



NIRS-M-193

平成17年度

サイクロトロン利用報告書



独立行政法人 放射線医学総合研究所

目 次

1. サイクロトロンの運転・維持及び改良・開発 (1)
2. サイクロトロンのR I 製造への利用状況 (7)
3. 10MeV中性子線の生体への影響に関する研究 (21)
4. 速中性子線および陽子線の線量評価に関する研究 (25)
5. 宇宙放射線の荷電粒子成分検出器の開発 (27)
6. 重イオン衝突による水分子からの放出される二次電子線の測定 (35)
7. 宇宙環境中における中性子測定器の開発 (41)

関連資料

- A. 平成17年度第I期・II期マシンタイム予定表 (51)
- B. サイクロトロンの運転・維持及び改良・開発 (59)
- C. 宇宙環境中における中性子測定器の開発 (67)

1. サイクロトロンの運転・維持及び改良・開発

サイクロトロンの運転・維持及び改良・開発

放医研； 北條 悟、坂本幸雄、本間壽廣、遠藤卓哉、宮原信幸、河野耕二、山田 聡
AEC； 岡田高典、小松克好、神谷 隆

利用の状況

平成17年度のサイクロトロン施設の利用は、大型サイクロトロンの加速高周波系の更新作業のため12月末で終了した。加速高周波系は1973年の建設以来32年間の長きに亘り稼働し、老朽化対策が最も必要とされていました。更新された加速高周波系の仕様及び作業概要を別紙（2. サイクロトロン装置の維持及び改良・開発）にリストアップした。

大型サイクロトロン（NIRS-930）と小型サイクロトロン（HM-18）の利用は、短寿命RIの製造及び製造法の研究を中心に、宇宙空間放射線の粒子検出器の開発、陽子線の吸収線量の測定、及び重粒子線治療に関わる生物物理の基礎研究、低線量生態影響プロジェクトのグループによるSPF動物への中性子照射実験等が行われている。SPECT（C4）コースでは陽子線ビーム強度を13 μA に上げ中寿命RIの製造及び製造法の研究が続けられている。重粒子線治療に関わる生物物理の基礎研究において今年度は、 α ビーム15 MeV/uを用いて実験が行われ、極低バックグラウンドの条件下で行われ大きな成果をあげている。この研究は今後炭素ビーム6 MeV/uによる実験等も計画されている。

約2年前から開始した外部ユーザーへの「有料ビーム」提供も、今年度は2グループに合計8日間の提供を行った。このビーム利用は主に陽子線10~70 MeVのエネルギー範囲で安定なビームを提供している。

上記のように大型サイクロトロン利用者は所内スタッフに限らず、外部ユーザーも徐々に広がってきている。

大型サイクロトロンは昨年度開発した2-スリットイオン源に加え兼用プラーの開発も行い、これらをセットとして用い順調に稼働している。これによる効果はビーム交換の大幅な時間短縮、及び作業中の被爆量の軽減に寄与している。

サイクロトロンは時間的に連続なビームを提供でき、その強度可変も $10^2 \sim 10^{13}$ ppsという広い範囲に亘り可能なことであるが、今年度行った加速高周波系の更新でより安定で且つ高質なビーム、多種多様なビームの提供が期待できることに加えより高いエネルギーの陽子線ビームも期待できる。

1. 平成17年度サイクロトロン¹の運転実績

以下に平成17年度の大型サイクロトロン¹の分野別、及び表1には加速粒子別の利用状況を示す。また表1には平成17年度に計画されたマシンタイム表を示す。

a) 分野別

| | | | |
|-----------------|---|-----------|----------|
| 短寿命RI生産と生産方法の研究 | : | 464.42 h | (38.9 %) |
| 宇宙放射線防護プロジェクト | : | 186.75 h | (15.7 %) |
| 低線量生態影響プロジェクト | : | 21.67 h | (1.8 %) |
| 生物・物理の基礎研究 | : | 144.75 h | (12.1 %) |
| 有料ビーム提供 | : | 55.25 h | (4.6 %) |
| 放射線安全管理測定 | : | 9.42 h | (0.8 %) |
| ビーム開発と輸送テスト | : | 26.0 h | (2.2 %) |
| 調整運転 | : | 285.0 h | (23.9 %) |
| 合計 | : | 1193.25 h | (100 %) |

b) 加速粒子別

表1.平成17年度大型サイクロトロン¹利用状況

| 陽子 | | アルファ粒子 | | その他の粒子 | |
|------------|---------|------------|---------|---------------------------|---------|
| エネルギー(MeV) | 運転時間(h) | エネルギー(MeV) | 運転時間(h) | エネルギー(MeV) | 運転時間(h) |
| 70.0 | 260.9 | 100.0 | 14.5 | D 25.0 | 41.7 |
| 65.0 | 38.2 | 65.0 | 45.3 | $^3\text{He}^{++}$ 44.43 | 9.5 |
| 55.0 | 9.7 | 60.0 | 79.3 | $^{12}\text{C}^{4+}$ 72.0 | 16.5 |
| 50.0 | 40.8 | 40.0 | 157.0 | | |
| 40.0 | 171.1 | 24.0 | 15.5 | | |
| 30.0 | 119.3 | | | | |
| 18.0 | 148.1 | | | | |
| 12.0 | 7.5 | | | | |
| 10.0 | 11.8 | | | | |
| 8.0 | 6.80 | | | | |
| | 計 814.2 | | 計 311.6 | | 計 67.7 |

* 小型サイクロトロン(HM-18)は1068 h運転中、実ビーム提供時間は陽子(18 MeV)が、852 h重陽子(9 MeV)が137 hで、ビーム調整時間はそれぞれ57 hと22 hであった。

2. サイクロトロン装置の維持及び改良・開発

a) 加速高周波系更新の概要

平成17年度の施設整備費補助金、「大型サイクロトロン的高度化」に関連し加速高周波系のDee電極、共振系、及び制御系をセットで更新した。以下その主な仕様を再録する。

1. 更新仕様

- a) 共振周波数安定領域： 12.0 ～ 22 MHz（ムービングショート方式が望ましい）。ここで、最低周波数の決め方は共振系の長さによる制限、最高周波数は加速陽子線エネルギーを収束限界の90 MeVまで上げるためである。
- b) Dee電極の形状は現状と同一形状とし、また先端部（中心電極）はh=3モード（高調波加速）を可能にするため交換可能とする。
- c) 高周波Dee電圧： 最大50 kV、電圧安定度 1×10^{-3} 以下とする。
- d) 共振周波数の微調整は別途コンペンセーターを設け、その応答周波数範囲は500 kHzを保証する。
- e) 電力管に付随する電源は放医研が支給する。
- f) 更新後の加速高周波系の制御は新規に製作する。
- g) 更新機に付随する真空排気系の接続を新規に製作する。
- h) 荷電変換ビーム取り出し系の新規設計と設置を行う。

2. 作業実施要項

* 契約内容

平成17年度の施設整備費補助金：「大型サイクロトロン的高度化」

予算： 290百万

納期は平成18年3月31日。

* 契約作業内容の項目

- a) 「大型サイクロトロン加速高周波装置及び付随機器の設計・製作及び設置」
製造請負： 住友重機械工業KK（随意契約）
- b) 「大型サイクロトロン加速高周波装置及び付随機器の解体・搬出・格納」
解体等の役務： 株式会社 日本環境調査研究所（一般競争入札）

b) 負イオン源の開発

負イオン加速用のイオン源として、マルチカusp磁場を用いた表面生成型のイオン源(BLAKE V)を用意し、テストベンチを製作した。イオン源の運転及び引出しテストを行った結果、偏向磁石による分析後で最大約200 eμAのH-イオンビームが得られた。

本イオン源の開発は次年度も続けられ300 eμA以上を目標にしている。

c) 外部イオン入射系

* 直視光学ビームモニター

外部イオン入射系のビームのプロファイルモニターとして、アルミナを用いた直視光学的ビームモニターを考えている。アルミナモニターはサイクロトロンの出射ビームの輸送系では良く使われているが、数 keV 領域の低エネルギー領域でも観測出来るかどうかと言うことが疑問であったためその発光テストを行った。

モニターはサイクロトロンへの外部イオン入射系に設置し、ECRイオン源から引き出されたビームを分析電磁石・静電型集束レンズを通した後で観測した。



図1 陽子ビームのプロファイル

* H⁺イオンビーム：

引き出し電圧が 5 kV で、ビーム電流が 50 μ A 以上で充分観測可能。

* ¹²C⁴⁺イオンビーム：

引き出し電圧 7.5 kV (2.5 keV/u) でビーム電流が 10 μ A 以上で充分観測可能。引き出し電圧が 5 kV (1.7 keV/u) 以下では、ビーム電流が 30 μ A 以上でもは発光が見られなかった。

以上のテスト結果から、必要としている引き出し電圧範囲、及びビーム電流においては充分発光量が得られることが分かる。しかし、ビーム電流が 100 μ A 以上になると放電が頻繁に発生し、その対策が必要とされる。

d) その他機器の保守と更新

* 取り出しプローブの改造

取り出し付近に於けるビームのターンセパレーションを観測するため、微分電流の観測を可能とした。今後、ビーム取り出し効率の向上に期待できる。

* インフレクター高圧導入用の絶縁端子の改造し放電対策を強化した。また保守作業及びインフレクター交換に伴うトラブルの解消を図った。

* 小型サイクロトロンは製造から10年経過し、制御系にトラブルも発生し始めている。主に制御用コンピュータや電子部品の故障であるが、これら古い部品の代替品の調達又は改造が必要とされている。

3. 運用体制

- ▷ 放射線安全測定（6ヶ月測定）； 計2回
 - 第1回目：平成17年5月16日
 - 第2回目：平成17年11月14日
- ▷ 安全インターロックテスト； 計1回
 - 第1回目：平成17年8月26日

サイクロトロン¹の年間利用計画は今年度も2期に分け募集を行った。前期は4月～8月で、例年通りであるが、後期は上記した加速高周波系の更新作業のため9月～12月の期間で募集した。募集は各期の中で、あらかじめ臨床試行、RI製造及びマシンメンテナンスのための枠組みをした後、その他のユーザーの希望でマシンタイム計画表をつくり実行している。マシンタイムは午前9時から午後5時を目やすとしているが、5時以降約2時間程延長することによって実験効率が飛躍的に上がるという要請もあり、本年度もAECの協力を得ながら運転時間に自由度をもたせる体制をとっている。

関連資料

1. DEVELOPEMENT A NEW ACCELERATION GEOMETRY IN A CENTRAL-REGION AT NIRS-930 CYCLOTRON
T. Okada, et al., Proc., WAO-05, in print.
2. Low-energy Ion Decelerator for an External Injection line at the NIRS-930Cyclotron
T. Honma, et al., Rev. Sci. Inst. in print.
3. ANALISIS OF RESIDUAL GAS FROM ECR ION SOURCE
S.Hojo,et al, Proc., ARTA2006,p85-86

2. サイクロトロンへのRI製造への利用状況

サイクロトロンでの RI 製造への利用状況

分子イメージングセンター

分子認識研究グループ：鈴木和年、入江俊章、福士清、原田平輝志、
根本和義、中尾隆士、福村利光、張 明榮、大矢智幸

分子神経イメージング研究グループ：須原哲也

重粒子医科学センター

病院：吉川京燦

[概要]

分子認識研究グループでは、大型小型サイクロトロンを利用して ^{11}C 、 ^{13}N 、 ^{15}O 、 ^{18}F 、 ^{38}K 標識化合物を定常的に製造し、分子イメージングセンターだけではなく重粒子医科学センター病院などに提供している。その主な用途は、放射薬剤の製造法及び新規放射性薬剤の開発研究、動物実験による薬剤の有効性評価、臨床研究等である。臨床研究用に製造された放射性薬剤は、1) HIMAC を用いた腫瘍の治療効果の評価や転移の有無などの判断、2) 統合失調症、躁鬱病、アルツハイマー病などの精神神経疾患の診断や病態解明研究などに利用されている。またその他、植物における水の動態の解明や PET カメラの校正等にも利用されている。

平成 17 年度も前年度に引き続き短寿命放射性薬剤の製造が行われ、種々の目的に利用された。表 1 に平成 17 年度にサイクロトロン棟、画像診断棟で製造、利用された放射薬剤のリストを示す。本年度は、前年度に比較して全体として生産量、臨床提供量、回数ともに前年度を下回った。この原因は、平成 18 年 1 月よりサイクロトロン棟での大型サイクロトロン棟の改修工事のため RI の生産がストップしており、画像診断棟からのみの提供になったためである。本年度は前年度に臨床利用が承認された薬剤に加え、大型サイクロトロンで生産される ^{61}Cu を用いた ^{61}Cu -ATSM について、その製造法、品質管理法を確立し、薬剤の安全性、有効性の評価を行った。 ^{18}F 、 ^{34}mCl を用いた新標識法の開発、 ^{124}I の製造法については、引き続き開発を行い、その他 ^{76}Br 製造のための励起関数の測定等も行った。

以下に放射薬剤に関する製造法の研究やそれらを用いた研究の代表的な成果を簡単に紹介する。これらの研究は、分子イメージングセンターと病院部を中心に遂行されたものである。

[放射薬剤製造技術および新規放射性薬剤の研究開発]

1. グルタミン酸受容体イメージング剤の開発

1) グルタミン酸受容体の PET プローブ開発のための基礎検討

- ① NMDA 受容体グリシン結合部位の PET プローブとして、 ^{11}C]L-703,717 誘導体 (2 種類)、 ^{11}C]L-698,532 誘導体 (3 種類) を合成して動物評価を行った。
- ② NMDA 受容体ポリアミン結合部位の PET プローブとして、 ^{11}C]アミジン誘導体 (2 種類) を合成して動物評価を行った。
- ③ 代謝型グルタミン酸受容体の PET プローブとして、 ^{11}C]エチニル誘導体 (2 種類) を合成して動物評価を行った。

2) 臨床研究

小脳 NMDA 受容体 (NR1/NR2C サブタイプ) に選択的な PET リガンドとして開発した [¹¹C]AcL703 の健常人 (6 名) での PET 評価を行ったところ、小動物で観察された小脳への相対的な高集積をヒトでも確認できた。しかしながら、臨床応用のためには脳移行性の更に高い PET リガンドの開発が必要であることも判明した。

3. 新規ベンゾジアゼピン受容体プローブの開発

新規の末梢性ベンゾジアゼピン受容体 (PBR) プローブ [¹¹C]AC-5216 を標識合成し、動物 PET 等を利用してその特性を評価した。その結果、本薬剤には脳内において PBR との特異結合が認められ、また、腫瘍 (繊維肉腫) にも高密度の PBR が存在していることを明らかにした。

4. ¹⁸F 標識芳香族化合物の合成法に関する研究

様々の PET リガンドに対応できるジフェニルヨードニウム塩誘導体を [¹⁸F]フッ素との反応により、異なる位置に種々の置換基を有する [¹⁸F]フルオロベンゼンの実用的な合成法を開発した。

5. 臨床利用可能な ⁶¹Cu-ATSM の製造法に関する研究

臨床利用可能な品質を有する ⁶¹Cu-ATSM を製造するために ⁶¹Cu の Co ターゲットからの新規分離方法について検討した。陽イオン交換樹脂を用いて塩酸-アセトン混合溶液を溶離液として使用することによって Co を陽イオン交換樹脂にとどめたまま ⁶¹Cu のみをカラムより溶出させた。⁶¹Cu 溶液を濃縮後 ATSM の原料溶液と混合させることによって注射剤として使用可能な ⁶¹Cu-ATSM を製造することができた。

[臨床研究]

1. 腫瘍への応用

PET によるがんの機能診断

腺様嚢胞癌の重粒子線治療前後の MET-PET 診断および予後評価

研究の目的

腺様嚢胞癌に対し重粒子線治療前後に MET-PET を施行し、PET 評価と予後・再発出現・転移出現の関係に関して統計的手法を用いて検討した。

対象と方法

重粒子線治療目的にて当院を受診した腺様嚢胞癌の内、治療前・後に MET-PET を施行した 39 症例、78 検査に関して検討した。治療後 10.2-86.1 ヶ月 (平均 33.3 ヶ月) の経過観察が行われた。症例の性別は 39 症例中、男性 15 名、女性 24 名。年齢平均は 51 歳であった。PET 装置は ECAT EXACT HR+, ECAT EXACT 47 を使用した。撮像は MET 静注後 5 分から 2D Transmission Whole body scan を開始 (47 は 2 分を 7bet、HR+ は 70 秒 10bet) 静注後 23 分後より 30 分間の Emission scan を施行した。78 検査の薬剤投与量平均は 689 MBq (18.6 mCi) であった。

腫瘍部の MET 集積は半定量的な指標 TMR (Tumor to Muscle ratio) を用いて評価した。すなわち、腫瘍部の最大放射能強度を示すスライスで、腫瘍部の最も強い集積部位を含むように直径約 1cm の円形 ROI を設定し腫瘍部 ROI を求め、さらに腫瘍部 ROI と同一スライスに

において両側の後頭領域の筋肉(後頭直筋・頭半棘筋・僧帽筋)および周辺軟組織にできるだけ大きく円形ROIを2カ所設定し平均を求め、それらの比よりTMRを計算した。

統計的手法 (Kaplan-Meier法) により以下の表の縦項目と横項目間それぞれの9関係に関して検討した。すなわち(1)治療前TMRと予後の関係、(2)治療前TMRと再発出現の関係、(3)治療前TMRと転移出現との関係、(4)治療後TMRと予後の関係、(5)治療後TMRと再発出現の関係、(6)治療後TMRと転移出現との関係、(7)治療前後集積残存率と予後の関係、(8)治療前後集積残存率と再発出現の関係、(9)治療前後集積残存率と転移出現との関係、の各関係に関して検討した。

| | 予後 | 再発出現 | 転移出現 |
|-----------|-----|------|------|
| 治療前 TMR | 検討1 | 検討2 | 検討3 |
| 治療後 TMR | 検討4 | 検討5 | 検討6 |
| 治療前後集積残存率 | 検討7 | 検討8 | 検討9 |

結果

Kaplan-Meier法による検討の結果、検討1、検討3、検討7、検討9の4つの関係において有意な関係が認められ、他の5つの関係では特に有意な関係はなかった。

検討1の結果：治療前TMRと予後の関係では、39症例の治療前TMRは2.8-23.5 (平均7.0)で、経過観察期間内の生存22症例、死亡17症例で、治療前TMRが7.1以下の症例はそれ以外の症例より有意に予後良好であった (2年生存率92.1%対7.9%、 $p=0.0018$)。

検討3の結果：治療前TMRと転移出現との関係では、経過観察期間内の転移出現症例は13例、転移を認めなかった症例は26例で、治療前TMRが7.1を越える症例はそれ以外の症例より有意に転移出現が高率であった (2年転移出現率92.1%対7.9%、 $p=0.0032$)。

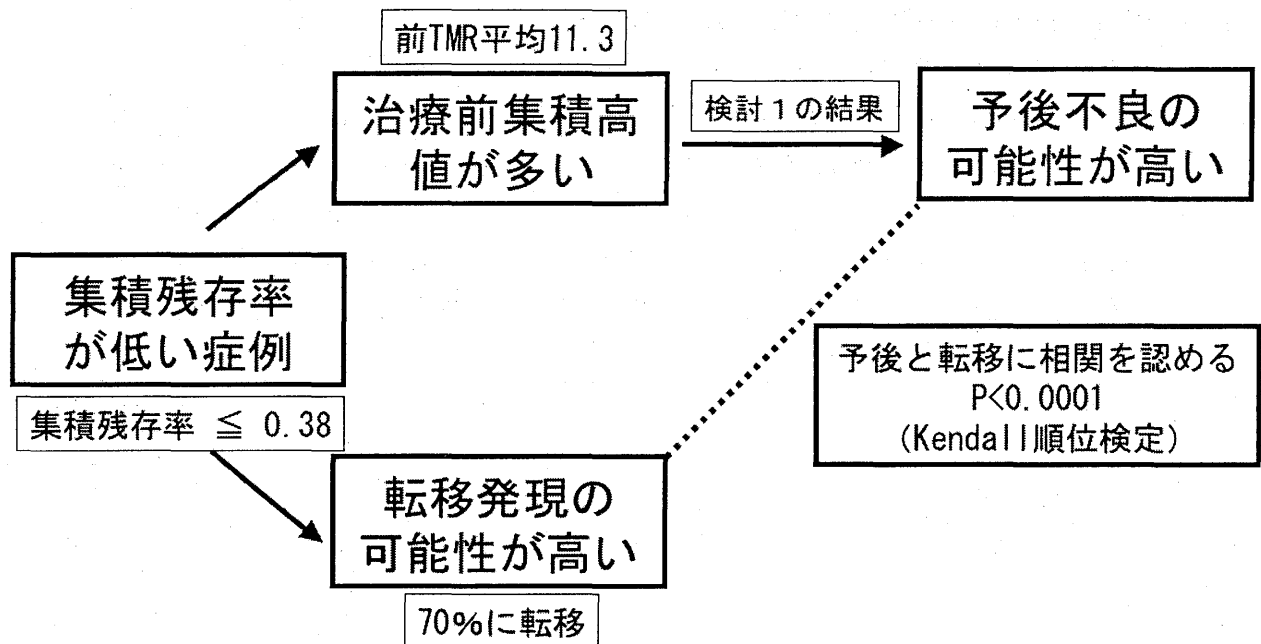
検討7の結果：治療前後集積残存率と予後の関係では、39症例の重粒子治療後の集積残存率は0.27-1.39 (平均0.58)で、集積残存率が0.38を越える症例はそれ以外の症例より有意に予後が良好であった (2年生存率83.9%対16.1%、 $p<0.0001$)。

検討9の結果：治療前後集積残存率と転移出現との関係では、集積残存率が0.38以下症例はそれ以外の症例より有意に転移出現が高率であった (2年転移出現率90.0%対10.0%、 $p<0.0001$)。

考察

今回の結果では、検討1と検討3の結果が非常に類似していた。そこで予後と転移出現に関してKendall順位相関の検定を行うと、予後と転移に関して有意な相関関係 ($p<0.0001$)が認められ、転移出現が患者の予後に密接に関係することが示唆された。

また、集積残存率に関しては、集積残存率が0.38より低い症例で予後が悪い傾向および転移出現が高い傾向を認めた。この理由を詳細に検討すると、集積残存率が0.38より低い症例の治療前TMRは平均11.3と高い傾向を示し、それ以外の症例では治療前TMRは平均5.6と低く、集積残存率が治療前TMRと関連する傾向が示唆された。以上の関係を図にまとめると以下の様になる。



今回の検討における重粒子線治療後のMET-PET検査の意義に関して考察すると、重粒子線治療直後、約1ヶ月後にMET-PETを施行しているが、当結果から集積残存率はあまり予後に関係しないと考えられた。治療後のPET検査は、再発や転移を検索する目的で、より遅い時期に施行した方がより有用である可能性が考えられた。

結語

腺様嚢胞癌に対し重粒子線治療前後にMET-PETを施行し、PET評価と予後・再発出現・転移出現の関係に関して統計的手法を用いて検討した。その結果、

1. 治療前TMRが7.1以下の症例は予後良好であった。
2. 治療前TMRが7.1を越える症例は転移出現が高率であった。
3. 集積残存率はあまり予後に関係しないと考えられた。

2. 精神神経疾患へのPETの応用

1) PETによる脳内アセチルコリンエステラーゼ (AChE) 活性の定量測定およびアミロイド測定

前年に引き続き¹¹C-MP4A及び¹¹C-MP4P/PETを用いたヒト脳局所AChE活性の定量的測定による治療薬効果や痴呆性疾患を中心とした病態研究への応用研究を行った。今年度はAChE活性の定量的測定に関して、二つの方法、¹¹C-MP4A/PET及び¹¹C-MP4P/PETの特性の検討を行い、脳内の酵素活性の異なる部位での活性推定における信頼性(精度や偏向性)を明らかにした。また、¹¹C-MP4A/PETによるAD治療薬の効果に関する評価研究の成果の一つとして、血中の治療薬濃度から脳の酵素阻害(薬効):IC50推定を可能とした。さらに、前臨床において酵素阻害型AD治療薬の薬効を評価する方法論として、サルと¹¹C-MP4A/PETを用いる前臨床評価系を確立した。

また、今年度新たに放医研で臨床利用が可能となった¹¹C-6OH-BTA-1(Pittsburg Compound B: PIB)/PETを用い、脳内のアミロイドの測定研究を開始した。

2) 神経受容体 PET :

① パーキンソン病の認知機能障害とドーパミン D2 受容体

パーキンソン病のごく早期から認知機能障害が現れると考えられているがそのメカニズムはまだ明らかではない。MPTP を用いたサルモデルにおいて探索的餌獲得課題の学習曲線では、健常群と比べ、その初期に特に著名な障害が認められた。同様の症状は両側前頭連合野破壊によっても現れることから前頭連合野の関与が示唆される。同じサルでドーパミン D2 受容体密度を C-11FLB457 を用いて PET 測定した結果、MPTP 投与群では前頭連合野や視床での D2 受容体密度低下が認められた。

② ドーパミン・アゴニスト [¹¹C]MNPA を用いたサル、ラット PET 評価

本研究では統合失調症の病態と深く関わりを持つと考えられるグルタミン酸 (Glu) とドーパミン (DA) に着目し、線条体における Glu と DA の相互作用に関わる生体内神経薬理的機構について、D₂ 受容体アゴニストである放射性薬剤 [¹¹C]MNPA を用いた PET イメージおよびマイクロダイアリシス法を用いた神経伝達物質の細胞外液の定量によって検討した。覚醒下サル、ラットを用いて [¹¹C]MNPA を静脈内投与し、PET により線条体の DA release を評価した。さらに、覚醒剤を投与し PET、マイクロダイアリシス法により DA release を調べた。結果、[¹¹C]MNPA の DA D₂ 受容体への受容体結合能(BP)が約 20%減少し、DA が過剰に放出されることが推定された。また、覚醒剤と同時に興奮性アミノ酸受容体の一つである代謝型(mGlu)受容体サブタイプ Group1 のアンタゴニスト MPEP を前投与すると、BP が回復し DA release 抑制が予想された。線条体における細胞外液 DA 量も上記 PET 各条件下で、上記 PET データを裏打ちする結果をサル、ラット共に示した。これは生体内において mGlu 受容体を MPEP がブロックすることにより DA release が抑制された結果を反映していると考えられる。

③ 覚醒剤反復投与サルの脳内神経伝達異常

コカインや覚醒剤、麻薬といった薬物中毒は精神依存、幻覚・妄想、逆耐性や履歴現象といった経験と記憶の特殊な関係の現象を惹起する。覚せい剤反復投与による逆耐性モデル形成過程において、経時的に全脳レベルでの脳内変化を [¹¹C] 標識各種トレーサーを用いた経時的 PET 受容体研究 (ドーパミン受容体密度: 線条体外 D1 受容体密度は [¹¹C]NNC112、D2 受容体密度は [¹¹C]FLB457) を推進し生体内での逆耐性の脳内神経機構を解明するための研究を進行中である。行動解析としてビデオ撮影により投与前後の oral dyskinesia を観察した結果、投与 3 回目より出現、投与回数とともに増加を示し投与 8 回でほぼプラトーに達した (200 回/分)。自律神経反応モニターとして心拍数や皮膚コンダクタンス(GSR)を経時的に測定した結果 GSR では投与 10 回目頃より投与前から上昇傾向を示した。受容体 PET 研究では、薬物依存との関係が示唆されている前頭連合野 (9/46 野) でのドーパミン D1 受容体密度が覚醒剤投与を重ねるにつれ減少していくことが示唆された。一方、ドーパミン D2 受容体は視床で密度が増加傾向にある可能性を示している。

3) 脳病態研究チーム

- ① 統合失調症における $[^{11}\text{C}]\text{DAA1106}$ を用いた末梢性ベンゾジアゼピン受容体の解析
⇒統合失調症 17 例、正常対照群 11 例で $[^{11}\text{C}]\text{DAA1106}$ を用いた PET 検査を施行した。統合失調症では脳内の末梢性ベンゾジアゼピン受容体密度が局所的に上昇する傾向がみとめられ、重症度との間の相関も示唆された。さらに、本リガンドの臨床利用を促進するべく ^{18}F 標識の DAA1106 による末梢性ベンゾジアゼピン受容体の定量解析法も確立した。
- ② 統合失調症患者における抗精神病薬による大脳皮質ドーパミン D_2 受容体占有率の測定
⇒新規の抗精神病薬であるパリペリドンによる大脳皮質ドーパミン D_2 受容体占有率を測定し、最適な臨床用量に関する世界で唯一のデータを示した。
- ③ 抗うつ薬によるセロトニントランスポーター占有率の測定
⇒正常被検者において抗うつ薬によるトランスポーター占有率の測定を行い、また患者において占有率と臨床症状評価指標との関係から抗うつ薬の至適投与量を推定する試みを行った。
- ④ $[^{11}\text{C}]\text{verapamil}$ を用いての血液脳関門の薬物トランスポーターである P 糖蛋白を介した薬物相互作用や加齢の影響についての研究。
⇒正常被検者において血液脳関門薬物トランスポーター機能の定量評価法を確立し入力関数測定に起因する誤差の評価を行った。また薬物トランスポーター機能と遺伝子多型との関連についても解析したが有意な差は見いだせなかった。

3. ポジトロン核種を用いた植物茎中の水輸送に関する研究

研究目的：植物に対する標識物質のリアルタイム計測系の構築と改良、ならびに、それらを用いることにより、植物内部の水・無機元素の輸送機構を解明する。

研究方法：ポジトロン放出核種をトレーサーとして使用し、それをポジトロン検出器と同時計数回路の組み合わせた装置により計測することで、植物体を侵襲することなくリアルタイムでトレーサーの定量計測が可能となった。それを用いることで、様々な環境下における植物内の元素の移行を調べた。

研究結果：植物茎中を輸送される極微量の水を、対象体を侵襲することなくリアルタイムで計測可能になったことにより、植物茎下部より吸収された水が上部へ輸送される過程で、導管内の水が周辺組織と交換されていることが分かり、また、計測条件を様々に変えた結果、交換される水の総量は導管内流速度によらずほぼ一定であることが示された。また、計測機器に関して、コリメーターと単計数を組み合わせた系に対して評価を行った結果、シグナル強度が小さい時には有効であることが示された。

生育に適した湿度環境下 (55-80%) では交換量が一定であることから、交換現象は、導管表面からの拡散が主な駆動力と考えられる。しかし、条件が厳しくなる (低湿度) とそれらも変化することから、単純拡散だけでは説明がつかない。植物の水制御機構に関してはさらなる解析が必要と思われる。

「プロシーディング」

1. Junko Noguchi, Zhang Ming-Rong, Kazutoshi Suzuki: Double-Tracer Technique for Quantitative Autoradiography with Short-Lived Positron Emitters Using A Bio Imaging Analyzer System, *Journal of Labelled Compounds & Radiopharmaceuticals*, 48(1), S143, 2005
2. Toshimitsu Fukumura, Makoto Takei, Kazutoshi Suzuki: Synthesis and Biodistribution of 2-dexoy-2-[^{34m}Cl]chloro-deoxy-glucose in rats, *Journal of Labelled Compounds & Radiopharmaceuticals*, 48, 159-159, 2005
3. Toshimitsu Fukumura, Kazuhiro Okada, Ryuji Nakao, Hisashi Suzuki, Kensaku Mukai, Szelecsenyi Ferenc, Zoltan Kovacs, Kazutoshi Suzuki: Improvement of ⁶²Zn/⁶²Cu generator based on cation exchange methods and its quality control., *Journal of Labelled Compounds & Radiopharmaceuticals*, 48, 17-17, 2005
4. Ryuji Nakao, Takehito Ito, Kazutoshi Suzuki: An Improved Quality Control Procedure For [¹⁸F]FDG By HPLC With UV Detection, *Journal of Labelled Compounds & Radiopharmaceuticals*, 48, S115, 2005
5. Zhang Ming-Rong, Masanao Ogawa, Yuichirou Yoshida, Kazutoshi Suzuki: Selective Synthesis of [2-¹¹C]Propyl Iodide and [1-¹¹C]Ethyl Iodide Using Grignard Reaction from Methylmagnesium Bromide, *Journal of Labelled Compounds & Radiopharmaceuticals*, 48, S184, 2005
6. Terushi Haradahira, Takeshi Fuchigami, Takashi Okauchi, Jun Maeda, Kazutoshi Suzuki, Tetsuya Suhara: In Vitro And In Vivo Binding Characteristics Of C-11 Labeled Antagonists For NR2B Subunit Of NMDA Receptors, *Journal of Labelled Compounds & Radiopharmaceuticals*, 48, S92, 2005
7. Tatsuya Kikuchi, Zhang Ming-Rong, Kazutoshi Suzuki: N-[¹⁸F]Fluoroethylpiperidin-4-Yllmethyl Acetate, A ¹⁸F-Labelled Probe Analogous With [¹¹C]MP4A For Measuring Cerebral Acetylcholinesterase Activity, *Journal of Labelled Compounds & Radiopharmaceuticals*, 48, S95, 2005

学会発表

1. Terushi Haradahira, Takeshi Fuchigami, Noriko Fujimoto, Takashi Okauchi, Jun Maeda, Kazutoshi Suzuki, Tetsuya Suhara, Fumihiko Yamamoto, Takahiro Mukai and Minoru Maeda. In Vitro and In Vivo Binding Characteristics of C-11 labeled Antagonists for NR2B Subunit of NMDA Receptors. 16th International Symposium on Radiopharmaceutical Chemistry. June, Iowa City, 2005
2. 淵上剛志、原田平輝志、竹内美和子、岡内隆、前田純、須原哲也、鈴木和年、山本文彦、向高弘、前田稔。グリシン部位を標的とした NMDA 受容体 PET イメージング剤の開発—[¹¹C]4-hydroxy- 2(1H)-quinolone 誘導体の合成及び評価— 日本薬学会第 126 年会 仙台 3 月 2006
3. 野尻裕美子、原田平輝志、淵上剛志、藤本紀子、岡内隆、前田純、須原哲也、鈴木和年、山本文彦、向高弘、前田稔。 NR2B 選択的 NMDA 受容体放射性リガンドの開発—アミジン代替基としてのアミド官能基の影響— 日本薬学会第 126 年会 仙台 3 月 2006

4. [¹⁵O]water を用いたダイズ茎中の水動態解析 大矢智幸*, 田野井慶太郎*, 岡部弘高**, 頼泰樹*, 濱田洋祐*, 北條順子**, 鈴木和年**, 中西友子* *東大院農, **九大院工, ***放医研 2005 年度年次大会 土壤肥料学会 (島根大学 2005/9)
5. ダイズの水長距離輸送にみられた導管輸送水の水交換現象 大矢智幸*, 田野井慶太郎*, 岡部弘高**, 濱田洋祐*, 頼泰樹*, 北條順子**, 鈴木和年**, 中西友子* *東大院農, **九大院工, ***放医研 第 47 回日本植物生理学会 (筑波大学 2006/3)
6. Behnaz Goudarzi, Kyosan Yoshikawa, Hiroyuki Ishikawa, Masayuki Baba, Tadaaki Miyamoto, Susumu Kandatsu, Kazutoshi Suzuki, Hirohiko Tsujii: C-11 Methionine Positron Emission Tomography and survival in patients with lung carcinoma treated by carbon ion radiotherapy, Australian and New Zealand Society of Nuclear Medicine 35th Annual Scientific Meeting,メルボルン, 2005.04
7. 吉川 京燦、田村 克巳、石川 博之、佐合 賢治、松野 典代、神立 進、柳 剛、辻 比呂志、鈴木 和年、辻井 博彦: 眼窩原発悪性黒色腫の C-11 メチオニン PET による画像診断と治療効果判定法の研究、平成 16 年度 H I M A C 共同利用研究成果発表会、千葉市、2005.04
8. Akihiro Takano, Tetsuya Suhara, Fumihiko Yasuno, Kazutoshi Suzuki, Hidehiko Takahashi, Takuya Morimoto, Yonju Ri, Hiroyuki Kusahara, Yoshiro Okubo, et.al: Application of receptor occupancy for the re-evaluation of clinical dose, X Turku PET Symposium, Turku, 2005.05
9. Toshimitsu Fukumura, Ryuji Nakao, Kazutoshi Suzuki: Synthesis and Biodistribution of 2-deoxy-2-[^{34m}Cl]chloro-deoxy-glucose in rats., 16th International Symposium on Radiopharmaceutical Chemistry, アイオワ, 2005.06
10. 太田 深秀、安野 史彦、高橋 英彦、須原 哲也、安藤 智道、鈴木 和年、大久保 善朗: 喫煙に対する渴望に関連した脳機能局在部位と脳内ドーパミン神経系との関連に関する研究、喫煙科学研究財団 第 20 回 平成 16 年度助成研究発表、東京、2005.07
11. 福村 利光、岡田 一宏、向井 健作、中尾 隆士、鈴木 和年: ⁶²Zn/⁶²Cu ジェネレータの改良と製造システム、第 45 回日本核医学会総会、東京都、2005.11
12. 吉川 京燦、石川 博之、佐合 賢治、田村 克巳、松野 典代、須原 哲也、鈴木 和年、棚田 修二、辻井 博彦、佐々木 康人: C-11 methionine PET による肺癌重粒子治療の予後評価検討、第 45 回日本核医学会総会、東京都、2005.11
13. 安藤 彰、大野 優、白石 貴博、石川 博之、佐合 賢治、田村 克巳、鈴木 和年、吉川 京燦、棚田 修二、辻井 博彦: PET-CT における吸収補正での CT 撮影条件が与える定量値への影響、第 45 回日本核医学会総会、東京都、2005.11
14. 張 明栄、熊田 勝志、福村 利光、鈴木 和年: [18F]フッ素の求核置換反応により [18F]フルオロベンゼンの実用的な合成法、第 45 回日本核医学会総会、東京都、2005.11
15. 高野 晶寛、須原 哲也、鈴木 和年、高橋 英彦、森本 卓哉、生駒 洋子、伊藤 浩: 受容体占有率からみた抗精神病薬の臨床用量の再評価、第 45 回日本核医学会総会、東京、2005.11
16. 石川 博之、吉川 京燦、佐合 賢治、田村 克巳、古賀 雅久、須原 哲也、鈴木 和年、棚田 修二、辻井 博彦、佐々木 康人: 腺様嚢胞癌・重粒子線治療前後の MET-PET 診断および短期予後評価、第 45 回日本核医学会総会、東京都、2005.11

17. 北條 順子、張 明栄、鈴木 和年: 短寿命ポジトロン核種を用いたダブルトレーサー法、第45回日本核医学会総会、東京、2005.11
18. 熊田 勝志、張 明栄、鈴木 和年: 放射性塩素原子を用いたベンゼン環への塩素原子導入法、第45回日本核医学会総会、東京都、2005.11
19. 鈴木 和年: ^{11}C 標識薬剤自動合成装置の開発について、学術創成研究シンポジウム、岐阜、2006.01

[ポスター発表]

1. Tatsuya Kikuchi, Toshimitsu Okamura, Shigeru Obayashi, Yuji Nagai, Zhang Ming-rong, Kazutoshi Suzuki, Shuji Tanada, Kiyoshi Fukushi, Toshiaki Irie: N- ^{18}F fluoroethylpiperidin-4ylmethyl acetate, a ^{18}F -labelled probe analogous with ^{11}C MP4A for measuring cerebral acetylcholinesterase activity, 16th International Symposium on Radiopharmaceutical Chemistry, アイオア, 2005.06
2. Ryuji Nakao, Takehito Ito, Kazutoshi Suzuki: An Improved Quality Control Procedure for ^{18}F FDG by HPLC with UV Detection., 16th International Symposium on Radiopharmaceutical Chemistry, アイオワ, 2005.06
3. Terushi Haradahira, Takeshi Fuchigami, Takashi Okauchi, Jun Maeda, Kazutoshi Suzuki, Tetsuya Sahara, Kensaku Mukai: In vitro and in vivo binding characteristics of C-11 labeled antagonists for NR2B subunit of NMDA receptors., 16th International Symposium on Radiopharmaceutical Chemistry, アイオワ, 2005.06
4. Toshimitsu Fukumura, Makoto Takei, Jun Maeda, Kazutoshi Suzuki: Synthesis and Biodistribution of 2-dexoy-2- ^{34}mCl chloro-deoxy-glucose in rats., 16th International Symposium on Radiopharmaceutical Chemistry, アイオワ, 2005.06
5. Behnaz Goudarzi, Kyosan Yoshikawa, Hiroyuki Ishikawa, Kenji Sagou, Katsumi Tamura, Masahisa Koga, Susumu Kandatsu, Masayuki Baba, Tadaaki Miyamoto, Kazutoshi Suzuki, Shuji Tanada, Yasuhito Sasaki, Hirohiko Tsujii: DIAGNOSTIC VALUE OF CARBON-11-METHIONINE POSITRON EMISSION TOMOGRAPHY IMAGING IN PATIENTS WITH LUNG CARCINOMA IN COMPARISON WITH PET/CT., Society of Nuclear Medicine 52nd Annual Meeting, トロント, 2005.06
6. Hiroyuki Ishikawa, Kyosan Yoshikawa, Behnaz Goudarzi, Kenji Sagou, Katsumi Tamura, Masahisa Koga, Susumu Kandatsu, Junetsu Mizoe, Kazutoshi Suzuki, Kanichi Seto, Shuji Tanada, Yasuhito Sasaki, Hirohiko Tsujii: METHIONINE POSITRON EMISSION TOMOGRAPHY AND SURVIVAL RATE IN PATIENTS WITH HEAD AND NECK ADENOID CYSTIC CARCINOMA, TREATED BY CARBON ION RADIOTHERAPY., Society of Nuclear Medicine 52nd Annual Meeting, トロント, 2005.06
7. 高井 伸彦、安藤 興一、鶴澤 玲子、小池 幸子、扶川 武志、渡邊 雅彦、張 明栄、鈴木 和年: 低酸素による放射線抵抗性腫瘍の治療効果判定法について、第6回文部科学省特定研究「がん」5領域 若手研究者ワークショップ、長野、2005.08
8. 森本 卓哉、須原 哲也、伊藤 浩、樋口 真人、季 斌、稲次 基希、岡内 隆、福島 芳子、小池 功一、鈴木 和年、その他: 分子イメージング技術を用いた薬物動態・臨床試験研究における海外の動向、第26回日本臨床薬理学会年会、大分、2005.12

9. 菊池 達矢、岡村 敏充、張 明榮*、福士 清、大林 茂、永井 裕司、徳永 正希、鈴木 和年、須原 哲也、入江 俊章: ^{18}F 標識脳局所 AChE トレーサーのインビボ評価、第 126 年会日本薬学会、仙台、2006.03
10. 原田平 輝志、藤本 紀子、岡内 隆、前田 純、須原 哲也、鈴木 和年、山本文彦、向 高弘、前田 稔: NR2B 選択的 NMDA 受容体放射性リガンドの開発—アミジン代替基としてのアミド官能基の影響—、第 126 年会日本薬学会、仙台、2006.03
11. 原田平 輝志、竹内 美和子、岡内 隆、前田 純、須原 哲也、鈴木 和年、山本文彦、向 高弘、前田 稔: グリシン結合部位を標的とした NMDA 受容体 PET イメージング剤の開発— ^{11}C]-4-hydroxy-2(1H)-quinolone 誘導体の合成及び評価—、第 126 年会日本薬学会、仙台、2006.03
12. 熊田 勝志、張 明榮、前田 純、網谷 美里、北條 順子、須原 哲也、鈴木 和年: 新規末梢性ベンゾジアゼピン受容体 PET リガンド ^{11}C]-AC-5216 の合成と評価、第 126 年会日本薬学会、仙台市、2006.03

招待発表

1. Kazutoshi Suzuki: Development of automated devices for the production of ^{11}C -radiopharmaceuticals with high specific radioactivity., X Turku PET Symposium, トウルク, 2005.05

総説

1. 原田平 輝志. PET 薬剤の開発
PET 通信 No50, p6-9 2005

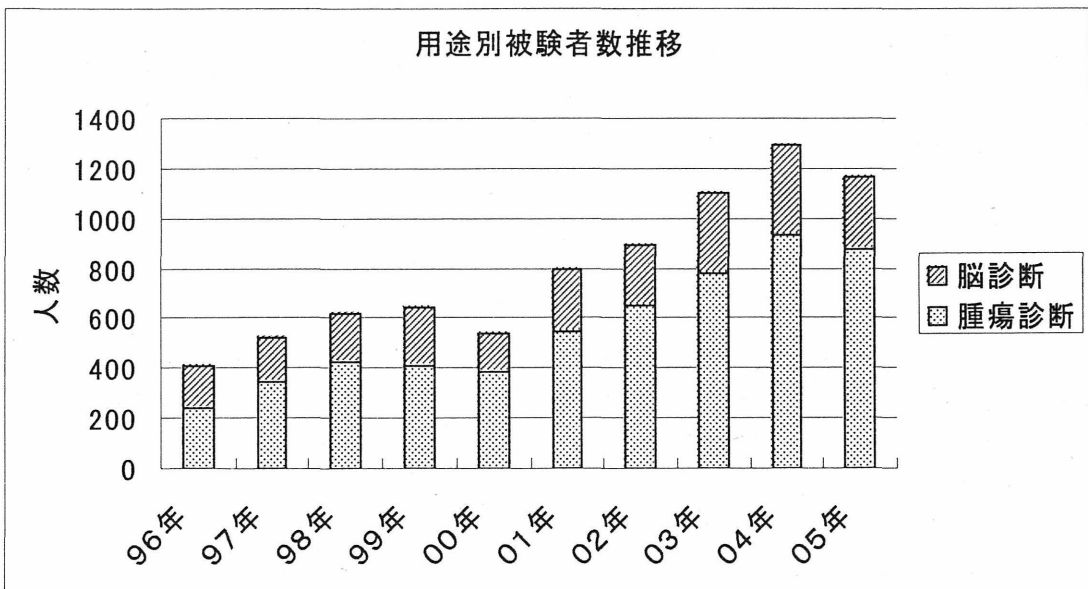
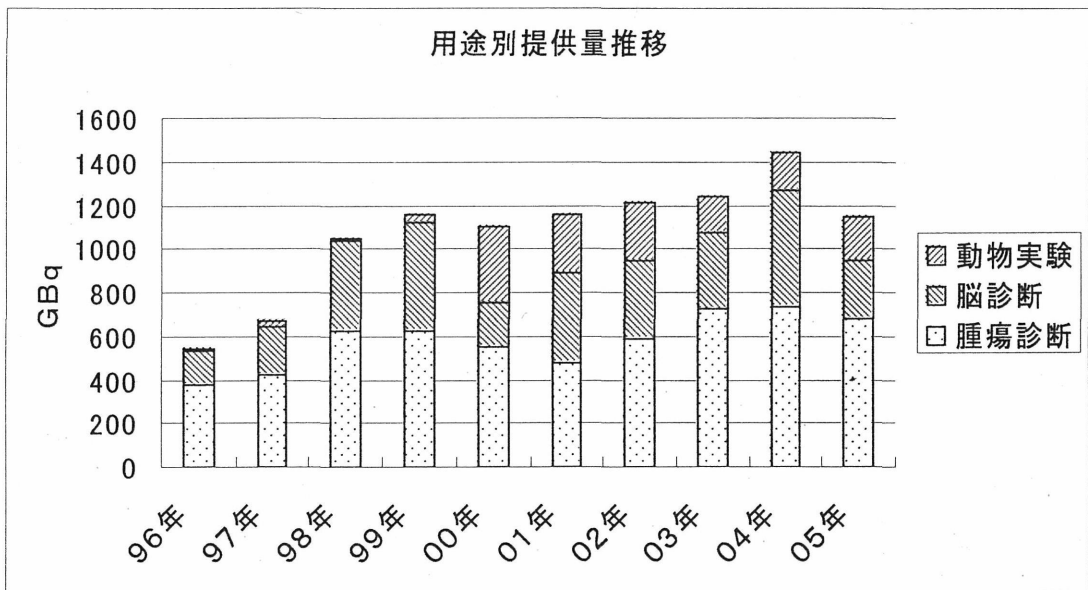
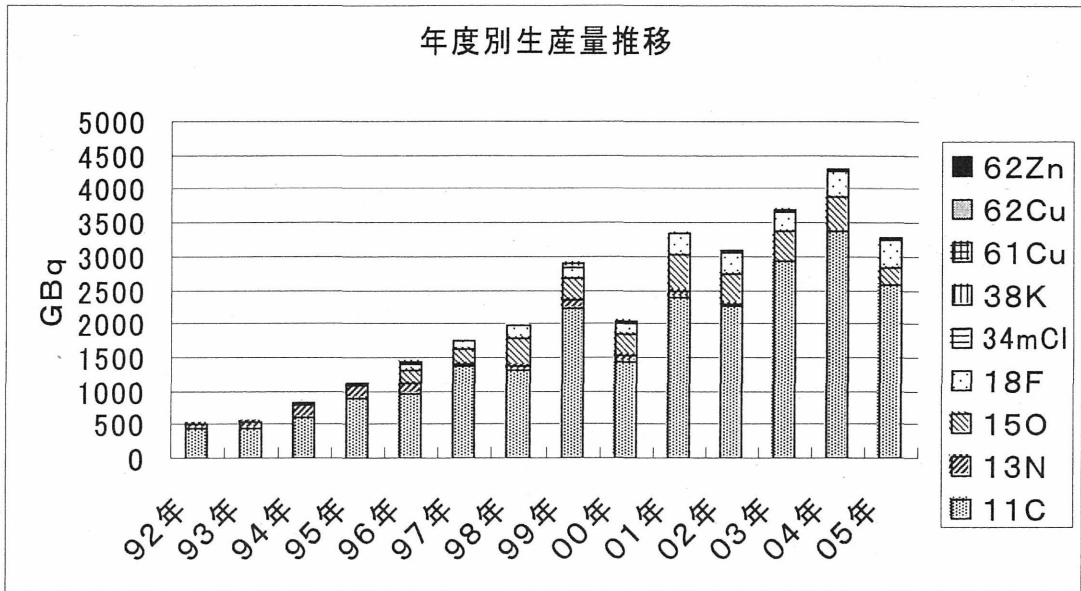
原著論文

- 1) Tatsuya Kikuchi, Zhang Ming-Rong, Nobuo Ikota, Kiyoshi Fukushi, Toshimitsu Okamura, Kazutoshi Suzuki, Yasushi Arano, Toshiaki Irie: N- ^{18}F]-Fluoroethylpiperidin-4-ylmethyl acetate, a Novel Lipophilic Acetylcholine Analogue for PET Measurement of Brain Acetylcholinesterase Activity, *Journal of Medicinal Chemistry*, 48(7), 2577-2583, 2005
- 2) Tetsuya Shiraishi, Tatsuya Kikuchi, Kiyoshi Fukushi, Hitoshi Shinoto, Shinnichiro Nagatsuka*, Noriko Tanaka, Tsuneyoshi Ota, Koichi Sato, Shigeki Hirano, Shuji Tanada, Masaomi Iyo*, Toshiaki Irie: Estimation of plasma IC50 of donepezil hydrochloride for brain acetylcholinesterase inhibition in monkey using N- ^{11}C]-methylpiperidin-4-yl acetate (^{11}C]-MP4A) and PET., *Neuropsychopharmacology*, 30, 2154-2161, 2005
- 3) Takashi Itoh, Kazutoshi Suzuki, Kaoru Kobayashi, Osamu Inoue: Effects of anesthesia upon ^{18}F -FDG uptake in rhesus monkey brains, *Annals of Nuclear Medicine*, 19(5), 373-377, 2005
- 4) Takashi Itoh, Kaoru Kobayashi, Kazutoshi Suzuki, Osamu Inoue: Binding Kinetics of ^{11}C -N-methyl piperidyl benzilate (^{11}C -NMPB) in a rhesus monkey brain using the cerebellum at a reference region, *Annals of Nuclear Medicine*, 19(6), 499-505, 2005
- 5) Zhang Ming-Rong, Jun Maeda, Takehito Ito, Takashi Okauchi, Masanao Ogawa, Junko Noguchi, Tetsuya Suhara, Christer Halldin, Kazutoshi Suzuki: Synthesis and evaluation of N-(5-fluoro-2-phenoxyphenyl)-N-(2- ^{18}F]-fluoromethoxy-d2-5-methoxybenzyl)acetamide: a

- deuterium-substituted radioligand for peripheral benzodiazepine receptor, *Bioorganic & Medicinal Chemistry*, 13, 1811-1818, 2005
- 6) Ferenc Szelecsenyi, G.f Steyn, Zoltan Kovacs, T.n.van Der Walt, Kazutoshi Suzuki, Kazuhiro Okada, Kensaku Mukai: New cross-section data for the $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,3n)^{66}\text{Ga}$, $^{nat}\text{Zn}(p,x)^{66}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ and $^{nat}\text{Zn}(p,x)^{67}\text{Ga}$ nuclear reaction up to 100 MeV, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B*, 234, 375-386, 2005
 - 7) Szelecsenyi Ferenc, Zoltan Kovacs, Kazutoshi Suzuki, Kensaku Mukai: Investigation of the $^{66}\text{Zn}(p,2pn)^{64}\text{Cu}$ and $^{68}\text{Zn}(p,x)^{64}\text{Cu}$ nuclear processes up to 100 MeV: Production of ^{64}Cu , *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B*, 240, 625-637, 2005
 - 8) Ryuji Nakao, Takehito Ito, Masatoshi Yamaguchi, Kazutoshi Suzuki: Improved quality control of [^{18}F]FDG by HPLC with UV detection, *Nuclear Medicine and Biology*, 32, 907-912, 2005
 - 9) Keitaro Tanoi, Junko Hojo, Kazutoshi Suzuki, Tomoko Nakanishi: Analysis of Potassium Uptake by Rice Roots Treated with Aluminum Using a Positron Emitting Nuclide, ^{38}K , *Soil Science and Plant Nutrition*, 51(5), 715-717, 2005
 - 10) Akihiro Takano, Tetsuya Suhara, Fumihiko Yasuno, Kazutoshi Suzuki, Hidehiko Takahashi, Takuya Morimoto, Yonju Ri, Hiroyuki Kusuhara, Yuichi Sugiyama, Yoshiro Okubo: The antipsychotic sultopride is overdosed: a PET study of drug-induced receptor occupancy in comparison with sulpiride., *The International Journal of Neuropsychopharmacology*, 9, 1-7, 2005
 - 11) Zhang Ming-Rong, Masanao Ogawa, Yuichirou Yoshida, Kazutoshi Suzuki: Selective Synthesis of [$2\text{-}^{11}\text{C}$]2-Iodopropane and [$1\text{-}^{11}\text{C}$]Iodoethane Using The Loop Method by Reacting Methylmagnesium Bromide with [^{11}C]Carbon Dioxide, *Applied Radiation and Isotopes*, 64, 216-222, 2006
 - 12) Yota Fujimura, Youko Ikoma, Fumihiko Yasuno, Tetsuya Suhara, Miho Ota, Ryohei Matsumoto, Syoko Nozaki, Akihiro Takano, Jun Kosaka, Zhang Ming-Rong, Ryuji Nakao, Kazutoshi Suzuki, Nobumasa Kato, Hiroshi Ito: Quantitative analyses of [^{18}F]-FEDAA1106 binding to peripheral benzodiazepine receptors in living human brain., *Journal of Nuclear Medicine*, 47(1), 43-50, 2006
 - 13) Yonju Ri, Jun Maeda, Hiroyuki Kusuhara, Takashi Okauchi, Motoki Inaji, Yuji Nagai, Shigeru Obayashi, Ryuji Nakao, Kazutoshi Suzuki, Yuichi Sugiyama, Tetsuya Suhara: In vivo evaluation of P-glycoprotein function at the blood-brain barrier in nonhuman primates using [^{11}C]verapamil., *Journal of Pharmacology and Experimental Therapeutics*, 316(2), 647-653, 2006

表 1. 平成 17 年度に製造した標識化合物および生産量

| 核種 | 化学形 | 生産量 | | 診断供給量 | | | 動物供給量 | |
|-------------------|--------------------------------|----------|----------|----------|-------|---------|---------|------|
| | | GBq | (回数) | GBq | (回数) | (人数) | GBq | (回数) |
| ¹¹ C | DOPA | 5.332 | (4) | 3.487 | (3) | (4) | 0.185 | (1) |
| | DASB | 57.536 | (19) | 18.74 | (19) | (20) | | |
| | DAA | 116.262 | (32) | 69.033 | (29) | (29) | 1.99 | (9) |
| | FLB | 185.662 | (60) | 12.565 | (27) | (37) | 11.693 | (26) |
| | MP4A | 114.98 | (25) | 55.77 | (21) | (21) | 14.304 | (12) |
| | MP4P | 45.902 | (13) | | | | 22.03 | (12) |
| | BTA | 55.04 | (23) | 26.526 | (20) | (20) | 7.809 | (21) |
| | SCH | 47.12 | (19) | 5.815 | (16) | (17) | 6.403 | (14) |
| | Ro4513 | 2.45 | (1) | 0.779 | (1) | (1) | | |
| | Ro1788 | 83.199 | (23) | | | | | |
| | RAC | 189.765 | (100) | 24.32806 | (60) | (90) | 21.44 | (45) |
| | WAY | 17.966 | (6) | 3.071 | (4) | (4) | 0.982 | (2) |
| | PE2I | 51.543 | (15) | 1.517 | (4) | (4) | 5.855 | (14) |
| | NNC | 79.397 | (22) | 5.695 | (13) | (23) | 5.279 | (12) |
| | IRES | 21.89 | (7) | | | | 0.735 | (1) |
| | AcL703 | 25.85 | (11) | 9.509 | (7) | (7) | 1.28 | (1) |
| | VER | 79.58 | (18) | 27.016 | (8) | (8) | 23.46 | (11) |
| | アラニン | 2.94 | (1) | | | | | |
| | MNPA | 21.081 | (23) | | | | 8.805 | (22) |
| | EAA | 1.356 | (3) | | | | | |
| | MET | 1206.81 | (245) | 533.334 | (231) | (619) | 0.289 | (1) |
| | C2H5I | 13.3661 | (61) | | | | | |
| | CH3I | 39.1608 | (67) | | | | | |
| その他 | 117.842 | (81) | | | | | | |
| 合計 | 2582.03 | (879) | 797.1851 | (463) | (904) | 163.019 | (206) | |
| ¹³ N | NH ₃ | 0 | (0) | | | | | |
| ¹⁵ O | H ₂ O | 241.314 | (40) | | | | 6.744 | (2) |
| ¹⁸ F | FDG | 322.336 | (100) | 144.837 | (103) | (255) | 15.8228 | (33) |
| | FEtDAA | 27.1825 | (32) | | | | 8.377 | (26) |
| | SPARQ | 0.706 | (3) | | | | | |
| | F ⁻ | 66.09938 | (86) | | | | 9.597 | (38) |
| | 合計 | 416.3239 | (221) | 144.837 | (103) | (255) | 33.7968 | (97) |
| ^{34m} Cl | ^{34m} Cl ⁻ | 1.409 | (5) | | | | | |
| ³⁸ K | K ⁺ 水溶液 | 12.1794 | (26) | | | | | |
| ⁶¹ Cu | Cu | 0.5791 | (4) | | | | | |
| | Cu-ATSM | 2.017 | (6) | | | | | |
| | 合計 | 2.5961 | (10) | | | | | |
| ⁶² Cu | Cu II | 0.342 | (2) | | | | | |
| | Cu II-ATSM | 8.24 | (7) | 4.345 | (4) | (4) | | |
| | 合計 | 8.582 | (9) | 4.345 | (4) | (4) | | |
| ⁶² Zn | ⁶² Zn ⁺ | 0.341 | (2) | | | | | |



3. 10 MeV 中性子線の生体への影響に関する研究

10MeV中性子線の生体への影響に関する研究

大町 康¹、石田 有香¹、平岡 武²、濱野 毅²、高田 真志³、宮原 信幸⁴、辻さつき⁵、柿沼志津子¹、
和泉志津恵⁶、辻 秀雄¹、西村まゆみ¹、神田玲子⁵、相沢志郎⁵、島田義也¹、荻生 俊昭¹

放射線医学総合研究所（¹低線量生体影響プロジェクト、²研究基盤部技術支援開発室、
³宇宙放射線防護グループ、⁴医学物理部、⁵放射線障害グループ）、⁶大分大学工学部・知能情報システム

1. はじめに

中性子線は低 LET 放射線と比べて生物影響が強く、その程度にはエネルギー依存性があることが知られている。中性子線のヒトでのリスクを考える上で、医療用 RI 生産や中性子捕捉療法のための加速器、原子炉、航空機・宇宙飛行における宇宙線や粒子線治療等、生物影響評価の対象とする中性子線被ばくのシナリオと関連しそのエネルギー範囲は広い。1999年にわが国で起きた JCO 臨界事故は、中性子線が高い割合で放出されたことが特徴であり、中性子線の生物影響研究の重要性を改めて認識させた。現時点ではヒトにおけるリスクの直接算定に利用可能な疫学集団はなく、中性子線の影響評価において動物実験がきわめて重要である。

これまでに実験動物を用いた中性子線影響研究は数多く行われているが、依然としてそれら生物影響の詳細については不明な点が多い。一方、これまでの動物実験データの発がんリスクの推定や放射線防護基準への反映方法が不明であり、また、中性子線の影響は過小評価されているという批判もある。

われわれは 2001 年度から中性子線の生物影響に関する研究を開始した。評価対象とする中性子エネルギーは、JCO 臨界事故におけるデータを基に、10MeV および 2MeV 以下とし、まず、サイクロトロンを用いて 10MeV 中性子線照射実験を進めてきた。

研究領域は発がん、胎児影響、継世代影響の 3 つとし、課題選定には JCO 周辺住民が訴えた不安も考慮した。発がん研究では、ヒトでのリスクが高い腫瘍に着目し、現在はマウス骨髄性白血病について解析を行っている。また、胎児影響研究としては、出生後の健康損害の点から脳神経発達異常に着目し、照射後早期に生じるマウス胎児脳の神経細胞死について解析をおこなった。

2. 方法と結果

発がん実験

SPF 環境下で 8 週齢の C3H/He 系雄性マウスに、サイクロトロン由来中性子線 (0.05~2Gy、N=158~266)、Cs-137 ガンマ線 (0.2~4Gy、N=158~247) をそれぞれ単回全身照射し、終生飼育を行った。中性子線は、 ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ 反応による平均 9.9MeV の垂直ビームで、ターゲットから 2.1m の位置で照射をおこなった。照射位置の線量はアクリル製マウスファントムの中軸線量を組織等価ガス充填電離箱で測定した。中心線から 11cm の距離では中心部の約 95%の線量が保たれており、すなわちマ

ウスを収容した照射ケージはこの半径内に収まっており、線量の平坦性が確保されていた。また、場の特性として低いガンマ線のコンタミ (5%) を有している。

実験に供した 2660 匹全てのマウスの解剖を終了し、寿命への影響評価ならびに骨髄性白血病とハーダー腺腫瘍の病理組織学的評価を行い腫瘍発生の RBE を解析した。

寿命短縮は、中性子線 0.2Gy 以上、ガンマ線 1Gy 以上で対照群と比し統計学的に有意であり、平均寿命短縮 (Fig. 1)ならびに死亡率の過剰相対リスク (Fig. 2)の RBE はいずれも 3.3 であった。

照射群の骨髄性白血病ならびにハーダー腺腫瘍はいずれも線量に依存して増加し、直線モデルあるいは直線二次モデルにフィットさせた場合の RBE は、0.94~1.56、ハーダー腺腫瘍の RBE は 5~7 となった。なお、ハーダー腺腫瘍では良性腺腫と腺癌と分けた場合、高線量における腺癌の RBE は高く、悪性度により RBE が異なることが示唆された。

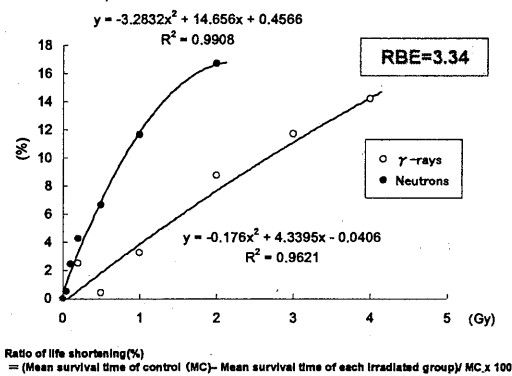


Fig. 1. 寿命短縮の線量効果

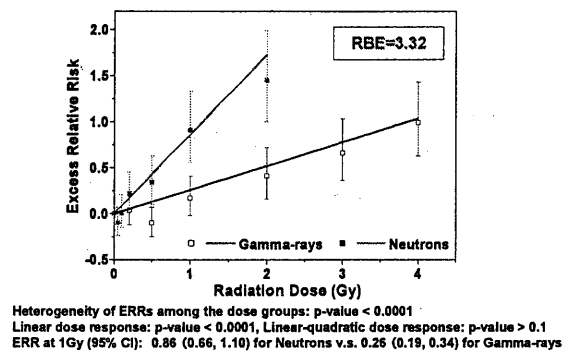


Fig. 2. 死亡率の過剰相対リスク

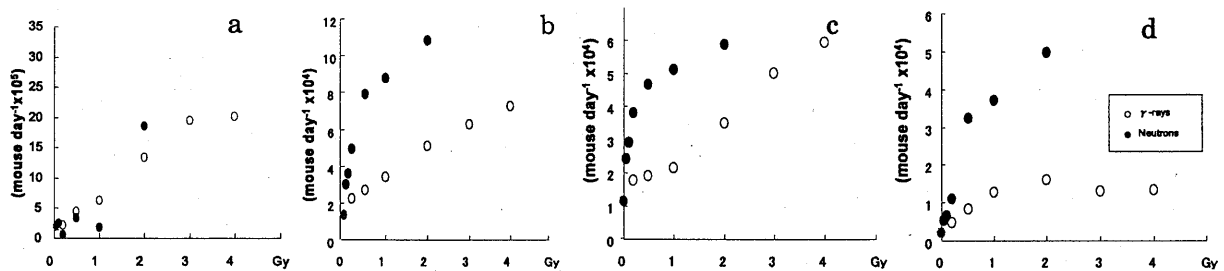


Fig. 3. 放射線誘発腫瘍の線量効果 (a:骨髄性白血病、b:ハーダー腺腫瘍、c:ハーダー腺腫瘍(良性)、d:ハーダー腺腫瘍(悪性))

骨髄性白血病に関しては、放射線誘発骨髄性白血病に特有とされる 2 番染色体の欠損を共通欠損領域の BAC クローンと 2 番染色体セントロメア近傍の BAC クローンを用いて FISH 法により解析した。また、骨髄性白血病マウスの脾臓より抽出したゲノム DNA を用いて、近年マウス放射線誘発骨髄性白血病の原因遺伝子と考えられている転写因子 *PU.1* の突然変異解析をおこなった。その結果、2 番染色体欠損は解析したガンマ線 13 例中 11 例で、中性子線 9 例全例で認められた。また、*PU.1* の DNA 結合領域における点突然変異は 2 番染色体欠損例に認められ、検討したガンマ線 11 サンプル中 9 サンプル、中性子は 8 サンプルに認められた (表 1)。突然変異は 235 番アルギニンをコードするコドンの変異で、トランジションが主であった。中性子では 1 例でトランスバージョンがみられた。

今回の結果から、マウス ML 発生の一つの共通原因として点突然変異と野生アリの欠失による *PU.1* 遺伝子機能異常があることが示唆された。骨髄性白血病の *PU.1* の突然変異パターンに関して、中性子とガンマ線で明らかな差はない。

これまでの結果から、10MeV 中性子線のマウスにおける発がんの RBE は、骨髄性白血病では小さいが、固形腫瘍では大きいと考えられた。

表 1. マウス骨髄性白血病における 2 番染色体欠損と *PU.1* 235 番アルギニンコード配列の突然変異

| 線質 | ガンマ線 (N=13) | | 中性子線 (N=9) |
|------------------------------|-------------|--------------|------------|
| | With del2 | Without del2 | With del2 |
| | 11 | 2 | 9 |
| Wild type (%) ^{a)} | 2 (18) | 2 | 1 (11) |
| Mutants (%) | 9 (82) | 0 | 8 (89) |
| CGC → TGC (アルギニン → システイン) | 6 (55) | 0 | 3 (33) |
| CGC → CAC (アルギニン → ヒスチジン) | 3 (27) | 0 | 4 (44) |
| CGC → AGC (アルギニン → セリン) | 0 (0) | 0 | 1 (11) |

a): 2 番染色体欠損保有サンプル数における割合

胎児脳神経細胞アポトーシス

胎齢 13.5 日の B6C3F1 マウスにサイクロトロン由来速中性子線 ($^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$ 反応による平均 9.9MeV の垂直ビーム、0.02~1.0 Gy)、あるいは ^{137}Cs ガンマ線 (ガンマセル、0.1~2.0 Gy) を照射、その 24 時間後に胎児の頭部を採取しホルマリン固定後、大脳中央部を通る前頭断し、常法に従い包埋、パラフィン切片を作製した。切片は HE 染色および TUNEL 染色を施し、大脳皮質の一定領域における TUNEL 陽性細胞インデックスを解析した。

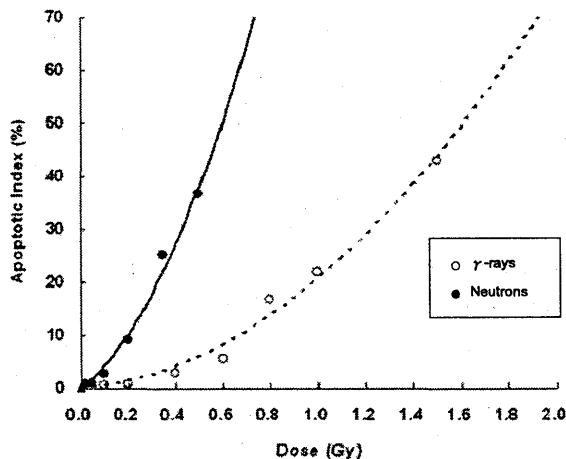


Fig.3. 妊娠 13.5 日被ばく 24 時間後のマウス胎児脳神経細胞アポトーシス

中性子線およびガンマ線照射のいずれでも頭頂部大脳皮質や側脳室周囲の神経細胞のアポトーシスが認められた。中性子線 1.0 Gy、ガンマ線 2.0 Gy 群では神経細胞アポトーシスとともに大食細胞の浸潤増生が認められた。以上の変化は中性子線の方が強かった。TUNEL 陽性細胞インデックスは線量依存的に増加し、閾値は認められなかった (Fig.3)。また、いずれの放射線でも最低線量群で対照群と比べやや高いインデックスの個体が認められ、アポトーシスを指標にすると影響を鋭敏に評価できるものと考えられた。直線二次モデルにフィットさせ中性子線とガンマ線の生物効果比を算出した結果、低線量域で中性子線はガンマ線より約 10 倍アポトーシス誘発が大きいことが明らかとなった。

3. 研究成果

<書籍掲載>

1. Ishida Y, Ohmachi Y, Nakata Y, Hiraoka T, Hamano T, Fushiki S, Ogiu T: Dose-Response and Large Relative Biological Effectiveness of Fast Neutrons with Regard to Mouse Fetal Cerebral Neuron Apoptosis, *Journal of Radiation Research*, 47(1), 41-47, 2006.
2. Wu J, Morimyo M, Hongo E, Higashi T, Okamoto M, Kawano A, Ohmachi Y: Radiation-induced germline mutations detected by a direct comparison of parents and first-generation offspring DNA sequences containing SNPs, *Mutat. Res.*, 596(1-2), 1-11, 2006.
3. 平岡 武、今関 等、濱野 毅、福村明史、金井達明: 放医研サイクロトロンからの d (25) +Be 速中性子線の線量特性、*医用標準線量*、10(1)、43-50、2005
4. 平岡 武: 中性子用筋肉等価ファントム ータフマッスル ME-500 の試作一、*医用標準線量*、10(2)、45-50、2005.
5. 高田真志、三原恵里香、中村尚司、藤高和信 他: Neutron irradiation field produced by 25 MeV deuterons bombarding on thick beryllium target for radiobiological study, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A*, 545, 765-775, 2005.

<学会発表>

1. 石田有香、大町 康、平岡 武、伏木信次、島田義也、荻生俊昭: 神経細胞アポトーシスを指標とした放射線誘発マウス胎児脳神経発生障害の解析、第 32 回 日本トキシコロジー学会学術年会、東京都、2005. 06.
2. 大町 康、桑原義和、辻 秀雄、辻さつき、伴 信彦、柿沼志津子、西村まゆみ、石田有香、荻生俊昭、相澤志郎、島田義也: C3H マウス骨髄性白血病における造血分化転写因子 PU.1 遺伝子の突然変異解析、第 32 回日本トキシコロジー学会学術年会、東京、2005. 06.
3. 石田有香、大町 康、高井伸彦、平岡 武、島田義也、荻生俊昭: 速中性子線胎内被ばくマウスの神経行動に関する基礎的検討、日本放射線影響学会第 48 回大会 第 1 回アジア放射線影響研究会議、広島市、2005. 11.
4. 大町 康、石田有香、和泉志津恵、平岡 武、中田有紀子、島田義也、荻生俊昭: 10MeV 速中性子線誘発マウス骨髄性白血病に関する実験病理学的研究 中間報告、日本放射線影響学会第 48 回大会 第 1 回アジア放射線影響研究会議、広島市、2005. 11.

4. 速中性子線および陽子線の線量評価に関する研究

研究課題名：速中性子線および陽子線の線量評価に関する研究

研究代表者：大谷浩樹^a

研究協力者：平岡 武^b

1. 研究概要

医用陽子線は質量が大きいため物質内を直進し、飛程末端にブラッグピークを示す。一般に二次荷電粒子の線量への影響は少ないとされているが、大きなエネルギー損失時にストラグリングを起こし側方に線量分布の広がりが現れる。これにより治療領域の辺縁線量が増加する可能性がある。本研究において、陽子線の線量分布を測定し、飛程末端部に磁場を加えることにより陽子線および二次荷電粒子の偏向を試みた。ストラグリングを抑制し、線量分布の改善のための一助とし、小電離容積の電離箱を用いて線量測定を行い治療線量の集中化を図った。

2. 研究方法

サイクロトロンから発生する 70 MeV 陽子線について電離電荷量を測定し、線量分布を求めた。Fig. 1 に示すように、照射野 $3 \times 3 \text{ cm}^2$ とし、各 MixDP ファントム厚において線量測定用フィルム Kodak XV2 を設置した。ブラッグピークおよびストラグリングを確認し、各深部に定常磁石を設置して磁場を与えた。フレミングの法則に従いローレンツカ方向を考慮し、陽子線および二次荷電粒子の偏向と自己スピンを発生させた。フィルム法により得られた結果から、磁場による線量分布を検討した。

また、水ファントム中に電離箱を設置しブラッグピークおよびストラグリングを確認し、各深部に定常磁石を設置して磁場を与えた。陽子線および二次荷電粒子の偏向と自己スピンを発生させた。電離電荷量を測定し磁場による線量分布変化を検討し、また線量集中化を図った。

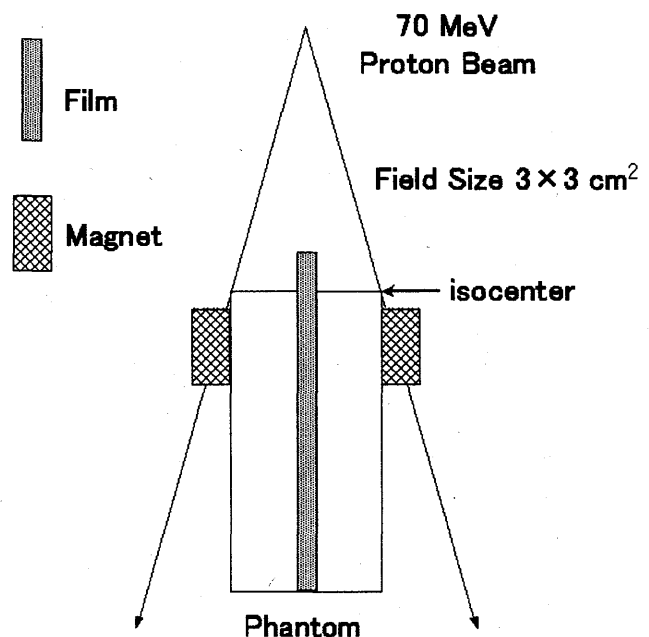


Fig.1 Geometry of the equipment for dosimetry.

3. 結果および考察

磁場を与えることにより線量分布に差異が現れた。磁場の方向によりストラグリングの改善が可能であったが、分布の広がりを示したものも存在した。これは、高いエネルギーの陽子が偏向され、発生する二次荷電粒子がその場でスピンを起こし検出されなかったためと考えられる。Fig. 2 に磁場による output factor 変化の結果を示した。その結果、磁場により線量が上がり output factor も変化した。これは小さな照射野において二次電子の飛程が抑えられ、線量の集中化がみられたと考えられる。

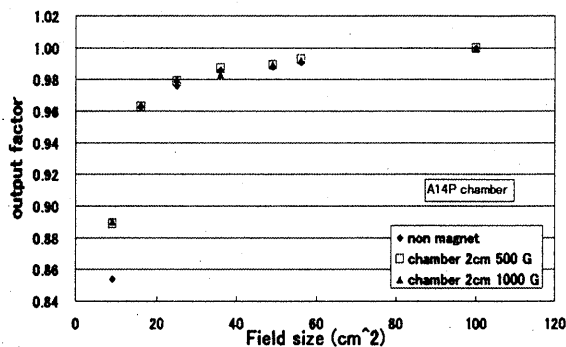


Fig. 2 Output factor in each field size.

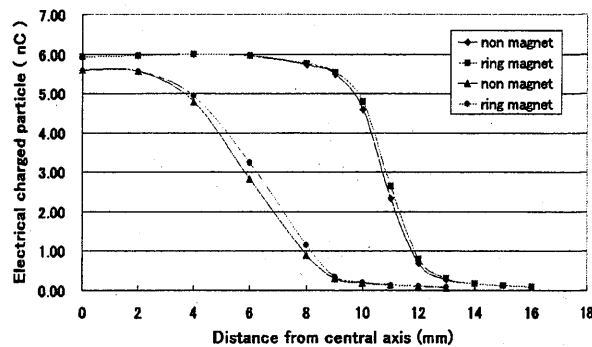


Fig. 3 Off center ratio in field size 10, 20 cmφ.

Fig. 3 に照射野サイズを変えたときの磁場による横方向の線量分布変化の結果を示した。その結果、磁場により分布が広がる傾向にあり、20 mmφよりも 10 mmφの方が顕著であり、ファントム表面からの磁場により、陽子線の偏向が浅い位置から起こったと考えられる。また、照射野辺縁では線量増加が現れたが、これは二次電子の自己スピンによって線量の集中化が現れたと考察された。

Fig. 4 に磁場による横方向の線量分布変化の結果を各深さで示した。その結果、磁場の位置を限定すると、線量増加に差が現れた。これは、磁場によって二次電子の飛程が抑えられ、線量の集中化が現れることを示しており、磁場の位置を調整することにより、効率的な線量集中が可能であると考えられる。

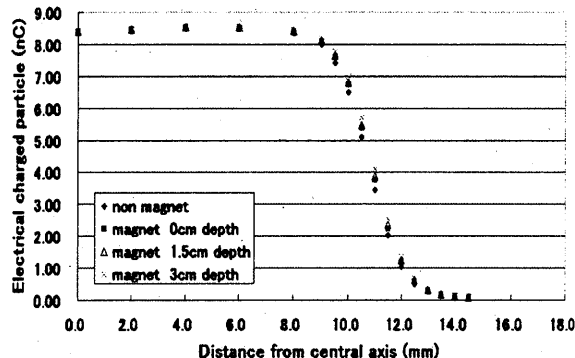


Fig. 4 Off center ratio at each depth.

4. まとめ

電離箱の位置に磁場を与えることにより線量の集中化が見られた。これはストラグリングによる二次荷電粒子の飛散が抑えられたと考えられる。また、磁場をファントム表面近傍に与えることにより、ビーム軸上での線量の低下が現れ、線量分布も広がり示した。これは表面近傍において陽子線が偏向されたこと、および二次荷電粒子の自己スピンによると考察された。

5. 研究成果

- ・(学会発表) 荷電粒子の偏向による陽子線飛程末端の線量分布. 日本放射線技術学会第 61 回総会学術大会 予稿集 P. 228 2005 年 4 月
- ・(学会発表) 荷電粒子の偏向による陽子線の線量分布変化. 日本放射線技術学会第 33 回秋季学術大会 予稿集 P. 1236 2005 年 10 月

a 首都大学東京 健康福祉学部 放射線学科

b 放医研 研究基盤部

5. 宇宙放射線の荷電粒子成分検出器の開発

宇宙放射線の荷電粒子成分検出器の開発

内堀幸夫^a、北村尚^a、大竹奈緒美^b、高島健^c、梶野文義^d、沢辺俊之^d、椿智子^d、
滝澤慶之^e、川崎賀也^e、佐藤光輝^e

1. 研究概要

宇宙環境あるいは航空機環境における宇宙放射線測定用の検出器の開発のために、サイクロトンの陽子線あるいは軽イオンビームを利用して研究を行っている。

本年度は、

- I. 航空機内宇宙放射線線量計測用シンチレーション検出器への照射実験
- II. 市販ポケット線量計の陽子線照射実験
- III. 多素子シンチレーション検出器によるビーム平坦度の確認試験
- IV. 宇宙科学衛星搭載部品の放射線耐性評価実験

などを実施した。ここでは、III および IV について報告する。

2. 研究結果 (I) (多素子シンチレーション検出器によるビーム平坦度の確認試験)

(1) 多素子シンチレーション検出器

多素子シンチレーション検出器を新たに設計・製作し、ビームのプロファイルの平坦度をリアルタイムで計測し、ICCHIBAN 実験など広くて平坦なビームが要求される実験に活用できるように、テストを行った。

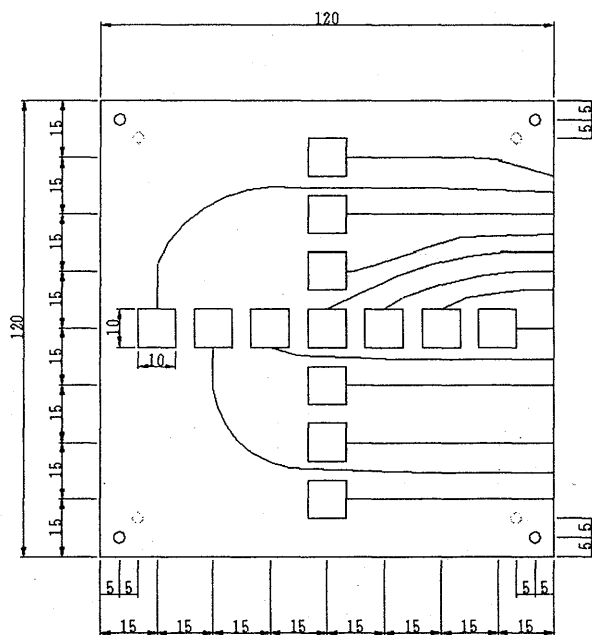


図1 10mm角、5mm厚のプラスチックシンチレーターを13個配置し、それぞれから光ファイバーで光電子増倍管へ光を移送した。

10mm 角、厚さ 5mm のプラスチックシンチレーターを黒いアクリル上に 13 個配置し、それぞれのシンチレーターから、光ファイバー（13 本）でシンチレーション光を取り出した。（図 1）それらのファイバーは約 20cm 離れた場所に設置したマルチアノード光電子増倍管（MAPMT、16 チャンネル）まで導かれた。光ファイバー及び光電子増倍管との接続部は光が入らないように暗幕などでカバーされていた。光電子増倍管の 16 チャンネルのうちの 13 チャンネルに、各ファイバーの中心が各チャンネルの中心になるように固定した。光電子増倍管からの信号は、NIM 規格の増幅器で約 10 倍に増幅後、2 つの信号に分けられ、一方はディスクリに送られ、他方は CAMAC 規格の電荷積分型 ADC で読み出された。ディスクリで矩形波に変換された信号は、Visual Scaler および CAMAC Scaler で計測数を測定された。さらに、矩形波はコインシデンス回路に入力され、“Any1” の条件、すなわちどのシンチレーターから信号が出力されても、トリガーがでるように設定され、ADC のゲート信号として利用された。（図 2）これらのシステムはすべて照射室内に設置され、CAMAC システムは Linux-PC によりコントロールされ、この Linux-PC はイーサネットを通して、照射室外からリアルタイムに制御された。

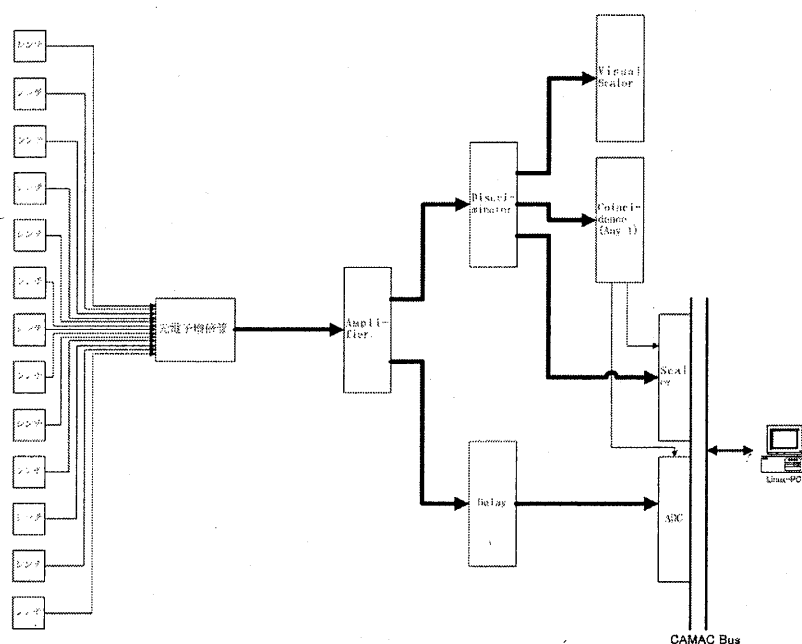


図 2 13 個のシンチレーターからの光をマルチアノード光電子増倍管で電気信号に変換し、増幅器で約 10 倍に増幅後、2 信号に分割され、一方はディスクリミネーターで矩形波に変換後、スケーラーとコインシデンスに送られる。他方は、ディレイで 100nsec 遅らせたのちに、CAMAC システム上の ADC で読み出される。CAMAC は、外部とネットワークでつながれた Linux-PC で制御される。

実験の最初に、MAPMT からの信号は増幅後、計測室まで導かれ、オシロスコープによりその波形を確認され、照射室内のディスクリミネーターの閾値が決定された。

ビームコースは C8 コースを使用し、照射ポート上流で散乱体およびワブラー磁石により約 10cm φ で一樣になるように調整されたビームを使用した。ビームポートにあるマルチリーフコリメータにより、10cm 角にビームはコリメートされた。

ビーム強度は、1 チャンネルあたり、100~1000 particles per sec (pps) に調整した。13 チャンネルあるので全チャンネルでは約 1000~10000 pps 程度であった。ただし、ビームは 10cm φ 以上一様に拡

がっているため、全体では 30000~300000 pps 程度と推測される。また、CAMAC の読み出しシステムの制限から、1000 events per sec 程度のイベントレートであった。

図 3 に、あるランにおいて ADC によって取得された発光量分布を示す。全 13 チャンネルの ADC 分布が示されている。表示の都合上、ペDESTAL (そのチャンネルに何も入らなかった場合に ADC 記録される値) 付近が示されていないが、図 3 から明らかなように、ペDESTAL あるいはノイズ分布からはビーム入射時のイベントの分布とは区別できる。

これらで示されるビーム入射時のイベントによる ADC 分布とペDESTAL およびノイズ分布が区別できる閾値をアイ・スキャンで決定し、それより大きな ADC 値を示すイベントをシンチレータにビームが入射した時のデータとして使用した。

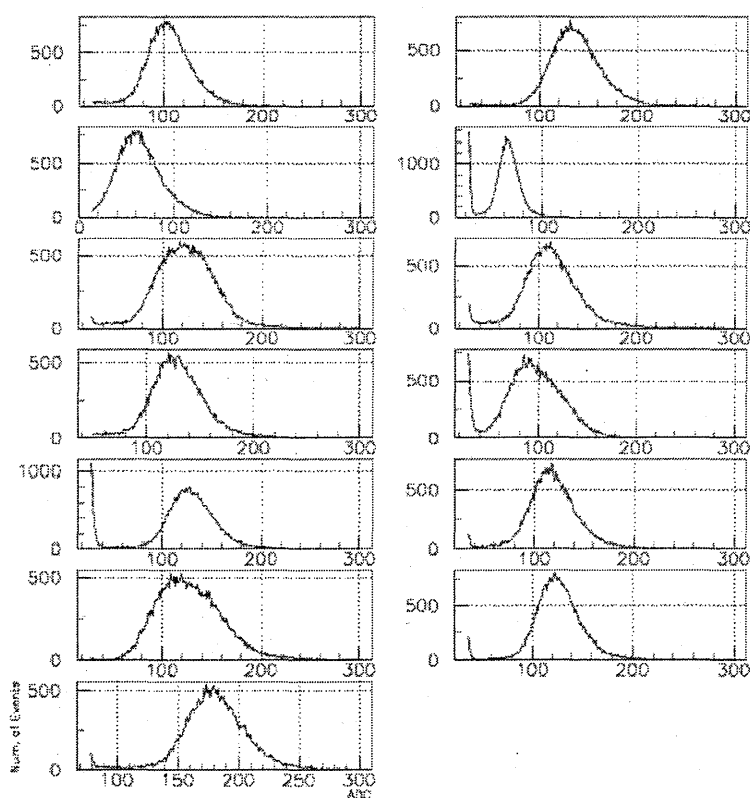


図 3 あるランにおける各チャンネルの ADC 分布。表示の都合上、ペDESTAL およびその近くのノイズの分布は示していない。しかし、明確にそれらの分布とビームが入射した際の分布とは区別できることが、この図から明らかである。

いくつかの条件において、各シンチレータに入射した個数を集計した。各ランにおいて、総数 50,000 イベント取得した。約 15 分かかった。

表 4 に、Run-006 における各チャンネルのイベント数を X 軸方向、Y 軸方向について同時に記載し

た。ここで、ワブラー磁石の強度は、Cos、Sinともに、3.0メモリ（1.5V）であった。

| | | | | | | |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | | | 28228 | | | |
| | | | 38271 | | | |
| | | | 39032 | | | |
| 35457 | 41998 | 42382 | 38887 | 41181 | 42738 | 35661 |
| | | | 40256 | | | |
| | | | 39520 | | | |
| | | | 29710 | | | |

表 1 各シンチレーターによるイベント数の分布。X、Yの座標を示している。各点は、(0, 0)を中心に15mm 間隔。

同様な実験を、ワブラー磁石の強度を変えながら実施した。それぞれの場合の X 座標方向、Y 座標方向のイベントの数の比を図 4、5 に示す。ここでは、最大のイベント数を示したチャンネルからの比としており、図 5 の Y 方向の分布も X 方向の分布を含めて最大のチャンネルからの比をとっている。

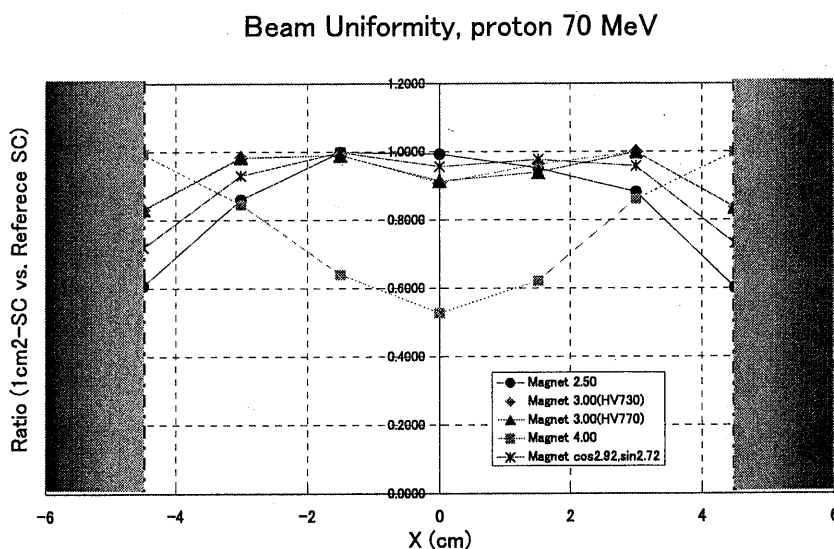


図 4 X座標上の各シンチレーターのイベント数分布を最大のチャンネルからの比で示している。ワブラー磁石の強度による違いも示されている。ハッチの部分は上流のコリメータの影響でイベント数が低くなると予想される領域である。

Beam Uniformity, proton 70 MeV

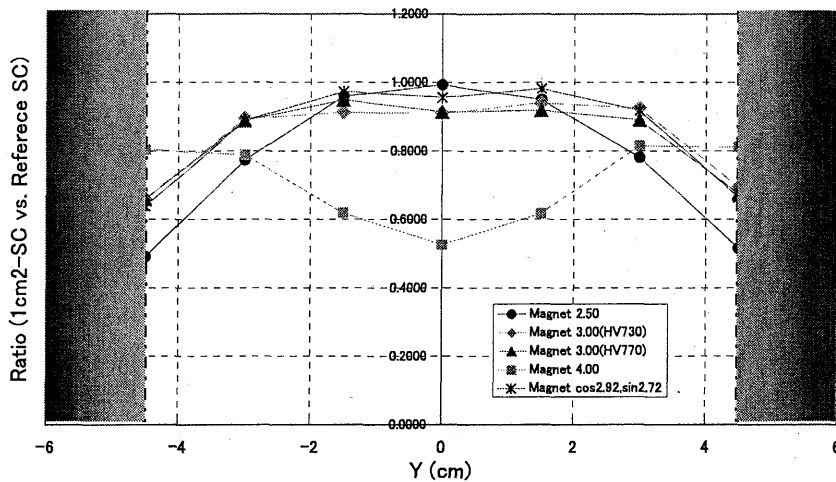


図5 Y座標上の各シンチレーターのイベント数分布を最大のチャンネル(X座標も含めて)からの比で示している。ワブラー磁石の強度による違いも示されている。ハッチの部分は上流のコリメータの影響でイベント数が低くなると予想される領域である。

上流のコリメータの影響により、X方向、Y方向ともに、最も外側のチャンネルのイベント数が減っているために見にくいですが、図4、図5からワブラー磁石の強度がCos、Sinともに3.00目盛り(1.5V)程度である場合が一様性である(±5%程度)にみえ、それぞれ4.00目盛りであると中央の落ち込みが大きい。また、詳細に図4と図5を比較すると、Cos、Sinが同じメモリ値である場合、Y軸方向がX軸方向よりも少ないイベント数しかない。例えば、Cos=2.92目盛り、Sin=2.72目盛りになると、その差が小さくなるので、そのような値を採用すべきであろう。

これらの結果については、以前に行った単一のシンチレーション検出器(10mm角)をX方向に外部コントロールステージで移動させてイベント数を確認した実験(図6)と同様な結果を示しており、両者の実験は独立なシステムで行われたことから相互に正確さが証明された。

すべての箇所を同時に測定できる今回のシステムの方が計測の方が容易かつ高速であり、また、Y方向の情報も同時に得られるために有効であると思われる。しかしながら、上流のコリメータの影響がでてしまったので、次回の実験ではコリメータを全開にして実験を行うべきであろう。また、シンチレーターの間隔が幾分広いので、10mm間隔にできるとより精度があがるであろう。今後の改良を予定している。また、CAMACシステムにより、イベントレートの上限が決められているので、CAMACシステムの速度の向上、あるいは、他のシステムの導入、または、スケーラーだけで実施できるように簡素化を図る必要があるかもしれない。

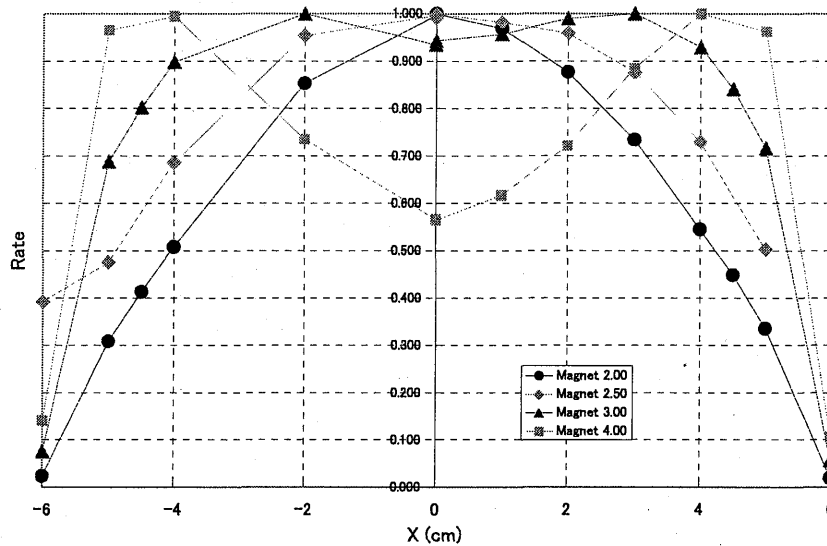


図6 10mm角のシンチレータを外部コントロールのXステージ上に載せ、X方向に動かしながら、各点でのイベント数を計測した。最大のイベント数となった位置を1として比をとった。

3. 研究結果 (宇宙科学衛星搭載部品の放射線耐性評価実験)

(1) 最高エネルギー宇宙線観測実験 EUSO

最高エネルギー領域の宇宙線が起す空気シャワーによる大気の大気蛍光を宇宙から望遠鏡で観測を行う実験 EUSO の計画が進められている。この実験では、国際宇宙ステーションなどの宇宙環境に望遠鏡を設置して観測を行うために、宇宙放射線による電子回路を含む観測機器の放射線損傷が心配されている。サイクロトロンによる陽子線ビームをこれらの部品に照射し、これらの部品の放射線損傷メカニズムを研究し、3年以上の観測期間における故障などの発生を未然に防ぐ。

(2) 実験

サイクロトロンの陽子線ビームを光電子増倍管の窓材である硝材やあるいは電子回路に照射する実験を昨年度から実施してきた。

硝材については、30 k rad 以上において、着色がおこることがわかった。また、電子部品の一部については、20 k rad あたりでも損傷の影響が見られることが判明した。EUSO において、3年間の観測期間にうける被ばく量は数 k rad と予測され、大きな影響は受けられないようにも考えられるが、3年間という低線量の被ばくにおける影響あるいは、さらに重イオンによる被ばくの影響についても考慮する必要があると考えられ、引き続き研究を行う予定である。



図 7 光電子増倍管で使用する硝材の着色。

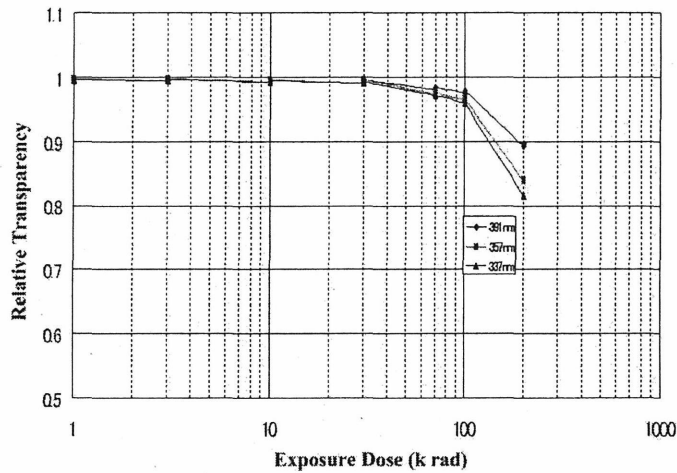


図 18 光電子増倍管で使用する硝材の陽子線照射後の透過率。30k rad 以上で変化が現れている。

4. 研究成果

1. “Radiation test for electric parts of EUSO Photo Detector Module”, 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, India, Aug. 3-10, 2005

a 放医研 宇宙放射線防護プロジェクト
 b 東邦大学 理学部
 c 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部
 d 甲南大学 理学部
 e 理化学研究所

6. 重イオン衝突による水分子からの放出される 二次電子線の測定

重イオン衝撃による水分子からの放出二次電子線の測定

大澤大輔^A、佐藤幸夫^B、岡田裕樹^C、橋本浩利^C、本間寿広、曾我文宣

京大^A、群馬大^B、東京理科大^C、放医研

1. 研究概要

重イオン衝撃による水分子からの二次電子放出を実験的に求め、得られた二重微分断面積(DDCS)からブラッグピーク領域における重イオンのトラック構造(重イオンの飛跡に沿って生じるエネルギー付与の空間分布)を解析することを主要テーマとしている。DNA へのダメージ付与(局所的な分子間結合の損傷)がどのようにして細胞不活性化(分裂停止)へ移行していくかを解明することが最終目標である。

2004 年度までに鉄製チャンバ、水蒸気ジェット発生・捕獲装置、電子線分析・検出装置(平行平板静電型&マイクロチャンネルプレート:MCP)等からなる測定系を開発し、水分子への 6.0、10.0 MeV/u He²⁺ 衝撃により放出される二次電子線のエネルギー(7 eV-12 keV)及び角度分布(20-160°)の測定に成功した。得られた DDCS(系統誤差±13%)は中、高速電子(>200 eV)に対して 130° 以上での異常後方放出を示した。これは放出電子の一部が自身のターゲット核との強い相互作用により後方散乱していることを示唆するものである。また放出角度について積分して得られる微分断面積(SDCS)と二体衝突近似をベースに H⁺ 衝撃での実験断面積値による補正を加えた半経験的解析式の 1 つである Rudd モデルとの比較では、中速領域(0.1-1.1(3.5) keV)での減少、高速領域(>1.1(3.5) keV)での異常増加を確認した。この結果は、入射イオンとの二体衝突で獲得しうる最大速度 $2V$ (V は入射イオン速度)を大きく超える電子放出が有意に存在することを示すものであり、軌道電子の運動量分布(Compton profile)を考慮しても説明できない現象である。モデルとの不一致領域の解析から、本測定では放出電子の一部が入射イオン-ターゲット核間での繰り返し衝突により V の 2 倍ずつ運動エネルギーを獲得($+2nV$)していく、Fermi-shuttle 加速と呼ばれる現象が発生し、中速領域の減少分がこれにより加速され高速領域の増加分として移り込んでいる可能性が高い。

2005 年度は水分子への 6.0-15.0 MeV/u He²⁺ 衝撃により放出される低速電子(<10 eV)の高精度測定を行った。我々は Fermi-shuttle 加速現象が本質的に attraction(ターゲット分子内の軌道電子の入射イオンへの引き寄せ、 $\sim 2V$ への加速)と trap(放出電子の入射イオン-ターゲット核間での繰り返し衝突、 $\sim 4V$ への加速、後方散乱も trap の一種と見なせる)の 2 つのプロセスから成ると予想しており、これらの低速電子への影響に興味がある。目的達成のため以下 3 点の残存磁場低減化を行った。

a. ノズルヒータ電源の交流化

水蒸気放出ノズルは結露防止のためにヒータが巻かれ 60-100°C に温度制御されている。その電源に直流を用いていたため直上の交差中心における磁場を増加させていた可能性がある。

b. チャンバ消磁化

チャンバは地磁気の影響を避けるため鉄製としているが、10 年来の使用により前述のノズルヒータで

発生する磁場とチャンバ上蓋開閉の際の僅かな衝撃により磁化されていた(交差中心で ~ 5 mGauss)。ハンディタイプの消磁器により交差中心で 0.5 mGauss まで低減させた。

c. 冷却カバーの μ -metal 化

放出水蒸気は入射ビームと相互作用した後、チャンバ上蓋下部に設置された冷却パネルで氷化捕獲される。これに交差領域を取り囲む形で取り付けている円筒形冷却カバーを Cu 製から μ -metal 製(直径 180 mm \times 高さ 150 mm \times 厚さ 2 mm)に交換した。この交換により放出電子の MCP までの経路はすべて μ -metal で囲まれたことになり、0.5 mGauss の低磁場環境下での電子計数が達成された。一方、 μ -metal の熱伝導率は Cu の約 1/10 と小さいため(μ -metal: 23°C で 30-35 W/mK, Cu: 0-100°C で ~ 400 W/mK)、ノズルヒータからの輻射熱の影響から冷却カバーの温度上昇をもたらし、氷化捕獲効率を悪化させた。この悪化は水蒸気放出時におけるチャンバ真空度を 2 桁ほど低下させ(μ -metal: $1.0\text{e-}3$ Pa, Cu: $5.0\text{e-}5$ Pa)、分析器に高電圧を印加した際に放電を引き起こした。現状では μ -metal カバーを用いた測定は 1 keV までが限界である。

さらに最近の測定で高速電子の一部が分析器電極に衝突した際、余計な散乱二次電子線を発生させ、この一部が MCP に入射していることが判明した。この影響を低減させるため、MCP 直上に銅製コリメータを設置した。

2. 研究結果

2.1. SDCS

図 1 に水分子への 6.0、10.0、15.0 MeV/u He^{2+} 衝撃で得られる SDCS の Rudd モデル比を μ -metal&コリメータデータ(改良後)と Cu データ(改良前)とを対比させて示す。

a. 1-100 eV

μ -metal&コリメータデータは 3-100 eV で Rudd モデルと良く一致している。3 eV 以下は僅かながら Rudd モデルより増加した。特に 10 MeV/u での 3eV 以下の増加はコリメータで除去しきれない散乱二次電子が MCP に入射している可能性がある。一方、Cu データは 20 eV 以下で Rudd モデルより大きく減少しており、残存磁場により放出電子が適切に計数されていないと考えられる。20-100 eV で μ -metal&コリメータデータと Cu データは誤差の範囲内($\pm 13\%$)で一致しており、残存磁場、散乱二次電子は低速領域(< 20 eV)にのみ影響を与えると判断できる。

b. 100-1000 eV

μ -metal&コリメータデータは Auger ピークを除いて Rudd モデルより 600 eV 近傍で最大で約 26%減少した。この減少は Cu データと類似のものであり、Fermi-shuttle 加速現象の現れと思われる。6.0、10.0 MeV/u 衝撃では、 μ -metal&コリメータデータと Cu データは系統誤差 $\pm 13\%$ の範囲内で一致しており、両者が首尾一貫した矛盾のないものであることを裏付けている。Auger ピークについては μ -metal&コリメータデータは Cu データより大きなピーク高を示した。これはバックグラウンドが低減したことによ

り S/N 比が改善されエネルギー分解能が向上したためと考えられる。2 領域における結果から、Fermi-shuttle 加速の attraction 効果は入射エネルギーに依らず中、高速領域(>100 eV)のみで発生していると判断できる。

2.2. DDCS

図 2 に μ -metal コリメータを用いて 6.0、10.0、15.0 MeV/u He^{2+} 衝撃で得られる DDCS の低速領域(<10 eV)における角度分布を示す。

3-10 eV で soft collision 理論から予想される等方分布を示さず、 100° での後方優勢放出を観測した。この傾向は入射エネルギーの増加に伴い顕著になっている。これは、ターゲット核による放出電子の後方散乱が発生していることを示唆するものである。加えて 15 MeV/u 入射では 7 eV 以下に対して僅かに前方放出も観測された。3 eV 以下は 6.0、10.0、15.0 MeV/u He^{2+} 衝撃における一貫性が見られない。前述の SDCS から判断しても 3 eV 以下は精度良く測定できていない恐れがある。

SDCS、DDCS の結果から、ターゲット核による放出電子の後方散乱(trap)が中、高速領域のみならず低速領域にまで及んでいる一方、ターゲット分子内の軌道電子の入射イオンへの引き寄せ(attraction)は中、高速領域のみで発生していることが判断できる。

低速領域(>20 eV)を除いて μ -metal カバーと Cu カバーとで得られた結果は首尾一貫した矛盾のないものであり、20 eV 以下で、前者、それ以上で後者を併用することにより、3-14000 eV の広範囲に及ぶ DDCS 測定が系統誤差 $\pm 13\%$ の精度で可能となった。

3. 今後の計画

平成 18 年度後半から永久磁石型 10 GHz-ECR イオン源を用いて C^{4+} を加速、取り出し直後に設置する炭素薄膜を通して C^{6+} に電荷変換した後、同様の断面積測定実験を行う予定である。入射イオン電荷の増加に伴い、放出二次電子のエネルギーおよび角度分布、Fermi-shuttle 加速効果の入射イオン依存性への理解が進むものと期待される。

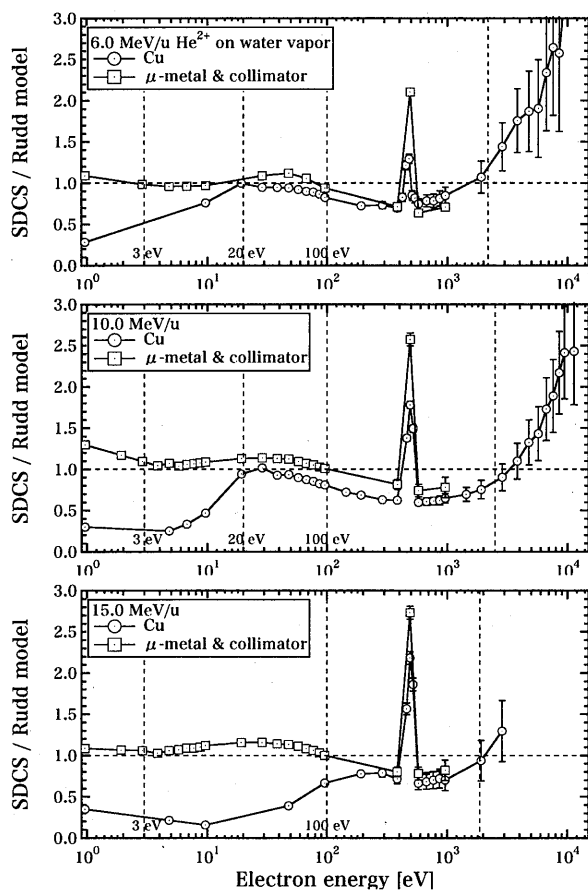


図 1. 水分子への 6.0、10.0、15.0 MeV/u He^{2+} 衝撃で得られる SDCS の Rudd モデル比。μ-metal&コリメータデータ(改良後)と Cu データ(改良前)とを対比させた。

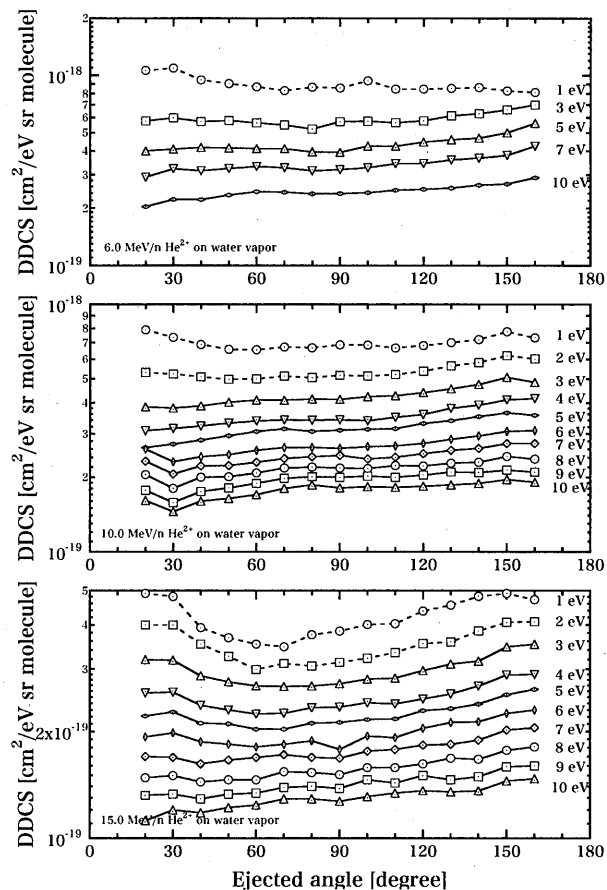


図 2. 水分子への 6.0、10.0、15.0 MeV/u He^{2+} 衝撃で得られる DDCCS の低速領域(<10 eV)における角度分布

研究成果リスト

<原著論文>

1. Y. Sato, D. Ohsawa, A. Higashi, H. Kawauchi, M. Hirabayashi, Y. Okada, S. Uehara, H. Nikjoo and F. Soga: Secondary electrons from water vapor with the impact of 6.0 MeV/u He²⁺ ions, Atomic and Molecular Data and their Applications, AIP Conference Proceedings **771** 128-137 (2005), published by American Institute of Physics.
2. D. Ohsawa, Y. Sato, Y. Okada, V.P. Shevelko and F. Soga: Unexpectedly large cross sections of high-energy electrons ejected from water vapor by 6.0-10.0 MeV/u He²⁺ Ions, Phys. Lett. A, **342** 168-174 (2005).
3. D. Ohsawa, Y. Sato, Y. Okada, V. P. Shevelko and F. Soga: 6.0-10.0 MeV/u He²⁺ ion-induced electron emission from water vapor, Phys. Rev. A. **72** 062710 (2005).

<総説>

1. 岡田裕樹、大澤大輔、佐藤幸夫、曾我文宣：15.0 MeV/u α 粒子衝突における水分子からの低速二次電子計測、ARTA2005、東工大、6月 (2005) 47-50.
2. 佐藤幸夫、大澤大輔、岡田裕樹：重粒子線のトラック構造と高 LET 効果、放射線、**31**, No.1 33-40 (2005).

<口頭発表>

1. 岡田裕樹、大澤大輔、佐藤幸夫、曾我文宣：15.0 MeV/u α 粒子衝突における水分子からの低速二次電子計測、ARTA2005、東工大、6月 (2005).
2. Y. Okada, Y. Sato, D. Ohsawa and F. Soga: 6.0-15.0 MeV/u He²⁺ ion-induced electron emission from water vapor, ICPEAC2005 in Rosario, Argentina, July (2005).
3. D. Ohsawa, Y. Sato, Y. Okada, V.P. Shevelko and F. Soga: Unexpectedly large cross sections of high-energy electrons ejected from water vapor by 6.0-10.0 MeV/u He²⁺ ions, ICPEAC2005 in Rosario, Argentina, July (2005).
4. 大澤大輔、佐藤幸夫、岡田裕樹、曾我文宣：高速重イオン衝撃による (6.0-10.0 MeV/u) による水蒸気からの二次電子放出、物理学会秋
5. 岡田裕樹、大澤大輔、佐藤幸夫：15.0 MeV/u α 粒子衝撃による水分子からの二次電子計測、物理学会秋

7. 宇宙環境中における中性子測定器の開発

宇宙環境中における中性子検出器の開発

高田真志^a、萩原雅之^b、小口靖弘^c、矢島千秋^a、布宮智也^d、保田浩志^a、
中村尚司^b、大石卓司^b、奥地俊夫^b、馬場護^b、佐波俊哉^e、大口裕之^c、篠崎
和佳子^c、藤崎三郎^c、寿藤紀道^c、山林尚道^c、安田仲宏^a、金ウングジュ^a、
結城政則^a、鈴木敏和^a、宮原信幸^a

- a. 放射線医学総合研究所（基盤技術センター研究基盤技術部、緊急被ばく医療研究センター線量評価研究グループ、放射線防護研究センター環境放射線影響研究グループ）
- b. 東北大学サイクロトロン・RIセンター
- c. 株式会社千代田テクノロ 大洗研究所
- d. 富士電機システムズ株式会社

平成17年

以下の実験項目を実施した

1. 中性子個人被ばく線量計の航空機内中性子計測への応用
2. 数10MeV粒子による重粒子生成断面積の測定法の開発
3. 飛翔体搭乗員用の個人線量計の開発に関する研究
4. α 線検出器の感度分布測定系構築

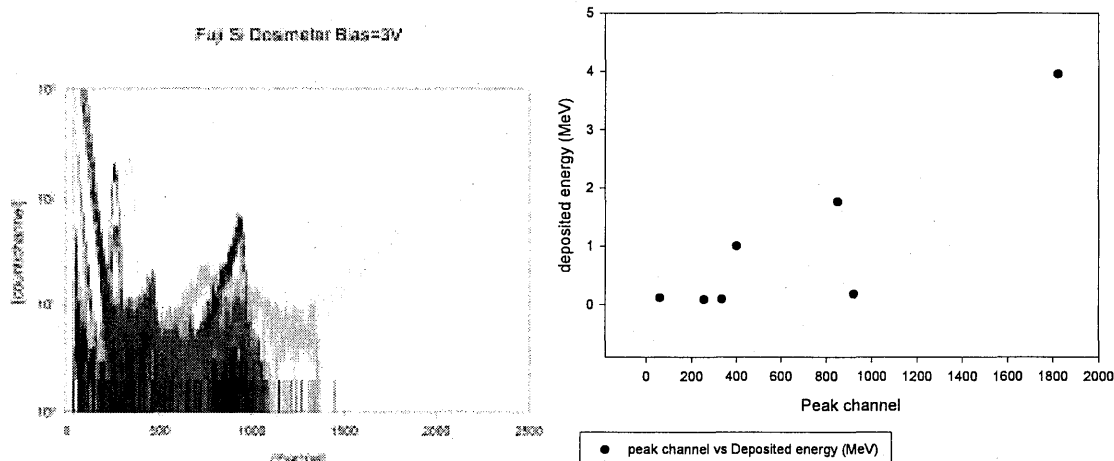
中性子個人被ばく線量計の航空機内中性子計測への応用

高田真志 (放医研)、布宮智也 (富士電機)、保田浩志 (放医研)、中村尚司 (東北大CYRIC)

現在、航空機内の放射線線量を計測する測定器は、5インチの組織等価型ガス比例計数管などがあり、中性子に関しては、高エネルギー応答を補償したレムカウンター、バブル線量計があるが、レムカウンターは20 kg 近くの重量が問題で、バブル線量計はリアルタイムでないのと経年変化が問題である。しかし、現在、小型の検出器でリアルタイムに中性子線量を計測できる検出器はないのが実情である。そこで、簡易に航空機搭乗員の中性子被ばく線量を正確に計測するために、富士電機システムズが開発した原子力発電用の中性子個人被ばく線量計（高感度と優れた中性子レスポンス特性を有する）の応用を考えた。これまでの数フライトの結果、電子式中性子線量計は中性子の線量当量よりも10~20倍、過大評価することが分かった。この原因を追究して、航空機で簡単に中性子の被ばく線量を実測できる線量計を開発する。原因として、放射線環境に混在する陽子を中性子と認識する誤計測と高エネルギー中性子(10MeV以上)に対するレスポンスが小さいことを考えている。ここでは前者について調べた。

実験は、線量計に使用されているシリコン素子に中性子と陽子を照射し、波高分布を計測して調べた。30 MeV陽子のピーク値は中性子により生成される α 粒子とLi粒子による波高分布とは、空乏層に付与するエネルギー量の違いから陽子と中性子による波高分布は識別できると考え、30 MeV陽子と中性子による波高分布を計測した(左下図)。陽子によるピーク値は中性子成分と同じ領域にあり、識別はできていない。エネルギー付与とピークチャンネルの相関(右下図)を調べると、シリコンの空乏層でフルストップする粒子と通過する粒子で直線性が明らかに異なる。アルファ線を計測した時の信号の大きさから得たシリコンに付与されたエネルギーは約4MeVで、線源から放出されたエネルギーと大きな相違が無いことからフルストップ粒子の相関が正しく、貫通した粒子の相関の評価に間違いがある可能性がある。今後、貫通する陽子、フルストップする陽子のエネルギー付与量、これに直接、関係する空乏層の厚さに重点を置いて調べ、荷電粒子と中性子成分の識別を完了させる。

2D Graph 2



数 10MeV 粒子による重粒子生成断面積の測定法の開発 5

萩原雅之, 大石卓司, 奥地俊夫, 馬場護(東北大学サイクロトロン・RI センター),
佐波俊哉(KEK), 高田真志, 宮原信幸(放医研)

1. はじめに

近年, 半導体技術の発展によりデバイスの微細化が進み, 宇宙衛星や航空機などで用いられている半導体素子の放射線損傷が問題となっている. 特に, 半導体素子の誤動作(ソフトエラー)を招くシングルイベントアップセット(SEU:メモリ情報反転現象)は, 宇宙空間だけでなく地上レベルでも問題となっており, 大気や宇宙船・衛星の構造材との核反応によって生成される中性子・陽子などの二次宇宙線がその主な原因とされている. 中高エネルギーの中性子や陽子は, それ自体では LET が小さいため, 半導体に対し直接影響を及ぼさないが, 半導体素子の構成元素であるシリコンとの核反応によって二次荷電粒子を生じ, 間接的に素子の電離・損傷を引き起こす. 半導体ソフトエラー現象の解明・評価には, 局所的な電離・損傷に寄与する高 LET フラグメント(α 粒子よりも重い二次重荷電粒子)の生成確率や放出エネルギー・角度情報, つまり二重微分断面積が重要である. しかし, 中性子・陽子によるフラグメント生成の二重微分断面積の実験データは, 生成量が少ないこと(μb オーダー)やエネルギー損失が大きく(数~数 10 MeV/ μm シリコン中), 飛程が短い(数 μm シリコン中)などの実験的困難のため, 特に重要な数 10 MeV 領域において, ほとんど皆無に近い状態である. このため, データライブラリが整備されておらず, 理論計算の結果の検証も難しく, 実験データの集積が求められている.

当グループでは, 数 10 MeV 核子の系統的なフラグメント生成二重微分断面積取得のため, 次に述べる Bragg Curve Counter (BCC)[1, 2]を用いた手法と Energy・Time-Of-Flight(E-TOF)法[3,7]に着目し, フラグメント測定に適した検出器・測定法の開発やデータの取得を進めている[4-6]. 本報告書では, 放射線医学総合研究所 AVF サイクロトロン汎用照射室 C8 コースにおいて行った 70 MeV 陽子入射によるシリコンからの生成フラグメント二重微分断面積の測定結果について報告する. 実験は BCC

と E-TOF 法の二つの手法を用いて行い, シリコンから放出されたフラグメントのエネルギースペクトルを測定した. 放出角度の系統的な測定は BCC を用いて行い, 30° から 135° 方向の 4 角度点にてデータを得た. また, BCC の解析手法の高度化(飛程情報による粒子弁別・高エネルギー粒子の突き抜け補正)によって, 低エネルギーと高エネルギー側双方に測定エネルギースペクトルのダイナミックレンジを大幅に伸ばした. 得られた結果は, 核内カスケードモデル等の核反応理論計算と比較した.

2. BCC, E-TOF法

BCCの原理は平成13,14年度報告書で述べたので, 簡潔に述べる. BCCは基本的にグリッド付きガス電離箱であり, フラグメントが検出ガス中を走ることによって生成した電離電子の深さ分布(=ブラッグカーブ)をアノード信号の時間分布の形で取得する検出器である. また, ガス検出器であるため, 立体角を大きく取れ短時間に効率よくデータを取得できることから, 系統的な測定に適している. 通常BCCは, 粒子のエネルギー情報をブラッグピーク値(α 粒子の原子番号)によって識別して取得するが, ブラッグピークを形成しない低エネルギー粒子や検出器を突き抜けてしまう高エネルギー粒子に対して適用するのは難しく, 測定エネルギーのダイナミックレンジが小さいという問題があった. 本研究では, ダイナミックレンジを拡張するため, 二つの測定手法の高度化を行った. 一つは1)飛程による粒子弁別であり, もう一つは2)突き抜け粒子のエネルギー補正である. 1)については平成13年度報告書で述べたが, カソード信号を利用することによって粒子の飛程に関する情報を引き出した. 具体的には, カソード信号とアノード信号の時間差から図1に示すような飛程情報($d-R$ の情報)を測定できる. (ここで, d はカソード・グリッド間の距離で, R は粒子の飛程である.) 飛程情報はブラッグピークによる粒子弁別手法と異なり, 分解能が無限に良い検出器であれば原理的に弁別下限値がないので, ブラッグピーク弁別下限値以下の低エネルギーフラ

グメントの弁別に用いることができる。2) に関しては平成16年度報告書で述べたが、検出器長さよりも長い飛程をもった粒子は、全エネルギーを付与せず検出器を突き抜けてしまう。そのため、フラグメントの突き抜けエネルギーが、測定スペクトルの高エネルギー側の限界となっていた。本研究では、検出器に付与した部分的エネルギー(ΔE)と粒子情報から、 ΔE -E法の逆問題として、突き抜け粒子のエネルギー補正を行い、エネルギースペクトルの上限を大きく向上させた。以上二つの測定手法の高度化によって、従来のBCC検出法に比べて最大2倍にダイナミックレンジを拡張することができた。

E-TOF法の原理に関しては平成14年度報告書で述べたので簡単に説明する。E-TOF法とはエネルギーと飛行時間の比を得ることにより粒子を質量で識別し、そのエネルギースペクトルを得る測定法である。通常シリコン半導体検出器を検出器として用いるので、立体角が小さく系統的な測定には不向きであるが、ほとんどすべてのエネルギー範囲で弁別測定が期待できる特徴を持っている。本研究では、比較的ビーム強度が得られる陽子入射反応に適用しBCCの相補的な検出法として用いた。

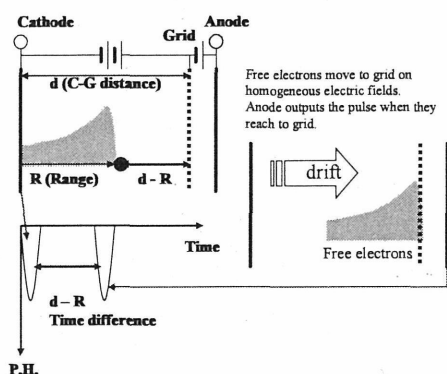


図1. カソード・アノード時間差による粒子の飛程情報取得手法の原理

3. 実験

実験は放射線医学総合研究所のAVFサイクロトロン汎用照射室C8コースで行った。実験体系は前回の測定で用いたものとほぼ同様である。図2に示すように散乱チャンパーに検出器を接続し、ターゲットから30°, 60°, 90°, 135°方向に放出したフラグメントを測定した。入射窓は、2.5 μm のアルミニイズドマイラーを用いてカソード電極の役割も持たせ

ることによって、フラグメントのエネルギーロスを大幅に軽減している。シリコンターゲットは、ZnSビームビューアーや ^{241}Am α 線源と共に、遠隔で操作できるラダー状ターゲットチェンジャーに配置した。シリコンターゲットは、薄いセルフサポートのものを作成することが難しいため、10 μm 厚のタンタル箔にシリコンを310 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の厚さで一様に蒸着することによって作成した。測定は、シリコンサンプルだけで無くタンタルバックングに対しても行い、タンタルの測定値をバックグラウンドとして差し引くことによってシリコンから生成したフラグメントを評価した。入射ビームとして陽子70 MeVを用い、ターゲット上にて $\sim 5 \text{ mm}\phi$ に絞り、ビーム量 $\sim 40 \text{ nA}$ で測定を行った。データ収集はCAMAC+kodakシステム[8]によって行った。

E-TOF法では、スタート検出器にSSD(6 μm 厚)を用い、ストップ検出器(E検出器)にSSD(250 μm 厚)を用いた。ターゲットから30°方向に放出したフラグメントを測定し、フラグメントの飛行距離は900 mmとした。

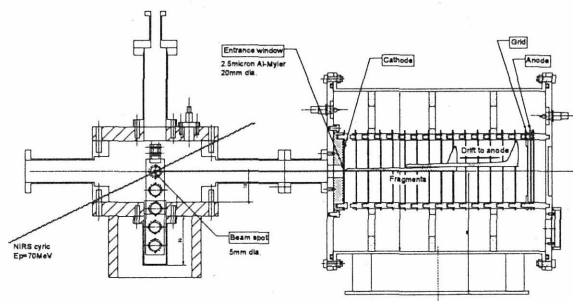


図2. BCC 実験配置図

測定された代表的なエネルギー対ブラックピークの二次元スペクトルを、シリコンサンプルとタンタルバックングに関して、それぞれ図3と図4に示す。シリコンサンプルから得られた二次元プロットでは、ヘリウムから酸素までの各フラグメントが明確に分離されている。一方、タンタルバックングでは、リチウム以上のフラグメントは、ほとんど観測されず、入射陽子数で規格化するとフォアグラウンド(シリコンサンプル)の10%未満であった。これは重核であるタンタルのフラグメント生成量が少ないことによる。図5は図3と同じ条件で得られたカソード・アノード時間差による飛程対エネルギーの二次元スペクトルである。図5を用いた弁別では、従来の図3による弁別手法よりも1~2 MeVほど低いエネルギーで粒子弁別が可能であった。

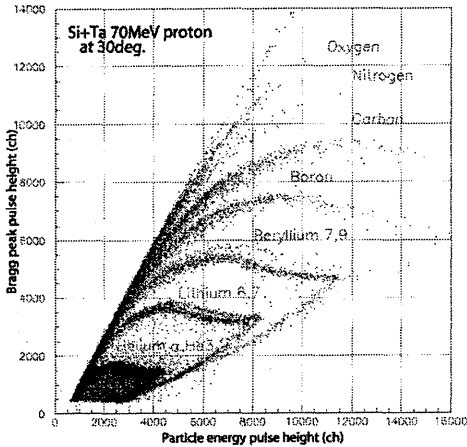


図3. エネルギー対ブラックピークの二次元分布結果
(Si 310 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ + Taバッキング 10 μm 厚, 30°方向)

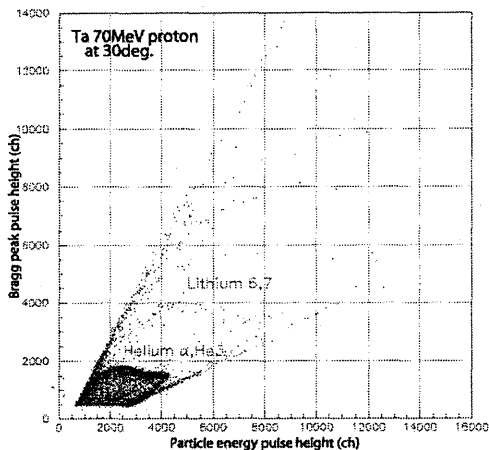


図4. エネルギー対ブラックピークの二次元分布結果
(Ta バッキング 10 μm 厚, 30°方向)

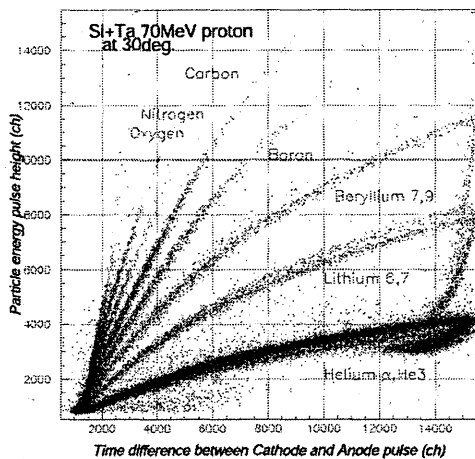


図5. 時間差(飛程)対エネルギーの二次元分布結果
(Si 310 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ + Taバッキング 10 μm 厚, 30°方向)

4. 結果・考察

図6にBCCとE-TOFによって得られたシリコンから放出された α 粒子の二重微分断面積をそれぞれ30°, 60°, 90°, 135°に関して、核データライブラリ LA150[9]と比較して示す。本研究ではリチウム以上の核種を測定ターゲットにしているため、得られる α 粒子スペクトルのダイナミックレンジは大きくないが、30°のデータに関してBCCとE-TOFによって得られた結果はオーバーラップ領域でよい一致を示し、両データは全体的にLA150ともよい一致を示した。他の角度ではBCCのみの結果であるが、測定エネルギー領域において、LA150と良い一致が得られた。

リチウム以上の核種では、評価値や実験値が無いため、核内カスケードモデルによる理論計算との比較を行った。図7に得られたシリコンのフラグメント生成二重微分断面積(Heから酸素)を、汎用粒子・重粒子輸送計算コード(PHITS)[10]で計算した値と比較して、示す。計算では、蒸発モデルとしてGEMモデルを採用し、核内カスケードモデルとして三種類のモデル(Bertini, ISOBAR, JQMD)を用いた。He生成に関しては、原田らによって得られた陽子68 MeVによるアルミニウムの実験値[13]とも比較を行った。結果として、大きな過小評価が見られるBertiniモデルを除けば、各モデルの計算値は、概ね重い粒子に関して実験値と良い一致を示した。しかし、軽フラグメント(He~Be)放出ではどのモデルも過小評価の傾向を示し、特に前方方向や高エネルギー領域で大きな差がみられる。通常、核内カスケードモデルではフラグメント生成はカスケード過程と蒸発過程の二段階で計算される。蒸発過程で放出される粒子は大きなエネルギーや方向性を持ち得ないので、カスケード過程でのフラグメント放出が過少に計算されていることになる。これらのカスケードモデルでは、核反応を主として核子・核子衝突で記述し、フラグメントは残留核として扱われる。軽フラグメントは、核子・核子衝突のカスケード計算では残留核になりにくくほとんど生成されない。フラグメントスペクトルの高エネルギー成分や前方性を再現するためには、カスケード過程における積極的なフラグメント放出を考慮する必要があると考える。

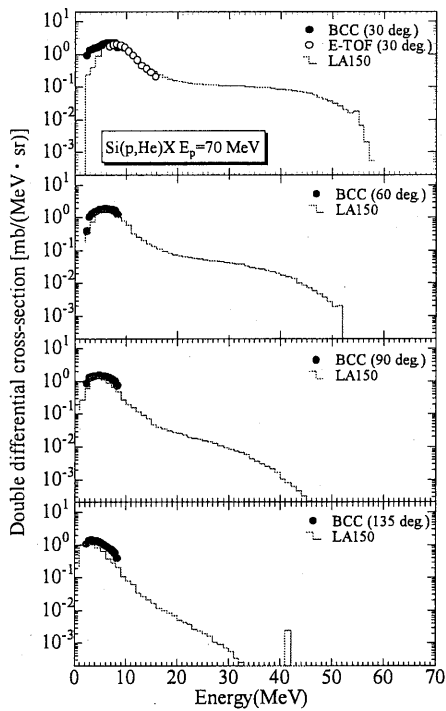


図6. 二重微分断面積結果(Si(p,He)反応)

図8は、本研究で得られたシリコンと平成15年度報告書において報告したアルミニウムのフラグメント二重微分断面積の比較を示す。これまで、シリコンに対するフラグメント微分データは得られていなかったため、SEUの評価は原子番号の近いアルミニウムのデータを代用して行っていた。同手法によって得られた二つの核種の結果を比較することによって、その妥当性を検討した。結果として、アルミニウムとシリコンから生成するフラグメントのスペクトルはその形状・絶対値において概ね良い一致を示した。この結果は、他のグループによる放射化実験[11, 12]による⁷Be生成断面積結果でも同様の傾向が見られる。(図9)したがって、アルミニウムはシリコンのデータの代わりになりえることが言える。アルミニウムはシリコンに比べて安価であり、サンプルの作成が容易であるため、このことは実験上重要な知見である。

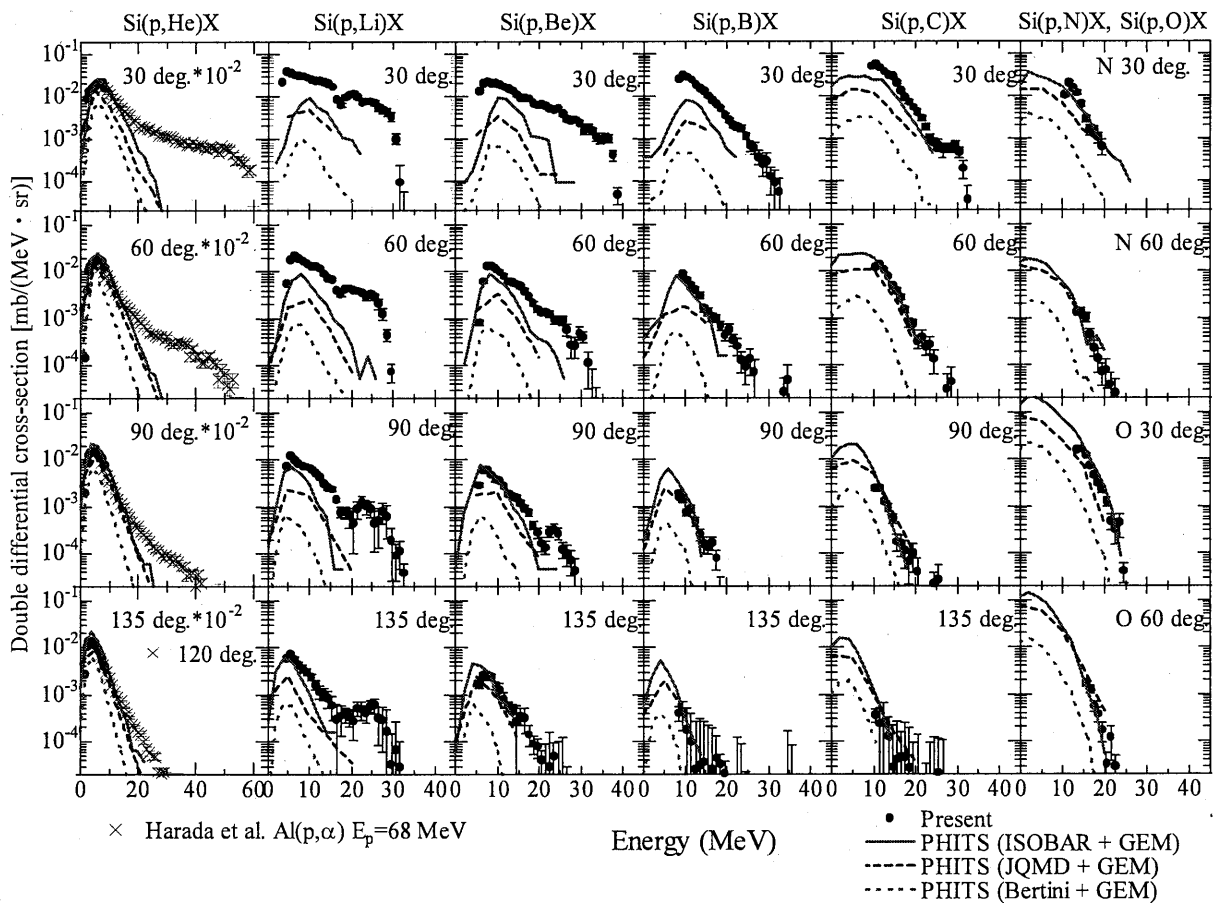


図7. 陽子 70 MeV 入射によるシリコンのフラグメント生成二重微分断面積

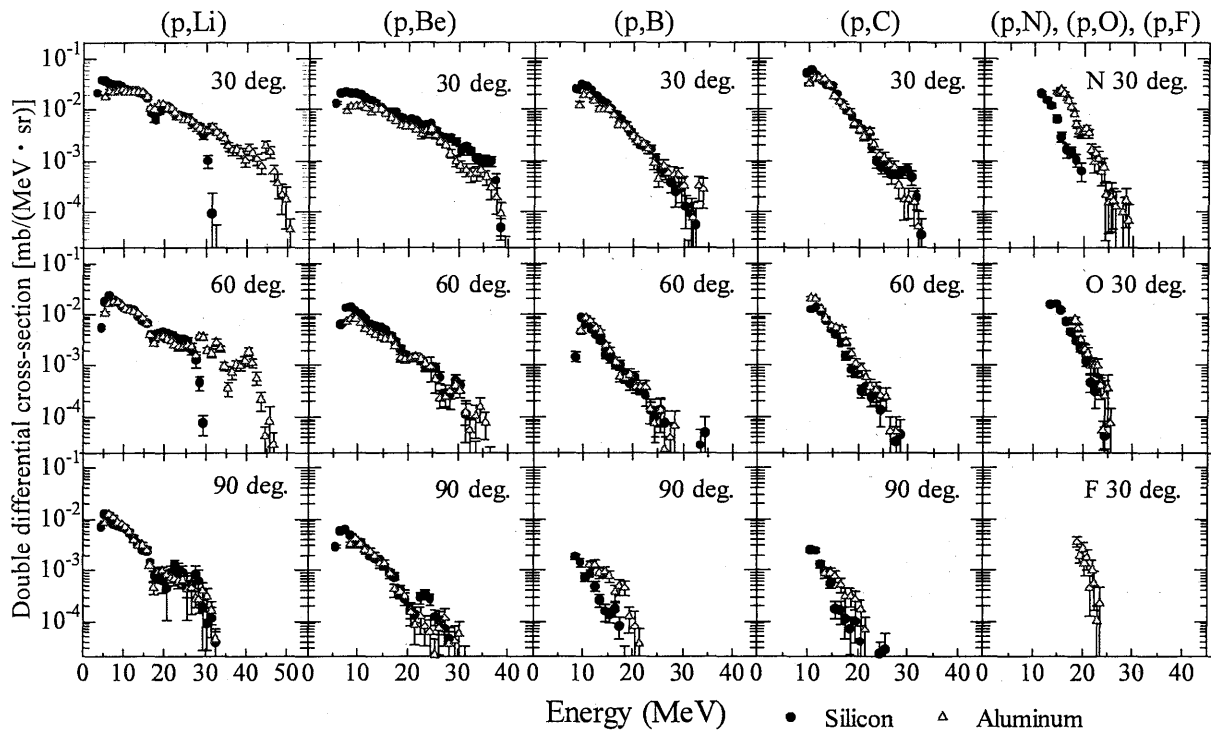


図8. 陽子 70 MeV 入射によるシリコンとアルミニウムフラグメント生成二重微分断面の比較

5. まとめ

放射線医学総合研究所のサイクロトロン汎用照射室 C8 コースにて、陽子 70 MeV 入射反応によるシリコンのフラグメント生成二重微分断面の測定を、ブラックカーブカウンター(BCC)法と E-TOF 法を用いて行った。数 10 MeV 領域におけるシリコンからのフラグメントエネルギースペクトルデータを 30°, 60°, 90°, 135° 方向の 4 角度点に対して初めて得た。本実験値は、 α 粒子生成に関して BCC・E-TOF 法による両測定値共に LA150 や原田らの実験値とよい一致を示した。一方、核内カスケードモデルによる計算値は、低エネルギー領域では実験値と良い一致を示したが、高エネルギー領域では実験値に比べて小さい値を示した。特に高エネルギー成分や前方方向で差異が大きいので、カスケード過程におけるフラグメント生成が過少に計算されていることがわかった。カスケードモデル間での比較では、高エネルギー軽フラグメントの過小評価はあるものの ISOBAR モデルが比較的实验値の再現性が良いことがわかった。またシリコンとアルミニウムの両実験データの比較によって、アルミニウムのデータがシリコンのデータの代用になりうることを示した。

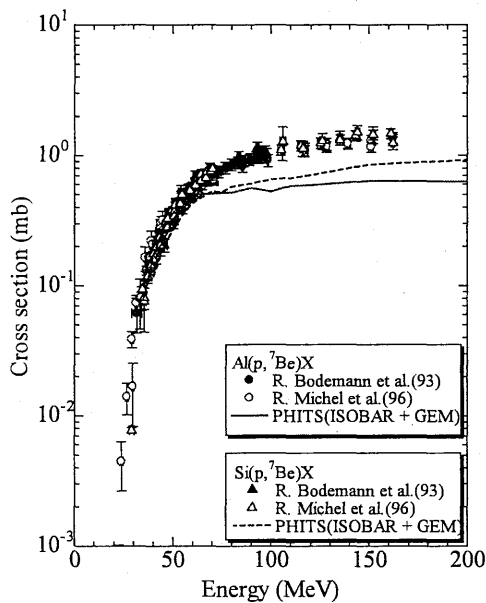


図8. ${}^7\text{Be}$ 生成断面積 (Si(p,Be), Al(p,Be)反応)

参考文献

- [1] C.R.Gruhn, M.Binimi, R.Legrain, R.Loveman, W.Pang, M.Roach, D.K.Scotta, Shotter, T.J.Symons, J.Wouters, M.Zisman, R.Devries, Y.C.Peng and W.Sondheim, Nucl. Instrum. Methods, 196 (1982) 33
- [2] N.J.Shenhav and H.Stelzer, Nucl.Instrum.Meth. 228 (1985) 359
- [3] C.T.Roche, R.G.Clark, G.J.Mathews and V.E.Viola, Jr, Phys. Rev. C 14 (1976) 410
- [4] M. Hagiwara, T. Sanami, M. Baba, T. Oishi, N. Hirabayashi, M. Takada, H. Nakashima and S. Tanaka, Proc. of the international conference on Nuclear Data for Science and Technology ND2004, 769 (September 2004) 1031.
- [5] T. Sanami, M. Baba, M. Hagiwara, T.Hiroishi, M.Hosokawa, N.Kawata, N.Hirabayashi, T.Oishi, H.Nakashima and S.Tanaka. J. Nucl. Sci. and Tech. Suppl. 4 (2004) 502
- [6] T.Sanami, M.Baba, K.Saito, N.Hirakawa. Nucl. Instrum. Meth. A440 (2000) 403
- [7] K. Kwiatkowski, S. H. Zhou, T. E. Ward, et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983)1648
- [8] K.Omata and Y.Hujita, INS-Rep-884, Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, 1991
- [9] M. B. Chadwick, P. G.Young, S. Chiba, S.C. Frankle, G. M. Hale, H. G. Hughes, A. J. Koning, R. C. Little, R. E. MacFarlane, R. E. Prael and L.S. Waters, Nucl. Sci. Eng., 1331 (1999) 293
- [10] H. Iwase, K. Niita, T. Nakamura, J. Nucl. Sci. and Tech. 39 No.11 (2002) 1142
- [11] R. Bodemann, H.-J. Lange, R. Michel, T. Schiekkel et al., Nucl. Instr. Meth. B82 (1993) 9.
- [12] R. Michel, R. Bodemann, H. Busemann, R. Daunke et al., Nucl. Instr. and Meth. B129 (1997) 153
- [13] Masahide HARADA et al., J. of Nucl. Sci. and Technol., Suppl. 2, 393-396 (2002).

研究成果

- [1] 萩原, 佐波, 大石, 馬場他:原子力学会 2005 年秋の大会予稿集”70MeV 陽子入射反応に対する Si からの二次重荷電粒子生成断面積の測定”
- [2] 佐波, 萩原, 大石, 馬場他:原子力学会 2005 年秋の大会予稿集” 数 10MeV 中性子による二次フラグメントのスペクトル測定(2)”
- [3] 萩原, 佐波, 大石, 馬場他:原子力学会 2006 年春の年会予稿集”数 10 MeV 粒子入射反応に対するフラグメント生成微分断面積—50, 70 MeV 陽子入射反応—”
- [4] 佐波, 萩原, 大石, 馬場他:原子力学会 2006 年春の年会予稿集”数 10 MeV 粒子入射反応に対するフラグメント生成微分断面積—65 MeV 中性子入射反応—”
- [5] 萩原, 佐波, 大石, 馬場他:2005 年核データ研究会” Measurements of double differential fragment production cross sections of silicon for 70 MeV protons”
- [6] M. Baba, M. Hagiwra, T. Sanami, T. Oishi et al., ”Proceedings of the Perspectives for Nuclear Data for the Next Decade Workshop, CEA DIF Bruyères-le-châtel, Sep. 26-28, 2005” Differential cross sections of complex particle emission reactions”
- [7] M. Hagiwra, T. Sanami, M. Baba, T. Oishi et al.,”AIP Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology –ND2004, 769, p1031, Sep. 2004 “Measurement of Differential Cross Sections of Secondary Heavy Particles Induced by Tens of MeV Particles”
- [8] M. Hagiwra, T. Sanami, T. Oishi, M. Baba et al.,”Journal of Radiation Protection Bulletins, special issues, p53-56, 2005 “Measurement of Differential Cross Sections of Secondary Heavy Charged Particles Induced by 70 MeV Protons for Microdosimetry Study”

飛翔体搭乗員用の個人線量計の開発に関する研究

小口靖弘¹、大口裕之¹、篠崎和佳子¹、藤崎三郎¹、寿藤紀道¹、山林尚道¹、
安田仲宏²、高田真志²、金ウンジュ³、矢島千秋³、宮原信幸⁴

1. はじめに

現在、国際宇宙ステーション、航空機の搭乗員の放射線被ばく線量の測定方法及び評価方法の開発が盛んに行われている。しかしながら、高高度飛翔体中における高エネルギー放射線の被ばく線量を測定できる適切な検出器は未だ実用化されていない。CR-39 固体飛跡検出器は、中性子線量測定、宇宙放射線計測など幅広い分野で使われており、イオンのエネルギーに対する検出限界の異なる素材がこれまでに数種類開発されている。しかし、一般的に検出感度を高くした素材ほどエッチング後の表面荒れが大きく、エッチピットの計測が困難になることが知られている。本研究では、エッチング後の表面荒れを抑制しながら検出感度の向上を図り、飛翔体搭乗員用の個人線量計の検出素子を得ることを目的として、酸化防止剤を添加した CR-39 を作製し、その諸特性を調べた。

2. 実験材料及び実験方法

本研究では、真空蒸留精製によって単量体純度を高めた高純度 CR-39 モノマーに、フェノール系酸化防止剤（商品名：IRGANOX 1010）をそれぞれ 0.01 wt%、0.05 wt%及び 0.07 wt%添加し、これらのモノマーに重合開始剤として IPP を加えて、約 20 時間の熱履歴で重合・成型した。3 種類の CR-39 に、放射線医学総合研究所のサイクロトロン加速器を用いて様々なエネルギーのプロトンを照射した。照射後、70℃の 5N NaOH 水溶液を用いてエッチングした。エッチピット生成の有無の判定は光学顕微鏡を用いて行った。また表面荒れの比較のため、未精製のモノマーに酸化防止剤を 0.01 wt%添加した CR-39 を作製して対照実験に用いた。

3. 研究結果

酸化防止剤を 0.01 wt%、0.05 wt%及び 0.07 wt%添加した CR-39 は、それぞれ 23 MeV、27 MeV、25 MeV 以下のエネルギーのプロトンに対して飛跡を生成した。また原子間力顕微鏡を用いて表面状態の粗さを測定した結果、エッチング後の表面状態は未精製のモノマーに比べて精製モノマーを用いて作製した CR-39 の方が比較的滑らかであることが分かった。

4. 研究成果

1. “Development of New CR-39 Nuclear Track Detector Doped with Phenolic Antioxidant”, Y. Koguchi, O. Ohguchi, S. Takebayashi, W. Shinozaki, N. Yasuda, M. Takada, S. Kodaira, S. Fujisaki, N. Juto, Proceedings of ISORD-3, 2005 (China).

1. 株式会社千代田テクノロ 大洗研究所, 2. 放医研 宇宙放射線防護プロジェクト,
3. 放医研 緊急被ばく医療研究センター, 4. 放医研 重粒子

α線検出器の感度分布測定系構築

矢島千秋、金うんじゅ、結城政則*、鈴木敏和
放医研、*東京ニュークリア

1. 序論

我々は大面積検出面を持つα線検出器の開発研究を行っているが、その感度分布評価試験には、ビーム径や粒子束密度及びエネルギーが調整可能である加速器からのα線 ($^4\text{He}^{2+}$) が非常に有効であると考えられる。そこで、放医研サイクロトロンを用いた感度分布試験用α線基準場の構築を検討した。基本的に、α線の粒子束密度については加速器制御系で調整し、ビーム径については検出器直前に配置したコリメータによって調整することを想定している。しかしながら、エネルギーに関しては加速器側でα線の加速エネルギーを最小 24 MeV までしか調整できないため、一般的なα壊変核種から放出されるα線エネルギー範囲 (およそ 4~8 MeV) を得るためには、24 MeV のα線を目的のエネルギーまで減速させる手段が必要である。そこで今回、空気中の減衰を利用し、α線の到達距離によって最大エネルギーを調整する方法を考案し、その評価を行った。

2. 実験

実験は、汎用照射室 C6 コースを用いて行った。24 MeV α線ビームを空気中に取り出し、2 mm φの亚克力製コリメータを直前に設置したプラスチックシンチレータ検出器に入射させ、真空フランジ窓外面から 21.5 cm、22.5 cm、23.5 cm の位置に検出器を配置した場合のエネルギースペクトル測定を行った。あらかじめフランジ窓と空気中そして検出器窓での減衰を考慮した計算を行ったところ、21.5 cm、22.5 cm、23.5 cm の位置でのシンチレータ表面におけるα線の最大エネルギーはそれぞれ 6.7 MeV、5.9 MeV、4.9 MeV となると予想された。

3. 結果と考察

測定の結果、真空フランジ窓外面から 21.5 cm、22.5 cm、23.5 cm の位置に検出器を設置した場合に得られたα線のエネルギースペクトルのピーク中心位置は、全チャンネル数を 8192 チャンネルとしてそれぞれ 3088、3005、2879 チャンネルとなった。3088 と 3005、3005 と 2879 チャンネルのチャンネル数の差の比は約 2 : 3 となる。計算からは、21.5 cm、22.5 cm、23.5 cm の位置でのシンチレータ表面におけるα線の最大エネルギーはそれぞれ 6.7 MeV、5.9 MeV、4.9 MeV となると予想されており、となりあうエネルギー差比は 4 : 5 となる。今着目しているエネルギー範囲においてエネルギーとチャンネルの直線性が成り立つとした場合、測定からのチャンネル数差比と計算からのエネルギー差比の違いは、計算値が実験によって定量的には再現されなかったことを意味する。しかしながら、この差異については、検出器の設置位置に±0.2 cm 程度のずれがあったと仮定することで説明が可能である。一例を示すと、検出器位置が 21.5 cm、22.5 cm、23.7 cm (設定値 23.5 cm より +0.2cm) であったと仮定して計算を行うと、シンチレータ表面におけるα線の最大エネルギーはそれぞれ 6.7 MeV、5.9 MeV、4.7 MeV となる。この場合、となりあうエネルギー差比は 2 : 3 となり、実験で得られたチャンネル数差比と一致する。

4. まとめ

今回の実験では、α線の空気中到達距離によって最大エネルギーを調整する方法の妥当性を定性的には示すことができたが、計算値を定量的に再現するには至らなかった。今後の課題としては、検出器位置の精密な設定とフランジ窓厚や検出器遮光膜厚の評価、そしてより高精度のα線スペクトロメータによるエネルギースペクトルの測定が考えられる。加えて、今回は議論していないが、エネルギーの位置依存性や粒子束密度分布などα線基準場の基本的性質の評価も必要である。

関 連 資 料

- A. サイクロトロン平成17年度第Ⅰ期・Ⅱ期マシンタイム予定表
- B. サイクロトロンの運転・維持及び改良・開発
- C. 宇宙環境中における中性子測定器の開発

A. サイクロトロン平成17年度第Ⅰ期・Ⅱ期マシンタイム予定表

別表:平成17年度第I期マシンタイム予定表(H17.4.1~H17.8.31)

1/4

| 月 日 | 小型サイクロトロン | | 大型サイクロトロン | | 月 日 | 小型サイクロトロン | | 大型サイクロトロン | |
|--------------|-----------|------|--|---|--------------|-----------|--------|---|---|
| | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 | | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 |
| 3月28日 (月) | メンテナンス | R&D | メンテナンス | R&D | 4月18日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | |
| 3月29日 (火) | RI生産 | | R&D | | 4月19日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 3月30日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 4月20日 (水) | RI生産 | | 陽子線の吸収線量の測定 平岡 P70MeV/数nA C9 | |
| 3月31日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 4月21日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 4月1日 (金) | RI生産 | | R&D | | 4月22日 (金) | RI生産 | 所内公開準備 | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | 所内公開準備 |
| 4月2日 (土) | | | | | 4月23日 (土) | | | | |
| 4月3日 (日) | | | | | 4月24日 (日) | | | | |
| 4月4日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | 4月25日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 |
| 4月5日 (火) | RI生産 | | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田(宮原) D25MeV/10 μ A C3 | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | 4月26日 (火) | RI生産 | | 低線量生体影響 大町 D25MeV/20 μ A C3 | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 |
| 4月6日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 4月27日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 4月7日 (木) | RI生産 | | 二次電子の角度分布等の測定 佐藤 α 60MeV/500nA C10 | | 4月28日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 4月8日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 4月29日 (金) | みどりの日 | | | |
| 4月9日 (土) | | | | | 4月30日 (土) | | | | |
| 4月10日 (日) | | | | | 5月1日 (日) | | | | |
| 4月11日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | 5月2日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 |
| 4月12日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 5月3日 (火) | 憲法記念日 | | | |
| 4月13日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 5月4日 (水) | 休日 | | | |
| 4月14日 (木) | RI生産 | | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田 P70MeV/10 μ A C6 | | 5月5日 (木) | 子どもの日 | | | |
| 4月15日 (金) | RI生産 | | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田 P70MeV/10 μ A C6 | | 5月6日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 4月16日 (土) | | | | | 5月7日 (土) | | | | |
| 4月17日 (日) | | | | | 5月8日 (日) | | | | |

別表:平成17年度第I期マシナタイム予定表(H17.4.1~H17.8.31)

2/4

| 月 日 | 小型サイクロトロン | | 大型サイクロトロン | | 月 日 | 小型サイクロトロン | | 大型サイクロトロン | |
|--------------|-----------|------|--|--|--------------|-----------|------|--|--|
| | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 | | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 |
| 5月9日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | 5月30日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | |
| 5月10日 (火) | RI生産 | | 宇宙放射線の荷電粒子成分 検出器の開発 内堀 P70MeV/~1nA C8 | | 5月31日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | |
| 5月11日 (水) | RI生産 | | 宇宙放射線の荷電粒子成分 検出器の開発 内堀 P70MeV/~1nA C8 | | 6月1日 (水) | RI生産 | | 放射線による酵素効化減少の機構 古澤 P70MeV/ C9 | |
| 5月12日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | | 6月2日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | |
| 5月13日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | | 6月3日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | |
| 5月14日 (土) | | | | | 6月4日 (土) | | | | |
| 5月15日 (日) | | | | | 6月5日 (日) | | | | |
| 5月16日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | | 6月6日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 |
| 5月17日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | | 6月7日 (火) | RI生産 | | 低線量生体影響 大町 D25MeV/20 μ A C3 | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 |
| 5月18日 (水) | RI生産 | | 各種材料等の放射線による特性変化の測定 IAXA P70MeV/100nA C8 | | 6月8日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | |
| 5月19日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | | 6月9日 (木) | RI生産 | | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田(保田) P70MeV/10 μ A C6orC8 | |
| 5月20日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | | 6月10日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | |
| 5月21日 (土) | | | | | 6月11日 (土) | | | | |
| 5月22日 (日) | | | | | 6月12日 (日) | | | | |
| 5月23日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | 6月13日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | |
| 5月24日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | | 6月14日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | |
| 5月25日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | | 6月15日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc. C1,C2,C4 | |
| 5月26日 (木) | RI生産 | | 二次電子の角度分布等の測定 佐藤 α 60MeV/500nA C10 | | 6月16日 (木) | RI生産 | | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田(保田) P70MeV/10 μ A C6orC8 | |
| 5月27日 (金) | RI生産 | | 中性子の吸収線量の測定 平岡 D25MeV/20 μ A C3 | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田 P30MeV/10 μ A C6 | 6月17日 (木) | RI生産 | | 各種材料等の放射線による特性変化の測定 IAXA P70MeV/100nA C8 | |
| 5月28日 (土) | | | | | 6月18日 (土) | | | | |
| 5月29日 (日) | | | | | 6月19日 (日) | | | | |

| 月日 | 小型サイクロトロン | | 大型サイクロトロン | | 月日 | 小型サイクロトロン | | 大型サイクロトロン | |
|--------------|-----------|------|--|---|--------------|-----------|----|---|---|
| | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 | | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 |
| 6月20日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | 7月11日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | |
| 6月21日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 7月12日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 6月22日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 7月13日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 6月23日 (木) | RI生産 | | 宇宙放射線の荷電粒子成分 検出器の開発 内堀 P70MeV/~1nA C8 | | 7月14日 (木) | RI生産 | | 二次電子の角度分布等の測定 佐藤 α 60MeV/500nA C10 | |
| 6月24日 (金) | RI生産 | | 宇宙放射線の荷電粒子成分 検出器の開発 内堀 P70MeV/~1nA C8 | | 7月15日 (金) | RI生産 | | 宇宙環境における中性子 測定器の開発 高田 P70MeV/10nA C6 | |
| 6月25日 (土) | | | | | 7月16日 (土) | | | | |
| 6月26日 (日) | | | | | 7月17日 (日) | | | | |
| 6月27日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | | 7月18日 (月) | | | 海の日 | |
| 6月28日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 7月19日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 6月29日 (水) | RI生産 | | 陽子線の吸収線量の測定 平岡 P70MeV/数nA C9 | | 7月20日 (水) | RI生産 | | 放射線による酵素効化減少の機構 古澤 P70MeV/ C9 | |
| 6月30日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 7月21日 (木) | RI生産 | | 宇宙環境における中性子 測定器の開発 高田(保田) P70MeV/10 μ A C6orC8 | |
| 7月1日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 7月22日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 7月2日 (土) | | | | | 7月23日 (土) | | | | |
| 7月3日 (日) | | | | | 7月24日 (日) | | | | |
| 7月4日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | 7月25日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | |
| 7月5日 (火) | RI生産 | | 低線量生体影響 大町 D25MeV/20 μ A C3 | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | 7月26日 (火) | RI生産 | | 低線量生体影響 大町 D25MeV/20 μ A C3 | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 |
| 7月6日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 7月27日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 7月7日 (木) | RI生産 | | 二次電子の角度分布等の測定 佐藤 α 60MeV/500nA C10 | | 7月28日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | |
| 7月8日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 7月29日 (金) | RI生産 | | R&D | |
| 7月9日 (土) | | | | | 7月30日 (土) | | | | |
| 7月10日 (日) | | | | | 7月31日 (日) | | | | |

| 小型サイクロトロン | | 大型サイクロトロン | | 小型サイクロトロン | | 大型サイクロトロン | |
|--------------|---------------|-----------|---|---|--------------|-----------|---|
| 月日 | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 | 月日 | 午前 | 午後 |
| 8月1日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | 8月22日 (月) | 長期メンテナンス | |
| 8月2日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 8月23日 (火) | 長期メンテナンス | |
| 8月3日 (水) | RI生産 | | 各種材料等の放射線による特性変化の測定 JAXA P70MeV/100nA C8 | | 8月24日 (水) | 長期メンテナンス | |
| 8月4日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | | 8月25日 (木) | 長期メンテナンス | |
| 8月5日 (金) | RI生産 | 停電準備 | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 | 停電準備 | 8月26日 (金) | 長期メンテナンス | |
| 8月6日 (土) | | | | | 8月27日 (土) | | |
| 8月7日 (日) | | | | | 8月28日 (日) | | |
| 8月8日 (月) | 長期メンテナンス (停電) | | | | 8月29日 (月) | メンテナンス | RI生産 メンテナンス RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 |
| 8月9日 (火) | 長期メンテナンス | | | | 8月30日 (火) | RI生産 | R&D(佐藤) |
| 8月10日 (水) | 長期メンテナンス | | | | 8月31日 (水) | RI生産 | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc、C1,C2,C4 |
| 8月11日 (木) | 長期メンテナンス | | | | 9月1日 (木) | II期マシンタイム | |
| 8月12日 (金) | 長期メンテナンス | | | | 9月2日 (金) | II期マシンタイム | |
| 8月13日 (土) | | | | | 9月3日 (土) | | |
| 8月14日 (日) | | | | | 9月4日 (日) | | |
| 8月15日 (月) | 長期メンテナンス | | | | 9月5日 (月) | II期マシンタイム | |
| 8月16日 (火) | 長期メンテナンス | | | | 9月6日 (火) | II期マシンタイム | |
| 8月17日 (水) | 長期メンテナンス | | | | 9月7日 (水) | II期マシンタイム | |
| 8月18日 (木) | 長期メンテナンス | | | | 9月8日 (木) | II期マシンタイム | |
| 8月19日 (金) | 長期メンテナンス | | | | 9月9日 (金) | II期マシンタイム | |
| 8月20日 (土) | | | | | 9月10日 (土) | | |
| 8月21日 (日) | | | | | 9月11日 (日) | | |

| 小型サイクロトロン | | 大型サイクロトロン | | 小型サイクロトロン | | 大型サイクロトロン | |
|--------------|--------|-----------|---|---|--------------|-----------|--|
| 月日 | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 | 月日 | 午前 | 午後 |
| 8月29日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | 9月19日 (月) | 敬老の日 | |
| 8月30日 (火) | RI生産 | | R&D(佐藤) | | 9月20日 (火) | RI生産 | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 |
| 8月31日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 9月21日 (水) | RI生産 | 二次電子実験 佐藤 C72MeV C10 |
| 9月1日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 9月22日 (木) | RI生産 | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 |
| 9月2日 (金) | RI生産 | | 高田(宮原) | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | 9月23日 (金) | 秋分の日 | |
| 9月3日 (土) | | | | | 9月24日 (土) | | |
| 9月4日 (日) | | | | | 9月25日 (日) | | |
| 9月5日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | | 9月26日 (月) | メンテナンス | メンテナンス |
| 9月6日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 9月27日 (火) | RI生産 | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 |
| 9月7日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 9月28日 (水) | RI生産 | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 |
| 9月8日 (木) | RI生産 | | 二次電子実験 佐藤 C72MeV C10 | | 9月29日 (木) | RI生産 | R&D |
| 9月9日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 9月30日 (金) | RI生産 | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 |
| 9月10日 (土) | | | | | 10月1日 (土) | | |
| 9月11日 (日) | | | | | 10月2日 (日) | | |
| 9月12日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | 10月3日 (月) | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 |
| 9月13日 (火) | RI生産 | | 低線量生体影響 大町 D25MeV/20μA C3 | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | 10月4日 (火) | RI生産 | 低線量生体影響 大町 D25MeV/20μA C3 |
| 9月14日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 10月5日 (水) | RI生産 | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 |
| 9月15日 (木) | RI生産 | | 陽子線の吸収線量の測定 平岡 P70MeV/数nA C9 | | 10月6日 (木) | RI生産 | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田(佐波) P70MeV/10uA C6 |
| 9月16日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 10月7日 (金) | RI生産 | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田(佐波) P70MeV/10uA C6 |
| 9月17日 (土) | | | | | 10月8日 (土) | | |
| 9月18日 (日) | | | | | 10月9日 (日) | | |

| 月日 | 小型サイクロロン | | 大型サイクロロン | | 月日 | 小型サイクロロン | | 大型サイクロロン | |
|---------------|----------|------|---|--|---------------|------------|------|--|--|
| | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 | | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 |
| 10月10日 (月) | 体育の日 | | | | 10月31日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 |
| 10月11日 (火) | RI生産 | | 二次電子実験 佐藤 C72MeV C10 | | 11月1日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | |
| 10月12日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | | 11月2日 (水) | RI生産 | | 各種材料等の放射線による特性変化の測定 JAXA P70MeV/100nA C8 | |
| 10月13日 (木) | RI生産 | | 宇宙放射線の荷電粒子成分 検出器の開発 内堀 P70MeV/~1nA C8 | | 11月3日 (木) | 文化の日 | | | |
| 10月14日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | | 11月4日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | |
| 10月15日 (土) | | | | | 11月5日 (土) | | | | |
| 10月16日 (日) | | | | | 11月6日 (日) | | | | |
| 10月17日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | | 11月7日 (月) | メンテナンス(停電) | | メンテナンス(停電) | |
| 10月18日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | | 11月8日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | |
| 10月19日 (水) | RI生産 | | 各種材料等の放射線による特性変化の測定 JAXA P70MeV/100nA C8 | | 11月9日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | |
| 10月20日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | | 11月10日 (木) | RI生産 | | 宇宙放射線の荷電粒子成分 検出器の開発 内堀 He100MeV/~1nA C6 | |
| 10月21日 (金) | RI生産 | 停電準備 | R&D | 停電準備 | 11月11日 (金) | RI生産 | | 宇宙放射線の荷電粒子成分 検出器の開発 内堀 P70MeV/~1nA C6 | |
| 10月22日 (土) | | | 停電 | | 11月12日 (土) | | | | |
| 10月23日 (日) | | | | | 11月13日 (日) | | | | |
| 10月24日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | 11月14日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | |
| 10月25日 (火) | RI生産 | | 低線量生体影響 大町 D25MeV/20 μ A C3 | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | 11月15日 (火) | RI生産 | | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田(小口) P70MeV/10 μ A C6 | |
| 10月26日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | | 11月16日 (水) | RI生産 | | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田(矢島) P70MeV/10 μ A C6 | |
| 10月27日 (木) | RI生産 | | 陽子線の吸収線量の測定 平岡 P70MeV/数nA C9 | | 11月17日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | |
| 10月28日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | | 11月18日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15 μ A etc, C1,C2,C4 | |
| 10月29日 (土) | | | | | 11月19日 (土) | | | | |
| 10月30日 (日) | | | | | 11月20日 (日) | | | | |

| 月日 | 小型サイクロロン | | 大型サイクロロン | | 月日 | 小型サイクロロン | | 大型サイクロロン | |
|---------------|----------|------|--|---|---------------|----------|--------|--|---|
| | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 | | 午前 | 午後 | 午前 | 午後 |
| 11月21日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | | 12月12日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 |
| 11月22日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 12月13日 (火) | RI生産 | | 低線量生体影響 大町 D25MeV/20μA C3 | 放射線による酵素活性化減少の機構 古澤 P70MeV/ C9 |
| 11月23日 (水) | 勤労感謝の日 | | | | 12月14日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | |
| 11月24日 (木) | RI生産 | | 陽子線の吸収線量の測定 平岡 P70MeV/数nA C9 | | 12月15日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | |
| 11月25日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 12月16日 (金) | RI生産 | | 二次電子実験 佐藤 C72MeV C10 | |
| 11月26日 (土) | | | | | 12月17日 (土) | | | | |
| 11月27日 (日) | | | | | 12月18日 (日) | | | | |
| 11月28日 (月) | メンテナンス | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | 12月19日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | |
| 11月29日 (火) | RI生産 | | 低線量生体影響 大町 D25MeV/20μA C3 | 放射線による酵素活性化減少の機構 古澤 P70MeV/ C9 | 12月20日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | |
| 11月30日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 12月21日 (水) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | |
| 12月1日 (木) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 12月22日 (木) | RI生産 | | 半導体部品の放射線による特性変化 HIREC P60MeV&P10MeV/5nA C8 | |
| 12月2日 (金) | RI生産 | | R&D | | 12月23日 (金) | 天皇誕生日 | | | |
| 12月3日 (土) | | | | | 12月24日 (土) | | | | |
| 12月4日 (日) | | | | | 12月25日 (日) | | | | |
| 12月5日 (月) | メンテナンス | | メンテナンス | | 12月26日 (月) | RI生産 | | 半導体部品の放射線による特性変化 HIREC P60MeV&P10MeV/5nA C8 | |
| 12月6日 (火) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 12月27日 (火) | RI生産 | | 半導体部品の放射線による特性変化 HIREC P60MeV&P10MeV/5nA C8 | |
| 12月7日 (水) | RI生産 | | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田(保田) P70MeV/10μA C6orC8 | | 12月28日 (水) | RI生産 | メンテナンス | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | メンテナンス |
| 12月8日 (木) | RI生産 | | 宇宙環境中における中性子 測定器の開発 高田(保田) P70MeV/10μA C6orC8 | | 12月29日 (木) | 年末休暇 | | | |
| 12月9日 (金) | RI生産 | | RI生産 鈴木 P40MeV/15μA etc、C1,C2,C4 | | 12月30日 (金) | 年末休暇 | | | |
| 12月10日 (土) | | | | | 12月31日 (土) | | | | |
| 12月11日 (日) | | | | | 1月1日 (日) | | | | |

B. サイクロトロンの運転・維持及び改良・開発

DEVELOPMENT A NEW ACCELERATION GEOMETRY IN A CENTRAL-REGION AT NIRS-930 CYCLOTRON

T. Okada, K. Komatsu, N. Tsuji, *S. Hojo, *Y. Sakamoto and *T. Honma

Accelerator Engineering Corporation, 2-13-1, Konakadai, Inage-ku, Chiba 263-0043, JAPAN

*National Institute of Radiological Sciences, 4-9-1, Anagawa, Inage-ku, Chiba 263-8555, JAPAN

Abstract

A new configuration with a pair of internal ion-source and puller geometry has been developed in NIRS-930 cyclotron in order to exchange an acceleration mode quickly from one state to the other takes place in a cyclotron operation. The ion-source has two ion-exit slits on the chimney consisting 1mm slit-width and separating by 58.5° of each. A shape of the puller was designed basically with a moderate shape of the existing puller for H1 and H2, and formed in the beam test correspondence to the different two acceleration-modes. An advantage of this method applying to the operation is able to adopt for the each different harmonic-modes without changing the ion-source and the puller.

In the present, the new system has been used practically in the daily operation in the cyclotron successfully.

INTRODUCTION

NIRS-cyclotron facility [1] constitutes of AVF-930 cyclotron (NIRS-930) constructed in 1975, a small cyclotron (HM-18) constructed in 1994, and nine experimental beam lines.

The NIRS-930 has been used for development of new short-lived radionuclides, research of biophysics, development of particle detectors for space application and so on. The HM-18 has been operating routinely to product of short-lived radiopharmaceuticals for PET in conjunction with a heavy ion therapy in HIMAC [2] (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba). Operation of those two cyclotrons has been scheduled in the daytime from Monday afternoon to Friday except the regular maintenance time during two weeks in March and August annually.

The NIRS-930, which is focused on this present, having $K=110$ consists of four sectors and two Dees (angle of 86°) connected to moving-panel type of rf-cavities. The frequency-range of 10.7 to 21 MHz covers the 1st (H1: push-pull) and the 2nd (H2: push-push) harmonic modes in the beam acceleration. Stable beams of proton with the energy up to 70 MeV, deuteron, ^3He , alpha and few kind of heavy ions have been sufficiently delivered with the extraction efficiencies of 50 ~ 85%. The cyclotron is operated with an internal ion-source consisting a hot-filament type of PIG source. The ion source is inserted in a horizontally direction from outside of the cyclotron

vacuum chamber through an O-ring type of vacuum seal. In Fig.1 a plane view of the cyclotron is shown.

It had been usual circumstances in the cyclotron that, when change a beam acceleration mode a pair of ion-source and puller configuration had been also exchanged to adopt for the harmonic mode in the daily operation. Following this some problems had been existed that: the vacuum troubles on the ion source frequently, the radiation risk on the operators, and to spend the time about two-hours or more on such the changing job. In order to improve such the situations, some of the methods had been considered. One of the selections is to convert a "change-less" configuration of the ion source and the puller, which should be covered with the both acceleration modes. Some kinds of shapes of the ion-source chimney and the puller had been made, and tested in the both acceleration modes. Finally a new configuration with a pair of new ion-source and puller combination has been completed. The modified ion-source has two-slits on the chimney, and shape of the puller has been finally formed by the beam test.

A brief review of the improvements and some of the latest operation results are presented.

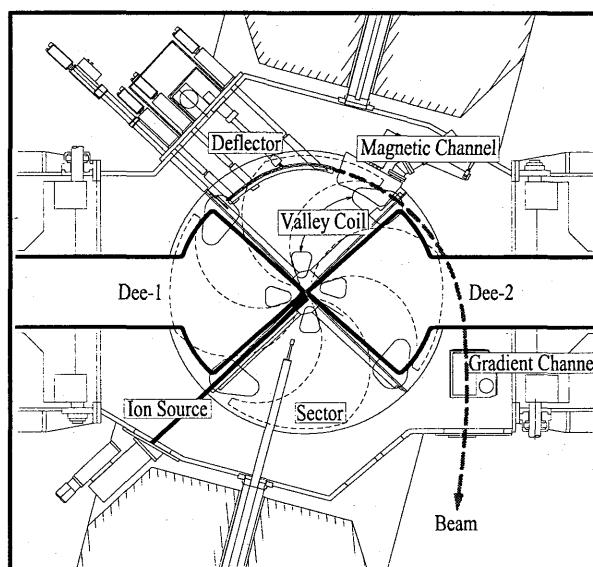


Figure 1: Plane view of the NIRS-930 Cyclotron

DESIGN

Fig.2 shows the schematic drawing of the traditional (before changing) central region for both of the H1 and H2 acceleration modes. As can be seen in the figure, the position of the slit on the ion source chimney and shape of the puller differ from the each acceleration modes. That is basic principle owing to a phase angle of the beam with respect to the RF-voltage for the each different harmonic mode.

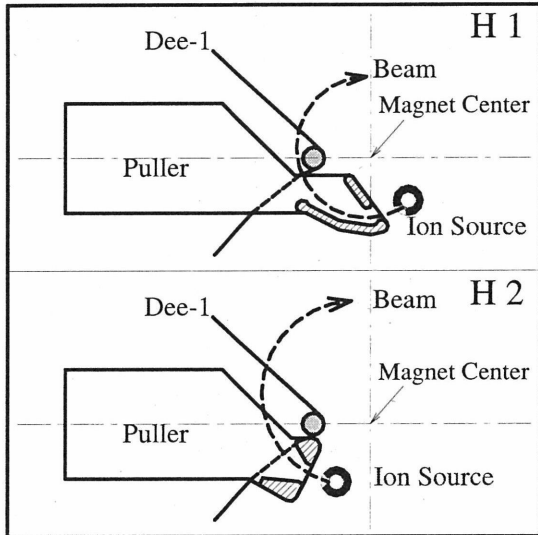


Figure 2: Schematic layout of the traditional position relation with ion-source and puller for both of H1 and H2 acceleration modes.

In contrast the state shown in the Fig.2, the new configuration with a pair of the modified ion-source and the puller combination is shown in Fig.3.

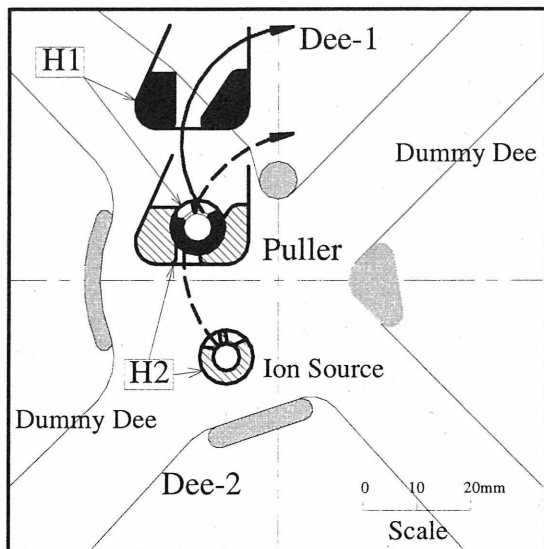


Figure 3: Schematic layout of the new configuration with a pair of the modified ion-source and puller for both of H1 and H2 acceleration modes.

The most remarkable different point in this new configuration is that the ion-source having two-slits on the chimney for the ion exit corresponding to the deferent two acceleration modes. The slits are consisting of 1mm slit-width of each and they are separated by 58.5° as shown in Fig.4, which was decided basically by the difference of the slit position on the chimney for the individual traditional type of the ion source used in the H1 and the H2 modes.

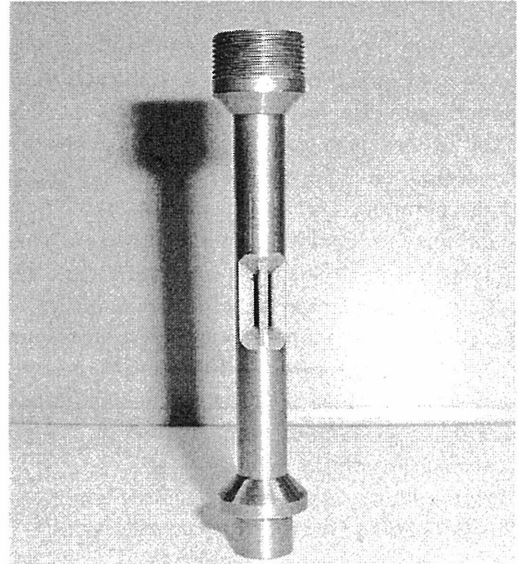


Figure 4: Two slits chimney

The new puller, shown in Fig.5, was designed initially with moderate shape of the existing puller for the H1 and the H2, and is able to trimming its shape by replacing the both pillars easily.

In the position setting of the ion source and the puller, they have individual drive-mechanism. The former have two-dimensional freedom in a radial and an azimuthally directions respect to the cyclotron axis, and the latter have only one-dimensional on its axis direction. They are able to adjust their position by remotely from the control room. These two drive-mechanisms are used as it is.

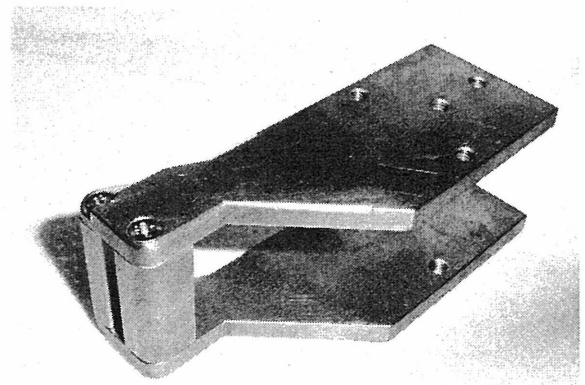


Figure 5: New puller

PERFORMANCE

In the beginning of this plan applying the two-slits ion source to the beam acceleration, several kinds of questions had been feared as following.

- How is the possibility to satisfy a stable arc-condition in the two slits ion source?
- How is the orbit distortion during the acceleration due to poor centering?
- How is the extraction efficiency from the cyclotron involves poor quality of the beam?
- How high beam intensity should be obtained in both of the H1 and the H2 acceleration modes? , and so on.

In these problems, however, it seems to be mainly originates in the geometrical arrangement of the position between the ion source and the puller. So that the first object in the beam tuning the relation of their position on the new configuration has to set in the currently in used condition at the beginning as possible as can, because the phase relation between the beam and the RF-voltage has to be kept in the old state.

In the beam tuning, after this, more optimization was required carefully on the setting position relation between the ion source and the puller. In addition the two pair of valley coils near the central region were also optimized to obtain certain acceleration. Further, more tuning of another two-pair of valley coils positioned near the

extraction were tuned carefully in order to obtain suitable extraction efficiency. The result as a whole in the beam acceleration tests for various kinds of ion and energy range included the each acceleration modes, the new configuration has been good agreement to use for a practical application in the operation. The set-parameters making in the test have been used with good reproducibility in the daily operation. The list of the set-parameter of the new configuration is shown in Table 1 in contrast with the old state. As can be seen in Table 1, the parameters on the ion source operation: gas-flow and arc condition, and their position setting were almost same compare with the old state to obtained the same beam current at the beam extracted from the cyclotron, where the extraction efficiencies of the beam have been sufficiently obtained around 50 to 85 %, which are in agreement with the currently in used. It is also shown that the excitation currents of the valley coils can be operated within the permitted limits of them. Summarily, from those test results, the new configuration utilizing the two-slits ion source and the fixed-shape puller can be used by way of the change-less system in the cyclotron operation both of the H1 and the H2 acceleration modes.

| Harmonic mode | H1 | | H2 | | | | | | |
|--------------------------------------|--------|------|--------|------|----------|------|-------|-----|-----|
| | Old | New | Old | New | Old | New | Old | New | |
| Configuration of central region | | | | | | | | | |
| Beam | Proton | | Proton | | Deuteron | | Alpha | | |
| Energy [MeV] | 40 | | 18 | | 25 | | 65 | | |
| Arc Power [W] | 18 | 15.8 | 14.1 | 69 | 89.8 | 30.4 | 298 | 351 | |
| Gas [cc/min] | 3.14 | 3.2 | 3.3 | 3.3 | 3.25 | 3.13 | 3.1 | 3.5 | |
| The extraction efficiency [%] | 73 | 71 | 55 | 62.5 | 79 | 79 | 80 | 77 | |
| Vacuum chamber $\times 10^4$ [Pa] | Dee-1 | 4.2 | 4.2 | 6.1 | 4.6 | 3.3 | 3.8 | 4.3 | 5.5 |
| | Dee-2 | 7.0 | 6.3 | 8.7 | 8.2 | 4.4 | 5.3 | 5.2 | 9.1 |

Table 1: Result of beam tuning for various kinds of beam.

CONCLUSION

We developed a new configuration consisting a pair of modified ion-source and puller geometry in order to perform a cyclotron operation quickly. The new ion-source having two-slits on the chimney and the shape of new puller was designed to take a moderate of the existing two types of the puller, which had been traditionally used in the both of H1 and H2 acceleration modes. An advantages of this method applying to the cyclotron operation is that can be performed without exchanging the ion source and the puller when change the acceleration mode from one state to the other, because its can be performed only adjusting their position by a remote control. Resulting it can be reduced by almost one and

half-hours for changing the acceleration mode, and joined to decrease the radiation risk on the operator in the cyclotron operation. Furthermore it looks forward to decrease the vacuum trouble on the ion source system due to meaningless reciprocation of them.

In the present, the new system has been used practically in the daily operation in the cyclotron successfully.

REFERENCE

- [1] T. Honma et al., Proc. 17th Int. Conf. on Cyclotron and their Applications, RIKEN, 2004, in print..
- [2] S. Yamada, et al. Proc. 1995 PAC, Dallas (1995)

Low-energy ion decelerator for an external injection line at the NIRS-930 cyclotron

T. Honma,^{a)} S. Hojo, Y. Sakamoto, M. Muramatsu, N. Miyahara, T. Okada, K. Komatsu, and S. Yamada

National Institute of Radiological Sciences (NIRS), 4-9-1, Anagawa, Inage-ku, Chiba 263-8555, Japan

(Presented on 15 September 2005)

A low-energy ion decelerator for the acceleration-deceleration system has been designed and installed in the beam-injection line of the NIRS-930 cyclotron in an attempt to increase the beam intensity from the cyclotron. With this acceleration-deceleration system, the beam intensity of $^{12}\text{C}^{4+}$ ions at the cyclotron exit has been increased by about five times. The system has an advantage in that it allows us to extract a high-current ion beam from an electron cyclotron resonance ion source because, independently of the injection-energy matching to the cyclotron, a large potential difference can be applied between the source and the extractor. The voltage applied to the extractor is about -12 kV, which is reduced to the ground potential by the decelerator. The electric field distributions in the deceleration system were carefully designed using a three-dimensional field simulator. Design studies of the decelerator as well as the result of a beam test are presented. © 2006 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2172338]

I. INTRODUCTION

A compact electron cyclotron resonance ion source¹ (ECR-IS) was developed at NIRS, which consists of all permanent magnets and operates at 10 GHz. It has been installed in the external beam-injection line of the NIRS-930 cyclotron.² The injection line consists of a horizontal section parallel to the upper yoke of the cyclotron magnet and a vertical section along with the axis of the magnet. Figure 1 shows the horizontal section together with the ECR-IS.

It is well known that an intense ion beam is extracted from an ion source when a large potential difference is applied between the source and an extractor. In cyclotron operation, however, the injection energy of the beam is restricted by a matching condition between the ion source and the cyclotron when using a spiral inflector.³ The matching condition is given by $B_c R_m = k(V_i/\epsilon)^{1/2}$, where B_c is the field in the central region of the cyclotron, R_m is the radius of curvature of the ion orbit in the magnetic field, k is a constant, V_i is the injection voltage, and ϵ is the charge-to-mass ratio of the ion. The value of V_i is thus determined according to the kind of ion injected. Typical injection parameters are listed in Table I for $^4\text{He}^{2+}$ and $^{12}\text{C}^{4+}$ ions. As shown in Table I, the injection voltage is as low as 3–11 kV. Therefore, in order to increase beam intensities from the cyclotron, it will be useful to adopt a method in which the energy matching can be made while applying a large extraction voltage to the ion source.

Many kinds of ion deceleration systems^{4–6} as well as an acceleration-deceleration system⁷ have been developed at several institutes to use as ion retardation or charge breeding,

or to increase ion beam intensities. We also studied the acceleration-deceleration system for our cyclotron and have successfully installed it.

II. DECELERATOR

A. Design

In our scheme to obtain the large potential difference, the desired injection voltage (V_a) is provided to the ECR-IS and an additional negative voltage (V_b) is applied to the extractor, which is insulated from the ground potential by an electrically insulated vacuum flanges. The beam coming from the source is accelerated once with a relatively high potential gradient in the gap, then focused with an einzel lens, and finally decelerated to the injection energy required from the matching condition. A schematic layout of the acceleration-deceleration system and potential allocation are illustrated in Fig. 2.

The decelerator consists of a cylindrical copper electrode having a length of 100 mm with an inner diameter of 140 mm at the entrance and 80 mm at the exit. An auxiliary

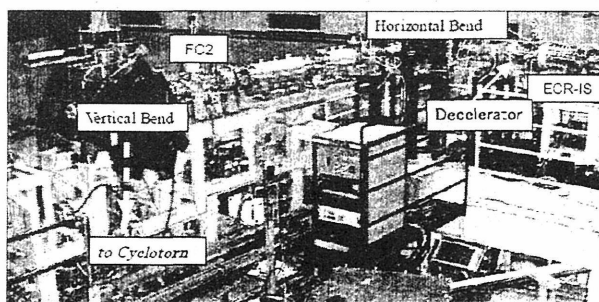


FIG. 1. Photo of a horizontal part of the external injection line at the NIRS-930 cyclotron.

^{a)}Electronic mail: honma_t@nirs.go.jp

TABLE I. Typical injection parameters of the NIRS-930 cyclotron.

| | ${}^4\text{He}^{2+}$ | | ${}^{12}\text{C}^{4+}$ | |
|---------------------------|----------------------|-------|------------------------|--------|
| T_{ext} (MeV) | 100 | 24 | 144 | 72 |
| Harmonic No. | 1 | 2 | 2 | 2 |
| rf_{cyclo} (MHz) | 11.72 | 11.67 | 16.47 | 11.90 |
| B_c (kG) | 15.270 | 7.59 | 16.082 | 11.622 |
| V_i (kV) | 9.50 | 3.56 | 10.65 | 5.56 |
| R_m (cm) | 1.3 | 1.6 | 1.6 | 1.6 |

ring-type electrode having a length of 20 mm and an inner diameter of 150 mm is attached just upstream of the decelerator in order to reduce the strong defocusing field at the entrance. These two electrodes are kept at the ground potential.

The structure of the decelerator was designed with the aid of a three-dimensional (3D)-field simulation code MAXWEL-3D.⁸ A cross-sectional view of the field distribution in the einzel lens and the decelerator is shown in Fig. 3.

B. Simulation

Based on the calculated fields, orbit studies were performed numerically in the region from the entrance of the einzel lens to the exit of the decelerator in order to examine how the beam profile and its emittance change through the deceleration process. In the numerical calculation, ${}^{12}\text{C}^{4+}$ ions were chosen as test particles, and the applied voltages to the ECR-IS (V_a) and to the extractor (V_b) were 10 and -10 kV, respectively. The initial beam emittance was assumed to be 175π mm mrad for a voltage difference of 20 kV. This value was deduced from the measured value of 156π mm mrad in a previous work for a ${}^{12}\text{C}^{4+}$ -ion beam with an extraction voltage of 25 kV, which gave a normalized emittance of 0.66π mm mrad. Another boundary condition was also set that the beam spot at the exit of the decelerator was 10 mm in diameter. This condition was achieved by adjusting the field strength of the einzel lens. It is noted that the emittance at this point increased to be 245π mm mrad because the beam energy (corresponding voltage) decreased from 20 to 10 kV.

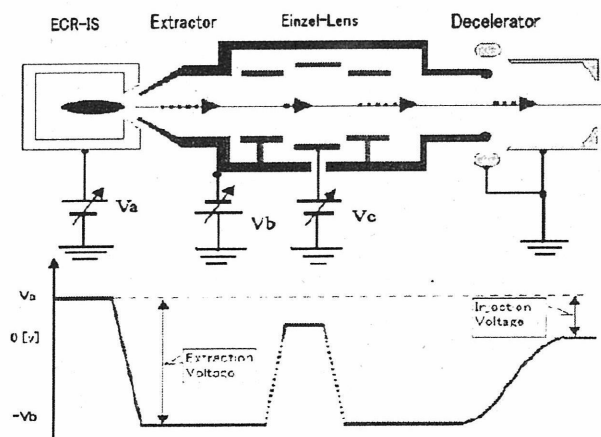


FIG. 2. Schematic layout of the acceleration-deceleration system and their potential allocation.

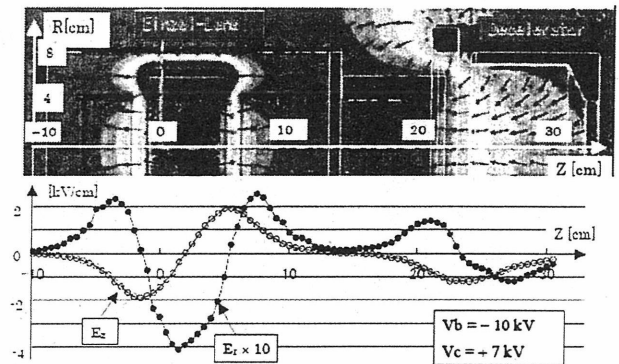


FIG. 3. Typical simulation results: the electric field distribution in the R - Z plane (top panel) and plot of the field strength for E_r and E_z (bottom panel). Here V_b means the additional negative voltage and V_c is the voltage to the central electrode of the einzel lens, as shown in Fig. 2.

In this study, the space-charge effect was also considered. The space-charge force created by a radial electric field⁹ is represented as $E_r = (\lambda_q / 2\pi\epsilon_0 r) [1 - e^{-(r^2/2\sigma^2)}]$, where λ_q and σ are the line-charge density and the rms-beam size in the Gaussian distribution, respectively, and r is the distance from the beam center.

Typical simulation results for the optimized geometry of the system are shown in Fig. 4. The ion trajectories shown in the figure indicate the ones obtained for typical 20 particles distributed in the initial phase space of 175π mm mrad without space-charge effect. To investigate the emittance change due to space-charge effect, particle tracking was also performed for the following three cases: $0e$, $200e$, and $400e$ μA beams represented by 3000 particles each. In the case of the non-space-charge effect ($0e$ μA), the emittance increases merely by the deceleration process to 245π mm mrad. On the other hand, when the beam current is greater than $200e$ μA , it can be seen that the emittance increases further and its shape distorts due to space-charge effect.

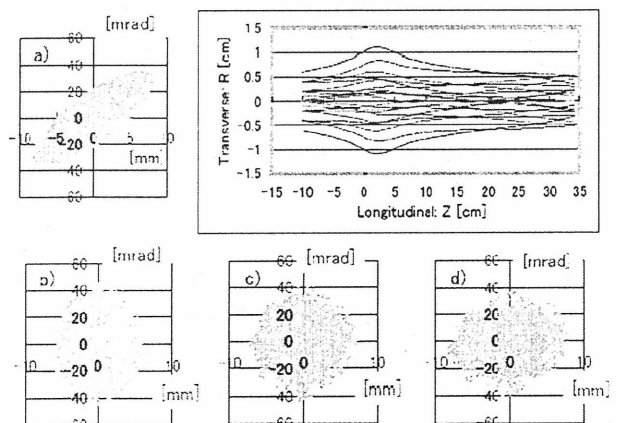


FIG. 4. Simulation results for a ${}^{12}\text{C}^{4+}$ beam extracted by a 20 kV voltage difference. (a) Initial emittance of 175π mm mrad (see the text); [(b)-(d)] emittance changes at the exit of the decelerator as a function of the beam currents for the values near $0e$, $200e$, and $400e$ μA , represented by roughly estimated emittances of 245π (see the text), 260π , and 275π mm mrad, respectively. The upper right shows the ion trajectories, represented by 20 particles in the case of non-space-charge.

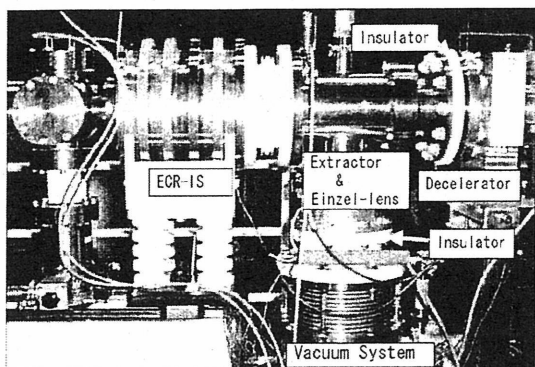


FIG. 5. Photo of the ECR-IS and acceleration-deceleration system.

III. PERFORMANCE AND RESULT

A photograph of the ECR-IS and the acceleration-deceleration system installed in the beam-injection line is shown in Fig. 5. Using this system, a test for the increase in the beam current by the acceleration-deceleration method was performed for various kinds of ion beams having different injection energies.

A typical example of the test result for a $^{12}\text{C}^{4+}$ beam with extraction energy of 72 MeV, which is the minimum energy from the cyclotron, is shown in Fig. 6 as a function of the additional negative voltage of V_b . In this test, the corresponding injection voltage was set at 5.6 kV as shown in Table I, and the value of V_b was changed from 0 to -12 kV. Thus, the maximum potential difference between

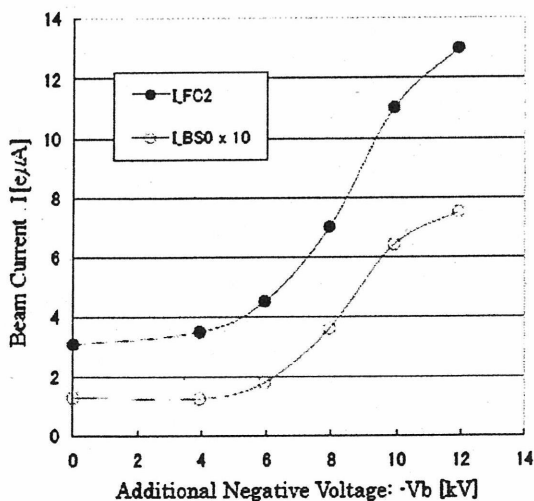


FIG. 6. Experimental results of a beam-current increase obtained as a function of an additional negative voltage for a 72 MeV $^{12}\text{C}^{4+}$ beam. The beam intensities were measured by the Faraday cups FC2 and BSO, which were located in the injection line and exit of the cyclotron.

the ECR-IS and the extractor was 17.6 kV. Beam currents were measured by two Faraday cups, named FC2 and BSO, at different positions: the former was located just before the vertical bend in the injection line and the other at the exit of the cyclotron. As can be seen in the figure, when V_b was -12 kV the increases in beam currents on the FC2 and the BSO were about four times and more than five times, respectively, compared with the ones obtained when V_b was zero. The maximum intensity of this beam extracted from the cyclotron was about $1e \mu A$, and the transfer efficiency of the beam from the FC2 to the BSO was about 4%.

On the other hand, in the case of the $^{12}\text{C}^{4+}$ beam having extraction energy of 144 MeV (it is the maximum energy from the cyclotron), the maximum beam current of about $4e \mu A$ was obtained on the BSO when V_b was -12 kV. In this case, the transfer efficiency was also increased to about 7%. The reason for the increases in the beam intensity and the transfer efficiency in the case of 144 MeV is that the maximum potential difference (22.5 kV) is larger and the emittance at the exit of the decelerator is small, respectively, compared with the case of 72 MeV.

In these tests the maximum ion current from the ECR-IS, summed up for all ion beams from $^{12}\text{C}^{1+}$ to $^{12}\text{C}^{4+}$ extracted, was about $400e \mu A$.

Up to now, the additional negative voltage V_b is limited at -12 kV due to an electric discharge on the surface of the insulator located between the extractor and the decelerator, as shown in Fig. 5.

IV. DISCUSSION

A low-energy ion decelerator for the acceleration-deceleration system has been designed and installed in the beam-injection line of the NIRS-930 cyclotron in an attempt to increase the beam intensity from the cyclotron. It was found that the acceleration-deceleration system worked very well; the beam intensity of $^{12}\text{C}^{4+}$ ions at the cyclotron exit has been increased by about five times.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Dr. A. Goto of RIKEN for valuable suggestions and discussions.

- ¹M. Muramatsu *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73** 573 (2002).
- ²T. Honma *et al.*, Proceedings of the 17th International Conference on Cyclotrons and their Applications 2004, Tokyo, Japan, 18–22 October 2004 (unpublished), pp. 154–156.
- ³L. W. Root, M.Sc. thesis, University of British Columbia, 1972.
- ⁴E. Hechtl, Nucl. Instrum. Methods **139**, 79 (1976).
- ⁵H. Liebl *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **58**, 1830 (1987).
- ⁶E. Hechtl, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **70**, 441 (1992).
- ⁷P. Spädtke *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 723 (2002).
- ⁸MAXWELL-3D field simulator, Version 4.1, Ansoft corporation.
- ⁹T. Honma *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **490**, 435 (2002).

ANALYSIS OF RESIDUAL GAS FROM ECR ION SOURCE

Satoru Hojo, Toshihiro Honma, Yukio Sakamoto and Satoru Yamada

National Institute of Radiological Sciences

4-9-1, Anagawa, Inage-ku, Chiba 263-8555, JAPAN

Abstract A technical realization for a positron emitter ^{11}C -beam (R.I.) as an accelerating-beam has been studied at NIRS-HIMAC in order to apply for a heavy-ion therapy. In this study, the calculation result shows the order of 10^9 ppp of $^{11}\text{C}^{2+}$ ions will be extracted from the ion source during 18 minutes at 3.3-second intervals with 1-msec beam pulse under one-Ci of ^{11}C -production, where the ionization efficiency of the $^{11}\text{C}^{2+}$ ion is assumed to be 1%. So that the first object in this study is to measure an ionization efficiency of ^{11}C -gas in an ECR ion source. In order to investigate the efficiency CH_4 -gas of 0.07 atm·cc/min was used, and equipped a suitable Q-mass gas analyzing system to measure residual gas components evacuated from the ECR. Result show that almost 1% of the ionization efficiency was observed for 2+ and 4+ of ^{12}C -ions, in the measurement of the charge spectrum. On the other hand, unexpected phenomenon was also observed on the ionization process in the ECR. In this paper details of the phenomenon are analyzed.

ECR イオン源からの残留ガス成分の測定

1. はじめに

放射線医学総合研究所では、現在用いられている ^{11}C (RI)製造・回収技術を応用し、HIMAC(Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba)からの ^{11}C -beam を重粒子線治療に用いる検討を行っている^{[1],[2]}。

^{11}C の生成量を 1 Ci、HIMAC の加速・取出効率を 10%とした場合、イオン化効率が 1%以上であれば、 ^{11}C ガスのパルス化供給を行う事で、18 分間治療に必要な 10^9 ppp のビーム量を、Synchrotron-Ring から取り出す事が可能であるとの検討結果を得ている。

今回、ECR イオン源から取り出されるビーム量とガス供給量との比較を行い、イオン化効率を求めた。また、イオン化効率を向上させる為に、まずはイオン源から排気されるガスの分析を行った。

2. イオン源と排気システム

今回、測定に使用した ECR イオン源(Kei-source)^[3]

は、AVF930 サイクロトロン^[5]の垂直入射系^[5]に取り付けられている。このイオン源の真空排気は、1000 L/sec のターボポンプにより排気されており、このポンプから排気されたガスの分析を行う為、2次排気に 50 L/sec の小型のターボポンプを増設し、Q-Mass 測定器(ANELVA 製 M-200QA-F)を取り付けた。

3. 測定方法

イオン源に供給されるガス量は、マスフローコントローラーにより制御されている。このガスにより供給される炭素の量と、イオンビームとなってイオン源から引き出され、分析された後のビームカレント量との比較によりイオン化効率を算出した。

また、Q-Mass 測定器により、マイクロ波を ON 状態から、OFF 状態にした際の排気されるガス成分の測定を行った。

4. 結果と考察

イオン源に0.07 atm・cc/minのCH₄ガスを供給している時の炭素ビームカレントと、そこから算出したイオン化効率を表1.に示す。C²⁺では、検討を行ったときに仮定していた1%と同程度である事が分かった。

表1. 炭素イオンの Beam Current とイオン化効率
(Gas 供給量 0.07atm・cc/min)

| Beam | Current [e μ A] | Particle [pps] | イオン化効率 [%] |
|----------------------------------|---------------------|----------------|------------|
| C ⁵⁺ | 27 | 3.38E+13 | 0.1% |
| C ⁴⁺ | 170 | 2.66E+14 | 0.8% |
| C ³⁺ &O ⁴⁺ | 253 | 5.27E+14 | (1.7%) |
| C ²⁺ | 107 | 3.34E+14 | 1.1% |
| C ⁺ | 55 | 3.44E+14 | 1.1% |
| 計 | 612 | 1.50E+15 | 4.8% |

次に、マイクロ波の ON・OFF での真空排気されるガスの成分測定をおこなった(図1.)。

まず、マイクロ波を ON 状態にし、プラズマが安定に発生している状態から、測定を開始した。この状態では、供給している CH₄ は殆ど真空排気されおらず、H₂ と CO ガスが多く排気されていた。

次に、マイクロ波を OFF にし、プラズマが途絶えたと供給している CH₄ ガスが排気され、H₂ と CO 及び CO₂ ガスの排気が無くなっていった。

更に、CH₄ ガスの供給を止めると、CH₄ の排気は無くなり、H₂O のみが排気されていた。

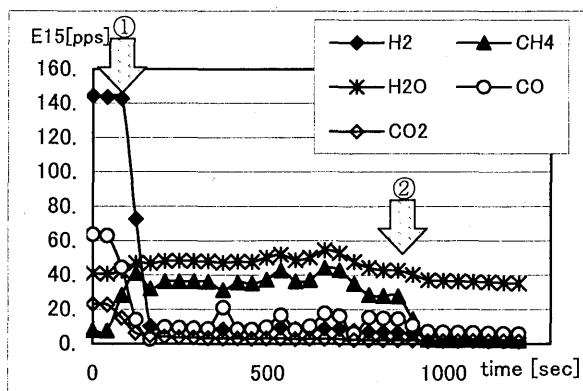


図1. 排気ガスの変化

① Microwave off

② CH₄ gas flow stop

ここで、各分子の結合解離エネルギーを表2.に示す。結合解離エネルギーを比較すると、CH系からHが解離するのに必要なエネルギーよりも、CとOの解離エネルギーが非常に高い事が分かる。この事から、イオン源へ供給されたCH₄ガスはプラズマにより分解され、H原子はH₂ガスとして排気さる。一方、C原子はH₂Oが分解されて生じたOと再結合し、イオン化される事なくCOガスとして真空排気されていると考えられる。

そのため、供給している炭素を効率よくイオン化するためには、真空中の残留ガスから、炭素との結合エネルギーの高い酸素を除去する事が非常に重要であると言える。

表2. 結合解離エネルギー^[5] [kJ/mol]

| | | | | | |
|------------------|---|-----------------|---|---|--------|
| CO | → | C | + | O | 1071.8 |
| CO ₂ | → | CO | + | O | 526.1 |
| CH ₄ | → | CH ₃ | + | H | 431.8 |
| CH ₃ | → | CH ₂ | + | H | 457.0 |
| CH ₂ | → | CH | + | H | 419.0 |
| CH | → | C | + | H | 334.7 |
| H ₂ O | → | OH | + | H | 493.4 |
| OH | → | O | + | H | 424.4 |

5. まとめ

今回の ECR イオン源による CH₄ ガスからの炭素のイオン化効率は、C²⁺では、約1%であった。また、排気されたガスの成分測定の結果、CH₄により供給された炭素の多くは、CO となり真空排気されていた。この酸素は、水が解離されて出来たものであると考えられる。このことから、更にイオン化効率を向上させるためには、真空中に残留する水への対策が必要である。

参考文献:

- [1] T.Honma et al., Proceedings of ARTA 2004
- [2] S.Hojo et al., ECAART-8, Paris, 2004.
- [3] M.Muramatsu et al., Proceedings of the 10th International Workshop on ECRIS, 2002, p59
- [4] S.Hojo et al., proceedings of 4th WAO2003, P44.
- [5] 日本化学会編 化学便覧

C. 宇宙環境中における中性子測定器の開発

Measurements of Double Differential Cross Sections of Secondary Heavy Charged Particles Induced by 70 MeV Protons for Microdosimetry Study

Masayuki HAGIWARA^{1*}, Toshiya SANAMI², Takuji OISHI¹, Mamoru BABA¹ and Masashi TAKADA³

¹Cyclotron and Radioisotope Center, Tohoku University, Sendai, Japan

²High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba, Japan

³National Institute of Radiological Sciences, Chiba, Japan

Energy-differential cross sections of fragment (heavier than α -particle) production of carbon and aluminum were obtained with a specially designed Bragg curve spectrometer (BCS) and energy-time-of-flight method (E-TOF) for 70 MeV protons at 30-degree laboratory angle. The consistency of these two methods was confirmed by comparing Z=2 results each other. The energy differential cross sections of fragments for Z=3 and m=6, 7 are obtained by BCS and E-TOF, respectively. These results are compared with other experimental data, LA-150 evaluated nuclear data and QMD calculation results. The disagreements between present data and both results of evaluation and calculation show systematic trends.

KEYWORDS: *fragment, energy differential cross section, Bragg curve spectrometer, energy-time of flight, single event upset, microdosimetry, 70 MeV*

1. Introduction

Fragments which are secondary particles heavier than alpha-particles produced from nuclear reaction with high energy particles such as cosmic-ray cause large local ionization in micro-meter order region due to the high LET. This locally induced charge results in peculiar effects. In the case of a semiconductor device, the local charge causes single event upsets (SEU) which become serious problem in space as well as on the ground level. For human dose estimation in space environment, the local ionization can injure DNA effectively as utilized in cancer therapy by heavy ion beam. To estimate these effects by secondary fragments, the energy and angular doubly differential cross-section data (DDX) for fragments production are required. Up to now, however, experimental data of the fragment production are very scarce due to experimental difficulties in direct fragment detection. Thus, almost all past experimental data on fragment production were obtained by the activation method that did not provide energy and angle information. Furthermore, theoretical calculation treating fragment production is very few and is not validated well. Therefore, it is important to accumulate reliable experimental DDX data for fragment production.

For fragment detection, we adopted a Bragg curve spectrometer (BCS)^{1,2} providing various information with a single counter and an energy-time of flight (E-TOF) method³ having the capability of mass identification even in the energy region where BCS is not applicable, while the solid angle is very small. BCS was designed with special care to apply to a neutron beam, in addition to a charged particle beam and resulted in success to obtain

light fragments by proton- and neutron-induced reactions^{4,5}. BCS proved very promising for fragments detection even in neutron-induced reaction, while there are still some problems that should be solved. About E-TOF method, we have succeeded in the identification of the fragment up to mass number 12 emitted from carbon bombarded with 70 MeV protons. An E-TOF method can be applied only to charged particle-induced reactions due to a small detector solid-angle, but the dynamic range of fragment energy is larger than in BCS.

This paper describes energy-angular fragment production measurements in proton-induced reaction with BCS and E-TOF method. The data obtained with both methods were complementary with each other. The data were compared with other experimental data, evaluated nuclear data and theoretical calculations.

2. Bragg curve spectrometer (BCS)

The details of Bragg curve spectrometer (BCS) are described in the previous paper^{4,5}. Figure 1 shows a schematic diagram of BCS. It is a cylindrical gridded ionization chamber (GIC)^{6,7} filled with an Ar + 10%CH₄ gas at a pressure of ~200 Torr. In the setup of measurements of proton induced reaction, fragments produced outside enter the chamber along its axis through a thin film window and ionize the gas. These ionized electrons drift to the anode through the grid by the electric field keeping a shape of the Bragg curve. The time distribution of the anode signal corresponds to the reversal of the ionization distribution (Bragg curve) by the fragment. Therefore the fast part of anode signal is proportional to the Bragg peak value that is in proportion to the atomic number (Z) of the fragment. The integration of the whole anode signal represents the total charge that is proportional to the fragment energy. Therefore, BCS can provide information on the energy and the atomic

*Corresponding author,

Tel: +81-22-795-7806 Fax: +81-22-795-7809

E-mail: hagi@cyric.tohoku.ac.jp

number of fragments using only the anode signal.

To decrease the lower limit of the detection energy, BCS was improved at the part of entrance window. We use an aluminized Mylar film (2.5 μm thick) supported by tungsten wire to act as not only entrance window but also as a cathode electrode simultaneously. With the BCS developed, the new measurements of proton-induced reaction were performed using the AVF cyclotron at National Institute of Radiological Science (NIRS).

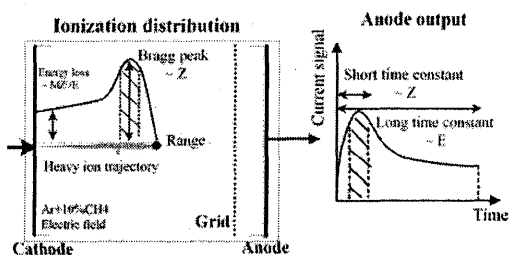


Fig.1 The schematic view of a determination process for fragment energy and atomic number using Bragg Curve Spectrometer

The experimental setup shown in Fig.2 is almost the same as one employed in the previous measurement⁴⁾. The fragments emitted to 30 degree with respect to incident proton direction were measured. The proton energy was 70 MeV. Proton beam current was ~ 10 nA. For samples, foils of aluminum 2 μm thick and polypropylene 4 μm thick were employed. In the measurement circuit, the energy signal and the Bragg peak signal were obtained from the anode signal by shaping with a long time constant (6 μsec) and a short time constant (0.25 μsec), respectively. To reduce background events and dead time of ADC, only coincidental events between anode and cathode were accumulated. The coincidence time is set to 6 μsec that is equivalent to the traveling time of electrons from the cathode to the grid. They are collected as a two-dimensional list data using KODAQ handler⁸⁾ with CAMAC system.

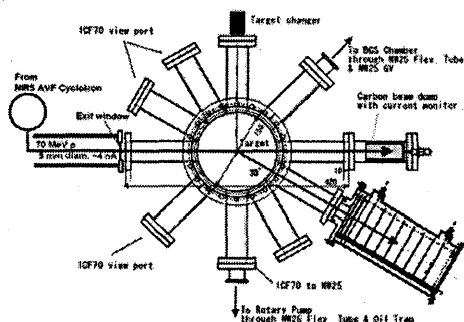


Fig.2 Experimental setup of BCS for fragment measurement of proton-induced reaction

Figures 3~4 show the measured two-dimensional spectra on the energy vs Bragg peak of fragments from 4

μm thick polypropylene and 2 μm thick aluminum, respectively. Excellent separation of each fragment and S/N are confirmed up to $Z = 6$ (Carbon), 9 (Fluorine) for polypropylene and aluminum sample, respectively, in the energy region where particles are separated by the difference of Bragg peak value. In the case of aluminum sample, fragments heavier than fluorine could not be identified because these heavier products have too low energy to make ionization shape of Bragg peak and detected mainly below limit of identification using Bragg peak. The turning blows at maximum energy point in Figs. 3~4 are caused by the fragments that have ranges longer than the cathode-grid distance which is the active region. It is meaningful to extend the measurable energy range by developing a correction method for this effect from the information of the energy deposit (ΔE).

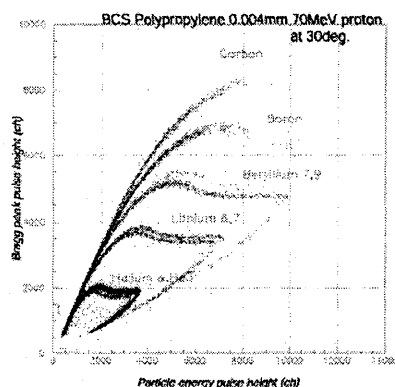


Fig.3 Energy vs Bragg peak two-dimensional spectrum for polypropylene 4 μm thick sample

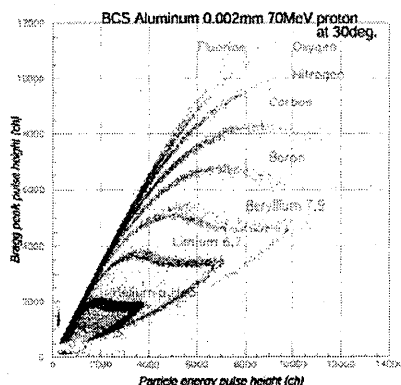


Fig.4 Energy vs Bragg peak two-dimensional spectrum for aluminum 2 μm thick sample

3. Energy time-of-flight method (E-TOF)

BCS method has several difficulties to cover whole energy region of fragment. We are developing to do fragment measurement for proton-induced reactions using an Energy Time-Of-Flight (E-TOF) method which is used

in heavy ion detection. In this method, the energy and TOF of the fragment are measured and mass number is derived by combing the energy and TOF information. Therefore, the dynamic range of fragment energy is wider than in BCS. These data will be useful to complement data obtained with BCS.

The measurements of proton-induced reaction with E-TOF method were done also using AVF cyclotron at NIRS. The schematic view of the experimental setup is shown in Fig.5. The fragments emitted to 30 degree with respect to proton beam direction were measured. The proton energy was 70 MeV and beam current was ~ 10 nA. For samples, foils of aluminum 2 μm thick, and polypropylene 4 μm thick were employed similarly to the case of BCS.

We have to use a thin detector to obtain timing signal of fragments for TOF instead of the RF signal from the cyclotron since time resolution of a beam burst (less than 1 nsec requirement) is insufficient under the 10 nA beam current. Thus, we employed an Ultra-thin plastic scintillator (EJ299-07: 5 μm thick) which had good time resolution and low energy loss for fragments as a start detector of TOF. The effective area of this scintillator is 78.5 mm^2 ($\phi 10$ mm). For readout of the timing, two photomultiplier were coupled through quartz light guide to take coincidence. For a stop detector (E detector), a Silicon Surface-barrier Detector (SSD) with good energy resolution was adopted. The flight path is ~ 1.0 m. The scattering chamber was designed to enable simultaneous measurements of BCS and E-TOF. The combination of these methods would be powerful for the measurement of fragments induced by charged particles.

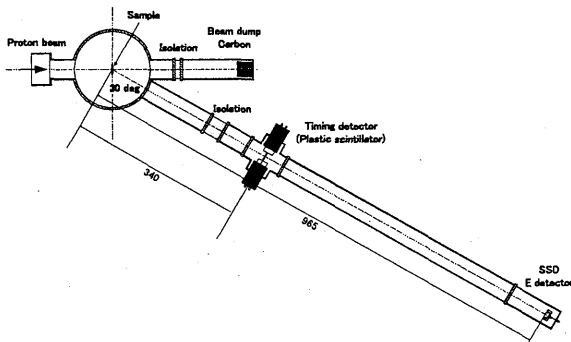


Fig.5 Schematic view of experimental setup for E-TOF measurement

Up to now, we identified the fragments from polypropylene (4 μm thick) up to $A=12$ with the measurement system using an ultra-thin plastic scintillator and SSD with a 0.965 m flight path as shown in Fig.6. The energy spectra of fragments above mass number of 6 were measured on the almost whole energy range. The fragments of mass number 5, 8, 9 were very few and the fragments above mass number 10 have very small energy. The time resolution of this setup was not good enough

because we use SSD for a timing detector too. We will improve the measuring system by using two timing detectors for TOF measurement (start and stop signals) in the near future.

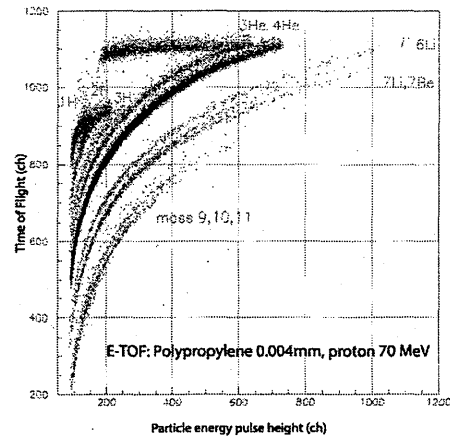


Fig.6 The energy vs TOF two-dimensional spectrum for polypropylene 4 μm thick sample

4. Results of fragment production cross-section

The energy spectra of fragment heavier than alpha particle were obtained by both methods of BCS and E-TOF. Figure 7 shows the energy spectra of α -particle emitted to 30 degree from carbon and aluminum which were obtained with the BCS and E-TOF method. As shown in Fig.7, the data obtained with BCS and E-TOF method are consistent with each other in the overlapping region. The result of α -particle shows good agreements with LA150⁹⁾ except for the case of aluminum above 10 MeV. Figure 8 shows the lithium spectra obtained with the BCS method. The data is compared with the previous data⁴⁾, QMD calculation with PHITS code¹⁰⁾ and LA150⁹⁾. The present data was obtained over wider energy range compared with previous one⁴⁾. The previous data have uncertainty due to the energy loss correction. The QMD calculation with the PHITS code show better agreement with the present one than LA150. Further, LA150 treats the angular distribution of fragment heavier than alpha particle as isotropic. Figures 9~10 show the energy spectra of fragments with mass number 6 and 7, respectively, obtained with E-TOF method. The present data for the mass number 6 agree with the PHITS, but not with LA150. For mass = 7, there are the experimental data by C. T. Roche et al³⁾. However these data are obtained at incident energies of 45 MeV and 100 MeV. Present data agree well with the data by Roche et al. in the shape. PHITS and LA150 underestimate present data in the higher energy region.

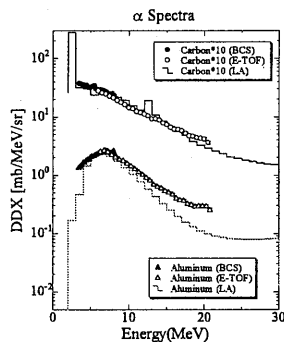


Fig.7 alpha spectra

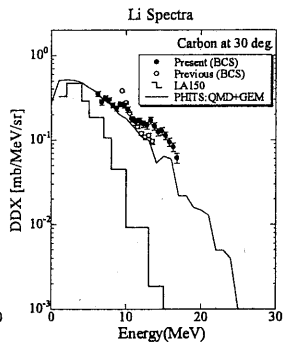


Fig.8 lithium spectra

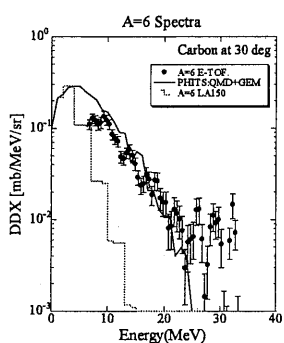


Fig.9 mass 6 spectra

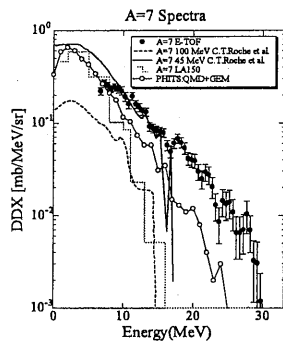


Fig.10 mass 7 spectra

5. Summary

We developed a BCS detector and E-TOF method aiming at measurement of fragment production cross section for proton-induced reactions. For BCS, excellent separation of each fragment is confirmed up to $Z = 6$ (Carbon) and $Z=9$ (Fluorine) for polypropylene and aluminum samples, respectively. For E-TOF, we could identify the fragments from polypropylene (4 μm thick) up to $A=12$ using an ultra-thin plastic scintillator for the start detector and SSD for the stop detector with ~ 1 m flight path. The data obtained with both methods were consistent with each other. The new results were obtained for fragment heavier than α -particle and compared with LA150 data library, QMD calculation in the PHITS code. The LA150 data agrees with the present data for α -particle but show much underestimation for fragment heavier than lithium. For fragment, QMD calculation is

better than LA150 but underestimates the experimental data generally.

In the near future, we will improve the measuring method with the following refinements and the data will be applied for the analysis of SEU and dose contributions:

- 1) extension of the dynamic range for BCS and
- 2) enlarge the detection solid angle for E-TOF

For 1) we will put SSD detector backward anode electrode to detect the high energy fragments that have ranges longer than the cathode-grid distance. For 2) we will put the start detector at several cm from the sample to enlarge the detection solid angle.

Acknowledgement

The authors express their thanks to the operation crew of the NIRS cyclotron for their cooperation.

Reference

- 1) C.R.Gruhn, M.Binimi, R.Legrain, R. Loveman, W.Pang, M.Roach, D.K.Scott, A.Shotter, T.J.Symons, J.Wouters, M.Zisman, R.Devries, Y.C.Peng and W.Sondheim, *Nucl. Instrum. Methods*, 196 (1982) 33
- 2) N.J.Shénhav and H.Stelzer, *Nucl.Instrum.Meth.* 228 (1985) 359
- 3) C.T.Roche, R.G.Clark, G.J.Mathews and V.E.Viola, Jr, *Phys. Rev. C* 14 (1976) 410
- 4) M. Hagiwara, T. Sanami, M.Baba, T. Oishi, M.Takada, H. Nakashima and S.Tanaka, Proc. of international conference on *Nuclearl. Data for Science and Technology, Sante Fe, New Mexico, USA, 26 Spet. -1 Oct., 769* (2004)1031
- 5) T. Sanami, M. Baba, M. Hagiwara, T.Hiroishi, M.Hosokawa, N.Kawata, N.Hirabayashi, T.Oishi, H.Nakashima and S.Tanaka. *J. Nucl. Sci. and Tech. Suppl.* 4 (2004) 502
- 6) T.Sanami, M.Baba, K.Saito, N.Hirakawa. *Nucl. Instrum. Meth. A*440 (2000) 403
- 7) O.Bunemann, T.E. Cranshaw, J.A. Harvey, *Can. J. Res. A*27 (1949) 373
- 8) K.Omata and Y.Hujita, INS-Rep-884, Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, 1991
- 9) M. B. Cadwick, P. G.Young, S. Chiba, S.C. Frankle, G. M. Hale, H. G. Hughes, A. J. Koning, R. C. Little, R. E. MacFarlane, R. E. Prael and L.S. Waters, *Nucl. Sci. Eng.*, 1331 (1999) 293
- 10) H. Iwase, K.Niita, T.Nakamura, *J. Nucl. Sci. and Tech.* 39 No.11 (2002) 1142

Measurement of double differential cross sections of secondary heavy particles induced by tens of MeV particles

M. Hagiwara¹⁾, T. Sanami²⁾, M. Baba¹⁾, T. Oishi¹⁾, N. Hirabayashi¹⁾, M. Takada³⁾,
H. Nakashima⁴⁾, S. Tanaka⁴⁾

1) Cyclotron and Radioisotope Center, Tohoku University, Sendai, Japan

2) High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba, Japan

3) National Institute of Radiological Sciences, Chiba, Japan

4) Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaragi, Japan

Abstract. Measurements of differential fragment production cross sections for proton- and neutron-induced reaction are described. Double-differential fragment production cross section for 70 MeV protons and the yields for 65 MeV neutrons were obtained with a specially designed Bragg curve spectrometer (BCS). An experiment is also described for proton-induced reactions employing the E-TOF method to obtain complementary and more detailed information than neutron-induced reactions.

INTRODUCTION

Energy and angular doubly differential cross-section data of fragments (secondary charged particles heavier than alpha-particle) production for proton- and neutron- induced reactions are of importance for dosimetry and the evaluation of radiation effect such as single event upset (SEU) by cosmic ray because of their large local ionization. However, experimental data on the fragment production are very scarce due to experimental difficulties of fragment detection, i.e., low yield, and large energy loss in samples. For the reason, almost all of past experimental data were obtained by the activation method that does not provide energy and angle information. Furthermore, theoretical calculation treating fragment production is very few and uncertain. Therefore, it is important to obtain reliable experimental data of differential cross section of fragment production.

Typical methods for the charged-particle production cross-section measurement are 1) the activation method and 2) the counter telescope method (ΔE -E method). The activation method can be applied only to some reactions that result in radioactive residual nuclei and does not provide the energy and angle information. The method of 2) has been applied

for the secondary light charged-particle measurement generally. In the case of fragment measurements in ten's of MeV energy region, the application of the method is very difficult due to the energy loss in the ΔE detector and the small detector solid angle. Therefore, an experimental method adequate for fragment measurement is required.

For the fragment detection, we adopted 1) a Bragg curve spectrometer (BCS) providing almost all information on the particle with a single counter and 2) an energy-time of flight (E-TOF) method having the capability of mass identification in almost whole energy region for fragments. BCS is a gridded-ionization chamber which can identify the fragments on the basis of the difference of Bragg peak value and the energy information can be obtained from the total charge produced. BCS has been mainly used for fragment measurement by charged particle induced reactions but not applied to neutron-induced reaction. We designed the BCS with special care to apply to a neutron beam in addition to a charged particle beam, and resulted in success to identify the fragments by proton- and neutron-induced reactions. BCS proved very promising for fragments detection in neutron-induced reaction, while there are still some problems that should be solved [6]. For 2), we conduct the

fragment measurement for proton-induced reactions. In this method, the energy and TOF of the fragment is measured and the mass number is derived by combining the energy, TOF and the energy loss information. Though this method is restricted only in charged particle-induced reactions due to the small detector solid angle, the dynamic range of fragment energy will be higher than in BCS, and much higher counting rate will be obtained.

This paper describes energy-angular fragment production measurements in neutron- and proton-induced reactions and experimental plan of extension to proton-induced reactions employing the energy-time of flight (E-TOF) method.

BRAGG CURVE SPECTROMETER (BCS)

Figure 1 shows a schematic diagram of BCS. It is a cylindrical gridded ionization chamber (GIC) filled with an Ar + 10%CH₄ gas at a pressure of 200 Torr. In the case of proton induced reaction, fragments produced from targets in the scattering vacuum chamber enter the detector along the axis through a thin film window and ionize the gas in BCS. The ionized electrons drift to the anode by the electric field keeping a shape of Bragg curve. The time distribution of the anode signal corresponds to the reversal of the ionization distribution (Bragg curve) by the fragment. Therefore the fast part of anode signal is proportional to the Bragg peak value that is in proportion to the atomic number (Z) of the fragment. The integration of the whole anode signal represents the total charge that is proportional to the fragment energy. Therefore, BCS can provide information on the energy and the atomic number of fragments using only the anode signal. The distance between the cathode and the grid is 27 cm, the grid and the anode is 0.5 cm. Wire radius and spacing of the grid are 0.1mm and 1mm, respectively. Thus, the grid inefficiency is 2.6 %. Ring electrodes are arranged in 3 cm steps to achieve a homogeneous electric field.

To apply BCS to neutron-induced reactions, we put samples inside the chamber to decrease the energy loss of fragment and enlarge the detection solid angle. In this case, however, the following difficulties arise:

1) increase of backgrounds due to neutron irradiation of the chamber body and detection gas, and

2) distortion of anode signal due to angular spread of fragments.

To solve 1) we adopt tight neutron collimation, high-Z element electrodes having small fragment production rate, and an additional shield electrode. The shield electrode is installed in front of the chamber with the same potential as the cathode, to reject signals by charged particles from chamber wall in front of the cathode plate. The problem 2) will be solved by using the above geometrical arrangement and employing the cathode signal which has dependence on the angle relative to the BCS axis^(4,5).

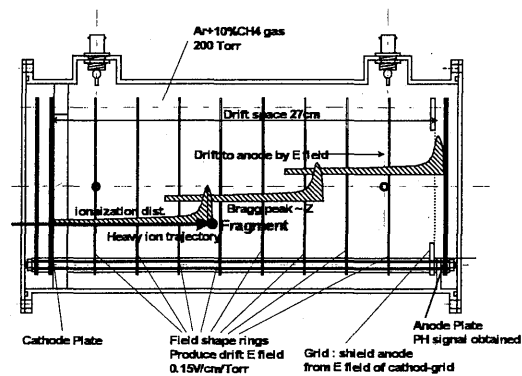


FIGURE 1. Schematic diagram of the Bragg curve spectrometer (BCS)

APPLICATION OF BCS TO PROTON-INDUCED REACTION

The experiment was performed at the AVF cyclotron laboratory of National Institute of Radiological Science (NIRS), Japan. The fragments from polypropylene target (4 μm thick, 0.9 g/cm³) emitted to 30 degree direction were measured. Proton beam current was measured by Faraday cup installed at downstream of the target. The proton energy and beam current were 70 MeV and ~4 nA, respectively.

In the measurement circuit, the energy signal and the Bragg peak signal were obtained from the anode signal by processing with a long time constant (6 μsec) and a short time constant (0.25 μsec), respectively. To reduce background events and dead time of ADC, only coincidental data between anode and cathode were accumulated. The coincidence time is set to 6 μsec that is equivalent to the maximum traveling time of electrons from the cathode to grid. They are collected as a two-dimensional data by KODAQ (Kakuken Online Data Acquisition System)⁽⁶⁾ with CAMAC system.

Figure 2 shows the measured two-dimensional spectrum on the energy vs. Bragg peak and Bragg peak

spectrum over separation limits. Excellent separation of each fragment and S/N ratio are confirmed in the energy region where particles are separated as shown in fig.2. In this case, fragments lighter than carbon are produced mainly and heavier products are very few. The turning blows at maximum energy point in fig. 5 are caused by the fragments that have ranges longer than the cathode-grid distance. It is meaningful to extend the measurable energy range by developing a correction method for this effect. Energy calibration was performed by replacing a sample with ^{241}Am α source. The DDX for lithium, beryllium and boron from carbon obtained by polypropylene sample are shown in fig. 3. As observed in fig.3, the present results agree with the data by C. T. Roche⁽⁸⁾ et al. in shape.

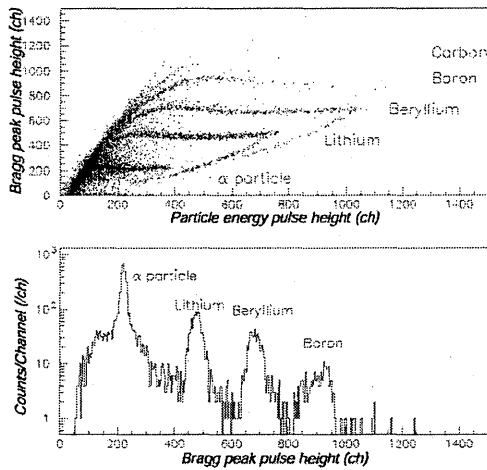


FIGURE 2. Energy vs. Bragg peak two-dimensional spectra and Bragg peak spectrum over separation limits for polypropylene (4 μm) induced by 70 MeV protons.

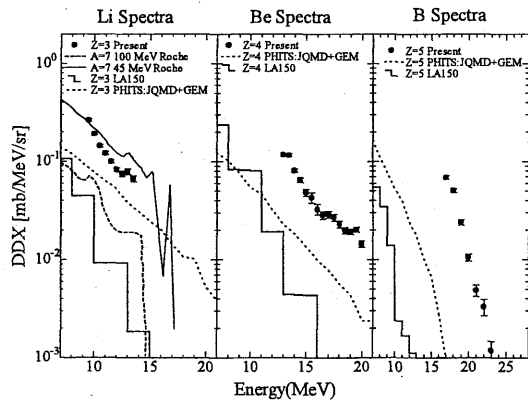


FIGURE 3. This is the Style for Figure Captions. Center this text if it doesn't run for more than one line.

APPLICATION OF BCS TO NEUTRON-INDUCED REACTION

An experiment for neutron-induced reaction was performed using the $^7\text{Li}(p,n)$ neutron source at TIARA, JAERI, Takasaki site. To measure fragments from carbon, samples of carbon 100 μm thick, 200 μm thick, and nickel 100 μm thick, aluminum 6 μm thick were employed. Each sample set on the cathode plate inside was irradiated directly by neutrons collimated by a ~ 3 m long neutron collimator, and ~ 60 cm long additional collimator to avoid neutrons hitting the BCS structure. The proton energy was 70 MeV and the neutron peak energy was ~ 65 MeV⁽⁷⁾. Proton beam current was ~ 1 μA . Nickel and thin aluminum samples were used to evaluate the backgrounds originated from BCS gas and entrance window, respectively. This application might be the first trial to neutron-induced reaction in the world.

Figure 4 shows the two-dimensional spectrum on the energy vs. Bragg peak for neutron-induced reaction on a 200 μm -thick carbon sample. The spectrum was obtained by only ~ 4 hour irradiation. The electronics circuit is the same as the case of proton. Fragments heavier than α particle are separated distinctly, though the separation of Bragg peak was not better compared with proton-induced reaction. Hydrogen isotopes are eliminated by the electronics because of small energy loss in the chamber.

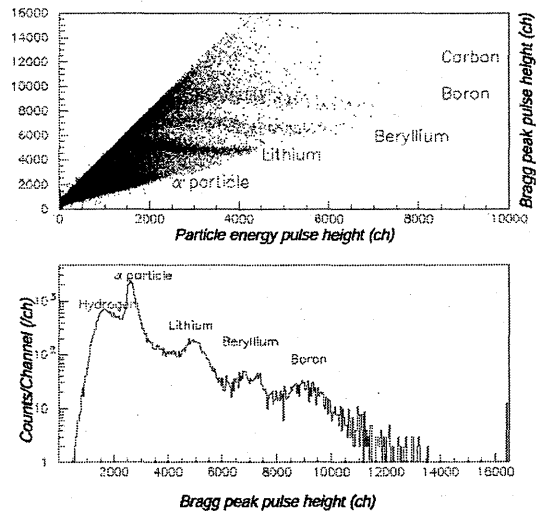


FIGURE 4. Energy vs. Bragg peak two-dimensional spectra and Bragg peak spectrum over separation limits for carbon (200 μm) induced by 65 MeV quasi-monoenergetic neutron.

The energy spectra for each sample are shown in fig. 5. As observed in these figures the results of two carbon samples are in fair agreement. It will be due to the fact that the range of fragments in carbon (~several μm) is much shorter than sample thickness. These samples are too thick compared with fragment ranges but the spectra obtained were close to that from a thin sample. The yields for the nickel sample are lowest for all fragments because of smaller cross-sections for fragment emission than carbon and aluminum. The data for the thin aluminum sample are similar as the nickel case in magnitude and suggest that the data for nickel and aluminum are close to backgrounds. The lower limit of the spectrum (α particle: 2 MeV, carbon: 8 MeV) is governed by the particle identification limit of BCS and the upper limit by the range of the particle in the gas (α particle: 7.5 MeV, carbon: 38 MeV). We are considering to extend the dynamic range by treating the overlap at lower energy and blow in high energy end. For the purpose, improvement of BCS for more tight geometry and sample-changing mechanism, and also application of digital signal processing using a high speed digital oscilloscope are now in progress.

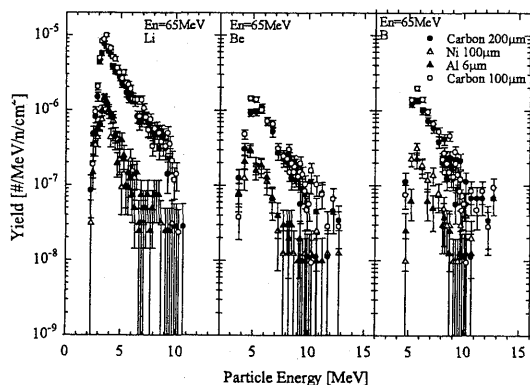


FIGURE 5. This is the Style for Figure Captions. Center this text if it doesn't run for more than one line.

ENERGY-TIME OF FLIGHT METHOD (E-TOF)

In the case of neutron induced reaction, there are several difficulties such as 1) low counting rate, high backgrounds due to neutron bombardment of BCS body, and 3) non-monoenergetic neutron source and so on. We are now planning to do fragment measurement for proton-induced reactions using a energy-TOF method which is used in heavy ion detection. In this method, the dynamic range of fragment energy will be higher than in BCS, and much higher counting rate

will be obtained. These data will be useful to complement proton-induced data.

For a start detector of TOF, we will employ a MCP (micro-channel plate) coupled with a thin carbon foil which has good time resolution and low energy loss for fragments. For a stop detector (E detector), MCP and SSD which has good energy resolution will be adopted. The scattering chamber was designed to enable simultaneous measurements of BCS and E-TOF. The combination of these methods will be powerful for the measurement of fragments induced by charged particles.

SUMMARY

We developed a BCS detector and applied to proton- and neutron-induced reactions aiming at measurement of fragment production cross section. Through the experiments, BCS proved to be applicable to neutron-induced reaction. We intend to improve the measuring method with the refinement of data treatment as follows employing new data acquisition method:

- 1) evaluation and decrease of backgrounds,
- 2) extension of the dynamic range, and
- 3) correction for the effects of emission angle.

We are also preparing fragment production measurement for proton-induced reactions using the energy-TOF technique to extend energy range and improve data quality.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors express their thanks to the operation crew of the NIRS cyclotron for their cooperation.

REFERENCES

1. C.R.Gruhn, et al. *Nucl. Instrum. Methods*, **196** (1982) 33.
2. N.J.Shenhav and H.Stelzer, *Nucl.Instrum.Meth.* **228** (1985) 359.
3. O.Bunemann, et al., *Can. J. Res.* **A27** (1949) 373.

4. N.Ito, M.Baba, et al., *Nucl.Instrum.Meth.* **A337** (1994) 474.
5. T.Sanami, et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **A440** (2000) 403.
6. K.Omata et al., INS-Rep-884, Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, 1991
7. C.T.Roche et al. *Phys. Rev. C* **14** (1976) 410

Differential cross sections of complex particle emission reactions.

M. BABA, M. HAGIWARA, T. OISHI

Cyclotron and Radioisotope Center, Tohoku University
Sendai
Japan

T. SANAMI

High Energy Accelerator Research Organization (KEK)
Tsukuba
Japan

Abstract

Experimental techniques and experimental results are described on complex particle (fragment) emission reactions for nucleon induced reactions which will be important for the microscopic analysis of single-event upset in micro-electronics devices and human dose in space and accelerator environment. Energy-differential cross sections of fragment production of carbon and aluminum were obtained with a specially designed Bragg curve spectrometer (BCS) and energy-time-of-flight method (E-TOF). The energy differential cross sections of fragments obtained by BCS and E-TOF are compared with LA150 and QMD calculation results, and systematic disagreement was observed.

1 Introduction

It has been recognized widely that medium-to high energy particles in cosmic-rays cause soft errors and even hard failures in micro-electronics devices equipped with the space vehicles. The phenomenon has been long-standing problems which disturb the space technologies. Recently, similar phenomenon due to cosmic-ray born terrestrial neutrons becomes serious problems even in the ground level probably due to high density configuration of modern micro-electronics devices. Similar problems are anticipated around high intensity and high energy proton accelerators, and protections against the events are now dispensable.

These phenomena are understood to be caused by high density local ionization due to secondary particles with high LET (Linear Energy Transfer) produced inside the device by primary particles such as neutrons and protons. These high LET particles will have significant contribution as well to the radiation dose in space and accelerator environment where many medium-to high energy particles are flying.

To overcome such problems, it is required to understand the mechanism and design the structure which can eliminate the events. For the microscopic analysis of the phenomenon, information on the energy-angular distribution (Double-differential cross sections; DDX) of high LET secondary particles (called fragment thereafter) are essential. In particular, data for tens of MeV nucleons are important because the cosmic-particle fluxes are highest in this energy region in space. However, experimental DDX data for fragments are very scarce and thereby theoretical models for fragment DDXs have not been examined sufficiently, although systematic

experimental data were reported for production cross sections by the activation/radiochemical and inverse-kinematics techniques. Therefore, it is important to accumulate reliable experimental DDX data for fragment production.

DDX measurement of fragment is difficult because of low yield and large energy loss in materials. The conventional counter-telescope technique which is employed for DDX measurement of light charged-particles cannot be applied straightforwardly because most fragments are stopped within detectors, and the solid angle of the telescope is generally too small for low yield fragments.

Considering the situation, for fragment detection, we adopted a Bragg curve spectrometer (BCS) [1, 2] and E-TOF (Energy time-of flight) method [3] to complement BCS. As described below, BCS is very powerful and enables DDX measurements even for neutron induced reactions, but has inherent problem that particle identification is not possible for low energy particle which do not form a Bragg peak. The E-TOF technique was adopted to complement this limitation of BCS.

This paper describes the experimental techniques and the results for fragment DDX measurements in nucleon-induced reaction with the BCS and E-TOF method. The data are compared with other experimental data, evaluated nuclear data and theoretical calculations.

2 Bragg curve spectrometer (BCS)

The details of Bragg curve spectrometer (BCS) are described in the previous paper [4, 5]. Figure 1 shows a schematic diagram of BCS. It is a cylindrical gridded ionization chamber (GIC) [6, 7] filled with an Ar + 10%CH₄ gas at a pressure of ~200 Torr. In the setup of measurements for the proton induced reaction, fragments produced outside enter the chamber along its axis through a thin film window and ionize the gas. Liberated electrons drift to the anode through the grid keeping a shape of the Bragg curve. The time distribution of the anode signal corresponds to the reversal of the Bragg curve. Therefore the fast part of anode signal corresponds to the Bragg peak value that is proportional to the atomic number (Z) of the fragment. The integration of the whole anode signal represents the total charge that is proportional to the fragment energy. Therefore, BCS provide information on the energy, atomic number and stopping power of fragments with the anode signal alone. To reduce the low limit of the detection energy, an aluminized mylar film (2.5 μm thick) supported by a tungsten wire serves as both the entrance window and a cathode electrode simultaneously.

With the BCS developed, measurements for proton-induced reaction were performed using the AVF cyclotron at National Institute of Radiological Science (NIRS) and Tohoku University.

2.1 For proton induced reaction

Typical experimental setup is shown in Fig.2 [4]. Fragments emitted to 30 deg. with respect to the incident beam were measured. The beam condition was 70 MeV and ~10 nA. For samples, foils of aluminum 2 μm thick and polypropylene 4 μm thick were employed.

The energy and the Bragg peak signals were obtained from the anode signal by shaping with a long time constant (6 μsec) and a short time constant (0.25 μsec), respectively. The digital signal processing (DSP) technique was also applied and enabled to derive information on the energy loss as well as the Bragg peak and energy. Only coincidental events between anode and cathode were accumulated to reduce background events and dead time of ADC. The resolving time (6 μsec) was chosen to be equivalent with the transit time of electrons from the cathode to the

grid. They are collected as a two-dimensional list data using KODAQ handler [8] with CAMAC system

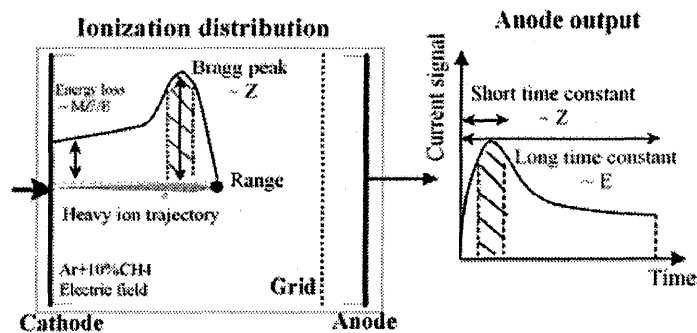


Figure 1: The schematic view of a determination process for fragment energy and atomic number using Bragg Curve Spectrometer.

Figure 3 shows the measured two-dimensional spectra on the energy *vs.* Bragg peak of fragments from 2 μm thick aluminum. Good separation among each fragment and S/N are confirmed up to $Z = 9$ (Fluorine) for aluminum samples above some energy. The fact that low energy particles are not separated is due to inherent problems of BCS and should be complemented by another technique, E-TOF method, in this case. In the case of aluminum sample, fragments heavier than fluorine could not be identified because they have only too low energy to make ionization shape of Bragg peak.

The folding back of the curve at maximum energy points in fig.3 is caused by fragments that passed through the active region. We have developed a data correction method to estimate the particle energy using the observed energy loss value.

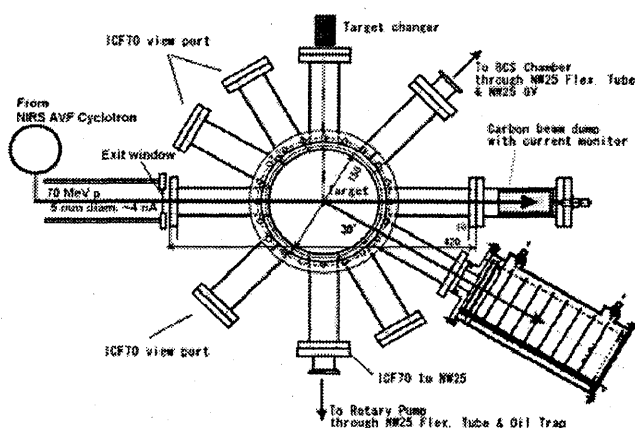


Figure 2: Experimental setup of BCS for fragment measurement of proton-induced reaction.

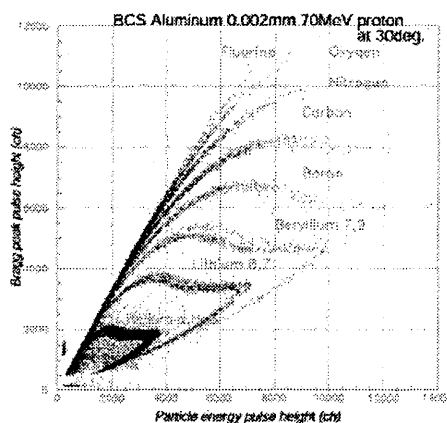


Figure 3: Energy *vs.* Bragg peak two-dimensional spectrum for aluminum 2 μm .

2.2 For neutron induced reactions

The experiments for neutron induced reaction has been carried out using ${}^7\text{Li}(p,n)$ mono-energetic neutron source at JAERI Takasaki site and Tohoku University cy-

clotron facility.

To enable measurements to neutron beam, special care was taken to improve the counting efficiency and signal-to-background ratio of the BCS: 1) The sample is placed on the cathode plane to provide a large solid angle as shown in Fig.2.2, and 2) the cathode plate and the sample changer are made of tantalum whose fragment emission cross-section will be small. In addition, 3) the neutron beam is collimated within the sample size to avoid backgrounds emission.

An example of the results is shown in Fig.2.2 (left). We could achieve particle identification under a neutron beam using the BCS technique. Nevertheless, the particle separation is much inferior and the Bragg peaks are not sharp compared with the proton induced cases in Fig.3. The reason was the mixing of particles with different angles relative to the electric field. This is a inevitable result of internal sample. To clear the problem, we adopted a segmented anode as shown in Fig.2.2, in which the anode is separated into two parts, central electrode and peripheral one. Events collected in the central one will have angles close to zero-deg. By collecting events in the central region alone, the separation and the Brag peak become much better as shown in Fig.2.2 (right). By the technique, now it is possible to obtain DDXs for neutron beams. The results will be shown in the next section.

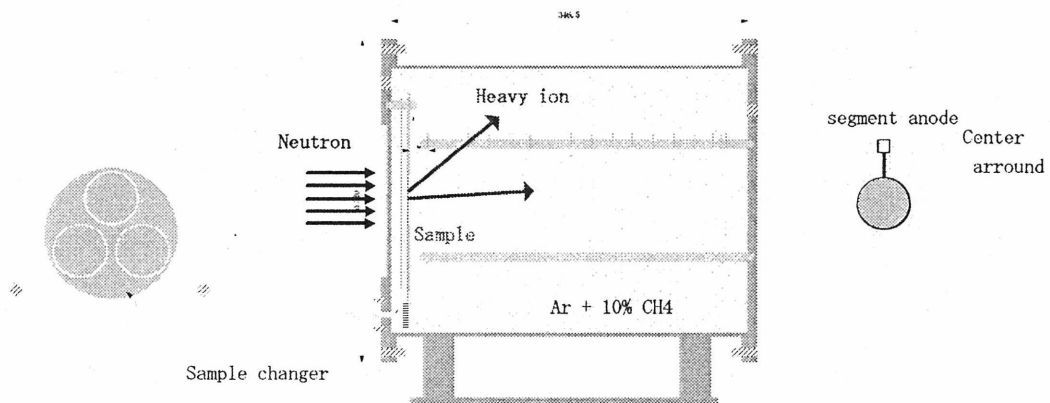


Figure 4: Schematic view of BCS arrangement for neutron beam

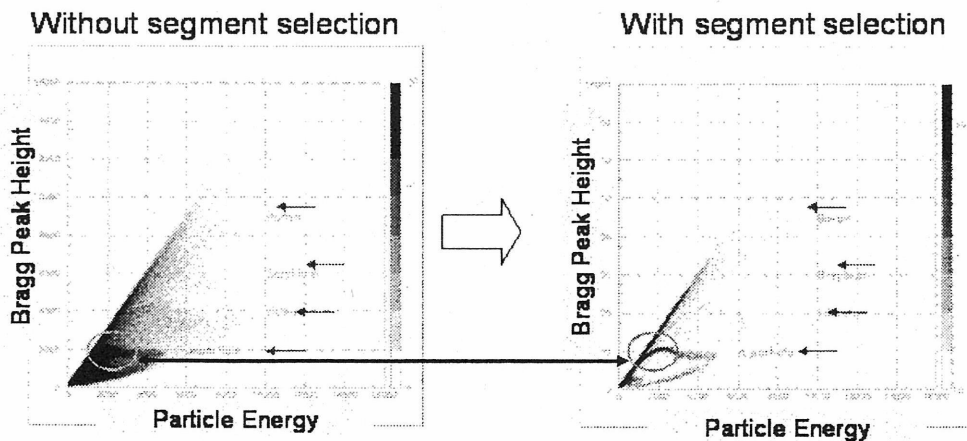


Figure 5: Scatter plot for Bragg-peak vs Particle energy for neutron induced reactions.

3 Energy-TOF Method

As noted above, BCS has difficulty in the particle-identification in low energy region. To complement the difficulty, we are developing a fragment measurement method based on an Energy Time-Of-Flight (E-TOF) method which is popular in heavy ion detection. In this method, the energy and TOF of the fragment are measured and mass is derived by combing the energy and TOF information. Therefore, separation for low mass particles is possible, although the solid angle is very small because of required flight path length, and is applicable only to proton induced reactions.

The measurements of proton-induced reaction with E-TOF method were done also using AVF cyclotron at NIRS and Tohoku University. The schematic view of the experimental setup is shown in Fig.6.

Timing signal of fragments for TOF is obtained using a thin film scintillation detector (EJ299-07: 5 μm thick) or micro-channel plate combined with a thin carbon radiator instead of a RF signal from the cyclotron to get better timing resolution. The effective area of this scintillator is 78.5 mm^2 (10 $\text{mm}\phi$). For readout the timing, two photomultiplier were coupled through quartz light guide to take coincidence. For a stop detector (E detector), a silicon surface-barrier detector (SSD) with good energy resolution is adopted.

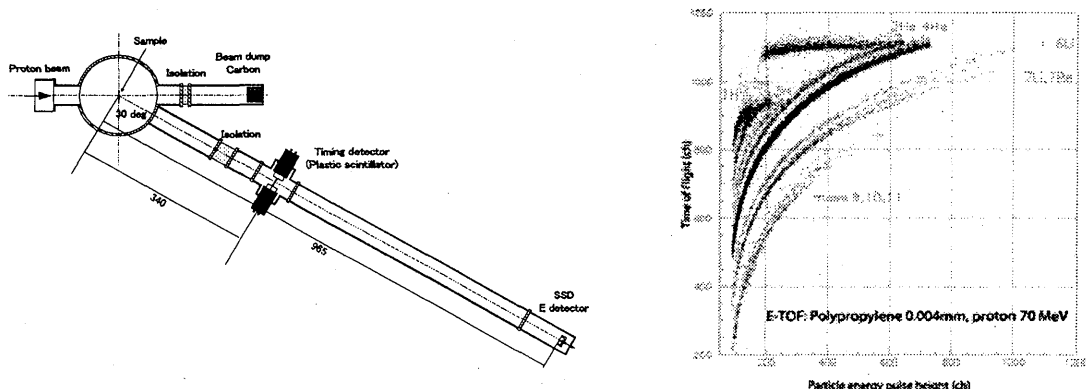


Figure 6: Schematic view of E-TOF arrangement (Left) and scatter plot for energy vs TOF.

The flight path is ~ 1.0 m long. The scattering chamber was designed to enable simultaneous measurements of BCS and E-TOF. In Fig.6 (right), a scatter plot for energy *vs.* TOF is shown, which was obtained for polypropylene (4 μm thick) using an ultra-thin plastic scintillator and SSD with a 0.965 m flight path. The fragments above mass number of 6 are separated clearly over the almost whole energy range. Isotopes are also separated. The folding-back is seen again due to the insufficient thickness of the Si detector for light mass particle. The fragments of mass number 5, 8, 9 were very few and the fragments above mass number 10 have very small energy. Better timing resolution and lower threshold are desirable to improve the mass resolution and the dynamic range. Then, improvement of the system by using two timing detectors for TOF measurement (start and stop signals) is in progress.

4 Results of fragment production DDX

In this section, typical results of fragments DDX obtained by the BCS and E-TOF methods are shown. Comparison with other experimental data is shown later.

First, fig.7 compares the energy spectra of α -particle emitted to 30 degree from carbon and aluminum obtained with the BCS and E-TOF method for 70 MeV

protons. The data obtained with the BCS and E-TOF methods are consistent with each other in the overlapping region, which confirms the experimental methods of the present experiments.. The present result of α -particle shows general agreements with LA150 [9] except for the case of aluminum above 10 MeV.

Figure 8 illustrates the lithium spectra from C(p,x) reaction at 70 MeV, obtained with the BCS method. The present data was obtained over wider energy range than the previous one [4] owing to improved data correction method. The data is compared with the previous data [4], QMD calculation with PHITS code [10] and the LA150 data file [9]. The QMD calculation with the PHITS code show better agreement with the present one than LA150. Further, LA150 treats the angular distribution of fragment heavier than alpha particle as isotropic.

Figures 9 and 10 show the energy spectra of fragments with mass number 6 and 7, respectively, obtained with E-TOF method together with calculations. The present data for the mass number 6 agree with the PHITS, but not with LA150. For mass = 7, there are the experimental data by C. T. Roche et al [3], although these data are obtained at incident energies of 45 MeV and 100 MeV. Present data agree well with the data by Roche et al. in the shape. PHITS and LA150 underestimate present data in the higher energy region.

Figure 4(a), (b), (c) show the results Si(p,x) reactions at 70 MeV obtained by the BCS technique which will be important for the analysis of radiation effect of micro-electronics; (a), (b) and (c) show, respectively, angle-dependent carbon spectra, nitrogen angle dependent spectra, and oxygen spectra in comparison with calculations: Generally, the fragment spectrum show rather strong forward rise while the shape of spectra are similar. In comparison with calculations, the PHITS code provides results fairly close to the present ones both in the spectra and the angular dependence if the QMD model is employed for cascade routine, but LA150 greatly underestimate the experiments for all the cases. Further as mentioned above, LA150 assumes isotropic angular distribution while the experiments indicates fairly strong forward rising as shown in (a).

Figure 4 illustrates the results for neutron induced reactions on carbon at 65 MeV. The statistical error is still large and should be improved further. Nevertheless, the results can be favorably compared with the proton results and theoretical calculation. The neutron data will be accumulated further and comparison will be made with proton data to clarify the relation between proton induced and neutron induced cases.

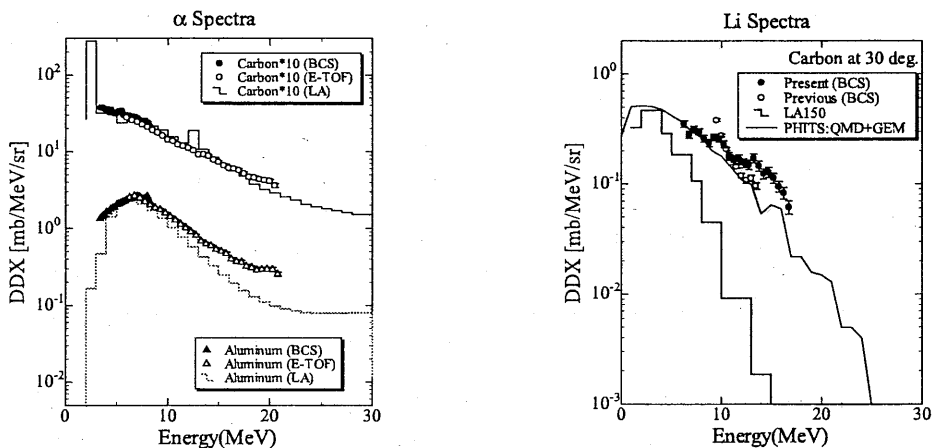


Figure 7: alpha spectra from the C(p,x) reaction at 70 MeV. Figure 8: lithium spectra from the C(p,x) reaction at 70 MeV.

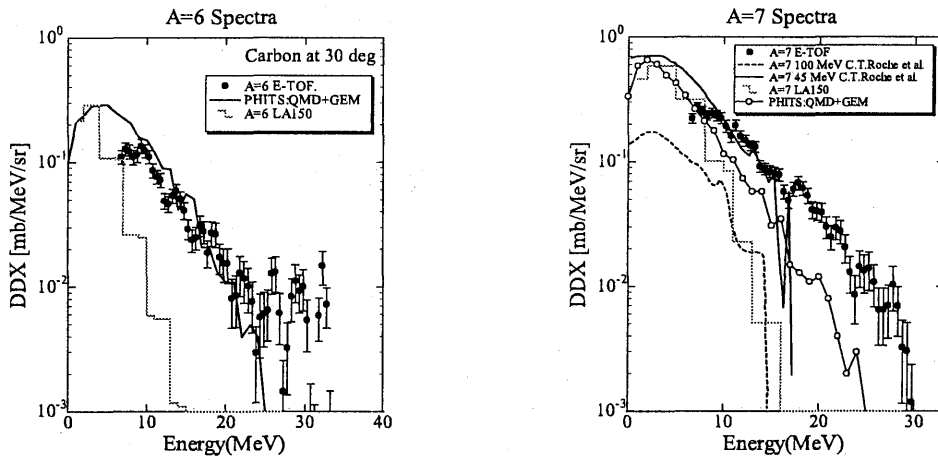


Figure 9: Spectra of M= 6 fragment for C(p,x) reaction at 70 MeV. Figure 10: Spectra of m= 7 fragment for C(p,x) reaction at 70 MeV.

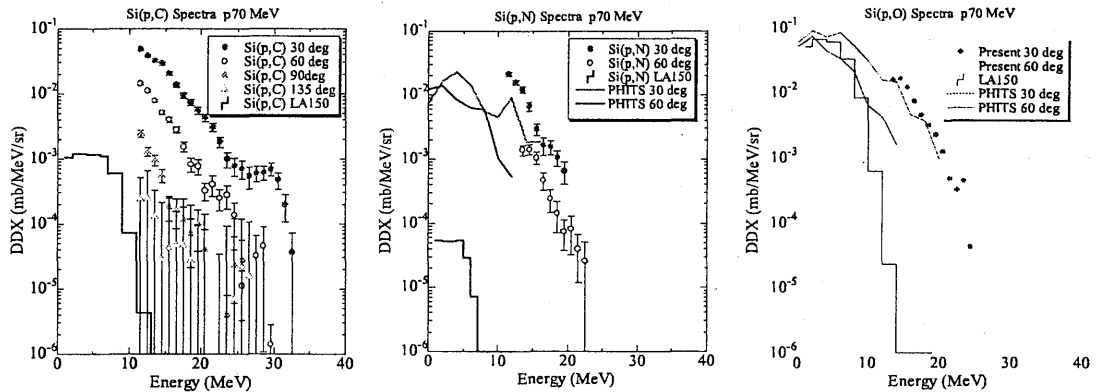


Figure 11: (a),(b),(c): DDXs of fragment from the Si(p,x) reactions at 70 MeV: Comparison of angular dependence, comparison with calculation.

5 Summary and Outlook

We developed a BCS detector and E-TOF method aiming at the measurement of fragment production DDXs for nucleon induced reactions around ten's of MeV region, and confirmed excellent separation of each fragment up to $Z=9$ (Fluorine). BCS could be applied successfully for a neutron beam with a new configuration using a segmented anode. The low energy region where the BCS technique is not applicable is covered by the E-TOF method with a timing detector of an ultra-thin plastic scintillator or micro-channel plate combined with a carbon foil, and SSD stop detector with ~ 1 m flight path. The data obtained with both methods were consistent with each other.

New data were obtained for carbon and silicon samples. The data covered most part of DDX of fragments and they were favorably compared with other experiments, although they are very few. The comparison with the LA150 library and the theoretical calculation by the QMD model indicated that LA150 agrees with the present data for α -particle but show much underestimation for fragment heavier

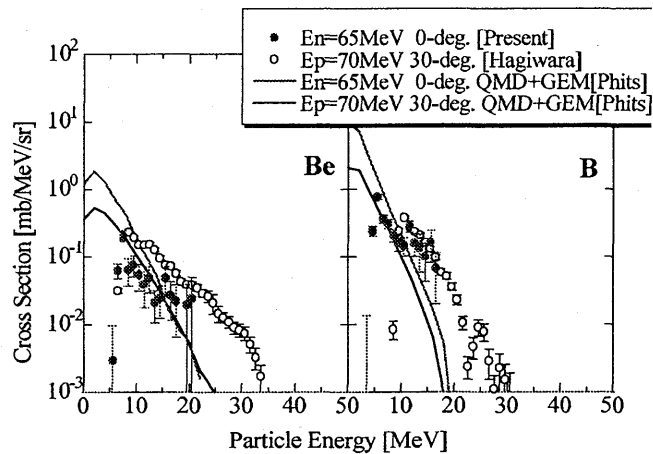


Figure 12: Fragment DDXs for C(n,x) reactions for 65 MeV neutrons, in comparison with the proton induced data and PHITS code.

than lithium, and QMD provides better results than LA150 but still underestimates the experimental data generally.

Further improvement of the experimental techniques is in progress to extend the dynamic range and to get better particle identification. Along with the analogue electronics circuit, the DSP technique is very promising for the purposes. The improved data quality to be achieved by new technique will provide new data to improve the theoretical modeling relevant to the emission of complex particles.

References

- [1] C.R.Gruhn *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, **196** 33 (1982) .
- [2] N.J.Shenhav and H.Stelzer, Nucl. Instrum. Methods, **228**, 359 (1985).
- [3] C.T.Roche, R.G.Clark, G.J.Mathews and V.E.Viola, Phys. Rev. C **14**, 410 (1985).
- [4] M. Hagiwara, T. Sanami, M.Baba, T. Oishi *et al.*, Proc. of international conference on Nuclear. Data for Science and Technology, Sante Fe, New Mexico, USA, 26 Spet. -1 Oct., **769**, 1031 (2004).
- [5] T. Sanami, M. Baba, M. Hagiwara *et al.*, J. Nucl. Sci. and Tech., **Suppl. 4**, 502 (2004).
- [6] T.Sanami, M.Baba, K.Saito, N.Hirakawa, Nucl. Instrum. Meth. A, **440**, 403 (2000).
- [7] O.Bunemann, T.E. Cranshaw, J.A. Harvey, J. Res. A, **27**, 373 (1949).
- [8] K.Omata and Y.Hujita, INS-Rep-884, Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, 1991.
- [9] M. B. Cadwick, P. G. Young, S. Chiba *et al.*, Nucl. Sci. Eng., **1331**, 293 (1999).
- [10] H. Iwase, K. Niita, T. Nakamura, J. Nucl. Sci. and Tech., **39**, No.11, 1142 (2002).

Measurements of double differential fragment production cross sections of silicon for 70 MeV protons

M. Hagiwara, T. Oishi, S. Kamada, M. Baba,
Cyclotron and Radioisotope Center, Tohoku University
E-mail: hagi@cyric.tohoku.ac.jp

T. Sanami

High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

M. Takada, N. Miyahara

National Institute of Radiological Sciences

Double-differential fragment production cross-sections of silicon are measured for 70 MeV proton with a specially designed Bragg curve counter (BCC). New method for particle identification and energy correction of range over fragments are applied to BCC and succeed in extension the energy dynamic range. The experimental results of double-differential cross-sections for Li, Be, B, C, N, O production are obtained at 30, 60, 90, 135 degree. The comparisons between the experimental data and theoretical calculations with different models clarified strong dependence of the fragment production on the intra-nuclear cascade model used in calculation.

1. INTRODUCTION

Single Event Effect (SEE) which is a radiation effect induced on a micro-electronics device by hitting of a single ion originated in cosmic radiation has been recognized as a serious problem which disturb the reliability of space technologies. Recently, with miniaturization of a micro-electronics device, SEE becomes a serious problem even on the ground level where there are terrestrial cosmic-rays composed mainly of secondary neutrons created by nuclear spallation reaction in the atmosphere. The most of SEE phenomena induced on the ground is caused by large LET (Linear Energy Transfer) secondary particles produced by the nuclear reaction in a device with the neutrons.

To analyze the SEE mechanism, information on the energy-angular double-differential cross-sections (DDX) of silicon which is main element of a semiconductor device are essential for secondary charged particles productions, especially for large LET secondary particles (called fragment thereafter) by ten's of MeV neutron. However, at present, there are no experimental DDX data for fragment production of silicon in ten's of MeV. Thereby theoretical models for fragment production DDXs have not been examined at all. It is important to accumulate reliable experimental DDX data for fragment production in ten's of MeV.

DDX data for neutrons are of prime importance to estimate SEE on the ground level. However the data are difficult to measure because an intense mono-energetic neutron source enough for the measurements of secondary fragment production which have usually very low cross-section ($\sim \mu\text{barn}$) is not available in ten's of MeV. To give information about fragment production reaction by ten's of MeV nucleon, DDX data for protons is useful in place of the data for neutrons. In the case of a proton experiment, beam intensity is enough to adopt the experiment. Our group has conducted the measurement of the DDX for fragment production reaction by proton using a Bragg curve counter (BCC) [1,2] and Energy Time-of-Flight (E-TOF) method [3,7]. In the previous study [4], DDXs were obtained for the C(p,x) and the Al(p,x) reaction ($E_p = 70$ MeV) with the BCC and E-TOF method.

The present study aims to obtain DDX of silicon for 70 MeV proton. To improve energy dynamic range of DDX, new methods for particle identification and utilization of range over fragment are described. As a

result, DDXs for fragment production are obtained wide energy range. The DDXs by theoretical calculation with various models are compared with experimental data.

2. BRAGG CURVE COUNTER (BCC)

The details of Bragg curve counter (BCC) are described in the previous report [4]. The BCC is a cylindrical gridded ionization chamber [5.6] (300 mm ϕ x 360 mm long) filled with an Ar + 10%CH₄ gas at a pressure of ~200 torr. A fragment is identified from the transition of the anode signal which reflects the distribution of free electrons produced by the fragment. Since the distribution represents Bragg curve proper to the fragment, the fast part and the whole integration of the signal are proportional to the atomic number (Z) and energy of the fragment, respectively. The energy region which can be measured by the BCC (energy dynamic range) depends on gas pressure of detector and a species of fragment. The high energy limit is determined by maximum stopping energies in detector. In present detector configuration, the maximum stopping energies is 25 MeV for Beryllium, however maximum energy of Beryllium from 70 MeV proton induced reaction reaches 40 MeV. On the other hand, a fragment with energy lower than the energy of Bragg peak can not be identified because Bragg peak information is not included in the anode signal. The energy reaches more than 10 MeV for the fragments heavier than Carbon.

In this study, two new approaches are adopted to extend the energy dynamic range: 1) new identification scheme using a fragment range in place of Bragg peak, and 2) utilization of fragments which penetrate through BCC. For 1), the cathode electrode of BCC is designed to obtain the timing pulse which gives the timing of a fragment entering BCC. Since the anode signal gives the timing of free electron reaching at grid as shown in Fig.1, the time difference between the cathode and the anode shows inverse proportion to fragment range. By using the range, fragment can be identified with any energy, in principle. Thus, the threshold for particle identification is improved considerably. Besides, this method allows identification of not only Z number but also mass number. For 2), the energy of the fragment which penetrated through BCC is estimated from deposition energy in BCC. The relationships between deposition energy and incident energy are calculated by SRIM code for each fragment. The schematic view of this method is shown in Fig. 2. By combining these two approaches, the energy dynamic range of BCC covers almost all the energy of fragments from 70 MeV proton induced reactions.

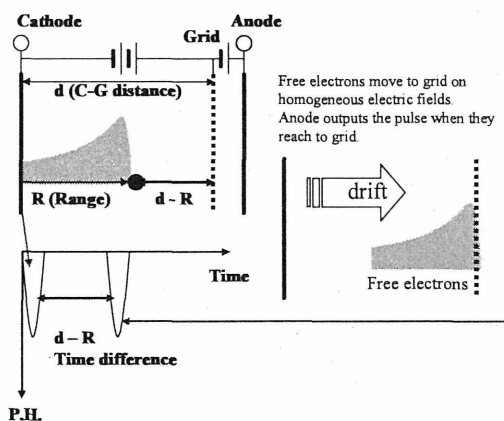


Fig.1. Schematic view of fragment identification from the time difference between the cathode and anode signal

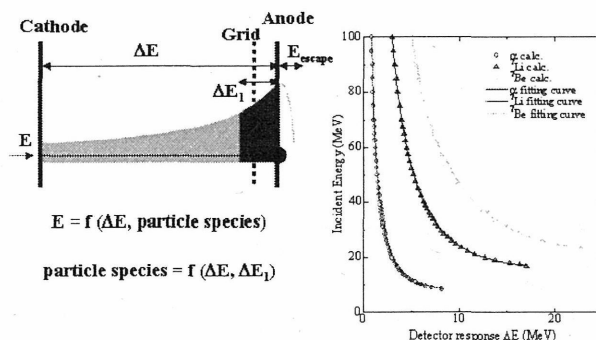


Fig.2. Detection scheme of particle which have the range longer than the detector length.

3. EXPERIMENTS

The experiment are performed using the AVF cyclotron at National Institute of Radiological Science (NIRS) with almost same apparatus as one employed in the previous measurement [4]. The silicon target of $310 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick, which is deposited on a tantalum foil of $10 \mu\text{m}$ thick, is set at the center of a vacuum chamber and irradiated by 70 MeV proton beam with $\sim 30 \text{ nA}$. The effects of the tantalum foil are eliminated by subtracting background data obtained with a tantalum foil without silicon. The fragments from the targets are measured with BCC at 30, 60, 90, 135 degree. Owing to large solid angle of BCC, only 1 hour irradiation is enough for each measurement. At 30 degree, a counter telescope consisted of two SSD ($25 \mu\text{m}$ and $250 \mu\text{m}$ thickness) and 900 mm flight path is also employed to measure fragments based on E-TOF method. The results of E-TOF are used to evaluate the validity of BCC data.

Figures 3 and 4 show two-dimensional spectra on the energy vs. Bragg peak for silicon sample (Si ($310 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) + Ta ($10 \mu\text{m}$)) and backing sample (Ta ($10 \mu\text{m}$)), respectively. Excellent separation of each fragment and S/N ratio are confirmed up to $Z = 8$ (Oxygen) for silicon sample in the energy region where particles are separated by the difference of Bragg peak value. As shown in Fig.4, background fragments heavier than lithium are less than 10 % compared with the foreground yields owing to the low fragment production cross-sections of tantalum. Identifications of the fragments were also performed by time difference between cathode and anode signals as shown in Fig 5 and the performances of two methods (Bragg peak and time difference method) are compared. As the results, identification with a time difference is better than with a Bragg peak on the point of lower energy limit to identify each fragment and isotope identification.

The turning blows at maximum energy point in Fig. 3 and 4 are caused by the fragments which have ranges longer than the cathode-grid distance (300 mm) which is the detector active region. In the past BCC method, the events were excluded from the energy spectra because the fragments are not fully deposit the energy to the detector and therefore become limitations of measurable detector energy in high energy. It is meaningful to extend the measurable energy range by developing a correction method for this effect from the information of the partial energy deposit (ΔE) In this study, the energy dynamic range of fragments was extended by introducing the energy correction method with the relation of E (energy which fragments have before the injection to detector) and ΔE (energy which fragments give to detector) calculated by SRIM code.

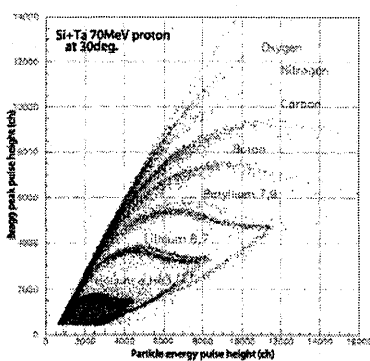


Fig.3 Two dimensional spectrum of energy vs. Bragg peak for silicon sample

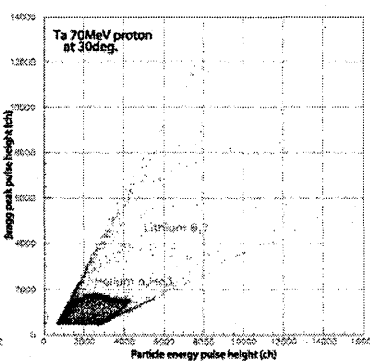


Fig.4 Two dimensional spectrum of energy vs. Bragg peak for tantalum backing

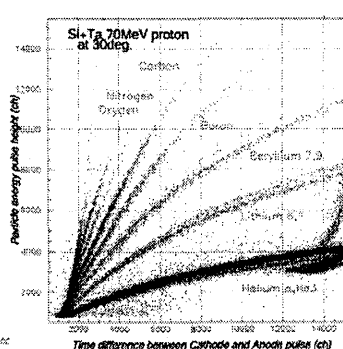


Fig.5 Two dimensional spectrum of time difference vs. energy for silicon sample

4. RESULTS AND DISCUSSION

Figure 6 shows the comparison of beryllium spectra with and without the energy correction for range over particle for example. The dynamic range of beryllium was extended reasonably by the corrections from around 25 to 38 MeV which is close to a kinematics maximum energy of beryllium.

Figure 7 shows the comparison between experimental data by BCC and ETOF with LA150. The data by BCC are consistent with one by E-TOF in the overlapping region and are also consisted with one by LA150 which have been examined by another experiment. These facts confirm the method for absolute normalization and energy calibration of the data by BCC.

Figure 8 shows the Li, Be, B, C, N, O production double-differential cross-sections of silicon for 70 MeV proton at 30, 60, 90, 135 degree with the results of PHITS [10] calculations. The calculations carried out using three different intra-nuclear cascade models (ISOBAR, JQMD, Bertini) combined with one evaporation model (GEM). Considerable amount of fragments whose energy reaches to 20 MeV are observed as the results of 70 MeV proton induced reaction. The threshold energies of experimental data are determined from the thicknesses of sample and incident window. These thicknesses can be improved by the experimental setup focused at low energy fragments. The ISOBAR model generally reproduces experimental data except for the data of light fragments. The calculations with Bertini model show remarkable underestimates for all results. Therefore, to calculate correct deposition energy by a code in this energy range, we should pay much attention what model embedded in the code. At forward angle of lithium and beryllium DDXs, the experimental data show a different shape from the other data. This fact indicates that a new reaction mechanism is indispensable to reproduce these components. For the experimental data of ^7Be production cross-sections [12, 13] and mass distribution [7] in this energy region, ISOBAR model underestimate the data, the discrepancies of which are similar trends for the present results as shown in Fig. 9. The models will be required for the improvements of the light cluster treatments to improve the calculation accuracy.

Figure 10 shows the comparison between DDXs of silicon and aluminum for He, Be, C and O at 30 degree. The magnitude and shape of fragment DDXs of aluminum are in good agreement with ones of silicon which are similar results in Fig. 9. Thus, the data of silicon can be estimate from ones of aluminum which can be obtained using a self-support sample. From an experimental point of view, it is important because a sample of aluminum is easy to fabricate in comparison with one of silicon.

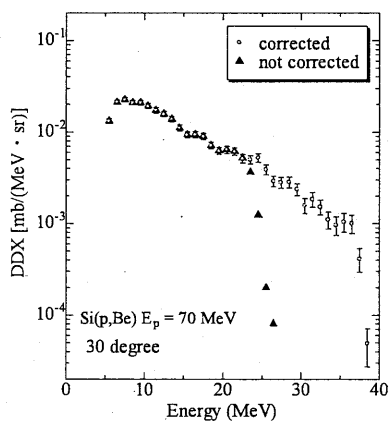


Fig.6 Comparison of beryllium spectra with/without the energy correction for range over events

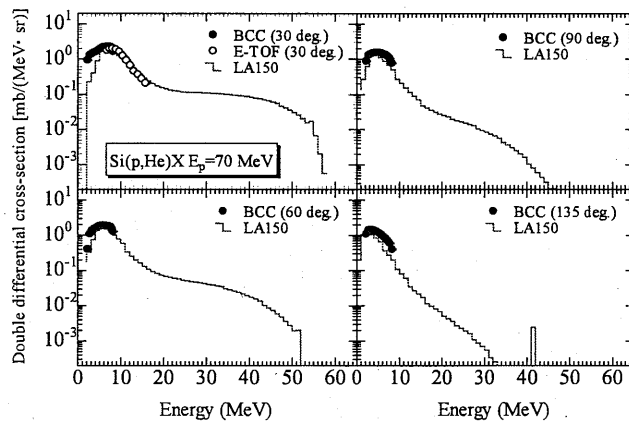


Fig.7 Comparison of DDX of Si(p, α) ($E_p = 70$ MeV) with LA150

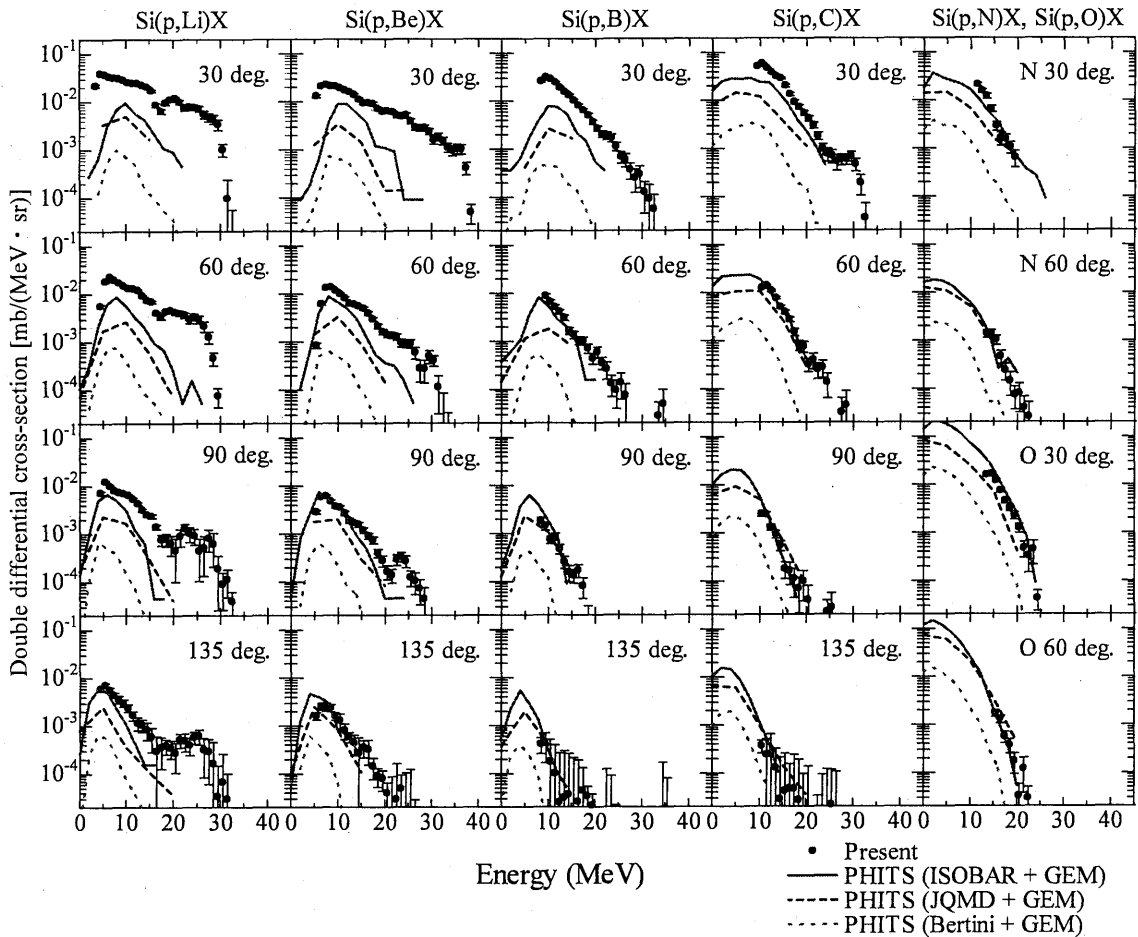


Fig.8 DDX of silicon for Li, Be, B, C, N, O production at 30, 60, 90, 135 degree from for 70 MeV proton reaction compared with the results of PHITS [10] calculations

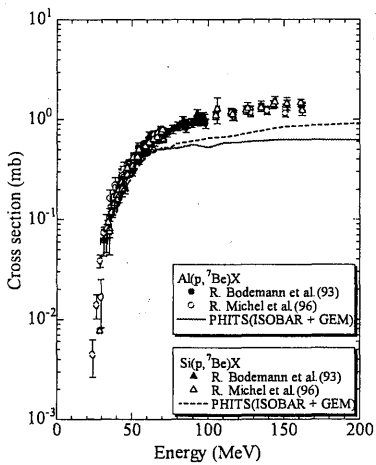


Fig.9 ⁷Be production cross-section [11,12] of Si and Al compared with PHITS

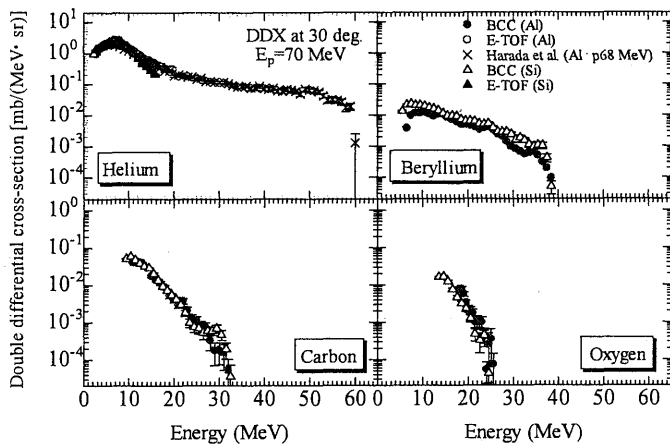


Fig.10 Comparison between DDXs of silicon and aluminum for He, Be, C and O at 30

5. CONCLUSION

Fragment production double-differential cross-sections of silicon for 70 MeV proton induced reaction are obtained using a specially designed BCC. The energy dynamic range of BCC is extended remarkably by a new identification scheme using particle range and a utilization of particles whose ranges are longer than the detector. The α -particle production double-differential cross-section data by the new methods are consistent with the data by E-TOF method and LA150. It becomes clear that considerable amount of fragments whose energy reaches to 20 MeV are produced from the Si(p,x) reaction in tens MeV region. By the comparison with theoretical calculations, the applicability of the calculation for fragment productions strongly depends on the model of an intra-nuclear cascade part. The ISOBAR model generally reproduces experimental data except for the data of light fragments. To reproduce these light fragment productions, a new reaction model will be indispensable. The comparison between results obtained with aluminum and silicon sample show that aluminum have similar DDXs for fragment production and can be substituted for silicon.

Our data will play important role in estimation of radiation effects on a silicon based semiconductor devices since this data set is only one data which describes fragment production rate and the energy spectra in this energy range. The data will be useful for not only benchmark data for the fragment production but also estimation of local charge density by proton in silicon. This data will be also useful for the estimation of neutron induced reaction by taking account of the coulomb contribution in the nuclear reaction.

ACKNOWLEDGEMENT

The authors express their thanks to the operation crew of the NIRS cyclotron for their cooperation. The authors wish to thank Dr. Sugai of KEK for his effort in fabrication of silicon samples with HIVAP method.

REFERENCES

- [1] C.R.Gruhn, M.Binimi, R.Legrain, R.Loveman, W.Pang, M.Roach, D.K.Scott, A.Shotter, T.J.Symons, J.Wouters, M.Zisman, R.Devries, Y.C.Peng and W.Sondheim, Nucl. Instrum. Methods, 196 (1982) 33
- [2] N.J.Shenhav and H.Stelzer, Nucl.Instrum.Meth. 228 (1985) 359
- [3] C.T.Roche, R.G.Clark, G.J.Mathews and V.E.Viola, Jr, Phys. Rev. C 14 (1976) 410
- [4] M. Hagiwara, T. Sanami, M. Baba, T. Oishi, N. Hirabayashi, M. Takada, H. Nakashima and S. Tanaka, Proc. of the international conference on Nuclear Data for Science and Technology ND2004, 769 (September 2004) 1031.
- [5] T. Sanami, M. Baba, M. Hagiwara, T.Hiroishi, M.Hosokawa, N.Kawata, N.Hirabayashi, T.Oishi, H.Nakashima and S.Tanaka. J. Nucl. Sci. and Tech. Suppl. 4 (2004) 502
- [6] T.Sanami, M.Baba, K.Saito, N.Hirakawa. Nucl. Instrum. Meth. A440 (2000) 403
- [7] K. Kwiatkowski, S. H. Zhou, T. E. Ward, et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983)1648
- [8] K.Omata and Y.Hujita, INS-Rep-884, Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, 1991
- [9] M. B. Cadwick, P. G.Young, S. Chiba, S.C. Frankle, G. M. Hale, H. G. Hughes, A. J. Koning, R. C. Little, R. E. MacFarlane, R. E. Praeel and L.S. Waters, Nucl. Sci. Eng., 1331 (1999) 293
- [10] H. Iwase, K. Niita, T. Nakamura, J. Nucl. Sci. and Tech. 39 No.11 (2002) 1142
- [11] R. Bodemann, H.-J. Lange, R. Michel, T. Schiekkel et al., Nucl. Instr. Meth. B82 (1993) 9.
- [12] R. Michel, R. Bodemann, H. Busemann, R. Daunke et al., Nucl. Instr. and Meth. B129 (1997) 153

70 MeV 陽子入射反応に対する Siからの二次重荷電粒子生成断面積の測定

Measurement of double differential cross sections of secondary heavy particles induced by tens of MeV protons.

東北大学 ○萩原 雅之 大石 卓司 馬場 護

Hagiwara Masayuki, Oishi Takuji, Baba Mamoru

KEK 佐波 俊哉

Sanami Toshiya

放医研 高田 真志

Takada Masashi

70MeV陽子による二次重荷電粒子生成二重微分断面積測定をBCS (Bragg curve spectrometer) を用いて行った。測定サンプルには10 μ m厚のタンタルフォイル上に310 μ g/cm²の厚さでシリコンを蒸着したものを、ターゲットからの30°, 60°, 90°, 135° 方向のHeからOまでの二次重荷電粒子のエネルギースペクトルを得た。

キーワード: BCS, E-TOF, 陽子, 70MeV, 二次重荷電粒子, フラグメント, Si, Ta

1. 緒言

近年、半導体技術の発展によりデバイスの微細化が進み、宇宙衛星、航空機などで用いられている半導体素子の放射線損傷が問題となっている。地上でも問題となっているシングルイベントアップセット (SEU) は地上の大気や宇宙船・衛星の構造材との反応によって生成される中性子・陽子とその主な原因とされている。中高エネルギーの中性子や陽子は半導体素子の構成元素であるシリコンとの核反応によってフラグメント (α 粒子よりも重い二次重荷電粒子) を生じ、その高 LET フラグメントがシリコン素子中を走り局所的に大きな損傷を引き起こす。シングルイベントなど半導体ソフトウェア現象の解明・評価には、生成されるフラグメントの生成確率・エネルギー情報、つまり二重微分断面積が重要である。しかし、フラグメント生成二重微分断面積のデータは、生成量が少ない・エネルギー損失が大きく飛程が短いなどの実験的困難のため非常に少ない。このため、断面積ライブラリが整備されておらず理論計算の結果の検証も難しく、実験データの集積が求められている。

2. 測定法

我々は陽子入射反応に対して BCS (Bragg curve spectrometer) と E-TOF (Energy Time-Of-Flight) 法を採用している。今回の測定では、立体角を大きく取ることができる BCS を用いた。BCS では、窓から入射した粒子が検出ガス中を走ることにより生成する電離電子の時間分布からブラッグピークとエネルギーの比を得て入射粒子の原子番号を識別する。測定サンプルのシリコンは薄いセルフサポートのものを作成することが難しいため、10 μ m のタンタルに蒸着することによって作成した。

3. 実験・結果

放医研 AVF サイクロトロンにおいて 70MeV 陽子入射によるシリコン (310 μ g/cm² 厚) + タンタル (10 μ m 厚) パッキング、タンタル (10 μ m 厚) ターゲットからの 30°, 60°, 90°, 135° 方向の重二次荷電粒子の測定を行った。図 1 にシリコン、タンタルターゲットに対して得られたフラグメントの測定結果をエネルギー vs. ブラッグピークの二次元図で示す。照射量はほぼ同等であるが、生成されたフラグメントの量はフォアとバックの測定で明らかな差が見られた。得られた二重微分断面積に関しては計算値との比較とともに当日述べる。

参考文献

- [1] 萩原, 佐波, 馬場他: 2002 年秋の大会予稿集”数 10MeV 粒子入射反応による二次重粒子スペクトロメータの開発(1)”
- [2] 佐波, 萩原, 馬場他: 2002 年秋の大会予稿集”数 10MeV 粒子入射反応による二次重粒子スペクトロメータの開発(2)”
- [3] 萩原, 佐波, 馬場他: 2004 年春の年会予稿集”70MeV 粒子入射反応による二次重荷電粒子生成断面積の測定”
- [4] 萩原, 佐波, 馬場他: 2005 年春の年会予稿集”数 10MeV 粒子入射反応による二次重荷電粒子生成断面積の測定”

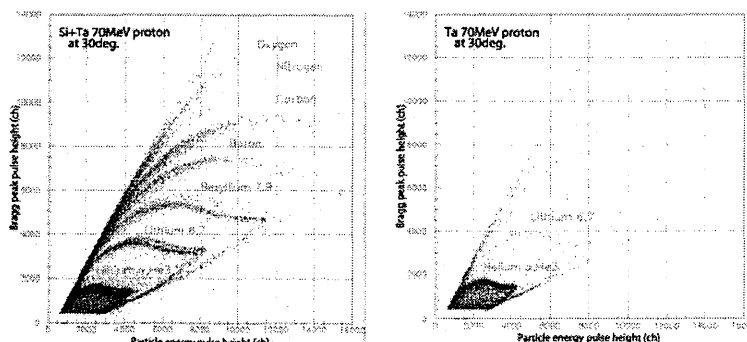


図1 ブラッグピーク vs. エネルギー二次元図

Si+Ta(左)、Ta(右)

C11

数 10MeV 中性子による二次フラグメントのスペクトル測定 (2)

Secondary fragment spectroscopy from tens of MeV neutron induced reactions (2)

KEK ○ 佐波俊哉

SANAMI Toshiya,

東北大 萩原雅之、

大石卓司、

馬場護

HAGIWARA Masayuki,

Oishi Takuji,

BABA Mamoru

数 10MeV 中性子による二次フラグメント(He より重たい二次粒子)の測定のために Bragg curve spectrometer(BCS)を開発している。東北大 CYRIC 32 コースの大強度中性子場において、薄膜試料を用いた測定を行ったので報告する。

キーワード: 中性子、核反応、75MeV、フラグメント、Bragg curve spectrometer

1. 緒言 数 10MeV 領域の中性子による二次フラグメントのエネルギー測定には、大きな立体角を持ち粒子弁別が可能な検出器が必要である。これまで、当グループでは BCS に薄膜試料を内包させた検出器を開発し、二次フラグメントの測定を行っている[1, 2]。二次フラグメントの検出確率はセグメント電極を用いることにより決定し、100 μm 厚の炭素からの Li, Be のエネルギースペクトルを得た[3]。今回、試料厚みによるエネルギースペクトルの歪みの低減を目的に、10 μm 厚程度の試料を用いた測定を行った。

2. 実験 実験は東北大 CYRIC の大強度中性子場において行った。図 1 に実験の配置を示す。この中性子場では Li ターゲットに BCS を 1.5 m 程度まで近づけることができる。これにより中性子束は従前の約 20 倍以上となり、薄膜試料の使用により収量が減じた分を十分補うことができる。Li ターゲットの至近に検出器を置くことから強い光子束にさらされることになるが、BCS はガス検出器なのでその影響は無視できる。入射準単色中性子のエネルギーは 65MeV、試料は 50mm 径のポリエチレン 10 μm、アルミニウム 6 μm、バックグラウンド差し引き用の 100 μm 厚の金箔である。

3. 結果・考察 図 2 にポリエチレン 10 μm と金 100 μm 厚の試料について得られた Li と Be のエネルギースペクトルを示す。中性子の強度は試料厚みを減じた分を補うに十分であり、図 2 のスペクトルは陽子ビーム電流約 1 μA の条件で、わずか 3 時間の測定で得られた。バックグラウンドとの差異が見られる。このエネルギースペクトルをもとに、検出効率、中性子束等を用いて二重微分断面積の導出を行う。

参考文献

- [1] 萩原, 佐波, 馬場他: 2002 年秋の大会予稿集”数 10MeV 粒子入射反応による二次重粒子スペクトロメータの開発(1)”
- [2] 佐波, 萩原, 馬場他: 2002 年秋の大会予稿集”数 10MeV 粒子入射反応による二次重粒子スペクトロメータの開発(2)”
- [3] 佐波, 萩原, 馬場他: 2005 年秋の大会予稿集”数 10MeV 中性子による二次フラグメントのスペクトル測定”

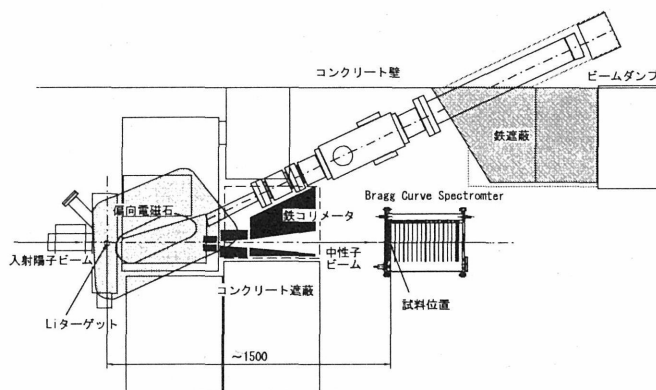


図 1 東北大 CYRIC 32 コースでの実験配置

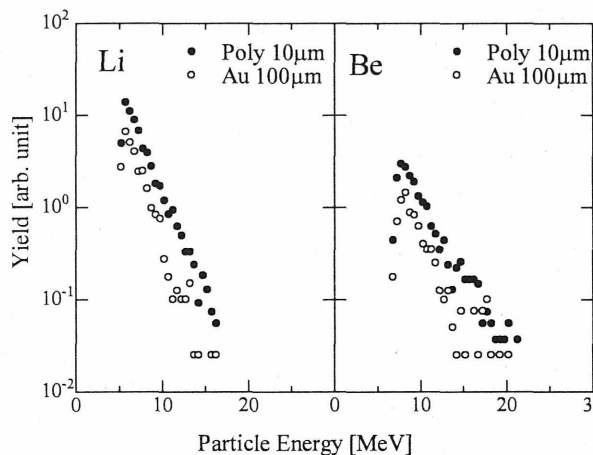


図 2 ポリエチレン 10 μm と金 100 μm 厚の試料について得られた Li と Be のエネルギースペクトル

数 10 MeV 粒子入射反応に対するフラグメント生成微分断面積 - 50、70 MeV 陽子入射反応 -

Differential cross sections for fragment production
induced by tens of MeV particles.

-50, 70 MeV proton induced reactions -

東北大学 ○萩原 雅之 大石 卓司 奥地 俊夫 馬場 護

Hagiwara Masayuki, Oishi Takuji, Okuji Toshio, Baba Mamoru

KEK 佐波 俊哉 放医研 高田 真志 宮原信幸

Sanami Toshiya

Takada Masashi Miyahara Nobuyuki

数 10 MeV 陽子によるフラグメント生成二重微分断面積測定を BCS (Bragg curve spectrometer) を用いて系統的に行った。50、70 MeV 陽子による C、Al、Si からの 30°, 60°, 90°, 135° 方向のフラグメント (He から O まで) のエネルギースペクトルを得、計算値や放射化による他の実験値との比較を行った。

キーワード: BCS、陽子、数 10 MeV、フラグメント、荷電粒子、C、Al、Si

1. 緒言

中高エネルギーの中性子や陽子の入射に伴って生じるフラグメント (α 粒子よりも重い二次重荷電粒子) は線エネルギー付与 (LET) が大きく局所的に大きな損傷や電離密度を伴うため、そのデータは線量評価や半導体メモリエラーなどの評価に重要である。しかし、フラグメント生成断面積の測定は、生成量が少ないことに加えてエネルギー損失が大きく飛程が短いこと、そのエネルギーが角度によって大幅に変化することなどのために困難で、実験データが非常に少ない。このため、フラグメント生成データは非常に不確かな状況にあり、実験データの集積が求められている。

2. 測定法

本研究では陽子入射反応に対して BCS (Bragg curve spectrometer) と E-TOF (Energy Time-Of-Flight) 法を採用している。[1] 系統的な測定では、立体角を大きく取ることができ、比較的短時間でフラグメント測定が可能な BCS を用いた。BCS では、窓から入射した粒子が検出ガス中を走ることにより生成する電離電子の時間分布からブラッグピークとエネルギーの比を得て入射粒子の原子番号を識別する。また突き抜け粒子の補正を行うことによってほぼ全エネルギー領域においてデータを導出した。

3. 実験・結果

放医研 AVF サイクロトロンにおいて 50、70 MeV 陽子入射による Polypropylene (4 μm 厚)、Al (2 μm 厚)、Si (310 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 厚) + Ta (10 μm 厚) バッキングターゲットからのフラグメントを 30° - 135° の角度において測定した。得られた結果の例として、図 1 に C(p,x)Be 反応の二重微分断面積 (DDX) を計算値 (QMD+GEM, ISOBAR+GEM モデル) と共に示す。図 1 に示すようにエネルギースペクトルの実験結果は収量の大きい低エネルギー領域では ISOBAR+GEM による計算値と良い一致を示しているが、高エネルギー側で計算値より大きな値を示した。計算では低エネルギーのフラグメントは主に蒸発過程から生成され、高エネルギーフラグメントはカスケード計算で生成される。今回の結果ではカスケード計算との差異を示している。実験値の下限値以下の低エネルギー領域に ISOBAR+GEM の計算値を用いてエネルギー・角度について積分し導出した反応断面積の結果は図 2 に示す。図 2 に示すように放射化による実験値と良い一致を示した。高エネルギーフラグメントは全体量としては数%程度であるが、大きな損傷を引き起こすため、今後考慮すべき問題であると考えられる。

参考文献

[1] 萩原, 佐波, 馬場他: 2002 年秋の大会予稿集, 2004 年春の年会予稿集, 2004 年秋の大会予稿集等

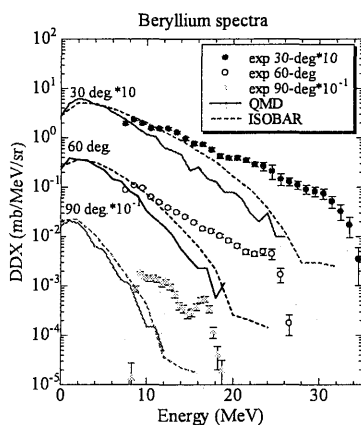


図 1. C(p,x)Be DDX

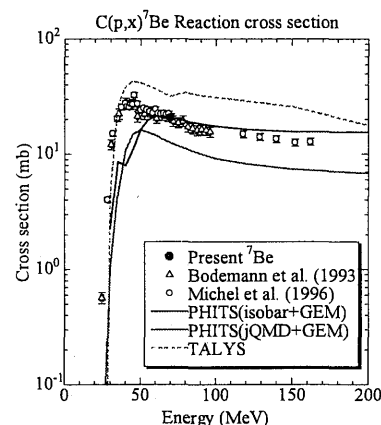


図 2. C(p,x)⁷Be XS

数 10 MeV 粒子入射反応に対するフラグメント生成微分断面積

201

(分類項目表
CD番号)

-65 MeV 中性子入射反応-

Differential cross sections for fragment production induced by tens of MeV particles.
-65 MeV neutron induced reactions -

KEK ○ 佐波俊哉
SANAMI Toshiya

東北大 萩原雅之、 大石卓司、 鎌田創、 奥地俊夫、 馬場護
HAGIWARA Masayuki, OISHI Takuji, KAMATA So, OKUJI Toshio, BABA Mamoru

当グループで開発した Bragg curve spectrometer (BCS) を用いて、炭素における 65MeV 準単色中性子入射反応により生成した Li, Be, B の 0 度方向二重微分断面積を測定した。測定手法の概要と得られたデータについて報告する。

キーワード: 中性子、核反応、65MeV、フラグメント、Bragg curve spectrometer

1. 緒言 当グループは数 10MeV 中性子によるフラグメントの二重微分断面積を取得するために、Bragg curve spectrometer (BCS) を開発してきた。また、中性子のデータとの比較とこのエネルギー領域におけるフラグメント生成の詳細を調査するために陽子による二重微分断面積もあわせて取得している。陽子に対して得られた実験データで精度の確認をした計算コードを用い、中性子によるフラグメント生成を計算し、中性子に対して得られた実験データと比較することができる。

2. 中性子によるデータの取得 データの取得は東北大CYRICの 32 コース、 ${}^7\text{Li}$ (p, n) 準単色中性子源を用いて行った。検出器と ${}^7\text{Li}$ ターゲットは約 1m と非常に近く、大きな中性子束が得られる。Ep=70MeV に対しEn=65MeV の準単色中性子を得る。BCSは円筒型のグリッド付き電離箱である。BCSを中性子場に適用するために、(1) 薄膜試料をBCS内部、カソード板上に設置しフラグメントを高い効率で測定するとともに、(2) セグメント電極を用い検出効率の決定と、粒子分解能の向上を図っている。試料は 10 μm のポリエチレンを金 10 μm のバックグランドとともに用い、バックグラウンドは金 10 μm の測定で評価した。得られたスペクトルからバックグラウンドを差し引き、試料中でのエネルギー損失を補正し、別途測定した中性子束のデータを用いて二重微分断面積を得た。

3. 結果・考察 図 1 に Li, Be, B の 0 度方向二重微分断面積を示す。陽子によるデータ、フラグメント生成を計算できる PHITS コードによる中性子、陽子の計算結果もあわせて示す。PHITS コードの中性子に対する結果は中性子の非単色性の効果が補正してある。中性子によるデータは入射中性子の非単色性の影響で低エネルギー部が大きい、その差は計算により得られている差と近い。このエネルギーでは陽子のデータにより、中性子によるフラグメント生成が見積もれることが期待される。PHITS コードによる結果は、陽子、中性子とも比較的高いエネルギーの成分を再現できていないが、低いエネルギーの部分は実験値に近い。陽子の結果からこのエネルギー帯ではQMDより Isobar がより実験値を再現することから、発表では Isobar の結果も併せて示す。

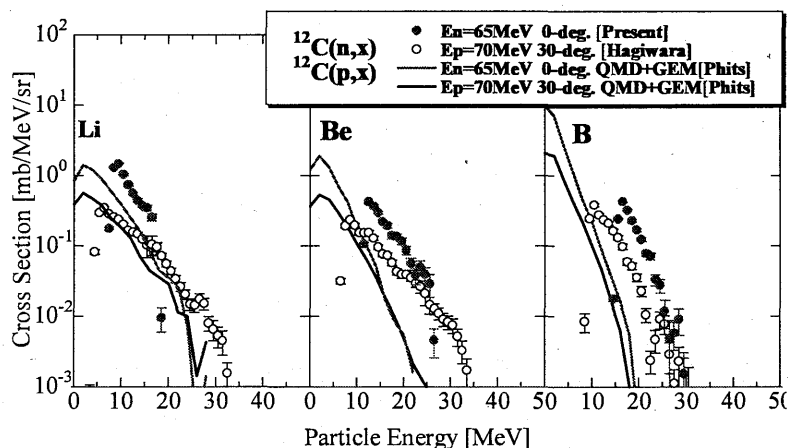


図 1 65MeV 中性子による炭素からの Li, Be, B の 0 度方向二重微分断面積の結果と、陽子、PHITS コードとの比較

参考文献

[1] 萩原他: 2005 年秋の大会予稿集”70MeV 陽子入射反応に対する Si からの二次重粒子断面積の測定”

[2] 佐波他: 2005 年秋の大会予稿集”数 10MeV 中性子による二次フラグメントのスペクトル測定”

Development of New CR-39 Nuclear Track Detector Doped with Phenolic Antioxidant

Y. KOGUCHI^{1*}, H. OHGUCHI¹, S. TAKEBAYASHI¹, W. SHINOZAKI¹, N. YASUDA²,
M. TAKADA², S. KODAIRA³, S. FUJISAKI¹, N. JUTO¹

¹Chiyoda Technol Corporation, Oarai-machi, Ibaraki, 311-1313, Japan

²National Institute of Radiological Sciences, Inage-ku, Chiba, 263-8555, Japan

³Waseda University, Shinjuku-ku, Tokyo, 169-8555, Japan

We have developed the new CR-39 detector which consists of the purified (99.9 %) CR-39 monomer with a phenolic antioxidant (IRGANOX 1010). A CR-39 doped with phenolic antioxidant at the concentration of 0.05 weight % is able to record normally incident protons up to the energy of 27 MeV (corresponding to LET infinity in water of 2 keV/μm). In addition, the detector has a flat surface even after long etching (the bulk etch was to be ~ 24 μm). The flat surface after etching might be a big advantage when one will apply to the automated measurement using image analysis. The detector is very useful as new detector not only for the neutron personal dosimetry, but also for space radiation dosimetry, dosimetry for heavy ion cancer therapy and the fast neutron dosimetry.

KEYWORDS: nuclear track detector, allyl diglycol carbonate, CR-39, antioxidant, high sensitivity, aging effect

1. Introduction

The CR-39 (allyl diglycol carbonate) nuclear track detector has been used for a personal neutron dosimetry, alpha auto-radiography, space radiation dosimetry, and other various applications¹⁻⁶. Several kinds of CR-39 were developed and commercialized now, which have different track formation sensitivities and track registration threshold in order to appropriate for these applications⁷⁻⁹. In general, there is tendency that sensitive one shows a rough surface after chemical etching. Consequently, the ragged edge of the opening mouth of the etched track, and the rough and uneven surface of the detector are observed. Therefore, it is difficult to distinguish the shallow tracks from the background due to the rough surface. The roughness might be a serious problem for the detection of small and shallow tracks formed by such as low-energy neutron recoil particles.

We have developed the new CR-39 detector using the highly purified CR-39 monomer with a phenolic antioxidant in order to establish the higher sensitivity to the low LET particles while keeping the flat surface after chemical etching. This paper describes about the track registration thresholds for protons, the surface roughness and the aging history for newly developed CR-39 detectors (TechnoTrak type-A).

2. Materials

Several types of CR-39 containing 0.01, 0.05 and 0.07 weight percent of a phenolic antioxidant (pentaerythritol tetrakis (3-(3,5-di-tert-butyl-4-hydroxyphenyl)

propionate): IRGANOX1010) were prepared by cast polymerization. The CR-39 monomer was purified up to 99.9% using the vacuum distillation method. The diisopropyl peroxy dicarbonate (IPP) was used at concentration of 3% as a polymerizing initiator. Additionally, we prepared CR-39 sample (labeled non-purified CR-39) without purification and antioxidant for the comparison of surface roughness after etching, and CR-39 sample (labeled no antioxidant) without the antioxidant for the comparison of aging history from the production.

The constitutional formulae of this antioxidant are shown in Fig. 1. The CR-39 monomers doped with IPP and phenolic antioxidant was poured into sandwich moulds, which was made up of two parallel flat glasses and an elasticated gasket. The moulds containing the mixture were placed in an electric oven and treated with same heat histories. The period of heat treatment (the maximum temperature was to be 105 degrees Celsius) for curing was selected to be about 24 hours. In total, the three kinds of colorless, transparent CR-39 detectors and two control samples of CR-39s were formed which about 170 mm × 280 mm and 1.6 mm thick.

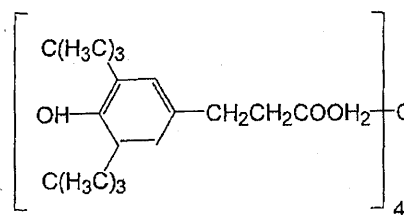


Fig.1 The chemical formula of antioxidant (IRGANOX1010)

3. Track registration threshold

Three kinds of CR-39 detectors with antioxidant were

* Corresponding author,

Tel: +81-29-266-3113; Fax: +81-29-264-9031;

E-mail: koguchi-y@c-technol.co.jp

irradiated with the energy range from 10 to 30 MeV protons in order to decide the track registration thresholds for each detector. Proton irradiations were performed in AVF cyclotron facility of National Institute of Radiological Sciences (NIRS).

After irradiation, the CR-39 detectors were etched in an aqueous solution of 5N NaOH at 70 degrees. The etching time was from 2 to 24 hours. The solution was agitated by magnetic-driven vanes during etching. After etching, the detectors were immediately washed by water and dried under clean ventilation. The shape of etch-pits and the surface were observed using an optical microscope and scanned using the AFM (Atomic Force Microscope, Digital Instruments, USA). The scanning was carried out using Tapping ModeTM in order to verify the surface roughness of detector surface.

It was chosen the etching time at 24 hours (5N NaOH solution at 70 degrees) to decide the detection thresholds of each detector. Figure 2 shows an example of etch pit image of 27 MeV protons. Smaller etch pits are corresponding to the protons, thus the threshold was traditionally decided by human eyes observation. The track registration thresholds for three CR-39 detectors are shown in Table 1. Regarding of the track registration against protons, the thresholds for USF-3⁷⁾ and HARTZLAS: TD-1⁸⁾ are almost same, down to 20 MeV protons. HARTZLAS (TNF-1), the copolymer of CR-39 with N-isopropylacrylamide (NIPPAM) has the highest sensitivity to low LET particles and can record normally incident 27 MeV proton^{9,10)}. Our detector, which includes 0.05 wt% phenolic antioxidant, also was able to record the 27 MeV protons, means that it has the same track registration threshold as TNF-1.

Table 1 Track registration thresholds for three kinds of CR-39

| | antioxidant [wt%] | proton [MeV] | REL _{200ev} [MeV.cm ² /g] |
|---|----------------------|-----------------|--|
| 1 | 0.01 | 23 | 12.96 |
| 2 | 0.05 | 27 | 11.34 |
| 3 | 0.07 | 25 | 12.09 |

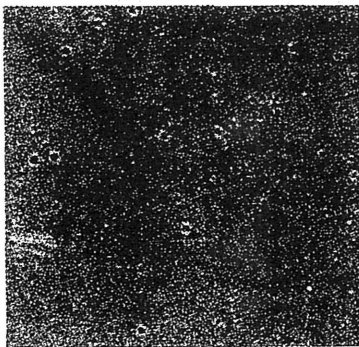


Fig.2 Etch-pits on the CR-39 (contains 0.05 wt% antioxidant) irradiated with 27 MeV protons and etched with 5N NaOH solutions at 70 degrees Celsius for 24 hours

4. Surface roughness

The surface roughness of CR-39 detector might interfere to detect low LET particles. Especially, in case of neutron dosimetry, its directly affect for finding and counting tracks since the small hole with bump due to the roughness mimics shallow track in observation using optical microscope. The surface roughness denoted by RMS roughness (Rq) for three detectors and non-purified CR-39 sample are shown in Table 2. The Rq is calculated by the formula:

$$Rq = R \left(F \left(\sum Z_i - Z_{ave} \right)^2, N \right)$$

where the Z shows the height of one point (corresponding to the one pixel (20 nm × 20 nm in this case) in the image) in measured area and N means the number pixels in the image. In short, the Rq value shows the standard deviation of height in unit area.

Table 2 The RMS roughness (Rq) of the nonpurified CR-39 and the CR-39 detectors with antioxidant. The bulk etch were measured to be ~10 μm and ~24 μm for the etching time were 10 and 24 hours, respectively

| monomer | antioxidant [wt%] | RMS roughness (Rq) [nm] | |
|----------------|----------------------|---------------------------|------|
| | | etching time [hour] 10 | 24 |
| 1 non-purified | 0.01 | 6.2 | 70.3 |
| 2 purified | 0.01 | 14.8 | 42.8 |
| 3 purified | 0.05 | 27.4 | 56.7 |
| 4 purified | 0.07 | 14.8 | 39.5 |

For long etching up to 24 hours (the bulk etch was to be ~24 μm), the difference of the roughness of non-purified CR-39 and purified detector is about a factor of 2. It suggests that the impurities (CR-39 oligomers and decomposition products) cause the roughness during etching. In fact, the surface roughness of BARYOTRAK (pure CR-39 with no antioxidant) is quite small (Rq = 2.7 nm at the bulk etch equal to ~37 μm)¹¹⁾ even after long etching. This fact is also support that the purification is an important factor to produce the CR-39 detector with flat surface, though it's also depends on the manufacturing processes.

Three detectors has relatively flat surface in contrast to TNF-1 detector which has the highest sensitivity, though it depends on the etching conditions. According to ref.¹¹⁾, in case of etching conditions to be 7N NaOH solution at 70 degrees, the Rq = 14.3 and 64.7 nm at the bulk etch equal to 14.3 and 48.8 μm, respectively. Thus, we conclude that the new detector, CR-39 monomer with a phenolic antioxidant (0.05 wt%), has the same registration threshold as TNF-1, while keeping it's flat surface even after long etch. The flat surface after etching might be a big advantage for application of the automated

measurement using image analysis¹³⁾

5. Aging effect

The second set of the CR-39 detector and CR-39 (no antioxidant) were irradiated with fast neutrons from a Pu-Be source to obtain the aging history for new detector. Occasionally, the detector will be used for a neutron personal dosimetry as dosimeter package (badge), then the dosimeters are returned one or several months after the normal end of wear date. In these cases, it is important to know what is the intrinsic background for etch pit density. Accordingly, the changes of dosimeter parameter due to the aging effect with time have been investigated.

The fast neutron fluence was calculated from the source intensity, distance between the source and the CR-39, and the irradiation time. The neutron response was measured after different storage time under the environment where temperature and humidity were controlled (20 degrees, 60%). The storage periods were from 0 (when the detector peeled off from the mould) between 181 days. In each storage period, the processes (irradiation and etching) of detectors were performed within a day to avoid the fading of tracks.

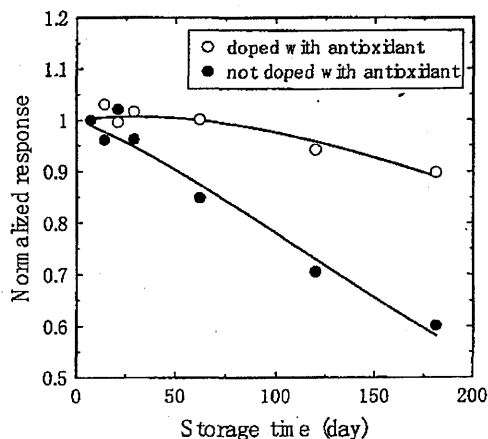


Fig.3 Changes of neutron response as a function of time for the detector with 0.05 wt% of a phenolic antioxidant and no antioxidant CR-39 sample

Figure 3 shows the changes of neutron response as a function of time for the detector with 0.05 wt% of a phenolic antioxidant and no antioxidant CR-39 sample. We adopted the mathematical representation suggested by Gilvin et al.¹²⁾

$$R(t) = R(0) (2 - e^{Bt}) e^{-Ct}$$

where $R(t)$ is the neutron response, and B and C are constants. As they described in the paper, this formula might be well represented in contrast to the single exponential function, $R(t) = R(0) e^{-Ct}$. For the detector, B and C were estimated to be $3.8 \times 10^{-3} \text{ day}^{-1}$ and $5.2 \times 10^{-3} \text{ day}^{-1}$, respectively. The effect may be accounted for by assuming an average response throughout the wear period.

6. Conclusions

We have developed the new CR-39 detector, now namely TechnoTrak type-A (TT-A), which records normally incident 27 MeV protons (corresponding to LET_infinity in water of 2 keV/ μm). The detector consists of the purified (99.9%) CR-39 monomer with a phenolic antioxidant (0.05 wt%). This threshold is almost same as HARTZLAS TNF-1 detector which has the highest sensitivity of any track etch detector. In addition, the TT-A has a flat surface even after long etching (the bulk etch was to be $\sim 24 \mu\text{m}$) in contrast to the other detectors (HARTZLAS TNF-1) which has higher sensitivity to low LET particles. The TT-A is very useful as new detector not only for the neutron personal dosimetry, but also for space radiation dosimetry, dosimetry for heavy ion cancer therapy and the high energy neutron dosimetry, because of its characteristics. Especially, CR-39 which has the higher sensitivity and the flat surface after etching might be a big advantage when one will apply to the automated measurement using image analysis for above fields. In addition, the change of neutron response as a function of time was measured for a neutron personal dosimetry.

Acknowledgment

We would like to express our thanks to the staff of NIRS cyclotron for their support during the experiments. The proton beams exposures were carried out as part of the collaborative research project at NIRS.

References

- 1) Fleischer, R. F., Price, P. B. and Walker, R. M., Nuclear Tracks in Solids, University of California Press, 1975, Berkeley.
- 2) Cartwright, B. G., Shirk, E. K. and Price, P. B., A nuclear-track-recording polymer of unique sensitivity and resolution, Nuclear Instruments and Methods, 1978, 153: 457-460.
- 3) Benton, E. V., Oswald, R. A., Frank, A. L. and Wheeler, R. V., Proton-recoil neutron dosimeter for personal monitoring, Health Physics, 1981, 40: 801-809.
- 4) Oda, K., Ito, M., Yoneda, H., Miyake, H., Yamamoto, Y. and Tsuruta, T., Dose-equivalent response CR-39 track detector for personal neutron dosimetry, Nuclear Instruments and Methods, 1991, B61: 302-308.
- 5) Ohguchi, H., Nakamura, T., Development of wide energy-range personal neutron dosimeter using CR-39 track detector, Applied Radiation and Isotopes, 1995, 46: 509-510.
- 6) Doke, T., Hayashi, T., Nagaoka, S., Ogura, K., Takeuchi, R., Estimation of dose equivalent in STS-47 by a combination of TLDs and CR-39, Radiation Measurements, 1995, 24: 75-82.
- 7) Benton, E. V., Ogura, K., Frank, A. L., Atallah, T. and Rowe, V., Response of different types of CR-39 to energetic ions, Nuclear Tracks and Radiation Measurements, 1986, 12: 79-82.
- 8) Ogura, K., Hattori, T., Hirata, M., Asano, M., Yoshida M.,

- Tamada M., Omichi H., Nagaoka N., Kubota H. and Katakai R., Development of copolymer of CR-39 with high sensitivity to Low LET particles, *Radiation Measurements*, 1995, 25, 1-4: 159-162.
- 9) Ogura K., Hattori T., Asano M., Yoshida, M., Omichi H., Nagaoka N., Kubota H., Katakai R. and Hasegawa H., Proton response of high sensitivity CR-39, *Radiation Measurements*, 1997, 28: 197-200.
- 10) Ogura K., Asano M., Yasuda N., Yoshida M., Properties of TNF-I track detector, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2001, B185: 222-227.
- 11) Yasuda N., Yamamoto M., Amemiya K., Takahashi H., Kyan A. and Ogura K., Track sensitivity and the surface roughness measurements of CR-39 with atomic force microscope, *Radiation Measurements*, 1999, 31: 203-208.
- 12) P. J. Gilvin, D. T. Bartlett and J. D. Steele, Progress in an operational dosimetry system using PADC, *Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, 1988, 15, 1-4: 577-581.
- 13) Yasuda N., Namiki K., Honma Y., Umeshima Y., Marumo Y., Ishii H. and E. R. Benton, Development of a high speed imaging microscope and new software for nuclear track detector analysis, *Radiation Measurements*, in press.
-

平成17年度サイクロトロン利用報告書
平成18年6月刊行

編集 独立行政法人 放射線医学総合研究所
重粒子医科学センター 物理工学部
発行 独立行政法人 放射線医学総合研究所
企画部
郵便番号 263-8555
住所 千葉県千葉市稲毛区穴川4丁目9番1号
連絡先 独立行政法人 放射線医学総合研究所
重粒子医科学センター物理工学部
TEL: 043-206-6602 FAX: 043-287-6146
メールアドレス: kono@nirs.go.jp
企画部
TEL: 043-206-3024、FAX: 043-206-4061
ホームページ <http://www.nirs.go.jp/>