Pure-CsI 電磁カロリメータのための 光電子増倍管テストシステムの製作 (フェルミ国立加速器研究所　KTeV 実験)

大阪大学理学研究科物理学専攻
長島研究室　　八木元治

平成 6 年 2 月 7 日

目 次

I 序論 **1**

1 KTeV 実験 . . . 1

2 電磁カロリメータ . . . 3

2.1 電磁カロリメータへの要請 . . . 3

2.2 光電子増倍管 . . . 4

2.2.1 光電子増倍管の動作原理 . . . 5

2.2.2 光電子増倍管に対する要請 . . . 5

2.2.3 線形性 . . . 7

2.2.4 レート依存性 . . . 7

2.3 光電子増倍管のテスト . . . 8

II LED を使った光電子増倍管のテスト **10**

3 テストセットアップ . . . 10

3.1 光源 . . . 10

3.2 LED ドライバ . . . 11

4 線形性の測定 . . . 11

4.1 測定原理 . . . 11

4.2 線形性の電荷量非依存 . . . 12

4.3 測定回路の非線形性 . . . 13

4.3.1 ADC . . . 13

4.3.2 増幅器と減衰器 . . . 13

4.4 光電子増倍管の線形性測定 . . . 15

4.5 再現性の確認 . . . 16

5 レート依存性 . . . 16

5.1 測定原理 . . . 16

5.2 ベースによる寄与 . . . 17

5.2.1 解析 . . . 17

5.2.2 測定結果 . . . 18

5.3 チューブによる寄与 . . . 19

5.3.1 解析 . . . 19

III 窒素レーザーを使った光電子増倍管の自動テストシステム **21**

6 自動テストシステム . . . 21

6.1 テストシステムの製作 . . . 21

6.2 各部の予備テスト . . . 23

6.2.1 パルスステージ . . . 23

6.2.2 スリットの移動 . . . 24

6.2.3 光量調節 . . . 24

6.2.4 光の一様性テスト . . . 24

6.2.5 チャンネル毎の補正 26
6.3 レーザーの安定性 27
7 線形性の測定 31
7.1 統計誤差の見積もり 32
7.2 系統誤差の見積もり 32
7.2.1 レーザーの変動 33
7.3 線形性の測定 35
7.3.1 測定手順 35
7.3.2 解析 35
8 結論および考察 37

IV 付録 **39**
9 中性 K 中間子系について 39
9.1 対称性 39
9.1.1 空間反転変換 39
9.1.2 荷電共役変換 39
9.1.3 CP 変換 40
9.2 中性 K 中間子 40
9.3 CP 非保存 41
9.3.1 間接的 CP 非保存 42
9.3.2 直接的 CP 非保存 43
10 KTeV 検出器 45

V 謝辞 **48**

図 目 次

1 Pure-CsI 電磁カロリメータのデザイン 4
2 光電子増倍管の回路図 6
3 最終段ダイノード付近の電子増幅 8

4 予備テストにおけるセットアップ 10
5 線形性の電荷量非依存 12
6 ADC(LeCroy-2249W) の非線形性 13
7 増幅器と減衰器の非線形性 14
8 1.5 インチ PMT の線形性 15
9 3/4 インチ PMT の線形性 15
10 線形性測定の再現性の確認 16
11 ピーク位置の時間変動 (ベースによるレート依存性) 18
12 ベース毎のレート依存性 19
13 レート依存性プロット 20

14 テストシステムの全体図 21
15 1 対 2 の光をつくる系 23
16 スリット移動量の決定 25
17 光電面付近の光の一様性 26
18 各チャンネルで得られた ADC 値分布 27
19 30 分間のレーザー出力の変動 28
20 レーザー出力の変動 1 29
21 PMT の安定動作の評価 30
22 レーザー出力の変動 2 31
23 サンプル数による統計誤差の変化 33
24 相対的な線形性 34
25 線形性測定の手順 35
26 ファインメッシュPMT の線形性 36

27 $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$における各種変換 42
28 $K_L \to \pi^0 e^+ e^-$モードのファインマン図 43
29 KTeV 測定器 47

表 目 次

1 E832 実験で要求される崩壊二重比 R に対する系統誤差 2
2 Pure-CsI カロリメータ 5
3 PMT に対する要請 7
4 LED の仕様 11
5 窒素レーザーの仕様 22
6 チャンネル毎の光量の補正 27
7 線形性の測定精度 33
8 相対的な線形性の測定精度 34
9 E799I 実験の最新結果 44
10 直接的 CP 非保存パラメター $Re(\epsilon'/\epsilon)$ の測定値 45

概要

現在、米国フェルミ国立加速器研究所では CP 非保存のパラメターϵ'/ϵを精密測定する KTeV 実験の準備が進められている。この実験では測定精度をあげるために、pure-CsI 結晶が電磁カロリメータとして用いられる。$Re(\epsilon'/\epsilon)$の系統誤差を抑えるためにカロリメータに付ける光電子増倍管には非線形性が$\pm 0.5\%$以下という厳しい要請が課されている。

今回、光電子増倍管をテストする新しいシステムを製作し、線形性測定における測定精度の評価を行なった。再現性という点に着目して、精度を見積り、測定精度として 0.15%、2 本の光電子増倍管を使った相対的な線形性では0.05%の測定精度が得られた。

第 I 章

序論

1964 年に中性 K 中間子の崩壊において CP 非保存[1] が発見された。中性 K 中間子には寿命の長い成分と短い成分の 2 成分があり、前者が CP$=-1$、後者が CP$=+1$ の固有値をもつものだと考えられていた。しかし、アメリカのブルックヘブン国立研究所 (BNL) から寿命の長い中性 K 中間子が CP$=+1$ をもつ$\pi^+\pi^-$系へ崩壊したという報告がなされ、世界を驚かせた。以来 30 年もの年月が過ぎ去ったが、CP 非保存は未だ中性 K 中間子の 2π系への崩壊でしか認められておらず、その起源すら明らかにされていない。

CP 非保存の理論的取り扱いには、大きく分けて 2 つある。一つは現在の標準理論の支柱となっている小林 ・益川理論で、もう一つは超弱理論である。この 2 つは CP 非保存の起源を別のものに求めており、全く異なった理論であるが、実験的にはそれを検証できるほどの精度が達成されておらず、両者の是非を断定するには至っていない。

CP 非保存の検証は非常に興味深い物理で、ヨーロッパでは欧州連合原子核研究所 (CERN) が NA48 実験を、アメリカではフェルミ研究所 (FNAL) が KTeV 実験を、日本では高エネルギー物理学研究所 (KEK) が E162 実験を準備している。また、中性 K 中間子以外で CP 非保存を探索しようという試みもあり、例えば、KEK の B-factory 計画は中性 B 中間子における CP 非保存を研究する実験である。

1 KTeV 実験

フェルミ研究所の KTeV 実験は、E799II 実験と E832 実験の 2 つの実験から成る。E799II 実験は K_Lの崩壊の中から直接的 CP 非保存に関連した稀崩壊を探索する実験で、E832 実験は K_Lと K_Sが 2π系に崩壊する崩壊幅の二重比

[1] C は荷電共役変換を、P は空間反転を意味する。詳しくは、付録の中性 K 中間子系を参照のこと。

R から CP 非保存のパラメター $Re(\epsilon'/\epsilon)$ の値を精密測定する実験である。

$$\mathrm{R} = \frac{\Gamma(K_L \to \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \to \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L \to \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \to \pi^0\pi^0)} = 1 + 6Re(\epsilon'/\epsilon)$$

E799II 実験の実験感度は 10^{-10}以下を目標としており、これは標準理論で直接的 CP 非保存の寄与が大きいと予言されている $K_L \to \pi^0 e^+ e^-$の崩壊分岐比に相当する。この感度を達成できるか否かは、バックグラウンド源を如何に理解し、抑えることができるかに依っている。特に $K_L \to e^+e^-\gamma\gamma$は終状態が $K_L \to \pi^0 e^+ e^-$と全く同じなので、深刻なバックグラウンド源となることが予想されている。E799I 実験の最新結果によると、$K_L \to e^+e^-\gamma\gamma$の分岐比は $\mathrm{B.R.}(K_L \to e^+e^-\gamma\gamma, \mathrm{E}_\gamma > 5\mathrm{MeV}) = (6.5 \pm 1.7) \times 10^{-6}$であり、これは $K_L \to \pi^0 e^+ e^-$モードの予言値より $10^{4\sim5}$倍も大きい。2 つの光子の不変質量に対する制限を厳しくして、このバックグラウンドを抑えるためには、終状態の粒子についてエネルギーと運動量をより正確に知る必要がある。

E832 実験の目標は、統計誤差と系統誤差を合わせた誤差を 10^{-4}程度に抑えて、2π系への崩壊モードにおける $Re(\epsilon'/\epsilon)$ を精密測定することにある。E731 実験で達成された精度が約 7×10^{-4}だったので、ほぼ 7 倍の精度向上だと言える。そのためには、統計的には約 600000 個の 2π 崩壊事象を集めなければならない。系統誤差については、$K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$に代表されるバックグラウンド源から来る寄与、シミュレーションでアクセプタンスを求める時に付随して来る寄与など、崩壊の二重比 R をとった時に各項目別に 10^{-4}以下に抑えなければならない。このためにも、後に述べるようにカロリメータの性能が重要となる。

E832 実験で要求されている系統誤差を、E731 実験で達成できた誤差と比較しながら表 1にまとめておく。

項目	E731 実験 (%)	E832 実験 (%)
K_{e3}	0.014	0.005
$3\pi^0$	0.03	0.01
非弾性再生現象	0.05	0.01
エネルギースケール ($\pi^0\pi^0$モード)	0.10	0.02
アクシデンタル ($\pi^+\pi^-$モード)	0.04	0.01
アクシデンタル ($\pi^0\pi^0$モード)	0.05	0.01
アクセプタンス ($\pi^+\pi^-$モード)	0.05	0.02
アクセプタンス ($\pi^0\pi^0$モード)	0.05	0.02
合計	0.17	0.04

表 1： E832 実験で要求される崩壊二重比 R に対する系統誤差

2　電磁カロリメータ

KTeV 検出器については後の付録にまとめた。ここでは、光電子増倍管テストシステムに関連した電磁カロリメータについて説明する。

2.1　電磁カロリメータへの要請

E832 実験では、K_LとK_Sが$\pi^+\pi^-$へ崩壊するモードと$\pi^0\pi^0$へ崩壊するモードの両方を観測する。$\pi^0\pi^0$モードにおいては終状態が 4 つの光子であり、これらは電磁カロリメータでしか観測されないので、$K_L(K_S)$ の崩壊から来たものかやどこで崩壊したかは、カロリメータへの入射点とエネルギーの情報だけから計算しなければならない。この計算時に何らかのバイアスがかかっていると、光子のエネルギーや崩壊点は正しく再構築できなくなる。この時の系統誤差 (表 1エネルギースケール) が、E731 実験では崩壊の二重比 R をとった時に 0.1%であった。E832 実験ではそれを 5 倍改善した 0.02%を目標にしており、そのために KTeV カロリメータには 1%以下のエネルギー分解能と $1\mathrm{mm}$ 以下の位置分解能が要求される。

さらに、E799II 実験で$\pi^0 l^+ l^-$モードを探索するときにもこの高い分解能が要求されている。例えば、$\pi^0 e^+ e^-$モードの探索において、最大のバックグラウンドとなる $K_L \to e^+e^-\gamma\gamma$モードがシグナル領域に入ってくる量は、再構築されるπ^0の不変質量の幅に比例する。不変質量を組む時にもどの場所にどれだけのエネルギーを落としたかという情報を使わなければならないので、カロリメータには同上の良いエネルギー分解能と位置分解能が要求される。

E731 実験の鉛ガラスカロリメータでは、実際のエネルギーと観測されたエネルギーとの間に

$$\mathrm{E_{true}} = \mathrm{E}^{1-\alpha}_{\mathrm{measured}}$$

という関係式があった。このαはカロリメータのエネルギー特性 (線形性) を表すパラメターで、平均して$\alpha \sim 3\%$ であった。E731 実験ではそのαに 0.75%の不確定性があり、$Re(\epsilon'/\epsilon)$ に 2×10^{-4}の系統誤差を与えていた。KTeV 実験ではカロリメータの線形性から来る系統誤差を 0.3×10^{-4} 以下に抑えるため、α の不確定性に$\delta\alpha \sim 0.1\%$ が要求される。これがαの$\frac{1}{5}$の精度で求まるとすると $\alpha \leq 0.5\%$でなければならない。

KTeV 電磁カロリメータには、単位エネルギー損失当たりの放出光子数や放射損傷の強さ、そして放出パルスの速さを考慮して、pure-CsI 結晶が使われる。要求どおりのエネルギー分解能を達成するための結晶の長さ (深さ) はシミュレーションによって決められ、27 放射長 $(50\mathrm{cm})$ と決まった。位置分解能を上げるためにはできるだけ細かい配列にした方が良いのだが、実際にはコストの面で制限がある。そこで配列の大きさもシミュレーションによって決められ、図 1に示すような 2232 本の $2.5\times2.5\times50\mathrm{cm}^3$のブロックと 868 本の $5.0\times5.0\times50\mathrm{cm}^3$のブロックから成るデザインができあがった。中央付近に空

いている 2 つの穴は、2 本の中性ビームが直接カロリメータに当たらないように、ビームを逃げさせるためのものである。

図 1 : Pure-CsI 電磁カロリメータのデザイン

最後に表 2に pure-CsI カロリメータについてまとめておく。

2.2 光電子増倍管

以上のような pure-CsI 結晶の特性を生かすためには、結晶から放出される光子の情報を如何に正確に測定するかが重要になる。我々は光電子増倍管を光子検出器として使い、それに厳しい要請を課している。

光電子数	15 光電子/MeV 損失 (光電子増倍管の寄与も含む)
パルス幅	25ns (半値全幅)
全体の大きさ	190cm × 190cm × 50cm
設置場所	標的より 186m 下流
結晶の配列	2232 本 (2.5cm × 2.5cm × 50cm) 868 本 (5.0cm × 5.0cm × 50cm)

表 2： Pure-CsI カロリメータ

2.2.1 光電子増倍管の動作原理

まず、光電子増倍管 (以下 PMT という) の原理について説明する。

PMT は一種の光センサーで、紫外領域に感度が良い。その一般的な回路図を図 2に描く。一般に、PMT には陰極側に負の高電圧をかけ、陽極側をグラウンドにする。典型的にはダイノード間の電位差は 100V 程度であるが、ダイノード間の距離が小さいために高電場ができている。光子が光電面に入射すると、ある確率 (量子効率) で光電効果が起こり、電子が叩き出される。これらの電子は、高電場によって第一ダイノードに向かう。第一ダイノードでは、電場で加速されてエネルギーをもらった高速電子の各々が、さらに複数の電子を叩き出す。この過程が各ダイノードで起こり、最終的に陽極では $10^{6\sim7}$倍の大きさにまで増幅されている。最終段付近のダイノードにはよくコンデンサが並列に接続されているが、最終段に近いほど電子増幅時の電荷の補給量が多くなるので、コンデンサにその補給をさせようというものである。一般に、電子の束縛エネルギーが小さいという理由からアルカリ金属が光電面やダイノードに適している。この種の金属を使った光電面の量子効率は、波長にも依るが、10%～20%程度である。

2.2.2 光電子増倍管に対する要請

KTeV カロリメータ用 PMT にはいくつかの厳しい条件が課されている。

まず大きさについては、pure-CsI 結晶に 2 種類の大きさがあるので、それに応じて、PMT にも 2 種類の大きさが必要になる。断面積が $5.0 \times 5.0\mathrm{cm}^2$の結晶には直径 1.5 インチのもの (浜松ホトニクス社 R5330) を、$2.5 \times 2.5\mathrm{cm}^2$の結晶には直径 3/4 インチのもの (同 R5364) をつける。

K_Lの崩壊から来る電子や光子は最大 80GeV のエネルギーが予想されるので、全エネルギーが結晶中で落とされたとすれば、1MeV 損失当たり 15 個の光電子が得られると仮定して、計 1.2×10^6の光電子が得られる。

$$\mathrm{N_{pe}} = 15(\mathrm{pe/MeV}) \times 80000(\mathrm{MeV}) = 1.2 \times 10^6$$

この多数の光電子のおかげで、PMT のゲインは小さなもので済む。今、ゲイ

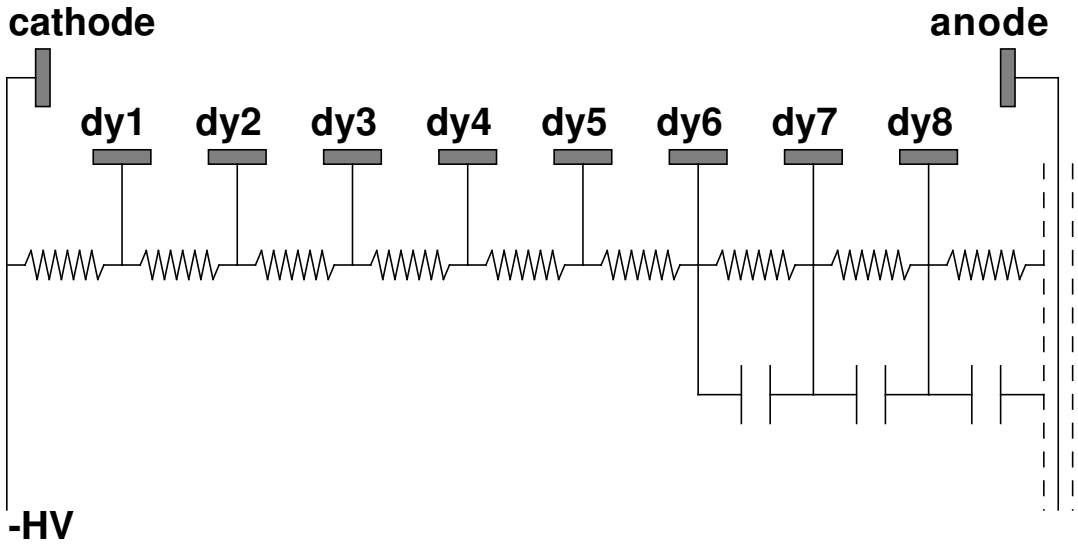

図 2 : 光電子増倍管の回路図

ンが 5000、パルスの半値全幅が 25ns、パルスの形が三角形で近似できるとすれば、50Ω で約−2V の出力が得られることになり、この程度の低いゲインで十分である。

$$\begin{aligned} \mathrm{Q} &= 1.2 \times 10^{6}(\mathrm{e}) \times 5000(\mathrm{gain}) \times (-1.6) \times 10^{-19}(\mathrm{C/e}) \\ &= -9.6 \times 10^{-10} = -960\mathrm{pC} \end{aligned}$$

$$\mathrm{V} = \frac{-960(\mathrm{pC}) \times 50(\Omega)}{25(\mathrm{ns})} = -1920\mathrm{mV}$$

このような低いゲインで済ませるには印加電圧を低くするという方法があるが、それだと空間電荷に打ち勝つだけの電場が作れないので、線形性が悪くなる。そこで、ダイノードの段数は少なくしなければならない。我々は、ダイノード 5 段、ゲイン 5000 の PMT を用いることにした。

Pure-CsI 結晶は温度特性が約 1%/1 度ある。熱源となり得るのは、ダイノードに電圧を配分するベース部分である。ベースは結晶の一方にしか付けないので、結晶中での温度勾配を引き起こしかねない。実験中にはベース部分を強制空冷させるが、発熱量は小さい方が良い。我々はベース 1 個あたりの発熱量が 1W 以下であることを要求する。

最も重要な要請は、線形性とレート依存性に関するものである。線形性は、パルスの大きさが最大 30mA(50Ω で 1.5V 相当) の時の非線形性が±0.5%以内というもので、レート依存性については平均陽極電流が 50μA の時にゲイン変動が±0.5%以内というものである。これらの要請については、次でもう少し詳しく述べることにして、最後に我々の要請をまとめておく。(表 3)

直径	3/4 インチ (2.5cm 平方の pure-CsI ブロック用) 1.5 インチ (5.0cm 平方の pure-CsI ブロック用)
ゲイン	5000
ダイノード数	5
ベースの発熱量	< 1W
非線形性	$< \pm$ 0.5% (パルス波高で 30mA まで)
レート依存性	$< \pm$ 0.5% (平均陽極電流で 50μA まで)

表 3 : PMT に対する要請

2.2.3 線形性

まず、線形性について述べる。線形性とは、入力と出力の直線性がどこまで保たれているかを表すパラメターである。理想的な PMT では各ダイノードで叩き出された電子は、各段毎に決まった割合で次の段のダイノードに運ばれる。そのために線形性は必ず保たれるが、実際には各ダイノードで増幅を繰り返すうちに電子密度が徐々に大きくなり、電子雲の広がりも大きくなる。電子同志は互いに反発し合うので、その反発力に打ち勝つだけの電場をダイノード間に作ってやらなければ、反発して逃げてしまう電子がでてくる。逃げ出す電子があれば、それが線形性が崩すことになる。この効果は最終段のダイノードでの電子密度に依存しており、すなわち出力パルスの高さに依存している。普通は、この効果を抑えるために最終段に近いほど、強い電場がかかるように電圧が配分されている。

KTeV カロリメータには、その線形性を表すパラメターαに 0.5%が要求されており、$\delta\alpha \leq 0.1\%$とされている。この性能を保つためには、その放出光を受ける PMT にも良い線形性が要求される。シミュレーションによる研究の結果、たとえ 2%の非線形性が PMT にあっただけでも$\alpha \sim 0.014$ と要求の$\delta\alpha$の 14 倍の大きさになることが分かり、現在の製造技術の限界ともいえる 0.5%という厳しい仕様が求められた。

我々は、パルス出力が最大 30mA の時に非線形性が$\pm$0.5%以内であることを要求している。この 30mA は 80GeV の光子がすべてのエネルギーを損失した時に得られるパルスに相当する。

2.2.4 レート依存性

レート依存性には、PMT のベースによる寄与と電子管 (チューブ) による寄与の 2 種類がある。

まず、ベースによるレート依存性について説明するために、最終段のダイノードで起こる現象について考える。ここでの増幅度を d とすると、$-$Q の電荷を持った電子雲が入射して来るが、$-$dQ に増幅されて陽極に向かって出て

行く。この時、$-(\mathrm{d}\text{-}1)\mathrm{Q}$ の電荷はこの段で補給しなければならず、陰極 ･陽極間にかけられた高電圧がこれを行う。図 3のように、最終段の抵抗を R、電荷の補給のために流れる電流を dI とすると補給の結果、最終段の電位が RdI だけ上がる。全体にかける電圧は一定なので、その分最終段と陽極の間の電位差が少し小さくなり、最終段の前後で不釣合いが生じる。その結果、ゲインに変化が生じる。この効果は補給すべき電荷量が多いほど大きく現れるもので、入射光子のレート (平均陽極電流) に依存している。これがベースによるレート依存性である。

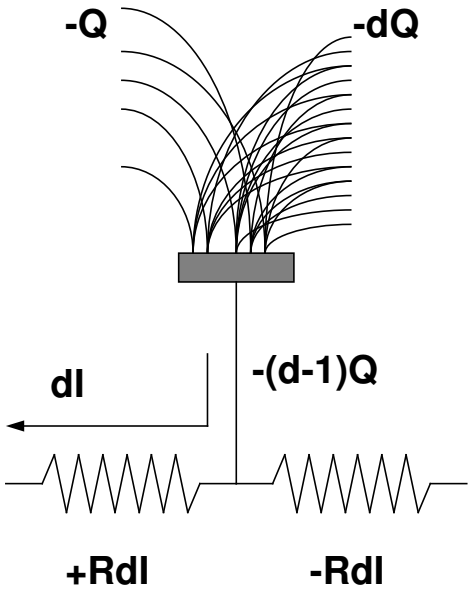

図 3 : 最終段ダイノード付近の電子増幅

次に、チューブによるレート依存性についてであるが、これはチューブ内部を流れる電流によって内部が帯電し、帯電によって電子軌道がゆがめられる効果である。この効果もチューブ内部を移動する電子数に依存しており、つまり、入射光子のレート (平均陽極電流) に依存している。

我々は、これら 2 つの寄与を合わせたレート依存性を、平均陽極電流が $50\mu\mathrm{A}$ の時にゲイン変動が$\pm 0.5\%$以内であることと要求している。この $50\mu\mathrm{A}$ という値は $\mathrm{E799I}$ 実験のアクシデンタル ･データを基に算出した値であるが、過大評価しているので実際の KTeV 実験でもこのレベルのバックグラウンドは起こり難い。

2.3 光電子増倍管のテスト

KTeV カロリメータ用 PMT には、以上のような仕様が決定した。我々は、納められてきた 2000 本以上の PMT がその仕様を満たしているかどうかを試験するテストシステムを独自で製作しなければならない。我々がテストすべき

項目は、

1. 印加電圧とゲインとの関係
2. 線形性
3. レート依存性

である。最後に、テストシステムに求められる要求をまとめておく。

1. 光源は、波長が pure-CsI の放出する $310\mathrm{nm}$ に近く、ゲイン 5000 の PMT で見た時に $50\mathrm{mA}$ 以上のパルスが得られるもの。
2. 同時に 20 本の $3/4$ インチ PMT がテストでき、さらにシステムの検査のために線形性に優れているファインメッシュPMT [1]も同時にテストできる。
3. 線形性とレート依存性が 0.2%以下の測定精度で測定できる。

[1]ファインメッシュPMT とは、ダイノードがメッシュ状になっており、各ダイノードが平行に並べられているものである。そのために強くて一様な電場がダイノード間に作られ、ほぼ直線的に電子が増幅されていく。ほとんどすべての電子が次のダイノードに向かい、逃げ出す電子が少ないので、線形性に優れた PMT となる。

第 II 章

LED を使った光電子増倍管のテスト

この章では、予備テストとして行なった LED を光源にしたテストについて説明する。

3　テストセットアップ

PMT の線形性とレート依存性を実験的に見積もるために、予備テストとして次のようなセットアップで測定を行なった。

まず図 4にセットアップを示し、項目別に説明していく。

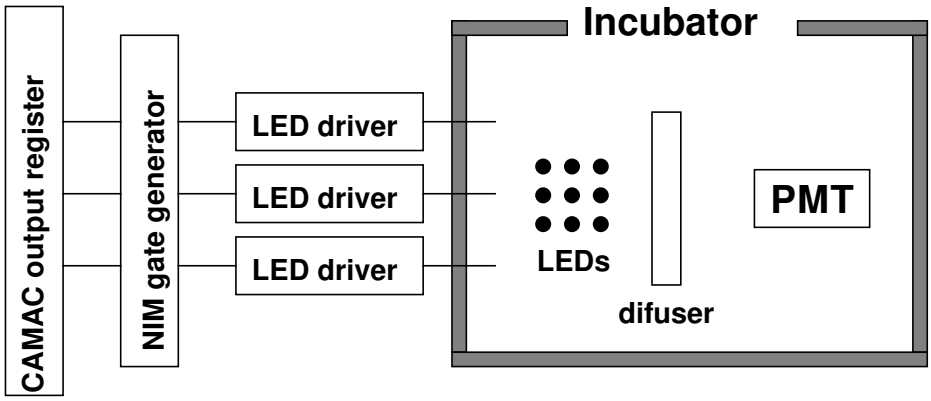

図 4： 予備テストにおけるセットアップ

3.1　光源

PMT のテストの時に、まず問題となるのは光源である。実際の実験では pure-CsI が放出する光を検出するので、その光にできるだけ近い光源を使うのが望ましい。また、ゲインが小さいのでできるだけ光量の多いものが良い。

市販の LED でこれらの条件を満たすものを探したところ、波長に関しては満足するものがなかったので、光量が十分あって、できるだけ波長の短い LED

を選んだ。なぜならば、原理的には線形性もレート依存性も最終段のダイノード付近に現れる電子増幅時の効果であって、光の波長が関与している光電面での効果ではないからである。

我々が選んだ LED は横河ヒューレットパッカード HLMA−CL00 の高輝度 LED である。表 4に、この LED の仕様をまとめておく。しかし、この LED

型名	HLMA−CL00
色/波長	黄色/590nm
視野角	10 度
明るさ	1300mcd (typical)

表 4： LED の仕様

でも 1 個だけでは光量が足りず、3 個を 1 組として計 9 個の LED を使うことにした。

3.2 LED ドライバ

次に、この LED を光らせるための LED ドライバが必要である。我々が求めているドライバは、最大 1MHz までレートを上げられ、半値全幅で 20ns 程度のパルス状に LED をドライブできるものである。このようなドライバは我々で製作することにした。

LED ドライバは、NIM パルス入力があった時だけドライブパルスを出力するように作り、LED の制御は NIM パルスのオン ・オフで行なうようにした。それで、CAMAC のアウトプットレジスタと NIM のゲートジェネレータを組み合わせた制御回路を作り、コンピュータ制御を可能にした。

4 線形性の測定

4.1 測定原理

まず、線形性の測定原理から説明する。ここでは、3 つの LED を 1 つずつ光らせた時の PMT 出力の和と 3 つを同時に光らせた時の PMT 出力とを比較する。実際は 9 個の LED を使ったので、3 個を 1 組として考えた。

R というパラメターを

$$\mathrm{R} = \frac{\text{PMT 出力 } (1+2+3)}{\text{PMT 出力 } (1) + \text{PMT 出力 } (2) + \text{PMT 出力 } (3)}$$

のように定義する。( ) 内の数字は LED の組を示し、PMT 出力 (1) は 1 組目の LED だけが光っている時の PMT の出力、PMT 出力 (1+2+3) は 3 組の LED

がすべて光っている時の PMT の出力であるとする。R は線形性が保たれている時は 1 になる量となるので、パルス波高を変化させながら、R の 1 からのずれを測定すれば良い。測定結果は、横軸にパルス波高を、縦軸に R をとったグラフにする。

この時に最も注意しなければならないのは、3 つの LED を同時に光らせる時に全く同じタイミングで光らせなければならないということである。パルス波高という点で見れば、少しでもタイミングがずれているとパルスの高さは正確に 3 つの和にはならないので、パルス波高の関数として線形性を測定することはできなくなる。それゆえに、3 つの LED の同期は非常に重要である。この同期はオシロスコープで見ながら行なった。

4.2 線形性の電荷量非依存

先にも述べたが、線形性はパルスの波高の関数であって、電荷量には依らない。まず始めに、このことを次のようにして確かめた。

PMT は同じものを同じゲインで使用し、変数として変えたのは LED ドライバに入力する NIM パルスの幅だけである。PMT が見るパルスの幅を半値全幅で 25ns、50ns、100ns の 3 通りに変化させ、それぞれにおいて PMT の線形性を測定した。図 5はその測定結果を示す。パルス幅、すなわち電荷量が異なるにもかかわらず、3 つは同じ振舞いを示している。これより、線形性がパルス波高の関数になっていることが確認できた。

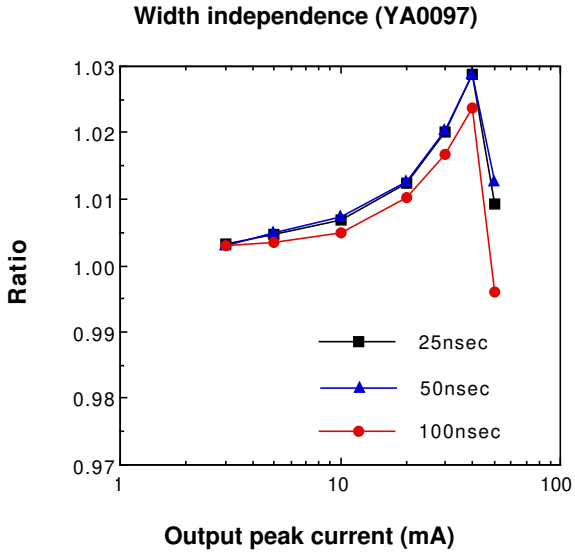

図 5 : 線形性の電荷量非依存。3 つとも同じ振舞いを示しており、パルス幅には依らないことがわかる。

4.3 測定回路の非線形性

PMT の線形性を評価するにあたって、まず測定回路系の非線形性を知っておかなければならない。そこで、ADC の非線形性と減衰器と増幅器の非線形性を見積もった。

4.3.1 ADC

ADC(LeCroy 2249W) の非線形性を測定するために、PMT の見る光量を一定にしたまま ADC への入力の直前に減衰器を通し、ADC が見る電荷量だけを変化させた。この時、減衰器の非線形性は無視している。

PMT 出力のパルス幅は半値全幅で 25ns に固定し、減衰器によって減衰の大きさを変化させながら、ADC の非線形性測定を行なった。図 6にその測定結果を示す。横軸には 3 組みの LED をすべて光らせた時の ADC 値を、縦軸には非線形性の大きさ、つまり R の 1 からのずれをプロットしている。ここには、PMT の寄与と ADC の寄与が両方含まれていることになるが、PMT が見ている光は同じなので PMT の寄与はいつも一定である。25ns の幅のパルスに対しては、非線形性の大きさは ADC のどのチャンネルを使った時でも、0.1%以下と非常に小さく、0.5%を見分けるには問題がないことがわかった。

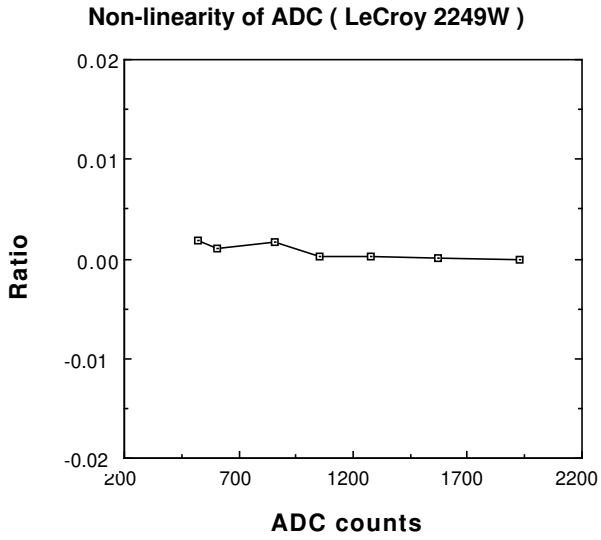

図 6 : ADC(LeCroy-2249W) の非線形性

4.3.2 増幅器と減衰器

次に、本実験で使用する増幅器 (LeCroy 612A) と減衰器 (Programmable Attenuator SANYU SWITCH CO.,LTD.) の非線形性を調べた。本実験では、PMT の線形性を、少なくとも 1mA のパルスから 50mA のパルスまで 50 倍の範囲に渡って、測定したい。我々が使おうとしている ADC はフルスケール

2000 であるが、実際に使える範囲はせいぜい 1500 しかない。これだけで 50 倍の範囲をカバーし、しかも 0.2%の精度を出すのは無理なので、減衰器と増幅器を使って、使用できる範囲を広げなければならない。

今回は、PMT の見る光量を変えながら、ADC だけで PMT の線形性を測定した場合と、さらに減衰器と増幅器も加えて PMT の線形性を測定した場合とを比較して、減衰器と増幅器の非線形性を見積もった。両方ともに ADC のチャンネルによる非線形性と PMT の波高による非線形性が含まれるが、減衰器と増幅器とを加えた測定では、さらに減衰器と増幅器に寄与が加わるので、2 つの測定結果の差が減衰器と増幅器の非線形性だと考えられる (図 7)。両者の差はせいぜい$\pm 0.2\%$しかなく、0.5%を見分けるのに支障のある大きさではなかった。

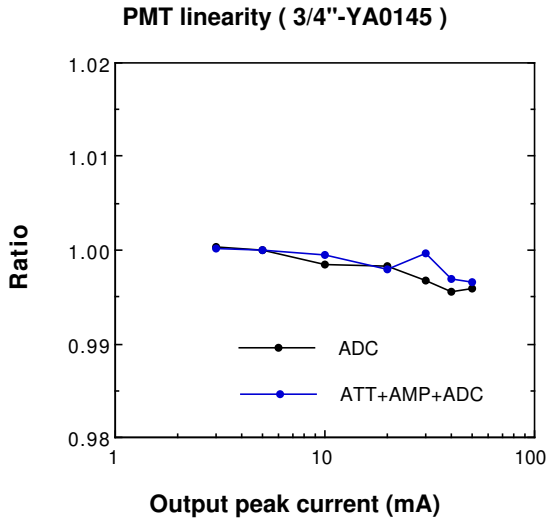

図 7 : 増幅器と減衰器の非線形性。2 つのカーブの差が減衰器と増幅器の非線形性を表している。

以上の測定により、本実験で線形性測定の時に使用する測定回路は、

1. 減衰器 (Programmable Attenuator SANYU SWITCH CO.,LTD.)
2. 増幅器 (LeCroy 612A)
3. ADC (LeCroy 2249W)

と決定した。この増幅器はゲイン 10 で固定されており、出力パルスの大きさが-2V 以下の範囲で使いたいので、減衰器を通した後に増幅器に入れるという順序をとる。

4.4　光電子増倍管の線形性測定

測定回路の非線形性が分かったので、次に PMT の線形性の測定について述べる。浜松ホトニクス社と UCLA でも同じ PMT の線形性の測定が行なわれており、今回の測定と比較された。1.5 インチ PMT と 3/4 インチ PMT の両方についてテストしたが、図 8と図 9に示した通り、三者の一致は良い。

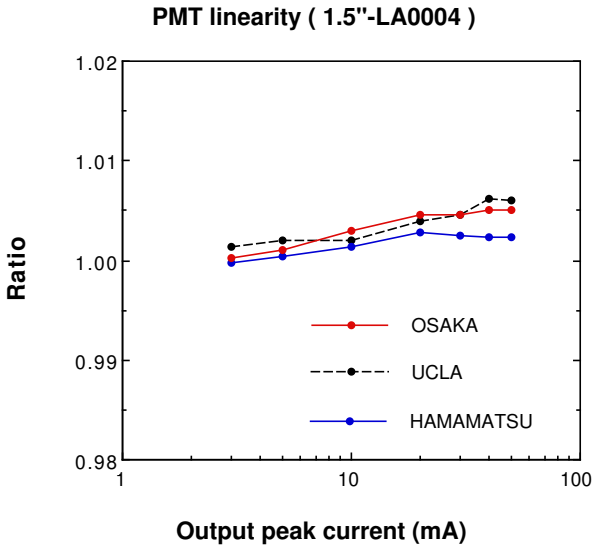

図 8 : 1.5 インチ PMT の線形性

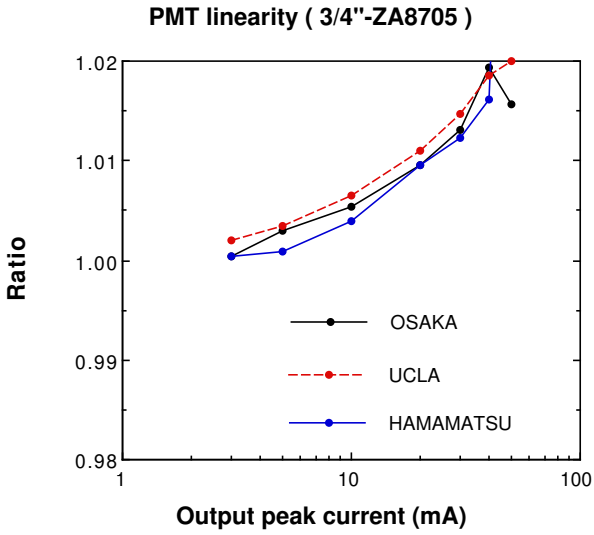

図 9 : 3/4 インチ PMT の線形性

4.5　再現性の確認

次に、線形性の測定精度を求めるために、同じ PMT を使った同じ測定を 10 日に渡って 5 回測定し、その再現性を確認した。図 10にその結果を示すが、5 回の測定結果は$\pm 0.1\%$以内で一致しており、線形性の 0.5%のずれを評価できる精度は達成できている。

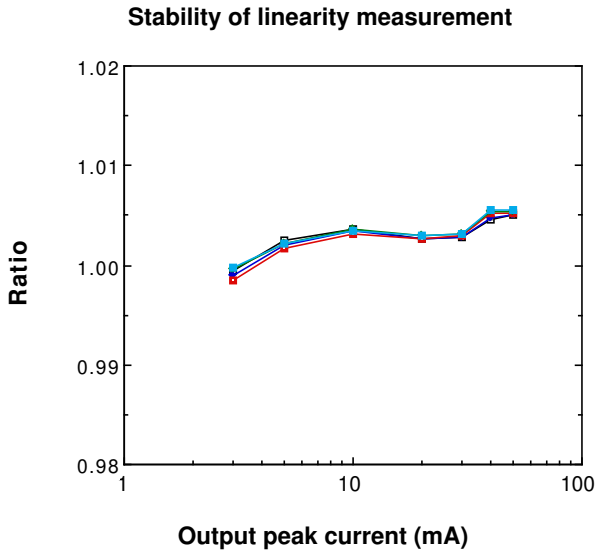

図 10 : 線形性測定の再現性の確認

5　レート依存性

5.1　測定原理

レート依存性の測定の時には 2 種類の LED を、メイン信号用、バックグラウンド用として用いる。メイン信号とは、いつも一定の光量とレートでパルス状に光らせるものである。バックグラウンド用 LED は故意に様々なレベルのバックグラウンドを作るために使用し、パルス状にもレベル状にも光らせる。

測定は、ADC でいつもメイン信号を測定する。バックグラウンドがない時にはその PMT 出力はほぼ一定しており、時間的な変動はない。そこで、バックグラウンドがある時にメイン信号の PMT 出力に変化があるか否かを見れば、それがバックグラウンドによる効果であると言える。実際には、恒温槽内の温度変化による LED 出力の変動など、バックグラウンドがない時にも微妙な変動は観測できるが、バックグラウンドの有無による差だけを見れば、他に起因する寄与は打ち消されて、バックグラウンドの寄与だけが残る。

まず、ベースによる寄与から見積もった。前にも述べたように、レート依存性にはベースによる寄与とチューブによる寄与とがあり、それぞれ現れる時

間が異なる。オーダーは、前者が 10^{-3}秒以下であるのに対して、後者は秒あるいは分以上のオーダーである。そこで、1 秒間ずつ交互にバックグラウンドをオン ・オフさせれば、ベースによる寄与だけが見えるはずである。これでも時間とともに帯電の効果が見えてくることが予想できるので、オン ・オフの切替えは速い方が良い。

一方、チューブによる寄与を単独で取り出すことはできない。なぜならば、どうしてもベースによる寄与を取り除くことができないからである。しかし、最終的には両方の寄与を含めたレート依存性が知りたいので、チューブの効果だけを取り出す必要はない。

帯電による効果は時間をかければかけるほど大きく現れてくるものなので、実験でどれくらいの時間をかける必要があるかを考えなければならない。実際の KTeV 実験では、20 秒間のビームオンと 40 秒間のビームオフという周期で実験が行なわれるので、オンの 20 秒間にゲインが変動するのは困った事態である。そこで、バックグラウンドを 20 秒オン ・40 秒オフという周期で光らせて、その時のレート依存性を見積もることにした。それが$\pm 0.5\%$以下であれば、仕様を満たしているものとみなす。

評価は、deviation というパラメターを次のように定義し、このパラメターの大きさで判断する。

$$\mathrm{deviation} = \frac{\mathrm{Signal_{ON}} - \mathrm{Signal_{OFF}}}{\mathrm{Signal_{OFF}}}$$

添字の ON/OFF はバックグラウンドの有無を意味し、Signal はメイン信号の PMT 出力を意味する。プロットは、横軸に平均陽極電流を、縦軸に deviation をとったものにする。

5.2 ベースによる寄与

まず、ベースによるレート依存性を各種のベースについて測定し、我々の仕様を満たしそうな候補を決定した。

5.2.1 解析

メイン信号は 100Hz で光らせているので、1 秒間では 100 イベントの分布がとれる。この 100 イベントはガウス分布をしており、そのピークの位置をメイン信号のパルスの大きさだとみなす。ガウス分布は左右対称形なので、単純に平均をとることでもピークの位置を求めることができる。図 11-a は、バックグラウンド電流が 10μA の時に、平均で求めたピーク位置の時間変動を示したプロットである。横軸に時間 (秒) を、縦軸にピーク位置の ADC 値をプロットしている。図 11-b は 30 秒後から 40 秒後までを拡大したもので、1 秒毎にバックグラウンドをオン ・オフさせている様子が伺える。図 11-a を見ると、全体的にゆるやかな変動が見えるが、これがチューブによる効果であると考えられる。しかし、オンの時とオフの時の差をとると、この量は時間に依らずほぼ

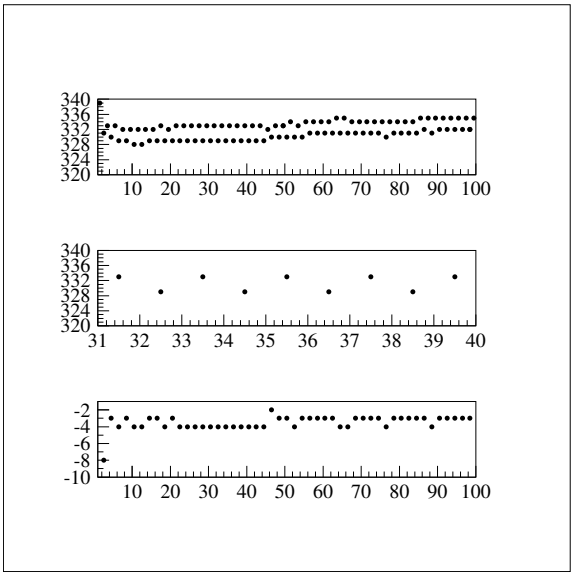

図 11： ベースによるレート依存性で起こるピーク位置の時間変動。横軸に時間 (秒) をとり、縦軸に ADC 値をとっている。なお、(c) に関しては、バックグラウンドがオンの時とオフの時の ADC 値の差を縦軸にとっている。

一定していることが分かる (図 11-c)。つまり、バックグラウンドがオンの時のイベントだけを集め、またオフの時のイベントだけを集めて、2 つの大きな分布を作れば、この 2 つの分布のピーク位置の差がベースによる効果の大きさになる。

5.2.2 測定結果

調べたいベースは 3 種類あり、それぞれ抵抗ベース、コッククロフト ・ウォルトン型ベース、トランジスタベースである。具体的な回路図までは紹介しないが、違いは高電圧の配分をどのように行なっているかである。抵抗ベースは最も普及しているタイプのもので、抵抗を使って電圧を配分している。コッククロフト ・ウォルトン型ベースは、コンデンサとダイオードを接続し、交流電場をかけることでコンデンサに充電と放電とが交互に繰り返され、その両端に電位差を生じさせていく。最後のトランジスタベースは基本的には抵抗を使っているのだが、最終付近のダイノードにトランジスタを組み入れて、一種の定電圧回路を作っており、高電圧の配分にアンバランスが生じないようにしている。

バックグラウンドとして光らせる LED の光量やレートを変化させながら様々なバックグラウンド ・レベルを作った。様々な光量やレートで光らせても横軸を平均陽極電流にとると、すべてのプロットはほぼ 1 本の曲線上にのることが確認された。つまり、レート依存性は平均陽極電流のみの関数で表される。最後に、3 種類のベースについての測定結果を示しておく (図 12)。トランジスタベースだけが我々の要請を満足しているようである。

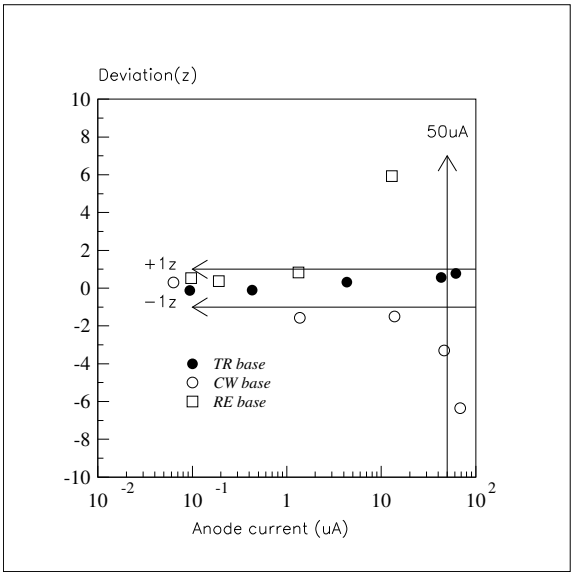

図 12： ベース毎のレート依存性

5.3 チューブによる寄与

次に、チューブによる寄与について解析、考察を行なった。この時に用いたベースは、前述のテストで我々の要請を満足したプロトタイプのトランジスタベースを基に、$3/4$ インチのチューブ用に製作したものである。

5.3.1 解析

メイン信号は、前回と同じく一定光量と一定レートで光らせ、そして、ADC で測定するのもこのメイン信号である。つまり、本質的には前回と全く同じ方法で測定を行なう。唯一異なっている点が、バックグラウンド LED のオン・オフの周期である。

バックグラウンド用 LED は 20 秒オンと 40 秒オフを繰り返している。そして、次に述べる方法で 20 秒間の間の変動の度合を見積もり、それをチューブによるレート依存性の大きさとした。

ベースによるレート依存性を見積もる時は、バックグラウンドのある時とない時とでメイン信号のピーク位置がどれくらい違っているかを計算した。今回も基本的には同じで、バックグラウンドがない時のピーク位置を基準にして、バックグラウンドがオンの間にどれくらい変動しているかを見積もる。解析計算では、まずバックグラウンドがオンになる直前の、まだバックグラウンドがオフの時のピーク位置 (P_{OFF}) を知る。次に、バックグラウンドがオンになっている間のピーク位置 $(\mathrm{P}_{ON}^{i(i=1\sim20)})$ を 1 秒毎に求め、P_{OFF}と比較する。図 13は、横軸にバックグラウンドがオンになってからの時間を、縦軸に $\mathrm{P}_{ON}^{i(i=1\sim20)}/\mathrm{P}_{OFF}$ の値を百分率でとったものである。

4 つの図は、バックグラウンド電流が 1.9、16.1、0.2、45.9μA の時のもの

である。ここには、ベースによる成分とチューブによる成分が両方とも見られる。まず、ベースの効果はバックグラウンドがオンになると同時に現れ、この図で言えば 1 秒後に突然に降下する効果がこれに対応している。次にチューブによる効果は、バックグラウンドがオンになっている 20 秒間の中でゆるやかに降下している成分がこれに相当する。

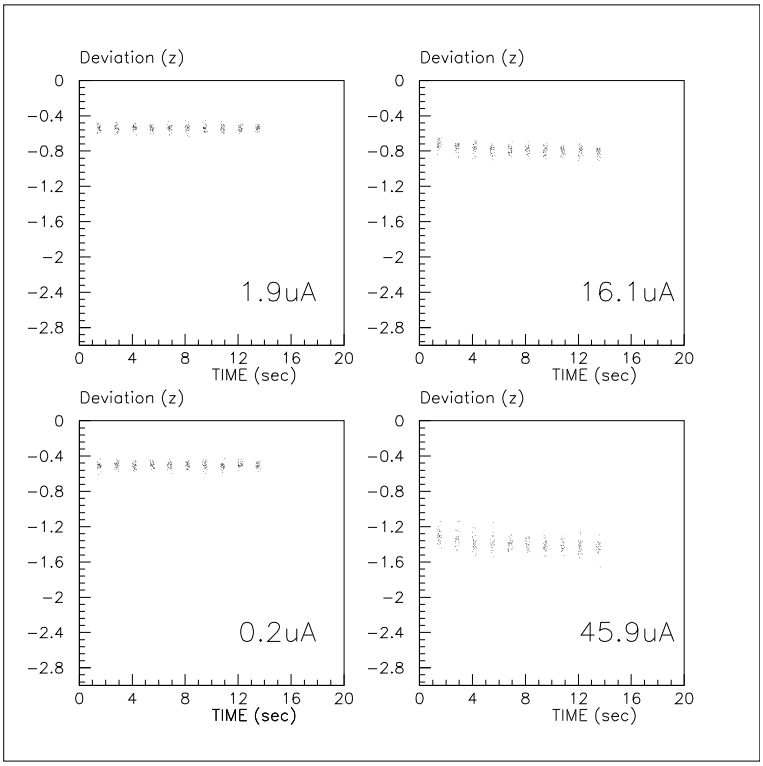

図 13 : レート依存性プロット。バックグラウンド電流が (a) 1.9μA、(b)16.1μA、(c)0.2μA、(d)45.9μA の時のゲイン変動を示す。横軸には時間 (秒) を、縦軸には deviation(%) をとっている。

このPMTの場合、ベースによる寄与が非常に大きく、0.5%を下回る時は陽極電流にして約 15μA の時である。我々の要請は、50μA でもゲイン変動が $\pm 0.5\%$以内というものであるから、さらにベースの改良が必要である。

最後に、本実験へのステップとしてこの予備テストで気づいたことは、レート依存性の測定は実際の実験条件に即した 20 秒オンと 40 秒オフという周期で十分であるということである。これは、最初の 1 秒後に見られる急な降下がベースに由来する成分で、その後 20 秒間にかけてゆるやかに降下していくのがチューブの効果であって、両方の成分を分離して見ることができているからである。

第 III 章

窒素レーザーを使った光電子増倍管の自動テストシステム

今までは、LED を用いた光電子増倍管 1 本ずつのテストについて述べてきた。しかし、KTeV 実験用にテストすべき光電子増倍管は合計で約 2000 本にも及ぶために、これまでのような 1 本ずつのテストでは追いつかない。そこで、同時に複数の光電子増倍管を自動でテストできるシステムを製作し、線形性測定における性能評価を行なったので、この章で説明する。

6 自動テストシステム

6.1 テストシステムの製作

はじめに図 14にシステムの全体図を示し、その詳細はその上流側から述べていく。

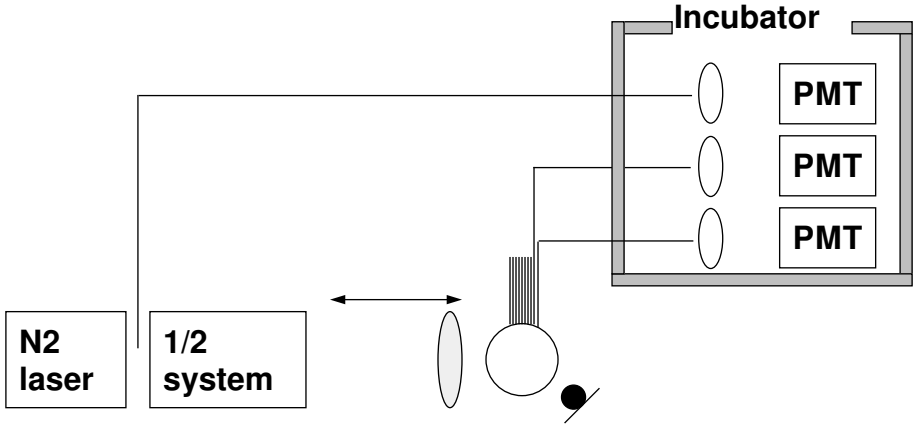

図 14： テストシステムの全体図

まず、光源について述べる。今までの方法では、光量の問題から、1 本の

PMT に 9 個の LED を使わなければならなかった。同時に複数本のテストとなると、もし同様の方法で行なうとすれば、大量の LED が必要となり、困難を生じかねない。そこで、pure-CsI の放出する 310nm の光と比較的波長が近く、十分な光量をもつ窒素レーザーを光源に選んだ。これならば、レーザー光を直接に光源としても良いし、一旦シンチレータを励起させて、そのシンチレーション光を光源としても良い。また、光源が 1 つなので LED を PMT1 本ずつに付ける場合と異なり、お互いの相関をとることによって様々な系統誤差を小さくできる。このレーザーは外部トリガーがかけられるタイプのものなので、コンピュータ制御でオン ・オフが可能である (表 5)。

型名	レーザーホトニクス社 LN300C
波長	337.1nm
強度	250μJ
パルス数	10^8

表 5 : 窒素レーザーの仕様

次に、線形性測定時に 1 対 2 の光をどのようにして作るかについて述べる (図 15)。レーザーの経路上に 2 つの穴があいた分岐器を 2 つ用意し、その間にスリットを設ける。スリットには分岐器の穴 1 つ分に相当する穴があいており、スリットを移動させることで、どの穴からレーザー光を出すかを選択できる。1 対 2 に正確さを要求するため、スリットでの反射、レーザー本体での反射、あるいはシンチレータでの反射などから来る光が 1 対 2 の比をくずさないように、2 つの分岐器の真中にスリットを設けた。スリットは、コンピュータ制御ができるステッピングモータを使って移動するステージの上に固定している。分岐器とスリットはアルミニウムを加工して製作し、余計な反射を除くために黒く塗っておいた。

次に、光量調節システムについて述べる。PMT が見る光は、プラスチックシンチレータが放出する光である。この光を積分球に入れて一様に散乱させた後、90 度異なった方向からファイバーで導く。この時にシンチレータと積分球との距離を変化させることで光量を調節する。ここでもコンピュータ制御のステッピングモータを使用して、シンチレータはステージの上に固定しておく。

また、積分球には別の方向から LED の光も入射させる。この LED は PMT のレート依存性をテストする時に、バックグラウンド用の光源として使う。レート依存性はバックグラウンド電流のみに依存しているため、LED はレベル状に光らせてもパルス状に光らせてもどちらでも構わない。ここでは、測定回路系を簡単にするためにレベル状で光らせることにする。

レーザーの安定性については次の章で触れるが、あらかじめの測定でその出力に変動が認められていたので、レーザー光をモニターするための系を用意

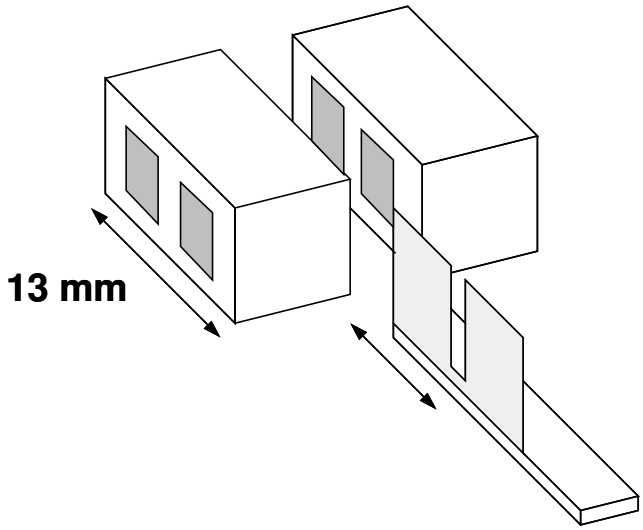

図 15 : 1 対 2 の光をつくる系

する。これは、1 対 2 の分岐器の前に邪魔にならないようにシンチレーション・ファイバーを置き、その光をファイバーで恒温槽内のモニター用の PMT に導くという系にした。スリットの前に置いたのは、スリットによるバイアスをなくすためである。

積分球から各 PMT までは光ファイバーで光を導く。このファイバーは直径 0.5mm のものが 32 本入口で束ねられており、32 チャンネルまで PMT に分配できる。最終的には 20 本の PMT を同時にテストできるようにするが、今回は測定系のテストということで 5 チャンネル分だけを使った。

ファイバーで PMT にまで導かれた光は、光電面に一様に照射されなければならないので、ファイバーの先端と PMT の間に拡散板を設ける。

最後に、テストしている間の気温変動を抑えるために、ファイバー、拡散板、PMT の系を恒温槽の中にいれて、温度を 20 度に保っておく。

6.2 各部の予備テスト

ここでは、各部の簡単なテストを行なう。レーザーに関しては別の章で詳しく述べることにして、それ以外の系について簡単に述べる。

6.2.1 パルスステージ

我々のステージには 3cm 可変のものと 15cm 可変のものの 2 種類がある。このステージはパルスステージと呼ばれるように、1 パルスの入力がある毎に 1 ステップ分移動する。したがって、ステージの移動速度は入力パルスのレートに依存している。この制御は CAMAC モジュールのパルスモータコントローラーで行なう。

テストの結果、3cm 可変のステージで最大 500Hz、15cm 可変のステージで最大 50Hz のレートで移動可能なことがわかった。1 ステップは 2μm なので、1 対 2 のスリットの移動に 3cm 可変のステージを用いると、スリットを約 1.5cm 移動させるのに最低 15 秒要した。1 回の線形性測定には 4 回のスリット移動が必要なので、合計で約 60 秒は必要になる。また、光量調節に用いる 15cm 可変のステージは移動速度が遅く、端から端まで 15cm 移動させるのに約 10 分かかる。レーザーを無駄に発振させないためにも、移動中はレーザーを止めておくか、あるいは、低いレートにして発振させておく必要があることもわかった。

6.2.2 スリットの移動

分岐器の穴を、1 のみ開けたり、2 のみ開けたりする時に、スリットをどれだけ移動させなければならないかを調べた。また、往路と復路とでステージの移動の大きさが同じかどうか、あるいはレートによって違いはないかも合わせて調べた。これはスリットを少しずつ移動させながら、その時の PMT の出力を測定することで行なった。図 16 は、横軸に送った総パルス数を、縦軸に PMT 出力のピーク位置の ADC 値をとった図である。ヒストグラムが 200 パルスずつ送った場合、黒点が 1000 パルスずつ送った場合の測定結果である。また、上図は往路での、下図が復路での結果である。両者の一致は非常に良い。これによって、最初からのパルス数が 8000、13000、19000 の時が最適だと決めた。以降、スリットの移動はこの結果に基づいて行なうことにする。

6.2.3 光量調節

得られる光量の範囲は、シンチレータを積分球に最も近づけた場合と最も遠ざけた場合とを比較すれば良い。光量を弱くするのは間に拡散板を入れるなどで簡単に行なえるので、むしろ最大でいくら得られるかが重要になってくる。しかし、ゲイン 5000 の PMT で最大ピーク電流 200mA(50Ω で 10V) のパルスが確認された。しかし、最も遠くまで離しても 10mA までにしか光量は落ちなかった。したがって、もっと小さいパルスにするためには、間に拡散板を入れる必要がある。ここにもパルスステージを使い、必要に応じて拡散板を出し入れしなければならない。拡散板の出し入れをすれば、我々が要求している 50 倍の範囲は十分カバーできることがわかった。

6.2.4 光の一様性テスト

次に、ファイバーから出てくる光が PMT の光電面に一様に照射しているかどうかを確認した。一様性を確かめるために、光電面にマスクがされて中心に 2mm 四方の穴だけが開いている PMT を用意した。マスクで有感領域が狭くなっているために、ここではゲインが比較的大きいものを使った。この PMT

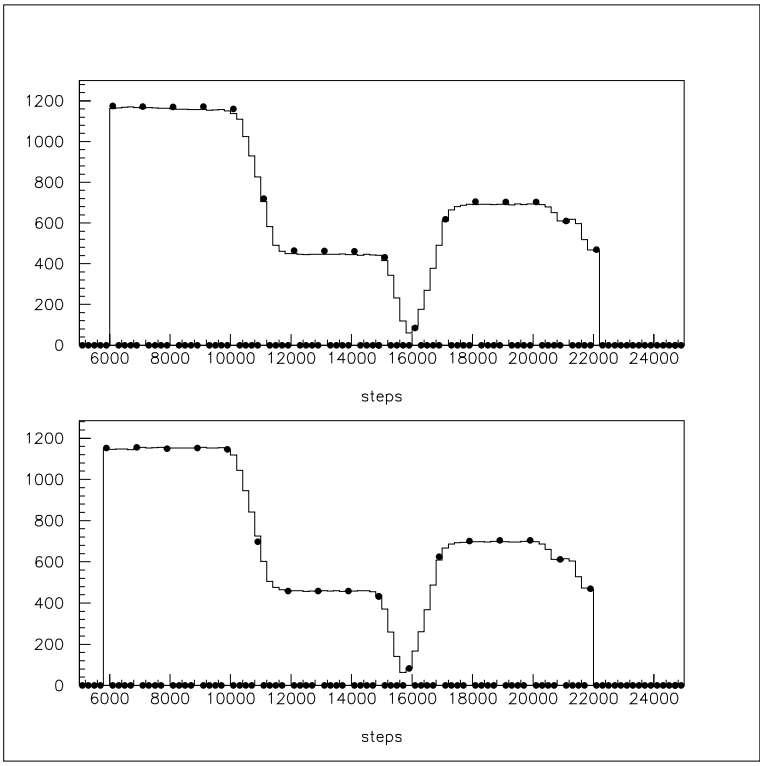

図 16 : スリット移動量の決定。ヒストグラムが 200 ステップずつ移動させた時の、黒丸が 1000 ステップずつ移動させた時の PMT 出力の示す。横軸は最初から送ったパルスの総数である。また、上図が往路での出力測定、下図は復路での出力変化を示している。図の平らな部分のちょうど中央にスリットの移動値をセットした。

を使って、拡散板からどれだけの距離を離せば直径 3/4 インチ (約 1.9cm) の範囲内で光の分布が一様になるかを測定した。

ファイバーの先端と PMT の光電面との距離は 14cm に固定し、まず拡散板と PMT ののの距離を変えながら、水平方向にスキャンした。図 17 はファイバーと PMT の距離による光の分布の違いを示している。縦軸はマスクされた PMT の出力をスコープで観測した時の波高で、横軸は中心から水平方向にずらした距離である。拡散板と光電面との距離を 8cm 以上離せば、テストしたい PMT の光電面の範囲内で、光が一様になることがわかった。さらに、8cm 離した時の垂直方向の分布も調べた。図 17中の'vertical' がそれに対応する。この時の横軸は中心から上下にどれだけ動かしたかを表している。図では、'8cm'、'10cm'、'vertical' のすべてが重なっているので 1 本の直線のように見えている。この結果、拡散板と PMT の間を 8cm と決めた。

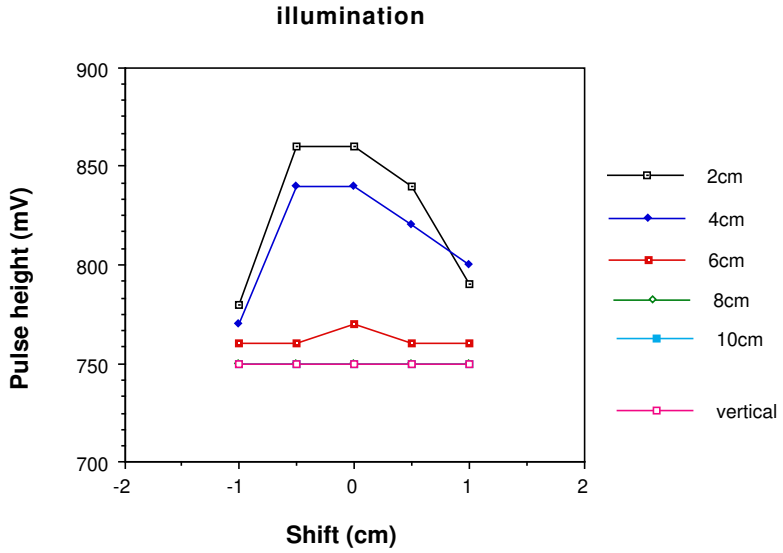

図 17 : 光電面付近の光の一様性

6.2.5 チャンネル毎の補正

最後に、ファイバー毎の補正をしなければならない。光は積分球で一様に散乱され、どのファイバーにも同じだけの光量が分配されているはずであるが、本当にそうなっているかはチャンネル毎に調べておかなければならない。線形性もレート依存性もレーザーモニターとの比較によって相対的に測定されるので、チャンネル毎の補正も相対的なもので良い。

そこで、1 本の 3/4 インチ PMT を同じゲインで使用し、全チャンネルをスキャンするという方法をとった。図 18は、各チャンネル毎の ADC 値分布である。上から順に、#0、#2、#3、#4 のチャンネルでの結果である。この時、測定の間のステージの移動やレーザーのオン ・オフは一切しなかった。つまり、この相対比は 3/4 インチ PMT で見た場合の各チャンネル毎の入射する光量の

比であると考えられる。但し、#1 のチャンネルはファインメッシュPMT 用にしており、光電面の大きさが異なっているので、3/4 インチ PMT での補正は意味がないため、測定は行なわなかった。

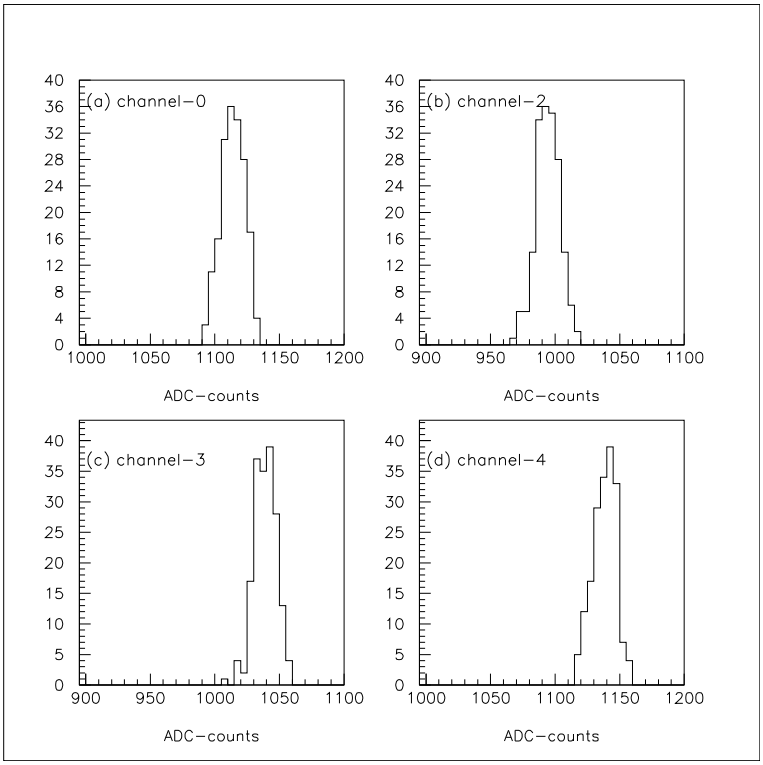

図 18： 各チャンネルで得られた ADC 値分布。上から#0、#2、#3、#4 で得られた分布を示す。

これを基にして相対的な光量分布を求めたのが、表 6 である。但し、レーザーモニター用のチャンネルを 1 としている。各 PMT の印加電圧とゲイン (正確には、量子効率とゲインとの積) の関係を求める時には、この補正をしなければならない。

チャンネル番号	#0	#1	#2	#3	#4
相対比	1.0000	—	0.88304(19)	0.92788(106)	1.02339(17)

表 6： チャンネル毎の光量の補正。#1 を 1 とした場合の相対的な光量を示す。

6.3 レーザーの安定性

ここでは、レーザー出力の変動と PMT の安定動作の確認について述べる。用意した PMT は、少なくとも 10 日間は使用していない PMT とほんの 5 分前

まで連続して使用していた$3/4$ インチ PMT とファインメッシュPMT である。

まず、レーザー出力の変動を調べる。安定動作が期待できるファインメッシュPMT と$3/4$ インチ PMT とで取ったデータを基にして、図19に約30 分間のレーザー出力の変動を示す。横軸には時間 (秒) を、縦軸にはピーク位置の ADC 値をプロットしている。また、上図がファインメッシュPMT の出力、下図が $3/4$ インチ PMT の出力である。この時のレーザーの出力レートは$10\mathrm{Hz}$ で、各点は 100 イベントずつ $(10$ 秒$)$ のサンプルで平均して求めたピークの位置である。

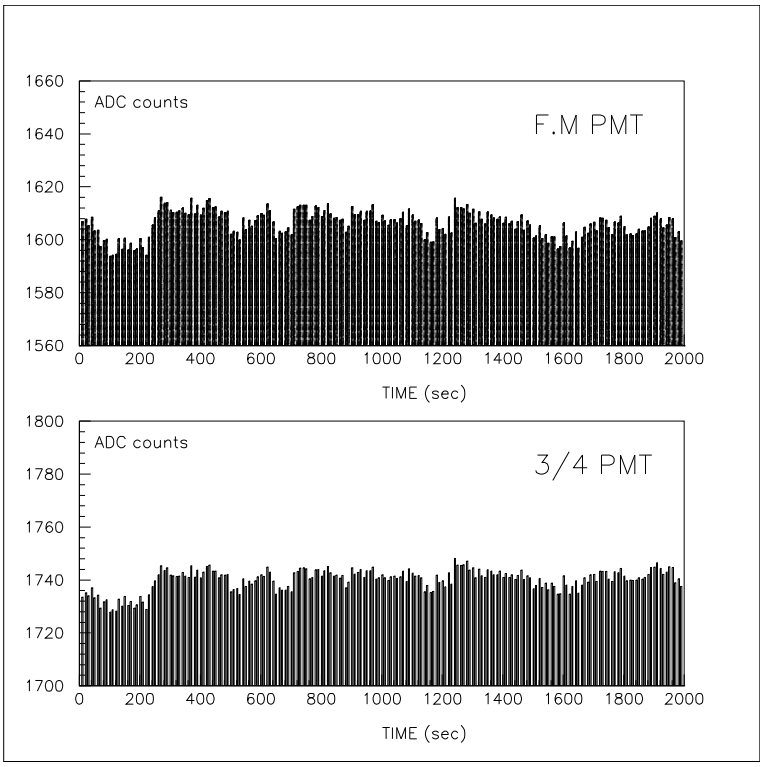

図 19 : 30 分間のレーザー出力の変動。上図はファインメッシュPMT の出力、下図は $3/4$ インチ PMT の出力を示す。いずれも安定動作が期待できる PMT を使った。図の横軸は時間 (秒)、縦軸はピーク位置の ADC 値である。

上下の図に共通に見られる構造は、独立な 2 本の PMT から得られたものであり、レーザーに起因するものだと考えられる。ここで、この変動の大きさを次のように評価した。

1. 6 点ずつ $(1$ 分間に相当$)$ に区切る。
2. 6 点についてその標準偏差σ_1を求める。

$$\sigma_1^2 = \frac{6}{5}(< x^2 > - < x >^2)$$

図 20にσ_1を 6 点の平均値で割った値の分布を示す。

3. レーザーの急激な変動を除くために、図 20の分布について再び標準偏差 σ_2を求め、平均から $2.5\sigma_2$以上離れたイベントは除く。この操作で、図 20 の 0.35 付近にある 1 イベントが除去された。

4. $2.5\sigma_2$以内のイベントだけで平均をとり、その値を平均的な変動の大きさとする。

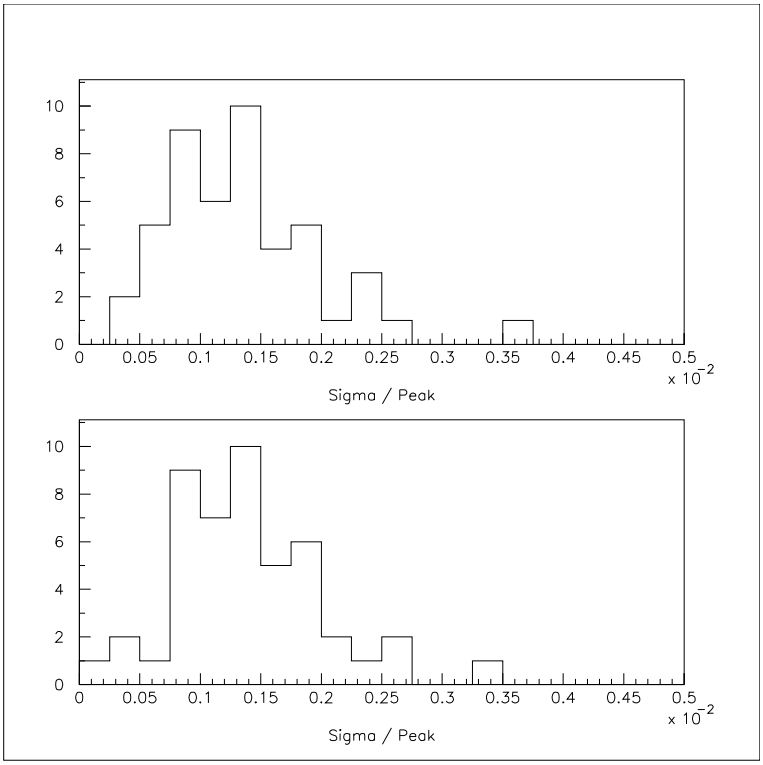

図 20 : レーザー出力の変動 1。上図がファインメッシュPMT による結果で、下図が $3/4$ インチ PMT を使って得られた結果である。横軸は標準偏差σ_1を 10 点の平均値で割った値を、縦軸はイベント数を示す。

そして、2 本の PMT で平均して、

$$\text{レーザーの変動} = 0.145\%/60 \text{ 秒}$$

を得た。また、短時間での急激な変動、すなわち平均から $2.5\sigma_2$ 以上離れたものは、50 個中 1 個、つまり全体の 2%程度しかないことも分かった。

次に、PMT の安定性を考える。PMT に高電圧をかけてから安定な動作が得られるまでには、少なくとも 10 時間はかかると言われている。そこで、電圧をかけた直後にデータを取った場合と 1 日おいてからデータを取った場合とを比較してみることにした。測定は、やはりレーザー出力の変動を 50 分間追い続けるということを行なった。PMT の動作をみるために、高電圧をかけた直後に取ったデータと 1 日後に取ったデータとを使って、先の評価を行なって

みた。図 21はσ_2の分布を示している。点線が直後のデータ、実線が 1 日後のデータを使ったものである。上図が 10 日以上使用していなかった PMT、下図が安定動作が期待できる PMT の結果である。下図では両者がほぼ一致しており、期待通り安定な動作をしていたと考えられる。しかし上図では 1 日後の分布が左にずれており、1 日後のデータの方が下図と同じ分布をしている。つまり、1 日経ってずれた分が PMT の不安定な動作からきていた寄与であったと思われる。よって、PMT のテストは電圧をかけた直後ではなく、光を見せな

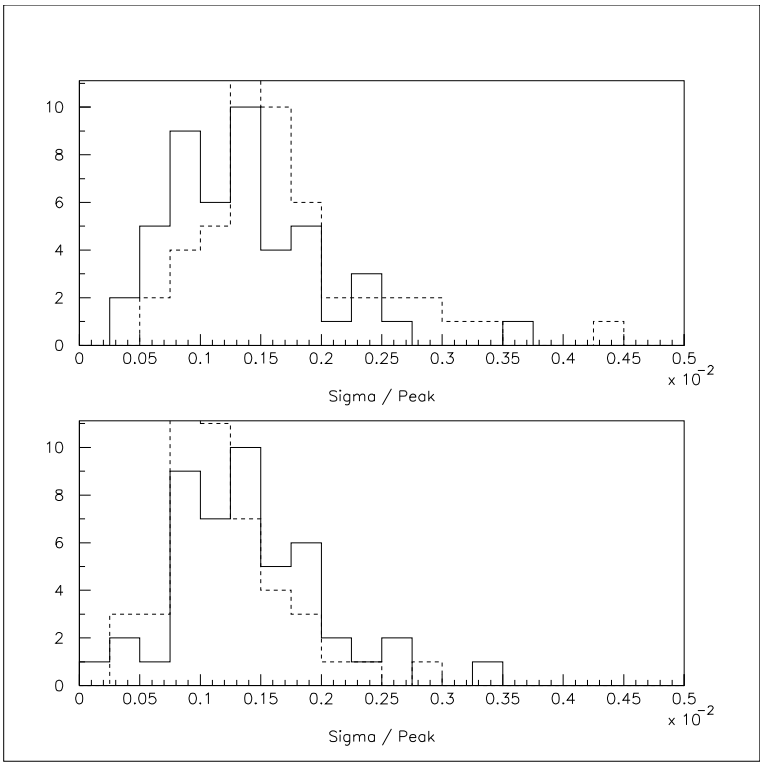

図 21 : PMT の安定動作の評価。上図は 10 日以上使用がなかった PMT について、高電圧をかけた直後のデータ (点線) と 1 日経ってからもう 1 度取ったデータ (実線)。下図は安定動作が期待される PMT を使って同じ時に取ったデータ。

がらしばらく使用してから行なわなければならないことが分かった。

今評価した変動はレーザーを 50 分間ずっとオンにしたままの変動だった。実際に線形性を測定する時には光量調節のためにシンチレータを移動させるが、この移動に時間がかかるので、その間の無駄な発振を防ぐためにもレーザーはオフに、あるいは発振させるにしても 1Hz まで落としておきたい。そこで、レーザーのオン ・オフによる、あるいはレートの変化による出力の変動があるかないかも調べてた。そこで、まず次のような周期でレーザーの出力を変化させ、その時の出力を 2 本の PMT でモニターした。

$$10\mathrm{Hz} \rightarrow \mathrm{OFF} \rightarrow 10\mathrm{Hz} \rightarrow \mathrm{OFF} \rightarrow 10\mathrm{Hz}$$

次に、空白時間を設けずに、すぐレートを変化させてみた。

$$10\mathrm{Hz} \rightarrow 1\mathrm{Hz} \rightarrow 25\mathrm{Hz}$$

安定動作する PMT で見たレーザー出力の変動が図 22に示されている。上から順に、ずっと一定でオンにしておいた場合、オン ・オフを交互に行なった場合、レートを変化させた場合のプロットである。比較のために、図 19も最上に並べて載せた。非常に大きな変化ではないが、一定レートでずっと発振させている時の変動が最も小さく、オン ・オフさせると変動が大きくなるようである。これにも先と同様の評価を行ない、最も変動する時でも毎分 0.3%であることが分かった。また、平均から 2.5σ以上離れた急激な変動も $4 \sim 5\%$程度しかないことも分かった。

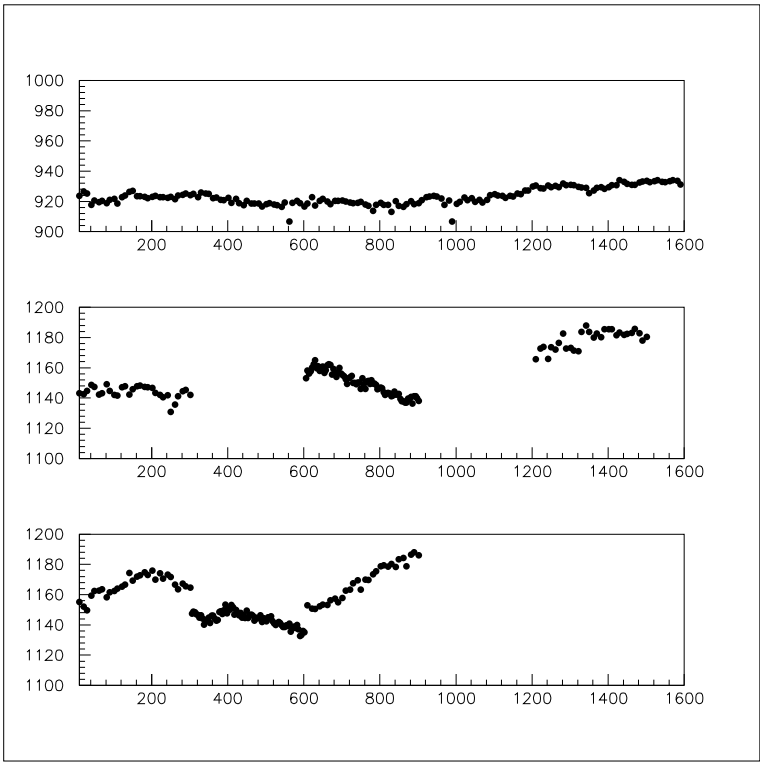

図 22 : レーザー出力の変動 2。レーザーをオン ・オフさせたり (中図)、レートを変えたり (下図) した時のレーザー出力の変動。縦軸は ADC 値、横軸は時間 (秒) を示す。

7 線形性の測定

はじめに 1 対 2 で線形性を測定する時の手順を述べる。

1. シンチレータを移動 (光量調節)

2. スリットの移動によって 1 対 2 を作り、データを収集。

往路 : データ $(1+2) \rightarrow$ 移動 $\rightarrow$ データ $(1) \rightarrow$ 移動 $\rightarrow$ データ (2)

復路 : データ $(2) \rightarrow$ 移動 $\rightarrow$ データ $(1) \rightarrow$ 移動 $\rightarrow$ データ $(1+2)$

移動とはスリットの移動を意味し、データ (1) は分岐器の穴 1 だけが開いている時にデータをとることを意味する。同じ測定を 2 回ずつ行っているのは、往路と復路で何らかの非対称があるかどうかを確かめるのが目的である。また、レーザーの変動があっても、往復の測定にすると、ある程度は打ち消し合うことにもなる。以降は、シンチレータを移動させてパルスの大きさを変化させながら、同様の測定を繰り返すだけである。パルスの大きさは要求されている仕様に従って、$1\mathrm{mA}$ から $50\mathrm{mA}$ まで変化させる。線形性を示す指標としては、次に定義する R を用いる。

$$\mathrm{R} = \frac{\mathrm{PMT\ 出力}_{1+2\mathrm{open}}}{\mathrm{PMT\ 出力}_{1\mathrm{open}} + \mathrm{PMT\ 出力}_{2\mathrm{open}}}$$

ここで、添字の'1open' は分岐器の穴 1 が開いている時の PMT の出力を、'1+2open' は両方の穴が開いている時の PMT の出力を表す。理想的な PMT では、いつも R=1 となるはずである。

7.1 統計誤差の見積もり

統計的な精度は、ピークを求める時にピークの位置につく誤差のことで、どれだけのサンプルからピークを求めるかに依存する。もちろん多ければ多いほどその誤差も小さくなっていく。今のところはレーザーの変動が 0.2%程度はあるので、統計誤差はこれと比べて無視できる程小さければ構わない。図 23 はサンプル数毎に求めた$\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$の値を示している。これがピーク位置につく統計誤差である。

サンプル数が 100 個でも誤差は 0.08%しかなく、レーザーの変動に比べると無視可能な大きさである。これによって、ピークを求めるためのサンプル数は 100 イベントと決定した。

7.2 系統誤差の見積もり

次に測定系から来る誤差を見積もらなければならない。そこで、大きな寄与を与えることが考えられるものについて項目別に調べてみた。測定は $3/4$ インチ PMT とファインメッシュPMT の 2 本を用い、同じ条件で 10 回ずつ行なった。また、スリットの移動が往復なので、R 値は往路のみ、復路のみ、往復での 3 通りについて求めた。最後に、それぞれから得られた R 値の分布を取り、その分布の様子から誤差を見積もるようにした。

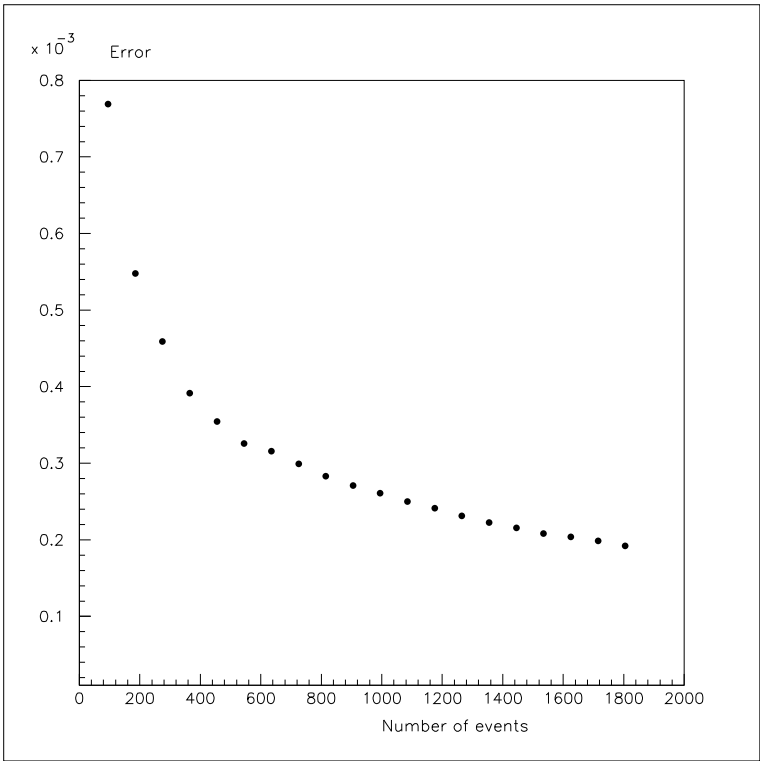

図 23 : サンプル数による統計誤差の変化

7.2.1 レーザーの変動

最も大きいと予想されるのが、1 対 2 の光を作るときのスリット移動の間にレーザー出力が変動するという寄与である。ここでは、データ収集の前に空白時間を設けることで 1 回の測定に要する時間を変化させるという方法で検証した。この時、レーザーの出力レートは 10Hz に固定し、測定時間は 90 秒と 150 秒の 2 通りについて調べた。連続で 10 回測定を繰り返し、それぞれで R 値を求めると、10 個の分布が作れる。これらの分布から定量的に精度を求めるために、10 点の R 値の分布についての標準偏差を計算した。その結果を次の表 7にまとめておく。測定精度は、標準偏差を 10 点の平均で割った値とした。表中の ( ) 内の数字は下 2 桁につく誤差である。

測定時間	測定精度 (%)
90 秒	0.198(47)
150 秒	0.219(52)

表 7 : 線形性の測定精度

今まではファインメッシュPMT のデータからのみ線形性の精度を見積もっ

てきた。測定時間による精度の違いが、もしレーザー出力の変動だけから来るものならば、レーザー出力の変動をなくしてしまえば、測定時間に依らない精度が得られるはずである。そこで、3/4 インチ PMT のデータも使ってファインメッシュPMT との比を取ることでレーザーの変動の寄与を軽減することにした。図 24-a はファインメッシュPMT だけの測定、b は 3/4 インチ PMT だけの測定、c は b を a で割った時の相対的な R 値の分布である。1 本の PMT だけで計算したものより、分布の幅が小さくなっており、より良い精度が得られた。

さらに測定精度を計算させると表 8のようになり、確かに、相対的な測定で

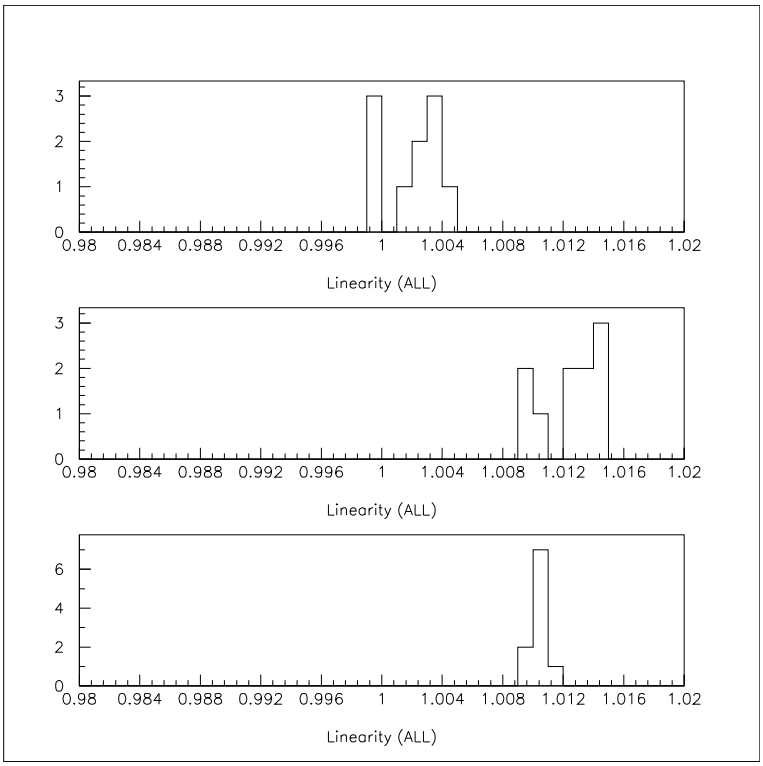

図 24 : 相対的な線形性。上からファインメッシュPMT のみの、3/4 インチ PMT のみの、両者の比をとった相対的な R 値の分布。

は測定時間に依らない精度が得られている。先と同様に ( ) 内の数字は誤差を示す。

測定時間	H2520(%)	R5364(%)	相対比 (%)
90 秒	0.198(47)	0.190(45)	0.048(11)
150 秒	0.219(52)	0.238(56)	0.053(13)

表 8 : 相対的な線形性の測定精度

7.3 線形性の測定

測定誤差を見積り終えたので、実際の測定を行なった。今回使用したのは、#0 チャンネルにレーザーモニター用 PMT、#1 チャンネルにファインメッシュPMT、チャンネル#2 に 3/4 インチ PMT の 3 つの PMT である。そして、100mA のパルスに対しても非線形性が±0.5%以内におさまっているとわかっているファインメッシュPMT について評価を行ない、その線形性が正しく測定できるか否かを調べ、システム全体の評価とした。

7.3.1 測定手順

今までのテストの結果を総合すると、線形性測定の手順は次のようになる。

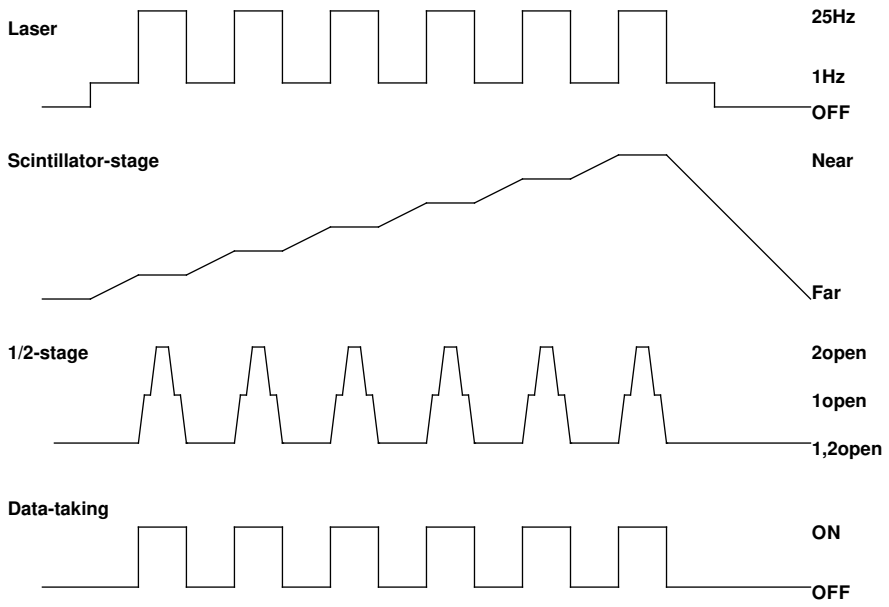

図 25 : 線形性測定の手順

7.3.2 解析

この手順に従って測定を行ない、データ解析を行なった。プロットは、予備テストと同様に、横軸にパルス波高 (mA) をとり、縦軸に R 値をとった。なお、パルス波高は ADC で測定した電荷量から較正して求めた値である。

図 26のようにほぼ 1 に近い値が得られた。これは何の補正も入っていない生のデータのみの結果である。1 回に費やす時間は 90 秒なのでレーザーの変動による不確定性は 0.2%程度と推測できる。しかし、40mA 付近に何らかの構造が見られる。データを調べるとここで SANYU 減衰器が 20dB から 30dB に切り替わっており、測定回路系に起因する誤差だと思われる。しかし、PMT

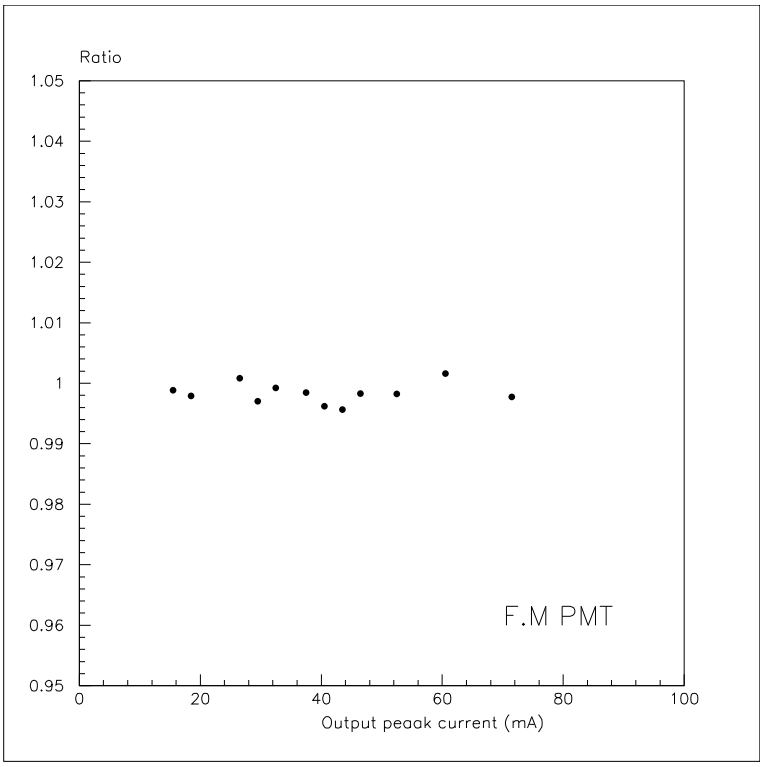

図 26 : ファインメッシュPMT の線形性。レーザーの変動や回路の非線形性などの補正は一切行なっていない。

の出力パルスが 10ns と非常に狭いせいか、回路の非線形性を測定しても安定した結果が得られない。今後、もっと系統的に追求していかなければならない課題である。

8 結論および考察

このように、ようやく PMT を自動テストできるシステムのデザインができあがってきた。その測定精度も 0.2% が達成され、相対的な測定を行なうと 0.05% にもなった。線形性とレート依存性の測定は 0.5% を見分けなければならないのであるが、この測定精度ではそれが可能であると思われる。但し、今回はシステムの評価をしただけに過ぎず、本当に我々が要求している測定精度が達成されるかどうかを調べただけである。目標は計 2000 本もの PMT をテストすることにあり、最終的には同時に 20 本の PMT をすべて自動でテストできるようにしたい。最後に、将来的に行なわなければならないことをまとめておく。

1. 同時に測定できる本数を 20 に増やす。
   まず、20 本の PMT の同時測定は、合計が 2000 本もあるだけに是非とも行なわなければならない。

2. 印加電圧とゲインの関係
   ゲイン測定に関しては我々がゲイン 5000 と要求しているだけに、確認しておきたい項目である。一般的には、陰極電流と陽極電流との比をとってゲイン測定は行なわれるのであるが、2000 本ともなると 1 本ずつ測定するわけにはいかない。幸い、浜松ホトニクスで測定されたゲインが分かっているので、我々はランダムに抽出した PMT のゲインが浜松の測定と一致しているかどうかを確かめるだけにする。但し、量子効率とゲインの積については相対的にではあるが、ADC で測定可能であるので、それは各 PMT について行なうことにする。

3. レート依存性
   レート依存性については線形性ほど厄介なことはないと予想される。なぜならば、レート依存性を見積もる時にはバックグラウンドのないものと比較するということで、レーザー・モニター用の PMT のデータとの比をとるのだが、この時に一番問題となっていたレーザー出力の変動が打ち消しあってなくなるからである。

4. 1 対 4 法に拡張した線形性測定
   1 対 4 での線形性の測定は 3/4 インチ PMT の仕様でもあり、是非とも行なわなければならない。そこで、今回の 1 対 2 の測定結果から 1 対 4 の測定が可能かどうかを考えておく。1 対 2 と 1 対 4 の違いは 1 回の測定に要する時間だけである。つまり、1 対 2 ではスリットの移動が 4 回

で約 60 秒を要していたのに対し、1 対 4 では 8 回の移動で約 120 秒を要してしまう。ここにデータをとる時間を含めると、1 対 2 では 90 秒で済んでいたものが、1 対 4 では約 170 秒もかかることになる。問題はレーザー出力の変動だけであるが、これについては線形性の測定精度を調べた時に見たが、90 秒間の測定で得られる線形性の測定精度が 150 秒間の測定でも得られた。さらに、移動距離を縮め、データをとるレートをあげると、最短で 150 秒の測定は可能である。つまり、このシステムで 1 対 4 への拡張は可能である。

5. 光源
最後に他の光源の可能性についてであるが、基本的にはレーザーを使用することに変わりはない。ここでの光源とは実際に光を放出するものという意味で、今回のシステムではプラスチックシンチレータに相当する。今のシンチレータでは、パルスの半値全幅が約 10ns と非常に狭い。このため測定回路系の非線形性が大きくなり、PMT の非線形性を正確に評価する妨げとなった。予備テストの段階で、2249W の ADC は 25ns 以上のパルスに対しては非常に良い線形性を示していることが分かっているので、それ以上の幅をもったパルスを使うことが望ましい。その候補としては、液体シンチレータがある。液体シンチレータの場合、放出パルス幅は約 20ns ぐらいである。あるいは、別の方法として、ADC の直前に積分回路を通し、パルスをなまらせるという方法もある。

第 IV 章

付録

9　中性 K 中間子系について

9.1　対称性

9.1.1　空間反転変換

空間反転 (パリティ) とは空間を反転させる変換を意味し、量子力学的には波動関数$\phi(\vec{x},t)$ を$\phi(-\vec{x},t)$ に変換するものである。粒子は固有のパリティを持っており、例えば、π中間子は-1 のパリティを持つ。

$$P \mid \pi >= - \mid \pi >$$

2 体系のパリティ$P_{1,2}$は、次のように表される。

$$P_{1,2} = P_1 \times P_2 \times (-1)^l$$

ここで、P_iは粒子 i の固有パリティを表し、lは 2 つの相対軌道角運動量を表す。例えば、2π系は同一粒子の 2 体系なので、ボーズ統計の要請から lは偶数でなければならない。したがって、$P_{2\pi} = +1$ となる。

$$P \mid \pi\pi >= + \mid \pi\pi >$$

9.1.2　荷電共役変換

荷電共役変換 (C パリティ) は、粒子と反粒子を入れ替える変換である。例えば、負のπ^-は正のπ^+に、中性のπ^0はπ^0自身に変換される。つまり、中性の π^0ならば C 変換の固有状態になり得る。

$$C \mid \pi^0 >= + \mid \pi^0 >$$

これは多体系についてもあてはまり、合計の電荷が0になるような同一粒子系は固有状態になり得る。例えば、$\pi^+\pi^-\pi^0$の3体系は固有値$+1$を持つ固有状態である。

$$C \mid \pi^+\pi^-\pi^0 >= + \mid \pi^+\pi^-\pi^0 >$$

9.1.3 CP 変換

空間反転 (P) と荷電共役変換 (C) を同時に操作させる変換を CP 変換という。例えば、$\pi^0\pi^0$の2体系は固有値$+1$を持つ固有状態である。

$$CP \mid \pi^0\pi^0 >= + \mid \pi^0\pi^0 >$$

9.2 中性 K 中間子

中性 K 中間子にはK^0と$\bar{K^0}$の2種類があり、例えば、次のような強い相互作用で生成される。

$$\pi^- + p \to K^0 + \Lambda$$
$$\pi^- + p \to K^0 + \bar{K^0} + n$$

ストレンジネスという量子数から言えば、K^0は$+1$を、$\bar{K^0}$は-1を持つ。しかし、両者は共通の崩壊モードを持っているため、ストレンジネス以外で両者を区別する手段はない。しかも、共通のモードを中間状態として、両者 (粒子と反粒子) は互いに変換することができる。この現象は、電荷保存やバリオン数保存の制限から、中性の中間子にしか起こり得ないものである。

$$K^0 \leftrightarrow \pi^+\pi^- \leftrightarrow \bar{K^0}$$

中性 K 中間子の崩壊では弱い相互作用が媒介する。K^0と$\bar{K^0}$は強い相互作用における状態であるので、CP 変換については良い量子状態とは言えない。

$$CP \mid K^0 >= \mid \bar{K^0} >$$
$$CP \mid \bar{K^0} >= \mid K^0 >$$

しかし、両者の一次結合をとってK_1とK_2という新しい状態を作ってやると、CP 変換の良い固有状態になり得る。

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K^0}) \quad CP \mid K_1 >= + \mid K_1 >$$
$$K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K^0}) \quad CP \mid K_2 >= - \mid K_2 >$$

このK_1やK_2が崩壊時の状態であるとすれば、CP 変換について異なった固有値を持つので、それぞれ2π系 (CP$=+1$)、3π系 (CP$=-1$) に崩壊できる。

$$K_1 \to \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)$$
$$K_2 \to \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0\pi^0\pi^0)$$

位相空間の大きさから考えると、K_1の方が崩壊しやすく、それゆえに、K_1の方が寿命が短くなる。実際に、中性 K 中間子の崩壊では寿命の長い成分と短い成分とが観測できる。

ここで、長寿命のK_2成分を物質中に通すことを考える。K_2は物質との相互作用の時は、強い相互作用の状態であるK^0や$\bar{K^0}$として振舞う。K_2にはK^0と$\bar{K^0}$が半分ずつ含まれているが、物質との反応率はK^0と$\bar{K^0}$とで異なっている (一般には$\bar{K^0}$の方が反応率は大きい) ので、物質を通過した後には、今までなかったK_1成分が現れる。この現象を再生現象 (Regeneration) という。KTeV 実験 (E832 実験) では、この再生現象を利用してK_Sのビームを作る。

ところで、弱い相互作用に関しては、パリティと C パリティが別々に破れていることが 1957 年に発見された。しかし当時は、C と P を組み合わせた CP 変換は保存されると考えられていた。図 27に荷電パイオンのミューオンとニュートリノへの崩壊について、P 変換、C 変換、CP 変換の様子を示す。実在する崩壊 a を中心に考える。添え字の L と R は、それぞれ左巻きと右巻きを示す。a にパリティを施したものが b である。空間を反転させるだけなので、あたかも鏡像のように見える。a に C パリティを施したものが c である。粒子と反粒子が入れ替わったことになっている。b と c は未だいずれも観測されていないので、パリティと C パリティに関しては対称性が破れている。しかし、a にパリティと C パリティとを同時に施した d は実際に存在する崩壊で、CP 変換に関しては対称性が破れていないように見える。

しかしながら、1964 年に中性 K 中間子の崩壊過程で CP 変換も破れていることが発見された。これによって今日のK_LとK_Sの解釈が生まれた。これについては次で述べる。

9.3 CP 非保存

1964 年に中性 K 中間子の長寿命成分が$\pi^+\pi^-$に崩壊することが発見され、続いて 1967 年には$\pi^0\pi^0$に崩壊するモードも発見された。CP が保存していると、長寿命成分は決して2π系には崩壊できないために、このモードの発見は CP 非保存を示唆するものとなった。

K_Lの2π系への崩壊は、K_LがK_2成分だけでなくK_1成分も含んでいることを意味する。つまり、K_LとK_Sは次のように表される。

$$K_L = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(K_2 + \epsilon K_1)$$

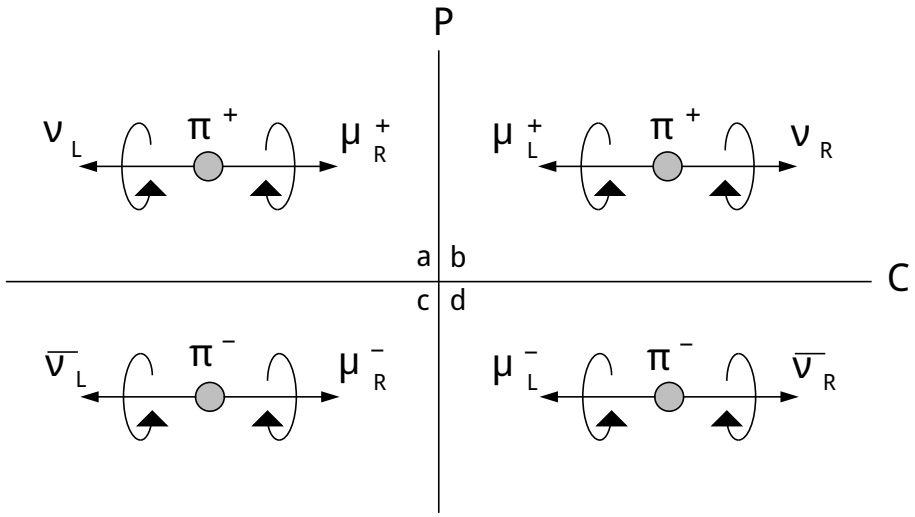

図 27 : $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$における各種変換

$$K_S = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(K_1 + \epsilon K_2)$$

一般的には、混合パラメターはK_LとK_Sとで異なって書くべきであるが、その差はCPT非保存の大きさを表すパラメターなので、CPT不変を前提にして、特に区別せずにϵと書いた。

K_Lの2π系への崩壊には2つの解釈がある。まず、わずかに含まれているK_1成分が2πに崩壊するという解釈がある。これは、崩壊時にはCPを破らないが、2成分が混合することでCPを破っており、間接的CP非保存と呼ばれる。もうひとつの解釈は、K_2成分が2πに崩壊するという解釈で、崩壊時にCPを破ることから直接的CP非保存と呼ばれる。

9.3.1 間接的 CP 非保存

間接的CP非保存の大きさを表すパラメターϵは、K_Lの準レプトン崩壊モードを使って実験的に決定できる。K_LはK^0と$\bar{K^0}$を使って、次のように表すこともできる。

$$K_L = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(K_2 + \epsilon K_1) = \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}}((1+\epsilon)K^0 + (1-\epsilon)\bar{K^0})$$

経験則ではあるが、$\delta Q = \delta S$則が成り立っている。すなわち、崩壊の前後においてストレンジネスの変化と電荷の変化が等しくなる。これに従うと、準レプトン崩壊ではK^0は$\pi^- l^+ \nu_l$に、$\bar{K^0}$は$\pi^+ l^- \bar{\nu_l}$にしか崩壊しない。K_LにはK^0と$\bar{K^0}$が$(1+\epsilon)$対$(1-\epsilon)$の比で混じっているから、K_Lの$\pi^+ l^- \bar{\nu_l}$への崩壊と$\pi^- l^+ \nu_l$への崩壊とを観測し、その崩壊幅の非対称度を測定すれば、パラメターϵを決定できる。

$$\delta_l = \frac{\Gamma(\pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(\pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(\pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(\pi^+ l^- \bar{\nu}_l)} = (0.327 \pm 0.012) \times 10^{-2} \sim 2Re(\epsilon)$$

9.3.2 直接的 CP 非保存

直接的 CP 非保存は未だ実験的に検証されていないこともあって、理論によって扱いは様々である。代表的な理論は超弱理論と小林 ･益川理論で、後者は現在の標準理論の支柱となっている。

超弱理論は、δS=2 の相互作用が存在し、これが CP を破るとする。この項は質量行列にのみ現れるので、CP 非保存は混合による間接的 CP 非保存だけで、厳密に直接的 CP 非保存はないとしている。しかも、この現象が中性 K 中間子系にしか起こらないとも予言している。一方、小林 ･益川理論は、直接的 CP 非保存がδS=1 の相互作用を通じて起こるとし、二世代のクォーク混合を表すカビボ行列を三世代に拡張した時に虚数の位相を導入することで、自然に直接的 CP 非保存を導いている。

実験的に直接的 CP 非保存を探索する方法には 2 通りある。一つは直接的 CP 非保存の寄与が大きいと考えられている $K_L \to \pi^0 l^+ l^-$ モードを探す方法で、もう一つは直接的 CP 非保存のパラメターϵ'/ϵの値を測定する方法である。

まず、$\pi^0 l^+ l^-$ モードの探索について述べる。このモードの振幅には、次に挙げる 3 つの振幅の寄与がある (図 28)。

1. 2 光子交換による CP 保存の振幅
2. 1 光子交換による直接的 CP 非保存の振幅
3. K_Lにわずかに含まれる K_1成分による間接的 CP 非保存の振幅

図 28 : $K_L \to \pi^0 e^+ e^-$ モードのファインマン図

このモードの場合、間接的 CP 非保存の大きさと直接的 CP 非保存の大きさが同じくらいであるとされており、CP 保存項は非常に小さい。ちなみに$\pi^0\nu\bar{\nu}$モードの場合だけは光子交換の項がなく、Z^0交換のみが寄与するので、直接的 CP 非保存が支配的である。さらに、その分岐比も$\pi^0e^+e^-$モードよりも 6 倍程度大きいとされている。直接的 CP 非保存を探索するには最も都合の良いモードであるが、実験的にはニュートリノが見えない粒子なので、崩壊後にπ^0だけが観測できるという条件は、$\pi^0\pi^0$や$\pi^0\pi^0\pi^0$などのモードから来るバックグラウンドが多すぎて、優れた感度で探索することは非常に難しい。

表 9にフェルミ研究所 E799I 実験の結果を示しておく。これを見ても分かるように、$\pi^0\nu\bar{\nu}$モードの感度は他の 2 つに比べると悪くなっている。

モード	分岐比の上限
$\pi^0e^+e^-$	4.3×10^{-9}
$\pi^0\mu^+\mu^-$	5.1×10^{-9}
$\pi^0\nu\bar{\nu}$	5.7×10^{-5}

表 9 : E799I 実験の最新結果

次に、直接的 CP 非保存のパラメターϵ'/ϵの測定について述べる。パラメターϵ'は、アイソスピンが 2 の状態に遷移する振幅と 0 の状態に遷移する振幅の比で、次のように表せる。

$$\epsilon' = e^{i(\delta_2-\delta_0)}\frac{< I=2|T|K_L >}{< I=0|T|K_L >}$$

この定義に従うと、K_Lと K_Sが2π系に崩壊する時の振幅の比は、

$$\frac{A(K_L\to\pi^+\pi^-)}{A(K_S\to\pi^+\pi^-)} = \epsilon+\epsilon'$$
$$\frac{A(K_L\to\pi^0\pi^0)}{A(K_S\to\pi^0\pi^0)} = \epsilon-2\epsilon'$$

となる。崩壊幅などの観測量は振幅の平方になるので、K_Lと K_Sが2π系に崩壊する崩壊幅の二重比をとってやれば、$Re(\epsilon'/\epsilon)$ の測定が可能になる。

$$\frac{\Gamma(K_L\to\pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S\to\pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L\to\pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S\to\pi^0\pi^0)} = |\frac{\epsilon+\epsilon'}{\epsilon-2\epsilon'}|^2 \sim |1+3\frac{\epsilon'}{\epsilon}|^2 \sim 1+6Re(\epsilon'/\epsilon)$$

実験的には、2 つのグループが K_Lと K_Sの 2π系への崩壊モードを使って$Re(\epsilon'/\epsilon)$ の値を測定している。そして、CERN の NA31 実験が $(23\pm7.0)\times10^{-4}$ という暫定的な結果を、一方フェルミ研究所の E731 実験が $(7.4\pm5.9)\times10^{-4}$ という最終結果を出している。(表 10)

実験グループ	$Re(\epsilon'/\epsilon)$
CERN NA31	$(23 \pm 7.0)\times 10^{-4}$
FNAL E731	$(7.4 \pm 5.9)\times 10^{-4}$

表 10 : 直接的 CP 非保存パラメター $Re(\epsilon'/\epsilon)$ の測定値

ここで注目すべきことは、NA31 グループが 0 から 3σも離れた値を出しているのに対して、E731 グループが 0 から 1.2σしか離れていない結果を出していることである。この精度では、はっきりと直接的 CP 非保存の有無を断定することは難しい。現在、両グループともにより精度を上げた実験として、CERN が NA48 実験を、フェルミ研究所が E832 実験を準備している。

10 KTeV 検出器

KTeV 検出器のデザインを図 29に示し、上流から簡単に説明する。なお、図の縦軸の単位はセンチメートル、横軸はメートルである。また、文章中の ( ) 内の数字は標的からの距離をメートルを単位にして表したものである。

まず、運動量 900GeV/c の一次陽子ビームがベリリウム標的 (0) に当てられて二次ビームが作られる。この時、陽子ビームは標的に斜めから当てられ、一次陽子が直接中性ビームに混入しないようにする。二次ビームは磁場中に通され、まず荷電粒子が除去される。その後、2 枚のコリメータでビームが絞られ、2 本の中性ビームができあがる。2 本のうち 1 本は E832 実験で K_S ビーム用として使われるが、E799II では 2 本とも K_Lビームとして使われる。検出器は標的から 99 メートル下流から始まるが、ビームが検出器に入射する頃には短寿命粒子はほとんど崩壊し尽くして、主成分が中性子と K_Lの中性ビームとなっている。この時、K_Lのフラックスは 10^8/spill、運動量は 20∼220GeV/c (平均 70GeV/c) が期待されている。なお、中性子と K_Lの混合比は K_L/n∼1.5 である。

検出器は崩壊領域 (99∼159) から始まる。領域内は中性子や K_L、あるいは K_Lの崩壊でできた粒子が余計な相互作用をしないように真空 ($\sim 10^{-4}$torr) にしておく。また、10 組の光子ヴィトー用検出器、E832 実験でのマスク (122) や K_Sの再生物質 (123∼125) もここに設置される。崩壊領域の最後は薄いマイラー (159) で仕切られている。

荷電粒子の飛跡を検出するドリフトチェンバーが 4 組 (160·166·176·182) 位置する。2 組は磁石 (171) の前に、残りの 2 組は磁石の後に置かれて、荷電粒子を含む崩壊については K_Lの崩壊点と磁場中での曲率から崩壊粒子の運動量とを決定する。1 組当たり 100μm の位置分解能、運動量分解能に換算して 0.6% 程度が期待されている。

ドリフトチェンバーの直後には電子と荷電π中間子とを選別するための遷移

輻射検出器 (183)、続いて荷電粒子のトリガー用検出器 (184) が置かれる。これらはいずれもトリガー用の検出器として用いられるが、特に遷移輻射検出器によって K_{e3}からのバックグラウンドが大幅に減少することが期待できる。

次に、電子や光子のエネルギーを測定する pure-CsI 電磁カロリメータ (186) が続く。50cm(27 放射長相当) の長さがあり、1GeV 以上の光子に対して 1% 以下のエネルギー分解能が要求されている。また、位置分解能についても 1mm 以下が期待されている。

電磁カロリメータにはビームが抜けるための穴が 2 つ設けられている。もし光子がこの穴付近の結晶に入射した場合、エネルギーの漏れのために分解能が悪くなってしまう。これは、E832 実験でパラメター $Re(\epsilon'/\epsilon)$ を精密測定する時やアクセプタンスを求める時に系統誤差を大きくする要因となる。これを防ぐために、カロリメータの直前の穴の周りにだけ光子ヴィトー用検出器 (186) を設ける。

その後ろにはハドロンのヴィトー用検出器 (193) があり、電磁カロリメータを突き抜けたハドロン (主に荷電π粒子) を検出する。

最後はμ粒子検出器系 (194$\sim$198) で終わる。μ粒子は他の粒子 (ニュートリノを除く) と比較して、物質との相互作用で最もエネルギーを落としにくく、検出器の最後まで到達する。

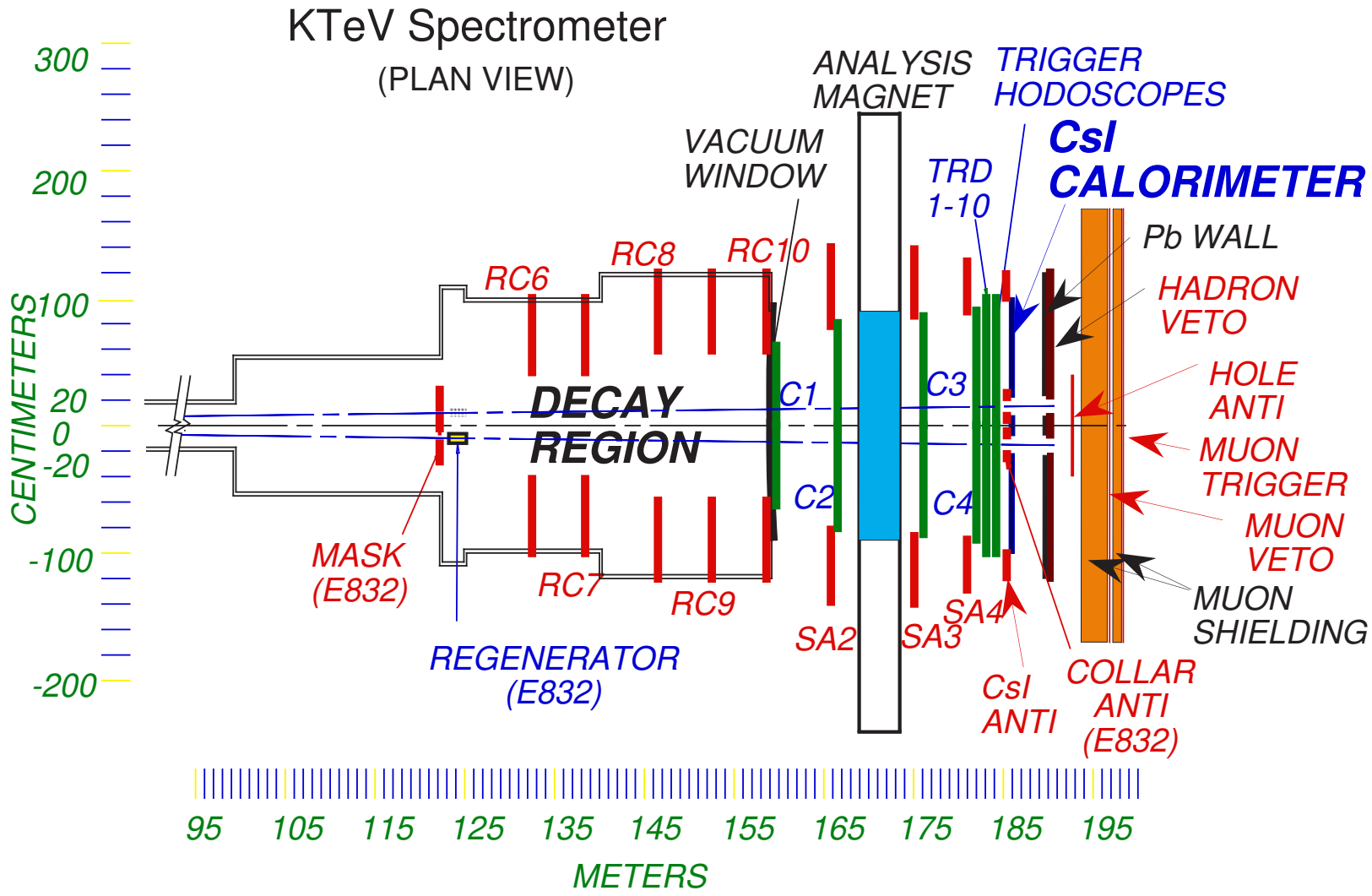
KTeV Spectrometer
(PLAN VIEW)
ANALYSIS MAGNET
TRIGGER HODOSCOPES
CsI CALORIMETER
VACUUM WINDOW
TRD 1-10
Pb WALL
HADRON VETO
HOLE ANTI
MUON TRIGGER
MUON VETO
MUON SHIELDING
RC6
RC8
RC10
C1
C2
C3
C4
DECAY REGION
MASK (E832)
RC7
RC9
REGENERATOR (E832)
SA2
SA3
SA4
CsI ANTI
COLLAR ANTI (E832)
300
200
100
20
0
-20
-100
-200
CENTIMETERS
95
105
115
125
135
145
155
165
175
185
195
METERS

図 29：KTeV 測定器

第 V 章

謝辞

本修士論文を書き終えるにあたり、まず、長島順清教授に感謝の意を表します。先生は私に最先端の高エネルギー物理実験に参加する機会を与えて下さり、高エネルギー物理の理論から実験に至るまで幅広く御指導下さいました。先生の物理に対する姿勢にはただ驚かされるばかりでした。

山中卓助教授は、修士過程進学当時から現在に至るまで様々な場面で多くの有益な御指導を頂きました。実験中の細かい観察力や気配りには、毎日が感心の連続でした。このような私が本論文を書き終えることができたのも先生のおかげだと心より感謝いたします。

幅淳二助手、瀧田正人助手は、学部四年生の時から多くの助言を頂きました。質問事項には昼夜を問わず、私が理解できるまで丁寧に教えて下さったこと、実験で行き詰まっている時に先生方のたった一言でうまく解決できたこと、心から感謝しております。

KTeV 共同実験者の皆様方には、二カ月に一回のミーティングで有用な助言を頂きました。にもかかわらず、うまく英語が聞きとれなかったことが悔やまれてなりません。

技官の金子博之氏は、電気回路全般にわたって何の知識もなかった私に丁寧にアドバイスをして下さいました。ありがとうございました。

秘書の続木佐知子さんは、くらくなりがちな研究室の雰囲気をいつも明るくして下さいました。続木さんの一言がどれほど励みになったかわかりません。ありがとうございました。

博士過程に在学中の中家さんは同じ実験に携わる直接の先輩として、私が困っている時には必ず適切なアドバイスをして下さいました。また、花井さん、原さん、山本さんには日頃から様々な場面で多くの助言を頂きました。い

つも楽しく実験ができたのも諸先輩方のおかげだと思っております。

来住君、辰巳君、松宮君は同級生ということで、一番接する時間が長かったと思います。特に、松宮君には光電子増倍管のテストを一緒にしてもらい、最も重要な線形性に関してはほとんど任せっきりの状態でした。ハードウェアからソフトウェアまで何でも気軽に相談にのってくれたことをとてもありがたく思っています。

修士過程 1 年に在学中の足立君、川崎君、辻君、花垣君、山口君にはいたらない先輩であったことをお詫びします。満足に質問にも答えることができず、頼りない先輩だったと思います。

回路室の岩田氏、水田氏、金工室の坂本氏、計算機室の尾西氏には、御迷惑ばかりかけ続けました。回路のこと、計算機のことなど何を質問に行っても、御自分の仕事を後回しにして、すぐに答えて下さいました。大変御迷惑をおかけしたことをお詫びし、あわせてお礼を申し上げます。