



修士論文

K⁰TO 実験に用いる低消費電力型光電子増倍管ベースの開発

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー研究室

増田 孝彦

February 13, 2009

Abstract

この宇宙の反物質に比べ物質が優勢な構成は CP violation に起因すると考えられている。標準模型において CP violation の原因は CKM matrix 中の複素パラメータによって説明されている。しかし CKM matrix だけでは宇宙の物質反物質比を定量的には説明できず、現在の標準理論を超える物理が必要であると考えられている。我々が J-PARC で行う K_L^0 稀崩壊探索実験 (名称:K⁰TO 実験) で探索する $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は、崩壊分岐比から CKM matrix の複素パラメータ η を精度よく決定することができる。さらにその理論的不定性の小ささから、標準理論を超える物理のよいプローブともなっている。

K⁰TO 実験では $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を同定するために、 π^0 からの 2γ を検出する。その 2γ の位置とエネルギーを測定する、実験に於いて最も重要な検出器には pure CsI 結晶で構成される CsI 電磁カロリメータを使用する。バックグラウンドを低減するために、CsI 電磁カロリメータは真空中に設置され、それに付随して読み出し用の光電子増倍管も真空中に設置されることになる。CsI 電磁カロリメータは全体で 2800 チャンネル程あるため、消費電力を押さえなければ真空中でのオペレーションは発熱の観点から難しい。さらに使用する光電子増倍管の増倍率も低いいため、より増倍率を高くする必要がある。そこで本実験において必要なスペックを満たす光電子増倍管用ベースとして、低消費電力かつ高速なプリアンプを導入し、Cockcroft-Walton (CW) circuit を内蔵した CW ベースを開発した。

開発の準備として、CsI 電磁カロリメータに必要とされる性能の見積もりを行った。まずシミュレーションを用いて Linearity $\pm 5\%$ 以内、Energy range 1~1300MeV が必要となる事を確認した。次に測定を行い、ベースとともに使用する予定の光電子増倍管単体の増倍率が 5000 程度であることを確認、また CsI 結晶の発光量を見積もるためにフェルミ国立加速器研究所に於いてビームテストを行い、21p.e./MeV の発光量がある事がわかった。これによって CW ベースに対する要請を決定した。

この要請を満たすべく CW ベースプロトタイプをデザイン開発し、実際にプロトタイプを試作した。このプロトタイプを用いて各種基礎特性試験を行い、CW ベースの消費電力が 150mW 程度に抑えられ、Linearity も $\pm 2\%$ 以内に収まっている事を確認した。その他真空中での使用に問題が無い事もわかった。ノイズの点で更なる開発が必要なものの、基本的なスペックを満たす CW ベースを実現した。

同時にその 2800 チャンネルの CW ベースをそれぞれ独立に調整するためのコントロールシステムの開発も行った。本システムには真空ベッセルの壁を通過するフィードスルーケーブルの本数を減らすため、インターフェイスとなる PC 以外のシステム全体を真空ベッセル内に設置する構成を採用している。これによってシステム全体のフィードスルーはシリアル通信ケーブル 1 本と 3 本の電源ラインという非常にシンプルな構成にすることが出来た。

Contents

1	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験	1
1.1	理論的背景	1
1.1.1	CP 対称性の破れ	2
1.1.2	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理	3
1.2	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験の歴史	4
1.2.1	KTeV 実験	5
1.2.2	E391a 実験	6
1.2.3	K ⁰ TO 実験	8
2	K ⁰ TO 実験	9
2.1	コンセプト	9
2.2	シグナル同定	10
2.3	バックグラウンド	11
2.3.1	K 中間子 B.G.	11
2.3.2	ハロー中性子 B.G.	12
2.4	Sensitivity	14
2.5	K_L^0 ビームライン	15
2.6	Veto 検出器	16
2.6.1	Barrel Photon Veto	17
2.6.2	Charged Veto	18
2.6.3	Collar Counters	18
2.6.4	Beam Hole Charged Veto	19
2.6.5	Beam Hole Photon Veto	20
3	CsI Calorimeter	21
3.1	CsI crystal	21
3.2	キャリブレーションシステム	24
3.3	Requirements	25
3.3.1	Hit rate	25
3.3.2	Linearity	26
3.3.3	Energy range	28
3.4	読み出し用光電子増倍管	29
3.4.1	R5330 光電子増幅率測定	30
3.4.2	R5364 光電子増幅率測定	34
3.4.3	KTeV PMT 光電子増倍率測定結果	36
3.5	光量	37
3.5.1	T976 実験概要	37
3.5.2	T976 実験解析	40
3.6	Requirements を満たすには	43
4	PMT ベース	44
4.1	CW circuit	44
4.2	内蔵プリアンプの構成	45
4.2.1	PMT 終端抵抗	46
4.2.2	オペアンプ	51

4.3	内蔵プリアンプの特性	53
4.3.1	温度依存性	53
4.3.2	Noise	55
4.3.3	サージ保護ダイオード	55
4.3.4	Linearity	56
4.4	プロトタイプ	59
4.4.1	消費電力	61
4.4.2	Noise	61
4.4.3	レート耐性	62
4.4.4	Linearity	65
4.4.5	真空テスト	67
4.4.6	放電テスト	67
5	High Voltage Control System	71
5.1	システム概要	71
5.2	モジュール概要	72
5.3	DAC 動作確認試験	73
6	課題・考察	74
6.1	ノイズ低減	74
6.2	リップル低減	75
6.3	Linearity 測定精度の改善	77
7	まとめ	78
7.1	K^0 TO 実験と CsI 電磁カロリメータ	78
7.2	CW ベース	78
7.3	HV コントロールシステム	79
7.4	今後	79
	Appendix	81
A	対称性	81
A.1	パリティ (P)	81
A.2	荷電共役 (C)	81
A.3	CP 対称性	81
B	K の物理	83
B.1	間接的 CP 非保存	84
B.2	ϵ の起源	85
B.3	直接的 CP 非保存	87
C	標準モデルと CP 非保存	91
C.1	質量固有状態と弱い相互作用の固有状態	91
C.2	CKM matrix	92
C.3	ユニタリ三角形	94
C.4	CKM matrix 現在値	95
D	標準理論と $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	97
D.1	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	97

D.2	Grossman-Nir limit	98
D.3	Beyond Standard Model	98
E	シリアル通信	100
E.1	RS-232C 通信	100
E.1.1	データフレーム形式	101
E.1.2	エラーレート	102
E.2	I ² C 通信	102
E.2.1	データフレーム形式	103
E.2.2	ハードウェア要請	103
E.3	SPI 通信	103
E.3.1	データフレーム形式	104
F	改訂履歴	109

List of Figures

1.1	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ daigram	1
1.2	ユニタリー三角形	3
1.3	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 測定実験の歴史	4
1.4	KTeV beamline	5
1.5	KTeV Detector 概観	6
1.6	E391a 実験検出器概観	7
1.7	E391a 実験検出器	7
1.8	E391a の真空システム	8
2.1	K ⁰ TO 検出器概観	9
2.2	π^0 の再構成	11
2.3	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分布	11
2.4	CC02- π^0 B.G.	13
2.5	K_L^0 ビームライン	15
2.6	T1 ターゲット	16
2.7	K ⁰ TO 検出器一覧	16
2.8	Front Barrel	17
2.9	Main Barrel	17
2.10	Barrel photon veto 検出器 Front view	17
2.11	CV	18
2.12	Liner CV	18
2.13	CC03	19
2.14	NCC	19
2.15	BHCV	20
2.16	BHPV	20
3.1	CsI 電磁カロリメータ正面図	21
3.2	パンチスルーによる非検出効率の比較	23
3.3	KEK CsI と KTeV CsI でのシャワーリークの比較	23
3.4	CsI キャリブレーションシステムに用いる球	24
3.5	CsI カロリメータ Single counting rate	25
3.6	CsI カロリメータ Energy deposit	25
3.7	CsI 電磁カロリメータに要求される Linearity	26
3.8	CV- π^0 B.G. の Linearity 依存性	27
3.9	CC02- π^0 B.G. の Linearity 依存性	27
3.10	signal event のエネルギーレンジ	28
3.11	KTeV PMT	29
3.12	R5330 光電子増倍率測定 setup	31
3.13	R5330 の波形	32
3.14	R5330 光電子増倍率測定ヒストグラム	32
3.15	R5330 gain	33
3.16	R5330 光電子増倍率の電圧依存性	33
3.17	Lowpass filter	34
3.18	R5364 光電子増倍率測定 setup	34
3.19	R5364 の波形	35
3.20	R5364 gain	35
3.21	R5364 光電子増倍率の電圧依存性	36

3.22	KTeV PMT の光電子増倍率	36
3.23	T976 実験 set up	37
3.24	T976 実験エリア	38
3.25	T976 実験風景	38
3.26	T976 読み出し回路	39
3.27	デジタイズした CsI の波形	41
3.28	muon run result	42
3.29	CsI 波形の Spice シミュレーション	42
4.1	CW ベース概念図	44
4.2	抵抗分割型ベース概念図	44
4.3	CW ベース内蔵プリアンプ design	46
4.4	PMT 等価回路	47
4.5	PMT 静電容量測定回路	47
4.6	R5330 の静電容量	48
4.7	R5364 の静電容量	49
4.8	PMT 出力信号の R_t 依存性	50
4.9	PMT 終端抵抗による信号の変化	51
4.10	PMT 信号の帯域	52
4.11	AD8001 の消費電力 vs. 出力レンジ	53
4.12	温度依存性測定セットアップ	54
4.13	温度依存性測定用プリアンプ	54
4.14	プリアンプ増幅率の温度依存性 1	54
4.15	プリアンプ増幅率の温度依存性 2	54
4.16	Noise 測定に使用したレシーバ	55
4.17	プリアンプのノイズ	55
4.18	プリアンプサージテスト回路	56
4.19	プリアンプ Linearity 測定回路	57
4.20	プリアンプの入力と出力の相関図	58
4.21	プリアンプ Linearity	58
4.22	R5364 用 CW ベース プロトタイプ	59
4.23	CW circuit の高圧上昇速度	60
4.24	CW circuit の高圧下降速度	60
4.25	PMT 読み出しスキーム	60
4.26	CW circuit の消費電力	61
4.27	CW ベースの熱浴に対する温度差	61
4.28	プロトタイプのノイズ	62
4.29	CW ベースのリップル	62
4.30	レート耐性測定セットアップ	63
4.31	プロトタイプのパルス	64
4.32	FADC で測定したパルス	64
4.33	CW ベースプロトタイプのレート耐性 (入射光量 1GeV 相当時)	64
4.34	Linearity 測定システム	65
4.35	CW ベースプロトタイプの Linearity	66
4.36	真空テスト用真空パイプ	67
4.37	真空度の時間変化	68
4.38	空気のパッシェン曲線	68
4.39	CW ベースプロトタイプの放電圧力	69
4.40	CW ベースプロトタイプの放電の様子	69
4.41	放電前後のベースの比較	70

5.1	HVCS 概要	71
5.2	HVCS モジュール フロントビュー	72
5.3	HVCS モジュール リアビュー	72
5.4	HVCS テストボード	73
5.5	DAC シリアル通信の様子	73
6.1	Noise 一覧	74
6.2	CW ベースのノイズサンプル	76
6.3	CW ベース内部回路案	76
6.4	PMT がある場合の 1500V 出力	77
6.5	PMT が無い場合の 1500V 出力	77
B.1	$K^0 - \bar{K}^0$ mixing Box diagram	84
B.2	中性 K 中間子の semi-leptonic 崩壊ダイアグラム	85
C.1	ユニタリ三角形	94
C.2	$(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ 平面上の制限	96
D.1	general MSSM	99
E.1	Dsub9 ピンコネクタ ピン配置	100
E.2	RS-232C 通信データフォーマット	102
E.3	I ² C Bus	102
E.4	I2C 通信データフォーマット	103
E.5	SPI Bus 接続例	104
E.6	SPI 通信データフォーマット	104

List of Tables

1.1	主な Beyond SM での $\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$	3
2.1	K_L^0 中間子の主な崩壊モード	12
2.2	E391a Run2 における B.G.	13
2.3	3 年間のシグナルと B.G. の見積もり	15
3.1	KTeV CsI と KEK CsI	22
3.2	KTeV PMT 各種パラメータ	30
3.3	全 KTeV PMT Base の抵抗分割比	30
3.4	パラメータカット	40
3.5	§3 のまとめ	43
4.1	CW ベース の電圧分割比	45
4.2	CW ベース内蔵プリアンプ基礎特性	45
4.3	CW ベース内蔵プリアンプ 各種定数	46
4.4	KTeV PMT の静電容量	47
4.5	AD8001 基本特性	52
4.6	MAYS0750Y 基本特性	55
4.7	CW ベース プロトタイプ ケーブルアサイン	59
7.1	CsI 電磁カロリメータに要求される性能	78
7.2	CW ベース プロトタイプの基礎特性	78
B.1	本節で登場する粒子のアイソスピン $ I, I_3\rangle$	88
C.1	標準理論の構成粒子	91
E.1	RS-232C 仕様	100
E.2	Dsub9 ピンコネクタ ピンアサイン	101

1 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験

本章では、現在の素粒子物理学の興味と、それが我々の行う $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験とどのような関係があるのかについて述べる。

1.1 理論的背景

本節の内容はこの実験に特化したものではなく、一般に知られている事例をまとめたものである。そのため冗長になることを避け、詳細は Appendix A-D に載せる。

この世界は反物質に比べ物質が多い構成になっている。この原因は CP violation にあるというのが定説である [1]。CKM matrix の複素位相によって CP violation が起こることは確認されており、そのより良い理解をまとめあげる事が素粒子物理学の一つのゴールであり、多くの実験で精力的に押し進められている。しかし CKM matrix だけでは、宇宙の物質反物質比を定量的に説明できないこともまたわかっており、これ以上のことを説明するためにはおそらく現在の標準理論を超える物理を知る必要がある。“Beyond Standard Model” と呼ばれる標準理論を超える様々な理論は、より重い粒子の存在を仮定する。現在の加速器では生成できないような非常に重い粒子の存在があれば、それらはおそらく宇宙誕生期のごく短い時間は存在できたであろうし、そして今はまだわかっていないメカニズムによって世界を物質優先に仕立て上げたと考えられる。

中性 K 中間子の稀崩壊 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊 [2] は、電弱相互作用の中の短距離相互作用で起こる (Fig.1.1)。その崩壊分岐比の理論的不定性が 1-2% と非常に小さいため、quark flavor physics の標準理論の検証に有用な “golden mode” と呼ばれている。この崩壊は s クォークが d クォークに変化する Flavor Changing Neutral Current (FCNC) 過程で、これを観測すると direct CP violation の新しい証拠となる。この崩壊事象は quark sector の CP violation の起源を理解するための最良のプローブの一つである [3]。

またこの崩壊は標準理論を超える物理探索にも非常に有用である [4]。崩壊のファインマンダイアグラムは Fig.1.1 のように表され、 t クォークや W ボゾンがループを描く。したがって、もし Beyond SM で予言されるような重い粒子が存在するならば、 t クォークや W ボゾンの代わりにループを描くことも可能であり、その効果が分岐比の大幅な変化として観測できる可能性もある (Table.1.1)。

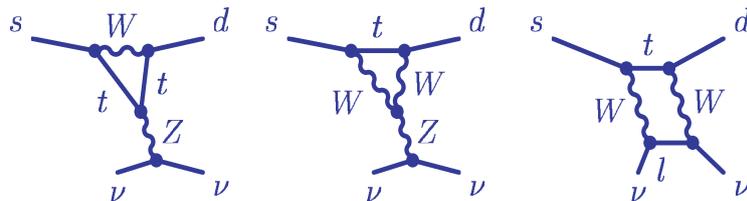


Fig. 1.1 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマンダイアグラム。

1.1.1 CP 対称性の破れ

CP violation の原因と考えられる CKM matrix

$$\mathbf{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

の Wolfenstein パラメータ表示 [5] は

$$\mathbf{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.2)$$

となる。各定数の現在の実験値 [6]

$$\lambda = 0.2257_{-0.0010}^{+0.0009}, \quad (1.3)$$

$$A = 0.814_{-0.022}^{+0.021}, \quad (1.4)$$

$$\bar{\rho} = 0.135_{-0.016}^{+0.031}, \quad (1.5)$$

$$\bar{\eta} = 0.349_{-0.017}^{+0.015} \quad (1.6)$$

を代入すると、現在の CKM matrix の絶対値は

$$\mathbf{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97419 \pm 0.00022 & 0.2257 \pm 0.0010 & (3.59 \pm 0.16) \times 10^{-3} \\ 0.2256 \pm 0.0010 & 0.97334 \pm 0.00023 & (41.5_{-1.1}^{+1.0}) \times 10^{-3} \\ (8.74_{-0.37}^{+0.26}) \times 10^{-3} & (40.7 \pm 1.0) \times 10^{-3} & 0.999133_{-0.000043}^{+0.000044} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

となっている。

ユニタリティ条件

$$\mathbf{V}_{CKM}^\dagger \mathbf{V}_{CKM} = \mathbf{1} \quad (1.8)$$

の (3,1) 成分より

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (1.9)$$

が成り立つ。ここで $V_{ud} \simeq 1, V_{cd} \simeq -\lambda, V_{tb} \simeq 1$ を代入すると

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} = 0 \quad (1.10)$$

$$(\rho + i\eta) - 1 + (1 - \rho - i\eta) = 0 \quad (1.11)$$

と書き表すことが出来るので、ユニタリティ条件は $\rho - \eta$ 平面上に Fig. 1.2 のような三角形を描くことがわかる。

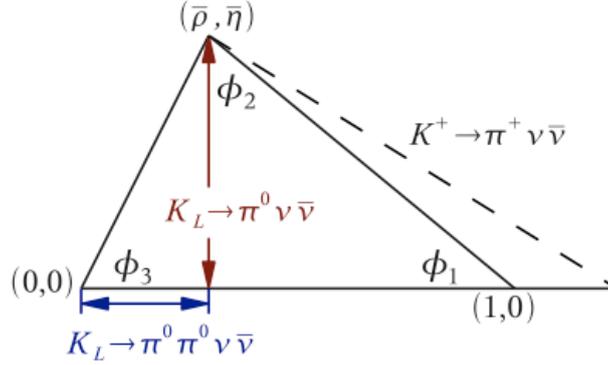


Fig. 1.2 ユニタリー三角形。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の測定は η を測ることに相当し、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比測定は ρ の測定 [7]、 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ [3] は斜辺の測定に相当する。

1.1.2 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のダイアグラムは Fig. 1.1 のように表される。また本崩壊の分岐比は

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (2.20 \pm 0.07) \times 10^{-10} [\Im(V_{ts}^* V_{td}) X(x_t)]^2 \quad (1.12)$$

で表され、現在 $(2.49 \pm 0.39) \times 10^{-11}$ と予想されている [8]。ここで $X(x_t) = 1.464 \pm 0.041$ は Inami-Lim loop function の値 [9]、 x_t はトップクォークと W ボソンの質量の比の 2 乗である。また $\Im(V_{ts}^* V_{td})$ は Wolfenstein パラメータによる記述で表すと、 $\Im(V_{ts}^* V_{td}) = A^2 \lambda^5 \eta$ となり、本崩壊の分岐比の中にユニタリー三角形の高さを表すパラメータ η が含まれていることがわかる。つまり $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比を測定することでユニタリー三角形の高さを決めることが出来る (Fig. 1.2)。

この崩壊モードは Fig. 1.1 のループダイアグラムを介して起こる物理過程であり、重い粒子の存在に対しても非常に敏感である。general MSSM などモデルによっては中間状態に未知の粒子があれば大きな分岐比の変化 ($\sim 4 \times 10^{-10}$, etc.) として観測できる (Table 1.1)。またこのモードに対するハドロン行列要素はよく測られている $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$ のハドロン行列とアイソスピン対称であることから正確に知ることが出来る [10]。このため、理論的不定性が非常に少なく、複素パラメータ η の精密測定に適したモードであると同時に、いざ上位モデルの影響が見られた時に、その結果の信頼性が高い。

Table. 1.1 主な Beyond SM での $\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$

Model	Branching ratio	Reference
General MSSM	$\sim 4 \times 10^{-10}$	[11]
Enhanced EW penguin	$(3.1 \pm 1.0) \times 10^{-10}$	[12]
Minimal flavour violation(MFV)	4.6×10^{-11}	[13]
MFV w/ universal extra dimension	4.0×10^{-11}	[14]
MFV w/ Littlest-Higgs	$(2.76 \sim 3.07) \times 10^{-11}$	[15]
Standard Model	$(2.49 \pm 0.39) \times 10^{-11}$	[8]

Grossman と Nir によって $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ の分岐比から制限される理論モデルによらない分岐比の上限値

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 1.4 \times 10^{-9} \quad (1.13)$$

が示されており [16]、この上限値を上回る感度での崩壊の探索は標準理論を越える物理の有力な探索手段として大きく注目されている。

1.2 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験の歴史

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ は前述のように物理的に魅力のあるモードだが、非常に小さい分岐比と始状態終状態ともに中性粒子しか含まない実験の困難さのためまだ観測例はない。これまでの分岐比の上限値の推移は Fig.1.3 のようになっている。

世界で初めて上限値がつけられたのは、Fitch と Cronin が行った $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ を発見した歴史的な実験 [17] のデータを用いて、1989 年に Littenberg が発表した

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 7.6 \times 10^{-3} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.14)$$

である。[2]。

その後上限値は何度か更新され、現在は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われた E391a

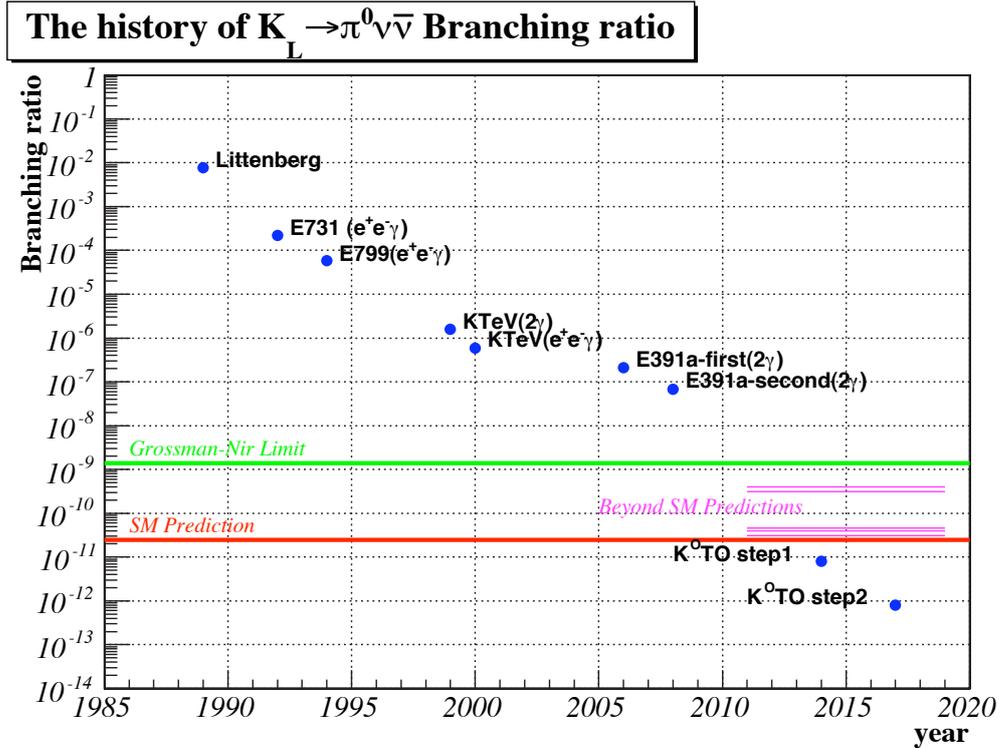


Fig. 1.3 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 測定実験の歴史。実験名の後ろの括弧は測定に使用した π^0 の崩壊モードである。また $K^0\text{TO}$ 実験は今後の予定を表す。

実験の Run2 の結果によって分岐比の上限値

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 6.7 \times 10^{-8} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.15)$$

が与えられている [18]。

本節では、これまでに行われてきた $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験の中でも、我々の実験に関係の深い KTeV 実験、E391a 実験について紹介し、最後に我々が新規に行う K^0 TO 実験について述べる。

1.2.1 KTeV 実験

KTeV(Kaon at Tevatron) 実験は 1996 年から 2000 年にかけてアメリカ・フェルミ国立加速器研究所 (FNAL) で行われた E832 実験と E799 実験の総称である。この実験は CP violation のパラメータ $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ や $\Delta m = (M_L - M_S)$ の決定、 π^0 と K_L^0 の様々な稀崩壊を観測するために行われた。検出器のセットアップを Figs.1.4-1.5 に示す。特徴としては、2 本のビーム (K_L^0 と K_S^0) を同時に入射し同じ測定器で見ることにより、ビーム強度や測定器効率の変動などの影響を小さくしていることなどが挙げられる。この実験では 2000 年に

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 5.9 \times 10^{-7} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.16)$$

という上限値を与えている [19]。

Tevatron で生成された 800GeV の一次陽子ビームを BeO ターゲットに入射し、垂直方向に 4.8mrad で取り出された K_L^0 ビームを使用した。一次陽子ビームが非常に高エネルギーのため 2 次ビームである K_L^0 ビームも運動量で 15GeV/c から 200GeV/c と大きな値を持ち、そのため光子検出器である CsI 電磁カロリメータへの energy deposit も typical 70GeV と非常に大きい。したがってその発光を読み取る光電子増倍管の光電子増幅率は typical 5000 と非常に低く設定されている。我々の行う K^0 TO 実験ではこの実験で使用された CsI 電磁カロリメータと光電子増倍管を再利用する (§3)。

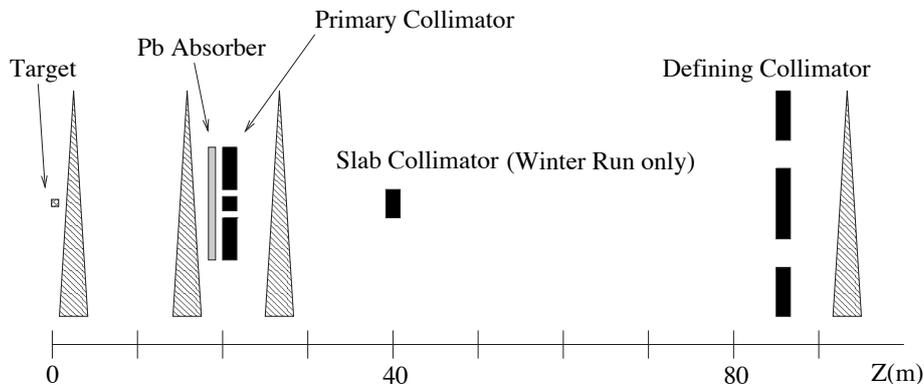


Fig. 1.4 KTeV Beam line. 参考文献 [19] より引用。

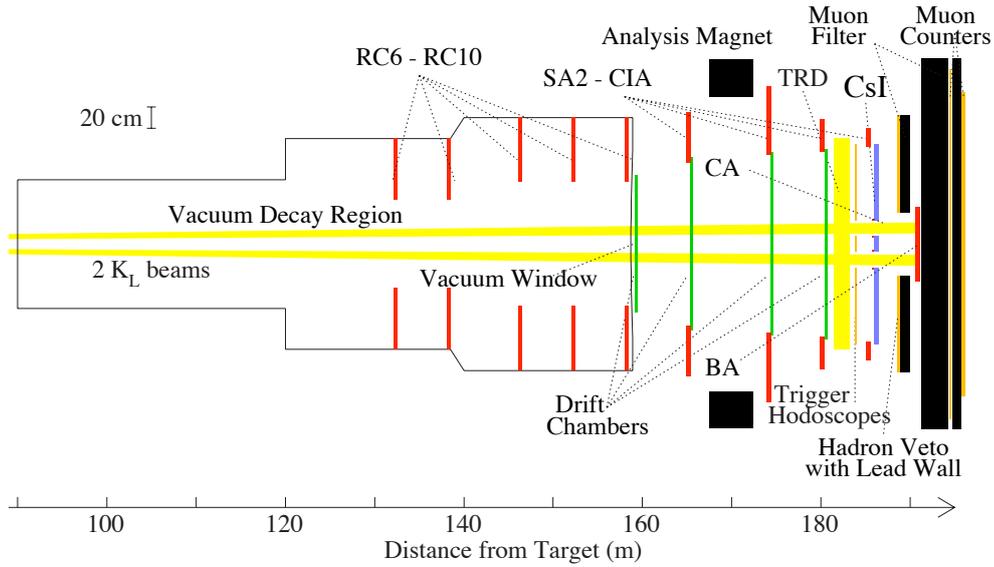


Fig. 1.5 KTeV Detectors 概観。参考文献 [19] より引用。

1.2.2 E391a 実験

KEK-E391a 実験は $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索に特化した世界初の実験であると同時に、我々が行う K^0 TO 実験のためのパイロット実験としての側面を持っていた。茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構の 12GeV 陽子シンクロトロン (KEK-PS) を用いて行われ、2004 年 2 月から 2005 年 12 月まで 3 度の物理ランを行った。

KEK-PS からの一次陽子ビームをプラチナターゲットに入射し、出てきた二次ビームを一次ビームに対して 4° で取り出すことで K_L^0 ビームを生成する。このビームのターゲットから見た立体角を $12.6 \mu\text{str}$ と非常に細いビームに絞り、 K_L^0 の崩壊点に強い制限を掛けている。

E391a 実験の検出器を Figs.1.6-1.7 に示す。この特徴は π^0 からの γ 線を検出するための CsI 電磁カロリメータ (Fig.1.7 で紫色に表示された部分) と、それを覆う veto 検出器である。これにより 1 つの π^0 以外の粒子が何も無かったことを確認し、余分な粒子を含む K_L^0 の別の崩壊過程を信号と見誤ることを防ぐことができる。もう一つの特徴は、ビーム中に存在する中性子と検出器内の残留ガスが反応して π^0 が生成されることを防ぐため、崩壊領域が 10^{-5}Pa という高真空環境 (Fig.1.8) になっていることである。

E391a は現在 Run2 の解析結果

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 6.7 \times 10^{-8} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.17)$$

が発表 [18] されており、さらに最終 Run の解析が進行中である。

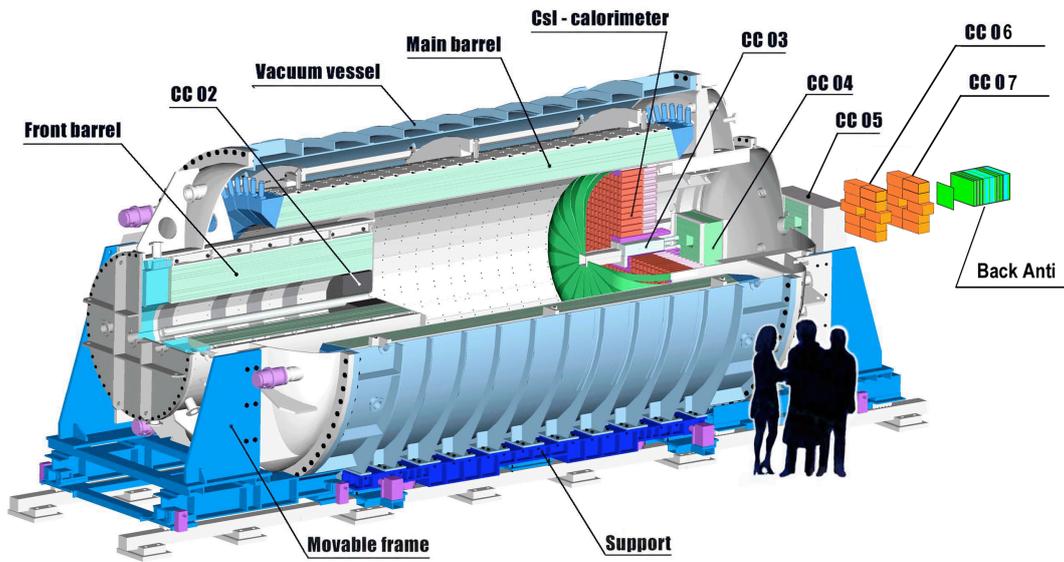


Fig. 1.6 E391a 検出器概観。CsI Calorimeter、Movable frame、Support 以外が Veto 検出器である。

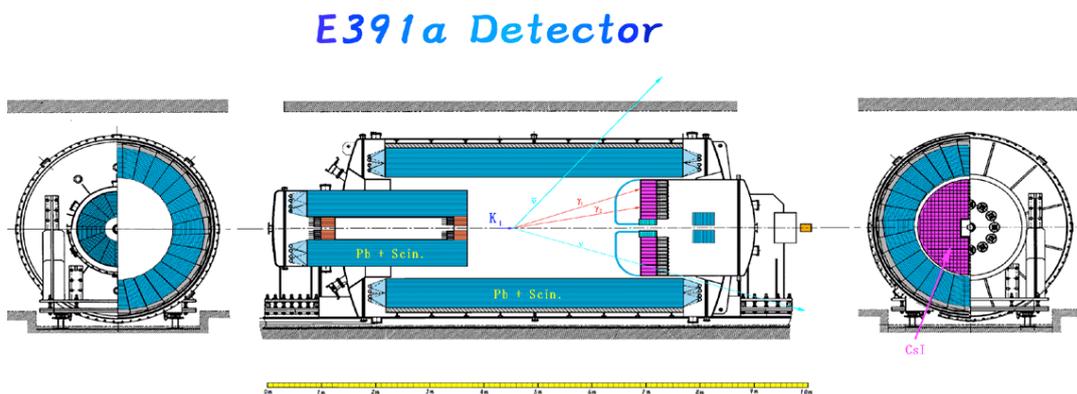


Fig. 1.7 E391a 検出器。

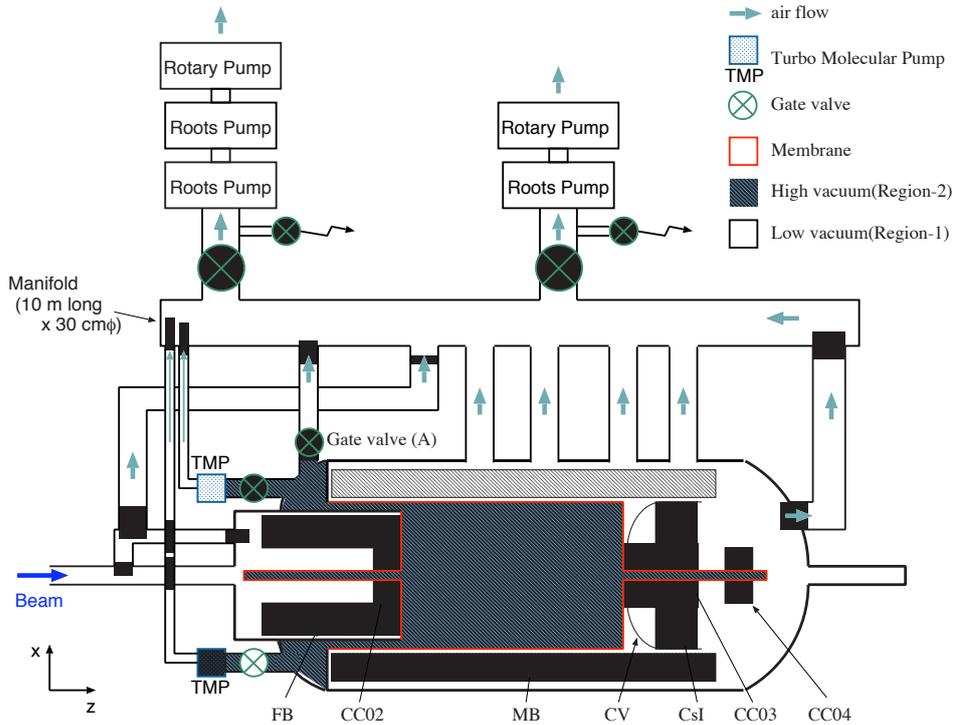


Fig. 1.8 E391aの真空システム。 10^{-5} Paの高真空をメンブレンで覆い、その周りを0.1Paの低真空でカバーしている。

1.2.3 K^0 TO 実験

K^0 TO 実験は現在茨城県東海村に建設中の大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で 2011 年から行われる $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験である。J-PARC の陽子シンクロトロンはエネルギー 30GeV、強度は 1 スピル*¹あたりの陽子数で 2×10^{14} が見込まれている。これは世界最大強度の陽子ビームであり、E391a 実験を行った KEK-PS の約 100 倍の強度である。 K^0 TO 実験は Step1、Step2 の 2 段階に分けて行うことを計画している。

Step1 は 2011 年から 3 年間行い、世界初の $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊イベント観測を目標としている。検出器はプロトタイプ実験 (E391a) で使用したものに各種改良を施して使用する。Step2 では検出器の完全な刷新、ビームラインの新規建設でさらにハイレートな実験環境を構築し、約 100 イベント程度を検出する。これによって CKM matrix の複素パラメータ η の精密測定と、標準理論を超える物理の発見が最終目標である。

*1 3.3 秒サイクルで 0.7 秒間ビームが出る構成

2 K⁰TO 実験

K⁰TO(K0 at TOkai) 実験とは我々が 2011 年から J-PARC で行う $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験の名称である。§1.2.2 で述べた E391a 実験での経験を活かし、3 年間の実験期間で $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の世界初観測を目指している。

本章では

- K⁰TO 実験の測定コンセプト
- シグナルの同定方法
- バックグラウンド

について述べ、その後実験の構成ハードウェアのうちビームライン及び Veto 検出器について述べる。CsI 電磁カロリメータについては本論文の主題に密接に関連するため §3 で別途記述する。

2.1 コンセプト

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊ではニュートリノの検出が難しいことから、 π^0 の崩壊粒子のみが検出可能である。このとき検出可能な π^0 の崩壊モードは

$$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \quad (1.2\%) \quad (2.1)$$

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (98.8\%) \quad (2.2)$$

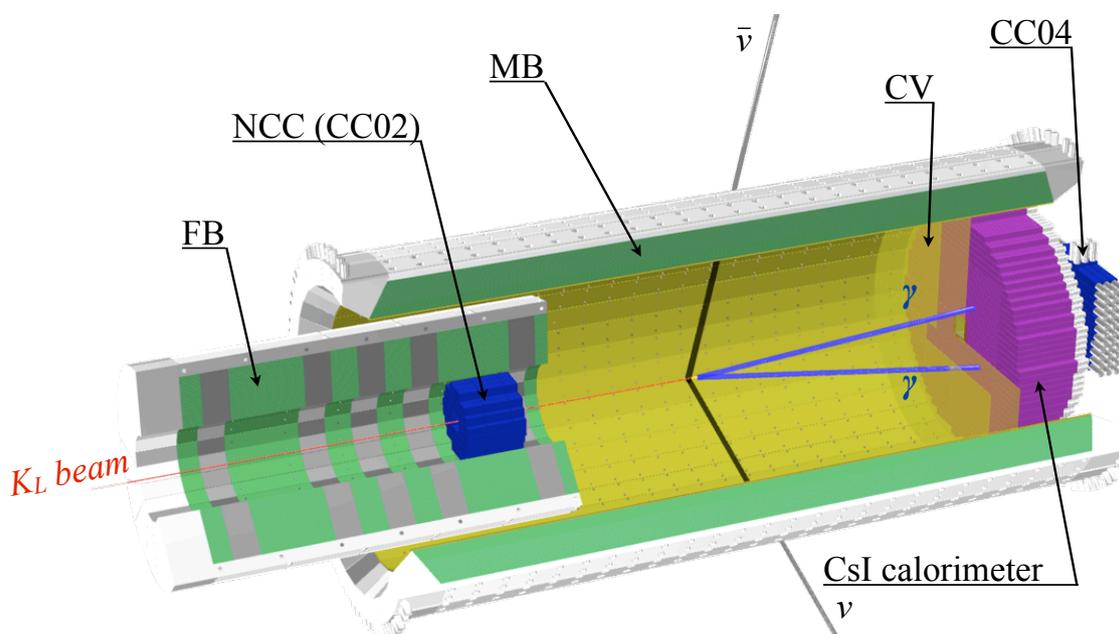


Fig. 2.1 K⁰TO 検出器概観。CC04 以降も Veto 検出器が設置されるが、この図では省略している。

の二つの崩壊モードが考えられる。括弧内はそれぞれの分岐比である。 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ は二つの荷電粒子を含むため、粒子の tracking による π^0 の再構成が可能という利点があるが、その分岐比が 1.2% と小さいため、ただでさえ分岐比の小さい $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の測定に利用するには適さない。そこで K⁰TO 実験では π^0 の崩壊モードとして $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ を使用する。なお π^0 の寿命は $(8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17}\text{sec}$ [20] ときわめて短く、我々の実験条件に於いては、 K_L^0 の崩壊と同地点で崩壊すると考えてよい。以下では、この事実を断り無く利用している。

K⁰TO 実験では「 π^0 からの 2γ 以外何も無い」ということをシグナルの条件とする。「 π^0 からの 2γ 」は CsI 電磁カロリメータでその位置とエネルギーを測定し、 π^0 の再構成を行う。そして「それ以外何も無い」ことを保証するため崩壊領域全体を veto 検出器で覆う (Fig. 2.1)。このように検出器を配置することで K_L^0 の崩壊粒子を全て捉えることが出来る。これにより $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ や $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ などの π^0 以外の余分な粒子を含むイベントをシグナルと見誤るのを防ぐことが出来る。さらにペンシルビームと呼ばれるとても小さくしぼったビーム*2を使用することで、検出器に開けるビームホールをできるだけ小さく設定し、ビームホールから検出器の外に逃げる粒子を最小限に抑える。さらに次節で述べるように、 K_L^0 の再構成は崩壊点をビーム軸上に仮定して行うので、この再構成の精度を確保している。

2.2 シグナル同定

$K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊事象同定の条件に、再構成した π^0 のビーム軸上の位置 Z_{vtx} とビーム軸と垂直方向の運動量成分 P_t を用いる。 Z_{vtx} は K_L^0 の崩壊地点と見なせる。また P_t は検出不可能なニュートリノが持ち去ったものとする。 π^0 自身の再構成のために CsI 電磁カロリメータでの 2 個の γ の情報を用いる。以下では $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊過程の同定方法について詳述する。

CsI 電磁カロリメータに 2 つの γ が入射すると、 π^0 の崩壊位置 (K_L^0 の崩壊位置と一致) を再構成する必要がある。カロリメータからの情報で各 γ の入射位置とエネルギーがわかっているため、元の π^0 がビーム軸 (Z 軸とする) 上で崩壊したと仮定することで崩壊位置 $(0, 0, Z_{vtx})$ を決めることが出来る。Fig. 2.2 に示した各パラメータの間には幾何学的な条件から

$$r_{12}^2 = d_1^2 + d_2^2 - 2d_1d_2 \cos \theta \quad (2.3)$$

$$d_1 = \sqrt{r_1^2 + d_z^2} \quad (2.4)$$

$$d_2 = \sqrt{r_2^2 + d_z^2} \quad (2.5)$$

の条件が成り立つ。ここで r_{12} は 2 つの γ の間の CsI 表面上での距離、 θ は 2 つの γ の成す角、 d_1 と d_2 は γ の入射位置と π^0 の崩壊位置との距離、 r_1 と r_2 は z 軸と γ の入射位置との距離を表している。 d_z は π^0 崩壊点と CsI カロリメータ表面の距離である。これらの関係式に加え、不変質量に π^0 の質量 M_{π^0} を仮定すると

$$\cos \theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1E_2} \quad (2.6)$$

*2 立体角 $9\mu\text{str}$

という関係が得られる。 E_1 、 E_2 は入射 γ のエネルギーである。Eqs.(2.3-2.6) を用いると、 π^0 の崩壊位置 Z_{vtx} が求まる。

得られた Z_{vtx} を使うと 2つの γ の運動量ベクトルを得ることができ、その和が π^0 の運動量ベクトルになる。したがって π^0 のビーム軸に垂直な運動量成分 P_t も求めることが出来る。この 2つのパラメータ Z_{vtx} と P_t をシグナルとバックグラウンドの識別に利用する。この部分については参考文献 [21] に詳しく記述されている。またこの 2つのパラメータ平面上でシグナルイベントは Fig.2.3 のように分布する。図の赤枠で囲まれる部分を signal box と呼ぶ。

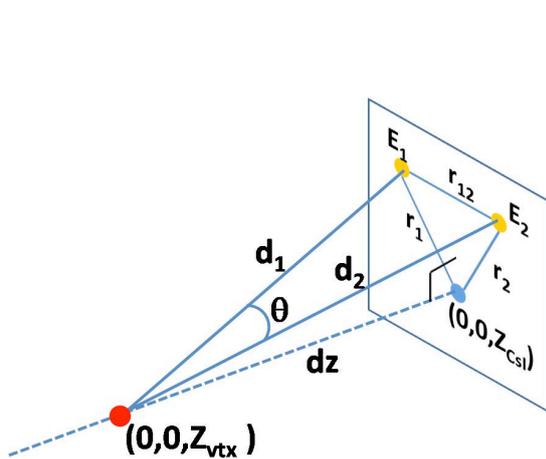


Fig. 2.2 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ からの π^0 の再構成。

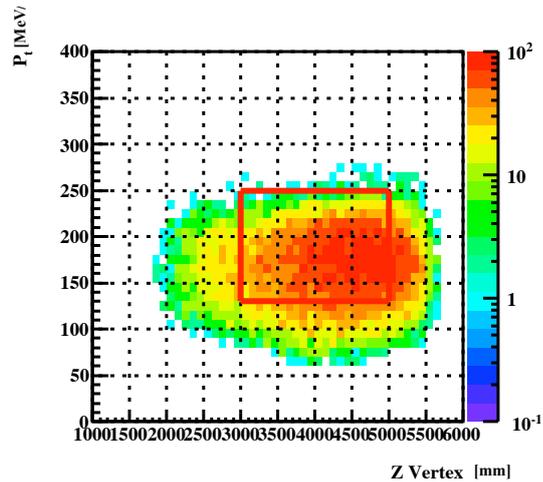


Fig. 2.3 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分布。赤枠で囲まれた部分を信号事象と同定する。横軸の 0 は Front Barrel (§2.6.1) の上流端。

2.3 バックグラウンド

K^0 TO 実験のバックグラウンド事象 (以下 B.G.) は次の 2つに分類することが出来る。

1つは K_L^0 自身が B.G. の源となるものである。代表的な例としては、 $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ の崩壊で生成された 4つの γ のうち 2つを検出できなかった (miss veto) 場合が挙げられる。もう 1つはビームコア周りに存在するハロー中性子が源となるものである。この場合、ハロー中性子は検出器中の物質と相互作用し、 π^0 を生成し、その信号をシグナルと見誤る事に起因する。ここではこれらの B.G. について簡単にまとめる。

2.3.1 K 中間子 B.G.

Table2.1 に K_L^0 の主な崩壊モードと分岐比をまとめておく。これらは K 中間子 B.G. の元になり得る。以下、各モードについて簡単にまとめておく。

Table. 2.1 K_L^0 中間子の主な崩壊モード

崩壊モード	分岐比
$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$	0.4053 ± 0.0015
$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$	0.2702 ± 0.0007
$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$	0.1956 ± 0.0014
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.1256 ± 0.0005
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(1.97 \pm 0.008) \times 10^{-3}$
$K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$	$(8.69 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
$K_L^0 \rightarrow 2\gamma$	$(5.48 \pm 0.05) \times 10^{-4}$
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$(2.49 \pm 0.39) \times 10^{-11}$

- $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0, K_L^0 \rightarrow 3\pi^0, K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

これらの崩壊モードは終状態に π^0 を含むため、残りの余分な粒子が検出されなかった場合は B.G. となってしまふ。ただし、 $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ は分岐比こそ大きいものの、生成される 6 つの γ のうち 4 つが Veto の対称となる。4 つの γ を全て miss veto する確率は十分小さく、B.G. としては無視できる程小さくなる。また、 $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ も分岐比は大きい余剰粒子が荷電粒子であるため、比較的検出が容易である。また終状態で π^0 の持ちうる横方向運動量 (P_t) が小さい^{*3}ためシグナルと区別し易い。 $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ は他の 2 つに比べ分岐比は 2 桁小さいが、余分な粒子が 4 つの γ のうち 2 つだけなので K^OTO 実験の主な B.G. となっている。

- $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$

$K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ は終状態が 2γ のみでシグナルと同じであるが、2 体崩壊のため、 $P_t = 0$ となる。そのため π^0 の P_t に高い運動量を条件づけることで排除できる。

- $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$

$K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ は終状態に γ を含んでいないが、 π^- の荷電変換反応^{*4}と e^+ の対消滅^{*5}により荷電粒子 Veto 検出器にエネルギーをほとんど落とさず、計 4 つの γ を終状態に持つ可能性がある。そして、その 4 つのうち 2 つの γ を検出できなければ B.G. となってしまふ。ただし γ の非検出効率は十分低く抑えているため、他の B.G. に比べれば無視できる。

2.3.2 ハロー中性子 B.G.

ハロー中性子 B.G. はハロー中性子が検出器と相互作用を起こし、二次粒子を生成することで発生する。現在分かっているハロー中性子 B.G. は、発生する検出器と B.G. の元となる粒子ごとに分類された CC02- π^0 B.G.、CV- η B.G.、CV- π^0 B.G. の 3 つがある。CC02 は崩壊領域の上流端付近に位置する光子 Veto 検出器、CV は崩壊領域の下流端付近でカロリメータの上流面を覆う荷

*3 最大 133MeV/c [20]

*4 $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$

*5 $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$

電粒子 Veto 検出器である。詳しくは §2.6 で述べる。この中で CC02- π^0 B.G. や CV- π^0 B.G. は E391a 実験の Run2 の主な B.G. 事象であった。Table.2.2 に E391a 実験における各 B.G. 数を示す。K⁰TO 実験では、この経験を踏まえて CC02 や CV に大幅な改良を施す予定である (§2.6)。

Table. 2.2 E391a Run2 における B.G.[22]

B.G. source	number of B.G.
$K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$	0.11 ± 0.09
CC02- π^0	0.16 ± 0.05
CV- π^0	0.08 ± 0.04
CV- η	0.06 ± 0.02
total	0.41 ± 0.11

- CC02- π^0

CC02- π^0 B.G. はハロー中性子が CC02 で反応を起こし π^0 を生成することで引き起こされる。生成された π^0 からの 2つの γ が CsI カロリメーターに入射し、その 2つの γ を使って π^0 の崩壊位置を再構成すると、通常は CC02 の位置に正しく再構成される。しかし CsI に入射した γ のエネルギーの一部が何らかの理由で CsI カロリメーターの外に漏れてしまった場合、実際のエネルギーより低いエネルギーを使用して π^0 を再構成することとなる。このため、CC02 の位置よりも下流に π^0 の崩壊位置が再構成されてしまう。その結果、一部の事象は signal box の中に入り込んでしまう。さらにハロー中性子は π^0 と同時に別の中性子もはじき出してしまう。その際に $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ のうちのひとつが低エネルギーでかつ Barrel Veto counter に入射し検出できなくなり、その上 CsI カロリメーターにもう一つの γ と中性子が入射してしまった場合、ある確率で signal box に入り込んでしまう (Fig.2.4)。

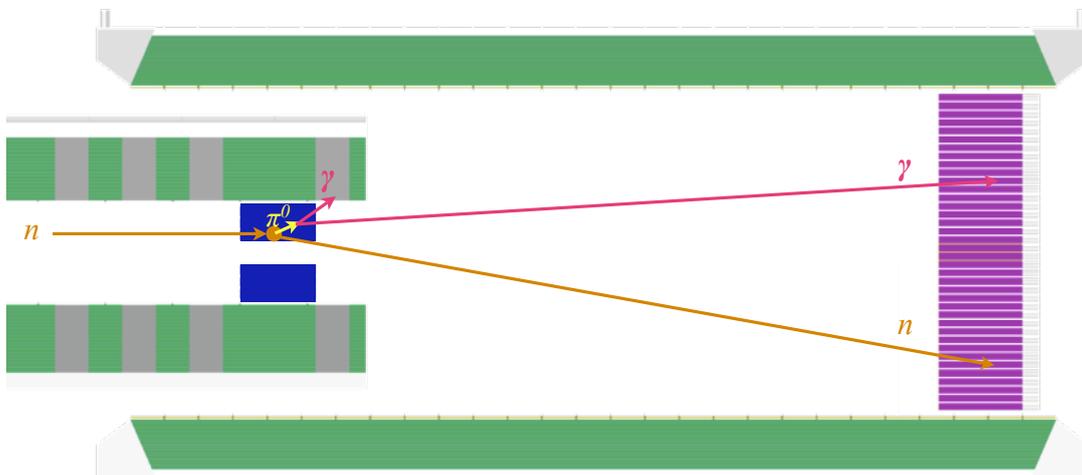


Fig. 2.4 CC02- π^0 B.G. で余分な中性子が寄与する B.G.。CsI カロリメーターに入射した n と γ の位置とエネルギーを用いて π^0 を再構成すると、signal box に入り込んでしまうことがある。

- CV- π^0

CV- π^0 B.G. は CV でハロー中性子が相互作用を引き起こし、 π^0 を生成することで引き起こされる。この時、単に π^0 からの 2 つの γ が CsI カロリメータに入射し 2 クラスタに見えた場合は、 π^0 の位置が正しく CV の位置に再構成され signal box に入り込むことはない。しかし、 π^0 生成時に CV で同時に生成された二次粒子が γ の近くに入射し、fusion クラスタ*6を形成することある。それによって γ のクラスタに余分のエネルギーが足されてしまうと、実際の γ のエネルギーより大きなエネルギーで π^0 を再構成しようとするので、 π^0 の崩壊位置は実際より上流で再構成され、一部の事象は signal box の中に入り込んでしまう。

- CV- η

CV- η B.G. は、ハロー中性子が CV で η を生成することで引き起こされる。 η の質量は π^0 の質量の約 4 倍の 547MeV で、40% の分岐比で 2γ に崩壊する。K⁰TO 実験では、CsI カロリメータに入射した 2 つの γ の不変質量として π^0 の質量を仮定することで π^0 の崩壊位置を再構成する。そのため、 π^0 の 4 倍の質量をもつ η からの 2 つの γ 線で崩壊位置を再構成してしまうと、 η の実際の生成地点より上流に崩壊位置が求まってしまい、ちょうど signal box の中に入ってしまふ。

2.4 Sensitivity

J-PARC 大強度陽子シンクロトロンフルインテンシティを仮定すると、3.3 秒毎に 2×10^{14} の陽子が T1 ターゲット (Fig.2.6) にあたる。3 年間データ収集を行うと、ビームラインの出口での K_L^0 の全生成数は 7.1×10^{13} と想定される。そのうちシグナル領域 ($3000\text{mm} < Z_{vtx} < 5000\text{mm}$) での K_L^0 の崩壊確率は 3.9%、さらに acceptance の見積もり 7.2% を加えると、Single event sensitivity(S.E.S.) は

$$\text{S.E.S.} = \frac{1}{7.1 \times 10^{13} \times 3.9\% \times 7.2\%} = 2.0 \times 10^{-11} \quad (2.7)$$

となる。

なお、現在シミュレーションで見積もられているシグナルと B.G. の数は Table.2.3 のようになっている。表の値は Preliminary で、現在シグナルの数の回復、また B.G. の削減を図っている。*7

*6 CsI カロリメータ上の近距離に 2 つの粒子が入射し、それらを合わせて 1 つの粒子と見誤ること

*7 コリメータの形状最適化によってハロー中性子は本文中に比べ 1/3 程度に抑えられている。これにより Table.2.3 の下 3 段は 1/3 程度になると見込まれている。また K_L^0 数も現在では 2 倍程度になると予想されている。

Table. 2.3 3年間でのシグナルと B.G. の見積もり (Preliminary)

	Kinematic cut & Veto	Cluster shape cut	accidental loss
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	2.44	2.05	1.41
$K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$	3.00	1.08	0.75
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.25	0.22	0.15
$K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$	1.45	0.08	0.06
CV- η	0.58	0.1	0.07
CV- π^0	6.8	0.23	0.16
CC02- π^0 [23]	0.33	-	-

2.5 K_L^0 ビームライン

ビームラインの概略を Fig.2.5 に示す。

実験に使用する K_L^0 ビームは、J-PARC 50GeV 陽子シンクロトロン*⁸より取り出したプロトンビームを Ni ターゲット (Fig. 2.6) に入射し、出てきた二次ビームを用いる。二次ビームは水平面上で 16° の方向にコリメートし、電磁石で荷電粒子を取り除き中性ビームにする。さらに Pb アブソーバを通すことで不必要な γ を落とす。

二次ビームラインは全長 21m、ビームの時間構成は 3.3 秒サイクルで 0.7 秒のビーム取り出し (1spill)、検出器に対する立体角 $9\mu\text{str}$ と非常に細いビームになっている。これは §2.2 で述べた理由による。

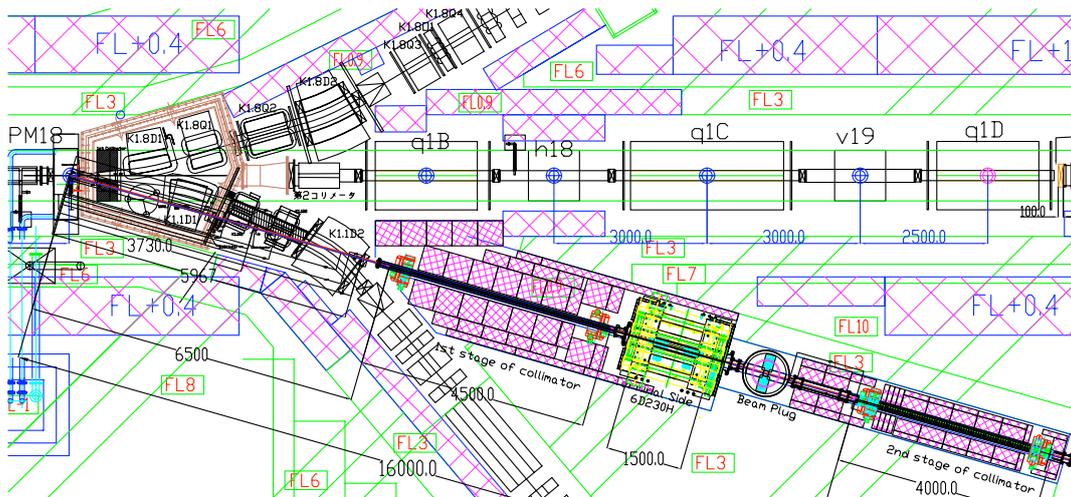


Fig. 2.5 K_L^0 ビームライン概略図。一次陽子ビームが図の左側より入射し、 16° の方向に取り出している。桃色の細かいハッチで描かれたコンクリートで囲まれた部分が、我々の使用するラインとなる。現在のコリメータの長さは図のものより延長されており、また2つのコリメータの間には荷電粒子を除去するための電磁石が置かれる。

*⁸ 50GeV は陽子シンクロトロンの設定値である。当初は 30GeV で運転される

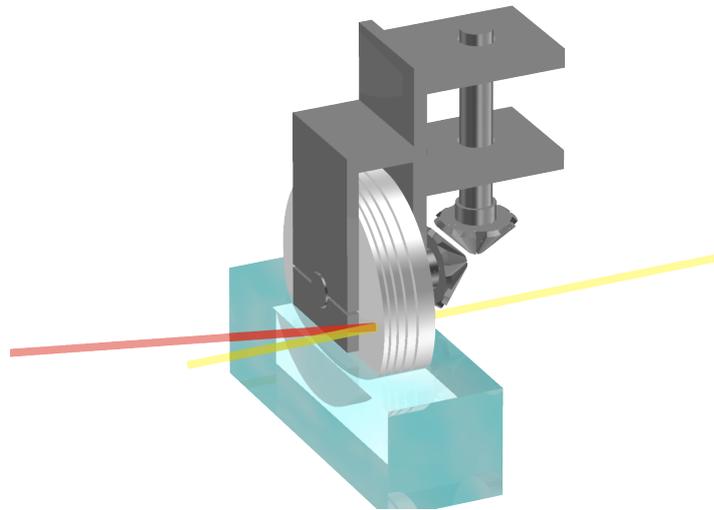


Fig. 2.6 T1 ターゲット。Ni 円盤 5 枚からなり、Ni の厚みは全体で 53.9mm となる。円盤は一部水に浸かっており、回転させることで冷却を行う。図中右側から入射する一次プロトンビーム (図中黄色) は円盤の端の方に入射し、二次ビーム (図中赤) は水平面上で 16° の角度で取り出す。

2.6 Veto 検出器

検出器の全体図を Fig.2.7 に示す。また実際に γ を検出する CsI 電磁カロリメータ以外の Veto 検出器を簡単に紹介する。CsI カロリメータについては §3 で詳述する。

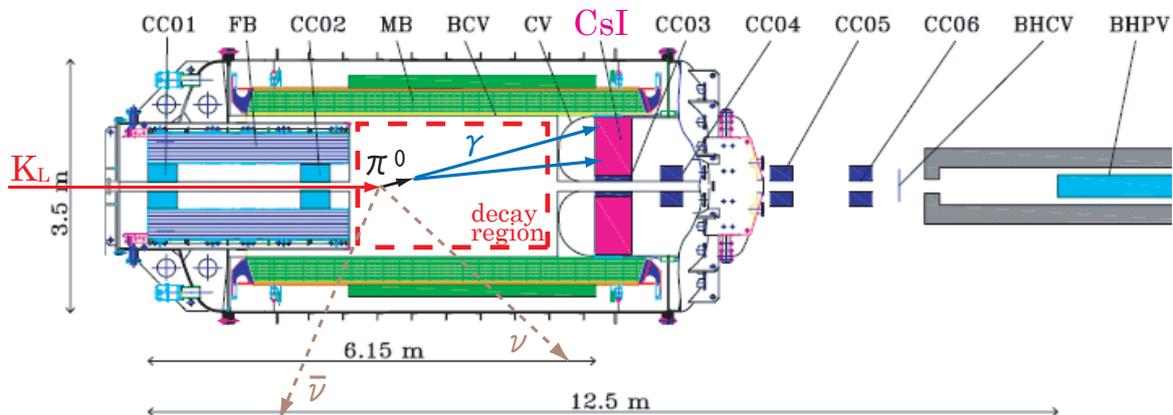


Fig. 2.7 K^0 TO 検出器一覧。 π^0 からの 2γ を捉える CsI 電磁カロリメータと、崩壊領域を覆う Veto 検出器が設置されている。なお π^0 の飛距離は過大に表示している。現在 CC01 の撤去、CC02, CV の形状変更など各種改良が計画されている。

2.6.1 Barrel Photon Veto

Barrel Photon Veto は K_L^0 の崩壊により生成される γ を検出し、veto するために崩壊領域を囲っている。Barrel カウンターは鉛とシンチレーターによる sampling calorimeter で、読み出しに波長変換ファイバーを使用している。また、Barrel Photon Veto は構造を Front Barrel(FB、Fig.2.8) と Main Barrel(MB、Fig.2.9) の 2 つに分けることで K_L^0 の崩壊領域を上流部とシグナル領域に 2 分している。また FB は 16 モジュール、MB は 32 モジュールを円形に並べている (Fig.2.10)。これらの検出器は E391a 実験で使用したものを K^0 TO 実験でも使う予定であるが、MB については γ 線に対する検出効率を上げるため、MB の内側にさらに鉛とシンチレーターによる sampling calorimeter を足す計画である。

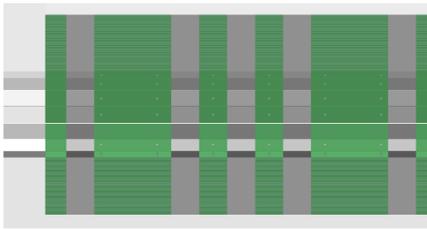


Fig. 2.8 Front Barrel 断面図。緑で表示された鉛サンドイッチシンチレータを薄い鉄のシートで巻いて固定した構造をしており、上流側(図中左側)からのみ読み出す。

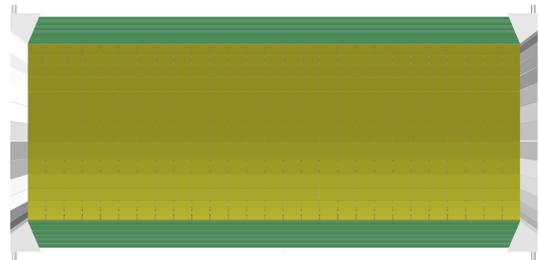


Fig. 2.9 Main Barrel 断面図。緑で表示された鉛サンドイッチシンチレータをボルトで固定しており、左右 2 方向から読み出す。図中黄色で表示されたプラスチックシンチレータは BCV である。

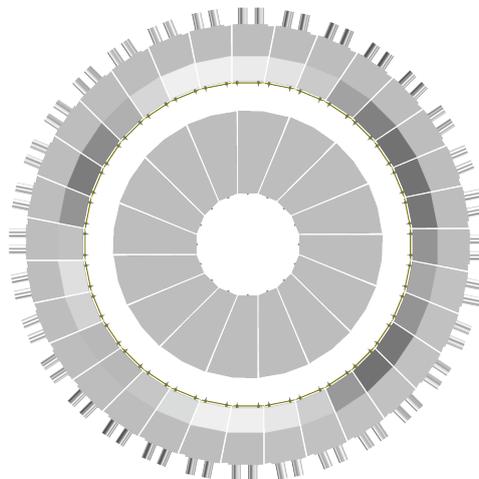


Fig. 2.10 Barrel photon veto 検出器の正面図。外側の円が Main barrel で Fig.2.9 のモジュールを 32 個並べた構造になっている。内側が Front barrel でこちらは Fig.2.8 のモジュールが 16 個並んでいる。

2.6.2 Charged Veto

Charged Veto は K_L^0 の崩壊により生成される荷電粒子を検出し、veto するためのプラスチックシンチレータを使った検出器であり、MB の内面に設置されている Barrel Charged Veto(BCV、Fig.2.9) と CsI の前面を覆うように設置されている Charged Veto(CV) の二つの検出器からなる。CV は K_L^0 の崩壊領域付近で最も中性ビームに近く設置される検出器の一つである。CV は front CV と rear CV、liner CV の3つの構造から成る。Front と rear CV は4枚ずつのプラスチックシンチレータが正八角形を構成しており、rear CV が CsI カロリメータの直前に、front がそこから 25cm 上流に置かれる (Fig.2.11)。Liner CV は CsI カロリメータのビームホールを覆うように設置される (Fig.2.12)。

全体は厚さ 3mm のプラスチックシンチレータで構成されており、波長変換ファイバを通して出てきた光を MPPC を用いて検出する。

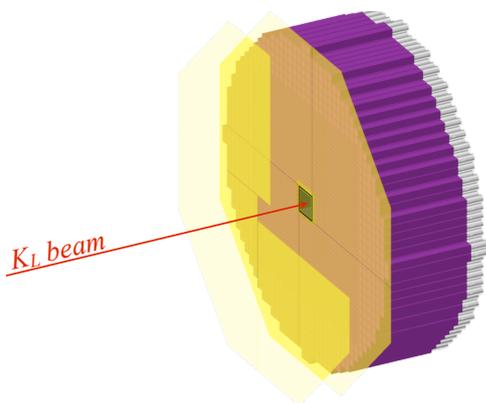


Fig. 2.11 CV 概観。厚さ 3mm のプラスチックシンチレータ 8 枚で構成された CV は、紫で表示された CsI カロリメータ前面を覆うように 2 枚重ねて設置される。2 枚の間隔は 25cm となっている。図中の黄色半透明に表示されている部分が CV である。

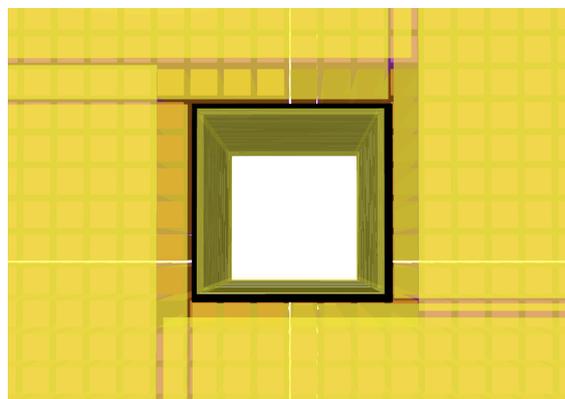


Fig. 2.12 Liner CV 正面図。Fig.2.11 のビームホール部を拡大した図である。厚さ 5mm のプラスチックシンチレータがビームホールを保護するように設置される。Liner CV の外側の黒い部分は CsI の重量を支える 5mm 厚の CFRP(カーボン繊維強化プラスチック) である。

2.6.3 Collar Counters

Collar Counter はビーム軸に沿って検出器の外へ逃げる粒子を捕まえるために、ビーム付近に設置された検出器の総称である。そのなかで CC03 は CsI カロリメータの内側に置かれる検出器で、CC03 と CsI カロリメータの位置関係は Fig.2.13 のようになっている。K^OTO 実験では CC03 に PWO 結晶を使用する予定である。また、New Collar Counter (NCC[23]、Fig2.14) は FB の内側、最下流面付近に置かれる検出器で pure CsI 結晶で構成されている。この検出器は E391a 実験における CC02 に替わって導入される Veto 検出器である。崩壊領域から上流に行く γ 線を捕え、さらに上流で崩壊した K_L^0 を排除する役割を持つ。またハロー中性子のフラックスを測定する役割を期待しており、そのため Fig.2.14 のように分割し、中性子識別に利用する構造に

なっている。K⁰TO 実験では CC04、CC05、CC06 の Collar Counter にも KEK CsI を使用する予定である。また、Fig.2.7 では FB の上流端に CC01 が設置されているが、研究の結果 CC01 を設置する利点がなかったため、現在は CC01 は設置しないと考えている。

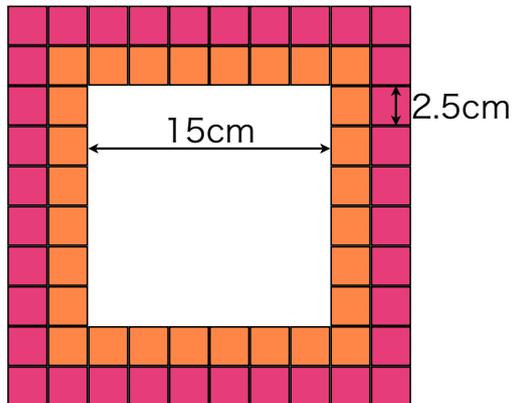


Fig. 2.13 CC03 と CsI カロリメータの位置関係。図は CsI カロリメータのビームホール正面図で、オレンジが CC03、ピンクが CsI カロリメータを表す。CC03 は長手方向 25cm の PWO 結晶を 2 本接着しており、CsI カロリメータと隙間無く設置できるようになっている。

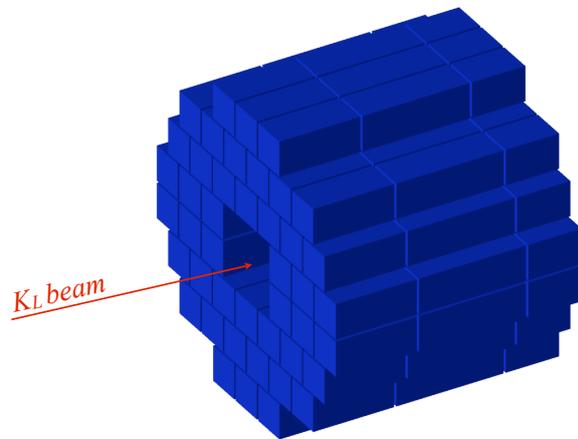


Fig. 2.14 NCC は 7cm 角の pure CsI 結晶が多数並んだ設計になっている。ビーム方向には 3 分割されており上流側からそれぞれ 15cm、20cm、10cm の長さがある。ビームホールは一辺 14cm になる。

2.6.4 Beam Hole Charged Veto

BHCV はビームホール中に崩壊していった荷電粒子を veto するために、崩壊領域下流に設置される。ビーム中には荷電粒子以外の中性子 (200MHz) や γ (130MHz)、 K_L^0 (7MHz) といった中性粒子が大量に存在する。これらの余分な粒子に反応してしまえば不必要に veto がかかってしまい、シグナルのアクセプタンスが低下してしまう。したがって BHCV には中性粒子に不感である事が要求される。そこで K⁰TO 実験では BHCV に質量の小さいガス検出器を用いることを計画している (Fig.2.15)。さらにガスシンチレーション光を PMT で読み出す方式をとることによりガスゲインを低く抑えられ、高レート耐性を保証している [24]。

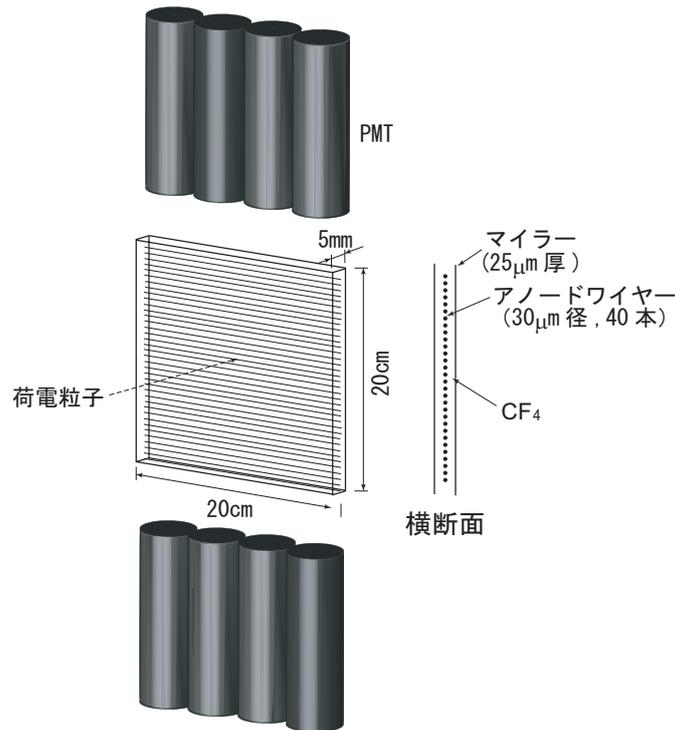


Fig. 2.15 BHPV

2.6.5 Beam Hole Photon Veto

BHPV はビームライン最下流に設置される、 γ を veto する検出器である。ただし BHPV にはビーム中に元々存在している大量の中性子が飛来してくるため、 γ に対する高い検出効率と中性子に不感である事が要求される。そこで K⁰TO 実験では、鉛による γ コンバータとエアロジェル放射体を用いたチェレンコフ検出器を開発している (Fig.2.16[25])。BHPV はそのプロトタイプが E391a 実験にも使用されており、現在新型器を試作中である。

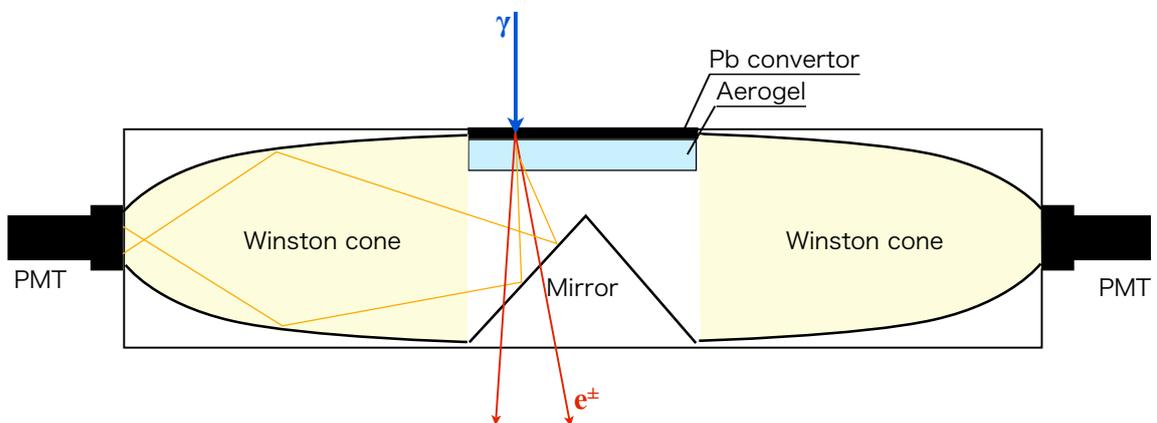


Fig. 2.16 BHPV 上面図。図の上から飛んできた γ を Pb で e^+e^- にコンバートし、それらがエアロジェル中で放出したチェレンコフ光を捉える。

3 CsI Calorimeter

CsI 電磁カロリメータは、 π^0 からの 2 つの γ の位置とエネルギーを測定するためのカロリメータである。

本章ではまず CsI 電磁カロリメータに使用する CsI 結晶とその役割、物理的要請について述べる。さらにカロリメータに付随するシステム (キャリブレーション、読み出し系統) について述べ、最後に次章に続く読み出し用光電子増倍管について詳述する。

3.1 CsI crystal

E391a 実験では $7 \times 7 \times 30\text{cm}^3$ の pure CsI 結晶 (KEK CsI) を使用していたのに対し、 $K^0\text{TO}$ 実験ではアメリカ・フェルミ国立加速器研究所 (FNAL) で行われた KTeV 実験で使用された長手方向に 50cm ある pure CsI 結晶 (KTeV CsI) を使用することになった。KTeV CsI のサイズは $2.5 \times 2.5 \times 50\text{cm}^3$ と $5 \times 5 \times 50\text{cm}^3$ の 2 種類があり、中心部に $2.5 \times 2.5 \times 50\text{cm}^3$ の CsI 結晶を 2240 個並べ、その外側に $5 \times 5 \times 50\text{cm}^3$ の CsI 結晶を 336 個並べる (Fig.3.1)。Table3.1 に 2 つの CsI の比較を載せる。

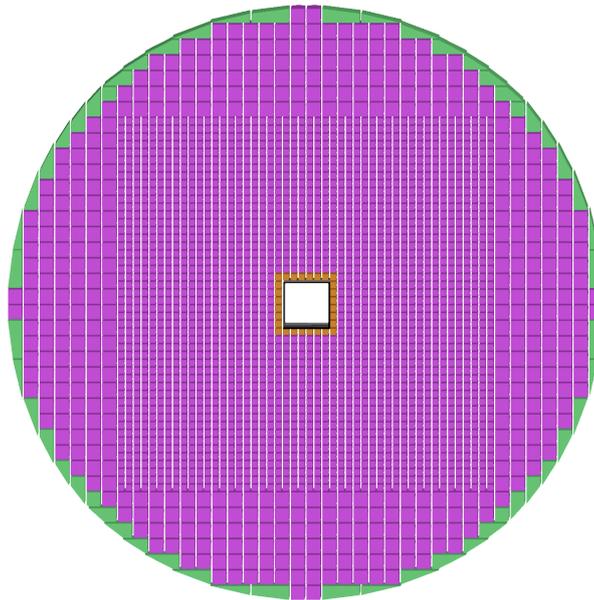


Fig. 3.1 CsI 電磁カロリメータ正面図。円の直径は 1900mm である。中心部の橙色の部分には CC03。外側縁は CsI の隙間を埋めるための Veto 検出器で、サンドイッチカロリメータで構成される。

Table. 3.1 KTeV CsI と KEK CsI

	KTeV CsI[26]	KEK CsI[22]
サイズ	$2.5 \times 2.5 \times 50\text{cm}^3$ $5 \times 5 \times 50\text{cm}^3$	$7 \times 7 \times 30\text{cm}^3$
放射長	27	16
エネルギー分解能	$2\%/\sqrt{E} \oplus 0.45\%$	$1\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$

CsI カロリメータの役割は §2.1 で述べたように、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ から崩壊してきた 2γ を捉え、その位置とエネルギーを確実に求めること、そしてそれ以外の崩壊から生成された γ を逃さず検出して veto することである。この役割に対して CsI 結晶を交換したことは次のように活かされる。

- fusion cluster を減らす

もし 2 つの γ がカロリメータ上で近距離に入射してしまうと、発生する電磁シャワーがオーバーラップし 1 つの γ と見誤ってしまう。KTeV CsI を使えば細セグメント化によって分離能力が向上することは明らかで、詳細なシミュレーションによれば 5cm まで近づいても 2 つの γ を判別することが可能である。程度の違いはあるものの、この効果は当然 γ 以外にも当てはまるので、§2.3.2 で指摘した CV- π^0 B.G. を削減することが出来る。

- パンチスルーによる γ の非検出効率を低減する

入射した γ が CsI 結晶内で反応せずに素通りしてしまうことをパンチスルーと呼ぶ。KEK CsI ではこのパンチスルーの確率が、光核反応*⁹による非検出効率と同程度であった。しかし KTeV CsI は放射長換算で $11X_0$ も長いので、その確率が negligible である (Fig.3.2)。したがって §2.3.1 で述べた $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ B.G. の排除にも有効である。

- 電磁シャワーのリークによる B.G. を減らす

γ がカロリメータに入射すると電磁シャワーを起こし、その一部はカロリメータの後ろからリークしてしまい、見かけのエネルギーが小さくなる。 π^0 の崩壊点は π^0 の質量を仮定して再構成するため、このシャワーリークは崩壊点を下流側にシフトさせる。E391a ではこのシャワーリークの割合が多かったため、§2.3.2 で述べた CC02- π^0 B.G. が増加する原因となっていた。KTeV CsI では結晶がより長いのでこのリークの量を十分に減らすことが出来る (Fig.3.3)。

*⁹ γ が原子核に吸収される反応。原子核は吸収したエネルギーによって励起、振動、共鳴など様々な不安定状態になり、二次粒子 (n, p, γ など) の形でエネルギーを放出する。

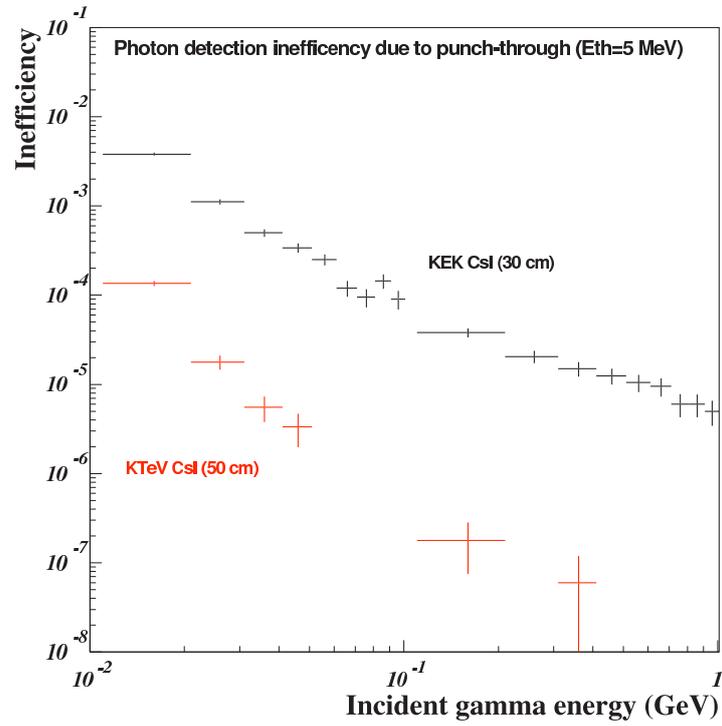


Fig. 3.2 パンチスルーによる非検出効率の比較。

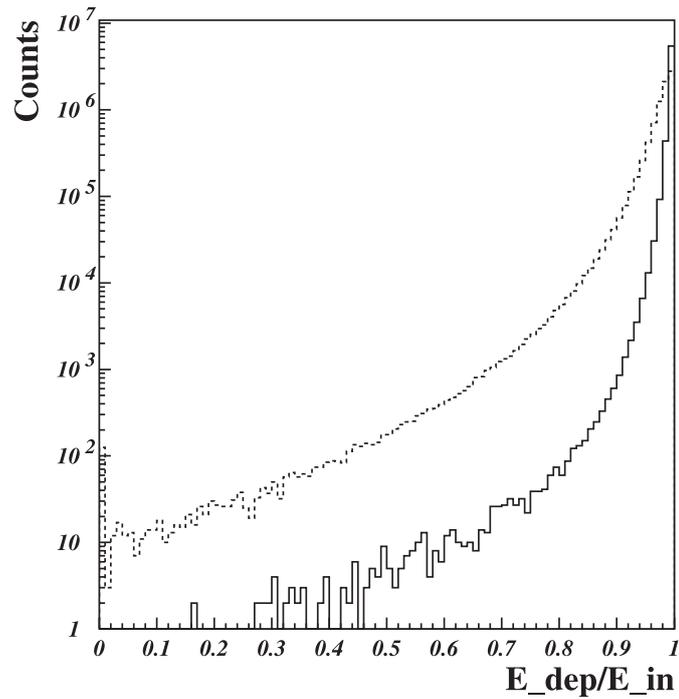


Fig. 3.3 KEK CsI と KTeV CsI でのシャワーリークと比較。カロリメータに入射した γ のエネルギーと、それがカロリメータに落としたエネルギーの比の分布を示している。シミュレーションは入射 γ のエネルギー範囲を $0.1\text{GeV}\sim 1\text{GeV}$ としている。実線が KTeV CsI($27X_0$) で、点線が KEK CsI($16X_0$) である。

3.2 キャリブレーションシステム

実験中の読み出し PMT の増幅率モニタとして、波長 355nm の Nd:YAG^{*10}レーザーと液体シンチレータを用いたレーザーキャリブレーションシステム [27] を導入する予定である。これは液体シンチレータを封入した球 (Fig.3.4) に、外部からオプティカルファイバーを通じてレーザーを導入する。それによって液体シンチレータを発光させ、その光を全 CsI 結晶にファイバーで送るというものである。さらに液体シンチレータの発光量を高線形性を持つ PIN photodiode でモニターする事で、PMT のキャリブレーションを行う。このシステムもハードウェア部分は KTeV 実験で使用されていたものを流用し、K⁰TO 実験に使用する予定である。

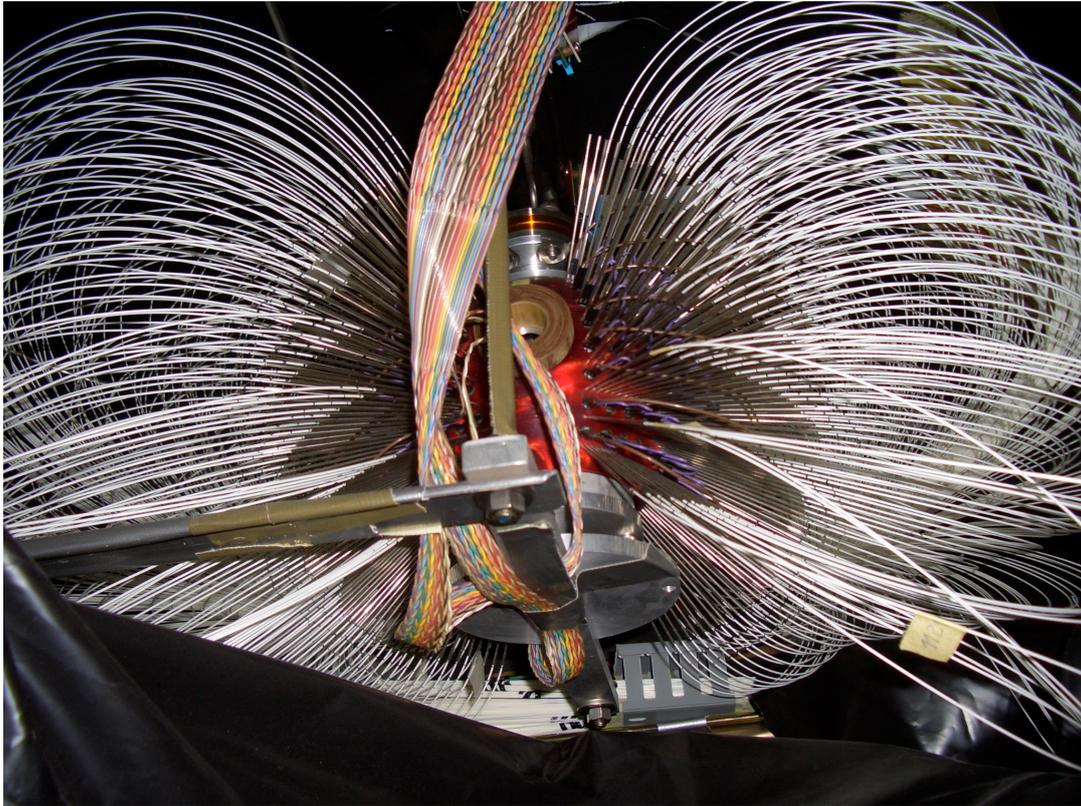


Fig. 3.4 CsI キャリブレーションシステムに用いる球。内部には液体シンチレータが詰まっており、外部から循環している。廻りの白いファイバーが各 CsI 結晶にシンチレータの発光を送っている。ボール 1 個あたりにファイバーが 700 本程度刺さっており、カロリメータ全体で 4 つのボールを使用する。

^{*10} neodymium-doped yttrium aluminium garnet

3.3 Requirements

ここではカロリメータに対する物理的な要請の中で、特に読み出し系に条件を与える項目についての見積もりを述べる。これらは §4 の新規 PMT ベースの設計に必要なパラメータである。

3.3.1 Hit rate

K^0 TO 実験の中性ビームは、十分コリメートされたペンシル状ビームである。このため CsI カロリメータにビームが直接あたる事は無く、CsI カロリメータに入射する粒子は全てが K_L^0 崩壊に由来すると言ってよい。したがって Single counting rate はそれほど高くはない。Fig.3.5 に結晶毎の Single counting rate のシミュレーション結果を示す。最もレートが高い部分でも 120kHz 程度であることがわかる。またそのエネルギー分布 (Fig.3.6) を見ると、低エネルギー側に集中していることもわかる。したがって読み出し系への要請としては、120kHz の count rate においても PMT の出力が変化しないことがあげられる。その許容範囲は §3.3.2 で述べる。

ところで、 K^0 TO 実験では全ての CsI 結晶からの信号を Flash ADC で逐次デジタル化して記録する。ここで示されたようにレートがさほど高くないことにより、gaussian filter^{*11}を導入してパルスを広げて、125MHz の Flash ADC での読み出しを行うことになっている (Fig.3.26)。このことは高速 Flash ADC の使用を避けられ、実験コストの抑制に繋がっている。読み出し Flash ADC のスキームについては §3.5 で触れる。

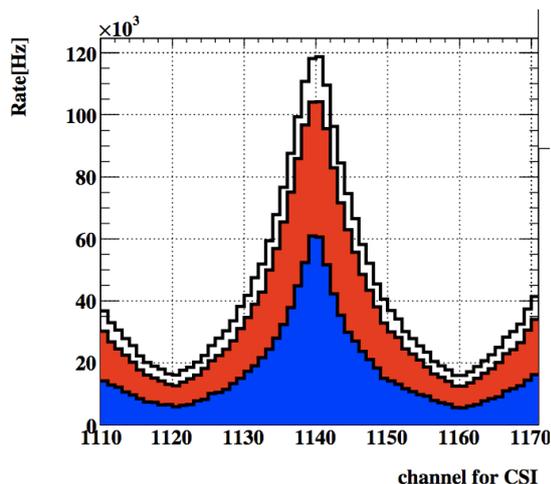


Fig. 3.5 CsI カロリメータの結晶毎の Single counting rate。最もレートが高い結晶 (ビームホール周辺) の周りのみ表示してある。白ヒストグラムが全イベント、赤ヒストグラムが 0.1MeV Threshold、青ヒストグラムが 1MeV Threshold を課した場合を示す。

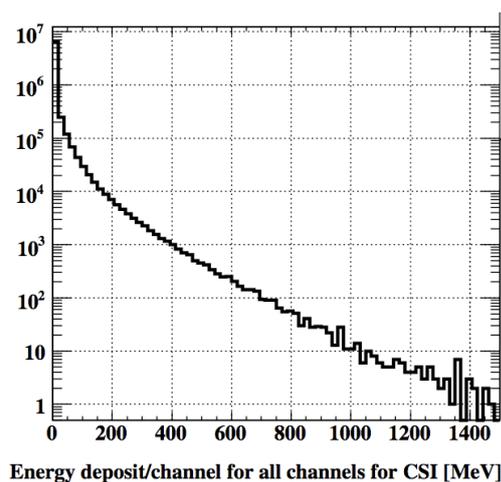


Fig. 3.6 CsI カロリメータの結晶毎の Energy deposit distribution。

*11 LC 素子で構成されたローパスフィルタ

3.3.2 Linearity

CsI カロリメータに必要な Linearity を見積もるために Geant4 シミュレーションを行った。実際に結晶に落とされるエネルギーを意図的に変化させ、それによる signal と各種 B.G. の数の変化を見ることによって要求を算出した。以下では、その結果を説明する。

γ がカロリメータに入射すると電磁シャワーを引き起こし、複数の結晶にエネルギーを落とす。解析ではそれら複数の energy deposit をクラスター化して、入射した γ の位置とエネルギーを算出する。そのため 1 つ 1 つの結晶のエネルギーがずれるとクラスタリング結果が変化してしまい、 γ の入射位置やエネルギーがずれる。定性的にはエネルギーを高く間違えると Eqs.(2.3-2.6) より π^0 の崩壊点が上流側にずれる。そのためシグナルは Fig.2.3 の平面上で左にずれて行く。逆にエネルギーを低く間違えた場合は下流側にずれる。各種 B.G. も同様であるため、もともと Fig.2.3 で赤枠の右側にあるような B.G.(CV- π^0 B.G., Fig.3.8) はエネルギーを高く間違えると増え、CC02- π^0 B.G.(Fig.3.9) など左側に分布している B.G. はエネルギーを低く間違えると増えて行くことになる。Fig.3.7 はその効果を実量的に見積もったものになる。横軸は意図的に変化させたエネルギーに対するスケール因子を表す。例えば energy scale = 1.2 は CsI カロリメータのエネルギーが、実際より 20% 高く読み出された場合を示す。

本来この評価方法はエネルギースケールに関するものであり、Linearity に対する要請を正確に

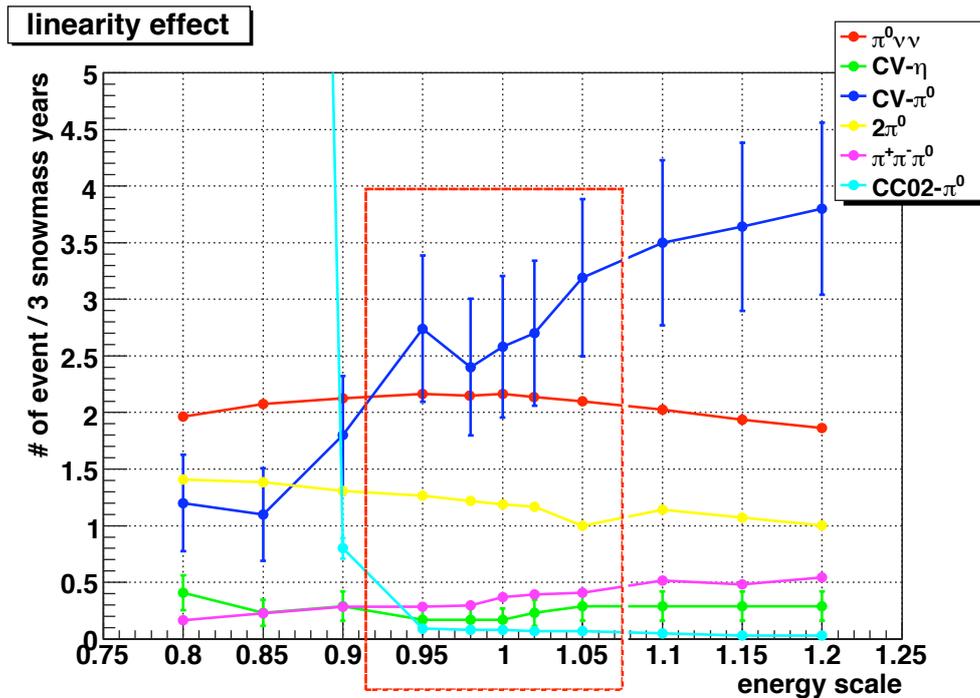


Fig. 3.7 CsI 電磁カロリメータに要求される Linearity を決めるための Geant4 シミュレーション結果。赤が signal、それ以外が B.G. である。CC02- π^0 B.G. は 0.9 より左で 100 近くまで増加しているため、グラフには表示できていない。CV- π^0 B.G. が多いが現在は CV のハードウェアを改良し、半分に押さえている。

反映するものではない。しかしながら、実際の実験で行う較正方法は、あるエネルギー分布の γ のデータで得られたエネルギースケールを全エネルギー領域に適用すると考えられる。もし較正を行うためのエネルギー分布 (cosmic ray など) と B.G. のエネルギー分布が全く異なる極端な例を考えれば、その差はエネルギースケールのずれに反映される。従ってこの方法は最も安全なサイドでの評価であるとともに、この要請を満たせばどのようなエネルギー分布で較正を行っても良いことを保証するものである。

Fig.3.7 を見ると、signal はエネルギーを間違えると微減し、5% 以上高く間違えると CV- π^0 B.G. が増加、逆に 5% 以上低く間違えると CC02- π^0 B.G. が激増している様子が分かる。この結果を踏まえ、CsI カロリメータの non-linearity として 5% 以内とすることを決定した。

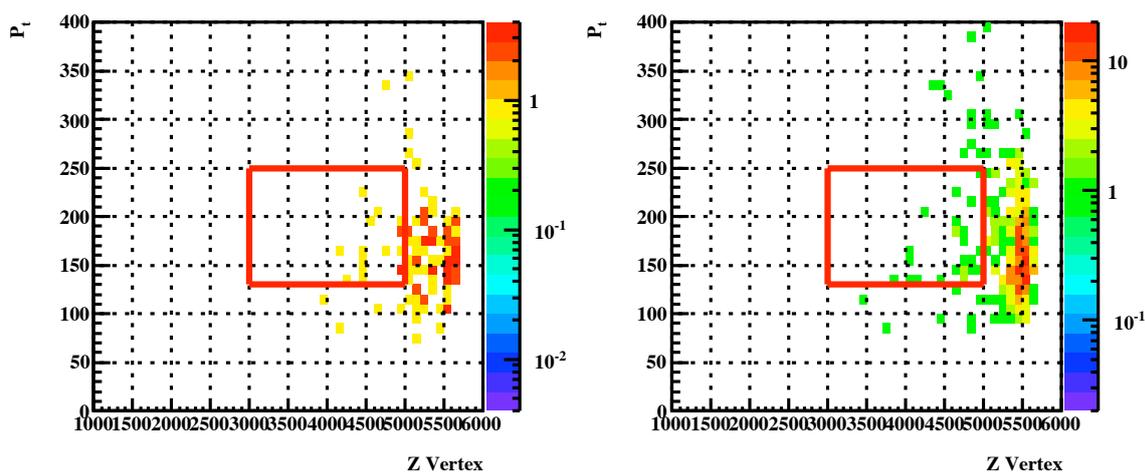


Fig. 3.8 CV- π^0 B.G. の Linearity 依存性。左が正確なエネルギーの場合、右がエネルギーを 20% 高く間違えた場合の再構成された π^0 の $P_t - Z_{vtx}$ 分布図である。エネルギーを高く見積もると崩壊点が上流にずれていく様子が分かる。

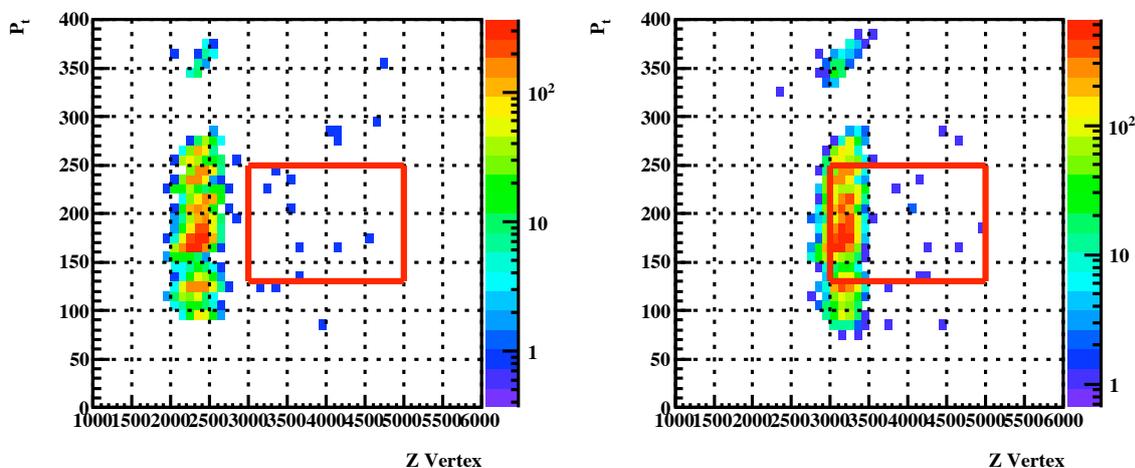


Fig. 3.9 CC02- π^0 B.G. の Linearity 依存性。左が正確なエネルギーの場合、右がエネルギーを 20% 低く間違えた場合の再構成された π^0 の $P_t - Z_{vtx}$ 分布図である。エネルギーを低く見積もると崩壊点が下流にずれていく様子が分かる。

3.3.3 Energy range

CsI カロリメータに必要な energy range を見積もるためにシミュレーションを行った。Fig.3.10 は $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に関し、CsI 結晶 1 つあたりに落とすエネルギーの最大値分布を表している。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ イベント自体は 2GeV まで分布しているが、この辺りは Kinematic cut で落とされる^{*12}ため、最終的に残るイベントは図中の青ヒストグラムで示された領域になる。1GeV 以上の energy deposit/crystal はほとんど存在しないことが確認できたため、CsI カロリメータは結晶あたり 1GeV までを見ることにした。ただし §3.3.2 での結果 non-linearity 5% までを許容することを踏まえ、安全を見て 1.3GeV まで測定可能とすることを要求性能としている。

さらにこのカロリメータには Photon Veto Detector としての役割も持っているおり、必要な光子 veto 能力を確保する点で、下は 1MeV まで観測できる必要がある。結局カロリメータの energy range は 1MeV-1.3GeV と結論づけられた。

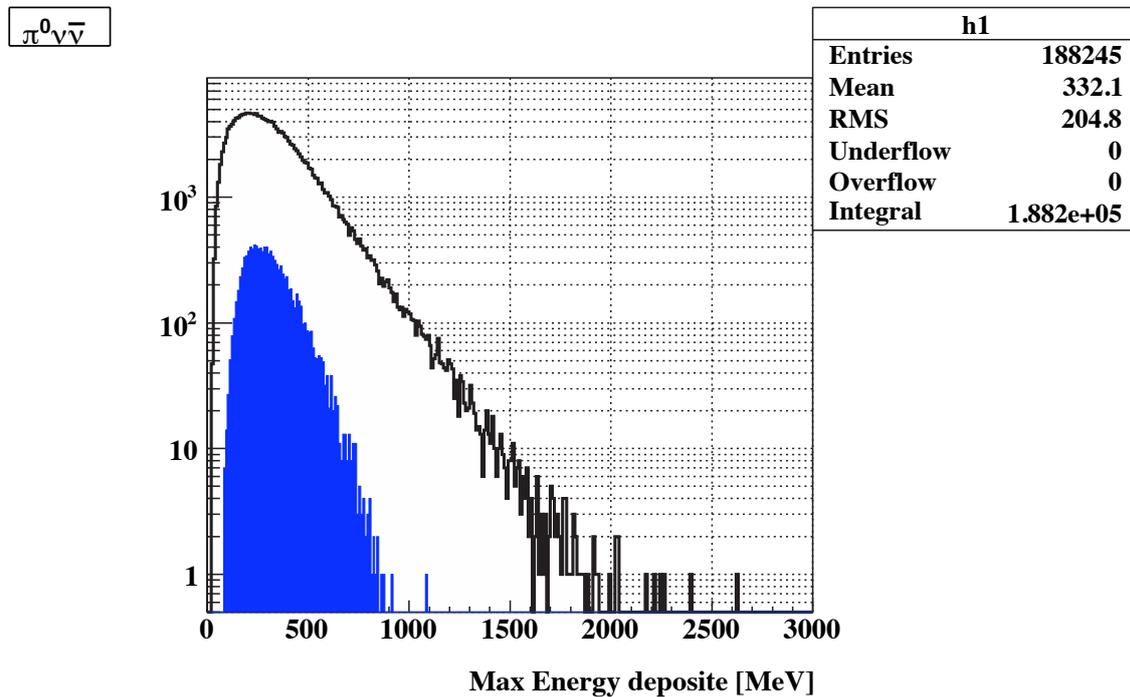


Fig. 3.10 白 histogram は $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ からの 2γ がどちらもカロリメータに入射した場合に、結晶一つあたりに落とすエネルギーの K_L^0 毎の最大値を表す。青 histogram はそこから各種 cut をかけて最終的に signal として観測されるイベントのみを表す。

^{*12} 高エネルギー側に分布する $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ を Veto する cut

3.4 読み出し用光電子増倍管

カロリメータの発光を読み出す光電子増倍管 (以下 PMT) にも KTeV に使用されたものを再利用する。これも結晶の大きさに合わせて2種類あり、光電面が $\phi 34\text{mm}$ のものと $\phi 15\text{mm}$ のものがあり、それぞれ型番は R5330、R5364^{*13}となっている。PMT の各種パラメータを Table.3.2 にまとめる。

PMT を使用するには、PMT に高電圧を供給するベースが必要である。KTeV 実験に於いては複数種類のベースが試作、使用された。このうち本論文では PMT 自身のテストの目的で、KTeV プロトタイプと実際に本番で使用された KTeV base を扱っている。各々の電圧分割比を Table.3.3 に載せる。この2種類のベースが2つの PMT それぞれに用意されているので、組合せは計4種類となる。Fig.3.11 はそれぞれの写真である。

本節ではまず KTeV PMT の光電子増倍率について述べる。ここでは KTeV で使われた PMT に加え、KTeV で使われたベースも再使用した場合の増幅率を評価する。



Fig. 3.11 上が5cm結晶用の $\phi 34\text{mm}$ PMT (R5330)。下が2.5cm結晶用の $\phi 15\text{mm}$ PMT (R5364)。ベースは上から R5330 用 KTeV プロトタイプ、R5330 用 KTeV base、R5364 用 KTeV プロトタイプ、R5364 用 KTeV base。

*13 どちらも浜松ホトニクス製

Table. 3.2 KTeV PMT 各種パラメータ

	R5330	R5364
光電面径	$\phi 34\text{mm}$	$\phi 15\text{mm}$
光電面材質	Bialkali	
光電窓材質	UV glass	
反応波長域	185 - 650nm	
最大量子効率波長	420nm	
ダイノード構造	Linear focused	
ダイノード段数	6	5
最大定格	1750V	
消費電力	700mW	

Table. 3.3 各 KTeV PMT Base の抵抗分割比。R5330 用は最終段のみ分割比が異なっている。

R5330	K - Dy.1 - Dy.2 - Dy.3 - Dy.4 - Dy.5 - Dy.6 - P
KTeV Prototype	2.0 - 1.0 - 1.0 - 1.0 - 2.0 - 3.0 - 3.0
KTeV base	2.0 - 1.0 - 1.0 - 1.0 - 2.0 - 4.0 - 2.0
R5364	K - Dy.1 - Dy.2 - Dy.3 - Dy.4 - Dy.5 - P
KTeV Prototype	1.5 - 1.0 - 1.2 - 1.6 - 3.0 - 2.7
KTeV base	同上

3.4.1 R5330 光電子増幅率測定

まず $\phi 34\text{mm}$ の R5330 の増幅率測定手順について述べる。増幅率は 1 光電子 (Single Photoelectron) の信号がどれだけの電荷となって出力されるかを測定することで得られるが、§1.2.1 で言及したように本 PMT の増倍率は非常に低く設定されているため、そのままでは Single Photoelectron を見ることは難しい。そこで PMT への供給電圧を定格一杯の 1750V とし、電荷積分型プリアンプ^{*14}とリニアパルスシェイピングアンプ^{*15}で十分に増幅した PMT 出力信号を、ピークホールド ADC^{*16}を用いて測定を行った (Fig.3.12)。この測定は光量を十分低くしぼることで入射光量を求められるようにし、増倍率の絶対値を得られるようにしている。その後、今度は光量を十分大きくして増倍率の供給電圧依存性を確認した。これまでの 2 つの測定は R5330 と KTeV Prototype base の組合せ (Fig.3.11 の一番上)で行っている。最後に 2 種類のベースを用いて、両方の組合せに同一光量を入射して出力を比較し、最終的に R5330 と KTeV base の組合せ (Fig.3.11 の上から二番目)での増倍率を算出した。

Fig.3.13 に微小光量入力時の PMT 出力を、そして得られたヒストグラムを Fig.3.14 に示す。Fig.3.14 からわかるように、光量をどれだけ変化させても single P.E. のピークは観測できなかつ

*14 ORTEC 142PC

*15 ORTEC 572

*16 豊伸電子 C008

た。そこで光量 $\langle n \rangle$ を Poisson 分布

$$P(x) = \frac{\langle n \rangle^x e^{-\langle n \rangle}}{x!}, \quad (x = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.1)$$

と仮定して、全イベント数 (N_{total}) とペDESTAL のイベント数 ($N_{pedestal}$) から平均光量を

$$\langle n \rangle = \ln \frac{N_{total}}{N_{pedestal}} \quad (3.2)$$

の式を用いて見積もり、

$$\text{Gain} = \frac{(\mu_{total} - \mu_{pedestal}) \times 0.25[\text{pC/count}]}{e\langle n \rangle} \quad (3.3)$$

と増倍率を算出した。ここで μ_{total} は全イベントの ADC 平均値、 $\mu_{pedestal}$ はペDESTAL の ADC 平均値、 e は素電荷である。PMT の供給電圧-1750V の状態でこの測定を $\langle n \rangle = 0.01 \sim 3$ 程度の範囲で繰り返し行い、得られた結果が Fig.3.15 である。図より入射光量に関わらず一定の Gain であることが確認された。これより R5330 の増倍率は 17400(1750V) となる。

さらに増倍率の電圧変化を確認するための測定を行った。この測定は大きめの一定光量を UV LED から入射し、供給電圧を変化させながら電荷積分型 ADC のピーク位置の変化を見るという方法を用いた。結果を Fig.3.16 に示す。Fit に用いた式は

$$\text{Gain} = p0 \times HV[\text{V}]^{p1} \quad (3.4)$$

である。

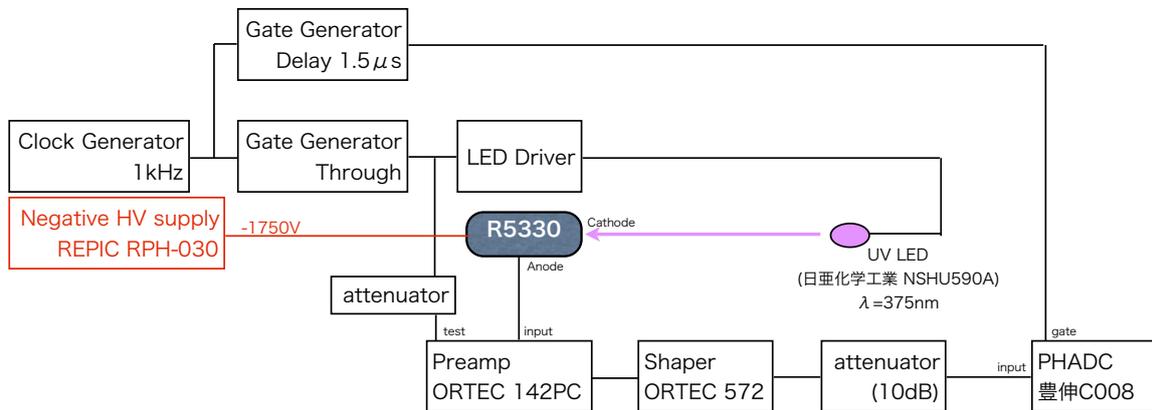


Fig. 3.12 R5330 の増倍率測定回路。プリアンプのゲインは $1\text{V}/6.57\text{pF}$ 。Shaper はゲイン 20、shape time $0.5\mu\text{sec}$ に設定。プリアンプの test に入れたパルスは HV Supply 由来のノイズに起因する PHADC のレンジ割れを防ぐために導入した。

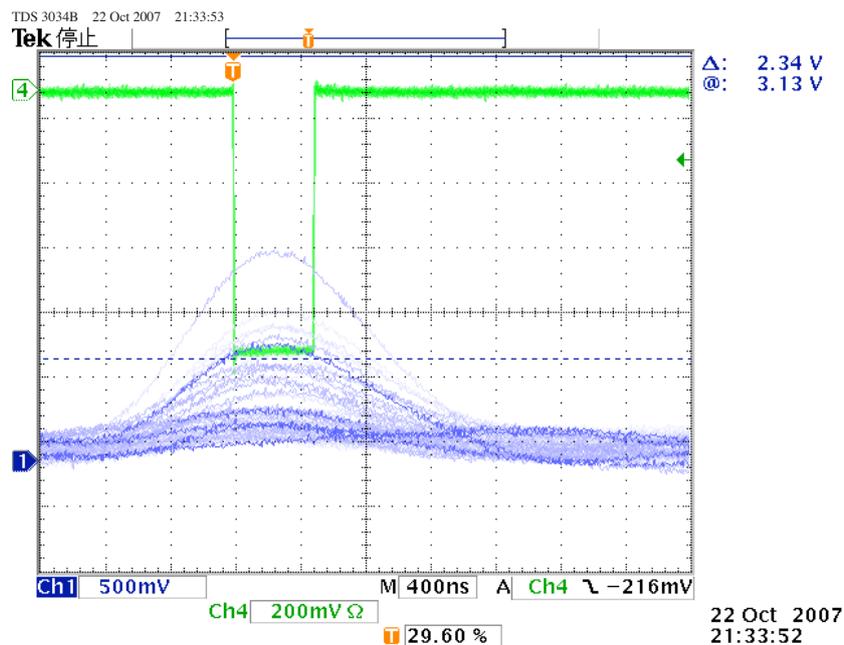


Fig. 3.13 青が R5330 のシェイピング後の波形。緑は PHADC に入力する Gate 信号である。

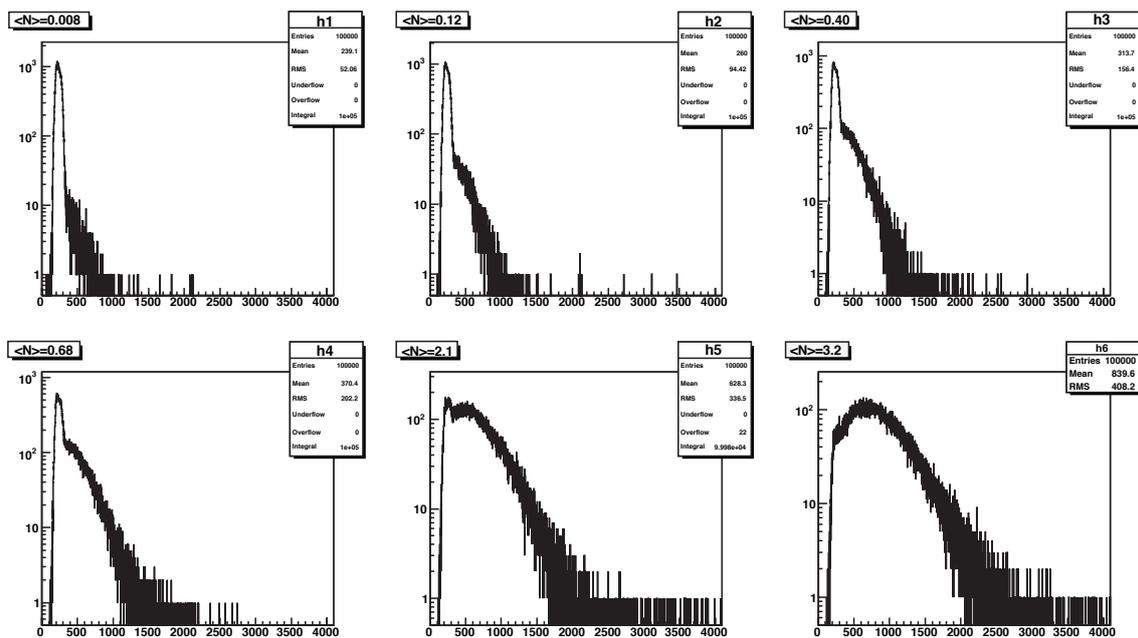


Fig. 3.14 R5330 光電子増倍率測定ヒストグラム。横軸は ADC のカウント。平均入射光量を変えて測定したもの的一部分である。平均入射光量は Eq.3.2 を用いて算出し、各ヒストグラムの左上に記してある。

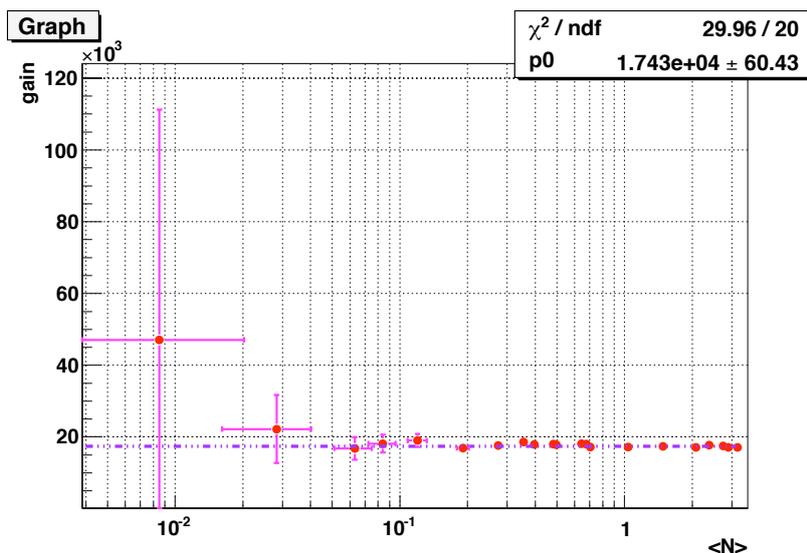


Fig. 3.15 供給電圧 1750V の時の R5330 と KTeV Prototype base での増倍率

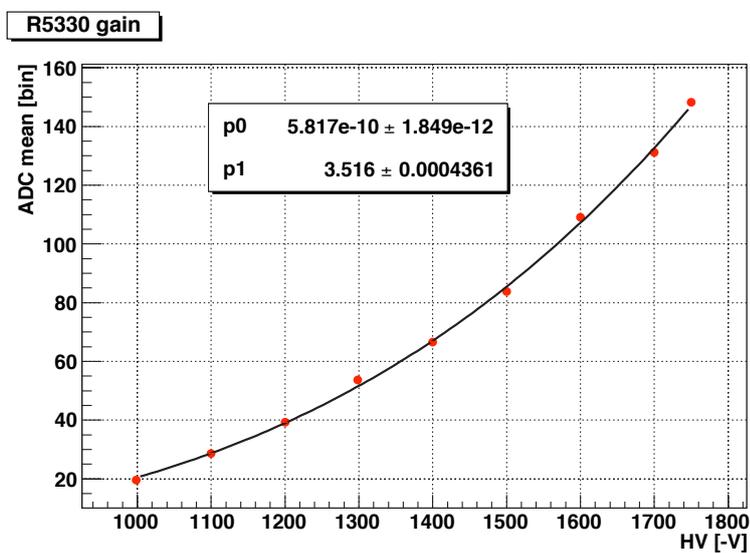


Fig. 3.16 R5330 光電子増倍率の電圧依存性。Fit parameter は Eq.3.4 の通り。

ここまでの測定は KTeV PMT Prototype base を用いて行った。これは実際に使用された PMT base とは電圧分割比が異なっている (Table.3.3) ため、増幅率も異なっている。そこでさらに同光量を入射し、それぞれの Base を使用した際の出力をオシロスコープで測定することで、実際に KTeV で使用された場合の増幅率も見積もった。その結果 KTeV base と Prototype の増幅率の比が

$$\frac{\text{KTeV}}{\text{Prototype}} = 1.45 \times V^{-0.14} \quad (3.5)$$

という関係が得られたため、結局 R5330 と KTeV base の増幅率は

$$\text{Gain}_{R5330} = 1.0 \times 10^{-7} \times V^{3.376} \quad (3.6)$$

となる。ここで V は R5330 に供給する電圧 [V] である。

3.4.2 R5364 光電子増幅率測定

R5364 は R5330 に比べて更に増倍率が低いため、R5330 と同様の setup では測定が不可能だった。そのため Fig.3.12 のセットアップを改良し、HV supply 由来のノイズをローパスフィルタ (Fig.3.17) を用いて除去した。新しいセットアップを Fig.3.18、波形を Fig.3.19 に示す。測定、解析の詳細は R5330 の場合と同様なので省略するが、結果は以下の通りである。

$$\text{Gain}_{R5364} = 3.5 \times 10^{-5} \times V^{2.575} \quad (3.7)$$

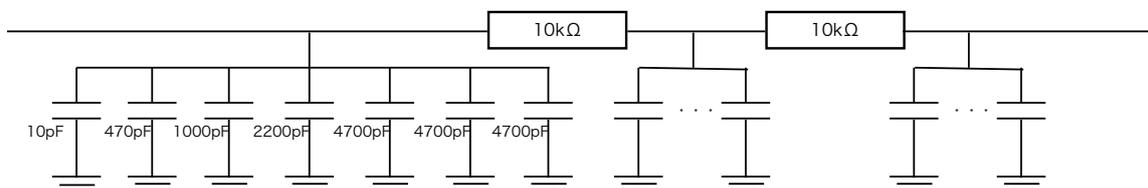


Fig. 3.17 Lowpass filter 回路図。2、3段目のキャパシタ構成は初段のものと同様である。

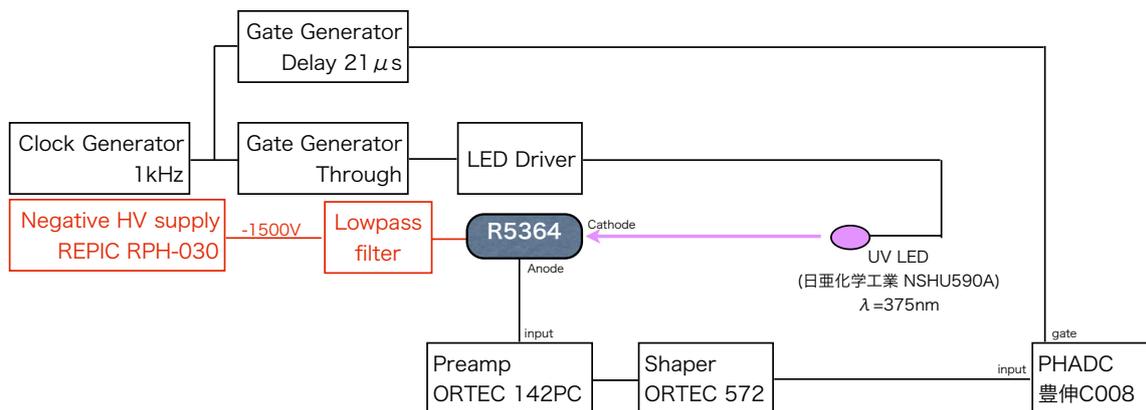


Fig. 3.18 R5364 の増倍率測定回路。プリアンプのゲインは $1V/6.57pF$ 。Shaper はゲイン 20、shape time $20\mu\text{sec}$ に設定。

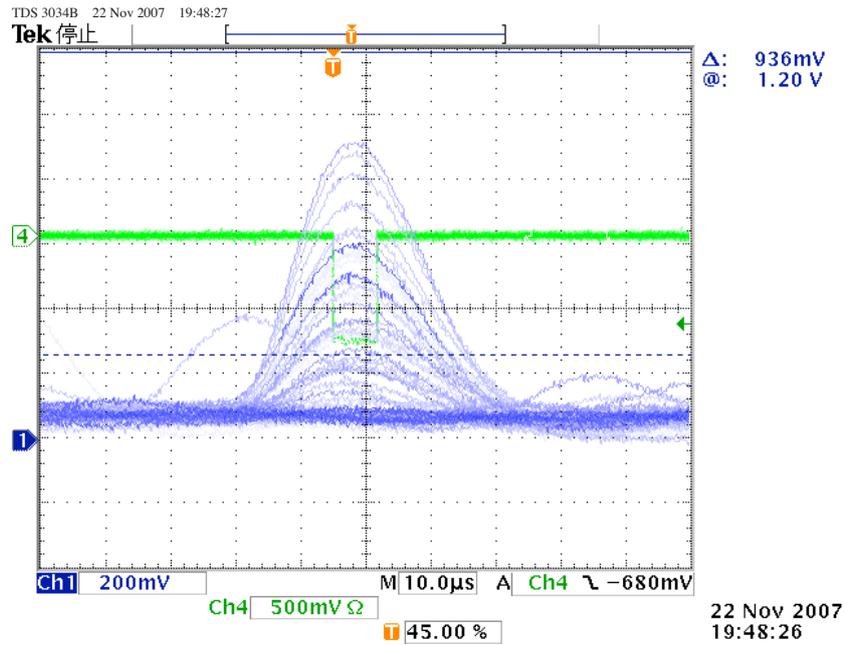


Fig. 3.19 青が R5364 のシェイピング後の波形。緑は PHADC に入力する Gate 信号である。

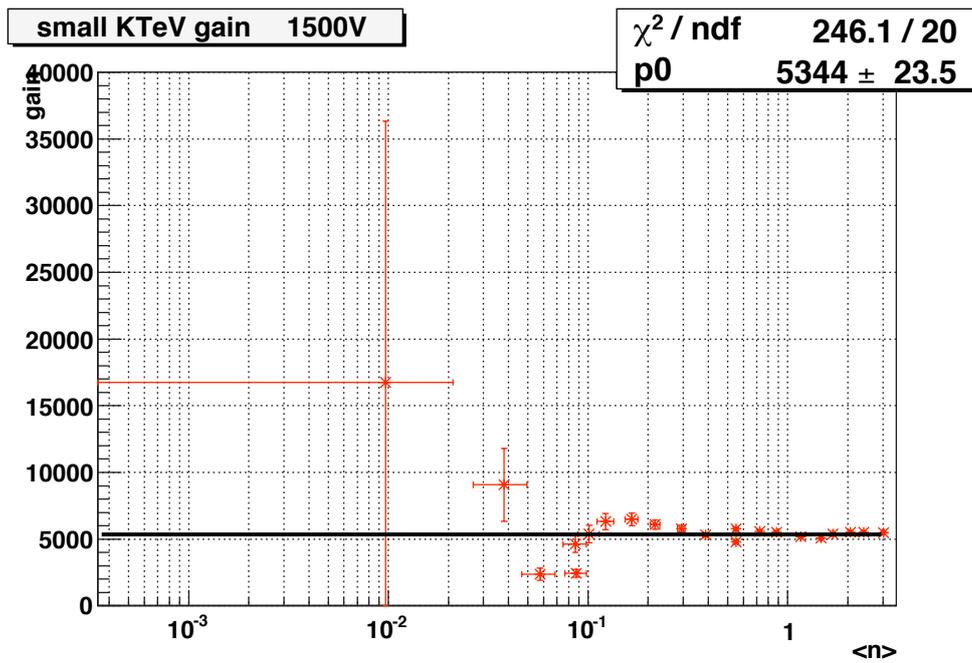


Fig. 3.20 供給電圧 1500V の時の R5364 の増倍率

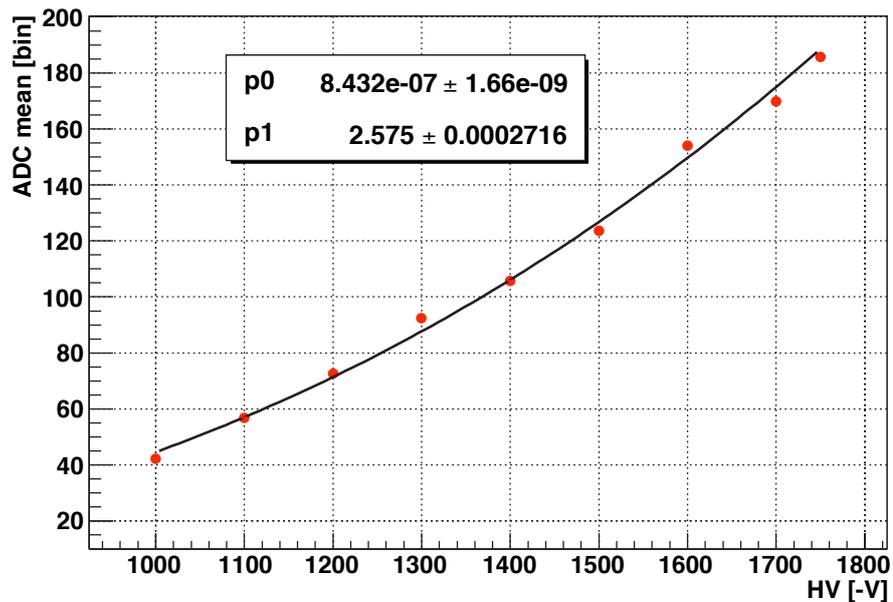


Fig. 3.21 R5364 光電子増倍率の電圧依存性。Fit parameter は Eq.3.4 の通り。

3.4.3 KTeV PMT 光電子増倍率測定結果

KTeV PMT と KTeV base の組合せでの増倍率は Fig.3.22 のように求められた。

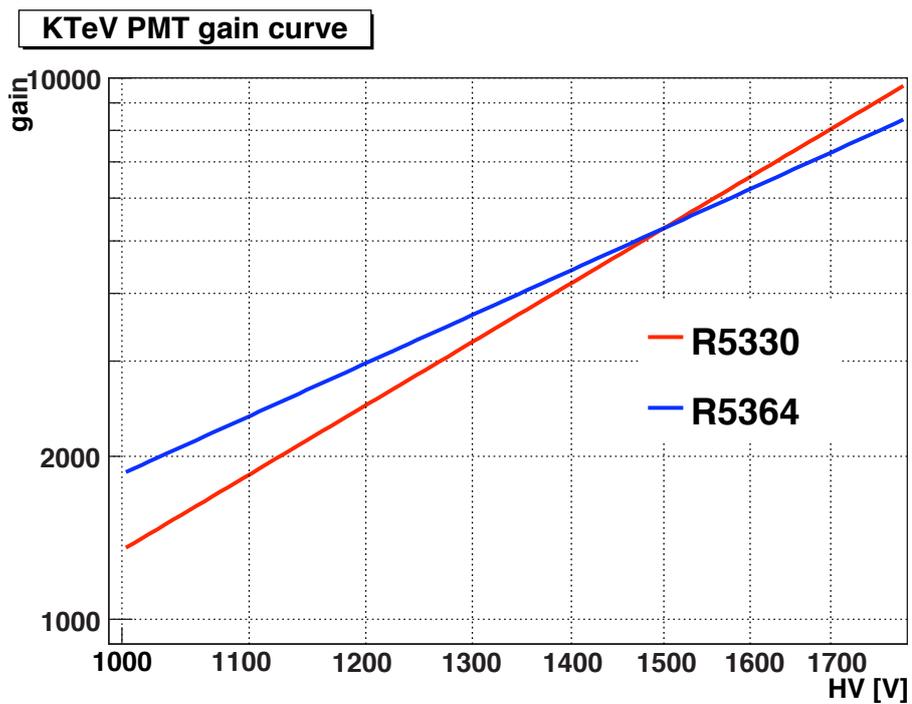


Fig. 3.22 KTeV PMT の光電子増倍率。それぞれのグラフは Eq.3.6 と Eq.3.7 をプロットしたものである。

3.5 光量

次に、実際の CsI 結晶と PMT の組み合わせでどれだけ光量が得られるかを求める。これには FNAL で 2007 年 12 月 8 日から 16 日にかけて行ったビームテスト実験 T976 のデータを使用した。 μ 粒子が CsI 結晶を長手方向に 50cm 突き抜ける際の光量を見積もっている。以下に実験の詳細を述べる。

3.5.1 T976 実験概要

T976 実験は K^0 TO 実験の CsI 電磁カロリメータシステムをテストするために FNAL の Meson Test Beam Facility で行ったビームテスト実験である。実験期間は 2007 年 12 月 8 日から 16 日、MTEST beam line の MT6-2A エリアで行った (Fig.3.24)。測定には実際に KTeV で使用されたもののうち $5 \times 5 \times 50\text{cm}^3$ の結晶のうち 16 本を 4×4 本並べ、これらは $75 \times 75 \times 100\text{cm}^3$ の大きさを持つ Black box (暗箱) に入れて、中に窒素ガスを流すことで湿気を防いでいる。実験中は常に湿度 10% 以下の環境であった。またこの Black box は移動ステージに載せられており、位置の微調整が可能である (Figs.3.25)。CsI の手前にはトラッキング用に 2 つの MWPC が置かれている。Set up を Fig.3.23 に示す。

本実験は 8GeV の e^- ビームと μ ビームを用いて行われたが、光量解析には μ ビームのみを用いている。 μ ビームの時間構造は 1 分毎に 4 秒のビーム取り出し (1spill) であり、spill あたりのトリガーレートは 200 程度であった。

R5330 は全て -1300V の電圧をかけており、読み出しには K^0 TO 実験に使用する予定の 125MHz FADC VME プロトタイプモジュール (Fig.3.26) を使用した。

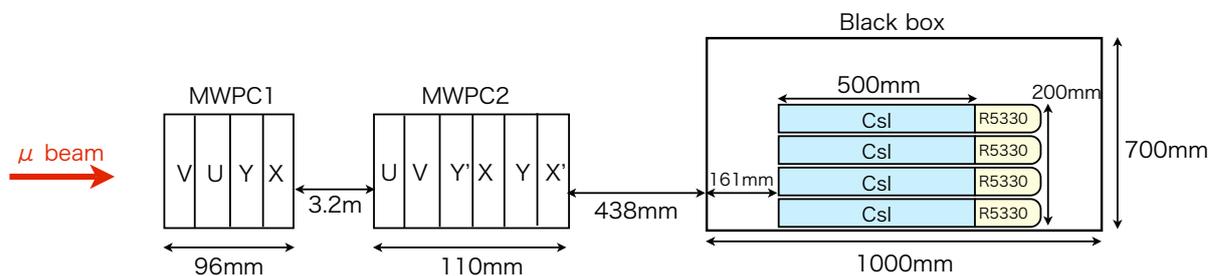


Fig. 3.23 T976 実験 set up。MWPC の全てのレイヤーは 1mm 間隔で 64 本のワイヤが張られており、X と X' レイヤーなどはお互いのワイヤが 0.5mm ずれている。U, V レイヤーは水平面から 45° 傾いている。また CsI 結晶は紙面垂直方向にも 4 本ずつ並べられ、計 16 本を使用した。

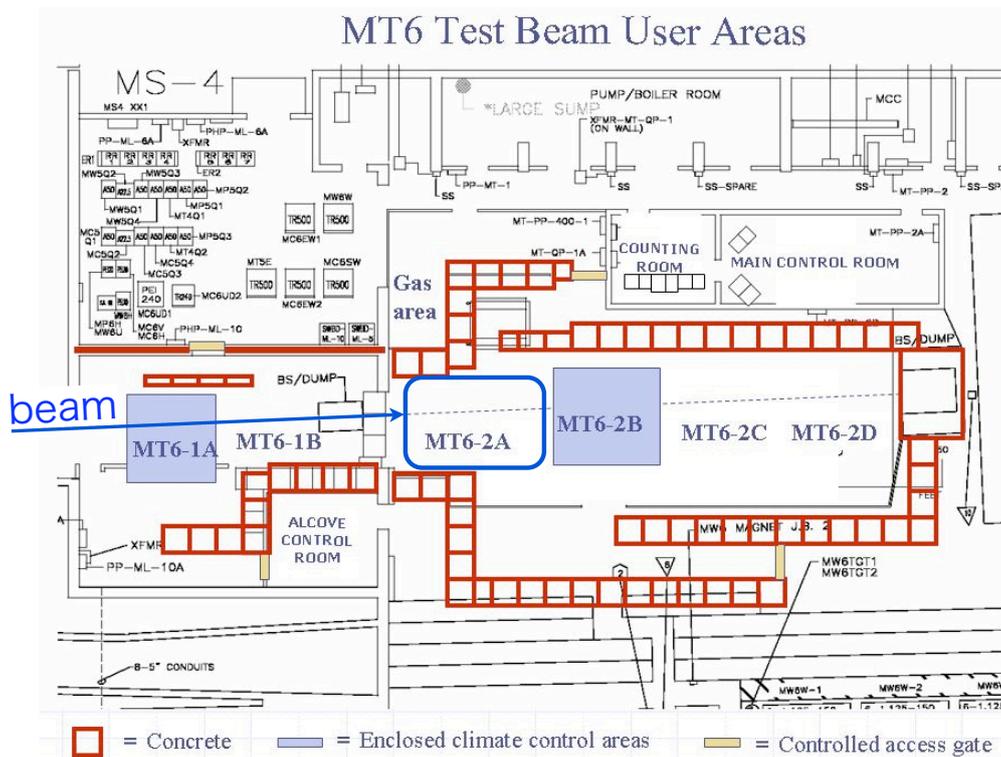


Fig. 3.24 T976 実験エリア見取り図。CsI は MT6-2A エリア (図中青枠で囲まれた部分) に置かれ、各種回路モジュールが COUNTING ROOM に置かれている。実験中は MAIN CONTROL ROOM でモニターを行う。

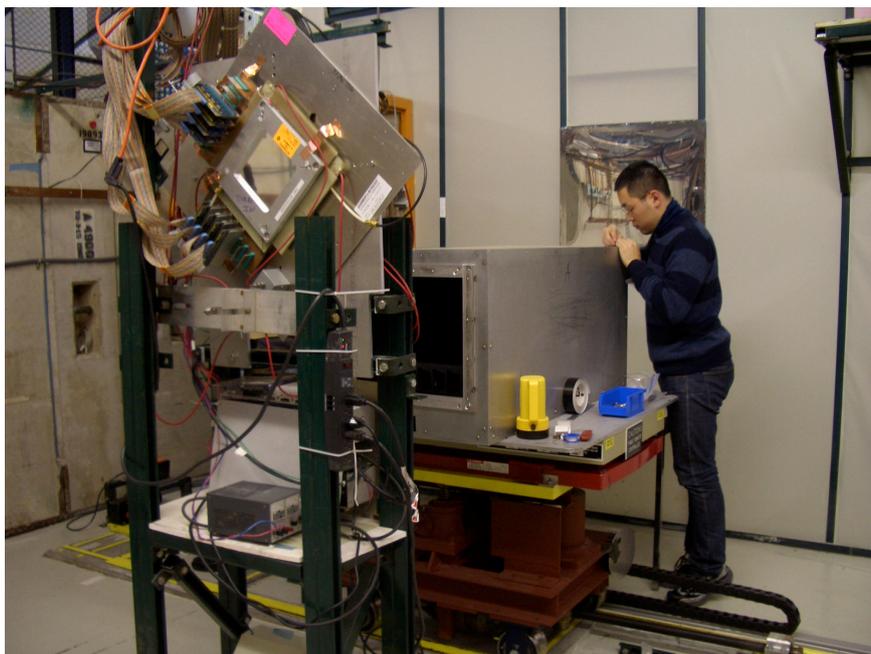


Fig. 3.25 T976 実験風景。移動ステージの上に Black box が載っており、中に 16 本の CsI 結晶が置かれている。手前の正方形の検出器はトリガー用の MWPC である。

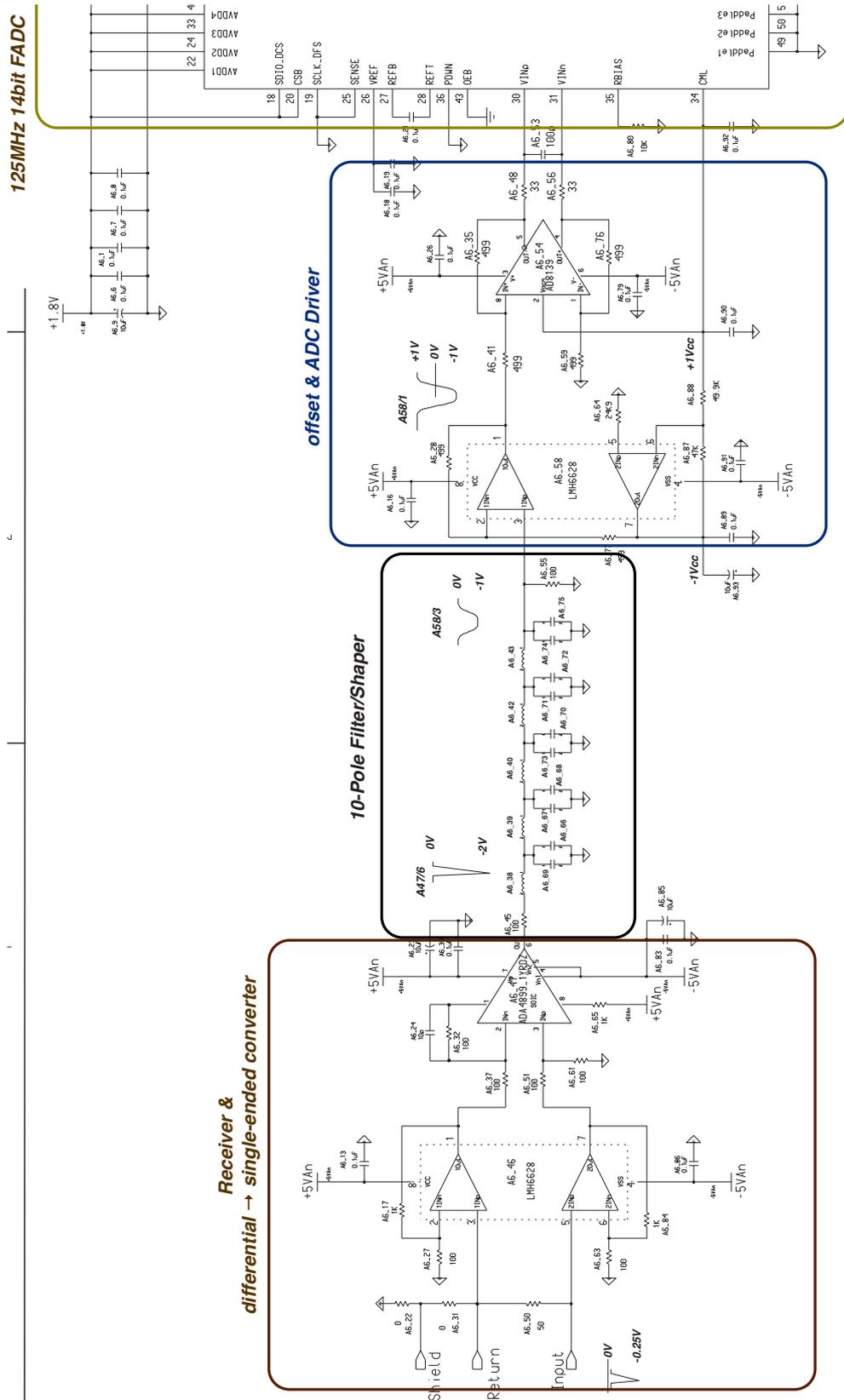


Fig. 3.26 T976 読み出し回路図。伝送されてきた PMT の信号をゲイン 10 のバッファで受け、10-pole gaussian filter を通したあと FADC 用のオフセットを乗せて、FADC でデジタル化する。

3.5.2 T976 実験解析

解析には 21spill、4138 イベントを使用した。FADC の出力例を Fig.3.27 に示す。この図はあるイベントに対する 4×4 block の各波形出力を表示しており、上から 2 番目、左から 2 番目の CsI 結晶にのみ μ 粒子が突き抜けている様子が分かる。Fit に用いた関数は asymmetric gaussian

$$f(t) = A \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t - \mu}{a(t - \mu) + \sigma_0} \right)^2 \right] + \text{pedestal} \quad (3.8)$$

である。これは Fig.3.26 にある 10-pole bessel filter の特性によるものである。 t の単位は nsec、 A はパルスの高さ、 μ がパルスのピークの時間、 σ_0 が非対称度が無い時のパルスの幅、 a が非対称具合で、pedestal はパルスの底の高さである。

CsI 結晶に落ちたエネルギーを固定したいので、 μ 粒子が 1 本の CsI 結晶を長手方向にまっすぐ 50cm 突き抜けるイベントのみを取り出す。そのためフィットパラメータに Table.3.4 の cut をかけて、 μ 粒子が通過した CsI 結晶を選び出し、さらに通過した CsI 結晶が中心の 4 本のうち 1 本だけであるというイベントのみを取り出した。

最終的に μ 粒子が CsI を 50cm 突き抜けた際の FADC 出力のピークの高さは FADC カウントで 207.7 であることがわかった (Fig.3.28)。

Table. 3.4 パラメータカット

μ	140 ± 15
σ_0	25 ± 5
a	0.13 ± 0.1

さて、この FADC カウント 207.7 がどれだけの光量に対応するのかであるが、それを求めるには PMT の増倍率、CsI と PMT を組み合わせた時の波形、10-pole filter での伝達関数が必要となる。PMT の増倍率は Eq.3.6 の結果より、実験中の HV -1300V では 3300 とわかっている。CsI の波形は PMT の出力をオシロスコープで取り込み、その波形情報と Fig.3.26 の回路図で Spice シミュレーションを行い、CsI の波形が FADC でどのように見えるかを求めた。その様子を Fig.3.29 に示している。このシミュレーションにより、FADC で $961.5\text{mV}_{\text{p-p}}$ のパルス (Fig.3.29 の水色) は、PMT 出力 (Fig.3.29 の赤色の 1/5) で $167\text{mV}_{\text{p-p}}$ かつ 119pC のパルスであることがわかる。FADC は $2.0\text{V}/14\text{bit}$ なので、207.7 カウントは結局

$$207.7[\text{count}] \times \frac{2000[\text{mV}_{\text{p-p}}]}{2^{14}[\text{count}]} \times \frac{119[\text{pC}]}{961.5[\text{mV}_{\text{p-p}}]} \simeq 3.138[\text{pC}] \quad (3.9)$$

$$\frac{3.138[\text{pC}]}{1.602 \times 10^{-19}[\text{C}]} / 3300 \simeq 5940[\text{p.e.}] \quad (3.10)$$

に相当する。MIP (Minimum ionization particle) のエネルギー損失を $5.6\text{MeV}/\text{cm}$ を仮定 [26] すれば、MIP の energy deposit が結晶全体で 280MeV なので、最終的に CsI の発光量は

$$5940/280 \simeq 21[\text{p.e.}/\text{MeV}] \quad (3.11)$$

であることがわかった。

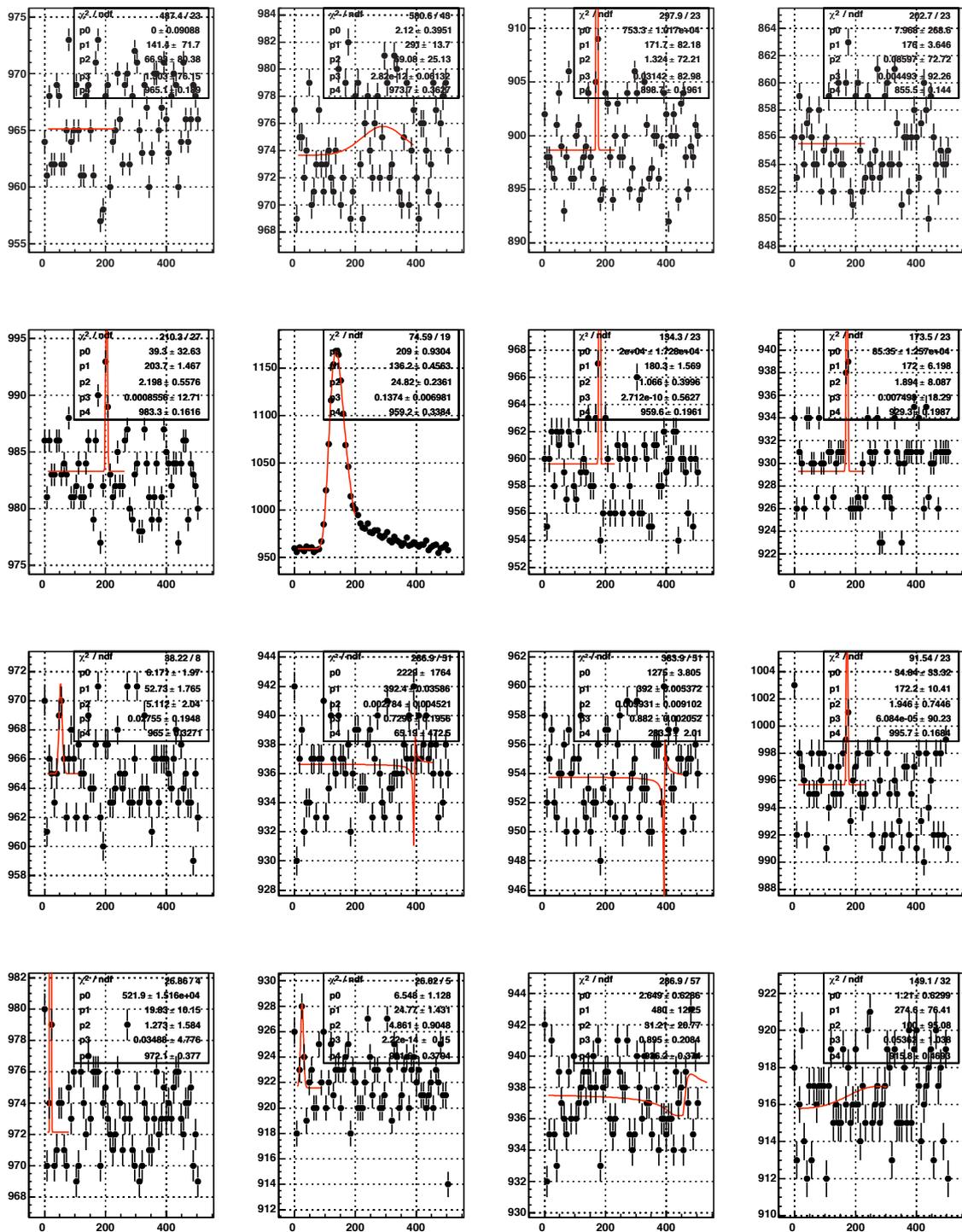


Fig. 3.27 デジタイズしたCsIの波形。1イベントの4×4本を並べて表示している。横軸は時間 [nsec] で縦軸はFADCのcountである。

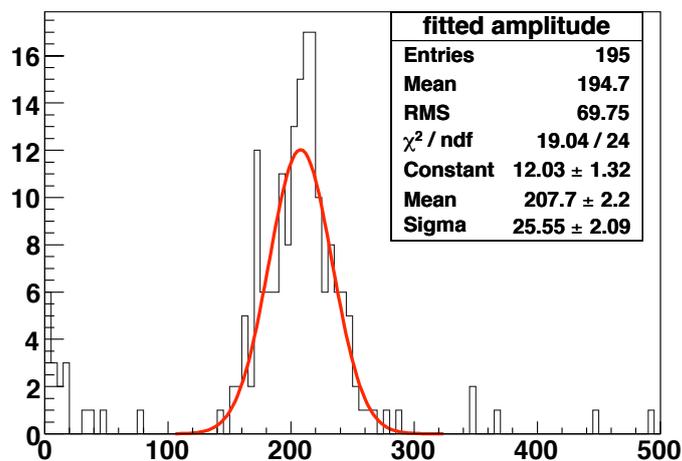


Fig. 3.28 muon run の結果。Table.3.4 の cut をクリアしたイベントの脉冲高ヒストグラムである。横軸は FADC のカウント、縦軸がイベント数。gaussian でフィット。

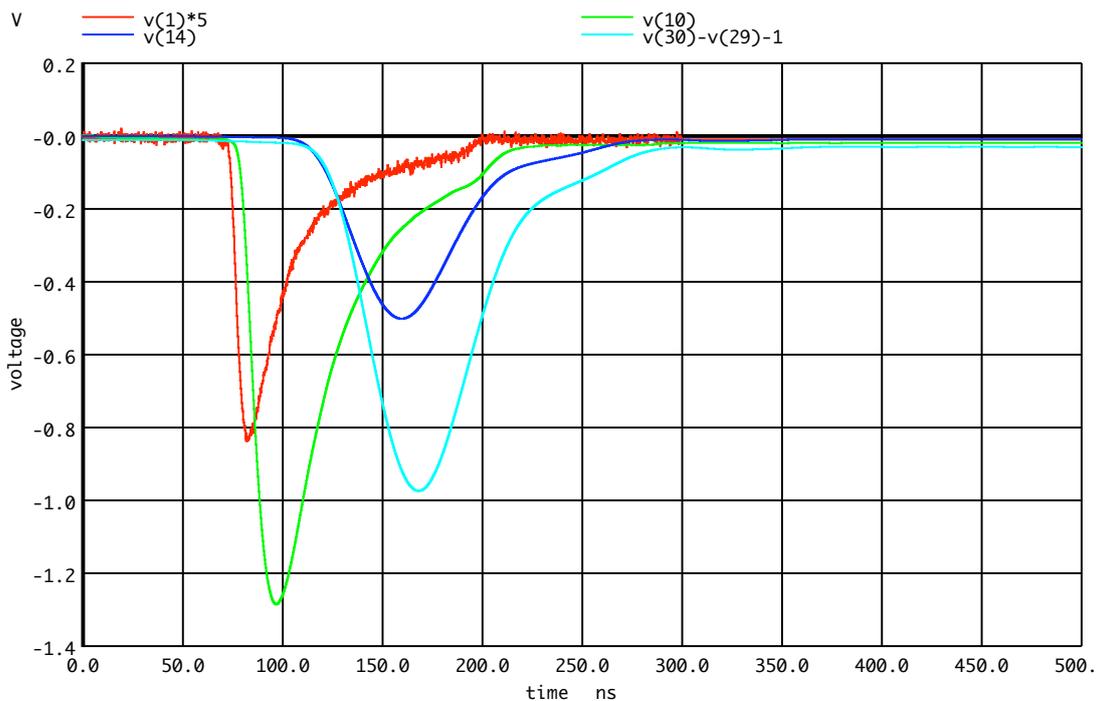


Fig. 3.29 CsI 波形の伝送シミュレーション。赤が CsI の発光波形 (を 5 倍したもの)、水色が FADC の観測する波形 (を正負反転したもの) である。緑と青はそれぞれ 10-pole filter の入力及び出力を表している。

3.6 Requirements を満たすには

本 Section の主要な部分を Table.3.5 にまとめておく。

Table. 3.5 §3 のまとめ

要請	
Linearity	5% 未満
Energy range	1MeV - 1.3GeV
Single counting rate	120kHz
実験条件 (*KTeV ベースを用いた場合)	
PMT gain	typ.5000 (1500V)*
CsI 発光量	21 p.e./MeV
PMT 消費電力	700mW*
読み出し	125MHz 2V _{p-p} FADC

現状では 1MeV のエネルギーに対して PMT 出力で約 16fC(～ 22 μ V) しかないため、とても 1MeV の Threshold はかけられない。また K⁰TO 実験では CsI カロリメータを真空中に設置するが、その際に PMT1 本あたり 700mW の発熱では全体で 2kW もの発熱となり、冷却用の配管などが必要となってしまう。しかし真空ベッセルにそのような空間的余裕は無いため、PMT の消費電力を削減することが必要となる。

PMT を再利用しないで新規に購入することは多大なコスト増に繋がる。そこで、PMT ベースにプリアンプを導入することで 1MeV Threshold を可能にする増幅率をまかない、さらに PMT への高圧供給に Cockcroft-Walton circuit を用いることで発熱量の削減を図った。次章ではこの新規に開発した PMT ベースについて述べる。

4 PMT ベース

本章では我々が新規に設計開発した、KTeV PMT 用のプリアンプ内蔵型 Cockcroft-Walton ベース (以下 CW ベース) について述べる。この CW ベースには消費電力を削減するための CW circuit を導入している。さらに §3.6 の要請を満たすためにプリアンプを用いて信号を増幅する。

初めに内部に採用した回路設計の詳細について説明し、その特性の測定結果を紹介する。最後に実際に製作したプロトタイプを用いて各種特性の測定結果を述べる。

4.1 CW circuit

Cockcroft-Walton circuit(以下 CW circuit)[28] はダイオードとキャパシタのブリッジで昇圧する回路である。回路図を Fig.4.1 に示す。AC を入力するとダイオードを通してキャパシタに電荷が充電される。それを多段階繰り返すことで、もともとの AC 電圧の整数倍の電圧を取り出すことができる。この回路は通常の PMT ベースに使用される抵抗分割型 (Fig.4.2) に比べ、常時流れる電流が存在しないため消費電力を低く抑えられるという利点がある。さらにベース内部で昇圧して高電圧を作り出すため、外部から高電圧を供給する必要が無いという利点もある。K⁰TO 実験ではこのベースも真空中に設置されるため、この方式ならば真空ベッセル外部から 2800 本もの高電圧ケーブルを入れる必要がなくなり、フィードスルーが非常に簡素にできる。

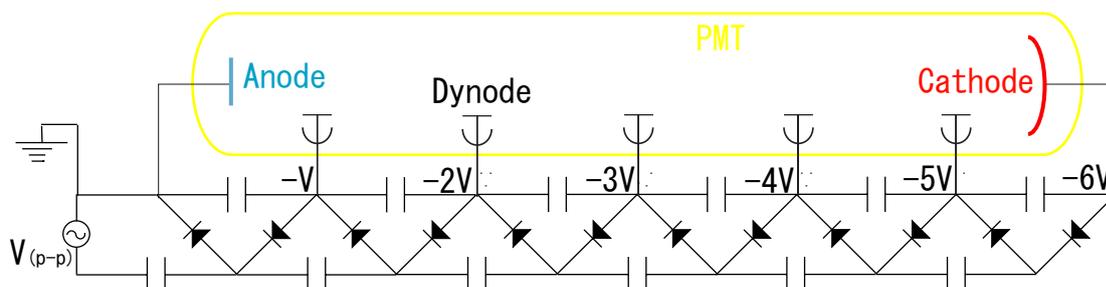


Fig. 4.1 CW ベース概念図

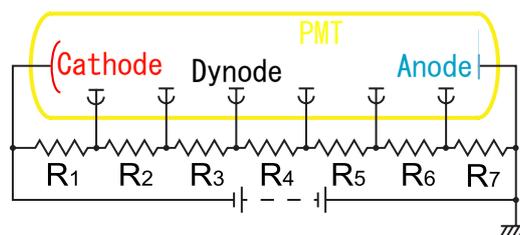


Fig. 4.2 抵抗分割型ベース概念図

電圧分割比は KTeV base と同様になっている。これは電圧分割比の変更では大して増倍率の上昇が見込めないこと、また KTeV PMT の Linearity $\pm 0.5\%$ 未満^{*17}を達成している分割比なので、この分割比は変更しない方が得策であるという判断による。実際には CW circuit の場合、分割比には単純な整数比しか取れないので、KTeV base の分割比を丸めた数字 (Table4.1) を用いている。

Table. 4.1 CW ベース の電圧分割比

PMT	電圧分割比
R5330	2.0 - 1.0 - 1.0 - 1.0 - 2.0 - 4.0 - 2.0
R5364	2.0 - 1.0 - 1.0 - 2.0 - 3.0 - 3.0

4.2 内蔵プリアンプの構成

§3.6 で述べたとおり、KTeV PMT はプリアンプを用いて信号を増幅する必要がある。しかしここでも消費電力を考慮に入れなければならない。そこでなるべく低消費電力、かつ必要十分の増幅を行うプリアンプを設計した。完成したプリアンプの基礎特性を Table.4.2 に示す。また回路図を Fig.4.3、各種定数などを Table.4.3 に示す。

この設計のポイントは PMT 終端抵抗 R_t による増幅とオペアンプによる増幅の 2 段階増幅を行っていること、出力が differential^{*18}であることなどである。2 段階に分けた理由は、消費電力を押さえるためにはアクティブ素子は極力使わないようにしたいが、オペアンプ 1 段の増幅では PMT の信号帯域幅に足りないためである。2 段階増幅それぞれの倍率は信号の減衰時定数やオペアンプの帯域幅で決まってくる。Differential にした理由は、Single-ended 出力よりもノイズに強い伝送が出来ることや、§4.2.2 で述べるように消費電力が押さえられることが上げられる。以下にこれらの項目について詳述する。

Table. 4.2 CW ベース内蔵プリアンプ基礎特性

parameters	values	notes
消費電力	80mW	$\pm 4.3V_s$
出力	$1.5mV_{p-p}/MeV$	1500V 時
最大出力	$2.0V_{p-p}$	1.3GeV 相当
Noise	$200\mu V_{rms}$	
offset	$\pm 5mV$	

*17 $\mathfrak{R}(\epsilon'/\epsilon)$ の系統誤差を 0.3×10^{-4} 未満に押さえるという要請のため

*18 信号線を 2 本使用し、正負両極性の信号を流すことでノイズ等に強い伝送が出来る。

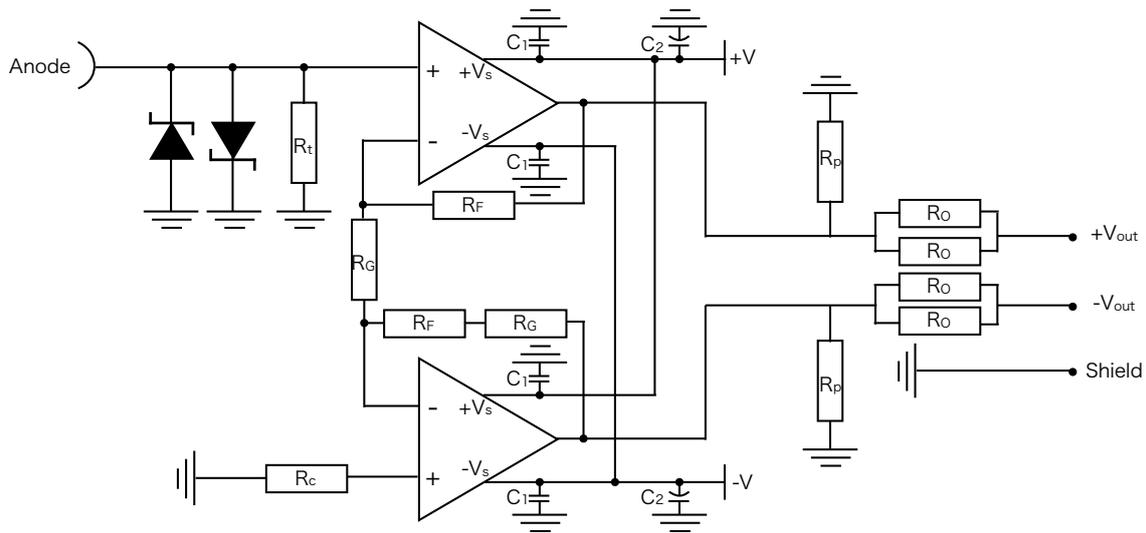


Fig. 4.3 CW ベース内蔵プリアンプ design。素子のパラメータは Table.4.3 に示してある。

Table. 4.3 CW ベース内蔵プリアンプ 各種定数

parts	constant	notes
opamp	AD8001	Analog Devices
Zener diode	MAYS0750Y	Panasonic
R_t	510 Ω	50 ppm/K
R_F	470 Ω	50 ppm/K
R_G	82 Ω	50 ppm/K
R_o	100 Ω	50 ppm/K
R_c	10 Ω	
R_p	1 M Ω	
C_1	0.01 μF	
C_2	4.7 μF	electrolytic

4.2.1 PMT 終端抵抗

PMT は電流源なので、終端抵抗を大きくすれば電圧増幅を行うことが出来る。単純にオームの法則

$$V = IR \quad (4.1)$$

で考えれば、 R_t を 10 倍すると電圧も 10 倍になる。ただし実際には CsI の発光波形、PMT の静電容量などが効いてくるため、パルスの振幅は抑制され逆に幅が広がる。この効果を見積もるために、まず PMT の静電容量を確認する。PMT の等価回路を Fig.4.4 に、PMT の静電容量測定回路を Fig.4.5 に示す。図中の C_{PMT} が PMT の静電容量、 R_t が終端抵抗である。

R_t を 2 k Ω から 100k Ω まで変化させて、PMT 出力の減衰時間を測定した。測定回路からわか

るように、この減衰時間の時定数は

$$\begin{aligned}\tau &= R_t \left(C_{\text{PMT}} + \left[\frac{1}{C_{\text{Oscilloscope}}} + \frac{1}{C_{\text{Probe}}} \right]^{-1} \right) \\ &= R_t \left(C_{\text{PMT}} + \left[\frac{1}{8[\text{pF}]} + \frac{1}{20[\text{pF}]} \right]^{-1} \right) \\ &= R_t(C_{\text{PMT}} + 5.7[\text{pF}])\end{aligned}\quad (4.2)$$

である。ここで $C_{\text{Oscilloscope}}$ はオシロスコープ*19のキャパシタンス、 C_{Probe} はプローブ*20のキャパシタンスで、それぞれスペックシートの値を用いている。オシロスコープとプローブの抵抗値は R_t に比べて十分大きいので無視した。Fig.4.6 に R5330 の結果、Fig.4.7 に R5364 の結果を示す。結果として各 PMT の静電容量は Table.4.4 の通りである。

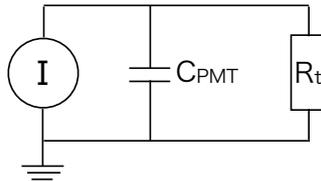


Fig. 4.4 PMT 等価回路

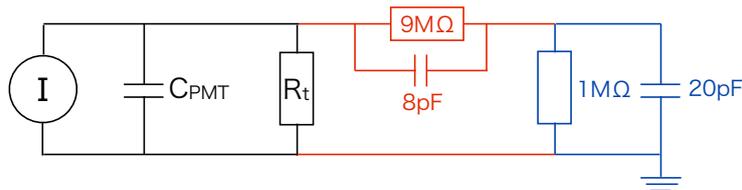


Fig. 4.5 PMT 静電容量測定回路。黒が PMT の等価回路、青はオシロスコープの内部回路、赤がプローブの内部回路の相当する。

Table. 4.4 KTeV PMT の静電容量

PMT	Capacitance
R5330	16.8 pF
R5364	12.9 pF

*19 Tektronix TDS3034B

*20 Tektronix P6139A

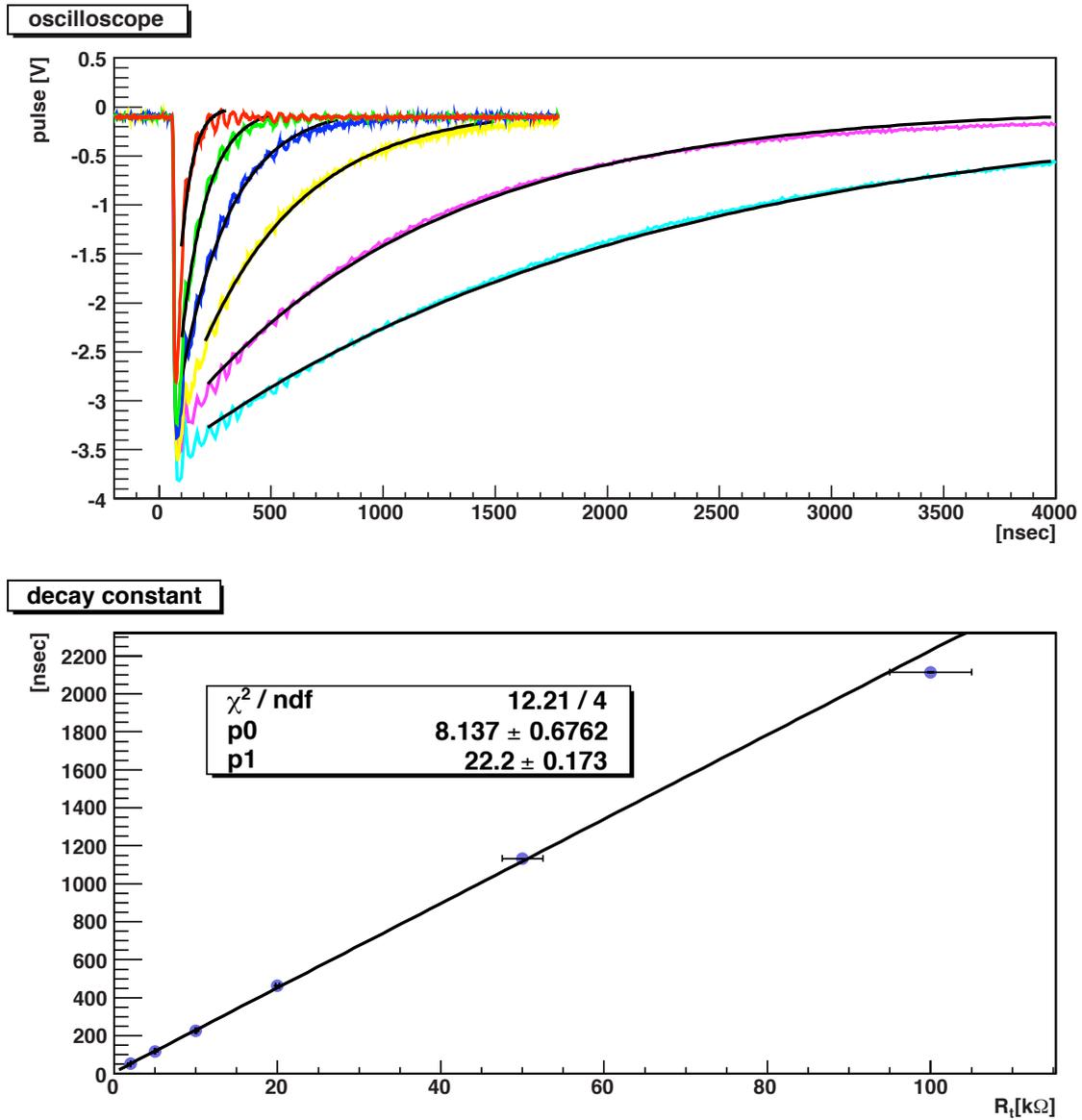


Fig. 4.6 R5330 の静電容量測定結果。上図は R_t がそれぞれ 2k, 5 k, 10k, 20k, 50k, 100k Ω の時の PMT 信号の減衰の様子をオシロスコープで測定したものを、exponential でフィットしたもの。下図は横軸が R_t 、縦軸が減衰時定数で、フィットパラメータ p1 が Eq.4.2 の ($C_{PMT} + 5.7[\text{pF}]$) にあたる。

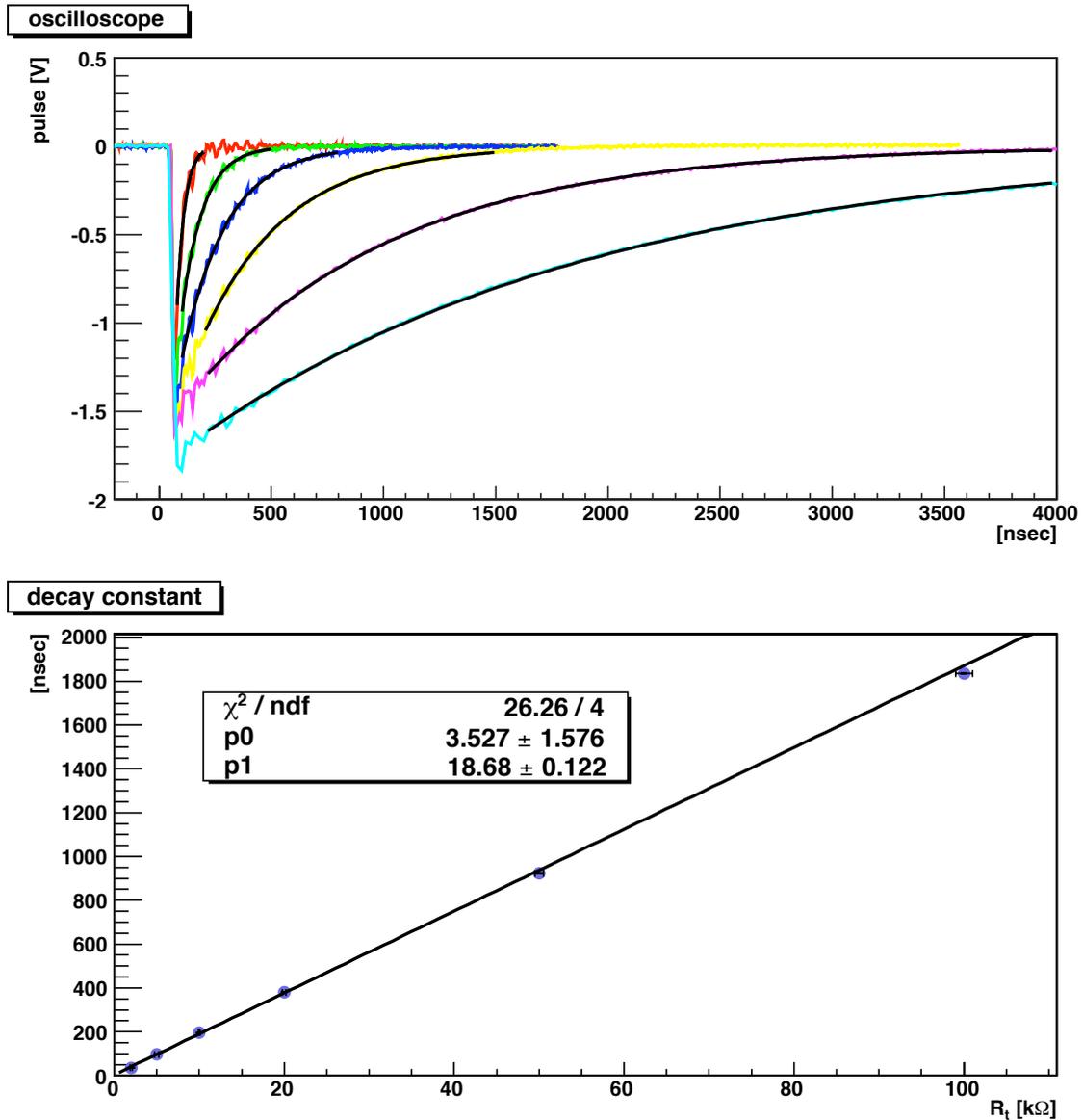


Fig. 4.7 R5364 の静電容量測定結果。各グラフの意味は Fig.4.6 と同様である。

次に R_t とパルス高の関係について述べる。PMT の信号波形は CsI の発光を exponential decay と仮定すると解析的に求めることが出来る。CsI 発光の decay constant を τ_s 、PMT の光電子増倍率を G とすると、1MeV あたりの PMT 電流出力は

$$I(t) = \frac{21[\text{p.e./MeV}]eG}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (4.3)$$

で表される。21[p.e./MeV] は Eq.3.11 で求めた 1MeV あたりの光電子数、 e は素電荷である。

これを Fig.4.4 の等価回路に通すと、 R_t 両端の電圧変化は

$$V(t) = -\frac{21eGR_t}{\tau - \tau_s} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (4.4)$$

$$\tau \equiv R_t C_{PMT}$$

となる。したがってこの信号の高さは

$$V(t_0) = -\frac{21eGR_t}{\tau - \tau_s} \left[\exp\left(-\frac{\tau \ln \tau_s / \tau}{\tau_s - \tau}\right) - \exp\left(-\frac{\tau_s \ln \tau_s / \tau}{\tau_s - \tau}\right) \right], \quad (4.5)$$

$$t_0 = \frac{\tau_s \tau}{\tau_s - \tau} \ln \frac{\tau_s}{\tau}$$

であることがわかる。各 PMT について $R_t = 50\Omega$ の時を基準とした相対波高と時定数の変化をプロットしたものを Fig.4.8 に示す。

読み出し回路に設置される 10-pole gaussian filter(Fig.3.26) は出力時定数 20nsec 程度に設定されているので、それよりも PMT 出力時定数が短ければ、波形がなまり gaussian shape からずれる等の negative effect は存在しない。PMT~VME までの伝送距離^{*21}も考慮して、PMT の RC 時定数は 10nsec 未満で設計することにした。最終的な設定は Table.4.3 にあるように、 $R_t = 510\Omega$ とした。Fig.4.8 より期待される電圧増幅率は $R_t = 50\Omega$ の時に比べて約 6 倍となる。

Fig.4.9 に、実際に R_t が 50Ω の場合と 510Ω の場合の比較を載せる。このテストは UV LED で一定光量を PMT に入射し、 R_t を変えてみたものである。テスト結果は R5330 が 6.08 倍、R5364 が 6.21 倍となり、見積もり通りの結果が得られた。

この時点でのエネルギーあたりの PMT 出力は、ゲインを 5000 に設定した場合 Eq.4.5 より $0.2\text{mV}_{p-p}/\text{MeV}$ であり、まだ 1MeV Threshold は達成できない。残りの増幅はオペアンプで行う。

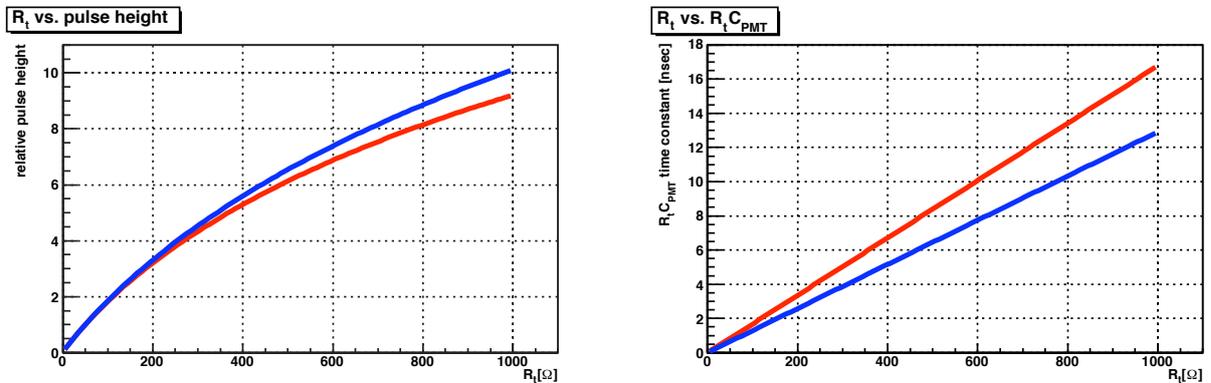


Fig. 4.8 PMT 出力信号の R_t 依存性。赤が R5330、青が R5364 である。

*21 真空バツセルから引き出して VME ラックまで伝送するため、10m 程度を見込んでいる

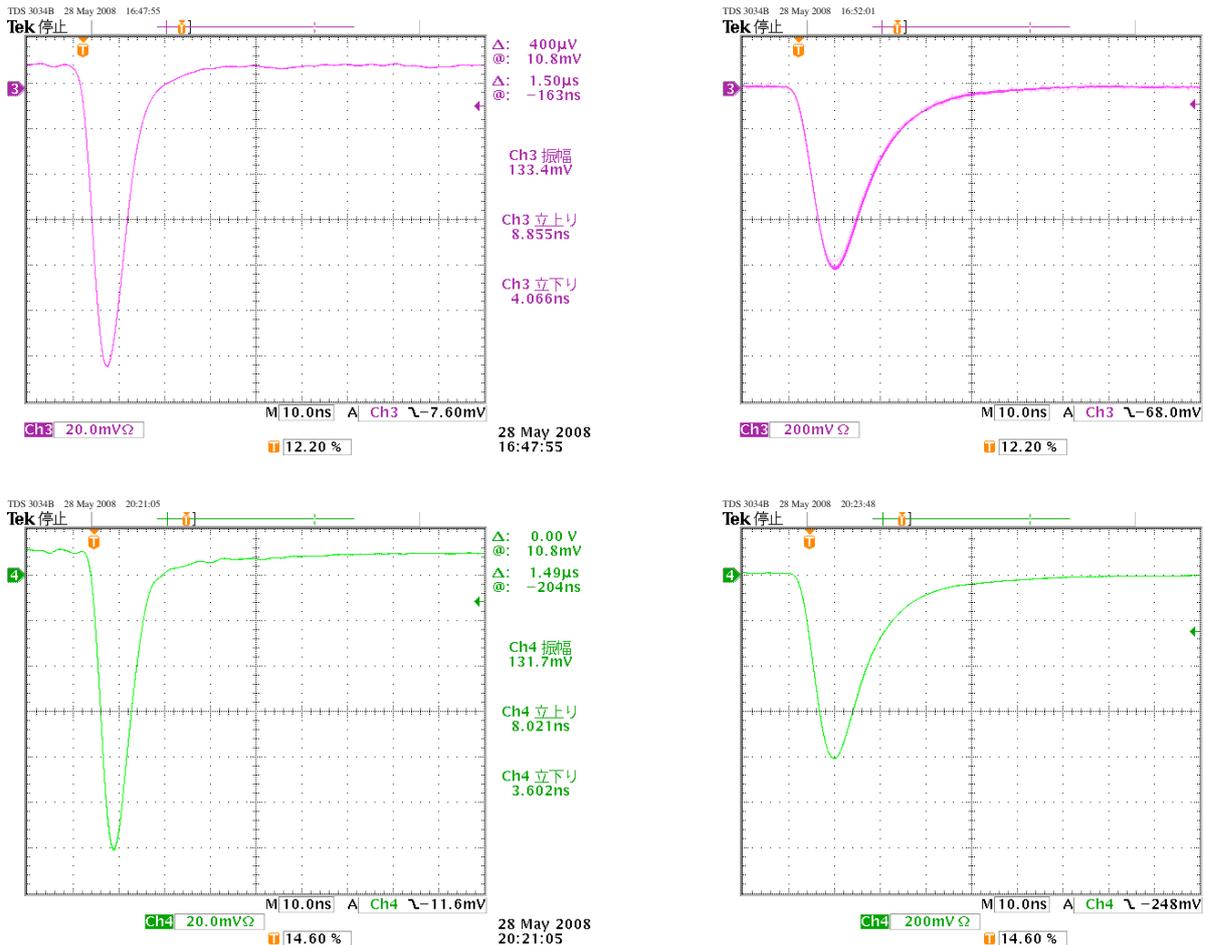


Fig. 4.9 PMT 終端抵抗による信号の変化。紫の波形が R5330、緑が R5364、左が $R_t = 50\Omega$ 、右が $R_t = 510\Omega$ である。左右はどちらも LED で同光量を入射している。 R_t を 10 倍すると信号の高さが約 6 倍になっている様子が分かる。なお左側が 20mV/div、右側が 200mV/div である。

4.2.2 オペアンプ

オペアンプの選定に際して重要となるのは、その帯域幅と出力レンジである。これは低消費電力と両立しないため、候補となるものはあまり存在しない。ここでは Analog Devices 社の AD8001 を採用することにした。AD8001 は Analog Devices 社製の低消費電力・電流帰還型高速オペアンプで、帯域幅 880MHz である。主要な特性を Table.4.5 に示す [29]。

まず帯域幅について述べる。§4.2.1 で決定した $R_t = 510\Omega$ の際の PMT 出力信号の周波数成分は、10MHz にピークを持ち 100MHz 以上の成分は存在しない (Fig.4.10)。したがって単純に GB 積で考えれば AD8001 単体では 8.8 倍まで増幅することが可能である。

Table. 4.5 AD8001 基本特性

Gain flatness 0.1 dB	100MHz
最大定格	55mW(±5V, 5.5mA)
-3dB 帯域幅	880MHz (G=+1)
スルーレート	1200V/μsec
0.1% Settling Time	10 nsec
出力電流	70mA

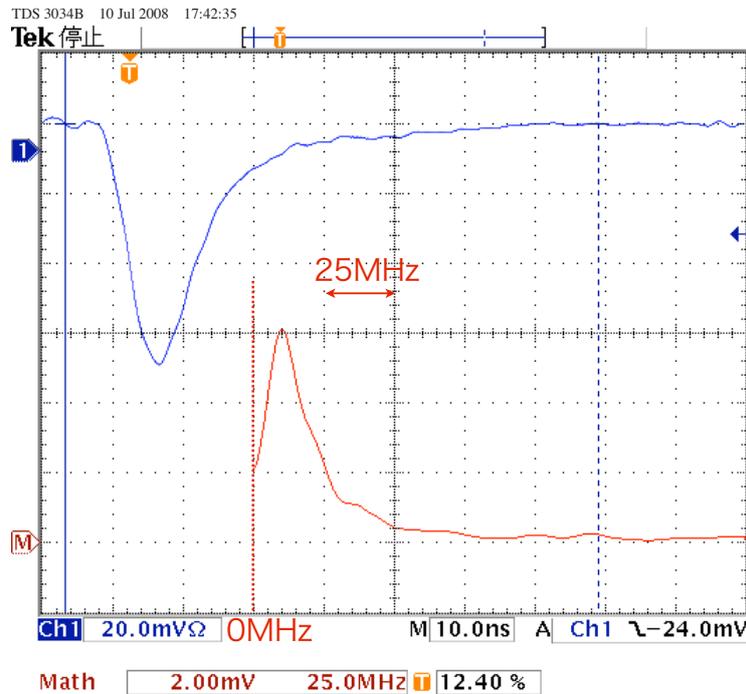


Fig. 4.10 $R_t = 510\Omega$ の際の PMT 信号の帯域。青が出力の時間変化、赤はオシロスコープの機能で出力をフーリエ分解したものである。

次に出力レンジを考える。実験の物理的な要請 (Table.3.5) としてエネルギーレンジ 1MeV-1.3GeV を求めたが、1MeV threshold を達成するためにはプリアンプ出力で $1\sim 1.5\text{mV}_{\text{p-p}}/\text{MeV}$ 程度に増幅する必要がある。したがってこの増幅率の場合 1.3GeV に対応するプリアンプ出力は $2.0\text{V}_{\text{p-p}}$ となり、飽和すること無くこの大きさまで出力できなければならない。AD8001 の出力レンジ $R[\text{V}]$ はその電源電圧 $V_s[\text{V}]$ と比例関係にあり、 V_s を上げると消費電力もその 2 乗で増加する。式で表すと R と V_s には

$$R = 0.42 \times V_s - 0.8 \quad (4.6)$$

のような関係がある (Fig.4.11 左図)。消費電力 $W[\text{W}]$ と V_s の関係は、AD8001 の電源ピンの入力インピーダンスを $Z[\Omega]$ として、正負両電源あるので

$$W = 2 \times \frac{V_s^2}{Z} \quad (4.7)$$

である。したがって出力レンジと消費電力 W [W] の関係は

$$R = 0.42 \times \sqrt{\frac{WZ}{2}} - 0.8 \quad (4.8)$$

となる。一方2つのオペアンプを差分動作させると、 R , W ともに2倍になるので

$$R = 2 \times \left(0.42 \times \sqrt{\frac{WZ/2}{2}} - 0.8 \right) \quad (4.9)$$

とでき、これらを視覚化した図が Fig.4.11 の右図になる。計算には $Z = 910\Omega$ を用いている。これより出力レンジを $1.1V_{p-p}$ 以上にする場合には、differential で設計した方が消費電力を減らせることが分かる。

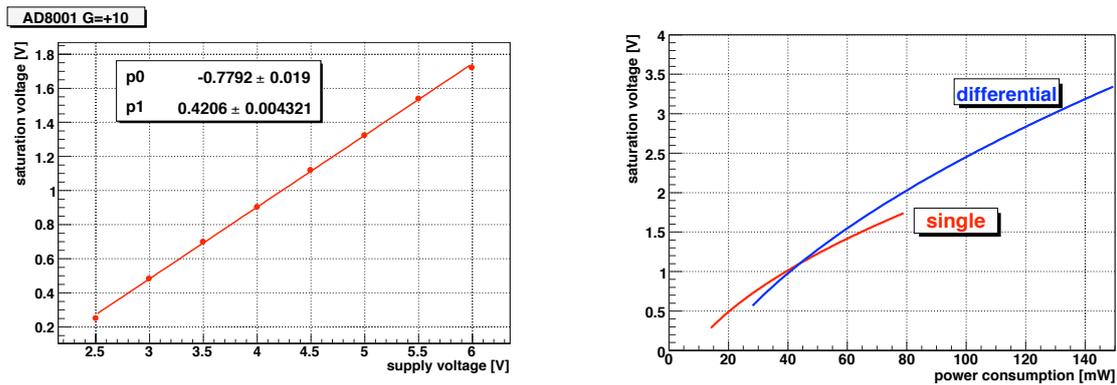


Fig. 4.11 AD8001 の消費電力 vs. 出力レンジ。左図は1個あたりの出力レンジの電源電圧依存性を表す。

4.3 内蔵プリアンプの特性

4.3.1 温度依存性

恒温槽を用いてプリアンプの温度依存性を確認した。セットアップを Fig.4.12 に、測定用プリアンプ回路図を Fig.4.13 示す。測定には簡単な非反転タイプを用いている。測定範囲は $0\sim 80^{\circ}\text{C}$ で 10°C 刻みである。Function Generator から 1MHz と 80MHz の sin 波を入力し、各温度毎にプリアンプの増幅率と各抵抗値を測定している。

結果を Fig.4.14 に示す。増幅率自体は温度が上昇するにつれ徐々に増加し、 0°C から 80°C で 3% 弱増加していることがわかる。しかしこれはほぼ抵抗素子の温度変化によるものであり、増幅率 G を

$$G = \left(1 + \frac{R_F}{R_G} \right) \frac{50}{50 + R_O} \frac{2R_t}{50 + R_t} \quad (4.10)$$

を用いて較正を行うと、増幅率の温度依存性は 1% 以下となることがわかった (Fig.4.15)。式中の 50 という数字は Function Generator～プリアンプ、プリアンプ～オシロスコープ間に使用した

Lemo ケーブル (RG-178) の特性インピーダンスの値で、これはケーブルの物理的形状に依存するものなので、温度依存性は無いものとしている。

なおこの結果を踏まえ、§4.4 で後述するプロトタイプではプリアンプの各抵抗素子に 50ppm/K という低温度依存性のものを使用することとした (Table.4.3)。将来的にはこの 50ppm/K の抵抗が実装されたアンプを用いて、上記考察の正当性を検証する。

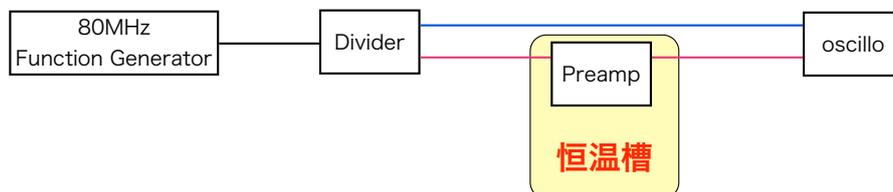


Fig. 4.12 温度依存性測定セットアップ。プリアンプには Fig.4.13 のものを使用。

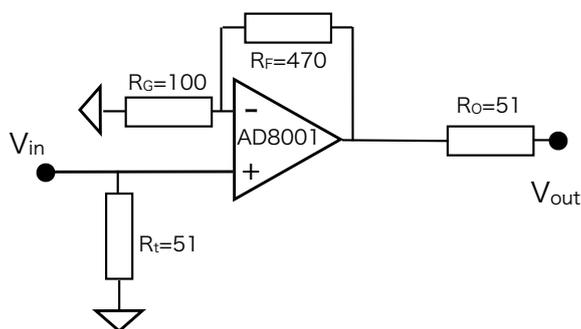


Fig. 4.13 温度依存性測定用プリアンプ。基本的な非反転増幅器である。本節中で触れた抵抗素子には全て一般的なカーボン皮膜抵抗を使用している。

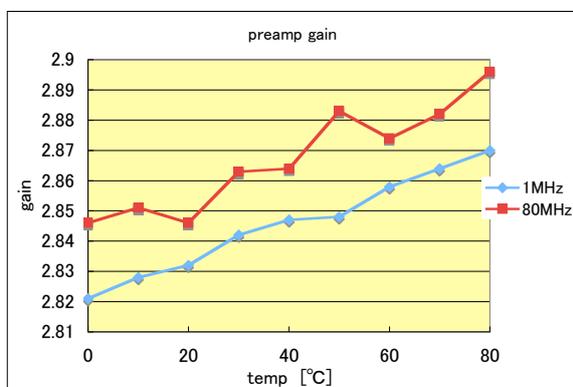


Fig. 4.14 抵抗の影響も含めたプリアンプ増幅率の温度依存性。縦軸は増幅率の絶対値である。

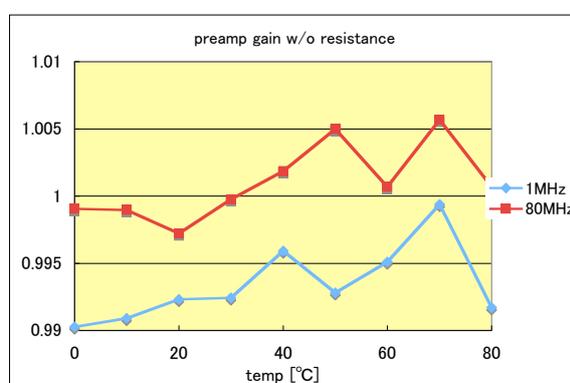


Fig. 4.15 抵抗の影響を差し引いたプリアンプ増幅率の温度依存性。縦軸は増幅率の変動の割合を表している。

4.3.2 Noise

1MeV threshold を達成するためには Noise が 1.5mV 未満でなければならない。実際にプリアンプを作製し、その differential 信号を single-ended 信号に変換するレシーバ (Fig.4.16) を通して測定した所、Noise は $274\mu\text{V}_{\text{rms}}$ 、オシロスコープのグラウンドノイズを差し引くと $207\mu\text{V}_{\text{rms}}$ 程度であることが確認された。したがって 1MeV の信号は Noise に対して 7σ 離れているため、問題なく threshold をかけることが出来る。なお測定に際してはプリアンプの入力はグラウンドに落としてある。

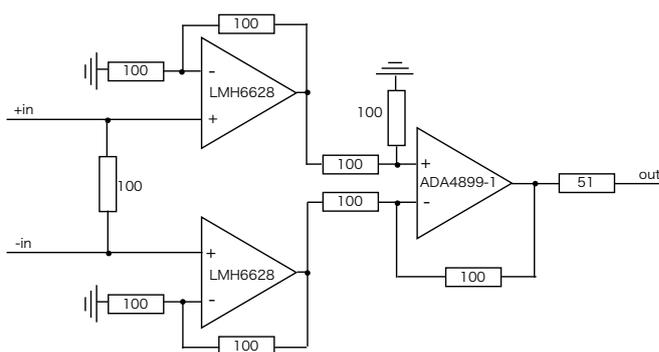


Fig. 4.16 Noise 測定に使用したレシーバ回路図。
50Ω インピーダンスで受けた場合、ゲインは全体で 1 倍となる。

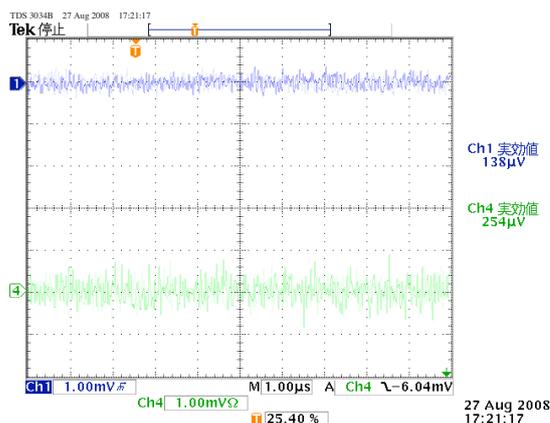


Fig. 4.17 緑がプリアンプのノイズ、青がオシロスコープ自身のグラウンドノイズである。実際にはレシーバ由来のノイズも含まれている。

4.3.3 サージ保護ダイオード

この PMT は小さいベースの中にプリアンプと -1500V という高電圧が同居している。さらに 0.1Pa という真空内に設置されるため、万一真空リークが起きた場合などに、ベース内部で一斉に放電してしまうと、最悪全てのベースが破損してしまうことも考えられる。そこでプリアンプの入力部にサージ保護用のツェナーダイオードを導入して、プリアンプの保護を行った。採用したツェナーダイオードは Panasonic 製の MAYS0750Y である。Table.4.6 に基本特性を示す [30]。特徴は低端子間静電容量で信号を歪ませないという点である。

Table. 4.6 MAYS0750Y 基本特性

定格	150mW
サージ耐圧	± 8 kV
ツェナー電圧	7.5 V
端子間容量	0.8 pF

AC 特性 端子間容量 0.8pF のみで決まる。この値は Eq.4.5 の C_{PMT} に並列に入ってくるため、その分波形がなまり、高さが下がる。MAYS0750Y を 2 個挿入する (Fig.4.3) ため、この効果は 1.6pF となる。この値は PMT の静電容量の 9~10% にあたるため、単純に信号の高さが 9~10% 程度減ると思われる。ただしこの値は PMT にかける HV を約 4% 程度上げるだけで解決するため、特に問題とはならない。

DC 特性 これは漏れ電流の電圧依存性を考えれば良い。CsI のエネルギーレンジではオペアンプの入力部分の電圧は 0~300mV であるが、その範囲での MAYS0750Y の漏れ電流は $0.006\mu\text{A}$ 以内である。したがってこのサージ保護ダイオードが PMT 終端抵抗 R_t に与える影響は 0.0001% 未満である。

保護性能 実際に AD8001 と MAYS0750Y を組み合わせた回路に高電圧をショートさせて、保護性能を確認した。測定回路を Fig.4.18 に示す。Negative HV を -100V から -100V ずつ低下させ、各 HV 毎に 10 回ずつショートさせて AD8001 の出力を見た。この結果、-1400V まで AD8001 を保護できていることを確認した。また保護ダイオードが無い場合も同様に測定した所、-100V の時点で AD8001 が破壊されることがわかった。したがってこの保護ダイオードを導入する価値は十分にあると考える。

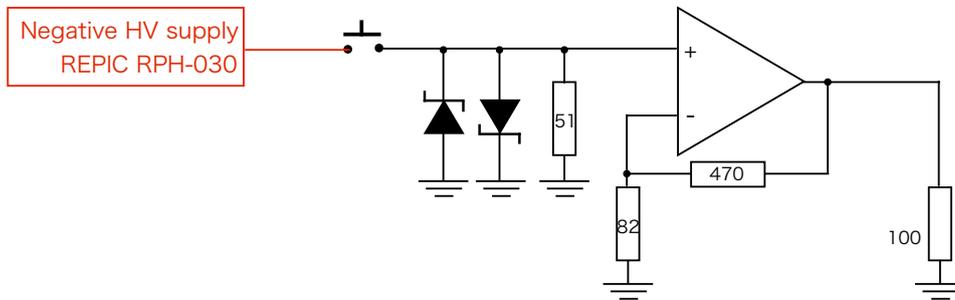


Fig. 4.18 プリアンプサージテスト回路

4.3.4 Linearity

このプリアンプの Linearity の評価を行った。測定は Function Generator からパルスをプリアンプに入力し、その入力信号と出力信号の増幅率を測っている。入力パルスの振幅を $250\mu\text{V}_{p-p}$ から 300mV_{p-p} の間で変化させ、プリアンプの増幅率 (Fig.4.20)

$$G(V_{in}) = \frac{V_{out}}{V_{in}} \quad (4.11)$$

の deviation を non-linearity と定義した。 V_{out} はプリアンプ出力の 50Ω 終端時の出力、 V_{in} は Function Generator の出力である。 Deviation の基準値は G を V_{out} の $1.5 \sim 2000\text{mV}_{p-p}$ の範囲で加重平均した値 G_{ave} を用いている。

$$\text{deviation} = \frac{G(V_{in}) - G_{ave}}{G_{ave}} \quad (4.12)$$

測定に電荷積分型 ADC(豊伸 C009) を用いるため、differential 出力を、 50Ω の single-ended 出力に変更しなければならない。その部分の影響を考えないようにするため、その differential \rightarrow single-ended の変換には、実際に使用する FADC モジュール (Fig.3.26) と同じ素子を搭載したレシーバーを製作し、試験を行った。このレシーバーは PMT 出力を半分にして出力する設計になっている。測定回路を Fig.4.19 に示す。その結果、ベース出力で $1.5\text{mV}_{\text{p-p}} \sim 2\text{V}_{\text{p-p}}$ の範囲内で Linearity の変動は $\pm 0.5\%$ 未満 (Fig.4.21) であることが分かった。これは CsI カロリメータへの要求 (Tab.3.5) に比べて十分小さい。

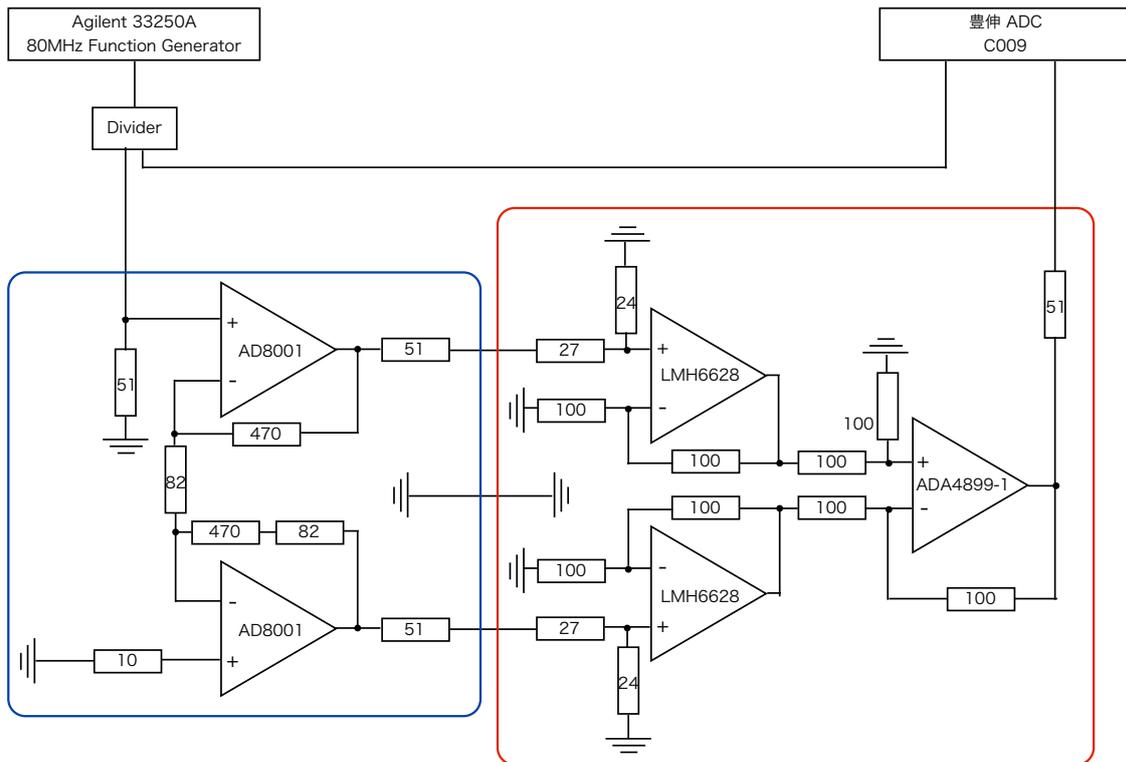


Fig. 4.19 プリアンプ Linearity 測定回路。青で囲まれた部分が被測定プリアンプ、赤が信号変換用のレシーバである。Function Generator から FWHM10nsec のパルスを入力して、入力信号と出力信号の積分電荷比を測定した。

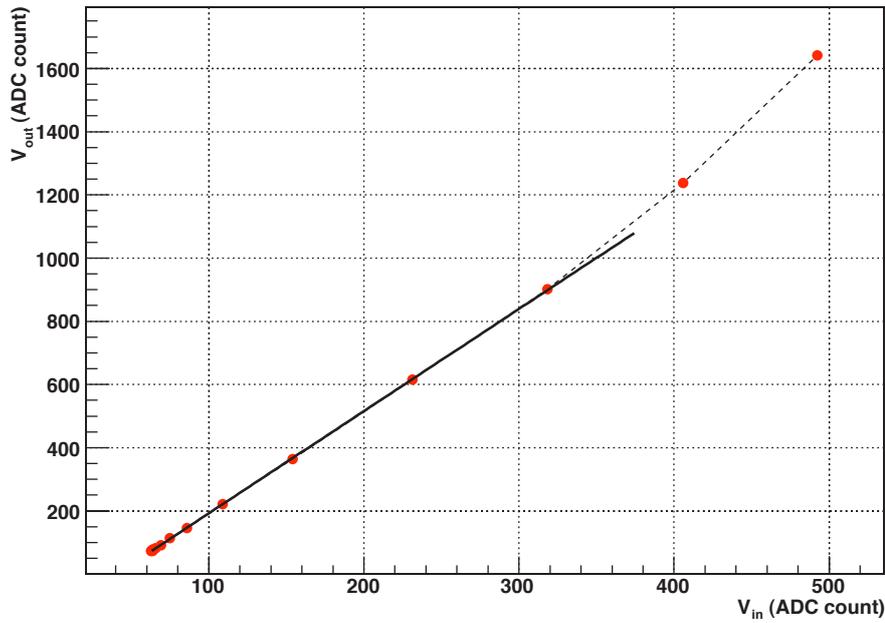


Fig. 4.20 プリアンプの入力と出力の相関図。

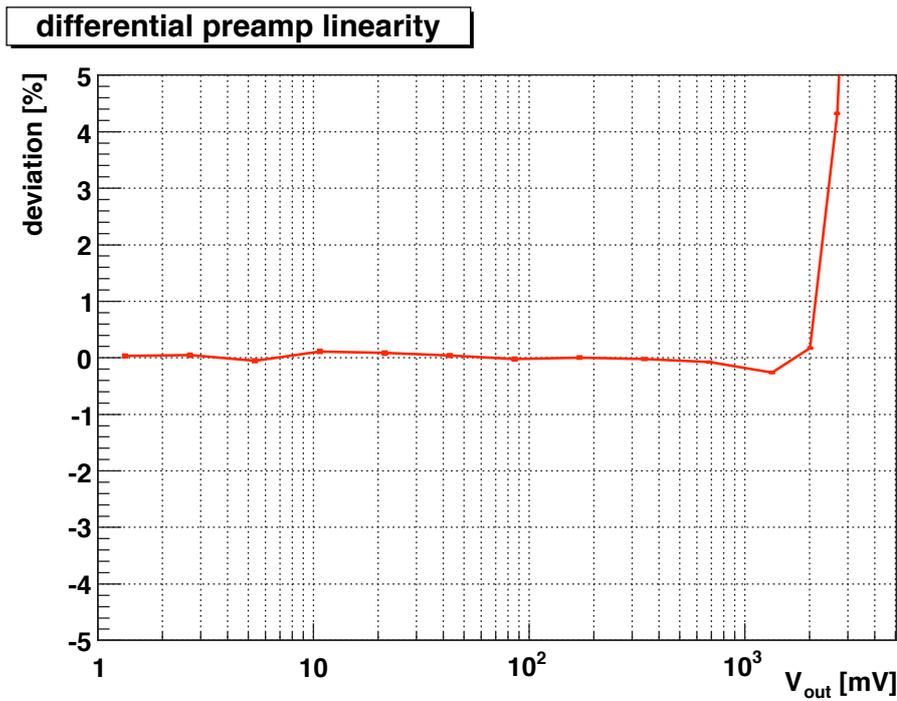


Fig. 4.21 プリアンプ Linearity 測定結果。横軸がプリアンプの出力電圧である。上の方で出力が上昇しているのは、Fig.4.11 で触れた saturation の効果によるもの。

4.4 プロトタイプ

§4.1 で述べた CW circuit と §4.2 で設計したプリアンプを内蔵した R5364 用 CW ベースプロトタイプを製作し、その評価を行った。実際の製作は松定プレジジョン株式会社に依頼した。



Fig. 4.22 R5364 用 CW ベース プロトタイプ

本プロトタイプは $20\text{mm}\phi$ 、 150mm^l の細い円筒形の中に、CW circuit とプリアンプが同居している。CW circuit は内部に発振回路も内蔵しており、外部からは DC を供給するだけで良くなっている。本体からは 8 本のケーブルが伸びており、内訳は Table.4.7 の通りである。なお CW circuit の GND はベース本体のシャーシに接続されており、プリアンプの GND は信号線のシールドと共通になっている。

Table. 4.7 CW ベース プロトタイプ ケーブルアサイン。電圧、電流の値は-1500V 出力時のもの。

名称	電圧	電流	方向	用途
V_{in}	$+5V_{DC}$	12mA	入力	CW circuit のドライブ電源
V_{con}	$+1.5V_{DC}$	$150\mu A$	入力	PMT 供給電圧コントロール
V_{mon}	$+1.5V_{DC}$	$15\mu A$	出力	PMT 供給電圧モニタ (100k Ω 終端時)
CW-GND	0V	-	-	CW circuit のグラウンド
$+V_s$	$+4.6V_{DC}$	5.1mA	入力	内蔵プリアンプの + 電源
$-V_s$	$-4.6V_{DC}$	5.1mA	入力	内蔵プリアンプの - 電源
P-GND	0V	-	-	内蔵プリアンプと信号系のグラウンド
Signal	0-2V _{p-p}	-	出力	信号ライン (STP ケーブル)

HV 出力が所定の値に達するまでの時間を確認するため、CW ベースのモニタ出力の時間変化を測定した。内蔵の CW circuit の高圧上昇速度はそれほど早くなく 700V/sec 程度 (Fig.4.23) である。高圧下降速度も時定数 7sec 程度 (Fig.4.24) である。

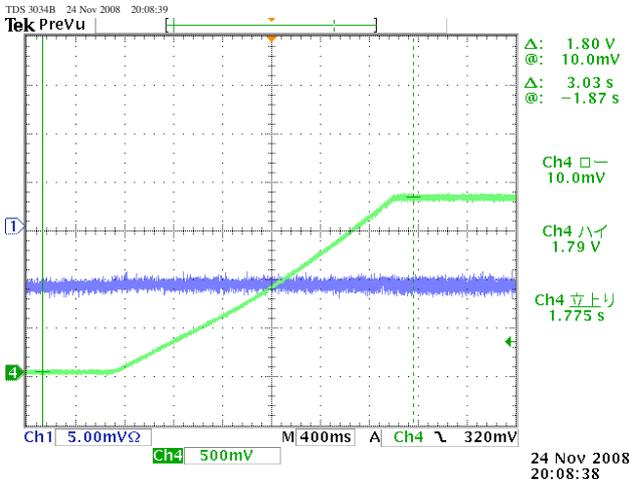


Fig. 4.23 緑のグラフが CW circuit の高圧上昇の時間変化を $-1/1000$ 倍したもの。上昇速度はリニアで 700V/sec 程度である。

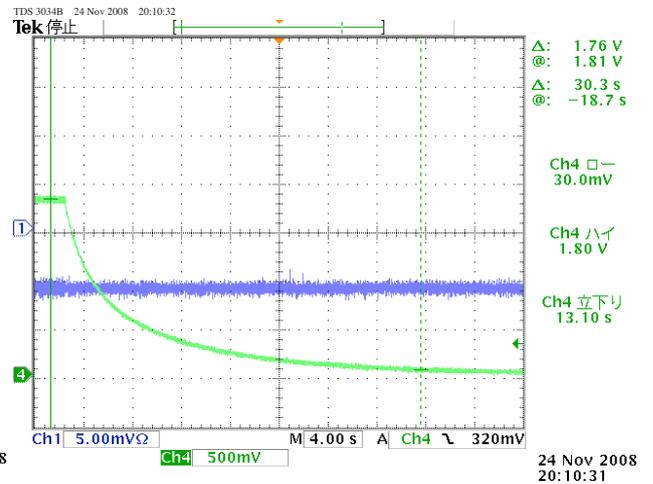


Fig. 4.24 Fig.4.23 の下降側を表す。時定数 7sec 程度の exponential で減衰していく様子が見られる。

本実験において、PMT からの出力電流は、 R_f (§4.2.1) で電流電圧変換を行い、プリアンプで 6.7 倍に増幅され、さらに differential 信号に変換され信号線に進んでいく。信号線は特性インピーダンス 100Ω の STP (Shielded Twisted Pair) ケーブルを用いており、多数の信号線を束ねてもクロストークが生じないようにしている。STP ケーブルで伝送された信号は FADC モジュール (Fig.3.26) のレシーバで differential \rightarrow single-ended 変換を行い、10-pole gaussian filter を通して波形を整形し、FADC でデジタイズされるという流れになる (Fig.4.25)。

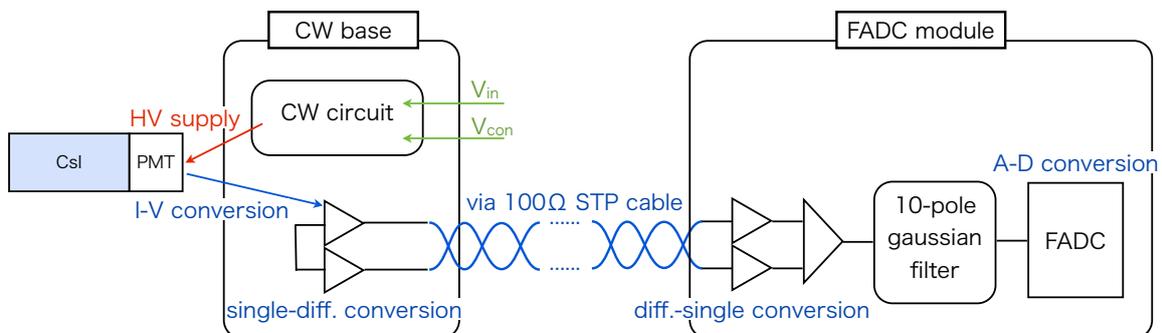


Fig. 4.25 PMT 読み出しスキーム

4.4.1 消費電力

まずは CW circuit を導入する第一の理由である、消費電力について述べる。

元々の KTeV PMT base の消費電力は、1500V 供給時に約 750mW であった。本プロトタイプでは CW circuit のドライブ回路と、プリアンプが消費する。CW circuit 側の消費電力は Fig.4.26 の通りで、1500V 供給時は約 60mW である。プリアンプ側は $2V_{p-p}$ 出力できる所まで電圧を上昇させた所、 $\pm 4.6V$ 供給する必要があることがわかった。Eq.4.7 より $\pm 4.6V$ 供給時のプリアンプの消費電力は 93mW なので、結局合計 150mW がプロトタイプの消費電力となる。コントロール電圧供給ラインの入力インピーダンスは $10k\Omega$ と大きいため、消費電力は無視できる。

この結果カロリメータ全体で 400W 程度の発熱しかなしないと期待されるので、冷却システムの大幅な簡素化が可能となる。本実験では水冷などは行わず、銅網線を真空ベッセル内の構造物に結びつけるなどの熱伝導だけで冷却を行う予定である。150mW の発熱であれば、例えば断面積 $10mm^2$ の銅網線*22で熱浴と繋げばその温度差は Fig.4.27 で表される程度であり、十分な冷却性能が期待される。

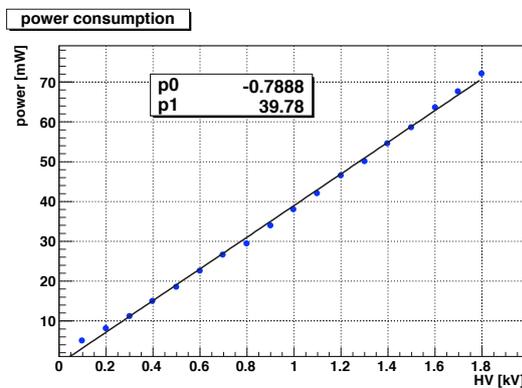


Fig. 4.26 CW circuit 消費電力の電圧依存性。各 HV 毎に V_{in} ラインに流れる電流を測定し、電力換算している。

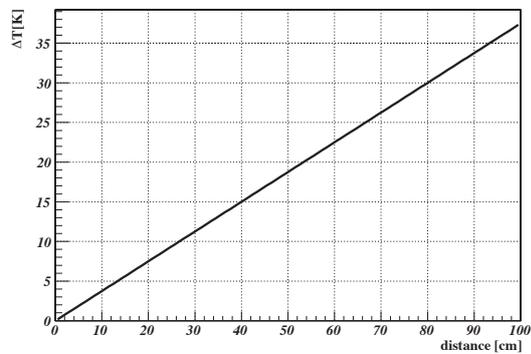


Fig. 4.27 CW ベースの熱浴に対する温度差と銅網線の長さとの関係 (計算値)。

4.4.2 Noise

プロトタイプ出力ノイズを Fig.4.28 に示す。この図は Fig.4.19 のレシーバーを通して見たものなので、ベース出力の半分になっている。したがって 1MeV の信号を観測するためにはこのノイズの中から $750\mu V_{p-p}$ の信号を探さなければならない。

また CW circuit の発振周波数は約 150kHz 程度であり、それはリップルとして信号の出力に上乘せされる (Fig.4.29)。これは信号 (FWHM \sim 40nsec) に比べれば十分遅いため根本的な問題とはならないが、後述する各種基礎特性テストに悪影響を与える結果となった。

*22 熱伝導率 400W/m·K

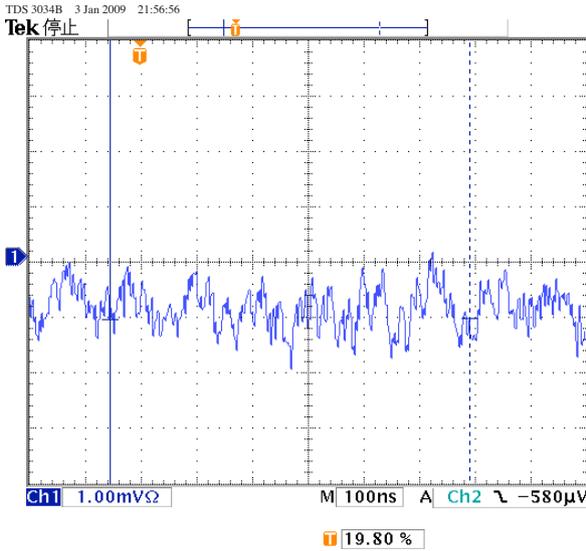


Fig. 4.28 プロトタイプのノイズ。プロトタイプの出力を Fig.4.19 のレシーバで変換して、オシロスコープで測定したものである。横軸は 100nsec/div、縦軸は 1mV/div と設定してある。

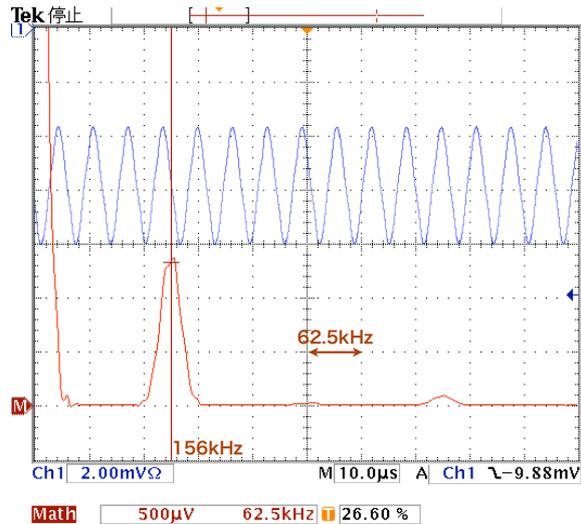


Fig. 4.29 CW ベースのリップル。プロトタイプの出力を Fig.4.19 のレシーバで変換して、オシロスコープで測定したものである。PMT 供給電圧は-1500V の時のものである。赤が信号出力をフーリエ分解したもので 156kHz、4.4mV_{p-p} のリップルが見られる。

4.4.3 レート耐性

KTeV PMT と CW ベースプロトタイプの組合せで、増倍率のレートによる変化を確認した。測定セットアップを Fig.4.30 に示す。本測定には 500MHz FADC*²³を使用している。Fig.4.32 の赤線がペダスタルで、これは Gate Start 後 50~150nsec の範囲を Fit して得られたものである。これをパルス毎に取得し、150~300nsec の範囲で積分したのから差し引くことによって、パルスの面積を求めた。

LED を 2 個 (main と B.G.) 用意してどちらもほぼ同一光量で光るように調整し、main LED は測定の間常に 250Hz で発光させ、B.G. LED のレートを 1~500kHz の範囲で変化させた。データ取得を main LED 発光時のみとすることで、LED のレート依存性の寄与を避けることが出来る。測定中の信号を Fig.4.31 に示す。

測定は PMT の HV を 1500V に固定したうえで、両 LED の光量を調整してベース出力を 1.5V_{p-p} とした。これは CsI 結晶のエネルギー換算で 1GeV 程度に相当 (Table.4.2) する。Fig.4.33 に測定結果を示す。ここでレート耐性を表す量 (deviation) とは、250Hz 発光時の PMT 出力に対する各レートでの PMT 出力の変動と定義している。

$$\text{deviation} = \frac{\text{PMT output}(f)}{\text{PMT output}(f = 250\text{Hz})} - 1 \quad (4.13)$$

*23 ジーエヌディー社製 GNV-230G

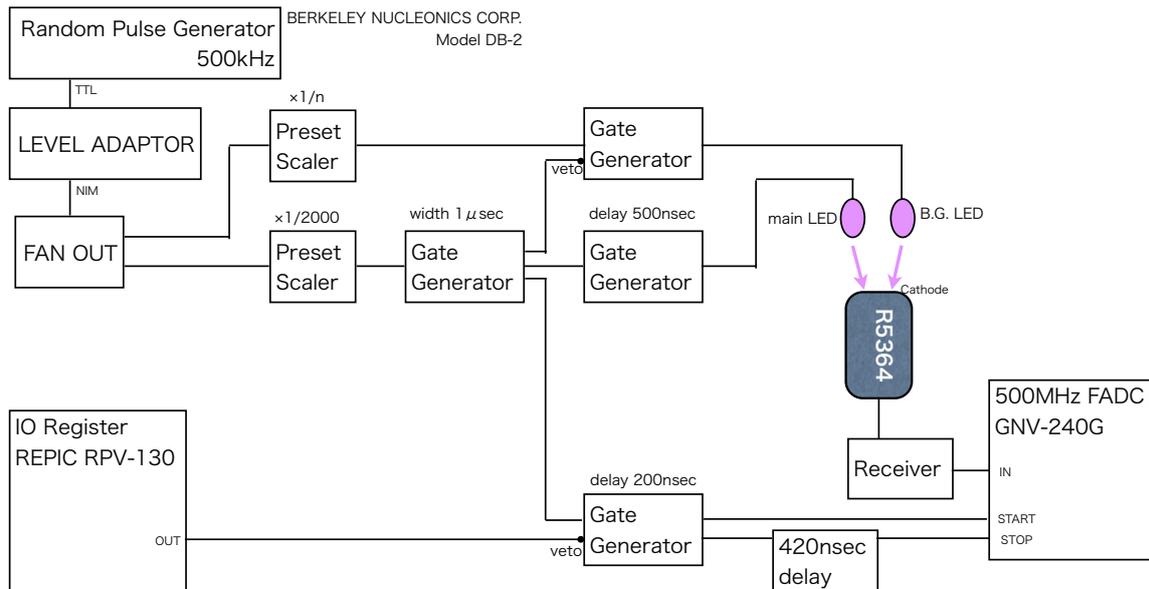


Fig. 4.30 レート耐性測定セットアップ。B.G. 側の Preset Scaler でレートを変化させる。B.G. LED 側の Veto は main LED と B.G. LED が同時に光らないようにするため。IO Register からの Veto は、データを DAQ PC に転送している間トリガーを入力させないためのもので、ソフトウェア制御している。R5364 の信号を受けるレシーバーは Fig.4.19 のものと同じである。

K⁰TO 実験での Single counting rate は全エネルギー領域で 200kHz 程度であり、その範囲で増倍率の変動は 1% 未満であることがわかった。なお各 CsI 結晶に落とされるエネルギーは Fig.3.6 で見たように低エネルギー側によっている。したがってこのテストで設定した 1GeV は非常に大きく、安全率が充分見込まれている。

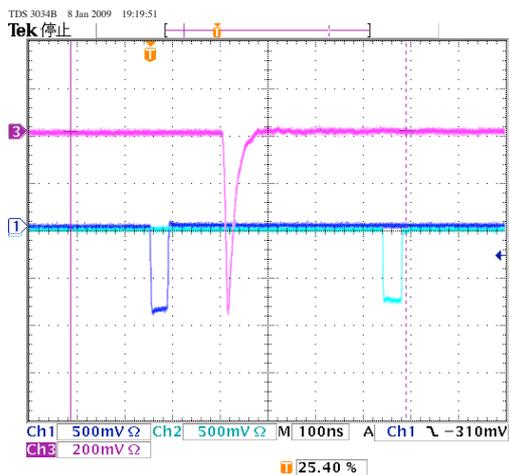


Fig. 4.31 プロトタイプのパルスをオシロスコープで測定したものの。ゲイン 1/2 のレシーバー出力を見ているので、CW ベースの出力しているパルスは $1.5V_{p-p}$ である。青 NIM 信号が FADC モジュールに入れる Start 信号で、水色が Stop 信号である。

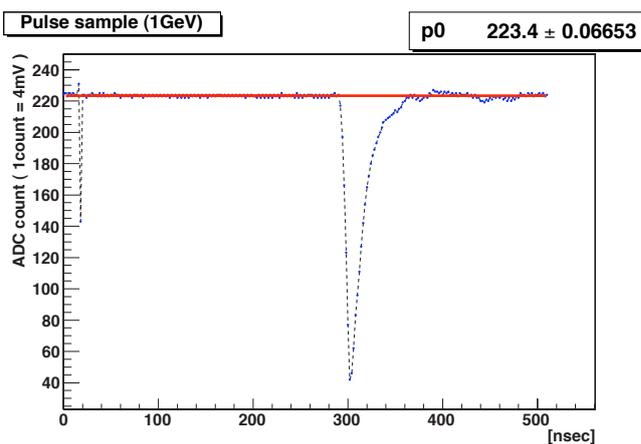


Fig. 4.32 FADC で測定したパルス。Fig.4.31 と同じものである。20nsec の所にあるパルスは Start NIM 信号からのノイズと思われる。

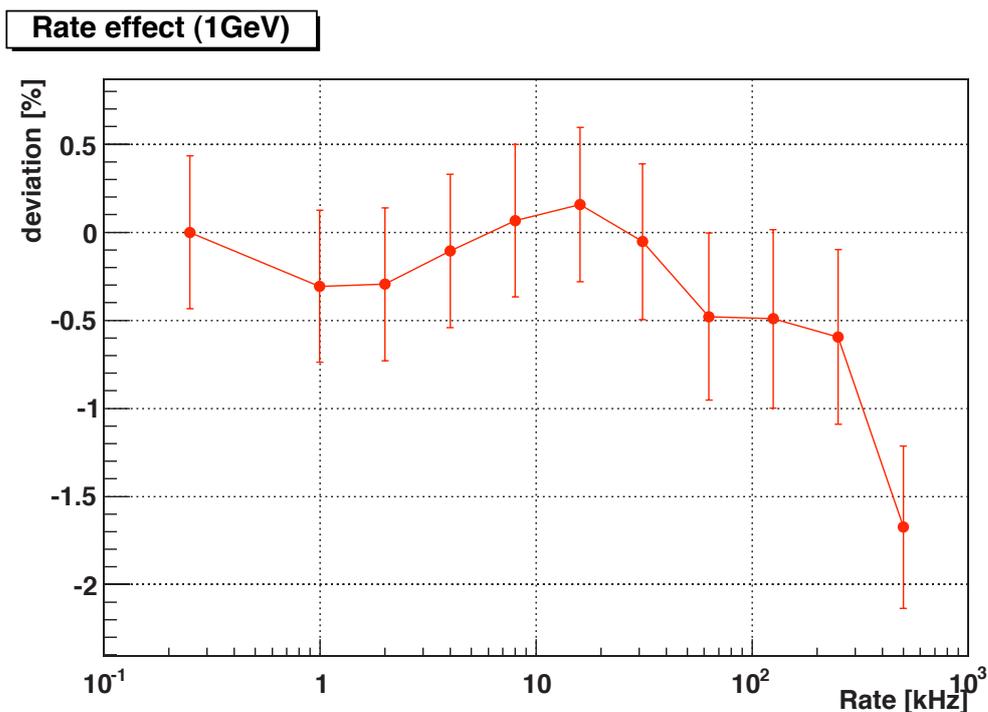


Fig. 4.33 CW ベースプロトタイプのレート耐性 (入射光量 1GeV 相当時)。250Hz の時を基準として、増倍率の変化を表している。Single counting rate 200kHz の範囲の変動は 1% 未満に収まっている様子が分かる。

4.4.4 Linearity

プロトタイプの Linearity の測定は、§3.2 で触れたレーザーキャリブレーションシステムを用いて行った。

セットアップの詳細を Fig.4.34 に図示する。Nd:YAG レーザーから出力された $\lambda=355\text{nm}$ のレーザーを 2 枚の可変 ND フィルターで光量調整し、optical fiber を通じて球の中に封入した液体シンチレータに導く。液体シンチレータはレーザーを吸収し $\lambda=365\text{nm}$ の光を全立体角に放射する。その光をもう一度 optical fiber を通じて PMT に送り、PMT の信号を 12bit 電荷積分型 ADC で測定する。液体シンチレータの発光量は PIN photodiode によってモニターされており、また全システムは恒温槽中に置かれ常時 20°C に保たれている。

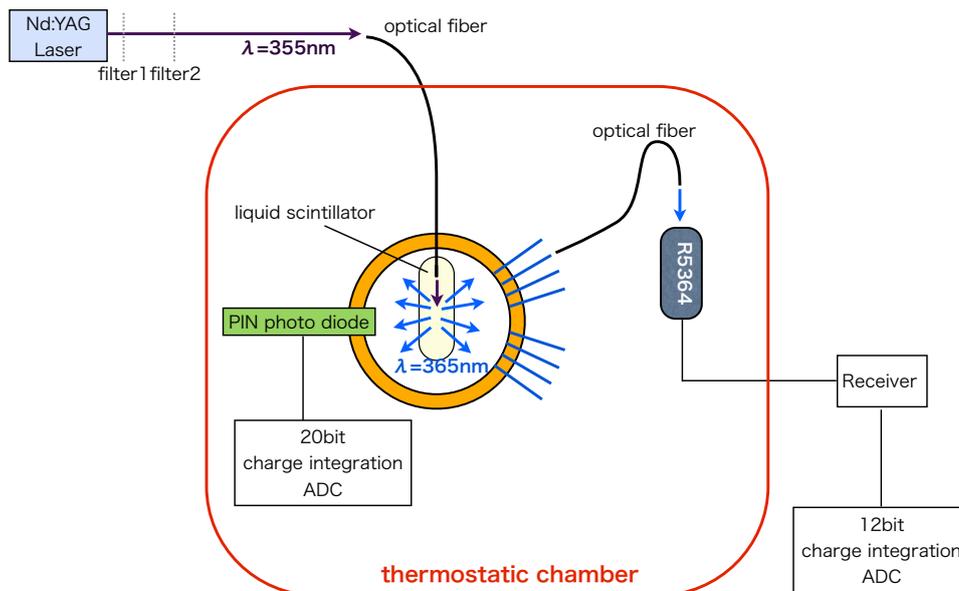


Fig. 4.34 Linearity 測定システム。

データの取り扱いについては

$$p = \frac{\text{PMT の ADC 出力}}{\text{PIN photo diode の ADC 出力}} \quad (4.14)$$

を各光量毎に求め、その加重平均 p_0 からの変動を算出している。

$$\text{deviation} = \frac{p}{p_0} - 1 \quad (4.15)$$

加重平均は Fig.4.35 の上図の傾きに相当する。したがってこの解析においては PIN photodiode の Linearity を完璧なものと仮定しているが、PIN photodiode の non-linearity が 0.2% 程度 [27] であることを踏まえて、この仮定は妥当であると考えられる。またエネルギー換算には Table.4.2 の値を使用している。

測定結果を Fig.4.35 に示す。基本的には §3.3.2 で求めた許容値である $\pm 5\%$ の範囲に収まっているが、エネルギーの低い部分はエラーバーが大きすぎて評価が出来ていない。このエラーバーの原因は大部分が §4.4.2 で述べた Ripple から来るものである。したがってこれ以上低いエネルギー部分を評価するためには Ripple を取り除く必要がある。これについては §6 で考察を行う。またエネルギーの高い所で出力が下がっていくのは、内蔵プリアンプが飽和していることによるものである。

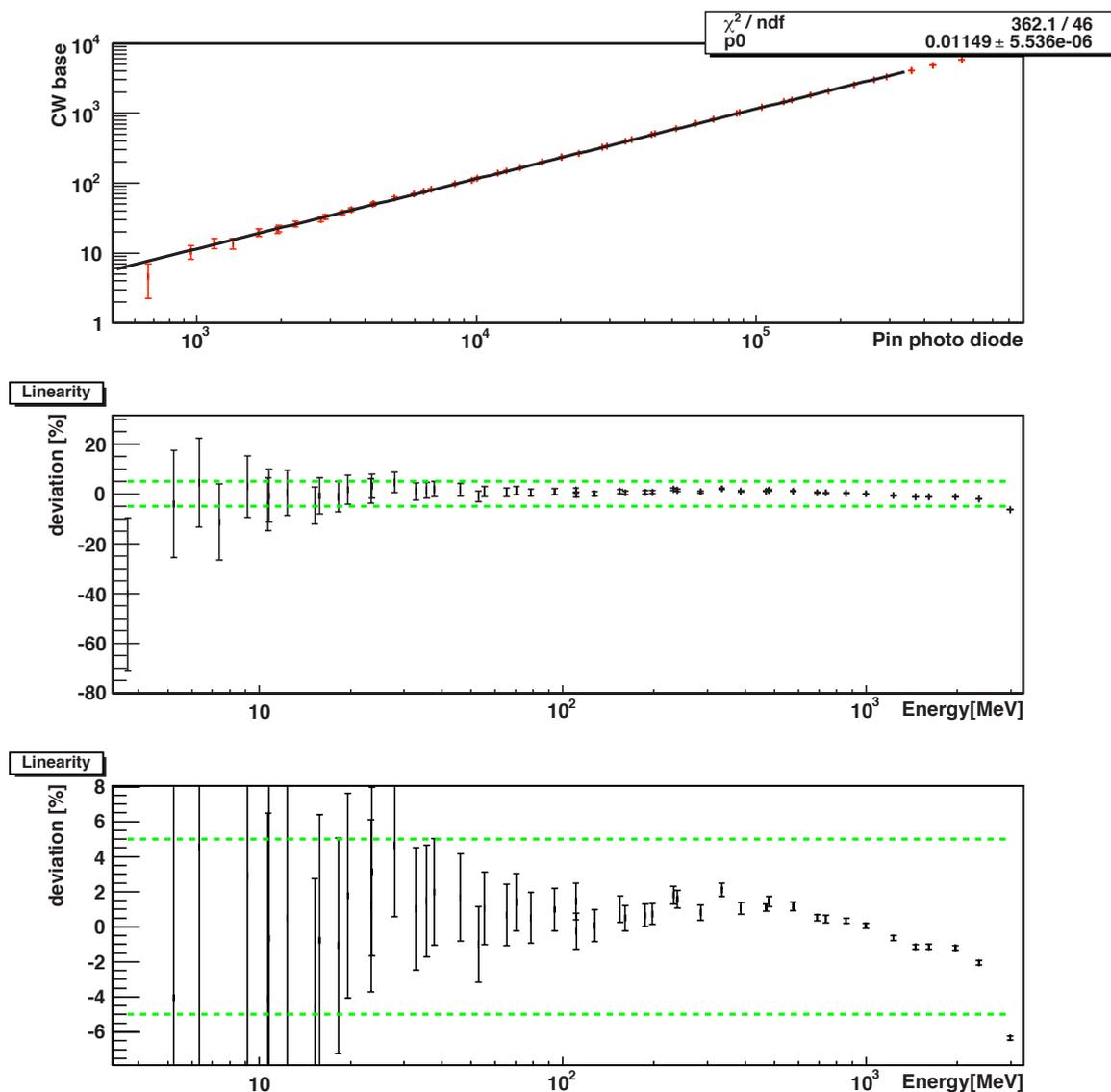


Fig. 4.35 CW ベースプロトタイプのリニアリティ測定データ。

上段: CW ベースの ADC 出力と PIN photodiode の ADC 出力の相関。どちらもペDESTAL は差し引いたもの。

中段: Eq.4.14 の変動のエネルギー依存性。緑の点線が許容範囲 ($\pm 5\%$) を示している。

下段: 中段の縦軸を拡大したもの。

4.4.5 真空テスト

実験ではこの CW ベースは PMT も含めて 10^{-1} Pa の真空中に設置される。そのため、真空中で放電等の問題を起こさないか確認するために、実際に真空中に入れて動作試験を行った。

真空パイプの中に PMT(R5364) と LED、そして CW ベースとその信号を受けるレシーバーを封入し、LED の信号を随時オシロスコープで確認する。信号は Lemo ケーブルで引き出している。使用した真空ポンプが真空度を設定できないタイプの物だったため、 10^{-1} Pa を中心に $10^{-2} \sim 1$ Pa 程度の範囲内で ON/OFF している (Fig.4.37)。

3 日半の測定の間、PMT の出力に有意な変化は見られず放電等の問題も起こさなかったため、実際の実験での 10^{-1} Pa 環境下でのオペレーションに問題は無いことが確認された。

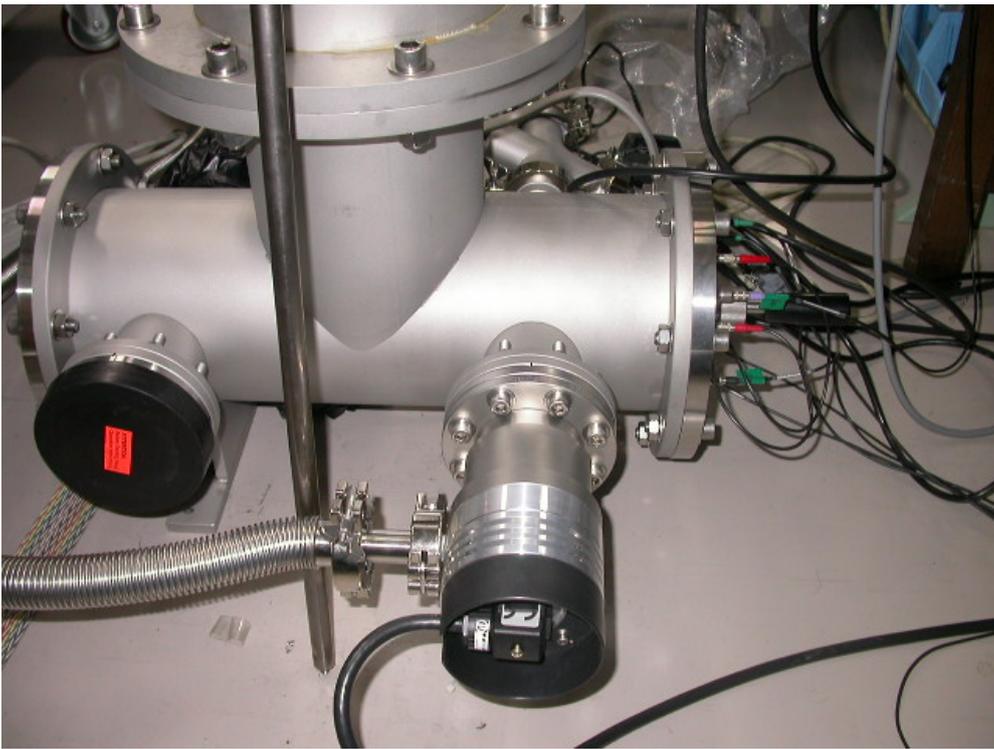


Fig. 4.36 真空テスト用真空パイプ

4.4.6 放電テスト

続いて故意に真空度を悪化させて放電を起こし、放電による影響と、その放電の発生する圧力範囲を測定した。

放電が発生する電圧 (火花電圧) V_{spark} は、圧力 ρ と素子間の距離 d の積のみに依存することがパッシェンの法則

$$V_{\text{spark}} = \frac{a\rho d}{\ln(\rho d) + b} \quad (4.16)$$

としてよく知られている。ここで a 、 b は気体の組成に依存する定数である。空気のパッシェン曲線は Fig.4.38 のようになっており、最小火花電圧は 330V、その際の ρd は 760 Pa·mm である

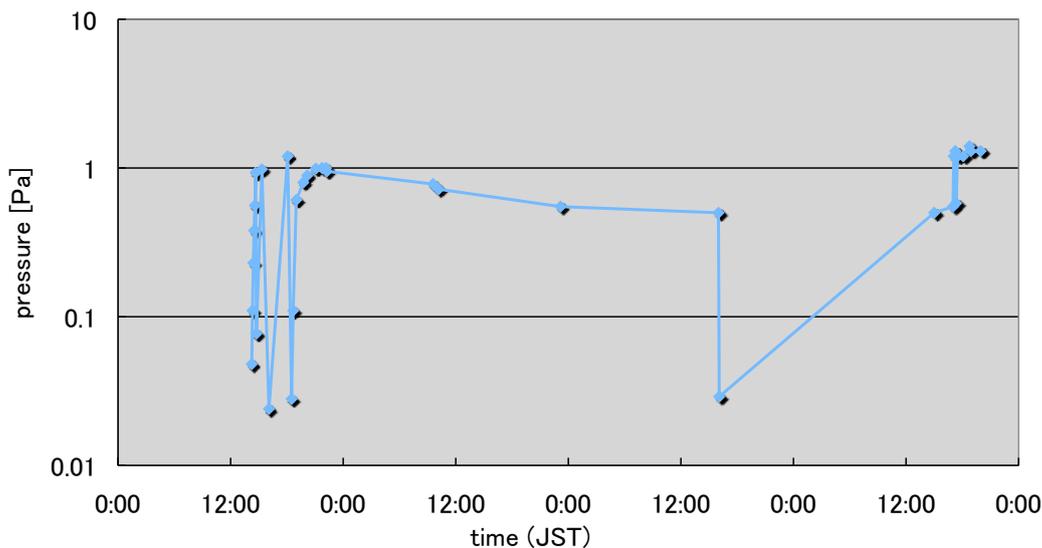


Fig. 4.37 真空テスト中の真空度の時間変化。横軸は時間を表している。

[31]。CW ベース内での素子間隔を数 mm 程度とすると、放電の可能性が高い圧力は 10^2 Pa 付近と考えられる。

実際に真空度を悪化させていった所、上の見積もりとほぼ一致する範囲での放電が起こっていた。放電が発生する圧力範囲と電圧の相関を Fig.4.39 に、実際に放電が起こったときの PMT 出力波形の様子を Fig.4.40 に示す。テストは 30 分程度、HV 値と圧力 Fig.4.39 の範囲で調整している。また、万一真空リークが起きて放電しても、真空が回復した後は PMT が正常に稼働することが確認された。なお放電はカソードピンの PMT とベースの接合部で起こっていた (Fig.4.41)。

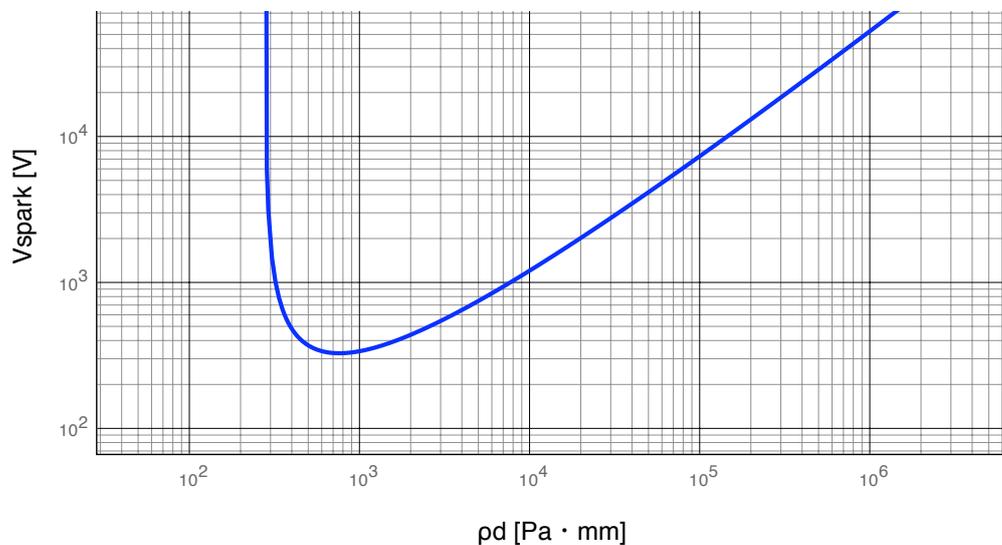


Fig. 4.38 空気のパッシェン曲線

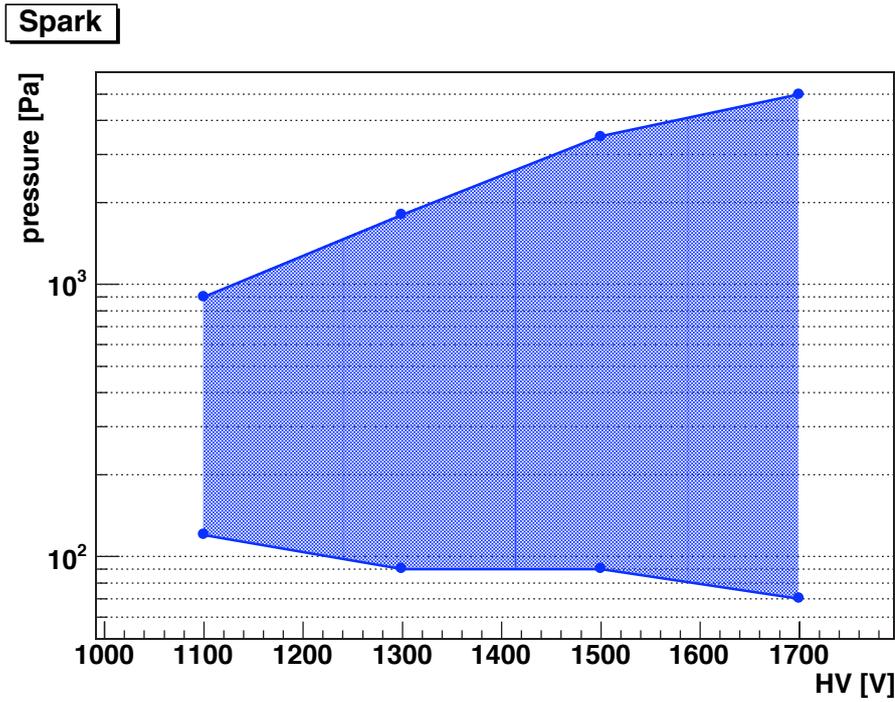


Fig. 4.39 CW ベースプロトタイプの放電圧力。1100V、1300V、1500V、1700V で測定している。ハッチのついた部分が放電が起こる圧力である。

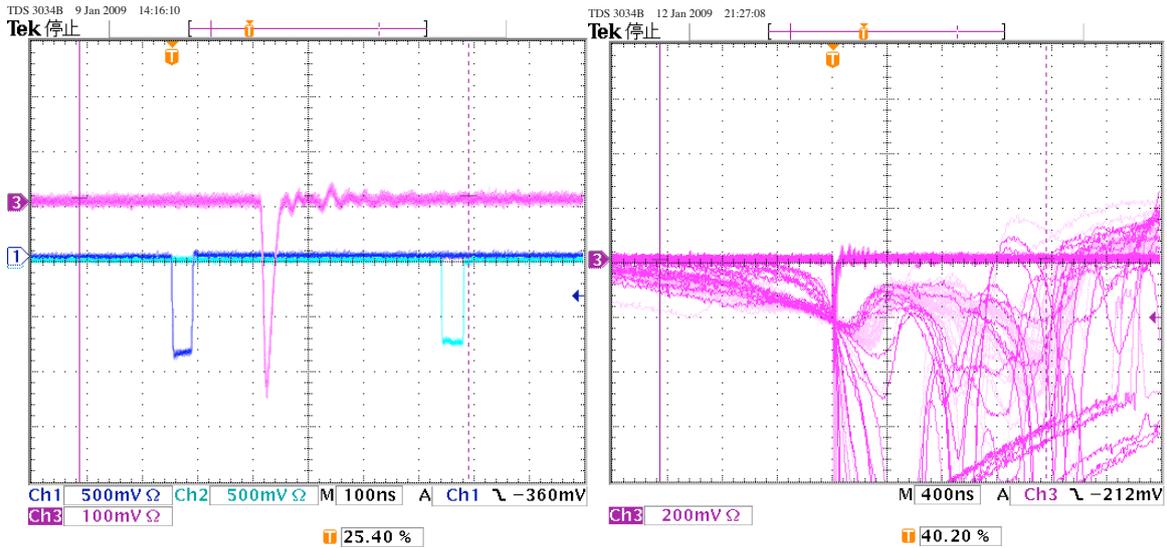


Fig. 4.40 CW ベースプロトタイプの放電の様子。信号線の出力を見ている。左が放電圧力以下の出力 (100mV/div)、右が放電中の出力 (200mV/div) である。

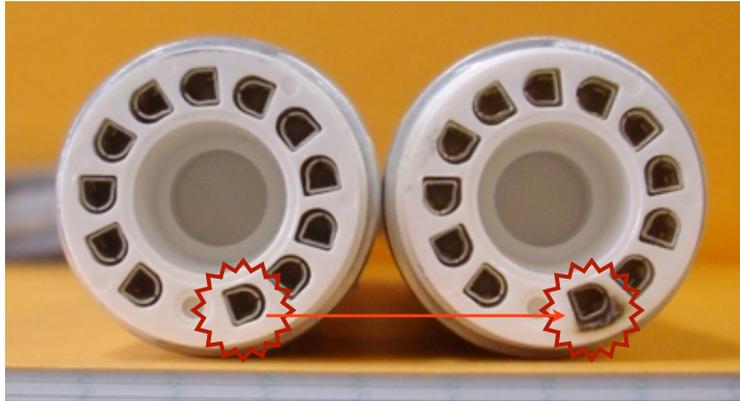


Fig. 4.41 左が放電前のベース、右が放電テスト後のベースである。PMT 接合部を見ている。ピンの一つが放電によってこげている様子が見られる。このピンはカソードピンに対応している。

5 High Voltage Control System

本章では今まで述べてきた CW ベースを制御するシステム (以下 HVCS) について述べる。

前述したように CsI カロリメータは真空中に置かれるため、真空外部からのケーブルの本数はなるべく減らしたいと考えている。そこでシリアル通信とマイクロコントローラユニット (以下 MCU)、多チャンネル DAC(Digital to Analog Converter) を利用して、真空内部で全 2800ch をコントロールするモジュールを開発した。

5.1 システム概要

まず本システムの全体像を簡単に述べる。

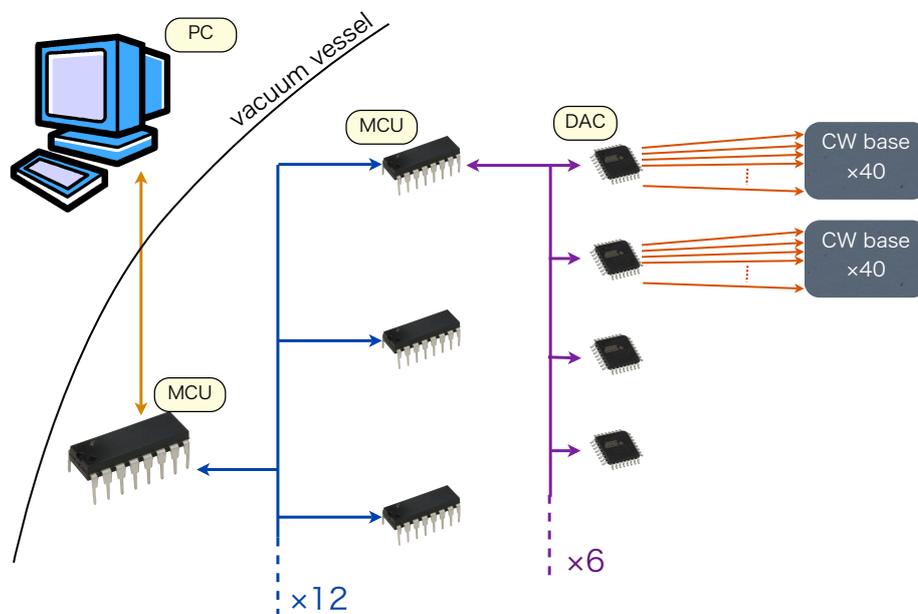


Fig. 5.1 HVCS 概要

本システムは Fig.5.1 に示したツリー構造を採っている。PC 以外は全て真空ベッセル内に置かれるため、必要なフィードスルーは RS-232C 通信に必要な Dsub9 ピンコネクタ 1 つと、システム用の電源のみとなる。

各種通信のインターフェイスとなる MCU には今回、Atmel 社の 8bit RISC(Reduced Instruction Set Computer) マイクロコントローラ AVR シリーズの一つである ATmega88[32] を採用した。この MCU は本システムで使用する 3 種類のシリアル通信規格互換機能を全て備えており、開発がし易い。DAC には多チャンネルである程コスト削減に役立つという理由から、Analog Devices 社の 14bit 40ch DAC AD5380[33] を採用した。AD5380 はシリアル、パラレルインターフェイスとも備えているが、本システムではピン数の削減と、信号伝達速度を重視していないとい

う理由でシリアルインターフェイスを使用している。

PC と直接送受信を行う MCU(Master MCU) との距離は 10m 程度は見込んでおく必要があると考え、長距離通信でも簡単にシステムを組める RS-232C を採用した。Master MCU と DAC との中継ぎをする MCU(Slave MCU) の間の通信には、IC 間の距離が 1-2m 程度は必要になるため、エラー処理のしやすい I²C(Inter integrated circuit) 通信規格 [34] を採用し通信精度を高めている。そして Slave MCU と DAC は同一モジュール内で配線されることと通信ピン数を削減するため、MCU-DAC 間の通信には SPI(Serial peripheral interface) 通信規格を採用した。各通信規格の詳細は Appendix E を参照されたい。

5.2 モジュール概要

本節では設計したモジュールのハードウェア構成について述べる。モジュールの概観を Figs.5.2-5.3 に載せる。サイズは高さ 334mm×幅 380mm×奥行き 149mm である。現在は設計が終了し、プロトタイプを製作中である。

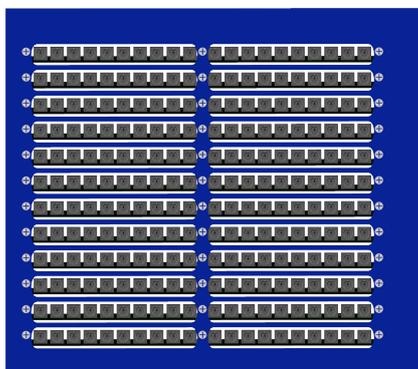


Fig. 5.2 HVCS モジュール フロントビュー

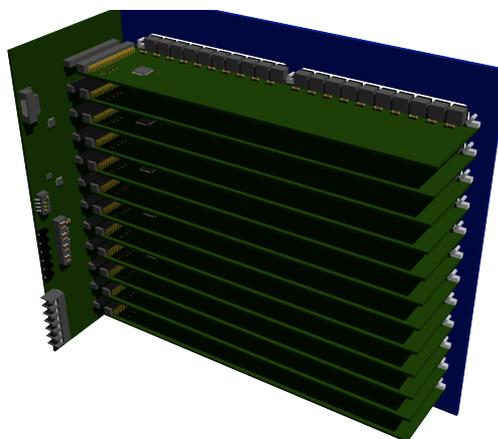


Fig. 5.3 HVCS モジュール リアビュー

1 モジュールは横 20 チャンネル、縦 12 チャンネルの計 240 チャンネルからなる。これが 12 台用意され、全体で 2880 チャンネルとなる。

CW ベースは Table.4.7 にあるように信号線を除いて 7 種類のラインを必要とする。したがって各コネクタは MiniDIN6 ピンコネクタを採用し、CW_GND はシールド線とすることにした。これによって CW ベースに必要な全ラインを 1 つのコネクタから供給し、かつモジュールのサイズを現実的な大きさに押さえることができる。

モジュールには外部から +5V、+4.6V、-4.6V の DC 電源を供給し、内部で CW ベースのコントロール電圧 V_{con} を各チャンネル毎に作り出す。さらにグラウンドもモジュールフレーム、CW circuit、プリアンプ用に 3 種類用意している。これは極力グラウンドループを減らし、ノイズを発生させないための措置である。

5.3 DAC 動作確認試験

プロトタイプ製作にあたって各 IC の基本的なスペックを調べることで、またシステムの雛形を作ることを目的に、Master MCU1 個、Slave MCU2 個、DAC1 個のテストボード (Fig.5.4) を製作し試験を行った。DAC には既製の評価用ボード EVAL-AD5380EB を使用している。また MCU には本機で使用する予定の ATmega88P ではなく廉価版の ATmega8 を使用している。

CW ベースの入力インピーダンスと等しい負荷 $10\text{k}\Omega$ を与えた状態で DAC の出力をオシロスコープで視認し、ケーブルの距離に依存せず安定な電圧を出力していることを確認、その出力のぶれも $1.6\text{mV}_{\text{p-p}}$ と十分小さいことを確認した。この $1.6\text{mV}_{\text{p-p}}$ のぶれは PMT の増倍率換算で 0.06% (1500V 時) に相当する。これによってアナログ系は十分実用に堪えることがわかったため、今後はコントロールのソフトウェア開発を行っていく予定である。

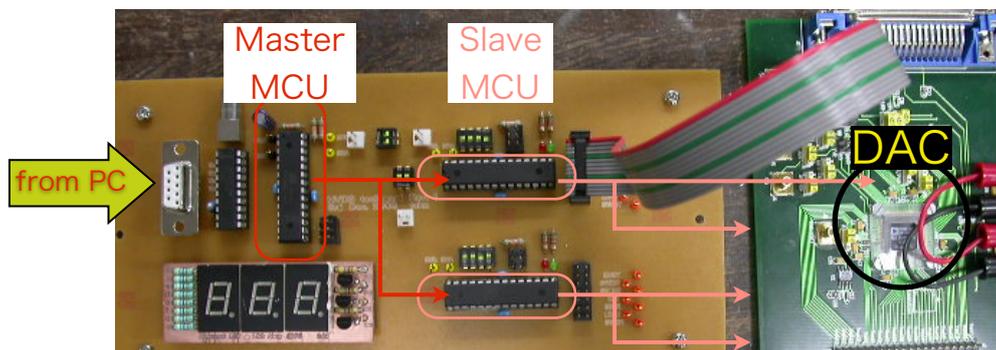


Fig. 5.4 HVCS テストボード

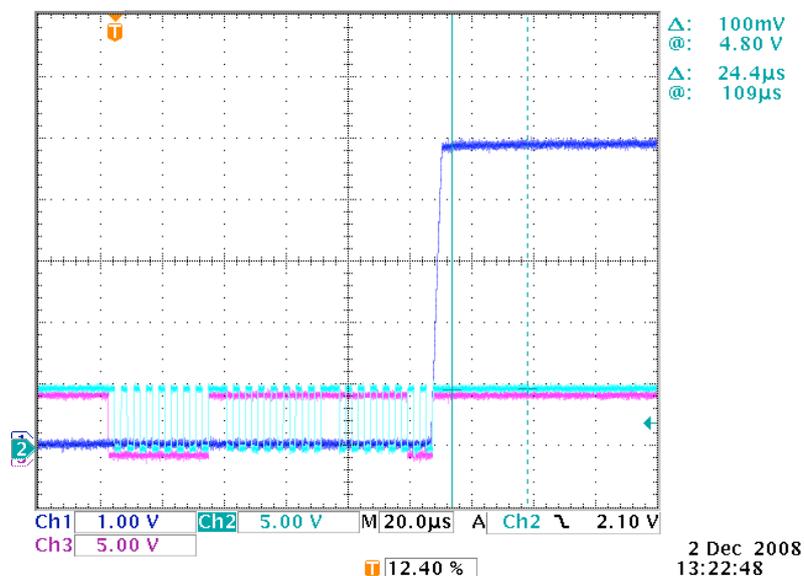


Fig. 5.5 SAVR から DAC への SPI 通信の様子。水色がクロック信号、赤がシリアルデータ、青が DAC の出力である。

6 課題・考察

CW ベースに残された課題は

- ノイズ低減
- リップル低減
- Linearity 測定精度の改善

である。以下1つずつ考察を行う。

6.1 ノイズ低減

今回製作した CW ベース プロトタイプでは 1500V 供給時のノイズがベース出力で $5\text{mV}_{\text{p-p}}$ あり、 $1.5\text{mV}_{\text{p-p}}/\text{MeV}$ の設計では 1MeV を測定することは出来ない。このノイズを落とすため、まず何が主なノイズ源になっているのかを確認する。Fig.6.1 は PMT の有無、さらに HV の有無、CW circuit のドライブによるノイズ (ゲイン 1/2 レシーバー出力) の比較である。図よりわかることは定性的にはあるが次の3つである。なお、ここでドライブと言っているのは、ベース内部の CW circuit に電源を供給している (Table.4.7 の V_{in} に +5V 印加) ことを指している。

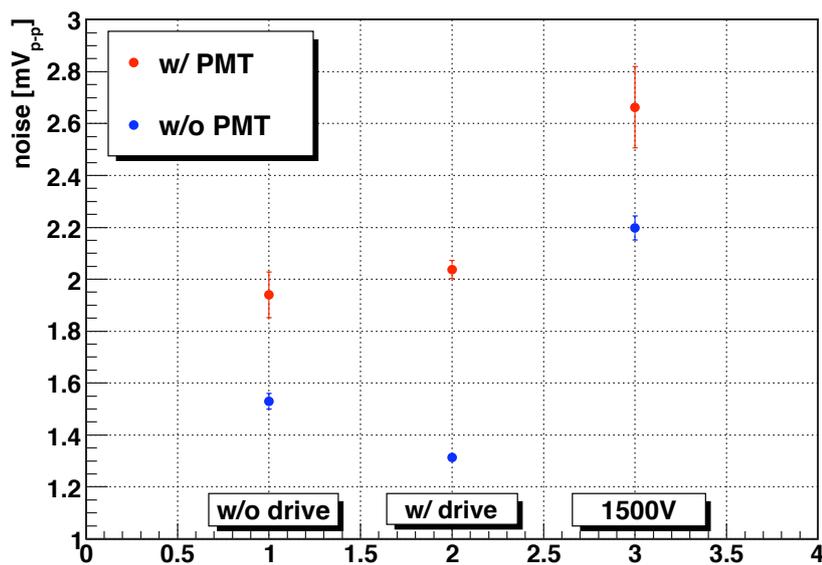


Fig. 6.1 赤が PMT を取り付けた場合のノイズ振幅、青が PMT を取り付けなかった場合のノイズ振幅である。横軸は左から順に、CW circuit をドライブしない時、CW circuit をドライブした上で HV が 0V の時、HV1500V の時を示している。どのデータ点も CW ベース内蔵プリアンプは起動しており、その出力をゲイン 1/2 のレシーバで受けて測定している。

PMT を取り付けることによるノイズの存在

PMT がノイズを拾うと内蔵プリアンプによってそのまま増幅されてしまうため、影響が大きい。この場合、対策としては電磁波ノイズを減らすことがあげられる。現状のノイズ測定は一般の建物内で行っているためこの対策は難しいが、本番の実験中では PMT は巨大な真空タンク内に入れられるため、電磁波ノイズは低減されるであろう。また PMT の光電面以外を全て静電シールドで覆うことも考えている。

CW circuit のドライブ自体はノイズに寄与しない

CW circuit をドライブしても、高電圧を出力しないときは内部の発振回路が作動していない。したがって回路的に分離されている信号ライン側には影響が無いと考えられる。

HV に依存するノイズの存在

HV を供給している間、CW circuit では高電圧の方形波が発生している。これは CW circuit で電荷をくみ上げるために必要であるが、ベース内部でこの方形波から放射される電磁波を拾っていると考えられる。繰り返し周波数は 156kHz であるが、方形波に含まれる高周波成分もノイズに関連すると考えられる。Fig.6.2 からわかるように、このノイズには 20MHz 付近の周波数が多く含まれている。これは信号の周波数に非常に近いため、十分に落とさなければならない。

これについては、ベース内部の回路配置見直しに可能性があると思われる。現在の設計は PMT 側に CW circuit が配置されている。これはベース内部で高電圧部分の取り回し短くするという考えに基づく設計であるが、ノイズには弱くなる。そこで PMT 側にプリアンプを持ってくれば、CW circuit 由来のノイズを軽減できると考えられる (Fig.6.3)。この配置では CW circuit からくるノイズはプリアンプで増幅されないうえ、STP ケーブルに乗るコモンモードノイズはレシーバで差し引けるからである。

さらに CW circuit をベース外部に出す案も検討している。これは上記の回路配置を極端にした考えで、よりノイズ削減の効果が期待される。

この他にも電源ラインの取り回しによっても若干の低減は確認できており、よりノイズ削減に効果のある配線の選定なども行う予定である。

6.2 リップル低減

リップルは現状 156kHz、9mV_{p-p}(ベース出力)である。これは信号幅 (FWHM~40nsec) に比べれば十分遅く、一番傾斜が急な所でも 900nV/nsec 程度の変動であり、信号自体に悪影響は無い。ただし電荷積分型 ADC での測定が困難になることが、後述する低エネルギー側で Linearity 測定ができない原因となっている。

FADC を用いて測定するとしても、リップルが無い場合に比較してペDESTALの測定誤差が増加し、測定精度には悪影響が生じる。リップルがある場合はパルス毎にペDESTALを測定することになるが、その統計誤差は $1/\sqrt{\text{サンプル数}}$ に比例する。リップルが無ければ、サンプル数をいくらでも増やして誤差を無視できる値にまで落とせるが、リップルがあるとサンプル数が制限される

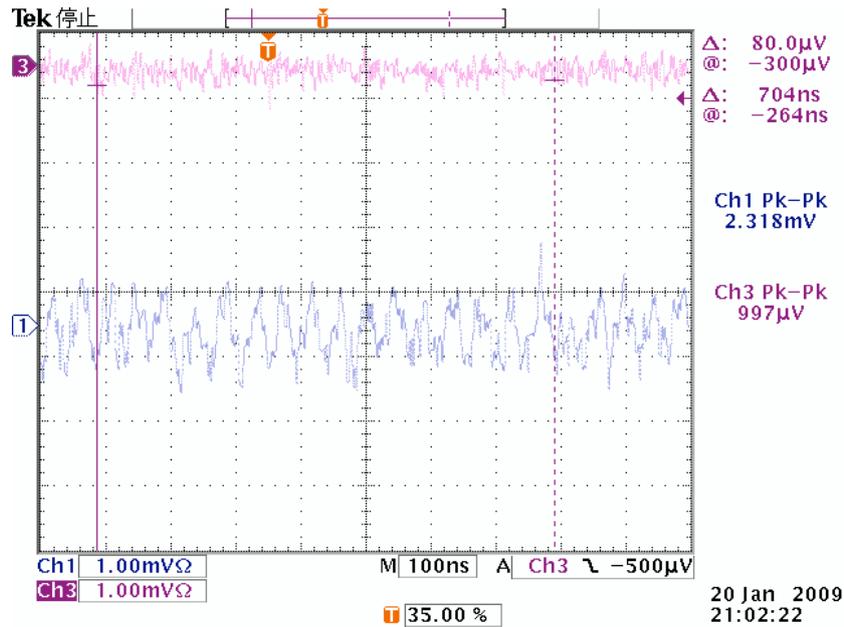


Fig. 6.2 PMT 無し、1500V 供給時の CW ベース ノイズ出力

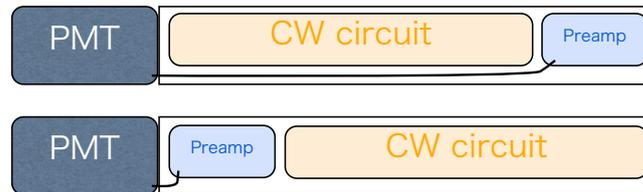


Fig. 6.3 上図は現在の CW ベースの内部配置であり、プリアンプは PMT から最も遠い位置に配置されている。プリアンプまでの信号線はシールドされている。本文中で述べた案が下図である。

ため誤差が増える。本番の実験においても、オンライントリガーなどの DAQ によけいな負荷をかけることになるため、できるだけ減らしておきたい。

リップルは CW circuit 由来のものが PMT を通じてプリアンプで増幅すると考えている。これは PMT の有無とリップルの有無に相関があるからである (Figs.6.4-6.5)。

これを踏まえると、リップルは 2 種類の経路でプリアンプに入力される。1 つは CW circuit から放射される電磁波を PMT がピックアップする経路、もう 1 つはダイノード、特に最終段のダイノードとアノードが AC coupling してダイノードのリップルがプリアンプに伝わっていく経路である。この対策として、ベースの最終段ダイノード出力部にローパスフィルターを追加することがあげられる。電磁波由来である場合は §6.1 同様 PMT の静電シールドを強化する、CW circuit を外部に出すことなどがあげられる。

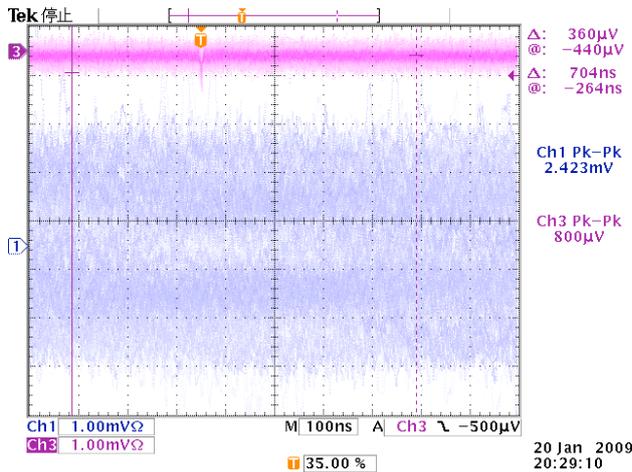


Fig. 6.4 リップルをランダムトリガで見ている。短い時定数で見ているのでノイズがDC 状にばらついている様子が見られる。

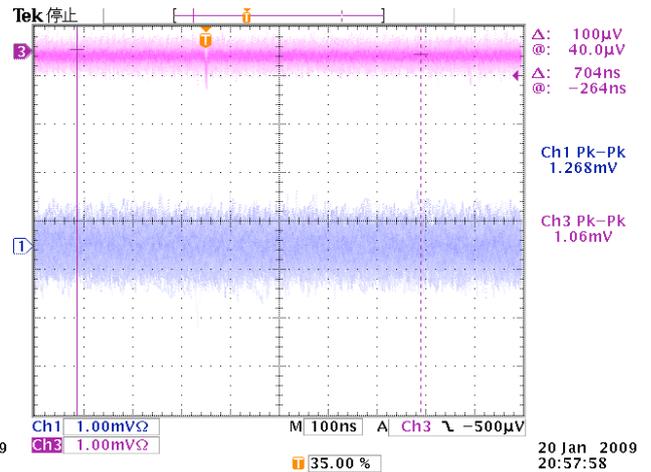


Fig. 6.5 PMT が無い場合はリップルが存在していない。PMT 以外は Fig.6.5 と同一のセットアップである。

6.3 Linearity 測定精度の改善

K^OTO 実験では CsI 電磁カロリメータの Linearity に $\pm 5\%$ を要求しているが、CW ベースプロトタイプがその要請を満たしているかを確認する測定において、エネルギー換算で 30MeV 未満の範囲は誤差が大きすぎて測定が行えなかった。PMT の特性上低出力側で Linearity が悪化することはないと期待されるものの、測定自体が行えなかったことは改善が必要であると考え。

この誤差はリップルと電荷積分型 ADC を使用したことによるものであり、改善には §6.2 で述べたリップルの低減が第一であり、例えばリップルを $500\mu\text{V}_{\text{p-p}}$ まで落とすことができれば誤差は $1/8$ 程度にまで落とすことができる。測定システムのレーザー出力が Max 10Hz のため、統計量を増やすのは避けた。上記 §6.1-6.2 の対策が成功すれば、この測定はそれほど難しくないと思われる。

7 まとめ

7.1 K^0 TO 実験と CsI 電磁カロリメータ

我々の計画している K^0 TO 実験は現在茨城県東海村に建設中の大強度陽子加速器施設 J-PARC で 2011 年から行われる $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験である。この実験で $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の世界初観測を行い、それによって CKM matrix の複素パラメータ η の精密測定、さらに Beyond SM の発見を目標としている。

K^0 TO 実験では $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を同定するために π^0 からの 2γ を検出する。その 2γ の位置とエネルギーを測定する実験に置いて最も重要な検出器には pure CsI 結晶で構成される CsI 電磁カロリメータを使用する。バックグラウンドを低減するために、CsI 電磁カロリメータは真空中に設置され、それに付随して読み出し用の光電子増倍管も真空中に設置されることになる。

本論文ではこの CsI 電磁カロリメータに要求される性能をシミュレーションによって Table.7.1 のように見積もった。

Table. 7.1 CsI 電磁カロリメータに要求される性能

要請	
Linearity	5% 未満
Energy range	1MeV - 1.3GeV
Single counting rate	120kHz

7.2 CW ベース

CsI 電磁カロリメータは全体で 2800 チャンネル程あるため、消費電力を押さえなければ真空中でのオペレーションは発熱の観点から難しい。さらに使用する光電子増倍管の増倍率も 5000 程度と低いため、より増倍率を高くする必要がある。そこで前者については、本実験において必要なスペックを満たす光電子増倍管用ベースとして、Cockcroft-Walton circuit を内蔵した CW ベースを開発した。また、後者については低消費電力かつ高速なプリアンプを導入することにした。実際に製作したプロトタイプの特性を Table.7.2 に示す。

Table. 7.2 CW ベース プロトタイプの基礎特性

1500V 時	
消費電力	150mW
ノイズ	約 $4\text{mV}_{\text{p-p}}$
Ripple	$9\text{mV}_{\text{p-p}}$ 、156kHz
信号高	$1.5\text{mV}_{\text{p-p}}/\text{MeV}$
レート耐性	$< \pm 1\%$ ($\sim 120\text{kHz}$)
Linearity	$< \pm 5\%$ ($> 30\text{MeV}$)
放電圧力	$9 \times 10^1 \sim 3.5 \times 10^3 \text{Pa}$

プロトタイプは十分に消費電力を押さえることができることが実証された。これによって真空内部の液冷システムなどの煩雑な冷却システムを省略することが可能である。また 10^{-1}Pa でのオペレーション、真空リークが起こった際の放電などにも問題が無いことが確認された。必要な Linearity も 30MeV 以上では満たしており、あとはノイズ対策を行うことで実用可能になると思われる。

ノイズが大きいことがこのプロトタイプの課題である。これについては §6 で議論した。低エネルギー側の Linearity については測定自体を行うことが困難であった。これは Ripple が当初予想していたよりも大きかったことが原因である。その他の項目については満足できる結果であったので、今後の課題はこの Noise、Ripple をいかにして小さくするかということになる。

7.3 HV コントロールシステム

前述したように CsI カロリメータは真空中に置かれるため、真空外部からのケーブルの本数はなるべく減らしたいと考えている。そこでシリアル通信と MCU、多チャンネル DAC を利用して、真空内部で全 2800ch をコントロールするモジュールを開発した。システムは 2layer 構造を採っており、基本的な部分の動作についてはテストボードを製作して確認済みである。現在は実験に使用するモジュールの設計が終了し、プロトタイプを製作中である。

7.4 今後

CW ベースのノイズ落としは §6 での考察を元に対処を行い、遅からず対処可能であると思われる。さらに CW ベース開発完了後は、CsI 結晶や FADC モジュール全体での動作確認、真空ベッセル内部の取り付け方法などを考えていく。2010 年度中旬には多チャンネルビームテストを行い、システム全体の安定性等の確認、不具合の修正を行っていく。そして 2010 年度下旬からは実際にビームラインを稼働させるエンジニアリングラン、2011 年度下旬からデータ取得を目指す。

謝辞

この2年間の研究開発、さらに本論文の執筆にあたって、大変多くの皆様にお世話になりました。

指導教官である笹尾登教授にはこの研究の機会を与えて頂いたことに感謝しています。毎週のミーティングで指摘して頂いたことを改善すると、実験がうまく行くことが多々ありました。また修士1回の時に受けた講義では難解な素粒子現象をわかり易く説明して頂き、なんとかイメージできるようになった気がします。来年度からは岡山大学と併任されるということを突然聞き、驚いております。しかしこれからはより実験に専念できる環境ということですので、これまで以上に様々なご指導を頂ければと思います。

今は高エネルギー加速器研究機構におられる野村正准教授には、些細な質問から研究全般の進め方など、多岐にわたるきめ細やかな指導をして頂きました。野村准教授がいなければこの実験は成り立たないと思います。

南條創助教には日常的にソフトウェアや電気回路など、いろいろなアドバイスを頂きました。特に野村准教授が栄転なさってからは、よりお忙しい中より細かい事まで助言を頂きました。これからはさらに時間がなくなっていくと思いますが、実験の成功に向けて力を注いで頂ければと思います。

隅田土詞さんには、教官には質問できないような初歩的な事まで気兼ねなく教えて頂きました。また OSX の有用性を具体的に教えて頂き、非常に感謝しています。CERN での成果を期待しております。森井秀樹さんには、研究室に入りたてで右も左もわからない時から引っ張って頂きました。おかげさまで実験のいろはくらいはわかるようになったと思います。

京都 K^〇TO Group 学生の皆さんとは、研究のことから日常の下らないこと、いろいろ気兼ねなく2年間過ごさせて頂きました。みんなでやってる基礎のゼミ (名称未定) は非常に有意義だと思っています。今年度はぼくのせいであまり進みませんで、申し訳ありませんでした。これからのびのびと続けていきましょう。白杵さんとは今年度でお別れですが、新天地でも頑張ってください。

また、月一で集まる JUMMER の会では、多くのスタッフの方々に貴重な意見を頂きました。ともに実験に携わる人たちとの密な交流は重要だと思いました。

最後に、京大高エネのみなさん、中尾さんにも感謝の意を表したいと思います。永井君も新天地で頑張ってください。他の人はもうしばらくよろしく申し上げます。

2009年1月吉日

増田 孝彦

Appendix

A 対称性

物理において対称性と保存則は密接な関係がある。例えばネーターの定理によって、運動量と角運動量の保存則は座標の平行移動、もしくは回転の対称性から導かれる。このような連続的な対称性に加えて、物理では離散的な対称性も重要な役割を果たしている。

A.1 パリティ (P)

パリティ変換とは、一旦与えられた原点に対して空間座標の全ての軸の符号を反転させることである。古典力学の範疇では、この変換の元で力学法則は変化しない。量子力学においてはパリティ変換演算子 P はユニタリーであると同時にエルミートであり、固有値が ± 1 となる観測量となる。基本的に粒子はみなそれぞれ固有パリティを持っている。

衝突や崩壊の過程で、もし微分散乱断面積がその空間反転した衝突・崩壊の微分散乱断面積と等しければ、その過程ではパリティは保存する。1956年に Lee と Yang が弱い相互作用でパリティが保存しないのではないかと提唱する [35] まで、一般にパリティは自然の良い対称性であると考えられていた。その翌年、偏極した Co^{60} の β 崩壊で放出される電子の角度分布でパリティが破れていることが C.S.Wu らによって確認された [36]。

A.2 荷電共役 (C)

荷電共役変換 C は粒子を反粒子に変える。粒子自身がその反粒子でもあるならば、その粒子は荷電共役変換の固有状態である。荷電共役変換を 2 回行えば元に戻るので、 C の固有値は ± 1 となる。例えば電荷の符号を反転させると電磁場 A_μ の符号も反転するので、光子の C 固有値は -1 であり、光子が n 個の系の C 固有値は $(-1)^n$ となる。 π^0 は 2 個の光子の崩壊するので、その C 固有値は $+1$ とわかる。

π 崩壊の C 対称性非保存は Garwin *et al.* [37] や、Friedman、Telegdi [38] によって β 崩壊のパリティ非保存のあとすぐに発見された。

A.3 CP 対称性

P 非保存と C 非保存を確立した実験においても、 C と P の同時変換は保存していた。それゆえ弱い相互作用においても CP 対称性はよい対称性なのだろうと信じられていた。しかし 1964年に Fitch、Cronin らによって長寿命の中性 K 中間子 (K_L^0) の崩壊過程で CP が破れていることが発見された [17]。

CP 非保存はいろいろな意味で重要である。粒子と反粒子の非対称性はもちろん、 CPT 変換を通して繋がっている T 変換である。自然はローレンツ不変性、スピン統計、ラグランジアンのエルミート性など局所的な場の量子論で記述されるという最小の仮定の下で、 CPT 対称性はどのよ

うな相互作用においても破れてはならない。したがって CP 対称性が破れているならば、T 対称性も破れていることになる。つまり最も微視的な物理反応でさえ時間の向きが存在するということになる。また標準理論の中で CP 非保存はクォークとレプトンの 3 世代目の存在のヒントにもなった [39]。そして CP 非保存は何故この宇宙には反物質より物質の方が多いのかという疑問の鍵となっている。初期宇宙では物質と反物質の量が等しいと仮定すると、現在の物質優勢の構成は CP 非保存が一つの原因であろうと考えられている [1]。

B K の物理

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の意義を理解するためには、中性 K 中間子系での CP 非保存を知っておく必要がある。 K は strange quark と第一世代のクォーク (u, d) で構成される中間子である。中性 K 中間子、 K^0 、 \bar{K}^0 は strangeness(S) の固有状態である。

$$K^0 = \begin{pmatrix} d \\ \bar{s} \end{pmatrix} \quad (S = +1) \quad (\text{B.1})$$

$$\bar{K}^0 = \begin{pmatrix} \bar{d} \\ s \end{pmatrix} \quad (S = -1) \quad (\text{B.2})$$

ここで S は strangeness を表す。これらは例えば次のような強い相互作用で生成され、

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$$

この反応において strangeness は保存している。

しかし中性 K 中間子は CP の固有状態ではない。Eqs.(B.1-B.2) からわかるように

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad (\text{B.3})$$

$$CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad (\text{B.4})$$

お互いが CP 共役の関係にある。これら 2 つの系には位相の不定性があるが、位相は観測されない量なので我々は好きに選ぶことが出来る。今は CP 非保存に興味があるので、 K^0 、 \bar{K}^0 ではなく CP の固有状態を考えることにする。そのため K^0 、 \bar{K}^0 から線形結合で K_1 、 K_2 を

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (\text{B.5})$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (\text{B.6})$$

のように定義すれば、これらは CP 固有状態になっている。

$$CP|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) = |K_1\rangle \quad (CP = +1 : \text{even}) \quad (\text{B.7})$$

$$CP|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\bar{K}^0\rangle - |K^0\rangle) = -|K_2\rangle \quad (CP = -1 : \text{odd}) \quad (\text{B.8})$$

$\pi^+\pi^-$ 、 $\pi^0\pi^0$ の系は CP even、 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 、 $\pi^0\pi^0\pi^0$ の系は CP odd なので、CP が保存する弱い相互作用で S 波成分のみを仮定すると、 K_1 は $\pi^+\pi^-$ か $\pi^0\pi^0$ へ、逆に K_2 は $\pi^+\pi^-\pi^0$ か $\pi^0\pi^0\pi^0$ に崩壊する。

これらの崩壊の位相空間を考慮すると

$$\begin{aligned} K_1 &\rightarrow \pi\pi & Q &= m_K - 2m_\pi \sim 220\text{MeV} \\ K_2 &\rightarrow \pi\pi\pi & Q &= m_K - 3m_\pi \sim 80\text{MeV} \end{aligned}$$

なので、短寿命 K 中間子は K_1 で長寿命 K 中間子が K_2 となる。1964 年に CP 非保存が発見されるまで、この寿命の違いは終状態の位相空間体積によるものと考えられていた。

現在では中性 K 中間子の CP 非保存には 2 種類あるとされる。一つは $K^0 - \bar{K}^0$ mixing によって起こる「間接的 CP 非保存」、もう一つは CKM matrix によって説明された「直接的 CP 非保存」である。この 2 つについて以下で述べる。なお以下の議論では CPT 対称性を仮定している。

B.1 間接的 CP 非保存

1964 年、長寿命中性 K 中間子の 2π 系への CP 非保存崩壊が観測された。長寿命中性 K 中間子と短寿命中性 K 中間子は K_1 、 K_2 を用いて

$$\begin{aligned} |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} \left((1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle \right) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_1\rangle + \epsilon|K_2\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} \left((1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle \right) \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

と書ける。 ϵ は $K_L^0(K_S^0)$ に含まれる $K_1(K_2)$ の割合である。これらの式は $K^0 - \bar{K}^0$ mixing (Fig.B.1) が $|\epsilon|$ の程度非対称であることを意味する。 K_L^0 に含まれる K_1 成分が 2π 系に崩壊するので、 K_1 の小さな成分が CP 非保存の原因となっており、崩壊振幅は CP 非保存に寄与しないことがわかる。

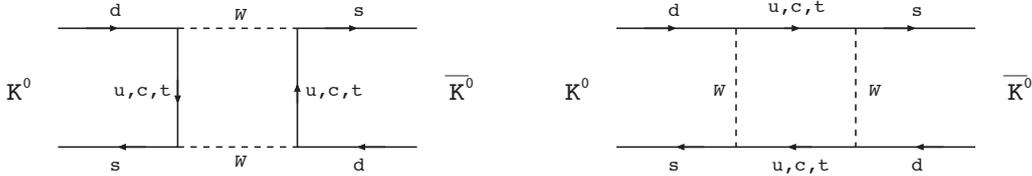


Fig. B.1 $K^0 - \bar{K}^0$ mixing Box diagram

Semi-leptonic 崩壊 $K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l$ と $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l$ ($l = e, \mu$) を用いて mixing のパラメータ ϵ の大きさを評価する。Eq.B.9 に基づくと、 $K_L^0 \rightarrow \pi^\mp l^\pm \nu$ の崩壊振幅は $|1 \pm \epsilon|^2$ に比例する。したがって ϵ は $K_L^0 \rightarrow \pi^\mp l^\pm \nu$ 崩壊分岐比の非対称度 δ_L

$$\begin{aligned} \delta_L &= \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)} \\ &= \frac{|1 + \epsilon|^2 - |1 - \epsilon|^2}{|1 + \epsilon|^2 + |1 - \epsilon|^2} \\ &\sim 2\Re(\epsilon) \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

を用いて求めることが出来る。最新の実験値は、 e と μ の加重平均を取って

$$\delta_L = 2\Re(\epsilon) = (3.32 \pm 0.06) \times 10^{-3} \quad (\text{B.12})$$

となっている [6]。

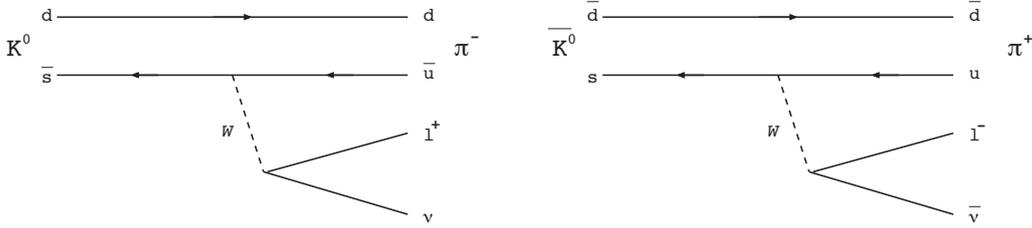


Fig. B.2 中性 K 中間子の semi-leptonic 崩壊ダイアグラム

B.2 ϵ の起源

$K^0 - \bar{K}^0$ mixing の時間発展は

$$i \frac{d\psi(t)}{dt} = \mathcal{H}\psi(t), \quad \psi(t) = \begin{pmatrix} |K^0(t)\rangle \\ |\bar{K}^0(t)\rangle \end{pmatrix} \quad (\text{B.13})$$

と書ける。ハミルトニアン \mathcal{H} は強い相互作用項 \mathcal{H}_S と弱い相互作用項 \mathcal{H}_W からなるが、この混合は弱い相互作用の2次以上の効果 (Fig.B.1) によるものなので、 \mathcal{H} の (i, j) 成分は

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{ij} &= \langle i | \mathcal{H}_S | j \rangle + \langle i | \mathcal{H}_W | j \rangle + \sum_n \frac{\langle i | \mathcal{H}_W | n \rangle \langle n | \mathcal{H}_W | j \rangle}{E_i - E_n - i\epsilon} \\ &= \langle i | \mathcal{H}_S | j \rangle + \langle i | \mathcal{H}_W | j \rangle + P \sum_n \frac{\langle i | \mathcal{H}_W | n \rangle \langle n | \mathcal{H}_W | j \rangle}{M_i - E_n} \\ &\quad - i\pi \sum_n \delta(M_i - E_n) \langle i | \mathcal{H}_W | n \rangle \langle n | \mathcal{H}_W | j \rangle \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

と表すことができる。 P は主値積分の記号である。 $\mathcal{H}_S, \mathcal{H}_W$ はエルミートなので、

$$M_{ij} \equiv \langle i | \mathcal{H}_S | j \rangle + \langle i | \mathcal{H}_W | j \rangle + P \sum_n \frac{\langle i | \mathcal{H}_W | n \rangle \langle n | \mathcal{H}_W | j \rangle}{M_i - E_n} \quad (\text{B.15})$$

$$\Gamma_{ij} \equiv 2\pi \sum_n \delta(M_i - E_n) \langle i | \mathcal{H}_W | n \rangle \langle n | \mathcal{H}_W | j \rangle \quad (\text{B.16})$$

の2つもエルミートである。これらを質量行列、崩壊行列と呼ぶ。したがって \mathcal{H} は2つのエルミート行列を用いて

$$\mathcal{H} = M - \frac{i}{2}\Gamma = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{B.17})$$

とできる。

さらに M 、 Γ のエルミート性より

$$M_{21} = M_{12}^*, \quad \Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$$

の関係が得られ、CPT 対称性より粒子と反粒子の質量・寿命は等しいので

$$\begin{aligned} M_{11} &= M_{22} \equiv M \\ \Gamma_{11} &= \Gamma_{22} \equiv \Gamma \end{aligned}$$

と簡単にでき、結局 \mathcal{H} は

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix} \quad (\text{B.18})$$

と簡略化される。

次に K^0, \bar{K}^0 系の質量固有状態 K_L^0, K_S^0 を考える。それぞれの固有質量を m_L, m_S 、寿命を τ_L, τ_S として Eq.B.13 を対角化すると

$$\mathcal{H}|K_{L,S}\rangle = \left(m_{L,S} - \frac{i}{2}\Gamma_{L,S} \right) |K_{L,S}\rangle \quad (\text{B.19})$$

が得られる。Eq.B.19 に Eqs.B.9,B.10,B.18 を代入すると

$$\epsilon = \frac{\Im(M_{12}) - \frac{i}{2}\Im(\Gamma_{12})}{i\Delta m - \frac{1}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L)} \quad (\text{B.20})$$

となる。ここで Δm は K_L^0 と K_S^0 の質量差である。

Eq.B.20 より質量行列 \mathbf{M} と崩壊行列 $\mathbf{\Gamma}$ の両方が $K^0 - \bar{K}^0$ mixing に寄与していることがわかり、ひいては間接的 CP 非保存が導かれることになる。実験的に $\Im(M_{12}) \gg \Im(\Gamma_{12})$ が言えるので、 $\Im(\Gamma_{12})$ を無視すれば、 ϵ の位相は

$$\phi_\epsilon = \tan^{-1} \left(\frac{2\Delta m}{\Gamma_S - \Gamma_L} \right) \quad (\text{B.21})$$

となることがわかる。

各パラメータの現在の実験値 [6]

$$\begin{aligned} \Delta m &= (3.483 \pm 0.006) \times 10^{-12} \text{MeV} \\ \tau_S &= (0.8958 \pm 0.0005) \times 10^{-10} \text{s} \\ \tau_L &= (5.116 \pm 0.020) \times 10^{-8} \text{s} \end{aligned}$$

を使って、

$$\begin{aligned} \phi_\epsilon &= (43.5 \pm 0.7)^\circ \\ |\epsilon| &= (2.229 \pm 0.012) \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

が得られている。

B.3 直接的 CP 非保存

間接的 CP 非保存は K_L^0 と K_S^0 の混合パラメータ ϵ がその原因となっていたが、その他に直接的 CP 非保存と呼ばれる崩壊過程に現れる効果も存在する。

ある $CP=+1$ の状態 $|f\rangle$ を考え、 $K_L^0 \rightarrow f$ と $K_S^0 \rightarrow f$ の崩壊振幅の割合 r_f を考える。

$$r_f = \frac{\langle f|\mathcal{H}|K_L^0\rangle}{\langle f|\mathcal{H}|K_S^0\rangle} \quad (\text{B.23})$$

r_f は CP 非保存と CP 保存との比なので、 r_f を見れば CP 非保存の効果を見ることができる。振幅を

$$a_f \equiv \langle f|\mathcal{H}|K^0\rangle \quad (\text{B.24})$$

$$\bar{a}_f \equiv \langle f|\mathcal{H}|\bar{K}^0\rangle \quad (\text{B.25})$$

と定義すれば、Eq.B.23 は

$$r_f = \frac{(a_f - \bar{a}_f) + \epsilon(a_f + \bar{a}_f)}{\epsilon(a_f - \bar{a}_f) + (a_f + \bar{a}_f)} \quad (\text{B.26})$$

となる。 a_f と \bar{a}_f が等しければ、 $r_f = \epsilon$ となり、CP 非保存は ϵ だけで説明がつくが、仮に a_f と \bar{a}_f が異なっていれば、 ϵ 以外に $a_f - \bar{a}_f$ の効果も加味されることになる。 a_f と \bar{a}_f の非対称度を

$$\chi_f \equiv \frac{a_f - \bar{a}_f}{a_f + \bar{a}_f} \quad (\text{B.27})$$

とおくと

$$r_f = \frac{\epsilon + \chi_f}{1 + \epsilon\chi_f} \sim \epsilon + \chi_f \quad (\because \epsilon \ll 1, \chi_f \ll 1) \quad (\text{B.28})$$

が得られ、CP 非保存に ϵ 以外の χ という寄与が現れることがわかる。この χ による寄与を「直接的 CP 非保存」という。

ここで f を具体的に 2π 系として考える。一般の表記として η_{+-} 、 η_{00} が次のように定義されている。

$$\eta_{+-} \equiv \frac{\langle \pi^+\pi^-|\mathcal{H}|K_L^0\rangle}{\langle \pi^+\pi^-|\mathcal{H}|K_S^0\rangle} = r_{\pi^+\pi^-} \quad (\text{B.29})$$

$$\eta_{00} \equiv \frac{\langle \pi^0\pi^0|\mathcal{H}|K_L^0\rangle}{\langle \pi^0\pi^0|\mathcal{H}|K_S^0\rangle} = r_{\pi^0\pi^0} \quad (\text{B.30})$$

これから崩壊によるアイソスピンの変化について議論するので、各粒子のアイソスピン波動関数をまとめておく。ただし $|K^0\rangle$ と $|\bar{K}^0\rangle$ はアイソスピン 2 重項は構成していない*24。

*24 (K^+, K^0) 、 $(\bar{K}^0, -K^-)$ でそれぞれ 2 重項を構成している

Table. B.1 本節で登場する粒子のアイソスピン $|I, I_3\rangle$

π		K	
π^+	$ 1, +1\rangle$	K^0	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$
π^0	$ 1, 0\rangle$	\bar{K}^0	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$
π^-	$ 1, -1\rangle$		

K も π もスピン 0 の粒子なので終状態の 2π 系は角運動量をもたず、ボーズ対称性からアイソスピン波動関数は対称でなければならない。したがって終状態のアイソスピン波動関数はそれぞれ Clebsh-Gordan 係数を用いて

$$|\pi^+\pi^-\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}|0, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|2, 0\rangle \quad (\text{B.31})$$

$$|\pi^0\pi^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}}|0, 0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|2, 0\rangle \quad (\text{B.32})$$

となる。結局アイソスピン空間での中性 K 中間子から 2π 系への崩壊は次の 4 つの振幅

$$a_\alpha = \langle 2\pi(I = \alpha) | \mathcal{H} | K^0 \rangle \quad (\text{B.33})$$

$$\bar{a}_\alpha = \langle 2\pi(I = \alpha) | \mathcal{H} | \bar{K}^0 \rangle, \quad (\alpha = 0 \text{ or } 2) \quad (\text{B.34})$$

を考えれば良い。全ハミルトニアン \mathcal{H} の散乱行列 S は強い相互作用の散乱行列 S_S と弱い相互作用の散乱行列 S_W の組合せであるが、 $S_S \gg S_W$ より

$$S \sim S_S + S_W$$

とかける。確率保存則より S 行列はユニタリなので

$$\begin{aligned} S^\dagger S &\sim (S_S^\dagger + S_W^\dagger)(S_S + S_W) \\ &= S_S^\dagger S_S + S_W^\dagger S_S + S_S^\dagger S_W + S_W^\dagger S_W \\ &\sim \mathbf{1} + S_W^\dagger S_S + S_S^\dagger S_W \quad (\because |S_W|^2 \ll 1) \\ \therefore S_W^\dagger S_S + S_S^\dagger S_W &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

と近似することができる。また S は遷移行列 T を用いて

$$\langle f | S | i \rangle \equiv \delta_{fi} - i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_f - p_i) \langle f | T | i \rangle \quad (\text{B.36})$$

と定義されており、今の場合は

$$S_S = \delta_{fi}, \quad S_W = -i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_f - p_i) T \quad (\text{B.37})$$

と対応するので、Eq.B.35 は

$$T^\dagger S_S = S_S^\dagger T \quad (\text{B.38})$$

と書き直すことができる。Eq.B.38 を $\langle 2\pi |$ と $|K^0\rangle$ ではさめば

$$\begin{aligned}\langle 2\pi | S_S^\dagger T | K^0 \rangle &= \langle 2\pi | T^\dagger S_S | K^0 \rangle \\ &= \langle K^0 | S_S^\dagger T | 2\pi \rangle^*\end{aligned}\quad (\text{B.39})$$

という関係が得られる。 K^0 は弱い相互作用が存在しなければ安定粒子^{*25}なので $S_S | K^0 \rangle = | K^0 \rangle$ 、さらにワトソンの定理 [40] より $S_S | 2\pi \rangle = e^{i2\delta} | 2\pi \rangle$ とできるので、Eq.B.39 と合わせて

$$\langle K^0 | T | 2\pi \rangle^* = e^{-i2\delta} \langle 2\pi | T | K^0 \rangle \quad (\text{B.40})$$

が得られる。ここで δ は 2π 系の強い相互作用の散乱による位相のずれであり、各アイソスピン毎に決まる。 2π 系も K もスピン 0 なので CPT 保存則から

$$\langle K^0 | T | 2\pi \rangle = \langle 2\bar{\pi} | T | \bar{K}^0 \rangle \quad (\text{B.41})$$

言えて、かつボーズ対称性から $|2\bar{\pi}\rangle = |2\pi\rangle$ がわかるので、 K^0 と \bar{K}^0 の 2π 系への崩壊振幅には

$$\begin{aligned}\langle 2\pi | T | \bar{K}^0 \rangle^* &= e^{-i2\delta} \langle 2\pi | T | K^0 \rangle \\ \therefore \left[e^{-i\delta} \langle 2\pi | \mathcal{H}_W | \bar{K}^0 \rangle \right]^* &= e^{-i\delta} \langle 2\pi | \mathcal{H}_W | K^0 \rangle \quad (\because \text{Eq.B.37})\end{aligned}\quad (\text{B.42})$$

のような関係があることがわかった。したがって各アイソスピン毎に

$$A_\alpha \equiv e^{-i\delta_\alpha} \langle 2\pi (I = \alpha) | \mathcal{H}_W | K^0 \rangle, \quad (\alpha = 0 \text{ or } 2) \quad (\text{B.43})$$

のように定義すれば、最終的に求めたかった 4 種類の振幅 Eq.B.33-B.34 を

$$a_\alpha = A_\alpha e^{i\delta_\alpha} \quad (\text{B.44})$$

$$\bar{a}_\alpha = A_\alpha^* e^{i\delta_\alpha}, \quad (\alpha = 0 \text{ or } 2) \quad (\text{B.45})$$

と求めることができる。ここで CP 対称性を仮定すれば $a_\alpha = \bar{a}_\alpha$ なので A_α は実数となる。つまり $\Im(A_\alpha)$ が CP 非保存のパラメータとなる。

$\pi^+\pi^-$ 崩壊の非対称度 Eq.B.27 は Eq.B.31 を用いて

$$\begin{aligned}\chi_{\pi^+\pi^-} &= \frac{\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K^0 \rangle - \langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | \bar{K}^0 \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K^0 \rangle + \langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | \bar{K}^0 \rangle} \\ &= \frac{\sqrt{\frac{2}{3}} A_0 e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}} A_2 e^{i\delta_2} - \sqrt{\frac{2}{3}} A_0^* e^{i\delta_0} - \sqrt{\frac{1}{3}} A_2^* e^{i\delta_2}}{\sqrt{\frac{2}{3}} A_0 e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}} A_2 e^{i\delta_2} + \sqrt{\frac{2}{3}} A_0^* e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}} A_2^* e^{i\delta_2}} \\ &= \frac{\sqrt{2}i\Im(A_0)e^{i\delta_0} + i\Im(A_2)e^{i\delta_2}}{\sqrt{2}\Re(A_0)e^{i\delta_0} + \Re(A_2)e^{i\delta_2}}\end{aligned}\quad (\text{B.46})$$

^{*25} 強い相互作用はフレーバーを保存する

と書ける。簡単にするため Wu-Yang の位相 [41] を取り A_0 を実数にすれば

$$\chi_{\pi^+\pi^-} = \frac{i\Im(A_2)e^{i(\delta_2-\delta_0)}}{\sqrt{2}A_0 + \Re(A_2)e^{i(\delta_2-\delta_0)}} \quad (\text{B.47})$$

が導かれる。これを用いると CP 非保存に関する新しいパラメータ ϵ' , ω を定義することができる。

$$\epsilon' \equiv \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i(\delta_2-\delta_0)} \frac{\Im(A_2)}{A_0} \quad (\text{B.48})$$

$$\omega \equiv \frac{\Re(A_2)}{A_0} e^{i(\delta_2-\delta_0)} \quad (\text{B.49})$$

$$\chi_{\pi^+\pi^-} = \frac{\epsilon'}{1 + \omega/\sqrt{2}} \quad (\text{B.50})$$

ω は CP が保存する場合の $\Delta I = 3/2$ と $\Delta I = 1/2$ 崩壊の比を表しており、 $\Delta I = 1/2$ ルールにより $\omega \sim 1/22$ 程度に抑えられている [42]。したがって ω を無視する近似により Eq.B.29 は

$$\eta_{+-} \equiv \frac{\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle} = r_{\pi^+\pi^-} \quad (\text{B.29})$$

$$\sim \epsilon + \chi_{\pi^+\pi^-} \quad (\because \text{Eq.B.28})$$

$$\sim \epsilon + \epsilon' \quad (\text{B.51})$$

、Eq.B.32 をもとに同様の計算をすれば、Eq.B.30 は

$$\eta_{00} \equiv \frac{\langle \pi^0\pi^0 | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle} = r_{\pi^0\pi^0} \quad (\text{B.30})$$

$$\sim \epsilon + \chi_{\pi^0\pi^0}$$

$$\sim \epsilon - 2\epsilon' \quad (\text{B.52})$$

が得られる。直接的 CP 非保存の存在を証明するには $\epsilon' \neq 0$ を言えばよい。実験的には

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} &= \left| \frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}} \right|^2 \\ &\sim \left| \frac{\epsilon + \epsilon'}{\epsilon - 2\epsilon'} \right|^2 \\ &\sim 1 + 6\Re(\epsilon'/\epsilon) \end{aligned} \quad (\text{B.53})$$

が測定でき、現在の実験値 [6] は

$$\Re(\epsilon'/\epsilon) = (1.65 \pm 0.26) \times 10^{-3} \quad (\text{B.54})$$

と Non-zero の値を出しており、直接的 CP 非保存の証拠となっている。

C 標準モデルと CP 非保存

App.B では中性 K 中間子の崩壊に関して CP 対称性が破れていることを示した。本章ではその CP 非保存がどのように標準理論に組み込まれているかを示す。

C.1 質量固有状態と弱い相互作用の固有状態

標準理論の構成粒子は次の 3 世代 6 種類のフェルミオン (とその反粒子) である。表中で L, R はカイラリティの左右を示しており、現在の所右巻きニュートリノは発見されていない。

Table. C.1 標準理論の構成粒子

クォーク	$u_{L,R}$	$c_{L,R}$	$t_{L,R}$
	$d_{L,R}$	$s_{L,R}$	$b_{L,R}$
レプトン	$e_{L,R}^-$	$\mu_{L,R}^-$	$\tau_{L,R}^-$
	ν_{eL}	$\nu_{\mu L}$	$\nu_{\tau L}$

TableC.1 のクォークは質量固有状態であって、弱い相互作用の固有状態ではない。弱い相互作用の固有状態をプライム付きで表す。

$$\begin{pmatrix} u'_L \\ d'_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c'_L \\ s'_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t'_L \\ b'_L \end{pmatrix}, u'_R, d'_R, c'_R, s'_R, t'_R, b'_R, \quad (\text{C.1})$$

弱い相互作用の固有状態のクォーク場とヒッグス場の相互作用ラグランジアン

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_M &= \overline{\mathbf{U}}_L' \mathbf{M}^U \mathbf{U}_R' + \overline{\mathbf{D}}_L' \mathbf{M}^D \mathbf{D}_R' + \text{h.c.} \\ &\equiv (\overline{u}_L' \ \overline{c}_L' \ \overline{t}_L') \begin{pmatrix} M_{uu} & M_{uc} & M_{ut} \\ M_{cu} & M_{cc} & M_{ct} \\ M_{tu} & M_{tc} & M_{tt} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u'_R \\ c'_R \\ t'_R \end{pmatrix} \\ &\quad + (\overline{d}_L' \ \overline{s}_L' \ \overline{b}_L') \begin{pmatrix} M_{dd} & M_{ds} & M_{db} \\ M_{sd} & M_{ss} & M_{sb} \\ M_{bd} & M_{bs} & M_{bb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

を考える。式中の h.c. はエルミート共役を表す。カイラル変換を考慮すれば、結合定数 \mathbf{M}^U , \mathbf{M}^D はそれぞれ適当なユニタリ行列ではさんで実対角化可能である。そのようなユニタリ行列を \mathbf{A}_L , \mathbf{A}_R^\dagger , \mathbf{B}_L , \mathbf{B}_R^\dagger とすれば、

$$\tilde{\mathbf{M}}_U \equiv \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} = \mathbf{A}_L \mathbf{M}^U \mathbf{A}_R^\dagger = \mathbf{A}_R \mathbf{M}^{U\dagger} \mathbf{A}_L^\dagger \quad (\text{C.3})$$

$$\tilde{\mathbf{M}}_D \equiv \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} = \mathbf{B}_L \mathbf{M}^D \mathbf{B}_R^\dagger = \mathbf{B}_R \mathbf{M}^{D\dagger} \mathbf{B}_L^\dagger \quad (\text{C.4})$$

のように対角化される。これらを使えば Eq.C.2 のラグランジアンは

$$-\mathcal{L}_M = \overline{U}_L' M^U U_R' + \overline{D}_L' M^D D_R' + \text{h.c.} \quad (\text{C.2})$$

$$= \left(\overline{U}_L' \mathbf{A}_L^\dagger \right) \tilde{M}^U (\mathbf{A}_R U_R') + \left(\overline{D}_L' \mathbf{B}_L^\dagger \right) \tilde{M}^D (\mathbf{B}_R D_R') + \text{h.c.} \quad (\text{C.5})$$

となり、 $\mathbf{A}U'$ 、 $\mathbf{B}D'$ が質量固有状態になっていることがわかる。つまり質量固有状態のクォークは弱い相互作用の固有状態から

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_i &= \mathbf{A}_i U_i', \quad \mathbf{D}_i = \mathbf{B}_i D_i' \\ & \quad i = L \text{ or } R \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

とユニタリ変換したものである。

C.2 CKM matrix

弱い相互作用の荷電カレント相互作用ラグランジアン

$$-\mathcal{L}_C = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \left(\overline{U}_L' \gamma^\mu \mathbf{D}_L' W_\mu^+ + \text{h.c.} \right) \quad (\text{C.7})$$

を Eq.C.6 を用いて質量固有状態に書き直す。

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_C &= \frac{g_W}{\sqrt{2}} \left[\overline{U}_L \gamma^\mu \mathbf{A}_L \mathbf{B}_L^\dagger \mathbf{D}_L W_\mu^+ + \text{h.c.} \right] \\ &\equiv \frac{g_W}{\sqrt{2}} \left[\overline{U}_L \gamma^\mu \mathbf{V} \mathbf{D}_L W_\mu^+ + \text{h.c.} \right] \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

$\mathbf{V} = \mathbf{A}_L \mathbf{B}_L^\dagger$ は対角行列ではないので、相互作用がクォークの各世代で閉じずに、世代間の混合が起きる。この行列 \mathbf{V} を Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrix と呼ぶ [39]。

弱い相互作用の荷電カレント相互作用ラグランジアンを CP 変換すると

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_C &= \frac{g_W}{\sqrt{2}} \left[\overline{u}_{jL} \gamma^\mu V_{jk} d_{kL} W_\mu^+ + \overline{d}_{kL} \gamma^\mu V_{jk}^* u_{jL} W_\mu^- \right] \\ &\xrightarrow{CP} \frac{g_W}{\sqrt{2}} \left[\overline{d}_{kL} \gamma^\mu V_{jk} u_{jL} W_\mu^- + \overline{u}_{jL} \gamma^\mu V_{jk}^* d_{kL} W_\mu^+ \right] \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

したがって CP が保存するためには CKM matrix は実行列でなければならない。逆に言えば CKM matrix が複素パラメータを持てば、CP 非保存が言えるということになる。

本章の議論はクォークの世代数によらず成立する。ここでクォークの世代数を N としてみると \mathbf{V} は $N \times N$ の行列となる。一般に $N \times N$ の複素行列は $2N^2$ 個の実パラメータを持つ。ユニタリ行列の場合にはそのうち N^2 個が制限される。一般に N 次元空間にはその空間回転の軸が $N C_2 = \frac{1}{2} N(N-1)$ 個存在する。さらに $2N$ 個のクォークには $(2N-1)$ の位相自由度があるので、混合行列からはその分が引かれる。したがって残る自由度は

$$2N^2 - N^2 - \frac{1}{2} N(N-1) - (2N-1) = \frac{1}{2} (N-1)(N-2)$$

だけになる。まとめると

$$\begin{aligned} \text{回転自由度 } n_\theta &= \frac{1}{2}N(N-1) \\ \text{位相自由度 } n_\delta &= \frac{1}{2}(N-1)(N-2) \end{aligned}$$

となる。 $N=2$ の場合は回転自由度1だけになり、 $N>3$ で位相自由度が出現する。

Cabibbo が 1963 年に提唱したフレーバー混合の概念を 3 世代のクォークに拡張して、小林と益川は 1973 年に CKM matrix を導出した [39]。上の議論の $N=3$ の場合が CKM matrix なので、CKM matrix には 3 つの回転角 θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} と 1 つの位相 δ が存在する。この位相 δ が CP 非保存の源である。これらのパラメータの取り方は様々だが、一般には

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{CKM} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

と表記する。ここで $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ を表す。クォーク側の位相を適当に選べば s_{ij} , c_{ij} は全て正にできる。実験的に $s_{13} \ll s_{23} \ll s_{12} \ll 1$ がわかっているので、この順番がわかり易いように Wolfenstein パラメータ表示 [5]

$$\begin{aligned} s_{12} = \lambda &= \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}} \sim 0.22 \\ s_{23} = A\lambda^2 &= \lambda \left| \frac{V_{cb}}{V_{us}} \right| \\ s_{13}e^{i\delta} = V_{ub}^* &= A\lambda^3(\rho + i\eta) = \frac{A\lambda^3(\bar{\rho} + i\bar{\eta})\sqrt{1 - A^2\lambda^4}}{\sqrt{1 - \lambda^2}[1 - A^2\lambda^4(\bar{\rho} + i\bar{\eta})]} \end{aligned}$$

を取ると、 λ の次数でパラメータの大きさがわかる。

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} = -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{ca}^*}$$

は位相の取り方によらず一意に決まる量であり、 $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$ はそれぞれ全ての近似を含んでいる。

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= \rho(1 + \lambda^2/2 + \dots) \\ \bar{\eta} &= \eta(1 + \lambda^2/2 + \dots) \end{aligned}$$

このパラメータ表示を用いて CKM matrix は

$$\mathbf{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (\text{C.11})$$

と書かれる。ここで η が CP 非保存のパラメータであり、 λ の 3 次以上で初めて現れることがわかる。それぞれのパラメータの数値は実験的に求められており、以下の章で述べる。

C.3 ユニタリ三角形

CP 非保存の観測量は皆 Jarlskog invariant J [43]

$$J \equiv \Im [V_{ij}V_{lk}V_{ik}^*V_{lj}^*], \quad i \neq l, \quad j \neq k \quad (\text{C.12})$$

$$= c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13} \sin \delta \quad (\text{C.13})$$

$$\sim \lambda^6 A^2 \eta \quad (\text{C.14})$$

に比例する。 J は CKM matrix のパラメータの取り方によらず一意に決まる量である。

CKM matrix のユニタリティ条件

$$\mathbf{V}_{CKM}^\dagger \mathbf{V}_{CKM} = \mathbf{1}$$

の (3,1) 成分より

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$$

が成り立つ。ここで $V_{ud} \simeq 1, V_{cd} \simeq -\lambda, V_{tb} \simeq 1$ を代入すると

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} = 0 \quad (\text{C.15})$$

$$(\rho + i\eta) - 1 + (1 - \rho - i\eta) = 0 \quad (\text{C.16})$$

と書き表すことが出来るので、ユニタリティ条件は $\bar{\rho} - \bar{\eta}$ 複素平面上に Fig. C.1 のような三角形を描くことがわかる。

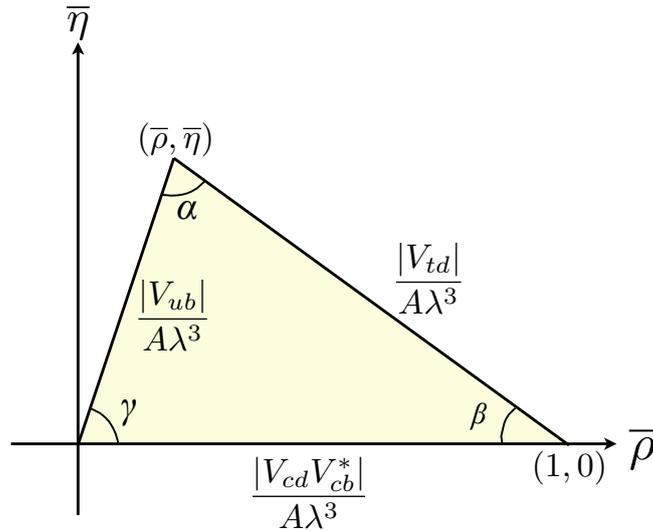


Fig. C.1 ユニタリ三角形

この三角形の面積は J に比例しており、CP が保存するならば面積は 0 になる。標準理論では複素パラメータ η の大きさが CP 非保存の源である。Eq.C.11 より $|V_{ub}|$ と $|V_{td}|$ が含まれるダイアグラムに CP 非保存過程が含まれるということがわかる。

C.4 CKM matrix 現在値

Eq.C.14 より、標準理論の中では A , λ , η が CP 非保存の大きさを決めている。次章で述べるように、これらのパラメータの値は $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比の理論計算にも用いられている。CKM matrix の現在のパラメータはさまざまな実験値の組合せで求められており、本節でそれをまとめる。

Fig.C.1 よりユニタリ三角形全体の大きさは λ , A で決まっている。

- $\lambda = |V_{us}|$

ストレンジ粒子のレプトン崩壊分岐比から求めることができる。

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e) = \frac{G_F^2 |V_{us}|^2 f_+^2 m_K^5}{768\pi^3} f\left(\frac{m_\pi}{m_K}\right)$$

など、 $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$, $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$, $K_S^0 \rightarrow \pi e \nu$ の分岐比測定から

$$|V_{us}|^2 f_+(0) = 0.21668 \pm 0.00045$$

が求まり、 $f_+(0)$ の理論計算値 0.961 ± 0.008 [44] より

$$\lambda = |V_{us}| = 0.2255 \pm 0.0019$$

が得られる。

- $A = |V_{cb}|/\lambda^2$

$b \rightarrow c$ 崩壊なので、 B 中間子のストレンジへの崩壊分岐比から求めることができる。

$$\Gamma(b \rightarrow c \nu) = |V_{cb}|^2 \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} f\left(\frac{m_c}{m_b}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s m_b^2}{3\pi} g\left(\frac{m_c}{m_b}\right)\right]$$

ここで $f(y)$ は位相空間積分からの寄与、 $[\]$ 内は QCD による補正項である。現在の測定値 [6] は

$$|V_{cb}| = (41.2 \pm 1.1) \times 10^{-3}$$

である。

$\bar{\rho} - \eta$ 平面上の制約は、例えば K 中間子系のパラメータ $|\epsilon|$ (Eq.B.22) と B 中間子系のパラメータ β から決められる。 β はユニタリ三角形の点 $(1,0)$ の角度 (Fig.C.1) である。 $|\epsilon|$ と $(\bar{\rho}, \eta)$ の間には

$$\epsilon = \bar{\eta} A^2 B_K \left[1.248(1 - \bar{\rho}) A^2 \left(\frac{m_t}{170[\text{GeV}]} \right)^{1.52} + 0.31 \right]$$

という関係がある [45]。 B_K は Kaon Bag Parameter と呼ばれる量であり、Lattice QCD の理論計算によれば $B_K = 0.720 \pm 0.039$ である [46]。

中性 B 中間子の時間依存する CP 非対称性は

$$\mathcal{A}_f = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f)} = S_f \sin(\Delta m_d t) - C_f \cos(\Delta m_d t) \quad (\text{C.17})$$

$$S_f = \frac{2\Im(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad C_f = \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad \lambda_f = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{cb}^* V_{cd}} \frac{\bar{A}_f}{A_f} = e^{-2i\phi + \mathcal{O}(\lambda^4)} \frac{\bar{A}_f}{A_f}$$

と表される [47]。 $A_f(\bar{A}_f)$ は $B^0 \rightarrow f(\bar{B}^0 \rightarrow f)$ 崩壊の振幅である。もし f が CP 固有状態で、崩壊振幅が CKM matrix の複素位相のみで決まるならば、 $|A_f| = |\bar{A}_f|$ なので $|\lambda_f| = 1$ 、 $C_f = 0$ 、 $S_f = \Im(\lambda_f) = \eta_f \sin 2\phi$ となる。 η_f は f の CP 固有値である。ここで $b \rightarrow c\bar{c}s(B^0 \rightarrow \text{charmonium} + K_{L,S}^0)$ 崩壊を考えれば、 $S_f = -\eta_f \sin 2\beta$ を求めることができる。 Belle[48] と $B_A B_{AR}$ [49] が出している現在値 [6] は

$$\sin 2\beta = 0.681 \pm 0.025$$

となっている。 CKM matrix のユニタリ性を仮定すれば、以上の情報でユニタリ三角形の形がわかる。

そのほかにも様々なパラメータが測定され、現在の $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ は Fig.C.2 の範囲にあるとされている。 K 中間子系の $|\epsilon|$ 、 B 中間子系の $\sin 2\beta$ はこの結果を満足している。

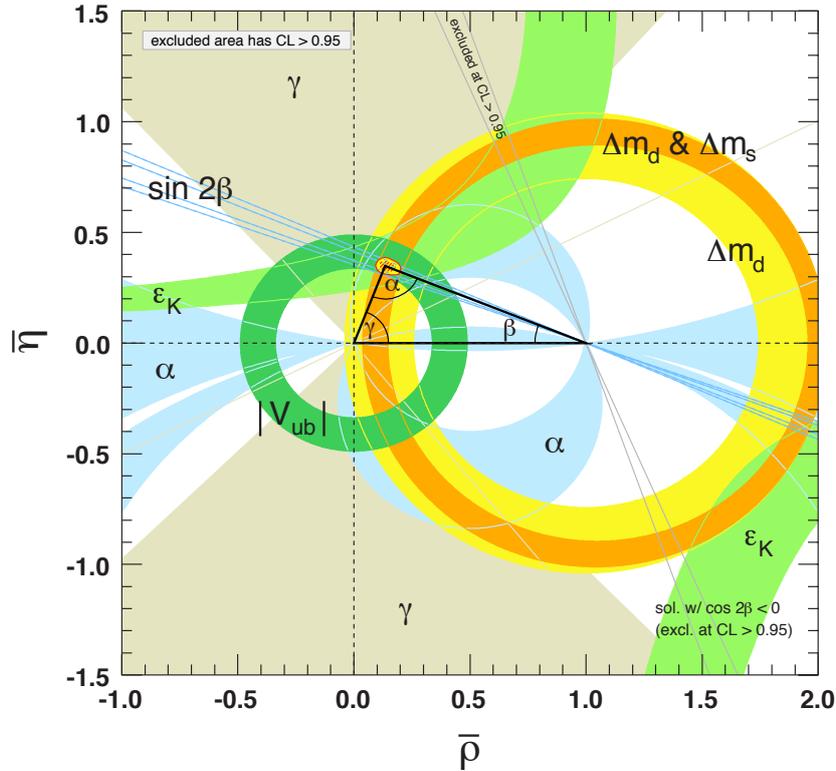


Fig. C.2 $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ 平面上的制限。影のついた範囲が 95% C.L. を示している。 $|\epsilon|$ は ϵ_K と表示されている。(参考文献 [6] から引用。)

D 標準理論と $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊

標準理論の枠内では $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は CKM matrix の複素パラメータ η を正確に求めることができる。本章では $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の理論的重要性を述べる。

D.1 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊

間接的 CP 非保存のパラメータ ϵ の大きさは十分小さいので、

$$A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \sim A(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$$

と近似できる。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は短距離相互作用が支配的であり、電弱相互作用の 2 次の項が介在する (Fig.1.1)。 K_2 は K^0 と \bar{K}^0 の重ね合わせで、また中間状態は t クォークが支配的なので、崩壊振幅は

$$\begin{aligned} A(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \right] \\ &\propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \\ &\propto 2i\eta \end{aligned} \quad (\text{D.1})$$

で表される。したがって $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比は η^2 に比例することがわかる。振幅に含まれる CP 非保存の複素位相によって、反応の前後で CP は保存しない。

標準理論では $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比 [3] は

$$\begin{aligned} \text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= \kappa_L \left(\frac{\Im(\lambda_t)}{\lambda^5} X(x_t) \right)^2 \\ \kappa_L &= (2.231 \pm 0.031) \times 10^{-10} \left[\frac{\lambda}{0.225} \right] \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

となる。ここで $X(x_t) = 1.464 \pm 0.041$ は Inami-Lim loop function の値 [9] で QCD の高次補正から来る。 x_t はトップクォークと W ボソンの質量の比の 2 乗である。 η が与えられると、 $\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ は他の中間子の崩壊と異なり、非常に高い精度で計算可能である。その理由は

- 長距離力の寄与が無視できる
- $\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)$ からハドロン行列要素が正確に求まる

が挙げられる。 $\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ の理論的不定性は 1-2% 程度である [3]。標準理論の予言は、CKM matrix のパラメータを用いて

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = 2.49 \pm 0.39 \times 10^{-11}$$

と計算されている。誤差の大部分は CKM matrix のパラメータの誤差から来るものである。

したがって $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比の測定は、標準理論における CP 非保存の大きさの情報に直接焼き直すことができる。分岐比を $\pm 5\%$ 以内で測定できたとすると、CP 非保存の原因であ

る複素パラメータ η を $\pm 3\%$ 以内で決められる。一方 B 中間子系での CP 非対称性の測定の一つ $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ も同様に小さな理論的不定性で複素位相を求めることができる。両方の測定から求められる CP 非保存の大きさは等しくあるべきである。

$$(\text{size of CPV})_{\pi\nu\nu} = (\text{size of CPV})_{J/\psi K_S^0} \quad (\text{D.3})$$

この関係は標準理論の検証に有用であるだけでなく、次章で述べる標準理論を超える物理の識別に非常に役立つ。

D.2 Grossman-Nir limit

1997 年、Y. Grossman と Y. Nir は $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ と $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の間に。物理モデルによらない

$$\tau_{is} \times \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})} = \sin^2 \theta$$

という関係があることを発表した [16]。ここで τ_{is} はアイソスピンの破れの係数で、 θ は $K^0 - \bar{K}^0$ 混合の振幅と $s \rightarrow d\nu\bar{\nu}$ の崩壊振幅の相対位相である。 $\tau_{is} = 0.954$, $\tau_{K_L^0}/\tau_{K^+} = 4.17$, $\sin^2 \theta \leq 1$ を用いると、2つの崩壊分岐比の割合の上限値

$$\frac{\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})} < \frac{\tau_{K_L^0}}{\tau_{K^+}} \times \frac{1}{\tau_{is}} \sim 4.4$$

が求まる。 τ_{is} に高次のカイラル拡張と QED の放射補正を加えた最近の更新 [8] でこの上限値は 4.4 から 4.3 に制限されている。

Brookhaven National Laboratory で行われた AGS E787、E949 実験において、 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象が 3 イベント観測された [50]。これにより分岐比

$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (1.47_{-0.89}^{+1.30}) \times 10^{-10}$$

が定まり、

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 1.4 \times 10^{-9} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

の上限値が与えられた。この上限値は標準理論のあらゆる拡張で有効である。

D.3 Beyond Standard Model

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は標準理論を超える物理 (BSM) の究明に特別な役割を果たす。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の理論的不定性の小ささは標準理論のどのような拡張に対しても適用され、それゆえ CP 非保存の新しい起源の探索に役立つ。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対して、Non-leptonic 2 体崩壊を用いる B 中間子系での CP 非保存探索 ($B \rightarrow \pi\pi$, $B \rightarrow K\pi$, etc.) は関与する観測量のうち、ハドロンの不定性を内包してしまう。さらに $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は中間状態の新たなフレーバー相互作用や CP 非保存の複素位相にも敏感である。

詳細な事例は参考文献 [12]、[51] などで Buras *et. al* によって説明されているが、Enhanced EW penguin と呼ばれる過程は、より大きな CP 非保存の因子を予言している。この効果は K 中間子、 B 中間子のどちらにも影響を及ぼし、昨今の B -factory で得られる $B \rightarrow \pi K$ のより良い Fit を可能とする [52]。

本編の Table.1.1 に色々な BSM とそれらが予言する $\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ の一覧を載せておく。例えば Minimal Flavor Violation (MFV) 仮説では CKM matrix のみが寄与し、そのほか新しい CP 非保存位相やフレーバー混合を仮定しないので、標準理論からのずれはわずかに 20% 程度である。さらに $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊での CP 非保存の大きさと $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ で測る CP 非対称度との間に関連 (Eq.D.3) は満足したままである。一方 general Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) では新たに CP 非保存に寄与する位相を仮定する。general MSSM では $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は 10^{-10} のオーダーまで増加する。この場合は $K^0 - \bar{K}^0$, $B^0 - \bar{B}^0$ 混合のような $\Delta F = 2$ 以外の CP 非保存位相の影響によって Eq.D.3 の関係は成り立たなくなり、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊での CP 非保存の大きさと $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ で測る CP 非対称度との間に Fig.D.1 の様な差異が生じることが予言されている [53]。

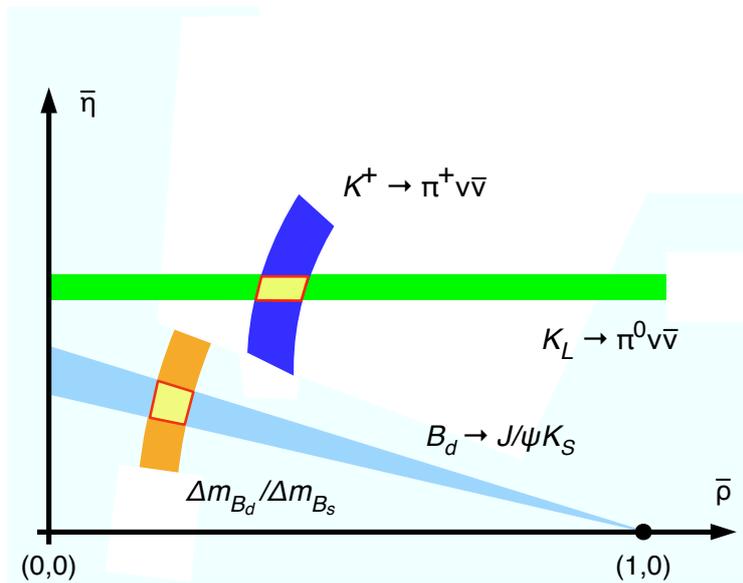


Fig. D.1 general MSSM で予言される $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と $B \rightarrow J/\psi K_S^0$ の差異。参考文献 [53] より引用。

E シリアル通信

本セクションでは §5.1 で触れたシリアル通信規格の紹介をする。主に文献 [54] を参考にしている。

E.1 RS-232C 通信

一般に RS-232C と呼ばれるこの非同期式シリアルインターフェイスは、EIA(Electronic Industries Alliance) が CCITT 勧告 V.24[55] V.28[56] によって制定したもので、正式には EIA-232-D/E として規格が発行されている。特徴は信号電圧レベルが $\pm 15V$ と、通常使用される $\pm 5V$ に比べてかなり高く設定されていることで、これによってノイズに強く、また長距離ケーブルを延ばすことによる電圧降下があっても信号を届けることが出来る利点がある。

接続コネクタも EIA で規格されており、規格名は EIA-574(Dsub9 ピン) と EIA-232(Dsub25 ピン) である。K^oTO 実験では Dsub9 ピンコネクタを使用する。このコネクタの仕様は Table.E.2 の通りだが、実際には RxD、TxD と SG の 3 線のみを使用しシステムを簡略化している。したがってフロー制御*26などは行わずデータ送受信タイミングのみでバッファを制御し、万一バッファオーバーフローが起きた場合はエラー信号を送出するだけにとどめる。

Table. E.1 RS-232C 仕様

項目	規格
出力信号 0	+5V ~ +15V
出力信号 1	-5V ~ -15V
最大ケーブル長	15m
最大伝送速度	115.2kbps

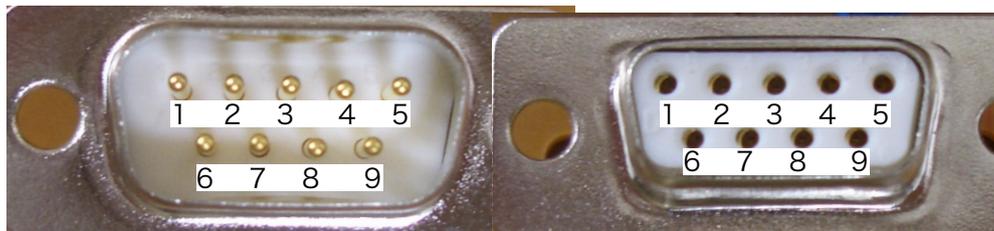


Fig. E.1 Dsub9 ピンコネクタ ピン配置

*26 受信側が受信データを格納するバッファが一杯になった時、送信側に対して送信を一時待機させるための制御。

Table. E.2 Dsub9 ピンコネクタ ピンアサイン

ピン番号	信号の向き	信号名	備考
1	→PC	DCD (Data Carrier Detect)	端末側が PC にデータ送受信準備が整っていることを知らせる
2	→PC	RxD (Receive Data)	端末から PC へデータを送るライン
3	PC→	TxD (Transmit Data)	PC から端末へデータを送るライン
4	PC→	DTR (Data Terminal Ready)	PC が繋がっていることを端末に認識させるためのライン
5	-	SG (Signal Ground)	各信号線の基準となるグラウンド
6	→PC	DSR (Data Set Ready)	PC が端末に繋がっていることを認識するためのライン
7	PC→	RTS (Request To Send)	PC がデータ送信開始時に出力するライン
8	→PC	CTS (Clear To Send)	端末がデータ送信開始時に出力するライン
9	→PC	RI (Ring Indication)	端末から電話がかかってきたことを通知するためのライン

E.1.1 データフレーム形式

RS-232C にはいくつかのデータフレーム形式がある。

データ数 5,6,7,8,9 ビット

パリティ 偶、奇、無し

ストップビット 1,2 ビット

本システムでは 8 ビットデータ、偶数パリティ、1 ストップビットを採用しているため、この場合の通信フォーマットを Fig.E.2 に載せる。他のフレーム形式もそれほど大差はなく、データ数、ストップビットに応じて D*ビットの数、もしくは Stop の長さが調整される。パリティビット無しの場合はデータの後すぐ Stop ビットが来る。

Fig.E.2 からわかるように、データ順は LSB(最下位データビット)→MSB(最上位データビット)である。データラインの立ち下がりによってフレーム開始を検出し、あとは決められた時間毎にデータを採取する。

パリティビットは D0~P までの '1' のビットの数を偶数もしくは奇数に調整するためのビットで、エラーの検出に使われる。

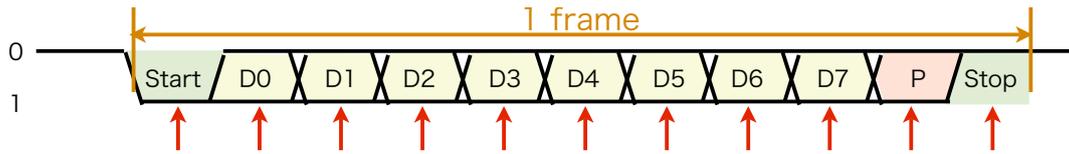


Fig. E.2 RS-232C 通信データフォーマット。赤矢印はデータ採取のタイミングである。

E.1.2 エラーレート

RS-232C 通信は非同期通信と言って、送受信側のタイミングを合わせるクロック信号が存在しない。通常受信データを取り込むタイミングは各ビットの中央で、もしお互いの時間がずれていると、次第に取り込む位置がずれていく。全体が 10 ビットの長さ (Stop 除く) なので最後のビットは 10 倍ずれてしまい、それがビット位置から外れてしまうとエラーになる。したがってこの通信速度のずれの許容値は $50\%/10 = 5\%$ 未満であることがわかる。本システムでは MCU のクロックに 18.432MHz^{*27} のクリスタル発振子を用いてこのずれの影響をなくす予定である。

E.2 I²C 通信

I²C(Inter-Integrated Circuit)[34] は NXP セミコンダクターズが提唱した MCU と周辺デバイスとの高信頼性同期式シリアル通信規格である。通信は双方向のシリアルデータ信号「SDA」と、マスタが供給するシリアルクロック信号「SCL」の 2 本の信号線のみで通信を行い、この 2 本に複数のデバイスがバス接続できる (Fig.E.3)。基本的には同じ基板内などの近距離で直結されたデバイスとのシリアル通信に使われるもので長距離通信には向いていないが、自動車内のシステム制御などにも使用されており数 m 程度の通信は可能である。また送受信側がともに確認を取りながら通信を行うので信頼性の高い通信ができ、各スレーブデバイスが固有アドレスを持つため最大 112 個 (7bit アドレス時)^{*28} のデバイスを並列に接続して通信を行うことが可能である。

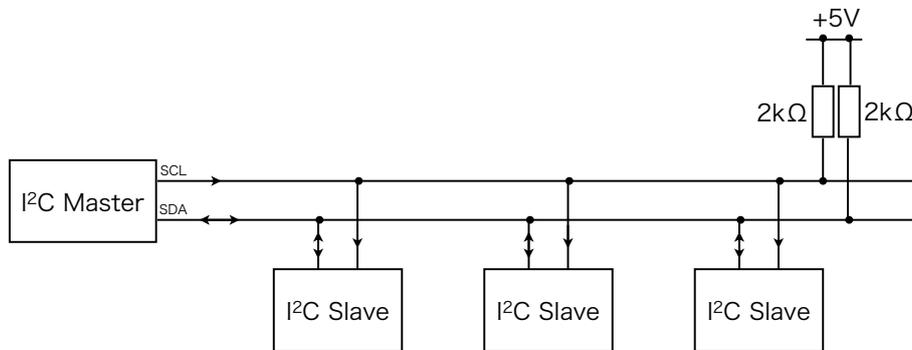


Fig. E.3 I²C Bus 接続例。Master を複数接続することも可能である。

*27 どのボーレート (bps) に対しても誤差を 0.0% とできる周波数

*28 残り 16 個のアドレスは予約されている

E.2.1 データフレーム形式

I2C 通信の基本的な転送タイミングは Fig.E.4 のようになっている。Master が SCL が High の時に SDA を Low にするのが通信開始の合図となる。その後続けて、Master がクロックを供給しながら D7~D1 の部分で 7bit の Slave Address を送信し、D0 でデータの Read/Write を指定する。するとアドレス指定された Slave が ACK を返すことでデータの送受信が開始される。データ自体は図にあるように 8 ビットで MSB から LSB の順に送信される。また 8 ビット送信し終わると Slave 側が ACK 信号 (もしくは NACK) を送出し 1 データの転送が終わる。Master が Stop 信号を出すまではこの行程を繰り返し行い、複数データを送受信する事ができる。またアドレス指定時に Read を指定すると、Master の代わりに Slave がデータを送信する。最後のデータを送り終わり ACK を確認すると、Master が SDA を Low にして SCL を停止してから SDA を High にする。これで通信完了である。

ACK/NACK の役割は特に規定されておらず、システム設計に依存する。

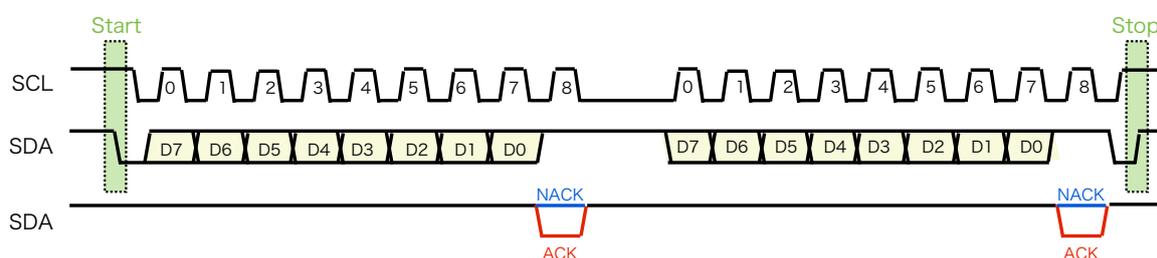


Fig. E.4 I2C 通信データフォーマット

E.2.2 ハードウェア要請

I2C 通信では SCL、SDA の両通信線を電源にプルアップする (Fig.??)。このプルアップ抵抗に電流を流す事によってラインの High/Low を決めるため、プルアップ抵抗と各ラインに接続される IC の静電容量によって信号の時定数が決まってくる。したがってある程度信号線の静電容量が大きいと、高速通信はできなくなる。

詳細は省くが、400kHz のデータ通信を行おうとすると、プルアップ 2k Ω に対して信号線の容量 150pF が目安となる。

E.3 SPI 通信

SPI(Serial Peripheral Interface) は、I²C と同様 MCU と周辺デバイス間に使用される高速同期式シリアル通信規格である。I²C に比べて高速であること、相互確認を行わないことなどから長距離通信は不向きである。

通信は一方方向にシリアルデータを送出する SDO とそれを受信する SDI を相互接続したデータライン、Master が供給するシリアルクロック信号 SCK、さらに Slave を選択する SS の 4 つの信号線からなる。複数の Slave が接続される場合には、その数だけ Master に SS 選択ピンを用意す

る必要がある。

通信速度は任意で数 10MHz の通信も可能であるが、その分配線長などは短くしなければならない。

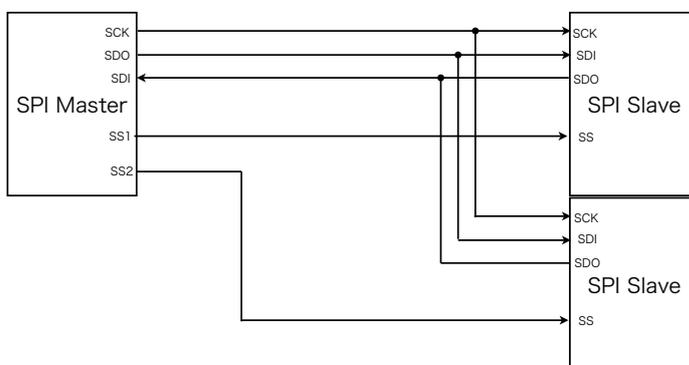


Fig. E.5 SPI Bus 接続例。

E.3.1 データフレーム形式

通信は Master が出力するクロック (SCK) を基準にして、互いに向かい合わせて接続した SDI と SDO で、8 ビット毎にデータの送受信を行う。フォーマットは前述の RS-232C や I2C に比較して単純で、Master がクロックと同期したシリアル信号を MSB→LSB の順に送出し、それを SS ピンで選択された Slave が受信するだけである。本編で述べたボルテージコントローラの場合は Fig.E.6 の赤点線の時点でデータを採取する。このタイミングはシステムによって異なり、SCK と SDO の位相差を 180° 変えたりデータ取得タイミングを半周期ずらす事で、計 4 通りの組合せが可能である。

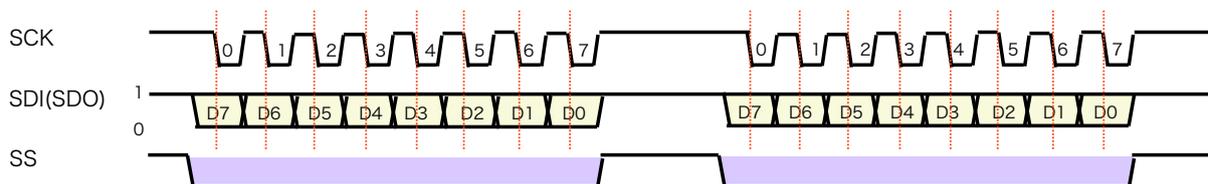


Fig. E.6 SPI 通信データフォーマット。

References

- [1] Andrei D Sakharov. Violation of CP in variance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Sov. Phys. Usp.*, Vol. 34, pp. 392–393, 1991.
- [2] Laurence S. Littenberg. CP-violating decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. *Phys. Rev. D*, Vol. 39, No. 11, pp. 3322–3324, Jun 1989.
- [3] Andrzej J. Buras, Selma Uhlig, and Felix Schwab. Waiting for precise measurements of $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 80, No. 3, p. 965, 2008.
- [4] Gino Isidori. Kaon decays and the flavour problem. *Annales Henri Poincare*, Vol. 4, No. S1, pp. 97–109, 2003.
- [5] Lincoln Wolfenstein. Parametrization of the kobayashi-maskawa matrix. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 51, No. 21, pp. 1945–1947, Nov 1983.
- [6] Particle Data Group. Standard model and related topics. *Phys. Lett. B*, Vol. 667, pp. 116–211, Sep 2008.
- [7] Cheng-Wei Chiang and Frederick J. Gilman. $K_{L,S} \rightarrow \pi^0 \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decays within and beyond the standard model. *Phys. Rev. D*, Vol. 62, No. 9, p. 094026, Oct 2000.
- [8] Federico Mescia and Christopher Smith. Improved estimates of rare K decay matrix elements from K_{l3} decays. *Phys. Rev. D*, Vol. 76, No. 3, p. 034017, 2007.
- [9] Takeo Inami and C. S. Lim. Effects of superheavy quarks and leptons in low-energy weak processes $K_L \rightarrow \mu \bar{\mu}$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 65, No. 5, pp. 1772–1772, 1981.
- [10] William J. Marciano and Zohreh Parsa. Rare kaon decays with “missing energy”. *Phys. Rev. D*, Vol. 53, No. 1, pp. R1–R5, Jan 1996.
- [11] A.J.Buras, T.Ewerth, S.Jager, and J.Rosick. $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decays in the general MSSM. *Nucl. Phys. B*, Vol. 714, pp. 103–136, 2005.
- [12] Andrzej J. Buras, Robert Fleischer, Stefan Recksiegel, and Felix Schwab. $B \rightarrow \pi\pi$, new physics in $B \rightarrow \pi K$, and implications for rare K and B decays. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 92, No. 10, p. 101804, Mar 2004.
- [13] C Bobeth, et al. Upper bounds on rare K and B decays from minimal flavour violation. *Nucl. Phys. B*, Vol. 726, pp. 252–274, Oct 2005.
- [14] A.J.Buras, M.Spranger, and A.Weller. The impact of universal extra dimensions on the unitarity triangle and rare K and B decays. *Nucl. Phys. B*, Vol. 660, pp. 225–268, June 2003.
- [15] A.J.Buras, A.Poschenrieder, and S.Uhlig. Non-decoupling effects of the heavy t in the $B_{d,s}^0 - \bar{B}_{d,s}^0$ mixing and rare K and B decays. *hep-ph/0501230*, 2005.
- [16] Yuval Grossman and Yosef Nir. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ beyond the standard model. *Phys. Lett. B*,

- Vol. 398, pp. 163–168, Apr 1997.
- [17] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2π Decay of the K_2 Meson. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 13, No. 4, pp. 138–140, Jul 1964.
- [18] J. K. Ahn and E391a Collaboration. Search for the decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 100, No. 20, p. 201802, 2008.
- [19] 花垣和則. *Search for the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$* . PhD thesis, 大阪大学, 理学研究科物理学専攻長嶋グループ, 1998.
- [20] Particle Data Group. Particle physics summary tables. *Phys. Lett. B*, Vol. 667, pp. 31–100, Sep 2008.
- [21] 塩見公志. E14 実験におけるバックグラウンド事象についての研究. Master's thesis, 京都大学, 理学研究科物理第二教室高エネルギー研究室, 2008.
- [22] 隅田土詞. *Search for the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$* . PhD thesis, 京都大学, 理学研究科物理第二教室高エネルギー研究室, 2008.
- [23] 河崎直樹. K^OTO 実験のための Neutron Collar Counter の design および開発. Master's thesis, 京都大学, 理学研究科物理第二教室高エネルギー研究室, 2009.
- [24] 白杵亨. ガスシンチレーション比例計数管を用いた高い検出効率をもつ荷電粒子検出器の開発. Master's thesis, 京都大学, 理学研究科物理第二教室高エネルギー研究室, 2009.
- [25] 中島康博. 中性 K 中間子稀崩壊探索実験のためのエアロジェルを用いた光子検出器の開発. Master's thesis, 京都大学, 理学研究科物理第二教室高エネルギー研究室, 2006.
- [26] Particle Data Group. Experimental methods and colliders. *Phys. Lett. B*, Vol. 667, pp. 261–315, Sep 2008.
- [27] Lee John Won. E14 実験の Csi カロリメータ PMT テストシステム. Master's thesis, 大阪大学, 理学研究科山中研究室, 2009.
- [28] J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton. Experiments with high velocity positive ions. *Proc. R. Soc. London*, Vol. 137, No. 831, pp. 229–242, July 1932.
- [29] Analog Devices. *AD8001 datasheet*, rev. d edition, Jul 2003.
- [30] Panasonic. *MAYS0750Y datasheet*.
- [31] 電気学会. 電気工学ハンドブック. 1978.
- [32] Atmel. *Atmega48/88/168 datasheet*, M edition, Sep 2007. http://www.atmel.com/dyn/resources/prod_documents/doc2545.pdf.
- [33] Analog Devices. *AD5380 datasheet*, rev. a edition, May 2006.
- [34] NXP. *THE I²C-BUS SPECIFICATION*, 2.1 edition, Jan 2000. http://www.nxp.com/acrobat_download/literature/9398/39340011.pdf.
- [35] T. D. Lee and C. N. Yang. Parity nonconservation and a two-component theory of the neutrino. *Phys. Rev.*, Vol. 105, No. 5, pp. 1671–1675, Mar 1957.
- [36] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, Vol. 105, No. 4, pp. 1413–1415, Feb

- 1957.
- [37] Richard L. Garwin, Leon M. Lederman, and Marcel Weinrich. Observations of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays: the magnetic moment of the free muon. *Phys. Rev.*, Vol. 105, No. 4, pp. 1415–1417, Feb 1957.
- [38] Jerome I. Friedman and V. L. Telegdi. Nuclear emulsion evidence for parity nonconservation in the decay chain $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$. *Phys. Rev.*, Vol. 105, No. 5, pp. 1681–1682, Mar 1957.
- [39] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 49, No. 2, pp. 652–657, 1973.
- [40] Kenneth M. Watson. The effect of final state interactions on reaction cross sections. *Phys. Rev.*, Vol. 88, No. 5, pp. 1163–1171, Dec 1952.
- [41] Tai Tsun Wu and C. N. Yang. Phenomenological analysis of violation of CP invariance in decay of K^0 and \bar{K}^0 . *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 13, No. 12, pp. 380–385, Sep 1964.
- [42] L. Bergström, E. Massó, and P. Singer. Testing the origin of the $\delta I = 1/2$ rule through K_L dalitz decays. *Phys. Lett. B*, Vol. 131, pp. 229–233, Nov. 1983.
- [43] C. Jarlskog. Commutator of the quark mass matrices in the standard electroweak model and a measure of maximal cp nonconservation. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 55, No. 10, pp. 1039–1042, Sep 1985.
- [44] H. Leutwyler and M. Roos. *Z. Phys. C*, Vol. 25, No. 91, 1984.
- [45] Bruce Winstein and Lincoln Wolfenstein. The search for direct CP violation. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 65, No. 4, pp. 1113–1147, Oct 1993.
- [46] Andreas Juttner. Progress in kaon physics on the lattice. *hep-ph/07111239*, 2007.
- [47] Ashton B. Carter and A. I. Sanda. CP violation in B-meson decays. *Phys. Rev. D*, Vol. 23, No. 7, pp. 1567–1579, Apr 1981.
- [48] K.-F. Chen and Belle Collaboration. Observation of time-dependent CP violation in $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ decays and improved measurements of CP asymmetries in $B^0 \rightarrow \phi K^0$, $K_S^0 K_S^0 K_S^0$ and $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ decays. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 98, No. 3, p. 031802, 2007.
- [49] B. Aubert and B_{ABAR} Collaboration. Improved measurement of CP violation in neutral B decays to $c\bar{c}s$. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 99, No. 17, p. 171803, 2007.
- [50] Anisimovsky and E949 collaboration. Improved measurement of the $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ branching ratio. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 93, No. 3, p. 031801, Jul 2004.
- [51] Andrzej J. Buras, et al. Anatomy of prominent b and k decays and signatures of CP-violating new physics in the electroweak penguin sector. *Nucl. Phys. B*, Vol. 697, pp. 122–206, Jul. 2004.
- [52] G. Buchalla, T. K. Komatsubara, et al. B, D and K decays. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 57, pp. 309–492, 2008.
- [53] Ulrich Haisch. Rare $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ Decays. *hep-ph/0512007*, 2007.

-
- [54] 後閑哲也. トランジスタ技術, 通信回路の種類と作り方, pp. 136–166. CQ 出版社, Oct 2008.
 - [55] CCITT Recommendation V.24. Data communication over the telephone network, 2000.
 - [56] CCITT Recommendation V.28. Electrical characteristics for unbalanced double-current interchange circuits, 1993.

F 改訂履歴

- Ver. 1.2 2009/02/13 事務提出最終版。細かい文章修正のみ。
- Ver. 1.1 2009/02/03 改訂履歴追加。CW circuit 図 (Fig.4.1) 訂正。
- Ver. 1.0 2009/01/29 事務提出版