

$^{12}\text{C}(^6\text{Li},\text{d})^{16}\text{O}$ α -transfer 反応による
 α -cluster 状態の探索

京都大学理学部 2003 年度課題研究 P4

岩尾快彦	岩越雅樹
江守隆	想田光
鳥居啓	福井利晃
益居健介	松本洋明

2004 年 3 月 19 日

Abstract

RCNPにあるスペクトログラフ RAIDEN を用いて、 $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ 反応を入射エネルギー 52MeV で行なった。 ^{16}O の励起準位、6.9MeV(2^+) と 10.35MeV(4^+) の微分断面積の角度分布を調べ、DWBA 計算により α スペクトロスコピックファクターの比を求めた。その値を別の文献の値と比較をした。

目次

第 1 章	Introduction	5
第 2 章	理論	7
2.1	クラスター模型	7
2.2	数値計算	8
2.2.1	3次元調和振動子型	8
2.2.2	Woods-Saxon 型	12
2.3	光学ポテンシャル	14
2.3.1	弾性散乱と光学ポテンシャル	14
2.3.2	現象論的光学ポテンシャル	14
2.4	DWBA	15
2.4.1	弾性散乱と Born 近似	15
2.4.2	直接過程と DWBA	15
2.4.3	内部状態と遷移行列	16
2.4.4	組み換え反応の場合	16
2.5	Spectroscopic factor	17
第 3 章	実験装置	20
3.1	装置の概略	20
3.2	散乱槽	22
3.2.1	ターゲットラダー	22
3.2.2	スリット	24
3.2.3	スリットの位置	24
3.2.4	ファラデーカップの位置	24
3.2.5	ターゲット膜	27
3.3	磁場	28
3.3.1	RAIDEN	28
3.3.2	Dipole Magnet の設定値	28
3.3.3	Quadrupole Magnet の設定値	29
3.4	検出器	32
3.4.1	MAPC	35
3.4.2	プラスチックシンチレータ	37
3.5	回路構成	38
3.5.1	X-Position	38
3.5.2	Y-Position	41
3.5.3	Time of flight	43

3.5.4	$\Delta E_1, \Delta E_2$ Linear 信号	43
3.5.5	$\Delta E, E$ Linear 信号	44
3.5.6	トリガー信号	45
3.5.7	ビーム量	49
3.5.8	回路図	50
3.6	データ収集系	53
3.6.1	CAMAC	53
3.6.2	データ収集の方針	53
3.6.3	実際のデータ収集	54
3.6.4	HBOOK によるヒストグラム	55
第 4 章	解析と結果	56
4.1	測定の概要	56
4.1.1	$^{12}\text{C}(^6\text{Li}, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$ 弾性散乱	56
4.1.2	$^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \text{d})^{16}\text{O}$ α -transfer 反応	57
4.1.3	記録したデータ	57
4.2	弾性散乱のデータの解析	59
4.2.1	ノイズの除去	59
4.2.2	弾性散乱のデータを用いた Calibration	61
4.2.3	Contamination の推定	62
4.2.4	弾性散乱の微分断面積の算出	63
4.3	Li-d 反応データの解析	65
4.3.1	Li-d 反応の Calibration	67
4.3.2	Li-d 反応の Peak Estimation	68
4.3.3	Li-d 反応の微分断面積の算出	72
4.4	断面積と DWBA 計算	74
4.4.1	光学ポテンシャルのパラメータ	74
4.4.2	Li 弾性散乱と optical potential	76
4.4.3	S_α の決め方	77
4.4.4	(Li,d) 反応の微分断面積と S_α	79
4.5	S_α の値	82
第 5 章	考察と結論	83
	謝辞	84
	引用文献	85
付 録 A	様々な光学ポテンシャル	86
A.1	Li 弾性散乱	86
A.1.1	文献 [10] を初期値とした場合	86
A.1.2	文献 [11] を初期値とした場合	88
A.1.3	文献 [12] を初期値とした場合	90
A.1.4	平均自由行程	92

A.2 終状態の光学ポテンシャル	94
付録 B 数値計算	95
付録 C zero レンジ近似	97
付録 D DWUCK5	98
D.1 DWUCK5 とは	98
D.2 DWUCK5 の入手及びインストール	98
D.3 入力ファイルの書式	98
D.3.1 入力カード 1	98
D.3.2 入力カード 2	99
D.3.3 入力カード 3	99
D.3.4 入力カード 4	99
D.3.5 入力カード 5	100
D.3.6 入力カード 6	101
D.3.7 入力カード 7	101
D.3.8 入力カード 8	102
D.3.9 ポテンシャルオプション	102
付録 E ^{12}C の薄膜の作成	104
反省	106

第1章 Introduction

本実験ではクラスター構造の探索を大きな目標と考え、ターゲットとしているいろいろな原子核が候補としてあがった。

当初は、マジックナンバーに近い核では、マジックナンバーの原子核と deuteron なり α がついた 2 体のクラスター構造が見られるのではないかという考えから、また実際にそのようなクラスター構造が見れたという報告もあったため、 ^{58}Ni をターゲットとすることにした。言うまでもないことだが、 ^{58}Ni は proton 数が 28 でマジックナンバーである。またターゲットを ^{58}Ni に選んだのは、このターゲットに対する実験が行なわれていなかったからである。

反応としては、 α クラスター構造を調べるためには α transfer 反応がいいと思われた。そしてビーム量、微分断面積、その他実験上の制約を考慮して、(Li,d) の α transfer 反応を計画した。しかし、当初の予定より、Li のビーム量が少ないということが判明し、結果としてかなりカウントが少なくなってしまうということになった。よって、 ^{58}Ni よりも微分断面積が一桁高く、比較的作りやすく、クラスター構造を見られる可能性が高いであろうと考えられる ^{12}C にターゲットを変更することにした。

^{12}C の α クラスター構造はよく知られていて、その中でも代表的な準位は $6.05\text{MeV}(0^+)$, $6.92\text{MeV}(2^+)$, $10.35\text{MeV}(4^+)$ の準位である。今回の実験では、特に微分断面積の大きな $6.92\text{MeV}(2^+)$, $10.35\text{MeV}(4^+)$ のデータをとることにした。

ターゲットは分解能を 100keV 以内と考え $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ を目標に A5 共通部屋の真空蒸着装置を使って作製し、タンデムにおいて回路のテストも兼ねて膜厚を測定した。

実験は 2004 年 1 月 23 日から 25 日に大阪大学核物理研究センター (RCNP) の W 実験室に設置してあるスペクトロメーター RAIDEN[7] を用いて行なった。ビームは 52MeV の Li^{2+} ビームを使用し、ビーム量はおおよそ 10nA であった。

ビームエネルギーの決定に関しては、今回は弾性散乱と Li-d 反応に同じ検出器を用いるため、弾性散乱における散乱後の Li が Energy Loss によって検出器の途中で止まらないよう比較的高いエネルギーを用いることにし、またこの Li が RAIDEN の磁場による曲げ限界を超えない限界値ということで 52MeV を選択した。

ビームをターゲット ^{12}C に入射させ、まず弾性散乱を測定した。弾性散乱のデータは、焦点面検出器のキャリブレーションと DWBA 計算で用いる光学ポテンシャルのパラメータを決めるために使われる。

次に



という反応を測定した。この反応によって ^{12}C に α が移行し、 ^{16}O の一粒子軌道に α が (一核子として) 入っていると考えられる。

この測定により O の様々な励起エネルギーの微分断面積が求まる。また励起エネルギーごとに DWBA 計算の結果と微分断面積の角度分布を比較することにより、その励起状態の j^π を求めるこ

とが出来る。さらに

$$S_{\alpha}^{Li} S_{\alpha}^{16O} = \frac{\sigma(\text{exp})}{\sigma(\text{DWBA})} \quad (1.2)$$

で定義される S_{α}^{16O} (α -Spectroscopic factor) を求める。このとき、 S_{α}^{Li} を 1 とした。以下、 S_{α}^{16O} を S_{α} と呼ぶ。この S_{α} が 1 に近ければ近いほど (その励起エネルギーでは) O が α クラスターの、とすることができる。

第2章 理論

2.1 クラスタモデル

殻模型においては、原子核の様々な性質が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もとづいている。原子核はほぼ一定の密度の液滴状の多核系であると考えることができる。この液滴にわずかばかりのエネルギーを加えると、核子のすべてが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という事実から、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るアイデアも成り立つ。原子核をいくつかのクラスターからなると考えて、そのクラスタ

の内部励起、クラスター間の相対運動、およびそれらの相対作用を取り扱うモデルをクラスターモデルといい、このモデルでよく記述される構造をクラスター構造、あるいは分子的構造と呼ぶ。原子核における分子的構造あるいは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しきい値の近傍にあるときに現れる。これをしきい値則というがこの法則をもって様々な軽い核の励起状態のクラスター構造を整理することが可能である。しきい値則をもとに、 α クラスタを基本単位とする分子的構造の系統図を書くことができる。それが池田ダイアグラムである。

$4n$ 核において α 粒子をクラスターの基本単位とし、 $4n$ 核が n 個の α 粒子に分解のしきい値を上限とした、 $4n$ 核の構造変化を模式的に表した図である。ダイアグラムに載っているとおり、 ^{16}O が ^{12}C と α に分解するしきい値は 7.16MeV であり励起エネルギーがこの値に近くなると、 ^{16}O においては ^{12}C と α から構成される構造が顕著になる。池田ダイアグラムが示すこのような構造変化を模式的に表したものが図 2.1 である。

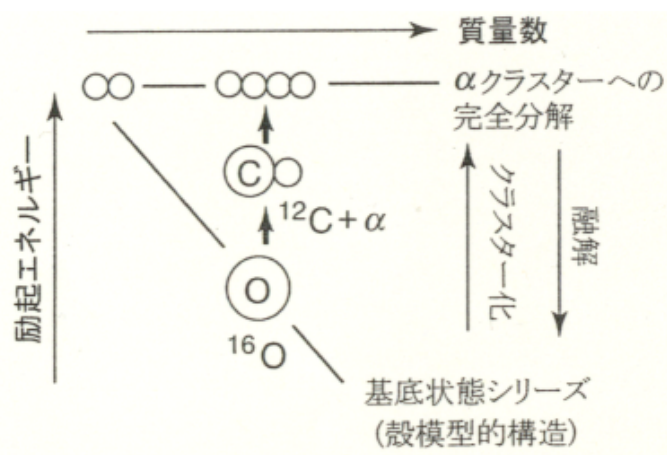


図 2.2: 池田ダイアグラムが示す構造変化の概念図

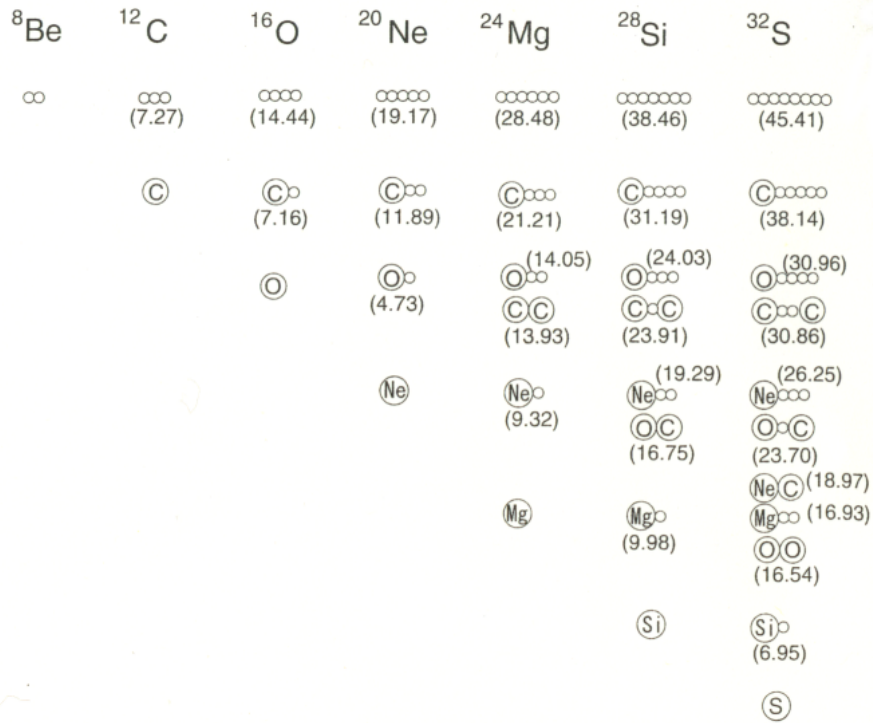


図 2.1: 池田ダイアグラム

2.2 数値計算

本実験でみたのは ^{16}O の $6.92\text{MeV}(2^+)$, $10.35\text{MeV}(4^+)$ の準位であるがこれらは $6.05\text{MeV}, 0^+$ をバンドヘッドとする $K^\pi = 0^+$ 回転バンドに属し $^{12}\text{C} - \alpha$ の二体クラスター構造であることがすでに知られていて、微視的クラスターモデルによる理解が進んでいる。微視的クラスターモデルは複雑で難解だが、 $6.05\text{MeV}, 0^+$ については殻模型の平均ポテンシャルを球対称から四重極変形させたポテンシャルを使うことによって $^{12}\text{C} - \alpha$ 構造となっていることをある程度、見ることができる。四重極変形させるポテンシャルとして、はじめは Woods-Saxon 型ポテンシャルを近似した形をもちいたが誤差が大きかったため、3次元調和振動子型を用いた。

2.2.1 3次元調和振動子型

$L \cdot S$ や $L \cdot L$ 相互作用をむしると円柱座標において、平均ポテンシャルにいる一粒子のハミルトニアンは

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{d}{d\rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{d}{d\varphi^2} + \frac{d}{dz^2} \right\} + V(\rho, \varphi, z) \quad (2.1)$$

角振動数は ρ 方向と z 方向でそれぞれ w_ρ と w_z とおいてやり、

$$V_{H.O}(\rho, \varphi, z) = \omega_\perp^2 \rho^2 + \omega_z^2 z^2 \quad (2.2)$$

(2.1),(2.2) より、 z 軸成分の角運動量はよい量子数となっているので、

$$R(\rho, \varphi) = R(\rho) \exp(i\Lambda\varphi) \quad (2.3)$$

とおけるので (2.1) 式は z と ρ に関してわけることができる。波動関数を、

$$\psi(\rho, \varphi, z) = R(\rho, \varphi) B(z) \quad (2.4)$$

とすれば、

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{d}{d\rho} \right) - \frac{\Lambda^2}{\rho^2} \right\} + \frac{m\omega_{\perp}^2 \rho^2}{2} \right] R_{n_{\rho}\Lambda}(\rho) = E_{n_{\rho}\Lambda} R(\rho) \quad (2.5)$$

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d}{dz^2} - \frac{m\omega_z^2 z^2}{2} \right\} B_{n_z}(z) = E_{n_z} B_{n_z} \quad (2.6)$$

$$E = E_{n_{\rho}\Lambda} + E_{n_z} \quad (2.7)$$

ω_{ρ}, ω_z については変形パラメーターを ε もちいて

$$\omega_{\perp} = \omega_0(\varepsilon) \left(1 + \frac{1}{3}\varepsilon \right) \quad (2.8)$$

$$\omega_z = \omega_0(\varepsilon) \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon \right) \quad (2.9)$$

として、 ε に対する一粒子エネルギーの変化を求めた。 $\omega_0(\varepsilon)$ の式は (2.8) 式、(2.9) 式において、変形に対して体積保存の条件をから決まる。 $\varepsilon = 0$ の球形の時と $\varepsilon \neq 0$ の変形した時の体積が等しい関係から、

$$\{\omega_0(\varepsilon = 0)\}^3 = \omega_0^3 = \omega_{\perp}^2 \omega_z \quad (2.10)$$

(2.10) 式に (2.8),(2.9) 式を代入して、

$$\omega_0(\varepsilon) = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{3}\varepsilon^2 - \frac{2}{27}\varepsilon^3 \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (2.11)$$

ω_0 については以下のようにきめた。三次元調和振動子において A が十分大きい時、全核子エネルギーの総和 W は、(実際は $A = 16$ より $W = 36\hbar\omega$)

$$W \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2}A \right)^{\frac{4}{3}} \hbar\omega \quad (2.12)$$

であり、一方、調和振動子の平均エネルギーはポテンシャルエネルギーの平均の二倍に等しいからエネルギーの総和の平均は、

$$W \simeq Am\omega^2 \langle r^2 \rangle \quad (2.13)$$

半径 $R_0 = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ の原子核が一様な密度の球の場合、密度分布に関する距離の二乗の平均は、

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} r_0^2 A^{\frac{2}{3}} \quad (2.14)$$

以上の (2.12),(2.13),(2.14) の3式より

$$\hbar\omega \simeq \frac{53}{42} \frac{\hbar^2}{mr_0^2} A^{-\frac{1}{3}} = 41.2 \times A^{-\frac{1}{3}} \text{MeV} \quad (2.15)$$

(2.15) 式より $A = 16$ から $\hbar\omega_0 = 16.35$ 、またその他のパラメーター $m=938\text{MeV}, R_0=3.0\text{fm}$ を使って (2.7) 式のエネルギー準位を数値計算したも図 2.3 に示す。(2.12) 式で $W = 36\hbar\omega$ とした場合は $\hbar\omega_0 \simeq 17.2$

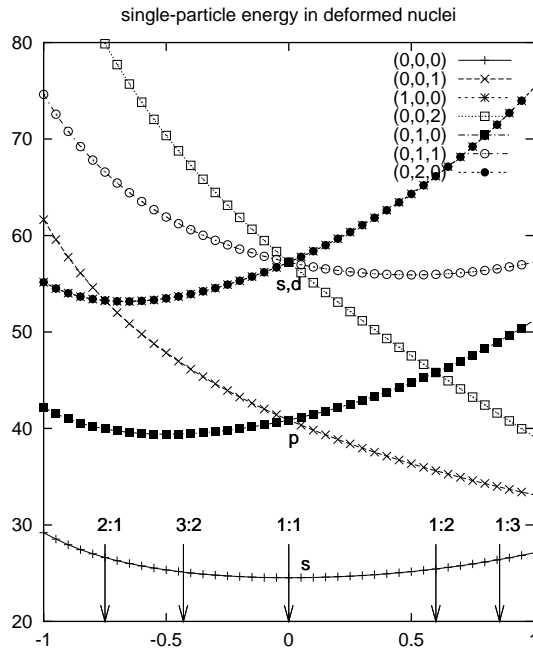


図 2.3: ε に対する独立一粒子エネルギーの変化 凡例は (n_r, Λ, n_z) を表し、また 1:1 などの比は ρ 方向と z 方向の核の長さの比となっている。核は $\varepsilon > 0$ では ρ 方向に縮み z 方向に伸びた形 (prolate 型)、 $\varepsilon < 0$ では ρ 方向に伸びた形 (oblate 型) となる。

図 2.3 からわかるように基底状態である $(0, 0, 0)$ から順に $(0, 0, 1)$ 、そして $(0, \pm 1, 0)$ にそれぞれ粒子はスピンを考慮すると 2 個、2 個、4 個ずつ入っていることがわかる。そして、 $\varepsilon = 0.7$ 近傍で $(0, \pm 1, 0)$ の準位と $(0, 0, 2)$ の準位が逆転していることがわかる。そこで $(0, \pm 1, 0)$ 軌道の 4 つの proton のうち 2 つが $(0, 0, 2)$ に移った場合と移らないままの場合の全粒子エネルギー $W(\varepsilon)$ が図 2.4 である。 $\varepsilon = -0.8$ 近傍にも $(0, 0, 1)$ 軌道かと $(0, 2, 0)$ 軌道が逆転する点があるのでその場合も同様に移った場合の全粒子エネルギーを求めた。

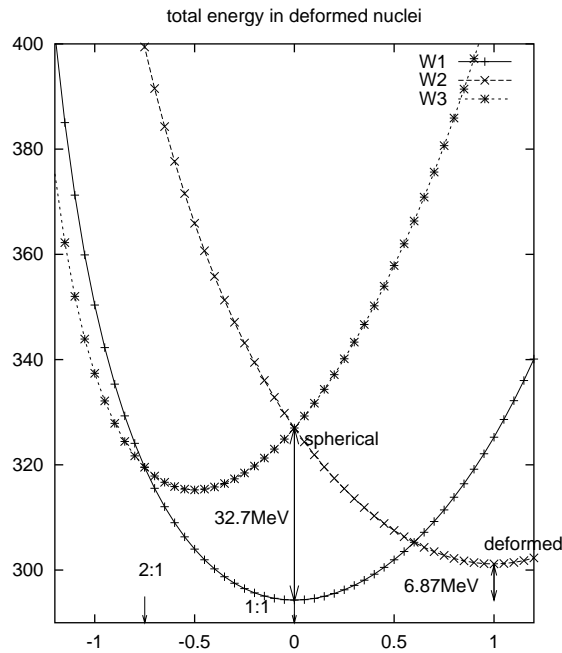


図 2.4: ϵ に対する全核子エネルギーの変化 中央の曲線が全エネルギー $W1 = E(0, 0, 0) \times 2 + E(0, 0, 1) \times 2 + E(0, \pm 1, 0) \times 4$ で右側の曲線が $W2 = E(0, 0, 0) \times 2 + E(0, 0, 1) \times 2 + E(0, \pm 1, 0) \times 2 + E(0, 0, 2) \times 2$ の場合である。左側の曲線 $W3 = E(0, 0, 0) \times 2 + E(0, 2, 0) \times 2 + E(0, \pm 1, 0) \times 4$

図 2.4 より計算の結果 $W2$ は $\epsilon = 1.0$ で最小値をとり $W1$ の $\epsilon = 0$ での値、すなわち基底状態との差は 6.87MeV となったが、neutron も 2 つ移ることを考慮すれば、変形 ^{16}O の励起エネルギーは 13.74MeV で安定な点をもち、その時の核は ρ 方向に縮んでいる (*prolate* 型) という結果となった。球形殻模型の第一励起状態は図 2.4 から分かるように、neutron もあわせて 65.4MeV と 6.05MeV 準位を全く説明できないが、軸変形させることにより 13.74MeV まで励起状態は下げる事ができ変形した状態の方が 6.05MeV をよく表すことがわかる。また球形 ($\epsilon = 0$) の立場から見れば、移った状態は proton 2 個、neutron 2 個つまり α 粒子を単位として、励起した状態となっており、 ^{16}O が $\alpha - ^{12}\text{C}$ 二体クラスター構造であることを示唆している。

2.2.2 Woods-Saxon 型

調和振動子型ではまだかなりのずれがあることから Woods-Saxon 型ポテンシャルをべき乗の形に近似したポテンシャルを使うことを試みた。(2.1) 式のハミルトニアン、 $V(\rho, \varphi, z)$ を、

$$V(\rho, \varphi, z) = V_0 \left\{ 1 - \left(\frac{\rho}{R_{0\rho}} \right)^{a_0} - \left(\frac{z}{R_{0z}} \right)^{a_0} \right\} \quad (2.16)$$

と置き換えた。後は調和振動子の場合と同様に $V(\rho, \varphi, z) = V(\rho) + V(z)$ の形となるから ρ 方向と z 方向で分離しそれぞれの方向で固有値を求めて足し合わせた。

$$E_{w.s} = E_{n_\rho \Lambda} + E_{n_z} \quad (2.17)$$

変形パラメーターは

$$R_{0r} = R_0 \left(1 + \frac{1}{3} \varepsilon \right) \quad (2.18)$$

$$R_{0z} = R_0 \left(1 - \frac{2}{3} \varepsilon \right) \quad (2.19)$$

をつかった。 a_0 については球座標において二つのポテンシャル、

$$\begin{cases} V_{w.s} = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{\rho - R_0}{d}\right)} \\ V = V_0 \left\{ 1 - \left(\frac{\rho}{R_0} \right)^{a_0} \right\} \end{cases} \quad (2.20)$$

を使って $V_{w.s}$ の $n_\rho = 0, 1$ の固有値をできるだけ再現できるものを探したが、近似が荒いせいかなかなり誤差がでたが、結局、比較的ましな $a_0 = 4$ とした。その他のパラメーターは調和振動子の場合と同じである。(ε は調和振動子の場合と正負が逆になっている)

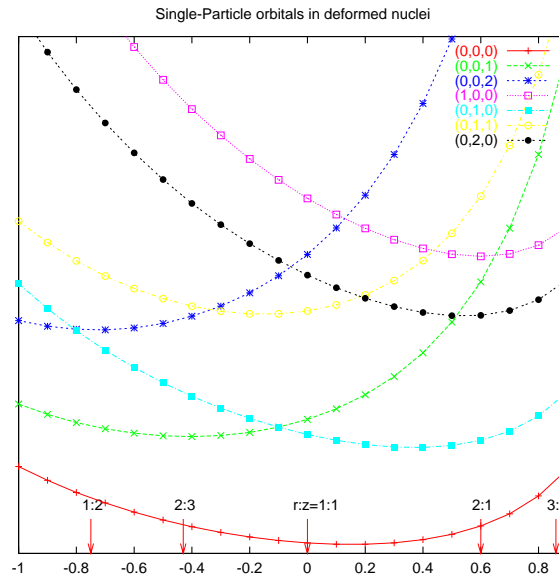


図 2.5: ε に対する独立一粒子エネルギーの変化

9

図 2.5 は ε による固有値の変化具合はそれなりに見えていて軌道が $\varepsilon = -0.8$ 近傍で $(0, \pm 1, 0)$ の準位と $(0, 0, 2)$ の準位が逆転しているが、 y 軸が消えている事からわかるとおり、調和振動子の場合でいう全粒子エネルギー W_1 と W_2 の計算が全くあわなかった。(2.16) 式は球対称の形をしているべき $\varepsilon = 0$ の場合に、球対称となっておらず球座標で固有値がうまくあう a_0 がみつからなかったことからさうとう荒い近似となっていたのが原因と考えられる。

2.3 光学ポテンシャル

2.3.1 弾性散乱と光学ポテンシャル

核による核子の弾性散乱を考える。入射核子は核の作る 1 体ポテンシャル $V(\mathbf{r})$ によって散乱されると考えられるが、実際には弾性散乱以外にも様々な反応過程 (非弾性散乱や核子移行反応など) も起こっているはずである。これらの効果を虚数部 $iW(\mathbf{r})$ を導入することにより考慮したポテンシャル

$$U(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r}) + iW(\mathbf{r}) \quad (2.21)$$

が光学ポテンシャルと呼ばれるものである。さてこの光学ポテンシャルを用いて Schrödinger 方程式を書くと、

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) + iW(\mathbf{r}) \right\} \psi(\mathbf{r}, t) \quad (2.22)$$

となり、(2.22) 式の左から ψ^* を掛けると、

$$i\hbar \psi^* \frac{\partial}{\partial t} \psi = -\frac{\hbar^2}{2M} \psi^* \nabla^2 \psi + \rho V + i\rho W \quad (2.23)$$

となる。ただしここで、 M は入射核子と核との換算質量で、 ρ は $\rho = \psi^* \psi$ (粒子の密度) と定義した。

次に (2.23) 式の虚数部を取り出して、両辺を \hbar で割ると、

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \rho = -\frac{\hbar}{4iM} \cdot \nabla (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) + \frac{\rho W}{\hbar} \quad (2.24)$$

となる。

ここで確率の流れ密度 $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar}{2iM} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*)$ を使って (2.24) 式を書き換えると、

$$\nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \rho(\mathbf{r}, t) = \frac{2}{\hbar} W(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}, t) \quad (2.25)$$

となる。したがって式 (2.25) は、 $W(\mathbf{r}) < 0$ ならば単位時間あたり $2|W(\mathbf{r})|/\hbar$ だけ核子が失われていることを意味している。このように光学ポテンシャルを用いることで核による吸収を説明することができる。

2.3.2 現象論的光学ポテンシャル

先に述べたような光学ポテンシャルの形式的表式を計算によって求めるのは非常に難しいので、現象論的に求めることを考える。ここで光学ポテンシャルは一般に非局所的であるが、非局所的光学ポテンシャルは現象論的取り扱いが難しいので、局所ポテンシャルで近似する。その一般型は中心力とスピン軌道力の和

$$U(\mathbf{r}) = U_C(r) + U_{SO}(r) \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \quad (2.26)$$

で表される。よく用いられる形は次のようである。

$$U_C(r) = V_C(r) + Vf(r; R_V, a_v) + i \left\{ W_V f(r; R_W, a_w) - 4a_W W_s \frac{d}{dr} f(r; R_W, a_W) \right\} \quad (2.27)$$

$$U_{SO}(r) = (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) V_{SO} r_{SO}^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r; R_{SO}, a_{SO}) \quad (2.28)$$

ここで、 f は Woods-Saxon 型の分布で、

$$f(r; R, a) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right\}^{-1} \quad (2.29)$$

である。

(2.27) 式の $V_C(r)$ は核を一様帯電球とみなした時のクーロンポテンシャルで、虚数部分の第一項は体積吸収型、第二項は f の微分型に掛かっているから表面吸収型のポテンシャルである。(2.28) 式はスピン軌道結合を表すポテンシャルである。

これらのパラメータを変化させて散乱断面積や偏極分解能等の観測値を再現することができれば、この光学ポテンシャルが核子の核による散乱をうまく説明できていることになる。

2.4 DWBA

2.4.1 弾性散乱と Born 近似

散乱問題として入射粒子 a と標的粒子 A との散乱を考える。ここでの散乱ポテンシャルとしては厳密解の得られる光学ポテンシャルを用いる。この場合の Schrödinger 方程式は、

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu_a} \nabla^2 + V_A \right) \phi_a = E_a \phi_a \quad (2.30)$$

これを变形して、

$$(\nabla^2 - U_A + k_a^2) \phi_a = 0 \quad (2.31)$$

$$U_A = \frac{2\mu_a V_A}{\hbar^2} \quad (2.32)$$

$$k_a = \left(\frac{2\mu_a E_a}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.33)$$

十分大きな r_a に対してこの方程式の解は、

$$\phi_a(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a) = \exp(i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r}_a) - \frac{\exp(ik_a r_a)}{4\pi r_a} \int \exp(-i\mathbf{k}'_a \cdot \mathbf{r}'_a) U(\mathbf{r}'_a) \phi_a(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}'_a) d\mathbf{r}'_a \quad (2.34)$$

この際、右辺積分項にある $\phi_a(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}'_a)$ に右辺そのものを代入する逐次近似を行い、積分の第一項まで取ると、

$$\phi_a(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a) = \exp(i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r}_a) - \frac{\exp(ik_a r_a)}{4\pi r_a} \int \exp(-i\mathbf{k}'_a \cdot \mathbf{r}'_a) U(\mathbf{r}'_a) \exp(i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r}'_a) d\mathbf{r}'_a \quad (2.35)$$

これを Born 近似という。

2.4.2 直接過程と DWBA

先ほどの散乱問題では入射粒子と標的核内核子との相互作用は無視していたが、次に 1 回のみ相互作用する直接過程を考える。この場合は、(2.31) 式におけるポテンシャルの項を、

$$U_A = U'_A + V_A \quad (2.36)$$

と書き直す。\$U'_A\$ は散乱ポテンシャル、\$V_A\$ は相互作用である。\$V_A\$ は \$U'_A\$ より十分小さい場合は摂動項として扱うことが出来る。

$$(\nabla^2 - U'_A + k_a^2) \chi'_a = 0 \quad (2.37)$$

の解は (2.35) 式より、

$$\chi'_a{}^{\pm}(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a) = \exp(\pm i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r}_a) - \frac{\exp(\pm ik_a r_a)}{4\pi r_a} \int \exp(-i\mathbf{k}'_a \cdot \mathbf{r}'_a) U'_A \exp(\pm i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r}'_a) d\mathbf{r}'_a \quad (2.38)$$

となり、十分大きな \$r\$ に対して、

$$(\nabla^2 - U_A + k_a^2) \chi_a = 0 \quad (2.39)$$

を満たす波動関数 \$\chi_a\$ として、

$$\chi_a(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a) = \chi'_a{}^+(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a) - \frac{\exp(ik_a r_a)}{4\pi r_a} \int \chi'_a{}^-(\mathbf{k}'_a, \mathbf{r}'_a)^* V_A \chi_a(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}'_a) d\mathbf{r}'_a \quad (2.40)$$

が成り立ち、この際右辺積分項にある \$\chi(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}'_a)\$ に右辺そのものを代入する逐次近似を行い、積分の第一項まで取ると、

$$\chi_a(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a) = \chi'_a{}^+(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a) - \frac{\exp(ik_a r_a)}{4\pi r_a} \int \chi'_a{}^-(\mathbf{k}'_a, \mathbf{r}'_a)^* V_A \chi'_a{}^+(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}'_a) d\mathbf{r}'_a \quad (2.41)$$

これを DWBA(Distorted Wave Born Approximation) という。

2.4.3 内部状態と遷移行列

(2.41) 式における波動関数 \$\chi_a\$ が相対運動の波動関数と内部状態の波動関数に分けられるものとしてチャンネル \$\alpha\$ に対応する波動関数が、

$$\chi_\alpha(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) = \psi_\alpha(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) \phi_\alpha \quad (2.42)$$

と書けるとする。チャンネルが \$\alpha \ \beta\$ となる散乱波を考えれば、

$$\chi_{\beta\alpha}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) = \chi'_\alpha{}^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) \delta_{\beta\alpha} - \frac{\mu_\beta \exp(ik_\alpha r_\alpha)}{2\pi\hbar^2 r_\alpha} \int \chi'_\beta{}^-(\mathbf{k}'_\beta, \mathbf{r}'_\beta)^* V \chi'_\alpha{}^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}'_\alpha) d\mathbf{r}'_\alpha d\mathbf{r}'_\beta \quad (2.43)$$

\$\beta \neq \alpha\$ の時ここでの遷移行列要素は、

$$T_{\beta\alpha} = \int \chi'_\beta{}^-(\mathbf{k}'_\beta, \mathbf{r}'_\beta)^* V \chi'_\alpha{}^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}'_\alpha) d\mathbf{r}'_\alpha d\mathbf{r}'_\beta \quad (2.44)$$

$$= \int \psi_\beta{}^-(\mathbf{k}'_\beta, \mathbf{r}'_\beta)^* \langle \phi_\beta | V | \phi_\alpha \rangle \psi_\alpha{}^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}'_\alpha) d\mathbf{r}'_\alpha d\mathbf{r}'_\beta \quad (2.45)$$

2.4.4 組み換え反応の場合

組み換え反応



を考える。

ここで、\$a\$ は \$b\$ と \$x\$ からなる粒子、\$B\$ は \$A\$ と \$x\$ からなる粒子であり、この反応は \$a\$ が \$A\$ と散乱する際に \$a\$ の中の \$x\$ を \$A\$ に置いていく Stripping 反応と呼ばれる。逆反応は pick up 反応と呼ばれ、

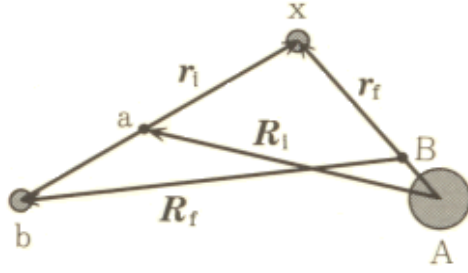


図 2.6: 組み替え反応の座標系

stripping 反応を時間反転させて同等に扱うことが出来る。

反応は直接過程であったとして、摂動項として使われる相互作用のポテンシャルは始状態として、

$$V_{\text{prior}} = V_{bA} + V_{xA} - U_{aA} \quad (2.47)$$

終状態として、

$$V_{\text{post}} = V_{bA} + V_{bx} - U_{bB} \quad (2.48)$$

この反応における座標系を図 2.6 に示す。始状態を i チャンネル、終状態を f チャンネルととった。

内部状態の座標系は i チャンネルで $\xi_i = (\mathbf{r}_i, \xi_x, \xi_b, \xi_A)$ 、 f チャンネルで $\xi_f = (\mathbf{r}_f, \xi_x, \xi_A, \xi_b)$ 、というように別々になっているので、

$$\mathbf{r}_i = -\frac{M_a M_B}{M_x (M_B + M_b)} \left(\mathbf{R}_f - \frac{M_A}{M_B} \mathbf{R}_i \right), \quad \mathbf{r}_f = -\frac{M_b M_B}{M_x (M_B + M_b)} \left(\mathbf{R}_f - \frac{M_a}{M_b} \mathbf{R}_i \right) \quad (2.49)$$

を用いて両方のチャンネルの座標系を $\xi = (\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_f, \xi_x, \xi_b, \xi_A)$ に合わせる。変換の際のヤコビアンは

$$J = \left| \frac{\partial(\mathbf{R}_i, \xi_i)}{\partial(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_f, \xi_{if})} \right| = \left| \frac{\partial(\mathbf{R}_i, \mathbf{r}_i)}{\partial(\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_f)} \right| = \left(\frac{M_a M_B}{M_x (M_B + M_b)} \right)^3 \quad (2.50)$$

と求まる。これにより、遷移行列要素は式 (2.45) の V に V_{prior} 又は、 V_{post} を用いて、ヤコビアンを掛ければよい。

また散乱断面積は始状態の波の速さを v_i 、終状態の波の速さを v_f 、終状態の換算質量を μ_f として、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{v_f}{v_i} \left(\frac{(2\pi)^2 \mu_f}{\hbar^2} \right)^2 |T|^2 \quad (2.51)$$

より求まる。

2.5 Spectroscopic factor

次に (2.46) 式の反応に対して、散乱の T 行列は次の二通りにかける。

$$T_{\text{prior}} = \langle \psi_{kf}^{(-)}(\mathbf{R}_f) \Phi_B(\xi, \mathbf{r}_f) | V_{\text{prior}} | \psi_{ki}^{(+)}(\mathbf{R}_i) \phi_a(\mathbf{r}_i) \Phi_A(\xi) \rangle \quad (2.52)$$

$$T_{\text{post}} = \langle \psi_{kf}^{(-)}(\mathbf{R}_f) \Phi_B(\xi, \mathbf{r}_f) | V_{\text{post}} | \psi_{ki}^{(+)}(\mathbf{R}_i) \phi_a(\mathbf{r}_i) \Phi_A(\xi) \rangle \quad (2.53)$$

前者を始状態表示、後者を終状態表示と呼び、その両者の違いは摂動ハミルトニアンの違いだけである。両者で異なる近似が使われているので、簡単にはこの二つが等しいとは言えないが(というかここでは証明しないが)、一般に両者の同等性が証明される。

さてここで終状態表示 (2.53) を考える。今 V_{post} によって標的核 Φ_A の励起が起こらないと仮定すると、

$$T_{\text{post}} = \langle \psi_{kf}^{(-)}(\mathbf{R}_f) R_x(\mathbf{r}_f) | V_{bx} + \bar{V}_{bA} - U_{bB} | \psi_{ki}^{(+)}(\mathbf{R}_i) \phi_a(\mathbf{r}_i) \rangle \quad (2.54)$$

を得る。ただし $\bar{V}_{bA} \equiv \langle \Phi_A | V_{bA} | \Phi_A \rangle$ である。さらに変形を行うと、

$$T_{\text{post}} = J \int d^3\mathbf{R}_f d^3\mathbf{R}_i \psi_{kf}^{(-)*}(\mathbf{R}_f) F^{\text{post}}(\mathbf{R}_f, \mathbf{R}_i) \psi_{ki}^{(+)}(\mathbf{R}_i) \quad (2.55)$$

$$F^{\text{post}}(\mathbf{R}_f, \mathbf{R}_i) = R_x^*(\mathbf{r}_f) (V_{bx}(\mathbf{r}_i) + \bar{V}_{bA}(\mathbf{r}_{bA}) - U_{bB}(\mathbf{r}_f)) \phi_a(\mathbf{r}_i) \quad (2.56)$$

となる。この $F^{\text{post}}(\mathbf{R}_f, \mathbf{R}_i)$ を終状態表示での形状因子という。ただし、 $R_x(\mathbf{r}_f)$ は分光学的振幅と呼ばれるものであり、

$$R_x(\mathbf{r}_f) \equiv \langle \Phi_A(\xi) | \Phi_B(\xi, r_f) \rangle \quad (2.57)$$

である。内積は ξ についてのみ取る。

さて次に x が核子である一核子移行反応を考える。今回の実験ではこの x が α 粒子に対応する。 x が A の一粒子準位 nlj に捕獲されたとすると、(2.57) 式の R_x はこの準位の波動関数 ϕ_{nlj} となる。すると先程の T 行列は

$$T_{\text{post}}^{sp} = J \int d^3\mathbf{R}_f d^3\mathbf{R}_i \psi_{kf}^{(-)*}(\mathbf{R}_f) F_{\text{post}}^{sp}(\mathbf{R}_f, \mathbf{R}_i) \psi_{ki}^{(+)}(\mathbf{R}_i) \quad (2.58)$$

$$F_{\text{post}}^{sp}(\mathbf{R}_f, \mathbf{R}_i) = \phi_{nljm}^*(V_{bx}(\mathbf{r}_i) + \bar{V}_{bA}(\mathbf{r}_{bA}) - U_{bB}(\mathbf{r}_f)) \phi_a(\mathbf{r}_i) \quad (2.59)$$

となる。

さてここで x と A の Pauli 原理を考慮に入れると、 R_x の Hermite 共役は Φ_A に一核子を付与した状態 $a^\dagger(\mathbf{r}_f)\Phi_A$ と Φ_B との重なりで表され、

$$\begin{aligned} R_x^\dagger(\mathbf{r}_f) &= \langle \Phi_B | a^\dagger(\mathbf{r}_f) | \Phi_A \rangle \\ &= \sum_{nlj} \langle \Phi_B(I_B M_B) | a_{nljm}^\dagger | \Phi_A(I_A M_A) \rangle \phi_{nljm}^\dagger(\mathbf{r}_f) \end{aligned} \quad (2.60)$$

となる。ただし、 $I_A M_A$ 、 $I_B M_B$ はそれぞれ核 A 、 B のスピンとその z 成分である。そして、Wigner-Eckart の定理より、

$$|\langle \Phi_B | a_{nljm}^\dagger | \Phi_A \rangle|^2 = |(I_A M_A j m | I_B M_B)|^2 S_{nlj} \quad (2.61)$$

と書ける。この S_{nlj} が spectroscopic factor と呼ばれるものであり、 Φ_B が一粒子状態を含む度合いを表す。

ここで今回の実験のように標的核が偶々核の基底状態であれば $I_A = 0$ であり、 Φ_B のスピン、パリティから lj も決まる。すると (特別な場合を除き) n も一意的に決まり、(2.60) の Σ が落ちる。このとき T 行列の 2 乗は

$$|T_{\text{post}}|^2 = |(I_A M_A j m | I_B M_B)|^2 S_{nlj} |T_{\text{post}}^{sp}|^2 \quad (2.62)$$

となる。ここで散乱の微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ は $|f|^2$ (f は形状因子) に比例するので、 $|T|^2$ にも比例することになる。したがって実験から得られた微分断面積、および (一核子が標的核の一粒子状態に捕獲されたとする) 理論から得られた微分断面積をそれぞれ $d\sigma/d\Omega_{exp}$ 、 $d\sigma/d\Omega_{sp}$ とすると、

$$S_{nlj} = \frac{d\sigma/d\Omega_{exp}}{d\sigma/d\Omega_{sp}} \quad (2.63)$$

が成り立つと考えられる。

なお今回の解析には $d\sigma/d\Omega_{sp}$ は dwuck5 というプログラムを用いて計算した。

dwuck5 では、Finite レンジ近似による数値計算で微分断面積を計算するが、Finite レンジ近似に関しては内容が難解で十分に理解することができなかった。より簡単な近似である zero レンジ近似に関しては付録に記載した。

微分断面積を計算する際に相互作用のポテンシャルは始状態表示を採用し、(2.47) 式における V_{bA} と U_{aA} がキャンセルするものとして、

$$V_{\text{prior}} = V_{xA} \quad (2.64)$$

として計算している。

ここにおけるキャンセルの妥当性は時間と技術的な問題により確認はできなかったが、実際問題として、(2.47) 式の通りに積分計算をするのは困難であり、そういった計算コードも公には存在せず、自作するのも困難である為、(2.64) 式を用いた計算コードを採用した。

第3章 実験装置

この章では実験に用いた装置の動作原理や、実際の使用環境、動作状況などを上流から順に追って述べることにする。

3.1 装置の概略

実験装置の全体図は次ページの図 3.1 に示した通りである。

実験装置は3つの部分からなり、Accelerator Room にあるイオン源と加速器からなるビーム発生系、W 実験室にある散乱槽、スペクトロメーター RAIDEN などの散乱・検出系、Console Room にある NIM、CAMAC のモジュールによる信号処理系である。

ビーム発生系ではイオン源の ${}^6\text{Li}$ から電子を剥離して2価のイオンにし、それを AVF サイクロトロンに入射する。52MeV まで加速されたビームを取り出して、G コースのビームラインで W 実験室の散乱槽へと送り出す。ここまでの操作は RCNP のオペレーターが管理している。

W 実験室に入射したビームは散乱槽に入り、ターゲットラダーに取り付けた ${}^{12}\text{C}$ 薄膜に衝突する。ここで弾性散乱や Li-d 移行反応を初めとする様々な散乱が起こり、粒子が様々な角度に飛び出すことになり、そのうち特定の角度に散乱されたものを RAIDEN に入射させ、運動量の測定を行う。また反応しなかったビームは散乱槽内のファラデーカップに入射し、入射したビーム総量を確定するためのデータとなる。

RAIDEN 中で、粒子はその運動量によって異なる軌道を描き、異なる水平座標を持って検出器の MAPC (Multi Anode Position Counter) に入射する。MAPC ではこの位置情報を信号の強度として (Linear 信号) 解析系に送ると共に、後方の ΔE 系カウンターによって粒子の入射を知らせる Trigger 信号を作成する。

以上によって検出器で作成された Linear 信号と Trigger 信号はケーブルを通して W 実験室から Console に送られ、NIM モジュールを用いて Gate タイミングの調整、Trigger の AND 論理などの処理を施され、CAMAC モジュールを用いて測定用のコンピュータに最終的なデータとして取り込まれる。

以降では、これらの各要素についての設定や事前測定の実験データなどを個別に解説していく。

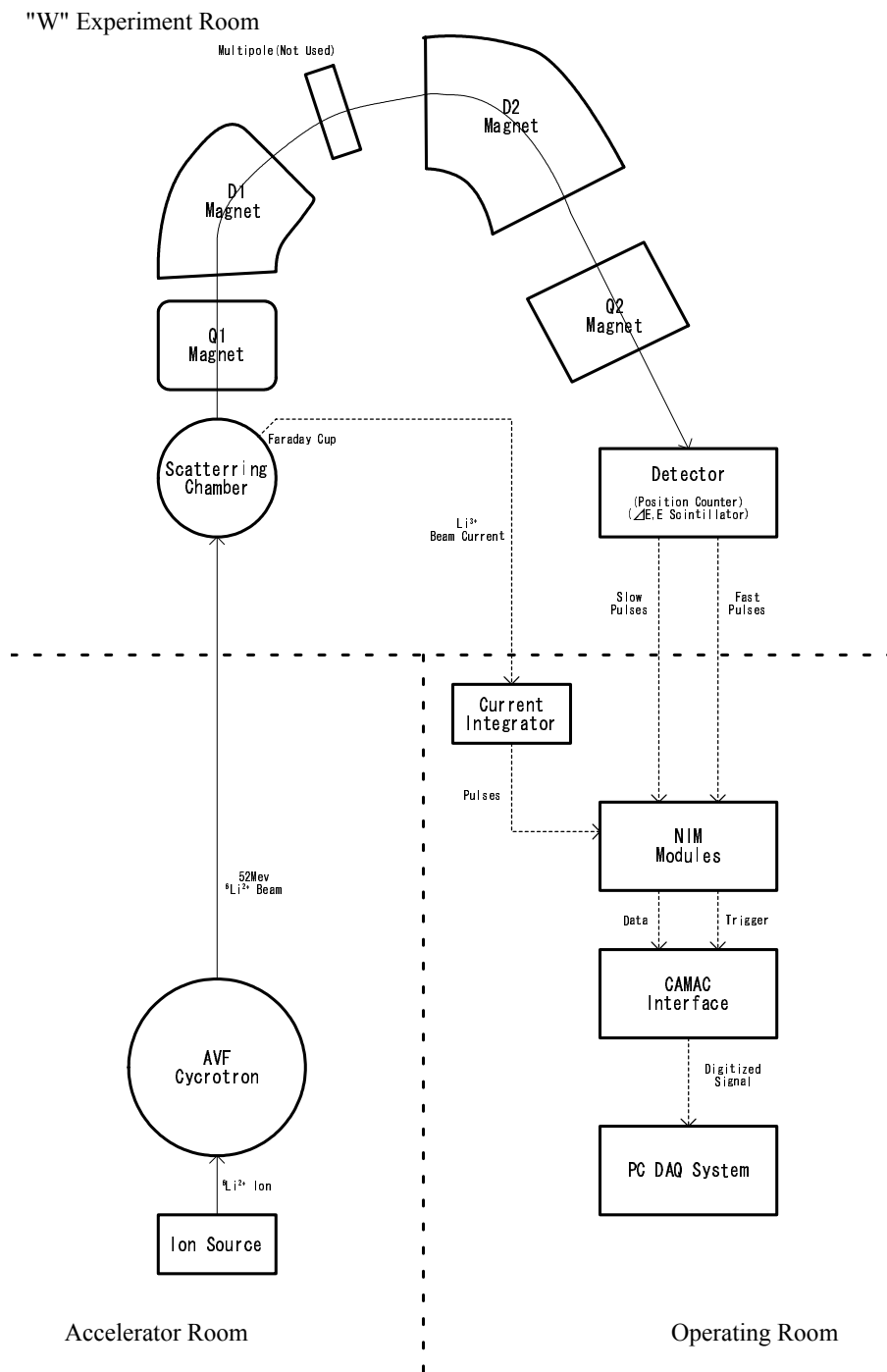


図 3.1: 実験装置全体図

3.2 散乱槽

AVF サイクロトロンより加速されたビームは散乱槽にてターゲットに照射される。散乱槽中のターゲットラダー、スリット、ファラデーカップに関して再度調べなおして本実験に活用した。ターゲットラダー、スリットに関しては電源制御が可能で、電圧をマルチメーターで読み出した。マルチメーターの基準電位は-9.99798Vであった。また、これらの値は gpiB を用いてコンソールで読み出す事も出来る。ファラデーカップは位置を操作する部分が壊れていて電源操作できない為、手で動かして位置に対応する抵抗値を直接求めた。ターゲットの上下移動はコンソールで制御できたが、他は一旦実験室に行き操作する必要がある。

3.2.1 ターゲットラダー

ターゲットラダーはホルダーを4つ保持できる形状を持っていて、電源操作による上下移動と、回転が可能である。ビームライン上に望遠鏡を置き、ラダーにビューワーを取り付けて、ビームスポットに対応する位置を示す電圧を各ホルダーごとに調べ、また、電圧と位置の関係を調べて任意の位置に対応する電圧が計算できるようにした。ラダーの回転に関しては、目分量では角度を荒くしか調べられないが、-90,0,90,180 度に対応する電圧を調べ、角度との関係を求めた。各ホルダーのターゲットの中央に対応する電圧は表 3.1 に与えた。また、ビューワーの目盛りから 1mm あたり 0.065137V の対応が分かった。角度に関する線形近似曲線を求めたところ、 x をマルチメーターの読み (V)、 y_{tt} をターゲットの角度 (deg) として、

$$y_{tt} = -40.666x - 222.36 \quad (3.1)$$

と求めた。

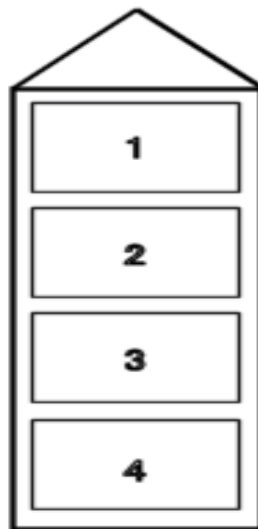


図 3.2: ターゲットラダーとホルダー番号

番号	電圧値 (V)
1	-2.667
2	-4.9726
3	-7.2524
4	-9.5308

表 3.1: 各ホルダーのターゲットの中央に対応する電圧値

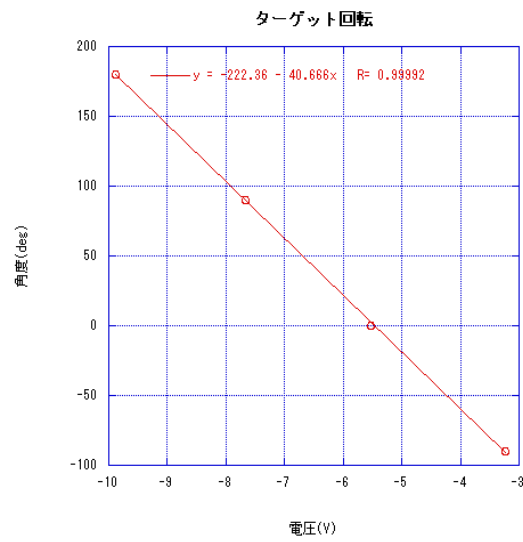


図 3.3: ターゲットの角度と電圧との関係

3.2.2 スリット

スリットは上下外内がそれぞれ操作可能となっているが、絶対的な位置を調べる事が出来ない為、ビームスポットの位置を基準に取り、そこからの位置と電圧との関係を調べた。ここでは RAIDEN によって曲げられる方向を内側としている。

線形近似曲線を求めたところ、 x をマルチメーターの読み (V)、 $y_{so}, y_{si}, y_{su}, y_{sd}$ をそれぞれスリットのビームスポットからの外内上下位置 (cm) として (外、下方向を正にとっている)、

$$y_{so} = -0.50284x - 2.2926 \quad (3.2)$$

$$y_{si} = -0.4927x - 2.3262 \quad (3.3)$$

$$y_{su} = -0.50701x - 1.9579 \quad (3.4)$$

$$y_{sd} = -0.52295x - 2.0592 \quad (3.5)$$

と求めた。

それぞれにの位置に対して、電圧との線形性が確認された。

3.2.3 スリットの位置

RAIDEN の仕様書より、上下スリットはターゲットの位置から 290mm、左右スリットは 250mm 離れている事が分かった。

これよりスリット幅に対応する立体角の計算が出来る。

3.2.4 ファラデーカップの位置

散乱槽中のターゲットより後部にビーム流量を調べるためにファラデーカップが置かれている。これは RAIDEN の回転とは独立に回転移動する為、前方での測定はファラデーカップ自体が邪魔となって出来なくなっている。ファラデーカップの位置を決め、端の位置を調べて何度からの測定を行うかを定める必要がある。また、少しでもあればファラデーカップをずらす事によってより前方の角度の測定が可能となるため、ビームスポットから外れない程度で何処までずらせられるかも調べた。角度は基準からファラデーカップを回転させる歯車の数との対応で求めた。角度と抵抗値の関係は線形近似曲線を求めたところ、 x を抵抗 (k Ω)、 y_{ft} を角度 (deg) として、

$$y_{ft} = -54.964x + 132.16 \quad (3.6)$$

と求めた。

また、この式から望遠鏡から見えたファラデーカップの端の角度は図 3.6 に示した。

標準的な位置とビームの広がりを考慮した場合、前方 7 度からの測定が可能であることになった。ずらした場合は 6 度からの測定が可能となったが、結局ファラデーカップはずらさなかった。

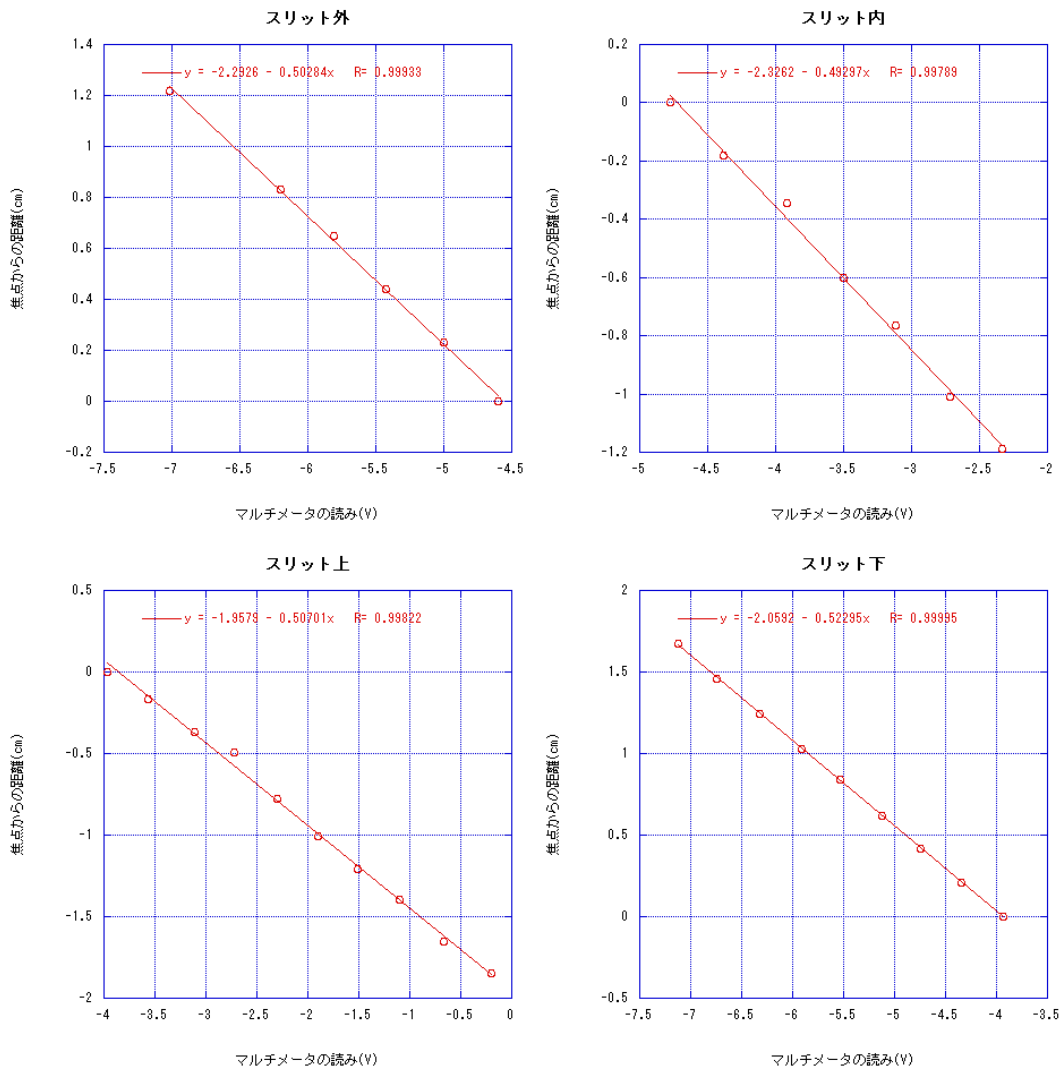


図 3.4: スリットの上下内外の位置と電圧との関係

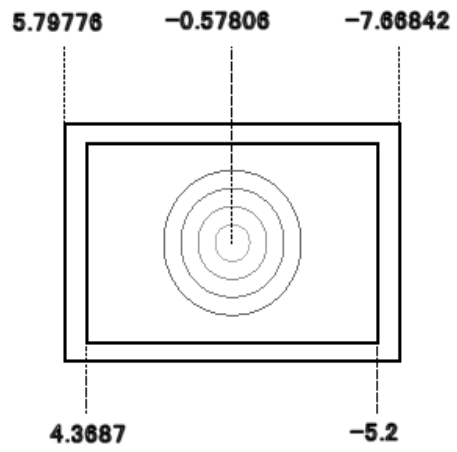
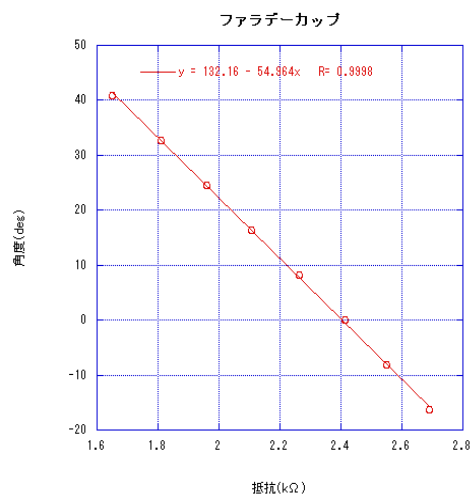


図 3.5: ファラデーカップの角度と抵抗値と 図 3.6: ファラデーカップ中心付近のビーム
 の関係 ライン上に来た時の角度

3.2.5 ターゲット膜

今回の実験では、ターゲットの膜厚を正確に測ることが出来なかった。ここでは、膜厚を正確に測れなかった経緯と、最終的な膜厚の見積もりについてまとめる。

ターゲットの作成

ターゲット用の ^{12}C の薄膜は、真空蒸着法により4枚（それぞれ A,B,C,D と名づける）作成し、このうちの2枚 (A,C) を本番の実験で用いた。A,B,C,D の4枚は同時に作ったものであるが、C と D に関しては、A,B を作っている途中から作り始めたので、厚さは A,B より薄いと考えられる。

膜はスライドガラスの上に NaCl を蒸着させ、その上に ^{12}C が蒸着してある。スライドガラスを水の中に入れると、NaCl が水に溶け、 ^{12}C がスライドガラスから分離して水面に浮かぶ。それを2重になるようにフォルダですくい、ターゲットとした。

膜厚の測定

RCNP で膜厚を簡単に測定する方法が思いつかなかったので、膜厚は京大のタンデム加速器の G コースの真空槽のなかで ^{241}Am の線源とフォトダイオードを用いて膜でのエネルギー損失を測定し、それから SRIM[16] を用いて膜厚を求めた。ただ、RCNP に運ぶ途中で膜が破れてしまう恐れがあったので、ここでは膜 A だけを測定することにした。その結果、膜 A の厚さは $94\mu\text{g}/\text{cm}^2$ であった。

RCNP へ運ぶ途中で膜 A は半分破けて、2重になっていたものが1重になってしまった。膜 B も途中で破けて使えなくなったので、実験では膜 C を使うことにした。しかし、弾性散乱を測定した後で膜 C に穴が空いてしまったので、 $(^6\text{Li}, d)$ 反応ではかろうじて生き残っている膜 A を使用した。実験の最後に膜 C の穴の空いていない部分にビームをあて、比較的 Yield が大きかった $(^6\text{Li}, d)$ 反応の $\text{Ex}=10.35\text{MeV}$ を同じ設定で測定し、その Yield から、膜 A と膜 C の厚さの比を出した。

さらに膜厚のだいたいの大きさを見積もるために、膜 C とだいたい同じ厚さだと考えられる膜 D の厚さを京大に帰ってきてから測定した。その結果、膜 D の厚さは $70\mu\text{g}/\text{cm}^2$ であった。

これより膜 C の厚さも約 $70\mu\text{g}/\text{cm}^2$ であると考えられ、半分破けた後の膜 A は、C との比より約 $38\mu\text{g}/\text{cm}^2$ であると考えられる。これは2重であったときの厚さの約半分なので、わりと妥当だと思われる。

膜	厚さ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	備考
A(2重)	94	京大で厚さを測定
A(1重)	約 38	$(^6\text{Li}, d)$ 反応で使用
C	約 70	弾性散乱で使用
D	70	京大で厚さを測定

3.3 磁場

3.3.1 RAIDEN

RAIDEN は大阪大学核物理研究センター (RCNP) にある QDMDQ 型 (上流から順番に Q1, D1, M, D2, Q2 の磁石が配置されている) スペクトログラフである。

本実験で用いた D1, D2, Q1, Q2 の各磁石のパラメータを表 3.2, 表 3.3 に記す。Multipole Magnet は用いていない。主電源 I_{main} (D1, D2, Q1, Q2 共通) と補助電源 I_{D2sub} , I_{Q1sub} , I_{Q2sub} を制御することで、磁場を決定する。

	D 1	D 2
軌道半径 (cm)	150	150
曲げ角 (degree)	60	100
入射角 (degree)	0	40
出射角 (degree)	30	33
gap(cm)	8.0	8.0
turn 数 (main)	64	64
turn 数 (sub)	0	151

表 3.2: Dipole Magnet の parameter

	Q 1	Q 2
長さ (cm)	35	80
口径 (cm)	14	48
turn 数 (main)	35	34
turn 数 (sub)	75	133

表 3.3: Quadrupole Magnet の parameter

Dipole magnet 及び Quadrupole magnet の電流と磁場の関係は、理想的には

$$B_D = \frac{2\mu_0}{l}(n_{main}I_{main} + n_{sub}I_{sub}) \quad (3.7)$$

$$B'_Q = \frac{2\mu_0}{R^2}(n_{main}I_{main} + n_{sub}I_{sub}) \quad (3.8)$$

である。ただし、 B_D は磁束密度、 l は gap、 B'_Q は磁場勾配、 R は口径、 n_{main}, n_{sub} は主電源、補助電源のコイルの turn 数、 I_{main}, I_{sub} はそのコイルに流れる電流である。つまり、表 3.2, 表 3.3 より、

$$B_{D1}[\text{T}] = 2.011 \times 10^{-3} \times I_{main}[\text{A}] \quad (3.9)$$

$$B_{D2}[\text{T}] = 2.011 \times 10^{-3} \times I_{main}[\text{A}] + 4.744 \times 10^{-3} \times I_{D2sub}[\text{A}] \quad (3.10)$$

$$B'_{Q1}[\text{T/m}] = 1.795 \times 10^{-2} \times I_{main}[\text{A}] + 3.821 \times 10^{-2} \times I_{Q1sub}[\text{A}] \quad (3.11)$$

$$B'_{Q2}[\text{T/m}] = 1.484 \times 10^{-3} \times I_{main}[\text{A}] + 5.803 \times 10^{-3} \times I_{Q2sub}[\text{A}] \quad (3.12)$$

となる。

3.3.2 Dipole Magnet の設定値

Dipole Magnet については、磁束密度 $B[\text{T}]$ と、粒子の軌道半径 $\rho[\text{m}]$ との関係は、

$$B = \frac{p}{Z\rho c} \quad (3.13)$$

で決まる。ただし、 $p[\text{eV}]$ は粒子の運動量、 Z は粒子の電荷数、 c は光速である。

式 (3.9) より I_{main} が定まる。しかし、 I_{main} を変えて NMR で B_{D1} および B_{D2} を計測してみると表 3.4 のようになった。表 3.4 より、 B_{D1} と I_{main} との関係は、

$$B_{D1}[\text{T}](\text{実測値}) = 1.871 \times 10^{-3} \times I_{main}[\text{A}] + 14.658 \times 10^{-3} \quad (3.14)$$

であり、これで I_{main} を決定した。

$I_{main}[\text{A}]$	$B_{D1}[\text{mT}]$	$B_{D2}[\text{mT}]$
350		660.79
375	716.58	708.36
400	762.38	752.74
425	809.21	799.63
450	856.31	845.28
475	903.69	892.21
500	950.08	937.68

表 3.4: メイン電流と NMR 値 ($I_{D2sub} = 0$)

$I_{sub}[\text{A}]$	$B_{D2}[\text{mT}]$
0.6	831.633
0.8	832.450
1.0	833.261
1.2	834.062
1.4	834.864
1.6	835.669
2.0	837.331
2.5	839.402
3.0	841.550
3.5	843.593
4.0	845.845
4.5	847.843
5.0	849.902
5.5	851.995

表 3.5: サブ電流と NMR 値 ($I_{main} = 440[\text{A}]$)

I_{D2sub} については、表 3.4 からわかるようにずれがあるので、 $B_{D1} = B_{D2}$ となるように決めた。表 3.4, 表 3.5 より、 B_{D2} と I_{main}, I_{D2sub} との関係は、

$$B_{D2}[\text{T}](\text{実測値}) = 1.841 \times 10^{-3} \times I_{main}[\text{A}] + 4.183 \times 10^{-3} \times I_{D2sub}[\text{A}] + 17.328 \times 10^{-3} \quad (3.15)$$

である。実際にはこの式を参考に、NMR の値を随時読みずれがあったら調整するプログラム (付属 CD に収録) で制御した。

3.3.3 Quadrupole Magnet の設定値

Quadrupole Magnet については、粒子が焦点面においた検出器で focus するように決める。

粒子の進行方向を z 方向、鉛直上向きを y 方向とし、 x 方向は右手系で定める。ここで、 $dx/dz = \theta, dy/dz = \phi$ と定め、ターゲットで散乱したときの中心軌道からのずれを $x_0, y_0, \theta_0, \phi_0$ とする。そして、中心軌道を通る運動量 p とそれとのずれ Δp との比 $\Delta p/p$ を δ_0 とする。焦点面での中心軌道からの x, y 方向のずれを x_c, y_c とすると、

$$(x_c, y_c) \equiv X_c = \sum_{i,j,k,l,m} (X_c | x_0^i y_0^j \theta_0^k \phi_0^l \delta_0^m) x_0^i y_0^j \theta_0^k \phi_0^l \delta_0^m \quad (3.16)$$

と Taylor 展開できる。本実験では、 $(x_c | \theta_0)^2 + (y_c | \phi_0)^2$ が最小になるように Q1, Q2 の磁場勾配を決定した。計算には ORBIT(軌道計算ソフト) を用いた。表 3.2, 表 3.3 のデータを用いた計算結果

より、Q1,Q2の磁場勾配/(magnetic rigidity)は、Q1: $-6.661m^{-2}$,Q2: $-0.5365m^{-2}$ と決まった。負の値はx方向に対して defocus という意味である。

ただし、ORBIT で出した値は、実際にはコイルに流せる電流の規格より大きな値になるため実現できなかった。実測値は正確な測定方法が無いので、電流を変えて focus が一番いい所に I_{Q1sub}, I_{Q2sub} を決めた。磁場が大きく変わる弾性散乱と (Li,d) 反応の時の2度 focus 測定をした。

$I_{Q1sub}[A]$	$I_{Q2sub}[A]$	σ
+10.8	-4.7	0.031405
-6.9	-4.7	0.037444
-13.0	-4.7	0.036540
+6.6	-4.7	0.035415
+6.4	-4.7	0.034723
+7.0	-4.7	0.033330
+7.2	-4.7	0.032377
+7.4	0.0	0.034844
+7.4	-4.7	0.034526
+7.4	-2.5	0.033097
+7.4	-6.5	0.033472
+7.4	-4.0	0.033412
+7.4	-5.0	0.033544

表 3.6: 弾性散乱での Q-Magnet と σ の関係

表 3.6 が弾性散乱のときの Focus 測定の結果であり、この場合は最も Focus がよかった (σ が小さかった) $I_{Q1sub}=+10.8[A]$, $I_{Q2sub}=-4.7[A]$ を採用した。

また、Li-d 反応については、断面積が小さく十分な統計量を取ることが出来なかったため、上記のような細かいサーチは行わず、ピーク位置が判別できることを最優先に I_{Q1sub}, I_{Q2sub} を決定している。

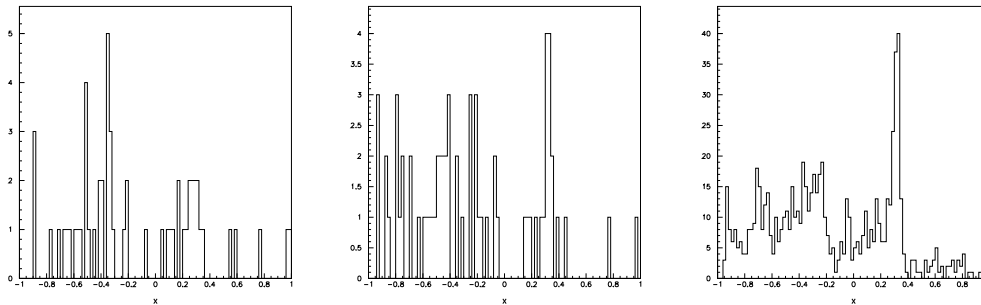


図 3.7: Li-d での磁場調整

図 3.7 は左から $I_{Q1sub}=0[A]$, $-10.5[A]$, $-7.0[A]$ で測定を回したときのスペクトルである。最終的には $-7.0[A]$ で測定を開始し、右側のスペクトルを得た。結果として σ は 0.033 前後で弾性散乱と

同程度の値となったためこの値を妥当としたが、Li-d 反応では σ の角度依存性が大きかったため、全ての角度においてこの調整が最適であったとは言い切れない。

3.4 検出器

検出器は図 3.8 のようにビームの中心軌道に対して 36 度の角度で置かれており、上流から、Position Counter として用いた MAPC (Multi Anode Positional Counter)、弾性散乱で ${}^6\text{Li}$ を測定するときのトリガーとして用いた Single Wire ガスカウンターの $\Delta E_1, \Delta E_2$ 、 $({}^6\text{Li}, d)$ 反応で deuteron を測定するときのトリガーとして用いたプラスチックシンチレーターの $\Delta E, E$ カウンターとなっている。検出器全体は、散乱槽から直接飛んでくる粒子が入らないようにするために鉛のシールドで覆ってある。

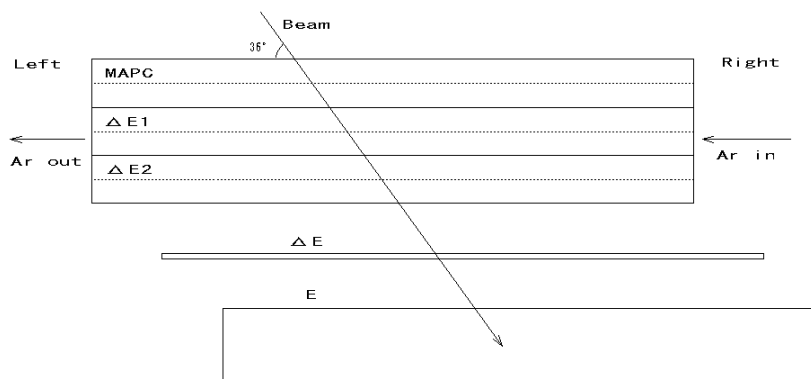


図 3.8: カウンターの配置

${}^6\text{Li}$ のエネルギー損失の算定

弾性散乱と $({}^6\text{Li}, d)$ 反応とで違うトリガーを用いたのは、弾性散乱では出てくる ${}^6\text{Li}$ が一番後ろの E カウンターまで到達しないからである。

散乱後 ${}^6\text{Li}$ は RAIDEN の出口までは真空であるとして、出口にあるカプトン樹脂、ワイヤーカウンター内にはマイラーで敷居がされ、中にはアルゴンが 95 % CO_2 が 5 % と仮定。 E カウンターはアルミホイルで巻かれている。また、ビームはカウンターに対して 54 度傾いて入射するため、垂直距離の約 1.7 倍分のロスを考慮した。結局、 E カウンターに到達するまでのロスとして考慮したものを図 3.4 と表 3.7 に示した。

ロスの要因	厚み
12C	0.1mg/cm ²
カプトン樹脂	76μm
空気	10mm
マイラー	7.3μm
アルゴン	47mm
マイラー	4.8μm
アルゴン	26mm
マイラー	4.8μm
アルゴン	25mm
マイラー	7.3μm
空気	50mm
アルミ	25μm

表 3.7: ロスとして考えられる要因とその厚み (さらに入射角度の考慮が必要)

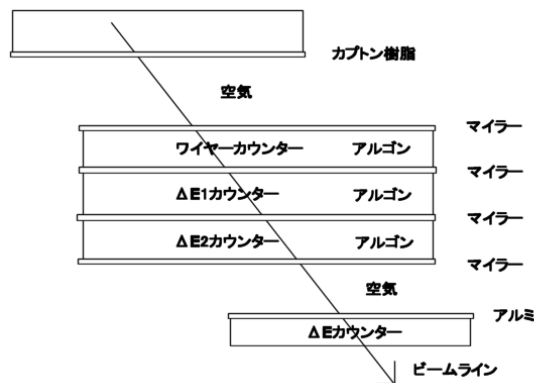


図 3.9: RAIDEN 下流から E カウンターまでの概略図

Energy Loss の算定は SRIM[16] を用いて得た値を fit して出来た関数を用いた。大きくロスする部分は $\frac{dE}{dx} \times (\text{厚さ})$ ではロスによって変化する $\frac{dE}{dx}$ が考慮されない為、精度よく計算するように Fortran プログラムを用いて、厚さを細かくして計算する事にした。

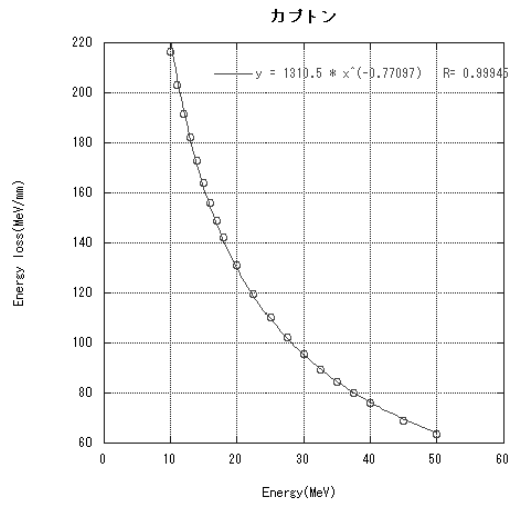


図 3.10: Energy Loss の fitting(カプトンの例)

これより、 E カウンターに到達するのは 23 度までであると分かった。これはあくまで概算値であり実際のセットとのズレは多少あり得るが、これによって後方では E カウンターでの測定は出来ない事が判明した。また、 $\Delta E_1, \Delta E_2$ を用いての測定では 42 度まで可能であることになる。

3.4.1 MAPC

Position の測定には RCNP の藤田さんや永山さんが製作した MAPC を用いた。このカウンターはアルミナイズドマイラの膜によって 3 層に区切られていて、一番上流が MAPC、後の 2 層がトリガー用の Single Wire の $\Delta E_1, \Delta E_2$ カウンターになっている。細かい仕様や性能、動作のパラメータに関しては [1] に詳しく書かれている。

測定できる運動量の範囲

運動量の違いによる焦点面での粒子の中心軌道からのずれ x は次のように表される。

$$x = (x|\delta)\delta \quad (3.17)$$

ただし $\delta = \Delta P/P$ である。 $(x|\delta)$ は Dispersion と呼ばれ、磁場の設定によって変わるが RAIDEN ではおよそ 15m である。MAPC の窓の長さはおよそ 1.5m あり、焦点面に対して 36 度傾いているので、測定できる運動量の範囲は中心軌道に対し

$$\frac{\pm 0.75 \sin(36^\circ)}{15} \simeq \pm 0.03 \quad (3.18)$$

となり、中心軌道の運動量に対しておよそ $\pm 3\%$ まで測定できることになる。

MAPC の動作原理

MAPC の中は 95% の Ar ガスと 5% の CO_2 で満たされていて、ほぼ 1 気圧の圧力になっている。粒子が入射する入射粒子が失ったエネルギーに比例した数の電子と正のイオン対が生成される。

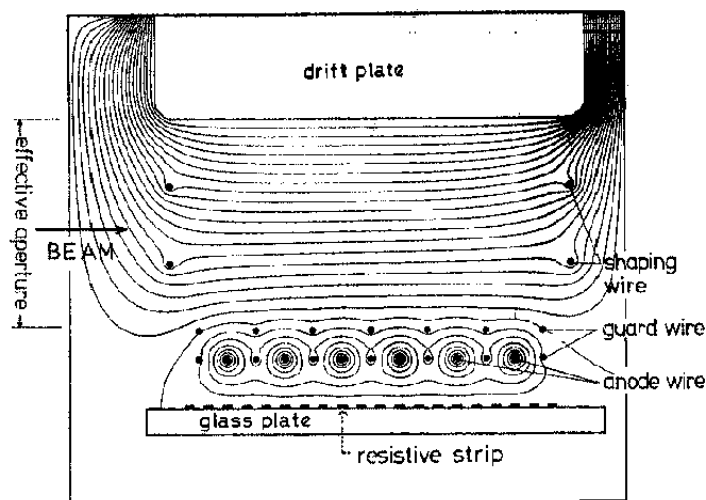


図 3.11: MAPC

カウンターの中は図 3.11 に示すような様な電場がかかっているために電子は Anode に向かって加速し、ガス分子との衝突を繰り返していく。Anode 付近では加速された電子がガス分子をイオン化出来るぐらいに電場が強くなっているために、電子雪崩が起こり電子の数は急速に増幅さ

れ、Anode 信号として取り出せるようになる。また、雪崩により誘発された正のイオンはガラスプレートに貼られた 20 本の抵抗ストリップ (100Ω/mm) に集められ、抵抗ストリップの左右から Position 信号として取り出される。

MAPC の窓枠の取替え

MAPC に流している Ar ガスの回収率がそれまでは 9 割以上あったものが、昨年度の P4 の実験のときから約 6 割と急に悪くなった。その原因としてはカウンターの窓枠に問題があると考えられたので、カウンターの窓枠を自分たちが製作したものと取替えテストしてみたが回収率はほとんど改善されなかった。

そのため窓枠自体ではなく窓枠を固定しているねじに問題があるのではないかと考え、それまで使っていた M4 のプラスねじを M4 の六角ねじに変えさらにワッシャ を 1 つ用いて固定することにした。その結果 200cc/min の流入量に対し回収率は 7 割強と少し改善された。ただし、ねじを締めすぎると逆にガスが全部漏れてしまうことがあるので注意が必要である。また交換の際に 3 本のプラスねじは頭がつぶれてしまったので、交換せずそのまま用いた。

MAPC のテスト

MAPC で正しい位置情報を得るためには、MAPC 全面でガス増幅率が等しくなっていないといけない。それを確かめるために ^{55}Fe の X 線源を用いカウンターのテストを行った。ガスを流し始めて 1 時間ぐらいしたと後に調べてみたところ、ガスの流入口と流出口とでは増幅率にまだ違いがあったが、その後 1 日以上ガスを流し続けると増幅率は入口と出口とでほぼ同じになった。

電圧の設定

実験直前になって突然、Anode 電圧が 1550V 以上になると放電を起こすようになってしまった。それまでは 1700V 程度の電圧をかけて使用していたので、Anode 信号が小さくなってしまい、回路の構成する際に苦労することになった。

本実験での電圧の設定値と使用した高電圧電源を下にまとめる。

電極	電圧	使用した電源
Anode	+1552 V	サトウ電子 HV-02 (RCNP)
Drift	-1700 V	ORTEC 456H (京大)
ΔE_1	+1455 V	サトウ電子 HV-02 (RCNP)
ΔE_2	+1472 V	サトウ電子 HV-02 (RCNP)

ノイズ対策

Position 信号に高周波のノイズがのることが実験前のテストのときに何度もあった。Pre.Amp. の電源ケーブルがグラウンドループをつくり、それがノイズを拾ってしまっていると考えられたので、ケーブルをいろいろとつなぎ変えたりして試行錯誤を繰り返したが、どうすれば一番ノイズが減るかということとはよく分からなかった。検出器にシールドをかぶせた後でも状況はあまり改善されなかった。

ノイズの原因についてはよく分からないが、Position 信号にノイズがのっているのと同じ時に、磁場を測定している NMR の挙動がおかしくなることが何度かあったので、もしかしたら何か関係があるのかもしれない。

3.4.2 プラスチックシンチレータ

(${}^6\text{Li,d}$) 反応のトリガーとして 2 枚のプラスチックシンチレータ $\Delta E, E$ カウンターを用いた。

ΔE カウンターは 2002 年度の P4 が作成したもので、厚さは 3mm で、最低 35MeV の deuteron まで測定できるように設計されている。また E カウンターの厚さは 32mm で、RAIDEN から出てきた粒子はここで全てのエネルギーを失うことになる。

$\Delta E, E$ カウンターの両方とも事前に光の漏れのチェックを行い、光漏れが疑われる部分にはビニルテープをはり光漏れがなくなるようにした。

電圧の設定

$\Delta E, E$ カウンターのそれぞれの左右のフォトマルの電圧は (${}^6\text{Li,d}$) 反応で、ノイズが Discri レベルを超えないように、信号が確実に Discri レベルを超えるぎりぎりの値に設定した。

設定値と使用した高電圧電源を下にまとめる。

フォトマル	電圧	使用した電源
ΔE Left	-1697 V	REPIC RPH-031 (京大)
ΔE Right	-1706 V	REPIC RPH-031 (京大)
E Left	-1676 V	REPIC RPH-031 (京大)
E Right	-1670 V	REPIC RPH-031 (京大)

3.5 回路構成

前節で説明した検出器を用いて、本実験では焦点面での X-Position, Y-Position、TOF(Time of Flight)、及びそれぞれのトリガーカウンターからの Linear 信号を測定することを試みた。しかし回路構成の問題や使用したモジュールの故障などにより、結局、X-Position, Y-Position のみしか測定できなかった。

この説ではそれぞれのデータをどのような回路構成で測定したかということと、その回路構成の問題点などまとめる。

3.5.1 X-Position

測定原理

X-Position を測定するためには MAPC の抵抗ストリップの左右から取り出される Position 信号を用いる。

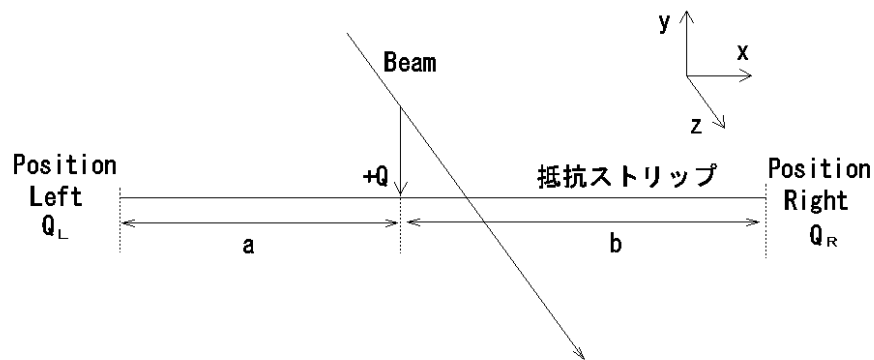


図 3.12: X-Position

図 3.12 のように MAPC を a:b に分ける位置に粒子がやってきて、合計+Q の電荷が抵抗ストリップに誘起されたとする。ストリップの左右に到達する電荷 (信号) Q_L, Q_R は抵抗によって分割されるので次のようになる。

$$Q_L = \frac{aQ}{a+b} \quad , \quad Q_R = \frac{bQ}{a+b} \quad (3.19)$$

これより左右の信号の比をとってやると

$$\frac{Q_R - Q_L}{Q_R + Q_L} = \frac{b - a}{a + b} \quad (3.20)$$

となり粒子の X-Position を得ることが出来る。

また左右の信号の和をとってやると

$$Q_L + Q_R = Q \quad (3.21)$$

となり、粒子の位置に依らず、粒子が失ったエネルギーに比例した量を得ることが出来る。

S.Amp の Gain 調整

先に述べたように、MAPC を用いて正確に位置を測定するためには ADC に取り込まれるまでの増幅率を左右で全く同じにしてやる必要がある。

そこで Reserch Pulser(ORTEC 448 京大)からの信号を Anode に入れ、ADC に取り込まれる左右の Position 信号が全く等しくなるように S.Amp の Fine Gain の調節と S.Amp と Delay Amp の DC OFFSET の微調節を行った。

回路構成

使用した回路を信号が伝わる順にまとめる。

弾性散乱

モジュール	メーカー	型番	所有	設定	
				Left	Right
Pre Amp.					
Spectroscopic Amp.	ORTEC 673	RCNP	Jumper	×0.1	×0.1
			Coarse Gain	50	50
			Fine Gain	0.538	0.500
			Shaping Time	1 μ sec	1 μ sec
			GI	0.25 μ sec	0.25 μ sec
Attenuator	KEK Model-I	RCNP		16dB (1/6.31)	16dB
Delay Amp.	ORTEC 472A	RCNP	Delay	0 μ sec	0 μ sec
			Gain	1.0	1.0
PH ADC	豊信 C008	RCNP			

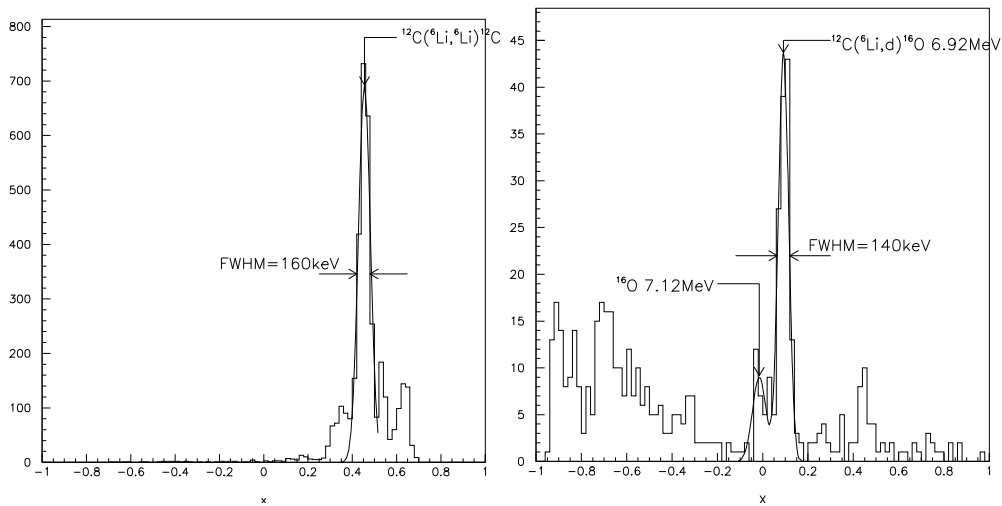
弾性散乱ではもとの信号が大きく、S.Amp の増幅率が大い saturation を起こしてしまうので、S.Amp を開けて Jumper を ×1.0 から ×0.1 に挿し変えた。しかし、それでもなお信号が大きく ADC の入力の最大電圧 (2.5V) を超えていたので、Attenuator を通して信号を小さくした。

(⁶Li,d) 反応

モジュール	メーカー	型番	所有	設定	Left	Right
Pre Amp.						
Spectroscopic Amp.	ORTEC 673	RCNP	Jumper		×1.0	×1.0
			Coarse Gain		50	50
			Fine Gain		1.500	1.407
			Shaping Time		1 μsec	1 μsec
			GI		0.25 μsec	0.25 μsec
Delay Amp.	ORTEC 472A	RCNP	Delay		0.75 μsec	0.75 μsec
			Gain		1.0	1.0
PH ADC	豊信 C008	RCNP				

(⁶Li,d) 反応では信号が小さかったので Jumper を ×1.0 にもどし Attenuator も取り除いた。
 また弾性散乱と (⁶Li,d) 反応で Delay Amp の設定が違うのはトリガーの構成が違うためである。

実際に測定したデータ



(a) 弾性散乱 $\theta_{lab} = 10^\circ$

(b) (⁶Li,d) 反応 $\theta_{lab} = 17.5^\circ$

図 3.13: 実際に測定したデータ

実際に測定したデータが図 3.13 である。最も良いところでの分解能は FWHM で、弾性散乱では $\Delta E = 160 \text{ KeV}$, $\Delta E/E = 1.6 \times 10^{-3}$ で、(⁶Li,d) 反応では $\Delta E = 170 \text{ KeV}$, $\Delta E/E = 1.4 \times 10^{-3}$

であった。

3.5.2 Y-Position

検出器の窓の Y 方向の大きさはそれほど大きくないので、Spectrograph で Y 方向にうまく収束させて、全ての粒子が検出器の窓の中に入るようにしなければいけない。実験を行なう際には全ての粒子が検出器に入っていることを確認しなければいけないが、そのためには X-Y の相関図を用いる。X-Y の相関図における分布が端で不自然に切れていなければ、全ての粒子が窓の中に入っていることになる。

測定原理

3.4.1 で述べたように MAPC 内で入射粒子により生成された電子は一様電場の中で Anode に向かって加速される。しかしこの加速はガス分子との衝突によって妨げられるために、電子は平均するとある一定の Drift 速度で Anode に移動することになる。よってこの Drift Time を測定することにより、焦点面での Y-Position を得ることが出来る。

回路構成

今回の実験では Anode からの信号もトリガーとして利用しているので、Anode との Coincidence をとる前のトリガー信号と Anode 信号との時間差を TAC を用いて測定した。ただし、Anode 信号は Coincidence をとる前のトリガー信号に比べ信号の数が少ないと予想されたので、start 信号が来たのに stop 信号が来ないという事態を避けるため、トリガー信号の方を遅らせて start と stop を入れ替えて測定した。Drift 信号はだいたい 600 nsec の幅をもっていたので、ここではトリガー信号を約 800 nsec 遅らせた。

モジュール	メーカー	型番	所有	設定
Anode Pre Amp.				
Timing Filter Amp.	ORTEC 454	京大	Coarse Gain	20
			Fine Gain	MAX
			Integrate	50 nsec
			Differentiation	50 nsec
CF Discriminator	ORTEC 934	RCNP	Threshold	29.5mV
			Delay	1.7 nsec (50cm)
TAC	ORTEC 467	RCNP	Range	0.2 μ sec
			Multiplier	10
PH ADC	豊信 C008	RCNP		

実際に測定したデータ

図 3.14 は実際に測定したデータの X-Y の相関図である。

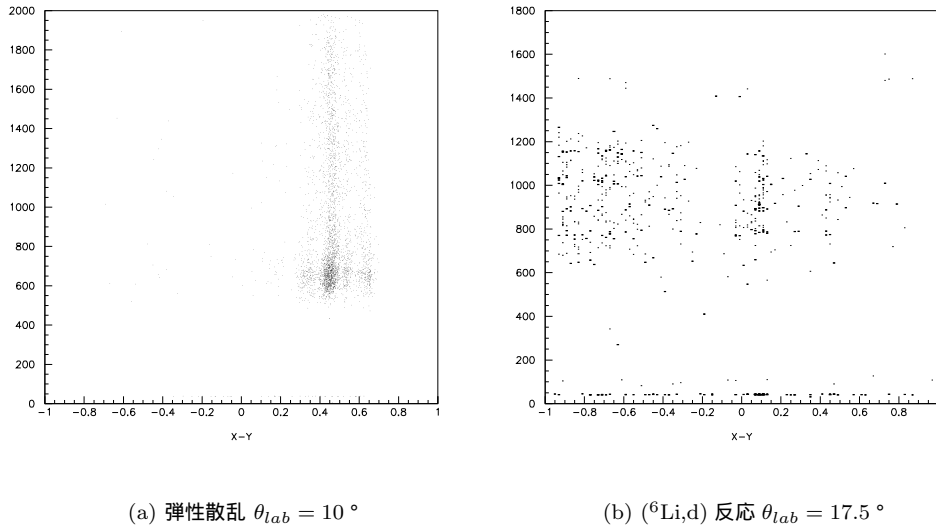


図 3.14: 実際に測定したデータ

プラスチックシンチレータは粒子が通過するとすぐに信号を出すので、 $({}^6\text{Li},d)$ 反応では Drift Time を正しく測定することが出来た。しかし、弾性散乱では、トリガーに使った ΔE_1 , ΔE_2 カウンター自身が、粒子の通った Y 方向の位置によって信号がでる時間にばらつきがあるために、正しい Drift Time を測定することが出来なかった。 ΔE_1 , ΔE_2 カウンターのワイヤーは図 3.15 のように、y 方向のちょうど中心に張られているので、弾性散乱では Y-Position が図 3.14 のように折り返された分布になっている。

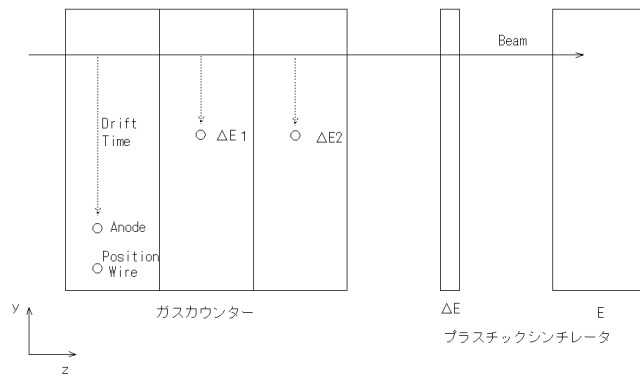


図 3.15: Drift Time

このようなことが起こるのを避けるためには、やはり、プラスチックシンチからの信号を用いるような回路構成にすべきであったと思う。

図 3.14 を見る限り、上方で分布が不自然に切れているということがないので、ほとんど全ての粒子が検出器の窓の中に入っていると考えられる。

3.5.3 Time of flight

測定原理

Spectrograph では粒子の種類には依らず、 $\rho = Bz/p$ の計算で同じ軌道半径 ρ を持つ粒子は同じように収束する。そのために測定したい粒子と、同じ ρ を持っている別の粒子とを区別する必要がある。それにはいくつかの方法があるが、TOF の測定もそのうちの一つである。

同じ軌道を通ってきても粒子の種類 (質量) が異なれば、その速度は異なる。よって RAIDEN を通過している間の時間 (TOF) を測定してやれば粒子を区別することが出来る。具体的には RF からの信号とトリガー信号との時間差を測定することで TOF を得ることが出来る。

回路構成

RF からの信号は数が多すぎるので、Signal Divider を用いて信号を 1/4 程度に減らしてやる必要がある。数を減らしても RF からの信号のほうがトリガー信号よりもなお多いので今回の実験では TDC の start にトリガー信号を用い、stop に RF からの信号を用いた。しかし、start のトリガー信号を最終的なトリガー信号ではなく、Anode との Coincidence をとる前の信号を用いてしまったために、TDC が飽和してしまいまともなデータを取ることができなかった。あらかじめもっとモジュールについて勉強しておくべきだったと思う。

モジュール	メーカー	型番	所有	設定
RF				
Discriminator	ORTEC	4608C	京大	
Signal Divider	海津	511	RCNP	1/4
TDC	LeCroy	2228A	RCNP	Range 500 nsec

3.5.4 $\Delta E_1, \Delta E_2$ Linear 信号

同じ軌道を通ってきた粒子を区別する方法には、 $\Delta E_1, \Delta E_2, \Delta E, E$ カウンターの Linear 信号をオフラインで解析する方法もある。

これらのカウンターからの Linear 信号の大きさは、入射粒子がカウンターの中で失ったエネルギーに比例するが、エネルギー損失の量は入射粒子のエネルギーと陽子数によって大きく異なる。よって Linear 信号の大きさを比べてやることにより粒子の種類を区別することが出来る。

回路構成

$\Delta E_1, \Delta E_2$ カウンターからの信号について、はじめは Pre Amp. の Energy out からの信号を Linear 信号として処理し、Timing out からの信号を Fast Amp で処理してトリガー信号として使う予定だった。しかし実験直前に急に ΔE_1 につないだ Pre Amp. からの Timing 信号がこなくなった。また、使用した Pre Amp. は Energy 信号と同じ Timing 信号を出すものだと考えて回路構成を考えていたが、実際には Timing 信号は Energy 信号を 1 階微分したものを出すタイプであったため、回路構成を変える必要が出てきた。変更にたいする準備をあらかじめしていなかったため、今回は $\Delta E_1, \Delta E_2$ カウンターからの Linear 信号をとるのをあきらめ、Energy out からの信号をトリガーとして使用するだけにした。

3.5.5 $\Delta E, E$ Linear 信号

先に述べたように $\Delta E, E$ カウンターの Linear 信号の大きさを調べるによりオフラインで粒子の種類を区別することが出来る。また弾性散乱ではエネルギー損失の計算から出てくる ${}^6\text{Li}$ は ΔE カウンターより後ろに届かないことが分かっているので、E カウンターから信号が来ていれば、それは ${}^6\text{Li}$ ではないと判断することが出来る。

プラスチックシンチでのエネルギー損失

プラスチックシンチに粒子が飛び込んでくると粒子が失ったエネルギーに比例した数の光子が発生する。光子はプラスチックシンチ内で指数関数的に減衰して左右の Photo Multiplier に入るので、信号の大きさは粒子が入射した位置によって変わってくる。粒子が失ったエネルギーを E 、入射した位置を x 、プラスチックシンチの長さを l 、とすれば、左右の Photo Multiplier に入る光の量 B_L, B_R は次のようになる。

$$B_L = \alpha E e^{\beta x} \quad (3.22)$$

$$B_R = \alpha E e^{\beta(l-x)} \quad (3.23)$$

これより左右の信号の積のルートをとってやると

$$\sqrt{B_L B_R} = \alpha E e^{\frac{\beta l}{2}} = E \times \text{constant} \quad (3.24)$$

となり、位置 x に依らず、粒子が失ったエネルギー E に比例する量を得ることが出来る。

回路構成

モジュール	メーカー	型番	所有	設定
Photo Multiplier				
Linear FI/FO	LeCroy	428F	RCNP	
Delay Cables			京大	160m(800nsec)
Charge ADC	LeCroy	2249W	京大	

ケーブルを用いて Delay させているのは信号の形を変えずに Delay させるためである。Delay Time を 800 nsec にしているのはトリガーの構成によるものであるが、実験のときに実際に信号がトリガーの Gate 幅の中に入っているかを確認するのを怠ってしまったために、Linear 信号をとるのに失敗してしまった。実験中に Linear 信号がとれていないことに気づかなかったのは、Charge ADC のことがよく分かっていなかったためである。Charge ADC は gate 幅の間に来た信号を積分してそれをデジタル信号にするので、たとえ信号が来てなくてもグラウンドラインからの微小なゆれを積分してデジタル信号に変えてしまう。今回の実験では ADC から信号が来ているのを、Linear 信号が Gate の中に入っているものと早合点してしまったためにこのような事態が起こってしまった。

3.5.6 トリガー信号

トリガー信号は、弾性散乱ではガスカウンターの ΔE_1 , ΔE_2 及び Anode 信号からつくり、(${}^6\text{Li}, d$) 反応では プラスチックシンチの ΔE , E と Anode 信号からつくった。基本的にはそれらの信号の Timing を合わせて Coincidence をとり、最後に最終的な Gate 幅と Timing を調節すれば良いのだが、Anode 信号は Drift Time の分だけ Timing にばらつきがあるため、工夫が必要となる。具体的な方法としては Anode 信号とそれ以外の信号の Coincidence をとるときに、どちらかの信号の幅を広げてやれば良い。

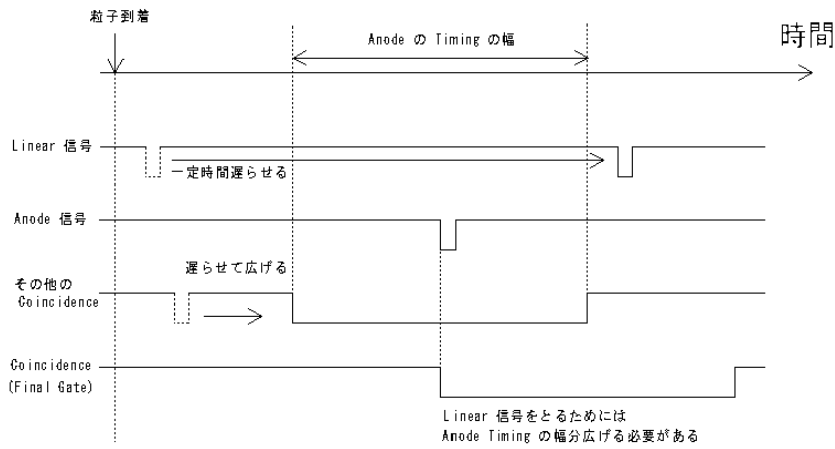


図 3.16: トリガーのつくり方 1

図 3.16 のように Anode でない方の信号を広げてやると、プラスチックシンチなどからの Linear 信号をとるためには最終的な Gate 幅を Anode 信号のばらつき分だけ広くしてやらなくてはならない。しかし、Gate の幅をあまりに広くしすぎると、信号の反射が入ってしまったり、モジュールによっては正しく動作しないこともある。

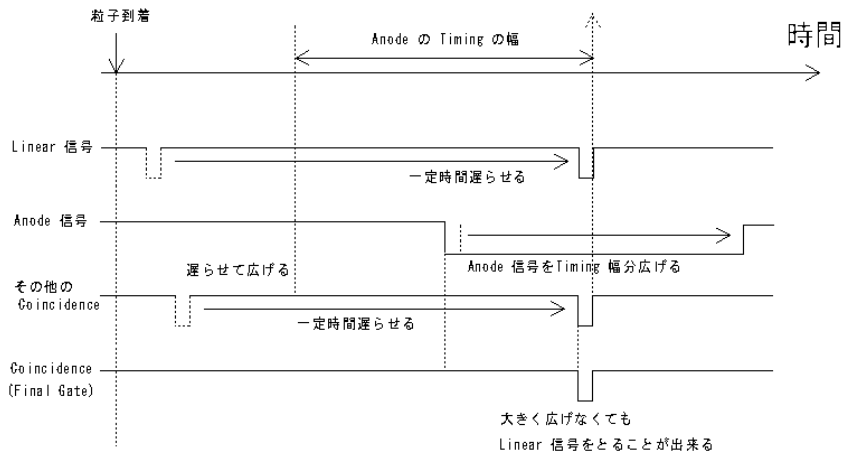


図 3.17: トリガーのつくり方 2

そこで今回は図 3.17 のように Anode 信号の方を広げてやることにした。このようにすると Linear 信号のばらつき分だけ Gate 幅を広げてやればよくなる。しかし、前節で述べたように Linear 信号に関しては、Gate 幅の間に信号が来ているかどうかを確かめなかったために、結局はとることが出来なかった。

回路構成

まず、弾性散乱での ΔE_1 , ΔE_2 からの信号についてまとめる。

モジュール	メーカー	型番	所有	設定
$\Delta E_1, \Delta E_2$				
Pre Amp.	ORTEC		RCNP	
Timing Filter Amp.	ORTEC 474		京大	Coarse Gain 10 Fine Gain 12.5 Integrate 200 nsec Differentiation 100 nsec
CF Discriminator	ORTEC 934		RCNP	Threshold 30mV Delay ???
Logic Unit ($\Delta E_1, \Delta E_2$ の and)	LeCroy 365AL		京大	
Logic Delay	OUNLS		RCNP	
Logic Unit (Anode との and)	LeCroy 365AL		京大	
Gate & Delay	海津			

プラスチックシンチレターの左右の Linear 信号の時間差からも X-Position を求めることができるが、そのためには 1 nsec 以下という高い時間分解能が必要とされる。普通の Discriminator では Timing 信号が Linear 信号の立ち上がり時間と同程度の誤差を含んでしまうので高い時間分解能を出すことが出来ない。しかし Constant Fraction Discriminator を使えばそれを解決できるらしいということで、今回の実験では Constant Fraction Discriminator を用いることにしたのだが、回路構成を考えているうちに、いつのまにかプラスチックシンチの左右の信号の時間差を測定するということがうやむやになってしまい、結局、意味もなく Constant Fraction Discriminator を使ってしまった。

このことについても、回路や検出器についての勉強をもっとしておくべきだったと反省している。

次に (${}^6\text{Li}, d$) 反応での ΔE , E からの信号についてまとめる。

モジュール	メーカー	型番	所有	設定
$\Delta E_1, \Delta E_2$				
Photo Multiplier				
Linear FI/FO	LeCroy	428F	RCNP	
CF Discriminator	ORTEC	935	RCNP	Threshold 20 mV Width 40 nsec Delay 1.7 nsec (50cm)
Logic Unit (Left, Right の and)	LeCroy	365AL	京大	
Logic Unit (ΔE , E の and)	LeCroy	365AL	京大	
Logic Delay	OUNLS		RCNP	Delay 600 nsec
Logic Unit (Anode との and)	LeCroy	365AL	京大	
Gate & Delay	海津			

Anode からの信号については弾性散乱と (${}^6\text{Li}, d$) 反応で共通の設定で処理した。

モジュール	メーカー	型番	所有	設定
Anode Pre Amp.				
Timing Filter Amp.	ORTEC 454	京大	Coarse Gain	20
			Fine Gain	MAX
			Integrate	50 nsec
			Differentiation	50 nsec
CF Discriminator	ORTEC 934	RCNP	Threshold	29.5mV
			Delay	1.7 nsec (50cm)
Gate & Delay	LeCroy 222			
Logic Unit E 系との and)	LeCroy 365AL	京大		

3.5.7 ビーム量

ビーム量は Beam Integrator の出す信号の数を CAMAC Scaler を用いて測定した。

Beam Integrator は一定の電荷量がファラデーカップから流れると一定の数の信号を出すので、その信号の数を数えてやれば Beam の量を求めることが出来る。ただしビームはターゲットを通過するときに電荷数が変わることがあるため、ターゲットを通った後のビームの平均電荷数を調べてやる必要がある。平均電荷数を調べる方法としては、例えばターゲットがあるときと、ないときとで一定時間 Beam Integrator からの信号の数を量る方法がある。しかし今回の実験ではそのように平均電荷数を求めることはせず、ビームの ${}^6\text{Li}^{2+}$ はターゲットを通ると全て ${}^6\text{Li}^{3+}$ に変わるとして計算した。その理由は弾性散乱を測定するさい、磁場を ${}^6\text{Li}^{2+}$ を曲げるように設定してみたが、全く粒子が焦点面に飛んでこなかったからである。

また、今回の実験での Beam 量はだいたい 10 ~ 20 nA であった。

回路構成

Beam Integrator は Range で設定した電流を 1000 pulses に変えるもので、今回の実験での Range は 20nA または 60nA に設定した。また、Beam Integrator からの出力は TTL であったので Level Adapter を用いて NIM の信号に変換した。

モジュール	メーカー	型番	所有	設定
Faraday Cups				
Beam Integrator	BIC	1000c	RCNP	
Level Adapter	テクノランド	N-TS 221		
Scaler	LeCroy	2251	RCNP	

実験中に Scaler の値を消してしまい、やり直さなければいけないことが一度あった。このような事故を防ぐには Scaler の値も raw データとして取り込むように、設定しなおすか、または CAMAC Scaler だけでなく NIM の Scaler を用いるなどの対策をしたほうが良い。

3.5.8 回路図

最後に、弾性散乱、(${}^6\text{Li}, d$) 反応それぞれでの全体の回路図をのせておく。

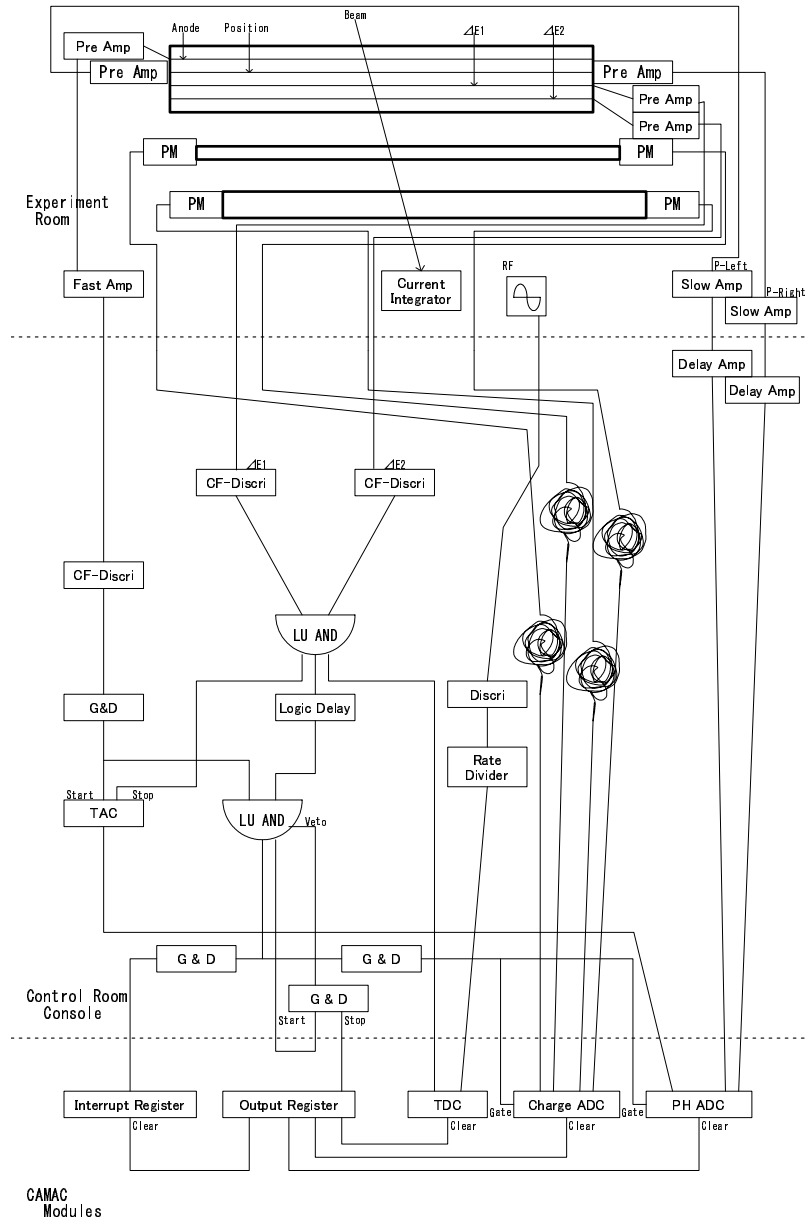


図 3.18: 弾性散乱での全体の回路図

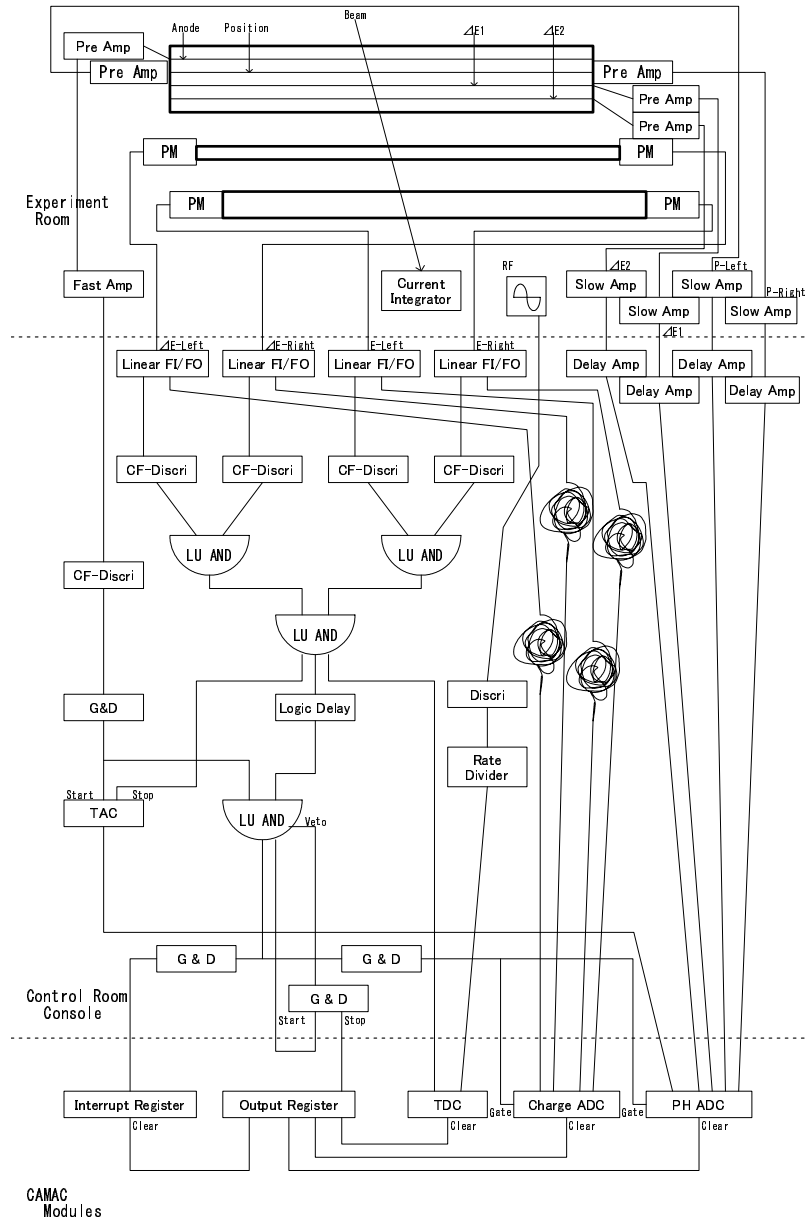


図 3.19: (${}^6\text{Li}, d$) 反応での全体の回路図

3.6 データ収集系

3.6.1 CAMAC

CAMAC(Computer Automated Measurement and Control) は、計算機によるデータ収集系のインターフェースとして、NIM 規格を補完する形で 1969 年に European Standards on Nuclear Electronics(ESONE) Committee により標準化された。現在でも NIM 規格同様に、高エネルギー物理学実験、原子核実験で利用されている。

CAMAC も NIM 規格と同様なモジュールシステムを採用しており、CAMAC-bin 側に配置するクレートコントローラを、PC 側のインターフェースボードを通して制御することになる。接続の方式としては ISA bus, PCI bus, SCSI, USB などを用いるインターフェースが開発されている。

今回使用したのは、クレートコントローラが東陽テクニカ製 CAMAC Crate Controller CC/7000, PC 側インターフェースボードは CC/7000AT-IF(ISA bus) である。

データ収集用の PC は Vine Linux 2.1.5(kernel: 2.2.18) で動作している。この PC の上で、埼玉大学理学部の岡村先生が提供している Linux 用 CC/7000 ドライバを使用して制御を行った。

3.6.2 データ収集の方針

CAMAC モジュールには、入力信号の処理が終わるとデータ送信準備ができたということを示す LAM(Look At Me) 信号を出すモジュールがある。PC 側ではこれを Interrupt 信号として割り込み処理を行うことで、原子核実験のようなイベント型のデータ収集を効率よく行うことができる。

今回使用した岡村先生のドライバでは、割り込み処理およびデータ解析 (ヒストグラミング) の部分を書き換えることで、様々なモジュール構成に対応できるようになっている。

今回の実験に関しては、1 イベントに対してデータを読みこむモジュールが複数あるのに対し、LAM の発生を許可 (LAM Enable) できるモジュールは 1 つしかない。またモジュールに信号が来るタイミングおよび入力信号を処理する時間 (conversion time) がそれぞれ異なるため、確実に全てのモジュールの conversion が終わったタイミングで LAM を発生させる必要がある。

今回データを取りこむ対象は Pulse Height ADC, Charge ADC, TDC の 3 モジュールなので、これらに信号が入力してから全ての conversion が終わるまで Delay をかけて、Interrupt Register に信号を入れることで LAM を発生させている。

この LAM によって PC に割り込みがかかったら、Pulse Height ADC, Charge ADC, TDC それぞれからデータを読み出す。読みだしたデータは 2 バイト整数型の 1 次元配列 data() に格納される (raw データ)。

データの読み出しの後は Output Register によって Clear 処理を行う。Output Register は CAMAC 信号によって NIM パルスを出力できるので、これを ADC, TDC の Clear 端子に入力することで各モジュールをクリアし、次のデータを受けつけられるようにする。

また、PC でのデータ取り込み中は次の信号が来ても受けつけないように Gate を閉じている (Veto 回路) ため、これを制御している Latch 指定の Gate & Delay Generator の Stop 端子にも Out-Reg の信号を入れ、最終トリガーの発生が可能になるようにしている。

3.6.3 実際のデータ収集

実際のデータテイキングに際しては、ドライバに付属していたデータ収集用スクリプト 'rei' を用いた。これは以下のプログラムモジュール群により構成されるシステムである。

表 3.8: rei のシステム構成

モジュール名	機能
recorder	raw データを記録して analyzer に渡す
analyzer	raw データを HBOOK に渡す
commander	測定開始、終了などの命令を出す
player	記録した raw データを analyzer に渡す (オフライン時)
rei	commander を GUI で操作する。

これによって、raw データ、Scaler の値を取得、保存することができる。また Fortran プログラム event1.f を書き換えることにより、CERN Library の HBOOK によるヒストグラミングを行い、PAW によるリアルタイムでの観測ができるようになる。

Scaler のデータ

rei は 1 秒ごとに Scaler のデータを読んで、GUI ウィンドウにその結果を表示する。測定中は主に Interrupt 数 (イベント数) の確認に用いた。

Beam(Current Integrator) のデータは Current Integrator の Range と合わせることで断面積算出に必要な Beam 総量を決定することができる。

表 3.9: Scaler の Channel

ch 0	Beam
ch 1	Anode
ch 2	ΔE Left
ch 3	ΔE Right
ch 4	E Left
ch 5	E Right
ch 6	$\Delta E1$
ch 7	$\Delta E2$
ch 8	E & ΔE Coin
ch 9	E & Anode Coin
ch 10	Interrupt
ch 11	RF

raw データ

割り込み処理によって取りこんだ 1 イベントごとのデータは以下の通りである。

表 3.10: イベントごとに収集した raw データ

data(0)	Event Length (byte)
data(1)	Position Left
data(2)	Position Right
data(3)	TAC(Y-Position)
data(4)	$\Delta E1$
data(5)	$\Delta E2$
data(6)	ΔE Left
data(7)	ΔE Right
data(8)	E Left
data(9)	E Right
data(10)	TDC
data(11)	Scaler Count(ch0: Beam)

このうち、data(11) の Scaler は、rei の Scaler データを保存せずに消去してしまったミスがあったため、同様のことがあってもデータが残るようにと、途中から測定に組み込んだものである。当然初めから組み込んでおくべきで、断面積測定におけるビーム量の計測原理を収集系の設計段階からよく理解しておくべきであった。

3.6.4 HBOOK によるヒストグラム

以上により取った raw data を HBOOK と PAW によりモニタリングする。

今回の測定中は X, TAC, X-Y, TDC のデータをモニターした。

ただ、今回はモニターしていなかった ΔE , E counter のデータが正しく取れていなかったこともあり、確認のためにこれらのデータ、および X- ΔE , X- E の相関図を確認しておくことが必要であった。

第4章 解析と結果

4.1 測定の概要

測定は弾性散乱および Li-d 反応について行い、それぞれ以下の表に示した角度およびパラメータで測定を行った。

4.1.1 $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$ 弾性散乱

弾性散乱においては、断面積が比較的大きいため短時間で測定を繰り返すことができた。後方では断面積が小さくなるため、Lab 角度 20deg 以降においてはスリットを広げて立体角を大きくし、カウント数を稼いでいる。

表 4.1 にその一覧を示した。重心系角度、カウント数など、示されていないデータについては後の解析の項にまとめてある。

D1,D2 の磁場は電流をかけて十分安定し、両方が同じ値になったあとの磁場の NMR 値、平均 Current はターゲットを通過してファラデーカップに入射したビームを Current Integrator で計測した総計値を測定時間で割ったものである。この値は 3 価の Li による電荷総量なので、実際の粒子数はこの 1/3 である。

表 4.1: 弾性散乱の測定角度一覧

Lab 角度 (deg)	膜厚 ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	立体角 (mstr)	D1.D2 (mT)	測定時間 (min)	平均 Current (nA)
9.98	50	1.27	557.618	8	12.23
10.97	50	1.27	557.618	5	10.25
11.98	50	1.27	557.618	5	11.82
12.99	50	1.27	557.618	4	13.28
14.00	50	1.27	557.618	4	14.72
14.99	50	1.27	557.618	6	8.28
16.00	50	1.27	557.618	10	8.26
17.01	50	1.27	557.618	30	8.64
19.97	50	2.169	554.277	7	8.93
20.98	50	2.169	554.277	16	6.65
23.00	50	2.169	554.277	9	7.76
25.10	50	2.169	554.277	33	6.85
26.98	50	2.169	554.277	60	9.53

4.1.2 $^{12}\text{C}(^6\text{Li},d)^{16}\text{O}$ α -transfer 反応

今回の主目的である α -transfer 反応については、弾性散乱に比べて断面積が著しく小さいため、一つ一つの測定に時間をかける必要があった。

また、 α -transfer 反応特有の励起状態が $6.95\text{MeV}(2^+)$, $10.35\text{MeV}(4^+)$ の 2 種類あるが、後方においては MWPC の測定範囲にこの両方の励起状態が収まり切らないため、2 回に分けてデータ収集を行った。

表 4.2: Li-d $6.95\text{MeV}(2^+)$ の測定角度一覧

Lab 角度 (deg)	膜厚 ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	立体角 (mstr)	D1.D2 (mT)	測定時間 (min)	平均 Current (nA)
10.00	71	1.09	924.292	119	15.34
12.51	71	1.09	924.193	120	13.77
14.98	71	1.09	924.193	110	11.97
17.50	71	1.09	924.193	120	9.06
19.97	71	1.09	924.193	120	11.30

表 4.3: Li-d $10.35\text{MeV}(4^+)$ の測定角度一覧

Lab 角度 (deg)	膜厚 ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	立体角 (mstr)	D1.D2 (mT)	測定時間 (min)	平均 Current (nA)
10.01	71	1.09	886.624	126	15.08
11.01	71	1.09	886.675	51	19.07
12.50	71	1.09	886.675	43	12.89
14.97	71	1.09	886.675	40	18.24
17.50	71	1.09	886.675	48	17.85
19.97	71	1.09	886.675	180	18.07

4.1.3 記録したデータ

CAMAC インタフェースにより、各 ADC からのデータを測定用 PC 「mozu」に取りこんだ。

Position Counter の両端の信号はそれぞれの端から入射位置までの距離に比例しているので、粒子が入射した位置の x 座標を

$$x = \frac{-V_L + V_R}{V_L + V_R} \quad (4.1)$$

として求めることができる。Position Counter の下流から見て左手側の信号を V_L 、右手側を V_R とした。Position Counter の中心が $x = 0$ 、左端が $x = -1$ 、右端が $x = 1$ となる。 x が大きいほど軌道の外側となり、粒子は大きな運動量を持っていることになる。

以上の情報を用いると、図 4.1 のように、 x 座標ごとに入射した粒子数のヒストグラムを作るこ

とができる。測定においては、このヒストグラムをリアルタイムでモニターしながらデータを収集した。

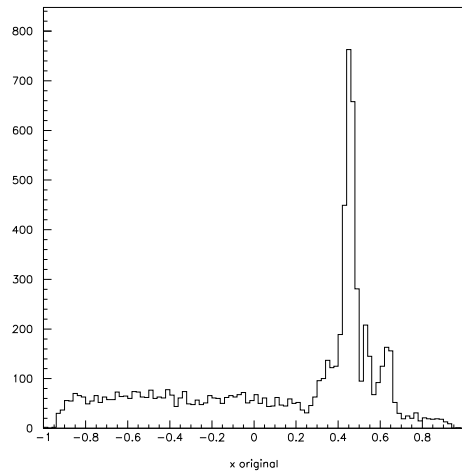


図 4.1: 弾性散乱 10 度のヒストグラム

4.2 弾性散乱のデータの解析

4.2.1 ノイズの除去

Position Counter においては、入射した粒子は両端からの位置に比例する強さの信号を出し、 ΔE , E プラスチックシンチにおいては、両端からの位置の指数関数となる強さの信号を発する。この比をとって位置情報としているのであるが、この対応が一定の曲線上にあるかどうかを評価することで、目的とする反応による粒子とそれ以外のノイズとを区別することができる。

しかし今回はプラスチックシンチのリニア信号が正常にとれていなかったため、この除去作業は MAPC の X-Position データについてのみ行った。

実際に測定した MAPC の両端の信号の強さと x 座標との相関は下図のようになる。

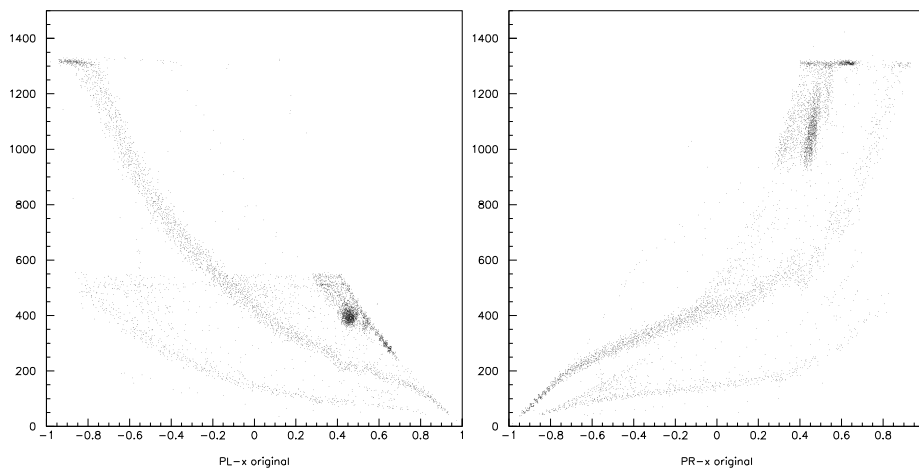


図 4.2: 弾性散乱 10 度の Position-L, Position-R と x 位置の相関

MAPC においては、本来信号の強さは両端からの距離に比例するはずであるが、信号の減衰によって指数的な相関を示している。

この図において、指数的な相関を示している領域が 3 種類あるが、図 4.1 と比較すると、求めるべき L_i のピークは $x=0.4$ 付近である。

他の領域にあるものはそれぞれ同一種類の粒子として、Proton、 α によるノイズと判断できる。したがって、これらを除くように指数領域を切り取ることにした。

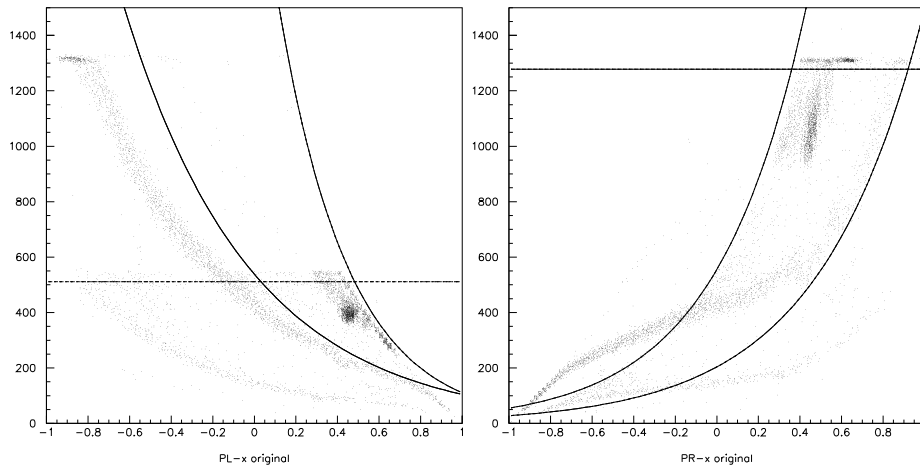


図 4.3: ノイズ落としの曲線

図 4.3 で示した曲線に従って PAW の cut 機能を用いてノイズ落としを行った。
結果、図 4.4 の通り、x 座標全域に分布していたノイズの影響をほぼ完全に排除することができる。

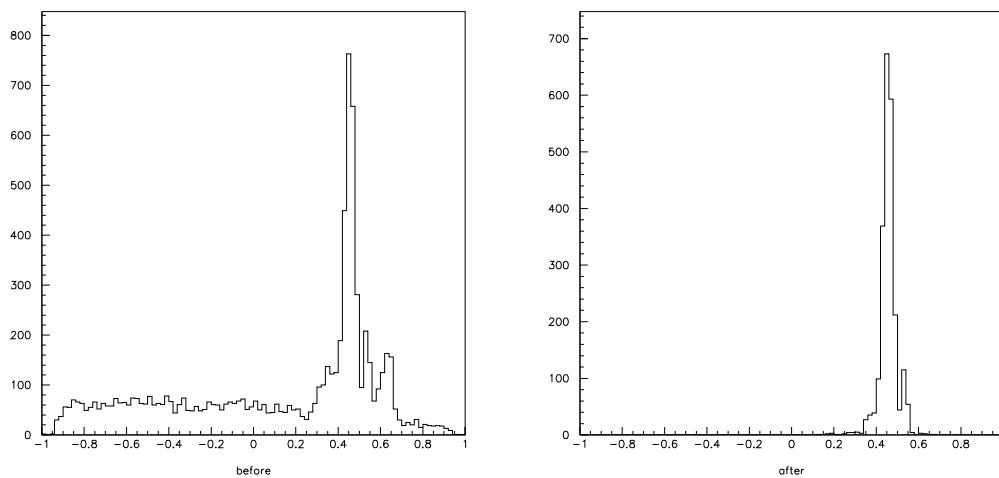


図 4.4: ノイズ落としの結果

S-Amp 増幅による回路の飽和への対応

図 4.2 を見ると、粒子によって異なるが、ADC チャンネルが 560,1300 前後で、不自然にデータが途切れていることが分かる。ADC のチャンネル自体は 2^{12} (=4096) まで使用でき、ADC 自体の飽和ではないことは明らかであり、この原因を考えた。

弾性散乱の測定するときには S-Amp のジャンパによる Gain を 1/10 にする前だったので、この S-Amp での増幅によって信号の電圧が 10V 以上になり、回路の途中に挟んだ Delay のところで飽

和が起こって、一定以上の高さの信号が PHADC に入力されなかった可能性が最も高い。

幸いにして Li の入射に関してはこの現象が起こっていなかったため、この飽和現象が起こっている領域のデータは全てノイズとして切り捨てることができた。ただ、一部にはこの領域が Li のピークの領域と重なってしまっているものがあり、その判別および除去が不可能であったため、18 度、20 度のデータは遺憾ながら放棄せざるを得なかった。

4.2.2 弾性散乱のデータを用いた Calibration

弾性散乱については ^{12}C 由来のピークが角度ごとに 1 種類しか観測されず、そのピークの運動量、エネルギーも Kinematic 計算により容易に求めることができる。この作業により、MWPC の X-Position と運動量の対応表を作れることになり、これを元にのちの解析を行うことができる。

弾性散乱で各角度に散乱されるエネルギーおよび運動量は一意に求められるが、後に Li-d 反応で使用するため、 $p = B\rho z$ なるパラメータ ρ を導入する。これは粒子の軌道半径であり、 x と ρ の関係式を求めることにより磁場に依存しない形で Position Counter の Calibration のデータを得ることができる。

表 4.4: 弾性散乱による Calibration

Lab 角度 (deg)	ピーク x 座標	D1.D2 磁場 (mT)	ピーク運動量 (MeV/c)	ρ (m)
9.98	0.4542	557.617	759.02	1.513
10.97	0.3713	557.618	757.81	1.511
11.98	0.2976	557.618	756.46	1.508
12.99	0.2279	557.615	754.99	1.505
14.00	0.1511	557.615	753.41	1.502
14.99	0.0740	557.615	751.75	1.499
16.00	-0.0044	557.615	749.95	1.495
17.01	-0.0819	557.615	748.03	1.492
19.97	0.4524	544.275	741.78	1.515
20.98	0.3544	544.274	739.63	1.511
23.00	0.1053	544.275	739.42	1.500
25.01	-0.1465	544.273	729.03	1.489
26.98	-0.3660	544.275	723.35	1.478

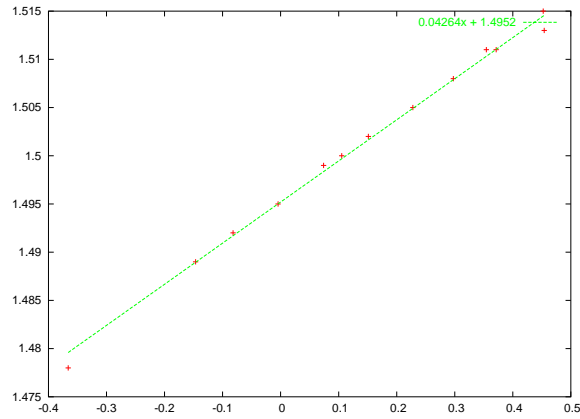


図 4.5: 弾性散乱による x - ρ グラフ

図 4.5 がその較正グラフである。データ点はほぼ直線上に並んでいるので、これを 1 次式で近似し、

$$\rho = 0.042639x + 1.4952 \quad (4.2)$$

という関係式を得る。

4.2.3 Contamination の推定

Kinematic 計算との比較より、観測されたピークのうち、ターゲット中の不純物に由来するものを除く作業を行った。

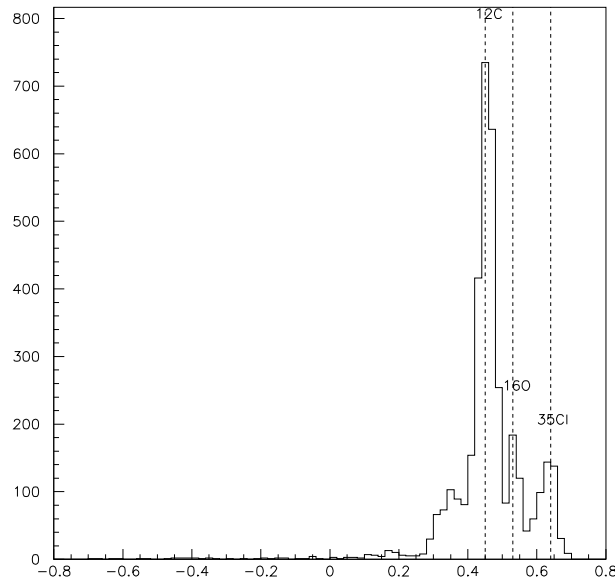


図 4.6: 各ピークの判別 (弾性散乱 10 度)

混入の可能性がある不純物の候補としては、炭素棒中に自然存在比の 1.07% だけ含まれる ^{13}C ,

ターゲットを蒸着用のガラスからはがす際に付いた水分に含まれる ^{16}O , 蒸着においてガラスへの炭素粘着を防ぐために少量蒸着した食塩の ^{23}Na , ^{35}Cl があげられる。これらについて、測定した角度それぞれについて弾性散乱の Kinematic 計算を行い、ピーク位置が一致するかどうか検証した。

計算の結果、弾性散乱においては O と Cl による弾性散乱のピークのみが確認され、他はノイズレベル以下であった。

従って、弾性散乱および Li-d 反応において、観測にかかる不純物は O と Cl のみとして解析を行っている。

4.2.4 弾性散乱の微分断面積の算出

ノイズの除去を行ったデータに対して、Gaussian で fitting を行うことにより、ピークの反応粒子数を求め、膜厚、立体角、ビーム量などのデータと併せて断面積を算出した。

ここで、Yield(秒間あたりのカウント数)の表式は

$$Y = I \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \frac{w N_A}{M} \quad (4.3)$$

- I : ビームカレント (nA)
- $d\Omega$: 立体角 (str)
- w : 膜厚 ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
- N_A : アボガドロ数 ($= 6.02 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$)
- M : ターゲットの原子量 ($^{12}\text{C} = 12.00$)

したがって、これを用いると得られたデータから断面積が以下のように計算できる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CM} = \frac{N_{Event}}{d\Omega \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} \frac{w N_A}{M} N_{Beam}} \quad (4.4)$$

- N_{Event} : ピークの総カウント数
- N_{Beam} : 入射ビームの Particle 数

ここで、DWBA 計算が CM 系で行われるのに合わせて、断面積も CM 系に変換を行っている。表 4.5 に、断面積算出に用いた各データ、および断面積とその誤差を示してある。

表 4.5: 弾性散乱の断面積一覧

Lab 角度 (deg)	CM 角度 (deg)	N_{Event} (particles)	N_{Beam} (particles)	$d\Omega$ (mstr)	$\frac{d\Omega_{\text{lab}}}{d\Omega_{\text{CM}}}$	w ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mbarn)	Error (mbarn)
9.98	15.0	2064.1	12.23×10^{12}	1.09	0.449	70	19.76	0.779
10.97	16.4	4593.1	6.41×10^{12}	1.09	0.450	70	84.15	2.203
11.98	18.0	7687.3	7.38×10^{12}	1.09	0.451	70	122.44	2.572
12.99	19.5	6483.5	6.64×10^{12}	1.09	0.452	70	115.09	2.229
14.00	21.0	6174.9	9.20×10^{12}	1.09	0.454	70	79.49	1.434
14.99	22.4	2027.2	6.21×10^{12}	1.09	0.455	70	38.72	1.172
16.00	23.9	1163.9	10.32×10^{12}	1.09	0.457	70	13.44	0.609
17.01	25.4	372.5	32.41×10^{12}	1.09	0.459	70	1.38	0.100
19.97	29.8	1063.6	7.81×10^{12}	2.18	0.465	70	8.25	0.391
20.98	31.3	2389.1	13.30×10^{12}	2.18	0.467	70	10.94	0.305
23.00	34.3	1092.1	8.73×10^{12}	2.18	0.472	70	7.70	0.370
25.01	37.2	909.5	28.24×10^{12}	2.18	0.477	70	2.00	0.095
26.98	40.1	618.5	71.49×10^{12}	2.18	0.483	70	0.54	0.037

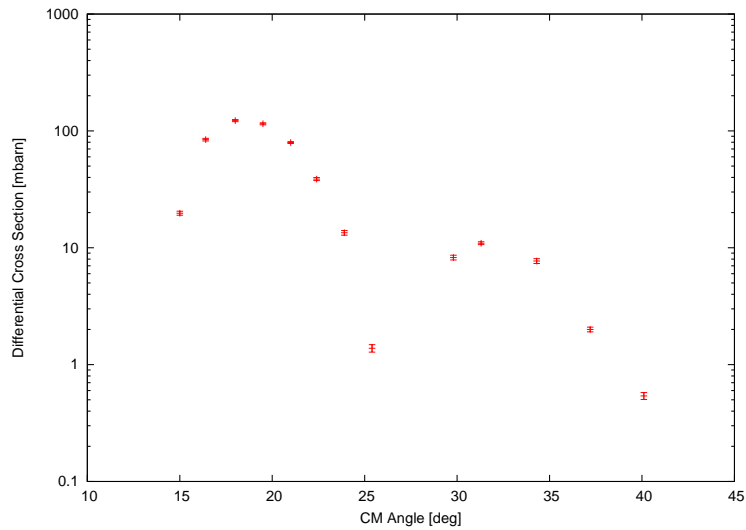


図 4.7: 弾性散乱の断面積

4.3 Li-d 反応データの解析

ここから (Li,d) 反応の解析に移る。

粒子の決定

Position 信号はエネルギーの情報を持っているので、それにより異なる粒子を区別することが出来る。図 4.8 は (${}^6\text{Li}$, d) 反応での Position Left の信号と X との相関図である。

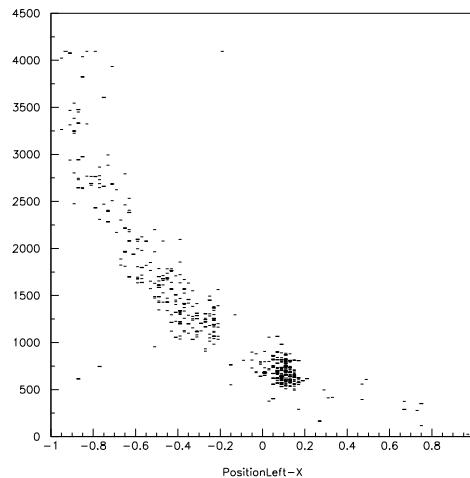


図 4.8: (${}^6\text{Li}$, d) 反応での Position Left - X

これだけでは粒子の種類が 1 種類だけであることは分かるだけで、検出している粒子が deuteron であるとは断定できないが、40MeV の deuteron を曲げる磁場設定では proton や 粒子は 80MeV 近いエネルギーをもっていることになるのでこれらは考えられない。よって、検出した粒子は deuteron に間違いない。実際、後から示す図にあるように、ピークの位置は deuteron として kinematics の計算をしたものによく一致した。

また (${}^6\text{Li}$, d) 反応では、トリガー段階ですでにノイズがほとんど落とされているようなので、オフラインでのノイズ除去は行わなかった。

${}^{16}\text{O}$ の 10.35 MeV の横の未知の Peak について

図 4.9(a) のように一部の角度において、 ${}^{16}\text{O}$ の 10.35 MeV のピークの横に鋭いピークが立っている。図 4.9(b) を見るかぎりこれは deuteron を測定しているのに間違いはないが、 ${}^{16}\text{O}$ や ${}^{20}\text{Ne}$ には、この場所に (${}^6\text{Li}$, d) 反応で顕著に励起される準位はない。それ以外の contaminants からのものとして考えられるのは、 ${}^{35}\text{Cl}({}^6\text{Li}, \text{d}){}^{39}\text{K}$ の反応による、 ${}^{39}\text{K}$ の励起準位がある。 ${}^{39}\text{K}$ の励起準位だとすると、励起エネルギーはだいたい 13.55MeV になるのだが、Table of Isotopes にも NNDC にも ${}^{39}\text{K}$ の励起準位はだいたい 10MeV ぐらいまでしか載っておらず、また ${}^{35}\text{Cl}({}^6\text{Li}, \text{d}){}^{39}\text{K}$ という反応自体ほとんど行われていないため、確認することが出来なかった。

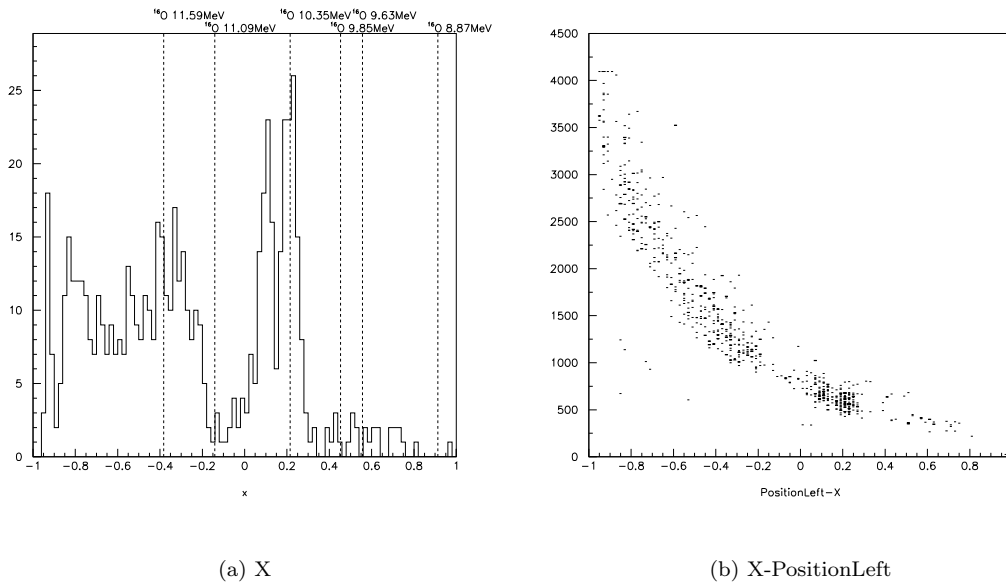


図 4.9: Li-d 12.5 度 (4+側) のスペクトル

そこで、この未知のピークの運動量の角分布を kinematics 計算から出した角分布と比べてみた。その結果が図 4.10 である。

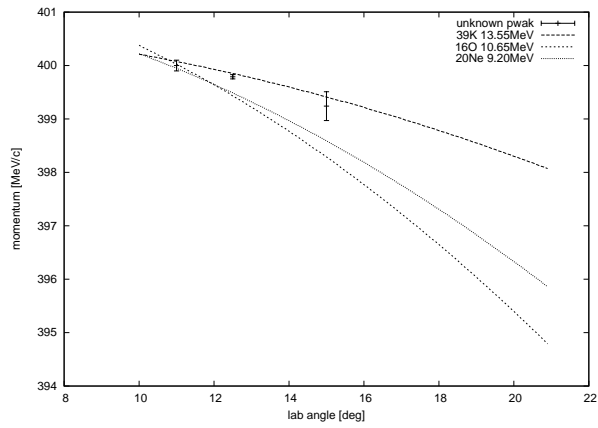


図 4.10: 運動量の角分布の比較

これを見ると、 $^{35}\text{Cl}(^6\text{Li}, d)^{39}\text{K}$ 反応の角分布とよく一致していることが分かる。このピークが顕著に見えている角度の数が少ないので、必ずしも断定は出来ないが、これらのことよりこの未知のピークは ^{39}K の 13.55 MeV の可能性が高いと思われる。

4.3.1 Li-d 反応の Calibration

弾性散乱の際に用いた $x - \rho$ の Calibration は本来磁場に依存せず Li-d 反応のデータにも適用できると考えたが、実際にピーク位置を見て当てはめると、 $x - \rho$ の傾きこそ変わらないものの、オフセットの値が異なっていた。

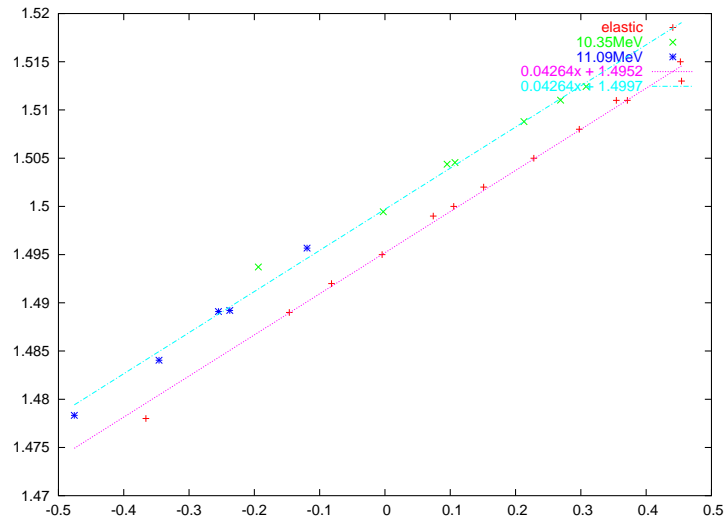


図 4.11: Li-d の $x - \rho$ グラフ

これは検出した粒子が Li と d とで異なることに由来するものと思われる。対処としては Calibration の傾きとして同じものを採用し、オフセットの値を弾性散乱と Li-d で変更することにした。

その結果として

$$\rho = 0.042639x + 1.4997 \quad (4.5)$$

という関係式が得られている。

4.3.2 Li-d 反応の Peak Estimation

まずは弾性散乱における位置と運動量の相関を用いて、X-Position のスペクトルとして観測される各ピークのエネルギーを決定し、それがどのエネルギーの励起状態に対応するかを判断する。同時に Contamination 由来のピークも決定する。既知の Level として Isotope Table のものを用いた。

2+(6.92MeV) 側のスペクトル

図 4.12-4.14 がそのスペクトルである。6.92MeV の励起状態が最も顕著に現れており、すぐ脇のピークが 7.12MeV である。6.02MeV と 6.13MeV は近接して区別できなかった。左方のピークは 8.87MeV であり、10 度のみ 9.63MeV が計測に入っている。

同様に不純物由来のピークは ^{20}Ne の 5.79MeV, 7.15MeV と決定されている。

角度によってはピークがわずかに低エネルギー側にシフトして見えているが、Calibration 自体がある程度の誤差を含み、全ての角度で完璧な一致を見るまでには至らなかった。ただ、ピークの高さとの対応から Level の判別には支障のないものとして解析を続行している。

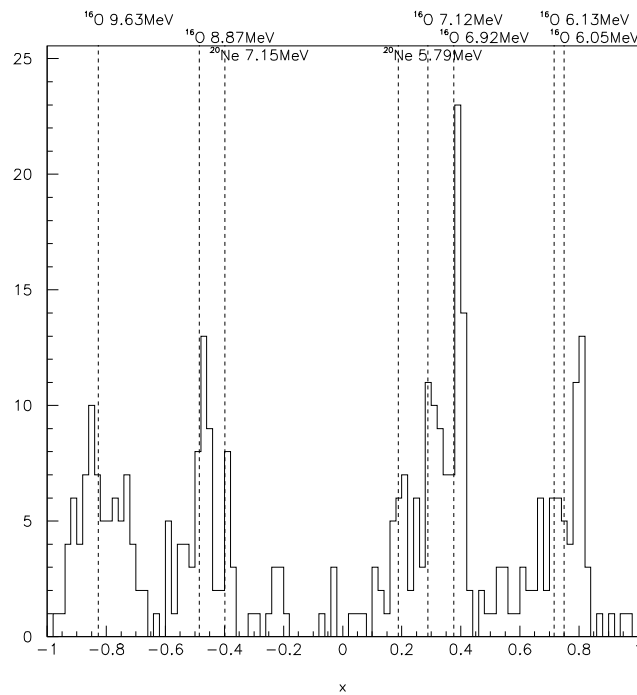


図 4.12: Li-d 10 度 (2+側) のスペクトル

4+(10.35MeV) 側のスペクトル

図 4.15-4.17 がそのスペクトルである。

最も顕著なピークが 10.35MeV、続いて左方に 11.09MeV のピークが現れているが、他の ^{16}O の励起状態は判別できるほど高いピークを検出できなかった。

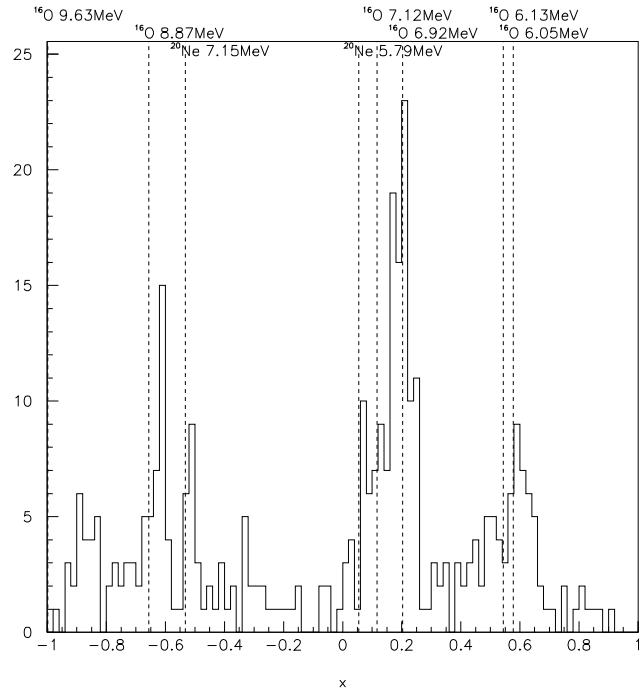


図 4.13: Li-d 15 度 (2+側) のスペクトル

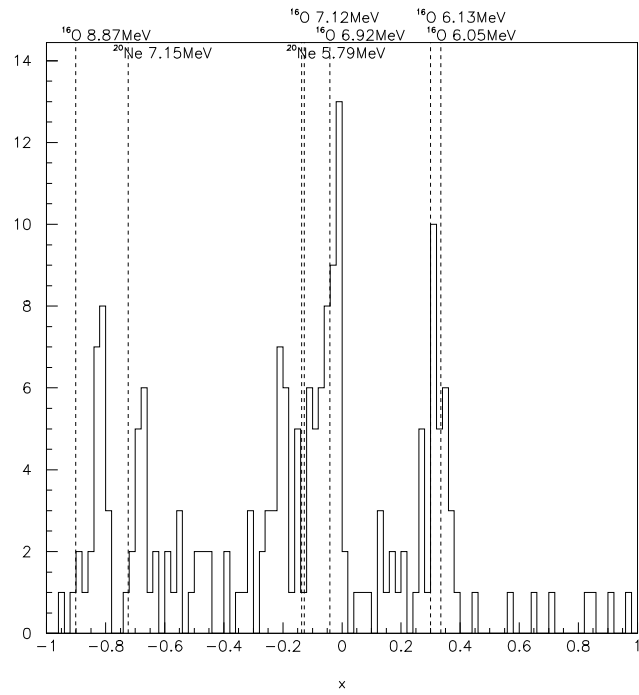


図 4.14: Li-d 20 度 (2+側) のスペクトル

不純物も明確に特定できるものはないが、 ^{39}K の 13.55MeV が 10.35MeV 近辺の低いピークに該当すると思われる。

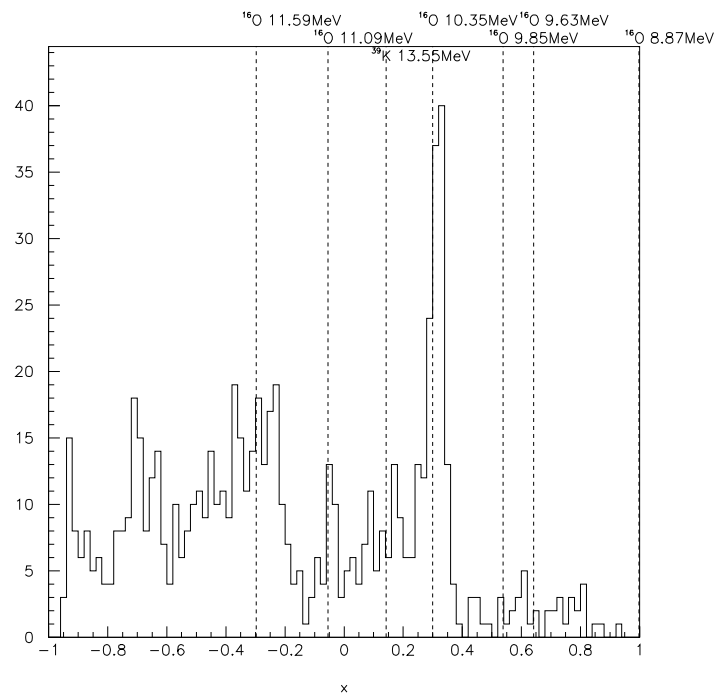


図 4.15: Li-d 10 度 (4+側) のスペクトル

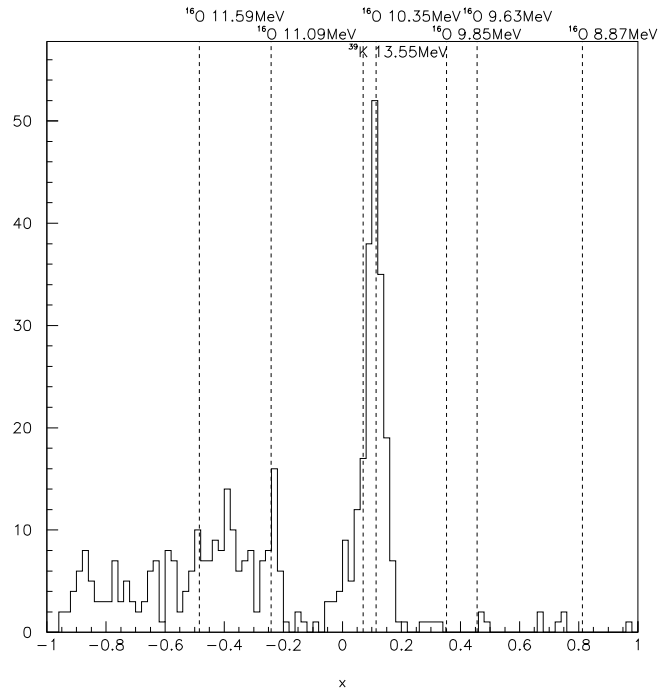


図 4.16: Li-d 15 度 (4+側) のスペクトル

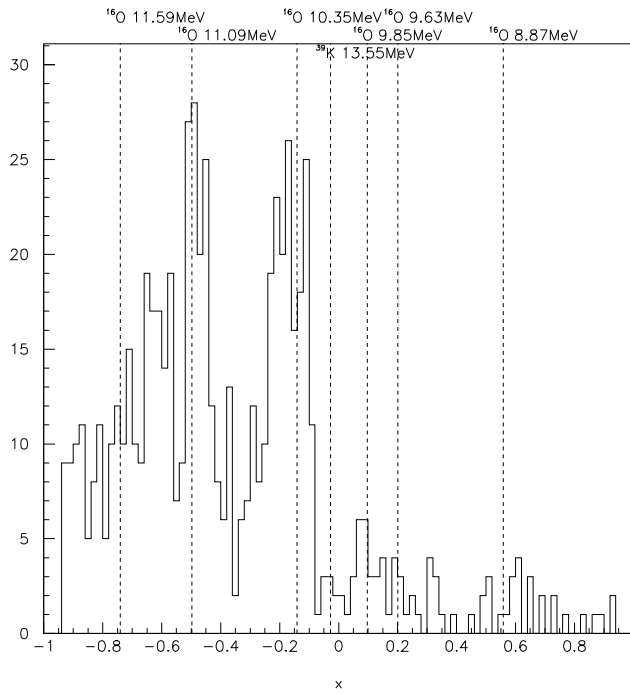


図 4.17: Li-d 20 度 (4+側) のスペクトル

4.3.3 Li-d 反応の微分断面積の算出

以上により決定された各ピークに対して、弾性散乱と同様にイベント数を算出し、この結果より微分断面積を求める。

一部、不純物である ^{35}Cl とレベルが重なった部分もあるが、それについても 2-Gaussian fitting を行うことにより妥当な fitting 結果を得ることができた。

表 4.6: Li-d 2+の断面積一覧

Lab 角度 (deg)	CM 角度 (deg)	N_{Event} (particles)	N_{Beam} (particles)	$d\Omega$ (mstr)	$\frac{d\Omega_{\text{lab}}}{d\Omega_{\text{CM}}}$	w ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (μbarn)	Error (μbarn)
10.00	12.5	16.0	168.0×10^{12}	1.09	0.648	96	11.76	2.630
12.50	15.6	40.9	135.9×10^{12}	1.09	0.650	134	26.27	5.069
14.98	18.7	79.6	210.9×10^{12}	1.09	0.653	134	33.05	22.586
17.50	21.8	113.5	179.5×10^{12}	1.09	0.656	134	55.67	5.346
19.99	24.8	38.5	206.5×10^{12}	1.09	0.660	134	16.51	3.130

表 4.7: Li-d 4+の断面積一覧

Lab 角度 (deg)	CM 角度 (deg)	N_{Event} (particles)	N_{Beam} (particles)	$d\Omega$ (mstr)	$\frac{d\Omega_{\text{lab}}}{d\Omega_{\text{CM}}}$	w ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (μbarn)	Error (μbarn)
10.01	12.3	134.1	237.5×10^{12}	1.09	0.662	134	50.77	6.749
11.01	13.6	105.5	115.2×10^{12}	1.09	0.663	134	82.45	13.578
12.5	15.4	106.6	95.9×10^{12}	1.09	0.664	134	100.21	14.819
14.97	18.4	149.5	95.3×10^{12}	1.09	0.667	134	142.12	13.648
17.5	21.5	104.3	109.4×10^{12}	1.09	0.671	134	86.91	24.906
19.97	24.5	123.7	290.1×10^{12}	1.09	0.675	134	39.08	3.616

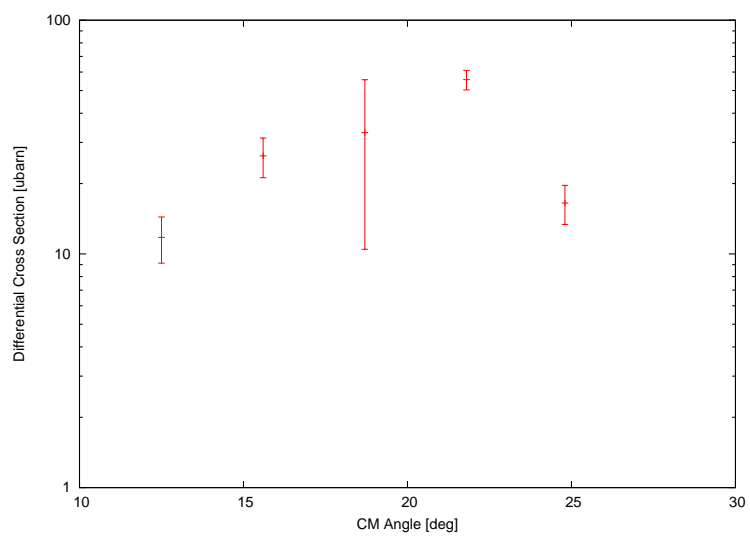


図 4.18: Li-d 2+の断面積

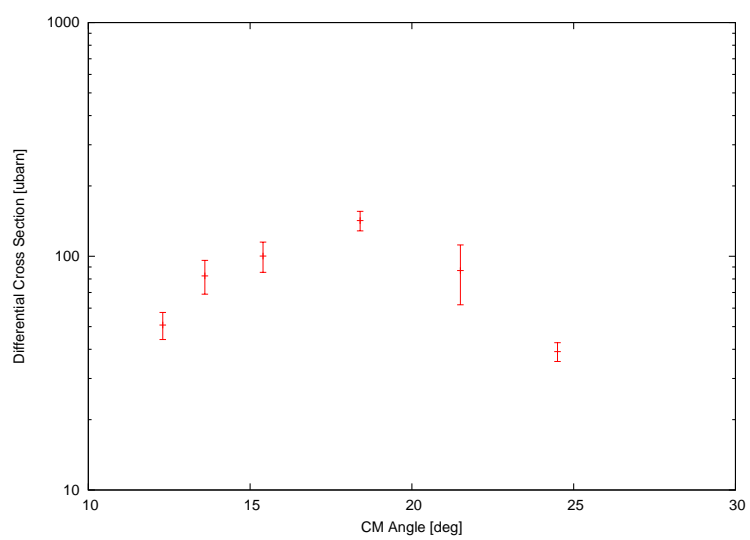


図 4.19: Li-d 4+の断面積

4.4 断面積と DWBA 計算

この章では実験で得られたデータと DWBA 計算の結果から解析を行なった。

4.4.1 光学ポテンシャルのパラメータ

今回の実験では (Li,d) 反応の測定の前に Li の弾性散乱の断面積も測定し、入射波 (Li-C) の光学ポテンシャルのパラメータを決定した。出射波 (d-O) の方は文献から候補をいくつか用意した。

第一章でも書いたが、光学ポテンシャルの一般型は中心力とスピン軌道力の和

$$U(\mathbf{r}) = U_C(r) + U_{SO}(r)\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \quad (4.6)$$

で表される。よく用いられる形は次のようである。

$$U_C(r) = V_C(r) + Vf(r; R_V, a_v) + i\{W_V f(r; R_W, a_w) - 4a_W W_s \frac{d}{dr} f(r; R_W, a_w)\} \quad (4.7)$$

$$U_{SO}(r) = (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) V_{SO} r_{SO}^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r; R_{SO}, a_{SO}) \quad (4.8)$$

ここで、 f は Woods-Saxon 型の分布で、

$$f(r; R, a) = \left\{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right\}^{-1} \quad (4.9)$$

である。

(4.7) 式の $V_C(r)$ は核を一様帯電球とみなした時のクーロンポテンシャルで、虚数部分の第一項は体積吸収型、第二項は f の微分型に掛かっているから表面吸収型のポテンシャルである。(4.8) 式はスピン軌道結合を表すポテンシャルである。

なお、次に出てくる r_V, r_W, r_{SO} は、

$$R_V = r_V A^{1/3}, \quad R_W = r_W A^{1/3}, \quad R_{SO} = r_{SO} A^{1/3}$$

でそれぞれ R_V, R_W, R_{SO} と対応している。ただし、 A はターゲットの質量 [amu] である。

入射波

入射波に対するパラメータの決め方は、文献 [10]、[11]、および [12] のパラメータを初期値とし、cupid という χ -square-fit をさせるプログラムを用いてもっとも弾性散乱の実験データをよく再現するものを探した。それぞれのパラメータや実験データとの比較などは付録に載せてあるが、ここでは実際に解析に用いたパラメータと実験データを載せる。なお、これらのパラメータを決める際の初期値は文献 [11] のものを用いた。

パラメータ	fitting の結果
r [fm]	1.30
V [MeV]	-185.2360
r_V [fm]	1.208
a_V [fm]	0.802
W_V [MeV]	-24.5168
r_W [fm]	1.8882
a_W [fm]	0.7204

表 4.8: 入射波の光学ポテンシャルのパラメータ

この光学ポテンシャルのパラメータの決め方については付録に詳しく書いたので、そちらを参照してほしい。

出射波

$^{16}O(d, d)^{16}O$ の弾性散乱の実験は今回行っていないので、出射波に対するパラメータは今回の実験での d の出射エネルギー (45MeV ぐらい) に近い実験をしている文献 [13]、[14]、[15] の三通りを試した。

パラメータ	[13]	[14]	[15]
r [fm]	1.3	1.3	1.3
V [MeV]	-79.59	-92.84	-63.05
r_V [fm]	1.17	1.028	1.36
a_V [fm]	0.7855	0.796	0.7
W_V [MeV]	-3.00	-8.84	-1.57
$4W_S$ [MeV]	65.484	-	48.56
r_W [fm]	1.325	1.409	1.47
a_W [fm]	0.667	0.697	0.52
V_{SO} [MeV]	6.025	7.57	5.79
r_{SO} [fm]	1.07	1.028	1.38
a_{SO} [fm]	0.66	0.796	0.33

表 4.9: 出射波の光学ポテンシャルのパラメータ

4.4.2 Li 弾性散乱と optical potential

今回の実験で得られた Li 弾性散乱の微分断面積と、先程の入射波の光学ポテンシャルを使った DWBA 計算との比較は次のようである。

角度 (CM 系)	$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]	error [mb/sr]
15.0	19.759	0.8919
16.4	84.147	2.5291
18.0	122.441	2.9264
19.5	115.092	2.6476
21.0	79.489	1.7553
22.4	38.723	1.4533
23.9	13.443	0.7253
25.4	1.376	0.1231
29.8	8.253	0.4659
31.3	10.941	0.3784
34.3	7.704	0.4374
37.2	2.003	0.1157
40.1	0.545	0.0431

表 4.10: 弾性散乱の実験データ

角度 (CM 系)	$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]	角度 (CM 系)	$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]
15.0	73.72	31.0	23.13
16.0	137.5	32.0	23.30
17.0	218.6	33.0	21.10
18.0	270.2	34.0	17.36
19.0	277.5	35.0	13.00
20.0	246.1	36.0	8.804
21.0	191.4	37.0	5.332
22.0	130.2	38.0	2.896
23.0	75.68	39.0	1.567
24.0	35.44	40.0	1.222
25.0	11.47	41.0	1.600
26.0	1.697	42.0	2.377
27.0	1.925	43.0	3.227
28.0	7.489	44.0	3.883
29.0	14.44	45.0	4.179
30.0	20.10		

表 4.11: DWBA 計算による弾性散乱の微分断面積

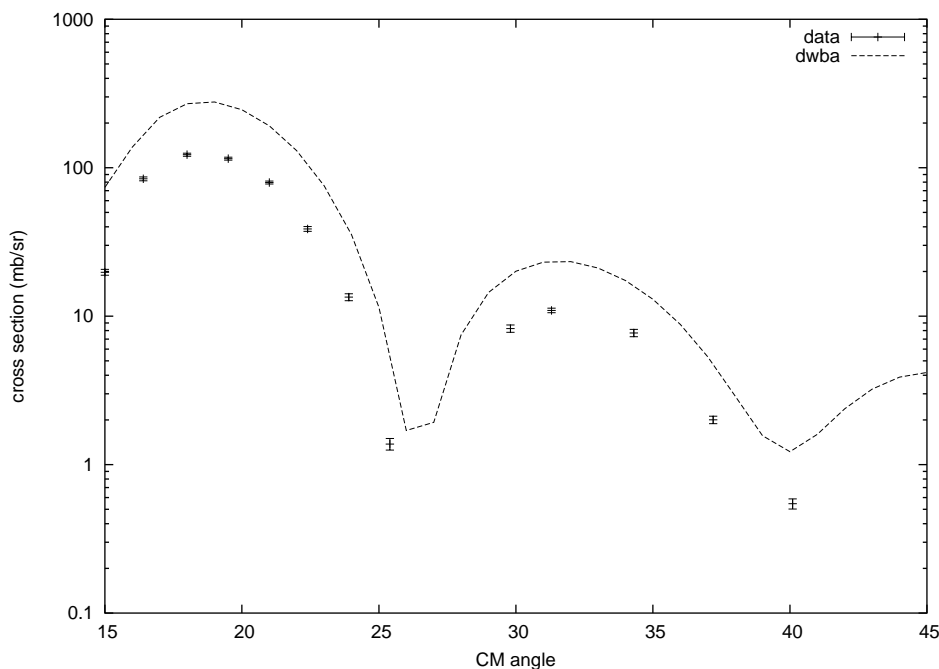


図 4.20: 弾性散乱の断面積の DWBA 計算および実験データ

4.4.3 S_α の決め方

S_α を決める際、はじめは大まかに次のような流れで解析を進める予定であった。

1. Li の弾性散乱のデータをよく再現する、始状態の光学ポテンシャルのパラメータを決める
2. 終状態の光学ポテンシャルのパラメータは、論文からいくつか候補を求めておく
3. DWBA 計算のコードには dwuck4 と dwuck5 を使う。dwuck5 を用いて $E_x = 6.9\text{MeV}$ の断面積をそれぞれの終状態のポテンシャルパラメータについて出し、実験のデータと比較してよく再現されているパラメータを選ぶ
4. dwuck4 で上と同じパラメータを代入し、有限レンジ補正の値をいろいろ変化させ、dwuck5 の結果とよく一致する補正因子を求める
5. dwuck4 で上で求めた補正因子、ポテンシャルパラメータを $E_x = 10.35\text{MeV}$ の場合に適用する
6. $E_x=6.9\text{MeV}$ 、 10.35MeV の両方で S_α を求める

ここで dwuck4 と dwuck5 の違いについてだが、dwuck4 は zero レンジ近似のコードであり、dwuck5 は finite レンジ近似のコードである。zero レンジ近似よりも finite レンジ近似の方が、実験値の再現性がよいことは明らかであるが、dwuck5 は unbound state に対しては厳密な意味では使えない。よって、unbound state の計算には工夫が必要となる。

今回の実験で見られた O の励起エネルギーは 6.9MeV と 10.35MeV の二つであったが、 α 閾値の値が 7.16MeV であるので、前者は bound state、後者は unbound state となる。したがって 6.9MeV

の状態には dwuck5 を、10.35MeV の状態には dwuck4 を使い、両者をうまく結びつけるために上のような手順を踏んで解析を進めようと考えていた。

しかし、実験データからは断面積の絶対値が得られなかったことや、dwuck4 の使い方がよくわからなかったので、次のような流れで解析を進めることとした。

1. Li の弾性散乱のデータをよく再現する、始状態の光学ポテンシャルのパラメータを決める
2. 終状態の光学ポテンシャルのパラメータは、論文からいくつか候補を求め、その中で 6.9MeV の実験結果をよく再現しているものを選ぶ。
3. dwuck5 を用いて $E_x = 6.9\text{MeV}$ の断面積を求め、絶対値ではないが $S_\alpha(6.9\text{MeV})$ の値を求める。
4. dwuck5 を用いて $E_x = 10.35\text{MeV}$ の断面積を求め、絶対値ではないが $S_\alpha(10.35\text{MeV})$ の値を求める。
5. $S_\alpha(6.9\text{MeV})$ と $S_\alpha(10.35\text{MeV})$ との比を出し、文献の値との比較をする。

dwuck5 での unbound state に対する扱いだが、束縛エネルギーを 0 に近づけることで (0.2 とした) 近似的に取り扱った。

またここで $d\sigma/d\Omega_{exp} = (S_\alpha^{Li})S_\alpha \cdot d\sigma/d\Omega_{DWBA}$ の関係があるが ($S_\alpha^{Li} = 1$ とした。また、 S_α は S_α^{16O} のことである。)、一つ注意しておくべきことは dwuck5 で出てくる結果をそのまま $d\sigma/d\Omega_{DWBA}$ に入れてはいけないということだ。dwuck5 の出力結果の $d\sigma/d\Omega_{dwuck5}$ は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{DWBA}} = \frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2j + 1)} \frac{d\sigma}{d\Omega_{dwuck5}} \quad (4.10)$$

という関係で $d\sigma/d\Omega_{DWBA}$ と結ばれている。ここで J_A 、 J_B はそれぞれ標的核 (^{12}C)、残留核 (^{16}O) の角運動量で、 j は α 粒子による角運動移行量である。

ただし今回の実験では J_A は 0 であり、 J_B 、 j は $E_x=6.9\text{MeV}$ のとき共に 2、 $E_x=10.35\text{MeV}$ のとき共に 4 であるので、どちらの励起 energy でも $d\sigma/d\Omega_{DWBA}$ に直接 $d\sigma/d\Omega_{dwuck5}$ を入れればよい。

また、dwuck5 の入力部分で Li の form factor(α と d) の波動関数の節の数を入力する部分があり、これが 0 か 1 かも決められなかった。理論的には 1 が正しいらしいのだが、他の論文では 0 を使っているものもあった。そこで今回の解析では 0 と 1 両方を試した。

4.4.4 (Li,d) 反応の微分断面積と S_α

6.9MeV の微分断面積と DWBA 計算

$E_x=6.9\text{MeV}$ の実験で得られた微分断面積および DWBA 計算の結果は次のようである。

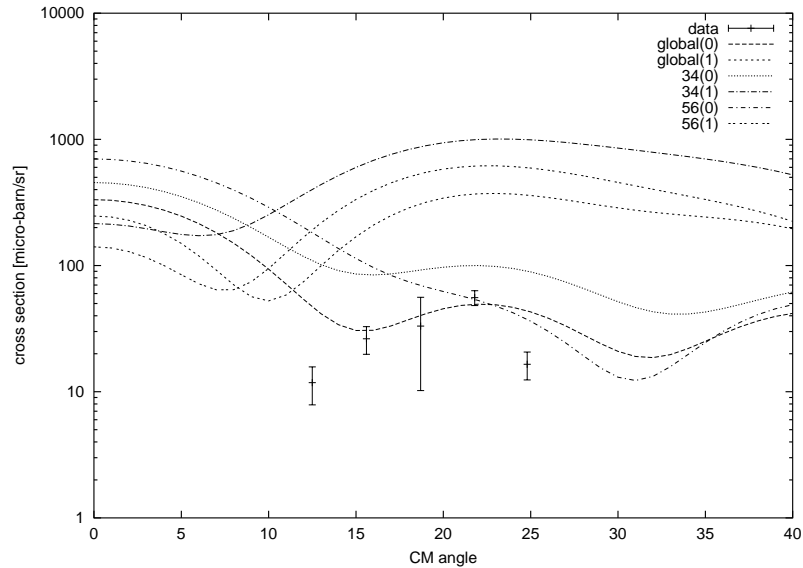


図 4.21: 6.9MeV の微分断面積

ここで、“global(0)”などと言うのは、下の表を参考にしてほしい。

	光学ポテンシャルを選んできた文献	節の数
global(0)	[13]	0
global(1)	[13]	1
34(0)	[14]	0
34(1)	[14]	1
56(0)	[15]	0
56(1)	[15]	1

次にこれら 6 組のうちから実際に用いるパラメータの組を決める。ここで、問題になるのが、実験値が絶対値ではないということだ。よって、実際に用いるパラメータの組を決めるためには、DWBA 計算の結果を normalize し、実験データを取った角度とそれぞれの DWBA 計算とを最小二乗法で評価する必要がある。具体的には、次のように χ^2 をまず定義する。

$$\chi^2 = \sum \frac{(\sigma_{exp} - k\sigma_{DWBA})^2}{\Delta\sigma_{exp}^2} \quad (4.11)$$

ただし k は normalization factor である。6 つのパラメータに対して、 k を順に変えて χ^2 を求める。その結果が次の図 4.22 である。

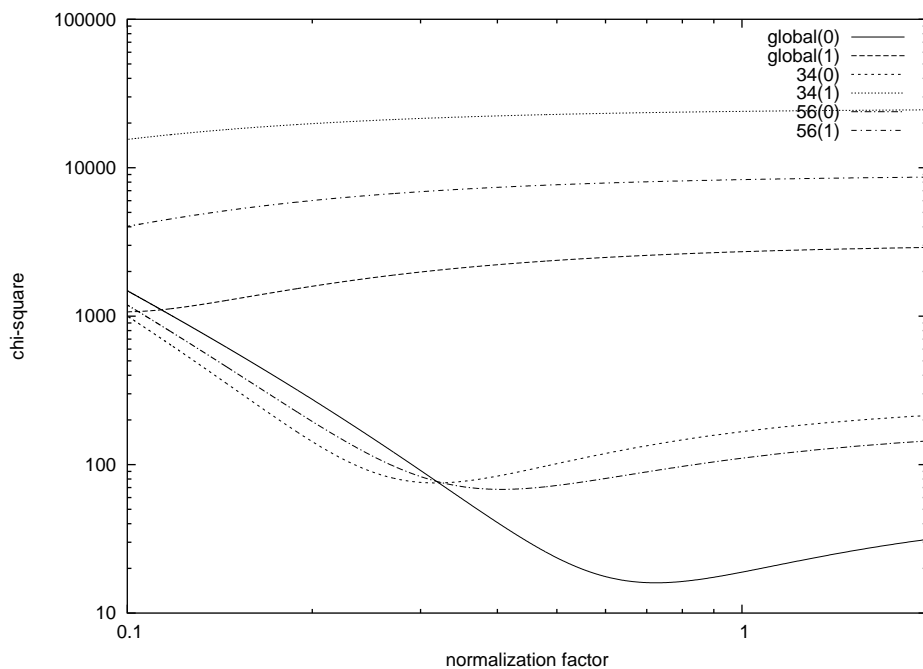


図 4.22: 最小二乗法

この図 4.22 を見てわかるだろうが、normalization factor が 0.3 より小さいところでは最小の χ^2 となるポテンシャルパラメータは”34(0)”である。しかし、normalization factor が 0.3 より大きいところでは、”global(0)”による χ^2 が最小であるのは明らかである。また normalization factor が 0.3 より小さいところでの”34(0)”による χ^2 と normalization factor が 0.3 より大きいところでの”global(0)”による χ^2 とではあきらかに後者のほうが小さい。さらに”global(0)”による χ^2 は normalization factor が 0.3 より小さいところでも、”34(0)”の χ^2 と比べてもそんなに大きくはない。よって、実際に用いるパラメータの組を”global(0)”とすることにした。

10.35MeV の微分断面積と DWBA 計算

$E_x=10.35\text{MeV}$ の実験で得られた微分断面積および DWBA 計算の結果は次のようである。

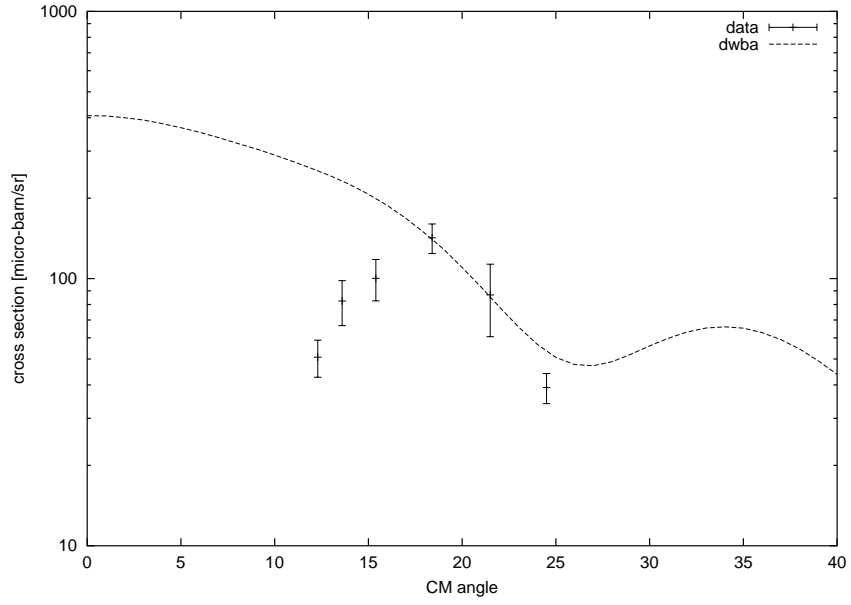


図 4.23: 10.35MeV の微分断面積

4.5 S_α の値

以上より、 $E_x=6.9\text{MeV}$ 、 10.35MeV 両方に対する S_α が、(4.10) 式より (実験データと DWBA 計算の微分断面積の比から) 求められる。また、 S_α を出すにあたって、実験で測定した角度 5 つの平均を取る方法と、(二つの励起状態で) 誤差が少ない角度 (CM 系で 25 度付近) に対して S_α を求める方法との二通りを行った。平均の方法については、下の式を使った。

$$S_\alpha = \frac{\sum \sigma_{DWBA} \sigma_{exp}}{\sum \sigma_{DWBA}^2} \quad (4.12)$$

その結果は次のようである。

E_x	平均	25 度のデータ
6.9MeV	0.672 ± 0.203	0.378 ± 0.0941
10.35MeV	0.466 ± 0.0793	0.727 ± 0.0938

表 4.12: S_α の値

しかし先に述べたように、実験データの微分断面積は絶対値として出ていないことから、この二つの励起状態の S_α の比を求めることとした。 $E_x=6.9\text{MeV}$ を基準とした場合、

$$\text{平均} \cdots 0.693^{+0.468}_{-0.251}$$

$$\text{25 度のデータ} \cdots 1.92^{+0.967}_{-0.582}$$

となった。

第5章 考察と結論

前節の結果からもわかるように、平均のデータと25度付近のデータとでは大きく S_α の相対値が違ってしまっている。そこで、他の角度のデータでも同じように S_α などの値を出すと、次の表のようになる。

角度 (CM 系)	$S_\alpha(6.9[\text{MeV}])$	$S_\alpha(10.35[\text{MeV}])$	S_α の相対値
12	0.246 ± 0.0826	0.200 ± 0.0318	$0.813^{+0.604}_{-0.301}$
15	0.857 ± 0.213	0.503 ± 0.0889	$0.587^{+0.332}_{-0.200}$
18	0.822 ± 0.569	1.01 ± 0.127	$1.23^{+3.27}_{-0.595}$
21	1.13 ± 0.152	1.01 ± 0.307	$0.896^{+0.453}_{-0.345}$

表 5.1: その他の角度での S_α 等の値

この表 5.1 を見ると、18度のデータを除き S_α の相対値は1より小さくなっている。18度のデータは図 4.21 からわかるようにとりわけ誤差が大きいため、 S_α の相対値の誤差も非常に大きくなってしまっている。だから18度のデータから得られた S_α の値はあまり信用できないと思われる。

今回の実験では、 S_α の絶対値が出せなかったため、 ^{16}O の状態と $^{12}\text{C} + \alpha$ という状態との比較は出来ない。 S_α の相対値を求めたが、終状態の ^{16}O の 2^+ と 4^+ の核構造の比較しかできない。データからは、25度を除いて、 S_α の相対値はどれも1より小さい。25度のデータはエラーは少ないし、実験値はほぼ正確であると思われる。DWBA 計算の方は始状態の光学ポテンシャルは χ^2 も小さい値が出ているし、その光学ポテンシャルから得られる平均自由行程の値 (A.1.4) も ^{12}C の半径と近い値になっていて始状態の光学ポテンシャルは信用できると思われる。しかし、終状態の光学ポテンシャルに関しては、5.4.1 で見た通り、どのポテンシャルを使った DWBA 計算の結果も実験値とそれほど対応していない。よって、 S_α の相対値が角度によって大きくかわっていることの原因としては終状態の光学ポテンシャルの選び方がまずかったと思われる。

ちなみに文献 [8] に載っていた S_α の相対値は 0.3 から 0.4 であったので、今回の実験での値とはこれと比べると多少ずれている。どちらの結果が信頼できるかと言えば、おそらく後者の方であろう。なぜなら、今回の実験では、信頼性を得られないと思われる原因がいくつかあるからだ。この原因として上に述べたこと以外にも次のようなことが考えられる。

- 断面積の角分布がうまく出せなかった。この原因は統計量が少なかったために、うまく fitting できなかったからだと考えられる
- dwuck5 は基本的には unbound state には対応していないため、 $E_x=10.35\text{MeV}$ の方の DWBA 計算が実はうまくいっていないのではないかと

謝辞

1年間通じて指導して下さった松柳先生、坂口先生、村上先生には大変感謝しています。また、TAの小林さんと寺嶋さんにも大変お世話になりました。ありがとうございます。

今回の実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) のスペクトログラフ RAIDEN を使っての大掛かりな実験でした。学部生の中にこのような大掛かりな実験が出来たことは、私たちにとっても良い勉強になりました。RCNP の先生方や実験に協力いただいた技官の方々にも大変お世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。

引用文献

- [1] Y.Fujita, K.Ngayama, M.Fujiwara, S.Morinobu, Y.Yamazaki and H.Ikegami: Nucl. Instr. Methods bf 217 (1983) 441-448
- [2] 高田健次郎, 池田清美:原子核構造論 (朝倉物理学体系 18)
- [3] S.G.Nilsson,I.Ragnarsson: *Shapes and Shells in Nuclear Structure*(Cambridge University Press,1995)
- [4] G.R.Satchler: *Introduction To Nuclear Reactions*(Macmillan)
- [5] メシア:量子力学 2(東京図書)
- [6] 湯川秀樹監修:原子核論 (岩波講座 現代物理学の基礎 [第二版]9)
- [7] H.Ikegami et al.,Nuclear Instruments and Methods ,**175**(1980)335-336
- [8] F.D.Becchetti and J.Jänecke,Nuclear Physics,**A305**(1978)313
- [9] F.D.Becchetti,et.al.,Nuclear Physics,**A344**(1980)336
- [10] J.Cook,Nuclear Physics,**A388**(1982)153
- [11] P.Shumacher,et.al.,Nuclear Physics,**A212**(1973)573
- [12] M.F.Vineyard,et.al.,Physical Review,**C30**(1984)(916)
- [13] W.W.Daehnick,et.al.,Physical Review,**C21**(1980)2253
- [14] M.D.Cooper,et.al.,Nuclear Physics,**A218**(1974)249
- [15] K.Hatanaka,et.al.,Nuclear physics,**A340**(1980)93
- [16] The Stopping Range of Ions in Matter <http://www.srim.org/>

付録 A 様々な光学ポテンシャル

本文で用いた光学ポテンシャルのパラメータ以外にも、様々な光学ポテンシャルのパラメータを用いて DWBA 計算を行い実験データとの比較を行ったので、それらをまとめておく。

A.1 Li 弾性散乱

ここでは Li の弾性散乱の解析の際に試した光学ポテンシャルについて記す。本文にも書いたとおり、[10]、[11]、[12] に書かれていたパラメータを初期値とし、最小二乗法により実験データをもっともよく再現するパラメータを探した。

A.1.1 文献 [10] を初期値とした場合

文献 [10] に書かれていたパラメータは次のようである。

パラメータ	値
$r[\text{fm}]$	1.30
$V[\text{MeV}]$	-136.58
$r_V[\text{fm}]$	1.326
$a_V[\text{fm}]$	0.8111
$W_V[\text{MeV}]$	-54.332
$r_W[\text{fm}]$	1.534
$a_w[\text{fm}]$	0.884

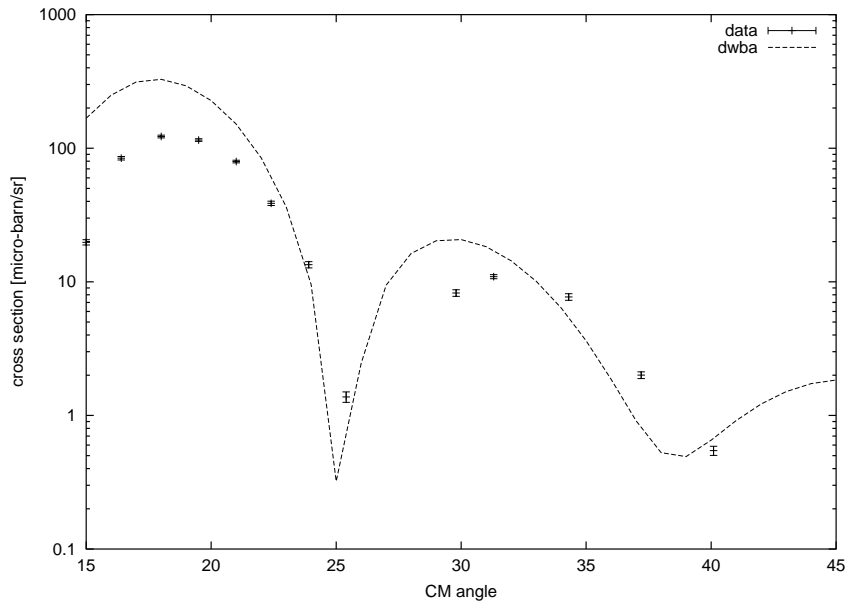
表 A.1: 文献 [10] の光学ポテンシャルのパラメータ

これらの値を初期値として最小二乗法を行った結果、

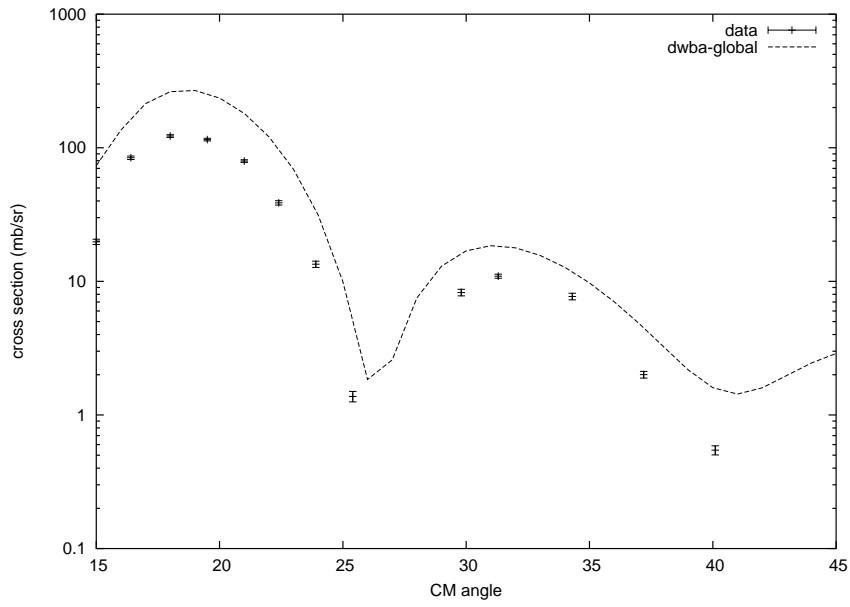
$$V = -117.7542[\text{MeV}], \quad W_V = -35.1031[\text{MeV}], \quad \chi^2 = 66.89$$

となった。なお、他のパラメータは動かさなかった。この理由は、他のパラメータも動かすと、さらに χ^2 が大きくなったり、物理的におかしい (r_V が a_V より小さくなったり、 r_W が大きくなりすぎたりする) 状況が生じてしまったためである。

このパラメータを用いた弾性散乱の断面積のグラフを図 A.1 に示した。



(a) 文献値そのまま



(b) 最小二乗法の結果

図 A.1: 文献 [10] の場合

A.1.2 文献 [11] を初期値とした場合

文献 [11] に書かれていたパラメータは次のようである。

パラメータ	値
r [fm]	1.30
V [MeV]	-173.2
r_V [fm]	1.208
a_V [fm]	0.802
W_V [MeV]	-8.90
r_W [fm]	2.170
a_w [fm]	0.945

表 A.2: 文献 [11] の光学ポテンシャルのパラメータ

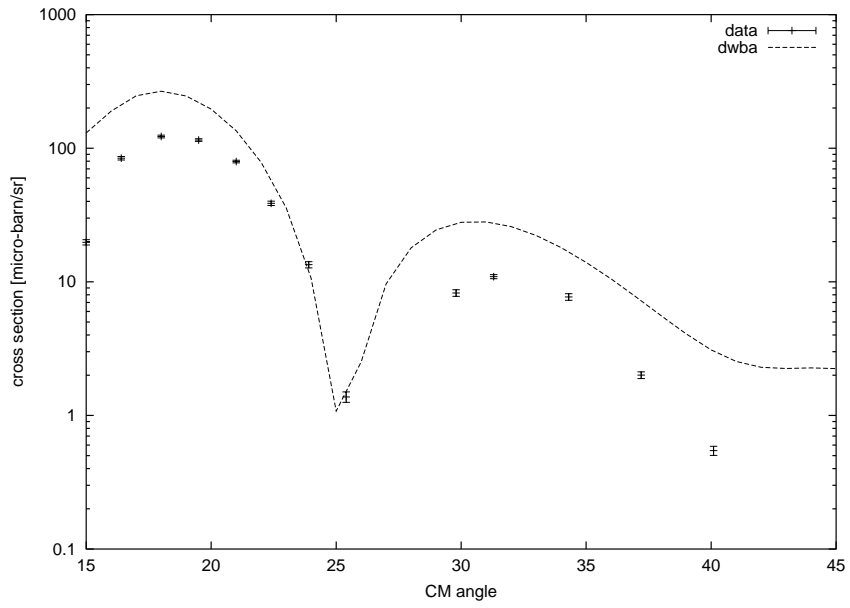
これらの値を初期値として最小二乗法を行った結果、

$$V = -185.2360[MeV], \quad W_V = -24.5168[MeV]$$
$$r_W = 1.8882[fm], \quad a_W = 0.7204[fm], \quad \chi^2 = 25.14$$

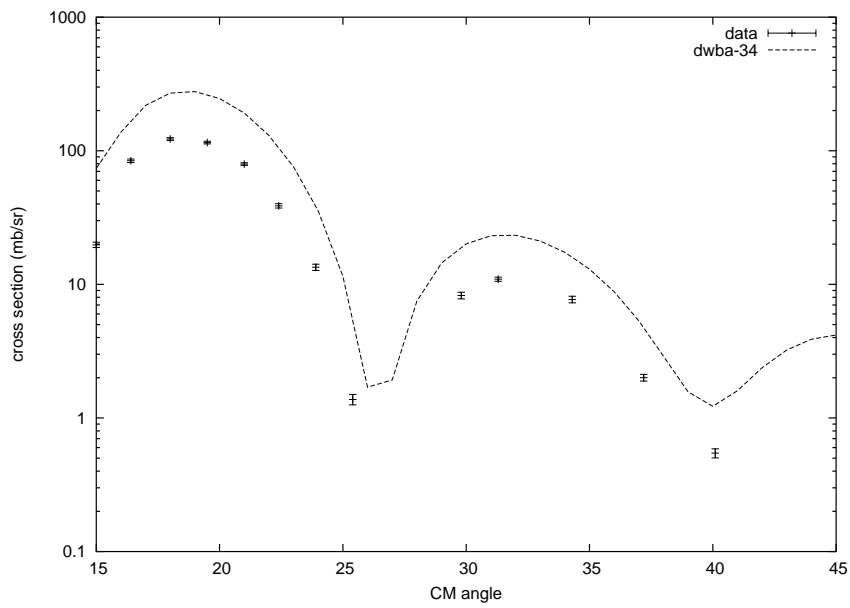
となった。なお、他のパラメータは動かさなかった。この理由は上で述べたものと同じである。

他の場合と比べて、一番 χ^2 が小さくなった上に、特に物理的におかしい所も見当たらなかったため、これらのパラメータを最もよく実験データを再現するものとして解析に使用した。

このパラメータを用いた弾性散乱の断面積のグラフを図 A.2 に示した。



(a) 文献値そのまま



(b) 最小二乗法の結果

図 A.2: 文献 [11] の場合

A.1.3 文献 [12] を初期値とした場合

文献 [12] に書かれていたパラメータは次のようである。

パラメータ	値
r [fm]	1.25
V [MeV]	-174.0
r_V [fm]	0.69
a_V [fm]	0.79
W_V [MeV]	-1.03
r_W [fm]	1.36
a_w [fm]	0.62

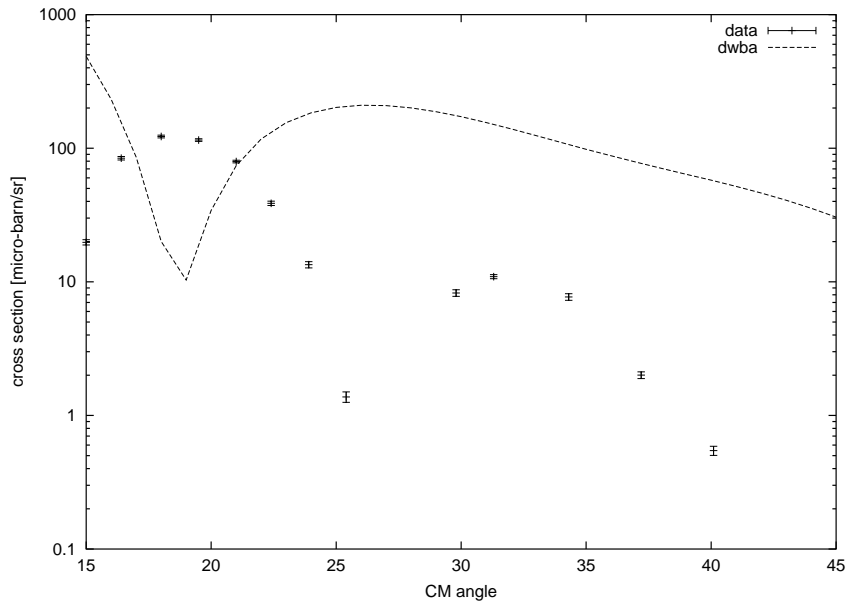
表 A.3: 文献 [12] の光学ポテンシャルのパラメータ

これらの値を初期値として最小二乗法を行った結果、

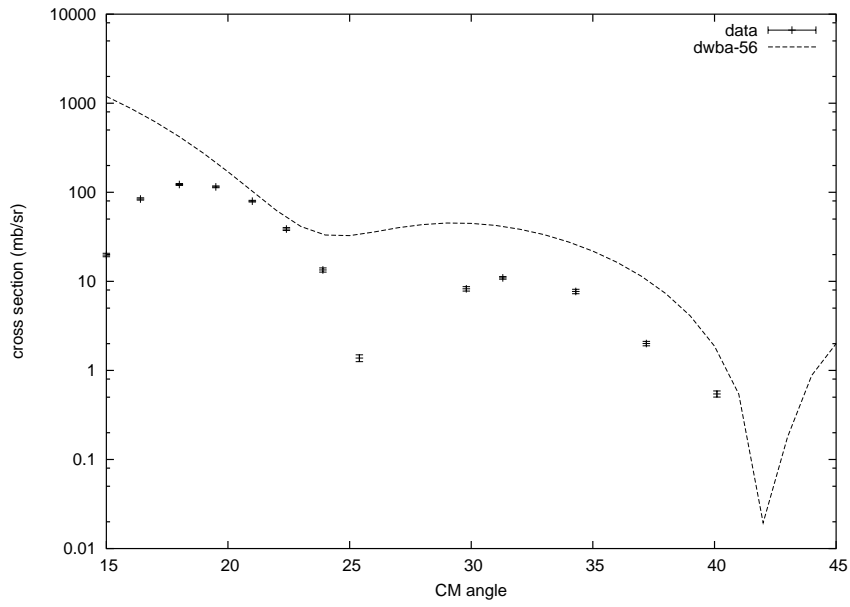
$$V = -154.0366[\text{MeV}], \quad r_V = 0.6150[\text{fm}], \quad a_V = 0.7108[\text{fm}]$$
$$W_V = -1.1332[\text{MeV}], \quad \chi^2 = 1.193 \times 10^5$$

となった。なお、他のパラメータは動かさなかった。この理由は上で述べたものと同じであるが、文献 [12] を初期値とした場合、色々試しても χ^2 があまり小さくならなかった。また、もとの文献値、最小二乗法の結果ともに r_V が a_V より小さくなっている。

このパラメータを用いた弾性散乱の断面積のグラフを図 A.3 に示した。



(a) 文献値そのまま



(b) 最小二乗法の結果

図 A.3: 文献 [12] の場合

A.1.4 平均自由行程

第一章の光学ポテンシャルの部分で出てきた式

$$\nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \rho(\mathbf{r}, t) = \frac{2}{\hbar} W(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.1})$$

を再び考える。ここで M は入射核子と核との換算質量で、 $\rho = \psi^* \psi$ (粒子の密度) である。また、 $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ は確率の流れ密度で、 $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar}{2iM} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*)$ と定義される。

第一章でも述べたが、この (A.1) 式より $W(\mathbf{r}) < 0$ ならば単位時間あたり $2|W(\mathbf{r})|/\hbar$ だけ核子が失われていることになり、光学ポテンシャルを用いることで核による吸収を説明することができる。

そこで次に入射粒子が吸収されずに走る平均の距離、すなわち平均自由行程について考える。平均自由行程を Λ とすると、(A.1) 式より

$$\frac{v}{\Lambda} = \frac{2}{\hbar} |W(\mathbf{r})|, \quad \therefore \Lambda = \frac{\hbar v}{2|W(\mathbf{r})|} \quad (\text{A.2})$$

となる。

さてここでポテンシャル中の波数 (実数) $K_0 = Mv/\hbar$ を定義すると、

$$K_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2M(E + |V(\mathbf{r})|)} \quad (\text{A.3})$$

である。(A.3) 式を使って (A.2) 式を変形すると、

$$\begin{aligned} \Lambda &= \frac{\hbar}{2|W(\mathbf{r})|} \cdot \frac{K_0 \hbar}{M} \\ &= \frac{\hbar c}{|W(\mathbf{r})|} \cdot \sqrt{\frac{E + |V(\mathbf{r})|}{2Mc^2}} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

となる。

ここで核半径を R とすると、 $R = rA^{1/3}$ であるので、 $r \approx 1.3, A = 12$ を代入すると $R \approx 3[\text{fm}]$ となる。独立粒子模型が成立していれば入射核子は核内で 1 体粒子軌道を描いて運動することになるので、平均自由行程 Λ は核半径程度の大きさを持つ。したがって Λ は、探してきた光学ポテンシャルのパラメータが物理的におかしくないかチェックする一つの判断材料となる。

今回の弾性散乱の実験では、入射粒子は ${}^6\text{Li}$ 、ターゲットは ${}^{12}\text{C}$ であり、入射粒子のエネルギーは 52MeV であったので、(A.4) 式を参考にして先に述べた 3 つの場合についてそれぞれ Λ を概算した。なお、 Λ の計算の際には簡単のため光学ポテンシャルの r 依存性を無視して、 $V(\mathbf{r})$ および $W(\mathbf{r})$ には V と W を用いた。すなわち、Woods-Saxon 型ではなく、井戸型のポテンシャルで近似したということである。

もとにした文献	$V[\text{MeV}]$	$W_V[\text{MeV}]$	$\Lambda[\text{fm}]$
[10]	-117.7542	-35.1031	0.846
[11]	-185.2360	-24.5168	1.432
[12]	-154.0366	-1.1332	28.882

表 A.4: 始状態光学ポテンシャルのパラメータと平均自由行程

表 A.4 より、核半径 $R(\approx 3[\text{fm}])$ に最も近い Λ の値を持つのは、文献 [11] をもとにして決めた光学ポテンシャルのパラメータである。特に文献 [12] をもとにしたものでは一桁も大きくなってしまっていて、物理的におかしいと思われる。

この平均自由行程 Λ の考察から考える限り、文献 [11] を初期値として探した光学ポテンシャルのパラメータを実際の解析に用いたのは合理的だと思われる。

A.2 終状態の光学ポテンシャル

終状態のポテンシャルパラメータは本文にも書かれているように文献 [13]、[14]、[15] の 3 つの場合を試した。

まず始状態の光学ポテンシャルでも考えた平均自由行程 Λ と核半径 R との関係を見た。その結果は次の表 A.5 である。

もとにした文献	V [MeV]	W_V [MeV]	Λ [fm]
[13]	-79.59	-3.00	13.05
[14]	-92.84	-8.84	4.65
[15]	-63.05	-1.57	23.31

表 A.5: 終状態光学ポテンシャルのパラメータと平均自由行程

この場合の核半径 R も大体 3[fm] なので、この表 A.5 によれば文献 [14] の場合がもっとも良いように思われる。しかしこれだけの条件でポテンシャルのパラメータを決めることはできないと思ったので、本文にあるように $E_x=6.9\text{MeV}$ の場合の実験データをもっともよく再現しているものを選ぶこととした。

また、 ${}^6\text{Li} = d + \alpha$ の節の数 N も 0 か 1 かわからなかった。文献 [9] では両方の場合を試しており、他の文献を当たってみてもどちらがよいか決めることが出来なかった。そこで終状態の 3 つのポテンシャルに対してそれぞれ $N=0$ と 1 の二通りを行い、全部で 6 通りを試した。 $E_x=6.9\text{MeV}$ の図は本文にあり、 $E_x=10.35\text{MeV}$ の図は次の A.4 のようである。

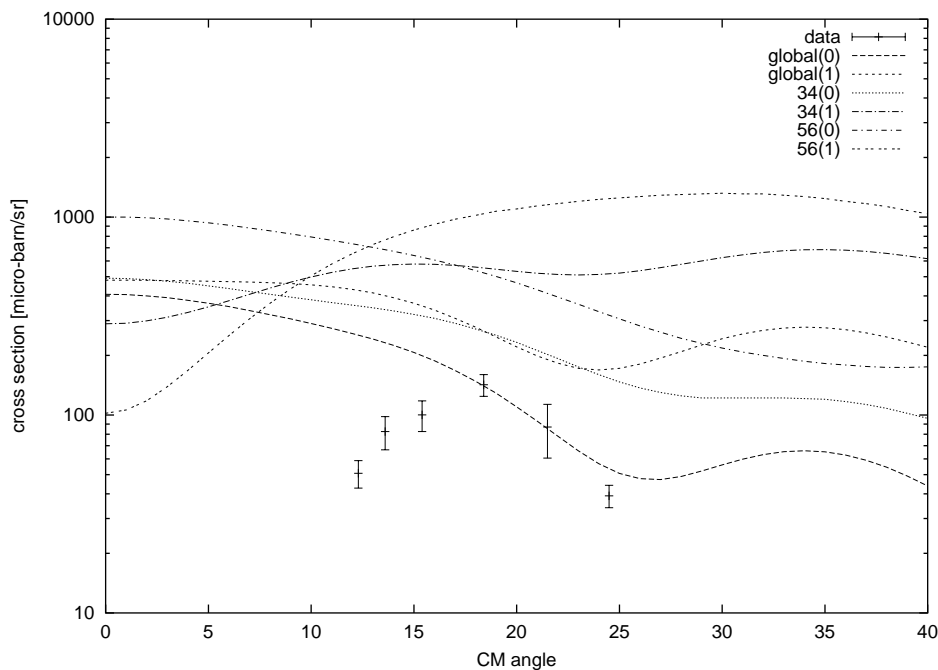


図 A.4: 終状態の様々な光学ポテンシャルと $E_x=10.35\text{MeV}$ の断面積

付録B 数値計算

式 (2.1) の形をした Schrödinger 方程式の数値計算の具体的方法について、簡潔に書きたいと思います。理論ゼミでは、Schrödinger 方程式を解くことを最終目的としていくつか課題をしましたが、その課題で作った program は付録の CD-R に残してあります。

式 (2.1) の解き方として式を差分して、行列を作りその行列を行列演算子ソフト Lapack を使って対角化するという方法採用しました。(Runge-Kutta 法も試したが、うまくいかなかった) 実際に計算した式 (2.6) を一般形として、

$$H = -\frac{d^2}{dx^2} + V(x) \quad (\text{B.1})$$

を考える。\$x_n = n\Delta h\$ (\$\Delta h\$ は stepsize) とすれば、\$Hf(x) = Ef(x)\$ より \$f(n\Delta h) = f_n\$ とおけば、

$$\left\{ -\frac{d^2}{dx^2} + V(x_n) \right\} f_n = E_n f_n \quad (\text{B.2})$$

と書ける。ここで2階の微分式を差分する公式、

$$(\Delta h)^2 f_n'' = -\frac{1}{12}f_{n-2} + \frac{4}{3}f_{n-1} - \frac{5}{2}f_n + \frac{4}{3}f_{n+1} - \frac{1}{12}f_{n+2} \quad (\text{B.3})$$

を代入すれば式 (B.2) は \$n\$ 次連立方程式となるから、\$AF = E_n F\$ という行列式となる。具体的に行列を以下にする。(\$V_n = V(n\Delta h)\$)

$$A = \begin{bmatrix} \frac{5}{2} \frac{1}{(\Delta h)^2} + V_0 & -\frac{4}{3} \frac{1}{(\Delta h)^2} & \frac{1}{12} \frac{1}{(\Delta h)^2} & 0 & 0 \\ -\frac{4}{3} \frac{1}{(\Delta h)^2} & \frac{5}{2} \frac{1}{(\Delta h)^2} + V_1 & -\frac{4}{3} \frac{1}{(\Delta h)^2} & \frac{1}{12} \frac{1}{(\Delta h)^2} & 0 \\ \frac{1}{12} \frac{1}{(\Delta h)^2} & -\frac{4}{3} \frac{1}{(\Delta h)^2} & \frac{5}{2} \frac{1}{(\Delta h)^2} + V_2 & -\frac{4}{3} \frac{1}{(\Delta h)^2} & \frac{1}{12} \frac{1}{(\Delta h)^2} & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & & \\ \vdots & 0 & & & & \\ & \vdots & 0 & & & \\ & & \vdots & & & \end{bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

$$F = \begin{bmatrix} f_0 \\ f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_n \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

このように行列を作ってやれば、あとは Lapack に行列を入れて対角化して固有値 \$E_n\$ をもとめることができる。\$A(1,1), A(n,n)\$ については境界条件からポテンシャルの壁を作るように十分大きい

値、例えば $A(1,1) = 10000000, A(n,n) = 10000000$ のようにしなければならない。また Lapack を使う際に、上の例は、エルミート行列となっているから、Lapack でエルミート行列であることを指定して解けばよくまた、例えば式 (2.5) では 1 階の微分も含まれるためエルミート行列となっていないため条件が変わることに注意しなければならない。

付録C zero レンジ近似

A(a,b)B 反応の座標系図 1.6 の通りである。以下では、a、b、target のスピンを無視する。そうすると、 $\psi_b = 1$ 、 $\psi_A = 1$ とでき、また、 $\psi_B = \psi_A \psi_x$ であるので、散乱振幅 T_{ab} は

$$T_{ab} = \int d\vec{r}_b \int d\vec{r}_x \chi_b^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_b) \psi_x^*(\vec{r}_x) V(|\vec{r}_x - \vec{r}_b|) \psi_a(|\vec{r}_x - \vec{r}_b|) \chi_a^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_a) \quad (\text{C.1})$$

となる。ここで、 ψ_x は捕らえられた粒子 x の波動関数である。 $\vec{r}_{bx} = \vec{r}_b - \vec{r}_x$ を導入して、次のように D を定義する。

$$D(\vec{r}_{bx}) = V(\vec{r}_{bx}) \psi_a(\vec{r}_{bx}) \quad (\text{C.2})$$

D と \vec{r}_{bx} を使うと、散乱振幅は

$$T_{ab} = \int d\vec{r}_x \int d\vec{r}_{bx} \chi_b^{(-)*}(\vec{k}_b, (M_A/M_B)\vec{r}_x + \vec{r}_{bx}) \psi_x^*(\vec{r}_x) D(\vec{r}_{bx}) \chi_a^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_x + \frac{1}{2}\vec{r}_{bx}) \quad (\text{C.3})$$

となる。

この 6 重積分を計算するのを避けるために zero レンジ近似をして、3 重積分にかえる。つまり、zero レンジ近似では、相互作用を表す D の部分を

$$D = D_0 \delta(\vec{r}_{bx}) \quad (\text{C.4})$$

とする。D₀ は、相互作用の大きさを表す因子である。よって、散乱振幅は

$$T_{ab} = \int d\vec{r}_x \chi_b^{(-)*}(\vec{k}_b, (M_A/M_B)\vec{r}_x) \psi_x^*(\vec{r}_x) \chi_a^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_x) \quad (\text{C.5})$$

となる。

付録D DWUCK5

D.1 DWUCK5とは

DWUCK5とは、さまざまな反応による cross section を任意の CM 系の角度において Finite レンジ近似で計算するコードである。ただし、終状態における残留核は束縛状態でなければならない。

入力は大きく分けて、始状態の歪曲波、終状態の歪曲波、反応の Form Factor に関する部分に分けられる。

通常 DWBA によれば Form Factor は相互作用ポテンシャルがわからないと計算できない。しかし、DWUCK5にはこのポテンシャルを入力する部分が存在しない。それは、Form Factor がどういふものがわかれば理解できると思う。つまり、Form Factor は始状態と終状態の歪曲波をつなげるものであり、よって、移行する粒子のそれぞれの状態における束縛波動関数がわかれば Form Factor を作れるということだ。詳しくは、マニュアルを読んでほしい。

D.2 DWUCK5の入手及びインストール

DWUCK5はFORTRAN77計算コードである。

<http://spot.colorado.edu/~kunz/DWBA.html>

から入手できる。この中から、dwuck5_32.exeをダウンロードする。dwuck5.zipはDWUCK5のソースコードであり、dw5_doc.pdfはDWUCK5のマニュアルであり、dw5tst.zipはDWUCK5のテストデータとその出力結果である。

D.3 入力ファイルの書式

DWUCK5の入力ファイルは8つの入力カードに分けられている。以下で、それぞれのカードについて説明する。

D.3.1 入力カード1

書式は

ICON(16),ALPHA FORMAT(16I1,4X,15A4)

である。1行分である。主なICONについて説明する。

ICON(1) 0なら入力カード2を読まない。1もしくは2なら入力カード2を読む。9ならプログラムを終了する。よって、入力ファイルの最後には9を付けておく。

ICON(3) 0ならそれぞれの角運動量移行量に対して異なった Form Factor を使用して cross section を計算し、それを足し合わせて最終的な結果とする。1ならある角運動量移行量に対して散

乱振幅 T を phase も含めて計算し、それを足し合わせてから cross section を計算する。

ICON(6) 0 なら弾性散乱の cross section を出力しない。1 なら cross section の数値のみを出力する。ほかの整数値 N なら cross section の数値と、対数的に N の範囲にわたってのグラフを出力する。

ICON(9) 0 なら非弾性散乱の cross section を出力しない。他の整数値 N なら対数的に N の範囲にわたってグラフを出力する。

ICON(10) 0 なら非相対論での kinema 計算をする。0 以外なら相対論での kinema 計算をする。

Alpha 任意の 60 文字を入れることができる。使う人がプログラムの識別のために使う。

D.3.2 入力カード 2

計算する角度に関する入力である。1 行分であり、ICON(1) が 1 なら書式は
No.of angles,First angle,Angle increment FORMAT(3F8.4)

となる。ICON(1) が 2 なら書式は

Last angle,First angle,Angle increment FORMAT(3F8.4)

となる。

ICON(1) が 0 ならデフォルトの設定を使う。デフォルトの設定は 0 度から 180 度までを 5 度間隔である。

もし、弾性散乱の cross section を計算するのに DWUCK5 を使うのであれば、プログラムは 0 度をチェックするので、First angle は 0 度がよい。

D.3.3 入力カード 3

1 行分であり、書式は
LMAX,NLTR FORMAT(2I3)
である。

LMAX 部分波展開のときの最大の角運動量の値。極限值は 200 である。

NLTR 角運動量移行が起こる回数。極限值は 8 である。

D.3.4 入力カード 4

動径積分に関する入力である。1 行分であり、書式は
DR,RMAX,(ACC(I),I=1,6) FORMAT(8F8.4)
である。

DR 動径方向の積分を行う時の STEP SIZE。単位は fm。

±RMAX 動径方向の積分を行う時の積分区間の最大値。単位は fm。DR と RMAX にはある関係の制限がある。つまり $RMAX/DR \leq 400$ 。RMAX が正の値の時は、積分区間の上限は $400 \times DR$ となる。RMAX が負の値の時は、積分区間の上限は $|RMAX|$ となる。

ACC に関してはマニュアルを参照。

D.3.5 入力カード5

始状態の歪曲波に関する入力である。2行以上であり、1行目の書式は
E,MP,ZP,MT,ZT,R_{oc},AC,PNLOC,2*FS FORMAT(10F8.4)
である。

E 始状態入射核の実験室系での運動エネルギー。単位は MeV。

MP 入射核の質量。単位は AMU。

ZP 入射核の電荷。単位は e。

MT 標的核の質量。単位は AMU。

ZT 標的核の電荷。単位は e。

R_{oc} 始状態の光学ポテンシャルにおける、標的核によるクーロンポテンシャルを求めるのに使う。
半径が $R_{oc}MT^{1/3}$ の一様帯電球と考えて計算する。単位は fm。

AC 使用しない。

PNLOC 非局所的パラメータ。詳しくはマニュアル参照。

2*FS 入射核のスピン²の2倍。

2行目以降は始状態の光学ポテンシャルに関する入力である。書式は
OPT,VR,R_{OR},AR,VSOR,VI,R_{OI},AI,VSOI,POWER FORMAT(10F8.4)
である。

OPT どのポテンシャルを使うかを選ぶ。1から12までの数値を入力する。詳しくは後述。

VR 実ポテンシャルの深さ。単位は MeV。

R_{OR} 実ポテンシャルの換算半径。よって実際の半径は $R_{OR}MT^{1/3}$ 。単位は fm。

AR 実ポテンシャルの diffuseness。単位は fm。

VSOR 実ポテンシャルのスピン軌道因子。次元はなし。

VI 虚ポテンシャルの深さ。単位は MeV。

R_{OI} 虚ポテンシャルの換算半径。よって実際の半径は $R_{OI}MT^{1/3}$ 。

AI 虚ポテンシャルの diffuseness。単位は fm。

VSOI 虚ポテンシャルのスピン軌道因子。次元はなし。

POWER その他のパラメータ。あるポテンシャルや Form Factor のオプションで使われる。

複数のポテンシャルを使う場合は、最終的なポテンシャルは個々のポテンシャルの重ね合わせとなる。もし、OPT が負の値の時は、そのポテンシャルが最後となる。よって次の行から入力カード6となる。もし、OPT が0の値の時は、ポテンシャルは計算されずにそのまま次の入力ブロックに移る。

D.3.6 入力カード6

終状態の歪曲波に関する入力である。2行以上であり、1行目の書式は
E,MP,ZP,MT,ZT,R_{oc},AC,PNLOC,2*FS,QCODE FORMAT(10F8.4)
である。EとQCODE以外は入力カード5と同じである。

QCODE>40.0 Eは時間反転させた反応の実験室系のエネルギー。

QCODE=0.0 EはQ値。

QCODE<40.0 EはQ値の一部であり、Q値=E+QCODE。

DWUCK5は、反応によって生じる残留核が束縛状態であるときしか計算できない。よって、普通はQCODEは0としEにQ値を入力する。しかし、DWUCK5で非束縛状態の計算をしようとするならば、非束縛状態の束縛エネルギーを実際は正の値になるが、0MeVに近い負の値とする。Eにはその値と入射核の束縛エネルギーの関係から出る値を入力する。そしてQCODEによってQ値との関係をつける。

2行目以降は入力カード5と同じである。

D.3.7 入力カード7

反応によって移行する粒子が反応前にどのように束縛されているかを入力する。3行以上であり、1行目の書式は
E,MP,ZP,MT,ZT,R_{oc},AC,PNLOC,2*FS FORMAT(10F8.4)
である。

E 1粒子束縛エネルギー。単位はMeV。

MP 1粒子の質量。単位はAMU。

ZP 1粒子の電荷。単位はe。

MT 1粒子を束縛する核の質量。単位はAMU。

ZT 1粒子を束縛する核の電荷。単位はe。

R_{oc} 1粒子を束縛する核によるクーロンポテンシャルを求めるのに使う。半径がR_{oc}MT^{1/3}の様帯電球と考えて計算する。単位はfm。

AC 使用しない。

PNLOC 非局所的パラメータ。

2*FS 使用しない。

2行目から数行にわたってポテンシャルを入力する。書式等は入力カード5と同じであり、OPTについては後述。

1行目のパラメータEが0でないときはポテンシャルを入力したあとの1行で、軌道角運動量などを入力しなくてはならない。書式は

FN,FL,2*FJ,2*FS,VTRIAL,FISW,DAMP FORMAT(10F8.4)

である。

FN 動径関数の原点と無限遠点を除いた node の数。一般的には束縛される粒子を形成する核子の node の数と軌道角運動量から求まる。

FL 1 粒子の軌道角運動量。一般的には束縛される粒子を形成する核子の node の数と軌道角運動量から求まる。

2*FJ 1 粒子の全角運動量の 2 倍。

2*FS 1 粒子のスピン の 2 倍。

VTRIAL 動径関数を決定するポテンシャルのスケーリング因子。全ポテンシャルはポテンシャルの実部と VTRIAL の積で作られる。よって、束縛状態を考えるのであれば、VTRIAL*VR は負でなければならない。何も入力しなければデフォルトの設定値+60.0 が使われるので、この場合はポテンシャルの VR は-1.0 にしたほうがよい。

FISW 束縛状態のサーチ方法を決定する。0 なら、束縛エネルギー E を固定してポテンシャルのスケール因子 VTRIAL の大きさをサーチする。1 なら、ポテンシャルの大きさを固定して、束縛エネルギー E をサーチする。2 なら、これは E が正の時しか有効ではないが、サーチを行わない。

DAMP 0 でないなら、1 粒子波動関数に Damping Factor、 $\exp(-DAMP*x)$ を掛けて、新しく出来た 1 粒子波動関数を 1 に normalize する。

束縛エネルギー E が 0 の時は、ポテンシャルから求まる Form Factor を使い、角運動量などの入力はいらない。

D.3.8 入力カード 8

反応によって移行する粒子が反応後にどのように束縛されているかを入力する。ICON(11) によって入力書式は変わる。ICON(11) が 0 の時は入力カード 7 と同じである。詳しくは、マニュアルを参照。

D.3.9 ポテンシャルオプション

入力カード 5, 6, 7, 8 のポテンシャルに関して入力する行における OPT がどのようなポテンシャルの形に対応しているかを述べる。ここでは代表的なものについて述べる。詳しくはマニュアルを参照。

OPT=1.0 体積 Wood-Saxon ポテンシャル。

$$V(r) = VRf(x_R) + iVI f(x_I)$$

ここで、

$$f(x_i) = \frac{1.0}{1 + \exp(x_i)} \quad ; \quad x_i = \frac{r - r_{oi}MT^{1/3}}{Ai}$$

である。実部が引力で吸収的な虚部を持つ場合は VR と VI はともに負になる。

OPT=2.0 表面 Wood-Saxon ポテンシャル。

$$V(r) = VRg(x_R) + iVIg(x_I) \quad ; \quad g(x) = \frac{df(x)}{dx}$$

x の定義は OPT=1.0 と同じ。よく使われる W_D との間には $VI=4W_D$ の関係がある。ポテンシャルが引力で吸取的であるためには VR と VI は正でなければならない。

OPT=4.0 体積 Wood-Saxon 型スピン軌道ポテンシャル。

$$V_{LS}(r) = \left[-VR \frac{1}{r} \frac{df(x_R)}{dr} - iVI \frac{1}{r} \frac{df(x_I)}{dr} \right] \mathbf{L} \cdot \mathbf{s}$$

ここで、 $\mathbf{L} \cdot \mathbf{s}$ の項には $(\hbar/m_\pi c)^2 \sim 2$ が入っていないことに注意。

もう一つ別の方法でこのポテンシャルを導入する方法がある。OPT=1.0 で、VSOR、VSOI パラメータを入力すると、次のようなポテンシャルが導入される。

$$V_{LS}(r) = \left[-VR \frac{VSOR}{45.2} \frac{df(x_R)}{rdr} - iVI \frac{VSOI}{45.2} \frac{df(x_I)}{rdr} \right] \mathbf{L} \cdot \mathbf{s}$$

付録E ^{12}C の薄膜の作成

今回の実験でターゲットに用いた ^{12}C の薄膜は、京都大学理学部 6 号館にある真空蒸着装置を用いて作成した。ここでは、その作成の過程についてまとめる。

作成手順

炭素の薄膜はスライドガラスの上に蒸着させて作成したが、あとでスライドガラスから剥がし易くするために、今回はまず NaCl をスライドガラスに蒸着させ、その上に炭素を蒸着させた。このようにすると、スライドガラスを水につけることで、NaCl が水に溶け、スライドガラスから炭素の膜を剥がす事が出来る。

NaCl の蒸着

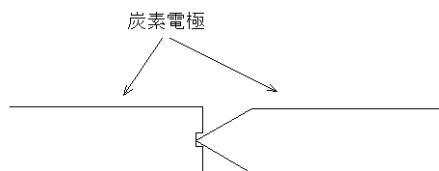
NaCl は沸点が約 1500 度とそれほど高くないので、タングステン製のボート型蒸発源を用い、比較的簡単に蒸着することが出来る。真空度が $10^{-2} \sim 10^{-3}\text{Pa}$ ぐらいで蒸着を始めてよいが、このとき電圧を上げすぎると NaCl が融解する前に塊のままはじけ飛んでしまうので注意が必要である。京大の蒸着装置では Control つまみの目盛りが 1.4 程度の電圧で十分であった。

C の蒸着

炭素は沸点が約 3000 度と非常に高いので、NaCl と同じようなやり方では蒸着できず、通常、Arc 放電法という方法を用いて蒸着を行なう。

図 E.1 のように炭素棒自身を電極とし、一方を Pencil 型にすることで Arc 放電のように局所的に高い電圧をかけることが出来る。今回は天然の炭素 (同位対比 $^{12}\text{C}98.89\%$, $^{13}\text{C}1.11\%$) で出来た黒鉛の棒を電極として用いた。

図 E.1: 炭素電極の形



真空度が $10^{-3} \sim 10^{-4}\text{Pa}$ ぐらいで蒸着を行なうが、このときも電圧をかけすぎると火花のように塊がはじけ飛ぶので注意が必要である。

また、電圧をかけ始めた最初は電極の中に閉じ込められているガスが放出されるので、電極とスライドガラスの間をシャッターで遮っておく。

電圧をどの程度かける必要があるかは、Pencil型電極の長さや鋭さにより変わってくるが、京大の蒸着装置ではControlつまみの目盛りが6以上の電圧が必要である。電圧はずっとかけ続けるのではなく、10秒間電圧をかけ30秒程度間をあけるのを繰り返すのが良い。

電極とスライドガラスの距離は離れている方が良質の膜が出来るが、あまり離しすぎると非常に時間がかかることになる。経験的には電極とスライドガラスとの距離が10cmで丸1日作業をして10~20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 程度蒸着できる。

ターゲットフォルダ

ターゲット膜は水またはお湯にゆっくりとつけてスライドガラスから剥がし、水面に浮かんだ膜を2重になるようにフォルダですくい、乾燥剤を入れた容器の中に保管した。ターゲットフォルダは、はじめ厚さ1mmのアルミで作成したが、このフォルダですくった膜はしばらくすると蜘蛛の巣状に破けてしまった。フォルダを厚さ0.2mmの銅で作成しなおしたところ、このようなことは起こらなかった。膜を2重にしてすくう場合、フォルダが厚すぎるといけないようである。

反省

実験や解析を通しての反省をまとめる。

- 実験計画
 - テーマを考えるのが遅すぎた。
 - 実験としても (event rate が小さい) DWBA としても (一核子移行反応でないし、unbound state であった) 難しいテーマを選んでしまった。
 - 情報収集の要領を掴むのに時間がかかった。
- ターゲット
 - 自分たちで質の良いターゲットを作るのは難しかった。実験中に膜が破けるなどターゲットに関しては苦労することが多かった。
 - 控えとして残しておいたターゲット膜を完成させ、膜厚まで測定しておくべきであった。
 - 実験で使う膜の膜厚をどうやって測定するかを実験を始めるときになっても決めていなかったなので、あとあと苦労した。
- 実験装置
 - ファラデーカップの位置が悪かったので、前方の角度での測定が出来なかった。
- 磁場
 - Q-magnet の磁場勾配を決める式を自信を持って決めることが最後まで出来なかった。そのため sub 電流も決めることが出来ず、最も良い focus を得られなかったかもしれない。断面積の大きい反応で x,y 方向の focus を見て決めるので、 Q_1, Q_2 の磁場勾配の変化が focus にどう影響するかをあらかじめ理解しておくべきだった。
 - NMR の設置状況をむやみに動かさない方が良かった。動かしてしまったことにより調子が悪くなり磁場の値が読めず実験準備の時に困った。
- 検出器
 - 検出器についてあらかじめもっと勉強しておくべきだった。どんなデータをどのような目的で測定するのかということが実験段階でははっきりとは分かっていなかった。解析をするときになって初めて測定したデータに不備があることが分かったりと、後から問題が発覚することが多かった。
- 回路
 - 回路の勉強が全体的に不十分だった。Fast 系と Slow 系の違いとか、トリガーの作り方などもっと勉強しておくべきだった。

- 回路構成を考える上で、個々のモジュールのことをもっと事前に調べておくべきだった。実験中に説明書を読んでいるようでは遅い。
- 回路の調整に時間がかかりすぎて、マシンタイムが短くなってしまった。回路の調整は実際にビームを出してからしか出来なかったため仕方ない部分もあったが、どのような手順で調整をするかをあらかじめ理解しておけば、もっと早くできたと思う。

- 解析

- 解析の流れがそもそも分かっていなかった。実験前に理解しておけば防ぐことが出来たミスもあったと思う。
- Calibration が上手く出来なかった。検出器の端でデータがなく Calibration が中心付近でしか出来なかった。そのため端にきたピークは判別できなかった。1つの角度で磁場を変えながら測定するなどして Calibration 用のデータを別にとっておいたほうが良かったかもしれない。

- DWBA

- DWBA の理論のゼミをした方がよかった。
- DWBA 計算を実験後に始めたのは遅かった。

全体として、全てにおいて準備不足だった。大きな流れが分かっていなかったために、後になって問題が発覚することが多かった。

また、ログノートの取り方も十分でなかった。ログノートに書いてはいても、整理してかかれていないために後で必要な情報を探すのに苦労することもあった。本当に必要な情報が何かということが分かっていなかったのも問題であった。