

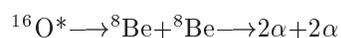
# <sup>16</sup>O 原子核の鎖状構造の探索

庄司      中津川      廣岡      渡邊

2003年11月7日

# 概要

我々は原子核の形状を見たいと思い、 $^{16}\text{O}$  原子核の変形した励起状態をつくる実験を行った。  
用いた反応は  $^{12}\text{C}(^6\text{Li},d)^{16}\text{O}$  である。次の反応



によって  $^{16}\text{O}$  の励起状態が崩壊して出てくる2つの  $\alpha$  粒子と deuteron を coincidence 測定することによって、その励起状態の慣性モーメントを求め、形状について考察しようというものである。

時間の都合上、十分なデータが得られず、慣性モーメントを求めるために必要な角分布を計測するには至らなかった。

# 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>3</b>
1.1	目的	3
1.2	動機	3
1.3	実験の立案	3
<b>2</b>	<b>理論</b>	<b>5</b>
2.1	クラスター模型	5
2.2	回転バンド	5
2.3	角運動量と角分布	6
<b>3</b>	<b>実験</b>	<b>10</b>
3.1	beam、target、detector	10
3.2	実験の手順	11
3.3	実験の方法	12
3.4	detector の較正	15
<b>4</b>	<b>結果・解析</b>	<b>22</b>
4.1	データ	22
4.2	Accidental Coincidence	23
4.3	解析	24
<b>5</b>	<b>結論</b>	<b>29</b>
<b>6</b>	<b>展望</b>	<b>31</b>
<b>7</b>	<b>謝辞</b>	<b>32</b>

# 1 序論

## 1.1 目的

この実験の目的は  $^{16}\text{O}$  原子核の慣性モーメントを測定することにより、その形状を調べようというものである。

## 1.2 動機

原子核の構造について クラスター構造といわれるものがあり、それによると  $^{16}\text{O}$  原子核は4つの粒子で構成されており、それらが鎖状に連なっているという構造をとり得る。その鎖状構造の回転運動は回転バンドという慣性モーメントの等しい一連の励起状態をとるので、慣性モーメントを求めることにより  $^{16}\text{O}$  原子核の鎖状構造をみることができなかつたかと考えた。

## 1.3 実験の立案

我々は、 $^{12}\text{C}(\text{Li},\text{d})^{16}\text{O}$  という反応を用いて  $^{16}\text{O}$  原子核の励起状態をつくらうと考えた。この反応を用いるに至った経緯は次のとおりである。

まず、見たい  $^{16}\text{O}$  の励起準位とその角運動量  $J^P$  は我々が立案段階で参考にした先行実験 (P.Chevallier 他, Phys.Rev. **160**,827(1967)) より引用した次の値を用いた。

角運動量	励起エネルギー (MeV)
$2^+$	17.197
$4^+$	18.016
$6^+$	19.319

$^{16}\text{O}$  をこれらの準位に励起させることができるような反応にはどのようなものがあるかを考えた。



このタイプの反応で安定同位体を用いた反応は5つある。

1.  $\text{p} + ^{15}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{O}$  (Q 値は 11.6MeV)
2.  $\text{d} + ^{14}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{O}$  (Q 値は 20.7MeV)
3.  $^3\text{He} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}$  (Q 値は 22.8MeV)
4.  $^4\text{He} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}$  (Q 値は 7.2MeV)
5.  $^6\text{Li} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{16}\text{O}$  (Q 値は 30.9MeV)

それぞれの反応の Q 値をみると、2,3,5 は Q 値が大きすぎるのがわかる。また、1,4 で重い原子核の方 (1 なら  $^{15}\text{N}$ , 4 なら  $^{12}\text{C}$ ) を加速する場合は必要なエネルギーが最低でもそれぞれ 114.2MeV, 48.6MeV なので、今回我々が実験を行ったタンデムでは加速ができなかつた。

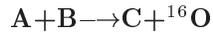
次に角運動量について考える。できた  $^{16}\text{O}$  の角運動量は、

$$l\hbar \sim \sqrt{2\mu E}(R_b + R_t) + (\text{beam 粒子のスピン}) + (\text{target 粒子のスピン})$$

である。(ここで  $\mu$  は換算質量、 $E$  は重心系でのエネルギー、 $R_b$  は *beam* 粒子の半径、 $R_t$  は *target* 粒子の半径)

これを用いて1で proton を beam とした場合の角運動量を見積もると、タンデムで安定に加速できる最大のエネルギーで  $l \sim 4$  となり、目指す全ての準位をみることはできない。

結局残るのは4の 加速だけだが、タンデムの都合上 加速はできなかった。



このタイプの反応は無数にあるが、タンデムでは Li を加速できるということなので我々は以下の3つの方法について検討した。

1.  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li},d){}^{16}\text{O}$
2.  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li},t){}^{16}\text{O}$
3.  ${}^{14}\text{N}({}^6\text{Li}, \ ){}^{16}\text{O}$

タンデムで安定に加速できるターミナル電圧は3 ~ 6MV であり charge state+2 なら Li のエネルギーは9 ~ 18MeV に加速できる。この加速エネルギーでできる  ${}^{16}\text{O}$  が最大どこまで励起できるかを見積もった。すると1,2,3 ではそれぞれ17.5MeV,16.0MeV,31.5MeV となり3の反応だけがわれわれのみたい準位すべてをみることができるものとわかったので我々は3の反応を用いることにした。

しかし、後でわかったことだがターミナル電圧3 ~ 6MV では charge state+3 の Li の方が多く、その場合の Li の加速エネルギーは12 ~ 24MeV で1,2の反応ではそれぞれ21.2MeV,20.4MeV まで励起できることがわかった。

今回の実験では  ${}^{14}\text{N}$  標的が間に合わず、予備で考えていた1の反応を用いて実験を行った。

以下の章立ては次の通りである。まず2章ではクラスター模型に関する理論について解説する。3章では実験についての詳細を述べる。4章では実験の結果・解析について述べる。5章では結論、6章では今後の展望について述べる。

## 2 理論

### 2.1 クラスタモデル

原子核のさまざまな性質が1つの平均ポテンシャル内の多数の核子の状態によって決定されるというアイデアに立脚する核モデルは、いわば原子核の“ 原子的描像 ”である。これに対し原子核の“ 分子的描像 ”も考えられる。原子核はほぼ一定の密度の液滴状の多核子系であると考えられることができるが、これにいくらかのエネルギーを加えると核子が1つ1つばらばらになるのではなく、いくつかの核子の塊に分割される。従って原子核はいくつかの核子の集合体であるサブ・ユニット、すなわち核子のクラスターによって構成されていると考えることもできる。これが原子核の“ 分子的描像 ”である。

原子核をいくつかのクラスターからなると考え、クラスターの内部励起、クラスター間の相対運動、及びそれらの間の結合を扱うモデルをクラスターモデルと呼ぶ。従って原子核の分子的描像はクラスター内の核子間の結合が比較的強く、クラスター間の相関が比較的弱い場合に意味を持つ。すなわち、クラスターモデルでは、“ 内部相関が強く、外部相関が弱い ”のである。

#### 閾値則と Ikeda ダイアグラム

原子核がクラスター構造を示す状態は系のエネルギーが構成要素となるクラスターに分解する閾値 (threshold energy) の付近にあるときに現れることが、実験的に確かめられている。たとえば、 ${}^8\text{Be}$  は クラスタ構造を持つ典型的な原子核であるが、その基底状態は2個の 粒子の準安定 (不安定) な結合状態で、2 にすぐに崩壊する。つまり、 ${}^8\text{Be}$  の基底状態は2 に分解する閾値のすぐ近くにある。

このように、“ クラスタ構造を持つ状態は、系のエネルギーがそれらのクラスターに分解する閾値の近傍にあるときに現れる ”という法則で、軽い核の励起状態のクラスター構造を整理することができ、この法則を閾値則 (threshold energy rule) と呼ぶ。

この閾値則をもとにした クラスタを基本単位とする分子的構造の系統図がIkeda ダイアグラム (図1) である。このダイアグラムには軽い自己共役  $4n$  核 ( $Z=N=2n: 2p+2n$  を単位にしてその整数倍の核子によって構成される原子核) が、より小さい  $4n$  核からなるクラスター群に分解する閾値が質量数の関数として示されている。括弧内の数字が閾値 (MeV) である。たとえば  ${}^{12}\text{C}$  が3個の 粒子に分解するときの閾値は7.27MeVであり、励起エネルギーがこの値に近くなると  ${}^{12}\text{C}$  は3個の 粒子からなるクラスター構造を顕著に示すのである。また、図の対角線上の  ${}^8\text{Be}$  以外の安定核の基底状態はすべて殻模型的状态、すなわち原子的描像であると考えられ、その近傍の状態は1中心の平均ポテンシャルで記述される通常の殻模型により理解されると考えられる。

したがって、Ikeda ダイアグラムは安定な基底状態では殻模型で理解できる原子核においても、エネルギーが高くなるにつれ種々のクラスター構造へ質的变化を生じるということを主張し、どのエネルギー領域でどのような構造変化が生じるかを示唆している。

### 2.2 回転バンド

量子力学では回転はハミルトニアン

$$\mathcal{H}_{\text{rot}} = \frac{\mathbf{J}^2}{2\Theta}$$

で与えられる。ここで  $\mathbf{J}$  は角運動量、 $\Theta$  は慣性モーメントである。量子力学的な系では回転は対称軸に垂直な方向に起こらねばならない。角運動量  $\mathbf{J}$  の固有状態は球面調和関数  $Y_l^m$  であり、それが波動関数の角

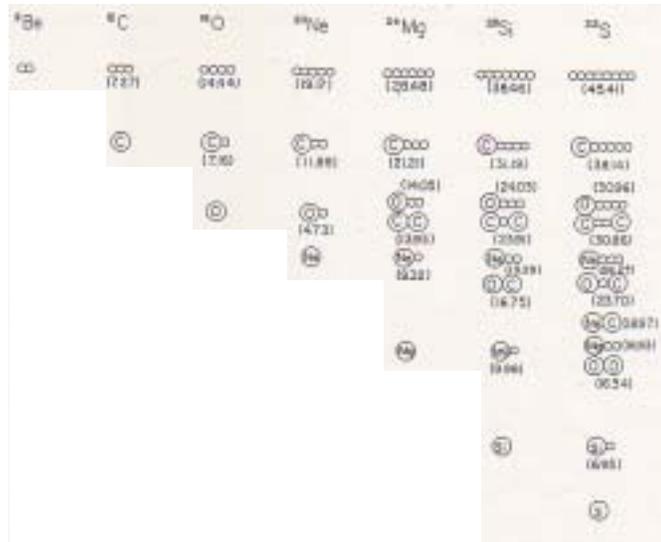


図 1: ikeda ダイアグラム

分布を記述する。これらの固有関数に対し、ハミルトニアン固有値は

$$E_{\text{rot}J} = J(J+1) \frac{\hbar^2}{2\Theta}$$

となる。これは量子化された回転準位のエネルギーを与える。この一連の励起準位を回転バンドと呼ぶ。

原子核の励起エネルギーには回転のエネルギーだけでなく変形のエネルギーも含まれており、ある1つの変形した状態が角運動量  $J$  で回転しているときの励起エネルギーを  $E_J$  とすれば、 $E_{\text{rot}J} = E_J - E_0$  であるから、結局、原子核の励起エネルギー、角運動量、慣性モーメントの間には、

$$E_J - E_0 = J(J+1) \frac{\hbar^2}{2\Theta}$$

が成り立つので、励起エネルギーと角運動量がわかれば変形した原子核の慣性モーメントが求められることになる。実験から求めた励起エネルギーと角運動量のデータを図2のように線形に fit させ、その傾きから慣性モーメントを算出する。

### 2.3 角運動量と角分布

我々が観測しようとする  $^{16}\text{O}^*$  の励起準位の付近には他の準位が非常に密に存在する。実際に観測される状態はいくつかの固有状態の重ね合わせであるとする、 $^{16}\text{O}^*$  が Be+Be に崩壊するときの角分布は、

$$W(\theta) = \left| \sum_{L=0}^{L_{\text{max}}} \rho_L e^{i\varphi_L} P_L(\cos\theta) \right|^2$$

の形で与えられる。ここで  $L$  は角運動量、 $\theta$  は  $\text{O}^*$  の重心系から見た崩壊角、 $P_L$  は Legendre 関数である。実験で得られた角分布をこの形の関数に fit させる。

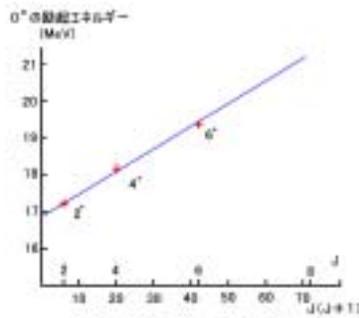


図 2: 先行実験における角運動量と励起エネルギー

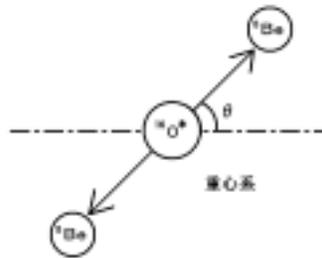


図 3: 重心系における崩壊角

先行実験ではまず  $\theta=90^\circ$  のときの励起関数を実験から求め (図 4)、励起エネルギーが 17.15MeV、18.05MeV、19.35MeV のときには大きなピークが存在するという情報をあらかじめ得ている。そしてこれらの  $^{16}\text{O}^*$  の励起準位に対する角運動量を次のように決めている。

$W(\theta)$  に fit させた結果 (図 5)、17.15MeV 付近のエネルギーにおける角分布では  $L_{\max}=2$  となり、 $L=0$  成分は幅が広く  $L=2$  成分に比べはっきりとしない振る舞いを示す。それゆえこの付近では角運動量は  $L=2$  であると考えられる。18.05MeV 付近では  $L_{\max}=4$  となるが、 $\rho_L^2$  の振る舞いに注目すると、 $\rho_4^2$  だけが著しく増加している (図 6)。これはこの領域の角運動量が 4 であるために  $L=4$  成分の“重み”  $\rho_L^2$  が増加するからと考えられ、 $L=4$  と決まる。19.35MeV においては、その前後のエネルギーで  $L=6$  成分は角分布にほとんど寄与を示さないのに対し、角分布の実質的な成分となっているため、 $L=6$  と決まる。

もちろんほかのピークに対しても角運動量を求めているのだが、図 2 のような直線に乗り、回転バンド構造が見えたのはこの 3 つの準位であった。

我々の実験ではこの先行実験を参考に、上の 3 つのエネルギーの付近について調べる。

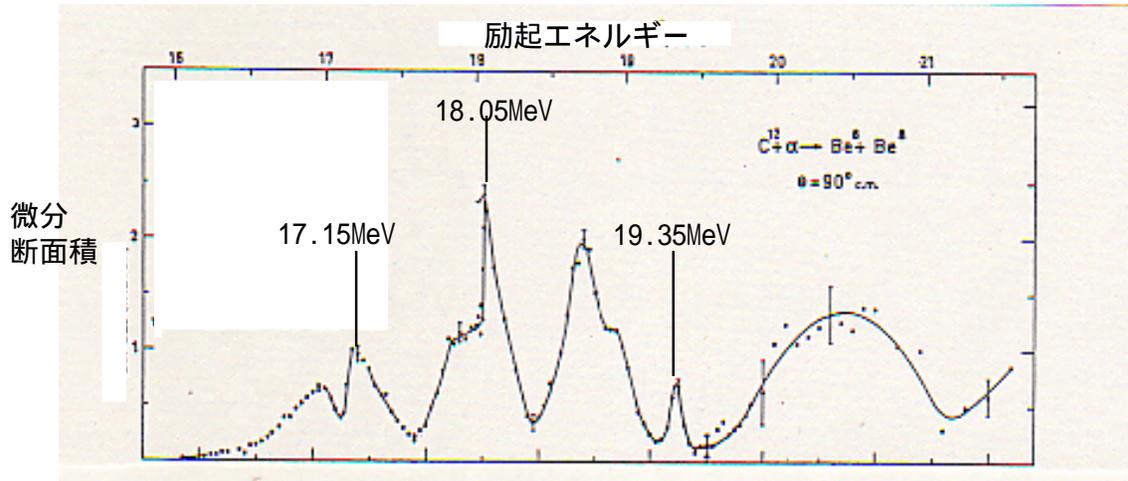


図 4: 先行実験の励起関数

17.15MeV

18.05MeV

19.35MeV

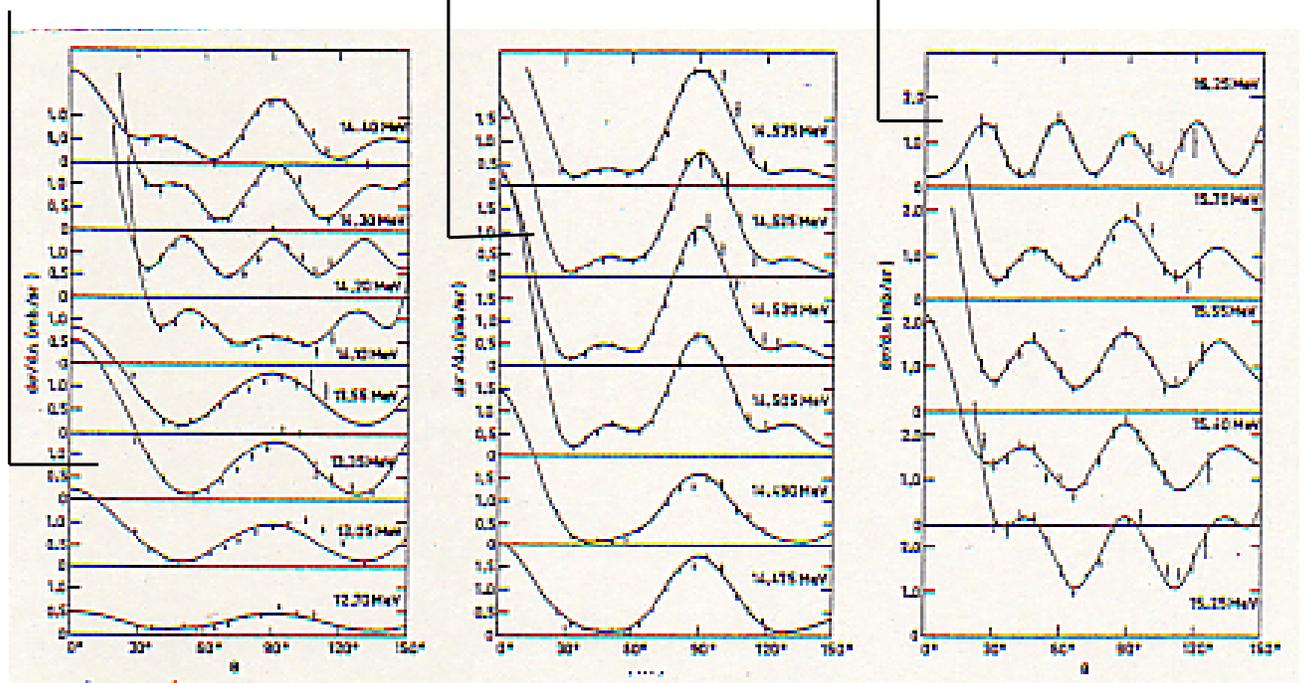


図 5: 先行実験の励起準位ごとの角分布

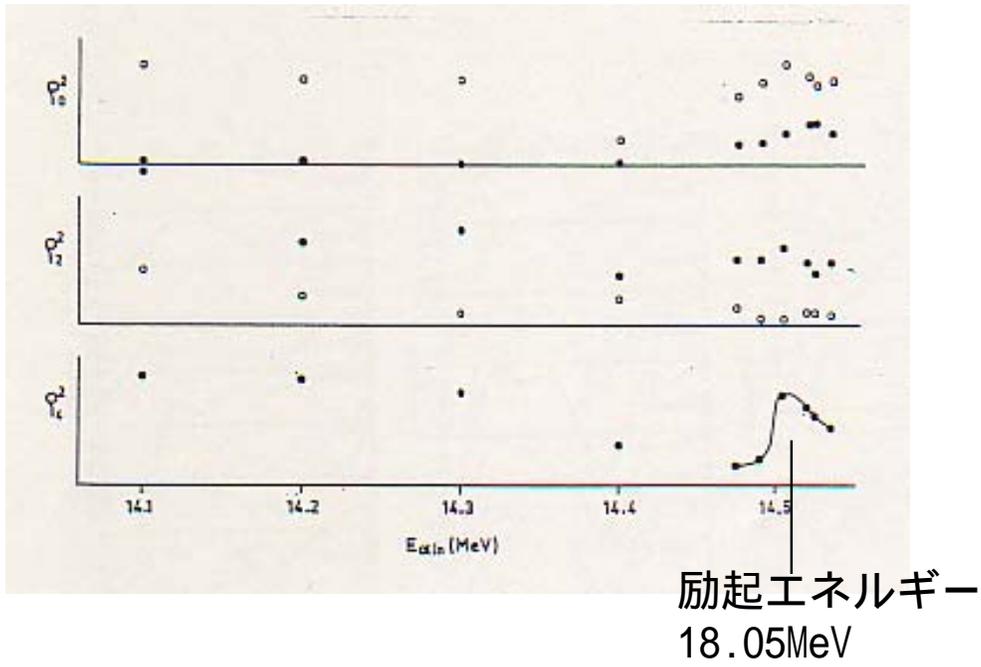


図 6:  $\rho_L^2$  の振る舞い

### 3 実験

#### 3.1 beam、target、detector

今回の実験は京都大学理学部タンデム加速器 G コースで行われた。

beam: 24 MeV の  ${}^6\text{Li}$  (charge state:  $1^- \rightarrow 3^+$ 、イオン源  ${}^6\text{LiF}$  粉末、ビーム強度は約 100 nA)

target:  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  の  ${}^{12}\text{C}$  薄膜

detector: 浜松フォトニクス社製 Si PIN photo diode (S-3590-06)

- active area 9mm×9mm
- active area の厚さ 500 $\mu\text{m}$



図 7: Si PIN photo diode

detector は bare chip type (窓なし) である。窓付きのものだと、この実験で検出しようとする数 MeV の は窓の中で止まってしまい、エネルギーの測定ができない。

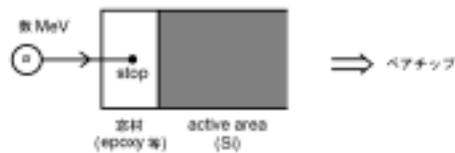


図 8: 窓付きの場合、窓の中でとまってしまう

#### photo diode の原理

photo diode の原理について簡単に述べる。photo diode は固体電離箱として動作するものであり、超純粋半導体が用いられる。この半導体結晶に逆向きにバイアス電圧をかけ、ダイオードとして動作させる。荷電粒子や 線が半導体の空乏層と呼ばれる領域に入射すると電子 正孔対を作り、電子と正孔が電極へ sweep されることにより電流が流れる。(このとき空乏層には过剩の電子や正孔が存在しないので入射粒子により作られた電子や正孔が再結合することなく電極に達する。) これにより、入射粒子が空乏層で失ったエネルギーを計測できる。(図 9)

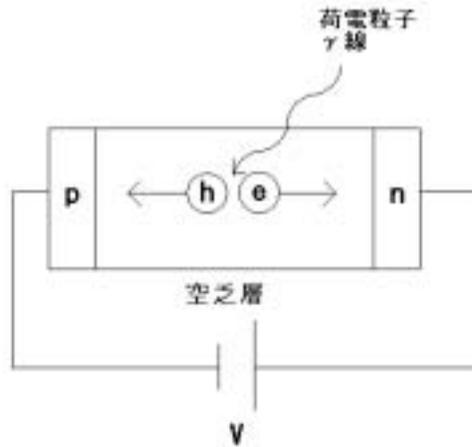


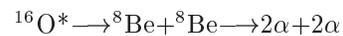
図 9: photo diode の原理

### 3.2 実験の手順

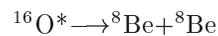
我々の目的は、原子核が鎖状に変形していることを検証するための材料として原子核の慣性モーメントを求めることである。

実験の手順は以下のようになる。

1.  $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}^*$ によって、 $^{16}\text{O}$  の励起状態をつくる。
- 2.



で出てくる 2 と d を coincidence 測定することによって



の崩壊の角分布を測定する。

3. coincidence 測定であることからイベントが特定されるため励起エネルギーがわかり、また角分布から角運動量がわかるので、慣性モーメントが算出される。
4.  $^{16}\text{O}^*$ 原子核がどのように変形しているかを考察する。

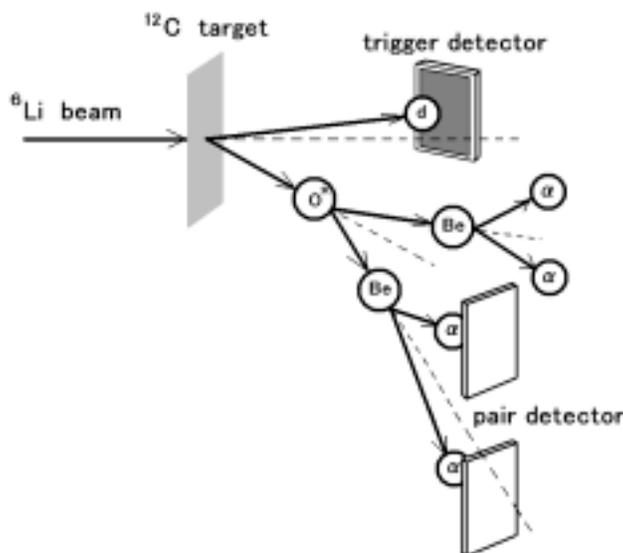
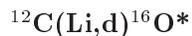


図 10: 反応と検出の概念図

### 3.3 実験の方法

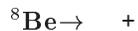
以下、反応の順を追って実験の方法を説明する。



- (1) まず、trigger detector の角度を固定する。すなわち検出する deuteron の散乱角  $\phi$  は一定にする。
- (2)  $\text{O}^*$  の励起準位ごとに、運動学により deuteron の運動エネルギー  $E_d$ 、 $\text{O}^*$  の散乱角  $\psi$  と運動エネルギー  $E_{\text{O}^*}$  を求める。(deuteron を検出する角度を決めているので準位ごとにこれらが決まる。)(図 13)
- (3) (2) に基づき、trigger で検出するエネルギーを Timing Single Channel Analyzer(TSCA) によって決めることで、見たい準位の  $\text{O}^*$  を選ぶことができる。



- (4)  $\text{O}^*$  の重心系における  $^8\text{Be}$  への崩壊角を  $\theta$  として、それに対応する実験室系における崩壊角を  $\theta_{lab}$  とすると、 $^8\text{Be}$  が飛んでくる角度は  $\psi + \theta_{lab}$  であるので、この角度に pair detector を設置する。(図 14、15)



- (5) d と  $\alpha$  の 3coincidence 測定を行い、dualMCA で 2次元プロットする。すると、 $^8\text{Be}$  のエネルギー  $E_{\text{Be}}$  は崩壊角によって決まっているため、2つの粒子のエネルギー  $E_1$ 、 $E_2$  においては、その和が一定となり、図 16 のようにプロットされる。このようにプロットされた点の数から、崩壊角  $\theta$  の微分断面積を求める。このとき、重心系での崩壊角  $\theta'$  で飛んできた  $^8\text{Be}$ (図 14 参照) も検出されるが、プロットされる位置が異なるため区別できる。

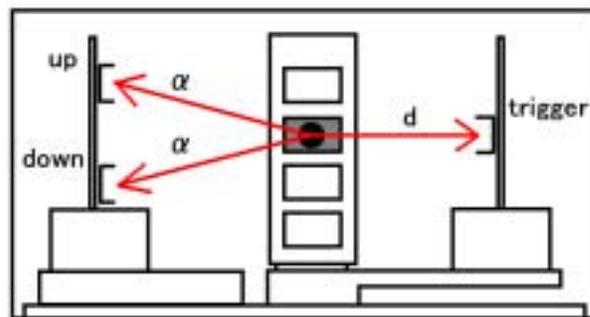
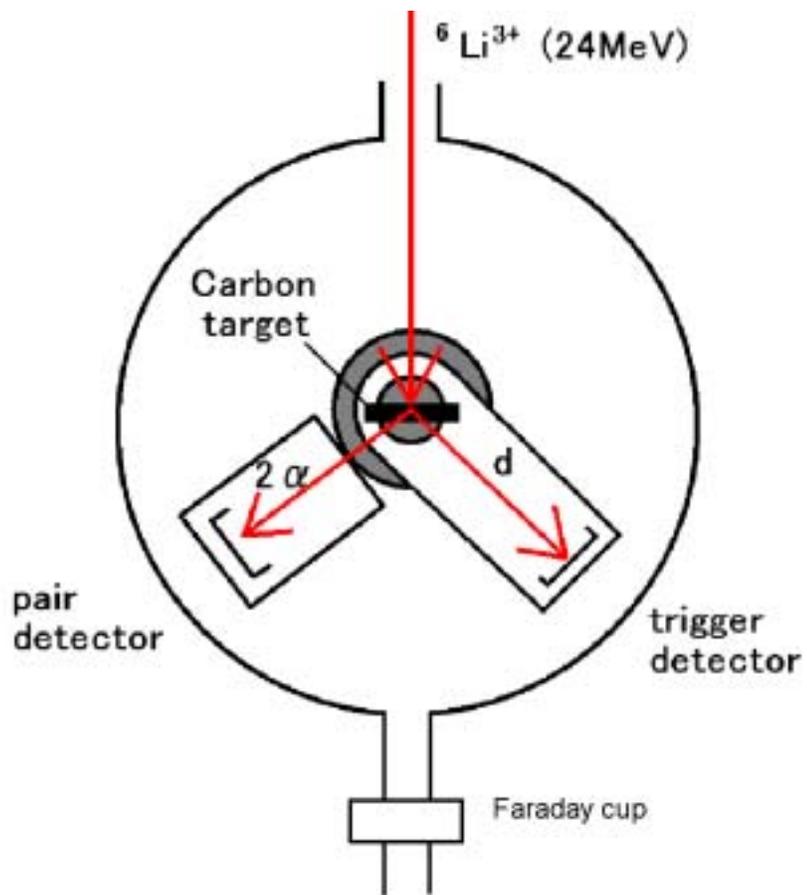


図 11: 散乱槽内の配置

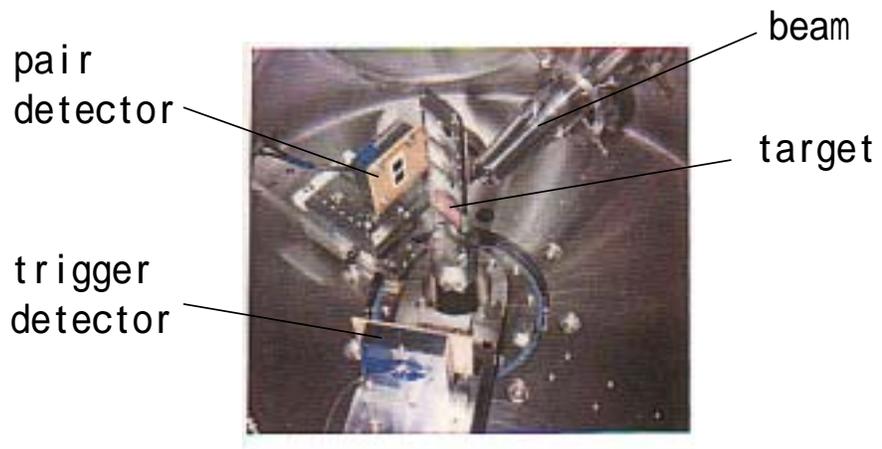


図 12: 実際の様子

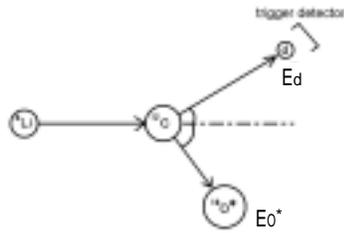


図 13:  $^{12}\text{C}(\text{Li},d)^{16}\text{O}^*$

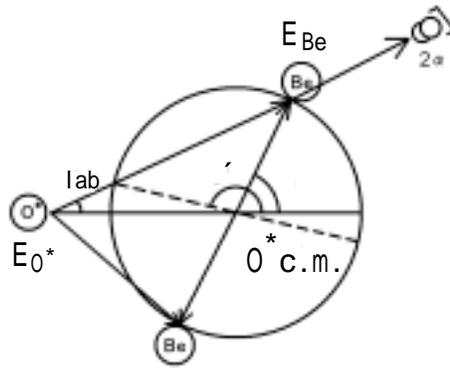


図 14: 重心系の崩壊角と実験室系の崩壊角

以上の (1) ~ (5) を、pair detector を動かして  $\theta_{lab}$  を変え、繰り返す。 $\theta$  と  $\theta_{lab}$  が対応しているため、これは  $\theta$  を変えて繰り返していることになる。このようにして、 $\text{O}^*$  の各準位に対する、 $\theta$  についての角分布を取ることができる。

しかし、散乱された  $\text{O}^*$  の角運動量は散乱平面に対し垂直方向を向いているので角分布の取り方も散乱平面に対し垂直にとるべきだということが後に指摘された。

### 3.4 detector の較正

photo diode で検出される粒子のエネルギーは計数室の MCA 上に channel number として表され、エネルギーの大きさが直ちにわかるわけではない。(図 18) また、photo diode の特性や回路中の Amplifier による gain の違いによって同じ入射エネルギーでも対応する channel number が異なる。そのため、本測定に入る前に各 detector 毎にエネルギーと channel number の対応関係を求める必要がある。

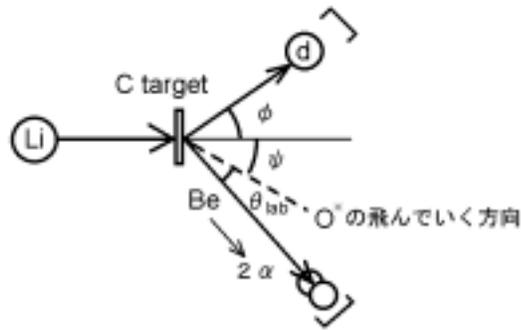


図 15: detector の設置角度

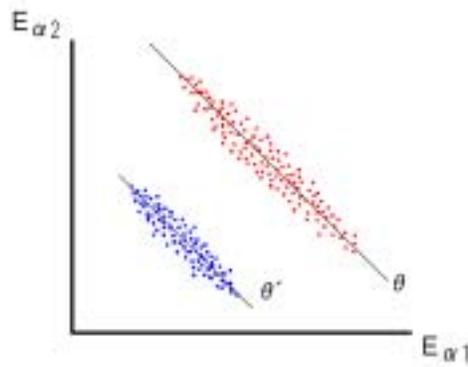


図 16:  $E_{\alpha 1}$ - $E_{\alpha 2}$  の 2 次元プロット

### 3.4.1 較正の手順

我々の実験は  ${}^6\text{Li}$  のビームを  ${}^{12}\text{C}$  の target に当てるもので、これらがそのまま弾性散乱するイベント  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}$  が最も起こりやすいと考えられる。そこで弾性散乱した  ${}^6\text{Li}$  及び  ${}^{12}\text{C}$  に対応する MCA 上のピークを特定し、そのピークの現れる channel number と、運動学により求まる  ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^{12}\text{C}$  の運動エネルギーとの対応関係を見出し、更に 線源  ${}^{241}\text{Am}$  から出る 粒子のエネルギーとの対応 (図 18) を用いて較正を行った。

- (1) あらかじめ計算した運動学に従い、弾性散乱した Li、C がそれぞれ飛んでくる角度  $\theta_{\text{Li}}$ 、 $\theta_{\text{C}}$  に trigger detector と pair detector を設置する。(図 19)
- (2)  ${}^6\text{Li}$  beam を出し、trigger detector と、pair detector の up と down のうちの片方とで 2coincidence 測定を行う。single MCA でそれぞれの detector で観測される 2 つのスペクトルが記録される。(図 20)
- (3) 以下 (2) で得られた 2 つのスペクトル ( $\theta_{\text{Li}} = 80^\circ$ 、 $\theta_{\text{C}} = 35.1^\circ$ ) について考える。ここでは detector を設置する角度は trigger が  $\theta_{\text{Li}} = 80^\circ$ 、pair が  $\theta_{\text{C}} = 35.1^\circ$  にしてあり、down のほうを用いている。 $\theta_{\text{Li}} = 80^\circ$

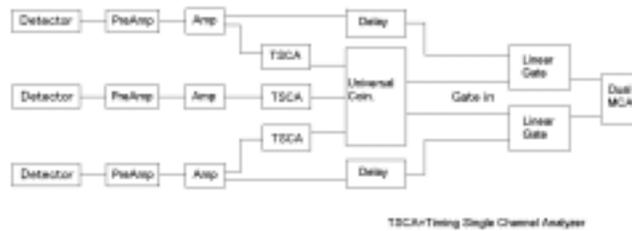


図 17: 3coincidence 測定 of 回路図。中央が trigger である。

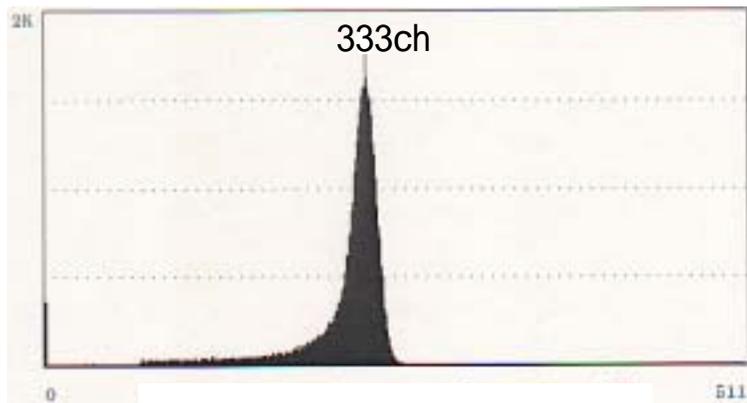


図 18: 線源  $^{241}\text{Am}$  を用いた 粒子のエネルギー (5.637MeV) 測定。横軸が channel number、縦軸が count。ピークの位置の channel number が 粒子のエネルギーに対応する。

のスペクトルの中には弾性散乱した Li のピークが、 $\theta_C=35.1^\circ$  のスペクトルの中には弾性散乱した C のピークが現れているはずである。その対応関係を見るために、今度は  $\theta_{Li} = 80^\circ$  (trigger) のスペクトルに現れた 4 つのピークそれぞれに window をかけて測定する。window をかけるとは、timing single channel analyzer(TSCA) によって検出する粒子のエネルギーの上限と下限を決めることである。つまり、trigger で検出する粒子をピークが現れた領域のエネルギーを持つものに限定すれば、2coincidence 測定であるから 2 体反応であれば down で検出されるのはその相手の粒子のみであるから、 $\theta_C=35.1^\circ$  (pair) のスペクトルの中には、 $\theta_{Li}=80^\circ$  のスペクトルの中に残したピークに対応するピークのみが現れるはずである。(図 22)

(4) 次に detector の角度を入れ替える。すなわちそれぞれの detector で検出する粒子を入れ替えるのでスペクトルの形も入れ替わる。(図 23)

これは (3) で対応関係のついた相手方のピークが同じ detector ではどの channel number に現れるのかを見るためである。

(5) 実際に (3)(4) を行った結果、B、D のピークの channel number が得られた。(ここに例として trigger detector のものを示した。)

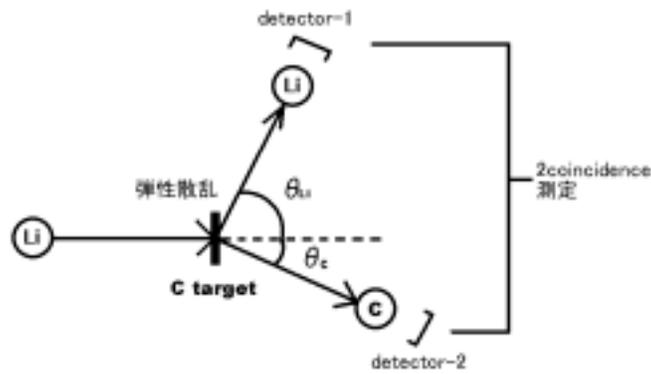


図 19: Li と C の弾性散乱

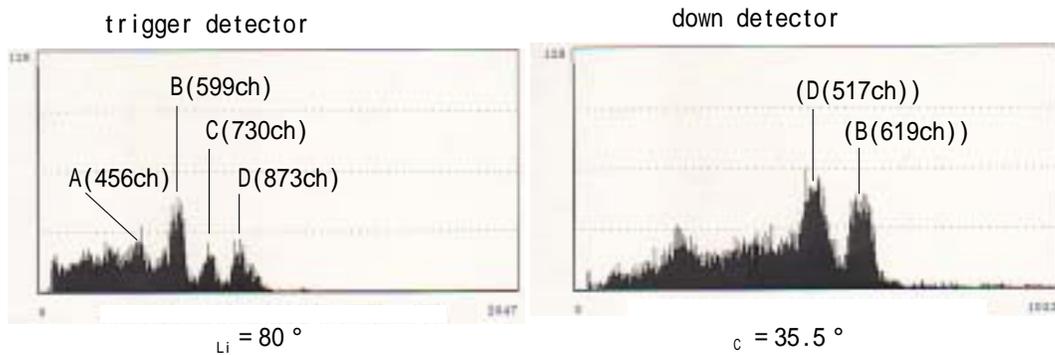


図 20: それぞれの角度におけるスペクトル。B と D の 2 組のピークがそれぞれ対応していることが後にわかる。

	B	D
$\theta_{Li}=80^\circ$	599ch	873ch
$\theta_C=35.1^\circ$	834ch	708ch

channel number は測定されるエネルギーの値に対し線形に増加することを仮定して、計算によるエネルギー

$$\begin{aligned} \theta_{Li}=80^\circ & \quad E_{Li}=9.734\text{MeV} \\ \theta_C=35.1^\circ & \quad E_C=14.326\text{MeV} \end{aligned}$$

と比較すると、 $^{12}\text{C}(^6\text{Li},^6\text{Li})^{12}\text{C}$  に対するピークは B であると考えられる。これにより  $599\text{ch} \leftrightarrow 9.734\text{MeV}$ 、 $834\text{ch} \leftrightarrow 14.326\text{MeV}$  という 2 つのエネルギーと channel number の対応がついたことになる。

(6) ほかの角度でも同じ測定を繰り返し、弾性散乱した Li、C のエネルギーと MCA の channel number の対応を調べ、データを増やす。

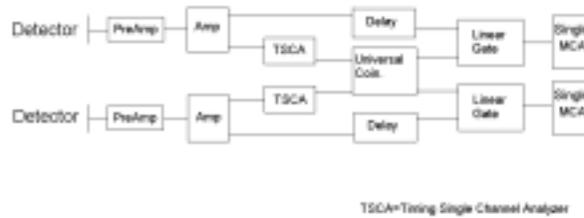


図 21: 2coincidence 測定の回路図

### 3.4.2 不感領域を考慮した較正

今回用いた photo diode は、bare chip type であるが、どんな photo diode にも表面付近には不感領域が存在し、この領域で粒子が落としたエネルギーは観測されない。つまり検出粒子が持っていたエネルギーから不感領域で落とすエネルギーを差し引いたエネルギーが測定されたエネルギーとして MCA 上で channel 化され、表示されるのである。従って不感領域がどれくらいの厚さであるのかを推定し、そこでどれくらいのエネルギーを落とすのかがわからなければ正しい結果が得られない。特に今回検出するのは比較的エネルギーの小さな粒子であり、この不感領域の影響が大きくなると考えられる。

前節で求めたエネルギー チャンネル対応は不感領域を考慮していない。channel number が本当に対応しているのは、対応していると思われた粒子の真のエネルギー  $E$  から不感領域で失うエネルギー  $\Delta E$  を引いたもの  $E_{ob}=E - \Delta E$  である。不感領域は次のようにして求める。

- (1) 不感領域の厚さ  $x$  を適当に仮定し、各  $E$  に対し  $E_{ob}$  を求め、 $E_{ob}$  と channel number の対応をつける。
- (2) この対応は本来、線形であるはずなので、(1) で求めた対応関係に対し線形近似を行う。
- (3) 仮定する  $x$  の値を変え (1)(2) を繰り返す。
- (4) 最もよく線形に近似された時の  $x$  が不感領域の厚さのもっともらしい値を与えらるとして、厚さを決定する。

なお、粒子の種類と入射エネルギーに対する range (物質中を粒子が進む距離) は soft ware“ SRIM ”を用いて求めた。

データとして、線源  $^{241}\text{Am}$  を用いた 粒子のエネルギー (5.637MeV) 測定の結果も用いた。(図 18)

以上の結果、不感領域の厚さは 3 つの detector とともに  $0.9\mu\text{m}$  と推定され、これを考慮した較正では、エネルギーを  $Y[\text{MeV}]$ 、channel number を  $X[\text{ch}]$  として

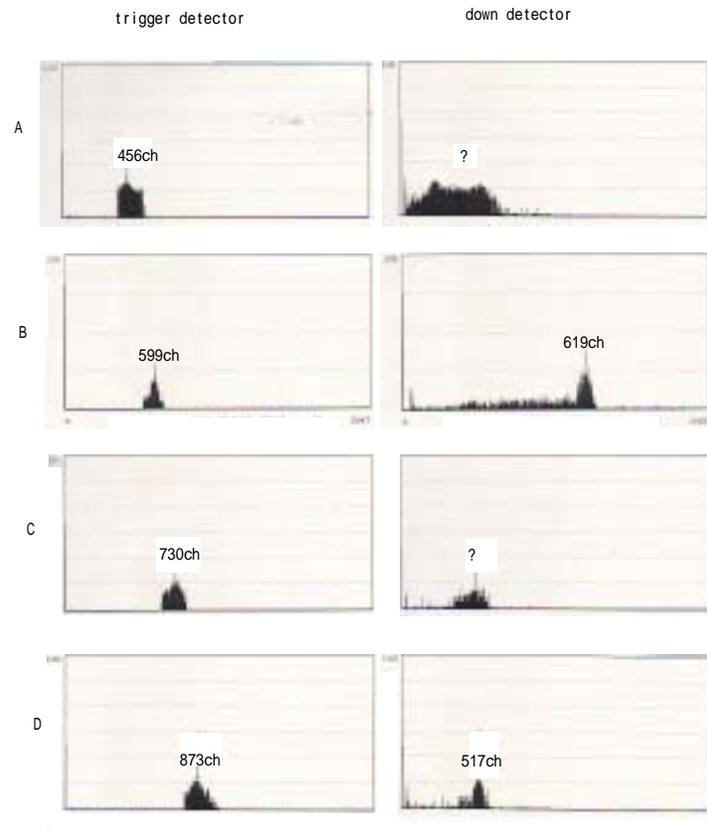


図 22: 対応するピーク。A と C の場合、down には対応関係を確定できるものが現れていない。

trigger	$Y=0.0159X+0.05$
up	$Y=0.0217X+0.78$
down	$Y=0.0223X+0.84$

という関係が得られた。

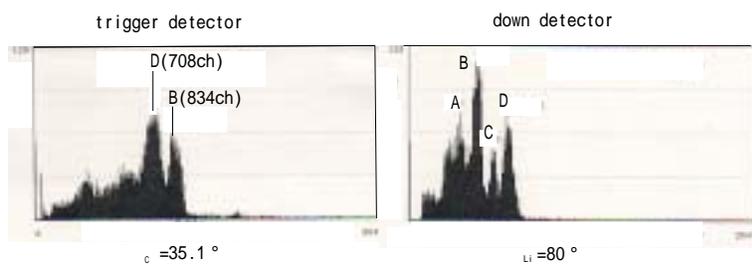


図 23: 角度を入れ替えたスペクトル。図 20 と比べると、それぞれの detector におけるスペクトルの形が入れ替わっていることがわかる。

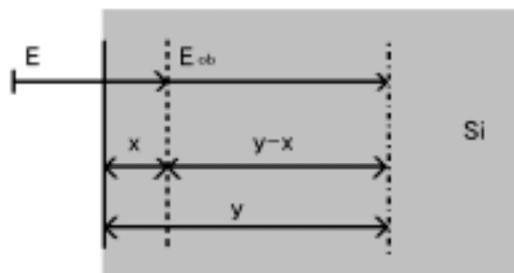


図 24:  $x$  は不感領域の厚さ、 $y$  はエネルギー  $E$  の粒子が Si 中を進む距離。実際に観測されるのは距離  $y - x$  の領域で落とされるエネルギー  $E_{ob}$  である。

## 4 結果・解析

### 4.1 データ

時間の都合により、最終的に得られたのは  $O^* \rightarrow Be+Be$  の  $90^\circ$  方向の崩壊を計測したデータだけであった。

Counting Time	2175 [sec]
Counting Rate	$9.79 \times 10^{-2}$ [/sec]
Up Detector の Single Rate	846 [/sec]
Down Detector の Single Rate	691 [/sec]
Trigger Detector の Single Rate	856 [/sec]

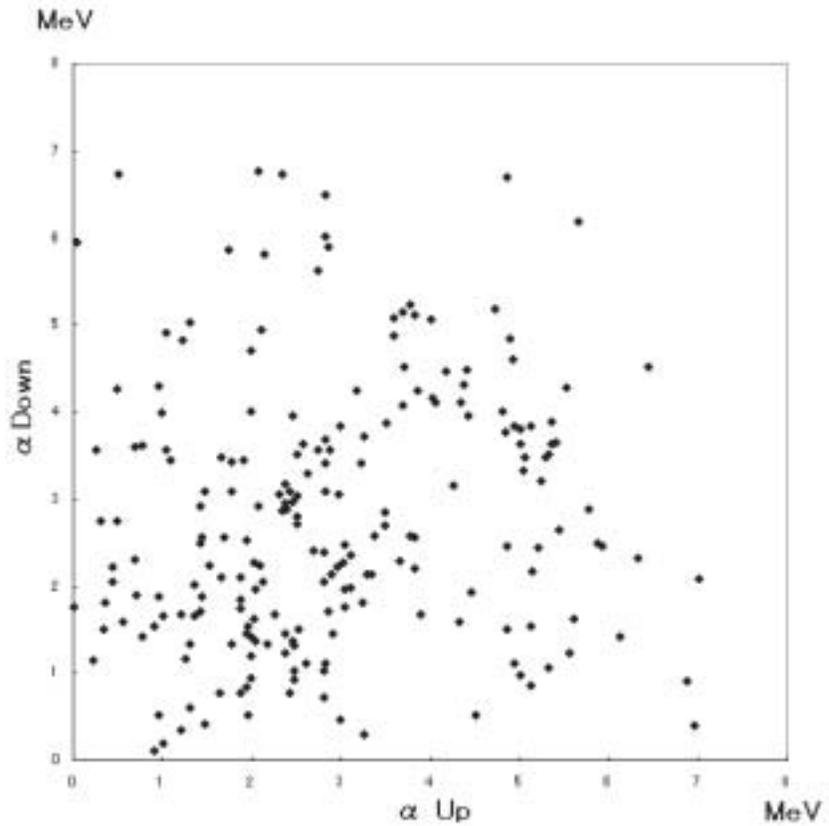


図 25: データ

## 4.2 Accidental Coincidence

Accidental Coincidence(以下 A.C. と略す) とは、 相関のない事象と事象が偶然おなじタイミングで観測されてしまうことを意味する。

ある事象が Single Rate  $S_1$  [/sec]、他の事象が  $S_2$  [/sec] でおこっており、それらのパルス幅が  $\tau$  [sec] であるとき、A.C. の頻度は次式で与えられる。

$$S_1 \times S_2 \times \tau [\text{sec}]$$

このデータではパルス幅 500 [nsec]、3Coincidence なので A.C. は

$$846 \times 691 \times 856 \times (5.00 \times 10^{-7})^2 = 1.25 \times 10^{-4} [\text{sec}]$$

この値は Counting Rate にくらべてきわめて小さいので、A.C. は解析において考慮にいれなくてもよいといえる。

### 4.3 解析

#### 4.3.1 不感領域

不感領域を考慮して  $E_{ob}$  を  $E$  に焼きなおしたものが下図である。

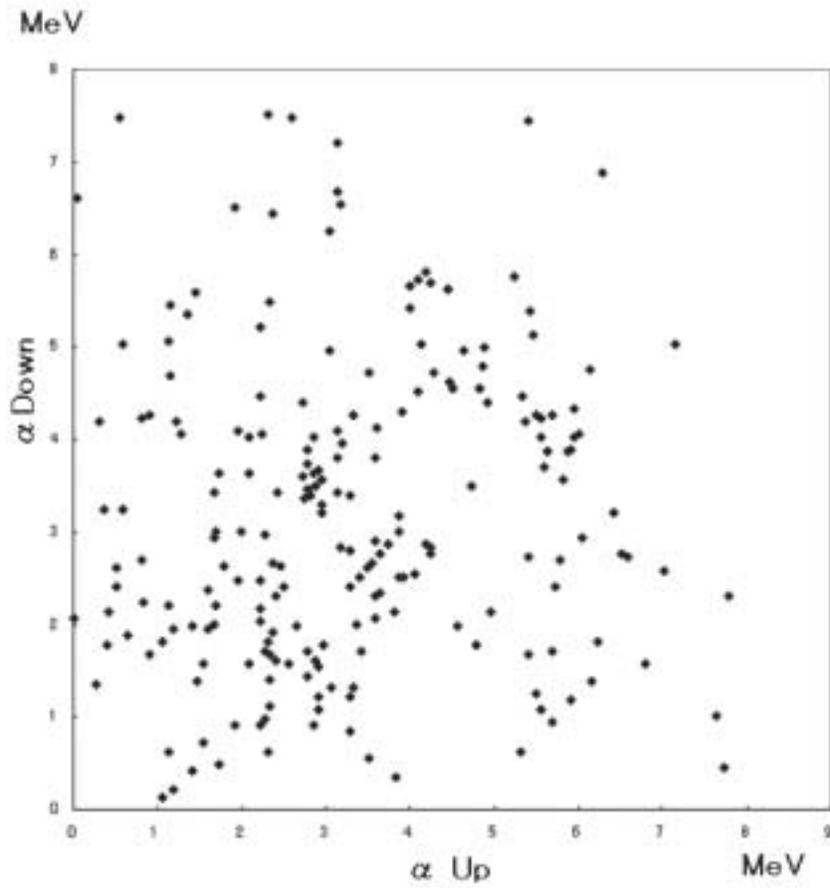


図 26: 不感領域を考慮したデータ

#### 4.3.2 Target 内でのエネルギーロス

今回使用した Target は、 $50\mu\text{g}/\text{cm}^2$  の炭素薄膜である。

1. 入射ビームのエネルギーは  $24\text{MeV}$  であり、最大  $40\text{keV}$  のエネルギーを失う。
2. 測定する  $\alpha$  のエネルギーは  $2\text{MeV}$  程度であり、このエネルギーでは、最大  $50\text{keV}$  程度薄膜内でエネルギーロスをする。

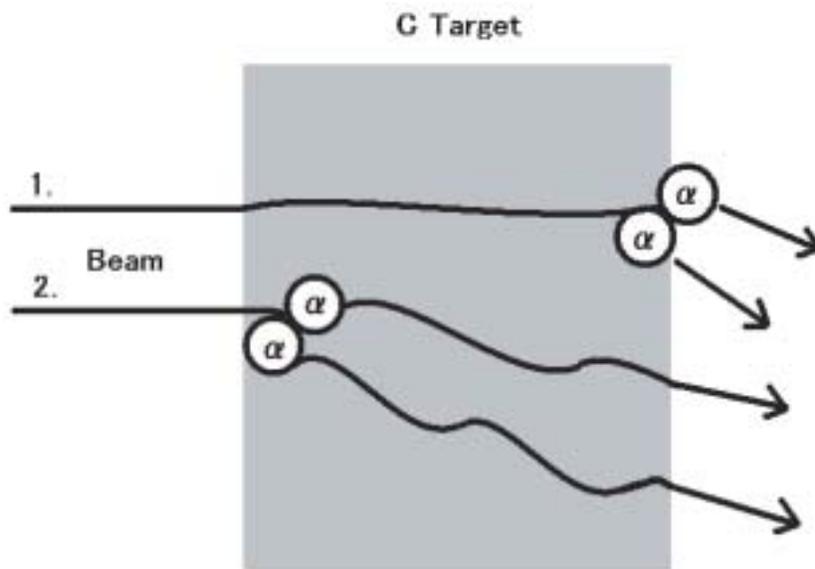


図 27: エネルギーロス

### 4.3.3 立体角

Detector には大きさがあるので、えられる  $E_{\alpha 1}$ 、 $E_{\alpha 2}$  の値には幅が生じる。またビームにも幅があり、4.3.2 のエネルギーロスも考慮すると、最終的に  $E_{\alpha 1} + E_{\alpha 2}$  にほぼ 250keV の幅ができることになる。

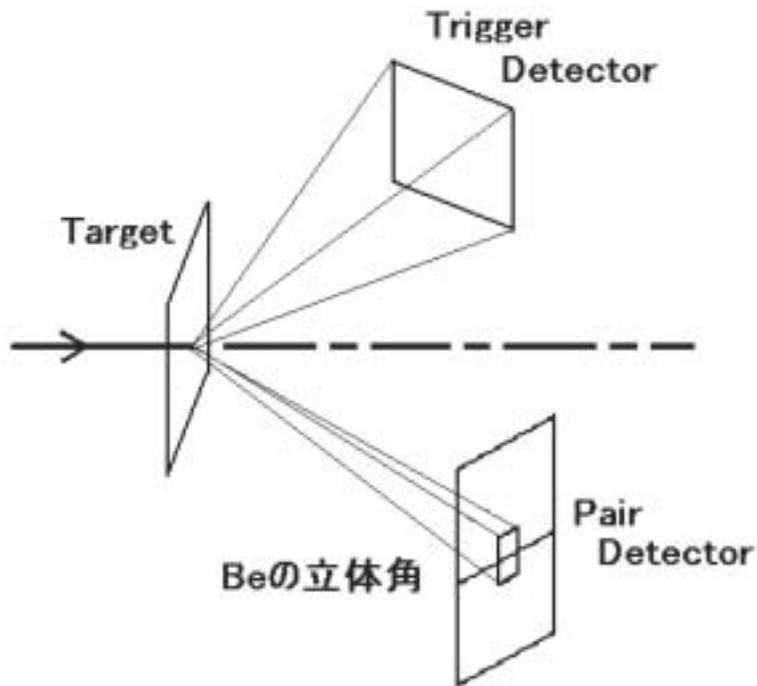


図 28: 立体角

#### 4.3.4 解析

得られたデータは、Trigger に window をかけていないものなので、みたい事象を見ているとはいえない。そこで、‘これよりは少ないといえる’ というスタンスで解析をおこなう。

まず見たい順位が特徴的にあらわれていないかを見るために測定されたものがすべて  $\alpha$  であるとして、 $E_{\alpha_1}+E_{\alpha_2}$  について 250keV ごとに何個きているかをみてる (図 29)。

みたい準位とそれに対応する  $E_{\alpha_1}+E_{\alpha_2}$  のエネルギーは表の通りである。

みたい準位	$E_{\alpha_1}+E_{\alpha_2}$
17.197MeV	4.286MeV
18.016MeV	4.619MeV
19.319MeV	5.523MeV

図 29 をみてみるとピークがあると断定することはむずかしいと思われる。そこではじめに述べたように ‘これよりは少ないといえる’ という結論を主張したい。

ちなみに 6.5MeV 付近にあるピークは  $^{16}\text{O}$  の 20.055MeV の準位によるものではないかと考えられる。

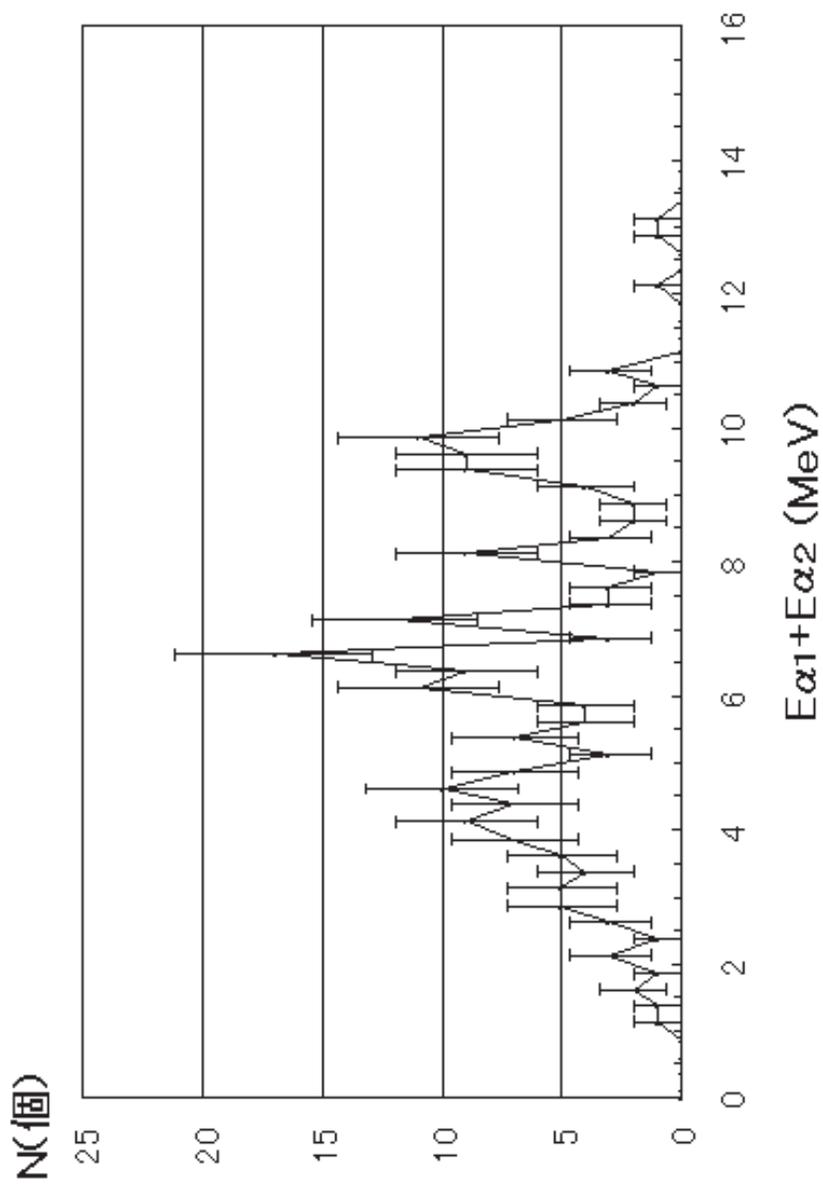


図 29: エネルギー分布

## 5 結論

今回我々の行った実験の成果は

- G コース散乱層内のダブルアームを動かして 3Coincidence 測定ができた
- タンデムで約 100nA の Li beam が安定に出せた

である。しかし、我々の実験では以下の様な問題点がある。

- 3Coincidence の Trigger の粒子のエネルギーを決定していない
- 粒子の同定をしていない

以上のような理由から、今回の実験で我々はみたい事象を必ずしもみているとはいえないが、運動学から計算された範囲 (図 30) にきているモノがすべて我々の見たかった反応であると仮定すれば、 $O^*$ の重心系において  $90^\circ$  方向に崩壊するときの微分断面積が以下の値よりも小さいということができる。

$2^+$ (17.197MeV)	$90.8 \pm 36.8 \mu\text{b}/\text{sr} \cdot \text{MeV}$
$4^+$ (18.016MeV)	$121 \pm 42.5 \mu\text{b}/\text{sr} \cdot \text{MeV}$
$6^+$ (19.315MeV)	$75.7 \pm 33.6 \mu\text{b}/\text{sr} \cdot \text{MeV}$

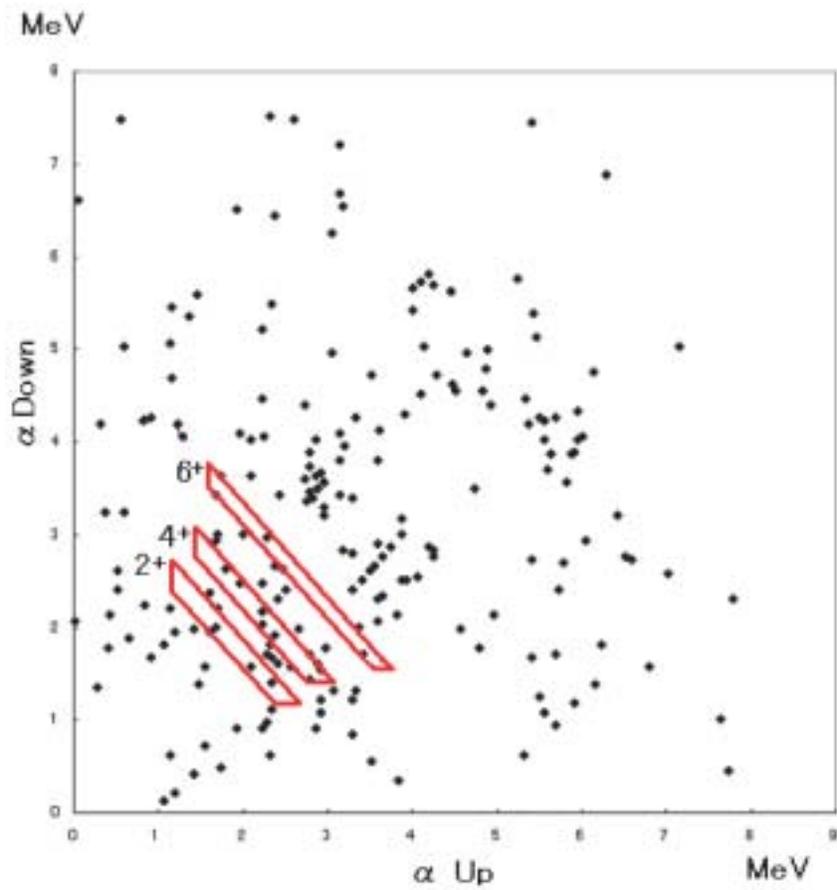


図 30:  $2\alpha$  が検出される範囲

## 6 展望

今回の実験では角分布を計測するまでにはいかなかった。改善点として...

- Trigger Detector に window をかける
- E- $\Delta$ E Counter を Trigger(Deuteron) の検出に使用し、粒子識別をおこなう  
(2MeV 程度の  $\alpha$  は  $\Delta$ -E Counter でとまってしまうため、 $\alpha$  の粒子識別には E- $\Delta$ E Counter はつかえない)

今回得られた情報をもとに、角分布を測定するのに必要な Machine Time を検討する。

Counting Rate  $N$  として

$$Nt \pm 3\sqrt{Nt}$$

$$t > \frac{9}{N}$$

Beam 強度

100nA(今回タンデムにおいて  ${}^6\text{Li}$  beam を 100nA  
で安定に運転できることがわかった)

微分断面積

$$100\mu\text{b}/\text{sr}\cdot\text{MeV}$$

として計算すると、ひとつの準位のひとつの角について

$$t > 4.3 \times 10^2 \text{sec}$$

角度を  $6^\circ$  ごとにとれば

$$1.9 \times 10^4 \text{sec}$$

だけ時間がかかる事がわかった。

## 7 謝辞

本実験においては、P3の実験担当教官である今井教授、舟橋助手、理論担当教官である浅川助教授、京都大学大学院理学研究科物理第二教室原子核・ハドロン研究室の中村講師、京都大学タンデム加速器実験棟の技官の方々、TAの三輪さん、その他多くの方々に御助力をいただきました。皆様の御厚情に深く感謝致します。