

MAIKo TPC を用いた $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$ の 散乱断面積の測定

京都大学大学院 理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室
土井 隆暢



目次

第 1 章	はじめに	3
1.1	宇宙での元素合成過程	3
1.2	高温高密度中でのトリプルアルファ反応	4
1.3	最終的に狙うエネルギー領域	5
1.4	先行研究	6
1.5	測定に用いる実験装置	6
1.6	本研究の目的	6
第 2 章	検出器	7
2.1	MAIKo TPC	7
2.2	検出ガスの決定	7
2.3	ドリフトスピード	7
2.4	拡散効果	8
2.5	ガスの種類及び圧力の決定	8
第 3 章	シミュレーション	9
3.1	magboltz によるガスの計算	9
3.2	garfield++ による TPC データの再現	9
第 4 章	解析	11
4.1	液体シンチレータの解析	11
4.2	MAIKo の解析	11
第 5 章	まとめと今後の展望	13
	参考文献	17

図目次

1.1	5
1.2	6

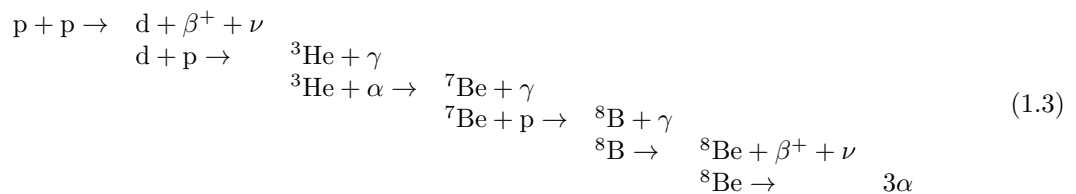
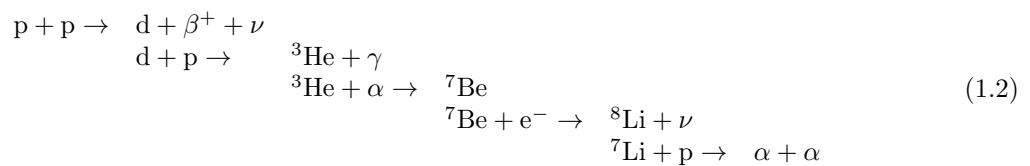
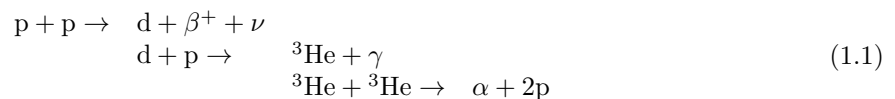
第 1 章

はじめに

1.1 宇宙での元素合成過程

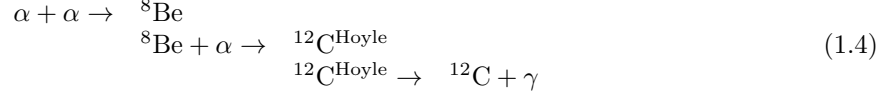
身の回りには多種多様な物質が存在している。これらの物質は原子が組み合わさることによって形成される。現在の地球には水素（原子番号 1）からウラン（原子番号 92）までの元素が天然で存在している。原子は更に小さい原子核と電子で構成されており、原子核は陽子と中性子で構成されている。現在までに天然、人工合わせて 118 種類の元素が確認されている。しかし、ビッグバン直後には水素とヘリウムと僅かな軽元素しか存在していなかった。これは、 A （質量数）が 5 及び 8 の安定な原子核が存在しないことに由来する。ヘリウム (^4He) は安定な原子核である。2 つの ^4He が反応に ^8He が生成されるが、2 つの ^4He に分裂するほうが安定であるためすぐに崩壊してしまう。同様に $A = 5$ の原子核が生成してもすぐに軽い核 2 つに分裂してしまう。

宇宙初期では水素を主成分とする恒星しか存在しなかったと考えられる。このような恒星が重力により収縮し中心温度が 10^7 K を超えると、pp チェインによって水素の燃焼が行われるようになる。pp チェインでは式 (1.1) (1.2) (1.3) に示した 3 つの系列が重要とされる。どの系列も最終的には 4 つの陽子から 1 つの α 粒子を生成している。



pp チェインにより水素燃焼が十分に行われた恒星では水素よりも重いヘリウムがより恒星の中心に集まりヘリウムの核 (He コア) を生成する。He コアが重力により圧縮され温度がおおよそ 10^8 K に達するとヘリウム燃焼が始まる。He コアには十分な量の α が存在するため、2 つの α が融合し ^8Be となる。恒星中では ^8Be が崩壊するより早くもう 1 つ ^4He が融合して $^{12}\text{C}^*$ になる。このときに作られる ^{12}C の励起状態は Fred Hoyle

が予言した 3α の共鳴状態 (Hoyle 状態、 $E_x = 7.65\text{MeV}$ 、 0_2^+) である。Hoyle 状態の ^{12}C が脱励起し基底状態 (g.s.) になる (式 (1.4))。この 3 つの α 粒子が融合し ^{12}C が生成される反応はトリプルアルファ反応と呼ばれる。トリプルアルファ反応が恒星中で起こることで $A = 5, 8$ の壁を乗り越えることができる。生成された ^{12}C が更に α を吸収することで O や Si などの更に重い核の合成へ進んでいく。



1.2 高温高密度中でのトリプルアルファ反応

通常、トリプルアルファ反応で生成された 3α 共鳴状態は γ 線を放出することによって脱励起し、安定な ^{12}C の基底状態になる。近年、高温高密度領域では γ 線による脱励起以外に、陽子や中性子などの粒子との散乱による脱励起で崩壊幅が増加することが示唆されている [1]。これにより g.s. や 2_1^+ ($E_x = 4.44\text{MeV}$) への脱励起が増加し、トリプルアルファ反応が加速されると考えられる。粒子の中でも中性子は電荷を持っておらず、クーロン斥力を受けずに反応することができるため、脱励起の増加への寄与が大きいと考えられる。

^{12}C と中性子の反応レートは

$$r = N_n N_{^{12}\text{C}} \langle \sigma v \rangle \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (1.5)$$

で与えられる。ここで、 N_n は中性子の個数密度、 $N_{^{12}\text{C}}$ は ^{12}C の個数密度を表す。 σ は中性子との散乱により始状態 (g.s. または 2_1^+) から Hoyle 状態へ励起する全断面積であり、 v は中性子と ^{12}C の相対速度である。相対速度が Maxwell 分布に従うとすると、 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ では

$$\langle \sigma v \rangle_{nn'} = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty E' \sigma_{n,n'}(E') \exp(-E'/kT) dE' \quad (1.6)$$

となる。 T は温度、 μ は換算質量、 $\sigma_{n,n'}$ は ^{12}C の中性子非弾性散乱断面積である。我々が考える反応は上記の逆過程 $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}(n', n)^{12}\text{C}$ なので、

$$\langle \sigma v \rangle_{n'n} = \left(\frac{2I+1}{2I'+1} \right) \exp(-Q/kT) \langle \sigma v \rangle_{nn'} \quad (1.7)$$

となる。ここで、 I および I' は始状態 (g.s. または 2_1^+) および終状態 (Hoyle 状態) のスピンである。 Q は -7.65MeV (g.s. の場合) または -3.21MeV (2_1^+ の場合) となる。 ^{12}C (Hoyle 状態) の中性子非弾性散乱による脱励起の寿命は

$$\tau_{n'n}(^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}) = (N_n \langle \sigma v \rangle_{n'n})^{-1} \text{s} \quad (1.8)$$

となる。

γ 崩壊の寿命 ($\tau_\gamma = 1.710 \times 10^{-13}\text{s}$) との比を R とすると、

$$R = 6.557 \times 10^{-6} \times \rho_n T_9^{-1.5} C_{\text{spin}} \int_0^\infty \sigma_{nn'}(E) (E - Q) \exp(-11.605E/T_9) dE \quad (1.9)$$

と表される。 E は c.m. 系のエネルギー、 ρ_n は中性子の質量密度 (g cm^{-3})、 $\sigma_{nn'}(E')$ は断面積 (mb)、 T_9 は温度 ($\times 10^9\text{K}$) である。 C_{spin} は g.s. からの場合 1、 2_1^+ からの場合 5 となる。式 (1.9) からわかるように、中性子によって脱励起する過程は特に温度に大きく依存する。 R と温度の依存性を図 1.1 に示す。図 1.1 は $\rho = 10^6 \text{g cm}^{-3}$ である。

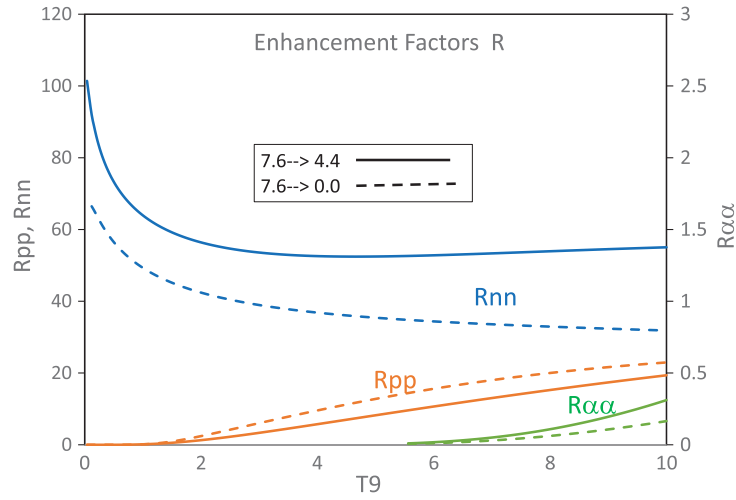


図 1.1

1.3 最終的に狙うエネルギー領域

R を計算するためには、実験によって断面積 ($\sigma_{nn'}$) のエネルギー分布が必要となる。特に、天体中で ^{12}C と散乱した後、中性子が持つエネルギー領域を狙う必要がある。天体中の中性子の持つエネルギーはおおよそ $k_B T$ で表すことができる。Beard ら [1] が考えているような $T \sim 10^9$ K では、中性子は $E_{n'} \sim 100$ keV で運動している。このような中性子が Hoyle 状態の ^{12}C と散乱すると、散乱後の中性子は $E_n \sim 8$ MeV となる。つまり、数～十数 MeV のエネルギーを持つ中性子を用いて断面積のエネルギー分布が必要となる。しかし、図 1.2 から分かるように、数～十数 MeV の領域のデータがない。そのため、このエネルギー領域での $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ の断面積の測定が必要である。

本研究ではその第一歩として $E_n = 14.1$ MeV の中性子を用いて断面積の測定を行う。式 (1.10) に示す DT 反応で 14.1 MeV の中性子が生成されるため、単色エネルギーで生成することが可能なエネルギーである。



また、14.1 MeV の中性子と炭素との反応は核融合炉の開発で重要である。ITER などの核融合炉では DT 反応を用いてエネルギーを取り出す。その際に発生する高エネルギーの中性子が建屋に及ぼす影響の評価がひつようとなる。その中でも構造物の中に多く含まれる炭素との反応が詳しく調べられてきた。そのため、すでに 14.1 MeV の中性子と ^{12}C との断面積のデータがあり、本研究での測定結果との比較が可能となる。単色エネルギーの中性子を生成可能であること、他データと測定結果の比較が可能であることの 2 点より、測定方法の検証として 14.1 MeV の中性子で断面積の測定を行う。

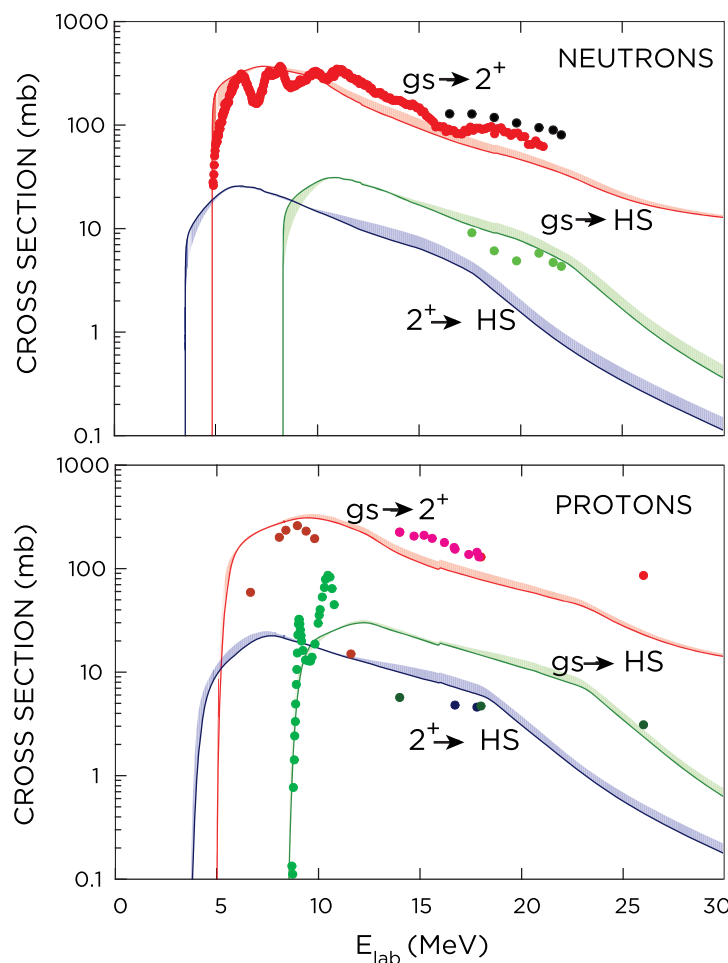


図 1.2

1.4 先行研究

1.5 測定に用いる実験装置

本研究では ^{12}C の Hoyle 状態から崩壊して生成した 3 つの α 粒子を直接測定する。 α 粒子は数百 keV の運動エネルギーを持って生成する。このようなエネルギーの α 粒子を効率よく検出するためには、標的中で α 粒子が停止しないようにしなければならない。例えば、500 keV の α 粒子では炭素箔標的のおよそ 0.35 mg/cm^2 で停止する。また、すべて検出するためには大立体角を持つ検出器が必要となる。このような要求を満たす検出器として MAIKo TPC (μ -PIC based active target for inverse kinematics . time projection chamber) [2, 3] がある。MAIKo TPC は TPC の検出ガスを散乱標的として用いる検出器であり、低エネルギー粒子を大立体角で検出するために開発された。

1.6 本研究の目的

第 2 章

検出器

2.1 MAIKo TPC

2.1.1 MAIKo TPC とは

TPC では荷電粒子の飛跡を 3 次的に検出することが可能である。

こちら辺は omeg の proceedings に書いた文章をマネする。

^{12}C が崩壊して生成される α 粒子は主に数百 keV のエネルギーを持って放出される。そのため、このような低エネルギー粒子を検出することができるセットアップが必要となる。

2.2 検出ガスの決定

標的には炭素の含まれる炭化水素を用いる。この実験では低エネルギーの荷電粒子の飛跡を検出するため、飛跡が比較的長くなるエネルギーロスが小さいガスが適する。そこで、質量数が最も小さいメタン (CH_4) を用いた。また、ガスの圧力によって飛跡の長さが変化する。そこで、 α 粒子の検出効率がよくなるガス圧を求めた。

ガス圧はシミュレーションによって決定した。 ^{12}C と中性子との散乱を Kondo らの実験で求められた微分断面積の角度分布を用いて再現し、散乱後に ^{12}C が $E_x = 7.65\text{MeV}$ に励起し、 $^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} \times 3$ と崩壊する過程を考えた。この時、 α 粒子が持つエネルギーの分布は図??のようになる。このような粒子に対して

1. MAIKo の有感領域内 ($102.4\text{mm} \times 102.4\text{mm} \times 140\text{mm}$) で停止する
2. 飛跡の長さが 20mm 以上である

という条件の時に検出可能とすると、検出効率の圧力依存は図??のようになる。図??より、75hPa 付近が最も検出効率が高いことが分かる。そこで、50hPa、75hPa、100hPa の 3 通りでのオペレートを決めた。

2.3 ドリフトスピード

TPC の特性上、ドリフト電場方向のアクセプタンスは電子のドリフト speed に依存する。ドリフトケージの大きさ (140mm) を可能な限り使用するためには、MAIKo TPC の時間アクセプタンス ($10.24\mu\text{s}$) で 140mm となるようなドリフトスピード ($140\text{mm}/10.24\mu\text{s} \sim 0.0135\text{mm/ns}$) に調整する必要がある。

2.4 拡散効果

2.5 ガスの種類及び圧力の決定

第 3 章

シミュレーション

3.1 magboltz によるガスの計算

3.2 garfield++ による TPC データの再現

3.2.1 線源データとの比較

3.2.2 トリプルアルファ反応のシミュレーション

第 4 章

解析

4.1 液体シンチレータの解析

4.1.1 FADC の生データ

光電子増倍管から取得した波形データの一例を示す。

4.1.2 波形弁別 (n - γ discrimination)

液体シンチレータのデータの中には中性子による信号とガンマ線による信号とが含まれている。この 2 つの波形には違いがあるので、その波形の違いから識別することができる。

4.1.3 中性子のレート

中性子線源から放出される中性子の量は時間とともに変化する。

4.2 MAIKo の解析

4.2.1 機械学習

これまでは Hough 変換を使って解析を行ってきたが、高速に処理をするためにニューラルネットワークを用いた解析方法を開発した。

4.2.2 解析

第 5 章

まとめと今後の展望

謝辭

参考文献

- [1] Mary Beard, Sam M. Austin, and Richard Cyburt. Enhancement of the triple alpha rate in a hot dense medium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 119, No. 112701, p. 5, 2017.
- [2] T. Furuno, T. Kawabata, H. Ong, S. Adachi, Y. Ayyad, T. Baba, Y. Fujikawa, T. Hashimoto, K. Inaba, Y. Ishii, S. Kabuki, H. Kubo, Y. Matsuda, Y. Matsuoka, T. Mizumoto, T. Morimoto, M. Murata, T. Sawano, T. Suzuki, A. Takada, J. Tanaka, I. Tanihata, T. Tanimori, D.T. Tran, M. Tsumura, and H.D Watanabe. Performance test of the MAIKo active target. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 908, pp. 215–224, 2018.
- [3] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Toru Tanimori, Tomofumi Nagae, and Mirei Nakamura. A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 471, pp. 264–267, 2001.