

# ビーム窓の散乱を利用した数 GeV 二次陽子利用法の開発

## DEVELOPMENT OF SECONDARY GeV PROTONS UTILIZATION USING SCATTERING AT BEAM WINDOW

明午 伸一郎 <sup>\*,A)</sup>, 山口 雄司 <sup>A)</sup>, 中野 敬太 <sup>A)</sup>, 杉原 健太 <sup>A)</sup>  
Shin-ichiro Meigo <sup>\*,A)</sup>, Yuji Yamaguchi <sup>A)</sup>, Keita Nakano <sup>A)</sup>, Kenta Sugihara <sup>A)</sup>  
<sup>A)</sup> J-PARC Center Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

### Abstract

For the space use of the detectors, J-PARC is the only facility in Japan that can provide proton beams in the energy range higher than 400 MeV. However, installing users' experimental equipment inside the proton beam duct is challenging to maintain stable user operation for the other uses of the production of neutrons. In addition, it is essential to improve the intranuclear cascade (INC) model for high-intensity proton accelerator facilities such as accelerator-driven transmutation systems (ADS). The cross section for the forward-most emitted particles is essential to improve the reaction mechanism. New data should be obtained due to the scarcity of experimental data. To promote space utilization and improve the accuracy of the nuclear reaction mechanism, the energy spectra of scattered protons were measured at the beam window at the entrance of the J-PARC 3NBT beam dump. The results for 400-MeV protons show that the spectra have sharp peaks due to elastic scattering, which can be used to check space use detectors. The calculation of the PHITS code using INC reproduced the sharp peak due to elastic scattering well, although it gave a slight overestimation for the quasi-elastic scattering. The present method is concluded to utilize protons in the energy regions of several GeV for space exploration.

### 1. 頭語

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) では火星や月面での有人計画を立案しており、これらの環境下での宇宙飛行士の放射線被爆に対する管理が重大な課題の一つとなる。一例として、JAXA では火星のフォボスなどの衛星に人工衛星 MMX (Martian Moons eXploration) [1] を 2024 年に打ち上げる計画を有しており、この際に飛行中の環境下での放射線量を測定のため荷電粒子スペクトロメータ (Interplanetary Radiation Environment Monitor: IREM) を掲載する予定である。また、情報通信研究機構 (NICT) では、太陽フレアにおける地球軌道上での放射線を常に観測しており、いわゆる「宇宙の天気予報」を実施している。太陽で発生する爆発現象であるフレアや太陽プラズマの噴出現象であるコロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection: CME) では、陽子や電子、重イオンが加速されて数 GeV ものエネルギーを持つ粒子として地球に飛来することがある。特に高エネルギー陽子に着目した観点では、宇宙飛行士や高高度・高緯度を飛行する航空機内の乗客・乗員の被ばくや、シングルイベントに代表される衛星障害や地上での半導体機器ソフトウェアなど、様々な影響をもたらす。このため、これらの宇宙天気の被害を引き起こす高エネルギー陽子を監視する必要がある。NICT では、さらにこの高度化のため、将来のひまわり衛星 (打上予定 2028 年) にスペクトロメータ CHARMS-p (Charging and Radiation Monitors for Space weather protons) [2] を搭載する予定となる。

これら宇宙環境用のスペクトロメータの動作試験やその応答関数の測定が重要になる。これらの測定や確認は、当たり前であるが、宇宙衛星に搭載する

前に実施することが必要となる一方で、打ち上げスケジュールは既に決定しているため、これに間に合わせる必要がある。スペクトロメータの開発において、その一部は機密事項となり、輸出管理などの規制への対応が困難となる。このため、海外に行い試験を行うのは実質的に困難となり、利用者からは国内での実験の実施が強く希望される。日本での 400 MeV 以上の運動エネルギーを有する環境は非常に乏しく、数 GeV 陽子では J-PARC が国内で唯一提供できる環境となる。なお、大阪大学 (RCNP) でも 400 MeV 以下の陽子の利用は可能であったが、2021 年度まで RCNP のアップグレード計画の改造のために使用することができなく、JAXA や NICT などの陽子線利用者から J-PARC での陽子線利用の強い希望があった。

しかしながら、J-PARC では一次の陽子ビーム利用可能な施設はこれまでに計画されておらず、また利用できる施設はない。ハドロン実験施設による二次ビームとしての利用は可能であるものの、本施設は素粒子および原子核物理に特化した利用の施設のため、マシンタイムを得るのは実質的に困難となる。さらに、マシンタイム獲得には時間を要し、宇宙開発のスケジュールがタイトの中で、開発を計画通り進めるのが困難となる。一方、J-PARC の 3 GeV 陽子シンクロトロン (RCS) [3] では 400 MeV から 3 GeV までの陽子の利用が可能となる。これまでに RCS の出射タイミングを変更することにより、一次陽子ビームは材料研究 [4, 5] および数 GeV 領域の原子核実験 [6, 7] など様々な実験に用いられてきた。しかしながら、加速器の真空中にスペクトロメータなどの機器を設置することは、RCS の高真空を維持する要求と相反するため、容易ではない。また、RCS から出射する一次陽子は瞬間的に大強度となり、スペクトロメータの検出信号にパイルアップが生じ数え過ぎな状態となり、利用者が要求するパルスカウン

\* meigo.shinichiro@jaea.go.jp

ティングな測定は非常に難しい。J-PARC のハドロン施設では、パルスカウンティングのため遅い取り出しを実施しているが、RCS ではこの適用が不可能となる。

著者らは上記困難な問題を解決のため、ビームダンプの入口に設置したビーム窓の散乱による陽子の利用を考案した。散乱陽子が可能であれば、RCS などの真空容器と完全に分離して実施することが可能となり、RCS などの高真空の要求に影響を与えずに、物質・生命科学実験施設 (MLF) における中性子供給などの他の利用運転に影響を与えないことが可能となる。また、真空に対する要求がなくなるために、大型な機器を設置可能となり、衛星搭載予定の大型スペクトロメータを大気中に設置し、そのまま試験することができる。さらに、二次陽子の利用によりスペクトロメータに入射する陽子ビーム強度を著しく低く抑えることができ、RCS で実施可能な早い取り出しにおいてもパイルアップを生じることなく測定することが可能となる。ただし、散乱による陽子は弾性散乱による鋭いピークの他に非弾性散乱によるブロードなエネルギーを有するため、これを実験的に測定することが求められる。

最前方方向に散乱する陽子の実験データは、PHITS [8] などの一般的に核計算を行う計算コードやそのモデルの検証するのに必要となる。特に、このデータは、核計算の入口となる核内カスケード (INC) の比較検証において、非常に重要なものとなる。JAEA が検討を勧めている加速器駆動システム (ADS) [9] の核計算には、PHITS コードが用いられ実験データとの比較検討は重要となる。しかしながら、現時点の実験データはモデルを検証するには十分とは言えずさらなる実験データの取得が重要となる。

以上の要求により、本研究では、宇宙開発用途の開発および ADS の核計算の高度化のため、ビームダンプ窓で散乱した陽子のスペクトルとその絶対強度に関して測定を実施した。

## 2. 実験

測定的环境を Fig. 1 に示す。J-PARC では RCS のビーム調整のために、ビームダンプ (3NBT ダンプ) を設けている。このビームダンプは地下に設置しており、 $11.8^\circ$  の垂直偏向によりビームを入射する [10, 11]。ビームダンプの入口には、真空雰囲気と分離するために、アルミニウム製の窓 (厚さ 0.3 mm) が設置している。本実験では、試験として 400 MeV 陽子がビームダンプ窓で散乱される陽子を含めた二次粒子を用いて行った。実験の前に予備計算を行い、本実験が問題なく実施できることを確認した。その後、検出器を設置し実験を行い、実験と PHITS による計算との比較を行った。

### 2.1 予備計算

はじめに PHITS を用いて検出器入り口での二次陽子のスペクトルの予測計算を行った。計算では、標準的な核内カスケードモデル INCL-4.6 [12] と脱励起状態の蒸発過程に GEM を用いた。この結果を Fig. 2

に示す。予想の通り、弾性散乱による高エネルギー部に鋭いピークを有することが明らかになった。また、弾性散乱よりわずかに下回るエネルギーにおいて、準弾性散乱による幅の広いピークが生じることが判明した。この収率の計算により、RCS で利用可能な最微弱なビーム強度においてもパイルアップを生じないことがわかった。通常、RCS にはマルチターンによりマクロパルス幅 (50  $\mu$ s) 以上のビームを入射する。マルチターンでなく、LINAC のフロントエンドのチョッパーで形成する 1 中間バンチ (ビーム幅 10 ns 以上) を適用により、微弱なビーム形成は可能となる。予備計算の結果、数時間の 25 Hz 測定によりパイルアップを防いだ状態で測定が可能であることが判明した。

窓で散乱した陽子は、ビームダクト (SUS304 厚さ 6 mm) を浅い角度 (約  $13^\circ$ ) で横断するため、ダクトを脱出する陽子から見ると厚さは実効的に約 27 mm と比較的厚い物質となる。このため、弾性散乱による 400 MeV 陽子は約 50 MeV 程度の損失することが判明した。

次に PHITS によりプラスチックシンチレータ (EJ200) 内における応答関数を計算した。この結果を Fig. 3 に示す。後述の dE4 検出器においてビーム窓に入射する 400 MeV 陽子の二次陽子はすべて停止するが、dE3-dE4 の 2 次元の信号の観測において、陽子検出事象の明確な帯が出現する。ただし、dE3 検出器において弾性散乱のピークと思われる検出事象は、dE4 検出器において完全なピークとはならず、非弾性散乱によるテール成分が Fig. 3 の水平方向の帯として現れることがわかった。陽子の停止過程における非弾性散乱により、観測信号と一意的な陽子エネルギーを関連づけるのは容易ではないので、本検討では、ビーム窓に入射した陽子と測定で得た応答を比較することにした。なお、将来の研究で非弾性散乱による影響を、応答関数のデコンボリューション (アンフォールディング) により、直接的なエネルギースペクトルの観測値に焼き直すことは可能である。この検討は複雑で時間を要するため、本研究では非弾性散乱などの全ての事象を考慮した検出器の応答とした直接的な比較に留めた。

Table 1: Specification of the Plastic Scintillators Used in the Experiment

	Thickness [mm]	Stopping energy [MeV]	Observable energy [MeV]
dE1	50	22	123
dE2	100	149	220
dE3	200	240	297
dE4	400	383	428
E5	700	597	636

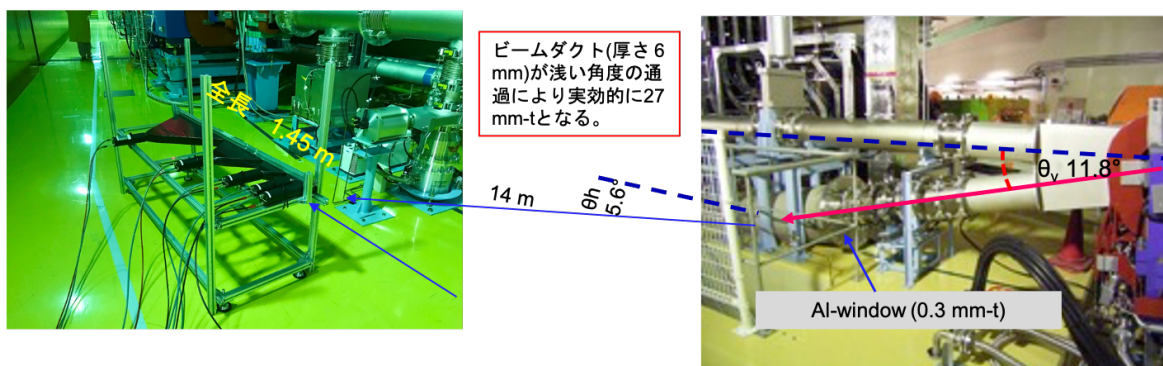


Figure 1: Experimental setup of the present experiment.

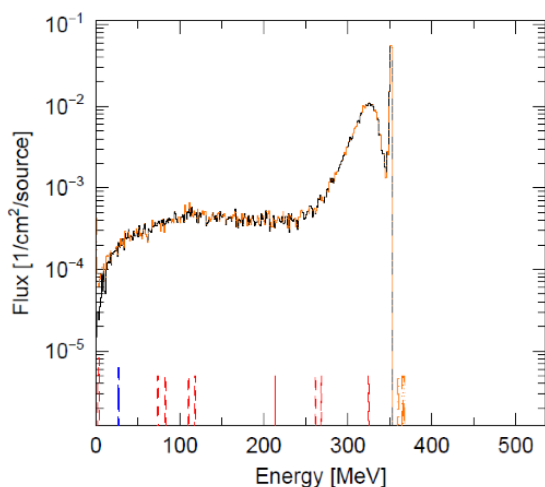


Figure 2: Proton yield estimation by PHITS calculation at detector position.

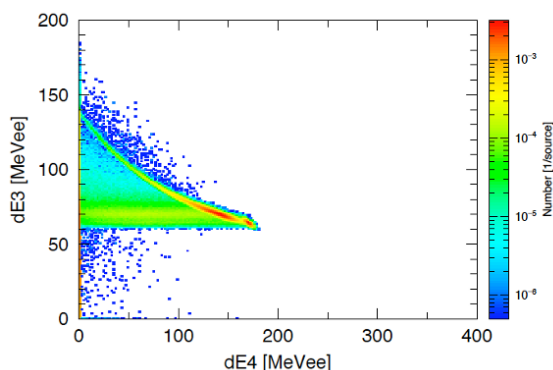


Figure 3: 2D light-output distribution by PHITS simulation for dE3-dE4 detectors.

## 2.2 検出器

プラスチックシンチレータを用いてビーム窓で散乱した陽子のエネルギースペクトルを、検出器の応答関数として測定した。シンチレータは、ビーム窓からは 14 m の距離に陽子ビームに対し水平方向に対し 5.6° の角度の位置に配置した。陽子ビームはダ

ンプへの入射に垂直方向に 11.8° 傾斜するため、陽子から検出器を見ると合計で、13° の角度の位置に相当する。プラスチックシンチレータには断面が 50 × 50 mm のものを用い、それぞれ Table 1 に示す長さのものを合計 5 個用いた。配置は、カウンターテレスコープとして配置し、付属した光電子増倍管 (PMT) の信号をデジタイザー (Struct SIS3316 250 MHz) を用いて測定した。本測定では、陽子をシンチレータで停止させ、カロリメトリックに測定した。入射から停止するまでのすべての検出器に対し同時計測を行い、ダンプから発生する放射線の偶発的事象の観測を除去した。同時計測の有効なゲート幅は 10 ns とし、各検出事象で停止までの全てのシンチレータでこの時間幅に優位な検出事象が観測された事象を、検出事象 (シグナル) として取り扱った。SIS3316 では、内蔵する回路 (FPGA) 内に 64 bit の十分長い時間スタンプを有しており、絶対的な時間測定により同時計測を実施した。

本測定では 5 台のシンチレータを用いたが、400 MeV 陽子の場合には 4 台で十分であった。試験として数 GeV 陽子に対する測定も実施したが、最終段の E5 でも全停止することができなかったため、明確に測定できなかった。また検出器が長くなると集光率が悪化する。数 GeV 陽子の測定では、後述のようにチェレンコフを用いた検出器が有効と考えられ、宇宙開発でもチェレンコフ光を用いた測定を検討している。

測定で得た検出器の信号の分布を Fig. 4 に各検出器の二次元相関として示す。dE1-dE2 検出器は、弾性散乱の高エネルギー陽子がほぼ全て透過し、低い信号を生じていることがわかる。ピークエネルギーとなる 400 MeV 陽子は、阻止能が小さくなるため、信号や波高は小さくなる。Figure 4 に示すように、透過陽子の信号はノイズに比べ十分大きな波高を有しているため、その信号が最も低くなる dE1 において、問題なく測定できたことを示している。また、dE3-dE4 の信号では、Fig. 3 と同じ信号を生じており、実験が適切に行われたことを示している。dE1-dE2 の観測結果では、陽子以外に重陽子と考えられる帯がわずかに陽子の帯から外れて観測されているが、他の検出器の二次元の組み合わせではこの帯は観測されなかった。

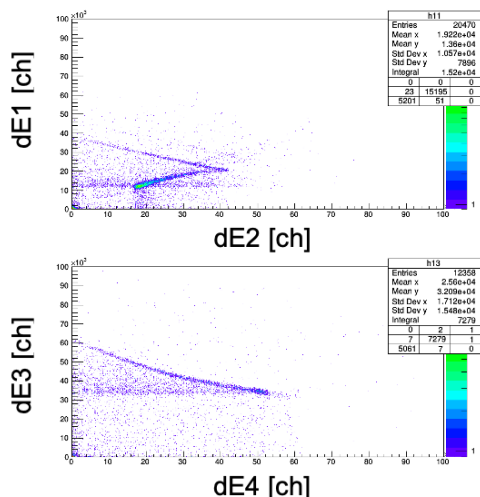


Figure 4: Experimental light-output distributions for the combination of dE1-dE2 (top) and dE3-dE4 (bottom).

測定ではチョップ幅を 12 ns とし、1 中間バンチを用いて 25 Hz で実施した。1 ショットあたりの陽子ビームの強度は  $1.98 \times 10^7$  個とし、25 Hz でのビーム強度を 0.2 W 程度とした。この通常の利用運転では 1 MW なので、利用運転の約 7 桁低い強度で実施した。微弱なビーム強度を測定するために、カレントトランスフォーマーの波形を逐次サンプリングし、平均化処理して導出した。

### 3. 計算との応答の比較

実験で得た陽子スペクトルを Fig. 5 に示す。この図では、横軸に 1 MeV 電子がシンチレータに与える発光量 [MeVee: MeV electron equivalent] とし、縦軸に窓に入射する陽子 1 個あたりの絶対的な計数率として示す。実験値の発光量は、PHITS の弾性散乱によるピークに合うように校正した。実験データの弾性散乱のピーク幅を再現するように、PHITS による発光量の計算は 2% の分解能でスミアした。比較の結果、弾性散乱における PHITS のピーク強度は、実験をよく再現することが明らかになった。これは PHITS で用いる弾性散乱の断面積は、他の実験データをよく再現するためと考えられる。測定で得た陽子のスペクトルは準単色なものとなり、本手法は宇宙開発などの利用に十分適用できるものと考えられる。一方、PHITS による準弾性散乱の強度は、実験を 2~3 倍程度過大評価することが明らかになり、この原因について次章で考察する。

### 4. 準弾性散乱に関する考察

準弾性散乱に関する PHITS の過小評価の考察のため、他の実験データにおける放出角度とエネルギーに関する二重微分断面積 (DDX: Double differential cross section) を、計算と比較した。392 MeV 陽子 [13] および 795 MeV 陽子 [14] を Al に入射し、本実験に用いた  $13^\circ$  とほぼ等しい放出角で測定した DDX の実

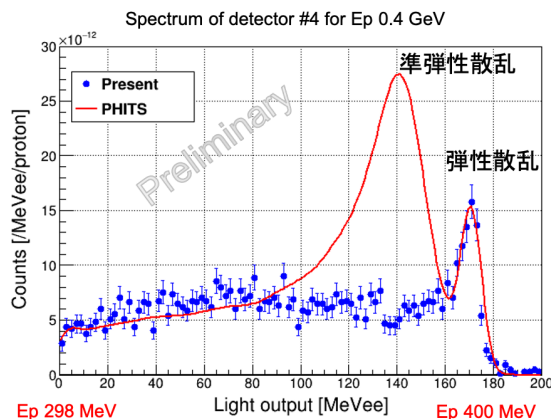


Figure 5: Present experimental result shown as response of scintillation light yield in the dE4 detector, compared with PHITS calculation.

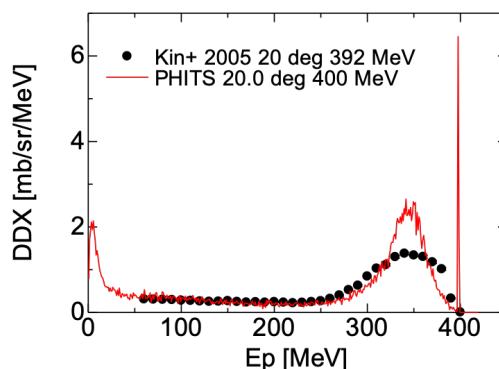


Figure 6: Comparison of experimental DDX [13] with PHITS calculation for 392-MeV protons.

験データと、PHITS の計算結果の比較を、それぞれ Fig. 6 および Fig. 7 に示す。いずれの場合においても PHITS の準弾性散乱が 2 倍程度の過大評価を示しており、本実験結果と同じ傾向を示した。PHITS に標準的に用いられている核内カスケードモデル (INCL-4.6) [12] にはまだ改善の余地があると考えられる。

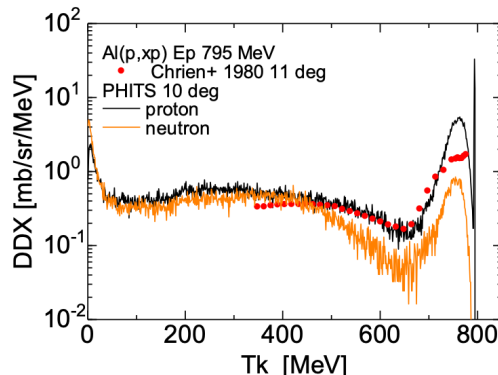


Figure 7: Same as Fig. 6, but for 795-MeV protons [14].

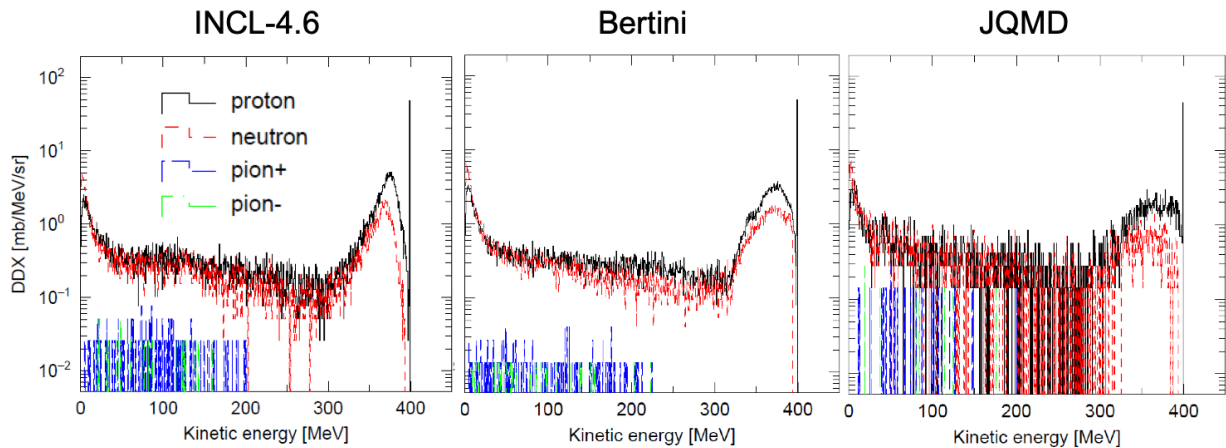


Figure 8: Comparison of model dependence on the DDX for 400-MeV protons at 15°.

準弾性散乱断面積への核内カスケードモデルの影響を明確にするため、INCL-4.6 [12] の他に、以前に標準的に用いられていた Bertini カスケードモデル、および量子論的分子動力学 (JQMD) モデルを用いて DDX を計算した。この結果を、Fig. 8 に示す。弾性散乱の強度は、これらのモデルと独立しており、全てのモデルにおいて弾性散乱の強度は同一となる。非弾性散乱による断面積は、INCL-4.6 が他のモデルより大きく鋭い幅を与えることが判明した。INCL-4.6 に続いて、Bertini カスケードモデルおよび JQMD の順で、小さな準弾性散乱断面積を与えていることが判明した。本実験との比較により、どちらかと言えば JQMD の値は実験をよく再現するものと考えられるが、まだ十分な解析を終えていないので断言するには至らない。今後、各モデルの比較検討を詳細に行うことにより、核反応モデルのさらなる高度化が行えるものと期待される。

なお本研究では、まだ直接的に DDX の導出を行っていない。PHITS により各陽子エネルギーに対するシンチレータの応答関数は 2% 程度の分解能で測定することが判明したので、今後デコンボリューション (アンフォールディング) に DDX による直接的な比較を行う予定である。

## 5. 結語

宇宙開発や PHITS の核計算モデルの検討のために、ビームダンプ入口に設置したビーム窓による散乱陽子のエネルギースペクトルを測定した。弾性散乱による強度は PHITS の計算と一致することが確認され、本手法により宇宙開発におけるスペクトロメータの試験が問題なく実施できることを示すとともに、J-PARC で新たな二次陽子利用法を開発した。この結果、JAXA や NICT が本手法を用いて実験を行う予定となった。

飛程が短い陽子の場合には、シンチレータを用いたカロリメトリックな測定が十分適用できることも示した。一方飛程が長い数 GeV 陽子の場合には、シンチレータ内の光の減衰が無視できないため、将来

はチェレンコフを用いたスペクトロメータの開発が有効と考えられる。

PHITS の INCL-4.6 を用いた計算は準弾性散乱を過大評価することが明らかになり、今後研究によりさらなる核反応モデルの高度化が行えるものと期待される。

## 謝辞

本実験を遂行するにあたり、J-PARC の LINAC および RCS、中性子源セクション、および核変換ディビジョンの方々の御協力に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] MMX JAXA; <http://www.mmx.jaxa.jp>
- [2] NICT; <https://seg-www.nict.go.jp/event/oh2022assets/pdf/2.pdf>
- [3] K. Yamamoto *et al.*, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, vol. 59, 1174, 2022.
- [4] H. Matsuda *et al.*, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, vol. 57, 1141, 2020.
- [5] S. Meigo *et al.*, *EPJ Web of Conferences*, vol. 239, 06006, 2020.
- [6] H. Matsuda *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 483, 33, 2020.
- [7] H. Takeshita *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 511, 30, 2022.
- [8] T. Sato *et al.*, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, vol. 55, 684, 2018.
- [9] K. Tsujimoto *et al.*, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, vol. 44, 483, 2007.
- [10] S. Meigo *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 600, 41, 2009.
- [11] S. Meigo *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 562, 569, 2006.
- [12] A. Boudard *et al.*, *Phys. Rev C*, vol. 87, 014606, 2013.
- [13] T. Kin *et al.*, *Phys. Rev C*, vol. 72, 014606, 2005.
- [14] R. E. Chrien *et al.*, *Phys. Rev C*, vol. 21, 1014, 1980.