

修士論文

マイクロチャンネルプレート内蔵型光電子増倍管
(MCP-PMT) を用いた電子 Veto 検出器の開発
Development of Electron Veto Counter using a
microchannel plate photomultiplier tube
(MCP-PMT)

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻

橘 昂我

令和4年

概要

原子核物理学が解決すべき課題の一つとしてストレンジネスを含んだバリオンと核子との相互作用 (YN 相互作用) の理解が挙げられる。従来、 YN 相互作用の理解が進んでいないのはハイペロンの寿命が 10^{-10} s と非常に短いため、通常の核子同士の相互作用 (NN 相互作用) のように直接散乱実験を行うことが困難であったことが理由である。

そこで我々は東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) において Λn 終状態相互作用測定実験を計画している。この実験は $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応の終状態相互作用が生成断面積へ与える影響を測定し、 $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ 反応の生成断面積と比較することで Λ と n の散乱長、有効距離を高精度に決定するものである。ELPH において大立体角磁気スペクトロメータを使用し、標的として液体重水素を用いることで Λ の生成閾値付近の低エネルギーで実験を行うことが可能である。

また、この実験ではより多くの統計を得るため、これまで用いてきたビームレート (~ 2 MHz) よりも高いレート (~ 5 MHz) での実験を計画している。これによって超前方に大量の e^+/e^- が発生しトリガーレートが著しく悪化することが懸念される。

そこで我々は液体重水素標的の直後に設置可能な非常にコンパクトな Electron Veto Counter として輻射体にエアロジェル、光検出機としてマイクロチャンネルプレート内蔵型光電子増倍管 (MCP-PMT: Micro Channel Plate PhotoMultiplier Tubes) を用いた Aerogel Cherenkov Electron Veto Counter (ACEV) の開発を行った。

本検出器の要求性能として、

1. 非常にコンパクトなサイズであること ($30^D \times 40^H \times 60^W$ mm³ 以内)
2. 0.42 T の磁場中で安定した動作が可能であること
3. 標識化実光子による e^+/e^- レート (~ 5 kHz) 及び、標識化されていない光子の寄与も含めた e^+/e^- のレート (数百 kHz) に耐えうる性能
4. 2 kHz 以下のトリガーレート実現のため、60 % 以上の e^+/e^- を除去できる性能

が挙げられる。これらの要求を満たすよう設計・開発を行い、実光子ビームによる性能評価実験の結果、最大で 99.6 %の e^+/e^- を除去できる性能であることが示された。

目次

1	序論	1
1.1	ストレンジネスを含むハドロン物理	1
1.2	ストレンジネス核物理の歴史	2
1.3	ハイパー核分光実験	2
1.3.1	(K^-, π^-) 反応	2
1.3.2	(π^+, K^+) 反応	3
1.3.3	$(e, e'K^+)$ 反応	3
1.3.4	(γ, K^+) 反応	4
1.4	ハイペロンパズルと荷電対称性の破れ	5
1.4.1	ハイペロンパズル	5
1.4.2	荷電対称性の破れ	7
1.5	ELPH における Λn 終状態相互作用 (FSI: Final State Interaction) 測定 実験 (FSI 実験)	8
1.5.1	FSI 実験概要	8
1.5.2	実験の要請	10
1.5.3	ELPH BST-ring	11
1.5.4	光子標識化装置 (Tagger)	12
1.5.5	Neutron Kaon Spectrometer (NKS2)	13
1.5.6	FSI 実験におけるトリガー	19
1.6	本研究の目的	19

2	Aerogel Cherenkov Electron Veto Counter (ACEV) 概要	23
2.1	開発動機と要求性能	23
2.1.1	設置位置	23
2.1.2	磁場耐性	23
2.1.3	レート耐性	24
2.2	MCP-PMT	25
2.2.1	MCP-PMT の基本原理	25
2.2.2	MCP-PMT の基本特性	26
2.2.3	Life time の維持と劣化対策	28
2.3	電圧分割器	29
2.3.1	電圧分割器概要	29
2.3.2	電圧分割器の製作	30
2.4	Aerogel	31
2.4.1	Aerogel の概要	31
2.5	ACEV の構造	33
3	モンテカルロシミュレーションと光電子数の見積り	34
3.1	シミュレーション	34
3.1.1	シミュレーション条件とセットアップ	34
3.1.2	ジオメトリカルアクセプタンス	36
3.1.3	δ -ray による Overkill の評価	40
3.2	ハドロン生成イベントによる Overkill の見積り	41
3.3	Signal Overlap の評価	42
3.3.1	自分自身との Signal Overlap	43

3.3.2	ハドロンイベントとのアクシデンタルコインシデンス	44
3.4	光電子数の見積り	46
4	テスト項目とセットアップ	47
4.1	波形確認の実験セットアップ	47
4.2	チェレンコフ光による光電子数測定の実験セットアップ	48
4.2.1	実験セットアップ	48
4.2.2	Data AcQuisition system (DAQ)	51
4.3	シンチレーション光による Overkill 測定の実験セットアップ	53
4.3.1	反射材	53
4.3.2	実験セットアップ	55
4.3.3	3D プリンターによる治具の造形	57
4.3.4	Data AcQuisition system (DAQ)	58
5	ACEV の性能評価	60
5.1	波形の確認	60
5.1.1	宇宙線による波形の確認	60
5.1.2	実光子ビームによる波形の確認	60
5.2	ビームレート耐性	61
5.3	チェレンコフ光による光電子数測定	62
5.3.1	解析手法	63
5.3.2	測定結果	63
5.3.3	クロストークの除去	64
5.3.4	光電子数の測定結果	65

5.4	電圧依存性	66
5.4.1	印加電圧の決定	68
5.5	シンチレーション光による Overkill rate の測定	69
5.5.1	解析	69
5.5.2	結果	78
6	まとめと今後の展望	80
6.1	まとめ	80
6.1.1	今後の展望	80
	謝辞	87

目次

1	素粒子一覧	1
2	(K^-, π^-) 反応	3
3	π^+, K^+ 反応	4
4	$e, e'K^+$ 反応	4
5	(γK^+) 反応	5
6	中性子星の状態方程式	6
7	A=4 の Λ ハイパー核のエネルギー準位。	7
8	$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応の模式図	8
9	$d(\gamma, K^+)$ 反応の微分断面積	9
10	微分散乱断面積と K^+ の運動量の相関	10
11	BST-ring	11
12	Tagger	12
13	NKS2 の概要図	13
14	IH	15
15	OH	16
16	680 電磁石	17
17	EV	18
18	DAQ 効率	20
19	フローチャート	22
20	ACEV のインストール位置	24
21	MCP-PMT の写真と MCP の概観	25

22	MCP-PMT の内部構造	26
23	量子効率	27
24	チャンネルとゲインの関係	28
25	MCP-PMT の HV ライン	29
26	電圧分割器回路	30
27	電圧分割器	31
28	エアロジェル	32
29	屈折率と荷電粒子の運動量の関係	32
30	ACEV の模式図	33
31	Geant4 シミュレーションにおける検出器のセットアップ	35
32	光子ビームエネルギー	35
33	ターゲット位置にて生成された電子の軌道とエネルギーの関係	37
34	シミュレーションによる e^+/e^- 生成位置	38
35	ACEV にヒットしない e^+/e^- の生成位置	39
36	δ -ray の運動量分布	40
37	ハドロン生成反応における反応断面積	41
38	光電子数の波長依存性	47
39	宇宙線実験セットアップ	48
40	光電子数測定実験セットアップ	49
41	テスト機位置	50
42	テスト機周辺写真	50
43	ACEV テスト機におけるデータ収集回路	51
44	QTC	52

45	エアロジェルと反射材	54
46	反射材の波長依存性	55
47	シンチレーション光による Overkill 測定実験におけるセットアップ . . .	56
48	バーチャル VDC と治具	56
49	治具のモデル	57
50	ジャイロイド	58
51	Overkill rate 測定実験におけるデータ収集系	59
52	宇宙線による MCP-PMT の信号	60
53	実光子ビームによる MCP-PMT の波形	61
54	MCP-PMT のビームカレント耐性	62
55	Ref1 と MCP-PMT の TOF 分布	63
56	光電子の各アノードパッドへの Hit 数	64
57	MCP-PMT のチャンネル 4、6、10、13 に他のチャンネルよりも速いヒッ トがある場合の全チャンネルにおけるヒットパターン	65
58	MCP-PMT の Ch4 における Ref1 との TOF 分布	66
59	クロストークを除去した後の光電子の各アノードパッドへのヒット数 . .	67
60	平均 5.6 と平均 3.6 のポアソン分布	67
61	各電圧の光電子測定結果	68
62	光電子数の平均と印加電圧の関係	69
63	Ref target と IH の TOF 分布	70
64	Ref target と IH の TOF に対する Ref target の QDC との二次相関 . .	71
65	タイムウォークの効果	72
66	Ref target と IH の TOF に対する Ref target の QDC との二次相関の フィッティング	72

67	タイムウォーク補正後の Ref target と IH の TOF に対する Ref target の QDC との二次相関	73
68	タイムウォーク補正後の Ref target と IH の TOF。	74
69	IHU と IHD の時間差	74
70	リファレンスカウンタとして用いた IH の上下の PMT の時間差と QDC との相関	75
71	タイムウォーク補正後の IHU と IHD の時間差に対する QDC との二次 元相関	75
72	タイムウォーク補正後の IHU と IHD の時間差	76
73	MCP-PMT と IH、MCP-PMT と Ref target の TOF 分布	77
74	各反射材における発光確率	78

表目次

1	BST-ring の性能 [5]	12
2	VDC の仕様	14
3	CDC の仕様	14
4	シミュレーション条件	36
5	Tagged photon rate 5 MHz の場合に Overlap する確率	44
6	Tagged photon rate 5 MHz の場合にアクシデンタルコインシデンスが 起こる確率	45
7	各輻射体の発光確率	79

1 序論

1.1 ストレンジネスを含むハドロン物理

標準模型（図 1）によれば、この宇宙を構成する物質の最小単位は素粒子であるクォークとレプトンであり、力を媒介するゲージ粒子がそこに加わる。クォークとレプトンはともにスピン $\frac{1}{2}$ のフェルミオンであるがクォークは強い相互作用をする一方、レプトンはしない。クォークとグルーオンは赤、青、緑の色荷と呼ばれる自由度をもっており、白色となるようハドロンを構成する。ハドロンの中でもクォークと反クォークが束縛したものをメソン、3つのクォークが束縛したものをバリオンと呼ぶ。核子 (N) は u クォークと d クォークから成り、 s クォークを含むバリオンをハイペロン (Y) と呼ぶ。

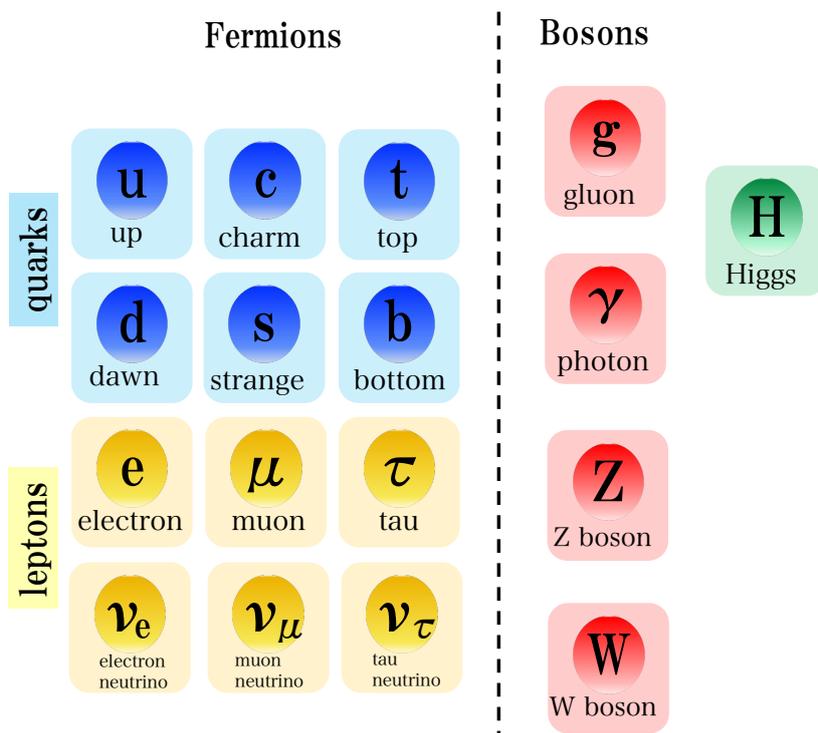


図 1: 素粒子一覧。物質を構成するスピン $\frac{1}{2}$ のフェルミオンと主に力を媒介するスピン 1 のゲージ粒子、質量の起源とされるスピン 0 のヒッグス粒子に大別される。また、フェルミオンの中でも強い相互作用をするクォークとしないレプトンに分類される。

強い相互作用の中でも低エネルギーにおける表現である核力を理解するためにはバリオン間相互作用の理解が不可欠である。これまで、 NN 相互作用は散乱実験から豊富なデータが得られ、CD-Bonn [22]、Nijmegen I, II [19]、Argonne v18 [16] などのポテンシャルモデルにより NN 散乱実験のデータが $\chi^2/ndf \sim 1$ の高精度で再現されている。一方で YN 相互作用、 YY 相互作用はハイペロンの寿命が短い (10^{-10} 秒程度) ため散乱実験を行うことが困難であり、実験データが非常に少ないのが現状である。

1.2 スtrenジネス核物理の歴史

1947年、G. D. Rochester、C. C. Butler によって K 中間子、 u, d, s クォークから構成される最も軽いハイペロンである Λ 粒子が発見されたことでストレンジネスを含むハドロン物理学の歴史が幕を開けた [24]。この頃は宇宙線を泡箱、霧箱、原子核乾板を用いて観測する手法が主であり、 K 中間子と Λ 粒子も霧箱によって発見された。この中でも原子核乾板を用いた飛跡の解析は現在でもよく使用されており、機械学習を取り入れることでますます発展している。

1970年代に入ると加速器技術の進歩によって宇宙線を使用せずとも高エネルギーのビームを人工的に作り出し、それを使用した実験を行うことが可能になった。加速器を使用したハイパー核分光実験が可能となったことは非常に大きなブレイクスルーであり、今日に至るまでハイパー核の研究手法では加速器実験が主流となっている。

1.3 ハイパー核分光実験

Λ 粒子を生成する主な手法として、中間子ビームを用いた (π^+, K^+) 反応と (K^-, π^-) 反応、電子ビームを用いた $(e, e'K^+)$ 反応、実光子ビームを用いた (γ, K^+) 反応が挙げられる。以下ではこれらの反応について述べる。

1.3.1 (K^-, π^-) 反応

(K^-, π^-) 反応のダイアグラムを図2に示す。この反応では予めストレンジネスを含む K^- ビームを標的に照射することで、標的中の中性子を Λ に変換する。この反応は s と d

のクォーク交換反応で、他の反応と比較して典型的な断面積が $\mu\text{b}/\text{sr} - \text{mb}/\text{sr}$ と大きい。 (K^-, π^-) 反応は発熱反応であり、反応閾値がないため、入射粒子の運動量が 0 の場合にも反応が起こる。これを利用し、標的中で K^- を停止させる (K^-_{stop}, π^-) 反応を用いた実験も行われた。

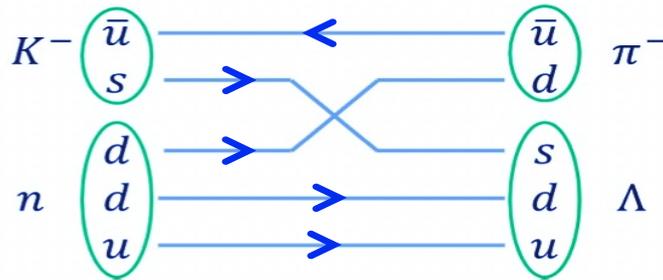


図 2: K^-, π^- 反応の Feynman ダイアグラム。予めストレンジネスを含む K^- をビームとして用いることで標的中の中性子を Λ へ変換する。

1.3.2 (π^+, K^+) 反応

(K^-, π^-) 反応のダイアグラムが図 3 である。この反応は π^+ を二次ビームとして使用し、 $s\bar{s}$ の対生成により標的中の中性子を Λ へと変換する。この反応は吸熱反応で $\sim 900 \text{ MeV}/c$ のエネルギー閾値が存在する。また、この反応は特に閾値付近での運動量移行が大きいため、生成された Λ が反応前の中性子と異なる軌道角運動量を持つ確率が増える。そのため Λ を原子核深部に束縛させることが可能である。そのため、 (π^+, K^+) 反応は角運動量状態を大きく変化させ原子核深部に Λ を束縛させることで重いハイパー核を生成する実験に効力を発揮する。この反応における典型的な断面積は $\mu\text{b}/\text{sr}$ である。

1.3.3 $(e, e'K^+)$ 反応

$(e, e'K^+)$ 反応のダイアグラムは図 4 となっている。この反応では入射電子が仮想光子を介して標的中の陽子と電磁相互作用することで $s\bar{s}$ を対生成しハイペロンを作る。反応断面積は数 $10 \text{ nb}/\text{sr}$ と小さいが、大強度の一次ビームを用いることにより、ビームの運動量分解能が $\delta p/p \simeq 10^{-4}$ と非常に良く、ビームスポットサイズが $\sigma \simeq 100 \mu\text{m}$ と小さ

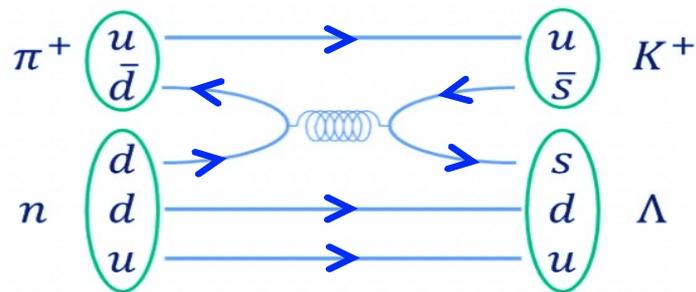


図 3: π^+, K^+ 反応の Feynman ダイアグラム。 π^+ を二次ビームとして使用し、 $s\bar{s}$ の対生成により標的中の中性子を Λ へと変換する。

い。これらの利点から薄い標的を用いた場合でも十分な収量を得ることができ、過去に行われた実験では FWHM で ~ 0.5 MeV のエネルギー分解能を達成した。

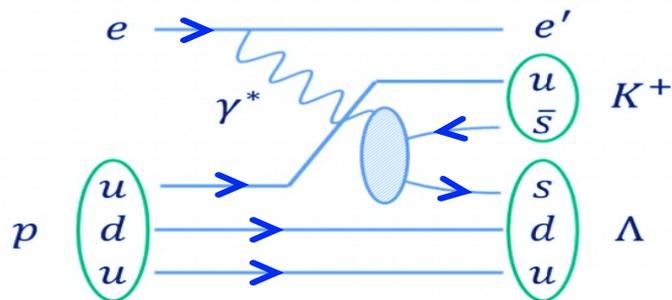


図 4: $(e, e'K^+)$ 反応の Feynman ダイアグラム。入射電子が仮想光子を介して標的中の陽子と電磁相互作用することで $s\bar{s}$ を対生成しハイペロンを生成する。

1.3.4 (γ, K^+) 反応

(γ, K^+) 反応におけるダイアグラムを図 5 に示す。この反応は実光子を介するという点以外は $(e, e'K^+)$ 反応と同じである。仮想光子を用いる $(e, e'K^+)$ 反応では入射電子の反跳エネルギーと標的中陽子の反跳運動量に差が生じるため、横方向の偏極成分だけでなく、進行方向の成分、干渉、偏光を考慮する必要がある。一方、 (γ, K^+) 反応では実光子をビームとして用いる必要はあるが、実光子の質量が 0 であるため、横方向の偏極成分の効

果のみを考慮すれば良く、仮想光子と比べて反応断面積をシンプルに表すことができる。

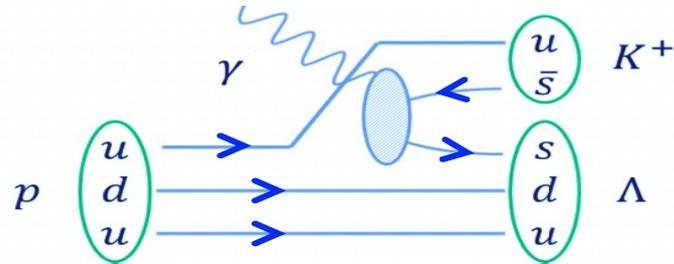


図 5: γ, K^+ 反応の Feynman ダイアグラム。実光子を介して標的中の陽子と相互作用することで $s\bar{s}$ を対生成しハイペロンを作る。

1.4 ハイペロンパズルと荷電対称性の破れ

バリオン間相互作用の理解によって解き明かされるべき謎にハイペロンパズルと荷電対称性の破れがある。これらは原子核物理の分野だけでなく、天体物理、宇宙物理、素粒子物理など他分野に与える影響も多い。この二つについて以下で詳しく述べる。

1.4.1 ハイペロンパズル

中性子星は $3 \sim 10 M_{\odot}$ の重い星が一生を終えると重力崩壊型超新星爆発を起こして出来る天体である。これは半径が 10 km 程度で密度は原子核密度の数倍から数十倍の非常にコンパクトな天体である。中性子星は構成する大量の中性子のフェルミ縮退圧と短距離斥力が重力とバランスすることでその形を保っている。中性子星深部は非常に高密度であるため中性子のフェルミエネルギーが最も軽いハイペロンである Λ 粒子の生成閾値 ($m_{\Lambda} - m_n \sim 175 \text{ MeV}/c$) を上回る。そのため、中性子としてフェルミエネルギーを維持するよりも、 Λ となってフェルミエネルギーを下げる方がエネルギー的に得をするため中性子星のハイペロン化が起これると考えられている。

中性子星における質量と半径の関係 (図 6) は状態方程式によって記述できる。既存の核力モデルでは中性子星の最大質量は $1.6 M_{\odot}$ 程度であり、この質量を超えるハイペロン

を含む状態方程式は柔らかく、重い中性子星の質量を支えることができないと考えられていた。しかし近年、 $2 M_{\odot}$ を超える質量の中性子星が発見され [15, 12] 観測と理論の整合性が取れない問題が発生している。これがハイペロンパズルと呼ばれる未解決問題である。

ハイペロンパズルを解き明かすには高密度におけるハイペロンを含む核力の理解が必須であるが、中性子星そのものを地上実験において作り出すことは不可能である。そこで中性子星のミニチュアとなる原子核を作り、そこにプローブとして Λ を束縛させることで YN 相互作用をより理解できると期待されている。

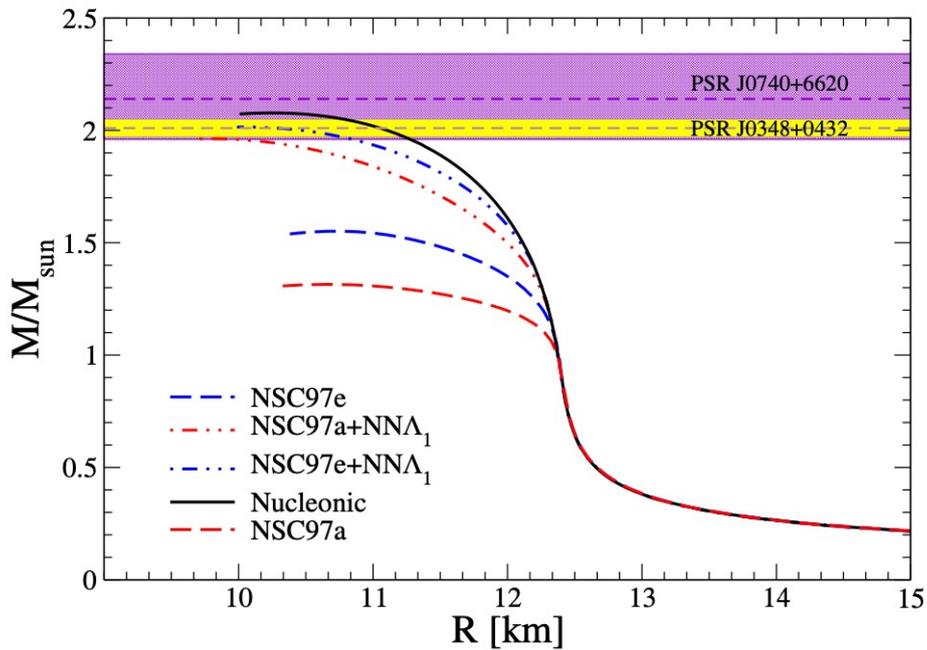


図 6: 中性子星の半径と質量の関係。観測によって明らかになったパルサー (PSR J0749 + 6620、PSRJ0348 + 0432) の質量が紫と黄の網掛けで示されている。ハイペロンを含まないモデルが黒の実線、ハイペロンを含むモデルが色付きの破線である。ハイペロンを含むモデルの中でも、2 体力のみ考慮された NSC97e、NSC97a ではこれらのパルサーを支えることができない一方、 NNA_3 体力を考慮した NSC97a+ NNA_1 、NSC97e+ NNA_1 の二つのモデルはパルサーを支える事ができる [9]。

図 6 を見ると NNA 三体力を考慮した状態方程式では $2 M_{\odot}$ の中性子星を支えることができる可能性があると思われる。これは NNA 三体力は高密度下で強い斥力となっており、

中性子星深部の高密度状態において粒子同士が近接するため斥力が働くことから状態方程式が硬くなることに起因する。しかし、これまで得られたハイパー核の実験データは統計、精度ともに十分でなく、 $NN\Lambda$ 三体力を決定するに至っていない。そのため、中性子過剰なハイパー核を生成することによる YN 相互作用の検証が期待されている。

1.4.2 荷電対称性の破れ

通常、陽子と中性子の間には電荷の有無を除くと質量や核力の性質もほぼ同じである。例えば (p, p, n) で構成される ${}^3\text{H}$ と (p, n, n) で構成される ${}^3\text{He}$ ではクーロン相互作用の効果を除いて核力の束縛エネルギーの差を求めると 0.07 MeV の差しかない。このような陽子と中性子の入れ替えに対して核力の性質が変化しないことを荷電対称性と呼ぶ。しかし、図 7 に示すようにストレンジネスを含んだ ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ では有意な質量差が生じることが報告され、荷電対称性が破れていることが明らかになった [10, 18]。

荷電対称性の破れがどのような機構によるものなのか明らかにするためにも、 YN 相互作用、 YY 相互作用について深い知見を得ることが重要である。

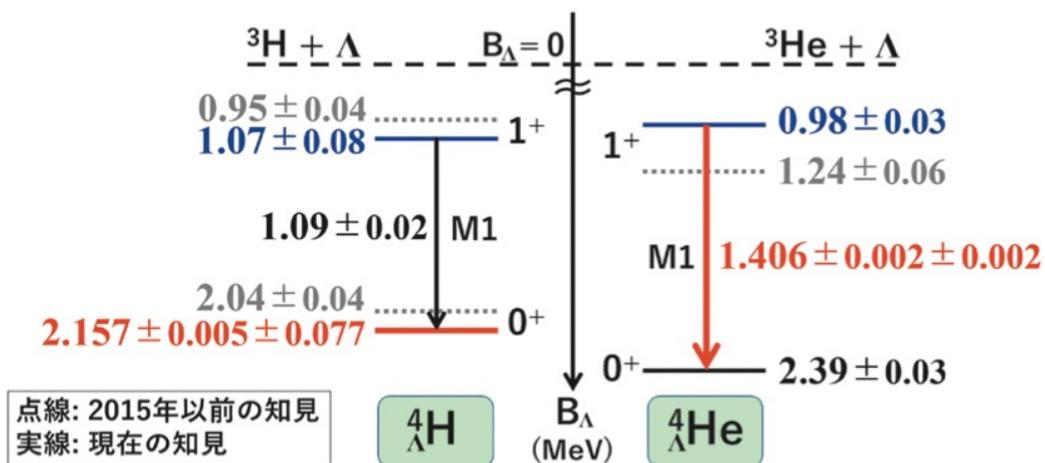


図 7: $A=4$ の Λ ハイパー核のエネルギー準位。[10, 18] で新たに測定された値が赤字で示されている。それによって更新された後の値を青字で示している。図は [31] より引用。

1.5 ELPH における Λn 終状態相互作用 (FSI: Final State Interaction) 測定実験 (FSI 実験)

1.5.1 FSI 実験概要

終状態相互作用とは生成反応後の粒子間相互作用のことを言う。FSI 実験のターゲットとなる反応が $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応であり、その概念図を図 8 に示す。陽子から K^+ と Λ が生成され、それぞれ中性子と相互作用するが、 K^+N の反応断面積は ΛN の反応断面積よりもおよそ 2 桁小さいため、 K^+N 相互作用の影響を考慮せず ΛN の相互作用から YN 相互作用の測定を行う事ができる。

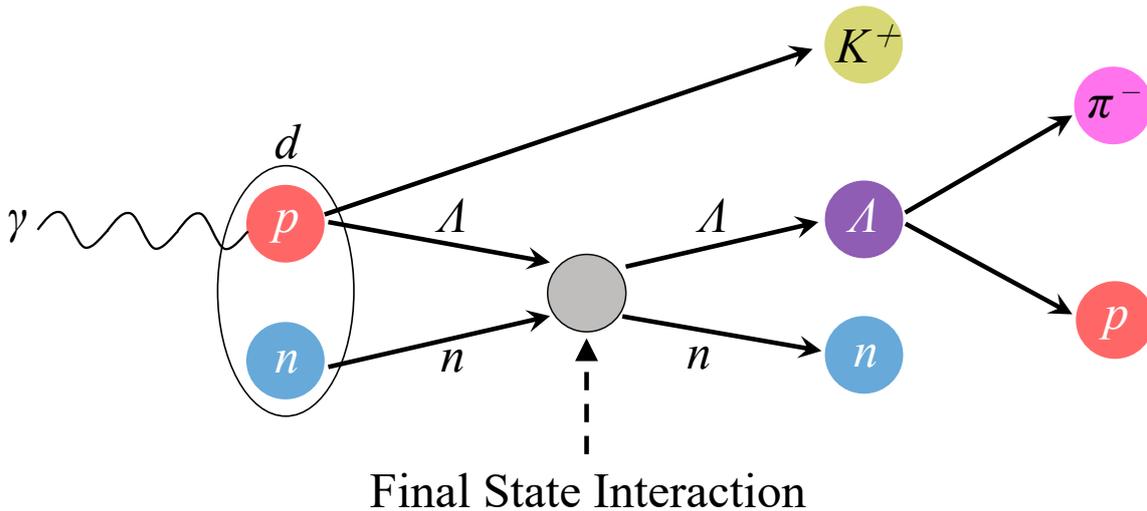


図 8: $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応の模式図。FSI 実験においては液体重水素標的に高強度の実光子ビームを入射する事で重水素中の陽子を Λ に変える。

ΛN 終状態相互作用の寄与は生成閾値付近では Λ と核子の相対運動量が小さくなり、相互作用の影響を受ける時間が延びることから最大になる。図 9 に入射光子エネルギー $E_\gamma = 1300$ MeV、 K^+ の散乱角 $\theta_K = 0^\circ$ のときの $d(\gamma, K^+)$ 反応の終状態相互作用を考慮した微分断面積を示す [11]。

点線が終状態相互作用を考慮しない PWIA (平面波インパルス近似)、実線が NSC97f モデル、破線が NSC89 モデルの場合における微分断面積である [11]。NSC97f、NSC89

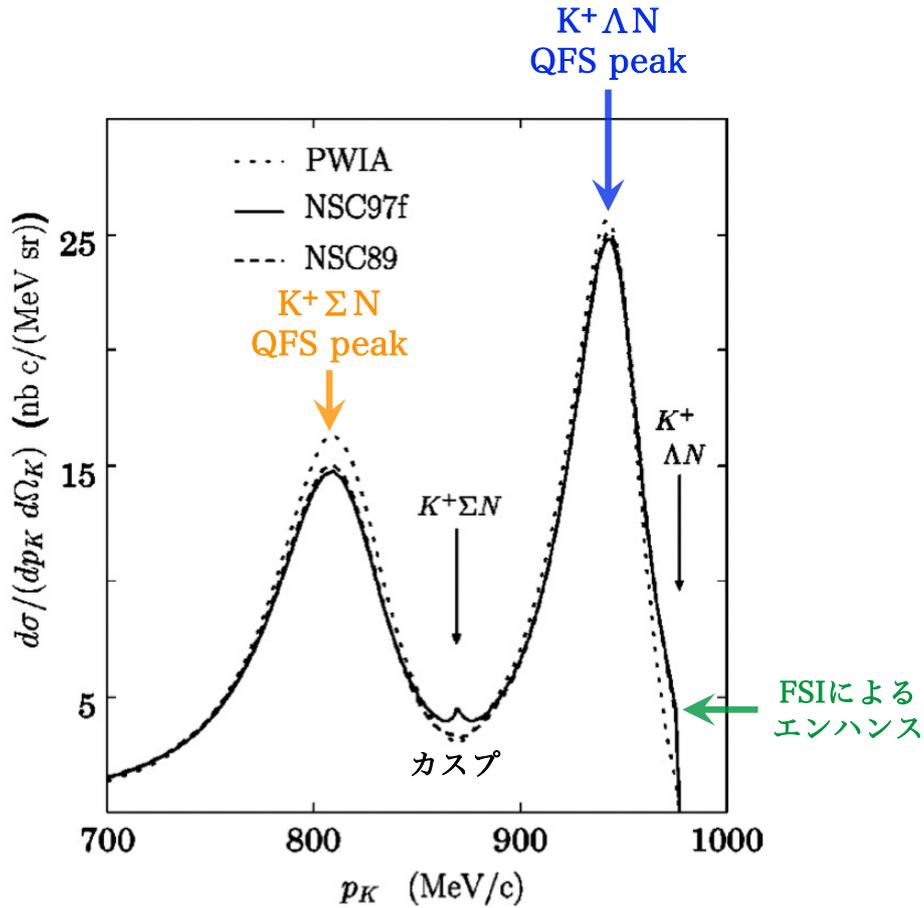


図 9: $E_\gamma = 1300$ MeV、散乱角 $\theta_K = 0^\circ$ のときの終状態相互作用を考慮に入れた $d(\gamma, K^+)$ 反応の微分断面積。横軸が K^+ の運動量 [MeV/c]、縦軸が微分断面積 [nb c/(MeV sr)] である [11]。

はいずれも中間子交換力を含む YN 相互作用のポテンシャルモデルである。終状態相互作用を考慮すると $K^+\Lambda N$ 生成閾値付近でエンハンスが見える。また、 $K^+\Sigma N$ 生成閾値付近にカスプと呼ばれる散乱チャンネルの閾値の分岐点に起因する運動学的効果によって小さな山が発生する。一方で $K^+\Lambda N$ 、 $K^+\Sigma N$ の Quasi-Free Scattering (QFS) ピーク部分では微分断面積が減少している。

入射光子エネルギー $E_\gamma = 950$ MeV のとき散乱角 $\theta_K = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ とした微分散断面積と K^+ の運動量の相関を図 10 に示す。 $E_\gamma = 1300$ MeV と比較すると FSI によるエンハンスの効果が大きくなっていることが見てとれる。また、 $E_\gamma = 1300$ MeV の場合には見えていた $K^+\Sigma N$ ピークが見えなくなっている。これは Σ を生成する

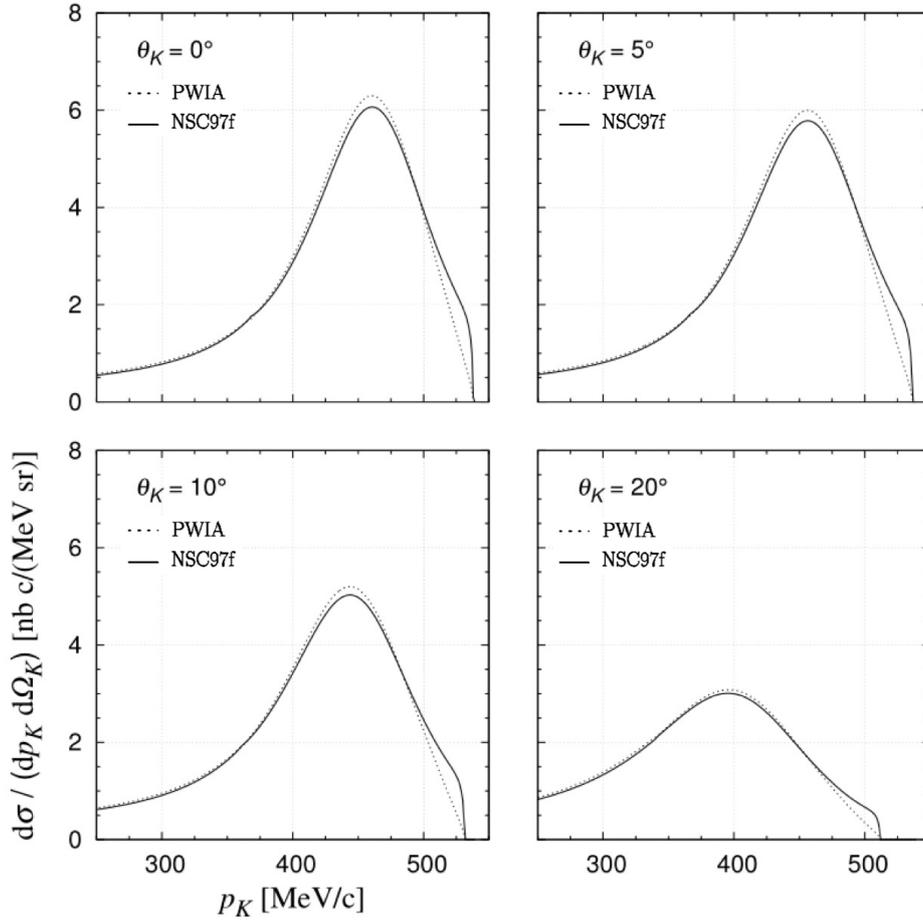


図 10: $E_\gamma = 950$ MeV のとき散乱角 $\theta_K = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ の微分散乱断面積。横軸が K^+ の運動量 [MeV/c]、縦軸が微分断面積 [nb c/(MeV sr)] である。点線で表しているのが FSI の効果を入っていない PWIA での計算。実線で表しているのが FSI を考慮した NSC97fi による計算である [11]。

$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + n$ 、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Sigma^- + p$ の二つの反応が生成閾値付近では反応断面積が小さく、ほとんど起こらないことが要因である。ELPH では 950 MeV 付近の入射光子を使用する事ができるため、 $K^+ \Lambda N$ 生成閾値付近の FSI によるエンハンスの大きな領域で Σ をほとんど生成させずに実験を行う事が可能である。

1.5.2 実験の要請

FSI 実験を行う上で重要なのは以下の条件である。

1. $K^+\Lambda N$ 生成閾値付近の FSI によるエンハンスの大きなエネルギー領域で実験を行うために 950 MeV 程度の入射光子ビームを使用可能であること
2. 超前方だけでなく広い角度領域に感度がある検出器が必要であること
3. K^+ 及び Λ の崩壊による π^-, p を測定可能であること

1 に関しては ELPH において実験を遂行することで達成できる。2、3 の条件は ELPH の第二実験室内に設置されている Neutral Kaon Spectrometer 2 (NKS2) を使用することで解決する事ができる。1.5.5 節で NKS2 について詳しく述べる。

1.5.3 ELPH BST-ring

BST-ring (1.3 GeV ブースター・ストレージリング) は ELPH の第二実験室に設置されている電子シンクロトロンである。図 11 に第二実験室及び BST-ring の概観を示した。BST-ring は入射用の線形加速器から送られた 90 MeV の電子を最大 1.3 GeV まで加速し一定時間、貯蔵することができる。電子の周回軌道上に $\phi 11 \mu\text{m}$ の炭素ワイヤー (Radiator) を挿入することで制動放射を起こし、光子ビームを取り出し利用する。以下の表 1 に BST-ring の性能をまとめた。

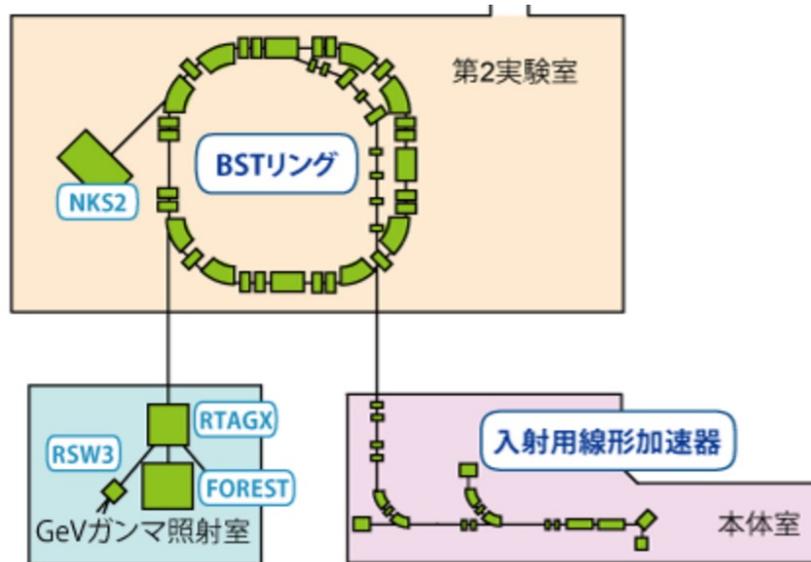


図 11: 第二実験室と BST-ring の概観。線形加速器から入射した電子を BST-ring で 1.3 GeV まで加速し、利用する。

表 1: BST-ring の性能 [5]

入射ビームエネルギー	90 [MeV]
エネルギー	0.8 – 1.3 [GeV]
共振周波数	500 [MHz]
周長	~ 50 [m]
ビームカレント	Max 30 [mA]

1.5.4 光子標識化装置 (Tagger)

制動放射によって生成した光子のエネルギーや生成時刻を記録し、光子の標識化を行うのが変更磁石内に設置された光子標識化装置 (Tagger) である。図 12 に BST-ring と Tagger の概観を示す。Tagger はプラスチックシンチレータと磁場中で動作する MPPC (Multi Pixel Photon Counter) を組み合わせた検出器構成となっている。MPPC は半導体検出器である SiPM (Silicon Photo Multiplier) の一種である。また、散乱電子の位置検出を行う TagF と光子の生成時間を測定する TagB の二つの検出器から構成され、それぞれのセグメント数は 105 と 30 セグメントである。標識化した光子 (Tagged photon) のエネルギー測定範囲は周回電子のエネルギー 1.3 GeV に対して $E_{\text{gamma}} = 0.8 - 1.28 \text{ GeV}$ である。

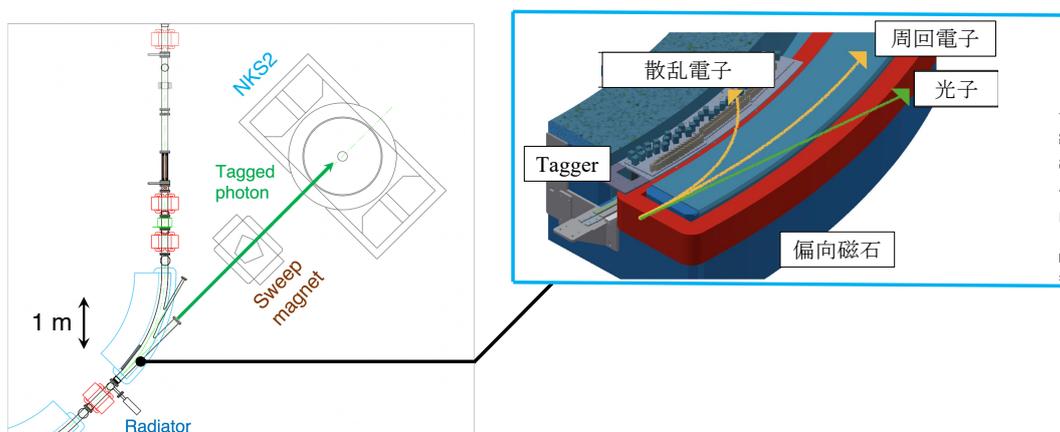


図 12: BST-ring と Tagger の概観。Radiator 直後の偏向磁石内に Tagger が設置されている。

1.5.5 Neutron Kaon Spectrometer (NKS2)

NKS2 は ELPH 第二実験室内に設置されている、 π sr の大立体角スペクトロメータであり、飛跡検出器 (VDC・CDC) 及び飛行時間測定器 (IH・OH)、双極電磁石 (680 電磁石)、電子 Veto 検出器 (EV) からなる検出器群の総称である (図 13)。ACEV は VDC と CDC の隙間 (図 13 における緑色の長方形部分) にインストール予定である。

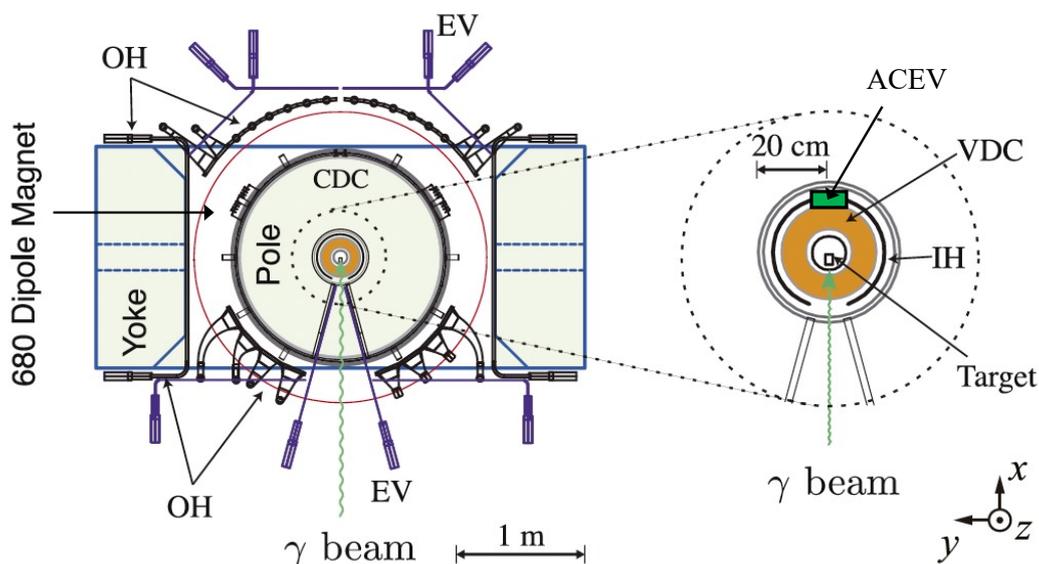


図 13: NKS2 の概要図。内側からターゲット、VDC、IH、CDC、OH の順に検出器が設置されている。さらに外側には電子 veto カウンタ (EV) が設置されている [14]。ACEV のインストール位置は VDC と CDC の隙間 (緑色の長方形部分) である。

飛跡検出器は VDC (Vertex Drift Chamber) と CDC (Cylindrical Drift Chamber) の二つから構成される。VDC は標的セルを取り囲むように NKS2 の最も内側に設置された円筒形のドリフトチェンバーである。ステレオワイヤーのみで構成され、反応点の位置を三次元的に求めることが可能である。表 2 に仕様を示す。

CDC は VDC と後述する IH の外周を覆うように設置されたドリフトチェンバーである。粒子の飛跡を三次元トラッキングし、運動量を求める事ができる。表 3 に仕様を示す。

飛行時間測定器は IH (Inner Hodoscope) と OH (Outer Hodoscope) から成る。IH は厚さ 5 mm、高さ 380 mm のプラスチックシンチレータと磁場に耐性のある Fine-mesh dynode PMT で構成された飛行時間のスタートタイミングを計測する検出器である。図 14 に概観を示す。ビームライン上に位置する IH1 のみ片読みとなっており、他の IH2-10 のセグメントは両読みとなっている。IH はビーム上流側から右が IHR、左側が IHL とラベルされており計 20 セグメントから構成されている。IH の各セグメントにおける典型的な時間分解能は $\sigma = 100 - 150\text{ps}$ である。2.2.1 章で示すように IH は ACEV をインストールする場所と干渉してしまうため、MPPC を用いた新たな IH を導入する予定であり、現在製作が行われている。

表 2: VDC の仕様

使用ガス	Ar : CH ₄ = 50 : 50
ガス圧	1 [atm]
内半径	55 [mm]
外半径	200 [mm]
検出可能領域	3.277π [sr]
レイヤー数	8 (All stereo)
推奨印加電圧	-2.1 kV (field) -1.4 kV (shield)
位置分解能	$\sigma < 200 \mu\text{m}$

表 3: CDC の仕様

使用ガス	Ar : C ₂ H ₆ = 50 : 50
ガス圧	1 [atm]
内半径	200 [mm]
外半径	800 [mm]
検出可能領域	1.127π [sr]
レイヤー数	10 (6:axial, 4stereo)
推奨印加電圧	-2.8 kV (field) -1.4 kV (shield)
位置分解能	$\sigma < 350 \mu\text{m}$

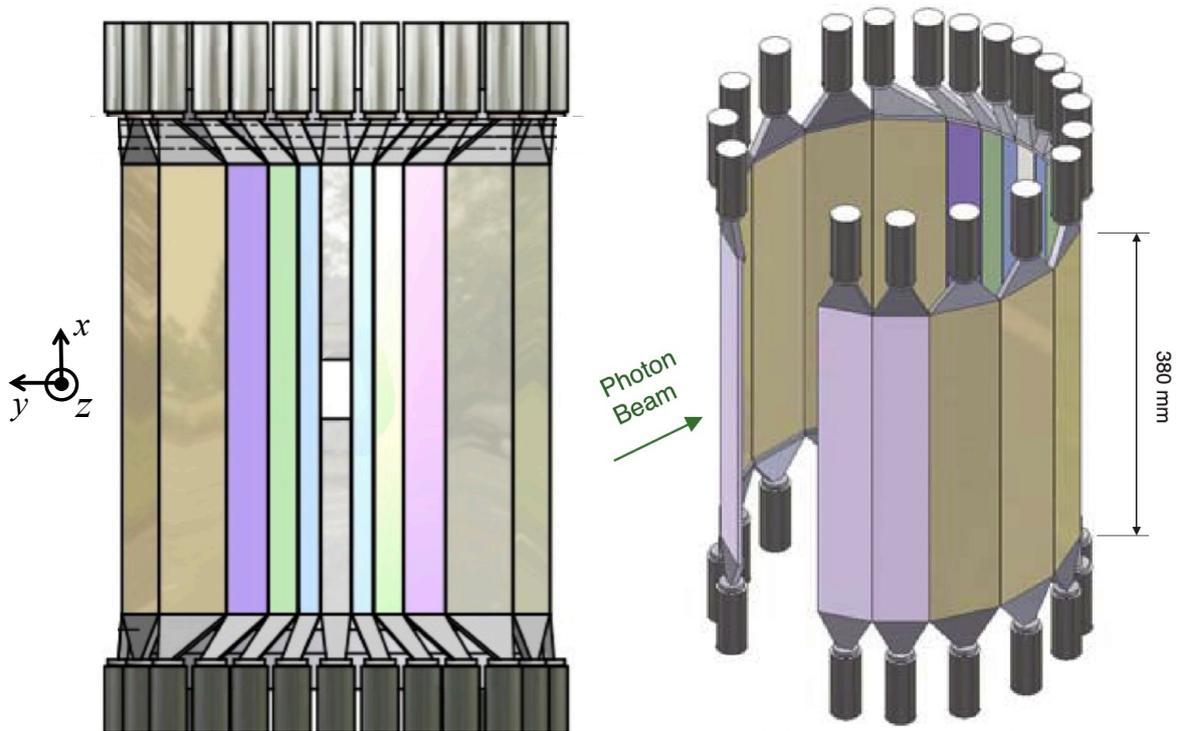


図 14: IH の概観 [14]。IH2-10 は両側読み出しであるが IH1 はビームライン状に当たる部分が穴あきになっており片側読み出しとなっている。このとき上側のセグメントを IHL1、下側のセグメントを IHR1 とラベルされている。左の図において z 軸方向がビームの入射方向である。

OH は厚さ 20 mm のプラスチックシンチレータと Fine-mesh dynode PMT から成る検出器群であり、飛行時間のストップタイミングを計測する。図 15 のように 680 電磁石のヨーク部分に沿うよう円弧型に配置された OHV と側壁部分を覆う OHH と呼ばれる部分に分かれている。さらに、OHV、OHH はビーム上流方向から見て右側に配置されるものを OHVR、OHHR、左側に配置されるものを OHVL、OHHL と称する。OHVL、OHVR はそれぞれ 10 セグメントからなり、OHHL、OHHR はそれぞれ 9 セグメントから構成される。OH の各セグメントにおける典型的な時間分解能は $\sigma = 300 - 400\text{ps}$ である。

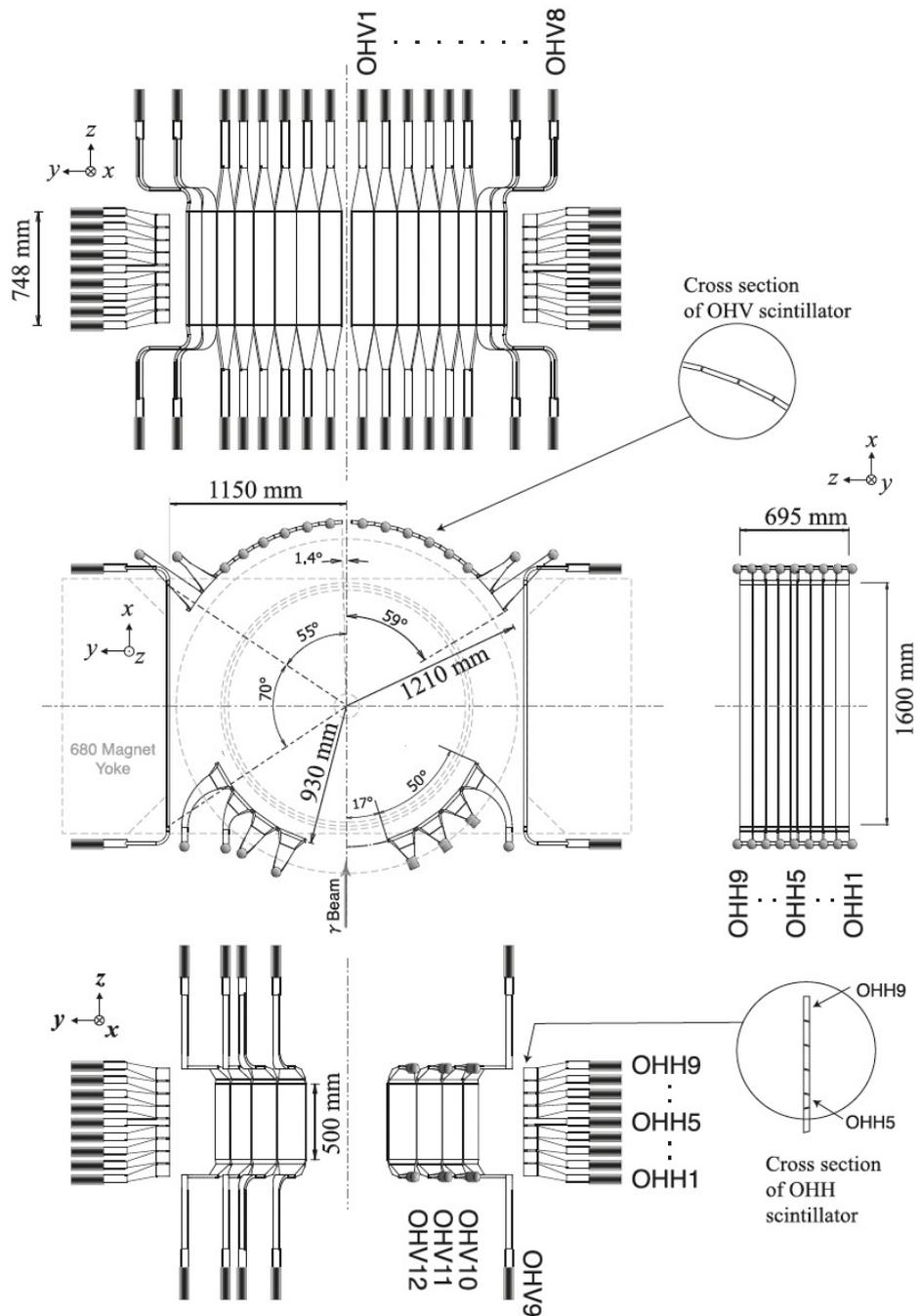


図 15: OH の概観 [14]。OH は鉛直方向に設置された OHV と水平方向に設置された OHH からなる。さらにこれらはビーム上流から見て右側に配置される OHVR、OHR と左側に配置される OHVL、OHL と呼ぶ。OHVL、OHVR はそれぞれ 10 セグメントからなる。OHL、OHR はそれぞれ 9 セグメントからなる。

680 電磁石は東北大学サイクロトン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) でサイクロトン用電磁石として使用されていたものを移管したものである。

680 電磁石は磁極間距離が 680 mm あることからこのように呼ばれている。磁極半径は 800 mm で中心磁場 0.42 T、最大電流 1000 A、総重量 120 t である。図 16 に磁束密度分布の z 軸方向依存性を示す。

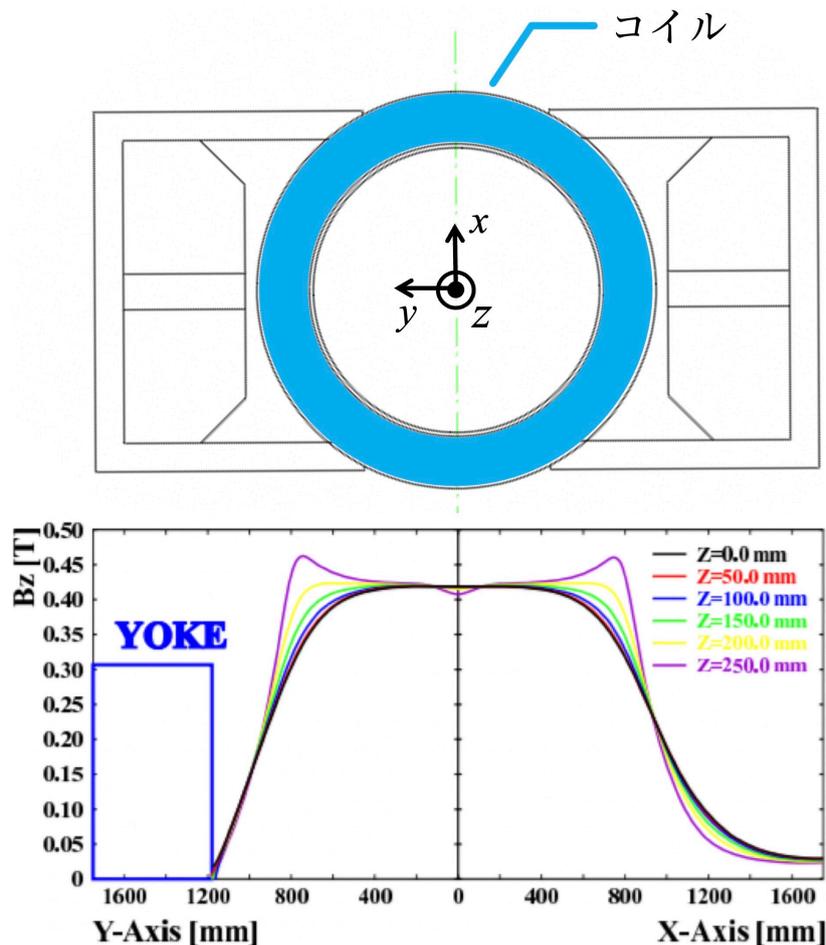


図 16: 680 電磁石の磁束密度分布の z 軸方向依存性 [14]。 x 軸方向はビーム軸方向、 y 軸方向は x 軸及び z 軸に垂直な方向。

EV は e^+/e^- によるバックグラウンドを除去するためのプラスチックシンチレーションカウンタである。EV はビーム平面上に設置されており、NKS2 上流に設置されているスイープマグネットで除去しきれなかった e^+/e^- を除去するため Veto 信号としてデータ収集系のトリガーに入れている。データ収集のトリガーについては 1.5.6 章で述べ

る。図 17 に EV の設置位置を示す。

EV はビーム下流から見て左右に 3 セグメントずつ分けられており、それぞれ EVL1-3、EVR1-3 とナンバリングされている。ビーム上流側に設置されている EVL1-2、EVR1-2 はトリガーに参加しているが、下流側の EVL3、EVR3 は収集されたデータに運動学的なバイアスをかけることを避けるため、トリガーには参加していない。

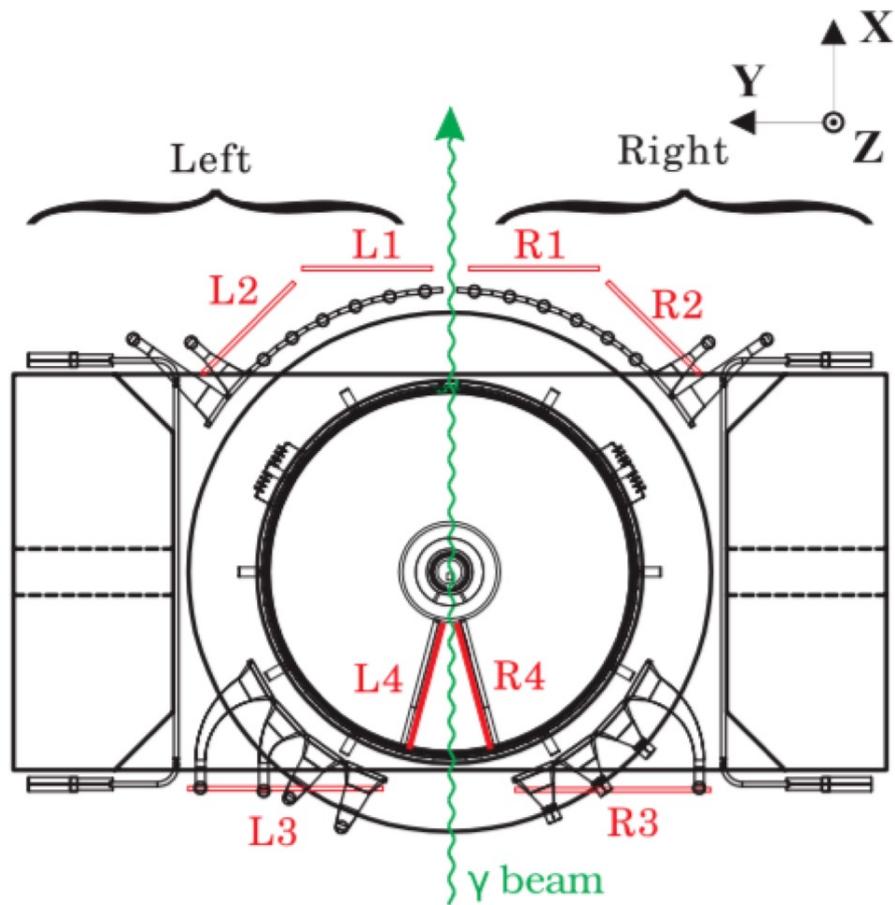


図 17: EV の設置位置 [26]

1.5.6 FSI 実験におけるトリガー

FSI 実験ではデータ収集のトリガーとして IH と OH にそれぞれ 2 粒子以上のヒットを要求する。ここで要求する粒子は K^+ 及び $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ における p と π^- である。そのため EV にヒットがあるイベントは除く。

$$\text{Trigger} = (\text{nIH} \geq 2) \otimes (\text{nOH} \geq 2) \otimes \overline{\text{EV}} \quad (1)$$

ここで $\text{nIH} \geq 2$ が IH に 2 粒子以上のヒット、 $\text{nOH} \geq 2$ が OH に 2 粒子以上のヒット、 $\overline{\text{EV}}$ が EV にヒットがない場合であり、これらの論理積としてトリガーは定義される。

1.6 本研究の目的

FSI 実験では最大 1.25 GeV の実光子ビームを使用予定である。この高エネルギービームを使用することで標的及びビームライン上から超前方に大量の e^+/e^- が発生する。これによってトリガーレートが悪化することで、DAQ(Data Acquisition) 効率も著しく悪化することが懸念される。図 18 にビームレート、トリガーリクエストレート、トリガーアクセプトレート、DAQ 効率のそれぞれの相関を示す。

本実験では最大 5 MHz の標識化光子ビームレートで実験を行う予定であるが、その際のトリガーレートは約 5 kHz で DAQ 効率は 20 % にまで減少してしまう。そこで、トリガーレベルで e^+/e^- を除去することが可能な電子 Veto 検出器の開発が必要である。具体的には、トリガーレートを 1 kHz まで下げることができれば、DAQ 効率は 90 % まで回復させることができる。

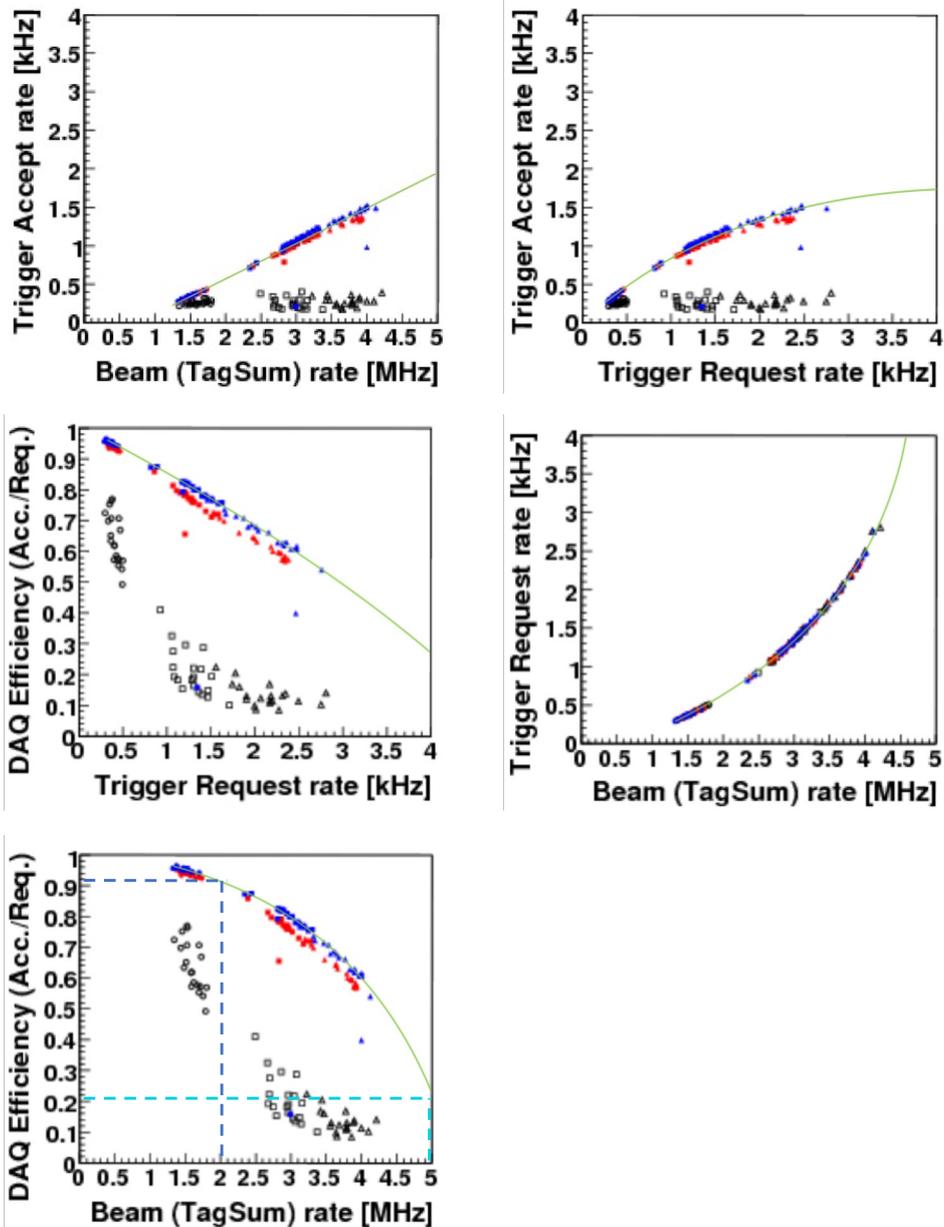


図 18: DAQ 効率。○でプロットされているのはビームカレントが約 2 mA の場合、△はビームカレントが約 4 mA、□がビームカレントが約 5 mA である。また 3 色のプロットはそれぞれ Time window が異なっており、FSI 実験のデータ取得のタイムウィンドウは青色のプロットに相当する。また、eye guide で緑の曲線を引いた。左列 3 行目の DAQ efficiency と Beam rate の相関図上で Beam rate が 2 MHz と 5 MHz の場合の DAQ efficiency をそれぞれ破線で表した。

当初は NKS2 スペクトロメータ下流に設置し大立体角を覆うため、大口径の PMT とプラスチックシンチレータを組み合わせた電子 Veto 検出器の開発を検討した。しかし通常の PMT では磁場耐性がなく、680 電磁石の漏れ磁場の影響を受けてしまうことや、検出器自体が巨大になることでメンテナンス性の悪化、導入コストの増大といった問題が明らかになった。そこで、標的直後に電子 Veto 検出器を設置することでコンパクトな検出器で電子、陽電子を捉えることができる検出器の開発を計画した。

トリガーレベルで電子、陽電子のみを除去し、 π 中間子などの荷電ハドロンの Overkill は可能な限り抑えるため、電子、陽電子と π 中間子を分離することが可能なシリカエアロジェルを輻射体として採用した。

使用する光検出器は 680 電磁石内でも動作可能な磁場耐性を持ち、限られた大きさに挿入するため非常にコンパクトな物である必要がある。そこで光検出器の候補として MPPC (Multi Pixel Photon Counter)、Fine-mesh dynode PMT が挙げられた。しかし MPPC はサーマルノイズが支配的であり、Fine-mesh dynode PMT では標準的な PMT と比較してゲインが 1 桁ほど小さく、1 光子の区別が困難であった。そこで、新たな試みとしてこれまで原子核実験の分野では使用されることがない、マイクロチャンネルプレート内蔵型光電子増倍管 (MCP-PMT) を使用することとした。

本研究の開発フローチャートを図 19 に示す。ジオメトリカルアクセプタンスから ACEV の電子、陽電子検出効率の推定を Geant4 シミュレーションにより行った。各性能評価実験のセットアップについては 4 章にまとめた。続いて、宇宙線および実光子ビームを用いた際の ACEV の波形の確認について 5.1 章で述べる。また、ACEV のビームレート耐性の調査結果を 5.2 章、チェレンコフ光による光電子数の測定結果を 5.3 章、電圧依存性の測定結果を 5.4 章に述べる。最後に、シンチレーション光による Overkill の割合について測定した結果を 5.5 章で述べる。

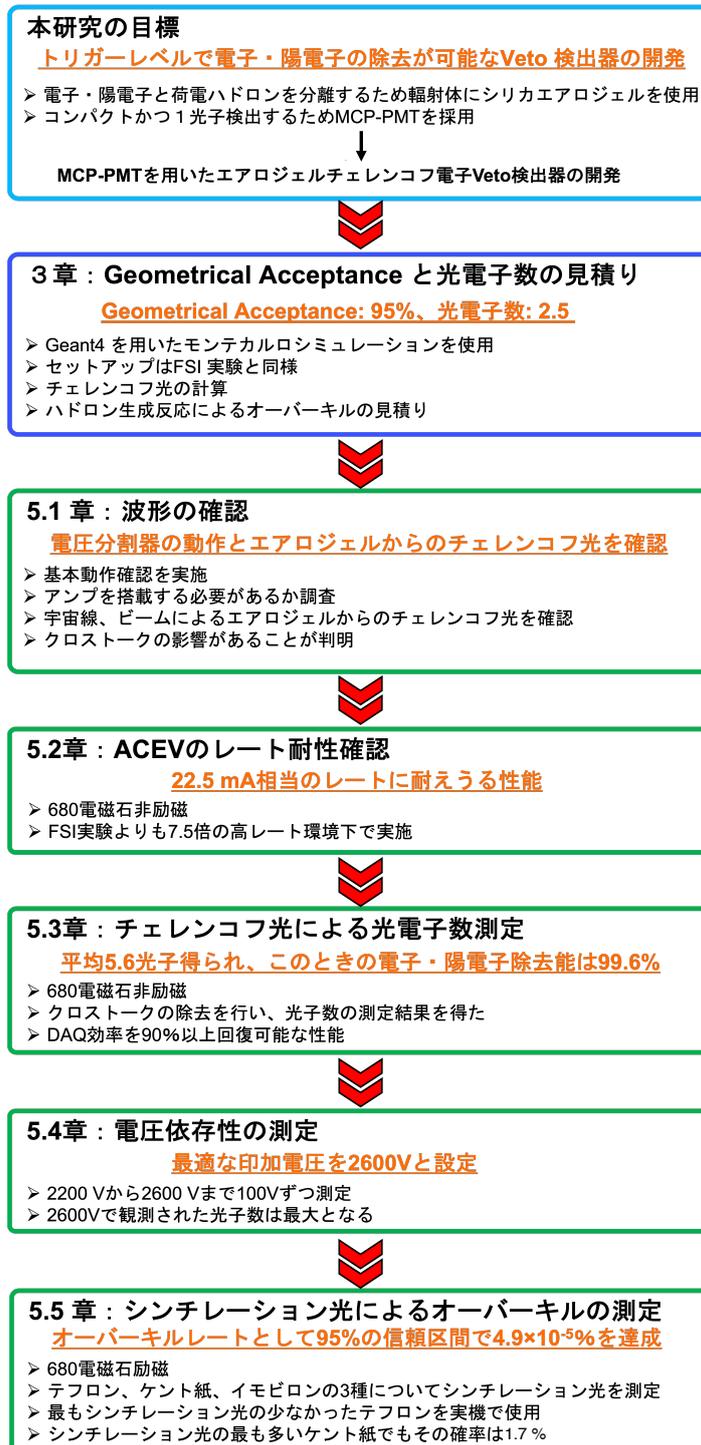


図 19: 本研究の開発フローチャート

2 Aerogel Cherenkov Electron Veto Counter (ACEV) 概要

Aerogel Cherenkov Electron Veto Counter (ACEV) は輻射体としてシリカエアロジェル、光検出機としてマイクロチャンネルプレート内蔵型光電子増倍管 (MCP-PMT) を使用した電子 Veto 検出器である。

2.1 開発動機と要求性能

本検出器は前述した通り、高エネルギー実光子ビームの使用に起因する大量の e^+/e^- バックグラウンドをトリガーレベルで除去することを目的として開発した。以下に要求性能を示す。

2.1.1 設置位置

発生した e^+/e^- は NKS2 の磁場によって水平面上に広がる。そのため、これらのバックグラウンドを除去するためには大立体角を覆うことのできる非常に大きな検出器を NKS2 の後方に設置する必要があり、コストもかかる。そこで、磁場による e^+/e^- の広がりが少ない標的直後に電子 Veto 検出器を設置することで小さな検出器で比較的成本も抑えることが可能となった。本検出器の設置位置は図 20 のようになっており、VDC と CDC の間の幅 60 mm、奥行き 45 mm、高さ 500 mm の限られたスペース内に設置する必要がある。

2.1.2 磁場耐性

NKS2 に内蔵される 680 電磁石によって最大 0.42 T の磁場が励磁される。ACEV は NKS2 の中心部付近に設置するため、この磁場に耐性がなければならない。

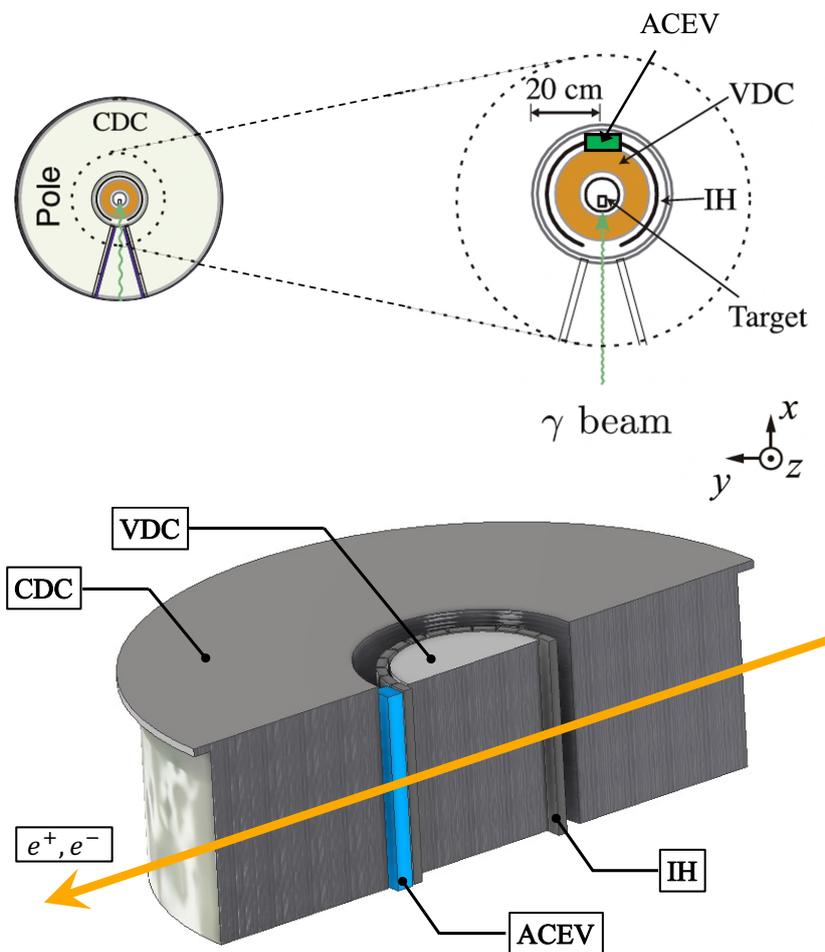


図 20: ACEV の設置位置。設置可能スペースは VDC と IH の後方幅 60 mm、奥行き 45 mm、高さ 500 mm。非常に限られたスペースであり、既存の検出器と干渉しないような設計が必要。

2.1.3 レート耐性

前述のように FSI 実験では最大 5 MHz の標識化実光子ビームを使用する。そのときトリガーレートは 5 kHz となり、このような高ビームレート下でも安定した動作の保証が必要である。

2.2 MCP-PMT

本節では ACEV に使用した光検出器である MCP-PMT (MicroChannel Plate Photo-Multiplier Tube) について説明する。MCP-PMT はマイクロチャンネルプレート内蔵型の光電子増倍管である。この PMT は Belle II 実験の TOP カウンター用光検出器として開発 [13] され、現在は浜松ホトニクスにより製造、販売されている。

2.2.1 MCP-PMT の基本原理

まず、MCP-PMT の原理について説明する。図 21 に今回使用した実際の写真と MCP-PMT 内部に内蔵されているマイクロチャンネルプレートの概観を示す。

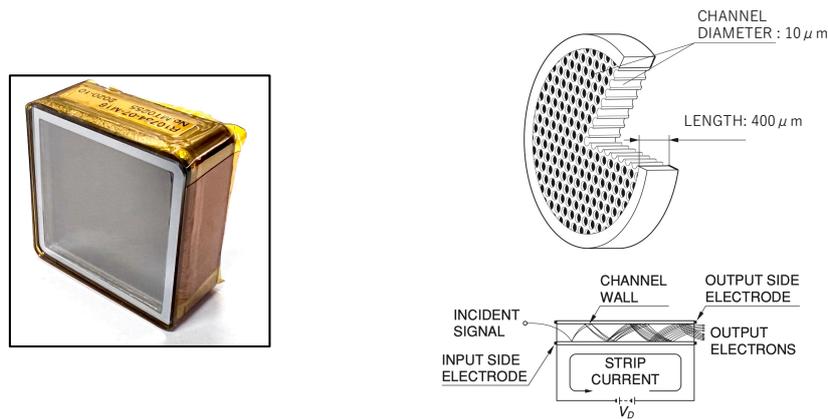


図 21: MCP-PMT の写真と MCP の概観。右の図 [30] は円筒形の MCP-PMT に内蔵されているものであるが、機構は今回使用した正方形のものと変わらない。

MCP-PMT の内部構造を図 22 に示す。光電面に光が入射すると光電効果によって光電子が MCP-PMT 内部に放出される。この光電子は電場に沿って MCP に誘導され、MCP のチャンネル内壁に衝突し二次電子を放出する。二次電子は電場により加速され再度チャンネル内壁に衝突する。このプロセスを繰り返し光電子を増幅する。MCP の機構は図 21 の右の図を参照。増幅された光電子は最終的に $4 \times 4 = 16$ チャンネルのアノードのいずれかに入射し検出される。

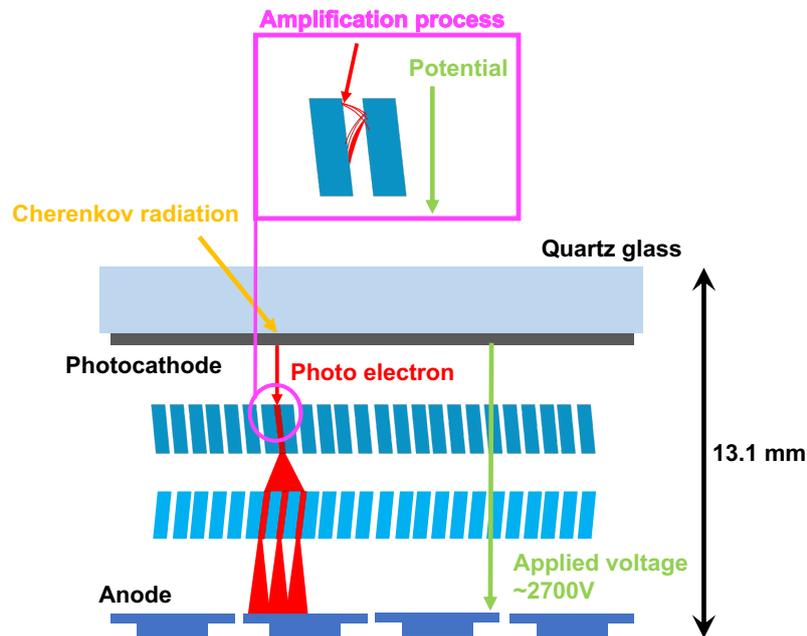


図 22: MCP-PMT の内部構造。光電面から放出された光電子が MCP で増幅され、アノードに入射することで検出される。

このように MCP-PMT は通常のダイノードとは異なるマイクロチャンネルプレートによる光電子の増幅機構を採用したことで、一般的な PMT に比べて小型化及び軽量化が可能となった。加えて、電子増幅部が非常に狭いため高い時間分解能と位置分解能をもつ。

2.2.2 MCP-PMT の基本特性

時間分解能

前述したように MCP-PMT の電子増倍部が非常に短く、MCP の内部で増幅が行われることで増幅経路が制限されるため、電子の増幅経路の揺らぎが抑制されることで高い時間応答性をもつ。1 光子の時間分解能は FWHM で ~ 30 ps である [30]。

量子効率

光電面に入射する光子に対して放出される光電子の比が量子効率 (Quantum efficiency: QE) である。電子が励起される確率は波長依存性があるため、QE は波長依存性をもつ。MCP-PMT の QE の波長依存性を図 23 に示す。また、MCP-

PMT は各アノード毎に QE の差が確認されており、最大で 5 % ほど QE が異なる [29]。

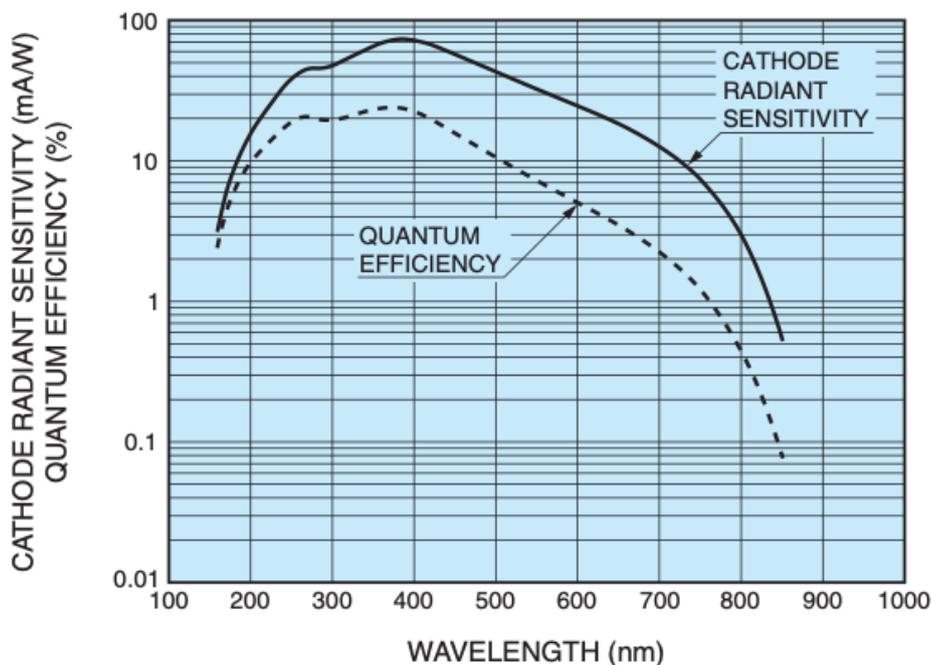


図 23: MCP-PMT の量子効率の波長依存性。実線が放射感度、破線が量子効率である。図は [7] より引用。

増幅率

MCP の二次電子放出比が電子のエネルギーに依存するため、MCP-PMT の増幅率は印加電圧に依存することがわかっている。製造元である浜松ホトニクスでは増幅率が 2×10^6 となる電圧を標準電圧と定めている。しかし、MCP-PMT には個体特性があり、推奨印加電圧および最大印加電圧には若干の不定性があることに注意する必要がある。また、増幅率も QE と同様にアノード毎に最大 4×10^6 ほど差が生じることが確認されている [29]。図 24 に 7 つの MCP-PMT に対して全 16 チャンネルのゲインの測定結果を示す。この測定では 17 ps のレーザー光を 1 光子状態に減光し、MCP-PMT に照射することで各チャンネルのゲインを測定している。

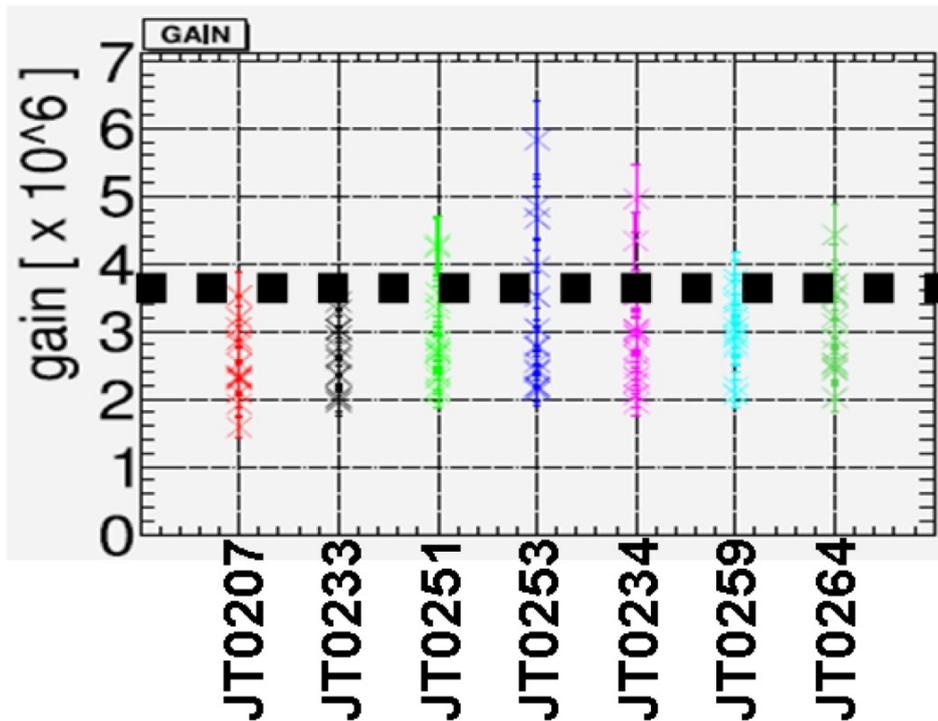


図 24: MCP-PMT のチャンネルとゲインの関係。横軸は MCP-PMT の型番、縦軸はゲインである。各チャンネルの測定値は×印で表した。四角のプロットは浜松ホトニクスで測定された基準となるゲインである。図は [29] より引用。

2.2.3 Life time の維持と劣化対策

一般的な PMT の場合、光電面感度の低下はほとんど問題にならず、その寿命特性はダイノードの二次電子放出比の低下等により決まる。しかし、MCP-PMT の寿命特性は積算出力電荷に依存した光電面の量子効率 (QE) の低下によって決まる。そのため、高バックグラウンド環境など出力電荷が大きくなると一般的な PMT に比べて短い期間で QE が低下してしまう。これは MCP 上に吸着した残留ガスが増倍電子によってイオン化され、これらが電場により光電面に戻り劣化するためと考えられる。この事象はイオンフィードバックと呼ばれる。そこで、製造元の浜松ホトニクスでは MCP 表面にアルミニウム膜を蒸着させイオンフィードバックを抑制している [28]。

2.3 電圧分割器

2.3.1 電圧分割器概要

MCP-PMT は図 25 のように複数の High Voltage (HV) line が存在するため電圧分割器を用いる必要がある。それぞれの HV line には以下の役割がある。

1. MCP の上面と下面の電極間に 2 次電子増幅を発生させるための電場を生成する (PHOTO-CATHODE PIN)。
2. 光電面から 1 段目の MCP 上面電極間に光電子を引き付けるための電場を生成する (1ST MCP INPUT PIN)。
3. MCP の 2 段目下面電極とアノードの間に増幅電子をアノードに収集するための電場を生成する (2ND MCP INPUT PIN)。

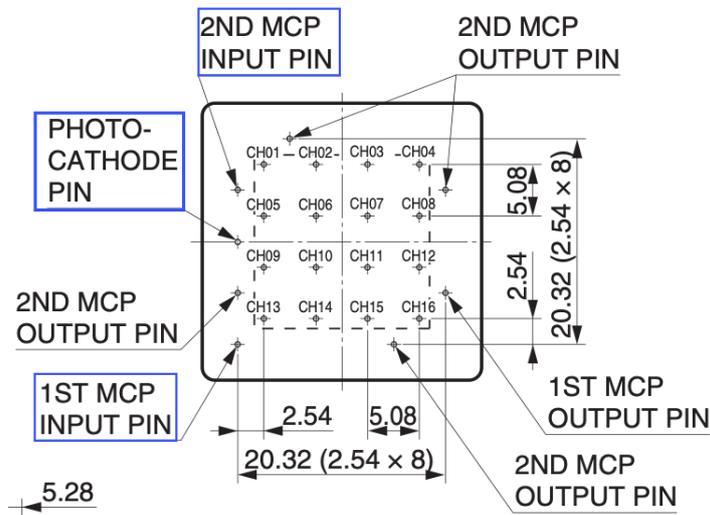


図 25: MCP-PMT の HV line のインプットとアウトプット。図は [7] より引用

使用した電圧分割器の回路を図 26 に示す。この回路では抵抗と MCP が並行に接続されているため、MCP にかかる電圧は MCP 自体の抵抗値に依存する。MCP には固体差があり典型的な抵抗値は数十～数百 $M\Omega$ であるから同じゲインを得るための実行電圧が変わる。そのため 5.4 章で述べるように適切な印加電圧を決定する必要がある。

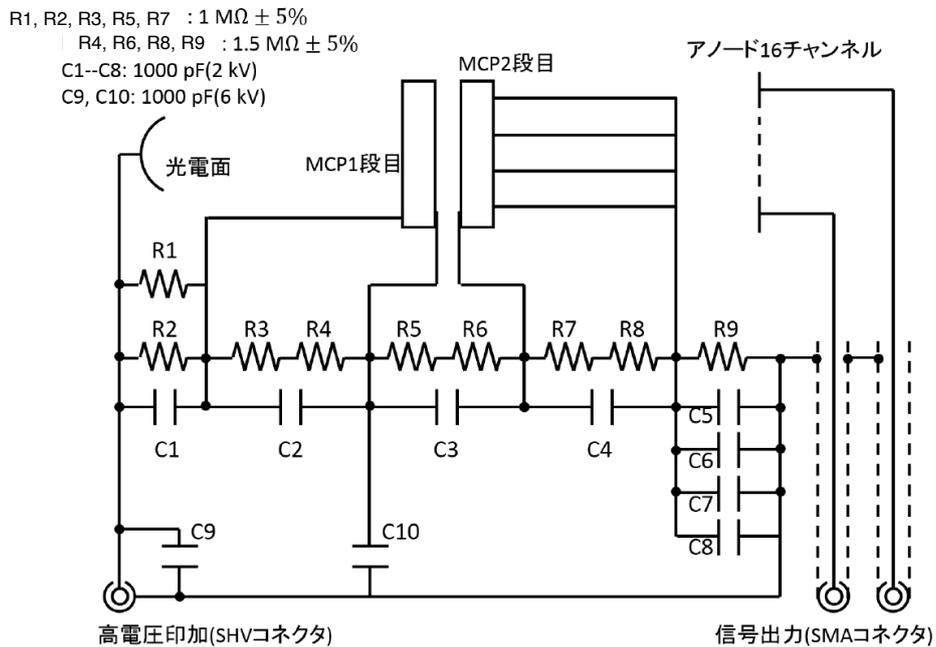


図 26: 電圧分割器の回路図。図は [27] より引用。抵抗と MCP が並行に接続されているため、MCP にかかる電圧は MCP 自体の抵抗値に依存する。

2.3.2 電圧分割器の製作

電圧分割器の実際の写真を図 27 に示す。MCP-PMT のピンとの接続部分は基盤加工機を用いて作成した。ピンの長さに対応させるため、2 mm 厚のテフロン樹脂のプレートスペーサー兼、放電防止のため基盤を挟み込む形で挿入している。側面のディバイダ回路部は放電防止のためエポキシ樹脂で保護してある。

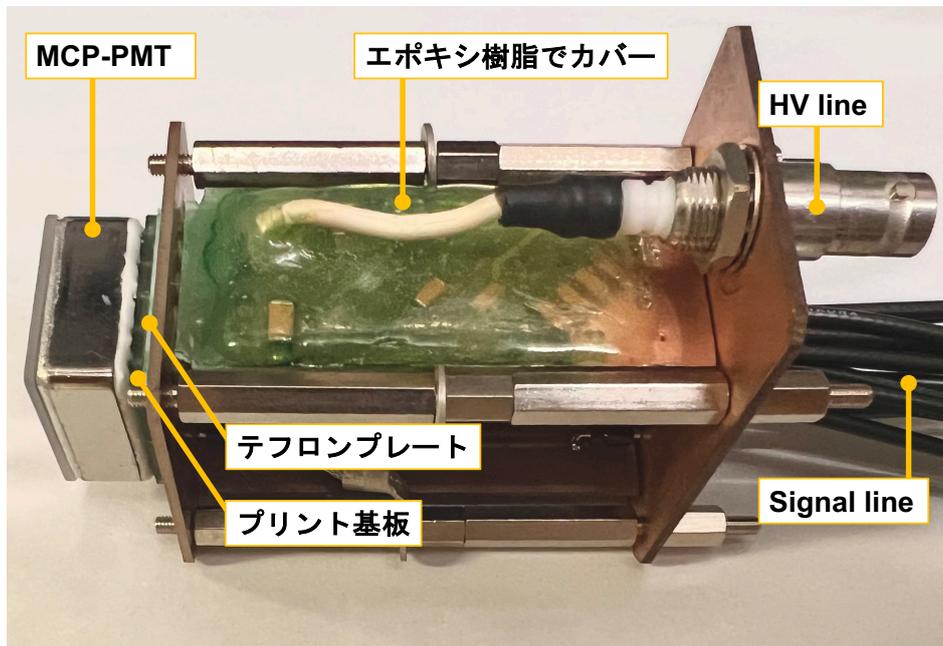


図 27: 電圧分割器の写真

2.4 Aerogel

2.4.1 Aerogel の概要

輻射体に用いるのは屈折率 $n = 1.01$ のシリカエアロジェルである。図 28 に実際の写真を示す。このエアロジェルは千葉大、もしくは JFCC で製造されている [1, 3]。

1.01 という非常に小さな屈折率のものを使用することで図 29 のように 1 GeV 以下の π ではほとんどチェレンコフ光を發せず、 e^+/e^- の場合のみ發光するため、 π による Overkill を防ぐことができる。Overkill については 5.5 章で詳しく述べる。

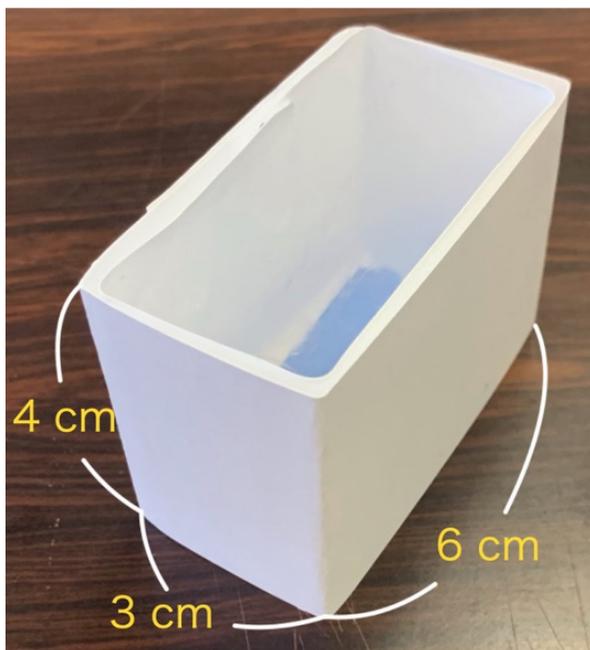


図 28: エアロジェルの実際の写真。幅 6 cm、奥行き 3 cm、高さ 4 cm。傷がつかないように、エアロジェル側面は紙とテフロンでカバーしてある。

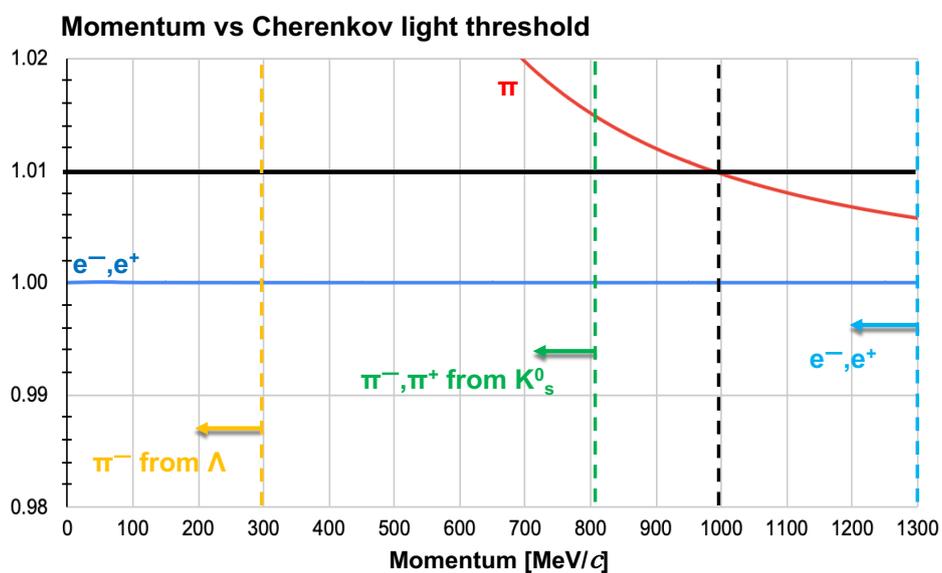


図 29: エアロジェルの屈折率と荷電粒子の運動量の関係。横軸が粒子の運動量、縦軸がエアロジェルの屈折率。破線と矢印は各粒子の発光領域を表す。 Λ の崩壊以外で生成された π は 1 GeV 以下で発光しない。

2.5 ACEV の構造

Aerogel Cherenkov Electron Veto 検出器における実機の構造は図 30 のようになっている。エアロジェルの上面及び下面にそれぞれ二つずつ MCP-PMT を設置しチェレンコフ光の測定を行う。側面は反射材としてテフロンシートでカバーする。矢印の向きに e^+/e^- が通過するような構造となっている。これらエアロジェルと MCP-PMT が暗箱に収納され ACEV としてインストールする。

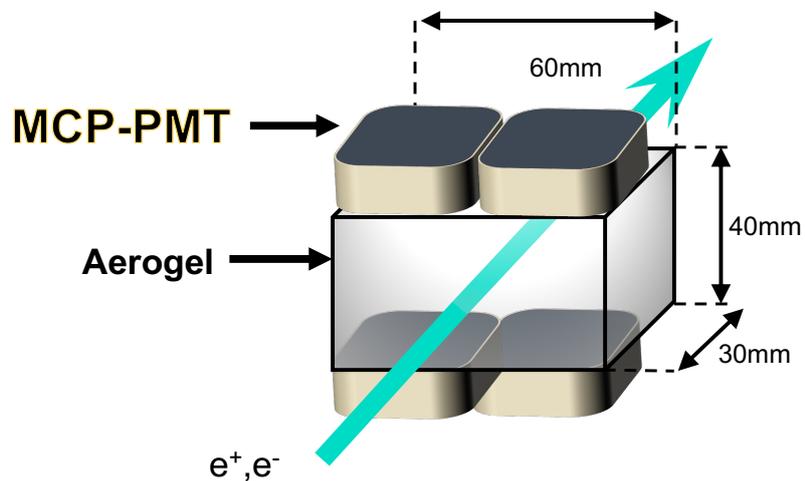


図 30: ACEV の構造を表した模式図。エアロジェルの上面と下面に MCP-PMT を計 4 つ設置。エアロジェルの側面は反射材でカバーする。

3 モンテカルロシミュレーションと光電子数の見積り

3.1 シミュレーション

実際の FSI 実験における電子、陽電子の除去能を Geant4 によるモンテカルロシミュレーションによって評価した。また、 δ -ray による Overkill についても評価を行なった。Geant4 [6] は CERN によって開発されたモンテカルロシミュレーションツールであり、粒子の生成、崩壊反応や物質中におけるエネルギー損失、散乱などのプロセスを再現可能なシミュレータである。

3.1.1 シミュレーション条件とセットアップ

シミュレーションにおける検出器の配置を図 31 に示す。実際の FSI 実験におけるセットアップから、ビームライン状にアクセプタンスを測定するための ACEV と同じサイズの検出器 (Virtual ACEV) を設置し、IHR2、IHL2、IHR1 は Virtual ACEV と干渉しないよう取り除いた。ターゲットはビーム軸方向に平行に設置した。ターゲットのサイズは直径 40 mm、厚さ 30 mm の円筒型である。ターゲットの周囲を内側から順に VDC、IH、CDC、OH が囲む形となっている。

NKS2 の中心を座標原点としてビームは x 軸の負から正の方向に入射し、ビームの生成位置は座標原点から 30 cm 上流に設定した。この時のビームエネルギーは 800 MeV - 1300 MeV の範囲で一様とし、角度分布は 0° から 180° として 1×10^7 イベントを生成した。以上のシミュレーション条件を表 4 にまとめた。また、このとき生成した光子ビームのエネルギー分布を図 32 に示す。

1×10^7 イベントを生成した際に e^+/e^- を生成しトリガーにかかるイベントは約 2×10^4 イベントである。この時のトリガーは IH と OH にそれぞれ 1 ヒット以上を要求している。光子ビームを生成したイベント数を実際の実験における標識化光子レートと考えると過去の実験から経験的にトリガーにかかるイベントはその $1/500$ であるからシミュレーションは正しく動作している。

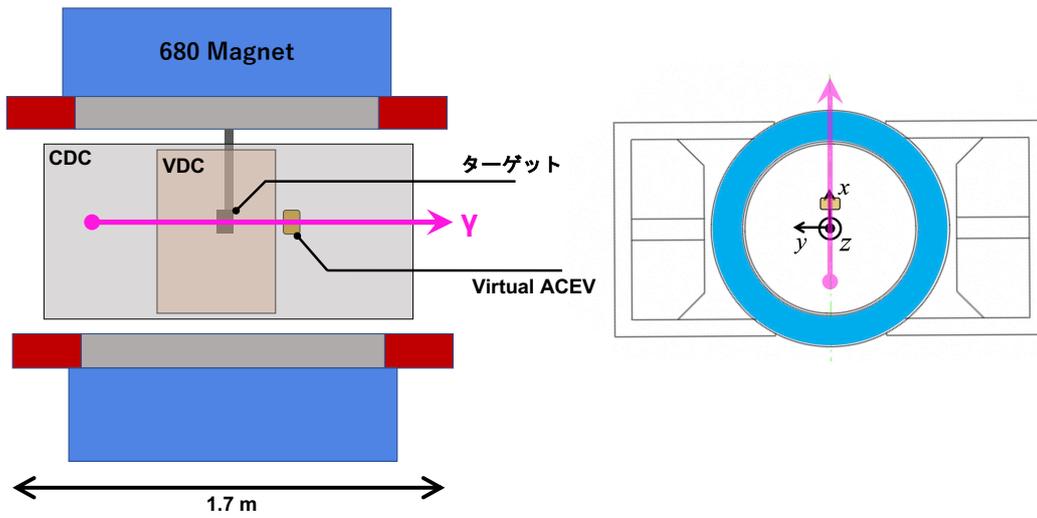


図 31: Geant4 シミュレーションにおける検出器のセットアップ。NKS2 中心にターゲットを設置し、その周囲を VDC、IH、CDC、OH で囲んでいる。

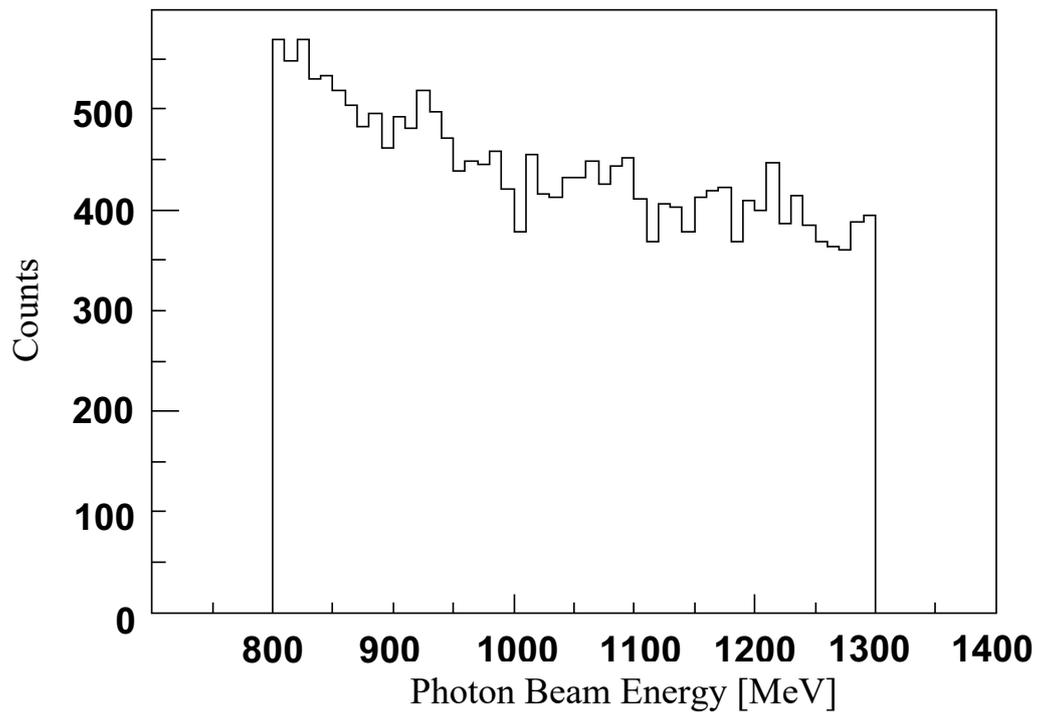


図 32: 光子ビームエネルギーの分布。エネルギーは 800 MeV - 1300 MeV の範囲で一様とし、 1×10^7 イベントを生成した。

ビームのサイズはビームコアとビームハロー部分をそれぞれガウス関数でフィッティングし、これら二つのガウス関数の重ね合わせとして記述する。今回のシミュレーションではビームコアのサイズは NKS2 のシミュレーションにおいて典型的に使用されている値の $\sigma_{\text{core}} = 44$ mm、ビームハローのサイズは $\sigma_{\text{halo}} = 210$ mm とした。このとき σ_{core} と σ_{halo} の比は

$$\frac{\sigma_{\text{core}}}{\sigma_{\text{halo}}} = \frac{0.04}{0.96} \quad (2)$$

である。

表 4: シミュレーション条件

光子ビーム生成イベント数	1×10^7
座標原点	NKS2 の中心 (0,0,0)
ビーム生成位置	(-30 [cm],0,0)
ビームエネルギー	800 [MeV] - 1300 [MeV]
角度分布	$0^\circ - 180^\circ$
ビームコアサイズ	$\sigma_{\text{core}} = 44$ [mm]
ビームハローサイズ	$\sigma_{\text{halo}} = 210$ [mm]

3.1.2 ジオメトリカルアクセプタンス

ACEV の開発コンセプトの一つとして、標的直後に設置することでコンパクトな検出器による e^+/e^- の除去を可能にする事が挙げられる。図 33 に示すように 0° 方向に電子を打ち出した際に 0.42 T の磁場中で回転半径を計算すると

$$p = 0.3B\rho \quad (3)$$

から 0.62 GeV 以上の e^+/e^- が ACEV に入射することがわかる。ここで p は運動量 [GeV/c]、 B は磁場 [T]、 ρ は回転半径 [m] である。

NKS2 の中心部で生成された e^+/e^- はその運動量が 0.62 GeV 以上であればどちらか片方は ACEV にヒットする。使用する光子ビームのエネルギーが固定されていても e^+/e^- の運動量はイベント毎に異なる。そこで、光子ビームによってビームライン状の

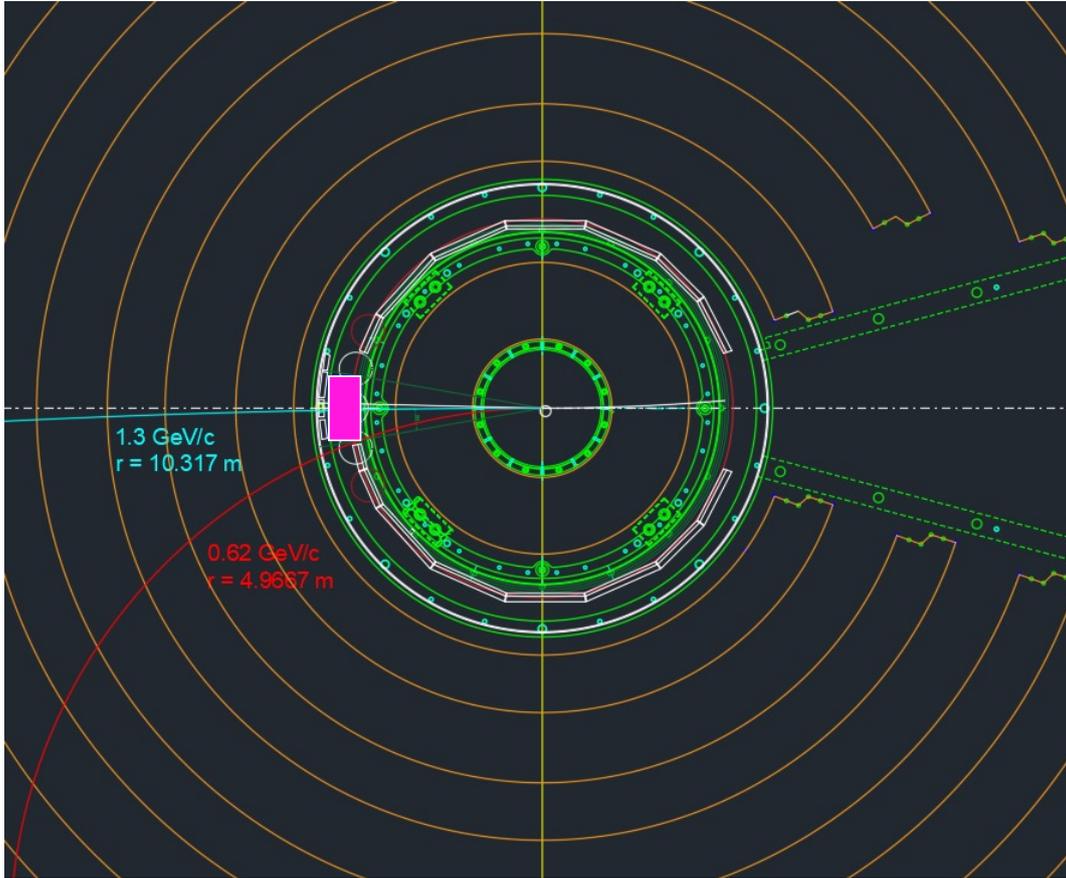


図 33: ターゲット位置にて生成された電子の軌道とエネルギーの関係。

検出器群でコンバージョンされた e^+/e^- のうちどの程度が ACEV に入射するか見積もる必要がある。このシミュレーションでは光子ビームから生成された e^+/e^- を Virtual ACEV で測定し、ジオメトリカルアクセプタンスの見積りを行った。光子ビームにより生成された e^+/e^- の数を N_{generate} 、Virtual ACEV で検出した e^+/e^- の数を N_{accept} とするとシミュレーションにより得られたこれらの比は

$$\frac{N_{\text{accept}}}{N_{\text{generate}}} = 0.93 \quad (4)$$

となる。これから、生成された e^+/e^- のうち 93 %が ACEV を通過することが明らかになった。

続いて e^+/e^- の生成位置と Virtual ACEV で測定されなかった e^+/e^- の関係を調べた。光子ビームによる e^+/e^- の生成位置を図 34、生成された e^+/e^- の中で Virtual

ACEV にヒットしなかったイベントの生成位置を図 35 に示す。中心に見える長方形の分布がターゲットで生成された e^+/e^- であり、その周囲を囲む円状の分布がフィルムで生成されたものである。 x 軸に水平な細長い分布はビームライン上で生成された e^+/e^- を示している。これを見ると生成された e^+/e^- のうち 95 % がターゲットで生成されており、Virtual ACEV を通過しないイベントはターゲット上流で生成されていることがわかる。

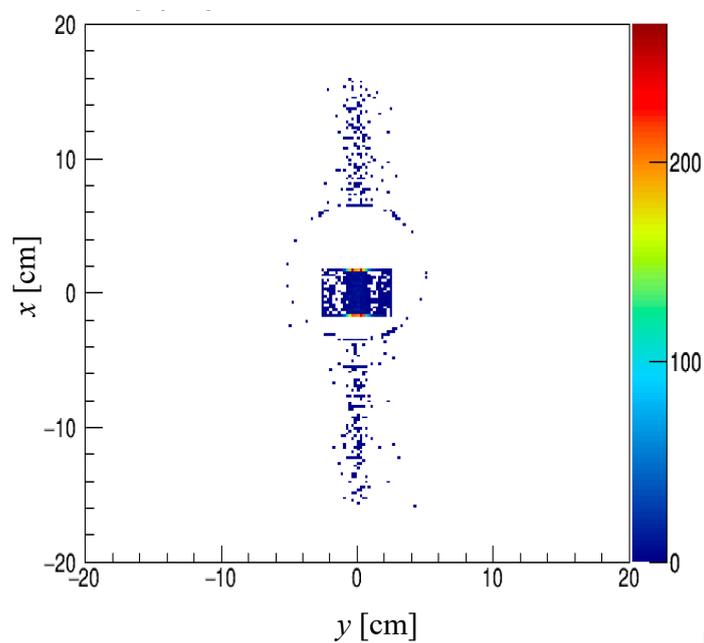


図 34: e^+/e^- の生成位置。中心に見える長方形の分布がターゲットで生成された e^+/e^- 。

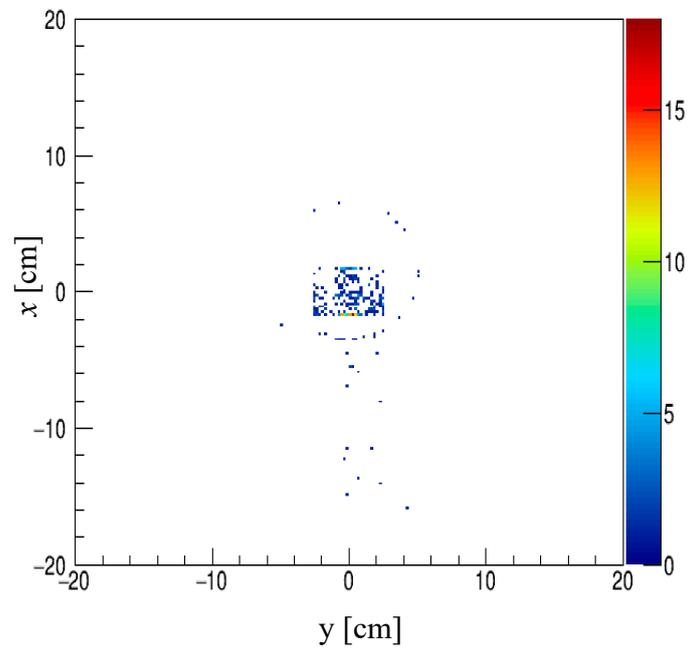


図 35: Virtual ACEV にヒットしなかった e^+/e^- の生成位置。Virtual ACEV にヒットしないイベントはターゲット上流で生成されている。

3.1.3 δ -ray による Overkill の評価

δ -ray とは荷電粒子が物質中でのイオン化により生成される高エネルギー二次電子線のことである。ACEV は閾値型チェレンコフ検出機であるため、荷電ハドロンによる δ -ray を誤って Veto すると統計量が減少してしまう。そこで Geant4 によるシミュレーションから δ -ray の生成率を求め Overkill の評価を行なった。

シミュレーションのセットアップは 3.1.1 章で述べたものと同様であるが π^+ 、 π^- を NKS2 中心から一様等方に 1 MeV から 1300 MeV のエネルギーで 1×10^6 イベント生成した。図 36 に生成された δ -ray の運動量分布を示す。ACEV にヒットする π^+ 、 π^- の数は 156 イベントである。ACEV で使用する屈折率 1.01 のエアロジェルにおいてチェレンコフ光を発する δ -ray の運動量は 12.97 MeV/c 以上のものとなっておりそのイベント数は 26 イベントであった。Aerogel の radiation length を考慮すると全 π^+ 、 π^- に対するこの運動量以上の δ -ray の生成割合を求めると 3.9×10^{-7} と非常に少なく、 δ -ray による Overkill は問題にならないといえる。

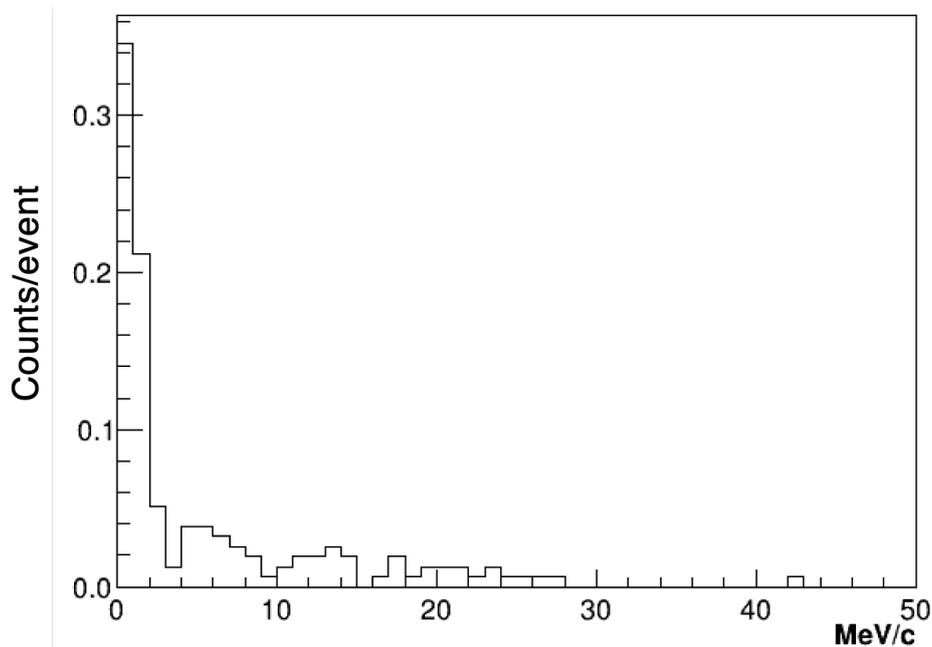


図 36: δ -ray の運動量分布。横軸が δ -ray の運動量、縦軸が counts/event。ここで使用した event 数は π^+ 、 π^- から生成された δ electron であり、シミュレーションで生成した全 π^+ 、 π^- のイベント (1×10^6) ではないことに注意。

3.2 ハドロン生成イベントによる Overkill の見積り

5.5 章でも述べるように、 e^+/e^- 以外の粒子を Veto してしまうとハドロン生成反応に含まれるストレンジネスを生成したイベントを除去してしまい、統計量の減少につながる (Overkill)。1.5.6 章で説明したように FSI 実験ではハドロンがトリガーを作るため、Overkill の有無は重要である。本章では e^+/e^- 対生成、ハドロン生成、ストレンジネス生成の各反応の断面積を比較することで Overkill rate の見積もりを行った。

標的を重水素とした場合のハドロン生成反応における反応断面積 (σ_{hadron}) を図 37 に示す。これによると全反応の断面積は不変質量が 1540 MeV の場合に最大 380 μb である。ここで single π の生成には MAID2007 [8]、double π の生成には 2-PAION-MAID [23]、 K の生成には KAON-MAID [21] の各モデルで計算された値を用いた。

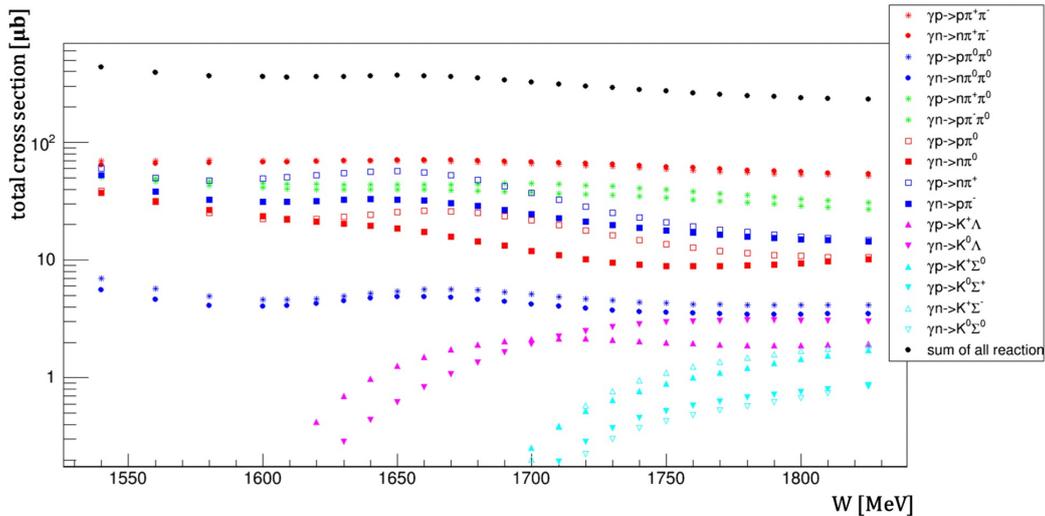


図 37: ハドロン生成反応における反応断面積。横軸を反応した核子と光子ビームの不変質量 [MeV]、縦軸を全反応断面積 [μb] とした [33]。反応チャンネルを図の右側にまとめた。

一方で 3.1 章のシミュレーションにおいて液体重水素標的における密度が 0.169 g/cm^3 、ビーム軸方向の厚さが 3.3 cm であるからこのときの物質量は $\rho = 0.169 \times 3.3 \simeq 0.56 \text{ g/cm}^2$ 、アボガドロ定数 $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ 、物質の原子量 A を用いて標的原子数

N_{target} は

$$N_{target} = \rho \cdot \frac{N_A}{A} = 0.169[\text{b}^{-1}] \quad (5)$$

と表せることから $\gamma \rightarrow e^+e^-$ 反応の全反応断面積 (σ_{e^+,e^-}) は

$$\sigma = \frac{N_{yield}^{e^+e^-}}{N_{gamma} \cdot N_{target} \cdot \epsilon_{acpt}^{e^+e^-} \cdot \epsilon^{common}} \quad (6)$$

で表せる。シミュレーションで得られた e^+/e^- の収量 $N_{yield}^{e^+e^-} = 2231$ 、生成した光子ビームの総数 $N_{gamma} = 1 \times 10^7$ 、標的の原子数 $N_{target} = 0.169$ 、 e^+/e^- のアクセプタンス $\epsilon_{acpt}^{e^+e^-} = 1$ 、各検出器のアクセプタンス $\epsilon^{common} = 1$ とし、これらのパラメータから 6 を計算すると全反応断面積が $1320 \mu\text{b}$ と得られる。

$E_{gamma} = 0.95 \text{ GeV}$ における $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応における断面積 ($\sigma_{strangeness}$) はドイツ・マインツ大学の理論グループにより構築された光生成反応のモデルである KAON-MAID [21] の値から $0.756 \mu\text{b}$ である。

以上より e^+/e^- の生成反応に対するストレンジネス生成反応の比は

$$\frac{\sigma_{strangeness}}{\sigma_{e^+,e^-}} = 5.73 \times 10^{-4} \quad (7)$$

e^+/e^- の生成反応に対するハドロン生成反応の比は

$$\frac{\sigma_{hadron}}{\sigma_{e^+,e^-}} = 0.288 \quad (8)$$

以上より e^+/e^- の生成反応に対するストレンジネス生成反応の割合はわずか 0.06% であるが、ハドロン生成反応の割合は約 29% であるため、ハドロン生成に含まれるストレンジネス生成のイベントを Veto しないことを確かめるために 5.5 章で述べる測定を行なった。

3.3 Signal Overlap の評価

Overkill の原因としては Signal Overlap により e^+/e^- に由来する信号直後の異なるイベントを除去してしまう事が挙げられる。本章では高ビームレートを使用することに起因する自分自身との Signal Overlap と e^+/e^- イベントとハドロンイベントのアクシデンタルコインシデンスの二つについて評価を行なった。

3.3.1 自分自身との Signal Overlap

ここでは Signal が e^+/e^- 由来かハドロン由来かは考慮せず、高ビームレートによる Signal Overlap の割合を評価した。

$t = 0$ である事象が起きたとするとその後 $t = T$ で次の事象が起きたとき、微小時間 dt の間に次の事象が起こる確率 $P(T)$ を考える。単位時間における事象の発生回数を m とすると任意の時間 T 以内における事象の発生回数 μ は 9 式で書ける。

$$\mu = mT \quad (9)$$

時間 T 内に X 回の事象が発生すると確率密度関数は

$$P(X, \mu) = \frac{\mu^X}{X!} \exp(-\mu) \quad (10)$$

と表せられる。10 式より単位時間に x 回の事象があるとき 11 式となる。

$$P(x, m) = \frac{m^x}{x!} \exp(-m) \quad (11)$$

微小時間 dt 内に事象が起こる確率は mdt で書け、時間 T 内に事象が発生しない確率は $X=0$ より

$$P(0, \mu) = \frac{\mu^0}{0!} \exp(-\mu) = \exp(-mT) \quad (12)$$

事象数は

$$P(T)dt = P(0, \mu)mdt = \exp(-mT)mdt \quad (13)$$

となるため、時刻 $t=0$ から $t = t_1$ までの間に事象が発生する確率は 13 式を積分して

$$\int_0^{t_1} P(t)dt = 1 - \exp(-mt_1) \quad (14)$$

となる。14 式から表 5 に Tagged photon rate 5 MHz の場合にトリガーのロジック幅を 10 ns から 50 ns としたときの Signal Overlap の確率をまとめた。

このように 5 MHz の高ビームレートを使用した場合でも Overlap の確率は最大 22.1 %、最小 4.87 %と問題にならない範囲であることを確認した。

表 5: Tagged photon rate 5 MHz の場合に Overlap する確率

ロジック幅 [ns]	Overlap の確率 [%]
10	4.87
20	9.51
30	13.9
40	18.1
50	22.1

3.3.2 ハドロンイベントとのアクシデンタルコインシデンス

続いて e^+/e^- の Signal 直後にハドロンイベントが観測されることでアクシデンタルコインシデンスとして Veto してしまうような事象がないか確認した。ここでは全ハドロンがトリガーにかかることを想定している。Tagged photon rate 5 MHz のときハドロンの生成レート (R_{hadron}) は 3.2 章で用いた crosssection(σ_{hadron}) 及び標的原子数 (N_{target}) より

$$R_{hadron} = \sigma_{hadron} \times N_{target} \times 5 \times 10^6 \quad (15)$$

であり、Overlap のレート ($R_{overlap}$) は標識化されていない光子の寄与も含めた ACEV にヒットする e^+/e^- レート (R_{e^+/e^-}) とロジック幅 (L_{width}) を用いて

$$R_{overlap} = R_{e^+/e^-} \times R_{hadron} \times L_{width} \quad (16)$$

となる。15 式と 16 式より全ハドロンがトリガーかかるとき Overlap する確率は

$$\frac{R_{overlap}}{R_{hadron}} = R_{e^+/e^-} \times L_{width} \quad (17)$$

で求めることができる。17 式から表 6 に Tagged photon rate 5 MHz の場合にトリガーのロジック幅を 10 ns から 50 ns としたときのアクシデンタルコインシデンスの確率をまとめた。以上よりハドロンイベントと e^+/e^- イベントのアクシデンタルコインシデンスは 2.74 から 13.7 % と影響が少ないことを確認した。

表 6: Tagged photon rate 5 MHz の場合にアクシデンタルコインシデンスが起こる確率

ロジック幅 [ns]	アクシデンタルコインシデンスの確率 [%]
10	2.74
20	5.48
30	8.22
40	10.9
50	13.7

3.4 光電子数の見積り

ACEV で使用する屈折率 $n = 1.01$ のエアロジェルの場合にチェレンコフ光の個数は 18 で見積もることができ、MCP-PMT の波長依存性を考慮して ACEV で得られる光電子数は 19 のようになる。

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2 L}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \quad (18)$$

$$N_{detect} = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \epsilon_{geom} \times \epsilon_{det} \times QE(\lambda) \frac{dN}{d\lambda} d\lambda \quad (19)$$

ここで微細構造定数 $\alpha = 1/137$ 、エアロジェルの厚み $L = 3$ cm、入射粒子の速度 $\beta = 1$ 、入射粒子の電荷 $z = 1$ 、エアロジェルの光子放出面（上面と底面でそれぞれ 30×60 mm²）に対し MCP-PMT を底面に一つだけ配置した場合、その幾何学的効果 ϵ_{geom} は MCP-PMT の effective area が 23×23 mm² であることから $\epsilon_{geom} = 0.15$ 、アノードパッドの検出効率は 100 % と仮定し $\epsilon_{det} = 1$ とした。波長 λ に依存する QE (Quantum Efficiency) は [7] より引用した図 23 から 10 nm 毎の中央値を QE として 200 nm から 850 nm まで積分したものを使用した。また、吸収などによる損失はなく、全ての光子が MCP-PMT に入射すると仮定している。これらを踏まえて計算すると MCP-PMT を一つ使用した場合に得られる光電子数は

$$N_{detect} = 2.5 \quad (20)$$

であった。式 19 における積分前のチェレンコフ光の個数の波長依存性を図 38 に示す。これを見ると MCP-PMT の QE を考慮すると ACEV は 200 – 400 nm の低波長側で感度が高いことがわかる。

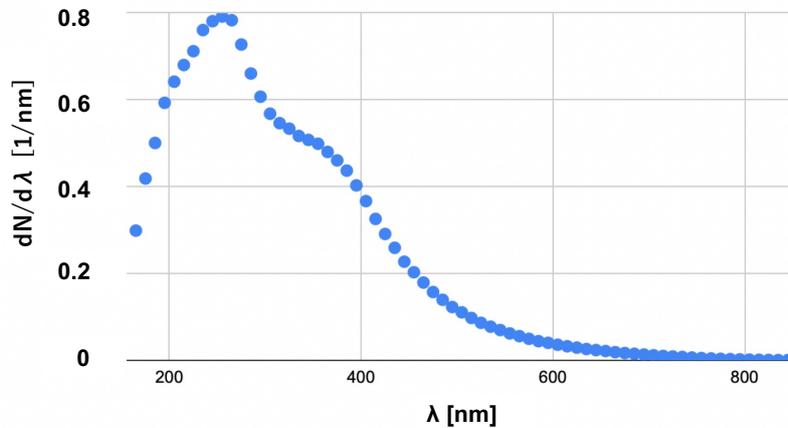


図 38: 光電子数の波長依存性。

4 テスト項目とセットアップ

以下に本検出器の開発段階で行なった実験の項目とセットアップをまとめる。

4.1 波形確認の実験セットアップ

波形の確認は宇宙線と実光子ビームを用いて行なった。宇宙線による波形確認のセットアップを図 39 に示す。

$30 \times 60 \times 5 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレータと光電子増倍管 (H6612MOD) から構成されるリファレンスカウンターでエアロジェルを挟み、反射材で覆われていない面に

MCP-PMT を設置した。二つのリファレンスカウンターのコインシデンスを取りトリガーをかけ、宇宙線による信号をオシロスコープでチェックした。この実験は 2021 年 3 月に実施した。

実光子ビームを用いた波形確認のセットアップは後述するシンチレーション光による Overkill の見積りと同様であるため 4.3 章で述べる。

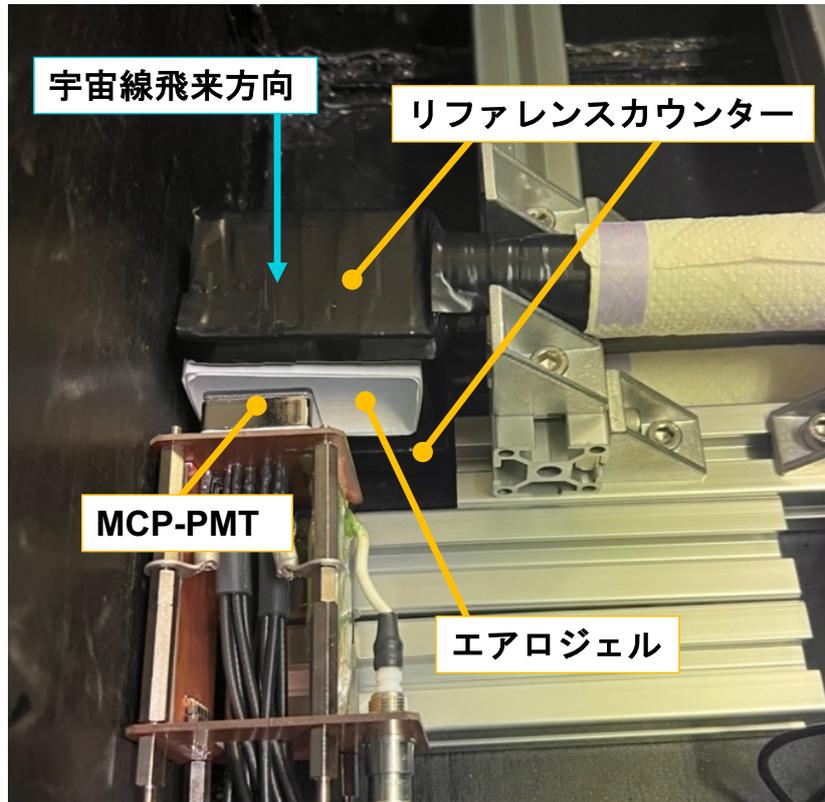


図 39: 宇宙線によるシグナルチェックのセットアップ

4.2 チェレンコフ光による光電子数測定の実験セットアップ

チェレンコフ光による光電子数の測定は 2021 年 7 月に東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) の第二実験室にて最大 1.25 GeV の標識化実光子ビームを用いて行なった。ここではセットアップとデータ収集系について述べる。

4.2.1 実験セットアップ

テスト用検出器のセットアップ写真とイメージを図 40 に示す。アクリル板で作成した暗箱の中にエアロジェルと MCP-PMT を一つ配置し、それらを挟み込むようにリファレンスカウンターを設置した。このリファレンスカウンターは 12 mm 厚のプラスチックシンチレータと光電子増倍管 (H6612MOD) から構成され、ビーム上流側からそれぞれ

Ref1、Ref2 と呼称する。これは Active target としての役割も兼ねており、実際の FSI 実験で使用する液体重水素標的のおよそ 7.5 倍の物質質量に相当し、1 mA のビームカレントにてテスト実験を行うと 7.5 mA 相当のビームカレントを使用した環境に等しく、この時の Tagged photon rate は約 7 MHz となる。このように、FSI 実験よりも高いレートでのテスト実験が可能である。

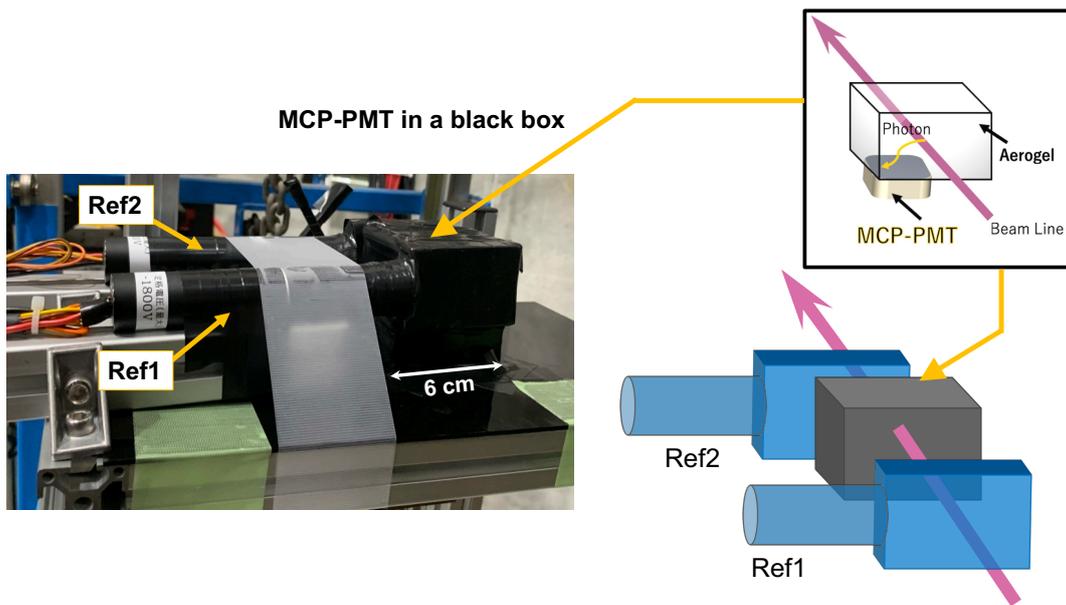


図 40: 性能評価実験のセットアップ写真とイメージ図。ビーム上流側から Ref1、暗箱、Ref2 を設置。

テスト機の設置位置を図 41 に示す。ELPH BST-ring から取り出され光子標識化装置 (Tagger) によって標識化された実光子ビームが NKS2 の後方に設置されたテスト機に入射する。テスト実験時の写真を図 42 に示した。テスト機は可動式のリフターと一体になっており、検出器の位置をビーム位置に合わせて調整することができる。

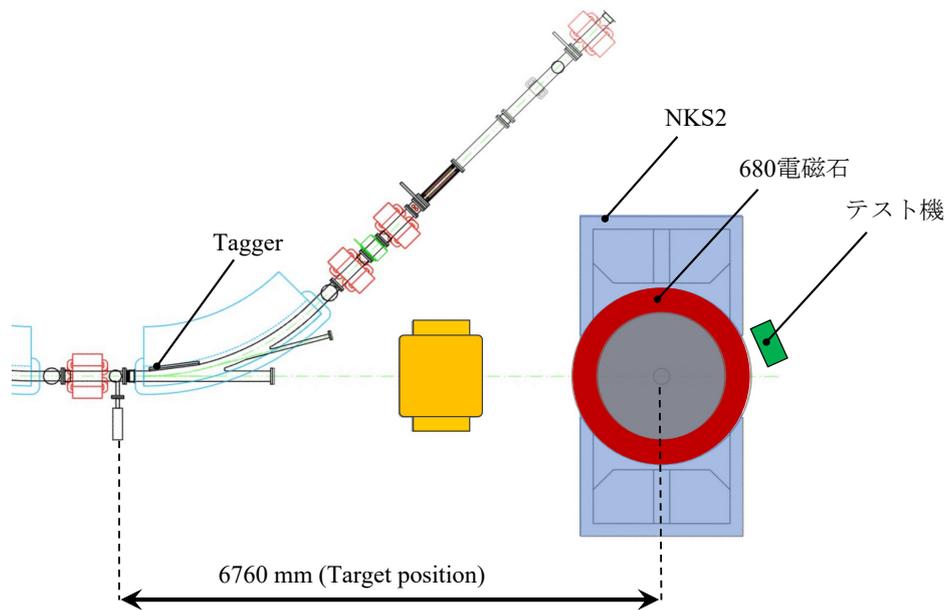


図 41: 既存の検出器群とテスト機の位置関係。テスト機は NKS2 のビーム下流側に設置した。

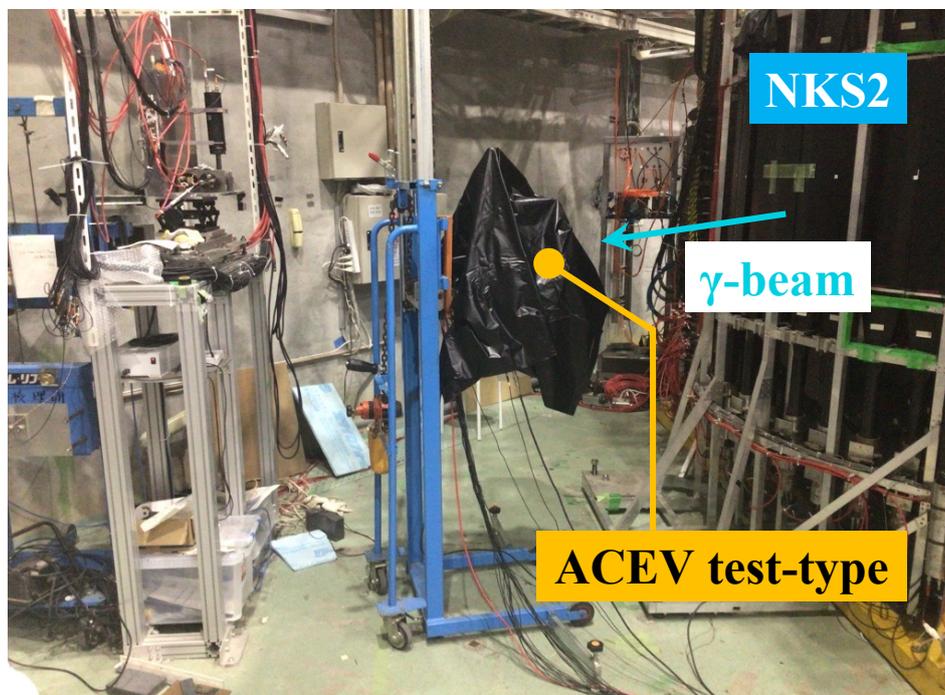


図 42: テスト機周辺の写真

4.2.2 Data Acquisition system (DAQ)

図 43 に今回使用したデータ収集系を示す。DAQ システムには UNIDAQ [20] を採用した。Ref1、Ref2 からのシグナルは QTC を介して分岐され、片方は MCP-PMT のシグナルと共に時間情報をデジタル信号に変換する 32 ch Multi - Hit TDC (Time to Digital Converter) モジュール (CAEN V1290) に入力される。トリガーラインを構成するのは Ref1、Ref2 と Tagger における光子の生成時間を測定する TagB の or 信号 (Tagger trigger) とのコインシデンスである。以下に使用したモジュールの詳細を述べる。

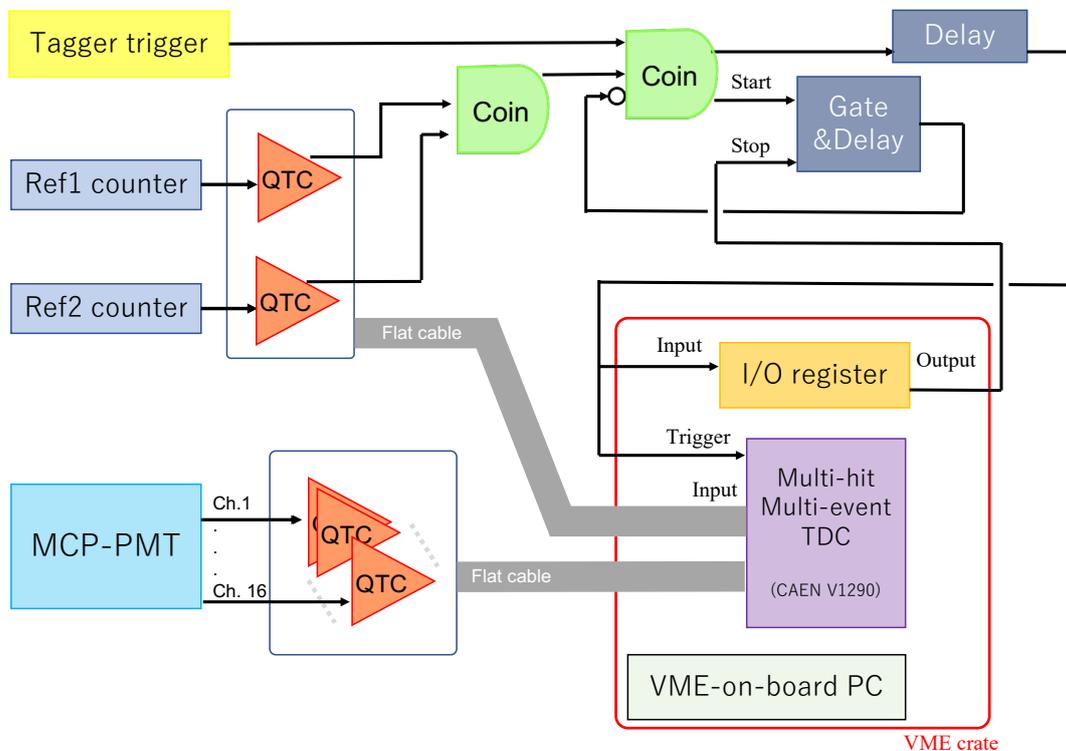


図 43: ACEV テスト機におけるデータ収集回路の概略図。Ref1 と Ref2 の QTC からの信号と Tagger の or 信号のコインシデンスをとり、Delay でタイミング調整を行ったものをトリガーとした。

QTC

QTC (Charge to Time Converter discriminator) は電荷情報を時間情報 (ロジック信号の幅) に変換するディスクリミネーターである [17]。QTC には2つの

Threshold が設定でき (V_{th1} 、 V_{th2})、出力は NIM output と Linear output の 2 種類がある。 V_{th1} はアウットパルスの leading edge のタイミングを決め、 V_{th2} はアウットパルスの trailing edge のタイミングを決める。図 44 に QTC の概要とフロントパネルのデザインを示す。QTC で得られた電荷情報は QDC と称する。

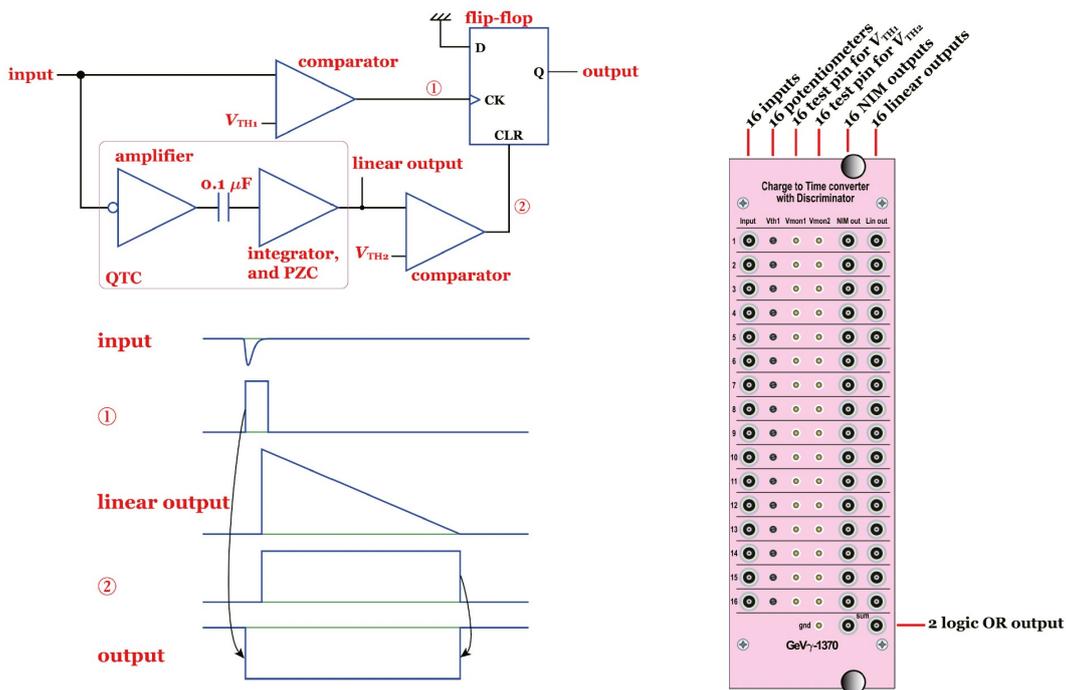


図 44: QTC の回路の概要とフロントパネルのデザイン。入力信号は直接コンパレータに出力されるものとアンプ、インテグレーター、ポールゼロキャンセルで構成される QTC 回路に出力されるものに分けられる。 V_{th1} でアウットパルスの leading edge のタイミングを決め、 V_{th2} でアウットパルスの trailing edge のタイミングを決めることでアウットパルスが出力される。図は [17] より引用。

CAEN V1290

データの記録にはロジック信号の Leading edge と Trailing edge の両方の時間情報を記録できるモジュールである V1290 を使用した。このモジュールは Trigger 信号が入力されると設定したタイムウインドウだけ時間を遡り、その範囲にある

データを変換し出力する。設定したタイムウィンドウは $1 \mu\text{s}$ で、1 ch あたりの分解能は 25 ps である。

I/O resister

UNIDAQ の制御には REPIC 社製 I/O resister (RPV-130) を使用した。このモジュールの INPUT にトリガーラインを構成する Ref1、Ref2、Tagger trigger のコインシデンス信号が入力されると UNIDAQ がデータの処理を開始する。I/O resister の BUSY 信号を用いた Gate and Delay の信号が veto 信号としてトリガーを生成しているコインシデンスモジュールに入力されるとデータの処理を停止する。

4.3 シンチレーション光による Overkill 測定の実験セットアップ

e^+/e^- 以外の粒子を Veto してしまうとハドロン生成反応に含まれるストレンジネスを生成したイベントを除去してしまい、統計量の減少につながる (Overkill)。1.5.6 章で説明したように FSI 実験ではハドロンがトリガーを作るため、Overkill rate の見積もりを行う。Overkill の原因として荷電ハドロンによる反射材由来のシンチレーション光が考えられる。そこで本測定では 3 種類の反射材に実光子ビームを照射することでシンチレーション光の測定を行った。本測定は 2022 年 7 月に ELPH の第二実験室にて行なわれた。また、実光子ビームを用いた波形の確認も同様のセットアップで実施した。ここでは使用した反射材と実験セットアップ、データ収集系について述べる。

4.3.1 反射材

図 45 に示すようにエアロジェルの周囲は乱反射によって光子の収集効率を上げるために反射材で覆っている。ここでは、テフロン、ケント紙、イモビロンの 3 種類の反射材に対してシンチレーション光を測定し Overkill の割合の見積りを行った。

テフロンシート

本測定では中興化成工業株式会社製のチューコフロー シールテープを使用した。

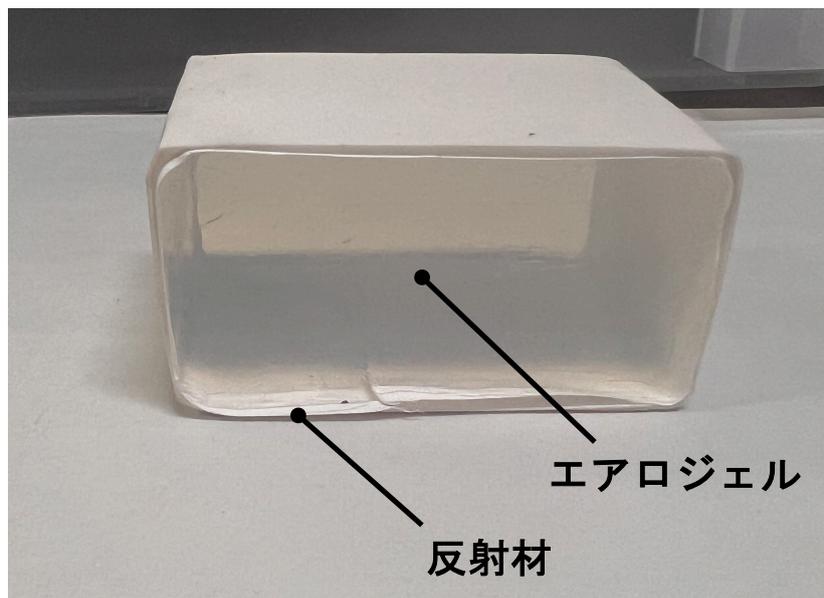


図 45: エアロジェルと反射材の写真

物質としては PTFE (ポリテトラフルオロエチレン、 C_2F_4) で厚さは 0.1 mm である。前述した NKS2 実験における IH や OH などの検出器でも乱反射材として使用されている。

ケント紙

株式会社ジツタ製の高級厚口用紙を使用した。他の反射材と比較して材質として硬いため、エアロジェルを破損から守る役割も兼ねる。

イモビロン

メルク社製の疎水性 PVDF (ポリフッ化ビニリデン) 製メンブレンを使用した。イモビロンは主に生化学の分野で免疫検出等に用いられる。

テフロンシート及びイモビロンは過去に島津紫外可視光度計を用いた反射率の測定が行われている [32]。各反射材に対する反射率の波長依存性を図 46 に示す。この測定によるとイモビロンは 250 nm から 800 nm の全波長領域において平均的に優れた性能を示している。一方でチェレンコフ光が支配的な短波長領域においてはイモビロンよりもテフロンの方が反射率が優れている。

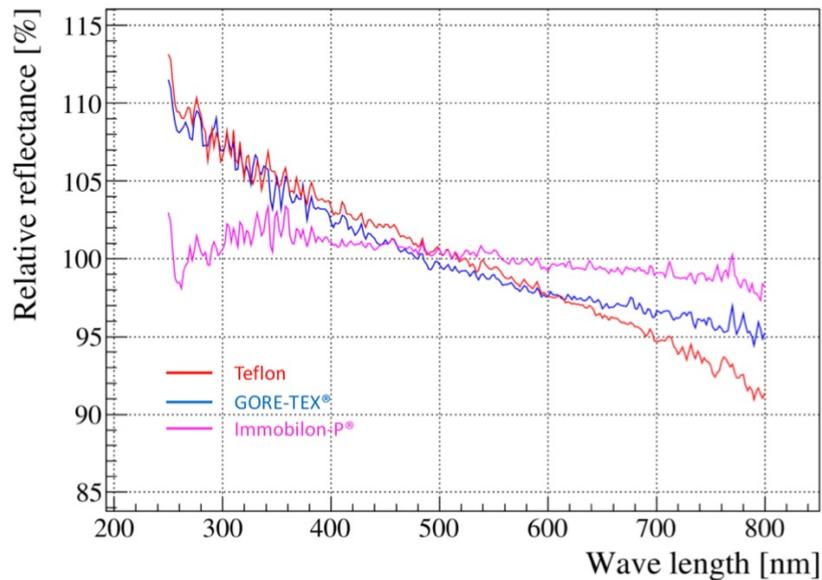


図 46: テフロン (240 μm)、GORE-TEX (230 μm)、イモビロン (260 μm) の 250 nm - 800 nm の波長領域における反射率の波長依存性。図は [32] より引用。

4.3.2 実験セットアップ

反射材由来のシンチレーション光による Overkill rate の測定実験におけるセットアップを図 47 に示す。

実際の FSI 実験と同様の環境を再現するため、ACEV は Active target となるリファレンスカウンタ (Ref target) のビーム下流側に 20 cm 離れた位置に設置した。この Ref target は液体重水素と同等の物質質量になるように高さ 50 mm、幅 20 mm、厚さ 1.7 mm のプラスチックシンチレータを使用し、光検出機には磁場中でも動作可能なファインメッシュ型 PMT を用いた。また、生成された電子、陽電子がエアロジェルを通過したことを保証するため ACEV の直後に IH をリファレンスカウンタとして設置した。この IH は両側読み出しであり、上部を IHU、下部を IHD と呼称する。加えて 680 電磁石を励磁し、最大 0.42 T の磁場中にて測定を行なった。この二つのリファレンスカウンタ (Ref target と IH) のコインシデンスをとることでイベントを選択する。

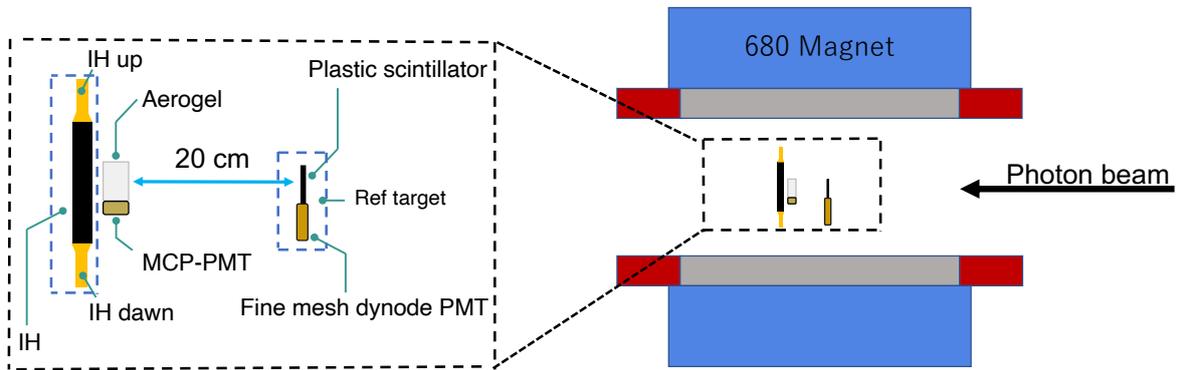


図 47: シンチレーション光による Overkill の測定実験におけるセットアップ。
 ビーム上流側から Ref target、ACEV、IH の順で検出機を配置。

これらの検出器群は Virtual VDC と呼ばれる VDC を模して造られたフレームにマウントした。設置するために用いた治具は 3D プリンター (RAISE3D E2 [4]) を用いて作成した。実際の写真を図 48 に示す。

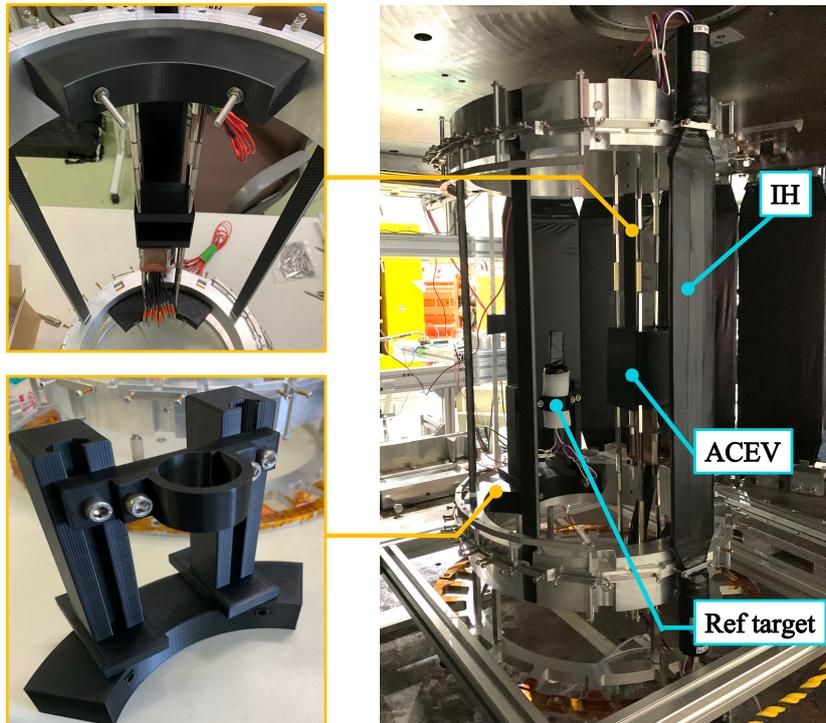


図 48: Virtual VDC に各検出機をマウントし NKS2 内にインストールした様子と作成した治具。治具は 3D プリンター (Raise3D E2) で作成した。

4.3.3 3D プリンターによる治具の造形

各検出器を Virtual VDC にマウントするための治具は 3D プリンター (Raise3D E2) [4] で作成した。一般に使用されるフィラメントには ABS 樹脂と PLA (ポリ乳酸) 樹脂があるが、ABS では造形後の歪みやプレートへの張り付きが顕著であったため今回は PLA を使用した。Inventor でデザインした治具を 3D プリンターでモデリングした様子を図 49 に示す。

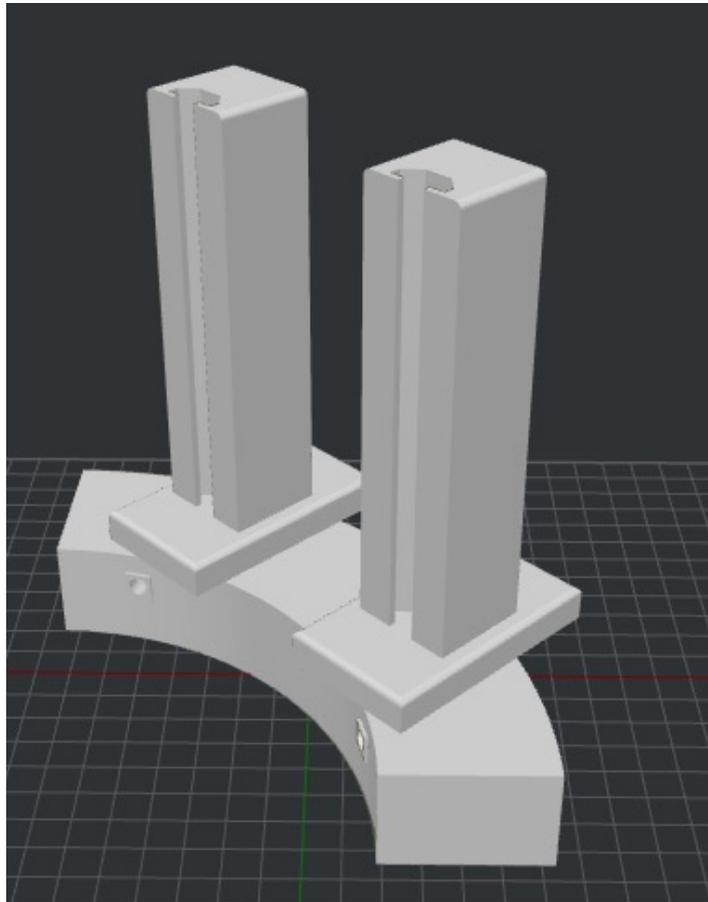


図 49: Ref tareget を取り付けるための治具のモデル

内部構造はジャイロイド [25] と呼ばれる立方格子を三次元的に連続した一枚の面で等分割した構造 (図 50) とし、充填率は造形速度と強度を考慮し 30 – 50 %とした。これにより軽量性と強度が要求を満たす治具を実験室内において簡単に作成することができるようになった。



図 50: ジャイロイドの形状。写真は [2] より引用

4.3.4 Data Acquisition system (DAQ)

Overkill rate 測定実験におけるデータ収集系を図 51 に示す。前述したテスト実験と概ね同様であるが、IH と Ref target の Multiplicity Logic 信号の生成に TUL (Tohoku Universal Logic module) を用いた。TUL は FPGA (Field Programmable Gate Array) が搭載されたプログラムによって任意の回路を組むことが出来るモジュールであり、今回は IH と Ref target の同時計測により Multiplicity Logic を生成している。また、これらのリファレンスカウンタの Multiplicity Logic と TagB の全 or 信号との同時計測を本実験におけるトリガーとしている。

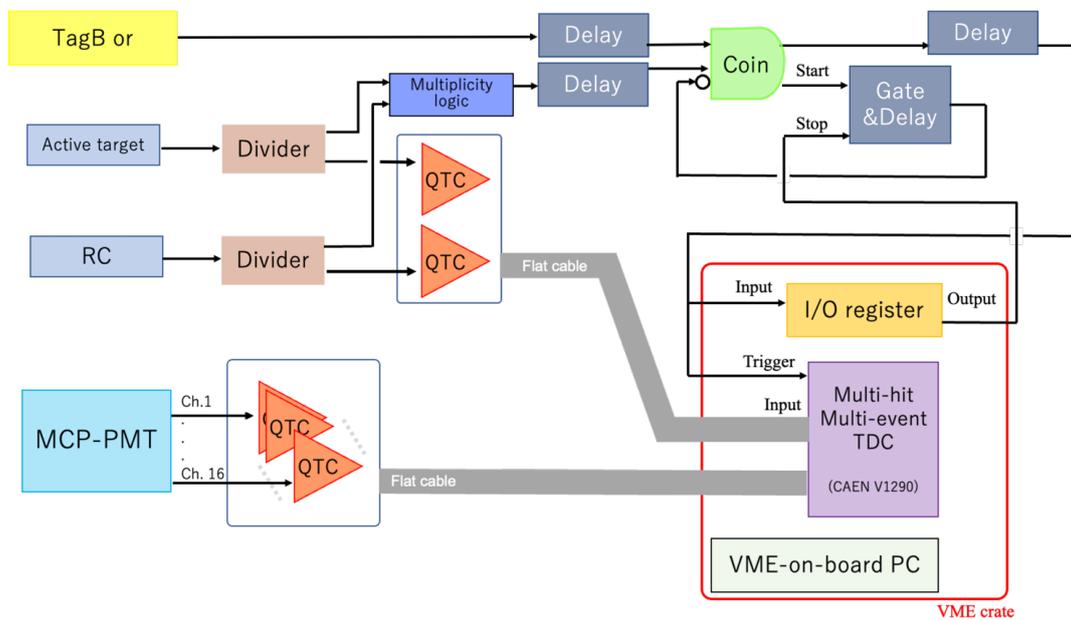


図 51: Overkill rate 測定実験におけるデータ収集系の概略図

5 ACEV の性能評価

5.1 波形の確認

5.1.1 宇宙線による波形の確認

作成した電圧分割器が正常に動作するか調べるために宇宙線によるテストを行った。セットアップは 4.1 章で述べたものである。

宇宙線による MCP-PMT のシグナルが図 52 である。このときオシロスコープの Ch1-4 が MCP-PMT の Ch1-4 に対応している。Ch1 が 1 光子の信号であり、それに誘起される形で $+-+-$ と $-$ 側のシグナルが 1-2 ns 程遅れて Ch2、Ch3、Ch4 にクロストークが発生している。

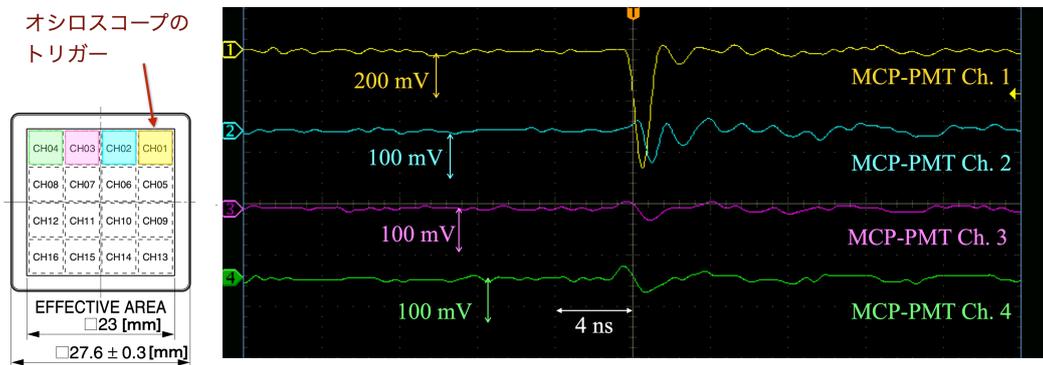


図 52: 宇宙線による MCP-PMT の信号。Ch.1 が宇宙線によるチェレンコフ光の信号であり、他のチャンネルにクロストークが見える。

5.1.2 実光子ビームによる波形の確認

1.25 GeV の実光子ビームを用いて $\gamma \rightarrow e^+e^-$ 反応による信号を観測した。実験セットアップは 4.2 章で述べたものと同様である。オシロスコープでみた波形を図 53 に示す。このときもオシロスコープの Ch1-3 が MCP-PMT の Ch1-3 に対応している。Ch1、Ch2 が光子による信号であり、Ch3 にはクロストークが見えている。



図 53: 実光子ビームによる MCP-PMT の波形

MCP-PMT は 1 光子の信号は波高で区別することができない。そのため、全 16 Ch のアノードパッドのヒット数で光子数を得る。ACEV は閾値型チェレンコフ検出器として使用し、1 光子でもヒットがあった際はトリガーをかけるため実際の実験で使用する際はクロストークは問題にならない。しかし、こと性能評価においては光子数の測定を行う際にノイズとなるため 5.3.3 章でその評価法について詳しく述べる。

5.2 ビームレート耐性

FSI 実験では、より多くの統計量を得るために、これまで我々が使用していた Tagged photon rate (2 MHz) よりも高い、5 MHz の Tagged photon rate での実験を計画している。これに伴い ACEV はビームカレントにして 5 mA の標識化実光子ビームを使用した際も安定した動作が可能であることを保証する必要がある。このときのセットアップは 4.2 章で述べたものになる。

MCP-PMT の信号が入力されている QTC の NIM output の OR 信号を Visual scaler へと入力し、ラジエーターの動作時間だけ MCP-PMT のヒット数を記録した。このときトリガーには TagB の or 信号と Ref1、Ref2 を使用した。ビームカレントを 1 mA から 4 mA まで 1 mA ずつ変化させた時の MCP-PMT のカウントレートは図 54 のようになっている。ここでは 4.2.1 章で述べたように液体重水素標的のおよそ 7.5 倍の物質質量での実験をおこなっているため、1 – 4 mA のビームレートは 7.5 – 30 mA に相当する。各ビームカレント毎に 5 回行い、それらの値をプロットした。この図 54 からビームカレ

ントが 22.5 mA までは MCP-PMT のカウント数もビームカレントに比例して増加しているが、ビームカレントが 30 mA まで上昇すると高レートの信号を処理できなくなりレート負けしていることがわかる。ELPH において使用実績のあるビームカレントの最大値は 20 mA であり、我々が FSI 実験で使用する Tagged photon rate は 5 MHz である。このときのビームカレントは約 5 mA であるためレート耐性は十分あることが保証された。

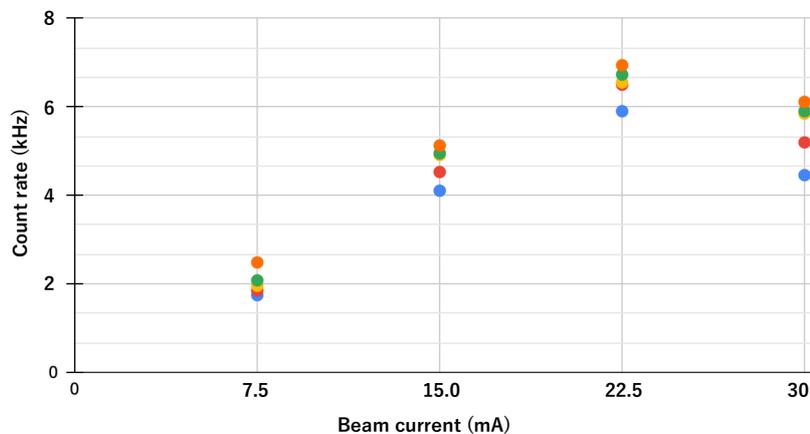


図 54: MCP-PMT のビームカレント耐性。測定に使用したビームカレントは 1 – 4 mA であるがプラスチックシンチレータの物質量を考慮すると 7.5-30 mA のビームカレントに相当する。

5.3 チェレンコフ光による光電子数測定

FSI 実験のトリガーにかかるイベントの 70 % 以上は e^+/e^- によるバックグラウンドであり、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応によるストレンジネスを含むイベントはわずか 0.1 % にも満たない。また、5 MHz の実光子ビームを使用することにより DAQ 効率が 20 % まで悪化する事が懸念される。このとき DAQ 効率を 90 % まで回復するためにはトリガーレートを 5 kHz から 2 kHz まで下げる必要がある。よって、生成される e^+/e^- バックグラウンドのうち 60 % 以上を除去する必要がある。そのため、ACEV で光子数の測定を行うことで ACEV のバックグラウンド除去性能の計測を行う。この実験におけるセットアップは 4.2 章で述べたものになる。

5.3.1 解析手法

ACEV の試作機を挟み込むように設置した二つの検出器 (Ref1、Ref2) の TOF (Time Of Flight) からタイムウィンドウの決定を行った。これらの検出期間距離は約 1 cm であるからその TOF は理想的には約 0.1 ns である。しかし、今回の測定ではタイムウォークの補正を行っていないため、タイムウィンドウは 1 ns とした。

また、Ref1 と MCP-PMT の各チャンネルについて TOF を組み、イベントセレクションを行った。図 55 に Ref1 と MCP-PMT の TOF 分布の一例を示す。

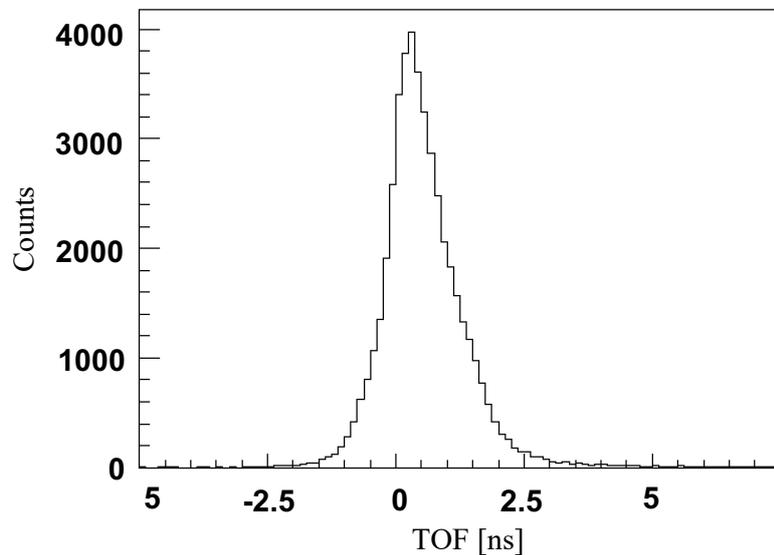


図 55: Ref1 と MCP-PMT の TOF 分布

このとき Ref1 と MCP-PMT の TOF が ± 2.5 ns 以内のイベントを選択した。

5.3.2 測定結果

一つのイベントにつきヒットのあった MCP-PMT のアノードの数を x 軸、そのイベント数を y 軸とした時のグラフを図 56 に示す。これを見るとアノードパッドのマルチヒットのイベントが複数あることがわかる。先に述べたように MCP-PMT は近くのチャンネルにクロストークの影響が及ぶことが明らかである。そこで、これらのマルチヒットイベントがクロストークではないかチェックする必要がある。

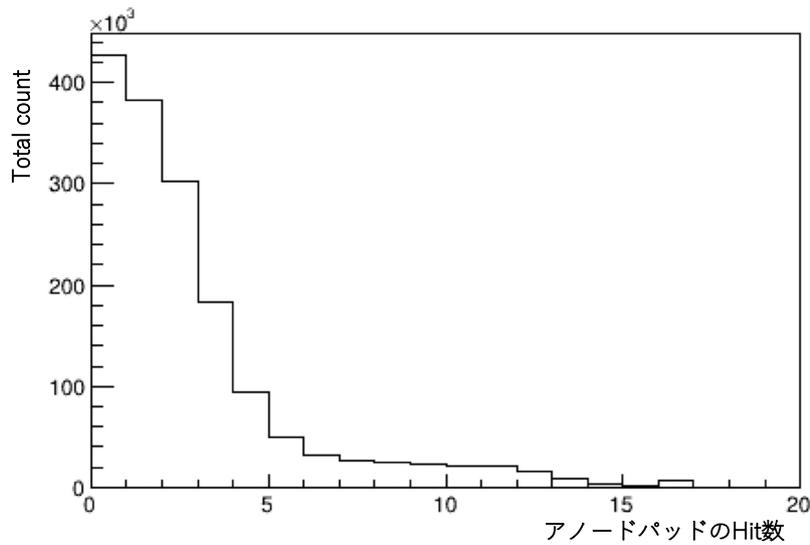


図 56: 光電子の各アノードパッドへの Hit 数 (Multiplicity)

5.3.3 クロストークの除去

クロストークであるか確認するために MCP-PMT の各チャンネルのヒットマップを作成した。例として Ch4、Ch6、Ch10、Ch13 のヒットマップを図 57 に示す。これを見るとある特定のチャンネルにヒットがあったイベントを Fill すると周囲のチャンネルにもヒットが多く、離れているチャンネルにはヒットが少ないことがわかる。例えば Ch6 にヒットがあった分布 (図 57 右上の図) に注目すると隣接する Ch2、Ch5、Ch9 のヒットが他のチャンネルに比べると多くなっている。それぞれのチャンネル毎にイベント数に差があるのは efficiency が異なることも要因となっており、この MCP-PMT の場合は Ch1、Ch3 の efficiency が他のチャンネルよりも低くなっている。

以上のようにクロストークによるヒットが Accidental coincidence としてマルチヒットのイベントを構成している可能性が高い。図 52 を見るとわかるように、クロストークは本物の信号から 1 から 2 ns ほど遅延して観測される。そこで、MCP-PMT の各チャンネルについて最初にヒットがあったイベントを本物のシグナルとしてクロストークの除去を行なった。

クロストークの除去は Ref1 と MCP-PMT との Time Of Flight (TOF) を組み、各

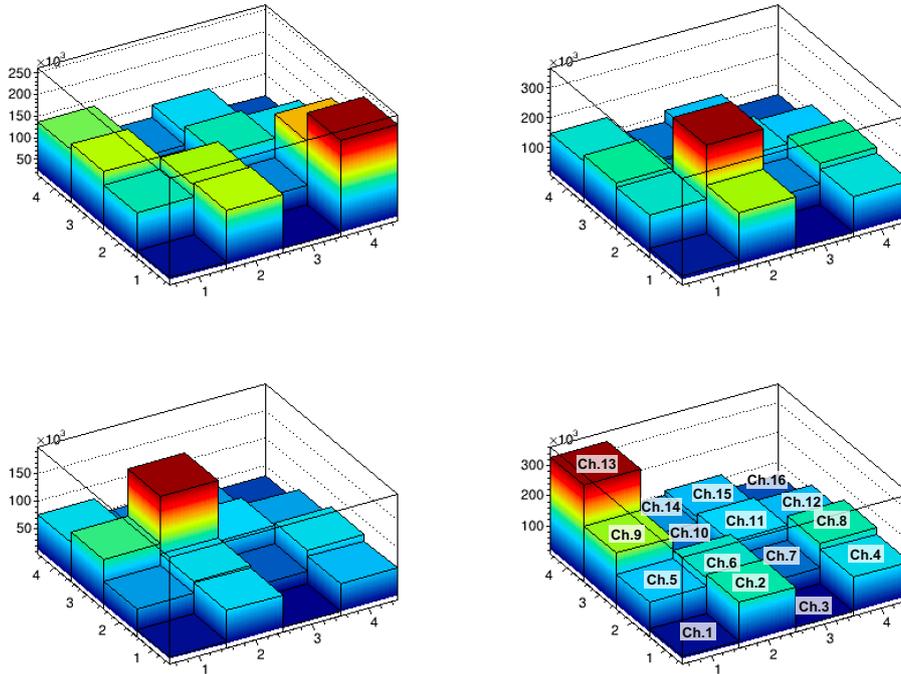


図 57: MCP-PMT のチャンネル 4、6、10、13 におけるヒットパターン。

チャンネルの中で最も早く観測されたイベントの TOF 分布を作成したのち、ガウス関数で fitting した。このガウス関数による Fit において、 2σ の領域をクロストークではない真のイベントとして評価する。この手法を MCP-PMT の全 16Ch について行なった。図 58 に例として MCP-PMT の Ch4 における TOF 分布とオシロスコープで測定した光電子とクロストークのシグナルを示す。

5.3.4 光電子数の測定結果

前述した方法でクロストークを除去し、再度光電子数の見積もりを行った後にポアソン分布によりフィッティングすることで、得られた光子数の平均値を導出した。ここで全分布を用いたフィットを Over estimate、0 と 1 を合わせたポアソン分布を Under estimate とする。結果を図 59 に示す。Over estimate の場合に得られた光電子数の平均値は 1.4 となった。一方で Under estimate の場合はそれより少なく、光電子数の平均値は 0.9 となった。

実機において MCP-PMT を 4 つ使用することを考えると、単純に計算すると実機で得

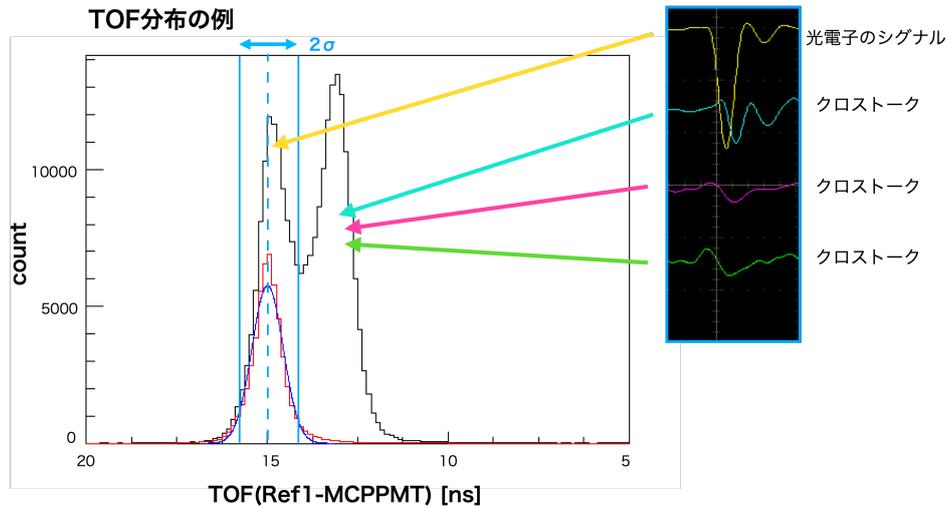


図 58: MCP-PMT の Ch4 における Ref1 との TOF 分布。赤線で描かれたヒストグラムが最初にヒットがあったイベントである。オシロスコプの画像のように最初にヒットがあったものが光電子のシグナルで、その他はクロストークとして 2 ns 程遅延して観測される。

られるであろう光電子数は Over estimate の場合 5.6、Under estimate の場合 3.6 である。平均が 5.6 と 3.6 のポアソン分布を描くと図 60 のようになる。

このように実機での e^+/e^- の除去能は Over estimate の場合に 1 ヒット以上を要求すると 99.6 %、2 ヒット以上を要求すると 97.8 %となる。Under estimate の場合でも 1 ヒット以上を要求すると 82.3 %、2 ヒット以上を要求すると 78.8 %である。このとき、除去前のトリガーレートを 5 kHz とするとトリガーレートは除去能を R_{remove} として

$$\text{Trigger rate [Hz]} = 5000 \times \frac{100 - R_{\text{remove}}}{100} \quad (21)$$

で計算でき、 $R_{\text{remove}} = 99.6$ のときトリガーレートは 20 Hz、 $R_{\text{remove}} = 78.8$ のときトリガーレートは 1060 Hz となる。このように Under estimate の場合に 2 ヒット以上を要求してもトリガーレートは 2 kHz 以下となるため要求性能を十分満たす。

5.4 電圧依存性

2.2.2 章で説明したように MCP-PMT の増幅率は MCP の二次電子放出比に大きく依存し、これは加速電場の強さに比例する。供給電圧を上げると増幅率も上がるが、二次電

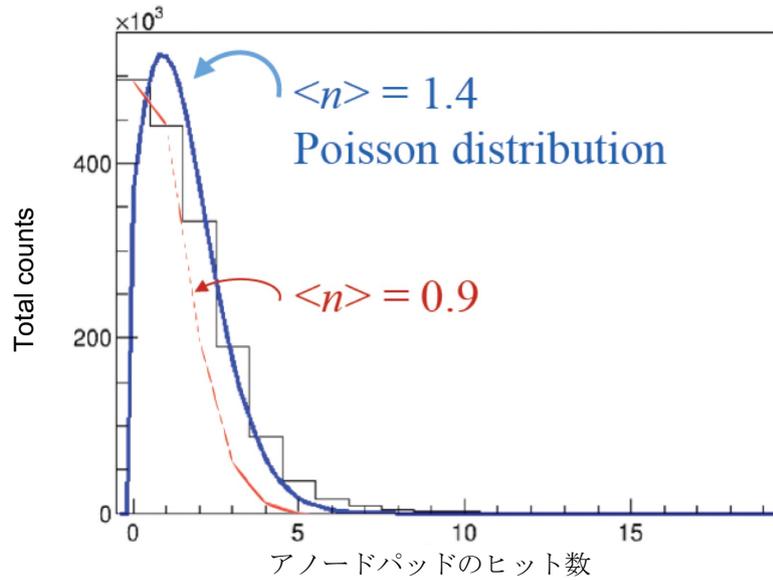


図 59: クロストークを除去した後の光電子の各アノードパッドへのヒット数 (Multiplicity)。青線で描かれているのがポアソン分布によりフィッティングした Over estimate 結果で、平均は 1.4 である。それに対して赤線で描かれているのが Under estimate の場合で、平均は 0.9 である。いずれもクロストークの除去を行うことでマルチヒットイベントの多くは除去できていることがわかる。

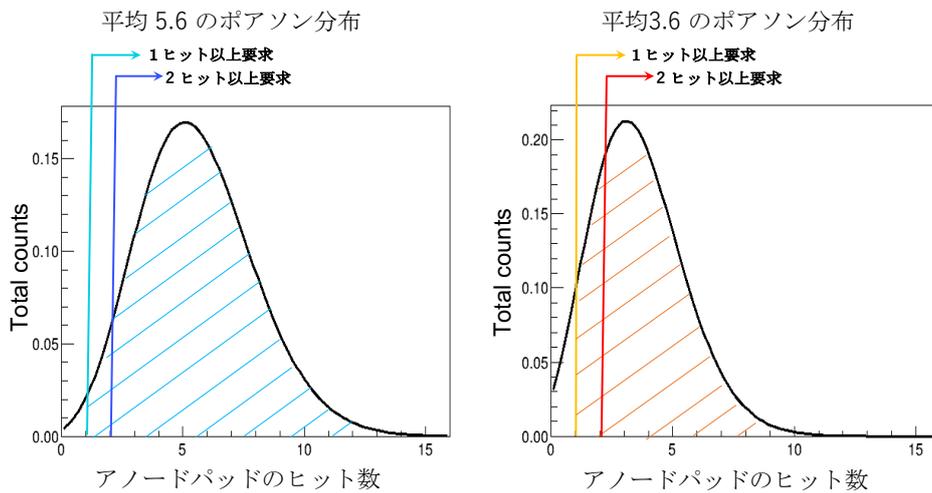


図 60: 平均 5.6 と平均 3.6 のポアソン分布。それぞれ青と橙の線が MCP-PMT に 1 もしくは 2 ヒット以上を要求した場合である。

子放出比は入射電子エネルギーに対して単調増加しないため、過度な高電圧を供給するとかえって増幅率は低下し、ノイズも増加する。そのため最適な印加電圧を決定する必要がある。

5.4.1 印加電圧の決定

本測定で使用した MCP-PMT の最大印加電圧は 2700 V であるから安全のために MCP-PMT に印加する電圧を 2200 V から 2600 V まで 100 V ずつ変化させながらデータ取得を行なった。前節の方法でクロストークを除去した場合の各電圧における光電子数の測定結果を図 61 に示す。ここではポアソン分布によるフィッティングは行わずに、イベント数に対して得られた光電子数の平均個数で適正な印加電圧を評価した。2200 V から 2600 V までの光電子数の平均値を図 62 に示す。

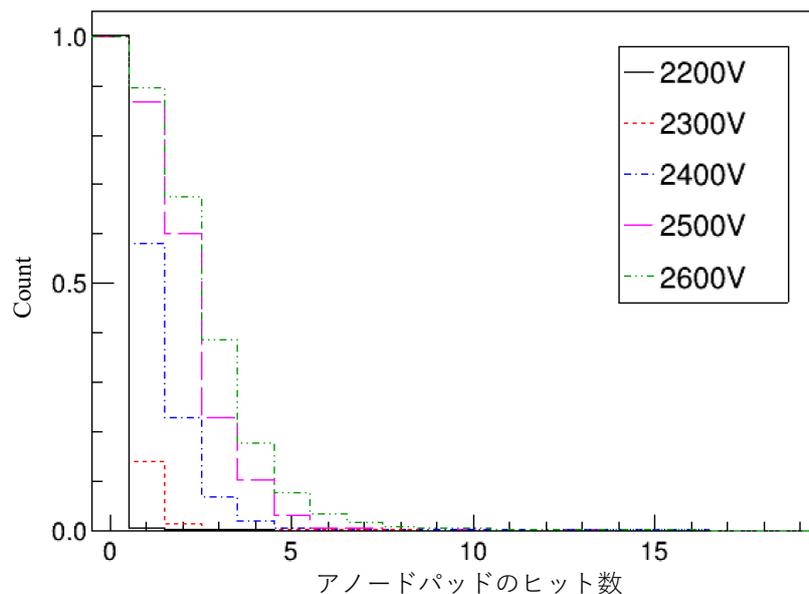


図 61: 各電圧における光電子数の測定結果。イベント数で規格化し比較した。

以上より、印加電圧を 2600 V とした場合が最も光電子が得られることが結果として得られた。ただし、今回使用した MCP-PMT (R10754-07-M16, MT0255) の場合に印加電圧は 2600 V が適切であることは判明したが、MCP-PMT には個性があるため、実機では推奨印加電圧の範囲内で可能な限り高い電圧が最適である。

光子数と印加電圧の関係

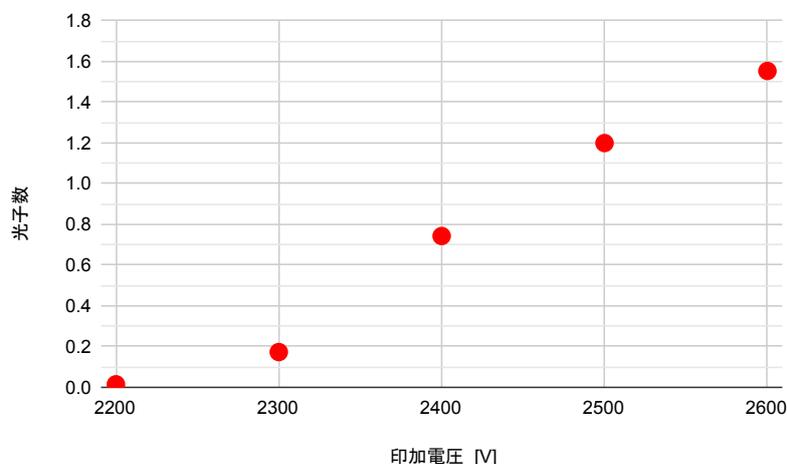


図 62: 光電子数の平均値と印加電圧の相関。光電子数の平均値はそれぞれ、2200 V で 0.0147、2300 V で 0.173、2400 V で 0.743、2500 V で 1.20、2600 V で 1.55 であった。

5.5 シンチレーション光による Overkill rate の測定

本検出器で使用するエアロジェルは、光子の収集効率を上げるために MCP-PMT の光電面が接する部分の他は乱反射材で覆うことを想定している。ただし、反射材からのシンチレーション光があるとそれらは偽のイベントとなり、 e^+/e^- を Overkill してしまい、本来検出するべき荷電ハドロンを veto してしまう恐れがある。3.2 章で述べたように e^+/e^- の生成反応に対し、ハドロン生成イベントの割合は 29 % であるため、シンチレーション光による Overkill が起こるとかえって統計量の現象に繋がる。そのため、これを防ぐことは非常に重要である。そこで、テフロン、ケント紙、イモビロンの 3 種類の反射材に対してシンチレーション光を測定し Overkill の割合の見積りを行った。

5.5.1 解析

光子標識化装置によって標識化された実光子が ACEV に照射され、Ref target でコンバージョンされた e^+/e^- によりチェレンコフ光を発したイベントを選ぶために Ref

target、ACEV、IHU、IHD の各検出器の TOF および時間差を組み、イベント選択を行った。

まず初めに Ref target でコンバージョンした e^+/e^- が ACEV を通過するようなイベントを選択する。ここでは Ref target と IH について TOF を組むことでイベントを選択した。ここで IH は両側読み出しであるため IHU と IHD の TDC の算術平均を Ref target の TDC から差し引くことで TOF を求めた。このときの TOF 分布を図 63 に示す。また、このときの TOF と Ref target の QDC の値の二次元相関を図 64 に示す。

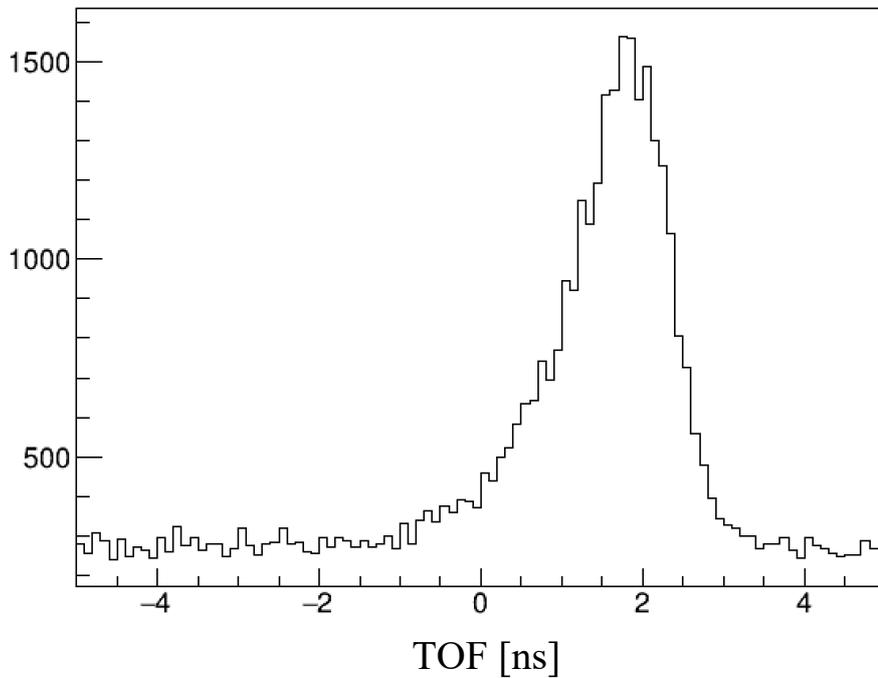


図 63: Ref target と IH の TOF 分布

これらの分布を見ると分布が緩やかなカーブを描いており、分布の幅も広がっていることがわかる。これはタイムウォークの影響である。本測定で使用したようなリーディングエッジ型ディスクリミネータでは、図 65 のように同じタイミングで立ち下がる信号がディスクリミネータに入力された場合であっても、波高が高いものと低いものでは閾値を超えるまでの時間に差が生じる。このようなずれをタイムウォークと呼ぶ。これは時間と波高の間に相関があることを示しており、この寄与を補正することで TDC の値を正しく

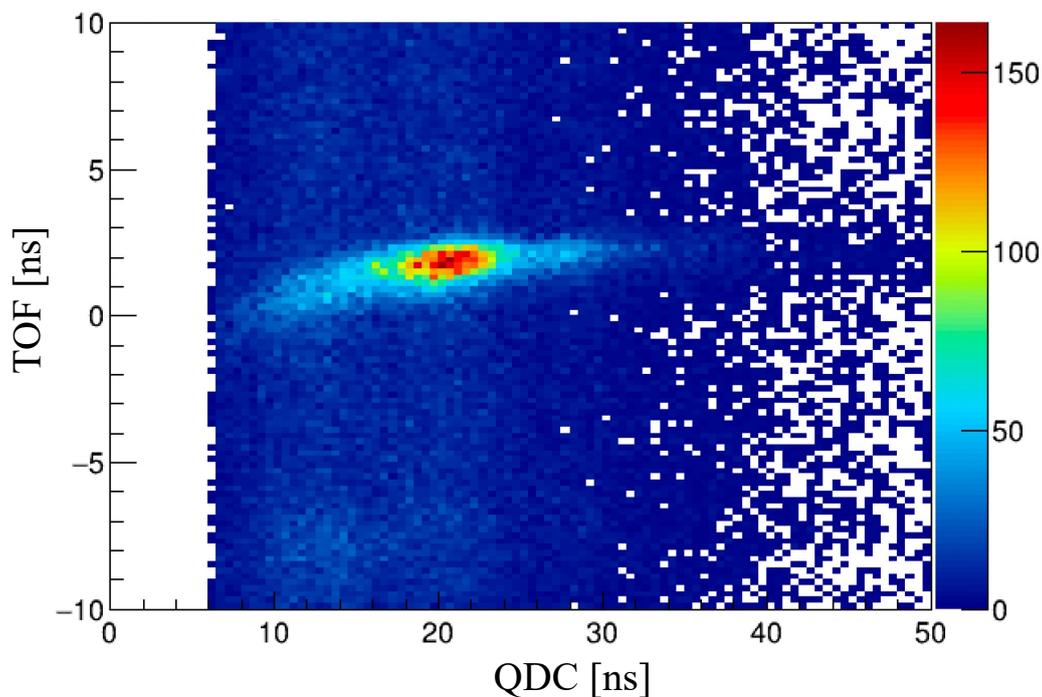


図 64: Ref target と IH の TOF に対する Ref target の QDC との二次相関

評価することが可能である。一般にタイムウォークの効果は各検出機における QDC の関数で表せるため、それぞれの検出器について補正を行う必要がある。

本測定の解析では以下の関数形を用いてフィッティングを行い補正項を決定した後、得られた補正関数を元の 2 次元相関から差し引くことでタイムウォークの補正を行った。

$$f(x) = \frac{p_0}{\sqrt{(x - p_1)}} + p_2 \quad (22)$$

(6) 式の関数形で Ref target の TDC との二次元相関をフィッティングしたものが図 66 になる。黒線がフィット関数である。ここで得られたフィットパラメータから補正関数 $f_{target}(QDC)$ を決定し、補正関数を TOF から差し引いた後の分布がタイムウォーク補正後の二次元相関 (図 67) となる。

その後、Ref target について補正した TDC の値と IH の TDC で再度 TOF を組み、こ

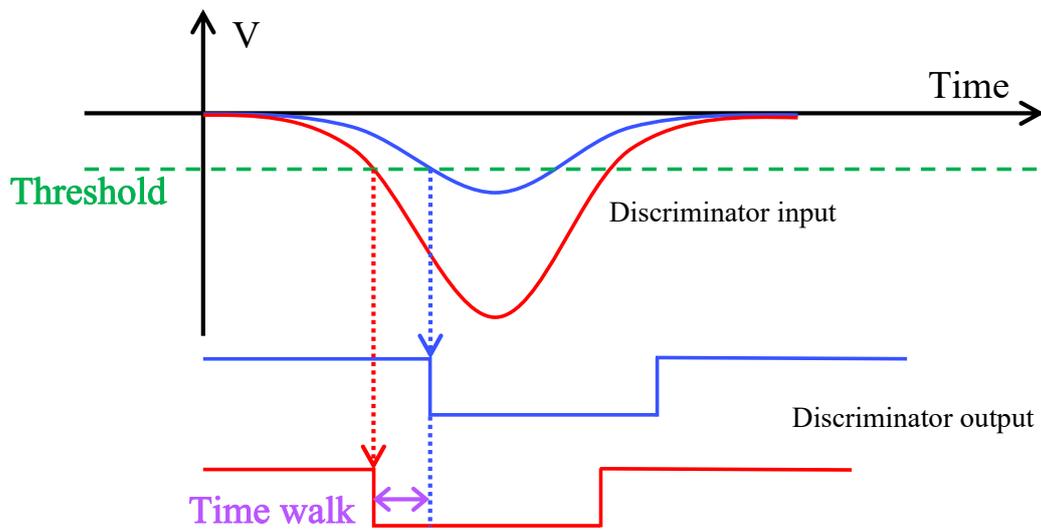


図 65: タイムウォーク効果の概念図

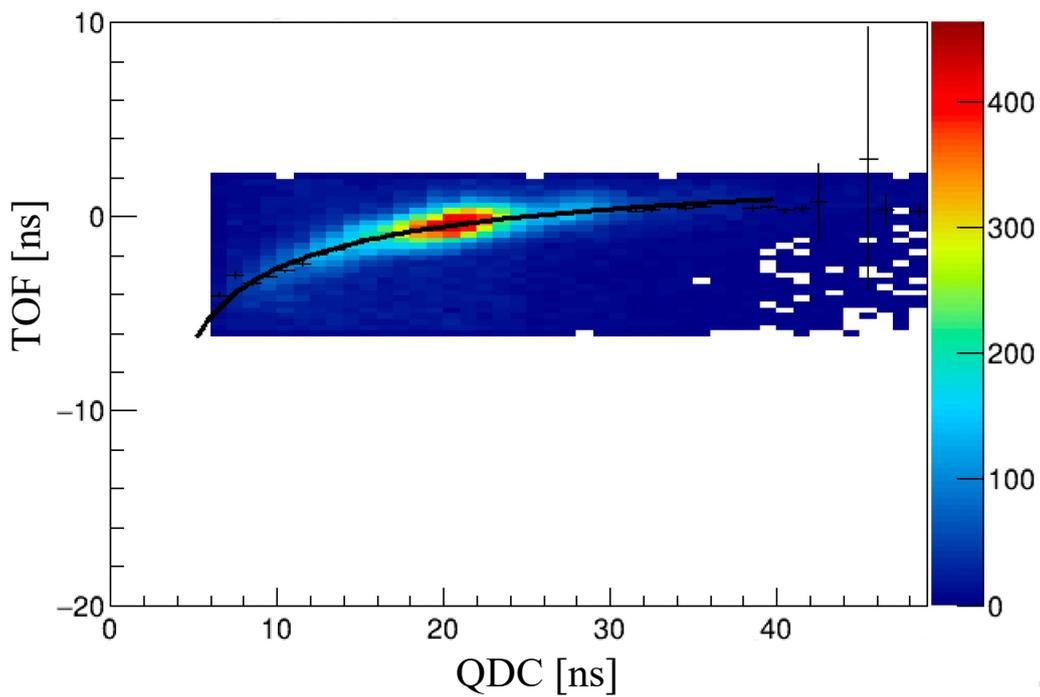


図 66: Ref target と IH の TOF に対する Ref target の QDC との二次相関に対してフィッティングを行なった様子

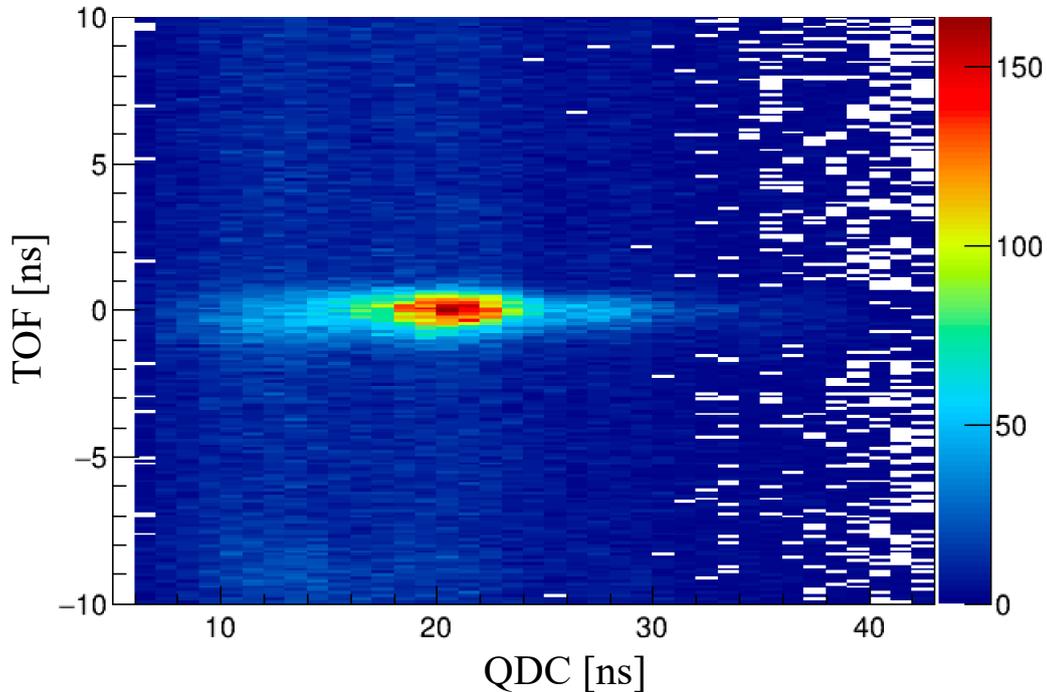


図 67: タイムウォーク補正後の Ref target と IH の TOF に対する Ref target の QDC との二次相関

れに対して IHU の QDC との二次元相関から IHU に関するタイムウォーク補正を行う。IHD についても同様である。

このようにタイムウォークを補正し、Ref target と IH の TOF 分布を見ると図 68 のようになる。

Ref target と IH の距離は約 25 cm であり、これらの検出器を通過する e^+/e^- の速度は $\beta \sim 1$ であるから Ref target と IH の時間差が ± 0.5 ns 以内となるイベントを選択した。

次に、標識化実光子ビームが IH の中心部を通過したことを保証するために、両読みとなっている IH のそれぞれの PMT の時間差を導く。IH の上部に設置されている PMT を IHU、下部に設置されているものを IHD とする。ここで IHU と IHD の時間差は図 69 のようになる。

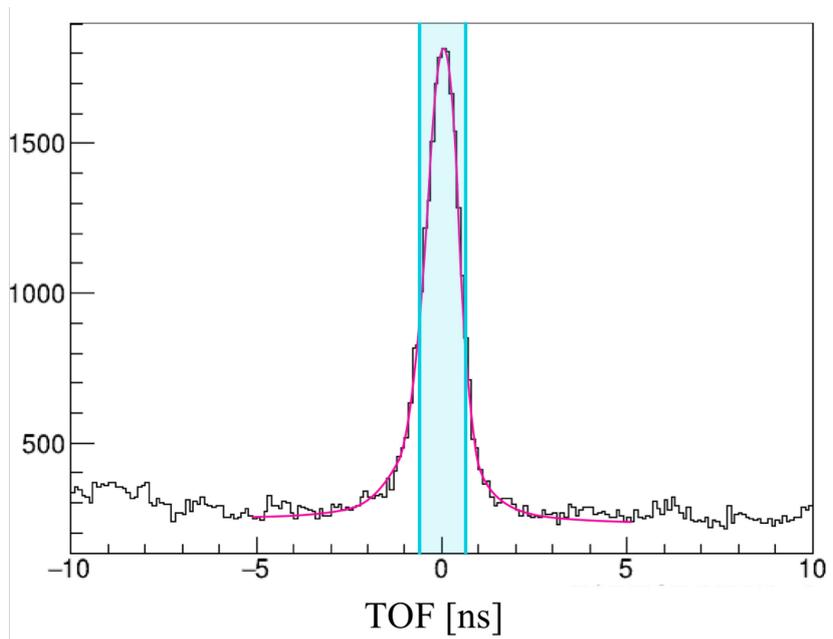


図 68: タイムウォーク補正後の Ref target と IH の TOF。網掛けの部分が選択したイベント。

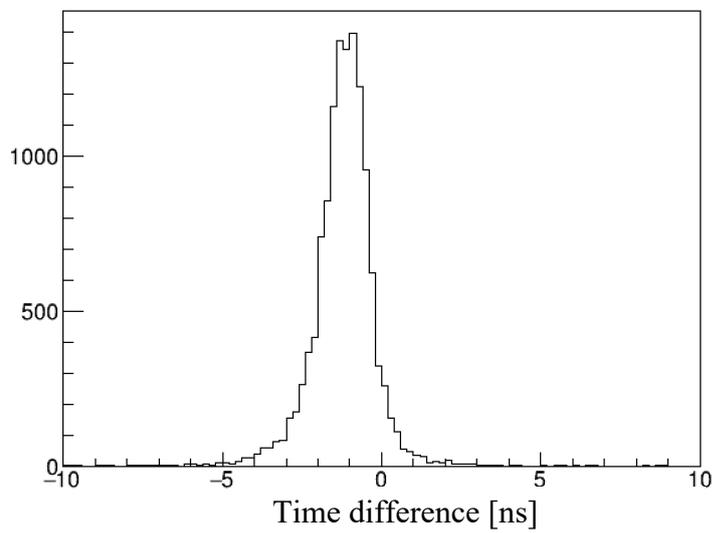


図 69: IHU と IHD の時間差

また、IHU と IHD の時間差に対して IHU の QDC との相関を散布図として表したものが図 70 である。

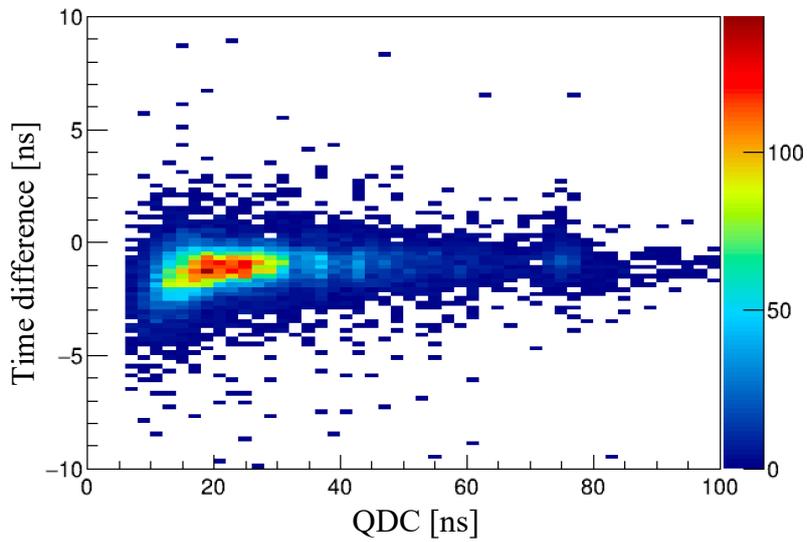


図 70: リファレンスカウンタとして用いた IH の上下の PMT の時間差と QDC との相関。

このときもタイムウォークの影響が見られるので同様に補正を行うと 2 次元相関が図 71 のように表せる。

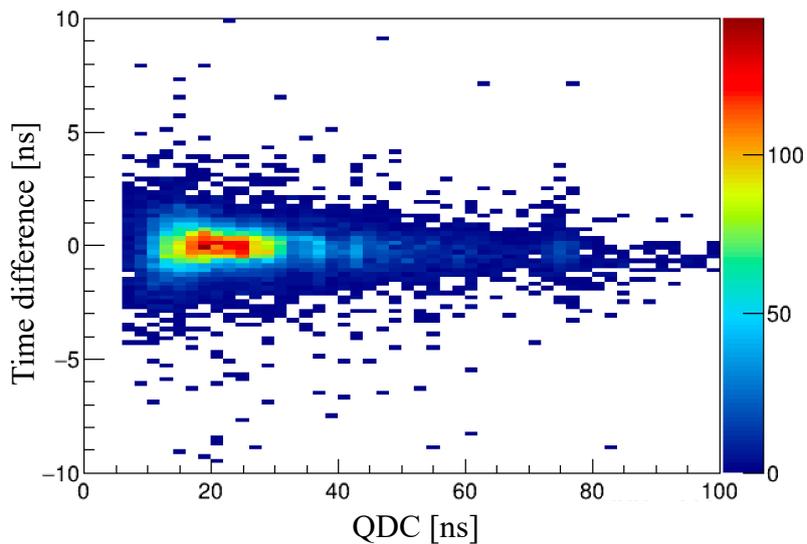


図 71: タイムウォーク補正後の IHU と IHD の時間差に対する QDC との二次元相関

IHD も同様にタイムウォークを補正した後の IHU と IHD の時間差を図 72 に示す。このとき、IH に使用したプラスチックシンチレータの長さが 380 mm、プラスチックシンチレータ中における光速が約 19 cm/ns であるからビームがシンチレータの上端に当たった場合と下端に当たった場合では IHU と IHD の時間差は約 ± 2 ns の広がりを持つ。この構造が図 72 にも見えている。

ここでリファレンスカウンタとして用いた IH の時間分解能は $\sigma < 0.3$ ns であるため IHU と IHD の時間差が 0.3 ns 以内のイベントを選択することでリファレンスカウンタの中心を光子ビームが通過したことを保証する。

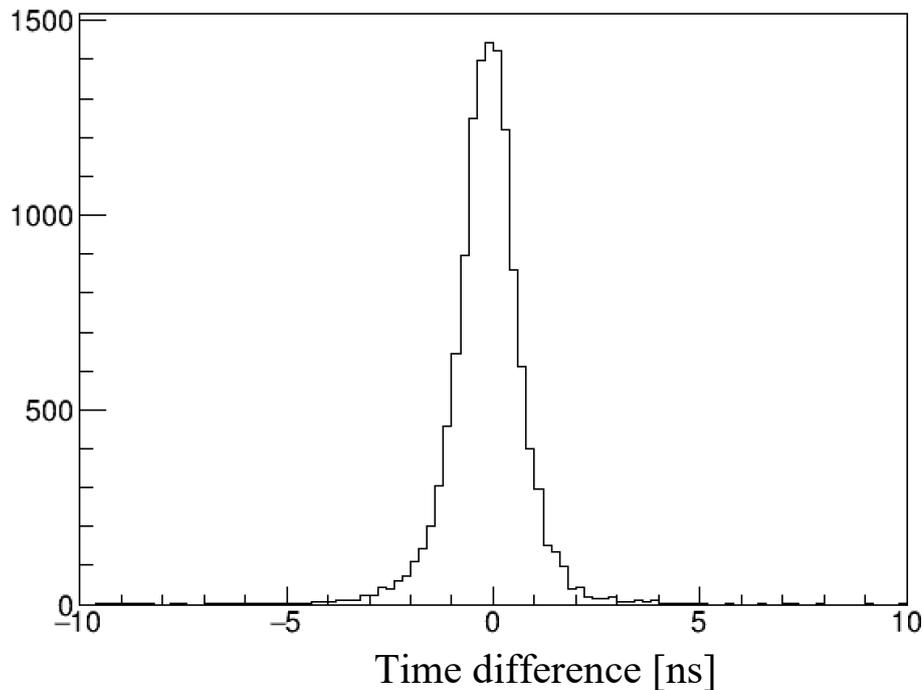


図 72: タイムウォーク補正後の IHU と IHD の時間差。

FSI 実験においては標識化された実光子ビームを使用するが、標識化した光子が標的まで届く割合（光子透過率）は 70-80 %となっており、標識化されていない光子（Untagged photon）の寄与も考慮する必要がある。ELPH の BST リングにおいては加速器の高周波（RF）を反映した 2 ns のビームバンチ構造が存在する。そこで MCP-PMT の各チャンネルと IH 及び MCP-PMT の各チャンネルと Ref target との TOF を組み、それぞ

れの TOF が 2 ns 以内のイベントを選択することによって、トリガーを作らない異なるバンチ由来の光子を除去する必要がある。MCP-PMT と IH、MCP-PMT と Ref target の TOF 分布を図 73 に示す。

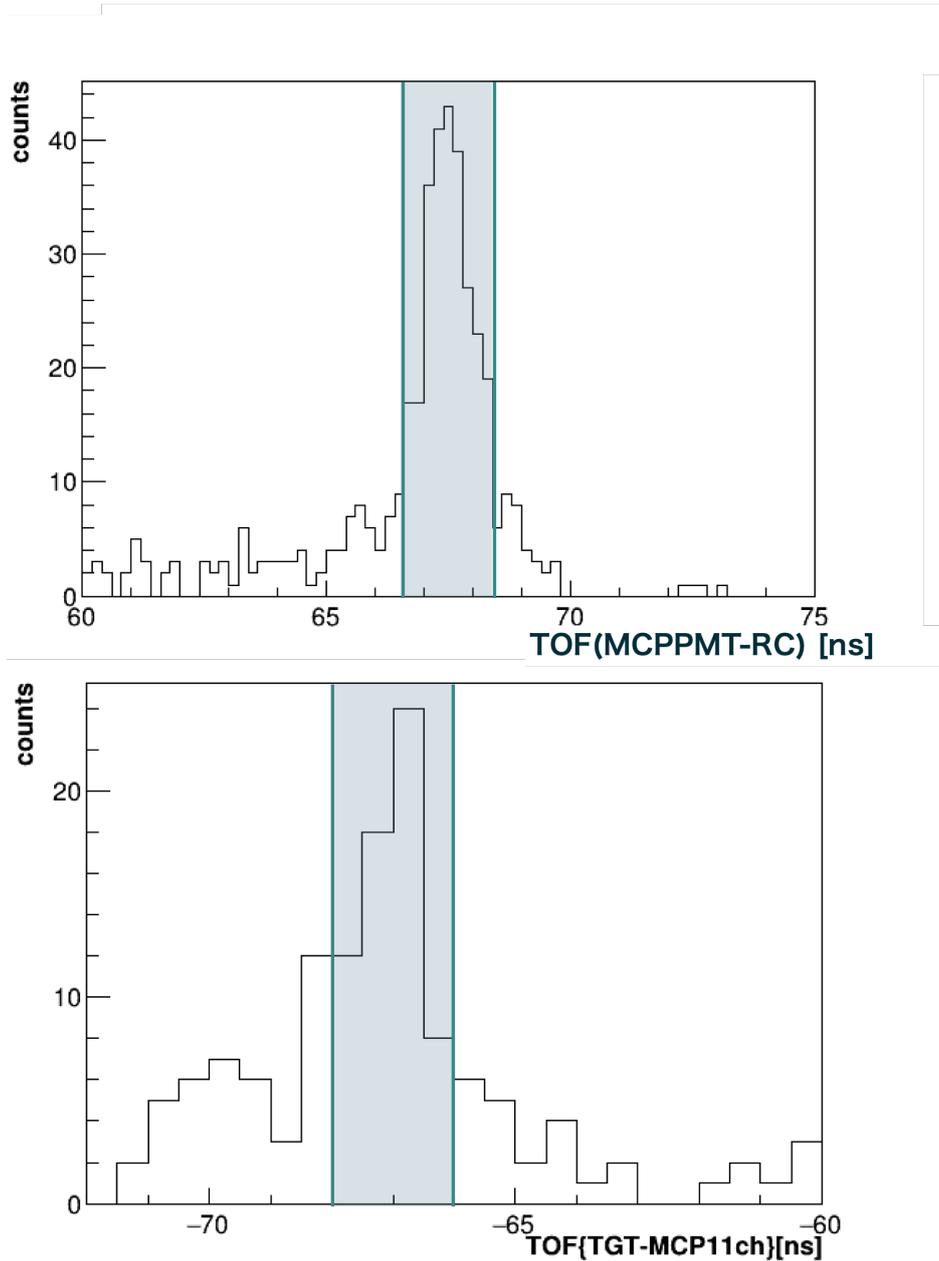
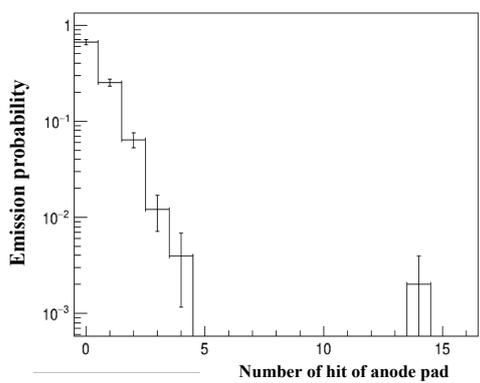


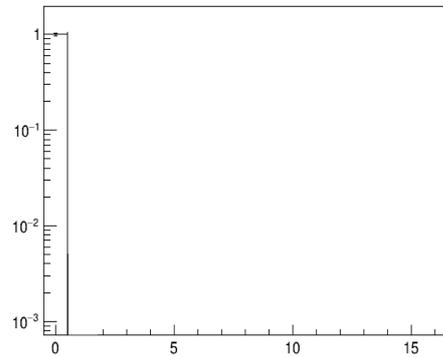
図 73: MCP-PMT と IH、MCP-PMT と Ref target の TOF 分布。例として MCP-PMT の ch 11 における分布を示す。網掛けとなっている部分が選択したイベント。

5.5.2 結果

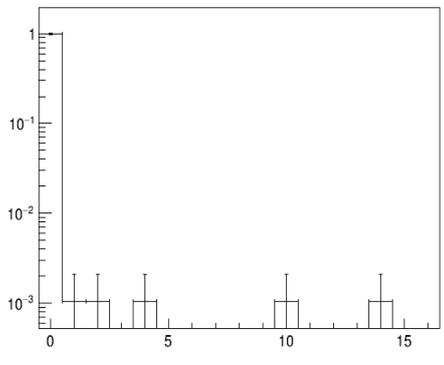
エアロジェルとテフロンにビームを照射した場合、テフロンのみ照射した場合、ケント紙のみ照射した場合、イモビロンのみ照射した場合の4パターンについて先述した解析を行い、MCP-PMTのアノードパッドのヒット数に対する放射体が発光する確率をイベント数でノーマライズしたものを図74に示す。



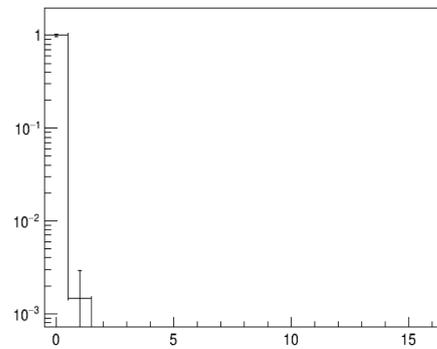
(a) 放射体: エアロジェルとテフロン



(b) 放射体: テフロン



(c) 放射体: ケント紙



(d) 放射体: イモビロン

図 74: 各反射材における発光確率。軸は全て同じである。

この図においてアノードパッドのヒット数が1以上のときエアロジェルがチェレンコフ光を発光したとみなすと、発光確率はそれぞれ表7のようになっている。

エアロジェルとテフロンにビームを照射した場合は発光する要因としてチェレンコフとシンチレーションの二つが考えられるが、エアロジェルを挿入せず、反射材のみにビーム

表 7: 各輻射体の発光確率

エアロジェル+テフロン	34.6 %
テフロン	0 %
ケント紙	0.6 %
イモビロン	0.2 %

を当てた場合にはチェレンコフ放射は発生しない。そのため、このとき発光の原因がシンチレーション光であると考えられる。測定の結果、テフロンはシンチレーション光による発光が観測されなかった。このとき二項分布における信頼区間推定を行うと 95 %の信頼区間でシンチレーション光による発光確率は 4.9×10^{-5} であった。エアロジェルとテフロンの場合、テフロンの発光確率は限りなく 0 に近いのでこのときチェレンコフ光が観測されたと考えられる。チェレンコフ光に対するシンチレーション光の発光確率の比を Overkill rate と定義し、これを計算するとイモビロンの Overkill rate は 0.58 %、シンチレーション光が最も多いケント紙でも Overkill の割合は 1.7 %であった。以上より実機では反射材としてテフロンを用いることで Overkill の非常に少ない環境で実験を遂行できることが結論として得られた。

6 まとめと今後の展望

6.1 まとめ

我々は東北大学電子光物理学研究センターにおいて最大 1.25 GeV の実光子ビームを用いた Λn 終状態相互作用測定実験 (FSI 実験) を計画している。この実験では、より多くの統計を得るためにこれまでに使用していたビームレート (~ 2 MHz) よりも高い ~ 5 MHz での実験を予定している。しかし、高ビームレート下で実験を行うことで超前方に大量の e^+/e^- が発生し、DAQ 効率の著しい悪化が懸念される。

e^+/e^- によるバックグラウンドを除去するためには NKS2 のビーム下流側に大きな立体角を覆うことのできる検出器を置く必要がある。しかし PMT への漏れ磁場の影響やメンテナンス性が悪いことから巨大な検出器を設置することは難しい。そこで、標的直後に設置することでコンパクトかつ開発コストも抑えた検出器を導入することとした。

この Veto 検出器は標的直後の非常に限られたスペースに設置することから大きさに制限があり、680 電磁石による最大 0.42 T の磁場に耐えうる性能でなければならない。そこで、輻射体としてシリカエアロジェル、光検出器として MCP-PMT を使用した検出器である ACEV (Aerogel Cherenkov Electron Veto counter) の開発を行なった。

本研究では最大 99.6 % の ACEV における e^+/e^- 除去能が得られた。また、ハドロン生成イベントによる Overkill は 95 % の信頼区間でわずか 4.9×10^{-5} であることを確認した。以上の結果から DAQ 効率はこの検出器を導入する前は 20 % であるのに対し、この検出機の導入後は 90 % 以上まで回復させることが可能である。また、トリガーレートを 1 kHz 以下に下げることができることから Tagged photon rate が 5 MHz の高レートでの FSI 実験でも DAQ 効率の悪化を防ぐ目的が達成できる。

6.1.1 今後の展望

今後は MCP-PMT を 4 つ配置した実機を作成し、本検出機を FSI 実験へと導入する予定である。場所の制約から既存の電圧分割器をそのまま使用することはできないため、別

途分割した HV を印加するシステムが必要である。また、既存の実験トリガーへと参加させるための回路構築を行う必要がある。トリガーとして使用する際は multiplicity を数えるため HUL の使用を検討している。これは Tagger の開発で使用実績がある。

また、MCP-PMT は 1 光子の波高が揺らぐことから QTC の閾値を決定することが難しく、そのことが統計を減らす原因でもあった。そのため、各チャンネルごとにゲインを決定し、閾値の設定を行う必要がある。

参考文献

- [1] Aerogl Factory. <https://aerogel-factory.co.jp>.
- [2] CNN.co.jp. <https://www.cnn.co.jp/photo/35096289-3.html>.
- [3] JFCC. <https://www.jfcc.or.jp>.
- [4] RAISE3D. <https://raise3d.jp/3dprinter/e2>.
- [5] 東北大学電子光理学研究センター. <https://www.lns.tohoku.ac.jp/about/?id=a5>.
- [6] 欧州原子核研究機構 CERN. <https://geant4.web.cern.ch>.
- [7] 浜松ホトニクス株式会社 R10754-07-M16 データシート. https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/R10754_TPMH1364E.pdf.
- [8] L. Tiator, D. Drechsel, S.S. Kamalov. Unitary isobar model –maid2007. *Eur. Phys. J.*, A34:6997, 2007.
- [9] D. Logoteta et al. Impact of chiral hyperonic three-body forces on neutron stars. *The European Physical Journal A*, 55:207, 2019.
- [10] F. Schulz et al. Ground-state binding energy of 4_h^Λ from high-resolution decay-pion spectroscopy. *Nucl. Phys. A*, 954:149, 2016.
- [11] H. Yamamura et al. Inclusive K^+ and exclusive K^+Y photoproduction on the deuteron: Λ^- and Σ^- -threshold phenomena. *Phys. Rev. C*, 61:014001, Dec 1999.
- [12] J. Antoniadis et al. A massive pulsar in a compact relativistic binary. *Science*, 340:448–457, 2013.
- [13] K. Matsuoka et al. Development and production of the mcp-pmt for the belle II top counter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 766:148–151, 2014.
- [14] M. Kaneta et al. Neutral kaon spectrometer 2. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 886:88–103, 2018.

- [15] P.B. Demorest et al. A two-solar-mass neutron star measured using shapiro delay. *Nature* 467, 1081:1081–1083.
- [16] R.B. Wiringa et al. Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking. *Physical Review C*, 51, 1995.
- [17] T. Ishikawa et al. Charge-to-time converting leading-edge discriminator for plastic-scintillator signals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 875:193–200, 2017.
- [18] T.O. Yamamoto et al. Observation of spin-dependent charge symmetry breaking in An interaction: Gamma-ray spectroscopy of $4_h^A e$. *Phys. Rev. Lett.*, 115:222501, 2015.
- [19] V.G.J. Stoks et al. Construction of high-quality nn potential models. *Physical Review C*, 49, 1994.
- [20] Y. Yasu et al. Unidaq, real-time response of the system. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43:9–12, 1996.
- [21] C. Bennhold, F.X. Lee, T. Mart and L.E. Wright. Quasifree kaon photoproduction on nuclei. *Nucl. Phys. A.*, 115:237271, 2001.
- [22] R. Machleidt. High-precision charge-dependent bonn nucleon-nucleon potential. *Physical Review C*, 63, 2001.
- [23] H. Arenhovel and A. Fix. *Eur. Phys. J.*, A25:115135, 2005.
- [24] G.D. Rochester and C.C Butler. Discovery of the kaon. *Nature*, 160:855–857, 1947.
- [25] Min Jeong Kang Markus J. Buehler. Zhao Qin, Gang Seob Jung. The mechanics and design of a lightweight three-dimensional graphene assembly. *SCIENCE ADVANCES*, 3, 2017.
- [26] 二宮亜紀. Master's thesis, 東北大学, 2016.
- [27] 奥藤陸矢. Master's thesis, 名古屋大学, 2019.
- [28] 室山玄太. Master's thesis, 名古屋大学, 2018.
- [29] 武市秀樹. Master's thesis, 名古屋大学, 2011.
- [30] 浜松ホトニクス株式会社. 光電子増倍管 その基礎と応用.

- [31] 中村哲, 永尾翔, 田村裕和, 山本剛史. ラムダ粒子は、陽子と中性子を区別できるか？
日本物理学会誌, 77:287–292, 2022.
- [32] 田辺鴻典. Master's thesis, 東北大学, 2014.
- [33] 竹内大貴. Master's thesis, 東北大学, 2017.

謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方々にご指導ご助力を賜りましたことを心より厚く感謝申し上げます。

中村哲教授には毎週のミーティングから本論文のチェックまで大変お世話になりました。また、ストレンジネス核物理業界の第一人者として最先端の研究を進める気概や研究者としての矜持を学ばせて頂きました。加えて、進路相談の際も親身になってくださり背中を押していただいたことを大変ありがたく思っています。

金田雅司助教にはこの研究室に配属されて以降、多くのアドバイスを頂きました。右も左もわからなかった私に根気強く丁寧に指導して下さりありがとうございました。また、研究以外の面でもよく飲み会や食事会を開いてくださり充実した研究室生活を送ることができました。研究だけでなく、私生活の相談にもものって頂き、この2年間を頑張ることができました。

永尾翔助教にはミーティングでの鋭いご指摘を頂き、私自身では思いつかなかった解決法を示してくださいました。また、初の海外研修となったマインツ出張の際にも手厚くサポートして下さり、無事に出張できたことも感謝申し上げます。研究だけでなく息抜きにドイツの様々な場所を案内して下さったことは、かけがえの無い体験となりました。

田村裕和教授にはセミナーや研究室ミーティングを通して大変お世話になりました。また、研究室配属前にこのストレンジネスグループの研究テーマや面白さを教えて頂き、本研究室を志望するきっかけにもなりました。

三輪浩司准教授、早川修平助教にもセミナー、研究室ミーティングで大変お世話になりました。

同研究室の先輩である外山裕一氏、板橋浩介氏、秋山タケル氏、奥山和樹氏、中村雄紀氏、藤原友正氏、水野征哉氏、石川勇二氏、梶川俊介氏、坂尾珠和氏、鎌田健人氏にも大変お世話になりました。外山裕一氏には研究室配属当初から公私共に大変お世話になりました。当時、博士論文の執筆中で大変お忙しいにも関わらず研究のアドバイスのって頂きありがとうございました。私も氏のような親しみやすく、聡明な研究者になりたいと

思っております。本研究のシミュレーションは氏の大きなお力添えがあって遂行できました。また、私生活でも共にフットサルやスノーボードをした事、ワールドカップの観戦などとても充実した研究生活を送ることができました。板橋浩介氏も博士論文の執筆中で大変お忙しい中研究のアドバイスを頂き、私生活でも共にスノーボードに行ったことは良き思い出です。秋山タケル氏はマインツでのチームタイムで大変サポートして頂きました。また、ELPHのチームタイムでも解析のアドバイスを頂きありがとうございました。奥山和樹氏にはサマーチャレンジでの面識があったことから研究室配属当初から大変お世話になりました。研究の合間にも研究以外のお話が沢山でき、楽しい時間を過ごすことができました。中村雄紀氏、藤原友正氏には特にチームタイムの準備作業でお世話になりました。迅速かつ丁寧な仕事ぶりはとても頼もしく、その姿から学ぶことも大いにありました。水野柁哉氏には研究テーマが特に近いこともあり、チームタイムからその後の解析まで大変お世話になりました。同部屋だったこともあり、研究以外の話も楽しく、私生活でも大変お世話になりました。

同輩である木野量子氏、永野慎太郎氏、大浦文也氏、森野泰斗氏には研究活動に加えて数多くの飲み会、イベントで大変お世話になりました。木野量子氏は研究に対する真摯な姿勢から常に刺激を受けていました。永野慎太郎氏は一足先に研究室配属されていた先輩という立場でミーティングやチームタイムを通じてお世話になりました。大浦文也氏には授業や研究の相談によくのってきありがとうございました。また、氏の研究姿勢にも大変刺激を受けました。森野泰斗氏との普段の何気ない会話が良いリフレッシュとなりました。また、修士論文の執筆が佳境に入った頃、遅くまで二人で研究室に残っていることが多く、互いに励まし合い、本論文を執筆することができました。

後輩である石毛達大氏、渡辺大護氏、大橋和真氏、成済秀氏、宮田颯氏、今本亮氏、河野理夏子氏、齋藤隆太氏の日々の研究に対する姿勢から学ぶことも多く、私生活面でも研究室行事を通じて大変楽しい時間を過ごさせて頂きました。石毛達大氏には特にシミュレーションやソフトウェアに関しての議論から多くの学びがありました。渡辺大護氏には私がマインツに滞在していた間、チームタイムに向けて日本での作業を手伝って頂きました。また研究以外のお話も楽しくさせて頂きました。

研究室秘書の佐々木幸恵氏、高橋あゆみ氏には事務手続きや出張のサポート等で大変お世話になりました。技術職員の梅津裕生氏には検出器の開発において多くの助言を頂きま

した。

ここに書き切ることはできませんがコラボレータの方々、他研究室の教員、友人の方々、学部生のときお世話になった教員、友人の方々等これまで関わった多くの方々に厚くお礼を申し上げます。今後ともどうぞよろしく願いいたします。

最後に私の意志を尊重し手厚くサポートしてくれた家族に感謝いたします。私の研究生活はもうしばらく続く事となりそうですが、今後も暖かく見守っていただけたらと思います。