

修士論文

$\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応によるダイバリオンの探索

Search for dibaryons via the $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ reaction

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

室井 佑太

平成 29 年

概要

現在までに、数百を超えるハドロンの発見され、それらはクォーク模型から qqq システムであるバリオン、 $q\bar{q}$ システムであるメソンとして説明することが出来た。しかし、量子色力学は、それら以外のクォークシステムで構成されたハドロン（エキゾチックハドロン）の存在を禁止してはいない。標準的なクォークシステム以外で構成されたハドロンの有無を明らかにすることはハドロン研究において重要な課題である。

我々は、東北大学電子光理学研究センター（ELPH）において、Dyson らによって存在が予言された $\Delta\Delta$ ダイバリオンや $N\Delta$ ダイバリオンの探索実験を進めてきた。過去に、我々が ELPH に有する大立体角スペクトロメーター（NKS2）を用いて測定した $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ 反応の測定からは、中間状態に 2 つの Δ を励起する反応過程が見られた。重陽子標的を用いた π 中間子光生成反応では、 Δ を経由するプロセスが小さくないことが示された。また、終状態に重陽子を含む $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応では、NKS2 を用いてすべての粒子を直接検出することが可能である。そのため中性子を間接的に観測する $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ 反応ではなく $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応から $\Delta\Delta$ ダイバリオン、 $N\Delta$ ダイバリオンの探索実験を検討してきた。

本研究では、 $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の測定を行い、 $d\pi$ 不変質量から $N\Delta$ ダイバリオンの探索を行った。測定した $d\pi$ 不変質量分布において、核子と Δ の質量和付近に構造が見られた。また、3 体位相空間に一様生成したシミュレーションや、中間状態に ρ^0 を生成したシミュレーションでは、実験データを再現しなかったが、 $\gamma d \rightarrow X\pi \rightarrow d\pi^+\pi^-$ のように、ローレンツ関数に従った質量分布を持つ中間状態 X を仮定したシミュレーションでは $d\pi$ 不変質量分布を再現することが出来た。共鳴状態の中心質量が $2140 \text{ MeV}/c^2$ 、幅が 105 MeV の場合に実験データを最もよく説明することが出来た。中間状態 X が $N\Delta$ ダイバリオンであった場合、その束縛エネルギーが 32 MeV であることが分かった。

目次

概要	i
第 1 章 序章	1
1.1 バリオンとバリオン共鳴	1
1.2 2 バリオン系	3
1.2.1 ダイバリオンの分類	4
1.2.2 重陽子	4
1.2.3 2 核子系の 1S_0 状態	5
1.2.4 $N\Delta$ ダイバリオン	5
1.2.5 $d^*(2380)$	6
1.3 本研究の目的	8
第 2 章 実験装置	10
2.1 光子ビーム	10
2.1.1 電子加速器	10
2.1.2 光子標識化装置	10
2.1.3 ビームライン	11
2.2 液体重水素標的	11
2.3 NKS2	14
2.3.1 680 電磁石	14
2.3.2 ドリフトチェンバー	15
2.3.3 飛行時間検出器	16
2.3.4 Electron Veto(EV)	20
2.4 データ収集系	21
第 3 章 データ解析	24
3.1 解析の目的と手順	24
3.2 粒子識別	25
3.3 IH と Tagger の時間差による選別	26
3.3.1 IH でのエネルギー損失による重陽子の識別	27

3.4	バーテックス	29
3.5	運動学的イベント選択	32
3.5.1	運動量保存則によるイベント選択	32
3.5.2	エネルギー保存則によるイベント選択	34
3.6	粒子識別におけるコンタミネーション評価	36
3.6.1	重陽子含まれる陽子コンタミネーションの評価	37
3.6.2	π^+ に含まれる陽子コンタミネーション評価	39
3.7	$\pi^+\pi^-$ に含まれている e^+e^- の評価	41
3.7.1	π^+ と π^- の開き角	42
3.7.2	ビーム軸に対する放出角	43
3.8	データ解析のまとめ	45
第 4 章	実験結果	47
4.1	不変質量分布	47
4.2	Geant4 を用いたシミュレーション	50
4.2.1	3 体位相空間 (3BPS)	51
4.2.2	$\gamma d \rightarrow d\rho^0 \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応シミュレーション	52
4.2.3	$\gamma d \rightarrow X\pi \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応シミュレーション	54
4.3	不変質量分布の評価	62
4.3.1	$d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量に見られた差異	63
4.3.2	フィッティングによる不変質量の導出	65
4.4	考察	70
第 5 章	まとめ	71
参考文献		72
謝辞		74

1.1	$\pi^+p \rightarrow p\pi^+$ 反応の断面積のエネルギー依存性	1
1.2	SU(3) から分類されたバリオン	3
1.3	$pp \rightarrow \pi^+d$ 反応の断面積	6
1.4	$\pi^+d \rightarrow pp$ 反応の部分波解析の結果による複素平面状の散乱振幅	7
1.5	$pd \rightarrow d\pi^0\pi^0$ 反応の断面積	8
2.1	東北大学電子光理学研究センター第 2 実験室の概略図	11
2.2	光子標識化装置の概略図	12
2.3	ビームラインを鉛直方向に向かって見た場合の概略図	12
2.4	液体重水素標的システム	13
2.5	NKS2 の概略図	15
2.6	680 電磁石の磁束密度分布	16
2.7	VDC の写真 (左パネル) と VDC の平面図 (右パネル)	17
2.8	CDC の写真 (左パネル) と CDC の平面図 (右パネル)	17
2.9	IH の概略図	19
2.10	OH の平面概略図	20
2.11	EV の設置位置	22
2.12	光子標識化装置の回路図	23
2.13	IH と OH の回路図	23
3.1	ドリフトチェンバーの解析とホドスコープの解析による粒子識別	25
3.2	3 粒子を解析した時の, すべての粒子の IH と TagB の時間差分布	26
3.3	d, π^+, π^- を識別した時の IH と TagB の時間差分布	27
3.4	重陽子と識別した粒子の IH におけるエネルギー損失と運動量の相関	28
3.5	重陽子の中に含まれる偶発的なバックグラウンドイベントの IH と TagB と の時間差分布	28
3.6	バーテックス再構成方法	29
3.7	水平面方向のバーテックス分布	30
3.8	シミュレーション結果を 3 粒子トラッキングし算出したバーテックス分解能	31
3.9	ビーム軸方向のバーテックス分布	32

3.10	水平面でビーム軸に垂直な方向と鉛直方向のバーテックス分布	33
3.11	シミュレーションから求めた運動量の広がり	34
3.12	入射光子のエネルギーに対する, 3 成分の運動量分解能	35
3.13	シミュレーションで求めた終状態と始状態のエネルギー差分布	35
3.14	入射光子のエネルギーに対するエネルギー分解能	36
3.15	運動学的イベント選択の結果	37
3.16	2 つの正電荷粒子の 2 乗質量分布	38
3.17	重陽子の質量領域の下限に対する陽子と重陽子の残存率の変化	39
3.18	FOM の重陽子質量下限値依存性	40
3.19	2 つの正電荷粒子の 2 乗質量分布	40
3.20	π^+ の質量領域の上限に対する陽子と π^+ の残存率の変化	41
3.21	FOM の π^+ 質量上限値依存性	42
3.22	$\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ における π^+ と π^- の開き角分布	43
3.23	電子・陽電子対生成によって生じた電子対の開き角分布	43
3.24	π 中間子の放出角分布	44
3.25	電子・陽電子対生成による e^+e^- の生成角分布	44
3.26	π^+ の放出角と e^+ の放出角との比較	45
3.27	π^- の放出角と e^- の放出角との比較	46
4.1	実験で得られた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布	48
4.2	実験で得られた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関図	48
4.3	実験で得られた $d\pi$ の不変質量と $\pi^+\pi^-$ の不変質量の相関	49
4.4	実験で得られた $\pi^+\pi^-$ の不変質量分布	50
4.5	FOREST 実験による $d\pi^0$ 不変質量と $\pi^0\pi^0$ 不変質量の相関図	50
4.6	光子エネルギーと $d\pi$ の不変質量の相関	51
4.7	3 体位相空間シミュレーションによる $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関	52
4.8	実験データと 3 体位相空間シミュレーションによる $d\pi$ の不変質量分布の比較	53
4.9	ρ^0 生成シミュレーションに用いた ρ^0 中間子の質量分布	54
4.10	ρ^0 生成シミュレーションにおける ρ^0 中間子の質量分布	54
4.11	ρ^0 生成シミュレーションにおける $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関	55
4.12	実験データと ρ^0 生成シミュレーションによる $d\pi$ の不変質量分布の比較	55
4.13	反応過程の概要図	56
4.14	共鳴を仮定したシミュレーションにおける全立体角でアクセプトした時の $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関図	57
4.15	共鳴を仮定したシミュレーションにおける全立体角でアクセプトした時の $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布	58
4.16	X が $d\pi^+$ にだけ崩壊した場合の $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布	58

4.17	NKS2 でアクセプトした $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関	59
4.18	NKS2 でアクセプトした $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量	59
4.19	アナライザーによって再構成した運動量で求めた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の 相関	60
4.20	再構成した運動量で求めた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量	61
4.21	シミュレーションで生成された $\pi^+\pi^-$ 不変質量分布	62
4.22	シミュレーションで生成され, 再構成した運動量で求めた $d\pi$ と $\pi^+\pi^-$ 不変 質量の相関	62
4.23	$d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関図から選択した共鳴構造付近のイベント数 . .	64
4.24	共鳴状態 X の崩壊比を実験の比と一致させたシミュレーションによる $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量	65
4.25	ガウス関数でフィットした $d\pi^-$ 不変質量分布	65
4.26	$M = 2.14\text{GeV}/c^2$, $\Gamma = 100\text{ MeV}$ の場合における $d\pi$ 不変質量分布	66
4.27	$M = 2.14\text{GeV}/c^2$, $\Gamma = 100\text{ MeV}$ の場合におけるフィット結果	67
4.28	共鳴状態 X の幅を変化させた時の χ^2 分布	67
4.29	シミュレーションの統計量を 2 倍にして求めた χ^2 分布	68
4.30	χ^2 の中心値と幅の依存性	69
4.31	中心値 $M = 2140\text{ MeV}/c^2$, 幅 $\Gamma = 105\text{ MeV}$ でのフィッティング結果 . .	69

表目次

1.1	ストレンジクォークを含まないダイバリオンの分類	4
2.1	液体重水素の温度と圧力と密度	14
2.2	VDC のセンスワイヤーの配置	18
2.3	CDC のセンスワイヤーの配置	18
2.4	IH のシンチレーターの配置	19
2.5	OH のシンチレーターの配置	21
3.1	3 粒子解析をした場合の標準偏差内に含まれるイベント割合	30
3.2	$d\pi^+\pi^-$ を選択した場合の標準偏差内に含まれるイベント割合	31
3.3	シミュレーションの生成条件	33
4.1	3BPS シミュレーションの条件	51
4.2	ρ^0 生成シミュレーションの条件	53
4.3	共鳴状態 X を仮定したシミュレーション条件	56
4.4	検出器の分解能	60
4.5	$\gamma d \rightarrow X\pi^- \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応と $\gamma d \rightarrow X\pi^+ \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の収量	64

第 1 章 序章

1.1 バリオンとバリオン共鳴

基底状態のハドロン、及びそれらの共鳴状態状態は、核子の散乱実験、 π 中間子の散乱実験、光子による中間子生成反応の研究を通して、これまで数多く発見され、それらの性質が調べられてきた。共鳴を調べるには、主に 3 つの方法が存在する。第 1 の方法は、反応断面積のエネルギー依存性を示すグラフ上で、ピークを観測する方法である。例として $\Delta(1232)$ を挙げる。 Δ 粒子はアイソスピン $I = 3/2$ で、4 つの荷電状態が存在する πN の共鳴状態として発見された。水素標的に対し、 π 中間子ビームのエネルギーを変化させて全断面積を測定した場合、図 1.1 のように、横軸を πN 系の不変質量とすると、1232 MeV を中心とした鋭い共鳴ピークが見られる。また、共鳴形状は式 (1.1) にあるローレンツ関数に従うことが知られている。

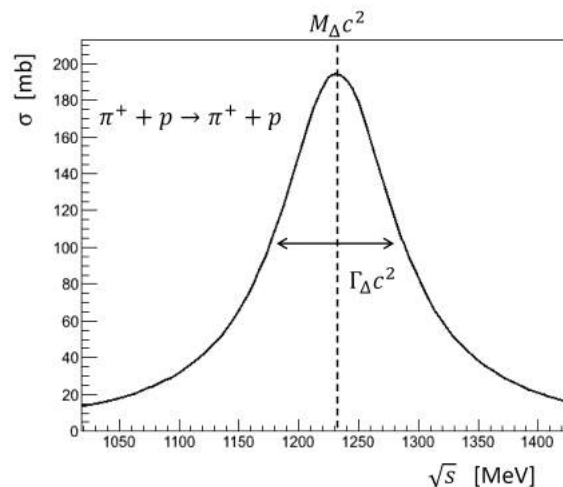


図 1.1: $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+$ 反応の断面積のエネルギー依存性。共鳴散乱による断面積のエネルギー依存性は図のようなローレンツ関数に従う。

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{(E - M_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.1)$$

E は重心系でのエネルギー、 M_0 は中心質量、 Γ はピークの幅を表している。図 1.1 に示した関数は、式 (1.1) の M_0 を 1232 MeV、 Γ を 117 MeV として与えた場合を表した [1]。 Γ は粒

子の自然幅であり，その寿命は式 (1.2) から自然幅 Γ と関連付けられる．

$$\tau_{\Delta} \approx \frac{\hbar}{\Gamma_{\Delta}} \approx 5.6 \times 10^{-24} \text{ [s]} \quad (1.2)$$

つまり， Δ の寿命 τ は 10^{-24} s のオーダーであることがわかる．第 2 の方法は，崩壊粒子の不変質量分布を観測する方法である．例として， ρ 中間子生成を考える． ρ が中間状態に生成された場合は，終状態に得られた 2 つの π 中間子の不変質量分布から共鳴状態を観測することが出来る．また，終状態の全ての粒子を検出することが出来ない場合には，ミッシングマスによって共鳴状態を観測することも可能である．ただ，全ての粒子を検出することが出来ない不定性が存在するため注意が必要である．第 3 の方法は部分波解析を行う方法である．散乱過程では，共鳴を経過する過程が支配的ではない場合が存在する．その場合，共鳴とは異なる角運動量状態がバックグラウンドとなり，共鳴ピークを断面積のエネルギー依存性や不変質量分布から観測することが困難である．そのため式 (1.3) のように軌道角運動量ごとに波動関数を展開し，部分波ごとの散乱振幅を調べることで，共鳴ピークが見えなくても共鳴状態の有無を調べることが可能である．

$$\psi(r, \theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l R_l(r) Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (1.3)$$

式 (1.3) 中の l は軌道角運動量， $R_l(r)$ は動径方向の波動関数， $Y_{lm}(\theta, \phi)$ は球面調和関数である．ポテンシャルが球対称であるとき，粒子の入射方向を z 軸とした場合， z 軸周りに回転対称性を持つ．したがって $m = 0$ の成分は角度 ϕ に依存しないため，波動関数は式 (1.4) のように展開することが出来る．

$$\psi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l R_l'(r) P_l(\cos\theta) \quad (1.4)$$

式 (1.4) 中の $R_l'(r)$ は動径方向の波動関数， $P_l(\cos\theta)$ はルジャンドル関数である．実際には，軌道角運動量の最大値を有限の値で展開し，断面積をエネルギー， $\cos\theta$ の関数として実験データと合うように部分波ごとの散乱振幅を決定している．また，部分波解析では共鳴質量だけではなく共鳴幅，スピン・パリティを決定することが出来る．

これらの方法により，1960 年代には多数の中間子やバリオンの共鳴状態が発見された．また， ud クォークの入れ替えに対称な $SU(2)$ 対称性を発展させ， s クォークを含んだ $SU(3)$ 対称性から分類されたバリオンを図 1.2 に示す．ハイパーチャージ Y を式 (1.5) で定義すると，図 1.2 に示したバリオンのアイソスピンが $0 \leq I \leq \frac{3}{2}$ ，ハイパーチャージが $-2 \leq Y \leq 1$ であることがわかる

$$Y = B + S \quad (1.5)$$

式 (1.5) 中の B はバリオン数， S はストレンジネスを示してゐる．したがって，これら以外の量子数をもつ共鳴状態はエキゾチックなものとされていた．つまり，陽子と陽子の散乱から，ダ

イプロトン共鳴が存在する場合には $Y = 2$ の量子数を持つこととなりエキゾチック共鳴に分類される。また、エキゾチック共鳴が観測されてこなかったことから、ダイバリオン共鳴が存在しない事が前提となりこれまで研究が進められてきた。

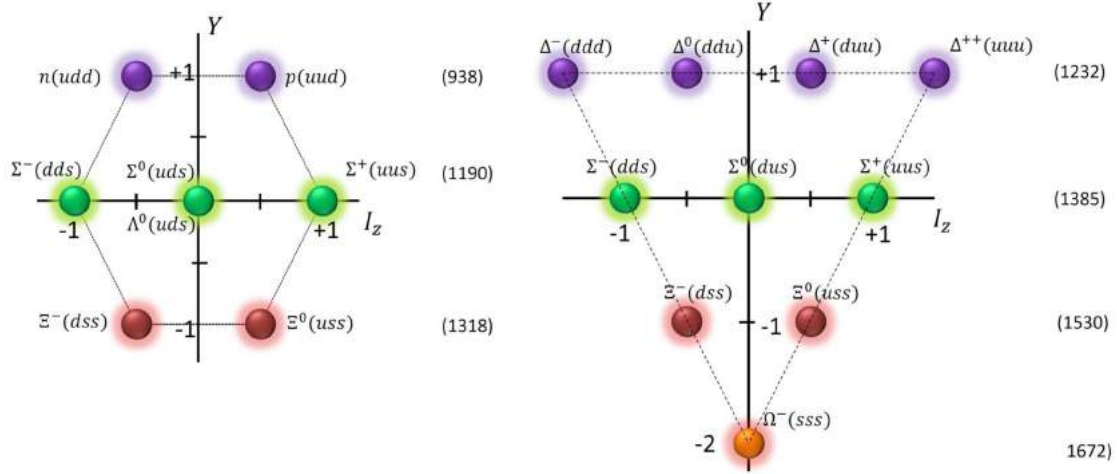


図 1.2: SU(3) から分類されたバリオン. 左図はスピン 1/2 のバリオン 8 重項を示しており, 右図はスピン 3/2 のバリオン 10 重項を表している.

1.2 2 バリオン系

ダイバリオンとは、広義にはバリオン数が 2 の状態を指す。最もよく知られている、陽子と中性子の結合状態である重陽子もまた、ダイバリオンとして分類することが出来る。重陽子以外のダイバリオンを探索するために、1950 年代から盛んに実験が行われてきた。ダイバリオンの存在を支持する多くの実験結果が報告されたが、追実験によりダイバリオンの存在は検証されなかった。これらのダイバリオン探索実験は 1980 年代まで続いた。参考文献 [2, 3, 4] に、当時のダイバリオン探索実験がまとめられている。また現在までのダイバリオン探索実験の歴史と、その理論解釈については H. Clement によってまとめられた [5]。

その後、長く成果が見られなかったダイバリオン探索の歴史ではあるが、近年ダイバリオン探索に新たな関心が持たれている。良く知られているクォークの $q\bar{q}$ や qqq システムとは異なる、より複雑なクォークシステムの存在が認識されている [6]。WASA グループらによって観測された、核子非弾性散乱の断面積のエネルギー依存性に現れた共鳴分布は、 qqq システムの複合系では説明することが出来ず、 $qqqqqq$ システムによる散乱の可能性が考えられている。また、近年 2 つの研究グループが、Jaffe[7] によって予言された H ダイバリオンの結合状態の存在を格子 QCD による計算から示唆している [8, 9, 10, 11]。しかし H ダイバリオンも実験的には未だ発見されていない。

1.2.1 ダイバリオンの分類

ダイバリオン共鳴の存在に対して否定的な研究の歴史が続いてきたが，量子色力学 (QCD) は $q\bar{q}$ や qqq の以外のエキゾチックハドロンの存在を禁止してはいない．実際，1964 年に Gell-Mann がクォークモデルの公表 [12] をした後，Dyson と Xuong は uds クォークにスピンの自由度を加えた $SU(6)$ 対称性からストレンジクォークを含まないダイバリオンの分類を行った [13]．表 1.1 に，彼らが予言したダイバリオンをまとめる．始めに，核子からなるダイバリオンとして $I = 0, S = 1$ である重陽子と，低エネルギー核子散乱において終状態相互作用として観測される非束縛系の $I = 1, S = 0$ のアイソベクター状態が分類されている．式 (1.6) が Dyson らによって導出されたダイバリオンの質量公式である．

$$M = A + B\{I(I + 1) + S(S + 1) - 2\} \quad (1.6)$$

A と B はダイバリオンの質量を決定するためのパラメーターであり， A は重陽子の質量である．また， B の値を決定するために，当時に得られた $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ 実験の結果 [14] から， $I = 1, S = 2$ の量子数を持つダイバリオンの中心質量 2160 MeV という結果を用いた．質量公式に必要なパラメーターとして， $A = 1876$ MeV， $B = 47$ MeV を決定した．この質量公式を用いて $\Delta\Delta$ ダイバリオンの質量も計算された． $I = 0, S = 3$ の量子数をもつ $\Delta\Delta$ ダイバリオンの質量は，2 つの Δ バリオンの質量和よりも 100 MeV 以上小さいという驚くべき結果であった．しかし，近年 Dyson らの予言に矛盾しない共鳴状態が WASA グループによって観測された [15]．詳細は第 1.2.5 節に記す．

表 1.1: ストレンジクォークを含まないダイバリオンの分類

$\mathcal{D}_{IS}$	$\mathcal{D}_{01}$	$\mathcal{D}_{10}$	$\mathcal{D}_{12}$	$\mathcal{D}_{21}$	$\mathcal{D}_{03}$	$\mathcal{D}_{30}$
BB	NN	NN	$N\Delta$	$N\Delta$	$\Delta\Delta$	$\Delta\Delta$
Mass formula	A	A	A+6B	A+6B	A+10B	A+10B
Approx. mass [MeV/c ²]	1876	1876	2160	2160	2348	2348

1.2.2 重陽子

バリオン数が 2 であるダイバリオンとして古くから知られているのが，陽子と中性子の 2 つのバリオンが結合した重陽子である．未だ，重陽子以外に明確なダイバリオンとして存在が認められているものはない．1932 年に Urey, BrickWedde, Murphy らによって重陽子が発見されてからは，重陽子の質量，電荷，スピンや磁気双極子モーメントなど多くの性質が正確に測定されてきた．また重陽子の束縛エネルギーは 2.2 MeV であり，1 核子当たりの束縛エネルギーは 1.1 MeV ほどである．平均的な原子核の，1 核子当たりの束縛エネルギー 8 MeV に

対して非常に小さい．また，重陽子は 2.1 fm と大きな荷電半径を有している [16]．陽子と中性子との相互作用距離が大きいことから， π 中間子交換モデルによって，重陽子を良く記述することが出来ている．しかし，陽子と中性子の波動関数がどの程度重なっているのか，という問題は完全には理解されていない．また，重陽子を構成している 6 つのクォークにおいて，3 つのクォークからなる陽子，中性子が，それぞれ分子のように結合しているという描像に対して，6 クォークが等価に結合している状態の寄与がどの程度存在するかは，非常に興味深い問題である．近年のバグモデルによる計算では 2-3% の寄与があるという報告がある [17]．

1.2.3 2 核子系の 1S_0 状態

2 核子系を考えた場合， $I = 0$ 、 $S = 1$ の量子数を持つ重陽子以外に $I = 1$ 、 $S = 0$ の量子数を持つアイソベクター状態を考える事が出来る．つまり ^2He や nn が存在すれば，ダイバリオンとして分類することが出来る．しかし，NN 散乱実験から pp と nn の散乱長が約 -19 fm でありアイソベクター pn の散乱長は約 -24 fm であることが知られている [18, 19]．つまりそれぞれに働く力は引力であるが，束縛状態が存在しないことが示された．相互作用が引力的ではあるが，束縛状態を作るほど強くない場合に，散乱振幅はバーチャル状態の極を持つ．直接バーチャル状態を観測することは出来ないが，終状態相互作用 (FSI) として NN 系の不変質量分布に影響を与える．

1.2.4 $N\Delta$ ダイバリオン

第 1.2.1 で，述べたように 1950 年代には， $pp \rightarrow \pi^+ d$ 反応断面積のエネルギー依存性において， $N\Delta$ 閾値近傍に $m \approx 2160$ MeV， $\Gamma \approx 120$ MeV の共鳴状態が観測されていた．図 1.3 は，Dyson らが質量公式のパラメーターを決定するために用いた断面積である [20]．横軸は，重心系での π^+ の運動エネルギーを表している． π^+ のエネルギーが約 130 MeV 付近で断面積が最大となっている．また，断面積が最大となる π^+ のエネルギーで，重心系における d と π^+ の運動量の絶対値は式 (1.7) で計算できる．

$$\begin{aligned} P_{cm} &= \sqrt{(E_{cm}(\pi^+) + m_{\pi^+})^2 - m_{\pi^+}^2} \\ &= \sqrt{(130 + 139)^2 - 139^2} \\ &= 230 \text{ [MeV}/c] \end{aligned} \tag{1.7}$$

よって，式 (1.8) で重心系における全エネルギーに換算すると

$$\begin{aligned} \sqrt{s} &= E_{cm}(\pi^+) + E_{cm}(d) \\ &= \sqrt{m_d^2 + P_{cm}^2} + \sqrt{m_{\pi}^2 + P_{cm}^2} \\ &\approx 2160 \text{ [MeV]} \end{aligned} \tag{1.8}$$

となり、核子と Δ の質量近傍のエネルギーにおいて断面積が最大となっている。また、1980年代以降に、精度の良い $\pi d \rightarrow pp$ 反応の断面積をもとに部分波解析がなされた [21]。その結果によると、散乱振幅を複素平面図で表した図 1.4 において、主にスピンシングレット、軌道角運動量 $L = 2$ 、全角運動量 $J = L + S = 2$ である 1D_2 成分が確認された。図 1.4 におけるデータ点は、50 MeV のエネルギーごとの散乱振幅を表している。(2144 - i55) MeV に極を持つ $N\Delta$ の s チャンネル共鳴状態を主張する理論計算 [22, 23] も存在したが、観測された共鳴状態の中心質量が $N\Delta$ 閾値近傍であり、 Δ の崩壊幅と差異がないことから、s チャンネル共鳴ではなく、単に $N\Delta$ の閾値効果（カスプ効果）の可能性が議論された。閾値効果とは、中間状態に生成した $N\Delta$ が相互作用せずに互いに飛び去ることで不変質量や断面積などの観測量に影響を与える運動学的な効果である。近年は、 $N\Delta$ 共鳴を示唆する実験結果は存在しないが、理論的に Gal, Garcilazo らによって、 $I(J^P) = 1(2^+)$ 状態が (2147-i60)MeV に極が存在することが示されている [24, 25]。

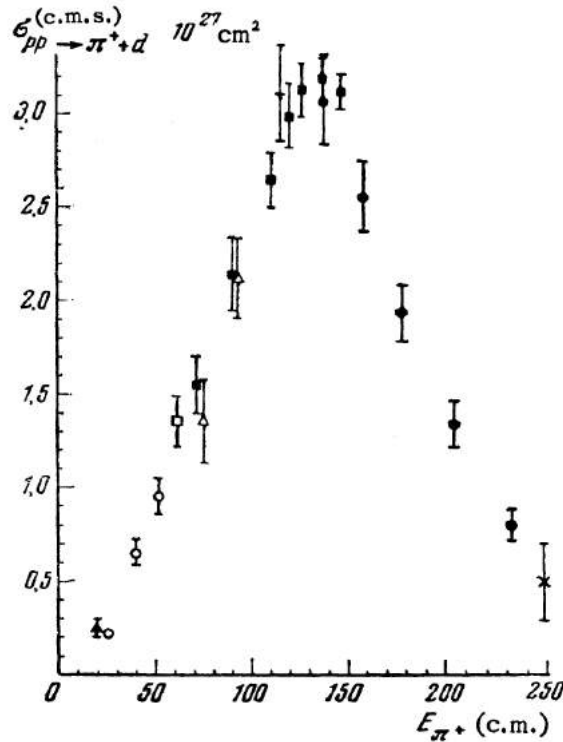


図 1.3: $pp \rightarrow \pi^+ d$ 反応の断面積 [20]。横軸は重心系での π^+ のエネルギーを表している。 $E_{\pi^+} \approx 130$ MeV が重心系での全エネルギー 2160 MeV に対応している。

1.2.5 $d^*(2380)$

近年、WASA グループによって $pd \rightarrow d\pi^0\pi^0 + p_{\text{spectator}}$ 反応断面積のエネルギー依存性が測定された [26]。図 1.5 に、彼らの結果を示す。横軸は終状態から得られた重心系のエネルギーを示している。赤のデータ点は陽子ビームのエネルギーが $T_p = 1.0$ GeV の場合であり、黒は 1.2 GeV、青は 1.4 GeV に対応している。重陽子中の中性子がフェルミ運動をしている

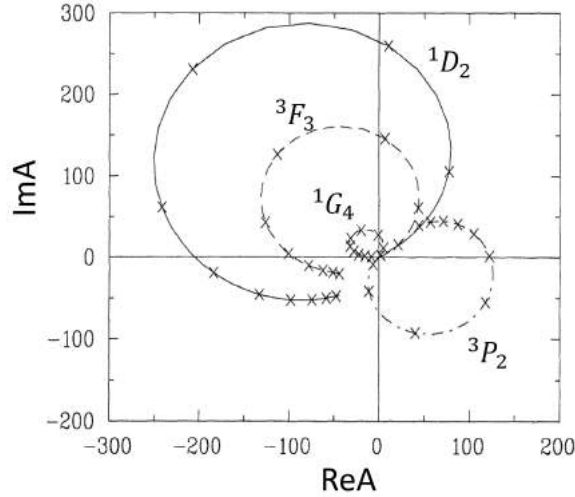


図 1.4: $\pi^+d \rightarrow pp$ 反応の部分波解析の結果による複素平面状の散乱振幅 [21]. 50 MeV のエネルギーごとに部分波の散乱振幅が示されている. 終状態の軌道角運動量が 2 である 1D_2 部分波の寄与が大きいことがわかる.

ため, 衝突エネルギーに広がりが存在している. 彼らの測定した断面積のエネルギー依存性を示す分布に, 幅の狭い共鳴ピークが見られた. 実線は, 中間状態に $\Delta\Delta$ の s チャンネル共鳴仮定した理論曲線であり, 中心質量が $M_0 \approx 2370\text{MeV}$, 崩壊幅が $\Gamma \approx 70\text{ MeV}$ の場合に, 実験データを再現した. s チャンネルを仮定した実線の理論曲線はデータと一致しているが, t チャンネルを仮定した破線の理論曲線はデータと一致していない. また中間状態にスピン 1/2 の第一共鳴状態であるローパー共鳴を仮定した点線の理論曲線もデータを再現することが出来ていない. $\Delta\Delta$ の s チャンネルを仮定した理論計算では, 終状態の全角運動量 $J^P = 3^+$ の場合に, 終状態の $\pi^0\pi^0$ の不変質量や終状態の角分布を再現することが出来た. また終状態が $d\pi^0\pi^0$ であることからアイソスピンが $I = 0$ であることが分かる. つまり観測された共鳴状態は $I(J^P) = 0(3^+)$ の量子数を持ち, 第 1.2.1 節で Dyson らが预言した $\Delta\Delta$ のダイバリオン状態と矛盾しない.

WASA で観測された共鳴状態の特徴として, 大きな束縛エネルギーと小さな崩壊幅があげられる. $\Delta\Delta$ の結合状態が中間状態に存在しているとすれば, $2M_\Delta - M_{d^*(2380)} \approx 2460 - 2370 = 90\text{ MeV}$ の束縛エネルギーで結合している. また, 非常に興味深い点は, 観測された崩壊幅が $\Gamma_{d^*(2380)} < \Gamma_\Delta$ と有意に 1 つの Δ の崩壊幅よりも小さいことである. 中間状態が $\Delta\Delta$ の結合状態とした場合, 単純に考えれば観測される崩壊幅は $\Gamma_\Delta \leq \Gamma_{d^*(2380)} \leq 2\Gamma_\Delta$ の領域として現れると期待出来る [24]. このような結果から, 初めてバリオン, バリオン間衝突実験によってダイバリオン共鳴が見られると共に, クォークシステムの新たな側面が垣間見られた. また, 異なるチャンネルによる実験結果 [27, 28, 29] から $d^*(2380)$ 共鳴の存在が確認された. 東北大学電子光理学研究センター (ELPH) の FOREST グループが行った光子ビームを用いた $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^0$ 反応の断面積では, WASA で見られた鋭い共鳴状態は見られなかった [30].

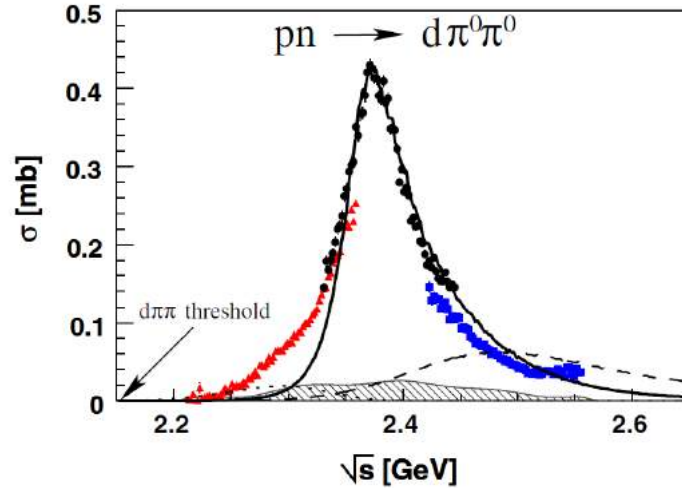


図 1.5: $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$ 反応の断面積 [26]. 横軸は重心系でのエネルギーを示している. 実線は $\Delta\Delta$ の s チャンネル共鳴を仮定した理論曲線, 破線は t チャンネルを仮定した理論曲線, 点線はローパー共鳴を仮定した理論計算を示している. 斜線の領域は系統誤差を示している.

1.3 本研究の目的

ダイバリオンの存在に関して, 否定的な歴史が続いてきたが, 近年 WASA グループが観測した共鳴状態を口火に, $\Delta\Delta$ ダイバリオンや $N\Delta$ ダイバリオンの存在を示唆する理論計算が公表されてきた. また, WASA で観測された共鳴状態と, Dyson らが预言した $\Delta\Delta$ ダイバリオンとの関連性も非常に興味深い話題である. 先述した, 東北大学電子光理学研究センターで行われた光子ビームを用いたダイバリオン探索実験 [30] では WASA で見られた共鳴状態は観測されなかった. これまでに, ハドロン間の衝突実験によるダイバリオンの探索実験は多く行われてきたが, 光子プローブによるダイバリオン探索実験は少ない. ハドロン反応や光子を用いた反応などの異なるプローブでダイバリオンの探索を行うことには大きな意義がある. 私の所属する実験グループでは, 中性 K 中間子スペクトロメーター (NKS2) を用いて, 光重陽子反応によって生成する荷電 π 中間子を測定する研究を実施してきた. これまでの研究で, $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ 反応の中間状態における $\Delta\Delta$ 状態の測定 [31, 32] や, $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の断面積測定 [33] などの成果を上げている. つまり, NKS2 は終状態の荷電 π 中間子や重陽子を通して反応中間状態の $\Delta\Delta$ や $N\Delta$ 状態を詳細に調べることのできる強力な測定器と言える. こういった背景のもと, 私は以下の目的で実験を行った.

・光子プローブによる $N\Delta$ ダイバリオンの探索

東北大学電子光理学研究センターにおいて, $E_\gamma = 800 \sim 1100$ MeV における $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の測定を行い, 終状態の $d\pi^+$, $d\pi^-$ の不変質量分布から Dyson らによって存在が预言された $N\Delta$ ダイバリオンの探索を行う.

東北大学電子光理学研究センターの FOREST グループは $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^0$ 反応からダイバリオンの探索を行っており、荷電粒子に対して感度を持つ NKS2 を利用することで、異なる荷電チャンネルによる相補的な研究が可能である。本論文の第 2 章では、ダイバリオン探索実験に用いた電子シンクロトロン (STB リング)、大立体角スペクトロメーター (NKS2) や、実験方法について記す。第 3 章では、実験で得られたデータから $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応によるイベント選択方法について記す。第 4 章では、終状態の $d\pi^+$, $d\pi^-$ の不変質量分布の評価結果を記した。

第 2 章 実験装置

実験は東北大学電子光理学研究センター (ELPH) で行った．線形加速器 (LINAC) と電子シンクロトロン (STB リング) により加速された電子に対し，輻射体を用いて発生した制動放射光をビームとして利用した．標的には液体重水素を用いて，発生した荷電粒子を中性 K 中間子スペクトロメーター (NKS2) で検出した．この章においては光子ビーム，標的，NKS2 について述べる．

2.1 光子ビーム

2.1.1 電子加速器

線形加速器 (LINAC) によって 150 MeV まで加速された電子は，電子シンクロトロン (STB リング) によって最大 1.2 GeV まで加速される．図 2.1 に実験室の概略を示す．加速された電子は偏向電磁石 (BM4) の直前で炭素ファイバーの輻射体によって制動放射を起こし，BM4 磁場による電子の運動量分析から光子のエネルギーを標識化した．標識化された光子は NKS2 中心部の標的に照射した．

2.1.2 光子標識化装置

1.2 GeV のエネルギーに保たれた周回電子に対して，直径 11 μm の炭素ファイバーを輻射体として使用し，制動放射光を NKS2 に照射している．光子のエネルギーを標識化するために，偏向電磁石 (BM4) 中に設置した反跳電子検出器で磁場中の電子軌道を測定することで反跳電子のエネルギーを測定し光子ビームのエネルギーを決定した [34]．炭素標的の反跳エネルギーは，反跳電子のエネルギー E' に比べて小さく無視できるので，周回電子のエネルギーを E_0 とすると，光子のエネルギー E_γ は以下の式で表すことが出来る．

$$E_\gamma = E_0 - E' \quad (2.1)$$

図 2.2 に BM4 中に設置された反跳電子検出器の概略を示す．反跳電子検出器は 50 チャンネルの位置検出器 (TagF) および，12 チャンネルのタイミング検出器 (TagB) から構成されている．それぞれプラスチックシンチレーターと光電子増倍管からなる検出器である．信号の読み出しに用いた光電子増倍管は，磁場中では十分に光電子を増幅できない．したがって，ライトガイドとして光ファイバー束を利用し，BM4 の磁場の影響を受けない位置に光電子増倍

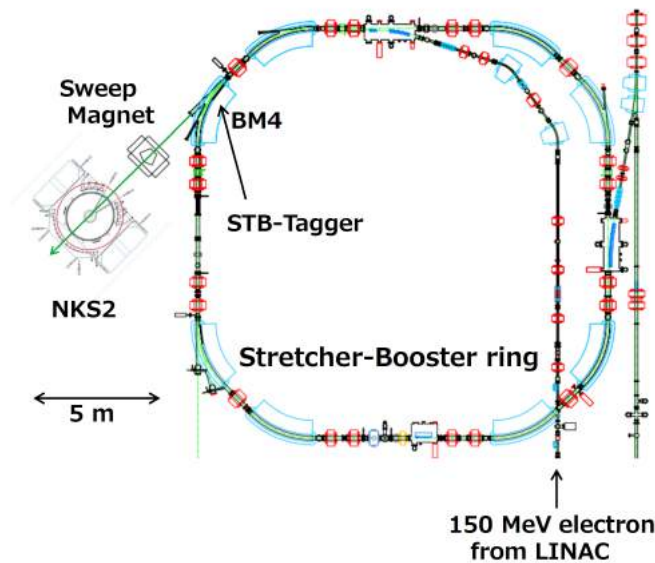


図 2.1: 東北大学電子光物理学研究センター第 2 実験室の概略図. LINAC で 150 MeV まで加速された電子は, STB リングで最大 1.2 GeV まで加速される. また周回電子に対し BM4 直前で輻射体を用いて生成した制動放射光を, NKS2 に設置された標的に照射した.

管を設置した. また, TagF は厚さ 5 mm, 長さ 20 mm, 幅は周回電子のエネルギーが 1.2 GeV の時に, エネルギーアクセプタンスが 6 MeV になるように, 5-8 mm に設計した. 4 つの TagF に対して 1 つの TagB が対応しており, それぞれの同時計数を行うことによってバックグラウンドを抑制した.

2.1.3 ビームライン

ビームライン上には, 輻射体からビームライン下流 3.8 m の位置に鉛コリメーター, スイープマグネット, そして真空ダクトが配置されている. 図 2.3 はビームラインの概略図を示している. 鉛コリメーターは, 厚さ 5 cm の鉛ブロックに直径 1 cm の穴をあけたものを 5 個配置した. その後, コリメーターなどによってビームライン上流で発生した電子対を除去するためのスイープマグネットが設置されている. 本実験では, 磁束密度を 0.7 T に設定し実験をおこなった [35]. また空気によるビームの減衰, および電子・陽電子対生成バックグラウンドの生成を抑制するためにアルミ製の真空ダクトを利用した. 内径は 40 mm であり, 両端のビーム通過用の窓材として厚さ 25 μm ユーピレックスフィルムを用いた. 真空ダクトの内圧は約 60 Pa である.

2.2 液体重水素標的

重陽子標的として, 液体重水素を用いて実験を行った. この節では, 冷却システムを用いた液体重水素標的 [36] について述べる.

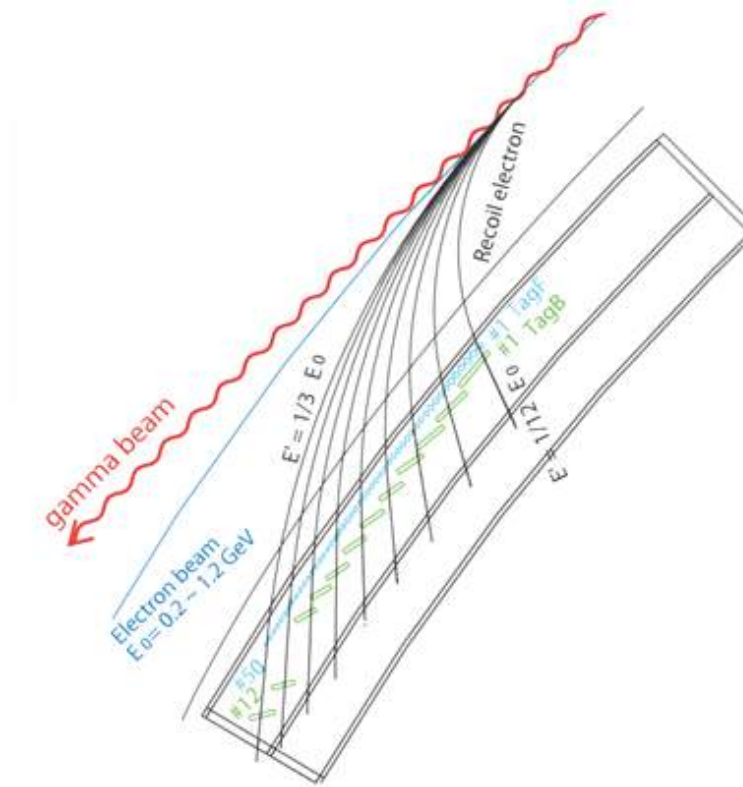


図 2.2: 光子標識化装置の概略図. 制動放射後の反跳電子を偏向電磁石中に設置した検出器で測定し, 光子のエネルギーを決定した. 位置検出器 (TagF)50 チャンネル, タイミング検出器 (TagB)12 チャンネルから構成されている. 1 つの TagB に対して 4 つの TagF が対応しており, それぞれの同時計数を行いバックグラウンドを抑制した. TagF1 は, 反跳電子のエネルギーが小さく, TagF50 になるにつれて反跳電子のエネルギーが大きくなる.

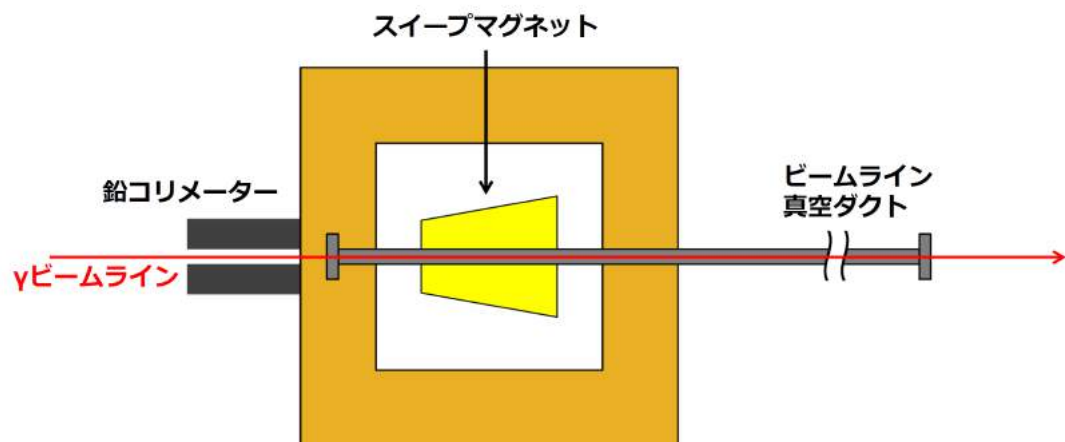


図 2.3: ビームラインを鉛直方向に向かって見た場合の概略図 [37]. 上流から鉛コリメーター, スweepマグネット, 真空ダクトで構成されている.

図 2.4 に NKS2 の標的システムの概略図を示す．住友重工業株式会社製のギフォード・マクマホン (GM) 型小型冷凍機で冷却した銅製のロッドに対して，重水素ガス供給ラインをらせん状に取り付けることで，熱交換を行い重水素を液化している．液体重水素容器は厚さ 1 mm のアルミ製の円筒である．直径が 50 mm，軸方向の長さが 30 mm で，両端の底面に直径 40 mm の光子通過用の窓が開いている．窓材には厚さ 75 μm のユーピレックスフィルムを用いた．また，標的セルの下部には液体重水素に接するように，Cemox 温度計 (LakeShore 社製 CX-1030) が設置されており，実験中に重水素の温度をモニタリングした．

ビームライン上の標的セルを覆う断熱真空容器は，物質量を減らすために厚さ 1.5 mm の CFRP (Carbon Fiber Reinforced Plastic) 製の円筒容器を用いた．また，標的セルと断熱真空容器のビームの通過する位置には，直径 40 mm の穴をあけた．窓材には，標的セルと同様に厚さ 75 μm のユーピレックスフィルムを用いた．

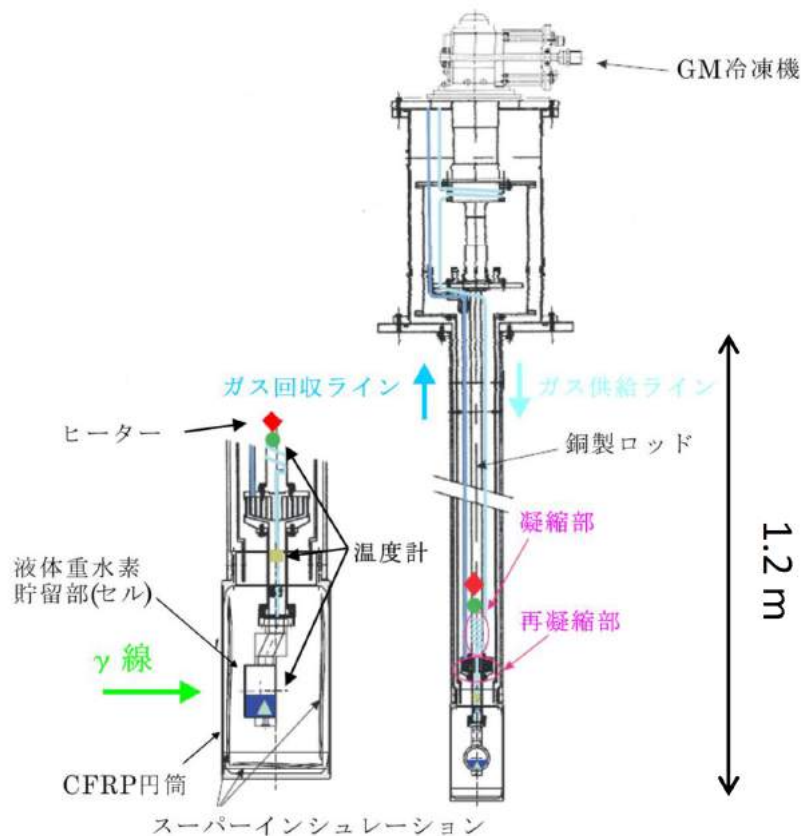


図 2.4: 液体重水素標的システム．GM 型小型冷凍機で冷却した銅製ロッドに対して，重水素ガス供給ラインをらせん状に取り付け，熱交換を行うことで液化した．標的セル下部に設置した温度計で重水素の温度をモニタリングした．

実験中にモニタリングしていた液体重水素の温度と圧力から，Gunn-Yamada, Chueh-Prausnitz の方法を用いて，液体重水素の密度を計算した [37, 38]．実験中，液体重水素の温度は 20 ± 1 K に維持されており，圧力は 48 ± 4 kPa に維持されていたことから密度は

$0.172 \pm 0.003 \text{ g/cm}^3$ という結果となった．モデル計算による誤差は 0.5% ほどであり，本実験では温度変化による誤差が約 2% ほどとなった．表 2.1 に結果をまとめる．

表 2.1: 液体重水素の温度と圧力と密度

測定温度	19.09～21.11 K
測定圧力	44.17～52.36 kPa
推算密度	$0.169 \sim 0.175 \text{ g/cm}^3$
1 気圧における沸点	23.67 K

2.3 NKS2

NKS2 は，運動量分析のために必要な双極電磁石，粒子の飛跡を検出する 2 つのドリフトチェンバー，粒子の飛行時間を測定する 2 つのホドスコープ，電子対生成によるバックグラウンドを抑制するための VETO カウンターから構成されている． $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応による荷電粒子を検出するために，図 2.5 にある検出器の配置で実験を行った．図 2.5 は鉛直方向に向かって NKS2 を見た時の概略図である．CDC と VDC はドリフトチェンバー，IH と OH はホドスコープ，EV は VETO カウンターを表している．NKS2 座標系として，ビーム軸方向を x 軸，水平面でビーム軸に垂直な方向を y 軸，鉛直方向を z 軸とする．本論文では，図中に示す座標系で議論を進める．

NKS2 は，ドリフトチェンバーによる飛跡解析で求めた運動量，飛行距離，2 つのホドスコープから求めた飛行時間の 3 つの情報から荷電粒子の質量を求めて粒子の識別を行っている．また測定された 3 次元運動量は，反応バーテックス導出， χ^2 運動学解析に用いられる．この節では NKS2 を構成する検出器の詳細を記す．

2.3.1 680 電磁石

運動量分析を行うために必要な電磁石は，東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンターで使用されていた 680 型サイクロトロン用電磁石を東北大学電子光理学研究センターに移設して実験を行った．磁束密度の不均一性を考慮しつつ，アクセプタンス向上のため磁極間を 680 mm として利用している [39]．図 2.6 に 3 次元磁場計算により求められた磁束密度分布を示す．最大電流 1000 A に対し，最大平均磁束密度は 0.42 T である．また磁極半径は 800 mm であり，磁極間中央部の直径 160 mm の穴は標的の挿入に用いられている．

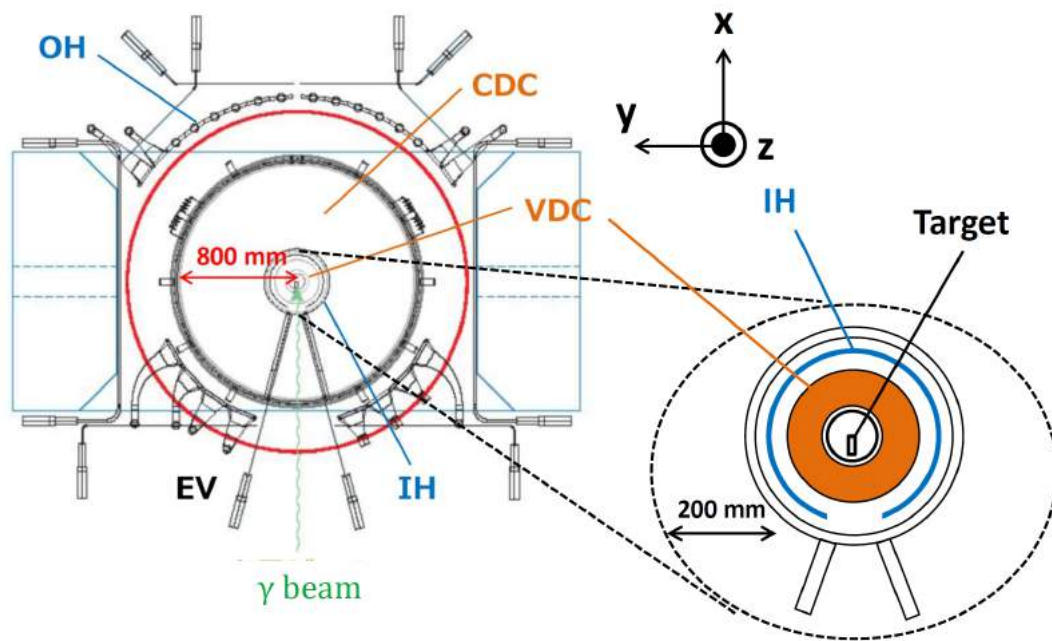


図 2.5: NKS2 の概略図. NKS2 は運動量分析に必要な双極電磁石, 2つのドリフトチェンバー (VDC, CDC), 2層のホドスコープ (IH, OH), Veto カウンター (EV) から構成されている.

2.3.2 ドリフトチェンバー

680 電磁石の磁極間に荷電粒子の飛跡解析を行うための 2つのドリフトチェンバーを設置した. 3次元で反応点を求めるための Vertex Drift Chamber(VDC) と粒子の飛跡から運動量を求めるための Cylindrical Drift Chamber(CDC) を用いて, 終状態に生成される荷電粒子の運動量を求めた. 電離ガスには, 希ガスの中でもイオン化エネルギーが約 15.7 eV と比較的小さな Ar を用いた. また電子雪崩によって, 連続的に電流が流れる事を抑制するクエンチングガスにはエタンガスを用いた. それぞれを 1:1 で混合した気体 (1 気圧) を用いて実験を行った. ここでは, VDC と CDC の詳細を記す.

■Vertex Drift Chamber (VDC)

VDC は内径 55 mm, 外径 150 mm, 高さ 406 mm の円筒型のドリフトチェンバーである. 8層すべてがステレオワイヤーであり, 3次元的にバーテックスを求めることが出来る. VDC の詳細な性能は [40] に記されている. 図 2.7 が VDC の平面図である. 青点がセンスワイヤー, 赤点がフィールドワイヤー, 黒点がシールドワイヤーを表している. ワイヤーの数は図にある通りである. 全 8層を内側から 2層ずつグルーピングし, 同じグループは同じ方向に角度をつけてワイヤーを張っている. 表 2.2 に VDC の仕様をまとめる. 内側から外側に層に

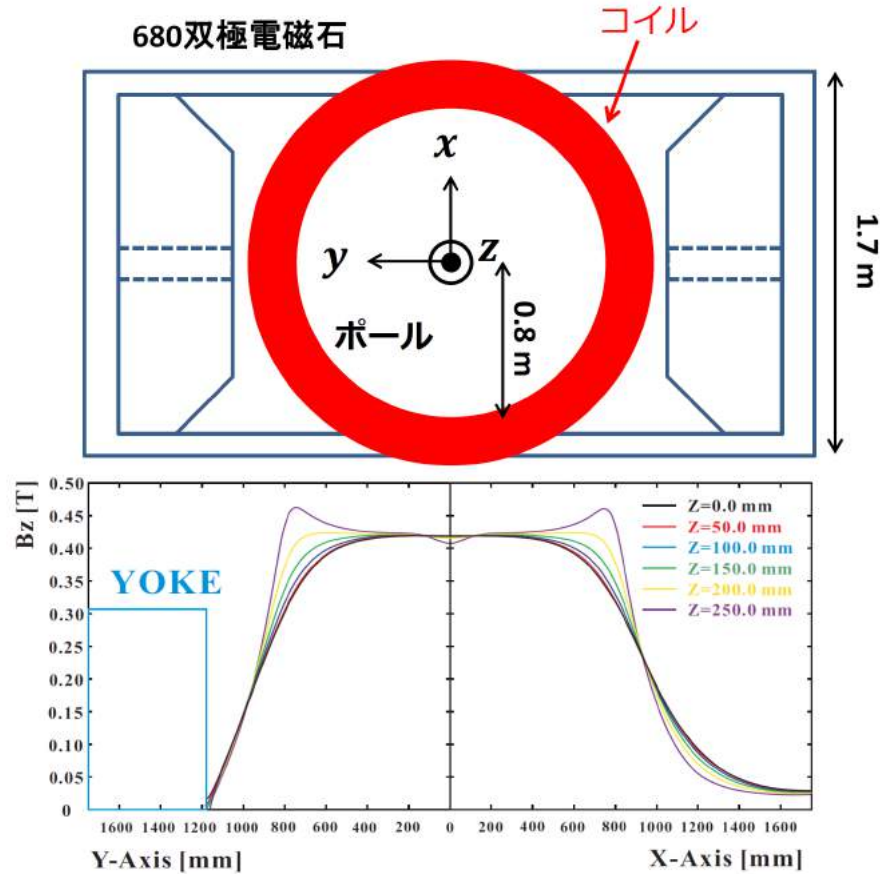


図 2.6: 680 電磁石の磁束密度分布 [39]. ビーム軸方向である x 方向, 水平面で, x 方向に垂直な方向である y 方向の磁束密度分布を, 鉛直方向である z 方向ごとに表している.

かけて通し番号をつけた.

■Cylindrical Drift Chamber (CDC)

CDC は内径 200 mm, 外径 800 mm, 高さ 530 mm の円筒型のドリフトチェンバーである. VDC の通し番号から CDC は 9 から 18 層の合計 10 層からなっている. CDC はアキシャルレイヤーが 6 層, ステレオワイヤーが 4 層である. 図 2.8 に CDC の現物と平面図を示す. 黒印はアキシャルワイヤー, 赤印はステレオワイヤーを示している. 表 2.3 に CDC の仕様をまとめる.

2.3.3 飛行時間検出器

NKS2 で荷電粒子を識別するためには, 磁場中の荷電粒子の飛跡から求めた運動量のほかに, 粒子の速度の情報を知る必要がある. そこで, CDC の内側に Inner Hodoscope(IH), 外側に Outer Hodoscope(OH) を設置し荷電粒子の飛行時間を測定した.

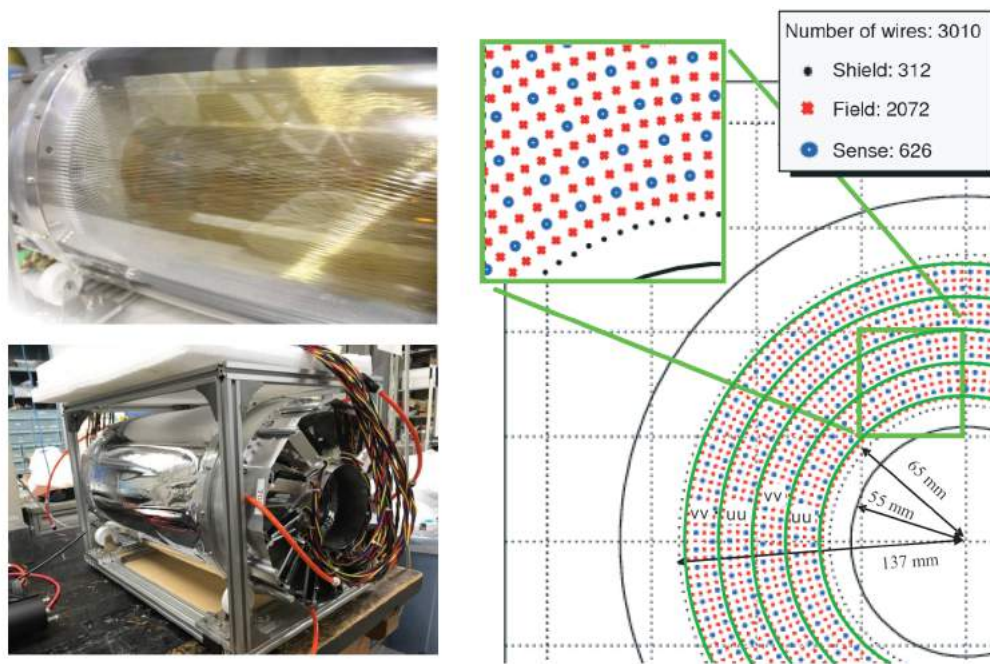


図 2.7: VDC の写真 (左パネル) と VDC の平面図 (右パネル). 左図の VDC の写真は, NKS2 から取り外し横置きにした時の図である. 右図は鉛直方向に向かってみた VDC の平面概略図を示している. 青点がセンスワイヤー, 赤点がフィールドワイヤー, 黒点がシールドワイヤーを示している.

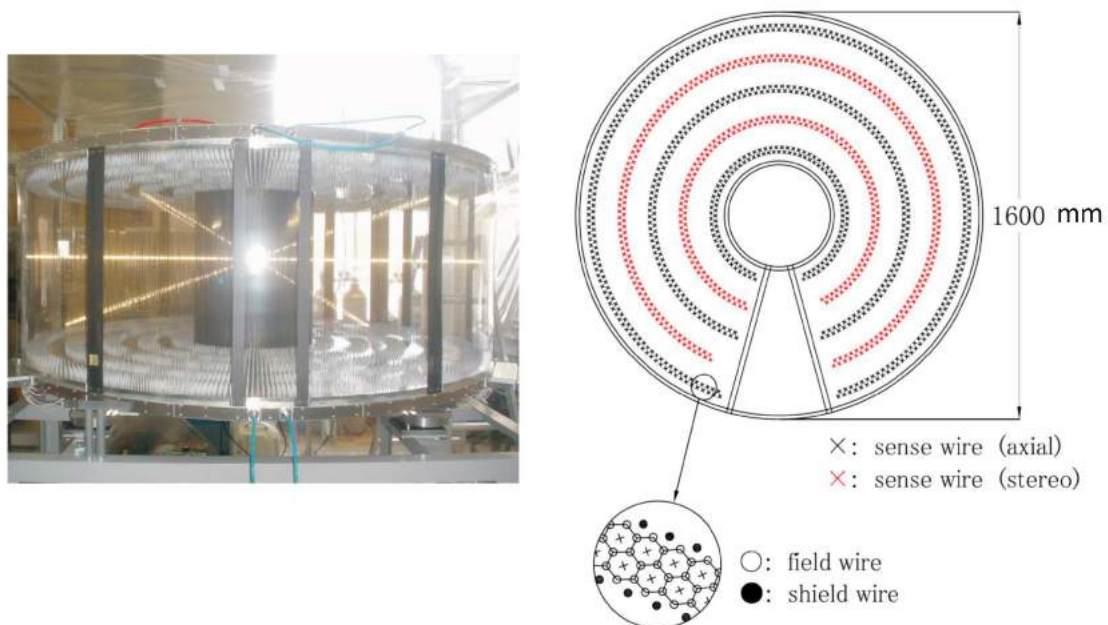


図 2.8: CDC の写真 (左パネル) と CDC の平面図 (右パネル). 左図はビーム下流から見た CDC の現物である. 右図は, 鉛直方向に向かってみた CDC の平面概略図を示している. 黒印はアキシアルワイヤー, 赤印はステレオワイヤーを表している.

表 2.2: VDC のセンスワイヤーの配置

レイヤー番号	ステレオ角度 [deg]	半径 [mm]	ワイヤー数
1(U)	6.35	62.9	59
2(U')	7.03	77.6	59
3(V)	-7.73	85.2	72
4(V')	-8.40	92.9	72
5(U)	9.09	100.6	85
6(U')	9.77	108.2	85
7(V)	-10.44	115.9	97
8(V')	-11.12	123.5	97

表 2.3: CDC のセンスワイヤーの配置

レイヤー番号	ステレオ角度 [deg]	半径 [mm]	ワイヤー数
9(X)	-	250	67
10(X')	-	268	68
11(U)	6.44	370	89
12(U')	6.75	388	90
13(X)	-	490	119
14(X')	-	508	120
15(V)	-6.68	610	143
16(V')	-6.87	628	144
17(X')	-	730	175
18(X')	-	748	176

■Inner Hodoscope(IH)

IH は厚さ 5 mm のプラスチックシンチレーションカウンタ 20 個を円筒型に設置した検出器である。IH は 680 電磁石の磁極間に設置されているため、通常の光電子増倍管のダイノードの構造では磁場中のローレンツ力によって光電子の増幅が困難である。したがって、信号の読み出しには耐磁性のあるファインメッシュ型の光電磁増倍管 (浜松ホトニクス社製 H6152-B) を用いた。図 2.9 のように IH は水平面で $-162^\circ \sim 162^\circ$ の角度アクセプタンスを持つように設計されているが、ビームライン下流側にはビームが通り抜けるために、幅 25.4 mm、高さ 50 mm の窓を設けている。また、それぞれのシンチレーションカウンタサイズは表 2.4 にあるように、電子対生成によるイベントレートを Geant4 を用いたシミュレーショ

ンから見積もり，データ収集効率が最適化されるように決定した．ビーム窓の為に IH1 は片読みのシンチレーションカウンターでありそれ以外は両読みのカウンターである．それぞれのカウンターの固有時間分解能は約 200～500 ps である [41]。

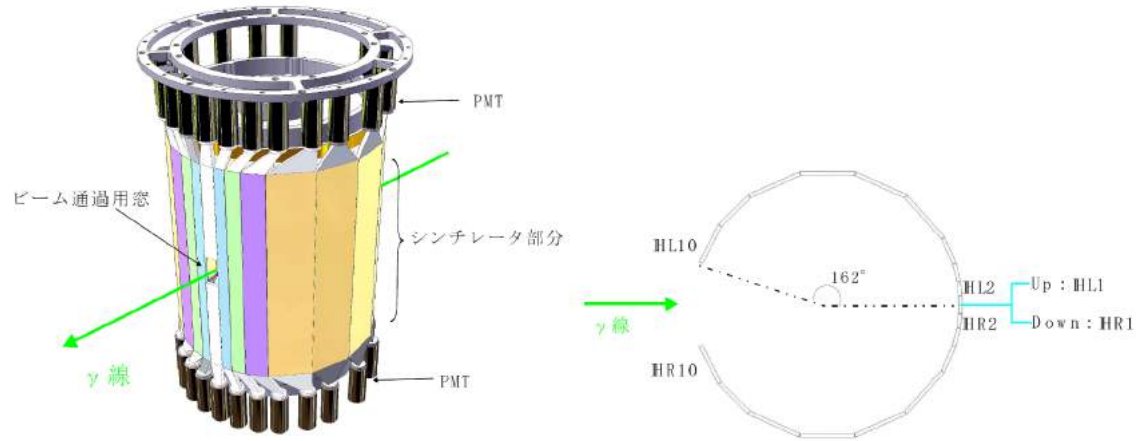


図 2.9: IH の概略図．左図はビーム下流から見た IH の立体図である．電子対生成によるトリガーを抑制するためにビーム窓が設けられている．右図は鉛直方向に向かって見た平面図を表している．平面方向に $-162^{\circ} \sim 162^{\circ}$ の角度アクセプタンスを持つ．

表 2.4: IH のシンチレーターの配置

ID	幅 [mm]	全長 [mm]	厚さ [mm]	角度 [degree]
IH1	24.7	165	5	-4～4
IH2	18.3	380	5	4～10
IH3	24.7	380	5	10～18
IH4	37.4	380	5	18～30
IH5	75.3	380	5	30～54
IH6	75.3	380	5	54～78
IH7	75.3	380	5	78～102
IH8	75.3	380	5	102～126
IH9	56.4	380	5	126～144
IH10	56.4	380	5	144～162

■Outer Hodoscope(OH)

OH は CDC の外側に設置された厚さ 20 mm のプラスチックシンチレーションカウンターである．ビーム下流側を OHV1-8，側面側を OHH1-9，ビーム上流側を OHV9-12 と呼び，3

部分から構成されている．図 2.10 は OH の平面概略図を示している．42 本のすべてのカウンターは両端で読み出しを行っており，それぞれの時間差からヒット位置を求め，ドリフトチェンバーで解析したヒット位置と比較することが出来る．表 2.5 に OH の仕様をまとめる．また OH の固有時間分解能はカウンター毎に異なるが約 300～400 ps である [41]．

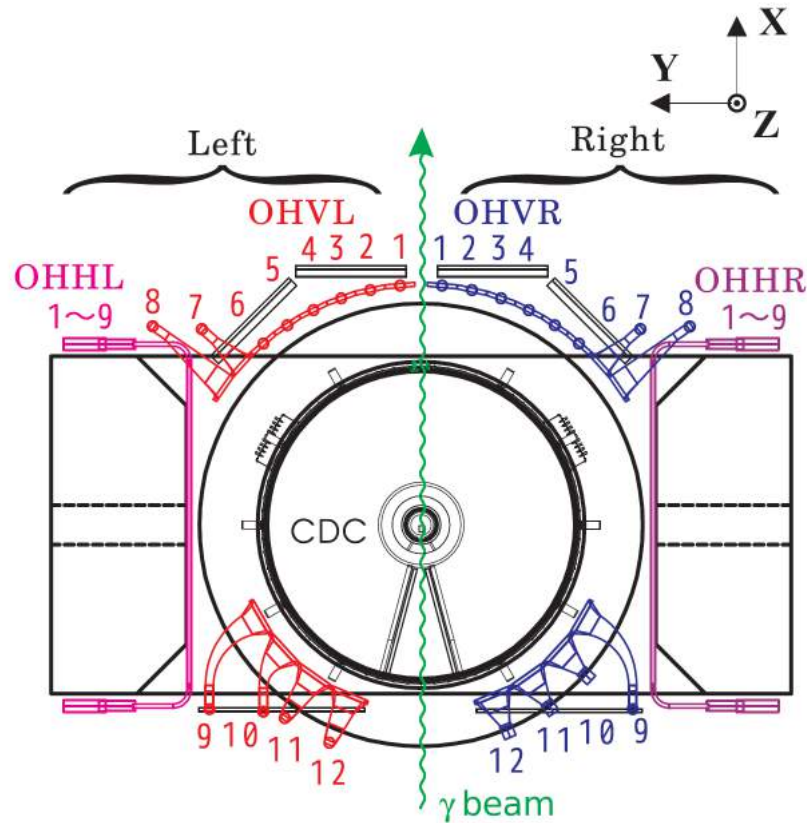


図 2.10: OH の平面概略図．OHV1-8 は 680 電磁石の中心から 1210 mm，OHV9-12 は 930 mm，OHH は 1150 mm の位置に設置されている．

2.3.4 Electron Veto(EV)

高エネルギー光子による電子対生成イベントのトリガー生成を抑制するために，ビーム水平面上にプラスチックシンチレーションカウンターである Electron Veto(EV) を設置した．図 2.11 は，EV の設置位置を示す平面図である．全てのカウンターは，ビーム軸方向に対して右側と左側で対称に設置している．EV3-4 は，ビーム上流で生成された e^+e^- を抑制するためであり EV1-2 は標的よりビームライン下流側で生成された e^+e^- を抑制するために設置されている．しかし，その他の荷電粒子も Veto してしまう為，偏ったアクセプタンスが生じてしまう．したがって EV1-2 は DAQ 効率の低下が懸念されるほどトリガーレートが高い場合以外，使われることはない．また本実験では，EV1-2 の下流側に鉛ガラスチェレンコフ検出器 (EVLG) を設置した．鉛ガラスは，酸化鉛 PbO が 55%，二酸化ケイ素 SiO_2 が 45% で組成されており屈折率は 1.67 である．鉛ガラスチェレンコフ検出器では，電磁シャワーによって発

表 2.5: OH のシンチレーターの配置

ID	幅 [mm]	全長 [mm]	厚さ [mm]	角度 [degree]
OHV1	150	748	20	$\pm(1.4\sim 8.6)$
OHV2	150	748	20	$\pm(8.6\sim 15.8)$
OHV3	150	748	20	$\pm(15.8\sim 23.0)$
OHV4	150	748	20	$\pm(23.0\sim 30.2)$
OHV5	150	748	20	$\pm(30.2\sim 37.4)$
OHV6	150	748	20	$\pm(37.4\sim 44.6)$
OHV7	150	748	20	$\pm(44.6\sim 51.8)$
OHV8	150	748	20	$\pm(51.8\sim 59.0)$
OHV9	200	500	20	$\pm(113.8\sim 126.2)$
OHV10	200	500	20	$\pm(126.2\sim 138.6)$
OHV11	200	500	20	$\pm(138.6\sim 151.0)$
OHV12	200	500	20	$\pm(151.0\sim 163.4)$
OHH1	82.5	1600	20	-
OHH2	80	1600	20	-
OHH3	80	1600	20	-
OHH4	80	1600	20	-
OHH5	45	1600	20	-
OHH6	80	1600	20	-
OHH7	80	1600	20	-
OHH8	80	1600	20	-
OHH9	82.5	1600	20	-

生する大量の電子・陽電子からのチェレンコフ光を検出する．この検出器では，陽子や荷電 π 中間子の入射によるチェレンコフ光の量との違いから粒子の識別が可能である．本実験では π 中間子をカットしないように鉛ガラス検出器の閾値を設定した．Veto カウンターとして EV4 と EVLG をトリガー条件に加え実験を行った．

2.4 データ収集系

この節では，これまでに説明した検出器のデータ収集方法について述べる．データ収集のためのトリガー条件として式 2.2 を用いた．NKS2 で 2 つ以上の荷電粒子が検出された場合にデータを取得しているが $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応からダイバリオンの探索を行う為にデータ解析で

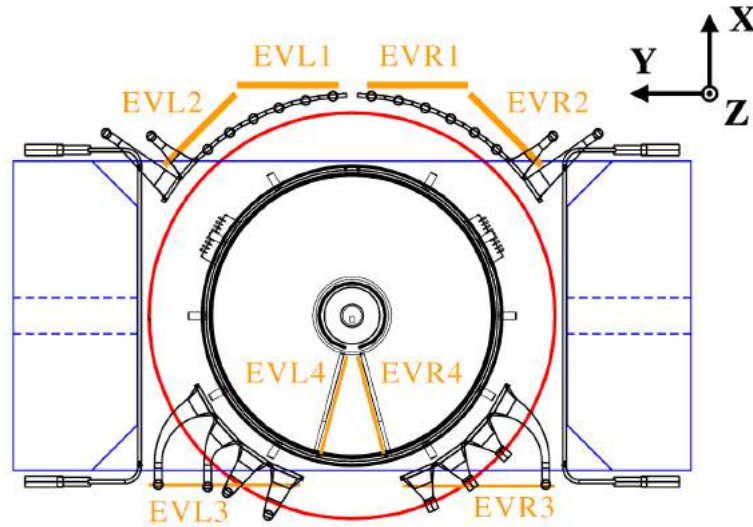


図 2.11: EV の設置位置. 電子・陽電子対生成バックグラウンドを抑制するために, ビームライン上流と下流に Veto カウンターを設置した.

は, 3 つの荷電粒子が検出された場合のデータを選んだ.

$$\text{Trigger} = (\text{TagSum} \otimes (2 \leq n_{IH})) \otimes (2 \leq n_{OH}) \otimes \overline{EV} \quad (2.2)$$

TagSum : TagF と TagB のコインシデンス信号

$2 \leq n_{IH}$: IH に 2 つ以上のヒットがあった場合の信号

$2 \leq n_{OH}$: OH に 2 つ以上のヒット信号があった場合の信号

$\overline{EV}$: EV にヒットがない場合

図 2.12 にあるように, TagB₁ に対して 4 つの TagF が対応しており, バックグラウンドを抑制するために TagB₁ と 4 つそれぞれの TagF とのコインシデンスをしている. TagB₁ と 4 つの TagF とのコインシデンス信号の論理和を TagSum₁ 信号とする. また TagB は, 合計 12 チャンネルで構成されたいため, TagSum₁ から TagSum₁₂ まで, 計 12 個の信号が存在する. 本実験のトリガーとして用いた TagSum 信号は TagSum₁ から TagSum₁₂ までの論理和とした.

トリガー信号に用いている IH と OH の Multiplicity Logic 信号生成は, プログラムによって任意の回路を組むことが可能な汎用モジュールである Tohoku Universal Logic module(TUL)を用いた [42]. 図 2.13 に IH と OH の回路図を示す. IH と OH は, シンチレーターの両側から PMT で読み出している. IH に関しては高さが約 38 cm ほどであり, OH に関しては高さが 50~160 cm ほどにもなる. OH の時間情報を取り出す場合, 両端の信号のコインシデンス信号ではヒット位置から離れた側の PMT がタイミングを決めてしまう. そこで, トリガー時間決定精度を上げるために, サイズが大きな OH は TUL を用いて, 両読み情報から平均時間を求めてトリガー信号に用いた. 一方, IH は時間差が大きな問題とはならないため, 上下の

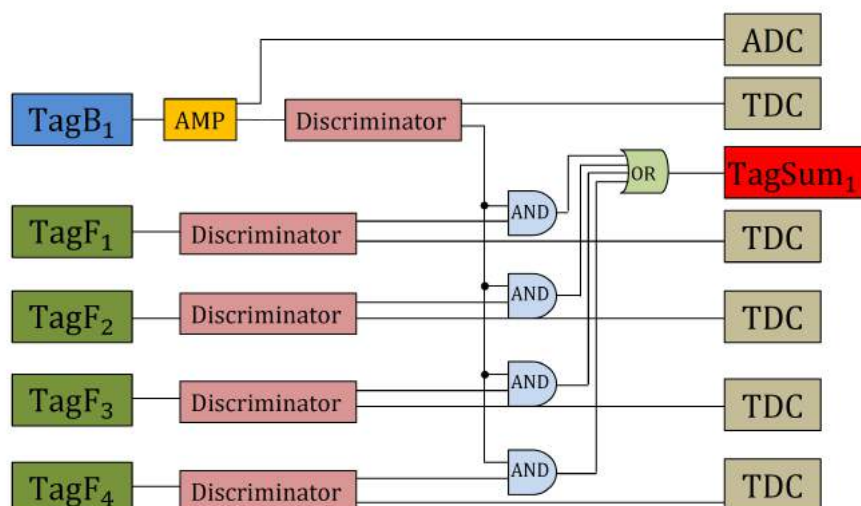


図 2.12: 光子標識化装置の回路図. TagB と TagF とのコインシデンス信号の論理和をトリガー信号としている.

カウンターの単なる同時計測によってトリガー信号を構成した.

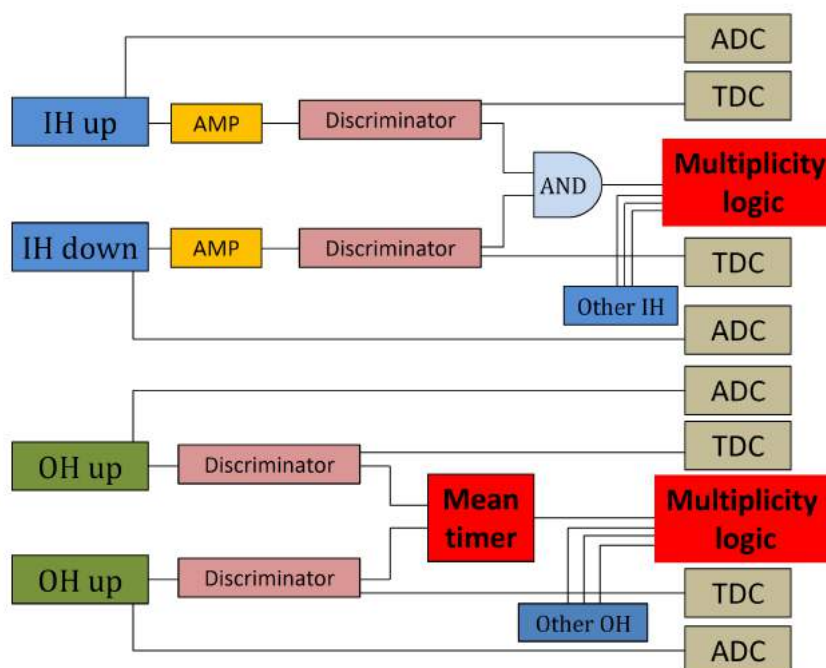


図 2.13: IH と OH の回路図. IH は両端の読み出しのコインシデンス信号, OH は両端の読み出しから TUL を用いた平均時間信号を multiplicity logic に入力し, 同時に発生した信号数を元にしたトリガーを発生している.

第 3 章 データ解析

3.1 解析の目的と手順

3 章で述べるデータ解析の目的は，収集した実験データから $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応事象を選択することである．以下にイベント選択の手順を示す．

- 手順 1 : 3 つの粒子が検出されたイベントに対し，測定した運動量と速度から粒子の質量をもとめ，重陽子と π 中間子のイベントを十分残せる領域を選び，粒子の識別を行った．ここでは，重陽子と π 中間子に対する陽子のコンタミネーションは評価せず，一連のイベント選択が終了した後に評価した．また，陽子のコンタミネーションの評価をした際，最適な重陽子と π 中間子の選択領域を決定した．
- 手順 2 : 識別を行った粒子の IH と TagB との時間差分布から，正しい同時計測タイミングのイベントを選び，電子，陽電子による偶発的なバックグラウンドを抑制した．また，重陽子に対しては IH におけるエネルギー損失と運動量の情報を利用し，さらに厳密な粒子識別を行った．
- 手順 3 : 3 つの粒子の飛跡からバーテックスポイントを求め，液体重水素標的起因によるイベントを選択した．
- 手順 4 : 分解能の範囲内で，エネルギーと運動量が保存しているイベントを選択した．

最終的に $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応からダイバリオンを探索する際に，バックグラウンドとなるものが 2 つ存在する．1 つは，同じタイミングの陽子を誤識別することによるバックグラウンド (BG1) である．もう 1 つは異なるタイミングで，偶発的に電子，陽電子を荷電 π 中間子と識別してしまうバックグラウンド (BG2) である．それぞれのバックグラウンドを以下の方法で評価した．

- BG1** : 3 つの粒子を検出したイベントの中で，2 つが正の電荷で 1 つが負の電荷であるイベントを選び，手順 2 から手順 4 までの解析を同様に行った．その後，解析で残ったイベントの中で 2 つの正の電荷の質量分布から，重陽子と π^+ に含まれる陽子のコンタミネーションを評価した．また，その結果から最適な重陽子と π 中間子の選択領域を再定義した．
- BG2** : 再定義した重陽子と π 中間子の質量領域からイベントを選びなおし，手順 2 から手順 4 までの解析を行った．解析で残ったイベントの π^+ と π^- のビーム軸に対する散乱角

と、電子・陽電子対生成シミュレーションから得た e^+ , e^- のビーム軸に対する放出角を比較し, π^+ , π^- に含まれる偶発的な e^+ と e^- の割合を評価した.

3.2 節以降で, 上記の手順やバックグラウンドの評価方法の詳細を記す.

3.2 粒子識別

IH と OH から求めた飛行時間と, ドリフトチェンバーの解析で求めた飛行距離と運動量の 3 つの情報から質量を求め, 粒子識別を行った. 図 3.1 の (a) は, 縦軸が運動量と電荷の符号の積を表し, 横軸が β の逆数を示している. 図 3.1 の (b) は, 解析で求めた質量の 2 乗の分布を示している. 今回の解析では, 終状態に重陽子と 2 つの荷電 π 中間子を含む 3 粒子解析をおこなった. 測定した運動量 p と β から以下の式で粒子の質量 m を求めた.

$$m^2 = p^2(1/\beta^2 - 1) \quad (3.1)$$

解析から求められた m^2 の値に対して π 中間子, 陽子, 重陽子を以下の様に分類した.

$$\begin{aligned} \pi \text{ 中間子} &: -0.5 \leq m^2 \leq 0.3 \quad (\text{GeV}^2/c^4) \\ \text{陽子} &: 0.5 \leq m^2 \leq 1.8 \quad (\text{GeV}^2/c^4) \\ \text{重陽子} &: 1.8 \leq m^2 \leq 5.5 \quad (\text{GeV}^2/c^4) \end{aligned}$$

しかし図 3.1 の (b) では, 陽子の質量が広がりを持ち, 重陽子のピークが陽子のテールで隠れている. 終状態に陽子を含む反応の断面積のほうが, 終状態に重陽子を含む反応よりも圧倒的に

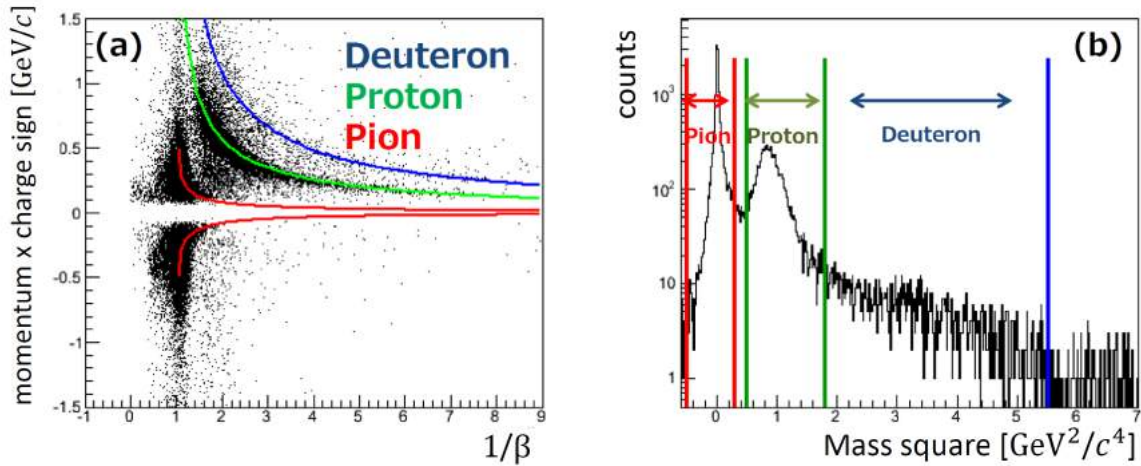


図 3.1: ドリフトチェンバーの解析とホドスコープの解析による粒子識別. 左側の (a) は, 縦軸が運動量と電荷の符号の積を表し, 横軸が β の逆数を示している. 赤が π 中間子, 緑が陽子, 青が重陽子を示している. 右側の (b) は質量の 2 乗分布を表している. 赤の範囲を π 中間子, 緑の範囲を陽子, 青の範囲を重陽子として分離した.

大きい事が要因である. しかし, 粒子識別によって π^+ , π^- を検出できた場合は $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$

と間違える可能性が大きい反応は、準自由過程の $\gamma p' \rightarrow p\pi^+\pi^-$ だけである．また重陽子中に束縛された準自由陽子からの $\pi^+\pi^-$ 生成の断面積は、 $0.8 \leq E_\gamma \leq 1100\text{MeV}$ では約 $40 \mu\text{b}$ という結果が報告されてる [31]．また、A.Fix らによって計算された $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の断面積は約 $8\mu\text{b}$ と報告されている [43]．

3.3 IH と Tagger の時間差による選別

第 3.2 節では、飛跡解析の結果と IH と OH の時間差である飛行時間の情報から粒子の質量を求め、粒子の識別を行った．しかし、中には電子・陽電子対生成によって異なるタイミングでアクセプトされた偶発的なイベントが存在し、それらが他の荷電粒子として識別される可能性がある．図 3.2 に、3 粒子のイベントを選んだ時の IH と TagB との時間差の分布を示す． β が 1 に近いイベントを選んで IH と Tagger との時間差が 0 になるように時間原点をキャリブレーションした．中心から 2 ns ごとにピークが見えるが、これらはシンクロトロンの加速用 RF の周期と一致しており、異なるマイクロバンチのイベントをアクセプトしている．これら

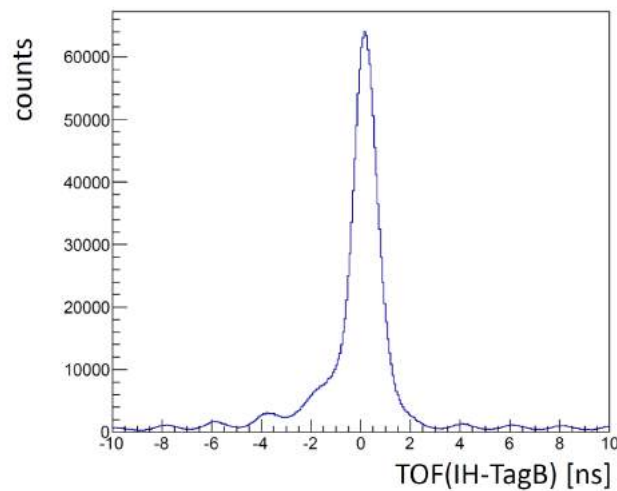


図 3.2: 3 粒子を解析した時の、すべての粒子の IH と TagB の時間差分布． β が 1 に近いイベントを選択し、IH と TagB との時間差が 0 ns になるように run ごとにキャリブレーションした．2 ns ごとのピークは、シンクロトロンの加速用 RF の周期の約 2 ns と一致しており、偶発的なイベントである．

のイベントの影響を少なくするために、 d 、 π^+ 、 π^- と識別されたイベントの IH と TagB の時間差をガウス関数でフィットし図 3.3 に示すように、中心から $\pm 3\sigma$ の赤線で示した領域を真のイベントとして選択した．図 3.3 は左から d 、 π^+ 、 π^- の IH と TagB の時間差を表している． d は π 中間子に比べて β が小さいので IH のヒット時間が遅れてしまう．したがって、 d の場合は中心が 0 ns ではなく 0.6 ns ほど中心がシフトしている．また、粒子によって IH に

ヒットするセグメントも異なり IH と TagB との TOF 分解能も変化する．そのため今回は、粒子を識別し粒子ごとに正しいタイミングのイベントを選択した．

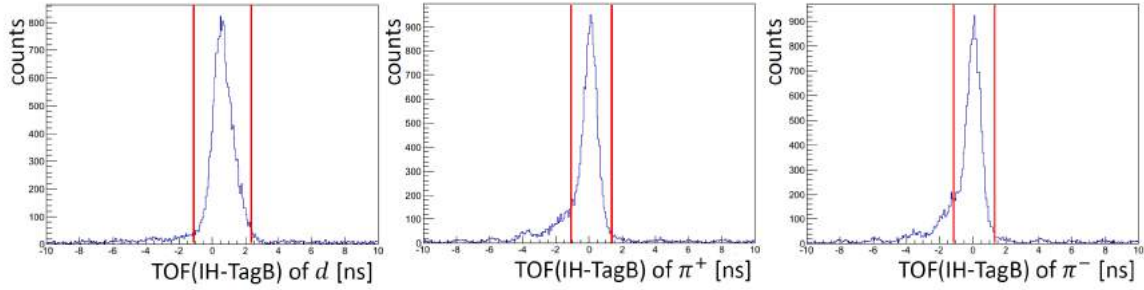


図 3.3: d , π^+ , π^- を識別した時の IH と TagB の時間差分布．ピークをガウス関数でフィットし中心から $\pm 3\sigma$ の領域をタイミングが正しいイベントとして選択した．左が d ，中央が π^+ ，右が π^- を表しており，赤線で示した領域を選択した．

3.3.1 IH でのエネルギー損失による重陽子の識別

IH と TagB との時間差から偶発的なイベントを除去したが，完全には正しく重陽子を選択できていない．図 3.4 は 3.2 節で重陽子と識別された時の IH でのエネルギー損失を，トラッキングで求めた運動量の関数としてプロットしたものである．青色の曲線は Bethe の式から計算した重陽子のエネルギー損失を表し，オレンジ色の曲線は $800 \text{ MeV}/c^2$ の質量に対するエネルギー損失である．赤線で示す運動量が $1 \text{ GeV}/c$ 以下かつ，エネルギー損失が 2 MeV 以下のところに重陽子のエネルギー損失と合わないイベントが存在する．これらはオレンジ色の曲線のエネルギー損失より小さい部分として扱うと全体の 11% ほどになる．これらの一番の要因として考えられるのは，電子対生成で生じた陽電子の重陽子としての誤認識である．厚さ 5 mm のプラスチックシンチレーションカウンターの陽電子のエネルギー損失が約 1 MeV であることと矛盾しない結果である．

次にオレンジ色の曲線と縦軸，横軸に囲まれた範囲に分布するイベントで，IH と TagB との時間差を調べた．図 3.5 の左は，前述の領域での IH と TagB との時間差分布を表しており， 2 ns ごとのバンチ構造が存在している．右の図は，重陽子と識別された全イベントと左図を重ねたものである．見て分かるように，先におこなった IH と TagB との時間差を，ガウスフィットの中心から $\pm 3\sigma$ を選ぶだけでは，陽電子の誤認識を除去できていない．したがって，重陽子に対しては PID を行った後，IH におけるエネルギー損失と運動量の情報から，横軸の運動量に対応するオレンジ色の曲線のエネルギー損失以上であるイベントを重陽子として選択した．

また図 3.4 において，重陽子のエネルギー損失が Bethe の式から計算された値と一致していない．これは IH を通過した後の領域で運動量解析を行ったことに起因する．

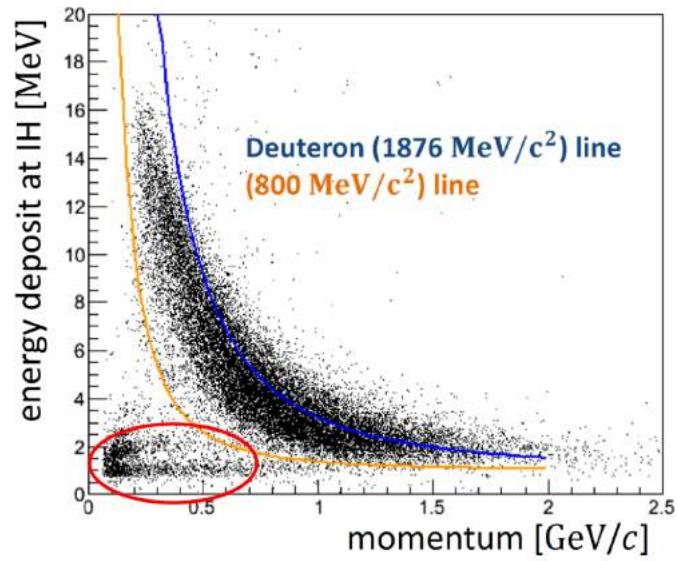


図 3.4: 重陽子と識別した粒子の IH におけるエネルギー損失と運動量の相関．横軸が運動量を表し，縦軸が IH でのエネルギー損失を表している．曲線は Bethe の式による運動量とエネルギー損失の関係を表す．青色の曲線が重陽子の質量に対応し，オレンジ色の曲線が質量 $800 \text{ MeV}/c^2$ に対応する．

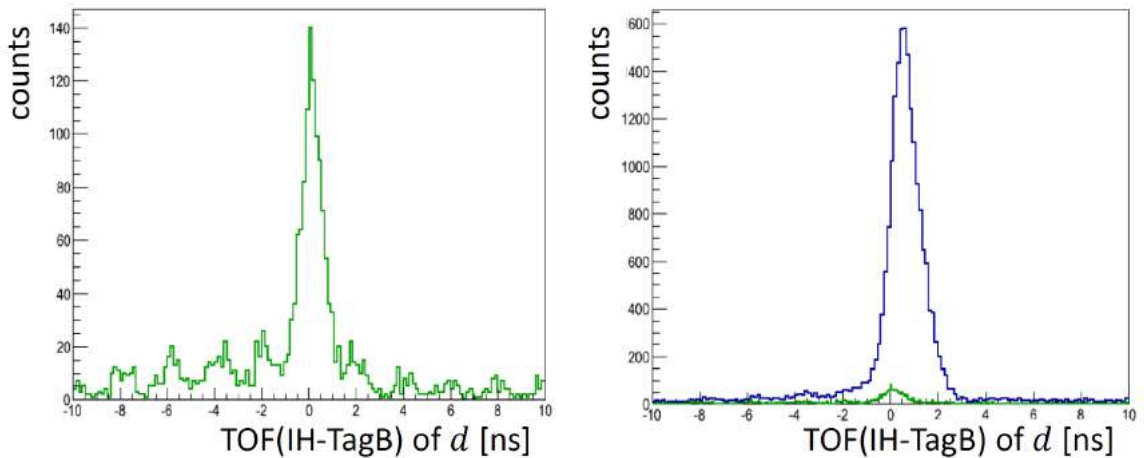


図 3.5: 重陽子の中に含まれる偶発的なバックグラウンドイベントの IH と TagB との時間差分布．左図は重陽子と識別されたイベントで，IH でのエネルギー損失がオレンジのエネルギー損失よりも小さい場合の時間差分布である．2 ns ごとの構造がみられるが差が 0 ns に多くイベントが存在する．右図は全体に対する左図の分布をを重ねたものである．

3.4 バートックス

標的セル内の重水素標的によるイベントを選択するために、3 粒子トラッキングからバートックスを再構成し、バートックスポイントからイベントの選択を行った。初めにバートックス再構成方法について説明をする。3 本のトラックからそれぞれ 2 本のトラックを選択し、図 3.6 の左にあるように、2 本のトラックの最近接点の中点を 2 本のトラックのバートックスとして求めた。3 本のトラックから 2 本を選択する場合の数から、2 本のトラックから求めたバートックスを 3 個作ることが出来る。3 個のバートックスポイントから図 3.6 の右にあるように 3 点の内心を求め 3 つのトラックのバートックスポイントとして再構成した。

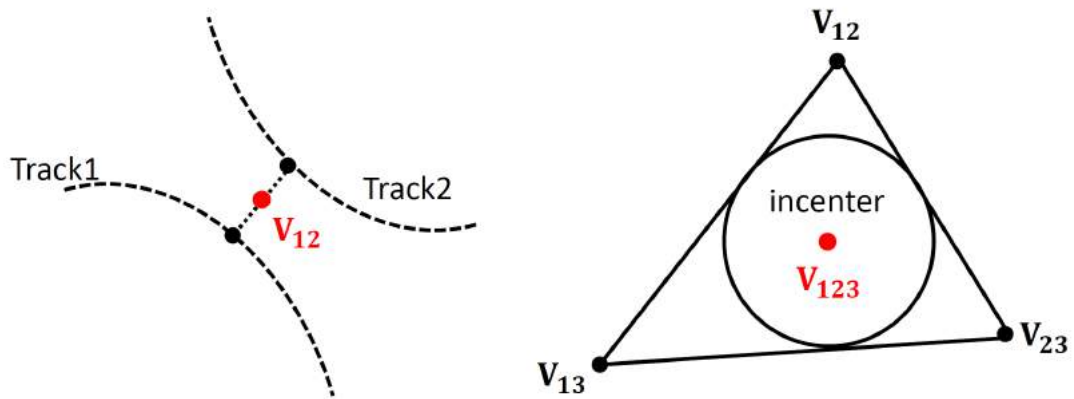


図 3.6: バートックス再構成方法。左図は 2 本のトラックによるバートックスの再構成方法を表している。Track1 と Track2 の最近接点の中点 V_{12} をバートックスとした。右図は 3 本のトラックによるバートックスの再構成方法を表している。左図で求めた 3 つのバートックスの内心 V_{123} をバートックスとした。

図 3.7 の (a) は、3 粒子のトラックを再構成出来た時のバートックス分布である。図 3.7 の (b) は 3 粒子として重陽子、 π^+ 、 π^- を選んだ場合のバートックスの分布である。横軸はビーム軸方向のバートックスポイント、縦軸は水平面でビーム軸に垂直である方向のバートックスポイントを表している。赤線は標的を覆っている CFRP(Carbon Fiber Reinforced Plastic)製の断熱真空容器の位置を示している。図 3.7 の (a) の $x = -4.5$ 、および $x = 5$ cm 付近には断熱真空容器を標的としたイベントが見られる。そこで、重陽子標的起因による π 中間子光生成イベントを選択するためにシミュレーションを行いバートックス分解能を求めた。

シミュレーションを用いてバートックス分解能を求める際、CDC の位置分解能を $350 \mu\text{m}$ として算出した。ドリフトチェンバーの位置分解能は、ヒット位置とトラック位置の残差分布をシミュレーションの結果と実験データとの整合性を取ることによって求められた [44]。シ

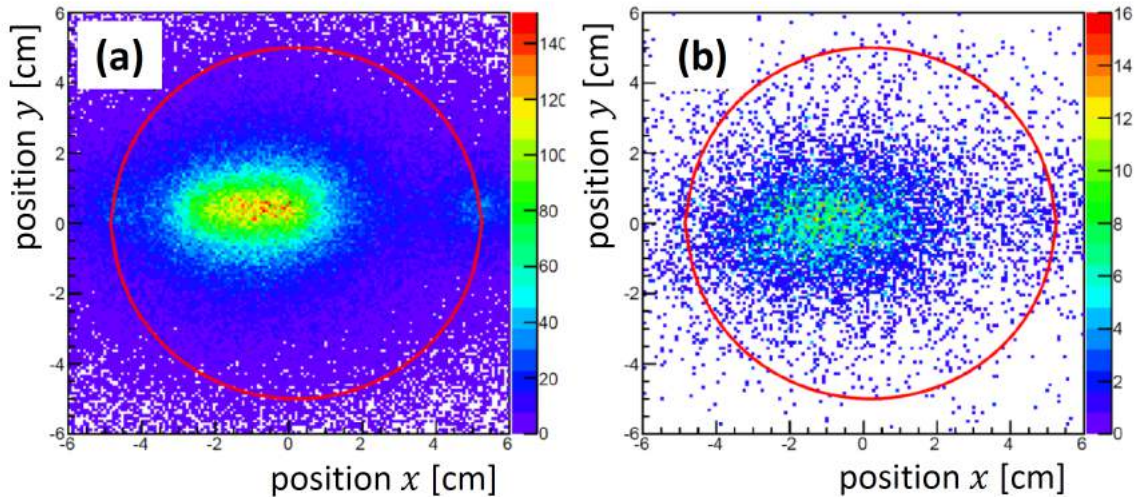


図 3.7: 横軸がビーム軸方向のバーテックスの位置, 縦軸がビームに垂直な水平面方向の位置を示している. 赤線は標的周りの CFRP 製の断熱真空容器を表している. 左図の (a) は 3 粒子解析によるバーテックス分布を示している. 右図の (b) は 3 粒子として, 重陽子, π^+ , π^- を ID した場合のバーテックスの分布を示している.

シミュレーションでは d , π^+ , π^- イベントだけを 3 体の位相空間で一様に生成した. 光子のエネルギーは実験データと同じ $780 \leq E_\gamma \leq 1080$ MeV の領域で一様にイベントを生成した. 図 3.8 は, シミュレーション結果を 3 粒子トラッキングから求めた x 方向 (ビーム軸方向), y 方向 (ビーム軸に垂直な水平方向), z 方向 (鉛直方向) のバーテックス分解能を示している. 上段はシミュレーションの結果を 3 粒子トラッキングした場合のバーテックス分解能, 下段はシミュレーション結果を解析し 3 粒子を重陽子, π^+ , π^- と選択した場合のバーテックス分解能を示している. 分解能の値として標準偏差を利用し, 標準偏差を計算する際にバーテックスの位置が -6 cm 以下の部分と 6 cm 以上の部分は除外した. また, 今回算出した標準偏差内に含まれるイベントの割合を表にまとめた. 表 3.1 は, シミュレーション結果を 3 粒子トラッキングした場合の標準偏差内に含まれるイベントの割合を表している. 表 3.2 はシミュレーション結果を 3 粒子解析し, 重陽子 π^+ , π^- を選択した場合の標準偏差内に含まれるイベントの割合を示している.

表 3.1: 3 粒子解析をした場合の標準偏差内に含まれるイベント割合

	x 方向	y 方向	z 方向
$\pm\sigma$	83%	85%	60%
$\pm 2\sigma$	93%	95%	94%

バーテックス分布から重陽子標的起因によるイベント選択を行う際に, 断熱真空容器を標的としたイベントを棄却するためにバーテックス分解能を考慮してイベント選択領域を決定

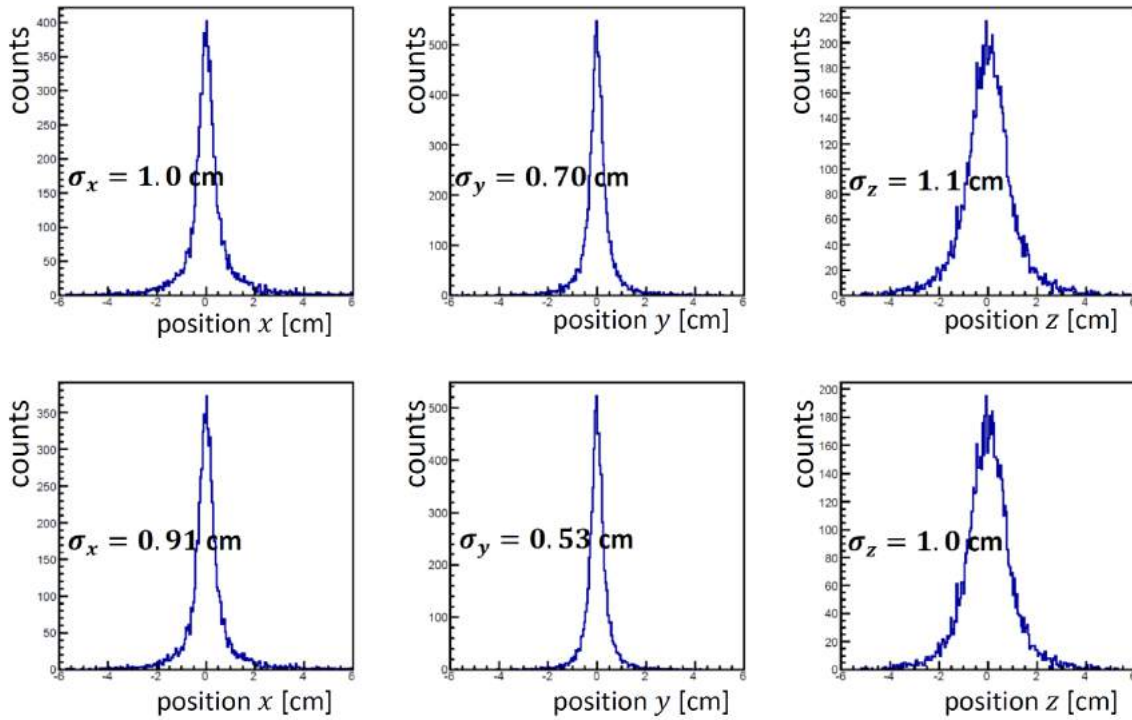


図 3.8: シミュレーション結果を 3 粒子トラッキングし算出したバートックス分解能. 左がビーム軸方向, 中央がビーム軸に垂直な水平面方向, 右が鉛直方向のバートックス分解能を表している. 上段はシミュレーション結果を 3 粒子解析したものを表し, 下段は 3 粒子として重陽子, π^+ , π^- を選択した場合のバートックス分解能を表している.

表 3.2: $d\pi^+\pi^-$ を選択した場合の標準偏差内に含まれるイベント割合

	x 方向	y 方向	z 方向
$\pm\sigma$	84%	82%	77%
$\pm 2\sigma$	94%	95%	94%

した. また断熱真空容器によるイベントを棄却するために, x 方向 (ビーム軸方向), y 方向 (水平面でビームに垂直な方向), z 方向 (鉛直方向) のバートックスの位置からイベントを選択した. 図 3.9 はビーム軸方向のバートックス分布を示している. $x = -4.5$ cm 付近のピークは強化プラスチックフィルム (Upilex-s, 厚さ $75 \mu\text{m}$) によるイベントであり, $x = 5$ cm 付近のピークは厚さ 1.5 mm の CFRP 起因によるイベントである. これらを考慮し赤線で示す $-3.5 \leq x \leq 3$ cm を標的領域として選択した. 図 3.10 は y 方向と z 方向のバートックス分布を示している. 左図 (a) は y 方向のバートックスである. バートックスの中心が NKS2 座標の中心から 0.5 cm ほどずれている. これは光子ビームの中心が標的位置でずれている事由来する. また, 幾何学的に $y = -2.5$, および $y = 2.5$ cm には厚さ 1 mm のアルミ製の標的セルがビーム軸上に 3 cm 存在している. y 方向のバートックス分布では, アルミを標的としたイベントによるピークは見られなかった. 右図 (b) は z 方向のバートックス分布である. y

方向と同様に，幾何学的に $z = -2.5$ ，および $z = 2.5$ cm には厚さ 1 mm のアルミ製の標的セルがビーム軸上に 3 cm 存在している． z 方向のバーテックス分布においてもアルミを標的としたイベントによるピークは見られなかった．したがって， y ， z 方向のバーテックス分布からはイベント選択を行わなかった．

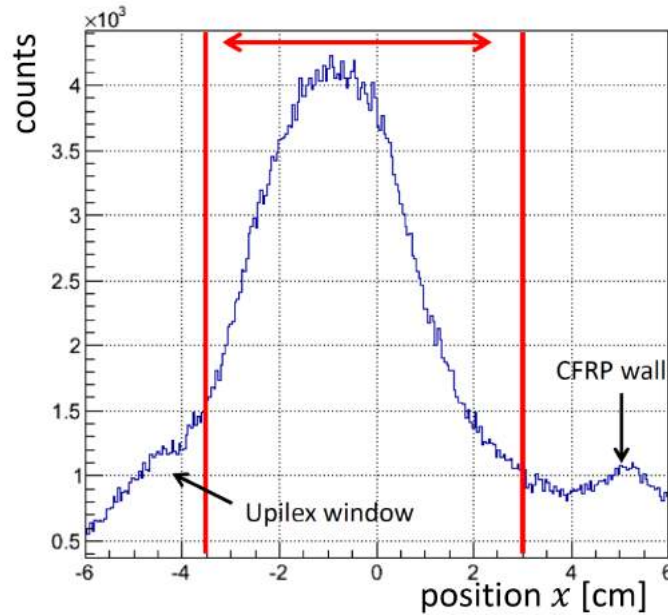


図 3.9: ビーム軸方向のバーテックス分布． $x = -4.5$ cm 付近に見られるピークは Upilex フィルムによるイベントである．真空容器の内圧が低くなり，本来 $x = -5$ cm にあるはずだが内側にへこんでいる様子が見えている． $x = 5$ cm 付近のピークは CFRP によるイベントが見えている．これらのイベントを棄却するために赤線の領域を標的起因のイベントとして選択した．

3.5 運動学的イベント選択

$\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応をより正確に抽出する為に，運動量保存則とエネルギー保存則を満たすイベントを選択した．また，運動量分解能とエネルギー分解能を見積もるために，Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションで生成したイベントに対し，実データに対する解析環境を用いてそれぞれを算出した．シミュレーションの条件を表 3.3 にまとめた．光子ビームエネルギーを 600 MeV から 50 MeV 刻みで 100 万イベント生成した．

3.5.1 運動量保存則によるイベント選択

ここまでで，終状態に d ， π^+ ， π^- を選んだイベントの中から， x 方向（ビーム軸方向）， y 方向（ビーム軸に水平方向）， z 方向（ビーム軸に鉛直方向）の運動量が分解能の範囲で保存して

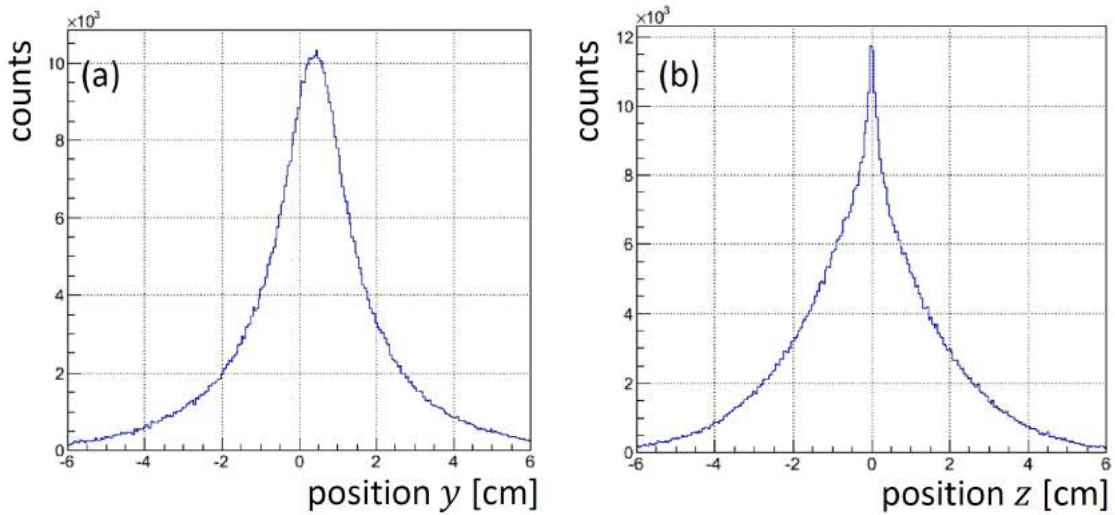


図 3.10: 水平面でビーム軸に垂直な方向と鉛直方向のバーテックス分布. 左図 (a) は水平面でビーム軸に垂直方向のバーテックス分布を示している. 光子ビームが水平方向に 0.5 cm ほどシフトしているがアルミ製セルを標的としたイベントは見られない. 右図 (b) は鉛直方向のバーテックス分布を示している. 鉛直方向においても, アルミ製セルを標的としたイベントは見られなかった.

表 3.3: シミュレーションの生成条件

反応	$\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$
終状態生成条件	3 体位相空間
CDC 位置分解能	350 μm
TOF 分解能	400 ps
光子エネルギー	600 – 1100 MeV
生成イベント数	$10^6 \times 11$

いるものを選択した. また, 運動量分解能を式 (3.2)-(3.4) から評価した.

$$\Delta P(x) = P_d(x) + P_{\pi^+}(x) + P_{\pi^-}(x) - P_\gamma \quad (3.2)$$

$$\Delta P(y) = P_d(y) + P_{\pi^+}(y) + P_{\pi^-}(y) \quad (3.3)$$

$$\Delta P(z) = P_d(z) + P_{\pi^+}(z) + P_{\pi^-}(z) \quad (3.4)$$

それぞれ終状態の運動量から始状態の運動量の差を表している. 図 3.11 は光子エネルギーが 1.0 GeV の時の式 (3.2)-(3.4) で表される運動量の広がりを表している. 左が式 (3.2) で表される x 方向の運動量の広がりを表しており, ガウス関数でフィットした時の σ を運動量分解能として定義した. 中央は y 方向, 右は z 方向の運動量の広がりを表している. x 方向だけは, 始状態の光子ビームが持ち込む運動量を差し引いている. 実験データの運動量分解能では

光子ビームのエネルギー精度も分解能に寄与するが、1つの TagF のエネルギーアクセプタンスが ± 3 MeV であり、今回求めた運動量を再構成する際の分解能に比べて小さいため、それを考慮せず x 方向の運動量分解能を求めた。

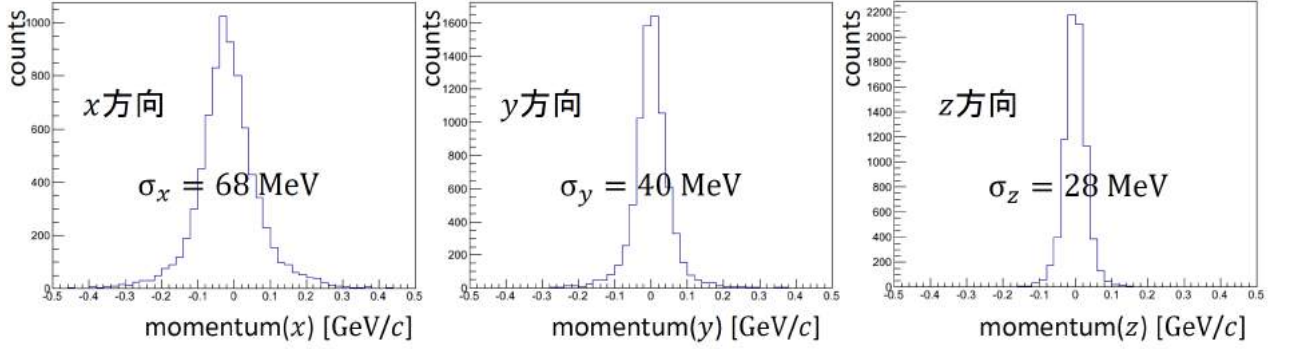


図 3.11: シミュレーションから求めた運動量の広がり．左は x 方向，中央は y 方向，右は z 方向の運動量の広がりを表している．それぞれの分布をガウス関数でフィットし，得られた σ を運動量分解能として定義した．

また，運動量分解能の光子ビームエネルギー依存性を求めるために，異なる光子エネルギーに対して同様に運動量分解能を求めた．図 3.12 に，シミュレーションから算出した運動量分解能を示す．横軸は入射光子のエネルギーを示し，縦軸は x, y, z 方向の運動量分解能を示している．光子エネルギーが大きくなるにつれて，粒子が持ち去る運動量も大きくなり分解能の値も大きくなっている．運動量分解能が光子エネルギーに対して比例する結果が得られたため，一次関数でフィッティングを行い赤線で示す分解能関数を求めた．実データから分解能の範囲でイベントを選択する際には，赤線の分解能関数に従って光子のエネルギーに対応した分解能の $\pm 3\sigma$ 範囲中のイベントを選択した．

3.5.2 エネルギー保存則によるイベント選択

運動量保存を満たすイベントを選択するように，エネルギーも分解能の範囲で保存しているものを選択した．式 (3.5) は終状態のエネルギーから始状態のエネルギーの差を表している．式 (3.5) から，第 3.5.1 項と同様の方法でエネルギー分解能を評価した．図 3.13 は光子ビームのエネルギーが 1.0 GeV の時の終状態と始状態のエネルギー差を表している．得られた分布をガウス関数でフィットし， σ をエネルギー分解能として定義した．

$$\begin{aligned}
 \Delta E &= E_{\text{final}} - E_{\text{initial}} \\
 &= (E_{d'} + E_{\pi^+} + E_{\pi^-}) - (E_d + E_\gamma) \\
 &= \left(\sqrt{m_d^2 + P_d^2} + \sqrt{m_{\pi^+}^2 + P_{\pi^+}^2} + \sqrt{m_{\pi^-}^2 + P_{\pi^-}^2} \right) - (m_d + E_\gamma)
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

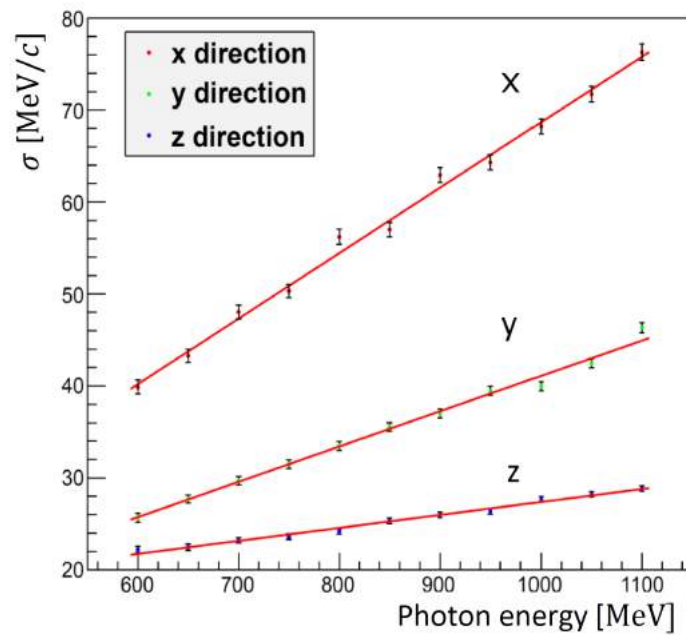


図 3.12: 入射光子のエネルギーに対する, 3 成分の運動量分解能. 入射光子のエネルギーに比例し分解能が大きくなっている. 実データに対して赤線の分解能関数に従ってイベントを選択した.

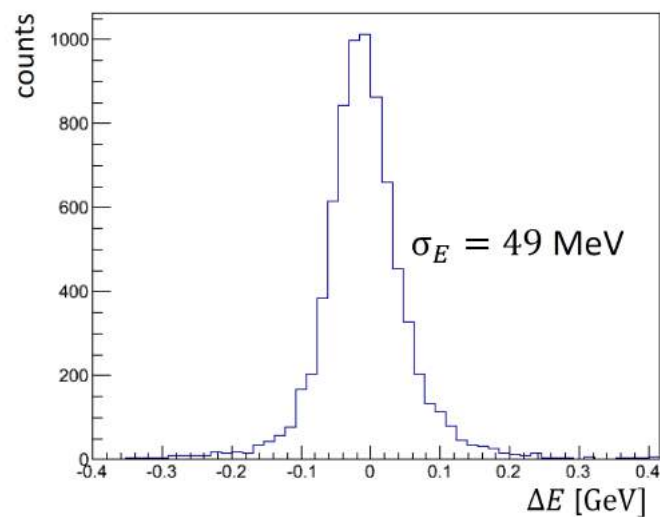


図 3.13: シミュレーションで求めた終状態と始状態のエネルギー差分布. ガウス関数でフィットし得られた σ をエネルギー分解能として定義した.

また、エネルギー分解能の光子エネルギー依存性を調べるために、光子のエネルギーを変えてエネルギー分解能を求めた。図 3.14 はシミュレーションから算出したエネルギー分解能を表している。横軸は光子のエネルギーを表し、縦軸はエネルギー分解能を表している。運動量分解能と同様に、エネルギー分解能が入射光子に比例して大きくなっている。したがって一次関数でフィッティングを行い赤線のエネルギー分解能関数を求めた。実験データに対して、先に求めたエネルギー分解能関数に従って光子のエネルギーに対応した分解能の $\pm 3\sigma$ 範囲中のイベントを選択した。

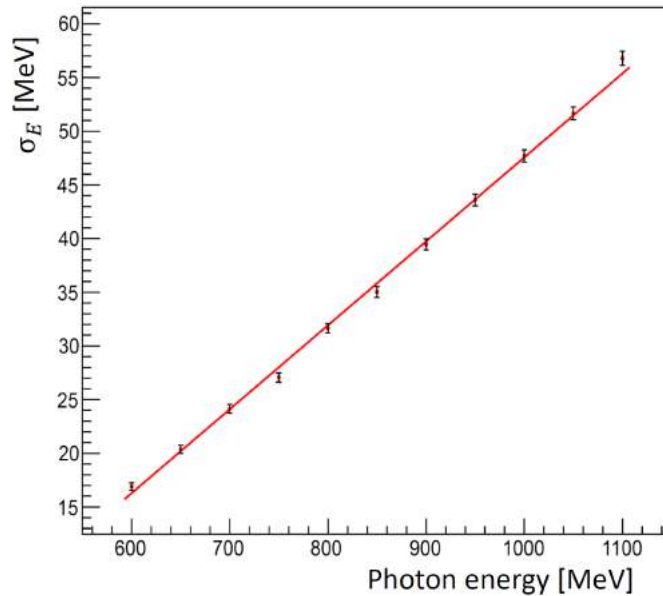


図 3.14: 入射光子のエネルギーに対するエネルギー分解能。実データに対して赤線の分解能関数に従ってイベントを選択した。

運動量保存則とエネルギー保存則によるイベント選択の結果を図 3.15 に示す。青色のヒストグラムが運動学的イベント選択をする前の分布であり、赤色のヒストグラムがイベント選択後の分布である。上段の左図 (a) は x 方向に関して終状態の運動量から始状態の運動量の差を表している。また、上段の右図 (b) は y 方向、下段の左図 (c) は z 方向の分布を表している。下段の右図 (d) は終状態と始状態のエネルギー差の分布を表している。

3.6 粒子識別におけるコンタミネーション評価

NKS2 では粒子の運動量と速度から求めた質量を用いて、粒子の識別を行う。その際、質量が近い粒子などは質量分布において必ずオーバーラップが生じる。このオーバーラップによって、粒子識別の結果に他の粒子の混入（コンタミネーション）が生じる。NKS2 の場合は、再構成した質量の広がりが大きく検出される量も大きい陽子によるコンタミネーションが重要である。そこで、重陽子や π^+ と判断したイベントの中に含まれる陽子の割合を評価する必要がある。その評価を行うために、3 粒子が検出され、2 つが正電荷、1 つが負電荷であるイベン

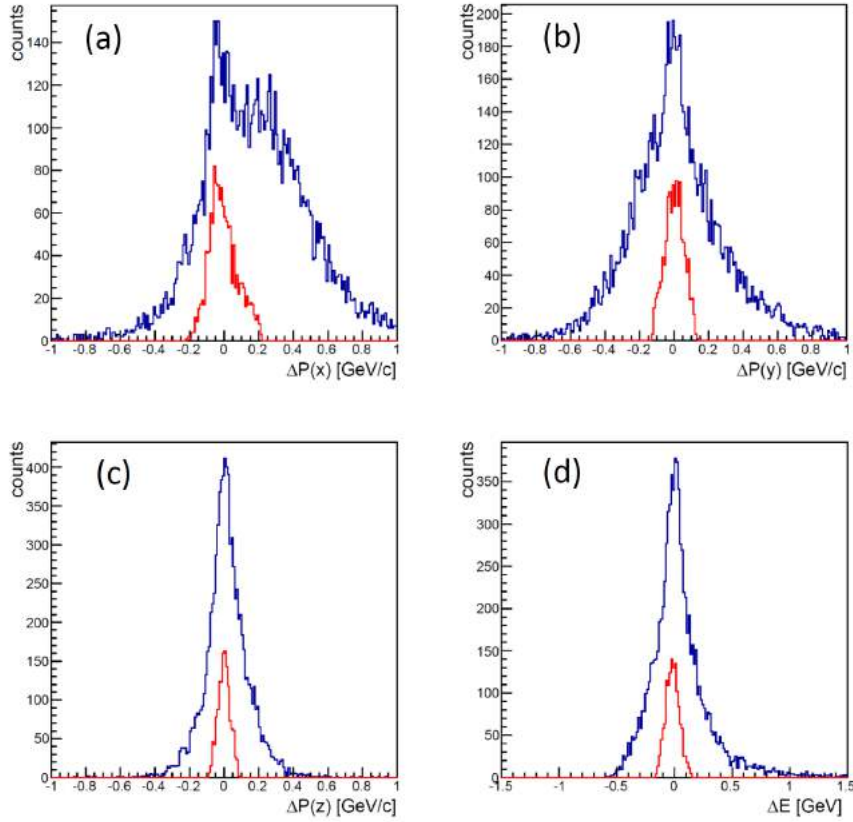


図 3.15: 運動学的イベント選択の結果. 青色のヒストグラムはイベント選択前, 赤色のヒストグラムはイベント選択後の分布を表している. 上段の左図は x 方向の運動量の差, 右図は y 方向の運動量の差, 下段の左図は z 方向の運動量の差を表している. 下段右図は終状態と始状態のエネルギー差を表している.

トを選択し, 前節までに行った $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応事象を選択するための解析を行った.

3.6.1 重陽子含まれる陽子コンタミネーションの評価

検出された 3 粒子のうち, 2 つが正の電荷, 1 つが負の電荷であるイベントの中には $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応によるイベントは必ず含まれている. しかし, 準自由過程反応である $\gamma p' \rightarrow p\pi^+\pi^-$ によるイベントや $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$ 反応によるイベントなども含まれている. つまり陽子を重陽子, π^+ と誤識別することで他のチャンネルを $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応によるイベントと判断することがある. それら进行评估するために, 2 つの正電荷粒子の質量を同じヒストグラムに詰めた分布から, 最適な重陽子の質量領域を決定し陽子の混入率进行评估した.

図 3.16 は, 2 つの正電荷粒子の質量分布である. 左図の (a) で, 重陽子の質量選択領域の下限を固定した際の陽子の残存率进行评估している. 右図の (b) では, 質量選択領域の下限を固定した際の重陽子の残存率进行评估している. それぞれ进行评估するにあたって, 陽子と重陽子の質量分布の境界を式 (3.6) に示す指数関数の和でフィッティングを行った. 図の赤線で示されている曲線がフィッティングの結果である. 左図の (a) では, 陽子の質量分布のテールが与える

指数関数を緑線で表している．次に陽子の指数関数を重陽子と判断した領域で積分し，陽子の数 $N_{\text{proton}}(d)$ を求めた．右図の (b) では，重陽子の質量分布のテールが与える指数関数を青線で表している．重陽子の質量領域の下限を固定した際，下限以下に存在する重陽子の数を下限以下の領域で積分し $N_{\text{cut deuteron}}$ を求めた．また，重陽子と判断したイベント N_{deuteron} から N_{proton} の数を差し引いた $N_{\text{real d}}$ をもとめた．これらの値から式 (3.7) で，重陽子の質量領域の下限を変化させ，重陽子と陽子の残存率を求めた．

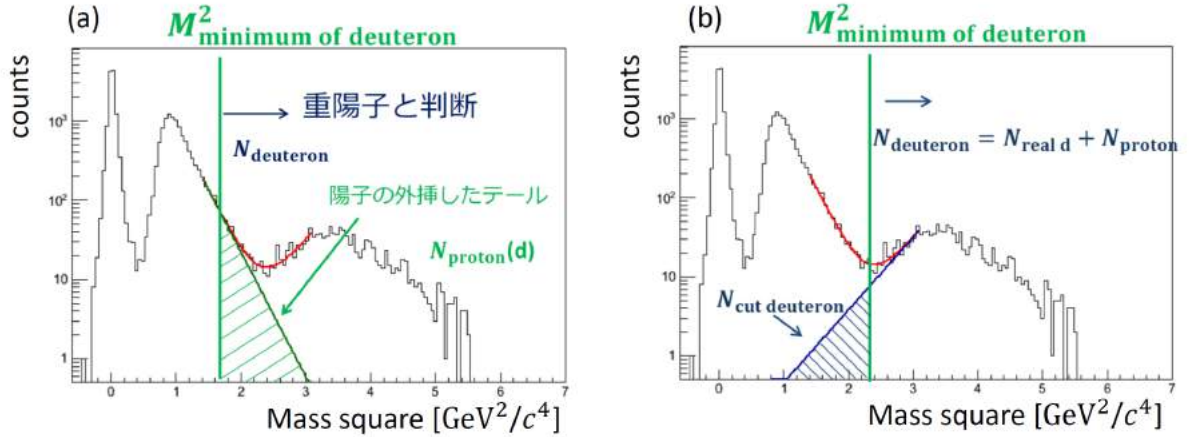


図 3.16: 2 つの正電荷粒子の 2 乗質量分布．左図の (a) から重陽子と選んだ数に含まれる陽子の数を見積もった．右図の (b) では，重陽子の下限を固定することで捨ててしまう重陽子の数を見積もった．赤線は陽子と重陽子の境界を指数関数の和でフィットした関数であり，左図の緑線はフィットから得られた陽子の関数，右図の青線は重陽子の関数を示している．

$$y = \exp(ax + b) + \exp(cx + d) \quad (3.6)$$

$$R_{\text{proton}}(d) = \frac{N_{\text{proton}}(d)}{N_{\text{deuteron}}} \quad , \quad R_{\text{deuteron}} = \frac{N_{\text{real d}}}{N_{\text{real d}} + N_{\text{cut deuteron}}} \quad (3.7)$$

重陽子と陽子の残存率を式 (3.7) で定義し，重陽子の質量領域の下限值を変化させ，残存率を評価した．図 3.17 は，重陽子と陽子の残存率の結果を示している．横軸は重陽子の質量領域の下限值，縦軸は式 (3.7) にある陽子と重陽子の残存率を表している．青線は重陽子の残存率を表しており，重陽子の質量領域の下限が大きくなるにつれて重陽子の残存率が小さくなっている．緑線は陽子の残存率を表しており，下限が大きくなるにつれて陽子の残存率は小さくなっている．そこで，重陽子の残存率を大きく，陽子の残存率を小さくする下限値を決定するために式 (3.8) で示す Figure Of Merit(FOM) を定義することによって求めた． R_{deuteron} をシグナル (S)， $R_{\text{proton}}(d)$ をノイズ (N) と考え，S+N に対して S が最大になる点を求めた．また S+N に対して S に 2 乗の重みをつけた．

$$FOM = \frac{R_{\text{deuteron}}}{\sqrt{R_{\text{deuteron}} + R_{\text{proton}}(d)}} \quad (3.8)$$

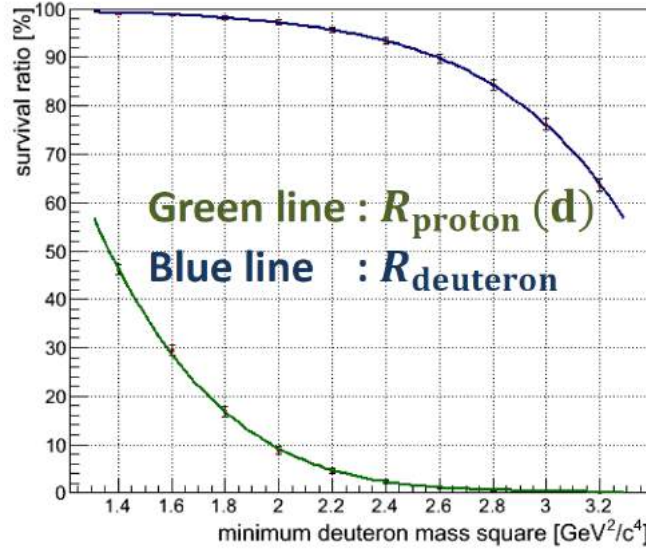


図 3.17: 重陽子の質量領域の下限に対する陽子と重陽子の残存率の変化．横軸は重陽子の質量選択領域の下限値を表し，縦軸は陽子と重陽子の残存率を表している．青線は重陽子，緑線は陽子の残存率を表している．

図 3.18 は式 (3.8) で計算した FOM を表している．ここで FOM が最大となる重陽子の質量領域の下限値は $2.3 \text{ GeV}^2/c^4$ となった．またこの時，重陽子と陽子の残存率は図 3.17 から分かるように，それぞれ 95%，4% となった．したがって，第 3.2 節では，重陽子の下限値を $1.8 \text{ GeV}^2/c^4$ としていたが，最終的な重陽子の質量識別領域は以下の領域とした．

$$\text{重陽子} \quad : \quad 2.3 \leq m^2 \leq 5.5 \quad (\text{GeV}^2/c^4)$$

3.6.2 π^+ に含まれる陽子コンタミネーション評価

前節で行った重陽子に対する陽子のコンタミネーションの評価を π^+ に対しても同様に行った．図 3.19 は，2 つの正電荷粒子の質量分布である． π^+ に対しては， π^+ の質量選択領域の上限を固定した際の π^+ と陽子の残存率の評価を行った．左図 (a) で π^+ の質量領域の上限を固定した際の陽子の残存率を評価した．また右図 (b) で質量選択領域の上限を固定した際の π^+ の残存率を評価した．それぞれを評価するにあたって， π^+ と陽子の質量分布の境界を指数関数の和でフィッティングした．図中の赤線で示されている曲線がフィッティングの結果である．左図 (a) では，陽子のピークから外挿したテールが与える指数関数を青線で表している．次に陽子の指数関数を π^+ と判断した領域で積分し陽子の数 $N_{\text{proton}}(\pi^+)$ を求めた．右図 (b) では， π^+ の指数関数を緑線で表している． π^+ の質量領域の上限を固定した際，上限以上に存在する π^+ の数を上限以上の領域で積分し $N_{\text{cut } \pi^+}$ を求めた．また， π^+ と判断したイベント N_{π^+} から $N_{\text{proton}}(\pi^+)$ の数を差し引いた $N_{\text{real } \pi^+}$ を求めた．これらの値を用いて式 (3.9) で定義した陽子と π^+ の残存率を求めた．

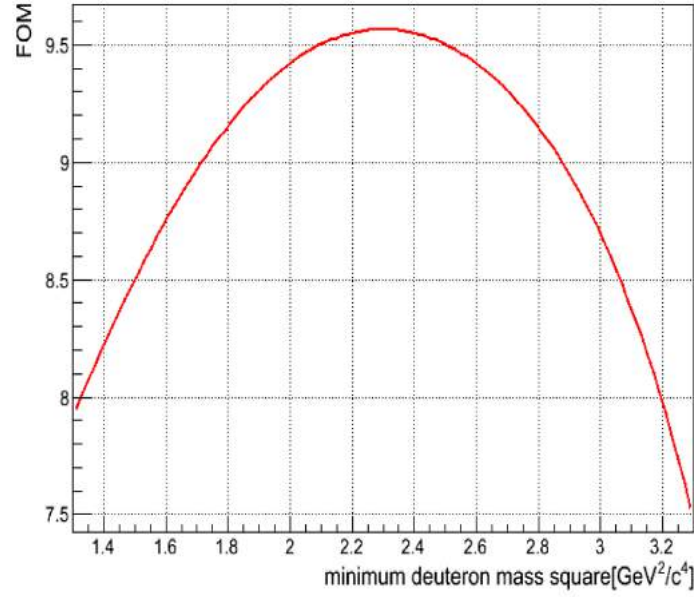


図 3.18: FOM の重陽子質量下限値依存性. 重陽子の質量選択領域の下限値が $2.3 \text{ GeV}^2/c^4$ の時に FOM が最大となった.

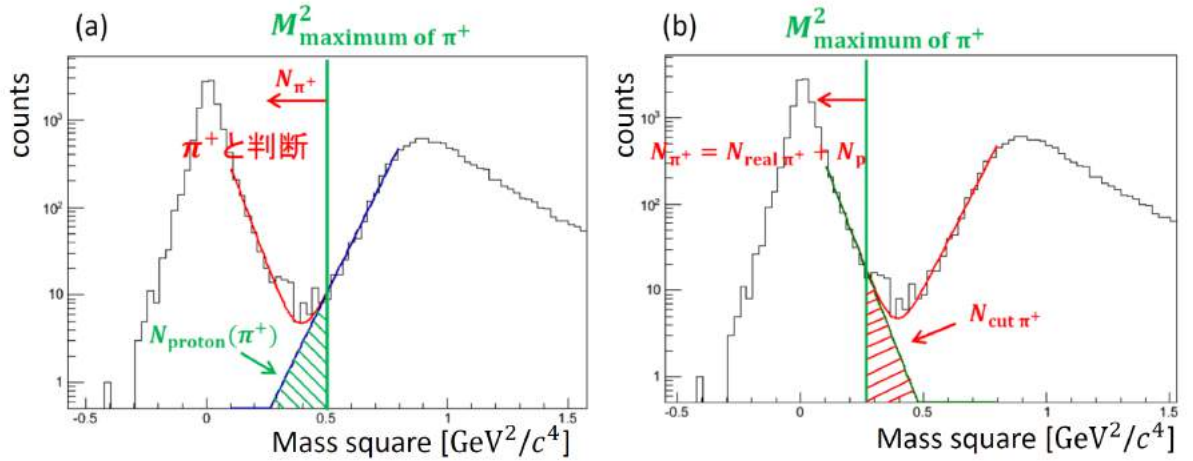


図 3.19: 2 つの正電荷粒子の 2 乗質量分布. 左図 (a) から π^+ に含まれる陽子の数を見積もった. 右図 (b) では, π^+ の上限を固定することで捨ててしまう π^+ の数を見積もった. 赤線は π^+ と陽子の境界を指数関数の和でフィットした関数であり, 左図の青線はフィットから得られた陽子の関数, 右図の緑線はフィットから得られた π^+ の関数を示している.

$$R_{\text{proton}}(\pi^+) = \frac{N_{\text{proton}}(\pi^+)}{N_{\pi^+}}, \quad R_{\text{pion}} = \frac{N_{\text{real } \pi^+}}{N_{\text{real } \pi^+} + N_{\text{cut } \pi^+}} \quad (3.9)$$

図 3.20 が, π^+ の質量選択領域の上限を変化させて求めた π^+ と陽子の残存率の結果である. 横軸は質量領域の上限値, 縦軸は式 (3.9) にある π^+ と陽子の残存率を表している. 赤線は π^+ の残存率を表しており π^+ の質量領域の上限が大きくなるにつれて残存率も大きくなっている. 緑線は陽子の残存率を表しており, 上限が大きくなるにつれて陽子の残存率も大きく

なっている．そこで π^+ の残存率は大きく陽子の残存率は小さい上限値を決定するために式 (3.10) で表される FOM を定義することによって求めた．FOM の意義は第 3.6.1 項と同じである．

$$FOM = \frac{R_{\text{pion}}}{\sqrt{R_{\text{pion}} + R_{\text{proton}}(\pi^+)}} \quad (3.10)$$

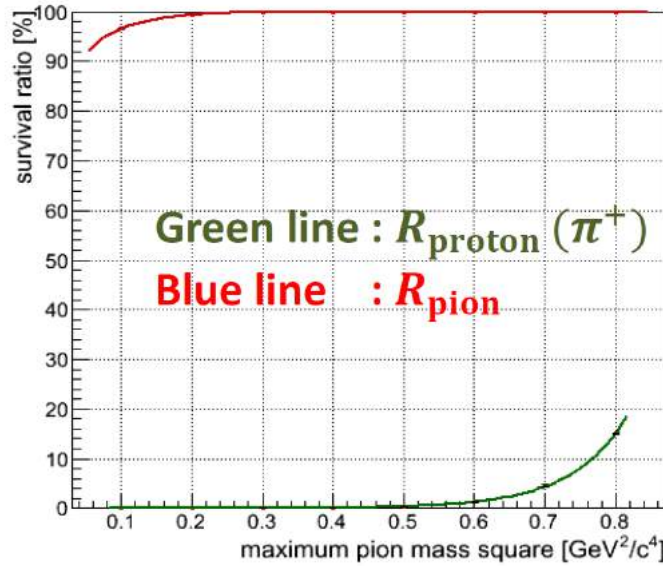


図 3.20: π^+ の質量領域の上限に対する陽子と π^+ の残存率の変化．横軸は π^+ の質量選択領域の上限値を表している．縦軸は π^+ と陽子の残存率を表している．赤線は π^+ ，緑線は陽子の残存率を表している．

図 3.21 は式 (3.10) で計算した FOM を表している．ここで FOM が最大となる π^+ の質量領域の上限値は 0.25 から 0.45 の範囲であることが分かった．第 3.2 節における上限値が最適値であった．またこの時の π^+ の残存率は 99% 以上であり，陽子の残存率は 0.1% 以下であった． π 中間子に関しては以下の領域を選ぶことで，十分に陽子との分離が可能であった．

$$\pi \text{ 中間子} : -0.5 \leq m^2 \leq 0.3 \quad (\text{GeV}^2/c^4)$$

3.7 $\pi^+\pi^-$ に含まれている e^+e^- の評価

このセクションでは， $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ と識別したイベント中に含まれる偶発的にアクセプトされた $\gamma d \rightarrow de^+e^-$ バックグラウンドイベントについて評価する．素過程で重陽子と電子対だけが生成される反応は存在せず，電子対生成によるイベントが偶発的に重陽子とともにアクセプトされ $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ と識別されてしまうイベントが少なからず存在すると考えられる．第 3.3 節において IH と TagB との時間差からアクシデンタルイベントを抑制しているが，重陽子のエネルギー損失カットからも分かるように時間差が 0 ns 付近にもアクシデンタルイベ

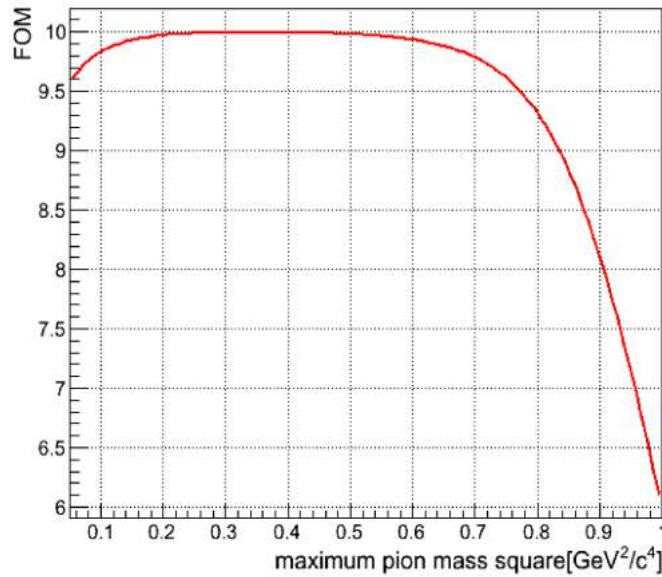


図 3.21: FOM の π^+ 質量上限値依存性. π^+ の質量選択領域の上限値が FOM が $0.3 \text{ GeV}^2/c^4$ の時に FOM が最大となった.

ントが存在している. そこで, パイオンと電子に対してはエネルギー損失から区別することが困難であるため, π^+ と π^- との開き角やビーム軸に対するそれぞれの放出角から評価した.

3.7.1 π^+ と π^- の開き角

これまでのイベント選択で抽出された d, π^+, π^- において π^+ と π^- の開き角分布を調べた. 図 3.22 が π^+ と π^- の開き角を余弦関数で表した分布である. $\cos\theta$ が 1 付近にエンハンスが見られる. 電子対生成によって生じた電子, 陽電子が偶発的に荷電 π 中間子と判断されたイベントが存在すれば, それぞれの開き角は小さく, 図 3.22 の開き角分布のエンハンスと矛盾しない. 実際に電子対生成によって生じた電子, 陽電子の開き角を求めるために, NKS2 のセットアップを反映した Geant4 シミュレーションを行った. シミュレーションの条件として, 光子と荷電粒子の物質との相互作用に以下を要求した. また, 得られたシミュレーションの結果を実データに対する解析環境を用いて, 開き角を算出した.

- 光子と物質の相互作用を電子対生成に制限
- 生成した電子・陽電子対の相互作用は多重散乱と電離損失のみを考慮した.

図 3.23 はシミュレーションから求めた電子対生成によって生成した e^+e^- の開き角を余弦関数で表した分布である. e^+e^- はそれぞれがビーム軸に対して, ほとんどが平行に生成されるため開き角が非常に小さい. 図中のグラフは, 横軸の表示範囲を変えた分布である. また, $\pi^+\pi^-$ の開き角分布から, 開き角が小さい領域をカットすることによって偶発的にアクセプトされた e^+e^- の殆どをカットすることが出来るが, 最終的に $d\pi$ 系の不変質量分布にバイアス

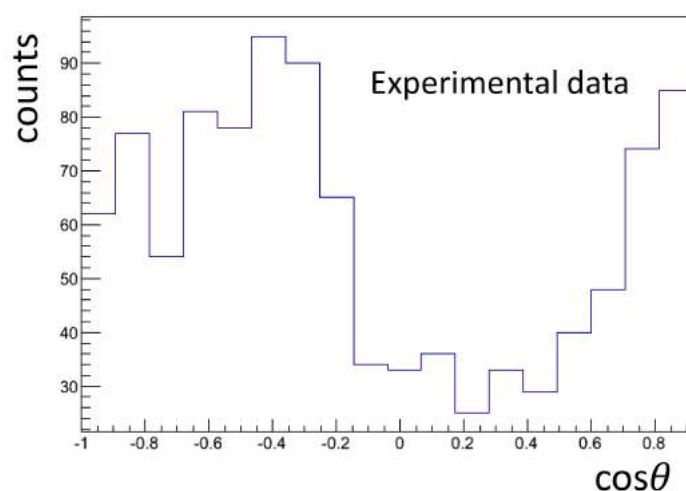


図 3.22: $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ における π^+ と π^- の開き角分布. 横軸は $\pi^+\pi^-$ の開き角 θ を余弦関数で表している. $\cos\theta$ が 1 付近にエンハンスが見られ, 対生成による偶発的なバックグラウンドが存在している可能性がある.

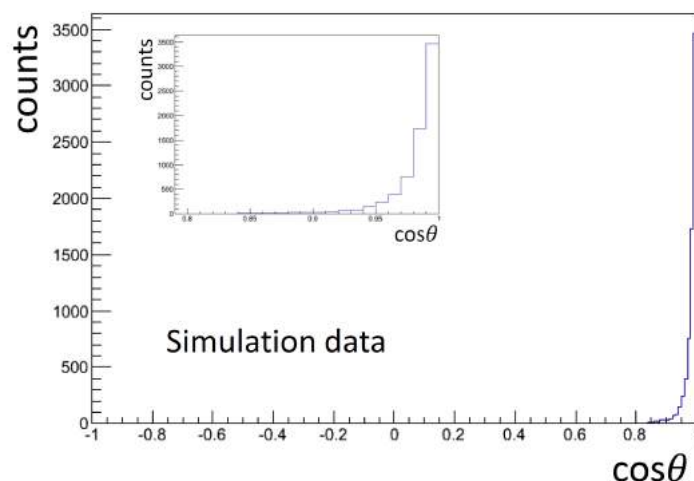


図 3.23: 電子・陽電子対生成によって生じた電子対の開き角分布. シミュレーションで生成した電子・陽電子の開き角 θ を余弦関数で表している. 開き角 θ が小さな領域にイベントが集中している.

を与えてしまう可能性がある. そこで, $\pi^+\pi^-$ のビーム軸に対する放出角から, $\pi^+\pi^-$ に含まれている e^+e^- の最大割合を評価し, 開き角からイベント選択を行うべきか判断した.

3.7.2 ビーム軸に対する放出角

ビーム軸に対する π^+ の放出角分布, π^- の放出角分布から, それぞれに含まれている可能性がある e^+ と e^- の割合の最大値を独立に見積もった. 図 3.24 が, イベント選択後の実験系における π^+ と π^- の放出角分布である. 左図が π^+ , 右図が π^- の放出角を表している. 生成角分布からは, 電子対生成で生成した e^+ と e^- の影響は大きくないように見える.

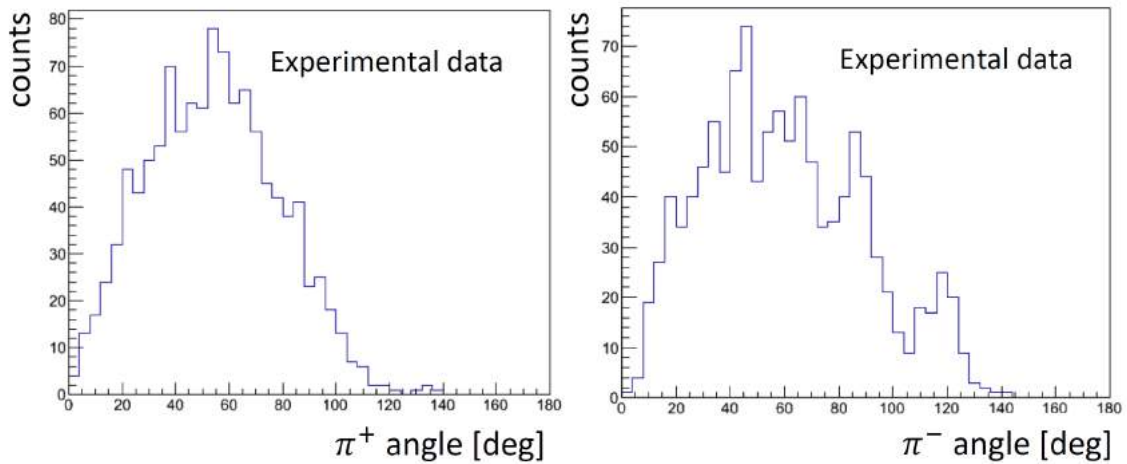


図 3.24: π 中間子の放出角分布. 横軸は π 中間子のビーム軸に対する放出角を表している. 左図は π^+ の放出角, 右図は π^- の放出角分布を示している.

電子対生成による e^+ と e^- の生成角と $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応による π^+ と π^- の生成角とを比較するために, 先に行ったシミュレーション結果を用いた. 図 3.25 が電子対生成による e^+ と e^- の実験室系の生成角分布である. IH のビーム下流にはビーム窓が設けられており, 超前方電子対のトリガーが抑制されている. したがって, それぞれの分布で最頻値が約 3° 付近となっている.

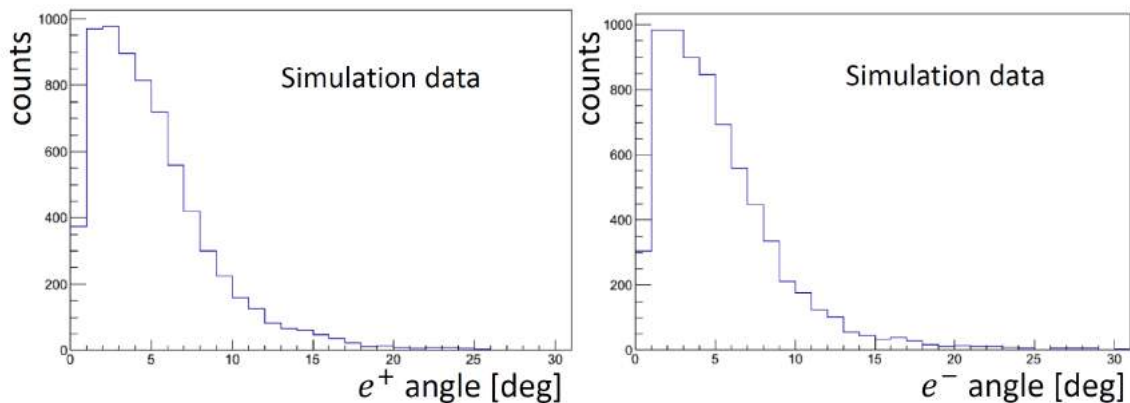


図 3.25: 電子・陽電子対生成による e^+e^- の生成角分布. 横軸はシミュレーションで生成した電子・陽電子のビーム軸に対する放出角を表している. 左図は e^+ の放出角, 右図は e^- の放出角分布を示している.

■ π^+ に含まれている e^+ の評価

π^+ の放出角分布と, スケールした e^+ の放出角分布とを比較することで π^+ に含まれている e^+ の割合の最大値を推定した. 図 3.26 の左図は π^+ の放出角分布を電子対生成によって生成した e^+ の分布にスケールファクターをパラメーターとして与え, フィットした結果であ

る．赤線がフィッティングから得られた図 3.25 の陽電子の放出角分布をスケールした分布である． 0° から 8° の領域で最尤法を用いてフィッティングを行った．右図は，4 つのビンを合わせた π^+ の分布に，図 3.25 の陽電子の分布をフィッティングで得られたパラメーターでスケールしたのちに π^+ の分布と同様にリビンした分布を重ねて表している．青のヒストグラムが π^+ の放出角，赤のヒストグラムが陽電子の放出角分布を表している．また，フィッティングから得られたスケールファクターをもとに推定した π^+ に含まれている e^+ の最大割合は，信頼区間 68% において 2.3% 以下であった．

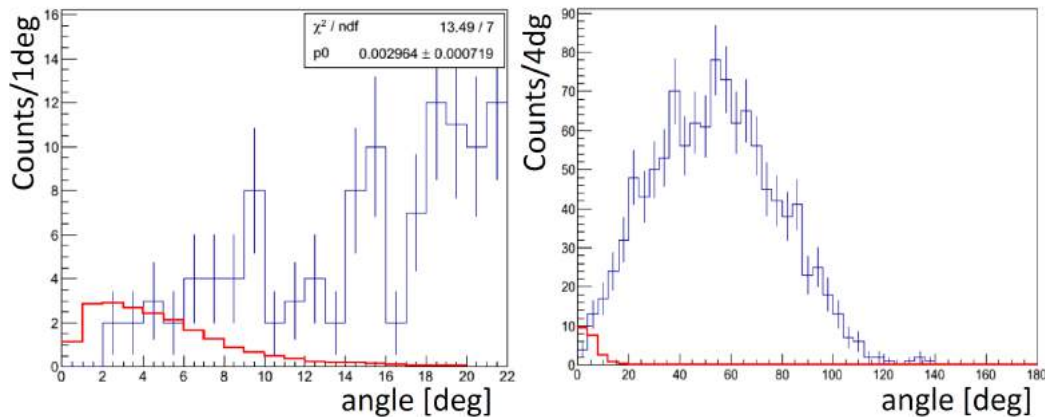


図 3.26: π^+ の放出角と e^+ の放出角との比較．左図は， π^+ の放出角分布を電子対生成によって生成した e^+ の放出角分布にスケールファクターをパラメーターとして与えてフィットした．赤線がフィット結果を示している．右図は，4 つのビンをまとめて全体を表した分布である． π^+ に含まれている e^+ の最大割合は 2.3% 以下であると推定した．

■ π^- に含まれている e^- の評価

π^+ の場合と同様に π^- に含まれている可能性がある e^- の最大割合を推定した．図 3.27 の左図が π^- の放出角分布を電子対生成によって発生した e^- の分布にスケールファクターをパラメーターとして与え，フィットした結果である．フィッティングの条件は π^+ の場合と同様である．右図が π^- と同様にヒストグラムのビンを 4 つにまとめて全体を表した放出角分布である．フィットから得られたスケールファクターをもとに推定した e^- の最大割合は信頼区間 68% において 0.8% 以下であることが分かった．

3.8 データ解析のまとめ

0.8 GeV から 1.1 GeV の光子ビームにおける $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応によるイベント選択を行った．各粒子の運動量と速度から求めた質量分布から，最終的に重陽子と選んだイベントに含まれている陽子の割合は 4% 以下であった．また π^+ に含まれてる陽子の割合は 0.1% 以下であった． π^- は陽子と電荷が異なるため陽子が π^- に混入する確率は小さいため考慮する必

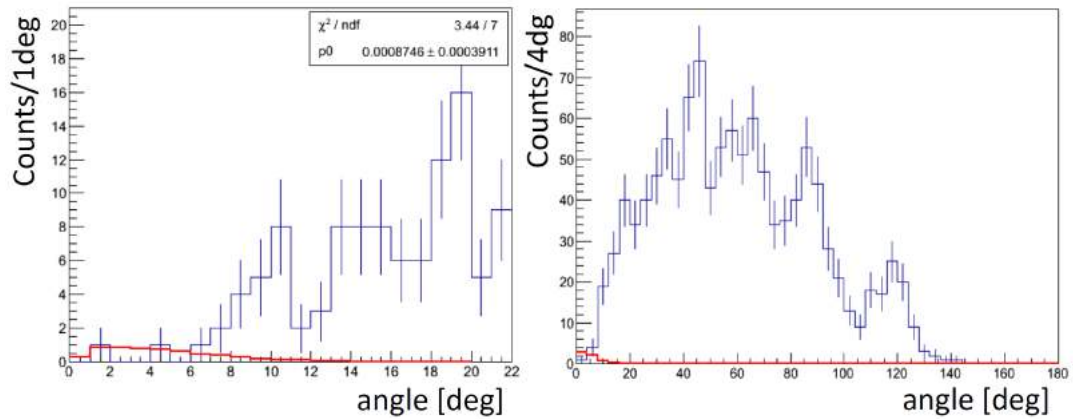


図 3.27: π^- の放出角と e^- の放出角との比較. 左図は, π^- の放出角分布を電子対生成によって生成した e^- の放出角分布にスケールファクターをパラメーターとして与えてフィットした. 赤線がフィット結果を示している. 右図は 4 つのビンをまとめて全体を表した分布である. π^- に含まれている e^- の最大割合は 0.8% 以下であると推定した.

要はない. また, ビーム軸に対する放出角から π^+ と π^- に含まれている偶発的な e^+e^- の割合は, それぞれ最大でも数 % 以下であった.

第 4 章 実験結果

前章で示したデータ解析方法により、様々な反応が含まれている実験データから $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応事象を選択することができた。本章では、解析で得られた実験結果を用いて、 $N\Delta$ の共鳴状態の探索について述べる。

初めに、本章の構成について説明をする。第 4.1 節では、 $d\pi$ 不変質量分布を調べて、核子と Δ の質量和である $2.17 \text{ GeV}/c^2$ 付近の構造を確認した。また $\pi^+\pi^-$ 不変質量との相関から ρ^0 中間子との関係を議論する。第 4.2 節では、Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションを行い、3 体位相空間に一樣生成、 ρ^0 中間子生成によるシミュレーションを行った。結果として 3 体位相空間 (3BPS) や ρ^0 生成では、実験で得られた $d\pi$ 不変質量分布を説明することが出来なかった。そこで中間状態にローレンツ関数に従う質量分布をもつ共鳴状態 X が生成される $\gamma d \rightarrow X\pi \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応を仮定したシミュレーションを行い実験データと同様な分布が得られるかを確認した。第 4.3 節では、共鳴状態 X の中心質量と幅のパラメーターを変化させて実験データのフィッティングを行った。第 4.4 節では、実験結果に対する考察を行う。

4.1 不変質量分布

式 (4.1) のような過程を経由し、中間状態に核子と Δ の共鳴状態 X が存在し $d\pi$ に崩壊すれば、終状態の重陽子と荷電 π 中間子との不変質量分布に共鳴状態の寄与が見られるはずである。

$$\gamma + d \rightarrow X + \pi \rightarrow d + \pi^+ + \pi^- \quad (4.1)$$

したがって、式 (4.2) に示す重陽子と荷電 π 中間子との不変質量からダイバリオンの寄与を調べることが可能である。

$$M_{d\pi} = \sqrt{(E_d + E_\pi)^2 - (P_d + P_\pi)^2} \quad (4.2)$$

図 4.1 に $d\pi^+$, $d\pi^-$ の不変質量分布を示す。左図が $d\pi^+$ 、右図が $d\pi^-$ の不変質量を表している。それぞれの分布において、核子と Δ の質量和である $2.17 \text{ GeV}/c^2$ 付近に構造が見られる。また $d\pi^+$ の不変質量が 2.3 から $2.4 \text{ GeV}/c^2$ 付近にエンハンスが見られた。これは、図 4.2 に示す $d\pi^+$, $d\pi^-$ 不変質量の相関図から理解することが出来る。縦軸は $d\pi^-$ の不変質量、横軸は $d\pi^+$ の不変質量を表している。緑色の破線は重陽子と荷電 π 中間子の質量和である $1876 + 140 = 2016 \text{ MeV}/c^2$ 、赤色の破線は核子と Δ の質量和である $940 + 1232 = 2172 \text{ MeV}/c^2$ を示している。 $d\pi^-$ 不変質量で $2.17 \text{ GeV}/c^2$ 付近の構造が、 $d\pi^+$, $d\pi^-$ 不変質量の 2 次元図においてクラスターをなしていることが分かる。 $d\pi^+$ 不変質量分布において、 2.3 か

ら $2.4 \text{ GeV}/c^2$ 付近のエンハンスは、 $d\pi^-$ 不変質量の核子と Δ の質量和付近の構造に対応している。 $d\pi^+$ 不変質量においても同様である。

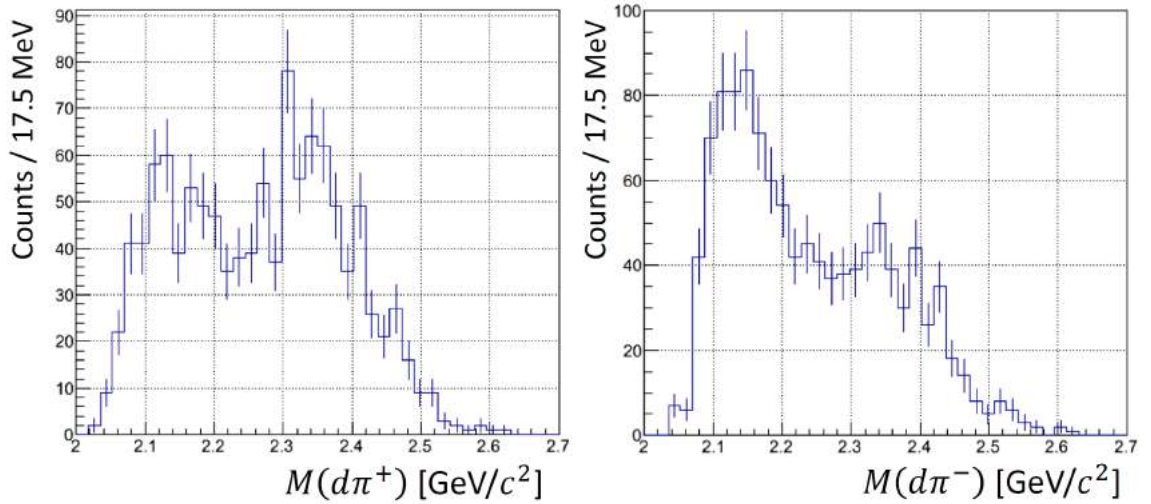


図 4.1: 実験で得られた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布. 左図は $d\pi^+$, 右図は $d\pi^-$ の不変質量を示している. それぞれの分布において, 核子と Δ の質量和付近に構造が見られる.

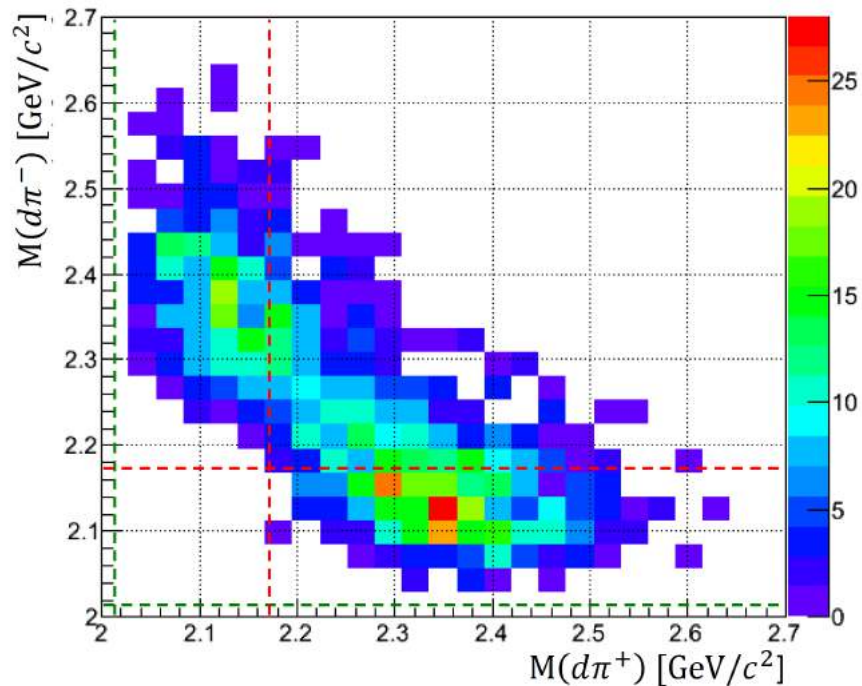


図 4.2: 実験で得られた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関図. 縦軸は $d\pi^-$ の不変質量, 横軸は $d\pi^+$ の不変質量を表している. 緑色の破線は重陽子の荷電 π 中間子の質量和である 2016 MeV , 赤色の破線は核子と Δ の質量和である 2172 MeV を示している.

我々が得た実験データには, $\gamma d \rightarrow d\rho^0 \rightarrow d\pi^+\pi^-$ によるイベントも含まれている. そこで, ρ^0 と $d\pi$ 系の不変質量で見られた構造との関係を調べた. 図 4.3 は $d\pi$ 系の不変質量と $\pi^+\pi^-$

系の不変質量の相関図である．左図は $d\pi^+$ と $\pi^+\pi^-$ の不変質量の相関を表し，右図は $d\pi^-$ と $\pi^+\pi^-$ の不変質量の相関を表している． ρ^0 中間子は中心質量が 775 MeV，崩壊幅が 149 MeV であり，ほとんどが強い相互作用により 2 個の π 中間子に崩壊する． $d\pi$ 系の不変質量で見られた核子と Δ の質量和付近のイベントが， ρ^0 の質量に近い 0.7 GeV 付近と 0.35 GeV 付近に集中していることが分かった．図 4.4 に $\pi^+\pi^-$ の不変質量分布を示す．不変質量の大きな領域では ρ^0 の中心質量よりもわずかに中心値が低いように見える．仮に 0.7 GeV 付近のイベントが ρ^0 によるものだとすると，中心値が小さい理由としては光子エネルギー領域の影響が考えられる． ρ^0 に質量分布に関しては，第 4.2 節のシミュレーションで詳細を記す．また，東北大学電子光理学研究センターの FOREST グループは $\gamma d \rightarrow d\pi^0\pi^0$ 反応から核子と Δ のダイバリオン状態の探索を行っている．彼らの解析では， $d\pi^0$ の不変質量分布において核子と Δ の質量和付近に構造が見られた．核子と Δ の質量和付近のイベントが $\pi^0\pi^0$ の不変質量，約 0.6 GeV 付近に集中していた (図 4.5)．ただ，かれらの結果はアクセプタンス補正後の結果であるため，我々の結果 (アクセプタンスの補正前) とは比較できないが，同様な傾向があることが分かった．また，式 (4.1) の反応を仮定したシミュレーションでは $\pi^+\pi^-$ 不変質量において実験結果と同様な分布が得られた．詳細は第 4.2.3 項に記す．

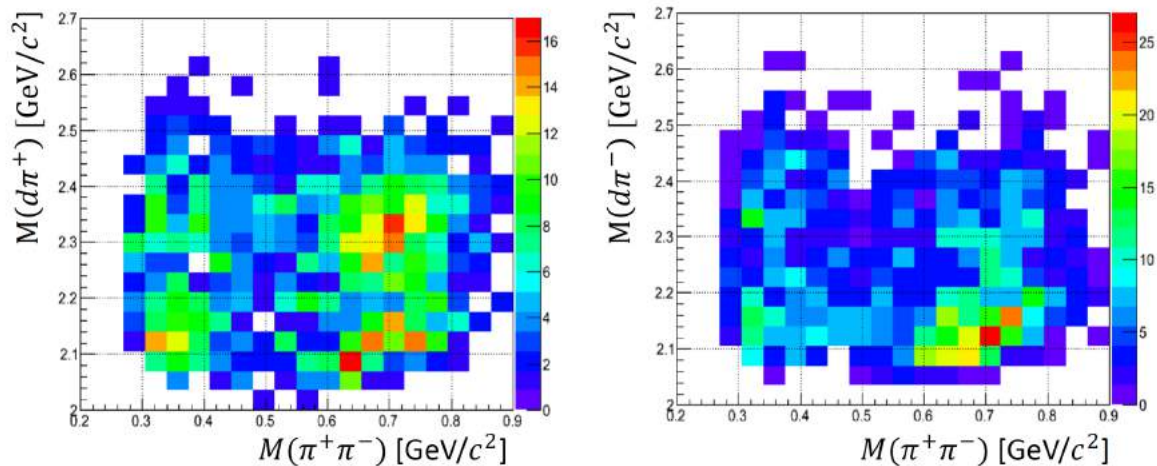


図 4.3: 実験で得られた $d\pi$ の不変質量と $\pi^+\pi^-$ の不変質量の相関．左図は $d\pi^+$ と $\pi^+\pi^-$ ，右図は $d\pi^-$ と $\pi^+\pi^-$ の各不変質量の相関を示している．

図 4.6 に示す $d\pi$ の不変質量と光子ビームのエネルギーの相関から，核子と Δ の質量和付近のイベントの光子エネルギー依存性を調べた．左図は $d\pi^+$ ，右図は $d\pi^-$ の場合を表している．右図の $d\pi^-$ の不変質量と光子エネルギーとの相関では，光子のエネルギーに依存せず $d\pi^-$ の不変質量が 2.15 GeV 付近にイベントが集中していることが分かった．左図の $d\pi^+$ の不変質量が 2.3 から 2.5 GeV に集中しているイベントは，図 4.2 から分かるように， $d\pi^-$ の不変質量において 2.15 GeV 付近に集中したイベントの寄与である．

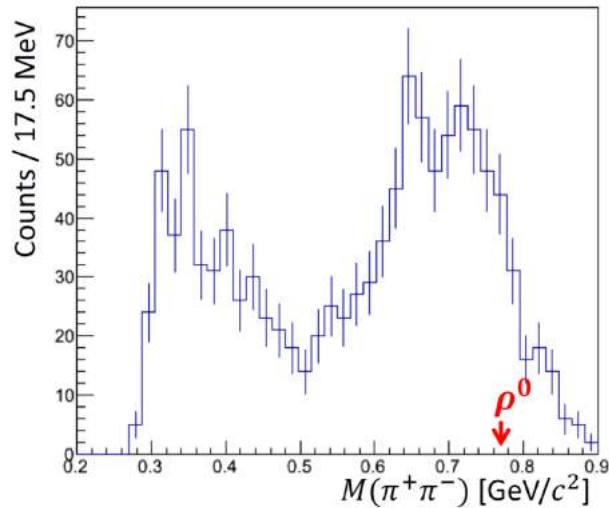


図 4.4: 実験で得られた $\pi^+\pi^-$ の不変質量分布. 質量が小さな領域と ρ^0 中間子の質量に近い箇所にエンハンスが見られる.

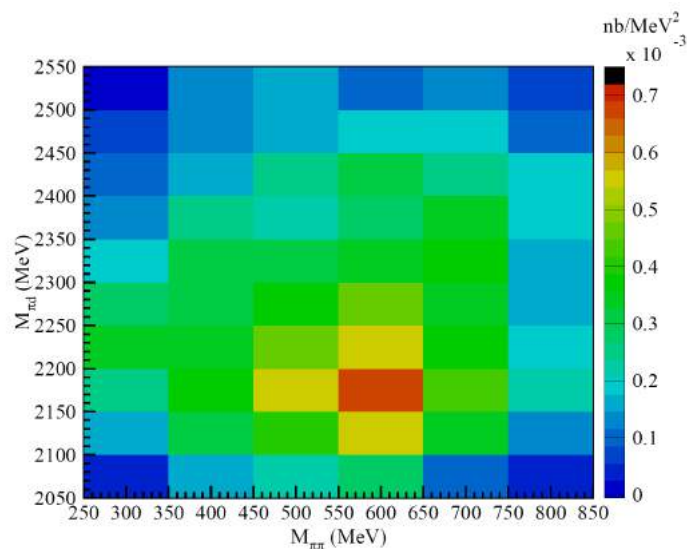


図 4.5: $d\pi^0$ 不変質量と $\pi^0\pi^0$ 不変質量の相関図 [45]. 縦軸は $d\pi^0$ 不変質量, 横軸は $\pi^0\pi^0$ 不変質量を表している. $M_{\pi d} = 2160\text{MeV}$ かつ $M_{\pi\pi} = 600\text{MeV}$ 付近に強い相関がみられる.

4.2 Geant4 を用いたシミュレーション

$d\pi$ 系の不変質量分布に見られた構造を, Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションを用いて評価した. NKS2 の検出器のセットアップ, 分解能を考慮したシミュレーションを行い, その結果に対して, 実データに対するものと同じの解析を適用した. この方法によって, NKS2 のアクセプタンスを考慮したデータが得られ, 実験データと比較することを可能とし

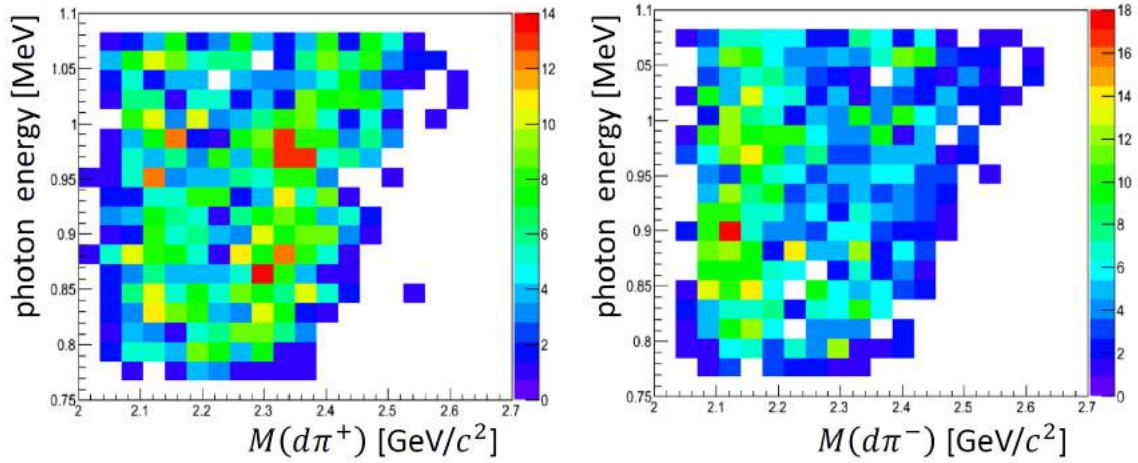


図 4.6: 光子エネルギーと $d\pi$ の不変質量の相関. 左図が $d\pi^+$, 右図が $d\pi^-$ の場合を表している. 右図においては, 光子にエネルギーに依存せず $d\pi^-$ の不変質量が 2.15 GeV 付近にイベントが集中していることがわかる. 左図においても同様な傾向がみられるが, $d\pi^+$ の不変質量が 2.3 から 2.5 GeV に集中しているイベントは, 図 4.2 から分かるように, $d\pi^-$ の不変質量において 2.15 GeV 付近に集中したイベントの寄与である.

た. ここでは, 終状態の $d\pi^+\pi^-$ の生成方法として, 3 体位相空間, ρ^0 生成, 共鳴状態 X を仮定した $\gamma d \rightarrow X\pi \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応によるシミュレーションを行い, 図 4.1 のような構造を作る可能性があるかどうか調べた.

4.2.1 3 体位相空間 (3BPS)

終状態の生成条件として 3 体位相空間 (3BPS) で一様にイベントを生成し, $d\pi$ 系の不変質量分布を調べた. シミュレーションの条件を表 4.1 にまとめる. シミュレーションで得られた結果に対し, 実データに対する解析環境を用いた飛跡解析によって荷電粒子の運動量を再構成した. 再構成した運動量を用いて, 実験データと同様に $d\pi$ の不変質量を求めて比較した. また, シミュレーション結果に第 3 章で行ったものと同様の方法を適用して, $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$

表 4.1: 3BPS シミュレーションの条件

反応	$\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$
終状態生成条件	3 体位相空間
CDC 位置分解能	350 μm
TOF 分解能	400 ps
光子エネルギー	770 – 1078 MeV
生成イベント数	10^7

イベントを選択した. 図 4.7 は, 3 体位相空間で一様に生成された $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の

相関を示している．中間状態に構造をもたない生成機構であるため，実験結果で得られた分布は見られなかった．また， $d\pi$ 系の不変質量分布において，実験結果で得られたような構造は NKS2 のアクセプタンスによる歪みに起因するものではないと確認できた．また， $d\pi^+$ と

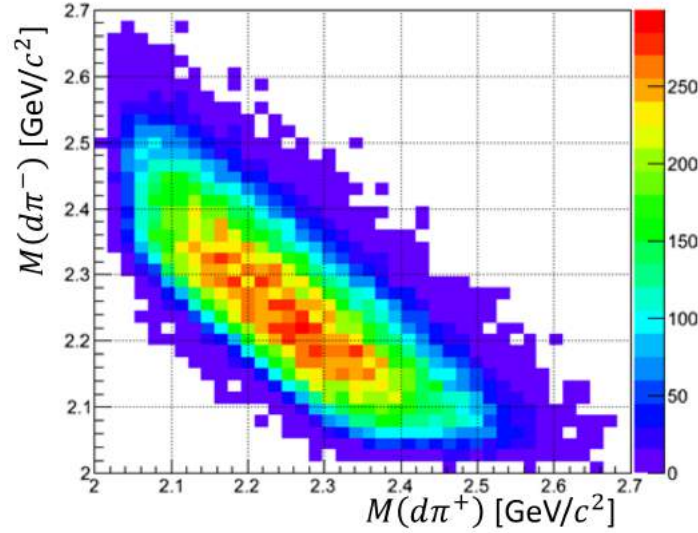


図 4.7: 3 体位相空間シミュレーションによる $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関．中間状態に構造を持たない生成機構であるため，取りうる位相空間の範囲で不変質量が一様に分布している．

$d\pi^-$ の不変質量分布を，実験で得られたイベント数と等しくなるように定数倍し，実験結果と比較した．図 4.8 は，実験で得られた $d\pi$ の不変質量とシミュレーションで得られた $d\pi$ の不変質量を表している．青色の誤差棒付きのプロットは実験データ，黒色の点線がシミュレーション結果を示している．左図が $d\pi^+$ ，右図が $d\pi^-$ の不変質量を表している．それぞれの分布において，中間状態を仮定しない 3 体位相空間シミュレーションでは実験データを再現しないことが分かった．

4.2.2 $\gamma d \rightarrow d\rho^0 \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応シミュレーション

図 4.3 に見られた $d\pi$ の不変質量の構造が中間状態の ρ^0 生成に由来する可能性を調べるために $\gamma d \rightarrow d\rho^0 \rightarrow d\pi^+\pi^-$ シミュレーションを行った．シミュレーションの条件を表 4.2 にまとめる．中間状態に生成した ρ^0 中間子の質量と幅は PDG[1] を参照し，図 4.9 にあるようにローレンツ関数に従った質量分布で生成した．図 4.10 は，光子エネルギーが 770 – 1078 MeV の場合に，シミュレーションで生成した ρ^0 中間子の質量と，NKS2 でアクセプトした場合の質量分布を示している．左図は光子エネルギーが 770 – 1080 MeV の場合に生成可能な ρ^0 の質量分布を示している．右図は，NKS2 でアクセプトされた場合の質量分布を示している． $\pi^+\pi^-$ の取りうる位相空間から， ρ^0 の質量として取りうる領域に制限を与えているため，図 4.9 の分布にはならず，最頻値が不変質量の低い方向にシフトしている．

第 4.1 節では，実験から得られた $d\pi$ の不変質量と $\pi^+\pi^-$ の不変質量の相関から，中間状態

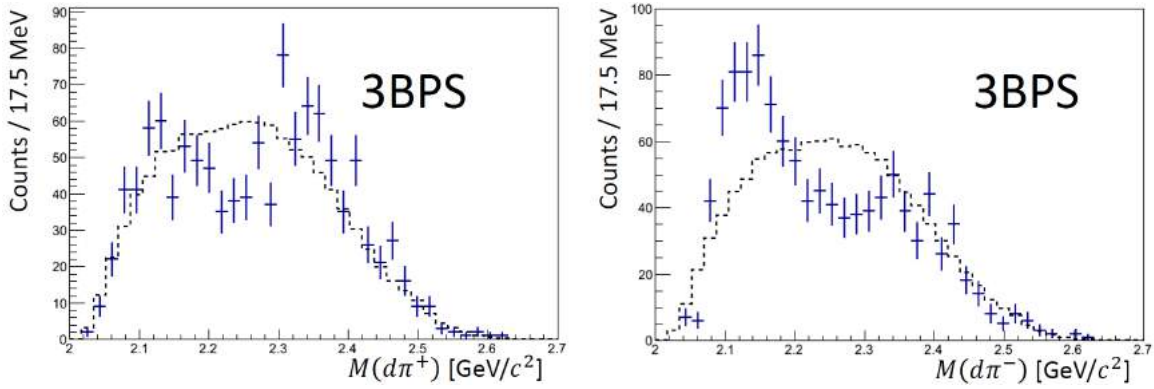


図 4.8: 実験データと 3 体位相空間シミュレーションによる $d\pi$ の不変質量分布の比較. 青色の誤差棒付きのプロットは実験結果, 黒色の点線はシミュレーション結果を表している. 左図は $d\pi^+$, 右図は $d\pi^-$ の不変質量分布である. シミュレーション結果は実験結果と統計量が一致するように規格化した.

表 4.2: ρ^0 生成シミュレーションの条件

反応	$\gamma d \rightarrow d\rho^0 \rightarrow d\pi^+\pi^-$
終状態生成条件	ρ^0 中間子生成
CDC 位置分解能	350 μm
TOF 分解能	400 ps
光子エネルギー	770 – 1078 MeV
生成イベント数	10^7

に ρ^0 が生成されたことにより $d\pi$ の不変質量に構造を作る可能性を議論した. 表 4.2 をもとに生成したシミュレーションデータに対して, 第 4.2.1 項と同様に, 実データに対する解析環境を用いた飛跡解析によって荷電粒子の運動量を再構成した. 図 4.11 は中間状態に ρ^0 を生成した場合の $d\pi^+$, $d\pi^-$ の不変質量分布の相関を示している. 緑色の破線は, 重陽子と荷電 π 中間子の質量和, 赤色の破線は核子と Δ の質量和を示している. 中間状態に ρ^0 が生成されると仮定しても実験で得られた分布を再現しなかった. また, 図 4.12 で, 実験データの $d\pi$ の不変質量とシミュレーションで得られた不変質量を比較した. 実験で得られたイベント数と等しくなるように, シミュレーション結果を定数倍した. 青色の誤差棒付きのプロットは実験データ, 黒色の点線はシミュレーション結果を示している. 左図が $d\pi^+$, 右図が $d\pi^-$ の不変質量分布を示している. どちらの分布においても, シミュレーション結果は実験データを再現しないことが分かった.

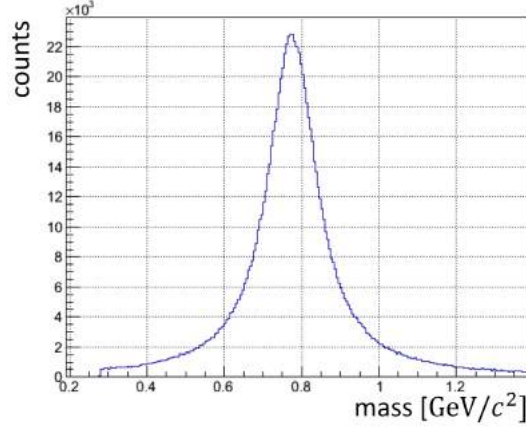


図 4.9: ρ^0 生成シミュレーションに用いた ρ^0 中間子の質量分布. 中心値と幅は PDG[1] を参照し, ローレンツ関数に従って ρ^0 中間子を生成した.

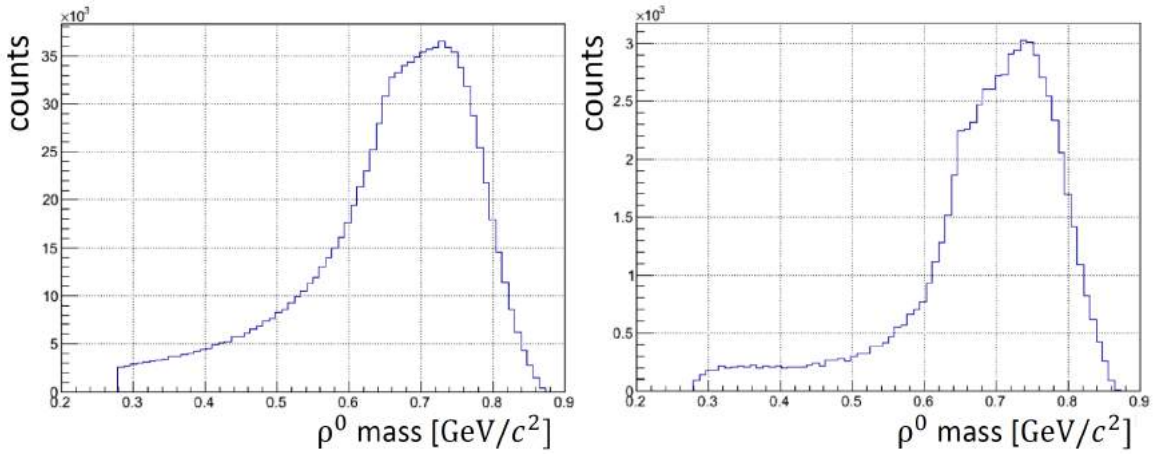


図 4.10: ρ^0 生成シミュレーションにおける ρ^0 中間子の質量分布. 左図は光子エネルギーが 770 – 1080 MeV の場合に生成可能な ρ^0 の質量分布を示している. 右図は NKS2 でアクセプトされた場合の ρ^0 の質量分布を示している.

4.2.3 $\gamma d \rightarrow X \pi \rightarrow d \pi^+ \pi^-$ 反応シミュレーション

3 体位相空間, ρ^0 中間子生成によるシミュレーションでは実験で得られた $d\pi$ 不変質量分布を再現することはできなかった. そこで, 図 4.13 のように, 中間状態として核子と Δ の結合状態 X を仮定したシミュレーションを行った. X の質量分布は式 (4.3) のローレンツ関数に従って生成した.

$$F(M) = \frac{\Gamma^2}{4(M - M_0)^2 + \Gamma^2} \quad (4.3)$$

中心質量 M_0 は核子と Δ の質量和である $940 + 1232 = 2172$ MeV, Γ は Δ の崩壊幅である 117 MeV とした [1]. また中間状態 X は d と π に崩壊することを要求したため, 崩壊後の粒子の質量和を X の質量下限値として設定した. X の崩壊先が $d\pi^+$ の場合と $d\pi^-$ の場合の 2

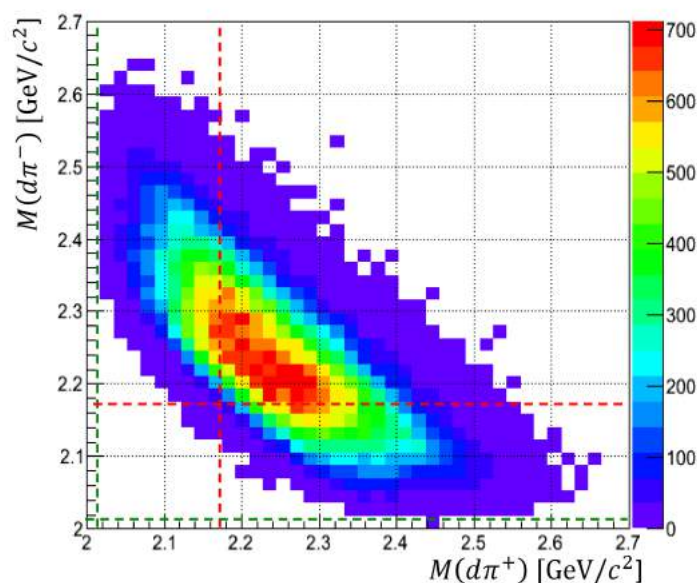


図 4.11: ρ^0 生成シミュレーションにおける $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関．中間状態に ρ^0 を生成した場合のシミュレーションでは，実験で得られた核子と Δ の質量和付近に見られたイベントの集中は見られなかった．緑色の破線は重陽子と荷電 π 中間子の質量和，赤色の破線は核子と Δ の質量和を示している．

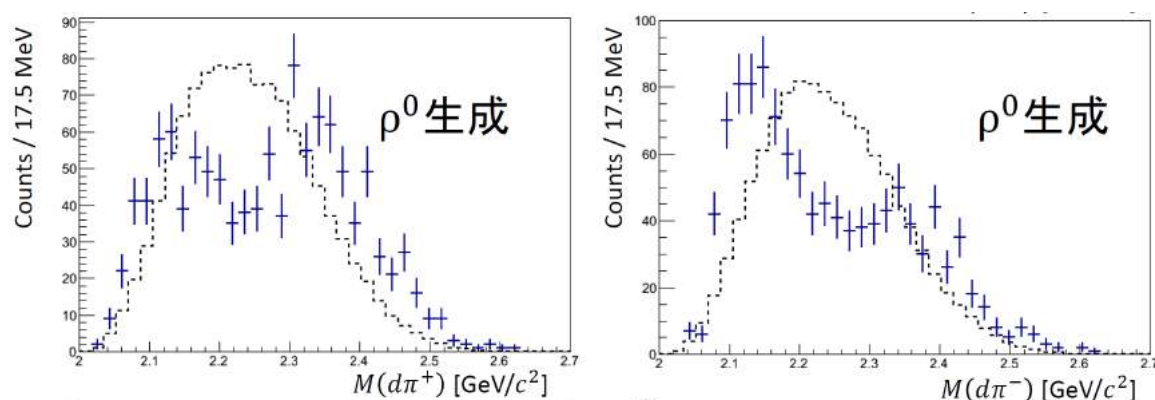


図 4.12: 実験データと ρ^0 生成シミュレーションによる $d\pi$ の不変質量分布の比較．青色の誤差棒付きのプロットは実験で得られた $d\pi$ の不変質量，黒色の点線はシミュレーションにより得られた不変質量分布を定数倍した分布を示している．左図が $d\pi^+$ ，右図が $d\pi^-$ の不変質量分布を示している．

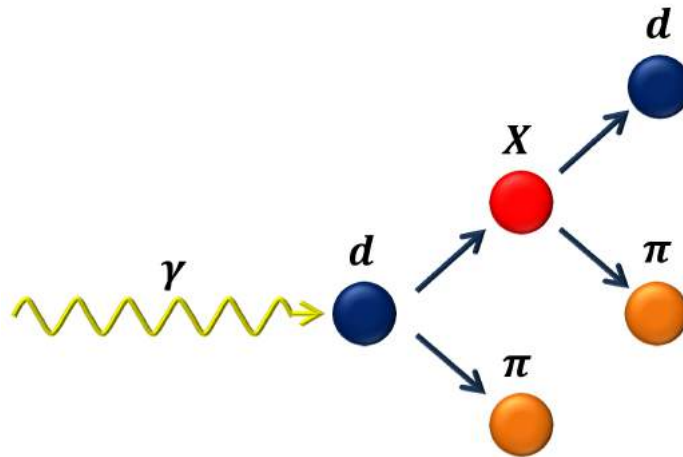


図 4.13: 反応過程の概要図. 中間状態 X を経由し, d と π に崩壊するプロセスを仮定しシミュレーションを行った.

つの過程によるシミュレーションを行った. シミュレーションの条件を表 4.3 にまとめる.

表 4.3: 共鳴状態 X を仮定したシミュレーション条件

反応	$\gamma d \rightarrow X \pi \rightarrow d \pi^+ \pi^-$
X の中心質量	2172 MeV
X の崩壊幅	117 MeV
光子エネルギー	770 – 1078 MeV
生成イベント数	$5 \times 10^6 \times 2$

この条件の下, まずは NKS2 のアクセプタンスによって歪む前の $d\pi$ 不変質量を調べるために, 反応ジェネレーターで生成された情報から解析を行った. その後, $d\pi$ 不変質量に対する NKS2 によるアクセプタンスの影響を調べた. 最後に, シミュレーションデータを実データに対する解析環境を用いて再構成した運動量から不変質量を評価し, 再構成した運動量を用いたことによる不変質量への影響を調べた.

■生成した運動学的情報による不変質量分布

シミュレーションでは, NKS2 でアクセプトされたイベントだけではなく, 生成された全てのデータが記録されているため全立体角による評価が可能である. そこで図 4.13 のような反応過程における全ての生成イベントの情報から, $d\pi$ の不変質量分布を調べた. 図 4.14 はシミュレーション結果から得られた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布の相関図を示している. 赤の破線は, 中間状態に仮定した共鳴状態 X の中心質量 2172 MeV を示している. また, 終状態の $d\pi$ の不変質量分布のピーク近傍をガウス関数でフィッティングを行った. 図 4.15 は, $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布を示している. フィッティングの結果によると, それぞれのピークの中

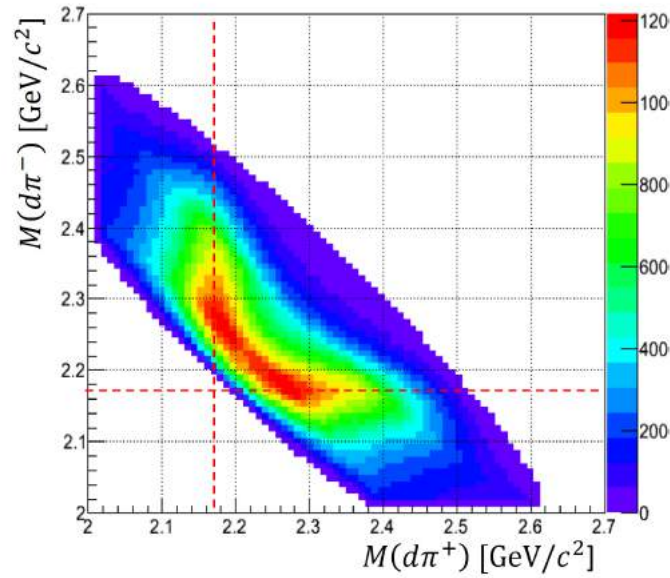


図 4.14: 共鳴を仮定したシミュレーションにおける全立体角でアクセプトした時の $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関図. 赤の破線は中間状態に仮定した X の中心質量 2172 MeV を示している.

心値が 2178 MeV であり, 生成時の中心値の 2172 MeV よりも 6 MeV 大きな結果となった. 中心値が生成値よりも大きくなる要因として, 共鳴状態を経由していない π 中間子と重陽子の不変質量分布が寄与している. このことを確認するために, 中間状態 X が $d\pi^+$ にだけ崩壊する場合のシミュレーション結果を同様に解析し不変質量分布を評価した. 図 4.16 の左図が $d\pi^+$ の不変質量分布である. $d\pi^+$ の不変質量のピーク近傍をガウス関数でフィッティングして求めた中心値は生成時の中心値と一致した. 右図は $d\pi^-$ の不変質量分布を示している. 中間状態 X が $d\pi^+$ に崩壊しているので $d\pi^-$ の不変質量分布から共鳴状態を観測することは出来ない. 図 4.15 の右図においてピークの中心値が生成時よりも大きな値となったのは図 4.16 の右図の分布も含まれている事が要因であることが確認された.

■NKS2 アクセプタンスによる不変質量分布への影響

NKS2 のアクセプタンスが不変質量分布に与える影響をシミュレーションで得られた情報を解析し求めた. この時の NKS2 のアクセプト条件は式 (4.4) である.

$$n_{IH} = 3 \otimes n_{OH} = 3 \otimes \overline{EV4} \quad (4.4)$$

生成した重陽子, 2つの荷電 π 中間子が IH と OH に必ずヒットし, EV4 にはヒットしないことを要求した. 図 4.17 に NKS2 のアクセプタンスを考慮した $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量を示す. 左図が $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関を示している. 赤の破線は, 中間状態に生成した X の中心質量 2172 MeV を示している. 右図は, 図 4.14 とイベント数が一致するように左図

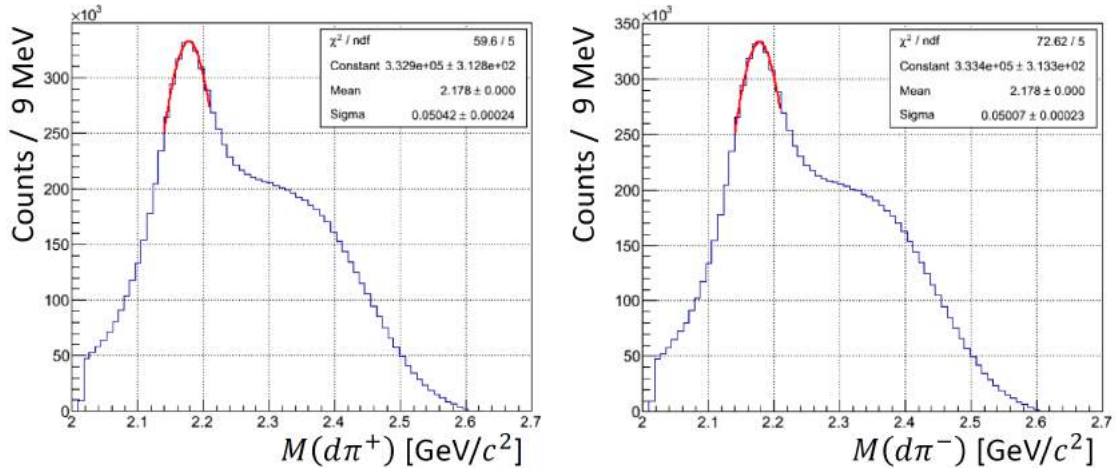


図 4.15: 共鳴を仮定したシミュレーションにおける全立体角でアクセプトした時の $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布. 左図が $d\pi^+$, 右図が $d\pi^-$ の不変質量を示している. ピーク近傍をガウス関数でフィッティングをした結果, それぞれの中心値は生成時の中心値よりも 6 MeV 大きな結果となった.

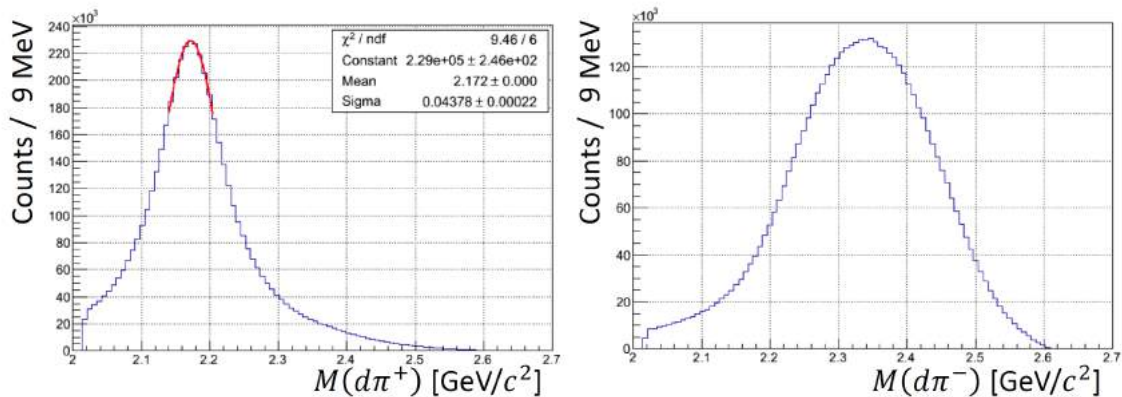


図 4.16: X が $d\pi^+$ にだけ崩壊した場合の $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布. 左図が $d\pi^+$ の不変質量分布を表している. ピーク近傍をガウス関数でフィットして求めた中心値は生成時の中心と一致した, 右図は $d\pi^-$ の不変質量分布を示している.

を定数倍し, 図 4.14 の分布から差し引いた分布を表している. $d\pi$ の不変質量分布に対して NKS2 のアクセプタンスの寄与が見られたため, 不変質量のピーク的位置の変化を評価する. 図 4.18 は, NKS2 でアクセプトされた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布のピーク近傍をガウス関数でフィットした結果を示している. 左図は $d\pi^+$, 右図は $d\pi^-$ の不変質量分布を示している. それぞれの分布のピーク近傍をガウス関数でフィッティングして得られた中心値は生成時よりも 3 MeV 大きな 2175 MeV であった. また NKS2 のアクセプタンスによって図 4.15 の分布をフィッティングして得られた値よりも 3 MeV 小さな結果となった. 結論として, NKS2 のアクセプタンスによって, 不変質量分布における共鳴状態 X のフィッティングで得られる中心値は数 MeV 小さくなることが分かった.

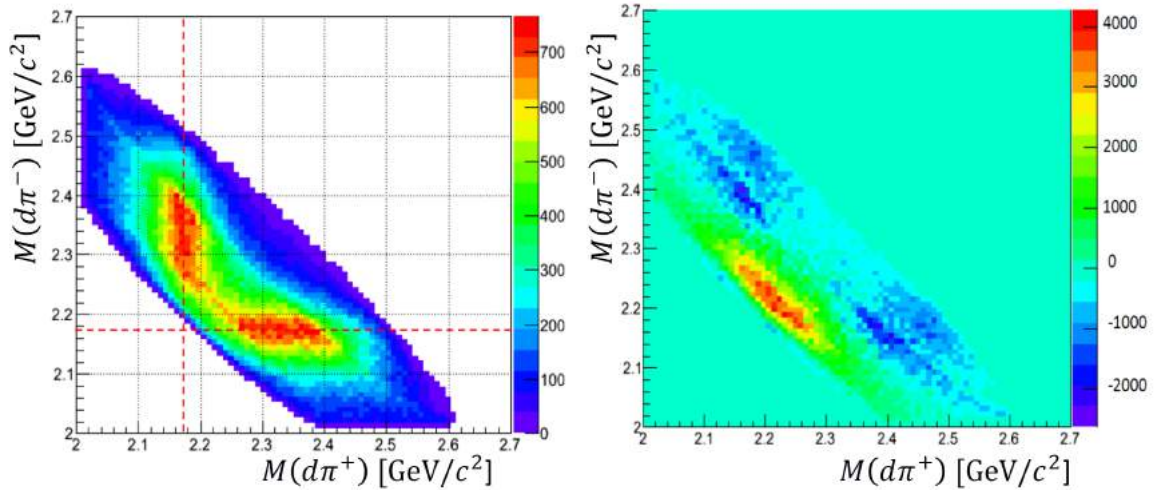


図 4.17: NKS2 でアクセプトした $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関．左図は NKS2 によるアクセプタンスを考慮した $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関を示している．赤の破線は 2172 MeV を示している．右図は図 4.14 の分布とイベント数が一致するように左図を定数倍し，図 4.14 から差し引いた分布を示している．

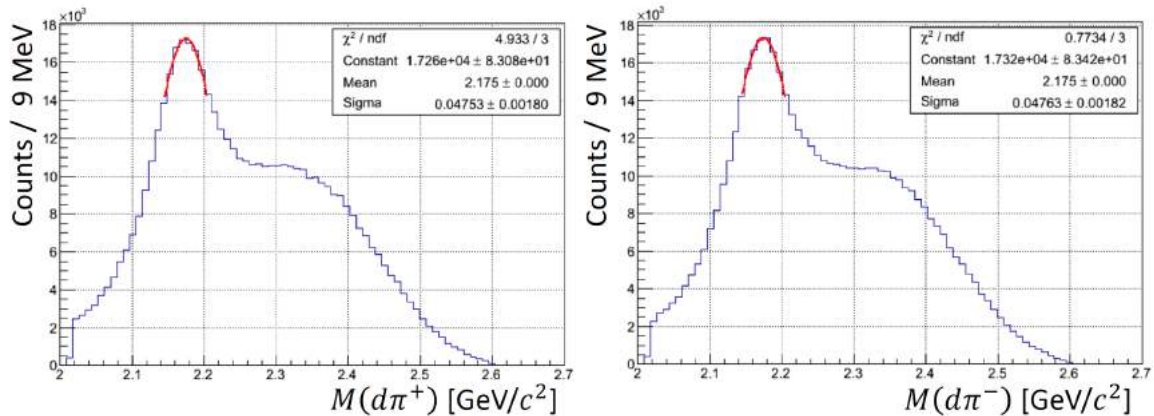


図 4.18: NKS2 でアクセプトした $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量．左図は $d\pi^+$ ，右図は $d\pi^-$ の不変質量を示している．ガウス関数でフィッティングして得られた中心値は，生成値よりも 3 MeV 大きく，図 4.15 の中心値より 3 MeV 小さな結果となった．

■アナライザーによる解析

NKS2 でアクセプトされたシミュレーションデータを表 4.4 にある検出器の分解能 [41, 44] で，ばらつきを持たせたデータに変換し，実験データと同様に飛跡解析によって再構成した運動量を用いて解析を行った．終状態のイベント選択は第 3 章に示した方法で行った．図 4.19 は， $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関を示している．赤の破線が中間状態 X の中心質量 2172 MeV を示している．また，再構成した運動量を用いて不変質量を求めた場合のピークの中心値を図 4.20 から評価した．図 4.20 に， $d\pi^-$ 不変質量分布を示す．左図に $d\pi^+$ の不変質量，右

表 4.4: 検出器の分解能

CDC の位置分解能	350 μm
IH の時間分解能	170 ps
OH の時間分解能	210 – 270 ps

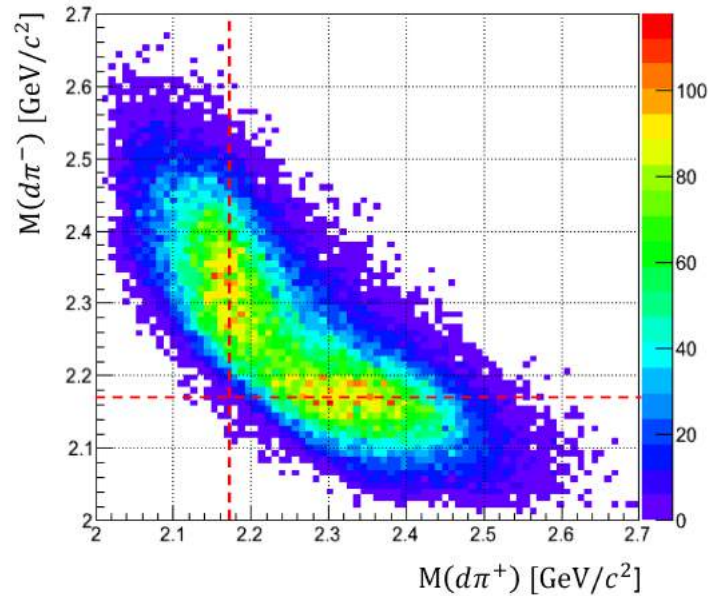


図 4.19: アナライザーによって再構成した運動量で求めた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関．赤色の破線は，2172 MeV を示している．

図に $d\pi^-$ の不変質量を示す．それぞれの分布のピーク近傍をガウス関数でフィットして求めた中心値は誤差の範囲で，生成時の中心値 2172 MeV と一致した．

中間状態 X を仮定したシミュレーションでは，中心質量が 2172 MeV，崩壊幅が 117 MeV の場合において， $d\pi$ の不変質量のピーク近傍をガウス関数でフィッティングすることで生成時の中心質量の情報を得ることが出来た．つまり，実験データにおいても， $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応が，中間状態に共鳴状態を経由するチャンネルが支配的であれば，図 4.1 で見られた $d\pi$ の不変質量に見られた構造の近傍をガウス関数でフィッティングすることで中間状態の中心値の情報を得ることが可能である．また別の方法として，図 4.1 における 2150 MeV 付近に見られた構造の中心と幅を評価するにあたって，中間状態 X の中心質量と崩壊幅のパラメータを変化させて実験データと比較する方法を検討した．シミュレーションから得られた $d\pi$ の不変質量分布を用いて実験データと比較する場合に 3 個の利点がある．第 1 に，NKS2 のアクセプタンスを考慮した $d\pi$ の不変質量分布が得られる点である．先述したように NKS2 のアクセプタンスによって $d\pi$ の不変質量分布に影響を与えピークの中心値が数 MeV シフトすること分かっている．第 2 に，再構成した運動量の誤差が与える $d\pi$ の不変質量分布の広がりや中心値のずれを考慮している点である．ローレンツ関数に従って生成した共鳴状態 X の質量分布

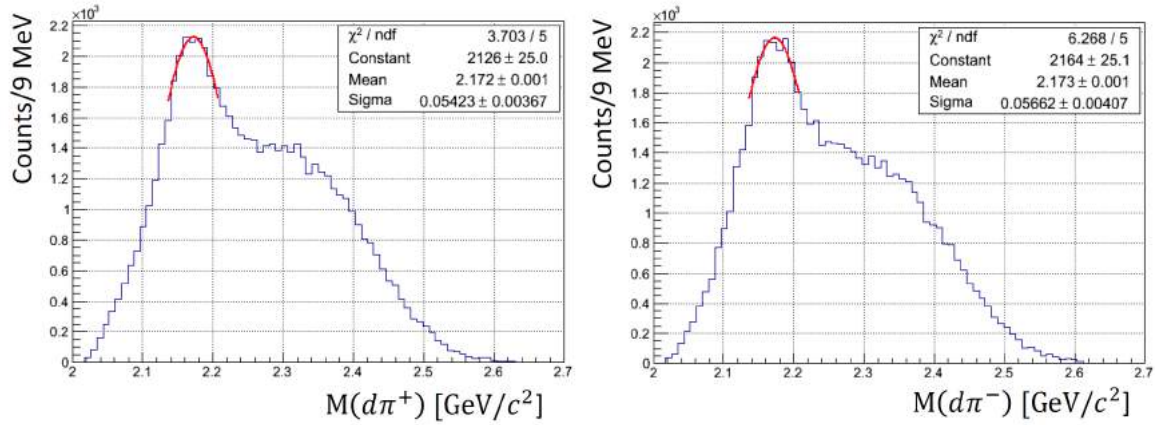


図 4.20: 再構成した運動量で求めた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量. 左図は $d\pi^+$, 右図は $d\pi^-$ の不変質量分布を示している. それぞれの分布においてピーク近傍をガウス関数でフィットして求めた中心値は誤差の範囲で, 生成時の中心値 2172 MeV と一致した.

は, 再構成した運動量で求めた不変質量分布と先述した理由で一致しない. 第 3 に, 共鳴状態 X が $d\pi^+$ に崩壊した場合の $d\pi^-$ の不変質量分布の形状を知ることが出来る点である. 実験で得られた $d\pi$ の不変質量分布には図 4.16 の右図のように共鳴状態の崩壊起因ではない π 中間子と重陽子との不変質量分布が含まれている. したがって, 3 つの点をすべて考慮しているシミュレーション結果による $d\pi$ の不変質量分布を用いて実験データを評価した. 第 4.3 節では, χ^2 フィッティングを行い, 実験データを再現する最適な中心値と崩壊幅を評価する.

■ $\pi^+\pi^-$ 不変質量分布

実験で得られた $\pi^+\pi^-$ 不変質量分布において $M(d\pi) = 0.7 \text{ GeV}/c^2$ 付近にエンハンスが見られ, $d\pi$ 不変質量が $2.15 \text{ GeV}/c^2$ 付近と強い相関がみられた. しかし ρ^0 を中間状態に生成したシミュレーションでは, $d\pi$ 不変質量分布に見られた構造を再現しないことが分かった. そこで, 中間状態 X を仮定した場合の $\pi^+\pi^-$ 不変質量を調べた. 図 4.21 に共鳴状態 X を仮定したシミュレーションを行った時の $\pi^+\pi^-$ の不変質量を示す. 左図がシミュレーションで生成された $\pi^+\pi^-$ 不変質量, 右図が NKS2 で 3 粒子をアクセプトした時の $\pi^+\pi^-$ 不変質量を表している. NKS2 のアクセプタンスによって ρ の質量付近がエンハンスすることが分かった. また, シミュレーション結果を, 実データに対する解析環境を用いて再構成した運動量から求めた $\pi^+\pi^-$ 不変質量を図 4.22 に示す. 縦軸が $d\pi$ 不変質量, 横軸が $\pi^+\pi^-$ 不変質量を示している. 左図が $d\pi^+$, 右図が $d\pi^-$ の場合を表している. それぞれの分布において, 共鳴状態 X の中心質量と $\pi^+\pi^-$ の不変質量が $0.7 \text{ GeV}/c^2$ 付近にイベントが集中している. また, $\pi^+\pi^-$ 不変質量が $0.4 \text{ GeV}/c^2$ 付近においてもイベントの集中が見られることも実験結果と一致している. したがって, 実験データにおいて, $\pi^+\pi^-$ 不変質量が $0.7 \text{ GeV}/c^2$ 付近に見られたエンハンスは NKS2 のアクセプタンスが原因である可能性が考えられる.

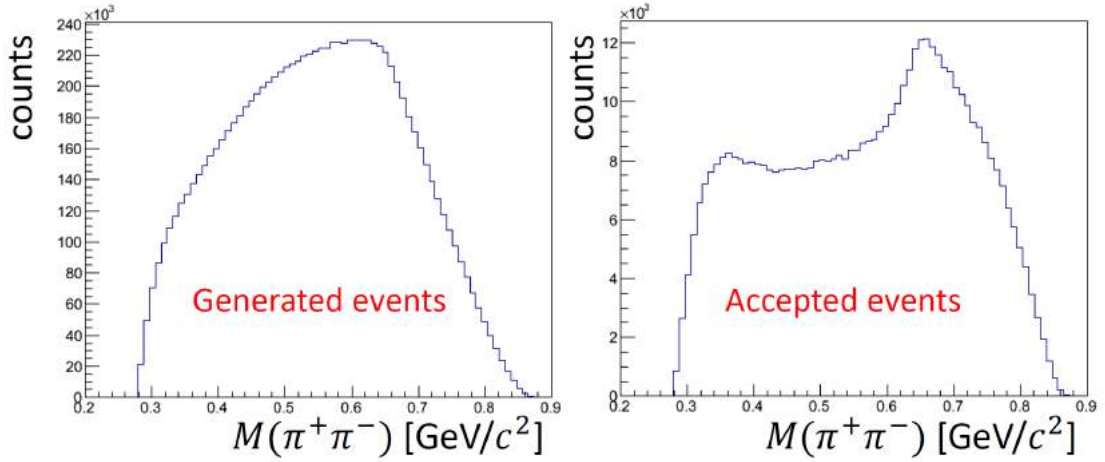


図 4.21: シミュレーションで生成された $\pi^+\pi^-$ 不変質量分布. 左図がシミュレーションで生成された時の $\pi^+\pi^-$ 不変質量, 右図が NKS2 で 3 粒子をアクセプトした時の $\pi^+\pi^-$ 不変質量を表している. NKS2 のアクセプタンスによって ρ の質量付近がエンハンスすることが分かった.

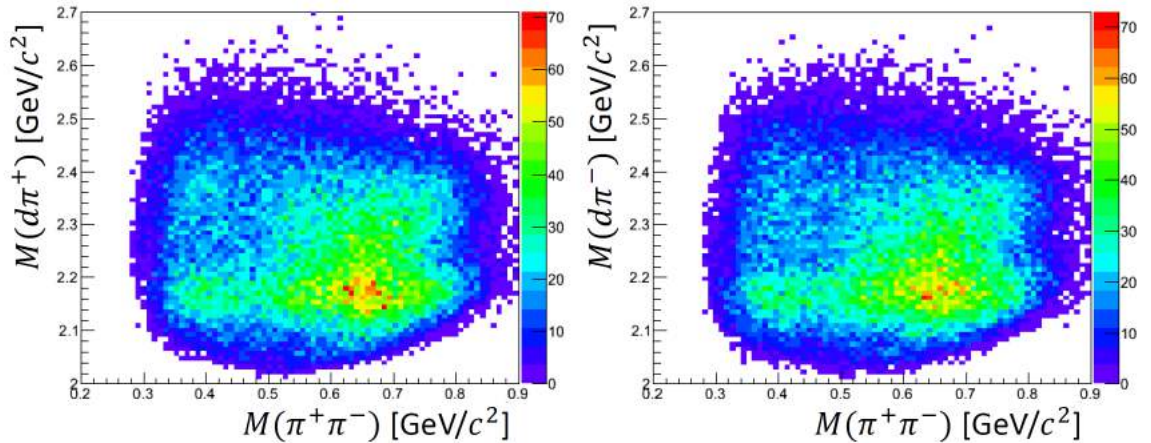


図 4.22: シミュレーションで生成され, 再構成した運動量で求めた $d\pi$ と $\pi^+\pi^-$ 不変質量の相関. 縦軸が $d\pi$ 不変質量, 横軸が $\pi^+\pi^-$ 不変質量を示している. 左図が $d\pi^+$, 右図が $d\pi^-$ の場合を表している.

4.3 不変質量分布の評価

本節では, 実験データから得られた $d\pi$ の不変質量分布を, 中間状態 X の中心質量と崩壊幅のパラメータを変化させて, 最もよく再現する中心質量と幅を求めることを目標とする. これまでのシミュレーションでは, 中間状態 X が $d\pi^+$, $d\pi^-$ に崩壊する比を 1 対 1 を仮定していた. しかし, 図 4.1 で見られた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布は対称な形をしてはいない. シミュレーションで実験データを再現するためには, 共鳴状態 X の崩壊比を実験データの比と

一致するように決定する必要がある．第 4.3.1 項では，実験データから定量的に $d\pi^+$ と $d\pi^-$ 不変質量の核子と Δ の質量和付近の構造のイベント比を求め，シミュレーションにおける共鳴状態 X の崩壊比を決定した．第 4.3.2 項では，崩壊比を固定して共鳴状態 X の中心質量と崩壊幅を変化させて実験データのフィットを行い，実験データを再現する中心質量と崩壊幅を求めた．また，フィッティングを行う際，中心値と崩壊幅の 2 つのパラメーターが存在することで，パラメーターの組み合わせが膨大になってしまう．そこで，中心値は実験データの $d\pi$ の不変質量分布のピーク近傍をガウス関数でフィッティングした結果に固定して，崩壊幅のパラメーターのみを変化させて実験データのフィットを行った．

4.3.1 $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量に見られた差異

実験で得られた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布 (図 4.1) において， $d\pi^-$ の不変質量分布には $2.15 \text{ GeV}/c^2$ 付近に，はっきりとした構造が見えるが， $d\pi^+$ の不変質量分布では $d\pi^-$ ほど明確な構造が見られない．また，図 4.2 に示した $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関からわかるように， $d\pi^+$ の不変質量が $2.3 - 2.4 \text{ GeV}/c^2$ 付近のエンハンスは $d\pi^-$ の不変質量分布における $2.15 \text{ GeV}/c^2$ 付近の構造によるイベントが支配的である．つまり，共鳴状態 X が存在し， $d\pi$ に崩壊する場合， $d\pi^+$ または $d\pi^-$ に崩壊する比が異なれば一方の不変質量分布からは明確に共鳴状態が観測でき，もう一方の分布からは明確には観測できなくなる．したがって，実験で得られた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布の違いは， $d\pi^+$ と $d\pi^-$ における $2.15 \text{ GeV}/c^2$ 付近に見られた構造のイベント数が有意に異なることに起因している．

図 4.23 に示した $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量分布の相関図から $d\pi^+$ と $d\pi^-$ 不変質量の $2.15 \text{ GeV}/c^2$ 付近に見られた構造の実験データにおけるイベント数を評価した． $d\pi^+$ 不変質量の $2.15 \text{ GeV}/c^2$ 付近のイベントを数として， $d\pi^-$ 不変質量が赤線で示す $2.25 \text{ GeV}/c^2$ 以上の領域を選択した． $d\pi^-$ の場合も同様に選択した．式 (4.5) に示すように，それぞれのイベント数は $d\pi^+$ で 480 イベント， $d\pi^-$ で 630 イベントであった．

$$N(d\pi^+) : N(d\pi^-) = 480 : 630 \quad (4.5)$$

イベント数の差は 150 イベントであり，それぞれの統計誤差を考慮しても有意なイベント数の差が見られた．

$d\pi$ 不変質量分布における $2.15 \text{ GeV}/c^2$ 付近の構造のイベント数に見られた有意な差が，NKS2 のアクセプタンスや飛跡解析による解析効率によって生じるかどうかをシミュレーション結果をもとに評価した．そこで共鳴状態 X が $d\pi^+$ ， $d\pi^-$ に崩壊するシミュレーションをそれぞれ独立に 500 万イベント生成した．シミュレーションの条件は第 4.2.3 節と同様である．NKS2 で 3 粒子がアクセプトされたイベントに対して第 3 章と同じ解析を行い収量を比較した．収量の結果を表 4.5 に示す．シミュレーションの結果，共鳴状態 X が $d\pi^+$ ， $d\pi^-$ に崩壊するそれぞれの場合において，NKS2 のアクセプタンスや解析効率に依存せず収量に有意な差は見られなかった．

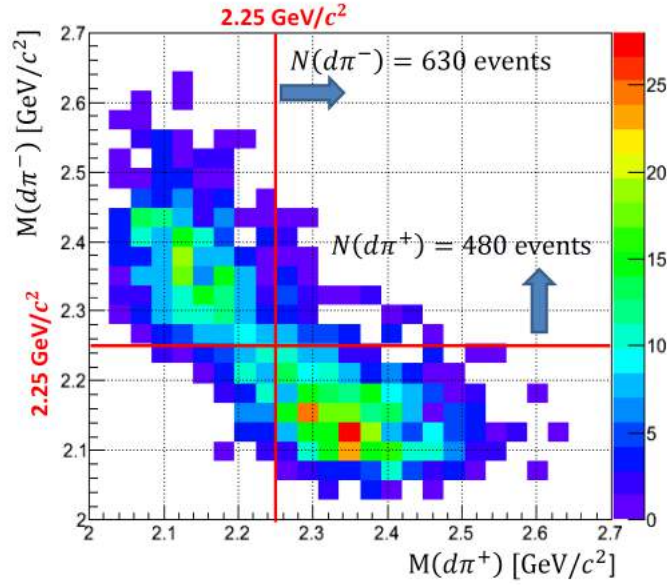


図 4.23: $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量の相関図から選択した共鳴構造付近のイベント数. $d\pi^+$ 不変質量が $2.15 \text{ GeV}/c^2$ 付近のイベント数を求めるために $d\pi^-$ 不変質量が赤線で示す $2.25 \text{ GeV}/c^2$ 以上の領域を選択した. $d\pi^-$ の場合も同様に選択し, それぞれのイベント数は $d\pi^+$ が 480 イベント, $d\pi^-$ が 630 イベントであった.

表 4.5: $\gamma d \rightarrow X\pi^- \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応と $\gamma d \rightarrow X\pi^+ \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の収量

生成条件	生成イベント数	収量
$\gamma d \rightarrow X\pi^- \rightarrow d\pi^+\pi^-$	5×10^6	31078 ± 176
$\gamma d \rightarrow X\pi^+ \rightarrow d\pi^+\pi^-$	5×10^6	31011 ± 176

前述のように, ここまでのシミュレーションでは共鳴状態 X の $d\pi^+$, $d\pi^-$ への崩壊率を 1:1 で行い, $d\pi$ 不変質量におけるピークの中心値の評価をおこなった. 次に, 先に評価した実験データが示す $d\pi^+$ と $d\pi^-$ のピーク付近の有意なイベント差を考慮してシミュレーションを行い $d\pi$ 不変質量での中心値の評価を行った. シミュレーションで仮定した中間状態 X の生成パラメーターは第 4.2.3 節と同じ値を用いた. また共鳴状態 X の $d\pi^+$, $d\pi^-$ への崩壊比は, 実験データと一致させた. 図 4.24 に, X の崩壊比が $N(d\pi^+) : N(d\pi^-) = 480 : 630$ の場合の $d\pi$ の不変質量分布を示す. 不変質量を求める際, シミュレーション結果を飛跡解析することによって求めた運動量を用いた. 左図は $d\pi^+$, 右図は $d\pi^-$ の不変質量を示している. 実験データと同様に $d\pi^-$ のピークが $d\pi^+$ に比べて明確に確認できる. また, それぞれの分布のピーク近傍をガウス関数でフィッティングして得られた中心値は誤差の範囲で生成時の中心値と一致することが分かった. そこで, 共鳴状態 X の中心値のパラメーターとして, 実データの $d\pi$ 不変質量を同様にガウス関数でフィッティングすることで決定した.

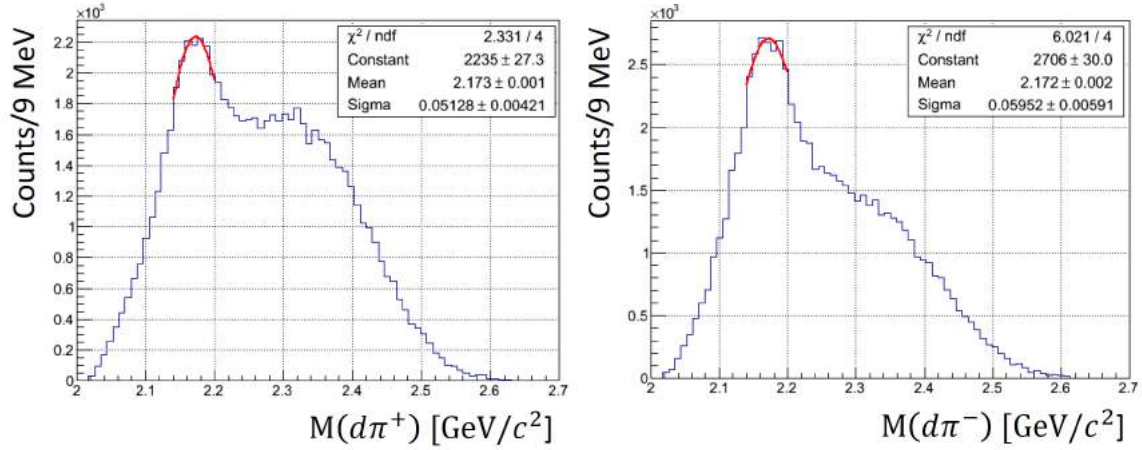


図 4.24: 共鳴状態 X の崩壊比を実験の比と一致させたシミュレーションによる $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の不変質量. X の崩壊比が $N(d\pi^+) : N(d\pi^-) = 480 : 630$ となるようにシミュレーションを行った. 左図は $d\pi^+$, 右図は $d\pi^-$ の不変質量分布を示している. それぞれのピーク近傍をガウス関数でフィッティングして求めた中心値は誤差の範囲で生成時の中心値と一致した.

4.3.2 フィッティングによる不変質量の導出

中間状態 X の中心値と幅のパラメーターを変化させ, 実験データに対してフィッティングを行う. そこで, 中心値は実験から得られた $d\pi$ 不変質量の核子と Δ の質量和近傍にガウス関数をフィッティングすることで求めた. また, $d\pi^-$ の不変質量分布が $d\pi^+$ と比較して構造が明確であることから $d\pi^-$ の分布から中心値を求めた. 図 4.25 に, $d\pi^-$ 不変質量分布の核子と Δ の質量和近傍に見られた構造のフィット結果を示す. フィットの範囲によって, 中心値が $2.134 - 2.145 \text{ GeV}/c^2$ となった. そこで共鳴状態 X の中心値を $2.14 \text{ GeV}/c^2$ と固定し, 幅

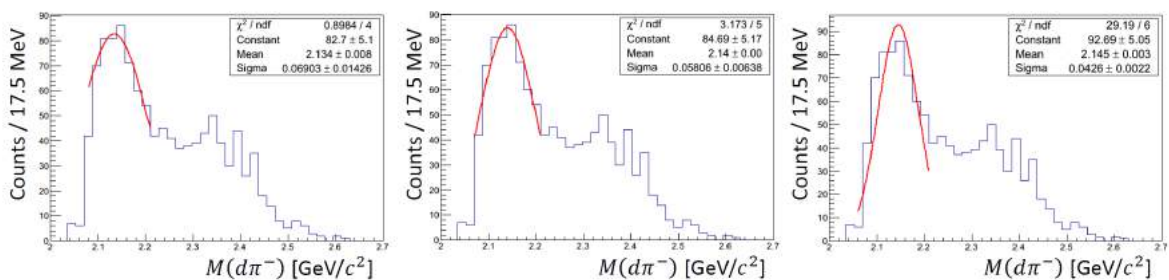


図 4.25: ガウス関数でフィットした $d\pi^-$ 不変質量分布. フィット領域を変化させて $d\pi^-$ 不変質量の核子と Δ の質量和近傍にガウス関数でフィットし, 中心値を決定した.

のパラメーターを変化させてフィッティングを行い χ^2 が最小となる幅を評価した.

フィッティング方法の詳細について説明する. フィッティングに用いる関数は $\gamma d \rightarrow X \pi \rightarrow d\pi^+ \pi^-$ 反応を仮定したシミュレーションによって得られた $d\pi$ 不変質量分布を用

いる．例として X のパラメーターを $M = 2.140 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 100 \text{ MeV}$ とした時を挙げる．

- 1: 中間状態 X のパラメーターを $M = 2.140 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 100 \text{ MeV}$ として, $\gamma d \rightarrow X(d\pi^+)\pi^- \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応と $\gamma d \rightarrow X(d\pi^-)\pi^+ \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応をそれぞれ 100 万イベント生成した．
- 2: 実データに対する解析環境を用いて, 手順 1 で生成されたシミュレーション結果を飛跡解析から運動量の再構成を行った．
- 3: 運動量が再構成されたデータに対して第 3 章と同じイベント選択を行い, $d\pi$ の不変質量分布を求めた．図 4.26 に共鳴状態 X が $d\pi^+$ に崩壊した場合と $d\pi^-$ に崩壊した時の $d\pi$ 不変質量分布を示す．左図が $d\pi^+$, 右図が $d\pi^-$ の不変質量を示している．上段は $\gamma d \rightarrow X\pi^- \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応, 下段は $\gamma d \rightarrow X\pi^- \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の場合である．

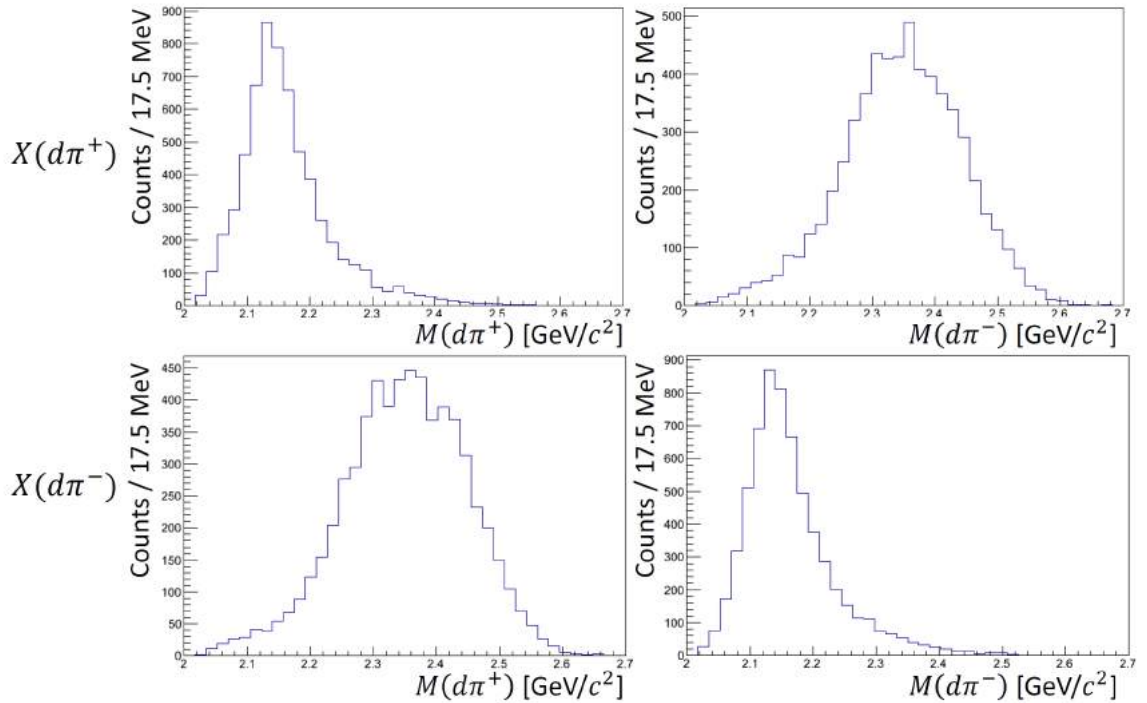


図 4.26: $M = 2.14 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 100 \text{ MeV}$ の場合における $d\pi$ 不変質量分布．左図が $d\pi^+$, 右図が $d\pi^-$ の不変質量を示している．上段は共鳴状態 X が $d\pi^+$, 下段は $d\pi^-$ に崩壊した場合を表している．

- 4: 図 4.26 に示した分布にスケールファクターをパラメーターとして与えて, 実験で得られた $d\pi$ 不変質量分布 (図 4.1) へのフィッティングを行った．また, 上段と下段のイベント数の比を実験値と一致させるために, 式 (4.5) から, 上段のスケールファクターを A とした場合, 下段のスケールファクターを $\frac{630}{480}A$ とし与え, それぞれの和で $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の分布を独立にフィットした．

1 から 4 までの手順でフィッティングした結果を図 4.27 に示す．誤差棒付きのプロットが

実験データであり、赤の分布がフィッティングによる結果である。この方法で幅のパラメータを変化させて、フィッティングによる χ^2 が最小となる値を求めた。図 4.28 に共鳴状態 X の中心を $2.14 \text{ GeV}/c^2$ に固定し、幅を 80 から 115 MeV まで変化させてフィッティングして求めた χ^2 分布を示す。青色の点が $d\pi^+$ 、赤色の点が $d\pi^-$ の不変質量をフィッティングし

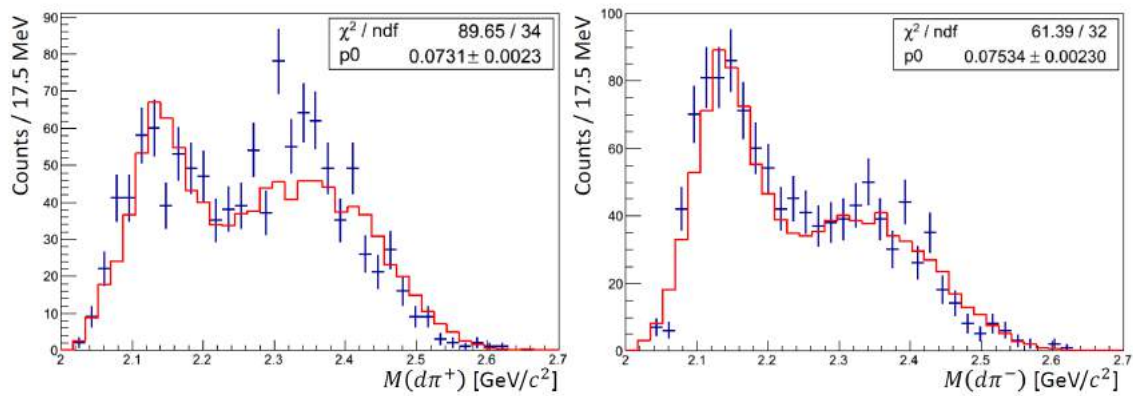


図 4.27: $M = 2.14 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 100 \text{ MeV}$ の場合におけるフィット結果。左図が $d\pi^+$ 、右図が $d\pi^-$ のフィット結果を示している。誤差棒付きのプロットがデータ点、赤の分布がフィッティングの結果を示している。

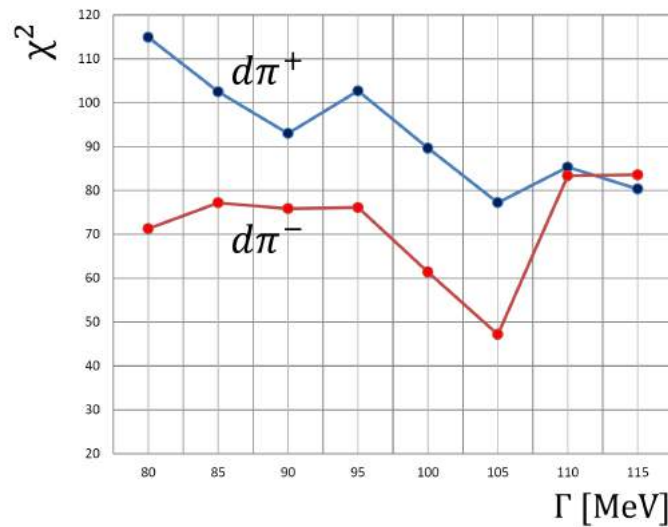


図 4.28: 共鳴状態 X の幅を変化させた時の χ^2 分布。青色の点が $d\pi^+$ 、赤色の点が $d\pi^-$ の不変質量分布をフィッティングした際の χ^2 を示している。どちらにおいても幅が 105 MeV で χ^2 が最小となった。

て求めた χ^2 を示している。どちらにおいても幅が 105 MeV で χ^2 が最小となることが分かった。次に、幅を 103 MeV から 107.5 MeV まで 0.5 MeV 間隔で変化させて χ^2 分布を調べた。また、先ほど行ったシミュレーションに対して統計量を 2 倍にし、フィッティングに用いる関

数の相対誤差を $1/\sqrt{2}$ 倍とした．図 4.29 に，幅のパラメーターを変化させた時の χ^2 を示す．青色の点 $d\pi^+$ ，赤色の点が $d\pi^-$ の不変質量分布を，共鳴状態 X の幅を変化させてフィッティングすることで求めた χ^2 である．共鳴状態 X の中心値を $2.14 \text{ GeV}/c^2$ に固定し，幅のパラメーターを変化させた場合， $\Gamma=105 \text{ MeV}$ で χ^2 は最小になった．

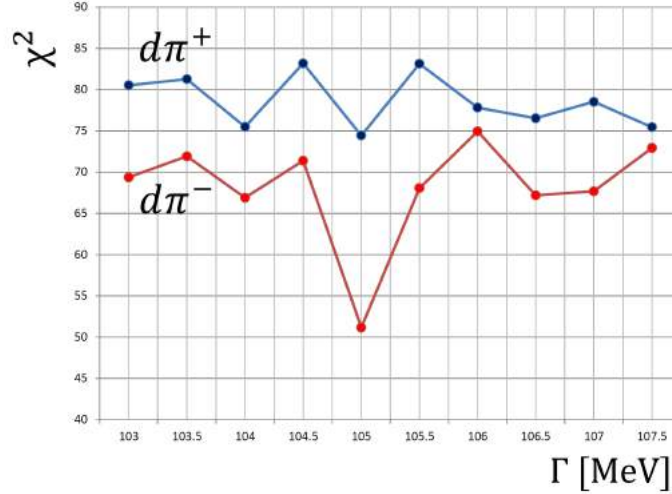


図 4.29: シミュレーションの統計量を 2 倍にして求めた χ^2 分布．青色の点が $d\pi^+$ ，赤色の点が $d\pi^-$ の不変質量分布をフィッティングした際の χ^2 を示している．幅のパラメーターを 105 MeV を中心に 0.5 MeV 変化させて χ^2 を求めた．幅が 105 MeV の時に，どちらの分布も χ^2 が最小となった．

共鳴状態 X の中心値を $2.14 \text{ GeV}/c^2$ ，幅を 105 MeV とした際に，フィッティングの χ^2 が最小となることが分かった．また， $d\pi^-$ 不変質量のフィッティングから中心値を $2.14 \text{ GeV}/c^2$ と決定した際，フィッティング領域によって中心値が $2.134 \text{ GeV}/c^2$ から $2.145 \text{ GeV}/c^2$ まで変化した．それを考慮し，中心値と幅の両方を変化させて χ^2 の分布を調べた．図 4.30 に， χ^2 の中心値と幅の依存性を示す．中心値は $2.130 \text{ GeV}/c^2$ から $2.150 \text{ GeV}/c^2$ まで 5 MeV 間隔で変化させ，幅は 103 MeV から 107 MeV まで 1 MeV 間隔で変化させた．またシミュレーションでは $\gamma d \rightarrow X\pi^- \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応と $\gamma d \rightarrow X\pi^+ \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応をそれぞれ 200 万イベント生成した．また，シミュレーションから得られた $d\pi^-$ 不変質量分布の統計数は実験データの統計数の 20 倍程度であり，シミュレーションの統計誤差は実験データの統計誤差の $1/\sqrt{20}$ である．左図が $d\pi^+$ ，右図が $d\pi^-$ の不変質量を，共鳴状態 X の中心値と幅を変化させてフィッティングした際の χ^2 を示している．それぞれにおいて，中心値が 2140 MeV ，幅が 105 MeV の時に χ^2 が最小となった．つまり共鳴状態 X を仮定したシミュレーションでは，式 (4.3) おける中心値 $M = 2140 \text{ MeV}/c^2$ ，幅 $\Gamma = 105 \text{ MeV}$ において実験データを最も良く再現することが分かった．図 4.31 に中心値 $M = 2140 \text{ MeV}/c^2$ ，幅 $\Gamma = 105 \text{ MeV}$ におけるフィッティング結果を示す．誤差棒付きのプロットがデータ点であり，赤の破線がフィッティング結果を示している．左図が $d\pi^-$ ，右図が $d\pi^+$ の不変質量を表している．3 体位相空間や ρ^0 生成によるシミュレーションでは再現することが出来なかった $2.14 \text{ GeV}/c^2$ 付近の構造を再現するこ

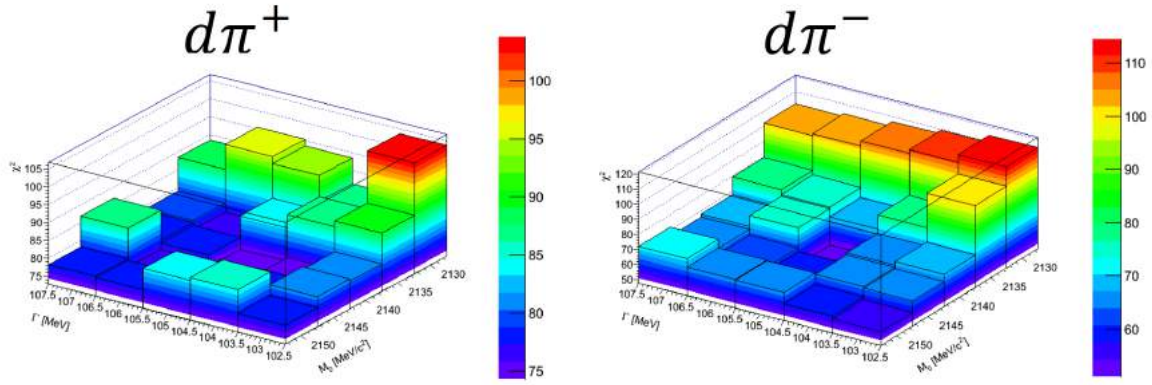


図 4.30: χ^2 の中心値と幅の依存性. 左図が $d\pi^+$, 右図が $d\pi^-$ の不変質量を, 共鳴状態 X の中心値と幅を変化させてフィッティングした際の χ^2 を示している. それぞれにおいて, 中心値が 2140 MeV, 幅が 105 MeV の時に χ^2 が最小となった.

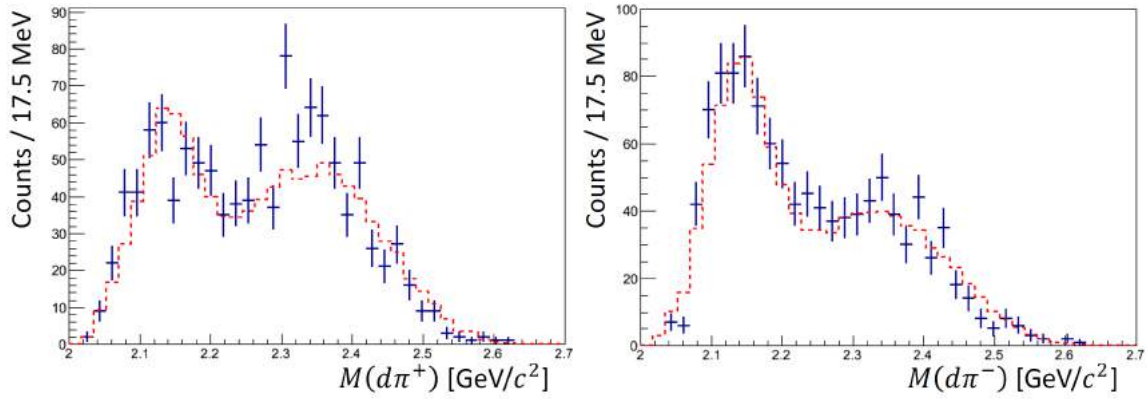


図 4.31: 中心値 $M = 2.14 \text{ GeV}/c^2$, 幅 $\Gamma = 0.105 \text{ GeV}$ でのフィッティング結果. 誤差棒付きのプロットがデータ点を表し, 赤の破線がフィッティング結果を示している. 左図が $d\pi^+$, 右図が $d\pi^-$ の不変質量を示している.

とが出来た.

共鳴状態 X の中心値の統計誤差の評価は, $d\pi^-$ 不変質量の核子と Δ の質量和近傍にガウス関数でフィットした際のパラメーターのエラーを与える. また系統誤差は, フィッティング領域による中心値の変化を考慮した. 結果として, 共鳴状態 X の中心質量は $M = 2140 \pm 4(\text{stat}) \pm 6(\text{syst}) \text{ MeV}/c^2$ として求めた. また, 共鳴状態 X の幅は, 統計誤差として図 4.29 の $d\pi^-$ の χ^2 分布において $\Delta\chi^2 = 1$ となる範囲を統計誤差として与えた. 結果として共鳴状態 X の幅は $\Gamma = 105.00^{+0.03}_{-0.02} \text{ MeV}$ として求めた.

4.4 考察

$d\pi$ 不変質量分布に見られた核子と Δ の質量和付近の構造は、中心質量 $2140 \text{ MeV}/c^2$ 、幅 105 MeV の中間状態を仮定することで説明することが出来た。この結果は、中間状態に Dyson らが予言した $N\Delta$ ダイバリオンの存在を示唆している可能性がある。また、今回見られた $d\pi$ 不変質量における構造が、核子と Δ のダイバリオン状態であった場合、束縛エネルギーは約 32 MeV であった。2 核子系として唯一存在する重陽子と比較すると、 32 MeV という束縛エネルギーは非常に大きな結果であるが、Gal, Garcilazo によって計算された $N\Delta$ ダイバリオンの質量が 2147 MeV という結果とは誤差の範囲で一致した。理論計算で得られた幅は、 60 MeV であり今回の測定結果とは一致しなかった。

$\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の終状態における $d\pi$ 不変質量を評価するにあたって、中間状態 X を仮定したシミュレーションのみで実データの $d\pi$ 不変質量分布のほとんどを説明することが出来たことは、 $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応のほとんどが $N\Delta$ ダイバリオンを経由したプロセスである可能性を示唆している。A.Fix によって $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の断面積が理論的に計算されているが、 $N\Delta$ ダイバリオンを経由したプロセスは理論計算に組み込まれていない [43]。今回我々が測定した結果は、重陽子標的による 2π 中間子光生成機構における重要な知見となった。

$d\pi^+$ 不変質量と $d\pi^-$ 不変質量に見られた核子と Δ の質量和付近の有意なイベント数の差の原因が NKS2 によるアクセプタンスや解析効率によるものではないことから、中間状態の生成機構に依存していると考えられる。中間状態に $N\Delta$ ダイバリオンが生成された場合を仮定すると、強い相互作用によって崩壊することからアイソスピンが保存し、 $d\pi^+$ と $d\pi^-$ に崩壊する割合は、等しくなることが予想される。本実験で見られた $d\pi^+$ と $d\pi^-$ の有意なイベント数の差の原因については今後、実験、理論の双方から今後検討していく必要がある。

第 5 章 まとめ

バリオン 2 体系ないし、 $qqqqqq$ クォークシステムで構成されたダイバリオンの研究が、WASA-at-COSY で測定された共鳴状態を口火に、新たな段階を迎えた。約 50 年前に Dyson らによって存在が予言された $\Delta\Delta$ ダイバリオンや $N\Delta$ ダイバリオンの存在の有無が明らかになりつつある。それらの存在を示唆する理論計算も報告されている。そこで、私の属する研究グループは、東北大学電子光理学研究センターにて、光子プローブによる $N\Delta$ ダイバリオンの探索実験を行った。以下に本研究の結果をまとめる。

$800 \leq E_\gamma \leq 1100$ MeV のエネルギー領域において $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の測定を行った。また、解析から粒子識別の精度を向上し、低バックグラウンドの下、 $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応事象を選択した。終状態の $d\pi$ 不変質量から $N\Delta$ ダイバリオンの探索を行った。得られた実験データとシミュレーションとの比較を行い、中間状態 X を仮定した $\gamma d \rightarrow X\pi \rightarrow d\pi^+\pi^-$ シミュレーションにより、実験データの $d\pi$ 不変質量を説明することが出来た。また中間状態の中心質量が $2140 \text{ MeV}/c^2$ 、幅が 105 MeV の時に、実験データを最もよく再現した。

今後、 $d\pi$ 不変質量に見られた核子と Δ の質量和付近に見られた構造と、Dyson らに予言された $N\Delta$ ダイバリオンとの関連性を調べるために $d\pi$ 間の軌道角運動量を調べる必要がある。しかし、NKS2 は全立体角を覆っている検出器ではないため、角分布から軌道角運動量を調べるには、アクセプタンスの補正が必須となる。今後の解析では、シミュレーションを限りなく実験状況に近づけ、モデルを精密化し、より正確なアクセプタンスの補正を行う。これにより $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ 反応の中間状態を解明することができる。

参考文献

- [1] C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), *Chin.Phys.* **C 40**(2016) 100001.
- [2] A. Yokosawa, *Phys. Rep.* 64 (1980) 47.
- [3] M.P. Locher, M.E. Sainio, A. Svarc, *Adv. Nucl. Phys.* 17 (1986) 47.
- [4] I.I. Strakovsky, *Sov. J. Part. Nucl.* 22 (1991) 296.
- [5] H. Clement, *Progress in Particle and Nuclear Physics* 93 (2017) 195-242.
- [6] M. Bashkanov, Stanley J. Brodsky *et al.*, *Phys. Lett. B* 727 (2013) 438.
- [7] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* 138 (1977) 195 and 617(E)
- [8] S.R. Beane, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011) 162001.
- [9] S.R. Beane, *et al.*, *Phys. Rev. D* 87 (2013) 034506.
- [10] T. Inoue, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 106 (2013) 162002.
- [11] T. Inoue, *et al.*, arxiv:1212.4230[hep-lat].
- [12] M. Gell-Mann, *Phys. Lett. B* 8 (1964) 214.
- [13] F.J. Dyson, N.-H. Xuong, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 815.
- [14] B.S. Neganov and L.B. Parfenov, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* 34, 767 (1958)
- [15] P. Adlarson, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011) 242302.
- [16] H. de Vries, C.W. de Jager, C. de Vries, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 36 (1987) 495.
- [17] V.I. Kukulin, I.T. Obukhovskiy, V.N. Pomerantsev, A. Faessler, *Internat. J. Modern Phys. E* 11 (2002) 1.
- [18] D. E. Gonzalez, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 3788.
- [19] H.P. Noyes, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 22 (72) 465.
- [20] B. S. Neganov, L. B. Parfenov, *Sov. Phys. JETP* 7 (1958) 528
- [21] R.A. Arndt, I. Strakovsky, R.L. Workman, D.V. Bugg, *Phys. Rev. C* 48 (1993) 1926.
- [22] N. Hoshizaki, *Phys. Rev. C* 45 (1992) R1414.
- [23] N. Hoshizaki, *Progr. Theoret. Phys.* 89 (1993) 245.
- [24] A. Gal, H. Garcilazo, *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013) 172301.
- [25] A. Gal, H. Garcilazo, *Nuclear Phys. A* 928 (2014) 73.
- [26] P. Adlarson, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011) 242302.
- [27] P. Adlarson, *et al.*, *Phys. Rev. C* 88 (2013) 055208.
- [28] P. Adlarson, *et al.*, *Phys. Lett B* 721 (2013) 229-236.

-
- [29] P. Adlarson, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 202301.
 - [30] T. Ishikawa, *et al.*, Phys. Lett B 772 (2017) 398-402.
 - [31] K. Hirose, *et al.*, Phys. Lett B 674 (2009) 17-22.
 - [32] F. Yamamoto, *et al.*, JPS Conf.Proc. 1(2014) 013072.
 - [33] C. Kimura, *et al.*, Few-Body Syst (2013) 54: 1319-1322.
 - [34] H. Yamazaki, *et al.*, Nucl. Instr. and. Meth. A 536 (2005) 70-78.
 - [35] 伊藤健司 修士論文 東北大学 (2003).
 - [36] 川崎泰斗 修士論文 東北大学 (2007).
 - [37] H. Kanda, *et al.*, Reserch Report of LNS-Tohoku 37 (2004) 27-38.
 - [38] 山内大和 修士論文 東北大学 (2004).
 - [39] ニッ川健太 修士論文 東北大学 (2006).
 - [40] 清川省吾 修士論文 東北大学 (2009).
 - [41] 木村千草 修士論文 東北大学 (2009).
 - [42] 藤井隆穂 修士論文 東北大学 (2009).
 - [43] A. Fix, H. Arenhovel, Eur. Phys. J. A25 (2005) 115-135.
 - [44] M. Kaneta, *et al.*, arXiv:1711.03653.
 - [45] T. Ishikawa, talk at HADRON2017.

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導頂きましたことを心より感謝申し上げます。

指導教官である中村哲教授には、研究を進めるにあたり、毎週のミーティングで多くの助言を頂きました。的確で鋭い視点を持つ中村教授に、研究の報告をすることは、私にとって非常にありがたい機会であり、楽しみでもありました。沢山のご助力のおかげで、研究を大きく前進させることが出来ました。研究以外においても、私が物理を勉強したり、論文を読んでいて躓いた時は、親身になって考えてくださり、物理の知見についても沢山学ばせて頂きました。また物理学会や国際スクールなど、多くの発表の機会を与えてくださり、修士論文発表会では、まったく緊張せずに自信をもって私の研究結果を発表することが出来ました。本当にありがとうございました。

田村裕和教授には、ハイパー核ゼミなどで非常に熱心にご指導いただきました。私がゼミで発表をする際には、私が理解していない箇所を的確に教えて頂き、物理を再度復習する機会を作って頂きました。田村教授の指導のおかげもあり、本当に私が「理解しているのか」を常に自分に問いながら、研究を進めることが出来ました。お忙しい所、ご指導に多くの時間を取って頂きありがとうございました。

中間エネルギー研究室の前田和茂教授には学部4年生時代から非常にお世話になりました。学部4年で、最初に配属された中間エネルギー研究室では、ハドロン・原子核物理の基本をほとんど理解していない私に対し、毎週のミーティングで丁寧にご指導いただきました。原子核物理研究室に配属された後も、研究に対するご指導に非常に多くの時間を割いてくださいました。また、過酷なビームタイム中に持ってきてくださった沢山のおいしい差し入れの御恩は忘れません。ありがとうございました。

大阪大学の神田浩樹講師には、学部4年生から修士1年までの間、物理の基本やプログラミングの基本を丁寧にご指導いただきました。修士2年になり、いざダイバリオンの研究に携われるといった時に、神田講師が大阪大学に異動されることを知り、研究を進めることに不安を覚えたのですが、お忙しい中、時間を割いて頂きTV会議で熱心にご指導して頂きました。非常に面白く、格好良いダイバリオンというテーマで修士論文を完成させることが出来ました。ありがとうございました。

金田雅司助教には、データ解析のテクニックを丁寧にご指導して頂きました。ヒストグラムを関数として定義してフィッティング関数に用いるプログラム技術を教えて頂いたことで、私の研究をスムーズに大きく前進させることが出来ました。また、学部4年生の頃に、金田助教に光電効果は何に比例して起こりやすいかを問われ、答えることが出来なかったのを覚えてい

ます。それからは、どんなことを聞かれてもプラスアルファで答えられるように物理を勉強するようになりました。ありがとうございました。

後神利志助教には、データの解析において私が躓いていた FOM の定義に的確なご助言を頂き、研究を前進させることが出来ました。また、私がミーティング中に理解できなかった所を、後で丁寧に教えてくださり、私の理解を深めることが出来ました。ありがとうございました。

永尾翔助教には、データ解析において非常に多くのご助力を頂きました。居室とグループが同じこともあり、些細なことでも相談に乗って頂きました。バックグラウンドの評価方法に関しては、理解力のない私に何度も何度も説明していただきました。永尾助教のご助力無しでは、ここまで研究を進めることは出来ませんでした。ありがとうございました。

東北大学電子光理学研究センターの石川貴嗣助教には、ダイバリオンに関する知見から、データ解析についてご指導いただきました。同様の研究をしている事もあり、石川助教のデータ解析を非常に参考にさせて頂きました。物理データを解析したことのなかった私にとって石川助教のお力添えがなければ、本結論には至りませんでした。ありがとうございました。

また、小池武志准教授、三輪浩司准教授、本多良太郎助教には、ゼミやミーティングでご指導を頂きました。ありがとうございました。

研究室の先輩である、木村千草氏、山本郁也氏、藤井隆穂氏、赤澤雄也氏、藤田真奈美氏、外山裕一氏には、日々の研究生活の中で先生には聞きにくい物理の基本などを教えて頂きました。木村千草氏には、物理データを解析するプログラム環境、NKS2 シミュレーションを行うためのプログラム環境から、それぞれの扱う方法まで丁寧に教えて頂きました。ありがとうございました。

同輩の相田元気氏、小澤祥太郎氏、叶内萌香氏、竹内大貴氏、中居真之介氏、迎智之氏にもお世話になりました。研究に疲れた時、共に一服できる同輩に恵まれて本当に幸せでした。ありがとうございました。

後輩である石川勇二氏、板橋浩介氏、小西由浩氏、藤岡徳菜氏、上原圭太氏、上松武氏の研究に取り組む姿からたくさんの刺激を受けました。ありがとうございました。

最後に、大学、大学院生活 6 年間を支え続けてくれた両親、祖父母に心から感謝いたします。ダイバリオンの研究に専念することが出来たのも、家族のおかげです。本当にありがとうございました。