Monte-Carlo Simulation for σ Meson Photoproduction in Nuclei and Performance of the Detector Utilized in LEP Experiments

山形大学 クォーク核物性研究グループ M1
松村 徹

平成 11 年 2 月 20 日

第1章　Introduction

π 中間子のカイラルパートナーである σ 中間子は、その質量幅 ($\Gamma_\sigma \approx$500MeV) の広さのため、実験的な存在の確証は得られていない。我々の真空で自発的に破れたカイラル対称性は、温度または核子密度が上昇していくにつれ徐々に回復し、殆どのハドロンの質量はカレント質量に向かって減少していくと考えられている。従って、もし σ 中間子の質量が原子核中で減少するならば、その質量幅も減少することが予想され、実験的に σ 中間子の存在が観測でき、同時に QGP 相転移の可能性も示唆出来ることになる。

π 中間子などのハドロンビームを用いた場合、原子核外で σ 中間子が生成される断面積が大きく、原子核内で反応が起こったかどうかの断定はできない。そこで、SPring-8 からのレーザー逆コンプトン散乱による 2.4GeV 単色光子を入射ビームとして用いる。ベクターメソンドミナンス (VMD) によって、入射光子は ρ^0, ω, ϕ 等のベクトル中間子として原子核と相互作用し、この際発生した ω 中間子は原子核内で $\sigma - \omega$ 混合を起こす。σ 中間子の寿命は非常に短いので原子核中ですぐさま崩壊し、さらに原子核外で $\sigma - \omega$ 混合は起こりえないことを考えると、この過程で生じる σ 中間子は全て原子核内で相互作用したものと見做すことが出来るであろう。

一方、σ 中間子探索の観点から、原子核外で生成される σ 中間子も注目すべき存在である。

σ 中間子は 2π 崩壊モードの他に、2γ にも崩壊し得る。この反応は終状態の数が少ないという点でメリットがある。しかし、直接 $\sigma \to 2\gamma$ を測定する実験では、その分岐比 ($\sim 10^{-5}$) の小ささゆえに、$\pi^0 \to 2\gamma$ のバックグラウンドに隠されてしまうであろう。そこで、この逆反応を考えてみる。

ターゲットに入射した高エネルギー γ 線は、ターゲット原子核からの電場に起因する仮想光子と相互作用し、σ 中間子を生成する ($\gamma\gamma \to \sigma$)。この様な反応の過程は Primakov effect と呼ばれている。Primakov effect によって生じる σ 中間子は、実験室系での超前方で大きな微分断面積を持ち、特にこの傾向は σ の質量が 2π 不変質量の閾値 (∼280MeV) で非常に顕著になる。もし我々が超前方の検出器を用い、この分布を捕らえることに成功すれば、それは σ 中間子存在の有力な情報となるはずである。

今回のレポートは、原子核内での σ 中間子生成からの $\sigma \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ および $\sigma \to \pi^+\pi^-$ のシミュレーション、特に検出器の覆う範囲による acceptance の変化について議論したものである。

また、本レポートにおけるモンテカルロシミュレーションでは、σ 中間子の質量パラメータを次のように統一している。

M_σ : 600 (MeV)
Γ_σ : 400 (MeV)
Mass Distribution Function : Breit-Wigner type

第2章　sigma meson photoproduction in nuclei

高エネルギー γ ビームを用いて、原子核中に σ 中間子を生成させるプロセスとして、次に挙げる 2 つが考えられる。

(I) . 入射光子は原子核近傍において、VMD により ω 中間子として原子核と相互作用をする。その後 ω 中間子は原子核内において $\sigma - \omega$ 混合を起こす。
(II) . 入射光子が原子核中で直接 $\sigma - \gamma$ 混合を起こし、σ 中間子が発生する。

これらの過程のダイアグラムを図 2.1 に示す。いずれの場合も原子核外では起こり得ないので、生成された σ 中間子は質量、質量幅ともに QCD 真空のものより減少していると考えられる。

しかしながらこれまでのところ、σ 中間子が原子核中に生じるための条件である核子-反核子ループや、核子-核子ホールなどの振舞いは詳しく理解されていない。従って本章では、$\gamma N \to \sigma N$ 反応のシミュレーションを、この反応チャンネルの phase space で議論する。

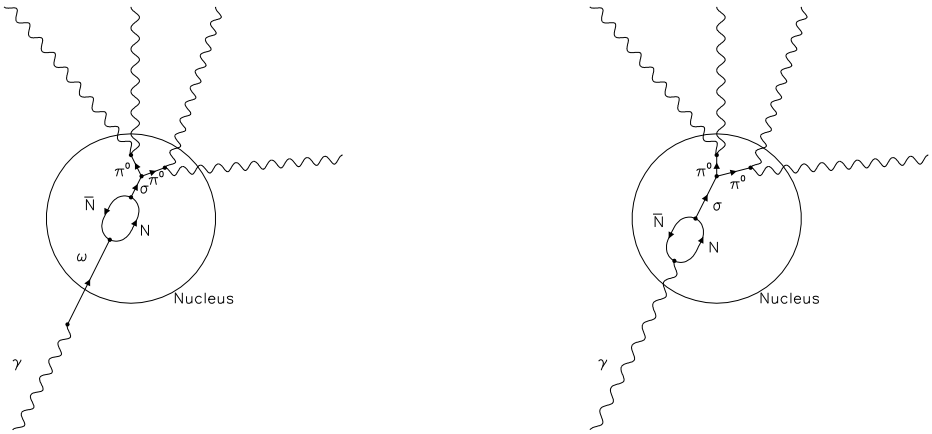

図 2.1: 原子核中での σ 中間子生成のダイアグラム ($\sigma \to \pi^0\pi^0$ プロセス)。(左)VMD によって生成する ω 中間子を介する場合。(右) 入射光子が直接原子核内で核子ループを形成する場合。

2.1 $\sigma \to \pi^0\pi^0$ Process

荷電共役変換に対する保存則により、ρ^0 は $2\pi^0$ に崩壊できない。従って $\sigma \to \pi^0\pi^0$ 反応は、次節で述べる $\sigma \to \pi^+\pi^-$ 過程に比べ、ρ^0 からのバックグランドが無いという利点を持っている。

$\sigma \to \pi^0\pi^0$ 過程は、終状態である 4γ をターゲット周辺部に配置した電磁カロリーメータで捕らえ、 そのエネルギーおよび角度からσ 中間子の不変質量分布を求めることにより同定される。

図 2.2 に、モンテカルロシミュレーションで得たこの過程の位相空間における不変質量分布を示す。ここで破線部は、現在製作中である後方検出器 (Lead/SCIFI:30^o~100^o) によって捕らえられた場合の分布である。また、図 2.3 には、$\gamma N \to \pi^0\pi^0 N$ の 3 体位相空間での不変質量分布である。図 2.2 から、30^oから 100^o度を覆う検出器だけでは acceptance は小さいが、およそ $600(\mathrm{MeV})$ に盛り上がりが現れている事が分かる。もちろん今の場合、原子核中での σ 中間子生成の物理は考慮されていないため、様相は変化すると考えられる。

$\sigma \to \pi^0\pi^0$ 過程の acceptance の $2\pi^0$ 不変質量依存性および運動量移行依存性を図に示した (図 2.4、図 2.5)。さらに前方を覆うことを仮定し、検出器範囲は 30^o~100^o、5^o~100^o、および 1^o~100^oとし、また後方の寄与を見るために 30^o~150^oの範囲も載せた。

不変質量分布依存性について見てみると、30^oから覆う場合と 5^oから覆う場合とでは、劇的に acceptance が大きくなる様子が確認できる。これは、γ 放出角度がおよそ 25^o付近にピークを持ち、30^oから覆った場合は前方に放出された大部分の γ を逃しているためである。

次に運動量移行依存性の図に関して、30^oからのものは $|t| < 1(\mathrm{GeV}^2)$ に対して、また 5^oからの場合でも超前方 $|t| < 0.1(\mathrm{GeV}^2)$ に対して acceptance が激減している。これは当然の話ではあるが、もし原子核中に生成される σ の断面積が運動量移行 t に敏感な分布 ($\propto \exp(-b|t|)$) を持つとすれば、留意すべき問題である。実際、VMD よって生成される ω 中間子の微分断面積はこのような分布をしている事を考えれば、十分に考えられることであろう。表 2.1 には、各検出器領域での全 acceptance も示した。

モンテカルロシミュレーションによって得られたその他の結果を、図 2.6($\gamma N \to \sigma N \to \pi^0\pi^0 N$:2-Body Phase Space) および図 2.7($\gamma N \to \pi^0\pi^0 N$:3-Body Phase Space) に表す。ここで、$\gamma N \to \pi^0\pi^0 N$ での運動量移行は、入射 γ と $2\pi^0$ 系との間のもの、すなわち、

$$t \equiv (p_\gamma - p_{\pi^0\pi^0})^2$$

である。

Detector Region	Acceptance (%)
30^o~ 100^o	17.1
5^o~ 100^o	65.8
1^o~ 100^o	69.3
30^o~ 150^o	32.3

表 2.1: $\gamma N \to \sigma N \to \pi^0\pi^0 N$ 反応 (Phase Space) の各検出器範囲に対する全 acceptance

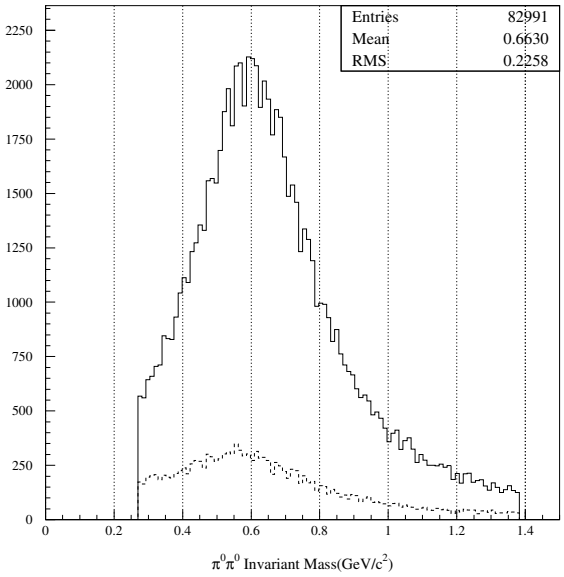

図 2.2: 2.4GeV $\gamma N \to \sigma N \to \pi^0\pi^0 N$ 反応の $2\pi^0$ 不変質量分布。破線は、終状態である 4γ が全て 30^oから 100^oの検出器に入射するもの

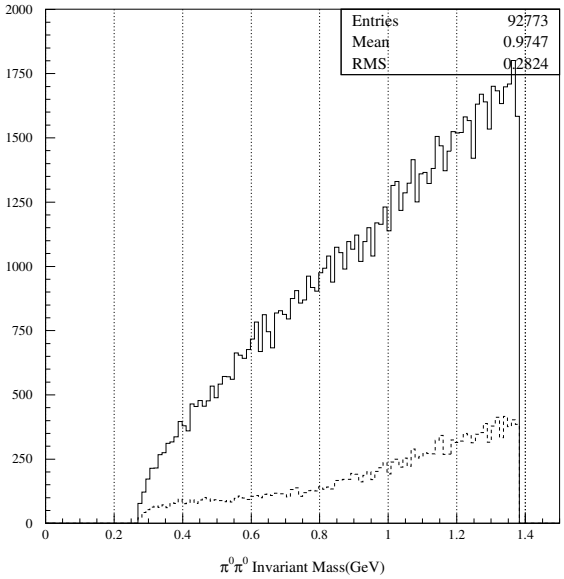

図 2.3: 2.4GeV $\gamma N \to \pi^0\pi^0 N$

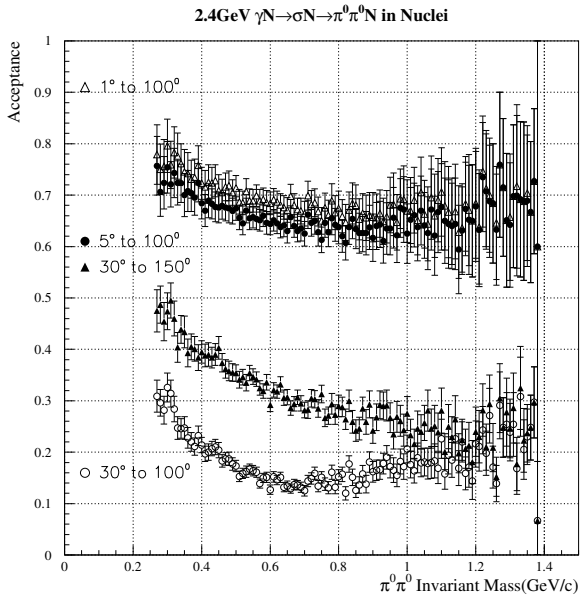

図 2.4: 2.4GeV $\gamma N \to \sigma N \to \pi^0\pi^0 N$ 反応の検出器範囲による acceptance の不変質量依存性

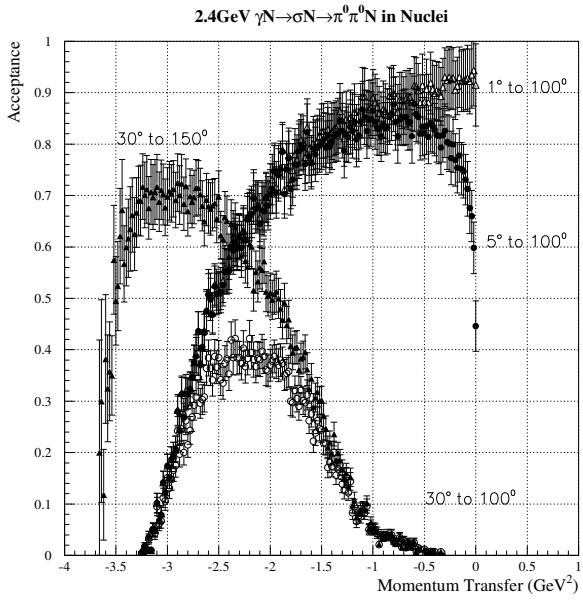

図 2.5: 運動量移行依存性 (条件は図 2.4 と同じである)

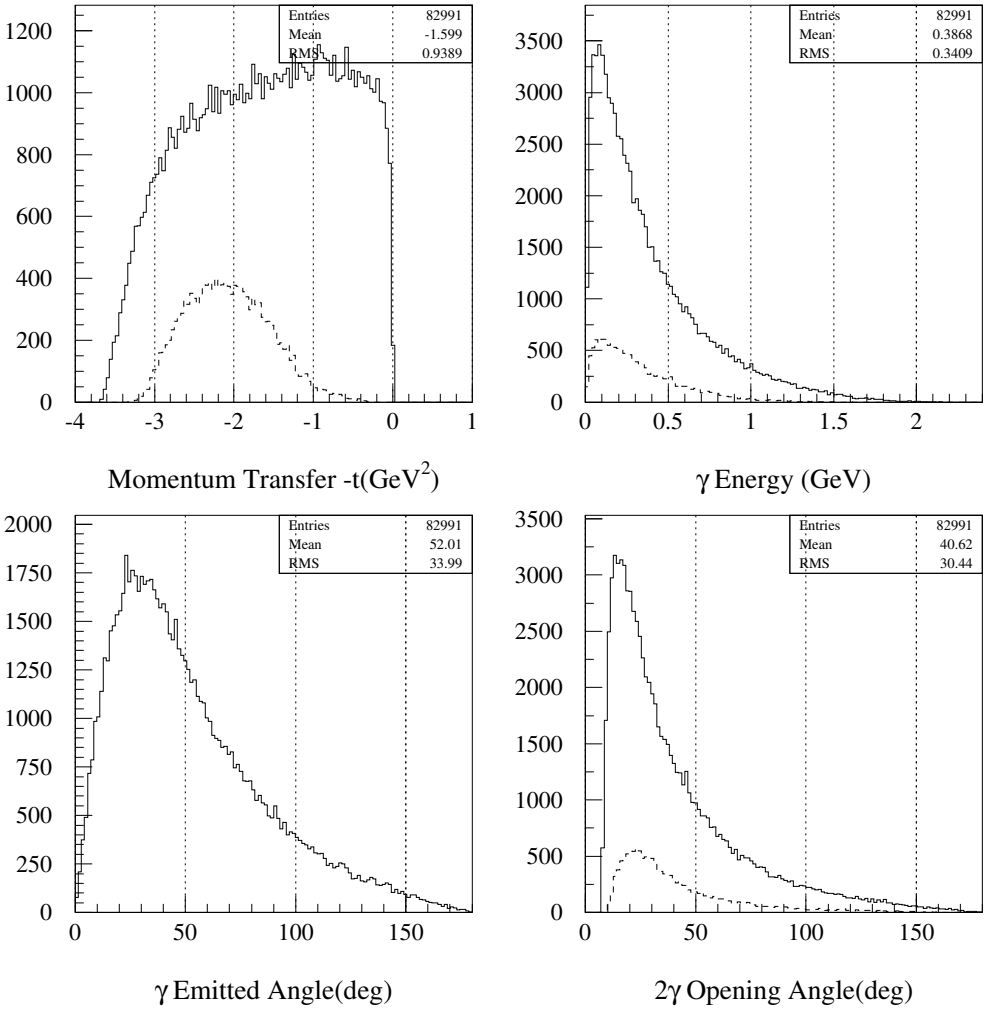

図 2.6: 2.4GeV $\gamma N \to \sigma N \to \pi^0\pi^0 N$ シミュレーション結果。破線部は、放出 γ が 30°から 100°の検出器で捕らえられたイベント

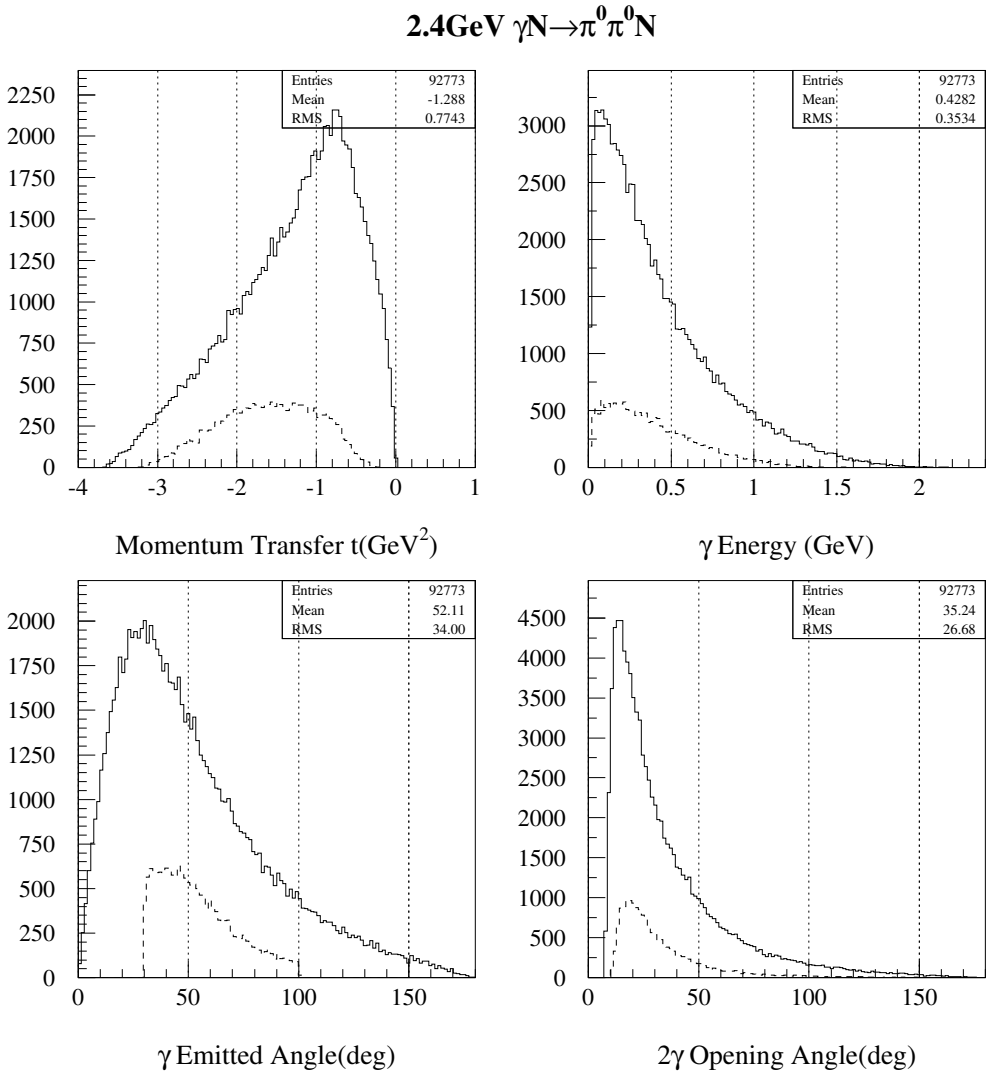

図 2.7: 2.4GeV $\gamma N \to \pi^0\pi^0 N$ (3-body phase space)

2.2 $\sigma \to \pi^+\pi^-$ Process

$\sigma \to \pi^+\pi^-$ 崩壊過程は、ρ^0 の壊変に由来するックグランドが非常に多いという困難さがある。これは ρ^0 の質量がおよそ M_σ=770(MeV) と、σ の質量と考えられている 600(MeV) にかなり近いためゆえである。

σ の崩壊によって生成される $\pi^+\pi^-$ は、ターゲット下流側に設置された 2 極電磁石および、SSD、MWDC 等のカウンター群からなるスペクトロメータによって、運動量、生成角度などが分析される。

図 2.8 に、$\pi^+\pi^-$ 不変質量分布をしめす。破線は、上で述べたスペクトロメータで捕らえられるイベントである[1]。図から分かるように phase space の議論においては、この反応の acceptance はほとんど無いと言えよう ($\approx 4\%$)。

図 2.10 および図 2.11 には、前節同様に acceptance の不変質量分布依存性、運動量移行依存性のそれぞれを示す。

[1] 正確に言うと、励磁していない 2 極電磁石を $\pi^+\pi^-$ の両方が通過したイベント。

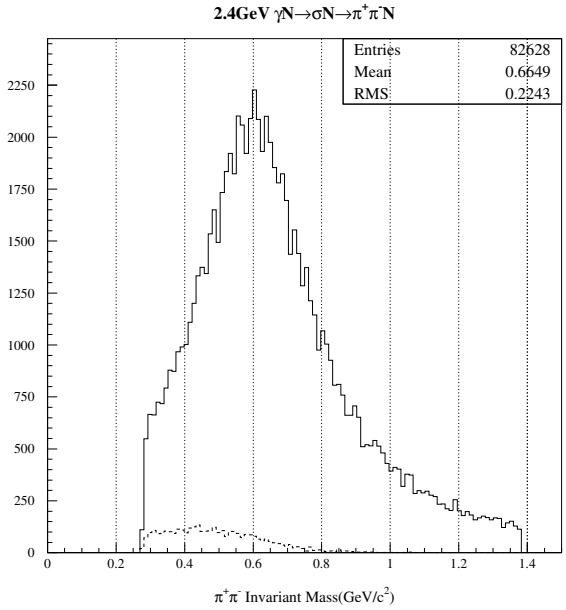

図 2.8: 2.4GeV $\gamma N \to \pi^+\pi^- N$ 不変質量分布。破線は LEP Spectrometer の Analizing Magnet を通過したもの

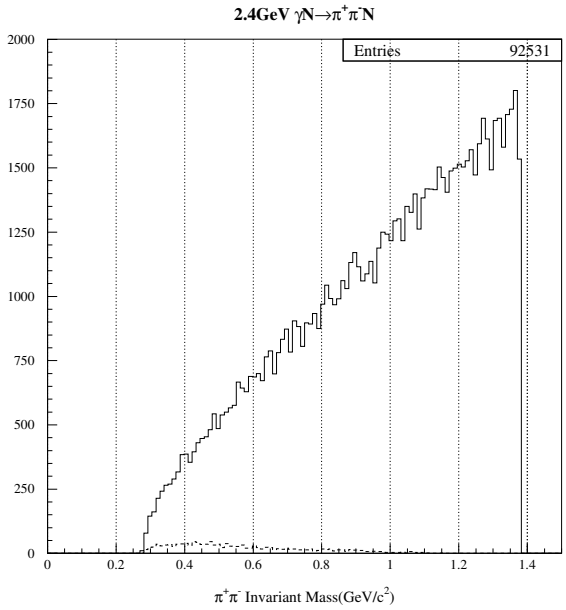

図 2.9: 2.4GeV $\gamma N \to \pi^+\pi^- N$

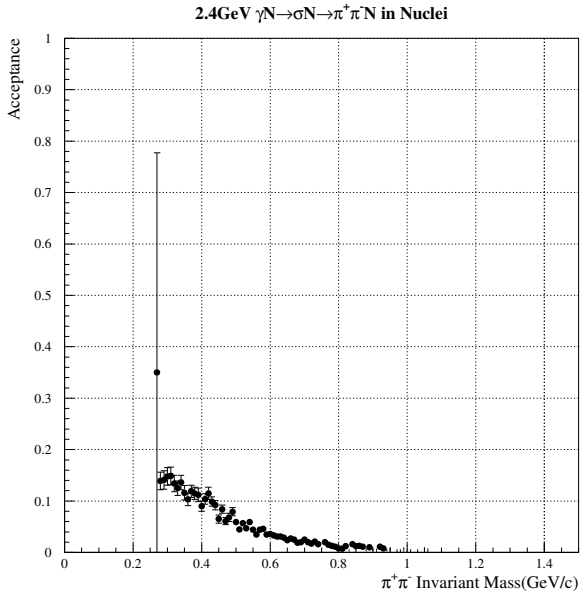

図 2.10: 2.4GeV $\gamma N \to \sigma N \to \pi^+\pi^- N$ 反応の acceptance の不変質量依存性。この acceptance は $\pi^+\pi^-$ の両方がスペクトロメータの 2 極電磁石を抜けたイベントについてのものである

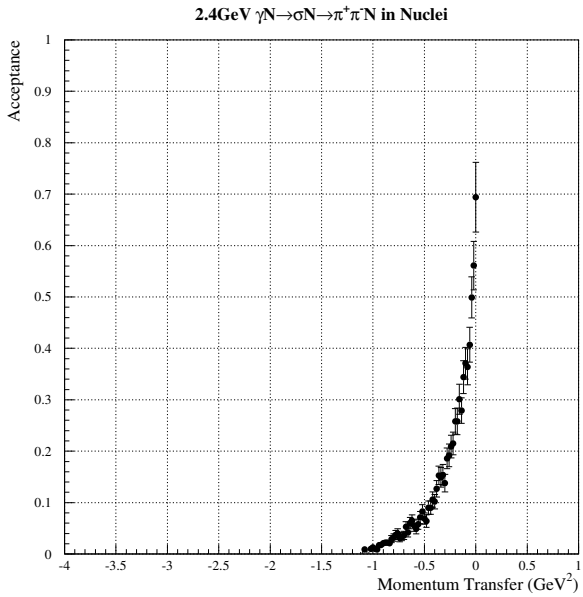

図 2.11: 運動量移行依存性 (条件は図 2.10 に準ずる)

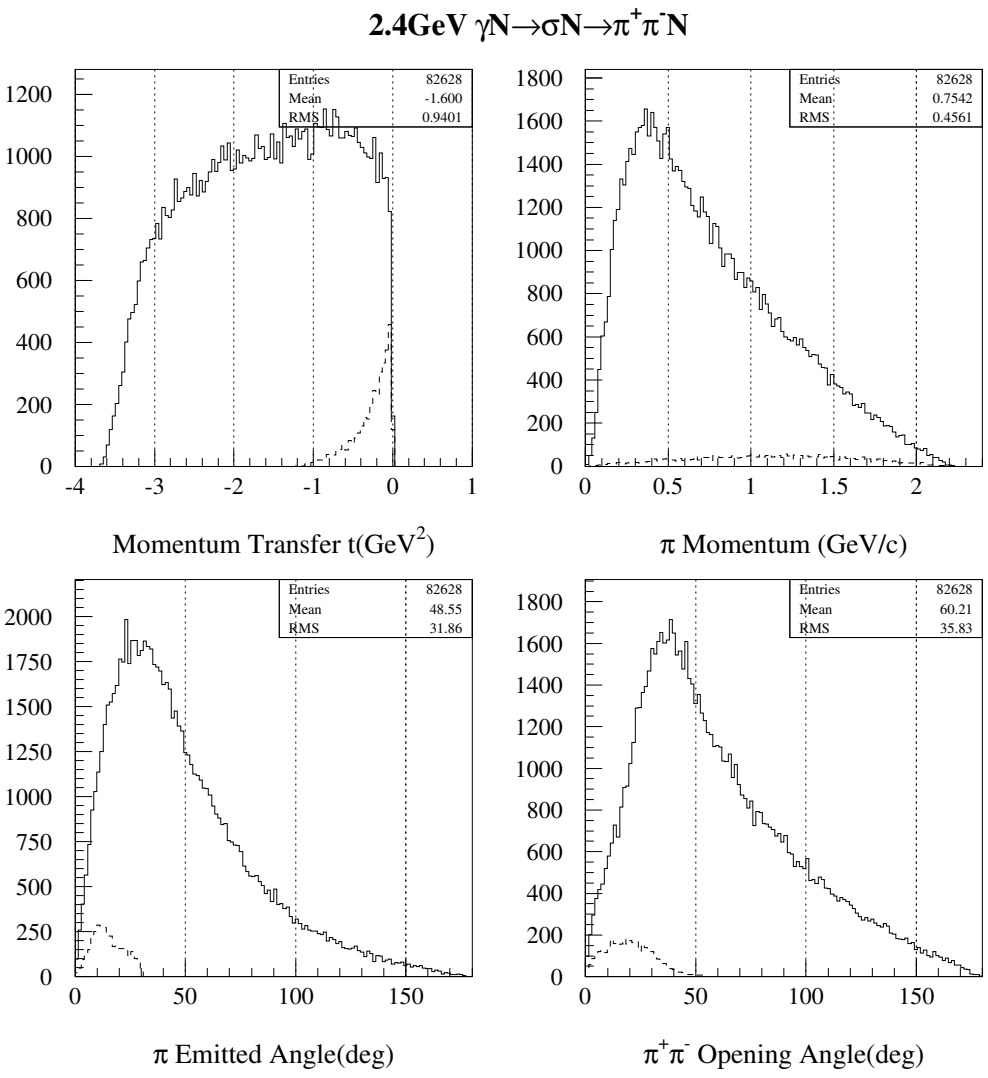

図 2.12: 2.4GeV $\gamma N \to \sigma N \to \pi^+\pi^- N$

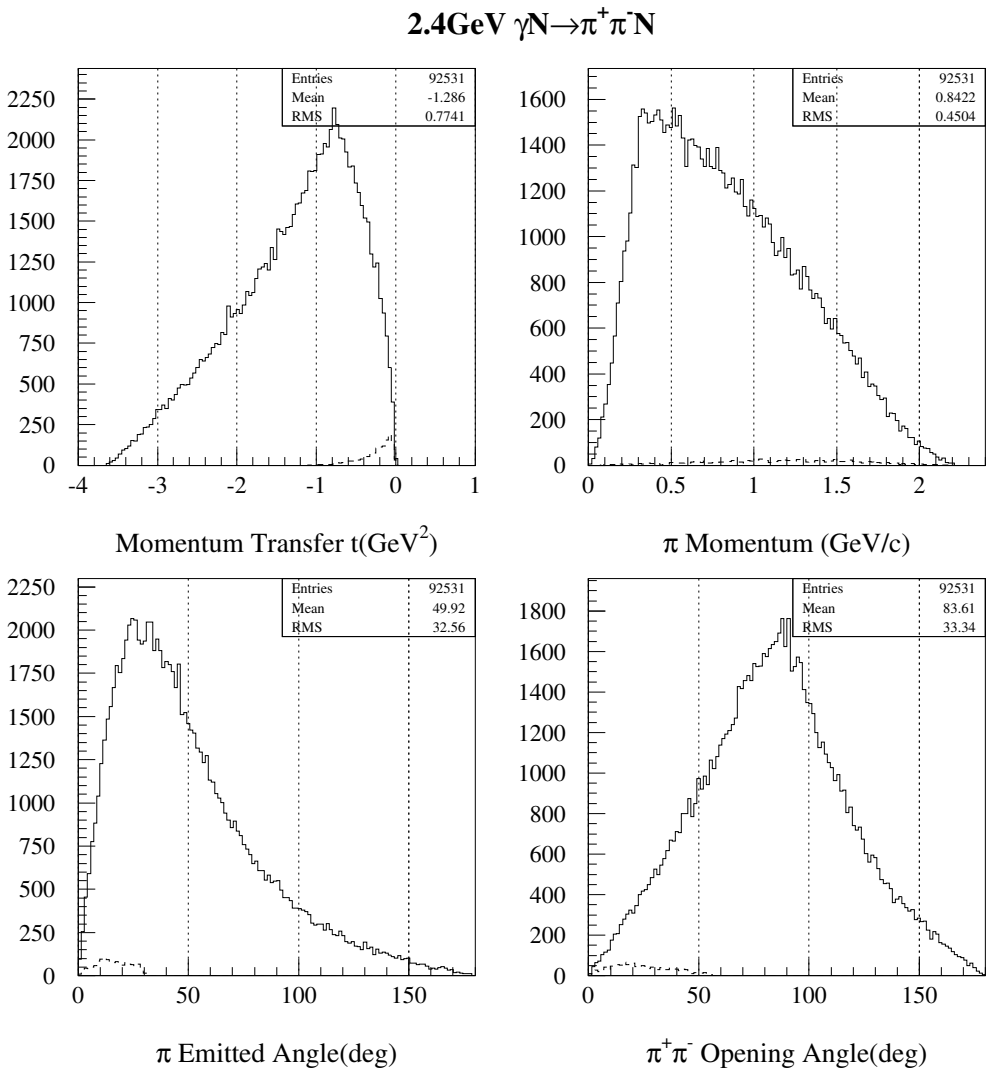

図 2.13: 2.4GeV $\gamma N \to \pi^+\pi^- N$ (3-body phase space)

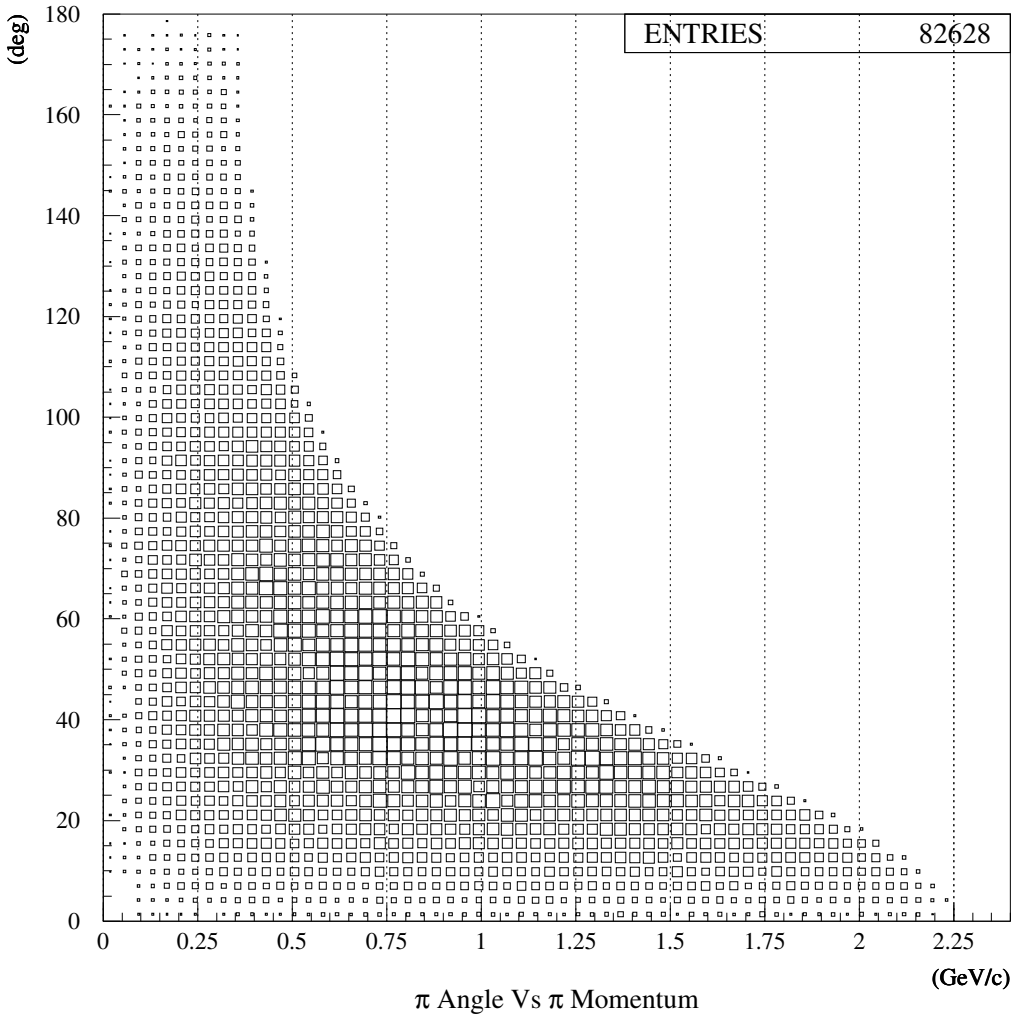

図 2.14: 2.4GeV $\sigma \to \pi^+\pi^-$ 過程における π 中間子の放出角度と運動量の相関

第3章　sigma meson photoproduction in free space

3.1　Cross section for $\gamma A \to \sigma A$ reaction on primakov effect

Primakov effect は、入射 γ が原子核の電場に起因した仮想光子と相互作用を起こし、ハドロン等を生成する過程である。

Primakov effect によって起こる $\gamma N \to \sigma N$ 反応の微分断面積は、momentum transfer t の関数として、

$$\frac{d\sigma_P}{dt}\ (\mu\mathrm{b/GeV}^2) = 389.39\,\frac{\pi}{E_\gamma P_\sigma}\,\Gamma_{\gamma\gamma}\frac{8\alpha Z^2}{M_\sigma^3}\frac{\beta^3 E_\gamma^4}{t^2}|F_{e.m.}(-t)|^2\sin^2\theta(t) \tag{3.1}$$

と表される。ここで $\theta(t)$ は

$$\theta(t) = \cos^{-1}\left(\frac{t - m_\sigma^2 + 2E_\gamma E_\sigma}{2E_\gamma P_\sigma}\right) \tag{3.2}$$

で計算され、その他の諸量の意味は、

$$\begin{aligned}
\alpha &= 1/137 \\
\Gamma_{\gamma\gamma} &= \sigma \to 2\gamma \text{ decay width}(\approx 5\mathrm{keV}) \\
F_{e.m.} &= \text{原子核の electromagnetic form factor} \\
M_\sigma, \beta, \theta &= \sigma\text{の質量、速度、生成角} \\
E_\gamma &= \text{入射}\gamma\text{のエネルギー}
\end{aligned}$$

である。図 3.1 に、ターゲット原子核が Pb、Cu、C の 3 種類について 2.4GeV 光子ビームに対する微分断面積を示した。

このグラフは σ 中間子の質量が 600MeV の場合についてのものである。図より全ての核について t が $0.008\mathrm{GeV}^2$ 付近にピークが存在している事が読み取れる。これは式 (3.1) 中の $|F_{e.m.}(-t)|^2$ による寄与で、このピークは σ の生成角度で言えばビーム軸から 1°程度に対応する。さらに微分断面積の Z 依存性も顕著に現れていることも分かる。

また、各原子核に対する全断面積を図 3.2 に示す。

式 (3.1) から分かるように、微分断面積は σ 中間子の質量に大きく依存する ($\propto 1/M_\sigma^3$)。従って全断面積は、$\sigma \to \pi\pi$ による 2π の閾値で急激に立ち上り、その後指数関数的な減少を示す分布となる。

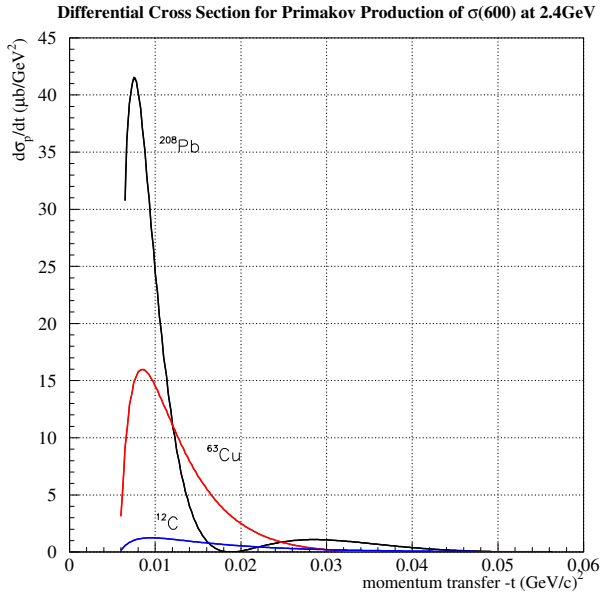

図 3.1: 2.4GeV $\gamma A \to \sigma A$ の各原子核に対する微分断面積 (Primakov production) $M_\sigma = 600$MeV の場合

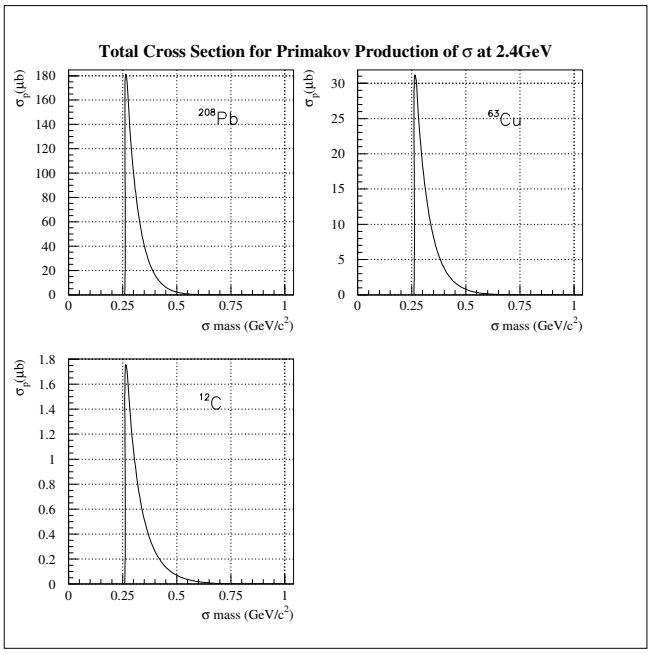

図 3.2: 光子エネルギー 2.4GeV に対する全断面積。y 軸のスケールは各原子核で異なっていることに注意。

3.2 Event rate for 2.4GeV $\gamma\mathrm{Pb} \to \sigma\mathrm{Pb}$ primakov production

前節 (3.1) で述べた全断面積は、σ の質量がある一定値を持っている場合のものである。しかし実際には、σ には質量幅があるため、収量を計算する場合にはこの重みを考慮する必要がある。

この重みは、物理的に取り得る範囲で σ の質量分布面積を 1 とした時の、各質量ビン毎の面積として評価される。

α を重みとし、Pb ターゲットについて、理想的に acceptance をほぼ 100%とした場合の単位質量当たりの収量は、

$$Y(M_\sigma) = \alpha(M_\sigma) \cdot N_\gamma \cdot N_T \cdot \sigma_t(M_\sigma) \cdot \frac{\Gamma_{\pi\pi}}{\Gamma_t} \tag{3.3}$$

と計算される。ここで N_γ は単位時間当たりの光子数を、N_T は単位面積当たりのターゲット数、$\Gamma_{\pi\pi}/\Gamma_t$ は $\sigma \to \pi\pi$ の分岐比をそれぞれ表しており、各パラメータは次の値を用いた。

$$\begin{array}{rcll} N_\gamma & \sim & 2 \times 10^6 & \mathrm{sec}^{-1} \\ N_T & \sim & 1.8 \times 10^{21} & \mathrm{cm}^{-2}\ (\mathrm{Pb}\ 0.1\mathrm{X}_0) \\ \Gamma_{\pi\pi}/\Gamma_t & \sim & 1 & \end{array}$$

σ Mass (MeV/c^2)	weight(α) (per 100MeV)	event rate (event/day/100MeV)
280-350	0.055 (per 70MeV)	450 (per70MeV)
350-450	0.118	210
450-550	0.187	50
550-650	0.230	6
650-750	0.187	0.4

表 3.1: Pb ターゲットに対する $\sigma \to \pi^+\pi^-$ イベントの収量

σ Mass (MeV/c^2)	weight(α) (per 100MeV)	event rate (event/day/100MeV)
270-350	0.061 (per 80MeV)	280 (per 80MeV)
350-450	0.118	110
450-550	0.187	24
550-650	0.230	3
650-750	0.187	0.2

表 3.2: Pb ターゲットに対する $\sigma \to \pi^0\pi^0$ イベントの収量

3.3 Monte-Calro simulation for Primakov production

3.3.1 $\sigma \to 2\pi^0 \to 4\gamma$ decay mode

上述したように、Primakov effect で発生する σ 中間子の生成角は殆んど 1^o前後の超前方である。従って、その崩壊生成物である 4γ もまた実験室系で前方に偏った分布を持つ (図 3.3)。

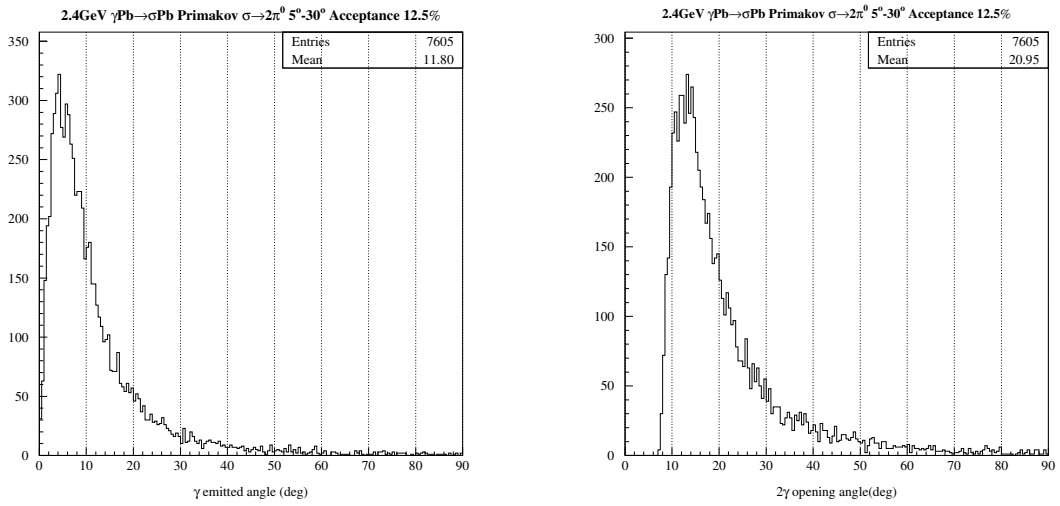

図 3.3: $\sigma \to 2\pi^0 \to 4\gamma$ 反応で発生する γ の角度分布および開き角。これは Pb ターゲットの場合であるが、Cu 等でも大差は無い。

この図によれば、γ の角度分布はビーム軸から 5^oにピークを持ち、その殆んどが 30^o以内の範囲に収まっている。ゆえに、4γ の acceptance を稼ぎたいのならば、とにかく検出器で前方を覆いさえすれば良い。しかしながらビーム軸周辺部は、ターゲットで発生した e^+e^- によるバックグラウンドが圧倒的に多く、これを避けるためには acceptance をある程度犠牲にして、前方付近をある程度諦める必要がある。我々はこれを踏まえて、前方 γ 検出器を暫定的に 5^oから 30^oの範囲に配置することにした。

図 3.4 に 4γ acceptance の検出器角度範囲による変化を載せる。acceptance は σ 中間子の質量に依存するので、横軸はその質量範囲で表現してある。質量が小さいところで acceptance が減少するため、実際に測定する 4γ 不変質量分布は図 3.2 に示した形状とは異なり、幾分なだらかな傾斜を持つはずである。

表 3.3 には、各角度範囲での全 acceptance も示す。

この表から分かるように、検出器を 5^oから覆う場合と 6^oから覆う場合とでは、acceptance に大きな差が出る事が分かる。

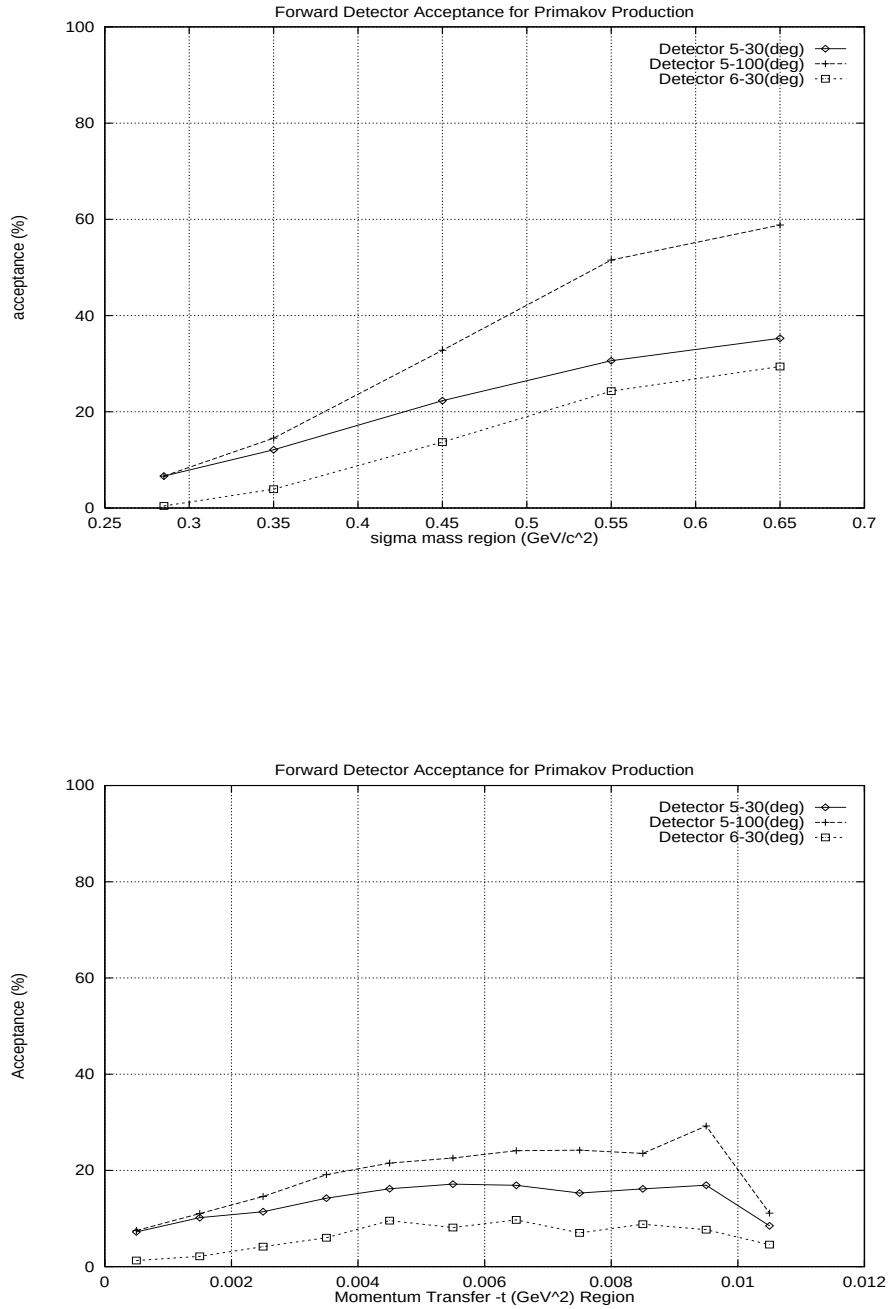

図 3.4: 前方 5°から 30°に対する 4γ acceptance の質量依存性 (上)。および momentum transfer 依存性 (下)

Forward Detector Region	Total 4γ Acceptance (%)
$5^o \sim 30^o$	12.0
$6^o \sim 30^o$	4.6
$5^o \sim 100^o$	15.2
$5^o \sim 90^o$	15.1

表 3.3: 前方検出器の 4γ acceptance

Primakov effect による $\sigma \to 2\pi^0 \to 4\gamma$ 反応のシミュレーション結果を、Pb 原子核と Cu 原子核に対してそれぞれ、図 3.5 および図 3.6 に表す。

シミュレーションは、σ 中間子の質量が 600MeV、質量幅 400MeV のブライト-ウィグナー分布を想定している。また、2 体反応 $\gamma N \to \sigma N$ の重心系で等方的な散乱を発生させ、式 (3.1)(3.2) で計算された微分断面積を用いイベントの弁別を行なっている。

図には momentum transfer、σ 中間子の放出角、質量、運動エネルギー、さらに γ の放出角およびエネルギーの 6 つをそれぞれに載せた。ここで、実線は発生した全イベントの分布であり、また破線は 4 つの γ 全てが 5^oから 30^oの検出器に入射したイベントを表している。

σ 中間子の質量分布は、図 3.2 の全断面積とほぼ同じ形状であるが、先に述べた通り、検出器に全て入射したものの分布はよりなだらかな傾斜をしていることが言える。

ターゲット原子核による違いは、反応率と若干の σ 放出角を除いてほとんど無いことがこのシミュレーションで判明した。

4γ Detection with BSO Crystal ($5^o \sim 30^o$)

検出器の分解能の善し悪しにより、測定データは大きく変化する。2γ 不変質量は、分解能ゼロの理想的な検出器では正確に π^0 の質量になる。また同様に 4γ 不変質量は σ の質量を決定する。しかし実際の検出器には、ある固有の分解能が存在するため、それらの量が平均値の周りで揺らぎを持ってしまう。従って、検出器のエネルギー分解能および位置分解能を変化させた際に、物理量がどれだけ広がるかを検討しておくことが重要である。

図 3.7 に、2γ 不変質量の分解能よる広がりの変化を示す。図の左側は位置分解能がゼロの場合のエネルギー分解能、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a(\%)}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

右側はエネルギー分解能がゼロでの位置分解能 σ_X に対してのものである。また、図には検出器までの距離が 60cm と 30cm のそれぞれについても載せている。

現在、前方を覆う γ カウンターとして $\mathrm{BSO}(Bi_4Si_3O_{12})$ クリスタルを使用する予定である。BSO のビームテストはまだ行なわれていないが、そのエネルギー分解能と位置分解能はそれぞれ、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{3\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

$$\sigma_X = 5 \text{ mm}$$

程度と考えられる。

図 3.8 に、シミュレーションから得た 4 γ の 4 元運動量成分 (エネルギー、放出角度) に BSO の分解能を与え reconstruct した結果を載せる。2γ 不変質量 (即ち π^0 の質量) の広がりは、

$$\frac{\Delta M}{M} = 5.5\%$$

であった。

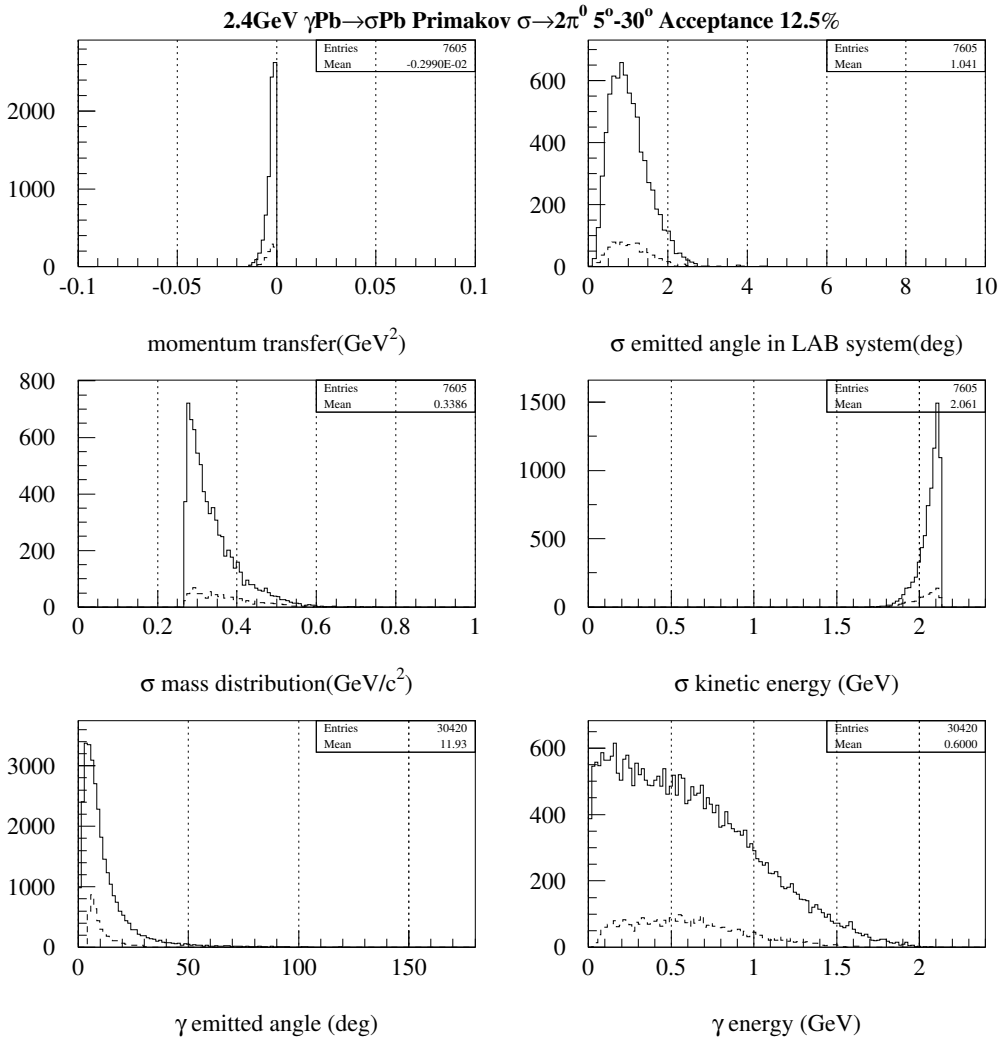

図 3.5: Primakov effect による $\sigma \to 2\pi^0 \to 4\gamma$ 反応のシミュレーション結果。ターゲット原子核は Pb で、入射 γ エネルギーは 2.4GeV。実線は発生した全イベント。破線はそのうち 4γ の全てが 5^oから 30^oの検出器に入射したイベント。

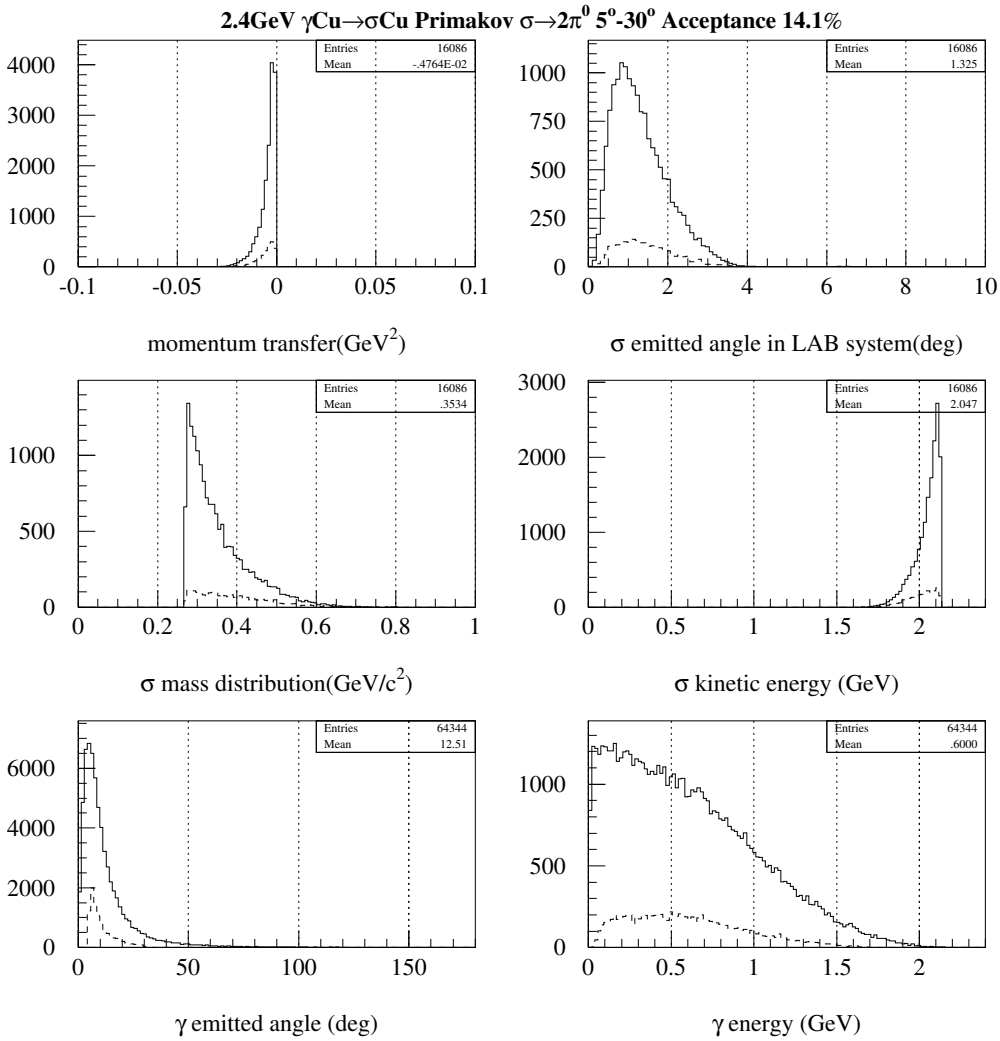

図 3.6: Primakov effect による $\sigma \to 2\pi^0 \to 4\gamma$ 反応のシミュレーション結果。ターゲット原子核は Cu で、その他は図 3.5 に準ずる。

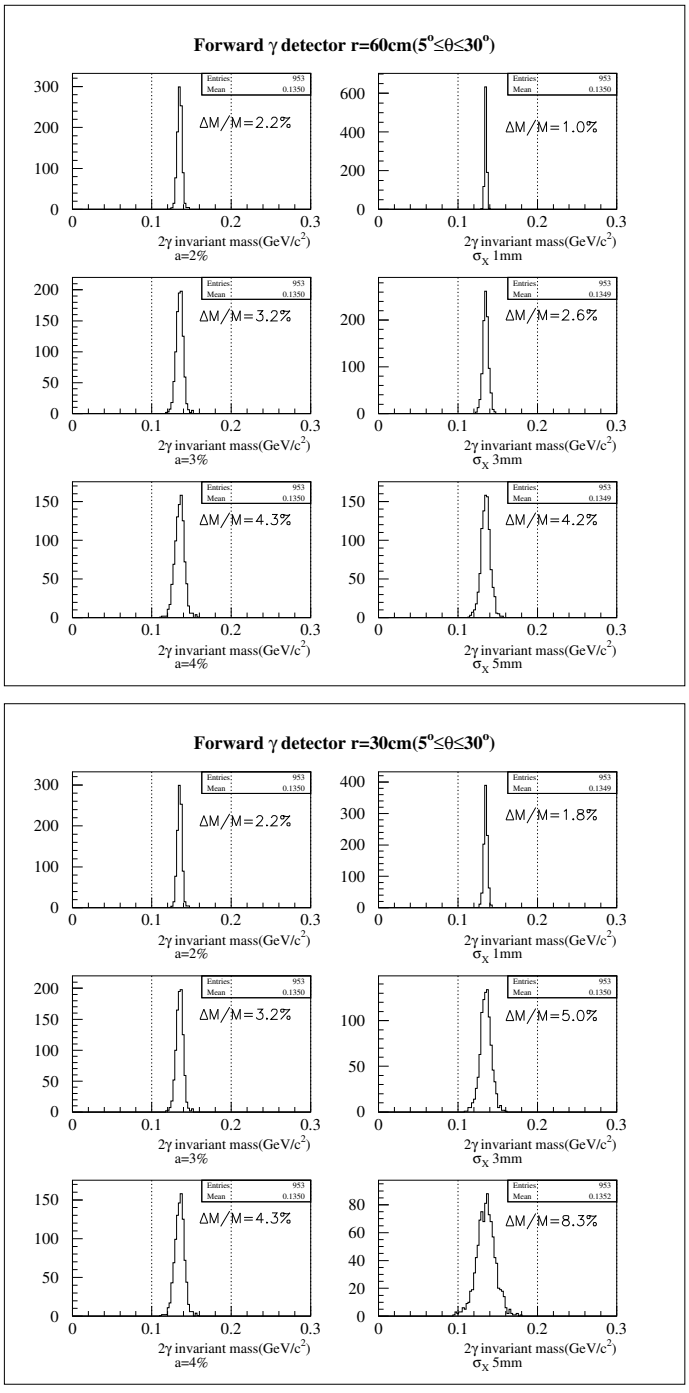

図 3.7: 前方検出器のエネルギー分解能および位置分解能に対する 2γ invariant mass の変化。図中の $a(\%)$ は、$\sigma_E/\sqrt{E(GeV)} = a$ を意味する。(上図) ターゲットから 60cm 離れている場合。(下図) ターゲットから 30cm の場合。図の左半分、右半分はそれぞれエネルギー分解能、位置分解能の依存性である。

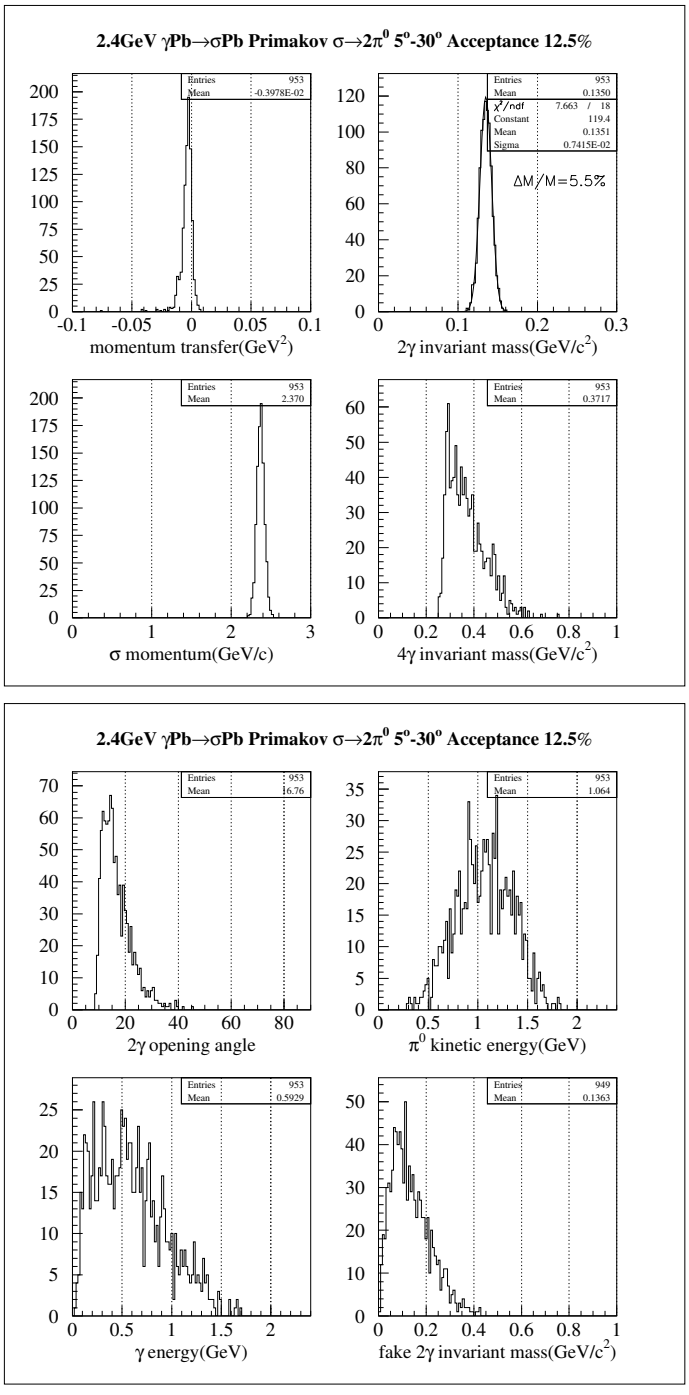

図 3.8: 距離 60cm、5^oから 30^o BSO クリスタルの検出結果。$\sigma_E/\sqrt{E(GeV)} = 3\%$, $\sigma_X = 5\mathrm{mm}$。acceptance は 12.5%である。

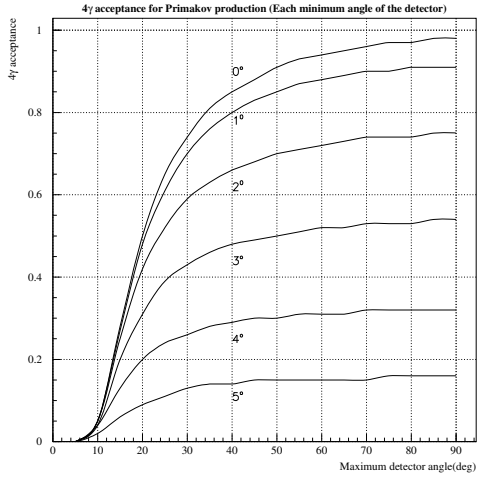

図 3.9: 4γ acceptance の検出器範囲の依存性。最小角は 0^o から 5^o までそれぞれ示しており、横軸は検出器の最大角、縦軸は acceptance を表す。検出器の最大角が 50^o を過ぎるとほぼ一定値に近付いる。

4γ Detection with BSO Crystal and Lead-Glass ($1^o \sim 30^o$)

上述したように (表 3.3)、BSO 検出器の覆う範囲が 5^o と 6^o からでは、acceptance に大きな差が生じでおり、実際に 4γ を測定するため、別に対策を講ずる必要性がでてきた。図 3.9 に、$\gamma Pb \to \sigma Pb$ 反応に対する acceptance を検出器範囲ごとに表す。

さらに acceptance を広げるために、ターゲットで発生する電磁シャワー (主に e^+e^-) をマグネットで除去することによって、BSO 検出器の下流側に鉛ガラスを配置し、これらを併用することが可能である。(図 3.10)

鉛ガラスの前面は 7cm×7cm、ターゲットから 4m 離れた位置ではほぼ 1^oに対応する。この鉛ガラスを 10×10(100 個) の行列で並べ、中心部の 4 本はターゲットを抜けて来た γ(ビームの 10%) を避けるために除いておく。

BSO クリスタルは6^oから 30^oを 4^o間隔で覆い、さらにその内側と外側にもクリスタル (BSO もしくは PWO) を置く。これはエネルギー重心から位置を決定する際に、横方向の洩れ出しを調べるものである。従って、4^o から 6^oは不感領域と考える。

また、鉛ガラスの分解能はエネルギーに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

位置はエネルギー重心で決めるとし、

$$\sigma_X = 30 \text{ mm}$$

程度と仮定してある。

2.4GeV 単色光子による $\gamma Pb \to \sigma Pb$, $\sigma \to 2\pi^0 \to 4\gamma$ をこのセットアップで検出した結果を図 3.11 に示

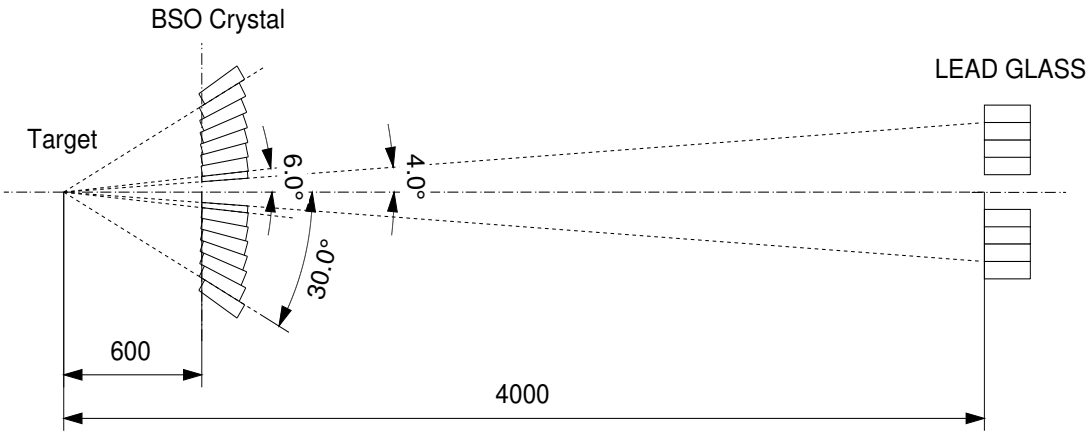

図 3.10: 前方検出器のセットアップ図。4^oから 6^oは不感領域である。

す。4γ に対する acceptance は 32%で、2γ 不変質量の揺らぎは、

$$\frac{\Delta M}{M} = 6.1\%$$

と得られた。

図 3.8 と比較して分かるように、4γ 不変質量分布が 2π threshold 付近でかなりピークが際だっている。これはバックグラウンドから σ 中間子を区別ために重要なことである。

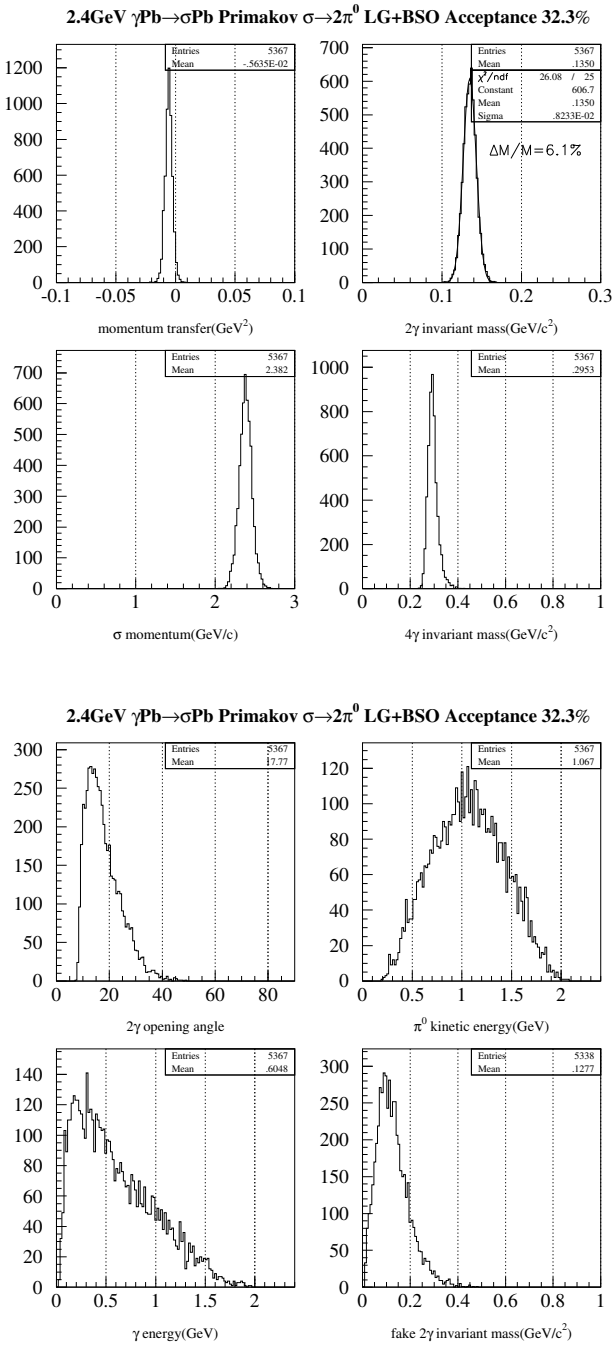

図 3.11: 図 3.10 のセットアップで $\sigma \to 2\pi^0 \to 4\gamma$ を検出した結果。BSO の分解能は $\sigma_E/\sqrt{E(GeV)} = 3\%$, $\sigma_X = 5$mm。鉛ガラスの分解能は $\sigma_E/\sqrt{E(GeV)} = 7\%$, $\sigma_X = 3$cm をそれぞれ想定している。acceptance は 32.3%である。

3.3.2 $\sigma \to \pi^+\pi^-$ decay mode

σ 中間子のもう一つの崩壊モードである $\sigma \to \pi^+\pi^-$ について述べる。

このプロセスの問題点は、$\pi^+\pi^-$ 不変質量分布付近において、$\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ 等によって発生する π 中間子のバックグラウンドが非常に多いと言う点である。しかしながら、LEP グループによって開発された荷電粒子検出用スペクトロメータ LEPS(3.4 節参照) は、前方方向の acceptance が非常に大きいため、σ 中間子によるイベントを捕らえることが可能かも知れない。

Primakov effect により発生した σ 中間子の $\sigma \to \pi^+\pi^-$ 崩壊を LEPS で検出するシミュレーションを試みた。LEPS の運動量分解能と位置分解能はそれぞれ、

$$\sigma_p^2 = (2.21 \times 10^{-3} p^2)^2 + (2.43 \times 10^{-3} p)^2 + (0.556 \times 10^{-3} p^2)^2 + (3.52 \times 10^{-3} p)^2$$

$$\sigma_X = 1 \text{ mrad}$$

である。また acceptance の判定は、$\pi^+\pi^-$ が磁場のかけられていない analyzing magnet(135cm W×55cm H) を通過したもので見做した。

結果を図 3.12 に示す。acceptance がほぼ 100%と大きく、また分解能も非常に良いため、$\pi^+\pi^-$ 不変質量分布は 2π の閾値で鋭い立上りを示している。従って、もしこの分布が測定結果に現れれば、$\rho \to 2\gamma$ がアイソスピン空間では組めないことを考えると、σ 中間子存在の証拠となる。

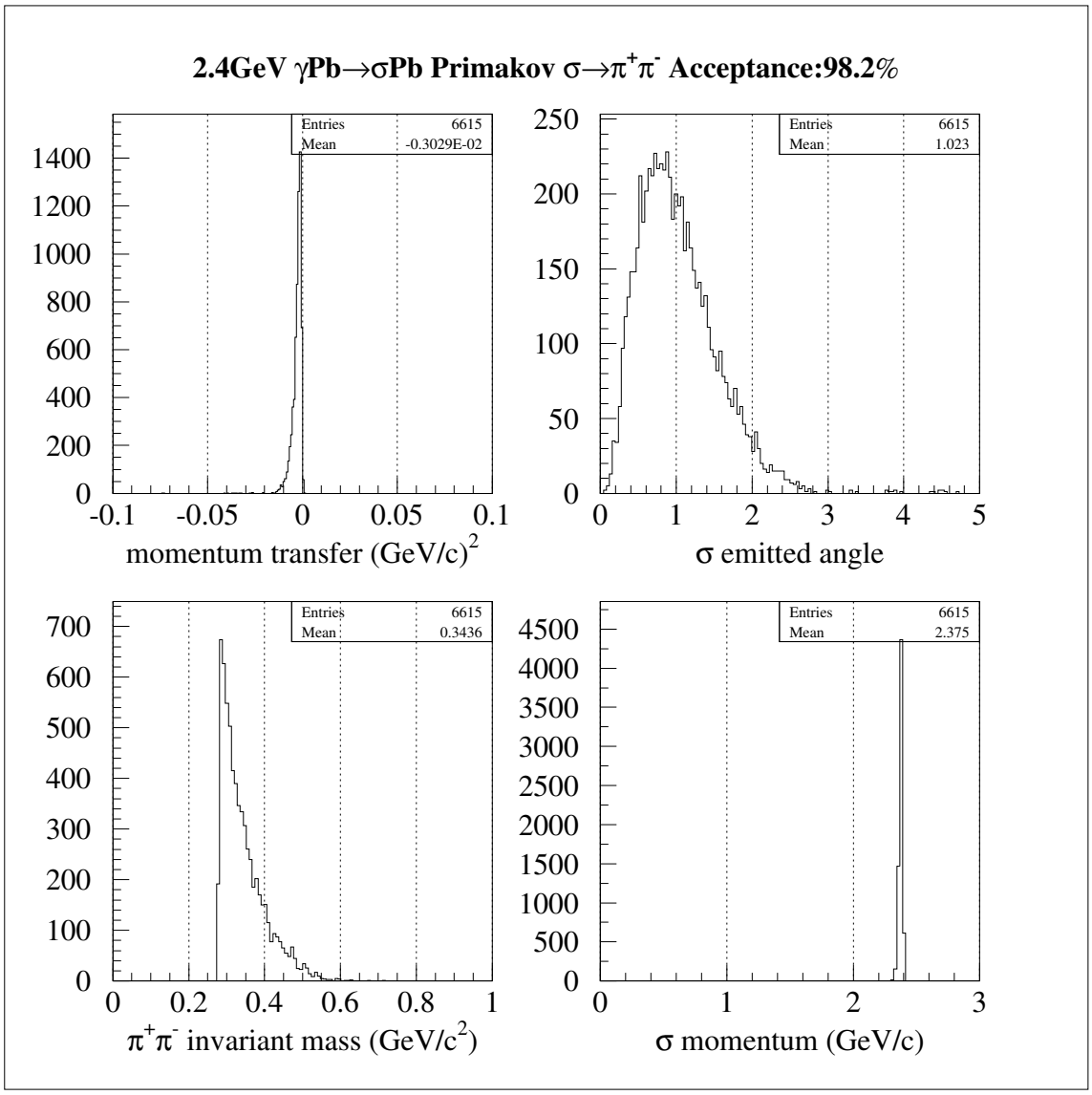

図 3.12: LEPS による $\sigma \to \pi^+\pi^-$ 崩壊のシミュレーション結果。acceptance は 98%と非常に大きい。

3.4 Charged particle detector utilized for LEP

SPring-8 で行なわれる LEP(The Laser-Electron Photons) を用いた実験では、

$$\gamma p \to \phi p, \quad \phi \to K^+K^-$$

反応で発生する K 粒子を識別および検出するために、SSD(silicon strip detector)、analyzing magnet、MWDC、さらに TOF 測定のための Plastic scintillator から成るスペクトロメータ (LEPS) が開発されている (図 3.13)。

この検出器の特徴として、

- momentum resolution が良い (LEP により発生される光子のエネルギー分解能とほぼ同じ。≈15MeV)
- 2GeV までの運動量範囲で、K/π分離が良い (4σ separation)
- momentum transfer の広い範囲に対して acceptance がある
- 前方の acceptance が大きい
- 原子核中の核子による quasi-free による成分を同定しやすい

などが挙げられる。

analyzing magnet は 1.3T の Dipole マグネットで、その寸法は 135cm(W)×55cm(H)×60cm(L) である。荷電粒子のマグネットへの入射角度を正確に測定するために、SSD およびその下流側に MWDC(DC1) を用いる。この SSD(厚さ 300μm) による角度分解能はおよそ 1mrad、また SSD と DC 1 による momentum resolution は

$$\frac{\sigma_p}{p^2} = 2.21 \times 10^{-3} \tag{3.4}$$

となり、多重散乱による分解能への効果は、

$$\frac{\sigma_p}{p} = 2.43 \times 10^{-3} \tag{3.5}$$

である。ここで p は GeV/c の単位である。

マグネットを通過した後の荷電粒子の飛跡を求める目的で、マグネット中心から 70cm の位置に 2 台の MWDC(DC2,DC3) を設置している。その寸法は 200cm(W)×80cm(H)、またワイヤー配置は $x, x', y, y', u(v)$ である。

DC2、DC3 固有の momentum resolution、および DC1, マグネット中での多重散乱による運動量の広がりはそれぞれ、

$$\frac{\sigma_p}{p^2} = 0.556 \times 10^{-3} \tag{3.6}$$

$$\frac{\sigma_p}{p} = 3.52 \times 10^{-3} \tag{3.7}$$

となる。

結局、全体の momentum resolution は次式で与えられる。

$$\sigma_p^2 = (2.21 \times 10^{-3}p^2)^2 + (2.43 \times 10^{-3}p)^2 + (0.556 \times 10^{-3}p^2)^2 + (3.52 \times 10^{-3}p)^2 \tag{3.8}$$

図 3.14: Pb/SCIFI 検出器 (80∼90°,90∼100°)。アクリルライトガイドの形状はまだ検討の余地がある。

今回の目的の 1 つである

$$\gamma N \to \sigma N, \quad \sigma \to \pi^+\pi^-$$

反応を検出する場合も、この spectrometer が用いられる。

3.5 lead/scintillating fiber calorimeter(Pb/SCIFI)

鉛-シンチレーティングファイバー (Pb/SCIFI) は、新しい電磁カロリーメータとして様々な研究・応用が成されている。Pb/SCIFI の特徴として、

- 重い (鉛–ファイバーの割合に依存するが、radiation length は 0.8∼1.6cm)
- レスポンスが速い (一般的なプラスチックシンチレータと同じ)
- 放射線耐性が高い
- 大型でも比較的安価 (鉛–シンチレータサンドイッチ型と同程度)

等が言える。

今回用いる Pb/SCIFI カロリーメータは、溝の付いた 1.2mm 鉛合金板 (6%の Sb を含有) と 1mm ϕ のシンチレーティングファイバー (Optectron S101-S) を層状に重ね合わせた形状をしており、各々のファイバーの間隔は 1.35mm である。鉛とファイバーの体積比は 35:50、それに対応する密度は 4.58g/cm^3、radiation length は 1.61cm となる。また、ファイバーの屈折率は中心部と周辺部でそれぞれ 1.592、1.416、従ってその

中心軸に対する光の最大放出角は、

$$\theta_{\rm fiber} \leq \cos^{-1}\left(\frac{n_{\rm cladding}}{n_{\rm core}}\right) \tag{3.9}$$

より $\theta_{\rm fiber}$=29$^{\rm o}$と計算される。

PMT は浜松ホトニクス製の H7195(2") および H3178-61(1"1/2) を用いる。Pb/SCIFIブロックの背面にアクリル製のライトガイド (四角形から円形への fish tail 型) を設け、PMT と光学的に接合する。optical cement には BICRON の BC-600(屈折率 1.56) を使用する。

光子が Pb/SCIFI に入射する角度は、非常に重要なパラメータである。なぜならば、ファイバーに沿った軸に直接光子が入射した場合、シャワーの発生点が後退し、閉じ込めが不完全になってしまうからである。$10\times10\times22{\rm cm}^3$の Pb/SCIFI に対する、0.088GeV 電子の入射角度依存性が報告されている。この報告によれば、電子の入射角度が 1$^{\rm o}$,5$^{\rm o}$,10$^{\rm o}$ と増加するにつれ、$\sigma_E/\sqrt{E({\rm GeV})}$ が 5.4%,5.3%,4.9%と上昇していく。この報告では入射粒子は電子であったが、高エネルギー光子の場合、電子に比べ平均的なシャワー発生点がより後方であり、さらに顕著な傾向が見られるであろう。

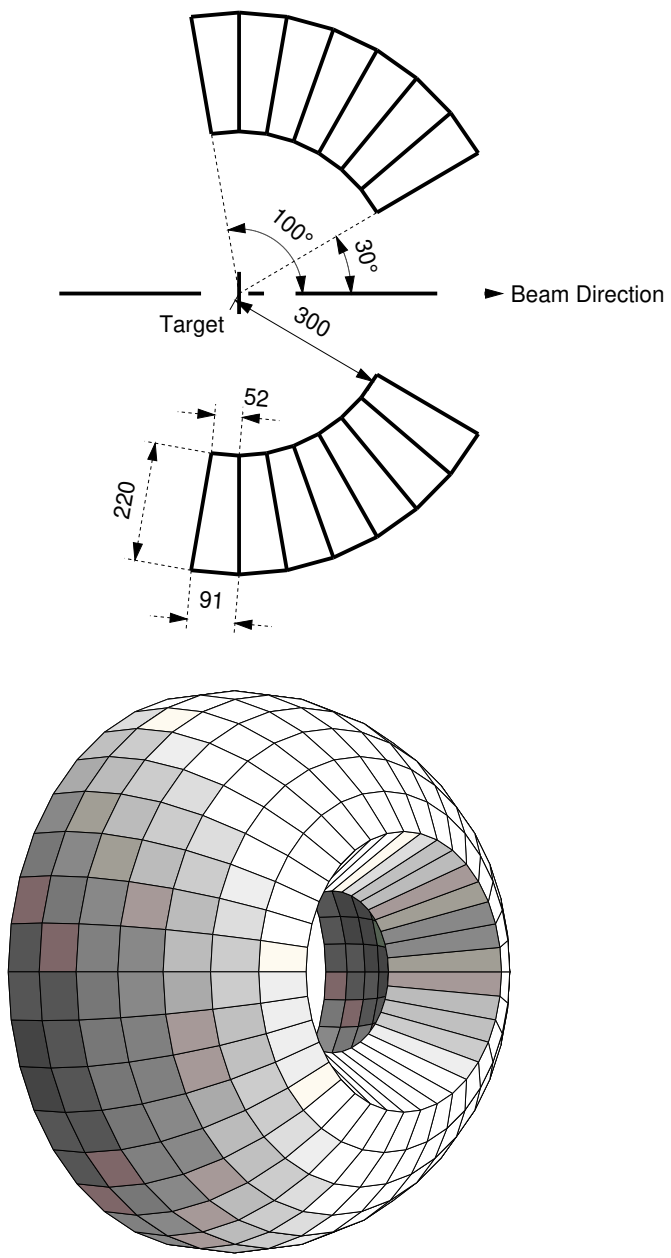

図 3.15: 後方検出器の配置図