

ビーム窓の散乱を利用した数 GeV 二次陽子利用法の高度化 2

SECONDARY GeV PROTONS UTILIZATION USING SCATTERING AT BEAM WINDOW 2

明午 伸一郎 ^{*,A)}, 山口 雄司 ^{A)}, 岩元 大樹 ^{A)}

Shin-ichiro Meigo ^{*,A)}, Yuji Yamaguchi ^{A)}, Hiroki Iwamoto ^{A)}

^{A)} J-PARC Center Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

Abstract

J-PARC is the only accelerator facility in Japan that can provide proton beams in the energy range of 400 MeV or higher. To maintain the stable operation of the J-PARC accelerator, the installation of experimental apparatuses by users is impossible inside the proton beam duct. For this reason, a method using protons scattered in the aluminum beam window at the beam dump entrance has been developed as the solution. For the improvement of proton scattering data, which is mainly dominated by the Intra-Nuclear Cascade model (INC), the double-differential cross section (DDX) of emitted particles in the most forward direction is essential. Still, new data are needed because few experimental data are available. To promote space utilization and improve the accuracy of INC, measurements of DDX for a few GeV protons have been conducted at the 3NBT beam dump at J-PARC. A sharp peak of elastic scattering was found in the spectrum for the 400 MeV proton projectiles. Although the PHITS calculation reproduces this peak well, it overestimates the quasi-elastic scattering contribution by a factor of 3. In this paper, we discuss the proton spectrum measurements from 0.4 GeV to 3 GeV that will be provided to users and the proton beam irradiation facility that is under consideration in the Transmutation Division of J-PARC.

1. 頭語

宇宙衛星などに搭載する半導体機器の放射線を用いた試験は、打上げ前に必要となり、この試験のために陽子ビームを利用者に供給することは、宇宙開発において重要となる。特に衛星搭載用の半導体におけるシングルイベント効果 (SEE) は、衛星において重大な影響を与えるため、宇宙開発において重要な試験と位置付けられる。SEE を引き起こす荷電粒子は、宇宙では陽子が最大フラックスとなるため、陽子を用いた試験が重要となる。近年、民間企業による軌道が 2000 km 以下となる低軌道 (LEO) 衛星の開発が意欲的に進められている。LEO は地磁気により高軌道衛星より放射線の影響が小さくなるため、対放射線性の低い搭載機器の使用が可能となることが予測される。このため LEO 衛星では、安価な民生品 (COTS) の使用可能性が示唆される。COTS 品を用いた LEO 衛星の打上げ数は急激に伸びており、今後も多数の打上げが予想されるため、COTS 品の陽子を用いた試験が重要となる。SEE の試験は、半導体単体のみならず実装したボード全体に対する大気中での照射試験が望まれるため、広いビーム照射野も必要となる。SEE の試験は、エネルギーを 20 MeV から数百 MeV に徐々に上げて評価するため、陽子エネルギーを短時間で変更できる施設が望ましい。

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) では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曝に対する管理が重大な課題の一つとなる。JAXA では、ARTEMIS 計画 [1] として月面での人類の持続的な活動を目指しており、宇宙飛行士の被ばく管理のために 2 GeV まで測定可能な、荷電粒子スペクトロメータ Lunar-RICHeS [2] の開発を進めている。さらに情報通信研究機構 (NICT) では、太陽フレアにおける地球軌道上での放射線を常時観測し、「宇宙の天気予報」

を実施している。太陽フレアやコロナ質量放出では、数 GeV 程度のエネルギーを持つ陽子が地球に飛来することがある。このため、宇宙天気の被害を引き起こす高エネルギー陽子の監視の必要がある。NICT ではこの高度化のため、将来の衛星ひまわりに数 GeV 陽子が測定可能なスペクトロメータ CHARMS-p [3] を搭載する予定である。宇宙環境用スペクトロメータの動作試験や荷電粒子に対する応答関数の測定を、衛星搭載前に実施することが重要となる。打ち上げスケジュールは既に決定しているため、これに間に合う開発試験が必要である。スペクトロメータ開発の一部は機密事項となるため、輸出管理などの規制への対応が困難となる。海外での試験を行うのは困難となり、国内の加速器施設での試験実施の強い希望が JAXA および NICT からある。日本において 400 MeV 以上の運動エネルギーの粒子を提供できる施設は非常に乏しく、数 GeV 陽子では J-PARC が国内で唯一提供できる環境となる。しかし、J-PARC には陽子ビームが利用可能な施設は現在なく、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が、素粒子・原子核物理研究が主目的な施設であるため、実施的に課題申請により試験時間を得るのは困難となる。

一方、J-PARC の 3 GeV シンクロトロン (RCS) [4] は、400 MeV から 3 GeV までの陽子の利用が可能である。これまでに加速時間の変更により、数 GeV 領域の一次陽子ビームを用いた材料研究 [5, 6] および原子核実験 [7, 8] など進めており、宇宙利用においても重要な加速器として位置づけられる。加速器への試験機器の設置は、ビーム損失抑制に必要な高真空維持の要求と相反するため容易ではない。さらに RCS の特性上、出射ビームが瞬間的に大強度となるため、スペクトロメータの検出信号にパイルアップが生じるので、パルス計測が適用できない問題がある。

これらの問題の解決のため、我々は 3NBT 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利用の開発を進めてきた。加速器トンネルに入域し測定装

* meigo.shinichiro@jaea.go.jp

置の調整を行う機会は少ないものの、この方法ならば加速器の真空と安定した運転に影響を与えずに試験が可能となり、大型機器の試験も可能となる。また、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強度も著しく低く抑えられ、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、散乱された陽子は弾性散乱の他に、ブロードなエネルギースペクトルを有するため、宇宙機器の試験前に陽子スペクトルの測定が必須となる。

最前方方向の散乱陽子の実験データは、PHITS [9] 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) の検討で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) [10] 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、核計算モデルを検証する十分な実験データは存在せず、特に 1 GeV 以上の弾性散乱の実験データは全くないため、実験データの取得が重要となる。特にアルミニウムのデータは、J-PARC の核破砕中性子源 (MLF) において陽子ビーム窓 [11] として用いているため、このデータは今後の中性子源の高度化のために重要なデータになるものと考えられる。

以上の要求から、宇宙で用いるスペクトロメータの数 GeV 領域の試験のため、大強度陽子加速器施設における核計算の高度化のため、アルミニウム製のビームダンプ窓で散乱した陽子スペクトルと核反応断面積の測定に着手した。本稿では、これらの現状について報告する。

2. 窓の陽子散乱を用いた試験

J-PARC RCS は、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° の垂直偏向によりビームを入射する [12, 13]。ビームダンプ入口には、真空雰囲気との分離のため、アルミニウム製の窓 (厚さ 0.3 mm) を設置しており、ダンプを用いる際にはこの窓でビーム散乱が生じる。実験では、RCS の加速時間変更により 0.4 ~ 3 GeV の運動エネルギーを持つ陽子がビームダンプ窓で散乱される陽子のエネルギースペクトルを測定した。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、検出器を設置した実験を行い、実験と PHITS による計算との陽子スペクトルを検出器の応答関数として比較した。さらに、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) をアンフォールディング法により導出し計算と比較した。

2.1 予備計算

PHITS を用いて検出器入り口の陽子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 [14] と脱励起状態の蒸発過程に GEM を用いた。この結果、弾性散乱による高エネルギー部に予想の通りの鋭いピークを有し、弾性散乱よりわずかに低いエネルギーにおいて、主に原子核のフェルミ面近傍で発生する準弾性散乱による幅の広いピークが生

じることが示された。

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°) 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 と比較的厚いものとなり、弾性散乱による 400 MeV 陽子は約 50 MeV 程度のエネルギーが損失することが判明した。

2.2 測定に用いた検出器

Table 1 に示すプラスチックシンチレータを用いて、散乱陽子のスペクトルを測定した。シンチレータは、陽子ビームに対し水平方向に対し 5.6° の角度にビーム窓から 14 m 離れた位置に配置した。陽子ビームは垂直方向に 11.8° 傾斜するため、陽子から見ると合計で、 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 台用いた。カウンターテレスコプとして検出器を配置し、光電子増倍管の信号をデジタイザー Struct SIS3316 [15] により測定した。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。同時計測のゲート幅は 10 ns とし、この時間幅内に隣接する検出器で有意な検出事象が観測された事象をシグナルとして取り扱った。SIS3316 では、FPGA 内に 64 bit の長い時間レコードを有しており、測定開始時刻を基準とする絶対的な時間測定により同時計測した。

Table 1: Plastic Scintillators Used in the Experiment

	Thickness [mm]	Stopping energy [MeV]	Primary energy [MeV]
dE1	10	32.5	151
dE2	50	87.6	177
dE3	100	152	223
dE4	200	245	302
dE5	400	385	432

通常、マクロパルス幅 (50 μ s 以上) のビームを RCS に入射する。本試験では、LINAC のチョッパーで形成する 1 中間バンチ (ビーム幅 10 ns 程度) の適用により、微弱なビーム形成は可能となる。測定ではビームのチョップ幅を 12 ns とし、1 中間バンチを用いて 25 Hz の繰り返しで実施した。1 ショットあたりの陽子ビームの強度は 2×10^7 個とし、25 Hz でのビーム強度をわずかに 0.2 W 程度とした。RCS の利用運転では約 1 MW のビーム出力となり、利用運転の約 7 桁低い強度で実施した。微弱なビーム強度測定のため、上流に設置した CT の出力を利得 100 倍となるアンプで増幅した。波形を逐次サンプリングとともに平均化し、複数のガウス関数を用いてフィッティングを行い、1 ショットあたりの入射陽子数を導出した。これにショット数を乗じることにより入射陽子の総数とした。

2.3 400 MeV 陽子の二重微分断面積 (DDX) の導出

400 MeV 陽子の陽子スペクトル検証のため、測定結果より DDX を導出した。測定で得たシンチレータの光出力は、シンチレータに入射する陽子のエネルギー

スペクトルとシンチレータの発光分布、すなわち応答関数のコンボリューションとなる。このため、絶対的な DDX の導出には、応答関数によるデコンボリューション（アンフォールディング）が必要となる。各単色エネルギーの陽子に対するシンチレータの応答関数を PHITS で求めた。陽子のアルミニウム窓入射を計算の起点とし、ビームダクトや空気およびシンチレータにおける全ての相互作用も考慮し、シンチレータで応答関数として求めた。この応答関数行列を用いて、観測されたシンチレーション光分布に RooUnfold [16] を用いてアンフォールディングによる窓から放出されるエネルギースペクトルを導出した。RooUnfold では、ベイズ推定法に基づく解の導出が可能となり、これを適用した。測定で得られた DDX の結果を、Fig. 1 に示す。弾性散乱によるピークは 400 MeV 付近に生じ、350 MeV 付近にエネルギー幅の広い準弾性散乱によるピークを観測した。比較のために、RCNP において 392 MeV 陽子を用いた先行研究 [17] による DDX の結果を示す、本実験に用いた 13° とほぼ等しい 20° の散乱角で測定した。先行研究の 370 MeV 以下の値は、本実験結果を支持するものとなることが判明した。本実験結果には明確なピークが観測されたので、これにより、準単色な 400 MeV 陽子を利用者に提供できることが判明した。なお先行研究のデータでは明確な弾性散乱のピークが測定されなかった。この原因は不明であるが、測定角度が異なることが原因の一つとして考えられる。

本実験の結果を元に、PHITS で推奨される核内カスケードモデル (INCL-4.6 [14]) および量子論的分子動力学 (JQMD [18]) モデルを用いた計算との比較検討した。計算による弾性散乱によるピークのエネルギー幅ピークは、 δ 関数状の鋭いピークとなるため、実験の幅と合致するように計算値をスミアした。この結果、Niita の systematics [19] を用いた PHITS の弾性散乱の角度微分断面積の値は、実験とよい一致を示すことが明らかになった。一方、380 MeV 付近における INCL-4.6 の準弾性散乱の値は、3 倍程度に過大評価することが明らかになった。この過大評価は、他の実験 [20] との比較でも観測され、INCL-4.6 における課題が明確になった。一方、JQMD は、若干の違いはあるものの、概ね良い一致を示すことが明らかになった。さらに、CERN で開発された FLUKA [21,22] との比較を行った。FLUKA の弾性散乱の断面積は、本実験の値を過大評価しているものの、準弾性散乱断面積の値およびスペクトル形状は実験をよく再現することがわかった。以上より、400 MeV 陽子を用いる際の検出器位置の陽子スペクトルは、弾性散乱に PHITS、準弾性散乱などの反応に FLUKA を用いた組み合わせが、実際の値を再現することが判明した。以下に述べる数 GeV 陽子の測定も開始したが、FLUKA の計算が実際の値に近いものと考えられる。

3. 0.8 GeV 以上の入射陽子に対する散乱陽子スペクトル測定

陽子入射の Al の弾性散乱の角度微分断面積は、0.7 GeV まで実験データ [23] が存在するため、実験との比較検討できる。この結果、PHITS に適用される Niita の systematics は実験をよく再現することが知られ

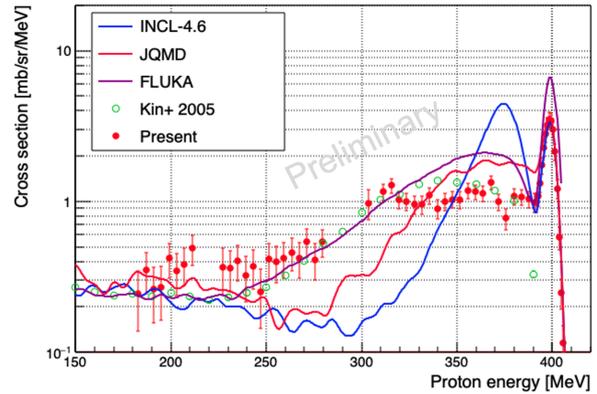


Figure 1: DDX of Al(p,xp) reaction obtained by the present experiment compared with another experimental data [17], calculation with PHITS using INCL-4.6 and JQMD, and FLUKA.

ている。しかし、1 GeV 以上の実験データは存在しないため、比較できない。計算による 1 GeV と 3 GeV 陽子の弾性散乱断面積を、Fig. 2 に示す。この図では、PHITS、相対論的インパクト近似モデル (RIA [24]), Pearlstein [25] の光学モデル計算 (TOTELA [26]), 評価済み核データライブラリ (JENDL-HE [27])、および Niita の systematics の比較を示す。PHITS は、1.6 GeV 陽子と厚い水銀標的と金属箔の放射化を用いた積分実験 [28] において、Niita の systematics ではビーム進行方向での最前方の過小評価が見られたため、1 GeV 以上のエネルギーでは別のモデルを適用する。本モデルは、他の計算に比べ 13° 付近の断面積を 3 桁程度過小評価する (Fig. 2)。しかしながら、1 GeV 以上の実験データが存在し無いため評価することができないため、弾性散乱断面積のデータ取得は加速器施設や宇宙機器の放射線評価において重要となるため、この実験データ取得が望まれる。

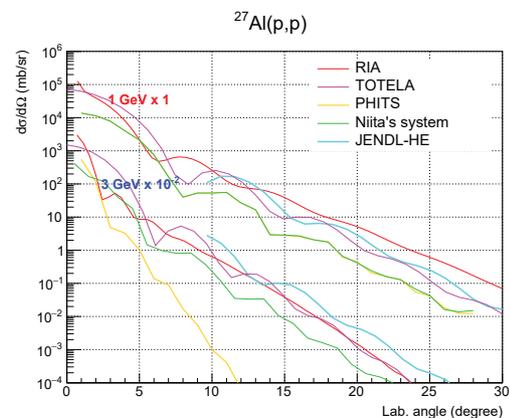


Figure 2: Comparison of the angular distribution of elastic cross section by calculations for 1- and 3-GeV protons.

400 MeV 陽子の場合には 5 台のシンチレータを用い、検出器内で停止しカロリメトリックな測定が行えたが、数 GeV 陽子の場合には停止できないため不可能となる。実際に厚いシンチレータを用いた測定を試みたが、

厚さ 400 mm 以上のシンチレータは集光率の悪化により、明確なピークスペクトルは観測されず、また複数の厚さ 400 mm シンチレータを用いても同様な結果となった。3 GeV 入射陽子の散乱陽子の測定結果を、横軸に dE5 および縦軸に dE4 のコンタープロットとし Fig. 3 に示す。430 MeV 以上のエネルギーで陽子が検出器で停止せず透過し、突き抜けた陽子は図中の赤線内部にピークを生じる。このピークはシンチレータ内の陽子の阻止能の飽和により生じる。このため、カロリメトリックな測定を用いた本手法では、数 GeV 付近の陽子をエネルギーの関数として測定できず、別の手法が必要となる。

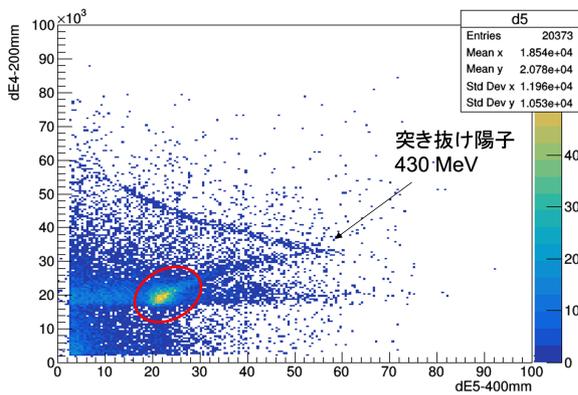


Figure 3: Result of 3-GeV protons observed by dE4 and dE5 detectors showing a clear proton band and penetration of protons, but not showing an elastic peak due to the saturation of the stopping power in the high-energy region.

3.1 チェレンコフ放射体による飛行時間測定

数 GeV 陽子入射の場合には、400 MeV 入射陽子のようなプラスチックシンチレータを用いたカロリメトリックな測定は困難なため、数十 ps の高時間分解能を有するチェレンコフ放射体を用いた測定に着手した。チェレンコフ放射体を用いた測定概念を Fig. 4 に示す。プラスチックシンチレータ群の上流に 2 台のチェレンコフ放射体を約 10 m 離れた位置に設置し、この間の飛行時間の測定によりエネルギースペクトルを測定した。さらに同時計測の強化のため、小型のプラスチックシンチレータを上流のチェレンコフ放射体の上流側に追加した。時間分解能の向上のため、デジタイザには 1 GHz サンプリングの APV8108 [29] を用いた。

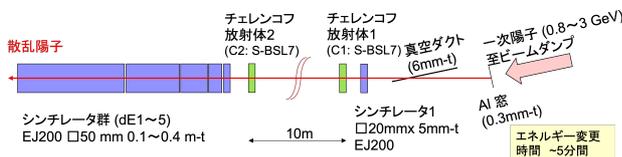


Figure 4: Schematic setup for using Cherenkov radiators to obtain a proton spectrum for projectiles higher than 0.4 GeV.

3.2 飛行時間スペクトルの測定結果

飛行時間法で測定された荷電粒子のスペクトルを Fig. 5 に示す。図では 0.8, 1.5 および 3 GeV 入射陽子の結果を、横軸にゼロ時間を任意の時刻とする相対的な飛行時間として示す。測定において弾性散乱による明確なピークを観測することができ、これを図中の赤矢印として示す。3 GeV 陽子の弾性散乱に相当するピークの時間的な広がり、標準偏差で 60 ps となった。これは、弾性散乱と準弾性散乱による寄与を弁別するには十分な値となった。

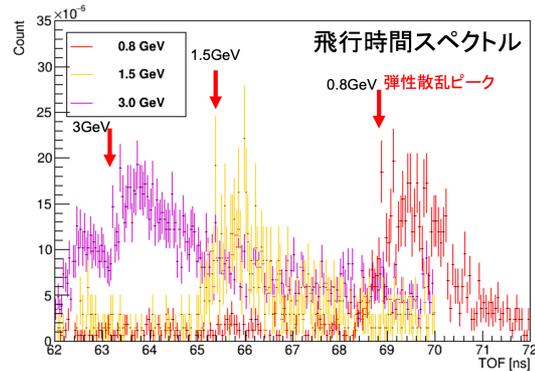


Figure 5: Time-of-flight spectrum for 0.8, 1.5, and 3 GeV incident protons.

3.3 陽子エネルギースペクトルの測定結果

飛行時間スペクトルから陽子などの荷電粒子のエネルギースペクトルを Fig. 6 に示す。図では 0.8, 1.5 および 3 GeV 入射陽子の結果を、縦軸に任意の強度として示す。測定において弾性散乱によるピークを観測し、ピーク位置を図中の赤矢印として示す。3 GeV 陽子の場合でも明らかな弾性散乱のピークを生じており、PHITS 以外の弾性散乱角度微分断面積が正しい可能性が高い。入射陽子 0.8, 1.5 GeV において準弾性散乱による幅広いピークが確認されたものの、3 GeV の場合には、明確な準弾性散乱によるピークが観測されなかった。この原因の一つには、中間子の影響が考えられる。飛行時間スペクトル (Fig. 5) において、3 GeV 陽子より速い飛行時間を持つ中間子 (π, μ 粒子) による影響や、入射陽子エネルギーと共に中間子の寄与が増大することが示されている。厳密な陽子スペクトルを得るには、中間子の寄与を差し引いた解析が必要となる。飛行時間とプラスチックシンチレータで観測される阻止能となる信号は、粒子の速度つまり光速比 (β) の一意の関数となるため、本測定では中間子との弁別が困難である。粒子の弁別を厳密に行うためには、運動量の測定が可能な磁気スペクトロメータの導入が必要となる。しかし、中間子のスペクトルは比較よく実験で検討されているため、計算の予測精度は悪くないものと考えられる。中間子成分の差引きにより、中間子の影響のないデータの取得が可能と考えられる。また、1.5 GeV 陽子までは中間子の寄与は比較的少ないため、この補正により 3 GeV 陽子より高い精度のデータを得られるものと考えられる。

以上の実験的なスペクトルデータにより、確信を持って宇宙機器の試験に臨めるようになった。

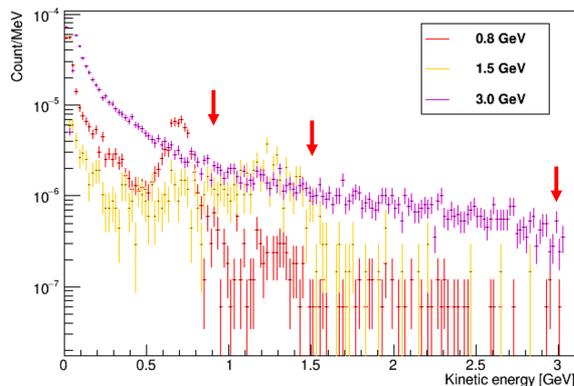


Figure 6: Result of proton spectrum for 0.8, 1.5, and 3 GeV incident protons.

4. 陽子ビーム照射施設

陽子ビーム照射施設 (PBIF) [30] の全体の鳥瞰図を Fig. 7 に示す。施設の中心部にターゲットステーション

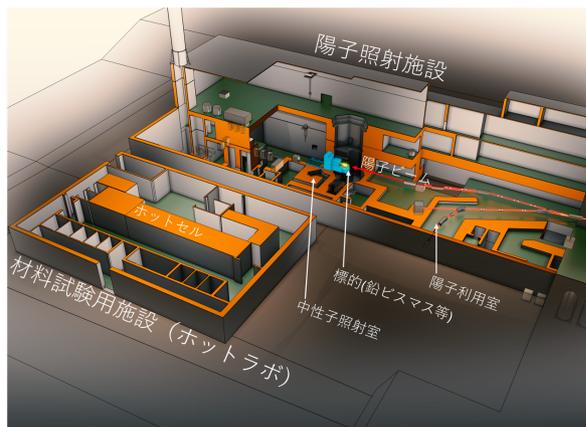


Figure 7: Birds-eye's view of the PBIF.

を配し、図の右手側にビームライントンネルを設ける。本施設では、宇宙機器の陽子照射のみならず、近年非常に注目されている ^{225}Ac , ^{99}Mo などの医療用 RI の製造、地上における半導体デバイスのソフトウェア試験、さらに原子炉・核融合炉・高エネルギー加速器施設の材料照射試験を進める計画となる。材料研究のため、陽子ビーム照射施設に隣接して材料試験用の施設 [31] も建設する計画となる。陽子ビーム照射施設に導入するビームは、LINAC で 400 MeV に加速された負水素 (H^-) イオンビームとなる。ビームは、マクロパルス幅 0.5 ms においてチョッパーによる中間パルスがない時間構造となり、ピーク電流 50 mA、ビーム出力 250 kW となる。本施設に輸送するビーム線返しは 25 Hz とするため、LINAC の現状 25 Hz から 50 Hz にアップグレードする予定となり、既に 50 Hz 試験を着手した [32]。陽子ビームラインには、レーザー荷電変換技術 (LCE) [33]

を導入する予定となり、レーザーにより H^- から電子を一つ剥ぎ取り、 H^0 に変換した後に磁場により H^- と H^0 を分離し、さらに H^0 を金属箔により H^+ に変換し、陽子ビームとして利用者に供じる。この技術は、核変換物理実験施設 (TEF-P) に 10 W 以下のビームを用いるために開発されており、利用者の要望に応じビーム出力などを容易に変更できるものとなる。本施設では、LCE で取り出されたビームを陽子ビーム利用室に輸送し、宇宙機器などの開発のための試験を可能とする構想となる。

宇宙機器は、シングルイベント効果 (SEE) の発生が深刻な問題となるため、陽子の照射を用いた試験が重要となる。この試験では、数 MeV から数百 MeV の陽子を用いて SEE 発生事象を評価するために、試験を効率的に行うために短時間にエネルギー変更できることが望ましい。この要求を満足するため本施設では、400 MeV 陽子を金属板などのデグレータにより減速させて供給する計画とする。様々な厚さからなるデグレータで減速後に、偏向電磁石とスリットにより均一のエネルギー (単色化) とし、空間的に平坦化 [34] したビームの利用者への供給を計画している。リニアックのビームの安定性は極めて優れているため、デグレータ下流の電磁石などのパラメータを一度取得すれば、同じ値を用いることにより速やかにエネルギー変更が可能となる。

5. 結語

衛星搭載用のスペクトロメータ開発のため、ビームダンプに設置した窓による散乱陽子のエネルギースペクトルを測定した。400 MeV 陽子の窓の弾性散乱による陽子強度は、PHITS の計算と一致し、得られたスペクトルは準単色となることが示された。測定データの解析により、400 MeV 陽子の $\text{Al}(p, xp)$ 反応の DDX を導出した。本測定データは、先行研究と概ね良い一致を示すとともに、核計算モデルの検討および改良に繋がった。本データにより、利用者に信頼おける陽子スペクトルを提供できることが明確になった。また、数 GeV 入射陽子窓の散乱陽子の利用により衛星搭載用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した。また本手法は、宇宙開発のみならず、J-PARC で新たな陽子利用につながるものと期待される。

また、宇宙用半導体デバイスの SEE 試験のため、数 MeV から 400 MeV 陽子の提供可能な陽子ビーム照射施設の検討に着手した。本施設と数 GeV 陽子のビーム散乱により J-PARC において数 MeV ~ 400 MeV の単色陽子から数 GeV の準単色陽子が比較的容易に利用者に提供できるものと考えられる。このような簡便で幅広い陽子の利用者の提供は、今後の宇宙開発やソフトウェア試験において重要なものと考えられる。

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、放射線安全セクション、核変換ディビジョンの方々の御協力に感謝いたします。また、RIA の計算では、旧東工大千葉敏先生に感謝いたします。

参考文献

- [1] NASA, “ARTEMIS 計画”, <https://www.nasa.gov/humans-in-space/artemis/>
- [2] 永松 愛子 他, “ARTEMIS 計画における宇宙放射線環境計測分野の重点化とダイナミックレンジエネルギースペクトロメータ Lunar-RICHeS の開発”, 応用物理学学会 東京都市大学 3 月 2024.
- [3] 情報通信研究機構, “CHARMS 開発計画”, <https://seg-www.nict.go.jp/event/oh2022assets/pdf/2.pdf>
- [4] K. Yamamoto *et al.*, “Design and actual performance of J-PARC 3 GeV rapid cycling synchrotron for high-intensity operation”, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, 59:1174, 2022.
- [5] H. Matsuda *et al.*, “Measurement of displacement cross-sections of copper and iron for proton with kinetic energies in the range 0.4 – 3 GeV”, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, 57:1141, 2020.
- [6] S. Meigo *et al.*, “Measurement of displacement cross section of structural materials utilized in the proton accelerator facilities with the kinematic energy above 400 MeV”, *EPJ Web Conf.*, 239:06006, 2020.
- [7] H. Matsuda *et al.*, “Measurement of thick target neutron yield at 180° for a mercury target induced by 3-GeV protons”, *Nucl. Instr. Meth. B*, 483:33, 2020.
- [8] H. Takeshita *et al.*, “Measurement of nuclide production cross sections for proton-induced reactions on Mn and Co at 1.3, 2.2, and 3.0 GeV”, *Nucl. Instr. Meth. B*, 511:30, 2022.
- [9] T. Sato *et al.*, “Features of Particle and Heavy Ion Transport Code System PHITS Version 3.0”, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, 55:684, 2018.
- [10] K. Tsujimoto *et al.*, “Research and development program on accelerator driven subcritical system in JAEA”, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, 44:483, 2007.
- [11] S. Meigo *et al.*, “Radiation damage and lifetime estimation of the proton beam window at the Japan Spallation Neutron Source”, *J. Nucl. Mat.*, 450:141, 2014.
- [12] S. Meigo *et al.*, “Beam commissioning for neutron and muon facility at J-PARC”, *Nucl. Instr. Meth. A*, 600:41, 2009.
- [13] S. Meigo *et al.*, “Evaluation of the 3-GeV proton beam profile at the spallation target of the JSNS”, *Nucl. Instr. Meth. A*, 562:569, 2006.
- [14] A. Boudard *et al.*, “New potentialities of the Liège intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles”, *Phys. Rev C*, 87(014606), 2013.
- [15] STRUCK, “SIS3316 16 channel VME digitizer family”, <https://www.struck.de/sis3316.html>
- [16] L. Brenner *et al.*, “Comparison of unfolding methods using RooFitUnfold”, *Int. J. Mod. Phys. A*, 25(24):2050145, 2020.
- [17] T. Kin *et al.*, “Proton production cross sections for reactions by 300- and 392-MeV protons on carbon, aluminum, and niobium”, *Phys. Rev C*, 72(014606), 2005.
- [18] K. Niita *et al.*, “Analysis of the (N,xN) reactions by quantum molecular dynamics plus statistical decay model”, *Phys. Rev C*, 52, 2620, 1995.
- [19] K. Niita, “High energy particle transport code NMTC/JAM”, JAERI-Conf 2001-002, page 964, 2001.
- [20] R. E. Chrien *et al.*, “Proton spectra from 800 MeV protons on selected nuclides”, *Phys. Rev. C*, 21:1014, 1980.
- [21] C. Ahdida *et al.*, “New capabilities of the FLUKA multi-purpose code”, *Frontiers in Physics*, 9(788253), 2022.
- [22] G. Battistoni *et al.*, “Overview of the FLUKA code”, *Annals of Nucl. Ene.*, 82:10, 2015.
- [23] P. G. McManigal *et al.*, “Polarization and differential cross sections in Proton-Proton and Proton-Nucleus scatterings at 725 MeV”, *Phys. Rev.*, 137(B620), 1965.
- [24] C. J. Horowitz *et al.*, “The Relativistic Impulse Approximation”, *Computation Nuclear Physics I: Nuclear Structure*, 1990:129.
- [25] S. Pearlstein, “Systematics of neutron emission spectra from high-energy proton bombardment”, *Nucl. Sci. Eng.*, 95:116, 1987.
- [26] T. Fukahori *et al.*, “JENDL High Energy File”, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, 39(sup2):25, 2002.
- [27] Y. Watanabe *et al.*, “Status of JENDL High Energy File”, *J. Korean Phys. Society*, 59(2):1040, 2011.
- [28] H. Nakashima *et al.*, “Research activities on neutrinos under ASTE collaboration at AGS/BNL”, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, 39(sup2):1155, 2002.
- [29] TechnoAP, “デジタルパルスプロセッサ”, https://www.techno-ap.com/img/cat_apv8108-14_j.pdf
- [30] 明午 伸一郎 他, “J-PARC 陽子ビーム照射施設の概念設計”, JAEA-Tech. 2024-026, 2025.
- [31] 斎藤 滋 他, “J-PARC 照射後試験施設概念検討”, JAEA-Tech. 2023-025, 2024.
- [32] 近藤 恭弘 他, “J-PARC リニアック 50 Hz 運転検証試験”, 第 22 回日本加速器学会年会, FRO601, 2025.
- [33] H. Takei *et al.*, “Low-power proton beam extraction by the bright continuous laser using the 3-MeV negative-hydrogen linac in Japan Proton Accelerator Research Complex”, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, 58(5):588, 2021.
- [34] S. Meigo, M. Ooi, and H. Fujimori, “Two-parameter model for optimizing target beam distribution with an octupole magnet”, *Phys. Rev. Accel. Beams*, 23:062802, 2020.