$^{11}C(\alpha, p)^{14}N$ 天体核反応実験の準備研究

Feasibility Study of the Experiment on the Stellar Reaction $$^{11}{\rm C}(\alpha,p)^{14}{\rm N}$$

修士論文

東京大学大学院 物理学専攻

早川 勢也

平成20年2月7日

目 次

第1章	序 1
1.1	宇宙核物理学的背景 1
1.2	過去の断面積の情報 2
1.3	目標
第2章	テスト実験 7
2.1	CRIB 概要
2.2	¹¹ Cビーム生成 9
	2.2.1 生成標的
	2.2.2 運動量分散焦点面 (F1) 10
	2.2.3 F2 での粒子識別 10
	2.2.4 速度分離器 (Wien filter)
	2.2.5 目標値
2.3	厚い標的法
	2.3.1 二次標的
	2.3.2 検出器
	2.3.3 逆運動学
	2.3.4 反応のエネルギーの決定とその精度 17
	2.3.5 MCP 検出器を用いた低陽子バックグラウンド測定 20
	2.3.6 データ収集 21
第3章	結果・解析 24
3.1	¹¹ Cビーム生成 24
	3.1.1 一次ビームエネルギー 24
	3.1.2 F2 での粒子識別 24
	3.1.3 F1 運動量分布
	3.1.4 F3 での粒子識別 25
	3.1.5 二次ビームのエネルギー測定 27
	3.1.6 ¹¹ C ビーム粒子数 29
	3.1.7 ビームの大きさ 29
	3.1.8 ビーム生成まとめ 31

3.2	厚い標	的法	31
	3.2.1	Si検出器のエネルギー較正	31
	3.2.2	粒子識別:	32
	3.2.3	(α, p) 反応とバックグラウンド	34
	3.2.4	標的の有効厚み	35
	3.2.5	(α, p_0) 陽子生成量	36
	3.2.6	MCP 検出器を用いた低陽子バックグラウンド測定:	37
笪∕1音	MCP	検出哭の性能試験	30
лтт <u>т</u> / 1	動作百		30 20
4.1	到1F/示		ეუ იი
	4.1.1	Delay line を用いた MCP(Microchannel Plate) 検山奋	39
	4.1.2	イオン位置/時間検出器	41
4.2	性能試	:験	44
	4.2.1	チャンネル・時間変換	45
	4.2.2	時間差・位置変換	46
	4.2.3	位置分解能	49
	4.2.4	時間分解能	51
	4.2.5	検出効率	52
第5章	結論と	課題	54
5 1	¹¹ C 生	成量 :	54
5.2	限子生	"你事	51
5.2	「勿」工	.//A単 ···································	54
5.3	ハック 1105	クノソイド防丁ワ仏旗・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	99 22
5.4	MCP 7	筷出器	55

図目次

1.1	低金属環境における反応の分岐の温度・密度依存性	3
1.2	複合核 ¹⁵ O の励起準位と ¹¹ C+ α , ¹⁴ N+ p チャンネル	4
1.3	Activation 法による反応断面積	5
2.1	現 (2008 年 2 月) 理研加速器施設の配置図	7
2.2	CRIB の平面図	8
2.3	液体窒素冷却水素気体標的システム [11]	10
2.4	厚い標的法の説明図	13
2.5	厚い標的法のセットアップ (写真)	14
2.6	厚い標的法のセットアップ (側面・平面図)	15
2.7	$E_{\rm C}^{\rm TOF}, E_{\rm C}^{\rm kin}$ と z の関係	19
2.8	θ_0 と重心系でのエネルギー分解能の関係	20
2.9	Si検出器の信号処理用のブロック図	21
2.10	イベント・トリガーのブロック図	22
3.1	F2 SSD のエネルギー較正	25
3.2	F2 での粒子識別	26
3.3	F3 での粒子識別	26
3.4	ビームエネルギー測定用増幅回路 (low gain) のエネルギー較正	27
3.5	低増幅回路での二次標的入射 ¹¹ C ビームのエネルギー・スペクトル	29
3.6	標的位置でのビームの大きさ........................	30
3.7	Telescope 1 の ΔE -E 粒子識別	33
3.8	Telescope 2 の ΔE -E 粒子識別	33
3.9	陽子のエネルギーと PPAC a から SSD 1 までの検出時間 (0-500 ns)	34
3.10	陽子のエネルギーと PPAC a から SSD 1 までの検出時間の測定値 (a) と計算	
	値 (b) の比較 (250-350 ns)	34
3.11	陽子のエネルギーと PPAC a から SSD 2 までの検出時間の関係 (0-500 ns) .	35
3.12	有効厚さとエネルギーの関係	36
3.13	陽子の生成量と散乱角 0° でのエネルギーの関係	37
3.14	MCP を用いた陽子のエネルギーと PPAC a から PSD 1 までの検出時間の関	
	係 (250-350 ns)	38

4.1	MCP 位置/時間検出器	42
4.2	MCP 位置/時間検出器の構成図	43
4.3	性能試験のセットアップ	44
4.4	MCP 検出器の膜の位置への内挿像	46
4.5	時間差から位置への変換	47
4.6	MCP2 次元像 (Run 28)	48
4.7	電子加速電圧と内挿座標からのずれの関係	49
4.8	内挿位置と MCP 検出位置の差 (Run 28)	50
4.9	角度ストラグリングの半値幅の角を通る粒子の MCP 検出位置と内挿位置と	
	の差	50
4.10	PPAC に対する検出効率の測定 (Run 28)	52

表目次

2.1	CRIB 性能表	9
3.1	F2 SSD のエネルギー較正 2	5
3.2	F3 PSD1 の低増幅回路の較正	8
3.3	(α, p) 反応測定時の ¹¹ C 粒子数	0
3.4	二次ビーム生成条件と結果 3	1
3.5	Si 検出器のエネルギー分解能 3	2
4.1	RoentDek DLD40 の特性 44	0
4.2	MCP 検出器試験の条件 4	5
4.3	TDC のチャンネルから時間への変換係数	6
4.4	MCP 検出位置と内挿位置の差の半値幅	1
4.5	PPAC-MCP 検出器間の TOF の半値幅 55	2
16		_
4.0	PPAC に対する MCP 検出器の検出効率 55	3

概 要

¹¹C(α , p)¹⁴N 反応は、高温度 (\geq 0.2 GK) に達すると考えられている第一世代天体、II 型 超新星などの宇宙現象において、通常考えられている ¹²C を合成するトリプル α 過程に匹 敵する重元素合成とエネルギー生成量を持つ可能性が示唆されている。重元素の極端に少な い環境の第一世代天体では、CNO サイクルの元素が存在しないため、高温状態で拡張され た陽子-陽子チェーンで生み出されるエネルギーで星の重力崩壊に対抗しており、この連鎖 過程で存在する ¹¹C 核から ¹¹C(α , p)¹⁴N 反応を通して CNO 核が合成されるモデルが提唱さ れている。しかし、その反応率は実験的に確定されておらず、天体の温度領域に対応するエ ネルギー領域では、逆反応 ¹⁴N(p, α)¹¹C の断面積を Activation 法で求めたデータのみがあ り、¹⁴N の励起状態への遷移の効果は実験的にわかっていない。我々のグループでは、不安 定核ビーム ¹¹C を用いた厚い標的法によって ¹¹C(α , p)¹⁴N 反応の断面積を直接測定する実 験を計画している。この実験では、¹⁴N の基底状態および第一励起状態への遷移の断面積を 直接測定することが目標である。

本書ではその準備研究として、第 2、第 3 章で、CRIB(CNS Radioactive Isotope Beam separator) での¹¹C ビームの生成の確立、¹¹C(α , p)¹⁴N 天体核反応への厚い標的法の適用 テスト、Microchannel Plate (MCP) 検出器を用いた低陽子バックグラウンドの測定のため のテスト実験について方法、結果を議論する。このテスト実験によって¹¹C ビームとして、 強度 1 × 10⁵ pps, 純度 99 %以上, エネルギー 7.6 ± 0.6 MeV のものが得られた。厚い標的 法ではバックグラウンド陽子の検証、(α , p)反応の識別、生成量などについての重要な知見 が得られた。また、第 4 章では ³⁶Ar ビームを用いた MCP 検出器の性能のテスト実験の結 果をまとめ、データの解析から位置分解能、時間分解能、検出効率などの性能を評価した。 MCP 検出器の性能として、水平方向の位置分解能 1.19±0.08 mm、垂直方向の位置分解能 2.82±0.05 mm、検出効率 > 95 %が得られた。第 5 章では、本テスト実験の結果から明ら かになった課題について議論する。

第1章 序

1.1 宇宙核物理学的背景

ビッグバンの後最初に合成される元素は、水素とヘリウム、それにわずかなリチウムのみ で、その大部分は質量比で約75%を占める水素である。このような環境下で、熱を効率的 に放射する一酸化炭素やダストなどを全く含まない水素ガス雲から生まれた最初の世代の星 (第一世代星、Population III) は、太陽質量の100倍かそれ以上の質量を持っていたと考え られている[1]。短命なこれらの重い星はすべて寿命を迎えていると考えられるが、第一世代 星の超新星爆発などの現象の影響を受けた天体は、初期宇宙の元素合成の情報を含んでいる 可能性がある。興味深い例は、現在も観測することのできる天体で最も金属量の少ない星で ある[2]。それらは第一世代星の超新星爆発の残骸から形成された第二世代の星 (Population II) であると考えられている。

第一世代星の元素合成、エネルギー生成の過程は、未解決の問題を含む。通常の第二世代 以降の主系列星では、主に陽子-陽子 (p-p) チェーン, CNO サイクルといった水素燃焼過程 によるエネルギー生成で星を支えている。CNO サイクルは、 $T_6 < 20$ ($T_6 = 1$ は1 MK の 意味) の低温ではより大きい Coulomb 障壁のために p-p チェーンよりもエネルギー生成量は 低いが、弱い相互作用の反応の 1 H(p, $e^{+}\nu$) 2 H で反応率が制限される p-p チェーンに比べて、 $T_6 > 20$ では高い反応率でエネルギーを生み出すことができる。よって中心が高温高密度に なる重い星では、CNO サイクルが主にエネルギー生成に関わっている。しかし、第一世代 星は前述のようにリチウムよりも重い CNO 核が完全に欠乏して生まれるため、少なくとも 初期には CNO サイクルは起きていないことになる。これらはすぐに重力崩壊して超新星爆 発を起こすのか、あるいは、別のエネルギー生成過程によって安定を保つのだろうか。この ような大質量・低金属環境の星での元素合成・エネルギー生成過程として、高温 p-p チェー ンが提唱されている [1]。

通常の温度の低い主系列星では、良く知られているように次の3つの *p*-*p* チェーンの分岐 によって水素を燃焼している;

 $pp-I: \quad {}^{1}\mathrm{H}(p, e^{+}\nu)^{2}\mathrm{H}(p, \gamma)^{3}\mathrm{He}({}^{3}\mathrm{He}, 2p)^{4}\mathrm{He}$,

pp-II: ${}^{3}\text{He}(\alpha, \gamma){}^{7}\text{Be}(e^{-}, \nu){}^{7}\text{Li}(p, \alpha){}^{4}\text{He}$,

pp-III: ${}^{3}\text{He}(\alpha, \gamma){}^{7}\text{Be}(p, \gamma){}^{8}\text{B}(e^{+}\nu){}^{8}\text{Be}(\alpha){}^{4}\text{He}$.

それぞれの分岐は1回の連鎖で4つの水素が⁴Heに変換され、開放されるエネルギーの26.73

MeV のうちニュートリノで星の外に失うわずかな量以外が残りのエネルギーが星の内部の 熱へ変換される。 $T_6 > 50$ では、 $p-p \neq r = - \nu$ は pp-I 分岐の ${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$ 分岐と競合 して、pp-III 分岐の ${}^{3}\text{He}(\alpha, \gamma){}^{7}\text{Be}(p, \gamma){}^{8}\text{B}$ が優勢になる。また、 $T_6 > 30$ で ${}^{7}\text{Be}$ の強い陽 子捕獲のために、 ${}^{7}\text{Be}$ の電子捕獲で分岐する pp-II は有効でなくなる。さらに、 $T_6 > 50$ で $\rho > 10^{4}\text{g/cm}{}^{2}$ の高密度になると、 ${}^{8}\text{B}$ の陽子捕獲が半減期 $T_{1/2} = 0.77\text{s}$ の β^{+} 崩壊と競合し て pp-IV 分岐へ、あるいは、 $T_9 > 0.2$ では ${}^{7}\text{Be}$ の α 捕獲が ${}^{7}\text{Be}$ の陽子捕獲と競合して pp-V 分岐へ進む可能性がある;

pp-IV: ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}(p,\gamma){}^{9}\text{C}(e^{+}\nu){}^{9}\text{B}(p){}^{8}\text{Be}(\alpha){}^{4}\text{He}$,

pp-V: $^{7}\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}(\beta^{+}\nu)^{11}\text{B}(p, 2\alpha)^{4}\text{He}$.

これらの過程は高温 *p*-*p* チェーンと呼ばれている。高温 *p*-*p* チェーンでは質量数 $A \leq 11$ までの核しか合成されず、CNO サイクルは開始しない。しかし、⁹C 核と ¹¹C 核からは、次の rap-過程

rap-I: ${}^{7}\text{Be}(p,\gamma){}^{8}\text{B}(p,\gamma){}^{9}\text{C}(\alpha,p){}^{12}\text{N}(p,\gamma){}^{13}\text{O}(e^{+}\nu){}^{13}\text{N}(p,\gamma){}^{14}\text{O},$

- rap-II: ${}^{7}\text{Be}(\alpha,\gamma){}^{11}\text{C}(p,\gamma){}^{12}\text{N}(p,\gamma){}^{13}\text{O}(e^{+}\nu){}^{13}\text{N}(p,\gamma){}^{14}\text{O},$
- rap-III: ${}^{7}\text{Be}(\alpha,\gamma){}^{11}\text{C}(p,\gamma){}^{12}\text{N}(e^{+}\nu){}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}(p,\gamma){}^{14}\text{O},$
- rap-IV: ${}^{7}\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}(\alpha, p){}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$

を通して、通常考えられているトリプル α 過程に加えて質量数 $A \ge 12$ の元素の合成に寄与 する可能性がある。rap-I では、 $\rho > 10^8$ g/cm³の高密度で半減期 $T_{1/2} = 1.26$ ms $0.9^{\circ}C(e^+\nu)$ と競合して ${}^{9}C(\alpha, p)^{12}N$ 反応が起こる。それよりも低密度では、 $T_{1/2} = 20.38$ min の比較的 長い半減期で β^+ 崩壊をする ${}^{11}C$ 核から、 ${}^{11}C(p, \gamma)^{12}N$, ${}^{11}C(\alpha, p)^{14}N$ 反応で $A \ge 12$ 領域へ 抜け出す rap-II, rap-III, rap-IV が有効になる可能性がある。これらの rap-過程から生成さ れた ${}^{14}O$ および ${}^{15}O$ 核は、高温高密度条件のもと、高温 CNO サイクル、さらに rp-過程 [3] へとつながる基点となる可能性がある。近年 rp-過程は、高ニュートリノ流を伴う重力崩壊型 超新星爆発の初期において起こることが広く認識されつつある [4]。これらの高温 p-p チェー ンやそれに続く rap-過程は、特に初期天体の超新星において寄与をする可能性がある。

図 1.1 に高温 p-p チェーン、rap-過程の温度・密度依存性が図示されている。¹¹C(α , p)¹⁴N 反応を含む rap-IV 過程は図 1.1 の () の温度・密度領域で有効になる。実験的に ¹¹C(α , p)¹⁴N 反応率を決定することは、図 1.1.a の (4) の曲線を再検討することである。

1.2 過去の断面積の情報

上記の天体現象を研究するには、星中の温度に対応するエネルギー領域での天体核反応の 精度の高い断面積の情報を得ることが必要である。しかし、それらの多くはいまだに達成さ れているとはいえない。本研究の¹¹C(α, p)¹⁴N反応は、以下のような理由で、断面積の実験



図 1.1: 低金属環境における反応の分岐の温度・密度依存性 [1]: 図 (a) の実線は競合する捕獲反応 と β 崩壊の強度が等しくなる条件であり、点線は捕獲反応と逆の光分解反応の強度が等しくなる条 件である。各番号は、(1) $\langle ^{11}C(p,\gamma) \rangle = \langle ^{11}C(e^+\nu) \rangle$, (2) $\langle ^{8}B(p,\gamma) \rangle = \langle ^{8}B(e^+\nu) \rangle$, (3) $\langle ^{12}N(p,\gamma) \rangle =$ $\langle ^{12}N(e^+\nu) \rangle$, (4) $\langle ^{11}C(\alpha,p) \rangle = \langle ^{11}C(e^+\nu) \rangle$, (5) $\langle ^{8}B(\alpha,p) \rangle = \langle ^{8}B(e^+\nu) \rangle$, (6) $\langle ^{9}C(\alpha,p) \rangle = \langle ^{9}C(e^+\nu) \rangle$, (7) $\langle ^{7}Be(\alpha,\gamma) \rangle = \langle ^{7}Be(e^-,\nu) \rangle$, (8) $\langle ^{13}O(\alpha,p) \rangle = \langle ^{13}O(e^+\nu) \rangle$, (9) $\langle ^{7}Be(p,\gamma) \rangle = \langle ^{8}B(\gamma,p) \rangle$, (10) $\langle ^{11}C(p,\gamma) \rangle = \langle ^{12}N(\gamma,p) \rangle$ に対応している。図 (b) は、 $p - p \neq x - \nu$ (pp-II:®, pp-III:@, pp-IV:@, pp-V:@, rap-過程 (rap-I:@, rapII:@, rap-III:@, rap-IV:E, rp-過程:F, が実行すると予想される 領域である。

的決定が重要であると考えている。

rap-IV 過程が有効になる $T_9 < 3$ 程度で重要となると考えられる ¹¹C 核の α 粒子捕獲は、 複合核 ¹⁵O の α しきい値の 10.22 MeV から 13 MeV の比較的高い励起準位を経る。このエ ネルギー領域で ¹⁵O の準位構造は、図 1.2 に示されるように、1 MeV あたり 10 前後の準位 密度を持ち、多くの場合は低スピン状態で、強い (α, p) 共鳴反応を起こす可能性があるが、 その過程に関わる α, p の部分幅 $\Gamma_{\alpha}, \Gamma_{p}$ の値は良くわかっていない。クラスター構造のしき い値則からすれば、 α 閾値近傍に大きな α 換算幅を持つ準位が存在する可能性がある。本研 究では、 $T_9 < 3$ に対応するエネルギー領域で、¹¹C (α, p) ¹⁴N 反応が統計理論的なのか、共 鳴理論的なのかの検証も一つの課題である。

前述の高温 *p*-*p* チェーンを提唱した Wiescher らの研究では、¹¹C(α , *p*)¹⁴N 反応率は Ingalls らによる逆反応 ¹⁴N(*p*, α)¹¹C の実験的研究 [5] に基づいて求められた。Ingalls らは ¹⁴N 気体 をニオビウム膜によって封入した標的に陽子ビームを照射し、生成された ¹¹C の β^+ 崩壊か らの陽電子と電子の消滅放射を検出する Activation 法によって ¹⁴N(α , *p*)¹¹C 反応断面積を 測定した。図 1.3.a は彼らによって測定された ¹⁴N(*p*, α)¹¹C 反応断面積で、図 1.3.b は個別つ



図 1.2: 複合核¹⁵Oの励起準位と¹¹C+a, ¹⁴N+p チャンネル

り合いの原理より求めた ¹¹C(α , p)¹⁴N 反応断面積である。彼らの実験結果はまた、Fowler ら [6] により測定した励起関数の共鳴を平均し指数関数で近似され、その逆反応 ¹¹C(α , p)¹⁴N の平均された断面積は

$$\sigma_{\alpha,p} = 5.7 \times 10^5 E_{\alpha C}^{-1} \exp(-2\pi\eta_{\alpha C} - 0.555 E_{\alpha C} - 0.096 E_{\alpha C}^{-2})$$
(1.1)

と表された。ここで、エネルギー単位は MeV、 $\eta_{\alpha C} = 3.24 E_{\alpha C}^{-1/2}$ は Sommerfield パラメー タ、 $E_{\alpha C}$ は C+ α チャンネルの重心系エネルギーである。この近似曲線は図 1.3 中に破線で 示してある。この Activation 法による断面積は各点で 15%の不定性を持ち、エネルギーの 低い側では不定性はさらに大きくなっている。また、エネルギーの測定点の間隔は平均し



図 1.3: Activation 法による反応断面積 [5]: (a) の実線は Activation 法による ¹⁴N(p, α)¹¹C 反応断 面積の測定値、"FCZ-II"の波線の曲線は Fowler らによる近似である。断面積は各点で 15%の不定 性を持ち、エネルギーの低い側では不定性はさらに大きい。(b) は個別つり合いの原理より求めた ¹¹C(α, p)¹⁴N の断面積である。 $T_9 = 0.2, 0.5, 1.5, 3, 5 \sigma$ Gamow window の範囲を図中に示してある。

て 53 keV である。図 1.3.b に示す各温度の Gamow window の範囲で励起関数を考えると、 $T_9 \sim 5$ では式 1.1 で近似した断面積や統計模型は有効かもしれない。しかし $T_9 = 3$ かそれ 以下になると、個々の共鳴準位が天体での熱反応過程に重要になる可能性がある。

また、この¹¹C(α , p)¹⁴N 断面積は逆反応で導いたものであるため、反応率に寄与しうる ¹⁴N の第一励起状態、 $E_x = 2.313$ MeV, $J^{\pi} = 0^+$, T = 1 への遷移(以下¹¹C(α , p_1)¹⁴N*)の 効果は見積もられていない。上述の Wiescher らは計算コード SMOKER[7] を用いて Hauser-Feshbach 統計模型断面積を計算し、¹¹C(α , p_1)¹⁴N* 反応も含めた全断面積を求めているが、 本研究では ¹¹C(α , p)¹⁴N 反応の直接測定により全断面積を求めることが課題である。

1.3 目標

近年、低エネルギーの不安定核ビームの生成法が確立してきたため、短寿命の不安定原子 核を含む天体核反応の研究が進歩してきた。我々のグループでは CRIB (CNS RadioIsotope Beam separator)[8] での in-flight 法を用いた不安定核ビーム生成、逆運動学での厚い標的法 を用いた陽子共鳴散乱実験などの技術を発展させてきた。

¹¹ $C(\alpha, p)^{14}N$ 反応は、これまで直接測られたことのない反応であり、その断面積は¹¹Cビームを用いた逆運動学での厚い標的法により効率的に高精度で求めることが可能である。この研究の最終的な目標は、¹¹ $C(\alpha, p)^{14}N$ 反応の直接測定により、¹⁴Nの基底状態および励起

状態への遷移の断面積を含んだ全反応率を導出することである。また、その断面積より、統計模型の有用性の検証も行う。前節の Ingalls らの Activation 法による測定は、誤差 15%以上、測定点の間隔は平均で 53keV であり、共鳴の測定としては不十分である。具体的には、重心系で分解能 30-40 keV、エネルギー範囲 0.8-3 MeV($T_9 \sim 1.5 - 3$) を 10%以下の精度で測定することを目標とする。

第2章、第3章では、この反応測定実験に必要な技術を確立すべく行った前段階のテスト 実験と、その結果・解析について議論する。テスト実験では主に次の三項目を目指した。

- 大強度 ¹¹C ビーム生成: 強度 ~ 10⁶ pps
- 気体標的を用いた厚い標的法による (α, p) 反応測定のテスト: バックグラウンド、(α, p₀),
 (α, p₁) 反応の識別、陽子生成量の確認
- MCP 検出器を用いた低陽子バックグラウンド環境の構築

厚い標的法による (α, p) 反応の測定は技術的に確立していない部分があり、本書で議論すべき点の一つである。第4章では、³⁶Ar を用いた MCP 検出器の性能試験について個別に議論する。第5章では、これらのテスト実験から明らかになった課題・改良すべき点について述べる。

第2章 テスト実験

ここでは、本実験研究の前段階として、¹¹C ビーム生成、厚い標的法、低陽子バックグラ ウンド測定法を確立すべく行ったテスト実験の原理と、手順について説明する。

2.1 CRIB 概要

CRIB(CNS RadioIsotope Beam separator)[8] は東京大学大学院理学系研究科 附属原子 核科学研究センター (CNS) が理化学研究所の仁科加速器研究センター (図 2.1) に所有する、 in-flight 法による低エネルギー放射性同位元素 (RI) ビーム生成分離器である。 重イオン一次



図 2.1: 現 (2008 年 2 月) 理研加速器施設の配置図

ビームは理研 AVF サイクロトロン加速器 (K = 70) から与えられ、A/Z > 2の場合最大 10 MeV/u のエネルギーまで加速できる。不安定核 (RI) ビームは主に (p,n)、(d,p)、(³He, d) などの 2 体反応を用いて逆運動学で生成される。CRIB は、Double achromatic system (Q1 M1 D1 Q2D2 M2 Q3) と速度分離器 (Wien filter system; Q4 Q5 $\vec{E} \times \vec{B}$ Q6 Q7) の主要な 2 部分に分けられる (Q,M,D, $\vec{E} \times \vec{B}$ はそれぞれ、四極子磁石、多極子磁石、双極子磁石、速 度分離器)。一次標的で生成された運動量 p、電荷 q を持つ二次粒子は、Double achromatic system で磁気剛性 $B\rho = p/q$ によって分離され、速度分離器では直交してかけられた電場 E と磁場 B から荷電粒子が受ける Lorentz 力のつり合い qE = qvB を満たす速度 v によっ



図 2.2: CRIB の平面図

て分離される。粒子の識別はさらに TOF (Time of flight)、エネルギー損失を利用して行われる。CRIB の主な特徴を表 2.1 に示す。

軌道半径	84-98 cm
最高エネルギー	$110~{\rm Z^2/A~MeV}$
分析エネルギー	30~%
立体角	5.6 msr
運動量分解能 (F1)	1/850
運動量分散 (F2)	0

表 2.1: CRIB 性能表

2.2 ¹¹Cビーム生成

二次ビーム¹¹C ビームは、エネルギー 4.57 MeV/u (3.1.1 節参照)、最大強度 1.3 eµA の 一次ビーム¹¹B³⁺ を用い、¹H(¹¹B, n)¹¹C 反応を通して生成した。二次ビーム生成は次のよ うな手順で行った。

- 計算で標的の中央で反応が起きたときの標的後の¹¹Cのエネルギーが要求される値 (~30 MeV)になるような厚さの H₂ 気体 (~ 1.2mg/cm²)を用いて¹¹Cの生成量の運 動量分布を調べる。
- 2. 標的の厚さを変え、要求されるエネルギーとエネルギー幅で最も大きな生成量が得ら れる厚さを調べる。
- 3. 速度分離器に高電圧をかけ、二次粒子の純度を上げる。

以下にこれらの手順に関わる要素を説明する。

2.2.1 生成標的

二次ビーム生成標的には液体窒素冷却水素気体標的システム [11] を用いた (図 2.3)。この 標的システムは、気体を封入する膜および気体自体を液体窒素を用いて冷却することによ り、大強度の一次ビームによる膜の破壊を防ぎ、低圧力で高密度の気体標的を実現するもの である。気体温度は概して 85-90 K まで冷える。また、大強度ビームでは、ビーム軌道の周 りの標的気体の温度が局所的に上昇し、圧力低下、厚さの減少を招くが、標的気体をダイア フラム型ポンプによって循環させることでこの効果を軽減することができる。この標的長は 80 mm で、ビームが通る前後面は 2.87 μ m の Havar 膜 (3.1.2 節参照) で塞ぎ気体を封入す る。¹¹C 生成量の運動量分布は 1.2 mg/cm² (400 Torr, 90 K, 80 mm) の H₂ 気体を用いて測 定した。予想される ¹¹C の電荷分布は、LISE++[12] を用いた計算では 5+が 20-35%、6+ が 65-80%程度である。



図 2.3: 液体窒素冷却水素気体標的システム [11]

2.2.2 運動量分散焦点面 (F1)

二次ビームの生成量の運動量分散焦点面である F1 での運動量分布を測定することは、目 標とするエネルギーとその幅、収量をもつビームを生成する上で重要である。分布は標的の 気体・膜中でのエネルギー・ストラグリング、角度ストラグリング、標的中の反応点 (反応エ ネルギー)の違い、エネルギーの違いによる反応断面積の違い、標的の長さによる焦点から のずれなどの原因で決定され、その幅は一般に一次ビームよりも大きな値を持つ。このうち 効果の大きいと考えられる標的中の反応点の違いから予想される¹¹C⁶⁺の分布は、矩形で 0.45 Tm を中心としておよそ±5% (±80 mm)の幅を持つ。F1 には PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) [13] を設置してあり、粒子の水平方向の位置を測定することで磁気剛 性を求めることができ、粒子数の位置依存性を測定することで運動量分布を導出する。

2.2.3 F2 での粒子識別

Double achromatic 焦点面の F2 では粒子の F0-F2 間の飛行時間の差と、粒子のエネル ギーを測ることで粒子識別をする。F0 で生成されるさまざまな二次粒子は、同じ Bρ 中で も電荷と質量数の比 q/A によってそれぞれ違う速度を持っているために F0-F2 間の飛行で 時間差が生まれる。加速器の RF (Radio Frequency) 信号に対する F2 PPAC の検出時間を 測定することにより、この時間差を知ることができる。粒子のエネルギーは PPAC の下流に 設置した Si 検出器により PPAC 中で減少した後のエネルギーを測定する。このエネルギー 損失によって原子番号 Z の識別ができる。

2.2.4 速度分離器 (Wien filter)

速度分離器 (Wien filter)[8] は、垂直に交わる磁場と電場を利用して、ある特定の速度を持つ粒子のみを直進させる装置である。高電圧をかけた状態での速度分離器の典型的な透過率は 20-40 %である。この装置によって多くの軽い元素の場合で 100 %近い純度の二次ビームを得ることができる。30 MeV の $^{11}C^{6+}$ に対し ± 70 kV の電圧で $^{11}B^{5+}$ は F3 のチェンバーの入口で 6 cm 程度離れると予想される。

2.2.5 目標値

天体物理学的に興味のあるエネルギー範囲は、第1章で $E_{\rm C}$ =3-12 MeV ($E_{\rm CM}$ = 0.8 – 3 MeV) 程度と述べた。今回のテスト実験で用いた二次標的に封入できるヘリウム気体の厚さは、0.34 mg/cm²(775 Torr,20 mm,293 K) 程度が上限である (2.3.1 節参照)。この気体の厚さで標的出口の 2.56 μ m(3.1.5 節参照)の Havar を突き抜けない¹¹C のエネルギーの上限は 8.2 MeV であり、標的気体直前のエネルギーはこれを超えないように調整する。ビームが 8.2 MeV のエネルギーをもつ場合、標的中で 5.4 MeV までの範囲をとり、標的出口の Havar 膜中で停止する。これは、2.2 GK の Gamow window の上限から 850 MK の Gamow window の下限に対応する。また、¹¹C ビームのエネルギー幅は、(α , p_0)反応と (α , p_1)反応の識別 を容易にするため、それぞれの陽子のエネルギー領域が重ならないような 1 MeV 程度に制限する。この範囲は 3.2.3 節で説明する。二次ビームの全生成量は、

 $^{11}B^{3+}$ 強度: $I = 1.3e\mu A = 2.7 \times 10^{12} [s^{-1}]$ 微分断面積 [14]: $d\sigma/d\Omega \sim 10 [mb/sr] (0^{\circ}, 標的中心)$ 立体角: $\Delta\Omega_{LAB} = 5.6 [msr] \Leftrightarrow \Delta\Omega_{CM} = 1.2 [sr]$ 標的の厚さ: $\rho = 1.15 [mg/cm^2]$ アボガドロ数: $N_A = 6.02 \times 10^{23} [mol^{-1}]$ 水素の質量数:A = 1.00 [g/mol]

の値を用いると、

$$Y_{\text{total}} \sim I \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \Delta\Omega_{\text{CM}} \times \rho \times N_{\text{A}}/A$$
$$\sim 2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$$
(2.1)

と予想される。¹¹C⁶⁺の割合を 65-80 %、F1 での運動量アクセプタンスを 10-20 %、速度分離器の透過率を 20-40 %、標的入口に当たる割合を 40-60 % と仮定すると、最終的に標的上で $Y_{\text{target}} \sim 1-9 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ の計数率が見込める。

2.3 厚い標的法

天体中での熱核反応の性質を知るためには、天体中の粒子の温度分布に対応して、ある一定のエネルギー範囲での精度の高い断面積の情報が必要であり、それは一般にしきい値付近の低エネルギー領域になる。厚い標的法は、このような一定のエネルギー領域に渡る励起関数を効率的に低エネルギーまで測定するために開発されてきた [16]。かつては、反応の励起関数を求めるためには薄い標的を使ってビームのエネルギーを変えながら測定を行っていた。厚い標的法を用いた陽子共鳴散乱の測定では、逆運動学を用いビームを厚い標的に入射する。ビームは標的中で徐々にその運動エネルギーを失っていき、重心系におけるビームと標的の相対エネルギーが連続的に変化していくため、散乱陽子を測定することでこのエネルギー範囲における断面積を連続的に測定することができる。このように、厚い標的法は一度の測定で対象とするエネルギー範囲に対し反応断面積を測定することができる非常に効率的な方法である。CRIB では ¹H(¹¹C, *p*)¹¹C, ¹H(¹³N, *p*)¹³N などの陽子共鳴散乱 [17, 18] や、 4 He(¹⁴O, *p*)¹⁷F [19] などの (α , *p*) 反応の直接測定などが厚い標的法を用いて行われている。

特に、安定核ビームに比べビーム強度の非常に小さな不安定核ビームを用いた測定におい ては、一度の測定でビームのエネルギーを変えることなく対象とするエネルギー領域の反応 断面積を測定することができる厚い標的法は有効な測定法である。また、不安定核との反応 では逆運動学条件で用いることにより、検出器が標的からの強い放射にさらされることがな いといった特徴をもち、特に不安定核を用いた反応の測定に有効な方法であるといえる。

厚い標的法を用いた際の、エネルギー E におけるエネルギー幅 ΔE に対する収量は以下 のように表される [16]。

$$Y(E) = I(E) \int_{E-\Delta E/2}^{E+\Delta E/2} \frac{\sigma(E')}{\epsilon(E')} dE'$$
(2.2)

ここで、I(E)はビームの粒子数、 $\sigma(E)$ は反応断面積、 $\epsilon(E) = dE/dn$ はビームの標的物質 中における阻止能であり、nは標的粒子の面数密度である。薄い標的では $\sigma(E)$, $\epsilon(E)$ は定数 とみなされるが、厚い標的では標的中のエネルギー損失によって入射粒子のエネルギーが大 きく変化するため、エネルギーの関数となる。入射粒子は低エネルギーになると単位厚さあ たりのエネルギー損失が大きくなるため、一定の ΔE に対する標的の有効な厚み (effective thickness) は小さくなる。これについては第3章で詳しく述べる。標的は $E + \Delta E/2$ から $E - \Delta E/2$ のエネルギー範囲に対応するいくつもの層に分けられ、各層で有効厚み、断面積 を計算する。各層での微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ は、 N_{events} を測定したイベント数、 N_{beam} を総入 射粒子数、 $n_{\rm ef}$ を有効厚み、 $\Delta\Omega$ を断面積を求める立体角とすると、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E,\Delta\Omega) = \frac{N_{\text{events}}(E,\Delta\Omega)}{N_{\text{beam}} \times n_{\text{ef}}(E) \times \Delta\Omega}$$
(2.3)

で表される。厚い標的法の説明を図 2.4 に示す。



図 2.4: 厚い標的法の説明図

厚い標的法を逆運動学条件で用いた場合、散乱陽子の実験室系における放出角度 0° が重 心系において 180° に対応し、クーロン散乱成分が最小となるこの点で最も顕著に共鳴の効 果が現れるため、検出器を 0° 付近に配置するのが効果的である。その場合はビームが標的 を突き抜けて検出器に当たらないように、ビームが標的中で完全に止まるような標的の厚さ を確保しなければならない。

図 2.5, 2.6 はテスト実験での厚い標的法のセットアップの写真と概図である。二次ビーム は左から右へ入射する。ビーム線上には2台の PPAC が設置されており、標的でのビームの 位置を外挿して正確に求めることができる。上流側から PPAC a, PPAC b と呼ぶ。PPAC b のビーム軸方向の同じ位置には MCP 検出器が設置されており、2つはスライダーによっ て交代させることができる。標的からの反跳粒子を検出する Si 検出器の ΔE -E カウンター のセットは 2 組用意され、ビームからみて右側を Telescope 1、左側を Telescope 2 と呼ぶ。 それぞれの ΔE -E カウンターは粒子の検出位置を 2 次元で測定することのできる PSD と エネルギー測定のみの SSD の 2 層から成り、PSD 1, SSD1 (Telescope 1), PSD 2, SSD 2 (Telescope 2) のように呼ぶ。以下、二次標的、Si 検出器、MCP 検出器などについての詳し い説明を述べる。



図 2.5: 厚い標的法のセットアップ (写真)



図 2.6: 厚い標的法のセットアップ (側面・平面図)

二次標的は、ビーム出入口 ϕ 20 mm、長さ 20 mmの大きさのものを用い、出入口は 2.56 μ m (3.1.5 節参照)の Havar 膜で塞ぎ、厚さ 0.171 mg/cm² (775 Torr, 273 K)のヘリウム気 体を封入した。今回の二次標的は厚い標的法のために最適化されたものを使用できなかった ため、標的の出口の径や最大圧力に制限がある。

気体標的とポリエチレン (CH₂) などの膜標的の決定的な違いは、その幾何学的厚さ (長さ) である。膜標的の場合、膜の厚さは1 mm よりもずっと小さく、PPAC から外挿するビーム の軌道と膜の交点から、反応点が PPAC の位置分解能程度で一意に決まる。PSD を使って 陽子のエネルギーと検出位置を測定すれば、運動学が一意に決まり、反応の重心系のエネル ギーを求めることができる。しかし気体標的のように幾何学的厚さが数十 mm にもなる場 合は反応点は正確には決まらず、反応角が標的の厚さ分だけ不確定性を持つ。エネルギーの 決定法と分解能については 2.3.4 節で説明する。

この標的は今回の実験のために最適化しておらず、改善が必要である。本実験で使う標的 の改善点については第5章で議論する。

2.3.2 検出器

標的からの粒子は、Si 検出器を 2 枚で 1 組とした ΔE -E 法を用いて識別され、核子種と エネルギーおよび検出位置を測定した。 ΔE -E カウンターは図 2.6 のようにビーム線から みて右側を正として標的中心から 3.5° (Telescope 1) と-17.2° (Telescope 2) に 2 組設置した。 それぞれの組の 1 枚目は前面と後面にそれぞれ 16 のストリップを直角方向に配した PSD (Position sensitive Detector) で、2 次元での位置の読み出しができる。厚さはそれぞれ 62 μ m (PSD 1), 1.5 mm (SSD 1) と 64 μ m (PSD 2), 1.5 mm (SSD 2) である。検出可能面積 はすべて 50×50 mm² である。64 μ m、62 μ m の厚さを通過できる陽子の最低エネルギーは それぞれ 2.42 MeV、2.37 MeV である。

2.3.3 逆運動学

¹¹C(α, p)¹⁴N 反応の逆運動学より放出される陽子のエネルギーは、実験室系の散乱角を θ_p 、¹¹C ビームのエネルギーを E_C として、以下の関数で表される。

$$E_p = \frac{m_{\rm C}m_p}{(m_\alpha + m_{\rm N})^2} \left(\cos\theta_p + \sqrt{\gamma^{-2} - \sin^2\theta_p}\right)^2 E_{\rm C}, \qquad (2.4)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{m_{\rm C}m_p}{m_\alpha m_{\rm N}}} \frac{E_{\alpha \rm C}}{E_{\alpha \rm C} + Q}$$
(2.5)

ここで、 $m_{\rm C}$ 、 m_p 、 m_α 、 $m_{\rm N}$ はそれぞれ ¹¹C、p、 α 、¹⁴Nの質量、 $E_{\alpha \rm C}$ は α +¹¹C の重心系エネ ルギー、Qは α (¹¹C,p)¹⁴N 反応のQ 値である。また、陽子の実験室系での散乱角度と重心 系での散乱角の関係は次のようになる。

$$\tan \theta_p^{\rm CM} = \frac{\sin \theta_p}{\cos \theta_p - \frac{1}{\cos \theta_p + \sqrt{\gamma^{-2} - \sin^2 \theta_p}}}$$
(2.6)

2.3.4 反応のエネルギーの決定とその精度

ポリエチレンのような膜標的を使う場合では、気体標的を使う場合に比べて θ_p の不定性は 小さいため、 E_p , θ_p を測定し式 2.4, 2.5 から高い分解能 (典型的に $\Delta E_{\rm CM}$ ~30 keV) で反応 の重心系エネルギー $E_{\alpha C}$ を決定できる。しかし、気体標的の場合には特に 0° から離れたと ころで θ_p の不定性が大きくなってしまうので、 $E_{\alpha C}$ の決定精度は悪い。この不定性を解消 するために、TOF とエネルギー損失計算から求めたビームの標的中のエネルギー $E_{\rm C}^{\rm TOF}(z)$ と逆運動学から求めた $E_{\rm C}^{\rm kin}(z)$ の交点より反応点とそのときのビームのエネルギー $E_{\rm C}$ を求 める。

 $E_{\rm C}^{\rm TOF}$ を求めるには、PPAC a-b間 (あるいは PPAC a-MCP間)の TOF より求める方法、 PPAC a-RF の TOF より求める方法の 2 種類がある。前者の場合、PPAC の時間分解能を 0.5 ns 程度とすると、PPAC a と b の時間差は $\Delta t \sim \sqrt{2} \times 0.5 \sim 0.7$ ns 程度の分解能で測定 できる。今回の実験に準じて PPAC a-b間の距離 510 mm、PPAC 間のビームのエネルギー を 21.5 MeV とすると、 $t \sim 26$ ns で、 $\Delta E/E \sim 2\Delta t/t \sim 0.054$ より、 $\Delta E \sim 1.2$ MeV とな る。後者では、一次ビームの時間的広がりは $\Delta t \sim 2$ -3 ns 程度である。しかし、粒子の時間 差が生まれる F0-PPAC a 間の距離は 13 m 程度と長いため、F0-PPAC a 間のビームのエネ ルギーを 30 MeV とすると $t \sim 570$ ns であり、結局 $\Delta E \sim 0.3$ MeV となるのでこちらのほ うが 4 倍程度分解能が良い。よってビームのエネルギーは PPAC a-RF 間の時間より求める ことにする。ビームは PPAC a, PPAC b(あるいは MCP)、二次標的の入口の膜、⁴He 気体 でエネルギーを落とし、ストラグリングによって不定性が生まれる。エネルギー・ストラグ リングをコード ATIMA[20] を用いて計算すると、それぞれ FWHM で 150 keV, 120 keV, 80 keV, 56 keV 程度になる。これらを考慮すると ⁴He 標的の直前では $\Delta E \sim 365$ keV, 直後 では $\Delta E \sim 370$ keV となり、重心系では $\Delta E_{\rm CM} \sim 100$ keV となる。

一方 E_p の不定性は主に Si 検出器の分解能に依存する。Si 検出器の分解能は 3.2.1 節の表 3.5 で示すように、(5 MeV 前後の α 粒子に対して)100-60 keV 程度である。陽子の ⁴He 気 体、Havar 膜中でのエネルギー・ストラグリングは数 KeV 程度と小さい。

図 2.7 は TOF から求めたビームのエネルギーの分解能を 370 keV、Si 検出器の分解能を 100 keV としたときの $E_{\rm C}^{\rm TOF}(z)(破線) \ge E_{\rm C}^{\rm kin}(z)(実線)$ であり、(a)-(d) はそれぞれ検出位 置と標的の中心のなす角が $\theta_0 = 0^\circ$, $\theta_0 = 30^\circ$, $\theta_0 = 60^\circ$, $\theta_0 = 90^\circ$ のときのものである。 $E_{\rm C}^{\rm kin}(z)$ は $E_{\rm C}^{\rm kin}(0) = 6.5$ MeV の条件で計算してある。エネルギー損失計算は Ziegler ら [21] の関数を利用した計算プログラム enewz を用いた。それぞれはエネルギー分解能に対応し て縦軸方向に広がりを持たせてあり、横軸の原点は標的の中心、範囲は標的長さに合わせて ある。 $E_{\rm C}^{\rm TOF}$ は標的中でエネルギーを失っていくため z に関して減少関数である。一方 $E_{\rm C}^{\rm kin}$ はzが増加するにつれて検出角度が増加するため、 E_p が一定ならばzに関して増加関数で、 $\theta_0 = 90^\circ$ のときに増加率が最大になる。反応の座標zと反応のビームのエネルギー E_C の取 り得る値は、 E_C^{TOF} と E_C^{kin} の交なりあう領域であり、エネルギーの決定精度はその領域の エネルギー範囲の大きさになる。

このようにして求めた重心系の反応エネルギーの分解能 $\Delta E_{\alpha C} \ge \theta_0$ の関係を、 $E_{\alpha C} = 2.00$, 1.73, 1.46 MeV について求めたのが図 2.8 である。結局ビームのエネルギーのエネルギー損 失計算を使うことで、重心系で 26-42 keV 程度の高い分解能を得られることがわかる。



図 2.7: $E_{\rm C}^{\rm TOF}$, $E_{\rm C}^{\rm kin}$ と z の関係: 実線はある陽子のエネルギー、検出位置に関する逆運動学から求めたビームの反応点のエネルギー $E_{\rm C}^{\rm Kin}(z)$ 、破線は TOF から求めたビームの標的中のエネルギー $E_{\rm C}^{\rm TOF}(z)$ である。 $E_{\rm C}^{\rm kin}(z)$ は $E_{\rm C}^{\rm kin}(0) = 6.5$ MeV の条件で計算してある。 $E_{\rm C}^{\rm TOF}(z)$ を使わないと反応エネルギーの決定精度は $E_{\rm C}^{\rm kin}(10 \,{\rm mm}) - E_{\rm C}^{\rm kin}(-10 \,{\rm mm}) + \Delta E_{\rm C}^{\rm kin}$ MeV だが、 $E_{\rm C}^{\rm TOF}(z)$ を使った場合、 $E_{\rm C}^{\rm TOF}$ と $E_{\rm C}^{\rm kin}$ の交なりあう領域のエネルギー範囲の大きさになる。



図 2.8: θ₀ と重心系でのエネルギー分解能の関係

2.3.5 MCP 検出器を用いた低陽子バックグラウンド測定

厚い標的法で問題となる陽子バックグラウンド源は、PPAC である。PPAC に使用され ている Mylar 膜は水素を大量に含んでおり、ビームとの弾性散乱で反跳されたものが Si 検 出器で検出されれば、(α, p) 反応の陽子との判別を困難にする。このバックグラウンド陽子 はシールドをすれば大部分は防げるが、気体標的の窓を通ったものは 0° に配置した検出器 に到達してしまう。0°の検出器は共鳴を観測する上で有利であるので、このバックグラウ ンドは好ましくない。原理的には、このバックグラウンドは PPAC a(または b) のトリガー で定義される TDC の開始から PSD(または SSD) で定義される停止までの時間を測ること で (α, p) 反応と区別することができる。しかし、その差は 3.2.3 節で示すように、10 ns 程 度であるので、時間の幅が広い場合は多少重なる可能性がある。PPAC と標的の間隔を広 げるとこの時間差は大きくなり分離が容易になるが、角度ストラグリングによる標的上の位 置の誤差が大きくなってしまう。いずれにしても最善はバックグラウンド源を除くことであ る。MCP 検出器は Myalr 膜を使わなくてすむため、PPAC の低バックグラウンドな代用と して使える可能性がある。この実験ではこのような動機を踏まえ、実際に厚い標的法のセッ トアップに MCP 検出器を組み込んで、バックグラウンドの評価を行った。また、第4章で は³⁶Ar ビームを用いた MCP 検出器の位置/時間分解能、検出効率の性能試験について議論 する。従来、入射粒子を止めずに通す電子反射型は、時間検出器としては広く使われてきた

が、位置の検出としてはあまり前例がなく、高位置分解能の MCP 検出器の開発自体も重要な研究対象である。

2.3.6 データ収集

Si 検出器の信号処理用のブロック図を図 2.9 に示す。Si 検出器は基本的に Pre Amplifier



図 2.9: Si 検出器の信号処理用のブロック図

(PA)の後に時間とエネルギーの信号に分けられ、それぞれ Fast Amplifier (FA), Shaping Amplifier (SA)によって増幅される。時間信号は FA 後 Constant Fraction Discriminator (CFD)によって論理信号に変換され、イベント・トリガーとして用いた。PSD は 2 次元位 置測定のために X,Y 方向に 16 チャンネルずつストリップを持ち、時間信号は X のプリアン プ後の信号を分割して用い、CFD 後に OR を取った。また、ビーム線上に位置する PSD1 には、陽子測定用の増幅回路の他に、RI ビーム生成調整時にビームのエネルギーを測定す るためのより増幅率の小さい回路を用意した。PPAC は 5 つの時間信号を持ち、X,Y の位置 信号に 2 つずつ、トリガー用に 1 つ用いる。

イベント・トリガーのための回路は図 2.10 に示されている。ここでは Scaler や Coincidence register に記録される信号を *Beam/n* のように斜体で記している。①では PPAC a, b の積を 取れるようになっているが、PPAC の粒子検出効率はほぼ 100%に近いため、a, b どちらか



図 2.10: イベント・トリガーのブロック図

のみでこの実験では PPAC a のみをトリガーに使っている。②では 500 ns 以内に続けて信 号が来た場合は、ADC や TDC が busy のため、2 つ目の信号を採用しないようにトリガー を構成している。この PPACから Pile-up を除いたものが Beam である。Beam は2 つに分 けられ、一方は③の Down scaler によって信号が間引かれ、Beam/n を作る。もう一方は④ で Si 検出器などとの Coincidence を取ることができる。この実験では最終的に両者は⑤で 和がとられ、トリガーとして使用する。トリガーを論理式で表現すると次のようになる。

$$Trigger = Beam/n + (\sum_{i} PSD_{i}) \times Beam , \qquad (2.7)$$
$$Beam = (PPACa) \times (\overline{pile \ up}) ,$$
$$n = 25000$$

ダウンスケール因子 nは Beam/n と $(\sum_i PSD_i) \times Beam$ の計数率が同程度になるように決

められ、この実験では n = 25000 である。

データ収集には RTLinux をベースにしたネットワーク分散型 CAMAC/VME データ収 集システム、BabarlDAQ[22]を用い、読み込まれたデータはハードディスク上に記録した。 BabarlDAQ は主に Collector, Driver, Transfer, Database, Controller, Recorder, Analyzer で構成される。Collector と Driver, Transfer を除いて、それぞれの構成要素は複数台の PC 上に分散可能で、それぞれはお互いにイーサネットを通じて通信する。Database はステータ スデータ (ラン情報、ブロックデータ、スケーラデータなど)を管理し、他の構成要素にこれ らを提供する。Controller は唯一ユーザーインターフェイスを持つ構成要素で、利用者はこ の Controller を通じて BabarlDAQ を制御する。Recorder は Transfer からローデータを受 け取り、ハードディスクもしくは磁気テープに保存する。Analyzer は Anapaw やステータ スモニタなどのオンラインソフトウェアのフロントエンドで、Database からブロックデー タを受け取る。Collector はデータ収集開始時に Driver を組み込み、Transfer を実行させる。 Driver は CAMAC からデータを収集し、共有メモリ領域のバッファに貯める。Transfer は 共有メモリを監視しており、バッファが満杯になった時にデータを Recorder と Database に 転送する。

オンライン解析のプログラムには Anapaw [23] を用いた。Anapaw は理化学研究所のリン グサイクロトロンを用いた原子核実験でのオンライン/オフライン解析プログラム Analys と Cernlib に含まれている解析ワークステーション paw [24] を組み合わせたもので、Babarl と 組み合わせて使用できる。

23

第3章 結果·解析

3.1¹¹Cビーム生成

3.1.1 一次ビームエネルギー

実際の一次ビーム ¹¹B³⁺ のエネルギーは、F1 に設置した PPAC の水平軸中心にビームの ピークがくるように D1 の磁場を調整することにより求めた。このとき磁気剛性は $B\rho = 1.131$ Tm で、位置の半値幅は $\Delta x = 1.21$ mm であったので、運動量分散 $dx/(dB\rho/B\rho) = 16$ mm/%より $\Delta B\rho/B\rho = 0.076\%$, $E = 50.33 \pm 0.04$ MeV (4.572 ± 0.004 MeV/u) となる。

3.1.2 F2 での粒子識別

F2 での粒子識別のためのエネルギー検出器である SSD のエネルギー較正は、2 種 α 線源 (²⁴¹Am; 5.480 MeV, ²⁴⁴Cm; 5.795 MeV) と一次ビームを用いて行った。表 3.1 の条件のよう に一次ビームを Havar 膜、H₂ 気体、PPAC の組み合わせでエネルギーを変え、得られた測定 点を図 3.1 のように一次関数でフィットした。図 3.2 は $B\rho = 0.4378$ Tm±0.625%の範囲の測 定で、縦軸はこの Si 検出器で測定した PPAC を通過した後の粒子のエネルギーで、横軸は PPAC から RF 信号までの時間である一定の時間オフセットを含んだ F0-F2 間の TOF(Time of flight) に相当する。計算では PPAC 後のエネルギーは ¹¹C⁶⁺ が 21.8MeV±12.5%, ¹¹B⁵⁺ が 13.4MeV±12.5% であり、ほぼ図と一致する。

-				
Particle	Materials	Channel	Energy	y = 0.01410*x + -0.86950, H ⁼ = 0.99991 measurement +
			[MeV]	50
α	-	449.2	5.480	
α	-	470.5	5.795	40
$^{11}\mathrm{C}$	-	3629	50.6	1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
$^{11}\mathrm{C}$	Н	3279	44.97	E
$^{11}\mathrm{C}$	H+G	2820	38.65	20
$^{11}\mathrm{C}$	Р	3348	46.6	
$^{11}\mathrm{C}$	P+H	2967	40.9	10
$^{11}\mathrm{C}$	P+H+G	2467	34.1	0
主 9 1. T		アルビー訪正		0 500 1000 1500 2000 2500 3000 3500 400 Channel

表 3.1: F2 SSD のエネルキー戦止

図 3.1: F2 SSD のエネルギー較正

減衰成分中の H は生成標的のビームで入口の 2 枚の Havar 膜 (4.424mg/cm² 相当)、G は生成標的 の H₂ 気体 (400Torr)、P は PPAC(13.8 μ m の Mylar に換算) をそれぞれ表す。PPAC が入った場合 は、磁気剛性度から求めたエネルギーから PPAC でのエネルギー損失を計算で差し引いている。

3.1.3 F1 運動量分布

二次ビーム生成標的に 0.115mg/cm² (400Torr, 90K, 80mm)の水素標的を用いたときの F1における運動量分布を矩形関数と Gauss 関数の畳み込みの関数でフィットしたところ、二 次ビームの生成量は 0.4170 Tm を中心に半値幅で ±6.6 %の広がりを持つことがわかった。 スリット走査の間、一次ビームの強度は安定であったので、不変であると仮定している。これ はエネルギーでは 27.4±3.6 MeV となり、この結果、測定の平均値は 2.2.2 節の予想 31.8±1.6 MeV に比べて、エネルギーで 4.4 MeV、幅で 2 倍ほど違うことがわかった。この分布を元 に、磁気剛性 $B\rho = 0.43775$ Tm、F1 スリット幅を ±10 mm (エネルギーで 30.19±0.38 MeV) で最も生成量が得られる標的の厚さ 0.86 mg/cm² (300 Torr, 90 K, 80 mm)を決定した。

3.1.4 F3 での粒子識別

F3 では、PPAC a から RF の時間 TOF_{RF} と PPAC a-PPAC b 間の時間 TOF_{PPACs} を測定し、粒子識別をした。計算では TOF_{PPACs} は ¹¹C⁶⁺ が 26 ns、¹¹B⁶⁺ が 33 ns になる。図 3.3 は、速度分離器に高電圧をかける前と後での F3 での粒子識別図である。高電圧をかける前は ¹¹C が 35.1 %、¹¹B が 53.3 %であったが、高電圧を \pm 70 kV かけた後は 99.7 %の ¹¹C が得られた。



図 3.2: F2 での粒子識別: 図は $B\rho = 0.4378$ Tm±0.625 %の範囲の粒子のオフセットを含んだ F0-F2 間の飛行時間と PPAC 後のエネルギー関係で、計算では PPAC 後のエネルギーは ¹¹C⁶⁺ が 21.8 MeV±12.5 %, ¹¹B⁵⁺ が 13.4 MeV±12.5 % である。RF の周期 75.6 ns の間隔で 2 成分ずつ見えて いる。



図 3.3: F3 での粒子識別: 図は $B\rho = 0.4378 \text{ Tm}\pm 0.625 \%$ の範囲の粒子の PPAC a-b 間の飛行時間 (TOF_{PPACs}) と PPAC a-RF 信号間の飛行時間 (TOF_{RF})の関係で、計算では TOF_{PPAC} は ¹¹C⁶⁺ が 26 ns, ¹¹B⁵⁺ が 33 ns である。(TOF_{PPAC} は 2 ns ほどのオフセットを持っている。)

3.1.5 二次ビームのエネルギー測定

粒子識別の後、⁴He 標的直前のエネルギーを Si 検出器で測定した。測定には、PPAC b の 後ろに気体標的用のものと同じ厚さの Havar を入れ、⁴He 気体直前と同じエネルギーになる ようにした。ビームは PSD1 で止まり、ビーム用の低い増幅率の回路 (Low gain) でエネル ギーを測定した。低増幅率回路は、3 種 α 線源と PPAC a, PPAC b, Havar 膜の組み合わせ でエネルギーを減衰させたビームを使って較正した。 PPAC a, PPAC b, Havar 膜の厚さは 未知であったが、測定点を 25 点取り、チャンネルとエネルギーの関係を線形でフィットさ せることで相関係数 $R^2 = 0.99967$ で PPAC a, b Havar の厚さをそれぞれ 14.7 μ m(Mylar 膜換算), 10.7 μ m(Mylar 膜換算), 2.65 μ m と決定した。 この較正によってビームのエネル



図 3.4: ビームエネルギー測定用増幅回路 (low gain) のエネルギー較正

ギーを測定したところ、図 3.5 のスペクトルが得られ、Gauss 関数でのフィットで標的直前 のエネルギー 7.6 MeV、半値幅 1.2 MeV が得られた。

Particle	B ho	Materials	Channel	Energy
	[Tm]			[MeV]
$^{11}B^{5+}$	0.41699	A+B	190.3	2.874
α	-	-	369.5	4.780
$^{11}B^{5+}$	0.41699	A+H	384.5	5.365
$^{11}C^{6+}$	0.41699	A+H+H	426.6	5.185
α	-	-	430.1	5.480
α	-	-	454.5	5.795
$^{11}B^{5+}$	0.41699	H+H	796.0	9.819
$^{11}C^{6+}$	0.41699	A+B	811.0	10.01
$^{11}B^{5+}$	0.41699	А	851.0	10.78
$^{11}B^{5+}$	0.41699	А	848.7	10.78
$^{11}C^{6+}$	0.41699	A+H	975.4	12.19
$^{11}B^{5+}$	0.41699	В	1065.	13.24
$^{11}B^{5+}$	0.41699	Н	1182.	14.69
$^{11}C^{6+}$	0.41699	H+H	1392.	16.88
$^{11}C^{6+}$	0.41699	А	1474.	18.27
$^{11}C^{6+}$	0.41699	А	1476.	18.27
$^{11}B^{5+}$	0.41699	-	1540.	19.03
$^{11}C^{6+}$	0.41699	В	1690.	20.94
$^{11}C^{6+}$	0.41699	Н	1806.	22.40
$^{11}C^{6+}$	0.41699	-	2214.	27.38
$^{11}B^{5+}$	0.59454	A+B	2405.	29.60
$^{11}B^{5+}$	0.59454	А	2710.	33.60
$^{11}B^{5+}$	0.59454	В	2817.	35.02
$^{11}B^{5+}$	0.59454	Н	2866.	35.72
$^{11}B^{5+}$	0.59454	-	3098.	38.65

表 3.2: F3 PSD1 の低増幅回路の較正: A は PPAC a、B は PPAC b、H は Havar 膜を表す。



図 3.5: 低増幅回路での二次標的入射¹¹C ビームのエネルギー・スペクトル: 点線は測定値、実線は Gauss 関数でのフィットである。

3.1.6¹¹Cビーム粒子数

断面積を導出するためには、標的に当たるビーム粒子の数を正確に知る必要がある。イベ ントのトリガーは式 2.7 のように、ダウンスケールされたビーム Beam/n と、PSD とビー ムの積 ($\sum_i PSD_i$) × Beam との和である。Si 検出器で検出された粒子はすべて Pile - up の 除かれた Beam と coincidence しているため、知るべきビームの粒子数は気体標的の窓に当 たった Beam の数である。粒子が標的の窓に当たったか否かは PPAC a と b の粒子の座標 の外挿より求まる。標的上の Beam の数は Beam/n の窓に当たった粒子数にダウンスケー ル因子 n = 25000 をかけて求まる。表 3.3 は、(α , p) 反応測定を行った測定での測定時間、 標的上の Beam/n を記したものである。Ungated と Gated はそれぞれトリガーの総数と実 際にデータ収集系に取り込まれた数であり、不感時間は

$$Dead \ time = 1 - \frac{Gated}{Ungated} \tag{3.1}$$

で定義される。これより、全ビーム粒子数は 80,201 × 25,000 = 2.0050 × 10⁹ 個、ビーム強度は 2.0050 × 10⁹/20,690 = 9.6907 × 10⁴ pps が得られ、不感時間を考慮すると 1.184 × 10⁵ pps となる。

3.1.7 ビームの大きさ

ビームの標的上での座標を PPAC a, b での座標によって内挿し、ビームの大きさを測ったところ、フィットした Gauss 関数で水平垂直方向にそれぞれ 28 mm, 16 mm の半値幅が

Run	Time	Beam/n	Ungated	Gated	Dead time
No.	[sec]	(標的上)			[%]
21	8,327	29,175	127,723	126,390	1.04
22	4,020	$5,\!454$	$22,\!912$	$22,\!698$	0.93
23	1,019	$5,\!436$	$22,\!648$	$22,\!295$	1.56
24	7,324	40,136	$278,\!130$	$274,\!178$	1.42
total	20,690	80,201	441,413	445,551	1.30

表 3.3: (*a*, *p*) 反応測定時の¹¹C 粒子数

あった。ターゲットの入口の直径は $\phi 20 \text{ mm}$ であり、PPAC a, b を通過した ¹¹C の粒子の うち 43 %の粒子が標的の入口に達していた。図 3.6 は標的位置のビームの 2 次像とその水 平垂直方向への射影である。横に長い理由は、ビームのエネルギーの広がりが相対的に大き く、速度分散が大きくなった結果、速度分離器によって水平方向に力を受ける成分があった ためと考えられる。



図 3.6: 標的位置でのビームの大きさ

条件				
一次ビーム	$^{11}B^{3+}$, 4.6 MeV/u, 最大 1.3 e μ A			
生成反応	${}^{11}{ m B}(p,n){}^{11}{ m C}$			
一次標的厚さ	0.86 mg/cm^2 (300 Torr, 90 K, 80 mm)			
一次標的循環	75 slm			
F1 スリット幅	$1.25\% (E_{^{11}C^{6+}}=30.19\pm0.38 \text{ MeV})$			
速度分離器電圧	$\pm 70 \text{ kV}$			
	結果			
F1 運動量分布	$0.4378 \text{ Tm} \pm 6.6\% \text{ (1.15 mg/cm}^2, 300 \text{ Torr}, 90 \text{ K}, 80 \text{ mm})$			
F2 純度	$^{11}C^{6+}:38$ %, $^{11}B^{5+}:55$ %			
F2-F3 透過率	18 %(Wien Filter off), 18 %(Wien Filter on)			
F3 純度	¹¹ C ⁶⁺ :99 %以上			
標的直前のエネルギー	$7.6\pm0.6~{\rm MeV}$			
標的上のビームの大きさ	$28 \text{ mm} \times 16 \text{ mm} (\text{FWHM})$			
二次ビーム強度	$9.69 \times 10^4 \text{ pps}$			

表 3.4: 二次ビーム生成条件と結果

3.1.8 ビーム生成まとめ

二次ビームの生成条件と結果を表 3.4 にまとめた。二次ビームの純度、エネルギーに関 しては 2.2.5 節の目標をおおむね満たすことができた。標的上でのビーム生成率は 2.2.5 節 の予想値のほぼ下限であったが、標的の厚さが 300 Torr、運動量アクセプタンスが 10 %、 F2-F3 間の透過率が 18 %、標的入口に当たる割合が 43 % と予想のうちの低めの値であっ たことを考えると、全生成率はほぼ予想どおりということができる。

3.2 厚い標的法

3.2.1 Si 検出器のエネルギー較正

Si 検出器のすべてのチャンネルについて、実験前後に 3 種 α 線源 (²³⁷Np; 4.780 MeV, ²⁴¹Am; 5.480 MeV, ²⁴⁴Cm; 5.795 MeV) からの α 粒子を測定したスペクトルを 3 つの Gauss 関数でフィットしその中央値でエネルギーを更正した。得られた 3 点は線形でよく近似で き、また実験の前後で変化はほとんどなかった。また、5 MeV 前後の α 粒子に対するエネ ルギー分解能を検出器ごとの全チャンネルのエネルギーの和をとり 3 つのピークをフィット した Gauss 関数の半値幅の平均から求めることで陽子に対する分解能の参考にした。得ら れた分解能は表 3.5 のようになる。

	Telescope 1	Telescope 2
	$\rm FWHM[keV]$	$\rm FWHM[keV]$
PSD	98.6	58.8
SSD	27.8	23.8
Total	102	63.4

表 3.5: Si 検出器のエネルギー分解能

3.2.2 粒子識別

図 3.7, 3.8 は、それぞれ Telescope 1,2 で測定した粒子の ΔE - E_{res} スペクトルの測定値と 計算値の比較である。大部分は陽子で Telescope 1 には若干の α , ³He 粒子も確認された。









3.2.3 (*a*, *p*)反応とバックグラウンド

標的からの陽子を観測する際に主に次のようなバックグラウンドが考えられる。

- 一次ビームが速度分離器の内壁に当たって反跳された陽子
- 二次ビームと PPAC に使われている Mylar 膜に含まれる陽子との弾性散乱

これらのバックグラウンドを含む 0°-10° で観測された陽子は、PPAC でビームが検出され てから SSD で陽子が検出されるまでの時間の差で分けることができる。図 3.9 はトリガー



図 3.9: 陽子のエネルギーと PPAC a から SSD 1 までの検出時間 (0-500 ns)



図 3.10: 陽子のエネルギーと PPAC a から SSD 1 までの検出時間の測定値 (a) と計算値 (b) の比較 (250-350 ns)

の時間を決める PPAC a から陽子を検出する PSD までの検出時間の 0-500 ns の範囲の測定 値であり、観測された陽子はいくつかのグループに分かれているように見える。0-500 ns の 広い時間範囲では周期的なグループが目立って確認できる。この周期は RF の 75.6 ns に一 致する。図 3.10.a のように 250-350 ns の範囲を拡大すると、さらにいくつかのグループが 確認でき (α, p_0) , (α, p_1) , PPAC a, PPAC b, PPAC a から 2.5 m 上流 (周期的バックグラウ ンド) からの陽子のエネルギーと時間の関係を計算した図 3.10.b と比較すると、これらの発 生源を同定することができる。ただし、時間の測定値の絶対値は TDC の Gate とイベント の時間にオフセットがあるので、計算値との相対値を比較している。この比較より、PPAC a, b (α, p_0) 反応はかなり明確に分離できるが、 (α, p_1) 陽子と周期的陽子バックグラウンド、 あるいは PPAC b からの陽子の識別が困難であることがわかった。PPAC a から 2.5 m 上 流は速度分離器の中であることから、この周期的なバックグラウンドは速度分離器中で曲げ られて内壁に当たった一次ビームによって反跳された陽子であると推定される。また、これ らのバックグラウンド陽子は標的より上流で発生しているものなので、シールドをすれば基 本的に標的の窓を通る 0° 付近の検出器にしか到達しない。図 3.11 のテレスコープ2 のデー タを見ると、上記の周期的バックグラウンドはほとんど確認できないことがわかる。



図 3.11: 陽子のエネルギーと PPAC a から SSD 2 までの検出時間の関係 (0-500 ns)

3.2.4 標的の有効厚み

入射粒子は標的中を通過するにつれそのエネルギーを失うが、単位長さあたりのエネル ギー損失はエネルギーに依存する。よって、 (α, p) 反応陽子を $E_p + \Delta E_p/2$ から $E_p - \Delta E_p/2$ のエネルギー幅で観測した場合、対応するビームのエネルギー $E_{\text{beam}} + \Delta E_{\text{beam}}/2$ が $E_{\text{beam}} - \Delta E_p/2$ $\Delta E_{\text{beam}}/2$ までエネルギーを失う標的の厚さは E_{beam} (あるいは E_p)に依存する。これを標 的の有効厚み $\rho_{\text{ef}}(E_{\text{beam}})$ と呼ぶ。 E_{beam} の粒子の飛程を $R(E_{\text{beam}})$ すると有効厚みは、

$$\rho_{\rm ef}(E_{\rm beam}) = R(E_{\rm beam} + \Delta E_{\rm beam}/2) - R(E_{\rm beam} - \Delta E_{\rm beam}/2) \tag{3.2}$$

より求められる。図 3.12 は、今回の実験で用いた 0.34 mg/cm² の ⁴He 標的に 7.6 MeV の ¹¹C ビームを入射したときの有効厚さと E_p , E_{beam} の関係である。



 $Int = 9.69e4 \text{ pps, time} = 20690. \text{ sec, } SA = 50.^{**}2/219.^{**}2 \text{ sr, } EX0 = 7.6 \text{ MeV, } Itgt = 20. \text{ mm, } P = 775. \text{ Torr, } P =$

図 3.12: 有効厚さとエネルギーの関係: 実線は¹¹C ビームのエネルギーに対する有効厚さ、点線は陽 子のエネルギーに対する有効厚さを示す。

3.2.5 (α, p_0) 陽子生成量

図 3.10(a) に見える (α , p_0) 由来と見られる陽子の検出数は、7±3 であった。この生成数は 式 1.1 の Ingalls らの断面積と比較して妥当であろうか。ある検出立体角 $\Delta\Omega$ 、エネルギー幅 ΔE 中での陽子の生成量 N_p は式 2.3 より、

$$N_{p} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta \Omega \ N_{\rm C} \ \rho_{\rm ef} \ N_{\rm Avo} / A_{\alpha}$$

$$\simeq \sigma \ \Delta \Omega_{\rm CM} / 4\pi \ N_{\rm C} \ \rho_{\rm ef} \ N_{\rm Avo} / A_{\alpha}$$
(3.3)

と表せられる。ここで、 $d\sigma/d\Omega$ は微分断面積、 $N_{\rm C}$ は入射 ¹¹C 粒子の総数、 $\rho_{\rm ef}$ は標的の有効 厚み、 $N_{\rm Avo} = 6.02 \times 10^{23} {
m mol}^{-1}$ は Avogadro 定数、 $A_{\alpha} = 4.00$ は ⁴He 標的の質量数である。 近似等式は、反応が等方的な角度分布を持つと仮定した。式 3.3 に Ingalls らによって与え られた ¹¹C(α , p_0)¹⁴N 反応断面積 (式 1.1) と実験で用いた値を代入して $\Delta E_p = 100$ MeV (~ エネルギー分解能) で陽子生成量と散乱角 0° での陽子のエネルギーの関係を計算し、図 3.13 に示した。重心系の立体角 $\Delta\Omega_{\rm CM} = 50 \, {\rm msr}$ 、入射粒子数は 3.1.6 節より $I = 2.0050 \times 10^9$ 、 標的物質の質量数は A = 4.00 である。このとき全エネルギー範囲での陽子生成量は 6.8 個 程度になり、実際の検出数 7±3 個とおおむね一致する。



Int = 9.69e4 pps, time = 20690. sec, SA = 50.**2/219.**2 sr, EX0 = 7.6 MeV, ltgt = 20. mm, P = 775. Torr

図 3.13: 陽子の生成量と散乱角 0° でのエネルギーの関係

3.2.6 MCP 検出器を用いた低陽子バックグラウンド測定

二次標的直前の PPAC を MCP 検出器に代えることにより、図 3.14 のように、PPAC b 由来と考えていた陽子が消えたことが見える。よって、 (α, p_1) 反応由来の陽子と重なるかもしれないバックグラウンド陽子の一部を低減することに有効であると結論付けられる。



図 3.14: MCP を用いた陽子のエネルギーと PPAC a から PSD 1 までの検出時間の関係 (250-350 ns)

第4章 MCP検出器の性能試験

ここでは MCP 検出器の動作原理と、その位置分解能および時間分解能、検出効率の性 能試験について述べる。MCP 検出器の性能は、 $^{11}C(\alpha, p)^{14}N$ 反応テスト実験の他に 3.66 MeV/u の ³⁶Ar ビームを用いて試験した。

4.1 動作原理

4.1.1 Delay line を用いた MCP(Microchannel Plate) 検出器

MCP(Microchannel Plate)は、数十 µm オーダーの円筒形の電子増倍素子(チャンネル) を互いに隣接して蜂の巣上に多数配置し板状にしたものである。プレートの表面と裏面は 金属の輪に接触させてあり、それぞれ電極になる。電極間に電圧を印加すると、陰極側に入 射した電子はチャンネルの内壁に衝突し、複数の二次電子を放出する。これらの二次電子は チャンネル内の電場により加速され、チャンネルの内壁への衝突を繰り返して、増倍された 電子流が陽極側で取り出され、増幅された電気信号となる。我々の検出器には2枚の MCP を使用しており、それぞれのチャンネルのバイアス角が逆になる Chevron 型で重ねることに より、2400 V で 10⁷ という高い増倍率を得ている。MCP の陽極側から放出された電子は、 遅延線陽極 (Delay-line anode) によって集められ、両端のパルス信号の時間差より電子の位 置を検出できる。

使用した MCP と遅延線はともに RoetDek 製で、MCP 上の X 線、電子、イオンの位置/ 時間検出用に開発されたものであり、DLD40 という型のものである [25]。メーカーによる MCP、遅延線の特性は以下のようになる。遅延線は MCP の陽極側に設置されており、ワ イヤーが、2 次元 MCP の検出範囲を覆うように 1 mm 間隔で巻かれている。遅延線は 1 次 元について 2 本 ("signal", "reference") 交互に平行に巻かれており、それぞれの遅延線の両 端 ("1", "2") から 2 次元分で計 8 つ ($X_1^{signal}, X_1^{reference}, X_2^{signal}, X_2^{reference}, Y_1^{signal}, Y_1^{reference}$ $Y_2^{signal}, Y_2^{reference}$) の信号を読み出す。それぞれの次元の"signal" と"reference"は 36 V (12V 電池 ×3) の電圧差があり、それらの差動増幅を取ることで共通のノイズを打ち消すことがで きる。差動増幅後の 4 つの信号 (X_1, X_2, Y_1, Y_2) は Constant-fraction discrminator (CFD) により論理信号に変換され、Time-todigital convertor (TDC) で時間を記録する。差動増幅 と CFD は両者が連結した 1 つのモジュールの RoentDek 製の ATR19 を用いた。

典型的性能				
位置分解能	$<0.1 \mathrm{mm}$			
位置決定の線形性	0.2 mm			
許容検出率	1 MHz			
不感時間	20 ns			
物理的特	性			
実行径	47 mm			
厚さ	$1.5 \mathrm{mm}$			
穴径	$25~\mu{\rm m}$			
穴の中心間の間隔	$32~\mu{ m m}$			
バイアス角	$7^{\circ} \pm 2^{\circ}$			
開放部比	>50~%			
動作圧力	$< 2 \times 10^{-6}~{\rm mbar}$			
電気的特性 (2×MCP, Chevron 型配置)				
電子増幅率 (2400 V 時)	1×10^7			
典型的動作電圧	2400 V			

表 4.1: RoentDek DLD40 の特性

4.1.2 イオン位置/時間検出器

今回開発した MCP を用いたイオンの位置/時間検出器は、

- ① 二次電子放出膜
- (2) 電子加速部
- ③ 電子反射部
- (4) MCP
- **(5)** 遅延線

から構成される。 図 4.1 は我々の MCP 検出器の写真である。図 4.2 は検出器を横から見た 構成図で、ビーム粒子は赤い矢印のように左から右へ移動する。①は粒子が通過できる薄 い膜が設置されており、通過の際に二次電子が放出される。以後、膜の水平方向をビームか ら見て右を正として X 軸、垂直方向を上を正として Y 軸と定義する。膜の種類、厚さは実 験の目的によって変えられる。 ${}^{11}C(\alpha, p){}^{14}N$ 反応のテスト実験では水素を含まない $6 \ \mu m$ の Al の膜を使用したが、³⁶Ar ビームでの MCP 検出器の性能試験ではより薄い 0.7 μm の Al 蒸着 Mylar 膜を使用した。信号/ノイズ比を良くするためには、MCP で増幅される前の二 次電子の数を増加させることが重要であるため、どちらの膜にも二次電子の数を増加させる 効果のある CsI を蒸着している。放出される二次電子の数は、膜の全体の厚さにはあまり 関係なく、膜のごく表面付近での通過イオンと相互作用する電子の密度に大きく依存する。 よって蛍光物質である CsIを膜に蒸着することは放出する電子の数を増やすのに効果的で、 1 桁ほど数を増やすことができる。①で放出された電子は② の加速部で 1kV 程度で加速さ れる。通過イオンとの相互作用によって電離された電子が 10 eV 程度のエネルギーを持って 全方向に放射されたとすると、1 kV で加速し 50 mm の距離を移動した後の電子の広がりは 最大で1mm程度である。③の反射部は①, ②に対して45°の角度を持っており、内側は② と同じ電圧で、外側は①よりさらに 1kV 程度高く設定する。電子が③に対して 45°の角度 で入射すると、90°向きを変え、④のMCPに到達する。①の膜でのイオンの通過位置と④ の MCP での電子の到達位置は一対一に同じスケールで対応する。②と③の電圧は1 mm 間 隔で張られたストライプ状の導線によってかけられる。④の MCP は-1.57 kV から-1.6 kV の電圧でテストし、増幅された電子は(5)の遅延線で検出され、X1とX2(Y1とY2)の時間 差から位置を読み出す。MCPの陰極側は RC 回路から信号 ("RC")を取り出すことができ、 ATR19 モジュールで増幅、CFD後にトリガー、時間の検出として用いる。

このようなイオンを通過させることのできる電子反射型の構成は、遅延線でない単純な陽 極で電子を読み取る時間検出器としては重イオンの検出などで広く使用されてきた。しか し、二次電子反射型で遅延線を用いたビームの位置の読み出しを可能にしたものはあまり例 がないため、今回の性能試験は重要である。



図 4.1: MCP 位置/時間検出器



図 4.2: MCP 位置/時間検出器の構成図

4.2 性能試験



性能試験は図 4.3 のようなセットアップで行った。上流から PPAC, MCP 検出器, PSD(Si

図 4.3: 性能試験のセットアップ:上流側から PPAC, MCP, PSD によってビームの飛跡を測定できる。PPAC と PSD で測定した座標から、MCP の電子放出膜上にビームの通過座標を内挿して MCP で検出した座標と比較することができる。

検出器) が設置してあり、³⁶Ar ビームは PSD で停止する。PSD は 40×40 チャンネルの 1 mm 間隔の Double-sided strips を持つ。MCP で検出した粒子の位置は、PPAC と PSD で 検出した位置から内挿して求めた位置と比較することができる。イベント・トリガーはすべ て PPAC で取った。

このセットアップは他の実験のためのもので、必ずしも性能試験に適していない部分があ る。まず、本来なら PPAC, MCP, PSD 間の距離はそれぞれもっと近づけるべきである。ま た、PSD はイオン・チェンバーの中に入っており、粒子はチェンバーの厚さ 1.1 μm の Mylar 膜の窓と 0.35 mg/cm² のイソブタンを通って PSD に達するようになっているため、これら の物質中での角度ストラグリングの影響も考慮しなければならない。

今回の性能試験ではさまざまな電子の加速電圧で位置/時間分解能を求めた。表 4.2 は試験の条件をまとめたものである。Run 19-21 は MCP 電圧 V_{MCP} の変化、Run 22-28 は電子加速電圧 $V_{ac} = V_{MCP} - V_{foil}$ の変化、Run 29-30 は遅延線電圧 V_{dly} の変化についてテストしている。ただし、Run 19-21 は、ビームを平行に近づけるために無限遠に焦点を合わせていて、Run 22 以降は PSD に焦点を合わせているが、Run 19-21 はほとんど PSD に粒子が達しておらず、有用なデータは無かった。

44

Run no.	$V_{\rm ref}[kV]$	$V_{\rm foil}[kV]$	$V_{\rm mcp}[kV]$	$\mathrm{V}_{\mathrm{dly}}[\mathrm{V}]$	PPAC counts[k]
19	3.6	2.0	1.57	200	31.5
20			1.54		70.5
21			1.60		49.9
22					247
23	3.4	2.4			147
24	3.5	2.5			263
25	3.7	2.7			327
26	3.8	2.8			1652
27	3.9	2.9			1256
28	4.0	3.0			2235
29				300	557
30				100	609
31				50	414

表 4.2: MCP 検出器試験の条件

4.2.1 チャンネル・時間変換

時間の測定に使用した TDC は、Time calibrator からの 20ns おきのパルス信号によって 時間較正をした。5 つの時間信号 X₁, X₂, Y₁, Y₂, RC について TDC のチャンネルから時間 への変換係数を求めたところ、表 4.3 のように、1 チャンネルあたり 49ps 前後という値が求 まった。

時間信号	変換係数 [ps/channel]
X_1	49.08 ± 0.04
X_2	49.05 ± 0.05
Y_1	48.81 ± 0.04
Y_2	48.72 ± 0.06
MCP-RC	48.56 ± 0.05

表 4.3: TDC のチャンネルから時間への変換係数

4.2.2 時間差·位置変換

遅延線より検出した T_{x1} , T_{x1} , T_{x1} , T_{x1} の時間差 $T_x = T_{x1} - T_{x2}$, $T_y = T_{y1} - T_{y2}$ は、次のように一次関数で位置に変換した。

$$x = k_x \times T_x + x_0, \tag{4.1}$$

$$y = k_y \times T_y + y_0. \tag{4.2}$$

ここではその変換係数 k_x , k_y , x_0 , y_0 を求めた。図 4.4 は run 28 の PPAC と PSD の検出位置 から求めた MCP の膜上での内挿座標の 2 次元像で、等高線はすべてのデータの描画である。 $(x_{\text{int}}, y_{\text{int}}) = (-15,0), (-10,-10), (-10,0), (-10,10), (0,-15), (0,-10), (0,0), (0,10), (0,15), (10,-10), (0,0), (0$



図 4.4: MCP 検出器の膜の位置への内挿像

10), (10,0), (10,10), (15,0) の13 点に1×1mmの範囲で通るイベントでゲートし、MCP 検出

器での検出座標をこれらの内挿座標に一致させたところ、x軸、y軸にそれぞれ図 4.5 のような 線形性がみられ、 $k_x = 0.62 \pm 0.01$ [mm/ns], $k_x = 0.67 \pm 0.01$ [mm/ns], $x_0 = 4.2 \pm 1.2$ [mm], $y_0 = 10.3 \pm 1.5$ [mm] が得られた。これらの得られた値によって MCP 検出器での 2 次元像



図 4.5:時間差から位置への変換

を描画すると図 4.6 のようになる。ゲートした点の座標は内挿座標と良く一致しているが、 ゲートされていないすべてのデータの輪郭は中心・形ともに大きくずれている。また、電子 加速電圧と内挿座標からのずれの関係を調べたところ、*x*方向は加速電圧に対してあまり変 化が見られなかったが、*y*方向は加速電圧を上げるにつれて負方向へずれることがわかった。 これは、加速電圧 *V*ac と反射電圧 *V*ref の比を一定にしておらず、差を一定にして電圧を変え ていたためと考えられる。*V*ac を増加させると粒子の反射する点が後方へずれるため、*y*座 標では下方へずれることになるからである。



図 4.6: MCP 二次元像 (Run 28): 内挿座標によってゲートされた 2 次元像と x, y 軸への射影である。



図 4.7: 電子加速電圧と内挿座標からのずれの関係

4.2.3 位置分解能

位置分解能は、図 4.8 のように、内挿位置と MCP 検出位置の差の半値幅よりもとめた。 用いた座標の範囲は $-5 \text{ mm} \le x \le 10 \text{ mm}, -5 \text{ mm} \le y \le 10 \text{ mm}$ である。表 4.4 は各ランご との半値幅とそれらの加重平均である。電子の加速電圧による分解能の変化ははあまり見ら れない。また、この値には PPAC の位置分解能 1.0 mm [13]、PSD の位置分解能 0.76 mm、 MCP 検出器の膜、イオン・チェンバーの膜、イオン・チェンバーの気体の角度ストラグリン グ $\theta_{\text{MCP}}, \theta_{\text{ICfoil}}, \theta_{\text{ICgas}}$ も含まれる。PSD の分解能は、Gauss 関数の半値幅に換算した値であ る。ATIMA を用いて角度ストラグリングの計算すると、 $\theta_{\text{MCP}} = 3.27 \text{ mrad}, \theta_{\text{ICfoil}} = 4.19$ mrad, $\theta_{\text{ICgas}} = 6.21 \text{ mrad}$ で、図 4.9 のように角度ストラグリングの半値幅の角を通る粒子 の MCP 検出位置と内挿位置との差は、0.6 mm になる。また、PPAC-MCP 間、MCP-PSD 間の距離はそれぞれ 180 mm, 342 mm である。PPAC の分解能を 1.0±0.2 mm、角度スト ラグリングによる MCP の膜上の広がりを 0.6±0.2 mm のような範囲をとって考慮すると、 MCP の x, y の分解能は半値幅でそれぞれ

$$\Delta x = (1.51^2 - 342^2/522^2 \times (1.0 \pm 0.2)^2 - 180^2/522^2 \times 0.76^2 - (0.6 \pm 0.2)^2)^{1/2}$$

= 1.19 ± 0.08 mm, (4.3)
$$\Delta y = (2.97^2 - 342^2/522^2 \times (1.0 \pm 0.2)^2 - 180^2/522^2 \times 0.76^2 - (0.6 \pm 0.2)^2)^{1/2}$$



図 4.8: 内挿位置と MCP 検出位置の差 (Run 28)



図 4.9: 角度ストラグリングの半値幅の角を通る粒子の MCP 検出位置と内挿位置との差

$= 2.82 \pm 0.05 \text{ mm}$

(4.4)

となる。x よりも y のほうが分解能が悪いのは、電子の反射部の構造によると考えられる。 反射部の電圧をかけるストライプ状の導線は x 軸に平行に張られているので、それによっ て生まれる電場は導線のごく付近で x 軸方向よりも y 軸方向のほうが一様性が悪いためで ある。

Run no.	FWHM_x [mm]	FWHM_y [mm]
22	$1.50 {\pm} 0.01$	$2.74{\pm}0.02$
23	$1.57 {\pm} 0.01$	$2.71{\pm}0.02$
24	$1.56{\pm}0.01$	$2.94{\pm}0.01$
25	$1.52{\pm}0.01$	$2.98{\pm}0.01$
26	$1.52 {\pm} 0.01$	$2.90{\pm}0.01$
27	$1.51{\pm}0.01$	$3.14 {\pm} 0.01$
28	$1.50{\pm}0.01$	$3.00 {\pm} 0.01$
29	$1.50{\pm}0.01$	$2.99{\pm}0.01$
30	$1.48 {\pm} 0.01$	$2.99{\pm}0.01$
31	$1.51{\pm}0.01$	$2.94{\pm}0.01$
加重平均	1.512 ± 0.002	2.970 ± 0.003

表 4.4: MCP 検出位置と内挿位置の差の半値幅

4.2.4 時間分解能

MCP 検出器の時間分解能は、PPAC と MCP 検出器間の粒子の TOF の半値幅を測定する ことにより求めた。時間は $T_{x1}, T_{x2}, T_{y1}, T_{y2}$ 信号の平均で定義している。この測定にはPPAC の時間分解能も含まれている。もともとのビームのエネルギーの広がりと PPAC によるエネ ルギー・ストラグリングは合わせて 0.2 %程度なので、これらによる時間の広がりは PPAC, MCP 検出器の時間分解能に比べてずっと小さい。表 4.5 のように、 V_{ac} (= $V_{MCP} - V_{foil}$), V_{delay} による変化は小さい。得られた平均値 875.5 ps について、PPAC の時間分解能を 500±100 ps [13] と仮定すると MCP 検出器の時間分解能は 720±70 ps になる。

Run no.	時間幅 [ps]
22	859±3
23	852 ± 4
24	832 ± 3
25	817 ± 3
26	884±1
27	897 ± 2
28	$894{\pm}1$
29	872 ± 2
30	842 ± 3
31	865 ± 3
加重平均	$875.5{\pm}0.7$

表 4.5: PPAC-MCP 検出器間の TOF の半値幅

4.2.5 検出効率

図 4.10 のように、PPAC の中心から 5 mm 四方の正方形の範囲で検出される粒子数に対 しての MCP 検出器で検出される粒子数を測定し、PPAC に対する検出効率を求めた。表 4.6 のように、どの条件でも 99 %前後の検出効率が得られ、電圧の変化による差は見られな かった。



図 4.10: PPAC に対する検出効率の測定 (Run 28)

Run no.	PPAC 計数	MCP 計数	効率 [%]
22	1689	1679	99.4 ± 3.5
23	1332	1318	$98.9{\pm}3.9$
24	2302	2294	$99.7 {\pm} 3.0$
25	3039	3021	$99.4{\pm}2.6$
26	13365	13302	$99.5 {\pm} 1.2$
27	7737	7696	$99.5{\pm}1.6$
28	9768	9697	$99.3{\pm}1.4$
29	2362	2342	$99.2{\pm}2.9$
30	2340	2331	$99.6{\pm}2.9$
31	1569	1552	$98.9{\pm}3.6$
加重平均			$99.4{\pm}0.7$

表 4.6: PPAC に対する MCP 検出器の検出効率

第5章 結論と課題

5.1 ¹¹C 生成量

今回のテスト実験では、エネルギー 4.57 Mev/u,最大強度 1.3 eµA の¹¹B³⁺ ビーム、0.86 mg/cm² (300 Torr, 90 K, 80 mm) の水素標的を用いて、二次標的上で 1×10⁵ pps のビーム 強度が得られた。2.2.5 節の生成量の議論と 3.1 節の結果より、¹¹C 生成量を抑える因子が明 らかになった。これらのうち、生成量の改善に有効でありそうな因子は、一次ビーム強度、F1 での運動量アクセプタンス、F2-F3 間の透過率である。まず、一次ビームは今回は最大 で 1.3eµA の強度であったが、これは 10 倍程度に増やすことは可能である。F1 の運動量ア クセプタンスは今回は 10 %程度であったが、これは 2-3 倍広げることができる。F2-F3 間 の透過率は、一次ビームの質によるところも大きいが、今回の 18 %から約 2 倍の 40 %に上 げることを目指す。合計では 40-60 倍のビームの生成量が見込めることになる。

5.2 陽子生成量

3.2.5 節で見積もった陽子生成量より、Ingalls の断面積と (α , p_0)の断面積が 40 %の誤差 の範囲で等しいことを確認し、精度の高いデータを収集する見通しを立てた。Ingalls の断 面積を本来の目的のエネルギー範囲 ($E_{\rm C} = 3.0 - 11.3$ MeV) まで拡張して、十分な陽子の 生成量を得るための条件を考察した。まず、二次標的は、2 章で最適化されていないことを 述べたが、ビームのエネルギーが $E_{\rm C} = 3.0 - 11.3$ MeV の範囲を取るためには、最低 1.0 mg/cm² 程度の ⁴He 気体の厚さが必要である。これは 293 K、760 Torr で 60 mm の標的長 が必要になる。また、検出立体角を増やすために、標的の出口窓を幅広くとる。以下、二次 ビーム強度 4×10⁶ pps、二次ビームエネルギー 11.25 MeV、二次標的厚さ 1.0 mg/cm²、検 出立体角 4 倍、測定時間 5×24 時間での測定を考えると、最低の生成数の 5.0±0.1 MeV の 陽子で 100 程度 (誤差 10%) で測定できることになる。(α , p_1)反応の陽子の検出については、 今回の実験では生成が確認できるほどの統計がなかったが、次節の速度分離器からのバック グラウンドの低減が重要である。

5.3 バックグラウンド陽子の低減

3.2.3 節ではバックグラウンド陽子の起源を明らかにし、(α , p)反応との分離を検討した が、PPAC b 起源、速度分離器起源の陽子が低エネルギーの(α , p)起源陽子との分離を困難 にすることがわかった。このうち PPAC b 起源のものは 3.2.6 節で、MCP 検出器を用いる ことによって排除できることが示せた。また速度分離器からと思われるものは、一次ビーム が内壁に当たって陽子が反跳された可能性が明らかになった。この陽子源は、一次ビームを 内壁に当てないことが重要である。節では、F3上での¹¹C⁶⁺と¹¹B⁵⁺の分離が 6 cm と計 算されると述べたが、実際は半分の 3 cm 程度の差で十分分離が可能である。

5.4 MCP 検出器

3.2.6 節では、MCP 検出器を用いることによって、時間的に (α, p_1) 反応と区別が困難 な PPAC b 由来の陽子を排除することができた。第4章で固有の位置分解能が x 方向は 1.19±0.08 mm、y 方向は 2.82±0.05 mm、時間分解能は 720±70 ps、検出効率は 95%以上 であることがわかった。厚い標的法では、ビーム線の高さに合わせて Si 検出器を配置してい るので、y 方向の検出角度範囲は 0° 付近であり、y 方向の不定性は小さいので、 2.82 mm の 位置分解能はそれほどエネルギー分解能を悪くはさせない。よって、現在の性能でも厚い標 的法に使用することは可能であるが、y の分解能の向上させる方法としては、1 つは、電子 反射部の電圧をかける導線をy 方向にも張るということが考えられる。ただし、この場合 x方向の電場の一様性は多少犠牲になることと、イオンの透過率が 2 倍悪くなる短所がある。 もう一つ確実な方法は、電子放出膜の上流側にも MCP を用い、反射部を下流側と直角にな るように置き、x 方向は下流で、y 方向は上流で読み出す方法である。これによりy 方向も x 方向と同じ分解能が得られるが、MCP を 2 組使用するため大がかりな装置になることと、 イオンの透過率が 2 倍悪くなる短所がある。

また、今回は高い係数率 (~ 10⁶ pps) での性能試験は行わなかったので今後高い係数率で 検出効率などにどのような影響があるかを調べることも課題である。

55

謝辞

本研究に際して全般をご指導していただいた久保野茂教授、実際の実験で多くのご助力を いただいた山口英斉さん、若林泰生さん、栗原佑蔵さん、MCP 検出器に関する有意義な助 言をいただいた西村俊二さん、森本幸司さん、MCP 検出器のテストの環境を整えていただ いた山崎則夫さん、吉野亮さん、永田武さんにこの場を借りて深く感謝いたします。

参考文献

- M. Wiescher *et al.*, "The Hot Proton-proton Chains in Low-metallicity Objects", Astro. J., **343**(1989)352.
- [2] N. Iwamoto *et al.*, "The First Chemical Enrichment in the Universe and the Formation of Hyper Metal-poor Stars", Sci. **309**(2005)451.
- [3] R.K. Wallace and S.E. Woosley, "Explosive Hydrogen Burning", Astrophys. J. Suppl. Ser. 45(1981)389.
- [4] S. Wanajo, "The rp-process in Neutrino-driven Winds", Astrophys. J, 647(2006)1323.
- [5] P.D. Ingalls *et al.*, "¹⁴N(p, α)¹¹C Cross Sections from 3.8 to 6.4 MeV", Phys. Rev. C **13**(1976)524.
- [6] W.A. Fowler, G.R. Caughlan, B.A; Zimmerman, "Thermonuclear Reaction Rates, II", Ann. Rev. Astron. Astrophys. 13(1975)69.
- [7] F.K. Thielemann *et al.*, "Thermonuclear Reaction Rates from Statistical Model Calculations", *Advances in Nuclear Astrophysics*, p525
- [8] Y. Yanagisawa *et al.*, "Low-energy Radioisotope Beam Separator CRIB", Nucl. Inst. and Meth.A, **539**(2005)74.
- M.S. Smith and K.E.Rehm "Nuclear Astrophysics Measurement with Radioactive Beams", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 51(2001)91-130.
- [10] S.Kubono *et al.*, "New Low-energy RIB separator CRIB for Nuclear Astrophysics" Eur. Phys. J. A 13(2002)217.
- [11] H. Yamaguchi *et al.*, "Development of a Cryogenic Gas Target System for Intense Radioisotope Beam Production at CRIB" Nucl. Inst. and Meth., submitted.
- [12] LISE++, A simulation of fragment separators, http://groups.nscl.msu.edu/lise/lise.html
- [13] H. Kumagai *et al.*, "Delay-line PPAC for High-energy light ions", Nucl. Inst. and Meth. A 470(2001)562.

- [14] L. Van Der Zwan and K.W.Geiger, "The ¹¹B(p, n)¹¹C Cross Section from Threshold to 4.9 MeV", Nucl. Phys. A 306(1978)45.
- [15] K.P. Artemov *el al.*, "Effective Method of Study of α -cluster States", Sov. J. Nucl. Phys., **52**(1990)408.
- [16] S. Kubono *et al.*, "Experimantal Determination of Astrophysical Reaction Rates With Radioactive Nuclear Beams", Nucl. Phys. A, 693(2001)221.
- [17] T. Teranishi *et al*, "Study of Resonance States in ¹²N Using a Radioactive Ion Beam of ¹¹C", Phys. Let. B, 556(2003)27-32.
- [18] T. Teranishi *et al*, "Single-particle Resonance Levels in ¹⁴O Examined by ¹³N + p Elastic Resonance Scattering", Phys. Let. B, **650**(2007)129-134.
- [19] M. Notani *et al.*, "Direct Measurement of the Astrophysical Reaction ${}^{14}O(\alpha, p){}^{17}F$ " Nucl. Phys. A **746**(2004)113.
- [20] H. Weick, ATIMA, http://www-linux.gsi.de/ weick/atima/
- [21] J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark, "The Stopping and Range of Ions in Solids", Pergamon Press, New York (1985).
- [22] H. Baba *et al.*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **34**(2001)221.
- [23] T. Takeuchi, ANAPAW, http://rarfaxp.riken.go.jp/ takesato/anapaw/anapaw.html .
- [24] PAW, phisics analysis workstation, CERN, http://paw.web.cern.ch/paw/.
- [25] RoentDek, "MCP Detector With Delay-line Anode", http://www.roentdek.com/.