

修士論文

MAIKo アクティブ標的を用いた ^4He 光分解反応断面積の測定

January, 2015



京都大学大学院理学研究科
原子核ハドロン物理学研究室

村田求基

概要

^4He 原子核の巨大双極子共鳴領域における光分解反応の断面積は d , ^3He , ^4He をはじめとする軽元素のビッグバン合成における生成量を左右するのみならず、反応の類似性から超新星爆発にともなって放出されるニュートリノによる元素合成の過程にも洞察を与えうる宇宙核物理の観点から重要な物理量である。それゆえ、実験・理論の両面から精力的な研究がなされてきたが、測定された断面積には未だに大きな不定性が残されている。

本研究では、ニュースバル放射光施設において、我々が開発を進めているアクティブ標的 MAIKo を用いて $^4\text{He}(\gamma, pt)$, $^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He})n$ という二つの反応チャンネルの測定を行った。アクティブ標的とは反応の標的とする気体を気体検出器の検出ガスとして封入した検出器である。この設計によりアクティブ標的は反応が起こった地点とそれを取り囲む全立体角を検出領域で覆うことが可能になるため、等方的に放出される低エネルギーの粒子の検出に優位性を持っている。

測定を行うにあたってはアクティブ標的に検出器の信号の元になる電子を増幅する機構として新たに GEM を導入した。この改修によって、検出器中でのエネルギー損失が小さい陽子の検出が可能になった。

取得したデータの解析には、新たに開発した反応粒子の飛跡を 3 次元的に再構成して粒子識別を行うアルゴリズムを使用した。本修士論文では測定の詳細とデータ解析の現状について述べる。

目次

第1章	イントロダクション	8
1.1	宇宙における元素合成	8
1.1.1	ビッグバン元素合成	8
1.1.2	銀河宇宙線の融合・破砕元素合成	11
1.1.3	星での元素合成	13
1.2	^4He 光分解反応	17
1.2.1	^4He 原子核と元素合成	18
1.2.2	巨大双極子共鳴領域における ^4He 光分解反応	24
第2章	MAIKo アクティブ標的のアップグレード	29
2.1	MAIKo アクティブ標的	29
2.1.1	設計理念	29
2.1.2	Time Projection Chamber	29
2.1.3	アクティブ標的の特徴	31
2.1.4	MAIKo アクティブ標的の構造	33
2.2	^4He 光分解反応測定のための要請	39
2.3	ドリフトケージの再設計	43
2.3.1	Garfield による電場計算	45
2.3.2	材質の検討	48
2.3.3	アクティブ標的の改修	49
2.4	ガス混合比の最適化	51
2.4.1	Magboltz によるドリフト速度の計算	53
2.4.2	電圧印加試験	55
2.5	GEM の導入	56
2.5.1	GEM	57
2.5.2	GEM による増幅率の測定	57

第3章	実験	61
3.1	実験施設	61
3.1.1	ニュースバル放射光施設	61
3.1.2	BL01 ビームライン	63
3.2	実験セットアップ	63
3.3	全体図	63
3.3.1	MAIKo アクティブ標的	64
3.3.2	Si 半導体検出器	65
3.3.3	NaI シンチレーション検出器	66
3.3.4	レーザー	66
3.3.5	データ収集システム	66
3.4	収量の評価	71
第4章	データ解析	72
4.1	取得したデータ	72
4.1.1	飛跡データの解釈	72
4.1.2	Time over threshold (TOT)	73
4.2	解析の指針と本論文での目標	74
4.3	背景事象の棄却	74
4.3.1	興味あるイベント	74
4.3.2	背景事象の種類	75
4.4	バックグラウンドイベント棄却方針の評価	78
4.4.1	レーザーと同期しないイベントの棄却	78
4.4.2	FADC のヒットがないイベントを棄却	79
4.4.3	アノードとカソードの TDC 両方にヒットがないイベントを棄却	80
4.4.4	さらなるイベントの棄却	80
4.5	アクティブ標的による崩壊粒子の飛跡再構成	84
4.5.1	ゴーストノイズの除去	84
4.5.2	トラックのリーディングエッジとトレーリングエッジの抽出	85
4.5.3	リーディングエッジによる飛跡の再構成	86
4.5.4	トラッキングによるイベントの分類	88
4.6	反応粒子の識別	92
4.6.1	混入しうる崩壊モード	92
4.6.2	角度による識別	92

4.6.3	エネルギー損失による識別	94
4.6.4	TOT 平均によるエネルギー損失の評価	95
4.6.5	飛程による識別	98
4.7	解析の現状についてのまとめ	104
第 5 章	現状のまとめと今後の展望	106

表 目 次

2.1	^4He 光分解反応の崩壊モード	39
2.2	Bethe-Bloch の式中的変数	41
2.3	崩壊粒子のエネルギー損失	41
2.4	全圧 2026 hPa 各ガス比のもとで目標ドリフト速度を達成するために必要な 電場の強さ	56
2.5	GEM の仕様	57
3.1	発生させたガンマ線のエネルギー。	64
4.1	レーザー on/off のイベント	79
4.2	FADC ヒットあり/なしのイベント	80
4.3	TDC ヒットあり/なしのイベント	80
4.4	TOT が連続的 ($d < 0.1$)、ないし、「不連続」的 ($d \geq 0.1$) なイベント	82
4.5	1 トラック的イベントの内訳	90
4.6	2 トラック的イベントの内訳	91
4.7	$E_\gamma = 32 \text{ MeV}$ の時に起こり得る原子核崩壊によるイベント	93

目 次

1.1	ビッグバン元素合成の標準理論が予言する軽い元素の存在比とバリオン光子比との関係	12
1.2	星における ${}^7\text{Li}$ と ${}^9\text{Be}$ の存在比と Fe 存在比の関係	13
1.3	宇宙線中と太陽系中での各元素の存在比	14
1.4	pp 連鎖反応	15
1.5	重力崩壊型超新星における爆発的要素合成	17
1.6	Cluster Nucleosynthesis Diagram	19
1.7	X^- 粒子が関与する反応を含んだビッグバン元素合成の反応ネットワーク	20
1.8	X^- 粒子の崩壊によって放出されるガンマ線が関与する一連の ${}^6\text{Li}$ 合成反応過程の断面積	21
1.9	X^- 粒子の寿命 τ_X と X^- の解放するエネルギーに関係するパラメータ ζ_X に対して課される制限	22
1.10	X^- 粒子のガンマ線放出による崩壊モードを考慮したときの ${}^3\text{He}$ と ${}^3\text{H}$ の存在比の時間変化	23
1.11	超新星爆発における軽元素の ν 過程の反応ネットワーク	24
1.12	Shima <i>et al.</i> による ${}^4\text{He}$ 光分解反応の断面積	26
1.13	Raut <i>et al.</i> による ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応の断面積	27
1.14	Tornow <i>et al.</i> による ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})n$ の断面積	27
2.1	TPC の動作の概念図	30
2.2	MAIKo アクティブ標的の概念図	34
2.3	改修前の MAIKo アクティブ標的	35
2.4	旧 MAIKo アクティブ標的のグリッドメッシュ	36
2.5	μ -PIC の構造	39
2.6	MAIKo アクティブ標的の旧デザイン	44
2.7	電場計算のセットアップ	45
2.8	ワイヤー間隔 10 mm の場合の各点での電位	46
2.9	ワイヤー間隔 5 mm の場合の各点での電位	46

2.10	ワイヤー間隔 10 mm の場合の各点でのドリフト方向の電場	46
2.11	ワイヤー間隔 5 mm の場合の各点でのドリフト方向の電場	46
2.12	ワイヤー間隔 10 mm の場合の各点でのドリフト方向に垂直な向きの電場 . . .	46
2.13	ワイヤー間隔 5 mm の場合の各点でのドリフト方向に垂直な向きの電場 . . .	46
2.14	ワイヤー間隔 10 mm の場合の各点での 2 方向の電場の比	46
2.15	ワイヤー間隔 5 mm の場合の各点での 2 方向の電場の比	46
2.16	PEEK の構造	48
2.17	MAIKo アクティブ標的の新しいデザイン	50
2.18	MAIKo アクティブ標的の電圧印加方式	51
2.19	新しい MAIKo アクティブ標的	52
2.20	He + CF ₄ のドリフト速度	54
2.21	He + CO ₄ のドリフト速度	54
2.22	He + iso-C ₄ H ₁₀ のドリフト速度	55
2.23	GEM の構造	57
2.24	GEM が形成する電場	58
2.25	線源による信号波高の GEM 電極間電位差に対する依存性	59
2.26	線源による信号波高の GEM 外電場依存性	60
3.1	ニュースバル放射光施設実験ホール	61
3.2	実験セットアップの全体像	64
3.3	Si 半導体検出器の配置 1	65
3.4	Si 半導体検出器の配置 2	65
3.5	実際の Si 半導体検出器の配置	66
3.6	レーザー発振器と光学系	67
3.7	データ収集システム:トリガー系回路図	69
3.8	岩城ボードでの信号のデジタル化処理	70
3.9	岩城ボードの信号処理チャート	70
4.1	アクティブ標的での飛跡検出	73
4.2	⁴ He(γ ,pt) モードの飛跡	75
4.3	⁴ He(γ , ³ He)n モードの飛跡	76
4.4	μ -PIC での放電による「飛跡」	76
4.5	デルタ線による飛跡	77
4.6	3 体崩壊による飛跡	78

4.7	pt 崩壊モードと TOT	81
4.8	デルタ線の飛跡と TOT	82
4.9	ゴーストノイズの除去	85
4.10	リーディングエッジとトレールエッジの抽出	86
4.11	典型的なトラッキング結果	88
4.12	1 track Heavy Ion-like イベントによる飛跡。	89
4.13	2 track Heavy Ion-like イベントによる飛跡。	89
4.14	pt モードと dd モードの 2 粒子がなす角	94
4.15	TOT の ϕ 依存性	96
4.16	TOT の $\cos\phi$ 依存性	96
4.17	補正後の TOT ($\text{TOT} \times \cos\phi$)	97
4.18	補正後の TOT の相関	98
4.19	1 トラック的イベントの飛程と角度の関係	100
4.20	TOT の情報から ^3He 的であると判断された 1 トラック的イベントの飛程と 角度の関係	101
4.21	TOT の情報から $^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He})n$, $^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ と判断されたイベントの方位角分布	102
4.22	TOT の情報から $^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He})n$, $^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ と判断されたイベントの極角分布	102
4.23	$^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ イベントの方位角方向のずれ。	103
4.24	$^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ イベントの極角方向の開き角	104

第1章 イントロダクション

1.1 宇宙における元素合成

われわれの世界に遍く存在し物質を形作っている元素の起源を解明することは物理学の究極目標の一つとして位置付けられよう。元素の種類を特徴付ける原子核は陽子と中性子というわずかに二種類のハドロンによって構成され、その粒子数や構成比の違いが物質界の多様性を創発している。元素すなわち原子核の合成の過程は、宇宙開闢の瞬間から現在に至るまで連綿と続く宇宙や天体の進化史の各局面と密接に関係しながら進行してきたと考えられている。それゆえ、反対に元素合成の過程をつぶさに理解することによってビッグバン宇宙仮説やインフレーション宇宙論といった宇宙の黎明期に関する理論の検証も可能である。

これまでの過去の宇宙の状態を保持した天体の観測による研究と原子核の性質を司る法則の実験的研究の両面からおこなわれてきた元素合成の謎に迫るためのアプローチの結果、現在元素の起源は三種類に大別することができると考えられている。以下ではそれらの合成過程について概観する [1][2][3]。

1.1.1 ビッグバン元素合成

質量数 7 までの軽元素の起源は宇宙初期のビッグバンまで遡ると考えられている。ビッグバン元素合成は、インフレーション終了後の加熱された宇宙が膨張にともなって冷却されていったのち、陽子や中性子などのバリオンが形作られる宇宙開闢から 3-10 分の時点で起こったと考えられている。

ビッグバン元素合成の主要な反応は大きく以下の 3 段階に分けることができる。

中性子・陽子比の決定

宇宙が数 MeV 以上の温度にあるとき陽子と中性子は以下のような反応で弱い相互作用によって互いに転換しながら化学平衡にある。

$$n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

$$n + \nu_e \leftrightarrow p + e^- \quad (1.2)$$

$$n \leftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.3)$$

この反応によって到達する平衡状態における陽子と中性子数密度 n_p, n_n の比は陽子と中性子の質量差 Δm と、宇宙の温度 T を用いて以下のように記述される。

$$\frac{n_p}{n_n} = \exp\left(-\frac{\Delta m}{T}\right) \quad (1.4)$$

したがって、熱平衡状態の中性子・陽子比は温度によって決定されることになる。その後、さらに宇宙の膨張が進み宇宙の温度は低下してゆくが、あるところで陽子・中性子の転換反応の時間スケールを宇宙の膨張が進行する時間スケールが上回る。するとそれ以降、中性子を陽子に転換する反応は実効的には起こらなくなるため、転換の反応による中性子・陽子比は宇宙膨張にともなって時事刻々変化する温度とは無関係のところで「凍結」する。そして、宇宙の膨張速度と転換反応の速度から決まるある時点での陽子・中性子比がビッグバン元素合成の間保存され、以降の元素合成過程を規定することになる。

理論的な計算から、宇宙の温度が 0.7 MeV 程度まで冷えた時点で中性子・陽子比はほぼ凍結し、0.1 MeV 程度まで冷えた時点での中性子・陽子比は約 1/7 であるとされている。ここから、残った中性子のすべてが ${}^4\text{He}$ の合成に使われたと仮定すると最終的にすべての核子に対する ${}^4\text{He}$ の質量比は 0.25 であると予言される。この数値は実際の観測結果とほぼ一致しているため、ビッグバン元素合成の正当性を示す根拠の一つとされている。

重陽子の合成

2 種類の核子の存在比によってゆく先を決定付けられた元素の合成の過程が進んでゆくには、唯一の 2 核子の束縛状態である重陽子 d の合成を経由しなければならない。重陽子は

$$n + p \rightarrow d + \gamma \quad (1.5)$$

の反応によって合成されるが、陽子と中性子の間の束縛エネルギーが 2.22 MeV と小さいため、宇宙背景放射の光子による

$$d + \gamma \rightarrow n + p \quad (1.6)$$

という逆反応によって容易に分解される。重陽子の合成が進むかどうかはこの反応のせめぎ合いによって決定され、合成の過程が優勢になるためには、重陽子の束縛エネルギーを超える背景放射の光子数がバリオン数と比べて十分少なくななければならない。宇宙背景放射のエネルギー分布がプランク分布に従うとすると、重陽子の束縛エネルギーと比べてビッグバン元素合成時の宇宙の温度は低いので、重陽子の分解に関与する光子数の分布は $\exp(-\epsilon_\gamma/T)$ となる。この分布から、重水素の合成過程が優勢となる温度は 0.1 MeV と見積もられている。これは宇宙開闢以来 100 秒が経過した時刻に対応する。

^4He の合成

合成された重陽子は以下に示すように反応して ^4He を合成する。

$$d + d \rightarrow ^3\text{He} + n \quad (1.7)$$

$$^3\text{He} + n \rightarrow t + p \quad (1.8)$$

$$t + d \rightarrow ^4\text{He} + n \quad (1.9)$$

^4He 以降の元素合成には

- 質量数 5 と 8 の安定な原子核が存在しないこと。
- 宇宙の温度が低くなったためクーロン障壁を透過する原子核反応が起こりにくくなっていること。
- 原子核の密度が低いためトリプルアルファ反応などの希少な反応が起こらないこと。

など障壁となる要因が存在する。また、 ^4He が束縛エネルギーの大きい安定な原子核であるため宇宙初期の元素合成は ^4He 以降にはほとんど進行しない。

ただし、質量数が 7 の安定核である ^7Li および ^7Be は僅かではあるが以下のようにして合成される。

$$^4\text{He} + t \rightarrow ^7\text{Li} + \gamma \quad (1.10)$$

$$^4\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma \quad (1.11)$$

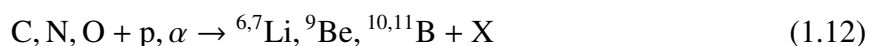
以上のような過程を経て、宇宙開闢から間もない時期のごく短い期間で現在の宇宙における元素組成の大部分を占める ^1H と ^4He が合成される。この合成の過程を経た後に実現される軽元素の存在量を決定するパラメータは、宇宙におけるバリオン数密度を光子数密度で割った値 η である。WMAP 衛星による宇宙背景放射測定が明らかにしたバリオン数と光子数の比 η_{CMB} によって予言される軽元素の存在量は、重元素が少なく宇宙初期の組成を保っていると考えられる金属欠乏星の観測によって得られた $\text{d}, \text{t} + ^3\text{He}, ^4\text{He}$ 元素の存在量と概ね一致を見ている。ビッグバン元素合成による元素の存在比とバリオン光子比の関係をおよびそれに課される制限は図 1.1 のようになる [4]。図より、軽元素の存在比を表す曲線が存在比の実測による制限 (黄色) と測定されたバリオン光子比に対する制限 (縦のバンド) とが重なる領域を通っているため、 $\text{d}, \text{H}, ^4\text{He}$ といった元素はビッグバン元素合成起源であると考えられる。

その一方で、 $^6\text{Li}, ^7\text{Li}$ について銀河ハロー起源の金属欠乏星の観測から得られた存在量は η_{CMB} から標準的なビッグバン元素合成理論によって予言される存在量と大きく食い違っており、 ^7Li は予言された量の 3 分の 1 の量しか観測されていないが、 ^6Li は予言された量に比べて 3 桁多く観測されている。 ^7Li の少なさは図 1.1 からも見えてとることができる。これらの予言と観測の間の齟齬は、それぞれ ^7Li 問題、 ^6Li 問題と呼称され、今だに通常のビッグバン元素合成の過程では説明されない謎として残されている。

1.1.2 銀河宇宙線の融合・破碎元素合成

太陽系での組成比が非常に小さいリチウム ($^6, ^7\text{Li}$)、ベリリウム (^9Be)、ホウ素 ($^{10}, ^{11}\text{B}$) といった元素は約 10^6 K の温度で容易に分解するため星内部での元素合成の過程では合成されない。そのため、ビッグバン元素合成と超新星ニュートリノによる元素合成でも作られる ^7Li と ^{11}B の以外のここに挙げた元素は、ビッグバン元素合成とも星の内部での元素合成とも違う元素合成の過程を経て作られたものであると考えられている。

その合成過程の候補となるのが、銀河宇宙線と星間物質の相互作用による核破碎反応ないし $\alpha + \alpha$ 融合反応である。



実際にこれらの元素の主な起源がビッグバン元素合成と異なることは、金属欠乏星の組

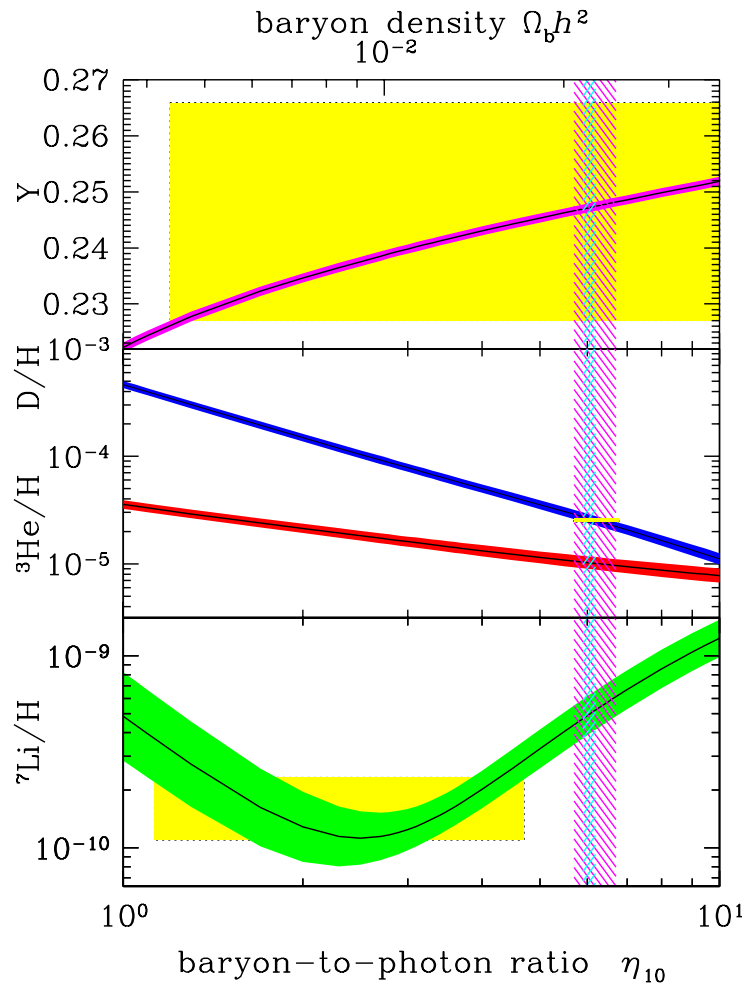


図 1.1: ビッグバン元素合成の標準理論が预言する軽い元素の存在比とバリオン光子比との関係。曲線が各元素に対応し、 Y はバリオン中の ${}^4\text{He}$ 原子核の割合を表す。黄色い箱が観測によって得られた存在比に対する制限を表す。縦に伸びるバンドは宇宙背景放射によって課されるバリオン光子比に対する制限である。[4]

成の系統的な測定から明らかとなった星中の Fe 含有量と ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ の関係の違い図 1.2 [5] からも見てとることができる。

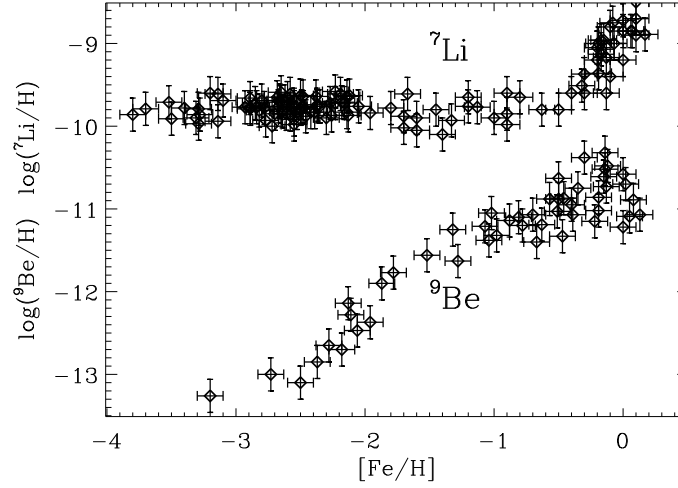


図 1.2: 星における ${}^7\text{Li}$ と ${}^9\text{Be}$ の存在比と Fe 存在比の関係 [5]。

図 1.2 において ${}^7\text{Li}$ 含有量は Fe 含有量が小さい領域で平坦な構造 (Spite Plateau) を持っており金属量 0 の極限、すなわちビッグバン元素合成段階からあまり量に変化していないということを意味している。対して ${}^9\text{Be}$ の分布量は金属量が少ない領域で明らかに増加関数になっており、ビッグバン元素合成のプロセス以降になんらかの過程を経て合成が行われたことを示唆している。またこの金属量との線形関係は、合成の発端となる高エネルギー銀河宇宙線が超新星爆発の衝撃波によって炭素・窒素・酸素等の金属元素が加速されたものであり、この宇宙線と星間に存在するビッグバン元素合成によって作られた水素、ヘリウムの原子核反応によって稀元素の合成が行われたという説を支持している。

そして、これらの稀元素は太陽系での相対存在比と比べて宇宙線中での相対存在比が非常に多いことが知られており、このことも宇宙線による核破碎反応起源説を支持する根拠となる。その組成の違いを図 1.3 に示す [5]。

1.1.3 星での元素合成

炭素より重い元素の大半は恒星内部での反応や超新星爆発によって合成が行われたと考えられている。

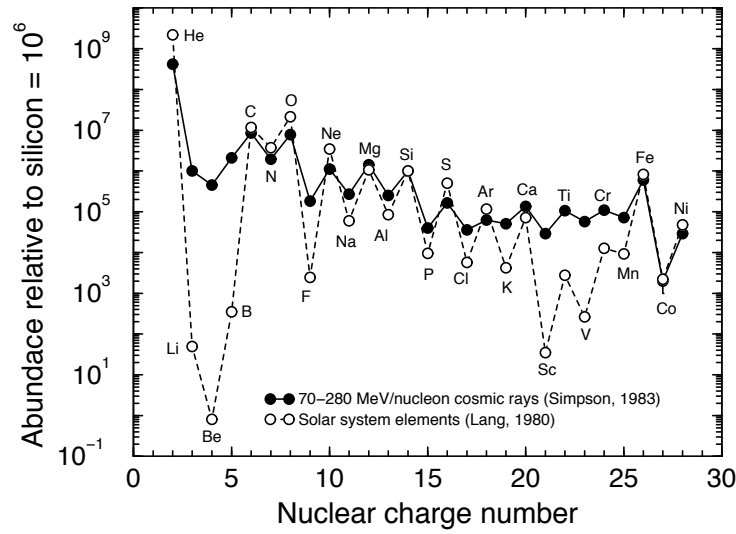


図 1.3: 宇宙線中と太陽系中での各元素の存在比。黒丸が宇宙線中の、白丸が太陽系での存在比を表す。存在比は Si の存在量を 1 として規格化されている [5]。

恒星内部での合成

恒星は物質密度が高い領域で、自らの重力による収縮によって水素原子やヘリウム原子が分子雲を形成することを起源として誕生する。分子雲は重力による収縮を続け、ポテンシャルエネルギーを熱運動転換して加熱されてゆく。そして、陽子が核反応を起こすに足るだけの熱エネルギーが蓄えられた時点から、核融合による燃焼反応が開始され順次重い原子核が合成がはじまる。

恒星内の元素合成の過程として、まず起こるのは pp 連鎖反応 (以後 pp-chain) である。pp-chain の主要な反応経路を図 1.4 に示す [6]。この一連の反応は恒星中の水素が 2 つ融合して重水素を作るような反応にはじまる。



この反応は弱い相互作用によって起こるので pp-chain の過程はこの反応によって律速される。この反応に引き続いて重水素は水素と融合し ${}^3\text{He}$ を合成する。



ここからの反応の経路は恒星内の温度によって分岐するがいずれの経路を経ても最終的には ${}^4\text{He}$ が合成される。この過程で解放されるエネルギーはガンマ線とニュートリノの形で放出されるが、ガンマ線として放出されたエネルギーは恒星内の電子や陽子と再び反応し

恒星内を加熱する。この加熱による熱運動と重力収縮の拮抗は恒星の形状を維持する機構になっていると考えられている。

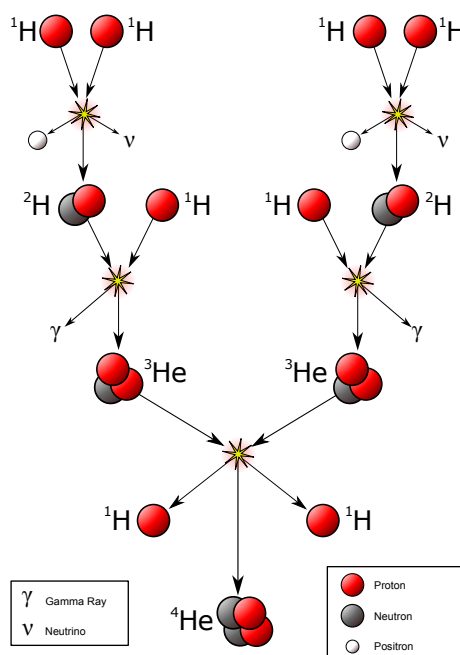


図 1.4: pp 連鎖反応 [6]。

重い恒星ではもう一つの燃焼過程として CNO サイクルという反応が起こる。CNO サイクルはその名の通り、炭素 (C)、窒素 (N)、酸素 (O) という三種類の元素が陽子の吸収と β 崩壊を繰り返して順に転換してゆく反応の過程で、最後に ${}^{15}\text{N}$ と陽子の反応によって ${}^4\text{He}$ 原子核と ${}^{12}\text{C}$ 原子核が生成することで一巡する。この反応過程では ${}^{12}\text{C}$ は触媒として機能し、次々と ${}^4\text{He}$ 原子核を合成する。

そして、高温・高密度となった恒星内部では ${}^4\text{He}$ 同士による燃焼反応が開始される。このヘリウム燃焼の過程を契機として炭素以降の元素合成が始まり、以降ヘリウム原子核を構成要素とするような ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, といった元素の合成が進む。この反応については次節 1.2.1 で述べる。

ヘリウム燃焼ののち、重い恒星では熱平衡過程による元素合成が行われる。この過程によって、核子あたりの束縛エネルギーが大きな鉄、コバルト、ニッケルまで元素合成が進む。こうしてできた重い元素は恒星内部に沈降し恒星は玉ねぎの鱗片のように元素が層をなした構造をとる。

超新星爆発による元素合成

鉄よりも重い元素の合成は、恒星が死を迎える超新星爆発の際に起こったと考えられている。超新星爆発には元になった恒星の性質を反映して、2種類に大別される。

1つは太陽程度の質量を持った恒星の最終的な形態である白色矮星を主星とする連星系が引き起こすI型超新星爆発である。この超新星爆発は連星系の伴星の水素を多く含む外層が主星に降着していくことで白色矮星の質量が電子の縮退圧によって支えうる限界の質量 (Chandrasekhar 限界) を超えることで収縮に転じ、やがて白色矮星の中心にあった炭素の温度が 3×10^8 K に達したときに炭素の熱核反応が暴走することによって起こると考えられている。このことからI型超新星爆発は熱核反応暴走型超新星爆発とも呼ばれる。この爆発は白色矮星中心部の炭素の開放するエネルギーによって引き起こされ得るため、爆発の後には星の中心にコアの形で元素が残存することがないという特徴をもっている。爆発に伴って、飛散する元素同士が核反応を起こすことで爆発的な元素合成が行われる。

もう一つの重力型超新星爆発での爆発的な元素合成と比較すると、熱核反応暴走型の超新星爆発には合成される ^{56}Ni の量が1桁大きいという特徴がある。これは、熱核反応暴走型の超新星爆発において中心付近で合成される ^{56}Ni が爆発後に中心にとどまらず全て放出されるためである。 ^{56}Ni は β^+ 崩壊によって ^{56}Fe を生成するため、太陽系における ^{56}Fe の存在量の多さはこの過程によって説明される。

もう1つは太陽質量の8倍以上の質量をもつ恒星が引き起こす、II型超新星爆発である。この超新星爆発は、重力による爆縮が中心部に形成される中性子からなる核の縮退圧によって跳ね返されることによって起こると考えられている。このことからII型超新星爆発は重力型超新星爆発とも呼ばれる。この爆縮の起源は、重力による収縮と拮抗していた熱運動による圧力と電子の縮退圧が低下することによる不均衡であると考えられている。熱運動による圧力は恒星内部の温度が 5×10^9 K を越えることによって開始される ^{56}Fe がガンマ線によって分解される吸熱反応によって、電子の縮退圧は陽子が恒星内の電子を吸収して中性子に転換することによって低下する。

この爆発によって恒星の外部の軽い元素の層は、爆縮の反動の衝撃波によって吹き飛ばされるが内部に層をなしていた鉄、コバルト、ニッケルの鉄族元素はほとんどが爆発後に中心部に残存する中性子星、あるいはブラックホールに吸収される。一方で、鉄族元素の一部は爆発で生じた衝撃波によって陽子、中性子、 ^4He 粒子にまで分解され外部に層をなす軽元素の層を通過する間に再び爆発的に元素合成を行う。

また、重力崩壊型超新星のコアは鉄より重い元素の合成の過程の一つである r 過程が起こる場所の有力な候補として考えられている。r 過程とは鉄などの反応の出発点となる安定な原子核が中性子を吸収して重い原子核を形作る過程の一つで s 過程と対極をなす過程

のことである。s (Slow) 過程とは、中性子が長時間安定的に供給される環境において安定核が中性子を吸収しては β^- 崩壊を繰り返して質量数を大きくしていく過程のことで、長い時間をかけて鉛やビスマスまでの元素が合成される。一方、r (rapid) 過程は安定な粒子が β 崩壊の寿命よりはるかに短い時間の間に爆発的な中性子捕獲を行うことで安定から離れた中性子過剰な原子核を経由して元素を合成する過程のことで、1秒程度でウランまでの元素が合成され则认为られている。

そして、陽子の電子吸収によって放出されるニュートリノも元素合成において大きな役割を担うとされている。特にニュートリノと安定核、ないし爆発的な元素合成で作られた準安定な核の相互作用による元素合成を ν 過程と呼ぶ。 ν 過程では、例えば大量の ^4He を含むヘリウム層において、 $^4\text{He}(\nu, \nu'p)^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$, $^4\text{He}(\nu, \nu'n)^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}(n, p)^7\text{Li}$, $^7\text{Li}(\alpha, \gamma)^{10}\text{B}$ という反応によって ^7Li や ^{11}B などの稀元素の合成が行われる。

またより内側のネオン・マグネシウム層における ^{19}F , ^{138}La , ^{180}Ta などの元素が、さらに内側のシリコン層においては ^{45}Sc や ^{59}Co といった元素の一部が合成され则认为されている。

重力崩壊型超新星爆発による爆発的な元素合成の過程の模式図を図1.5に示す[7]。

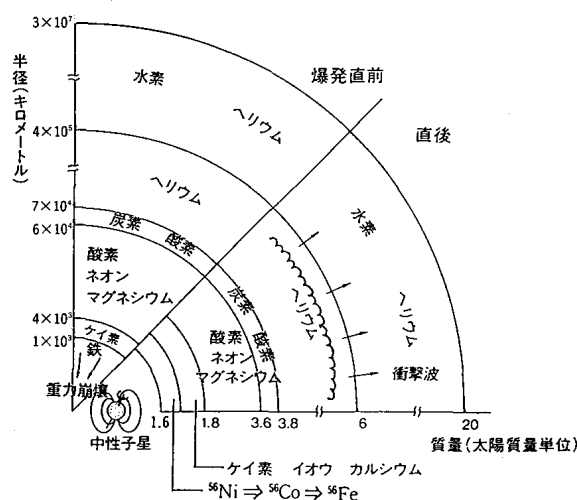


図 1.5: 重力崩壊型超新星における爆発的な元素合成。重力崩壊型超新星爆発の前後での元素の分布を示す [7]。

1.2 ^4He 光分解反応

^4He 原子核は陽子数は自己共役な閉核構造を持つ最も軽い原子核である。 ^4He は結合エネルギーが高く安定であるため、宇宙における元素合成の過程でも度々重要な役割を果た

してきたと考えられている。

1.2.1 ^4He 原子核と元素合成

恒星内部でのヘリウム燃焼過程

例えば、恒星内部におけるヘリウム燃焼過程において、炭素より重い元素の合成には ^4He 原子核の重要な寄与があったことが知られている。質量数5および8の安定な原子核が存在しないことが炭素より重い元素の合成の障壁となっており、ビッグバン元素合成の過程では質量数7以上の元素は合成されない。一方で、恒星内部ではpp-chainによって合成される ^4He 原子は重力収縮によって高温高密度のコアを形成し、コアの内部において ^4He 原子核同士による燃焼反応が始まる。ここでは3つの ^4He 原子核が同時に結合する $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ や ^8Be の共鳴状態を経由する $\alpha + ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ といったトリプルアルファ反応を通して炭素原子核が質量数の壁を飛び越え一足飛びに合成される。これらの過程が可能であるためには、 ^{12}C 原子核や ^8Be 原子核がアルファ崩壊閾値エネルギー近傍に共鳴準位を持っていることが必要で、 ^{12}C 原子核においては7.65 MeV状態がこの反応に関与したと考えられている。この状態は元素合成に関わる知見から状態の存在を示唆したHoyleの名を冠してHoyle stateと呼ばれており、3つの ^4He 原子核がクラスターの的に束縛しあったエキゾチックな構造を持つと考えられている。

また、一度炭素が合成されてしまえば炭素原子核を触媒とするCNOサイクルによって恒星中の陽子が ^4He 原子核に変換されるため、ヘリウム燃焼の過程は加速度的に進む。炭素以降の質量数が4の倍数となる元素(α 元素)も、その太陽系での組成比の高さなどからヘリウム燃焼起源であると考えられている。 ^4He 原子核を次々に捕獲する反応は、 $\alpha + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$, $\alpha + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + \gamma$, $\alpha + ^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + \gamma$ のように進行し、大質量の恒星ではさらに α 元素同士の反応などによって ^{28}Si や ^{36}Ar 等のさらに重い α 元素が合成される。

以上のように、 α 元素が普遍的に ^4He 原子核の吸収という共通の反応経路を通じて特異的に合成されるという事実は、 α 元素に共通してアルファ崩壊閾値近傍にクラスターの構造の励起準位が発現する[8]というIkedaの主張とも符合し大変興味深い。元素合成において原子核のアルファクラスター状態が演じる役割はKubonoによって図1.6のように示されている。[9]

また、近年の理論的研究からは ^4He 原子核の巨大双極子共鳴領域における光分解反応の断面積を実験的に決定することができれば、元素合成の謎を解き明かす鍵が得られるかも

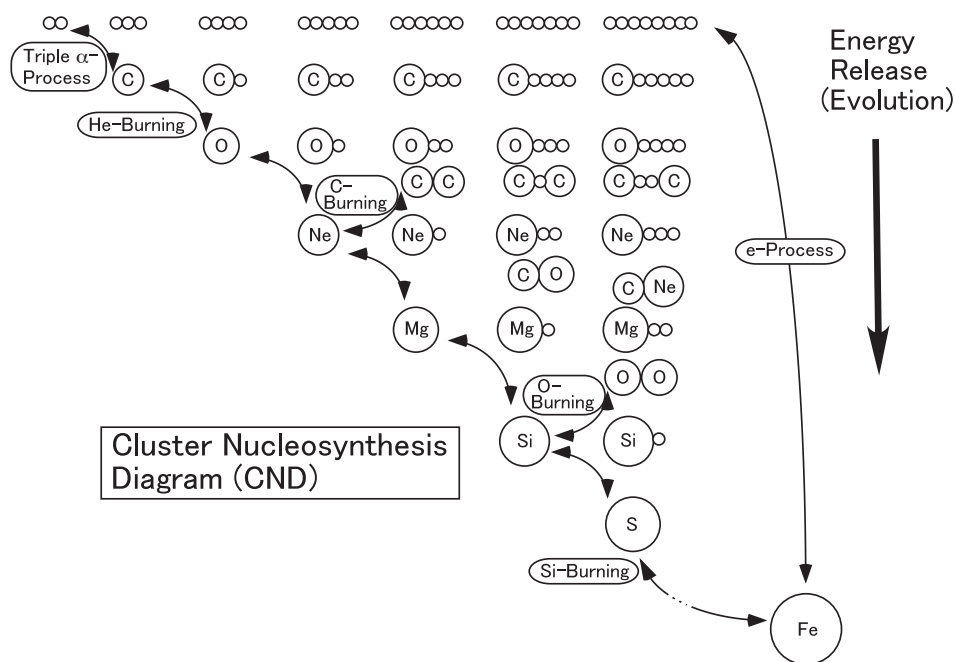


図 1.6: Cluster Nucleosynthesis Diagram. 黒い丸が ^4He 原子核を表す。元素合成は右下に向かって進む [9]。

しれないという可能性が指摘されている。

ビッグバン元素合成と ^4He 光分解反応

前述のようにビッグバン元素合成には2つのLi同位体の存在比に関するLi問題という謎が残されている。ビッグバン元素合成の理論計算が ^6Li の存在量を1000分の1だけ過小に見積もる ^6Li 問題、および ^7Li を3倍程度過大に見積もる ^7Li 問題は、実測されたバリオン光子比を用いてその他の軽元素の存在比を正しく予言することができるビッグバン元素合成の標準理論における最後の1ピースともいえる。そして、この問題の背後には素粒子の標準理論を超えた現象が関与している可能性が指摘されている。

その中一つの理論では、ビッグバン元素合成の過程に負電荷の超対称性粒子 X^- が関与する反応を加えることが提案されている。 X^- はレプトンの超称性パートナーと考えられ、そのスピンは0である。 X^- の存在比や質量には宇宙背景放射の観測データと無矛盾であるための制限が課され、寿命にも少なくともビッグバンで生成された X^- のうちの幾許かの量が、ビッグバン元素合成の間も崩壊せずに存在し続けていなければならない、ということから下限値が与えられる。また、 X^- はビッグバン元素合成が終わったのち、光子とレプトンに崩壊するとされており、この光子によっても原子核の分解が行われる。

以上のような条件を満たす粒子 X^- と原子核のクーロン力による束縛状態の存在を仮定すると、ビッグバン元素合成には新たな反応経路が追加される。 X^- によって追加される反応を含んだ反応ネットワークを図 1.7 に示す [10]。

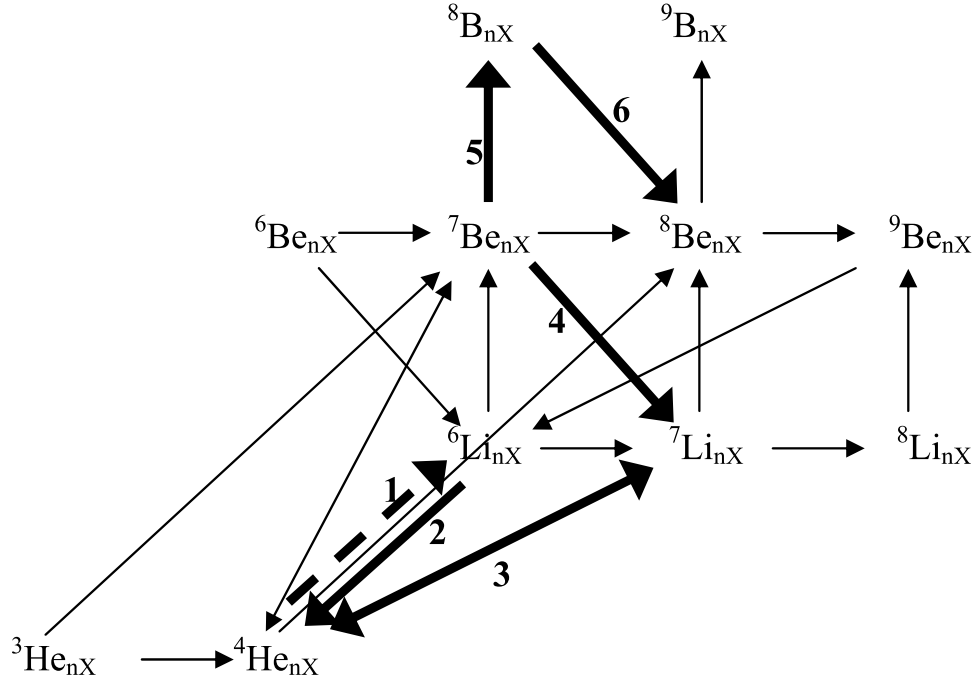


図 1.7: X^- 粒子が関与する反応を含んだビッグバン元素合成の反応ネットワーク。 X^- 原子の価数 n は 0 または 1。矢印は反応の Q 値が正になる向きになっている。太い実線矢印が特に重要な反応で太い破線矢印は移行反応 $^4\text{He}_X(d, X^-)^6\text{Li}$ を表す [10]。

電子に比べて質量の大きい X^- 粒子は、より原子核近傍に束縛されてエキゾチックな原子状態を作る。すると、負電荷によるスクリーニングのためにクーロン障壁が引き下げられ原子核反応が促進される。この効果によって、新たに可能になる X^- 粒子の移行反応 $^4\text{He}_X(D, X^-)^6\text{Li}$ の断面積が X^- 粒子を含まないビッグバン元素合成理論で ^6Li を合成する $^4\text{He}(D, \gamma)^6\text{Li}$ 反応に比べて 1 桁程度大きくなる。反対に、 ^7Li を生成するための主要な反応経路である ^7Be 原子核が幾つかの核反応で分解されるようになる。この理論のもとで X^- 粒子の寿命及び存在比率を適切に調節すると、標準的なビッグバン元素合成理論の 1000 倍の ^6Li を生成し、約三分の一の ^7Li を生成するような状況を実現することができる [10]。

また、理論計算による ^6Li の生成量を増やすための機構として、この X^- 粒子が崩壊することによって放出される宇宙の温度と比べ高いエネルギーをもった非熱的な光子が ^4He 原子核を分解する過程が関与している、という可能性も指摘されている [11]。

光子と ^4He 原子核が $^4\text{He} + \gamma \rightarrow ^3\text{H} + p$ あるいは $^4\text{He} + \gamma \rightarrow ^3\text{He} + n$ のように崩壊して ^3He や

${}^3\text{H}$ を作り出せば、それらと ${}^4\text{He}$ が二次的に反応して ${}^3\text{H}+{}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}+n$ や ${}^3\text{He}+{}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}+p$ 反応を経由して ${}^6\text{Li}$ が合成されうる。この過程によって合成される ${}^6\text{Li}$ の量は反応の第一段階である ${}^4\text{He}$ 原子核の光分解反応の断面積によって制限される。ただし、 ${}^6\text{Li}$ 原子核の合成のための二段階目の反応にはエネルギーの高い ${}^3\text{H}$ 、あるいは ${}^3\text{He}$ が必要になる。そのため、この過程の頻度は ${}^4\text{He}$ の巨大双極子共鳴領域に比べて高いエネルギー(E_γ)の光子との反応断面積である。

しかしながら、この非熱的な光子が引き起こす反応によって ${}^2\text{H}$ 、 ${}^3\text{H}$ 、 ${}^3\text{He}$ といった軽元素の存在量は巨大双極子共鳴領域での ${}^4\text{He}$ 原子核の光分解反応の断面積の大小によって大きく変更を受ける。

非熱的な光子は、電子や宇宙背景放射の光子と反応し平衡に達することで一定の分布に従うことになる。その分布と ${}^6\text{Li}$ 合成に關与する過程の反応断面積を重ねて書いたものが図1.8である。

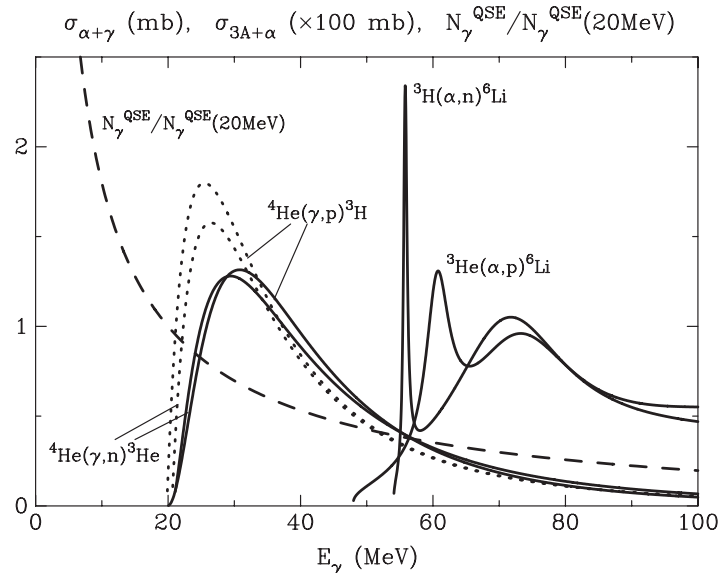


図 1.8: X^- 粒子の崩壊によって放出されるガンマ線が關与する一連の ${}^6\text{Li}$ 合成反応過程の断面積。各過程の断面積は実線で、Shima らの実験以前の結果を平均した ${}^4\text{He}$ 光分解反応断面積は点線で示されている。また、反応の発端となる X^- 由来のガンマ線のスペクトルは破線で示されている [11]。

${}^6\text{Li}$ を合成する2段階目の反応 $[{}^3\text{H}(\alpha,n){}^6\text{Li}, {}^3\text{He}(\alpha,p){}^6\text{Li}]$ は高いエネルギーの光子によってしか引き起こされることが見て取れる。しかし、光子数分布がエネルギーとともに急激に減衰する形であることから、1段階目の分解反応 $[{}^4\text{He}(\gamma,n){}^3\text{He}, {}^4\text{He}(\gamma,p){}^3\text{H}]$ の頻度は、むしろ低いエネルギーの光子と ${}^4\text{He}$ 反応断面積によって決定されていることがわかる。図中に

示された ^4He の光分解反応の断面積は Shima *et al.* [12] 以前の測定を平均したものと Shima *et al.* の測定結果を含めて平均したものの両方が示されている。

この元素合成の過程を規定するパラメータである X^- 粒子の寿命 τ_X と X^- の崩壊によって解放される全エネルギーに関するパラメータ ζ_X の間には、観測データから図 1.9 のような制限が課される。

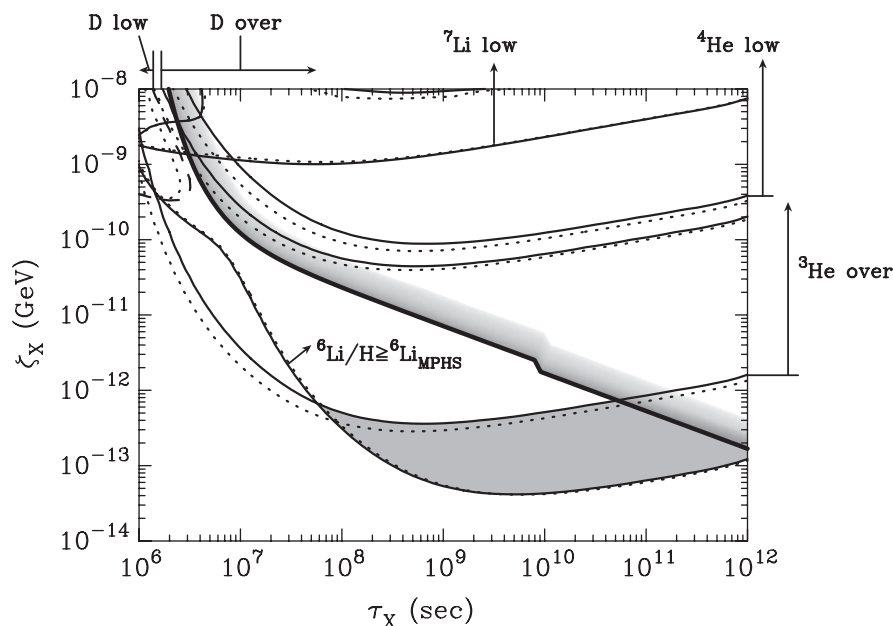


図 1.9: X^- 粒子の寿命 τ_X と X^- の解放するエネルギーに関するパラメータ ζ_X に対して課される制限。細い実線が元素の観測によって得られた軽元素の存在比による制限で、over, low がそれぞれ合成過多と合成過小に対応する。この制限により矢印の方向にある領域が排除される。また Shima *et al.* 以前の断面積を採用した時のパラメータへの制限は点線で示した。太い実線よりも上の領域は宇宙背景放射についての制限より排除される [11]。

over, low と示された線は、軽元素存在量の上限值と下限値から与えられる ζ_X の制限値を示しており、矢印の方向で示された領域は排除されることになる。ゆえに、図 1.9 でグレーの部分のみが許容される領域である。例えば、この領域の中から $\zeta_X = 3 \times 10^{-13}$ GeV、 $\tau_X = 10^{10}$ s を選んだときに X^- の崩壊によるガンマ線との反応過程から計算される軽元素の存在量の時間変化を図 1.10 に示す。

図 1.10 上の実線と破線は 2 通りの方法で計算された光分解反応断面積で、図 1.10 下は 2 通りの光分解反応断面積を仮定して得られた ^3He , ^3H 存在量の比率を示している。ここから巨大双極子共鳴領域における光分解反応断面積の違いを反映して ^3He の存在量が 10% 変化することがわかる。

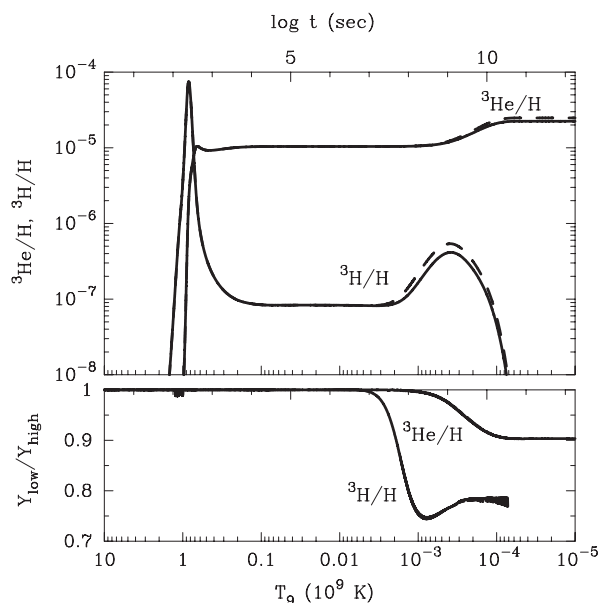


図 1.10: X^- 粒子のガンマ線放出による崩壊モードを考慮したときの ${}^3\text{He}$ と ${}^3\text{H}$ の存在比の時間変化。上図では存在比の時間発展が2通りの断面積の（実線と破線）で記述されている。下図では2通りの断面積にて求めた存在比のうち大きい方で小さい方を割った値が示されている [11]。

超新星爆発によるニュートリノ元素合成過程と ${}^4\text{He}$ 光分解反応

重力型超新星爆発に伴って解放された重力エネルギーは、そのほとんどが大量のニュートリノによって持ち去られる。こうして放出されたニュートリノによる元素合成の過程は ν 過程と呼ばれる。ニュートリノと原子核の反応断面積は小さいものの、放出されるニュートリノの数の膨大さ (10^{58}) ゆえ、超新星爆発の際にはニュートリノと原子核の反応によって爆発的に元素合成が進行した。太陽系での存在比が大きい酸素、鉄、コバルト、ニッケルといった元素の存在比については ν 過程によって説明される。一方で、稀な元素である ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{138}\text{La}$, ${}^{180}\text{Ta}$ といった元素については、その合成に ν 過程が重要な寄与を与えていることが 1990 年代に明らかにされたものの、 ν 過程のみで存在比を十分に説明することはできない。この問題は指摘された当時から今に至るまで解決を見ていない。問題解決の糸口を得るためには ν 過程に関連するニュートリノと原子核の反応の断面積についての知見が必要となるが、この領域に関しては当時から目覚ましい進歩は得られていない。

ニュートリノと原子核の反応は V-A 型の弱い相互作用によって引き起こされるという違いはあるものの、ガンマ線と原子核の間に V 型の電磁相互作用による反応と類比的に理解される。例えば、 ${}^4\text{He}(\nu_e, \nu'_e)$, ${}^4\text{He}(\nu_e, e^-)$, ${}^4\text{He}(\bar{\nu}_e, e^+)$ という弱い相互作用による反応率は、 ${}^4\text{He}$ 原子核の巨大双極子共鳴領域における光分解反応断面積を用いた理論計算によって知

ることができる [13]。この類似性を利用した ν 過程での反応についての研究はかねてよりなされてきた [14]。

ν 過程による軽元素の合成は図 1.11 のように進むと考えられており、超新星爆発の際に ^4He が豊富な層で行われるニュートリノによる ^4He の分解反応が合成過程の出発点となっている。

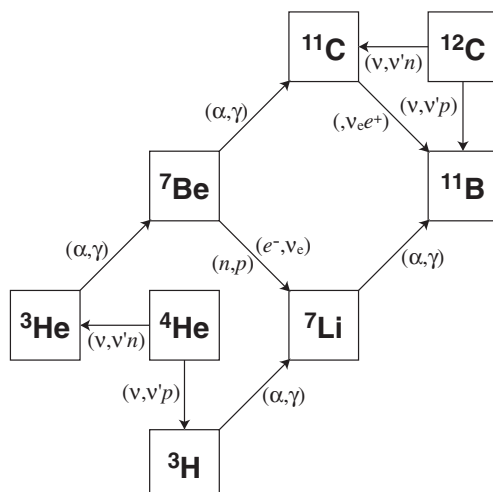


図 1.11: 超新星爆発における軽元素の ν 過程の反応ネットワーク。 ^4He 原子核から ^7Be や ^{11}B が合成される [15]。

そのため ν 過程の理論計算によって ^7Li と ^{11}B が合成される量が観測量に比べて 2–5 倍多い問題とも深く関係している。元素の合成量を決めているのは各過程の反応断面積と ν 過程によって放出されるニュートリノの温度である。それゆえ、観測による存在比と反応断面積から計算と観測間が一致するように温度に対して制限を与えることができる [16]。

1.2.2 巨大双極子共鳴領域における ^4He 光分解反応

以上の節でみたように ^4He 原子核は宇宙における元素合成で重要な役割を担っており、その光分解反応は元素合成の謎を解き明かす鍵となる反応である。

巨大双極子共鳴状態とは古くから光核反応によって観測されてきた幅の広い共鳴状態である。共鳴の平均エネルギーは軽い原子核では 22 MeV 付近であり、質量数が大きくなるにつれて小さくなってゆき重い原子核では 14 MeV 付近となる。

巨大双極子共鳴状態は原子核内の陽子と中性子が逆位相で振動する集団運動として理解

される。この描像は巨大双極子共鳴状態が次の Thomas-Raiche-Kuhn 和則

$$\int_0^{E_\pi} \sigma_{E1}(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} (1 + \kappa) \quad (1.16)$$

によって記述される基底状態からのすべての E1 励起のうち 80-90%を占めていることから正当化される。 $\sigma_{E1}(E_\gamma)$ はガンマ線のエネルギー E_γ に対する E1 光吸収の全断面積であり N 、 Z 、 A は原子核の中性子数、陽子数、質量数である。そして m は核子の質量で κ はハミルトニアンに含まれる運動量依存項による補正因子である。この和則は基底状態の原子核が π 粒子の生成閾値エネルギー E_π 以下のガンマ線によって E1 励起される全断面積のエネルギー積分に上限値があるということを主張している。

^4He 原子核は、自己共役で閉殻構造を持つ最小の原子核であるという性質のために様々な物理を秘めている。そのため前節で述べたような宇宙核物理学の文脈ではもちろん、他にも核子相互作用や強い相互作用の荷電対称性の検証など、巨大双極子共鳴領域における光分解反応は様々な動機から研究されてきた。

理論的には ^4He 原子核の光分解反応 $^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ $^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He})\text{n}$ を記述するためのいくつかのモデルが提案されてきた。 $E_\gamma > 50 \text{ MeV}$ 付近の高エネルギー領域では平面波近似によって実験から得られた断面積を再現できるが、 $E_\gamma \sim 30 \text{ MeV}$ 近傍の巨大双極子共鳴領域においては終状態の粒子の間にはたらく相互作用 (FSI) の影響を強く受けるため、断面積のピークの位置がモデル依存性を持っていた。

実験的にも巨大双極子共鳴領域における光分解反応の断面積には不定性が残され諸説紛々の様相を呈していた。

こうした状況の中で Shima *et al.* による実験が行われた。Shima は過去に行われた実験から

- 理論的に決着している高エネルギー領域の反応断面積を単色光子を用いた実験では正しく測定できているが、制動放射光子による実験では系統的に過大な結果が得られている。
- ほとんどの実験では2つの崩壊モードが同じ手法では測定されていない。
- 2モードの同時測定を目指した実験では検出のために cloud chamber を使用しているため、ガンマ線の入射と同期してイベントごとにデータを取得することができずバックグラウンドイベントの除去が困難になっている。

という傾向を見出し、

- 準単色な逆コンプトンガンマ線をビームとし、

- 一般の荷電粒子を検出できる ^4He ガスをもちいた TPC を同時に標的として用いるアクティブ標的の手法で、
- パルス状のビームを用いて event by event にデータを取得

することでそれ以前の実験に付随していた不定性を排して実験を行った [12]。

この実験の結果、Shima は ^4He 光分解反応の断面積は 2 つのモードにおいて系統的にそれ以前の実験結果と比較して小さく 25 MeV 付近にはピーク構造を持たないと主張した図 1.12 に Shima らの求めた光分解反応断面積を示す。上から順に $^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$, $^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He})\text{n}$, 以上の反応と $^4\text{He}(\gamma, \text{pn})$ を合わせた 3 種類の反応の断面積をあらわす。いずれの断面積も他のデータが示すようなピーク構造を持っていない。

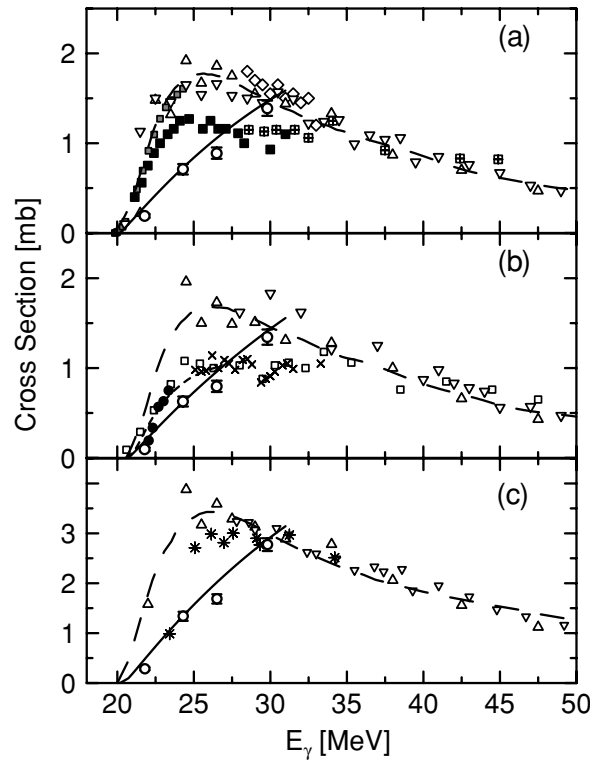


図 1.12: Shima *et al.* による ^4He 光分解反応の断面積。(a) $^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$, (b) $^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He})\text{n}$, (c) (a), (b) の反応と $^4\text{He}(\gamma, \text{pn})$ 反応を合計した断面積。Shima *et al.* の結果は白抜きの丸で示されている。破線が理論計算の結果を表し、Shima *et al.* のデータ点のフィットによる関数を実線で示した [12]。

Shima らによる以前の測定データの主張を覆す実験結果は驚きをもって迎えられた。この実験は標的から見込む全立体角を覆うことのできる高い検出効率で行われており、それ

を裏付けるように、実験結果からは ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$, ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$ の断面積の核力の荷電対称性や崩壊粒子の角度分布が E1 遷移としての分布をみたしていること、そしてすでに断面積が知られている重水素の光分解反応を正しく測定できていることなどが確認された。そのため、実験自体の正当性に疑念をさし挟むことは難しい。

しかし、近年に Duke 大学で逆コンプトン散乱ガンマ線を用いた実験が行われたがその結果はピーク構造の存在を主張する以前のデータと近いものであった [17][18]。

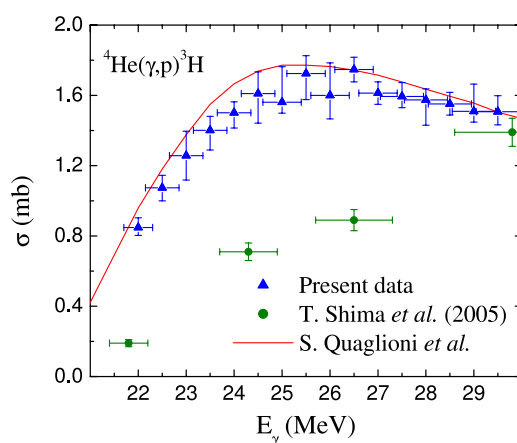


図 1.13: Raut *et al.* による ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応の断面積。
[17]

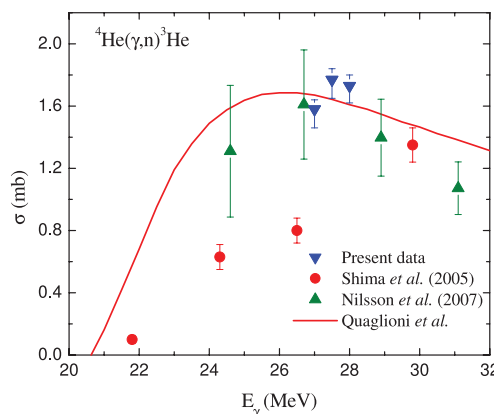


図 1.14: Tornow *et al.* による ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$ の断面積 [18]。

そして理論的にも ${}^4\text{He}$ 原子核の 4 体系としてとり扱う、現実的核力を使用した第一原理計算が近年行われた。その結果も光分解反応の断面積が 26–27 MeV 付近に急峻なピーク構造をもつことを示している [19]。

数多の実験のなかで Shima らの実験のみが異なる傾向の断面積を得ている現状を鑑みれば、 ^4He 光分解反応について正しい理解を得るためには、この実験結果の差異が何に起因するものなのかの見極めがなされなければならない。

したがって、 ^4He 原子核の巨大双極子共鳴領域での光分解反応をめぐる一連の議論に決着をつけるためには、Shima ら同様アクティブ標的を用いた不定性の少ない実験による断面積の再測定が必要である。

第2章 MAIKo アクティブ標的のアップグレード

この章では MAIKo アクティブ標的の構造および動作原理と ^4He 光分解反応の測定にあたっての検出器に対する要請そして、その要請を満たすべくおこなったアクティブ標的の改修の内容について述べる。

2.1 MAIKo アクティブ標的

2.1.1 設計理念

アクティブ標的とは反応の標的となる物質で作成された検出器である。この構造には、反応が起こった点から見込む全立体角 (4π) を覆うことができるという利点がある。われわれの MAIKo (“M”-PIC based “A”ctive target for “T”nverse “K”inematics “.”) アクティブ標的は検出器としてはガス検出器の一種 TPC (Time Projection Chamber) に分類され、荷電粒子の検出を行うための気体として標的物質を用いることでアクティブ標的として動作する。

2.1.2 Time Projection Chamber

MAIKo アクティブ標的は検出器としては Time Projection Chamber に分類される。Time Projection Chamber (TPC) はガス検出器の一種であり荷電粒子の飛跡を三次元的に再構成することができる。

飛跡の再構成を行うことのできる検出器の歴史は放射線検出の草創期における霧箱まで遡ることができる。霧箱は過飽和の状態にある媒質気体を検出領域に充満した構造をしている。一般に媒質中を通過する荷電粒子は、その飛跡に沿って電離を引き起こしその飛跡に沿って無数のイオンを作り出す。過飽和状態の気体分子は極性のためにこうして作られたイオンを核として凝結し目に見える雲を作り出す。この雲によって荷電粒子の飛跡を可視化して計測することが可能になる。

TPCはこの霧箱の流れをくんだ検出器で荷電粒子の飛跡に沿った電離の情報を読み取ることで飛跡を再構成を行うことができる。典型的な TPC の構造を図 2.1 に示す。

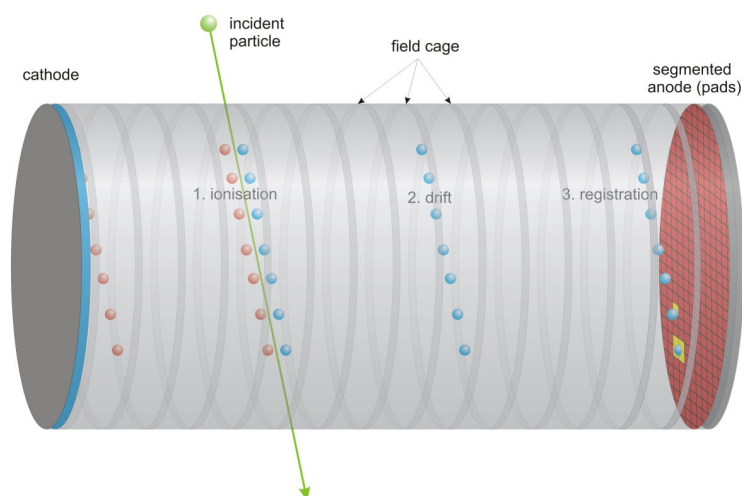


図 2.1: TPC の動作の概念図 [20]。

図 2.1 の円筒状の構造の内部が TPC の有感領域である。有感領域内部は測定の条件に合わせた気体で満たされており、この気体分子が侵入した荷電粒子の飛跡に沿って電離される。そして、有感領域は陰極と陽極の 2 枚の極板に挟まれており、極板間には電子を輸送するための電圧が印加される。有感領域の内外を隔てる側面の部分にはカゴのように何段かのワイヤーが等間隔に巻き付けられていてワイヤー同士は抵抗を通じて接続されている。この構造はドリフトケージと呼ばれ有感領域内の電場の一様性を高める効果がある。

TPC が霧箱と大きく異なるのは飛跡情報を得るために電気信号による読み出しを採用しているという点である。読み出す電気信号は以下のような流れで誘起される。

1. 有感領域内に侵入した荷電粒子が飛跡に沿って電離を引き起こす。
2. 電離によって生成された電子が検出器内部に印加された電場によって読み出しを行う電極方向にドリフトする。
3. ドリフトした電子は分割された電極に到達し、信号を誘起する。

電子は一様な電場の中を輸送されるため、陽極に到達するまでの間飛跡の構造を保持していると考えられる。そのため、ある瞬間に陽極面上で電子による信号が誘起される位置を知ることができれば陽極面内に射影した荷電粒子の飛跡に関する 2 次元的な位置情報を得ることができる。これは、この信号はいわば飛跡を電場に垂直な平面でスライスしたような分布になっている。

それに加えて、電離された電子は有限の時間をかけて陽極まで到達しているため、信号は電離が起こった位置から陽極までの距離に応じた時間構造を持っている。よって、誘起される信号の陽極面内での位置の時間経過をコマ送りのように追跡することによって電場方向の位置情報を引き出すことができる。これらの情報を総合することによって、荷電粒子の飛跡の3次元的な再構成が可能となる。

このとき陽極面で誘起される信号の大きさは到達する電子の量を反映しているため、読み出される信号の波高は荷電粒子が読み出し面上で引き起こした電離の数に比例する。よって、荷電粒子のエネルギー損失の大きさに関する情報を得ることも可能である。

元来 TPC は高エネルギーのコライダー実験の反応点に配置する検出器として開発された。コライダーを用いた実験において TPC を検出器群中心の衝突点に配置すれば衝突点から見込む全立体角を検出領域で覆っての測定が可能になり反応によってあらゆる方向に飛散する荷電粒子をとらえることができる。

また、粒子の飛跡情報から印加した磁場に対する曲率を測定することで運動量を、さらに信号の波高を測定することでエネルギー損失を求めることができるため、TPC のみで粒子の種類を識別が可能になる。いわば、TPC はその性能を十全に発揮することさえできればオールマイティに粒子の反応過程を測定することができる検出器である。

TPC を低エネルギーでの原子核実験においても利用するための手段として考案されたのが、アクティブ標的としての運用である。

2.1.3 アクティブ標的の特徴

近年、原子核実験に TPC によるアクティブ標的を用いるという試みは世界中で盛んになされており、代表的なものとして MAYA, AT-TPC, TACTIC 等がある。TPC によるアクティブ標的は以下にあげるような特徴を持っている。

固体標的と比べて標的密度が低い

標的となる気体は固体と比較すると3桁ほど密度が低い。このことは、反応粒子の崩壊によって放出される低いエネルギーの粒子の検出に有利である。固体標的中での反応によって放出される低エネルギー粒子は標的の外部へ脱出するまでの間のエネルギー損失を避けることができず、条件によっては検出器まで到達することができない。これに対して気体標的であれば、密度の小ささと引き換えに標的内部でのエネルギー損失は最小限に抑えられるが、標的の外部の検出器に到達するためには標的ガス封止用の薄膜を通過しなければならず、エネルギー損失やそれに伴うエネルギー広がりの影響をなくすることはできない。しか

し、ガス標的をアクティブ標的として運用することによって反応がおこったまさにその地点を有感領域とすることができるため、検出器まで到達するまでの間エネルギー損失を事実上0にすることができる。

また、アクティブ標的であれば有感領域中のいかなる地点で反応が起ころうとも反応点から飛散する粒子の飛跡を再構成して検出することができる。そのため理論上有感領域全域のガスを標的として用いることが可能であり、ガス標的が低密度であることによる反応レートの低さを標的の厚さによって補償することができる。

1つの飛跡を検出するための所要時間が長い

ガス検出器の常として電子とイオンのドリフト時間が検出器の動作を律速している。とりわけ、アクティブ標的のようにアクティブ標的で反応点を見込む全立体角を検出領域で覆うためにはビーム軸を取り囲むすべての向きに飛来した荷電粒子が電離する電子を収集できなければならない。そのため、飛跡を再構成することができる領域には電離された電子を取集する面の広がる方向だけでなくドリフト電子の進行方向にも大きなアクセプタンスが必要である。

電子のドリフト方向と平行な向きに飛んだ荷電粒子を捉えるにはビーム軸からドリフト方向(以下高さ方向)に $\pm$ (想定される荷電粒子の飛程の長さ)分だけの領域をアクセプタンスとする必要がある。例えば、飛程5cm程度の粒子の検出を目指すビーム軸を中心として10cmの大きさのアクティブ標的を考える。このときガス中での電子のドリフト速度が $1\text{ cm}/\mu\text{s}$ 程度であれば、アクセプタンスの中で一番検出領域に近い地点から一番遠い地点までの区間で生成された電子全てが有感領域に導かれるまでにかかる時間は $10\mu\text{s}$ となる。

アクティブ標的を検出器として正しく動作させるためには、ある一つのイベントで荷電粒子の飛跡に沿って生成された一群の電子が完全に検出領域に導かれるまでの間にもう一つの別のイベントに起因する荷電粒子飛跡に沿った電離が発生し2つのイベントのデータを混同して取得してしまう事態(Pile up)は好ましくない。通常の検出器であれば検出器の読み出し部分を分割するなどして、各部分ごと検出レートを抑えることで検出器全体としてのレート耐性を高めることが可能である。しかし、アクティブ標的では荷電粒子の飛跡として有感領域全域の電子を一つのドリフト電場によって同時に輸送・収集するので本質的に読み出しの細分化によるレート耐性の向上は見込めない。

さらに、ガス検出器内を電子が輸送される時間スケールと比較してはるかに高速な荷電粒子が一瞬のうちに飛跡に沿って作り出す多数の電子をその位置関係を保持したまま輸送し検出するというTPCの性質上、ドリフトによる輸送の途上の飛跡と別のイベント由来の飛跡が交差することすら考慮しなければならない。よしんば、重なりがなかったとしても

1回のトリガーで2つの飛跡に由来する飛跡を検出することになれば反応の絶対数の見積もりに不定性が生じる。

そして、2つのイベントの飛跡を反映した信号の時間情報を適切に切り分けて、それぞれの飛跡を抽出することにも困難が伴う。つまり、ガス検出器としてのアクティブ標的が許容しうるトリガーレートには明確な限界が存在する。例えば、上で考えたようなアクティブ標的の限界トリガーレートは素朴に考えると 10^5 cps となる。また、高レートでの実験では電離や増幅によって生成されたイオンがドリフト領域に留まり続け正電荷によって一様電場を歪曲させ、TPC としての動作が阻害される。

さらに、アクティブ標的は標的として加速器から輸送されるビームを直接入射させて用いるため原子核ビームを用いて実験を行う場合、ビーム自体がもつ電荷によって電離が引き起こされビームの飛跡が検出されることになる。すなわち、アクティブ標的の検出器としての限界となるトリガーレートが、実験そのもののレートを規定する入射荷電粒子ビームのレートに限界を与えることになる。

一方でアクティブターゲットの活躍が期待される不安定核ビームを用いた原子核実験においては、大強度のビームを用いることができないという特徴がある。不安定核ビームの典型的なレートは 10^5 cps 程度であるためガス検出器の読み出しにかかる時間の観点からはアクティブターゲットによる実験は決して実現不可能ではない。

また、ガンマ線ビームを用いた実験のように反応を起こさなかった時のビームによる電離が無視できる状況においては高いビームレートにおいても、反応のレートが TPC の限界に達しない限りは実験を行うことができる。

膨大なデータ量

TPC として荷電粒子の飛跡を精度よく測定するには信号の読み出しを行う陽極を多チャンネルに細分化し粒度を高める必要がある。また、ドリフト方向の位置の決定は信号の時間情報によって行うので、信号の読み出しを行うクロックの周期を短くして時間分解能を高める必要がある。さらに、エネルギー損失と関係する波高情報を抽出するためにアナログ信号の読み出しも行う必要がある。

2.1.4 MAIKo アクティブ標的の構造

以下では改修前のアクティブ標的の構造について述べる。MAIKo アクティブ標的の概念図を図 2.2 に示す。図中の検出器に囲まれた空間がドリフト領域である。ドリフト領域に入射したビーム粒子が封入された気体の原子核によって散乱されたときには反応に関与した

荷電粒子の飛跡に沿って電離が引き起こされる。この電離によって生じたイオンをドリフト電場によって図の下方 μ -PICまで輸送し、信号として読み出すことで飛跡を再構成している。図 2.3 には実際の写真を示した。概念図 2.2 には記入されていないが、実際の MAIKo アクティブ標的には μ -PIC とドリフトケージを隔てるグリッドが設置されている。

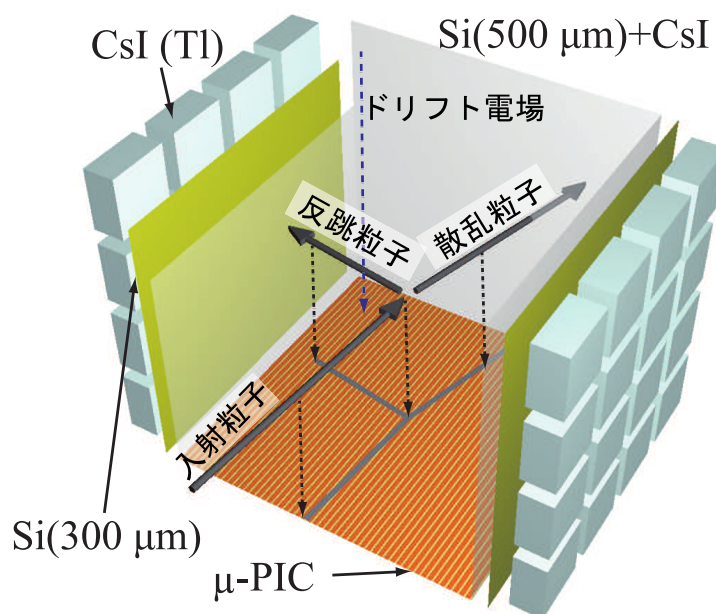


図 2.2: MAIKo アクティブ標的の概念図。

ドリフトケージ

ドリフトケージはアクティブ標的において、ドリフト電場の形成を担う部分である。ドリフトケージに入射したビームは標的の役割を担う検出気体と反応し、ケージ内を通過する反応に関与した荷電粒子の飛跡に沿って電離を引き起こす。ドリフトケージの役割はこうして生成された電子の位置情報を損なうことなく検出領域へと輸送することである。それゆえ、電子を輸送するための一様で十分に強度のある電場を形成することがドリフトケージの設計において重要である。

旧 MAIKo アクティブ標的のドリフトケージは高電圧を印加するプレート部とプレートと検出領域の間の領域に積み重なって巻かれているワイヤーの部分からなっていた。アルミ製のプレート部分に負電圧を印加することでプレート表面が等電位面となり、陰極側を接地して用いる検出部分との間に電場を形成する。プレートと検出領域の2点のみでも電位の勾配は作られるが、プレートの大きさが高々有限であることによる効果や検出器内の

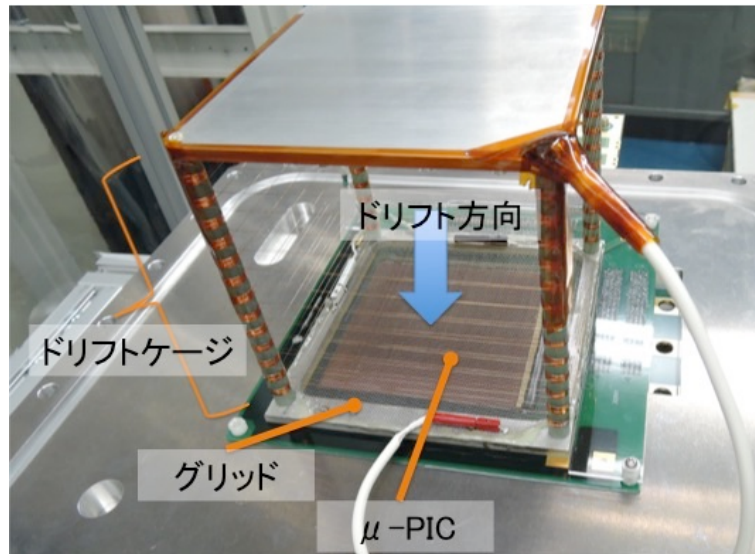


図 2.3: 改修前の MAIKo アクティブ標的。

その他の構造によって電場は歪曲されてしまう。こうした電場の歪曲を抑制するためにアクティブ標的ではワイヤーを用いて電場の一様性を高める工夫がなされていた。

ワイヤーは Be-Cu 製で直径は $125\ \mu\text{m}$ であった。このワイヤーは電子のドリフト方向に $1\ \text{cm}$ 間隔に巻かれたワイヤーにも抵抗分割 $10\ \text{M}\Omega$ によって適切な電圧を印加することで、ケージ内での電場の一様性を高める設計となっていた。

一方で、旧 MAIKo アクティブ標的では低いエネルギーで放出される荷電粒子の検出に重きを置いた設計がなされていたため、想定よりもエネルギーが高い荷電粒子が放出された際には有感領域内で全てのエネルギーを失わないまま検出器外部へと抜け出し、荷電粒子の全運動エネルギーを反映している飛程を測定できないという事態が起り得た。飛程は、アクティブ標的内で荷電粒子が単位長さあたりに失ったエネルギーを反映する量である信号の波高情報と組み合わせることで荷電粒子の種類の識別に用いる重要な量である。

そのような状況に対処するため MAIKo アクティブ標的ではドリフトケージの周りを Si 半導体検出器で覆うことで有感領域を飛び去った粒子の全エネルギーを測定をおこなう。

Si 検出器でドリフトケージの周囲を覆うことで有感領域外へ飛び去る粒子の検出を可能になり、アクティブ標的で検出可能な反応の範囲を拡大することができる。しかし一方で、ガス検出器としての運用には制限が課される。アクティブ標的の持つ反応点から見込む広い立体角を有感領域で覆うことができるという利点を可能な限り損なわないためには、Si 検出器は可能な限りドリフトケージの開口部に接近させることが望ましい。しかし、Si 検出器の表面は接地されるため、高電圧が印加されたドリフト領域のワイヤーや天板部分と Si 検出器との間に非常に強い電場が形成される。これはこの区間において放電を誘発する

原因となる。

また、放電対策を完全に行った上でであっても Si 検出器を有感領域まで近づけるとドリフトケージ内の電場の歪曲が起こる。そのためドリフトケージのワイヤー構造は Si による電場の歪曲を抑えるように設計される必要がある。

グリッド

グリッドはドリフト領域と検出領域の間に配置され二つの領域の境界として領域を「仕切る」役割を担う網状の電極である。グリッドを設置するためのフレームの写真を図 2.4 に示した。グリッドはニッケル製の金網で、直径 0.15 mm のニッケルの糸を 1 inch(= 25.4 mm) ごとに 30 本ずつ編みこんだ形状になっていた。

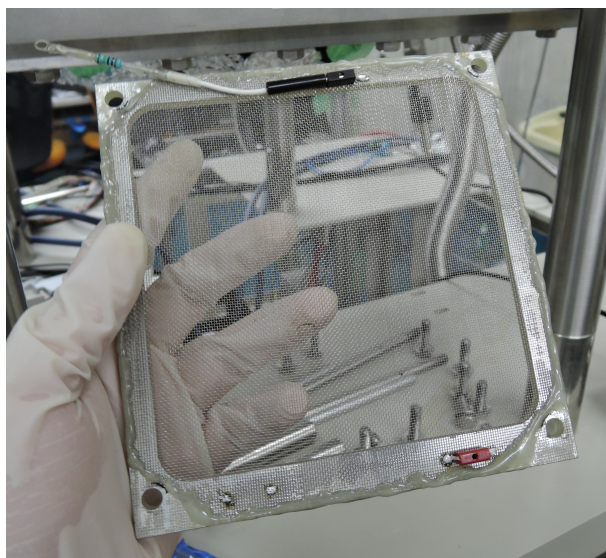


図 2.4: 旧 MAIKo アクティブ標的のグリッドメッシュ。

グリッドの主要な役割は二つある。

一つは電場を「仕切る」という役割である。グリッドがない構造の場合ドリフト領域から検出領域までの区間には一様な電場が形成されることになる。しかし、一般にこの 2 つの領域において適切な電場は異なっている。そのため 2 つの領域の間にグリッドを設置し適切な電圧を印加することによって上下に違う電場を形成することができる。

まず、ドリフト領域においては電子の収集の所要時間に対する検出器の運用面からの要請があり、そのために達成すべき電子のドリフト速度が決定される。電子のドリフト速度は印加された電場に概ね比例するので、一般に電場を強くするとそれに伴ってドリフト速度

も大きくなるが、ドリフト速度はおおよそ数 $\text{cm}/\mu\text{s}$ 程度で飽和する。ドリフト速度の飽和が起こるのは 1 atm 程度のガス圧で 1 kV/cm 程度の電圧を印加した時であるとされている。

検出器の運用という観点でいえば、ドリフト速度が速いほど 1 イベントあたりの電子収集時間が短縮されるため高トリガーレートでの検出が可能になるという利点がある。一方で高電圧の印加には常に放電のリスクがつきまとい、検出器の安定動作の観点から望ましくない。また、電子のドリフト速度のある程度電場を大きくすると増加が飽和するという性質上、徒らに印加電圧を大きくしても、その利得は次第に小さくなる。それゆえ、実際の運用では読み出し回路の時間特性や予想されるトリガーレートが最低限要請するドリフト速度を達成するような電場をかけることが望ましい。

そして、もう一方の検出領域においては電子の増幅という観点から適切な電場が決定される。ガス検出器は固体検出器と比較して物質量が小さいことが特徴であり、そのため荷電粒子の検出器中でのエネルギー損失が小さくなる。このことから、ガス検出器は低いエネルギー粒子の飛程検出について優位性をもっているといえる。しかし、エネルギー損失が小さいためその分検出器内での単位長さあたりの電離される電子が少なく、検出領域に到達した電子が誘起する信号は微弱である。それゆえ、信号の読み出しには電子の増幅が不可欠であり、特に、位置検出に重きを置いた集積性の高い信号読み出しの際には、各読み出しチャンネルに分配される電子が十分な大きさの信号を誘起しうるような増幅率を達成する必要がある。

ガス中における電子の増幅の過程は、電場によって加速される電子がガス分子と衝突して電離を引き起こし副次的に電子を生み出し、再びその電子が加速され新たに電離を引き起こす過程の繰り返し(雪崩増幅)として理解されている。この過程での増幅率 M は電子が単位長さを進んだときに電離する電子の数とみなされるべき量であるタウンゼント係数 α をもちいて

$$M = \exp \left[\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx \right] \quad (2.1)$$

のようにかけることが知られている。さらに α は増幅が行われる領域の電場に対して

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left(\frac{-Bp}{E} \right) \quad (2.2)$$

のような関係をもつことが知られている。ただし A, B は気体によって決まる定数である。ここから検出領域の電場が強いほど電子の増幅効率が大きくなるということがわかる。

MAIKo アクティブ標的の検出領域において主として増幅が行われるのは $\mu\text{-PIC}$ の陰極と陽極の間に形成された強い電場の領域であると考えられる。そのため、電子の増幅の観点

からは検出領域での電場を大きくすることが望ましい。電子の増幅はドリフト電場に比べてかなり大きな電場のもとでなければ起こらないため、検出領域の電場はドリフト領域の電場と比べて高くなければならない。

二つの領域の間にグリッドによる等電位面を形成しそれによって上下の領域の電場を「仕切る」ことによって二つの領域での電場強度についての要請を同時に満足することが可能になる。

二つめはイオンの流れを「仕切る」という役割である。電子の増幅はガス分子の電離によって起こるため、検出を行うたびに電離された電子と同数のイオンが生成される。イオンは電子と同様電場によってドリフトするが、正の電荷を持っているため電子とは逆方向に運動する。そのため、 μ -PIC の極間の増幅領域で生成されたイオンは、多くが同時に生成して電子と逆方向に輸送され μ -PIC の陰極に吸収されることになる。しかし、イオンの一部は検出領域を逆流しドリフト領域に向かって輸送される。ドリフト領域までイオンが流入 (ion backflow) すると、その電荷がドリフト領域の電場を歪曲させるほか、検出領域へ到達するはずの電子と再結合することで電子の輸送を阻害することの原因にもなり、検出器が十分な性能を発揮することができなくなる。これを防ぐのがグリッドのもう一つの役割である。適切な電圧を印加したメッシュ状のグリッドには、検出領域に向かってドリフトする電子は透過しドリフト領域に向かってドリフトするイオンは捕獲するという半透膜のような性質があることが知られている。

μ -PIC

Micro-Pixle Chamber (μ -PIC) [21] は、京都大学宇宙線研究室で近年開発された Micro Pattern Gas Detector の一種であり、電子の増幅と誘起された信号の読み出しを同時に行う機能をもっている。 μ -PIC の構造を図 2.5 [22] に示す。

μ -PIC は輪切りにした比例計数管を並べたような構造をしており、図の緑色で示された陰極部分と茶色で示された陽極部分の間に電圧を印加することによって高電場を形成しその間で電子の増幅を行う。Ni コーティングされた Cu 製の電極は、垂直に交わる基板表面の陰極ストリップと基板裏面の陽極ストリップからなり、ポリイミド製の基板によって隔られている。信号の読み出しはこのストリップから行い、陰極と陽極それぞれのストリップに誘起される信号の 1 次元の位置情報を総合することで 2 次元的な信号の位置情報を得ることができる。

μ -PIC には以下のような利点がある。

- 製造にはプリント基板の加工技術を用いるため、大面積化が容易である。

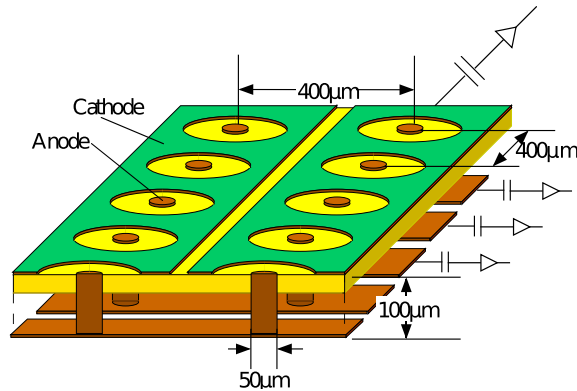


図 2.5: μ -PIC の構造。[22]

- 陰極と陽極が ($\sim 100 \mu\text{m}$) 程度の近距離にあるため、ガス増幅によって生成されたイオンの収集所要時間が短くレート耐性が高い。
- ストリップ読み出しを採用することで、ch 数を抑えて $400 \mu\text{m}$ という読み出し間隔を実現できる。

我々のアクティブ標的で使用する μ -PIC はそれぞれ 256 ch の陰極と陽極で約 $100 \times 100 \text{ mm}^2$ の有感領域を備えている。

2.2 ^4He 光分解反応測定のための要請

今回の実験では ^4He 原子核の巨大双極子共鳴領域と考えられている $E_\gamma = 20\text{--}30 \text{ MeV}$ の領域において光分解反応を測定する。 ^4He 原子核は 4 核子からなる系であるため、 $E_\gamma = 20\text{--}30\text{MeV}$ に対する崩壊モードは表 2.1 のものに限られている。

表 2.1: ^4He 光分解反応の崩壊モード

崩壊モード	崩壊閾値 (MeV)
$^4\text{He}(\gamma, ^1\text{H} ^3\text{H})$	19.3
$^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He} \text{ n})$	21.1
$^4\text{He}(\gamma, ^2\text{H} ^2\text{H})$	23.8
$^4\text{He}(\gamma, ^1\text{H} ^2\text{H}) \text{ n}$	26.6
$^4\text{He}(\gamma, ^1\text{H} ^1\text{H}) 2\text{n}$	29.3

巨大双極子共鳴状態に励起した ${}^4\text{He}$ 原子核が崩壊可能なこれらのモードを運動学的条件に基づいて弁別し、宇宙核物理の観点からも重要な ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 、 ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$ の 2 モードの反応断面積を得ることが本研究における最終目標である。

この反応では、入射ガンマ線のエネルギー E_γ と反応の Q 値との差に相当するエネルギーが各崩壊粒子の重心系での運動エネルギーとして分配される。今、関心のある 2 体崩壊のチャンネルについて、崩壊後の粒子 (1, 2) の質量を m_1, m_2 , 運動エネルギーを K_1, K_2 とすると

$$K_1 + K_2 = E_\gamma - (m_1 + m_2 - m_{{}^4\text{He}})c^2 \quad (2.3)$$

という式 (2.3) が成り立つ。

今回の領域ではガンマ線のエネルギー ($\sim$ 数十 MeV) と比較して ${}^4\text{He}$ 原子核の質量 (~ 3730 MeV) は十分に大きい。それゆえ古典的な近似が有効である。そのうえで簡単のためにひとまず重心系のブーストによる効果を見捨てる、2 体崩壊した粒子は、運動量保存の要請から「逆 (back to back) 方向」に「質量に反比例する運動量」を持って放出されることがわかる。

一般にアクティブ標的中で粒子の飛跡を観測が可能であるためには、荷電粒子が飛跡に沿って十分な数の電子を電離することが必要である。運動する荷電粒子が単位長さあたりに引き起こす電離の量は、媒質となる気体分子から 1 個の電子を引き剥がすのに必要な平均エネルギーである W 値で媒質気体中で荷電粒子が単位長さだけ進んだときのエネルギー損失を割ることで決定される。物質中での粒子のエネルギー損失は以下の Bethe-Bloch の式によって記述されることが知られている。

$$-\frac{dE}{dz} = 2\pi N_a r_a^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (2.4)$$

$$\beta \equiv \frac{v}{c}, \quad \gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

各変数の定義は表 2.2 の通りである。

式 2.4 から粒子の単位長さの物質中を通過した荷電粒子のエネルギー損失は荷電粒子の電荷の 2 乗に比例し、荷電粒子の速度の 2 乗に反比例するということがわかる。今回の測定において観測されうる粒子の電荷および質量からエネルギー損失の比を概算すると 2 体崩壊反応 ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$, ${}^4\text{He}(\gamma, \text{dd})$, ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$ で放出される粒子について図 2.3 のような結果を得る。

表 2.2: Bethe-Bloch の式中的変数。

r_e	古典電子半径
m_e	電子の質量
N_e	Abogadro 数
I	媒質物質の平均励起ポテンシャル
Z	媒質物質の原子番号
A	媒質物質の質量数
ρ	媒質物質の密度
z	入射粒子の電荷
W_{max}	1 回の衝突における最大エネルギー移行

表 2.3: 崩壊粒子のエネルギー損失。

核種	Z	A	dE/dz (a. u.)	E_{tot} (a. u.)	$E_{tot}/(dE/dz)$ (a. u.)
p	1	1	1	1	1
d	1	2	4	1/2	1/8
t	1	3	9	1/3	1/27
^3He	2	3	36	1/3	1/108

E_{tot} は重心系のブーストを無視した古典的な近似のもとで、運動量保存則から崩壊粒子の持ち出す運動エネルギーが質量に反比例するということを用いて求めた各粒子の持つ運動エネルギーである。ただし、表 2.3 に示したエネルギーとエネルギー損失は陽子に関する値を 1 とした任意単位で与えられている。

$E_{tot}/(dE/dz)$ は全エネルギーに対する粒子が単位長さ進んだときのエネルギー損失の割合を表しているので、粒子が運動エネルギーを完全に失って止まるまでの長さ、すなわち飛程と関連付けることができる量である。

表 2.3 では、反応モードによる Q 値の違いや荷電粒子のブラッグカーブについて考慮していないが、明らかに粒子の種類に応じてエネルギー損失の過程が劇的に変化することが分かる。

特に今回の測定を行うのは各モード崩壊閾値から約 10–20 MeV に及ぶエネルギー領域である。そのため、崩壊粒子の運動エネルギーが取り得るのは 1 MeV 以下から 7 MeV 程度までの範囲である。それゆえ、気体標的からの崩壊粒子の測定には以下のような 3 点の要

請が存在する。

短飛程粒子の検出

今回の実験で観測したい崩壊モードでは、低い E_γ の測定における ^3He は短飛程となる。アクティブ標的は従来の検出器と比較すると、低エネルギーの粒子の近距離での測定に優位性を持っている。しかし、粒子の飛跡の再構成には複数の読み出しストリップからの情報を線形フィッティングしているため、ある程度の飛程がなければ正しい角度の直線を得ることができない。それゆえ、短飛程粒子の検出には限界が存在する。観測したい崩壊モードが決まっている以上、標的ガスの圧力を下げて物質量を小さくすることによってしか粒子の飛程を長くすることはできない。

エネルギー損失が小さい粒子の検出

荷電粒子が飛跡上で引き起こす電離によって信号を形成するガス標的を使う限り、検出器中の単位長さあたりのエネルギー損失が小さいために検出部分に輸送される電子の数が信号形成に不足するような粒子を検出することは不可能である。今回の実験で観測したい崩壊モードに即せば、高い E_γ の測定における陽子はエネルギー損失が小さい。例えば 10 MeV 陽子が 2 気圧の He 中を 1.3 cm 進む時のエネルギー損失は 0.02 MeV にすぎない。これは標準的な ^{241}Am α 線源から放出される 5.5 MeV の α 線が、同じ条件のもとで失うエネルギー 0.40 MeV の実に 20 分の 1 である。

検出部分で読み出される信号の波高はエネルギー損失の量に比例するので、アルファ線の 20 分の 1 の波高の粒子を検出できなければ、今回の実験で陽子の飛跡を再構成することができない。気体の物質量を大きくすれば、エネルギー損失を大きくすることはできるがそれにとまって短飛程粒子の検出はより困難になる。

標的物質量の確保

アクティブ標的をガス標的として考えると実験データの統計という観点から可能な限り標的物質量を高くして測定を行いたい。

すなわち、上に挙げた 3 つの困難の克服はトレードオフの関係にあり気体の圧力の調整のみによっては同時に解決を与えることができない。それゆえ、ガスの圧力と独立な方法でどちらかの困難を解決するための手法を考案する必要がある。われわれの MAIKo アクティブ標的では、電子増幅の機構として GEM (Gas Electron Multiplier) を導入する。信号の元になる電子を増幅することで、気体中でのエネルギー損失を据え置いたまま、エネルギー損失の小さい粒子の検出が可能になる。

さらに、アクティブ標的を運用して測定を遂行するにあたっては以下に示すような技術的な要請も存在する。

有感領域を確保しうるドリフト速度

アクティブ標的の信号の読み出しに用いている回路は、飛跡を再構成するための信号の読み出しの最大時間幅 (タイムウインドウ) が $10\ \mu\text{s}$ として設計されている。測定を行うにあたってはドリフト領域全体を有感領域領域として測定を行うことが望ましい。ドリフト速度 v_D と有感領域のドリフト方向長さ L の関係はタイムウインドウ長さ T を用いると

$$L = v_D \times T \quad (2.5)$$

のように表せる。この長さがドリフト領域のドリフト方向への長さに対して十分大きな値であればドリフト領域全体を有感領域として運用することが可能である。ガス中でのドリフト速度は、一般にガスの種類と圧力、そして電場の強さによって決定されるので、有感領域に関する要請を満たすためには放電なしに安定した運用が可能な電場のもとで適切な気体の混合比を選択する必要がある。

電場の一様性の確保

収集された電子が形作る信号の時間情報で、荷電粒子の飛跡を再構成する検出器である MAIKo アクティブ標的を運用するにあたっては、生成された電子が収集されるまでの所要時間と、電子が生成された地点の電子検出領域からの距離が比例していることが必要である。この関係も、電子のドリフト速度によって特徴付けられる。先に挙げた電子のドリフト速度を決定付ける指標のうち、気体の圧力や混合比は検出器中で一様と見なしうる一方で、現実の検出の内部の電場の強さは必ずしも一様であるとは言えない。そのため、可能な限り電場の一様性を確保するために検出器の構造について精査する必要がある。

2.3 ドリフトケージの再設計

今回の実験を行うにあたっては、電子の増幅率を補うことで低いエネルギーの粒子の検出を行う。そのための機構として GEM を導入することにした。GEM については 2.5 節で述べるが、基本的には μ -PIC の前段に配置することでもう一段階の増幅を行うことができる。しかしながら、旧来の MAIKo アクティブ標的は新機構導入のための拡張性を考慮した設計はなされておらず全体的な組み立て方法の変更が見直しが必要となった。

旧来のアクティブ標的のドリフトケージの構造を図 2.6 に示す。

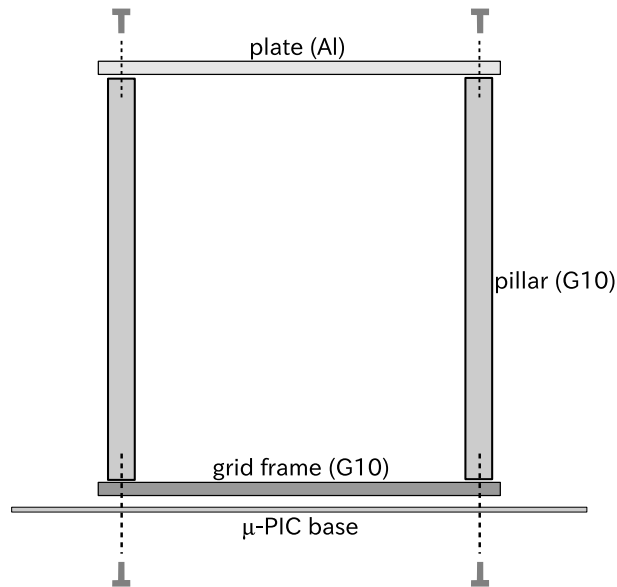


図 2.6: MAiko アクティブ標的の旧デザイン。 μ -PIC 基板とドリフトケージが直接接続されている。

この設計ではドリフトケージ部分とグリッドメッシュ部分および μ -PIC 基板が四隅において 1 本の貫通したポリカーボネート製ネジによって固定される構造になっていた。この構造は、ケージと固定されたグリッドメッシュのフレームおよび μ -PIC 基板の剛性によってドリフトケージに巻き付けたワイヤーがケージを締め付ける力に抗し、ケージが自壊することを防ぐことが意図したものであった。そのため、一度ケージとその他の部分とを切り離せば構造を保持するものなくなったドリフトケージの柱部分はもはや直立を保つことはできず、巻き付けられているワイヤーも張力を維持できず緩んでしまうことになる。

電子を増幅するための機構として GEM をアクティブ標的に導入するならば、その位置はドリフト領域へのイオンバックフローを防ぐグリッドメッシュと信号の読み出しを行う μ -PIC との間となる。GEM の導入・試験を行うためには頻繁にドリフトケージと μ -PIC 基板とを分離しなければならず、その度にワイヤーが緩んでしまう旧来の設計によるケージを使用し続けることは望ましくない。それゆえ、新機構に対しての拡張性と容易にドリフトケージとその他の構造とを分離できるメンテナンス性を実現するためにアクティブ標的において μ -PIC 基板以外の構造全体の再設計を行った。

2.3.1 Garfield による電場計算

電場の一様性を担保するために実際の検出器の幾何学的構造を考慮して電場計算を行った。計算には CERN が開発した Garfield を用いた。Garfield は元来 2 次元平面内での電場計算を行うことを念頭に開発がなされたソフトウェアであるが、近年、有限要素法を用いて 3 次元の空間において Poisson 方程式を解くためのライブラリ neBEM が組み込まれたため、3 次元の電場計算が可能になった。

設計を行うにあたって、ドリフト領域の電場はケージに巻きつけるワイヤーと太さによってどのような影響を受けるか調べるために電場計算を行った。

電場計算のセットアップを図 2.7 に示す。

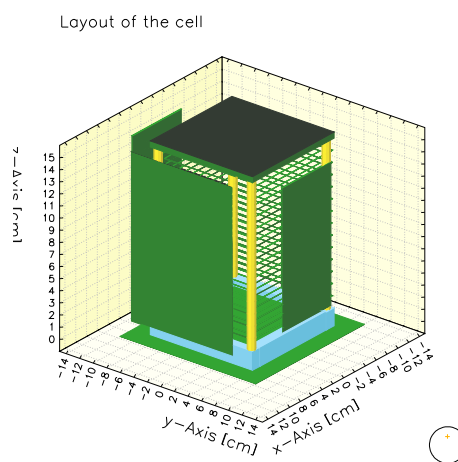


図 2.7: 電場計算のセットアップ。

セットアップとしては図 2.7 のように中央のドリフトケージが 3 方向の Si 検出器によって覆われた構造を考えた。ドリフトケージの天板とグリッドにそれぞれ -3000 V , -700 V の電位を与え、ドリフト領域に電場を形成し、図の x 軸に沿って電場と電位を計算した。計算はワイヤー間隔を 10 mm , 5 mm の 2 通りについてワイヤーの太さを半径 0.065 mm から半径 0.320 mm までの 5 通りについて同様の計算を行った。なお、ワイヤーは有感領域内部の電場が外部の影響を受けて歪曲されてしまうのを防ぐために、各段ごとに 2 周ずつ張っている。

同じ量を異なるワイヤー間隔の元で計算した結果を左右に並べた。図 2.8 から 2.15 までの横軸は全て図 2.7 の x 座標である。有感領域は $-5 \leq x \leq 5$ の区間であり、ここでの電場の一様性が問題になる。また、 $x > 0$ の方向には Si 検出器が設置されているので電場が歪曲している。そして、以上の量はいずれも、 $z = 9.0$, $y = 0$ で計算した量である。

図 2.8, 2.9 は電位を表している。一様な電場を形成するためには、ここに示される電位

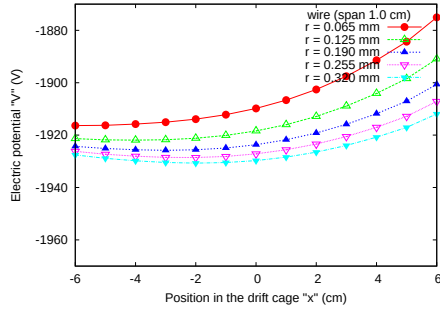


図 2.8: ワイヤー間隔 10 mm の場合の各点での電位。

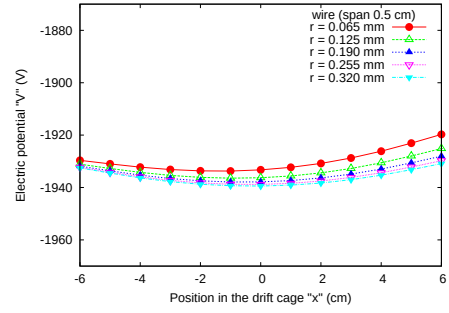


図 2.9: ワイヤー間隔 5 mm の場合の各点での電位。

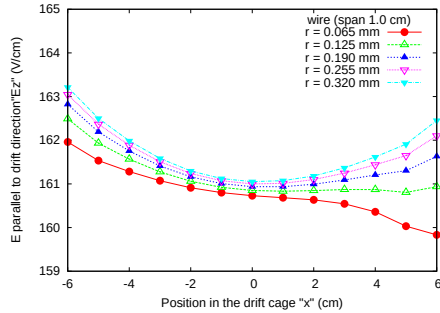


図 2.10: ワイヤー間隔 10 mm の場合の各点でのドリフト方向の電場。

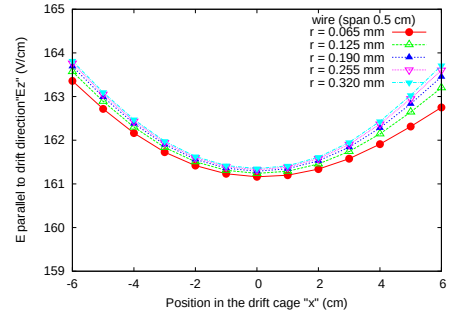


図 2.11: ワイヤー間隔 5 mm の場合の各点でのドリフト方向の電場。

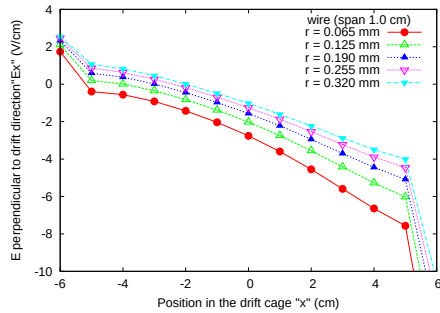


図 2.12: ワイヤー間隔 10 mm の場合の各点でのドリフト方向に垂直な向きの電場。

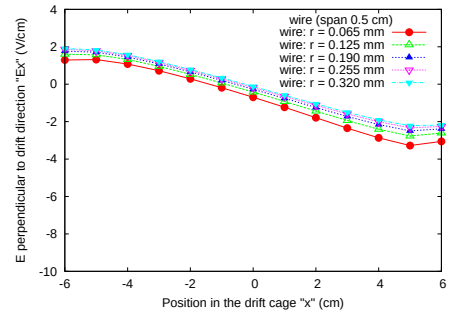


図 2.13: ワイヤー間隔 5 mm の場合の各点でのドリフト方向に垂直な向きの電場。

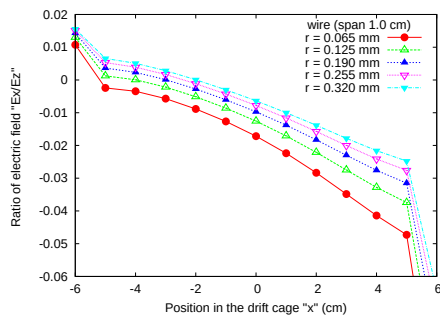


図 2.14: ワイヤー間隔 10 mm の場合の各点での 2 方向の電場の比。

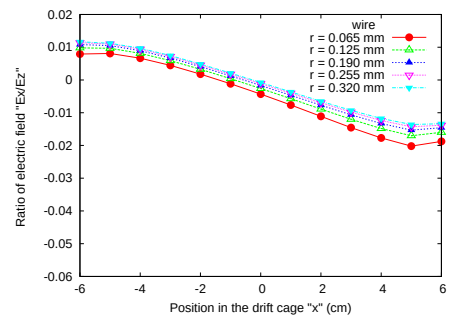


図 2.15: ワイヤー間隔 5 mm の場合の各点での 2 方向の電場の比。

が有感領域全体にわたって平坦であることが望まれる。しかし、10 mm 間隔でワイヤーを張った場合、片側のみに設置した Si 検出器によって非対称に電位が歪曲されている様子が顕著に見られる。ここからワイヤーが太ければ太いほど、張る間隔が狭ければ狭いほど、電位は一様に近づいていくことがわかる。

図 2.10, 2.11 はドリフト電場を表している。検出器としての位置分解能を確保するためにはこの電場が有感領域全体にわたって平坦になっていなければならない。もし、電場の一様性が確保されていなければ、同じ高さで電離した電子が検出されるまでの時間が変わるため方向の位置情報に系統的な誤差が加わることになる。ワイヤーを 10 mm 間隔で張った場合、外部の検出器の影響で電場が歪曲することがわかる。ワイヤーを密集させて張ることや、太いワイヤーを張ることによって、ドリフトケージの外部の物体が内部の電場を歪曲させる効果を軽減することができる。一方、外部の物体とは関係なく電場を形成するためのワイヤーから離れた有感領域中心部では電場が弱くなる効果が見られる。そして、その 2 つの効果が均衡する 10 mm 間隔で半径 0.125 mm のワイヤーを張った時 (図 2.10 緑色) にドリフト電場が最も一様になることがわかる。しかし、この形状で達成できるのはドリフト方向の電場の一様性だけであり、ドリフトケージの性能を議論するにあたってドリフトに垂直な方向の電場が小さいことも重要な要素である。

図 2.12, 2.13 はドリフト電場に対して垂直な向きの電場を表している。また、この電場をドリフト電場の大きさに割った値が図 2.14, 2.15 に示されている。この量は電子のドリフト方向が意図した向きに対して、どれだけずれるかを表しており、この値が 0 でなければ電子がドリフト領域を斜めに進むため位置情報に系統的な誤差が加わる。この量は、より太いワイヤーをより密に張ることで改善することがわかる。

以上の結果から、ドリフト電場に関しては、ワイヤーを密に貼ることによって外部の Si 検出器からの電場の歪みの影響を小さくできることがわかった。一方で、Si 検出器の影響と電場ワイヤーが作る電場の構造が均衡することで、10 mm 間隔のワイヤーの方がより平坦なドリフト電場を形成することもあるが、そうした場合にはドリフト方向と平行な向きの電場が大きな値を持つため、ドリフトケージとしてはふさわしくない。

また、ドリフト方向に垂直な向きの電場の一様性は、ワイヤーを 5 mm 間隔に張ることによって確保できることがわかった。

ワイヤーを 5 mm 間隔に張った場合、太いワイヤーを用いることで、より一様な電場を形成することがわかった。しかし、ワイヤーの太さによる電場の振る舞いの変化は穏やかであった。それゆえ、今回の設計では、ワイヤーの間隔を 5 mm とし、可能な範囲でなるべく太いワイヤーを用いてドリフトケージを製作する方針を決定した。

2.3.2 材質の検討

ドリフトケージの支柱や GEM およびグリッドのフレームといった構造部品は、抵抗分割によって高圧電源に直列に接続して電場を形成するプレート、ワイヤー、GEM、グリッドといった伝導体製の部品と接触しながらドリフトケージの構造を維持しなければならない。そのため、構造部品には堅牢な不導体の材料を用いる必要がある。また、ワイヤーの固定をはんだによって行う関係からある程度の耐熱性も必要である。

これらの観点から旧来の MAIKo アクティブ標的においてはドリフトケージの材料としてガラスエポキシ（JIS 規格: EL-GEM, NEMA 規格: G-10）を用いていた。ガラスエポキシとはガラス繊維で織られた布を積層した骨格にエポキシ樹脂を含浸させ熱硬化処理を施して作られる素材である。その優れた強度、耐熱温度、電気特性からプリント基板等の材料として広く用いられている。

電氣的絶縁性、構造的堅牢性、耐熱性の3要件を満足することはドリフト電場を形成するための必須条件である。しかしながら、ガス検出器内での使用を念頭に置くなれば、その上で検出器内部でのガスの純度を損なう原因となるアウトガスの排出量が少ない材料を用いることが望ましい。ガラスエポキシは優れた機械的特性を持つもののアウトガスの観点からは必ずしもガス検出器の構造部品としては適切でないとされている。よって、今回ドリフトケージの再設計を行うにあたって材料の見直しを行い、新たなドリフトケージの材料としてアウトガスの少なさから PEEK の採用を決定した。

PEEK (Polyether ether ketone) とはベンゼン環がエーテルとケトンにより直鎖状に結合した高分子である芳香族ポリエーテルケトン的一种で、エーテル、エーテル、ケトンの順に結合した図 2.16 のような分子構造を持つ。

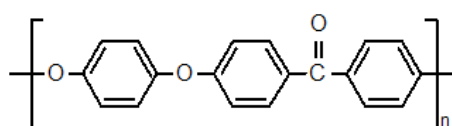


図 2.16: PEEK の構造。[23]

工業的には、その耐熱性の優秀さからスーパーエンジニアリングプラスチックに分類され、絶縁性、耐薬品性、耐放射線性にも優れている。

2.3.3 アクティブ標的の改修

以上のことを踏まえてアクティブ標的の再設計と改修を行った。各部分について以下で述べる。

ドリフトケージ

各部分の材質を見直すとともに、拡張性とメンテナンス性のために μ -PIC 基板との取り付け方法を変更した。ドリフトケージを支えるフレームの表面にドリフト電子が降着してチャージアップが起こり電場を歪めてしまうことがないように、フレームのドリフト領域に向いている部分には銅テープでコーティングを行った。また、ドリフトケージを支える柱の位置決定精度とを高めるために、ドリフトケージ天板とフレームに柱の径にあわせた大きさの切り欠きをつくり、柱をその穴に対してはめ合いで強固に固定する構造とした。

また、電場の一様性の向上を目指すためにワイヤーの巻き方をあらためた。2.3.1 節での議論をもとに、5 mm 間隔で太いワイヤーを用いるという方針のもとケージ製作に取り掛かった。新しいワイヤーとすべく直径 500 μm の Be-Cu 線を購入し、ドリフトケージの周りに巻く作業を旧 MAIKo アクティブ標的同様手作業で行った。ワイヤーの巻きつけは以下の手順で行う。

1. ドリフトケージを横に倒し、柱に掘られた溝部分にワイヤーをかけて重りを吊るす。
2. 柱の溝部分に貼った銅のテープにワイヤーをハンダ付けする。
3. ワイヤーが柱に固定されたのち、ドリフトケージを回転させハンダ付けを行った箇所から伸びているワイヤーをケージに巻きつける。
4. 以下 2,3 の繰り返し

ドリフトケージ内に一様な電場を形成するためにはワイヤーが弛まず直線的に張れていることが前提条件となる。そのため、ケージへの巻きつけの作業は、ワイヤーを太さに応じた力で引っ張って伸ばしきった状態で行わなければならない。そのため、ワイヤーに 3 kg のダンベルを吊るした状態で、巻きつけを行った。ところが、数周のワイヤーを巻いた時点で、ドリフトケージを支えている PEEK 製の柱が変形を始め、はじめに巻いたワイヤーが緩んでいることを確認した。このまま、ワイヤーを巻き続けてゆけば柱はさらに変形し、やがて折れてしまうことも考えられた。そのため、ワイヤーの太さはドリフト電場の一様性に対して緩やかにしか影響しないことを勘案した上で、今回の改修では 500 μm の Be-Cu

線を使うことを断念し、以前のドリフトケージで使用していたものと同じ直径 $125\ \mu\text{m}$ の Be-Cu 線を旧ドリフトケージの半分の $5\ \text{mm}$ 間隔で巻くことにした。

ワイヤーはドリフトケージ天板からドリフトケージを支えるフレームまでの間に $5\ \text{mm}$ 間隔で各段、内回りと外回りの2周ずつ巻いた。ただし、ビームが入射する位置の1周はワイヤーを巻いていない。

ワイヤーを巻き終えたのち、 $10\ \text{M}\Omega$ の金属皮膜抵抗を用いてドリフトケージ天板からグリッドまでを接続し、抵抗分割を行った。

以上の過程で製作したアクティブ標的のデザインを図 2.17 に示す。

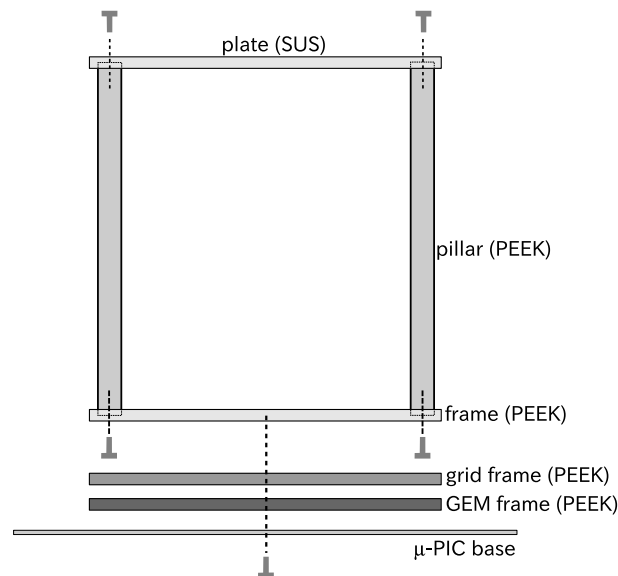


図 2.17: MAIKo アクティブ標的の新デザイン。電子増幅のために新たに GEM を導入した。

グリッド

グリッドメッシュの材質等は旧 MAIKo アクティブ標的のものを踏襲し、直径 $0.15\ \text{mm}$ のニッケルの糸を $1\ \text{inch}$ ($= 25.4\ \text{mm}$) ごとに 30 本ずつ編み込んだものとした。グリッドメッシュは PEEK 製のフレームに貼り付けて、フレームごとアクティブ標的に設置する。貼り付けの際には、メッシュ面の平坦性を保証するため張力をかけた状態でフレームに接着した。

GEM

新たな電子増幅のための機構として GEM を導入した。GEM の詳細については 2.5 節で詳しく述べる。GEM も PEEK 製のフレームに接着して、アクティブ標的内に設置する。GEM

への電圧印加は図 2.18 のようにして行う。

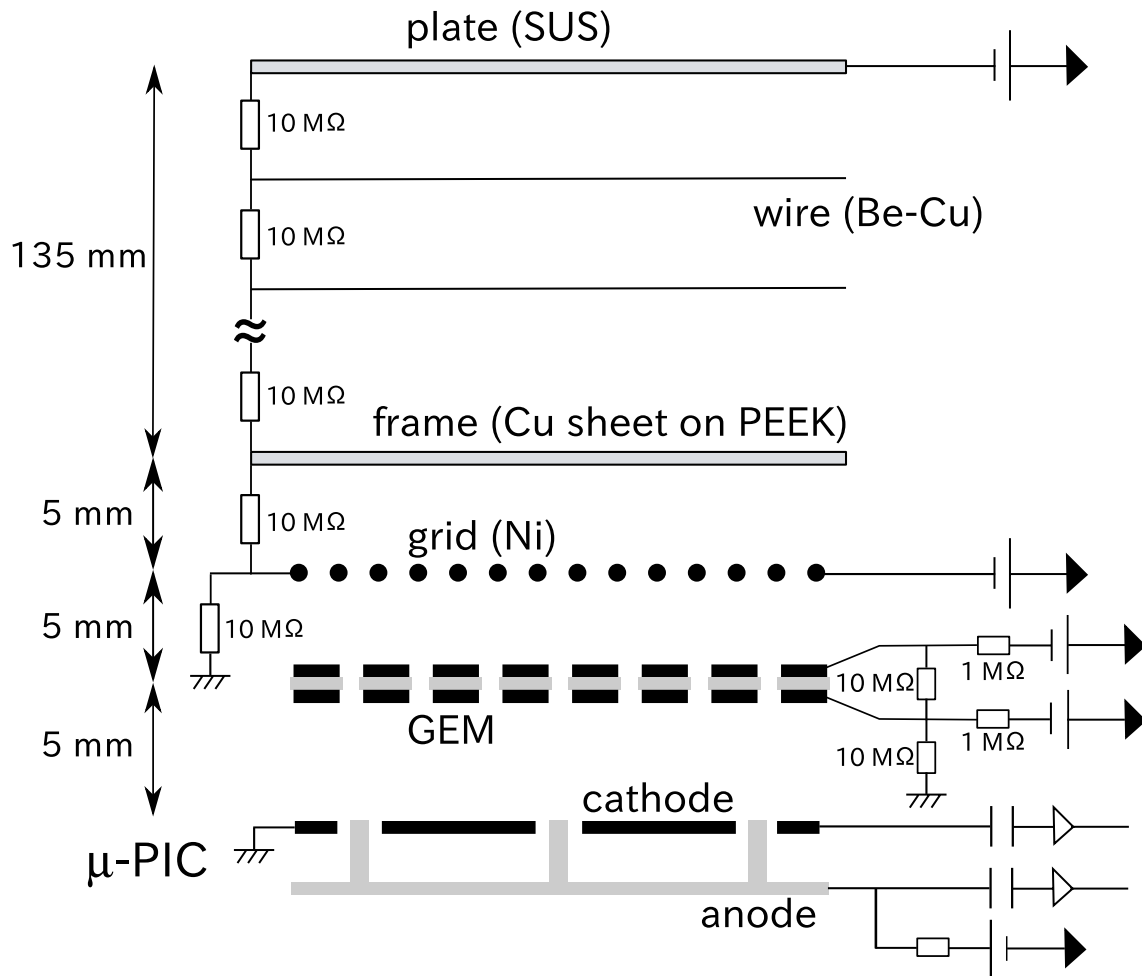


図 2.18: MAIKo アクティブ標的の電圧印加方式。

以上の改修を経て完成した新 MAIKo アクティブ標的を図 2.19 に示す。

2.4 ガス混合比の最適化

ガスに対しては検出器としての側面と標的としての側面から以下の要求が課される。

まず、検出器としての観点からは十分に電子のドリフト速度が速いガスを用いる必要がある。先に述べたように、アクティブ標的の有感領域の高さ方向の大きさはドリフト速度によって制限される。MAIKo アクティブ標的のドリフトケージの高さ方向の長さは 140 mm

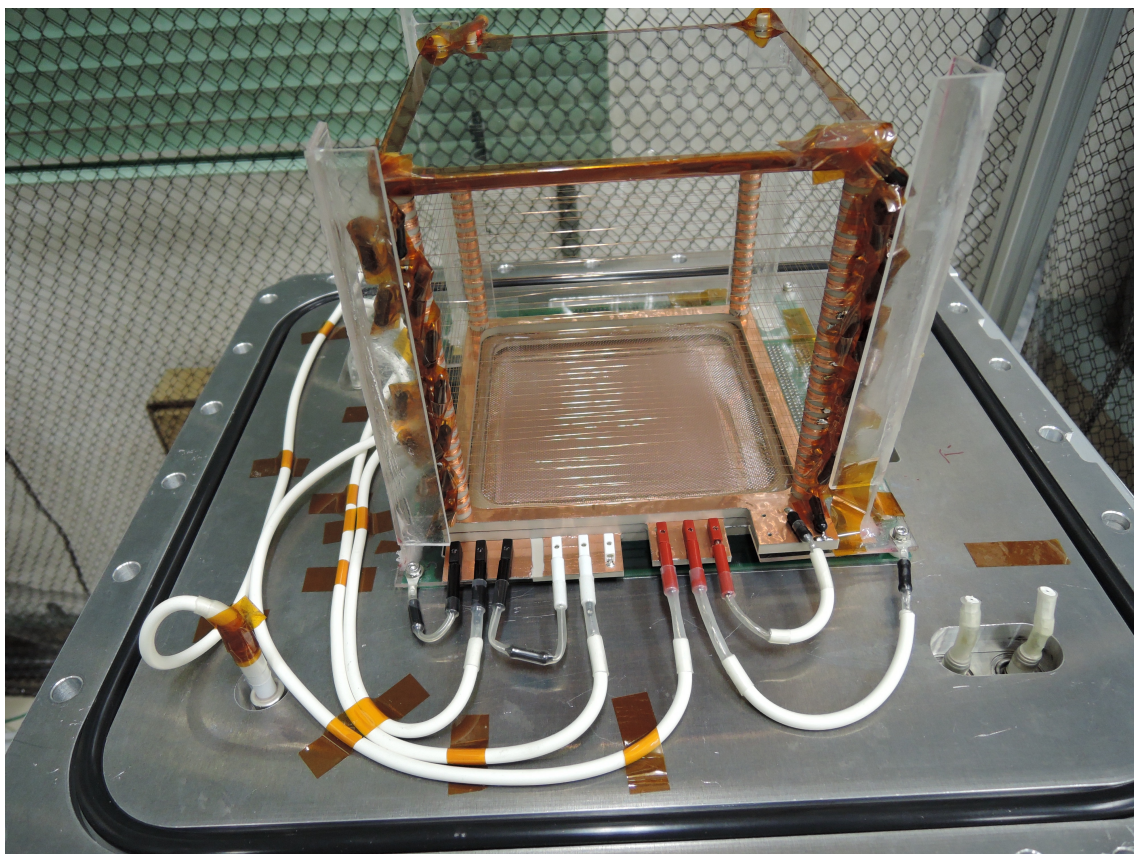


図 2.19: 新しい MAIKo アクティブ標的。

である。それゆえ、ドリフトケージの領域全てを有感領域とする為には、ドリフト速度が最低でも $1.4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ 必要である。

また、信号の検出を行うにあたってガス増幅率にも一定以上の水準が求められる。具体的に実験に即して言えば、今回の実験において最も検出が困難な E_γ が高い時の陽子が回路のノイズを上回るだけの信号を誘起できるだけのゲインが必要になる。

最後に、検出器として必要なドリフト速度、ガス増幅率を満たしながら放電することなく安定した動作を実現しなければならない。ガス検出器の安定動作を実現するためには、ガスの主成分となる ^4He ガスの他にクエンチャーとして別種のガスを混合するという手法が知られている。クエンチャーは荷電粒子が電離によって生成したイオンが電子と再結合する際に放出する X 線を吸収する役割を担う。この働きによって二次的な電離が抑制されるため放電のリスクを低減することが可能になる。

一方で、ガス標的として運用には ^4He ガス以外の不純物の混合率は低いことが望ましい。なぜならば、不純物の存在はビームと不純物の原子核の反応による背景事象の原因となるためである。そのため、検出器としての条件が許す限り混合するガスに含まれる原子核の数は最小限に抑えなければならない。

以上の要求を満たすようなガスの混合比の探索を以下の要領で行った。

2.4.1 Magboltz によるドリフト速度の計算

まず、He に対して加えるクエンチャーとして CO_2 , CF_4 , $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ の 3 種類のガスを候補とし、混合比を変えながら電場とドリフト速度の関係を計算する。ドリフト速度の計算には Magboltz を用いる。Magboltz は気体分子と電子が引き起こす種々の反応の断面積のデータから電子の輸送を記述する Boltzmann 方程式を解き、電場中での電子輸送に係わる諸量（ドリフト速度、拡散係数、タウンゼント係数等）の計算を行うプログラムである。この計算の結果から、それぞれの条件のもとで達成すべき電場の強さが求められる。

全圧を 2026 hPa に固定して He とクエンチャーの比率を変化させて行った計算の結果を図 2.20, 2.21, 2.22 に示す。

この結果から今回の実験で必要とされるドリフト速度 $1.4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ を達成するために、必要各ガス比において印加しなければならない電場を表 2.4 に示す。

図 2.4 には混入によって、標的 He 原子核以外による光分解反応を引き起こし、測定のバックグラウンドイベントの原因となる水素以外の原子核の割合を示した。

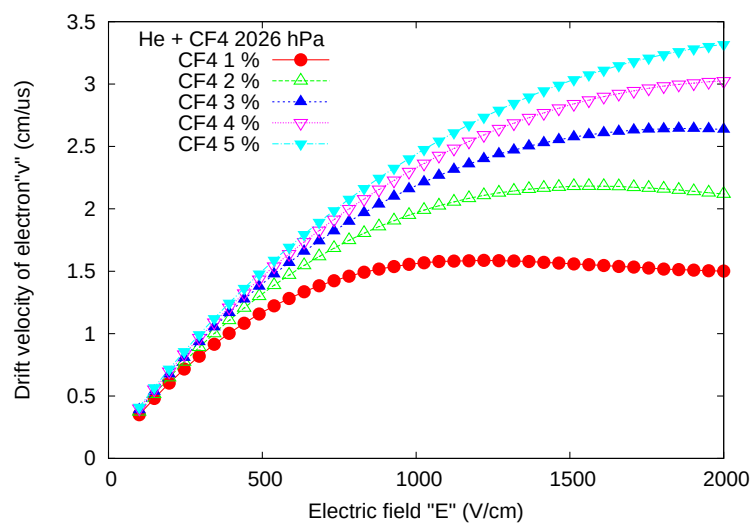


図 2.20: He + CF₄ のドリフト速度。

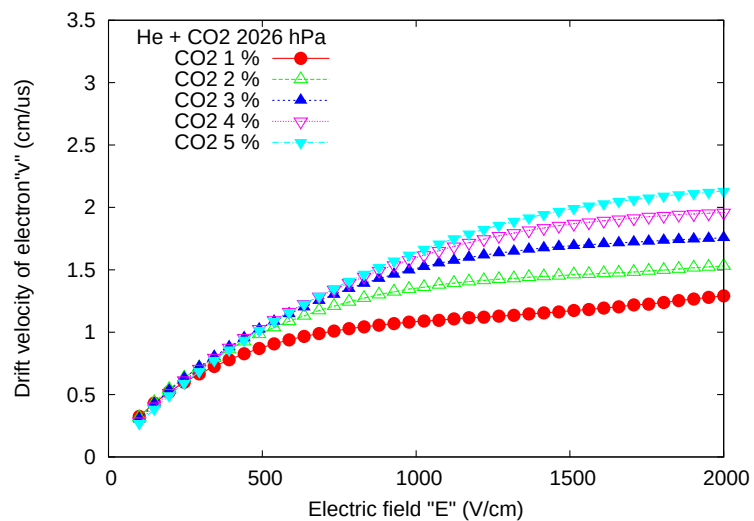


図 2.21: He + CO₂ のドリフト速度。

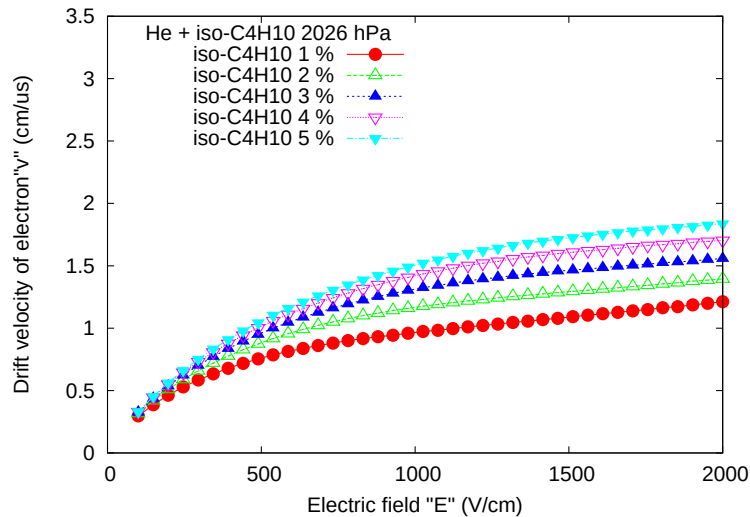


図 2.22: He + iso-C₄H₁₀ のドリフト速度。

2.4.2 電圧印加試験

表 2.4 より、比較的弱い電場のもとで目標ドリフト速度を実現可能であるということから、CF₄を用いて電圧印加の試験を行った。

ドリフトケージ内の電場は、ケージ天板とグリッドの間に印加する電圧によって形成される。グリッド以下の領域での電場形成や GEM 内で電子増幅を行うためにはグリッドの電位をおおよそ -1 kV 程度に設定しなければならない。そのため、グリッドと 14 cm 離れた天板との間に十分な強さの電場を形成するためには、天板に対しておおよそ -9 kV の電圧を印加しなければならない。そこで、電場に対する要求を満たしつつ、放電を起こさず安定に動作させることが可能であるような条件を探した。

はじめに He のみを 2000 hPa 封入した試験では天板の電圧を -3.5 kV まで上げた時点で放電が起こることを確認した。そこで、He を排気し、まずは 1% の CF₄ を加えて試験を行った。

放電の主因として考えられるのが、測定時にアクティブ標的の周りに並べる Si 半導体検出器への放電である。Si 検出器の表面が接地されているため、高電圧を印加したドリフトケージとの間に大きな電位差が生じ、これが放電の原因になる。放電が起こる限界を見極めるためには、何度か実際に Si 検出器への放電を観測しなければならないが実際の Si 検出器への放電は故障の原因となる。そのため検出器の代わりに金属の板を接地して設置し、そこへの放電を観測した。

そして、放電は主に最も高圧が印加されている、ドリフトケージ天板の角から起こることがわかったので放電が起こる箇所を絶縁性のあるポリイミドのテープで覆いながら、放電の原因を処理していった。その結果、ケージ天板からの放電を抑えることができるよう

表 2.4: 全圧 2026 hPa 各ガス比のもとで目標ドリフト速度を達成するために必要な電場の強さ。

ガス混合比	混入原子核の割合	必要な電場 (V/cm)
He 99% + CF ₄ 1%	0.05	704
He 98% + CF ₄ 2%	0.10	545
He 97% + CF ₄ 3%	0.15	501
He 96% + CF ₄ 4%	0.20	473
He 95% + CF ₄ 5%	0.26	456
He 99% + CO ₂ 1%	0.03	>2000
He 98% + CO ₂ 2%	0.06	1150
He 97% + CO ₂ 3%	0.09	843
He 96% + CO ₂ 4%	0.13	787
He 95% + CO ₂ 5%	0.15	772
He 99% + iso-C ₄ H ₁₀ 1%	0.04	>2000
He 98% + iso-C ₄ H ₁₀ 2%	0.08	>2000
He 97% + iso-C ₄ H ₁₀ 3%	0.12	1244
He 96% + iso-C ₄ H ₁₀ 4%	0.17	964
He 95% + iso-C ₄ H ₁₀ 5%	0.21	847

になった。

さらに電圧を高くしてゆくと、天板の次に高い電圧が印加されているドリフトケージの柱に取り付けた金属皮膜抵抗から Si 検出器まで放電が起こるようになった。これを防ぐために、抵抗が柱と接合している金属製の足の部分もポリイミドのテープで覆い、さらに Si 検出器との間にアクリル製の柱を設けて放電を防いだ。

しかし、ここまで覆いを行っても -9 kV 程度の電圧を印加した際には長時間安定を保つことはできなかった。そこで、CF₄ を 2% にまで増やして試験を行ったところ、-9.2 kV で安定動作を実現することができた。そのため、以降の実験はこのガス比で行った。

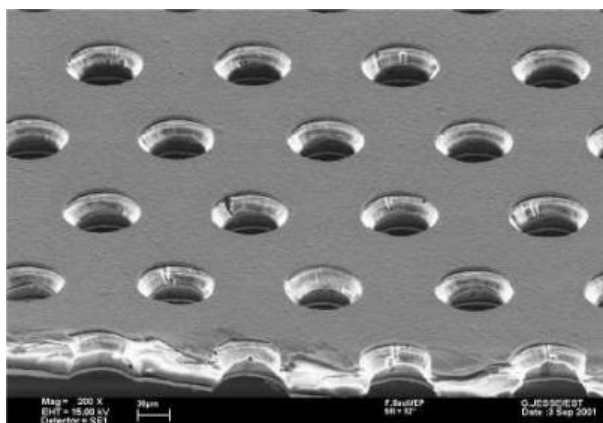
2.5 GEM の導入

エネルギー損失の小さい陽子の検出のために電子増幅機構として GEM (Gas Electron Multiplier) [24] を導入した。GEM を用いることで、実験を遂行するために十分な増幅率が達成できていることを確認するとともにその増幅率の振る舞いをどのように理解しうるのかを知るために ²⁴¹Am α 線源を用いて以下の要領で測定を行った。

GEM は図 2.23 のような両面に金属を蒸着した高分子膜に多数の穴が空いた構造になっている。典型的な GEM は、厚さ $50\text{ }\mu\text{m}$ の Kapton 膜に $5\text{ }\mu\text{m}$ の銅が蒸着され直径 $70\text{ }\mu\text{m}$ の貫通穴が $140\text{ }\mu\text{m}$ ピッチ並んでいる。GEM 両面の金属間に電位差を作ること、図 2.24 [25] のように貫通穴内部に強い電場を形成し、その中を通過するドリフト電子を増幅させる。

MAIKo アクティブ標的には表 2.5 のような GEM を導入した。

有感領域面積	$99.975 \times 99.89 \text{ mm}^2$
厚さ	$100 \text{ }\mu\text{m}$
穴 pitch	$140 \text{ }\mu\text{m}$
穴直径	$70 \text{ }\mu\text{m}$



2.5.2 GEMによる増幅率の測定

ドリフトケージの外側に ^{241}Am α 線源を設置し線源に一番近いカソードストリップ 32 本で誘起されたアナログ信号を足し合わせた信号の波高をオシロスコープで測定した。線源は Si 半導体検出器を設置するための架台に固定し、有感領域の最近端との距離を 61mm とした。

検出ガスは ^4He (1960 hPa) + CF_4 (40 hPa) に固定し、グリッド、GEM、 $\mu\text{-PIC}$ に印加する電圧を変化させた。

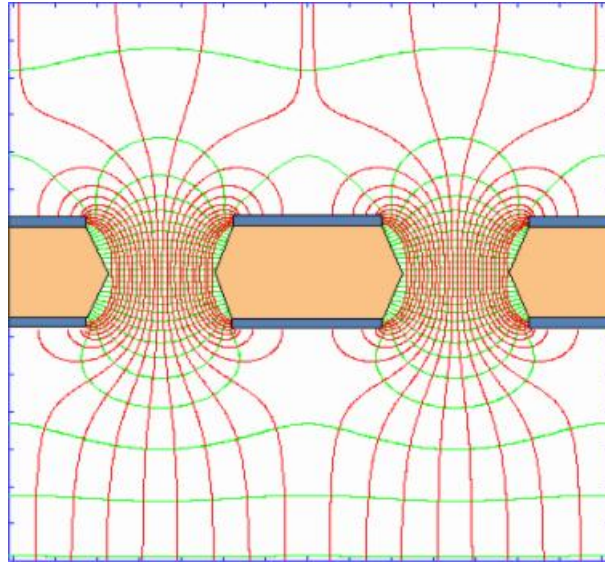


図 2.24: GEM が形成する電場 [25]。

実験遂行のための条件

実験遂行のためには今回の実験で扱う荷電粒子のうち気体中で引き起こす電離の量が最も小さい、高いエネルギーで運動する陽子が作り出す信号がノイズレベルを上回る波高になる必要がある。

α 線源が作り出す信号の波高をエネルギー損失に応じてスケールすることで「陽子が作る信号の波高」を計算しこれがアナログ信号のノイズレベルを上回っているかどうかで実験遂行の可否の判断を行う。

試験に用いた ^{241}Am 線源からは 5.486 MeV の α 線が放出されている。それまでに α 粒子が飛行した距離の 61 mm に応じて 3.02 MeV のエネルギーを失い、ストリップ上に到達した時の α 粒子は最大で 2.46 MeV の運動エネルギーを持っている。そしてストリップ上の 13 mm で α 粒子は 1.01 MeV のエネルギーを失う。

一方、今回の実験で測定するガンマ線の最大エネルギー $E_\gamma = 32.7$ MeV で放出される陽子の最大エネルギーはローレンツブーストも考慮すると 10.7 MeV となる。このエネルギーの陽子が水平面内をストリップと平行に飛行した時、ストリップ上でのエネルギー損失は最小となりその値は 0.02 MeV となる。

エネルギー損失の比が波高の比になるとすると α 粒子が作る信号の波高は陽子が作り出す信号の波高のおおよそ 50 倍ということになる。

μ -PIC からのアナログ信号のノイズレベルは 7 mV 程度であった。信号を読みとるために、例えばその 2 倍の 14 mV の波高が必要であるという要求を課すならば、 α 線の信号では

少なくとも 700 mV の波高を達成していなければならない。しかし、 μ -PIC からのアナログ信号を増幅するプリアンプの最大出力電流が 700 mV に設定されているため、たとえ GEM でそれを上回るゲインを達成していたとしてもプリアンプのゲインが飽和してしまい 700 mV のアナログ信号として読み出されることになり、正確な電子増幅率を知るすべはない。

それゆえ、この試験では 700 mV の信号が達成できたことを確認した後、ゲインを小さくして測定を行いゲインの電圧依存性を調べることを目的に幾つかの条件で測定を行った。

測定結果

測定の結果、 μ -PIC のアノード電圧を 330 V、300 V に設定すると幾つかの条件のもとで μ -PIC のアナログ信号が飽和することを確認した。その後、 μ -PIC に印加する電圧を 250 V まで下げて GEM の電極間の電位差を変化させたときの信号波高の変化を GEM の上下の電場の比を変化させながら系統的に測定した。その結果を図 2.25 に示す。

GEM の上部にあるグリッドと GEM に挟まれた領域と GEM の下部にある GEM と μ -PIC に挟まれた領域の電場を変化させて計測を行ったのは、電子の GEM に対する透過率の影響を確認するためである。電子が進む先に当たる GEM の下側の電場を大きくすることによって、GEM の穴の内部の電子を引き出す効率が上がれば、GEM への入射電子の 1 つあたりの正味の電子増幅率が向上すると期待される。その効果を確認するために上部と下部での電場の強さの合計 2000 V/cm に固定した上で、電場比率を 800–1200, 900–1100, 1000–1000, 1200–800 V/cm についてアルファ線が作る信号を測定した。

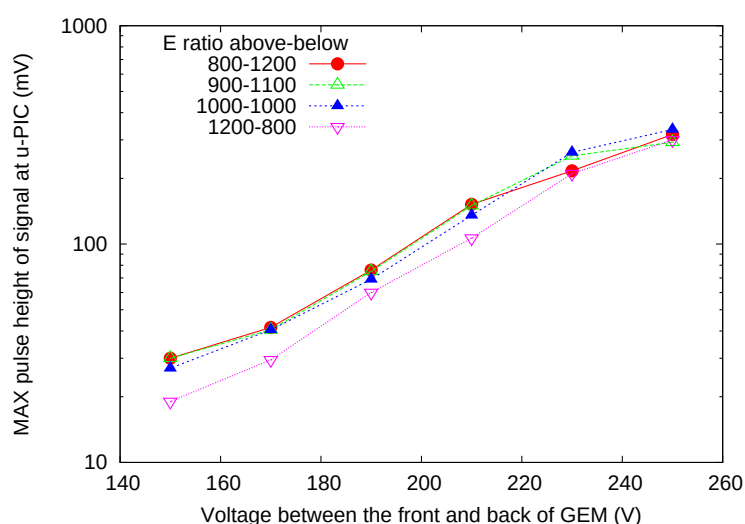


図 2.25: 線源による信号波高の GEM 電極間電位差に対する依存性。各系列は GEM の上部、下部の領域の電場比を変更して計測した結果を示す。

この結果から、信号の波高は概ね GEM の電極間の電位差によって決定付けられている事がわかった。電圧を変化させたときの波高の変化は縦軸を対数にしたグラフで直線的に見えている。このことは GEM 内部の電場によって電子の指数関数的な増幅が起こっているということを示している。つまり信号の波高を大きくするために最も重要なことは GEM の電極間の電圧差を大きくすることで、前後の電場の強さは比較的重要ではないということがわかる。

また GEM 上下の引き出し電場の影響を詳しく調べるために、GEM の電極間の電位差を 250 V 固に定めた上で、上下の電場の大きさのみを変化させた時の波高の変化を図 2.26 に示す。この測定では、グリッド-GEM 間の電場と GEM- μ -PIC 間の電場の合計が 2000 V/cm となる条件のもとで GEM- μ -PIC 間の電場を変化させた。この時の波高の変化を図 2.26 に示す。

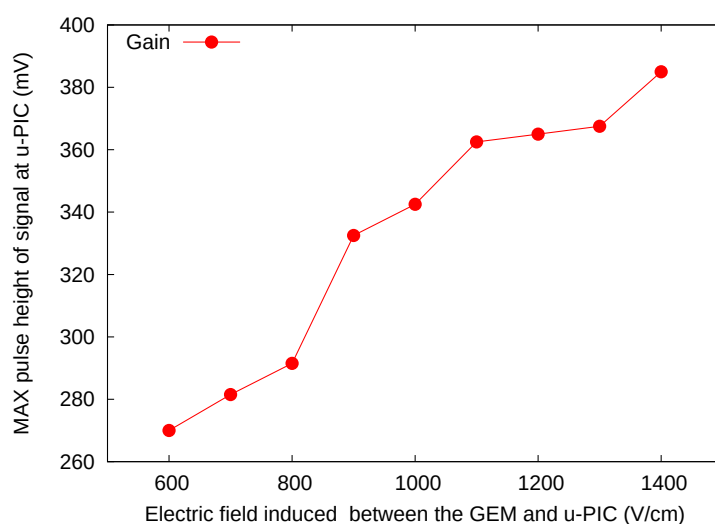


図 2.26: 線源による信号波高の GEM 外電場依存性。信号波高の GEM 上部、下部の電場比依存性。

このグラフより GEM の電極間の電位差ほどではないが GEM 前後の電場も信号波高に影響を与えることがわかる。GEM と μ -PIC の間の電場、つまりドリフト領域からの電子の流れで見て下流側、の電場をより強くすることで信号波高が大きくなる傾向を見いだすことができる。この増加は、指数関数的というよりはむしろ線形的なので、増幅による効果を直接見ているわけではないと考えられる。そのため、GEM の電子透過率の変化を見ている可能性がある。

第3章 実験

本章では2014年12月に実施した、ニュースバル放射光施設 [26] での実験のセットアップについて述べる。逆コンプトン散乱ガンマ線を用いて12月5日夜から12月8日朝までの約3日間データを取得した。

3.1 実験施設

実験はニュースバル放射光施設の BL01 ビームラインにて行った。

3.1.1 ニュースバル放射光施設

ニュースバル放射光施設は兵庫県播磨科学公園都市の SPring-8 敷地内に位置する加速器施設で運動エネルギーが最大 1.5 GeV の電子を蓄積する電子蓄積リングとリング内に蓄積された電子が放出する放射光を利用するための9本のビームラインを備えている。施設の概要を図 3.1 に示す。

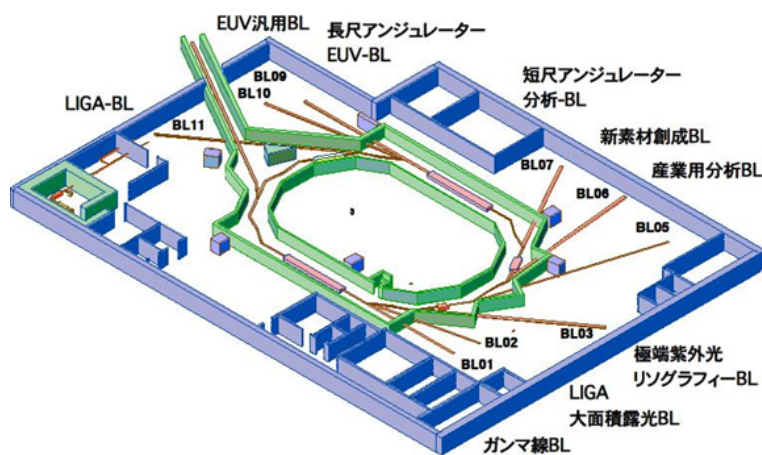


図 3.1: ニュースバル放射光施設実験ホール [26]。

電子蓄積リングは周長 118 m のレーストラック型をしており直線部分には2つのアンジュレータと加速空洞を備えている。ビームラインは蓄積リングの各屈曲点に位置し、偏向電

磁石によって電子を曲げることで放出されるシンクロトン放射光を実験装置まで導いている。蓄積電子は、SPring-8 線形加速器で 1.0 GeV まで加速された後リングに供給される。入射された後リングを周回する電子は放射光を放出することで次第にエネルギーを失ってゆく。そのため、入射時のエネルギーで電子を蓄積しておくことを目的とする蓄積リングにおいても減少分のエネルギーを補償しなければ、たちまち電子は軌道から外れて利用できなくなってしまう。失われたエネルギーを補うために蓄積リングでは加速空洞に高周波の電磁波を印加することで通過する電子の加速を行う。放射によるエネルギー減衰の補償を行ったとしても、蓄積リング中の電子は同一バンチ中の電子や蓄積リング中に残留した気体分子との衝突など様々な要因でエネルギーを失い周回軌道からはずれてゆく。そのため、蓄積リング中の電子ビームには避けられない寿命が存在する。ニュースバル放射光施設ではビームの寿命による減衰の影響を軽減するための処方箋として 1.0 GeV の電子利用時には、線形加速器から電子を断続的に供給して約 250 mA の蓄積電流を保持する Top-UP 運転が行われている。Top-UP 運転によってほぼ同一強度の放射光の安定利用が可能になる。

ニュースバル放射光施設では 1.0 GeV 以外のエネルギーの電子の利用も可能である。線形加速器から供給される電子は常に 1.0 GeV のため他のエネルギーの電子の利用には、蓄積リングにおいて電子の加速ないし減速運転が必要となる。この場合には、Top-UP 運転が不可能なため、最大 500 mA まで 1.0 GeV の電子を蓄積したのち電子の供給を打ち切り加減速を行う。そのため 1.0 GeV 以外の電子ビームは寿命により次第に減衰していく。電子ビームの減衰に伴って、取り出すことのできる光子数も減衰し測定の効率が悪化してゆく。そのため、1.0 GeV 以外の電子ビームを用いる場合には、ビーム量がある程度まで下がったところで、一旦ビームを廃棄し再度入射させるという手続きを踏むことになる。

蓄積リングの運転中には、電子ビームの位置をモニタリングすることで蓄積リングの設計軌道からの実際に電子がなす閉軌道のずれ (Closed Orbit Distortion) を感知し、適切なステアリング電磁石の励磁によるずれの補正が絶えず実行される。これによってビーム軌道の安定性は水平・垂直ともに $10\ \mu\text{m}$ 以下に抑えられている。

ニュースバル放射光施設のビームラインは蓄積電子の偏向に伴って放出される放射光を用いた産業分析や新素材開発などの応用研究の他、蓄積リングに入射させた光子の逆コンプトン散乱によって生成したガンマ線ビームを用いた基礎研究にも利用されている。蓄積電子のエネルギーの違いから、SPring-8 とニュースバルは利用範囲の棲み分けがなされている。例えば SPring-8 は X 線領域から硬 X 線領域の大強度放射光発生に適しているが、ニュースバルは極端紫外光から軟 X 線の領域の放射光の強度に優位性を持っている。

3.1.2 BL01 ビームライン

BL01 ビームラインでは逆コンプトン散乱で蓄積電子とレーザーを用いてガンマ線を生成して実験が行われている。

高エネルギーで運動する電子に対して可視光程度のエネルギーの光子を散乱させると、2粒子がなす重心系の電子の運動方向へのローレンツブーストによって散乱前に比べて高いエネルギーを持つ光子を生成することができる。この過程によって生成される光子のエネルギーは散乱前の粒子のエネルギーと散乱角度から運動学的に一意に決定される。そのため、コヒーレントなレーザー光子と収束性の高い蓄積リング中の電子を用いれば逆 (180°) 方向に散乱される光子のみを抽出することで単色性の高いガンマ線ビームを生成することができる。

SPring-8 とニュースバル放射光施設では発生させることのできる放射光の領域が異なることと同様に、逆コンプトン散乱によるガンマ線ビームにおいても SPring-8 とニュースバル放射光施設ではエネルギー領域が異なり、ニュースバル BL01 ビームラインでは、主に MeV 領域のガンマ線を発生させることができる。

複数のエネルギーのガンマ線ビームを用いて測定を行うためには、逆コンプトン散乱に関与する蓄積電子とレーザー光子のいずれかのエネルギーを切り替えなければならない。レーザー光子のエネルギーはレーザーを発生させる媒質原子の準位構造によって決定されるため、基本的にエネルギーを切り替えるには測定を行うエネルギーの数だけ発振器が必要になってしまう。それゆえ、複数エネルギーのガンマ線ビームを生成するためには、電子のエネルギーを加減速によって調整する処方が適切である。

今回の実験においては電子の加減速を行うことで表 3.1 に示すエネルギーの逆コンプトンガンマ線を生成し実験を行った。逆コンプトン散乱によるガンマ線は、制動放射によるガンマ線と比較して優れた単色性を持っているが、散乱する電子やレーザーのエネルギー広がりや 180° 付近の有限な角度に散乱されたガンマ線の混入などの理由で数 MeV 程度の有限のエネルギー広がりをもっている。

表 3.1 では、 E_e が蓄積リング中の電子の運動エネルギー、 λ がレーザーの波長、 E_γ が逆コンプトン散乱によって生成されるガンマ線の最大エネルギーを表している。

3.2 実験セットアップ

3.3 全体図

実験セットアップの全体図を図 3.2 に示す。

表 3.1: 発生させたガンマ線のエネルギー。

E_e (MeV)	λ (μm)	E_γ (MeV)
974.3	0.532	33
947.4	0.532	31
916.0	0.532	29
883.1	0.532	27
849.6	0.532	25
1147.0	1.064	23
796.2	0.532	22

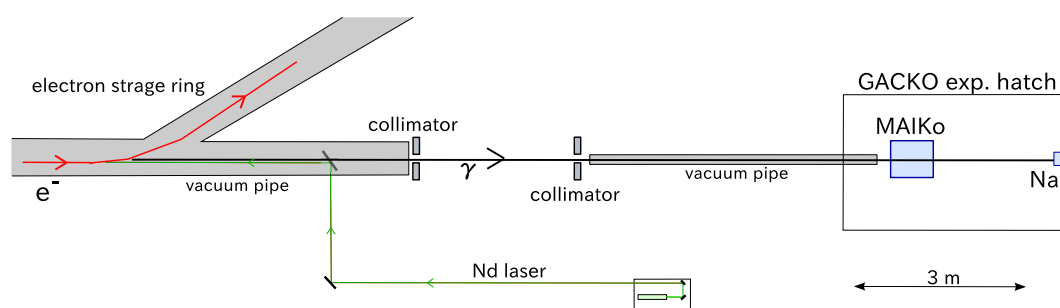


図 3.2: 実験セットアップの全体像。

MAIKo アクティブ標的とその他の検出器系はニュースバル BL01 ビームライン下流の GACKO 実験ハッチ内に配置した。蓄積リングに打ち込まれたレーザーはミラーで反射され、蓄積リングに入射し電子と衝突する。電子との逆コンプトン散乱によって生成されたガンマ線は、途中ガンマ線は2つのコリメータによって絞られ、真空ダクトの内部を通過して BL01 ビームライン上の実験ハッチまで導かれる。

3.3.1 MAIKo アクティブ標的

MAIKo アクティブ標的には He (1960 hPa) + CF₄ (40 hPa) から成る混合ガスを封入し、おおよそ半日ごとに真空に排気しガスを交換した。標的の物質量が変わらないことを確認するために、実験中は実験ハッチ内部の気温とともにチェンバー内部圧力をモニターした。その結果、圧力の時間変化は温度の変化と連動しており、有意なガスのリークは認められなかった。

3.3.2 Si 半導体検出器

高エネルギー崩壊粒子の検出のためにアクティブ標的の有感領域の周囲には Si 半導体検出器を並べて配置した。Si 半導体検出器の配置を図 3.4, 3.3 に示すとともに、実際の写真を図 3.5 に示す。

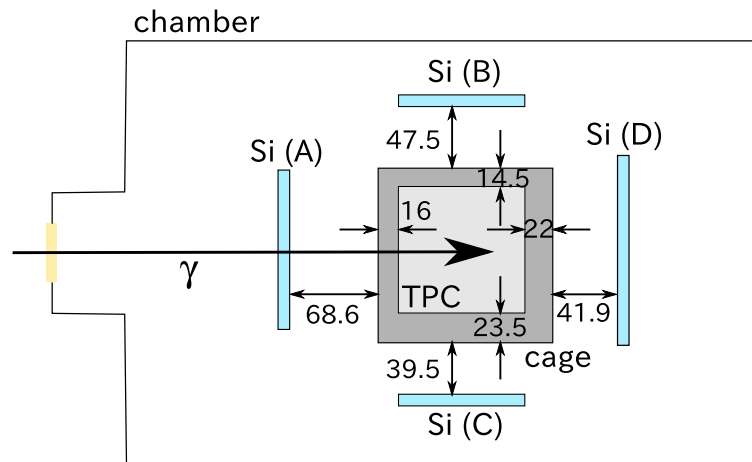


図 3.3: Si 半導体検出器の配置 1。図中の A-D の面に Si 検出器を設置した。面内での配置は図 3.4 に対応している。

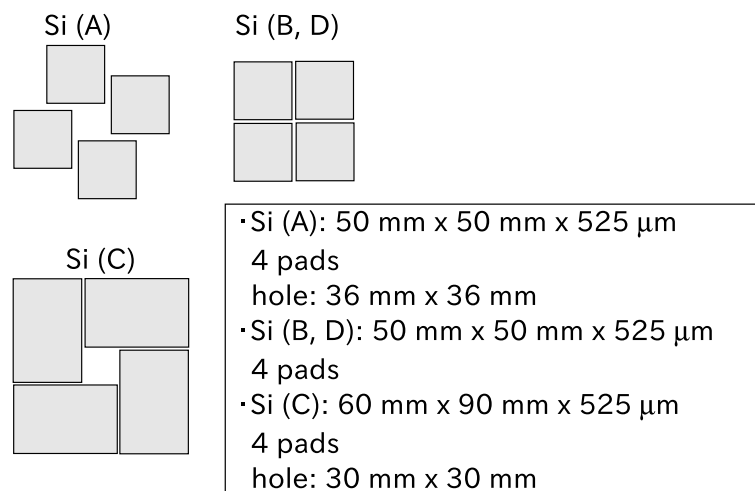


図 3.4: Si 半導体検出器の配置 2。図中の A-D は図 3.3 に対応している。

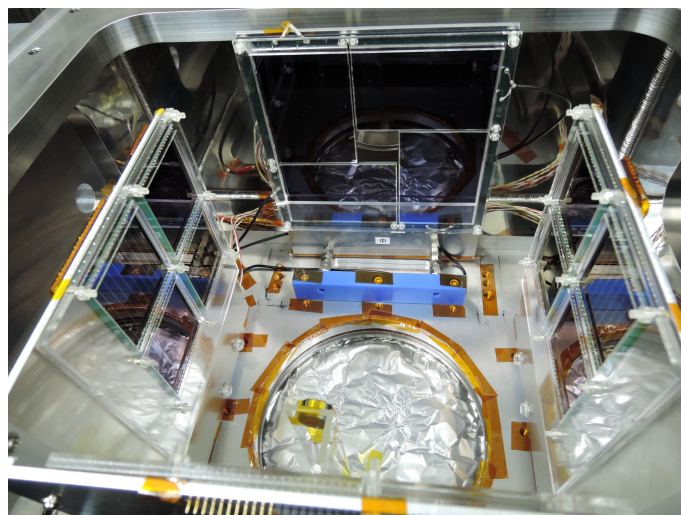


図 3.5: 実際の Si 半導体検出器の配置。ビームの上流側から下流側を見ている。反応に関与しなかったガンマ線は、前方の Si 検出器 D に開いた穴から抜け出てゆく。

3.3.3 NaI シンチレーション検出器

アクティブ標的を中心とする検出器系の最下流には、ガンマ線ビームのフラックスをモニターするために NaI シンチレーション検出器を配置した。光分解反応の測定中、アクティブ標的のデータ収集とは別システムのシステムを用いて NaI 入射する光子が作る信号をモニターし続けた。

3.3.4 レーザー

逆コンプトンガンマ線を生成するためのレーザーには、Nd:YVO₄ レーザーを用いた。Nd:YVO₄ が放出するレーザー光の中心波長は 1064 nm であるが、レーザー光を第二次高調波発生を行うための光学素子に入射させることで、素子をつくる結晶の非線形応答によって半波長 (532 nm) の光子を生成することができる。レーザー発振中の写真を図 3.6 に示す。

実験にはこの光学素子を用いることで 2 つのエネルギーのレーザーを用いて逆コンプトンガンマ線の生成を行った。

3.3.5 データ収集システム

今回の実験に用いたデータ収集システムを以下に示す。データ収集システムは、トリガー系とアクティブ標的からのデータ転送系の 2 つの部分からなる。

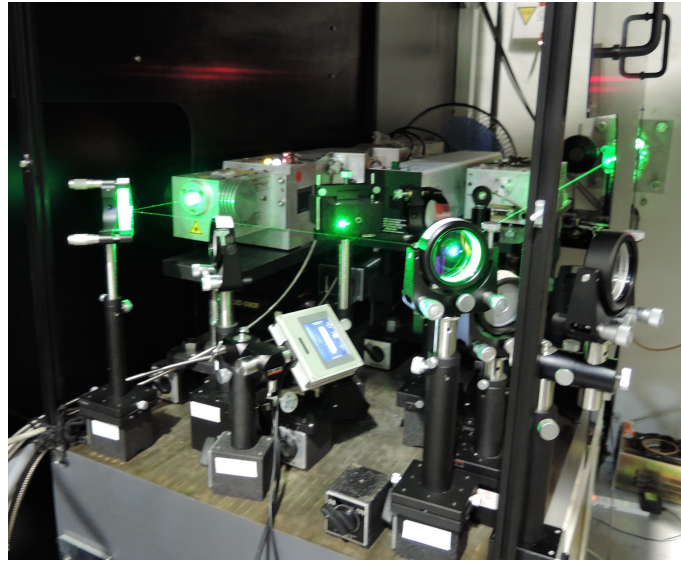


図 3.6: レーザー発振器と光学系。波長 532 nm の可視光領域のレーザーを発生させ、写真奥の蓄積リングに向けて打ち込んでいる。

トリガー系

トリガー構築のための回路系を図 3.7 に示す。

今回の実験におけるトリガー構築系の特徴は Si 半導体検出器のヒットとアクティブ標的のヒットという 2 系統の論理和によってトリガーを構築していることにある。以下では回路の要点を説明する。

図 3.7 左上のように、16 枚の Si 検出器の信号は、プリアンプ (MPR-16: Mesytec 社) と整形アンプ (MSCF-16: Mesytec 社) による二段階の増幅ののち、整形後のアナログ信号 (E out) を ADC (MADC32: Mesytec 社) に、信号の到来時刻の情報を保持したデジタル信号 (T out) を TDC (V775: CAEN 社) にそれぞれ入力している。そして、MSCF-16 で 16 ch のヒット情報の論理和にあたる信号を形成しトリガー構築のための gate ganerator (G.G.1) まで伝送している。

一方、図 3.7 左下のように、 μ -PIC カソードからのアナログ出力 8 ch は岩城ボードから読み出し、discriminator (discr 8 ch) でデジタル信号に変換したのちに fan-in/fan-out(FIFO) で論理和をとり、やはり、トリガー構築のための gate ganerator (G.G.2) まで伝送している。

そして、この二系統の論理和の信号を MADC32 および V775 でのデータ取得のためのトリガーとした (Trig 1)。トリガー生成時には gate generator (G.G.3) によって岩城ボードから memory module へのデータ書き出し、および、memory module 内でのバッファの切り替えの所要時間分に相当する $350\ \mu\text{s}$ の固定長信号が作られ、VETO として G.G.1 と G.G.2 に

フィードバックされている。

G.G.4 と G.G.9 でデータ取得のためのトリガー信号を遅延させたのち、Trig 3 でアクティブ標的で取得したデータを転送するためのトリガーを生成している。トリガー信号の遅延は、反応から信号の読み出しまでの所要時間の違いによる 2 系統の時間差を抑制するために設けた。

Trig 3 で生成された信号は、G.G.5 と G.G.6 以降の岩城ボード内でのデータ転送のタイミングを規定する信号を形成するための回路と、G.G.7 以降の岩城ボードから読みだしたデータを保持する memory module (TMB-2: ARKUS 社) からデータ収集用コンピュータまでのデータ転送のタイミングを管理するために使用している I/O register (RPV-130: 林栄精器) への信号を形成するための回路に分配される。

アクティブ標的で取得するデータは膨大なため、そのデータのコンピュータへの転送の過程がデータ収集のボトルネックとなる。そこで、今回のデータ収集においてはマルチバッファを備えた memory module を用いることでデータ取得と非同期なデータ転送を可能とし、データ転送速度が測定システムの不感時間を増加させない回路系を構築した。

アクティブ標的からのデータ転送系

アクティブ標的の μ -PIC で読み出されたデータは京都大学宇宙線研究室で開発された読み出しボード岩城ボードによって読み出される。

岩城ボードは 1 枚で 128 ch の信号に対して ASIC (FE:2009bal) でアナログ信号の信号の増幅、波形形成を行った後デジタル信号として出力し、FPGA で ASIC からのデジタル信号をクロックと同期してサンプリングすることで、32 ch ごとにまとめた波形の時間変化を FADC によって記録するとともに、1 ch ごとに波高が閾値 (threshold) を上回るかどうかを記録している。岩城ボードに入力されたアナログ信号が、デジタル化され記録される過程の模式図を図 3.8 に、また岩城ボードが外部からの信号を受けて行う処理の過程を図 3.9 に示す。

外部からのインタラプトが来るまでは、岩城ボードは μ -PIC におけるヒット情報をリングバッファに書き込み続けており常に過去 10 μ s 分のデータを保持している。岩城ボードに trigger 信号が与えられると、リングバッファ内のデータが岩城ボード内の First in first out バッファ (FIFO) に書き出される。FIFO バッファに書き出された信号情報の記録は、transfer 信号が入力されるとデータ形式を整えて再び FIFO バッファに書き込まれ順次 memory module (TMB-2) へと転送される。また、clear 信号が入力されると、FIFO バッファ内の情報は破棄される。

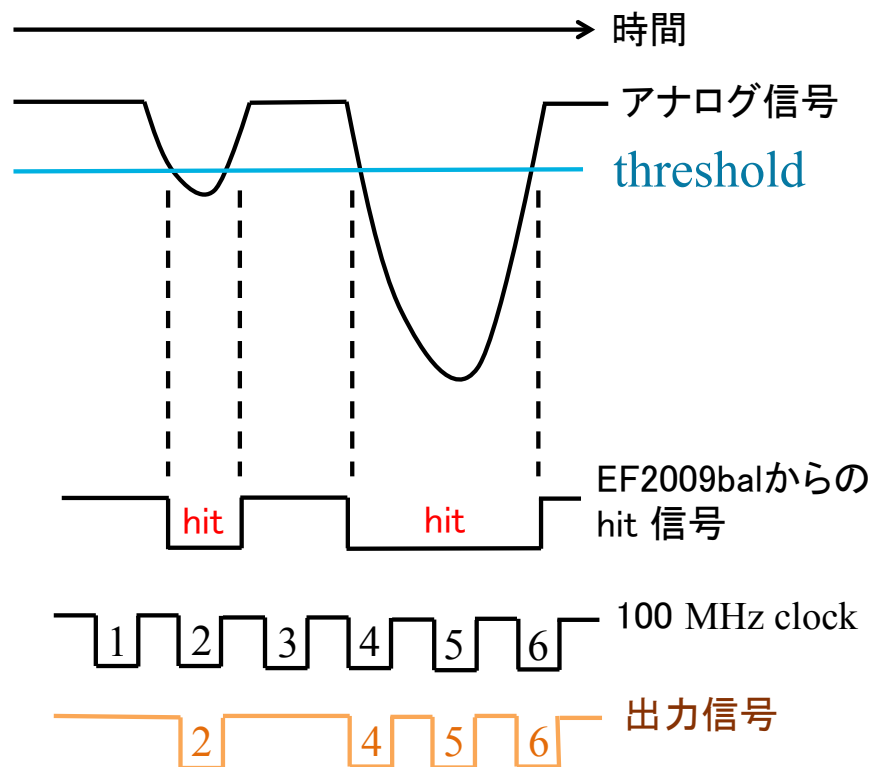


図 3.8: 岩城ボードでの信号のデジタル化処理。

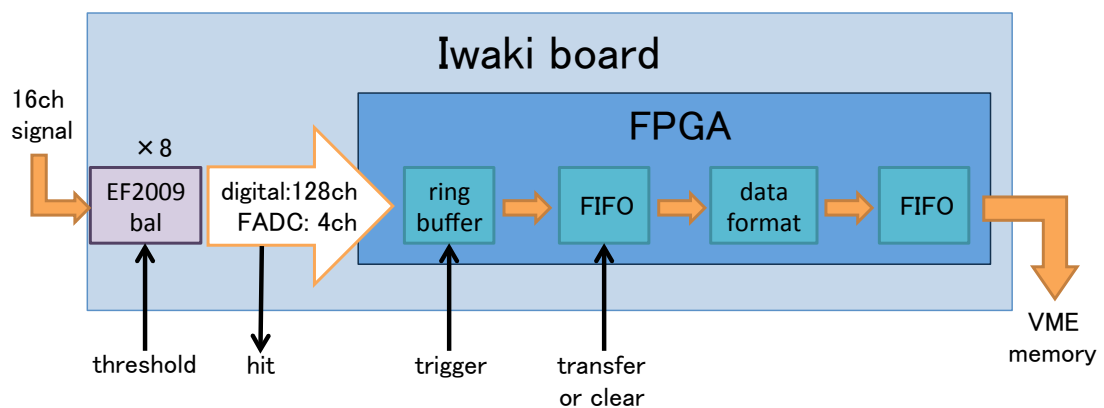


図 3.9: 岩城ボードの信号処理チャート。オレンジ色の矢印がデータの流れを、黒い矢印が外部からの制御信号を表す。

我々の回路で、trigger 入力から岩城ボード内のデータの TMB-2 への書き出しが終わるまでの間をデータ取得のデッドタイムとした。

memory module (TMB-2) は岩城ボードから転送されたデータを内部のバッファに格納しておき、VME バス経由での読み出しに対応するモジュールである。TMB-2 にはダブルバッファによる読み出しが可能であるという特徴がある。ダブルバッファ読み出しとは、2 分割されたバッファに対して、交互に読み書きを行うデータ転送の手法である。この手法によって、TMB-2 の一方のバッファにあるデータをコンピュータが読み込んでいる間にも、もう一方のバッファを使って、岩城ボードからの新たなデータを書き込むことができる。

ダブルバッファ読み出しによって、VME からコンピュータまでのデータ転送時間がデータ取得時間に制限を課すことがなくなり大容量のデータの高速な取得が可能になる。

3.4 収量の評価

今回の実験での収量を評価する。光分解反応のレート R は標的分子の面数密度 Σ と反応断面積 σ 、入射光子のレート f を用いて

$$R = \Sigma \sigma f \quad (3.1)$$

と与えられる。

ここに、アクティブ標的の有感領域 (厚さ 10cm) に ^4He 1960 hPa を封入した標的に対して理想気体の状態方程式を仮定して求めた ^4He 分子の面数密度 $\Sigma = 4.84 \times 10^{24} / \text{m}^2$ と光分解反応の断面積 $\sigma \sim 1 \text{mb} = 10^{-31} \text{m}^2$ 、そして、ニュースバル放射光施設での典型的なビームレート ($\sim 10^5 / \text{s}$) を代入すると、 $R = 4.84 \times 10^{-2} / \text{s}$ となる。

ビームを使用して実験ができる正味の時間は蓄積電子の詰め替えや加減速にかかる時間を考慮すると 2.5 日程度であるので、その間にアクティブ標的内で起こる ^4He 光分解反応はおおよそ 10,000 イベントとなる。7 通りのガンマ線のエネルギーでの測定を行った場合、1 つのエネルギーあたり、1,400 イベント程度が発生すると見込まれる。

本実験におけるデータの収量を評価するにはアクティブ標的のアクセプタンスを考慮する必要がある。大雑把に言って、有感領域の長さのうち中心の半分程度の長さの領域では全立体角を覆って測定ができていると仮定すると、1 つのエネルギーあたり全イベントの半分の 700 イベント程度の収量を期待できる。

第4章 データ解析

本章では、実験によって取得したデータの内容とそれに応じて考えられる解析の方針、そしてその解析の現状での結果について述べる。

4.1 取得したデータ

解析に用いることができるデータは

- TPC の 2 (Anode/Cathode) $\times$ 256 ch それぞれでの閾値を上回る信号を検出した時刻データ。以後 “TDC” と呼ぶ。
- TPC の 2 (Anode/Cathode) $\times$ 8 ch それぞれのアナログ信号の波形。以後 “FADC” と呼ぶ。
- Si 半導体検出器の信号波高データ
- NaI シンチレーション検出器の波高データ
- Si 検出器の信号の時刻のデータ

である。

4.1.1 飛跡データの解釈

MAIKo アクティブ標的では荷電粒子が電離によって生成した電子を収集し、 μ -PIC のカソードとアノード、2つの直行するストリップ上の電極で読み出しを行っている。カソードとアノードのそれぞれのストリップで信号の時間変化を追跡することで2次元の飛跡を構築し、2つの飛跡情報を統合することで3次元的に飛跡の再構築が可能となる。その様子を模式的に示したのが図4.1である。これ以降、本文中に登場するカソード、アノードのそれぞれの飛跡パターンの座標の定義はこの図に従う。

TDCとストリップ番号の2次元プロットを作成すれば、カソードとアノードのプロットは、粒子の飛跡をそれぞれyz平面、ないしは、xy平面に射影したパターンを描く。

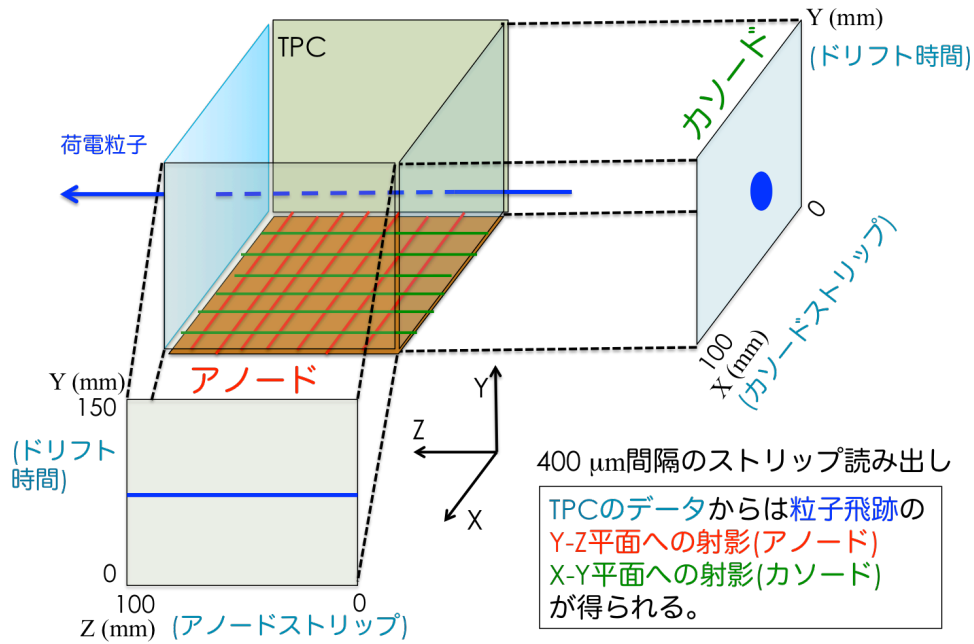


図 4.1: アクティブ標的での飛跡検出。

4.1.2 Time over threshold (TOT)

上記の TDC ヒットパターンから引き出すことのできる情報として特に重要なのが TOT (Time over threshold) である。

TOT とは文字通り、信号が一定の閾値を超えた波高を保持している時間のことである。 μ -PIC によって作り出された信号は信号を誘起した電荷量に応じて大きくなるため、信号の幅に相当する量である TOT も、波高同様信号のもとになった荷電粒子のエネルギー損失の大きさを反映した量である。

TDC とストリップ番号の 2 次元プロット上で観測される飛跡のドリフト方向への太さに対応する量である。ここでは、TDC によって形作られるヒットパターンに対して各 μ -PIC のストリップごとにドリフト ($\sim$ 時間) 方向への走査を行い、最初にヒットパターンの論理 $0 \rightarrow 1$ が切り替わる位置つまりリーディングエッジと、リーディングエッジを過ぎてから最初に $1 \rightarrow 0$ と切り替わる位置、つまりトレーリングエッジの間の時刻の差から求めた量である。

4.2 解析の指針と本論文での目標

測定の結果、興味のあるイベントの予想される収量と比較して圧倒的多数のバックグラウンドとなるイベントを含むデータを取得した。解析ではバックグラウンドデータの棄却、残ったデータに対する詳細な解析という2つの段階を踏み、取得したデータを可能な限り自動的に処理することを目指す。

解析の高速化のためには、第1段階のデータ棄却において可能な限り多くのデータを排除することが肝要である。しかし、データ選別の段階で効率性を重視するあまり、真のイベントを排除するような条件を課してはならない。バックグラウンド以外のイベントを排除することがないような信頼性のある条件を課す必要がある。

イベントの選択方法が確立されたのちにデータ棄却から解析までの一連の流れの自動化を目指す。

本修士論文においては、その前段階の開発として2つの目標を立てた。

1つ目はイベント棄却方針の検討である。まず、幾つかの条件を実際のデータに課してイベントの棄却を行った。そして、棄却されたイベントと生き残ったイベントそれぞれの集団を観察することでその棄却条件がどれほど信頼性のあるものであるのかというチェックを行った。

そして2つ目はイベント解析手法の開発である。TDCのヒットパターンからフィッティングを行いトラックの角度や長さ等の情報を得て粒子の識別をおこなう手法の確立を目指した。

4.3 背景事象の棄却

取得したデータを目視で解析した結果、混入した背景事象には何種類かの典型的な形が存在することがわかった。それぞれの典型的なトラック及びその解釈、そしてその形態に応じて考える選別の方針について述べる。

4.3.1 興味あるイベント

今回の実験で狙う反応は ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$, ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$ の2種類の2体崩壊モードである。MAIKoアクティブ標的は荷電粒子のみに感度を持っているので ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応ではpとtの2つの粒子が検出されるが ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$ 反応では ${}^3\text{He}$ 粒子のみが検出されることになる。つまり、反応点から2本ないし1本の直線的な飛跡が見られるイベントを選び出すアルゴリズムが必要である。

また、断面積の算定に必要なとなる標的の実効的な厚さを確定させるとともに反応に関与する荷電粒子を全て捉えて測定を行うために、崩壊反応のなかでも反応点が有感領域内部に存在するイベントのみを解析の対象とする。

典型的な ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応および ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$ 反応の飛跡をそれぞれ、図 4.2 と図 4.3 に示す。図の左側の飛跡に書き加えられた赤い矢印が入射ガンマ線を右側の図に書き加えられた実践がガンマ線ビームの通る軸の上下を表している。

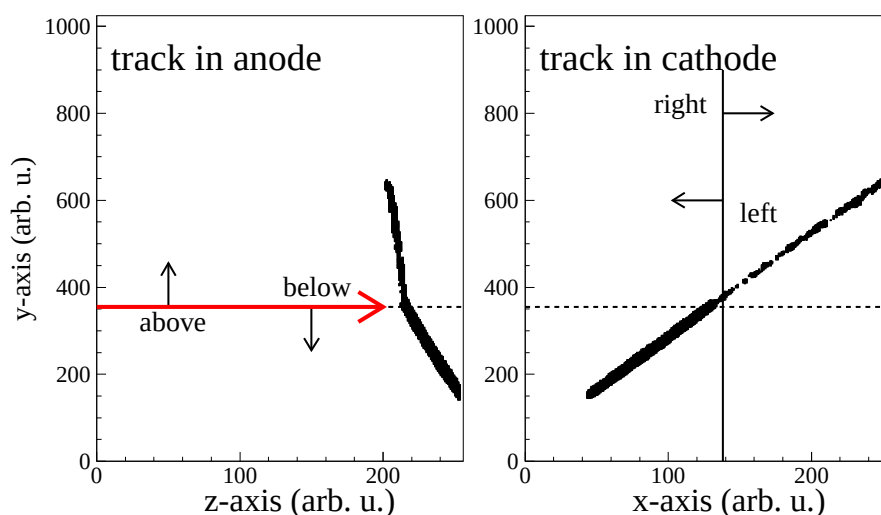


図 4.2: ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ モードの飛跡。

4.3.2 背景事象の種類

Si 検出器のノイズによる事象

本実験においてデータ取得のトリガー条件は Si 検出器と TPC のどちらかに信号があること、とした。そのため、電氣的なノイズ等のために Si にスレッシュホールドを超える信号が誘起された場合、アクティブ標的の内部で何ら反応が起こっていなかったとしてもデータの取得が行われる。このようなイベントでは、TPC によって取得されるデータのなかに意味のある情報は含まれず、ほとんどの場合何も検出されていない。

この種のイベントは TPC の信号のデータを取得していないイベントを棄却することで除去可能である。

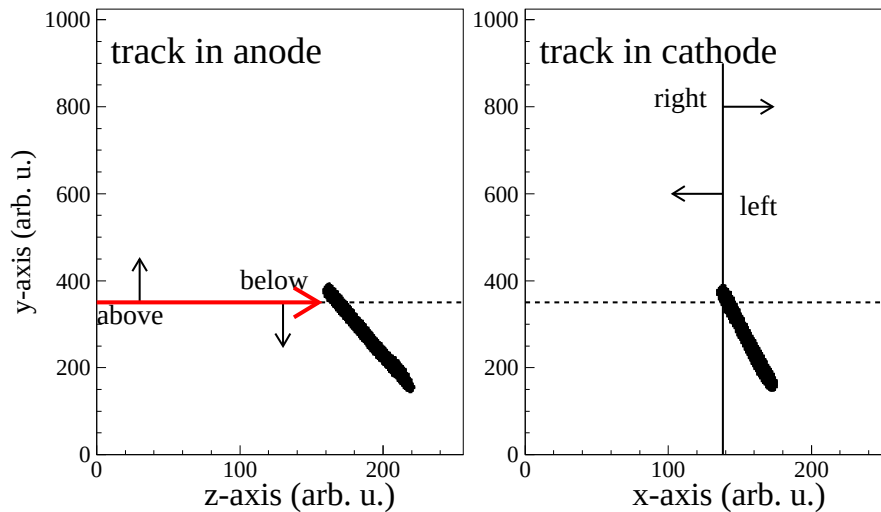


図 4.3: ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$ モードの飛跡。

μ -PIC での放電による事象

取得したデータの中には突発的に μ -PIC の広い範囲に同時にヒットがあるような異常な状況が見られた。 μ -PIC の電圧を低くすると数が減ったことからこの種類のイベントは μ -PIC で起こった単発的小規模な放電によるものではないかと推測される。図 4.4 に放電による典型的な「飛跡」を示す。

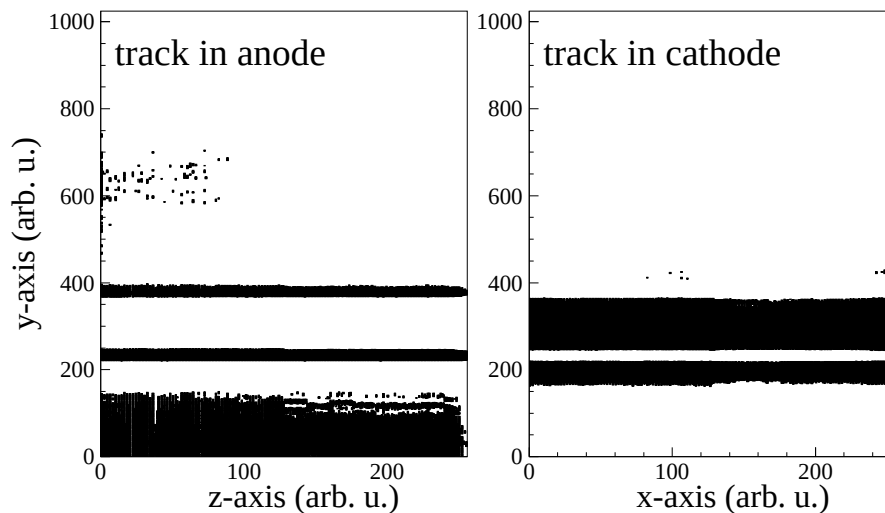


図 4.4: μ -PIC での放電による「飛跡」。

デルタ線

ガンマ線によって電離された電子と思しきトラックも確認された。途切れ途切れの点の列が続く形になっている。例えば図 4.5 のようにデルタ線由来と思われる薄いトラックがドリフト電場によって曲げられる様子などが観測された。

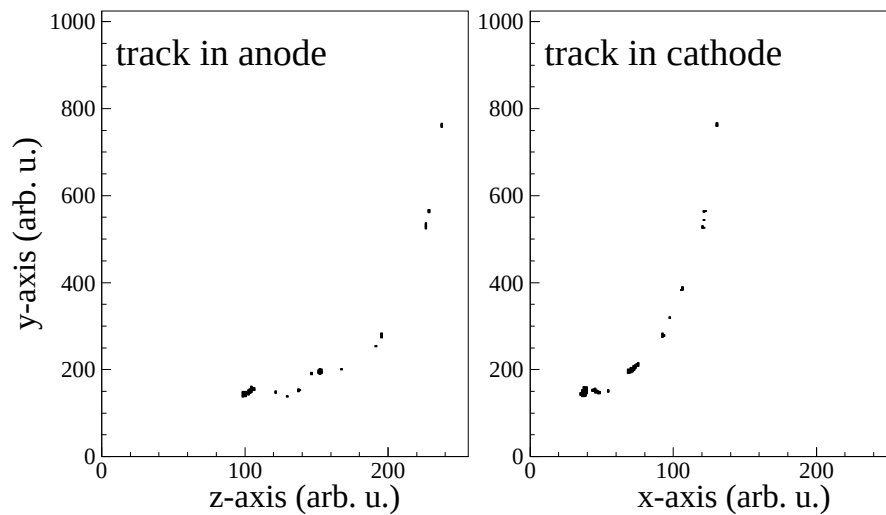


図 4.5: デルタ線による飛跡。

3 体崩壊

3 体以上の粒子に崩壊したようなイベントも確認された。

このようなイベントに対しては、可能な限りトラッキングを行い 3 体以上の崩壊イベントとして排除する。

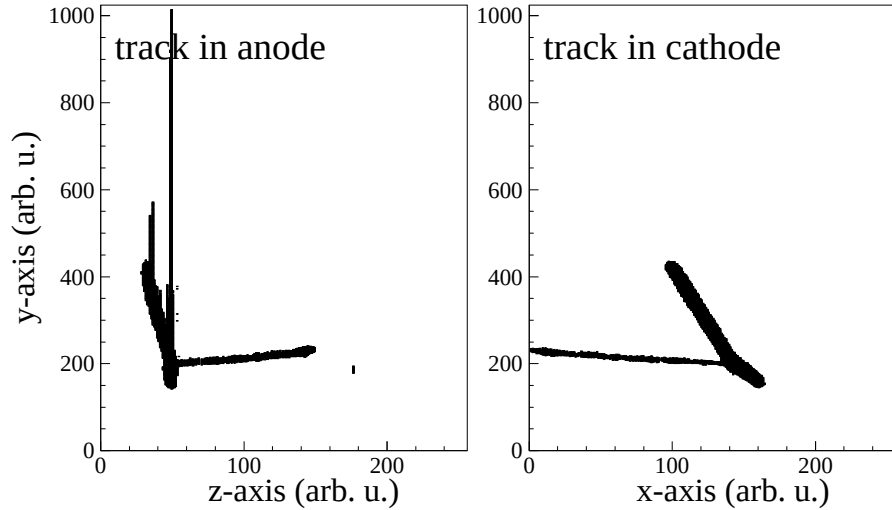


図 4.6: 3 体崩壊による飛跡

4.4 バックグラウンドイベント棄却方針の評価

順にバックグラウンドイベント棄却のための条件を課していく。

この一連のイベント棄却の過程では、興味あるイベントを抽出することよりも、確実に興味のあるイベント含んでいない集団を、取得したデータから取り除くことに重点をおく。これは、データ棄却の過程を経ることで、引き続き行う解析でのオーバーヘッドを小さくするためである。そのため、排除されたイベントの中に興味のあるイベントが残されていないか、一つ条件を課すたびに確認しなければならない。

以降、各段階での棄却されたイベントと保留されたイベントの 2 つの集団の特徴から棄却条件の合理性、妥当性について議論する。

なお以降の議論は $E_e = 947.4 \text{ MeV}$ の電子ビームに対して、 $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ のレーザー光を照射して得られた $E_\gamma = 31 \text{ MeV}$ のガンマ線を用いて測定した測定したデータ run0156 についてのものである。この run では約 40 分間の測定で合計で 3793 イベントを取得した。

4.4.1 レーザーと同期しないイベントの棄却

レーザーによって逆コンプトンガンマ線が生成されない場合においても、蓄積リング中の電子のシンクロトロン放射による光子はアクティブ標的へ入射し続けている。このような制動放射起源のバックグラウンド光子のエネルギーは、高いエネルギー領域へとテール

を引いた分布をしていることが知られている。それゆえ、バックグラウンドの光子分布のテールに含まれている ^4He 原子核の巨大双極子共鳴領域近傍のエネルギーをもつ光子は、逆コンプトンガンマ線と全く変わらない光分解反応を起こしうる。

そこで測定中は一定の周期でレーザーの出力の on/off を行い逆コンプトンガンマ線以外のガンマ線の影響を評価できるデータを取得した。レーザー on/off の情報はインプットレジスタを用いてデータに記録した。

今回の解析では第一段階として、逆コンプトン散乱に起因するイベントのみを解析することにする。そのためレーザー信号の有無によってデータの切り分けを行う。その結果、レーザー on 時と off 時の 2 つのデータグループは表 4.1 のように分かれた。

表 4.1: レーザー on/off のイベント。

レーザー	イベント数
on	3042
off	751

制動放射によるバックグラウンドはここに含まれるイベント数とレーザーの on/off の時間の比を用いて評価しなければならない。

4.4.2 FADC のヒットがないイベントを棄却

興味のあるイベントのデータが取得された場合、TPC のカソード、アノードに誘起される信号を読んでいる FADC のいずれかのチャンネルに、ノイズレベルを上回る信号が現れると期待される。このいずれかの FADC にノイズレベル以上の信号が入ったイベントを以降 FADC ヒットと呼称する。Si 検出器のノイズによるトリガーでデータ取得を行った場合、FADC のヒットはないと考えられるのでこのイベント棄却方針に従うことで排除可能であると考えられる。

レーザーと同期するイベントに対してさらに FADC ヒットの判定を課したところ表 4.2 のようになった。

確実に、興味あるイベントを棄却しない条件を課すことがこのイベント棄却過程の基本方針である。TPC になんらかの信号がきているということは単に TPC で測定を行うための必須条件であり、なんらバイアスのかかっていない条件であると言える。その条件のみで興味あるイベントの候補となるイベントの量を半分以下にまで減らすことができたということは大きな前進である。

表 4.2: FADC ヒットあり/なしのイベント。

FADC	イベント数
ヒットあり	1383
ヒットなし	1659

4.4.3 アノードとカソードの TDC 両方にヒットがないイベントを棄却

TPC で 3 次元的なトラッキングを行うためには、カソードとアノードの両方の TDC にヒットがなければならない。それゆえ、カソードとアノードの TDC のどちらかにまったくヒットがないイベントは棄却すべきである。このようなイベントは、後述のゴーストノイズの除去によって、カソードないしアノード一方のノイズのみが除去されたような時に発生すると考えられる。TDC ヒットによる棄却の結果を以下の表 4.3 に示す。

表 4.3: TDC ヒットあり/なしのイベント。

TDC	イベント数
ヒットあり	1319
ヒットなし	64

4.4.4 さらなるイベントの棄却

イベント棄却のために課す条件は、バイアスの少ない定量性のある条件であることが望ましい。一方で、トラッキング等の解析ルーチンにおいては、その方式による強みや弱み、一定の傾向が存在するためバイアスがかかってしまう。そのため、トラッキング等の複雑な処理を行う以前に求められる数値を指標として行うべきである。

その候補として現在、

- Time over threshold (TOT) の「不連続性」が高いイベントの棄却
- TDC の カソードヒットパターンの x-y 座標の相関係数が低いイベントの棄却

の 2 通りを検討している。

1 つめの候補となる TOT (Time Over Threshold) を用いた選別の手順について述べる。まず、カソード平面ビーム軸の右と左それぞれにトラックが来ることを想定してカソード平面を2つの領域に分割する。そして、それぞれの領域について TOT を計測しその過程でトラック端点同士の間にもどれだけ TOT = 0、つまりトラックが途切れた点があるのかを数え、トラックの始点から終点までに横切るストリップの数で割って規格化をおこない、各トラックの「不連続性」を求めた。カソード平面の左右にヒットがあったイベントの場合、2本のトラックについて求めた不連続性のうちより小さい方をそのイベントの「不連続性」 d とした。

イベントの不連続性をこのように定義したのは、正しいトラックを含んだイベントを可能な限り排除しないようにするためである。例えば、この実験で興味のあるモードの崩壊粒子でも、 ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ で放出される p は不連続なトラックを形成する。しかし、この反応モードを捉えている限りは ${}^3\text{H}$ が同時に放出されているはずである。「不連続性」は定義より ${}^3\text{H}$ によって決まるのでこのようなイベントの棄却は回避できる。TOT と pt モードの飛跡の関係を図 4.7 およびに示す。

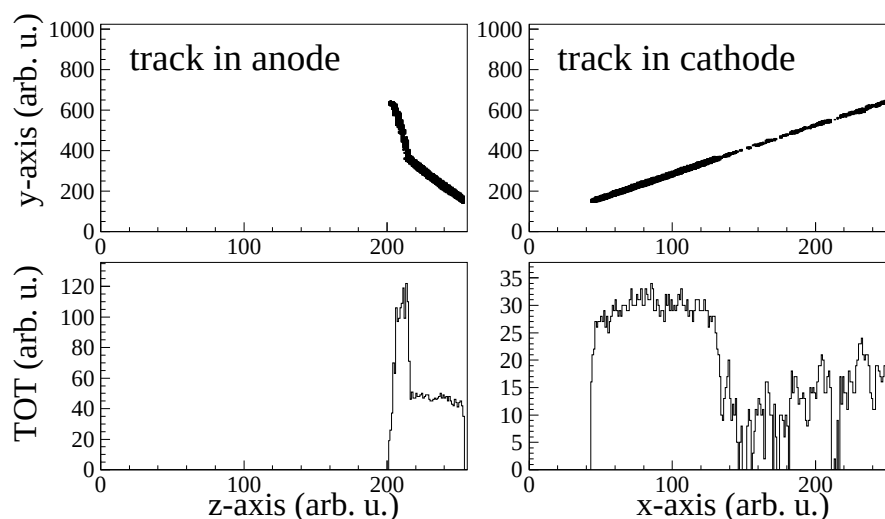


図 4.7: pt 崩壊モードと TOT。

一方で、イベント全体の観察から、 δ 線によるイベントについては「不連続」なトラックのみが現れることがわかっていたので、この条件により、棄却が期待できる。デルタ線の TOT と飛跡の関係を図 4.8 に示す。

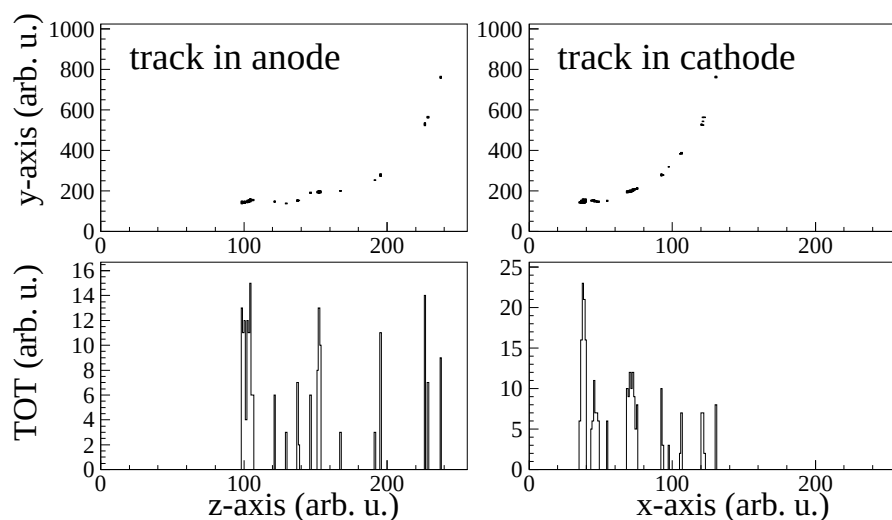


図 4.8: デルタ線の飛跡と TOT。

実際に TOT の不連続性によるイベント棄却を試み、4.4.3 節で棄却されなかった 1,319 イベントについて、「不連続性」条件 ($d < 0.1$) を課してさらにバックグラウンドの除去を行ったところ、表 4.4 のように 994 イベントが残った。

表 4.4: TOT が連続的 ($d < 0.1$)、ないし、「不連続」的 ($d \geq 0.1$) なイベント。

TDC	イベント数
連続的	994
不連続的	325

棄却された 325 イベントを event by event で確認した結果、棄却されたイベントの中に 7 イベントの棄却すべきではないイベントが混入していることがわかった。この意図に反した棄却の原因は TDC の特異なヒットパターンである。誤って棄却された正しいイベントのヒットパターンのなかには、トラックの終端にノイズの影響とみられる孤立したヒットが存在しており、孤立点までの間隔のために不連続性を過大評価していることがわかった。

2 つめの候補に用いる相関係数 ρ とは、2 次元の点の分布がどれほど直線的な相関を持っ

ているかということを記述する量で、 n 個の 2 次元空間の点 (x_i, y_i) についてならば

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma_x \sigma_y} \\ \text{cov}(x, y) &= \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{n} \\ \sigma_x &= \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \bar{x})^2}{n-1}} \\ \sigma_y &= \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{(y_i - \bar{y})^2}{n-1}}\end{aligned}\tag{4.1}$$

のように定義する。

興味のあるモードは 2 体ないし 1 体に崩壊するモードなので、ビームに対して垂直なカソード平面の中では、面内の運動量が保存するためトラックは直線的な形を示す。まず、2 つの荷電粒子が放出されるときには 2 つの粒子が back to back に放出されるため 1 本の直線として観測されるはずである。そして、1 つの荷電粒子しか放出されない時も分布は直線的な相関を持つことになる。

しかし、 δ 線などのイベントでは TDC のヒットのパターンは広範囲に及び、しかも直線的というわけではない。また、3 体以上の崩壊に関しても粒子は一直線上に放出されるわけではないので直線的相関は小さくなる。

それゆえ、相関係数を用いてこちらの条件でも δ 線によるトラックや、3 体以上の崩壊モードを棄却することができる、と期待される。

しかし、相関関数の式 4.1 の形から値の大小と直線的相関が関係していることを直感的に理解することはできるが、一方で相関係数という抽象的な指標と、実際目で見るトラックの形との間の関係を定量的に理解することは困難である。

TOT の連続性と xy 座標の相関関数はいずれも、バックグラウンドを除去するのに有効な方法ではあるが、残念ながら現時点では取捨の判断について十分な確実性が得られていない。判断の確実性を高める方法については、検討の余地が残されており、本論文においては TOT の連続性と xy 座標の相関関数のいずれも解析に適用しないことにする。

4.5 アクティブ標的による崩壊粒子の飛跡再構成

4.5.1 ゴーストノイズの除去

誘起される信号が大きいイベントでは、しばしば正しいと思われる飛跡の他にその飛跡を移動した位置によく似た形の飛跡が見られることがある。ここではそのような実体をともしなわない飛跡をゴーストノイズと名付ける。ゴーストノイズによるイベントを観察すると、偽物のトラック(ゴースト)には次のような特徴があることがわかる。

- 本物のトラックから見て、128ch 離れたところに現れる。
- TDC にゴーストによる飛跡が現れた時に対応する FADC の波高は 0 付近である。

真のトラックから 128 ch 離れた位置に現れるという特徴から、ゴーストは μ -PIC の信号を読み出す基板の構造のために発現していると考えられる。 μ -PIC で誘起された 256 ch の信号は、前半と後半の 128 ch に分けられ、抵抗とコンデンサーを実装した CR 基板の表面と裏面を通して、読み出し基板の「岩城ボード」まで導かれている。ゴーストの本質は、 μ -PIC で誘起された大きな信号が引き起こす CR 基板上の表と裏の信号線の間のクロストークであると考えられる。

このような特徴から、本当のトラックを除去することなくゴーストを取り除くための以下のようなアルゴリズムを用いる。

前提として、ゴーストでない本物のトラックを構築できる場合には FADC にノイズ以上の信号が観察されているはずである。それゆえ、FADC のヒットがない領域のトラックを信用しないことでゴースト除去を試みる。

FADC は μ -PIC の各ストリップを 32 ch 分束ねた信号の波形を 25 MHz で 256 クロック分サンプリングして読みだしている。この周波数は TDC の読み出し周波数 100 MHz (1024 clock 読み出し) に比べて小さいため、FADC のヒット情報は TDC のヒット情報を粗視化した形になっている。そこで、FADC で一定値以上の波高が観測された時刻とチャンネルの分布と TDC の 256 × 1024 ch の 2 次元平面上におけるヒットの分布を比較し、FADC のヒットがある時刻とチャンネルのみを選別することによってゴーストではないヒットのみを選出することができる。

FADC がヒットしたか否かを判断するためにはある FADC のアナログ信号の閾値を与える必要がある。この閾値は FADC の信号を確認しそのノイズレベルとの兼ね合いで決定する。FADC の情報をマスクにして TDC データの選別を行うならばこの選別の段階で正しいトラックに対して閾値に起因するバイアスがかかることは避けなければならない。そのため、マスクには FADC 信号が閾値を上回る時刻以前、閾値を下回る時刻以降のしばらくの

間、TDC のヒットを受容するために FADC ヒットから構成したマスクを適宜時間方向に延長しマージンとした。

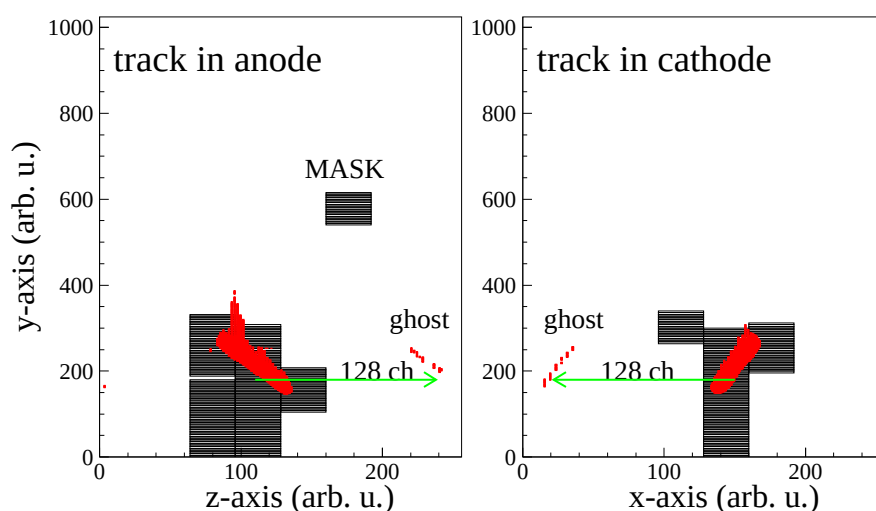


図 4.9: ゴーストノイズの除去。図中の赤い領域がゴーストノイズ除去以前のヒットパターン。ここに FADC の波高の時間変化からつくったマスク黒い領域を重ね、重なったパターンのみを真の飛跡として採用する。

以上のようなアルゴリズムを用いることで例えば図 4.9 のイベントについて FADC によって生成した黒いマスクとゴースト除去を行っていない赤い TDC のヒットパターンからゴーストのない飛跡を抜き出すことができる。

4.5.2 トラックのリーディングエッジとトレーリングエッジの抽出

ゴーストを除去したトラックから粒子の飛跡に関する量を抜き出す。各ストリップの信号を時系列に従って追跡した時、TDC のヒット始まったクロックをリーディングエッジ、ヒットが終わったクロックをトレーリングエッジと呼ぶ。典型的なトラックからリーディ

ングエッジとトレーリングエッジを抽出したものを図 4.10 に示す。水色のトラックに対して青い部分がリーディングエッジで赤い部分がトレーリングエッジである。

図 4.10 は典型的な ${}^4\text{He}(\gamma, \text{tp})$ イベントである。波高の低い陽子のトラックに比べ、波高の高い t のトラックは TOT が長く、トレーリングエッジは情報にシフトしている。このように、トレーリングエッジが信号の波高に応じて変化する一方で、リーディングエッジは同じトラックに関して直線的に分布している。そのため、以降の解析ではリーディングエッジを用いて粒子の飛跡再構成を行う。

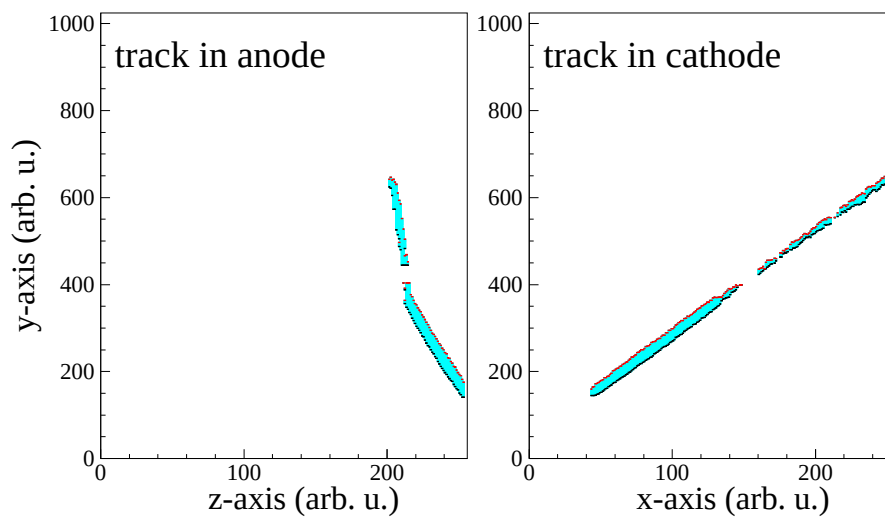


図 4.10: リーディングエッジとトレーリングエッジの抽出。青い色のリーディングエッジと赤い色のトレーリングエッジが水色のトラックを縁取るように分布する様子を示している。

4.5.3 リーディングエッジによる飛跡の再構成

トラックのリーディングエッジに対して線形フィッティングを行いトラックの線分を記述する一次関数と端点の座標を求める。今回の実験で測定するモードは最大でも 2 体崩壊なのでそれに特化した解析ルーチンを組むが、3 体以上の崩壊も視野に入れる。フィッティングは以下の要領でカソード平面、アノード平面の順に 2 段階で行う。

まず、カソード面内のフィッティングを行う。 ${}^4\text{He}$ 原子核からの崩壊粒子は運動量保存則の要請からビーム軸に対して垂直なカソード面内では、ビーム軸と平行なストリップに対して右と左に放出される。そのため、カソード面をビーム軸を境に左右に分割してそれぞれの領域に対してフィッティングを行う。フィッティングの後データ点のフィット直線からの平均残差を計算し、それがある程度大きければ、データが直線的でなかった可能性を疑

う。もし、データが直線でない理由がトラックから外れた点でのノイズであれば、平均残差より離れたデータ点を取り除いて再びフィッティングをすることでノイズの除去を行う。

この結果、ビーム軸の左右どちらかのみに直線のトラックを構築できたイベントを「1トラック的イベント」と呼ぶことにする。ビーム軸の左右に直線のトラックを構築できた場合には、2本のトラックをビーム軸のストリップまで延長しストリップの上で2本のトラックが一定以上離れていないことを確認する。分解反応のトラックであればビーム軸上の反応点で交わるはずなので、交わらなかったイベントは破棄し以降の解析は行わない。

ビーム軸の左右にトラックが構築されたイベントは少なくとも2体以上に崩壊したイベントであると考えられる。さらに、2体か3体以上に崩壊しているかをチェックするために、同一ストリップでのリーディングエッジの多重度を数える。複数のリーディングエッジを持つストリップが10以下であった場合には、ビーム軸の左右共にトラックは1本ずつであったと判断して、このイベントを「2トラック的イベント」として分類する。

一方、複数のリーディングエッジを持つストリップが10以上であった場合には、多重トラックが観測されている可能性を考えて、3体崩壊であるかどうかの判定を行う。カソード面内の運動量保存より、トラックが3本ならば片側の1本だけのトラックは正しく構築できていることになる。このトラックとビーム軸をはさんで反対側の2本のトラックは、1本だけの側のトラックを複数側へ延長した直線の上と下に一本ずつ現れるはずである。

そこで、1本だけ構築できたトラックの延長線でカソード平面をさらに上下に分割し、それぞれの領域に含まれる点に対して線形フィッティングをおこなう。この結果、3本の直線がビーム軸上のカソードストリップで収束すれば、正しく3体崩壊のフィッティングができたものと考え、これを「3トラック的なイベント」として分類する。

以上のようにしてカソード平面内においてイベントの分類とトラックのフィッティングをおこない、カソード面内での反応点のy座標を決定する。アクティブ標的の有感領域内部の1点で発生した電子が μ -PICのアノードに作る信号は同時であると考えられるので、反応点のy座標はアノードでも共通である。そして、アノードにおいても、運動量保存則の要請から、崩壊粒子は反応点の上下に放出される。よって、反応点の上の領域と下の領域にアノード平面を分割し、それぞれに対してフィッティングを行う。そして、カソード平面と同様の手順で、端点の位置とトラックの直線の方程式を求める。

この結果、カソード平面とアノード平面の両方においてトラックの数だけ直線の方程式とそれぞれの面内での端点座標が定まる。

最後に、カソードの情報とアノードの情報を統合し3次元的なトラックの再構成を行う。カソードとアノードで複数のトラックがある場合は、まずトラックの数が同じであることを確認する。確認が取れば、それぞれの平面でのトラックの端点を高さ座標の大小関係

で対応づけを行い、3次元的な端点の座標を決定する。

図 4.11 に、典型的な ${}^4\text{He}(\gamma, \text{tp})$ イベントに対し、トラッキングによって得られた直線の方程式と端点の座標をトラックと重ねて描いた図を示す。

こうして、3次元空間での反応点とトラック端点の座標を決定することができ、そこからドリフト速度、 μ -PIC の大きさを使って実空間での座標を求める。

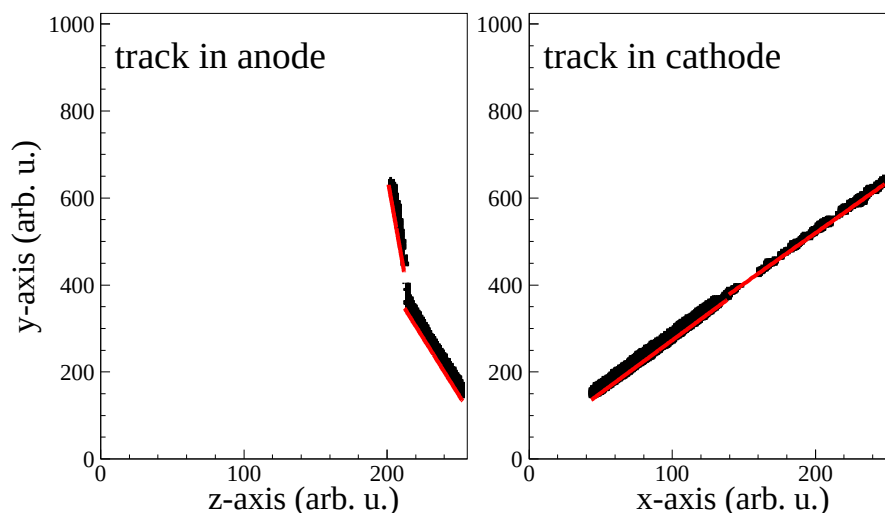


図 4.11: 典型的なトラッキング結果。アルゴリズムによって、アノードとカソードそれぞれのリーディングエッジに対してフィットを行い、直線の方程式と端点の座標を求めた。

4.5.4 トラッキングによるイベントの分類

3次元的なトラックが決定された後に、さらに詳しくイベントの分類を行う。イベントの分類は以下の要領で行った。

- 1 track ${}^3\text{He}$ like event: 1 トラック的イベントのうち、反応点が有感領域内にあり、トラックの飛程が 1 cm 以上であるイベント。
- 1 track Heavy Ion-like event: 1 トラック的イベントのうち、反応点が有感領域内にあり、トラックの飛程が 1 cm 以下であるイベント (図 4.12)
- 2 track pt like event: 2 トラック的イベントのうち、反応点が有感領域内にあり、短い方の飛程が 1 cm 以上であるイベント。
- 2 track Heavy Ion-like event: 2 トラック的イベントのうち、反応点が有感領域内にあり、短い方の飛程が 1 cm 以下であるイベント (図 4.13)。

- 3 track: 3トラック的なイベントのうち、反応点が有感領域内にあるイベント。
- δ -ray : 連続的でない小さなクラスター状のヒットパターンを示すイベント
- else : その他のイベント、あるいは、ノイズ等のために種類を判別できなかったイベント。

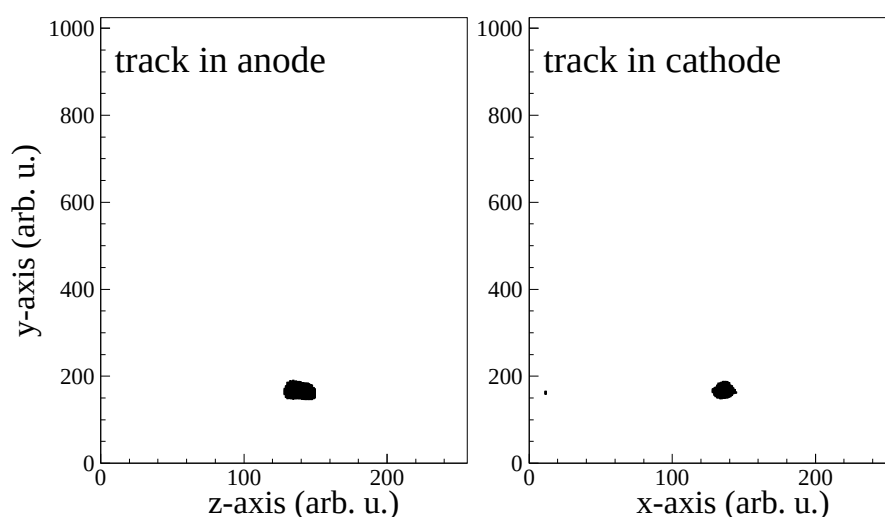


図 4.12: 1 track Heavy Ion-like イベントによる飛跡。短いトラックが一本だけ観測されている。これは重イオンからの中性子放出の過程と考えられる。

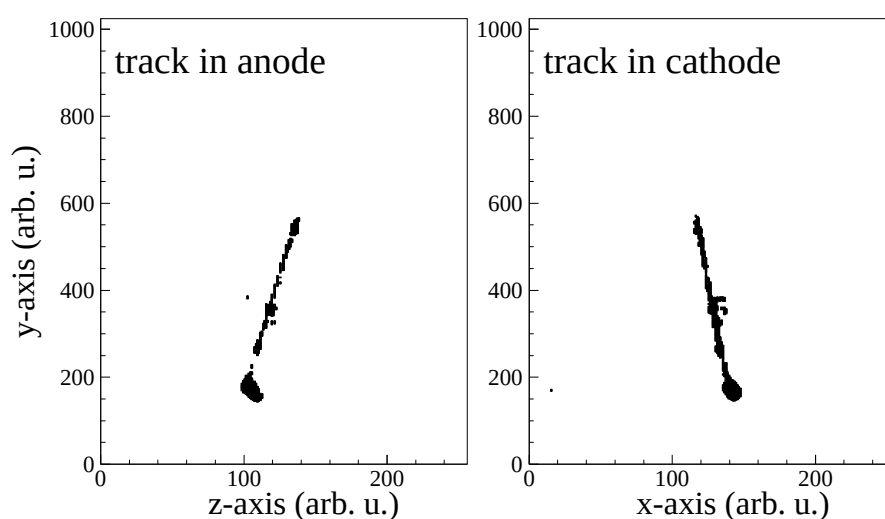


図 4.13: 2 track Heavy Ion-like イベントによる飛跡。短いトラックと薄いトラックが一本ずつ観測されている。これは重イオンからの陽子放出の過程と考えられる。

1トラック的なイベント

解析アルゴリズムのトラッキングルーチンによって1トラック的であると判定されたイベントの内訳は表4.5のようになった。

表 4.5: 1トラック的イベントの内訳。

種類	イベント数
1 track ^3He -like	131
1 track Heavy Ion-like	7
2 track pt-like	11
2 track Heavy Ion-like	26
3 track	2
δ -ray	17
else	8
total	211

表4.5より1トラック的であると判定されたイベントのうち、おおよそ2/3が本来選び出したかった1トラックによるイベントになっていた。

一方で、こちらのモードに混入してはならないはずの $^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ モード由来のトラックが5%程度混入してしまった。このようなイベントでは、陽子由来のトラックの信号の波高が低いために、陽子由来のトラックがゴーストノイズを除去するためのFADCを使ったマスク(4.5.1参照)によって排除されてしまった結果、このイベントが1トラック的イベントに分類されたものと思われる。

また、重イオンの光分解によると考えられるモードも10%を超えて混入している。現在の解析アルゴリズムでは、点の集合をトラックとして認識するための要件として、それぞれのトラックが10以上のリーディングエッジを含んでいることという条件を課している。この条件は、ヒットパターンにしばしば現れる小さなノイズをトラックと誤認してしまうことを抑制するとともに、解析においてビーム軸を固定したことによる誤差や電子の拡散等の要因で本来1トラックのイベントとして処理されるべきイベントの端点がカソードを左右に分割した平面の反対側へはみ出てしまい、2トラックのイベントとして処理してしまうことがないようにするという意図したものである。

しかし、重イオン由来の短いトラックが特に短い場合には、カソード半面による直線フィッティングの際に、10を超えるリーディングエッジを確保することができない。このため、

重イオン側にトラックが存在しないものと判断され、トラック的イベントに分類されてしまっている。

この他、3トラックイベントや δ 線由来のイベントも若干ながら混入していた。

1トラック的イベントの解析においては、今後、トラッキングのアルゴリズムを改良していく必要がある。

2トラック的なイベント

解析アルゴリズムのトラッキングルーチンによって2トラック的であると判定されたイベントの内訳は表4.6のようになった。

表 4.6: 2トラック的イベントの内訳。

種類	イベント数
1 track ^3He -like	0
1 track Heavy Ion-like	0
2 track pt-like	107
2 track Heavy Ion-like	24
3 track	3
δ -ray	3
else	4
total	141

1トラックと比較して、反応点のマッチングなど厳しい条件を課しているため当然ではあるがイベント選別の精度は高くなっている。具体的には、表4.5より2トラック的であると判定されたイベントのうち、おおよそ93%が本来選び出したかった2トラックによるイベントになっておりおおよそ満足のいく結果であるといえる。こうして得られた2トラックのイベントに対して、粒子識別を行うことによって重イオンのモードを排除することが、以後の解析の目標となる。

核力の荷電対称性から、 $^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応と $^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He})\text{n}$ 反応の断面積は同程度であると考えられているが、2トラック的と判断されたpt的イベント数107は、1トラックで ^3He 的と判断されたイベント数131に比べると少ない。しかし、ここに1トラックと誤認されたptのイベント数を足し合わせると118となり数が近づくことを付言しておく。

4.6 反応粒子の識別

トラックの3次元的な再構成に成功すれば、次のステップとして、トラックを作った粒子の識別を行い反応モードを同定する。生成した原子核の種類の識別にもアクティブ標的はその取得データ量の多さから本領を発揮する。

4.6.1 混入しうる崩壊モード

標的ガス中には標的として封入した ^4He 原子核の他にクエンチャーとして混合した CF_4 ガス由来の炭素とフッ素が混入しうる。 CF_4 によって混入する核種は、同位体存在比からほぼ ^{12}C 原子核と ^{19}F とみなすことができる。アクティブ標的中に存在するこれらの原子核がガンマ線吸収反応を経て2体分解されたときの、崩壊粒子がもつ運動エネルギーと、そのときアクティブ標的中での飛程を表4.7にまとめた。

この表は以下のような手順で作成した。まず、光分解反応放出される粒子のうち片方が ^4He , ^3He , t (^3H), d (^2H), p (^1H), n の5種類のいずれかであると仮定する。そして、終状態の核種の束縛エネルギーを用いて反応の Q 値を計算し重心系でのエネルギーを2粒子の質量に応じて分配した。

粒子の運動エネルギーは、重心系がもつガンマ線の進行方向への速度によってブーストされるため、放出された粒子の実験室系でのエネルギーはガンマ線の進行方向となす角度に応じて幅を持った形で決まる。その最大値と最小値に対して、飛程を計算した。

4.6.2 角度による識別

崩壊によって生成される粒子は重心系では back to back 方向へ放出されるが実験室系では、ガンマ線が重心系に持ち込む速度によって、粒子の進行方向は前方にシフトする。その結果、2粒子は180度より小さい角度をなして飛ぶ。

図4.14に3種類のエネルギー(25–33 MeV)のガンマ線との $^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応と $^4\text{He}(\gamma, \text{dd})$ 反応によって放出される2つの荷電粒子が互いになす角度を示した。25 MeVのガンマ線との反応では pt がなす角度と dd がなす角度の間に最大で0.4 rad程度違いが生じることがわかる。しかし、前方角度やエネルギーが高いガンマ線の反応ではこの違いが小さくなるためこの方法による粒子識別を実現するには高い角度分解能が必要である。現状の角度分解能では、この方法を使用するのは難しい。

表 4.7: $E_\gamma = 32$ MeV の時に起こり得る原子核崩壊によるイベント。 ^4He およびクエンチガス分子の光分解反応による崩壊で放出される粒子のエネルギーと飛程を列挙した。

崩壊モード	核種	運動エネルギー (MeV)	飛程 (cm)
$^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$	p	7.3–9.3	1.5×10^2 – 2.3×10^2
	t	1.8–3.9	7.6–23
$^{12}\text{C}(\gamma, \text{p } ^{11}\text{B})$	p	13.3–14.2	4.5×10^2 – 5.0×10^2
	^{11}B	0.9–1.8	0.7–1.0
$^{19}\text{F}(\gamma, \text{p } ^{18}\text{O})$	p	21.4–22.4	1.1×10^3 – 1.0×10^3
	^{11}B	0.9–1.6	0.5–0.7
$^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He})\text{n}$	^3He	1.6–3.5	1.9–5.5
$^{12}\text{C}(\gamma, ^{11}\text{C})\text{n}$	^{11}C	0.6–1.4	0.5–0.7
$^{19}\text{F}(\gamma, ^{18}\text{F})\text{n}$	^{18}F	0.8–1.4	0.5–0.7
$^4\text{He}(\gamma, \text{dd})$	d	2.6–4.5	16–40
$^{12}\text{C}(\gamma, \text{d } ^{10}\text{B})$	d	4.4–5.2	38–50
	^{11}B	0.6–1.4	0.6–0.8
$^{19}\text{F}(\gamma, \text{d } ^{17}\text{O})$	d	14.9–15.8	3.1×10^2 – 3.4×10^2
	^{17}O	1.4–2.3	0.7–0.9
$^{12}\text{C}(\gamma, \text{t } ^9\text{B})$	t	2.4–3.0	11–16
	^9B	0.6–1.3	0.5–0.8
$^{19}\text{F}(\gamma, \text{t } ^{16}\text{O})$	t	15.7–16.7	2.5×10^2 – 2.8×10^2
	^{16}O	2.6–3.6	0.9–1.1
$^{12}\text{C}(\gamma, ^3\text{He } ^9\text{Be})$	^3He	3.1–3.9	4.6–6.3
	^9Be	0.8–1.6	0.7–1.1
$^{19}\text{F}(\gamma, ^3\text{He } ^{16}\text{N})$	^3He	7.1–7.8	16–19
	^{16}N	0.6–0.8	0.6–0.8
$^{12}\text{C}(\gamma, ^4\text{He } ^8\text{Be})$	^4He	14.8–16.7	46–56
	^8Be	7.0–8.8	3.7–4.8
$^{19}\text{F}(\gamma, ^4\text{He } ^{15}\text{N})$	^4He	7.1–7.8	16–19
	^{15}N	5.0–6.4	1.5–1.8

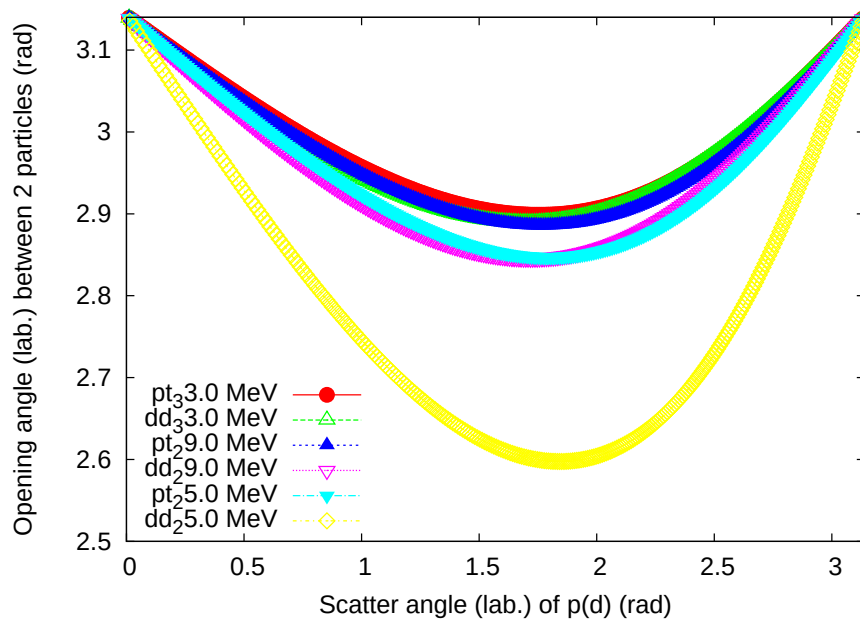


図 4.14: pt モードと dd モードの 2 粒子がなす角。一方の飛跡のがビームとなす角度の関数として示した。

4.6.3 エネルギー損失による識別

アクティブ標的中での粒子のエネルギー損失は電荷と質量に劇的に依存する。アクティブ標的で計測したいいずれかの量から粒子の単位長さあたりのエネルギー損失の大きさを引き出すために試行をおこなった。そのための計測量の候補として、

- FADC の最大波高
- FADC の信号の積分
- TDC の Time over threshold (TOT) 平均

の 3 つに対して検討を行った。

結論としては、すぐに有感領域を飛び出した粒子に関しての補正の難しさやダイナミックレンジを超える信号の取り扱いの難しさ等、FADC 情報の取り扱いに付随する困難のため FADC の使用は断念せざるをえなかった。

今回の実験で、FADC 情報を用いることが難しい一番の原因は粒子の種類によってエネルギー損失の大きさが劇的に変化するため、容易に FADC の信号のレンジの限界に達してしまうことである。今回の実験で放出される粒子のうち、 ^3He などのエネルギー損失が大きい粒子は、FADC のアナログ信号のレンジ (256) を超えるほど高い波高の信号を誘起す

るため、測定された波高はオーバーレンジとなり絶対値を測定することができない。一方で、陽子などのエネルギー損失が小さい粒子の作る信号の波高 (≤ 10) は、FADC のノイズレベル (≤ 1) とあまり変わらないスケールになっているためそもそも分解能の限界が存在する。

一方、TDC の TOT 平均は、粒子の作り出す信号の波高というアナログ情報を得るための代替手段として、有望である。TOT には、

- 256 ch に分割されているため、ストリップ途上での飛び出しの影響が小さい。
- アナログ信号を記録しないため、オーバーレンジによる影響を受けない。
- 多数のチャンネルに分割されているため、その平均をとることでノイズの影響を抑制できる。

といった利点がある。TOT の情報に対して適切な角度補正を施せば、信号波高に類する情報を引き出すことができるので粒子識別が可能と期待される。

4.6.4 TOT 平均によるエネルギー損失の評価

TOT を決定づけている量は3つあり、まずは、粒子固有の単位長さあたりのストリップ上でエネルギー損失、そして、ストリップと水平面内で粒子がストリップ上で移動した距離、最後に、ストリップに対して鉛直方向、すなわちドリフト方向へ、粒子がストリップ上で移動した距離。である。粒子識別のためには、1つ目の粒子固有のエネルギー損失に関わる量が必要である。そのため、残り2つ原因による変化をいかに排除し、エネルギー損失に関する量を抽出するかがTOT解析の肝である。

まずTOTとドリフト方向への移動距離の相関をみる。ドリフト方向への移動距離を決めているのは、ビーム軸と垂直な面内における回転角 ϕ である。この ϕ と TOT の関係は図 4.15 のようになる。

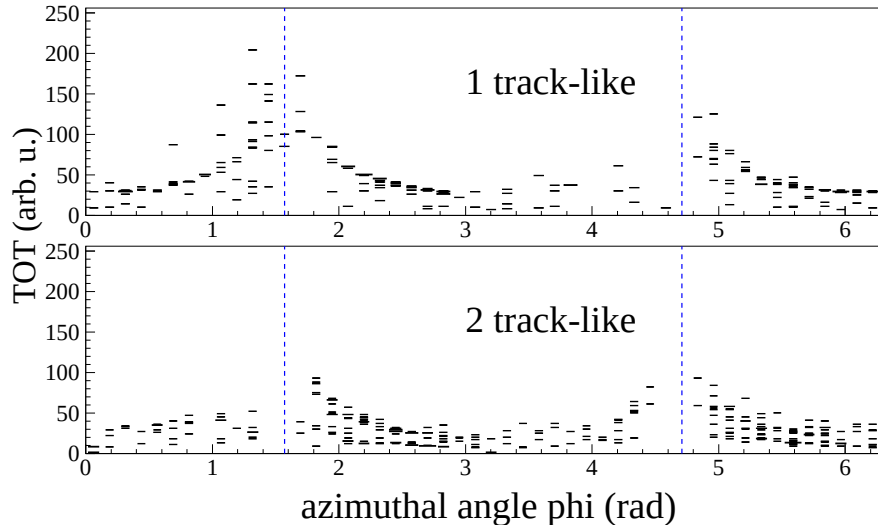


図 4.15: TOT の ϕ 依存性。1トラック的イベントと2トラック的なイベントそれぞれについて調べた。

図 4.15 より TOT には $1/\cos\phi$ 的な依存性があることがわかる。 $\cos\phi$ と TOT の相関を取ると図 4.16 のようになる。

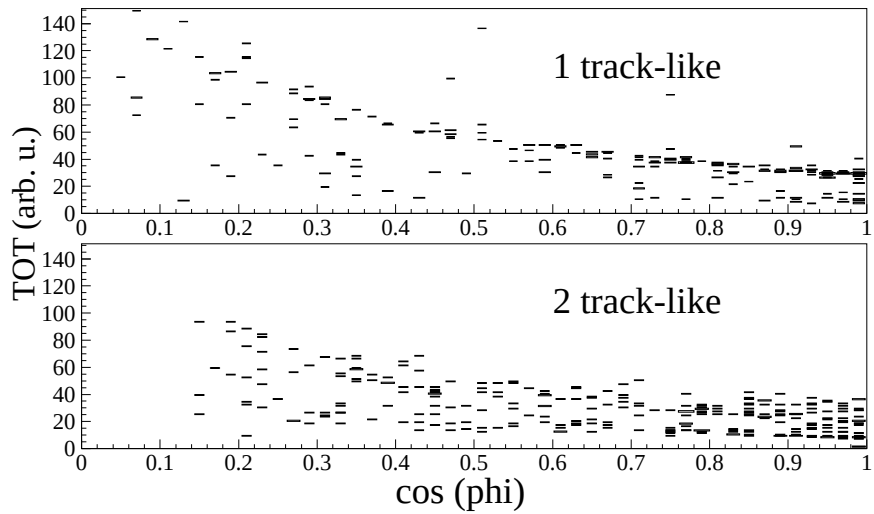


図 4.16: TOT の $\cos\phi$ 依存性。1トラック的イベントと2トラック的なイベントそれぞれについて調べた。

図 4.16 には粒子の種類と、ストリップと水平な面内での飛跡とストリップのなす角度に依存した帯が見える。よって、これを $\cos\phi \times \text{TOT}$ の個数分布に直すと図 4.17 のようになる。

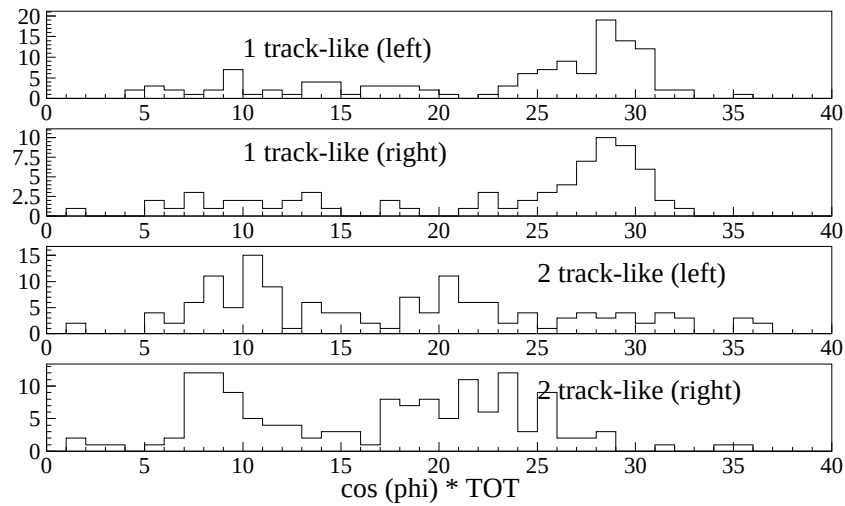


図 4.17: 補正後の TOT ($\text{TOT} \times \cos\phi$)。1トラック的イベントと2トラック的なイベントそれぞれについてビーム軸から見て粒子が飛んでいった左右の方向ごとに集計した。

2トラックのイベントでは、横軸の値が10付近と20付近にほぼ同じ大きさの2つのピーク構造が現れていて、それぞれがpとtに対応すると考えられる。また、1トラックのイベントでは、鋭い30付近のピークが ^3He に対応すると考えられる。

2トラックのイベントについては、このドリフト方向に関する補正後のTOTのさらに左右のトラックの相関を調べた。

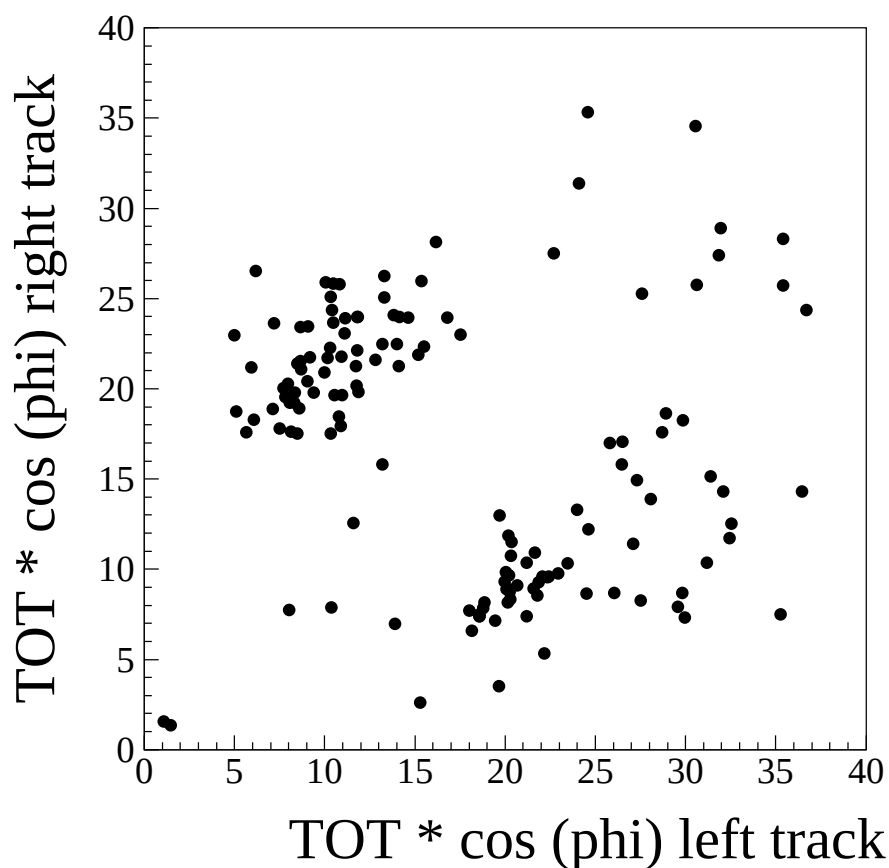


図 4.18: 補正後の TOT の相関 TOT。

崩壊粒子が、ほぼ back to back に飛ぶとすると 2 体崩壊による粒子の対に対するストリップに水平な面内での飛行距離についての補正は、2 つのストリップで共通のものになるはずである。すなわち、左右のトラックの補正後 TOT の比は、飛跡の方向による因子を全て排除して、粒子固有のエネルギー損失についての情報を抽出した量となる。実際、図には x 軸 y 軸の入れ替えによってほぼ対称な位置に島状の領域が見える。これが pt モードに相当すると考えられる。

4.6.5 飛程による識別

光分解反応の崩壊粒子の飛程は、表 2.3 で ^4He の崩壊粒子について見たように粒子の質量とエネルギーによって劇的に変化する物理量である。また、今回の測定結果から絶対値を計算することができるため、エネルギー損失とは値の信頼性において一線を画する。

しかし、有感領域がたかだか有限の大きさであるため、飛跡が長い粒子に関してはすべての粒子について飛程を測定することができない。例えば、表 4.7 より、32 MeV のガンマ線を用いた測定においては、興味のある反応のうち ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ のモードがその典型例である。このモードでは、崩壊粒子の p,t の双方が縦横 $100 \times 100 \text{ mm}^2$ の有感領域に比べて長い飛程をもつため、本実験のセットアップで正確な飛程を測定することはできない。

また、このモードと同様の 2トラックに分類されるモードの一つ ${}^4\text{He}(\gamma, \text{dd})$ においても、2つの崩壊粒子は有感領域を飛び出すのに十分な飛程を持っているため、やはり飛程を測定することができない。この 2モードを識別するためには別の手法を用いる必要がある。

一方で、崩壊粒子の少なくとも一方が有感領域の内部で停止するモードの識別に対しては、この手法は有効である。例えば、興味のあるイベントのもう一方、 ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$ と 1トラックに分類される他のモードとを識別することを考える。1トラックに崩壊するモードとして素朴に想定されるのは、崩壊粒子の一方が中性子となるようなモードで ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$ の他に ${}^{12}\text{C}(\gamma, {}^{11}\text{C})\text{n}$, ${}^{19}\text{F}(\gamma, {}^{18}\text{F})\text{n}$ という 2モードが該当する。表 4.7 よりこれらの粒子の飛程は短く、有感領域の内部でほぼ停止する。また、粒子によって飛程が大きく異なるので、否定を測定することによって粒子識別を行うことが可能であると見込まれる。

しかし、入射ガンマ線の運動量によるブーストの影響により、光分解反応から放出される粒子の飛程は放出される極角に依存して変化するため、飛程による粒子識別を行うには、トラッキングによって飛程と角度を決定して適切な補正を行う必要がある。

トラッキングによって決定された粒子の飛程と極角の相関を図 4.19 に示す。極角が $\theta \sim 0^\circ$, 90° の周辺において、イベント数が極端に減少しているのが見て取れるが、これは現状の解析アルゴリズムによるトラッキングの効率が、 $\theta \sim 0^\circ$, 90° 付近において著しく低下することに由来すると思われる。放出粒子の飛跡は、 $\theta \sim 180^\circ$ 近くの領域ではアノードのストリップに対して、 $\theta \sim 90^\circ$ 近くの領域ではカソードのストリップに対してそれぞれ平行に近くなる。粒子がストリップに対して平行に入射した場合には、リーディングエッジから飛跡を構築することが出来なくなる。

図中の曲線は、光子のエネルギーが 32 MeV と 28 MeV のときに ${}^4\text{He}$ の光分解反応から放出される ${}^3\text{He}$ の飛程と角度の関係を示しており、曲線間の領域は、ガンマ線の持つエネルギー拡がりに起因する ${}^3\text{He}$ のエネルギー拡がりに相当する。測定から得られている飛程と極角の相関は、概ね計算と一致しているように見える。ここで、 ${}^3\text{He}$ を抽出するために、図 4.17 に示された TOT 平均の分布において、 ${}^3\text{He}$ と思われるイベント (補正後の $\text{TOT} > 20$) を抽出してプロットしたのが図 4.20 である。

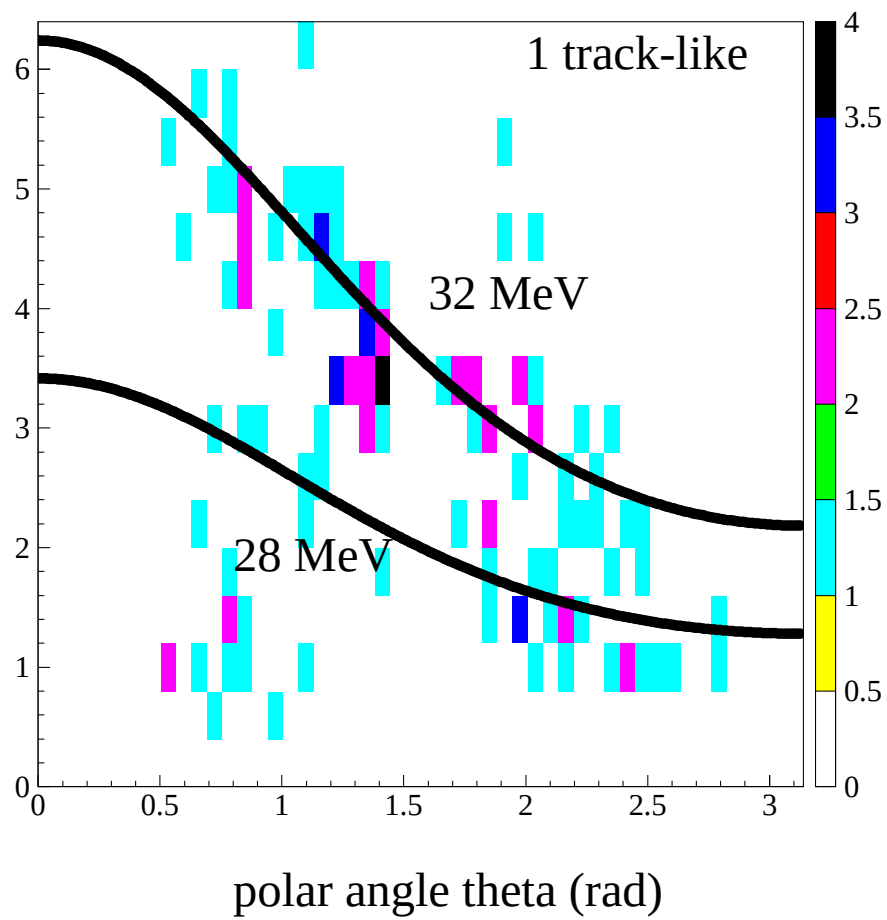


図 4.19: 1トラック的イベントの飛程と角度の関係。

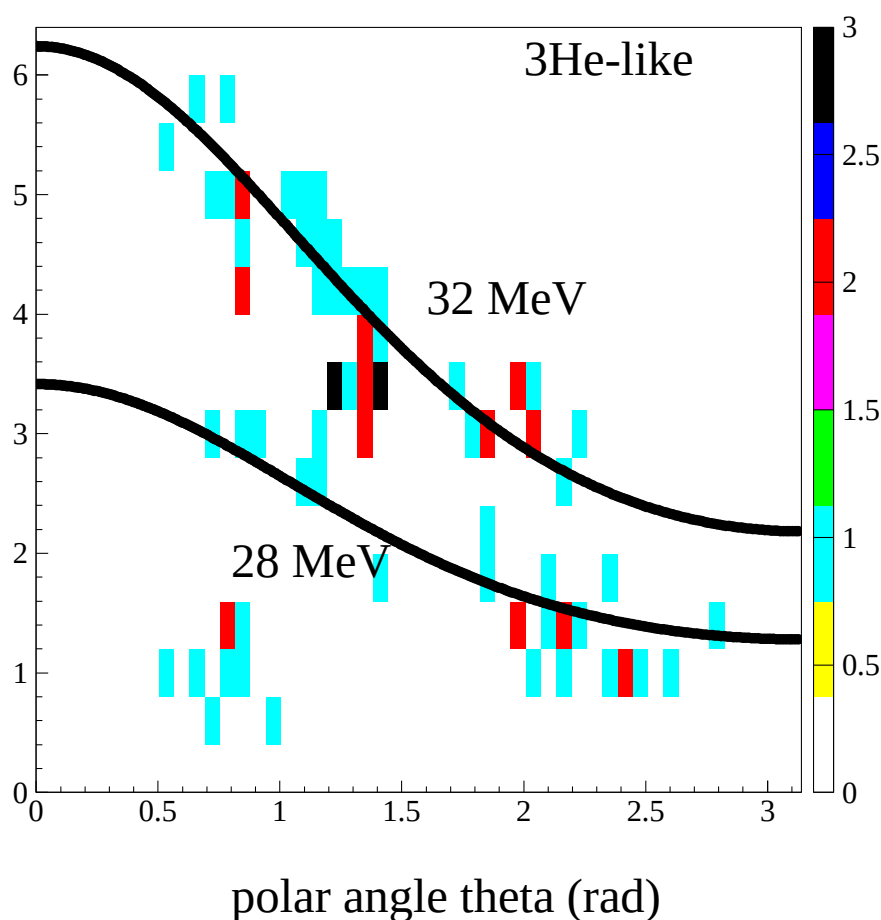


図 4.20: TOT の情報から ^3He 的であると判断された 1 トラック的イベントの飛程と角度の関係。

図 4.20 では ^3He 領域を抽出することによって、より計算結果の領域が強調されていることがわかる。このことは補正後の TOT による粒子識別が 1 トラックイベントに対しても正当性を持っているということの裏付けになる。しかし、 ^3He の飛程と極角の相関から逸脱したイベントも依然として図の左下部分に存在している。今後、これらのイベントについて精査し粒子識別の精度の向上に務める必要がある。

崩壊粒子の角度分布

ここまでで再構成したトラックから TOT による PID を施した後の崩壊粒子の θ 方向及び ϕ 方向の角度分布を図 4.22, 4.21 に示す。

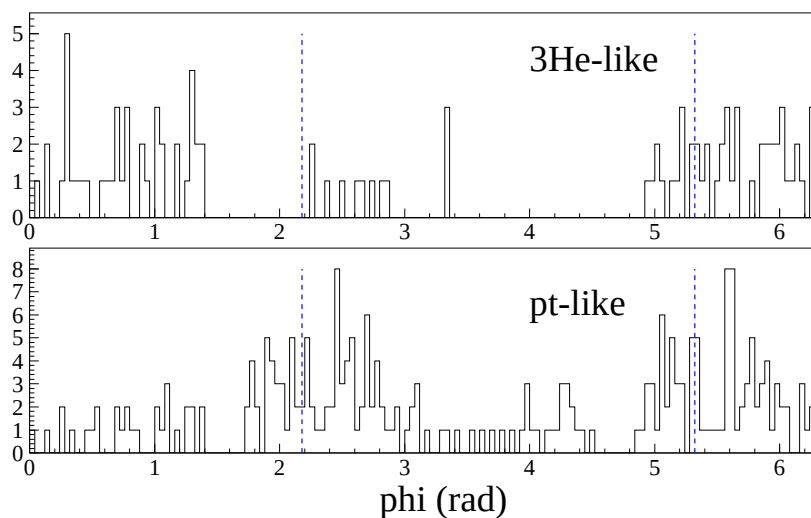


図 4.21: TOT の情報から ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$, ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ と判断されたイベントの方位角分布。青い点線は偏光の向きを表している。

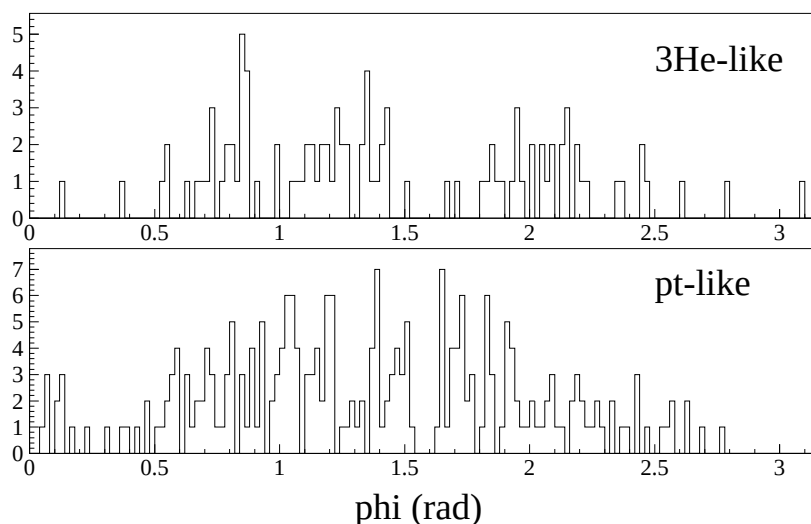


図 4.22: TOT の情報から ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})\text{n}$, ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ と判断されたイベントの極角分布。

方位角分布がガンマ線の偏光方向に依存する様子を見てとることができる。しかし、明らかにトラックが激減する角度範囲が存在し、これは現在の解析アルゴリズムでは飛跡の構築が難しい角度領域であると考えられる。

角度分解能を評価するために、 ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応と判断されたイベントに対し、2つのトラックがビームと垂直な面内でなす角度 $d\phi$ と2つのトラックのビーム軸からの開き角 $d\theta$ を図 4.23, 4.24 に示す。

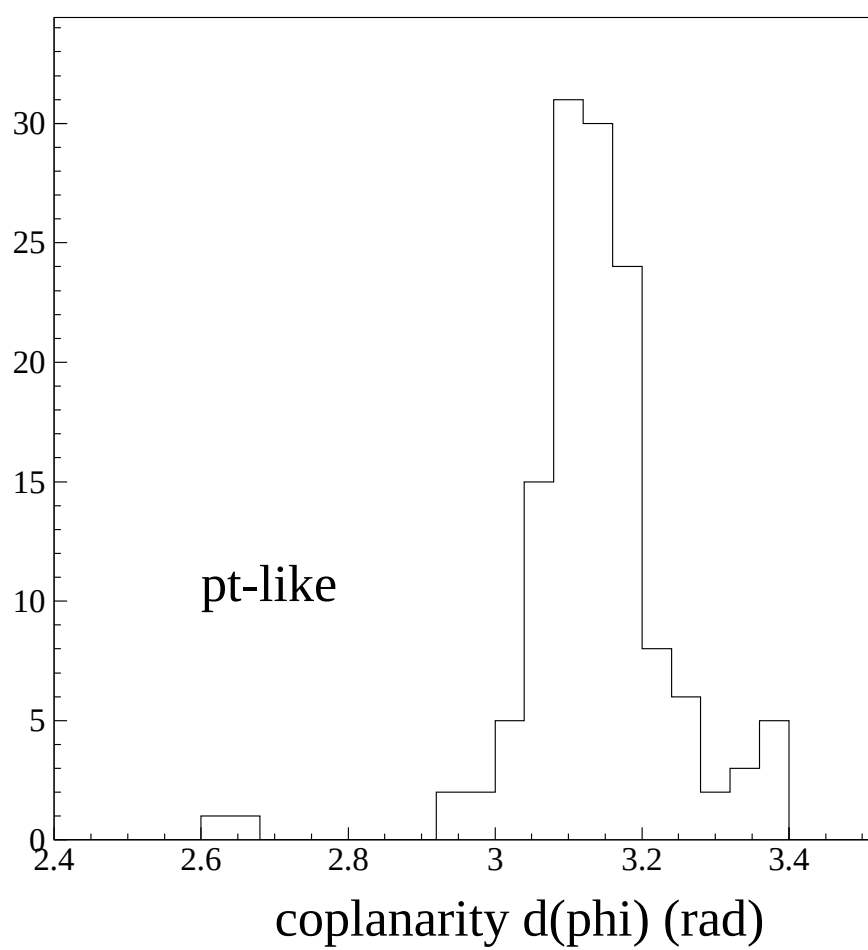


図 4.23: ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ イベントの方角方向のずれ。

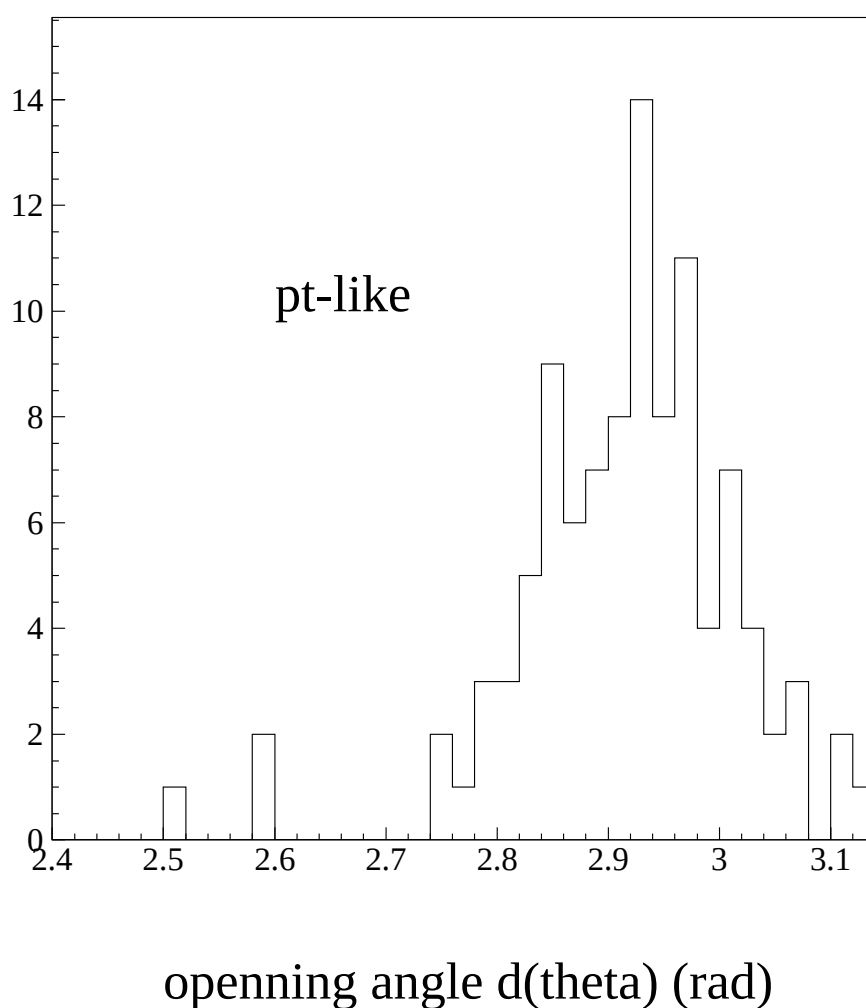


図 4.24: ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ イベントの極角方向の開き角。

$d\phi$ は厳密に π になるべきものであるが有限の広がりを持っている。この広がりをトラッキングアルゴリズムの角度分解能とみなせばその値は $\Delta\theta \sim 0.06$ rad となる。一方で $d\theta$ はブーストの角度に依存する広がりを持っているがそのスケールは図 4.14 より、0.1 rad に満たない程度である。現状の角度分解能では、 $d\theta$ に含まれているその程度のズレを評価するのは不可能なため、角度による粒子識別は難しい。

4.7 解析の現状についてのまとめ

すべての解析の手始めとして、TPC のトラックについての解析を 2 段階のステップに分けて行うこととした。

まず、第一段階のイベント棄却では、レーザー on/off、FADC のヒット、TDC のヒットというロバストな 3 段階の条件を課すことで真のイベントを棄却することのなく全体のイベント数を 1/3 程度まで減少させることができた。

そして、第二段階のトラックの解析では、TDC のヒットパターンから飛跡を再構成し、再構成に成功したイベントの分類に含まれる混入率を調べた。また、目視による確認なしに粒子の種類を識別する方法を開発しその方法によるそして、飛跡を再構成できたイベントの角度分布を求めた。角度分布のうちアクセプタンス内部の領域にはガンマ線の偏光に由来するピーク構造がみられこのことはトラッキングと粒子識別の正当性を示唆するものである。しかし、放出粒子の角度によってはトラッキングの効率が下がることが確認されており、今後、解析アルゴリズムの改善を進めていく必要がある。

また、入射ガンマ線についての評価も必要となる。入射ガンマ線をモニターしていた NaI 検出器は、たかだか有限の大きさしか持っていないため、記録した波高のスペクトルはかならずしも入射ガンマ線のエネルギー分布を再現していない。ガンマ線の正確なエネルギー分布の見積もりを行うためには、シミュレーションによって NaI 検出器の応答関数を評価し、その関数で逆問題を解かなければならない。そして、入射ガンマ線のスペクトルには同時に入射したガンマ線による pile up が見えているので、レーザーの出力を抑えて測定した 1 光子のスペクトルからスペクトルを再現するような分布を決定しなければならない。

以上の過程を経て、入射ガンマ線のエネルギー分布と個数を明らかにできれば、TPC による測定から求めた反応イベント数を使って反応断面積を評価することができる見通しである。

第5章 現状のまとめと今後の展望

本研究では宇宙核物理のなかで重要な $^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$, $^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He})$ 反応の測定にむけて MAIKo アクティブ標的の改修をおこない、ニュースバル放射光施設にて断面積測定を実施した。

アクティブ標的の改修では、旧アクティブ標的の設計思想を踏襲しながら、低エネルギー粒子の検出を可能にするための GEM を導入するとともに、電場計算を行いドリフトケージの再設計を行った。GEM による増幅率向上は、低エネルギー反応粒子を検出するための低密度・低ゲイン下での運用などへの MAIKo アクティブ標的の応用の端緒を開くものである。GEM の応答についての試験はこれからも継続し、さらなる基礎データの取得に努めたい。

ニュースバル放射光施設では3日間にわたって $^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応および $^4\text{He}(\gamma, ^3\text{He})n$ 反応のデータを取得した。現在はデータ解析の途上で、解析アルゴリズムの開発を進めている。現状のアルゴリズムで飛跡を再構成できたイベントについての解析から、粒子識別のための手法を開発し、手法の妥当性について確認した。

断面積の値を得るためには、解析アルゴリズムの改善を図ると共に、解析の精度や検出効率についての定量的な理解を深めていく必要がある。各反応モードのイベント数を評価したのち、ビームガンマ線の総フラックスを求めることで断面積を得ることが現在の目標である。

また、有感領域外部に飛び出した粒子の検出のための Si 半導体検出器のデータとアクティブ標的での飛跡のデータを総合的に取り扱うことで、アクティブ標的粒子識別や飛跡検出の手法の妥当性の確認も行う。

さらに、今後の展望としてはトラッキングのアルゴリズムを洗練してゆき、トラッキングの手法によって失われるアクセプタンス領域の縮小を目指すとともに、多粒子に崩壊するモードにも有効なアルゴリズムの開発をめざしたい。具体的には画像解析の手法を応用したアルゴリズムの開発を試みたいと考えている。

本研究は物理的意義からだけではなく、GEM の導入や、トラッキングアルゴリズムの開発など、MAIKo アクティブ標的を用いた今後の物理実験の可能性を問う研究としても意義付けられる。この実験ので得られたデータの解析を通して、MAIKo アクティブ標的の現状のパフォーマンスを正しく認識し問題点を洗い出すことで今後の研究につなげてゆきたい。

謝辞

本研究及び修士論文の執筆にあたってはたくさんの方々からのご支援・ご指導を賜りました。

殊に指導教官の川畑貴裕准教授には、研究グループ配属以来、研究テーマの決定から実験遂行、解析、論文執筆にいたるまですべての局面でご指導をいただきました。

研究に着手する以前から、ゼミではグループ配属以前にはまったくの無知であった私に、原子核物理学の何たるかを基礎から平易に粘り強く教えてくださいました。また、グループ配属間もない頃から様々な実験への参加の機会を与えてくださり、今後の糧となる経験を積ませていただきました。

実験テーマ決定以降は、アクティブ標的の再設計や必要な物品の発注に際して、実験研究者としての豊富な経験に基づくご助言をいただきました。また、実験の際には測定を遂行するための方針についてご助言、ご指導くださったのみならず、実験期間中ずっとシンクロトロン の 運 転 も 担 当 し て く だ さ い ま し た 。 そ し て 、 取 得 し た デ ー タ の 解 析 に 際 し て は 、 デ ー タ 棄 却 や 粒 子 識 別 の 方 針 に つ い て 各 段 階 に お い て 議 論 に お つ き あ い い た だ き ま し た 。 そ の お か げ で 、 解 析 の 各 局 面 に お い て 一 歩 一 歩 盤 石 に 解 析 を 進 め て く る こ と が で き ま し た 。 そ し て 、 論 文 執 筆 の 際 に は 、 幾 度 と な く 執 筆 方 針 や 文 章 に つ い て き め 細 や か な ご 指 導 を い た だ き ま し た 。

川畑准教授のおかげをもちまして苦難の日々を乗り越え、なんとか学位取得に漕ぎ着けることができました。格別に今一度感謝いたします。

古野達也さんには、アクティブ標的開発に携わる先輩として、アクティブ標的の設計、開発、実験においてたいへんお世話になりました。特にアクティブ標的のワイヤーやメッシュの貼り付けの作業におつきあいいただいたことが印象に残っています。アクティブ標的に造詣の深い古野さんに付き添っていただいたおかげで、心強い気持ちで作業を進めることができました。

足立智さんには、ニュースバル放射光施設での実験に基づき、川畑准教授不在のなかで行った実験準備の際について指導いただきました。また、実験時には率先してシフトをとっていただき、私たち若輩者に対して範となる姿勢を見せていただきました。また、シフト中にはコーヒーとお菓子の差し入れもしていただきました。

津村美保さんには、Si 半導体検出器の準備を担当していただきました。私たちがアクティブ標的のテストに手一杯な中での、津村さんの救援には非常に助けられました。また、終始和やかな雰囲気を実験を乗り切ることができたのは津村さんのパーソナリティのおかげです。

石井佑季くんには、同期の立場で研究について議論することで自分の実験に対する理解を深める機会を与えてもらったほか、度々、私の見通しの甘さに対して鋭い指摘をもらいました。また、綺麗な居室で実験を進めることができたのは石井くんの几帳面さあつてのことでした。

アクティブ標的の開発や物品の購入に際しては、RCNP の谷畑勇夫教授、王恵仁講師、Yassid Ayyad 博士に相談にのっていただきました。

アクティブ標的への GEM の取り付けの方法については、京都大学宇宙線研究室の高田淳史助教に相談にのっていただきました。突然押し掛けたにもかかわらず、丁寧にご指導いただきました。

また実験の際には、ニュースバル放射光施設の宮本修治教授に各種設備の使い方についてご指導をいただきました。そして、甲南大学の秋宗秀俊教授には、川畑准教授の穴を埋める形でシフトに入っていただいたほか、ビームラインを真空にするためのダクトを設置していただきました。

原子核ハドロン物理学研究室の永江知文教授、成木恵准教授、村上哲也講師、新山雅之助教、藤岡宏之助教、そして先輩方は修士論文執筆の進捗を気に掛けてくださいました。特に同室の新山助教には、TPC 開発の経験者として解析に関する貴重なアドバイスをいただきました。

また、同期の金子雅紀くん、竹中耕平くん、山上大貴くんとは、修論執筆の苦楽をともにし、ときに物理の議論に、ときにくだらない話に、花を咲かせながらも、切磋琢磨しあって修士過程をともにすることができました。

この研究は皆様のご支援、ご指導があつてはじめてなしたものです。とはいえ取得したデータから断面積を算出するまでにはいまだ道半ばで、これからも多くの方々のお世話になることと思います。しかしながら、ひとまずの区切りとして、私の修士過程における生活、研究、すべての局面においてお世話になったすべての人にこの場をかりてお礼申し上げます。本当にありがとうございました。

関連図書

- [1] 観山正見, 野本憲一, 二間瀬敏史『天体物理学の基礎 I』 日本評論社 (2009).
- [2] 岡村定矩, 池内了, 海部宣男, 佐藤勝彦, 永原裕子『人類の住む宇宙』 日本評論社 (2007).
- [3] 佐藤勝彦, 二間瀬敏史『宇宙論 I』 日本評論社 (2008).
- [4] B.D. Fields et al., *Big-Bang nucleosynthesis* in Chin. Phys. C38, 090001 (2014).
- [5] S. G. Mashnik, arxiv:astro-ph/0008382. (2000).
- [6] http://en.wikipedia.org/wiki/Protonproton_chain_reaction
- [7] 熊谷紫麻見, 茂山俊和, 山岡均, 野本憲一 『天文月報』, 84, 44 (1991)
- [8] K. Ikeda, N. Takigawa, and H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. Suppl. Extra Number, 464 (1968).
- [9] S. Kubono, Z. Phys. A 349, 237 (1994).
- [10] M.Kusakabe et al., Astrophys. J., 680, 846 (2008).
- [11] M.Kusakabe et al., Phys. Rev. D 79, 123513 (2009).
- [12] T.Shima et al., Phys. Rev. C 72, 044004 (2005).
- [13] T.Yoshida et al., Phys. Rev. Lett. 96, 091101 (2006).
- [14] S. E. Woosley et al., Astrophys. J., 356, 272 (1990).
- [15] T.Suzuki, T.Kajino, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 40, 083101 (2013).
- [16] T.Yoshida et al., Astrophys. J., 686, 448 (2008).
- [17] R.Raut et al., Phys. Rev. Lett., 108, 042502 (2012).
- [18] W.Tornow et al., Phys. Rev. C, 85, 061001 (2012).

- [19] W. Horiuchi et al., Phys. Rev. C, 85, 054002 (2012).
- [20] <http://www-flc.desy.de/tpc/basicstpc.php>
- [21] A. Ochi, T. Nagayoshi, S. Koishi, T. Tanimori, T. Nagae, and M. Nakamura, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, 478, 196 (2002).
- [22] T. Nagayoshi, Doctoral Thesis, Kyoto University (2004).
- [23] <http://ja.wikipedia.org/wiki/芳香族ポリエーテルケトン>
- [24] F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. A, 386, 531 (1997).
- [25] <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- [26] <http://www.lasti.u-hyogo.ac.jp/NS/newsubaru/>