

PROPOSAL FOR EXPERIMENT AT RCNP

TITLE

Laboratory exercise for undergraduate students at Kyoto University
Search for astrophysical resonance states in ^{60}Zn by measuring the $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},n)^{60}\text{Zn}^*$ reaction

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
T. Furuno	Department of Physics, Kyoto University	D4
Y. Fujikawa	Department of Physics, Kyoto University	M1
K. Katayama	Faculty of Science, Kyoto University	B4
G. Takai	Faculty of Science, Kyoto University	B4
T. Doi	Faculty of Science, Kyoto University	B4
Y. Nakamori	Faculty of Science, Kyoto University	B4
T. Nishihara	Faculty of Science, Kyoto University	B4
T. Harada	Faculty of Science, Kyoto University	B4
Y. Furuta	Faculty of Science, Kyoto University	B4
Y. Kanada-En'yo	Department of Physics, Kyoto University	AP
K. Yoshida	Department of Physics, Kyoto University	A
S. Kubono	RIKEN	P

RUNNING TIME

Installation time without Beam:	3 days
Detector setup time:	7.5 hours
Physics Measurement:	16.5 hours
<hr/>	
Total:	3+1 days

BEAM REQUIREMENTS

Beam line: N0
Type of particle: $^3\text{He}^{2+}$
Beam energy: 25 MeV
Beam intensity: 400 enA

Abstract

元素生成において Fe よりも軽い元素の生成過程の詳細はよく知られている。それに対し、Fe よりも重い元素の生成過程については明らかになっていないことが多い。現在知られている生成過程の 1 つに陽子捕獲と β^+ 崩壊を繰り返しながら進行する rp-process と呼ばれる過程がある。rp-process にはいくつかのボトルネックが存在し、我々はその中の ^{56}Ni 近傍の NiCu サイクル [$^{56}\text{Ni}(p,\gamma)^{57}\text{Cu}(p,\gamma)^{58}\text{Zn}(\beta^+)^{58}\text{Cu}(p,\gamma)^{59}\text{Zn}(\beta^+)^{59}\text{Cu}(p,\alpha)^{56}\text{Ni}$] に注目した。このボトルネックを乗り越えるか否かを詳細に調べるには ^{60}Zn の陽子崩壊閾値 ($E_x=5.106$ MeV) 近傍の共鳴状態の性質を調べる必要がある。

しかし、 ^{60}Zn の陽子崩壊閾値近傍の励起状態はこれまで十分には調べられていない。M. B. Greenfield et. al. によって測定された $E_x=0-5.5$ MeV 領域の励起エネルギー分解能は 340 keV (FWHM) と励起状態を分離するには十分でない。

そこで本研究では、 $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},n)^{60}\text{Zn}^*$ 反応の高分解能測定を行い、微分断面積の角度分布を理論計算と比較することによって、 ^{60}Zn の陽子崩壊閾値近傍 $E_x = 5.5-7$ MeV における励起状態を同定し、その J^π を決定することを目的とする。

なお、本研究は京都大学理学部の卒業研究科目である「物理科学課題研究 P4」の研究課題として実施する。

1 Scientific Motivation

Fe までの元素は恒星内部での熱核反応によって生成されることが知られている。しかし、Fe よりも重い元素の生成過程については明らかになっていないことが多い。これらの元素は、いくつかの過程によって生成されると考えられている。その過程の一つが rp-process である。

rp-process は、片方が中性子星である連星系において起こる。このような連星では、他方の恒星の物質が中性子星に降着する。一般に降着物質の大半は水素とヘリウムであり、これらのガスは重力による断熱圧縮によって高温となり、陽子がクーロン障壁を透過して原子核に捕獲されるようになる [1, 2]。

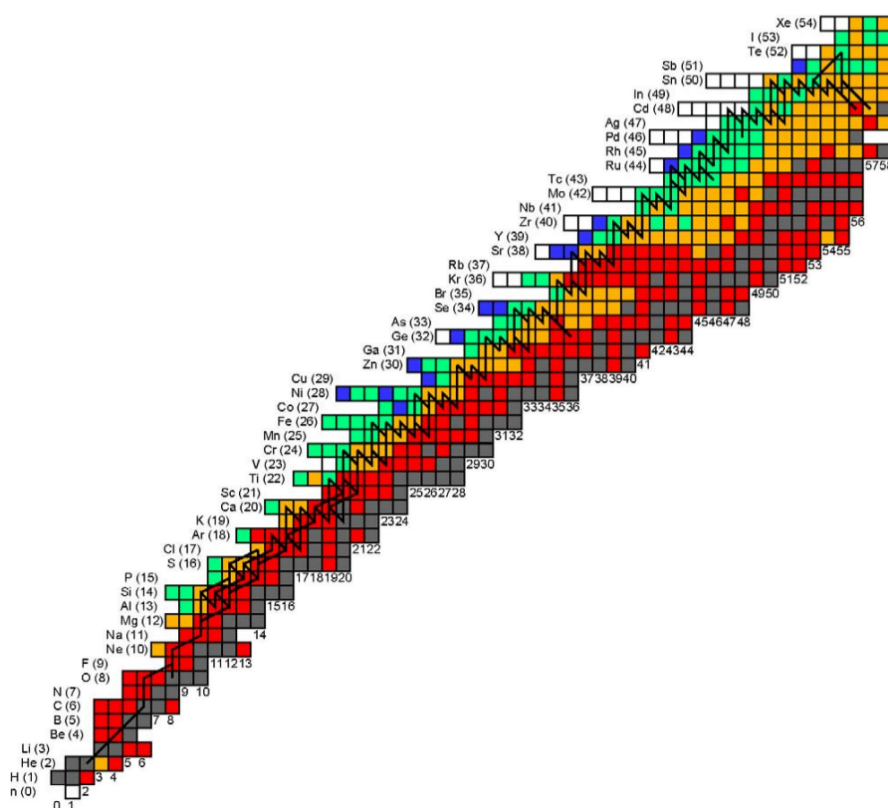
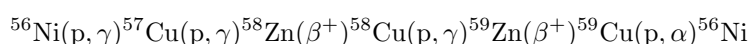


図1 核図表上における rp-process の経路 [1]。

図1に示すように、rp-process は原子核の安定領域の陽子過剰側を經由して陽子捕獲と β^+ 崩壊を繰り返しながら進行する。この rp-process にはいくつかのボトルネックが存在することが知られている。それらのうち、我々は ^{56}Ni 近傍のボトルネックに関心を持っている。 ^{56}Ni 近傍では、図2に示すように、



というサイクル (NiCu サイクル) によって rp-process の進行が停滞する。このサイクルでは4回の陽子捕獲と2回の β^+ 崩壊の後に、1個の α 粒子を放出する。この NiCu サイクルから離脱して、さらに重い元素の生成に進むか否かは、 ^{59}Cu の陽子捕獲によって生成される ^{60}Zn の共鳴状態が、 γ 崩壊を起こして ^{60}Zn の基底

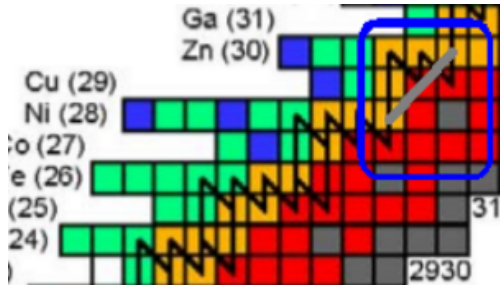


図2 NiCu サイクル。

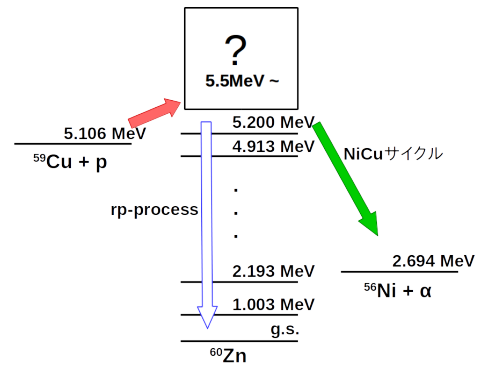


図3 ^{60}Zn のエネルギー準位。

状態となるか、p 放出によって ^{59}Cu に戻るか、または、 α 放出によって ^{56}Ni に戻るかの確率に依存する (図 3)。すなわち、NiCu サイクルからの離脱速度を評価するには $^{60}\text{Zn}^*$ から p, α , γ 崩壊への分岐比を調べる必要がある。

しかし、 ^{60}Zn の陽子崩壊閾値 ($E_x = 5.106 \text{ MeV}$) 近傍の励起状態はこれまで十分には調べられていない。 $E_x = 0\text{--}5.5 \text{ MeV}$ の領域については、M. B. Greenfield et. al. によって $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, n)^{60}\text{Zn}$ 反応が測定されており、主要な励起状態の J^π が調べられている [3]。この測定の際に得られた散乱中性子の飛行時間スペクトルを図 4 に示す。この測定における励起エネルギー分解能は 340 keV (FWHM) であった。この分解能は

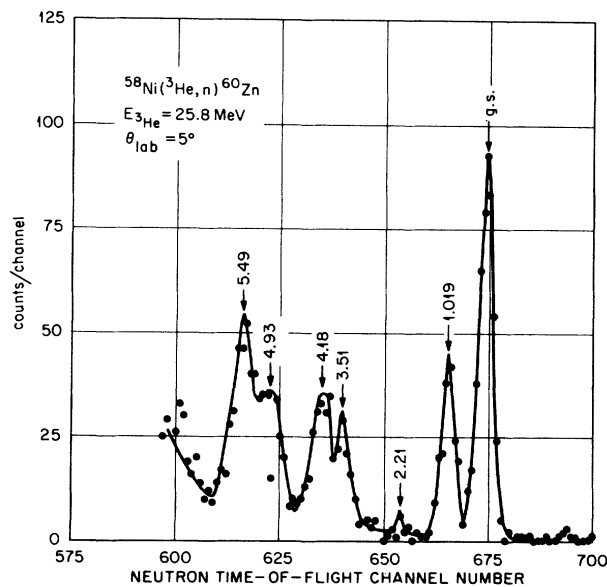


図4 $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, n)^{60}\text{Zn}$ 反応における散乱中性子の飛行時間スペクトル [3]。

陽子崩壊閾値を超える励起エネルギー領域の状態を分離して測定するためには十分でなく、より高分解能の

測定を行って個々の励起状態の J^π と崩壊分岐比を決定することが強く求められている。

そこで、本研究では $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},n)^{60}\text{Zn}^*$ 反応の高分解能測定を行い、微分断面積の角度分布を理論計算と比較することにより、 ^{60}Zn の陽子崩壊閾値近傍 $E_x = 5.5\text{--}7\text{ MeV}$ における励起状態を同定し、その J^π を決定することを目的とする [4]。

2 Experimental procedure

2.1 Experimental Setup

実験は RCNP の N0 コースにて行う。実験セットアップの模式図を図 5 に示す。AVF サイクロトロンを用いて $E_{^3\text{He}} = 25\text{ MeV}$ に加速した ^3He 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及び角度分布を測定する。実験に用いる標的には RCNP に既存の 1.5 mg/cm^2 厚の ^{58}Ni 標的を使用する。放出された中性子は中性子飛行トンネル内に設置した中性子検出器で測定する。

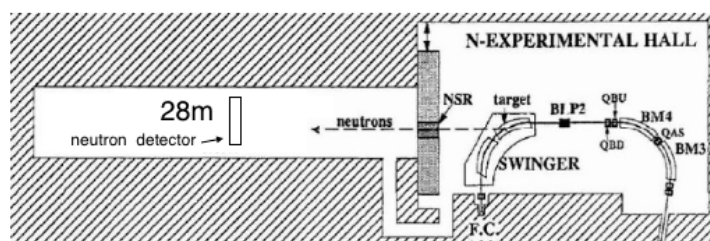


図 5 N0 コースの概略図。

2.2 Neutron Detector

中性子検出器には図 6 左に示す液体シンチレーション検出器を使用する。液体シンチレーション検出器の有感体積は、直径 200 mm、厚さ 50 mm の円柱である。液体シンチレータ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。本実験では、図 6 右に示すように、標的から 28 m の位置に液体シンチレーション検出器を 4 台設置する。

本研究では、液体シンチレーション検出器の出力信号の波形から粒子識別を行うが、検出する中性子が低エネルギー ($E_n = 17\text{--}19\text{ MeV}$) であるため、 γ 線との粒子識別に注意する必要がある。一般に、中性子と γ 線の識別精度を高めるためには、液体シンチレータの発光量が大い事象のみを選択して解析を行えばよい。発光量の大きな事象のみを選択することで主要なバックグラウンドである γ 線を排除してトリガー発生率を低減し、大強度ビームを用いた測定が可能となる。しかし、その一方で、発光量の少ない事象を棄却すると中性子検出効率の低下が懸念される。そこで、我々はシミュレーションコード「SCINFUL-CG」[5] を用いて発光量の閾値を変化させつつ、液体シンチレーション検出器による中性子検出効率を計算した。その計算結果を中性子のエネルギーの関数として図 7 に示す。さらに、液体シンチレーション検出器を用いて ^{252}Cf から放出される中性子と γ 線の測定を行い、閾値と粒子識別の誤認率の関係を調べた。発光量の閾値を 0.15–0.7 MeVee に設定した場合の誤認率と $E_n = 19\text{ MeV}$ の中性子に対する検出効率の関係を表 1 に示す。

以下では、中性子の誤認率が 10% 以下となる 0.5 MeVee を発光量の閾値として採用し、実験計画を検討

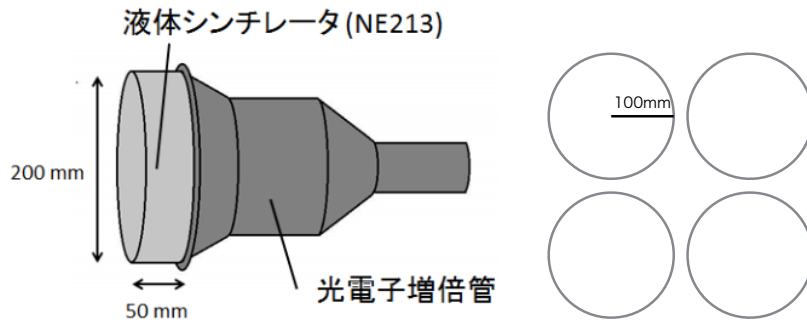


図 6 左: 中性子検出器。右: 中性子検出器 4 台の位置関係。

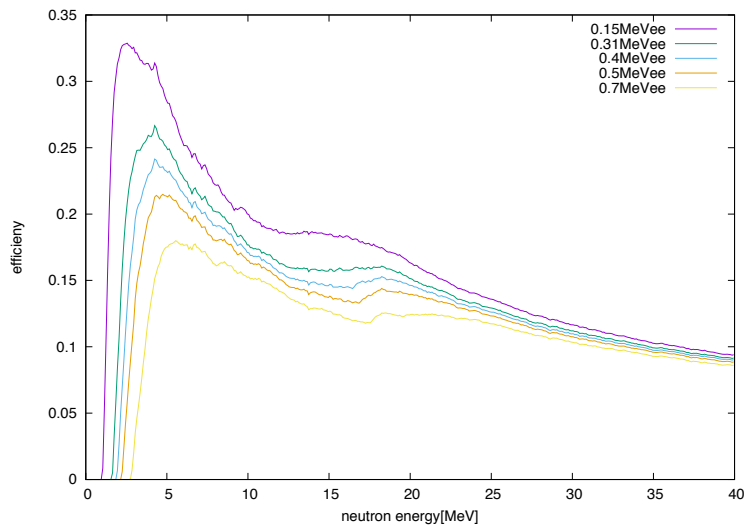


図 7 液体シンチレーション検出器による中性子検出効率の計算値。

する。

2.3 Beam Energy

本研究では ($^3\text{He},n$) 反応から放出される中性子のエネルギーを飛行時間法によって高分解能で測定する必要がある。中性子のエネルギーを精度良く測定するという観点からは、ビームエネルギーを低く設定したほうが有利であるが、ビームエネルギーが低くなると、標的中でのエネルギー損失による反応エネルギーの拡がり分解能を劣化させる原因となる。そこで、 ^3He ビームのエネルギーについて、RCNP において加速実績のある $E_{^3\text{He}} = 14, 25 \text{ MeV}$ に加え、 $E_{^3\text{He}} = 50 \text{ MeV}$ を候補として、 ^{60}Zn の励起エネルギーの分解能と反応断面積の角度分布の観点から、本研究に最適なビームエネルギーを決定する。

AVF サイクロトロンから引き出されたビームにエネルギー拡がりがある場合、AVF サイクロトロンから標的までビームを輸送するのに要する時間が拡がるため、標的中での反応時刻に拡がりが生じ、飛行時間法による中性子のエネルギー分解能を劣化させてしまう。ビームの時間拡がりには AVF サイクロトロンから引き出されたビームをリングサイクロトロンへ入射してカスケード加速する場合にも問題となる。そこで、RCNP で

表1 液体シンチレーション検出器による中性子と γ 線の誤認率と $E_n = 19$ MeV の中性子に対する検出効率の関係。液体シンチレータの発光量の閾値は 0.15–0.7 MeVee の間で変化させた。

発光量閾値 (MeVee)	中性子と γ 線の誤認率 (%)	中性子検出効率 (%)
0.15	22.5	17.1
0.31	19.0	15.8
0.4	13.2	15.1
0.5	7.7	14.1
0.7	1.0	12.4

はリングサイクロトロンへのビーム入射時に AVF サイクロトロンから引き出されたビームの時間拡がりを補正するためのバンチャーが備えられている。本実験においても、このバンチャーを用いて N0 コースの標の上でビームの時間拡がりが最小化されるように調整を行う予定であるが、ここではやや悲観的な仮定として、N0 コースの標的位置ではなく、リングサイクロトロン本体室のバイパスビームラインの起点においてビームの時間拡がりが十分に小さくなったと仮定し、その後のビームの飛行時間差によって生じる中性子のエネルギー拡がり ΔE_n を評価した。

$$\Delta E_n = \frac{L_1}{L_2} \left(\frac{E_n}{E_{\text{beam}}} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{m_{\text{beam}}}{m_n}} \Delta E_{\text{beam}} \quad (1)$$

L_1 : 入射ビームの標的までの距離 = 70 m

m_n : 中性子質量

L_2 : 標的から中性子検出器までの距離 = 28 m

m_{beam} : 入射ビームの質量

E_n : 検出する中性子のエネルギー

ΔE_{beam} : 入射ビームのエネルギー拡がり

E_{beam} : 入射ビームのエネルギー

本研究で関心のある ^{60}Zn の励起エネルギーは $E_x = 5.5\text{--}7$ MeV であり、このとき散乱角 0 度に放出される中性子のエネルギー拡がりを式 (1) に従って評価した結果を表 2 に示す。このとき、ビームのエネルギー拡がり ΔE_{beam} を過去の実績に基づいて 33 keV と仮定した。

^3He ビームを 1.5 mg/cm² の ^{58}Ni 標的に照射すると、標的中のどこで核反応が起こるかによって放出される中性子のエネルギーに拡がりが生じる。その中性子のエネルギー拡がりは、標的中における ^3He ビームのエネルギー損失にほぼ等しい。それぞれのビームエネルギーに対する標的中でのエネルギー損失を表 3 に示す。

表2 ΔE_{beam} に由来する中性子のエネルギー拡がり (FWHM)。

E_{beam} (MeV)	ΔE_n (keV)
14	69
25	98
50	119

表3 1.5 mg/cm² 厚の ^{58}Ni 標的中におけるビームのエネルギー損失。

E_{beam} (MeV)	E_{loss} (keV)
14	305
25	201
50	121

表 2 と表 3 から、ビームエネルギーが低くなると、入射ビームのエネルギー拡がりによる影響は小さくなるものの、標的中でのエネルギー損失による分解能の劣化が著しくなることが分かる。一方、ビームのエネルギー

ギーを高くすると、標的中でのエネルギー損失による影響は小さくなる。エネルギーが高くなるにつれて、入射ビームのエネルギー拡がりの寄与が大きくなるものの、 $E_{\text{beam}} < 50$ MeV における影響は限定的であり、エネルギー分解能の観点からは高いビームエネルギーが望ましい。

本研究では、微分断面積の角度分布から ^{60}Zn の励起状態の J^π を決定することを目指す。そこで、各ビームエネルギーにおける微分断面積の計算を行った。シミュレーション計算では殻模型計算コード NuShellX [6] を用いて two nucleon overlap amplitude を計算し、核反応計算コード「Fresco」[7] を用いて微分断面積を計算した。3つのビームエネルギーにおける微分断面積の計算結果を図8に示す。ビームエネルギーが低い場合には J^π ごとに微分断面積の角度分布の変化が顕著であるが、ビームエネルギーが 50 MeV になると J^π に対する角度分布の変化が小さくなっていることが分かる。

以上の考察の結果、ビームエネルギーが低い場合には励起エネルギー分解能が劣化し、ビームエネルギーが高い場合には微分断面積の角度分布から励起状態の J^π を決定することが難しくなる。これらを総合的に判断し、本研究ではビームエネルギーを $E_{3\text{He}} = 25$ MeV とする。

3 Beam Time Estimation

必要なビームタイムを評価するために、本研究に近いビームエネルギーで実施された過去の実験データ [8] を参考に、 ^{60}Zn の 5.49 MeV 状態を励起する $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},n)^{60}\text{Zn}^*$ 反応の収量を評価する。

図8からも分かるように、励起状態の J^π を決定するためには $\theta_{\text{c.m.}} = 0^\circ\text{--}35^\circ$ の角度範囲において測定する必要があるので、本研究では、実験室系において 7° ごとに6つの角度で測定を行う。それぞれの角度についての実験室計における微分断面積の推定値を表4に示す。

表4 過去の実験データ [8] から推定した $E_{3\text{He}} = 25$ MeV での $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},n)^{60}\text{Zn}^*(5.49)$ 反応の実験室系における微分断面積。

散乱角度 (θ_{lab})	$\theta_{\text{c.m.}}$	$d\sigma/d\Omega_{\text{lab}}$ (mb/sr)
0°	0°	0.22
7°	7.2°	0.21
14°	14.5°	0.21
21°	21.7°	0.19
28°	28.9°	0.01
35°	36.1°	0.0058

検出器の有感領域は半径 0.1 m の円形であり、標的から 28 m の距離に4台設置するので、検出器の立体角は 0.16 msr である。中性子の検出効率は SCINFUL-CG[5] を用いて計算した図7の結果を用いる。厚さ 1.5 mg/cm² の ^{58}Ni 標的を使用し、 ^3He のビーム強度を 200 pA とする。散乱された中性子が標的から検出器までの 28 m を飛行するうちに空気との散乱により 70% に減衰することを考慮すると、 $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ\text{--}35^\circ$ における計数率は表5の通り見積もられる。

また、本研究では使用する液体シンチレーション検出器の検出効率を実測するために、既に微分断面積が知られている $^{12}\text{C}(^3\text{He},n)^{14}\text{O}^*$ 反応の微分断面積測定も行う。 ^{14}O の 1_1^- 状態 ($E_x = 5.173$ MeV) は、図9に示すように他の励起状態から十分に離れて孤立した状態である。この状態を励起する $E_{3\text{He}} = 25$ MeV での

表5 本研究における $^{58}\text{Ni}(^3\text{He,n})^{60}\text{Zn}^*$ (5.49) 反応の計数率の推定値。

散乱角度 (θ_{lab})	計数率 ($\times 10^{-2}$ cps)
0°	9.0
7°	8.6
14°	8.6
21°	7.7
28°	4.3
35°	2.3

$^{12}\text{C}(^3\text{He,n})^{14}\text{O}^*$ 反応から放出される中性子のエネルギーは 17.2 MeV であり、 $^{58}\text{Ni}(^3\text{He,n})^{60}\text{Zn}^*$ 反応から放出される中性子のエネルギーに近い。このため 1_1^- 状態を励起する $^{12}\text{C}(^3\text{He,n})^{14}\text{O}^*$ 反応は、SCINFUL-CG を用いたシミュレーション計算の妥当性を検証するのに適している。厚さ 1 mg/cm² の ^{12}C 標的を用い、検出器とビームの条件を $^{58}\text{Ni}(^3\text{He,n})^{60}\text{Zn}^*$ 反応の測定時と同じであると仮定すると、 $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$ における計数率は表6のように期待される。

表6 本研究における $^{12}\text{C}(^3\text{He,n})^{14}\text{O}^*$ (5.173) 反応の計数率の期待値。

散乱角度 (θ_{lab})	$d\sigma/d\Omega_{\text{lab}}$ (mb/str)	計数率 (cps)
0°	0.63	0.62

^{58}Ni 標的を用いた測定では、それぞれの角度について 400 個程度のイベントを取得することを目標とすると、測定に 16.5 時間を必要とする。また、 ^{12}C 標的を用いた検出効率の測定では、1000 個程度のイベントを取得することを目標とすると 30 分を必要とする。さらに検出器とビームの調整に 7 時間を見込むと合計で 24 時間のビームタイムが必要である。

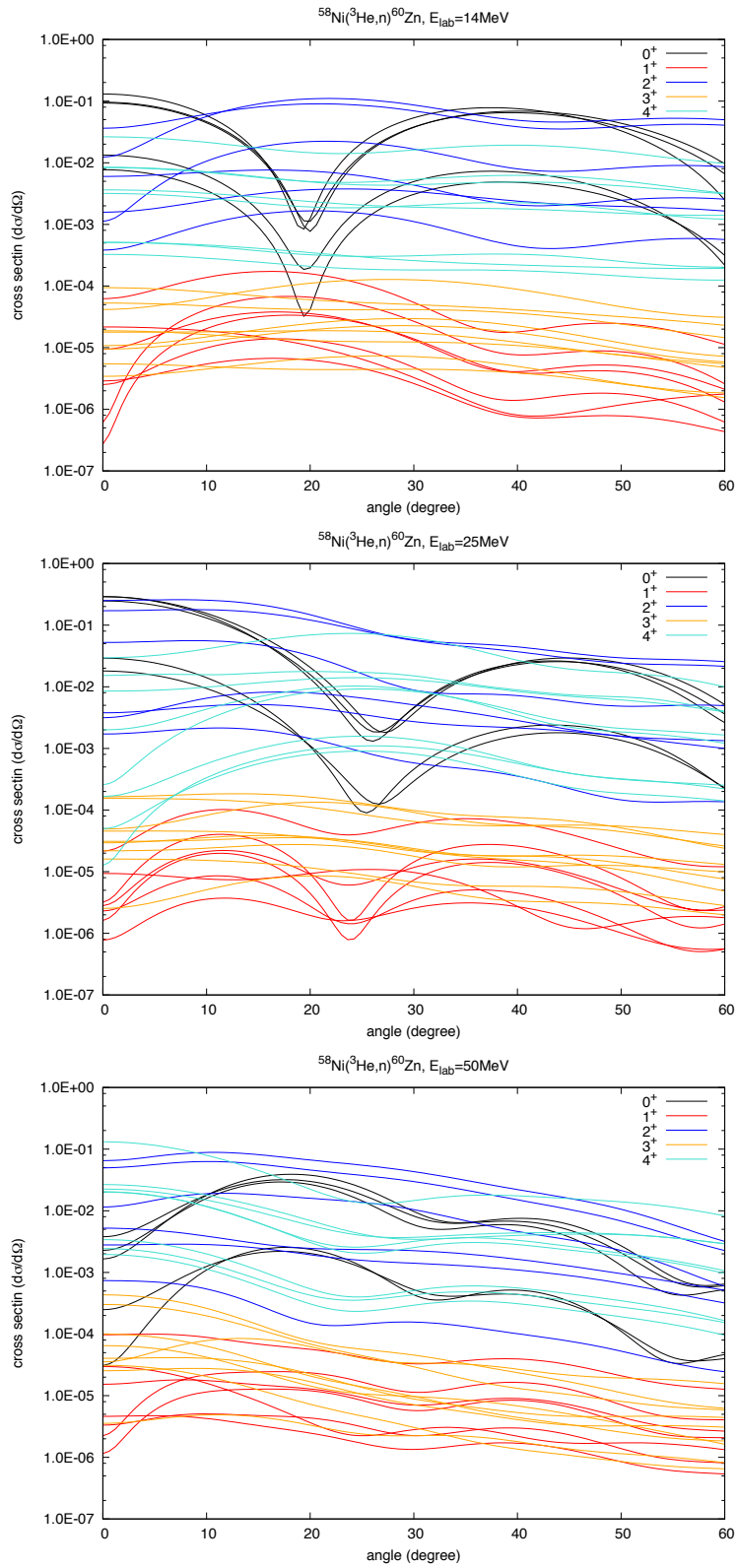


図 8 入射エネルギー $E_{3\text{He}} = 14, 25, 50\text{MeV}$ に対する J^π ごとの反応断面積。

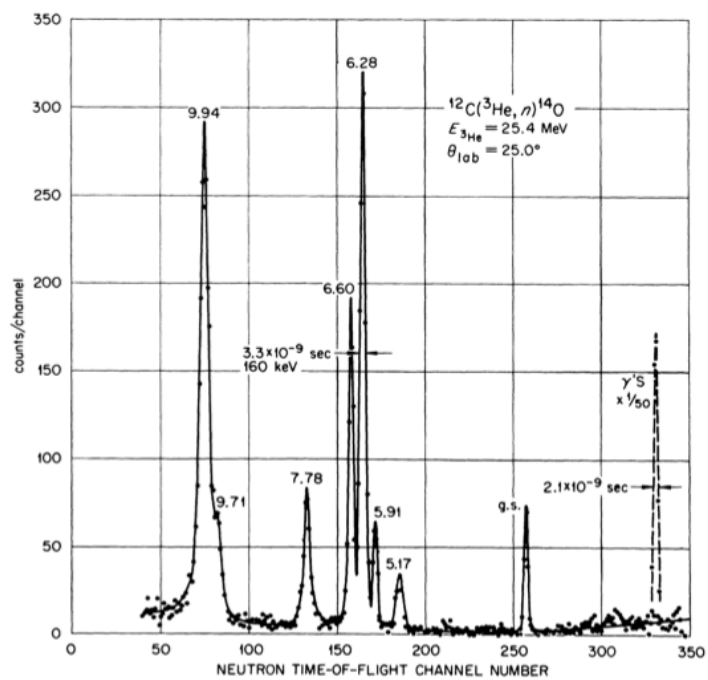


図9 $^{12}\text{C}(^3\text{He},n)^{14}\text{O}$ 反応における中性子のエネルギースペクトル [8]。

参考文献

- [1] H. Schatz and K. E. Rehm, Nucl. Phys. A **777**, 601 (2006).
- [2] R. H. Cyburt, et al., arXiv: 1607.03416v1 [astro-ph.HE] 9 Jul 2016.
- [3] M. B. Greenfield and C. R. Bingham, Phys. Rev. C **6**, 1756 (1972).
- [4] S. Kubono, private communication.
- [5] 遠藤 章, 金 ウンジュ, 山口 恭弘, JAERI-Data/Code 2001-027.
- [6] NuShellX, W. D M. Rae, <http://www.garsington.eclipse.co.uk>.
- [7] Fresco, I. Thompson, <http://www.fresco.org.uk>.
- [8] S.M.Grimes *et.al.* Phys. Rev. C **5**, 830 (1972).