

PROPOSAL FOR EXPERIMENT AT RCNP

TITLE

Laboratory exercise for undergraduate students at Kyoto University
Measurement of the cross section for the ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ reaction as a possible solution to the cosmological lithium problem

SPOKESPERSON

Full Name: Kawabata Takahiro
Institution: Department of Physics, Kyoto University
Title of Position: Associate Professor
Address: Kitashirakawa, Oiwakecho, Sakyo-ku, Kyoto, 606-8502 Japan
Phone number: +81-75-753-3832
FAX number: +81-75-753-3887
E-mail: kawabata@scphys.kyoto-u.ac.jp

EXPERIMENTAL GROUP

Full Name	Institution	Title or Position
M. Murata	Department of Physics, Kyoto University	D1
T. Morimoto	Department of Physics, Kyoto University	M1
T. Furuno	Department of Physics, Kyoto University	D2
M. Tsumura	Department of Physics, Kyoto University	D2
M. Ichikawa	Faculty of Science, Kyoto University	B4
A. Koshikawa	Faculty of Science, Kyoto University	B4
E. Miyawaki	Faculty of Science, Kyoto University	B4
Y. Shikata	Faculty of Science, Kyoto University	B4
T. Takeda	Faculty of Science, Kyoto University	B4
Y. Takahashi	Faculty of Science, Kyoto University	B4
K. Watanabe	Faculty of Science, Kyoto University	B4
Y. Kanada-En'yo	Department of Physics, Kyoto University	AP
S. Kubono	RIKEN	P
S. Nishimura	RIKEN	Researcher
N. Iwasa	Department of Physics, Tohoku University	AP

RUNNING TIME

Installation time without Beam:	3 days
Detector setup time:	6 hours
Data run:	32 hours
<hr/>	
Total:	3 + 2 days

BEAM REQUIREMENTS

Beam line:	N0
Type of particle:	${}^4\text{He}^{2+}$
Beam energy:	39.4 MeV
Beam intensity:	15 pA

Abstract

The primordial abundances of the light elements produced in the process of Big Bang nucleosynthesis (BBN) provide important insights into what happen in the early universe. Accurate estimation of the primordial abundances is crucial to test the cosmological theories by comparing the predicted values with the observations.

A comparison between the theoretical predictions of the primordial abundances and the observations is in good agreement with those for the helium and deuterium. However, there remains a serious problem: The ${}^7\text{Li}$ abundance does not agree with any theoretical BBN calculations. This discrepancy is known as the cosmological lithium problem, and has been of great interest in recent years.

It was pointed out that if a unknown resonant nuclear reaction channel destructing ${}^7\text{Li}$ or ${}^7\text{Be}$ exists, the ${}^7\text{Li}$ abundance can be greatly reduced in the BBN calculation, and the lithium problem will be solved. One of the candidate channels to destruct ${}^7\text{Be}$ is the ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ reaction. The cross section for this reaction at the cosmological energy has been never measured.

Since both ${}^7\text{Be}$ and neutron are short-lived nuclei, it is difficult to directly measure the cross section for the ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ reaction. Thus, we proposed to measure the cross section for the time reverse reaction. A He gas target will be bombarded by an α beam at $E_\alpha = 38.0\text{--}39.4$ MeV, and emitted neutrons will be detected by the liquid scintillators.

A background study at the N0 course in RCNP was recently carried out, and the feasibility of the proposed measurement was confirmed. We are now ready to acquire the physics data for the ${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$ reaction near the threshold energy. The proposed experiment will be carried out by undergraduate students at Kyoto University as a laboratory exercise.

1 Scientific Motivation

ビッグバン元素合成 (BBN) によって生成される元素の始原的存在量は、初期宇宙を記述するモデルを検証する有力な指標の一つである。BBN 計算によって予測される元素の始原的存在量と、観測から推定される始原的存在量を比較することにより、初期宇宙を記述するモデルに強い制限を与えることができる。

図 1 に、BBN 計算が予測する軽元素 (D, ^4He , ^7Li) の始原的存在量を示す [1]。BBN 計算における唯一のパラメータはバリオン密度であり、図 1 の青線で示されるように、BBN 計算の予測する始原的存在量はバリオン密度の関数として変化する。バリオン密度は、宇宙マイクロ波背景放射の観測 (WMAP) データから $\Omega_B h^2 = 0.02249 \pm 0.00056$ であることが報告されており [2]、その値は図 1 の黄縦線に相当する。すなわち、青線と黄縦線の交点が BBN 計算の予測する軽元素の始原的存在量となる。一方で、宇宙の初期に形成されたとされる金属欠乏星における元素存在量の観測値から、宇宙開闢時に相当する金属量ゼロの状態に外挿して推定された元素の始原的存在量は緑のハッチとして図 1 に示されている。ヘリウムと重水素について、BBN 計算による始原的存在量の予測は観測結果とほぼ一致しているが、リチウムについては BBN 計算の予測と観測結果は大きく食い違っている。BBN 計算から予測される ^7Li の始原的存在量は $^7\text{Li}/\text{H} = 5.24 \pm 0.5 \times 10^{-10}$ であるのに対して、金属欠乏星の観測から推定された ^7Li の始原的存在量は $^7\text{Li}/\text{H} = 1.23^{+0.34}_{-0.16} \times 10^{-10}$ であり、BBN 計算に比べ観測値は約 4 倍ほど小さな値となっている。この不一致は、宇宙リチウム問題と呼ばれ、宇宙初期のビッグバン元素合成を説明する標準的な理論に残る重要な問題である。

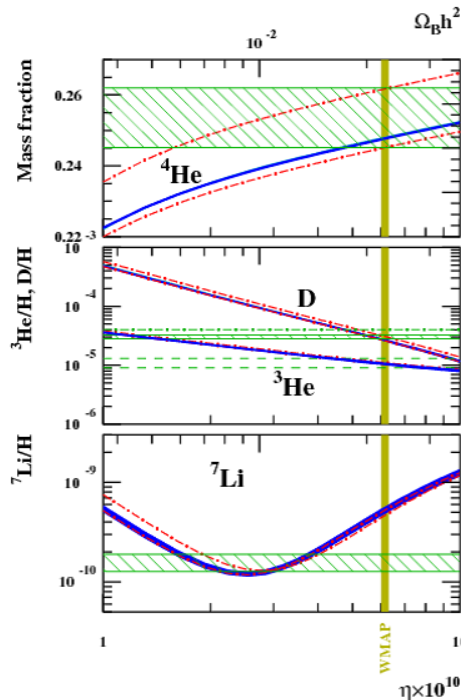


図 1: BBN 計算による軽元素の始原的存在量の予測値と観測による推定値の比較 [1]。青線は BBN 計算の予測値をバリオン密度の関数として示したものであり、黄縦線は WMAP の観測から得られたバリオン密度を示す。また、緑のハッチは金属欠乏星の観測による軽元素の始原的存在量の推定値を示す。

近年、この宇宙リチウム問題を解決するために精力的な議論がなされており、原子核物理学の観点からは、BBN に関連する原子核反応の理解を深める必要がある。BBN 模型において、 ${}^7\text{Li}$ は初期宇宙に存在する自由中性子と ${}^7\text{Be}$ の衝突による ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ 反応を経て生成されたと考えられている。仮に、初期宇宙において ${}^7\text{Be}$ が ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ 反応を経て ${}^7\text{Li}$ に変化するチャンネルと、 ${}^7\text{Be}$ が別の反応によって崩壊するチャンネルの分岐比が、BBN 計算において想定されている値よりも崩壊チャンネル側に偏る場合には、初期宇宙における ${}^7\text{Li}$ の生成量が減少する。

${}^7\text{Be}$ が関与する反応のうち、50 keV 程度の温度域において最も主要な反応は ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ であり、97%の分岐比を占める。 ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ 反応の断面積については多くの実験データが存在し、不確定性は比較的少ない。次いで大きな分岐比を持つと期待されるのは、 ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ 反応である。

図 2 に ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ 反応の模式図を示す。 ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ 反応では、 ${}^7\text{Be}$ の基底状態ないしは第一励起状態に中性子が捕獲され、 ${}^8\text{Be}$ の共鳴状態を経て ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ に崩壊する。この反応は ${}^7\text{Be}$ が関与する反応のうち、約 2.5% の分岐比を占めると考えられているが、BBN 過程において重要な低エネルギー領域における反応断面積が測定されていないため、BBN 過程に対する ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ 反応の寄与については極めて大きな誤差が残されている。

ゆえに、 ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ 反応の断面積を測定することは宇宙リチウム問題を解決する上で非常に重要である。しかし ${}^7\text{Be}$ と中性子はともに不安定核であるため、 ${}^7\text{Be}$ (中性子) をターゲットとして中性子 (${}^7\text{Be}$) を照射し、 ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ 反応の断面積を直接に測定することは容易でない。そこで我々は、逆反応である ${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$ 反応について、閾値近傍 ($19.0 \text{ MeV} < E_{c.m.} < 19.7 \text{ MeV}$) における反応断面積の測定を着想した。

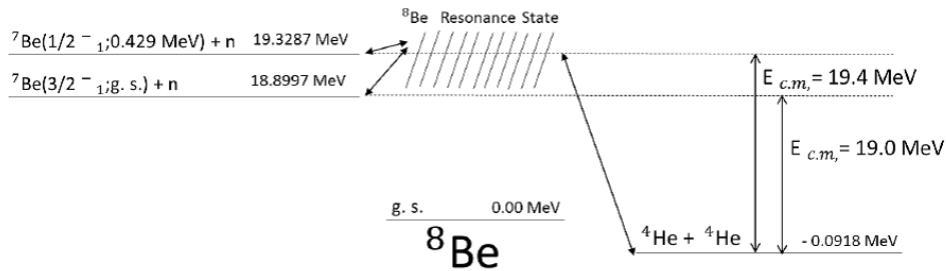


図 2: ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ 反応の模式図

${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$ 反応の測定では、He ガス標的に α ビームを照射し、中間状態として生成される ${}^8\text{Be}$ の励起状態から放出される 5.5 MeV 以下の低エネルギー中性子を測定する。2015 年 7 月に京都大学の 4 回生卒業研究として実施した N0 コースでの実験 (以下これを予備実験と呼ぶ。) では、He ガス標的の封止窓に用いる素材の候補として 3 種類の薄膜 (アラミド、ハパール、タンタル) に 39.4 MeV の α ビームを照射し、液体シンチレーション検出器を用いて、中性子バックグラウンドの測定を行った [3]。この結果、封止窓として最適な素材はアラミドであることが判明した。この測定結果の詳細は後に 2.3 節で説明する。

本研究では He ガス標的の封止窓にアラミドを用いて、39.4 MeV から 38.2 MeV まで 400 keV 刻みでビームエネルギーを変更しつつ測定を行い、各エネルギーでの放出中性子を測定する。さらに、炭素膜標的を用いて中性子検出器の検出効率の較正と α ビームの絶対値測定を行う。

2 Experimental Procedure

2.1 Experimental Setup

実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) の N0 コースにおいて実施する。図 3 に、N0 コースの概略図を示す。AVF サイクロトロンを用いて加速した 39.4 MeV の α ビームを中性子実験室に設置されたスインガー磁石内部の標的に照射し、放出される中性子のエネルギーおよび角度分布を測定する。放出された中性子は、トンネル内部に設置した 2 つの中性子検出器で測定する。これらの中性子検出器は、標的からの距離がそれぞれ 13 m と 23 m になるように配置する。

本研究では中性子の飛行時間 (TOF) を測定し、TOF から中性子のエネルギーを求める。照射するビームバンチ間隔の最大値が 720 ns と決まっているため、中性子の TOF は 720 ns 以下にする必要がある。飛行距離を長くし過ぎると、速度の遅い (エネルギーの低い) 中性子が次のビームバンチによって発生する γ 線に追いつかれ、時間スペクトル上で重なってしまうため、TOF を正確に測定できなくなる。測定したい中性子の最低エネルギーを 2 MeV として、この中性子が次のビームバンチによって発生する γ 線に追いつかれないためには、飛行距離を 13 m 以下にしなければならない。

一方、23 m に置く検出器はビームエネルギーの絶対値を測定するために使用する。一般的に中性子の飛行距離を大きくするとビームエネルギー測定値の誤差は小さくなるので、エネルギーをより正確に測定するために距離を長くしておく。

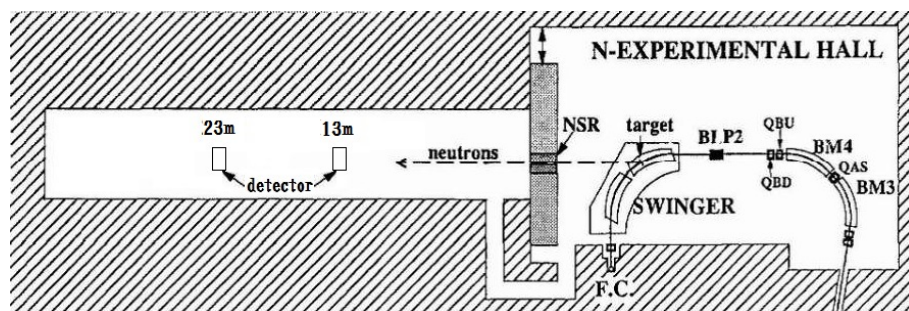


図 3: N0 コースの概略図

2.2 Neutron Detector

中性子検出には図 4 に示す液体シンチレーション検出器を用いる。液体シンチレーション検出器の有感領域は、直径 16 cm、厚さ 5 cm の円柱である。液体シンチレータの容器はアルミニウム製であり、内面はシンチレーション光の反射率を高めるために酸化マグネシウムでコーティングされている。この中性子検出器の検出効率のエネルギー依存性を図 5 に示す [4]。本研究においては、検出する中性子のエネルギーが最大で 5.5 MeV であるから、3–4 MeV 付近での検出効率を高めるために、0.50 MeVee が検出器の閾値となるよう調整する。

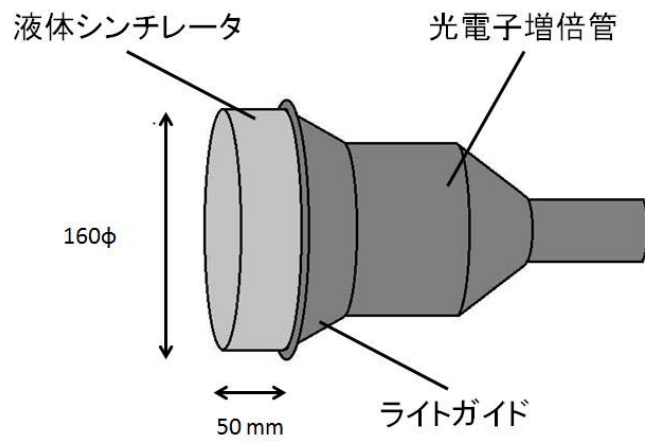


図 4: 中性子検出器

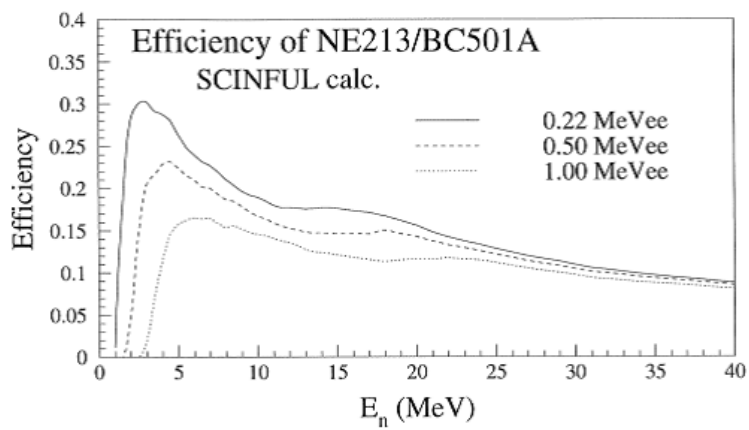


図 5: 中性子検出器の検出効率 [4]

2.3 Target

本研究で使用する標的はHeガスと ^{nat}C である。 ^{nat}C は中性子検出器の検出効率の較正と α ビームの絶対値測定に用いる。 $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}$ の反応断面積は良い精度で調べられているので、測定値と既知の断面積の値を比較すれば、本研究で用いる中性子検出器の検出効率を評価することができる。また、 ^{15}O における既知の励起状態への遷移に伴って放出される中性子のエネルギーを測定すれば、運動学より α ビームのエネルギーを求めることが可能となる。

Heを標的とするには、真空内においてガスを容器に封じる必要がある。このとき、封止膜に使用する素材は、中性子バックグラウンドの少ない物質が望ましい。そこでガス標的の封止膜に用いる素材を決定するための予備実験を行った[3]。膜の候補として、アラミド、タンタル、ハバールの3種類を用意した。これらの物質の説明と、候補とした理由は以下のとおりである。

アラミド (6.0 μm) アミド結合によるポリマー。水素を多く含む。構成元素の質量数が小さく、密度が小さい。そのため α 粒子との反応断面積が小さく、散乱によって生じる中性子が少ないと期待される。

タンタル (4.6 μm) Taの単体の金属。密度が大きいため反応断面積は大きい。しかし、構成元素の質量数が大きいため、 α 粒子との衝突の際に2粒子の重心がTa原子核の中心からほぼ動かない。そのため散乱が等方的に起こり、立体角あたりの放出中性子数が少ないと期待される。

ハパール (2.4 μm) Coを主成分とし、CrやFe等を含む合金。構成物質の質量数はアラミド、タンタルの中間程度である。ハパールは他の2種類の素材に比べて破断強度に優れ、薄い膜を用いることができる。膜が薄いほど散乱数は小さくなるので、バックグラウンドが少ないと期待される。

予備実験では、これらの膜に39.4 MeVの α ビームを照射し、バックグラウンド測定を行った。測定結果に基づいて、15 pnAの α ビームを15分間照射した場合に、0度方向へ放出される中性子数を評価した結果を図6に示す。測定した3種類の膜のうち、最もS/N比が良好なのはアラミドであったため、本研究ではアラミド膜を用いる。

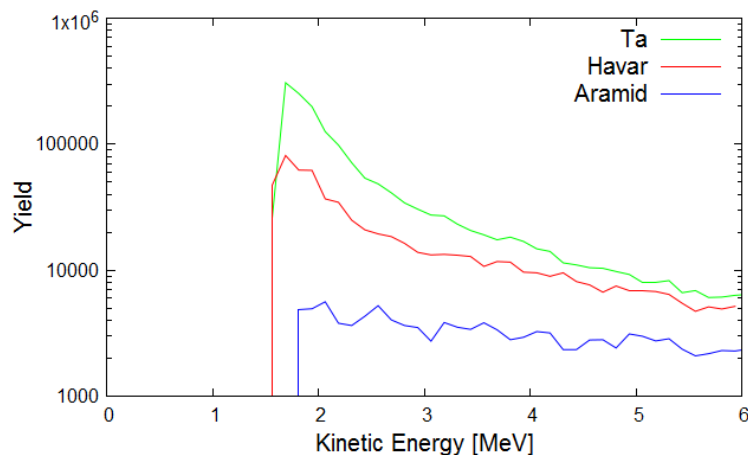


図 6: タンタル 4.6 μm 、ハパール 2.4 μm 、アラミド 6 μm のそれぞれに 15 pnA の α ビームを 15 分間照射した場合に、実験室系の 0 度に散乱される中性子のエネルギースペクトル。ただし、低エネルギー領域は、予備実験の際の測定閾値によりカットされている。

本研究で用いる標的システムを図 7 に示す。 ^{nat}C はターゲットラダーに設置し、He ガスはラダー先端部の容器に 1 atm 封入して標的とする。ガス標的容器の長さは 6 cm とした。この長さは、標的ガス中における α ビームのエネルギーロスが、入射エネルギーの変更幅 (400 keV) の半分以下となるよう決定した。

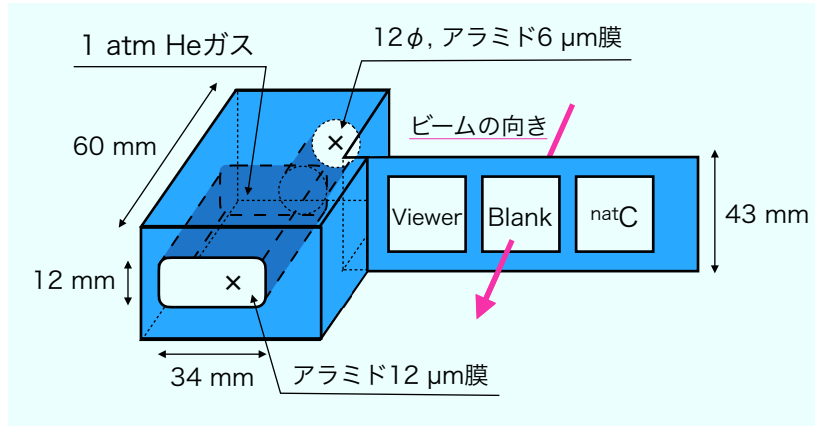


図 7: 標的の模式図

ガス標的の上流側はビームが入射できる程度の開口部があれば良いが、今回の実験では実験室系で 20° に散乱される中性子を観測するため、下流側の開口部はある程度大きくしなければならない。1 atm のガス圧によって封止膜にかかる最大応力は面積が大きいほど大きくなるので、下流側の封止膜は上流側の 2 倍の厚さの膜を用いる。大たわみの式から見積もった膜にかかる最大応力と、東レ製アラミド膜の破断強度 [6] を表 1 に示す。上流側と下流側の開口部をそれぞれ $6 \mu\text{m}$ と $12 \mu\text{m}$ のアラミド膜を用いて封止すれば、2 倍の安全係数を確保した場合でも破断強度を超えないことがわかる。なお $\phi 12$ の膜にかかる応力は、 $12 \times 12 \text{ mm}$ の正方形の膜と考えて計算した。

表 1: 膜にかかる最大応力の見積もりとアラミド膜の破断強度

	ミクトロン®GQ タイプ	ミクトロン®ML タイプ
破断強度 (MPa)	480	600
応力 (MPa)		
12×12 mm ($6 \mu\text{m}$)	239	261
12×34 mm ($12 \mu\text{m}$)	230	252
[参考] 12×34 mm ($6 \mu\text{m}$)	361	395

2.3.1 True-Background ratio

α ビームとアラミドとの反応で予測される散乱粒子 (バックグラウンド) 数と $^4\text{He}(\alpha, n)^7\text{Be}$ 反応で予測される散乱粒子数を比較するために、 $^4\text{He}(\alpha, n)^7\text{Be}$ 反応の微分断面積を推定する。図 8 は $^4\text{He}(\alpha, n)^7\text{Be}$ の反応断面積の測定値である [5]。図 8 に示されていない未測定の低エネルギー部分については、反応閾値である 38.0 MeV で反応断面積が 0 となるように直線近似し、実験室系の微分断面積に変換する。得られた微分断面積はエネルギー分解能の広がりをもつガウシアンで畳み込

んで、エネルギーと角度に対する二重微分断面積を得る。エネルギー分解能については2.5節で評価する。

予備実験で測定したアラミドの反応断面積からバックグラウンド数を推定し、 ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ 反応で予測される散乱粒子数と比較した結果を図9に示す。このとき、15 pA の α ビームを用いて15分間測定した場合を考えた。標的には、長さ6 cm のガス容器に He ガスを 1 atm で封入し、上流側と下流側を合わせて $18\ \mu\text{m}$ のアラミド膜で封止した条件を仮定した。なお、38.2 MeV の α ビームについては、後に述べるように放出中性子のエネルギー幅が大きくなるため、図9には38.2 MeV の α ビームに対する散乱粒子数を示していない。

図9から分かるように、アラミド膜からのバックグラウンドは ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ の散乱粒子数のピークと比べて十分に小さいと予想される。この図は散乱角0度の場合であるが、他の角度についても同様に比較すると、アラミド膜からのバックグラウンドは十分に小さいことが分かった。

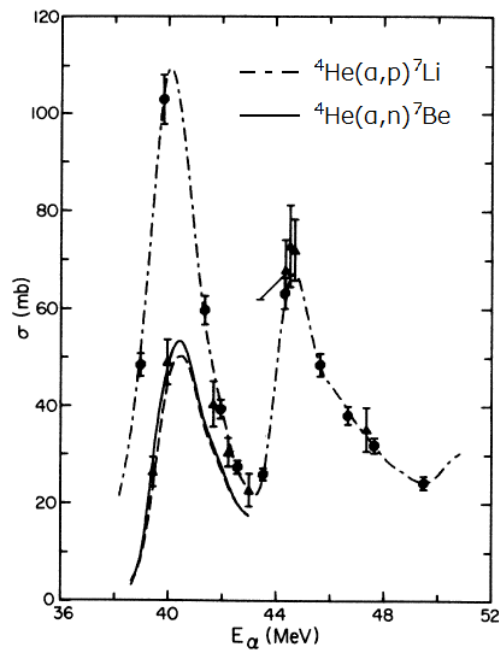


図 8: ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ および ${}^4\text{He}(\alpha, p){}^7\text{Li}$ 反応の全断面積 [5]

2.4 Degradar

本研究ではエネルギー減衰板として CH_2 を用いてビームエネルギーを減衰させる。図10にRCNPリングサイクロトロン本体室におけるビームラインの配置図を示す。エネルギー減衰板は図10のDGINJに1種類、その約3 m上流にある時間幅測定器に2種類設置できる。ビームの軌道の上に $24\ \mu\text{m}$, $49\ \mu\text{m}$, $73\ \mu\text{m}$ の CH_2 を挿入することで、39.4 MeV で放射されたビームのエネルギーをそれぞれ 39.0 MeV, 38.6 MeV, 38.2 MeV に変更できる。

このとき、エネルギー減衰板を通すことでビームの角度拡がり が 1.6–3 mrad 程度拡がるため、VSL3 に設置したスリットを用いて ± 2 mrad 以内に制限する。ビームがスリット手前で一点に収

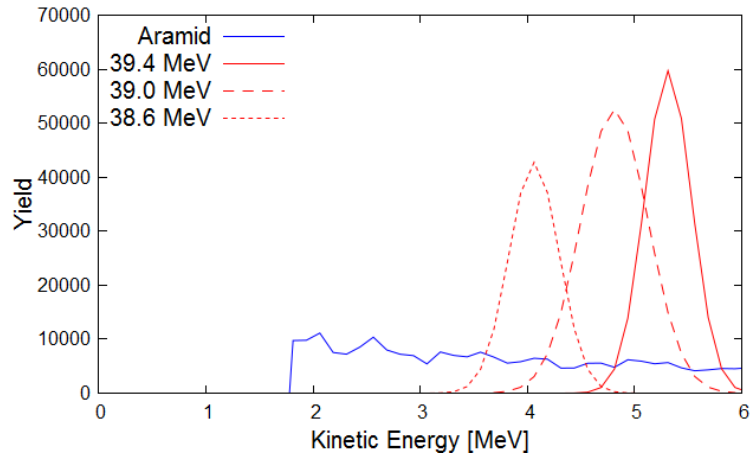


図 9: 散乱角 0 度でのアラミド 18 μm と He 6 cm からの散乱中性子数の比較。

束していて、かつスリットを通った後にガウス分布で広がるとすると、スリットで角度を制限することにより、ビームの量はそれぞれ元の 0.6, 0.4, 0.3 倍になる。

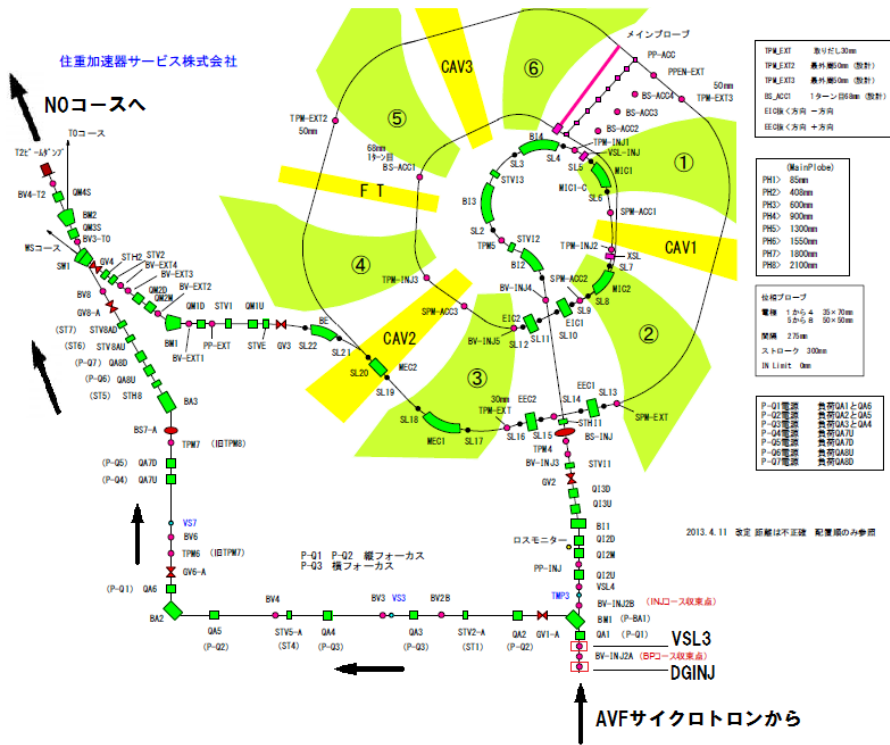


図 10: RCNP リングサイクロトロン本体室におけるビームライン配置図。ビームは矢印の向きに進む。

2.5 Estimation of Energy Resolution

中性子エネルギーの分解能を予測し、それが実験に十分なものか検討する。本研究では、 ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ 反応で生じる ${}^7\text{Be}$ の基底状態と励起状態を分離して測定する必要がある。また、連続的に分布するアラミド膜からのバックグラウンドと ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ 反応を弁別するためにも、エネルギー分解能は重要である。

はじめに、運動学的効果による中性子のエネルギー拡がりを評価する。

加速器から供給されるビームは有限のエネルギー拡がりを持っている。また、ビームがガス標的中を通過するときには、容器内の He ガスによってビームエネルギーが減衰するので、ガス標的容器の上流側と下流側ではビームエネルギーが異なる。これらの理由により、反応時のビームエネルギーが拡がりを持つと、放出中性子のエネルギーも拡がりを持つ。これを考慮した放出中性子のエネルギーと散乱角の関係を図 11 に示す。

${}^7\text{Be}$ の基底状態と第一励起状態について、加速器からのビームのエネルギー拡がり、および、標的中における散乱位置の違いによる反応エネルギーの拡がりを考慮して計算した放出中性子のエネルギー拡がりを、それぞれ赤色と青色の帯で示す。さらに、検出器の角度アクセプタンスを黄色の領域で表す。赤と青の帯が黄色の帯と重なる領域が、 ${}^7\text{Be}$ の基底状態と第一励起状態が生成されたときに、それぞれの測定角度において、検出器に入射する中性子のエネルギー拡がりを表す。

閾値近傍では、実験室系での中性子放出角度がビームエネルギーの減少とともに、急激に前方角度へ集中するため、中性子のエネルギー拡がりが大きくなるが、 ${}^7\text{Be}$ の基底状態と励起状態を分離する上では問題ないことが見て取れる。基底状態と励起状態を分離するには、約 400 keV の分解能で中性子のエネルギーを測定すればよい。

次に、中性子エネルギーの測定分解能を評価する。中性子エネルギーの測定分解能を劣化させる主な要因は、

- (1) 標的上でのビームの時間拡がり
- (2) 中性子飛行距離の誤差

である。以下ではこれらの 2 つの要因による中性子エネルギーの測定分解能を見積もる。標的上でのビームの時間拡がりは主に

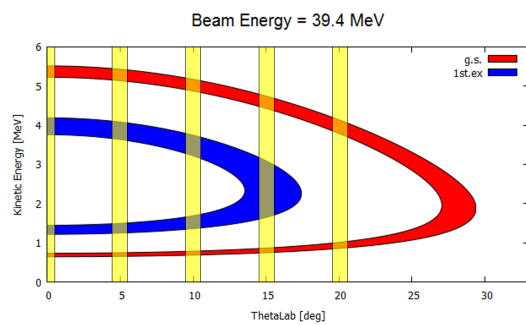
- 1-a. サイクロトロンから引き出されたビームのエネルギー拡がり
- 1-b. エネルギー減衰板でのエネルギーストラグリング

から生じる。これは、 α ビームがエネルギー拡がりを持つと、ビームのエネルギーに応じてビーム輸送時間が変わってしまうからである。

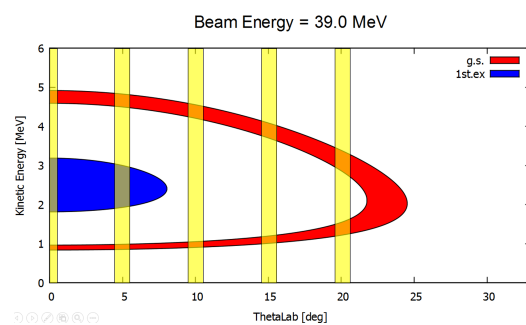
予備実験でのビームの時間拡がりは 6 ns であった。予備実験ではエネルギー減衰板とガス標的を使用しなかったため、予備実験での時間拡がりは、1-a. サイクロトロンから引き出されたビームのエネルギー拡がりによるものと考えてよい。一方、39.4 MeV の α ビームが、エネルギー減衰板で 1.2 MeV のエネルギーを失ったときのエネルギーストラグリングは約 0.04 MeV (FWHM) となる。このエネルギー拡がりを、エネルギー減衰板から標的にいたる約 80 m の飛行時間に換算すると、4 ns の時間拡がりに相当する。

飛行距離の誤差は

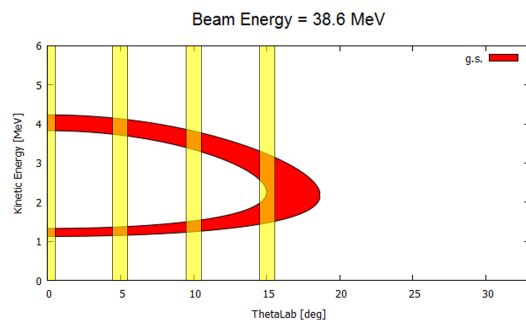
- 2-a. 標的の厚さ (6 cm)
- 2-b. 検出器の厚さ (5 cm)



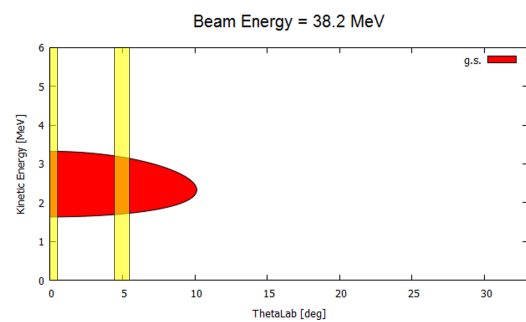
[a] 39.4 MeV の場合



[b] 39.0 MeV の場合



[c] 38.6 MeV の場合



[d] 38.2 MeV の場合

図 11: 各ビームエネルギーにおける中性子のエネルギー。横軸が実験室系での散乱角 (度)、縦軸が実験室系での中性子のエネルギー (MeV)。赤色部分、青色部分はそれぞれ ${}^7\text{Be}$ の基底状態、第一励起状態についての放出中性子のエネルギーと散乱角の関係を示し、黄色部分は検出器の角度アクセプタンスを示す。

から生じる。標的と検出器間の距離は、レーザー距離計により 1 mm の精度で測定可能であるので、その誤差は無視できる。

標的と検出器の厚さによる飛行距離の誤差を、2.0–5.5 MeV の中性子の飛行時間に換算すると、それぞれ、0.3–1.1 ns と 1.3–2.0 ns になり、ビームのエネルギー拡がりによる時間拡がりとおわせると、今回の実験で予想される中性子飛行時間の測定誤差は $\Delta t = 7.3\text{--}7.6$ ns となる。

中性子飛行時間の測定誤差は

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta t}{t}$$

の式にしたがってエネルギー分解能に伝搬されるので、標的から検出器までの距離を $L = 13$ m として計算すると、中性子に対するエネルギー分解能は 120–200 keV と見積もられる。前述したように今回の実験に必要なエネルギー分解能は約 400 keV であるため、エネルギー分解能は十分であると結論できる。

3 Beam Time Estimation

それぞれの角度、エネルギーについて、He ガス標的、空ガス標的、^{nat}C 標的、ブランク標的を用いた 4 回の測定を行う。測定は、反応断面積が大きいと期待されている 39.4 MeV から開始し、順次、低いエネルギーでの測定を行う。 $E_\alpha \geq 39.4$ MeV のエネルギー領域における ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ 反応の全断面積は図 8 に示すように、過去の測定によって報告されている [5]。図 8 に三角でプロットされたデータが ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ 反応の全断面積である。しかし、本研究において測定を目指す閾値近傍ではデータが得られていないため、測定の収量を評価するにあたっては、図 8 の実線によって実験データを外挿して全断面積を推定した。閾値近傍での反応は S 波によって進行すると考えてよいので、重心系における微断面積は等方的であると近似して座標変換を施せば、実験室系における微断面積を評価できる。

$E_\alpha = 39.4$ MeV の場合、散乱角 0 度での微断面積は 14.7 mb/Sr と予測される。他のビームエネルギー、散乱角においても同様に微断面積を推定すると表 2 の通りとなる。実験室系における微断面積の角度変化は小さいので、以後、測定時間の見積もりを簡単にするために、微断面積はエネルギーごとに一定であると近似し、39.4, 39.0, 38.6, 38.2 MeV での微断面積をそれぞれ 15.0, 14.0, 12.0, 10.0 mb/Sr とする。

表 2: 予想される実験室系での微断面積 (mb/Sr)

散乱角 (度)	39.4 MeV	39.0 MeV	38.6 MeV	38.2 MeV
0	14.7	13.2	11.6	10.1
5	14.7	13.3	11.8	11.1
10	14.7	13.5	12.4	
15	14.9	14.0	15.0	
20	15.3	16.0		

中性子検出器を標的から 13 m の位置に設置すると、図 4 の形状から、有効立体角は 0.13 mSr と評価される。また、中性子検出器の検出効率を図 5 から、約 10–20% である。

He ガス標的の有効長を 6 cm とするとその厚さは 1.0 mg/cm^2 であるので、仮に 15 pA のビームを照射すると、 $E_\alpha = 39.4 \text{ MeV}$ の場合、単位時間あたり ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ 反応の収量は約 5.8 cps である。よって、5,000 イベントを得るために必要な測定時間は約 15 分となる。また、予備実験の結果から、単位時間あたりに厚さ $18 \text{ }\mu\text{m}$ のアラミドから生じるバックグラウンドイベント数は約 1.2 cps である。

本研究では、測定時間を考慮しつつ He ガスがある場合の測定値からガスがない場合の測定値を差し引いて、He のみから散乱された中性子数を求める。ガスがある場合の収量と測定時間を X と t_X 、ガスがない場合の収量と測定時間を Y と t_Y とする。統計学より、 X から Y を減算するときの誤差が最も小さくなるのは、測定時間の比が $t_X : t_Y = \sqrt{X} : \sqrt{Y}$ のときである。これを本研究に適用すると $t_X : t_Y = 2.6 : 1.1 \simeq 5 : 2$ となるので、ガスが無い場合の測定時間は約 6 分とする。また、 ${}^{\text{nat}}\text{C}$ での測定時間は 15 分とし、ブランク標的での測定時間を 10 分とする。よって、 $E_\alpha = 39.4 \text{ MeV}$ の場合、ひとつの角度に必要な測定時間は約 46 分である。

ビームエネルギーを変えると、エネルギー減衰板によってビームの量が減衰する。 $E_\alpha = 39.4 \text{ MeV}$ でのビーム量を 1 とすると、 $E_\alpha = 39.0, 38.6, 38.2 \text{ MeV}$ でのビーム量はそれぞれ、0.6, 0.4, 0.3 であるので、エネルギーを変えても $E_\alpha = 39.4 \text{ MeV}$ の場合と同じだけの収量を得るためには、それぞれのエネルギーで測定時間を $10/6, 10/4, 10/3$ 倍にする必要がある。この値をビーム量補正 a とする。

また、測定される収量は微分断面積に比例しているため、微分断面積が小さくなると収量が減る。 39.4 MeV での微分断面積に対して $E_\alpha = 39.0, 38.6, 38.2 \text{ MeV}$ での微分断面積はそれぞれ、 $14/15, 12/15, 10/15$ 倍である。ゆえに $E_\alpha = 39.4 \text{ MeV}$ の場合と同じだけの収量を得るためには、それぞれのエネルギーで測定時間を $15/14, 15/12, 15/10$ 倍にする必要がある。この値を断面積補正 b とする。さらに、図 11 より、ビームエネルギーによって測定できる散乱角の数異なる。 $E_\alpha = 39.4, 39.0, 38.6, 38.2 \text{ MeV}$ での測定角度数はそれぞれ 5, 5, 4, 2 である。この値を測定角度数 c とする。

以上より、それぞれのビームエネルギーでの測定時間は $46 \times a \times b \times c$ 分、すなわち約 $\frac{4}{5}abc$ 時間となる。これらをまとめると、表 3 の通りとなる。したがって $E_\alpha = 39.4, 39.0, 38.6 \text{ MeV}$ のビームエネルギーに対して放出中性子を測定するために必要な時間は約 21 時間である。また、 $E_\alpha = 38.2 \text{ MeV}$ の場合の測定にかかる時間は約 8 時間である。

表 3: ビームエネルギーごとの測定時間

エネルギー (MeV)	ビーム量補正 a	断面積補正 b	測定角度の範囲 (度)	測定角度数 c	測定時間 $\frac{4}{5}abc$ (h)
39.4	1	1	0–20	5	4.0
39.0	10/6	15/14	0–20	5	7.1
38.6	10/4	15/12	0–15	4	10.0
38.2	10/3	15/10	0–5	2	8.0

本研究の流れを図 12 に示す。実験ではガスがある場合とガスがない場合の両方で測定するが、ガスの出し入れにかかる時間は、1 回あたり約 30 分である。また、角度の変更の際には、スイマー磁石内部のビーム軌道を再調整しなければならないので、約 20 分の時間を要する。ガスの出し入れや角度変更の機会は 13 回あるので、これらにかかる時間は $50 \text{ 分} \times 13 \text{ 回} = 11 \text{ 時間}$ となる。ビームエネルギー変更の際には、エネルギー減衰板以降のビーム輸送を再調整する必要があ

るので1回あたり約2時間が必要である。エネルギーを変更する機会は2回あるので合計4時間を要する。これらを合計すると、測定にかかる時間は $21 + 11 + 4 = 36$ 時間と見積もられる。測定前の回路調整等に必要な時間を6時間、実験中にトラブルが発生したときのための予備時間を6時間とする。以上より、本研究に必要なビームタイムの総計は $36 + 6 + 6 = 48$ 時間である。 $E_{\alpha} = 38.2$ MeVでの測定については、実験が滞りなく進行した場合に予備時間を利用して測定を行うことにする。

累計時間(h)	1				2				3				4			
エネルギー(MeV)	39.4															
散乱角(度)	0								5							
必要時間(min)	15	30	6	15	10	20	6	30	15	15	10	20	15	30		
測定計画	Heあり	ガス抜き	Heなし	^{nat} C標的	Blank	角度変更	Heなし	ガス入れ	Heあり	^{nat} C標的	Blank	角度変更	Heあり	ガス抜き		

累計時間(h)	5				6				7				8			
エネルギー(MeV)	39.4															
散乱角(度)	10								15							
必要時間(min)	6	15	10	20	6	30	15	15	10	20	15	30	6	15	10	
測定計画	Heなし	^{nat} C標的	Blank	角度変更	Heなし	ガス入れ	Heあり	^{nat} C標的	Blank	角度変更	Heあり	ガス抜き	Heなし	^{nat} C標的	Blank	

累計時間(h)	9				10				11				12			
エネルギー(MeV)	39.0															
散乱角(度)	0															
必要時間(min)	20								120							
測定計画	角度変更	エネルギー変更、ビーム調整								Heなし	ガス入れ	Heあり	^{nat} C標的	Blank		

累計時間(h)	13				14				15				16				
エネルギー(MeV)	39.0																
散乱角(度)	0	5								10							
必要時間(min)	20	27	30	11	27	18	20	11	30	27	27	18					
測定計画	角度変更	Heあり	ガス抜き	Heなし	^{nat} C標的	Blank	角度変更	Heなし	ガス入れ	Heあり	^{nat} C標的						

累計時間(h)	17				18				19				20			
エネルギー(MeV)	39.0															
散乱角(度)	10								15							
必要時間(min)	18	20	27	30	11	27	18	20	11	30	27	18				
測定計画	Blank	角度変更	Heあり	ガス抜き	Heなし	^{nat} C標的	Blank	角度変更	Heなし	ガス入れ	Heあり					

累計時間(h)	21				22				23				24			
エネルギー(MeV)	39.0															
散乱角(度)	20								0							
必要時間(min)	27	18	20	120								47				
測定計画	^{nat} C標的	Blank	角度変更	エネルギー変更、ビーム調整								Heあり				

累計時間(h)	25				26				27				28			
エネルギー(MeV)	38.6															
散乱角(度)	0								5							
必要時間(min)	30	19	47	31	20	19	30	47								
測定計画	ガス抜き	Heなし	^{nat} C標的	Blank	角度変更	Heなし	ガス入れ	Heあり								

累計時間(h)	29				30				31				32			
エネルギー(MeV)	38.6															
散乱角(度)	5								10							
必要時間(min)	47	31	20	47	30	19	47									
測定計画	^{nat} C標的	Blank	角度変更	Heあり	ガス抜き	Heなし	^{nat} C標的									

累計時間(h)	33				34				35				36			
エネルギー(MeV)	38.6															
散乱角(度)	10								15							
必要時間(min)	31	20	19	30	47	47	31									
測定計画	Blank	角度変更	Heなし	ガス入れ	Heあり	^{nat} C標的	Blank									

図 12: 実験の流れ

参考文献

- [1] Alain Coc *et al.*, Phys.Rev. D **87**, 123530 (2013).
- [2] E. Komatsu *et al.*, Astrophys. J. Supple. **192**, 18 (2011).
- [3] 京都大学物理学教室 2015 年度課題研究 P4 P42015zenki.pdf [online] Available at: http://www-nh.scphys.kyoto-u.ac.jp/gakusei/p4/p4_2015/P42015zenki.pdf [Accessed 16 Dec. 2015].
- [4] M. Yosoi, Doctor Thesis, Kyoto University (2003).
M. Yosoi *et al.*, Phys. Lett. B **551**, 255 (2003).
- [5] C. H. King, Sam M. Austin, H. H. Rossner, and W. S. Chien, Phys. Rev. C **16**, 1712 (1977).
- [6] Toray.jp, (2015). TORAY|フィルム製品|製品情報. [online] Available at: http://www.toray.jp/films/products/mictron/mic_008.html [Accessed 18 Nov. 2015].