

高エネルギー光子線による  
 $\rho^0$ 中間子生成の研究

Study of the  $\rho^0$  meson photoproduction  
in the  $^3\text{He}$  nucleus

東京農工大学大学院  
工学研究科  
電子情報工学専攻

山下 晴男



①

# 高エネルギー光子線による $\rho^0$ 中間子生成の研究

Study of the  $\rho^0$  meson photoproduction in the  $^3\text{He}$  nucleus

東京農工大学大学院  
工学研究科  
電子情報工学専攻

山下 晴男

abstract

We have measured the  $^3\text{He}(\gamma, \pi^+\pi^-)$  reaction in the photon energy region from 800 to 1120 MeV using the large kinematical acceptance TAGX spectrometer. This is the first measurement of the  $\rho^0$  meson close to production threshold. The vector-meson mass in the nuclear field shifts due to the partial restoration of the broken Chiral Symmetry. The theory is regarded as a direct verification of the quark model in recent years. Photoproduction processes of the  $\rho^0$  meson consist of coherent production and incoherent production. In the measured invariant mass distribution, we can successfully identify the coherently produced  $\rho^0$  meson. The mass shift observed is less than  $40 \text{ MeV}/c^2$  at 90 % confidence level. It means that the mass is consistent with that in free space. From this result, we can select the theories predicting small mass shift from many theories.



## 目次

1 序論	5
2 実験	10
2.1 標識付き光子線	10
2.1.1 電子シンクロトロン	10
2.1.2 光子エネルギー、光子数	10
2.2 $^3\text{He}$ 標的	13
2.2.1 液体 $^3\text{He}$ 標的システム	13
2.2.2 システム構成	15
2.2.3 $^3\text{He}$ 標的	15
2.2.4 $^3\text{He}$ 標的の温度、密度	16
2.3 TAGX Spectrometer	17
2.3.1 内側・外側ホドスコープ (IH,OH)	19
2.3.2 半円筒型多線式ドリフトチェンバー (CDC)	20
2.3.3 ストロードドリフトチェンバー (SDC)	22
2.3.4 エアロジェル・チェレンコフ検出器	23
2.4 トリガー	24
2.4.1 トリガー構成	24
2.4.2 プレトリガーとメイントリガー	25
2.5 データ収集システム	26
3 データ収集処理システム	28
3.1 データ収集システム	29
3.2 UNIX ワークステーション	29
3.3 データ収集処理システムと分散システム	31
3.4 データ処理系	31
3.5 実時間プロセス	34
3.6 システムの特徴	34



3.6.1	プロセス間通信	34
3.6.2	実時間プロセス間のデータ転送	34
3.6.3	リモートプロシージャコール (RPC)	35
3.6.4	実時間外のデータ転送	36
3.7	結論	36
<b>4</b>	<b>データ解析</b>	<b>39</b>
4.1	荷電粒子の再構成	39
4.1.1	CDC による運動量決定	39
4.1.2	飛行時間 (TOF)	43
4.1.3	粒子識別	43
4.2	バックグラウンドイベントの除去	45
4.2.1	生成点による除去	45
4.2.2	統計的な補正	46
4.3	不変質量 (Invariant Mass)	48
4.4	残留核子系の質量 (Missing Mass)	48
4.4.1	残留核子系の運動量、エネルギー、質量	48
4.4.2	残留核子系の質量分解能の向上	49
4.4.3	運動量分解能	49
4.4.4	運動量分解能の向上	51
4.5	$\rho^0$ 中間子の質量公式	52
4.6	アクセプタンスの補正	53
4.6.1	アクセプタンス計算	53
4.6.2	アクセプタンスの補正法	54
4.7	生成断面積の導出	57
4.8	誤差の評価	57
4.8.1	統計誤差	57
4.8.2	系統誤差	58



5	結果	60
5.1	生成過程の選択	60
5.1.1	$\pi^+\pi^-$ イベントのイールド数	60
5.1.2	不変質量の絶対値	61
5.2	$\rho$ 中間子の質量変化	62
5.3	生成過程の分離	65
5.3.1	${}^3\text{He}(\gamma, \pi^+\pi^-)X$ 反応の終状態	65
5.3.2	残留核子系の質量分布による生成過程の分離	69
5.3.3	コヒーレント過程の抽出	73
5.4	$\rho^0$ 中間子の同定と核内での質量変化	74
5.4.1	コヒーレント過程	74
5.4.2	インコヒーレント過程	80
6	結論	83
7	謝辞	84
8	参考論文	85



## 1 序論

ハドロンがクォークの複合粒子で構成されているというクォーク模型が Gell-Mann などによって提唱されてから、クォーク単体で観測しようという試みなされているがその報告例はない。直接的な観測を困難にしている原因は、一般の自然界においてクォークの閉じ込めが起きているためである。そこで、クォーク模型の直接的な検証として、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の研究がなされている。この量子色力学 (QCD) では、核子の超高温高密度の状態ではクォークの閉じ込めが解け、ハドロンが QGP 相へ相転移をおこし、クォークは真空に比べて自由に飛び回ることができるようになると考えられている。また、量子色力学ではカイラル対称性は良く成り立っており、通常の我々の真空ではその対称性は自発的に破れていると考えられている。その結果、クォークは構成質量を獲得するがカイラル対称性が回復の方向に向かうと、その質量は元のカレント質量に向かい減少する<sup>1)</sup>。これがカイラル対称性の回復である。この過程はハドロン相から QGP 相への相転移に相当する。自発的に破れたカイラル対称性は温度や核子密度が上昇すると回復し、その過程で質量が変化する。原子核中では真空にくらべて核子密度が高い状態であるので、全駆的現象としてこのカイラル対称性が部分的に回復の方向に向かうと考えられる。

この効果については幾つかの異なるモデルによる計算結果があるがほとんど同じ傾向を示している<sup>2-6)</sup>。つまり、温度や密度が低い領域ではハドロンの質量の密度依存性の方が温度依存性より大きく、核物質の標準密度でもその効果が現われると考えられている。図 1 に QCD 和則を用いて求めた  $\rho$  中間子の質量変化に対する核子密度依存性を示す<sup>7)</sup>。この図から、通常の原子核の核子密度 (標準密度) でも  $\rho$  中間子の質量が約 140 MeV 程度変化する。

この現象を実験的に観察するには、測定したベクトル中間子は核力場の中で生成崩壊する必要がある。つまり、実験では崩壊した粒子系の不変質量を通じてベクトル中間子の質量変化を観察するからである。ベクトル中間子には、 $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  等がある。表 1 にベクトル中間子の基本量 (質量、巾、崩壊比など) を示す。このうち  $\rho^0$  中間子は平均寿命 ( $4.4 \times 10^{-24} \text{s}$ ) が極端に短いため、この現象を観測するのに適したベクトル中間子である。



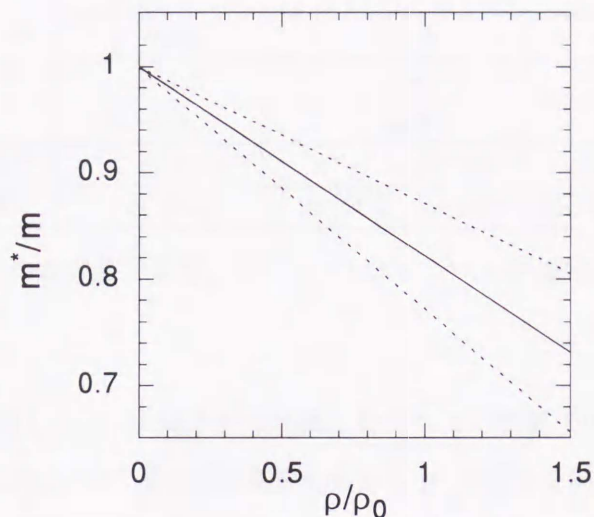


図 1: QCD 和則を用いて求めた  $\rho$  中間子と  $\omega$  中間子の質量変化 ( $m^*/m$ ) に対する核子密度 ( $\rho/\rho_0$ ) 依存性。密度  $\rho$  については線形近似を用いている。実線は質量変化を、点線は質量変化の上限値と下限値である。また、 $m^*$  は核物質中での質量、 $m$  は真空中での質量、 $\rho$  は核物質中の密度、 $\rho_0$  は核物質密度である。標準密度 ( $\rho/\rho_0=1$ ) の核物質中でも  $\rho$  中間子の質量は約  $140 \text{ MeV}/c^2$  変化する。

また、これまでに陽子や様々な原子核 ( ${}^9\text{Be}\sim{}^{208}\text{Pb}$ ) を標的とした  $\rho^0$  中間子光生成実験は 1960 年代から 1970 年代にかけて Cornell、Daresbury、DESY、SLAC 等によって行われてきた<sup>8)</sup>。これらの研究により、 $\rho^0$  中間子はコヒーレント (Diffractive) 生成過程とインコヒーレント (Quasifree) 生成過程により光生成される。コヒーレント生成過程とは各核子の位相が揃い核子系全体と相互作用すること、コヒーレント生成過程は個々の核子と相互作用することである。また、これらの研究によって核半径の異なる原子核での  $\rho^0$  中間子光生成断面積を比較することにより、直接測定が困難な  $\rho^0$  中間子-核子散乱断面積及び光子と  $\rho^0$  中間子との結合定数  $\gamma^2/4\pi$  がベクトルメソッドミナンス模形 (VDM) を仮定して求められた<sup>9)</sup>。ところが、光子エネルギーが  $\rho^0$  中間子生成の閾値の  $0.85 \text{ GeV}$  から  $2.5 \text{ GeV}$  の領域では原子核 (陽子、重陽子を除く) を標的とした実験は一つも行われていない。この光子エネルギー領域では、光子がベクトル中間子として存在する確率は光子エネルギーに比例するため、光子エネルギーの増加にともない光子のベクトル中間子の性質が現れてくる。したがって、このエネルギー領域での  $\rho^0$  中間子の光生成断面積を測定することが別の実験目的の一つである。



	$\rho$ 中間子	$\omega$ 中間子	$\phi$ 中間子
質量 (MeV/c <sup>2</sup> )	769.9	781.9	1019.4
巾 (MeV/c <sup>2</sup> )	151.2	8.4	4.4
$c\tau$ (fm)	1.3	23.4	44.4
レプトン崩壊比	$e^+e^-$ (0.0045%)	$e^+e^-$ (0.007%)	$e^+e^-$ (0.03%)
ハドロン崩壊比	$2\pi$ (100%)	$2\pi$ (90%), $3\pi$ (2%)	$2K$ (84%), $3\pi$ (12%)

表 1: ベクトル中間子の基本量 (質量、巾、 $c\tau$ 、レプトンへの崩壊形式と崩壊比、ハドロンの崩壊形式と崩壊比)。

本研究では光生成した  $\rho^0$  中間子から崩壊した  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  中間子の 4 元運動量を測定する。そして、再構成した  $\pi^+\pi^-$  系の不変質量分布から  $\rho^0$  中間子を同定する。さらに、同定した  $\rho^0$  中間子の質量分布と  $\rho^0$  中間子の質量変化有無の質量分布関数とを統計的方法により比較してその質量変化値を求める。光子エネルギー領域は  ${}^3He$  核で  $\rho^0$  中間子が光生成されるエネルギー閾値 (850 MeV/c) 近傍に設定する。光子のエネルギー領域は 800-1120 MeV である。このエネルギー領域は核内での  $\rho^0$  中間子の質量変化を調べるのに適している。つまり、 $\rho^0$  中間子の質量変化を調べるためには、 $\rho^0$  中間子を核内で崩壊させる必要がある。 $\rho^0$  中間子の運動量が低いと核内での崩壊確率は高くなるので、入射光子のエネルギーは低い方が望ましい。また、これまでにベクトル中間子の原子核内での質量変化を調べる目的で行われた実験結果は一部 (分解能が不足) を除いてなく、本研究が質量変化の結論が得られる初めての実験となる。表 2 に現在まで (1997 年) にこの物理目的で行われた実験と準備中の実験 (テスト実験を含む) の一覧表を示す。

図 1 の理論計算によると核子密度が低いと  $\rho^0$  中間子の質量変化が小さくなる傾向を示す。そこで、原子核内での  $\rho^0$  中間子の質量変化を調べるためには、核子密度が高く核半径が大きい  ${}^{208}Pb$  などの原子核を標的核に使うのが望ましい。核半径の大きい原子核は核内で  $\rho^0$  中間子が崩壊する確率が高いためである。しかし、光生成した  $\rho^0$  中間子崩壊後の  $\pi$  中間子が核内核子と強い相互作用 (終状態相互作用) をした場合、再構成した  $\rho^0$  中間子の質量分布が歪む可能性がある。これは  $\rho^0$  中間子の質量変化を議論する際の問題点となる。この問題を回避するには、核内核子と強い相互作用をしない  $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$  の崩壊形式を選択すればよい。しかし、 $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$  の崩壊確率は非常に低い ( $\approx 1.0 \times 10^{-5}$ ) ので収量が問題となる。つまり、



グループ	研究所	粒子	方法	成果
CERES	CERN(NA45)	$\rho^0$	$S - Au \rightarrow e^+e^-$	出版
HEDES	GSI	$\omega^0$	$\pi - A \rightarrow e^+e^-$	準備
PHENIX	RHIC	$\rho^0, \omega^0, \phi^0$	$Au - Au \rightarrow e^+e^-$	準備
Enyo et al.	KEK	$\phi^0$	$pA \rightarrow e^+e^-$	準備
			$pA \rightarrow K^+K^-$	
Shimizu et al.	INS/Spring-8	$\rho^0$	$\gamma A \rightarrow e^+e^-$	テスト
TAGX	INS	$\rho^0$	$\gamma A \rightarrow \pi^+\pi^-$	実験終了
			A: ${}^3\text{He}, {}^4\text{He}, {}^{12}\text{C}$	

表 2: 現在まで (1997 年) に原子核内でのベクトル中間子の質量変化を調べる目的で行われた実験と準備中の実験 (テスト実験を含む)。CERES の実験は分解能が悪いため質量変化の結論が得られていない。

ほぼ 100 % の崩壊確率を持つ  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  と比較すると統計的に不利となる。そこで、核子数の最も少ない (重陽子は除く)  ${}^3\text{He}$  核を標的核に選び、反応後の終状態を完全に同定することで終状態相互作用による寄与を取り除く。本研究から終状態相互作用による  $\rho^0$  中間子の質量分布への影響を見積もることができる。また、 ${}^3\text{He}$  核の核子密度が小さいという問題点を解消するために、核子密度が比較的高い原子核 ( ${}^4\text{He}$  核、 ${}^{12}\text{C}$  核) を使用した実験が本年行われた。これらの測定結果から、 $\rho^0$  中間子質量変化の核子密度依存性についての結論が得られる。

本研究の目的は、再構成した  $\pi\pi$  系の不変質量分布と自由空間での  $\rho^0$  中間子の質量分布を比較して  ${}^3\text{He}$  核内で光生成した  $\rho^0$  中間子を同定すること、さらにその質量分布から  ${}^3\text{He}$  核内での  $\rho^0$  中間子の質量変化の程度を求めることである。

著者は本研究を通じて以下の役割を担った。実験期間中は 1). 光子線の調整、2).  ${}^3\text{He}$  標的部の製作と  ${}^3\text{He}$  標的システムの運転、3). データ収集処理システムの製作、4). 実験全体を評価 (データ解析) である。3). の部分は学術論文としてすでに投稿済みである。さらに、実験後のデータ解析においては、物理量を得るまでの解析手順を再確立した。つまり、1). 荷電粒子の 4 元運動量の決定と粒子識別、2). シミュレーション計算、3). 物理量の解析である。この解析手順は本研究以外の実験でも使用されている。そして、最後に本研究の成果をまとめ海外雑誌に投稿する予定である。



本論文では第 2 章で使用した実験装置について説明する。第 3 章では本実験に伴い新たに製作したデータ収集処理システムについて具体的に説明する。さらに第 4 章では収集したデータから  $\pi^+\pi^-$  系の不変質量を再構成するまでの解析手順について記述する。次の第 5 章では得られた  $\pi^+\pi^-$  系の不変質量分布から  $\rho^0$  中間子を同定する方法を説明し、核内での  $\rho^0$  中間子の質量変化について議論する。最後に、第 6 章では実験目的がどのように達成できたかを検討する。



## 2 実験

この章では、本研究に使用する標識付き光子線<sup>10)</sup>、<sup>3</sup>He 標的システム、<sup>12)</sup>大立体角複合検出器 TAGX Spectrometer の構造<sup>11)</sup> について詳細に説明する。

### 2.1 標識付き光子線

#### 2.1.1 電子シンクロトロン

東京大学原子核研究所 1.3 GeV 電子シンクロトロンは約 10 % の高デューティ因子を持ち、これまでに多くの光核反応などの原子核実験で使用されている。図 2 にシンクロトロンとの全体図を示す。シンクロトロンを周回する電子線は 21 Hz の周波数で電磁石を共振励磁させ最高エネルギーまで加速される。その後、中心軌道を周回している周波数の変調などにより、電子線は軌道内側の <sup>9</sup>Be アブソーバーに当たる位置まで落ち込んでくる。このアブソーバー中でのエネルギー損失 (約 6 MeV) により電子線の軌道が変わり、電子線をシンクロトロンの外側に取り出すことができる。

#### 2.1.2 光子エネルギー、光子数

電子シンクロトロンで加速された電子線は、偏向電磁石、4 重極電磁石、ステアリング電磁石、スリット、コリメーターからなる電子線輸送系によって光子標識装置の入り口のラジエーター (厚さ 100  $\mu\text{m}$  の白金板) に入射する。そして、ラジエーターを貫通しする際に電子と原子核のクーロン相互作用により制動放射光子を生成する。また、その際生成した反跳電子はラジエーター後方のタギング検出器で測定される。図 3 に光子標識装置の全体図を示す。この制動放射光子のエネルギー  $E_\gamma$  は制動放射光子を生成する前の入射電子のエネルギー  $E_0$  と生成した後の反跳電子のエネルギー  $E_e$  を測定することにより各光子毎に決定できる。

$$E_\gamma = E_0 - E_e \quad (1)$$

ここで、入射電子からラジエーター標的へのエネルギー移行と運動量移行は光子のエネルギーと比較すると無視できる程度に小さい。反跳電子の運動量解析はタギング電磁石とその電磁石後方に設置した 32 本のシンチレーション検出器により行われる。この検出器は 10



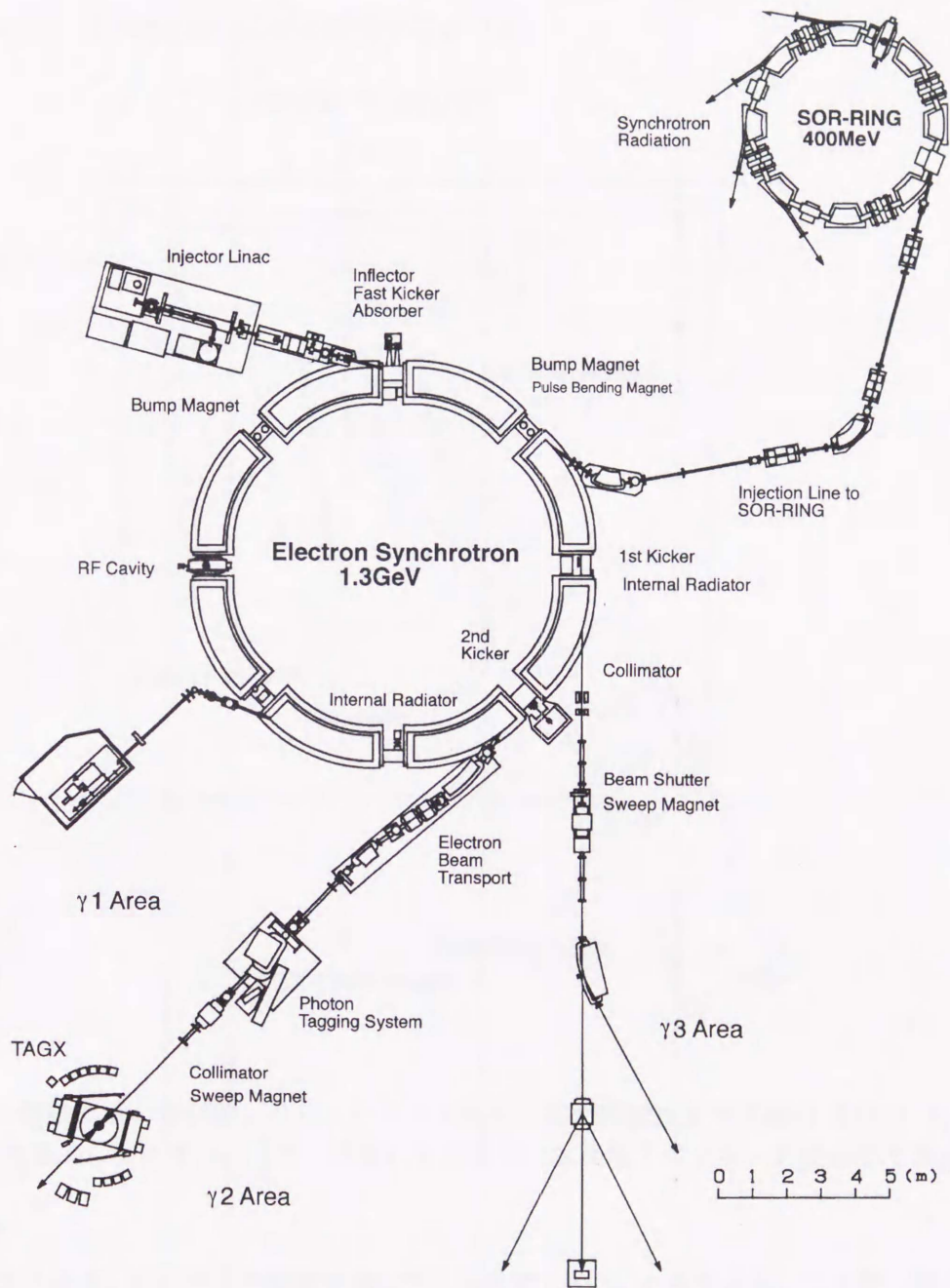


図 2: 東大核研 1.3 GeV 電子シンクロトロンと光子標識装置の全体図。電子シンクロトロン内で加速された電子線は電子線輸送系を経由して光子標識装置に送られる。



MeV (FW) 間隔で光子のエネルギーを測定できるように設置している。この装置の光子のエネルギー分解能は 5 MeV (RMS) である。本実験では  $E_0=1220$  MeV に固定し、光子のエネルギー  $E_\gamma$  を 800-1120 MeV の範囲で測定する。

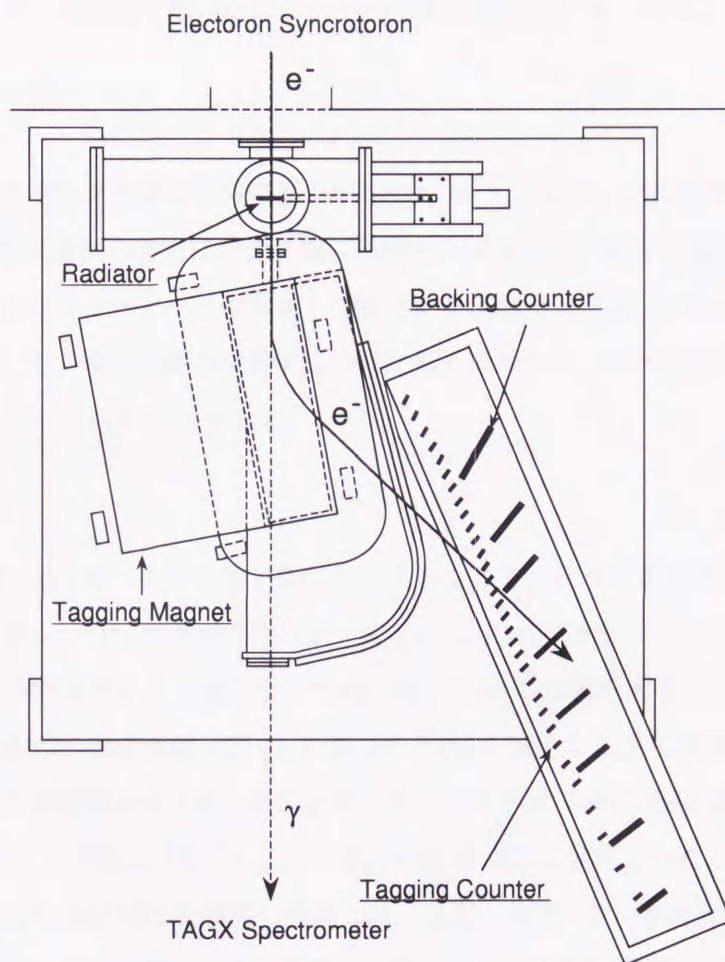


図 3: 光子標識装置の全体図。ラジエーターで生成された制動放射光子線は TAGX Spectrometer の標的に入射する。また、同時に生成された反跳電子はタギング検出器で測定される。

入射光子数  $N_\gamma$  はタギング装置で測定する反跳電子数  $N_e$  から求める。この際、光子標識装置の効率 (タギング効率)  $\eta$  が 1 より小さいので、さらにバックグラウンド電子がある割合  $R$  で擬似的に光子標識装置で検出されるため、 $N_\gamma$  と  $N_e$  とは一致しない。ここで、光子標識装置の効率とは、光子標識装置で生成された光子数が標的まで到達できる確率を示



す。タギング効率はタギング検出器の信号と TAGX Spectrometer 後方に設置したチェレンコフ検出器の信号との積の信号を使用して見積もることができる。また、バックグラウンド電子がタギング検出器で測定される割合（オフオン比）はラジエーター有無の状態から見積もる。したがって、入射光子数  $N_\gamma$  はこれらの効果を補正して得られる。

$$N_\gamma = N_e * \eta * (1 - R) \quad (2)$$

本実験でのタギング効率は各検出器の平均で約 80 %、オフオン比は平均で約 2 % である。また、光子標識装置の後方には光子線に付随する荷電粒子を除去するための電磁石と円筒系の形状をしたコリメーターとが設置してある。本実験では半径 18 mm のコリメーターを使用した。そして、標的近傍での光子線の幅は光子線のエネルギーに依存し、本実験での光子線の幅は約 11 mm (RMS) である。

## 2.2 $^3\text{He}$ 標的

$^3\text{He}$  は常温 (273 K) では気体 (沸点 3.33 K) なので、そのまま標的として使用するには密度が小さすぎる。 $^3\text{He}$  の常温常圧 (273 K, 1 atom) での密度は  $0.1345 \text{ kg/m}^3$  である。したがって、原子核標的として使用するためには、 $^3\text{He}$  の密度を大きくしなければならない。すなわち、蒸気圧-温度曲線 (図 6) に沿って  $^3\text{He}$  を減圧しながら冷却する (液化する) 必要がある。この必要性から  $^3\text{He}$  ガスを液化するシステム (液体  $^3\text{He}$  標的システム) が 1991 年に製作され、実際に  $^3\text{He}(\gamma, np)p$ ,  $^3\text{He}(\gamma, pp)n$  実験に使用された。本実験では  $^3\text{He}$  標的システムの劣化部分だけを修理し使用した。また、液体  $^3\text{He}$  を封入する  $^3\text{He}$  標的アペンディクス (図 4-(B)) は劣化のため著者が再製作し直して  $^3\text{He}$  標的システムに設置した。

### 2.2.1 液体 $^3\text{He}$ 標的システム

液体  $^3\text{He}$  標的システムの特徴について簡単に説明する。 $^3\text{He}$  ガスを減圧する際、大気中に高価な  $^3\text{He}$  を排出するのは不経済である。そこで、このシステムでは冷却剤に液体  $^4\text{He}$  を使用している。液体  $^4\text{He}$  は臨界点 (4.215 K) 以下では固体にならない特殊な性質を持つ。 $^4\text{He}$  の液体領域は  $\lambda$  点 (2.713K) を境にして 2 つの領域に分けられる。 $\lambda$  点とは液体  $^4\text{He}$  の密度が最大になる点である。 $\lambda$  点以下の領域では、熱伝導率が高いた



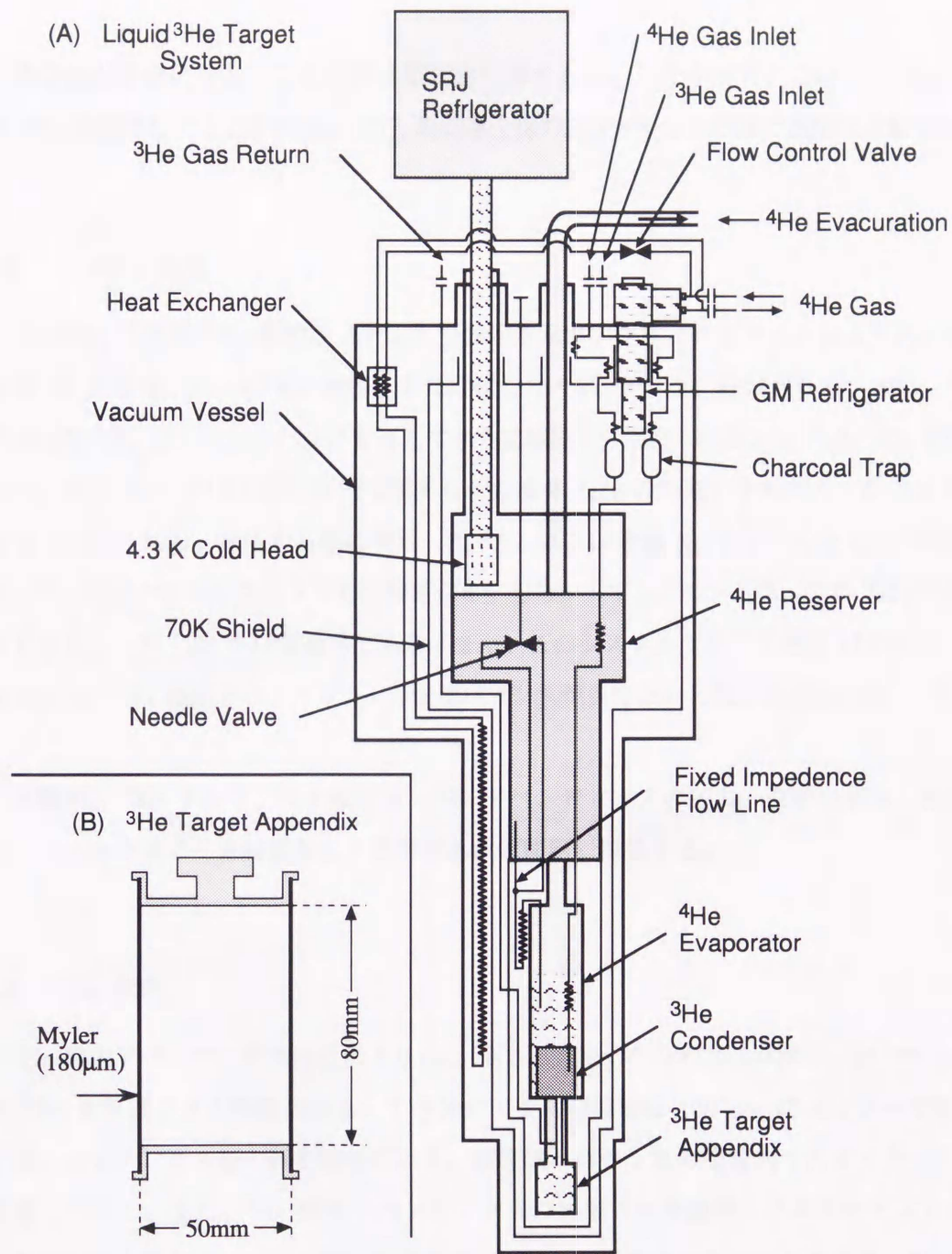


図 4: 液体  $^3\text{He}$  標的システム (A) と  $^3\text{He}$  標的アペンディクス (B) の全体図。このシステムは  $^4\text{He}$  系と  $^3\text{He}$  系に分けられる。 $^4\text{He}$  系は  $^4\text{He}$  タンク ( $^4\text{He}$  Reserver) 内の液体  $^4\text{He}$  を減圧することにより、 $^3\text{He}$  の臨界点以下の温度で液体  $^4\text{He}$  を減圧室 ( $^4\text{He}$  Evaporator) に蓄える機能を持つ。また、 $^3\text{He}$  系は液体  $^4\text{He}$  の冷却熱により液化された  $^3\text{He}$  を  $^3\text{He}$  標的アペンディクス ( $^3\text{He}$  Target Appendix) に蓄えられる機能を持つ。 $^3\text{He}$  標的アペンディクスは円筒形の構造で、筒部はマイラーで覆い上下部にはステンレス製の蓋を被せている。



めに系全体が安定になる。この状態は超流動状態である。したがって、このシステムでは液体  $^4\text{He}$  の温度を  $\lambda$  点以下に設定して、冷却系全体の温度が一定の状態でも長期間運転させる。

### 2.2.2 システム構成

図 4-(A) に液体  $^3\text{He}$  標的システムの全体図を示す。クライオスタットにより約 4K まで冷却された液体  $^4\text{He}$  は  $^3\text{He}$  標的の上部に設置した  $^4\text{He}$  タンクに貯蔵される。次に、タンク内の液体  $^4\text{He}$  はニードルバルブを通じてさらに減圧し（温度：約 2-3 K） $^4\text{He}$  減圧室に貯蔵する。 $^3\text{He}$  ガスは  $^4\text{He}$  減圧室内に蓄えられた液体  $^4\text{He}$  の冷却力を利用して約 2-3 K の温度まで冷却される。減圧する際に使用した  $^4\text{He}$  ガスは液体  $\text{N}_2$  でオイルなどの不純物を除去して、再度クライオスタットで冷却される。したがって、このシステムでの  $^4\text{He}$  系は循環系となる。一方  $^3\text{He}$  系は蓄積系である。また、このシステムでは、3 部分（ $^4\text{He}$  タンク、 $^4\text{He}$  減圧室、 $^3\text{He}$  標的アペンディクス）の温度バランスが保てないと長時間運転は難しくなる。

実験中は  $^4\text{He}$  タンク、 $^4\text{He}$  減圧室、 $^3\text{He}$  アペンディクスの圧力、液面の高さ、温度をコンピュータを通じて常時観察し、異常があれば即座に対処する。

### 2.2.3 $^3\text{He}$ 標的

$^3\text{He}$  標的アペンディクスは直径 5.0 cm、高さ 8.0 cm の円筒形の形状で、約 180 ml の液体  $^3\text{He}$  を貯蔵できる構造である。アペンディクスの筒部は 180  $\mu\text{m}$  のマイラーで巻き、上下部にはステンレス製の蓋を被せている。両者はエポキシ製の接着剤（スタイキャスト）で接着している。また、 $^3\text{He}$  標的アペンディクスの外側には断熱用にアルミナイストマイラーを何十にも重ねたシートと放射線保護用に 50 mm 厚のアルミニウム膜で覆っている。これらの断熱部分はクライオスタットの外壁温度（70 K）と一致している。さらに、その外部はサンドイッチ型の構造を持つ真空容器で断熱している。真空容器は直径 10 cm、高さ 18 cm の円筒形で、約 1 cm 厚の Nomex Plastic Honeycomb sheet と内外壁部に使用する 200  $\mu\text{m}$  厚のマイラーシートを円筒形に巻いた構造である。これらの断熱材による荷電粒子の運動量損失は 400-600 (MeV/c) の運動量  $p$  を持つ陽子で  $48.00-0.08 \cdot p$  (MeV/c) と



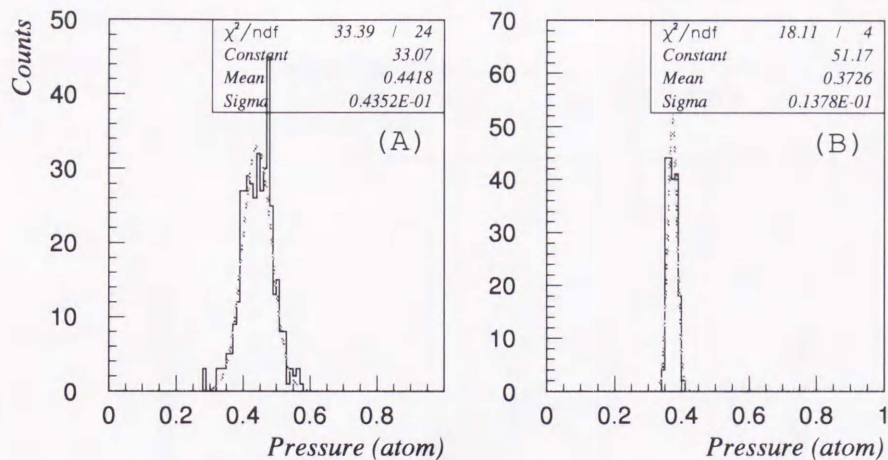


図 5:  $^3\text{He}$  標的アペンディクス内の蒸気圧分布。(A) は前半の実験の蒸気圧を、また (B) は後半の実験の蒸気圧を示す。前半の実験では、液体  $^4\text{He}$  系の環境 (温度変化) の不安定さにより蒸気圧分布の巾が広がっている。これは標的システムへの熱流入が原因と考えられる。

見積もることができる。本実験で製作し直した  $^3\text{He}$  標的アペンディクス内部の真空度は常に  $10^{-5}$  mbar 以下に保たれ、液体  $^3\text{He}$  の漏れは実験に支障をきたさない範囲内であった。

#### 2.2.4 $^3\text{He}$ 標的の温度、密度

液体  $^3\text{He}$  の温度、密度の決定方法について説明する。 $^3\text{He}$  標的アペンディクス内の蒸気圧は  $^3\text{He}$  の蒸気圧-温度曲線から  $^3\text{He}$  の温度に変換する。図 5 に  $^3\text{He}$  の蒸気圧分布を示す。蒸気圧-温度曲線 (図 6) から、液体  $^3\text{He}$  の温度は 2.54 K (前半\*)、2.40 K (後半†) となる。また、統計誤差は約 1% で、系統誤差は最大で約 4-5% である。さらに、液体  $^3\text{He}$  の温度-密度曲線 (図 6) を用いて、液体  $^3\text{He}$  の密度に変換する。以上から、液体  $^3\text{He}$  の密度は  $0.076 \text{ g/cm}^3$  (前半)、 $0.079 \text{ g/cm}^3$  (後半) となる。

次に  $^3\text{He}$  標的の標的数を求める。 $^3\text{He}$  標的は水平面で円形の形状であるので、光子線の中を考慮した  $^3\text{He}$  標的有効厚は 4.152 cm となる。このとき、光子線の中は 1.1 cm であ

\*1994 年 6-7 月に行なわれた実験での測定値

†1994 年 11-12 月に行なわれた実験での測定値



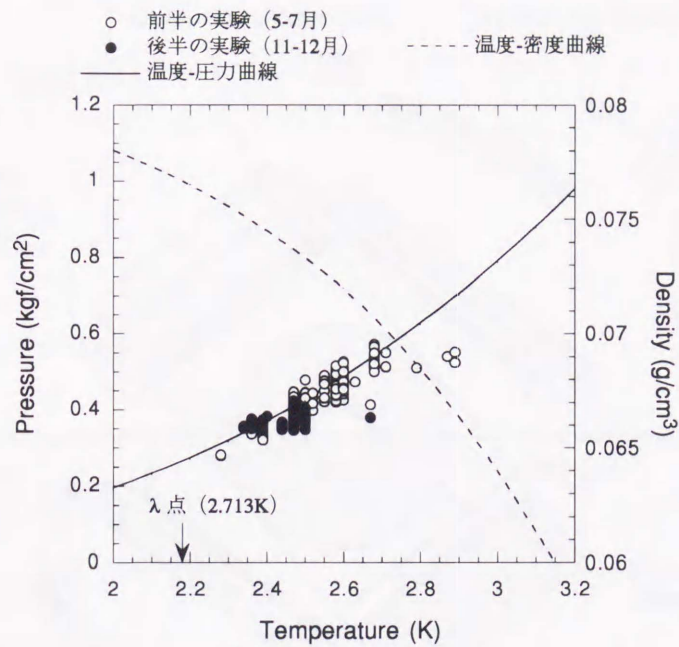


図 6: 液体  ${}^3\text{He}$  の温度-蒸気圧曲線と温度-密度曲線。図中の実線は温度-蒸気圧曲線を示し、点線は温度-密度曲線を示す。実験中に測定した温度-蒸気圧の関係（前半の実験 ○、後半の実験 ●：欄外参照）は温度-蒸気圧曲線上に分布している。

る（2.1.2 節）。したがって、 ${}^3\text{He}$  標的の標的数  $N_T$  は上記の密度から単位面積（ $\text{cm}^2$ ）当たり  $6.33 \times 10^{22}$  個（前半）、 $7.15 \times 10^{22}$  個（後半）となる。この標的数は生成断面積の計算に使用する。

### 2.3 TAGX Spectrometer

大立体角複合検出器 TAGX Spectrometer は陽子、 $\pi$  中間子、重陽子などの荷電粒子を測定する部分と中性子、光子などの中性粒子を測定する部分で構成されている。図 7 に TAGX Spectrometer の全体図を示す。TAGX 電磁石（中心付近で最高 0.5 T）の内部には、中心から順に標的（重水素、 ${}^3\text{He}$  核、 ${}^4\text{He}$  核、 ${}^6\text{Li}$  核、 ${}^{12}\text{C}$  核などの原子核標的を設置可能）、内側ホドスコープ（IH）、半円筒型多線式ドリフトチェンバー（CDC）と外側ホドスコープ（OH）の一部が設置されている。さらに TAGX 電磁石の外部には残りの OH、OH の外側



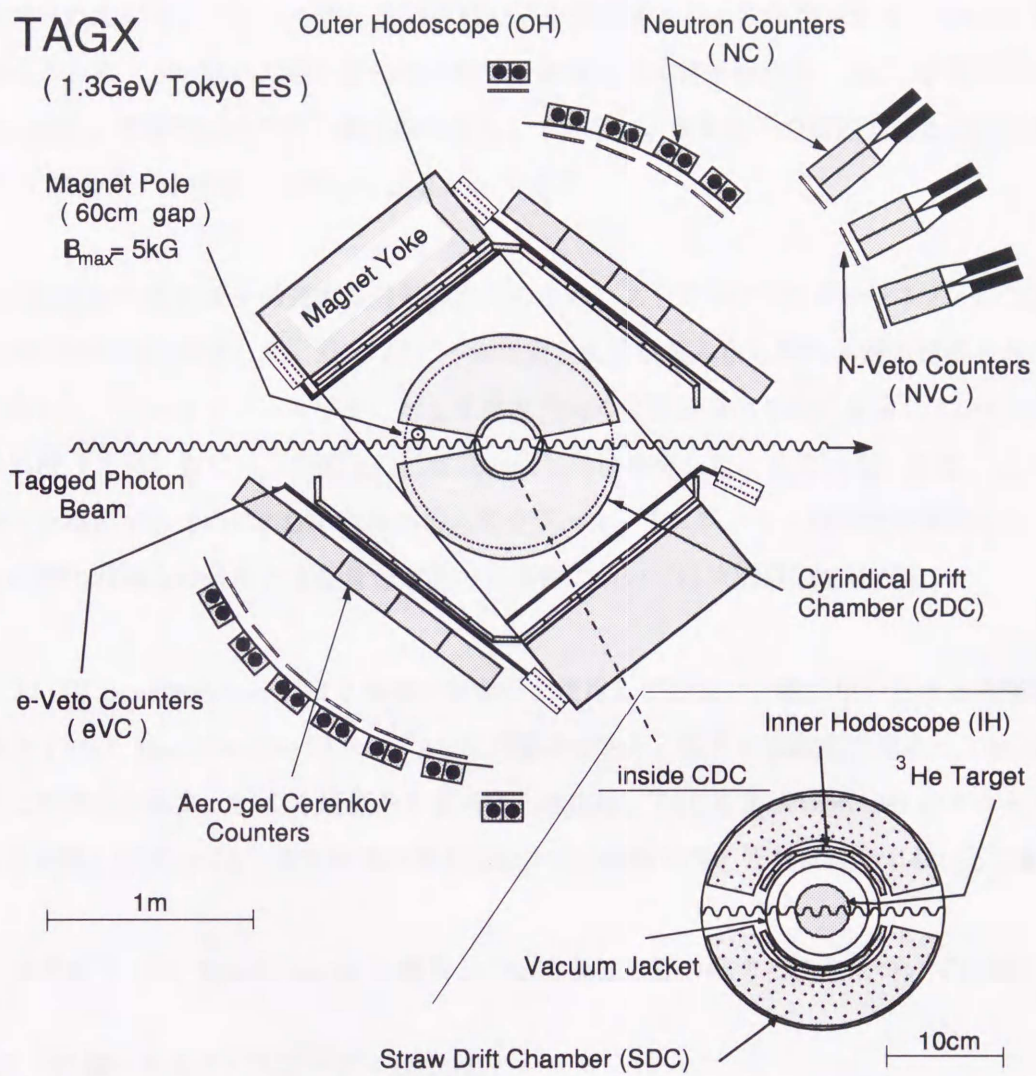


図 7: 磁場方向に対して垂直な水平面での TAGX Spectrometer の平面図。右下の図は標的  
近傍 (中心から標的部, 真空容器, IH, SDC の順) の拡大図である。TAGX 電磁石の磁場方  
向は鉛直上向きである。



には電子陽電子対除去検出器 (eVc) が磁場方向に垂直な平面 (ビーム平面: 図 8 参照) 上に設置されている。これらの検出器は荷電粒子を測定するために使用される。TAGX 電磁石中心から約 1.6m 離れた最外部には中性粒子測定用の中性子検出器 (NC) が設置されている。但し、本実験では中性子検出器は使用していない。荷電粒子の測定可能な立体角領域は  $\pi$  sr であり、中性粒子に対しては 0.8 sr である。

本実験から荷電粒子の運動量分解能向上のため、ストロードリフトチェンバー (SDC) を CDC の内側に設置した。SDC はビーム平面上の位置読み出し用に 4 層で構成されている。さらに、これまでビーム平面に対して垂直方向の位置読み出し用に使用していた CDC の最外層 (1 層) をビーム平面上の位置読み出し用に変更した。また、電子陽電子と  $\pi$  中間子とを識別するために、OH の後方にエアロジェル・チェレンコフ検出器を設置した。これらの検出器導入の目的と運動量分解能の目標値については次節以降で述べる。

TAGX Spectrometer では 2 種類の座標系を使用している。一般に用いられる実験室座標系と TAGX Spectrometer 固有の TAGX 座標系である。図 8 に実験室座標系と TAGX 座標系との関係を示す。TAGX 座標系を使用する理由は、TAGX Spectrometer のアクセプタンスを表現し易いこと、また軌道計算する場合には磁場方向を Z 軸に設定するからである。

以下に TAGX Spectrometer を構成している各検出器の構造と機能について説明する。

### 2.3.1 内側・外側ホドスコープ (IH, OH)

IH と OH は荷電粒子の飛行時間 (TOF) 測定と測定回路のトリガー信号に使われる<sup>13)</sup>。IH は扇型の形状をしたプラスチック・シンチレーション検出器を 6 本組み合わせ半円筒型 (半径 66.5-71.5 mm, 高さ 100 mm, 厚さ 5 mm) にして、入射ビーム軸 (光子の進行方向) の両側に真空容器を覆うように設置している。IH は TAGX 電磁石の中心付近に設置されているため、磁場環境に強い構造の光電子増倍管 (製品名: Hamamatsu R2490) を使用している。OH は入射ビーム軸に対して左側 16 本、右側に 17 本の計 33 本のプラスチック・シンチレーション検出器で構成されている。各 OH はそれぞれ幅 150 mm、高さ 595 mm、厚さ 10 mm の直方体の形状である。各 OH の上下部分には光電子増倍管 (製



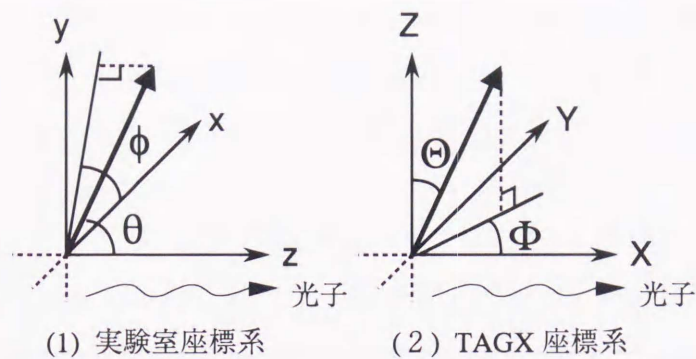


図 8: 実験室座標系 と TAGX 座標系との関係。TAGX 座標系では光子の進行方向（入射ビーム軸）を X 軸に、実験室座標系ではその方向を z 軸に定義している。本文で使用しているビーム平面は TAGX 座標の XY 平面に相当する。

品名：Hamamatsu H1161) が設置され、測定した信号を上下部から読み出す構造をしている。OH は TAGX 電磁石の周りに設置されているため、光電子倍增管に対する磁場の影響が心配される。しかし、TAGX 電磁石による漏れ磁場は 3 mT 以下であるので、鉄製の磁気シールドを光電子倍增管に被せて磁場の影響を遮断するだけで十分である。

### 2.3.2 半円筒型多線式ドリフトチェンバー (CDC)

CDC の機能は原点に対して同心円状に配置したドリフトセルが荷電粒子の通過点を測定することである。6 角形の形状をしたドリフトセルはビーム平面上（水平方向）の位置読み出し用に 9 層、ビーム平面に対して垂直方向の位置読み出し用に 3 層使用している。荷電粒子がドリフトセルを通過する際に生成されたイオン化した電子はドリフトセルの中心に位置するセンスワイヤーで検出される。各ドリフトセルの頂点には電場勾配を形成するためにフィールドワイヤー（陰極）6 本が設置してある。このとき、センスワイヤーは陽極になる。表 3 に原点からセンスワイヤーまでの距離、ワイヤー数、ドリフトセルの大きさ、その用途について示す。また、各セルの大きさはセンスワイヤーからのフィールドワイヤーまでの距離が一定（約 15 mm）になるように設計している。つまり、イオン化した電子の移動距離と移動時間との関係に影響を及ぼさないような距離に設定してある。



層番号	原点からの距離 (cm)	センスワイヤー数	用途
1	13.8	16	水平方向
2	15.9	17	水平方向
3	18.0	16	垂直方向
4	24.7	28	水平方向
5	26.8	29	水平方向
6	28.9	28	垂直方向
7	35.6	40	水平方向
8	37.7	39	水平方向
9	39.8	40	
10	46.5	50	水平方向
11	48.6	49	水平方向
12	50.7	50	垂直方向
			(水平方向)

表 3: CDC の各層毎の設定値を示す。但し、本実験から第 12 層のワイヤーはステンレス製ワイヤーからタンゲステン製ワイヤーに張り変えて、ビーム平面上（水平方向）の位置読み出し用に変更した。したがって、水平方向の位置読み出し用は計 9 層となる。括弧内は変更後の用途である。本実験ではビーム平面に対して垂直方向の位置読み出しは行っていない。



CDC 全体は電磁相互作用 (QED) によって生じた電子・陽電子の検出を避けるため扇型の形状にしている。そして、TAGX 電磁石の上下磁極間に挟まれた領域に設置している。ビーム平面上での検出領域は  $15 \leq \Phi \leq 165^\circ$  である。CDC 全体の上下部には 2 cm 厚のアルミニウム製の天井板 (エンドプレート)、左右には 1.5 cm 厚のアルミニウム製の外壁板、IH に接する内側部分と OH に接する外側部分には 200  $\mu\text{m}$  厚のマイラーシートを取り付けてある。ビーム平面上の位置測定用のセンスワイヤーには直径 30  $\mu\text{m}$  のタンゲステン製 (張力 50 gw; 307 本) ワイヤーを、ビーム平面に対して垂直方向測定用には直径 30  $\mu\text{m}$  のステンレス製ワイヤー (張力 30 gw; 94 本) を使用している。また、フィールドワイヤーには直径 100  $\mu\text{m}$  のモリブデン製のワイヤー (張力 300 gw; 1095 本) を使用している。各ワイヤーの張力は温度による変化や材質の変形を考慮している。また、各ワイヤーは絶縁体のフィードスルーにより固定されている。フィードスルーは測定信号に生じるクロストークを最小限に抑える。CDC の内部には 50%-50% の混合比の  $\text{ArC}_2\text{H}_6$  ガスが 30 ml/m の一定流量で封入している。 $\text{ArC}_2\text{H}_6$  ガスの特性は電子の移動距離と移動時間との間に線形性があり、ワイヤー近傍でも位置分解能が悪化しないことである。

CDC の信号読み出し系について説明する。センスワイヤーで測定した信号パルスは RC カードで時定数 100  $\mu\text{s}$  を持つ微分回路によって取り出され、プリアンプ、VT-変換、ディスクリミネータ、最後に common stop 形式で使用する CAMAC TDC の順に送られる。プリアンプと RC カードは一体型になっていて、一度に 16 セルに高圧をかけて読み出すことができる。但し、プリアンプの台数、設置する空間の制限があるので、層毎に違う高圧をかけることは不可能である。

### 2.3.3 ストロードリフトチェンバー (SDC)

ストロードリフトチェンバー (SDC) <sup>14)</sup> の特徴は陰極に使用するフィールドワイヤーの代わりに円筒形のストロー型の導体を使用している点である。これは各セル内の電場分布が同心円状になるため、高い位置分解能が得られる長所を持つ。また、ワイヤーが切断した場合、この影響は各セルが独立している所以他のセルに及ぶことはない。逆に短所は荷電粒子がストロー壁を通過した際のエネルギー損失と多重散乱が一般のドリフトチェンバーに比



べて大きいことである。

層番号	原点からの距離 (cm)	ワイヤー数	ストロー半径 (cm)
1	7.18	19	4.73
2	8.07	19	5.32
3	9.07	19	5.98
4	10.19	20	6.73

表 4: SDC の各層毎の設定値を示す。

従来の TAGX Spectrometer の空間な配置と機能的な要求の制限により、SDC は 4 層のストローセルで構成されている。表 4 に原点からの各セル中心までの距離、ストローの半径、センスワイヤー数を示す。ビーム平面上での検出領域は外側の CDC より狭く  $20 \leq \Phi \leq 160$  ° である。各ストローセルの長さは 14 cm である。SDC 全体の上下部にはそれぞれ 2 枚の 2 mm 厚のアルミニウム製のエンドプレートが取り付けられていて、ストローセル固定用とセンスワイヤー固定用とに使用している。エンドプレート間の距離は 20 mm である。SDC 全体の外壁部は 180  $\mu\text{m}$  厚のマイラーで覆っている。センスワイヤーは CDC と同様に直径 20  $\mu\text{m}$  のタンゲステン製ワイヤーを使用し、エンドプレートとの固定には絶縁体のフィードスルーを用いている。各ワイヤーの張力は 35 gw に設定している。内部には CDC と同じ 50%-50% の混合比の  $\text{ArC}_2\text{H}_6$  ガスが 20 ml/m の一定流量で封入してある。

信号読み出しシステムは CDC と全く同じシステムである。SDC 単体での位置分解能は電子線を使用した測定では約 100  $\mu\text{m}$  の位置分解能、検出効率 99 % が得られ、設計前の目標値が達成されている。ストローセルでのエネルギー損失は 100 MeV/c の運動量を持つ  $\pi$  中間子で約 35 KeV である。同様に多重散乱による  $\pi$  中間子の軌跡の方向変化は約  $3.6 \cdot 10^{-3}$  である。これは運動量分解能に比べて無視できる量である。

#### 2.3.4 エアロジェル・チェレンコフ検出器

トリガー条件により除去できない電子陽電子対は TAGX Spectrometer のデータ収集速度を遅くする原因となる。ハドロンを含んだイベントとこれらのバックグラウンドイベ



ントとの比を改善するために、TAGX Spectrometer にエアロジェル・チェレンコフ検出器 (silica aerodgel cherenkov counter) を設置した。この検出器はチェレンコフ光の屈折率の違いにより、電子陽電子と  $\pi$  中間子を選別する。エアロジェルは長さ 110 cm、高さ 9cm、深さ 10 cm のアルミニウム製の箱に入れられている。箱内にはアルミニウム製の反射鏡が水平面に対して  $45^\circ$  の角度で設置してあり、反射光は 10 個の光電子増倍管に収光される。チェレンコフ検出器の検出効率テスト段階では 97 % 以上である。

## 2.4 トリガー

トリガーの役割は様々なバックグラウンドイベントを効率良く除去し、データ解析に必要なイベントを有効に選択することである。TAGX Spectrometer でのトリガーは各検出器から送られる信号を回路系で高速に処理している<sup>15)</sup>。図 9 にトリガーシステムの簡略化した回路図を示す。

### 2.4.1 トリガー構成

光子標識装置の信号は回路系でタギング検出器 32 本から送られる信号の和 (TAG) とその後方に設置したタギング後方検出器 8 本の信号の和 (TagB) に整理される。TAGX Spectrometer で測定された信号は検出器の配置によりビーム軸に対して左右 (L 側, R 側) に分類される。そして、標的近傍で生成した荷電粒子かどうかを確かめるために、IH (IHL:L 側、IHR:R 側) と OH (OHL:L 側、OHR:R 側) の信号の積をとる。OH まで到達した荷電粒子の運動量は 50 MeV/c 以上であり、これ以下の運動量の荷電粒子はこの段階で除去される。この信号 (IHL\*OHL:L 側、IHR\*OHR:R 側) の積 ( $=IH*OH=[IHL*OHL]*[IHR*OHR]$ ) は左右両方に荷電粒子が 1 個以上含まれていることを示す。

入射光子に付随した電子陽電子対は、ハドロンを含んだイベントに比べて約 100 倍多い。そして、ビーム軸上に存在する物質と相互作用して生成された大量の電子や陽電子は極端に前方方向に放出される傾向を持つ。また、これらの粒子は磁場方向に対して垂直な水平面上に広がる。したがって、この水平面を覆う形でプラスチック・シンチレーション検出器 (eVc) を OH 後方に設置することにより、これらのバックグラウンドイベントは除去さ



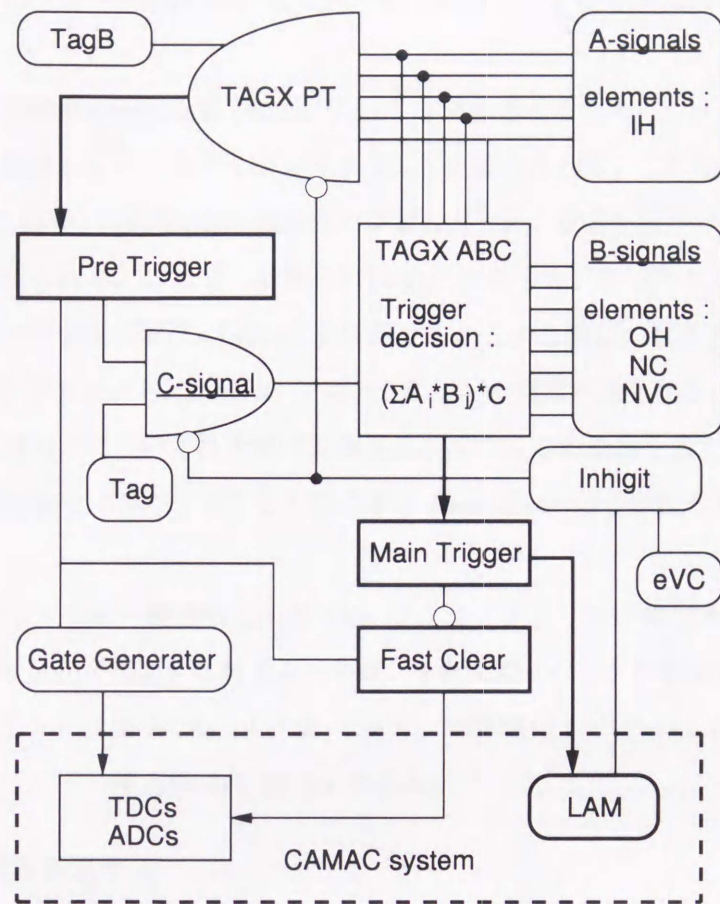


図 9: TAGX のトリガー回路系。

れ、 $IHL \cdot OHL$  数と  $IHR \cdot OHR$  数は減少する。この検出器によりバックグラウンドイベントは 50% 減少する。また、そのときハドロンを含んだイベントの荷電粒子は 10% 減少する。

#### 2.4.2 プレトリガーとメイントリガー

イベント生成後 100 ns 以内にプレトリガー信号が生成される。その信号は TagB と IH の信号の積であり、タギングシステムで発生した光子によりイベントが生成されたことを意味する。前方の 2 個の eVc は高い検出率を持つので、この信号をプレトリガー回路の収集禁止信号 (Inhibit) として使用する。この回路系は TAGX-PT 回路により単純化される。



また、このプレトリガー信号は S/N 比を上げるためのゲート信号に使用される。

データ収集回路系の不惑時間 (Dead Time) を減少させるために、メイントリガーと呼ばれる回路系を使用してバックグラウンドイベントを減少させる。この回路系は3種類 (A 信号、B 信号、C 信号) の信号の積の設定をコンピュータから設定を操作できる TAGX-ABC 回路により単純化される。ここで、A 信号には OH の信号を、B 信号にはプレトリガー信号を、C 信号には  $TAG * \overline{eVC} * \overline{inhibit}$  を使用する。この3種類の信号の積 ( $A * B * C$ ) を満たすとメイントリガーから CAMAC システムに LAM 信号が送られる。CAMAC システム以降のデータ収集系については次節で説明する。また、この条件を満たさない場合には、プレトリガー回路系や ADC, TDC を初期化する Fast Clear 信号が作られ各々の回路を初期化する。

典型的なプレトリガー検出率は約 2 kHz で、メイントリガー検出率は約 20 Hz である。バックグラウンドイベントに対するハドロンを含んだイベントの割合はプレトリガーで約  $10^{-5}$  %、メイントリガーで約  $10^{-2}$  % である。本実験のトリガーは IH\*OH に設定し、実験中のメイントリガー検出率は約 22 Hz である。

## 2.5 データ収集システム

データ収集システムについて説明する。図 10 にデータ収集システムの構成図とデータの流れを示す。CAMAC モジュールで数値化されたデータはパーソナルコンピュータ NEC PC9801 により 1 イベント (約 600 Byte) 毎にメモリーモジュール (MM) に転送される。同様に、TKO モジュールのデータはメモリーパートナーモジュール (MP) に転送される。次に、MM か MP のどちらかが最大容量を越えると、蓄積された MM と MP のデータは CAMAC-VME インターフェイス、VME-Sbus インターフェイスを通じて、UNIX ワークステーションに転送される。最後に、転送されたデータは3台の UNIX ワークステーション (図 11) により機能別に3段階の処理を行なう。3段階の処理とは、収集したデータをデータ解析で簡単に取り扱いできる形式に変換してハードディスク (容量: 4 Gbyte) に保存すること、検出器や光子線の状態を観察すること、収集したデータを解析して測定した荷電粒子の運動量や質量などを計算することである。



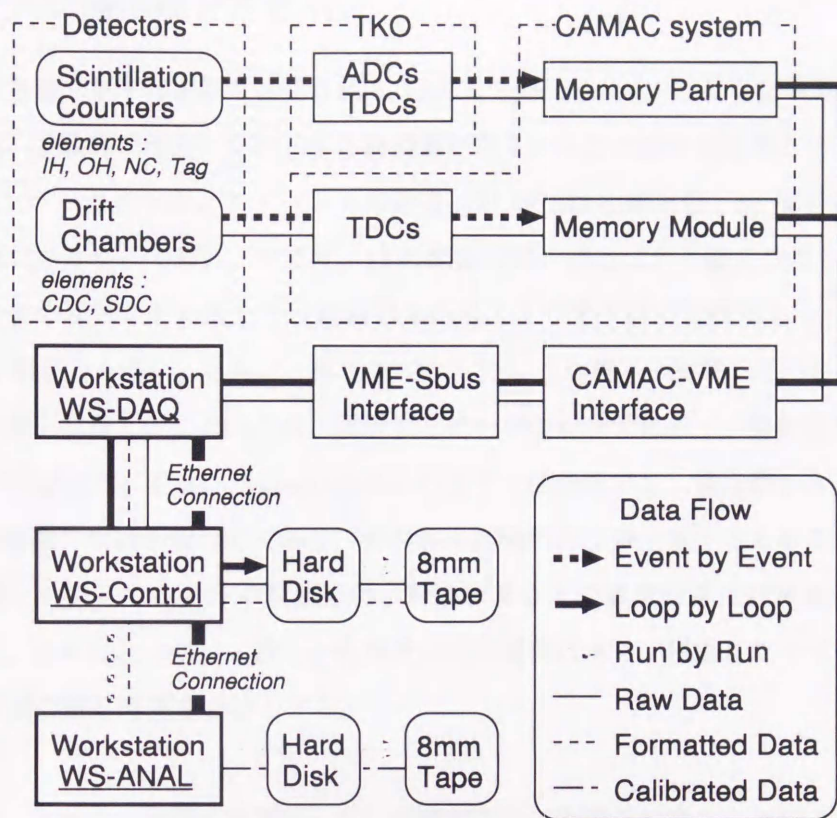


図 10: データ収集システムの構成図。検出器で収集された ADC, TDC データは TKO と CAMAC システムにより計算機に転送される。さらに、そのデータは 3 台の計算機で様々な解析をして HD に保存される

このデータ収集処理システムは著者が中心になり製作した。その成果は雑誌 Nuclear Instruments and Methods in Physics Research に掲載された<sup>16)</sup>。次章でこのデータ収集処理システムの詳細を記述する。



### 3 データ収集処理システム

素粒子実験や原子核実験で使用される TAGX Spectrometer のような中規模・大規模な測定器では、実験終了後から目的とする物理量が得られるまで数年間必要とする。この理由は、主に 1) バックグラウンドイベントの除去、2) 検出器の補正值、3) 解析速度（計算速度）の問題があるからである。つまり、1) の問題点は、例えば光子線を使用した実験では、ハドロンを含むイベントに対して、電磁相互作用により光子線に付随する  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  イベントは 100 倍以上も多い。さらに、第 5 章で示したように電子・陽電子とハドロン（特に  $\pi$  中間子）の識別は難しい。そのため、解析するデータ量が非常に多く、解析時間も長時間に及ぶ。2) の問題点は、TAGX Spectrometer のような検出器でも、検出器から送られるデータ数（検出器数）は数千個以上であり、その各々に時間的な補正值を加えることはかなりの手間と時間を必要とする。3) の問題点は、軌跡計算などの数値計算は計算速度が遅いのが原因である。さらに、イベント数と計算速度は比例関係にあり、収集したイベント数が多くなると長時間の解析時間を必要とする。

そこで、これらの問題点を解消して、実験期間中に物理量が得ることができるデータ収集解析システムを現在開発中である。このシステムを製作する上での最大の問題点は、高速のデータ収集速度にデータ解析速度（数値計算速度）が追い付くことができるかである。つまり、1 イベントの収集時間（収集速度：約 0.05 event/s）内に全てのデータ解析を終わらせる必要がある。現在の軌跡計算速度は約 6.9 event/s（UNIX ワークステーション：約 100 Mips）であり、この計算速度では全くデータ収集に追い付くことはできない。さらに高速の計算速度を持つ計算機を導入しても追い付くことは困難である。したがって、処理速度を向上させるためにはパイプライン処理や分散処理などの処理方法を検討する必要がある。本研究では、分散処理を導入したデータ収集処理システムを新たに製作して、分散処理システムの原子核実験に対する実用性とその弊害について詳細に調べた。以下に、システムの製作方法、分散処理の弊害とその対処方法、本システムの特徴について述べる。



### 3.1 データ収集システム

これまでの TAGX Spectrometer のデータ収集システムは実時間処理機能を持つ FACOM S3500 を中心に構成されてきた。このシステムはフロントエンド・エレクトロニクスの CAMAC モジュール、CAMAC モジュール制御用にパーソナルコンピュータ NEC PC9801、CAMAC モジュールと S3500 のインターフェイスであるブランチドライバー、S3500、及びオンライン解析用に FACOM M780 で構成されている。さらに、S3500-M780 間は光ケーブルを使用し高速なデータ転送が可能である。しかし、ブランチドライバーや CAMAC モジュールの故障が頻繁に発生する問題を抱えていた。

近年、高速の処理速度を持つ UNIX ワークステーション（以下ワークステーション）を使用したデータ収集システムが高エネルギー研究所（KEK）で開発された。さらに、核研の中性  $\pi^0$  中間子測定実験でも、同様のシステムを使用し実用性があることが確かめられた。そこで、TAGX Spectrometer のデータ収集システムもワークステーションを使用したシステム構成に変更した。

データ収集システムは、フロントエンド・エレクトロニクスから計算機にデータを取り込む部分（データ収集系）とそのデータを解析する部分（データ処理系）とで構成される。データ収集系の説明は省略する（前節参照）。この章では、データ処理系について詳細に説明する。表 5 にデータ収集システムを構成するワークステーションの機種とワークステーションの名称を示す。また、図 11 にデータ処理系のシステム構成図を示す。

### 3.2 UNIX ワークステーション

ワークステーションのオペレーションシステムは UNIX が採用されている。UNIX の特徴は C 言語で書かれている点である。そのため、UNIX は使用者の使い易い形で進化した。また、ワークステーションは CPU に RISC を採用し、高い処理能力を提供している。そのため、処理能力を必要とするデータ解析には最適である。逆に、ワークステーションは各プロセスを時分割で処理するために、プロセスがカーネルを占有するような実時間処理（データ収集系）には不適當である。しかし、その問題を回避するデバイスドライバーが KEK で開発され、ワークステーションはデータ収集系で使用可能になった。



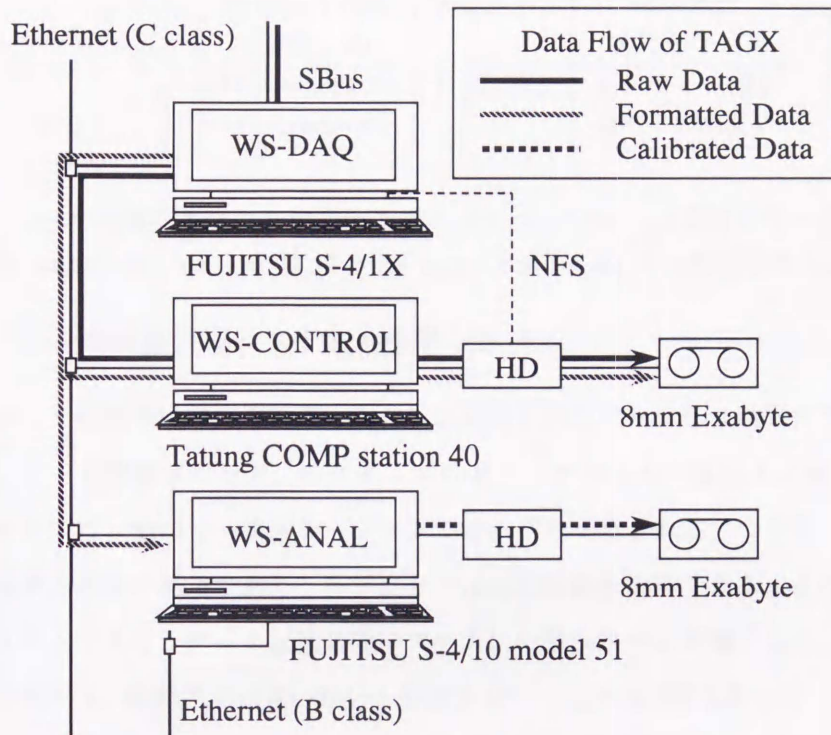


図 11: データ処理系のシステム構成図。WS-CONTROL と WS-ANAL には 4Gbyte のハードディスクと 8mm テープドライブが接続されている。さらに、3 台のワークステーションはイーサネットに接続して実験のネットワーク領域（プライベートアドレス：C class）を構成している。WS-ANAL は 2 つイーサネットアドレスが使用でき、一方は実験のネットワーク領域に使用し、他方は外部のネットワーク領域（B class）に使用する。WS-ANAL はルーターとして機能する。WS-CONTROL のハードディスクはネットワークファイルシステム（NFS）を使い WS-DAQ に接続されている。また、WS-DAQ に転送された数値化されたデータ（Raw Data）は WS-DAQ 上でデータ形式を変換し、そのデータ（Formatted Data）を WS-CONTROL に転送する。また、同時に WS-CONTROL のハードディスクにデータを書き込む。実験終了後に、Formatted data は WS-ANAL に転送される。最後に、オンライン解析で計算したデータ（Calibrated Data）は WS-ANAL のハードディスクに書き込む。



WS 名	名称	機能
SUN Sparc station IPX	DAQ-WS	データ収集 (データ保存)
Tatung Comp station 40	MON-WS	モニター コントロール
SUN Spark S4 -10/model 51	CAL-WS	オンライン解析 (データ保存)

表 5: データ収集システムを構成するワークステーションの機種とワークステーションの名称。Tatung Comp station 40 は SUN sparc station 40 の互換機である。

### 3.3 データ収集処理システムと分散システム

データ処理系はワークステーションに転送されたデータを3種類のプロセスにより処理する。データ収集プロセス、モニタープロセス、オンライン解析プロセスである。そして、各プロセスは3台のワークステーションでそれぞれ実行される。つまり、この状態はシングルタスクと同等の環境であり、各プロセスは処理時間を占有できる。このシステム形態は分散システムであり、データ収集処理システムに分散システムを導入した。ここで、分散システムの長所は、処理速度が遅い部分を分散させて、全体の処理速度を向上させることである。逆に、その短所は処理を細分化させすぎた場合、システム全体が不明瞭になる点である。

### 3.4 データ処理系

データ処理系のプロセス管理方法について説明する。図 12 にプロセス管理図を示す。データ収集開始の命令を発行すると、コントロールプロセスは DAQ-WS にデータ収集プロセスを、さらに DAQ-WS にモニタープロセスを起動し、データ収集は開始する。ここで、コントロールプロセスとは他の各プロセスを集中的に管理するプロセスのことである。データ収集中はモニタープロセスが作成したモニターデータ（各検出器の TDC, ADC 分布）を画面表示できる。もし、検出器に故障や誤動作があるならば、データ収集を中止し、直ちに処置する。データ収集プロセスは開始前に設定したイベント数に達するとデータ収集を停止する。現在、設定するイベント数の上限値は HD の最大容量により制限されている。データ収集停止後、CAL-WS にデータを転送し、CAL-WS にオンライン解析プロセスを起動させ、それからデータ収集を再開する。システムに問題が生じた場合、コントロールプロセ



スは各プロセスの出力結果を解析し、その問題を自動的に解決する。さらに、人為的な誤り（データの消去、データ収集プロセスの強制終了など）を極力除くようにシステムを構築している。次に各プロセスの機能と役割を説明する。

#### (A) データ収集プロセス

データ収集プロセスの主な役割は、フロントエンド・エレクトロニクス（CAMAC システム）からワークステーションにデータを転送することである。但し、転送後のデータには検出器の情報（検出器名、検出器番号など）が含まれていないので、これらの情報をデータに付け加える（フォーマット変換: Event Builder）。変換後のデータは MON-WS のモニタープロセスに転送する。最後に、変換後のデータを HD に保存して、それから再度データ収集を行う。

#### (B) モニタープロセス

モニタープロセスの役割はモニターデータを作成することである。ここで、モニターデータとは光子線（電子線）や各検出器の状態を観察するために必要なデータ（ADC, TDC 分布）のことである。そして、モニターデータは共有メモリを通じてプログラム（PAW）と共有されている。PAW はヨーロッパ原子核研究所（CERN）で開発されたデータ解析プログラムであり、モニターデータをワークステーションの画面上に出力することができる。実験者はこのモニターデータ（ADC, TDC 分布）の時間的な変動を観察することにより、検出器の状態（誤動作、故障）を判断できる。

#### (C) データ解析プロセス

オンライン解析とは実験期間内に行なうデータ解析のことである。この解析は実験期間内に収集できるイベント数を見積もるのに必要である。オンライン解析では荷電粒子の 4 元運動量の決定と粒子識別までを行う。解析方法については第 4 章で説明する。生成断面積や検出効率などの計算は実験終了後のオフライン解析で行なう。また、各検出器の時間原点の決定やその値の時間的な変動の補正などはオフライン解析で行なう。



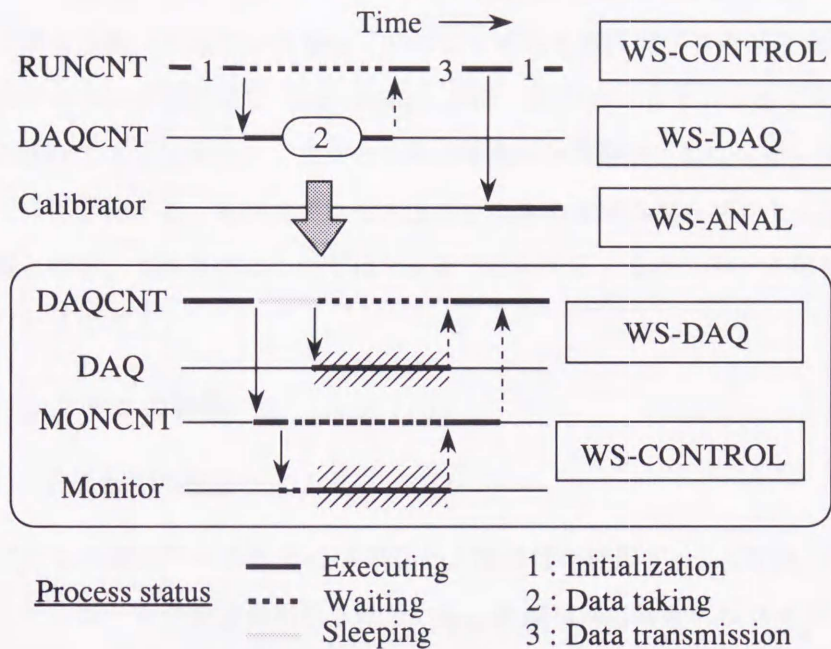


図 12: プロセスの相互関係を示したプロセス管理図。DAQ はデータ収集プロセス、Monitor はモニタープロセス、Calibrator はデータ解析プロセスである。これらのプロセスを主プロセスと定義する。RUNCNT はシステム全体を管理するコントロールプロセスである。DAQCNT と MONCNT は初期化、主プロセスの実行、誤動作の回避の順に処理を行なう。主プロセスの管理にはシグナル処理を用いる。シグナル処理とは、親プロセスが子プロセスから返却されたシグナルを処理することである。ここで、図中の矢印付実線は子プロセスの起動、矢印付点線はプロセスの終了を示す。また、プロセスの時間軸上の線はプロセスの状態を示し、黒の実線は実行中 (executing)、点線は待機中 (waiting)、灰色の実線は停止中 (sleeping) を示す。プロセス管理を以下に示す。最初に、RUNCNT は DAQCNT を起動する (図中 1)。DAQCNT は MONCNT を起動した後、MONCNT の初期化に必要な時間だけ停止する。DAQCNT を停止させる理由は、DAQ と Monitor との時間的な同期をとるためである。この時間的な同期はプロセス間通信では不可欠である。数秒後、DAQCNT は DAQ を起動させる。同時に、MONCNT は Monitor を起動してデータ収集が開始する (図中 2)。ここで、DAQ と Monitor はプロセス間通信を行なう実時間プロセスである (図中斜線部)。データ収集終了後、DAQCNT はシグナルを返却し、RUNCNT は再実行する。次に、RUNCNT は WS-ANAL にデータを転送する (図中 3)。最後に、RUNCNT は Calibrator を起動する。但し、Calibrator を起動する際、RUNCNT はシグナル処理を行なわない。



### 3.5 実時間プロセス

データ収集プロセスとモニタープロセスは実時間プロセスである。ここで、時間的な同期がプロセス間でとれている場合、そのプロセスを実時間プロセスと定義する。すなわち、一方のプロセスが実行状態 (executing) の時、他方のプロセスは必ず待ち状態 (waiting) となる場合である。反対に、プロセス間の時間的な同期がとれていないプロセスを非実時間プロセスと定義する。実時間プロセスはプロセスの処理時間とプロセス間のデータ転送時間が問題となる。この問題については 3.6 節で記述する。また、データ解析プロセスは非実時間プロセスである。

### 3.6 システムの特徴

#### 3.6.1 プロセス間通信

プロセス間のデータ転送にはプロセス間通信を使用する。UNIX にはプロセス間通信のシステムコールが数種類用意されている。同機種間の場合にはメッセージ (同期)、セマフォ (同期)、共有メモリー (非同期) が、異機種間の場合にはソケット (同期、非同期) を使用する。最近、これらのシステムコールを統合し、簡単にプロセス間通信が実現できるプログラム (NOVA) が KEK で開発された<sup>17)</sup>。さらに、NOVA はプロセスの処理速度や複数のプロセス間の処理順位を調整する。データ収集プロセスとモニタープロセス間のデータ転送には NOVA を使用している。

#### 3.6.2 実時間プロセス間のデータ転送

ワークステーション間のデータ転送速度の低下は実時間プロセスに影響を及ぼす。プロセス間通信 (同期) を行なう際、データを送る側のプロセス (サーバー) とデータを受け取る側のプロセス (クライアント) とは完全に時間的な同期がとれている。しかし、プロセスの処理速度の低下、プロセス間のデータ転送速度の低下などの原因により、プロセス間の同期がとれなくなる場合が生じる。そこで、この問題を回避するため、以下のように対処した。

##### (A) ネットワーク領域の分離

ローカルエリアネットワーク (LAN) 上に接続したワークステーションは、ネットワーク



上を流れる TCP/IP パケットを全て認識する。したがって、外部から侵入するパケットが必要以上に増加すると、ワークステーション間のデータ転送速度が低下する原因になる。そこで、CAL-WS にイーサネットボードを2枚挿入し、CAL-WS にルーターの機能を持たせる。ルーターとは複数の IP ネットワークを接続する機能のことである。そして、外部のネットワーク領域と実験のネットワーク領域とを分離し、外部から侵入する不必要なパケットを遮断する。

また、実験のネットワーク領域にはプライベートアドレスを使用した。ネットワークに接続している計算機に与えられる IP アドレスは全て管理され、IP アドレスを勝手に変更することはできない。しかし、プライベートアドレスを使用した場合のみ、自由に IP アドレスを変更することができる。この利点は、ネットワークに接続する計算機の構成を手軽に変えることのできる点である。また、ルーターの導入によりネットワークの安全性も十分保証できる。

#### (B) プロセスの処理順序

複数のプロセスが実行可能である場合、どのプロセスを先に実行するかはオペレーティングシステムのスケジューラにより決定される。このスケジューラはスケジューリング関数に従い各プロセスの処理順序を決定する。スケジューリング関数に使われる情報は処理時間や優先度などである。そして、システム関係のプロセス（デーモンプロセス）が混在するため、スケジューリング関数を操作することはできない。但し、例外としてユーザープロセスの処理順序は優先度（**nice**）を使い変更することができる。このシステムでは、実時間処理の処理順位は最優先にすることが望ましい。そこで、データ収集プロセスとモニタープロセスの優先度を上げ、他のユーザープロセス（データ圧縮、画面出力など）の優先度を下げた。

#### 3.6.3 リモートプロシージャコール (RPC)

ユーザープロセスはシステムコールを通じてカーネルに命令を出すことができる。システムコールは C 言語で書かれた関数である。他のワークステーションにシステムコールを発行させる場合、リモートプロシージャコールを使用する。リモートプロシージャコールの利点は、複数のワークステーション（リモート）で実行するプロセスを1台のワークステーション（ローカル）で操作することができる点である。また、システムコールは関数であるために、使用者はシェルを通じてシステムコールを発行することもできる。ここで、



シェルとは使用者とシステムコールを結ぶインターフェイスである。使用頻度の高いシェルはコマンドとして登録され、リモートプロシージャコールに相当するコマンドに **rsh** (システムコールを発行する), **rcp** (ファイル転送を行なう) などがある。このシステムでは、シェル (シェルスクリプト) を使用して、複数のワークステーションのプロセスを管理する。

#### 3.6.4 実時間外のデータ転送

ファイル共有システム (NFS) はワークステーション間のデータ転送を行なうシステムである。NFS はリモートプロシージャコールを使用して構築されている。しかし、NFS によるデータ転送速度は **rcp** に比べて遅い。**rcp** はセッション層で構築されているのに対し、NFS はアプリケーション層で構築されているのが、転送速度を遅くする原因である。NFS の転送速度は **rcp** に比べて約 10 倍遅い。そこで、実時間外のデータ転送には **rcp** を使用した。また、カーネルの占有率の低下は転送速度を遅くする原因となる。図 13 に **rcp** による転送速度を示す。この図から、**rcp** と **compress** (ファイル圧縮) を同時に実行した場合の転送速度は、**rcp** を単独で実行した場合と比較して約 30 % 遅くなる。したがって、データ転送中にカーネルの占有率を低下させることは避けなければならない。

### 3.7 結論

本研究では、分散処理を導入したデータ収集処理システムを新たに製作して、分散処理システムの原子核実験に対する実用性とその弊害について詳細に調べた。処理速度の遅い部分は分散処理することにより、収集システム全体の処理速度 (データ収集速度) と同じ程度まで高めることができる。また、システム全体を分散処理することによる様々な弊害を詳細に調べて、その対処方法を確立した。今後、このシステムをさらに応用することにより、これまで実験終了後 1-2 年かけて行っていたデータ解析を全て実験期間内に処理することができる。これは素粒子実験・原子核実験で新しい試みとなる。

また、約 2 カ月の実験期間中、データ収集システムは大きな問題なく順調に運転された。今後の検討課題は (A) オンライン解析の処理速度、(B) モニタープロセスの強化、(C) データの保存方法の 3 点である。



#### (A) オンライン解析の処理速度

このシステムの最終目的は、実験期間中に生成断面積などの物理量を得ることである。そのためには、複雑なデータ解析手順の簡素化して、さらに各プロセスの処理速度を向上させなければならない。現在、データ解析プロセスの処理速度はデータ収集速度より遅いために実時間プロセスに変更できない。処理速度を向上させるための対処方針は、

1. 高速な処理速度を持つワークステーションの導入
2. 分散処理、並列計算に変更
3. 不必要なデータの除去

である。特に、バックグラウンド・イベントを多く含む実験なので、不必要なデータを除去する方法は効果的である。今後、上記3点を検討する。

#### (B) モニタープロセスの強化

現在のモニタープロセスは、各検出器の分布 (ADC, TDC) を作成しているにすぎない。この分布から得られる情報は検出器の故障と誤動作のみで、時間的変動に関する情報は含まれていない。特に、光電子増倍管の出力の低下は問題である。さらに、検出器の時間原点を決定する際に時間的変動が問題になるため、実験中にこの変動を補正することも必要である。

#### (C) データの保存

ワークステーションの短所は I/O 速度が遅いことである。機種やシステムの負荷にもよるが、現在のデータ (2 Gbyte) 保存時間は約 1 時間である。さらに、データ圧縮時間を含めると、システムに約 1 ~ 2 時間負荷を与える。この影響で他のプロセスの処理速度は約半分に低下する。現在は 8mm テープドライブを使用しているが、今後は光磁気ドライブなどの I/O 速度の速い外部装置を導入しデータ保存時間を短縮する必要がある。



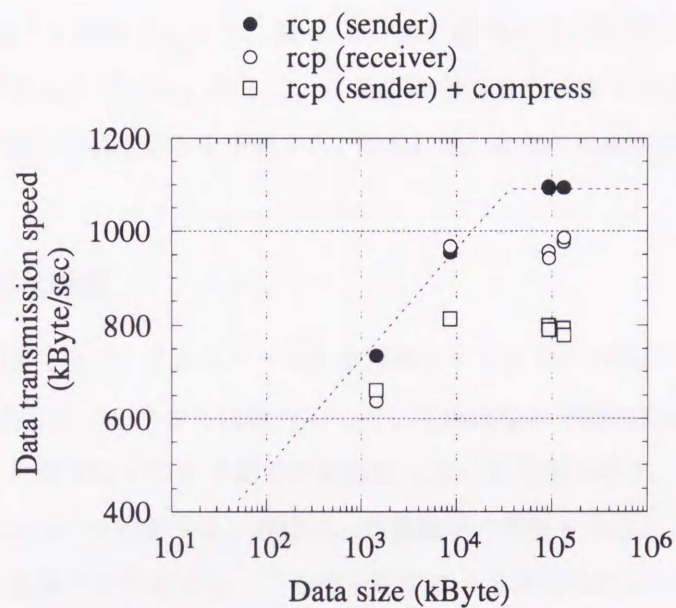


図 13: ワークステーション間の転送速度。横軸は転送するデータ量 (データサイズ) である。データサイズが小さい場合には、オーバーヘッドを処理する時間の割合が大きくなり、転送効率は低くなる。オーバーヘッドとは接続の開始時や終了時に行なう作業のことである。また、sender (●) はデータを送信する側 (送信側)、receiver (○) はデータを受信する側 (受信側) を表わす。送信側と受信側とを比較した場合、受信側の転送速度は受信側のデータ処理手順が多いため送信側より低くなる。また、rcp (送信側) と compress (ファイル圧縮) とを同時に実行した場合の転送速度 (◇) は rcp (送信側) を単独で実行した場合の転送速度と比較して約 30 % 遅くなる。転送速度が低下する原因は他のプロセスによりカーネルの占有率が低下するためである



## 4 データ解析

この章では実験で収集したデータから目的とする物理量を得るまでのデータ解析手順について述べる。データ解析に必要な条件は各物理量を正確に再構成し、過不足なく  $\pi^+\pi^-$  イベントを選択することである。 $\pi^+\pi^-$  イベントを選択するのに必要なデータ解析は次の2点である。第1に再構成した荷電粒子の運動量と飛行時間から荷電粒子を識別し  $\pi$  中間子と他の荷電粒子を選別すること、第2に  ${}^3\text{He}$  標的以外の物質から生成した  $\pi^+\pi^-$  イベントを除去することである。さらに、以後の物理解析で必要となる不変質量、残留核子系の質量、 $\rho^0$  中間子の質量分布を定義する。最後に統計誤差と系統誤差について説明する。

### 4.1 荷電粒子の再構成

この節では測定したデータからイベントを再構成するまでの手順について説明する。始めに、CDC で測定したデータから磁場方向に対して垂直な水平面内の粒子の軌跡を再構成し、その軌跡から荷電粒子の水平面での運動量を求める方法を示す。次に、IH-OH 間の飛行時間決定方法について説明する。最後に、荷電粒子の質量を決定し、その質量分布から陽子、 $\pi$  中間子、重陽子を同定する。この粒子同定により物理解析に必要な  $\pi^+\pi^-$  イベントを選択することができる。

#### 4.1.1 CDC による運動量決定

CDC でのデータ解析の重要な点は最高の位置分解能で磁場方向に対して垂直な水平面での軌跡を再構成することである。CDC での解析手順は、パターン認識、電離電子の移動距離と移動時間の関係の決定、磁場中での軌跡の再構成、生成点の決定である。

##### (1) パターン認識

測定した CDC データは CDC のビームラインに対しての左右 (LR)、層番号、ワイヤー (セル) 番号、ドリフトセル内の電離電子の移動時間 (TDC) である。そこで、始めに CDC を通過した荷電粒子がどのようなパターンで各層 (ドリフトセル内) に軌跡を残したかを推測する。つまり、多くの測定点から軌跡を再構成させるために必要な測定点の集ま



り（クラスター）を選択することである。これがクラスター選択である。

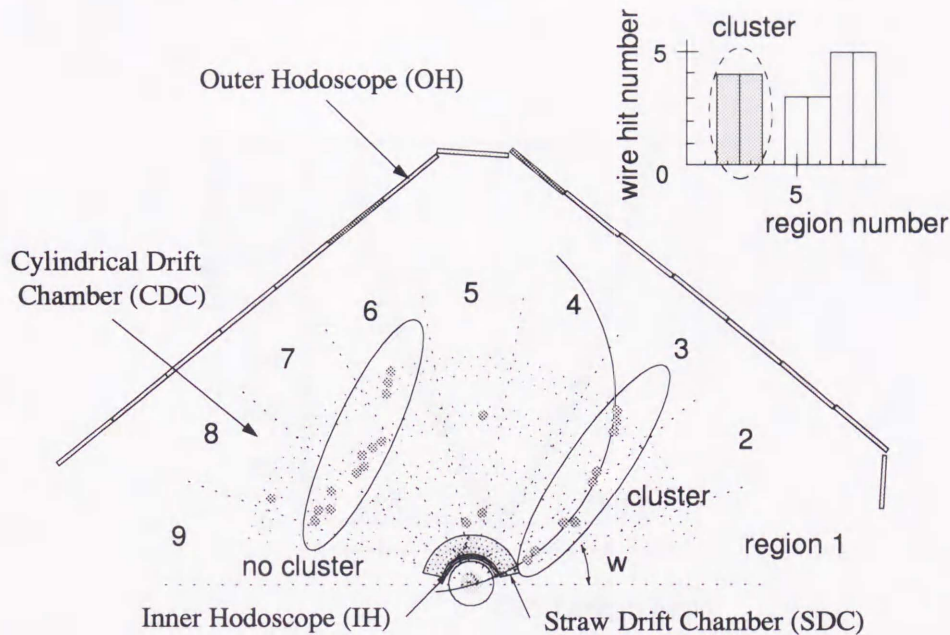


図 14: クラスターの選択方法。中央の図は荷電粒子が TAGX Spectrometer を通過した際、CDC に残した測定点 (●) を示す。クラスターの選択手順について示す。始めに、座標系原点中心から  $\Phi$  方向に対して  $W$  の角度幅で領域を動かし、各領域内の検出数を求める。図では  $W=20^\circ$  に設定し、全領域数は 9 である。各領域 (region number) と検出数 (wire hit number) との関係を示したヒストグラムを左上に示す。次に、各領域の検出数、最大領域数、クラスターとしての最大検出数から、測定点の集まりがクラスターであるかどうかを判断する。斜線部はクラスターとして認識された測定点の集まりである。このクラスターに対して軌跡を再構成した結果、標的近傍で生成された軌跡であることがわかる。

図 14 にクラスターの選択方法の模式図を示す。始めに、座標系原点中心から  $\Phi$  方向に対して  $W$  の角度幅で領域を動かし、各領域毎の検出数を見積もる。次に、各領域の検出数、最大領域数、クラスターとしての最大検出数の 3 点から、クラスターが存在するかどうか判断する。さらに、クラスターとして認識された測定点から、軌跡として最適な測定点の組み合わせを推測する。これがパターン認識である。理想的な軌跡（シミュレーション計算）を使用した場合、この方法によるクラスター認識率はほぼ 100% である。

## (2) 軌跡の再構成



選択したクラスターが軌跡に付随したものであるかどうかは、軌跡を再構成することにより判断することができる。軌跡の再構成には3次元スプラインフィティング法<sup>18)</sup>を使用する。

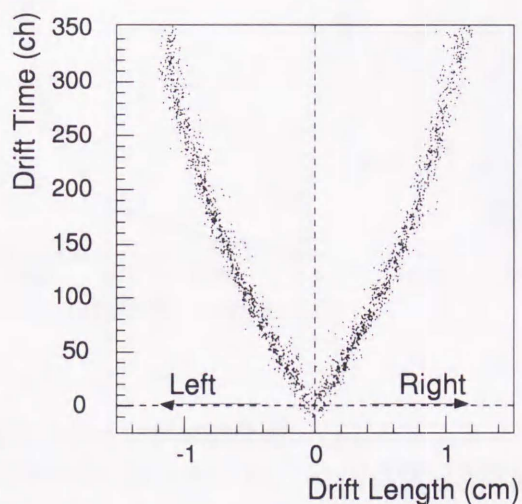


図 15: 移動距離と移動時間の関係 (x-t-relation) の一例。センスワイヤーと座標原点とを結んだ直線に対して、負の移動距離はドリフトセル内の左半分を、正の移動距離はドリフトセル内の右半分を通過したことを示す。また、任意の多項式を用いて、移動距離と移動時間の関係を再現できる。本実験では5次多項式を使用する。

ドリフトセル内でイオン化された電子がセンスワイヤーまで到達する時間 (移動時間)  $t$  は、通過点からセンスワイヤーまでの到達距離 (移動距離)  $x$  と移動時間  $t$  との関係式 (x-t relation) により、移動距離  $x$  に変換することができる。図 15 に x-t relation の一例を示す。次に、センスワイヤーを中心にした移動距離に相当する円を描くことができる。さらに、原点近傍で生成された荷電粒子の軌跡である条件を付け加えることにより、荷電粒子のドリフトセル内の通過点 (X,Y) が求まる。最後に、3次元スプラインフィティング法により、磁場に対して垂直な水平面 (XY 平面) での荷電粒子の軌跡を再構成する。ここで、荷電粒子のドリフトセル内の通過点 (X,Y) は

$$p_{XY} \frac{d^2Y}{dX^2} = -\left(1 - \frac{dY}{dX}\right)^{3/2} B_Z(X,Y) \quad (3)$$

の運動方程式を満たす必要がある。但し、 $p_{XY}$  は XY 平面に射影した運動量であり、 $B_Z(X,Y)$



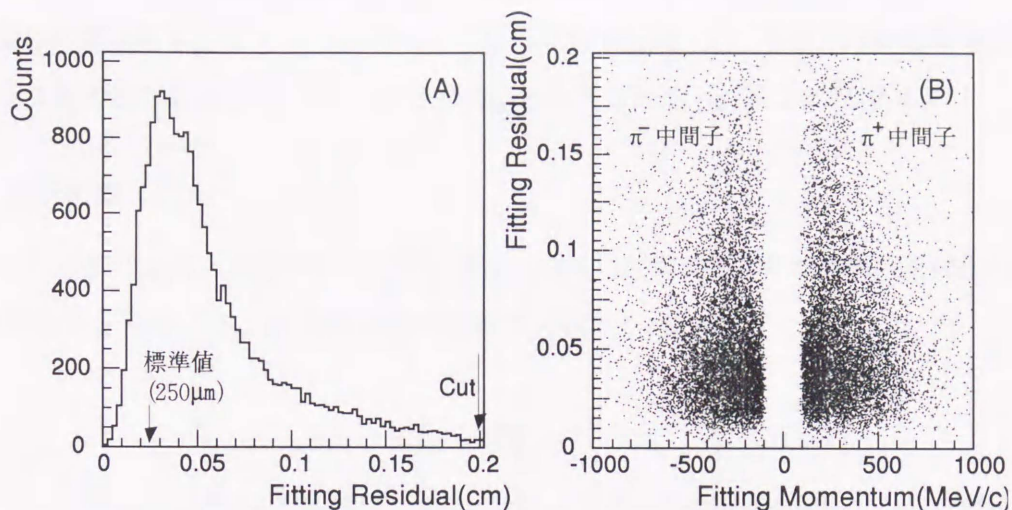


図 16: CDC の軌跡フィテイング残差分布。(A) はフィテイング残差分布、(B) はフィテイング残差分布と運動量分布の関係を示す。(B) では低い運動量の領域でフィテイング残差分布が高い領域まで広がっている。(A) のピーク値は  $450 \mu\text{m}$  であり、これまでの TAGX の基準値 ( $250 \mu\text{m}$ ) よりも約 1.5 倍悪くなっている。この原因は測定した信号に対する時間分解能の悪化である。

はこの平面内での磁場値 (最大磁場 0.5 T) である。上式から荷電粒子の XY 平面内での運動量  $p_{XY}$  が決定できる。荷電粒子の正負は軌跡の進行方向から求める。また、荷電粒子に付随した軌跡であるかの判断は、測定点  $(X_i, Y_i)$  とスプライン関数上の点  $(x_i, y_i)$  との軌跡フィテイング残差  $R$  を用いる。

$$R = \frac{\sum_{i=1}^n \sqrt{(Y_i - y_i)^2}}{n - 3} \quad (4)$$

ここで、 $n$  は測定点の数である。図 16 に軌跡フィテイング残差分布を示す。この図から、軌跡フィテイング残差  $R$  が 2mm 以下の場合には、荷電粒子による軌跡として判断して以後の解析に使用する。

### (3) 生成点と放出角

再構成した軌跡を標的近傍まで外挿することにより、荷電粒子の生成点を求める。つまり、2 軌跡以上ある場合には、外挿した 2 軌跡の標的近傍での交点を求める。この交点が生



成点である。また、1 軌跡の場合には、ビーム軸と軌跡との交点を生成点と定義する。生成点の位置分解能は約 3 mm である。さらに、粒子の水平面内 (XY 平面) の放出角  $\Phi$  は、生成点での各軌跡の微分値  $dY/dX$  から求める。放出角分解能  $\sigma_\Phi$  は  $2.2^\circ$  である。

#### 4.1.2 飛行時間 (TOF)

上下の OH で測定した時間をそれぞれ  $t_{OH}^{up}$ ,  $t_{OH}^{down}$ 、IH 間の相対的な時間差を補正した IH の時間を  $t_{IH}$  とすると、IH-OH 間の飛行時間 (TOF)  $t_{TOF}$  は

$$t_{TOF} = (t_{OH}^{up} + t_{OH}^{down})/2 - t_{IH} \quad (5)$$

となる。但し、IH 間の相対的な時間差の補正はタギング検出器の時間を用いている。電子線を使用した際の飛行時間分解能は約 380 ps である。また、OH 上下の時間差から、TAGX 座標系で OH の Z 方向位置  $Z$ 、仰角  $\Theta$  を求めることができる。

$$Z = (t_{OH}^{up} - t_{OH}^{down})\nu_{eff}/2 \quad (6)$$

ここで、 $\nu_{eff}$  はプラスチックシンチレーター内の有効光速である。上下の光電子増倍管の違いによる位置分解能への影響は 100 ps 以内である。Z 方向の位置分解能  $\sigma_Z$  は 2.5 cm である。さらに、荷電粒子が TAGX 座標系の原点で生成されたと仮定すると、仰角  $\Theta$  は

$$\Theta = \tan\left(\frac{Z}{L_{OH}}\right) \quad (7)$$

となる。ここで、 $L_{OH}$  は原点から OH までの距離である。また、荷電粒子の 3 次元運動量  $p$  は仰角  $\Theta$  から、

$$p = \frac{p_{XY}}{\cos\Theta} \quad (8)$$

となる。但し、 $p_{XY}$  は前節で求めた XY 平面内での荷電粒子の運動量である。

#### 4.1.3 粒子識別

4.1.2 節で求めた荷電粒子の運動量  $p$  と飛行時間  $T$  から荷電粒子の質量を求め、陽子、 $\pi$  中間子、重陽子などの粒子同定を行う。荷電粒子の質量  $M$  は



$$M = p\sqrt{\frac{T^2}{L^2} - \frac{1}{c^2}} \quad (9)$$

から求める。ここで、 $T$  は IH-OH 間の飛行時間、 $L$  は IH-OH 間の距離、 $c$  は光速である。図 17 に再構成した質量分布を示す。図 17-(A) の  $M \approx 940$  付近にピークを持つ分布が陽子である。この図から精度良く  $\pi$  中間子、陽子、重陽子の質量が求められていることがわかる。そこで、 $0 \leq M \leq 520$  ( $\text{MeV}/c^2$ ) の領域を  $\pi^+$  中間子、 $M \leq 0$  ( $\text{MeV}/c^2$ ) の領域を  $\pi^-$  中間子と同定する。

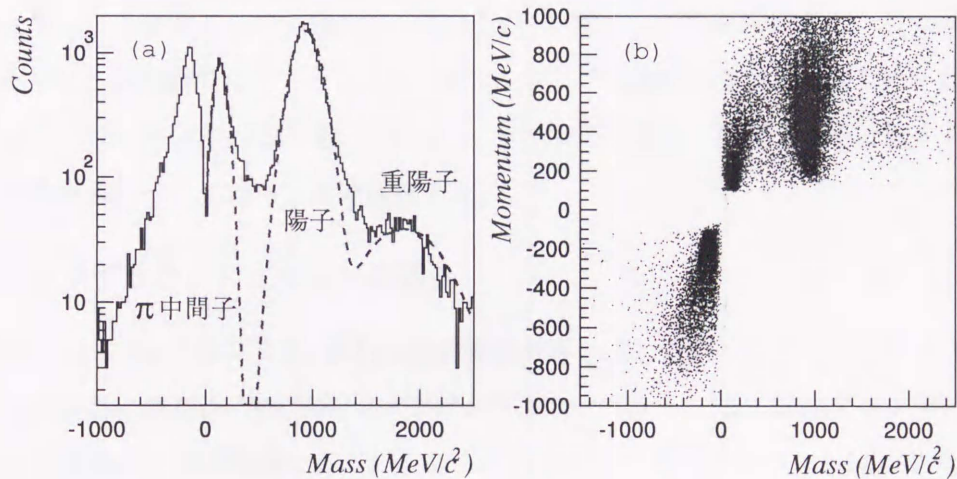


図 17: 再構成した荷電粒子の質量分布。(a) は質量分布を、(b) は質量分布と再構成した運動量分布の関係を示す。(b) の陽子の領域では、陽子の質量は運動量に依存せず運動量に対して一定である。この関係は運動量と飛行時間が正確に再構成されていることを示す。

$\pi$  中間子に陽子や電子・陽電子が混入している場合、 $\pi^+\pi^-$  系の不変質量分布に影響を及ぼす可能性がある。そこで、 $\pi$  中間子に対する陽子の混入率と電子・陽電子の混入率とを見積もる。

#### (A) 陽子の混入率

陽子の混入率は再構成した荷電粒子の質量分布 (図 17) から見積もる。つまり、質量分布で  $0 \leq M \leq 520$   $\text{MeV}/c^2$  の領域を  $\pi^+$  中間子と同定し、その領域に混入する陽子の割合を



見積もる。陽子の混入率  $R_p$  は運動量  $p$  に依存して高くなり、 $p \leq 500$  (MeV/c) で  $R_p \ll 1\%$ 、 $p \leq 800$  (MeV/c) で  $R_p \leq 4\%$  である。

#### (B) 電子・陽電子の混入率

TAGX Spectrometer は  $\pi$  中間子と電子・陽電子とを分離するために必要な時間分解能  $\Delta T$  を持っていない。ここで、質量分解能  $\Delta M$  は (9) 式より

$$\Delta M = M \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \left(\frac{1}{1-\beta^2} \frac{\Delta T}{T}\right)^2} \quad (10)$$

となる。 $\Delta p$  は運動量分解能である。つまり、 $\pi$  中間子や電子・陽電子では  $1/(1-\beta^2)$  項の寄与が大きく、分離するためには時間分解能  $\Delta T$  の向上が必要条件である。この問題を解消するために、本実験ではエアロジェル・チェレンコフ検出器を新たに設置した。この検出器はチェレンコフ光の屈折率の違いを利用し、 $\pi$  中間子と電子・陽電子とを分離する。電子陽電子対の混入については 5.1 節で検討する。

## 4.2 バックグラウンドイベントの除去

収集したイベントには  ${}^3\text{He}$  標的以外の物質から生成したバックグラウンドイベントが含まれる。主な生成点は  ${}^3\text{He}$  標的アペンディックスのマイラー、 ${}^3\text{He}$  標的アペンディックスを覆っている断熱材、真空容器である。これらのバックグラウンドイベントは以下の 2 種類の方法で除去する。

### 4.2.1 生成点による除去

4.1.1 節で示したように、再構成した 2 粒子の軌跡の標的近傍での交点 (X,Y) は生成点となる。そこで、座標系原点から生成点まで距離 ( $R=\sqrt{X^2+Y^2}$ ) 分布を使用し、 ${}^3\text{He}$  標的外に生成点を持つイベントを除去する。表 6 に各検出器の座標系原点からの最小距離と最大距離を示す。

図 18-(A) に  ${}^3\text{He}$  標的アペンディックスに液体  ${}^3\text{He}$  を封入した状態 (以下  ${}^3\text{He}$  標的) で収集した生成点分布を、また図 18-(B) に液体  ${}^3\text{He}$  を封入しない状態 (以下空標的) で収



装置名	最小距離 (cm)	最大距離 (cm)
(1) $^3\text{He}$ 標的	0.00	2.50
(2) 真空容器	4.00	5.00
(3) IH	5.65	6.15

表 6: 座標系原点から各検出器・装置までの距離 ( $^3\text{He}$  標的の近傍のみ)

集した生成点分布を示す。図 18-(A), (B) において、内側からアペンディクスのマイラー、断熱材 (アペンディクスと真空容器の間)、真空容器などが  $^3\text{He}$  標的以外の生成点になっていることがわかる。そして、図 18-(B) においてマイラー部分の X 軸、Y 軸への射影図から、アペンディクスの中心は座標系原点と一致していることを確かめた。図 18-(C),(D) は  $^3\text{He}$  標的と空標的に対する座標系原点からの距離分布である。 $^3\text{He}$  標的以外の物質に生成点を持つイベントを除去するために、光子数を規格化定数にして図 18-(C) から (D) を差し引く。図 18-(E) に  $^3\text{He}$  標的の分布から空標的の分布を差し引いた距離分布を示す。この分布から  $R=2.7\text{ cm}$  以上では  $^3\text{He}$  標的以外の物質により生成されたイベントとして除去する。

#### 4.2.2 統計的な補正

4.2.1 節の方法で除去できないバックグラウンド・イベントの混入は、 $^3\text{He}$  標的のアペンディクスに液体  $^3\text{He}$  を封入しないとき (空標的) に測定したイベントを使い統計的に除去する。液体  $^3\text{He}$  標的と反応した全イールド数  $Y$  は

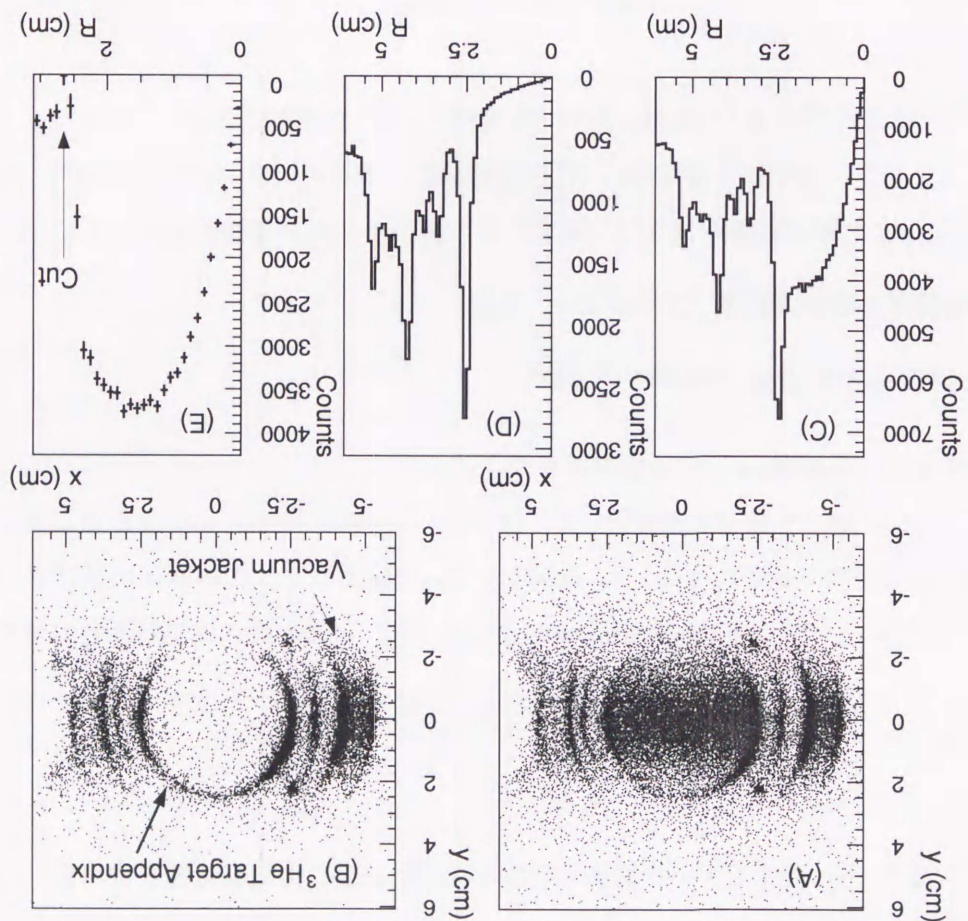
$$Y = Y_{Full} - a * Y_{Empty} \quad (11)$$

と統計的に見積もることができる。ここで、 $Y_{Full}$  はアペンディクスに液体  $^3\text{He}$  を封入した状態 ( $^3\text{He}$  標的) で測定した全イールド数を、 $Y_{Empty}$  は空標的の状態 で測定した全イールド数である。また、係数  $a$  は入射光子数を両測定で等しくするための規格化定数である。 $^3\text{He}$  標的で測定した全入射光子数を  $N_{Full}$ 、空標的で測定した全入射光子数を  $N_{Empty}$  とすると、規格化定数  $a$  は

$$a = N_{Full}/N_{Empty} \quad (12)$$



図 18: 生成点分布と座標系原点からの距離分布。(A) は  $^3\text{He}$  標的のペンシックスに液体状態 (空標的) で測定した生成点分布である。(A),(B) 共にペンシックスのマイラー、断熱材 (マイラーと真空容器の間)、真空容器などが  $^3\text{He}$  標的以外の主な生成点となる。また、 $(X, Y) = (-2.5, 2.0), (-2.5, -2.0)$  付近には、液体  $^3\text{He}$  標的のシステムの本体を断熱させる枠組みの温度 ( $N_2$ ) と一致させるためのアルミニウム製の棒 (直径 2.3 mm) が見られる。(C),(D) は  $^3\text{He}$  標的と空標的に対する座標系原点からの距離分布である。また、(E) に  $^3\text{He}$  標的の分布から空標的の分布を差し引いた分布を示す。ここで、分布を差し引く際には光子数を規格化定数にして示している。座標系原点から  $R = 2.7$  cm 以上のイベントは  $^3\text{He}$  標的以外の物質から生成したイベントとして除去する。





となる。

### 4.3 不変質量 (Invariant Mass)

測定した  $\pi^+\pi^-$  イベントから崩壊前の粒子を同定するには不変質量を用いる。不変質量  $M_{inv}$  は

$$M_{inv} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2} \quad (13)$$

である。ここで、 $E_1, E_2$  は崩壊後の粒子のエネルギーを、 $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2$  は 3 次元運動量である。ここで注意しなければならない点は、 $\pi^+$  中間子と  $\pi^-$  中間子の 3 次元運動量が共に 0 の場合 ( $\mathbf{P}_1 = \mathbf{P}_2 = 0$ ) には、 $\pi\pi$  系の不変質量  $M_{\pi\pi}$  は  $M_{\pi^+} + M_{\pi^-} \approx 278 \text{ MeV}/c^2$  となる点である。これは、 $\pi\pi$  系の不変質量  $M_{\pi\pi}$  の下限値である。

### 4.4 残留核子系の質量 (Missing Mass)

#### 4.4.1 残留核子系の運動量、エネルギー、質量

入射光子の 4 次元運動量 ( $\mathbf{k}, E_\gamma$ )、測定した 2 粒子の 4 次元運動量をそれぞれ ( $\mathbf{P}_1, E_1$ )、( $\mathbf{P}_2, E_2$ ) とすると、残留核子系の持つ 3 次元運動量 (Missing Momentum)  $\mathbf{P}_X$ 、エネルギー (Missing Energy)  $E_X$ 、質量 (Missing Mass)  $M_X$  は運動学より

$$\mathbf{P}_X = \mathbf{k} - (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2) \quad (14)$$

$$E_X = E_\gamma - (E_1 + E_2) \quad (15)$$

$$M_X = \sqrt{E_X^2 - \mathbf{P}_X^2} \quad (16)$$

と書き表せる。以下に  $M_X$  分布の特徴を述べる。

残留核子系を構成する核子の 3 次元運動量  $\mathbf{P}_i$  の和  $\mathbf{P}_X$  が 0 になる ( $\mathbf{P}_X = \sum_{i=1}^n \mathbf{P}_i = 0$ ) ならば、上式の  $M_X$  は

$$M_x |_{\mathbf{P}_X=0} = \sum_{i=1}^n \sqrt{M_i^2 + P_i^2} \quad (17)$$



となる。さらに各核子の 3 次元運動量  $P_i$  が 0 ならば、残留核子系の質量の下限值  $M_X|_{min}$  は各核子の質量  $M_i$  の和 ( $M_X|_{min} = \sum_{i=1}^n M_i$ ) となる。そして、 $M_X$  分布は  $M_X|_{min}$  の位置から  $P_X$  が増加するにつれて高い領域に広がる。したがって、 $M_X$  分布は各終状態の核子系の質量に差がある場合、それぞれの終状態を区別するのに有効な分布となる。例えば、本研究の測定したデータには、2 個の  $\pi$  中間子を含むコヒーレント生成過程 ( ${}^3He(\gamma, \pi^+\pi^-){}^3He$ ) や 3 個以上の  $\pi$  中間子を生成する過程など様々な生成過程が含まれる。このように反応後の核子系に質量差 (上の例では  $\pi$  中間子 1 個分の質量差) が生じる場合には、残留核子系の質量分布から生成過程を分離できる可能性がある。

#### 4.4.2 残留核子系の質量分解能の向上

本研究では目的を達成するために、 ${}^3He(\gamma, \pi^+\pi^-){}^3He$  反応と終状態に 3 個以上の  $\pi$  中間子を生成する反応 ( $3\pi$  生成反応) とを区別する必要がある。まず初めに、両反応を区別するために必要な残留核子系の質量分解能  $\Delta M_X$  を見積もる。その条件は  $\Delta M_X \leq M_\pi/3 \cong 47 \text{ MeV}/c^2$  である。さらに、(14) 式の  $P_1, P_2$  の運動量分解能  $\Delta P_1/P, \Delta P_2/P$  を約 50 % 向上させた場合を考える。(16) 式より  $\Delta M_X$  は約  $28 \text{ MeV}/c^2$  となるので、上記の条件を十分に満たす。ただし、変更前の運動量分解能には  $\Delta P/P = 0.09P + 0.01$  を、CDC の位置分解能は  $250 \mu\text{m}$  を使用し、多重クーロン散乱による運動量分解能の悪化は考慮していない。以上から、TAGX Spectrometer に以下の 2 点改良を加えて運動量分解能の向上を試みた。

1. SDC (水平面内での位置読み出し用に 4 層) を CDC の内側に設置した。この変更による運動量分解能の向上度は約 40 % と見積もれる。
2. 以前、磁場方向の読み出しに使っていた CDC の最外層 (12 層) を水平面内の位置読み出し用に変更した。この改良により、CDC の水平面内の位置読み出し用には 9 層使用できる。この変更による運動量分解能の向上度は約 10 % と見積もれる。

#### 4.4.3 運動量分解能

CDC の運動量分解能  $\Delta P/P$  を再構成した荷電粒子の質量分解能  $\Delta M$  から間接的に見積もる。(10) 式より荷電粒子の質量分解能  $\Delta M$  は



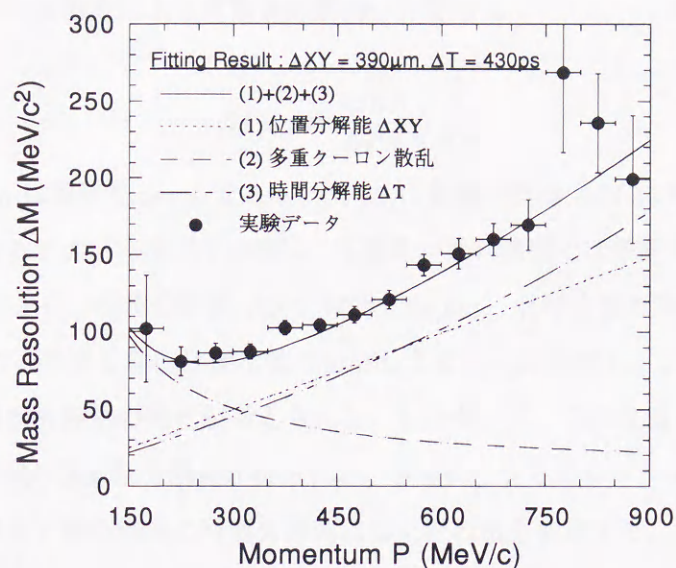


図 19: 質量分解能に対する運動量分解能と時間分解能の寄与。図中のドット付の実線は位置分解能による寄与を、点線は多重クーロン散乱による寄与を、ドット付き点線は飛行時間の分解能の寄与を示す。実線は実験結果を上記 3 種類の寄与を含めた関数形 (本文参照) でフィティングした結果である。但し、実験結果では陽子を使用している。本実験の位置分解能は約 390  $\mu\text{m}$ 、飛行時間の時間分解能は約 430 ps である。また、位置分解能と飛行時間の時間分解能の寄与は同程度であり、低い運動量では多重クーロン散乱の寄与が大きい。

$$\Delta M = M \sqrt{\left(\frac{\Delta XY}{P}\right)^2 + \left(\frac{1}{1-\beta^2} \frac{\Delta T}{T}\right)^2} \quad (18)$$

となる。但し、 $P$  は CDC で再構成した運動量 (MeV/c)、 $T$  は飛行時間 (ns)、 $\Delta T$  は飛行時間の時間分解能 (ns) である。ここで、運動量分解能は位置分解能  $\Delta P_{POS}$  と多重クーロン散乱  $\Delta P_{MS}$  が寄与する。つまり、

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{P}{0.3B} \sqrt{\Delta P_{POS}^2 + \Delta P_{MS}^2} \quad (19)$$

と書き表すことができる。但し、 $B$  は水平面に対して垂直方向の磁場 (KG) である。また、位置分解能による運動量分解能への寄与は

$$\Delta P_{POS} = \frac{\Delta XY}{L^2} \sqrt{\frac{720}{N+5}} \quad (20)$$



となる。ここで、 $L$  は軌跡の長さ (cm)、 $N$  は測定点数、 $\Delta XY$  は位置分解能 (cm) である。さらに、多重クーロン散乱による運動量分解能への寄与は

$$\Delta P_{MS} = \frac{0.016}{LP\beta} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \quad (21)$$

となる。但し、 $X_0$  は放射長 (cm) である。図 19 に質量分解能  $\Delta M$  に対する運動量分解能  $\Delta P$  と時間分解能  $\Delta T$  の寄与を示す。特に、運動量が低い領域では多重クーロン散乱の寄与が大きい。(18) 式から、位置分解能  $\Delta XY$  は約  $390 \mu\text{m}$ 、飛行時間の時間分解能  $\Delta T$  は約  $430 \text{ ps}$  となる。この位置分解能は標準値  $250 \mu\text{m}$  より約 1.5 倍悪い。この原因には測定した信号に対する時間分解能の悪化が考えられる。したがって、この位置分解能を (20) 式に代入すると、本実験の運動量分解能が得られる。さらに、シミュレーション計算 (4.6.1 節) で用いる位置分解能と飛行時間の時間分解能には上記の値を使用する。

#### 4.4.4 運動量分解能の向上

運動量分解能は (10) 式を使用して質量分解能から間接的に求めることができる。しかし、ここでは CDC (SDC) から求めた運動量  $P$  と IH-OH 間の飛行時間から求めた運動量  $P_{TOF}$  の差  $u = P - P_{TOF}$  から、運動量分解能を見積もる。運動量分解能  $\Delta P/P$  は

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{P} \sqrt{\Delta u^2 - \left( \frac{1}{1-\beta^2} \frac{\Delta T}{T} \right)^2} \quad (22)$$

と書き表せる。図 20 に運動量分解能の向上度  $h$

$$h = 1 - \frac{(\Delta P/P)_{CDC+SDC}}{(\Delta P/P)_{CDC}} \quad (23)$$

の運動量依存性を示す。但し、時間分解能は  $\Delta T/T = 350, 400 \text{ ps}$  に固定し、CDC は 8 層を水平面内の軌跡再構成用に使用している。したがって、SDC のみの変更による運動量分解能の向上度は 4.4.2 節より約 40 % である。図 20 から、運動量分解能の向上度は  $400 \leq P \leq 600 \text{ MeV}/c$  の領域で約 30-35 % となる。しかし、 $P \leq 400 \text{ MeV}/c$  の領域では、ストロー壁でのクーロン多重散乱効果の影響で向上度が下がる。また、運動量が低いほど多重散乱の効果は大きい。そして、 $P \geq 600 \text{ MeV}/c$  の領域では、CDC での運動量決定精度が不十分であるために、向上度が下がる傾向を示す。さらに、時間分解能に  $\Delta T/T = 400 \text{ ps}$  を代入したシミュ



レーション計算の結果も同様の傾向を示している。以上から、SDC を導入することによる運動量分解能の向上度は最大で 35 % である。設計値より 5 % 悪い原因に多重散乱の効果と考えられる。この効果は設計する段階では考慮していないためである。また、本研究では CDC での軌跡の再構成は 8 層のみで行っている。

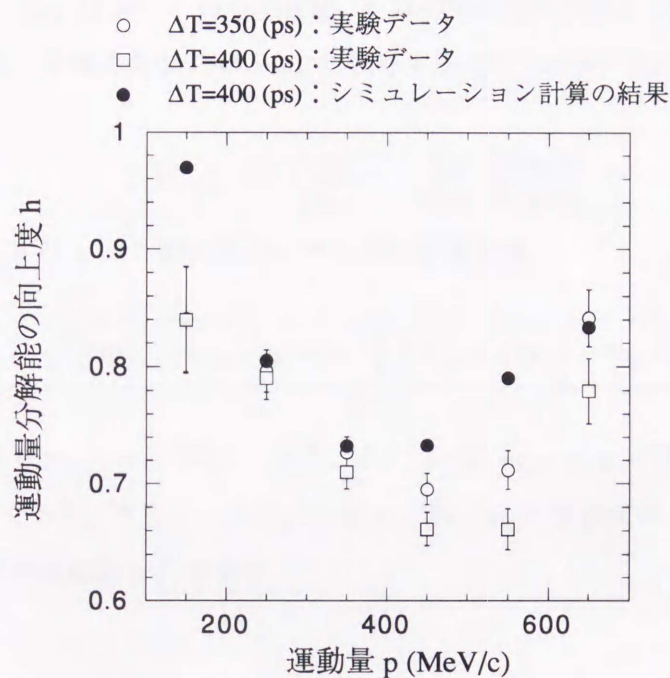


図 20: SDC 導入による荷電粒子の運動量分解能の向上度。中抜き点は実験データによる運動量分解能の向上度を、黒塗りはシミュレーション計算による運動量分解能の向上度を示す。両データは数点を除けばほぼ一致し、同じ傾向を示している。

#### 4.5 $\rho^0$ 中間子の質量公式

$\rho^0$  中間子は  $I^G(J^PC) = 1^+(1^{--})$  の量子数を持ち、そのクォーク配位は  $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$  である。このような内部構造を持つので、 $\rho^0$  中間子には有限な質量巾がある。ここで、 $\rho^0$  中間子の質量  $m_0$  は  $769.9 \pm 0.8$  MeV、またその巾  $\Gamma_0$  は  $151.2 \pm 1.2$  MeV である。そして、 $\rho^0$  中間子は  $\approx 100\%$  の確率で  $\pi^+\pi^-$  に崩壊する。したがって、 $\pi^+\pi^-$  の相対的軌道角運動量は  $l=1$  (P 波)、パリティは  $-$  であるため、 $\pi^+\pi^-$  の不変質量分布は P 波の共鳴公式 (Breit-Wigner 公式) で表現することができる。



共鳴状態が一つしかない場合の共鳴公式は

$$\frac{1}{\pi} \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(m_{\pi\pi} - m_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (24)$$

である。ここで、 $m_{\pi\pi}$  は  $\pi^+\pi^-$  の不変質量、 $\Gamma$  は共鳴の全巾である。 $\pi^+\pi^-$  系が軌道角運動量 1 を持つ場合、共鳴の全巾  $\Gamma$  は  $m_{\pi\pi}$  に依存するので、 $\pi^+\pi^-$  系の全巾  $\Gamma(m_{\pi\pi})$  は

$$\Gamma(m_{\pi\pi}) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2l+1} \frac{m_0}{m_{\pi\pi}} \frac{D_l(q_0 R)}{D_l(q R)} \quad (25)$$

となる。ここで、 $q$  は  $\pi^+\pi^-$  静止系での  $\pi$  中間子の運動量

$$q = \frac{\sqrt{\left\{m_{\pi\pi}^2 - (m_{\pi^+} + m_{\pi^-})^2\right\} \left\{m_{\pi\pi}^2 - (m_{\pi^+} - m_{\pi^-})^2\right\}}}{2m_{\pi\pi}} \quad (26)$$

である。 $q_0$  は上式で  $m_{\pi\pi} = m_0$  の場合である。また、 $m_{\pi^+}$ 、 $m_{\pi^-}$  は  $\pi$  中間子の質量  $139.56995 \pm 0.00035$  MeV である。そして、 $D_l(x)$  は Blatt-Weißkopf 多項式の Bawier Penetration 因子であり、軌道角運動量  $l=1$  の場合

$$D_1(x) = \frac{x^2}{1+x^2} \quad (27)$$

である。そして、共鳴の大きさを表わす Range parameter  $R$  は  $5.3 + 0.9(-0.7) \text{ GeV}^{-1}$  である。図 21 に上式から計算した  $\rho^0$  中間子の質量分布を示す。この分布には  $\rho^0$  中間子の質量分解能  $\Delta M_{\pi\pi}$  は考慮していない。

## 4.6 アクセプタンスの補正

### 4.6.1 アクセプタンス計算

微分断面積、全断面積などの物理量の絶対値を得るためには、アクセプタンスを測定したイールドに補正しなければならない。アクセプタンスは検出器の形状、幾何学的な配置などに依存する。さらに、光子線のエネルギーや広がり、生成点分布（標的の大きさ）、標的の構成物質、生成した粒子のエネルギーと運動量、トリガー条件、検出器の分解能にも依存する。そこで、アクセプタンス計算をするために、検出器の幾何学的な配置による制限



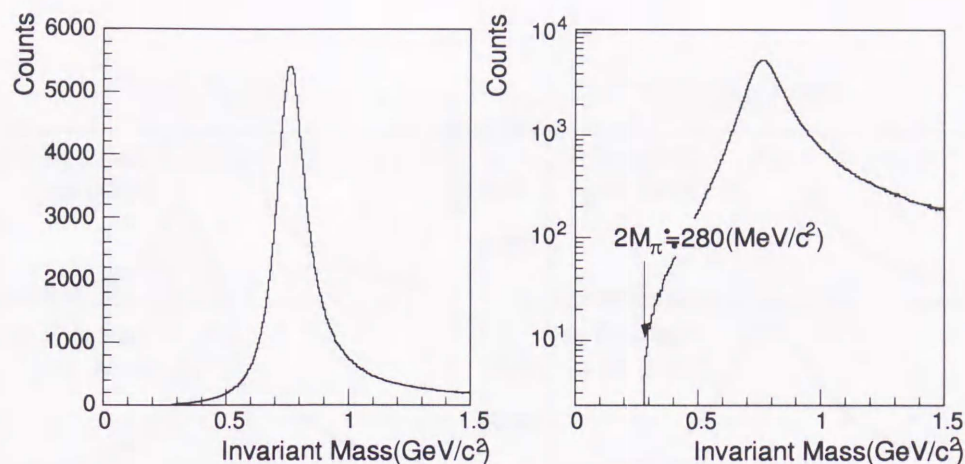


図 21: 質量公式にしたがって生成した  $\rho^0$  中間子の質量分布。左右の図は同じ結果で、左図は y 軸を線形で、右図の y 軸は log 形式で定義している。右図では、 $\pi\pi$  系の不変質量分布が  $M_\pi + M_\pi \approx 278 \text{ MeV}/c^2$  の位置から立ち上がっている。

( $\Delta\Omega$ )、検出器の検出効率 ( $\eta$ )、運動量分解能 ( $\Delta P/P$ )、角度分解能 ( $\Delta\theta, \Delta\varphi$ ) などを考慮したモンテカルロ・シミュレーション計算コード<sup>11)</sup> (TAGX-FMC) が開発された。この計算コードには、物質中を通過する際のエネルギー損失、クーロン多重散乱による角度広がり、粒子崩壊、原子核相互作用などの物理過程の計算も含まれている。著者は、本実験より新たに TAGX Spectrometer に設置したストロードリフトチェンバーやエアロジェル・チェレンコフ検出器をこの計算コードに含めた。さらに、計算速度や使用環境を向上させるために、大型計算機から UNIX ワークステーションに計算コードを移植した。

#### 4.6.2 アクセプタンスの補正法

実験から得られた不変質量分布には実験装置の幾何学的な制限や装置自体の検出効率などの影響が含まれている。したがって、 $\rho^0$  中間子の質量公式と直接比較する事は困難である。この影響を検出器のアクセプタンス  $\eta_D$  と定義する。そして、前節のシミュレーション計算コードにより  $\eta_D$  を見積もり、不変質量分布に補正を加える。つまり、 $\pi^+\pi^-$  の不変質量分布のイールド数を  $Y(\Omega_i, P_i, M_i)$ 、検出器のアクセプタンスを  $\eta_D(\Omega_i, P_i, M_i)$  とすると、補正後のイールド数  $YD(\Omega_i, P_i, M_i)$  は



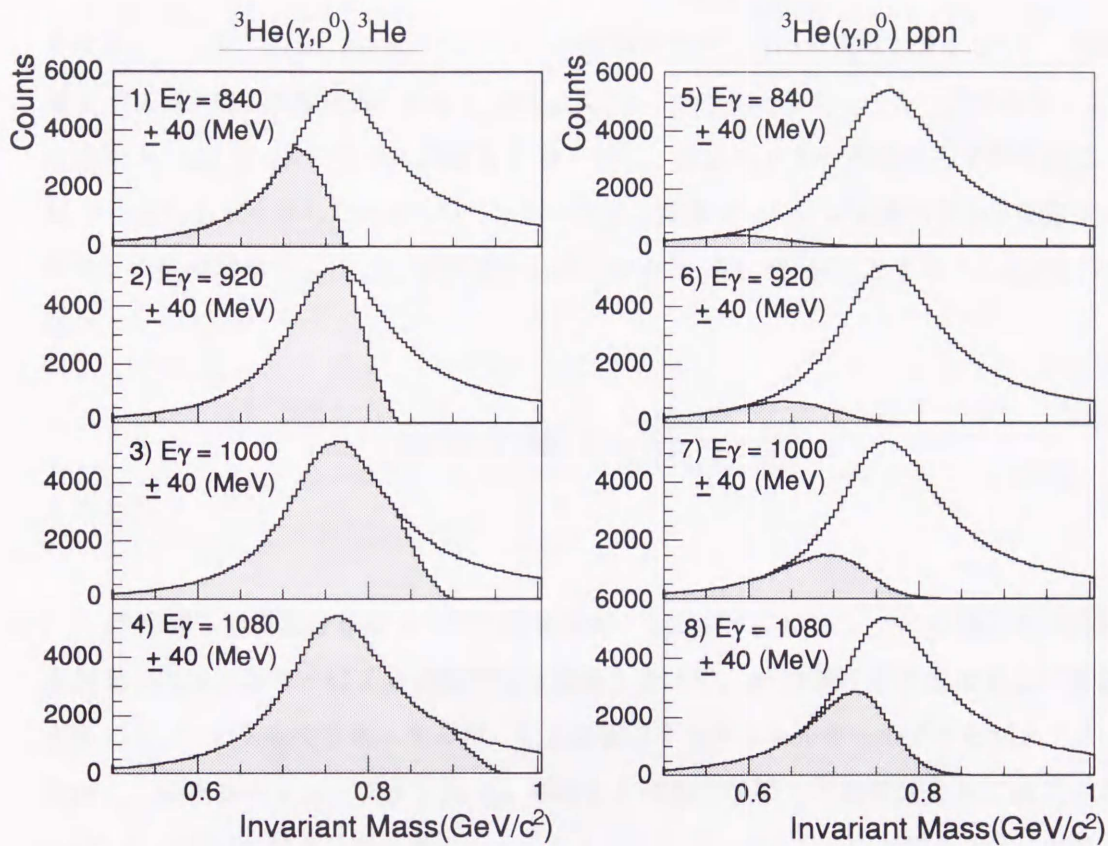


図 22: 光子エネルギーのアクセプタンスによる  $\pi\pi$  系の不変質量分布への影響を示す。1)-4) はコヒーレント生成過程 ( ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0){}^3\text{He}$ )、5)-8) はインコヒーレント生成過程 ( ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0)ppn$ ) に対する光子エネルギーのアクセプタンスの影響を示す。また、1), 5) は  $E_\gamma = 840 \pm 40$  MeV、2), 6) は  $E_\gamma = 920 \pm 40$  MeV、3), 7) は  $E_\gamma = 1000 \pm 40$  MeV、4), 8) は  $E_\gamma = 1080 \pm 40$  MeV の光子エネルギー領域である。曲線は共鳴公式により生成した  $\rho^0$  中間子の質量分布を示し、斜線部は運動学の制限を含めて  $\rho^0$  中間子を生成したときの質量分布である。この制限が光子エネルギーのアクセプタンスである。光子エネルギーが低くなるにつれて、 $\rho^0$  中間子を生成できない質量領域は大きくなる。また、この制限はコヒーレント生成過程よりもインコヒーレント生成過程に大きく影響する。つまり、同じ光子エネルギー領域 ( $E_\gamma = 1080 \pm 40$  MeV) でも、コヒーレント生成過程では約  $900 \text{ MeV}/c^2$  以上の不変質量領域でこの制限が影響するのに対して、インコヒーレント生成過程では約  $650 \text{ MeV}/c^2$  以上の不変質量領域で影響する。



$$Y_D(\Omega_i, P_i, M_i) = \frac{Y(\Omega_i, P_i, M_i)}{\eta_D(\Omega_i, P_i, M_i)} \quad (28)$$

となる。ここで、 $Y(\Omega_i, P_i, M_i)$  は  $\pi^+\pi^-$  の実験室系での放出角領域を  $\theta \pm \Delta\theta/2$ 、運動量領域を  $P \pm \Delta P/2$ 、不変質量の領域を  $M \pm \Delta M/2$  に分けたときのイールド数である。さらに、 $\eta_D(\Omega_i, P_i, M_i)$  は  $\rho^0$  中間子の運動量  $P$  を一定に、放出角  $\theta$  を位相空間内で等方的に、質量  $M$  を一定にして生成したときのシミュレーション計算コードによる検出数から推定する。 $\rho^0$  中間子の生成数を  $N_G(\Omega_i, P_i, M_i)$  とし、検出数を  $N_T(\Omega_i, P_i, M_i)$  とすると、 $\eta_D(\Omega_i, P_i, M_i)$  は

$$\eta_D(\Omega_i, P_i, M_i) = \frac{N_T(\Omega_i, P_i, M_i)}{N_G(\Omega_i, P_i, M_i)} \quad (29)$$

となる。

$\rho^0$  中間子の質量分布は 4.5 節の質量公式にしたがう。しかし、 $\rho^0$  中間子の生成過程が入射光子のエネルギーによる運動学的な制限を受けて、 $\rho^0$  中間子を生成できない質量領域が生じる。この入射光子のエネルギーによる制限を光子エネルギーのアクセプタンス  $\eta_E$  と定義し、検出器のアクセプタンス  $\eta_D$  の場合と同様の手順で不変質量分布に補正する。図 22 に  $\rho^0$  中間子の質量分布に対するエネルギーのアクセプタンスの影響を示す。生成過程は  ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0){}^3\text{He}$  (コヒーレント生成過程) と  ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0)ppn$  (インコヒーレント生成過程) である。生成過程については次章で説明する。入射光子のエネルギーが低くなるにつれて、質量分布全体に対するこのアクセプタンスの影響は大きくなる。また、本実験の最高エネルギー領域 ( $E_\gamma = 1080 \pm 40$  MeV) でも  $\rho^0$  中間子の質量分布全体を観測することはできない点は注意が必要である。

以上から、検出器と光子エネルギーのアクセプタンスとを補正したイールド数  $Y_{DEA}(\Omega_i, P_i, M_i)$  は

$$Y_{DEA}(\Omega_i, P_i, M_i) = \frac{Y(\Omega_i, P_i, M_i)}{\eta_D(\Omega_i, P_i, M_i)\eta_E(\Omega_i, P_i, M_i)} \quad (30)$$

となる。



#### 4.7 生成断面積の導出

アクセプタンス補正後のイールド数  $Y_{DEA}$  から生成断面積  $\sigma$  や微分断面積  $d\sigma/d\Omega$ ,  $d\sigma/dM$  などを求めることができる。一般的には、前節で述べた2種類のアクセプタンスが  $\rho^0$  中間子の放出角  $\theta$ 、運動量  $P$ 、質量  $M$  に依存するため、3階微分断面積

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega dP dM} = \frac{Y_{DEA}(\Omega_i, P_i, M_i)}{N_\gamma N_T \Delta\Omega \Delta P \Delta M} \quad (31)$$

を導出する。ここで、 $N_\gamma$  は光子数、 $N_T$  は標的数、 $\Delta\Omega$  (放出角)、 $\Delta P$  (運動量)、 $\Delta M$  (質量) は領域巾である。例えば、3階微分断面積を運動量  $P$  と立体角  $\Omega$  について順次積分することにより微分断面積  $d\sigma/dm$  が得られる。本実験では  $\rho^0$  中間子を全角度、全運動量、全質量領域で測定可能なので、未検出領域の補正をする必要ない。最後に生成断面積  $\sigma$  は微分断面積を質量  $M$  について積分することにより得られる。

#### 4.8 誤差の評価

##### 4.8.1 統計誤差

純粋に  ${}^3\text{He}$  標的と反応したイールド数 ((11) 式) を見積もるとき、アクセプタンス ((30) 式) を補正する際、あるいは生成断面積を計算するときには、統計誤差を考慮しなければならない。統計誤差の計算には誤差の伝搬式を使用する。

一般に、任意の測定量  $u$  が2変数  $x, y$  の関数  $u=u(x,y)$  で、 $x, y$  が独立な場合にその測定量  $u$  の誤差  $\sigma_u$  は誤差の伝搬式より

$$\sigma_u^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 \sigma_y^2 \quad (32)$$

と与えられる。ここで、 $\sigma_x$  は変数  $x$  の誤差と  $\sigma_y$  は変数  $y$  の誤差である。さらに、測定量  $u$  が2変数の和  $u=x+y$  で表わされる場合、測定量  $u$  の誤差は

$$\sigma_u = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} \quad (33)$$

であり、同様に測定量  $u$  が2変数の剰余  $u=xy$ ,  $u=x/y$  で表わされる時、その測定量  $u$  の誤差は



$$\sigma_u = u \sqrt{\left(\frac{\sigma_x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2} \quad (34)$$

となる。

#### 4.8.2 系統誤差

統計的に補正することができない誤差については、系統誤差を用いて評価する。但し、 ${}^3\text{He}$  標的数、 $\pi$  中間子に対する陽子の混入率については既に説明したので、本節では省略する。本実験の系統誤差の一覧表を表 7 に示す。

(1) 光子数の系統誤差  $\Delta N_\gamma$  は

$$\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_e}{N_e}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \eta}{\eta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2} \quad (35)$$

となる。ここで、 $\Delta N_e$  はタギング検出器で測定した反跳電子数の誤差、 $\Delta \eta$  はタギング効率の誤差、 $\Delta R$  はオフオン比の誤差である。各誤差は全タギング検出器中で最大の誤差を与える検出器の値を使用した。上式から、光子数の系統誤差は 3% 以下である。

両隣り以外のタギング検出器で反跳電子を多重検出した場合には光子のエネルギーを求めることはできないので、このようなイベントは除去する。タギング検出器の反跳電子の多重検出による系統誤差は 2% 以下である。

(2) イールド数の系統誤差  $\Delta Y$  は 2 種類考えられる。第 1 に、CDC と SDC により荷電粒子の軌跡を再構成する際、検出器の検出効率 (Wire Efficiency) から生じる軌跡再構成効率 (Tracking Efficiency) の系統誤差である。第 2 に  $\pi$  中間子に混入する陽子や電子・陽電子と  $\pi^+\pi^-$  イベントに含まれる電子陽電子対である。以下に軌跡再構成効率について説明する。CDC 単体での軌跡再構成効率  $P_{CDC}$  は CDC の検出効率を  $\eta_{CDC}$  とすると、

$$P_{CDC} = \sum_{n=1}^9 {}_9C_n \eta^n (1-\eta)^{9-n} \quad (36)$$

となる。次に、SDC 単体での軌跡再構成効率  $P_{SDC}$  は同様に、



項目	運動量 P	系統誤差
(1) 入射光子数		$\leq 3\%$
(2) タギング検出器の多重検出		$\leq 2\%$
(3) 軌跡再構成非効率による $\pi^+\pi^-$ イベント数		$\approx 2\%$
(4) $\pi^+$ 中間子に対する陽子の混入	500 MeV/c <sup>2</sup>	$\approx 1\%$
	800 MeV/c <sup>2</sup>	$\approx 4\%$
(5) $\pi^+\pi^-$ イベントに対する $e^+e^-$ イベントの混入		$\leq 1\%$

表 7: 系統誤差の一覧表。(4) の運動量 P は  $\pi^+$  中間子の運動量である、

$$P_{SDC} = \sum_{n=1}^4 4C_n \eta^n (1-\eta)^{4-n} \quad (37)$$

となる。ここで、SDC の検出効率を  $\eta_{SDC}$  としている。したがって、CDC と SDC による軌跡再構成効率 P は

$$P = P_{CDC} \cdot P_{SDC} \quad (38)$$

である。以上から、CDC と SDC により荷電粒子の軌跡を再構成できないことによるイー  
ルドの誤差は約 2% である。



## 5 結果

この章では、純粋に ${}^3\text{He}$ 核と反応した $\pi^+\pi^-$ イベントのみを使用して $\pi^+\pi^-$ 系の不変質量分布を再構成する。さらに、この不変質量分布を構成する共鳴粒子を $\rho^0$ 中間子と同定する方法とその結果について説明する。最後に、本研究の目的である ${}^3\text{He}$ 核内での $\rho^0$ 中間子の質量変化についての結果を得る。

### 5.1 生成過程の選択

#### 5.1.1 $\pi^+\pi^-$ イベントのイールド数

本実験のトリガーはビーム軸に対して左右に荷電粒子が1個以上ある条件である。ことである。したがって、再構成したイベントには必要な $\pi^+\pi^-$ イベント以外にも $\pi^+$ 中間子、 $\pi^-$ 中間子、陽子、重陽子など2個以上の荷電粒子の組み合わせによる数多くのイベントが含まれる。ここで、2個の荷電粒子を含む代表的なイベントは $\Delta$ 共鳴粒子経由の $p\pi^-$ イベント( ${}^3\text{He}(\gamma, p\pi^-)X$ )や3体光分解反応による $pp$ イベント( ${}^3\text{He}(\gamma, pp)n$ )などである。本実験のエネルギー領域( $800 \leq E_\gamma \leq 1120$  MeV)での3体光分解反応は初めての測定となるため、 $pp$ イベントの解析も同時進行中である。さらに、3個以上の荷電粒子を含むイベントは2個の荷電粒子を含むイベントに比べると少ない。これは、TAGX Spectrometerで2個の荷電粒子を検出する確率(約13%)に比べて3個の荷電粒子を検出する確率(約3%)が小さいためである。

荷電粒子の質量分布では $\pi^+$ 中間子と陽電子、 $\pi^-$ 中間子と電子とを分けることができない。また、本研究ではこの両粒子を分離するためにエアロジェル・チェレンコフ検出器を設置したが、このデータ解析には使用していない。したがって、選択した $\pi^+\pi^-$ イベントに $e^+e^-$ イベントが混入している可能性がある。 $e^+e^-$ イベントの混入は $\pi^+\pi^-$ 系の不変質量分布の低い領域に影響を及ぼす。そこで、 $e^+e^-$ イベントが混入しているかどうかを調べる。図23に $\pi^+\pi^-$ 系の相関角度 $\theta_{12}$ (Opening Angle)分布を示す。相関角度 $\theta_{12}$ は

$$\cos \theta_{12} = \frac{P_1 \cdot P_2}{|P_1||P_2|} \quad (39)$$

である。但し、 $\pi^+$ 中間子の3次元運動量を $P_1$ 、 $\pi^-$ 中間子の3次元運動量を $P_2$ とする。



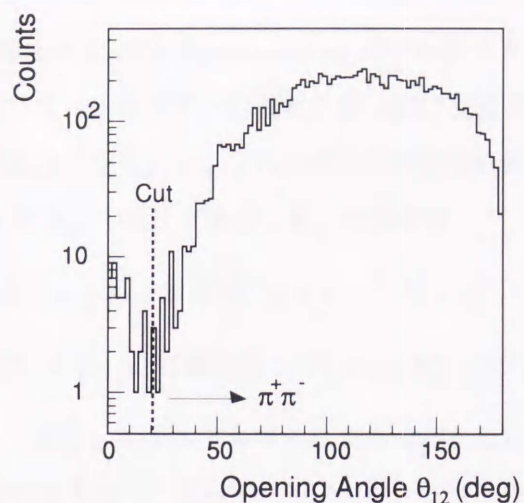


図 23:  $\pi^+\pi^-$  系の相関角度。 $\theta_{12} \approx 0$  近傍の領域は  $e^+e^-$  イベントによる寄与である。 $\theta_{12} = 20$  deg 以下は  $e^+e^-$  と判断して除去する。光子エネルギー領域は 800-1120 MeV である。

電子・陽電子は質量が非常に小さいために ( $M_e = 0.000511 \text{ MeV}/c^2$ )、相関角度分布は  $0^\circ$  付近に集中する。図 23 において、 $\pi^+\pi^-$  イベントは約  $20^\circ$ - $180^\circ$  の領域に存在し、 $e^+e^-$  イベントが存在する領域 ( $0^\circ$  付近) まで及んでいないことがわかる。したがって、 $\theta_{12} = 20$  deg 以下のイベントは  $e^+e^-$  イベントととして除去する。このとき、 $\pi^+\pi^-$  イベントに対する  $e^+e^-$  イベントの混入は 1% 以下と見積もれる。

### 5.1.2 不変質量の絶対値

$\rho^0$  中間子の質量変化値を得るためには、不変質量の絶対値が正確に決定されていることが必要条件である。式から  $\pi^+, \pi^-$  中間子の 3 次元運動量の絶対値 ( $P$ ) と実験室系での放出角 ( $\theta, \phi$ ) の絶対値が正確に決定されている必要がある。ここで、不変質量の絶対値の精度を調べるのに必要な粒子の条件は

1.  $\pi^+\pi^-$  に崩壊し、さらに  $\pi^+\pi^-$  の崩壊確率が高い。
2. 標的付近で  $\pi^+\pi^-$  に崩壊し、 ${}^3\text{He}$  標的から生成した  $\pi^+\pi^-$  と区別することが可能である。



3. 生成した粒子は光子エネルギーの制限（閾値）を受けない。

である。ここで、第2番目は TAGX Spectrometer のアクセプタンスを考慮した条件である。つまり、本研究のトリガー条件やデータ解析条件は標的近傍で生成した粒子を仮定しているので、崩壊点は標的近辺が望ましい。この条件は比較的短い寿命の粒子を要求する。これらの条件を満たす粒子に  $K_S^0$  中間子がある。 $K_S^0$  中間子は

$$1. \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow K_S^0 + \Lambda + p + p \quad (\text{素過程: } \gamma + n \rightarrow K_S^0 + \Lambda^0)$$

$$2. \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow K_S^0 + \Sigma^+ + p + n \quad (\text{素過程: } \gamma + p \rightarrow K_S^0 + \Sigma^+)$$

の両過程で生成される。しかし、光子エネルギーによる閾値を考慮すると前者の過程が支配的である。ここで、前者のエネルギー閾値は 915 MeV、後者の閾値は 1048 MeV である。これは3番目の条件を満たす。また、 $K_S^0$  中間子の寿命は  $0.892 \times 10^{-10} \text{ s}$  ( $c\tau = 2.65 \text{ cm}$ ) であるので、真空容器近傍で崩壊する確率が高い。これは2番目の条件を満たす。さらに、 $K_S^0$  中間子は主に (A)  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , (B)  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  に崩壊する。(A) の崩壊確率は約 68%, (B) は約 31% である。これは1番目の条件を満たす。以上から、 $K_S^0$  中間子は  $\pi^+\pi^-$  系の不変質量の絶対値を調べるのに適した粒子である。但し、崩壊した  $\pi^+\pi^-$  が  $K_S^0$  中間子から崩壊したイベントであることを検証するためには、 $\pi^+\pi^-$  の崩壊点（生成点）分布において標的外で生成した  $\pi^+\pi^-$  イベントを解析しなければならない。これは標的内で生成した  $\rho^0$  中間子から崩壊した  $\pi^+\pi^-$  イベントと区別するためである。現在、標的外に生成点を持つイベントは除去しているので、不変質量の絶対値は決定できていない。今後、標的外に崩壊点を持つイベントを解析し  $\pi^+\pi^-$  系の不変質量の絶対値を決定する。

## 5.2 $\rho$ 中間子の質量変化

序論で記述したように、核物質中でのベクトル中間子 ( $\rho$  中間子) の質量変化は数多くの理論計算が予測している。以下に、これらの理論計算が予測する質量変化  $m^*/m$  の一部を示す。括弧内は  $\rho/\rho_0=1$  に近似した場合の質量変化である。(以下、 $m$  は自由空間での質量、 $m^*$  は核物質中の質量、 $\rho$  は核物質密度、 $\rho^*$  は核物質中の密度である。)

(1) QCD 和則<sup>7)</sup>

$$\frac{m^*}{m} = 1 - 0.18 * \frac{\rho^*}{\rho} (\cong 0.82) \quad (40)$$



(2) ベクトルドミナンスモデル (VMD) <sup>19)</sup>

$$\frac{m^*}{m} = \frac{1}{1 + 0.25 \frac{f^*}{\rho}} (\cong 0.8) \quad (41)$$

(3) カイラル有効ラグランジアンによるスケーリング仮説 <sup>20)</sup>

$$\frac{m^*}{m} = \left[ \frac{\langle \bar{q}q \rangle}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \right]^{\frac{1}{3}} (\cong 0.8) \quad (42)$$

$\langle \bar{q}q \rangle$  は核物質中でのクォークの真空期待値、 $\langle \bar{q}q \rangle_0$  はクォークの真空期待値である。

全ての理論計算を含めた質量変化は  $m^*/m=0.5-1.0$  の広範囲で予測しているが、上記したように  $m^*/m=0.75-1.0$  の範囲で予測している理論計算が多い。

次に、 ${}^3\text{He}$  核内での  $\rho^0$  中間子の質量変化が  $\pi\pi$  系の不変質量にどのように影響するかをシミュレーション計算により見積もる。核物質中での  $\rho^0$  中間子の質量  $m^*$  は QCD 和則 (上記 (1) の理論計算) を用いた理論計算によると

$$\frac{m^*}{m} = 1 - \alpha * \frac{\rho^*}{\rho} \quad (43)$$

と書き表すことができる。但し、 $\alpha$  は質量変化を示す係数で、理論計算では  $\alpha=0.18\pm 0.05$  としている。本研究の目的はこの係数  $\alpha$  を実験的に決定することである。ここで、シミュレーション計算を簡単にするために

1.  ${}^3\text{He}$  核内での密度は一定 ( $\rho^*/\rho=1$ ) とする。したがって、(43) 式は  $m^* = 1-\alpha*m$  となる。
2.  ${}^3\text{He}$  核は球形とする。また、核半径  $R$  は  $R = R_0 * A^{1/3}$  ( $R_0 = 1.48 \times 10^{-13}$  cm) である。

と仮定する。さらに、粒子の崩壊確率  $F(P,l)$  は

$$F(P,l) = 1 - \exp(-ml/c\tau p) \quad (44)$$



と表わせる。ここで、 $P$  は粒子の運動量 (MeV/c)、 $l$  は粒子の移動距離 (cm)、 $c$  は光速度 ( $3.0 \times 10^{10}$  cm/s)、 $\tau$  は粒子の寿命 (s)、 $m$  は粒子の質量 (MeV/c<sup>2</sup>) である。そして、 $\rho^0$  中間子の質量は核内で崩壊した場合には  $m^*$ 、核外で崩壊した場合には  $m$  とする。以上の条件から、<sup>3</sup>He 核内での  $\rho^0$  中間子の質量変化が、 $\pi\pi$  系の不変質量にどのように影響するかをシミュレーション計算により調べる。但し、 $\rho^0$  中間子は核内で一様な生成点 ( $x, y, z$ ) を、また重心系の位相空間で一様な放出角 ( $\theta, \phi$ ) を与える。

図 24 に  $\rho^0$  中間子の運動量と  $\pi\pi$  系の不変質量との関係を示す。但し、 $\rho^0$  中間子の運動量は一様に与え、TAGX Spectrometer の幾何学的なアクセプタンスは含めていない。この結果から  $\alpha$  の値が大きき場合、あるいは  $\rho^0$  中間子の運動量が低い場合に、 $\rho^0$  中間子の質量変化の寄与は大きくなる。図 25 に質量変化有無の質量分布が  $\rho^0$  中間子崩壊後の不変質量分布に寄与する割合の運動量依存性を示す。この図では運動量が低くなると質量変化有の質量分布の寄与が上がる傾向を示す。本研究の光子エネルギー領域は閾値近傍なので、 $\rho^0$  中間子は比較的低い運動量を持つ。したがって、本研究の光子エネルギー領域は  $\rho^0$  中間子の質量変化を調べるのに適している。今後、<sup>3</sup>He 核内での密度分布と  $\rho^0$  中間子の生成過程 (コヒーレント過程とコヒーレント過程) を考慮し、核内での  $\rho^0$  中間子の質量変化が  $\pi\pi$  系の不変質量に与える影響を詳細に見積もる。

### 5.3 生成過程の分離

この節では選択した  $\pi^+\pi^-$  イベントを生成過程別に選別する。目的とする物理量を得るために必要な生成過程はコヒーレント過程 ( ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0){}^3\text{He}$ ) とインコヒーレント過程 ( ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0)ppn$ ) である。他の過程により生成した  $\pi^+\pi^-$  イベントはバックグラウンドイベントとして除く必要がある。

#### 5.3.1 ${}^3\text{He}(\gamma, \pi^+\pi^-)X$ 反応の終状態

$\pi\pi$  系の不変質量分布、残留核子系の質量分布などを理解するために、簡単なモデル計算 (シミュレーション計算) の計算結果と実験結果とを比較する。以下に、これまでの  $\rho^0$  中間子の光生成過程の研究から得られた知見を示す。



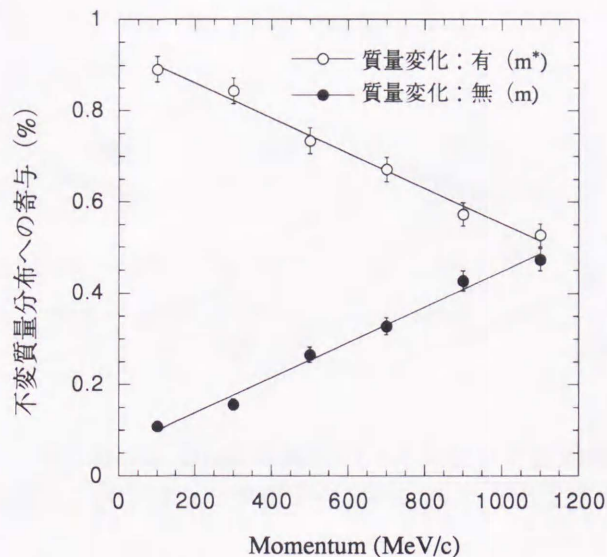


図 25: 質量変化有無の質量分布が  $\rho^0$  中間子崩壊後の不変質量分布に寄与する割合の運動量依存性。運動量が低くなると質量変化有 (○) の質量分布の寄与 (○) が上がる傾向を示し、逆に運動量が低くなると質量変化無 (●) の寄与は下がる傾向を示す。

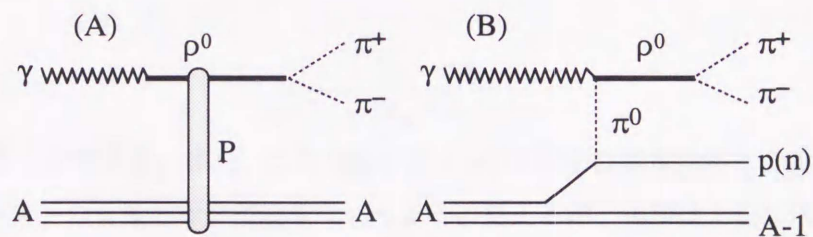


図 26:  $\rho^0$  中間子の光生成過程。(A) がコヒーレント過程 (Diffractive Process) であり、(B) がインコヒーレント過程 (OPE: One Pion Exchange) である。

### (1) $\rho^0$ 中間子の光生成過程

$\rho$  中間子の光生成過程は図 26 の 2 種類で表わすことができる。図 26-(A) はコヒーレント過程であり、各核子の位相が揃い核子系全体と相互作用することを意味する。つまり、光生成した  $\rho^0$  中間子は核子系全体と真空の量子数を持つ仮想粒子を交換する。また、図 26-(B) はインコヒーレント過程 (準自由生成過程) であり、核内の個々の核子と相互作用することを意味する。これは、核内核子と  $\pi$  中間子 ( $\pi^0$  中間子) を交換する過程 (OPE: One Pion



Exchange) である。

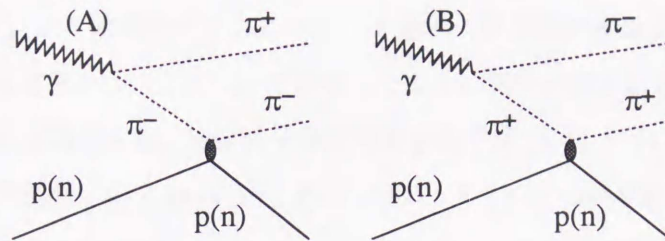


図 27: *Söding* モデルにおける Drell 形式のバックグラウンド過程。(A) は  $\pi^+$  中間子が核内の核子と相互作用し、(B) は  $\pi^-$  中間子が核内の核子と相互作用する。

### (2) バックグラウンド過程

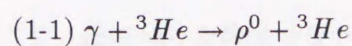
これまでの  $\rho^0$  中間子の光生成過程の研究から、 $\pi\pi$  系の不変質量分布は純粋に  $\rho^0$  中間子が生成した過程と Drell 形式の  $2\pi$  過程<sup>21)</sup> が寄与していると解釈されている。これが光子エネルギーの高い領域でよく用いられている *Söding* モデル<sup>22)</sup> である。図 27 に Drell 形式のダイアグラムを示す。この過程が  $\rho^0$  中間子の質量分布に対する寄与（干渉項）は

$$\frac{m_{\pi\pi}^2 - m_0^2}{(m_{\pi\pi} - m_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (45)$$

と書き表すことができる。また、この質量分布と  $\rho^0$  中間子の質量分布とを重ね合せた共鳴状態は  $\rho^0$  中間子の質量分布が質量変化したように見えるが、実際は上記に示した Drell 形式の  $2\pi$  過程の影響である。

次に、TAGX Spectrometer で測定可能な終状態を全て抜き出し、 $\rho^0$  中間子の光生成過程の知見（上記 (1), (2)）や TAGX Spectrometer の性質などを参考にして代表的な終状態を選択する。但し、各終状態は残留核子系の質量分布により選別するので、終状態に 4 粒子以上の  $\pi$  中間子を含む終状態は必要ない。

### (A) 終状態に $\rho^0$ 中間子が含まれる場合





$$(1-2) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \rho^0 + p + d$$

$$(1-3) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \rho^0 + p + p + n$$

$\rho^0$  中間子はコヒーレント過程とインコヒーレント過程（準自由光生成過程）により生成される。準自由光生成過程とは、上記 (1) で説明したように光子が核力によって束縛された 1 核子と相互作用する過程である。残留核子系の質量分布では (1-1) と (1-2) とを分離できない（残留核子系の質量差：約  $4 \text{ MeV}/c^2$ ）ので、(1-1) と (1-3) の終状態を選択する。(1-1) がコヒーレント過程である。また、インコヒーレント過程では光子が核内のどの核子と相互作用したかが問題になる。しかし、 $\rho^0$  中間子はどの核子からでも同じように生成されるので、インコヒーレント過程は  $\gamma + 'p' \rightarrow \rho^0 + p$  を仮定する（ここで '' は核子が核力に束縛されていることを示す）。

(B) 終状態に 2 個の  $\pi$  中間子が含まれる場合。

$$(2-1) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + {}^3\text{He}$$

$$(2-2) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p + d$$

$$(2-3) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p + p + n$$

これらの終状態は上記 (2) の  $2\pi$  過程に相当する。(A) と同様に (2-3) の終状態を選択する。また、準自由生成過程は  $\gamma + 'p' \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$  を仮定する。

(C) 終状態に 3 個の  $\pi$  中間子が含まれる場合。

$$(3-1) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + {}^3\text{He}$$

$$(3-2) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + p + d$$

$$(3-3) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + p + p + n$$

$$(3-4) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + p + p + p$$

$$(3-5) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + n + p + n$$

$$(3-6) \gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + n + d$$

$\pi^0$  中間子を含む終状態はアクセプタンスが小さい（トリガー条件）ので候補から除く。したがって、素過程が比較的大きい断面積を持つ (3-5) の終状態を選択する。このとき準自由



過程は  $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + n$  を仮定する。

以上から、実験結果と比較する際に用いる各生成過程（コヒーレント過程、インコヒーレント過程、バックグラウンド過程）の代表的な終状態は以下の4種類とする。また、このモデル計算は実験結果から得られた様々な分布を理解するだけなので、運動学的な条件のみを考慮している。

(A)  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \rho^0 + {}^3\text{He}$  (コヒーレント過程)

(B)  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \rho^0 + p + p + n$  (インコヒーレント過程)

(C)  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p + p + n$  ( $2\pi$  過程)

(D)  $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + n + p + n$  ( $3\pi$  過程)

但し、 ${}^3\text{He}$  核内で核子の持つ運動量は、 ${}^3\text{He}(e,e')p$  実験<sup>23)</sup> から得られた運動量分布にしたがう。また、光子との反応に参加した核子はすべて重心系の位相空間内に対して等方的に発生させている。つまり、この光子エネルギー領域で光生成した  $\rho^0$  中間子の測定は初めてなので、核内での  $\rho^0$  中間子の放出角度分布が存在しないためである。この角度分布（微分断面積）を求めることが別の実験目的の一つである。

### 5.3.2 残留核子系の質量分布による生成過程の分離

終状態の核子系に質量差がある場合、残留核子系の質量分布 ( $M_X$  分布) により各生成過程を選別できる可能性がある。図 28 (A)-(D) に光子エネルギーを 4 領域に分けたときの不変質量と残留核子系の質量との関係を示す。また、各図の左上には残留核子系の質量分布を示す。図 28(A)-(D) 共に、残留核子系の質量分布は 2500-2700 MeV/ $c^2$  付近から分布が立ち上がり、3000 MeV/ $c^2$  を越える領域まで緩やかに広がる傾向（分布の構造はない）を持つ。これは、仮に残留核子系の質量分布に制限を加えても単一の生成過程のみを分離することはできないことを意味する。特に、残留核子系の質量分布に制限を加えると、同時に不変質量分布にも制限を加えることになるので注意が必要である。また、図中の直線は TAGX のアクセプタンスにより低い運動量の荷電粒子は除去されることを示している。

次に、前節で示した 4 種類の終状態に対する残留核子系の質量分布の特徴を調べる。こ



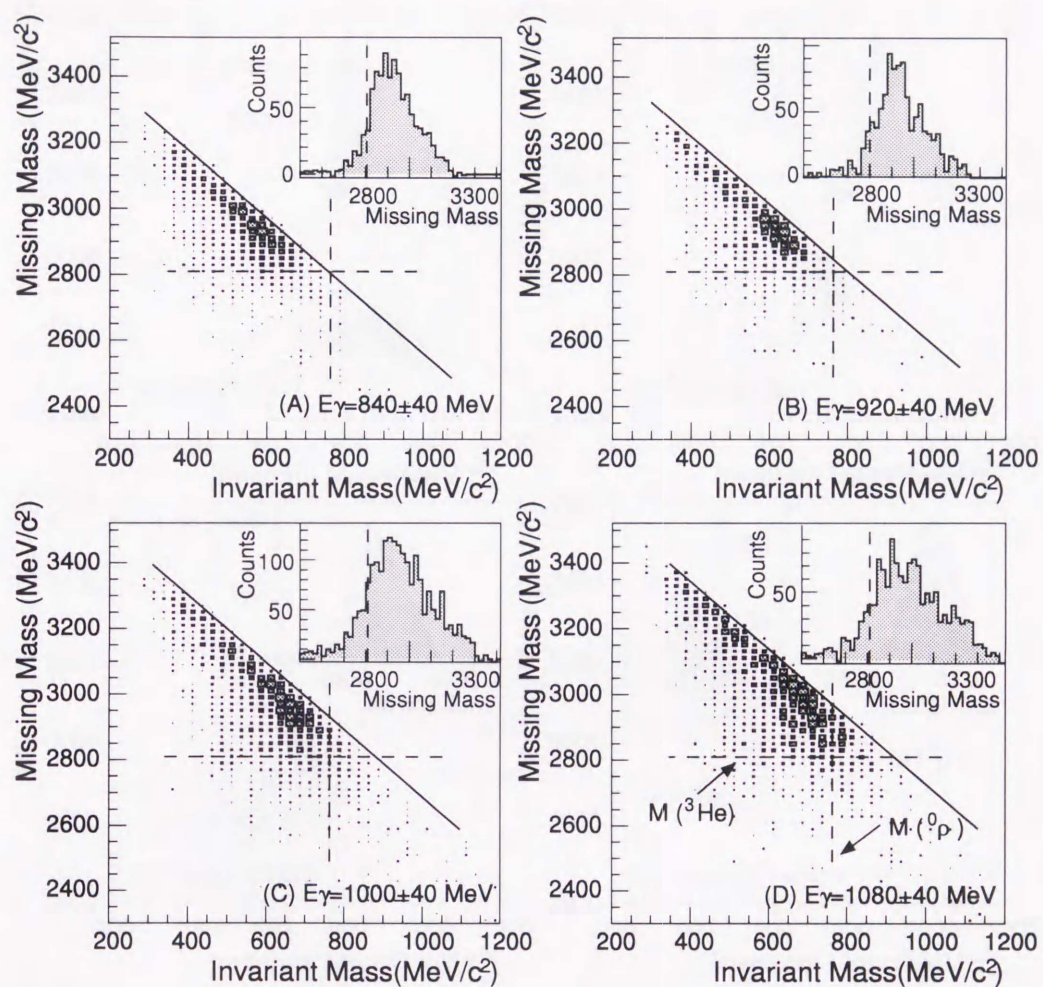


図 28:  $\pi\pi$  系の不変質量を残留核子系の質量との関係。各図は光子エネルギー領域を 4 領域に選別し、(A) は  $E_\gamma=840\pm 40$  MeV, (B) は  $E_\gamma=920\pm 40$  MeV, (C) は  $E_\gamma=1000\pm 40$  MeV, (D) は  $E_\gamma=1080\pm 40$  MeV である。図中の不変質量に対する点線は自由空間での  $\rho^0$  中間子の質量 ( $769.9$  MeV/ $c^2$ ) を、また図中の残留核子系の質量に対する点線は  ${}^3\text{He}$  の質量 ( $2808$  MeV/ $c^2$ ) である。2 点線の交点付近がコヒーレント過程が存在する領域である。図中の直線は TAGX の検出器のアクセプタンスを示している。また、各図の左上に残留核子系の質量分布を示す。光子エネルギーが増加すると残留核子系の質量分布は高い領域に広がる傾向を持つ。



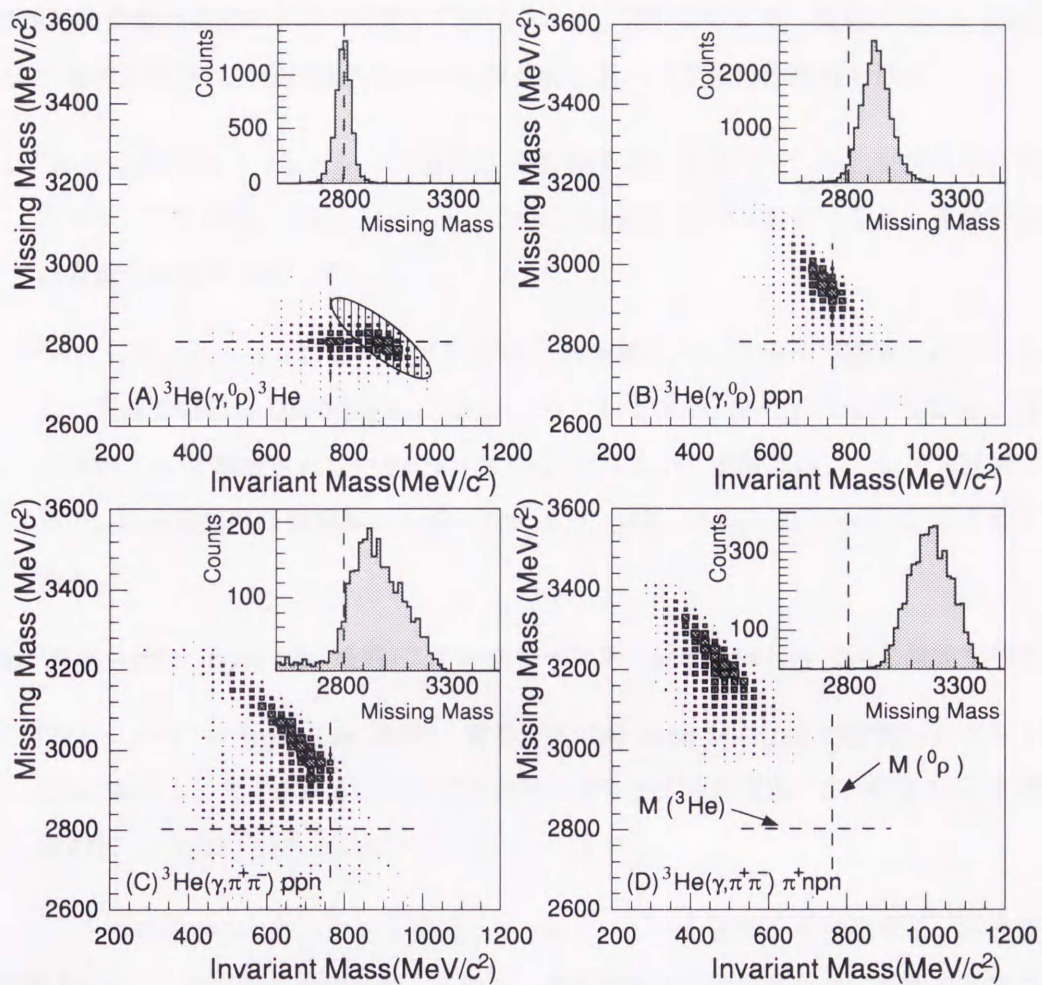


図 29: 4 種類の生成過程に対する不変質量と残留核子系の質量との関係。入射光子のエネルギー領域は  $E_\gamma = 1080 \pm 40$  MeV である。(A) はコヒーレント過程:  ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0){}^3\text{He}$ 、(B) はインコヒーレント過程:  ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0)ppn$ 、(C) は  $2\pi$  過程:  ${}^3\text{He}(\gamma, \pi^+\pi^-)ppn$ 、(D) は  $2\pi$  過程:  ${}^3\text{He}(\gamma, \pi^+\pi^-\pi^+)npn$  である。図中の不変質量に対する点線は自由空間での  $\rho^0$  中間子の質量 ( $799.9$  MeV/ $c^2$ ) を、また図中の残留核子系の質量に対する点線は  ${}^3\text{He}$  の質量 ( $2808$  MeV/ $c^2$ ) である。(A) の斜線内はコヒーレント過程により  $\rho^0$  中間子が後方 ( $\theta \geq 90^\circ$ ) に放出される場合である。また、各図の左上に残留核子系の質量分布を示す。(A) において、分布の中心値は  ${}^3\text{He}$  の質量に等しい。さらに、(D) において、分布の立ち上がり位置は  ${}^3\text{He}$  の質量と  $\pi$  中間子の質量の和 ( $\doteq 2808 + 140 = 2948$  MeV/ $c^2$ ) に等しい。



の質量分布は 4.6 節で説明したシミュレーション計算コードの計算結果であり、実験と同じ運動量分解能（位置分解能）、時間分解能、角度分解能が含まれている。図 29 に各終状態に対する不変質量と残留核子系の質量との関係を示す。光子エネルギー領域は  $E_\gamma = 1080 \pm 40$  MeV である。以下に、各終状態に対する残留核子系の質量分布の特徴を示す。

1.  ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0){}^3\text{He}$  (コヒーレント過程): 残留核子系が 1 粒子 ( ${}^3\text{He}$ ) で構成されているために、 ${}^3\text{He}$  質量 ( $2800 \text{ MeV}/c^2$ ) に中心値を持つガウス分布となる。質量分布の中は質量分解能を反映している。
2.  ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0)ppn$  (インコヒーレント過程): 残留核子系が 3 粒子で構成されているために、質量分布は約  $2830 \text{ MeV}/c^2$  から立ち上がり  $3100 \text{ MeV}/c^2$  まで広がる。残留核子系が  $ppn$  で構成されているために分布の立ち上がり位置はコヒーレント過程よりも高い。この質量差は束縛エネルギー ( $M_p + M_p + M_n - M_{{}^3\text{He}} = 13 \text{ MeV}/c^2$ ) によるものである。
3.  ${}^3\text{He}(\gamma, \pi^+\pi^-)ppn$  ( $2\pi$  過程): インコヒーレント過程とほとんど同じ傾向を示す。
4.  ${}^3\text{He}(\gamma, \pi^+\pi^-\pi^-)npp$  ( $3\pi$  過程): 質量分布は約  $2950 \text{ MeV}/c^2$  の位置から立ち上がり  $3500 \text{ MeV}/c^2$  まで広がる。この質量分布の立ち上がり位置は  ${}^3\text{He}$  質量と  $\pi$  中間子質量の和 ( $\doteq 2808 + 140 = 2948 \text{ MeV}/c^2$ ) に一致する。

これらの特徴からコヒーレント過程とインコヒーレント過程とを抽出する。不変質量と相関関係を持った物理量で制限を加える際に、その制限が不変質量分布に影響を及ぼさないことを注意する必要がある。

図 29-(A) の斜線部はコヒーレント生成過程により  $\rho^0$  中間子が後方 ( $\theta \geq 90^\circ$ ) に放出される場合である。これは重心系で位相空間に対して等方向に  $\rho^0$  中間子を生成させているためである。つまり、光子エネルギー 2.5 GeV 以上のエネルギー領域では、コヒーレント過程により生成された  $\rho^0$  中間子は光子の進行方向に対して前方に放出される。つまり、コヒーレント過程により生成された  $\rho^0$  中間子は前方ピークの生成角度分布（微分断面積）を持つ。したがって、本実験の光子エネルギー領域 (0.80-1.12 GeV) でも生成された  $\rho^0$  中間子は前方に放出されると予想できる。しかし、このような先入観なしにデータ解析を進めて



いく必要があるので、この段階では  $\rho^0$  中間子の生成角度分布は位相空間に対して等方的に生成させている。そして、 $\rho^0$  中間子の生成角度分布（微分断面積）を測定することが別の実験目的の一つである。

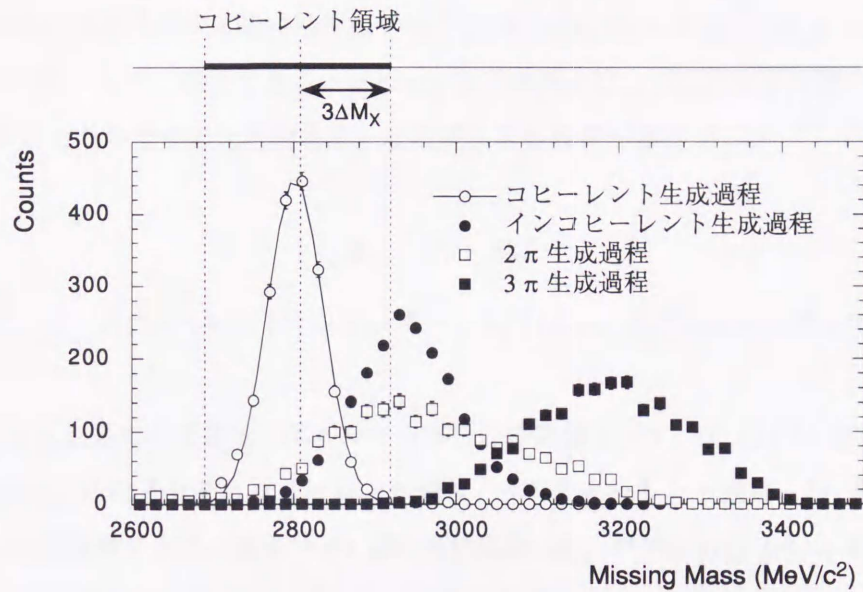


図 30: 4 種類の生成過程に対する残留核子系の質量分布とコヒーレント領域の定義。入射光子のエネルギー領域は  $E_\gamma = 1080 \pm 40$  MeV である。コヒーレント生成過程 (o) に対する質量分布はガウス関数で再現できる。その中心値は  $2805 \pm 0.25$  MeV/c<sup>2</sup> で、その巾 ( $\Delta M_X$ ) は  $35.6 \pm 0.43$  MeV/c<sup>2</sup> である。コヒーレント領域は  $2808 \pm \Delta M_X$  MeV/c<sup>2</sup> とする。また、質量分布の巾  $\Delta M_X$  は入射光子エネルギーに依存する。

### 5.3.3 コヒーレント過程の抽出

残留核子系の質量分布に制限領域を加えてコヒーレント過程を抽出できるかを検討する。コヒーレント過程に対する残留核子系の質量分布はガウス関数で再現できるので、その上限値 ( $M_{max} = M_{3He} + 3\Delta M_X$ ) と下限値 ( $M_{min} = M_{3He} - 3\Delta M_X$ ) とを設定し、この範囲内（コヒーレント領域）に含まれるイベントを抽出する。図 30 にコヒーレント領域を示した。但し、残留核子系の質量分解能 ( $\Delta M_X$ ) は入射光子エネルギーに依存する値である。ここで、前節で示したように  $3\pi$  過程のイベントはこの上限値により完全に除去することができる。しかし、インコヒーレント過程と  $2\pi$  生成過程のイベントは完全に取



り除くことができない。したがって、この条件で選択したイベントにはインコヒーレント過程と  $2\pi$  過程の一部が含まれているので、完全にコヒーレント過程のみを抽出できていない。

次に、他の物理量で完全にコヒーレント過程のみを抽出できないか調べる。コヒーレント過程の特徴は相互作用する際に残留核子の  ${}^3\text{He}$  核に与えるエネルギーが 0 になる点である。これがコヒーレント条件である。コヒーレント条件とは、相互作用する際のエネルギー移行  $E_q$  が 0 となる条件のことである。ここで、エネルギー移行  $E_q$  は

$$E_q = E_\gamma - E_{\pi\pi} \quad (46)$$

である。ここで、 $E_\gamma$  は入射光子のエネルギー、 $E_{\pi\pi}$  は  $\pi\pi$  系の全エネルギーである。

図 31 に  $\pi\pi$  系の不変質量とエネルギー移行との関係を示す。図 31-(A) は実験結果を、図 31-(B),(C),(D) はそれぞれコヒーレント過程、インコヒーレント過程、 $2\pi$  過程のシミュレーション計算結果である。図中で  $\pi\pi$  系の不変質量  $M_{\pi\pi}$  が  $770 \text{ MeV}/c^2$ 、エネルギー移行  $E_q$  が 0 GeV 付近のイベントはコヒーレント条件を満たしている。したがって、図 31-(A) では、コヒーレント条件を満たしている  $\pi\pi$  イベントが実験結果には必ず存在していることを示している。また、その領域には  $2\pi$  過程による  $\pi\pi$  イベントも含まれる (図 31-(D))。これに対して、インコヒーレント過程による  $\pi\pi$  イベントはコヒーレント条件を満たさない領域 ( $E_q = 0.1-0.2 \text{ GeV}$ ) に集中している (図 31-(C))。また、 $M_{\pi\pi} = 500 \text{ MeV}/c^2$  付近の領域で図 31-(A) と図 31-(D) とを比較した場合、 $2\pi$  過程が支配的であると言える。さらに、この領域では  $E_q = 0$  付近にも  $\pi\pi$  イベントが存在し、 $E_q$  に制限を加えてもコヒーレント過程と  $2\pi$  過程とを区別することはできない。以上から、エネルギー移行に制限 ( $E_q = 0 \text{ GeV}$ ) を加えてもコヒーレント過程のみの  $\pi\pi$  イベントは抽出できないと考えられる。

## 5.4 $\rho^0$ 中間子の同定と核内での質量変化

### 5.4.1 コヒーレント過程

前節では複数の物理量の制限により、各生成過程を完全に分離できるか検討した。しかし、コヒーレント過程とインコヒーレント過程とを完全に分離した状態で  $\rho^0$  中間子の質量



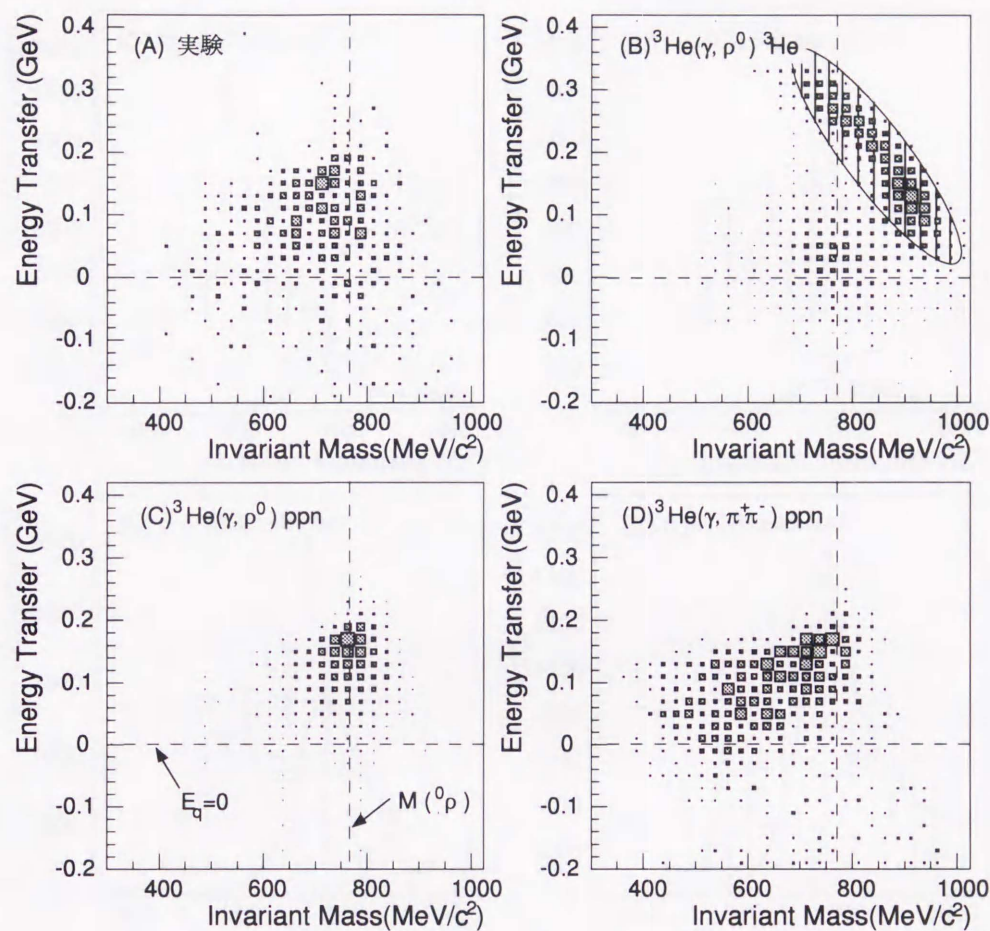


図 31:  $\pi\pi$  系の不変質量とエネルギー移行の関係。入射光子エネルギー領域は  $E_\gamma = 1080 \pm 40$  MeV である。但し、残留核子系の質量にはコヒーレント領域の制限を含めている。(A) は測定結果、(B)-(D) はシミュレーション計算結果である。(B) はコヒーレント過程:  ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0){}^3\text{He}$ 、(C) はインコヒーレント過程:  ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0)ppn$ 、(D) は  $2\pi$  生成過程:  ${}^3\text{He}(\gamma, \pi^+\pi^-)ppn$  である。図中の不変質量に対する点線は自由空間での  $\rho^0$  中間子の質量 ( $769.9 \text{ MeV}/c^2$ ) を、また図中のエネルギー移行に対する点線は  $E_q=0$  である。(B) の斜線内はコヒーレント過程により  $\rho^0$  中間子が後方 ( $\theta \geq 90^\circ$ ) に放出される場合である。コヒーレント過程 (A) は  $E_q=0$  GeV 付近に、またインコヒーレント過程は  $E_q=0.15$  GeV 付近に集中している。これに対して、 $2\pi$  過程は  $E_q=-0.0-0.25$  の広範囲に広がり、前述の両過程を完全に覆っている。



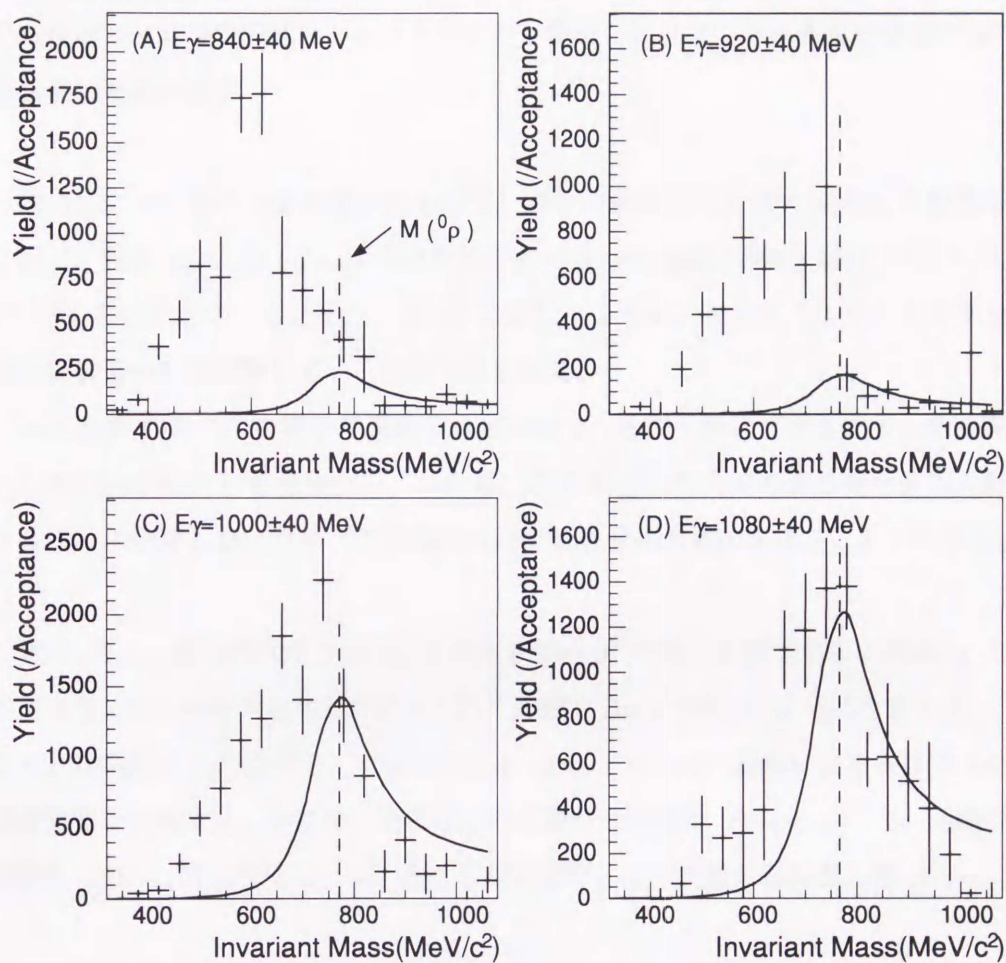


図 32: コヒーレント領域に対する  $\pi\pi$  系の不変質量分布。(A) は  $E_\gamma=840\pm 40$  MeV、(B) は  $E_\gamma=920\pm 40$  MeV、(C) は  $E_\gamma=1000\pm 40$  MeV、(D) は  $E_\gamma=1080\pm 40$  MeV の光子エネルギー領域である。縦軸の値はアクセプタンスを考慮したイールド数である。図中の曲線は自由空間の  $\rho^0$  中間子の質量 ( $769.9$  MeV/ $c^2$ ) と巾 ( $151.2$  MeV/ $c^2$ ) を代入した質量分布 (p 波の Breit-Wigner 公式) である。また、図中の点線は自由空間の  $\rho^0$  中間子の質量である。



変化について調べることは困難である。また、TAGX Spectrometer の分解能では両過程を完全に分離することはできない。しかし、不変質量分布を歪める原因となる  $3\pi$  過程は残留核子系の質量分布に制限を加えて完全に取り除くことができる。以下では、残留核子系の質量分布をコヒーレント領域とインコヒーレント領域とに分け、それぞれの領域で  $\rho^0$  中間子の質量変化を調べる。

図 32 に  $\pi\pi$  系の不変質量分布を示す。図中の曲線は 4.5 節で定義した質量分布である。但し、質量  $m_0$  と巾  $\Gamma_0$  には自由空間の  $\rho^0$  中間子の質量 ( $769.9 \text{ MeV}/c^2$ ) と巾 ( $151.2 \text{ MeV}/c^2$ ) を代入している。また、図 22 に示したように、光子エネルギーのアクセプタンスが不変質量分布に影響している様子が見られる。

以下の節では、 $\rho^0$  中間子の質量分布全体をできる限り再現できる光子エネルギー領域 ( $E_\gamma = 1080 \pm 40 \text{ MeV}$ ) を使用する。つまり、 $\rho^0$  中間子の核内での質量変化値は入射光子のエネルギーに依存しないため、この領域のみで質量変化の結論を得ることができる。

次に、5.3.1 節で述べた *Söding* モデルを使い  $\rho^0$  中間子を同定する。*Söding* モデルでは不変質量分布に寄与するバックグラウンド過程に Drell 形式の  $2\pi$  過程を取り入れている。つまり、共鳴粒子 ( $\rho^0$  中間子) による寄与と Drell 形式の  $2\pi$  過程による寄与で  $\pi\pi$  系の不変質量分布を再現する。そこで、共鳴粒子の質量分布関数を  $BW(m_{\pi\pi})$ 、 $2\pi$  過程の質量分布関数を  $DB(m_{\pi\pi})$  とすると、 $\pi\pi$  系の不変質量分布は両質量分布関数の和  $IM(m_{\pi\pi})$  で

$$\int IM(m_{\pi\pi}) dm_{\pi\pi} = A \int BW(m_{\pi\pi}) dm_{\pi\pi} + B \int DB(m_{\pi\pi}) dm_{\pi\pi} \quad (47)$$

再現できるか統計的に調べる。ここで、 $A$ 、 $B$  は寄与の大きさを示す係数である。ここで、質量分布関数  $BW(m_{\pi\pi})$  には (24) 式を、質量分布関数  $DB(m_{\pi\pi})$  には (45) 式を用いる。この質量分布関数で  $\pi\pi$  系の不変質量分布を再現した結果を図 33 に示す。但し、共鳴粒子の質量 ( $m_0$ ) と巾 ( $\Gamma_0$ ) には自由空間の  $\rho^0$  中間子の質量 ( $769.9 \text{ MeV}/c^2$ ) と巾 ( $151.2 \text{ MeV}/c^2$ ) を用いている。不変質量分布はこの分布関数でほぼ再現できている。

さらに、共鳴粒子の質量 ( $m_0$ ) と巾 ( $\Gamma_0$ ) をフィッティング係数にして、共鳴粒子が自由空間の  $\rho^0$  中間子の質量と巾に一致するか調べる。図 34-(1) に上記の分布関数で不変質



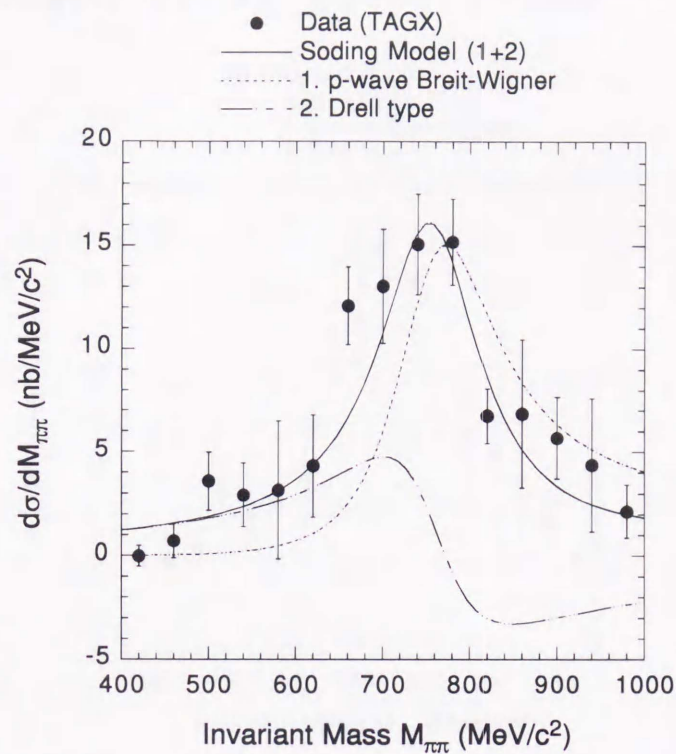


図 33: コヒーレント領域に対する  $\pi\pi$  系の不変質量分布。図中の点線は共鳴粒子 ( $\rho^0$  中間子) の寄与、ドット付きの実線は Drell 形式の  $2\pi$  過程の寄与、実線は両寄与の和 (Söding モデル) である。光子エネルギー領域は  $E_\gamma = 1080 \pm 40$  MeV である。共鳴粒子の質量 ( $m_0$ ) と巾 ( $\Gamma_0$ ) には自由空間の  $\rho^0$  中間子の質量 ( $769.9$  MeV/ $c^2$ ) と巾 ( $151.2$  MeV/ $c^2$ ) を用いている。

量分布を再現した結果を示す。共鳴粒子の質量 ( $m_0$ ) は  $743.7 \pm 22.7$  MeV/ $c^2$ 、巾 ( $\Gamma_0$ ) は  $170.9 \pm 29.56$  MeV/ $c^2$  となる。フィティングの精度を表わす Reduced  $\chi^2$  値 ( $\chi^2$  検定) は 1.23 である。

Reduced  $\chi^2$  値はフィティング係数の自由度を考慮した  $\chi^2$  検定である。つまり、Reduced  $\chi^2$  値は測定点の数  $N$  とフィッティング係数の数  $M$  から自由度数を求めて、1 自由度当たりの  $\chi^2$  値 (Reduced  $\chi^2$  値)

$$\text{Reduced } \chi^2 = \frac{1}{N - M} \chi^2 \quad (48)$$

と定義している。また、全測定点とフィッティング関数との差が測定点の統計誤差の範囲に



◎ 不変質量分布 コヒーレント過程 (コヒーレント領域)

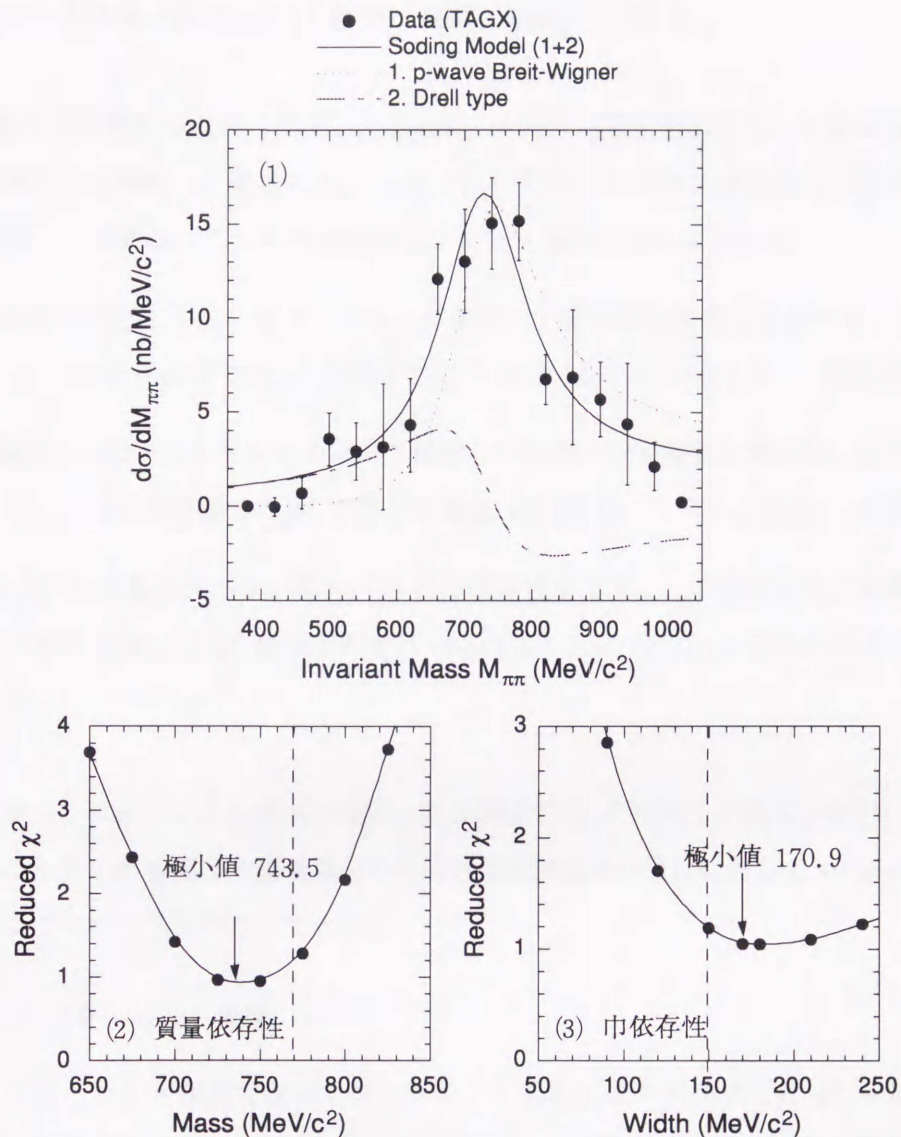


図 34: コヒーレント領域における  $\pi\pi$  系の不変質量分布と共鳴粒子の質量 ( $m_0$ ) 依存性と巾 ( $\Gamma_0$  依存性)。光子エネルギー領域は  $E_\gamma = 1080 \pm 40$  MeV である。(1) は Soding モデルによる分布関数を用いて不変質量分布を再現した結果である。図中の点線は共鳴粒子の寄与、ドット付きの点線は Drell 形式の  $2\pi$  過程の寄与、実線は両寄与の和である。共鳴粒子の質量 ( $m_0$ ) は  $743.7 \pm 22.7$  MeV/c<sup>2</sup>、巾 ( $\Gamma_0$ ) は  $170.9 \pm 29.56$  MeV/c<sup>2</sup> となる。また、Reduced  $\chi^2$  値は 1.23 である。(2) は共鳴粒子の質量依存性を、(3) は巾依存性を示す。図中の点線は自由空間の  $\rho^0$  中間子の質量 (769.9 MeV/c<sup>2</sup>) と巾 (151.2 MeV/c<sup>2</sup>) である。また、実線は測定点をスプライン関数で繋いだ曲線である。



収まるための条件は、Reduced  $\chi^2$  値が 1 程度になることである。

$\pi\pi$  系の不変質量分布から抽出した共鳴粒子が  $\rho^0$  中間子であることを統計的に示す方法を説明する。共鳴粒子の質量 ( $m_0$ ) と巾 ( $\Gamma_0$ ) をフィテイング係数にして統計的な最適値 ( $\chi^2$  検定) を求める。これらの最適値は以下の 2 種類の方法で求める。

1. 共鳴粒子の質量 ( $m_0$ ) をフィテイング係数して統計的な最適値を調べる。このとき、巾 ( $\Gamma_0$ ) は自由空間での  $\rho^0$  中間子の巾 (151.2 MeV/c<sup>2</sup>) とする。(質量依存性)
2. 共鳴粒子の巾 ( $\Gamma_0$ ) をフィテイング係数して統計的な最適値を調べる。このとき、質量 ( $m_0$ ) は自由空間での  $\rho^0$  中間子の質量 (769.9 MeV/c<sup>2</sup>) とする。(巾依存性)

図 34-(2) に質量依存性を、図 34-(3) に巾依存性を示す。この結果から、共鳴粒子の質量と巾に対する Reduced  $\chi^2$  値はそれぞれ  $m_0=743.5$  MeV/c<sup>2</sup>,  $\Gamma_0=170.9$  MeV/c<sup>2</sup> で極小値となる。

以上から、コヒーレント領域で測定した共鳴粒子は  $\rho^0$  中間子であると統計的に同定できる。このとき、 $\rho^0$  中間子の質量減少の可能性は自由空間の値にに対して 40 MeV/c<sup>2</sup> 以下 (90 % コンフィデンスレベル) である。

#### 5.4.2 インコヒーレント過程

インコヒーレント領域ではインコヒーレント過程により光生成した  $\rho^0$  中間子が  $\pi\pi$  系の不変質量分布に大きく寄与する。インコヒーレント領域はコヒーレント領域の上限值 ( $M_{3He} + 3\Delta M_X$ ) から  $3\pi$  過程の閾値 ( $M_{3He} + M_\pi$ ) までの範囲とする。この領域では  $3\pi$  過程の寄与はほとんどない。前節で示した *Söding* モデルを用いて  $\rho^0$  中間子を同定する。図 35 に  $\pi\pi$  系の不変質量分布を示す。光子エネルギー領域は光子エネルギーのアクセプタンスの影響が少ない  $E_\gamma=1080\pm 40$  MeV とする。図中の実線は *Söding* モデルの分布関数 ((47) 式) である。コヒーレント領域 (図 33) と異なり、インコヒーレント領域では実験結果を再現できない。

不変質量分布を再現できない原因の一つに光子エネルギーのアクセプタンスの影響が考えられる。光子エネルギーのアクセプタンスの不変質量依存性を図 36 に示す。左側はコ



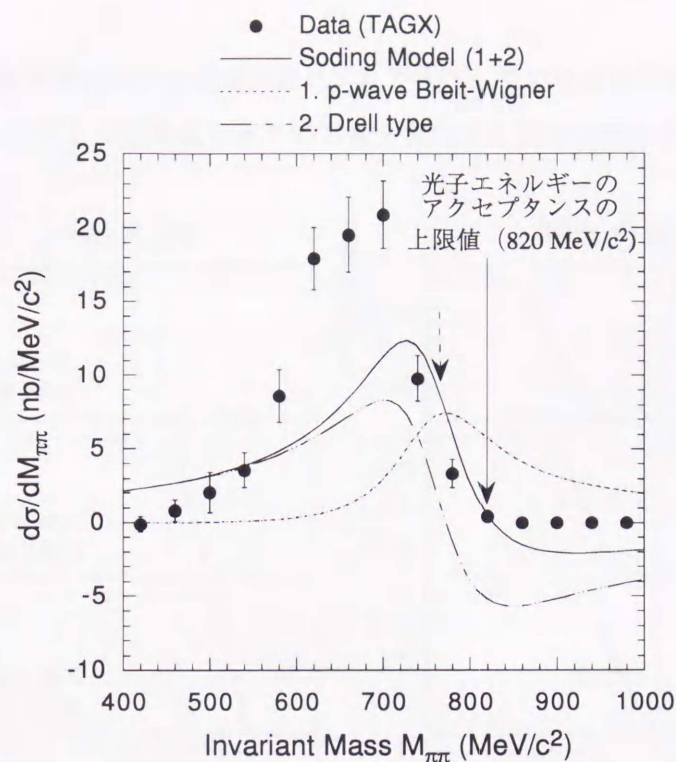


図 35: インコヒーレント領域内での  $\pi\pi$  系の不変質量分布。図中の点線は共鳴粒子の寄与、ドット付きの実線は Drell 形式の  $2\pi$  過程の寄与、実線は両寄与の和 (Soding モデル) である。光子エネルギー領域は  $E_\gamma=1080\pm 40$  MeV である。 $\rho^0$  中間子の質量 ( $m_0$ ) と巾 ( $\Gamma_0$ ) には自由空間の  $\rho^0$  中間子の質量 ( $769.9$  MeV/ $c^2$ ) と巾 ( $151.2$  MeV/ $c^2$ ) を用いている。図中の矢印付きの実線はインコヒーレント過程に対する光子エネルギーのアクセプタンスの上限値 (本文参照)、矢印付きの点線は自由空間の  $\rho^0$  中間子の質量を示す。

ヒーレント過程で生成した  $\rho^0$  中間子を、左側はインコヒーレント過程で生成した  $\rho^0$  中間子を用いている。インコヒーレント過程に対する光子エネルギーのアクセプタンスの影響はコヒーレント過程に比べて約  $200$  MeV/ $c^2$  低い。したがって、本研究の光子エネルギー領域はインコヒーレント過程で生成された  $\rho^0$  中間子の質量分布全体を再現する事は難しいと考えられる。この問題は入射光子の最高エネルギーを本研究のエネルギー ( $1.12$  GeV) より  $100$ - $200$  MeV 程度上げれば解決する。

また別の原因として、質量分布関数の不足が考えられる。つまり、原子核の表面付近で  $\rho^0$  中間子を生成するコヒーレント過程よりも、原子核内部で  $\rho^0$  中間子を生成するインコヒーレント領域の方が質量変化の寄与が大きいと考えられる。つまり、インコヒーレント過程



では  $\rho^0$  中間子の質量変化が不変質量分布に大きく寄与している可能性がある。そこで、前節の分布関数 ((47) 式) に質量変化ありの質量分布関数を加えて検討する。

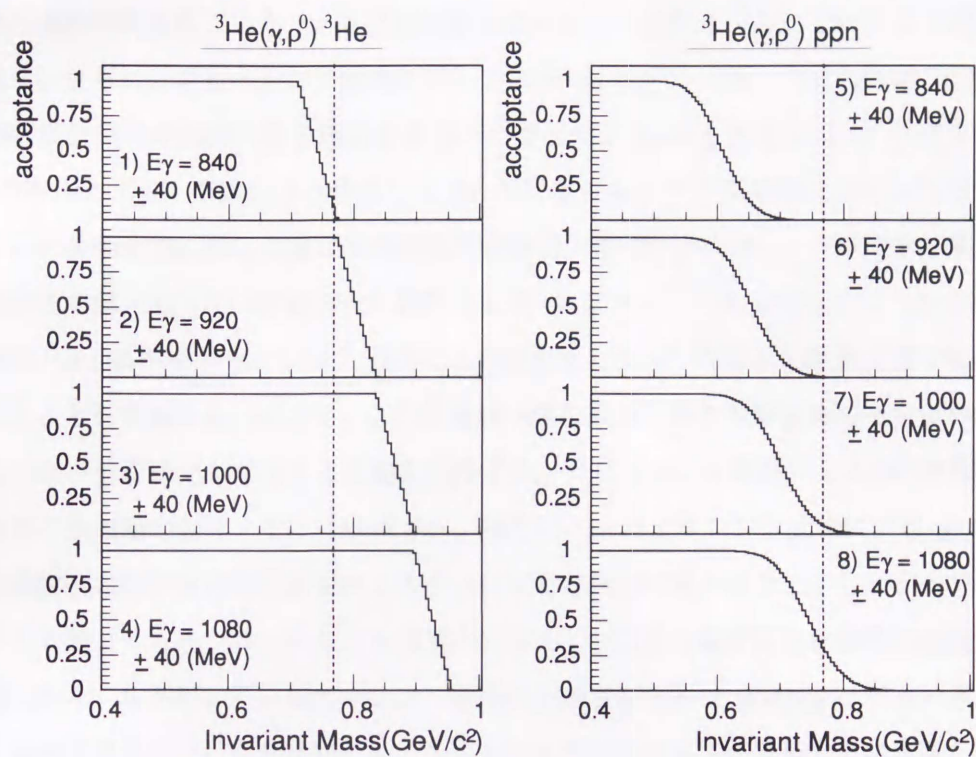


図 36: 光子エネルギーのアクセプタンスの不変質量依存性。1)-4) はコヒーレント過程 ( ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0){}^3\text{He}$ )、5)-8) はインコヒーレント過程 ( ${}^3\text{He}(\gamma, \rho^0)ppn$ ) に対する光子エネルギーのアクセプタンスを示す。1),5) は  $E_\gamma = 840 \pm 40$  MeV、2),6) は  $E_\gamma = 920 \pm 40$  MeV、3),7) は  $E_\gamma = 1000 \pm 40$  MeV、4),8) は  $E_\gamma = 1080 \pm 40$  MeV の光子エネルギー領域である。図中の点線は自由空間での  $\rho^0$  中間子の質量 ( $769.9 \text{ MeV}/c^2$ ) である。



## 6 結論

本研究により得た結論を以下に述べる。 ${}^3\text{He}$  原子核を標的として  $\pi\pi$  を光生成し、終状態の運動学的条件により  $\pi\pi$  生成反応をコヒーレント過程とインコヒーレント過程に分類できた。さらに、コヒーレント過程に対して *Söding* モデルに従った分布関数を使い  $\pi\pi$  系の不変質量分布の共鳴状態を再現することができた。*Söding* モデルは  $\rho^0$  中間子崩壊後の  $2\pi$  の寄与と Drell 形式により生成した  $2\pi$  の寄与からこの共鳴状態を説明したモデルである。この共鳴状態に対して質量依存性と巾依存性を調べた結果、 $\rho^0$  中間子の質量減少は自由空間の値に比べて  $40 \text{ MeV}/c^2$  以下 (90 % コンフィデンスレベル) でしかない。この結果は  ${}^3\text{He}$  核内でコヒーレント過程により光生成した  $\rho^0$  中間子を閾値近傍で初めて観測できたことを意味する。そして、この質量減少値は数多くある理論計算の予言値の中から比較的小さい質量変化を予言する理論を支持する。コヒーレント過程による  $\rho^0$  中間子は原子核表面の核力場の影響を受けて生成され、反対にインコヒーレント過程による  $\rho^0$  中間子は原子核深部の核力場の影響を受けて生成されると定性的に考えられる。したがって、コヒーレント過程よりもインコヒーレント過程の方が  $\rho^0$  中間子の質量変化を鮮明に観測できると期待できる。しかし、インコヒーレント過程の不変質量分布は *Söding* モデルのみの分布関数では再現できない。これは光子エネルギーのアクセプタンスが質量分布に影響していると考えられる。



## 7 謝辞

本大学の江村恒夫助教授と高橋香教授には本研究の機会を与えて頂いただけでなく、最後までご指導ご協力頂きありがとうございました。また、東京大学原子核研究所の丸山浩一助手は研究所での実質的な指導教官であり、本研究を通じて実験の進行方法、物理の理論、及びデータ解析全般について適切な助言を頂き感謝の気持ちに絶えません。

東北大学の前田和茂助教授、寺沢辰生助教授、今野収助手、須田利美助手、山崎寛仁助手には実験、データ解析両面で大変お世話になりました。東京大学原子核研究所の奥野英城助教授には共同研究者でないにもかかわらず液体ヘリウム標的とビーム調整を初めいろいろな助言を頂き感謝しております。また、九州産業医科大学の牧孝教授には標的製作について指導して頂きました。明治薬科大学の和田義親助教授にはシミュレーション計算などのデータ解析全般について大変有用な助言してもらいました。そして実験のシフト中や解析ミーティングの時などで熱心にご指導して頂いた秋田大学の佐々木厚教授、広島大学の鷲見義雄教授、遠藤暁助手、Regina 大学の George J. Lolos 教授、Zisis Papandreou 助教授、Gurth M. Hubur 助教授に心からお礼を申し上げます。また、Gerard Garino 博士、仲吉一男技官、宮本謙一郎君、丹羽賢二君、広沢恒君、篠崎章久君には、実験、データ解析、学会発表の準備などを常日頃からいろいろと手伝ってもらいました。この場を借りてお礼を述べたいと思います。

最後に加速器グループの皆様には、実験中に安定した状態で電子シンクロトロンをの運転をして頂き感謝しております。また、以上名前を上げるのでできなかったその他の TAGX 共同実験者、核研、東京農工大学のご協力下さった方々に深くお礼申し上げます。



## 8 参考論文

- 1) T. Hatsuda and T. kunihiro, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 185.
- 2) G. E. Brown, Nucl. Phys. A488 (1985) 689.
- 3) V. Vernard and Ulf-G. Meissner, Nucl. Phys. (1988) 647.
- 4) A. Hosaka, Phys. Lett. B244 (1985) 363.
- 5) K. Kubodera and M. Rho, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2720.
- 6) T. Hatsuda et al., Nucl. Phys. B394 (1993) 221.
- 7) T. Hatsuda and S. H. Lee, Phys. Rev. C46 (1992) 34.
- 8) DESY-MIT collabolation, Albensleben et al., Nucl. Phys. B18 (1970) 333.
- 9) L. Springer Tracts in Modern Physics 59, P144.
- 10) S. Arai et al. Japan. J. Appl. Phys. 14 (1975) 95.
- 11) K. Maruyama et al., Nucl. Instr. and Meth. A376 (1996) 335.
- 12) S. Kato et al., Nucl. Instr. and Meth. A307 (1991) 213.
- 13) H. Hirosawa, Masters Thesis, Tokyo Institute for Agriculture and Tecnology (1994)
- 14) K. Niwa, Masters Thesis, Tokyo Institute for Agriculture and Tecnology (1994)
- 15) S. Niki, S. Kasai, S.Endo, A. Imanishi, K. Maruyama and C. Rangacharyulu, Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 534.
- 16) H. Yamashita et al., Nucl. Instr. and Meth. A379 (1996) 276.
- 17) M. Nomachi, and Y. Takeuchi, KEK Internal Report (1993).
- 18) H. Wind, Nucl. Instr. and Meth. 115 (1990) 431.
- 19) M. Asakawa and C.M. Ko, Phys. Rev. C48 (1993) R526.
- 20) G.E. Brown, M. Rho, and M. Soyeur, Nucl. Phys. A553 (1993) 705c.
- 21) P. Soding, Phys. Rev. Lett. 5 (1966) 702.
- 22) S.D Drell, Phys. Rev. Lett. 34 (1964) 1644.
- 23) E. Jans et al., Nucl. Phys. A475 (1987) 687.



