

令和元年度

文部科学省 国家課題対応型研究開発推進事業

原子力システム研究開発事業

J-PARC を用いた核変換システム (ADS) の
構造材の弾き出し損傷断面積の測定

成果報告書

令和 2 年 3 月

国立研究開発法人 日本原子力研究開発機構

本報告書は、文部科学省の原子力システム研究委託事業による委託業務として、国立研究開発法人 日本原子力研究開発機構が実施した平成 28 – 2019 年度「J-PARC を用いた核変換システム (ADS) の構造材の弾き出し損傷断面積の測定」の成果を取りまとめたものです。

目次

| | |
|--|--------|
| 概略 | vii |
| 1. 緒言 | 1-1 |
| 2. 業務計画 | 2-1 |
| 2.1 全体計画 | 2-1 |
| 3. 業務の実施内容及び成果 | 3.1-1 |
| 3.1 0.4~3 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究【H28-R1】 | 3.1-1 |
| 3.1.1 実験における安全性の検討 | 3.1-1 |
| 3.1.2 実験に用いた真空チェンバ | 3.1-7 |
| 3.1.3 0.4~3 GeV 陽子の弾き出し損傷断面積測定 | 3.1-9 |
| 3.1.4 実験準備 | 3.1-11 |
| 3.1.5 ビーム調整および診断 | 3.1-12 |
| 3.1.6 弾き出し断面積測定実験 | 3.1-14 |
| 3.1.7 他の実験および計算モデルとの弾き出し断面積の比較 | 3.1-18 |
| 3.1.8 試料昇温による損傷残留率の測定 | 3.1-19 |
| 3.1.9 0.4~3 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究のまとめ | 3.1-24 |
| 3.2 3~30 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究（再委託先：高エネ研） 【H28-R1】 | 3.2-1 |
| 3.2.1 実験実施場所の検討 | 3.2-1 |
| 3.2.2 実験の安全性検討 | 3.2-2 |
| 3.2.3 真空チェンバを用いた試験 | 3.2-6 |
| 3.2.4 試料付近のビーム運転中の放射線評価 | 3.2-10 |
| 3.2.5 実験準備作業 | 3.2-13 |
| 3.2.6 8 GeV および 30 GeV 陽子に対する弾き出し断面積測定 | 3.2-15 |
| 3.2.7 30 GeV 陽子ビームプロファイル測定 | 3.2-15 |
| 3.2.8 8 GeV 陽子ビームプロファイル測定 | 3.2-16 |
| 3.2.9 試料昇温による損傷残留率の測定 | 3.2-19 |
| 3.2.10 3~30 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究のまとめ | 3.2-20 |
| 3.3 弾き出し断面積の高度化【R1】 | 3.3-1 |
| 3.3.1 PHITS コード | 3.3-1 |
| 3.3.2 弾き出し断面積の計算 | 3.3-1 |
| 3.3.3 弾き出し断面積の実験と計算との比較 | 3.3-4 |
| 3.3.4 考察 | 3.3-7 |
| 3.3.5 弾き出し断面積の $A^{1.2}$ 則の考察 | 3.3-16 |
| 3.3.6 弾き出し断面積の高度化研究のまとめ | 3.3-20 |

| | | |
|-----|----------------|-------|
| 3.4 | 研究推進 | 3.4-1 |
| 4. | 結言 | 4-1 |

表一覧

| | | |
|--------|--|--------|
| 表 3-1 | 最大想定条件における試料の最高温度と融点 | 3.1-2 |
| 表 3-2 | 実験に用いた試料 | 3.1-12 |
| 表 3-3 | 試料におけるビーム幅 (1σ) | 3.1-14 |
| 表 3-4 | 各試料の陽子束当たりの抵抗率変化 | 3.1-18 |
| 表 3-5 | 断面積評価に用いたフレンケル対の欠陥当たりの抵抗率変化 | 3.1-18 |
| 表 3-6 | 実験で得られた弾き出し断面積 | 3.1-18 |
| 表 3-7 | 速い取出しの場合におけるアポートダンプの候補場所におけるビーム幅 | 3.2-2 |
| 表 3-8 | 遅い取出しの場合におけるアポートダンプの候補場所におけるビーム幅 | 3.2-2 |
| 表 3-9 | MR の実験で用いた冷凍機および試料ホルダーにおける低温試験結果 | 3.2-10 |
| 表 3-10 | 原子力機構の実験で用いた冷凍機および試料ホルダーにおける低温試験結果 | 3.2-10 |
| 表 3-11 | 各試料の陽子束当たりの抵抗率変化 | 3.2-18 |
| 表 3-12 | 実験で得られた弾き出し断面積 | 3.2-19 |
| 表 3-13 | 計算に用いた arc モデルのパラメータ | 3.3-3 |
| 表 3-14 | 弾き出し断面積の標的核種質量数 A に関する検討 | 3.3-20 |

図一覧

| | | |
|--------|---|--------|
| 図 2-1 | 本業務の全体計画 | 2-2 |
| 図 3-1 | ビーム入射時の真空チェンバ全体の到達温度分布の計算結果 | 3.1-2 |
| 図 3-2 | ビーム入射に伴う試料付近の到達温度分布の計算結果 | 3.1-3 |
| 図 3-3 | ビーム入射に伴うビーム窓部の応力分布の計算結果 | 3.1-4 |
| 図 3-4 | 放射線安全の評価に用いた PHITS コードの計算に用いた体系 | 3.1-5 |
| 図 3-5 | 照射終了後の放射能の計算結果 | 3.1-5 |
| 図 3-6 | 点線源近似を用いた照射終了後の残留線量の計算結果 | 3.1-6 |
| 図 3-7 | 実験装置の制御システムと加速器インターロック | 3.1-6 |
| 図 3-8 | 製作した真空チェンバ概略 | 3.1-7 |
| 図 3-9 | 真空チェンバ内部の試料付近の概略 | 3.1-8 |
| 図 3-10 | J-PARC センターの加速器施設の概要 | 3.1-10 |
| 図 3-11 | 実験装置設置場所の概要 | 3.1-10 |
| 図 3-12 | J-PARC 加速器施設に設置した測定装置 | 3.1-11 |
| 図 3-13 | 試料冷却のために冷凍機に接続したアルミロッドおよび実験に用いた試料 | 3.1-13 |
| 図 3-14 | 測定で得られたビームプロファイル | 3.1-15 |
| 図 3-15 | ビーム幅の測定結果と光学フィッティングによるビーム幅の振舞い | 3.1-15 |
| 図 3-16 | 3 GeV 陽子ビーム入射に伴う銅試料の抵抗と温度の測定結果 | 3.1-16 |
| 図 3-17 | 本実験で得られたアルミの弾き出し断面積および他の実験との比較 | 3.1-19 |
| 図 3-18 | 本実験で得られた鉄の弾き出し断面積および他の実験との比較 | 3.1-20 |
| 図 3-19 | 本実験で得られた銅の弾き出し断面積および他の実験との比較 | 3.1-20 |
| 図 3-20 | 本実験で得られたタングステンの弾き出し断面積および他の実験との比較 | 3.1-21 |
| 図 3-21 | 3 GeV 陽子照射後の昇温によるアルミの損傷残留率の測定結果 | 3.1-22 |
| 図 3-22 | 3 GeV 陽子照射後の昇温による鉄の損傷残留率の測定結果 | 3.1-22 |
| 図 3-23 | 3 GeV 陽子照射後の昇温による銅の損傷残留率の測定結果 | 3.1-23 |
| 図 3-24 | 3 GeV 陽子照射後の昇温によるタングステンの損傷残留率の測定結果 | 3.1-23 |
| 図 3-25 | 実験を行う候補場所 | 3.2-3 |
| 図 3-26 | 候補場所 3 の様子 | 3.2-4 |
| 図 3-27 | MR における実験に用いた真空チェンバの外観 | 3.2-4 |
| 図 3-28 | 放射線の安全評価に用いた PHITS コードの計算に用いた体系 | 3.2-7 |
| 図 3-29 | 陽子入射の全粒子束の計算結果 | 3.2-8 |
| 図 3-30 | 30 GeV 陽子照射終了後の放射能の計算結果 | 3.2-8 |
| 図 3-31 | 8 GeV 陽子照射終了後の点線源近似を用いた残留線量率の計算結果 | 3.2-9 |
| 図 3-32 | 点線源近似を用いた 30 GeV 陽子照射終了後の残留線量率の計算結果 | 3.2-9 |
| 図 3-33 | 真空試験および低温試験の状況 | 3.2-11 |
| 図 3-34 | 低温試験における温度の振る舞い | 3.2-12 |

| | | |
|--------|---|--------|
| 図 3-35 | ヒートアンカー設置状況 | 3.2-12 |
| 図 3-36 | MR トンネル内への OSL 線量計設置状況 | 3.2-13 |
| 図 3-37 | MR 加速器運転後における線量測定結果 | 3.2-13 |
| 図 3-38 | MR に設置した真空チェンバおよび冷凍機 | 3.2-14 |
| 図 3-39 | MR に設置した抵抗測定機器におけるポリエチレン遮蔽 | 3.2-15 |
| 図 3-40 | MR で測定した 30 GeV 陽子のビームプロファイル | 3.2-16 |
| 図 3-41 | MR で測定した 8 GeV 陽子のビームプロファイル | 3.2-17 |
| 図 3-42 | 30 GeV 陽子照射における銅の抵抗の測定結果 | 3.2-18 |
| 図 3-43 | 30 GeV 陽子照射におけるタングステンの抵抗の測定結果 | 3.2-18 |
| 図 3-44 | 30 GeV 陽子照射後の昇温による損傷残留率の測定結果 | 3.2-19 |
| 図 3-45 | 購入した並列計算機 | 3.3-3 |
| 図 3-46 | アルミの弾き出し断面積実験と PHITS の計算との比較 | 3.3-4 |
| 図 3-47 | 鉄の弾き出し断面積実験と PHITS の計算との比較 | 3.3-5 |
| 図 3-48 | 銅の弾き出し断面積実験と PHITS の計算との比較 | 3.3-6 |
| 図 3-49 | タングステンの弾き出し断面積実験と PHITS の計算との比較 | 3.3-7 |
| 図 3-50 | arc モデルに対する NRT モデルによる弾き出し断面積の比 | 3.3-8 |
| 図 3-51 | アルミの発熱密度の入射陽子のエネルギー依存性 | 3.3-9 |
| 図 3-52 | タングステンの発熱密度の入射陽子のエネルギー依存性 | 3.3-10 |
| 図 3-53 | PKA に対する弾き出しエネルギー | 3.3-10 |
| 図 3-54 | アルミの弾性散乱と非弾性散乱による弾き出し断面積に対する影響 | 3.3-11 |
| 図 3-55 | 鉄の弾性散乱と非弾性散乱による弾き出し断面積に対する影響 | 3.3-12 |
| 図 3-56 | 銅の弾性散乱と非弾性散乱による弾き出し断面積に対する影響 | 3.3-12 |
| 図 3-57 | タングステンの弾性散乱と非弾性散乱による弾き出し断面積に対する影響 | 3.3-13 |
| 図 3-58 | アルミの弾き出し断面積に対する核内カスケードモデルの影響 | 3.3-13 |
| 図 3-59 | 鉄の弾き出し断面積に対する核内カスケードモデルの影響 | 3.3-14 |
| 図 3-60 | 銅の弾き出し断面積に対する核内カスケードモデルの影響 | 3.3-14 |
| 図 3-61 | タングステンの弾き出し断面積に対する核内カスケードモデルの影響 | 3.3-15 |
| 図 3-62 | アルミ、鉄、銅およびタングステンの arc モデルによる断面積の比較 | 3.3-16 |
| 図 3-63 | 標的核種の質量数 (A) の $A^{1.2}$ で規格化した弾き出し断面積の比較 | 3.3-17 |
| 図 3-64 | 高エネルギー領域における T_d 飽和値の標的核種の質量数依存性 | 3.3-18 |
| 図 3-65 | 弾き出しの閾エネルギーの標的核種の質量数依存性 | 3.3-19 |

略語一覧

| | | |
|----------|---|-------------------------------|
| ADS | : Accelerator Driven System | (加速器駆動型核変換システム) |
| arc | : Athermal Recombination Correction | (非熱的再結合補正) |
| BNL | : Brookhaven National Laboratory | (ブルックヘブン国立研究所) |
| dpa | : Displacement Per Atom | (原子当たりの弾き出し) |
| GeV | : Giga electron volt | (10 億電子ボルト) |
| GM | : Gifford-McMahon | (ギフォード・マクマホン) |
| HLW | : High Level Waste | (高レベル放射性廃棄物) |
| JAEA | : Japan Atomic Energy Agency | (日本原子力研究開発機構) |
| J-PARC | : Japan Proton Accelerator Research Complex | (大強度陽子加速器施設) |
| LINAC | : Linear Accelerator | (線形加速器) |
| LBE | : Lead-Bismuth Eutectic | (鉛ビスマス共晶体) |
| MA | : Minor Actinide | (マイナーアクチノイド) |
| MD | : Molecular Dynamics | (分子動力学) |
| MeV | : Million electron volt | (100 万電子ボルト) |
| NMTC/JAM | : Nucleon Meson Transport Code with JAM model | (JAM モデルを用いた高エネルギー粒子輸送コード) |
| MR | : Main Ring | (30 GeV シンクトロン) |
| NRT | : Norgett, Robinson and Torrens model | (ノルゲット、ロビンソン および トレンス モデル) |
| OSL | : Optically Stimulated Luminescence | (光刺激ルミネッセンス) |
| PDU | : Power Distribution Unit | (電源分配ユニット) |
| PIE | : Post Irradiation Experiment | (照射後試験) |
| PHITS | : Particle and Heavy Ion Transport code System | (粒子重イオン輸送計算コード) |
| PKA | : Primary Knock-on Atom | (一次弾き出し原子) |
| RCS | : Rapid Cycling Synchrotron | (3 GeV シンクロトロン) |
| TEF-T | : ADS Target Test Facility | (ADS ターゲット試験施設) |

概略

原子炉から生成される高レベル放射性廃棄物 (High Level Waste: HLW) は数万年という長期間にわたって放射性毒性を持つため、ガラス固化体として地上施設に数十年間保管した後、地下数百メートルの安定な地層中に埋設処分する計画とされている。しかしながら、HLW が有意な毒性を持ち続ける千年から百万年という年月を考えたとき、その有害度を合理的に達成可能な限り低減化することは人類において「負の遺産」を残さないための重要な課題である。この打開策の一つとして、加速器で得られる陽子ビームを未臨界高速炉心に入射する核変換システム (加速器駆動核変換システム (Accelerator Driven System: ADS)) の技術が国内のみならず世界的に注目され開発されている。日本原子力研究開発機構 (Japan Atomic Energy Agency: JAEA) で提案する ADS [1] は、1.5 GeV の高エネルギーの大強度陽子加速器 (30 MW) と未臨界炉心を組み合わせた複合システムである。炉心には特に放射性毒性の強いネプツニウム、アメリシウム等のマイナーアクチノイド (Minor Actinoid: MA) を含む核燃料を装荷し、ADS 1 基当たり原子炉 10 基から生じる MA を高速中性子発生用の核破砕標的や炉心で発生した中性子により毒性の弱い核種に変換する。廃棄物から放射性毒性の高い MA を分離し本システムで燃焼させると、使用済み燃料のままでは天然ウランと同程度の毒性になるのが 10 万年も必要とされるところが、1/300 の約 300 年に短縮することができる。本システムにより「負の遺産」の問題解決に大きく貢献できると期待される。

ADS では 30 MW の大強度の陽子ビームを鉛ビスマス合金などの標的に入射することが必要とされる。JAEA の J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex: 大強度陽子加速器施設) センターでは 1 MW 相当のビームの加速と標的への入射を損失すること無く行うことを達成し、さらなる加速器の技術開発により 30 MW の大強度加速器の実現性はある程度目処を得ることができた。一方、ADS の標的には現在の 30 倍の強度のビームが入射するため、標的の材料には大強度の陽子ビームに耐えられるものが必要とされる。未臨界炉の中性子経済と冷却性能を考慮すると、標的には中性子吸収断面積が小さく沸点の高い材料が必要なため、現在 J-PARC センターの核破砕中性子源で使用されている水銀は適さず、液体の鉛・ビスマス共晶合金 (Lead-Bismuth Eutectic: LBE) が最有力候補である。J-PARC センターでは LBE を標的とする ADS ターゲット試験施設 (ADS Target Test Facility: TEF-T) [2] 建設の計画を進めており、照射後試験 (Post Irradiation Experiment: PIE) により構造材の特性評価を行う予定である。LBE を用いる ADS の開発で重要な課題となるのが、炉心と加速器の境界となる陽子ビームの入射窓の健全性である。入射窓は常に約 500°C の LBE に曝され、さらに陽子ビームの重照射を受けることから、ADS の成立性を評価する上で入射窓の照射損傷を精度良く予測することが鍵となる。窓の健全性を評価する上で最も基礎的な物理量となるのが、原子炉などの放射線照射損傷量の指標として用いられる「原子当たりの弾き出し数 (Displacement Per Atom: dpa)」である。

dpa は入射粒子のフルエンスに弾き出し断面積を乗ずることで得られる。弾き出し断面積は、原子核を弾性体として近似する方法と原子核を陽子および中性子の集合体と捉えパチンコ玉のようにカスケード状な散乱を計算する核内カスケードモデルの組み合わせによる計算がよく用いられる。しかしながら、弾き出し断面積の実験データは殆ど無く、数 GeV のエネルギー領域で唯一存在するのは米国ブルックヘブン国立研究所 (Brookhaven National Laboratory: BNL) による 1.1

GeV, 1.94 GeV の陽子に対する銅とタングステンの弾き出し断面積データ [3] である。ADS の実現のためには、特に入射窓の候補となる鉄のデータが必要であるが、実験データが全くないために計算モデルの比較検討が行えない。このため、計算による損傷評価の信頼性が乏しく ADS の実現性評価のためには大きな障害となる。ADS の加速器の加速エネルギーは数百 MeV から数 GeV に亘るために、広いエネルギー範囲のデータが必要となる。さらに、ADS では加速器等で真空ダクトに用いられるアルミ、超電導磁性体のニオブ、およびビーム整形のためのコリメータに用いられるタングステン等の広い範囲の元素が使用されるために、広い元素にわたるシステムティックな計算モデルの精度検証が必要となる。

本研究では数百 MeV～数 GeV の陽子加速が可能な J-PARC の加速器施設を用いて弾き出し断面積の測定を行い、得られた実験データと計算モデルの比較検討を行うことにより、計算モデルの精度向上を狙うことを目標とする。これにより ADS のビーム窓の設計信頼性を向上させ、ADS の実現性をさらに高めることを狙う。

本研究は3つの研究項目から成り立ち、① 0.4～3 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究、② 3～30 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究、および③ 弾き出し損傷計算モデルの高度化に関する研究を実施する。平成28年度の10月から冷凍機等の物品の調達を開始した。平成29年度には、調達した冷凍機を設置する真空チェンバを製作し、J-PARC の加速器施設に設置し実験を開始した。その結果、3 GeV 陽子の銅の弾き出し損傷断面積を得ることに成功し、ADS で候補とされる2 GeV 以上の運動エネルギーに対するデータを世界で初めて取得した。測定で得られたデータを元に、弾き出し損傷に最もよく用いられる NRT モデル (Norgett, Robinson and Torrens model: ノルゲット、ロビンソンおよびトレンス モデル) [4] による計算と比較を行った結果、NRT モデルは4倍程度高い値を示すことが判明し、これまでの弾き出し損傷評価において4倍程度過大評価していたことが明らかになった。2019年度には測定で得られたデータを用いて、弾き出し損傷断面積の計算モデルの高度化を行う予定としている。

大強度加速器は ADS のみならず、中性子科学 [5]、ミュオン [6]、ニュートリノ [7] およびハドロン物理 [8] でも既に展開されており、様々な大強度加速器において材料損傷評価の根幹となる弾き出し断面積の計測を行い、さらに計算モデルの精度向上を狙う。本成果は、大強度の先進加速器施設における様々な放射線環境下での照射損傷量予測の大幅な向上に繋がり、標的損傷等による加速器・放射線のトラブルを未然に防ぐことができ、社会的に非常に大きな意義を持つものと考えられる。

1. 緒言

原子炉から生成される高レベル放射性廃棄物 (High Level Waste : HLW) は数万年という長期間にわたって放射性毒性を持つため、ガラス固化体として地上施設に数十年間保管した後、地下数百メートルの安定な地層中に埋設処分する計画とされている。HLW が有意な毒性を持ち続ける千年から百万年という年月を考えたとき、その放射性毒性を合理的に達成可能な限り低減化することは人類において「負の遺産」を残さないための重要な課題である。この打開策の一つとして、加速器で得られる陽子ビームを未臨界高速炉心に入射する核変換システム (加速器駆動核変換システム (ADS)) の技術が国内のみならず世界的に注目され開発されている。

日本原子力研究開発機構 (JAEA) で提案する ADS では、1.5 GeV の高エネルギーの大強度陽子加速器 (30 MW) と未臨界炉心を組み合わせた複合システムである。炉心には特に有害度の強いネプツニウム、アメリシウム等のマイナーアクチノイド (MA) を含む核燃料を装荷し、ADS 1 基当たり原子炉 10 基から生じる MA を毒性の弱い核種に変換する。廃棄物から放射性毒性の高い MA を分離し本システムで燃焼させると、使用済み燃料のままでは天然ウランと同程度の毒性になるのが 10 万年も必要とされるところが、1/300 の約 300 年に短縮することができる。ADS では 30 MW の大強度の陽子ビームを高速中性子発生用の核破碎標的に入射することが必要とされる。ADS の標的には大強度のビームが入射するため、標的の材料には大強度の陽子ビームに耐えられるものが必要とされる。未臨界炉の中性子経済と冷却性能を考慮すると、標的には中性子吸収断面積が小さく沸点の高い材料が必要なため、現在 J-PARC センターの核破碎中性子源で使用されている水銀は適さず、液体の鉛・ビスマス共晶合金 (LBE) が最有力候補である。LBE を用いる ADS の開発で重要な課題となるのが、炉心と加速器の境界となる陽子ビームの入射窓の健全性である。入射窓は常に約 500°C の LBE に曝され、さらに陽子ビームの重照射を受けることから、ADS の成立性を評価する上で入射窓の照射損傷を精度良く予測することが鍵となる。窓の健全性を評価する上で最も基礎的な物理量となるのが、原子炉などの放射線照射損傷量の指標として用いられる「原子当たりの弾き出し数 (dpa)」である。

dpa は入射粒子のフルエンスに弾き出し断面積を乗ずることで得られる。弾き出し断面積は、原子核を弾性体として近似する方法と原子核を陽子および中性子の集合体と捉えパチンコ玉のようにカスケード状な散乱を計算する核内カスケードモデルの組み合わせによる計算がよく用いられる。しかしながら、弾き出し断面積の実験データは殆ど無く、数 GeV のエネルギー領域で唯一存在するのは米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) による 1.1 GeV, 1.94 GeV の陽子に対する銅の弾き出し断面積データである [3]。ADS の実現のためには、特に入射窓の候補となる鉄のデータが必要であるが、実験データが全くないために計算モデルの比較検討が行えない。このため、計算による損傷評価の信頼性が乏しく ADS の実現性評価のためには大きな障害となる。ADS の加速器の加速エネルギーは数百 MeV から数 GeV に亘るために、広いエネルギー範囲のデータが必要となる。さらに、ADS では加速器等で真空ダクトに用いられるアルミ、超電導磁性体のニオブ、およびビーム整形のためのコリメータに用いられるタンゲステン等の広い範囲の元素が使用されるために、広い元素にわたるシステムティックな計算モデルの精度検証が必要となる。

本研究では数百 MeV ~ 数 GeV の陽子加速が可能な J-PARC の加速器施設を用いて弾き出し断

面積の測定を行い、得られた実験データと計算モデルの比較検討を行うことにより、計算モデルの精度向上を狙うことを目標とする。これにより ADS のビーム窓の設計信頼性を向上させ、ADS の実現性をさらに高めることを狙う。

物質中の電気抵抗率は、一般的にマティーセン則に従いフレンケル欠陥の数に比例し変化する。抵抗率を測定することにより弾き出し断面積を取得できる。ただし、照射試料を極低温 (10 K 程度) に冷却しない場合には、欠陥が熱運動エネルギーにより拡散に伴い再結合するため、試料を極低温に冷却する必要がある。BNL で行われた実験 [3] では液体ヘリウム冷媒を用いたため、取り扱いが煩雑な大型の装置が必要であったが、申請者らは様々な加速器施設での実験遂行のため、可搬型の小型冷凍機 (ギフォード・マクマホン (Gifford-McMahon: GM) 冷凍機) を用いた無冷媒による電気抵抗測定手法を開発した。照射前の金属線の欠陥を極力減らすため、1000°C 程度で約 10 分間の焼鈍を行った。この手法により、共同研究者は京大の加速器施設において、温度 12 K での 125 MeV 陽子照射による銅の数ナノ Ω 程度の微小な電気抵抗値変化の測定に成功した。陽子エネルギー (E) における弾き出し断面積 ($\sigma(E)$ [cm^2]) は照射後の試料の抵抗率の変化 ($\Delta\rho$ [Ωm])、試料上の陽子平均フルエンス ($\overline{\phi(E)}$ [cm^{-2}])、およびフレンケル欠陥当たりの抵抗率変化 (ρ_f [Ωm]) により以下の式で得ることができる。

$$\sigma(E) = \Delta\rho / (\overline{\phi(E)}\rho_f) \quad (1.1)$$

弾き出し断面積測定は、BNL でも測定が行われたがビームの強度が弱く測定に時間を要し、またビームの安定性が低いために測定の実誤差は 20 %程度と大きい。本測定は試料に陽子を 5×10^{14} 個を入射する必要があるが、J-PARC は世界最大強度の加速器施設のため BNL の約千倍の強度となり、わずか数ショットのビームで簡単に測定ができる。さらに J-PARC の加速器はビームも安定しており、数%程度の誤差でビームを計測することが可能である。J-PARC は中性子等の二次ビームを常時ユーザーに供給しているため、これを阻害する長時間の停止はできないが、本測定は僅か数秒間の試料照射により弾き出し断面積を得ることができる。常に試料がビームに照射されると通常のビーム利用運転を阻害するため、利用運転時において試料をビームから退避することが要求される。このために本研究では試料の駆動装置を設け、照射時間を管理可能なものとする。

J-PARC の加速器施設は 400MeV 線形加速器 (Linear Accelerator : LINAC), 3 GeV シンクロトロン (Rapid Cycling Synchrotron: RCS) および 30 GeV シンクロトロン (Main Ring: MR) から成り立つ。シンクロトロンでは、ビーム取り出し用のキッカ電磁石を励磁しビームを取り出す。キッカ電磁石の励磁のタイミングを加速途中とすることで様々なエネルギーの取り出しが可能となる。RCS の場合には、入射加速器となる LINAC のエネルギーの 0.4 GeV から 3 GeV の間の任意のエネルギーの陽子取り出しが可能となり、ADS に最も重要なエネルギー領域の弾き出し断面積を得ることが可能となる。加速途中のビームの取出しは加速器のビーム試験として既に行っており、任意のエネルギーを持つ陽子ビームをダンプまで輸送することが可能である。以上で得られた実験と共に、共同研究者が他施設で検討している 400 MeV 以下の実験データにより、数 MeV から 30 GeV にわたる広いエネルギー領域のデータが取得できる。この膨大な弾き出し断面積の実験データと計算との比較検討により核計算モデルの高度化が行えるようになり、ADS のみならず大強度陽子加速器施設の安全性向上に大きく貢献できる。

本研究により、既存のデータを最大限に活用することが可能となり ADS における入射ビーム窓などの構造材の損傷評価の精度が向上する。本研究の実験データ取得により、計算に起因する dpa の系統誤差がなくなり既存の材料試験のデータ精度の向上が期待される。これにより、ADS の実現性すなわちマイナーアクチノイドの有害度低減の実現性がさらに高まることが期待できる。

2. 業務計画

2.1 全体計画

本業務の全体計画を図 2-1 に示す。各研究項目に対する計画を以下に記す。

① 0.4~3 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究

本研究では J-PARC センターの 3 GeV シンクロトロン加速器を用いて 0.4~3 GeV 陽子に対する弾き出し損傷断面積の測定を行った。平成 28 年度から冷凍機などの機器の調達を開始した。平成 29 年度にはビーム試験に用いる真空チェンバを製作し、J-PARC の加速器施設に設置し、アルミ等の軽い核種の弾き出し損傷断面積の測定を行った。平成 30 年度では鉄および銅などの中重核の測定を行い、令和元年度には重核となるタングステンの断面積を測定した。

本研究は国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 (以下 原子力機構) が主体となって実施した。

② 3~30 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究

本研究では J-PARC センターの 50 GeV シンクロトロン加速器を用いて 3~30 GeV 陽子に対する弾き出し損傷断面積の測定を行った。平成 28 年度より低温試験を行い、平成 30 年度から実験を開始した。

本研究は大学共同利用機関法人高エネルギー加速器研究機構 (以下 高エネ研) が主体となって実施した。

③ 弾き出し損傷計算モデルの高度化に関する研究

上記 (① および②) の研究で得られた断面積を元に、令和元年度よりモデル計算との比較検討を行い、計算モデルの高度化を行った。

本研究は原子力機構が主体となって実施した。

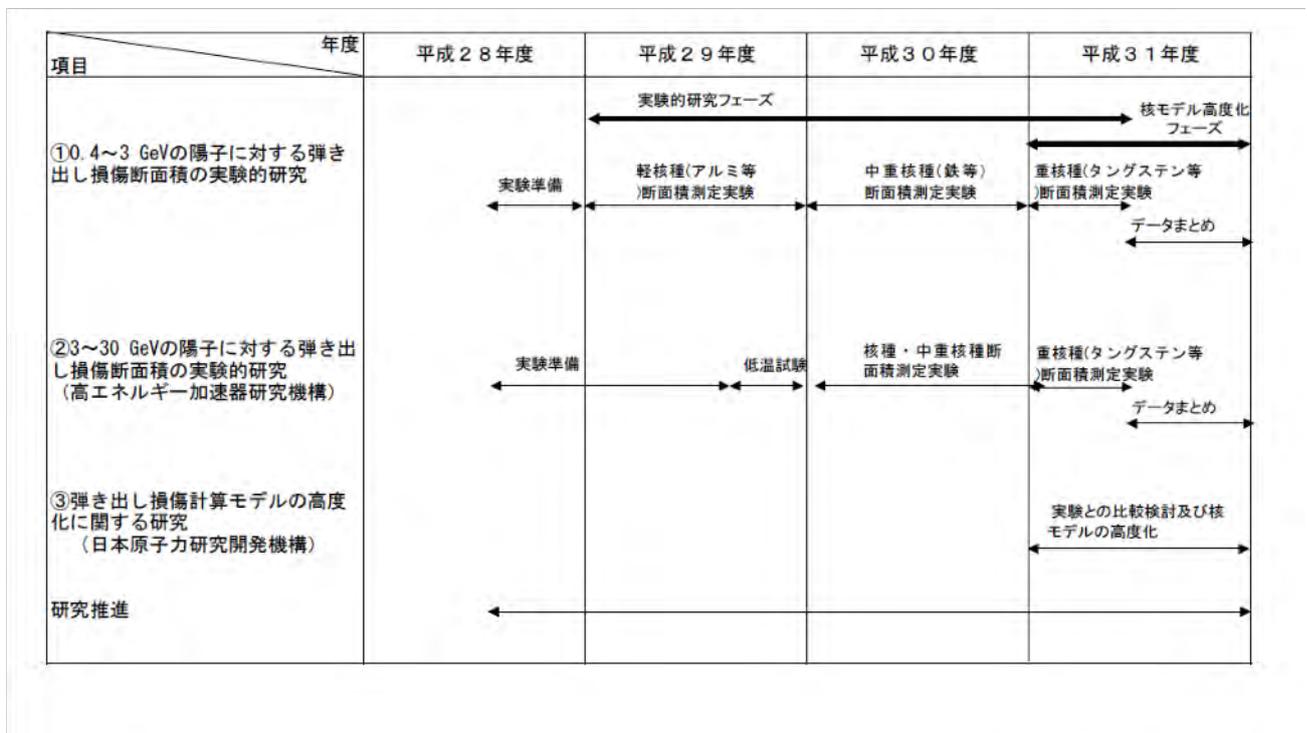


図 2-1: 本業務の全体計画

3. 業務の実施内容及び成果

3.1 0.4~3 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究【H28-R1】

本実験では、極低温に冷却した試料に陽子ビームを入射し、陽子に起因する試料の抵抗率増加により弾き出し損傷断面積を測定する。実験に必要な GM 冷凍機 (住友重機社製 RDK-415D: 冷凍能力 1.5 W)、および電流源等は平成 28 年度に調達し、平成 29 年度には試料設置用の真空チェンバ、試料駆動機構の設計等について検討した。平成 30 年度には、実験に用いる真空チェンバの詳細設計を行い、J-PARC センターの加速器施設に設置し実験を開始した。実験を開始するに当たり、安全性に関し詳細な検討を行った。

3.1.1 実験における安全性の検討

試験を行う真空チェンバには、J-PARC センターの物質生命科学実験施設に設置した核破碎中性子源に輸送される大強度陽子ビーム (1 MW) が入射される可能性があり、測定に用いる試料が融解する可能性がある。本実験を安全に進めるにあたり、安全性に関して慎重に検討した。なお、本実験に関わる安全性は、J-PARC センターにおいて安全性検討会を数回開催し、問題ないことが確認された。

(1) 試料温度評価

実際に実験を行う条件を元に試料の温度の解析を行った。PHITS コード [9] を用いて試料の発熱密度を評価し、これに基づき温度を計算した。温度を評価するにあたり、以下の最大想定条件を以下の通り設定し、定常状態における値を求めた。

1. 本実験では 0.4 GeV から 3 GeV の運動エネルギーを有する陽子を試料に入射する。試料の発熱密度が最も高い 0.4 GeV の陽子に対し評価した。これまでビーム試験の結果から、ビーム形状はガウス分布とし、最も細くなるビーム幅となる 4 mm (1σ において) を用いた。
2. ビーム電流はビームダンプが受け入れられる最大電流 (2.7 μA) において、1 時間当たり陽子の数が 6×10^{16} 個で評価した。これ以上のビーム電流を入射する場合には、加速器のインターロックによりビームは遮断される。なお、ビームの最大出力は、許容電流と最大運動エネルギーである 3 GeV から 8 kW となる。
3. 試料は実際には冷凍機で冷却されているが、冷凍機が何らかの原因により停止する場合を考慮し、真空チェンバから大気への熱伝達のみで冷却する条件で温度を評価した。大気温度は 30°C とした。

上記の最大強度となる想定条件における、1 次元熱伝達モデルによる簡易計算による試料最高温度の結果を表 3-1 に示す。実験に用いる予定の炭素、アルミ、銅、鉄、ニオブ、チタン及びタングステン試料に対する温度を評価した。試料の最高温度は融点を十分に下回り、実験により試料

が融解する可能性が無いことを確認した。3次元の有限要素法を用いた装置全体及びタングステン試料の温度分布を、それぞれ図3-1及び図3-2に示す。実際の実験ではワイヤ状の試料を用いるが、簡易化のために有限要素法の計算では、同じ厚さを持つ板状の試料に近似を用いた。実際の温度は、一次元近似と板状に近似した有限要素法による計算の温度となると考えられるものの、試料が融解する恐れは無いことを確認した。

以上は最大想定条件における温度を評価した。実際の実験では、試料の温度を抑えることが重要なため、100 W程度の強度となるビームを使用する。ビーム出力の比例計算により、実際の試料温度上昇は10 Kを下回る。

表 3-1: 最大想定条件における試料の最高温度と融点

| 試料 | 炭素 | アルミ | 銅 | 鉄 | ニオブ | チタン | タングステン |
|-----------|------|-----|------|------|------|------|--------|
| 最高温度 (°C) | 153 | 94 | 232 | 305 | 262 | 241 | 436 |
| 融点 (°C) | 3370 | 660 | 1085 | 1538 | 1455 | 1675 | 3422 |

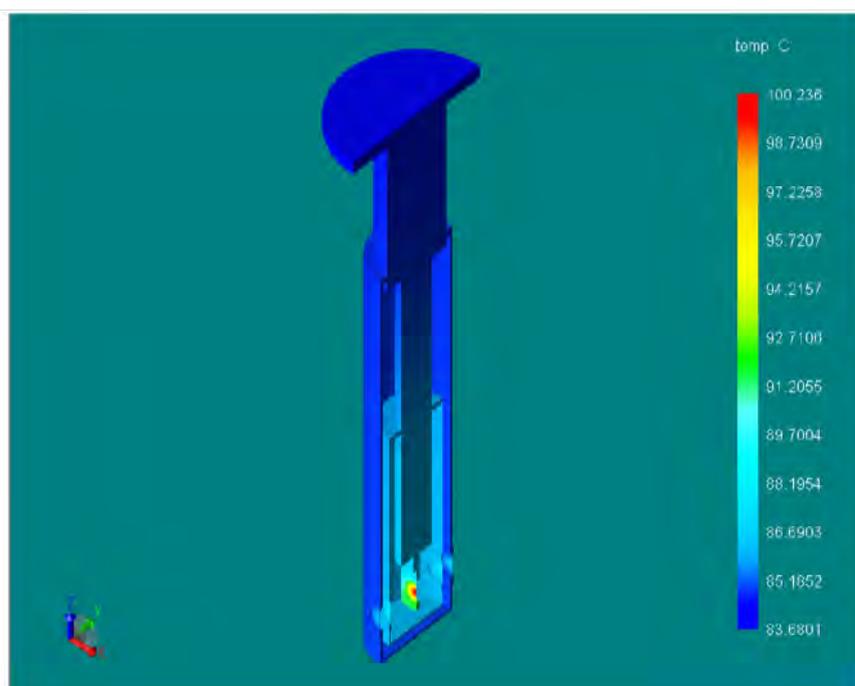


図 3-1: ビーム入射時の真空チェンバ全体の到達温度分布の計算結果

(2) 応力解析

有限要素法による計算により、試料及びアルミ窓のビームによる発熱に起因する応力を評価した。ビーム条件などは試料温度評価と同一の条件を用いた。この結果、図3-3に示すようにタングステン試料及びアルミ窓に係る応力は、それぞれ205 MPa, 1 MPaとなった。タングステン及びアルミの許容応力は、それぞれ1.5 GPa及び270 MPaであり、最大想定条件における、試料及

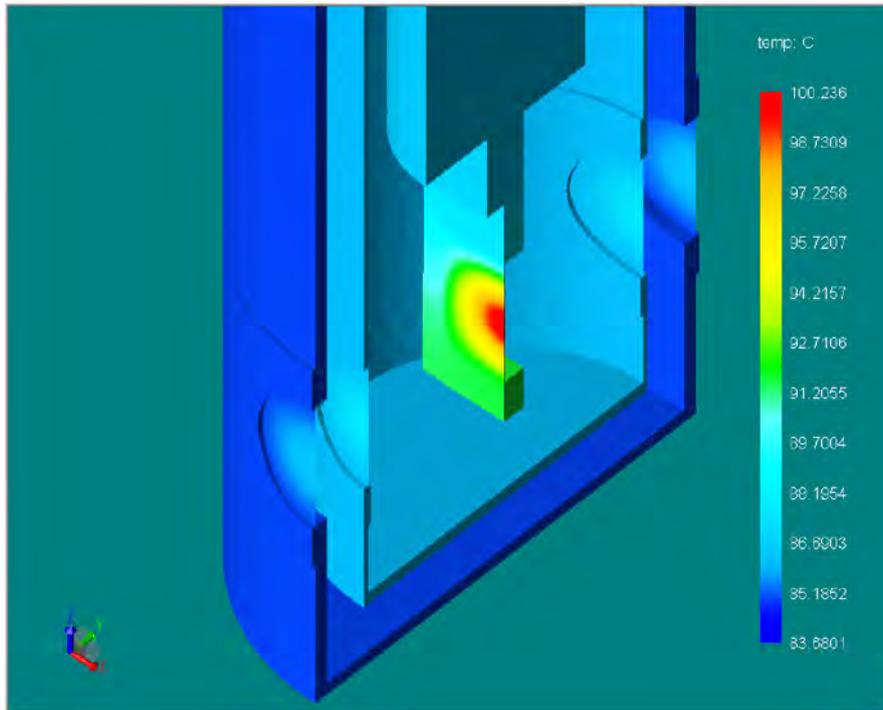


図 3-2: ビーム入射に伴う試料付近の到達温度分布の計算結果

び窓の健全性が保たれることを確認した。 以上は最大想定条件における温度を評価したが、実際の実験では試料の温度を抑えることが重要なため、100 W 程度の強度となるビームを使用することとなる。ビーム出力の比例計算により、実際の試料に係る応力は 2.6 MPa となり、許容応力を大きく下回り、試料の健全性には全く問題ないことが示された。

(3) 放射線安全に関する検討

ビーム損失及び残留線量、生成される放射能に関して、PHITS コードで評価した。本評価は、最も厳しい条件となる 3 GeV 陽子に対し行い、実験で用いられる最大出力 (8 kW) において評価した。PHITS コードで用いた計算体系を図 3-4 に示す。計算の結果、本装置によるビーム損失は約 3 W となる。放射線の申請の値である 1 W/m となり、これは点状損失に換算し 4.5 W となる。ビーム輸送に伴う線状のビーム損失は測定の結果、1 mW/m 程度となるため、本装置によるビーム損失は放射線申請の値を超えない。実験終了後の装置全体の放射能の時間的振舞いを図 3-5 に示す。この検討では最大の放射能を発生する 3 GeV 陽子に対し、1 年間の実験で用いる総量となる 3×10^{15} 個を一瞬に入射する場合において評価した。実験実施場所に立ち入るのは、最短でビーム照射後に 4 時間となるために、この場合の放射能を評価した。この結果放射能は 7.3 MBq となり、この大半が試料から生じている。全装置から生成するトリチウムの量は 1 kBq となり、生成した全てのトリチウムが作業者の経口摂取された場合においても、作業者の内部被ばくは 18 nSv となりトリチウムによる内部被ばくは重大な問題とならない。作業場所における線量率を計算した。安全側の評価を効率的に行うため、試料の中心のみが線源となる点線源近似を用いた。本評価計算による結果を図 3-6 に示す。殆どの作業が行われる中心から距離 30 cm において、作業時

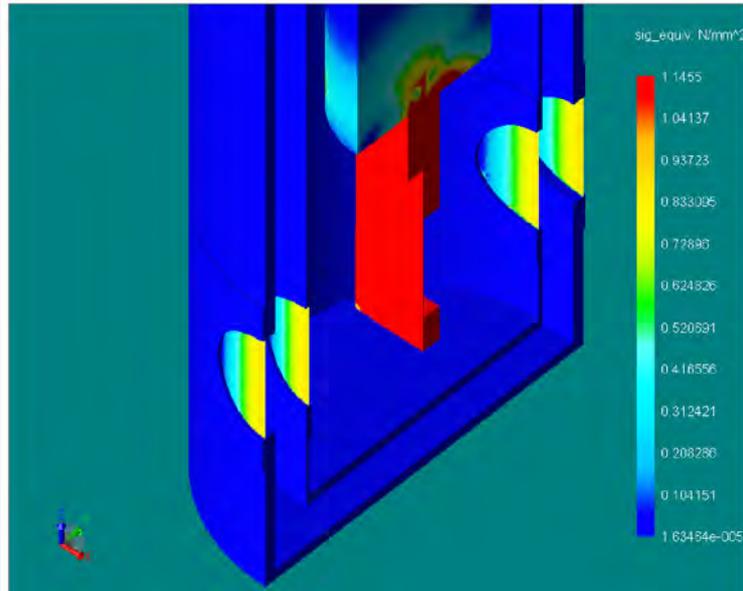


図 3-3: ビーム入射に伴うビーム窓部の応力分布の計算結果（温度分布はビーム形状を反映したものとなるが、応力分布は照射部の拘束条件に大きく依存するためビーム形状とは異なる分布を示す。）

の線量率は $22\mu\text{Sv/h}$ となり、放射線業務従事者の作業時の被ばくは重大な問題とならない。以上より本実験を行う上で、放射線安全には重大な問題がないことを確認した。

以上の結果により、ビーム出力が 8 kW に限定される場合には安全性を保てることが判明した。これにより、ビーム出力が 8 kW に限定されるダンプに行先が設定される場合のみ、試料が照射位置に移動できるインターロックを本実験装置に設けることとした。チェンバに取り付けた試料駆動機構の制御装置の概念図を図 3-7 に示す。本実験には、加速器の安全を制御するインターロック（加速器インターロック）に組み込む必要となったので、加速器インターロックを本装置に組み込んだ。試料の位置情報を得るため駆動機構にはリミットスイッチを設けた。リミットスイッチによる位置情報は、インターロックにおいて重要な情報となるため、退避および挿入位置に 2 個のリミットスイッチをそれぞれ設けた。駆動装置は不要なビーム損失を防止するために、固定用のボルトを設け不要時に試料の移動が不可能となる機構を設けた。加速器施設とのインターロック試験は、チェンバを設置した後となる平成 30 年 1 月に行い、加速器のインターロックを含めた全インターロックにおいて問題ないことが確認された。

J-PARC センターの放射線許認可申請における施設使用目的において、「材料科学の研究」が記載されていなかったため、同センターの放射線安全を管理する部門との協議の結果、「材料科学の研究」を利用目的に加えるように変更した。また申請書には具体的に使用する試料として、炭素、アルミ、銅、鉄、ニオブ、チタン、タングステンと標記した。この変更申請において、J-PARC の他の案件となる J-PARC 施設の放射化物使用に用いられる建屋との申請と同時に進めることとなり、本建屋の申請が予想以上に時間を要したものの、変更申請の許可を平成 30 年 3 月に受理することができ、その後運転スケジュールの調整の結果、平成 30 年 3 月末にビームを用いた実験を行うことが可能となった。

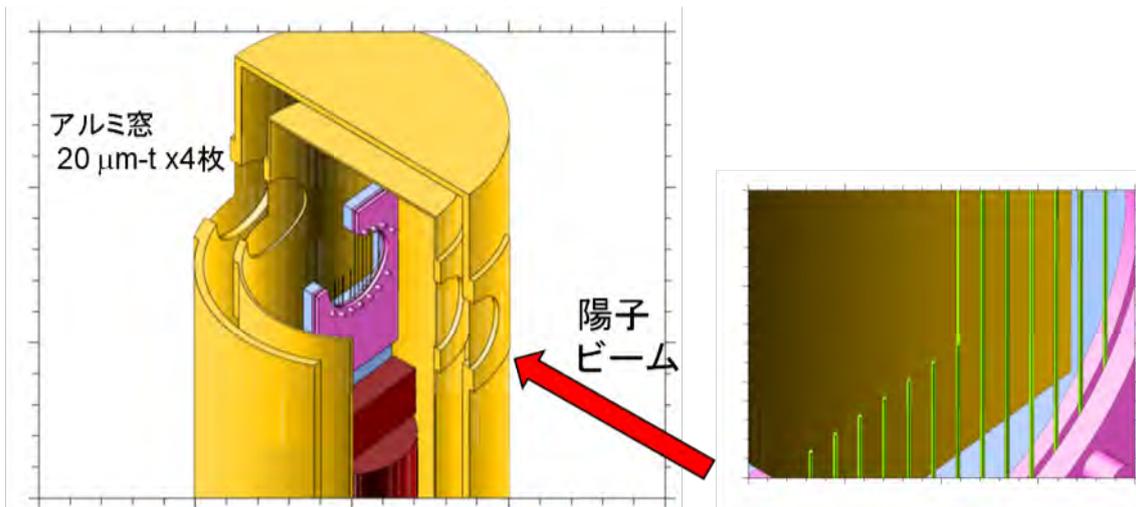


図 3-4: 放射線安全の評価に用いた PHITS コードの計算に用いた体系（左図に上下を倒置した全計算体系を示し、2重輻射熱シールド及び、アルミ箱を用いた入出射窓を実際に使用する形状を模擬した。右側に試料ワイヤ付近の拡大表示を示す。）

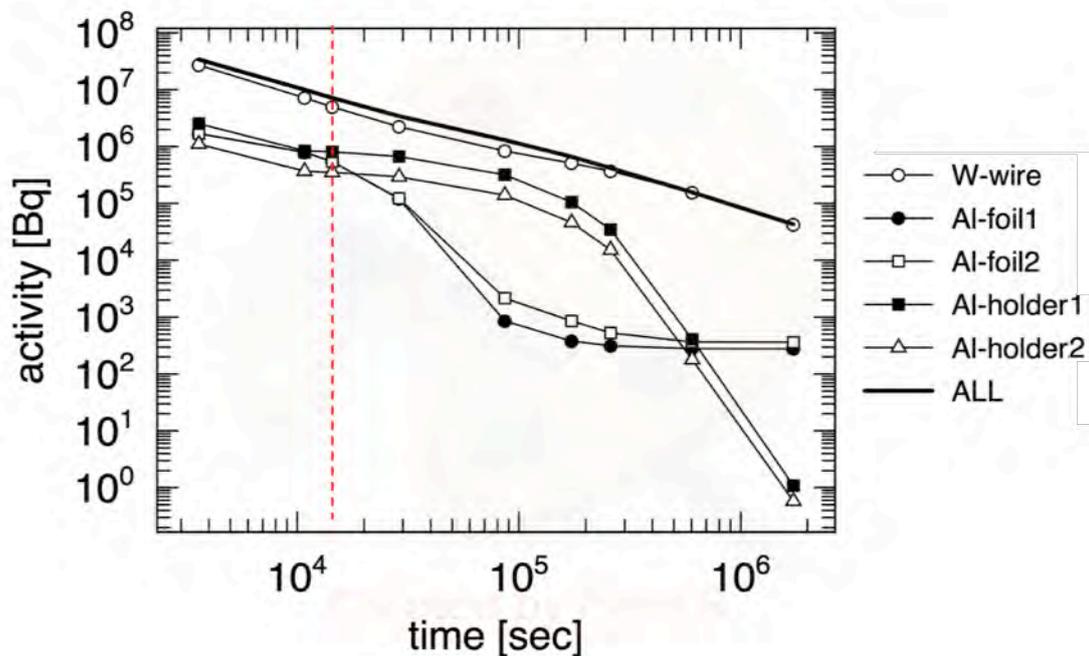


図 3-5: 照射終了後の放射能の計算結果（横軸に照射後の経過時間を示し、縦軸に放射能を示す。装置全体の寄与を実線、タングステン試料の寄与を白丸 (○)、二重輻射熱シールドのビーム入出射部に取り付けたアルミ箔 (内筒：●、外筒：□、アルミ製試料ホルダ (ビーム上流側：■、ビーム下流側：△) にそれぞれ示す。)

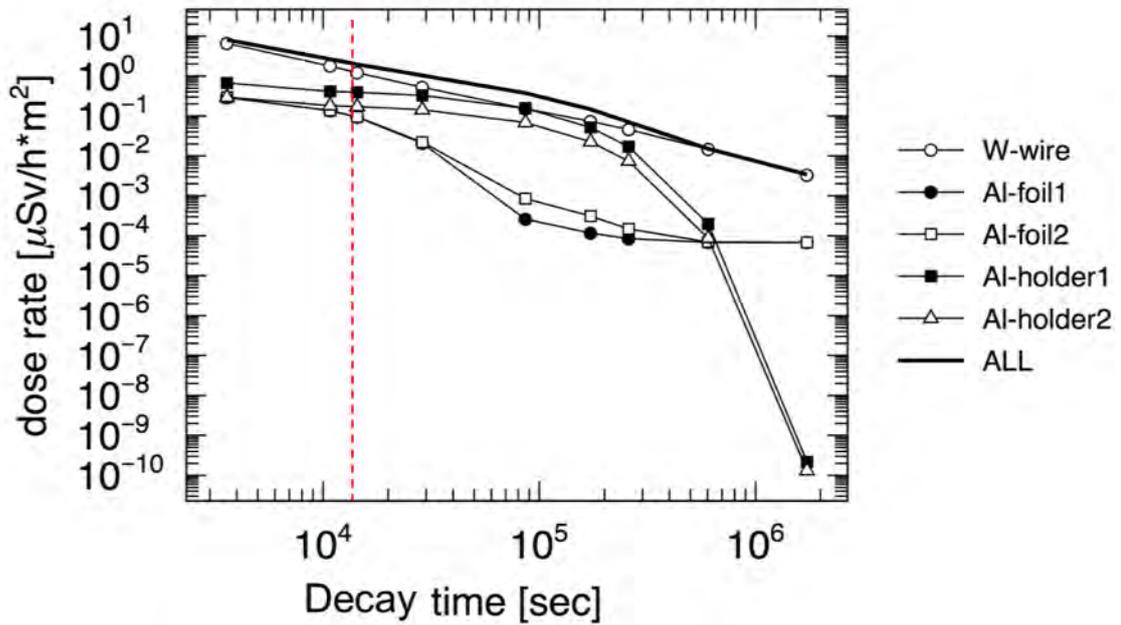


図 3-6: 点線源近似を用いた照射終了後の残留線量の計算結果（縦軸に実験装置より 1 m 離れた場所における線量率 ($\mu\text{Sv/h}$) を示す。）

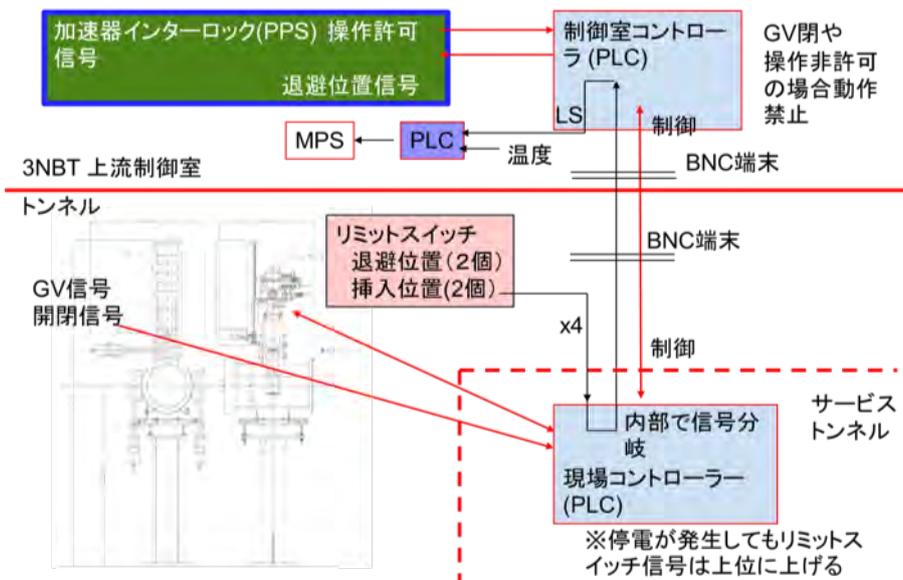


図 3-7: 実験装置の制御システムと加速器インターロック

3.1.2 実験に用いた真空チェンバ

平成 29 年度より実験に用いる真空チェンバの製作を開始した。真空チェンバ全体の概略および試料取り付け部の詳細を図 3-8、図 3-9 にそれぞれ示す。設置する場所は、J-PARC センターの物質生命科学実験施設にビームを輸送する高真空ビームラインとなるため、万が一装置に不具合が発生しても通常のビーム利用運転の支障とならないため、耐放射線性を有するオールメタルの真空用のゲートバルブを設けた。冷凍機はチェンバの上方に設置し、アルミ製のロッドとフレームを経て冷却する構造とした。試料に周辺部の輻射熱が流入することを防ぐために、試料周辺には二重の輻射熱シールドを設けた。輻射熱シールドにおけるビームとの相互作用によるビーム損失を減少させるため、輻射熱シールドのビーム入射および出射部には厚さ 20 μm となるアルミ薄膜を設置した。ビーム利用運転中には、不要なビーム損失の発生の防止のため試料をビームから退避させる必要があるため、真空チェンバには 1 軸のステージからなる試料駆動機構を設けた。実験を行う場所にはビーム運転中には立ち入ることが不可能なので、試料位置を遠隔操作により制御するための制御装置を製作した。

製作した真空チェンバに対し以下の試験を実施した。

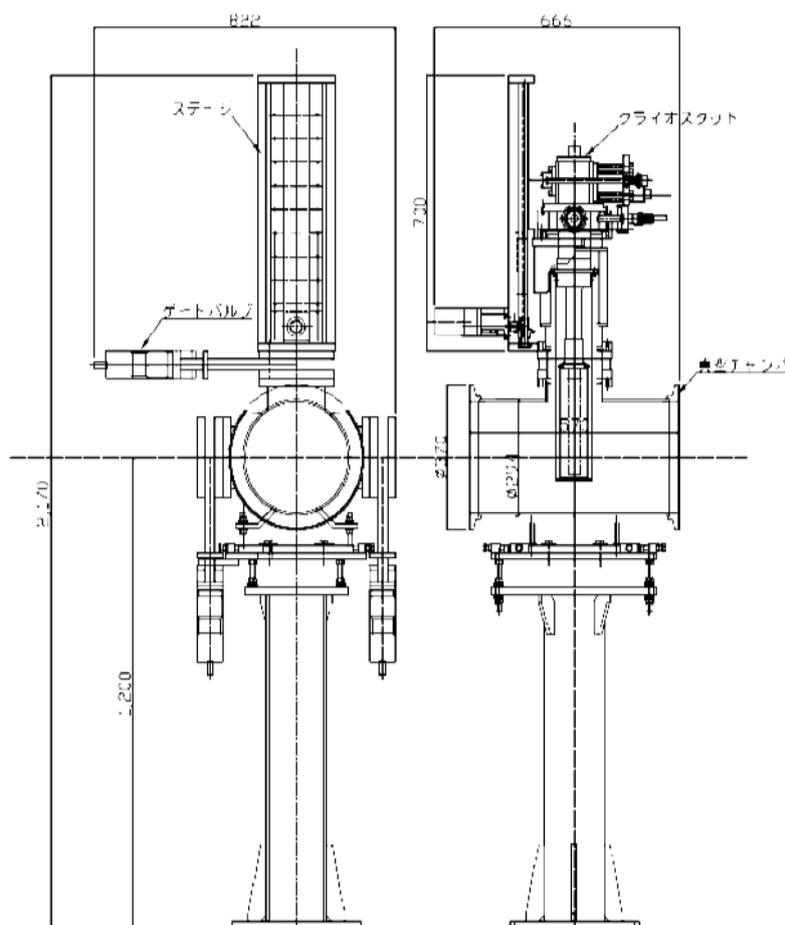


図 3-8: 製作した真空チェンバ概略

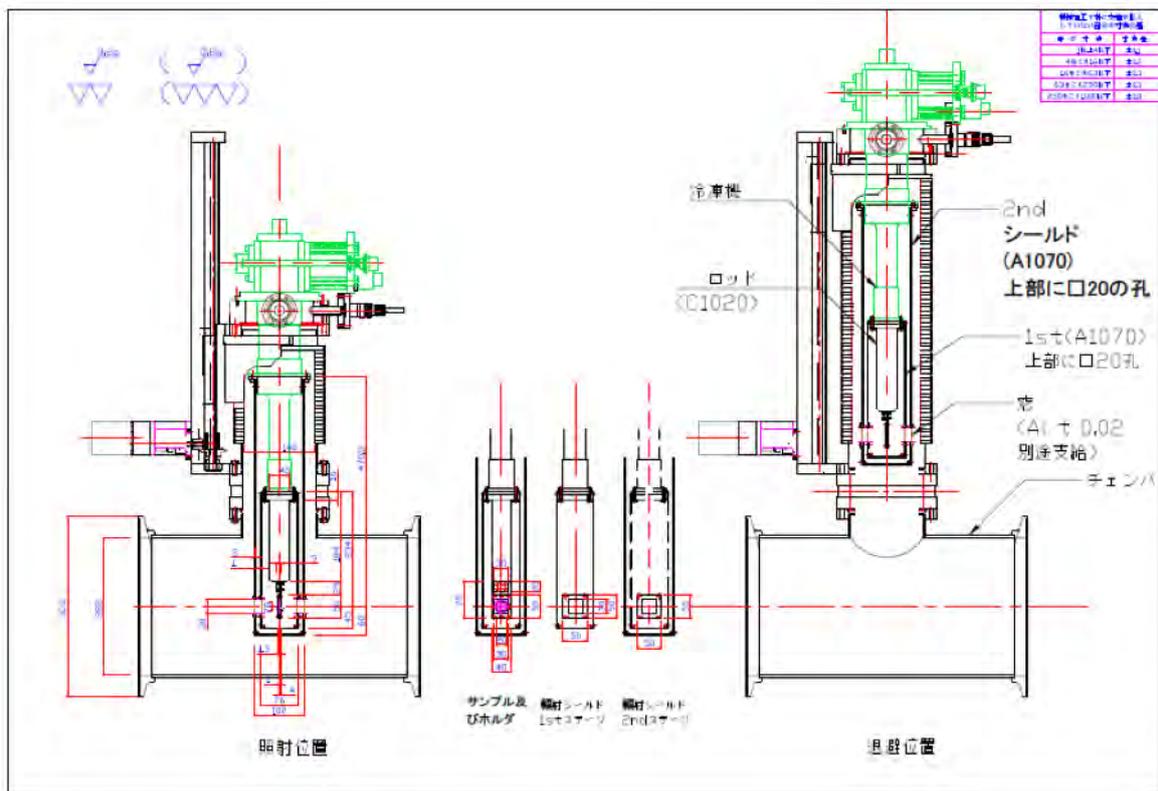


図 3-9: 真空チェンバ内部の試料付近の概略

(1) 真空試験

真空チェンバは 1×10^{-6} Pa 以下の高真空領域となるビーム輸送ラインに設置され、真空を保つことが必要とされるため、真空リーク試験を実施した。試験は、ヘリウムリークディテクタを用いた真空法により行い、ビーム輸送施設で用いる 1×10^{-10} Pa \cdot m³/s 以下のリーク量を合格基準とした。ビーム入射・出射孔となるチェンバのフランジを閉止し測定した結果、リーク量は検出の下限となる 1×10^{-12} Pa \cdot m³/s 以下となり、真空チェンバのリークには問題がないことを確認した。

真空チェンバは、数 10^{-6} Pa の圧力となる高真空領域のビーム輸送ラインに備え付けるため、既存のビーム施設に悪影響を及ぼさないことが必要となる。このため、試料およびチェンバから生成するガス放出量には、ビームラインの真空機器の基準である 1×10^{-4} Pa \cdot m³/s 以下となることが求められる。真空排気後に真空チェンバを封じ切り、圧力上昇によるガス生成量を導出するビルドアップ法により測定を行った。この結果、ガス放出量は室温において 1×10^{-5} Pa \cdot m³/s となり、基準を満たすことが確認された。

真空チェンバは、J-PARC でユーザーにビームを供給するためのビーム輸送ラインに備えるために、到達真空圧力が 10^{-5} Pa 以下となることが必要となる。陽子ビームラインに真空チェンバを設置した後に、到達真空度の確認を行った。真空チェンバや試料にはガスが吸着されているため、直ぐには 10^{-5} Pa 以下とはならないものの 2 週間程度の真空引きにより圧力は 10^{-5} Pa 以下となり、通常行われるビーム運転に影響を与えないことが確認できた。

(2) 試料位置試験

試料は通常ビームから退避させ、実験時のみビーム照射位置に移動することが必要とされる。このため、移動に伴う試料の位置の再現性が実験を行う上で重要となる。数回の試料の移動試験させた後に、試料位置をトランシットを用いて観測し位置の再現性を確認した。この結果、試料の位置は目標としていた $\pm 0.5\text{mm}$ 以下の精度で再現できることを確認した。また同時に真空圧力の変動を確認したが、試料位置を変更することにより真空圧力にはほとんど変化が無いことを確認した。

(3) 冷却試験

実際に試料をビームに照射する条件において、試料の温度を測定した。試料を真空チェンバに封入し、冷凍機を起動させ試料部付近の温度を測定した。試料と冷却器を取り付ける銅製のロッドにおいて、到達温度はさらに低く4 Kとなり冷凍機的能力には問題がないことがわかった。ただし、試料部付近の到達温度は約20 Kとなり、断面積測定の実験において重大な問題とならないものの、本研究においてKEKのグループが行った冷却試験による到達温度よりも高い値を示した。実験では試料の温度を可能な限り冷却することが望ましいため、試料の温度の低温化のための試験をKEKのグループと共同で実施した。

試料の低温化に向けた試験は3.2.3節に詳細に記すが、信号線等の様々な条件を変更した低温試験の結果、試料に取り付けた信号線による入熱が無視できるほど小さくないことが判明した。信号線として熱伝導が小さい細いワイヤーを用いることと、外部からの熱入力を取り除くヒートアンカを設けることにより、試料部付近の温度が20 Kから3.5 Kまで冷却できるように改善し、試料を十分に冷却できるようになった。試料の温度の低温化により、試料抵抗率の温度依存性が著しい10 K以上の領域より冷却が可能となり、抵抗率の測定におけるバラつきを減少することができた。

3.1.3 0.4~3 GeV 陽子の弾き出し損傷断面積測定

本実験では、極低温に冷却した試料に陽子ビームを導入し、試料の抵抗率変化から弾き出し損傷断面積を得る。実験は図3-10に示すJ-PARCセンターのRCSのビームダンプ上流において行った。RCSからビームダンプに至る陽子ビーム輸送ライン(図3-11)において真空チェンバを設置した(図3-12)。真空チェンバ設置後に、遠隔操作による試料駆動機構の動作試験を行った。また、真空試験および低温試験を行い、実験において特に問題のないことを確認した。本実験では、ADSに用いられる数GeV領域運動エネルギーを有する陽子のデータ取得を目標に実施する。試料にはアルミ、鉄、銅、およびタンゲステンを用いた。入射陽子の運動エネルギーには、0.401, 0.8, 1.3, 2.2, および3 GeVを用いた。

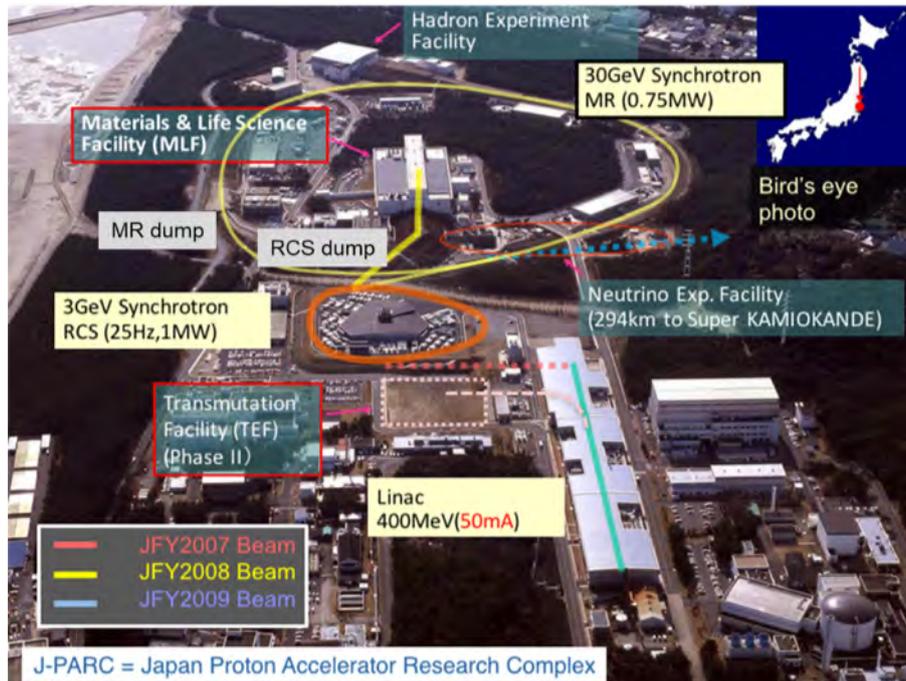
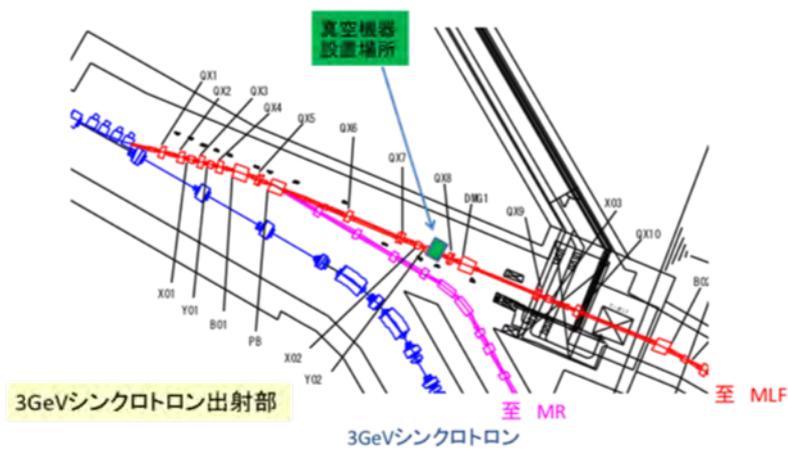
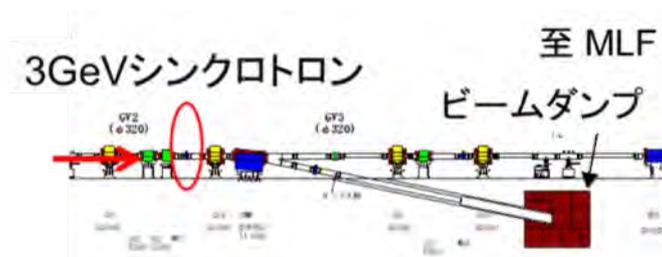


図 3-10: J-PARC センターの加速器施設の概要



(a)



(b)

図 3-11: 実験装置設置場所の概要 ((a):水平展開図 (緑色矩形部に実験装置を設置)、(b):垂直展開図 (赤色楕円部に装置を設置))

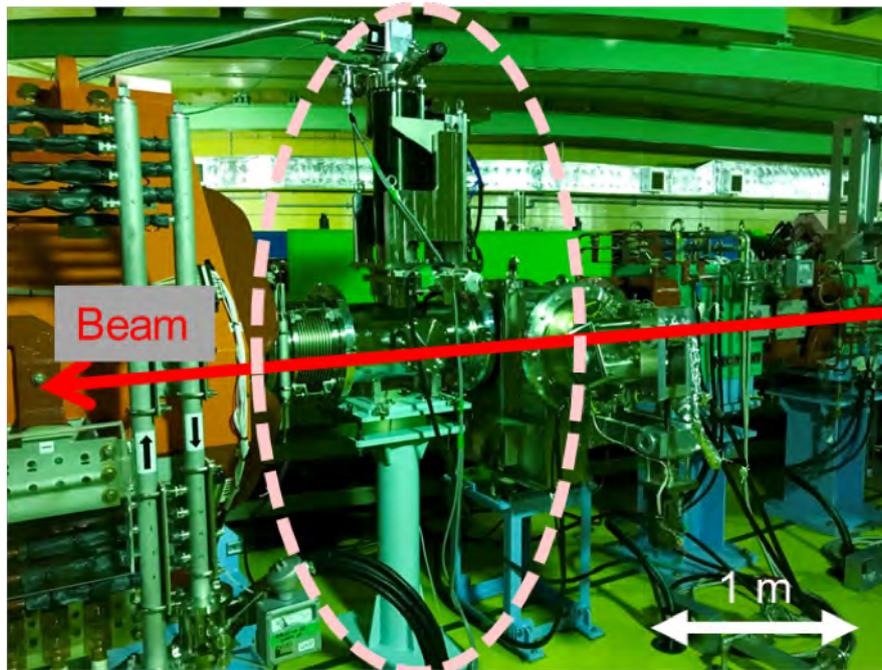


図 3-12: J-PARC 加速器施設に設置した測定装置

3.1.4 実験準備

実験の試料には、直径 0.25 mm の線状のアルミ、鉄、銅、およびタングステンを用いた。試料の一覧を表 3-2 に示す。試料中の結晶構造における欠陥を無くすために、真空チェンバに設置する前に融点を少し下回る温度でアニールした。試料は一直線状からなる試料（図 3-13）を用い、長さ 50 mm となる端部に電流計および電圧計の電極をそれぞれ接続した。温度測定のため測温抵抗体 (Lakeshore 製 Cernox) を、試料付近に設置した。さらに、冷凍機に直接接続された銅ロッドの試料ホルダー接続部にも、冷却状態の観察のため測温抵抗体を設置した。真空チェンバ設置後にビームラインに設置されたターボ分子ポンプで真空引きを行い、圧力が 5×10^{-6} Pa の高真空領域に達した。これにより、ビーム運転に支障のないことが示された。冷凍機を遠隔操作が可能な状態とし、遠隔操作により冷却を開始した。試料付近の温度は当初 20 K 程度しか達しなかったが、3.2 節で説明するヒートアンカーの導入と、抵抗測定用のケーブルを細くすることで外部の熱侵入を防止したことにより、試料ホルダーの温度も 4 K 以下に到達できた。また当初の実験では、試料をカプトンテープで被覆しアルミ製のフレームに取り付けたが、カプトンの熱伝導が低いいため十分な冷却が行えなかった。絶縁体で低温においても熱伝導が良好な窒化アルミニウムを用い、窒化アルミニウムで試料を挟込みアルミ製ホルダーに取り付けた。実験を効率的に実施するため、アルミ、鉄、銅、およびタングステン試料は図 3-13 の窒化アルミニウムのホルダーで冷凍機に取り付け、一度のビーム試験によりそれぞれの抵抗が読み出せるように結線した。試料の抵抗を測定のために、電流源 (Keithley 6221) およびナノ電圧計 (Keithley 2182A) からなる装置を用いた。試料に ± 100 mA の一定の電流を与え、生じる電圧により抵抗を測定した。試料のみの抵抗を測定するために、試料の端部にそれぞれ電流源と電圧の信号線を取り付け、さらに精度の向上のため

め 10 Hz の繰り返しで極性を切り変え平均化処理を行った。測定装置はビームラインの地下となるサービストンネルに設置し、ネットワークを通じてデータの読み出しを行う準備を整えた。試料の冷却時において抵抗を測定し、装置の動作状況を確認した。試料の抵抗は温度が下がるにつれ低くなり、微小の抵抗増加を観測する本測定において問題ないことを確認した。

測定装置は異常に備えて人が常時立ち入れる場所に設置すること望ましかったため、測定場所から人が立ち入れる場所までは 150 m 程度の長いケーブルにより伝送する必要があるため、ノイズによる抵抗のばらつきが大きいことが確認された。そこで測定精度向上のため、ケーブルの長さが短くできるサービストンネルに電流源 × 電圧計を設置し測定することとした。ビームトンネル内部はビーム損失やダンプから中性子等の放射線が発生するため、放射線に起因するシングルアップセット等による機器の異常が懸念された。サービストンネル内部の線量率を光刺激ルミネッセンス (OSL) 線量計により測定し、ビームダンプの遠方になるに連れ線量率が低下することが判明したため、測定機器はダンプの遠方となる位置に設置した。冷凍機にヘリウムを供給するコンプレッサーの制御回路にも、同様に高密度集積回路が使用されるため、放射線に起因する異常が懸念された。コンプレッサーはその大きさからサービストンネルに設置するのは困難なため、コンプレッサーから冷凍機にヘリウムを供給するホースをさらに 20 m 延長し冷凍機から 40 m 離れた位置に設置し、迷路構造により線量率が比較的低いトンネル搬入路に設置した。ビーム利用運転中に長時間冷凍機を動作させ確認したところ、冷凍機の異常は発生しなかった。

表 3-2: 実験に用いた試料

| Sample | Aluminum | Iron | Copper | Tungsten |
|--------------------------------------|-------------|--------|--------|----------|
| Shape | Single wire | | | |
| Diameter [μm] | 250 | | | |
| Length between potential points [mm] | 40 | | | |
| Purity [%] | > 99.99 | 99.995 | 99.999 | 99.95 |

3.1.5 ビーム調整および診断

実験では RCS から出射するビームを用いた。RCS は通常の場合、3 GeV 陽子を出射し利用施設にビームを供給しているが、本実験では RCS の加速途中にビームを取出すことにより、入射エネルギーの 0.4 GeV から 3 GeV までのエネルギー領域の測定を行った。効率的な実験を行うために、出射後のビーム輸送系の調整を自動化し、任意のエネルギーにおけるビーム軌道の調整を自動的に行えるようにした。

実験による弾き出し損傷断面積は、式 (1.1) に示すように陽子の平均フルエンスで除するため、ビーム強度とビーム幅を高精度に測定することが重要となる。J-PARC では、大強度陽子ビームを損失することなく標的に輸送する必要があるため、モニタは高精度に校正されており高精度な測定が可能となる。

実験を実施した RCS からビームダンプに入射する陽子ビーム輸送ライン [10] には、高い精度に校正された電流モニタ (カレントトランスフォーマ) が 3 台設置してあり、これらの値により試料に入射するビーム強度を測定した。RCS から出射するビーム位置は、RCS のビーム出射部に取り

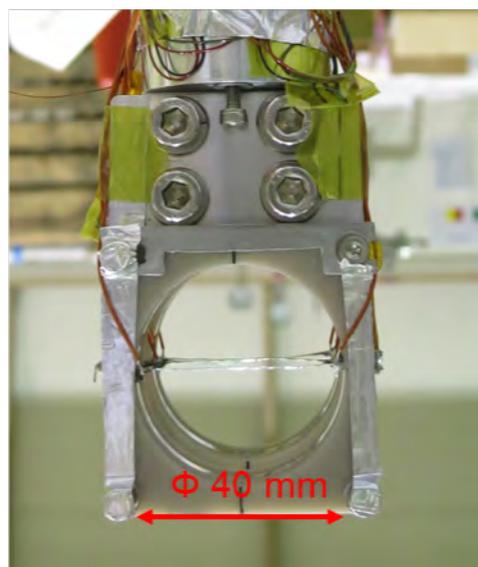


図 3-13: 試料冷却のために冷凍機に接続したアルミロッド (左)、および実験に用いた試料 (右)
(試料および冷凍機は真空チェンバ (図 3-12) に設置した。)

付けた4台のビーム位置モニタで観測し、ビームは安定して取り出されることを確認した。ビームの進行方向に直交する平面における幅は、直径0.1 mmの炭化珪素をセンサワイヤーとして用いるマルチワイヤープロファイルモニタ [11] で測定した。ビームプロファイルモニタは試料位置から30 cm上流に設置しており、このモニタによるビームプロファイルの測定結果を図3-14に示す。ビーム形状は単一なガウス形状となり、ガウス関数によりフィッティングが可能となる。ビームプロファイルモニタはRCSの出射からダンプまで3台有り、測定したビーム幅からビーム光学でフィッティングすることにより試料位置の正確なビーム幅が導出できる。SADコード [12] を用いたビーム光学によりフィットした結果を図3-15に示す。この測定結果より、試料位置の水平および垂直方向のビーム幅 (1σ) を表3-3に示す。

表 3-3: 試料におけるビーム幅 (1σ)

| Proton energy (GeV) | σ_h [mm] | σ_v [mm] |
|------------------------|--------------------|--------------------|
| 0.401 | 7.12 | 8.79 |
| 0.8 | 5.99 | 7.70 |
| 1.3 | 7.05 | 8.70 |
| 2.2 | 5.99 | 6.95 |
| 3.0 | 5.14 | 5.00 |

試料は水平方向に張ったワイヤーであり、わずかにビームの垂直位置が変位しただけでも測定結果に大きな違いを与えるため、ビーム測定が終了後に真空チェンバの位置を照射位置に移動し、最大の抵抗率増加を持つビーム位置を垂直方向のビームスキャンにより導出した。スキャンは0.5 mmピッチで行い、ビームは1ショット毎に行い、1ショット毎に抵抗率増加を観測した。この結果、ビーム測定より約1 mm上側に変位させた状態が最大の抵抗率増加を示したため、このビーム位置において弾き出し損傷断面積の測定実験を行った。

3.1.6 弾き出し断面積測定実験

ビームスキャン後に、試料の抵抗や温度が安定するのを待ってビームを連続的に照射した。ショット当たり 6.7×10^{12} 個の強度を持つ陽子ビームを0.4 Hzの繰り返しにより入射し、抵抗率増加を測定した。実験では、図の横軸に示すように各サンプルの各陽子エネルギーに対し約5分間照射した。ビーム位置モニタおよびダンプ付近に設置したビームプロファイルモニタから、実験中のビーム軌道が ± 0.1 mm以内で極めて安定していることを確認した。ビーム幅の測定結果より、試料に入射する陽子の平均フルエンスは約 $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ となった。

試料に3 GeV陽子ビームを入射時の銅試料の抵抗の測定結果を図3-16に時間的な振る舞いとして示す。試料へのビーム導入により、一時的な温度上昇に伴う試料抵抗の増加が観測されたが、ビーム入射終了後に試料の冷却により、抵抗が減少しわずかに抵抗が上昇することが観測された。試料の抵抗は温度に依存するため、ビーム入射前と同程度の温度となり抵抗が一定となる時間を待った。この結果、ビーム停止後の約5分後において試料抵抗が一定になり、ビーム入射前

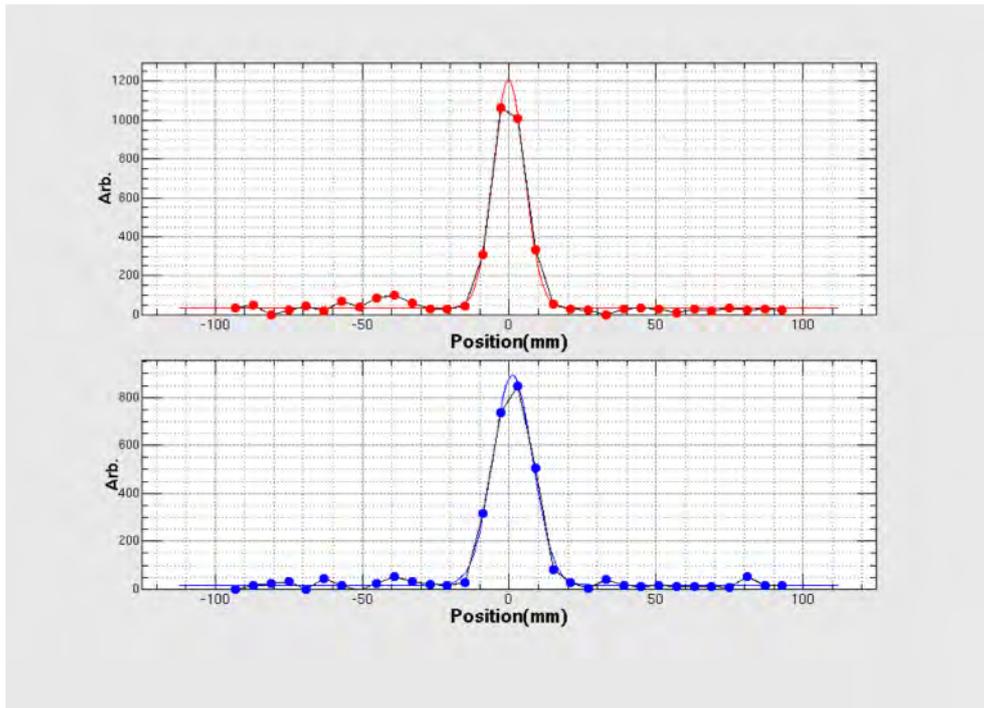


図 3-14: 測定で得られたビームプロファイル (図の上部、下部にそれぞれ水平および垂直方向のビーム形状を示し、ガウス関数によりフィットを黒線として示す。)

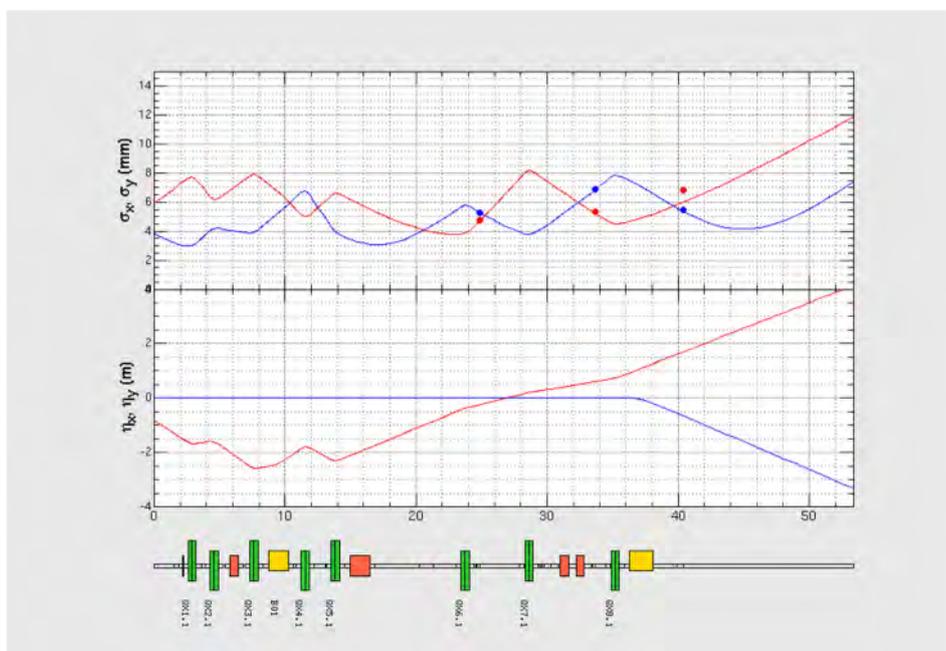


図 3-15: ビーム幅の測定結果と光学のフィッティングによるビーム幅の振舞い (図の上段にビーム幅の振る舞い、中段に運動量分散関数を示す。最下部に RCS からビームダンプまでのビーム光学機器を示す。(緑色：四極電磁石、橙色：補正電磁石、黄色：偏向電磁石))

に比べ抵抗が $0.2 \mu\Omega$ 増加したことが観測された。この抵抗増加は試料のビーム入射に伴う弾き出し損傷によるものとなり、抵抗増加を試料の長さを乗じ断面積で除した抵抗率の変化により、式 (1.1) を用いて弾き出し断面積を導出した。

試料付近に設置した測温抵抗体による測定値も図 3-16 に示す。ビーム入射により試料ホルダー付近に設置したセンサーにより、温度が 3.6 K から 4 K まで上昇するのが観測された。試料の温度が高い場合には、ビーム入射により生じた損傷が残留せずに回復してしまうが、この程度の温度上昇ではビーム入射による回復は無視できるほど小さいことが示された。

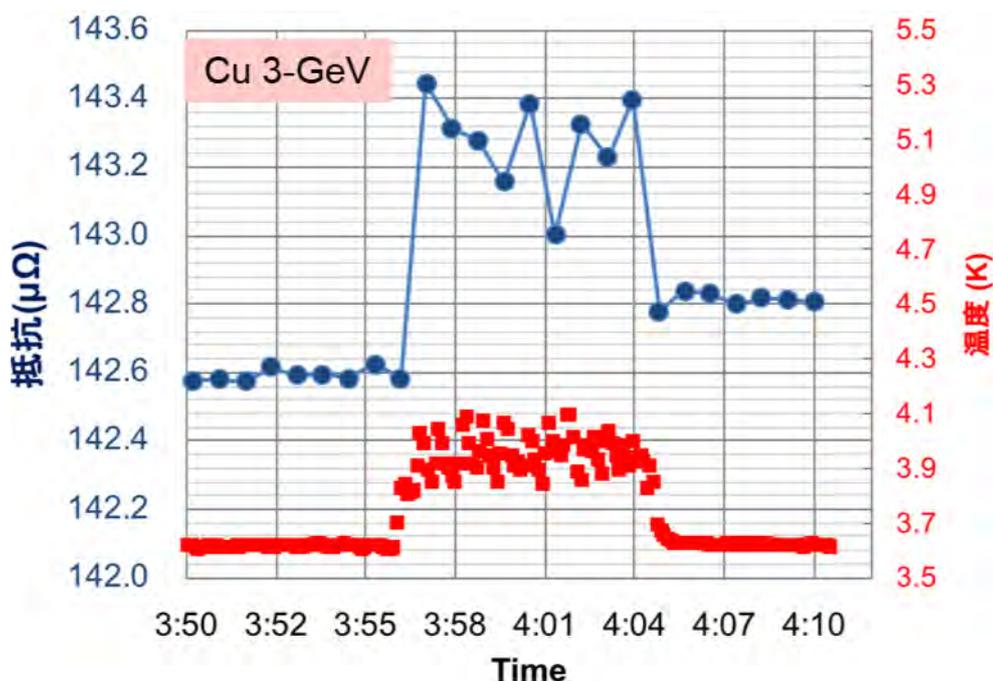


図 3-16: 3 GeV 陽子ビーム入射に伴う銅試料の抵抗と温度の測定結果（横軸に時間を示し、抵抗（青線）および温度（赤線）を示す。）

(1) 損傷率測定結果

実験で得られた照射に伴う抵抗率の増加と平均陽子束により、単位陽子束当たりの抵抗率増加を導出した。抵抗率 ρ は断面積 A [m^2] となる試料において抵抗測定の電極間距離 L (40 mm) により、

$$\rho = RA/L, \quad (3.1)$$

となる。ここで、試料に直径 D (250 μm) のワイヤーを用いる場合、

$$\rho = \pi RD^2/4L, \quad (3.2)$$

となる。実験では、照射後における抵抗の変化 ΔR より抵抗率変化 $\Delta\rho$ を測定し、次式のとおりとなる。

$$\Delta\rho = \pi\Delta RD^2/4L \quad (3.3)$$

試料に入射する陽子の平均フルエンス $\overline{\phi(E)}$ は次式で与えられる。

$$\overline{\phi(E)} = \frac{N_p(E)}{2\pi\sigma_h\sigma_vLD} \int_{-L/2}^{L/2} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_h^2}\right) dx \int_{-D/2}^{D/2} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_v^2}\right) dy, \quad (3.4)$$

x 及び y は水平および垂直の位置をそれぞれ示し、 $N_p(E)$ は運動エネルギー E の試料に照射した陽子の数である。本実験では、試料ワイヤーを水平方向に張り、水平方向のビームの広がり電極間距離に比べ十分に小さいため、このため式 (3.4) における水平方向に関する積分項は、

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_h} \int_{-L/2}^{L/2} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_h^2}\right) dx \simeq 1, \quad (3.5)$$

となる。実験において試料に設けた電極間の距離 (40 mm) がビーム幅 σ_h (~ 5 mm) に比べ十分に大きいため、式 3.5 は成立する。よって平均フルエンス $\overline{\phi(E)}$ は、

$$\overline{\phi(E)} = \frac{N_p(E)}{\sqrt{2\pi}\sigma_vLD} \int_{-D/2}^{D/2} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_v^2}\right) dy, \quad (3.6)$$

となる。3 GeV 陽子の場合において平均フルエンスは $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ となった。ここで、単位陽子束あたりの抵抗率変化を損傷率 $\Delta\rho/\overline{\phi(E)}$ とすると、損傷率は式 (1.1) および (3.2) を式 (3.6) を代入し、

$$\Delta\rho/\overline{\phi(E)} = \frac{\pi\sqrt{2\pi}\sigma_v\Delta RD}{4N_p(E)} \left[\int_{-D/2}^{D/2} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_v^2}\right) dy \right]^{-1}, \quad (3.7)$$

となる。損傷率には電極間隔に依存せず、これは断面積測定においても同様であり、ガウス形状のビームの場合には電極間距離の不確かさは実験の誤差に対し影響を与えないこととなる。

弾き出し断面積は損傷率をフレンケル対 ρ_{fp} あたりの抵抗率変化を除することにより、

$$\sigma(E) = \Delta\rho/(\overline{\phi(E)}\rho_{fp}) = \frac{\pi\sqrt{2\pi}\sigma_v\Delta RD}{4N_p(E)\rho_{fp}} \left[\int_{-D/2}^{D/2} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_v^2}\right) dy \right]^{-1}, \quad (3.8)$$

となる。

本実験により得られた抵抗率変化を表 3-4 に示す。アルミの場合には抵抗率の増加が小さく、次いで銅、鉄およびタングステンの順に増加した。抵抗率変化の誤差には、照射前後の抵抗のばらつき、ビーム電流誤差 (3%)、およびビーム幅の誤差 (5%) を誤差を考慮した。アルミの場合には、抵抗のばらつきが大きいため誤差が約 20~30% となった。鉄とタングステンの場合には、抵抗のばらつきは十分に小さく、ビーム強度と幅の誤差が支配的となった。

(2) 弾き出し断面積測定結果

実験で得た断面積の結果を表 3-6 に示す。式 (1.1) から弾き出し損傷断面積を得た。フレンケル対の欠陥当たりの抵抗率変化は、文献 [13, 14] より表 3-5 に示す値を用い断面積を導出した。表 3-5 では文献 (3) の値のばらつきを誤差として与えた。

本実験により得られた、アルミ、鉄、銅、およびタングステンの断面積を表 3-6 に示す。陽子の

平均フルエンスおよび抵抗率変化の誤差は僅か数%のオーダーとなるが、表 3-5 に示すフレンケル対欠陥当たりの抵抗率変化が実験の精度を主に決定することとなった。これまでに、弾き出し損傷断面積の測定は Greene [3] が用いた 1.94 GeV が最大の運動エネルギーであったが、本実験により世界で初めて 2 GeV 以上のエネルギー領域のデータを得ることができた。また、世界で初めてとなる鉄の弾き出し断面積の実験データを 20 MeV 以上のエネルギー領域で取得した。

表 3-4: 各試料の陽子束当たりの抵抗率変化

| 陽子エネルギー (GeV) | Al | Fe | Cu | W |
|--------------------|--|--|--|--|
| | $[\times 10^{-31} \Omega \text{m}^3 / \text{p}]$ |
| 0.401 | 1.36 ± 0.37 | 26.9 ± 1.7 | 3.21 ± 0.41 | 41.7 ± 2.43 |
| 0.8 | 1.12 ± 0.15 | 22.7 ± 1.4 | 2.93 ± 0.23 | 54.8 ± 3.20 |
| 1.3 | 1.05 ± 0.18 | 23.1 ± 1.4 | 3.03 ± 0.27 | 73.1 ± 4.26 |
| 2.2 | 1.11 ± 0.14 | 23.9 ± 1.4 | 3.08 ± 0.22 | 85.2 ± 4.97 |
| 3 | 1.09 ± 0.19 | 22.8 ± 1.5 | 2.97 ± 0.29 | 94.2 ± 5.50 |

表 3-5: 断面積評価に用いたフレンケル対の欠陥当たりの抵抗率変化

| 試料 | $\mu \Omega \text{ m}$ |
|----|------------------------|
| Al | 3.90 ± 0.624 |
| Fe | 24.6 ± 5.66 |
| Cu | 2.20 ± 0.506 |
| W | 2.70 ± 0.594 |

表 3-6: 実験で得られた弾き出し断面積

| 陽子エネルギー (GeV) | Al | Fe | Cu | W |
|------------------|---------------|----------------|----------------|----------------|
| | [b] | [b] | [b] | [b] |
| 0.401 | 350 ± 109 | 1095 ± 261 | 1461 ± 385 | 1544 ± 351 |
| 0.8 | 287 ± 59 | 925 ± 220 | 1331 ± 323 | 2029 ± 462 |
| 1.3 | 268 ± 63 | 942 ± 224 | 1376 ± 339 | 2707 ± 616 |
| 2.2 | 285 ± 58 | 972 ± 231 | 1399 ± 337 | 3155 ± 718 |
| 3 | 280 ± 58 | 928 ± 225 | 1352 ± 336 | 3488 ± 797 |

3.1.7 他の実験および計算モデルとの弾き出し断面積の比較

本実験による弾き出し断面積の結果を、他の実験結果 [3, 15, 16, 17] と図 3-17 から図 3-19 に比較する。他の実験による一部のデータ [3, 15] には、断面積が明記されていないため、陽子束当たりの抵抗率変化の実験データから表 3-5 に示すフレンケル対当たりの抵抗率変化 ρ_{fp} を用いて

導出した。本実験によるアルミの実験結果は、岩元等のデータ [16] と整合性のあるデータとなった。銅の実験結果も、Greene 等 [3] および岩元等のデータ [16, 17] と整合性のあるデータとなった。タングステンの結果は、400 MeV の結果は岩元等 [18] および Greene [3] の結果とよい一致を示した。鉄は ADS で重要であるものの、Jung 等による 10 MeV 以下の低エネルギー陽子のデータ [15] しか無いため、数十 MeV 領域の陽子において本実験データが世界最初のものとなった。

計算では、弾き出し損傷の評価に広く一般的に用いられる Norgett 等が提唱した NRT モデル [4] を用い、NMTC/JAM コード [19] に重イオンの輸送計算を加えた PHITS コード [9, 20] を用いて計算した。なお、計算の詳細に関して 3.3 節に詳細に記載したので、ここでは省略する。

本実験結果との比較から、NRT モデルに基づく計算は、実験を 2~4 倍過大評価した。10 MeV 以上のエネルギー範囲において、本研究よりも低いエネルギーとなる他の実験値との比較においても、同程度過大評価することがわかった。本実験により銅試料に与えた弾き出し損傷は、NRT モデル [4] の計算より、 8×10^{-7} dpa を与えたことが予想されたものの、実際には測定結果より 2×10^{-7} dpa となった。NRT モデルは ADS の標的材料のみならず大強度加速器施設における標的材料等の弾き出し損傷の計算に用いられており、NRT モデルに基づく一般的に用いられる弾き出し損傷の評価手法に問題があることを明らかにした。

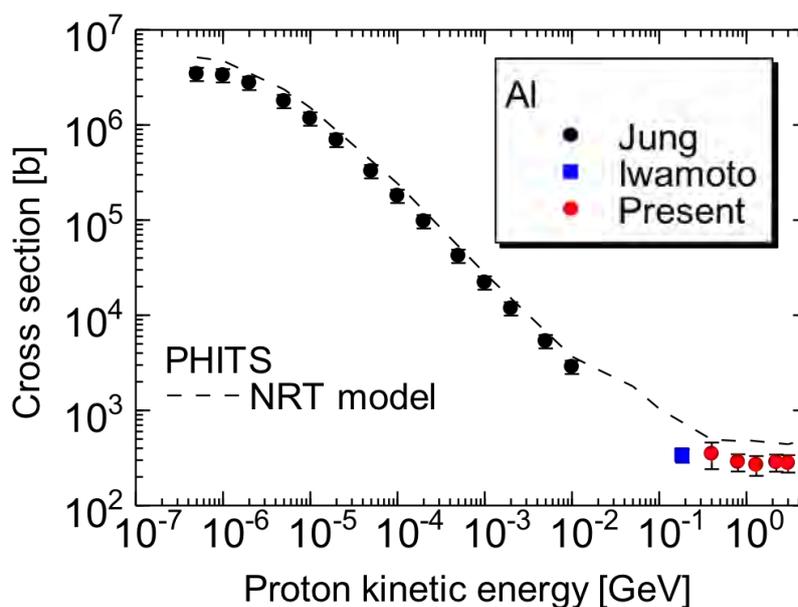


図 3-17: 本実験で得られたアルミの弾き出し断面積および他の実験との比較 (Jung 等 [15]、岩元等 [16] の実験および PHITS の NRT モデル [4] による計算 (黒破線) の比較を示す。)

3.1.8 試料昇温による損傷残留率の測定

照射後の試料をヒーターによりある一定の温度に 20 分間保ち、その後 3.5 K に再冷却し、昇温前と再冷却後の抵抗変化により昇温による損傷の残留率を、等時焼鈍 (isochronal annealing) によ

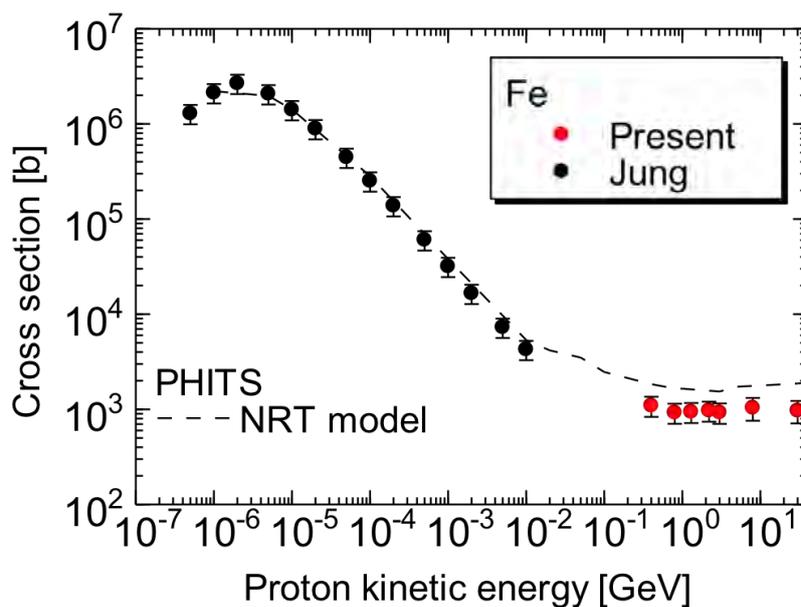


図 3-18: 本実験で得られた鉄の弾き出し断面積および他の実験との比較（Jung 等 [15] の実験および PHITS の NRT モデル [4] による計算（黒破線）の比較を示す。）

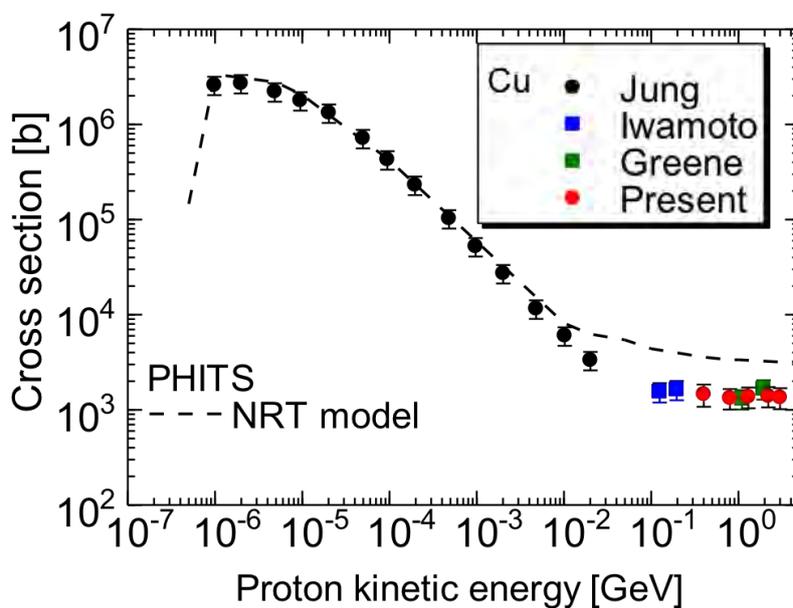


図 3-19: 本実験で得られた銅の弾き出し断面積および他の実験との比較（Jung 等 [15]、岩元等 [16, 17]、Greene 等 [3] の実験、および PHITS の NRT モデル [4] による計算（黒破線）の比較を示す。）

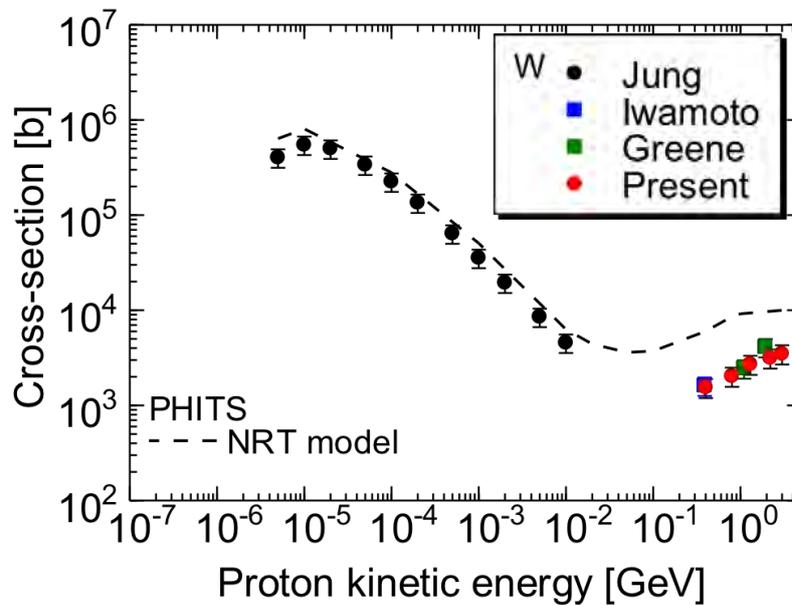


図 3-20: 本実験で得られたタングステンの弾き出し断面積および他の実験との比較 (Jung 等 [15]、岩元等 [18]、Greene 等 [3] の実験、および PHITS の NRT モデル [4] による計算 (黒破線) の比較を示す。)

り測定した。温度が 50 K 以下のステージ (I) では、格子間原子が動き始める温度となり、回復が徐々に進行する。50 K 以上から 150 K まではステージ (II) となり、格子間原子の集合体が形成される段階となる。本実験では、ステージ (II) までの範囲の測定を実施した。

図 3-21~3-24 に 3 GeV 陽子照射後の昇温温度に対するアルミ、鉄、銅、およびタングステンの損傷残留率の測定結果を示す。20 K 以上の温度でステージ (I) に移行し、格子間原子が移動に伴う損傷の回復が始まることを確認した。

全試料において温度が 15 K 以下の範囲において損傷は維持されることが示された。ここで、ビーム照射時の温度上昇に伴う損傷の緩和を考察する。厳密には試料における測定はしていないが、試料温度はホルダーにおいて 4 K 程度となることを観測した。また、試料の抵抗率から平均的な温度が推定できるが、この方法を適用すると照射中における試料の平均温度は 10 K 程度となり、照射中の温度上昇に伴う損傷緩和は殆ど断面積に影響を与えないことが示された。

図 3-21 では比較のため、電子、陽子および中性子を用いた他の実験結果も示す。この結果、3 GeV 陽子に対する損傷の回復は、1 MeV の電子照射と異なる傾向を示した。陽子入射の場合には電子入射に比べ、高い阻止能となり核反応による二次粒子も生成するため、損傷が異なるため回復も異なるものと考えられる。また、本実験結果はエネルギーの低い陽子や原子炉による中性子照射とほぼ同じ挙動を示すことが示された。中性子の場合には、損傷は弾性散乱による寄与が支配的になり、本実験と同様に高い阻止能を持つ粒子の寄与が支配的になったと考えられる。低エネルギー陽子 (100 MeV 程度) の陽子の場合でも、同様な傾向になり、本実験の結果と同じような傾向を示す結果になったと考えられる。

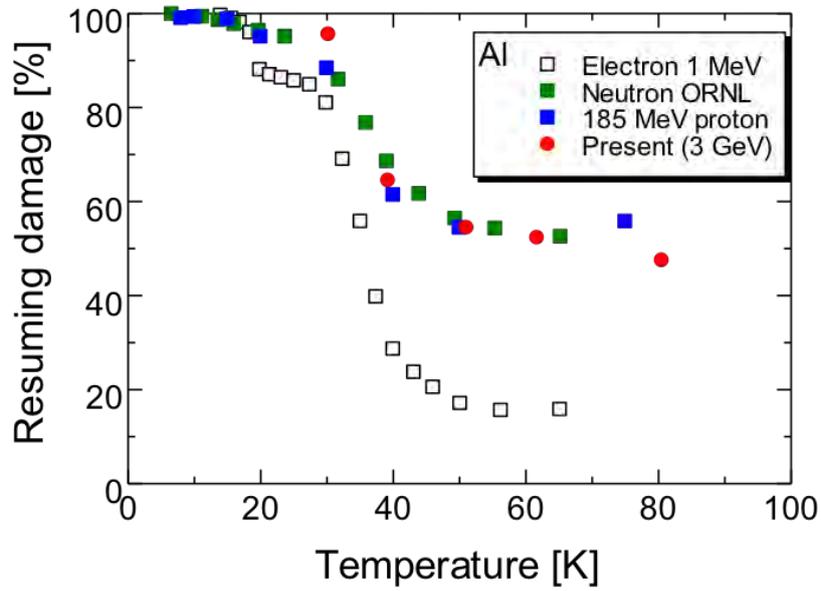


図 3-21: 3 GeV 陽子照射後の昇温によるアルミの損傷残留率の測定結果 (比較のため 185 MeV 陽子 [16]、1 MeV 電子 [21] および原子炉の中性子 [22] の結果も示す。)

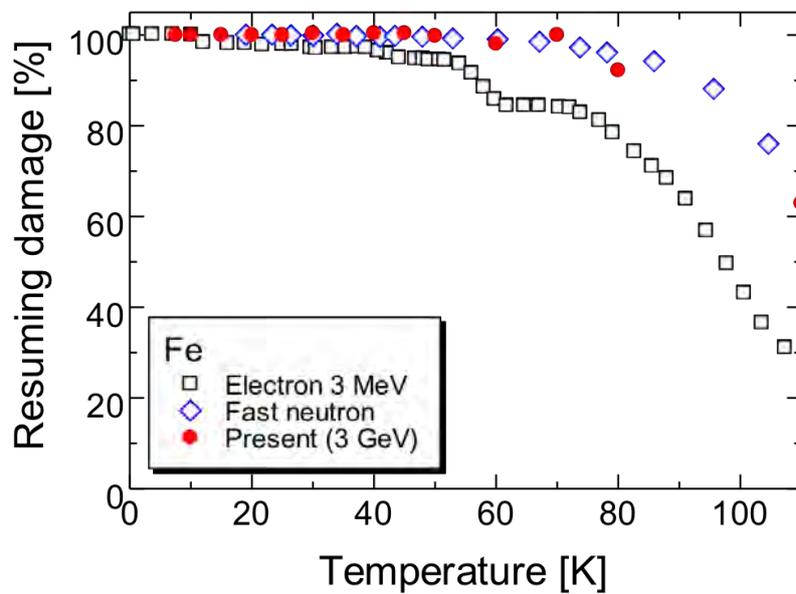


図 3-22: 3 GeV 陽子照射後の昇温による鉄の損傷残留率の測定結果 (比較のため 3 MeV 電子 [23] および高速中性子 [24] の結果も示す。)

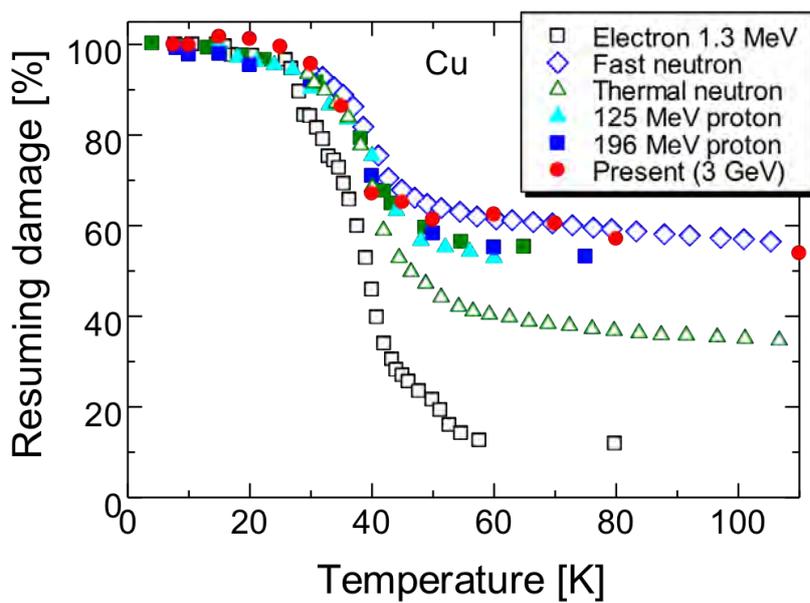


図 3-23: 3 GeV 陽子照射後の昇温による銅の損傷残留率の測定結果 (1.3 MeV 電子 [25]、原子炉中の熱および高速中性子 [26]、125 MeV 陽子 [17]、196 MeV 陽子 [16] の結果も示す。

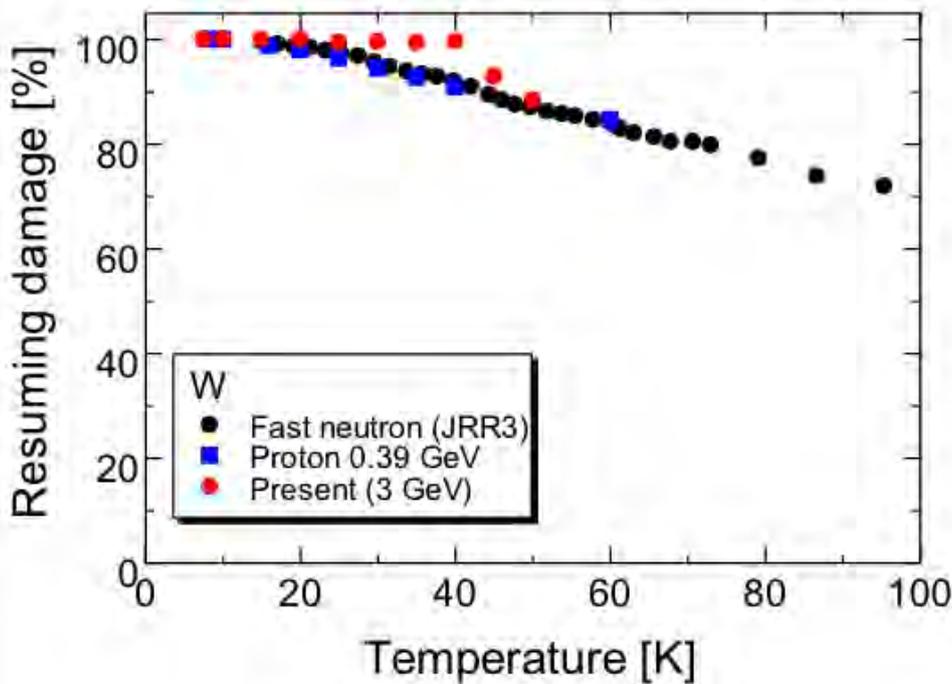


図 3-24: 3 GeV 陽子照射後の昇温によるタングステンの損傷残留率の測定結果 (比較のため、原子炉 (JRR3) 中の熱および高速中性子 [27]、0.39 GeV 陽子 [18] の結果も示す。

3.1.9 0.4~3 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究のまとめ

J-PARC の 3 GeV 陽子加速器施設 (RCS) において、GM 冷凍機付きの真空チェンバを設置し、0.4~3 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積を測定した。試料にはアルミ、鉄、銅、およびタングステンを用い、これらの極低温冷却におけるビーム入射に起因する抵抗率増加より弾き出し断面積を導出した。この結果、当初の予定通り 0.4~3 GeV のエネルギー領域のシステムティックな弾き出し断面積を取得することができた。

3.2 3~30 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究（再委託先：高エネ研） 【H28-R1】

本実験においても、極低温に冷却した試料に陽子ビームを入射し、陽子に起因する試料の抵抗率増加により弾き出し損傷断面積を測定する。実験に必要な GM 冷凍機 (住友重機社製 RDK-415D: 冷凍能力 1.5 W)、および電流源等は平成 28 年度に調達した。また、平成 30 年度には、試料設置用の真空チェンバ、試料駆動機構の設計等について検討した。

平成 29 年度から実験に真空チェンバの詳細設計を行い、J-PARC センターの加速器施設において真空試験および低温試験を行った。安全性の検討を行った結果、加速器インターロックの変更等が必要の有無について検討した。この結果、加速器インターロックの変更は必要なく、本実験を進められることが明らかになった。

3.2.1 実験実施場所の検討

本実験は 30 GeV 加速器施設 (MR) において実施するため、加速器施設および実験実施場所に関して検討を進めた。本来は実験をハドロン実験施設で行うことを計画していたが、ハドロン実験施設では実験ホールの拡張工事が予定されており、この日程が不明瞭なため実験を行うことが困難となった。そこで MR の加速器グループと協議の結果、MR アポートダンプの上流に真空チェンバを設置し実験を行うことに決定した。

MR と MR アポートダンプの位置を図 3-25 に示す。MR アポートダンプには通常 30 GeV のビームが輸送される。平成 29 年 10 月に実施したビーム試験により、今後ハドロン施設に入射する予定の 8 GeV が損失無く輸送できることを確認したため、本試験において 8 GeV の陽子が利用可能となった。加速器グループとの協議の結果、図 3-25 の 3 か所に真空チェンバが設置できることとなった。これらの位置におけるビーム径を表 3-7 および 3-8 に示す。MR の運転では、数ミリ秒以下の短時間にビームを取出す早い取出しと、5 秒程度の遅くビームを取出す場合（モード）があり、それぞれに運転モードにおいてビーム光学が異なるため、2つのモードにおける実験候補場所のビーム幅を考慮した。各運転モードにおける実験候補場所のビーム幅を表 3-7 および 3-8 に示す。実験候補場所は、ビームダンプにビームを振り分けるキッカ電磁石の出口からダンプ入口となり、候補場所の番号は上流から下流に向けて増大している。表に示した結果より、ビーム径は下流に位置するに従い大きくなる。ビーム径が小さい方が機器をコンパクトに製作できるので望ましいものの、候補場所 1,2 は実験用の真空チェンバと他の機器との干渉が避けられないため、実験実施場所として候補場所 3 を選定した。ただし、最近の MR の計画では、候補場所 3 には新規のビームモニターを設置することとなったため、候補場所 2 と 3 のほぼ中間となる位置に設置することで決定された。

候補場所 3 の現在の様子を図 3-26 に示す。候補場所 3 には、MR から出射されず残留するビームの強度測定のためのモニタ（エクステンションモニタ）が設置されており、これに用いる真空チェンバが設置している。この真空チェンバには未使用の真空ポートがあるので未使用のポートを本実験で使用することを考えたが、未使用ポートは水平方向に試料を駆動する機構が必要と

なり、駆動機構が保守作業のために確保されている通路を塞ぐこととなるために、使用はできなかった。本実験に使用する真空チェンバは図 3-27 に示すように、垂直方向に試料を駆動するポートを有するものと決定した。真空チェンバおよび実験装置は、図 3-25 の赤丸で示した位置に設置することで進められることとなった。

表 3-7: 速い取出しの場合におけるアポートダンプの候補場所におけるビーム幅

| | 8 GeV 陽子 | | 30 GeV 陽子 | |
|--------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| | σ_h [mm] | σ_v [mm] | σ_h [mm] | σ_v [mm] |
| 候補場所 1 | 11.04 | 0.76 | 5.97 | 0.42 |
| 候補場所 2 | 14.99 | 5.21 | 8.10 | 2.79 |
| 候補場所 3 | 20.46 | 12.88 | 12.49 | 6.58 |

表 3-8: 遅い取出しの場合におけるアポートダンプの候補場所におけるビーム幅

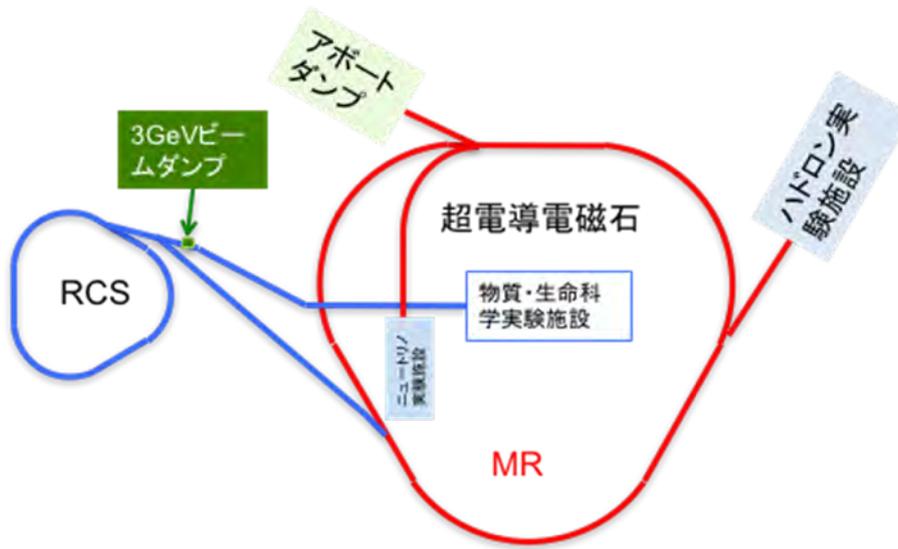
| | 8 GeV 陽子 | | 30 GeV 陽子 | |
|--------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| | σ_h [mm] | σ_v [mm] | σ_h [mm] | σ_v [mm] |
| 候補場所 1 | 10.72 | 4.23 | 5.80 | 2.27 |
| 候補場所 2 | 15.73 | 4.95 | 8.44 | 2.65 |
| 候補場所 3 | 22.52 | 11.02 | 13.66 | 5.64 |

3.2.2 実験の安全性検討

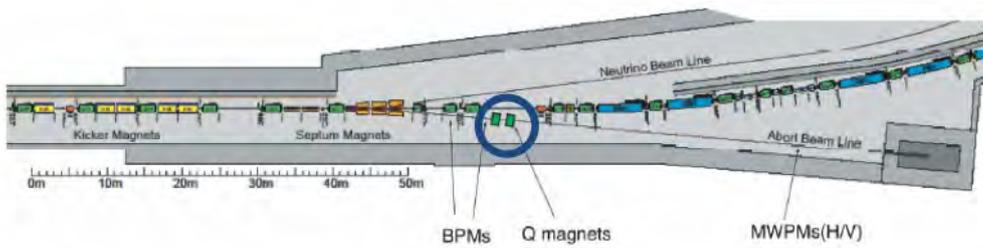
試料設置場所が決定し、本実験を安全に進めるにあたり実験の安全性に関して検討した。

(1) 温度評価

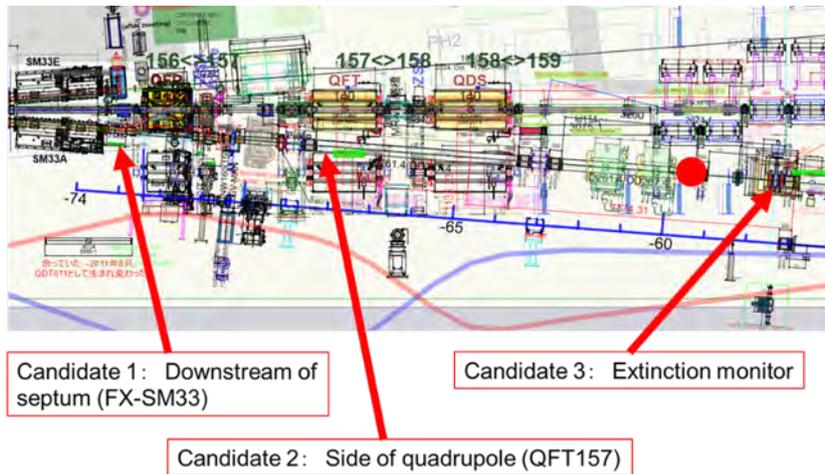
実際に実験を行う条件を元に試料の温度の解析を行った。PHITS コード [9] を用いて試料の発熱密度を評価し、これに基づき温度を計算した。温度を評価するにあたり、最大想定条件を以下の通り設定し、定常状態における値を求めた。① 本実験では 3 GeV から 30 GeV の運動エネルギーを有する陽子を試料に入射する。このエネルギー領域において、試料の発熱密度が最も高くなるのは 30 GeV の陽子入射の場合のため、30 GeV 陽子に対し温度を評価した。試料設置場所は、候補場所 2 と 3 のほぼ中間となるため、ビーム径には、表 3-2 および 3-3 に示される候補場所 2 と 3 の平均で最も細くなる値 (即ち、水平 10.3 mm, 垂直 4.7 mm) を用いた。② ビーム電流はアポートダンプが受け入れられる最大の電流となる、1 時間当たり陽子の数が 5.6×10^{15} 個で評価した。これ以上のビーム電流を入射する場合には、加速器のインターロックによりビームは遮断される。ビームの最大出力は、許容電流と最大運動エネルギーである 30 GeV から 7.5 kW となる。③ 試料は実際には冷凍機で冷却されているが、何らかの原因により冷凍機が停止する場合を考慮し、真空チェンバから大気への熱伝達のみで冷却する条件で温度を評価した。大気温度は 30°C とした。



(a)



(b)



(c)

図 3-25: 実験を行う候補場所 ((a)J-PARC における全体における配置、(b)アボートダンプビームラインにおける配置、(c) 出射セプタム付近の配置図。試料設置場所として決定した位置を赤丸で示す。)



図 3-26: 候補場所 3 の様子 (左: エクステンクションモニタ用真空チェンバ付近、右: 上流からの候補場所 3 の様子)

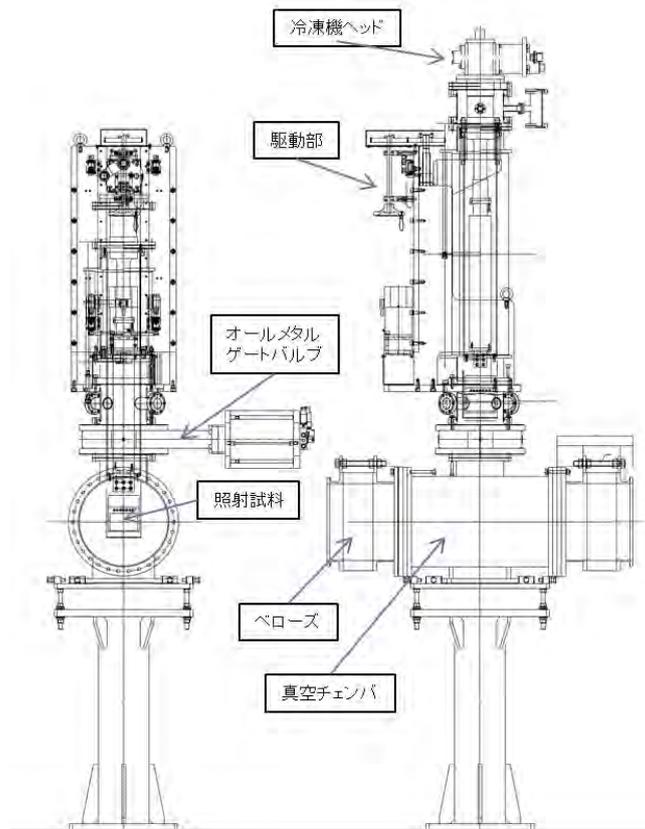


図 3-27: MR における実験に用いた真空チェンバの外観

上記最大想定条件における、1次元熱伝達モデルによる簡易計算による試料最高温度の解析を行った。実験に用いる予定のタングステン試料に対する温度を評価した。この結果、タングステンの温度は245°Cとなり融点を十分に下回ることが確認できた。本実験でも炭素、アルミ、銅、鉄、ニオブ、チタン等の試料を用いるが、発熱密度が0.4 GeV入射に比べ半分程度となることから、ビーム入射に伴い試料が融点を上回る可能性がないことがわかった。

(2) 応力解析

0.4 GeV入射では3.1.2節で議論したように試料およびビーム窓には問題がない。3~30 GeV陽子入射の場合には、0.4 GeV入射に比べ温度上昇が半分程度となることから、応力も半分程度になると考えられるため、3~30 GeV陽子入射の最大想定条件において応力には問題がないと考えられる。

(3) 放射線安全に関する検討

ビーム損失および残留線量、生成される放射能に関して、PHITSコード [9] で評価した。本評価は、8および30 GeV陽子に対して行った。PHITSコードで用いた計算体系を図3-28に示す。なお、本研究者等が平成29年に大阪大学で行った実験の経験から、1重の輻射熱シールドで5 Kの極低温に達することを確認したため [16]、本実験の装置の場合には2重でなく1重の輻射熱シールドを用いることとした。試料に陽子ビームを入射する際の全粒子の束分布を図3-29に示す。計算の結果、本装置によるビーム損失は8 GeVおよび30 GeV陽子に対し、それぞれ2.9 Wおよび2.3 Wとなった。放射線申請の値では、出射セプタムの損失として720 Wおよび線状損失では0.5 W/mとなる。線状損失の0.5 W/mは点線源に換算し3.7 Wと等価になるため、本装置によるビーム損失は放射線申請の値を超えない。実験終了後の装置全体の放射能の時間的振舞いを図3-30に示す。図3-30では最大の放射能を発生する30 GeV陽子を、実験の1年間の総量となる量(2.5×10^{15} 個)を一瞬で入射した場合を評価した。実験実施場所に立ち入るのは最短で4時間となるために、この場合の放射能を評価した。この結果放射能は7.3 MBqとなり、この大半が試料から生じている。全装置から生成するトリチウムの量は10 kBqとなり、生成した全てのトリチウムが作業者に経口摂取された場合においても、作業者の内部被ばくは0.2 μ Svを下回りトリチウムによる内部被ばくは重大な問題とならない。作業場所における線量率を計算した。3.1.2節(3)項の検討と同様に、点線源近似を用いて評価した。本評価計算による8 GeVおよび30 GeV陽子の結果を、図3-31、図3-32にそれぞれ示す。図より、残留線量率は30 GeV陽子の方が高いことが示された。殆どの作業が行われる中心から距離30 cmにおいて、作業時の線量率は30 GeV陽子の場合44 μ Sv/hとなり、放射線業務従事者の作業時の被ばくは重大な問題とならない。以上より本実験を行う上で、放射線安全には重大な問題がないことを確認した。ビーム出力が7.5 kWの場合には、安全性を保てることが判明した。アポートダンプにはインターロックによりビーム出力が7.5 kWに制限されるため、インターロックの変更無しに本実験ができることが明らかになった。

なお、現在のMRの放射線申請の利用目的に本研究が明記されていないため、利用目的に本実験の主テーマとなる「材料科学の研究」が追記されることとなった。この変更申請は平成31年度

の前期に行われ、変更後に実験を行うこととなった。

3.2.3 真空チェンバを用いた試験

製作した真空チェンバを用いて真空試験および低温試験を行った。

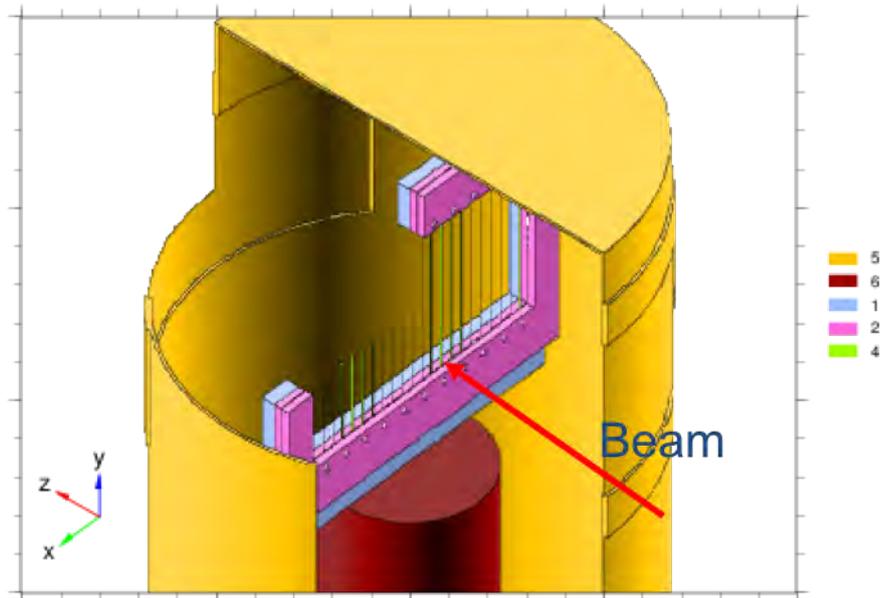
(1) 真空試験

実験に用いる冷凍機および駆動機構を真空チェンバに接続し真空試験を行った。チェンバのビーム入射および出射ポートは開放されているため、これらを一時的に閉止しターボ分子ポンプで排気を行った。到達真空が、ポンプ付近で 10^{-4} Pa程度に達したことを確認した。この後に、ヘリウムリークディテクタを用いて真空法でリーク試験を行った。その結果、リーク量は検出の下限となる 1×10^{-12} Pa \cdot m³/s以下となり、真空リーク性能は要求仕様となる値である 1×10^{-12} Pa \cdot m³/s以下を満足できることを確認した。真空状態で冷凍機を動作させ圧力の状態を測定した。冷却を開始し冷却するに連れ真空の圧力が減少するのを観測し、冷凍機が極低温に達した段階で 4×10^{-6} Paに達した。これは冷凍機の冷却により、装置自身がクライオポンプとして機能したためである。MRでは 10^{-6} Paオーダーの超高真空を維持することが要求されるため、本装置に用いる材料に対し入念なアウトガス発生率を測定した結果、冷却による到達圧力はMRで要求される値となった。本装置には遠隔操作により開閉可能な真空バルブを本装置に設置する。アウトガスの発生が問題となる場合には退避位置に移動しバルブを閉止後に冷却することにより、アウトガスの発生を抑えることができ、問題が解決できると考えられる。また、冷凍機を停止した状態で長期間真空状態を維持し、到達圧力を観測した。この結果、圧力は 10^{-6} Paオーダーになることを観測し、当初目標としていた真空圧力には達成できることを確認した。

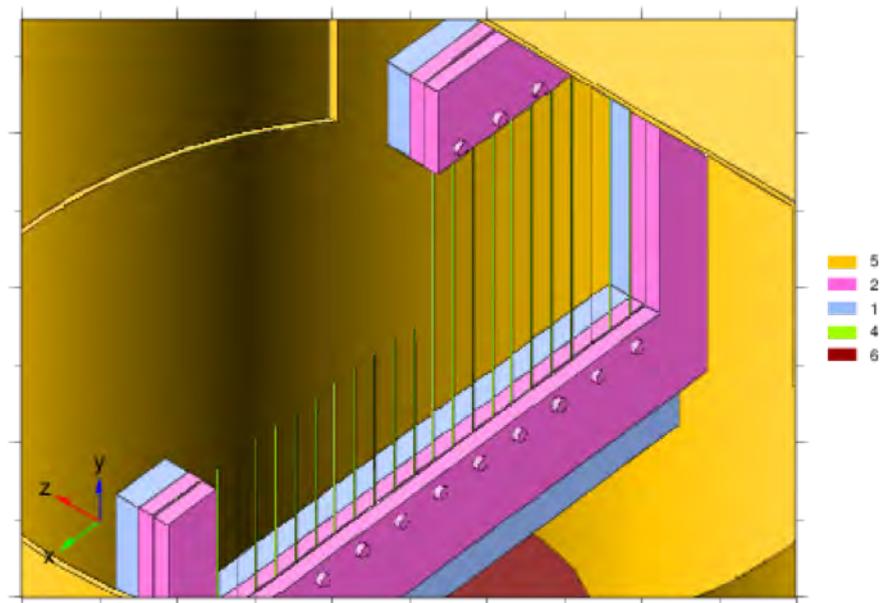
(2) 低温試験

真空試験が終了した後に冷凍機を動作し低温試験を行った。低温試験の様子を図3-33に示す。延長ロッド先端の温度計で温度を測定し、問題無く冷却できることを確認した。GM冷凍機ヘッドの温度と延長ロッドの先端の冷却試験における温度変化を図3-34に示す。延長ロッドの先端は5.4 Kまで冷却できた。GM冷凍機ヘッドの温度は9.4 Kであり、初期目標の20 K以下の温度を大幅に下回ることができた。

本研究者等が平成29年に大阪大学で行った実験において、同様の冷凍機を用いて試料付近の温度が5 Kに達することができたため[16]、本試験でも同程度の温度に到達できることが予想されたが、本試験では計測線から温度センサーへ入熱があったため実際より高い温度を示したと考えられる。このため、表3-9に示すように様々な条件を変えて低温試験を実施した。この結果を、表3-10に示す。図3-35に示す熱アンカーの設置やアルミテープによる固定により到達温度が改善することが判明した。さらに、0.4~3 GeV陽子の断面積測定となる原子力機構の実験で用いる冷凍機と試料ホルダーを用いて同様に表3-10に示す条件で低温試験を行った。この結果を、ヒートア



(a)



(b)

図 3-28: 放射線の安全評価に用いた PHITS コードの計算に用いた体系 ((a) 上下を倒置した全体を示し、(b) 試料ワイヤー付近の拡大表示を示す。)

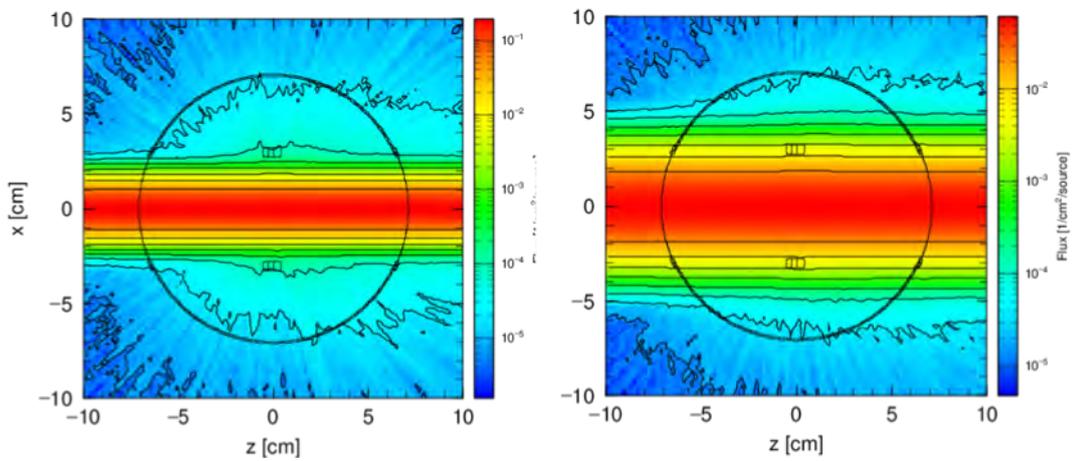


図 3-29: 陽子入射の全粒子束の計算結果（左側に 30 GeV、右側に 8 GeV 陽子の結果を示す。）

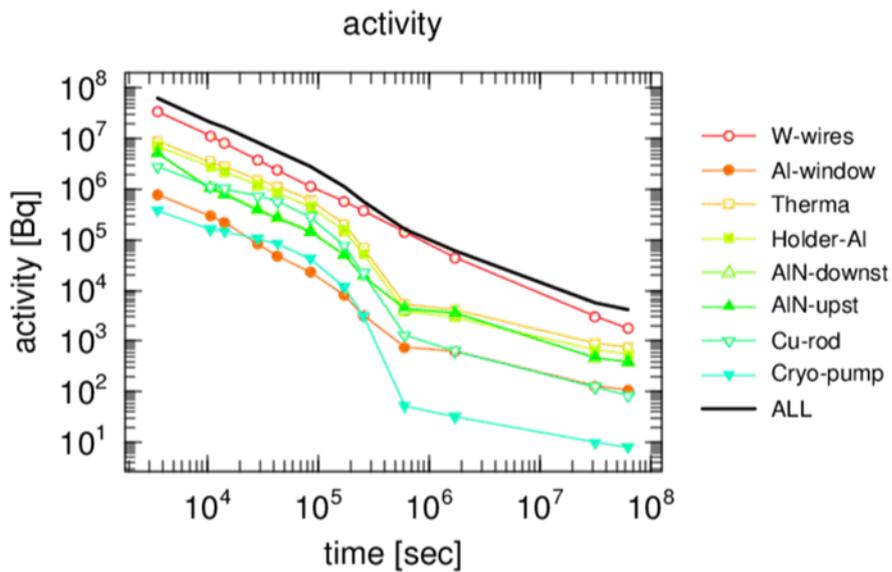


図 3-30: 30 GeV 陽子照射終了後の放射能の計算結果（横軸に照射後の経過時間を示し、縦軸に放射能を示す。装置全体の寄与を実線、タングステン試料の寄与を白抜き赤丸 (○) に示す。）

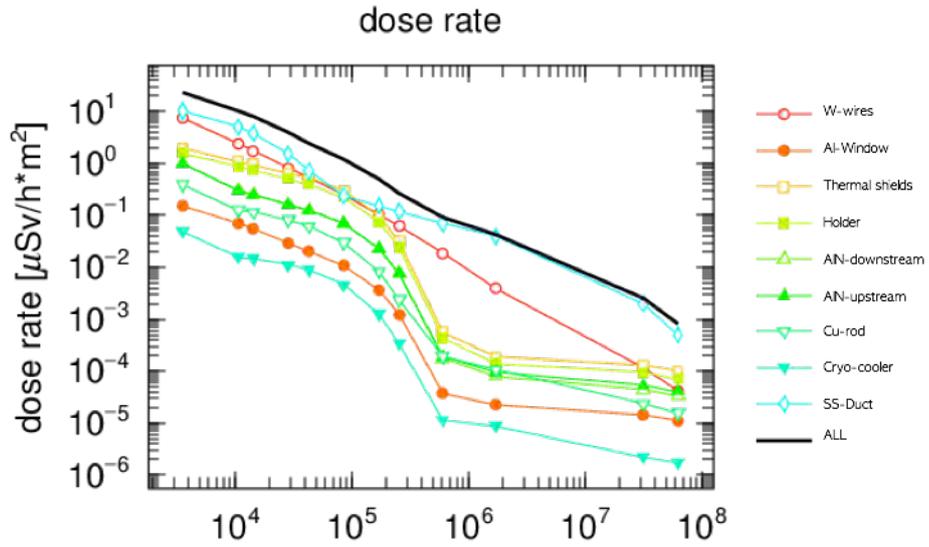


図 3-31: 8 GeV 陽子照射終了後の点線源近似を用いた残留線量率の計算結果（縦軸に実験装置より 1 m 離れた場所における線量率 ($\mu\text{Sv/h}$) を示す。装置全体の寄与を実線、タングステン試料の寄与を白抜き赤丸 (○) に示す。)

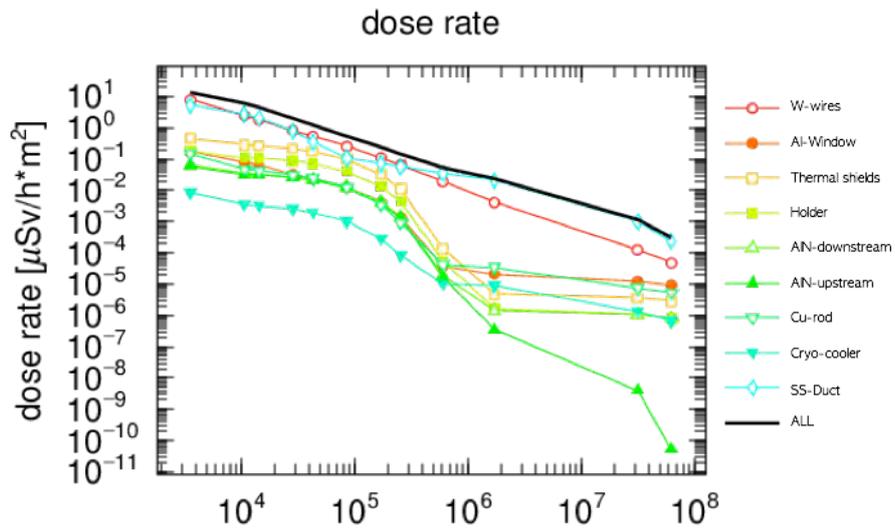


図 3-32: 点線源近似を用いた 30 GeV 陽子照射終了後の残留線量率の計算結果

ンカーを2段設置し、熱伝導の悪い細い信号線を用いることにより改善し、3.6 K に到達することができた。

一連の低温試験の結果、実験で重要となる試料の低温化に成功した。この結果、試料の温度は当初の目標を上回る4 K 以下に到達することができた。10 K 以上の温度の場合には、試料の抵抗が僅かな温度変動により変動していたが、10 K 以下の場合には変動を小さくすることが可能となった。これにより室温の変動等の外乱による温度変化に対する抵抗のばらつきを抑え、断面積が高精度に測定できるようになった。

表 3-9: MR の実験で用いた冷凍機および試料ホルダーにおける低温試験結果

| 試験条件 | 到達温度 (K) |
|--|----------|
| 改良前 | 9.4 |
| 熱アンカーの設置 | 4.8 |
| 太い信号線 (原子力機構の初期実験で使用) に変更した。 | 17.6 |
| 太い信号線 (原子力機構の初期実験で使用) に変更し、さらに 30 cm 延長した。 | 21.8 |
| 上記状態で温度計をアルミテープで固定した | 3.5 |

表 3-10: 原子力機構の実験で用いた冷凍機および試料ホルダーにおける低温試験結果

| 試験条件 | 到達温度 (K) |
|---|----------|
| 改良前 | 21 |
| 温度計をアルミテープで固定 | 21 |
| 冷凍機の上下に2段の熱アンカー設置し、細い信号線 (KEK の実験で使用) に変更 | 3.6 |

3.2.4 試料付近のビーム運転中の放射線評価

30 GeV シンクロトロン加速器 (MR) の運転中の線量はビーム損失等により他の加速器施設に比べ高くなる。一方、断面積導出に用いる抵抗率測定の測定機器や冷凍機用のコンプレッサー等は試料付近に設置する必要がある。このため、測定機器やコンプレッサーの設置場所の選定のために、加速器運転中の線量分布を OSL 線量計により測定した。実験では図 3-36 に示すように MR 加速器の壁面に線量計を設置し、約 1 週間のビーム運転後に取り出し各線量計における積算線量を計測した。測定は、30 GeV シンクロトロン加速器のビームスタディ期間に行われ、ほぼ全てのビームがアポートダンプに入射する期間に行った。

OSL 線量計による積算線量の結果を図 3-37 に示す。試料チェンバ設置位置の上流側にはセプタム電磁石が設置されているため、線量が著しく高くなることが明らかになった。下流側にはアポートダンプがあるため、当初の予測ではダンプから発生する放射線の寄与により、線量が上昇することを予測したが、ダンプ部付近は線量が比較的低いことが判明した。



図 3-33: 真空試験および低温試験の状況（上：冷凍機および輻射熱シールドの外観、下：真空チェンバに組み込み試験を行った外観）

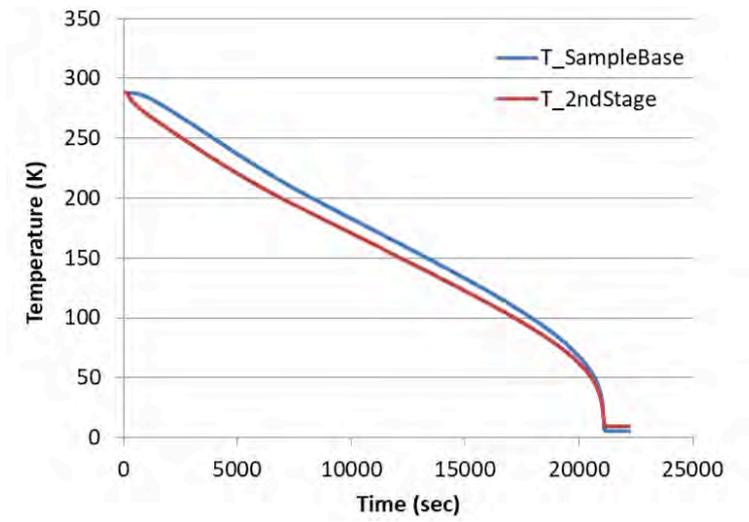


図 3-34: 低温試験における温度の振る舞い（青線に試料付近の温度、赤線に GM 冷凍機ヘッドの温度の測定結果を示す。）



図 3-35: ヒートアンカー設置状況

測定の結果より、図 3-37 の⑦の場所が最も低い積算線量 (88 mSv) となることが判明した。この場所は真空チェンバから約 40 m の距離となり、冷凍機のコンプレッサーや抵抗測定機器の設置が可能となるので、コンプレッサーや抵抗測定機器は⑦の場所に設置することを決定した。



図 3-36: MR トンネル内への OSL 線量計設置状況

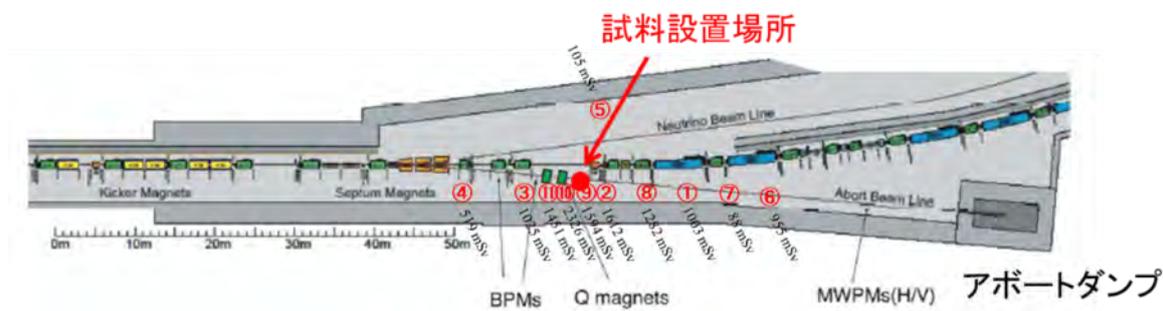


図 3-37: MR 加速器運転後における線量測定結果

3.2.5 実験準備作業

(1) MR 実験機器の設置

平成 30 年度に真空チェンバをビームラインに据え付け、令和元年度からビームを用いた実験を行った。据付後の真空チェンバを図 3-38 に示す。MR で行われる保守作業の作業空間の確保のため、水平方向に駆動機構を設けると保守機器の移動空間が確保できなくなるため垂直方向に動作する駆動機構を設けた。試験装置用架台は装置を陽子ビームライン高さに支持し、溶接ベローズを介して既存陽子ビームダクトと接続した。真空チェンバの上部には、耐放射線の優れたオールメタルとなるゲートバルブを設け、試験時以外には試料を格納し MR の真空機器に影響を与えない構造とした。MR の加速器グループの要求により、本ゲートバルブには圧空により遠隔操作によ

り開閉できる機能を設けた。真空チェンバ付近にはクレーンが届かなく、試料交換等には冷凍機を上方に移動する必要があるので、設置架台は櫓状の構造としホイスト（チェーンブロック）の操作により冷凍機の取り外しが可能な構造とした。



図 3-38: MR に設置した真空チェンバおよび冷凍機

(2) 放射線による機器の停止

機器の異常が予想されたため、多数のポリエチレンブロックを配置し、ポリエチレンにより遮蔽を行った（図 3-39）。遮蔽を行う上で、小型のデータ収集用の PC を用いるのが望ましい。このため、実験初期において、小型の Intel 社製の NUC を用いて測定を行ったところ、PC のハードウェアの故障が 2 回発生した。PC 自体の耐放射線性は低いものの、あまりにも低い線量での故障のため、ノイズ等による影響が考えられたため、PC の筐体大きい（ドスパラ社製）ものを用いて実験を実施した。半導体の主に $\text{Si}(n,\alpha)$ 反応に起因するシングルイベントアップセット等によるソフトエラーは交換後の PC で発生したものの、ハードウェアによる不具合は発生しなくなった。ソフトエラーが発生しても遠隔操作により復旧できるように、IP 制御の電源スイッチ（スイッチ式 PDU）を導入した。ネットワークをトンネル内に分配するために、ネットワークのハブを設置

した。このハブによる異常が発生すると、測定機器に対し何も制御できなくなる事象が発生するが、この異常事象は発生しなかった。

冷凍機も高い頻度によりコンプレッサーの放射線異常により停止した。原子力機構で実施した実験(3.1節)において、長期間冷凍機のコンプレッサにおける吸収線量を実験開始時から長期間測定した。この実験では、冷凍機およびコンプレッサーは停止したことはなかった。実験開始から OSL 線量計を設置し、集積線量を測定した結果、令和元年3月末において 5 mSv の積算吸収線量の値となった。一方、MR の実験では、図 3-37 の⑦に示される通り、一週間程度の運転で約 16 倍となる 88 mSv となり、測定環境は過酷な状況であった。



図 3-39: MR に設置した抵抗測定機器におけるポリエチレン遮蔽

3.2.6 8 GeV および 30 GeV 陽子に対する弾き出し断面積測定

MR における実験は、通常 MR の利用運転で用いられる 30 GeV 陽子および COMET [28] 実験で用いられる予定の 8 GeV 陽子に対し実施した。8 GeV 陽子の実験では、MR の取り出しキッカーのタイミングを変更し、30 GeV までの加速途中で加速器からダンプへビームを取り出し実施した。

3.2.7 30 GeV 陽子ビームプロファイル測定

弾き出し断面積測定では、ビーム幅が重要となる。本機器を設置した付近にはビームプロファイルモニターが無い¹ためビーム軌道を偏向し発熱による抵抗上昇を測定することによりビームプロファイルを測定した。測定試料には、陽子に敏感に反応するタングステンを用いた。

MR では、キッカー電磁石を用いてビームを加速器から外に出射し、その後真空チェンバを経

¹30 GeV 陽子の実験時には 8 GeV 陽子で使用したマルチリボンモニターはまだ開発中であった。8 GeV 陽子の実験ではマルチリボンモニターにより効率的な実験が実施できた。

アポルトダンプにビームを入射する。ビームラインには補正電磁石があり、この電磁石でビーム軌道を水平方向に偏向し試料の抵抗測定によりビームプロファイルを測定した。試料は垂直方向に張ったワイヤーとなるため、垂直方向の分布は重要とならない。水平方向の分布は必要のため、ビームの水平方向の中心位置における試料の抵抗変化の測定により、ビーム分布を導出した。この結果を、図 3-40 に示す。図中の横軸は、試料の下流に位置するビーム位置モニターの測定結果、縦軸には 10 ショットあたりの照射に伴うタングステン抵抗上昇を示す。この結果ガウス分布となり、水平幅の標準偏差は 2.75 mm となった。ビーム位置は抵抗上昇が最も高い位置となる -2 mm に設定した。

プロファイル測定において、アポルトダンプに向かうビーム軌道は、磁石およびビームダクト等の基準となる中心位置から 1 mm 程度変異していることが判明した。アポルトダンプにビームを取り出す方法は、キッカー電磁石の取り出し時の励磁によって行われるが、ビームダンプとその逆側となる方向にニュートリノ施設にも逆極性の磁場が印加される構造となるため、ニュートリノ施設に最適化した軌道が重要となるため、アポルトダンプに向かうビームはビームロスが生じなければ十分となるため、重要ではなかった。実験において、ビーム位置を試料の中心に合わせる必要があるため、補正電磁石の励磁による軌道調整を試みたが、偏向角が不足していたことがわかった。このため、本実験ではキッカー電磁石の磁場を少し増加し、出射における蹴り角を増しビーム軌道を調整した。

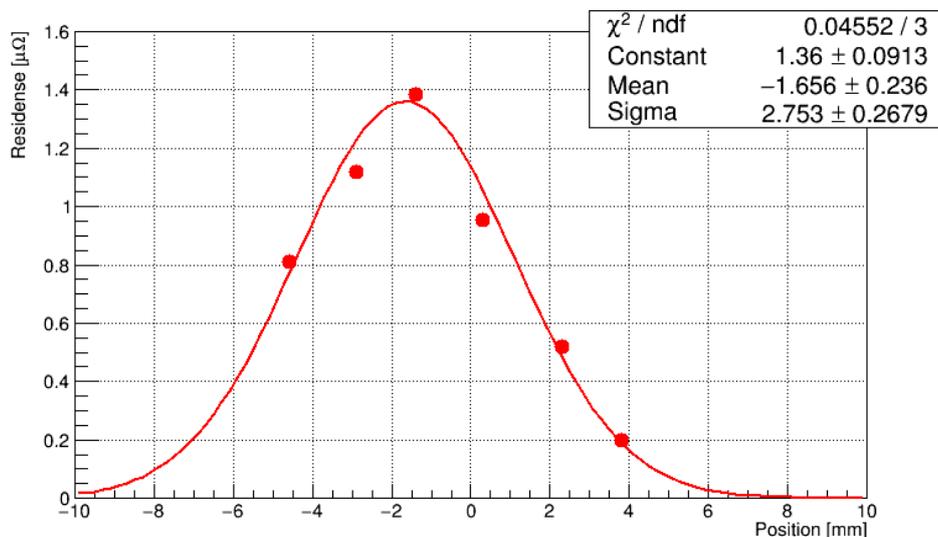


図 3-40: MR で測定した 30 GeV 陽子のビームプロファイル。図中の右上に、 χ^2 値、ピーク値: (Constant)、中心位置: (Mean)、およびビーム幅 (σ): (Sigma) などのガウス分布によるフィッティングパラメータを示す。

3.2.8 8 GeV 陽子ビームプロファイル測定

8 GeV 陽子のビームプロファイルはマルチリボンプロファイルモニターを用いて行った。このモニターは試料よりビーム進行方向の 7 m 下流に設置されており、本機器を用いてプロファイル

測定を実施した。8 GeV 陽子を用いた実験では、本モニターの確認試験を実施後であったため本モニターによりビーム幅と位置の測定が行うことが可能であった。

このプロファイルモニターでは、アルミからなるリボン状の金属片を多数設置しており、二次電子の生成量の観測によりプロファイルを計測する。本モニターを用いて測定したビームプロファイルを図 3-41 に示す。この結果、モニター位置での水平方向のビーム幅は 11 mm となり、アポートダンプのビーム光学により、試料位置での幅は 8.7 mm(1 σ) となった。

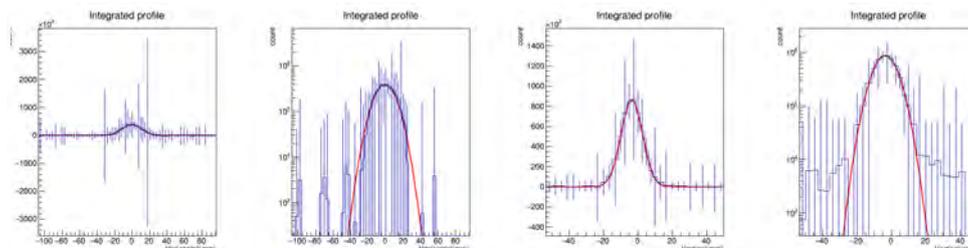


図 3-41: MR で測定した 8 GeV 陽子のビームプロファイル

(1) 抵抗測定結果

8 GeV および 30 GeV 陽子を用い、試料の抵抗変化と弾き出し断面積を測定した。両者のビームにおいて、1 ショットあたりのビーム強度は 2.6×10^{12} とし、0.16 Hz で 200 ショット照射した。試料における陽子の平均フラックスは約 $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ となった。

30 GeV 陽子を銅およびタングステン試料に照射した際の抵抗の振る舞いを、図 3-42 および 3-43 に示す。本測定も 3.1 節に記載した実験と同様に、ビーム照射時には試料温度の上昇に伴い、一時的に抵抗は高くなるものの、照射の数分後の抵抗には弾き出し損傷による抵抗の上昇が観測された。30 GeV 陽子に対する銅の抵抗変化はビーム照射とともに単調に増加するのが確認できた。一方、3 GeV 陽子の場合(図 3-16 参照)は、単調増加する様子が確認できなかった。これは、3 GeV 陽子の場合には 30 GeV に比べ、高い陽子フルエンスを用いビームの繰り返しも速かったためである。

タングステンの結果は、試料の抵抗上昇および抵抗率の上昇は明確となり、比較的高い精度で得ることができた。鉄はタングステンほど優れていないが、高い精度で得ることができた。一方、銅やアルミの場合には抵抗が照射によりあまり上昇しないため、抵抗率の上昇は観測できたものの、精度は比較的低い。本測定は、加速器の調整時間帯と並行し行ったため、時間的成約が厳しく、これ以上の精度を求めるのは困難であった。

(2) 弾き出し断面積測定結果

実験で得た断面積の結果を表 3-4 に示す。式 (1.1) から弾き出し損傷断面積を得た。フレンケル対の欠陥当たりの抵抗率変化は、文献 [13, 14] より表 3-5 に示す値を用い断面積を導出した。表 3-5 では文献 (3) の値のばらつきを誤差として与えた。

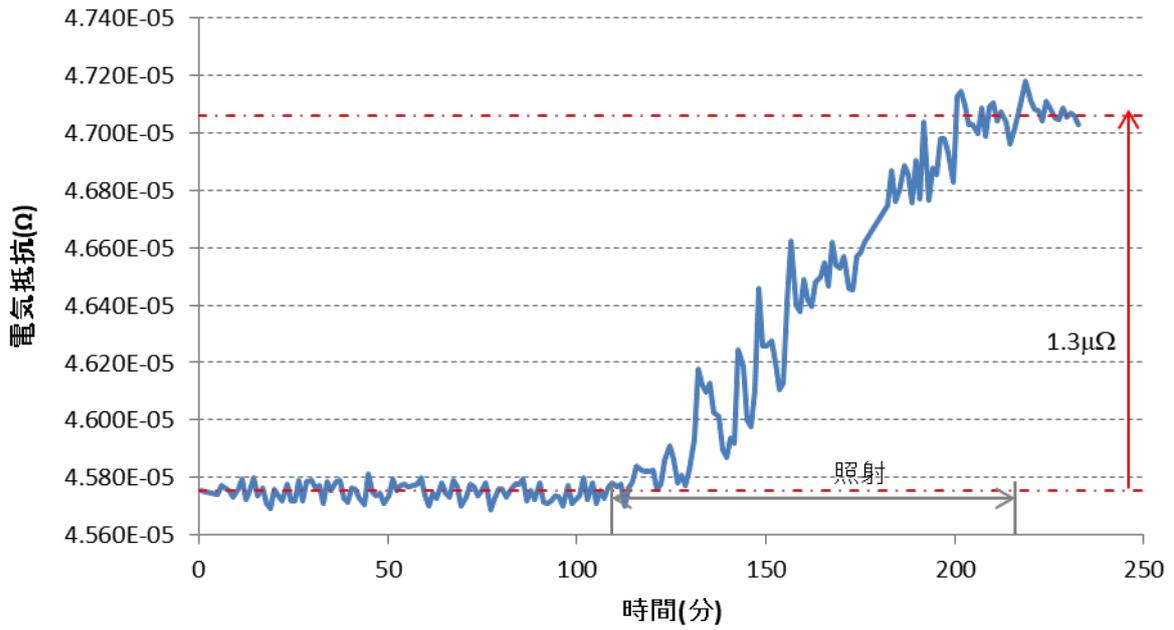


図 3-42: 30 GeV 陽子照射における銅の抵抗の測定結果

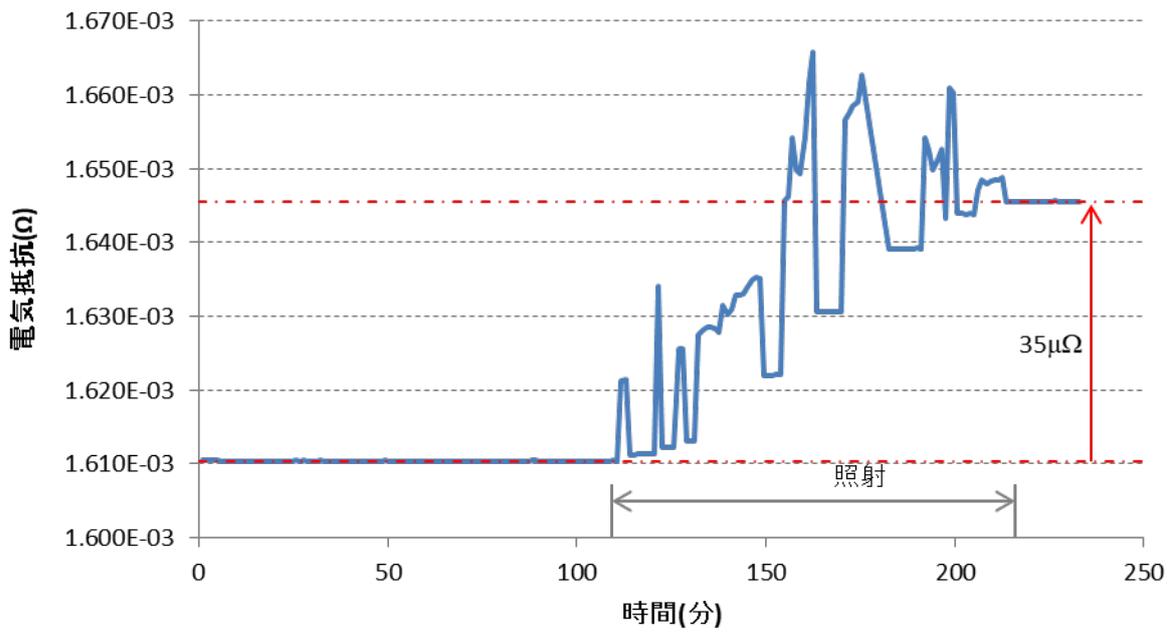


図 3-43: 30 GeV 陽子照射におけるタングステンの抵抗の測定結果

表 3-11: 各試料の陽子束当たりの抵抗率変化

| 陽子エネルギー (GeV) | Al [$\times 10^{-31} \Omega \text{ m}^3/\text{p}$] | Fe [$\times 10^{-31} \Omega \text{ m}^3/\text{p}$] | Cu [$\times 10^{-31} \Omega \text{ m}^3/\text{p}$] | W [$\times 10^{-31} \Omega \text{ m}^3/\text{p}$] |
|--------------------|---|---|---|--|
| 8 | 1.05 ± 0.15 | 25.6 ± 3.6 | 3.88 ± 0.27 | 95.3 ± 5.6 |
| 30 | 1.03 ± 0.12 | 23.9 ± 3.1 | 3.55 ± 0.23 | 95.8 ± 5.6 |

表 3-12: 実験で得られた弾き出し断面積

| 陽子エネルギー (GeV) | Al [b] | Fe [b] | Cu [b] | W [b] |
|------------------|-----------|------------|------------|------------|
| 8 | 269 ± 57 | 1039 ± 280 | 1764 ± 425 | 3531 ± 804 |
| 30 | 265 ± 53 | 969 ± 257 | 1614 ± 386 | 3543 ± 806 |

3.2.9 試料昇温による損傷残留率の測定

照射後の試料をヒーターによりある一定の温度に 10 分間保ち、その後 3.5 K に再冷却し、昇温前と再冷却後の抵抗変化により昇温による損傷の残留率を測定した。図 3-44 に 30 GeV 陽子照射後の昇温温度に対するアルミ、鉄、銅、およびタングステンの損傷残留率の測定結果を示す。

測定の結果、全試料において温度が 15 K 以下の範囲において損傷は維持されることが示された。照射中の試料における測定はしていないが、試料温度はホルダーにおいて 4 K 程度となったことを観測した。また、試料の抵抗率から平均的な温度が推定できるが、この方法を適用すると照射中における試料の平均温度は 10 K 程度となり、照射中の温度上昇に伴う損傷緩和は殆ど断面積に影響を与えないことが示された。なおアルミの場合には 30 K 以下の温度領域において、昇温により欠陥が増加した傾向を示した。アルミの場合には照射による抵抗の変化が少なく測定精度が低いため、このような結果になったと考えられる。これに関しては、今後の課題とする。

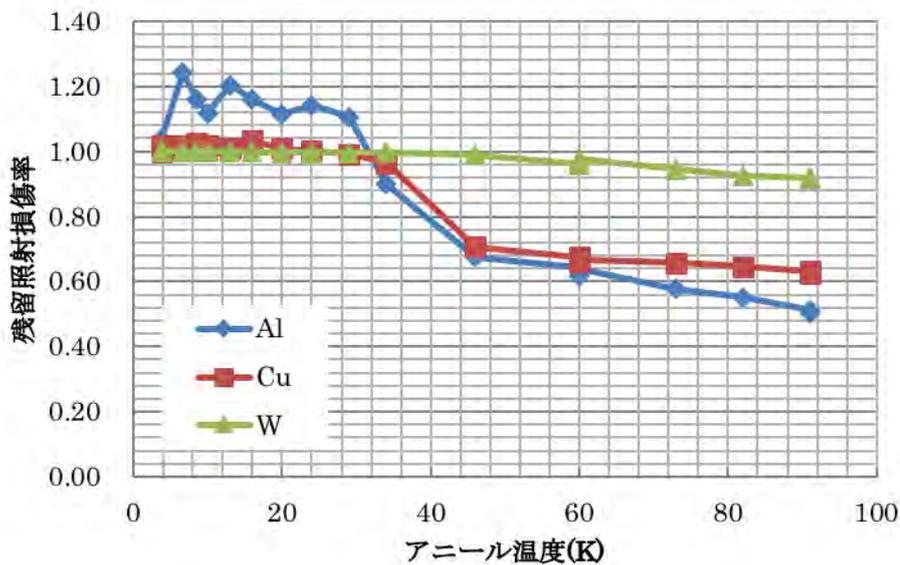


図 3-44: 30 GeV 陽子照射後の昇温による損傷残留率の測定結果

3.2.10 3~30 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究のまとめ

J-PARC の 30 GeV 陽子加速器施設 (MR) において、GM 冷凍機付きの真空チェンバを設置し、8 および 30 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積を測定した。試料にはアルミ、鉄、銅、およびタングステンを用い、これらの極低温冷却におけるビーム入射に起因する抵抗率増加より弾き出し断面積を導出した。この結果、当初の予定通り 3~30 GeV 領域の系統的な弾き出し断面積を取得することができた。

3.3 弾き出し断面積の高度化【R1】

以上の J-PARC の加速器施設における実験データを基に、弾き出し断面積のモデルの比較検討を行い、計算モデルの高度化を行った。

3.3.1 PHITS コード

PHITS コードに NRT モデルと arc モデルを適用し計算を実施した。PHITS [9, 20] は、原子核研究機構の前身となる日本原子力研究所で開発された NMTC/JAERI [29] に、JAM モデルを適用し 3 GeV 以上の高エネルギーの輸送計算を可能とした。NMTC/JAM [19] に重イオンの輸送計算を加えたものである。NMTC/JAERI においても NRT モデルを適用し [30]、J-PARC の核破砕中性子源施設の dpa 評価に用いた。

PHITS の計算では核反応計算の出発点とし、原子核を球形の Fermi 気体として取り扱い、核子-核子散乱に基づく核内カスケードモデルを用いる。NMTC/JAERI では Bertini モデル [31] が核内カスケードモデルとして標準的に用いられた。フランスの CEA と Liege 大学で開発され、核子入射反応をさらに精密に記述する INCL-4.6 [32] が、PHITS の標準的な核内カスケードモデルとして用いられており、本計算でも INCL-4.6 を用いて弾き出し断面積の計算を行った。

3.3.2 弾き出し断面積の計算

原子のクーロン力および核内カスケードモデルに基づく計算により、弾き出し断面積は次式で得られる、

$$\sigma_{disp-calc}(E) = \sum_i \int_{E_d}^{T_i^{max}} N_d(T_i) \frac{d\sigma}{dT_i} dT_i, \quad (3.9)$$

上式の E は入射粒子の運動エネルギー、 $d\sigma/dT_i$ は最大値 T_i^{max} を持つ粒子 i の運動エネルギー T_i における生成断面積、 E_d は原子の弾き出しを生じる実効的なエネルギー閾値、 $N_d(T_i)$ は空孔と自己格子間原子を形成するフレンケル対の数、すなわち原子の弾き出し数を示す。

(1) NRT モデル

NRT モデルによる原子の弾き出し数 ($N_{d,NRT}$) は以下となり、弾き出しエネルギー T_d が $0.8T_d/2E_d$ 以上の領域において、弾き出し数は弾き出しエネルギーに線形比例する。

$$N_{d,NRT}(T_d) = \begin{cases} 0, & (T_d < E_d) \\ 1, & (E_d < T_d < 2E_d/0.8) \\ 0.8T_d/2E_d, & (2E_d/0.8 < T_d) \end{cases}, \quad (3.10)$$

弾き出しエネルギー T_d は Lindhard モデル [33] により以下のように表される、

$$T_d = \frac{T}{1 + \kappa g(\varepsilon)}, \quad (3.11)$$

$$g(\varepsilon) = 3.408\varepsilon^{1/6} + 0.40244\varepsilon^{3/4} + \varepsilon, \quad (3.12)$$

$$\kappa = 0.1337Z_2^{1/6} \left(\frac{Z_2}{A_2} \right)^{1/2}, \quad (3.13)$$

$$\varepsilon = \left(\frac{A_2}{A_1 + A_2} \right) \left(\frac{a}{Z_1 Z_2 e^2} \right) T, \quad (3.14)$$

$$a = a_0 \left(\frac{9\pi^2}{128} \right)^{1/3} (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}. \quad (3.15)$$

ここで、 Z と A は 原子番号および質量数、添字 1, 2 は PKA を与える粒子および標的をそれぞれ示す。 a_0 はボーア半径 (5.2918×10^{-11} m)、 e は電子の電荷 (1.602×10^{-19} C) を示し、 e^2 は 1.44×10^{-9} eV·m となる。

(2) arc モデル

近年の分子動力学 (MD) シミュレーション結果により、実際における損傷の推定には、非熱的な再結合補正が必要ながことが提唱されている [34, 35, 36]。MD の計算では、原子の弾き出し過程で生じるカスケード損傷において、弾き出された原子の周辺部が熱的に平衡になると、殆どの原子が元の再結合により 50 ps 程度の短時間に格子状態に戻ることが示されている。この現象は試料温度に関係なく生じるため、最終的な弾き出し数は NRT モデルによる単純な線形衝突カスケードの予測値よりも少なくなることが指摘されている。

本研究において、arc モデルを PHITS コードに導入した。arc モデルでは、 T_d が $2E_d/0.8$ より小さい場合において NRT モデルと同一の弾き出し数となるが、 $2E_d/0.8$ を超える場合には再結合の効果を補正するために効率 ξ が乗じ、弾き出し数は次式の通りとなる。

$$N_{d,arc}(T_d) = \begin{cases} 0, & (T_d < E_d) \\ 1, & (E_d < T_d < 2E_d/0.8) \\ 0.8T_d\xi(T_d)/2E_d, & (2E_d/0.8 < T_d) \end{cases}, \quad (3.16)$$

ξ は、

$$\xi(T_d) = (1 - c)(2E_d/0.8)^{-b} T_d^b + c, \quad (3.17)$$

となる。断面積の計算では上記 b, c には MD 計算による結果を用い、アルミニウムには文献 [36]、その他の試料は [34] を用いた。これらの値を表 3-13 に示す。このモデル計算を PHITS に導入し計算を行った。

断面積の計算には膨大な入射粒子を用いたモンテカルロ法により行う。このため計算には長時間を要するので、円滑に断面積を取得のため、図 3-45 に示す並列計算機を令和元年度に購入し、断面積計算を行った。

表 3-13: 計算に用いた arc モデルのパラメータ (E_d は NRT モデルにおいても同一の値を用いた)

| Sample | b | c | E_d [eV] |
|-----------|--------|-------|------------|
| Aluminium | -0.828 | 0.215 | 27 |
| Iron | -0.568 | 0.286 | 40 |
| Copper | -0.68 | 0.16 | 30 |
| Tungsten | -0.56 | 0.12 | 70 |



図 3-45: 購入した並列計算機 (図中の赤い破線が本計画で購入した計算機となり、他の計算機が既存のものとなる。スペース削減の観点で他の計算機と同一のラックに設置した。)

3.3.3 弾き出し断面積の実験と計算との比較

NRT モデルおよび arc モデルによる弾き出し断面積の計算結果と実験結果との比較検討した。なお、本実験では試料冷却のためにアルミ窓を用い輻射熱をシールドしたが、0.1 mm 以下となる十分に薄い窓を用いたため、窓による発熱や相互作用は無視できるほど小さいことを計算で確認した。また、試料も開口が大きいホルダーに設置し、試料ワイヤーにビームを照射したので、ホルダーなどの試料以外における相互作用などの寄与も、無視できるほど小さい。このため、弾き出し断面積の計算にはこれら試料以外の寄与による相互作用などは考慮しなかった。

(1) アルミの弾き出し断面積の実験と計算の比較

アルミの実験と PHITS による計算の比較を図 3-46 に示す。Jung 等の実験 [15] では、断面積の測定を直接行っておらず、抵抗率変化による損傷率しか測定されていないが、本実験と同一のフレンケルあたりの抵抗率上昇 (ρ_{FP}) [14, 37] を用いて断面積を導出した。

比較の結果、NRT モデルによる計算は、本実験を約 2 倍過大評価した。一方、arc モデルの計算は、実験とよい一致を示した。

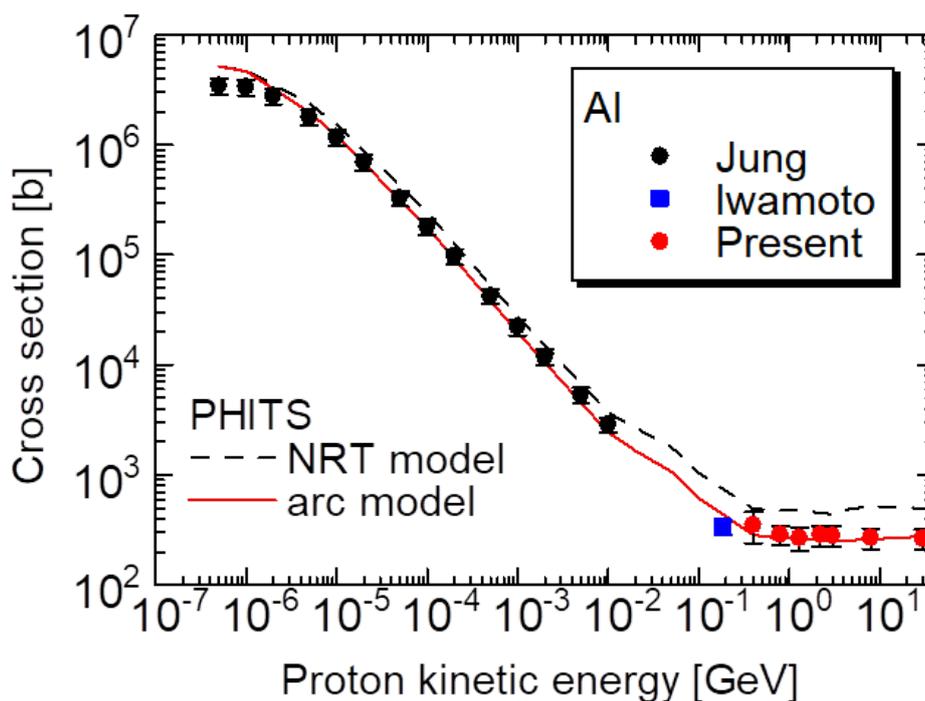


図 3-46: アルミの弾き出し断面積実験と PHITS の計算との比較 (Jung 等 [15]、岩元等 [16] の実験および NRT および arc モデルを用いた計算結果を示す。)

(2) 鉄の弾き出し断面積の実験と計算の比較

本実験による弾き出し断面積と以前の実験データ [15] を図 3-47 に示す。比較の結果、NRT モデルによる計算は、本実験を約 2 倍過大評価した。一方、arc モデルの計算は、実験とよい一致を示した。

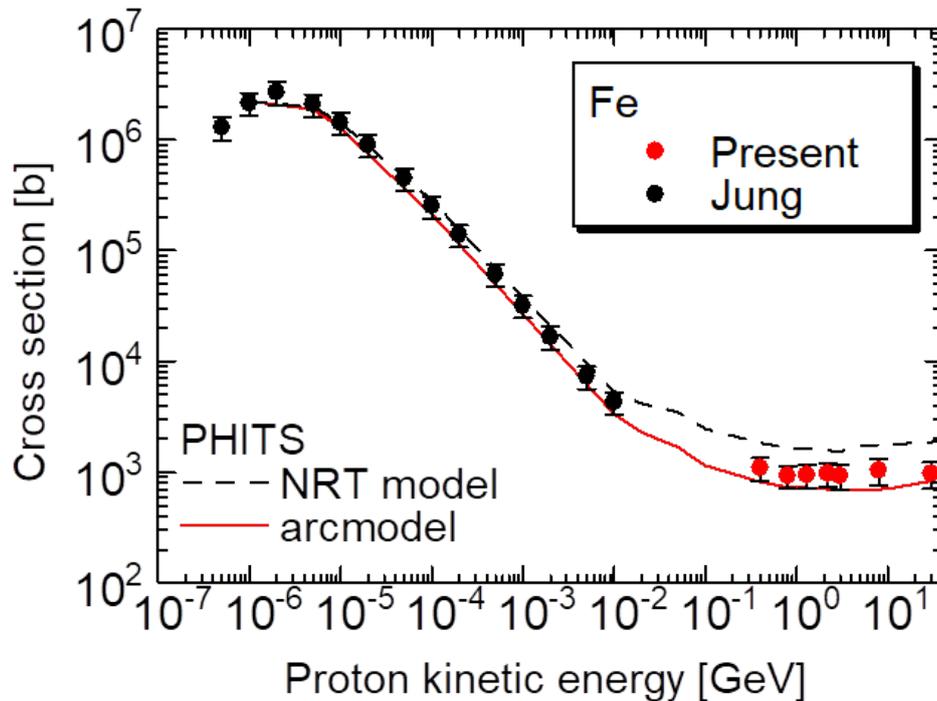


図 3-47: 鉄の弾き出し断面積実験と PHITS の計算との比較 (Jung 等 [15] の実験および NRT および arc モデルを用いた計算結果を示す。)

(3) 銅の弾き出し断面積の実験と計算の比較

本実験による弾き出し断面積と以前の実験データ [15, 17, 16, 3] を図 3-48 に示す。BNL [3] で実施した実験は、抵抗率変化による損傷率を測定し断面積は導出していないが、本実験と同一の ρ_{FP} [14, 37] を用いて断面積を導出した。実験データより弾き出し断面積はクーロン衝突が支配的となることがわかる。陽子の入射エネルギーの増加につれ、断面積は大幅に減少する。しかし、高エネルギー領域では核反応による二次粒子生成が支配的になる。

PHITS の NRT モデル計算は、本実験の約 3 倍となり過大評価を示しており、これは 10 MeV 以上の他の実験結果 [3, 16, 17] に対しても同様な傾向を示す。一方、arc モデルの計算は、若干の過大評価を示すものの本実験および他の実験とよい一致を示した。arc モデルの計算は、他の標的において非常によい一致を示したが、銅の場合には若干の過大評価を示したため、計算モデルにおいて改善の余地はあるものと考えられる。

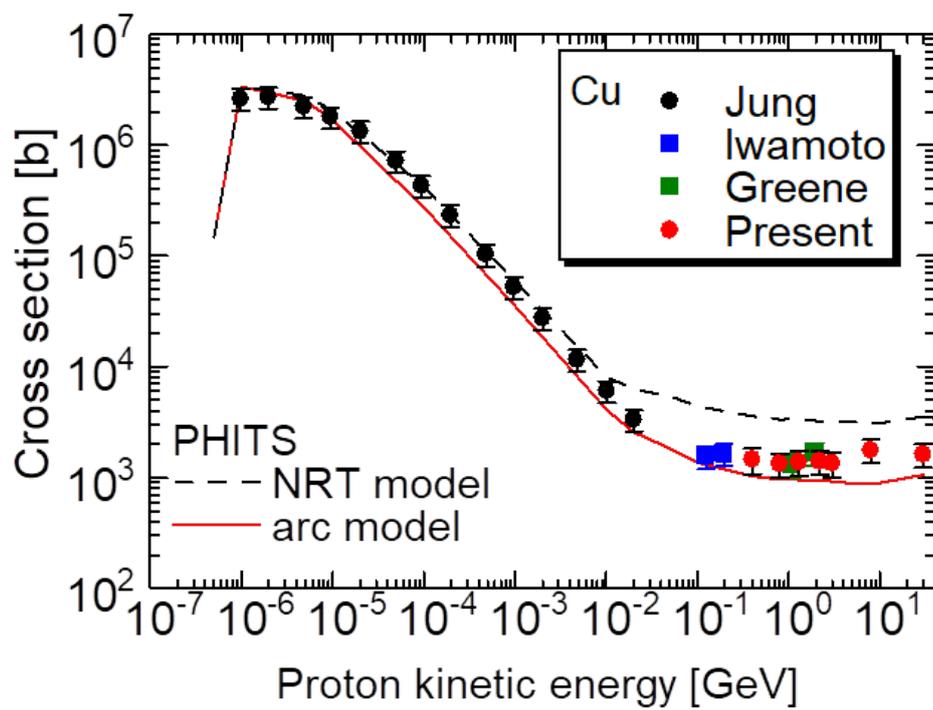


図 3-48: 銅の弾き出し断面積実験と PHITS の計算との比較 (Jung 等 [15]、岩元等 [17, 16]、Greene 等 [3] の実験、NRT および arc モデルを用いた計算結果を示す。)

(4) タングステンの弾き出し断面積の実験と計算の比較

タングステンの比較を図 3-49 に示す。タングステンの場合には、NRT モデルが顕著に過大評価している。一方、arc モデルの計算は他の実験を含め全体的に実験をよく再現することがわかった。

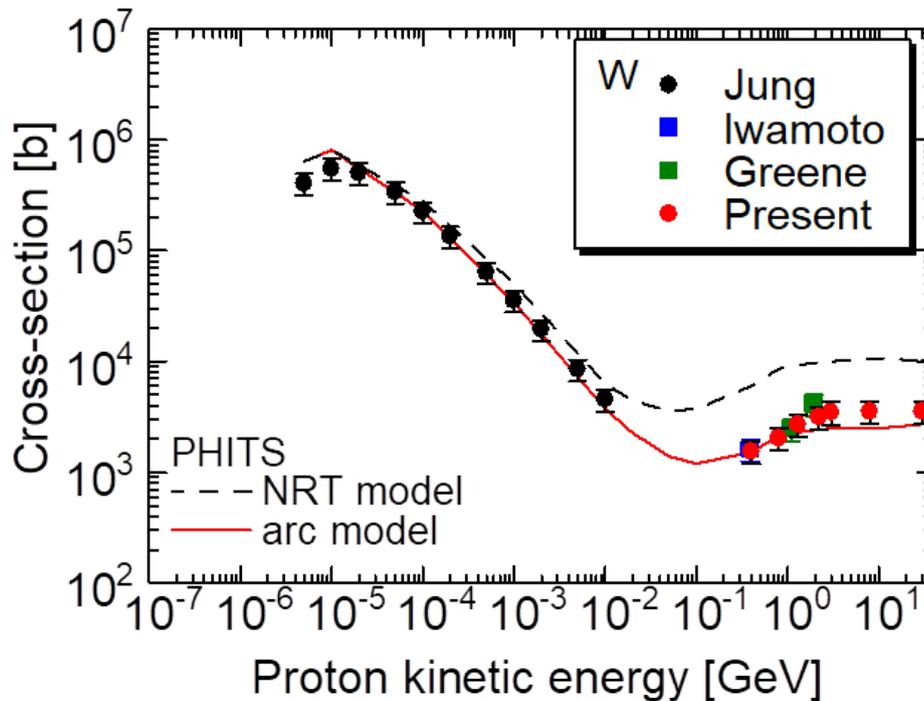


図 3-49: タングステンの弾き出し断面積実験と PHITS の計算との比較 (Jung 等 [15]、岩元等 [17, 16]、Greene 等 [3] の実験、NRT および arc モデルを用いた計算結果を示す。)

3.3.4 考察

弾き出し断面積の計算モデルに関して考察を行った。

(1) NRT モデルと arc モデルの断面積における違い

dpa の評価には、NRT のモデルが広く用いられているが、 ~ 20 MeV を超えるエネルギー領域では弾き出し断面積が過大評価が示された。一方、arc モデルの計算は実験とよい一致を示したので、ここではこの原因に関して考察する。

図 3-50 は、arc モデルに NRT モデルの比を示す。陽子が入射する場合において、運動エネルギーが ~ 0.2 MeV までの領域において、NRT モデルと arc モデルの断面積は同一となる。陽子の運動エネルギーの運動エネルギー増加とともに、NRT/arc モデルの断面積の比は 0.2 MeV 以上においてこの値は徐々に増加し、アルミ、鉄、銅およびタングステンの順に大きくなった。断面積の比が 1 を超える原因は、arc モデルにおいて運動エネルギー増加とともに式 (3.17) に示す欠陥生成

効率 ξ が徐々に低下することが原因と考えられる。弾き出しエネルギーが増加する場合、arc モデルの場合には ξ は減少する一方で、NRT モデルでは常に ξ が 1 となるためである。

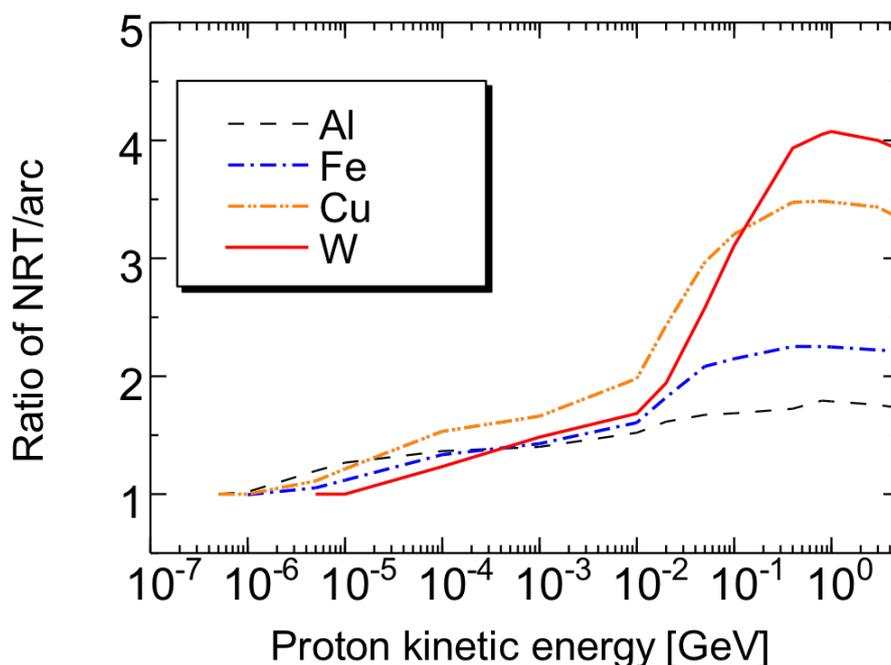


図 3-50: arc モデルに対する NRT モデルによる弾き出し断面積の比 (アルミ、鉄、銅およびタングステンの結果を示す。)

(2) 高エネルギー領域における弾き出し断面積に対する考察

入射陽子による物質中の電磁相互作用による発熱は、Bethe-Bloch の式より、

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \propto \frac{4\pi\rho}{m_e c^2} \cdot \frac{Zz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (3.18)$$

となり、数 GeV 以上の領域では相対論効果により増加するのが一般的に知られている。このアルミとタングステンに対する計算結果を図 3-51, 3-52 の緑色の線に示す。また、核子と原子核の相互作用による発熱効果も以下の理由により入射エネルギーの増加とともに増す。

- 数 GeV 以上のエネルギー領域において、核子と原子核の相互作用を生じる断面積 (反応断面積) は標的核の大きさに依存し、エネルギーに関わらずほぼ一定の値となる。
- 相互作用を生じる際に二次粒子の運動エネルギーは、エネルギーが保存されるため増加する。

この確認のため、PHITS を用いてアルミとタングステンの陽子による発熱密度を計算した。発熱密度の計算には、Bethe-Bloch の式で示される電磁力のみならず、核力に至る全ての相互作用を考慮し、また格子における原子弾き出しが生じないエネルギー領域 (約 20 eV 以下) の付与も考慮した。この結果を図 3-51, 3-52 の赤丸に示す。発熱密度は 2 GeV 程度の陽子で最小となり、これよ

り高いエネルギー領域では発熱密度は単調に増加する。3 GeV 以下の陽子エネルギー領域では、弾き出し断面積は図 3-51, 3-52 に示す全ての相互作用を考慮した発熱密度と同様な傾向を示す一方で、30 GeV の弾き出し断面積の測定結果は 3 GeV 陽子の結果とほぼ同じ値となり、発熱密度と異なるエネルギー依存性の傾向を示す。

この原因は、高エネルギー領域の弾き出しにおける原子の弾き出し数の飽和によるものと考えられる。弾き出し数は、式 (3.10) および (3.16) に示されるように、弾き出しエネルギー T_d に依存する。 T_d は式 (3.11) で示されるように、PKA のエネルギー T が十分大きい場合には、弾き出しされる原子の数は飽和する。図 3-53 に示されるように、PKA のエネルギーが数十 MeV 程度になると飽和することを確認した。

この効果は、さらに高い入射エネルギーを用いた実験により明確になると考えられる。J-PARC では 30 GeV までエネルギー範囲の実験しか行えないが、今後の研究においてフェルミ国立加速器研究所：FNAL および欧州原子核研究機構：CERN 等の 100 GeV 以上の高エネルギー加速器施設における実験データ取得により明確になる。この高エネルギーの実験データは、今後大強度を目指す高エネルギー加速器施設において貴重となるので、今後のこれらの加速器施設で実験を行うのは、弾き出し断面積の研究を進める上で重要なこととなる。

Al

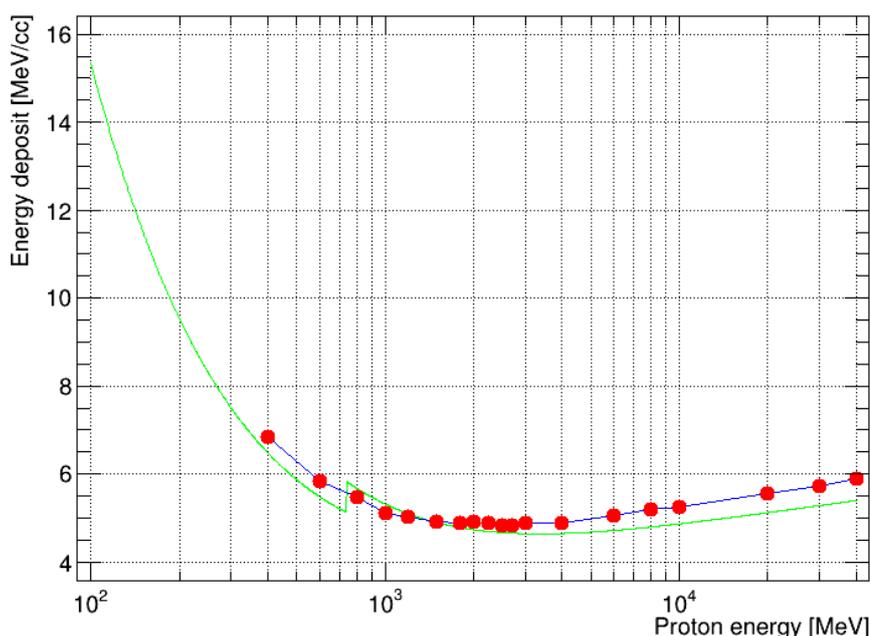


図 3-51: アルミの発熱密度の入射陽子のエネルギー依存性

(3) 弾性散乱と非弾性散乱による弾き出し断面積への影響

原子の弾き出しは、入射陽子のクーロン散乱と核力による弾性散乱と、二次粒子などを生成する非弾性散乱により生じる。この寄与を図 3-54 から 3-57 に示す。クーロン場による弾性散乱による影響は 10 MeV 以下のエネルギーで支配的となり、10 MeV 以上のエネルギー範囲では、非弾性

W

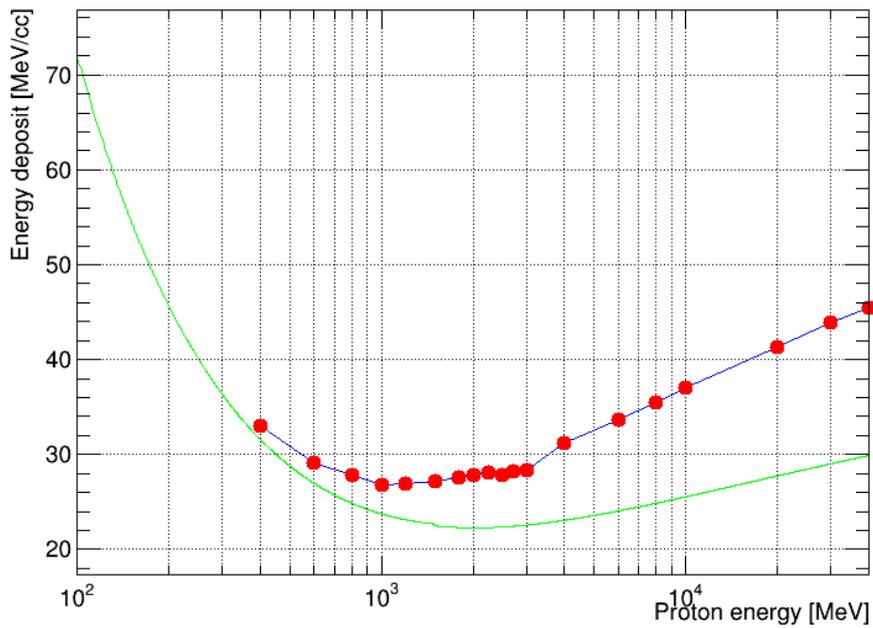


図 3-52: タングステンの発熱密度の入射陽子のエネルギー依存性

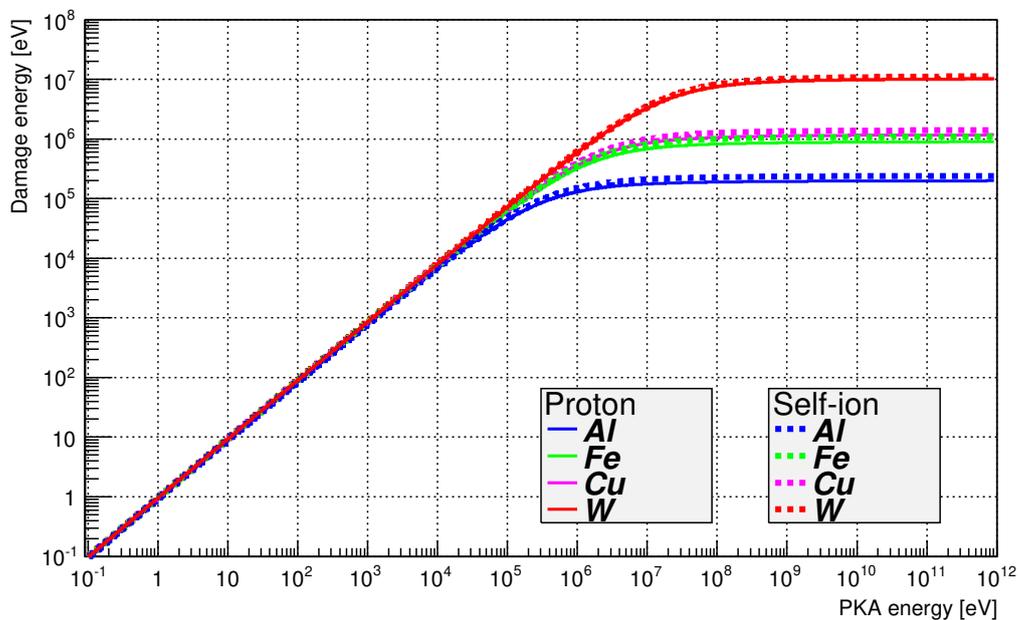


図 3-53: PKA に対する弾き出しエネルギー (アルミ、鉄、銅およびタングステン試料における、陽子(実線)および標的要素(破線)の弾き出しに対する値を示す。なお、弾き出しエネルギーは PKA のみで表せるため入射粒子依存性はないが、図では入射粒子依存性の確認のため陽子と標的要素の計算を示している。)

散乱反応による影響が支配的となった。ただし、タングステンの場合には1 GeV以上の領域で弾性散乱の断面積が増加する傾向を示しており、この原因は電磁力の相対論効果によるものである。今後の高エネルギー領域(100 GeV以上)の研究により、この影響は明確になると考えられる。

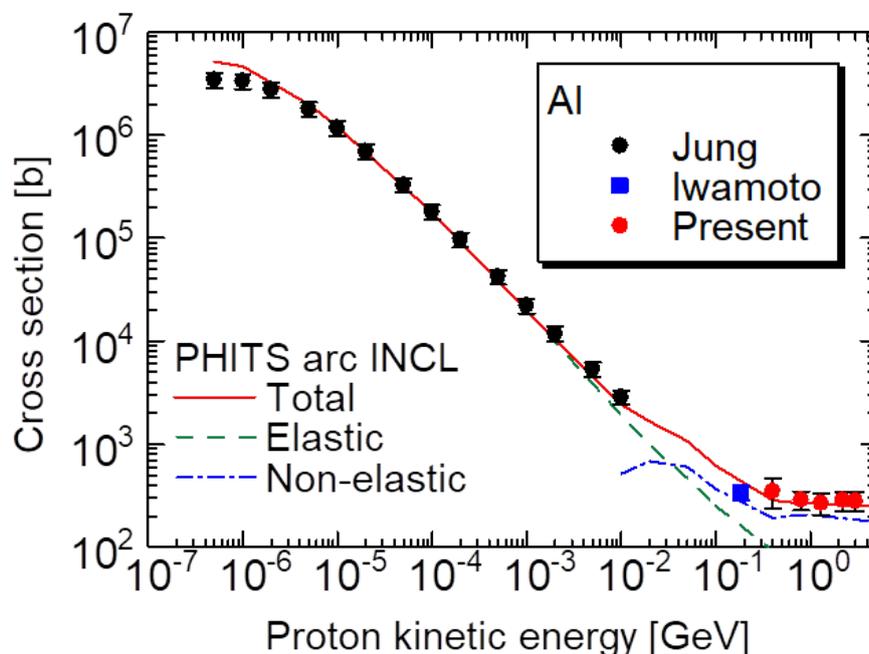


図 3-54: アルミの弾性散乱と非弾性散乱による弾き出し断面積に対する影響

(4) 核内カスケードモデルによる弾き出し断面積に対する影響

数 10 MeV 以上のエネルギー領域の陽子において、クーロン散乱による弾性散乱断面積は小さくなり、非弾性散乱が支配的となる。PHITS に用いられる核内カスケードモデルの違いによる弾き出し断面積への影響を評価するため、PHITS で標準的に用いられる INCL-4.6 モデル [32] の他に Bertini カスケードモデル [31] による弾き出し断面積の計算を arc モデルを用いて行った。このアルミ、鉄、銅およびタングステンの結果を、図 3-58 から図 3-61 にそれぞれ示す。Bertini および INCL-4.6 の両者において弾き出し断面積に対する違いは、僅か 10% 程度しか生じないことが確認され、核内カスケードモデルによる違いおける弾き出し断面積への影響は小さい。両者のモデルにおいて、二次粒子の生成断面積や放出エネルギーのスペクトルには違いがあるものの、弾き出し断面積において核内カスケードモデルによる違いはほとんど影響しないことが明らかになった。

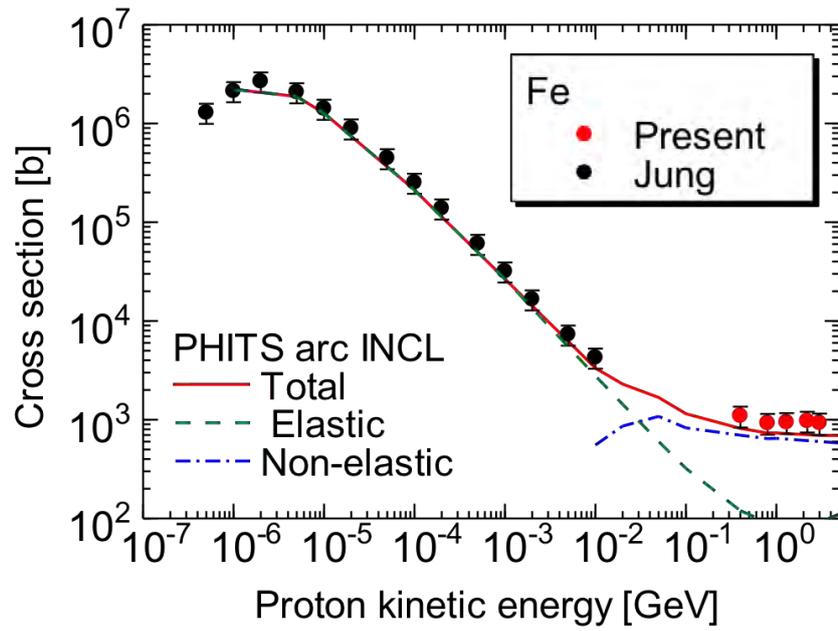


図 3-55: 鉄の弾性散乱と非弾性散乱による弾き出し断面積に対する影響

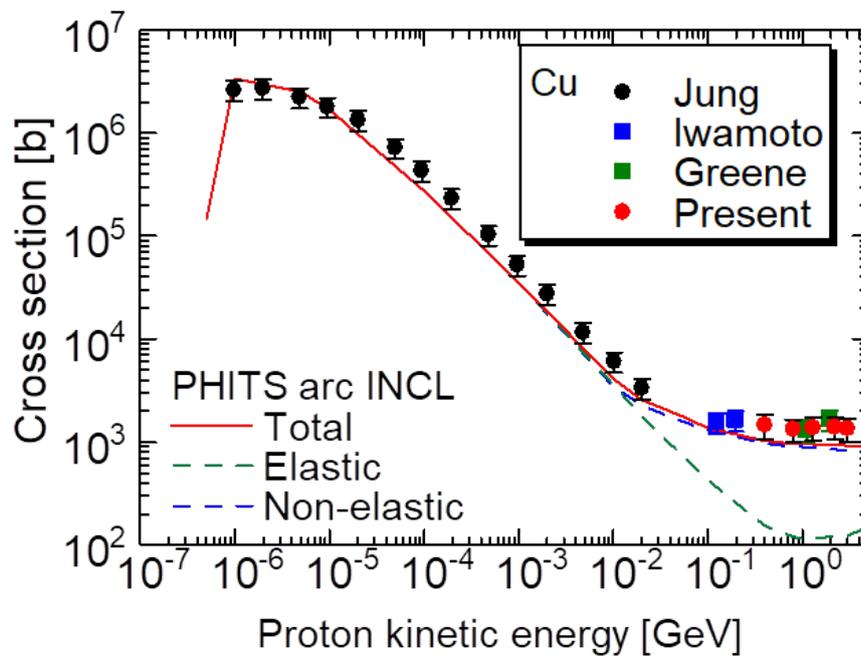


図 3-56: 銅の弾性散乱と非弾性散乱による弾き出し断面積に対する影響

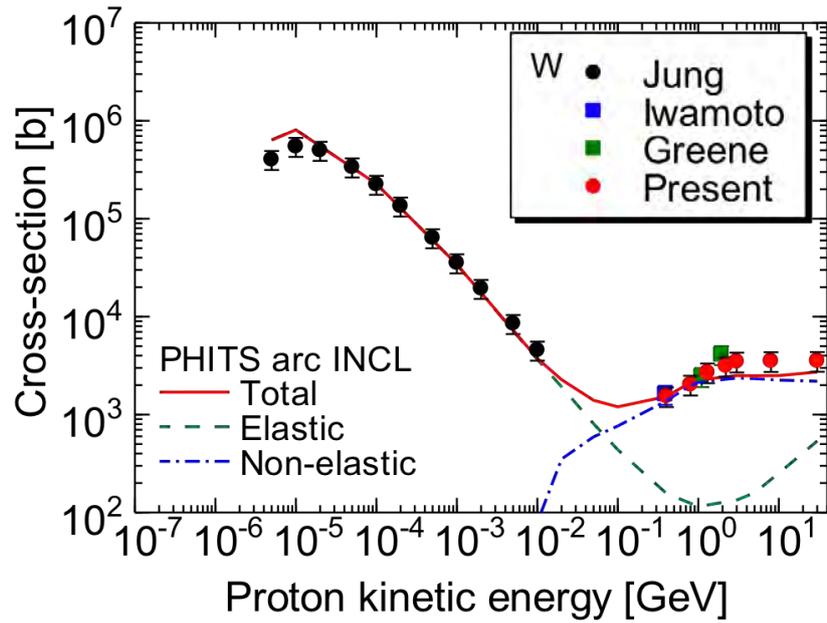


図 3-57: タングステンの弾性散乱と非弾性散乱による弾き出し断面積に対する影響

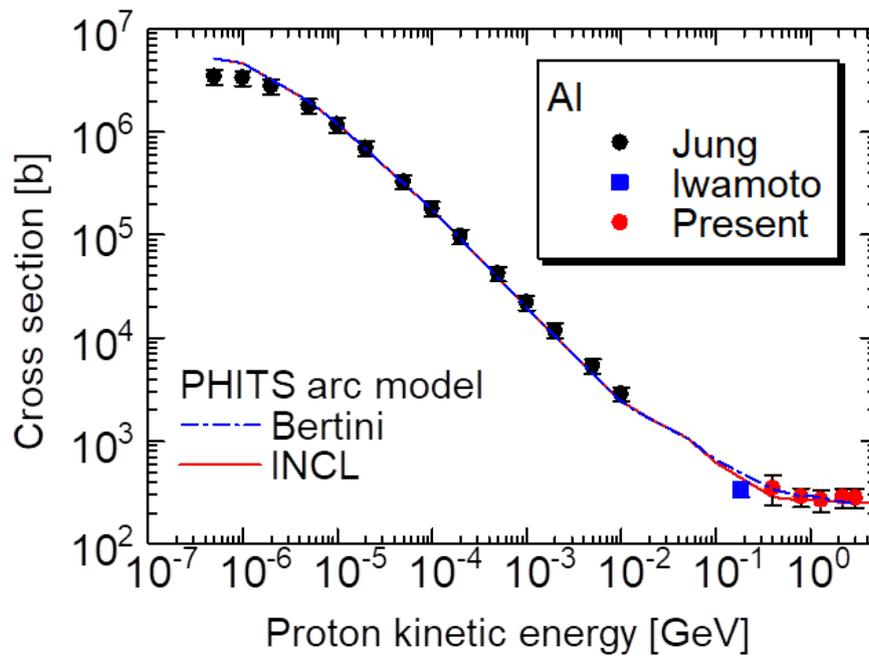


図 3-58: アルミの弾き出し断面積に対する核内カスケードモデルの影響

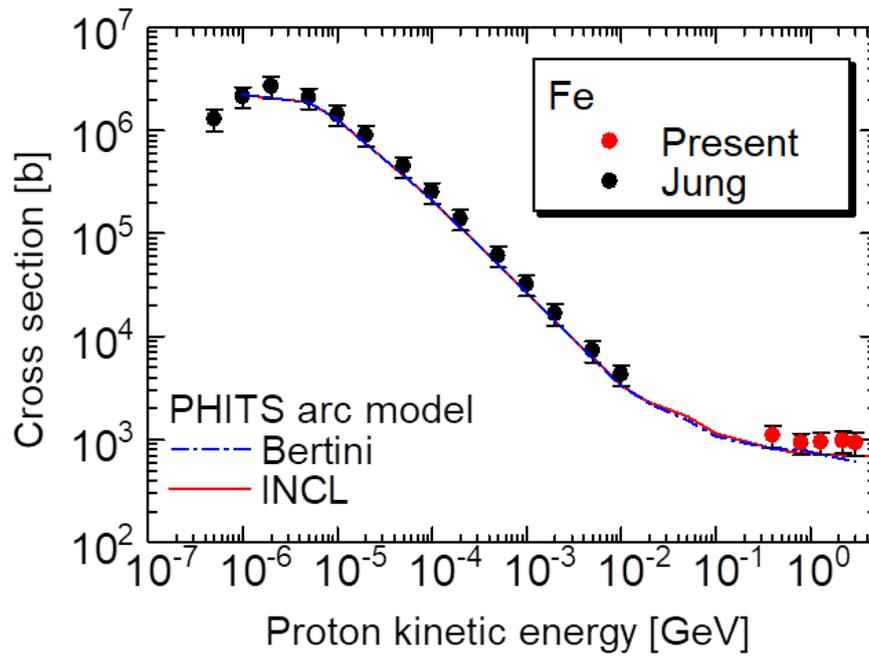


図 3-59: 鉄の弾き出し断面積に対する核内カスケードモデルの影響

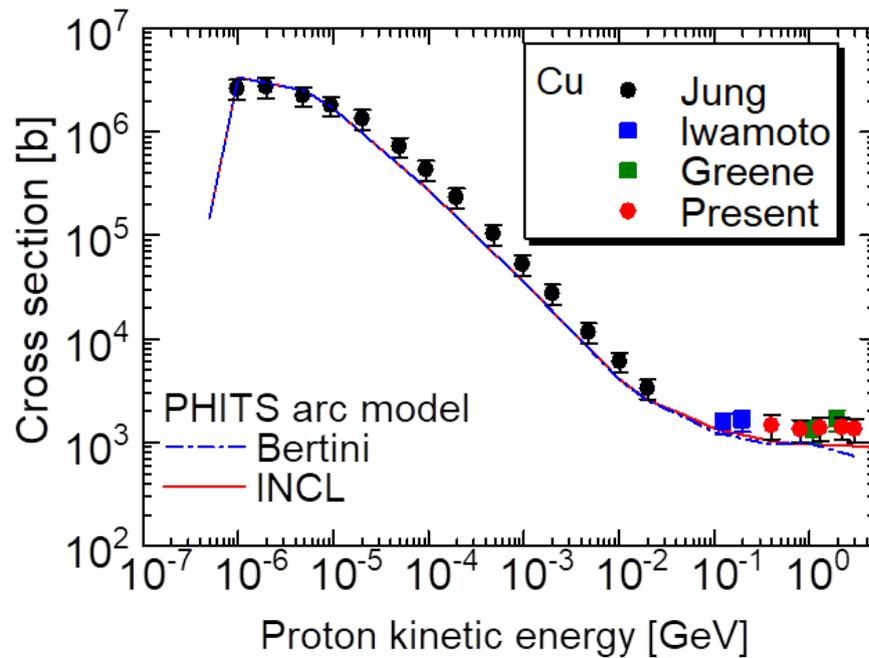


図 3-60: 銅の弾き出し断面積に対する核内カスケードモデルの影響

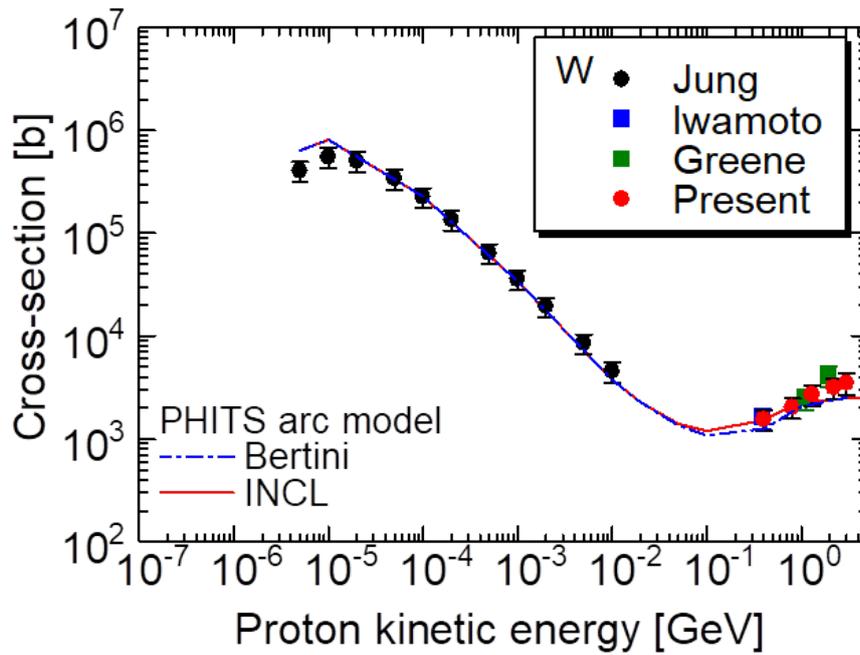


図 3-61: タングステンの弾き出し断面積に対する核内カスケードモデルの影響

(5) 弾き出し断面積の標的核種依存性

実験をよく再現する arc に関して標的核種の依存性に関し考察した。arc モデルによる弾き出し断面積の標的核種依存性を図 3-62 に示す。アルミの場合が最も断面積が小さくなり、原子番号の増加とともに断面積が大きくなることが示された。また、100 MeV までは標的要素によらず断面積はほぼ同じ値となることがわかった。100 MeV 以上のエネルギー領域で元素番号の増加とともに顕著に断面積が増加し、タングステンの場合には数百 MeV の領域で断面積が増加する傾向を示した。

100 MeV 以上の領域で明確な質量依存性があり、標的核種の質量数 A の $A^{1.2}$ で規格化した弾き出し断面積を図 3-63 に示す。図ではアルミとタングステンの実験値も示す。この図から、本実験で測定した核種において 100 MeV 以上の領域で全ての核種に対しほぼ同一の値となることが明らかになった。

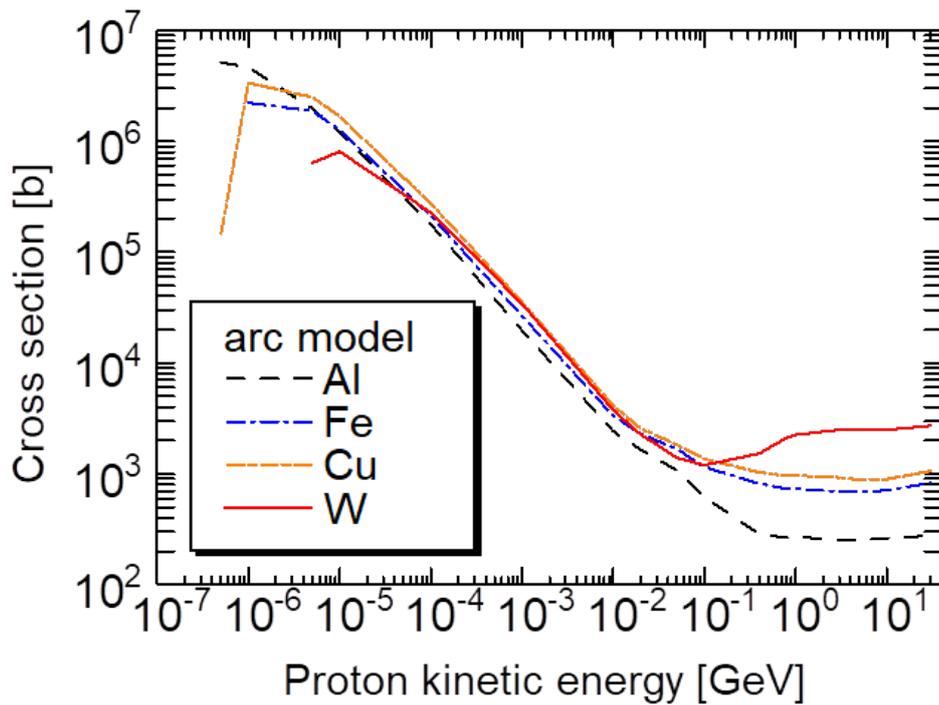


図 3-62: アルミ、鉄、銅およびタングステンの arc モデルによる断面積の比較

3.3.5 弾き出し断面積の $A^{1.2}$ 則の考察

弾き出し断面積は、標的核種の質量数の $A^{1.2}$ に比例する値となった。ここでは、この理由について考察する。

(1) 原子核反応断面積に対する標的核種の質量数依存性

原子核は密度一定であり、その面積は $A^{2/3}$ に比例するため、数 100 MeV 以上の陽子に対し核反応断面積は標的核の幾何形状断面積 ($A^{2/3}$) に比例する。

(2) 原子の弾き出しエネルギーに対する標的核種の質量数依存性

原子の弾き出し数は T_d/E_d に比例する。実際には二次粒子も弾き出しを与えるが、図 3-53 に示されるように、陽子と標的核種に関わらず弾き出しエネルギーはほぼ同一となるので、簡略化のため Z, A を標的核種として考慮する。 T_d は式 (3.11) となり、式 (3.12) ~ (3.15) を式 (3.11) に代入すると、

$$T_d = \frac{1}{1/T + 0.1337Z^{2/3}A^{-1/2}(\epsilon/T + 0.40244\epsilon^{3/4}/T + 3.408\epsilon^{1/6}/T)} \quad (3.19)$$

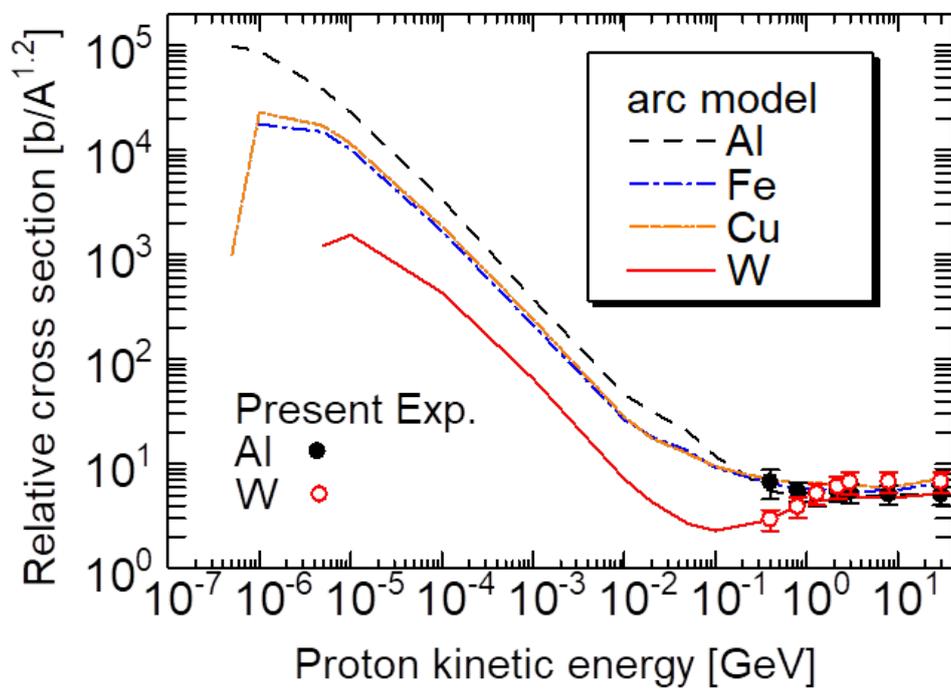


図 3-63: 標的核種の質量数 (A) の $A^{1.2}$ で規格化した弾き出し断面積の比較 (アルミおよびタンゲステンの実験値と arc モデルの断面積を示す)

となり、 T が十分に大きい高エネルギー領域の場合には、 $1/T \rightarrow 0$ となり、弾き出しエネルギーは

$$T_d \simeq [0.1337Z^{2/3}A^{-1/2}(\varepsilon/T + 0.40244\varepsilon^{3/4}/T + 3.408\varepsilon^{1/6}/T)]^{-1} \quad (3.20)$$

となる。ここで、

$$\kappa \propto Z^{2/3}A^{-1/2} \quad (3.21)$$

$$a \propto Z^{-1/3} \quad (3.22)$$

$$\varepsilon \propto aZ^{-2}T = Z^{-7/3}T \quad (3.23)$$

式 (3.21) と (3.23) を式 (3.20) に代入し、 ε の一次の項のみ着目すると、

$$T_d \propto A^{1/2}Z^{5/3} \quad (3.24)$$

となる。原子番号は A に比例するため、

$$T_d \propto A^{13/6} = A^{2.16} \quad (3.25)$$

図 3-53 で示した高エネルギー領域における飽和する弾き出しエネルギーと標的核の質量数との関係を図 3-64 に示す。フィッティングの結果、弾き出しエネルギーは $A^{2.05}$ に比例し、上記検討の値とほぼ同一の値となった。

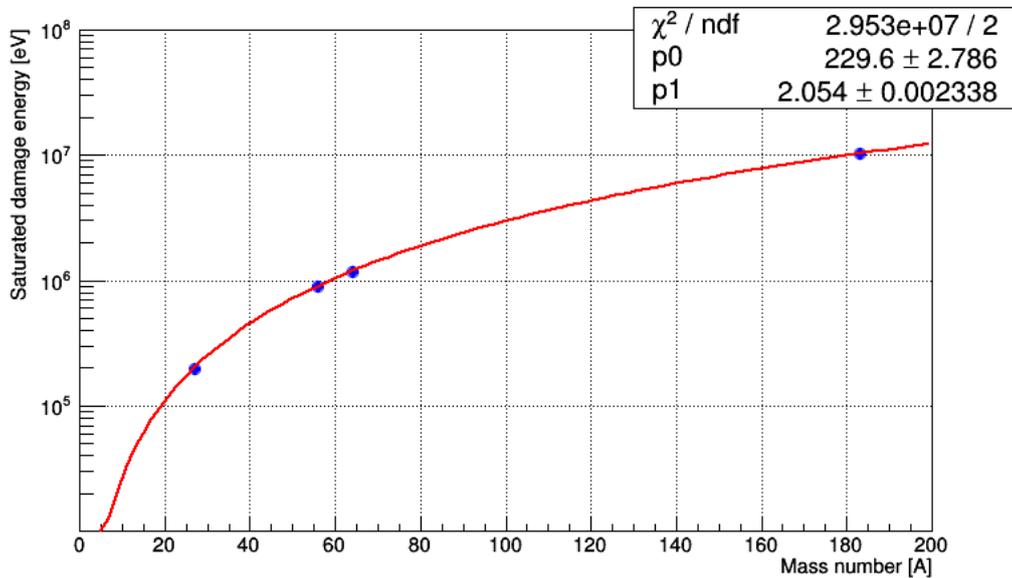


図 3-64: 弾き出しエネルギーの高エネルギー領域における飽和値と標的核種の質量数依存性 (飽和するエネルギー値を $p_0 \times A^{p_1}$ の関数でフィッティングした。フィッティングによる χ^2 値、 p_0 および p_1 の値を図の右上に示す。実線はフィッティングによる結果を示し、飽和エネルギーは $A^{2.05}$ に比例する。)

(3) 弾き出しの閾エネルギーに対する標的核種の質量数依存性

弾き出しの閾エネルギー E_d の質量数に対する依存性を図 3-65 に示す。フィッティングの結果、閾エネルギーは $A^{0.56}$ に比例することがわかった。断面積の元となる原子の弾き出し数は、弾き出しエネルギーを E_d で除することにより算出するため、閾エネルギーの断面積に対する寄与は、 $A^{-0.56}$ に比例することとなる。

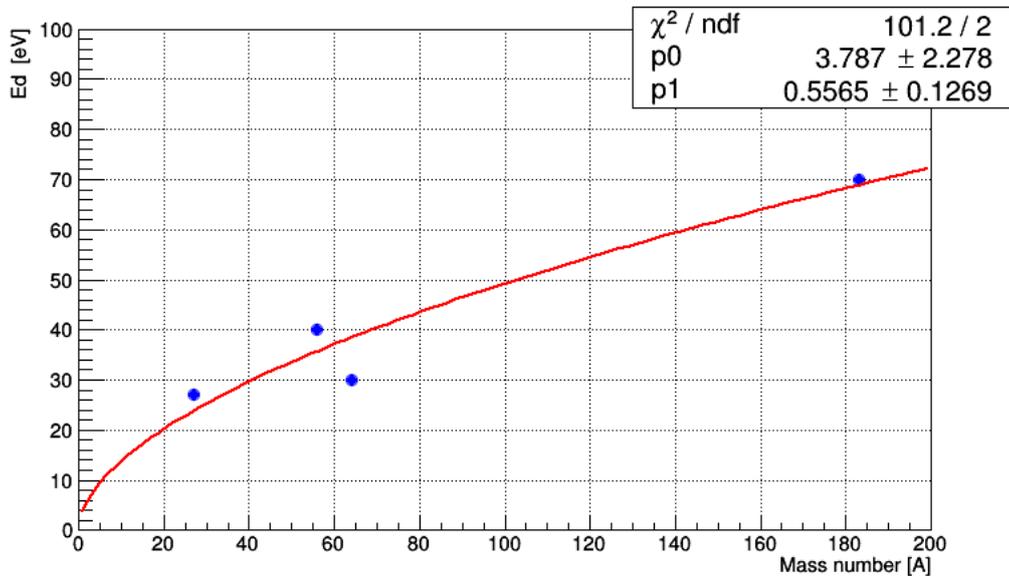


図 3-65: 弾き出しの閾エネルギーの標的核種の質量数依存性 (弾き出しの閾エネルギーを $p_0 \times A^{p_1}$ の関数でフィッティングした。フィッティングによる χ^2 値、 p_0 および p_1 の値を図の右上に示す。実線はフィッティングによる結果を示し、質量数依存性は $A^{0.56}$ となった。)

(4) PKA エネルギーに対する標的核種の質量数依存性

高エネルギー領域では、核破碎反応が支配的となる。このため、核反応により標的核の核子に均一にエネルギーが分配され、二次粒子を発生するものと考えられる。この仮定により、原子の弾き出しの元となる PKA のエネルギーは、 A^{-1} に比例することとなる。

(5) 弾き出し断面積に対する標的核種の質量数依存性

以上の質量数に対する依存性の検討を、表 3-14 に示す。それぞれの寄与を乗ずることにより、高エネルギー領域における弾き出し断面積は $A^{1.27}$ に比例することとなる。これは、図 3-63 で示された $A^{1.2}$ と一致しており、 $A^{1.2}$ 則を説明できる。

表 3-14: 弾き出し断面積の標的核種質量数 A に関する検討

| | |
|-----------------|-------------|
| 反応断面積 | $A^{0.67}$ |
| 弾き出しエネルギー T_d | $A^{2.16}$ |
| 弾き出し閾値 E_d | $A^{-0.56}$ |
| PKA エネルギー | A^{-1} |
| 合計 | $A^{1.27}$ |

3.3.6 弾き出し断面積の高度化研究のまとめ

J-PARC の加速器施設における弾き出し断面積の実験データを元に、弾き出し断面積の計算モデルの比較検討を行った。この結果、一般的に用いられる NRT モデルは実験を 2~3 倍程度の範囲で過大評価した。一方、MD に基づく arc モデルは実験をよく再現し、arc モデルの適用により信頼できる弾き出し断面積が導出可能なことが判明した。また、計算モデルに関し考察を深めた。

3.4 研究推進

研究代表者の下で毎月初旬（月初の1日）に定期的に連絡会を開催し、各研究項目間の連携を密にし、本研究を進めた。

本研究に参加する原子力機構および高エネ研の研究者等の密接な連携と協力により、本研究を推進することができた。原子力機構が主導となって行う、「0.4~3 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究」では、高エネ研の研究者等の協力により、放射線申請の変さらに必要な安全検討を効率的に進めることができた。さらに、高エネ研の研究者の協力により実験装置の設計・製作・設置作業を効率的に進めることができた。これにより、世界初となる2 GeV 以上のエネルギー領域となる陽子の弾き出し損傷断面積データや、世界初となる鉄の弾き出し損傷断面積データの取得に成功した。

高エネ研が主導となり行う「3~30 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究」では、原子力機構の研究者の協力により、原子核素粒子共同利用実験審査委員会などで必要とした実験における安全検討を効率的に進めることができ、実験装置の設計・製作を効率的に進めることができた。さらに、連携協力により実験機器の放射線に対する防護を効率的に行うことができ、世界初となる3 GeV 以上の断面積データの取得に成功した。本実験的研究では、試料を極低温に冷却することが必要であったが、実験を開始した当初において JAEA の実験に用いる試料が十分に冷却できない問題があった。このため、原子力機構および高エネ研の研究者の密接な連携協力により、4 K 以下となる冷却に成功し、信頼できる弾き出し断面積データを得ることができた。また、高エネ研の実験では測定機器や測定用 PC の放射線による故障が頻繁に発生し、問題となったが、連携協力により遮蔽の増強などの処置により故障の発生はなくなった。

弾き出し断面積の高度化では、原子力機構および高エネ研の研究者の連携協力により、データ解析を効率的に進めることができ、この結果、系統的な解析をスムーズに進めることができた。

本研究成果の研究成果を国際会議およびワークショップで発表した。核破砕材料技術国際ワークショップ (International Workshop on Spallation Materials Technology, IWSMT) [38, 39]、加速器構造材に関するワークショップ RaDiATE [40, 41, 42] 等や、加速器の国際会議 (IPAC) [43]、および核データ国際会議 [44, 45] において得られた成果を広く発信した。本研究成果は、材料科学の研究を行っている研究者より高く評価された。国内の会議としては、原子力学会 [46, 47, 48, 49, 50] や加速器学会 [51] で発表した。

4. 結言

本研究では、加速器駆動型核変換システム (ADS) による原子炉から発生するマイナーアクチノイドの有害度低減の実現性の向上、および大強度陽子加速器のさらなる安全性の向上のため、J-PARC の加速器施設を用いて 400 MeV~30 GeV の陽子の弾き出し損傷 (DPA) 断面積の測定を行い、得られた実験データと計算モデルの比較検討により、断面積の評価に用いられる計算モデルの精度向上を図った。以下に平成 28 年度-令和元年度の成果をまとめる。

1. 「0.4~3 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究」

0.4, 0.8, 1.3, 2.2 および 3 GeV 陽子に対するアルミ、鉄、銅およびタングステンの弾き出し損傷断面積の測定を行い、世界で初めて鉄の弾き出し断面積の実験データを取得した。また、2 GeV 以上の陽子入射におけるアルミおよび銅のデータと世界初となる実験データを取得した。本実験結果と通常使用される NRT モデルによる計算との比較検討を行った結果、NRT モデルは実験を 4 倍程度過大評価することがわかった。これにより、これまで ADS および大強度加速器の標的等の材料に対する弾き出し損傷の評価において、2~4 倍程度過大評価していた問題があることを明確にした。

2. 「3~30 GeV の陽子に対する弾き出し損傷断面積の実験的研究」

試料を設置する位置の条件の評価を進め、実験に必要な機器の詳細化を進め、試料の設置位置を決定した。さらに、原子核素粒子共同利用実験審査委員会により本研究が承認された。さらに低温試験を進め、本研究にかかわる試料温度を 4 K 以下にすることが可能となった。令和元年度から 8 および 30 GeV 陽子に対する実験を開始した。この結果、世界初の 3 GeV 以上の運動エネルギー領域における、陽子に対するアルミ、銅、鉄およびタングステンのデータを取得した。

3. 「弾き出し断面積の高度化」

以上の実験で得たデータを基に、弾き出し計算モデルの高度化を行った。近年の分子動力学に基づく研究により、非熱的再結合補正 (arc) を行う必要性が示唆され、arc モデルを PHITS コードに適用し弾き出し断面積の計算を行った。この結果、広く一般的に用いられる NRT モデルは 10 MeV 以下の低エネルギー領域の弾き出し断面積を再現するものの、ADS において重要な本実験結果を 2~4 倍程度過大評価することが明確になった。一方、arc モデルを用いた計算は実験をよく再現することが明らかになった。弾き出し断面積は 10 MeV 以下のエネルギーでは、クーロン散乱が支配的となり、標的元素に対しほぼ一定の値となるが、100 MeV 以上では核反応が支配的となり原子番号に大きく依存することがわかった。また、3 GeV 以上のエネルギー領域は相対論効果等により、弾き出し断面積が上昇することが予想されるが、Lindhard モデルによる弾き出しエネルギーの飽和により、数 GeV 領域以上の領域でもエネルギーによらずほぼ一定の値となることが示された。また、高エネルギー領域において断面積が $A^{1.2}$ に比例し、この傾向は原子核および原子の理論により説明できることを示した。

4. 「研究推進」

研究代表者の下で、毎月1日あたりに定期的に連絡会を開催し、各研究項目間の連携を密にして研究を進めた。この結果、実験を開始した当初において問題となっていた試料の冷却が不十分なことや、放射線に起因するPCの故障等の問題をスムーズに解決できた。また、得られた成果を学会や国際学会等で広く発信することができた。

以上、本事業の業務項目を実施し、すべての項目について計画目標を達成するとともに、本テーマに関する4年間のプログラムを計画どおり行った。

参考文献

- [1] Tsujimoto K, Oigawa H, Ouchi N, et al. Research and development program on accelerator driven subcritical system in JAEA. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 2007;44(3):483–490. Available from: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/18811248.2007.9711312>.
- [2] J-PARC センター 核変換ディビジョン, J-PARC 核変換実験施設技術設計書; ADS ターゲット試験施設 (TEF-T), JAEA-Technology 2017-003, 2017; Available from: <https://jopss.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Technology-2017-003.pdf>.
- [3] Greene G, Snead C, Finfrock C, et al. Direct measurements of displacement cross sections in copper and tungsten under irradiation by 1.1-GeV and 1.94-GeV protons at 4.7 K; 2004. Proc. of 6th Int. Meet. on Nucl. Application of Accel. Tech. (AccApp'03), Ja Grange Park, Illinois, USA.
- [4] Norgett M, Robinson M, Torrens I. A proposed method of calculating displacement dose rates. *Nuclear Engineering and Design*. 1975;33(1):50 – 54.
- [5] Ikeda Y. J-PARC status update. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2009;600(1):1 – 4.
- [6] Miyake Y, Shimomura K, Kawamura N, et al. Birth of an intense pulsed muon source, J-PARC MUSE. *Physica B: Condensed Matter*. 2009;404(5):957 – 961.
- [7] Abe K, Abgrall N, Aihara H, et al. The T2K experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2011;659(1):106 – 135.
- [8] The Joint Project Team of JAERI and KEK. Japan Atomic Energy Research Institute; 1999. JAERI-Tech 99-56, JHF-99-3, and KEK Report.
- [9] Sato T, Iwamoto Y, Hashimoto S, et al. Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 2018;55(6):684–690. Available from: <https://doi.org/10.1080/00223131.2017.1419890>.
- [10] Meigo S, Noda F, Ishikura S, et al. Evaluation of the 3-GeV proton beam profile at the spallation target of the JSNS. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2006;562(2):569 – 572. Proceedings of the 7th International Conference on Accelerator Applications.

- [11] Meigo S, Ohi M, Kai T, et al. Beam commissioning for neutron and muon facility at J-PARC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2009;600(1):41 – 43.
- [12] Home page of SAD ; 2000. <http://acc-physics.kek.jp/SAD>.
- [13] Broeders C, Konobeyev A. Defect production efficiency in metals under neutron irradiation. *Journal of Nuclear Materials*. 2004;328(2):197 – 214. Available from: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022311504004787>.
- [14] Haubold HG, Martinsen D. Structure determination of self-interstitials and investigation of vacancy clustering in copper by diffuse X-ray scattering. *Journal of Nuclear Materials*. 1978;69-70:644 – 649.
- [15] Jung P. Atomic displacement functions of cubic metals. *Journal of Nuclear Materials*. 1983; 117:70 – 77.
- [16] Iwamoto Y, Yoshida M, Yoshiie T, et al. Measurement of displacement cross sections of aluminum and copper at 5 K by using 200 MeV protons. *Journal of Nuclear Materials*. 2018;508:195 – 202.
- [17] Iwamoto Y, Yoshiie T, Yoshida M, et al. Measurement of the displacement cross-section of copper irradiated with 125 MeV protons at 12 K. *Journal of Nuclear Materials*. 2015; 458:369 – 375.
- [18] Iwamoto Y, Yoshida M, Matsuda H, et al. Measurements of Displacement Cross Section and Damage Recovery of Tungsten under High-Energy Proton Irradiation at Cryogenic Temperature. *Spallation Materials Technology*. 2020;in press.
- [19] Niita K, Takada H, Meigo S, et al. High-energy particle transport code NMTC/JAM. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2001;184(3):406 – 420. Available from: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X01007844>.
- [20] Iwamoto Y, Niita K, Sawai T, et al. Improvement of radiation damage calculation in phits and tests for copper and tungsten irradiated with protons and heavy-ions over a wide energy range. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2012;274:57 – 64. Available from: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X1101069X>.
- [21] Sosin A, Rachal LH. Recovery Study in Pure and Alloyed Aluminum Following Electron Irradiation. *Phys Rev*. 1963 Jun;130:2238–2248. Available from: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.130.2238>.

- [22] Coltman RR, Klabunde CE, McDonald DL, et al. Reactor damage in pure metals. *Journal of Applied Physics*. 1962;33(12):3509–3522.
- [23] Takaki S, Fuss J, Kuglers H, et al. The resistivity recovery of high purity and carbon doped iron following low temperature electron irradiation. *Radiation Effects*. 1983;79(1-4):87–122.
- [24] Horak J, Blewitt T. Isochronal recovery of fast neutron irradiated metals. *Journal of Nuclear Materials*. 1973;49(2):161 – 180.
- [25] Corbett JW, Denney JM, Fiske MD, et al. Electron irradiation of copper below 10 k. *Phys Rev*. 1956 Nov;104:851–852.
- [26] Piani SB, Aspeling JC. Isochronal recovery in cu and cu-au after neutron irradiation. *Radiation Effects*. 1983;69(1-2):19–28.
- [27] Takamura S, Hanada R, Okuda S, et al. Recovery of low-temperature fast neutron irradiated tungsten. *Journal of the Physical Society of Japan*. 1971;30(4):1091–1095. Available from: <https://doi.org/10.1143/JPSJ.30.1091>.
- [28] COMET Collaboration, Conceptual Design Report for Experimental Search for Lepton Flavor Violating $\mu^-N \rightarrow e^-N$ Conversion at Sensitivity of 10^{-16} with a Slow-Extracted Bunched Proton Beam (COMET); 2009. J-PARC P21 (KEK Report 2009-10).
- [29] Takada H, N NY, Kosako K, et al. Nucleon Meson Transport Code : NMTC/JAERI97. Japan Atomic Energy Research Institute; 1998. JAERI-Data/Code 98-005.
- [30] Iga K, Takada H, Ikeda Y. NMTC/JAERI を用いたはじきだし損傷断面積及び DPA 計算. Japan Atomic Energy Research Institute; 1999. JAERI-Tech 99-023.
- [31] Bertini HW. Low-energy intranuclear cascade calculation. *Phys Rev*. 1963 Aug;131:1801–1821. Available from: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.131.1801>.
- [32] Boudard A, Cugnon J, David JC, et al. New potentialities of the liège intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles. *Phys Rev C*. 2013 Jan; 87:014606. Available from: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.87.014606>.
- [33] Lindhard J, Scharff M, Schiøtt H. Range concepts and heavy ion ranges. *Mat Fys Medd Dan Vid Selsk*. 1963;33(14).
- [34] Nordlund K, Zinkle SJ, Sand AE, et al. Improving atomic displacement and replacement calculations with physically realistic damage models. *Nature Communications*. 2018;9(1):1084.
- [35] Konobeyev A, Fischer U, Korovin Y, et al. Evaluation of effective threshold displacement energies and other data required for the calculation of advanced atomic displacement cross-sections. *Nuclear Energy and Technology*. 2017;3(3):169 – 175.

- [36] Almazouzi A, Caturla M, Alurralde M, et al. Defect production and damage evolution in al: a molecular dynamics and monte carlo computer simulation. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 1999; 153(1):105 – 115. Available from: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X98009896>.
- [37] Broeders C, Konobeyev A. Displacement cross-sections for tantalum and tungsten irradiated with protons at energies up to 1 GeV. Journal of Nuclear Materials. 2005;336(2):201 – 209.
- [38] Meigo S, Matsuda H, Iwamoto Y, et al. Measurement of Displacement Cross Section of Structural Materials Utilized in the Proton Accelerator Facilities with the Kinematic Energy above 400 MeV; 2020. Available from: <https://journals.jps.jp/doi/abs/10.7566/JSPCP.28.061004>.
- [39] Iwamoto Y, Yoshida M, Matsuda H, et al. Measurement of defect-induced electrical resistivity change of tungsten wire at cryogenic temperature using high-energy proton irradiation; 2020. Available from: <https://journals.jps.jp/doi/abs/10.7566/JSPCP.28.061003>.
- [40] Meigo S, Iwamoto Y, Yoshida M, et al. DPA cross-section measurements and potential for HiRadMat ; 2018.
- [41] Meigo S, Iwamoto Y, Yoshida M, et al. Measurement of displacement cross section in J-PARC for proton kinetic energy range from 0.4 GeV to 30 GeV ; 2019.
- [42] Iwamoto Y, Hashimoto S, Yoshida M, et al. Calculations of damage energy spectra of nuclear reaction products and plan for displacementdamage cross section measurements using 120 GeV protons at FNAL ; 2019.
- [43] Meigo S, et al. Measurement of Displacement Cross-Section for Structural Materials in High-Power Proton Accelerator Facility. In: Proc. 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC'18), Vancouver, BC, Canada, April 29-May 4, 2018. JACoW Publishing; 2018. p. 499–501; (International Particle Accelerator Conference; 9). <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-MOPML045>; Available from: <http://jacow.org/ipac2018/papers/mopml045.pdf>.
- [44] Iwamoto Y, Meigo S. Calculation of athermal recombination corrected dpa cross sections for proton, deuteron and heavy-ion irradiations using the PHITS code ; 2019.
- [45] Meigo S, Matsuda H, Iwamoto Y, et al. Measurement of Displacement Cross Section of Structural Materials Utilized in the Proton Accelerator Facilities with the Kinematic Energy above 400 MeV ; 2019.

- [46] 松田 洋樹、明午 伸一郎、前川 藤夫、他. J-PARC における 0.4 – 3 GeV 陽子を用いた弾き出し断面積測定, 日本原子力学会 2018 年春の年会, 2018.
- [47] 明午 伸一郎、松田 洋樹、岩元 洋介、他. 3 GeV 陽子による銅の弾き出し断面積の測定, 日本原子力学会 2018 年秋の大会, 2018.
- [48] 明午 伸一郎、松田 洋樹、岩元 洋介、他. 0.4 – 3 GeV 領域の陽子入射における銅及びアルミの弾き出し断面積の測定, 日本原子力学会 2019 年春の年会, 2019.
- [49] 明午 伸一郎、松田 洋樹、岩元 洋介、他. 0.4 – 3 GeV 領域の陽子入射における鉄の弾き出し断面積の測定, 日本原子力学会 2019 年秋の大会, 2019.
- [50] 明午 伸一郎、松田 洋樹、岩元 洋介、他. 0.4 – 3 GeV 陽子入射のタングステンの弾き出し断面積の測定, 日本原子力学会 2020 年春の年会, 2020.
- [51] 明午 伸一郎、松田 洋樹、岩元 洋介、他. 0.4 – 3 GeV 領域の陽子の弾き出し断面積測定, 加速器学会年会 2018 年, WEP083, 長岡, 2018.