

卒業論文

ハイパーカミオカンデ用データ読み出し回路
と 50 cm 光電子増倍管の時間分解能評価

指導教員

西村 康宏 准教授

慶應義塾大学工学部物理学科西村研究室 4 年

川端 篤史

62006096

要旨

岐阜県神岡鉱山の地下に建設中のハイパーカミオカンデは水中で起きたニュートリノ反応や陽子崩壊などにより発生するチェレンコフ光というリング状に放射される光の観測を行う。内壁には直径 50 cm の光電子増倍管が 2 万本取り付けられ、光の検出時間と光量から事象を再構成でき、時間分解能は事象再構成の精度を決定する。

現在ハイパーカミオカンデの 2027 年の運転開始に向け、光電子増倍管の情報を読み取る読み出し回路の大量生産を開始するため、回路の実用性の立証を目的として調査を行った。

ハイパーカミオカンデ用読み出し回路候補であった国産回路および従来光電子増倍管の評価に用いられてきた VME モジュールを比較参照し、光量、印加電圧、しきい値電圧を変化させた場合の時間分解能を調査した。光量評価では、光量を上げることでもっとも高い分解能にどこまで到達できるかを比較評価した。また印加電圧を上げて光検出器の時間分解能が向上する振る舞いが見られるかを確認した。時間分解能は回路の構成と性能によって特にしきい値電圧により変わってくるため、想定するしきい値領域で十分な時間性能が得られることを検証した。

本研究により光量を上げて到達できた時間分解能は 0.27 ns 付近であり、十分に高いことを確認した。時間分解能は印加電圧を上げるほど、想定通りに時間分解能は向上しいずれの回路を使っても 1.40 ns 未満の分解能を得られた。しかし取得した全電圧値で国産回路の時間分解能の方が良かった。しきい値電圧の値を -0.41 mV から下げると分解能は最小値をとりその後増加した。最小の分解能はハイパーカミオカンデ用読み出し回路では 1.28 ns 程度、国産回路では 1.22 ns 程度となり、こちらも取得した全しきい値電圧値で国産回路の時間分解能の方が良かった。

国産回路の方の時間分解能が若干高いが、今回検証した多様な条件下でどちらもハイパーカミオカンデに十分な時間分解能を確認することができた。今後は複数 PMT を同時観測した場合の測定を行い、実際に即した実用性の最終確認を行う。

目次

要旨	2
第1章 背景	8
1.1. 序論	8
1.2. ニュートリノ	9
1.3. 力の統一	14
1.4. チェレンコフ光	17
1.5. 光電子増倍管	20
1.6. データ取得システム	24
1.7. 事象再構成	26
第2章 デイジタイザー	27
2.1. デイジタイザーの原理	27
2.2. VME モジュール	28
2.3. イタリア製エレキ	29
2.4. 日本製エレキ	31
第3章 時間分解能	32
3.1. 時間分解能とその定義	32
3.2. 本実験で測定する時間分解能	33
3.3. PMT の時間分解能	34
3.4. エレキの時間分解能	34
3.5. Time walk 補正	35

第4章	
時間分解能のしきい値電圧・印加電圧・入射光量依存性測定	38
4.1. 本研究の目的および背景	38
4.2. 測定装置	39
4.3. 測定方法	40
4.4. 測定結果および解析方法	45
4.5. 解析結果	49
第5章 考察	62
5.1. 時間分解能の入射光量依存性	62
5.2. フィット区間による χ^2/ndf 値の変化	63
第6章 結論	66
謝辞	67
参考文献	68

目次

1.1 HK の構造図	8
1.2 素粒子の標準模型を構成する 17 個の素粒子[18]	10
1.3 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31}, \delta, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2$ 質量差の観測結果	13
1.4 ニュートリノの質量階層性	14
1.5 陽子崩壊の各モードによる GUT の陽子寿命の予想および実験による下限の制限	15
1.6 反応(1)のファインマン図 [16]	16
1.7 ミニマルな GUT[14]	16
1.8 3 つの結合定数が 1 点で交わる概念図[15]	16
1.9 媒質中をチェレンコフ光が伝播する模式図 (左図 $v < c_n$, 右図 $v > c_n$) [5]	18
1.10 荷電粒子が通過した際の媒質の分極の模式図 (左図 $v < c_n$, 右図 $v > c_n$) [6]	19
1.11 チェレンコフ角方向に放出された光がリングとなる模式図[7]	19
1.12 1 GeV の電子 (左) およびミューオン (右) が HK に入射した際できるリング[3]	20
1.13 光電子増倍管の構造図	20
1.14 電子パルスの典型的な波形[9]	21
1.15 ダイノード形状	22
1.16 50 cm 径 PMT の QE の波長依存性[3]	23
1.17 50 cm 径 PMT のスーパーカミオカンデ内での比較[2]	23
1.18 FEE を格納する水密容器のデザイン[10]	24
1.19 水密容器のコンポーネント群の接続の関係[10]	24
1.20 ソフトウェアトリガーの原理	25
2.1 デジタル化の原理	28
2.2 ADC のデジタル化の原理	29
2.3 イタリア製エレキの概念図[4]	30
2.4 8 phase TDC	30
2.5 日本製エレキの概念図[4]	31
3.1 PMT の典型的な相対 TT 分布	33
3.2 1 光電子 PMT 波形の例	35
3.3 PMT における time walk の概念図 [5]に加筆	36
3.4 time walk 補正	37
4.1 DISCRIMINATOR の原理 [5]に加筆	39
4.2 3 つの実験すべてで共通のセットアップ	40
4.3 TDC 測定のセットアップ	41

4.4	オシロスコープの波形	41
4.5	ADC 測定のセットアップ	42
4.6	日本製エレキのセットアップ	43
4.7	イタリア製エレキのセットアップ	43
4.8	相対 TT 分布をそれぞれ赤線のように EMG 分布でフィットしたもの	45
4.9	実験 C のみで行う解析の概要図	47
4.10	ゲインフィット	48
4.11	ゲイン G の印加電圧 V_{PMT} 依存性	48
4.12	左図の両対数グラフ	48
4.5.1	σ_{gaus} のしきい値依存性	50
4.5.2	$fwhm_{\text{gaus}}$ のしきい値依存性	51
4.5.3	σ_{EMG} のしきい値依存性	51
4.5.4	$fwhm_{\text{EMG}}$ のしきい値依存性	52
4.5.5	σ_{gaus} の印加電圧依存性	53
4.5.6	$fwhm_{\text{gaus}}$ の印加電圧依存性	54
4.5.7	σ_{EMG} の印加電圧依存性	54
4.5.8	$fwhm_{\text{EMG}}$ の印加電圧依存性の FWHM	55
4.5.9	σ_{gaus} の入射光量依存性	56
4.5.10	$fwhm_{\text{gaus}}$ の入射光量依存性	57
4.5.11	σ_{EMG} の入射光量依存性	57
4.5.12	$fwhm_{\text{EMG}}$ の入射光量依存性	58
4.5.13	時間分解能の入射光量依存性	58
4.5.14	time walk 補正後の時間分解能の入射光量依存性	59
4.5.15	電荷分布	59
4.5.16	TQ カット後の時間分解能の入射光量依存性	60
4.5.17	「補正なし」「time walk 補正あり」「TQ カットあり」の場合の σ_T	62
5.1	左が[17], 右が本実験における時間分解能の入射光量依存性測定	63
5.2	相対 TT 分布の幅が光電子数の増加により狭まる様子	64
5.3.6.46	光電子におけるフィット区間を狭める前(左)と後(右)の相対 TT 分布	64

表目次

1 50 cm 径 PMT の比較	23
2 Time walk 補正前後のフィッティングパラメータの変化	37
3 相対 TT 分布のフィット結果および時間分解能	46
4 時間分解能の閾値電圧依存性の最小値とそれを取る値	50
5 1800 V における日本製エレキ, イタリア製エレキの時間分解能	53
6 光電子数の増加に伴い増加する χ^2/ndf	64

第1章 背景

本章ではHKの概要を述べたのち、第1にHKにおける間接測定により実証が期待される物理について説明する。第2にHKが直接の観測対象とするチェレンコフ光について述べる。第3にHKを構成する機器、特に本研究においても用いられるPMTおよびFEEについてその詳細を述べる。第4にソフトウェアトリガーおよびデータ解析についてその概略を述べる。

その後第2章、第3章においては、本研究の研究対象である「FEE」およびその「時間分解能」について、本研究と絡めながらより仔細に説明し、そして第4章冒頭にて本研究の目的を述べる。

1.1. 序論

岐阜県飛騨市神岡町の地下650 m に高さ71 m、直径68 m の巨大な円柱形の水槽が建設中である。この水槽は2層構造で内側の内水槽と外側の外水槽から成り、超純水で満たされる。この水槽はハイパーカミオカンデ (Hyper-Kamiokande: 以下、HK) と呼ばれる。HKはニュートリノ反応や陽子崩壊などにより発生するチェレンコフ光の観測を行う水チェレンコフ検出器で、内水槽の内壁に約2万本の50 cm 光電子増倍管 (R12860)、外水槽の内壁に約6700本の8 cm 光電子増倍管 (R14374) が取り付けられる。光電子増倍管 (Photomultiplier Tube: 以下、PMT) 12本に対しデジタル化を行う読み出し回路基板 (Front-End Electronics: 以下、FEE) が1枚ずつ接続される。

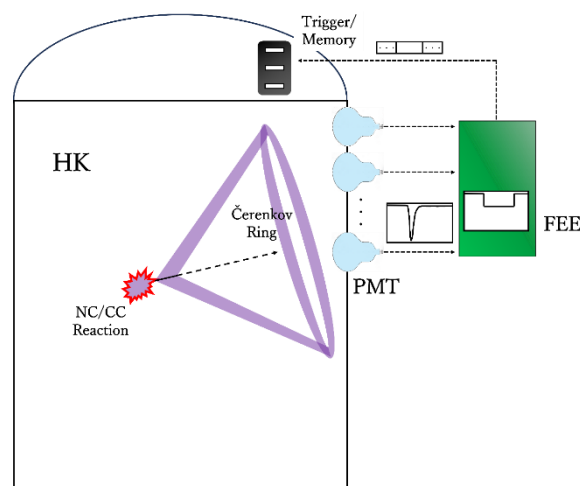


図 1.1. HK の構造図

図 1.1 のように水槽内超純水とニュートリノなどが反応することで荷電粒子が生成され、この際チェレンコフ光と呼ばれる光が放出される。このチェレンコフ光が水槽の内壁一面に取り付けられた PMT から電荷と時間情報が FEE により読み取られる。FEE（を構成する回路の 1 つであるディジタイザー）により時間および電荷情報がデジタル化され特定のデータ形式となる。FEE より読み出されたデータは、ドーム内の PC に入りソフトウェアトリガーを掛けられた後、データが保存される。

データ解析では、保存されたデータのチェレンコフ光の時間および電荷情報から反応事象位置および事象エネルギーを再構成する。時間情報および電荷情報はこの事象再構成に役立つ。

1.2. ニュートリノ

1.2.1. 素粒子の標準模型

「素粒子の標準模型」によれば、計 17 種類の素粒子によって我々自身、我々の身の回りのもの、我々の宇宙が構成されている。人間にとって身近な素粒子には電子や、陽子および中性子を構成するアップとダウン 2 種類（フレーバーと呼ぶ）のクォーク、電子と原子核をつなぎとめる電磁相互作用を媒介する光子、クォーク同士をつなぎとめる強い力を媒介するグルーオン、クォークのフレーバーをベータ崩壊などを通じて変える弱い力を媒介する Z^0 ボソンや W^\pm ボソン、そしてこのベータ崩壊の際に放出される電子ニュートリノがある。電子、アップクォーク、ダウンクォーク、電子ニュートリノのような物質の構成子をフェルミオン、光子、グルーオン、 Z^0 ボソン、 W^\pm ボソンのような力の媒介子をボソンと呼ぶ。スピン統計性定理により、フェルミオンのスピンは半整数倍、ボソンのスピンは整数倍であることが知られている。

この他にもチャーム、ストレンジ、トップ、ボトム の 4 つのフレーバーをもつクォークが発見されている。これらはアップ、ダウンの 2 つのクォークに比べて質量が重く寿命が短く容易に崩壊するため、我々の身の回りには安定的に存在しない。電子や電子ニュートリノ同様、光子、 Z^0 ボソン、 W^\pm ボソンと反応するがグルーオンとは反応しないような素粒子をレプトンと呼び電子および電子ニュートリノに加えてミューオン、タウオン、ミューニュートリノ、タウニュートリノの 6 種類が発見されている。ミューオンは質量が重い素粒子の中でも寿命が 2.2×10^{-6} s と比較的長く、宇宙線として観測することができる。ボソンに関しては 2012 年に CERN の LHC 実験において新たにヒッグス粒子と呼ばれる素

粒子が見つかった。これは W^\pm ボソン, Z^0 ボソンに自発的対称性の破れを通じ質量を与える素粒子である。

以上 6 種類のクォーク, 6 種類のレプトン, 5 種類のボソンが標準模型の素粒子のすべてである。

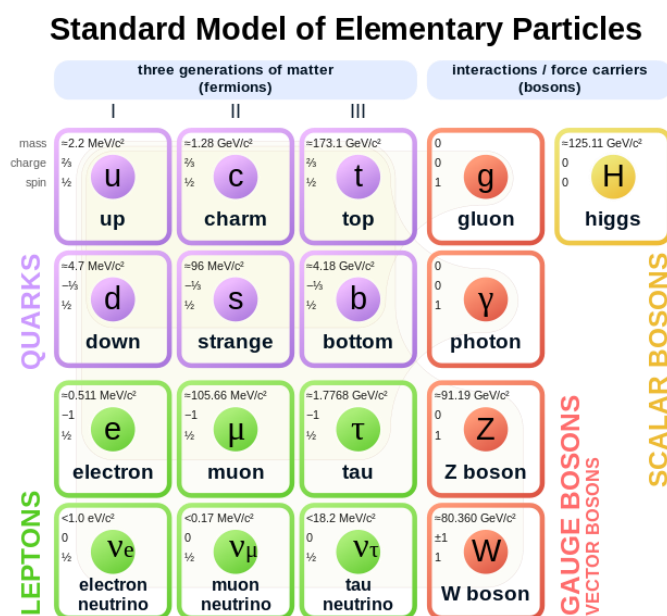


図 1.2. 素粒子の標準模型を構成する 17 個の素粒子 [18]

これらの素粒子を記述する理論を「素粒子の標準模型」(SM, Standard Model of elementary particles) と呼び, SM ラグランジアンは以下のように記述される。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{SM}} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ & +i\bar{\psi}\not{D}\psi + \text{h. c.} \\ & +\psi_i\gamma_{ij}\psi_j\phi + \text{h. c.} \\ & +|D_\mu\phi|^2 - V(\phi) \end{aligned}$$

1 行目は 3 つの相互作用, 2 行目はボソンとフェルミオンとの結合, 3 行目はフェルミオンとヒッグス粒子との結合, 4 行目はウィークボソンとヒッグス粒子との結合に関する項である。電磁相互作用はハイパーチャージ, 弱い相互作用はレプトン数, 強い相互作用はカラーに対してそれぞれ $U(1)$, $SU(2)$, $SU(3)$ ゲージ対称性を課すことで 3 つの相互作用を記述する理論が導出可能である。まとめて標準模型は $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$ ゲージ対称性を有するという。しかし標準模型には実験から決めるべき未知パラメータが各クォークの質量 6 個, レプトンの質量 6 個, 3 つの力の結合定数 3 個, クォークおよびニュート

リノの混合角3個ずつ、強い相互作用および弱い相互作用に関するCP位相角、小林・益川位相、ヒッグス粒子の質量および真空期待値と計26個もある。また標準模型には我々が最も身近に感じている重力を媒介する素粒子が含まれていない。ゆえに標準模型は万物の理論と言うにはあまりにも道半ばで、多くの謎がある。しかしかつては陽子や中性子が「素粒子」だと考えられていた時代もあったように、現在「素粒子」だと考えられているものは実は不可分ではなくより小さな構成要素から成るかもしれない。SMの謎を解決する理論のことを「標準模型を超える理論」(BSM, theory Beyond Standard Model)と呼ぶ。

この謎の多くは、ダークエネルギーやダークマターを説明できる素粒子がSMにおいて存在しないこと、宇宙に存在する物質と非物質の数が全く違うことなど宇宙論的な要請に由来するものである。かつて存在した、ニュートリノ質量は0でありニュートリノは混合しないという暗黙の了解を否定したのが、「ニュートリノ振動」と呼ばれる現象の実験的な観測である。ニュートリノ振動はニュートリノに質量がないと発生しない現象である。SM内部ではニュートリノの質量獲得機構は説明できず、現在のところニュートリノの質量獲得メカニズムを説明する理論の中で、その実験的正しさが保証されているものはない。このうち有望視されているのがシーソーメカニズムと呼ばれる質量獲得機構で、これはニュートリノが現在のところ左巻きのものしか観測されていないことと、ニュートリノのマヨラナ性(粒子と反粒子が全く同様の性質を持つ)が未知なことに着目している。もしニュートリノがマヨラナ粒子で、未だ観測されていない右巻きの重いニュートリノが存在すれば、左巻きの軽いニュートリノが質量を獲得するメカニズムが説明できる。現在重い右巻きニュートリノの探索がCERNのLHC等で行われているが、未発見である。

ニュートリノ振動はスーパーカミオカンデと呼ばれる検出器で発見された現象である。梶田隆章およびアーサー・B・マクドナルドが2015年に「素粒子『ニュートリノ』が質量を持つことを示すニュートリノ振動の発見」によりノーベル物理学賞を受賞した。現在ではスーパーカミオカンデの位置する神岡鉱山はニュートリノ研究の一大拠点であり、大気ニュートリノ、太陽ニュートリノを随時観測し、加速器ニュートリノを用いたT2K (Tokai-to-Kamioka) 実験の後置検出器としての役割を果たしている。また超新星背景ニュートリノの観測をメインターゲットとし、水槽に硫酸ガドリニウムを添加したSK-Gd計画が進行中である。

日本に2つのノーベル賞をもたらした偉大なレガシーを引き継ぐとともに、ニュートリノ振動に関する精密測定、そして当初の目的であった核子崩壊含め新物理を発見するために、スーパーカミオカンデの8倍の有効体積を有する3代目の検出器であるハイパーカミオカンデの2027年の稼働を目指し建設が進められている。

1.2.2. ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、飛行中のニュートリノがその種類（フレーバー）を変え続ける現象である。飛行中のニュートリノは質量固有状態であってフレーバー固有状態の混合状態であるため、観測の際いずれのフレーバーが見つかるかは確率的に決まる。例えばエネルギー E を有する電子ニュートリノがミューニュートリノに遷移する確率は電子ニュートリノの飛行距離 z 、電子ニュートリノとミューニュートリノの質量差 Δm 、およびパラメータ θ を用いて近似的に以下のように書ける。

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} \sim \left[\sin 2\theta \sin \left\{ \frac{\Delta m^2 c^3}{4\hbar E} z \right\} \right]^2$$

この式からわかることは、電子ニュートリノが距離 $\frac{2\pi\hbar E}{\Delta m^2 c^3}$ だけ飛ぶとミューニュートリノへの遷移確率が最大値 $\sin^2 2\theta$ をとるということである。この式から、ニュートリノ振動が起こるための条件は「 $\Delta m^2 \neq 0$ 」かつ「 θ が π の整数倍でない」ことであることがわかる。このときの θ は混合角と呼ばれ、飛行中の各フレーバーのニュートリノの混合具合を表すパラメータである。3つのニュートリノの混合具合を表す混合行列を PMNS（ポンテコルボ・牧・中川・坂田）行列と呼び、フレーバー固有状態と質量固有状態との関係は以下のようになる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

左辺がフレーバー固有状態、右辺が質量固有状態に対して左から PMNS 行列を作用させたものである。PMNS 行列は実験的に定めねばならないパラメータである混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31}$ および CP 位相角 δ 、そしてマヨラナ位相角 α_1, α_2 を用いて

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{\frac{i\alpha_1}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\alpha_2}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{23}c_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{\frac{i\alpha_1}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\alpha_2}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

と記述される。なお $\cos \theta_{ij} \equiv c_{ij}$, $\sin \theta_{ij} \equiv s_{ij}$ としている。混合角および質量固有状態に対する質量固有値 m_1, m_2, m_3 の差の絶対値の2乗の値 $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2$ は実験的に図 1.3 のように定まっており [12]、この宇宙においてはニュートリノ振動が起こるための2つの条件は満たされている。

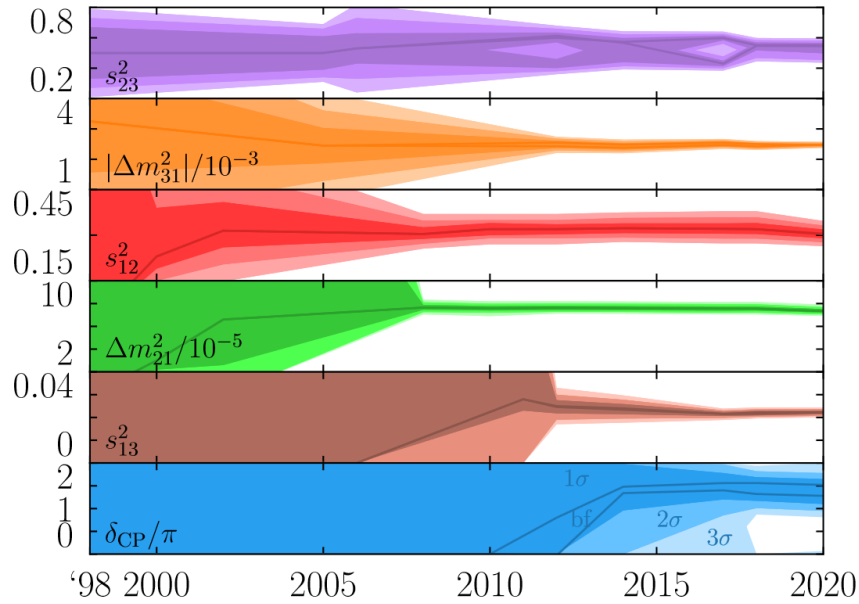


図 1.3. $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31}, \delta, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2$ 質量差の観測結果.
横軸は観測年度, 縦軸は各パラメータの値. [12]

図 1.3 のパラメータのうち現在 T2K 実験において重点的に測定されているのが CP 位相角 δ である. これはこのパラメータの精密測定によりこの宇宙が物質優勢である理由に迫ることができるからである.

バリオン数 n_B と反バリオン数 $n_{\bar{B}}$ の差 $n_B - n_{\bar{B}}$ と光子の数密度 n_γ との比 η_B が例えば WMAP 宇宙望遠鏡の観測により以下のように観測されている [13].

$$\eta_B = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} = (6.1 \pm 0.3) \times 10^{-10}$$

光子は物質と反物質が対消滅してできる粒子である. もし宇宙に存在する物質と反物質の数が等しければ, $\eta_B = 0$ となるはずであるが, 現実にはこれが 0 でない値をとる. 物質と反物質の非対称性が生じるためには, この宇宙において

1. バリオン数が 0 でないこと (バリオンの数と反バリオンの数が一致しない)
2. C 対称性および CP 対称性が破れていること
3. 宇宙が熱的に非平衡であること

が必要である. この 3 つの条件をサハロフの 3 条件と呼ぶ. このうち 2 つ目の「CP 対称性の破れ」について, 既にクォークセクターにおける破れは観測されているが, レプトンセクターにおいては CP 対称性の破れは 95% の信頼度で示唆されているのみである [11].

レプトンセクターにおける CP 対称性の破れを基にマヨラナニュートリノのシーソーメカニズムを組み込んだ BSM のことをレプトジェネシスと呼ぶ.

1.2.3. ニュートリノの質量階層性

CP 対称性の破れが 5σ の精度で観測されるのは先の話であるが、今後 10 年以内に決定されると有望視されているのがニュートリノの質量階層性である。実験的に測定が可能な Δm_{21}^2 および Δm_{31}^2 からは、 m_1, m_2, m_3 の 3 つの質量固有値の順番まではわかっていない。この質量の順番には、図 1.4 のように順階層 (Normal Ordering) および逆階層 (Inverted Ordering) の 2 つの場合が考えられている。

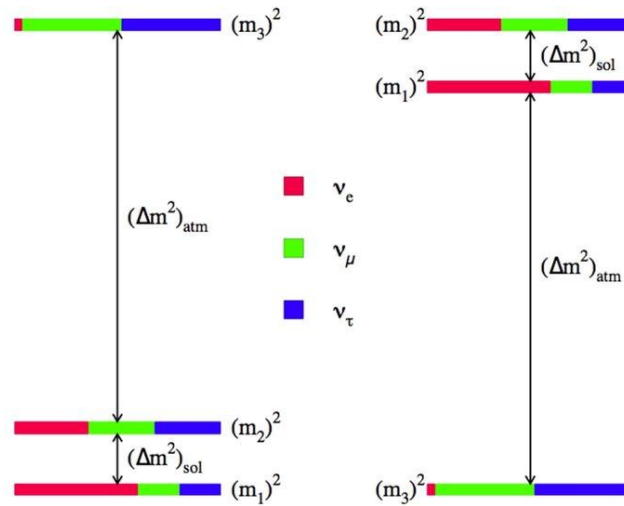


図 1.4. ニュートリノの質量階層性。
左が順階層，右が逆階層。

1.3. 力の統一

1.3.1. 陽子崩壊

KamiokaNDE (Kamioka Nucleon Decay Experiment) 計画は、当時の東大・小柴研究室の学生たちが核子崩壊の観測を目指しスタートした。核子崩壊とは BSM の 1 つである多くの大統一理論 (Grand Unified Theory, GUT) が予言するバリオン数 B およびレプトン数 L に関する大域的な対称性を破る反応であり、例えば以下のような陽子崩壊反応が考えられている：

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0 \quad (1)$$

$$p \rightarrow \bar{\nu} + \pi^+ \quad (2)$$

前者は陽子が反レプトンと中性中間子に，後者は陽子が反ニュートリノと荷電中間子に崩壊する反応である．例えば陽子が反ミューオンと中性中間子，反ニュートリノと荷電ケイオンに崩壊する反応もある．いずれの反応においても反応前後でバリオン数およびレプトン数が変化していることがわかる．しかしバリオン数からレプトン数を引いた値 $B-L$ はいずれの反応についても破られておらず，GUT は $U(1)_{B-L}$ ゲージ対称性を持つ．当初は 10^{32} yr 程度であると予測されていたその寿命であるが，如何なる実験においても未だに陽子崩壊の有意な信号は確認されておらず，図 1.5 のように寿命の下限值が設定されているのみである．

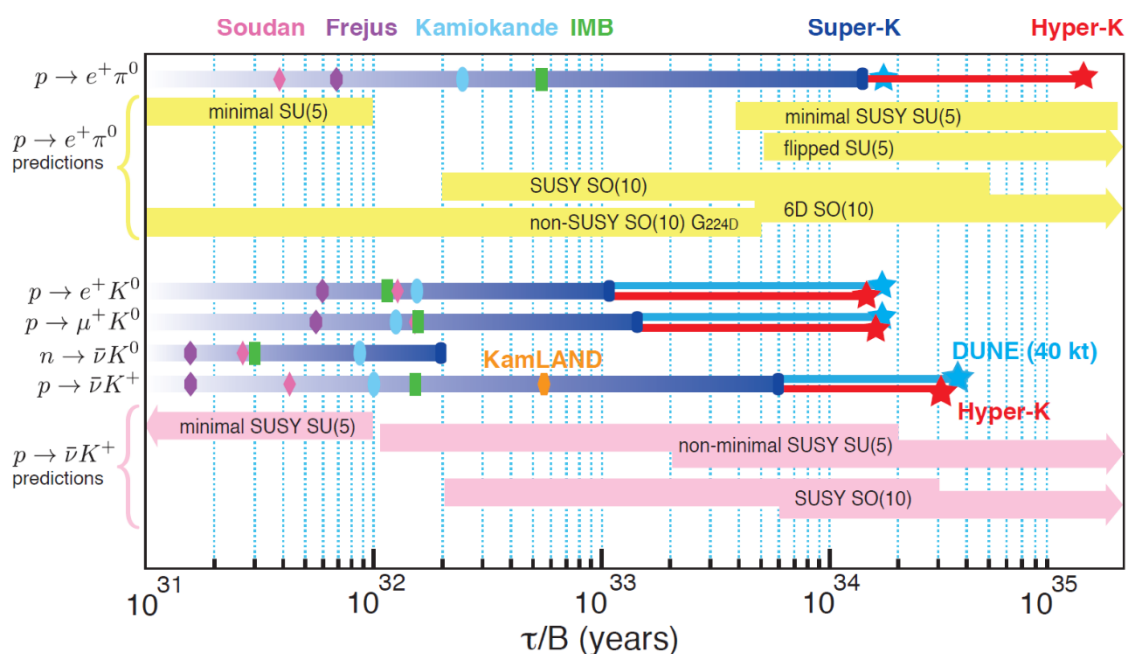


図 1.5. 陽子崩壊の各モードによる GUT の陽子寿命の予想および実験による下限の制限。
星以外はこれまでの実験による下限値，
星はこれから行われる実験において 10 年間の測定を行った場合の下限値[3].

1.3.2. GUT

核子崩壊を预言する GUT は BSM の 1 つで，GUT のゲージ群を G としたときに，SM のゲージ群 $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$ との間で

$$G \supset U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$$

のような関係が満たされねばならない．このようなゲージ群 G のうち，最も簡単な構造を持つものが 5 次元特殊ユニタリ群 $SU(5)$ である．このうち以下では $SU(5)$ が 1 回の自発的対称性の破れにより $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$ に崩壊するような Minimal $SU(5)$ model に

ついて触れる。(図 1.7) この Minimal SU(5)が理論として成立するにはいくつかのゲージ粒子が SM 粒子に追加されねばならない。陽子崩壊の原因となるゲージ粒子はこのうちの X および Y 粒子であり、例えば X 粒子による陽子崩壊のファインマン図は以下の図 1.6 のようになる。

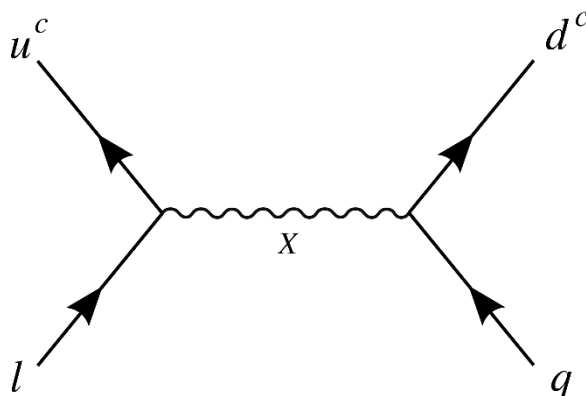


図 1.6. 反応(1)のファインマン図. [16]

GUT について特筆すべきところは、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用の結合定数をそれぞれ $\alpha_{EM}, \alpha_W, \alpha_S$ としたとき、高エネルギー領域におけるある 1 点においてこれらの結合定数が一致するような α_{GUT} が存在せねばならないことである。(図 1.8) この 1 点においては 3 つの力が統一されている。このように力が統一されるような群論的な対称性を発見することは BSM を構築する上での 1 つの指導原理である。

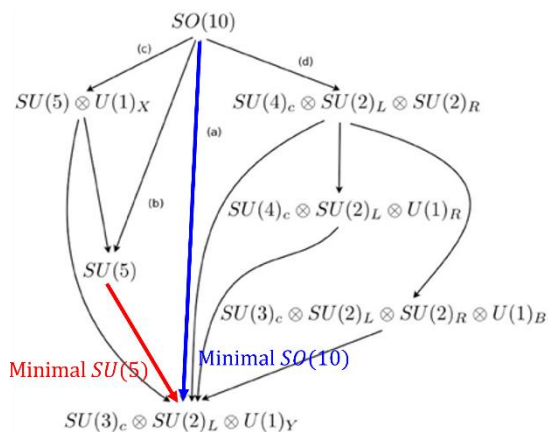


図 1.7. ミニマルな GUT [14]

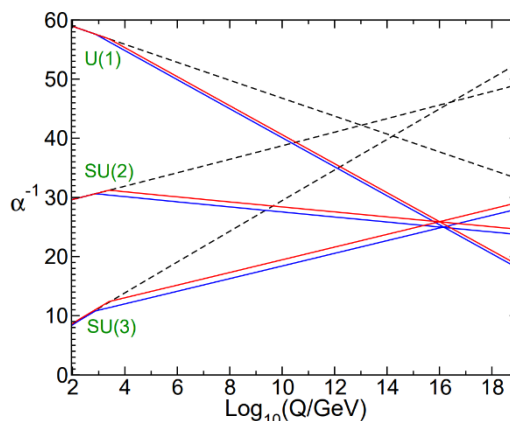


図 1.8.

3 つの結合定数が 1 点で交わる概念図 [15]

この理論によると、(1)、(2)の陽子崩壊の寿命の下限值はいずれも 10^{32} 年程度となる。しかし、スーパーカミオカンデによる長期観測においてその有意な信号が検出されなかったことから、この理論は否定された。現在では $SU(5)$ よりも生成子の数の多い $SO(10)$ 、理論に超対称性を付与したSUSY模型などがGUT模型として有力視されており、ハイパーカミオカンデ計画においてもこの陽子崩壊の発見を目指している。

以上、HKにおける間接測定により実証が期待される物理について説明した。次にHKが直接の観測対象とするチェレンコフ光について述べる。

1.4. チェレンコフ光

ハイパーカミオカンデ検出器は大型水チェレンコフ検出器である。水チェレンコフ検出器とは水中における荷電粒子のチェレンコフ効果を利用して未知の素粒子反応の検出を試みる検出器である。例えばハイパーカミオカンデにおいては、水分子がニュートリノと起こす素粒子反応により発生する荷電粒子の放出するチェレンコフ光が検出されている。

荷電粒子の速度が媒質中の光速度を超えた時に荷電粒子から放射される光をチェレンコフ光、この現象をチェレンコフ効果と呼ぶ。真空中においては真空中での光速度 c を超えた速度で移動する物体は存在しないが、屈折率 n の媒質中においては光速度 c_n が真空中のそれより小さく

$$c_n = \frac{c}{n}$$

となり、荷電粒子の速度が光速度を上回る可能性がある。図 1.9 はその模式図である。媒質中の光速度 c_n よりも大きな速度 v を持った荷電粒子がある一定時間 t だけ媒質中を進むとき、チェレンコフ光がある放射角度 θ_c で放射される。 θ_c をチェレンコフ角と呼び、幾何的に

$$\cos \theta_c = \frac{c_n t}{vt} = \frac{c}{nv}$$

となる。 $v \sim c_n$ であるとする、純水の屈折率が1.34であるから $\theta_c \sim 41.7^\circ$ となる。この際図 1.11 のようにチェレンコフ光が生じ、検出器の内壁にチェレンコフリングとして観測される。素粒子反応が起き、チェレンコフ光が放出され始めた場所のことをバーテックスと呼ぶ。図 1.12 のように、チェレンコフ光源が電子の場合はチェレンコフリングがぼやけ、ミューオンの場合はくっきりしている。これは電子が電磁シャワーのカスケードとなるのに対し、ミューオンは電磁シャワーを発生させないからである。単位波長、単位長さあたりのチェレンコフ光の放出光子数は以下の式で表される。

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\left(\frac{v}{c_n}\right)^2} \right)$$

この式は分極ベクトル

$$\mathbf{P} = (n^2 - 1)\mathbf{E}$$

の物質中のマクスウェル方程式へ移動する点電荷の電流密度

$$\mathbf{j} = e\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)\mathbf{v}$$

を代入して導出できる。この様子の模式図が図 1.10 である。これより、光電子増倍管の有効感度領域である 300~600 nm における放出光子数は 340/cm と求まる。フランクとタムがこのマクスウェル方程式を解き、チェレンコフ効果の解釈に成功した。この業績によりチェレンコフとともに 2 人は 1958 年にノーベル物理学賞を受賞した。

以上、HK が直接の観測対象とするチェレンコフ光について説明した。次に HK を構成する機器である PMT および FEE について述べる。

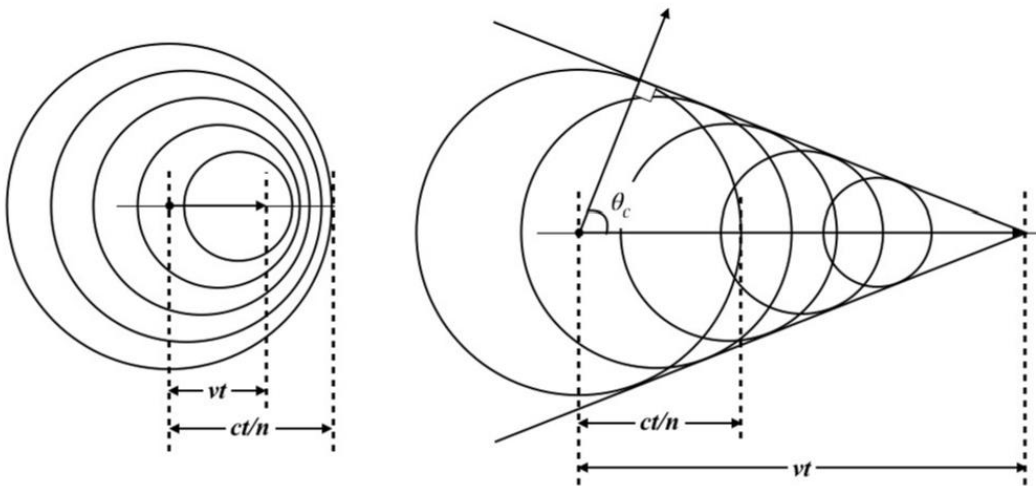


図 1.9. 媒質中をチェレンコフ光が伝播する模式図（左図 $v < c_n$, 右図 $v > c_n$ ） [5]

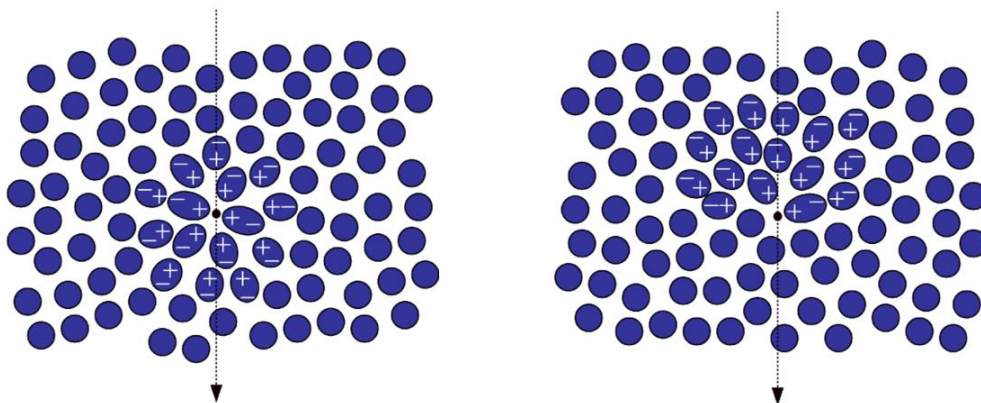


図 1.10. 荷電粒子が通過した際の媒質の分極の模式図 (左図 $v < c_n$, 右図 $v > c_n$) [6]

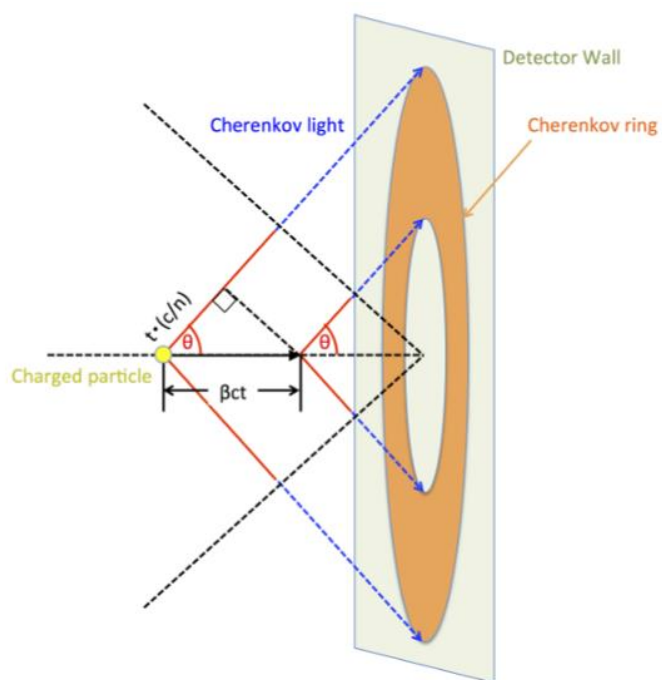


図 1.11. チェレンコフ角方向に放出された光がリングとなる模式図[7]

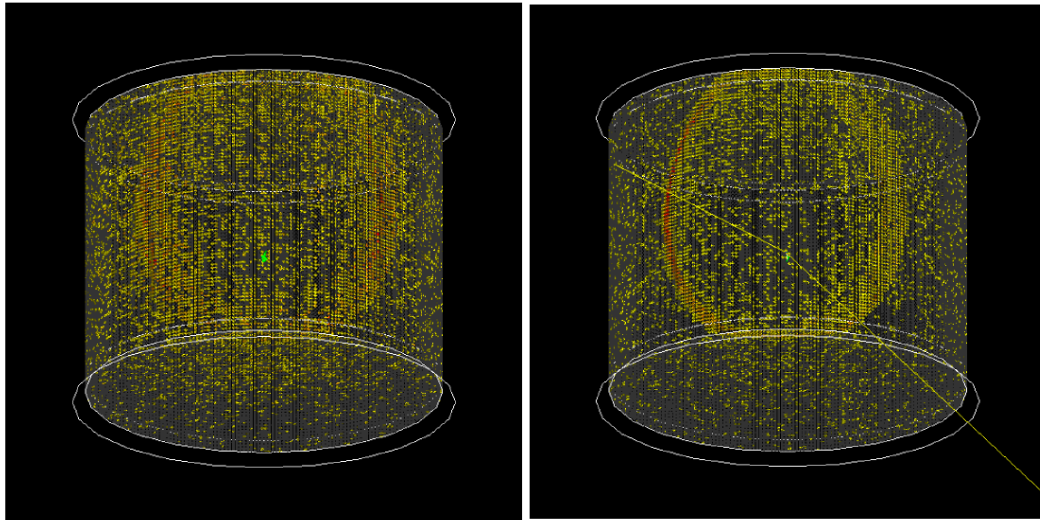


図 1.14. 1 GeV の電子 (左) およびミュオン (右) が HK に入射した際できるリング[3]

1.5. 光電子増倍管

1.5.1. 光電子増倍管の原理

光電子増倍管とは光電面に入射した微弱光を光電効果により電子に変換しその電子を増倍させるダイノード部を具えた光センサーの総称である。構造図が図 1.13 である。

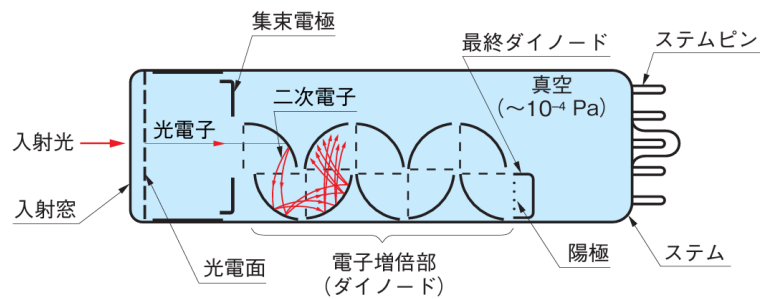


図 1.13. 光電子増倍管の構造図[1]

ここで 1 光電子相当の光子が PMT に入射したときどのように増倍されるかを述べる。

1 光子がガラス窓を通り光電面に到達すると、光電効果により確率 p_0 で光電面内に電子が入射し、その電子が確率 p_1 で第 1 ダイノードに収集される。この時 p_0 を量子効率 (QE,

Quantum Efficiency), p_1 を第1ダイノード収集効率 (CE, Collection Efficiency) と呼ぶ. PMT へ入射した光子が出力される確率を検出効率 (DE, Detector Efficiency) と呼ぶ.

電子は各ダイノード間で加速され二次電子を生じ, 最終ダイノードでは電子数が G 倍で電荷 Q_{PMT} の図 1.14 のような電荷信号になっている. このときの G をゲイン (gain) と呼ぶ. ゲイン G は, 光電子増倍管への印加電圧 V_{PMT} の関数として以下の関数のように記述されることが知られている.

$$G = aV_{PMT}^b \quad (1.5)$$

今日では数多くの光電子増倍管が存在するが, ここでは特にその中でも最大口径を有するスーパーカミオカンデ計画で現在用いられているものとハイパーカミオカンデ計画で用いられる予定のものを比較して論ずる. 以降前者をSK PMT, 後者をHK PMT と呼ぶものとする.

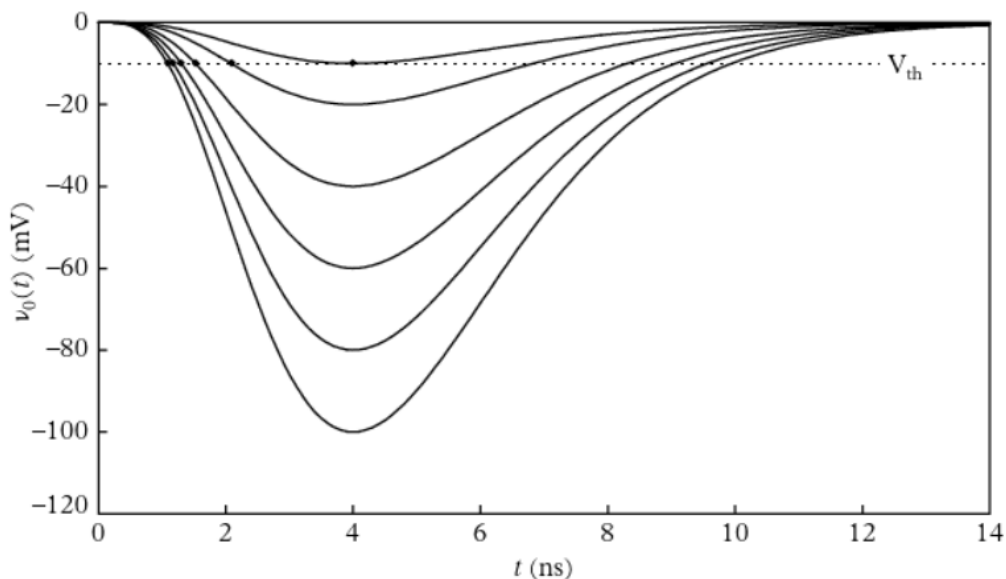


図 1.14. 電子パルスの典型的な波形[9]

1.5.2. 50 cm PMT

SK PMT と HK PMT を比較する前に, KamiokaNDE 計画で用いられたオリジナルの PMT についても触れておく.

カミオカンデ計画で用いられていた PMT は浜松ホトニクス社製型番 R1449 の世界初の 50 cm 径 PMT ダイノードで形状はベネチアンブラインド型であった. SK PMT と比較するとダイノード間隔が広く時間分解能が倍程度悪く, 収集効率も倍程度悪かった. [2]

スーパーカミオカンデ計画で用いられている PMT は浜松ホトニクス社製の型番 R3600 の 50 cm 径 PMT である。ハイパーカミオカンデ計画で用いられる予定の PMT は同じく浜松ホトニクス社製の型番 R12860 の 50 cm 径 PMT である。この両 PMT の最大の違いはそのダイノード形状にある。SK PMT はベネチアンブラインド型、HK PMT はボックスライン型である。(図 1.15)

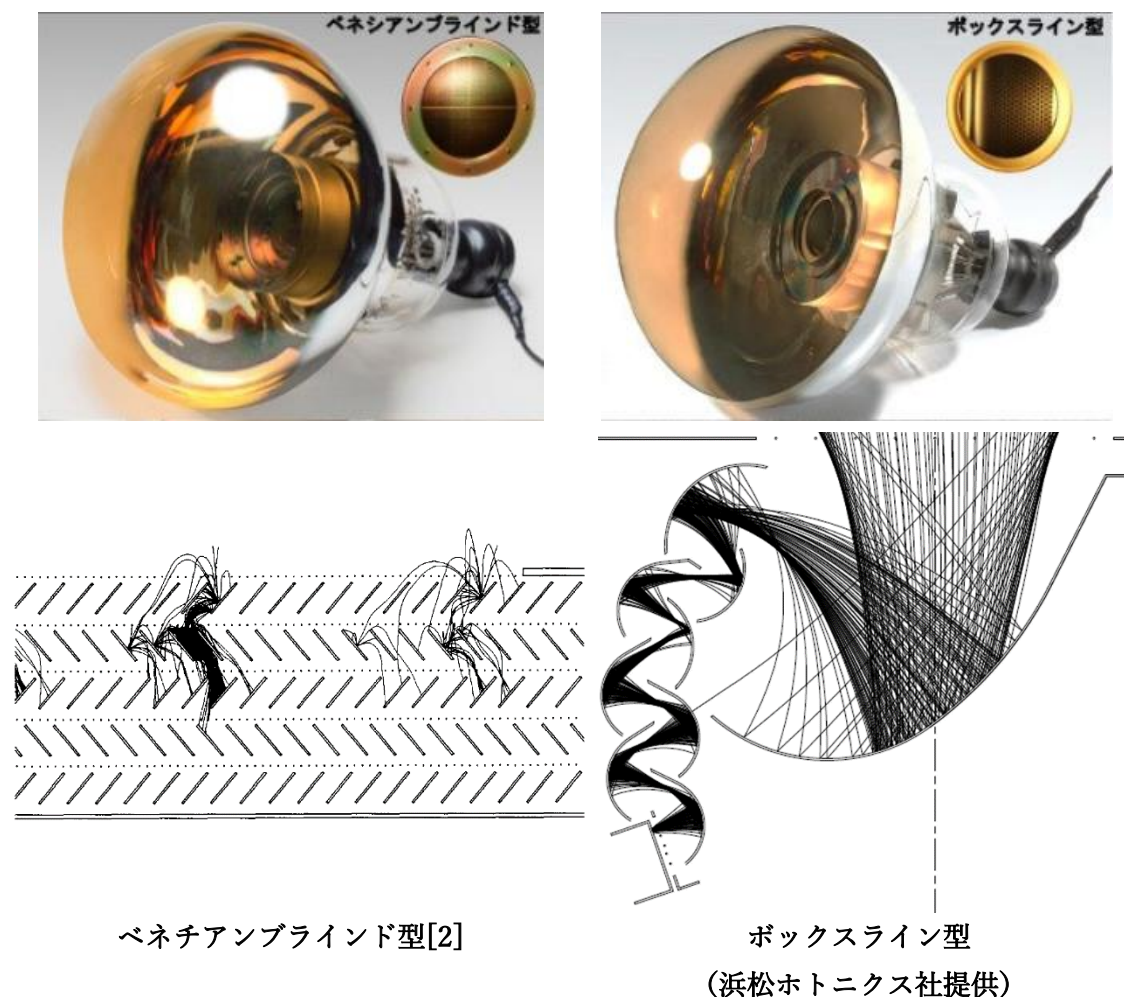


図 1.15. ダイノード形状

ボックスライン型の方がベネチアンブラインド型に比べ CE が大きくなり、またその形状から n 段ダイノードから $n+1$ 段ダイノードへの集束性能も良いためゲインの精度が向上する。さらに光電面の感度が向上し、QE も 1.5 倍程度になる。図 1.16 は QE の波長依存性であり最大値を取る波長は 400 nm 付近、有効感度領域は 300-600 nm 程度であることがわかる。図 1.17 および表 1 に、50 cm 径 PMT を比較したデータを載せた。

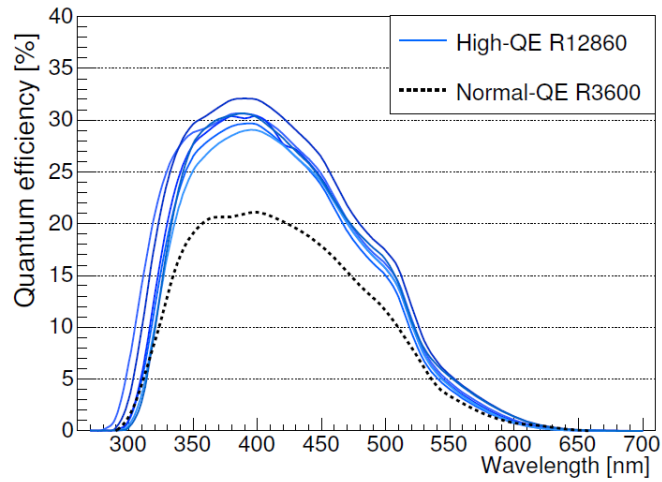


図 1.16. 50 cm 径 PMT の QE の波長依存性[3]

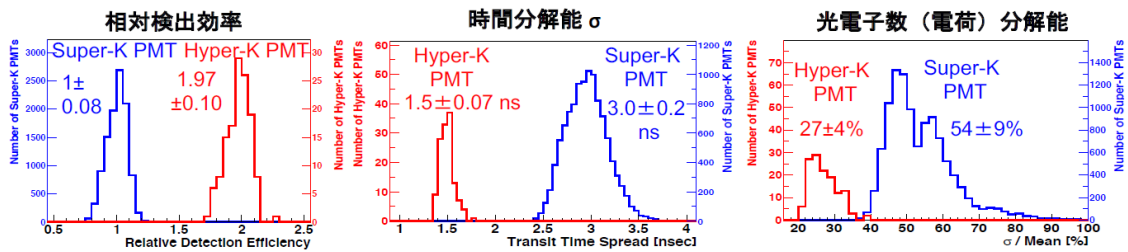


図 1.17. 50 cm 径 PMT のスーパーカミオカンデ内での比較[2]

表 1. 50 cm 径 PMT の比較[2]

	R3600	R12860
ダイノード形状	ベネチアンブラインド	ボックスライン
Peak QE	22 %	30 %
CE	68 %	95 %
Peak DE	15 %	29 %

1.6. データ取得システム

1.6.1. フロントエンドエレクトロニクス

FEE は図 1.18 のような水密容器内に入った基板群を指す。

FEE の役割のイメージ図が図 1.19 である。この中に PMT アナログ波形をデジタル化するディジタイザ、PMT へ高電圧を供給する電源や、回路が正常に作動しているか外部からモニターしたり、FEE の外部へデータを転送するデータプロセスボードが入っている。

以上、PMT および FEE について述べた。第 2 章のディジタイザの説明に入る前に、FEE でデジタル化されたデータがソフトウェアトリガーによりどのように処理され保存されるか説明する。さらにこのデータがどのようにして解析されるか概略を述べる。特に時間分解能と事象位置再構成との関係性に着目する。

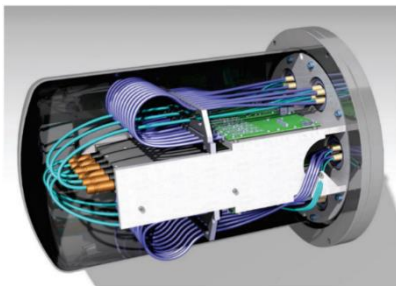


図 1.18. FEE を格納する水密容器のデザイン. [10]

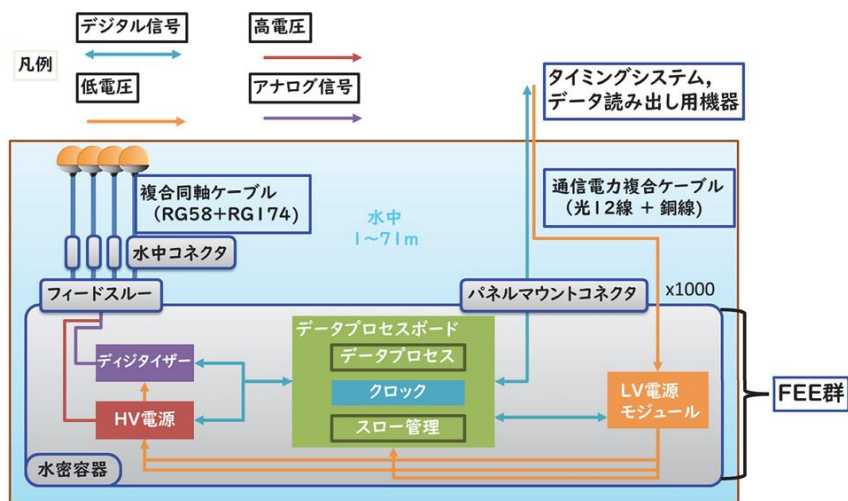


図 1.19. 水密容器内外のコンポーネント群の接続の関係. [10]

1.6.2. ソフトウェアトリガー

FEE 内ディジタイザーにおいてデジタル化された PMT 信号は図 1.20 のような手順によりソフトウェアトリガーにかけられ、固有のデータ形式で保存される。

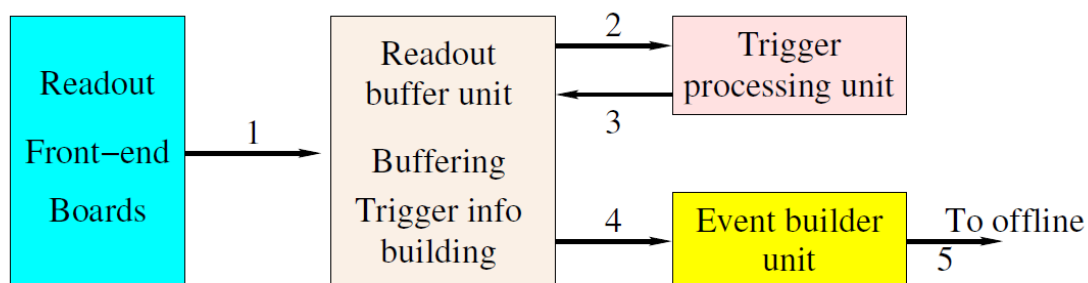


図 1.20. ソフトウェアトリガーの原理 [3]

1. FEE から読み出しバッファユニット (RBU, readout buffer unit) へとデータを転送する。
2. RBU からソフトウェアトリガー処理ユニット (TPU, trigger processing unit) へとデータを転送する。
3. TPU でデータがソフトウェアトリガーにかけられ、生き残ったデータが「事象データ」として RBU へ送り戻される。ソフトウェアトリガーによって事象が定義される。具体的には、ある時間の範囲内、何個の PMT に観測されたかの条件が定められている。
4. 事象データが RBU から事象構築ユニット (EBU, Event building units) へと転送される。
5. EBU にて事象データがまとめられ、出力ファイルが保存される。

1.7. 事象再構成

ソフトウェアトリガーをかけられた事象データは初めに素粒子反応の起こった HK 内の位置であるチェレンコフ光源・バーテックスが再構成される。再構成とはデータ取得によって得られた PMT 位置・時間・電荷に関する情報，つまりチェレンコフリングの直径，到達時間，強さに関するデータから，ニュートリノの中性カレント反応や荷電カレント反応，陽子崩壊などの事象の起きたバーテックスおよびそのときのエネルギーを同定することである。

HK における事象再構築方法はまだ確立されていないので，SK における FC 事象 (Fully Contained Event: HK 内水槽内にバーテックスがあり，HK 外水槽においてヒットが観測されていない事象) の再構築手順を紹介する。

- ① バーテックス再構築
- ② リング数数え上げ
- ③ 粒子識別
- ④ 1 リング事象での精密なバーテックス再構築
- ⑤ 多リング事象のリング分離
- ⑥ 運動量再構築
- ⑦ リング数補正
- ⑧ ミシエル電子探索

ここでは時間分解能と関係のある①のバーテックス再構築について，概要を述べる。 i 番目の PMT へのヒット情報 $\mathbf{x}_i = (x_i, y_i, z_i), t_i$ が全部で N 個の PMT について在り， $\sigma_{T,i}$ を i 番目の PMT の時間分解能， $\langle \sigma_T \rangle$ を N 個すべての PMT の時間分解能の平均であるとする。 c_{wat} は水中での光速度で， ω_i はチェレンコフ光信号にのったダークノイズを減らす効果のある項である。各バーテックス候補について以下の尤度関数

$$g(\mathbf{v}) = \sum_{i=1}^N \omega_i(\sigma_i) \exp \left[-\frac{1}{2(\sigma)^2} \times \left(t_i - \frac{|\mathbf{x}_i - \mathbf{v}|}{c_{wat}} \right)^2 \right]$$

が最大になるようなバーテックス \mathbf{v} を最尤推定法により定めると，この \mathbf{v} が再構築されたバーテックスとなる。

以上，ソフトウェアトリガーおよび事象位置再構成について述べた。これを本章の結びとし，第 2 章のディジタイザーの説明に入る。

第2章 デジタルイザー

FEE は現在, 他回路との比較, およびその性能評価を行う最終確認段階にある.

本章では前者の他回路との比較のために HK の FEE 内に内蔵されたデジタルイザーの原理を説明する. 他にも本研究で用いる FEE の国産試作機と, 従来 PMT の評価に用いてきた VME モジュールの原理を説明する.

データ読み出し回路である FEE の果たす3つの役割のうち, 各読み出し回路によって時間分解能などの計測に最も大きく関わるのは PMT 信号のデジタル化を担う「デジタルイザー」部であるから電荷情報および時間情報のデジタル化の原理に触れる.

なお以後 HK の FEE を「イタリア製エレキ」と呼ぶ. これはイタリア製エレキが INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, イタリア国立核物理学研究所) によって開発されたからである. また HK FEE の国産試作機を「日本製エレキ」と呼んで区別するものとする.

2.1. デジタルイザーの原理

ここでは個別具体のデジタルイザーの説明にうつる前に, 一般的なデジタルイザーについて説明する.

光が PMT に入射し波形アナログ信号はデジタルイザーに入りデジタル化される. まずは PMT 情報を時間のロスなくデジタル化し処理できるような理想的なデジタルイザーの振る舞いを説明する.

図 2.1 にオシロスコープによって観測される PMT 波形の一例を示す. 電子パルス信号の電圧値がしきい値電圧 V_{th} を超えた時刻 t_{PMT} において事象の記録が始まり, 波高がある立ち上がり時間で増加し最大値 V_{PMT} に達し, 信号が立ち上がり, 減少する. デジタルイザーのインピーダンスを Z としたとき, Q_{PMT} は以下のようにして t_{PMT} および PMT 波形を含むある時間区間 $[t_1, t_2]$ での以下の積分値:

$$Q_{PMT} = \frac{1}{Z} \int_{t_1}^{t_2} V_{PMT} dt$$

として求まる. この積分操作を実行するための積分回路 (コンデンサ) などの機構が必ずデジタルイザー内部に組み込まれている.

実際のデジタルイザーにおいては, 電子パルスのアナログ信号は V_{th} を超えると同時に T_{clock} より広い幅を持った矩形波 (図 2.1 の青実線) に変換される必要がある. この矩形波変換を行う回路素子を Discriminator, 時間情報をデジタル化する回路素子を通常 TDC

と呼び、電荷情報をデジタル化する回路素子を通常 ADC (Analog-to-Digital Converter) と呼ぶ。いずれの素子もデジタルタイザー上に組み込まれているのが一般的である。この矩形波変換が必要な理由に関しては後述の 4.3 節に譲る。

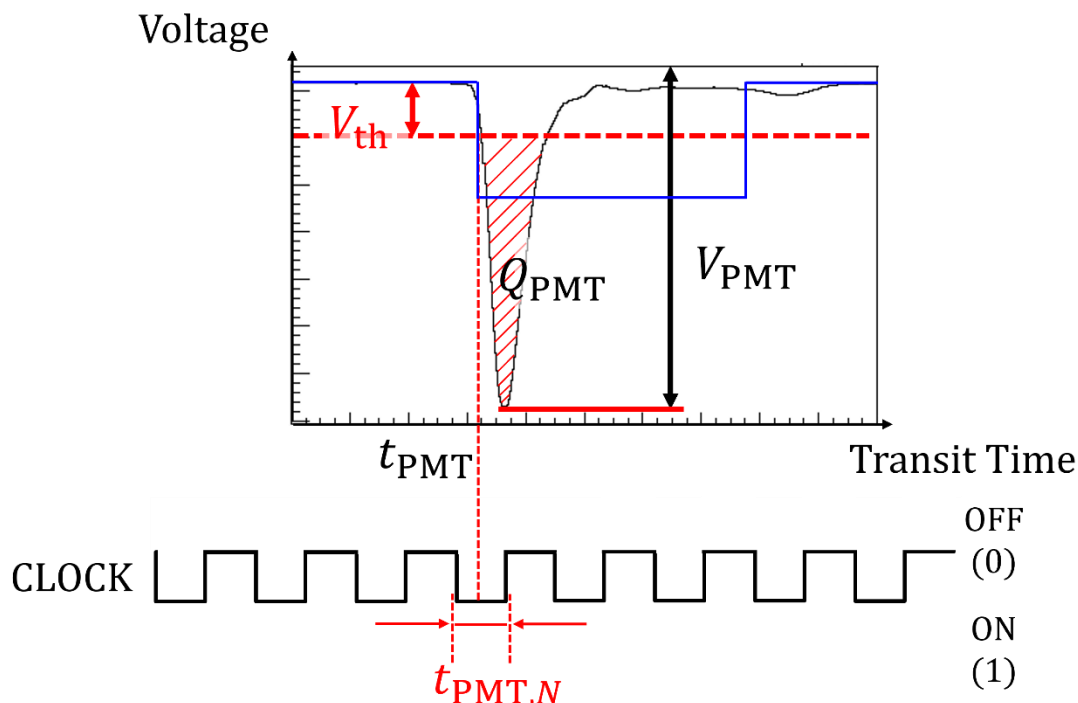


図 2.1. デジタル化の原理

2.2. VME モジュール

まずは VME モジュールについて説明する。

本研究では電荷情報をデジタル化する VME モジュールとして CAEN 製 V965A, 時間情報をデジタル化する VME モジュールとして CAEN 製 V1290A を用いた。

電荷と時間のデジタル化は異なる手法で行われる。以下では時間のデジタル化, 特に multi-hit TDC (Time-to-Digital Converter : 以降, TDC) と呼ばれる V1290A 内に内蔵されたタイプの TDC について説明する。

時刻 t_{PMT} はデジタルタイザー内部のクロックと呼ばれる機構により図 2.2 のようにクロックが ON のときデジタル化され, 時刻 t_N (N はカウント番号) として PC 内に記録される。このクロックは一定周期 T_{clock} で ON と OFF を繰り返す。例えば, V1290A に内蔵された TDC においては $\max N = 2^{21}$, $T_{\text{clock}} = 25 \text{ ps}$ である。

次に V965A が電荷をデジタル化する手法について述べる。

V965A は図 2.2 の入力波形 (Input Current) がゲートの範囲内で積分回路に入力され、矩形波のような波形 (QAC section output) となる。これが ADC に入ることによってデジタル化される。なおダイナミックレンジ 0~800 pC である。

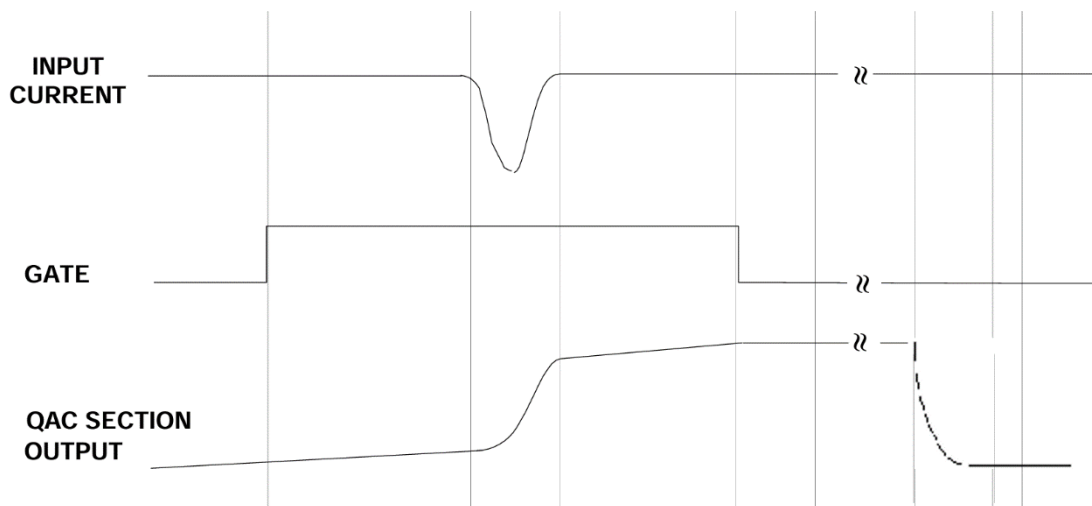


図 2.2. ADC のデジタル化の原理

2.3. イタリア製エレキ

次にイタリア製エレキについて説明する。

HK において使用されるデジタルライザーの候補は 3 つ上がっていた。1 つ目は日本の HK グループが開発していた QTC-TDC type FEE board, 2 つ目はカナダの TRIUMF 研究所が開発した FADC type FEE board, 3 つめはイタリアの INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, イタリア国立核物理学研究所) において研究開発された Discrete type FEE board である。このうち一つ目が本論文において日本製エレキと呼んでいるもの、3 つ目がイタリア製エレキと呼んでいるものである。

イタリア製エレキの概念図は図 2.3 の通りである。

デジタルライザーの回路基板へ入った電子パルス信号はまず時間情報を取得するための回路「Fast Discriminator Path」と電荷情報を取得するための回路「Integrator Path」に分岐する。Fast Discriminator Path はディスクリミネータを用い信号を矩形波変換した後、FPGA (Field-Programmable Gate Array) に埋め込まれた TDC に信号を送り時間情報をデジタル化する。Integrator Path は積分回路を用い信号を電荷に比例した波高を持った波に変換した後、2 つの ADC に分岐し波高をデジタル化する。一方の ADC では波が増幅さ

れ比較的小さい値の電荷をデジタル化し、他方の ADC は波をそのまま通し比較的大きい値の電荷をデジタル化する。ダイナミックレンジ 0.1~1250 pC である。

TDC は muti-hit TDC を応用した図 2.4 のような 8 phase TDC が用いられている。あるクロックに対して $\pi/4$ ずつ周期をずらしたクロックを計 8 個用意し、クロックが ON となるタイミングをラッチしてずらしてやれば、もともとのクロック周期の 8 倍短い周期での測定が可能となる。イタリア製エレキのクロック周期は 250 ps である。

この TDC によりエレキは軽量化・小型化を実現している。

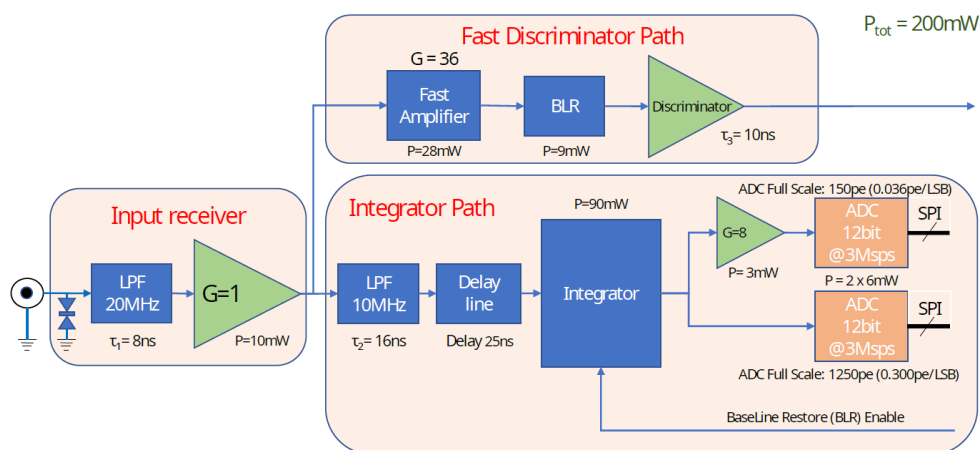


図 2.3. イタリア製エレキの概念図[4]

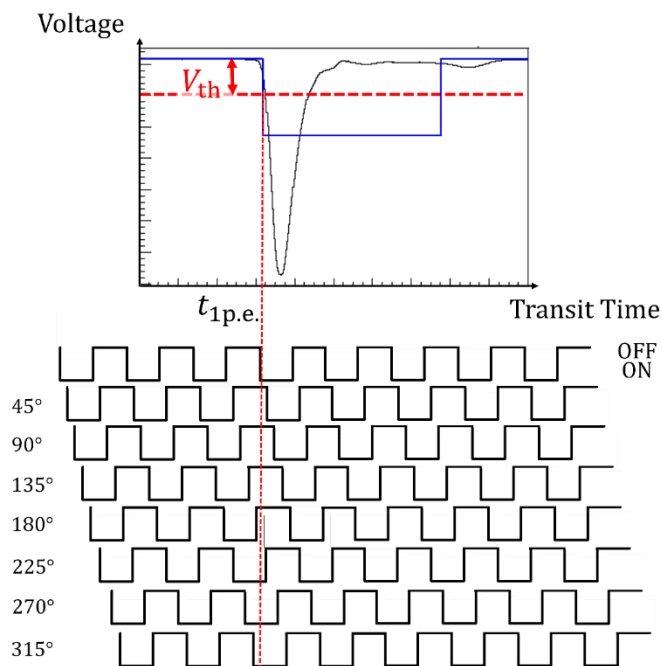


図 2.4. 8 phase TDC

2.4. 日本製エレキ

日本製エレキについて説明する。

日本製エレキとイタリア製エレキとの違いは電荷のデジタル化の原理にある。時間のデジタル化の原理は全く同じ 8 phase TDC でそのクロック周期も 250 ps である。ただし異なる FPGA ボードで時間分解能を埋め込んだ。日本製エレキは ADC と全く異なる QTC (Charge-to-Time Converter) という回路を用いて電荷のデジタル化を行っている。この回路は電荷情報を時間情報に変換してデジタル化する。具体的には V_{th} を超える信号を観測したとき、信号をその電荷量に比例した時間幅を持つ矩形波に変換する。これを時間情報とともに TDC にかけることで、電荷情報と時間情報を一挙にデジタル化できる。この回路の概念図が図 2.5 である。なおダイナミックレンジは 0.25~2500 pC である。

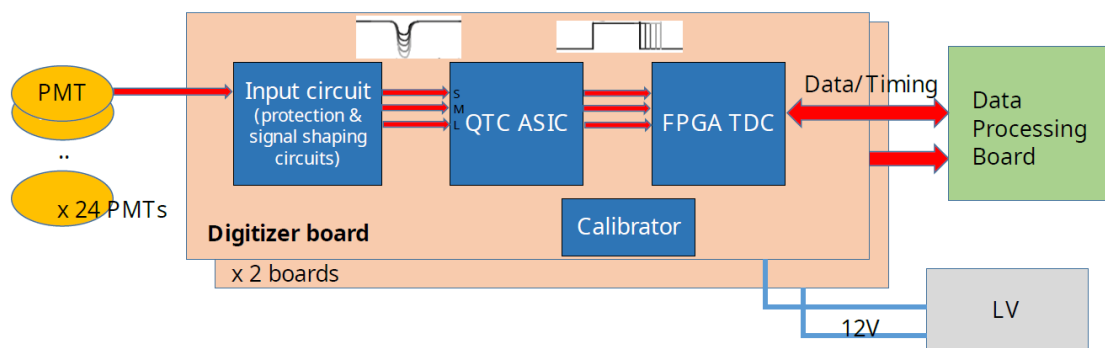


図 2.5. 日本製 FEE の概念図[4]

第3章 時間分解能

VME モジュールおよび日本製エレキは既にその安定性および性能が保証されている。しかしイタリア製エレキは安定性・性能が現時点では担保されていない。そこで本実験では時間分解能を3つのエレキについて測定し、これによりイタリア製エレキの安定性、性能評価を行った。

なお「光電子増倍管の時間分解能」というとき、可能な限り「光電子増倍管という装置単独の時間分解能 σ_{PMT} 」と「光電子増倍管の入った系全体の時間分解能 σ_T 」を区別して用いるものとする。

3.1. 時間分解能とその定義

一般に分解能はある実験系で測定されるある物理量の測定精度の限界を指す。つまり時間分解能とは、ある実験系で測定される時間の測定精度の限界のことを指す。

時間分解能はその目的に応じさまざまに定義される。図3.1の青色のヒストグラムがPMTの典型的な相対TT分布である。このヒストグラムをある関数によりモデル化するために曲線フィットを行わねばならない。どの関数を用いてフィットを行うか、そしてフィット結果の何を時間分解能と定義するか、によって時間分解能の値は異なってくる。ゆえに一般に、異なる時間分解能の定義は目的に応じて使い分ける必要があり、本論文ではその中で最もエレキの安定性を議論するのにふさわしいものを選ぶ必要がある。本論文では以下のようなガウス分布

$$f_{\text{gaus}}(t; \gamma, \mu, \sigma) = \gamma \times \exp\left[-\frac{1}{2} \times \left(\frac{t - \mu}{\sigma}\right)^2\right]$$

およびEMG分布

$$f_{\text{EMG}}(t; \gamma, \mu, \sigma, \lambda) = \gamma \times \frac{\lambda}{2} \times \exp\left[\frac{\lambda}{2}(2\mu + \lambda\sigma^2 - 2t)\right] \times \text{erfc}\left(\frac{\mu + \lambda\sigma^2 - t}{\sqrt{2}\sigma}\right)$$

の2つの関数により相対TT分布のモデル化を行った。これらのフィッティングパラメータ σ およびそれぞれのモデル関数の半値全幅（Full-Width at Half-Maximum：以降、FWHM）を定義として採用する。

ガウス分布については γ が振幅、期待値が μ 、分散が σ^2 である。EMG分布については γ が振幅、期待値が $\mu + \frac{1}{\lambda}$ 、分散が $\sigma^2 + \frac{1}{\lambda^2}$ となる。EMG分布はガウス分布と、減衰する指数関数との畳み込みにより定められ、 λ は指数関数の減衰具合を表している。

またガウス分布 f_{gaus} の場合、半値全幅 (FWHM, Full-Width at Half-Maximum) とその標準分布「 σ 」との間に以下の関係式:

$$\text{FWHM} = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \approx 2.35 \sigma \quad (*)$$

が成立するが、EMG 分布の場合は成立しない。

ここで各ヒットの良し悪しを評価するための定量的な手法が、「 χ^2/ndf (自由度)」という量である。この値が1に近ければ近いほどフィットの精度が良く、遠ければ遠いほどフィットの精度が悪い。

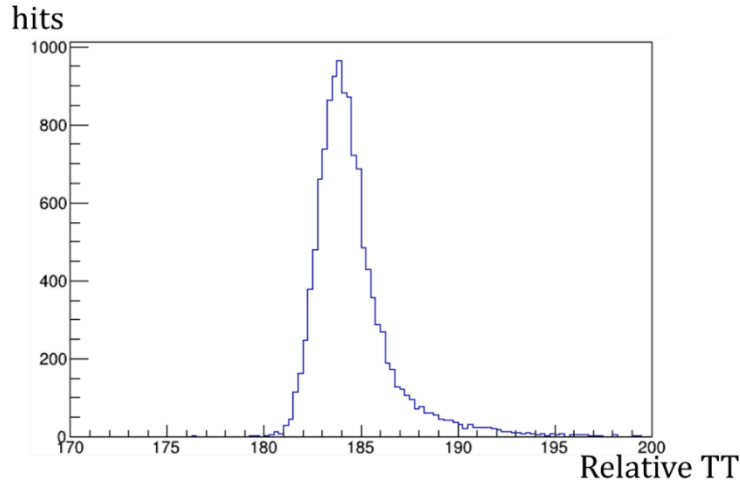


図 3.1. PMT の典型的な相対 TT 分布

3.2. 本研究で測定する時間分解能

光電子増倍管と FEE から成る系における時間分解能は以下の通りとなる。

$$\sigma_T^2 = \sigma_{\text{PMT}}^2 + \sigma_{\text{elec}}^2 + \sigma_{\text{L.S.}}^2 + \sigma_{\text{H.V.}}^2$$

時間分解能は相対 TT の誤差であるから、上記は誤差の伝播則である。このうち本実験においては LASER および HV の時間分解能は十分小さいと仮定して

$$\sigma_T^2 = \sigma_{\text{PMT}}^2 + \sigma_{\text{elec}}^2 \quad (3.1)$$

となる。ここで σ_T は

$$\sigma_T(q_{1,2}, \mathbf{B}, V_{\text{PMT}}, G, I_{\text{L.S.}}, V_{\text{th}})$$

のように、6つの物理量の関数である。この理由は 3.4 および 3.5 において説明する。このうちエレキは

$$\sigma_{\text{elec}}(V_{\text{th}}, G, I_{\text{L.S.}})$$

のように、6個の物理量のうちの3個に依存する。この理由は3.5において説明する。よって、本研究においてはこの3個の物理量がTに及ぼす影響について調査する。このうち特に σ_{elec} の V_{th} 依存性に関する調査はHK PMTおよびイタリア製エレキの両者から成る系において今回初めて行われた。

3.3. PMTの時間分解能

PMTに光が入射し、電子に変換され、ダイノードで電子が増倍されるまでの時間を電子走行時間(TT, Transit Time)と呼び、このTTの揺らぎのことを電子走行時間拡がり(TTS, Transit Time Spread)と呼び、光電子増倍管という装置単独の時間分解能は、このTTSにより定義される。

本研究においては一定の幅を有したレーザー光を一定の周期でPMTに入射させることで時間分解能の測定を行う。

以下のように、TTSは様々な物理量の関数となっている。

$$\sigma_{PMT}(q_{1,2}, \mathbf{B}, V_{PMT}, V_{th}, G, I_{LS})$$

$q_{1,2}$ は光電面へ光子が当たる位置(光電面の電子が飛び出る位置)、 \mathbf{B} はPMTへの外部磁場、 V_{PMT} はPMTへの印加電圧、 V_{th} はしきい値電圧、 G はゲイン、 I_{LS} は光源の強度である。

TTSが生じる主な原因は各電子パルスが通るPMT内の経路が異なることである。光電面に光子が当たり光電効果により電子が飛び出す位置(q_1, q_2)が異なれば、電子の経路は変わる。また、磁場 \mathbf{B} は磁場がない場合に比べて電子軌道を変形させてしまう。

仮に電子軌道が一致していたとしても、その経路を通る速度が各電子パルスによって異なれば、TTは変化する。 V_{PMT} によって電子が加速される勢いが変化すれば、当然速度は変わる。

3.4. エレキの時間分解能

ディジタイザーの時間分解能 σ_{elec} は以下のような物理量の関数となっている。

$$\sigma_{\text{elec}}(V_{th}, G(V_{PMT}), I_{L.S.})$$

図3.2にオシロスコープによって観測した1光電子PMT波形の一例を示す。2.1と同様の手続きにより、 $t_{1\text{p.e}}$ および $Q_{1\text{p.e}}$ が求まる。

しきい値電圧は、しきい値1光電子未満に相当する値になっている(以後、しきい値電圧としきい値という言葉を用いる。しきい値電圧の次元は[V](ボルト)である

が、しきい値は無次元で光電子数 p.e.を指す). スーパーカミオカンデだとしきい値は約 1/4 光電子 (しきい値電圧 0.6-0.7 mV 相当) である. ハイパーカミオカンデ実験においては想定されるしきい値電圧は-1 mV (1/6 光電子相当) であるが, まだ確定していない. このしきい値は基本的に可能な限り小さい値に設定して, DE を上げられるようにするが, その下げられる限界は電気ノイズによって決まっている. その周辺で σ_{elec} があまり揺らがないような値に設定するとなお良い.

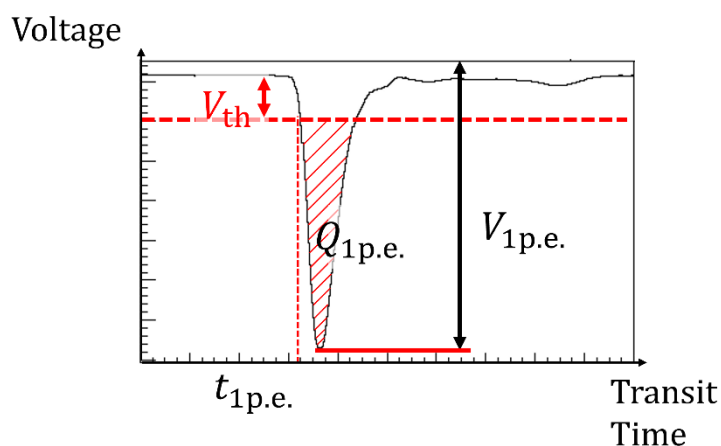


図 3.2. 1 光電子 PMT 波形の例

3.5. Time walk 補正

$I_{L.S.}$ が大きくなると波形の観測時刻は相対的に早くなり, 小さくなると相対的に遅くなる. このことを time walk と呼ぶ. 図 3.3 を見れば明らかであるが, ある波形を基準としてそれより Q_{PMT} が小さいものの方が time walk の効果が大きく, 大きいものの方が time walk の効果が小さい. これは専ら Q_{PMT} の値の大小により「立ち上がり時間」が異なることによる. 大きければ観測時刻は相対的に早くなり, 小さければ相対的に遅くなる. これを補正するために time walk 補正, を加えねばならない. この補正により, ある分布をガウス分布でフィットできるようになることがある.

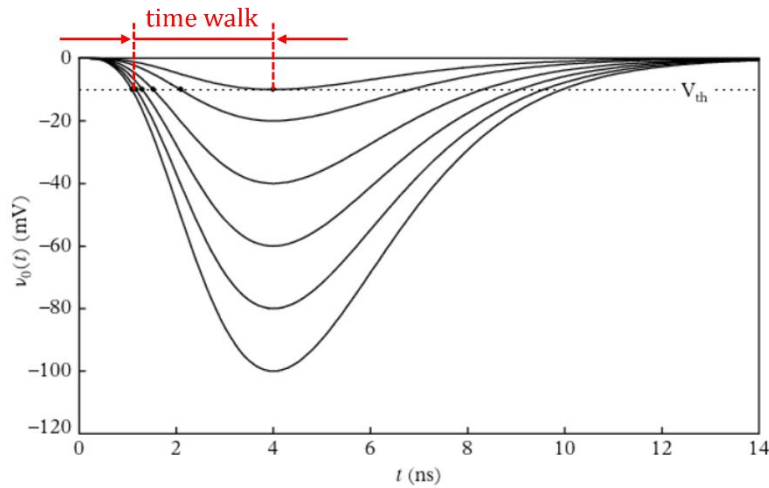


図 3.3. PMT における time walk の概念図. [5]に加筆.

ここで time walk 補正の方法を概説する.

図 3.4 の上図は time walk 補正前のしきい値 1/6 光電子相当, 印加電圧がゲイン 10^7 相当の値, 入射光量が 1 光電子相当のときの相対 TT 分布, 下図が time walk 補正後のものであり, 左側が TQ 分布, 右側が相対 TT 分布で TQ 分布の時間軸への射影成分である. T は時間, Q は電荷という意味で, TQ 分布とは横軸を電荷のカウント数 ([C]でないことに注意), 縦軸を相対 TT のカウント数 ([s]でないことに注意) として, 事象点をプロットしたものである. ここではヒット数が色で表されており, 短波長 (青色) 寄りのほうの数が少なく, 長波長 (黄色) 寄りの方の数が多. また相対 TT 分布では横軸が相対 TT のカウント数 ([s]でないことに注意), 縦軸がヒット数である.

Time walk 補正前の TQ 分布を見ると, Q_{PMT} が大きいと $t_{1p.e.}$ が相対的に早くなり, 小さいと相対的に遅くなるのが見て取れる. そして time walk 補正後の TQ 分布は, 補正前の TQ 分布を多項式でフィットし, ヒット数が最も多い領域を基準として高 Q 側では T を遅くして低 Q 側では T を早くするために多項式を引いている. この補正の結果, 右図で見て取れるようにテールが減り, 分布はガウス分布に近づき, TTS をより平易に定義できる.

図 3.4 の time walk 補正前の TQ 分布をフィットした多項式は

$$y = -1.22 \times 10^5 + 1.28 \times 10^3 x - 5.03x^2 + 8.76 \times 10^{-3}x^3 - 5.71 \times 10^{-6}x^4$$

であった.

また相対 TT 分布のフィッティングパラメータを time walk 補正の前後で比較したのが表 2 である. Time walk 補正後では σ_{EMG} 以外の時間分解能の値が小さくなった. またガウス分布によるフィットの χ^2/ndf は 1 に近づき, EMG 分布によるフィットの χ^2/ndf は 1 から遠のいた.

ここから分かる通り、今回使用する VME モジュールとデジタルタイザとの最大の違いは、TQ 分布をつくって time walk 補正ができるか否かである。デジタルタイザは TQ 分布を作ることが可能であるから得られる情報量が段違いとなる。

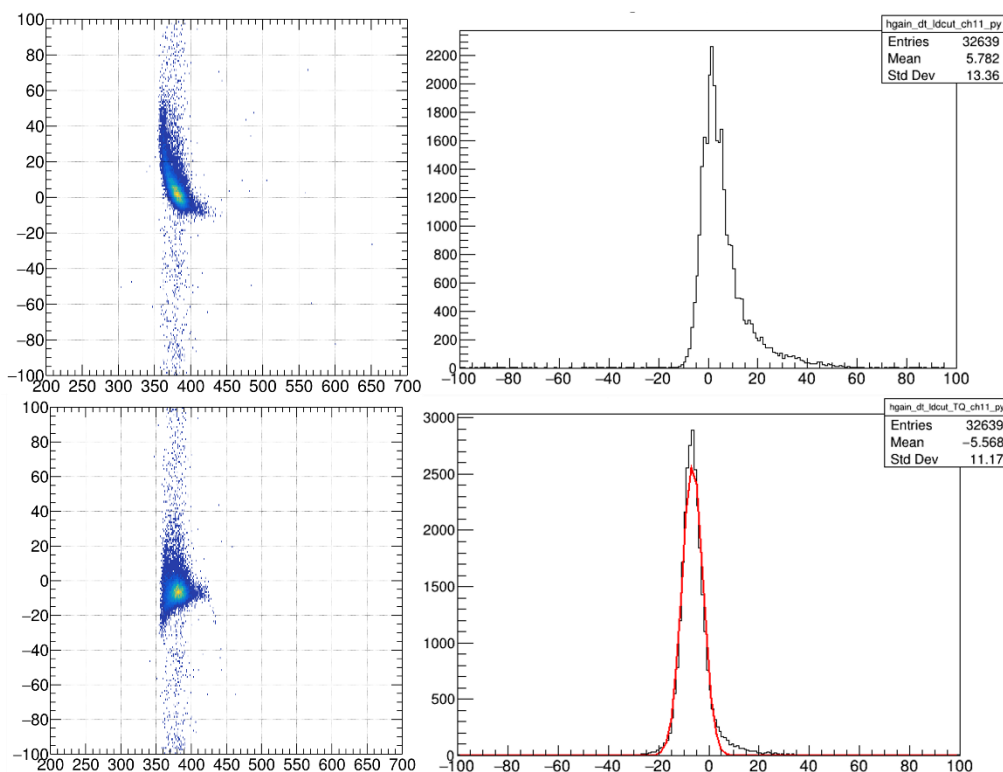


図 3.4. time walk 補正

表 2. Time walk 補正前後のフィッティングパラメータの変化

	Time walk 補正前	Time walk 補正後
γ_{gaus}	1.87×10^3	2.57×10^3
$\mu_{\text{gaus}}/\text{ns}$	0.805	-1.63
$\sigma_{\text{gaus}}/\text{ns}$	1.29	1.04
$fwhm_{\text{gaus}}/\text{ns}$	3.03	2.44
χ^2/ndf	40.2	17.2
$\lambda_{\text{EMG}}/(\text{ns})^{-1}$	0.468	1.03
γ_{EMG}	7.04×10^3	1.87×10^3
$\mu_{\text{EMG}}/\text{ns}$	-0.678	-2.44
$\sigma_{\text{EMG}}/\text{ns}$	0.720	0.753
$fwhm_{\text{EMG}}/\text{ns}$	3.07	2.33
χ^2/ndf	6.99	9.40

第4章

時間分解能の

しきい値電圧・印加電圧・入射光量依存性測定

4.1. 本研究の目的および背景

現在、HKの2027年の運転開始に向け、イタリア製エレキの大量生産を開始するための最終確認が行われている。本研究では最終確認の一環として、イタリア製エレキのふるまいの安定性・性能を評価することを目的として調査を行った。そのために、しきい値電圧および印加電圧、光量を変化させた場合の時間分解能の性能およびその安定性を調査した。安定性の基準としては、VMEモジュールおよび日本製エレキを用いた。

HKにおいてしきい値電圧が -1 mV となることを本研究では想定している。しきい値電圧は検出効率を上げるためにもできる限り低い方が良いが、下げすぎると電気ノイズがのってきってしまう。また逆に他の機器との兼ね合いから、しきい値電圧を上げなければならない可能性もある。このとき、この想定しきい値電圧近辺で変更が必要な場合に、どの程度時間分解能が影響するか知りたい。エレキによって電気ノイズや周波数特性は異なるため、しきい値の分解能依存がエレキによって異ならないか知りたい。

また電圧は 10^7 ゲインにおける値に設定されることが想定されている。しかししきい値を光電子に対して固定した確認をするときにはゲインは関わらず、電圧と電気ノイズが関わるので、モデル化を見据えて評価を行っている。

また光量に対する評価においては、大光量で分解能がどこまで上がるか、そして悪化することはないか確かめ、time walk補正等の補正後にどこまで時間のずれを抑えられるか調査した。

4.2. 測定装置

4.2.1. 測定に利用した PMT, 高電圧電源, 光源

HK PMT として EA7163 を暗室で測定した。
また高電圧電源として iseg 社 EDS 18 325p K を用いた。これはスーパーカミオカンデにおいて用いられている。光源としては珠電子株式会社の波長 405 nm ピコ秒パルスレーザー LDB-160 を用いた。レーザーのパルス幅は一律で 300 ps に設定した。

4.2.2. NIM モジュール

NIM (Nuclear Instrument Modules) 規格とは、素粒子・原子核分野における機械的・電氣的仕様を決めている規格の 1 つである。中でも信号処理の規格の最も大きな特徴としては、立ち下がり基準をとることである。この NIM 規格に沿って設計されたモジュールのことを NIM モジュールと呼び、様々な種類がある。本実験においては以下の NIM モジュールを利用する。

CLOCK GENERATOR：一定周期で ON と OFF が切り替わる CLOCK を生成する。

LEVEL ADAPTOR：信号処理における異なる規格である NIM 規格と TTL 規格を変換する。

GATE GENERATOR：ゲートを生成する。

AMPLIFIER：信号の波高を大きくする。

DISCRIMINATOR：しきい値を超えたアナログ信号を図 4.1 のように矩形波へと変換する。

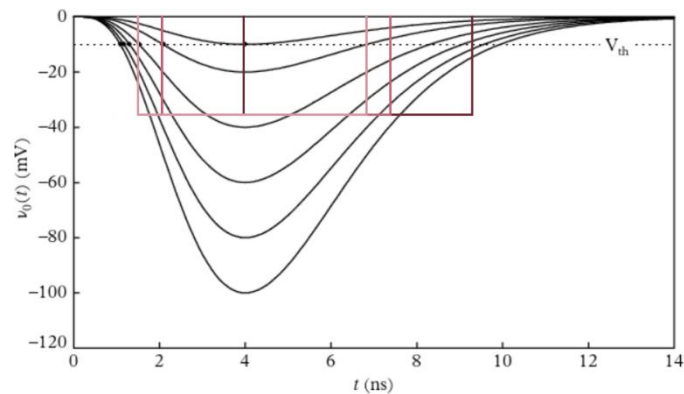


図 4.1. DISCRIMINATOR の原理. [5]に加筆.

4.3. 測定方法

以下の3つの実験を行う。

実験 A. VME モジュール V1290A を用いた測定

実験 B. VME モジュール V965A を用いた測定

実験 C. 日本製エレキ, イタリア製エレキを用いた測定

3つの実験全てで共通するセットアップの概要図が図 4.2 である。

全ての起点は NIM モジュールの一つである CLOCK GENERATOR output であり, これが 1 kHz で ON と OFF の周期信号をレーザーダイオードに送ることで, 同期したレーザー光が PMT へと射出される。CLOCK GENERATOR とレーザーダイオードの間には NIM モジュールの LEVEL ADAPTOR を挟まねばならない。これはレーザーダイオードが TTL と呼ばれる NIM とは別の規格で信号を処理するため, 規格を相互に変換する装置を必要とするからである。具体的には図 4.2 の赤点線経路①のように CLOCK GENERATOR output を NIM input, 対応した TTL output をレーザーダイオード input にする必要がある。

レーザーダイオードにはレーザー光以外にも出力がある。それはレーザー光が射出されたタイミングを知らせる信号で, トリガー信号として用いられる。この出力が図 4.2 の橙点線経路②のように TTL input に入り, 対応した NIM input が NIM モジュールの GATE GENERATOR へと入力される。ここで生成されたゲートが, トリガーとなり3つの実験ごとに異なるデジタル化機器へと入力される。

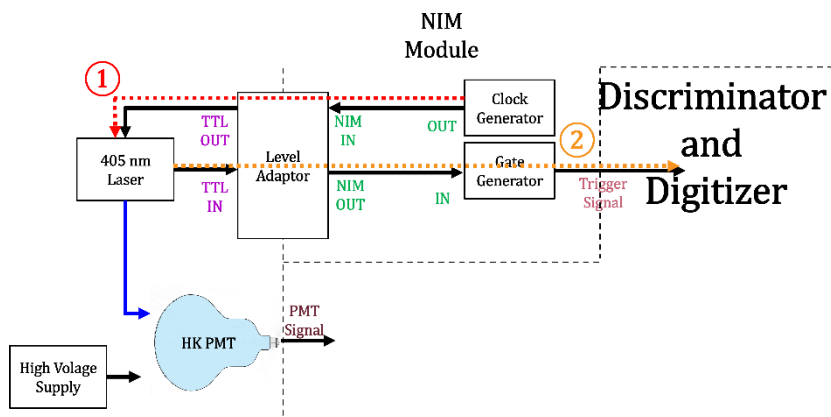


図 4.2. 3つの実験すべてで共通のセットアップ

以上を踏まえた上で, A, B, C それぞれの実験方法を以下で述べる。

4.3.1. VME モジュール TDC を用いた測定 (実験 A)

4.3.1.1. 時間分解能のしきい値電圧 V_{th} 依存性測定

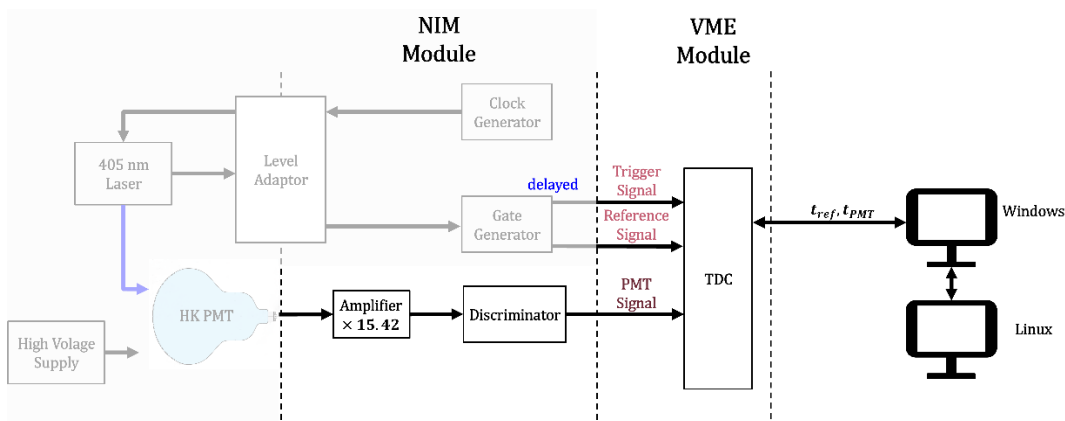


図 4.3. TDC 測定のセットアップ

1. 図 4.3 のように実験系をセットアップした。Clock Generator, Level Adaptor, レーザダイオード, Gate Generator は図 4.2 のように接続した。
2. Clock Generator の Repetition Rate を 1 kHz にした。
3. レーザー光量 $I_{L,S}$ を 1 p.e.相当にした。
4. HK PMT のゲイン $G = 10^7$ となるように高電圧 $V_{PMT} = 1800$ V を印加した。
5. オシロスコープで PMT 信号, 参照信号, トリガー信号を確認し, 図 4.4 のように信号の立ち下がり時間が早い順に参照信号 (青実線), PMT 信号 (黄実線), トリガー信号 (赤実線) が計測されるように GATE GENERATOR でトリガー信号を遅らせた。
6. PMT 信号を 20000 点取得した。
7. Discriminator でしきい値電圧 V_{th} を変えて, $V_{th} = -6$ mV から $V_{th} = -0.65$ mV の範囲で 18 点データを所取得した。



図 4.4. オシロスコープの波形

4.3.2. VME モジュール ADC を用いた測定 (実験 B)

4.3.2.1. ゲイン G の PMT 印加電圧 V_{PMT} 依存性測定

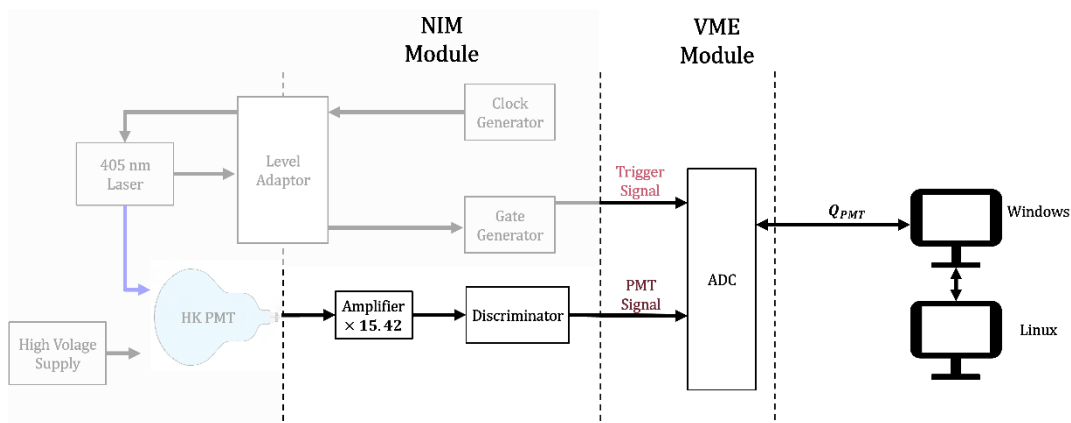


図 4.5. ADC 測定のセットアップ

1. 図 4.5 のように実験系をセットアップした。Level Adaptor については、実験 A 同様に接続した。また実験 A 同様に Clock Generator の Repetition Rate を 1 kHz にし、レーザー光量 $I_{L,S}$ を 1 p.e. 相当に設定した。
2. HK PMT に 1700 V から 2200 V の範囲内で高電圧 V_{PMT} を印加した。
3. オシロスコープで PMT 信号、トリガー信号を確認し、トリガー信号の矩形波の幅に PMT 信号の幅がおさまるようにトリガー信号の幅を Gate Generator で 200 ns に調整した。図 4.4 の赤実線がない場合で、トリガー信号を青実線のように PMT 信号の幅に収まるようにすればいい。
4. Linux プログラムから VME に指令を送り、PMT 信号を 10000 点取得した。
5. 高電圧電源の出力 V_{PMT} を変えて、1600 V から 100 V ごとに 2100 V まで 6 点データを取得した。

4.3.3. デジタイザーを用いた測定 (実験 C)

日本エレキとイタリアエレキで全く同様に測定を行った。

4.3.3.1. 時間分解能のしきい値電圧 V_{th} 依存性測定

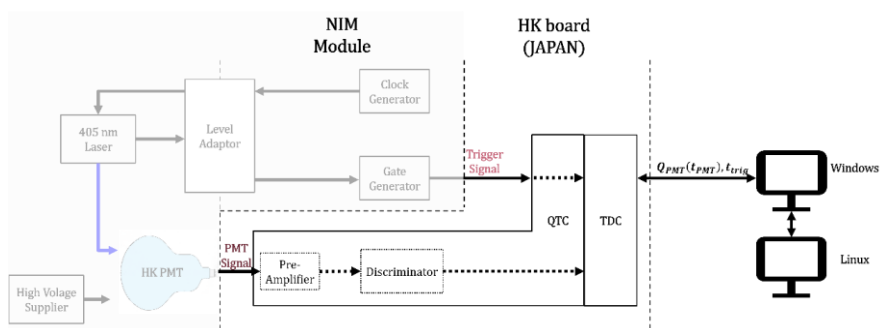


図 4.6. 日本製エレキのセットアップ

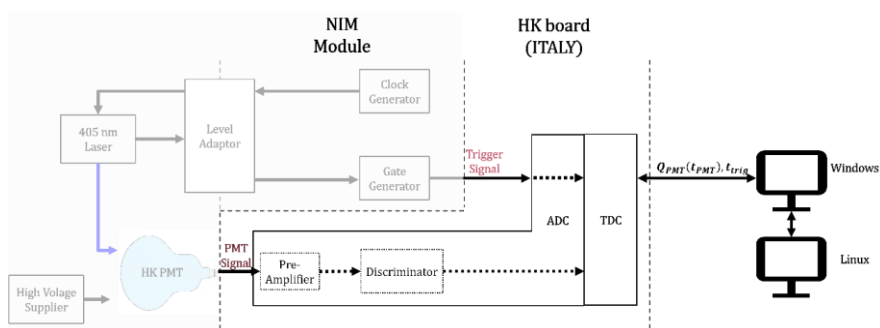


図 4.7. イタリア製エレキのセットアップ

1. 図 4.6 および 4.7 のように実験系をセットアップした。Level Adaptor については、実験 A 同様に接続した。また実験 A 同様に Clock Generator の Repetition Rate を 1000 Hz にし、レーザー光出力 $I_{L,S}$ をしきい値電圧 1 p.e. 相当に調整し、HK PMT のゲイン $G = 10^7$ となるように高電圧を 1800 V 印加した。
2. オシロスコープで PMT 信号、トリガー信号を表示させ、信号の立ち下がり時間が早い順にトリガー信号、PMT 信号となっていてこれらの時間間隔が近いことを確認した (4.3.2.1 同様にすればよい)。
3. Linux プログラムから HK ボードに指令を送り、 V_{th} の値を設定した。
4. Linux プログラムから HK ボードに指令を送り、PMT 信号を日本エレキの場合 1,000,000 点取得した。
5. V_{th} を変えて、日本エレキの場合 $V_{th} = -0.6 \text{ mV}$ から -1.8 mV の範囲で 12 点データを取得した。イタリアエレキの場合 $V_{th} = -0.4 \text{ mV}$ から -3.1 mV の範囲で 48 点取得した。

4.3.3.2. 時間分解能の PMT 印加電圧 V_{PMT} 依存性測定

1. 図 4.6 および 4.7 のように実験系をセットアップした。Level Adaptor については、実験系 1 同様に接続した。また実験系 1 同様に Clock Generator の Repetition Rate を 1000 Hz にした。レーザー光出力 I をゲイン $\mu = 10^7$ のとき 1 p.e. に対応する量に固定した。またオシロスコープで PMT 信号、トリガー信号を表示させ、信号の立ち下がり時間が早い順にトリガー信号、PMT 信号となっていてこれらの時間間隔が近いことを確認した（図 4.5 の赤実線がない場合を考えて、黄実線が PMT 信号、青実線がトリガー信号のよくなればよい）。
2. HK PMT に高電圧 V_{PMT} を印加した。
3. $V_{PMT} = 1800 \text{ V}$ のときのゲインが 10^7 、しきい値電圧が -1.0 mV （1/6 光電子相当）であるので、補助実験 4.3.2 の結果を利用し、例えば $V_{PMT} = 1700 \text{ V}$ のときのゲインが $\alpha \times 10^7$ であれば、しきい値電圧が $-\alpha \text{ mV}$ となるよう調整した。これを行うのは V_{PMT} に対応したゲイン G はしきい値電圧 V_{th} に比例しており、しきい値電流ではなくしきい値を同じにしないと同一の条件での測定にならないからである。
4. 3 のように V_{PMT} に応じ V_{th} を変えて、日本エレキの場合 1700 V から 2100 V の範囲で 100 V ずつ 5 点 PMT 信号をそれぞれ 100,000 点取得し、イタリアエレキの場合 1600 V から 2100 V の範囲で 100 V ずつ 6 点、さらに 1750 V から 1850 V の範囲で 10 V ずつ追加で 10 点、そして 1650 V、1950 V の 2 点の計 18 点、 V_{PMT} の小さい順に 1 分間データを取得した。その後、さらにイタリアエレキを用いて 1600 V から 2000 V の範囲で 50V ずつ 9 点、そして 2100 V で計 10 点、10 分間データを取得した。

4.3.3.3. 時間分解能のレーザー光量 $I_{L,S}$ 依存性測定

1. 図 4.7 および 4.8 のように実験系をセットアップした。Level Adaptor については、実験系 1 同様に接続した。また実験系 1 同様に Clock Generator の Repetition Rate を 1 kHz にし、HK PMT のゲイン $\mu = 10^7$ となるように高電圧を印加した。オシロスコープで PMT 信号、トリガー信号を表示させ、信号の立ち下がり時間が早い順にトリガー信号、PMT 信号となっていてこれらの時間間隔が近いことを確認した（3.3.3.1, 3.3.3.2 同様にすればよい）。
2. Linux プログラムから HK ボードに指令を送り、 V_{th} を -1 mV 相当の値に設定した。
3. レーザー光出力 $I_{L,S}$ を 1 光電子相当の値に設定した。
4. レーザー光出力 $I_{L,S}$ を変えて、日本エレキの場合 6 光電子（珠電子株式会社パルスレーザー LDB-160 において 145 mA に相当する値）から 4400 光電子（同様のレーザーで 199 mA）の範囲で 42 点データを取得した。イタリアエレキの場合 1 光電子（同様の

レーザーで 129 mA) から 6400 光電子 (同様のレーザーで 200 mA) の範囲で 72 点データを取得した。また 1 光電子波形を 0.400 倍, 0.449 倍, 0.558 倍に減衰させるアテネータを用いて 1 光電子未満のデータも 3 点取得した。

4.4. 測定結果および解析方法

以上の実験 A, B, C によって得た相対 TT 分布のデータはそれぞれ図 4.8 のようになる。得られた相対 TT 分布から時間分解能 σ_T を得る過程を概説する。

実験 A, C の 2 つの実験で共通の解析手法

相対 TT の時間分布は V1290A, 日本エレキ, イタリアエレキを用いたいずれの実験においても図 4.8 の青色のヒストグラムのようになる。その特徴を述べると, ガウス分布のように立ち上がるものの, 立ち下がりには指数関数的な振る舞いをし「テール」が生じている。これは EMG 分布の特徴そのものである。これを 3.1 で述べたようなガウス分布および EMG 分布でフィットし, 時間分解能を得る。図 4.8 の赤線は EMG 分布である。これらはいずれもしきい値 1/6 光電子相当, 印加電圧がゲイン 10^7 相当の値, 入射光量が 1 光電子相当のときの相対 TT 分布である。表 3 はそれぞれのフィット結果である。ただしフィットの誤差範囲は記述していない。

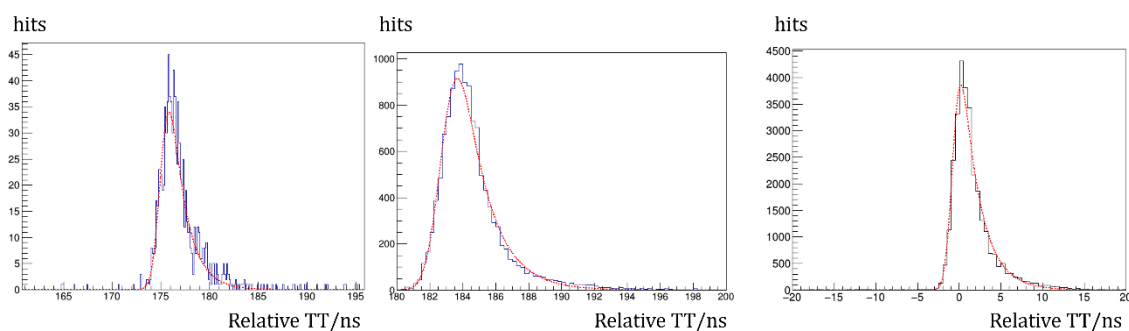


図 4.8. V1290A (左), 日本製エレキ (中央), イタリア製エレキ (右) の相対 TT 分布をそれぞれ赤線のように EMG 分布でフィットしたもの。

表 3. V1290A (左), 日本製エレキ (中央), イタリア製エレキ (右) の相対 TT 分布の
フィット結果および時間分解能

	V1290A	日本製エレキ	イタリア製エレキ
γ_{gaus}	33.95	912.5	1.628×10^3
$\mu_{\text{gaus}}/\text{ns}$	176.2	184.1	0.7576
$\sigma_{\text{gaus}}/\text{ns}$	1.128	1.220	1.333
$fwhm_{\text{gaus}}/\text{ns}$	2.656	2.873	3.139
χ^2/ndf	1.849	15.80	33.93
$\lambda_{\text{EMG}}/(\text{ns})^{-1}$	0.6400	0.6247	0.4692
γ_{EMG}	106.1	3.061×10^3	1.87×10^3
$\mu_{\text{EMG}}/\text{ns}$	175.1	182.9	-0.7520
$\sigma_{\text{EMG}}/\text{ns}$	0.7080	0.7909	0.7516
$fwhm_{\text{EMG}}/\text{ns}$	2.643	2.850	3.143
χ^2/ndf	1.117	3.266	5.591

実験 C のみで行う解析

TQ 分布は図 4.9 の左上図のようになる。これが PMT 信号であることがわかるのは、PMT への入射光量を 0 にしたとき、この信号が弱くなるからである。これを時間軸へ射影すれば図 4.9 下部のような相対 TT 分布が得られる。このように、ヒットの中から PMT 信号を選ぶ作業が必要になる。

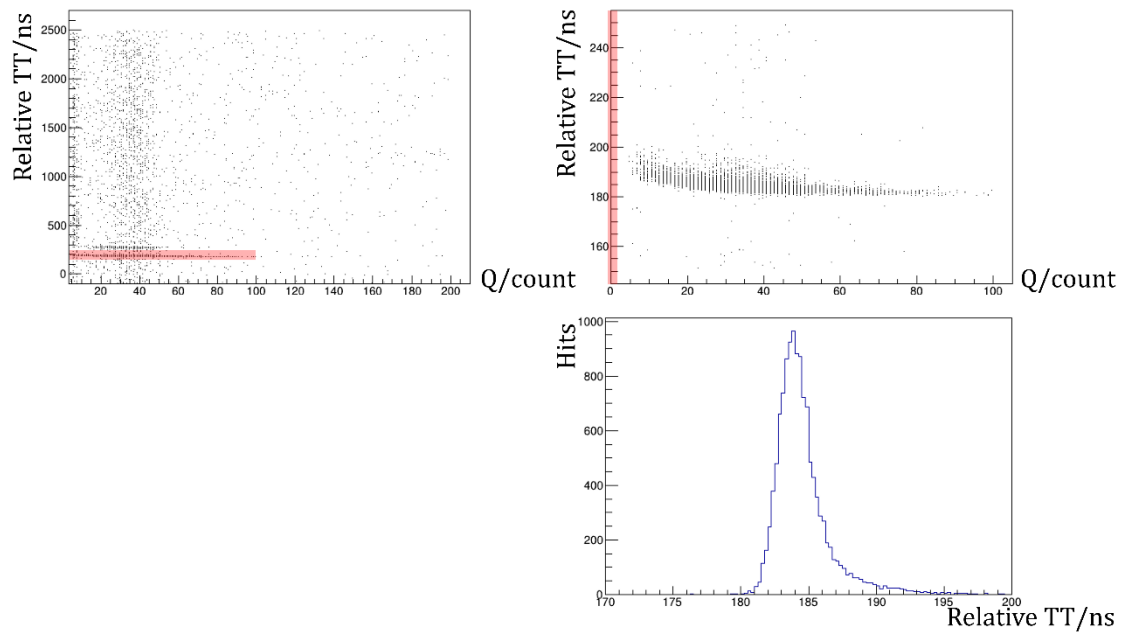


図 4.9. 実験 C のみで行う解析の概要図

左上図は測定により得られる TQ 分布. 左上図の赤色部分を拡大したものが右上図. 右上図を相対 TT 軸に射影したのが右下図. この右下図をモデル関数によりフィット.

4.4.1. VME モジュール TDC を用いた測定 (実験 A)

4.4.1.1. 時間分解能のしきい値電圧 V_{th} 依存性測定

取得した t_{PMT} , t_{ref} から $|t_{PMT} - t_{ref}|$ を Linux 上で計算するとその分布が相対 TT 分布となる. この相対 TT 分布のピーク幅から時間分解能を求める.

4.4.2. VME モジュール ADC を用いた測定 (実験 B)

4.4.2.1. ゲイン G の PMT 印加電圧 V_{PMT} 依存性測定

取得した Q_{PMT} は図 4.10 の青色のヒストグラムのようにになる. これを以下の図 4.11 のような点線の関数の足し合わせでフィットすると青色実線のようになった. これは以下のよな 5 つのフィッティングパラメータを持つ関数によるフィットである.

$$f(x) = p_0 \exp\left[-\left(\frac{x - p_1}{\sqrt{2}p_2}\right)^2\right] + 0.5p_3 \left(\operatorname{erf}\left(\frac{x - p_4}{p_5}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x - p_1}{p_2}\right)\right)$$

得られた電荷値（図 4.10 の青文字で書かれた Peak）を，素電荷で割ることでゲイン G を得た．その結果が図 4.10 の青文字で書かれた Gain である．

取得したゲイン G の PMT 印加電圧 V_{PMT} 依存性の両対数グラフを作成し，最小二乗法により直線近似した．するとゲイン印加電圧依存性は図 4.11 のようになり両対数グラフは図 4.12 のようになり，式(1.5)の係数 a ， b は以下のように求まった．

$$\begin{cases} \ln a = -32.01 \\ b = 6.42 \end{cases}$$

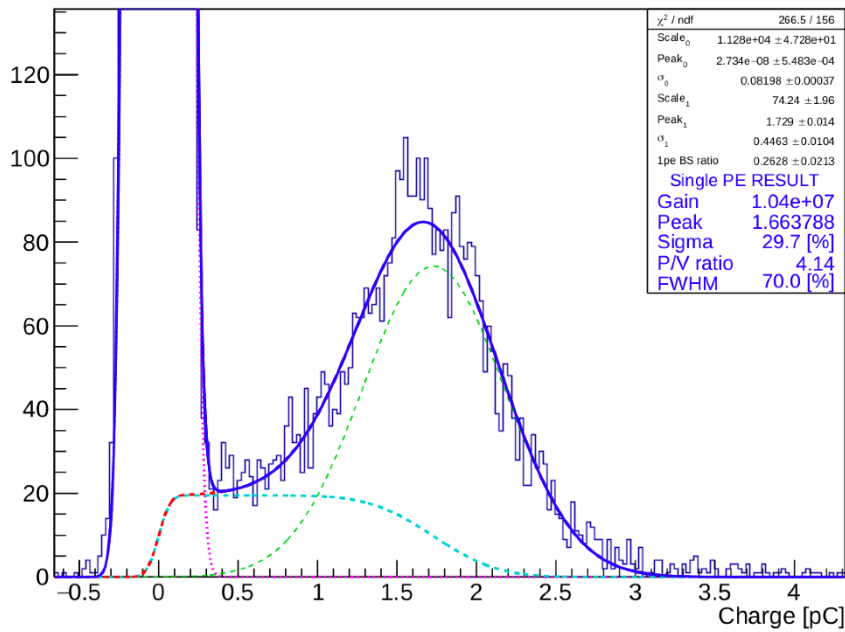


図 4.10. ゲインフィット

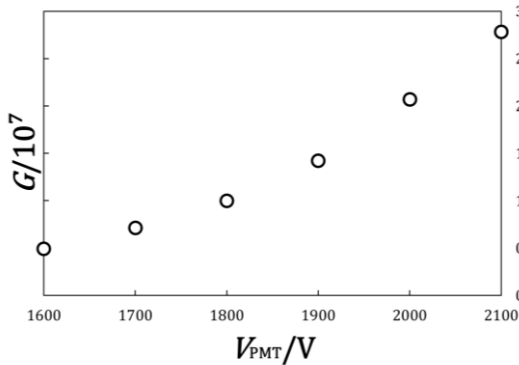


図 4.11. ゲイン G の印加電圧 V_{PMT} 依存性

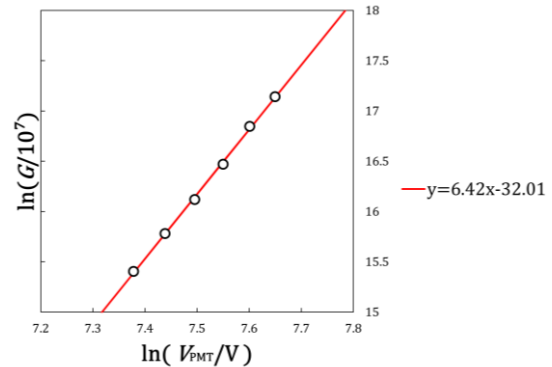


図 4.12. 左図の両対数グラフ

4.4.3. ディジタイザーを用いた測定 (実験 C)

4.4.3.1. 時間分解能のしきい値電圧 V_{th} , 印加電圧 V_{PMT} , レーザー光量 $I_{L.S.}$ 依存性測定

上で述べたような方法で TQ 分布からピークを探すと T 軸への射影成分が相対 TT 分布となる。この相対 TT 分布のピーク幅から時間分解能を求める。

4.5. 解析結果

4.5.1. 時間分解能のしきい値電圧依存性

以下のグラフの中で誤差範囲が表示されていない点は、フィットの際に誤差範囲が出力されなかった。

時間分解能のしきい値電圧依存性依存性は以下の図 4.5.1, 4.5.2, 4.5.3, 4.5.4 の通りである。

σ_{EMG} に関しては $V_{th} = -1.8 \text{ mV}$ から -0.6 mV までのいずれの範囲においてもイタリア製エレキの時間分解能の方が日本製エレキの時間分解能より小さく、良くなった。

しかし逆に $\sigma_{\text{gaus}}, fwhm_{\text{gaus}}, \sigma_{EMG}$ に関しては $V_{th} = -1.8 \text{ mV}$ から -0.6 mV までのいずれの範囲においても日本製エレキの時間分解能の方がイタリア製エレキの時間分解能より大きく、良くなった。この理由は 4.5.2 において述べる。

またしきい値電圧が最小値をとる区間は V1290A においては $V_{th} = -3.0 \text{ mV} \sim -0.5 \text{ mV}$, 日本製エレキにおいては $V_{th} = -1.4 \text{ mV} \sim -0.7 \text{ mV}$, イタリア製エレキにおいては $V_{th} = -0.9 \text{ mV} \sim -0.6 \text{ mV}$ であった。この範囲内で測定された時間分解能の最小値および最小値を取る値を表 4 にまとめた。

またしきい値電圧が -0.6 mV より低い範囲内において時間分解能は悪化し、 -0.4171 mV において $-1.15 \sim -1.40 \text{ mV}$ での時間分解能と値がほとんど一緒に $\sigma_{\text{gaus}} = 1.384 \text{ ns}, fwhm_{\text{gaus}} = 3.260 \text{ ns}, \sigma_{EMG} = 0.7835 \text{ ns}, fwhm_{EMG} = 3.223 \text{ ns}$ になった。しきい値電圧が -1 mV より大きくなるより、小さくなる方が時間分解能への影響が大きいことがわかった。HK での実際の運用においては、しきい値電圧は -0.75 mV 付近で定義するのが最善であることがわかる。

日本製エレキについて、 $V_{th} = -0.65 \text{ mV}$ 付近で時間分解能が急速に悪化し $\sigma_{\text{gaus}} = 1.310 \text{ ns}, fwhm_{\text{gaus}} = 3.147 \text{ ns}, \sigma_{EMG} = 0.8782 \text{ ns}$ で、 $fwhm_{EMG}$ は定義されず、これはしきい値電圧 $-1.8 \sim -1.5 \text{ mV}$ 相当での値となった。よってイタリア製エレキとは逆に、しきい

値電圧が -1 mV より大きくなるより、小さくなる方が時間分解能への影響が大きいことがわかった。これは回路特性であると考えられる。

VME モジュールとの比較も行う。時間分解能の正しさの基準が VME モジュールにあるとすると、図 4.5.2, 4.5.3, 4.5.4 からわかるように、いずれの点においても VME モジュールの方がイタリア製エレキより時間分解能が良い。よってこの観点のみから見ると VME モジュールの方の性能が良い。しかし、VME モジュールはイタリア製エレキに比べデータ取得の速度が遅く、統計量を増やし誤差範囲を狭めるのに時間がかかる。

表 4. 時間分解能の閾値電圧依存性の最小値とそれを取る値

	V1290A	日本製エレキ	イタリア製エレキ
$\sigma_{\text{gaus}}/\text{ns}$		1.20 (-1.05 mV)	1.28 (-0.759 mV)
$fwhm_{\text{gaus}}/\text{ns}$		2.81 (-1.05 mV)	2.81 (-0.759 mV)
$\sigma_{\text{EMG}}/\text{ns}$	0.615 (-1.15 mV)	0.760 (-0.750 mV)	0.709 (-0.891 mV)
$fwhm_{\text{EMG}}/\text{ns}$	2.47 (-0.655 mV)	2.83 (-1.05 mV)	3.05 (-0.759 mV)

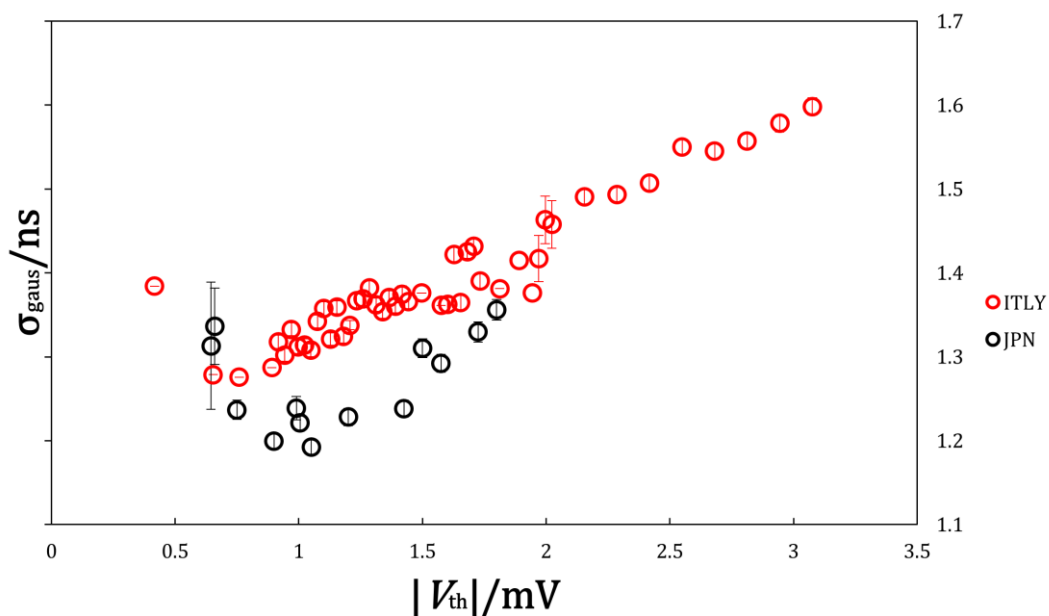


図 4.5.1. σ_{gaus} のしきい値依存性

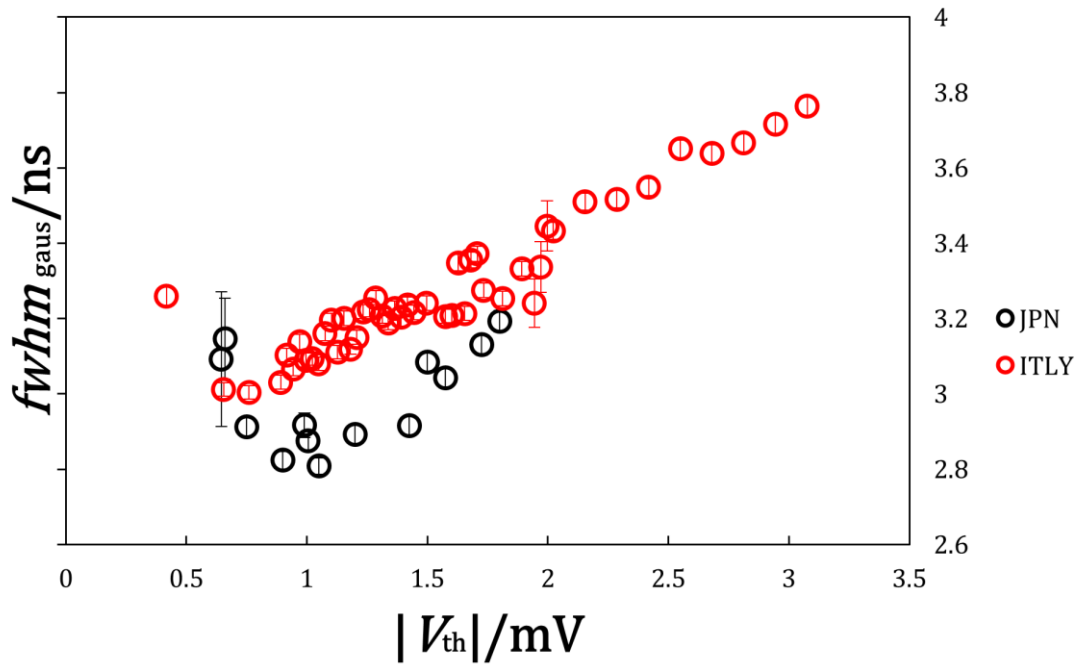


図 4.5.2. $fwhm_{\text{gaus}}$ のしきい値依存性

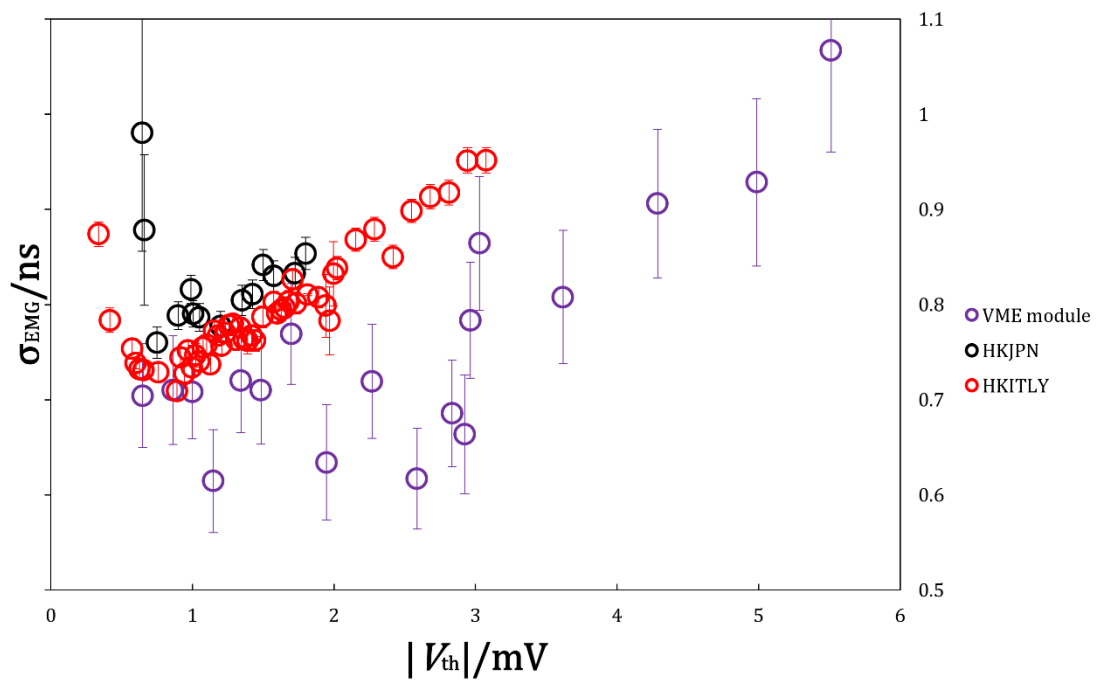


図 4.5.3. σ_{EMG} のしきい値依存性

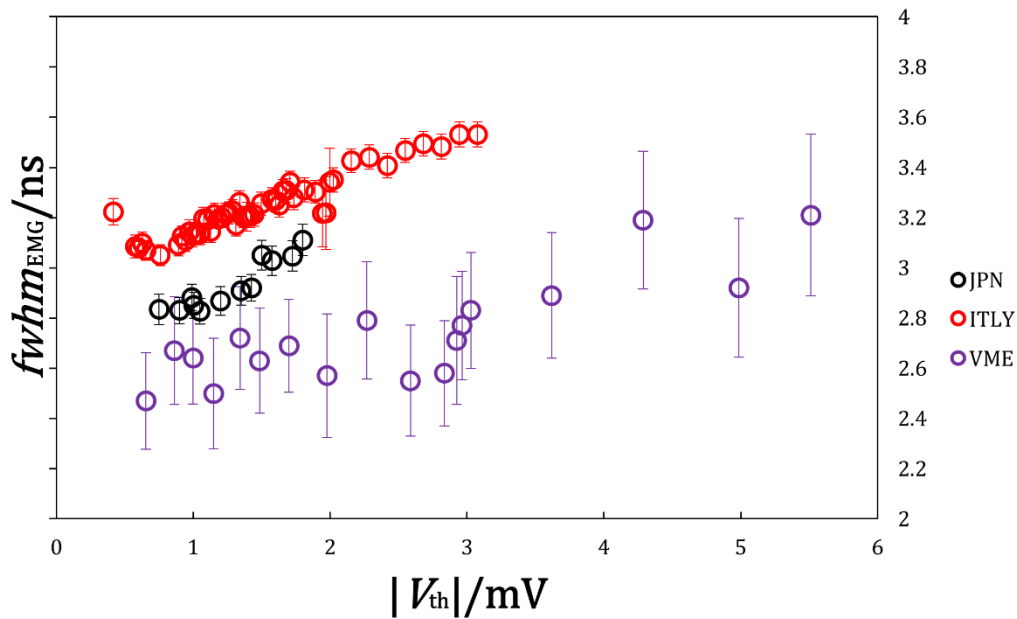


図 4.5.4. $fwhm_{EMG}$ のしきい値依存性

4.5.2. 時間分解能の印加電圧依存性

時間分解能の印加電圧依存性は以下の図 4.5.5, 4.5.6, 4.5.7, 4.5.8 の通りである。

しきい値依存性の場合と同様に, σ_{EMG} に関しては $V_{th} = -1.8$ mV から -0.6 mV までのいずれの範囲においてもイタリア製エレキの時間分解能の方が日本製エレキの時間分解能より小さく, 良くなった。

しかし逆に $\sigma_{\text{gaus}}, fwhm_{\text{gaus}}, \sigma_{EMG}$ に関しては $V_{th} = -1.8$ mV から -0.6 mV までのいずれの範囲においても日本製エレキの時間分解能の方がイタリア製エレキの時間分解能より大きく, 良くなった。この理由は本節の最後で述べる。

V_{PMT} の値を上げるといずれのエレキの場合も時間分解能は単調に減少した。

日本製エレキでは 1800 V ~ 2000 V の区間で時間分解能の減少が緩やかになりその時間分解能は 1.13 ns 程度, イタリア製エレキでは 1800 V ~ 2100 V の区間で時間の減少が緩やかになりその平均の時間分解能が 1.25 ns 程度となった。

1700 V においては日本製エレキおよびイタリア製エレキの時間分解能はいずれのエレキにおいても $\sigma_{\text{gaus}} = 1.384$ ns, $fwhm_{\text{gaus}} = 3.260$ ns, $\sigma_{EMG} = 0.7835$ ns, $fwhm_{EMG} = 3.223$ ns と同程度だが, 1800 V における日本製エレキ, イタリア製エレキの時間分解能はそれぞれ表 5 のようになり, 日本製エレキの方が 11 % 程度性能が良いことがわかった。

表～. 1800 V における日本製エレキ, イタリア製エレキの時間分解能

	日本製エレキ	イタリア製エレキ
$\sigma_{\text{gaus}}/\text{ns}$	1.13	1.274
$fwhm_{\text{gaus}}/\text{ns}$	2.661	2.999
$\sigma_{\text{EMG}}/\text{ns}$	0.8551	0.7320
$fwhm_{\text{EMG}}/\text{ns}$	2.611	3.143

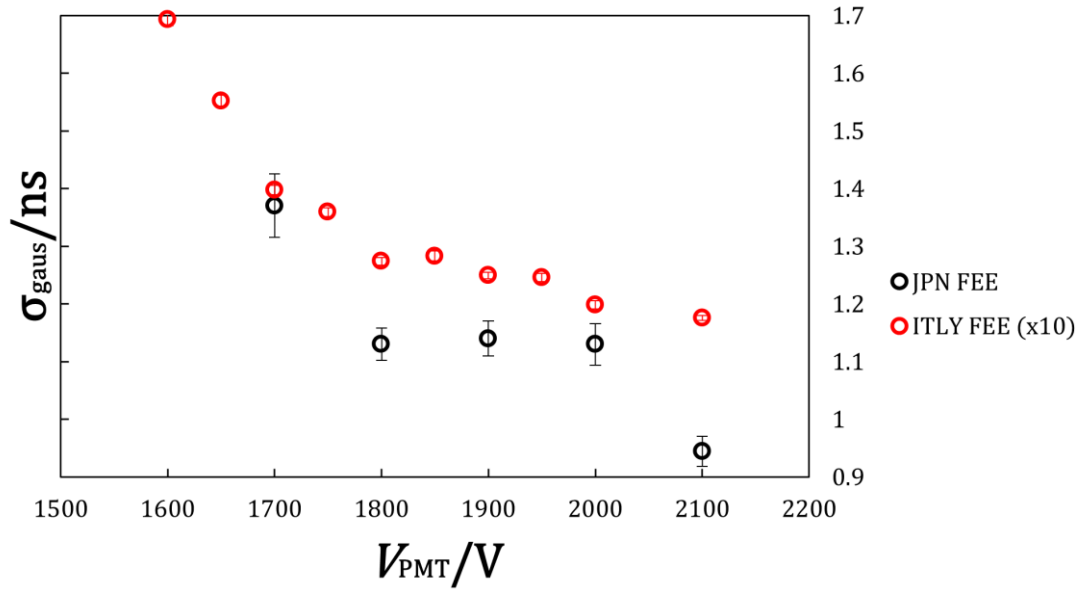


図 4.5.5. σ_{gaus} の印加電圧依存性

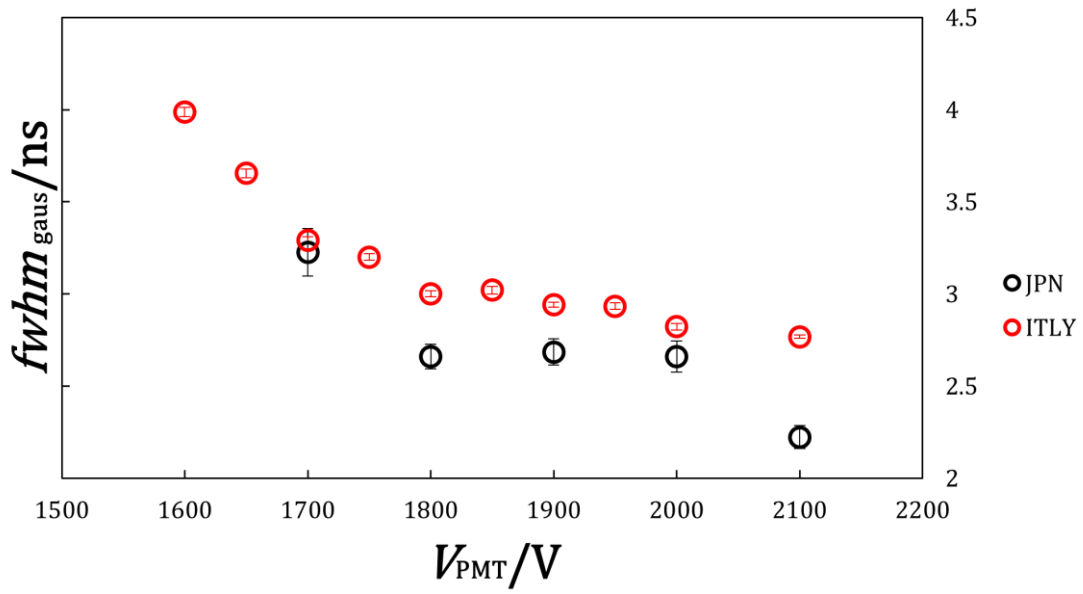


図 4.5.6. $fwhm_{\text{gaus}}$ の印加電圧依存性

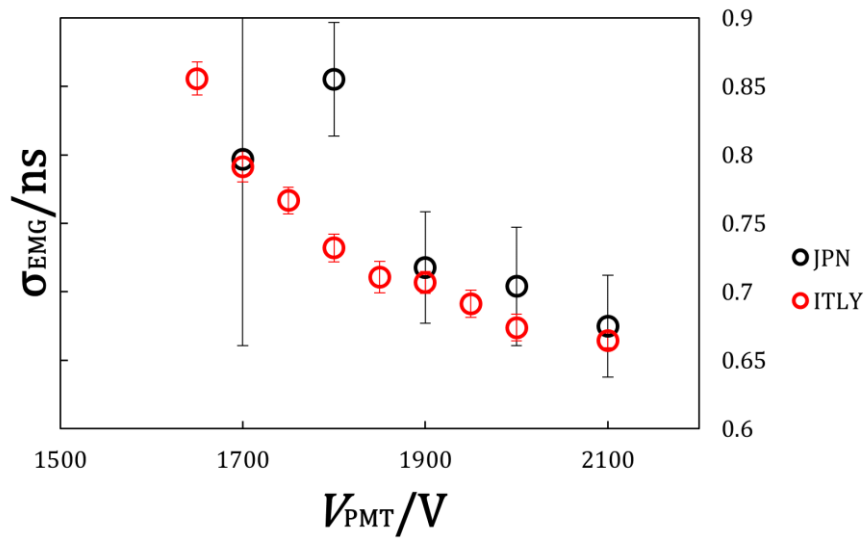


図 4.5.7. σ_{EMG} の印加電圧依存性

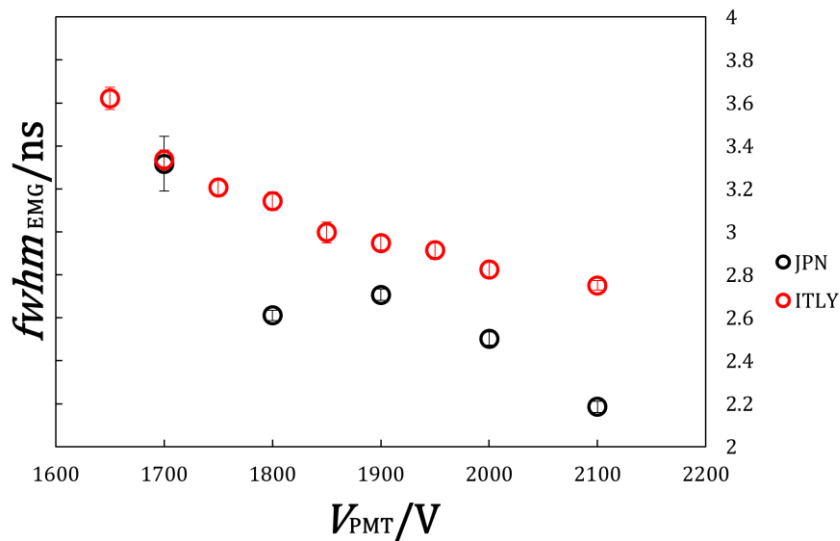


図 4.5.8. $fwhm_{EMG}$ の印加電圧依存性の FWHM

しきい値電圧および印加電圧依存性のいずれの場合も σ_{gaus} , $fwhm_{\text{gaus}}$, $fwhm_{EMG}$ に関して日本製エレキに比べてイタリア製エレキの方が大きくなった。 σ_{EMG} については日本製エレキに比べてイタリア製エレキは小さくなった。

本来は時間分解能の定義によって性能の良し悪しは変わらないはずであるが、実際のところ変わってしまっている。

σ_{EMG} は実際のところ時間分解能を定義する上で不適切であると考えられる。

EMG 分布はパラメータ λ が無限大の極限においてはガウス分布に近づく。この際分散が $\sigma^2 + 1/\lambda^2$ から σ^2 へと変化し、EMG 分布のテール部は消失してゆく。ゆえに、EMG 分布は σ_{EMG} ではなく $\sqrt{\sigma_{EMG}^2 + 1/\lambda^2}$ によって拡がり进行を定めるのが適切である。 σ_{EMG} のみでは EMG の立ち上がり部分のみしか評価できない。

よって、 $\sqrt{\sigma_{EMG}^2 + 1/\lambda^2}$ で時間分解能を定義すれば、 σ_{gaus} , $fwhm_{\text{gaus}}$, $fwhm_{EMG}$ と同じ結論を導くことができると考えられる。

4.5.3. 時間分解能の入射光量依存性

時間分解能の入射光量依存性は以下の図 4.5.9, 4.5.10, 4.5.11, 4.5.12 の通りである。

日本製エレキおよびイタリア製エレキの性能はあまり変わらなかった。

なお 1000-2000 光電子以上の時はダイナミックレンジを超えてデジタル化が不正確になっているので無視する。

$I_{L.S.}$ の値を上げるといずれのデジタルイザーにおいても σ_T は単調に減少した。測定を行った 6 光電子以上 900 光電子未満の入射光量においては、イタリア製エレキにおいて時間分解能が日本製エレキより 4% 以上大きくなることはなく、十分な性能が確かめられた。900 光電子以上においてはイタリア製エレキの方が日本製エレキに比べ緩やかに時間分解能が上がっていった。これは読み出し回路の測定上限電荷付近での性能がイタリア製エレキの方が良いからであると考えられる。しかし 3000 光電子を超えると徐々にエレキのダイナミックレンジを超え時間分解能が不連続に跳んだ。また 1-2 光電子においても時間分解能のふるまいが前後と一貫しない挙動を示している。

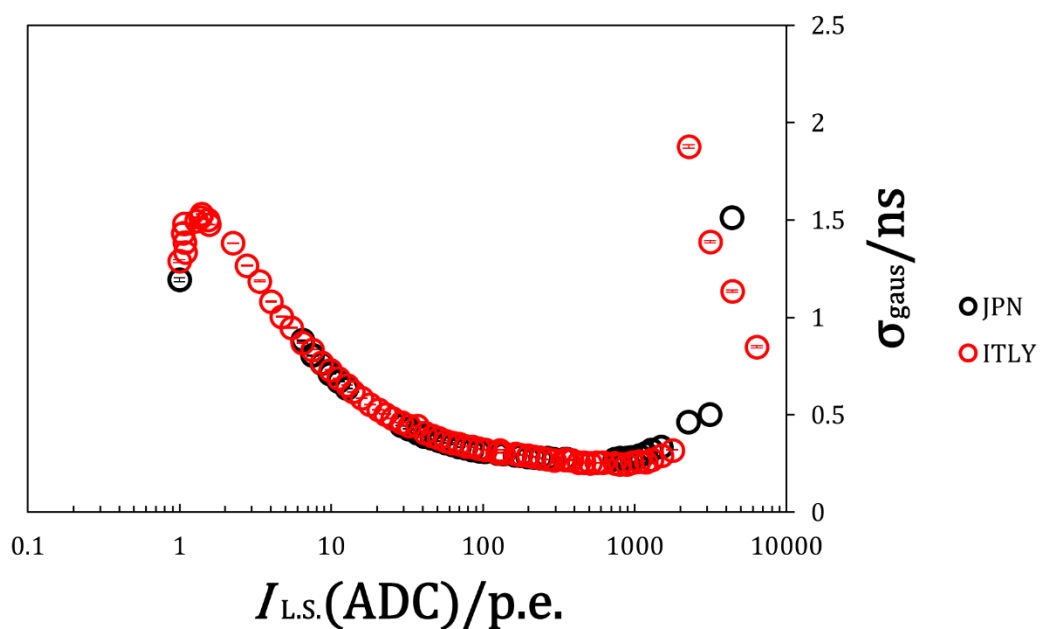


図 4.5.9. σ_{gaus} の入射光量依存性

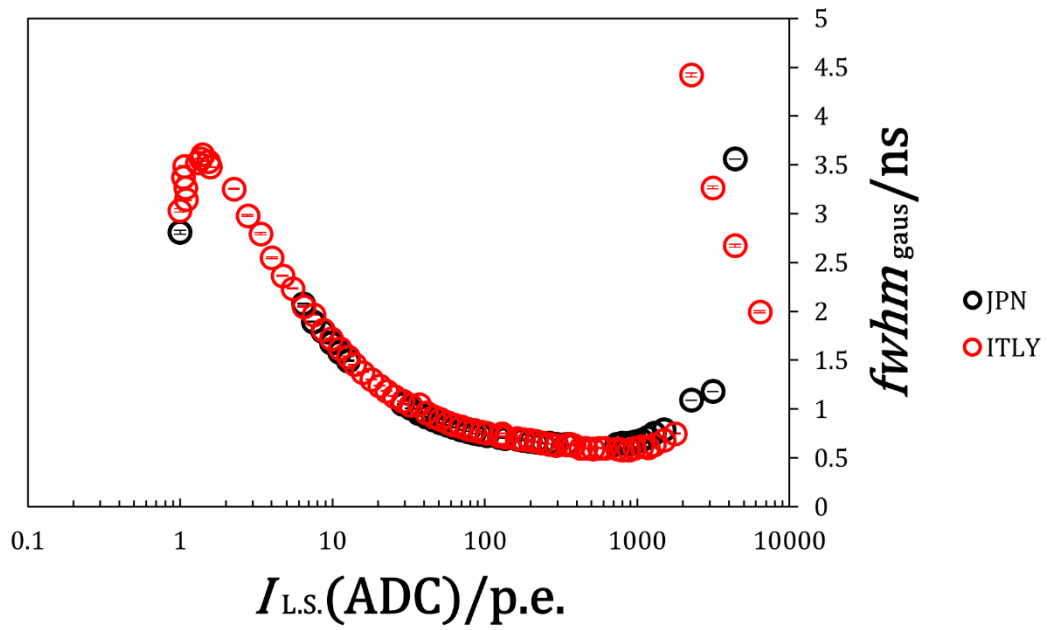


図 4.5.10. $fwhm_{\text{gaus}}$ の入射光量依存性

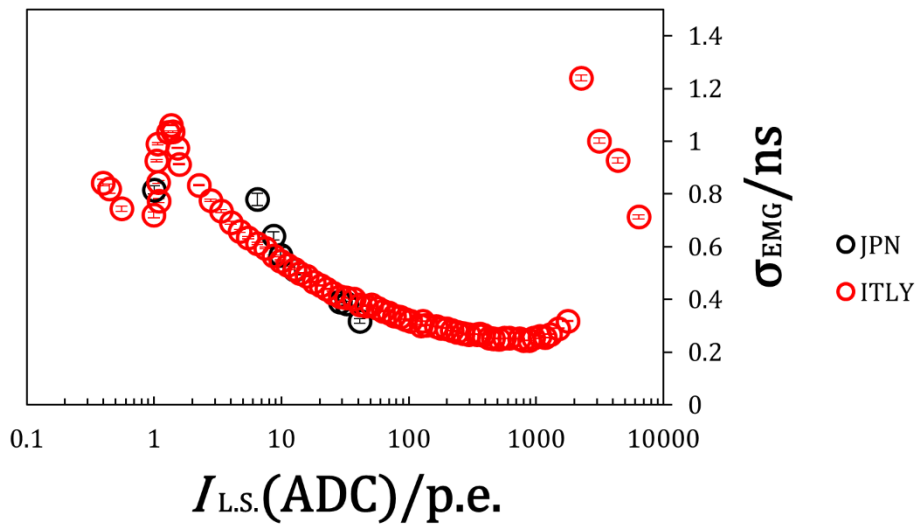


図 4.5.11. σ_{EMG} の入射光量依存性

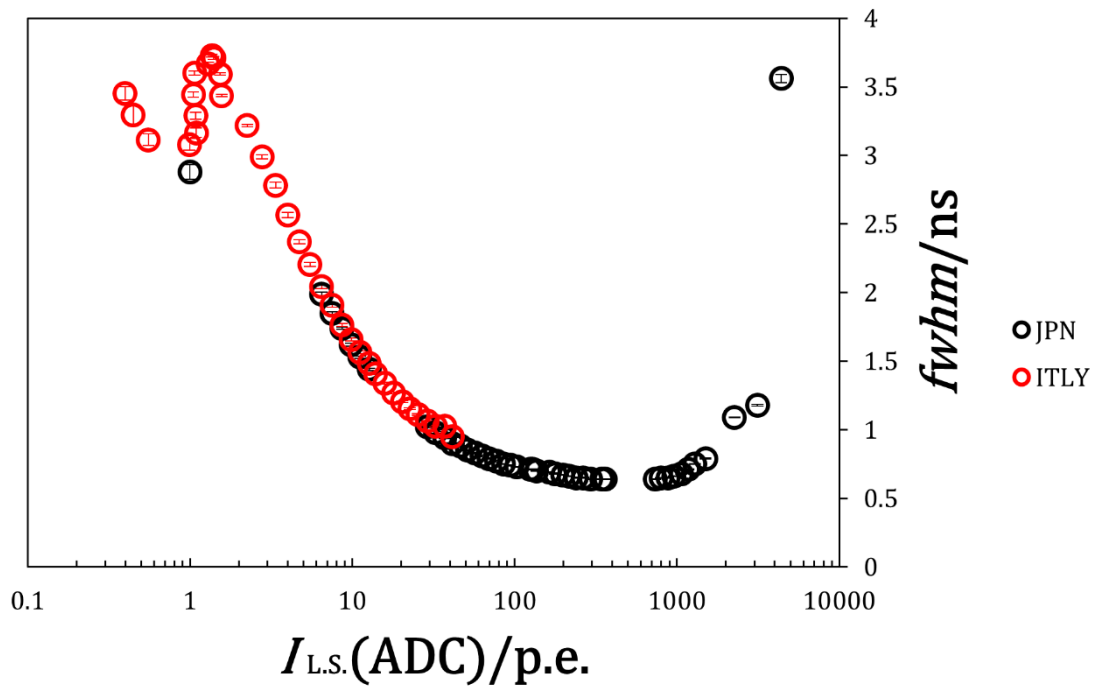


図 4.5.12. $fwhm_{EMG}$ の入射光量依存性

1 光電子から 2 光電子の区間における測定値がそれまで前後の値とふるまいが一貫せず、時間分解能の値が大きくなっている。これに対する解決策を提示する。

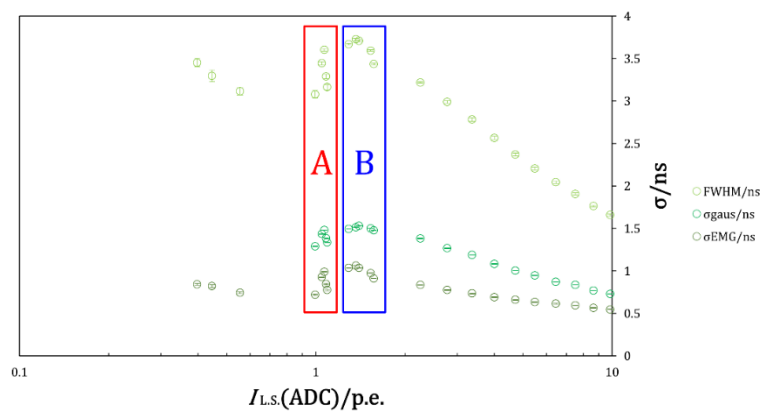


図 4.5.13. 時間分解能の入射光量依存性

まず 1 光電子から 2 光電子のデータについて time walk 補正を行った。すると時間分解能の入射光量 $I_{L.S.}$ 依存性は図 4.5.14 のようになった。電荷分布は time walk 補正前と同じとなる。時間分解能は図 4.5.13 と比べてわかるように、減少した。

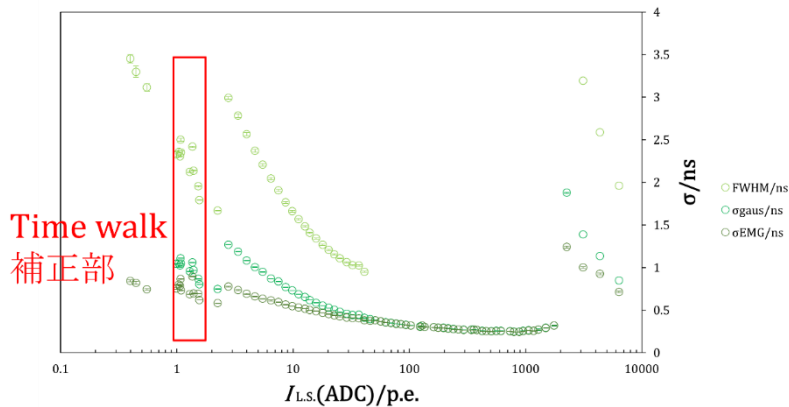


図 4.5.14. time walk 補正後の時間分解能の入射光量依存性

しかし、このままだと 2 光電子以上のデータとの接続点が不連続となってしまふ。不連続なのは 2 光電子以上において time walk 補正を施していないからであると考えられるが、time walk 補正をするためには入射光量に応じて得られる TQ 分布に対し、異なる多項式でフィットをする必要があり、このフィット関数を求める手間がかかる。

そこで TQ カットを行った。ある光量の光を入射させたとき、それが光量と測定電荷（光電子数）は 1 対 1 に対応しない。測定電荷（光電子数）は図 4.5.15 のように広がりを持つ。これを利用してある電荷（光電子数）区間内に入っている点のみを使い相対 TT 分布を作成することを、電荷区間を区切ることから TQ カットと呼ぶ。

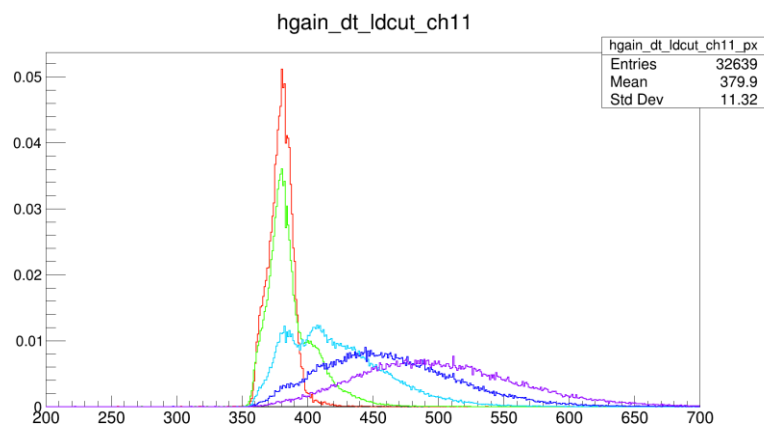


図 4.5.15. 電荷分布。入射光量のピーク値が 1 光電子相当，1.4 光電子相当，2.8 光電子相当，4.7 光電子相当，6.5 光電子相当であるもの。グラフの色が短波長寄り（紫寄り）になるほど入射光量が大きいの。

例えば図 4.5.14 の赤色の曲線に対して TQ カットを行うことを考える。電荷のカウン
ト数 350 から 400 の区間を 10 カウントずつに区切り，区切ったそれぞれの区間に対して
相対 TT 分布を作成すればよい。

これをここではカウント数 350 から 830 の区間を 10 カウント刻み，830 から 1400，お
よび 2600 から 2900 の区間を 20 カウント刻みで TQ カットを行った。なお 10 カウン
トは約 0.22 光電子に対応している。すると結果は図 4.5.16 のようになり，他の時間分解能
を求める手法に比べて最小値に至るのが早いことがわかる。また 2 光電子付近においてデ
ータは滑らかに接続しており，time walk 補正において発生した不連続性の問題は解消して
いる。さらに 1 光電子から 2 光電子の間における測定値の揺らぎは全く見られない。

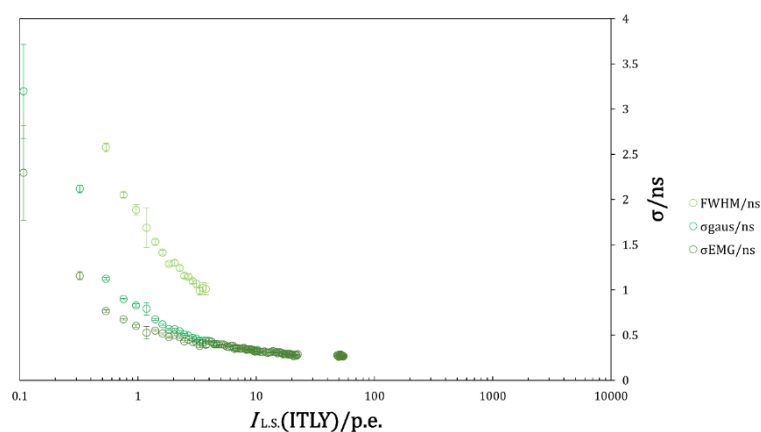


図 4.5.16. TQ カット後の時間分解能の入射光量依存性

以上，「補正なし」「time walk 補正あり」「TQ カットあり」の場合の σ_{gaus} をまとめると
図 4.5.17 のようになる。これにより，TQ カットを行った相対 TT 分布から時間分解能を
求めた場合のみ，1 光電子以上 2 光電子未満の時間分解能がその前後の電荷値と一貫性が
ある。

もし仮にこの分布を日本製エレキについても作成すれば，これを用いて以下で述べるよ
うな時間分解能の安定性の考察が可能となり，6 光電子未満の値における評価も可能とな
る。

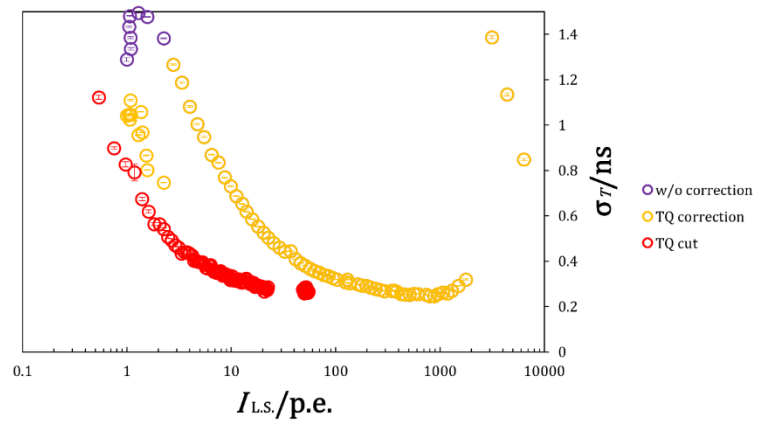


図 4.5.17. 「補正なし」「time walk 補正あり」「TQ カットあり」の場合の σ_T .
 ガウス分布によるフィット.

第5章 考察

5.1. エレキ, PMT 自体の時間分解能の最小値

[17]においてHK PMT の時間分解能の入射光量依存性が測定されているので, その結果を本測定における結果と比較すると図 5.1 の通りである. 縦軸および横軸のスケールは同じである.

フィット方法は異なるものの概ね同じような挙動をしている. しかし異なるのはその最小値である. [17]の測定においては 1000 光電子における時間分解能は 0.5 ns であるが本実験においては 0.27 ns 程度である. つまりこの最小値は PMT の時間分解能によって決まるのではなく, それ以外の測定機器の時間分解能によって決まると考えられる. 実際[17]の測定はSK 中で行われており, セットアップが異なる.

まず, レーザー光のパルス幅を 0.3 ns から 0.2 ns および 0.1 ns と変えることで, 本測定における時間分解能の最小値が変わるか試した. その結果値はそれぞれ時間分解能が最小となる入射光量ピーク 343 光電子において 0.27 ns, 0.28 ns, 0.29 ns となり, ほとんど変わらなかった. ゆえにレーザーは時間分解能に影響しない.

またイタリア製エレキの 2 つのチャンネルに対し同一の PMT 信号を分割して入れ, その検出時間の差を見た. これがエレキ自体の時間分解能に対応している. すると測定結果は $\sigma_{\text{gaus}} = 0.14 \text{ ns}$ となった.

よって式(3.1)から, 仮に $\sigma_T = 0.27 \text{ ns}$ であるとすれば, 最小の PMT の時間分解能 $\sigma_{\text{PMT}} = 0.23 \text{ ns}$ と求めることができる.

以上から, 343 光電子における PMT 自体の時間分解能およびエレキ自体の時間分解能が以下のように求まった.

$$\begin{cases} \sigma_{\text{PMT}} = 0.23 \text{ ns} \\ \sigma_{\text{elec}} = 0.14 \text{ ns} \end{cases}$$

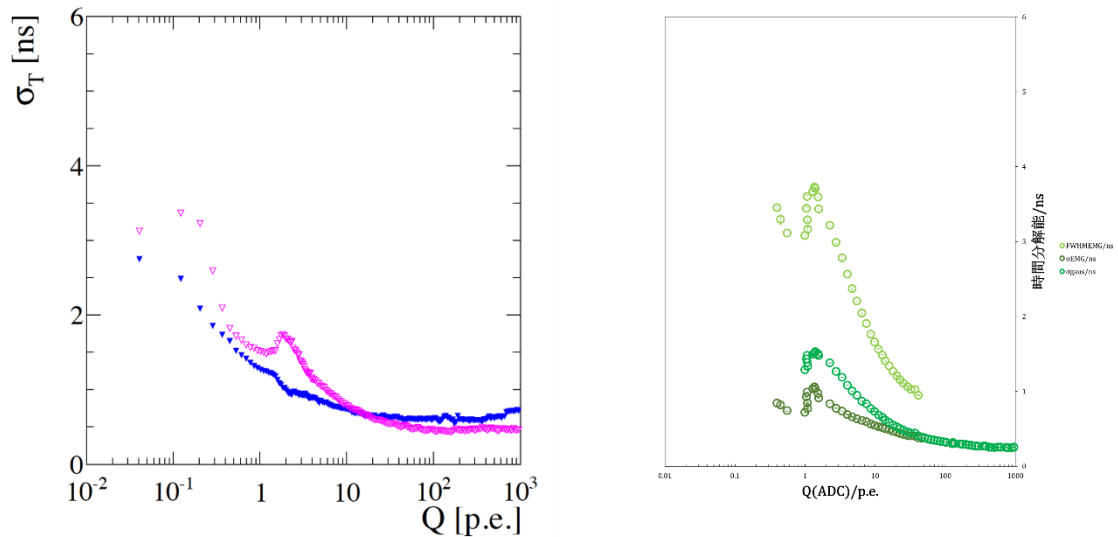


図 5.1. 左が[17], 右が本実験における時間分解能の入射光量依存性測定.

5.2. フィット区間による χ^2/ndf 値の変化

光量を上げていくと図 4.5.11 のように σ_{EMG} の値が小さくなってゆくが, この際図 5.2 のように, 相対 TT 分布の幅が狭くなってゆく. それに伴い, 表 6 のように χ^2/ndf の値が増加していった. 例えば着目したのは, フィット関数を用いる区間である. いずれのフィットにおいても, 同一の区間でフィットを用いている.

ここで 6.46 光電子において, フィット区間を狭めた場合に χ^2/ndf の値が改善し 1 に近づくか確かめた. その結果が図 5.3 の右図である. χ^2/ndf の値はフィット区間を狭める前の左図では 315.1/100, 狭めた後の右図では 18.21/12 となった. そして σ_{EMG} はそれぞれ 0.61 ns, 0.71 ns と 0.1 ns の差がフィット範囲によって生じることがわかった.

これは左図のフィットにおいてはピーク部分で赤色のフィット関数と青色のヒストグラムのピーク値が異なっていることにより, χ^2/ndf の値が悪化していると考えられる. 右図のフィットにおいてはピーク部での値はフィット関数とヒストグラムで左図ほどの差はない.

このように, χ^2/ndf によりモデル関数のフィットの精度を上げるようなフィッティングを行うか, 広い範囲をとり一律の範囲でフィッティングを行うかによって時間分解能の値は変わる.

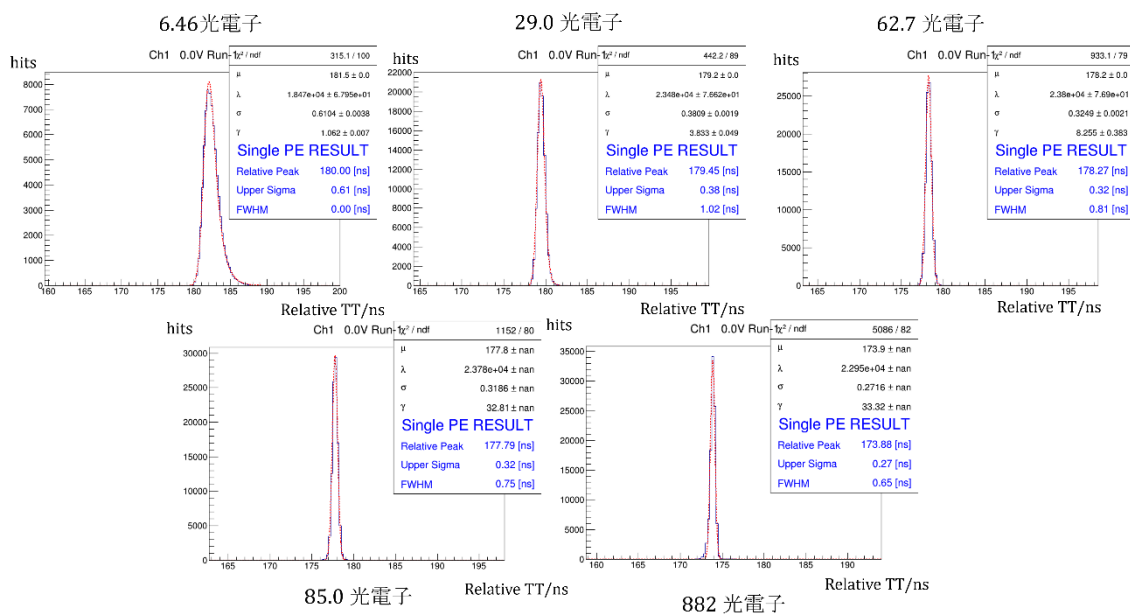


図 5.2. 相対 TT 分布の幅が光電子数の増加により狭まる様子

表 6. 光電子数の増加に伴い増加する χ^2/ndf

光電子数	χ^2/ndf
6.46	315.1/100
29.0	442.8/89
62.7	933.1/79
85.0	1152/80
882	5086/82

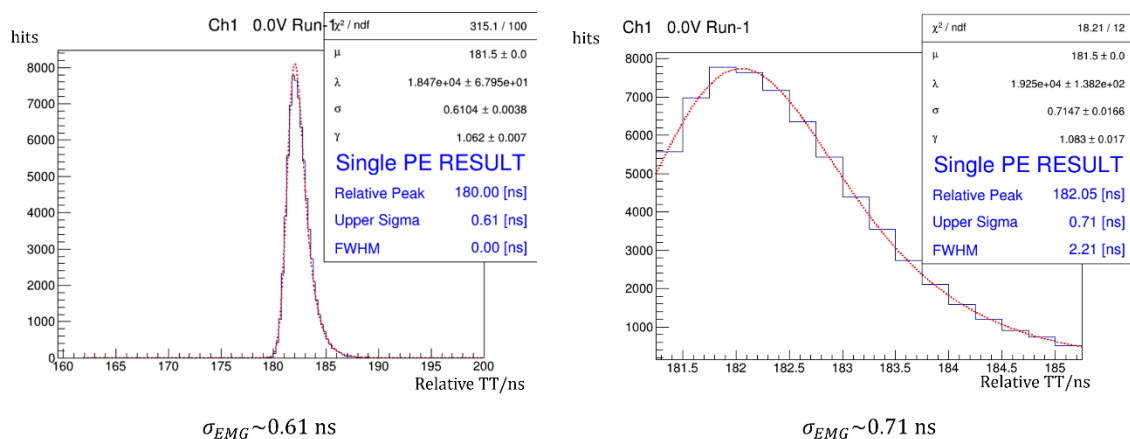


図 5.3. 6.46 光電子におけるフィット区間を狭める前（左）と後（右）の相対 TT 分布

6. 結論

現在 HK の 2027 年の運転開始に向け、読み出し回路の大量生産を開始するための最終確認が行われている。本研究では最終確認の一環として、HK 用読み出し回路であるイタリア製回路の実用性を日本製エレキおよび VME モジュールと比較・検討し調査した。そのためにしきい値電圧、印加電圧、入射光量を変化させた場合の時間分解能の性能を調査した。

本研究により、イタリア製エレキの最善のしきい値電圧は印加電圧が 1800 V の PMT へ 1 光電子相当の光量を入射させたとき、 -0.75 mV であることがわかった。このときの時間分解能 $\sigma_{\text{gaus}} = 1.28 \text{ ns}$ となった。イタリア製エレキのしきい値電圧は -0.9 mV から -0.6 mV の範囲内でもっとも時間分解能が良くなり、 -0.6 mV よりしきい値を上げると電気ノイズがのって時間分解能は悪化した。またしきい値電圧が -1 mV より大きくなるより、小さくなる方が時間分解能への影響が大きいことがわかった。よって HK での実際の運用においては、しきい値電圧を下げることは時間分解能の観点からは良くなく、寧ろ値を上げる方が良い。特に -0.75 mV 付近でしきい値電圧を定めると良い。

日本製エレキの場合はしきい値電圧 -1 mV 付近で時間分解能が最小となり、 $\sigma_{\text{gaus}} = 1.193 \text{ ns}$ となった。日本製エレキの場合イタリア製エレキと逆で、しきい値電圧が -1 mV より大きくなるより、小さくなる方が時間分解能への影響が大きいことがわかった。時間分解能の値自体については測定を行った範囲 -1.9 mV から -0.6 mV の範囲内で常に日本製エレキの場合の方が小さかった。これより、日本製エレキの方が性能が良いといえるが、イタリア製エレキの性能も実用的な観点から見れば十分な良さであった。

さらに 1 光電子の光量に対し印加電圧を 1700 V から 2100 V まで大きくしていくと、1700 V での値より時間分解能が悪化することはなく、印加電圧に対するイタリア製エレキの十分な性能の良さが確認できた。1800 V における日本製エレキ、イタリア製エレキの時間分解能はそれぞれ $\sigma_{\text{gaus}} = 1.13 \text{ ns}, 1.27 \text{ ns}$ となり、この点において日本製エレキの方が 11 % 程度性能が良いことがわかった。

1800 V において入射光量を変化させて行くと、イタリア製回路の時間分解能は 6 光電子から 900 光電子の光量に関して $\sigma_{\text{gaus}} = 0.27 \text{ ns}$ 程度で、国産回路とほぼ同等で、十分な性能が確かめられた。しかし 900 光電子を超えると徐々に悪化しはじめた。また 1-2 光電子においても時間分解能のふるまいが前後と一貫しない挙動を示していたが、time walk 補正や TQ カットといった補正により、イタリア製回路の入射光量依存を 0.5 光電子から上げた場合に時間分解能が単調減少することがわかった。これにより今後は 6 光電子未満の光量についても性能評価・安定性評価を正確に行えることが期待される。

総じて、イタリア製エレキは日本製エレキと比較しても十分によい安定性を有し、性能もよいことが確認され、時間分解能の観点から見れば大量生産を始めても問題はないといえた。

今後は複数の PMT を同時に観測した場合の測定を通じ、実際に即した実用性の最終確認を行う。またその時間分解能に関する結果を平均化し、測定結果をデータ解析に用い、事象位置再構成の精度を上げることができるようになりたい。

謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方にお世話になりました。

まず指導教員として一年間温かく見守ってくださった西村康宏先生に深く感謝を申し上げます。研究内容に関するご指導のみならず、実験機器の使い方、C++およびROOTの使い方、解析手法など、研究に関することをご指導いただきました。卒論提出当日夜遅くまで本論文の添削をしてくださるような、親切で丁寧な指導をしてくださる西村康宏准教授には、これ以上感謝の言葉が見つかりません。

また東京大学柏キャンパスにて実験をさせていただき貴重な機会をいただきました。その際実験に付き添ってくださった東京大学宇宙線研究所の田代拓也さんに感謝の意を表します。

また同じく東京大学宇宙線研究所の片岡洋介さんには実験に必要な機器を送っていただき、機器の使い方を丁寧に教えていただきました。感謝の意を表します。

研究室の先輩方にもお世話になりました。

博士2年生の前川雄音さんは困ったときの頼みの綱でした。特に本論文の解析で用いたTQカットの手法等様々なことを教えてくださいました。ありがとうございます。

博士1年生のYu-Ming LiuさんにはまだC++およびROOTについて何も知らなかったときに、丁寧にそれらの使い方を教えていただきました。ありがとうございます。

修士2年生の岡崎怜大さんにはNIMの増幅器のアンプの測定方法を教えていただきました。また、修論発表の準備をされる姿にはとても刺激を受けました。ありがとうございます。

修士1年生の小林美咲さんには、暗室を譲っていただくことが多々ありました。また、様々な発表資料を参考にさせていただきました。ありがとうございます。

修士1年生の堀内昇悟さんには、先輩でありながらも同期のように、気さくに様々な相談にのって頂きました。ありがとうございます。

同期の岡明香里さんがドイツにて頑張られているのはとても刺激になっています。ありがとうございます。

同期の牧野有里子さんとは、卒業論文執筆の同士として時には愚痴を言い合い支えられました。ありがとうございます。

また私の物理人生に煌きを与えてくれた慶應義塾大学・物理学科の同期たちには感謝しかありません。これからも互いの道で研鑽を積みましょう。

最後に、これまで私を金銭的な面でも精神的な面でも支えてくれた家族に感謝を申し上げます。

参考文献

1. 浜松ホトニクス株式会社. 光電子増倍管ハンドブック(光電子増倍管その基礎と応用 第4版). https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v4J.pdf. Accessed: 2024-01-07.
2. Y. Nishimura. ハイパーカミオカンデの大口径光検出器開発. 高エネルギーニュース, 第41巻, 2021.
3. Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration, Hyper-Kamiokande Design Report, arXiv: 1805.04163 (2018).
4. Izumiyama, S., on behalf of the Hyper-Kamiokande Collaboration. Options for PMT Electronics for the Hyper-Kamiokande Far Detector. Phys. Sci. Forum 2023, 8, 13. <https://doi.org/10.3390/psf2023008013>.
5. Search for Astronomical Neutrinos from Blazar TXS0506+056 in Super-Kamiokande, Hagiwara Kaito, PhD Thesis, Okayama University, March 2020.
6. Neutrino Physics in Present and Future Kamioka Water-Čerenkov Detectors with Neutron Tagging, Pablo Fernández Menéndez, PhD Thesis, University Autonomous of Madrid, Mar. 2017.
7. Development of Neutrino Energy Reconstruction Algorithm for Neutrino Mass Hierarchy Determination, Yuji Okajima, PhD Thesis, Tokyo Institute of Technology, May 2020.
8. Kamioka Observatory, ICRR (Institute for Cosmic Ray Research), The University of Tokyo, <https://www-sk.icrr.utokyo.ac.jp/en/hk/about/detector/>.
9. The Photomultiplier Handbook, A.G. Wright, Oxford University Press, 2017.
10. 金島遼太. ハイパーカミオカンデ用データ収集エレクトロニクス開発に向けた50 cm 光電子増倍管の特性評価. 修士論文, 東京大学, 2023年1月.
11. The T2K Collaboration. Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations. Nature 580, 339–344 (2020). <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2177-0>.
12. arXiv:2212.00809v1 [hep-ph].
13. W. Buchmuller, R. D. Peccei, and T. Yanagida, Lepto-genesis as the origin of matter, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 55, 311 (2005), arXiv:hep-ph/0502169.
14. arXiv:1403.2312v1 [hep-ph] 10 Mar 2014.
15. arXiv:hep-ph/9709356v7.

16. Wikimedia Foundation. (2024, January 18). Proton decay. Wikipedia.
https://en.wikipedia.org/wiki/Proton_decay, Accessed 2024, January 29.
17. Xia, Junjie. Upgrade and Calibration of Super-Kamiokande's Inner Photodetectors. Master Thesis, University of Tokyo, July, 2019.
18. Wikimedia Foundation. (2024, January 18). Standard Model. Wikipedia.
https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model Accessed 2024, January 29.