

平成18年度修士論文
 ${}^6\text{He}$ のクーロン分解反応



篠原 摩有子

学籍番号 : 05M01130

東京工業大学大学院 理工学研究科
基礎物理学専攻 中村研究室

概要

近年の重イオン加速器技術の進展により、核物理分野における研究対象は安定核から β 崩壊に対して不安定な中性子過剰核へと移行しつつある。中性子過剰領域では、安定核には存在しなかった中性子ハロー構造などの特異現象が現れることが明らかになってきた。本研究の対象である ${}^6\text{He}$ は α 粒子をコアとし、二個の価中性子をハローとして構成される二中性子ハロー核である。 ${}^6\text{He}$ はその構成要素である $\alpha+n$ 、 $n+n$ 相互作用がよく知られているため、二中性子ハロー核の励起メカニズムを調べる上で、有効な研究対象である。

中性子ハロー核の特徴の一つは、低励起エネルギー領域に強いE1強度を持つことである(ソフトE1励起)。このことは、中性子ハロー核 ${}^{11}\text{Li}$ や ${}^{11}\text{Be}$ のクーロン分解反応測定により明らかにされてきた。一方、 ${}^6\text{He}$ のE1強度分布はこれまでにGSIおよびMSUのグループによって測定されているが、その結果は一致しておらず、また精度も悪い。本研究では、低励起エネルギー領域におけるE1強度分布を精度よく決定するために、 ${}^6\text{He}$ のクーロン分解反応を測定した。実験は理化学研究所の不安定核ビーム生成ラインRIPSを用いて行った。RIPSで得られる不安定核ビーム ${}^6\text{He}$ を核子あたり70 MeVのエネルギーで鉛標的に入射し、クーロン励起により非束縛状態 ${}^6\text{He}^*$ を生成した。 ${}^6\text{He}^*$ からの崩壊粒子 ${}^4\text{He}$ と二中性子の運動量ベクトルを測定し、不変質量法を用いてE1強度を導出した。この結果、得られた $B(E1)$ 分布はMSUの測定結果とは異なり、GSIのデータと比較的よく似た分布であることがわかった。

${}^6\text{He}$ はその構成要素 $\alpha+n$ 、 $n+n$ の二体系では束縛せず、 $\alpha+n+n$ という三体系で初めて束縛するという特徴を持った少数多体系(ボロミアン核)である。本研究で得られた ${}^6\text{He}$ の $B(E1)$ 分布を三体クラスターモデルと比較することで、ボロミアン核の束縛メカニズムについての情報も得ることができる。本研究の新しい実験データは、このような様々な理論計算の妥当性を検証する重要な基礎データを与えるものとして期待される。

Abstract

Recent development of high-energy heavy-ion accelerators has led a nuclear physics to β unstable neutron-rich region. In this neutron-rich region, exotic phenomena, which do not appear in the stable region, such as “neutron halo structure”, has been found. The ${}^6\text{He}$ nucleus has been found to have a two-neutron halo structure, which is composed of an alpha particle core and two halo neutrons. ${}^6\text{He}$ is a suitable nucleus for studying the two-neutron halo properties since the interactions of the constituent subsystems, ${}^4\text{He-n}$ and $n-n$, are well known.

One of the unique features of halo nuclei is a strong E1 strength at low excitation energies of about 1 MeV (Soft E1 excitation), as revealed in the Coulomb dissociation of neutron halo nuclei ${}^{11}\text{Li}$ and ${}^{11}\text{Be}$. For the ${}^6\text{He}$ nucleus, the previous Coulomb dissociation data reported from GSI and MSU are inconsistent with each other. In the present study, we have measured the Coulomb dissociation of ${}^6\text{He}$ to determine the low-lying E1 transition of the two-neutron halo nucleus. The experiment was performed using the RIKEN projectile fragment separator RIPS at the RIKEN Accelerator Research Facility. A radioactive beam of ${}^6\text{He}$ from RIPS with energy of 70 MeV/nucleon bombarded a lead target to obtain an excited state of ${}^6\text{He}$ (${}^6\text{He}^*$) above the two-neutron separation energy. All the momentum vectors of decaying particles from ${}^6\text{He}^*$ were measured. Using these momentum vectors, relative energy spectrum was determined by the invariant mass method. The E1 strength distribution $dB(E1)/dE_{\text{rel}}$ was obtained from $d\sigma/dE_{\text{rel}}$ by using the equivalent photon method. The obtained $B(E1)$ distribution is slightly shifted to lower excitation energy compared with GSI data. It was also found that the MSU data was not reproduced.

${}^6\text{He}$ has attracted much attention as a novel “Borromean” quantum three-body bound system, where its two-body subsystems, ${}^5\text{He}$ and two neutrons, are both unbound. We can also extract information about Borromean structure by comparing the obtained $B(E1)$ distribution with a three-body cluster calculation. This new data of $B(E1)$ distribution of ${}^6\text{He}$ provides an important criteria to test these theoretical calculations.

目次

第1章 序	1
第2章 実験背景	7
2.1 クーロン分解反応	7
2.2 クーロン励起成分の選択手法	9
2.2.1 クーロン力と核力の励起	9
2.2.2 散乱角度を用いたクーロン力成分の選択	10
2.3 実験手法	11
2.3.1 不変質量法	11
2.3.2 散乱角度	12
第3章 実験	13
3.1 不安定核 ${}^6\text{He}$ の生成	13
3.2 標的	16
3.3 検出器セットアップ	17
3.3.1 二次ビーム検出器系	19
3.3.2 荷電粒子検出器系	21
3.3.3 中性子測定系	22
3.4 データ収集システム	24
3.4.1 データセット	25
第4章 解析	26
4.1 入射粒子 (${}^6\text{He}$) の解析	27
4.1.1 ${}^6\text{He}$ の粒子識別、飛行時間	27
4.1.2 入射ビームの飛跡解析	29
4.2 出射荷電粒子 (${}^4\text{He}$) の解析	34
4.2.1 ${}^4\text{He}$ の飛行時間	34
4.2.2 FDC3 のキャリブレーション	35
4.2.3 ${}^4\text{He}$ の粒子識別 (Z の識別)	38
4.2.4 ${}^4\text{He}$ の粒子識別 (A の識別)	38
4.2.5 MDC のキャリブレーション	41
4.2.6 BDC と MDC の飛跡結果の比較	44
4.2.7 ${}^4\text{He}$ の運動量ベクトル	46
4.2.8 角度分解能	47
4.3 中性子 ($2n$) の解析	52
4.3.1 NEUT の左右の時間差から位置への変換	52
4.3.2 スルー補正	53

4.3.3	TOF(tgt-N) の絶対時間合わせ	56
4.3.4	gain 合わせ	59
4.3.5	ヒット多重度=2 の中性子イベントの選択	61
4.3.6	中性子の運動量ベクトル	63
4.3.7	NEUT の検出効率	64
4.3.8	検出アクセプタンス	66
第 5 章	結果と議論	69
5.1	Pb($^6\text{He}, ^4\text{He}+2n$) 反応における E1 強度	69
5.2	C($^6\text{He}, ^4\text{He}+2n$) 反応における 2^+ 準位	75
第 6 章	まとめと展望	79
第 7 章	付録	80
7.1	ドリフトチェンバーの最適電圧	80
7.2	各検出器への印加電圧	82
7.3	^7Be のエネルギー準位図	84

目次

1.1	$Z \leq 11$ 、 $N \leq 22$ 領域の核図表。横軸が中性子数、縦軸が陽子数を表す。	1
1.2	Tanihata らによる同重体の核半径の比較 [1]。同重体の核半径に相違が見られる。また特に ${}^{11}\text{Li}$ の核半径が突出して大きい。	2
1.3	${}^6\text{He}$ のエネルギーレベル図 [MeV]	3
1.4	Aumann らによる $B(E1)$ スペクトル [15]。破線は Dannilin らによる三体クラスターモデルを用いた理論計算である。	4
1.5	Wang らによる $B(E1)$ スペクトル [16]。破線は図 1.4 と同じ Dannilin らによる理論計算である。	4
1.6	RIKEN, GSI, MSU の実験セットアップにおける Geometrical acceptance の比較 [14]	5
1.7	Nakamura らによる ${}^{11}\text{Li}$ の $B(E1)$ 分布 [14]。直線は二中性子に強い相関を持たせた計算結果であり、実験データとよく一致している。	6
2.1	equivalent photon method でのクーロン励起の捉え方 (概念図)。鉛標的が作る電磁場との相互作用を仮想光子の吸収として考える。	7
2.2	二中性子分離断面積の標的依存性 [16]	9
2.3	${}^{11}\text{Li}$ のクーロン分解反応測定における微分散乱断面積 [14]。	10
2.4	${}^6\text{He}$ のクーロン分解反応の模式図	12
3.1	理化学研究所、加速器研究施設 RARF の概観図	14
3.2	不安定核ビーム生成ライン RIPS の概観図	15
3.3	検出器セットアップ	18
3.4	標的周辺の配置情報 [mm]	20
3.5	荷電粒子、中性子検出器系の配置 [mm]	23
3.6	データ収集システムのトリガー回路図	24
4.1	入射粒子の識別図。横軸は $\text{TOF}(\text{F0-F2})[\text{ns}]$ 、縦軸は F2plastic での $\text{pulse height} [\text{MeV}]$ 。入射ビームの運動量の広がりは $\pm 0.1\%$ 。	27
4.2	${}^6\text{He}$ の選択領域	28
4.3	BDC1、BDC2 の drift time(X1 面)	29
4.4	ドリフト時間とドリフト距離の関係	30
4.5	ドリフト距離とトラッキング結果の残差分布	31
4.6	BDC1,BDC2 でのビーム像。BDC1,BDC2 の飛跡解析効率	32
4.7	標的でのビーム像、ビームの定義に用いた R gate の様子	33
4.8	${}^4\text{He}$ の $\text{TOF}(\text{tgt-Hodo})$ スペクトル	34
4.9	FDC3,X1 面のドリフト時間スペクトル	35
4.10	FDC3 X 面のドリフト時間からドリフト距離への変換、残差分布	36
4.11	FDC3 Y 面のドリフト時間からドリフト距離への変換、残差分布	37

4.12	左：FDC3 最下流面での位置 x_f と角度 θ_f の相関図右：磁気硬度の变化量を縦軸にとった二次元プロット	39
4.13	磁気硬度の变化量と TOF(tgt-Hodo) との相関 補正前、補正後	39
4.14	4He の粒子識別	40
4.15	MDC X1,U1 面のドリフト時間スペクトル	41
4.16	MDC X 面のドリフト時間からドリフト距離への変換、残差分布	42
4.17	MDC U,V1 面のドリフト時間からドリフト距離への変換、残差分布	43
4.18	BDC と MDC のトラッキング結果の位置の整合性	44
4.19	MDC で外挿した標的上でのビーム像 (a)gate 前 (b)gate 後	45
4.20	4He の運動量 ${}^6\text{He}+\text{Pb}$	46
4.21	$\vec{p}^{\text{out}} - \vec{p}^{\text{in}}$ スペクトル ${}^6\text{He}+\text{Pb}$	48
4.22	$\vec{p}^{\text{out}} - \vec{p}^{\text{in}}$ スペクトル ${}^6\text{He}+\text{empty}$	49
4.23	$\vec{p}^{\text{out}} - \vec{p}^{\text{in}}$ スペクトル ${}^6\text{He}+\text{C}$	50
4.24	(a) 宇宙線の dT 分布 原点のオフセット前、(b) 宇宙線の X 分布	52
4.25	スルー現象の概念図	53
4.26	TOF(tgt-N) と A_L, A_R との相関 (LN1-7)。左図より T_L と A_L との相関、右図より T_R と A_R との相関について評価する。縦軸の絶対値は較正していない。	54
4.27	スルー補正後の TOF(tgt-N) と A_L, A_R との相関 (LN1-7)。縦軸の絶対値は 0 ns にオフセットしている。	54
4.28	LN1 の TOF(tgt-N) スペクトル。絶対値は 0 ns にオフセットしている。	55
4.29	Flight length の概念図	56
4.30	式 4.30 で絶対値の較正をした γ 線の TOF(tgt-N)1 スペクトル。proton+brass によって放出された γ 線のピークが見えている。	57
4.31	(p,n) 反応の TOF(tgt-N)1 スペクトル	58
4.32	宇宙線の pulse height スペクトル 左：raw data スペクトル 右：gain 合わせをしたスペクトル	59
4.33	宇宙線の pulse height と左右のプラスチックシンチレーターの時間差 dT との相関。	60
4.34	Hit pattern の定義	61
4.35	二中性子間のヒットポジションの距離 Same Wall event	62
4.36	中性子の運動量ベクトル	63
4.37	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応の速度スペクトル	65
4.38	Geometrical acceptance [$\times 100\%$] ${}^6\text{He}+\text{Pb}$	67
4.39	Geometrical acceptance [$\times 100\%$] ${}^6\text{He}+\text{C}$	68
5.1	$\text{Pb}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n)$ 反応における E_{rel} スペクトル。縦軸はカウント数である。	70
5.2	$0 \leq E_{\text{rel}} \leq 4 \text{ MeV}$ における $\text{Pb}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n)$ 反応の微分散乱断面積。赤い矢印は θ_{gr} の位置を表す	71
5.3	$0 \leq \theta_{C.M.} \leq \theta_{gr}$ における $\text{Pb}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n)$ 反応の相対エネルギースペクトル。縦軸は微分断面積 [mb/MeV]。	72
5.4	${}^6\text{He}$ のクーロン分解反応における換算遷移確率 $B(E1)$ 分布 [e^2fm^2]	74
5.5	左：Aumann ら GSI グループによる $B(E1)$ スペクトル [15]。右：Wang ら MSU グループによる $B(E1)$ スペクトル [16]。	74

5.6	$0 \leq \theta_{C.M.} \leq 3.5^\circ$ における $C(^6\text{He}, ^4\text{He}+2n)$ 反応の相対エネルギースペクトル。縦軸は統計を表す。	75
5.7	$0.5 \leq E_{rel} \leq 1.5 \text{ MeV}$ における $C(^6\text{He}, ^4\text{He}+2n)$ の微分散乱断面積。	77
5.8	$2 \leq \theta_{C.M.} \leq 4^\circ$ における $C(^6\text{He}, ^4\text{He}+2n)$ 反応の相対エネルギースペクトル。縦軸は微分断面積 [mb/MeV]	78
7.1	β 線を用いた MDC の Efficiency 測定時の様子。MDC を二つのプラスチックシンチレーターで挟み MDC の efficiency を測定した。	80
7.2	β 線の Efficiency 曲線。横軸は potential wire と cathode wire に印加した電圧 [-kV]。各面とも HV plateau が見えている。	81
7.3	^7Be のエネルギー準位図 [MeV]	84

表目次

3.1	各ビームの分離・生成に用いた RIPS のパラメータ	16
3.2	標的の厚さ	16
3.3	BDC の仕様	20
3.4	NEUT の面構造	22
3.5	データセット サマリー	25
4.1	二次標的上での ${}^6\text{He}$ のビームプロファイル	28
4.2	BDC1,2 の STC パラメータ	30
4.3	FDC3 の STC パラメータ	35
4.4	Z,A の分解能	41
4.5	MDC の STC パラメータ	41
4.6	角度分解能 (σ 値)	51
4.7	標的中での多重クーロン散乱の影響 (σ 値)	51
4.8	各層での TOF(tgt-N) 分解能 (σ 値)	55
4.9	クロストーク排除条件、(p,n) での M=2 イベントの生存率	62
4.10	NEUT efficiency	66
5.1	クーロン分解反応の断面積の導出に用いたパラメータ	70
5.2	$\text{C}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n)$ における非弾性散乱断面積の導出に用いたパラメータ	76
7.1	二次ビーム検出器系、荷電粒子検出器系の動作電圧 [V]	82
7.2	Veto Counter の動作電圧 [V]	82
7.3	NEUT L の動作電圧 [V]	83
7.4	NEUT R の動作電圧 [V]	83

第1章 序

核物理学は、従来主として安定核を研究対象として発展してきた（図 1.1 の緑色部分）。この安定核領域では、原子核半径が $R = 1.2A^{1/3} fm$ という近似でよく成り立っていることから、原子核は密度の飽和した液滴模型によって記述できることが知られている。一方、図 1.1 で示すように中性子過剰な不安定核領域が広く存在していることがわかる。安定核において成り立っていた殻模型や液滴模型が中性子過剰度とともにどのように変化するかを調べることは重要である。

近年、重イオン加速器技術の進展に伴い、こうした中性子過剰な不安定核を二次ビームとして供給する実験手法が確立された。不安定核ビームを用いた研究では (p,p') や (p,n)、(α , α') など、固定標的をプローブに研究対象の原子核をビームとして入射し、その散乱過程を調べる二次核反応が有効な手段として確立しつつある。実際、これらの実験手法を用いて、中性子過剰な領域では安定核にはないさまざまな特異現象が現れることが明らかになってきた。その特異現象の一つが中性子ハロー構造である。Tanihata らは、790 MeV/u の He、Li、Be、C 同位体の不安定核ビームを Be、C、Al 標的に入射し、その反応断面積を測定した [1]。反応断面積から導出した核半径¹を質量数に対してプロットすると、図 1.2 に示すように同重体の関係にある ${}^6\text{He}$ - ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^8\text{He}$ - ${}^8\text{Li}$ 、 ${}^9\text{Li}$ - ${}^9\text{Be}$ らの核半径に相違がある事がわかった。特に ${}^{11}\text{Li}$ の場合、核半径は 3.14 fm (r.m.s. 値) となり $R = 1.2A^{1/3} fm$ で求まる値より 20% 大きな結果となった。Tanihata らによって、弱く束縛された価中性子が通常の原子核密度をもつコアのまわりに薄く広く分布した中性子ハロー構造の存在が示唆された。

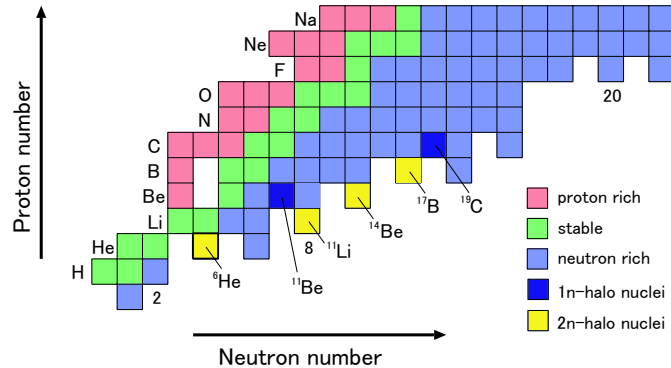


図 1.1: $Z \leq 11$, $N \leq 22$ 領域の核図表。横軸が中性子数、縦軸が陽子数を表す。

¹陽子と中性子の区別をせず、matter と考えて導出された値

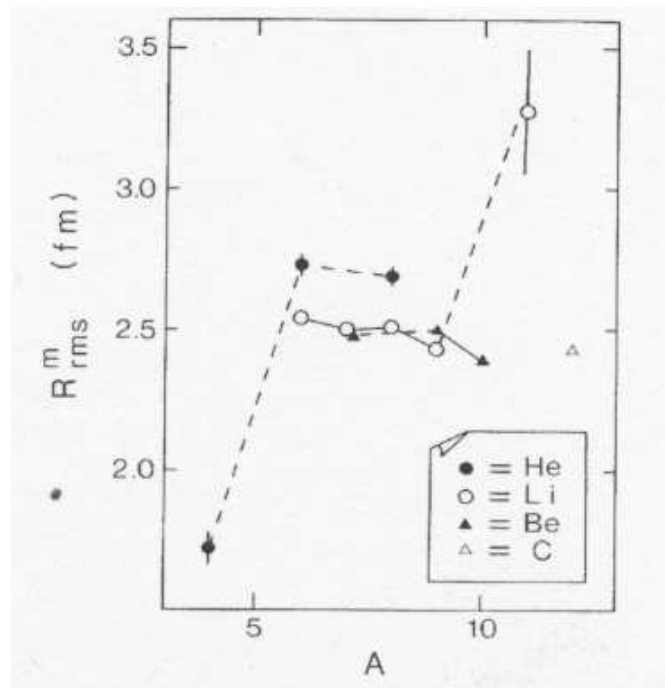


図 1.2: Tanihata らによる同重体の核半径の比較 [1]。同重体の核半径に相違が見られる。また特に ^{11}Li の核半径が突出して大きい。

中性子ハロー核は、中性子ドリップライン付近に位置する中性子分離エネルギーが ~ 1 MeV 以下と小さい原子核に現れる。 ^{11}Li 核の場合、その二中性子分離エネルギーは $S_{2n} = 300 \pm 19 \text{keV}$ [2] と安定核で典型適な値 8 MeV に比べ極端に小さい。これは、量子力学的な波動関数の広がりによると解釈されている。原子核の外側に浸み出す波動関数は、漸近的に $\exp(-kr)/r$ と表現できる。この波動関数の広がり $k = \sqrt{2\mu S_n/\hbar}$ で特徴づけられ、中性子分離エネルギーが小さいほど波動関数が原子核の外側へ広がることを意味する (トンネル効果)。図 1.1 に示すように、中性子ハロー核は ^{11}Li 以外にも、一中性子ハロー核 (ハローを構成する価中性子数が 1) として ^{11}Be [3] [4] や ^{19}C [5]、二中性子ハロー核 (ハローを構成する価中性子数が 2) として ^6He [6] [7] や ^{17}B [8] などが発見されている。

中性子ハロー核の特徴の一つは、約 1 MeV の低励起エネルギー領域に強い E1 強度を持つことである (ソフト E1 励起)。このことは、 ^{11}Be [9] [10]、 ^{19}C [5]、 ^{11}Li [11] [12] [13] [14] および ^6He [15] [16] のクーロン分解反応によって明らかにされてきた。励起エネルギーが $10 \sim 20 \text{MeV}^2$ に集中する巨大共鳴 (Giant Dipole Resonance: GDR と呼ぶ) とは対照的な特徴である。このソフト E1 励起は、一中性子ハロー核においては、大きな空間的な広がりを持つハローの性質に起因する直接分解反応のメカニズムによってよく理解されている [9] [10]。一方、二中性子ハロー核については励起のメカニズムが全く解明されていない。

$^{280}A^{-1/3}$ MeV で表現される

本研究で対象とする ${}^6\text{He}$ は、 α 粒子をコアとした二中性子ハロー核である。 ${}^6\text{He}$ は、その構成要素である $\alpha+n$ 、 $n+n$ 相互作用が比較的良好に知られており、二中性子ハロー核の励起のメカニズムを解明する上で適した研究対象といえる。また、励起準位や基底状態の価中性子の配位についても比較的良好に研究されている。図 1.3 に ${}^6\text{He}$ のエネルギー準位図を示す。 ${}^6\text{He}$ の二中性子分離エネルギーは 0.973 MeV と小さく、価中性子は弱く束縛されている。 ${}^6\text{He}$ は束縛励起準位を持たず、二中性子分離エネルギー以上の連続領域に非束縛励起準位が存在する。特に 2^+ の非束縛励起準位については、質量欠損法や不変質量法により非束縛状態からの崩壊過程に関する研究が行われている [17] [18] [19]。以前我々は ${}^6\text{He}(p,p')$ 反応測定を行い、不変質量法により 2^+ の非束縛準位の存在を確認し、散乱角度分布から変形度を導出した [20]。さらに ${}^6\text{He}(2^+)$ の崩壊過程を調べることにより、二つの価中性子間に働く相関関係を示唆する結果を得ている。基底状態については、その配位は 90%以上が $(1p_{3/2})^2$ であると示されており [21]、この場合価中性子は $\ell=1$ という小さい角運動量を持つため、遠心力バリア ($=\ell(\ell+1)\hbar^2/2\mu r^2$)、 μ : 換算質量、 r : 核子の核中心からの距離) が低くなり、二中性子ハロー構造を持つと考えられている [1]。

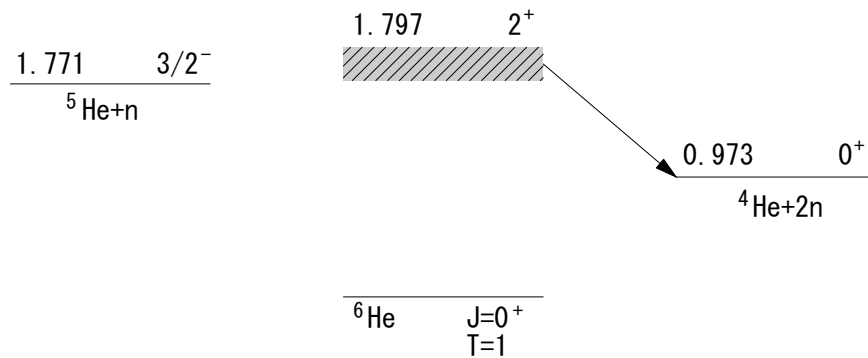


図 1.3: ${}^6\text{He}$ のエネルギーレベル図 [MeV]

ところで、 ${}^6\text{He}$ の E1 強度については鉛標的を用いたクーロン分解実験による GSI (240 MeV/u) [15] および MSU (23 MeV/u) [16] のデータがあるが、図 1.4 および図 1.5 に示すように両者の結果は一致しておらず、その精度も悪い。従って、精度のよい実験により ${}^6\text{He}$ のソフト E1 強度分布を導出することは非常に重要である。

前述の通り、 ${}^6\text{He}$ はその構成要素である相互作用がよくわかっており、さまざまな理論的説明が試みられている。その一つが三体クラスターモデルによる解釈である。 ${}^6\text{He}$ は $\alpha + n$ 、 $n + n$ という二体系では束縛せず、 $\alpha + n + n$ という三体系で初めて束縛するという特徴を持った少数多体系 (ボロミアン核) である。Zhukov や Dannilin らは、このボロミアン構造という観点から三体クラスターモデルを提唱し [22]、実験データとの比較を行っているが、実験結果を再現できていない状況にある (図 1.4、図 1.5 に破線で示す)。新しい精度の良い実験データにより、こうした三体クラスターモデルとの比較が可能となることが期待される。

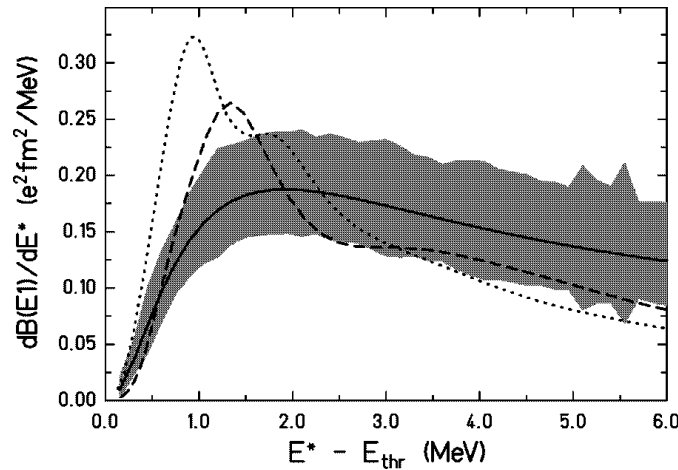


図 1.4: Aumann らによる $B(E1)$ スペクトル [15]。破線は Dannilin らによる三体クラスターモデルを用いた理論計算である。

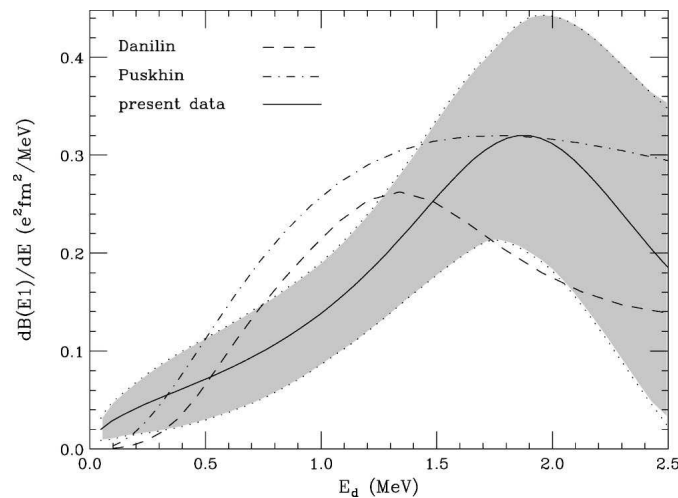


図 1.5: Wang らによる $B(E1)$ スペクトル [16]。破線は図 1.4 と同じ Dannilin らによる理論計算である。

近年、Nakamura らによって ${}^6\text{He}$ と同様なボロミアン構造を持つ二中性子ハロー核 ${}^{11}\text{Li}$ において、クーロン分解反応による $B(E1)$ 測定が行われた [14]。それ以前にも ${}^{11}\text{Li}$ のクーロン分解反応実験は GSI や MSU、RIKEN で行われていたが、これらの実験結果には大きな相違があり問題となっていた。Nakamura らは、図 1.6 に示すような 500keV 以下の低エネルギー領域に対して測定感度をもつ実験セットアップを用いて $B(E1)$ 分布を測定した。その結果、図 1.7 に示すように以前のスペクトルには現れなかった低励起エネルギー領域に強い E1 遷移を観測した。さらに、観測された $B(E1)$ スペクトルは、ハローを形成する二中性子に強い相関があるとした理論計算によってよく再現された。この新しい ${}^{11}\text{Li}$ の実験結果は、二中性子の強い相関の存在を示唆するもので、大きな関心を集めている。もし強い二中性子相関が存在すれば、自由空間では束縛しない二中性子が低密度原子核物質の中で重要な役割を果たし、強い相関をもった”ダイニュートロン”としてふるまう可能性もある。本研究で比較的構造のよく知られている ${}^6\text{He}$ について E1 分布を導出することにより、二中性子相関の研究がさらに進展することが期待される。

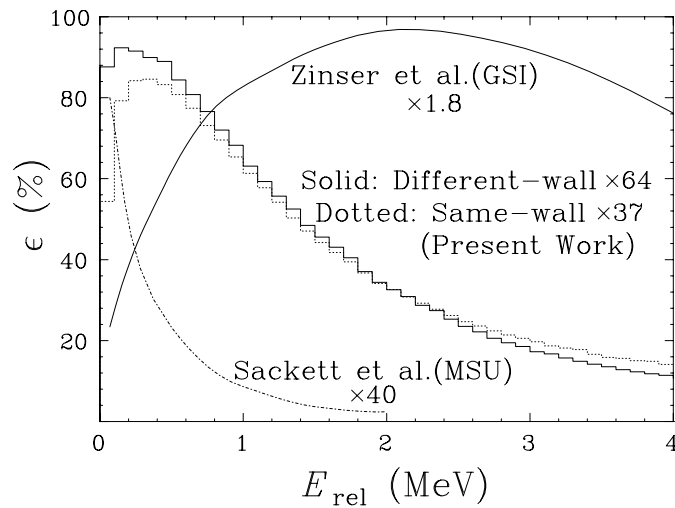


図 1.6: RIKEN, GSI, MSU の実験セットアップにおける Geometrical acceptance の比較 [14]

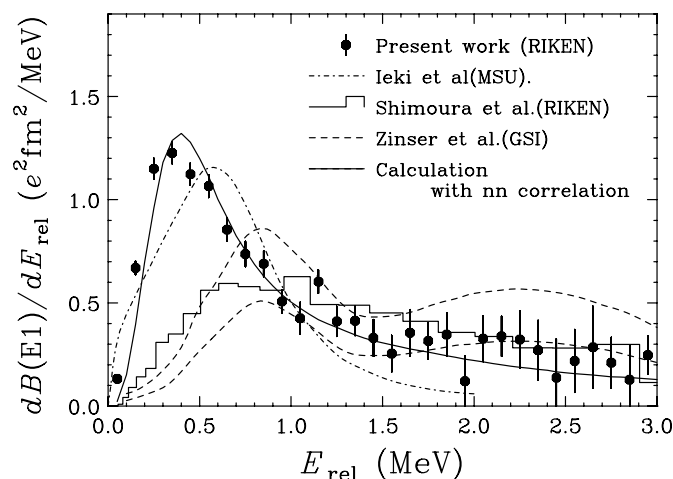


図 1.7: Nakamura らによる ^{11}Li の $B(E1)$ 分布 [14]。直線は二中性子に強い相関を持たせた計算結果であり、実験データとよく一致している。

^{11}Li で示されたように、 ^6He についても 1 MeV 以下の低励起エネルギーにおける測定が不完全である可能性が指摘されている。本研究では、Nakamura らと同様な低励起エネルギーまで測定感度を持つ実験セットアップを用いて ^6He のクーロン分解反応を測定している。従って、 ^6He の低エネルギー領域での E1 遷移強度 ($B(E1)$ 分布) を精度よく決定することが可能となった。さらには、この新しい実験データと ^{11}Li の実験データを比較することによって、二中性子ハロー核の微視的な理解が飛躍的に進展するかもしれない。

本論文では、 ^6He のクーロン分解反応測定によって得られた相対エネルギースペクトルと散乱角度分布の実験データを報告する。実験は理化学研究所の加速器研究施設 RARF の不安定核ビーム生成ライン RIPS を用いて行った。RIPS によって不安定核ビーム ^6He を生成・分離し、鉛標的に入射する。鉛標的とのクーロン分解反応によって崩壊した ^4He と 2 つの中性子を同時検出し、それらの運動量ベクトルを求め、不変質量法を用いて相対運動エネルギーを導出した。また、非束縛励起状態 $^6\text{He}^*$ の散乱角度分布を用いて E1 遷移を選び出し、相対運動エネルギー 0~4 MeV における断面積を導出した。本論文では、第二章で実験背景について、第三章で実験の検出器セットアップについて、第四章でデータ解析について述べ、第五章で結果を示し議論を行う。

第2章 実験背景

2.1 クーロン分解反応

${}^6\text{He}$ をクーロン励起させるために、本実験では ${}^6\text{He}$ ビームを鉛標的に入射した。鉛のような大きな電荷を持つ標的の場合、 ${}^6\text{He}$ が標的から受ける相互作用はほぼクーロン相互作用となる。クーロン励起は以下の様な比較的単純なモデルによって解釈することができる。 ${}^6\text{He}$ ビームの静止系からみると、 ${}^6\text{He}$ は高速で運動する鉛標的から受けるクーロン相互作用によって励起する。これは言い換えれば ${}^6\text{He}$ が仮想光子を吸収し励起すると考えてよい。この考え方を equivalent photon method という。equivalent photon method の概念図を図 2.1 に示す。

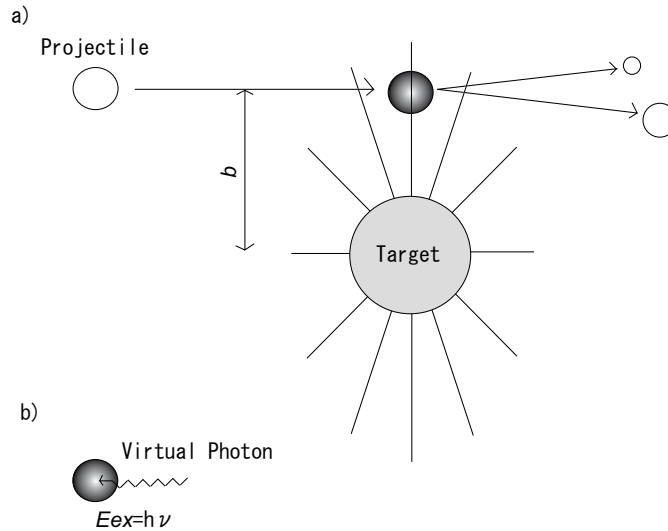


図 2.1: equivalent photon method でのクーロン励起の捉え方 (概念図)。鉛標的が作る電磁場との相互作用を仮想光子の吸収として考える。

equivalent photon method を用いると、ある励起エネルギー E_{ex} へのクーロン励起の断面積 $\sigma_{Coul}(E_{ex})$ は photon の吸収断面積 $\sigma_{\gamma}^{E1}(E_{ex})$ と仮想光子数 $N_{E1}(E_{ex})$ ¹ との積で次のように表現できる。

$$\frac{d\sigma_{Coul}(E_{ex})}{dE_{ex}} = \int_{b_0}^{\infty} 2\pi b db \frac{n_{E1}(E_{ex}, b)}{E_{ex}} \sigma_{\gamma}^{E1}(E_{ex}) \quad (2.1)$$

$$= \frac{N_{E1}(E_{ex})}{E_{ex}} \sigma_{\gamma}^{E1}(E_{ex}) \quad (2.2)$$

¹ $N_{E1}(E_{ex})$ は、あるインパクトパラメータ b での photon flux $n_{E1}(E_{ex}, b)$ を、インパクトパラメータの最小値 b_0 から無限大まで積分したものである。解析では b_0 はラザフォード散乱における grazing angle θ_{gr} に相当する値 ($b = \frac{a}{\theta_{gr}} \cot \theta_{gr}$, a : closest distance) を用いる。

さらに、photon の吸収断面積は換算遷移確率 $B(E1)$ と、

$$\sigma_{\gamma}^{E1} = \frac{16\pi^3 E_{ex}}{9\hbar c} \frac{dB(E1)}{dE_{ex}} \quad (2.3)$$

の関係にあることから、測定量 $d\sigma_{Coul}/dE_{ex}$ は $dB(E1)/dE_{ex}$ と直接結び付いている。

Esbensen らは E1 の換算遷移確率については、以下のクラスター和則を提唱している [23]。すなわち、

$$B(E1) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dB(E1)}{dE_{ex}} dE_{ex} \quad (2.4)$$

$$= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze^2}{A}\right)^2 \langle r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 \cdot r_2 \rangle \quad (2.5)$$

$$= \frac{3}{\pi} \left(\frac{Ze^2}{A}\right)^2 \langle r_{2n-Core} \rangle^2 \quad (2.6)$$

ここで r_1 、 r_2 はそれぞれハローを形成する価中性子の位置を表し、 $r_{2n-Core}$ はコアの核中心と二中性子の重心間の距離を表す。このクラスター和則により、 $B(E1)$ 分布から ${}^6\text{He}$ の基底状態における二中性子の相関や距離に関する構造の情報が得られることがわかる。

2.2 クーロン励起成分の選択手法

2.2.1 クーロン力と核力の励起

本研究では、鉛標的 ($Z=82$) による ${}^6\text{He}$ の分解反応の他、炭素標的 ($Z=6$) を用いた ${}^6\text{He}$ の分解反応も測定している。鉛のような Z の大きい標的を用いた場合、非弾性散乱はクーロン力が支配的である。一方、炭素のような Z の小さい標的を用いた場合は核力による散乱が支配的となる。図 2.2 は Wang らによって測定された二中性子分離断面積である [16]。彼らは、入射エネルギー 23.9 MeV/nucleon で ${}^6\text{He}$ を様々な標的に入射し、二中性子分離断面積に占めるクーロン励起と核力励起の寄与を調べた。エラーバー付きの点が実験データを表し、点線がクーロン力と核力の寄与の計算値を表している。核力の寄与は、核標的の半径と入射核 ${}^6\text{He}$ の半径 (ここでは 2.6 fm を採用) の和に比例すると考えられる。クーロン力の寄与は、各標的から受ける仮想光子数に比例すると考えられる。彼らは仮想光子数を Z の関数でフィッティングし、仮想光子数が $Z^{1.8}$ に比例することを見出している。以上から二中性子分離断面積を以下のように見積もった。

$$\sigma_{2n} = \sigma_{nuclear} + \sigma_{Coulomb} = a(1.2A^{1/3} + 2.6) + bZ^{1.8} \quad (2.7)$$

この関数で実験データをフィッティングした結果を図 2.2 の実線で示す²。この結果からも、炭素標的の場合は核力が支配的であることがわかる。一方、鉛標的での二中性子分離断面積はクーロン力が支配的ではあるものの、核力成分が残っていることが確認できる。よって、鉛標的で測定された断面積からクーロン力による励起成分と核力による励起成分を分離する必要がある。本研究では、散乱角度分布を測定し、角度を限定することでクーロン力による励起成分を選び出した。次にその手法について述べる。

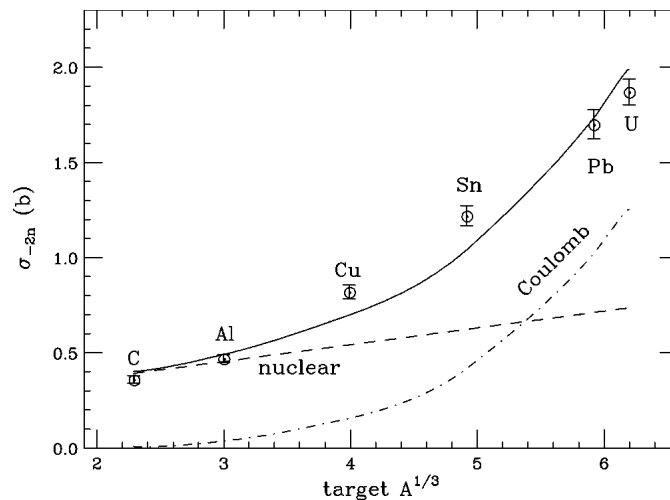


図 2.2: 二中性子分離断面積の標的依存性 [16]

² $a=0.0734\pm 0.0065$, $b=(3.66\pm 0.50)\times 10^{-4}$

2.2.2 散乱角度を用いたクーロン力成分の選択

本研究では、入射 ${}^6\text{He}$ の運動量ベクトルと非束縛励起状態 ${}^6\text{He}^*$ から放出された ${}^4\text{He}$ と2つの中性子の運動量ベクトルを測定している。これらの測定量から、後に述べるように入射 ${}^6\text{He}$ と標的との重心系における ${}^6\text{He}^*$ の散乱角度 $\theta_{c.m.}$ を導出することができる。

Nakamuraらは本研究と同様に ${}^{11}\text{Li}$ のクーロン分解反応においてその散乱角度分布を導出した。その結果を図2.3に示す。図2.3において実線は、equivalent photon methodを用いて計算された理論曲線であり、散乱角度が 0° からラザフォード散乱におけるgrazing angle: θ_{gr} までの領域では、実験データとほぼ一致していることがわかる³。散乱角度が θ_{gr} より前方である場合、 ${}^6\text{He}$ が大きなインパクトパラメータで入射することに相当し、ここではクーロン力のみが働くと考えてよい。一方、 θ_{gr} 以上の大角度への散乱は、小さいインパクトパラメータで ${}^6\text{He}$ が標的に入射することに相当し、核力による励起が含まれると考えられる。

このような散乱角度を用いたクーロン励起成分の選択手法は、炭素標的による非弾性散乱の実験データとの引き算が不要である。炭素標的を用いた非弾性散乱の断面積をモデルに依存して規格化し、鉛標的に存在する核力成分を見積もる方法があるが、そのスケールファクターはモデルに依存している。散乱角度の選択による方法により、モデルに依存しないクーロン励起成分を選び出すことが可能となる。本研究は、 ${}^{11}\text{Li}$ で行われた手法を踏襲し、散乱角度分布を用いてクーロン励起成分の選択を行った。

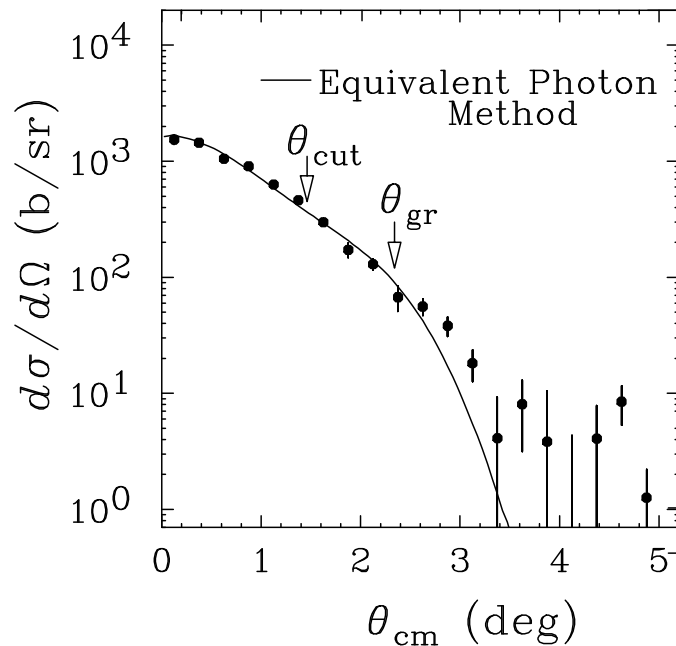


図 2.3: ${}^{11}\text{Li}$ のクーロン分解反応測定における微分散乱断面積 [14]。

³なお、Nakamuraらはクーロン励起部分の選択を確実にするため、 $\theta \leq \theta_{cut}$ の領域を利用している。

2.3 実験手法

2.3.1 不変質量法

本研究では、非束縛領域にある E1 強度を決定するために不変質量法を用いた。図 2.4 に、 ${}^6\text{He}$ が鉛標的によってクーロン励起を起こし、 ${}^4\text{He}$ と二中性子に崩壊する様子を模式的に示した。崩壊した三つの粒子の四元運動量を、 $P_1 = (E_1, \vec{P}_1)$, $P_2 = (E_2, \vec{P}_2)$, $P_3 = (E_3, \vec{P}_3)$ と置く。ここで、ローレンツ不変量 $|P_1 + P_2 + P_3|^2$ に注目する。

$$P_{out} = P_1 + P_2 + P_3 = \left(\sum_{i=1}^3 E_i, \sum_{i=1}^3 \vec{P}_i \right) \quad (2.8)$$

$$|P_{out}|^2 = \left(\sum_{i=1}^3 E_i, \sum_{i=1}^3 \vec{P}_i \right) \cdot \left(\sum_{i=1}^3 E_i, \sum_{i=1}^3 \vec{P}_i \right) \quad (2.9)$$

$$= \left(\sum_{i=1}^3 E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 \vec{P}_i \right)^2 = M^{*2} \quad (2.10)$$

と表る。ここで M^* は不変質量である。この不変質量は

$$M^* = \sum_{i=1}^3 M_i + E_{rel} \quad (2.11)$$

と書ける。ここで、 E_{rel} は相対運動エネルギーと呼ばれる量で、非束縛準位への励起エネルギー E_{ex} と

$$E_{ex} = E_{rel} + S_{2n} \quad (2.12)$$

という関係にある。これらの関係より、不変質量から二中性子束縛エネルギー以上に存在する E1 強度の位置を求めることができる。不変質量法の利点は、不変質量が入射粒子のエネルギーや散乱角度によらず、崩壊粒子のみを測定することで励起準位を導出できることである。そのため、欠損質量法よりも高い分解能が期待できる⁴。

以上の利点から本研究では不変質量法を採用し、実験室系において崩壊粒子の運動量ベクトルを測定することで E_{rel} を導出、共鳴準位の位置を決定した。

⁴欠損質量法の場合、反跳した標的核の運動量ベクトルも測定しなければならない。

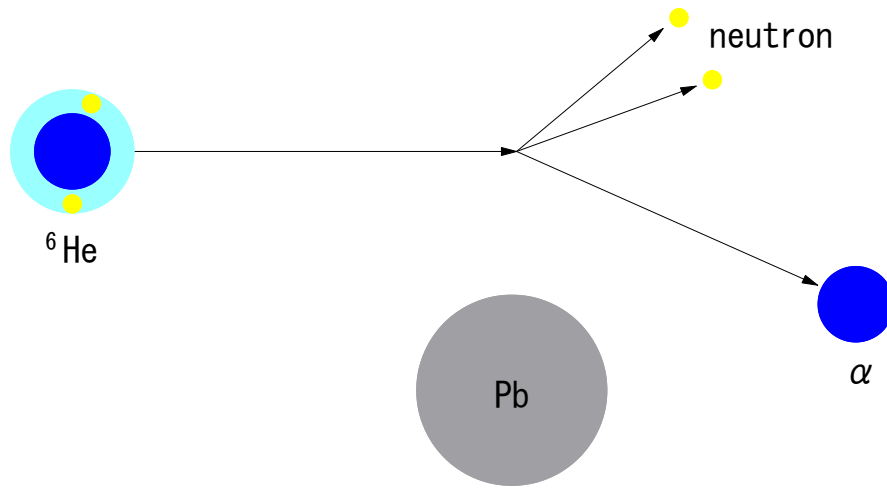


図 2.4: ${}^6\text{He}$ のクーロン分解反応の模式図

2.3.2 散乱角度

入射粒子と散乱粒子の全ての運動量ベクトルを測定することで、 ${}^6\text{He}^*$ の散乱角度を導出することができる。本研究では、散乱角度は入射 ${}^6\text{He}$ と標的の重心系における角度 $\theta_{C.M.}$ で導出する。

測定した散乱粒子の各運動量ベクトルから、それら三体の重心の運動量ベクトル \vec{p}_{out}^{lab} が

$$\vec{p}_{out}^{lab} = \vec{p}_{\alpha}^{lab} + \vec{p}_{n1}^{lab} + \vec{p}_{n2}^{lab} \quad (2.13)$$

と求まる。実験室系での散乱角度 θ_{lab} は、入射 ${}^6\text{He}$ の運動量ベクトル \vec{p}_b^{lab} を用いて、

$$\theta_{lab} = \cos^{-1} \left(\frac{\vec{p}_{out}^{lab} \cdot \vec{p}_b^{lab}}{|\vec{p}_{out}^{lab}| |\vec{p}_b^{lab}|} \right) \quad (2.14)$$

と導出できる。

θ_{lab} から $\theta_{C.M.}$ への変換は、入射 ${}^6\text{He}$ と標的の重心系へのローレンツ変換から以下のように導かれる。

$$\begin{pmatrix} E_{C.M.} \\ |\vec{p}_f^{C.M.}| \cdot \cos \theta_{C.M.} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{lab} \\ |\vec{p}_f^{lab}| \cdot \cos \theta_{lab} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

第3章 実験

実験は、理化学研究所の不安定核ビーム生成ライン RIPS を用いて行った。RIPS によって研究対象の ${}^6\text{He}$ 核ビームを生成し、固定した鉛標的に入射するという、逆運動学的手法を用いて行った。本章では、不安定核 ${}^6\text{He}$ ビームの生成方法について述べ、 $\text{Pb}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}2n)$ 反応測定に使用した検出器のセットアップ、データ収集システムについてまとめる。

3.1 不安定核 ${}^6\text{He}$ の生成

一次ビーム

理化学研究所の加速器研究施設 RARF 内、不安定核ビーム生成ライン RIPS を用いて実験を行った。本実験では ${}^{18}\text{O}$ ビームと Be 標的を一次ビーム、一次標的として用い、それらの入射核破碎反応によって ${}^6\text{He}$ を生成した。

ECR イオン源で生成した ${}^{18}\text{O}$ イオンを、AVF サイクロトロン、リングサイクロトロンによって二段加速し、四重極磁石と双極子磁石によってその収束性と軌道を制御しながら、F0 焦点面まで輸送する。F0 焦点面には Be 標的が配置されており、100 MeV/nucleon のエネルギーを持った ${}^{18}\text{O}$ ビームがここで一次標的に入射する。入射エネルギーが高エネルギーの場合、入射核の内、数個の核子のみが標的によってはぎ取られ、その他の大部分は傍観者となってほぼ同じ速度で標的内を通過する。Be 標的内で起こるこの入射核破碎反応を用いて、 ${}^6\text{He}$ ビームを生成した。

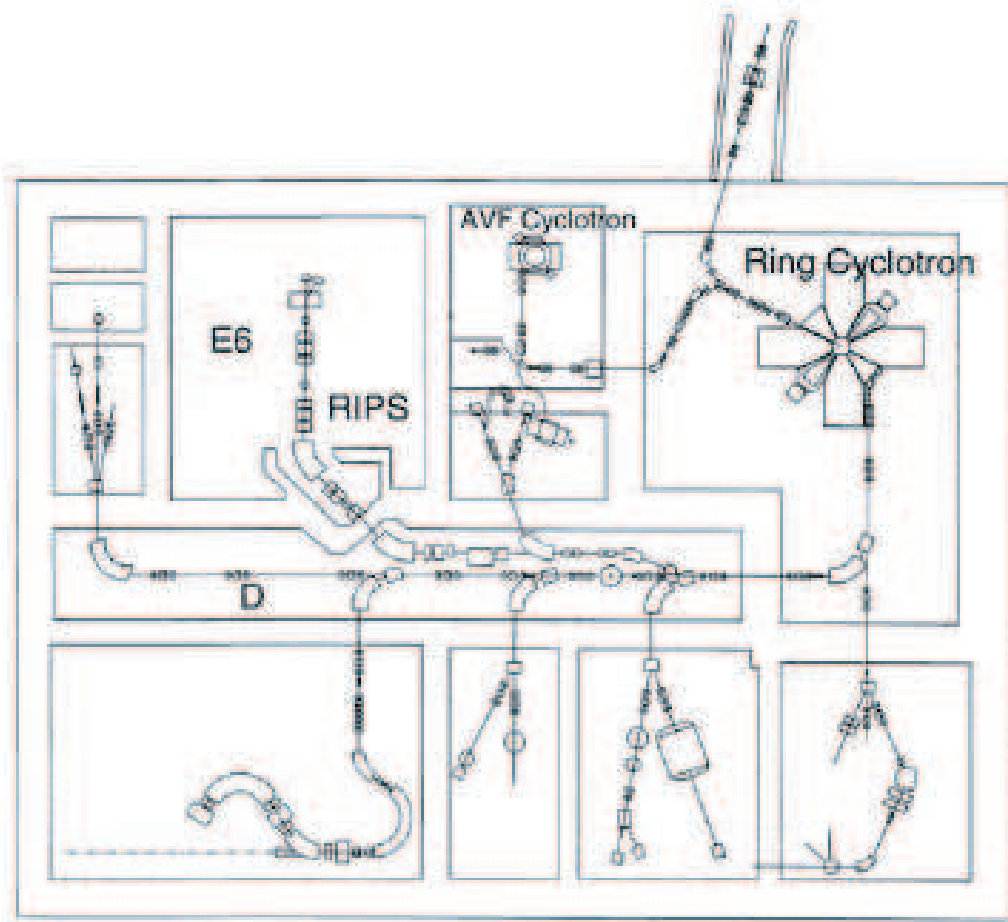


図 3.1: 理化学研究所、加速器研究施設 RARF の概観図

二次ビーム

^{18}O ビームと Be 標的の入射核破碎反応では、 ^6He 以外にも様々な核種が生成される。そこで、不安定核ビーム生成ライン RIPS を用いて目的とする ^6He 核を選別する。

RIPS の概観を図 3.2 に示す。RIPS では、入射核の $A/Z \times v$ に比例する磁気硬度とよばれる量と、電荷 Z に比例するエネルギー減衰版でのエネルギー損失の違いを利用して、目的の (A, Z) 核を選別する。RIPS の最大の運動量アクセプタンスは $|P/\Delta P| = 3.0\%$ であるが、本実験では十分な強度の ^6He ビームが得られるため、 $|P/\Delta P| = 0.1\%$ と絞って行った。本実験で採用した RIPS の status を表 3.1 にまとめる。RIPS によって選別された ^6He ビームは二次標的（鉛、炭素標的）へと入射する。解析の結果、得られた二次標的上の ^6He の強度、purity、エネルギーを、表 4.1 にまとめる。

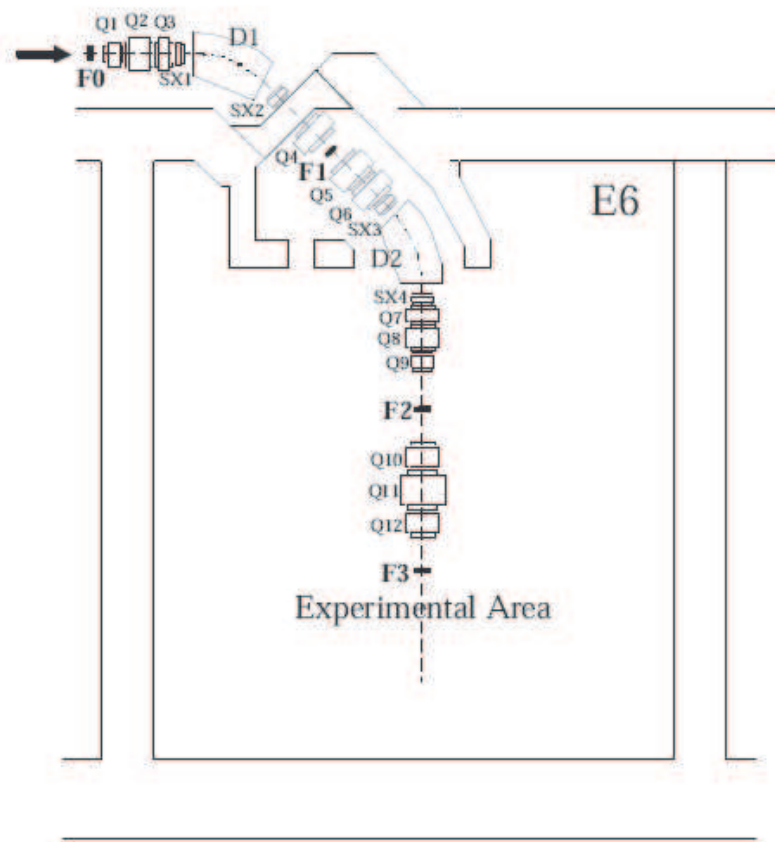


図 3.2: 不安定核ビーム生成ライン RIPS の概観図

Beam	Primary target thickness [mm]	$B\rho1$ [Tm]	F1 slit [mm]	Degrader thickness [mg/cm ²]	$B\rho2$ [Tm]	F2 slit [mm]	Energy@D2 [MeV/nucleon]
⁶ He	Be 8.0	3.859	2.4	815.7(#6)	3.770	50.0	72.9
A/Z=2	Be 8.0	2.286	2.4	-	2.286	50.0	-

表 3.1: 各ビームの分離・生成に用いた RIPS のパラメータ

3.2 標的

本実験では、クーロン分解反応の測定に natural Pb 標的 (²⁰⁶Pb:24.1%, ²⁰⁷Pb:22.1%, ²⁰⁸Pb:52.4%) を、核力反応の測定に natural C 標的 (¹²C:98.9%, ¹³C:1.1%) を用いた。また、NEUT のキャリブレーションのために ⁷Li(p,n)⁷Be 反応を測定した。標的について、表 3.2 にまとめる。Pb 標的の厚さは、予想される Yield, Signal/background 比, エネルギーや角度分解能を考慮し決定した。C 標的は、⁶He が Pb 標的の場合とエネルギー損失が等しくなるような厚さを採用した。

Beam	Target	Thickness [mc/cm ²]	Energy loss [MeV/u]	Multiple scattering 計算値 [mrad]
⁶ He	Pb	783±6	2.91	9.9
	C	347±1	2.45	2.2
proton	Li	166±1	-	-

表 3.2: 標的の厚さ

3.3 検出器セットアップ

図 3.3 に検出器のセットアップを示す。本節では、 ${}^6\text{He}$ のクーロン分解反応の測定に用いた検出器セットアップを、RIPS ビームライン上に配置した二次ビーム検出器系、図 3.2 に続く Experimental Area に配置した荷電粒子検出器系、中性子検出器系に分けて述べる。

RIPS によって生成・分離された ${}^6\text{He}$ ビームは、図 3.2 に示す F2 焦点面に配置したプラスチックシンチレーター (F2plastic) を通過する。F2plastic では ${}^6\text{He}$ の時間情報とシンチレーター中でのエネルギー損失量に相当する波高を測定する。これらの情報から後に述べる解析手順によって、RIPS では分離できなかった他の核種を選別し、 ${}^6\text{He}$ 核を選択する。鉛標的の直前で二台のドリフトチェンバー BDC1, BDC2 に入射し、標的への入射運動量ベクトルを測定する。

鉛標的に入射した ${}^6\text{He}$ はクーロン励起を起こし、非束縛状態に励起する。励起した ${}^6\text{He}$ はさまざま ${}^4\text{He}$ と 2 つの中性子に崩壊する。荷電粒子 ${}^4\text{He}$ は、鉛標的直後に配置したドリフトチェンバー MDC へ入射し、その飛跡が測定される。MDC の飛跡結果から ${}^4\text{He}$ の運動量ベクトルが得られる。その後、Dipole magnet の磁場によって飛跡を曲げられ、ドリフトチェンバー FDC3 へと入射する。Dipole magnet へ入射する前後での飛跡の変化からイベントの磁気硬度を求め、散乱荷電粒子の中から $A/Z=2$ のイベントを識別する。FDC3 を通過した後、最下流に配置したプラスチックシンチレーター Hodoscope へと到達し、荷電粒子の波高と時間情報が測定される。Hodoscope からのこれらの情報を用いて、散乱荷電粒子の中から $Z=2$ のイベントを選択する。

非束縛励起状態 ${}^6\text{He}^*$ から放出された中性子は、Dipole magnet によるローレンツ力の影響を受けずに直進し、プラスチックシンチレーター群 NEUT で検出される。NEUT を構成するプラスチックシンチレーターには両端に PMT を取り付け、左右から時間情報と波高を測定する。この左右の時間差からヒットポジションを求め、中性子の運動量ベクトルを得る。

以下、各検出器の詳細をまとめる。

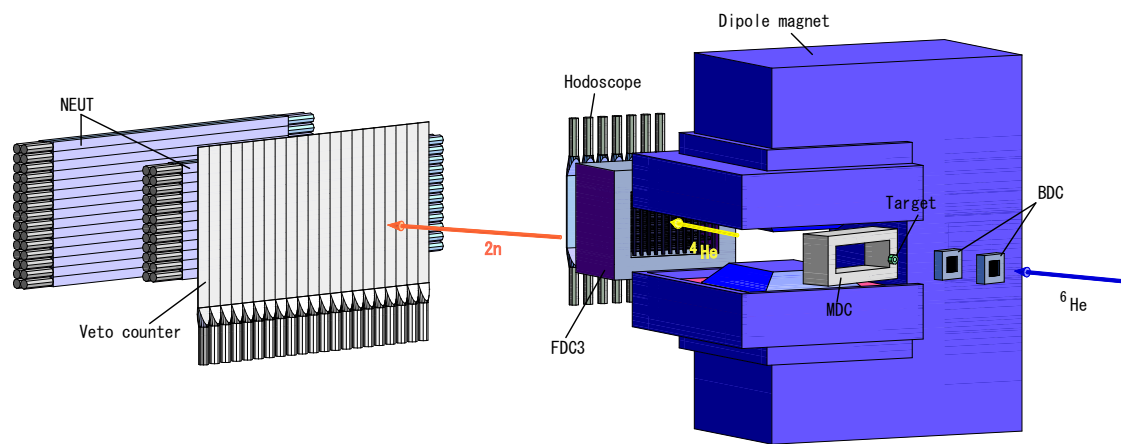


図 3.3: 検出器セットアップ

3.3.1 二次ビーム検出器系

リングサイクロトロン加速タイミング：RF signal

本実験では、F0におけるイベントの時間情報を得るために、リングサイクロトロン加速タイミング (RF signal) を利用した。リングサイクロトロンから飛び出した ^{18}O ビームは、F0 焦点面までどのイベントもほぼ同じ飛行時間 (Time Of Flight: TOF と呼ぶ) で到達するため、F0 での時刻を RF 信号で代用することができる。

リングサイクロトロンは 70 ns の一定間隔で加速を繰り返している。一方、RF 信号を記録する TDC は不感時間を持つため、70 ns 置きにやってくる RF 信号を全て記録することができない。そこで、RF 信号を半分に間引き、140 ns 間隔になった RF 信号をさらに 70 ns ずらし、二つの RF 信号 RF1, RF2 に分けて記録した。そうすることで、F0 で放出された ^6He の出発時刻は、RF1 では不感時間内であったために記録できなかった場合でも、RF2 で記録されることになる。

プラスチックシンチレーター：F2plastic

厚さ 1 mm¹、面積 80×80 mm² のプラスチックシンチレーターを F2 焦点面に配置し、左右の PMT から波高と時間情報を測定した。この F2plastic でのタイミングが全てのデータシステムのトリガー信号となる。本実験は数 10 kcps と大強度の二次ビームが入射するため、左右の PMT にはブースターを取り付けて使用した。RF と F2plastic のタイミングを用いて、一次標的～F2 間の飛行時間 TOF(tgt-F2) が得られる。F2plastic で記録された波高は、ビームのプラスチックシンチレーター中のエネルギー損失量 ΔE に相当し、TOF(tgt-F2) と ΔE を用いて二次ビームの粒子識別を行う。

ビーム用ドリフトチェンバー：HRBDC(High Rate Beam Drift Chamber)

本実験のような電荷の小さい二次ビームの飛跡を測定する場合、PPAC では検出効率が十分ではないことがわかっている。

そこで本実験では、PPAC の代わりに HRBDC を用いた。HRBDC は Z=1 から重粒子までをカバーする位置検出器である。さらに HRBDC はセル間隔を 2.5 mm と小さくすることで、大強度のビーム測定にも使用できるよう工夫されている。カウンターガスには He(50%)-C₂H₆(50%) の混合ガスを、大気圧で用いた。以下に HRBDC の仕様をまとめる¹。

¹本実験では、 $dP/P=\pm 0.1\%$ と絞ったビームを使っているため、BDC 一台の有効面積 160mm×160 mm の内、ビームラインに乗って見たときの左下 1/4 のみを使用した。ここでは、その 1/4 の使用領域についてのみ述べる。

有効面積	80 mm×80 mm
セルサイズ	anode-potential 間 : 2.5 mm anode-cathode 間 : 2.5 mm
wire 数	anode:16 本/面
材質	anode wire:15 $\mu\text{m}\phi$ Au-W/Re potential wire:80 $\mu\text{m}\phi$ Au-Al cathode 面:12 μm アルミナイズドカプトン ガス window 膜:4 μm アラミド
面構造	Fr-Als-C-Y1'-C-Y2-C-C-X1'-C-X2-C-Als -C-Y3'-C-Y4-C-C-X3'-C-X4-C-Als-Fr
印加電圧	BDC1(Cathode,Potential)=(1150V,1550V) BDC2(Cathode,Potential)=(1175V,1575V)

表 3.3: BDC の仕様

ここで、X' 面は X 面に対して半セル分-X 方向にずれた面、Y' 面は Y 面に対して半セル分+Y 方向にずれた面を意味する。Anode wire は GND 電圧に、Cathode/Potential には-HV を印加し²、Anode wire を中心とした電場勾配を形成、入射荷電粒子が飛跡上に叩き出した電子が Anode wire で吸い込まれ、signal として検出される仕組みとなっている。二台の BDC を図 3.4 の通り 216 mm の間隔で配置し、標的への入射ベクトルを測定した。

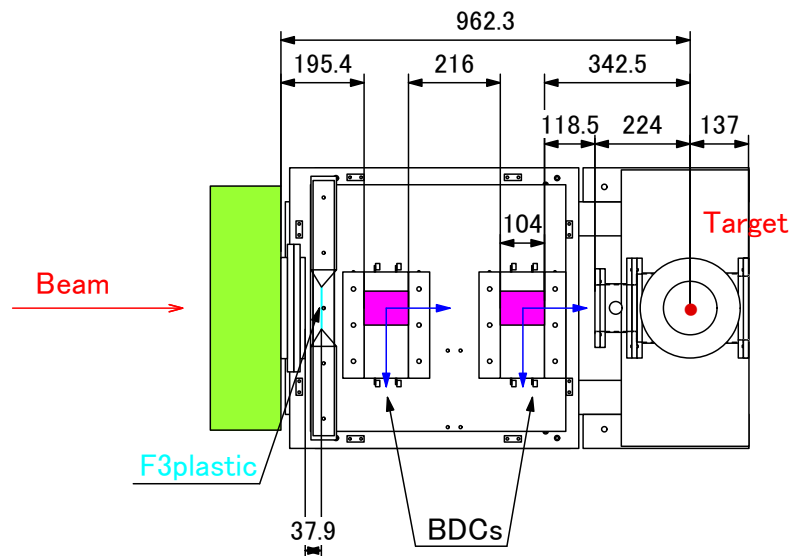


図 3.4: 標的周辺の配置情報 [mm]

²Potential wire には Cathode よりも more negative に印加し、電場勾配をより強めるのが好ましい

プラスチックシンチレーター：F3plastic

厚さ 1 mm、面積 100×100 mm² のプラスチックシンチレーターを TQ12 の出口直後に配置し、左右の PMT から波高と時間情報を測定した。配置は図 3.4 の通りである。F3plastic は (p,n) 反応において、ビーム数の測定に使用した。

3.3.2 荷電粒子検出器系

クーロン分解反応で放出された荷電粒子は、ドリフトチェンバー MDC を通った後双極子磁石によってその飛跡を曲げられ、さらにドリフトチェンバー FDC3、プラスチックシンチレーター Hodoscope へと入射する。本実験では、双極子磁石は 12kG (⁶He beam の場合) に励磁し、双極子磁石、FDC3、Hodoscope 一帯をビームから見て右に 100 mm ずらし、ビーム軸に対して 20° 傾けて配置した。また、MDC-Dipole magnet gap-FDC3 間は荷電粒子のエネルギー損失、多重クーロン散乱を抑えため、He ガスで満たした。

ドリフトチェンバー：MDC

二次標的の直後に配置したドリフトチェンバー MDC によって、散乱荷電粒子の飛跡を検出し、運動量ベクトルを得る。有感面積は 140 mm×190 mm であり、一面 12 本の Anode wire をもったセンス面が、X 面 (鉛直方向) が 4 面、U 面 (ビーム上流から見て右下がり 45 度方向) が 2 面、V 面 (左下がり -45 度方向) が 2 面、計 8 面ある。

ドリフトチェンバー：Fragment Drift Chamber(FDC3)

ドリフトチェンバー FDC3 は双極子磁石の下流に配置し、双極子磁石通過後の荷電粒子の運動量変化を測定する。運動量の変化が A/Z に比例していることを用いて、荷電粒子の A/Z での識別を行う。FDC3 は一面 16 本の Anode wire を持ったセンス面が、X 面が 5 面、Y 面が 4 面で構成されている。

プラスチックシンチレーター：Hodoscope

厚さ 10 mm、面積 800×100 mm² のプラスチックシンチレーターを面をビームに垂直な方向に、縦置きにして計 7 本並列に配置した。各シンチレーターの両端に PMT を取り付け、上下から波高と時間信号を読み出す。

3.3.3 中性子測定系

${}^6\text{He}^*$ から放出された中性子は双極子磁石によるクーロン力の影響を受けずに直進し、プラスチックシンチレーター群 NEUT によって検出される。

プラスチックシンチレーター：NEUT

NEUT は、計 4 面からなるプラスチックシンチレーター群である。それぞれの面の構成を表 3.4 に示す。大きさ $60\text{mm} \times 60\text{mm} \times 2140\text{mm}$ のプラスチックシンチレーターを横置きにして積み重ね、入射する中性子の空間的な検出容量（アクセプタンス）を覆っている。4 面の配置は図 3.5 に示す。各シンチレーターの両端に付けられた光電子増倍管から、1 イベントに対し左右から波高と時間信号を記録した。

ID#	Layer#	Cluster#
101-112	LN1	ClusterA
201-212	LN2	ClusterA
301-315	LN3	ClusterB
401-415	LN4	ClusterB

表 3.4: NEUT の面構造

プラスチックシンチレーター：Veto Counter

双極子磁石の磁場から外れた荷電粒子は中性子とともに NEUT で検出され、中性子イベントに対するバックグラウンドになる。このような荷電粒子を識別するため、厚さ 5~10 mm の薄いプラスチックシンチレーター 23 本を NEUT の前面を覆うように縦置きに並べた。これを Veto カウンターと呼ぶ。荷電粒子は必ず Veto カウンターで検出されて NEUT に入射する。一方中性子は荷電粒子とは異なり、プラスチックシンチレーター中の proton や C 原子核を反跳することで間接的に検出されるため、プラスチックシンチレーターによる検出効率は小さい。よって数ミリの厚さしかない Veto カウンターでは検出できない。この違いを利用して、NEUT で検出されたイベントの内、Veto カウンターで検出されたイベントを排除することで中性子イベントを選ぶことができる。

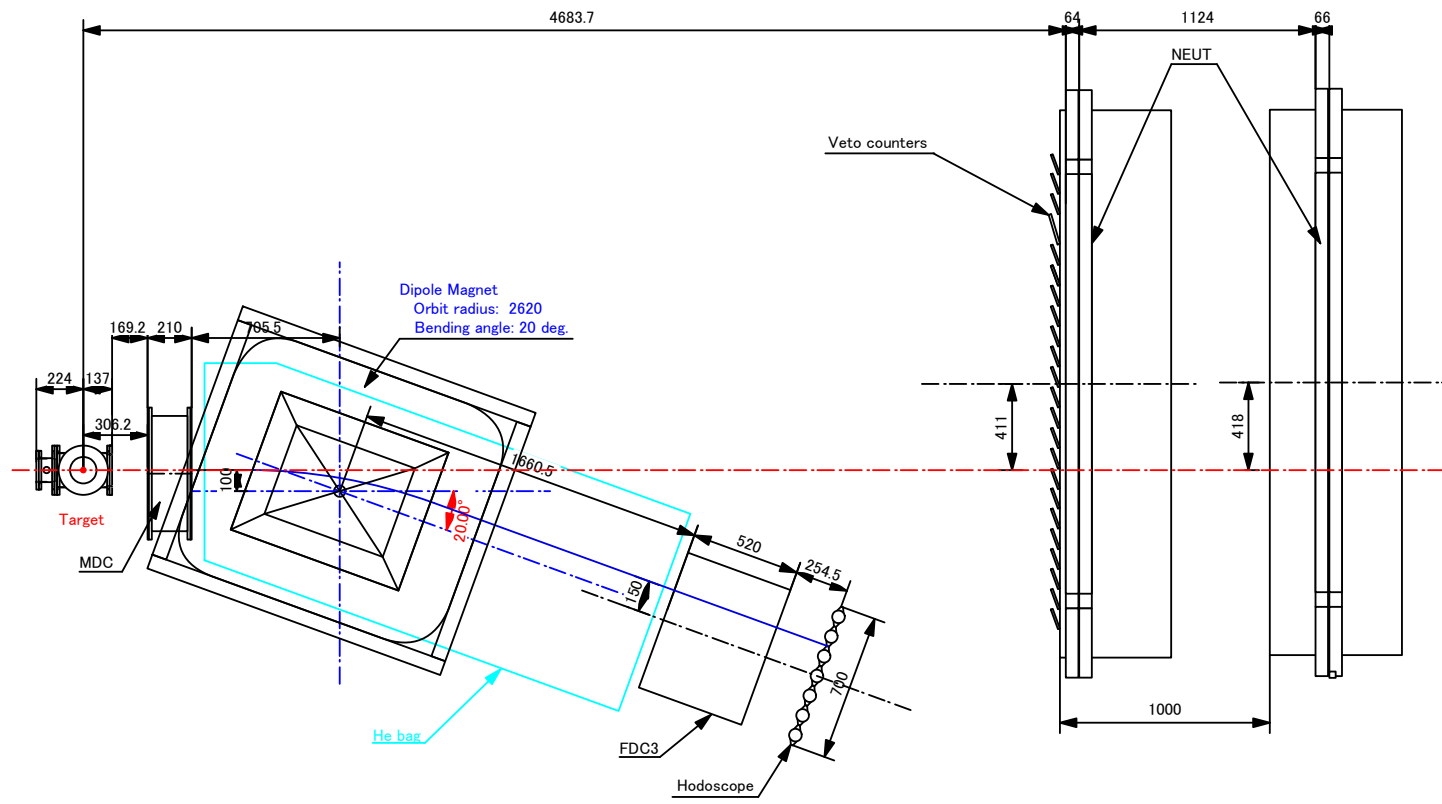


図 3.5: 荷電粒子、中性子検出器系の配置 [mm]

3.4 データ収集システム

各検出器からの信号は、図 3.6 ようなトリガー回路を用いて、ある条件を満たした時コンピュータにデータを取り込むよう、トリガー回路を設定した。

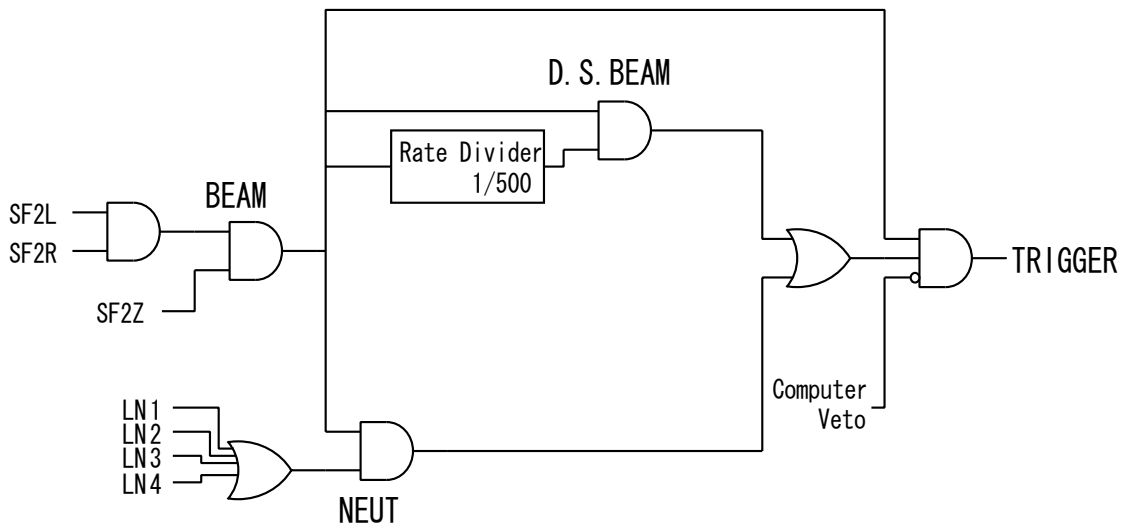


図 3.6: データ収集システムのトリガー回路図

- SF2L,R : F2plastic で二次ビームが検出された
- SF2Z : F2plastic で特定の波高が検出された
- LN1 ~ 4 : Neutron counter の 1 ~ 4 面で検出された
- Computer Veto : コンピュータがデータを取り込み中、もしくは電子デバイスが各検出器からの信号をデータに変換中

D.S.BEAM、**NEUT** はそれぞれ組み合わせても独立しても、トリガーとして使用できる。

3.4.1 データセット

本実験では、研究対象である ${}^6\text{He}+\text{Pb}$ によるクーロン分解反応の測定だけでなく、各検出器のキャリブレーションやバックグラウンド測定のために様々な実験データを取得している。表 3.5 に、測定した実験データセットをまとめる。

Data#	Beam	Momentum acceptance	Target	Trigger
1	${}^6\text{He}$	$\pm 0.1\%$	Pb	BEAM/500+NEUT
2	${}^6\text{He}$	$\pm 0.1\%$	emp	BEAM/500+NEUT
3	${}^6\text{He}$	$\pm 0.1\%$	C	BEAM/500+NEUT
4	${}^6\text{He}$	$\pm 0.1\%$	Brass	BEAM/500+NEUT
5	A/Z=2	$\pm 0.1\%$	emp	BEAM/1
6	H_2^+		Li	BEAM/999+NEUT
7	H_2^+		Brass	BEAM/999+NEUT
8	H_2^+		emp	BEAM/999+NEUT
9	Cosmic ray			NEUT
10	Time calibrator			Self

表 3.5: データセット サマリー

1. 研究対象であるクーロン分解反応の測定
2. $\text{Pb}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}+2n)$ 中の核力によるバックグラウンド成分の測定
3. バックグラウンドの測定
4. NEUT の絶対時間較正
5. F2plastic の [ch] \rightarrow [MeV] への較正、Hodoscope の相対時間較正
6. NEUT の検出効率の測定、スルー補正
7. NEUT の相対時間較正
8. バックグラウンドの測定
9. NEUT の各シンチレーターの中心位置合わせ、gain 合わせ
10. 全プラスチックシンチレーターの [ch] \rightarrow [ns] への較正

第4章 解析

本章では、実験データの解析手順について述べる。実験データには様々な反応チャンネルが含まれるため、まず ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$ のチャンネルを選び出す必要がある。そこで、

- 入射粒子の識別
- 出射粒子の識別
 - 電荷 Z での識別
 - 質量数 A での識別
- 放出中性子数=2 の選択

の手順で、イベントの選択を行う。また、検出器は有限の検出効率と検出容量を持つため、これらを見積り実験データを補正する。以上の解析手順により入射粒子の運動量ベクトル、出射粒子の運動量ベクトルをそれぞれ求め、相対エネルギースペクトルと散乱角度分布を導出した。

4.1 入射粒子 (${}^6\text{He}$) の解析

4.1.1 ${}^6\text{He}$ の粒子識別、飛行時間

二次ビームには ${}^6\text{He}$ 以外にも ${}^8\text{Li}$ や ${}^9\text{Li}$ などの核種が混じっているため、解析によってイベントごとに ${}^6\text{He}$ を選択する必要がある。そこで、F0-F2 間の飛行時間 (TOF(F0-F2) と呼ぶ) と、F2plastic の波高情報を用いる。TOF(F0-F2) は、RIPS の Dipole magnet の磁場 B 、曲率半径 ρ 、入射粒子の質量数 A 、原子番号 Z 、速度 v と以下の関係がある。

$$B\rho \propto \frac{A}{Z}v = \frac{A}{Z} \frac{1}{\text{TOF}} = \text{const} \quad (4.1)$$

左辺の磁場と曲率半径の積は磁気硬度と呼ばれ、イベントの磁場に対する曲がりにくさを表す。磁気硬度はイベントの質量と電荷の比 A/Z と速度に比例しており、また、RIPS の磁気硬度は表 3.1 のように一定値にセットしている。よって、式 4.1 の関係より TOF は A/Z と比例している。また、F2plastic での波高は入射粒子のエネルギー損失にほぼ等しく、エネルギー損失はバーテブロッホの式より

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (4.2)$$

という関係があるため、入射粒子の電荷 Z の情報を持っている。よって、TOF(F0-F2) と F2plastic での波高の相関はイベントの A/Z と Z の相関を見ることに相当し、核種を同定することができる。¹そして、図 4.1 のように ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ を識別した。それぞれ図 4.2 の領域で ${}^6\text{He}$ を選択し、 ${}^6\text{He}$ の purity は 96% とわかった。TOF(F0-F2) の絶対値は、D1、D2 の地場から計算した値 193 ns に合わせている。TOF 分解能は、330ps となった。

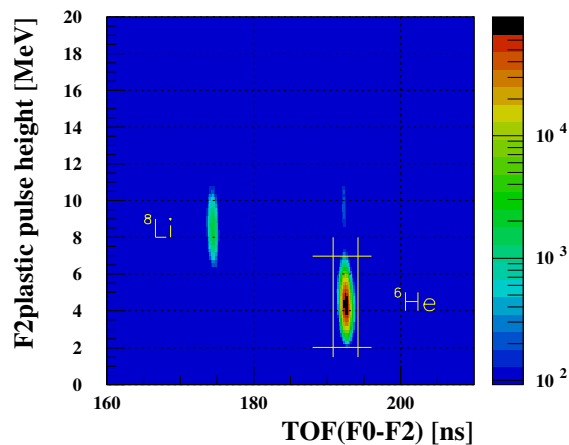


図 4.1: 入射粒子の識別図。横軸は TOF(F0-F2)[ns]、縦軸は F2plastic での pulse height [MeV]。入射ビームの運動量の広がりには $\pm 0.1\%$ 。

¹F0 の timing には、全ての核種はリングサイクロトロンから一次標的までほぼ同じ TOF で到来するため、RF 信号を用いた。

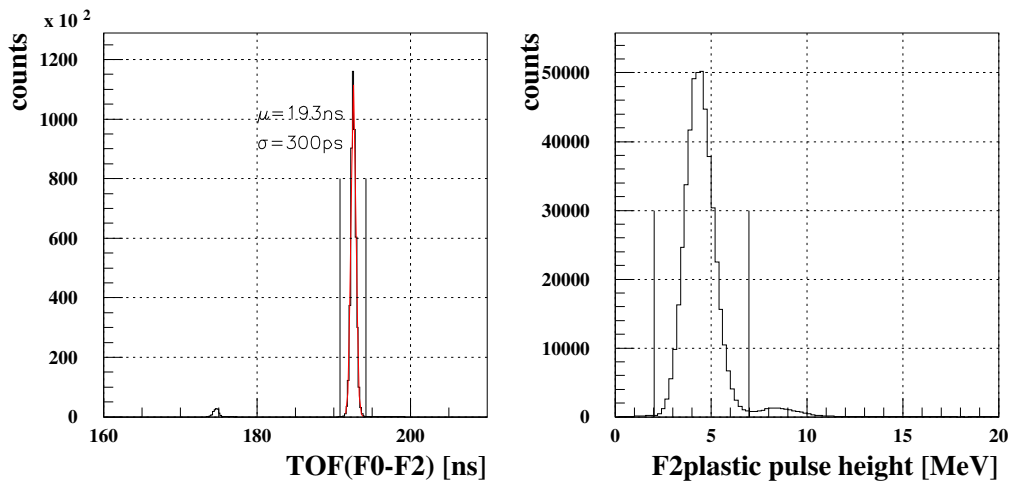


図 4.2: ${}^6\text{He}$ の選択領域

Energy	70.3 MeV/nucleon
Intensity	31.6 kcps
Purity	95.6%

表 4.1: 二次標的上での ${}^6\text{He}$ のビームプロフィール

4.1.2 入射ビームの飛跡解析

標的の上流に配置した二台の BDC を用いて、標的への入射ベクトルを測定した。 ${}^6\text{He}$ は BDC 内のガス粒子を電離しながら通過する。飛跡上に生成された電子は、BDC 内の電場勾配によって最も近い anode ワイヤーに引き込まれ、BDC はその時間信号を各ワイヤーごとに記録する。この時間情報は、電子のドリフト時間に相当する。図 4.3 に X1 面のドリフト時間スペクトルを示す。本解析では、ドリフト時間が 0~400ch の領域にあるイベントについて解析を進めた。

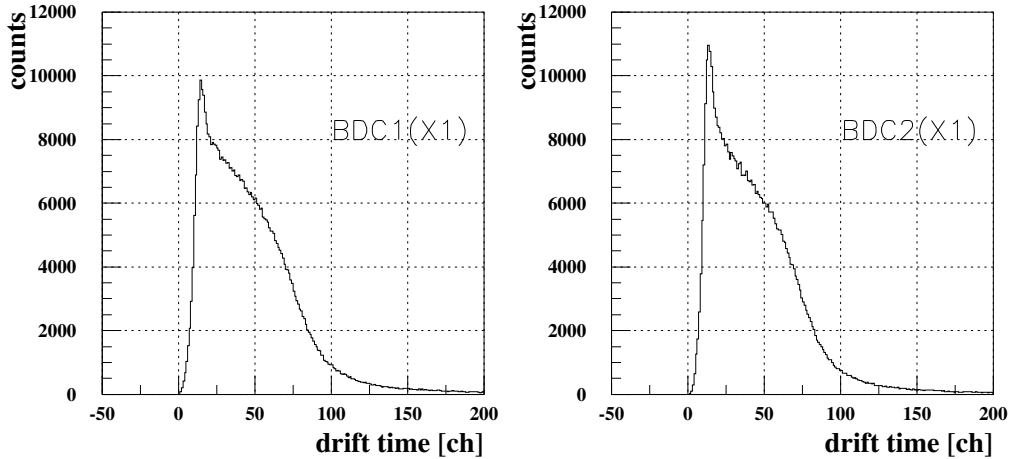


図 4.3: BDC1、BDC2 の drift time(X1 面)

このドリフト時間を用いて、以下の関係から電子のドリフト距離を求める。ビームが BDC に一様に入射していると仮定すると、計数されるイベント数は ${}^6\text{He}$ の入射位置によらず一定である。

$$\frac{dN}{dx} = \text{const.} \quad (4.3)$$

さらに、

$$\frac{dN}{dt} \cdot \frac{dt}{dx} = \text{const.} \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \quad (4.4)$$

となる。つまり、図 4.3 を積分することでドリフト距離 (dla と置く) が得られる。そして、得られた各面でのドリフト距離を最小二乗法を用いて直線で fit することにより、 ${}^6\text{He}$ の飛跡が決定する (tracking)。ここで、tracking で決定した直線から得られる各面でのドリフト距離を dlb と置く。

しかし、実験ではビームは BDC に完全に一様には入射しないため、ドリフト距離 dla と dlb には差が生じる。そこで解析では、まず式 4.4 で求めた変換式を出発点に、生じた残差 dla-dlb をドリフト距離に加え変換式を決め直し、新しい変換式を用いて再びトラッキングを行う。この行程を繰り返すことで、より残差の小さい変換式を求めた (この最適化の行程を Space Time Calibration と呼ぶ)。今回、BDC の飛跡計算には

$$f(ch) = a + b \times ch \quad (4.5)$$

という一次式を用いた。図 4.4、表 4.2 に最終的に決定した drift 時間から drift 距離への変換の様子と STC パラメータを示す。この変換式を用いた結果、dla と dlb の残差分布は図 4.5 となり、 σ 値で $\sim 130\mu\text{m}$ を得た。

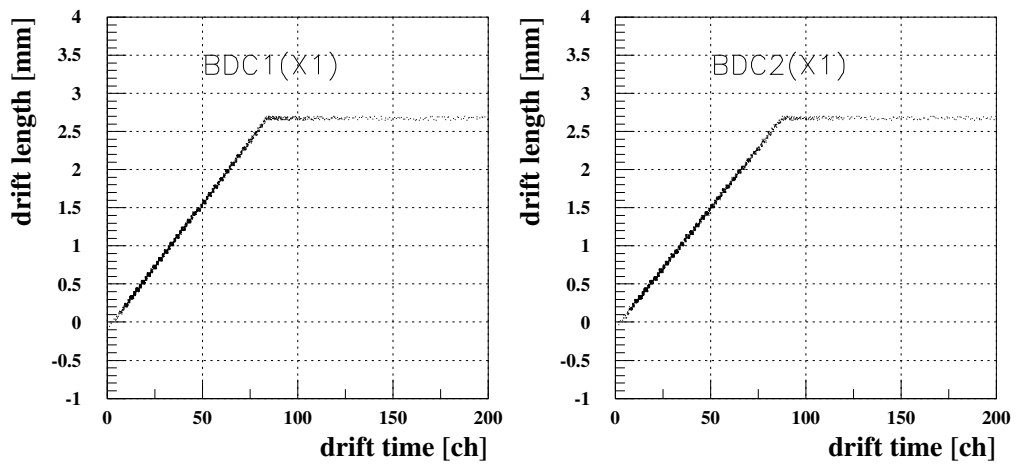


図 4.4: ドリフト時間とドリフト距離の関係

	BDC1(X plane)	BDC1(Y plane)	BDC2(X plane)	BDC2(Y plane)
a	-0.0620249361	-0.0411635302	-0.0896142051	-0.0770014822
b	0.0314917192	0.0311191268	0.0331049412	0.0338012576

表 4.2: BDC1,2 の STC パラメータ

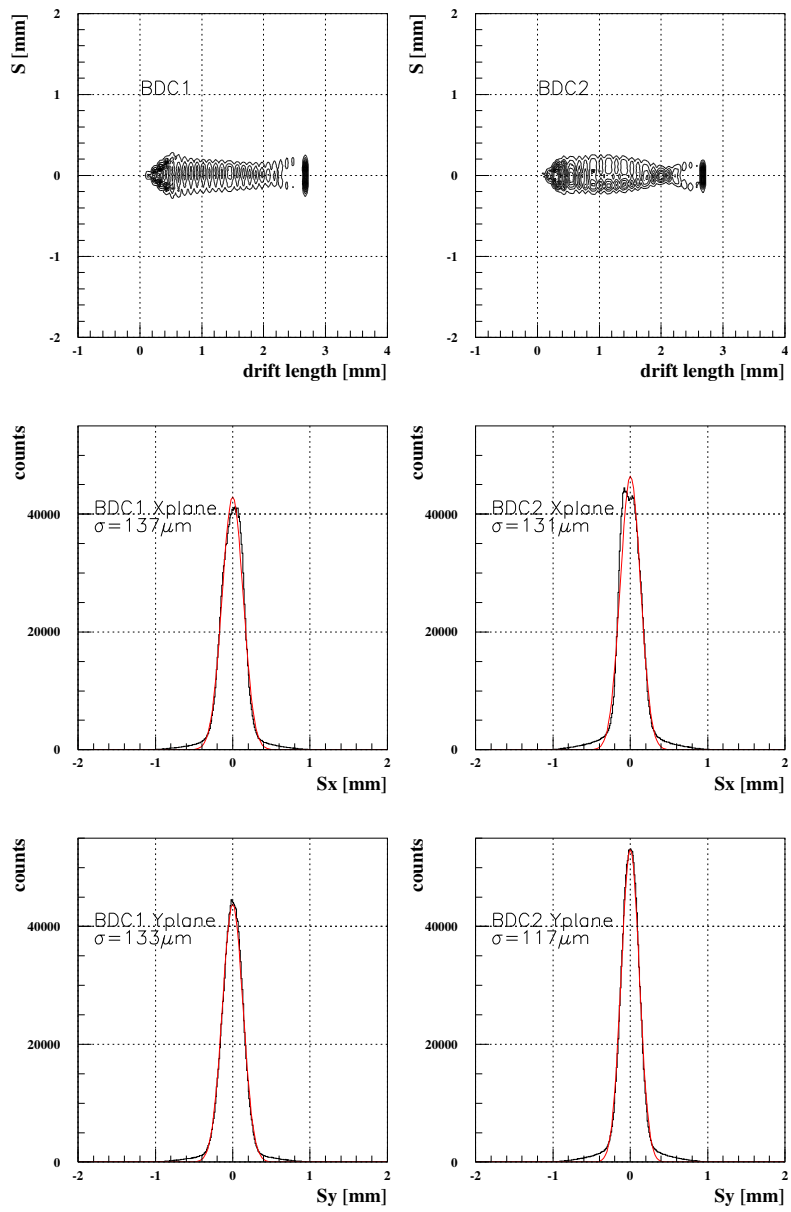


図 4.5: ドリフト距離とトラッキング結果の残差分布

BDC1、BDC2 のトラッキング結果を図 4.6 に示す。図 4.6 は各 BDC 内における $z=0$ の位置でのビーム像である。本実験では、RIPS 最下流の四重極磁石 TQ12 の出口から二次標的までの距離が 962 mm と短い²。そこで、⁶He ビームの焦点を二次標的に合わせるために TQ10, TQ11, TQ12 を調節し Y 方向に大きく角度を付けて入射させたため、BDC1 の有効面積から外れたと考えられる。BDC1, BDC2 の飛跡解析の成功効率は ⁶He と粒子識別されたイベントに対してそれぞれ 86%, 92% となった。

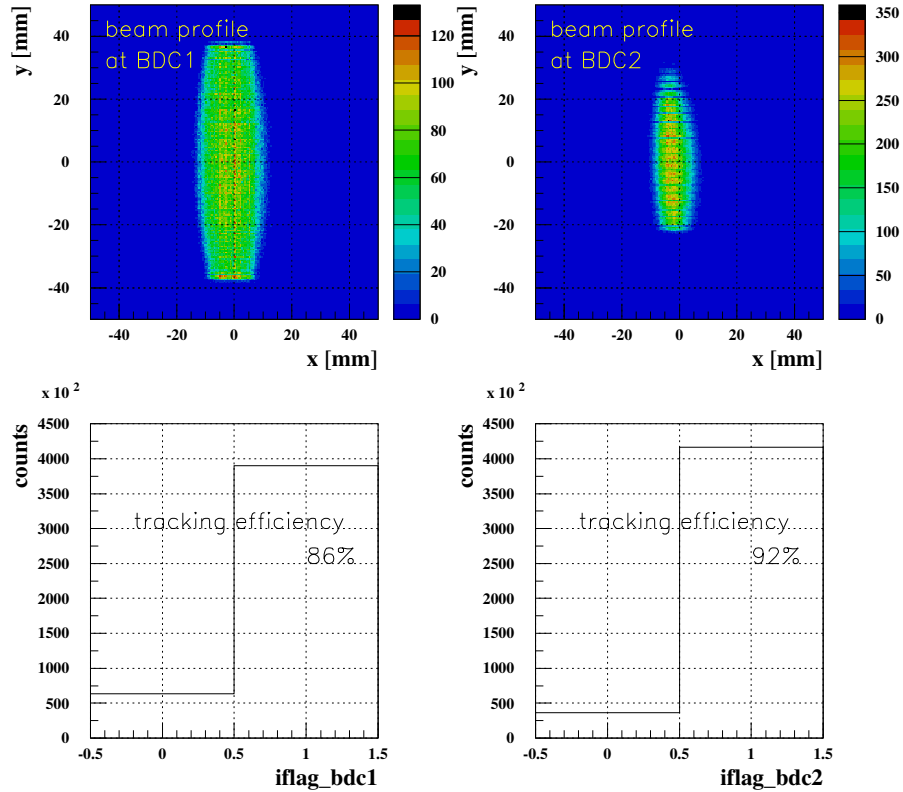


図 4.6: BDC1, BDC2 でのビーム像。BDC1, BDC2 の飛跡解析効率

本解析では、図 4.6 に示した各 BDC 内での $z=0$ における beam の入射位置を直線で外挿し、標的への入射ベクトルを得た。³図 4.7 に BDC1, 2 を用いて外挿した標的中心でのビーム像を示す。ここで、標的への入射位置が RIPS のビームラインから 20 mm 以上離れたイベントは、標的を固定しているフレームに入射している可能性がある。よって、図のような RIPS のビームラインからの距離 R が 20 mm 以内のイベントをビームと定義した。両 BDC を用いて ⁶He の飛跡を得る効率は 86% となった。

²RIPS では TQ12 出口から 1334 mm の位置に F3 焦点面を想定している。通常、二次標的は 1300 mm 前後に配置し、TQ10, TQ11, TQ12 を使って微調節する。本実験の場合、Dipole magnet や MDC を配置するために、二次標的の位置を通常よりも上流に配置せざるをえなかった

³BDC 一台で入射ビームのトラッキングは可能である。BDC1, BDC2 のトラッキング結果の整合性を取り、標的への入射ベクトルを得ることが今後の課題である。

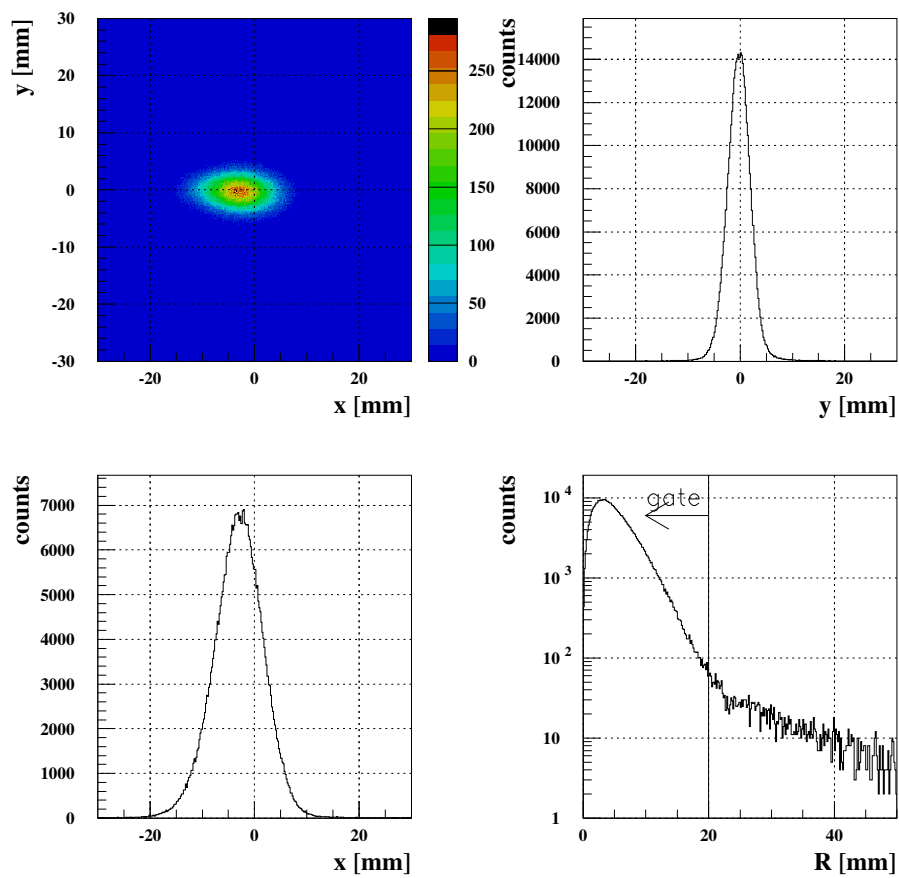


図 4.7: 標的でのビーム像、ビームの定義に用いた R gate の様子

4.2 出射荷電粒子 (^4He) の解析

非束縛励起状態にある $^6\text{He}^*$ はすぐさま $^4\text{He}+n+n$ に崩壊する。本節では、崩壊粒子 ^4He の解析手順と結果について述べる。

4.2.1 ^4He の飛行時間

荷電粒子 ^4He は、ドリフトチェンバー MDC、Dipole magnet、ドリフトチェンバー FDC3、そして最下流 Hodoscope へと飛来する。標的~Hodoscope 間の飛行時間 (TOF(tgt-Hodo)) は、 ^4He の粒子選択、運動量ベクトルの絶対値を得るのに重要な情報である。そこで、まず TOF(tgt-Hodo) の絶対時間の較正を行った。

TOF(tgt-Hodo) は、F2plastic で得られる T_{F2} に F2~target 間の TOF 計算値 51.9 ns を加えることで標的中心での時刻 T_{tgt} を定義し、Hodoscope との時刻 T_{hodo} から差し引くことで得た。絶対時間の較正には、 $A/Z=2$ のビームを空標的に入射した実験データを用いた。この測定は、RIPS においてエネルギー減衰板を抜き、 $A/Z=2$ の全てイベントを最下流の Hodoscope まで通したものである。ここでさらに、Dipole magnet の磁場を 7.5kG~15kG まで段階的に振り、Hodoscope を構成する 7 本全ての plastic scintillator へ $A/Z=2$ のビームを当てる。この実験データから、標的でのエネルギー損失が影響しない ^4He の TOF(tgt-Hodo) 情報を 7 本の Hodoscope でそれぞれ得られる。それらを計算値へ較正することで、7 本のシンチレーターの相対時間合わせ、絶対時間を合わせを行った。

また、1 イベントに対する Hodoscope でのヒット多重度 (M_{hodo}) の分布を見ると、 $M_{hodo} \geq 2$ のイベントがあるとわかった。 $M_{hodo} \geq 2$ のイベントは、入射した ^4He がプラスチックシンチレーター中で proton を反跳し、反跳 proton がとなりのシンチレーターを鳴らしていると考えられる。そこで、 $M_{hodo} \geq 2$ のイベントに対しては、TOF の小さい方 (最も早く到達したイベント) を採用した。結果、 ^4He の TOF スペクトルは図 4.8 のようになった。分解能は σ 値で 170ps を得た。

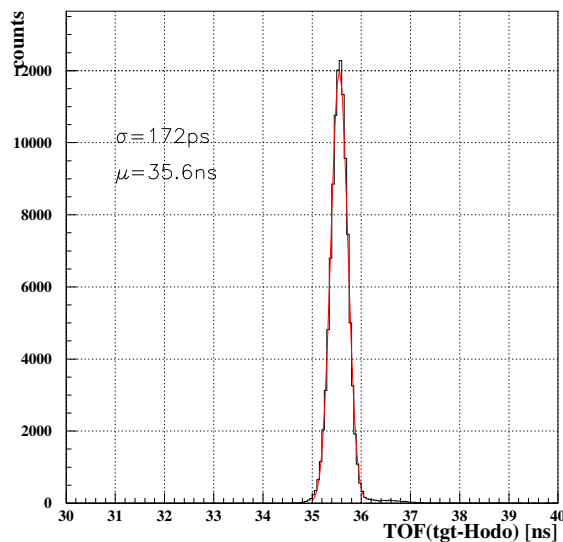


図 4.8: ^4He の TOF(tgt-Hodo) スペクトル

4.2.2 FDC3 のキャリブレーション

BDC 同様、ドリフトチェンバー FDC3 についても、ドリフト時間からドリフト距離への変換式を求め、各面での hit position を直線で外挿することで、 ^4He の飛跡を決定する。図 4.9 に FDC3 の X1 面, Y1 面のドリフト時間スペクトルを示す。本解析では、ドリフト時間が 0~1000ch の領域にあるイベントについて解析を進めた。

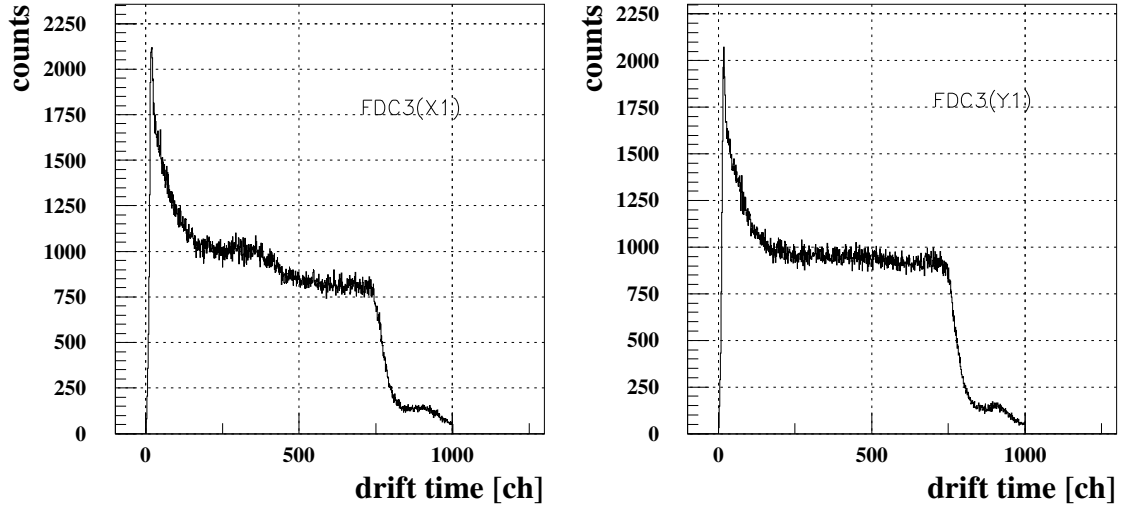


図 4.9: FDC3, X1 面のドリフト時間スペクトル

FDC3 のドリフト時間からドリフト距離への変換は、ドリフト時間によって以下のように場合分けをして決定した。

- 200ch 以上の場合 $f(ch) = a + b \times ch + c \times ch^2 + d \times ch^3$
- 200ch 以下の場合 パラメータ e を導入し、 $f(ch)$ に連続な二次関数を定義

本解析で採用した STC パラメーターを表 4.3 に示す。この STC パラメーターを用いた結果、X 面、Y 面に置ける残差分布は図 4.10 図 4.11 となり、それぞれ σ 値で $128 \mu\text{m}$ 、 $117 \mu\text{m}$ を得た。FDC3 の飛跡解析の成功効率は、Z=2 と識別されたイベントに対し 86% となった。

	FDC3(X plane)	FDC3(Y plane)
a	1.16142559	1.15649939
b	0.0213401429	0.0212024003
c	9.38554149E-06	9.91944216E-06
d	-8.37708924E-09	-8.77295481E-09
e	-2.55651194E-05	-2.47003845E-05

表 4.3: FDC3 の STC パラメーター

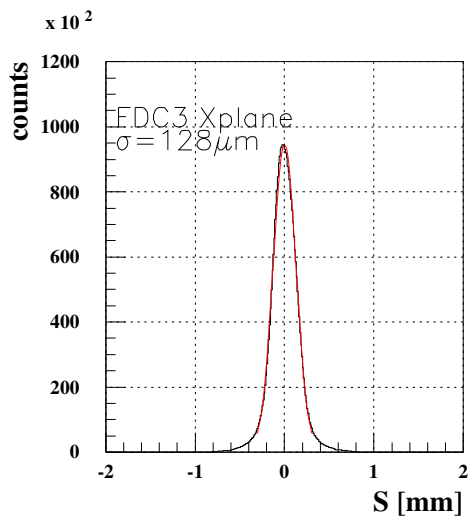
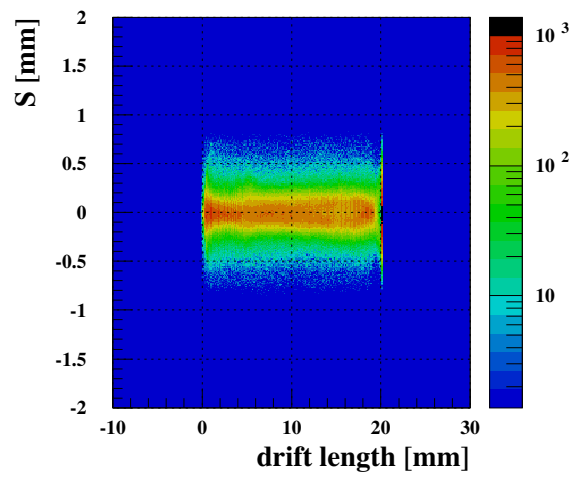
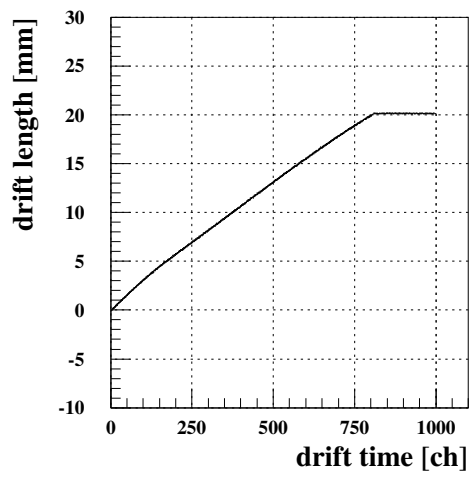


図 4.10: FDC3 X 面のドリフト時間からドリフト距離への変換、残差分布

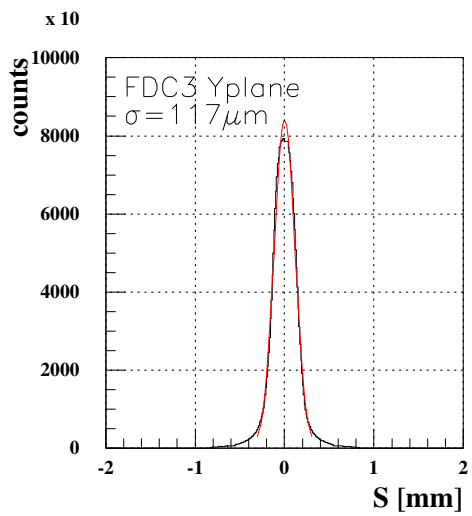
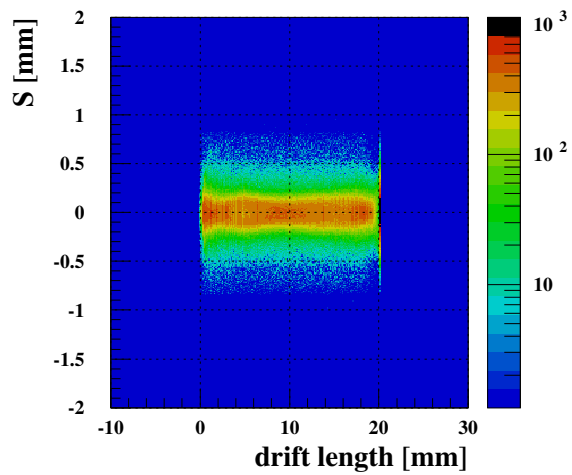
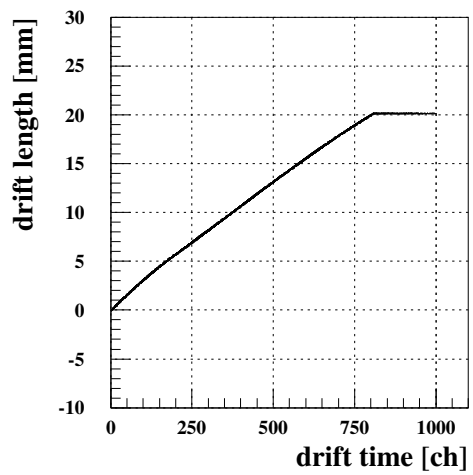


図 4.11: FDC3 Y 面のドリフト時間からドリフト距離への変換、残差分布

4.2.3 ${}^4\text{He}$ の粒子識別 (Z の識別)

荷電粒子の識別をまず原子番号 Z について行った。Hodoscope でのエネルギー損失 ΔE と TOF(tgt-Hodo) が

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \times TOF^2 \quad (4.6)$$

という関係があることから、 ΔE と TOF(tgt-Hodo) との相関図を用いて識別を行う。

4.2.4 ${}^4\text{He}$ の粒子識別 (A の識別)

荷電粒子が双極子磁石の磁場中を通過する際、その入射前後の位置 x 、角度 θ 、中心軌道からの運動量の変化 δ は、磁場や荷電粒子のエネルギーを用いて決まるトランスファー行列によって以下のように表現できる。ここで添字 b は入射前 (B 系) での座標、添字 a は入射後 (A 系) での座標を表す。

$$\begin{pmatrix} x_b \\ \theta_b \\ \delta_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_a \\ \theta_a \\ \delta_a \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

ここで、B 系を二次標的での座標 $(x_t, \theta_t, \delta_t)$ 、A 系を FDC3 の下流面での座標 $(x_f, \theta_f, \delta_f)$ に対応づけて x_t について書き下すと、

$$x_t = ax_f + b\theta_f + c\delta_f \quad (4.8)$$

となる。標的での位置がどのイベントでもほぼ同じであると仮定すると、 x_f と θ_f の相関図において、 δ_f 軸を決めることができる。さらに δ_f は

$$\delta = \frac{P - P_0}{P_0} \propto \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0} \quad (4.9)$$

という関係にあり、磁気硬度の変化量に比例している (ここで添字 0 は中心軌道の値であることを指す)。磁気硬度は

$$B\rho \propto \frac{A}{Z} v \propto \frac{A}{Z} \frac{1}{TOF} \quad (4.10)$$

のように各イベントの A/Z に比例しているため、 δ_f 軸は A/Z の情報を含んでいる。

FDC3 の最下流面での X 方向の位置 x_f と角度 θ_f の相関を取ると、図 4.12 となる。図の矢印が磁気硬度の変化量の軸を表す。さらに、図 4.12 で得られた $\Delta B\rho$ 軸について TOF(tgt-Hodo) との相関を補正し、図 4.13 を得た。

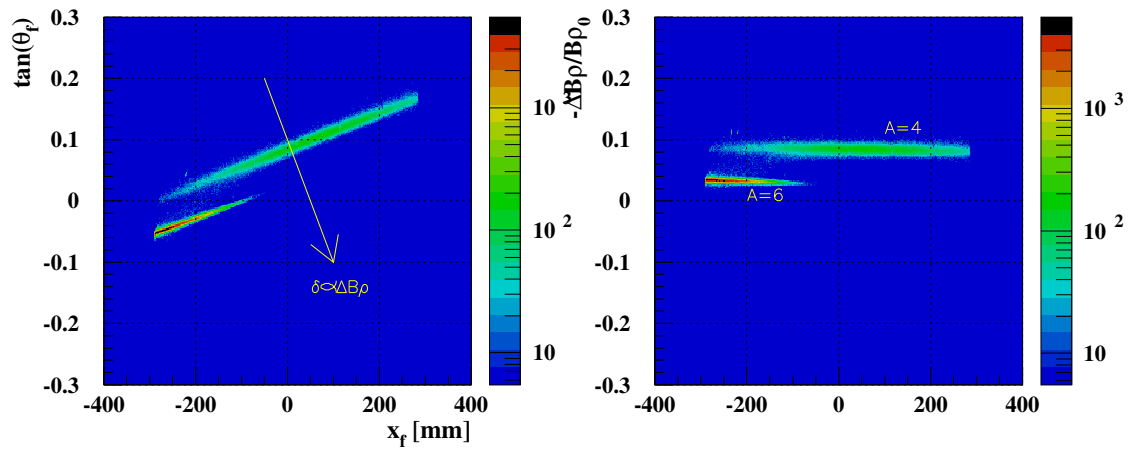


図 4.12: 左 : FDC3 最下流面での位置 x_f と角度 θ_f の相関図右 : 磁気硬度の変化量を縦軸にとった二次元プロット

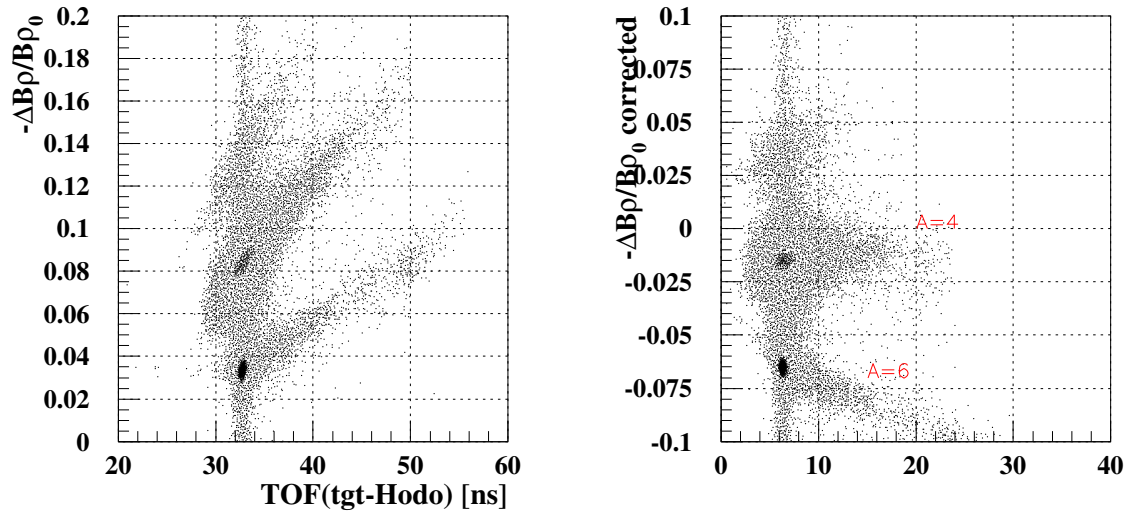


図 4.13: 磁気硬度の変化量と TOF(tgt-Hodo) との相関 補正前、補正後

Hodoscope と FDC3 の解析を組合せ、散乱荷電粒子の内 ${}^4\text{He}$ が図 4.14 のように識別された。本解析での Z, A の分解能は表 4.4 となった。

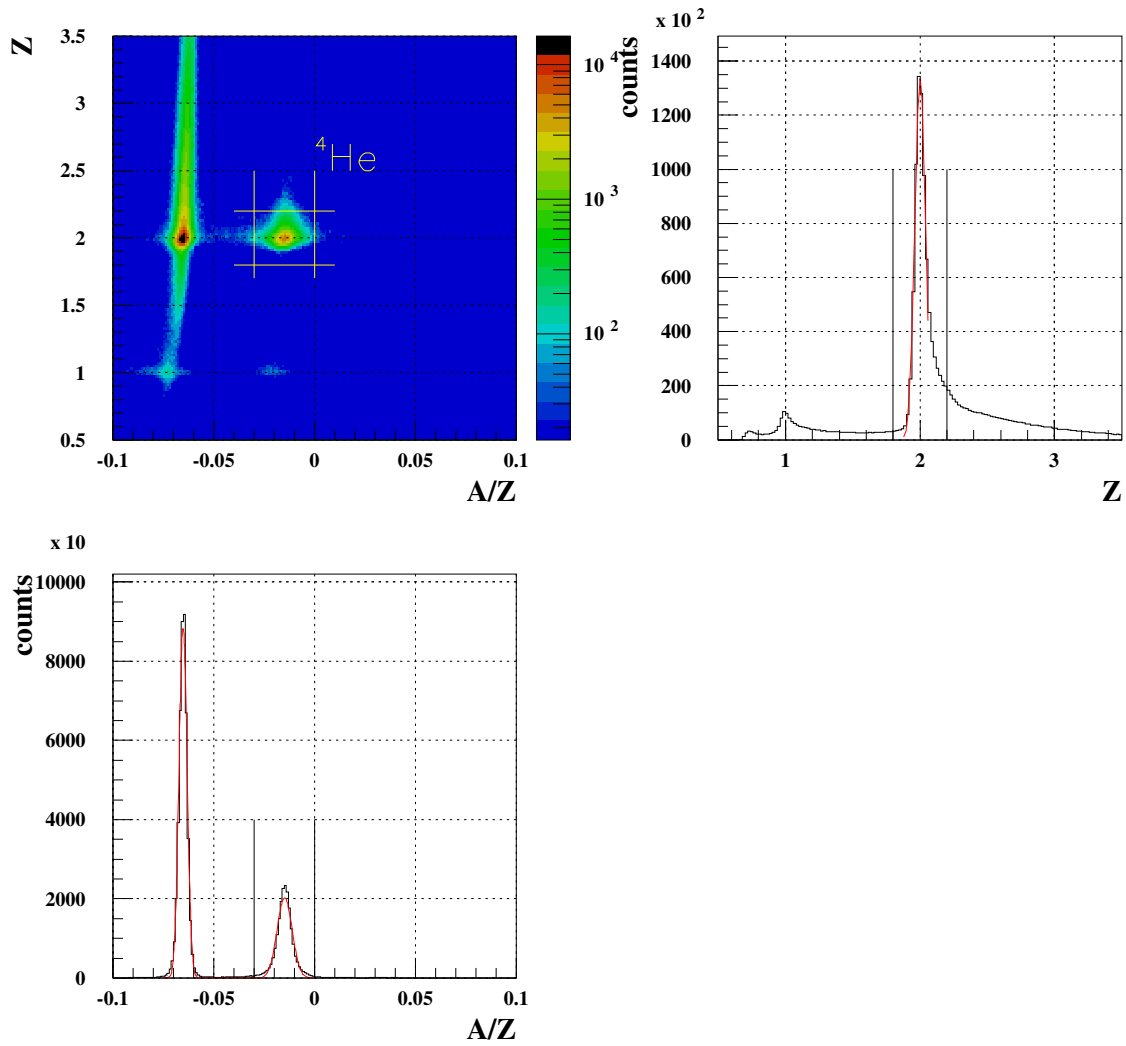


図 4.14: ${}^4\text{He}$ の粒子識別

	Z=1	Z=2
分解能 Z/ ΔZ (FWHM)	7.9	21.3
	A=4	A=6
分解能 A/ ΔA (FWHM)	11.5	31.9

表 4.4: Z,A の分解能

4.2.5 MDC のキャリブレーション

標的直後に配置したドリフトチェンバー MDC のトラック結果を用いて、 ^4He の出射ベクトルを求める。そこでまず、 ^6He が鉛標的に入射し崩壊粒子が Z=2 と識別されたイベントを用いて MDC のキャリブレーションを行い、飛跡解析を行った。MDC の X1 面、U1 面のドリフト時間スペクトルを図 4.15 に示す。本解析では、ドリフト時間が 0~400ch の領域にあるイベントについて解析を進めた。

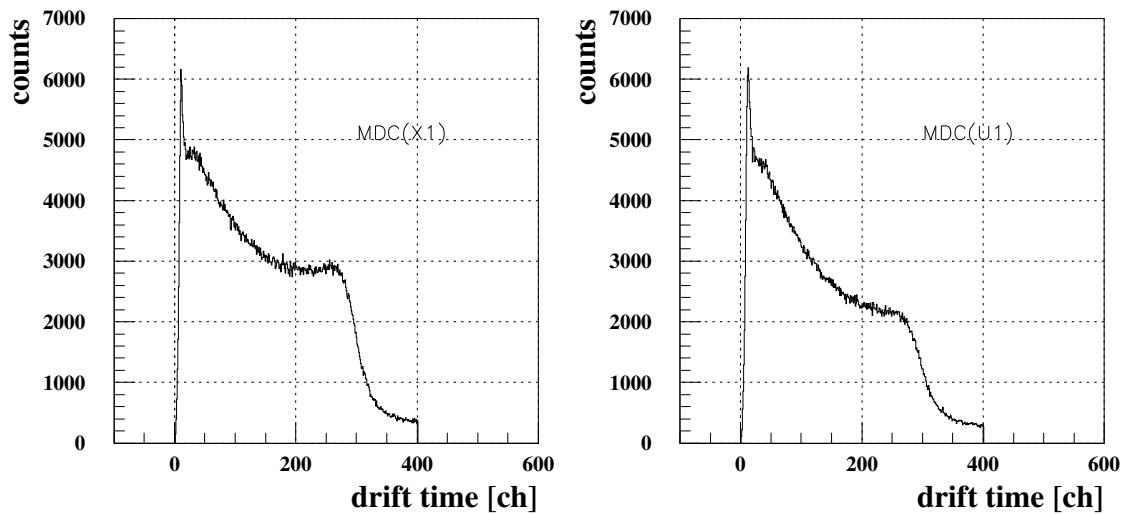


図 4.15: MDC X1,U1 面のドリフト時間スペクトル

MDC のドリフト時間からドリフト距離への変換は、 $f(ch) = a + b \times ch + c \times ch^2 + d \times ch^3$ という三次式を用いた。表 4.5 に本解析で採用した STC パラメータを示す。その結果、X 面、UV 面の残差分布はそれぞれ図 4.16、図 4.17 となり、 σ 値で $62\mu\text{m}$ 、 $63\mu\text{m}$ となった。MDC の飛跡解析の成功効率は、下流で散乱荷電粒子が ^4He と識別されたイベントに対し 98%であった。

	MDC(X plane)	MDC(U,V plane)
a	-0.120436415	-0.00799882039
b	0.0396074876	0.0370114818
c	-7.60740222E-05	-5.82965513E-05
d	1.00177296E-07	6.32090718E-08

表 4.5: MDC の STC パラメータ

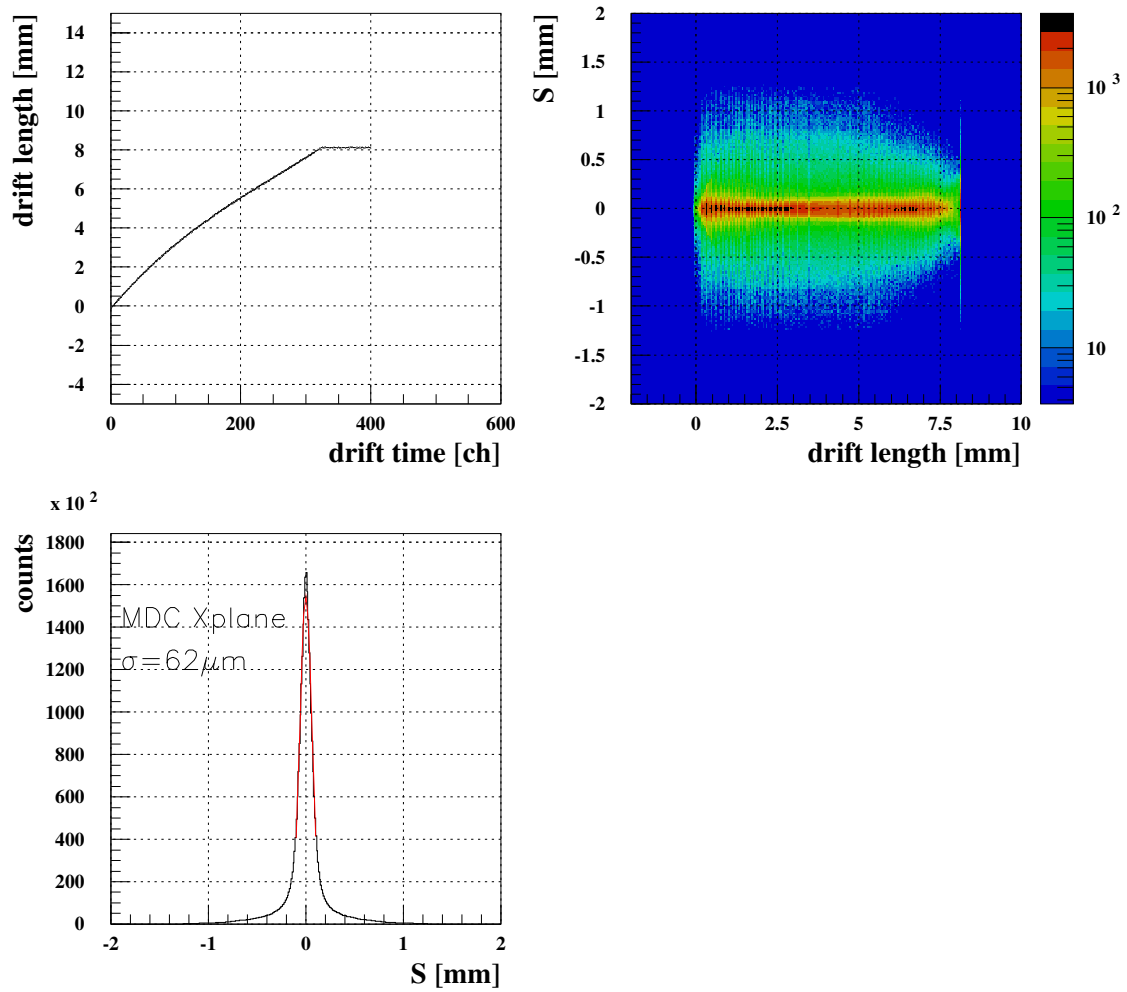


図 4.16: MDC X 面のドリフト時間からドリフト距離への変換、残差分布

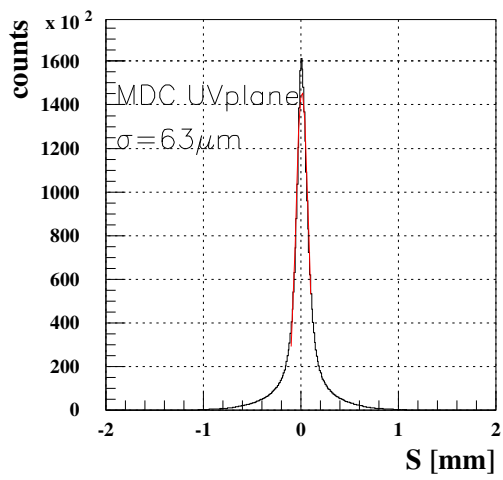
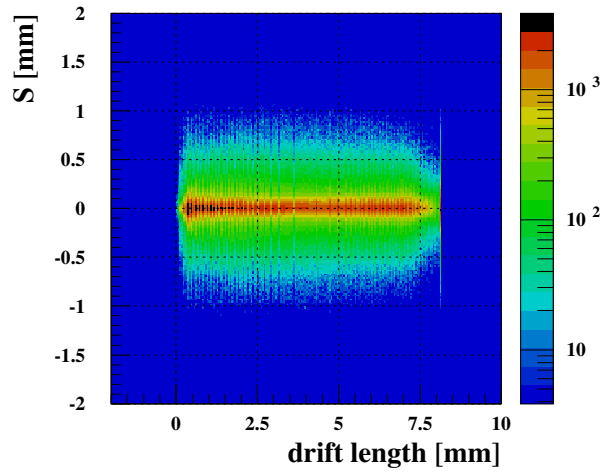
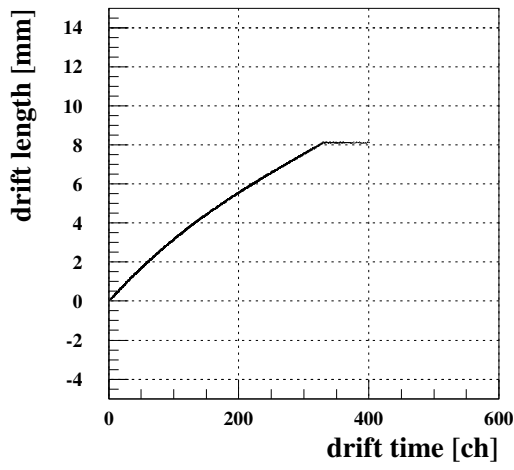


図 4.17: MDC U,V1 面のドリフト時間からドリフト距離への変換、残差分布

4.2.6 BDC と MDC の飛跡結果の比較

MDC のトラッキングで得た標的での位置と角度 $x_{t_{mdc}}, y_{t_{mdc}}, \theta_{x_{t_{mdc}}}, \theta_{y_{t_{mdc}}}$ と、BDC のトラッキングで得た標的での位置 $x_{t_{bdc}}, y_{t_{bdc}}, \theta_{x_{t_{bdc}}}, \theta_{y_{t_{bdc}}}$ が空標的の場合一致する必要がある。そこで、上流下流からの外挿結果の差 $x_{t_{mdc}} - x_{t_{bdc}}, y_{t_{mdc}} - y_{t_{bdc}}, \theta_{x_{t_{mdc}}} - \theta_{x_{t_{bdc}}}, \theta_{y_{t_{mdc}}} - \theta_{y_{t_{bdc}}}$ をプロットし、整合性をチェックした。図 4.18 は、標的なしの実験データの内、崩壊粒子が ${}^6\text{He}$ と識別されたイベントについて解析した $x_{t_{mdc}} - x_{t_{bdc}}, y_{t_{mdc}} - y_{t_{bdc}}$ の分布（補正後）である。MDC の飛跡結果に BDC 側の飛跡結果をオフセット ($\sim 0.3\text{ mm}$) させ、両ドリフトチェンバーの整合性をとった。

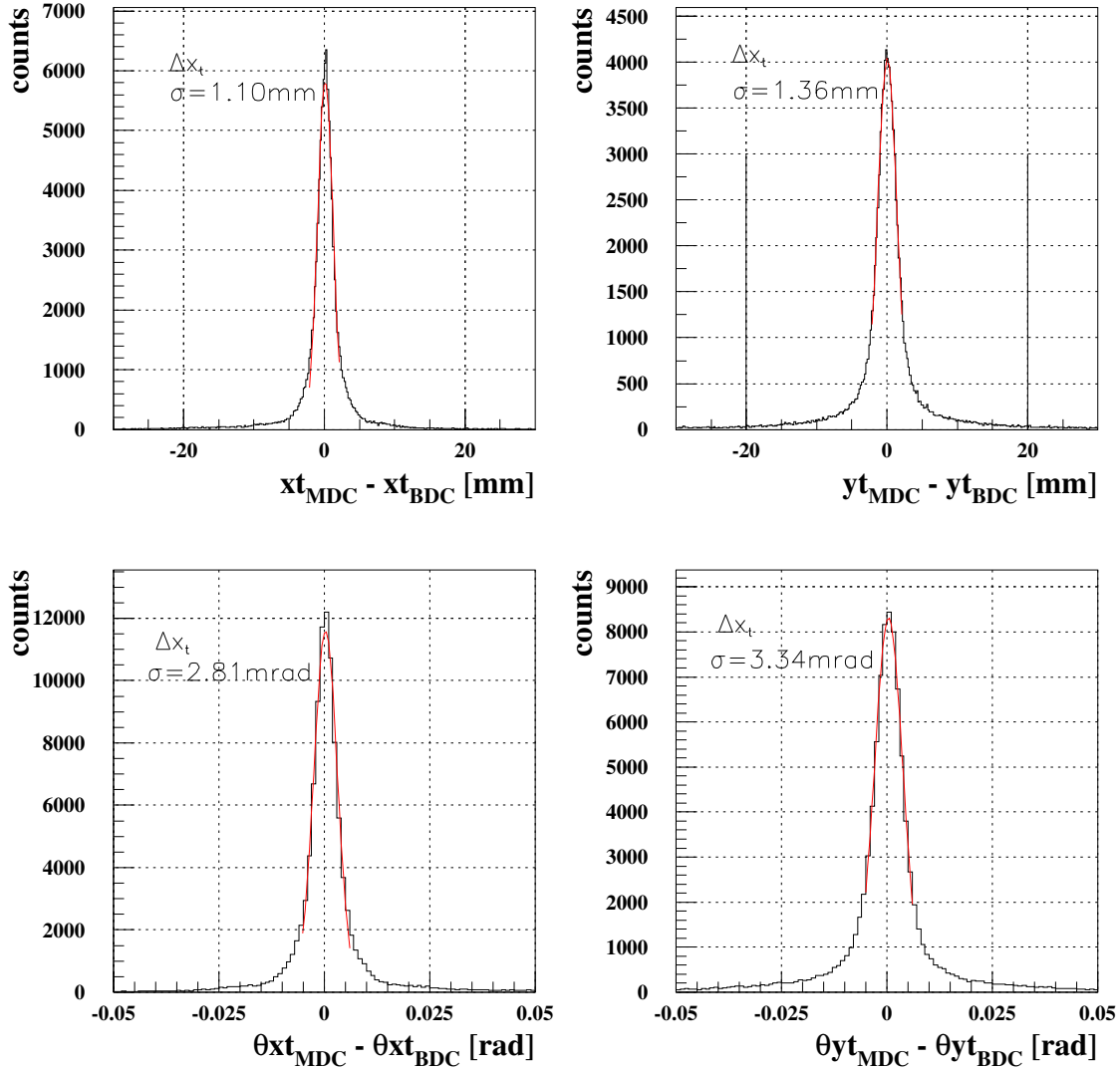


図 4.18: BDC と MDC のトラッキング結果の位置の整合性

MDC のトラッキング結果を外挿して得た標的上でのビーム像をみると、図 4.19(a) となった。BDC で外挿したビーム像とは異なり、Y 方向にのびるローカスが見える。これらのイベントは大角度への散乱を助長し、最終結果の断面積にバックグラウンドとして現れるため、排除する必要がある。そこで、図 4.18 の $yt_{mdc} - yt_{bdc}$ のスペクトルにおいて、20 mm 以上のイベントを排除する条件を加えた。この条件を課すことで、MDC で外挿した標的でのビーム像が図 4.19(b) のようになり、Y 方向に延びるローカスを取り除いた。

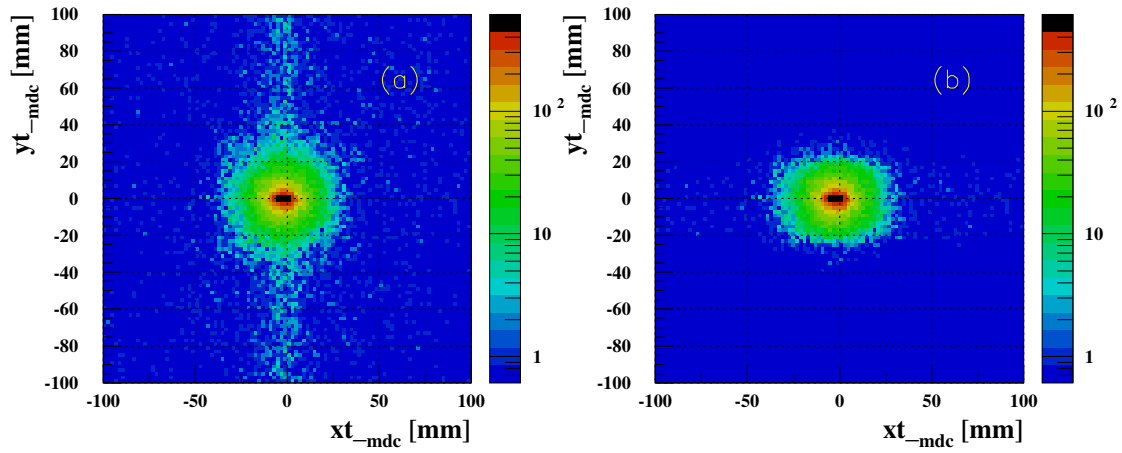


図 4.19: MDC で外挿した標的上でのビーム像 (a)gate 前 (b)gate 後

4.2.7 ^4He の運動量ベクトル

MDC のトラックから ^4He の出射ベクトルを、TOF(tgt-Hodo) から運動量の絶対値を求め、 ^4He の運動量ベクトルを図 4.20 のように得た。

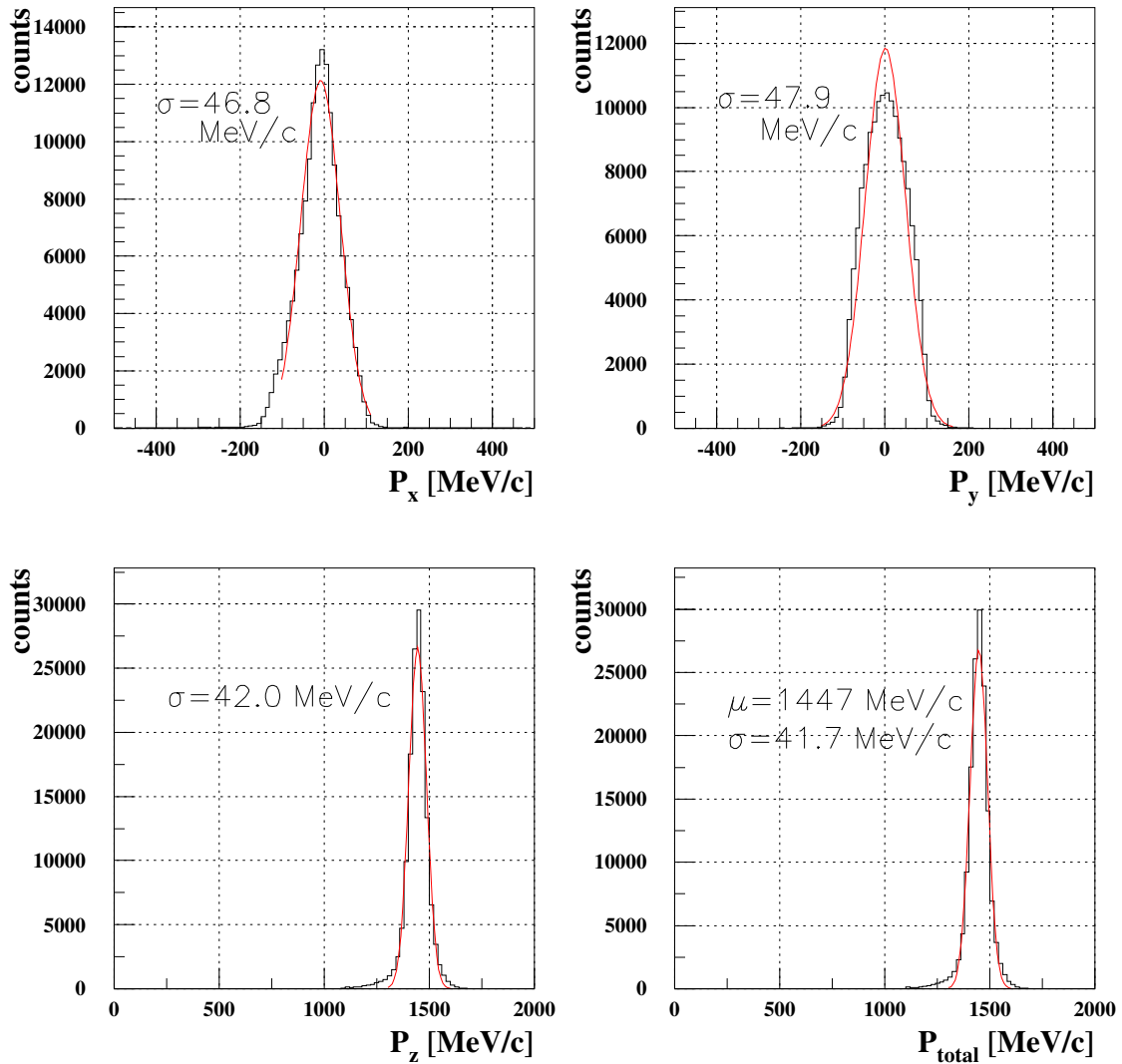


図 4.20: ^4He の運動量 $^6\text{He}+\text{Pb}$

4.2.8 角度分解能

実験室系での散乱角度の分解能は、以下の式で見積もることができる。

$$\begin{aligned}\theta_x &= \theta_x^{out} - \theta_x^{in} \\ &= \tan^{-1}\left(\frac{P_x^{out}}{P_z^{out}}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{P_x^{in}}{P_z^{in}}\right) \\ &\sim \frac{P_x^{out} - P_x^{in}}{P_{total}} \quad \left(\frac{P_x}{P_z} \ll 1, P_z^{in} \sim P_z^{out} \sim P_{total}\right)\end{aligned}$$

よって、

$$\Delta\theta_x \sim \Delta\left(\frac{P_x^{out} - P_x^{in}}{P_{total}}\right) \quad (4.11)$$

となり、角度の幅は、標的前後での運動量の差の広がりとはほぼ等しい。

以上の評価方法に従い、 ${}^6\text{He}+\text{Pb}$ 、 ${}^6\text{He}+\text{C}$ それぞれにおける角度分解能を見積もった。解析条件は、

- BEAM トリガー
- ${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{He}$ の弾性散乱をしたイベントを選択

とした⁴。

${}^6\text{He}+\text{Pb}$ 、 ${}^6\text{He}+\text{C}$ 、 ${}^6\text{He}+\text{emp}$ のデータについて x, y, z の各運動量成分の差を図 4.21、図 4.23、図 4.22 に示す。

⁴これらの弾性散乱はほぼ 0° 散乱であり以外のイベントは無視できるほど少ないと仮定

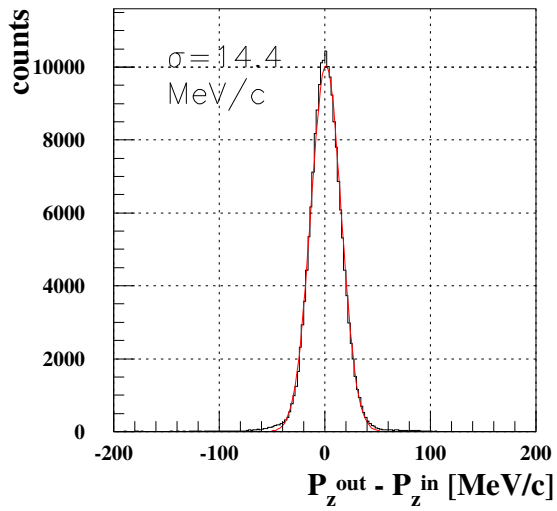
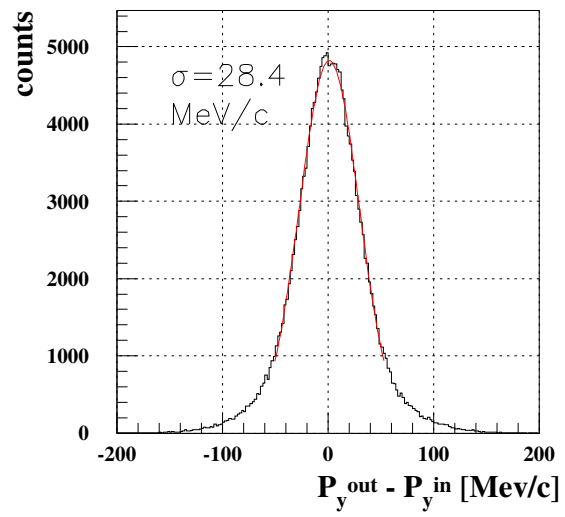
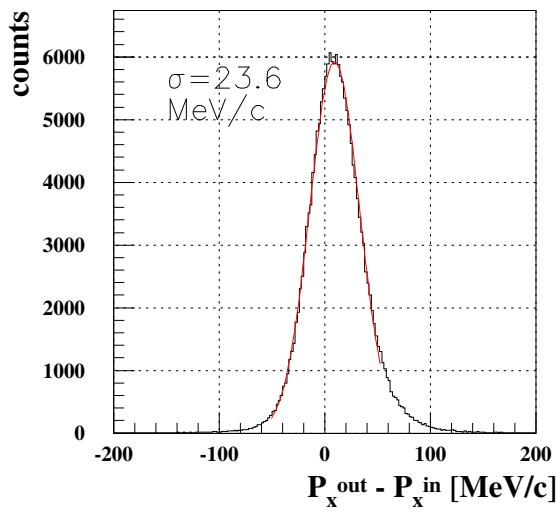


図 4.21: $\vec{P}^{\text{out}} - \vec{P}^{\text{in}}$ スペクトル ${}^6\text{He}+\text{Pb}$

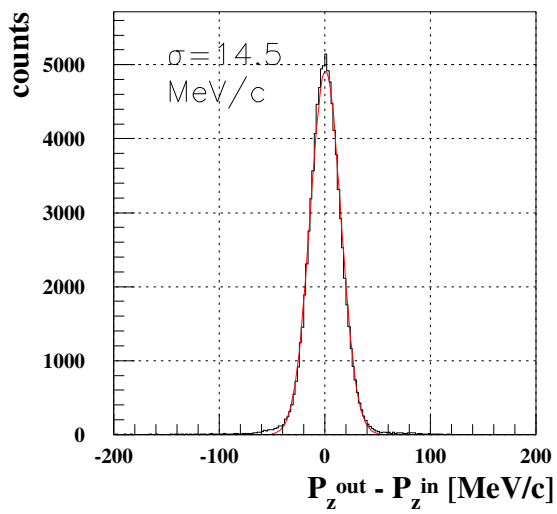
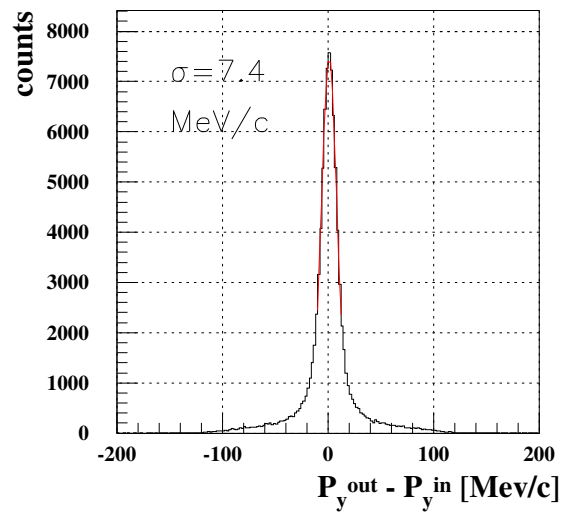
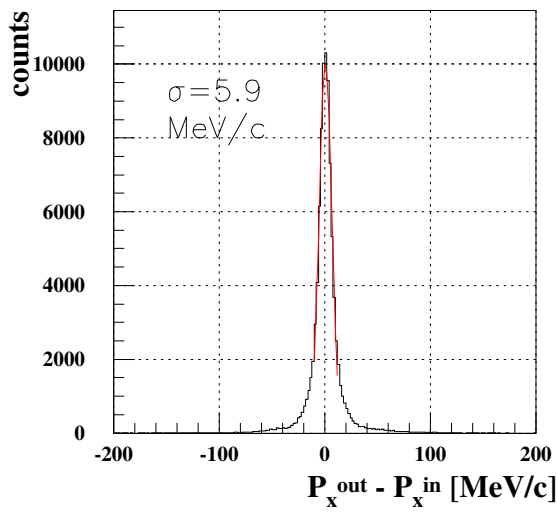


図 4.22: $\vec{p}^{\text{out}} - \vec{p}^{\text{in}}$ スペクトル ${}^6\text{He} + \text{empty}$

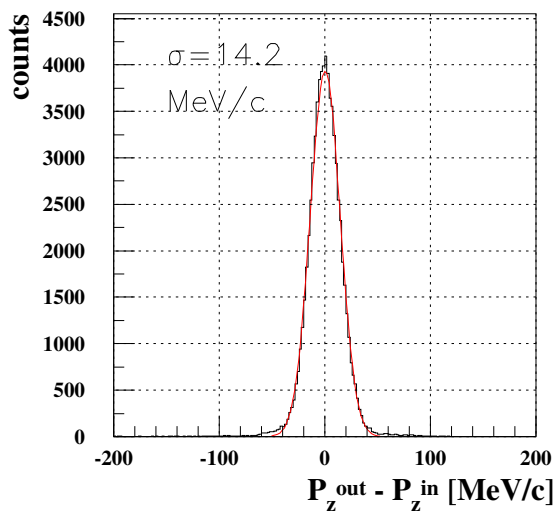
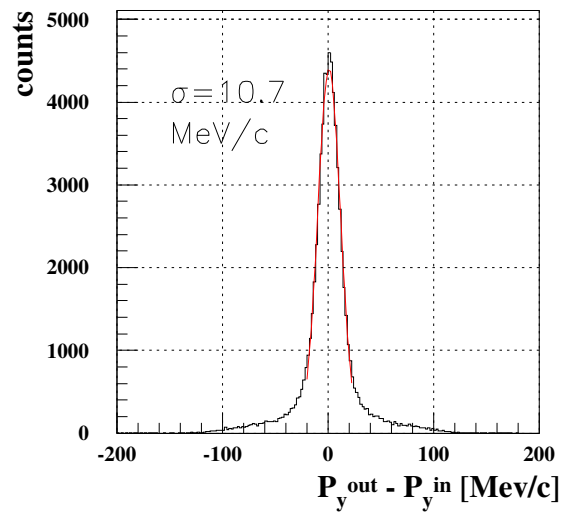
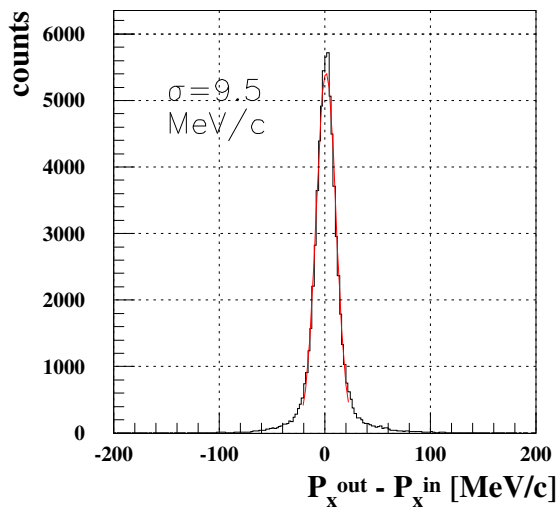


図 4.23: $\vec{p}^{\text{out}} - \vec{p}^{\text{in}}$ スペクトル ${}^6\text{He}+\text{C}$

式 4.11 によって角度分解能を見積もると、表 4.6 となった。

	$\Delta(P_x^{out} - P_x^{in})$ [MeV/c]	$\Delta(P_y^{out} - P_y^{in})$ [MeV/c]	P_{total} [MeV/c]	$\Delta\theta_x$ [mrad]	$\Delta\theta_y$ [mrad]
${}^6\text{He}+\text{Pb}$	23.6	28.4	2184	10.8	13.0
${}^6\text{He}+\text{C}$	9.50	10.7	2190	4.33	4.89
${}^6\text{He}+\text{emp}$	5.90	7.40	2226	2.65	3.32

表 4.6: 角度分解能 (σ 値)

さらに、空標的との差は鉛標的中の多重クーロン散乱の影響を表している。多重クーロン散乱の影響は表 4.7 となり、実験前に見積もっていた値（表 3.2 に記載）よりも強く影響を受けていることがわかった。

target	$\Delta\theta_x^{multi}$ [mrad]	$\Delta\theta_y^{multi}$ [mrad]
Pb	10.5	12.6
C	3.42	4.88

表 4.7: 標的中の多重クーロン散乱の影響 (σ 値)

4.3 中性子 (2n) の解析

非束縛励起状態 6He^* から放出された 2 つの中性子は大気中を直進し、プラスチックシンチレーター群 NEUT で検出される。本節では、NEUT を用いた中性子の解析について、その手順と結果を述べる。

4.3.1 NEUT の左右の時間差から位置への変換

中性子の運動量ベクトルを決定するには、NEUT における hit position が必要である。よって、まず時間信号から位置への変換について解析を行った。

NEUT を構成するプラスチックシンチレーターにはその両端に PMT が接合されており、1 イベントに対し左右の時間信号 (T_L, T_R) を記録した。それら左右の時間信号の差 $dT = T_L - T_R$ は入射位置 X と、

$$X = \frac{dT}{2} \times C_{eff} \quad (4.12)$$

という関係にある。ここで C_{eff} はプラスチックシンチレーター中でのシンチレーション光の伝搬速度を表す。各シンチレーターにおいて C_{eff} を決定し、hit position を得た。

図 4.24 に宇宙線の dT スペクトル (LN1-7) の例を示す。宇宙線はプラスチックシンチレーターに一樣に入射するため、シンチレーターの存在領域では一定に計数され、図のような台形型の分布を示す。つまり、この台形の幅がシンチレーターの長さに対応する。また、図 4.24(a) から、各シンチレーターの中心が 0 ns からずれていることがわかる。本解析では、

1. Const 領域の中心を 0 ns に合わせる
2. Const 領域である時間幅をシンチレーターの長さ 2140 mm に対応づける

という二段階の手順で図 4.24(b) のような宇宙線の入射位置 X の分布を得た⁵。

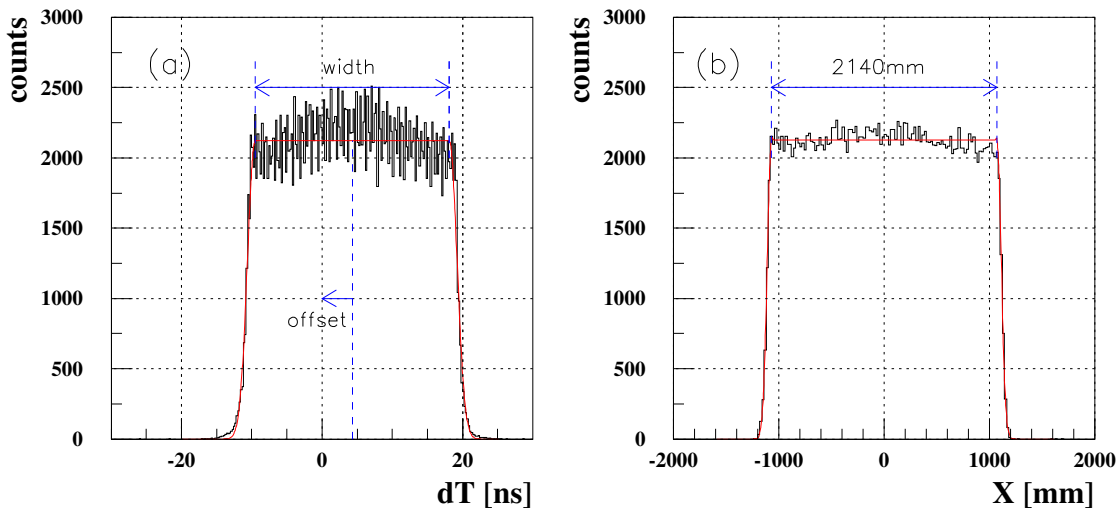


図 4.24: (a) 宇宙線の dT 分布 原点のオフセット前、(b) 宇宙線の X 分布

⁵gaussian+Const+gaussian という関数でフィットし、中心と幅を求めた。LN1-7 の場合、 C_{eff} は 163.2560 となった。

なお、以上の解析は以下のスルー補正や、各 PMT の gain 合わせを行った後、再度行う（スルー補正をすると dT スペクトルは変化するため）。図 4.24(b) は全てのキャリブレーション後、6 MeVee のスレッシュホールドを設けて得た宇宙線の X 分布である。

4.3.2 スルー補正

中性子は直接検出されるのではなく、プラスチックシンチレーター中で proton を反跳し、その反跳 proton がシンチレーター中を走ることで生まれる光が PMT で増幅され、シグナルとなる。よって、中性子が同じ運動エネルギー（同じ速度）でシンチレーターに入射した場合でも、proton をどれくらい反跳するかによって、検出される Pulse height が異なる。すると、Pulse height をデジタル処理して作る時間信号は図 4.25 のように、Pulse height の大小によって閾値を越えるタイミングが異なり、ずれが生じる。この現象をスルーと呼ぶ。スルー現象は、より Pulse height の小さい場合に時間信号へ影響を与える。

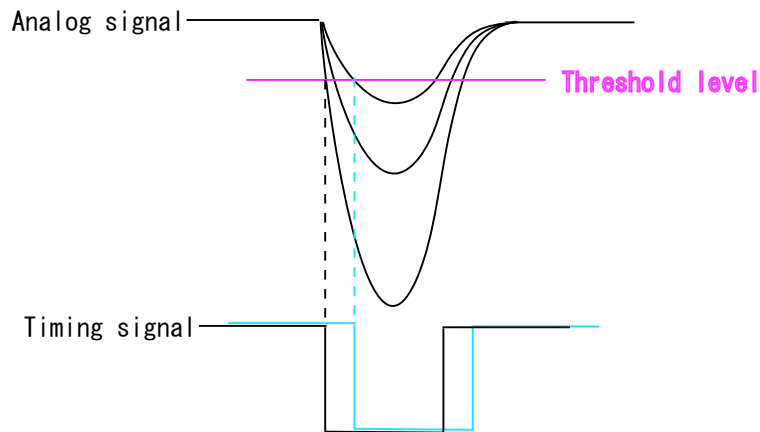


図 4.25: スルー現象の概念図

スルーによる時間信号のずれを、以下の条件で解析を進め補正した。

1. ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ のデータを解析 (NEUT trig.)
2. Veto Counter が鳴っていない
3. $|X| \geq 150 \text{ mm}$ にヒット

条件 1 は”中性子ビーム” イベントを解析することに相当し、さらに条件 3 と組み合わせることで散乱角度を限定し、ほぼ単一の運動エネルギーで入射するイベントを選択している（つまりこの選択により選ばれた中性子は同じタイミングでなければならない）。条件 2 は、実験データの内荷電粒子のイベントを排除することに相当する。

以上の条件で TOF(tgt-N) と A_L , A_R との相関を見ると、図 4.26 となった。pulse height が小さいほど Timing が遅れている様子がみえる。

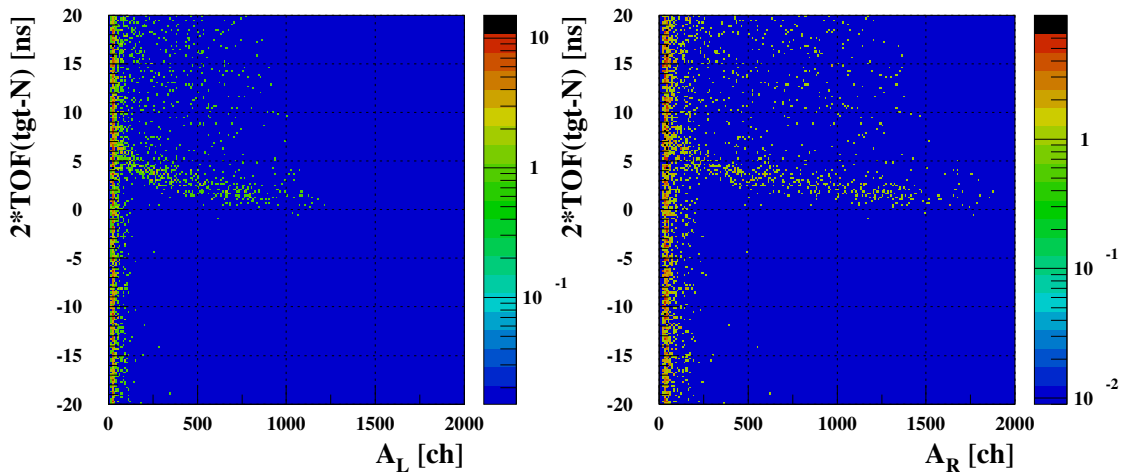


図 4.26: TOF(tgt-N) と A_L, A_R との相関 (LN1-7)。左図より T_L と A_L との相関、右図より T_R と A_R との相関について評価する。縦軸の絶対値は較正していない。

図 4.26 のような pulse height が小さいほど Timing が遅れる相関を、

$$f(A) = a_1 + \frac{a_2}{A^2} \quad (4.13)$$

という関数で表した。ここで、第二項が A_L, A_R への依存を表し、 T_L, T_R から $\frac{a_2}{A^2}$ を差し引くことで、相関をキャンセルした。スルー補正をした結果、図 4.27 となった。pulse height によらず、TOF が一定値であることが確認できる。

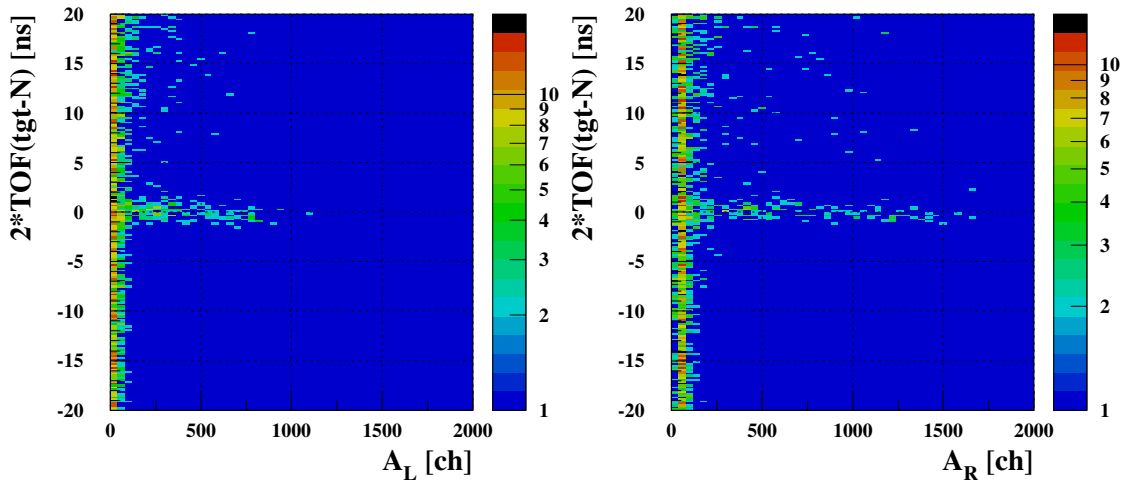


図 4.27: スルー補正後の TOF(tgt-N) と A_L, A_R との相関 (LN1-7)。縦軸の絶対値は 0 ns にオフセットしている。

スルー補正後の標的～NEUT 間 TOF スペクトルの例を図 4.28 に、各層の TOF 分解能を表 4.8 に示す。図 4.28、表 4.8 は、以降の NEUT におけるヒット多重度が 1 であり、かつ pulse height が 6 MeVee 以上であるイベントについて解析して得た最終結果である。

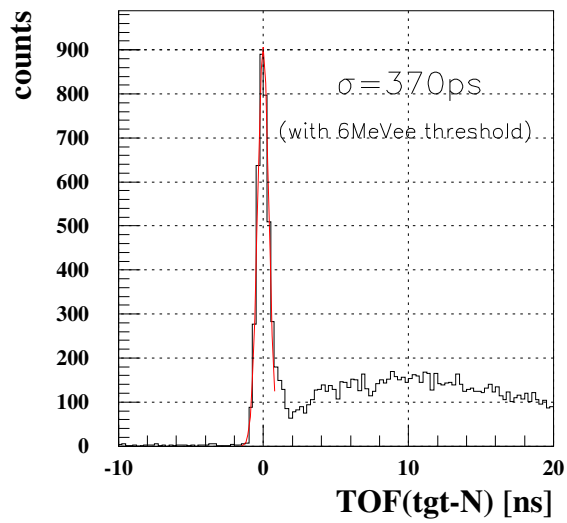


図 4.28: LN1 の TOF(tgt-N) スペクトル。絶対値は 0 ns にオフセットしている。

NEUT Layer#	スルー補正前	スルー補正後
LN1	0.65 ns	0.37 ns
LN2	0.65 ns	0.36 ns
LN3	0.58 ns	0.40 ns
LN4	0.60 ns	0.42 ns

表 4.8: 各層での TOF(tgt-N) 分解能 (σ 値)

4.3.3 TOF(tgt-N)の絶対時間合わせ

proton beam を brass(真鍮) 標的に入射して発生させた γ 線イベントを使って各プラスチックシンチレーターの相対時間を合わせ、 ${}^6\text{He}$ beam を brass に入射して発生させた γ 線イベントを使って、層ごとに絶対時間を較正した。

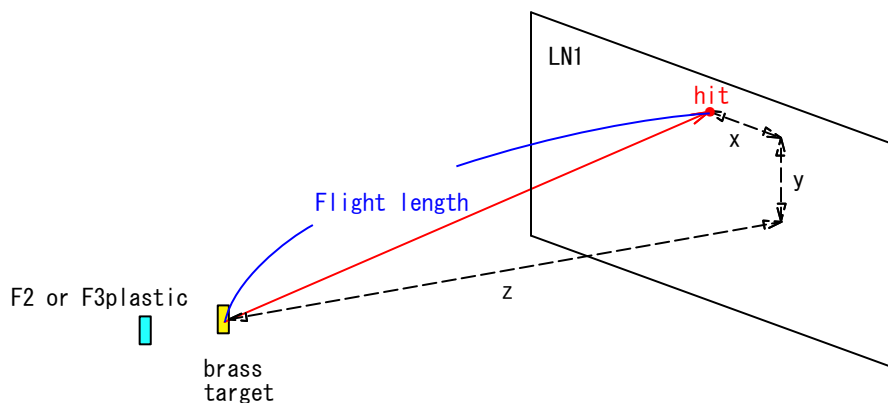


図 4.29: Flight length の概念図

γ 線の brass 標的～NEUT までの飛行距離 (Flight length) は図 4.29 のようにイベントごとに定義できる⁶。この Flight length と γ 線の速度を用いて TOF の絶対時間が決まる。そこで以下の式にのっとって、TOF(tgt-N)1 に現れる γ 線ピークが各 Flight length に対応する TOF 値になるよう、オフセットパラメータ ID_{off} を決めた。

$$TOF(tgt - N)1 = (T_N - ID_{off}) - T_{F3} \quad (4.14)$$

式 4.14 によって絶対時間を較正した TOF(tgt-N)1 スペクトルを図 4.30 に示す。proton beam+brass による γ 線を、

- Veto counter が鳴っていない
- NEUT 内でヒット多重度が 1

という条件で解析したものである。

⁶ γ ,Z 方向の hit position は各シンチレーター内で乱数を発生させて定義した。

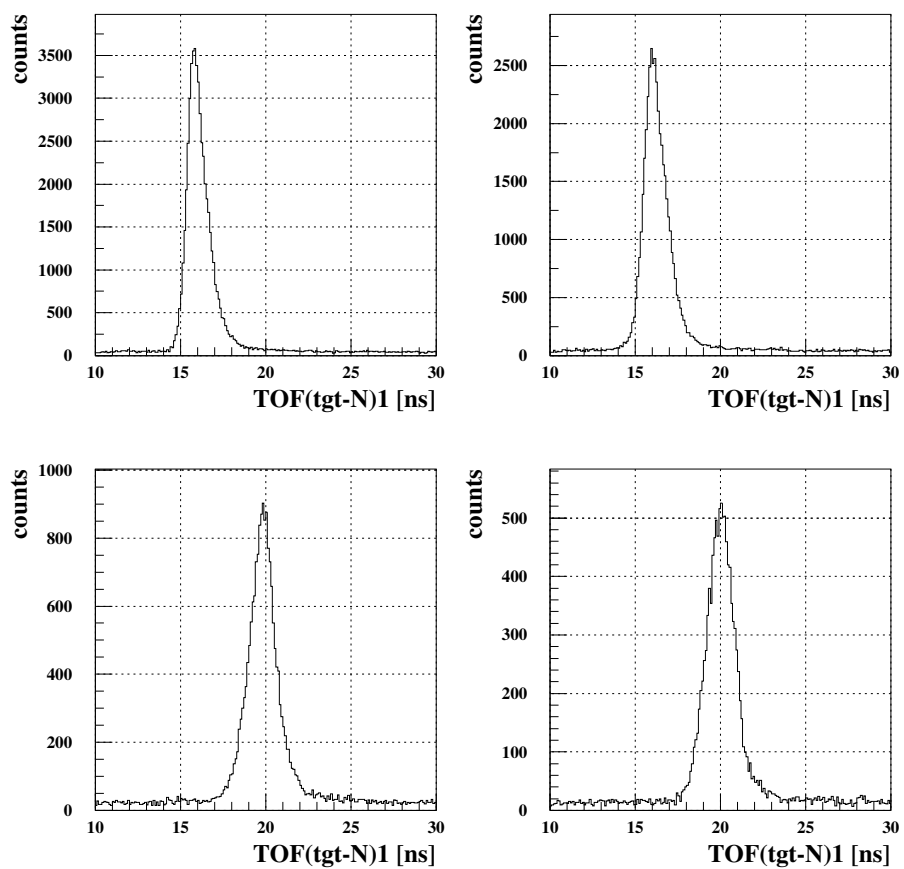


図 4.30: 式 4.30 で絶対値の較正をした γ 線の TOF(tgt-N)1 スペクトル。proton+brass によって放出された γ 線のピークが見えている。

(p,n) 反応の TOF スペクトルをみると、図 4.31 のようなスペクトルが得られた。

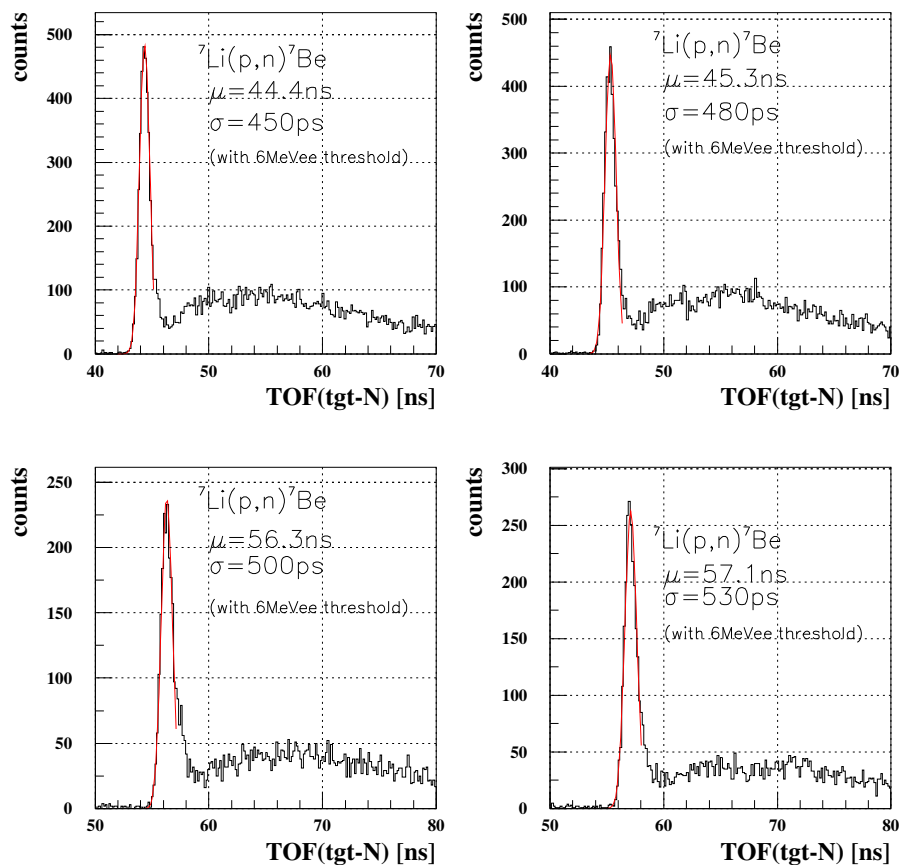


図 4.31: (p,n) 反応の TOF(tgt-N)1 スペクトル

ここで一つ問題がある。以上のキャリブレーションは proton ビームの実験データを用いて行ってきた。proton ビームの場合、二次標的の上流には F3plastic を配置している。一方で、 ${}^6\text{He}$ ビームの場合は F3plastic は取り除き、F2plastic を配置した。よって、 ${}^6\text{He}$ のクーロン励起測定データの解析する場合、標的~NEUT 間の飛行時間は F2plastic の時間情報を用いて定義する。するとここで、再度絶対時間を較正しなければならない。

そこで、 ID_{off} による時間合わせは各シンチレータ間の相対時間合わせに相当すると考え、 ${}^6\text{He}+\text{brass}$ の γ 線イベントを用いて以下の式により層ごとに絶対時間合わせを行った。

$$TOF(tgt - N)2 = ((T_N - ID_{off}) - T_{F2}) - LN_{off}$$

${}^6\text{He}$ の解析には今後こちらを使う。

4.3.4 gain 合わせ

プラスチックシンチレーターの gain 合わせを宇宙線データを用いて、以下の条件で行った。

- $|X|=250$ mm
- 各層での hit 多重度が 8 以上

このように、宇宙線の通過する飛跡領域を限定することで、Y 方向にまっすぐ突き抜けるイベントを選び出している。図 4.32(a) はプラスチックシンチレーター (LN1-7) 中での宇宙線のエネルギー損失のスペクトルである。図 4.32 の通り、高エネルギー側にテールを引いたランダウ分布の形をしていることがわかる。この raw data を、以下のランダウ分布関数でフィッティングし、ピーク値を求めた。

$$P(\lambda) = \sqrt{\frac{e^{-(\lambda+e^{-\lambda})}}{2\pi}} \quad (4.15)$$

ここで、

$$\lambda = R(E - E_{peak}) \quad (R : Const)$$

であり、 E_{peak} がランダウ分布でのエネルギー損失の最頻値である。 $E_{peak}[\text{ch}]$ を μ 粒子のプラスチックシンチレーター中でのエネルギー損失量⁷に較正し、各シンチレーターの gain を合わせる。その結果、図 4.32(b) となった。

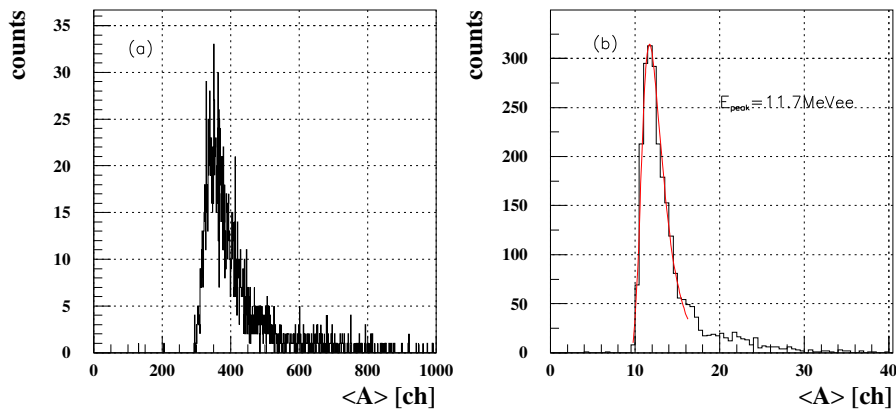


図 4.32: 宇宙線の pulse height スペクトル 左 : raw data スペクトル 右 : gain 合わせをしたスペクトル

⁷6.1cm のプラスチックシンチレーターを μ 粒子が通過する際、pulse height の最頻値は 11.7 MeVee である

さらに、プラスチックシンチレーターの左右の時間差 dT と、pulse height との二次元プロットを見ると、図 4.33(a) のように $|dT|$ が大きい領域で、pulse height が高くなっている様子がわかる。これは、PMT に近い位置に入射したイベントに対しては集光率が高く、PMT から遠い位置に入射したイベントに対しては、光が PMT にたどり着くまでに減衰され集光率が悪い、ということを示している。よって、前述の入射位置を限定して合わせた gain は、 $|dT|$ の大きい領域ではずれている。そこで、以下の関数を用いて pulse height と dT との相関成分を求め、この相関をキャンセルした。

$$dT = a_1 + a_2 dT^2 + a_3 dT^4$$

すると、図 4.33(b) のように、 dT によらず一定な pulse height 分布が得られた。

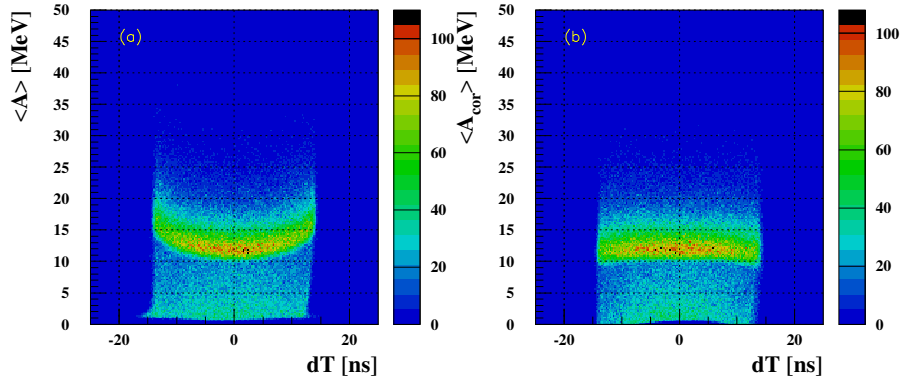


図 4.33: 宇宙線の pulse height と左右のプラスチックシンチレーターの時間差 dT との相関。

4.3.5 ヒット多重度=2の中性子イベントの選択

二中性子の解析をするために、一ビームに対してNEUTで検出されるイベント数を定義し、ここではそれをヒット多重度 Multiplicity とよぶこととする。目的のクーロン分解反応を解析するために、Multiplicity=2（以降 M=2 と呼ぶ）のイベントを選び出す。ここで、クロストークという現象が問題になる。前述の通り、中性子は直接測定することができないため、プラスチックシンチレータを構成する proton もしくは C 原子核を反跳し、それら反跳粒子を測定することで間接的に中性子を検出する。すると、反跳された proton がシンチレータ内で止まらずに、その後ろ、もしくは上下のシンチレータを鳴らすことがある。結果、M=1 イベントであるにもかかわらず M \geq 2 イベントとして検出してしまふ。これらを識別し、真の M=2 イベントを選び出すために、本実験では NEUT を二分割して配置することで、2 中性子がどの Layer にヒットしたのか (hit pattern と呼ぶ) という情報を用いて以下の条件を課すことで M=2 イベントからクロストークイベントを排除した。クロストーク排除の条件は、(p,n) 反応において M=2 のイベント選択し、このイベントの生存率をモニターしながら決定した。

< Hit pattern の定義 >

二つの中性子の速度と、検出された Cluster# を用いて定義する。二中性子の内、速度の早いイベントを n1、遅いイベントを n2、その速度をそれぞれ β_1 、 β_2 とする。Hit pattern は、n1 が検出された Cluster(m)、n2 が検出された Cluster(n) 順に並べ、mn と表す。例えば、図 4.34 の場合では、n1 は LN1 で、n2 は LN4 で検出されたので、Hit pattern=AB となる。

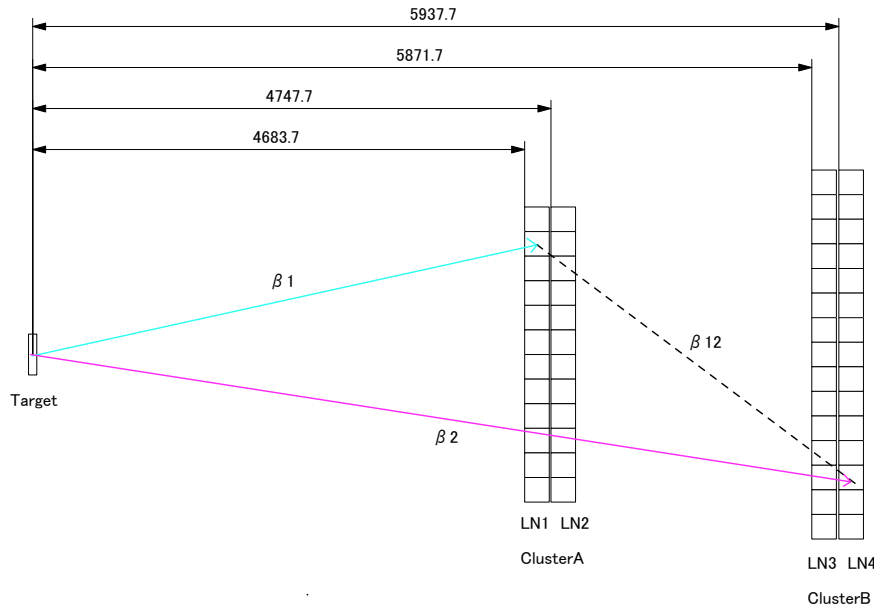


図 4.34: Hit pattern の定義

< クロストークイベントの排除条件 >

Same wall event

Same wall event とは、二中性子が同じ Cluster 内で検出されたイベントを指す (Hit pattern=AA, BB)。クロストークイベントの場合、一個目の中性子の近くで 2 ヒット目が検出される。そこで、二中性子のヒットポジションの距離 $R = |r_1 - r_2|$ を見てみる。R の分布は図 4.35 となり、二中性子がお

互い近い位置にヒットしていることがわかる。そこで、これらのクロストークイベントを排除する条件を表 4.9 のように決定した。

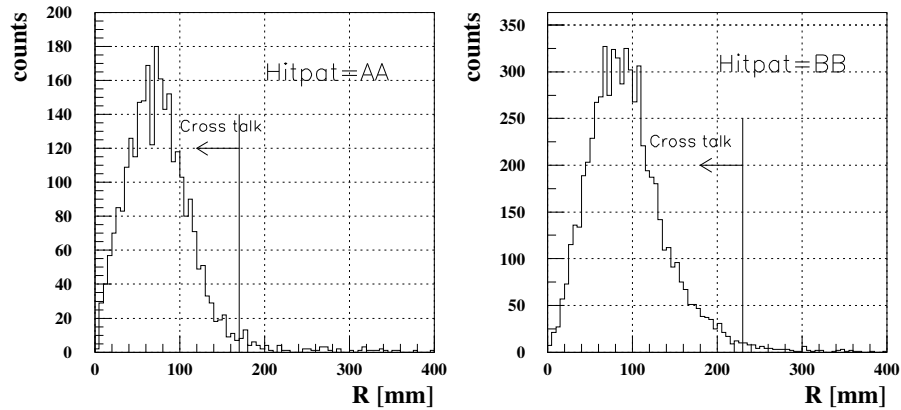


図 4.35: 二中性子間のヒットポジションの距離 Same Wall event

Different wall event

Different wall event とは、二中性子が異なる Cluster 内で検出されたイベントを指す (Hit pattern=AB,BA)。Hit pattern=BA の場合、クロストークはほぼ起こらないと考えられる。Hit pattern=AB の場合、二中性子イベント間の速度 $\beta_{12} = \left| \frac{r_1 - r_2}{TOF_1 - TOF_2} \right|$ を求め、 $\beta_{12} \geq \beta_1$ という条件を課した。クロストークイベントならば 1 ヒット目の速度よりも遅くなって ClusterB で検出されると考えた。

Same Wall event, Different Wall event のクロストーク排除条件をまとめると、表 4.9 となる。それぞれの条件によって、(p,n) 反応での M=2 イベントがどのように排除されるかをモニターし、全ての条件を課すと 97% 排除となった。

Hit pattern	条件	排除前	排除後	生存率
AA	$ R \geq 170 \text{ mm}$	28500	930	3.26
BB	$ R \geq 230 \text{ mm}$	64750	1308	2.02
AB	$\beta_{12} \geq \beta_1$	1649	97	5.88
BA	なし	529	529	100.00
total		95428	2864	97.00

表 4.9: クロストーク排除条件、(p,n) での M=2 イベントの生存率

4.3.6 中性子の運動量ベクトル

以上のキャリブレーションを行い、

- Veto を鳴らしていない
- Multiplicity=2
- 6 MeVee 以上の波高を持つ

という条件を課して選び出した ${}^6\text{He}+\text{Pb}$ の反応で放出された中性子イベントの運動量ベクトルは図 4.36 となった。 P_x の分布が左右非対称なのは、NEUT のアクセプタンスの影響である。

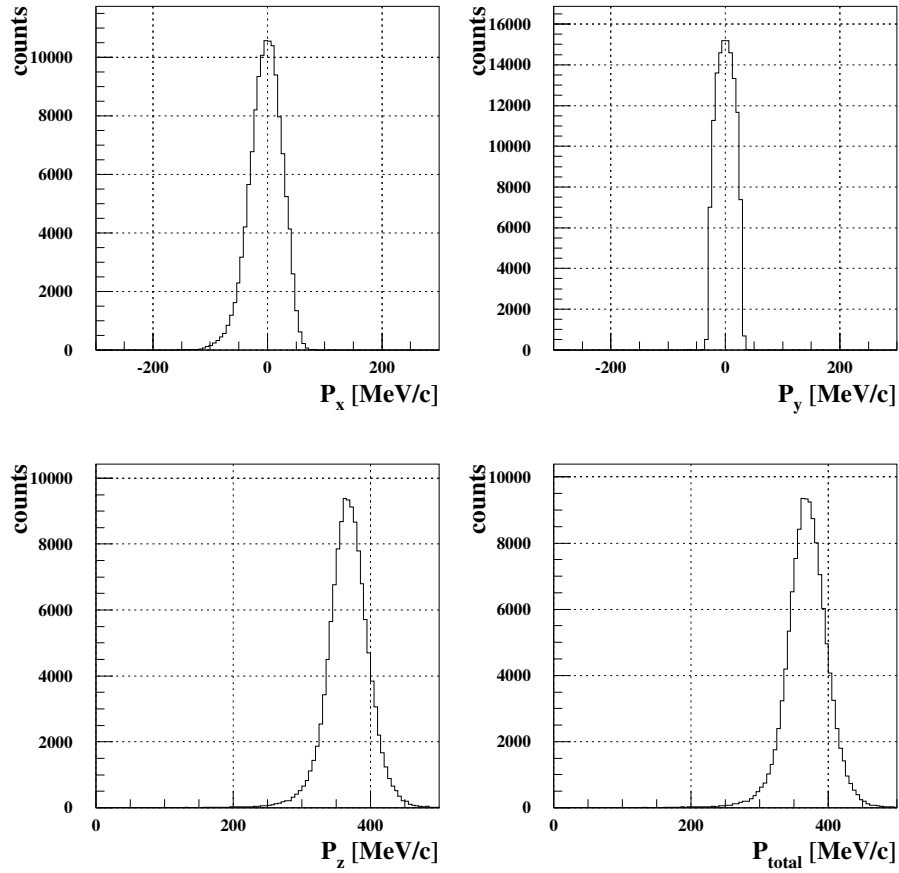


図 4.36: 中性子の運動量ベクトル

4.3.7 NEUT の検出効率

NEUT の検出効率を (p,n) 反応のデータを用いて各層ごとに求めた。7Li(p,n)7Be(g.s.+1st.) の反応は、

- $\Delta L=0$ 反応であるため、散乱角度が 0° に集中する。
- 入射エネルギーによらず、断面積はほぼ一定。

という特徴がある。そのため、7Li(p,n)7Be(g.s.+1st.) の 0° 散乱の断面積は、中性子検出器の検出効率を求める上で有用な測定量である。

入射エネルギー 80~795 MeV での 7Li(p,n)7Be(g.s.+1st.) の反応断面積は、すでに T. N. Taddeucci らによって測定されている [24]。本研究では、入射エネルギー 80~200 MeV での断面積 25.9 mb/sr を採用し、この値と比較することで NEUT の検出効率を求めた。解析は、

1. NEUT trig.
2. Veto Counter が鳴っていない
3. $|X| \leq 150$ mm、 $|Y| \leq 150$ mm の領域にヒット
4. 全シンチレーター内でヒット多重度が 1
5. 6 MeVee 以上の pulse height を持つ

という条件で行った。条件 3 により、7Li(p,n)7Be(g.s.+1st.) 反応の内 0° 散乱を選択している。

この条件を課して得た中性子の速度スペクトルを図 4.37 に示す。一本の鋭いピークは、終状態が 7Be(g.s.) と 7Be(1st.) である時に放出された中性子のピークが重なったものである。NEUT の時間分解能がこの二つのピークを分けるほどよくないため、重なって見えている。また遅い領域には、連続的な分布が広がっている。これは (p,n) 反応によって 7Li が 7Be の 4He+3He へのスレッシュホルドより高い励起状態に遷移したため、4He+3He への分解チャンネルが開き、終状態が三体になったイベントを表している。4He+3He のバックグラウンドを直線で見積り、7Li(p,n)7Be(g.s.+1st.) 反応の 0° 散乱断面積から各層の検出効率を求めると、表 4.10 となった。表 4.10 における検出効率の誤差は、標的の厚さと図 4.37 におけるフィッティング誤差を評価したものである。

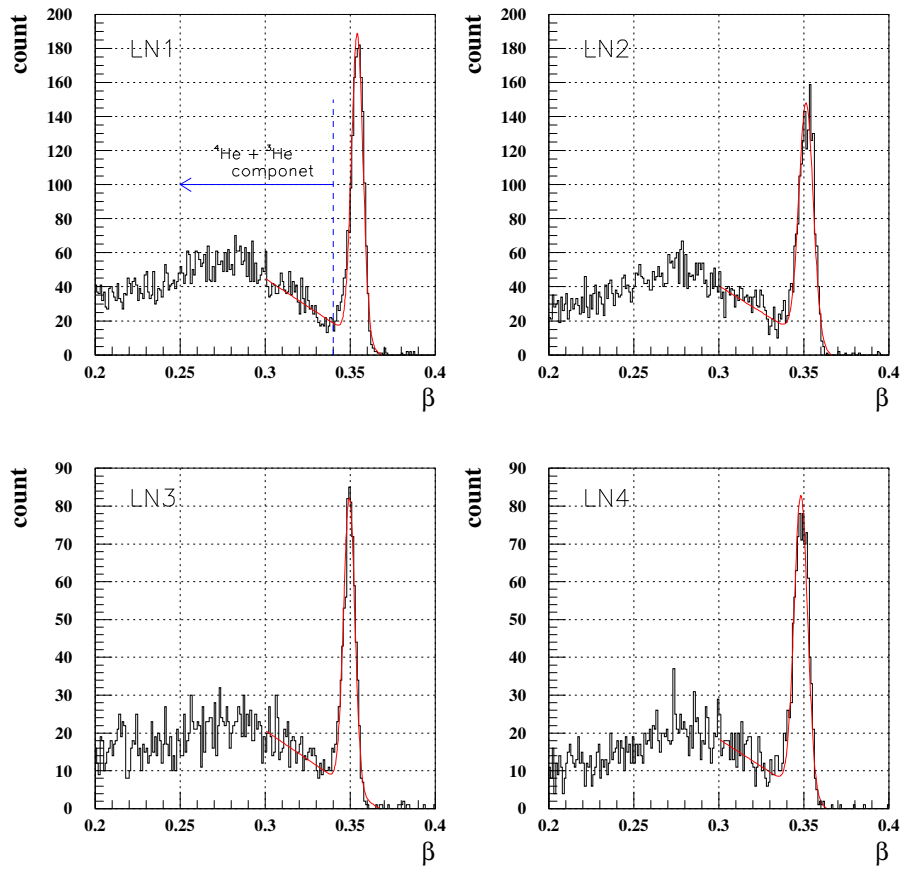


図 4.37: ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応の速度スペクトル

	LN1	LN2	LN3	LN4
検出効率 [%]	6.74±0.18	6.69±0.20	4.47±0.19	5.57±0.25
用いた定数				
Li 標的の厚さ	166±1 mg/cm ²			
6Li と 7Li の存在比	7.5% : 92.5%			
原子量	6Li:6.0151, 7Li:7.0160			
Livetime B	0.8746			
Livetime N	0.7931			
BEAM trig. gated	8765386			
BEAM trig. DS-factor	1/999			
reference cross section	25.9±0.4 mb/sr[24]			

表 4.10: NEUT efficiency

4.3.8 検出アクセプタンス

荷電粒子検出器系、中性子検出器系はそれぞれ有限な面積をもつため、全てのイベントを検出することはできない。そのため、断面積を導出するには検出器固有の有効面積、配置を考慮した検出アクセプタンスで補正する必要がある。そこで以下の条件を取り入れたシミュレーションを行い、検出アクセプタンスを評価した。

<入射粒子>

- 標的へ入射する直前のビームの運動量の分布と、X 方向 Y 方向の位置と角度の分布を実験データから取り出し、それを再現するようイベントをシミュレーション内で発生させる。

<荷電粒子側>

- 運動学に乗っ取って、あるエネルギーと角度で標的から発生させたイベントの飛跡を、ルンゲクッタ法により逐次磁気分析する。各検出器の大きさ、ジオメトリ情報を基に境界条件を設定し、飛跡が境界条件内にあるか外れたかを判断することで、アクセプタンスを評価する。
- 二次標的、Dipole magnet の gap を埋めている He-bag 中でのエネルギー損失を採り入れる。

<中性子側>

- 検出効率は 100%
- 運動学に乗っ取って、あるエネルギーと角度で標的から発生させた中性子イベントを NEUT まで直線を外挿し、各 Layer の有効面積に入るか外れるかを判断することで、アクセプタンスを評価する。
- 2 中性子を検出する Layer を指定し、ヒットパターンごとに計算。そのヒットパターンで取り入れたクロストーク排除の条件を課す。

以上の条件で、相対運動エネルギーと散乱角度をインプットとして与えてシミュレーションし、荷電粒子側、中性子側ともに検出された場合、アクセプトされたと判断させた。そして、得られたアクセプタンスマップを図 4.38 に示す。鉛標的と炭素標的のどちらの場合も、hit pattern=AB のアクセプ

タンスは 20%以下であることがわかった。そのため、相対運動エネルギーは hit pattern=AA,BA,BB のイベントを使って組むこととする。

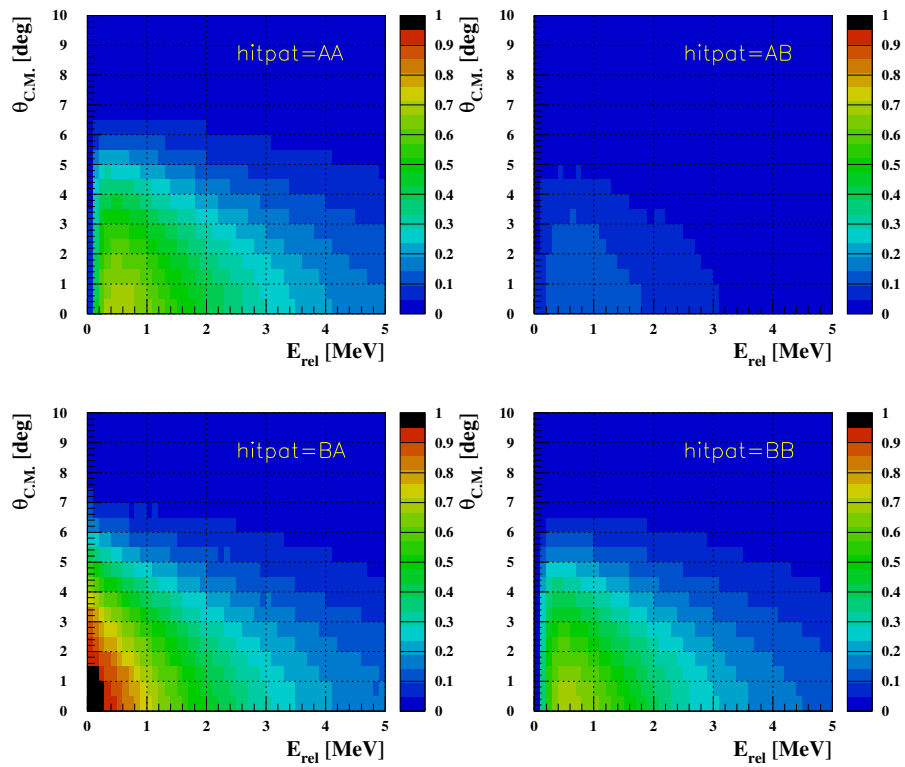


図 4.38: Geometrical acceptance [$\times 100\%$] ${}^6\text{He}+\text{Pb}$

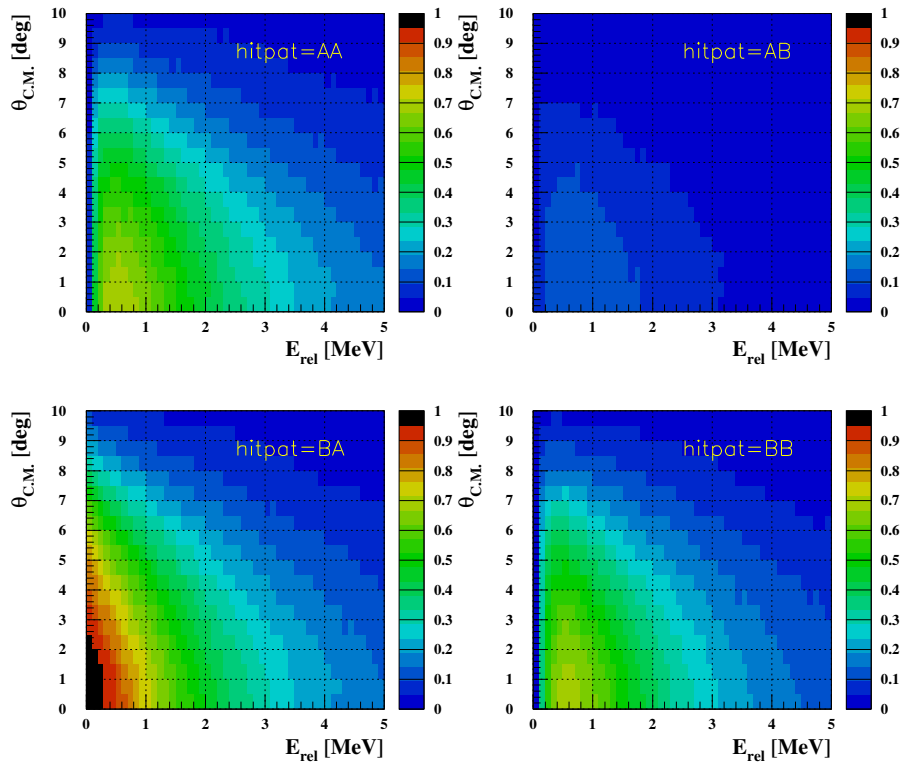


Fig. 4.39: Geometrical acceptance [$\times 100\%$] ${}^6\text{He}+\text{C}$

第5章 結果と議論

第4章で述べた解析手順によりクーロン分解反応を起こしたイベントを選び出し、不変質量法を用いて相対エネルギースペクトルを導出した。さらに、 ${}^6\text{He}$ の散乱角度分布を求め、散乱角度を限定することで pure E1 遷移成分を選び出した。ここではまず前半で、本研究の目的である ${}^6\text{He}$ のクーロン分解反応について E1 強度分布と断面積の結果を述べる。後半では、 $\text{C}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2\text{n})$ 反応についての解析結果を述べる。

5.1 $\text{Pb}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2\text{n})$ 反応における E1 強度

解析で $\text{Pb}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2\text{n})$ 反応を起こしたイベントを選択し、散乱粒子 ${}^4\text{He}$ と二中性子の運動量ベクトルから、以下の関係を用いて相対エネルギーを導出した。

$$M^{*2} = \left(\sum_{i=1}^3 E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 \vec{P}_i\right)^2 \quad (5.1)$$

$$E_{rel} = M^* - \sum_{i=1}^3 M_i \quad (5.2)$$

得られた相対エネルギースペクトルを図 5.1 に示す。図 5.1 において縦軸は統計を表し、網がけのヒストグラムは空標的によるバックグラウンド¹を表している。図 5.1 では、約 1 MeV の低励起エネルギー領域にピークが見られる。

¹入射ビームの数で規格化している

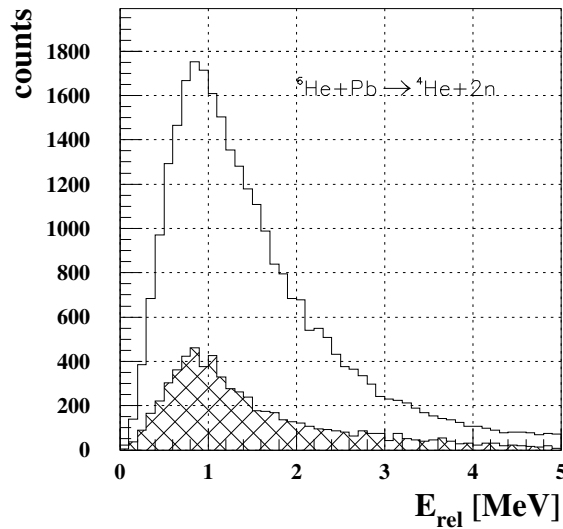


図 5.1: Pb(${}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n$) 反応における E_{rel} スペクトル。縦軸はカウント数である。

バックグラウンドを引き算した後、以下の式と各定数を用いて断面積を導出した。

$$\sigma_{inela} = \frac{\frac{N_{4\text{He}+2n}}{\text{LiveTime}_N}}{\frac{N_B}{\text{LiveTime}_B \times \text{DS-factor}}} \frac{A_t}{N_A x} \frac{1}{\epsilon_{MDC}} \frac{1}{\epsilon_{FDC3}} \frac{1}{\epsilon_{NEUT}} \frac{1}{acc_{NEUT}} \quad (5.3)$$

$N_{4\text{He}+2n}$	${}^4\text{He}+2n$ のイベント数	
LiveTime_N	NEUT trig. の Livetime	0.749
N_B	入射 ${}^6\text{He}$ ビームのイベント数	3.22×10^6
LiveTime_B	BEAM trig. の Livetime	0.778
$\text{DS} - \text{factor}$	BEAM trig. の間引き率	1/500
A_t	標的の質量数	207.710
N_A	アボガドロ定数	6.02×10^{23}
x	Pb 標的の厚さ	表 3.2 参照
ϵ_{MDC}	MDC の検出効率	0.980
ϵ_{FDC3}	FDC3 の検出効率	0.895
ϵ_{NEUT}	NEUT の二中性子の検出効率 (hit pattern ごとに決定)	表 4.10 参照
acc_{NEUT}	${}^4\text{He}+2n$ の geometrical acceptance	図 4.38 参照

表 5.1: クーロン分解反応の断面積の導出に用いたパラメータ

まず散乱角度分布を見てみる。図 5.2 は、式 2.15 に従って求めた入射 ${}^6\text{He}$ と鉛標的との重心系における ${}^6\text{He}^*$ の散乱角度 $\theta_{C.M.}$ 分布である。この角度分布は、相対エネルギーが $0\sim 4$ MeV の領域²で得られた分布である。本実験の場合（入射エネルギー 70 MeV/nucleon）、ラザフォード散乱における grazing angle: θ_{gr} は 3.5° であり、図 5.2 中の赤い矢印で示した。角度分布の形をみてみると、 0° をピークとしたクーロン分解特有の分布をしていることがわかる。 ${}^{11}\text{Li}$ や ${}^{11}\text{Be}$ においても同様な角度分布を示しており、E1 遷移の特徴と考えられる。

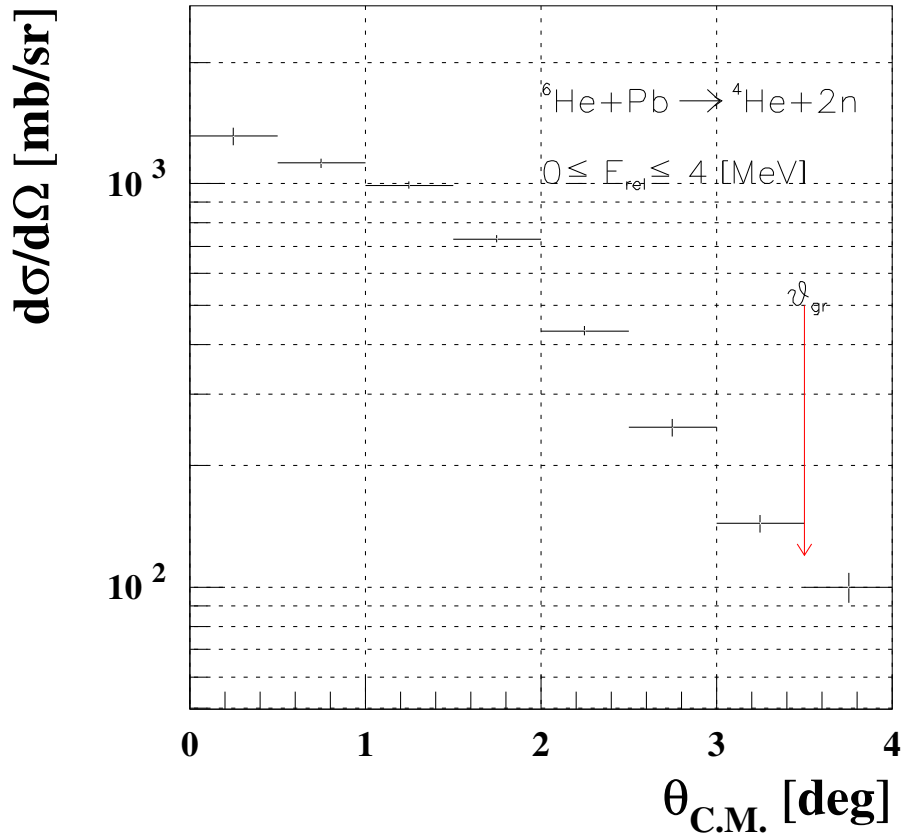


図 5.2: $0 \leq E_{rel} \leq 4$ MeV における $\text{Pb}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n)$ 反応の微分散乱断面積。赤い矢印は θ_{gr} の位置を表す

²相対エネルギーが $0\sim 4$ MeV の範囲では、図 4.38 で示したアクセプタンスが 20%以上確保できるため、この領域を選んで散乱角度分布を導出した。

次に相対エネルギースペクトルを示す。散乱角度が $\theta_{gr}(=3.5^\circ)$ より前方角度である場合、 ${}^6\text{He}$ がインパクトパラメータ b が 9.7 fm 以上で入射することに相当する。ここではほぼクーロン力のみが働くと仮定する。そこで、得られた散乱角度分布において grazing angle より前方の領域を選択することによりクーロン力による分解反応成分を選び、図 5.3 のようにクーロン分解反応断面積の相対エネルギースペクトルを導出した。図 5.3 には約 1 MeV をピークとした E1 強度が見える。この相対エネルギースペクトルを 0~4 MeV まで積分し、 $\text{Pb}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n)$ のクーロン分解反応の断面積を求めると、 $319 \pm 4(\text{sta.}) \pm 19(\text{sys.}) \text{ mb}$ となった。

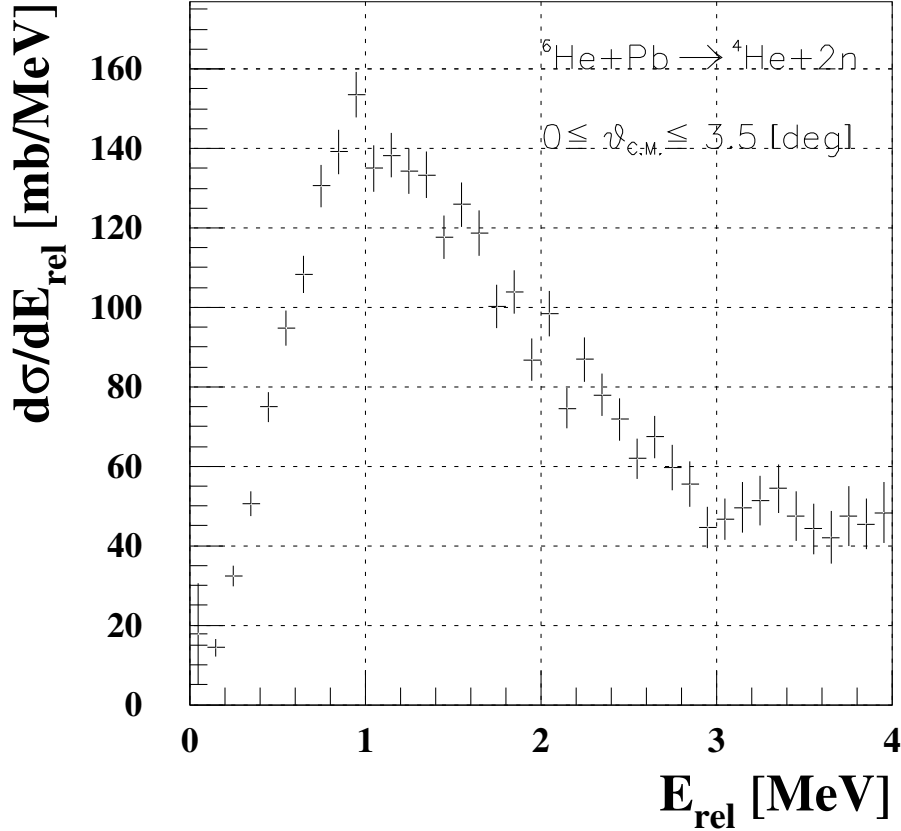


図 5.3: $0 \leq \theta_{C.M.} \leq \theta_{gr}$ における $\text{Pb}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n)$ 反応の相対エネルギースペクトル。縦軸は微分断面積 [mb/MeV]。

図 5.3 の相対エネルギー分布は、換算遷移確率 $B(E1)$ と以下のように直接結び付いている。

$$\frac{d\sigma_{Coul}(E_{ex})}{dE_{ex}} = \int_{b_0}^{\infty} 2\pi b db \frac{N_{E1}(E_{ex}, b)}{E_{ex}} \sigma_{\gamma}^{E1}(E_{ex}) \quad (5.4)$$

$$= \frac{N_{E1}(E_{ex})}{E_{ex}} \sigma_{\gamma}^{E1}(E_{ex}) \quad (5.5)$$

$$= \frac{N_{E1}(E_{ex})}{E_{ex}} \frac{16\pi^3 E_{ex}}{9\hbar c} \frac{dB(E1)}{dE_{ex}} \quad (5.6)$$

そこで、この関係を用いて相対エネルギー分布から $B(E1)$ 分布を導出した。図 5.4 は横軸に相対エネルギー、縦軸に微分換算遷移確率をプロットしたものである。相対エネルギー 0~4 MeV までを積分した $B(E1)$ の値は $0.329 \pm 0.005(\text{sta.}) \text{ e}^2\text{fm}^2$ となった。図 5.4 の $B(E1)$ 分布において、1~1.6

MeV をピークとした E1 強度が見える。これを今までに報告されている GSI と MSU の $B(E1)$ 分布と比較してみる。まず、本研究の結果は統計誤差が小さく、精度が改善していることがわかる。また、分布の形については Aumann らの結果とほぼ一致しているものの、立上りが早くピークポジションは 500keV ほど低エネルギー側にシフトしている。これは、 ^{11}Li で示された検出感度の違いとして説明できる。図 1.6 に示すように、GSI の実験セットアップは低エネルギー側での検出感度が低い。そのため、本研究により低エネルギー領域での E1 強度が正しく観測されたと考えられる。

Aumann や Wang らは、実験結果に対して三体クラスターモデルを用いた理論計算での説明を試みている。しかし図 5.5 の通り三体クラスターモデルでは実験結果を再現できていない状況にある。一方本研究では、精度のよい低エネルギー領域での E1 遷移測定が実現された。今後、得られた $B(E1)$ 分布を三体クラスターモデルを含め、no-core shell model などの理論計算と比較することにより、二中性子ハローの束縛メカニズムを解明することが可能となることが期待される。このような理論計算との比較は、今後の課題である。

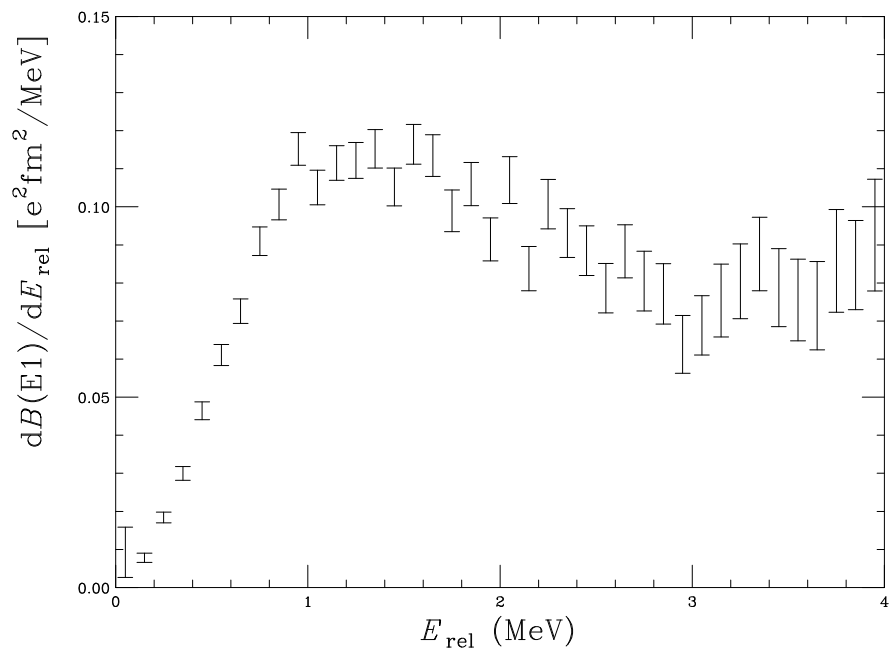


図 5.4: ${}^6\text{He}$ のクーロン分解反応における換算遷移確率 $B(E1)$ 分布 [e^2fm^2]

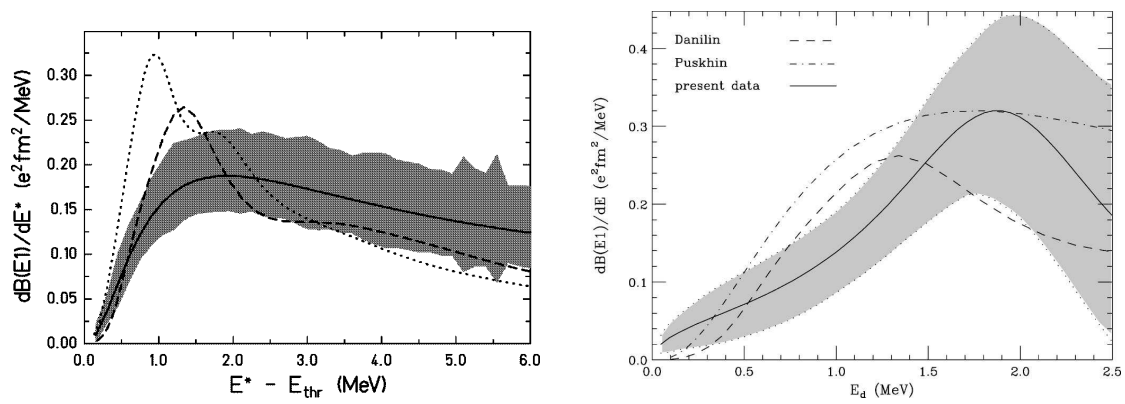


図 5.5: 左: Aumann ら GSI グループによる $B(E1)$ スペクトル [15]。右: Wang ら MSU グループによる $B(E1)$ スペクトル [16]。

5.2 C(${}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n$) 反応における 2^+ 準位

本研究では、炭素標的を用いた非弾性散乱測定も行っている。前述の通り、C(${}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n$) 反応では核力による非束縛励起準位 2^+ への励起が支配的となる。 ${}^6\text{He}$ の 2^+ 準位はよく調べられており、その励起エネルギーは 1.797 MeV ($E_{rel}=0.824$ MeV) であることがわかっている。そこで、C(${}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n$) 反応を解析し、 2^+ 準位の相対エネルギースペクトルを導出、そのピーク位置と文献値を比較し、相対エネルギースペクトルの絶対値を確認した。図 5.6 は C(${}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n$) 反応の相対エネルギースペクトルである。縦軸はカウント数を表し、網がけのヒストグラムは空標的を解析して得たバックグラウンド成分である。図 5.6 において、約 0.8 MeV をピークとした共鳴準位が見えている。また、Pb(${}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n$) 反応に比べて、ピークの幅が細いことがわかる。

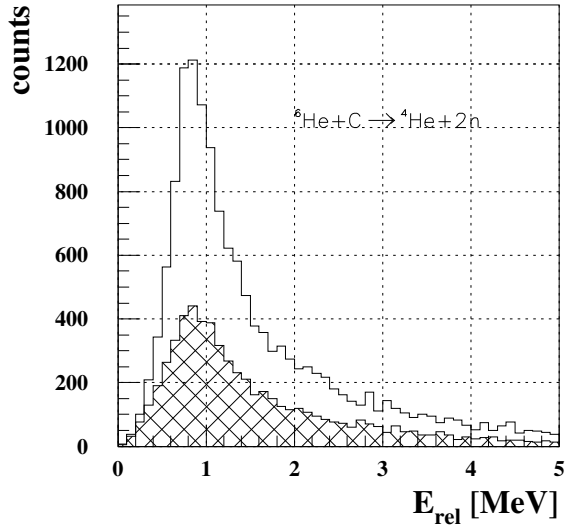


図 5.6: $0 \leq \theta_{C.M.} \leq 3.5^\circ$ における C(${}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n$) 反応の相対エネルギースペクトル。縦軸は統計を表す。

Pb(${}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n$) 反応と同様、バックグラウンドを引き算した後、以下のパラメータを用いて式 5.3 により断面積を求めた。

$N_{{}^4\text{He}+2n}$	${}^4\text{He}+2n$ のイベント数	
$LiveTime_N$	NEUT trig. の Livetime	0.727
N_B	入射 ${}^6\text{He}$ ビームのイベント数	1.89×10^6
$LiveTime_B$	BEAM trig. の Livetime	0.757
$DS - factor$	BEAM trig. の間引き率	1/500
A_t	標的の質量数	12.011
N_A	アボガドロ定数	6.02×10^{23}
x	C 標的の厚さ	表 3.2 参照
ϵ_{MDC}	MDC の検出効率	0.979
ϵ_{FDC3}	FDC3 の検出効率	0.897
ϵ_{NEUT}	NEUT の二中性子の検出効率 (hit pattern ごとに決定)	表 4.10 参照
acc_{NEUT}	${}^4\text{He}+2n$ の geometrical acceptance	図 4.39 参照

表 5.2: C(${}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n$) におけるの非弾性散乱断面積の導出に用いたパラメータ

一方、C(${}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n$) 反応における非弾性散乱の角度分布は図 5.7 のように得られた。図 5.7 は、 2^+ 準位に対応する相対エネルギーが 0.5~1.5 MeV の領域を選択して得られた角度分布である。鉛標的の場合とは対照的に、はっきりとした回折パターンがみえる。

このような散乱角度分布のパターンは、その遷移における移行角運動量に関する情報を含んでいる。 $0^+ \rightarrow 2^+$ への遷移は、移行角運動量 ΔL が 2 である。この deflection pattern は $\Delta L=2$ の遷移を反映した特徴的な分布であると考えられる。これは、多チャンネル結合計算コード ECIS を用いた歪曲波ボルン近似による理論計算と比較することで詳細に議論できる。 $\Delta L=2$ で計算される理論計算が散乱角度分布を再現するかを議論することは今後の課題である。

また、ECIS を用いた理論計算との比較により、 ${}^6\text{He}$ 核の変形度についても求めることができる。我々は以前、陽子標的を用いた非弾性散乱測定を行い、同様な角度分布を導出し、 ${}^6\text{He}$ の核変形度を求めた。プローブとして炭素標的を用いた場合と陽子標的を用いた場合とでは、 ${}^6\text{He}$ を構成する陽子・中性子に対する測定感度が異なることが知られている [25]。炭素標的をプローブとした場合、 ${}^6\text{He}$ の陽子・中性子に対する測定感度は 1:1 である。一方陽子標的を用いた場合、標的の proton と ${}^6\text{He}$ の neutron 間に働く相互作用が強く、この比は 1:3 となる。よって、この二つの実験データから求めた核変形度を比較することにより、 ${}^6\text{He}$ の陽子・中性子の密度分布を独立に求めることが可能となる。

以上のような、理論計算との比較や陽子非弾性散乱の実験結果との比較は今後の課題である。

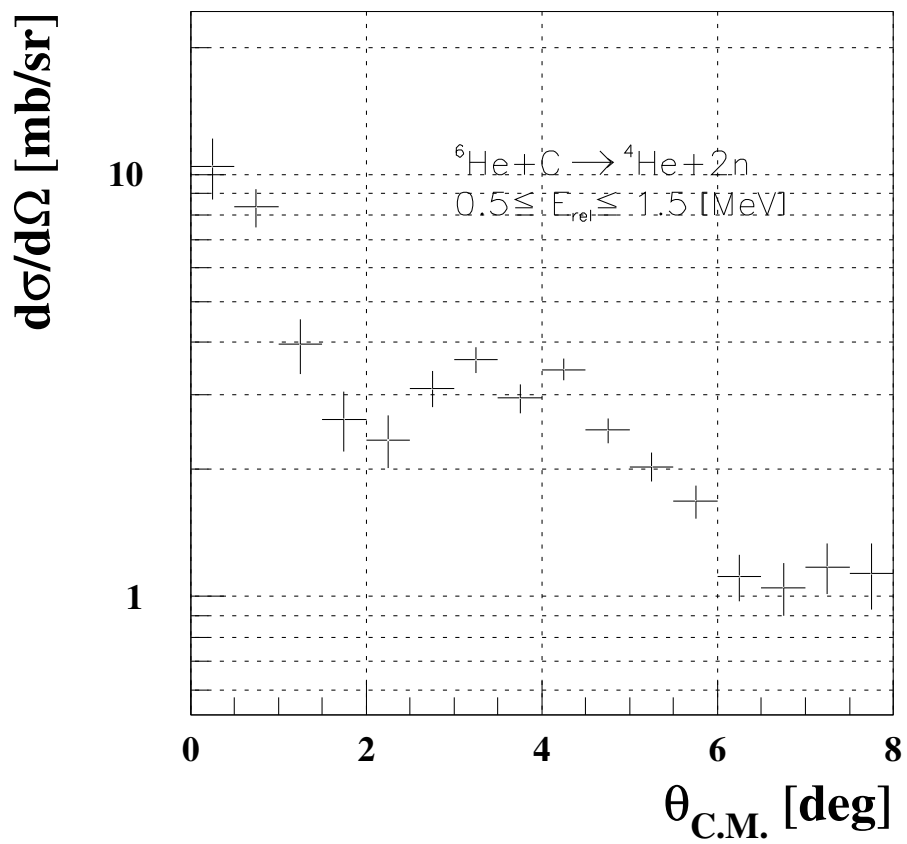


図 5.7: $0.5 \leq E_{\text{rel}} \leq 1.5 \text{ MeV}$ における $\text{C}({}^6\text{He}, {}^4\text{He} + 2\text{n})$ の微分散乱断面積。

図 5.8 は横軸に相対エネルギー、縦軸に微分断面積をとった、散乱角度が $2\sim 4^\circ$ での相対エネルギースペクトルである。約 0.85 MeV をピークとした 2^+ 準位がはっきりと現れており、これまでの結果 [15][20] と一致していることがわかった。

この相対エネルギースペクトルに現れた 2^+ 準位の共鳴幅についても、今後議論を進める必要がある。相対エネルギースペクトルに現れる共鳴幅は、 ${}^6\text{He}$ の波動関数を定義する換算幅と直接結び付いている。この換算幅は、非束縛な共鳴状態の断面積をよく記述する Breit-Wigner の共鳴公式を用いて実験データをフィッティングすることにより求められる。観測された 2^+ 準位の換算幅についての議論は今後の課題である。

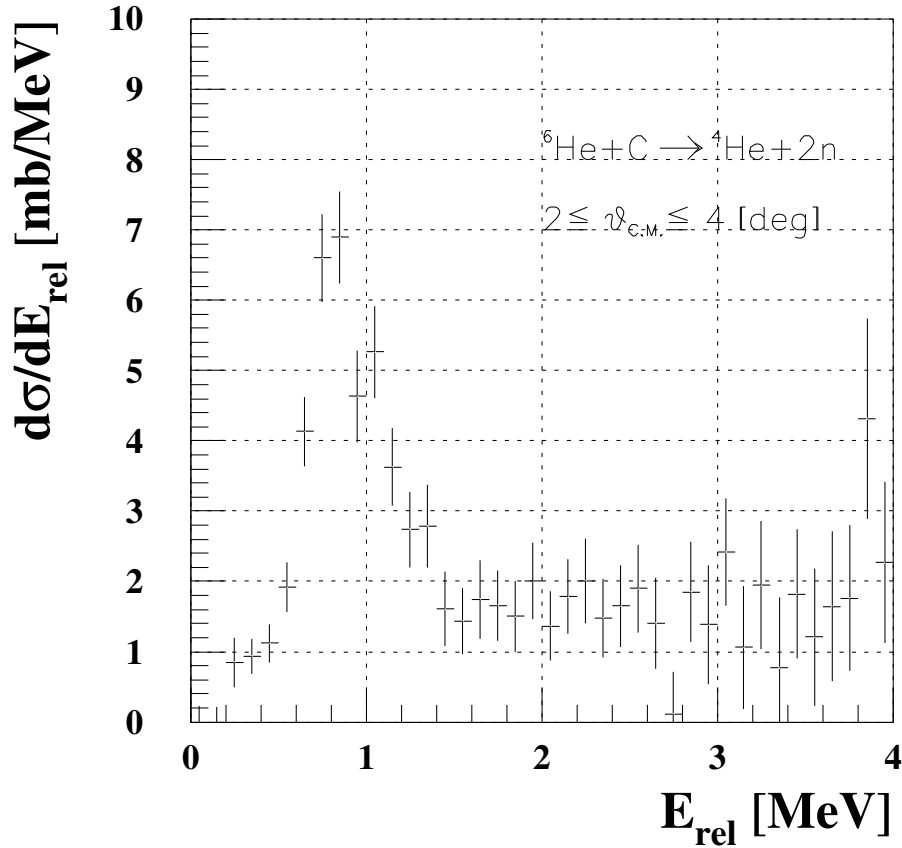


図 5.8: $2 \leq \theta_{C.M.} \leq 4^\circ$ における $C({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n)$ 反応の相対エネルギースペクトル。縦軸は微分断面積 [mb/MeV]

以上のように、この $C({}^6\text{He}, {}^4\text{He}+2n)$ 反応の新しい実験データによって、 ${}^6\text{He}$ の陽子・中性子についての密度分布を独立に決定することが可能となり、 ${}^6\text{He}$ の波動関数に直接結び付く換算幅に関する新しい結果を示すことができる。本研究によって、 ${}^6\text{He}$ の 2^+ 準位についての微視的な核構造の研究も今後進展することが期待される。

第6章 まとめと展望

中性子ハロー核 ${}^6\text{He}$ の鉛標的によるクーロン分解反応を測定し、非束縛状態に存在するソフト E1 遷移の強度分布を導出した。実験は、理化学研究所の不安定核ビーム生成ライン RIPS を用いて行った。RIPS によって得られた ${}^6\text{He}$ ビームを核子当たり 70 MeV の入射エネルギーで鉛標的に入射し、非束縛励起状態 ${}^6\text{He}^*$ を生成した。 ${}^6\text{He}^*$ からの崩壊粒子 ${}^4\text{He}$ と二中性子の運動量ベクトルを測定し、不変質量法を用いて相対エネルギーを求めた。その結果、励起強度のピークを約 1 MeV 付近に観測し、散乱角度が $0 \leq \theta_{C.M.} \leq 3.5^\circ$ 、相対エネルギーが $0 \leq E_{rel} \leq 4$ MeV における ${}^6\text{He}$ のクーロン分解反応断面積として $319 \pm 4(\text{sta.}) \pm 19(\text{sys.})$ mb という値を得た。さらに、相対エネルギー分布から換算遷移確率 $B(E1)$ 分布を導出した。今までに報告されていた ${}^6\text{He}$ の $B(E1)$ 分布と比較すると、本研究で得られた $B(E1)$ 分布は精度がよく、また分布の形は GSI での測定結果と同様であるものの強度ピークは GSI よりも早く立上っている分布であることがわかった。 $B(E1)$ はクラスター和則に従うと、弱束縛された価中性子のコアに対する距離の情報が得られる。このクラスター和則による価中性子とコアとの相関に関する解析は、今後の課題である。

${}^6\text{He}$ のソフト E1 励起については、様々な理論的研究が行われている。 ${}^6\text{He}$ は α 粒子をコアとした二中性子ハロー核であり、最もシンプルな二中性子ハロー核である。その構成要素 α -n、n-n 相互作用はよく調べられており、二中性子ハロー核の束縛メカニズムを研究する上で最も適した研究対象である。また、 ${}^6\text{He}$ は $\alpha+n$ 、 $n+n$ という二体系では束縛せず、 $\alpha+n+n$ という三体系で初めて束縛するという特徴をもった少数多体系（ボロミアン核）である。このボロミアン構造の観点でも、 ${}^6\text{He}$ の束縛メカニズムは注目されている。Danillin らは三体クラスターモデルを提唱し、GSI や MSU で得られた ${}^6\text{He}$ の $B(E1)$ 分布との比較を試みているが、実験データを再現できないでいる。本研究で得られた精度のよい実験データと三体クラスターモデルでの理論計算を比較し、二中性子相関についての情報が得られることが期待される。その他にも、no-core shell model や ab initio shell model などの理論計算が存在し、本研究の新しい実験結果はそれらの理論計算の妥当性を評価する上で、重要な基礎データとなる。

また、炭素標的をプローブとした非弾性散乱についても、新しい解析結果が得られている。炭素標的による分解反応は主に核力による励起が支配的である。不変質量法により導出した相対エネルギースペクトルには約 0.85 MeV に共鳴準位が観測され、これは既に知られている 2^+ の非束縛励起準位と一致した。また、散乱角度分布には明確な回折パターンが現れ、移行角運動量 $\Delta L=2$ の特徴を反映していることが予想される。これは、多チャンネル結合計算コード ECIS を用いた歪曲波ボルン近似での理論計算と比較することで確かめられる。さらに ECIS での計算結果との比較により、 ${}^6\text{He}$ の核変形度についても求めることができる。以前我々が得た陽子標的による非弾性散乱の解析結果と比較することで、 2^+ 準位についてもさらなる微視的な構造研究が進展することが期待される。

第7章 付録

7.1 ドリフトチェンバーの最適電圧

本研究では三種類のドリフトチェンバーを用いた。各ドリフトチェンバーには二種類の電圧供給系がある。一つは Cathode に印加する電圧、もう一つはドリフトチェンバー内に電場勾配を形成するために Potential wire に印加する電圧である。どちらもマイナス電圧を供給し、Potential には Cathode よりもさらにマイナス電圧に設定する。ここでは、実験に先だって行った最適電圧サーチについて報告する。

図 7.1 は、 β 線源を用いて MDC の最適電圧サーチを行った際の検出器の概観である。MDC を二つのプラスチックシンチレーターで挟み込み、一方のシンチレーターに β 線源を当てている様子である。写真の上下方向に β 線が貫通する。このような検出器の配置において、MDC の電圧を変えながら以下の式で導出される MDC の検出効率をモニターした。

$$\epsilon = \frac{\text{二本のシンチレーター} \otimes \text{MDC}}{\text{二本のシンチレーター}}$$

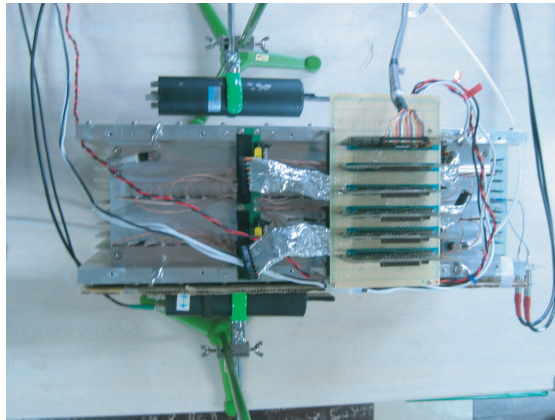


図 7.1: β 線を用いた MDC の Efficiency 測定時の様子。MDC を二つのプラスチックシンチレーターで挟み MDC の efficiency を測定した。

ここでは、まず Cathode 電圧 = Potential 電圧として最適電圧を決めた。図 7.2 は横軸にマイナスの印加電圧、縦軸に検出効率をプロットしたものである。電圧を上げると検出効率が向上し、ついには 100% に近い値に達する。すると、それ以上電圧を印加しても検出効率は向上せず一定である。このような 100% に達して一定値である部分を *platau* (プラトー) と呼び、さらに詳細に解析すると、今後さらに電圧を印加しつづけると、この *platau* 部分では一イベントに対して何本ものワイヤーから信号が検出され、多重ヒットイベントが増えることがわかる。その場合、 $M \geq 2$ イベントが増える一方で $M=1$ イベントは減少してしまう。そこで、最適電圧は *platau* にさしかかった電圧値 (図 7.2 の場合は ~ 2.9 kV) に設定する。

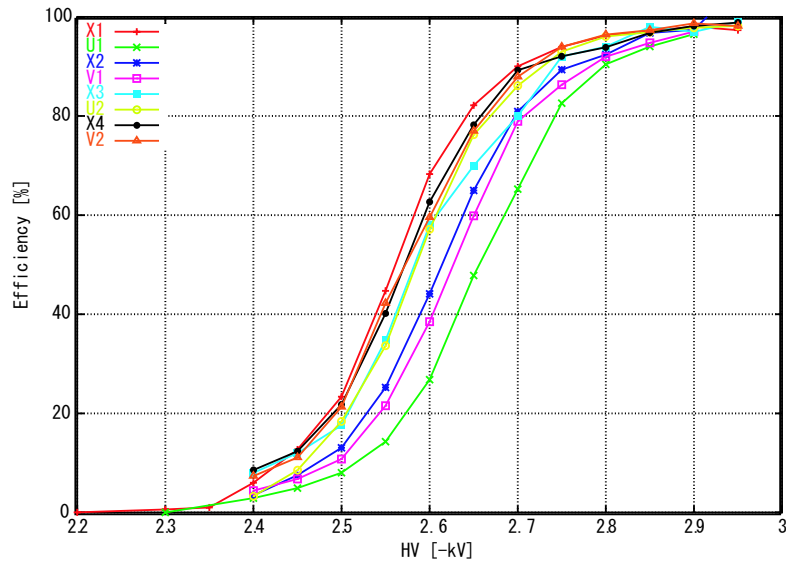


図 7.2: β 線の Efficiency 曲線。横軸は potential wire と cathode wire に印加した電圧 [-kV]。各面とも HV *platau* が見えている。

7.2 各検出器への印加電圧

本実験では F2plastic, F3plastic, BDC1, BDC2, Hodoscope, Veto, NEUT の六種類の検出器を用いた。ここでは、各検出器の動作電圧をまとめておく。

	L	R
F2plastic	1900	2000
F3plastic	1450	1500
	Cathode	Potential
BDC1	-1150	-1550
BDC1	-1175	-1575
MDC	-2050	-2150
FDC3	-850	-2500
	Up	Down
Hodo1	1457	1471
Hodo2	1487	1477
Hodo3	1435	1406
Hodo4	1403	1396
Hodo5	1427	1406
Hodo6	1430	1456
Hodo7	1373	1400

表 7.1: 二次ビーム検出器系、荷電粒子検出器系の動作電圧 [V]

Veto1	1450	Veto11	1300	Veto21	1440
Veto2	1450	Veto12	1300	Veto22	1400
Veto3	1350	Veto13	1380	Veto23	1400
Veto4	1500	Veto14	1430		
Veto5	1230	Veto15	1320		
Veto6	1250	Veto16	1400		
Veto7	1210	Veto17	1400		
Veto8	1350	Veto18	1350		
Veto9	1400	Veto19	1450		
Veto10	1650	Veto20	1500		

表 7.2: Veto Counter の動作電圧 [V]

LN1-1	1450	LN2-1	1480	LN3-1	1750	LN4-1	1710
LN1-2	1580	LN2-2	1440	LN3-2	1670	LN4-2	1600
LN1-3	1460	LN2-3	1430	LN3-3	1750	LN4-3	1670
LN1-4	1560	LN2-4	1480	LN3-4	1740	LN4-4	1800
LN1-5	1490	LN2-5	1520	LN3-5	1640	LN4-5	1800
LN1-6	1750	LN2-6	1510	LN3-6	1670	LN4-6	1770
LN1-7	1460	LN2-7	1550	LN3-7	1790	LN4-7	1700
LN1-8	1700	LN2-8	1550	LN3-8	1800	LN4-8	1780
LN1-9	1520	LN2-9	1560	LN3-9	1760	LN4-9	1600
LN1-10	1490	LN2-10	1450	LN3-10	1880	LN4-10	1700
LN1-11	1490	LN2-11	1510	LN3-11	1790	LN4-11	1840
LN1-12	1540	LN2-12	1460	LN3-12	1790	LN4-12	1790
				LN3-13	1900	LN4-13	1970
				LN3-14	1850	LN4-14	1670
				LN3-15	1720	LN4-15	1730

表 7.3: NEUT L の動作電圧 [V]

LN1-1	1450	LN2-1	1600	LN3-1	1900	LN4-1	1670
LN1-2	1400	LN2-2	1430	LN3-2	1680	LN4-2	1720
LN1-3	1430	LN2-3	1400	LN3-3	1790	LN4-3	1580
LN1-4	1520	LN2-4	1480	LN3-4	1710	LN4-4	1740
LN1-5	1540	LN2-5	1520	LN3-5	1780	LN4-5	1760
LN1-6	1400	LN2-6	1540	LN3-6	1690	LN4-6	1740
LN1-7	1480	LN2-7	1440	LN3-7	1730	LN4-7	1700
LN1-8	1560	LN2-8	1440	LN3-8	1820	LN4-8	1750
LN1-9	1570	LN2-9	1400	LN3-9	1830	LN4-9	1730
LN1-10	1500	LN2-10	1360	LN3-10	1860	LN4-10	1620
LN1-11	1380	LN2-11	1440	LN3-11	1730	LN4-11	1820
LN1-12	1440	LN2-12	1520	LN3-12	1790	LN4-12	1840
				LN3-13	1810	LN4-13	1830
				LN3-14	1730	LN4-14	1780
				LN3-15	1710	LN4-15	1690

表 7.4: NEUT R の動作電圧 [V]

7.3 ${}^7\text{Be}$ のエネルギー準位図

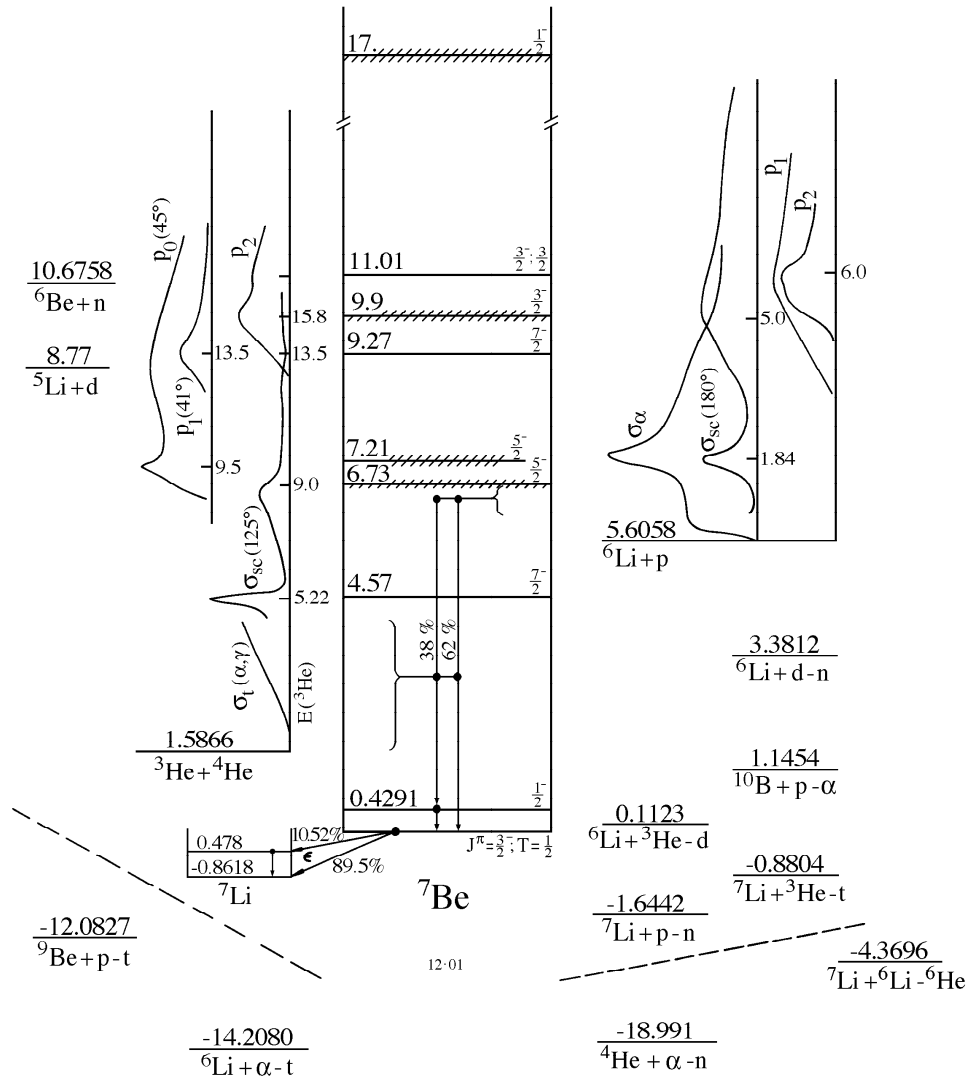


図 7.3: ${}^7\text{Be}$ のエネルギー準位図 [MeV]

参考文献

- [1] I. Tanihata *et al.*, Phys.Rev.B **160**(1985)380. ; I. Tanihata *et al.*, Phys.Rev.Lett. **55**(1985)24.
- [2] NNDC Atomic Mass Evaluation 2003.
- [3] M. Fukuda *et al.*, Phys.Lett.B **268**(1991)339.
- [4] I. Tanihata *et al.*, Phys.Lett.B **206**(1988)592.
- [5] T. Nakamura *et al.*, Phys.Rev.Lett. **83**(1999)1112.
- [6] I. Tanihata *et al.*, Phys.Lett.B **289**(1992)261.
- [7] G. Alkhozov *et al.*, Phys.Rev.Lett. **78**(1997)2313.
- [8] T. Suzuki *et al.*, Nucl.Phys.A **658**(1999)313.
- [9] T. Nakamura *et al.*, Phys.lett.B **331**(1994)296.
- [10] N. Fukuda *et al.*, Phys.Rev.C **70**(2004)054606.
- [11] K. Ieki *et al.*, Phys.Rev.lett. **70**(1993)730. ; D. Sackett *et al.*, Phys.Rec.C**48**(1993)118.
- [12] S. Shimoura *et al.*, Phys.lett.B **348**(1995)29.
- [13] M. Zinser *et al.*, Nucl.Phys.A **619**(1997)151.
- [14] T. Nakamura *et al.*, Phys.Rev.Lett. **96**(2006)252502.
- [15] T. Aumann *et al.*, Phys.Rev.C **59**(1999)1252.
- [16] J. Wang *et al.*, Phys.Rev.C **65**(2002)034306.
- [17] D. Aleksandrov *et al.*, Nucl.Phys.A **633**(1998)234.
- [18] A. Lagoyannis *et al.*, Phys.Lett.B **518**(2001)27.
- [19] S.V. Stepantsov *et al.*, Phys.Lett.B **542**(2002)35.
- [20] 橋本佳子修士論文
- [21] L.V. Chulkov and G. Schrieder, Z. phys. A **359**(1997)231.
- [22] B.V. Danilin *et al.*, Nucl.Phys.A **632**(1998)383.
- [23] H. Esbensen and G.F. Bertsch, Nucl.Phys.A **542**(1992)310.
- [24] T.N. Taddeucci *et al.*, Phys.Rev.C **41**(1990)6.
- [25] A.M. Bernstein, V.R. Brown and V.A. Madsen Nucl.Part.Phys. **11**(1983)203.

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々からご指導、助言をいただきました。指導教員の中村隆司助教授には、学部四年次より原子核物理のみならず物理学のおもしろさを教えていただきました。また、数々の挑戦の場を与えていただき、最先端の現場へ参加させていただけたことは大変貴重な経験となり、多くの知識を得ることができました。中村研究室の佐藤義輝助手には、物理実験をコーディネートすることに必要な姿勢と判断基準を、実践を通して学ばせていただきました。中村研究室の先輩である杉本崇氏、近藤洋介氏には、日々学生室において解析に行き詰まった時や判断に悩む時、具体的な助言と展望を与えていただきました。また中村研究室のメンバーである南日卓氏、島村智之氏、中山佳晃氏には、本実験データを用いた解析を同時平行して進めていただき、本研究へのご指摘をいただきました。今後も本実験のデータ解析を継続することで、さらなる研究結果がでるものと期待しております。本実験は東京工業大学、理化学研究所、東京大学、東京大学 CNS、立教大学、東北大学の共同研究者の方々のご協力によって達成することができました。本研究に携わっていただいた方々に、この場を借りて御礼申し上げます。

2006年2月16日

共同研究者

中村隆司, 佐藤義輝, 近藤洋介, 南日卓, 島村智之, 中山佳晃, 米田健一郎^A, 青井考^A, 馬場秀忠^A, 市川雄一^B, 冢城和夫^D, 木村仁美^B, 小林俊雄^E, 町田智大^D, 本林透^A, 大津秀暁^A, 櫻井博儀^A, 下浦享^C, 白木章雄^B, 杉本崇^A, 武内聡^A, 梶野泰宏^D, 山田一成^A, 山口充孝^A, 谷内勇仁^D, 石原正泰^A (敬称略)

東工大理, A:理科学研究所, B:東京大学理, C:東京大学 CNS, D:立教大学理, E:東北大学理