビームパイプの途中から水中に抜ける、荷電粒子によるイベント」も含まれていて、それらのイベントをカットしなければならない。そこで、カットの方法として次のようなものを考える。

ビーム軸から「開き角 45° 円錐内 (以下 Forward)」のPMTの T_{corr} の平均

$$\overline{T_{FWD}} = \frac{\sum_{\substack{0 \leq T_{corr_i} \leq 100 \\ \theta_i \leq 45deg.}} T_{corr_i}}{\sum_{\substack{0 \leq T_{corr_i} \leq 100 \\ \theta_i \leq 45deg.}} 1} \quad (4.1)$$

と、「開き角 90° より大きい領域 (以下 Backward)」のPMTの T_{corr} の平均

$$\overline{T_{BWD}} = \frac{\sum_{\substack{0 \leq T_{corr_i} \leq 100 \\ \theta_i > 90deg.}} T_{corr_i}}{\sum_{\substack{0 \leq T_{corr_i} \leq 100 \\ \theta_i > 90deg.}} 1} \quad (4.2)$$

の差「 $\overline{T_{BWD}} - \overline{T_{FWD}}$ 」の分布を見る。

図 4.5、4.6 は $1 GeV/c$ μ 粒子と、 $800 MeV/c$ 電子の「 $\overline{T_{BWD}} - \overline{T_{FWD}}$ 」分布と全光量分布の相関を表した図である。この図から次のことが分かる。

『全光量の小さいイベントほど、「 $\overline{T_{BWD}} - \overline{T_{FWD}}$ 」の値が小さい。即ち、Backwardでのヒットの時間平均が早くなっている。Backwardで早いヒットがあると言うことは、明らかにタンクの壁やビームパイプの途中から水中に抜けた荷電粒子があった、と言うことである。』

従って、イベントのカットは次のように行なう。

「 $\overline{T_{BWD}} - \overline{T_{FWD}}$ 」の分布のピーク付近で fit してピークから -2σ 以下をカットする。つまり、

$$\overline{T_{BWD}} - \overline{T_{FWD}} < Peak - 2\sigma \quad (4.3)$$

を満たすものがカットされる。

図 4.7 は $1 GeV/c$ μ 粒子の全光量が $3430p.e.$ のイベント (カットで残ったイベント) と $2200p.e.$ のイベント (カットでカットされたイベント) のサンプルである。カットされたイベントはチェレンコフ光のリング・パターンから、パイプの途中から水中に出た荷電粒子によるものと思われる。表 4.1、4.2 にはこの「時間平均カット」前後でのイベント数を示す。

表 4.1 「時間平均カット」前後でのイベント数 - Sポイント -

- (1) カット前の全イベント数
- (2) カット後の全イベント数
- (3) 全光量分布のピークから $\sim -2\sigma$ での光量値 (目安) (p.e.)
- (4) (3) の光量値以下のイベント数 (カット前)
- (5) (3) の光量値以下のイベント数 (カット後)

	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
μ ビーム・ μ 粒子	—	—	—	—	—
1000MeV/c μ	7837	6682	2500	1565(20.0%)	647(9.7%)
900MeV/c μ	7665	6881	2200	1174(15.3%)	616(9.0%)
800MeV/c μ	4173	3849	1800	439(10.5%)	263(6.8%)
700MeV/c μ	7442	7066	1500	718(9.6%)	533(7.5%)
600MeV/c μ	6835	6584	1200	650(9.5%)	552(8.4%)
500MeV/c μ	8713	8323	800	839(9.6%)	623(7.5%)
400MeV/c μ	7723	7456	500	542(7.0%)	392(5.3%)
e/π ビーム・ μ 粒子	—	—	—	—	—
600MeV/c μ	1307	1238	1200	154(11.8%)	118(9.5%)
500MeV/c μ	1527	1466	800	97(6.4%)	72(4.9%)
400MeV/c μ	1906	1813	500	130(6.8%)	93(5.1%)
300MeV/c μ	2794	2682	200	196(7.0%)	137(5.1%)
1000MeV/c e	2640	2081	3400	957(36.3%)	399(19.2%)
900MeV/c e	9067	6936	2800	3058(33.7%)	971(14.0%)
800MeV/c e	7863	5927	2500	2645(33.6%)	778(13.1%)
700MeV/c e	9610	7297	2200	3254(33.9%)	1023(14.0%)
600MeV/c e	9871	7461	1800	3387(34.3%)	1084(14.5%)
500MeV/c e	8122	6304	1500	2761(34.0%)	1014(16.1%)
400MeV/c e	9206	7225	1200	3091(33.6%)	1186(16.4%)
300MeV/c e	6995	5732	800	1924(27.5%)	741(12.9%)
200MeV/c e	9086	7881	500	2286(25.1%)	1183(15.0%)
100MeV/c e	7540	6904	200	1816(24.0%)	1252(18.1%)

表 4.2 「時間平均カット」前後でのイベント数 - Cポイント -

- (1) カット前の全イベント数
- (2) カット後の全イベント数
- (3) 全光量分布のピークから $\sim 2\sigma$ での光量値 (目安) (p.e.)
- (4) (3) の光量値以下のイベント数 (カット前)
- (5) (3) の光量値以下のイベント数 (カット後)

	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
μ ビーム・ μ 粒子	—	—	—	—	—
900MeV/c μ	7369	6696	2200	857(11.6%)	456(6.8%)
800MeV/c μ	7198	6650	1800	645(9.0%)	351(5.3%)
700MeV/c μ	7169	6720	1500	582(8.1%)	381(5.7%)
600MeV/c μ	7138	6792	1200	632(8.9%)	479(6.9%)
500MeV/c μ	10097	9625	800	717(7.1%)	514(5.3%)
400MeV/c μ	8745	8269	500	717(8.2%)	508(6.1%)
e/π ビーム・ μ 粒子	—	—	—	—	—
600MeV/c μ	1711	1481	1200	308(18.0%)	136(9.2%)
500MeV/c μ	1942	1854	800	158(8.1%)	111(6.0%)
400MeV/c μ	2969	2797	500	234(7.9%)	154(5.5%)
250MeV/c μ	787	705	150	69(8.8%)	31(4.4%)
1000MeV/c e	12839	8827	3400	5328(41.4%)	1485(16.8%)
700MeV/c e	8622	5517	2200	3504(40.6%)	598(10.8%)
600MeV/c e	8612	5536	1800	3290(38.2%)	517(9.3%)
500MeV/c e	8341	5457	1500	3162(37.9%)	567(10.4%)
400MeV/c e	8200	5549	1200	3076(37.5%)	698(12.6%)
300MeV/c e	8060	5855	800	2363(29.3%)	508(8.7%)
200MeV/c e	7803	6095	500	2152(27.6%)	713(11.7%)
100MeV/c e	5490	4411	200	1473(26.8%)	630(14.3%)

上の表の項目(4)と(5)の括弧内の数字はそれぞれ(1)、(2)(全イベント数)に対する割合を表している。

4.2.2 Background Estimate

実験中は常時、検出器に宇宙線 μ 粒子や加速器からの μ 粒子が入射している。これらの μ 粒子はデータ収集本番においてバックグラウンドとなり、イベント・カットの対象にもなる。

Cosmic Muon & Muon from the Accelerator

25本以上のPMTがヒットすることをトリガー条件として、宇宙線 μ 粒子のトリガー・レートを測定すると約35 kHzである。また加速器稼働中なら、加速器から μ 粒子が飛来するのでトリガー・レートは約50 kHzになる。⁶

前節で「accidental-hit」を定義したが、これがエレクトロニクスやPMTによるノイズによるものである時は、1~2ヒット程度のものであり、全光量も $\sim 2p.e.$ 以下であるため、この場合の「accidental-hit」は解析において全く無視出来る。しかし、これが宇宙線 μ 粒子や加速器からの μ 粒子によるイベントだとPMTのヒット数・全光量が共に大きいために、カットしなければならないイベントとなる。そうしたイベントのカット条件として次のことを考える。

T_{corr} (PMTがヒットした時間から水中での光の飛行時間を引いたもの) で $T_{corr} < 0nsec$, $T_{corr} > 100nsec$ でのヒットを「accidental-hit」と呼んだが、その時間帯にPMTのヒットが『2p.e.以上』のものが『5ヒット以上』あったら、そのイベントは宇宙線 μ 粒子や加速器からの μ 粒子による可能性が高いのでカットの対象とする。つまり、

$$\textcircled{a} \quad T_{corr} < \sim 0nsec : \sum_{\geq 2p.e.} 1 \geq 5 \rightarrow 'Cut'$$

or

$$\textcircled{a} \quad T_{corr} > \sim 100nsec : \sum_{\geq 2p.e.} 1 \geq 5 \rightarrow 'Cut'$$

このカット条件で実際にカットされたイベントを示すと図4.8のようなものである。これは前出の1 GeV/c μ 粒子 (Sポイント) のデータの中から、上記のカット条件でカットされたイベント例である。

このカットによって、「時間平均カット」で残っていたイベントの内、さらに何イベントが残ったかを表4.3、4.4に示す。

⁶論文 [11] を参照。

表 4.3 「バックグラウンド・カット」前後でのイベント数 — Sポイント—

- (1) カット前の全イベント数 (= 「時間カット」で残った全イベント数)
- (2) カット後の全イベント数
- (3) 全光量分布のピークから $\sim -2\sigma$ 以下での、カット後のイベント数

	(1)	(2)	(3)
μ ビーム・ μ 粒子	—	—	—
1000MeV/c μ	6682	6105(91.4%)	594(9.7%)
900MeV/c μ	6881	6210(90.2%)	570(9.2%)
800MeV/c μ	3849	3522(91.5%)	255(7.2%)
700MeV/c μ	7066	6342(89.8%)	486(7.7%)
600MeV/c μ	6584	5921(89.9%)	532(9.0%)
500MeV/c μ	8323	6996(84.1%)	384(5.5%)
400MeV/c μ	7456	6569(88.1%)	339(5.2%)
e/ μ ビーム・ μ 粒子	—	—	—
600MeV/c μ	1238	1140(92.1%)	112(9.8%)
500MeV/c μ	1466	1332(90.9%)	72(5.4%)
400MeV/c μ	1813	1621(89.9%)	85(5.2%)
300MeV/c μ	2682	2432(90.7%)	133(5.5%)
1000MeV/c e	2081	1579(75.9%)	291(18.4%)
900MeV/c e	6936	5355(77.2%)	654(12.1%)
800MeV/c e	5927	4479(75.6%)	583(13.0%)
700MeV/c e	7297	5883(80.6%)	846(14.4%)
600MeV/c e	7461	6546(87.7%)	993(15.2%)
500MeV/c e	6304	5669(88.3%)	950(16.8%)
400MeV/c e	7225	6240(86.4%)	1090(17.5%)
300MeV/c e	5732	5251(91.6%)	697(13.3%)
200MeV/c e	7881	7429(94.3%)	1148(15.5%)
100MeV/c e	6904	6372(92.3%)	1003(15.7%)

表 4.4 「バックグラウンド・カット」前後でのイベント数 -Cポイント-

- (1) カット前の全イベント数 (= 「時間カット」で残った全イベント数)
- (2) カット後の全イベント数
- (3) 全光量分布のピークから $\sim -2\sigma$ 以下での、カット後のイベント数

	(1)	(2)	(3)
μ ビーム・ μ 粒子	—	—	—
900MeV/c μ	6696	6085(90.9%)	413(6.8%)
800MeV/c μ	6650	5994(90.1%)	328(5.5%)
700MeV/c μ	6720	6069(90.3%)	359(5.9%)
600MeV/c μ	6792	6138(90.4%)	445(7.2%)
500MeV/c μ	9625	8613(89.5%)	481(5.6%)
400MeV/c μ	8269	7416(89.7%)	484(6.5%)
e/μ ビーム・ μ 粒子	—	—	—
600MeV/c μ	1481	1350(91.1%)	128(9.5%)
500MeV/c μ	1854	1664(89.8%)	103(6.2%)
400MeV/c μ	2797	2522(90.2%)	144(5.7%)
250MeV/c μ	705	623(88.4%)	29(4.7%)
1000MeV/c e	8827	8236(93.3%)	1250(15.2%)
700MeV/c e	5517	5193(94.1%)	542(10.4%)
600MeV/c e	5536	5199(93.9%)	460(8.8%)
500MeV/c e	5457	5199(95.3%)	544(10.5%)
400MeV/c e	5549	5165(93.1%)	636(12.3%)
300MeV/c e	5855	5602(95.7%)	493(8.8%)
200MeV/c e	6095	5816(95.4%)	648(11.1%)
100MeV/c e	4411	4238(96.1%)	619(14.6%)

上の表の項目(2)と(3)の括弧内の数字はそれぞれ(1)、(2)に対する割合を表している。また、(3)の括弧内の数字は「カット後の全イベントに対する『テイル』の割合」を示しているが、これは表 4.1 の(5)の括弧内の数字より大きな値となっている。この意味することは、「バックグラウンド・カット」でカットされるイベントは「(ピーク) - (2 σ)」の光量値より光量の大きいイベントで、加速器から飛来する μ 粒子(タンクの壁から入射する)よりは宇宙線 μ 粒子によるものと考えられる。

Chapter 5

Results and Discussions

本章では、本実験で用いた1000トン水チェレンコフ検出器の基本性能である、エネルギーの決定とその決定精度(=エネルギー分解能)に関する最終データの解析結果について述べる。

最終データを得るまでには、

- (1) TOF情報によるカット (Beam Quality (3.2.3))
- (2) 「時間平均カット」によるカット (Data Reduction (Time Average Cut) (4.2.1))
- (3) 宇宙線 μ 粒子や加速器からの μ 粒子によるバックグラウンド評価とそれらのカット (Data Reduction (Background Estimate) (4.2.2))

の過程を経ていることは先に述べてきた通りである。但し、 π 粒子のデータに関しては、(2)以降の過程を経たデータサンプルを作っていないので、本章での話は「電子」と「 μ 粒子」だけに限る。

以下では、ある運動量を持つ粒子の「運動量と全光量分布 (P.E.) の関係」、続いて「運動量とエネルギー分解能の関係」について順に述べていく。

5.1 Momentum vs. Total Photo-Electron

最終データサンプル例をまず示す。図 5.1 は $1 \text{ GeV}/c$ μ 粒子と $800 \text{ MeV}/c$ 電子の全光量分布である。どちらも光量の低いところで「尾」を引いている。光量分布のピークの光量値が大体同じなので、テイルを引き始める 2500 pe 以下のイベントの割合を見積もると、 $1 \text{ GeV}/c$ μ 粒子は $594/6105 = 9.7\%$ 、 $800 \text{ MeV}/c$ 電子は $583/4497 = 13.0\%$ となっている。

図 5.1 で見られるように、全光量分布の形状はピークの左右で分布の広がりが少し異なる。光量の小さい方 (ピークの左側) は、ビームライン上の物質でエネルギーを損失して運動量が小さくなった粒子のイベントが混じっていると考えられる。MCによれば、粒子

が大きなエネルギー損失を受けなかったとしたら、光量の小さい方の光量分布の広がり
は大きい方（ピーク右側）とほぼ同じで、分布全体はガウス分布になっている。

次節で述べるエネルギー分解能を求めるために、全光量分布をガウス分布で fit する
が、その非対称な形状のために「非対称ガウス分布」で fit することを考えた。全光量分
布のピーク値（ピーク光量値 Nt ）は共通で、分布の広がり（ σ ）がピークを境に σ_1, σ_2
であるとして、

$x \leq Nt$ （光量の小さい方）：

$$y = A \exp\left[-\frac{(x - Nt)^2}{2\sigma_1^2}\right] \quad (5.1)$$

$x \geq Nt$ （光量の大きい方）：

$$y = A \exp\left[-\frac{(x - Nt)^2}{2\sigma_2^2}\right] \quad (5.2)$$

（ここで、 A は定数である）

の分布に従うとする。但し光量の小さい方では fit する領域を大きく取れば取るほど σ_1
の値が大きくなる一方なので、ピークの両側とも $\sim \pm 3\sigma$ 以内の領域だけで fit を行なっ
た。また、fit の領域も $1\sigma, 1.25\sigma, 1.5\sigma \dots, 3\sigma$ と変えていって、fit の reduced χ^2 の危
険度が 10% 以下と出た時の fit の結果を採用した。

以下に「非対称ガウス分布 fit」による結果を示すが、合わせて本実験検出器用モンテ
カルロシミュレーション（MC）・データの「ガウス分布 fit」の結果も示す。シミュレー
ション・データの取り扱いはデータと全く同等に行なった。図 5.2、5.3、5.4、5.5 に fit
の例を、表 5.1、5.2 には fit の結果「ピーク光量値」を示す。

表 5.1 全光量分布のピーク光量値 - Sポイント -

(1) 電子:

- (a) データのピーク光量値 (p.e.) (括弧内はエラー (%))
- (b) MCのピーク光量値 (p.e.) (括弧内は fit のエラーのみ (%))
- (c) データ/MC (比)

電子	(a)	(b)	(c)
1000MeV/c e	3661(1.28)	3661(0.52)	1.000
900MeV/c e	3255(1.28)	3276(0.58)	0.994
800MeV/c e	2901(1.28)	2915(0.48)	0.995
700MeV/c e	2534(1.28)	2560(0.11)	0.990
600MeV/c e	2150(1.28)	2190(0.32)	0.982
500MeV/c e	1776(1.28)	1830(0.05)	0.970
400MeV/c e	1453(1.28)	1459(0.34)	0.996
300MeV/c e	1077(1.28)	1095(0.27)	0.984
200MeV/c e	695(1.28)	727(0.69)	0.956
100MeV/c e	325(1.28)	366(0.80)	0.895

データの fit のエラーはデータ、MC双方の fit のエラーを考慮して、その平均を用いて一律 0.66% とした。

(2) μ 粒子:

- (a) Backward- μ データのピーク光量値 (p.e.) (括弧内はエラー (%))
- (a') Forward- μ データのピーク光量値 (p.e.) (括弧内はエラー (%))
- (b) MCのピーク光量値 (p.e.) (括弧内は fit のエラーのみ (%))
- (c) (Backward- μ) データ/MC (比)
- (c') (Forward- μ) データ/MC (比)

μ 粒子	(a)	(a')	(b)	(c)	(c')
1000MeV/c μ	3112(1.41)	—	2941(0.10)	1.058	—
900MeV/c μ	2676(1.45)	—	2566(0.15)	1.043	—
800MeV/c μ	2256(1.50)	—	2188(0.16)	1.031	—
700MeV/c μ	1866(1.56)	—	1815(0.11)	1.028	—
600MeV/c μ	1457(1.66)	1446(1.66)	1445(0.33)	1.008	1.001
500MeV/c μ	1055(1.82)	1054(1.82)	1075(0.13)	0.981	0.980
400MeV/c μ	697(2.15)	697(2.15)	708(0.22)	0.984	0.984
300MeV/c μ	—	362(3.05)	367(0.20)	—	0.986

データの fit のエラーはデータ、MC双方の fit のエラーを考慮して、その平均を用いて一律 0.39% とした。

表 5.2 全光量分布のピークの光量値 - Cポイント -

(1) 電子：(項目の内容は表 5.1 と同じ)

電子	(a)	(b)	(c)
1000MeV/c e	3661(1.30)	3670(0.25)	0.996
700MeV/c e	2582(1.30)	2580(0.74)	1.001
600MeV/c e	2193(1.30)	2200(0.14)	0.997
500MeV/c e	1841(1.30)	1840(0.80)	1.001
400MeV/c e	1451(1.30)	1470(0.48)	0.986
300MeV/c e	1081(1.30)	1099(0.09)	0.984
200MeV/c e	712(1.30)	730(0.27)	0.975
100MeV/c e	328(1.30)	364(0.55)	0.901

データの fit のエラーはデータ、MC 双方の fit のエラーを考慮して、その平均を用いて一律 0.69% とした。

(2) μ 粒子：(項目の内容は表 5.1 と同じ)

μ 粒子	(a)	(a')	(b)	(c)	(c')
900MeV/c μ	2757(1.47)	—	2668(0.20)	1.033	—
800MeV/c μ	2348(1.52)	—	2267(0.07)	1.036	—
700MeV/c μ	1939(1.58)	—	1864(0.16)	1.040	—
600MeV/c μ	1512(1.67)	1515(1.67)	1457(0.10)	1.038	1.039
500MeV/c μ	1099(1.84)	1104(1.84)	1085(0.10)	1.013	1.016
400MeV/c μ	712(2.16)	710(2.16)	715(0.28)	0.996	0.993
250MeV/c μ	—	225(4.70)	241(0.62)	—	0.934

データの fit のエラーはデータ、MC 双方の fit のエラーを考慮して、その平均を用いて一律 0.46% とした。

表 5.1、5.2 について、以下にまとめる。

- (1) fit のエラーは、最大で 0.8% である。
- (2) 実際の運動量中心値は考えてた運動量の $4.6 \pm 1.1\%$ 増しである。従って、ピーク光量値のエラーとしては運動量中心値のエラー $\pm 1.1\%$ が支配的である。ところで、電子に関しては、

$$\frac{\delta(p.e.)}{p.e.} \simeq \frac{\delta(P)}{P}$$

であるので、運動量中心値のエラーは $\pm 1.1\%$ であるが、 μ 粒子に関しては、

$$\frac{\delta(p.e.)}{p.e.} \sim \frac{\delta(P)}{(P - 200)}$$

でエラーを評価するので、運動量が小さくなるほど、1.1% より大きい値になる。例えば、 $250 \text{ MeV}/c$ では運動量中心値のエラーは $\sim 5.5\%$ になる。

- (3) 総合的なエラーは、(1)、(2) を考慮して、評価した。
- (4) $600 \text{ MeV}/c$ 以上の μ 粒子については、MC の値より大きな値になっているが、これは「 μ ビーム」によるデータなので、運動量の中心値（考えてた値の $4.6 \pm 1.1\%$ 増の値）が TOF から正しく求められていない可能性がある。（次節でも述べるが、ビームの質が「普通のビーム (e/μ ビーム)」と異なる可能性がある。）実際「 e/μ ビーム」($500 \text{ MeV}/c$ 以下) での μ 粒子は MC の値とほぼ一致している。
- (5) 電子は、 $300 \text{ MeV}/c$ 以上の運動量において、ピーク光量値のデータ/MC (比) の平均値と r.m.s. は、

S ポイント: 0.989 ± 0.008

C ポイント: 0.994 ± 0.007

$$0.9915 \pm 0.0035 \left\{ \begin{array}{l} 0.995 \\ 0.988 \end{array} \right.$$

従って、データ/MC (比) は、1% 以下で一致している。

- (6) μ 粒子は、 $300 \text{ MeV}/c$ (または $250 \text{ MeV}/c$) 以上、 $600 \text{ MeV}/c$ 以下の運動量において、ピーク光量値のデータ/MC (比) の平均値と r.m.s. は、

S ポイント: 0.989 ± 0.009

C ポイント: 1.016 ± 0.026

$$1.003 \pm 0.020 \left\{ \begin{array}{l} 1.023 \\ 0.983 \end{array} \right.$$

従って、データ/MC (比) は、2% 以下で一致している。

表 5.1、5.2 の項目 (データ/MC の比) は図 5.6、5.7 に示す通りになる。図 5.6、5.7 の左図はいずれもエラーを「重み」として、fill されている。また運動量とピーク光量値の関係は図 5.8、5.9 に示す通りになる。

5.2 Energy Resolution

エネルギー分解能 $\sigma(Nt)/Nt$ は、全光量分布に対して、前節で述べた fit を行なって得られた $Nt(\text{p.e.})$ とその 1σ での幅 (p.e.) の比を取って求めた。エネルギー分解能の定義は 2.2.1 において行なった通りである。そして、データから得られた結果と比較すべき予想値は、モンテカルロシミュレーションによって求めた。次頁に各運動量でのエネルギー分解能を示す。

表 5.3 エネルギー分解能 - Sポイント -

(1) 電子:

- (a) データのエネルギー分解能 (%) (括弧内はエラー (%))
- (b) MCのエネルギー分解能 (%) (括弧内はエラー (%))
- (c) データの全光量分布の幅 (1σ) (p.e.)
- (d) MCの全光量分布の幅 (1σ) (p.e.)

電子	(a)	(b)	(c)	(d)
1000MeV/c e	3.11(1.34)	3.12(0.57)	114(14)	114(20)
900MeV/c e	3.27(1.30)	3.32(0.65)	107(7)	109(10)
800MeV/c e	3.73(1.30)	3.32(0.53)	108(6)	97(6)
700MeV/c e	4.89(1.31)	3.56(0.46)	124(7)	91(12)
600MeV/c e	4.60(1.31)	3.69(0.54)	99(6)	81(10)
500MeV/c e	5.32(1.31)	3.89(0.24)	95(5)	71(4)
400MeV/c e	5.23(1.30)	4.13(0.45)	76(3)	60(4)
300MeV/c e	7.37(1.35)	4.89(0.47)	79(5)	54(4)
200MeV/c e	8.62(1.37)	5.79(0.77)	60(3)	42(3)
100MeV/c e	14.17(1.62)	7.89(1.34)	46(3)	29(4)

(2) μ 粒子:

- (a) Backward- μ データのエネルギー分解能 (%) (括弧内はエラー (%))
- (a') Forward- μ データのエネルギー分解能 (%) (括弧内はエラー (%))
- (b) MCのエネルギー分解能 (%) (括弧内はエラー (%))

μ 粒子	(a)	(a')	(b)
1000MeV/c μ	7.89(1.46)	—	6.36(0.43)
900MeV/c μ	7.82(1.48)	—	6.73(0.51)
800MeV/c μ	8.23(1.56)	—	7.29(0.91)
700MeV/c μ	9.12(1.59)	—	7.70(0.57)
600MeV/c μ	9.85(1.70)	6.07(1.77)	6.97(1.10)
500MeV/c μ	10.77(1.87)	8.90(1.95)	7.25(0.74)
400MeV/c μ	11.27(2.21)	9.94(2.31)	10.45(1.87)
300MeV/c μ	—	12.19(3.16)	11.26(1.19)

245 (12)	88 (9)	187 (12)
209 (8)	94 (7)	173 (13)
186 (10)	69 (6)	160 (20)
170 (6)	44 (3)	140 (10)
144 (5)		101 (16)
114 (5)		78 (8)
79 (4)	39	74 (13)
		41 (4)

表 5.4 エネルギー分解能 - Cポイント -

(1) 電子：(項目の内容は表 5.3 と同じ)

電子	(a)	(b)	(c)	(d)
1000MeV/c e	3.72(1.32)	3.54(0.33)	137(7)	130(8)
700MeV/c e	3.93(1.32)	4.29(0.91)	102(6)	111(13)
600MeV/c e	4.44(1.32)	4.17(0.53)	96(5)	92(11)
500MeV/c e	5.46(1.34)	4.40(0.95)	101(6)	81(15)
400MeV/c e	5.96(1.35)	5.13(0.92)	87(5)	75(12)
300MeV/c e	7.02(1.36)	5.45(0.38)	76(4)	60(4)
200MeV/c e	8.19(1.35)	6.22(0.99)	58(3)	45(7)
100MeV/c e	12.38(1.63)	8.47(1.14)	41(3)	31(4)

(2) μ 粒子：(項目の内容は表 5.3 と同じ)

μ 粒子	(a)	(a')	(b)
900MeV/c μ	7.82(1.52)	—	6.11(0.77)
800MeV/c μ	8.21(1.59)	—	6.63(0.56)
700MeV/c μ	8.28(1.85)	—	7.51(0.54)
600MeV/c μ	8.30(1.91)	6.85(1.80)	7.10(1.51)
500MeV/c μ	10.08(2.11)	8.64(1.96)	8.36(1.18)
400MeV/c μ	12.34(2.29)	10.28(2.22)	10.71(1.32)
250MeV/c μ	—	12.68(4.88)	11.01(1.28)

11.06 (5.15)

	216 (11)	104 (10)	163 (20)
	193 (11)	95 (7)	150 (13)
	161 (15)	73 (4)	140 (10)
125 (14)	91 (6)	26 (5)	103 (22)
	88 (5)		91 (13)
			77 (9)
			27 (3)

表 5.3、5.4 をまとめると、以下のようになる。

- (1) データのエラーは fit のエラーとピーク光量値の（総合的な）エラーを考慮した。
即ち、

$$\frac{\sigma(p.e.)}{Nt(p.e.)} \equiv R$$
$$\frac{\delta(R)}{R} = \sqrt{\left(\frac{\delta\sigma(p.e.)}{\sigma(p.e.)}\right)^2 + \left(\frac{\delta(Nt)}{Nt}\right)^2}$$

で示される。

- (2) 電子は、400 MeV/c 以上についてはデータとMCのそれぞれのエネルギー分解能はエラーの範囲内で一致しているが、300 MeV/c 以下では一致していない。これは、Beam-line Simulation が正しくないからと思われる。
- (3) μ 粒子は、600 MeV/c 以下の Forward- μ についてはデータとMCのエネルギー分解能はエラーの範囲内で一致している。
- (4) Backward- μ はどの運動量についても、エネルギー分解能がMCに比べて一様に大きくなっている。これは、Backward- μ のビームの質が「普通のビーム (e/ μ ビーム)」より劣るためと思われる。

図 5.10、5.11 に運動量とエネルギー分解能の関係を示す。ここで μ 粒子については Forward- μ とMCのデータを示す。

Chapter 6

Conclusion

本実験で用いた1000トン水チェレンコフ検出器における、エネルギーの決定とその決定精度についてまとめる。

(1) 電子のピーク光量値：

- (a) 300 MeV/c 以上については、ピーク光量値の「データ/MC」の比が平均として $\pm 1\%$ で一致している。
- (b) 200 MeV/c 以下については、特に100 MeV/c でのMCの再現性が悪い。これはS、Cの両ポイントで見られる傾向である。これは、ビームライン・シミュレーションの中でのエネルギー損失の過程が実際を正しく反映していないためではないか、と思われるので再検討してみなければならない。

(2) μ 粒子のピーク光量値：

- (a) 600 MeV/c 以下の「Forward- μ 」では、ピーク光量値の「データ/MC」の比が平均として $\pm 2.6\%$ で一致している。
- (b) 600 MeV/c 以上の「Backward- μ 」では、ピーク光量値の「データ/MC」の比が一律、 $\sim +4\%$ になっている。これは「 μ ビーム」の質が「普通のビーム (e/ μ ビーム)」と異なるためではないかと思う。しかも、ビームライン・シミュレーションは「 μ ビーム」の設定になっていないので、MCが「 μ ビーム」を再現していないためでもある。

(3) 電子に対する検出器のエネルギー分解能：

- (a) ⁴⁰⁰800 MeV/c 以上では、エラーの範囲内でMCはデータが示すエネルギー分解能を再現している。
- (b) 低い運動量では、MCによるエネルギー分解能の再現性が悪い。この原因として次のことが考えられる。まず、低い運動量のデータ収集において、トリガー・レートを上げるために、ビーム調整の段階で運動量スリットを大きく開けて

いった。そのために運動量の広がり σ が $1.7 \pm 0.5\%$ より大きくなった可能性がある。しかも、この $1.7 \pm 0.5\%$ の値は π 粒子のTOF分布から見積もった値である。しかし、それ以上に支配的な原因は、エネルギー損失だと思われる。電子のピーク光量値も低い運動量でMCとの一致性が悪かったので、ビームライン・シミュレーションにおけるエネルギー損失過程の再検討が必要である。

(4) μ 粒子に対する検出器のエネルギー分解能：

- (a) $600 \text{ MeV}/c$ 以下の「Forward- μ 」に対しては、MCはデータの示すエネルギー分解能をエラーの範囲内で再現している。
- (b) $600 \text{ MeV}/c$ 以上の「Backward- μ 」に対しては、MCはデータを再現していない。これもピーク光量値と同様ビームライン・シミュレーションが不正確であるためと思われる。

ビーム（特に「 μ ビーム」について）のプロファイル、ビームライン上でのエネルギー損失過程と言った、再検討を要するもの以外については、現行カミオカンデで用いられているモンテカルロシミュレーション（MC）の結果はデータを良く再現していて、1000トン水チェレンコフ検出器の基本性能の評価が出来たと言える。

謝辞 Acknowledgement

本論文をまとめるにあたり、私の所属します東京大学宇宙線研究所の諸先生方には常日頃から大変お世話になりました。

まず、指導教官である戸塚洋二先生には、本研究の当初から物理一般の基礎知識、実験におけるあらゆるノウハウ、実験結果の解析方法等々に対する貴重なアドバイスをして頂きました。特に、本論文作成にあたっては、お忙しい中にも多くの時間を割いて頂き、間違い箇所の指摘、アドバイスをして頂いたことを深く感謝致します。

中村健蔵先生、鈴木洋一郎先生には、カミオカンデについての有意義な話を折りにふれて聞かせて頂きました。

原子核研究所の西川公一郎は、E 2 6 1 A実験の中心的存在として活躍され、実験後は本研究のためのデータ解析において様々なアドバイスをして頂きました。

また、梶田隆章先生にもデータ解析において多くの指摘助言をして頂き、より良い解析へと導いて頂きました。

中畑雅行先生には修士1年の頃からシミュレーションについて多くのことを指導して頂き、その他いろんな質問にも答えて頂きました。

井上邦雄先生、福田善之さんには、カミオカンデにおけるいろんな質問（オンライン関係）に答えて頂きました。

この研究を本論文にまとめるまでに、神岡実験推進部の諸先生方には本当に随分と励まして頂きました。ここに改めて感謝の意を述べます。

E 2 6 1 A実験でお世話になった方々にもお礼を述べたいと思います。

KEKの大山雄一先生には、実験におけるいろんな質問に非常に丁寧に答えて頂き、随分と勉強をさせて頂きました。

平田（鈴木）慶子さんにはガスチェレンコフカウンターに関する指導をして頂いた他、公私共に大変お世話になりました。

木原健一さんには、物理の色々な質問に答えて頂き、大変勉強になりました。

博士課程2年の酒井敦さんには解析プログラム等の相談にのって頂くだけでなく、解析も一緒にやって頂きました。

博士課程1年の早川拓さんは本実験の解析グループの要であり、解析が滞りなく進んだのは単に早川さんの御尽力のお蔭と深く感謝しています。

博士課程1年の小汐由介さんにはGEANTの使い方などシミュレーションに関することを色々教えて頂き、塩澤真人さんにはATMを始め、エレクトロニクス関係について色々教えて頂きました。鈴木順さんにはコンピューターのトラブルに対処するアドバイ

スなどを頂きました。

同学年の春日俊介君、藤田耕君はE 2 6 1 A実験の解析仲間であり、学会発表、本論文作成において随分と助けて頂きました。

この他、E 2 6 1 A実験においては鈴木厚人先生、宮野和政先生、鈴木州先生、岡澤裕子さんにも大変お世話になりました。そして、この実験をサポートして下さった、KEKの方々全てに深く感謝致します。

また、秘書の福田蓉子さん、土屋直子さん、同学年の松本光平君、後輩の石野宏和君、石原賢治君、奥村公宏君、友枝孝君には宇宙線研究所内において大変お世話になりました。この場を借りてお礼を申し上げます。

最後に、色々な形で御助力・御助言をして下さった、神岡グループの全ての方々にお礼を申し上げます。皆様本当にありがとうございました。

Bibliography

- [1] K. Hirata *et al.* : *Physical Review Letter* **58** (1987) 1490
K. S. Hirata *et al.* : *Physical Review* **D38** (1988) 448
- [2] K. S. Hirata *et al.* : *Physical Review Letter* **63** (1989) 16
K. S. Hirata *et al.* : *Physical Review Letter* **65** (1990) 1297
- [3] K. S. Hirata *et al.* : *Physical Letter* **B205** (1988) 416
K. S. Hirata *et al.* : *Physical Letter* **B280** (1992) 146
- [4] K. S. Hirata *et al.* : *Physical Review* **D44** (1991) 2241
K. S. Hirata *et al.* : *Physical Review* **D45** (1992) 2170(E)
- [5] T. K. Gaisser *et al.* : *Physical Review Letter* **56** (1983) 223
T. K. Gaisser, T. Stanev, and G. Barr : *Physical Review* **D38** (1988) 85
G. Barr, T. K. Gaisser, and T. Stanev : *Physical Review* **D39** (1989) 3532
H. Lee and Y. S. Koh : *Nuovo Gimento* **105B** (1990) 883
M. Honda, K. Kasahara, K. Hidaka and S. Midorikawa : *Physical Letter* **B248** (1990) 193
E. V. Bugaev and V. A. Naumov : *Physical Letter* **B232** (1989) 391
- [6] K. Nakamura : 'Observation of Atmospheric Neutrinos in KAMIOKANDE' ICRR-Report-316-94-11
- [7] T. Kajita : Proc. of the XXVI International Conference on High Energy Physics, p1187, Dallas, Texas
- [8] R. Becker-Szendy *et al.* : *Physical Review* **D46** (1992) 3720
- [9] M. Takita : Ph. D. Thesis (ICRR-Report-186-89-3) Univ. of Tokyo 1989
- [10] M. Nakahata : Ph. D. Thesis Univ. of Tokyo 1988
- [11] 早川 拓: 修士論文 「1000トン水チェレンコフ検出器の建設とその特性の研究」
東京大学 1994
- [12] 古賀 真之: 修士論文 「新しい20インチ光電子増倍管の利得較正」 新潟大学 1994

- [13] 小汐 由介: 修士論文「スーパー神岡実験シミュレーションプログラム開発とバックグラウンドの研究」東京大学 1994
- [14] A. Suzuki *et al.* : Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A329** (1993) 299-313
- [15] 塩澤 真人: 修士論文「スーパー神岡実験のデータ収集システム」東京大学 1994
- [16] 有坂 勝史: 修士論文「陽子崩壊実験の検討」東京大学 1981

表 2.1 水チェレンコフ検出器の性能比較

Parameters	E261A	Kamiokande-II	Super-Kamiokande
Total size	10.25mh × 11mφ 13mh × 39mφ	16mh × 19mφ	41mh × 39mφ
Total Mass	980t	4500t	50000t
Fiducial Mass		2140t ¹ 1040t ² 680t ³	32000t ¹ 22000t ² 22000t ³
# of PMTs	980 → 380	948	11200
Photo Coverage	20%	20%	40%
PMT timing resolution	2.5nsec	6nsec	2.5nsec
Energy resolution	— — —	3.6%√E ⁴ 4% ⁵ 20%√E(10MeV) ⁶	2.6%√E ⁴ 2.5% ⁵ 16%√E(10MeV) ⁶
Position resolution	— —	110cm ⁷ 15cm ⁸	50cm ⁷ ~10cm ⁸
Angular resolution	— —	28° ⁹ 2.7° ¹⁰	28° ⁹ ~1° ¹⁰
E _{th} (trigger)	—	5.0MeV	4 ~ 5MeV
e/μ separation	—	98±1% ¹¹	99% ¹¹

1 SuperNova ν burst

2 Proton Decay

3 Solar ν

4 e of E(GeV)

5 μ(≤ 1GeV)

6 e(≤ 20MeV)

7 10MeV e

8 p → e⁺π⁰

9 10MeV e

10 Through-going μ

11 0.03 < p_e < 1.33GeV/c, 0.2 < p_μ < 1.5GeV/c

表 3.1 新型 20 インチ PMT の規格

項目	細項目	規格
形状及び寸法		図 3.5 参照
	重量 (ケーブルを含む)	20kg 以下
	耐水気密	6 気圧以上
材料	光電面	バイアルカリ
	窓材	ホウ珪酸ガラス
	その他	ホウ珪酸ガラス他
使用温度範囲		0 ° C ~ 35 ° C
特性	光電面量子効率	20%以上 (390~400nm)
	増幅率	10 ⁷ で安定動作
	動作電圧-上記増幅率時	+1500V~+2500V
	暗電流 (25 ° C)	1000nA 以下
	暗パルス率 (同上)	80KHz 以下
	時間分解能 (同上/1 光子/全面)	1 σ 3.4nsec 以下
	同 (1500 本平均)	2.6nsec 以下
	パルス立ち上がり時間 (1 光子)	15nsec 以下
	エネルギー分解能 (1 光子)	波高が確認出来ること
	同 (ピーク/バレー比)	1.1 以上
	カソード光感度一様性	±10%以内

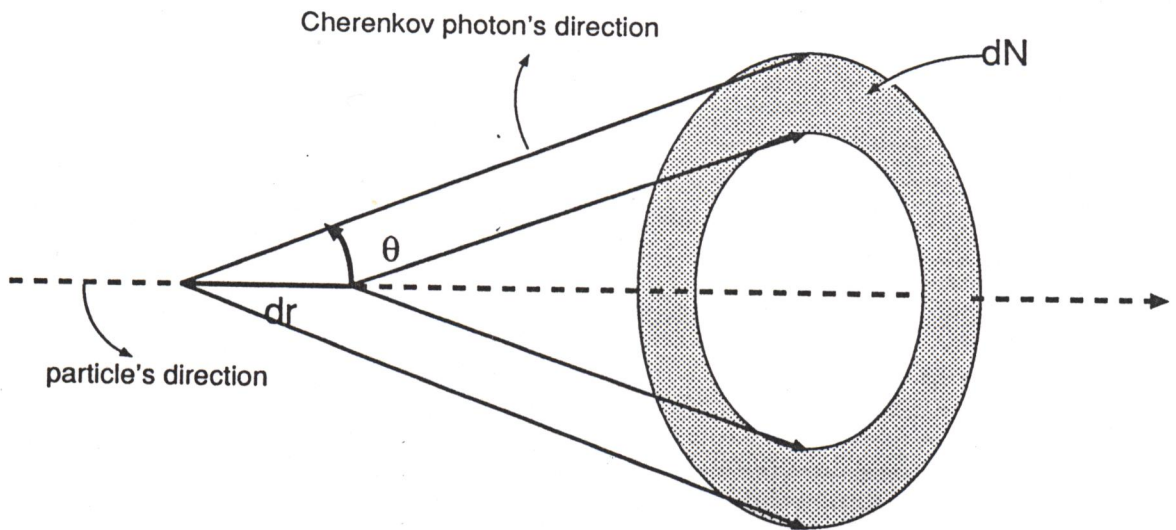


Fig. 1.1 Particle and Cherenkov photon 's Direction

図 1.1 荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光の放射方向

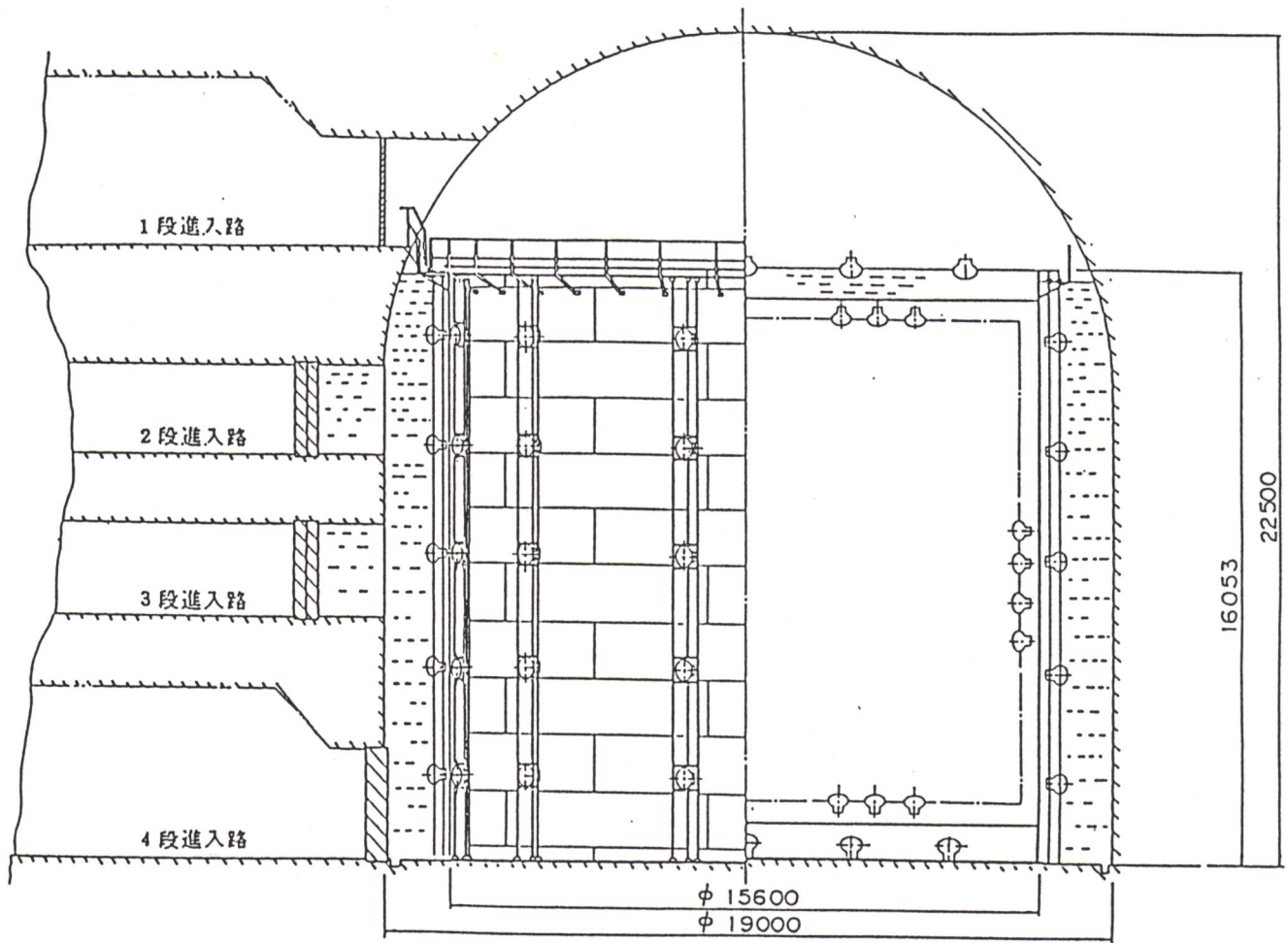


図 1.2 カミオカンデの概略図

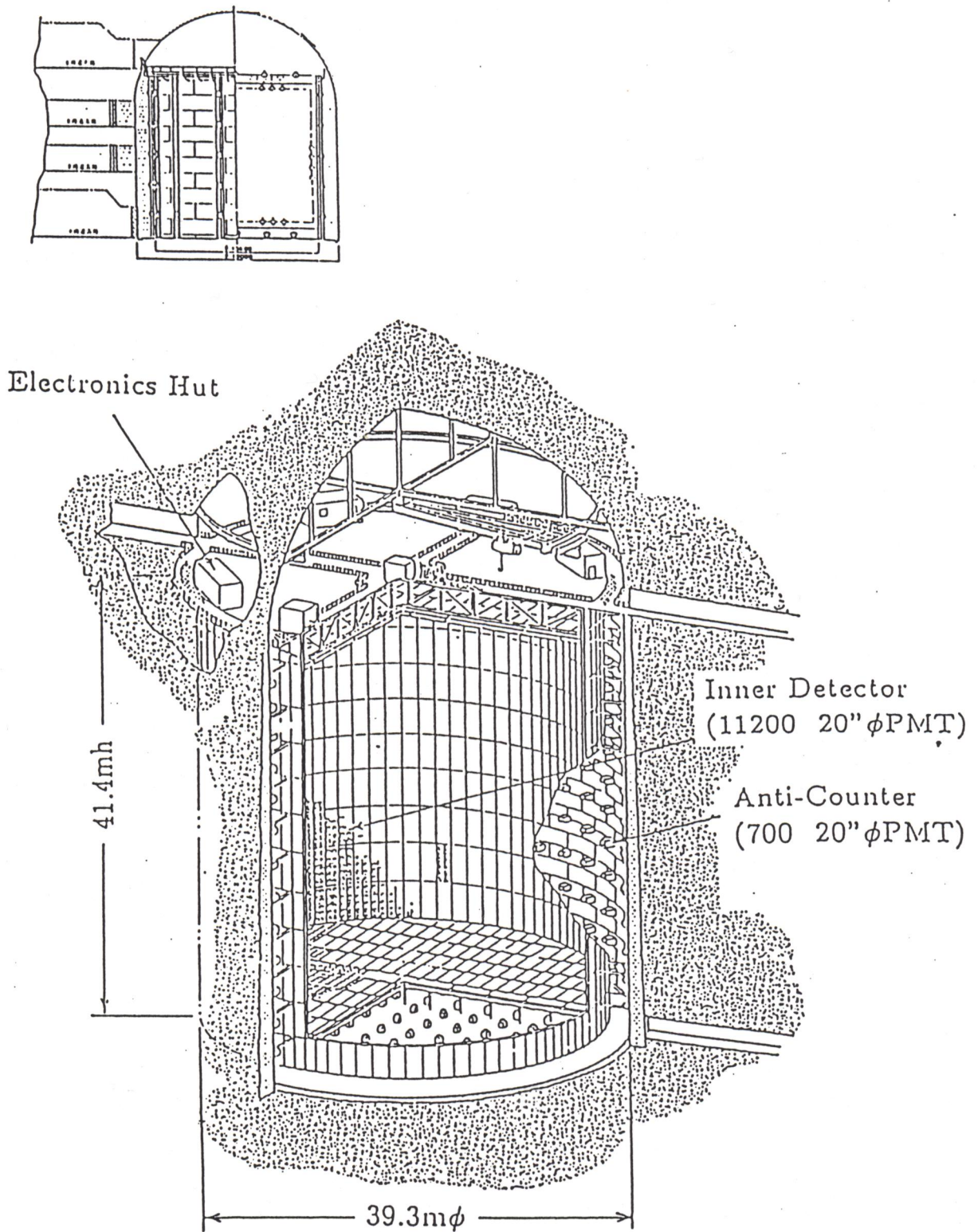
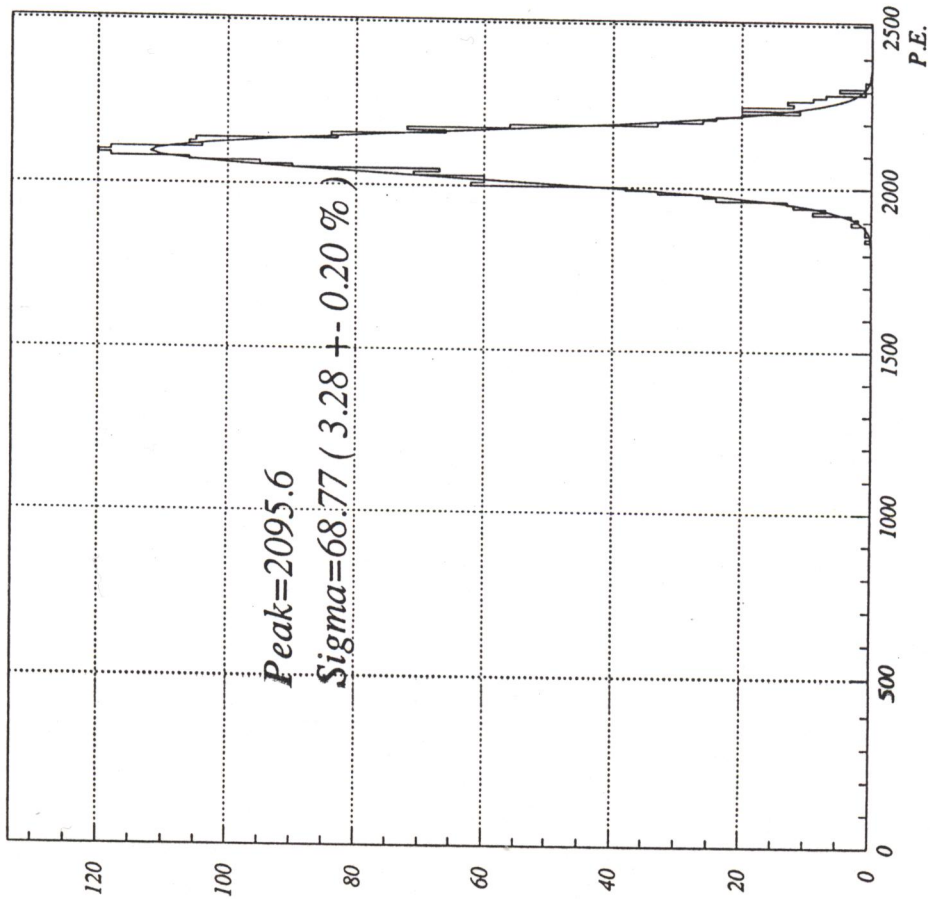


図 1.3 カミオカンデ (上) とスーパーカミオカンデの検出器の概観 (同一縮尺)

600MeV/c electron (0%)



600MeV/c electron (4.0%)

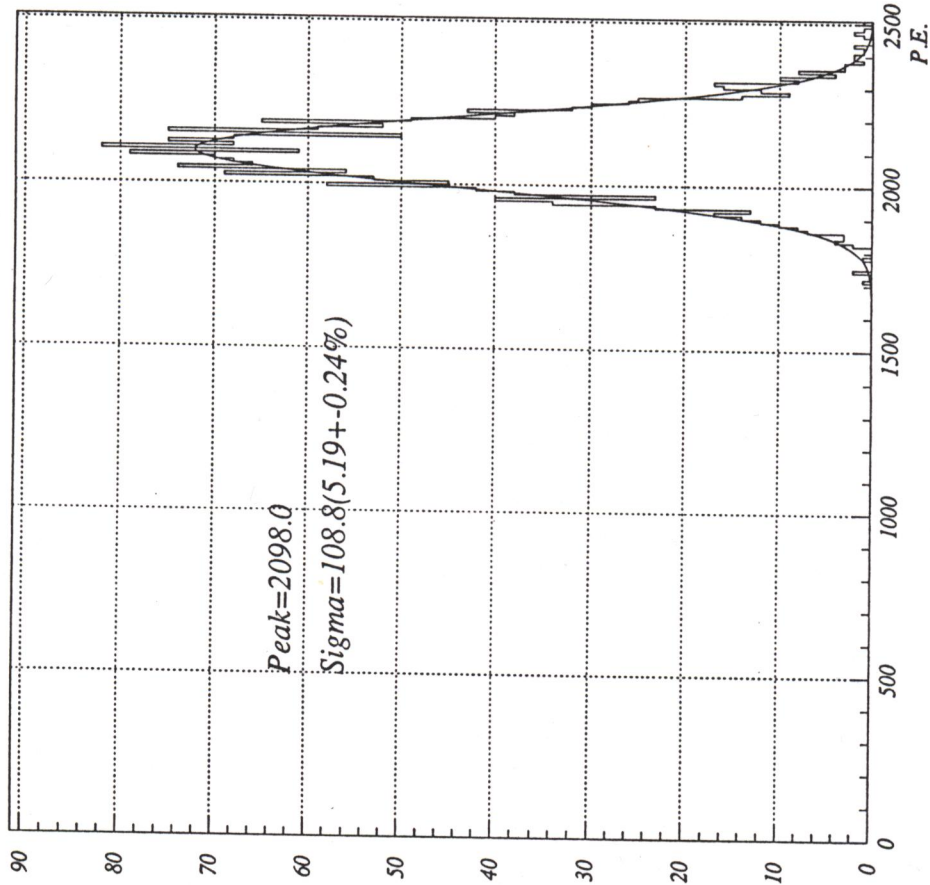
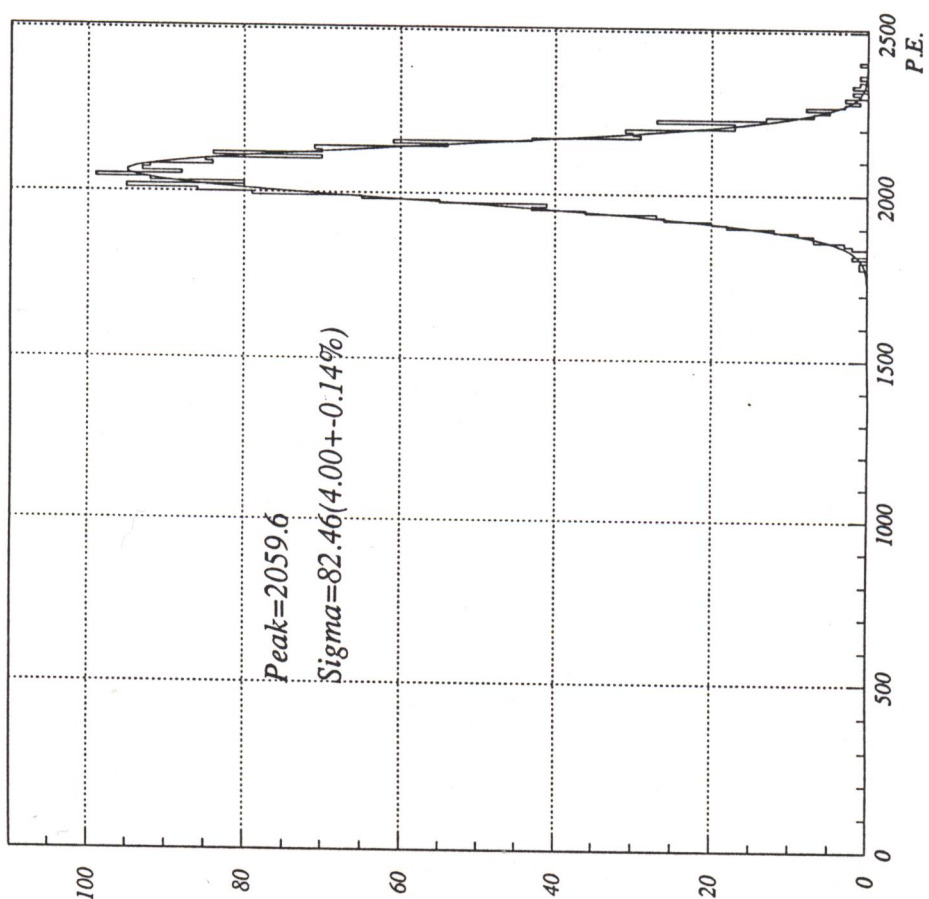


図 2.1 600 MeV/c 電子のエネルギー分解能 (MC)
左: 運動量が8関数的な (広がりが無い) 場合
右: 運動量の広がりが4%のガウス分布の場合

800MeV/c muon (0%)



800MeV/c muon (4.0%)

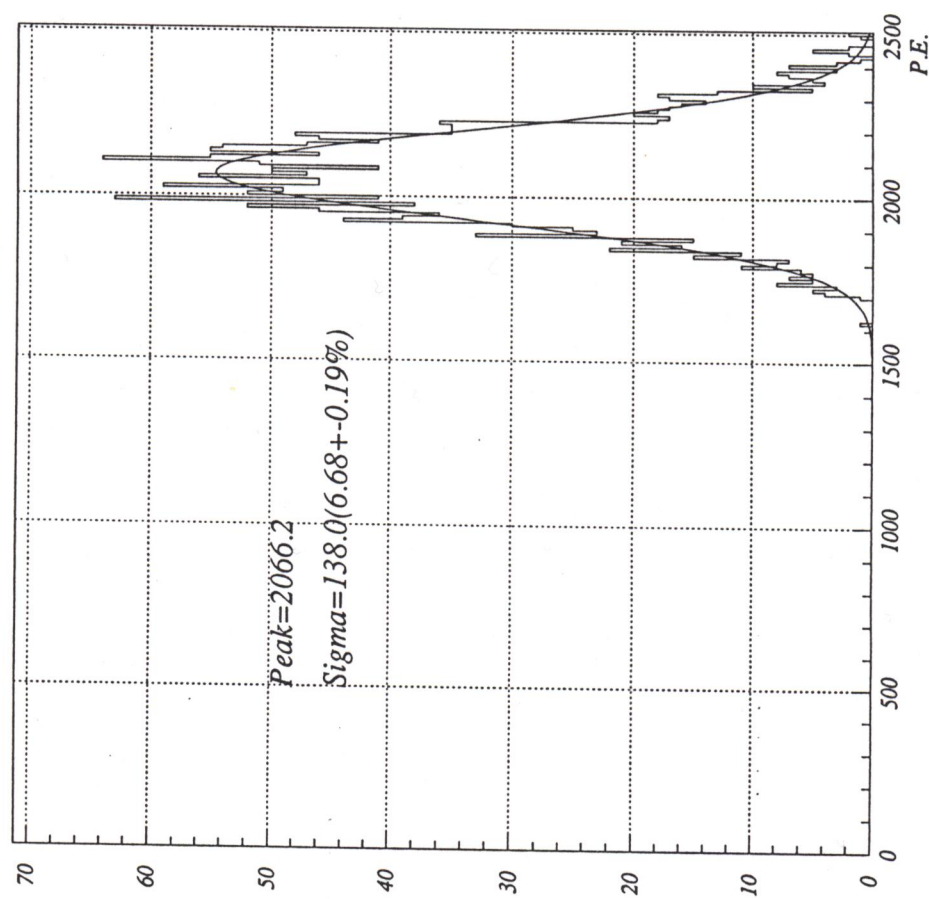


図 2.2 800 MeV/c μ 粒子のエネルギー分解能 (MC)
左: 運動量が 8 関数的な (広がりが無い) 場合
右: 運動量の広がりが 4% のガウス分布の場合

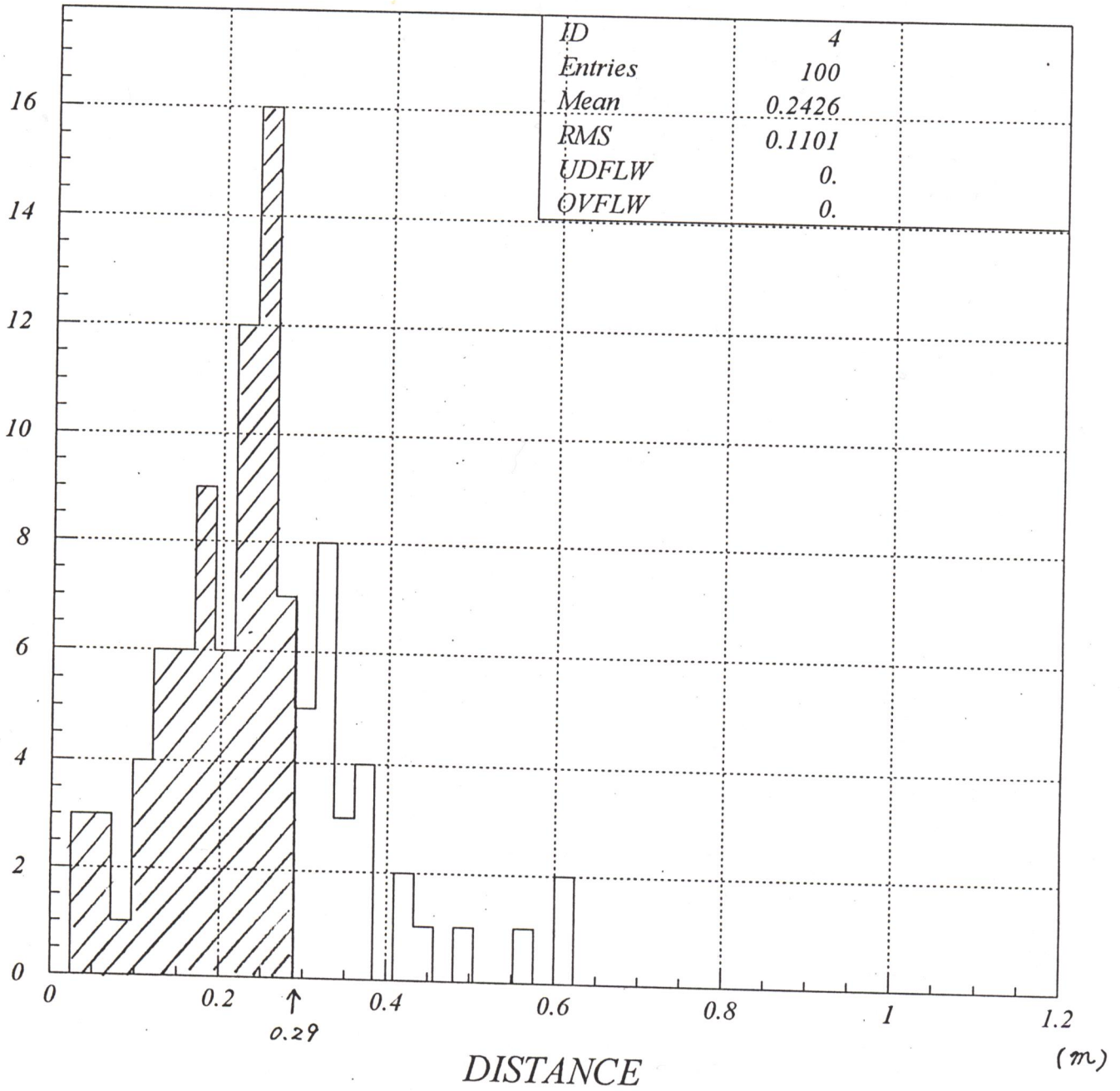
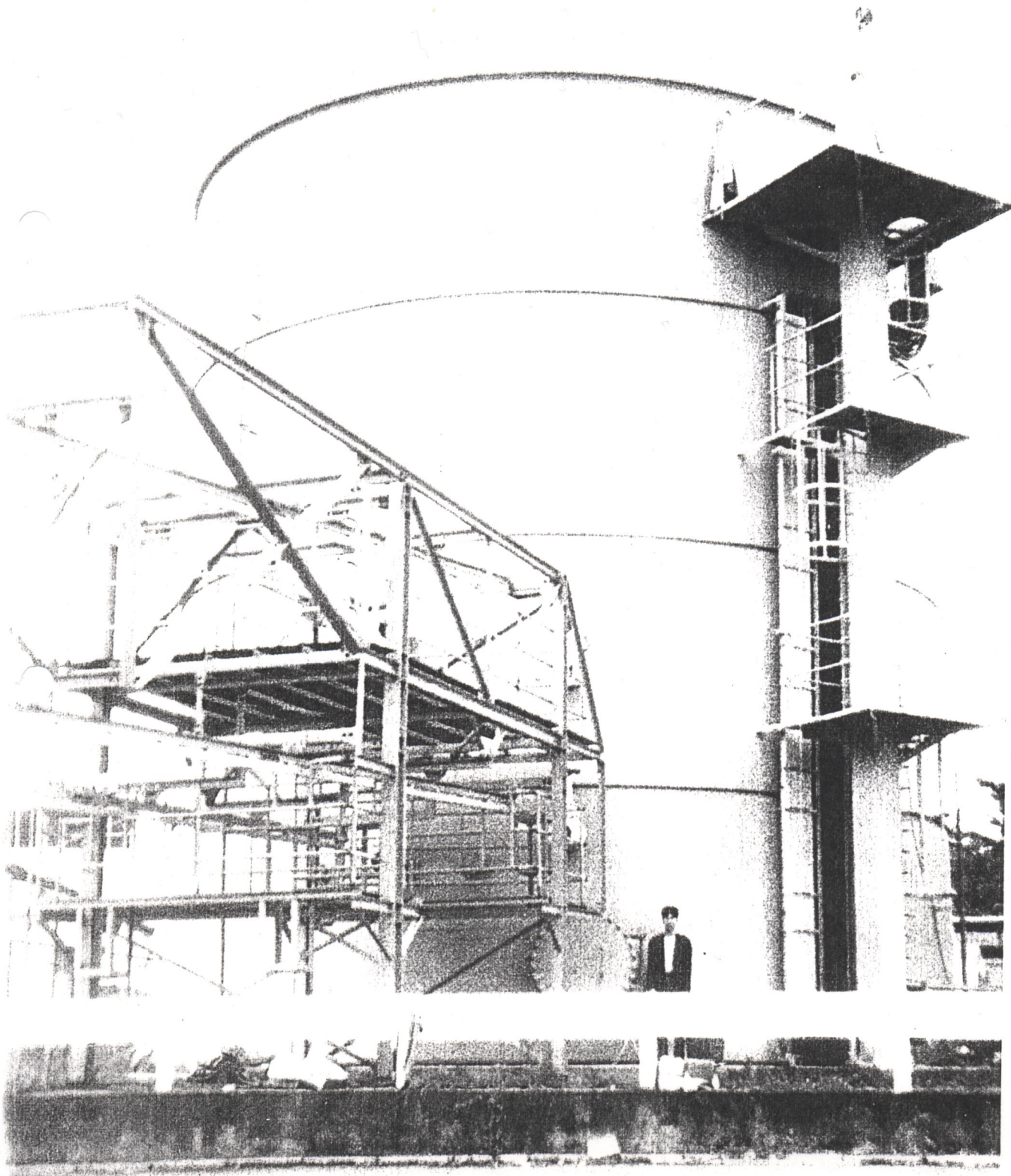


図 2.3 Vertexと、再構成された粒子発生地点間の距離
 (vertex : C-point, 500MeV/c electron)



3.1 1000+ Water Cheren-
kov

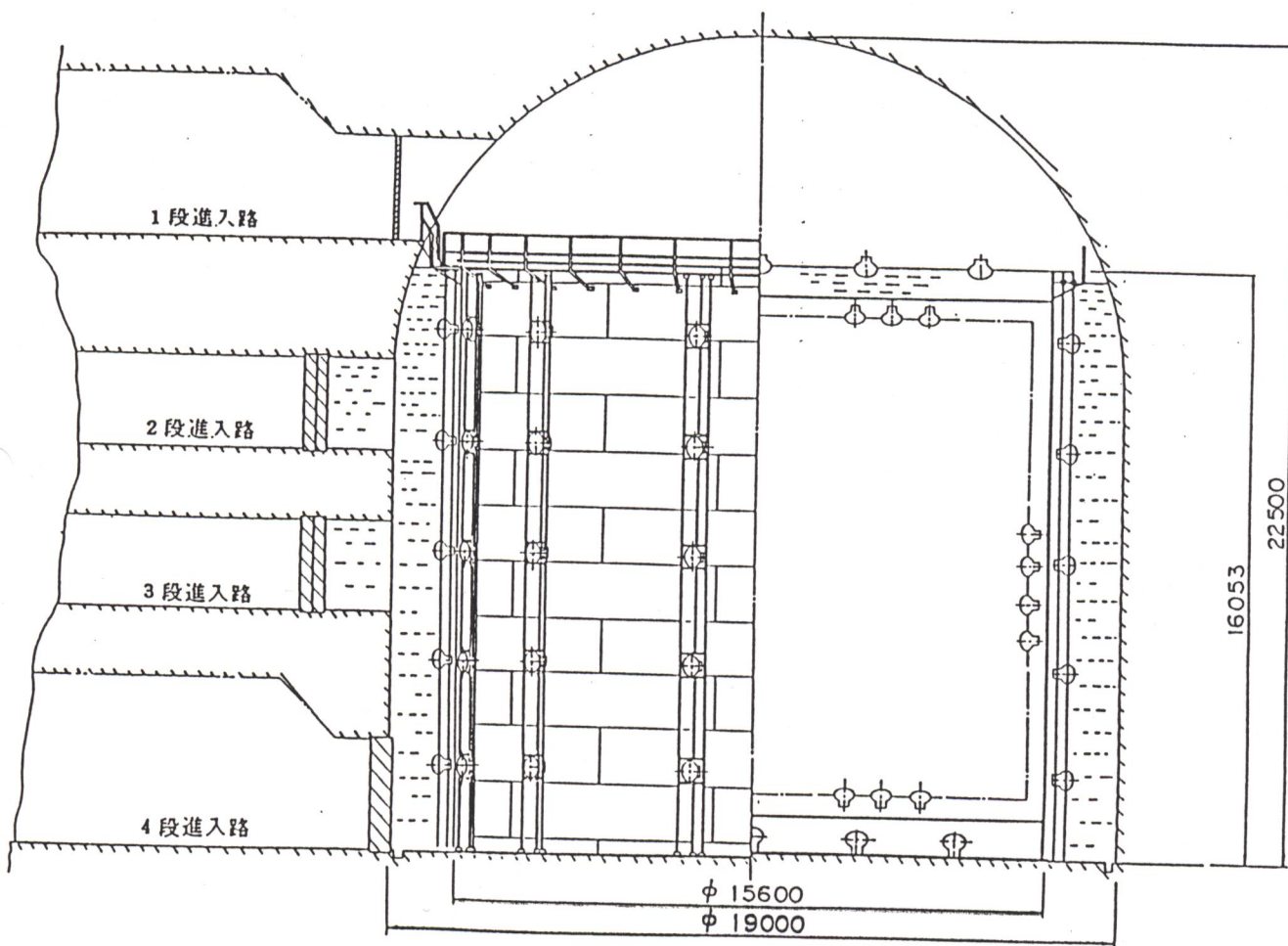
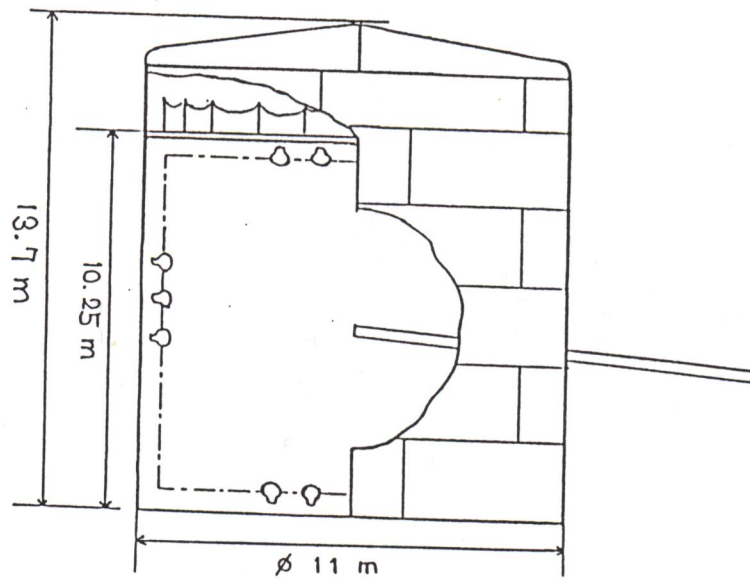
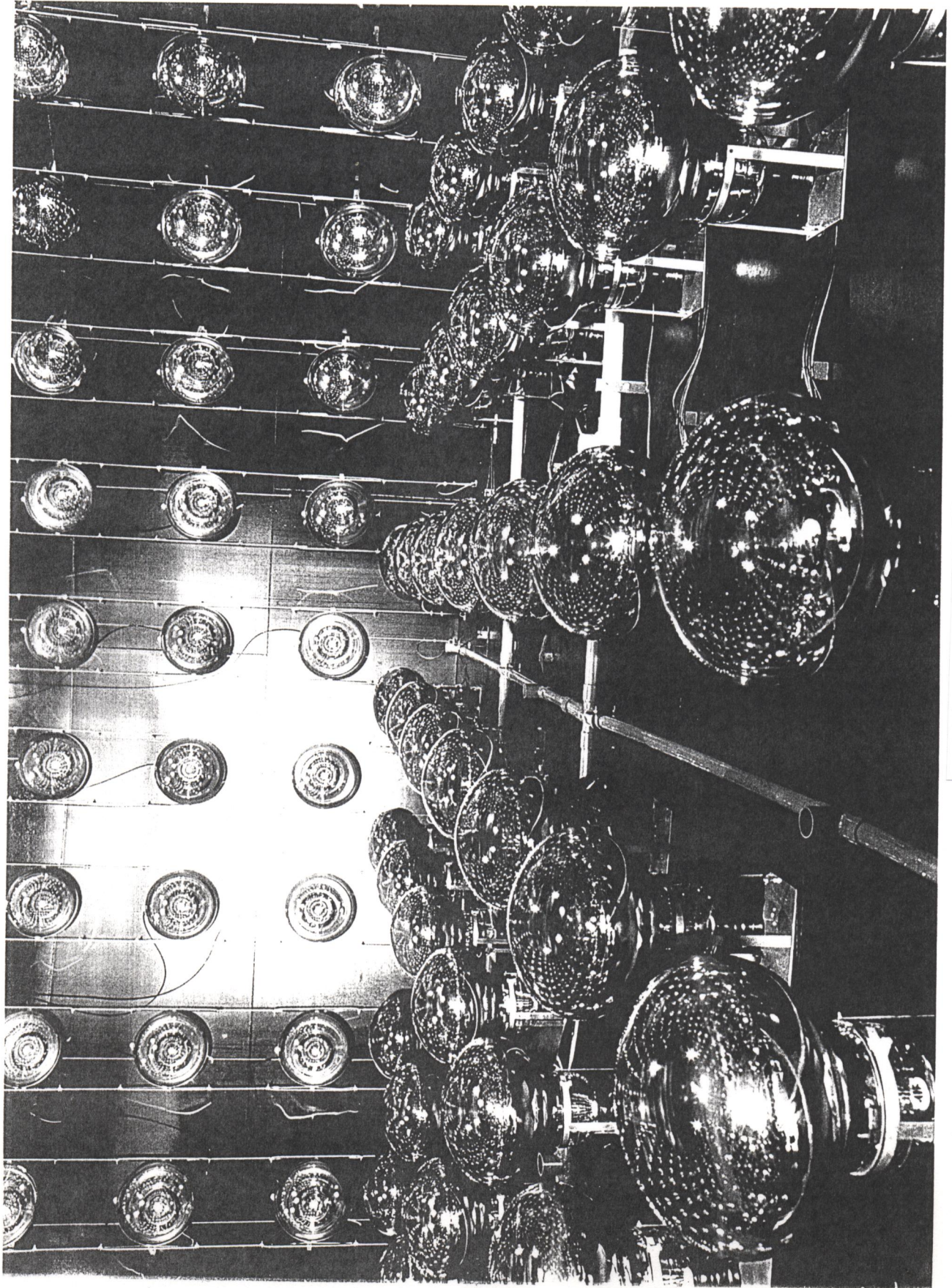
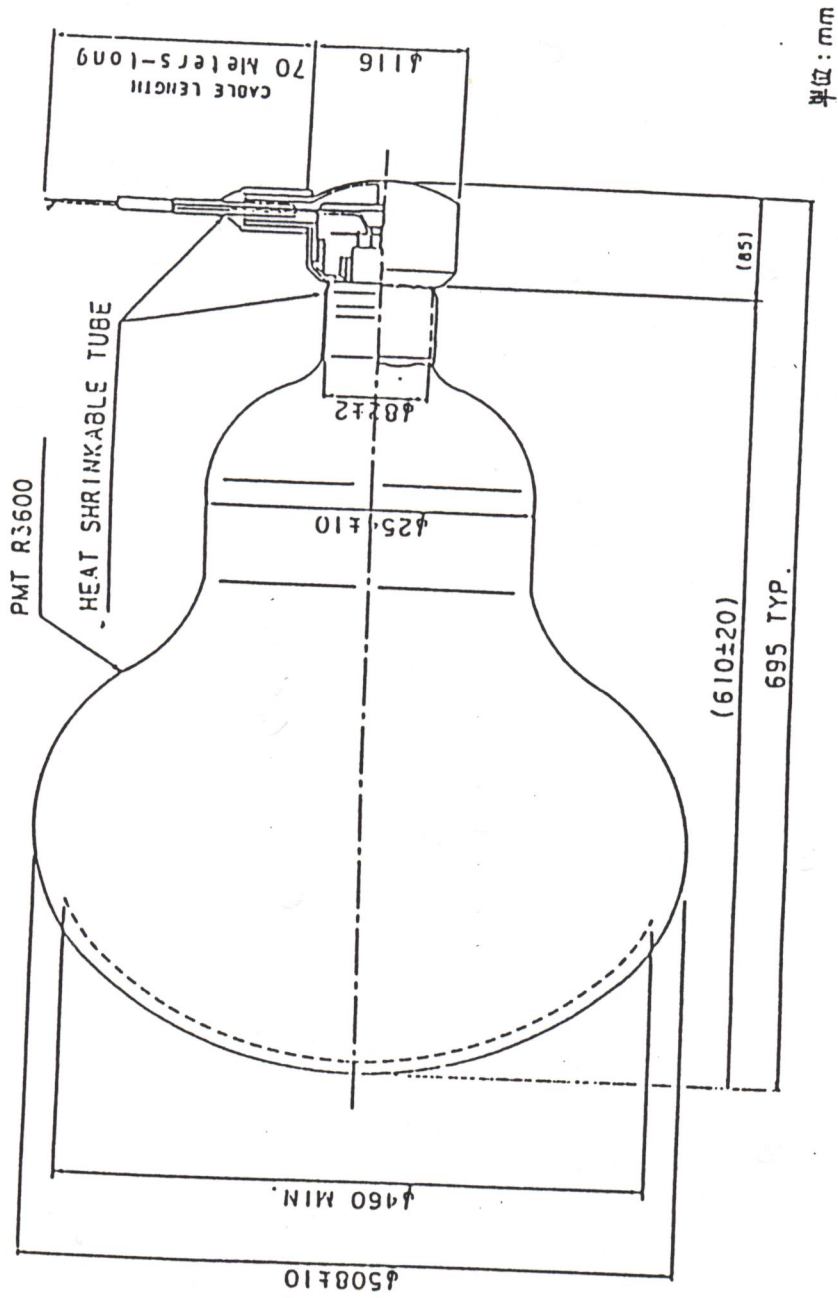


図 3.2 1000トン水チェレンコフ検出器(上)と
 現行カミオカンデの概観(同一縮尺)



3.3 PMTs



単位: mm

図 3.5 新型 20 インチ 光電子 増倍 管 の 構造

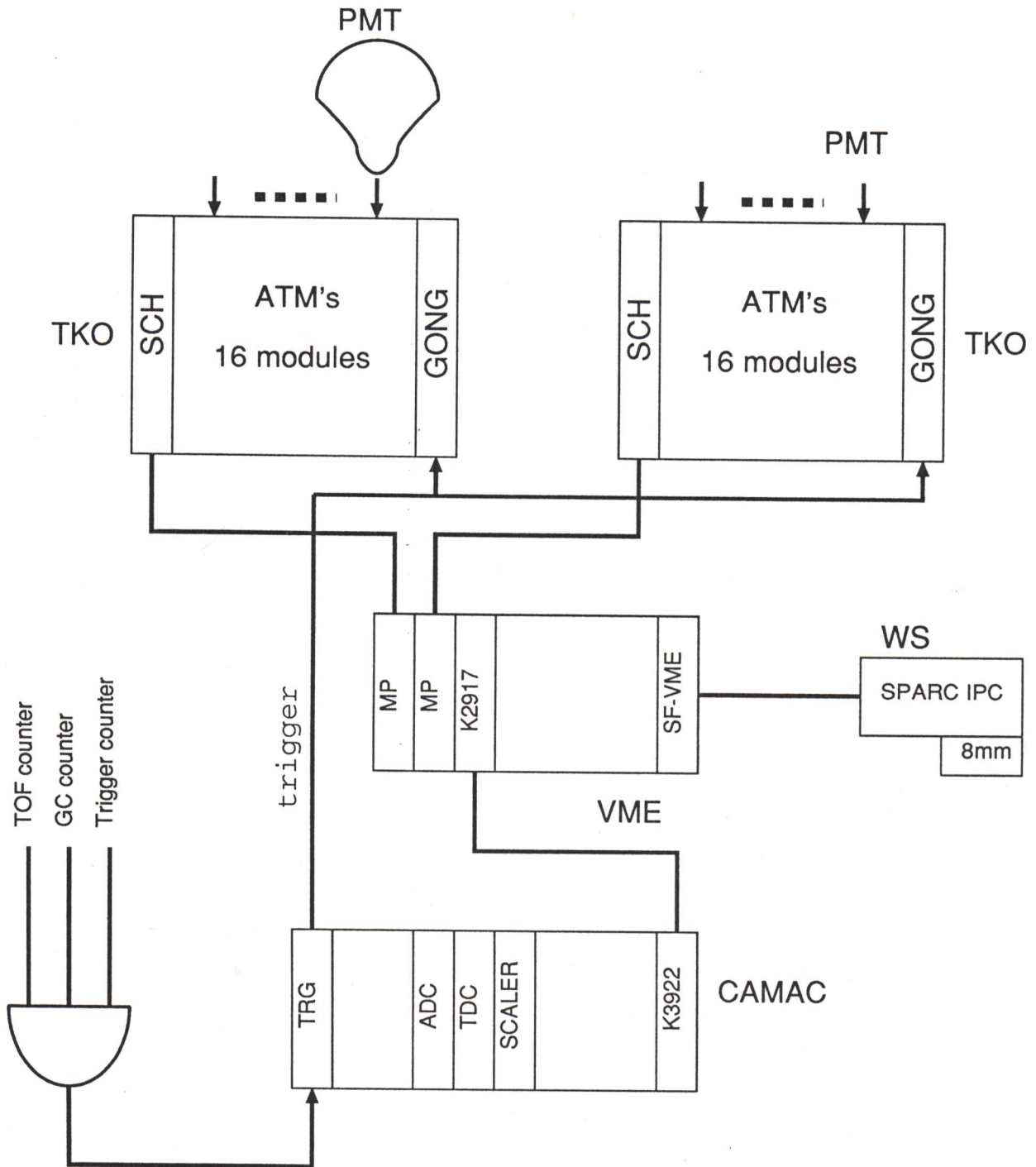


Fig. 3.6 Online-Data-Aquisition System Block Chart

図 3.6 データ収集システムのフローチャート

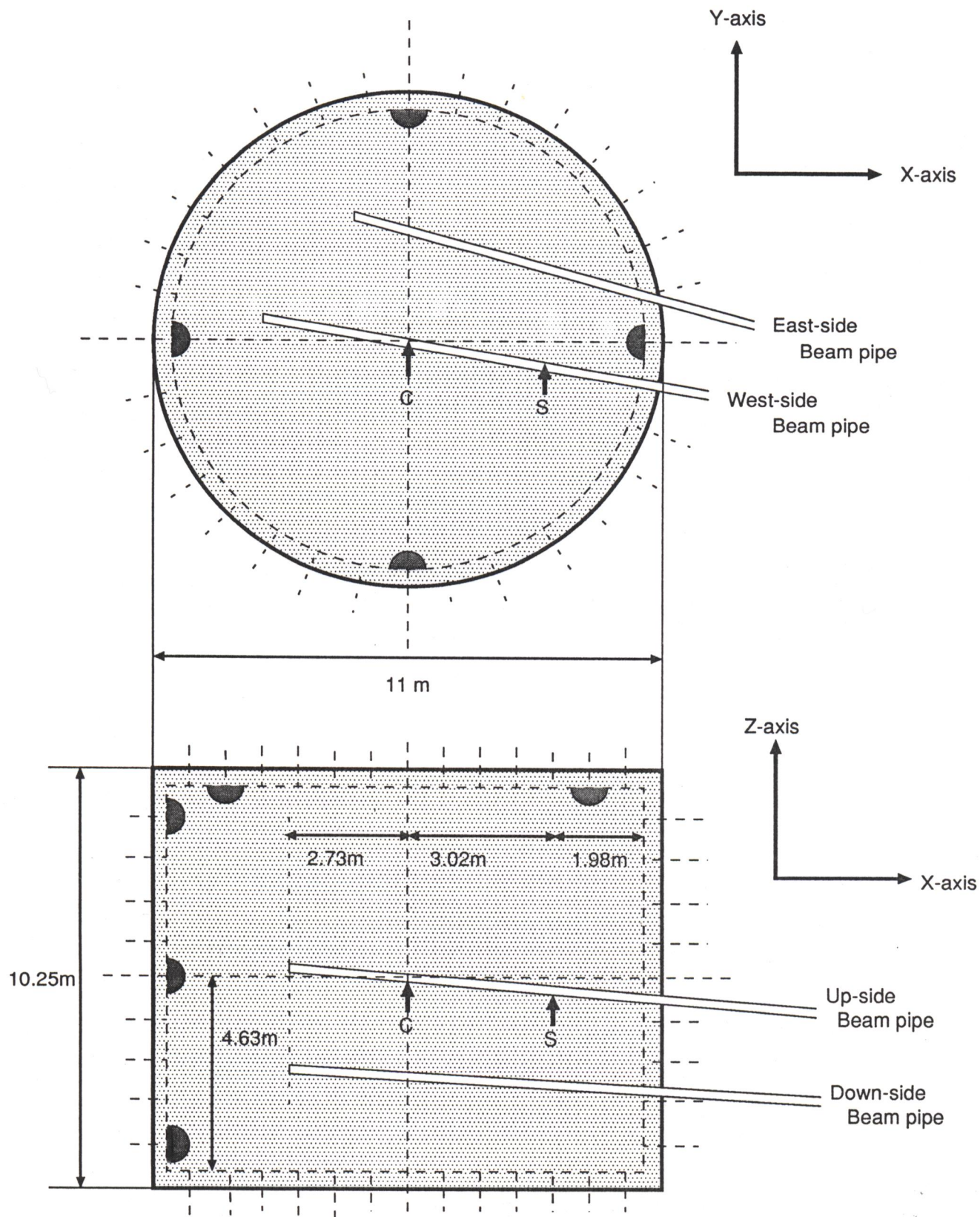


Fig. 3.7 The Set-Up of Beam Pipes

図 3.7 ビームの入射位置

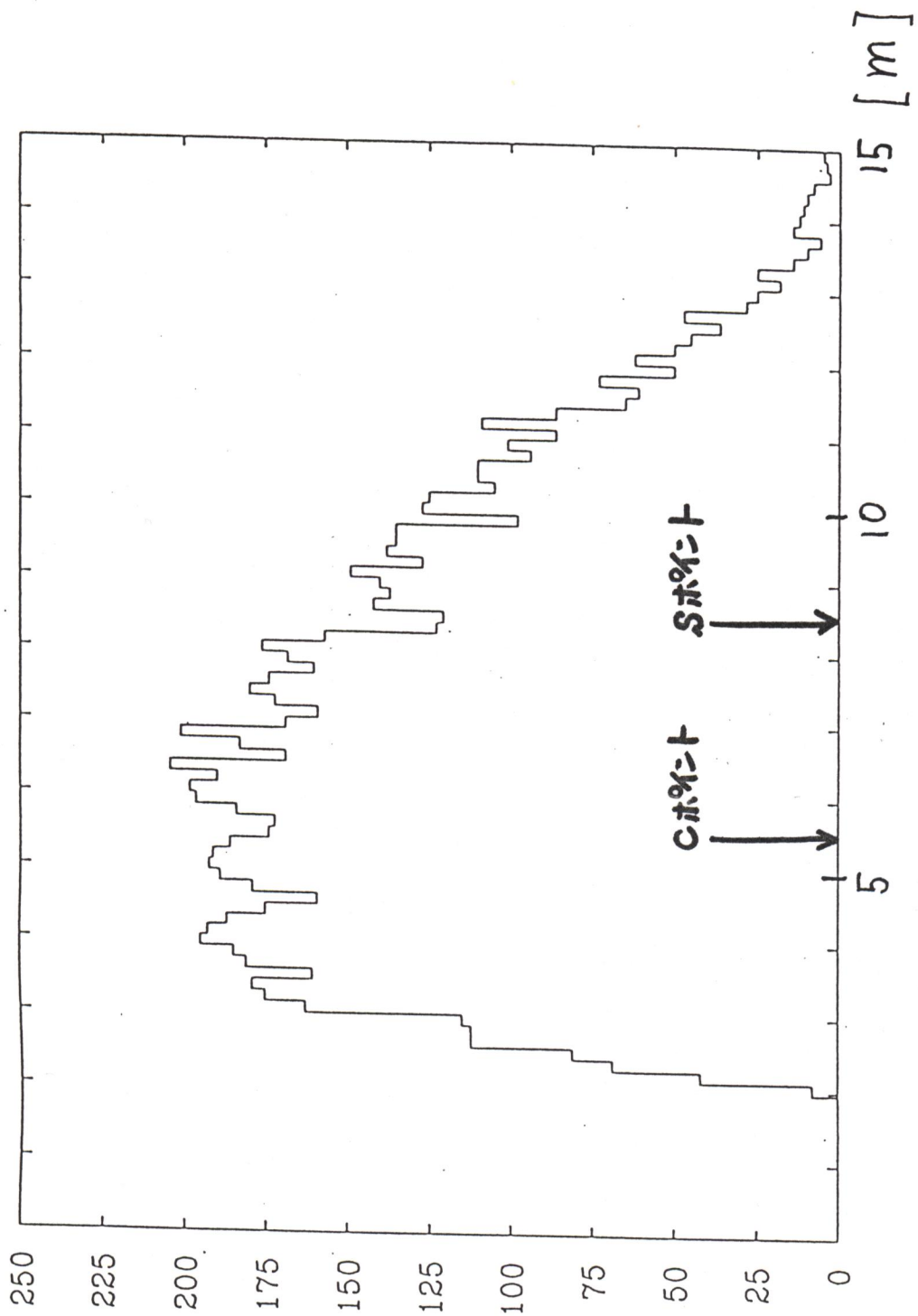


図 3.8 現行カミオカンデにおけるランダムな Vertex 分布と
E261A 実験でのビーム入射地点
(壁からの距離で示してある)

KEK PS 北カウンターホール

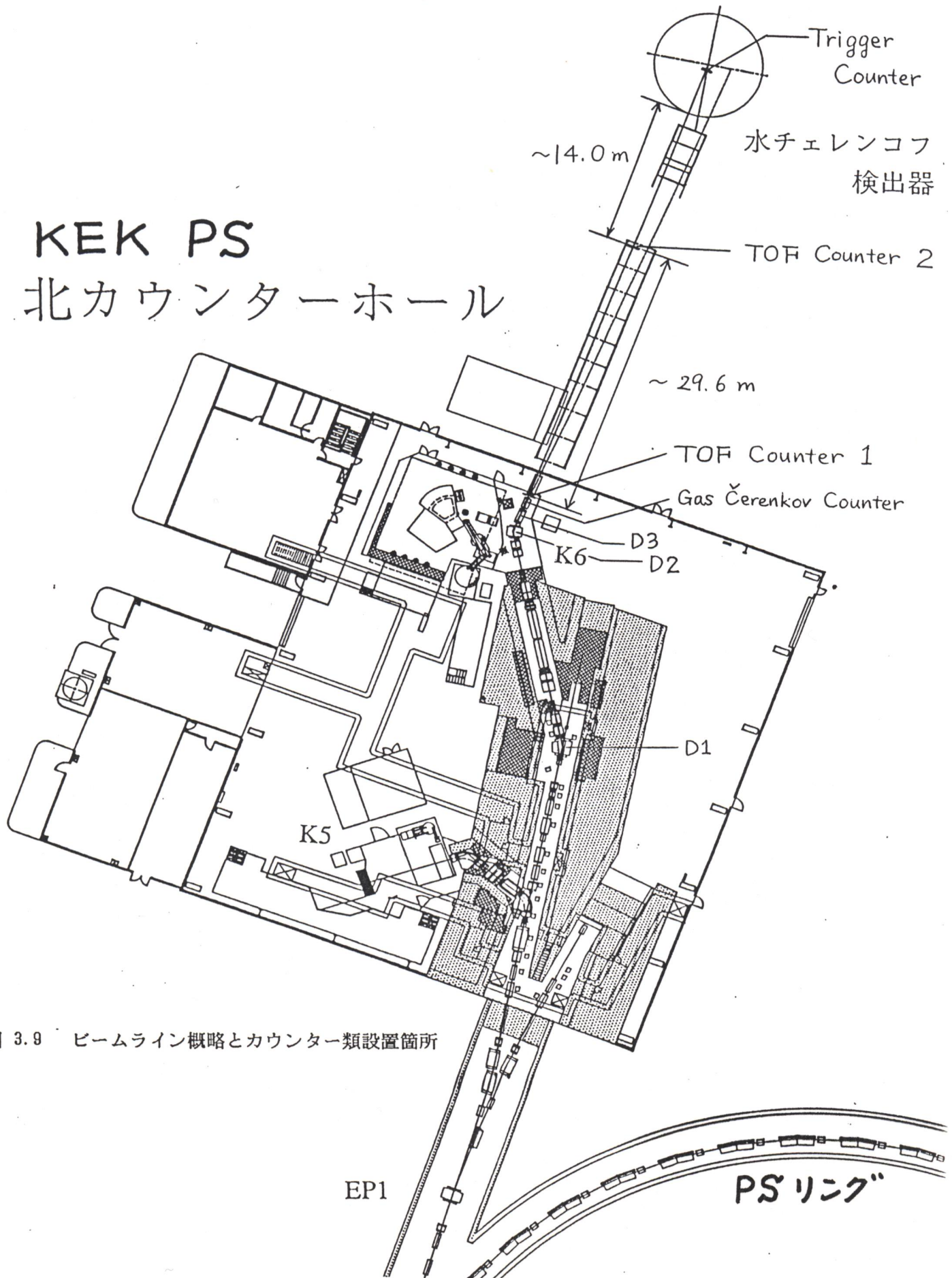


図 3.9 ビームライン概略とカウンター類設置箇所

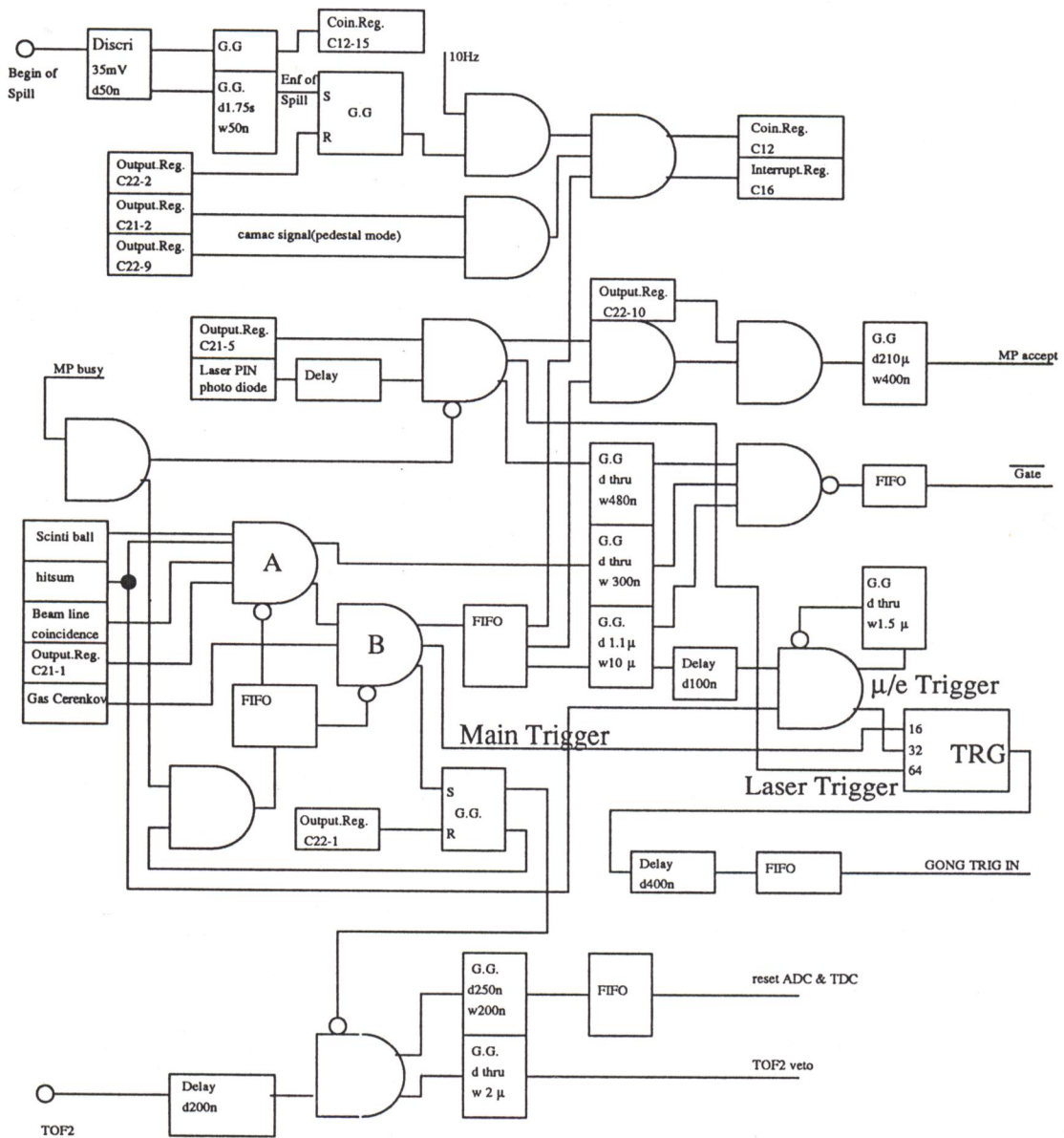


図 3.10 トリガー・ロジック 図

< μビーム >

ビームの進行方向 (D2, D3 へ)

π: 1.75 GeV/c

(親のπ)

μ: 1.0 GeV/c

D1

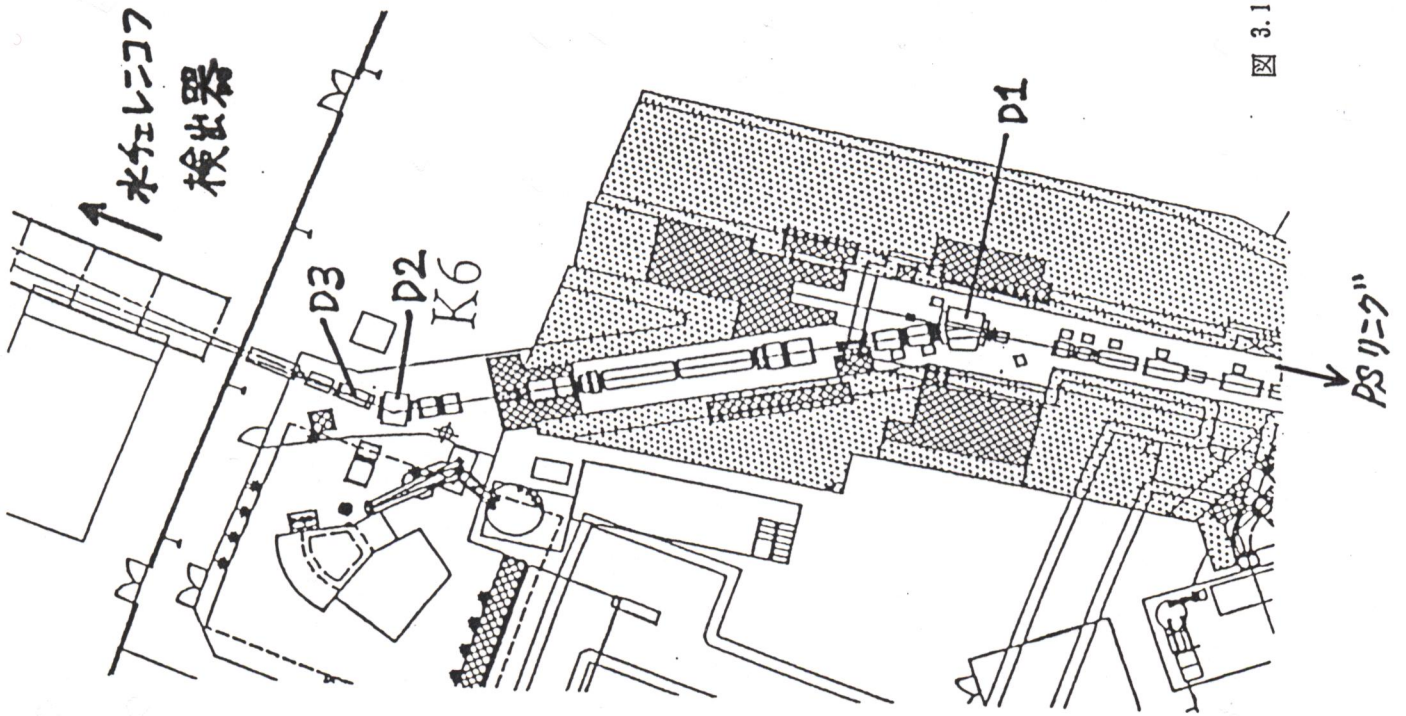
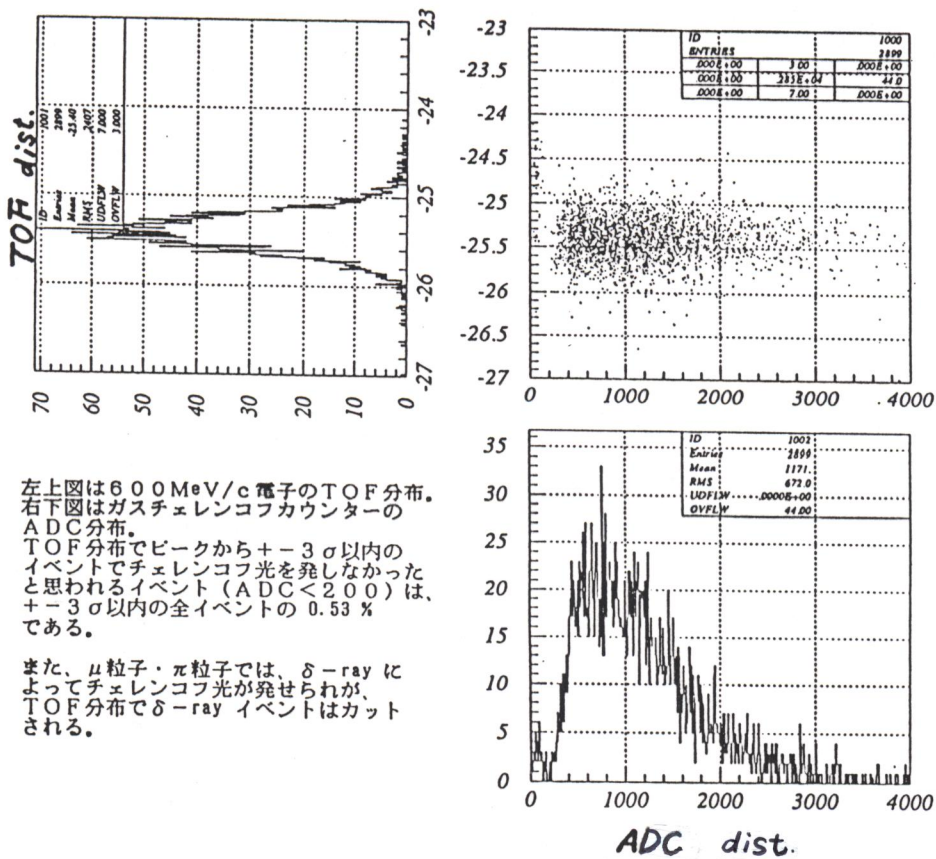
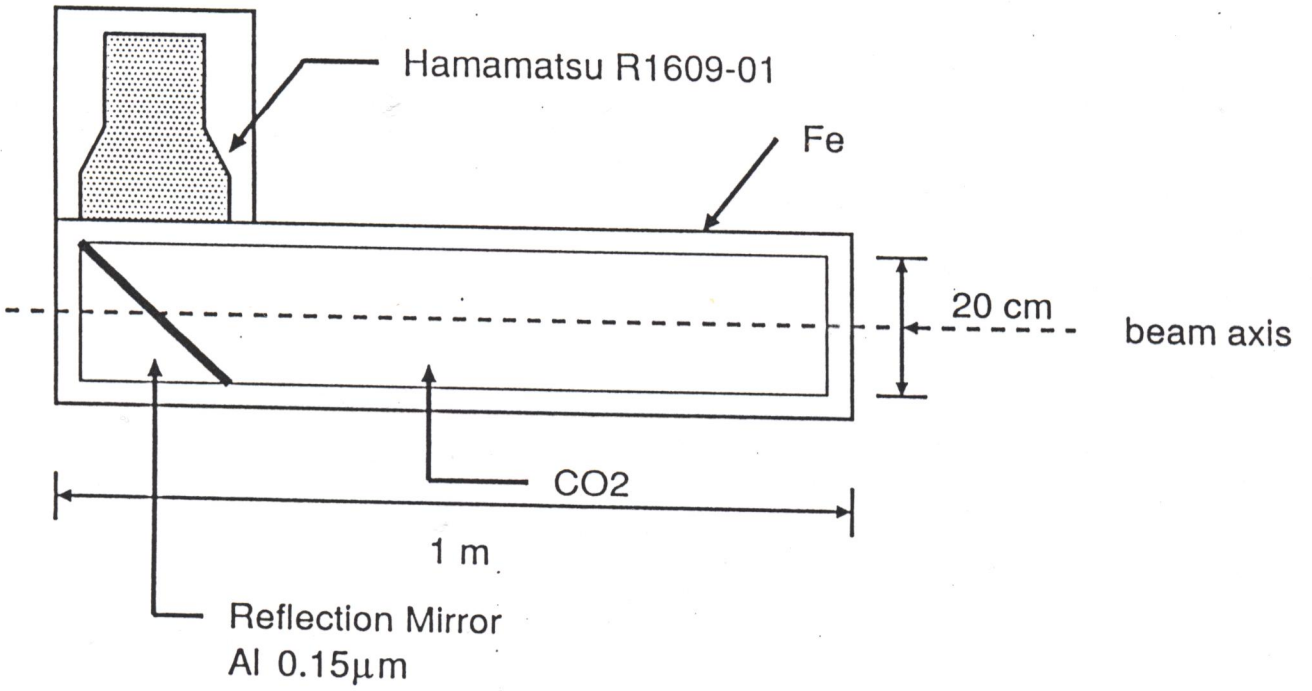


図 3.11 μビームの概略



左上図は600 MeV/c 電子のTOF分布。
 右下図はガスチェレンコフカウンターの
 ADC分布。
 TOF分布でピークから $\pm 3\sigma$ 以内の
 イベントでチェレンコフ光を飛ばなかった
 と思われるイベント (ADC < 200) は、
 $\pm 3\sigma$ 以内の全イベントの0.53%
 である。

また、 μ 粒子・ π 粒子では、 δ -rayに
 よってチェレンコフ光が飛ばれが、
 TOF分布で δ -ray イベントはカット
 される。

Fig. 3.12 Gas Cherenkov Counter

図 3.12 ガスチェレンコフカウンターの概略図

TOF sigma

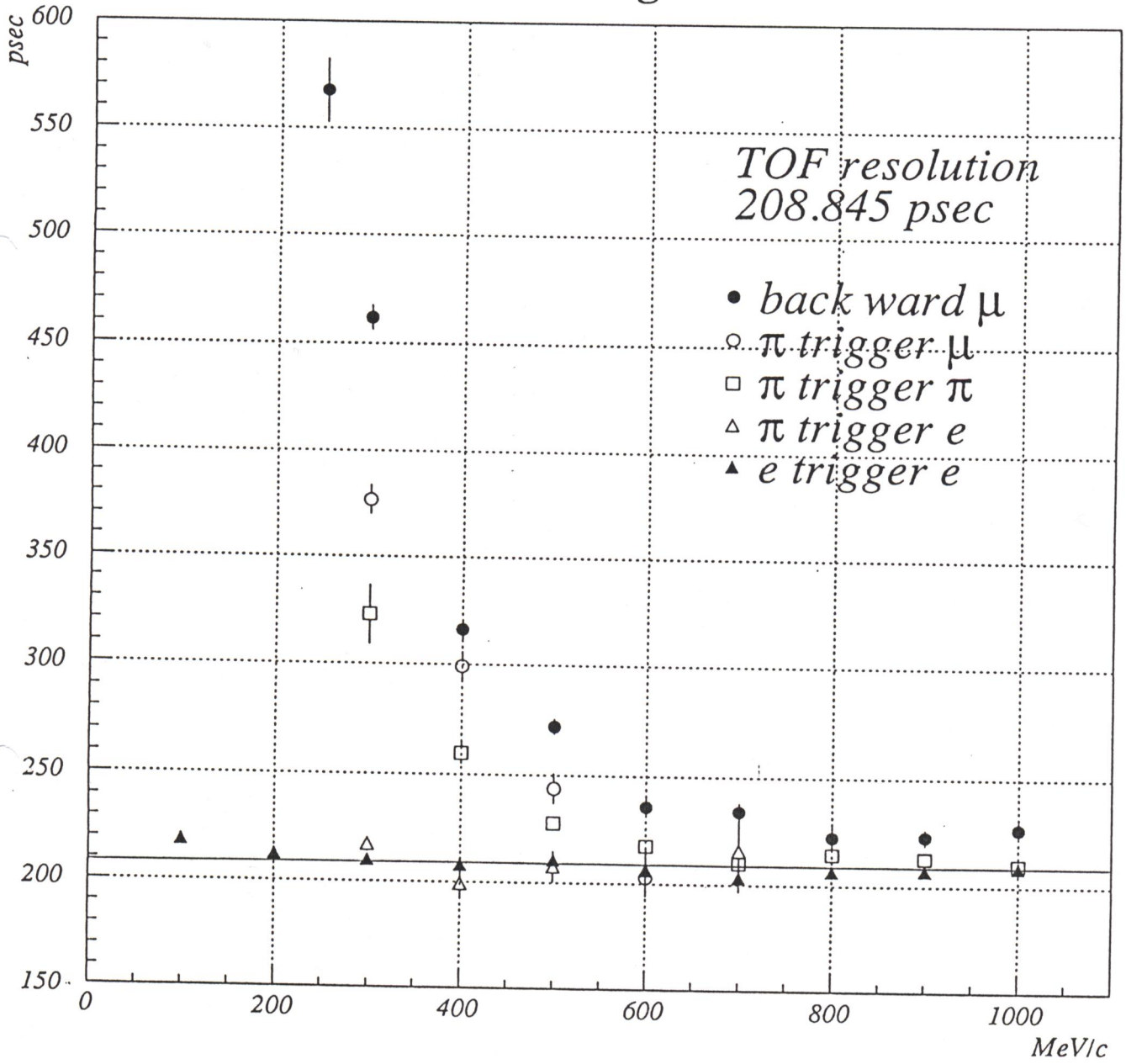


図 3.13 各粒子のTOFの広がり (1σ)

TOF -- 500 pi/mu WUS --

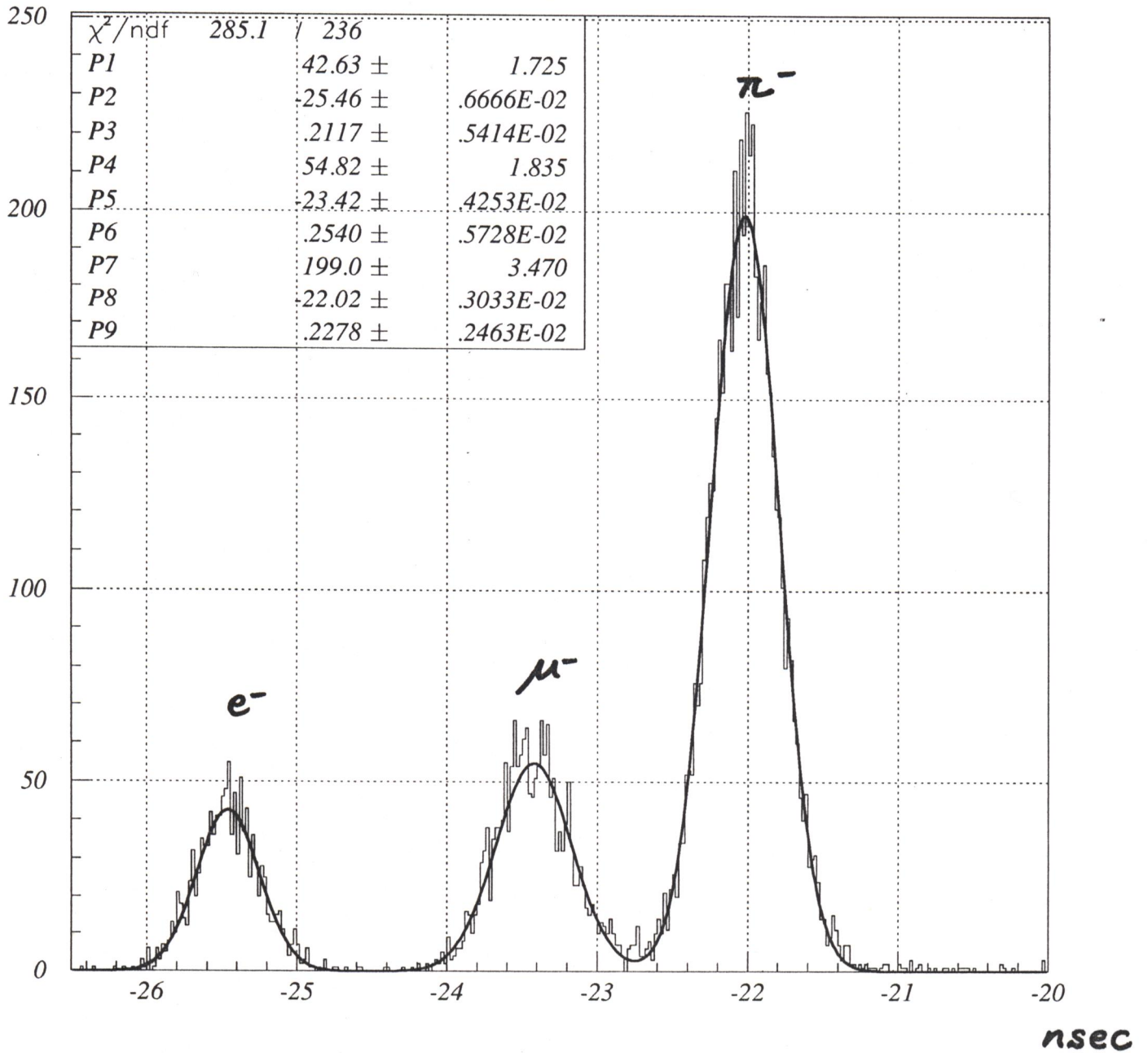


図 3.14 500 MeV/c の各粒子の TOF 分布

TOF -- 600 pi/mu vs. back-mu --

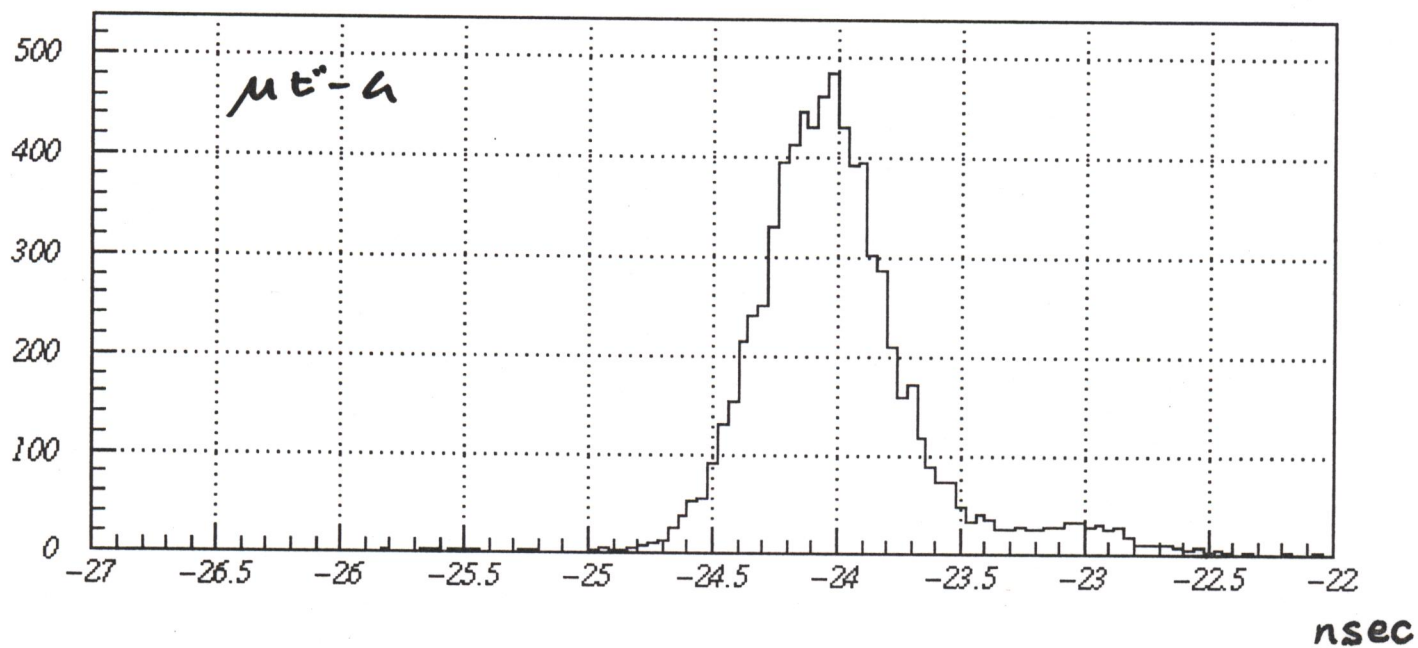
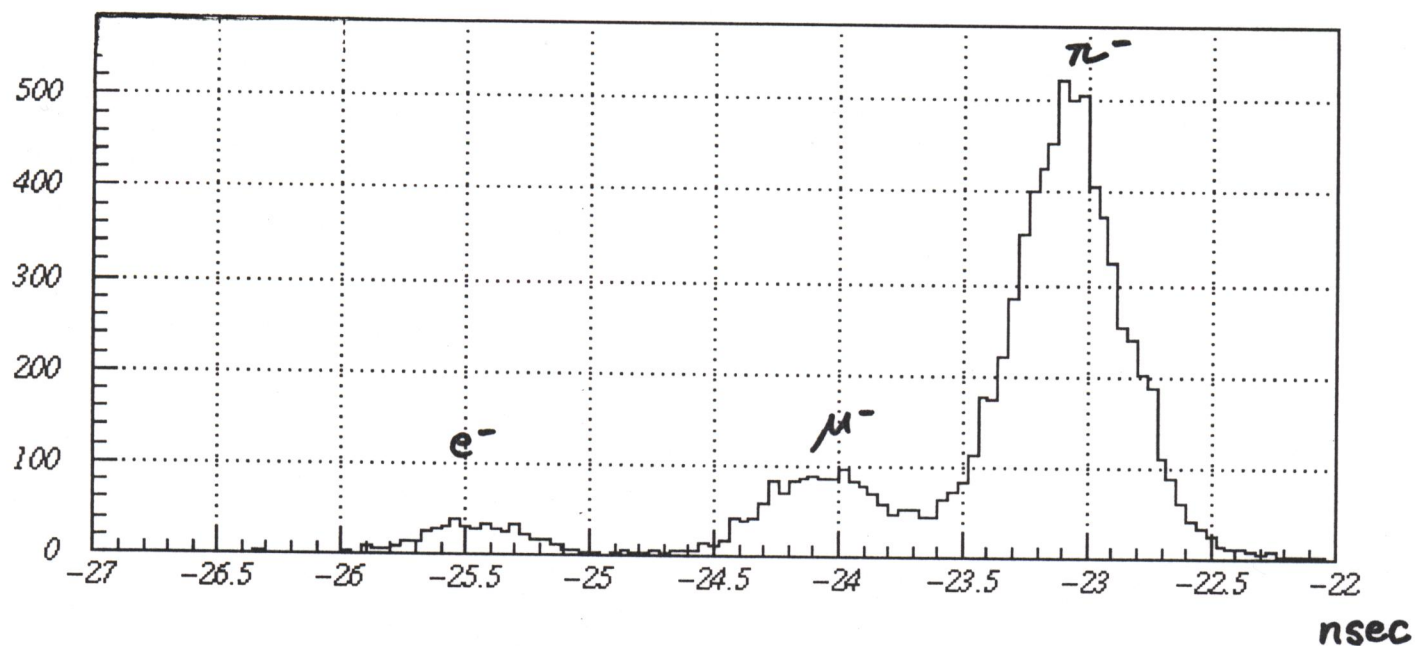


図 3.15 600 MeV/c 各粒子の TOF 分布と
600 MeV/c μ ビーム (μ 粒子) の TOF 分布

The Case of 'C-point'

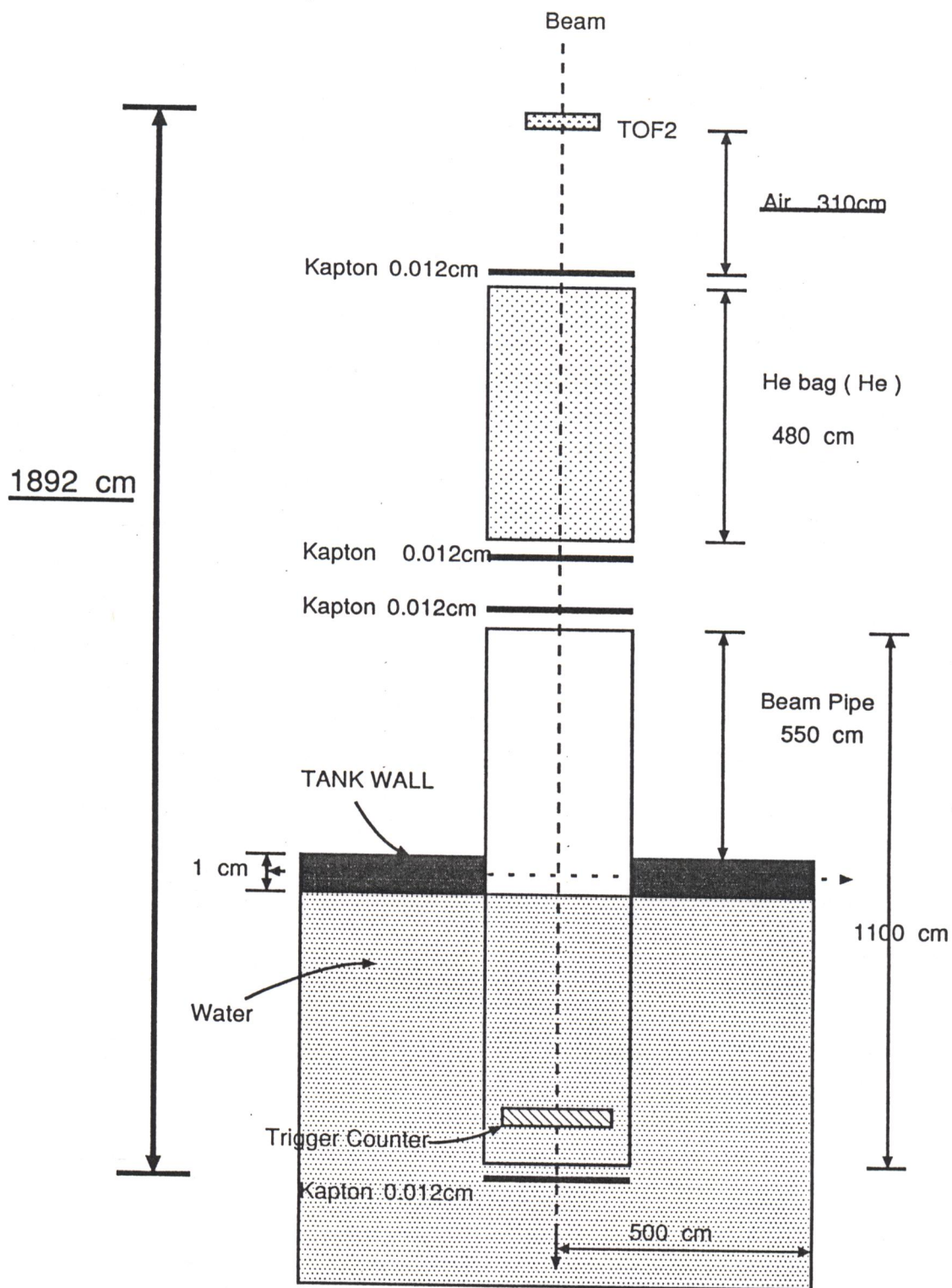


Fig. 4.1 Disposition of Materials along the Beam-Line (GEANT)

図 4.1 GEANTシミュレーションにおける、ビームラインの概略と物質の配置：Cポイントの場合

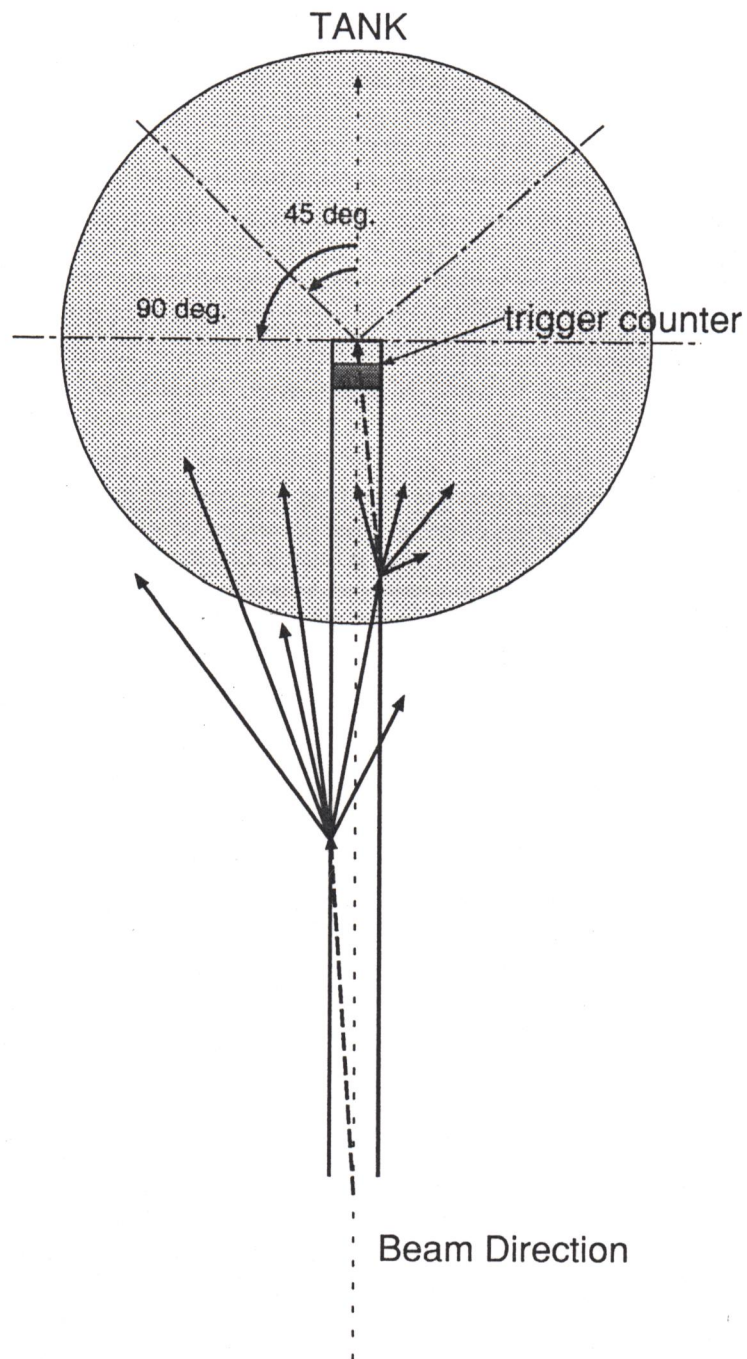


Fig. 4.2 Creation of the Shower

図 4.2 ビームパイプ上での電磁カスケードシャワーの形成

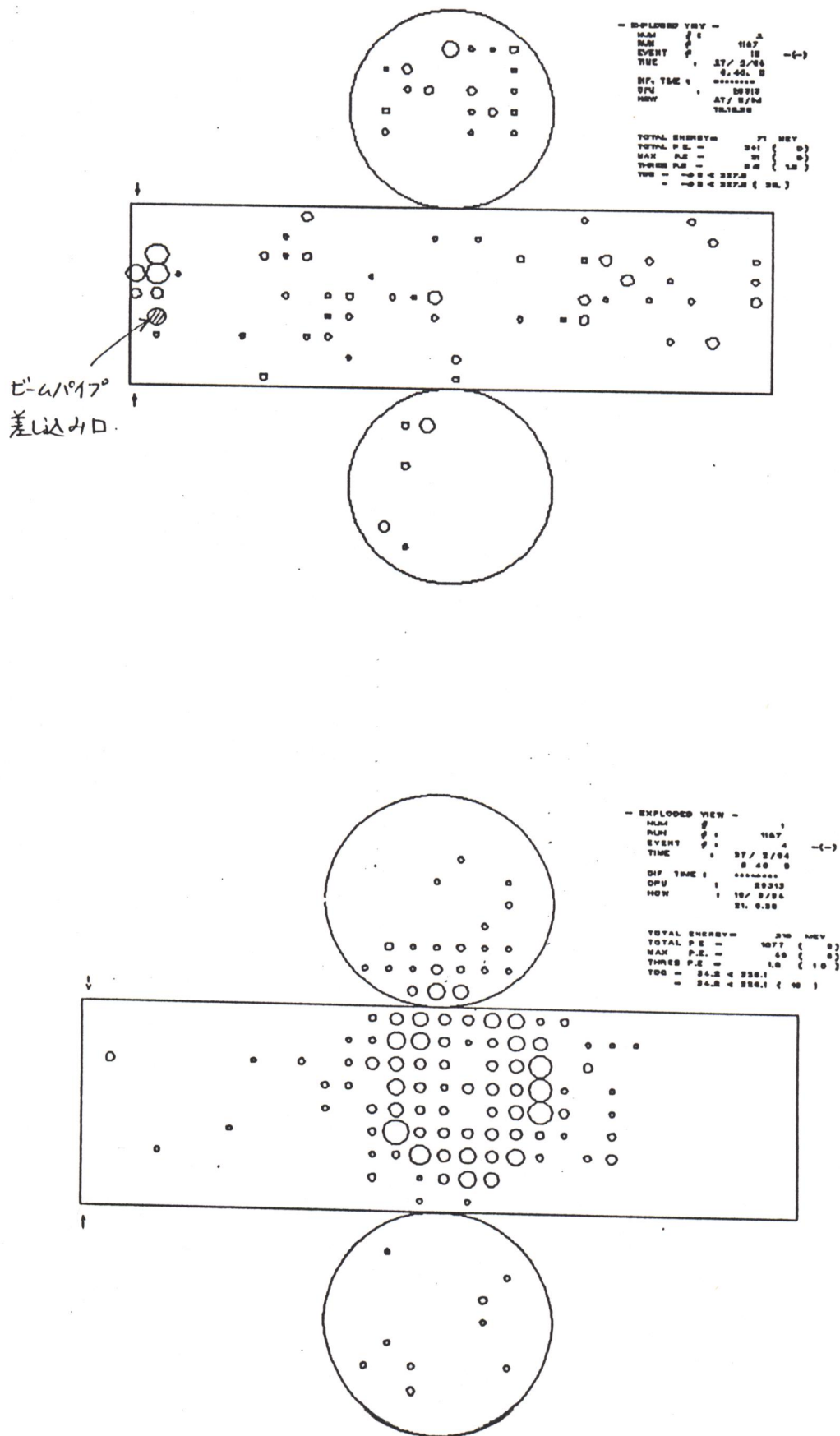


図 4.3 シャワー・イベント (300 MeV/c 電子)
 上: シャワーを起こしたと思われるイベント例
 下: 300 MeV/c 電子の典型的なイベント例

Main Trigger : TOF1 x TOF2 x PC x GC ---> e trigger
 TOF1 x TOF2 x PC x GC(inv.) ---> μ/π trigger

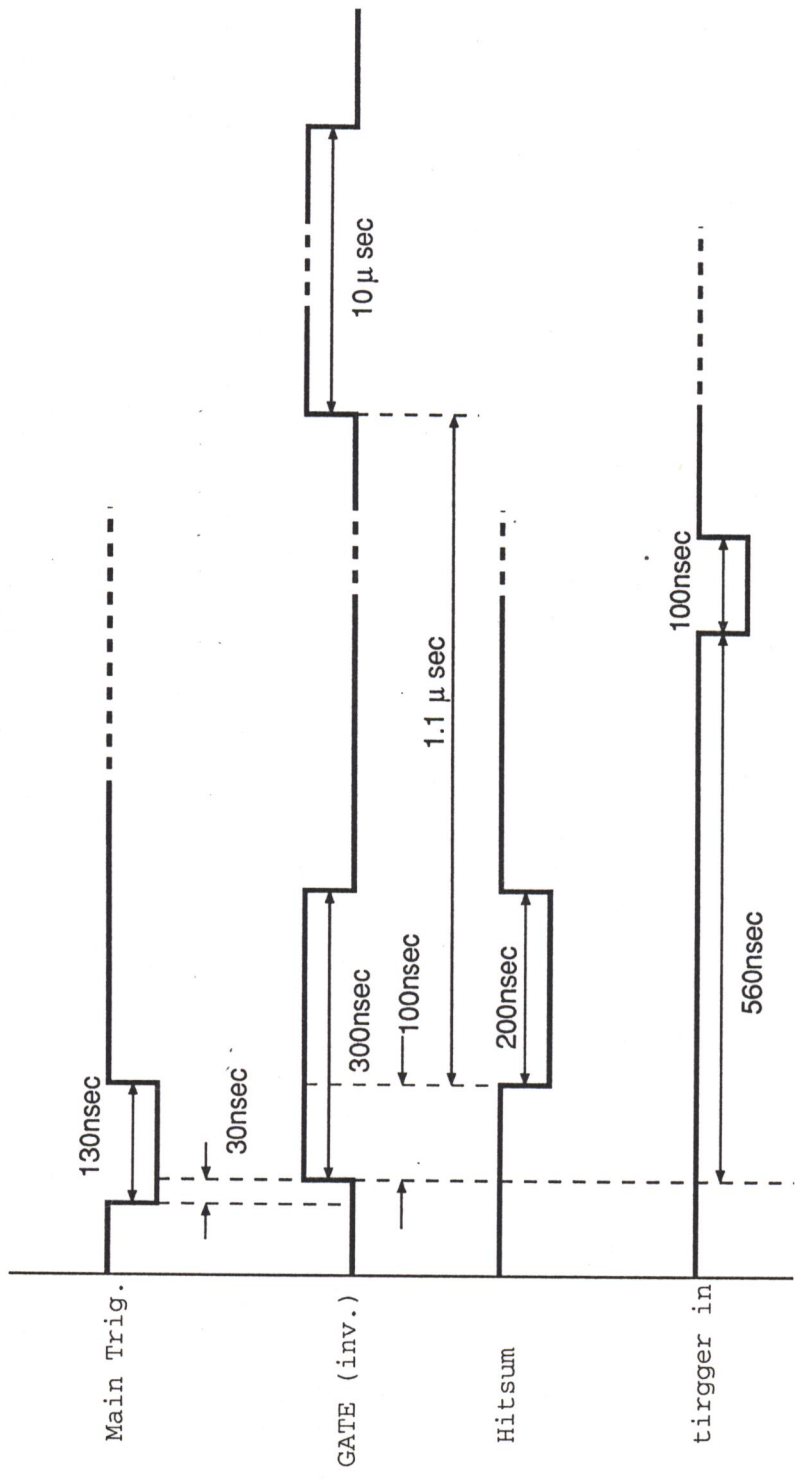


Fig. 4.4 Timig Chart

図 4.4 トリガー・タイミング 図

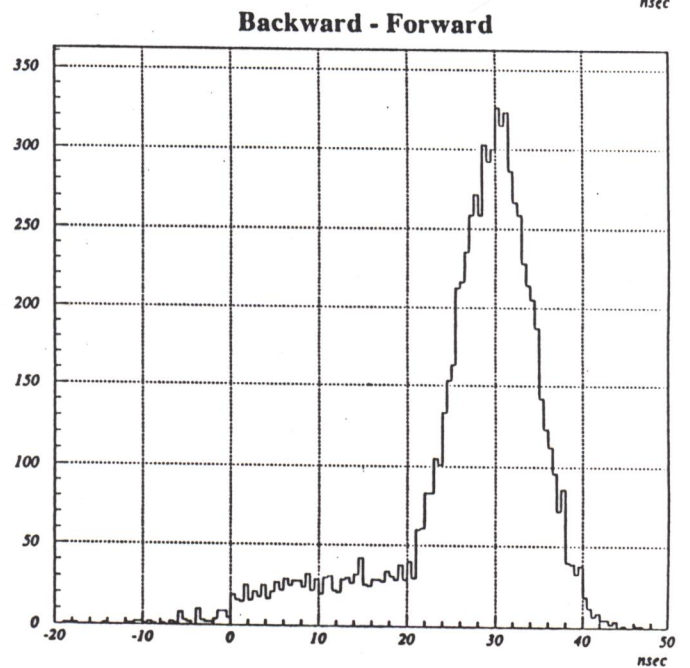
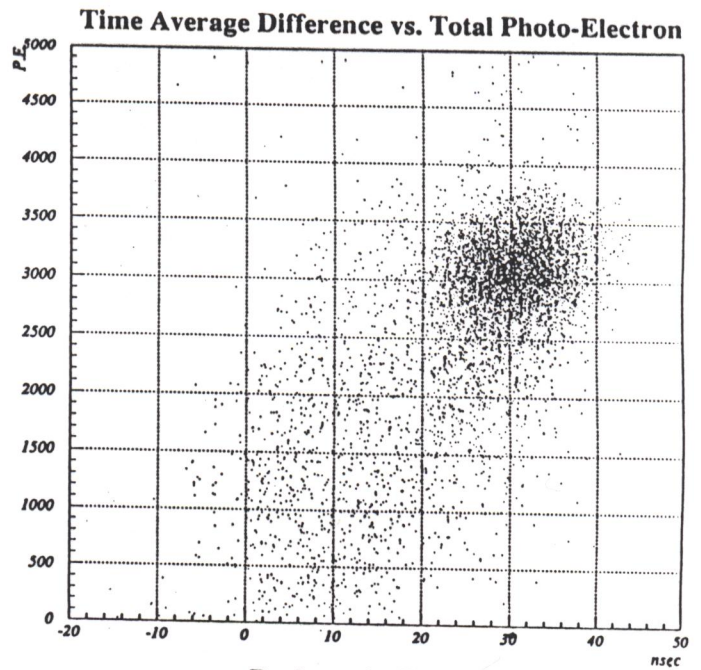
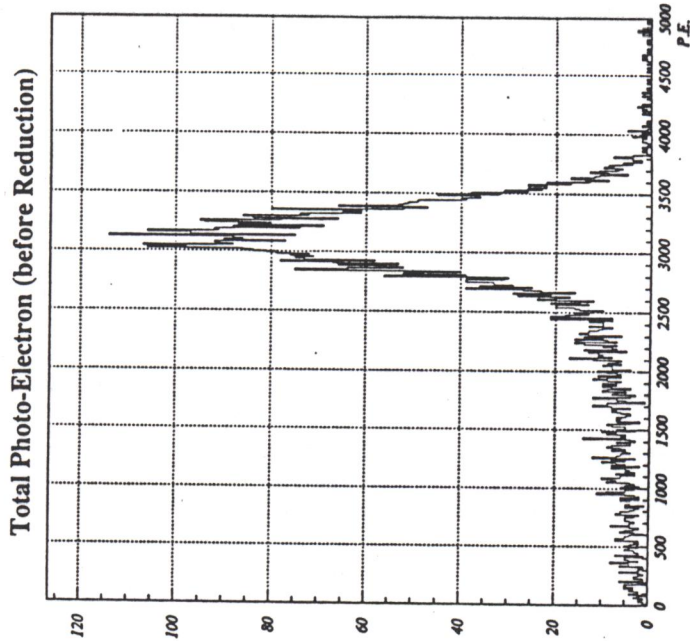


図 4.5 1 GeV/c μ 粒子の「時間平均の差」と全光量分布の相関
「時間平均の差」は Backward での時間の平均から Forward
での時間の平均を引いたもの。

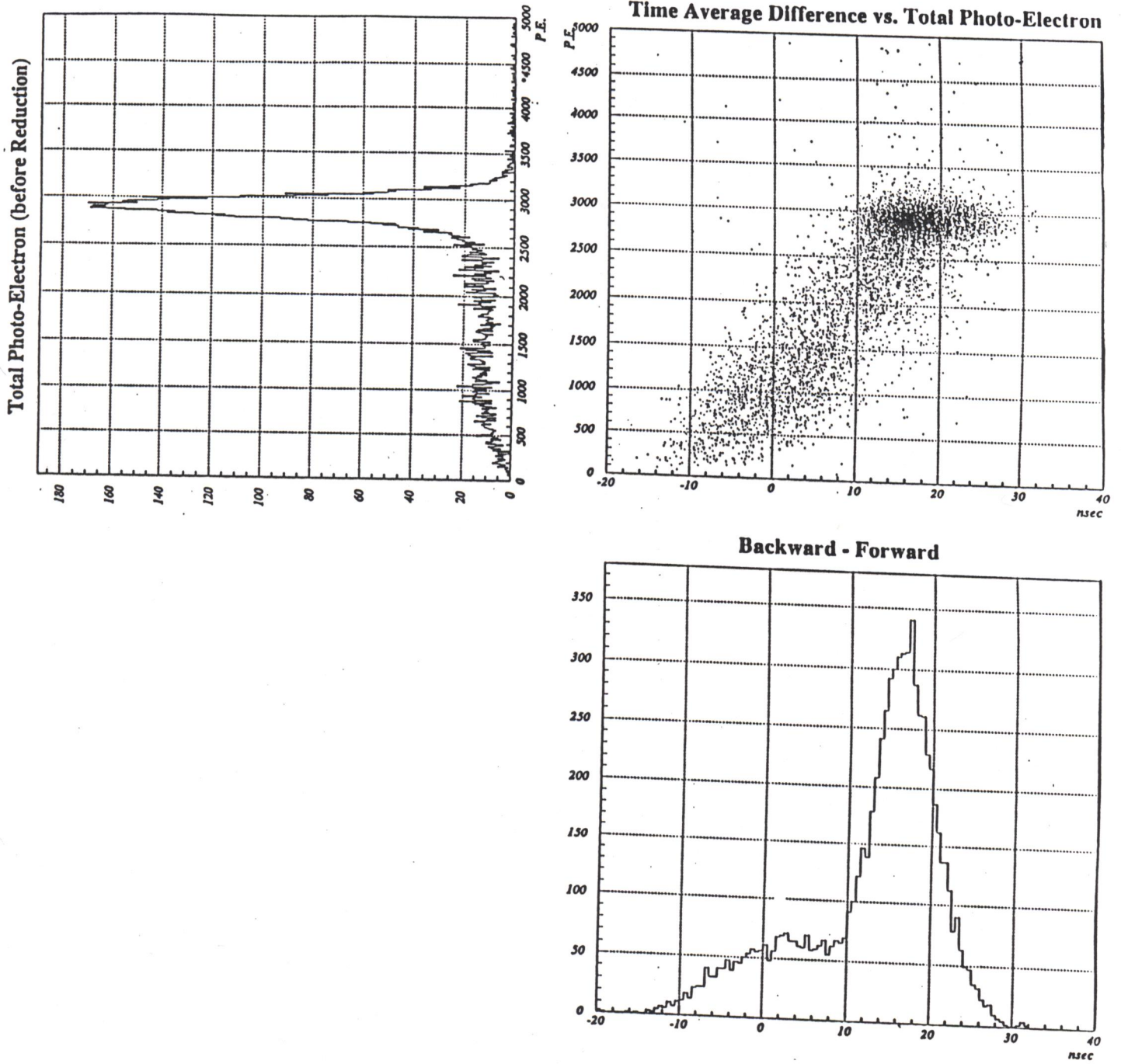
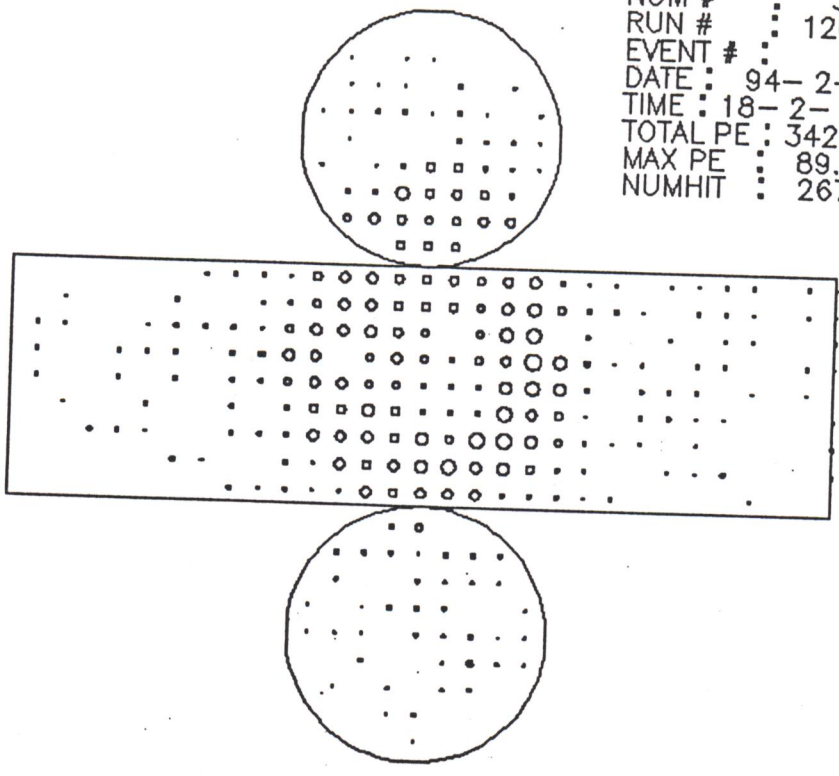


図 4.6 800 MeV/c 電子の「時間平均の差」と全光量分布の相関

★ e261a ★

NUM # : 3
RUN # : 1207
EVENT # : 3
DATE : 94-2-28
TIME : 18-2-0
TOTAL PE : 3427.05
MAX PE : 89.87
NUMHIT : 267



★ e261a ★

NUM # : 1
RUN # : 1207
EVENT # : 25
DATE : 94-2-28
TIME : 18-2-0
TOTAL PE : 2213.01
MAX PE : 71.72
NUMHIT : 228

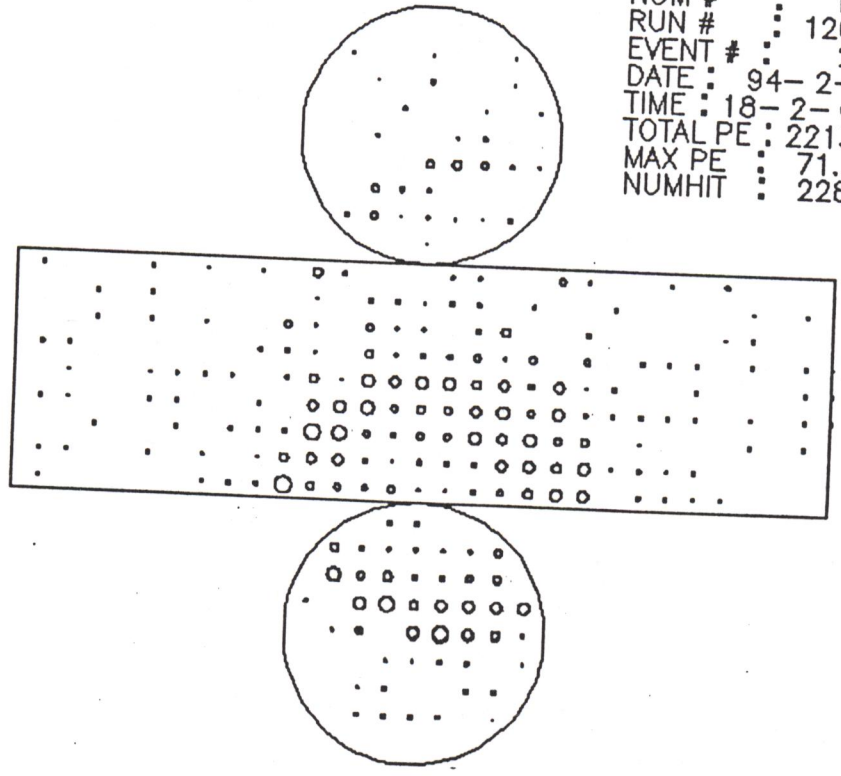


図 4.7 1 GeV/c μ 粒子のイベント例
上 : 「時間平均カット」で残ったイベント
下 : 「時間平均カット」でカットされたイベント

★ e261a ★

NUM # : 10
RUN # : 1207
EVENT # : 232
DATE : 94-2-28
TIME : 18-2-0
TOTAL PE : *****
MAX PE : 252.26
NUMHIT : 358

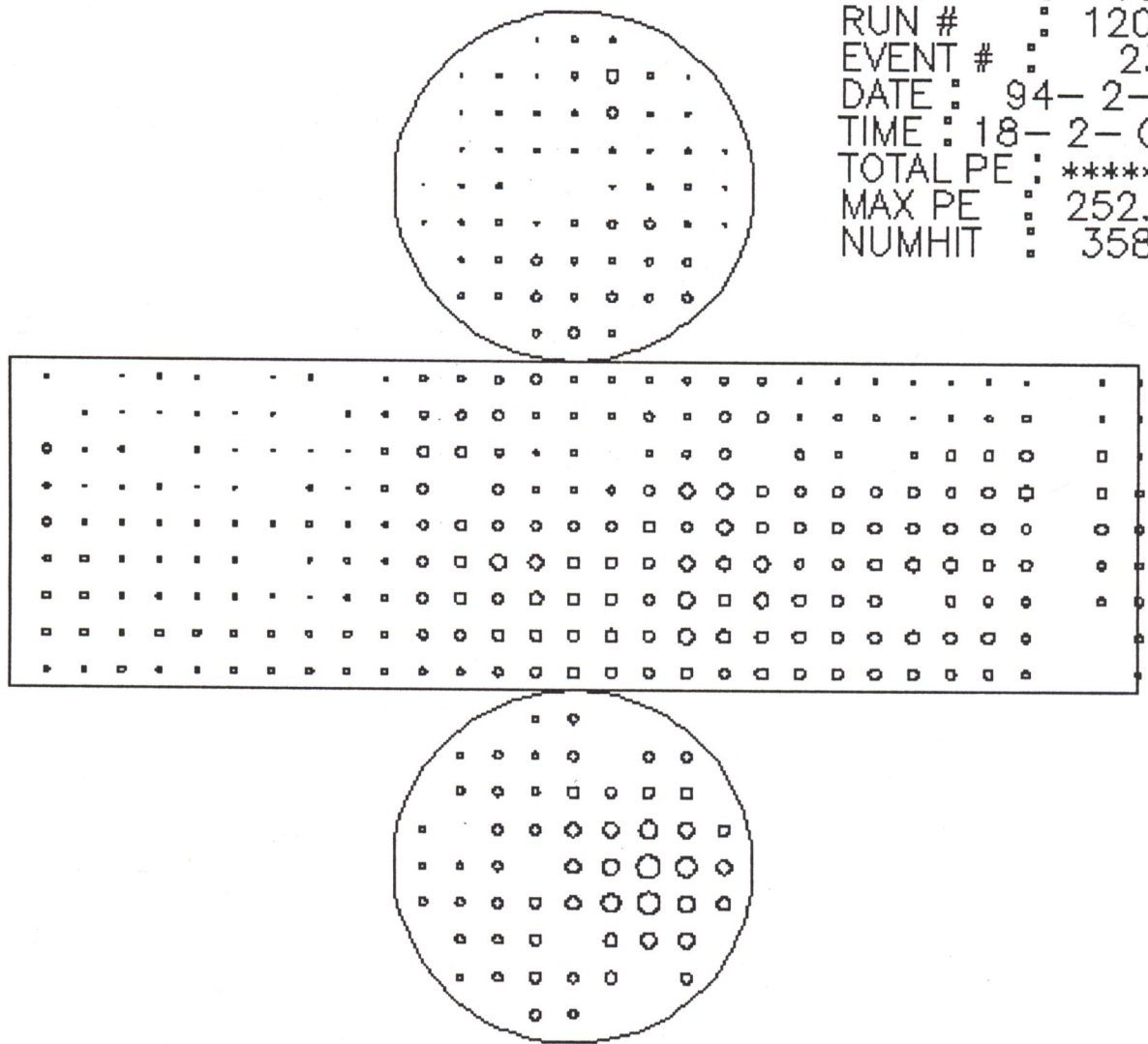
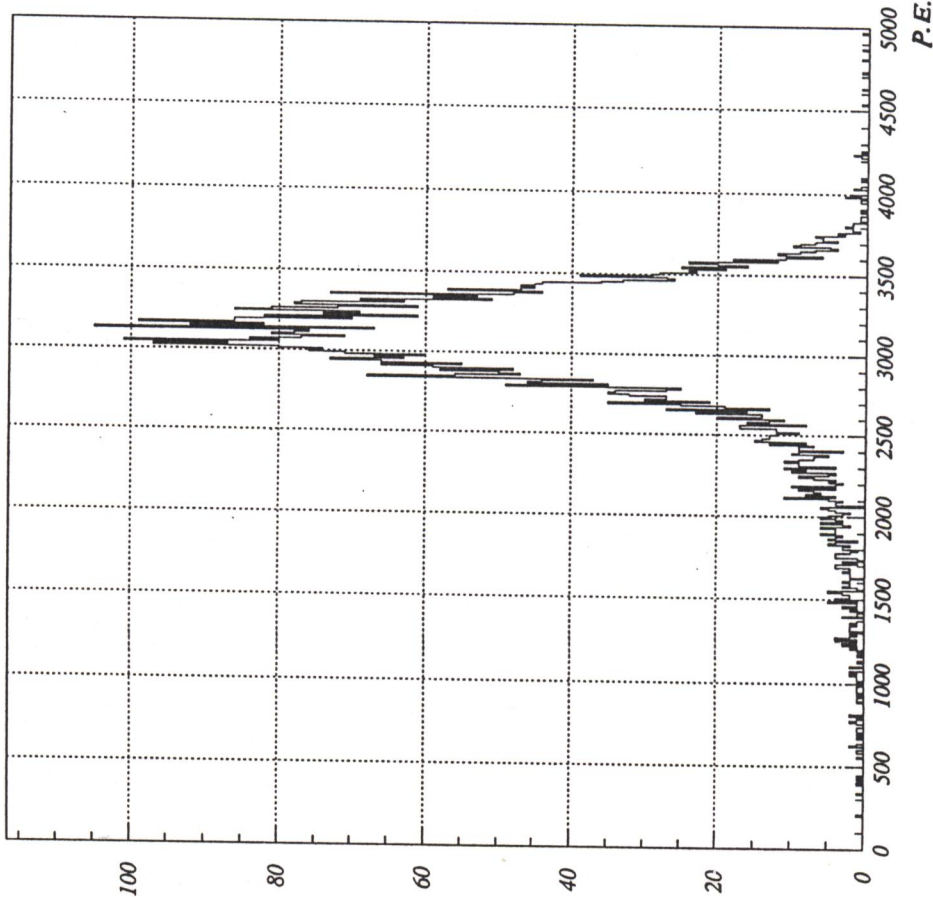


図 4.8 宇宙線 μ 粒子によると思われるイベント例

Total Photo-Electron (after Reduction)



Total Photo-Electron (after Reduction)

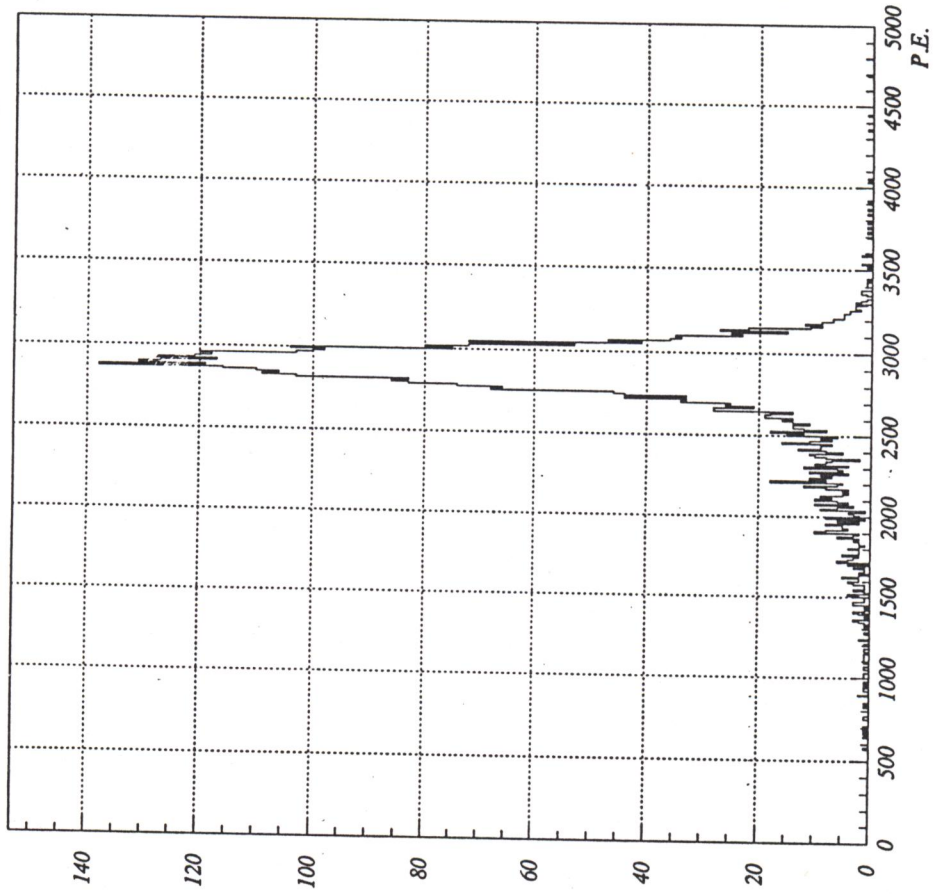


図 5.1 (最終データによる) 全光量分布
左: 1 GeV/c μ 粒子
右: 800 MeV/c 電子

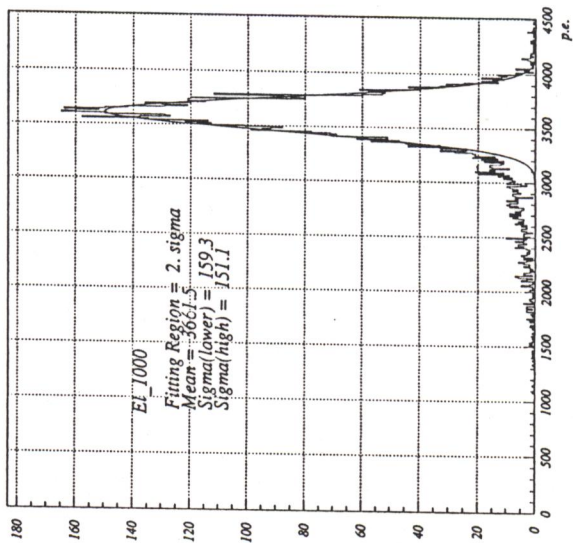
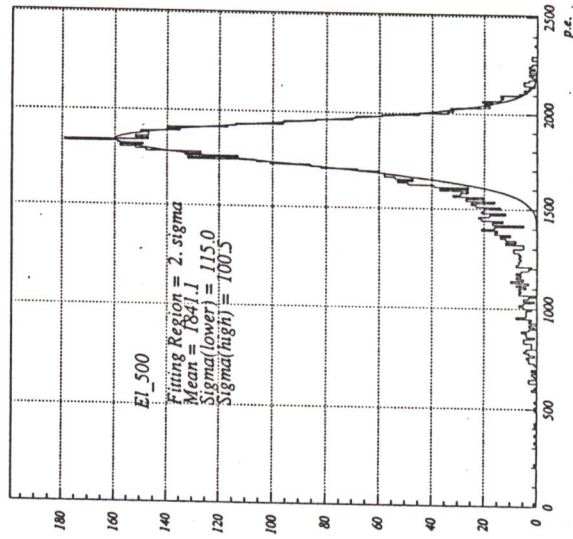
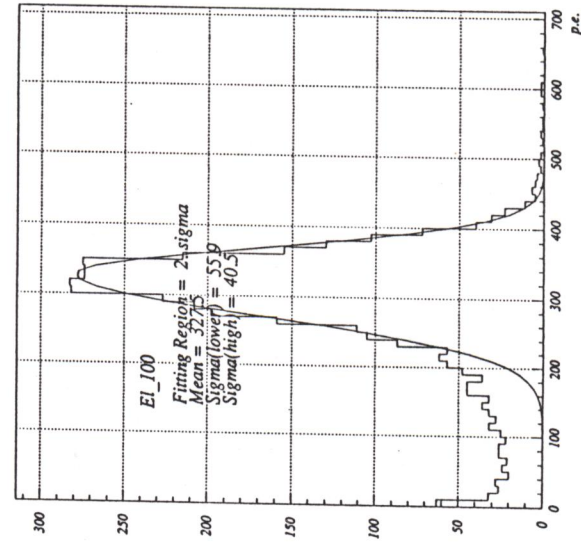


図 5.2 最終データの Gaussian fitting の結果：Sポイント・電子
 1 GeV/c、500 MeV/c、100 MeV/c を示す。

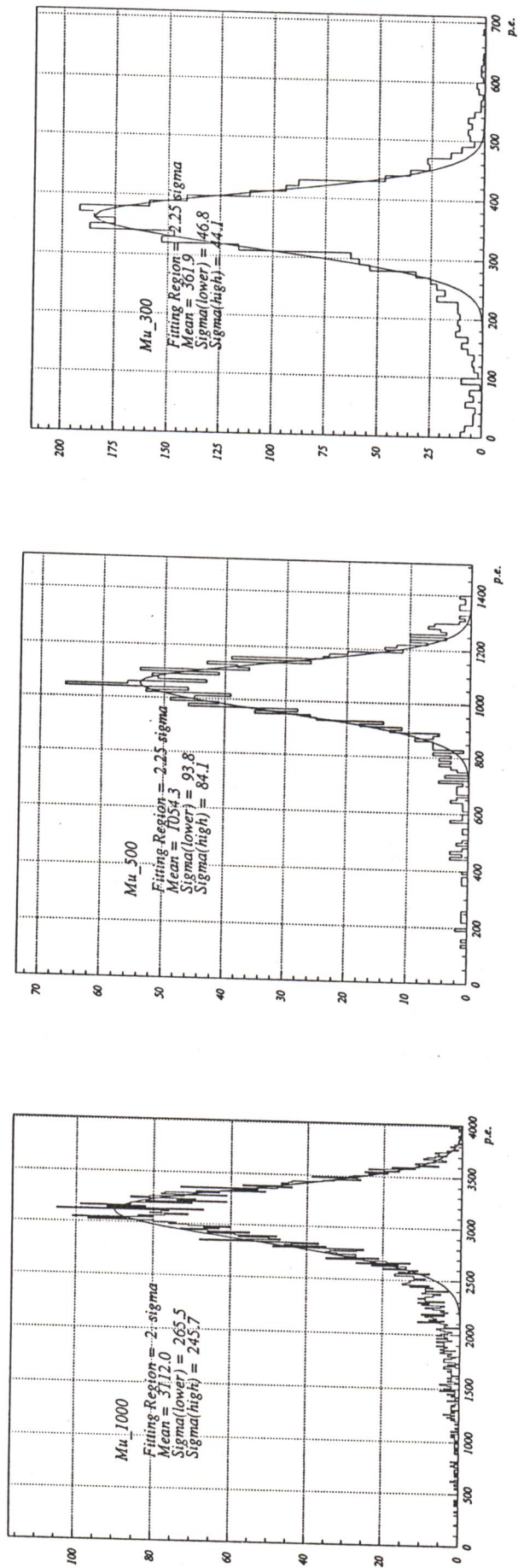


図 5.3 最終データの Gaussian fitting の結果：Sポイント・ μ 粒子
1 GeV/c、500 MeV/c、300 MeV/cを示す。

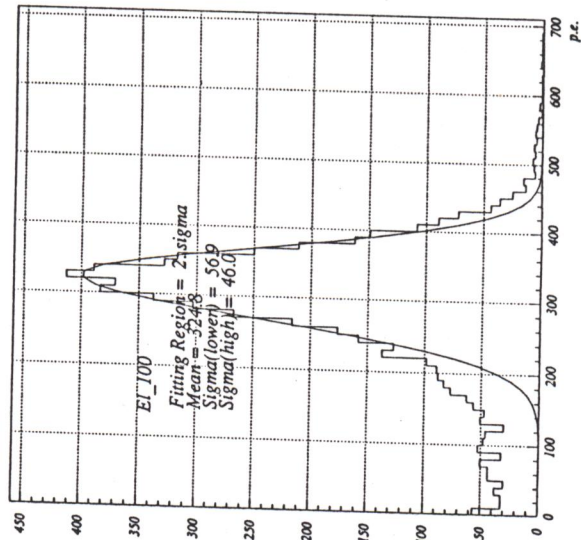
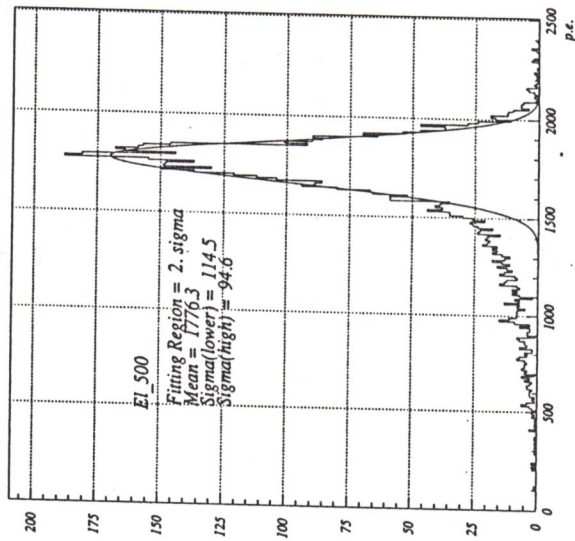
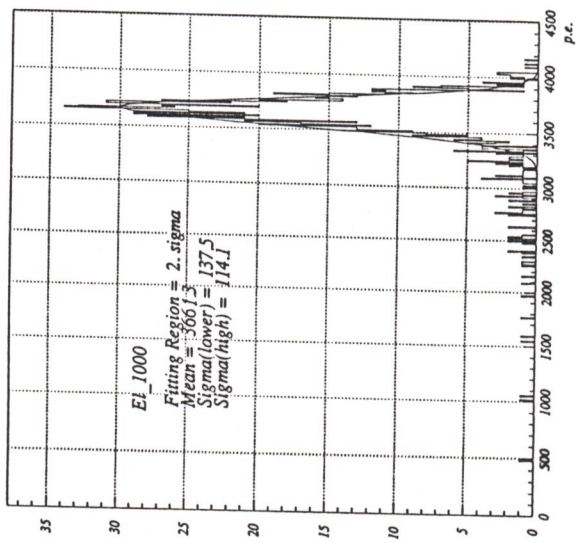


図 5.4 最終データの Gaussian fitting の結果：Cポイント・電子
 1 GeV/c、500 MeV/c、100 MeV/cを示す。

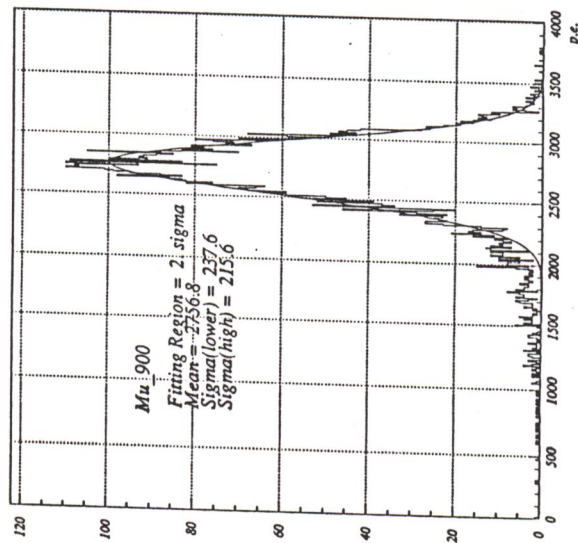
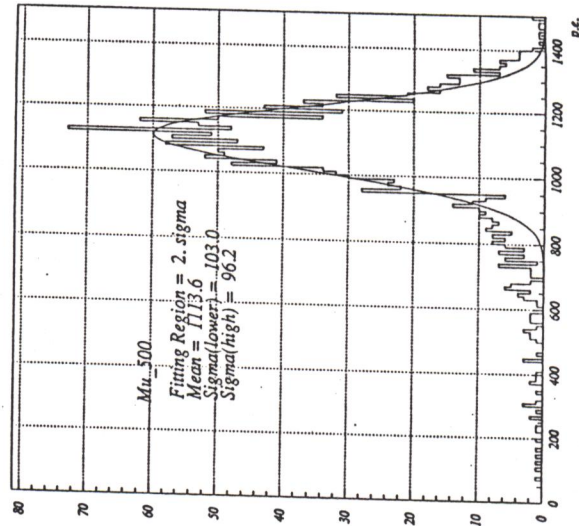
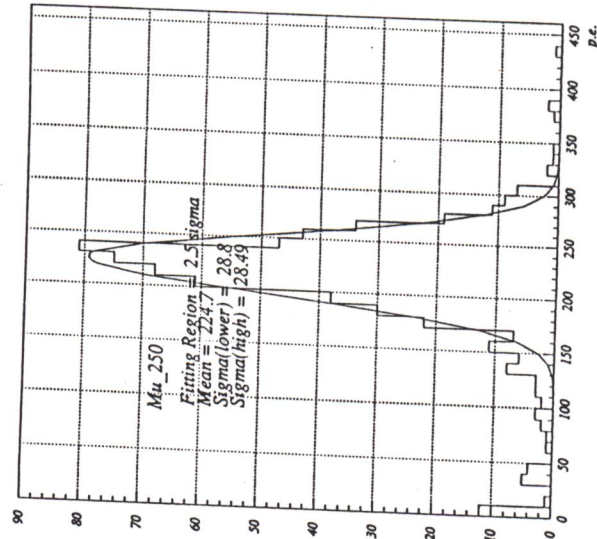
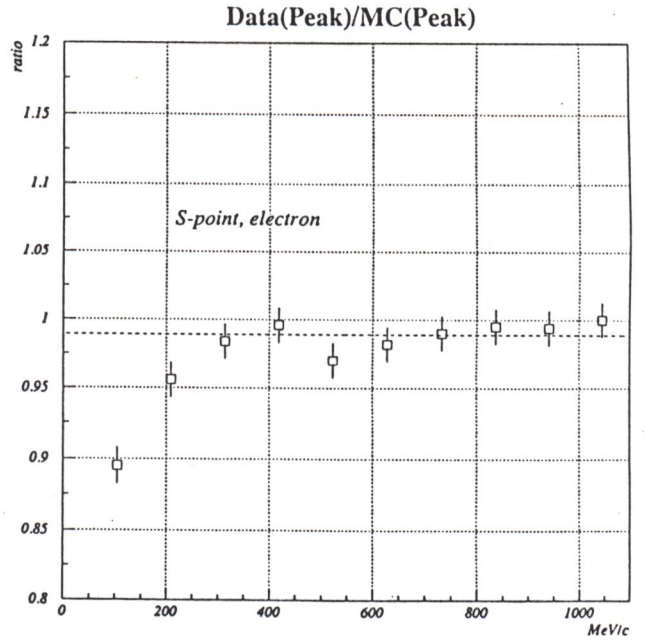
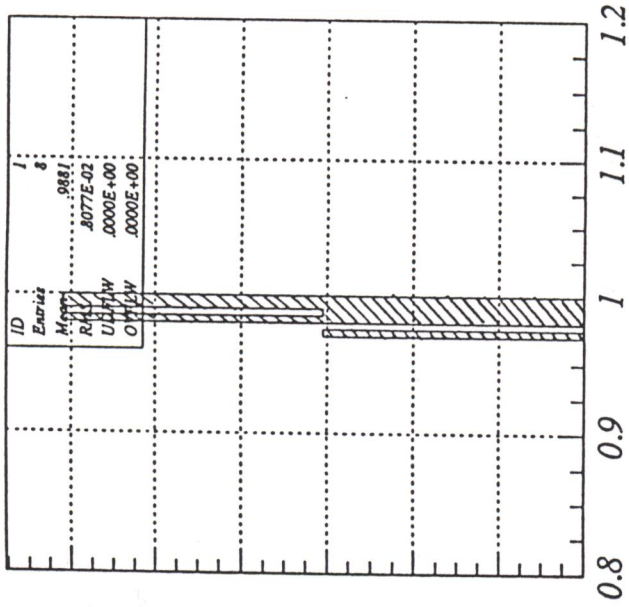


図 5.5 最終データの Gaussian fitting の結果：C ボイント・ μ 粒子
 900 MeV/c、500 MeV/c、250 MeV/c を示す。

Data/MC -electron, S-point-



Data/MC -electron, C-point-

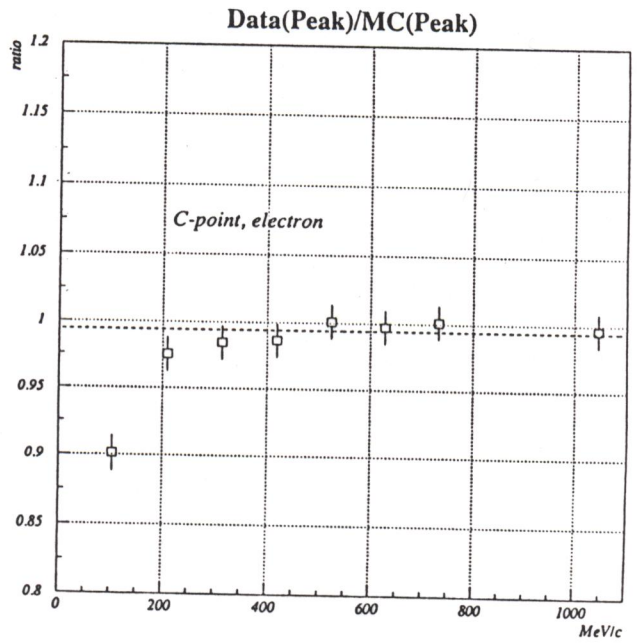
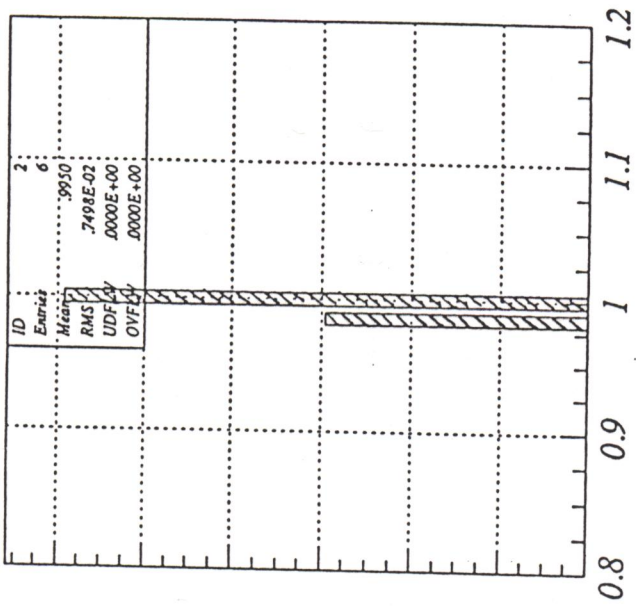
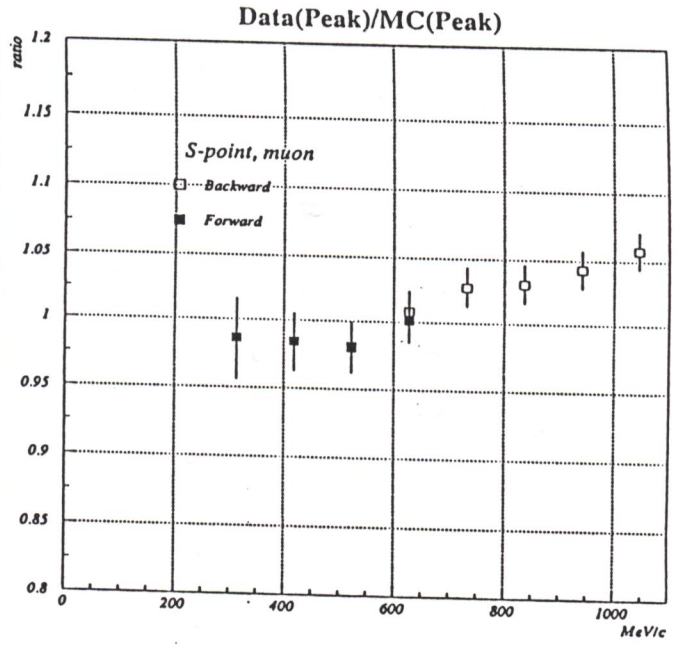
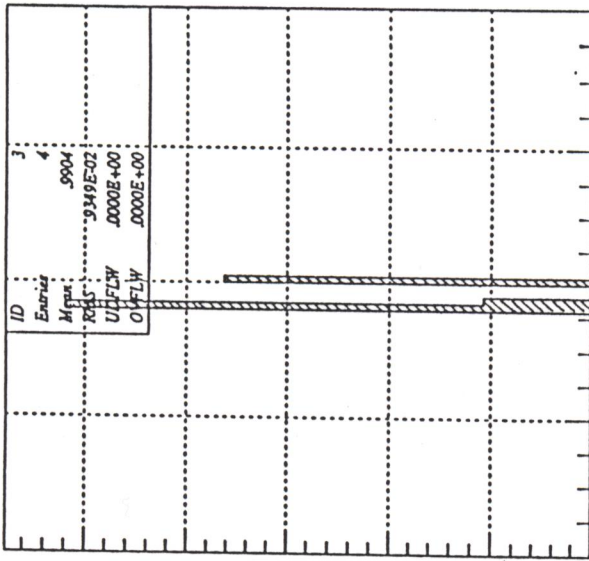


図 5.6 ピーク光子量のデータ/MC (比) : 電子
上: Sポイント
下: Cポイント

右上下図中の点線は、300 MeV/c以上のデータの平均を示している

Data/MC -muon, S-point-



Data/MC -muon, C-point-

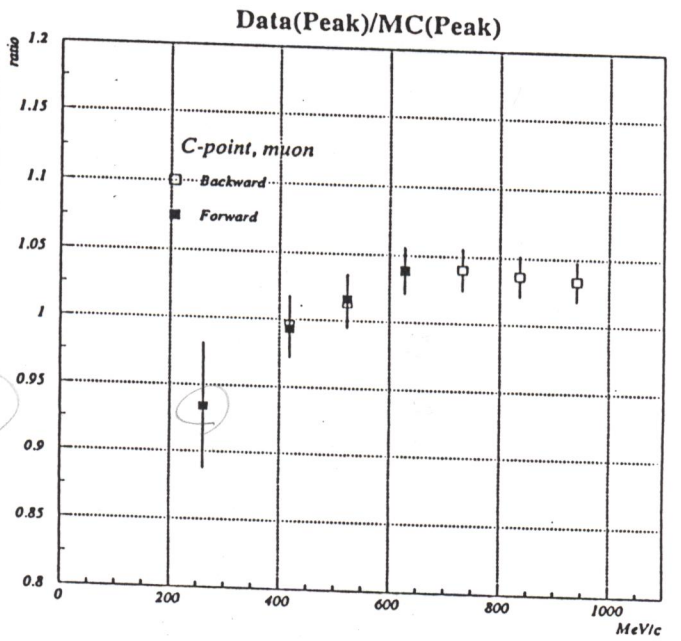
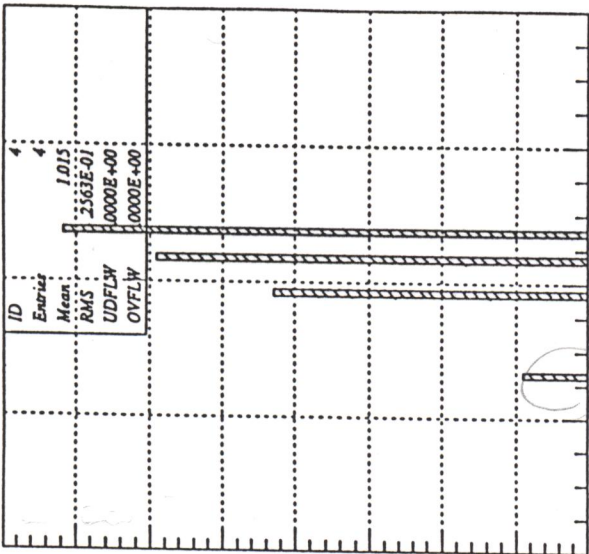
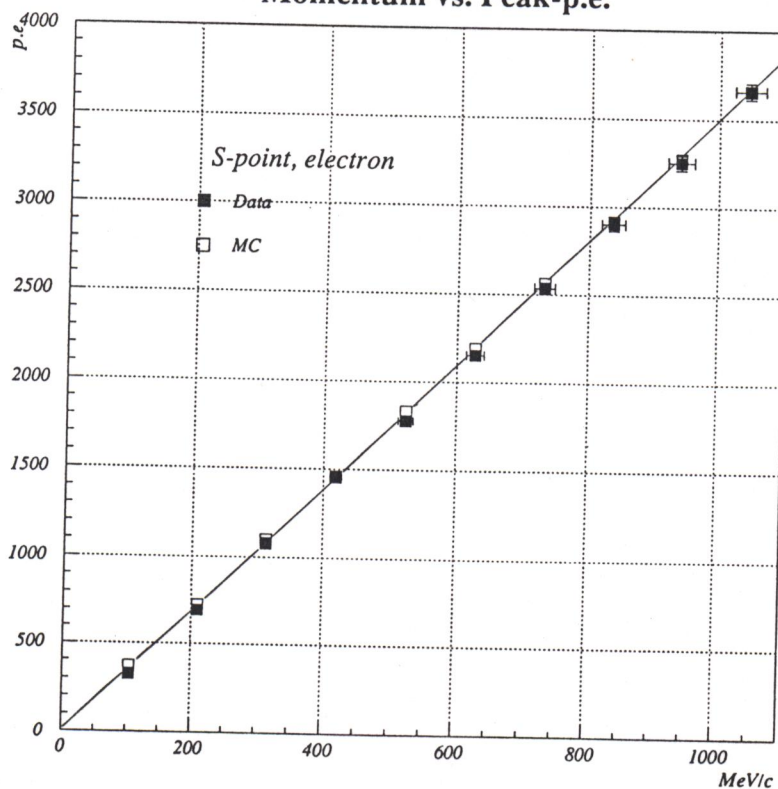


図 5.7 ピーク光量値のデータ/MC (比) : μ 粒子
上 : Sポイント
下 : Cポイント

■だけしか見えてない所は、実際は□が重なっている。

Momentum vs. Peak-p.e.



Momentum vs. Peak-p.e.

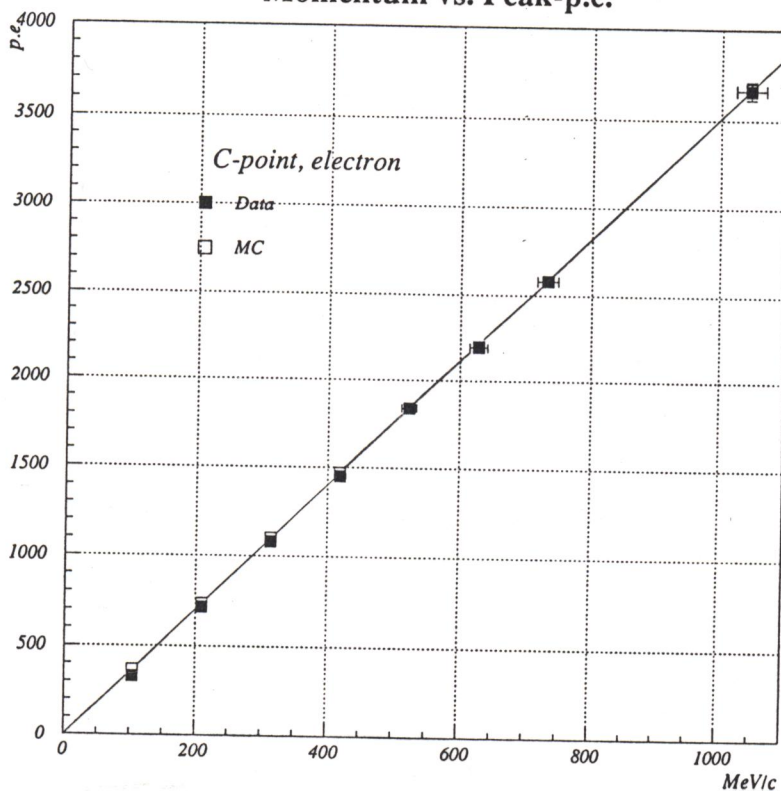


図 5.8 運動量とピーク光量値の関係：電子
 (■がデータ、□がMC)
 上：Sポイント
 下：Cポイント

■だけしか見えてない所は、実際は□が重なっている。

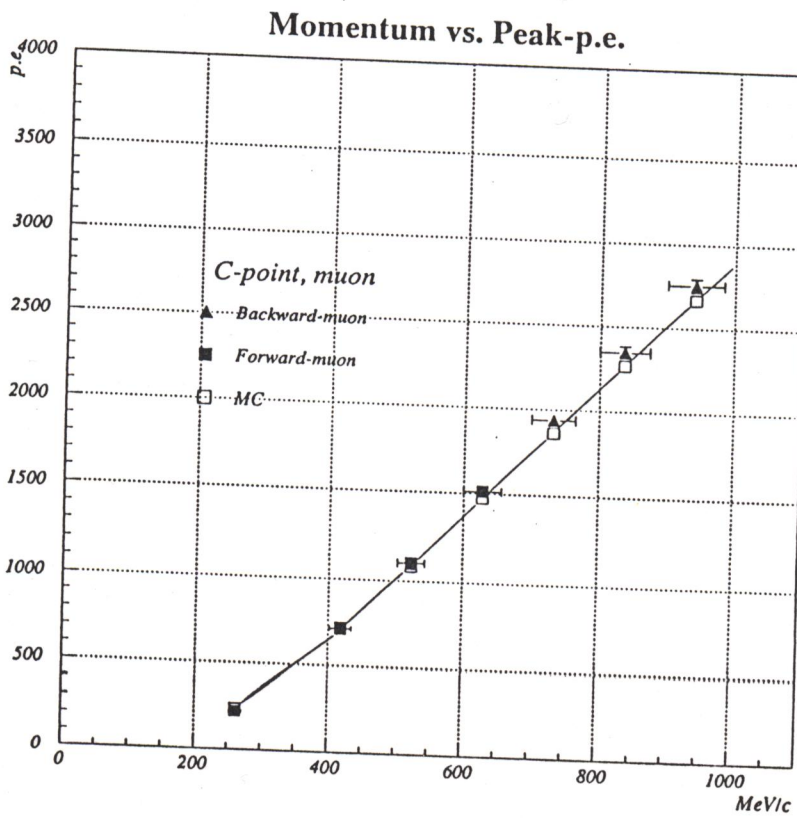
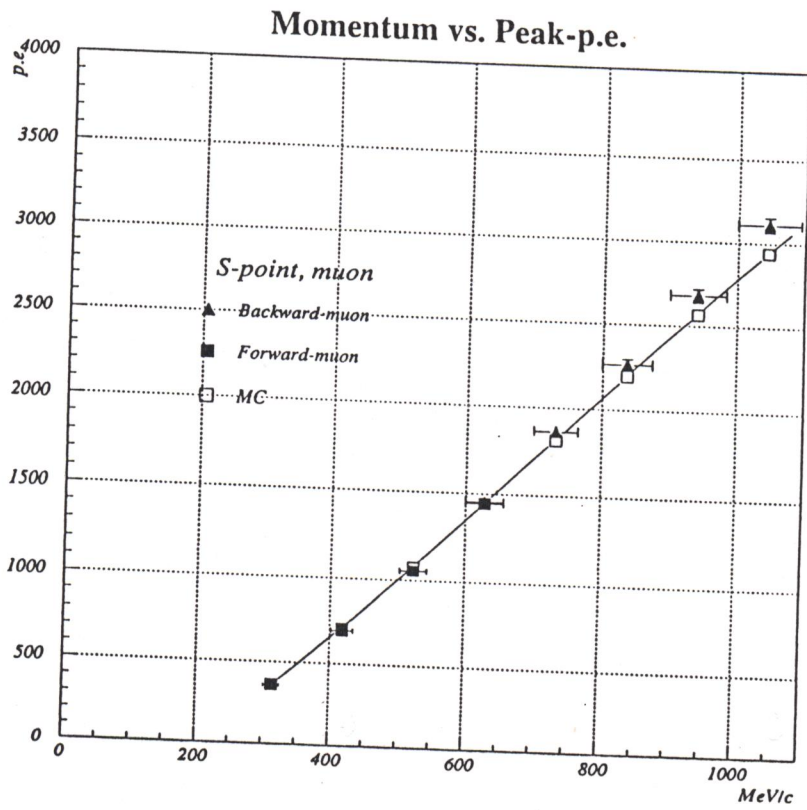
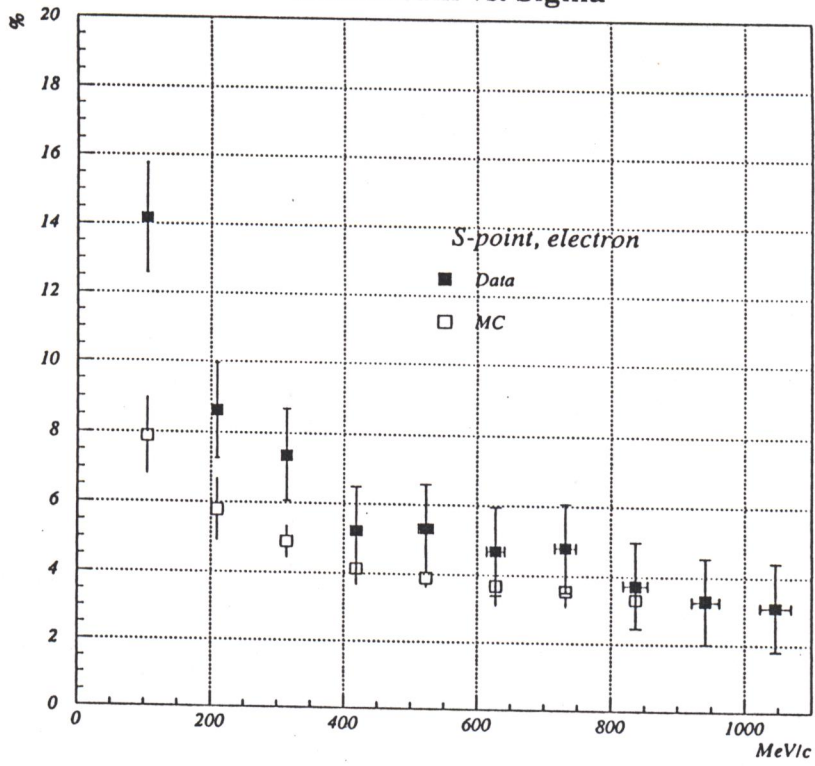


図 5.9 運動量とピーク光量値の関係： μ 粒子
 (▲・■がデータ、□がMC)
 上：Sポイント
 下：Cポイント

Momentum vs. Sigma



Momentum vs. Sigma

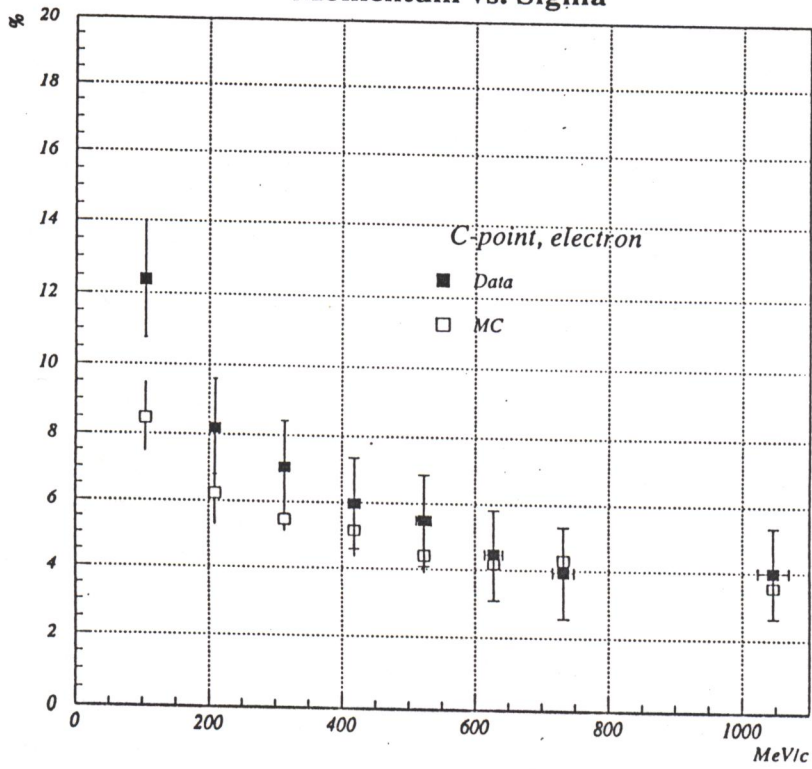


図 5.10 エネルギー分解能：電子
(■がデータ、□がMC)
上：Sポイント
下：Cポイント

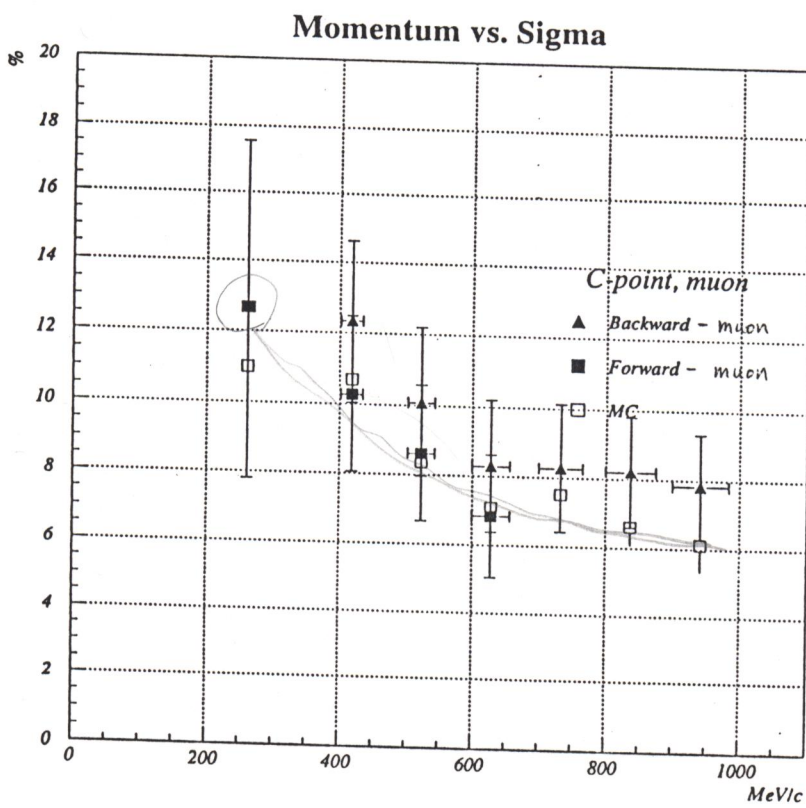
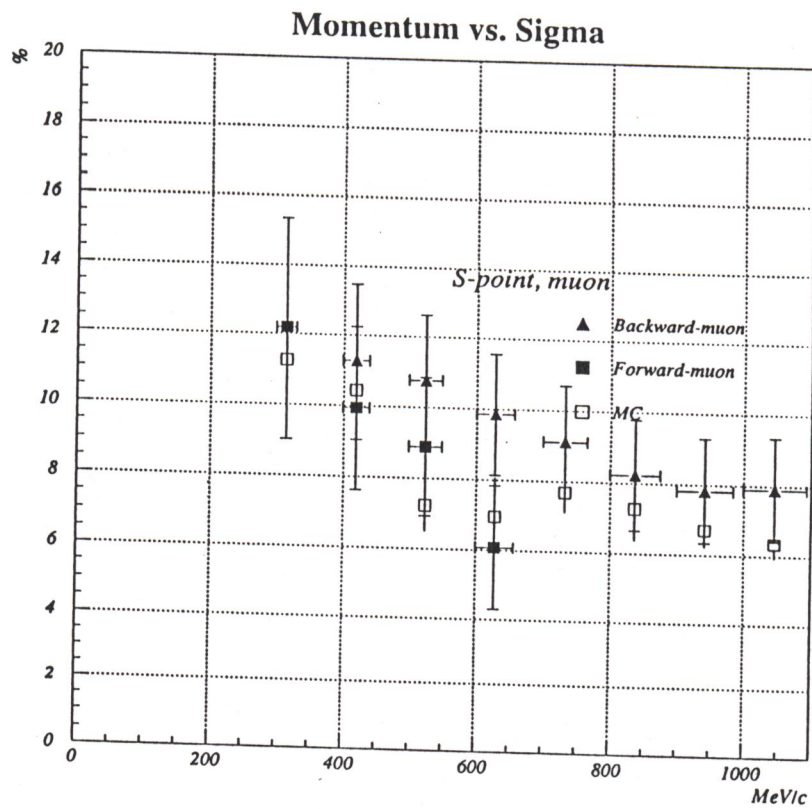


図 5.11 エネルギー分解能: μ 粒子
 (▲・■がデータ、□がMC)
 上: Sポイント
 下: Cポイント