

# $^{12}\text{C}$ における $2_2^+$ 状態の半径増大に対する 実験的検証

- ・岡本 慎太郎
- ・後藤 達也
- ・坂口 雄一
- ・坂田 逸志
- ・瀧本 千里
- ・藤川 祐輝

# Scientific Motivation

# 原子核 = 陽子・中性子からなる量子多体系

## 原子核の基本的性質

### 二つの飽和性

密度の飽和性:

どんな原子核でもほぼ密度は一定

... 通常核密度 (Normal density)  $\rho_0 = 0.17 \text{ u} \cdot \text{fm}^{-3}$

核力の性質に起因

1. 斥力芯
2. 交換力
3. テンソル力

束縛エネルギーの飽和性:

Z>20の核で  $B/A \doteq 8 \text{ MeV}$

### 魔法数 (Magic number)

特定の陽子・中性子数を持つ原子核が特別に安定

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, ...

Mayer and Jensenによる

「強い LS力を持つ Shell model」(1949)

# シェルモデル的描像

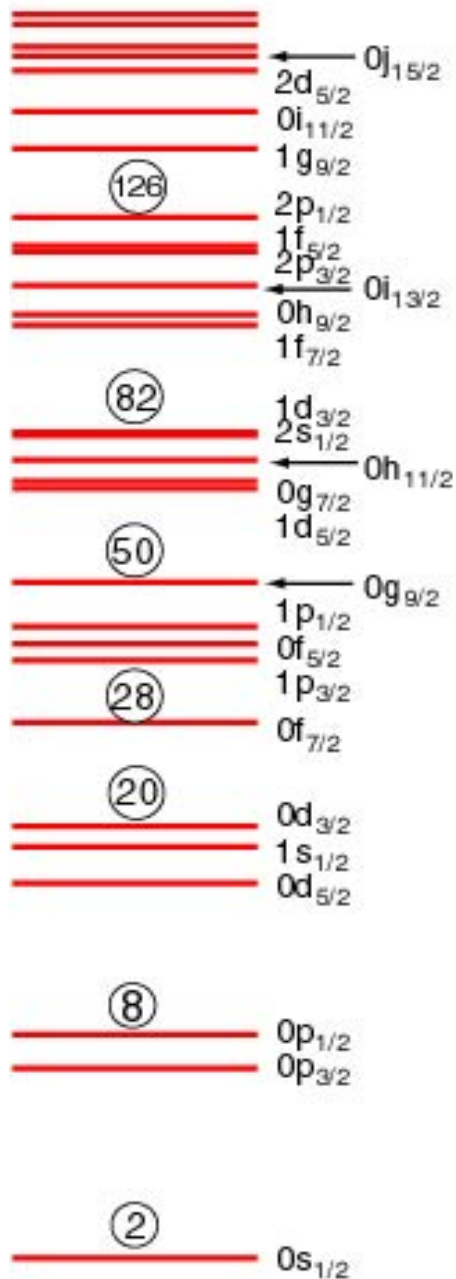
・原子核の中心には塊があり、その周りを陽子や中性子がグルグルとまわっていると  
するモデル



・核子からの力の合力が平均ポテンシャル（スピン軌道力ポテンシャル）となり、そのポテンシャルに束縛されているため、エネルギー準位を持つ（左図）

・基底状態や1核子が励起したような状態はよく記述できるが集団で励起するような状態はうまく記述できない

→クラスターモデル

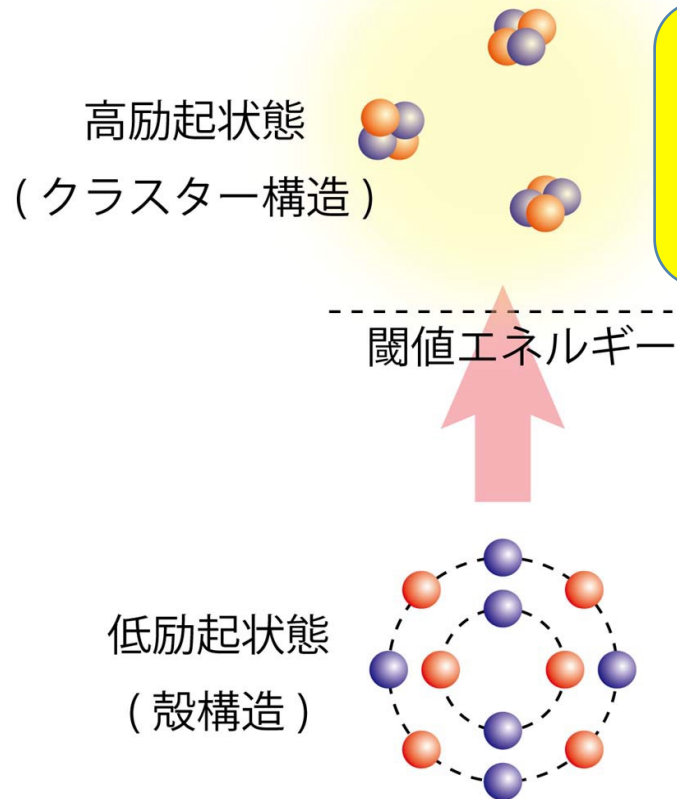




# 軽い原子核におけるクラスター構造

“Ikeda’s diagram”

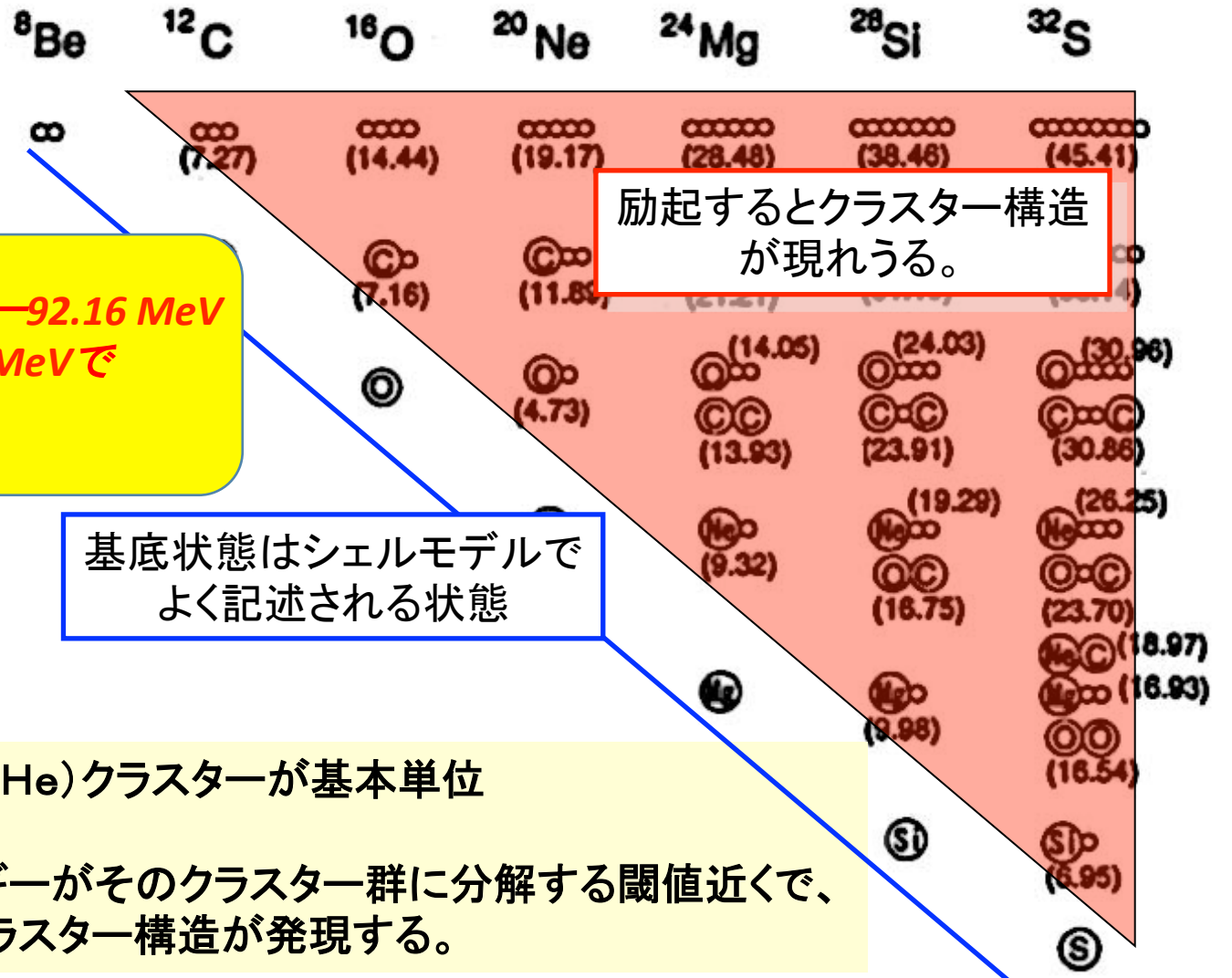
K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. (1968)



**$^{12}\text{C}$ の結合エネルギー92.16 MeV  
に対し、たった7.27 MeVで  
構造が大きく変化！**

基底状態はシェルモデルで  
よく記述される状態

- 4N核では $\alpha(^4\text{He})$ クラスターが基本単位
- 「閾値則」  
系のエネルギーがそのクラスター群に分解する閾値近くで、  
そのようなクラスター構造が発現する。



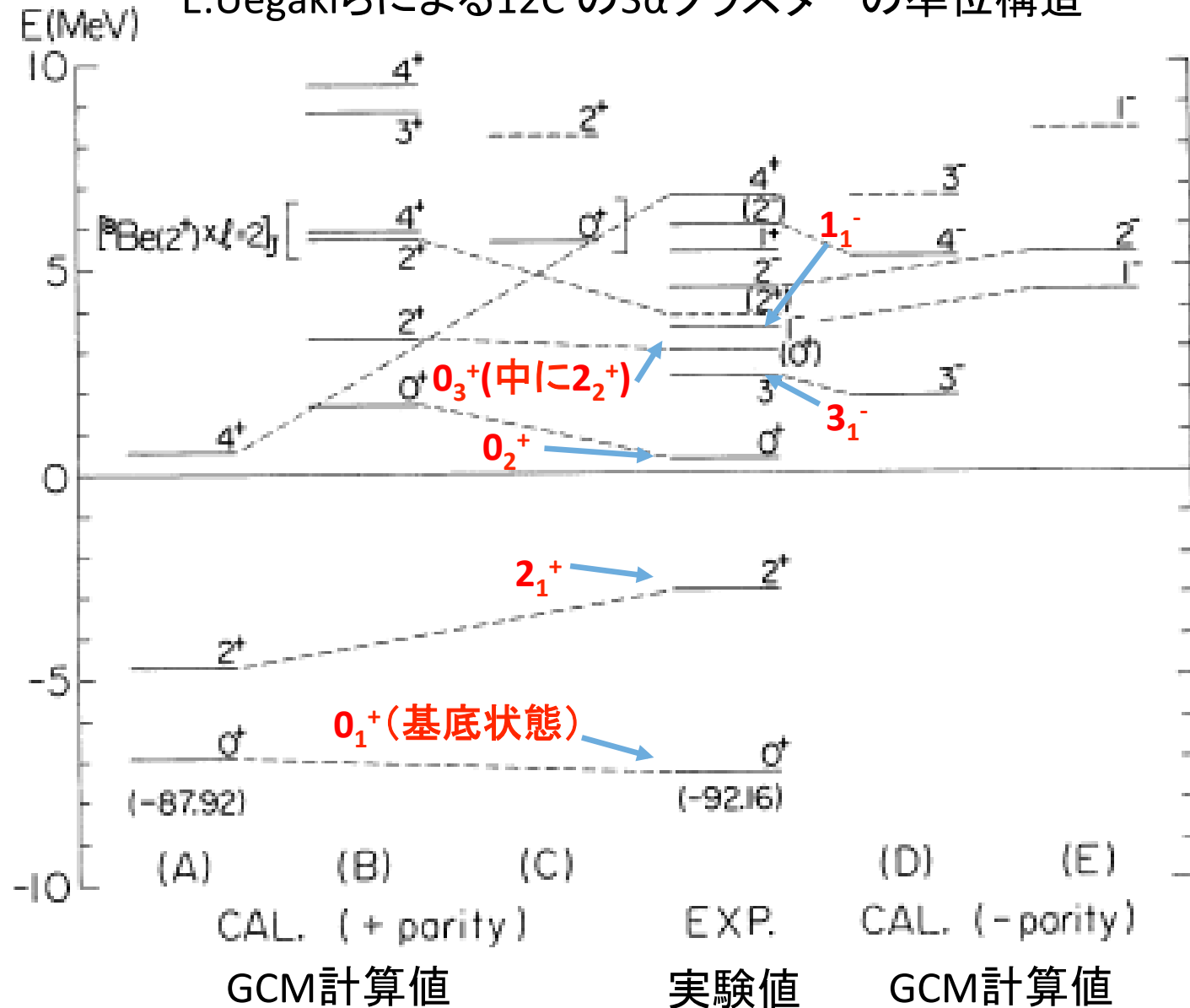
# $^{12}\text{C}$ 励起状態のクラスター構造

・理論的に予測された状態は、実験的に知られている状態とよく対応

・ $2_2^+$ 状態は、 $0_3^+$ 状態が主成分のエネルギー幅の広い中に存在

**$0_2^+$ 状態はクラスター構造の典型例で $\alpha$ 粒子が凝縮をおこしガスのような状態だと予言されている！**

E.Uegakiらによる $^{12}\text{C}$ の $3\alpha$ クラスターの準位構造



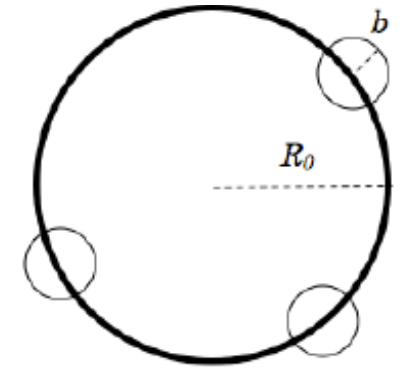
# $\alpha$ 凝縮

- $\alpha$ 粒子...核子(フェルミ粒子)4つのボーズ粒子
- ひとつの量子状態(s軌道)に凝縮(ボーズ・アインシュタイン凝縮)する状態が存在
- $\alpha$ 粒子の場合は空間的に接近すると核力の斥力をうけ、広がった分布



$N\alpha$ クラスタの凝縮状態を表す波動関数

- $R$ ...クラスタの重心位置
- $R_0$ ...クラスタの存在確率がgauss型に分布するときのその大きさ
- $b$ ...凝縮した4核子の調和振動子型ポテンシャルの振動子長で $\alpha$ クラスタの大きさ



$$|\Phi_{N\alpha}\rangle = (C_\alpha^+)^N |\text{vac}\rangle,$$

$$\langle r_1 \cdots r_N | \Phi_{N\alpha} \rangle \propto \mathcal{A} \left\{ e^{-\frac{2}{B^2} (\mathbf{X}_1^2 + \cdots + \mathbf{X}_n^2)} \phi(\alpha_1) \cdots \phi(\alpha_n) \right\}$$

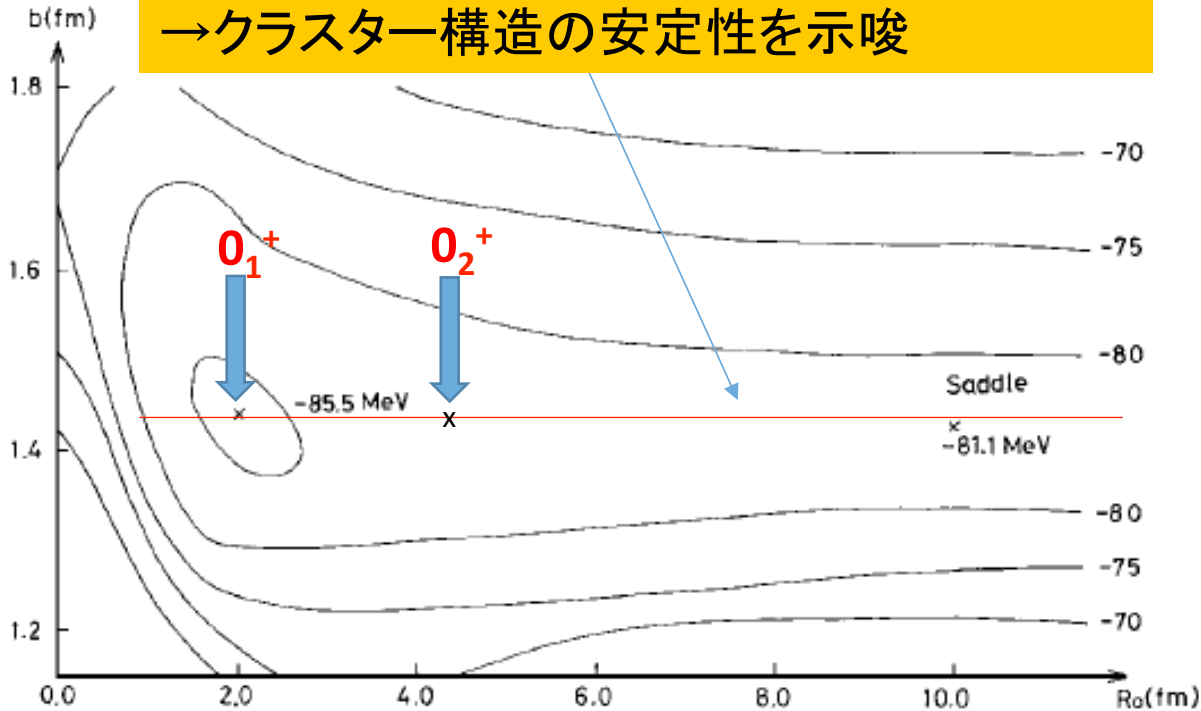
- $B = (b^2 + 2R_0^2)$
- $C_\alpha^+$ ... $\alpha$ 粒子の生成演算子
- $\phi(\alpha_i)$ ...クラスタ $\alpha_i$ の内部波動関数
- $X_i$ ... $i$ 番目のクラスタの重心位置
- $\mathcal{A}$ ...反対称化演算子(核子はFermi粒子)

# 波動関数を用いて計算した, $n = 3$ の系におけるエネルギー

$$E_{n\alpha}(R_0, b) = \langle \Phi_{n\alpha}^N(R_0, b) | \hat{H} | \Phi_{n\alpha}^N(R_0, b) \rangle$$

- ハミルトニアン
- ・運動エネルギー
  - ・重心エネルギー
  - ・クーロンエネルギー
  - ・核子間有効相互作用エネルギー (A. Tohsaki)

エネルギーの谷は  $b \doteq 1.44$  fm (自由 $\alpha$ 粒子)  
 → クラスタ構造の安定性を示唆



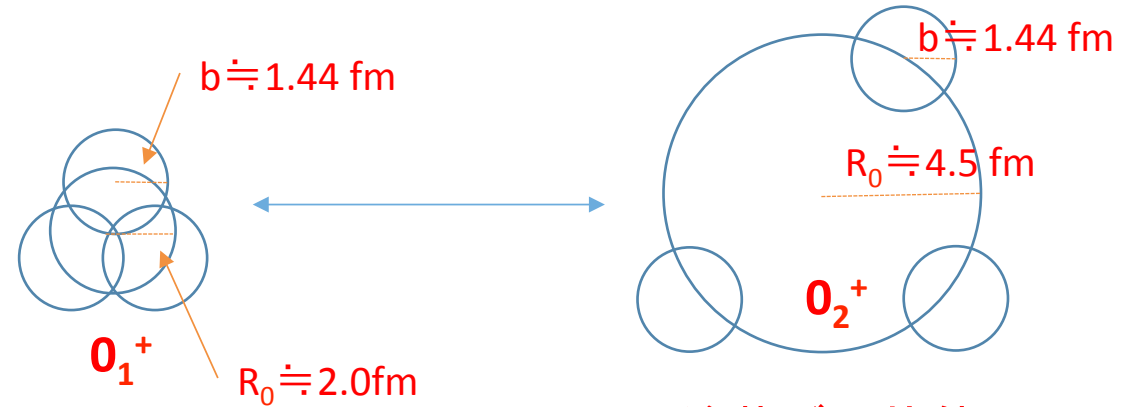
エネルギー固有状態を探すために,

$$|\Psi_{n\alpha,k}\rangle = \sum_j f_k((R_0)_j, b_\alpha) |\Phi_{n\alpha}^N((R_0)_j, b_\alpha)\rangle \rightarrow \text{重みを付け重ねたエネルギー固有関数}$$

$$A_{n\alpha,k}(R_0, b_\alpha) = \langle \Phi_{n\alpha}^N(R_0, b_\alpha) | \Psi_{n\alpha,k} \rangle \rightarrow \text{重なり振幅}$$

から波動関数の主成分を見積もる

→  $0_2^*$  状態では  $R_0 \doteq 4.5$  fm が主成分



希薄ガス状態!

通常の原子核が液滴と形容され、密度がほぼ一定とされることと対比すると非常に興味深い

**$0_2^*$  状態の半径を実験的に決定することが求められている!**

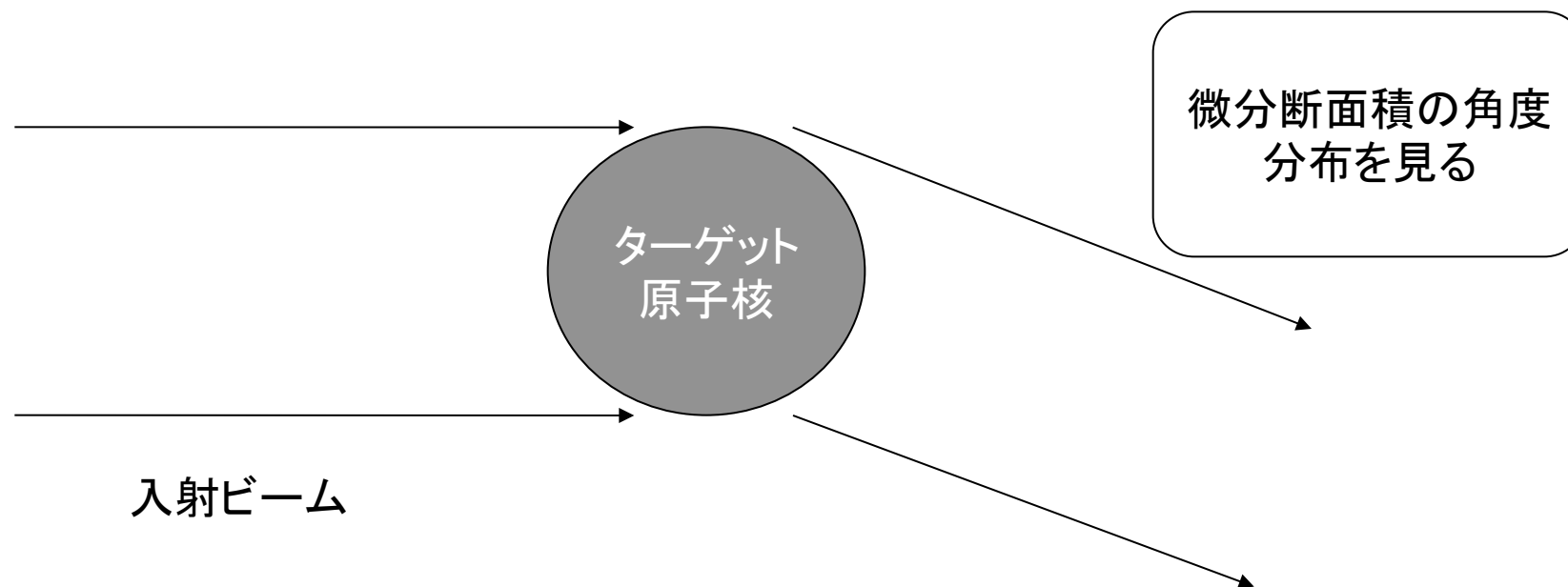
# <sup>12</sup>Cにおける $2_2^+$ 状態の半径増大に対する実験的 検証

- 半径増大をどのように確認するのか？
- なぜ、 $2_2^+$ を検証するのか？



# 弾性散乱と原子核半径.1

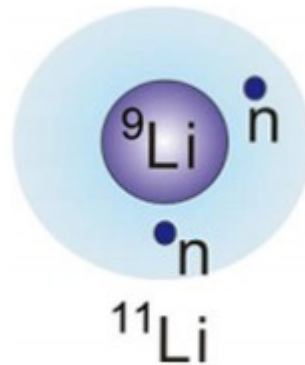
基底状態の半径を測定することは比較的簡単である。



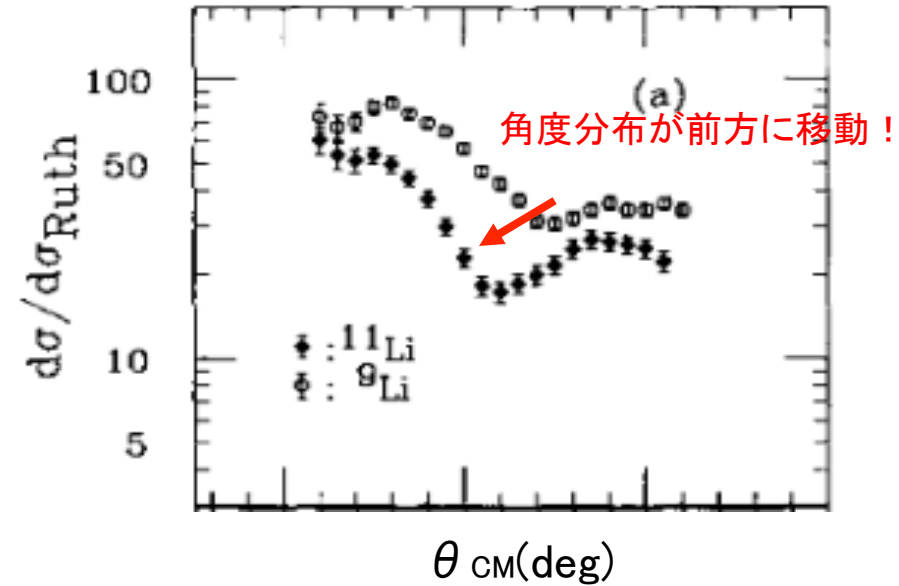
図：弾性散乱のイメージ

# 弾性散乱と原子核半径.2

- この方法で ${}^9\text{Li}$ と ${}^{11}\text{Li}$ の散乱微分断面積の角度分布を比較した論文がある。(C.-B.Moonら)



${}^{11}\text{Li}$ は中性子ハロー状態。半径が増大している。



図： ${}^9\text{Li}$ と ${}^{11}\text{Li}$ の弾性散乱の微分断面積の角度分布

# 弾性散乱と原子核半径.3

角度分布の変化と半径の増大の関係について  
運動量移行とベッセル関数によるフィットがキーワード

運動量移行とは？

右図において

$$q = U - v_0$$

が運動量移行

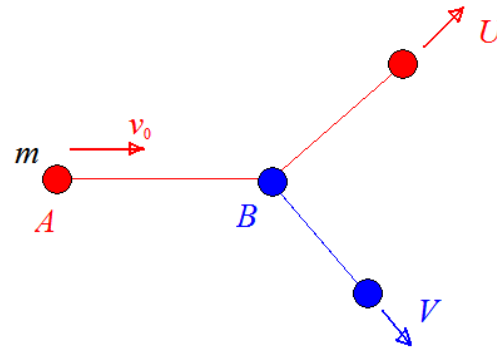


図: 粒子の散乱

散乱角が大  $\rightarrow$  運動量移行が大  
 $\rightarrow$  運動量移行は散乱角に対応させて  
使用できる量である。

# 弾性散乱と原子核半径.4

微分断面積はベッセル関数  
 $J(qR)$ でフィットできる。

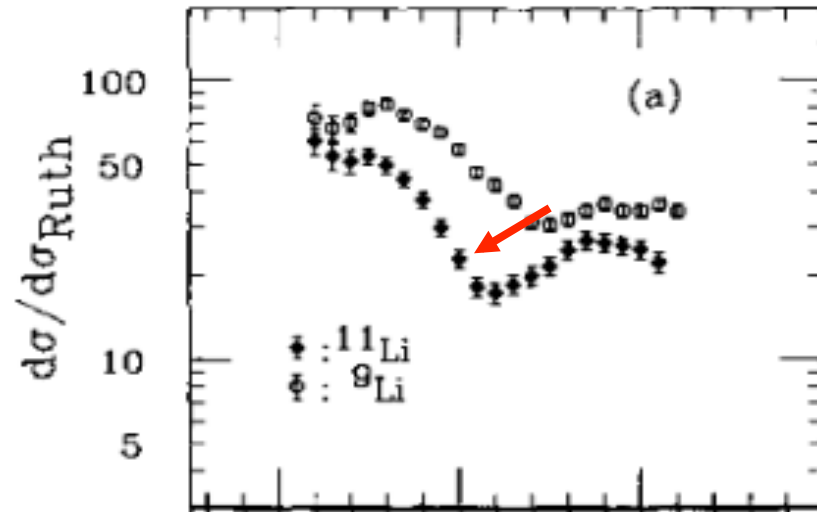
$J(x)$ :ベッセル関数

$q$ :運動量移行の大きさ

$R$ :原子核の半径

運動量移行の大きさは散乱角  
の大きさに対応する。

原子核半径が増大  
→ベッセル関数のピーク位置が前方に移動  
=角度分布が前方に移動



## 弾性散乱と原子核半径.5

ところが、先ほどの方法ではホイル状態の半径は測定できない....。

ホイル状態の寿命は  
非常に短い( $10^{-16}$ s)

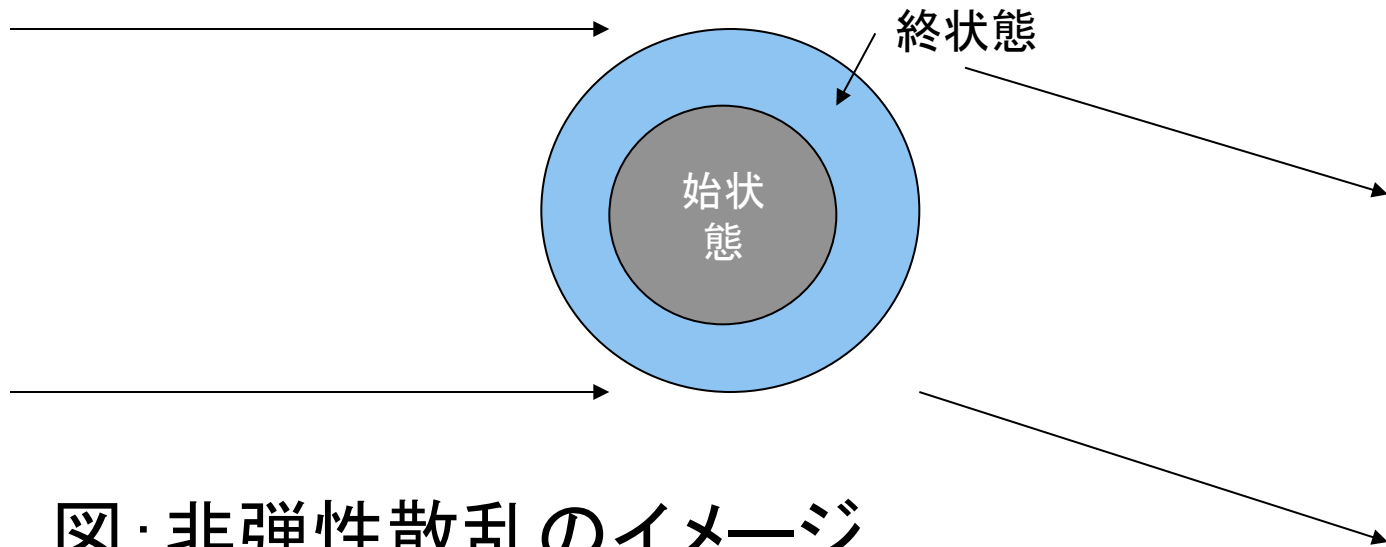
※ $^{11}\text{Li}$ も不安定だが、弾性散乱を調べるには十分な寿命である。(半減期  $\sim 8.75\text{ms}$ )

→非弾性散乱の散乱微分断面積を解析する



# 非弾性散乱と原子核半径.1

非弾性散乱の微分断面積にも原子核の半径に関する情報が含まれていると期待できる。  
ただし、その関係は自明ではない。

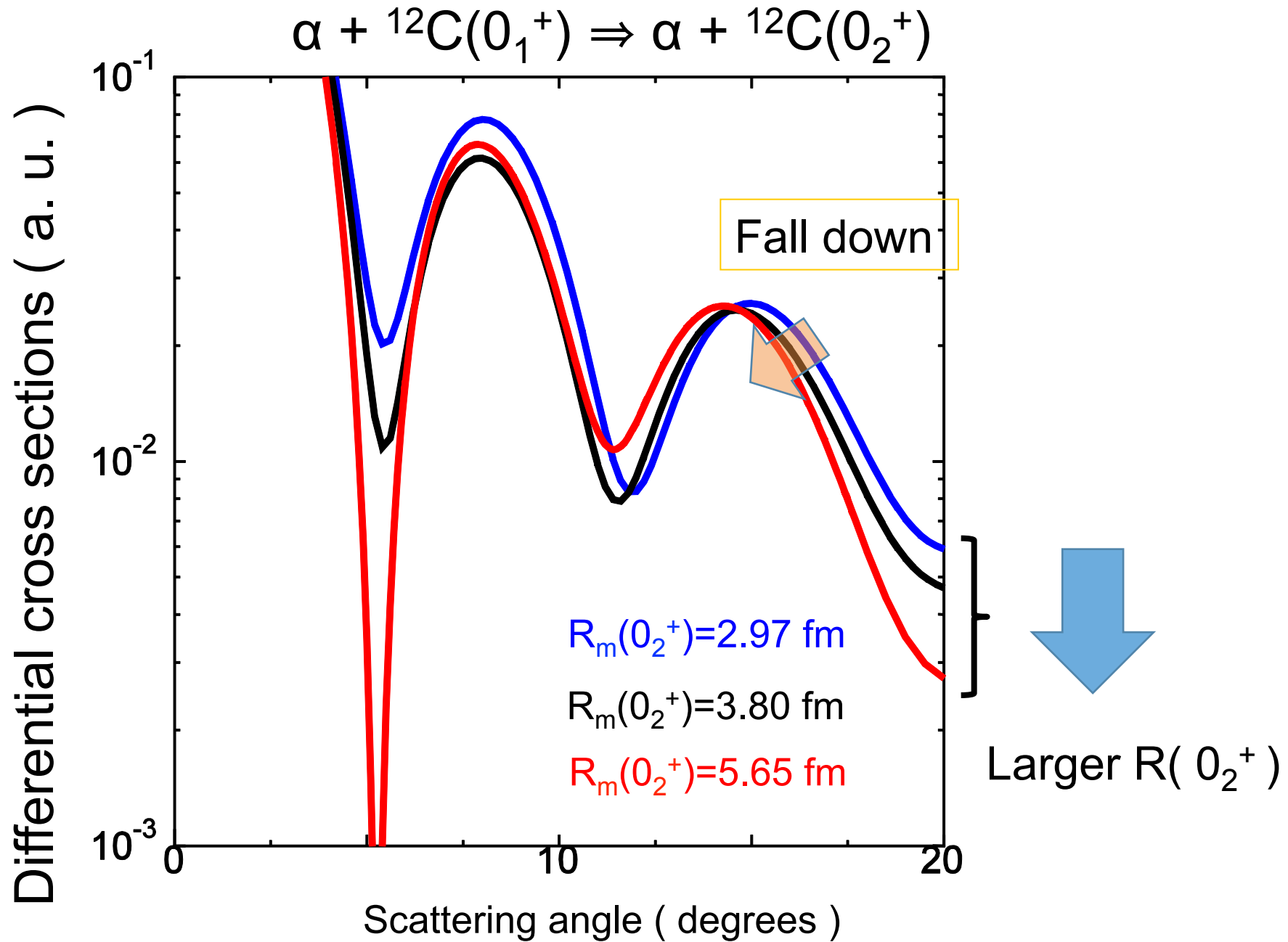


図：非弾性散乱のイメージ

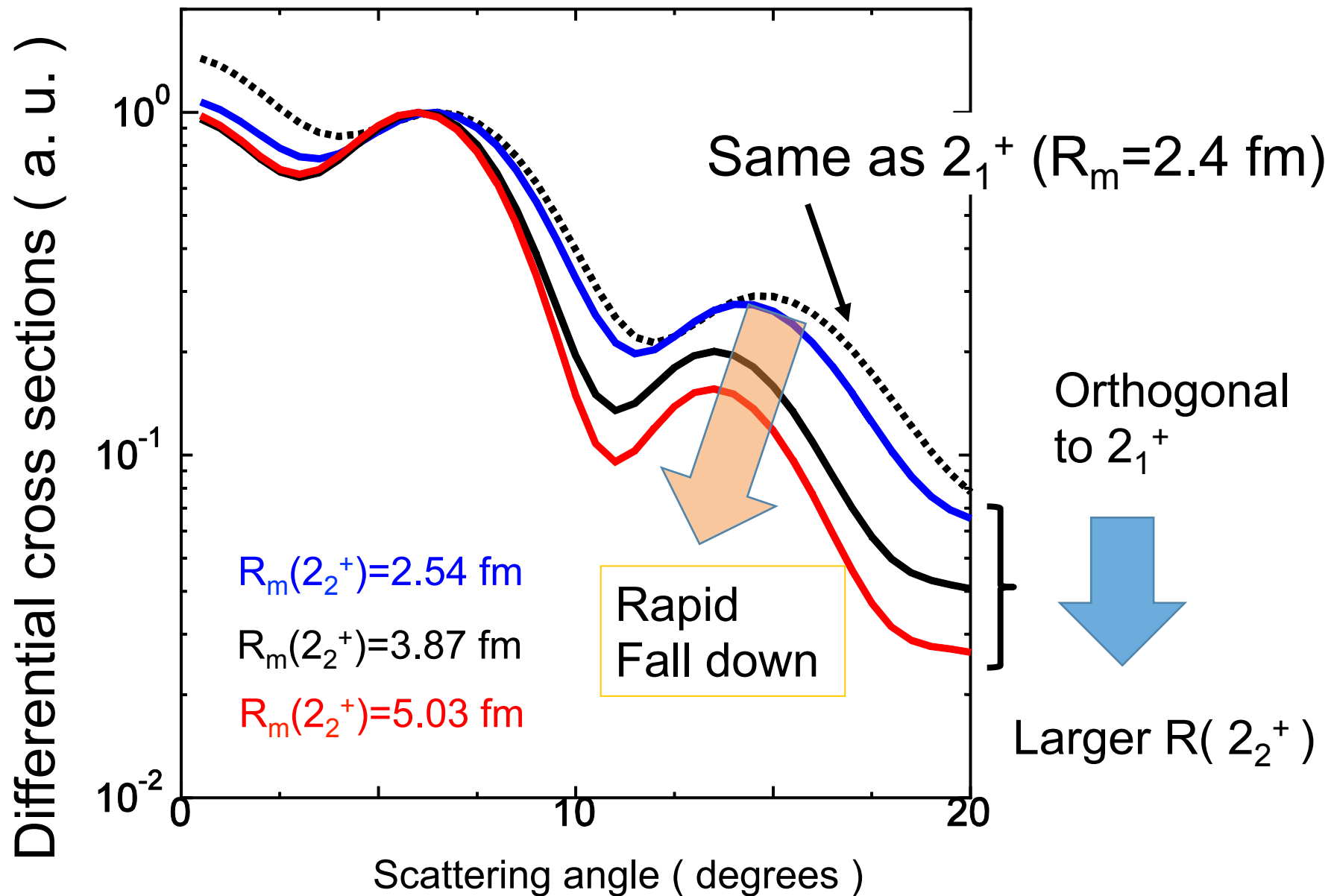
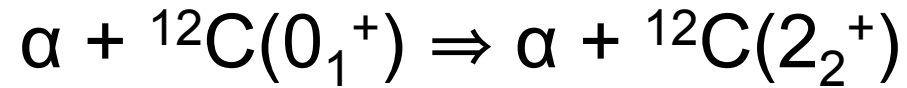
# 非弾性散乱の微分断面積の角 度分布の理論計算

(M.Ito private communication)

# Sensitivity to the size of the $0_2^+$ state



# Sensitivity to the size of the $2_2^+$ state

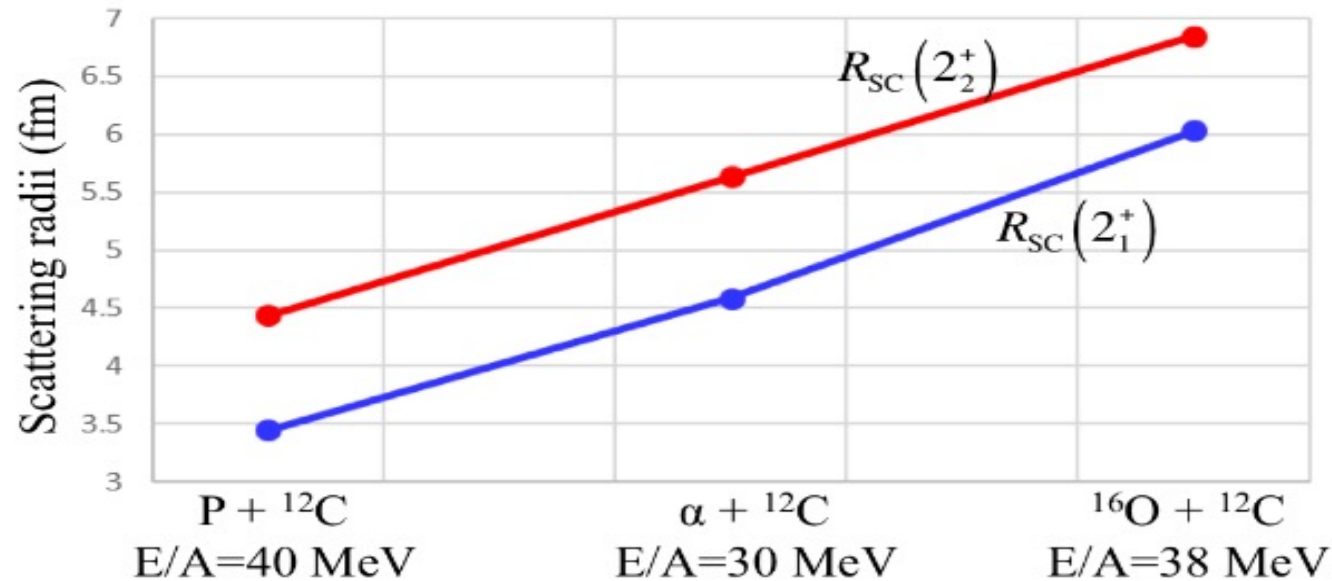


$0_2^+$ よりも $2_2^+$ への散乱の方が、半径の変化が散乱微分断面の角度分布に影響を与えやすい。

→今回、 $p + {}^{12}\text{C}(0_1^+) \Rightarrow p + {}^{12}\text{C}(2_2^+)$ 散乱の散乱微分断面を測定し、半径増大の兆候を調べた。



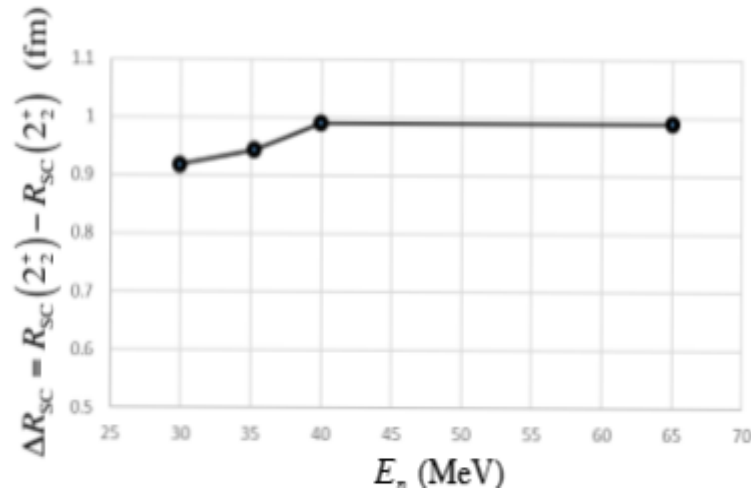
# 補足：最適な入射粒子について ～散乱半径の観点から～



図：各種散乱における散乱半径  
(M.Itoらの論文より)

$\Delta R_{sc}/R_{sc}(2_1^+)$ が大  
→ 半径増大の兆候を見出しやすい  
→ プロトンが最適

# 補足：最適な入射粒子について ～散乱半径の観点から～



- $E_p = 40 \sim 65 \text{ MeV}$  でほぼ一定
- $E_p < 40 \text{ MeV}$  では緩やかに減少

また、使用した加速器は、  
53MeVのビームの加速実績があった。

図：散乱半径変化量のエネルギー依存性

→  $E_p = 53 \text{ MeV}$  陽子ビームを用いて実験を行った。

# 実験

# 大阪大学 RCNP W実験室 Gコース Raidenスペクトロメータを用いた実験

AVFサイクロトロンで53.3MeVに加速したプロトンをC標的に衝突させ、散乱陽子をRaidenスペクトロメータで測定する。

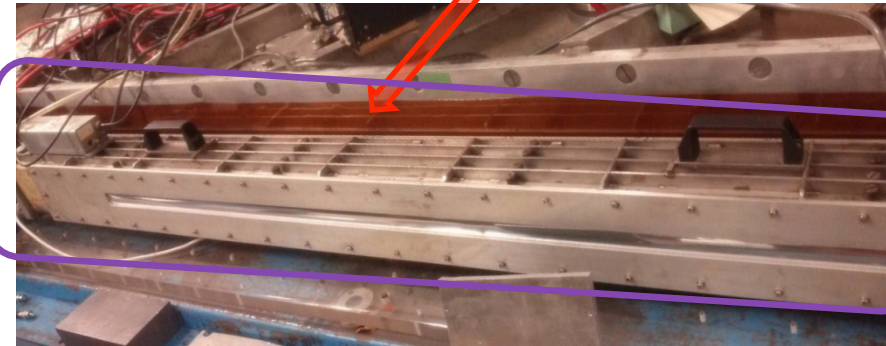


- 検出器
- ① SWDC (ガス検出器)
  - ② プラスチックシンチレータ (薄いものと厚いものの2枚)

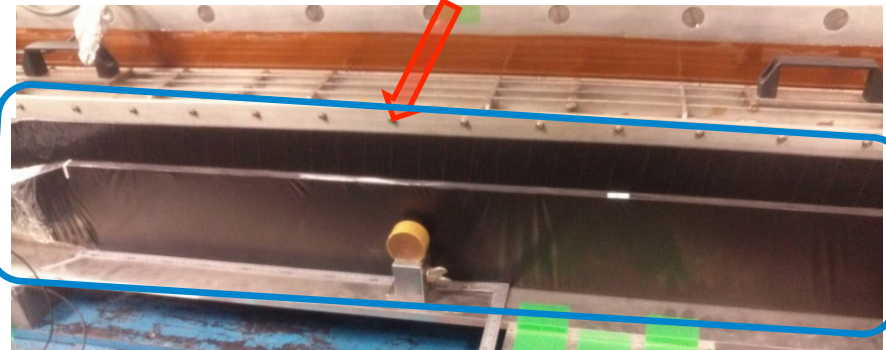
【サイクロトロン施設配置図】



【①SWDCの写真】

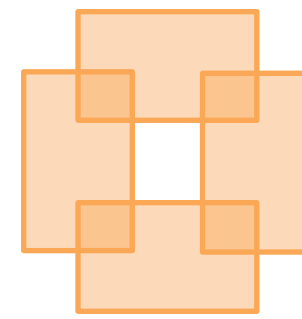
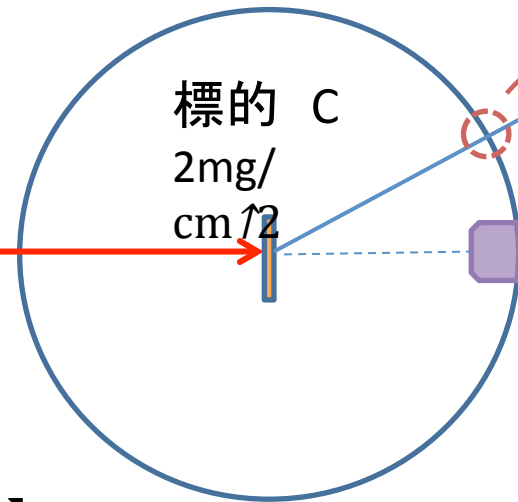


【②プラスチックシンチレータ(手前)の写真】



# 散乱槽

Proton beam  
53.3MeV



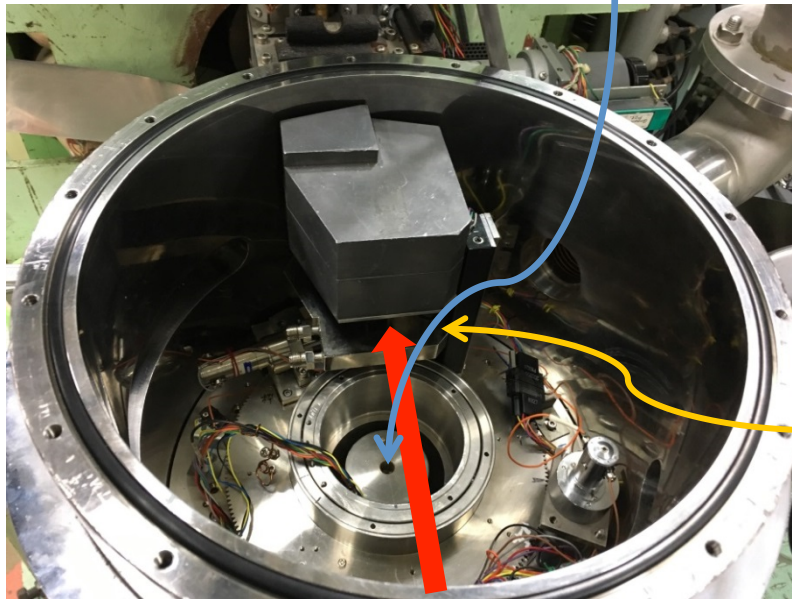
コリメーター  
縦20mm 横8mm  
立体角 $\pm 10.9\text{msr}$

## ファラデーカップ

前方角度の測定の際は注意する。  
10°以上で測定。

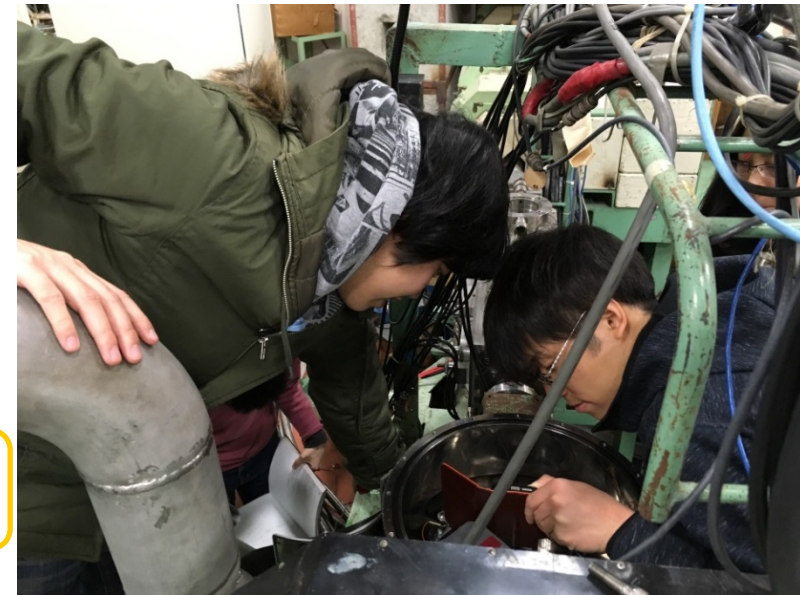
【上から見た写真】

ここに標的をセット



ファラデー  
カップ

【ファラデーカップ位置確認中】



- 15°~69°まで、6°ごとに10点の測定を行い、必要に応じて、追加で別の角度も測定した。
- Raidenスペクトロメータの運動量アクセプタンスの関係上、測定したいエネルギー範囲を一度にカバー出来ないため、同じ角度で磁場を変えて複数回測定した。



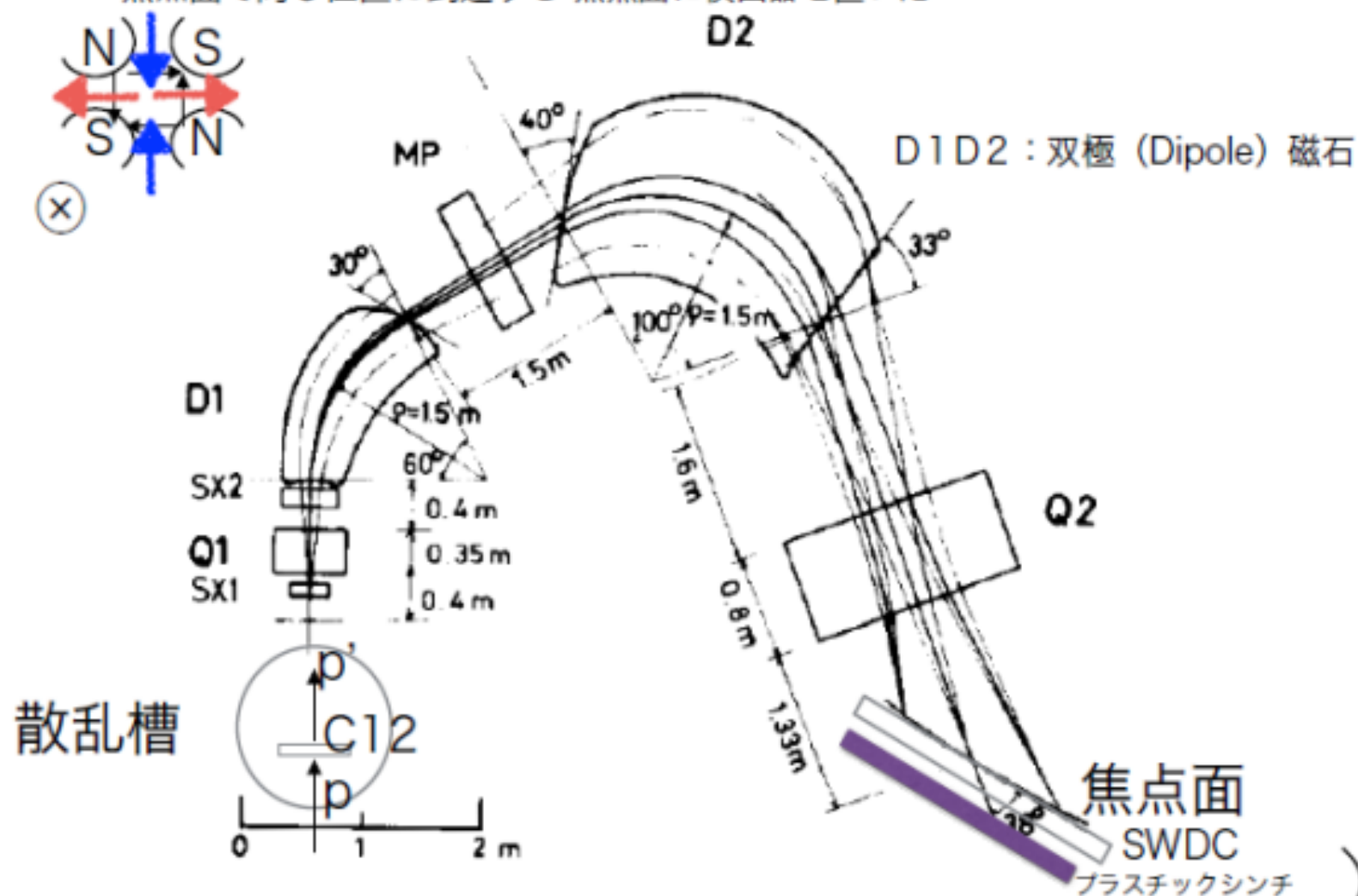
# Raiden 磁気スペクトロメーター

Q1Q2 : 四重極 (Quadrupole)磁石

両方よこがdefocus たてがfocus

違う角度から入った同じ運動量を持った粒子は

焦点面で同じ位置に到達する 焦点面に検出器を置いた

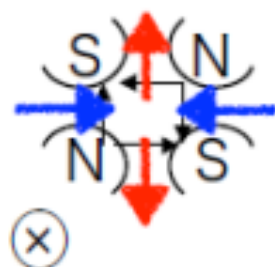


# 四重極磁石



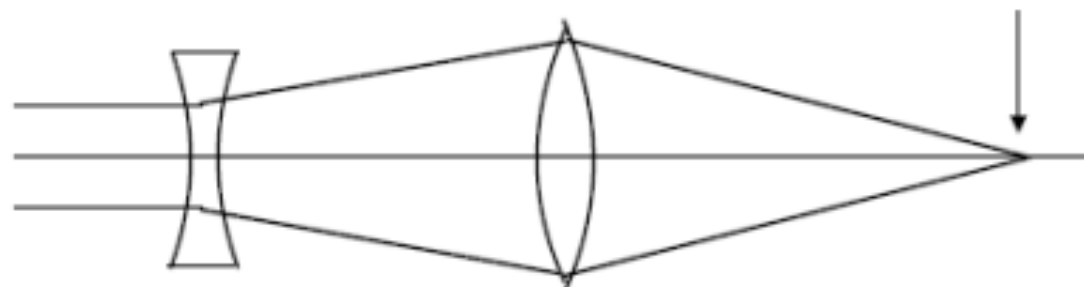
水平方向にdefocus

中心からの変位が大きいほど強い磁場を受ける



水平方向にfocus

焦点面



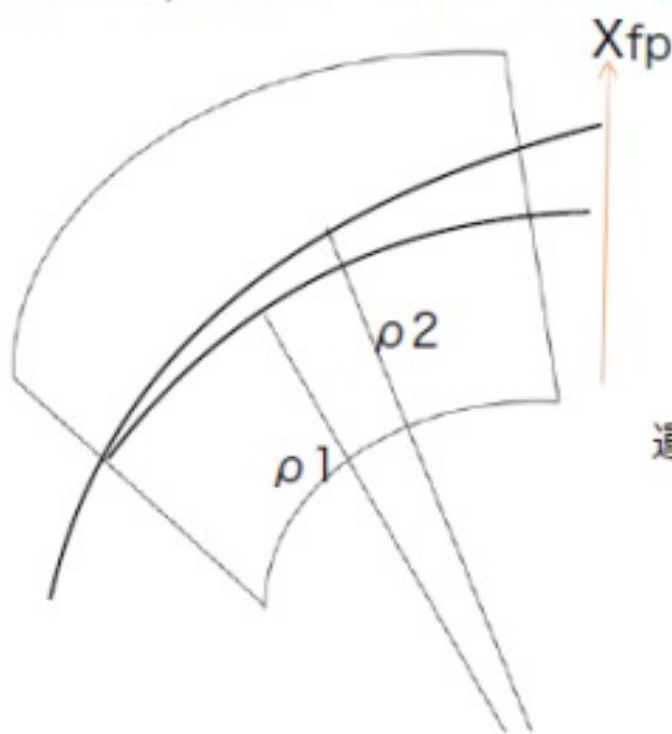
四重極磁石の強度を調節すれば散乱粒子を焦点面に集めることができる

# 双極磁石

ローレンツ力と遠心力の式  $qvB = mv^2/\rho$  から

$$P[\text{Mev}/c] = 300 \rho [\text{m}] B [\text{T}]$$

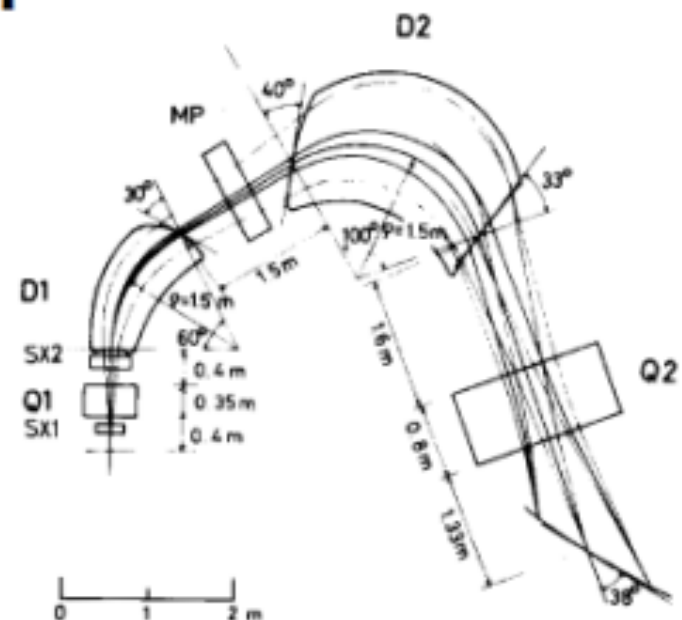
測定 設定  
焦点面での位置  $X_{fp}$  測定  $\rightarrow$  曲率半径  $\rho$   $\rightarrow$  運動量  $P$  がわかる



運動量が小さいと大きく曲がる  
運動量が大きいとあまり曲がらない

# Raiden

- ・ 運動量Pが100%変化すると焦点面で27m離れる(Momentum dispersion)
- ・ 中心軌道を通る陽子の運動量をP0として、  
 $\delta t = (P - P_0) / P_0$
- ・  $x_{fp} = 1.3x_t + 27000 \delta t$  [mm]
- ・ targetでxtが1 mm
- ・ 前の項が誤差となり、 $\delta = 1.3/27000$ の精度となる
- ・ コリメータをx:±0.91 y:±1.96(rad)としました
- ・ 焦点面まで到達できる運動量  $\Delta P/P$ の範囲は3%程度であった
- ・ すべての状態について一度に測定することが理想だが、測定できる範囲が決まっているためpの運動量の大きさによって分割して測定した



Design specification of the spectrograph RAIDEN

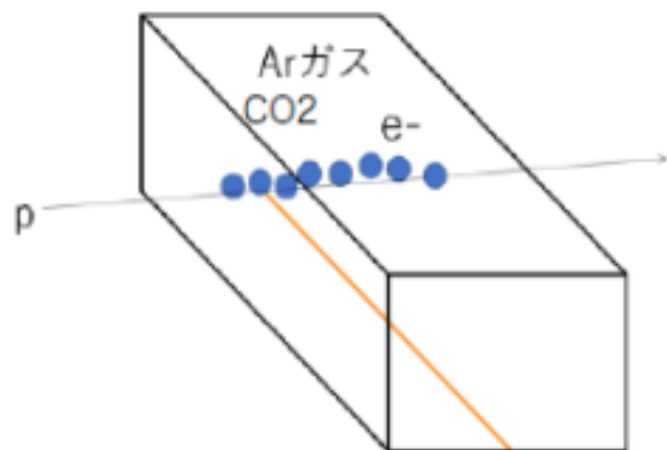
Mean orbit radius	150 cm
Deflection angle	160°
Angular range	-20° ~ +140°
Focal line length	180 cm
Tilt angle of focal line	52°
Maximum field flux density	16 kG
Maximum particle rigidity	24 kG m
Magnification - vertical	4.0
- horizontal <sup>a</sup>	1.3
Momentum dispersion <sup>a</sup>	27000 mm
Momentum range	6.7%
Momentum resolution <sup>b</sup>	20 400
Acceptance angle - horizontal	±45 mr
- vertical	±70 mr
Solid angle	13 msr
Total weight of the whole system	200 ton

<sup>a</sup> Values are given along the focal line.

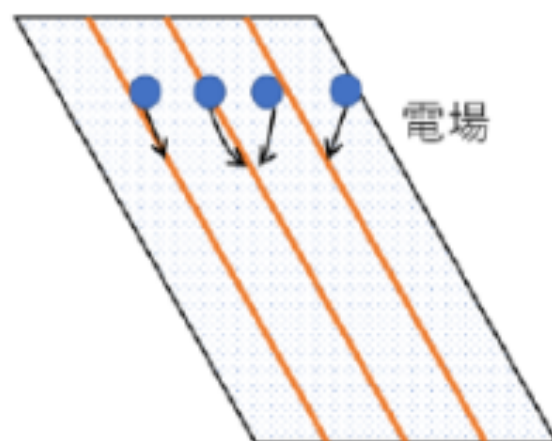
<sup>b</sup> The particle source width is assumed to be 1.0 mm.

# SWDC

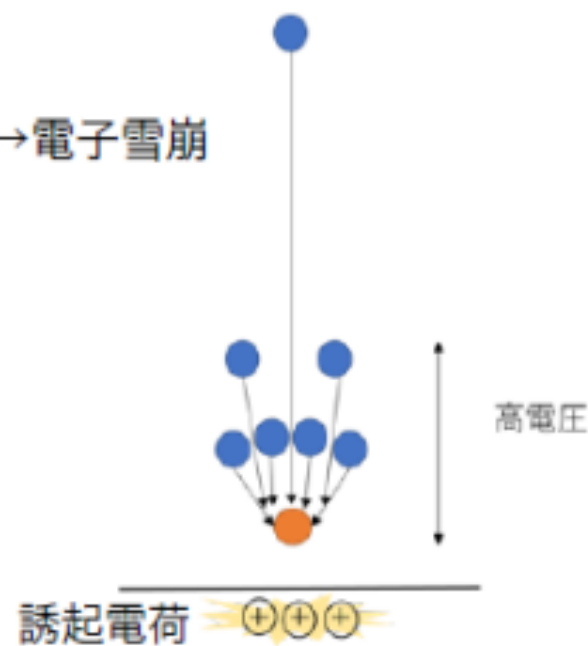
① 飛跡によってガス分子がイオン化



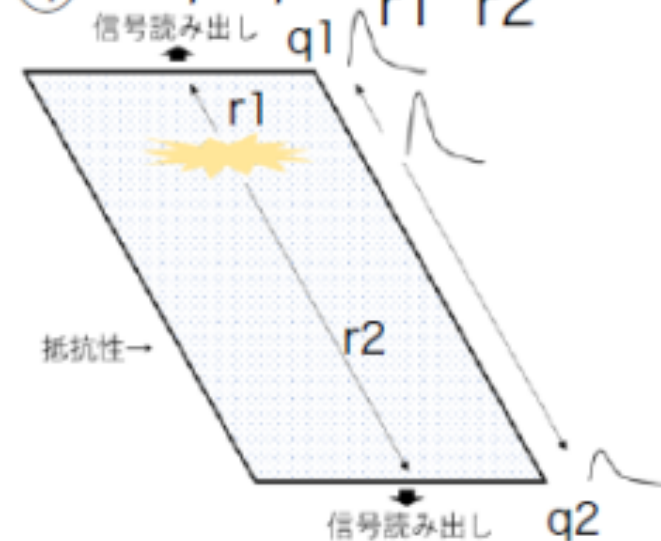
② 電子がワイヤーヘッドドリフト



③ 加速→電子雪崩

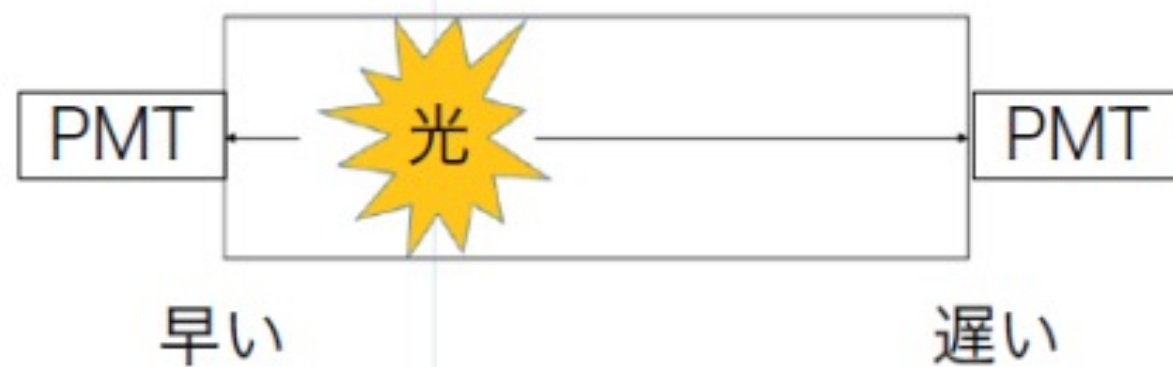


④  $q1:q2 = \frac{1}{r1} : \frac{1}{r2}$



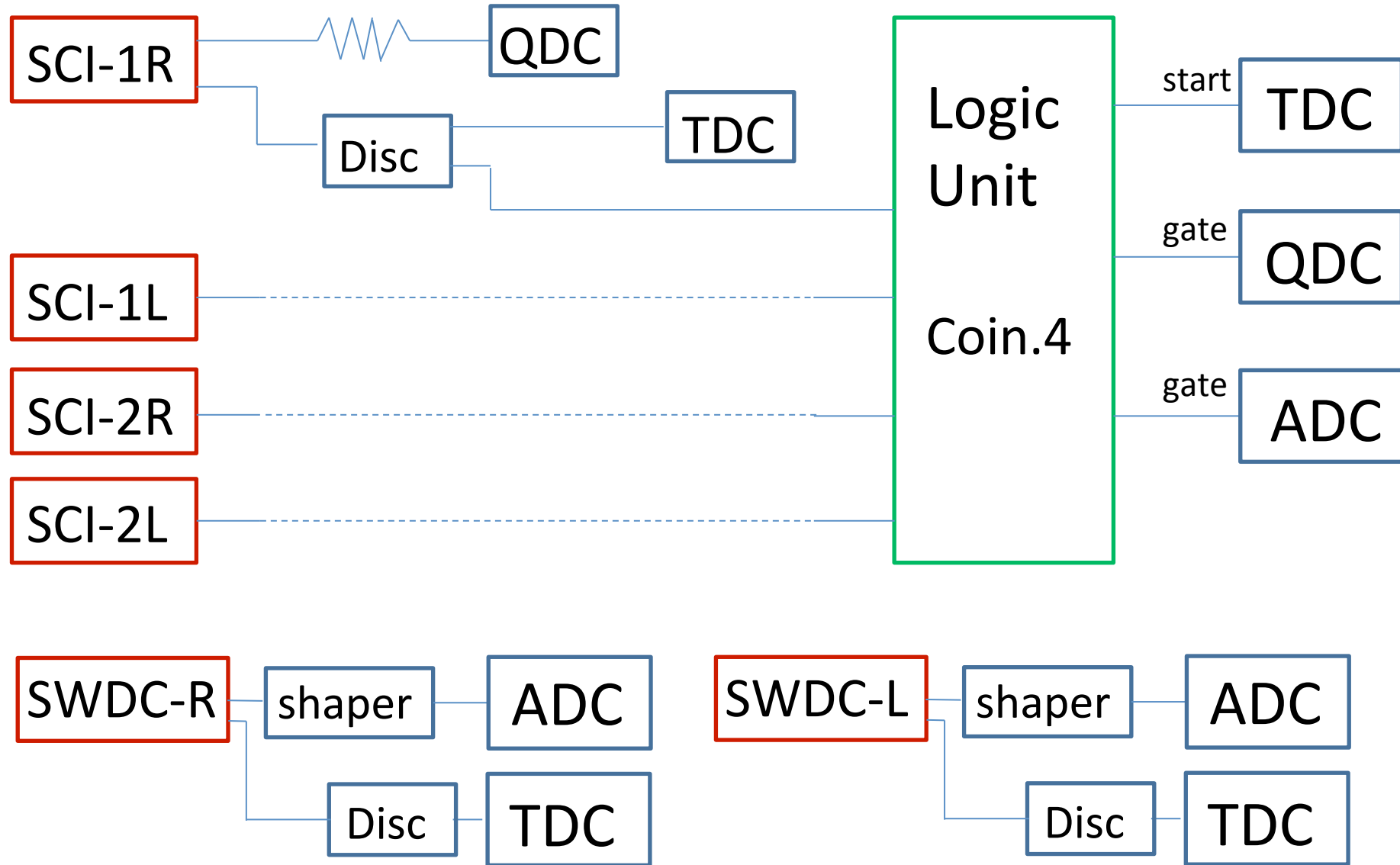


# プラスチックシンチレータ



- ・ PMTへの到達時間の差から位置がわかる（位置分解能2cm程度）
- ・ バックグラウンドを落とす
- ・ 陽子とガンマ線で落とすエネルギーが違うことで見分けられる

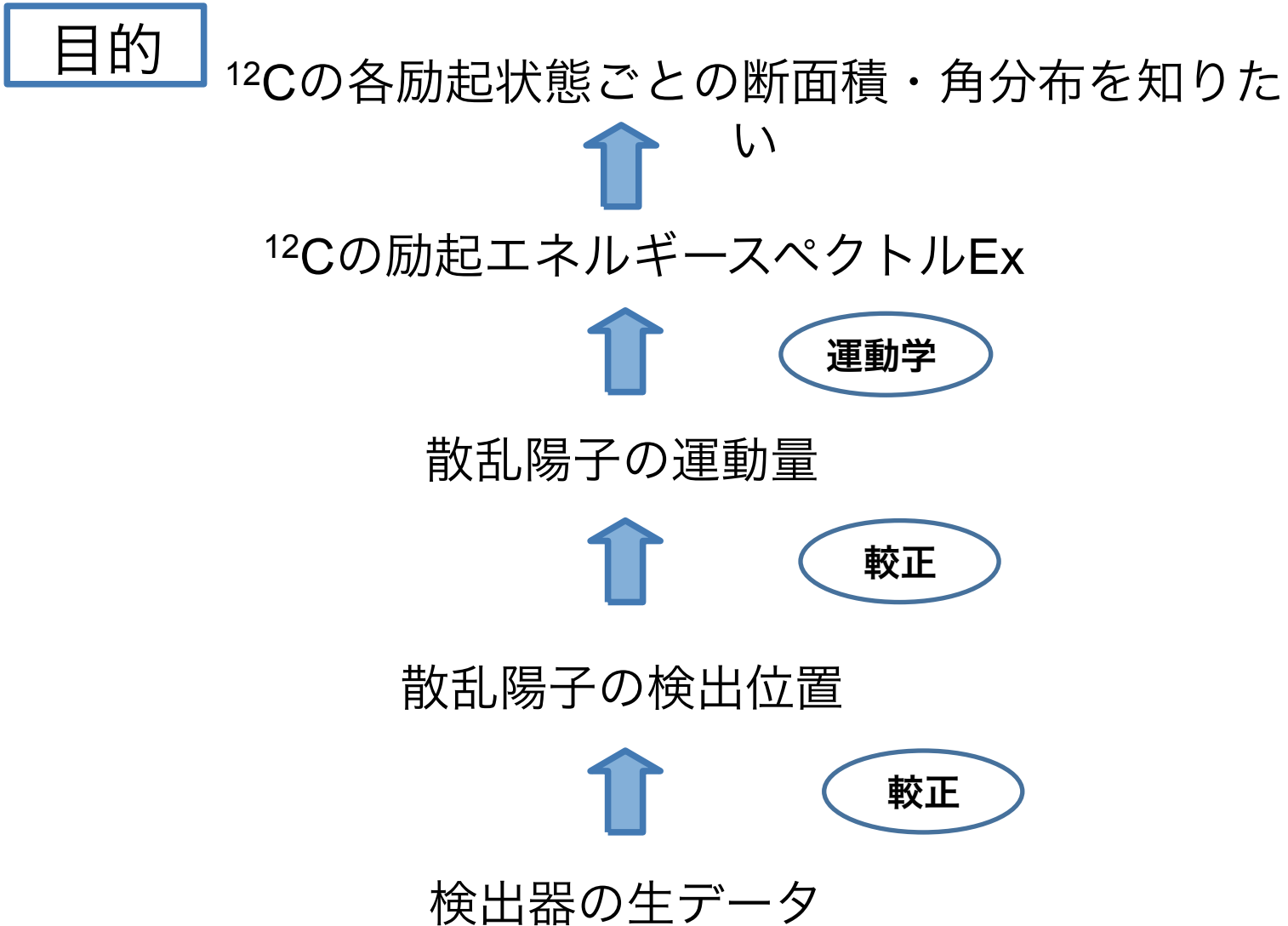
# 回路・概略図 (SCI-1, SCI-2:2枚のプラスチックシンチレータ)



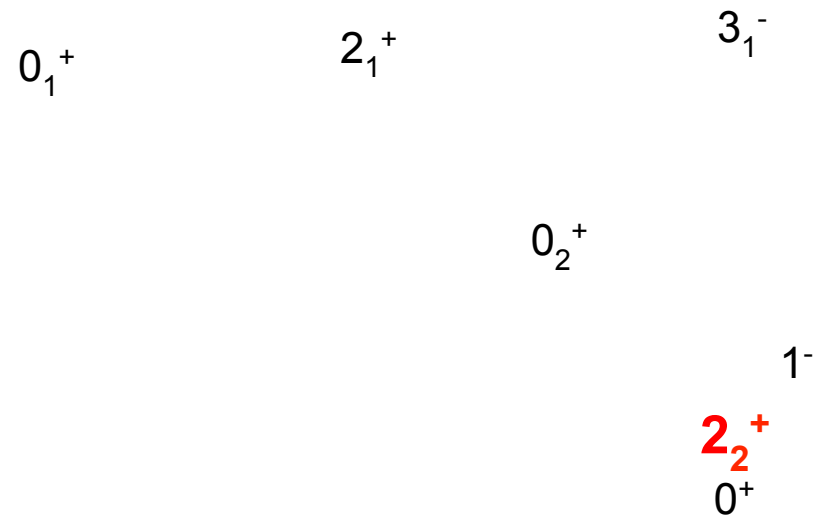
# 解 析



# 検出器の較正と励起スペクトル



# $^{12}\text{C}$ の励起エネルギースペクトル



Excitation Energy [MeV]

Raidenの角度が $27^\circ$ の励起エネルギースペクトル図

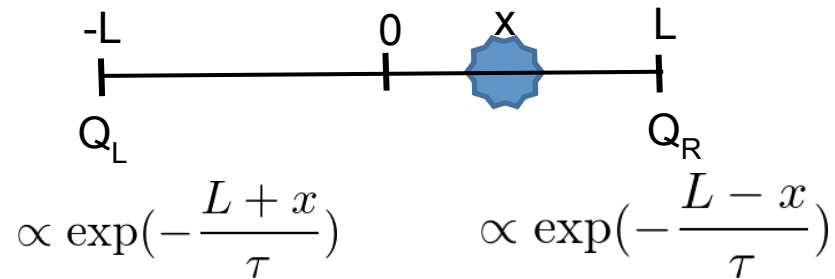
# 検出器の較正と励起スペクトル

## 概要

- ・ プラスチックシンチレータの位置の較正
- ・ ドリフトチェンバーの位置の較正
- ・ 散乱した $p$ の運動量の導出
- ・  $^{12}\text{C}$ の励起エネルギーの導出

# プラスチックシンチレータによる位置検出

シンチレータ両端での信号の大きさの比から陽子が通った位置の情報を出す

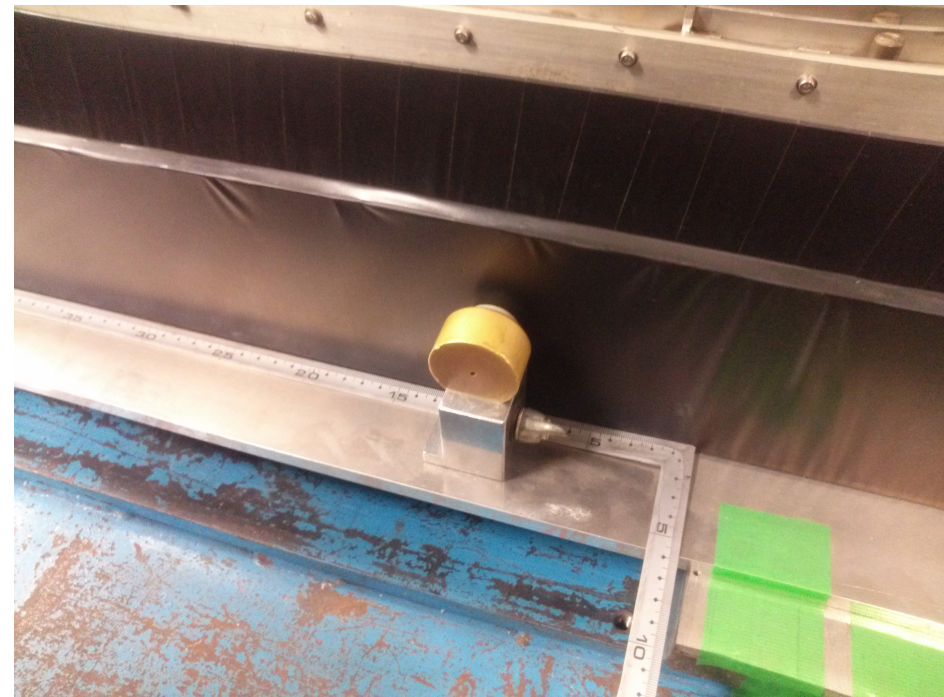


$$\frac{Q_L}{Q_R} = C \exp\left(-\frac{2x}{\tau}\right)$$

$$\log\left(\frac{Q_L}{Q_R}\right) = -\frac{2x}{\tau} + \log C$$

$$x = A \log\left(\frac{Q_L}{Q_R}\right) + B$$

シンチレータそれぞれの中心から  $0, \pm 5, \pm 10, \dots$  cm の位置に  $\beta$  線源を当てデータを溜めた



# プラスチックシンチレータによる位置検出 1

線源の位置と $\log\left(\frac{Q_L}{Q_R}\right)$  をプロットしてフィッティングし、係数を出す  
これによって信号の大きさの比から検出位置が得られる

$$\log\left(\frac{Q_L}{Q_R}\right)$$

$$\log\left(\frac{Q_L}{Q_R}\right)$$

$$x_{\text{sci}_1} [\text{cm}]$$

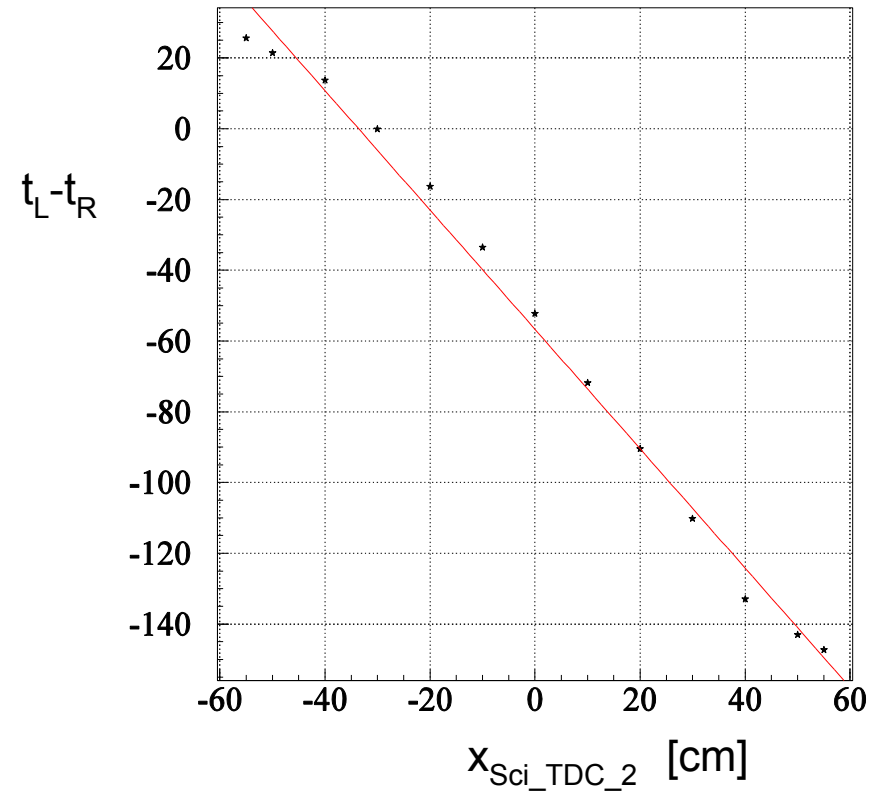
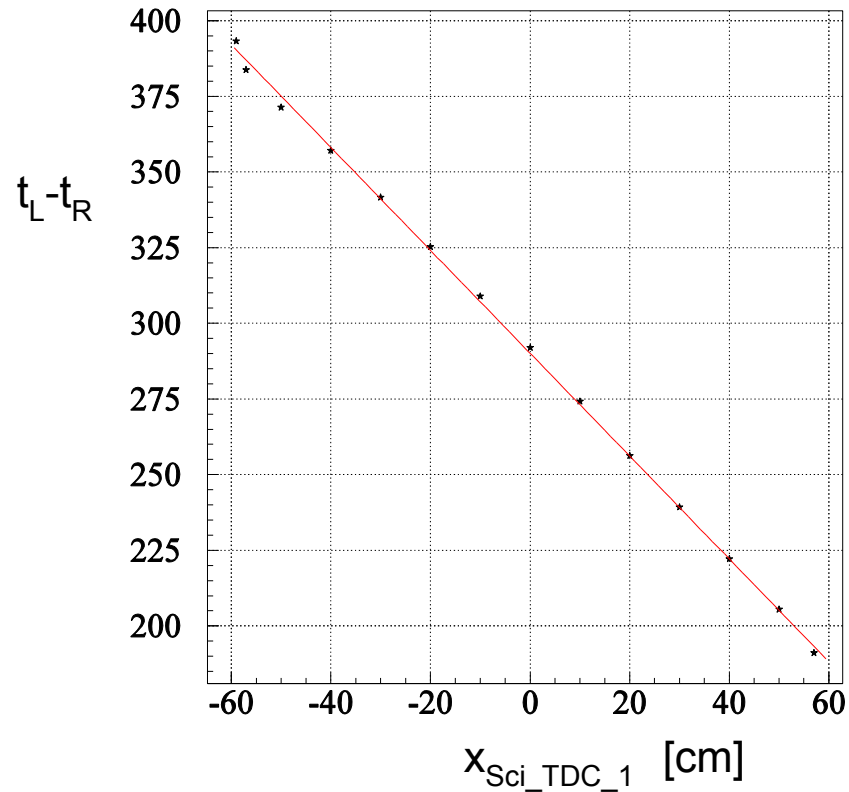
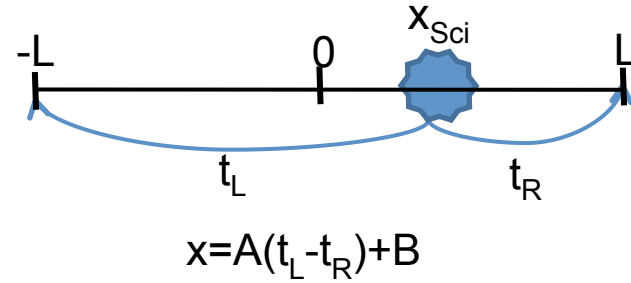
$$x_{\text{sci}_2} [\text{cm}]$$

# プラスチックシンチレータによる位置検出

2

シンチレータ両端の検出時間の差からも位置を出す

先ほどと同じ $\beta$ 線源のデータで両端PMTの時間差と線源の位置をフィッティング



時間差から検出位置が得られる

# プラスチックシンチレータによる位置検出

Raidenの角度が63°の弾性散乱のrunを使って得られた4種類の位置情報をgaussianでfitして分解能を比べる

シンチ1枚目の信号の  
大きさの比から求め  
た検出位置

$\sigma=4.82$  [cm]

シンチ2枚目の信号の  
大きさの比から求め  
た検出位置

$\sigma=3.38$  [cm]

シンチ1枚目の両端PMT  
の時間差から求めた検出  
位置

$\sigma=2.74$  [cm]

シンチ2枚目の両端PMT  
の時間差から求めた検出  
位置

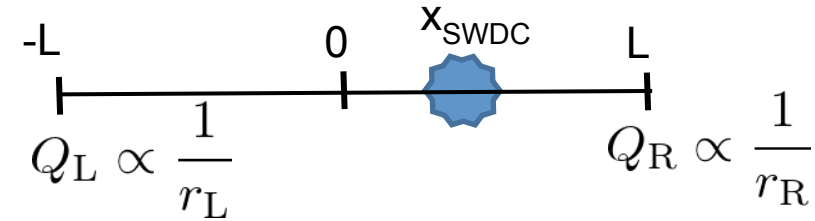
$\sigma=2.65$  [cm]

最も分解能がいいのはシンチ2枚目の時間差で求めた検出位置

# ドリフトチェンバーによる位置検出

チェンバー両端の信号の大きさの比から検出位置を出す

信号の大きさは抵抗値に反比例する  
つまり、通った点から端までの距離に反比例する



$$Q_L : Q_R = \frac{1}{r_L} : \frac{1}{r_R} = \frac{1}{L+x} : \frac{1}{L-x}$$
$$Q_L(L-x) = Q_R(L+x)$$
$$x = \frac{Q_L - Q_R}{Q_L + Q_R} L \equiv RL$$

シンチレータで求めた位置を使って、  
ターゲットをviewerにしたrunで比と位置をフィッティングし、  
チェンバーからも位置情報を得た

$x_{\text{Sci\_TDC\_2}}$   
[cm]



# ドリフトチェンバーによる位置検出

先ほどと同様に、Raidenの角度が63°の弾性散乱の検出位置の分解能を比べる

$\sigma=2.65$  [cm]

$\sigma=1.86$  [cm]

シンチ2枚目の両端PMTの  
時間差から求めた検出位置

チェンバーの信号の大き  
さの比から求めた検出位  
置

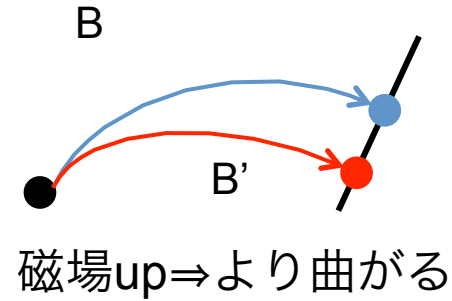
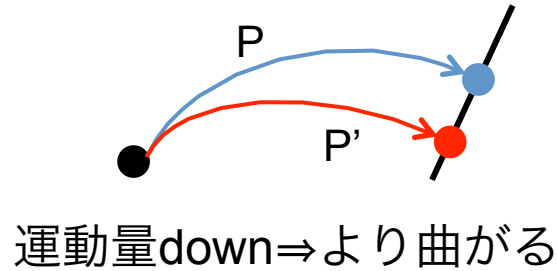
チェンバーで求めた方がいいので、以後の解析で位置の情報を使うときはこれを使う

# 運動量の導出



## ①運動量Pと磁場Bの関係

磁場中の荷電粒子の運動



PとBの関係は？

Lorentz力と向心力の釣り合いより

曲率半径  $\rho = \frac{mv}{qB}$

$$\rho' = \frac{P'}{qB} = \frac{P}{qB'}$$

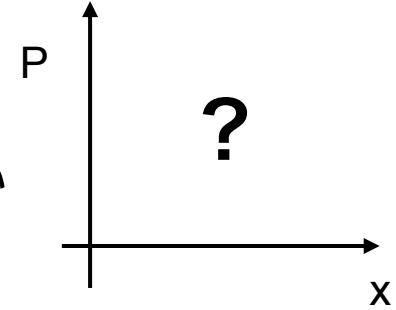
PとBは反比例

$$P'(B') = P(B) \times \frac{B}{B'}$$

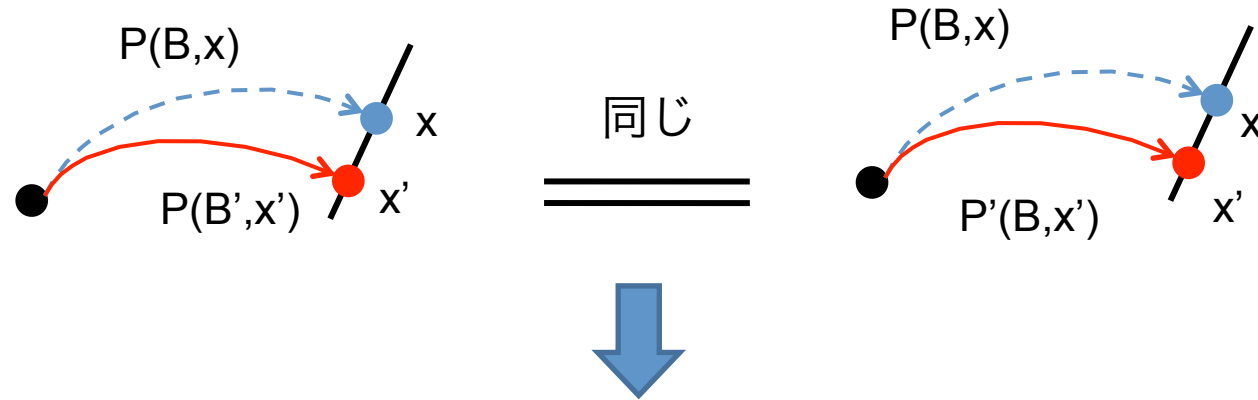
# 運動量の導出

## ②運動量Pと検出位置xの関係

位置xの変化とそれに伴う運動量Pの変化を比べたい  
→どうやって運動量を変化させる？



$$P'(B') = P(B) \times \frac{B}{B'} \quad \text{元の軌道の運動量を1%減らすことは磁場を1%増やすことと同じ}$$



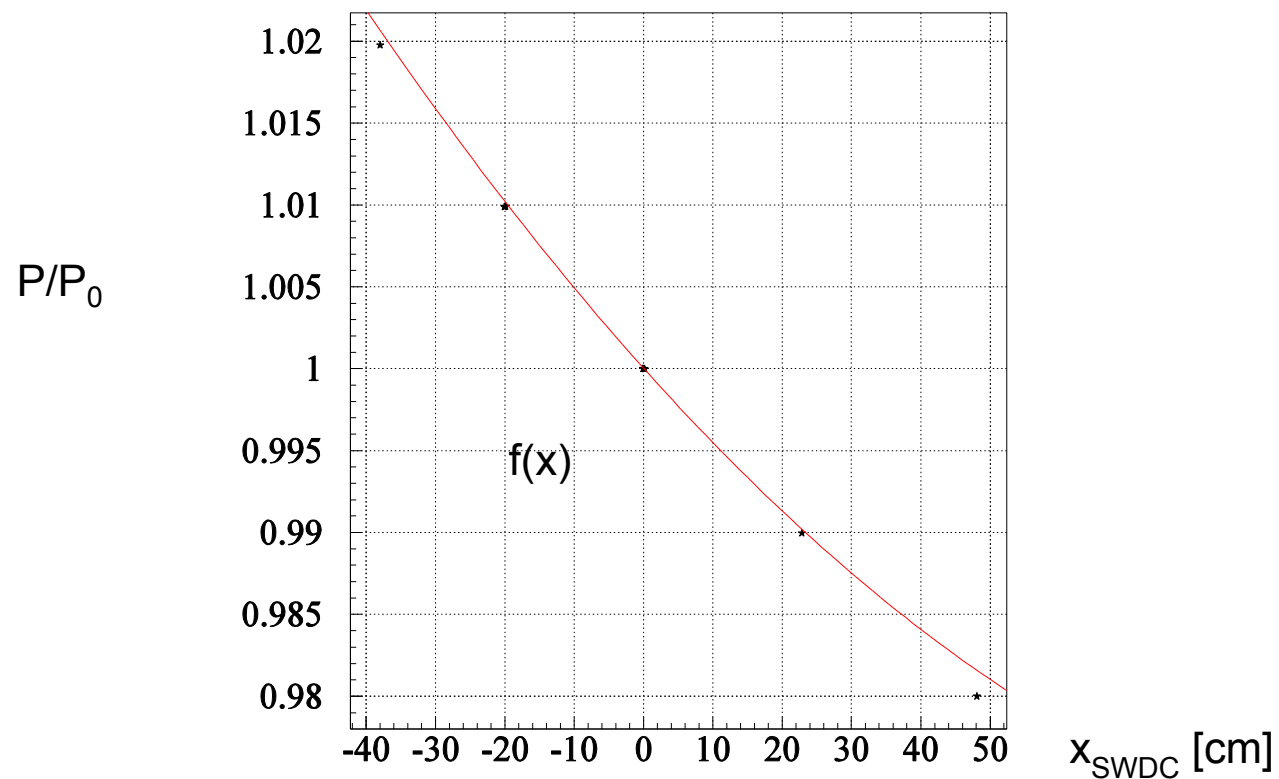
運動量Pの変化を磁場Bの変化で代用できる

$$\frac{P'}{P} = \frac{B}{B'}$$

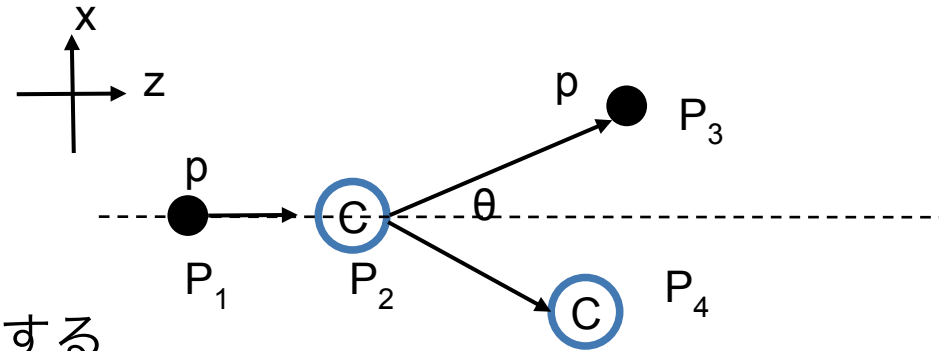
# 運動量の導出

②続

- 基準のrun ( $P_0(B_0, x_0)$ , Raidenの角度が $15^\circ$ で、 $x=0[\text{cm}]$ の弾性散乱)
  - そこから磁場を $\pm 1, \pm 2, \dots$  % 変化させたrun
- を用意し、運動量の比と検出位置をプロットし二次関数でフィッティングする



# 運動量の導出



基準となる運動量  $P_0(B_0, x_0)$  を計算する

$$E_3^2 = |\mathbf{P}_3|^2 + m_p^2$$

ビームエネルギーが53.3MeVで $\theta=15^\circ$ の弾性散乱を計算すると運動エネルギーは52.987MeVであった

$$E_3 = 52.987 + m_p$$

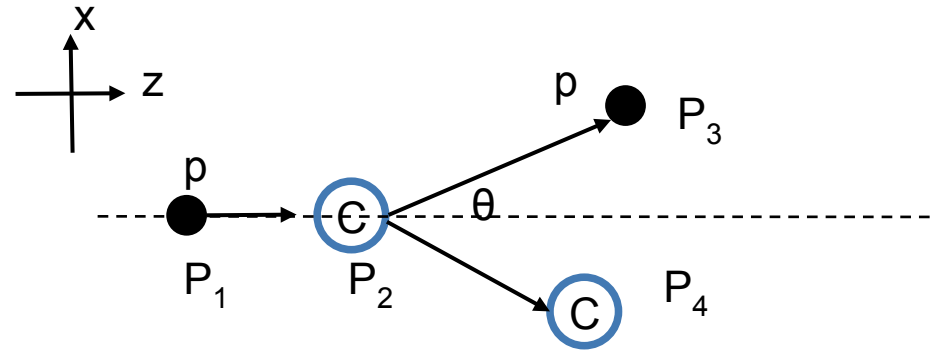
よって $P_0(B_0, x_0)$  が分かる

以上より、散乱陽子の運動量 $P$ が分かる

$$P(B, x) = P_0(B_0, x_0) \times f(x) \times \frac{B}{B'}$$

# $^{12}\text{C}$ の励起エネルギーの導出

散乱陽子の運動量 $\mathbf{P}$ から散乱した $^{12}\text{C}$ の励起エネルギーを運動学で計算する



$$E_4 = E_1 + E_2 - E_3$$

$$E_1 = E_{\text{beam}} + m_p$$

$$E_2 = m_C$$

$$E_3 = 52.987 + m_p$$

$$|\mathbf{P}_4|^2 = P_{4x}^2 + P_{4z}^2$$

$$P_{4x} = -P_{3x} = -P \sin \theta$$

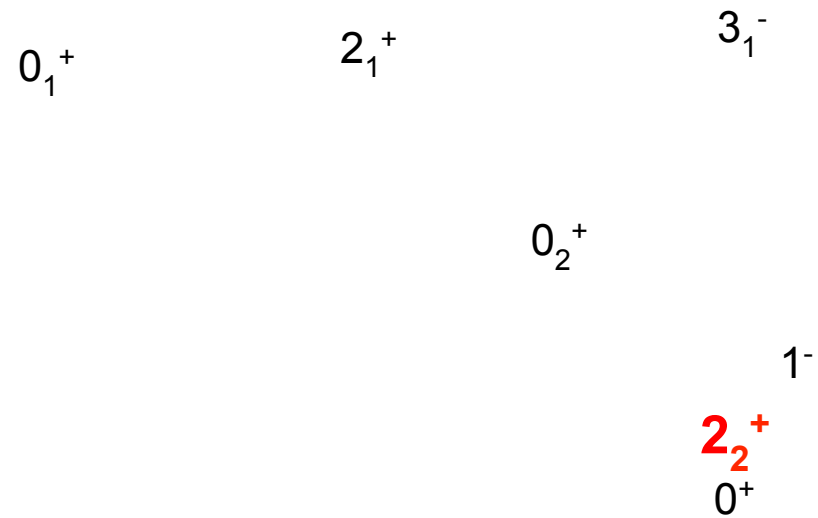
$$P_{4z} = P_{1z} - P_{3z}$$

$$= \sqrt{(E_1^2 - m_p^2)} - P \cos \theta$$

$$E_x = \sqrt{E_4^2 - |\mathbf{P}_4|^2} - m_C$$

より、励起エネルギーが計算できる。

# $^{12}\text{C}$ の励起エネルギースペクトル



Excitation Energy [MeV]

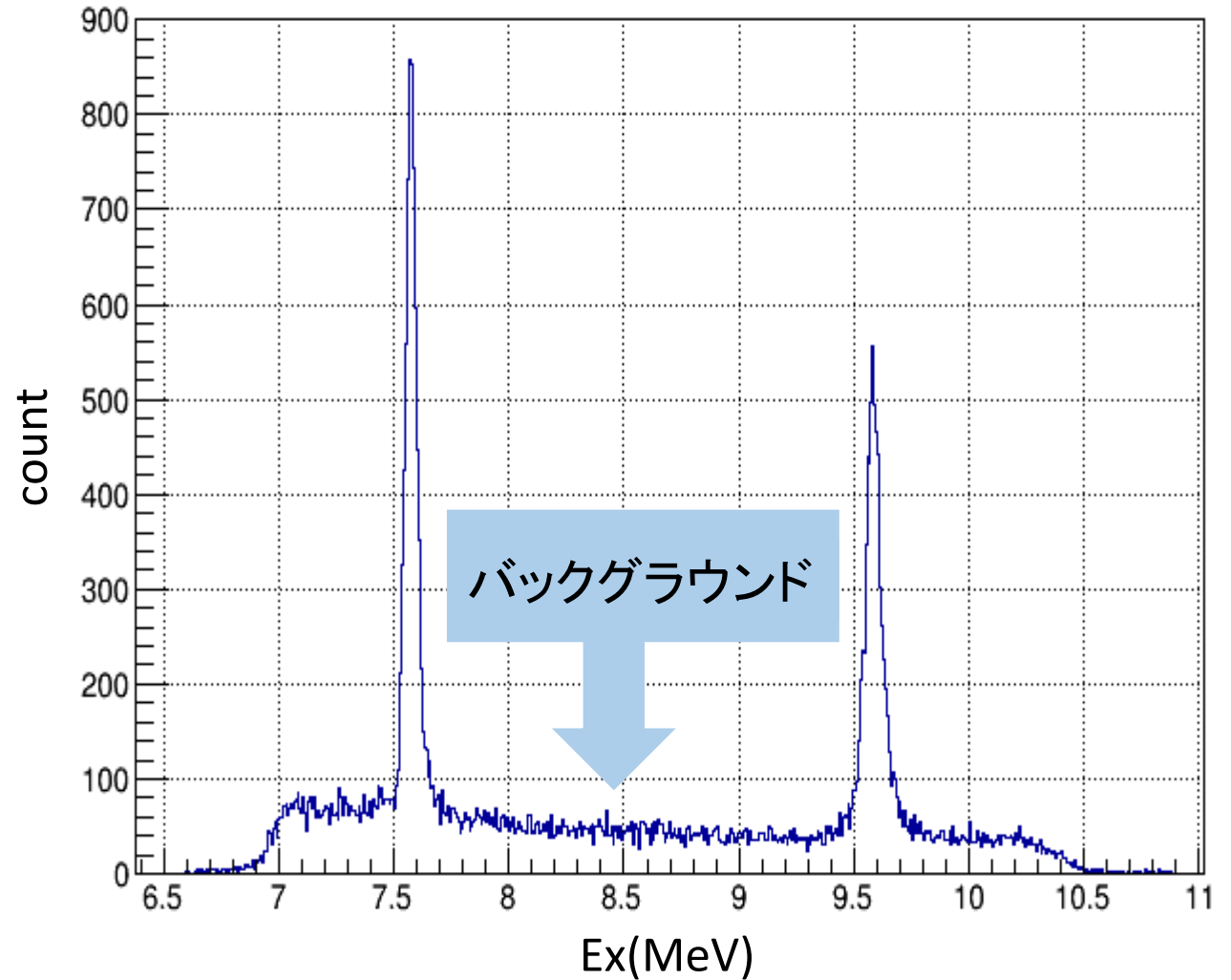
Raidenの角度が $27^\circ$ の励起エネルギースペクトル図

# ◎ごみ落とし

$\gamma$ 線由来のバックグラウンドが大きい



TDCの情報から正しいタイミングで来ているイベントを選択してバックグラウンドを落とす



散乱角 $11.5^\circ$ の $Ex$



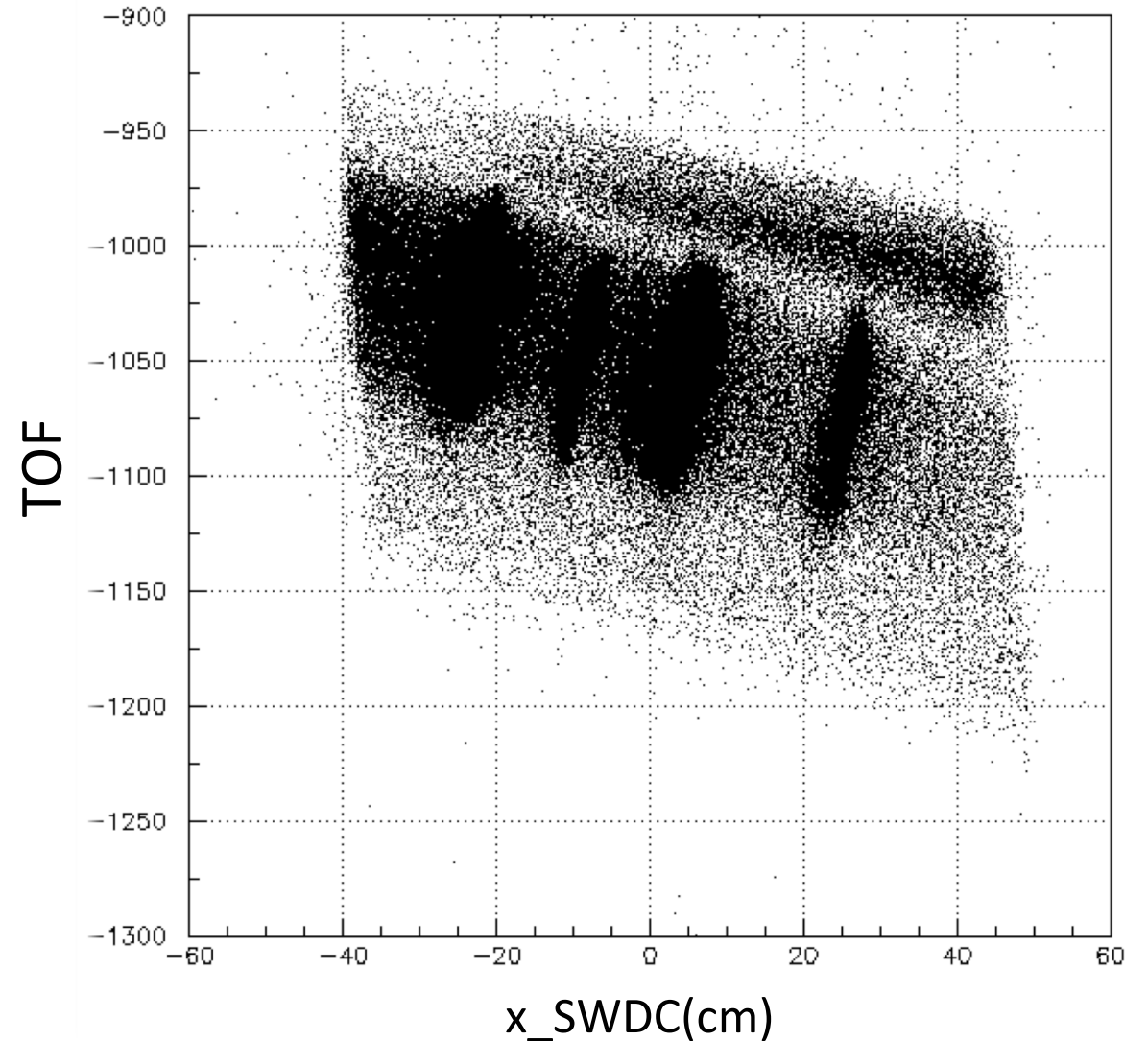
# ◎ごみ落とし

## ○TOF補正

TOF(Time Of Flight)の情報でcutをかけたい

$$\text{TOF} = TDC(RF) - TDC(\text{Sci2R}) + TDC(\text{Sci2L})/2$$

TOF vs x の図をcutをかけやすいように補正する



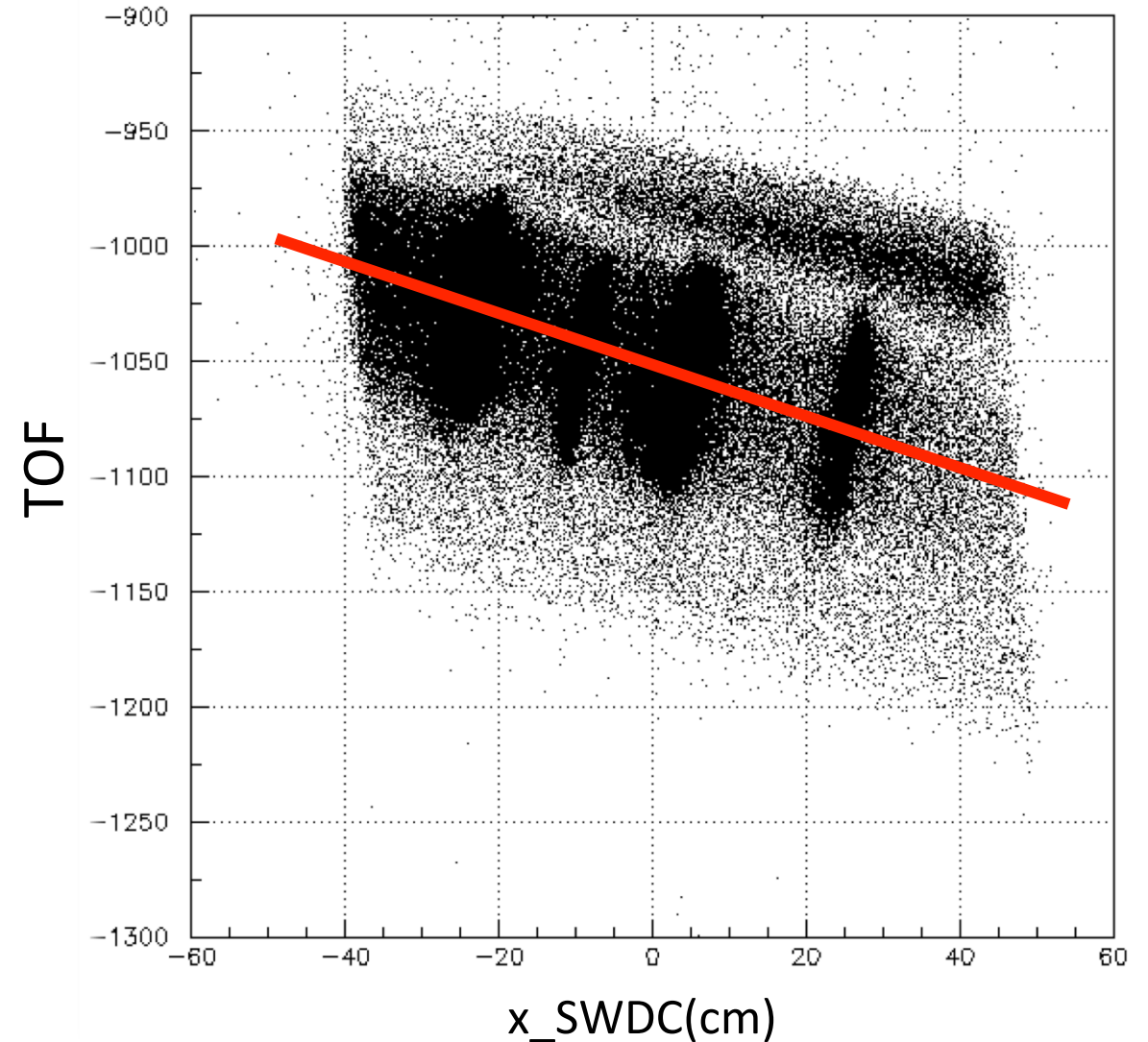
TOF vs x\_SWDC

# ○TOF補正

- P依存の傾き  
同じ角度で出た粒子でも、運動量の違いによって、飛行時間に違いができる



中心値でfitし、P依存性を消す



TOF vs x\_SWDC

# ○TOF補正

➤ 角度によるTOFの幅  
出てくる角度により軌跡が異なる(インコース、アウトコース)

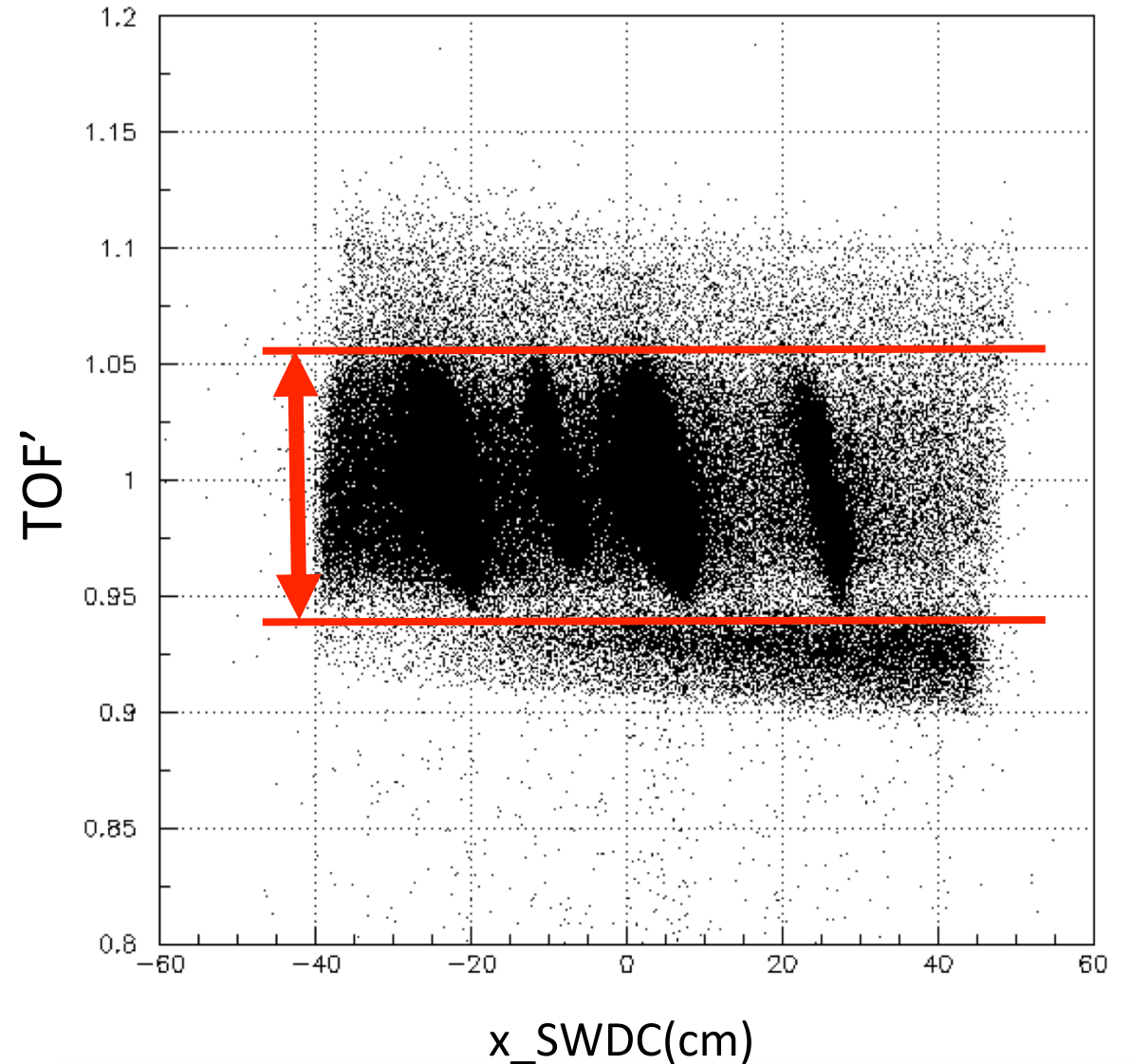


同じ運動量でも飛行時間に違い  
TOFの幅はスリットの幅に対応



幅の上下でcutをかける

$$0.94 < TOF' < 1.065$$



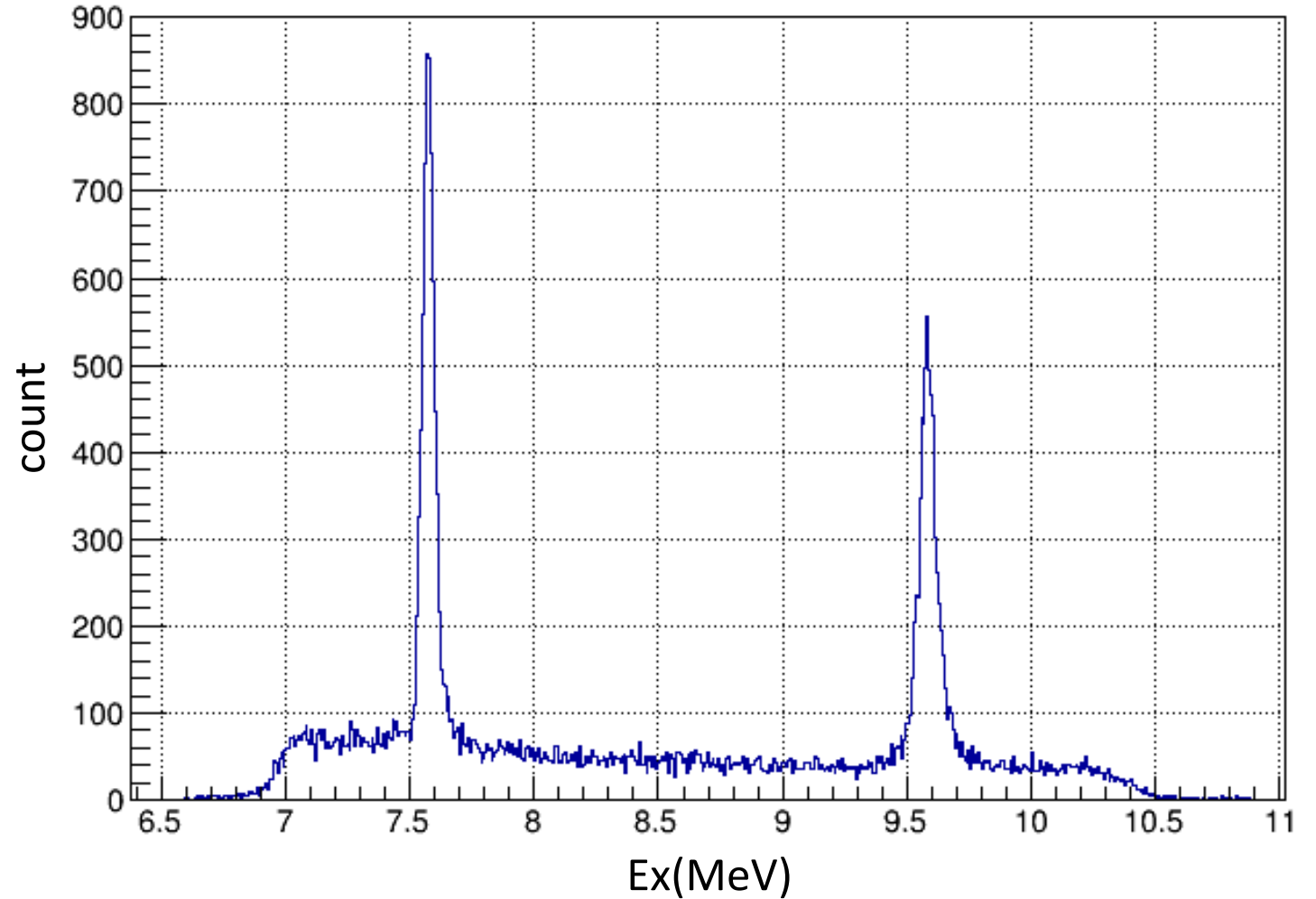
TOF' vs  $x_{SWDC}$

# ◎ごみ落とし

TOF情報でのcutを追加



$\gamma$ 線のバックグラウンドが  
消えた



青: cut前 赤: cut後

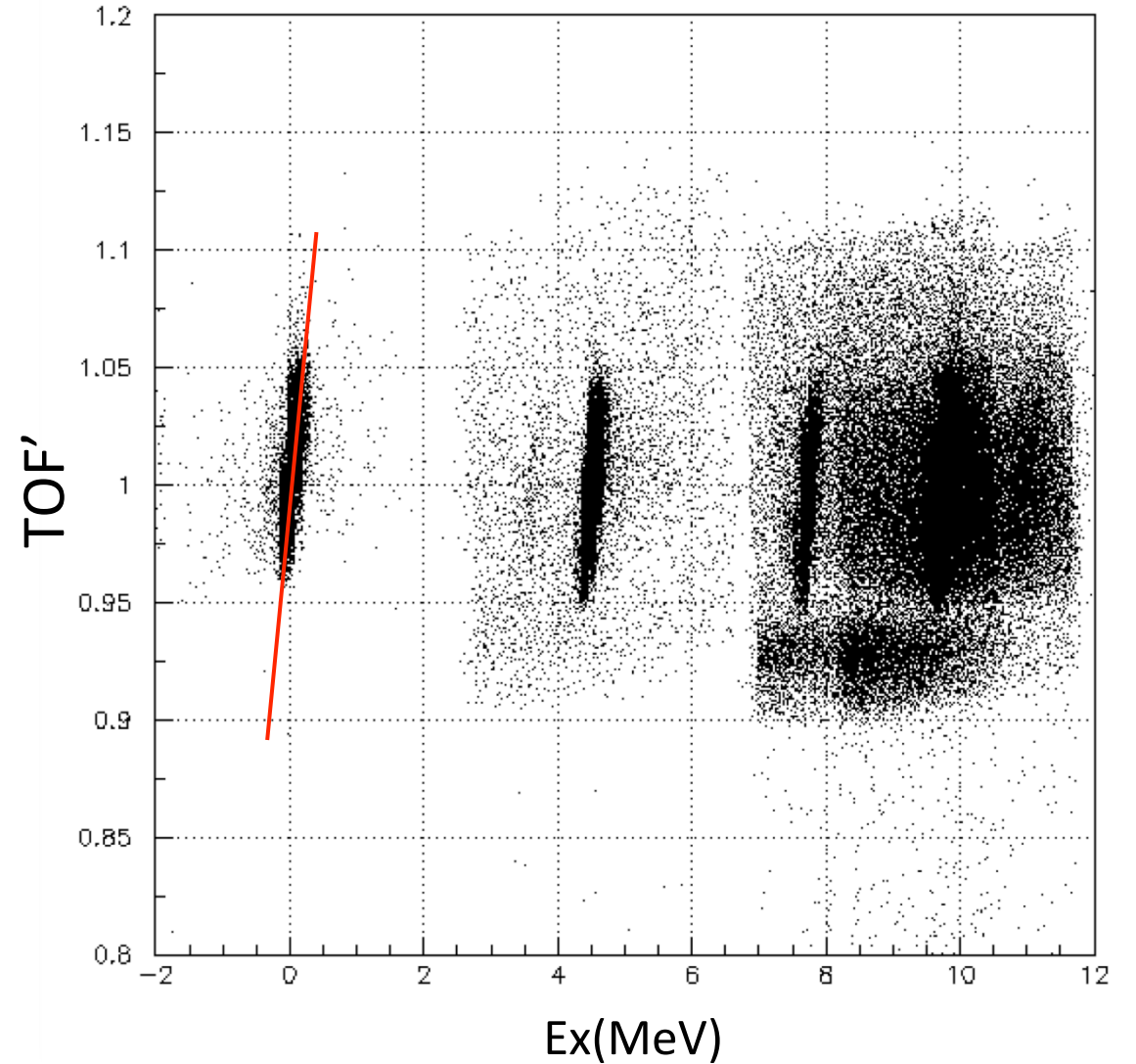
# ◎Ex分解能の改善

補正したTOF vs Ex の図

Exの分布に傾きがある  
(収束がずれているせい  
運動量が変わると収束位置が変わる)



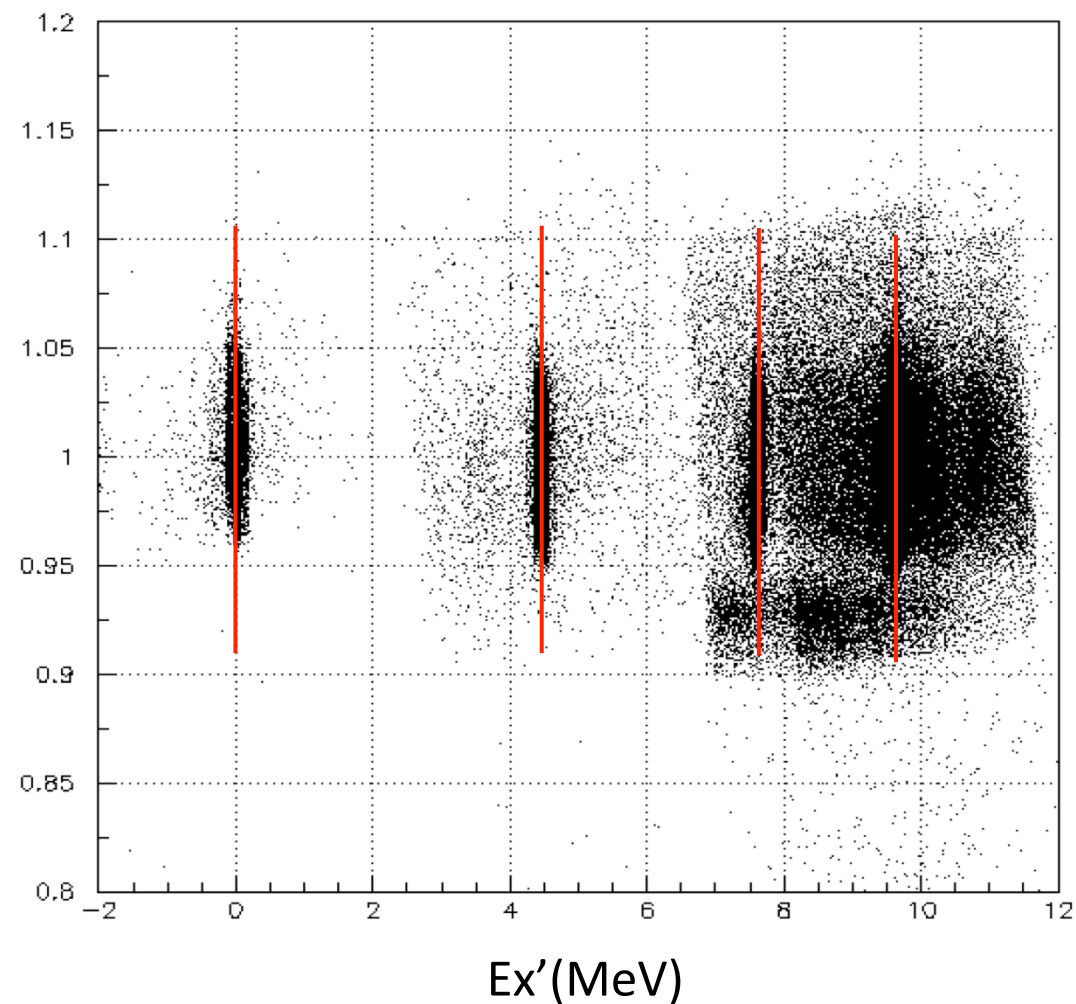
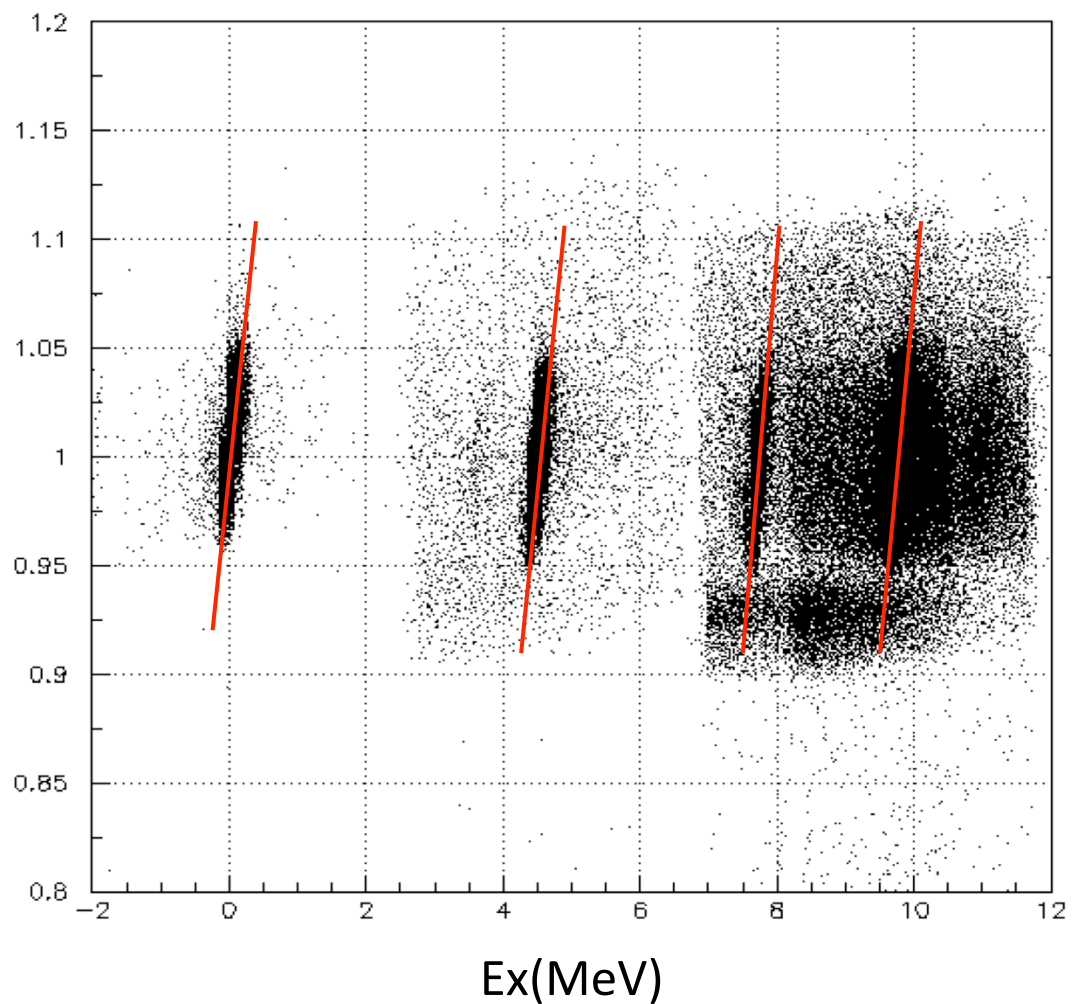
分解能が悪くなるので、  
まっすぐになるように補正



TOF' vs Ex



# ◎ Ex分解能の改善



# ◎Cross section

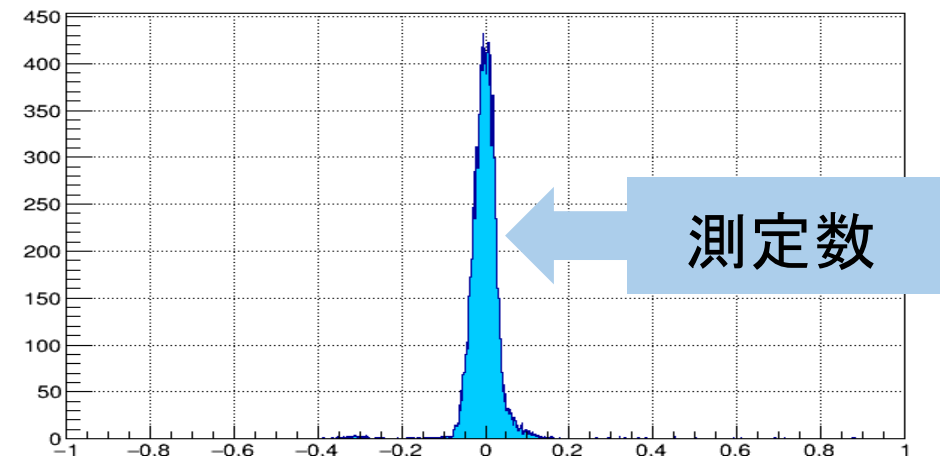
$d\sigma/d\Omega = \text{yield}/\text{beamの粒子数} \times \text{ターゲットの粒子数} \times \text{立体角}$

$\text{beamの粒子数} = \text{current integrater のパルス数} \times \text{CIの設定値}(10^{-10} \text{ C/pulse}) / \text{素電荷}(1.602 \times 10^{-19} \text{ C})$

$\text{ターゲットの粒子数} = \text{ターゲットの厚さ}(2.8 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2) / 12 \times \text{アボガドロ定数}$

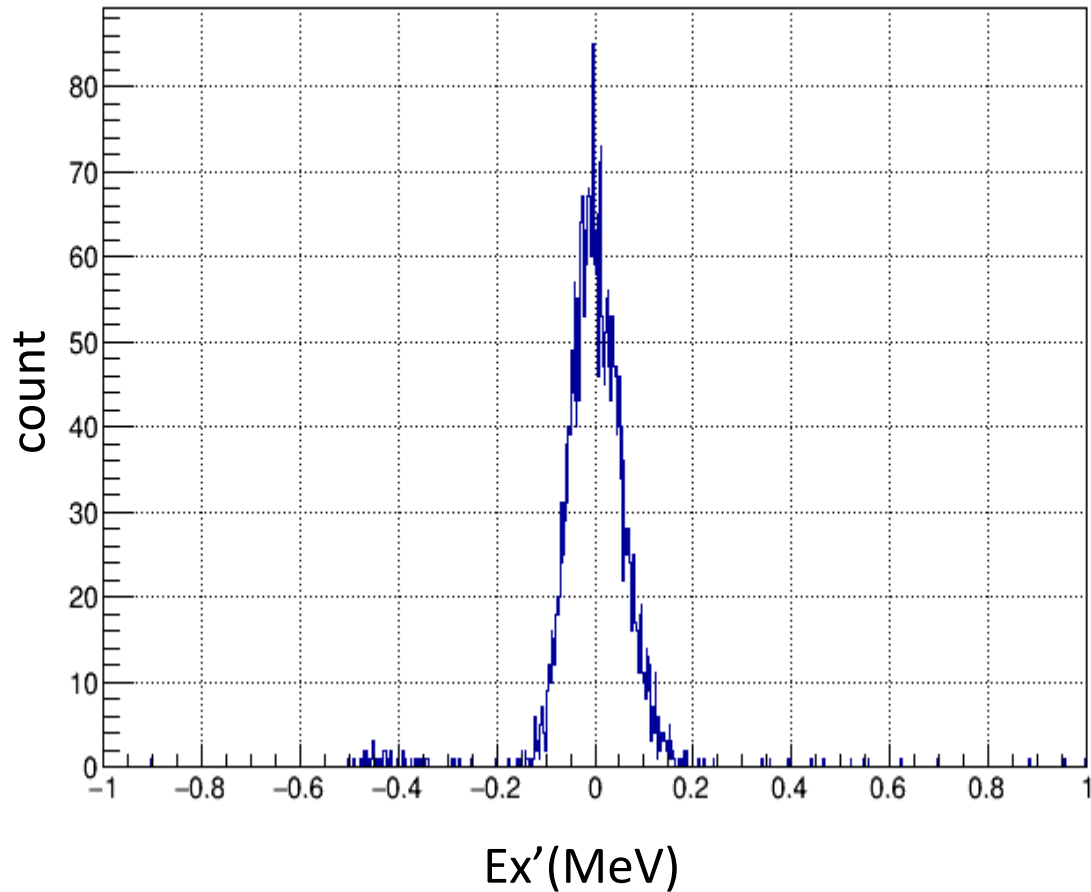
$\text{立体角} = 0.00218 \text{ (d}\Omega\text{)}$

$\text{yield} = \text{測定数} \times \text{request/accept}$



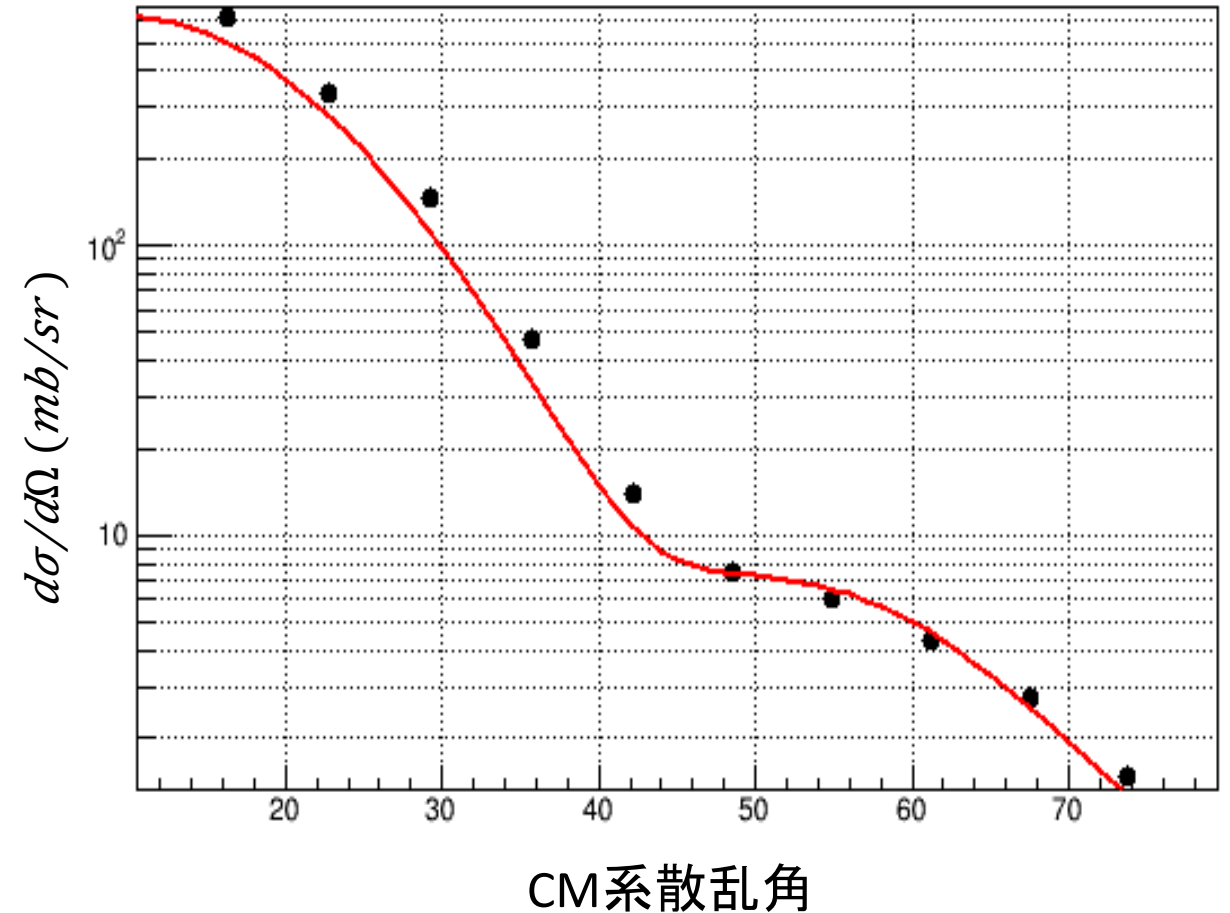
# ◎ Cross section(弾性散乱)

Exのヒストグラムにバックグラウンドがないのでそのまま積分



弾性散乱 散乱角69°

Cross Section 0p1





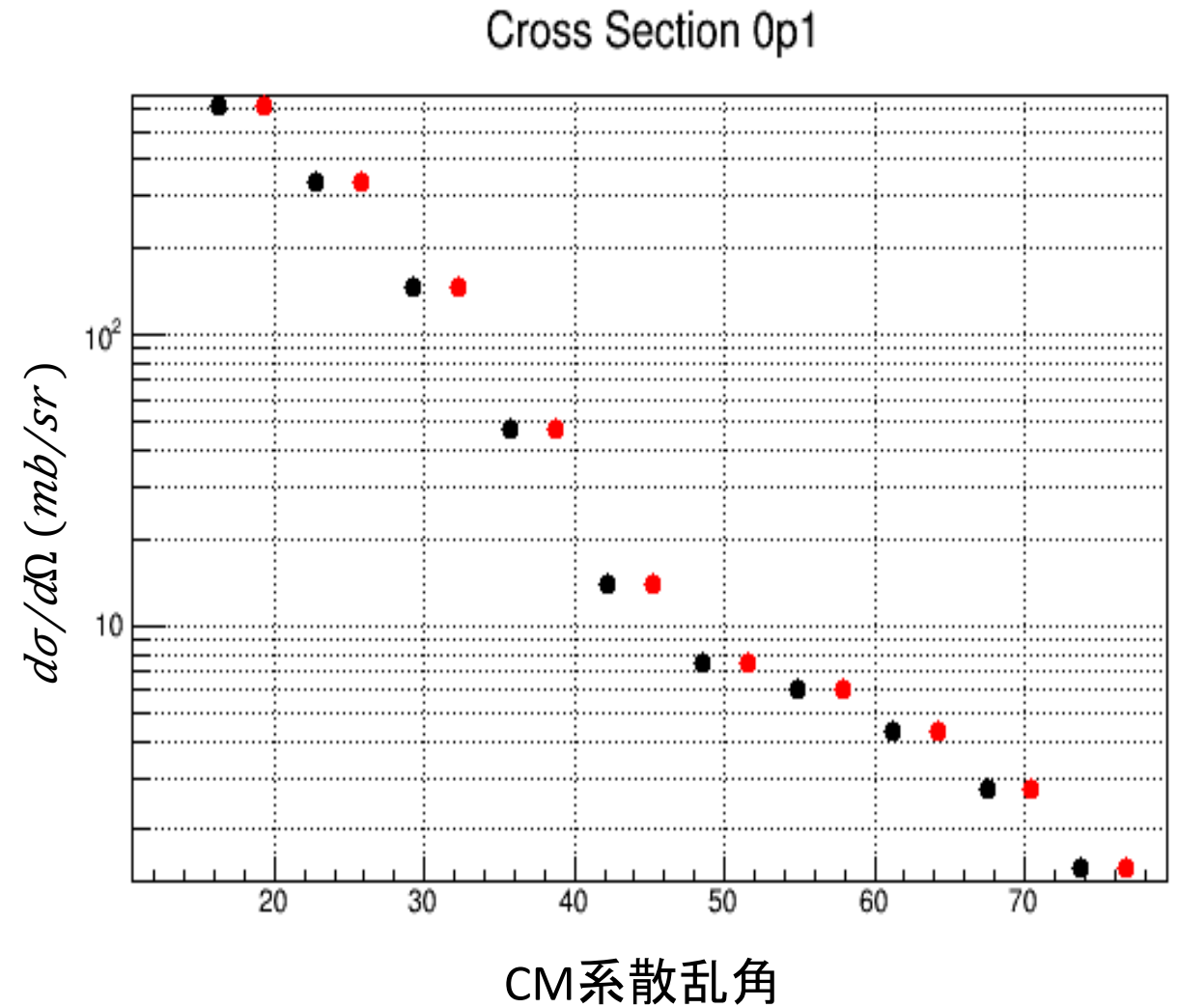
# ○efficiency

SWDCを用いて測定した断面積と  
Sciを用いて測定した断面積で  
SWDCのefficiencyを計算

Sciのefficiencyは100%と仮定



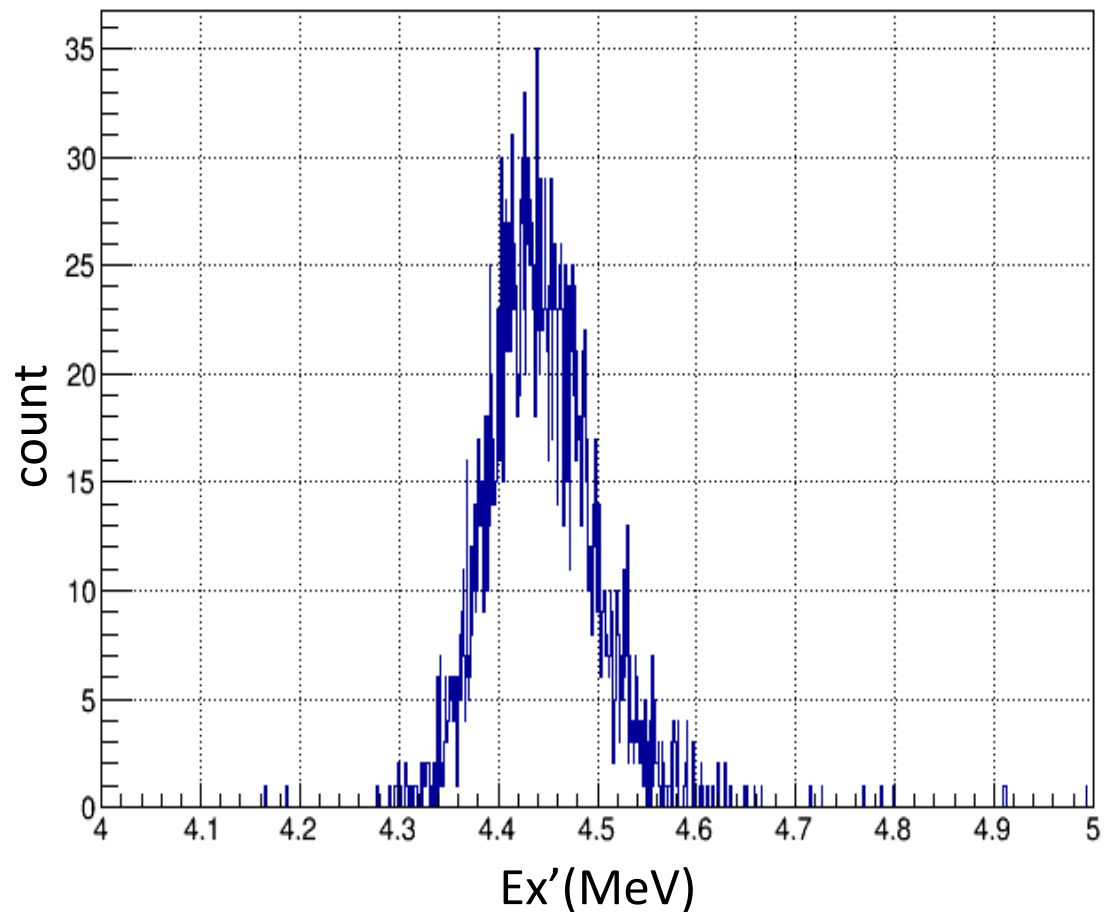
SWDCのefficiencyはほぼ100%



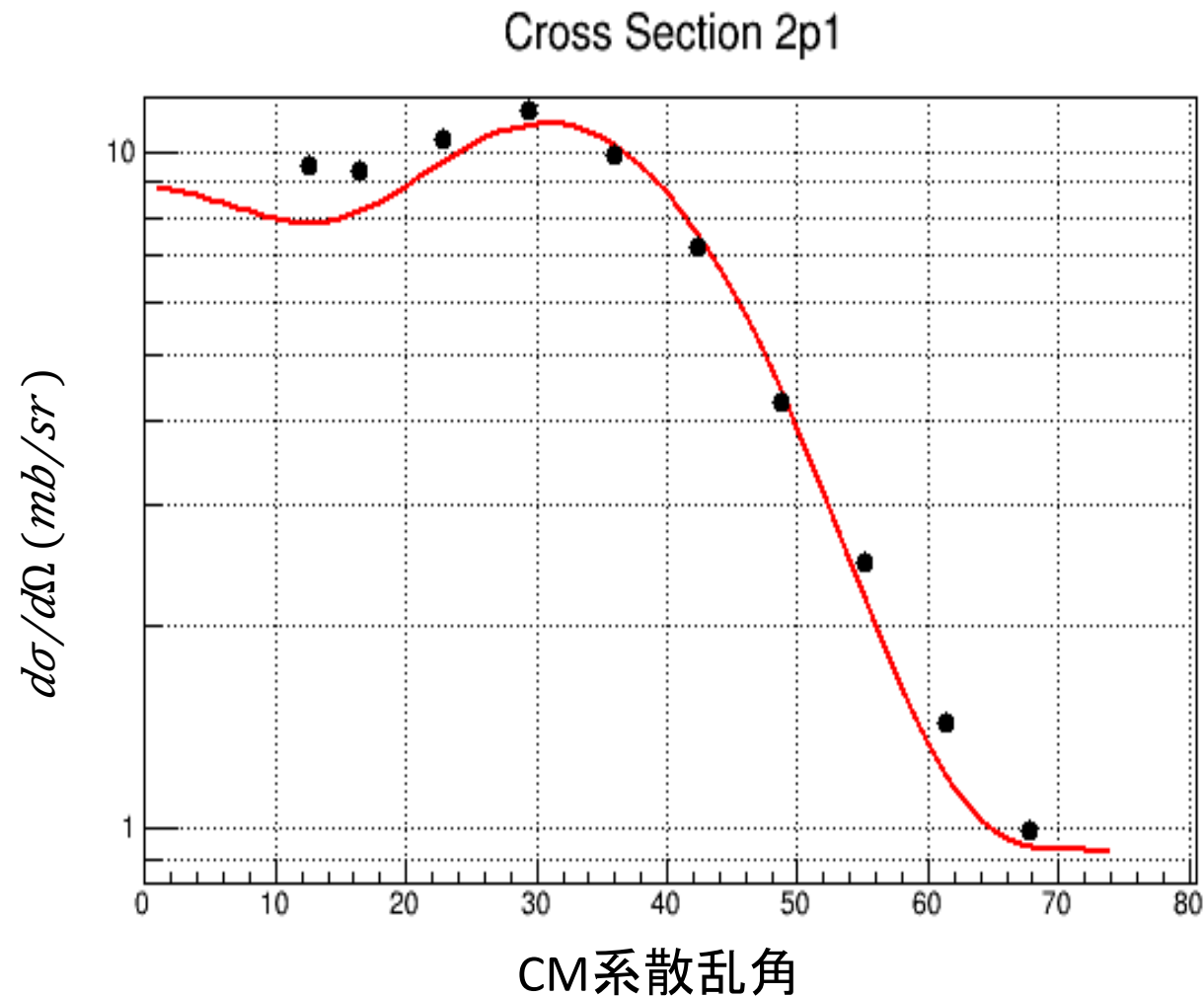
黒:SWDC 赤:Sci(3°ずらしてプロット)

# ◎ Cross section ( $2_1^+$ 4.44MeV)

Exのヒストグラムにバックグラウンドがないのでそのまま積分

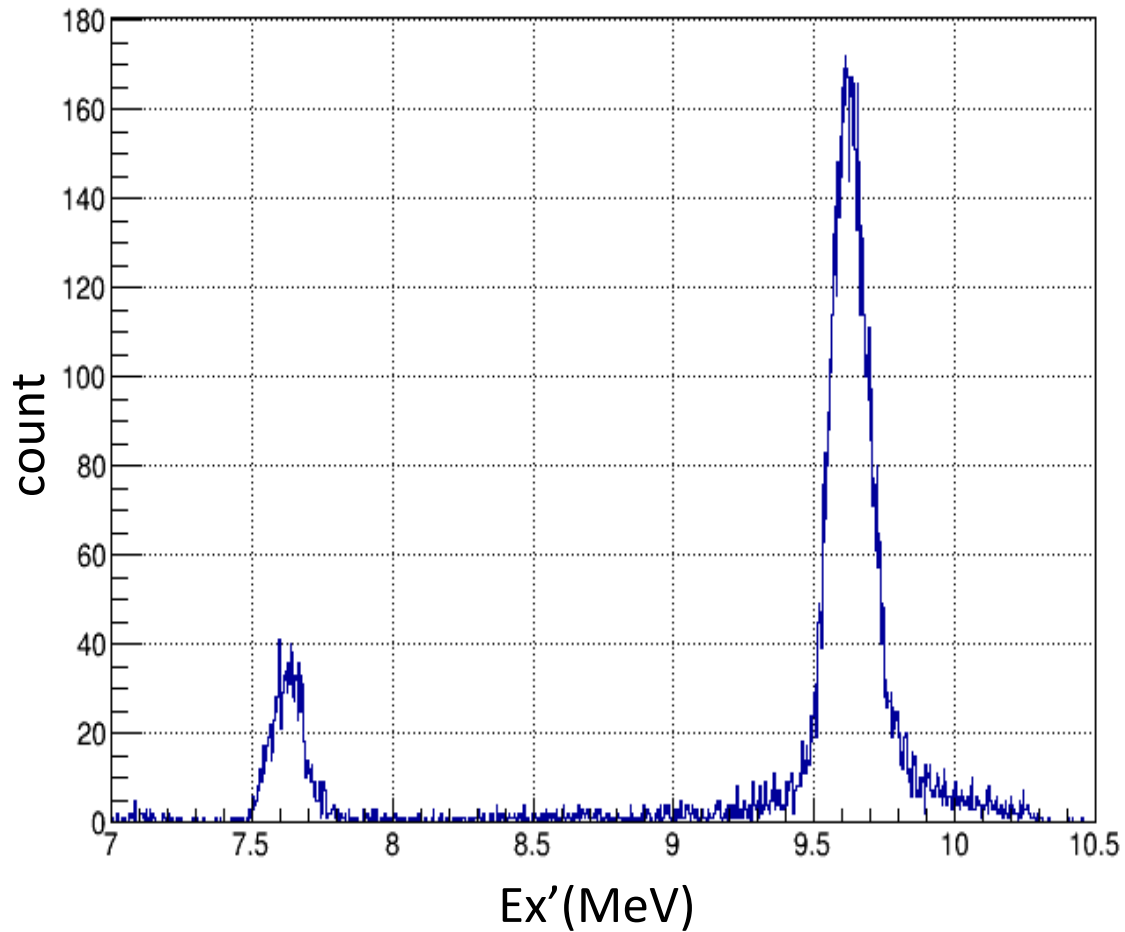


4.44MeV 散乱角69°



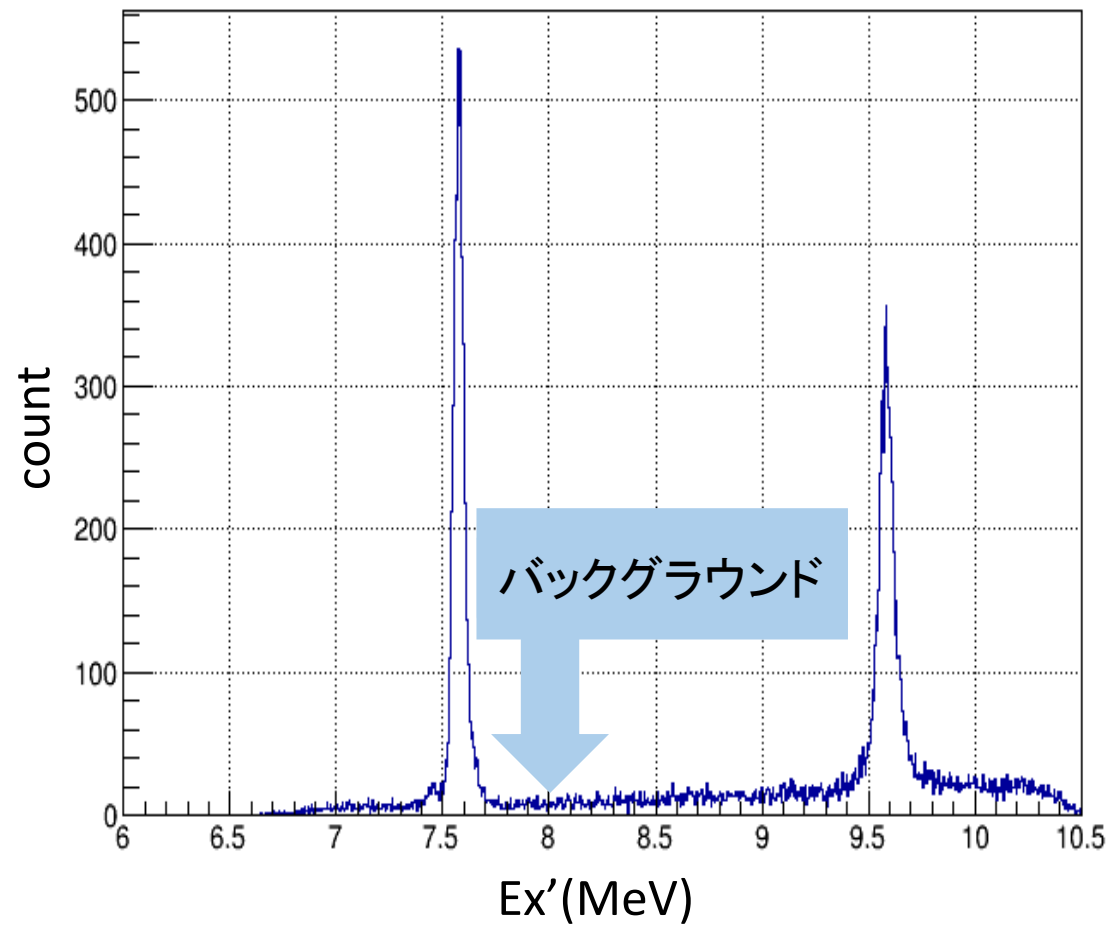
# ◎ Cross section( $O_2^+$ 7.65MeV)

Exのヒストグラムにバックグラウンドがないrunはそのまま積分



7.65MeV 散乱角 $69^\circ$

バックグラウンドがあるrunは fittingしてバックグラウンドを除く

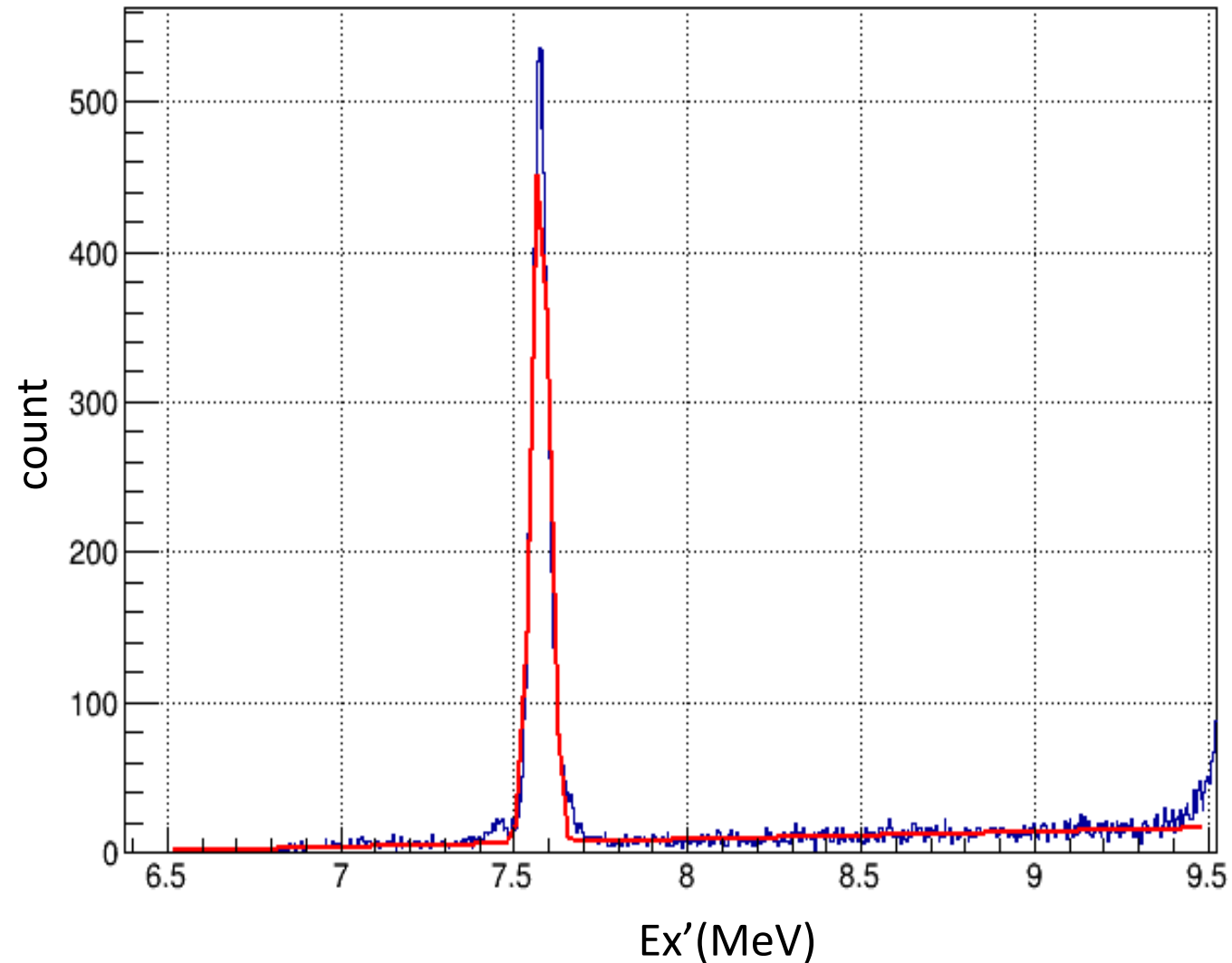


7.65MeV 散乱角 $11.5^\circ$

# ◎ Cross section( $O_2^+$ 7.65MeV)

直線+ガウシアンでfit

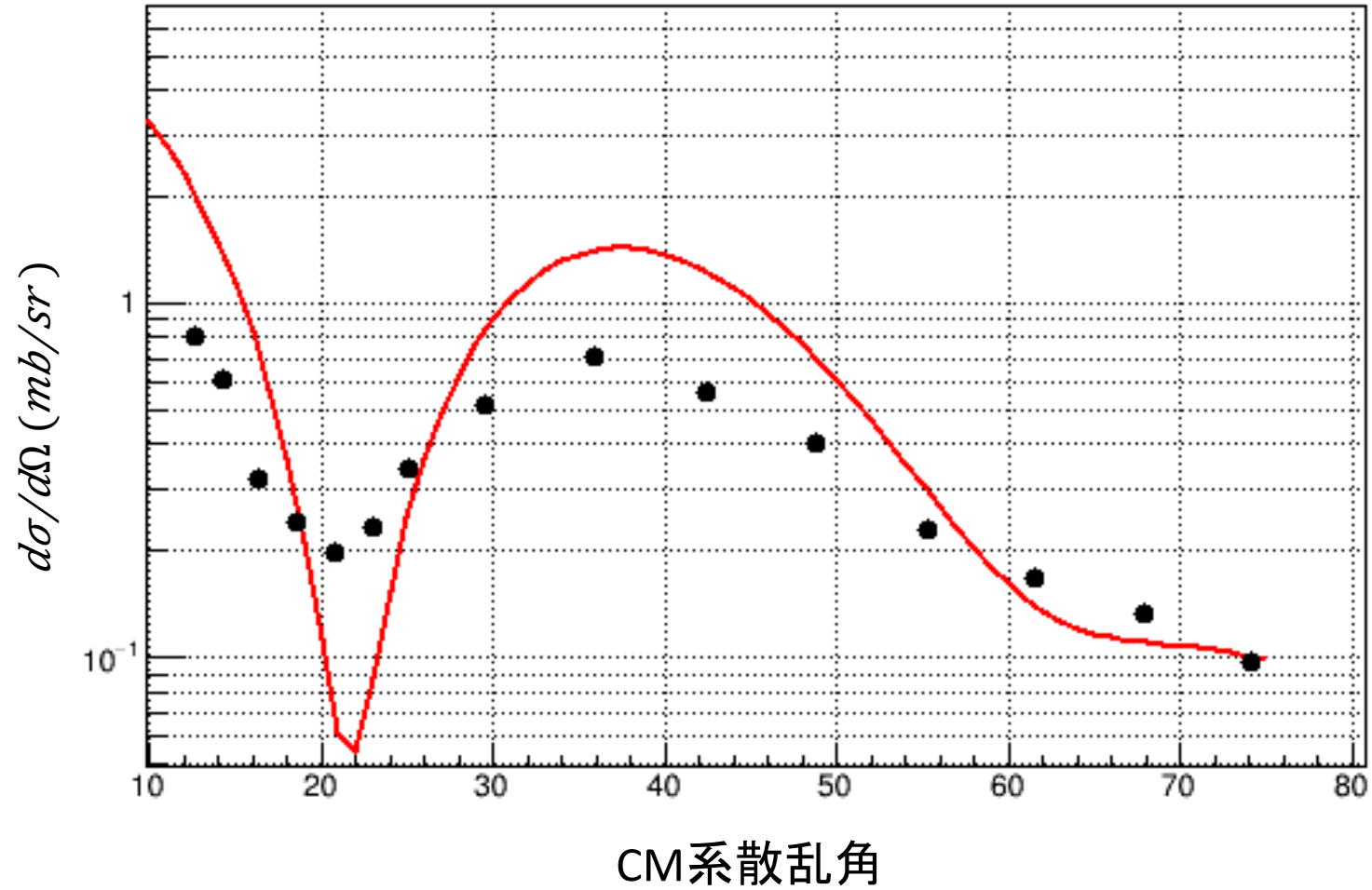
直線部分をバックグラウンドとして  
除く



7.65MeV 散乱角11.5°fit

# © Cross section( $O_2^+$ 7.65MeV)

Cross Section 0p2

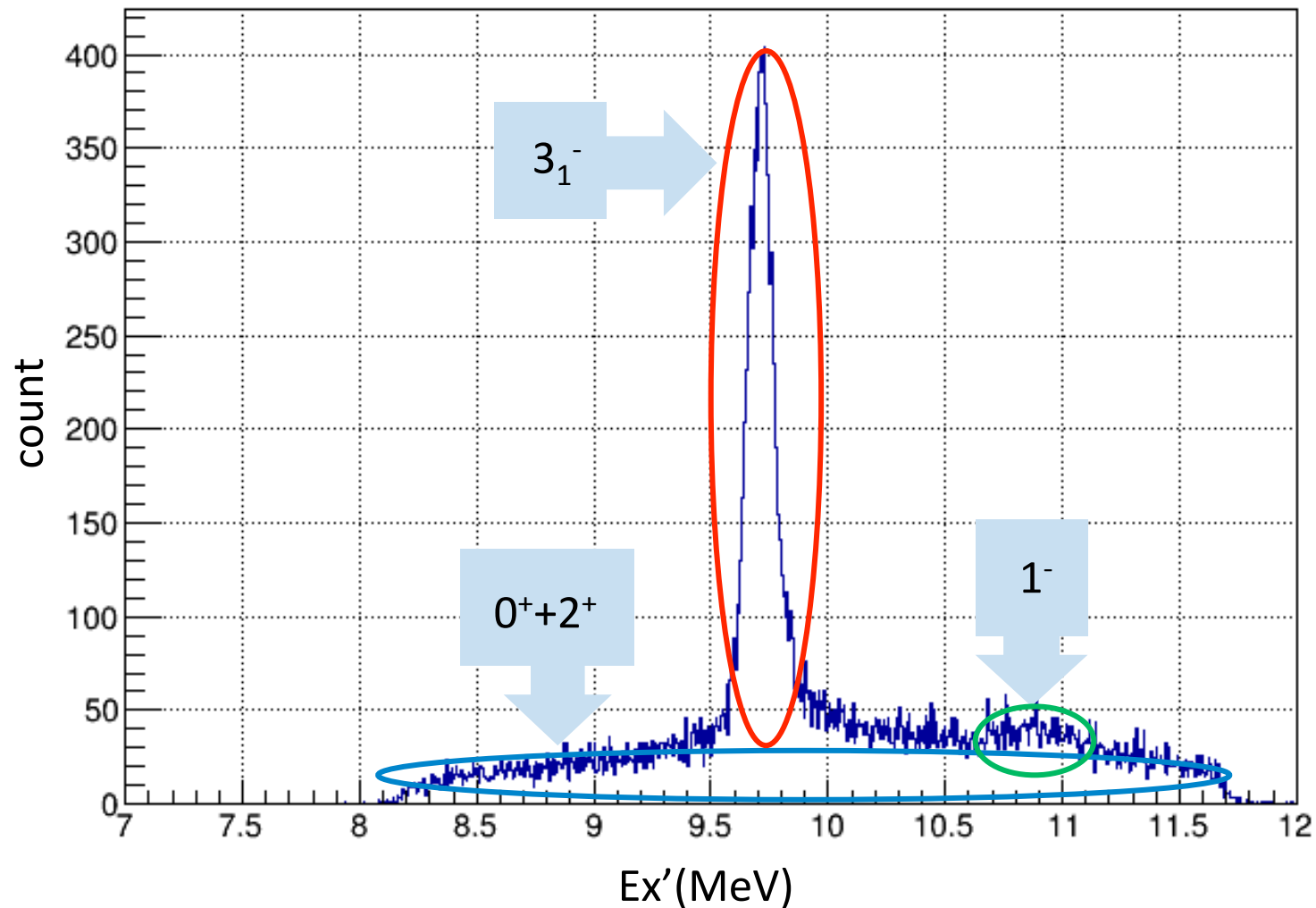


# ◎Cross section( $3_1^-$ 9.64MeV)

$3_1^-$ のpeakの下に $0^++2^+$ の山  
横に $1^-$ の山がある

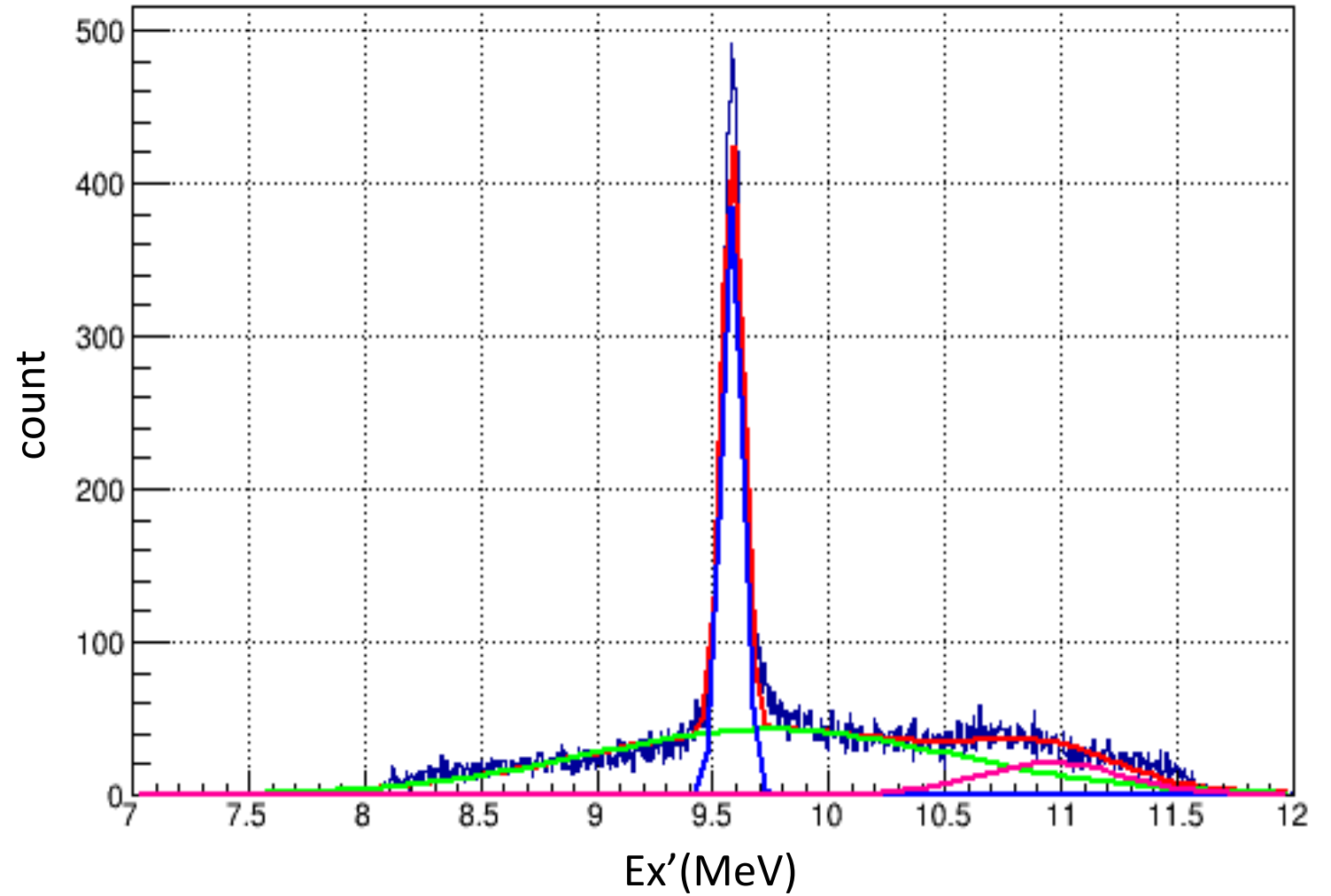


3つのガウシアンでfitting



9.64MeV 散乱角 $11.5^\circ$

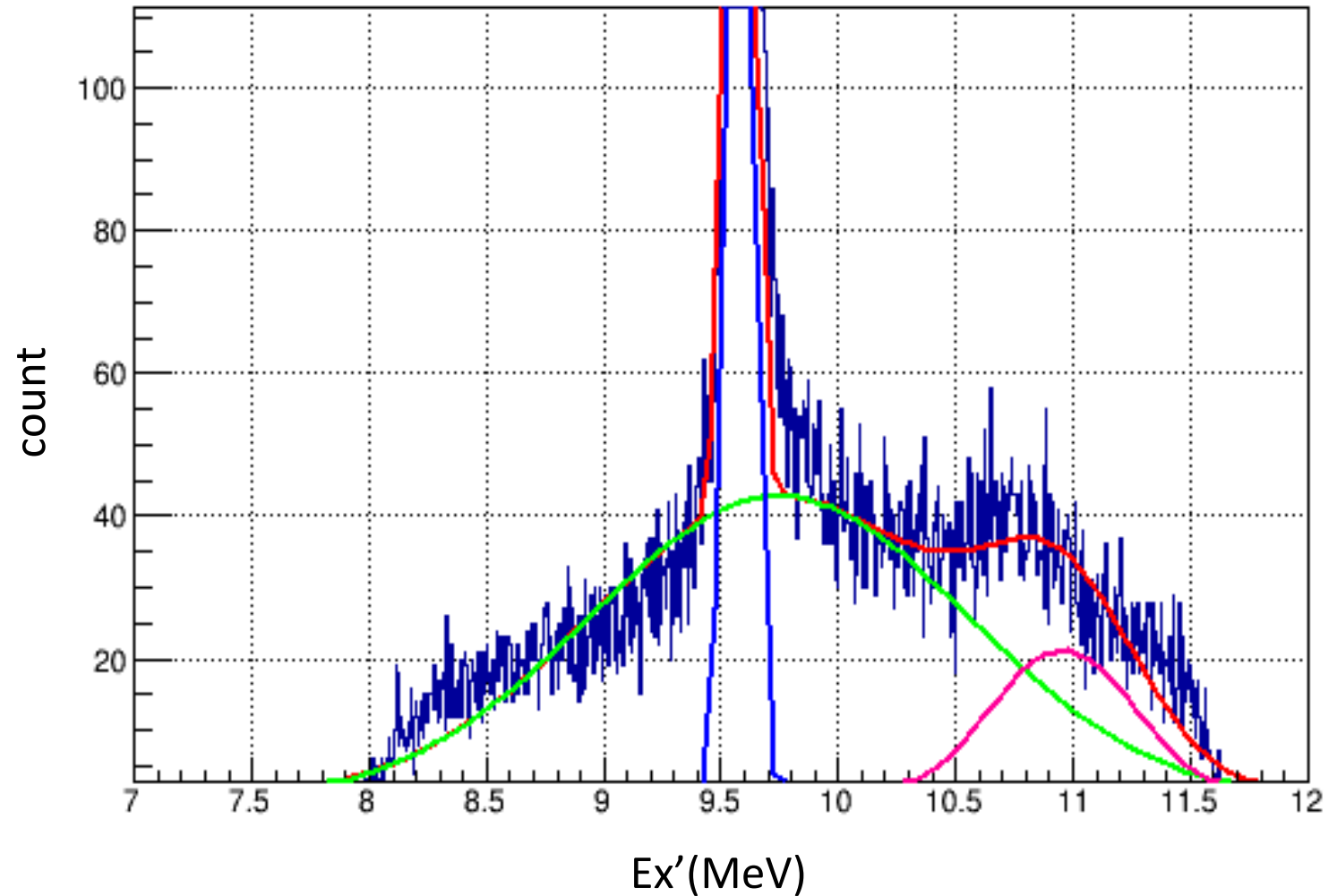
# ○ 3-gaus fit



9.64MeV 3-gaus fit

# ○ 3-gaus fit

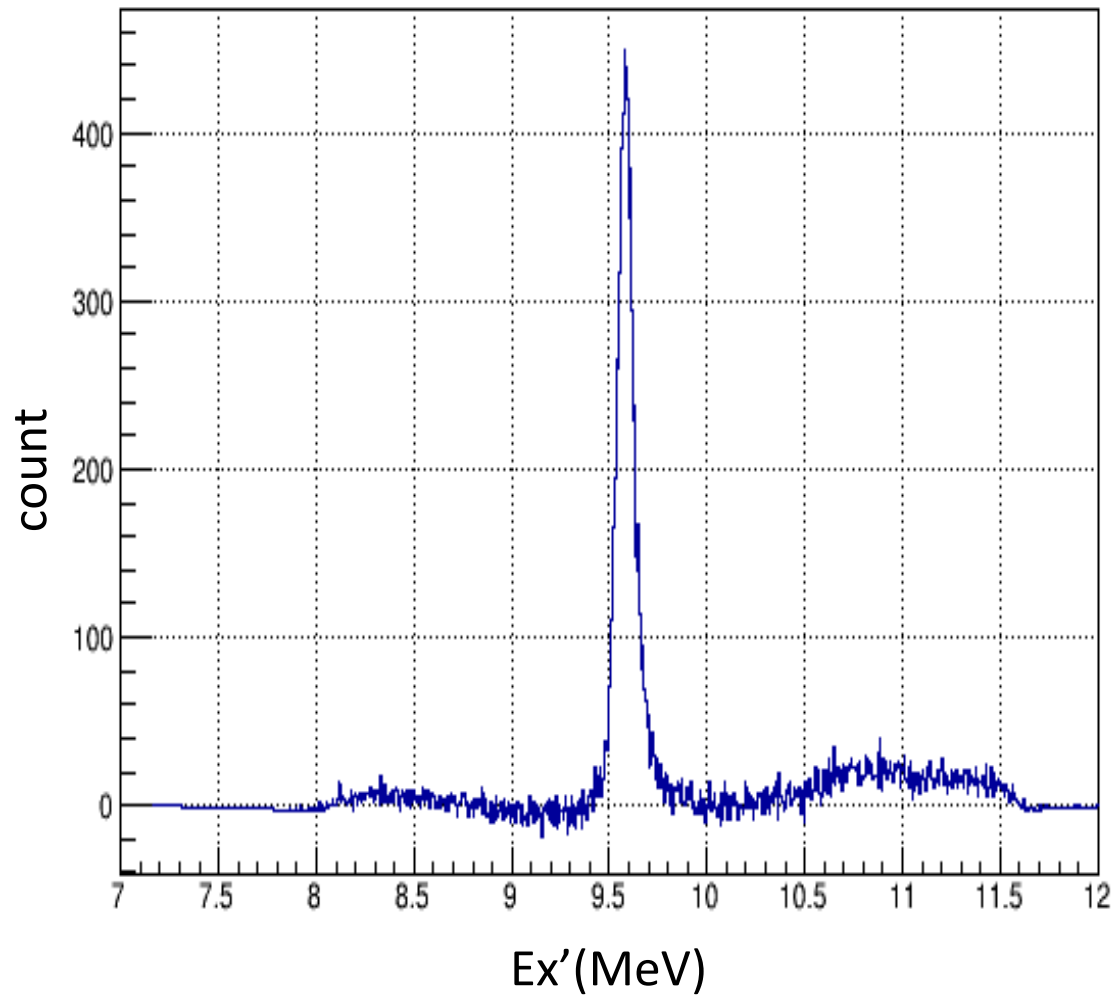
$3_1^-$ のyieldを求めるために  
 $0^++2^+$ の山(緑)を除いた  
ヒストグラムを作る



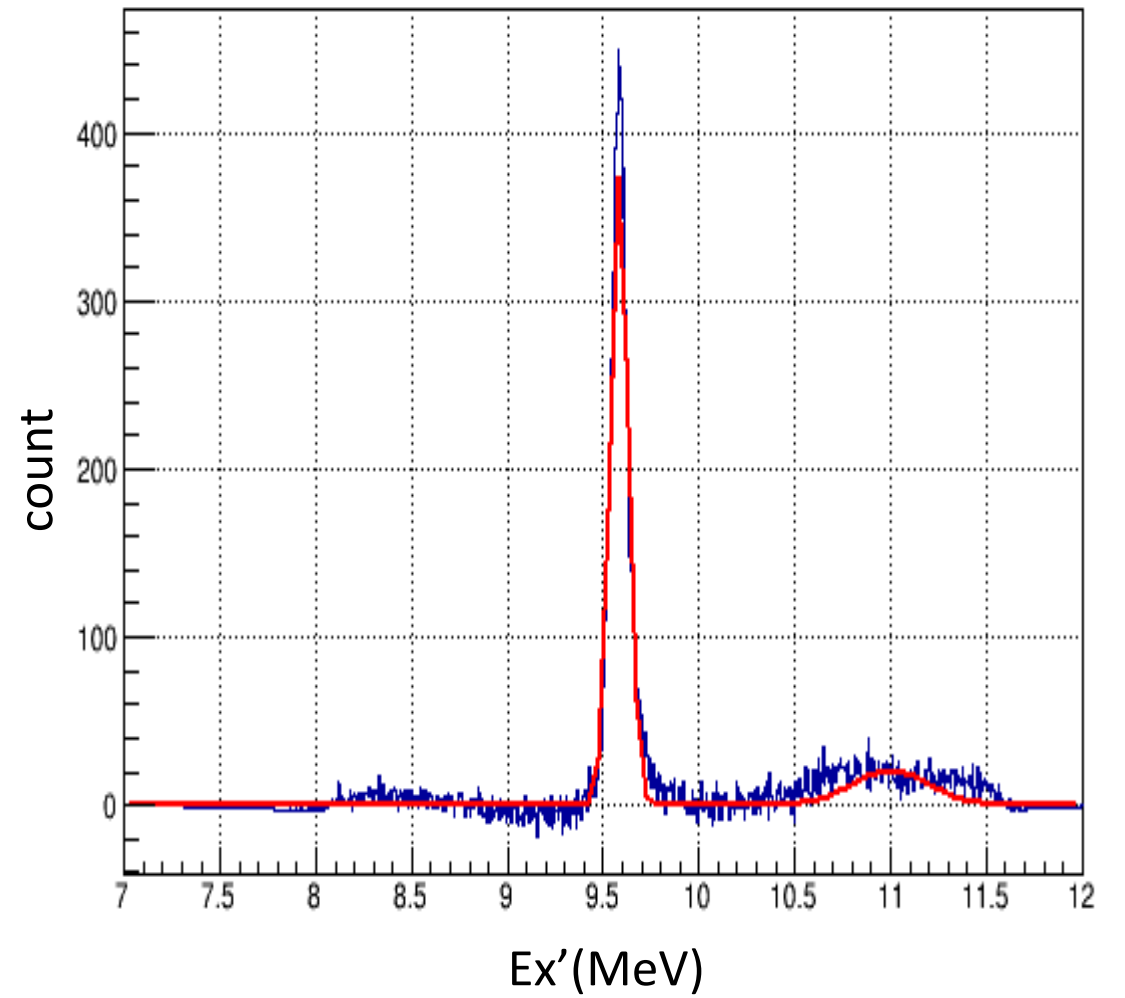
9.64MeV 3-gaus fit



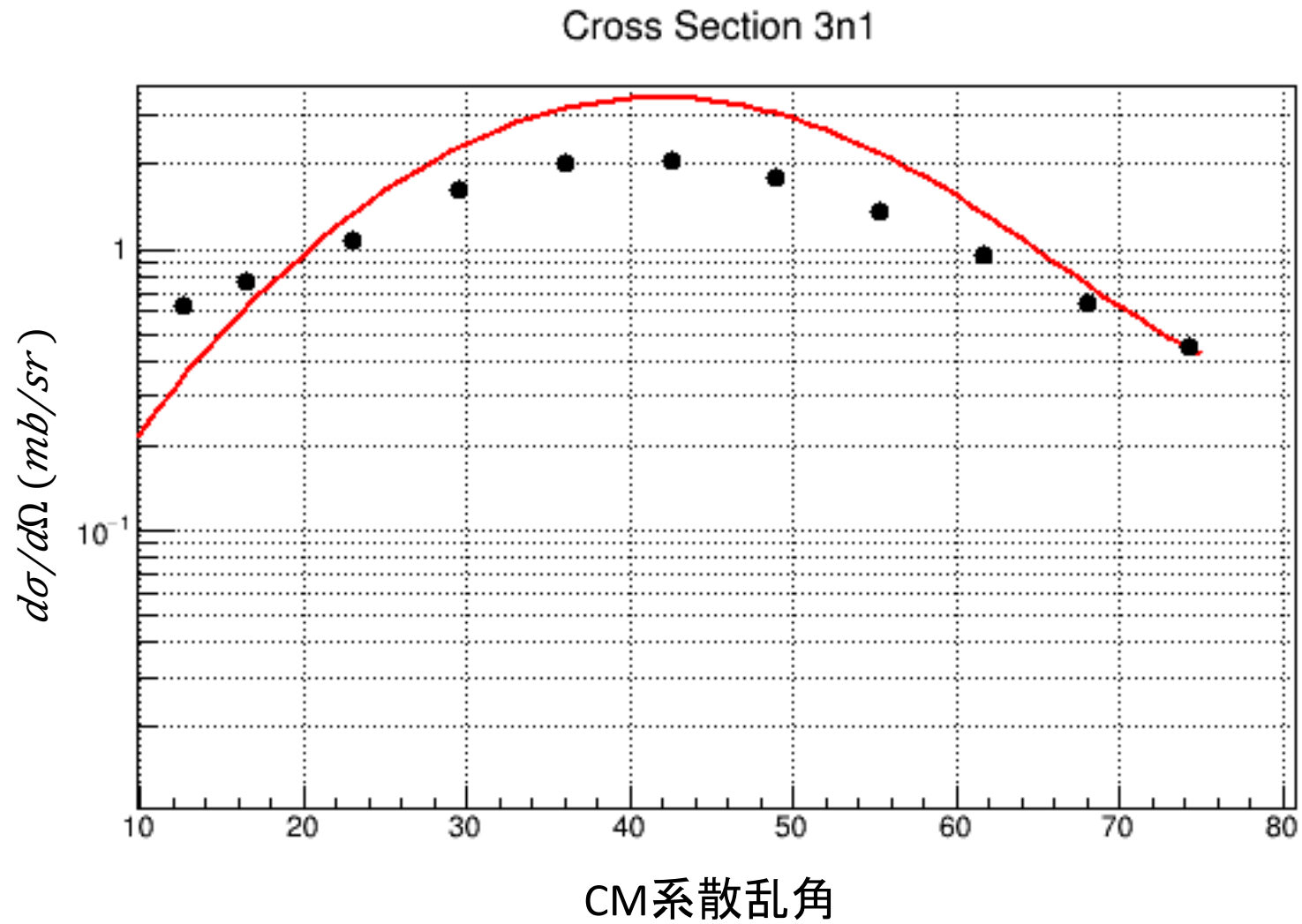
# ○ 3-gaus fit



$3_1^-$  の peak を fit して  $3\sigma$  の 範囲 を 積分 する

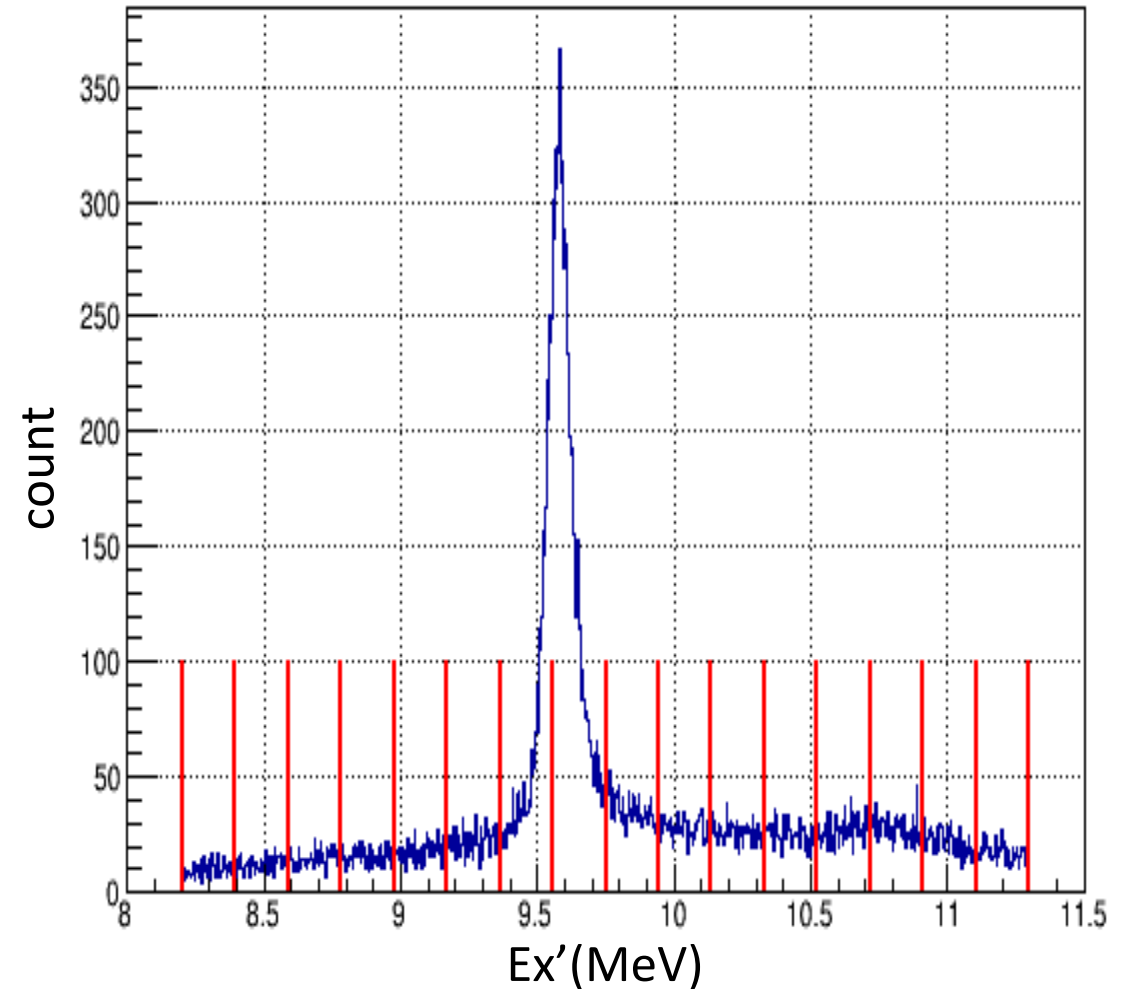


# © Cross section( $3_1^-$ 9.64MeV)



# ◎MDA(Multipole Decomposition Analysis)

- ◆ 励起スペクトル( $E_x$ )をあるエネルギー幅で分解し、それぞれの部分ごとに断面積を計算
- ◆ それぞれの断面積に含まれている要素ごとの断面積の計算値・実験値でフィッティング
- ◆ フィッティング結果から要素ごとの含まれている割合がわかる



9.64MeV 散乱角11.5°

# ○ $Ex$ の acceptance

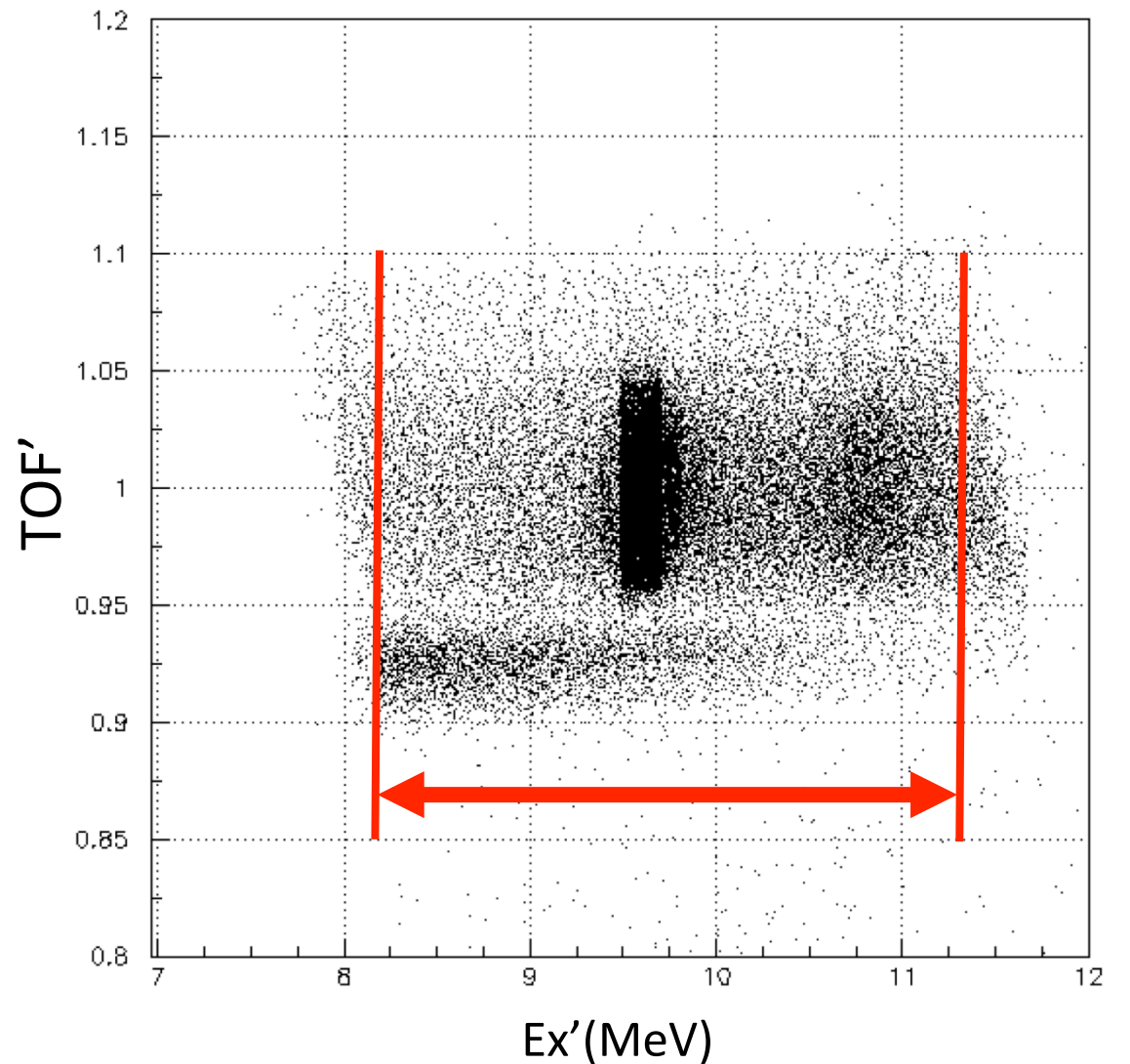
$Ex$  の端の部分 ( $x$  の端の部分) はその位置にくるべき全ての粒子を観測できているかわからない



acceptance を設定し、それより外側のイベントは見ないことにする

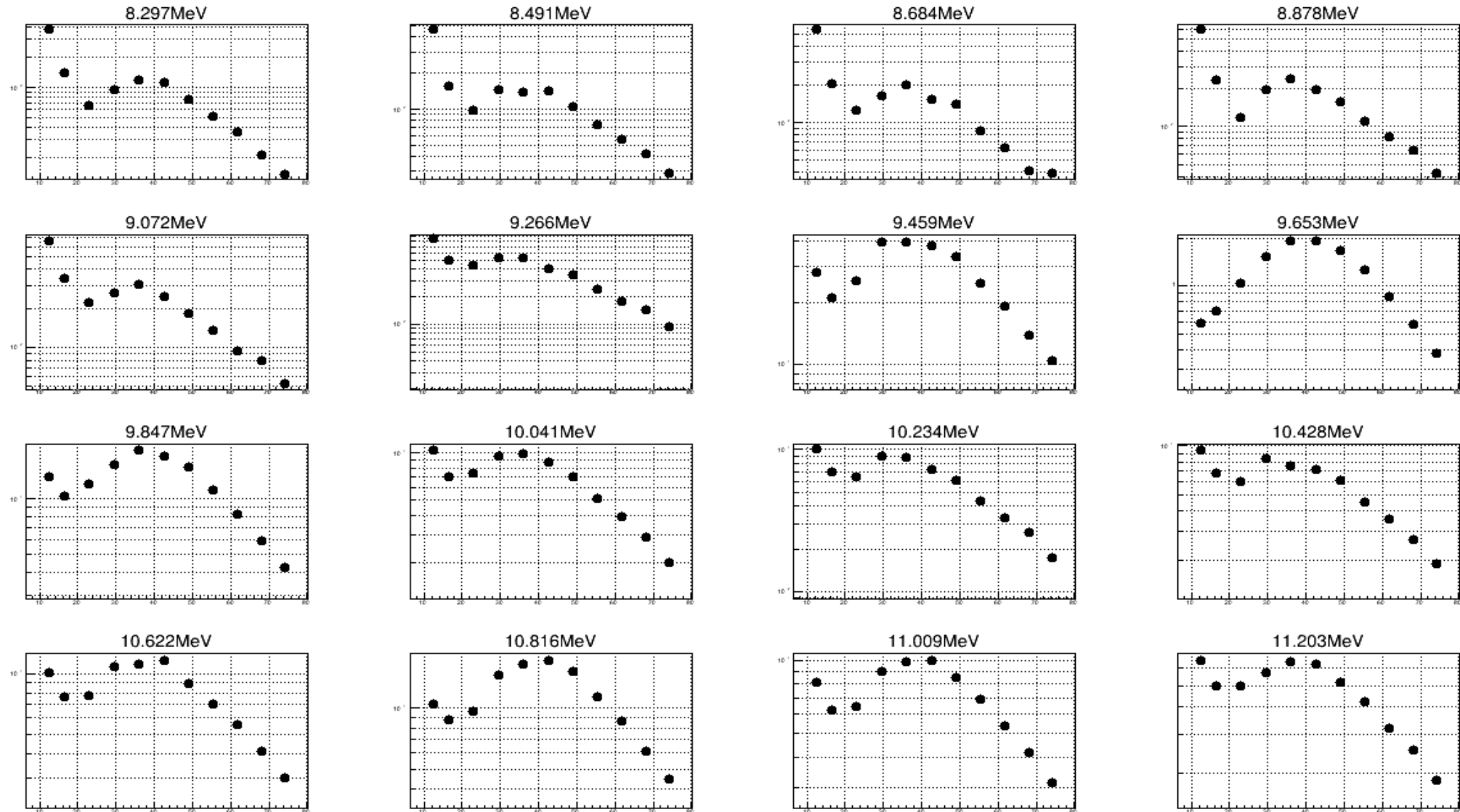
acceptance は補正した TOF vs 補正した  $Ex$  の図から、全てのイベントを観測できている端を選んで設定

$$8.2 < Ex_{col} < 11.3$$



# © MDA cross section

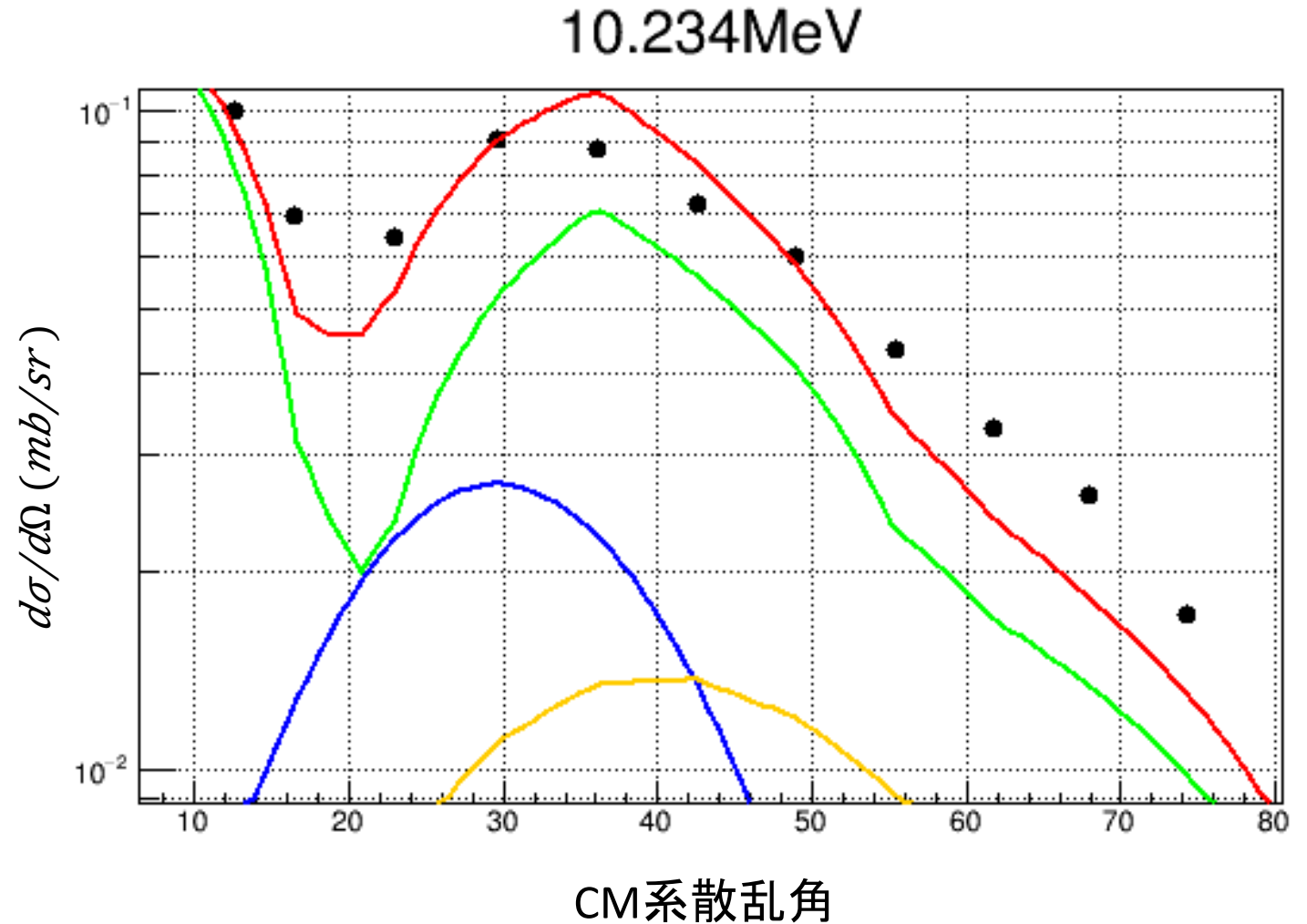
$d\sigma/d\Omega$  (mb/sr)



CM系散乱角

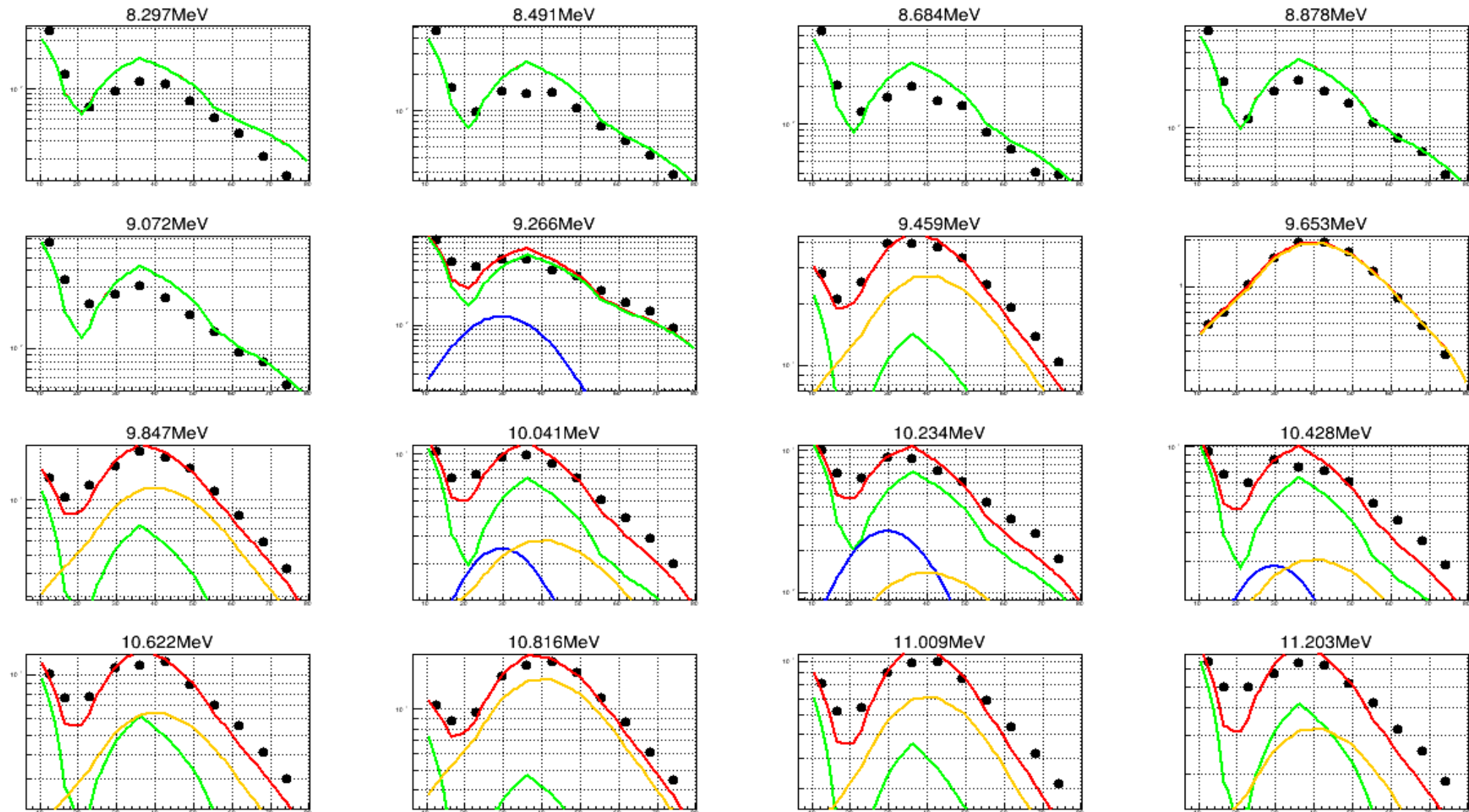
# ◎MDA fit

- $0_2^+, 2_2^+, 3_1^-$  の3つの断面積でfit
- $0_2^+, 3_1^-$  の断面積は今回の実験データを使用(緑、黄)
- $2_2^+$  の断面積は伊藤さんの計算結果を使用(青)



# © MDA cross section

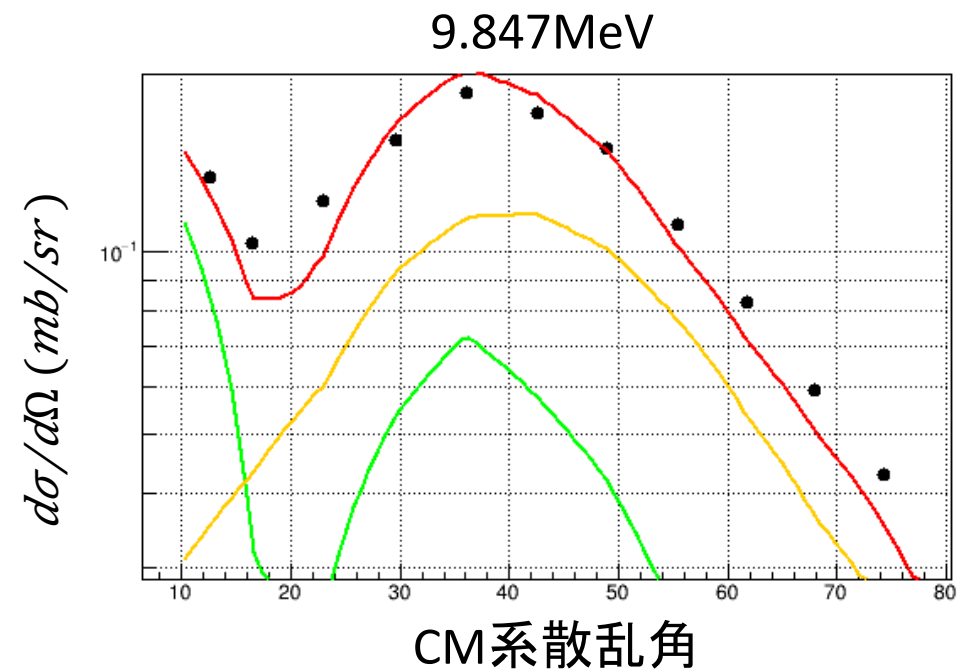
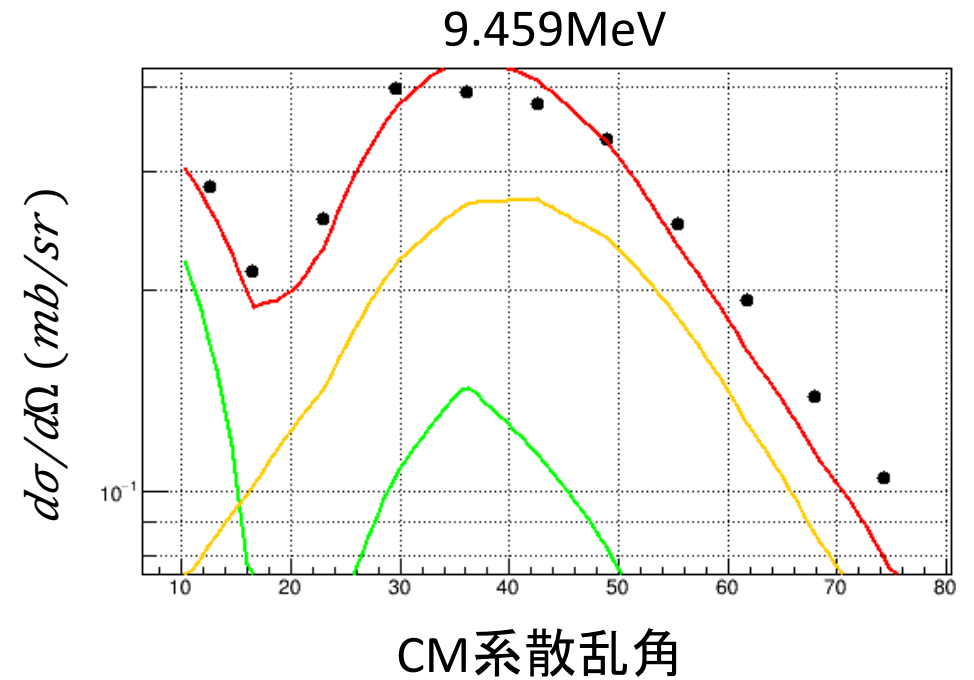
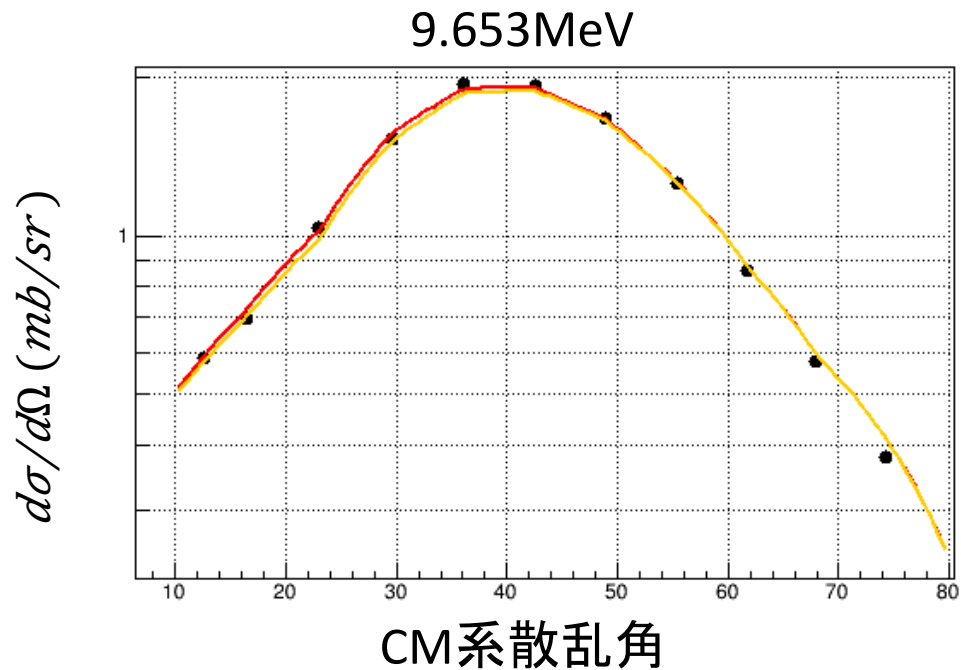
$d\sigma/d\Omega$  (mb/sr)



CM系散乱角

# ◎ MDA cross section

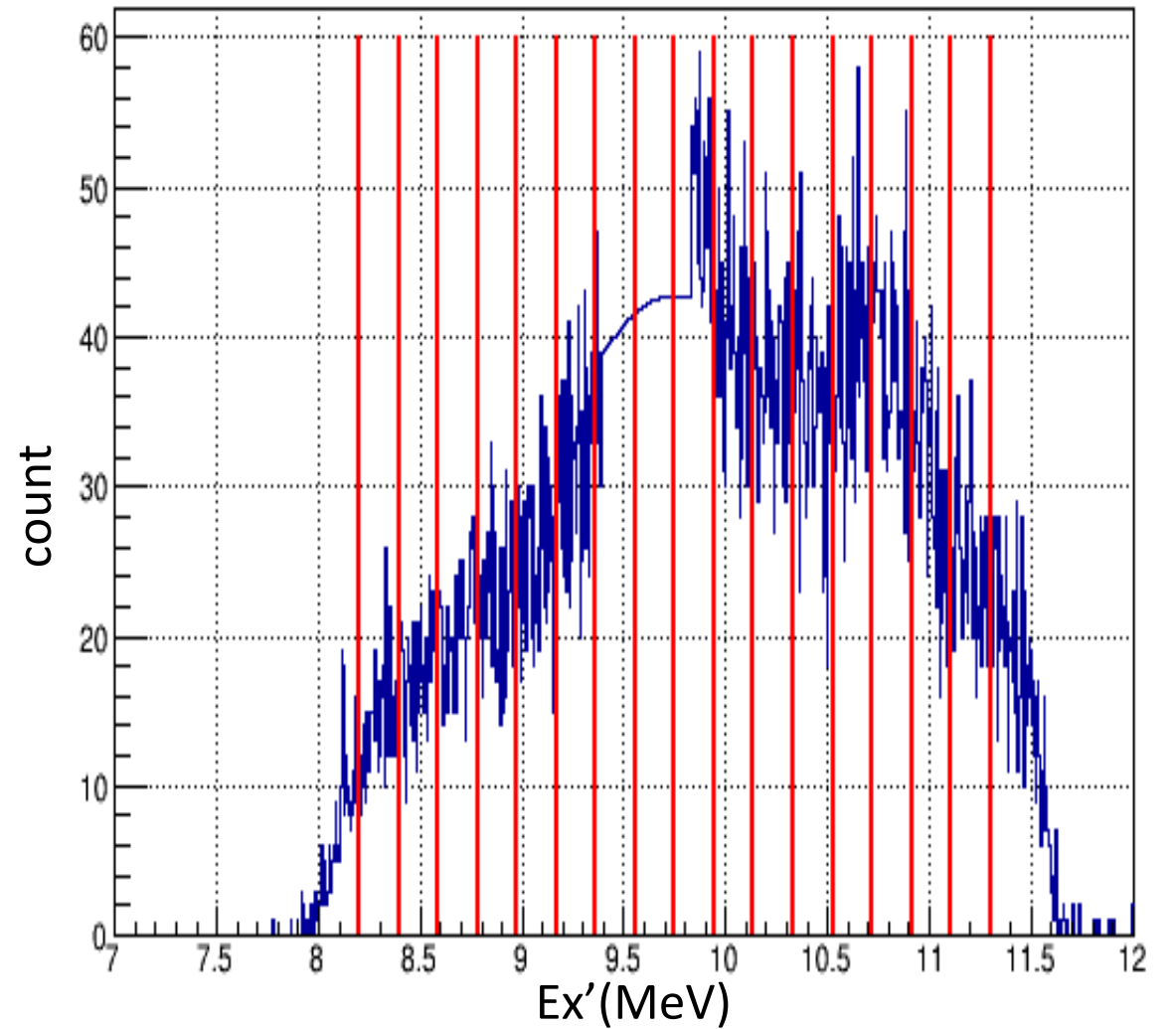
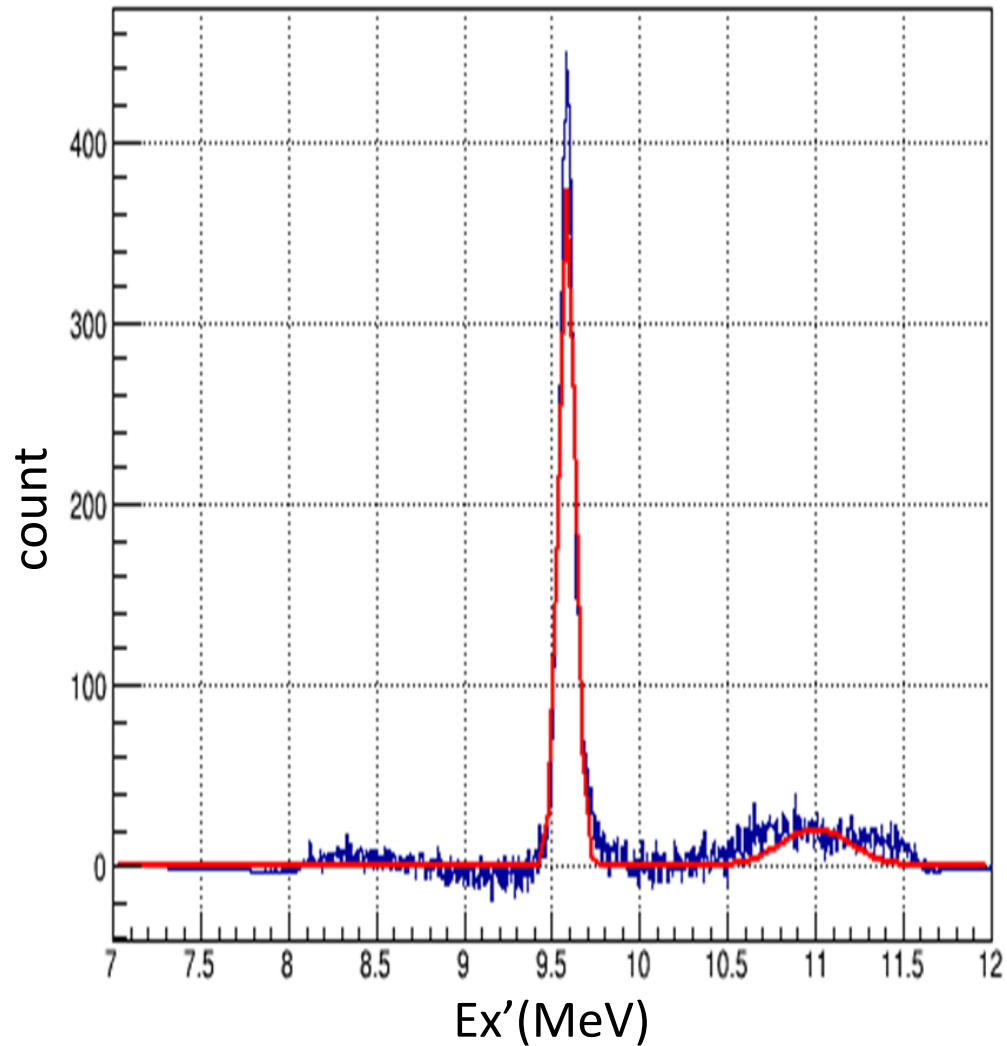
$3_1$  が大きすぎてよくわからない



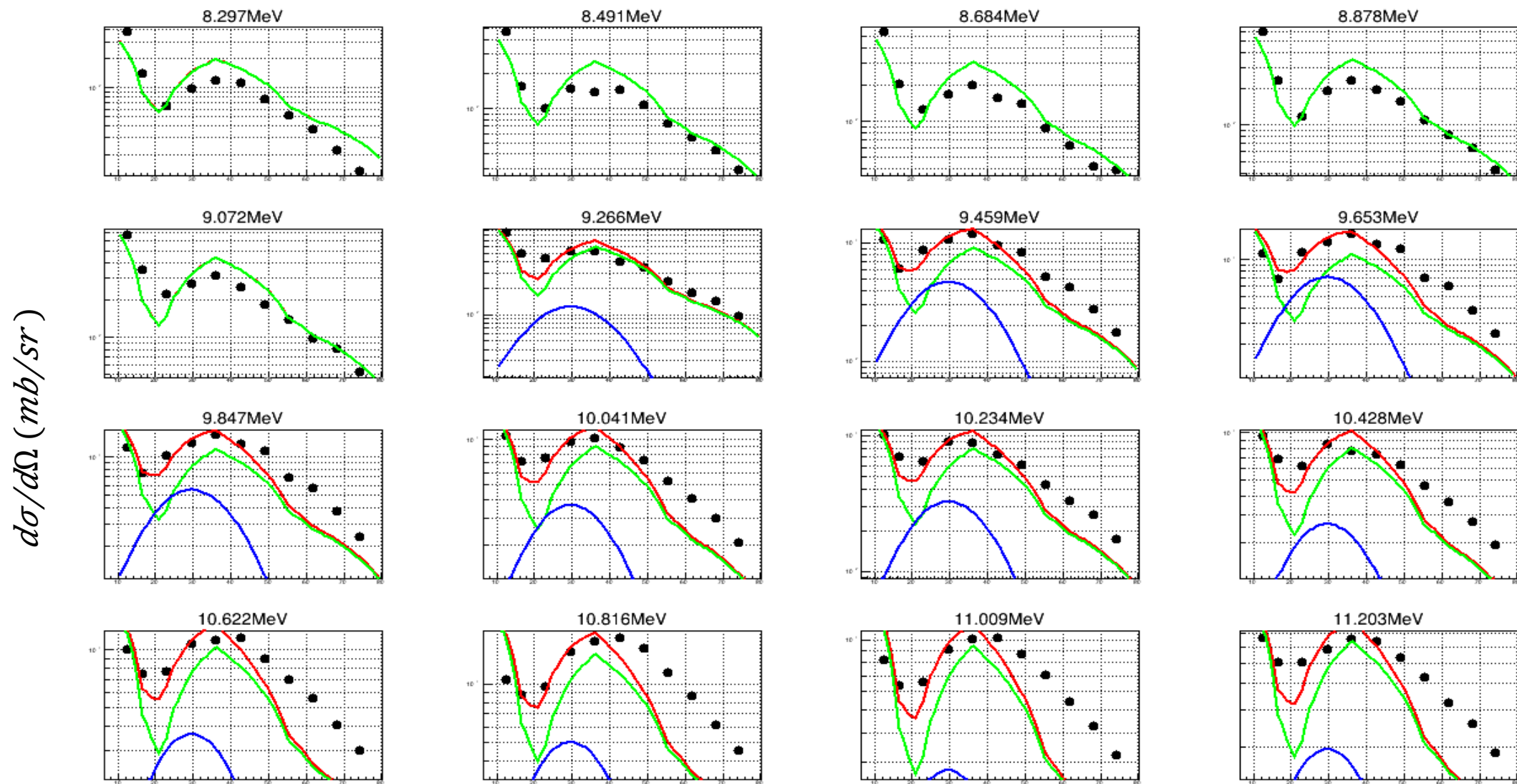


# ◎ MDA cross section

$3_1^-$ を除いたヒストグラムでMDAを行う



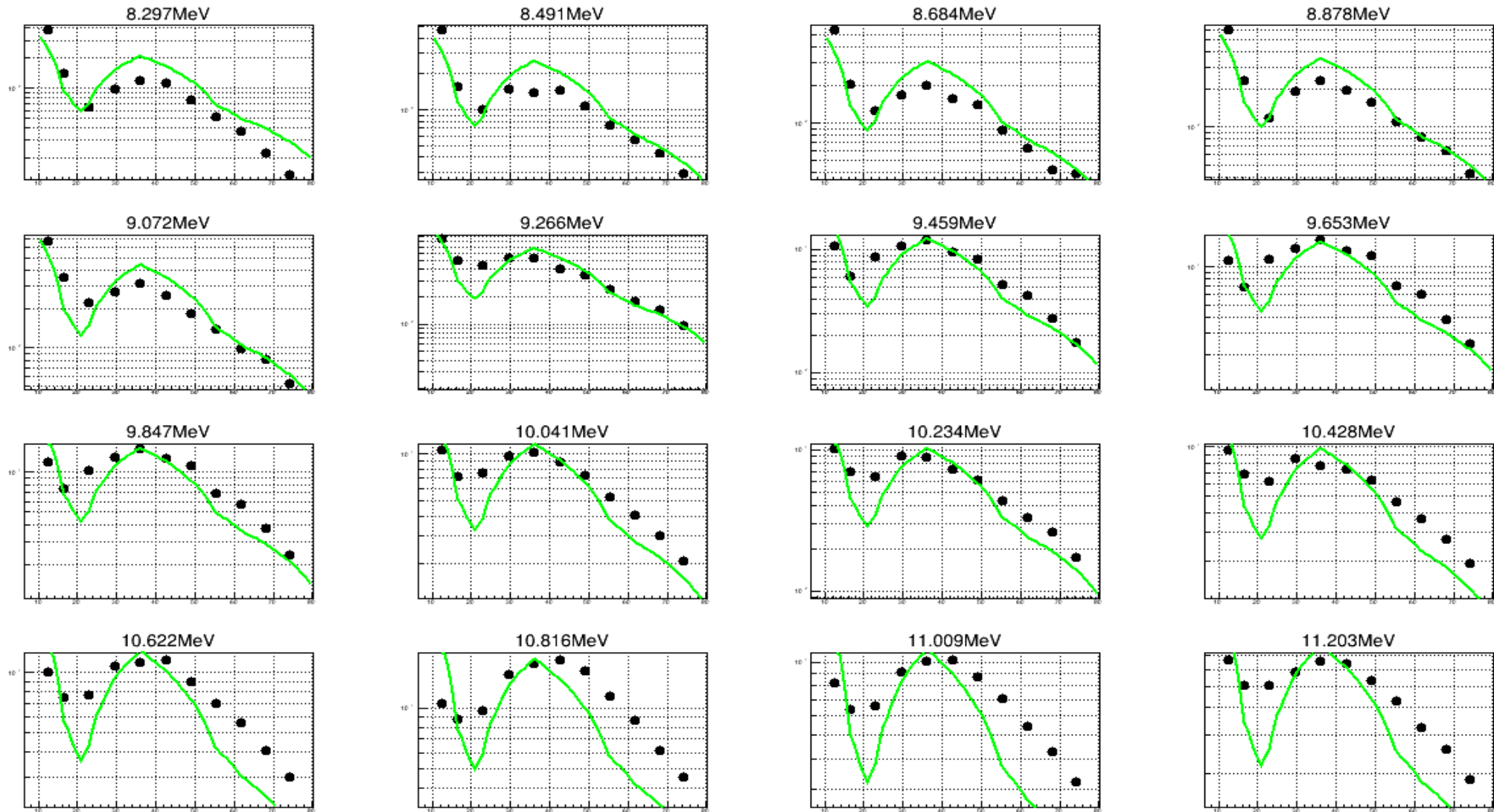
# © MDA cross section ( $3_1^-$ subtraction)



CM系散乱角

# ◎ MDA cross section ( $3_1^-$ subtraction $2_2^+$ なし)

$d\sigma/d\Omega$  (mb/sr)



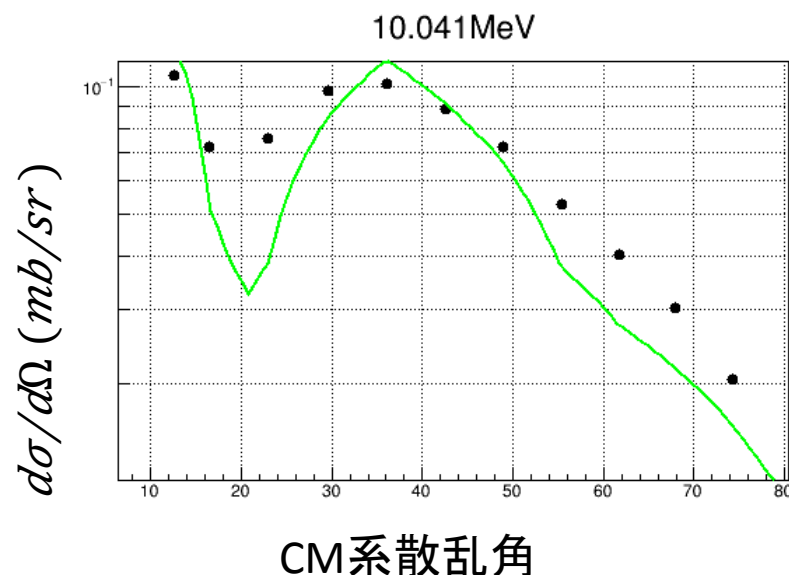
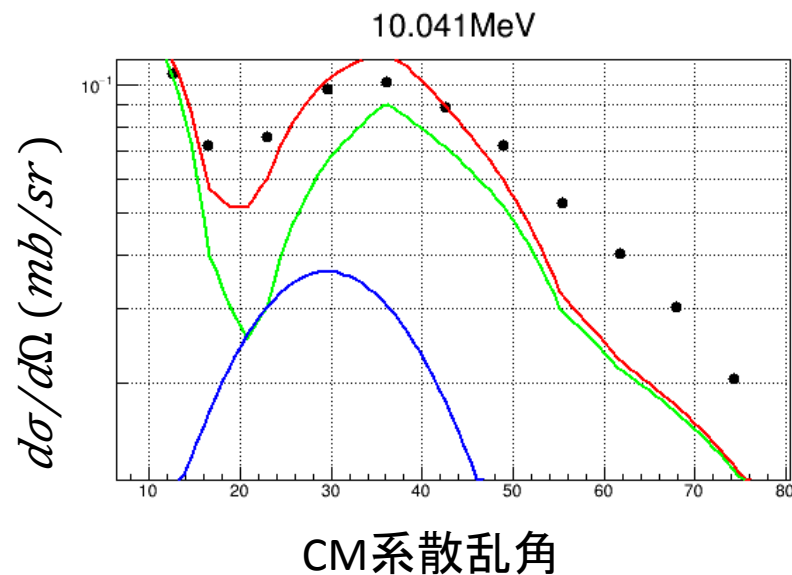
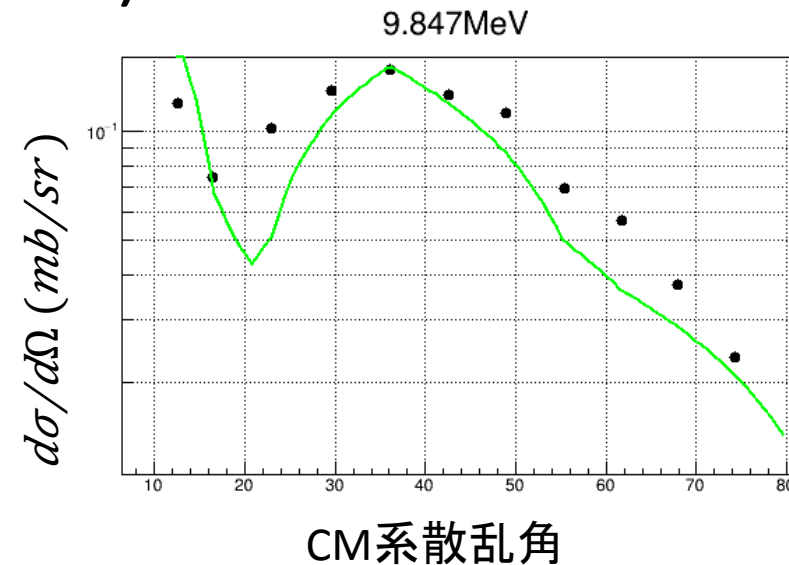
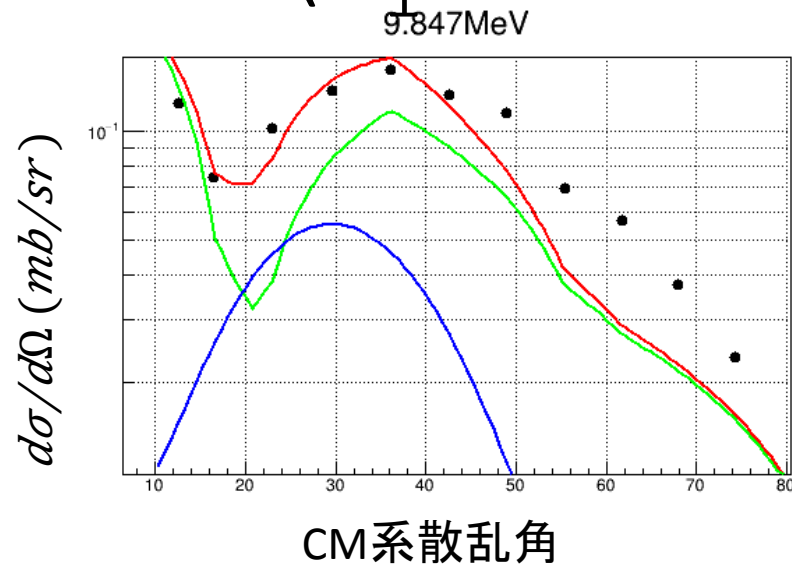
CM系散乱角

# ◎ MDA cross section ( $3_1^-$ subtraction)

$2_2^+$ がないとうまく  
fitできない



$2_2^+$ が存在する



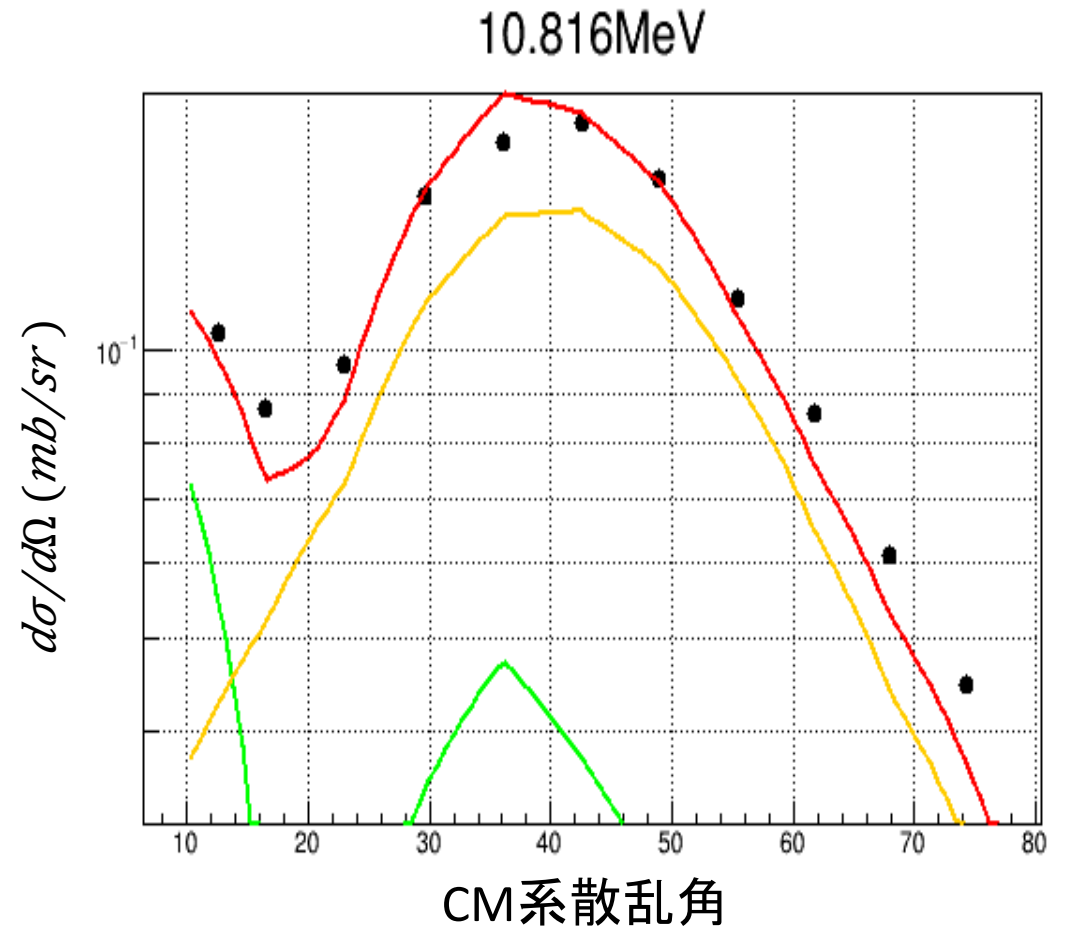
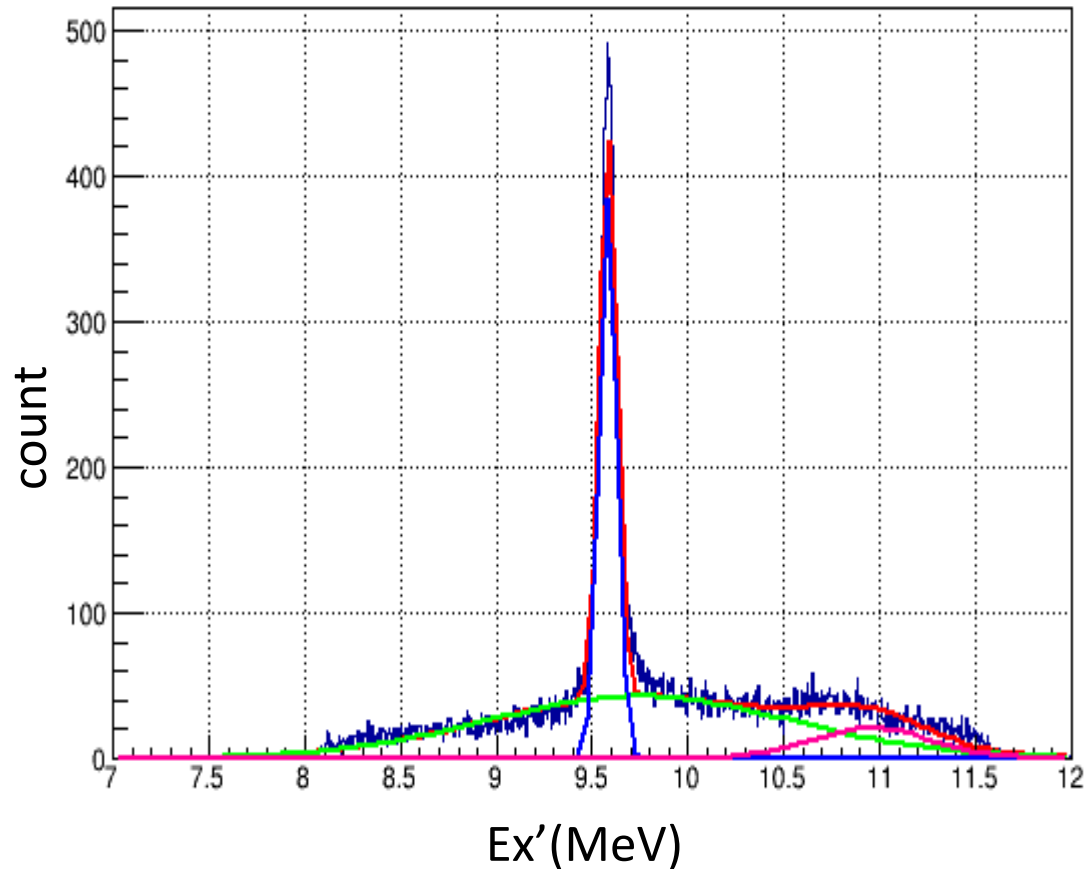
## ◎まとめ

- ◆ 弾性散乱、 $2_1^+$ 、 $0_2^+$ 、 $3_1^-$ の断面積が測定できた  
⇒理論計算と山谷の位置があっている
  
- ◆  $2_2^+$ が存在することが確認できた  
⇒ $2_2^+$ の断面積が求められる

# ◎今後

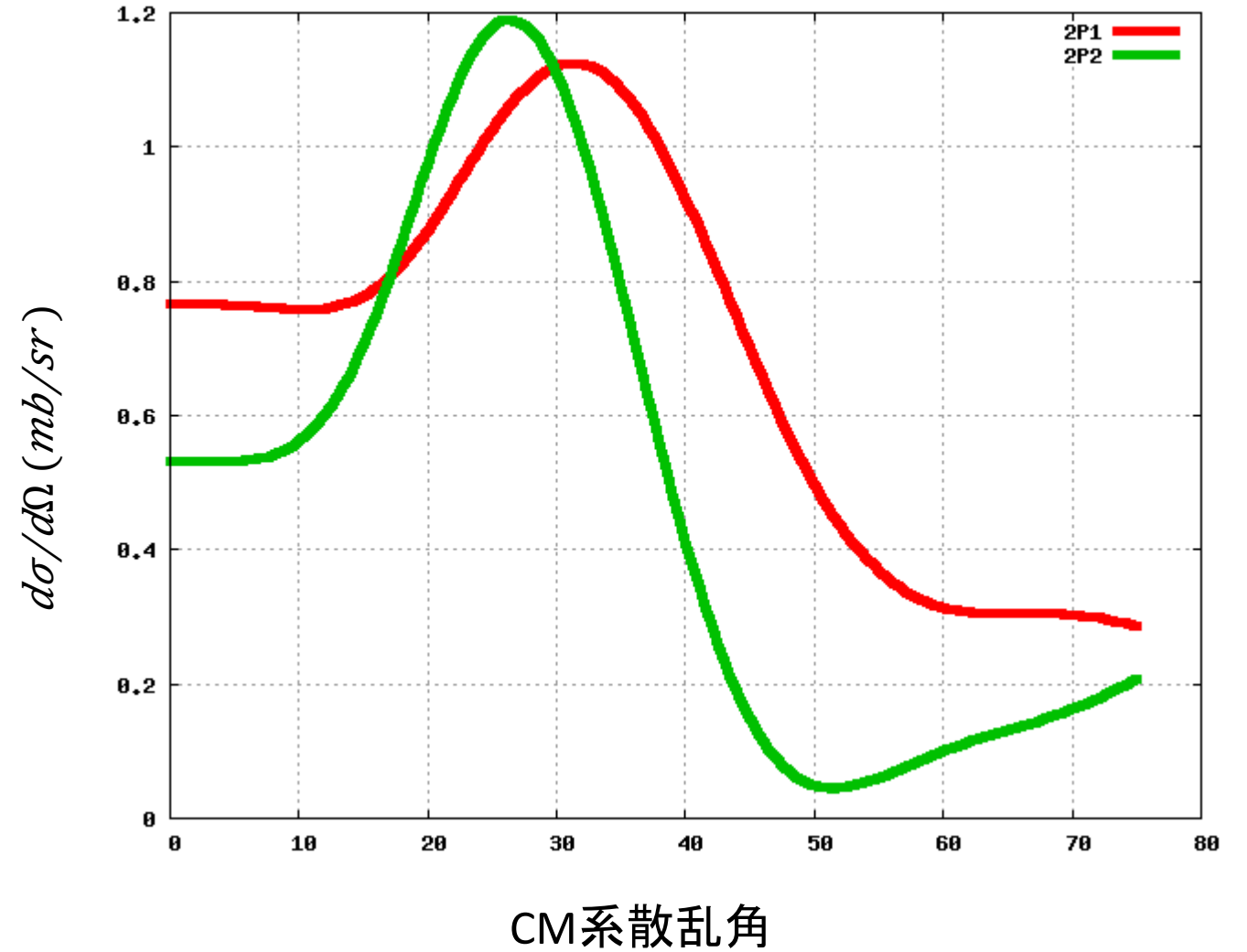
1-の断面積が欲しい

- 1-のピークが存在する
- 1-のエネルギー範囲でfitがうまくいかない



# ◎今後

- $2_2^+$ の断面積を求める
- $2_1^+$ の断面積と比較
- $2^+$ の半径を変えながら解析する



実験前に行った理論計算(赤: $2_1^+$  緑: $2_2^+$ )