

BNCT用小型加速器中性子源

1. はじめに

2012年現在、日本では高齢化社会と言う社会情勢を反映し、癌をはじめとする悪性腫瘍の発症率及び死亡率が年々増加しつつある。近年、早期診断技術および治療技術の発達に伴い、癌の治療率や延命効果が向上している反面、転移や再発等を伴う悪性の癌の増加が目立っている。日本において、癌に対して有力な治療法として手術療法が中心となっているが、放射線療法は治療後の患者の機能保存、社会復帰等の生活の質が良いことから、癌治療におけるその役割の重要度が増してきている[1]。

放射線の身体に及ぼす影響と医学的利用の研究は、1895年のRoentgenによるX線の発見以来の長い歴史をもっている。現在、医療分野に用いられている放射線はX線、放射性同位元素からの放射線、電子加速器による γ 線、原子炉による熱中性子、イオン加速器による荷電粒子あるいは速中性子などが挙げられる[2]。

本講義では、中性子を用いた放射線癌治療法、特にBNCTに焦点を合わせ、その特徴、および、近年活発に研究開発が進められているBNCT用加速器中性子源について、加速器の視点から議論したいと思う。

2. 中性子医療応用の基礎

2.1. 医療用粒子線としての中性子線

中性子は1932年にケンブリッジ大学のChadwickによりその存在が同定された。中性子は陽子とほぼ同じ質量の非荷電粒子であり、医療照射分野の観点から見れば、生体内での振る舞いが他の粒子線と大きく異なるという特色を持つ。

ここでは医療用途としての中性子線の特徴を他の粒子線と比較しながら紹介しよう。現在まで

に癌治療に利用されている放射線は、体内照射用としてラジウムなどの放射性同位元素(RI)からの α 線、 β 線、中性子線、また、体外照射用として加速器により発生するX線、 γ 線、陽子線、重荷電粒子、高速中性子線、原子炉を用いた熱中性子線等がある。このうち、X線、 γ 線などのいわゆる光子線や、近年では陽子、重イオンを用いた治療が現在の放射線治療の標準的なものとして確立されている[2]。

対外照射用粒子線の発生装置としては、原子炉および陽子あるいは重イオンの加速器が挙げられる。原子炉は熱中性子や熱外中性子を利用して治療を行うための中性子源として使用される。粒子加速器では1次粒子(加速粒子)である陽子や重イオン、あるいは2次粒子(加速粒子をターゲットにあて、その結果、出てくる粒子)である速中性子や π 中間子を治療に利用する[2]。

放射線治療が癌治療にとって有効と成り得るのは、放射線が生体の分子の電子や原子核との相互作用により生体分子を変化させ、その結果、癌細胞を破壊するためである。例えば光子の場合は、主に光電効果、コンプトン効果、電子対創生によって生じた電子や陽電子が、分子と相互作用して起こす電離や励起という形で生体にエネルギーを付与し、生体分子を変化させる。電離や励起した分子も、しばらくすると元の状態にもどることがあり、これは生体の修復作用といえる。従って、効果的な治療を行うためにはガン細胞を修復不可能な状態になるまで放射線を照射する必要がある[2]。

また、実際の生物組織においては酸素増感効果という現象が見られる。これは酸素の存在が放射線影響の効果を大きくする(酸素の多い方が生体本来の修復作用を妨げる)というものであるが、一般的にガン組織には酸素が少ない。そのため、癌治療では酸素の量に影響されずに効果を与える種類の放射線が望ましい。つまり酸素の欠乏している細胞に一定の効果を与える線量と、酸素の豊富な細胞に同じ効果を与える線量との比(OER)が小さい放射線がよい。速中性子はOERの小さいものとして早くから注目された。放射線

治療はこのようなそれぞれの放射線の特徴を活かして行われており、複数の種類の放射線を用いることも試みられている[1]。

2.2. LET と RBE

治療面から見た放射線の特徴として、生体へのエネルギー付与の大きさと体内において空間的に線量を集中させる集中度が重要となる。単位長さ当りのエネルギー付与(LET)の大きいものとしては、重イオン、 π 中間子、中性子(それ自身は電氣的相互作用はしないが、反応粒子の起こす効果が大きいため、この分野の研究者は中性子を通常高LETとする)がある。集中度の高いものとしては、陽子、重イオン、 π 中間子が挙げられる。生物学的側面から見れば、ある生物学的効果を起こすために必要な標準の γ 線の吸収線量と、同じ効果を起こすに必要なその放射線の吸収線量の比(RBE)が、その放射線の治療能力を表す重要なものとなる。

LET と RBE は密接な関係がある。例えば、LETが $3\text{keV}/\mu\text{m}$ 程度以下ではRBEはおおよそ1、 $10\text{keV}/\mu\text{m}$ で2程度、 $100\text{keV}/\mu\text{m}$ で10程度とLETの増加とともにRBEも大きくなっていく。しかし、数 $100\text{keV}/\mu\text{m}$ 以上になると逆にRBEは減少していく。なお、同じ放射線でもRBEは対象とする組織、腫瘍の種類などによって異なるため注意が必要である[1,2]。

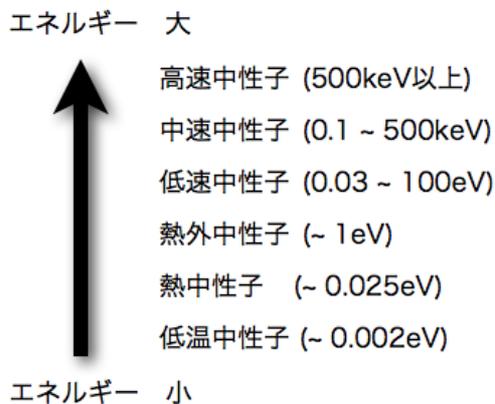


Fig. 2-1 中性子のエネルギーによる分類

一般的に中性子はそのエネルギーによって、高速中性子、熱外中性子、熱中性子等と区別されている。とくに放射線医療において、中性子線は中性子が持つエネルギーに依存して、生体以内での挙動、及び、RBEが大きく異なることが知られている。Figure. 2-1 に中性子のエネルギーとそれに対応する名称について示す。

2.3. 高速中性子線

2.3.1. 高速中性子線の特徴

高速中性子線を体組織に照射した場合、組織中の主に水素原子核から陽子を弾き飛ばしながらそのエネルギーを失って行く。この反跳陽子と呼ばれる陽子は高い生体効果を持つことから、結果的に高速中性子線は高い生物学的効果を持つことになる。すなわち高速中性子線は高LET放射線であり、よく放射線治療で用いられている光子線と異なり、細胞周期、酸素濃度、放射線損傷からの回復に影響されない強い細胞致死効果がある。そのため、放射線治療に抵抗性の腫瘍に対して高い効果があると考えられた[3]。

その一方で、高速中性子は線量分布をコントロールすることが難しい。荷電粒子ビームと異なり中性子は電荷を持たないため、癌組織のみに対して線量が集中するように制御することは非常に困難である。また、高速中性子線は人体に対する透過性が高いため、照射時の線量分布は体表面で線量が高く、深部に行くに従って漸減する傾向がある(Fig.2-2)[2]。すなわち、がん組織だけでなく、正常細胞組織にも致命的なダメージを与えてしまい易い。

速中性子線を用いた治療は、1938年にカリフォルニアのローレンスバークレー研究所でStone博士により開始され、頭頸部癌を中心に治療が行なわれた。その結果、高い抗腫瘍効果が見られたが、皮膚潰瘍などの放射線障害が著しいことから治療は中止された。これは、後に物理学研究用の設備を使用したため照射精度が悪かったこと、速中性子線の生物学的効果が解明されて

おらず過大線量が照射されたためであることが判明している。一方、脳腫瘍、食道癌、膵臓癌、子宮癌、膀胱癌などは効果が見られず、前立腺癌治療時の直腸障害をはじめとした晩期障害が他の放射線治療に比べて高く、また、治療施設や照射方法によってその発生率が大きく異なることが分った[3]。

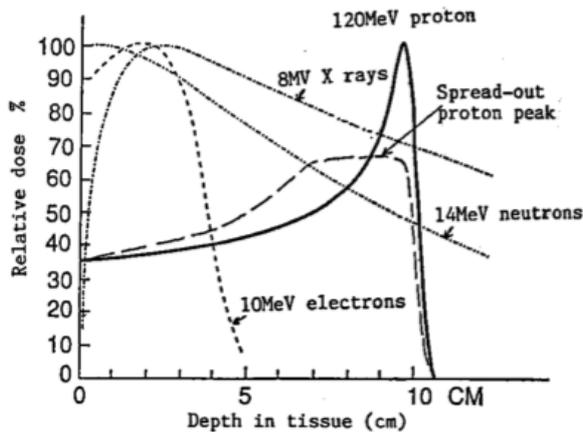


Fig. 2-2 様々な放射性粒子の線量分布[2]。

以上のように、高速中性子線は腫瘍と正常組織の両方に対して効果が高く、且つ、線量分布をコントロールすることが困難であることから、照射治療後の放射線障害が多発する等の問題があった。その後、高速中性子に変わる高 LET 粒子線として陽子や重粒子が台頭してきている。これらは高 LET 且つ荷電粒子であるために線量分布をコントロールしやすく、また、ブラッグピークを持つため生体の深度方向にも線量コントロールが可能である。上記の理由から、近年では、高速中性子を用いた放射線医療はあまり行われていない[2,3]。

2.3.2. 医療用加速器高速中性子源

医療用高速中性子線の主な線源としては、粒子加速器が用いられる。例を挙げるとサイクロトロン発生速中性子、静電加速器を用いた核融合反応 T(d,n)He 反応による 14MeV 単色中性子等がある。

サイクロトロンでは重陽子などを巨大な 2 重の円形マグネットの中で 100MeV 程度まで加速し、ベリリウムなどのターゲットに衝突させて速中性子線を得ている。この場合、巨大な設備と多額な費用が必要とされる。加速器としてコッククロフト、または、バンデグラフ等静電加速器によって T(d,n)He 反応を用いる場合は、300keV 程度に加速した重陽子を 3 重水素のターゲットにぶつけることで、14MeV の単一スペクトルの速中性子線が得られる。こちらは小型で、設備費が高価ではないが、線量率が低いことが問題である[2]。

日本では 1969 年に放医研で van de Graaff 加速器、そして 1975 年にサイクロトロンによる速中性子線治療が開始された。Figure. 2-2 に放医研サイクロトロンの概要図を示す。

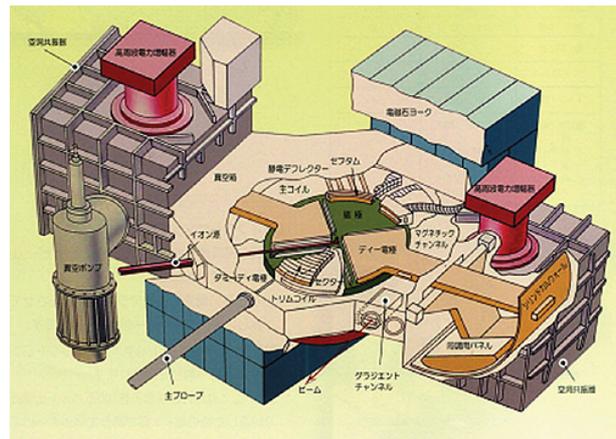


Fig. 2-3 放医研サイクロトロン(放医研ホームページより)。

2.4. 熱、熱外中性子線(BNCT:ホウ素中性子捕獲療法)

2.4.1. 熱、熱外中性子線の特徴

熱中性子のようなエネルギーの低い中性子の場合、原子核に捕捉されて不安定な原子核を生じる現象が主となり、この不安定な原子核が崩壊する際に発生する放射線による周辺の多くの分

子の電離等が起こる。また、熱中性子は高速中性子と異なり、生体深部へほとんど到達することがない(Fig. 2-4)。

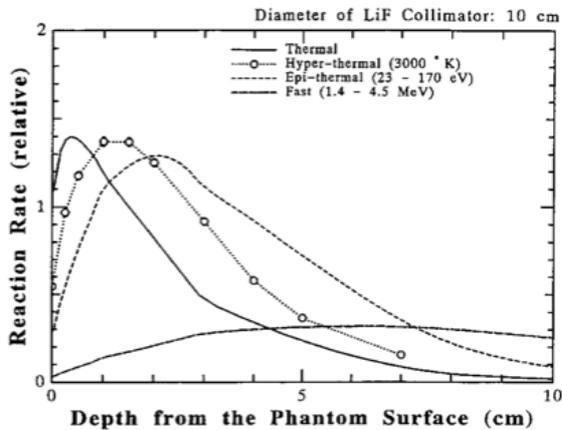


Fig. 2-4 生体内における中性子のエネルギーごとの線量分布[1]。

近年、熱中性子(及び、熱外中性子)を用いた放射線癌医療法として、ホウ中性子補足療法(BNCT)が注目を浴びている。以下の節ではBNCTについて詳しく解説を行う。

2.4.2. ホウ素中性子捕捉療法(BNCT)の歴史

中性子捕捉療法(NCT:Neutron Capture Therapy)の原理は、中性子が1932年に発見された4年後の1936年に米国の物理学者Locherにより提唱された[1]。加速器中性子を用いた基礎研究の後、1950-1960年にかけて、米国のブルックヘブン国立研究所(BNL)、また、マサチューセツ工科大学(MIT)で研究用原子炉を用いて数十例の脳腫瘍の治療照射が行われた。この時はホウ素(^{10}B)化合物および中性子ビーム線質等の問題のため結果が思わしくなく、一時中断を余儀なくされた[1]。

一方、日本においては故畠中坦教授(Fig.2-5)が、米国から持ち帰った化合物の中から最も脳腫瘍への蓄積に優れたホウ素化合物($\text{Na}^2\text{B}^{12}\text{H}^{11}\text{S}$ H;通称BSH)を選び出し、これを用いて精力的な臨床試験研究を実施した。この試験研究の結果が評価され、BNCTは次第に放射線治療関係者

に認められるようになっていく。ただ、組織への深達性に乏しい熱中性子であるが故に、中性子照射に際して原子炉サイトでの開頭手術が必要であり、これが研究発展の大きな制約の一つとなっていた[4]。

1987年、三嶋豊教授(当時は神戸大学在籍)の行ったパラロフェニルアラニン(BPA)を用いた世界最初の悪性黒色腫のBNCTはこうした状況を一変させる契機となった。BPAは能動的にガン細胞が取り込むホウ素化合物で、その選択性も高い。BPAの登場により、BNCTは初めてがん細胞選択的と言う看板に相応しい治療法となる[4]。

これら1968年より日本で行われた脳腫瘍の治療成績に刺激され、1994年9月にBNLとMITでほぼ同時期に治療照射が再開された。また、欧州でも1997年10月より治療照射が開始され今日に至っている[1]。

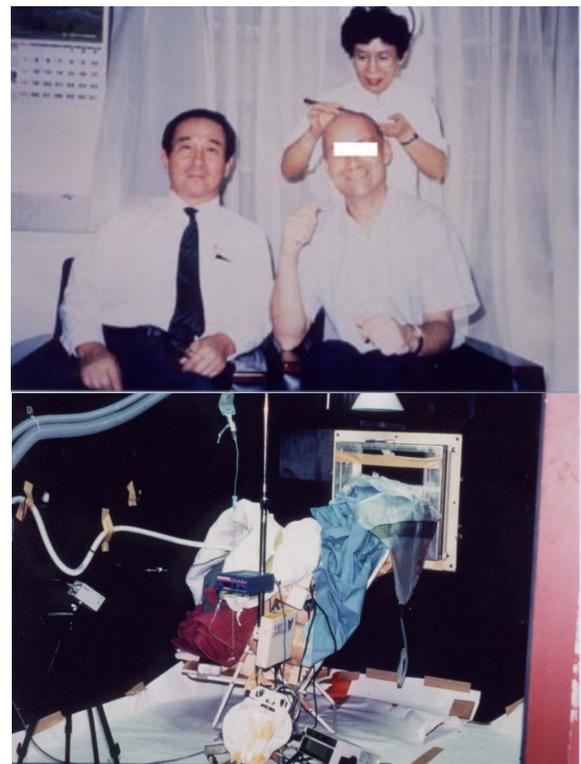


Fig. 2-5 故畠中教授と患者さん(上図)、BNCT治療中の患者さん(下図)(桐蔭横浜大学 医用工学科 早川研究室 HP より)。

| | 第1世代 (1950年代) | 第2世代 (1968ー) | 第3世代 (1994ー) (国内2001) | 第4世代 (2002年ー) |
|--------|------------------|----------------------|--------------------------|--------------------------------|
| 中性子の種類 | 混合 | 熱中性子 | 熱外中性子 | 熱外中性子 |
| ホウ素化合物 | Borax (選択性なし) | BSH | BSH BPA | BSH BPA |
| 照射方法 | 開頭・1回 | 開頭・1回 | 非開頭・無麻酔・ 1回 | 非開頭・無麻酔・ 1回 |
| 対象疾患 | 脳腫瘍 | 脳腫瘍 メラノーマ | 脳腫瘍 メラノーマ | 頭頸部腫瘍、肝癌 肺癌、中皮腫など |
| 参加施設 | ハーバード大学 | 帝京大学 神戸大学 海外は0 | 海外で5施設、京 大、原研 | 日本で5グループ (+1申請中)、海 外で8施設 |

Table 1. BNCTの歴史的プロセス[5]

特に、近年ではよりエネルギーの高い熱外中性子を用いて、非開頭照射、即ち、切開して患部を露出させることなく BNCT を行う方法が主流となりつつある。Table. 1 に BNCT の歴史とこれまでの発展についてまとめた。

2.4.3. 中性子捕捉療法の原理と特徴

中性子捕捉療法(NCT)は、中性子を照射したときに飛程が短く高 LET(linear energy transfer)の重荷電粒子などを発生する安定同位元素を、あらかじめ治療すべき癌細胞に取り込ませておき、中性子照射により癌細胞だけを選択的に破壊するものである(Fig.2-6)。

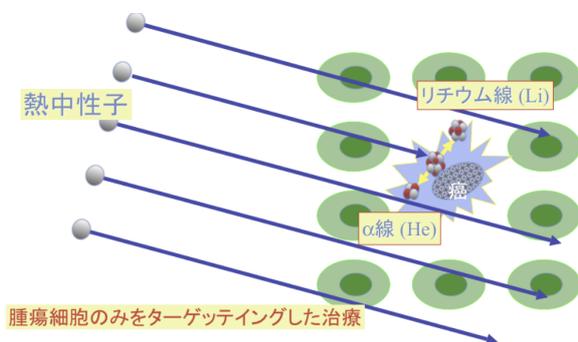
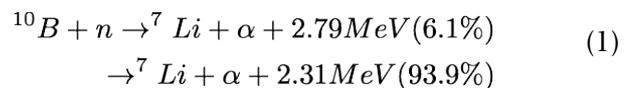


Fig. 2-6 ホウ素中性子捕獲量法の原理[7]。

これに用いられる安定同位元素は、高 LET の重荷電粒子を発生する ^{10}B などであり、中性子は

これらに対して大きな反応断面積を持つ低エネルギー中性子である。

現在のところ、NCT 医療には化合物として生体に取り込ませやすい ^{10}B と、研究用原子炉から安定して比較的大きな中性子束が得られる熱中性子が用いられている。これらのことか NCT としてホウ素中性子捕捉療法(BNCT: Boron Neutron Capture Therapy)が主流となっている。なお、 ^{10}B と熱中性子は、 $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ 反応により、アルファ粒子と ^7Li 核(生体内での飛程はそれぞれ約 $10\mu\text{m}$ と $5\mu\text{m}$)の重荷電粒子を発生する(式 (1)、及び、Fig. 2-6)[7]。



この反応により、 μm オーダの範囲の選択的治療が原理的には可能になる[1]。

放射線を用いる治療法では、一般的に生体内の照射線量の空間的なコントロールの精度によって、その放射線療法の適用限界が決定される傾向がある。現在はほぼ組織レベル、すなわち mm オーダがその制御限界と考えられている。BNCT は原理的には細胞レベル、すなわち μm オーダの選択性を持つが、現実の治療照射では、患部、その周辺正常部でのホウ素濃度、その分布

ならびにそこでの熱中性子束分布から吸収線量分布が決まる。従って、BNCTにおける平面的な熱中性子分布では cm オーダの照射線量の空間的なコントロールが必要とされる[1]。

前述したように Bragg ピークを形成する荷電粒子線を用いた治療法は照射範囲境界のシャープさが特徴であるが、逆に正常組織内への浸潤性の著しい悪性脳腫瘍等に対しては外科的切除と同様の効果を示すため、効果的な治療が困難とされている。これに対し、BNCT は細胞レベルでの選択制が可能であることから、浸潤性の悪性腫瘍に対する治療法としても期待されている。また、十分な熱及び熱外中性子束の線量(後述)があれば、比較的短時間(1時間程度)の照射を一度行うだけで十分な治療効果が期待できることも BNCT の大きな特徴の一つである。

2.4.4. ホウ素製剤の開発

BNCT 療法では、ホウ素化合物をどのようにしてガン細胞のみに選択的に取り込ませるかという薬剤輸送システム(ドラッグ・デリバリー・システム、DDS)が極めて重要となる[1,3-6]。BNCT で使用されるホウ素製剤の条件として、

- 水溶性で毒性の低いこと。
- ガン組織への取り込み特性が高いこと(ガン組織における濃度が 20 ppm 以上、又、腫瘍/脳、腫瘍/血液などの濃度比(t/n 比)が 3-4 以上)。
- 照射時までの間の血液中や正常組織からの速い除去率とガン組織における高い滞留性。

などが挙げられる。

現在臨床試験で使われているホウ素試薬は、主に BPA (フェニルアラニンというアミノ酸との化合物)と、BSH (Na²B¹²H¹¹SH、12ヶのホウ素原子を籠型に結合した化合物)と呼ばれる ¹⁰B 化合物である。なお天然のホウ素は、¹¹B が 80%、¹⁰B が 20%含まれているため、¹⁰B を濃縮精製する必要がある[6]。これらの二つの ¹⁰B 化合物の内、BPA は通常のアミノ酸輸送系によって細胞へ入るため、増殖速度の速いガン細胞に取り込まれやすく、また、脳血液関門を通過するこ

とができる。一方、水溶性の BSH は通常は脳血液関門を通過することはできないが、脳腫瘍の場合は腫瘍部の脳血液関門が損傷している場合が多いため、通過してガン細胞に近づくことができると考えられている。最近では、BSH を 12 時間前、BPA を 1 時間前に、それぞれ静脈経路で注入し、熱外中性子を照射する方法がおこなわれている[4-6]。

BNCT では治療部位であるガン細胞内のホウ素濃度をできるだけ高め、かつ、正常組織のホウ素濃度を低く抑えるようなホウ素製剤を開発することが重要且つ困難な課題である[4-6]。

2.4.5. 原子炉による中性子を利用した BNCT

BNCT においては大量の熱、熱外中性子線が必要とされる。具体的には、今日までの治験等の経験から、照射時間を一時間程度とした場合に必要とされる熱中性子線量の目安は、

$$\Phi \sim 1 \times 10^9 [n/cm^2/sec] \quad (2)$$

である。このような大強度の熱中性子線を供給できる装置としては、まず第一に原子炉が挙げられるだろう。

2012 年 8 月に至るまで、BNCT による臨床治療の実績を持つ中性子源は原子炉のみである。BNCT 医療に必要な中性子線量は、発電炉(>100MW)を使用する必要はなく、せいぜい 1MW クラスの実験炉で事足りる。原子炉は大強度の熱・熱外中性子線生成が容易に可能であるのと同時に、高速中性子線とバックグラウンドの γ 線量が少ないという特徴を持つ。それゆえ、供給する中性子束だけに限って言えば、最も BNCT に適した中性子源であるといえる。

国内最初の BNCT 治療は 1968 年に日立炉(HTR)を用いて、畠中、佐野他により行われた。1968 年から 1975 年にかけて、当時として新たなホウ素化合物(BSH)を用いた悪性脳腫瘍に対する 13 の臨床例が HTR を用いて行われ、米国の治療成績を上回る結果が得られた。

BNCTにおいて、2000年代初頭までは患者に付与される線量評価を行うために、患部に直接金線やTLD(熱蛍光線量計)を配置し、照射中にこれらの線量を実測していた。しかし、この方法では特に熱外中性子照射における深部の線量評価を行うことが困難であった。この状況を受けて、JRR-4では患者に付与される線量を高精度に評価する数値シミュレーション JCDS(JAEA Computational Dosimetry System)、KURでも同様の中性子線量シミュレーションが導入されている。また、術前にPET(positron emission tomography)を行うことにより、硼素化合物の取り込みをシミュレーションすることも行われている。Figure 2-9はKURで行われているBNCT照射用医療照射現場、実際の照射例である[8]。

2.5. 現状の原子炉BNCTにおける課題

原子炉を用いたBNCTによる治療は長い治療実績があり、中性子源としての原子炉は非常に優秀であることが示されている。しかしながら、原子炉施設を治療施設として使用することに伴う様々な問題のため、BNCTの一般社会への普及が遅れてきたというのも事実である。以下にそれらの問題、課題について列挙する。

核燃料管理

近年、研究用原子炉はウラン燃料や施設の維持管理、核燃料廃棄物処理の問題から世界的にも縮小される傾向にある。

施設の巨大化

原子炉のような巨大な施設は維持管理費などの運用コストが膨大なものとなり、BNCTを実用化する上で大きな問題となる。

医療施設との併設

BNCT照射に利用されている実験炉は元々が医療施設でないため、患者と医師が病院から原子炉に赴く必要があり、かなりの負担を強いことになる。また、原子炉に医療施設を併設する

ことは、核燃料管理、放射線安全上の観点からも非常に難しい。

2010年まではこれらの問題を払拭する小型医療用原子炉の建設も考えられてはいたが、特に日本においては2011年3月の福島第一原発事故の影響により、国内に新規の原子炉を建設することは大変困難な状況となっている。新規BNCT用研究炉の建設が望めない以上、現状ではBNCTの治療件数を飛躍的にのぼし、実用化を目指した基礎研究を進めていくことは難しい。

このため、新たなBNCT用中性子照射施設として、ウラン等核燃料の取り扱いから解放され、医療施設に近く、且つ患者を主体として治療が行える小型の加速器を用いたBNCT医療施設が強く望まれている。

3. BNCTのための加速器中性子源

BNCTのための加速器中性子源の研究は1980年代初頭からアメリカやヨーロッパを中心に行われてきており、近年では日本でも様々なタイプの加速器中性子源が提唱され、その研究が進められている。加速器中性子源と中性子源としての原子炉を比較すると、

○ 加速粒子のエネルギーやターゲット物質を選択することで中性子のエネルギーを調整することができ、特に熱外中性子を得るのに都合がよい。

○ 病院への併設が容易。

○ 始動や停止が簡単に行える。

○ 照射方向を自由に設定できる。

などに加速器中性子源の利点がある。

その反面、BNCT用加速器中性子源治療を実現する上で解決すべき課題も多い。例えば、

・ BNCTに必要な熱・熱外中性子線量を確保するのが、非常に難しい。

・ 中性子生成用ターゲットの発熱と放射線損傷が甚大。

・ 人体に対し影響が強い高速中性子が原子炉より多く混入する傾向がある。

- ・ γ 線の混入比も原子炉に比べ高くなる傾向がある。

等が挙げられる。

特に、BNCTでは大強度の熱・熱外中性子線が必要とされ、現在のところ、それを小型加速器で実現することが非常に難しい。古くからBNCT用加速器中性子源の研究はなされていたが、大強度ビームの安定供給、及び、ターゲットの発熱に関する問題によって実現が困難なものとなされてきた。ゆえに、今のところ実用段階まで進んだBNCT用加速器中性子源は存在しない。

本章ではBNCT用加速器中性子源の原理、特徴、課題等を網羅的に記述することにする。

3.1. 熱・熱外中性子発生法(陽子ビームによる核反応)

BNCT用加速器中性子源について解説する上で、まずは熱・熱外中性子の発生方法に触れる必要がある。BNCT用加速器中性子源に限らず、加速器を用いて中性子などの2次粒子を生成するには、加速した陽子などの荷電粒子を何らかのターゲットに衝突させ、(p,n)反応や核破砕反応などの核反応を起こす方法が一般的である。生成する粒子の種類やエネルギーを考慮して、加速粒子とターゲットの種類、加速エネルギーが選ばれる。

BNCT用加速器中性子源では、大量の熱・熱外中性子を供給する必要がある。そのため、加速粒子として、比較的低エネルギーの陽子や重水素、中性子生成用ターゲットとして低エネルギーで中性子生成断面積の大きいリチウム(Li)やベリリウム(Be)等がよく使用される。また、高エネルギー中性子を減速してBNCTに用いる場合は、タンタル(TA)、タングステン(W)が使われることもある。

特にBNCT用途としての加速器中性子源を念頭に置いた場合、生成断面積の大きさはもちろんのこと、発生する中性子のエネルギースペクトルや角度分布も非常に重要となる。

3.1.1. 低エネルギー陽子のリチウム及びベリリウム(p,n)直接反応、及び、複合核反応

入射陽子のエネルギーが低い領域では、一般的に中性子生成反応として(p,n)反応を用いる。エネルギーの高い陽子を用いる場合に比べ飛程が短いことから、相対的に薄いターゲットを用いる必要がある。その結果として、ビーム電流に対する中性子収集率はあまり高くない。

(a) リチウム(Li)

自然界に存在するリチウムは同位体 ${}^6\text{Li}$ と ${}^7\text{Li}$ で構成されており、その存在確率はそれぞれおよそ7.42%と92.58%である。 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応は1960年にGibbonsらによって評価され、その運動学的な知見等については文献[10]で議論されている。その後、現在に至るまで様々な実験グループが ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の測定を行っている。Figure 3-1は ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の入射陽子ビームエネルギー(E_p)に対する全断面積を示したものである[11]。

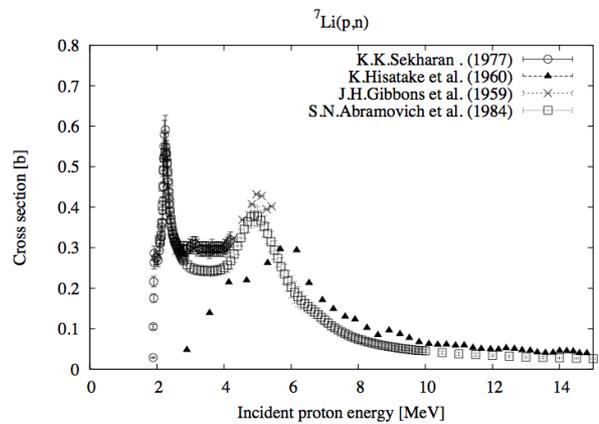


Fig. 3-1 入射陽子エネルギーに対する ${}^7\text{Li}(p,n)$ の全反応断面積[11]。

(i) E_p ; 1.9 ~ 4 MeV

${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応において陽子を打ち込まれた原子核はエネルギーを陽子から得て、励起状態になりうる。簡単にいえば、(p,n)反応とは陽子を

原子核に打ち込み、中性子のはじき出されたような状況になることを言う[10]。

${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ は $E_p = 1.881 \text{ MeV}$ が反応のしきい値でこれ以下のエネルギーでは反応は起こらない。Figure 3-1 より $E_p = 2.3 \text{ MeV}$ に存在する共鳴による反応断面積のピークは $E_p = 2.5 \text{ MeV}$ 付近まで続いている。 E_p が $1.9 \sim 2.5 \text{ MeV}$ までの間の領域では、生成中性子のエネルギーは準単色であり、その反応断面積は非常に大きい。また、生成中性子のエネルギーも小さく(とは言え最大で 800 keV 程度の高速中性子線領域に達するが)、遮蔽等が比較的容易である(Fig. 3-2)。

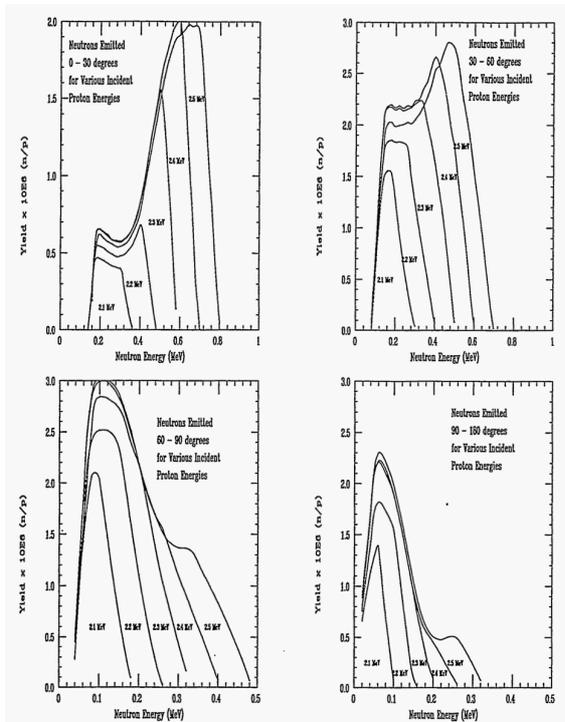


Fig. 3-2 生成中性子エネルギーに対する生成量を入射陽子エネルギーで比較したもの[10]。

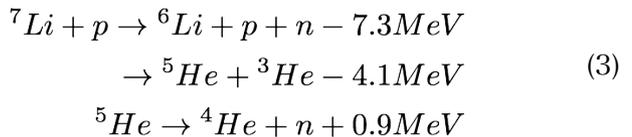
$E_p > 2.4 \text{ MeV}$ の領域から ${}^7\text{Li}$ の第1励起準位 (0.43 MeV) が励起され始めるが、リチウムターゲットの前方方向における中性子数の寄与は基底状態からのそれに比べると少ない。

また、入射陽子エネルギーが高くなるほど、中性子分布は前方方向にピークを持つようになる(Fig. 3-3)。ただし、中性子エネルギーのスペク

トルは広がり始め、準単色の中性子源として用いるには難が出始める。

(ii) $E_p > 4 \text{ MeV}$

$E_p > 7 \text{ MeV}$ 程度からは次のような3対崩壊反応、



が起き始める。それに付随する複合核(蒸発中性子)反応の結果として、前方方向における中性子のエネルギー分布はエネルギー幅の広い連続スペクトルとなる。

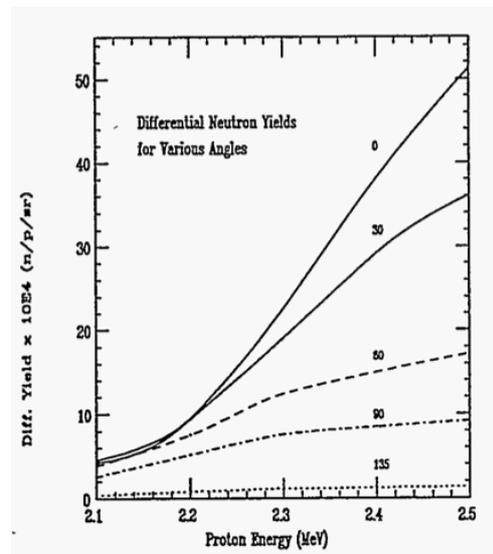


Fig. 3-3 入射陽子エネルギーに対する生成中性子量の角度分布[10]。

また、 ${}^7\text{Li}$ の第2励起準位が励起され始めるが、その生成中性子全体に対する寄与はほとんど無視できるものである。 $E_p = 7 \text{ MeV}$ 以上になると、生成中性子は高いエネルギーを持つようになり、また、その角度分布は前方方向に鋭いピークを持つ。例えば、 $E_p = 15 \text{ MeV}$ の場合における前方 0° 方向の角度微分断面積は 7.4

mb/sr、 $E_p = 20\text{MeV}$ のときは 14.5mb/sr にもなる。

このように入射陽子エネルギーが増加すると前方方向の角度微分断面積もそれに伴って増大する。これは定性的には次のように説明できる。リチウム標的核は比較的軽いいため、エネルギーの高い陽子の運動量以降を得て前方方向に運動する。その影響により、(p,n)直接反応に起因して発生した高速中性子の角度分布は前方ピークを持つようになる。しかしながら、角度微分断面積を全角度について積分した中性子の全微分断面積は、 E_p が 7MeV 以上で徐々に減少する傾向にある。

(b) ベリリウム(Be)

ベリリウムは自然界に $100\%{}^9\text{Be}$ として存在し、自然には同位体が存在しない原子である。Figure 3-4 に ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ 反応の入射陽子ビームエネルギー(E_p)に対する全断面積を示した。

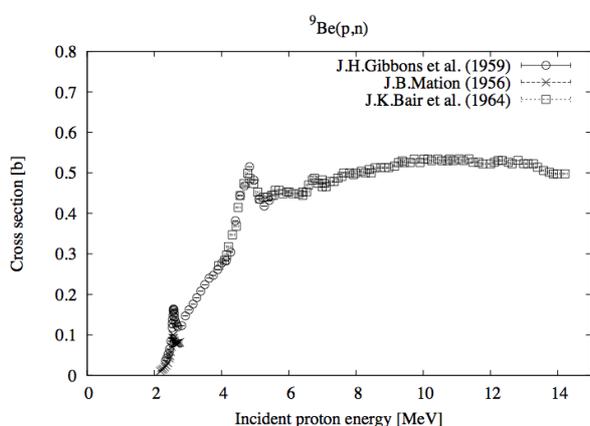


Fig. 3-4 入射陽子エネルギーに対する ${}^9\text{Be}(p,n)$ の全反応断面積[11]。

Figure 3-4 から分かるように ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ 反応は過去に多くの研究グループによって検証されている。その特徴はおおよそ ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応と同様であるため、ここではリチウムほど詳しくは触れない。以下では、 ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ 反応の入射陽子ビームエネルギーに対する特徴をリチウムと比較しながら、簡単に述べるに留めておく。

(i) E_p ; 2.06 ~ 5 MeV

${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ 反応のしきい値は 2.057MeV である。中性子生成の全断面積はしきい値から最初の共鳴が発生する 2.56MeV まで急激に上昇する。2 番目の共鳴は 4.6MeV で起こり、それらの共鳴の間に幅の広い 3 番目の共鳴(3.5MeV)が存在している[12]。

この入射陽子のエネルギー領域で中性子生成に寄与するのは基底準位による反応が主である。ベリリウムの全反応断面積とリチウムのそれを比較すると、低エネルギー部ではリチウムの反応断面積の方が大きい。

(ii) E_p ; > 5 MeV

陽子のエネルギーが 5MeV を超えてさらに高いエネルギーとなると、リチウムと同様に複合核反応が顕在化し始め、また、直接反応によって生成された中性子の分布は前方方向にピークを持つ(Fig. 3-5)。陽子のエネルギーが高い領域での全反応断面積はリチウムよりも大きく、およそ 500mb 程度を保持している。

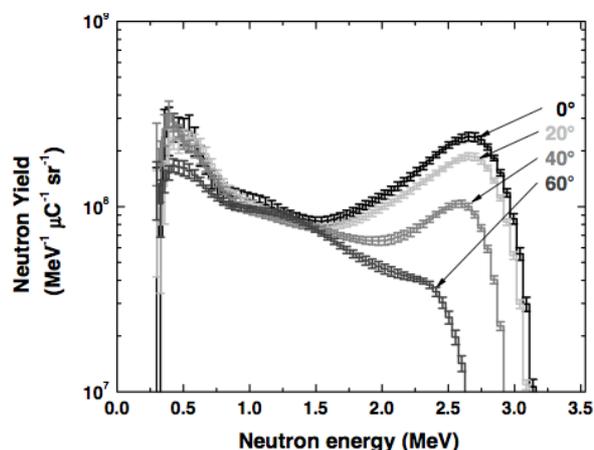


Fig. 3-5 生成中性子エネルギーに対する生成量を角度分布で比較したもの。入射陽子エネルギーは 4MeV である[13]。

以上までの議論から、加速器による熱・熱外中性子源においては、反応断面積の特徴より低エネルギー陽子ビーム($< 3\text{MeV}$)でリチウムターゲット、それ以上のエネルギーではベリリウムターゲットがよく使用される。

3.1.2. 高エネルギー陽子の核破砕反応($E_p > 50\text{MeV}$)

低エネルギー領域とは異なり、高エネルギーの陽子を用いる場合はターゲットに照射した際に発生する核破砕反応によって中性子を生成する。核破砕反応とは、高いエネルギーを持つ陽子などが原子核に衝突して、原子核から複数の陽子や中性子をはじき出す反応を指す。打ち込まれた陽子はターゲット内の原子核と衝突を繰り返しつつ、そのエネルギーを与えていく。その際、ターゲットの原子核は全体として励起された状態になる。すなわち、高エネルギー領域の核破砕型加速器中性子源では、誘起される熱励起と数 MeV のエネルギーを持つ中性子の蒸発による核の崩壊を利用して大量の中性子を生成する。

核破砕反応を用いて中性子を生成する場合、原理的に中性子源となるターゲットに中性子が多く含まれている方が効率が良い。当然のことながら、原子核は原子番号が大きくなるに連れて、中性子が陽子に対して相対的に多い状態で安定となる。従って、大強度の中性子線を得ようとすると、ターゲットとして用いる物質は原子番号の大きいものを使用する必要がある。

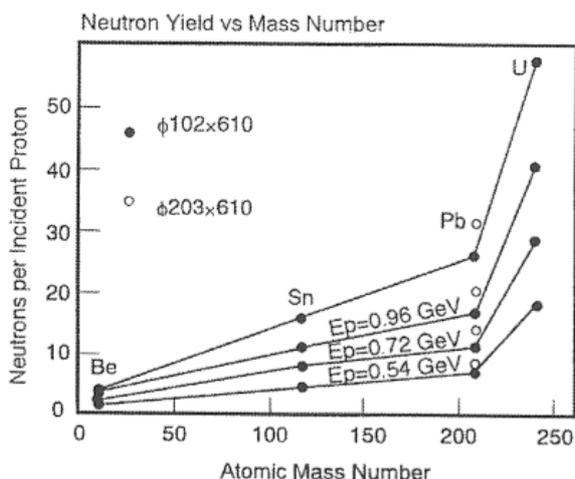


Fig. 3-6 入射陽子エネルギーに対する ${}^9\text{Be}(p,n)$ の全反応断面積[14]。

Figure 3-6 は核破砕反応を用いた際、ターゲットの原子数に対する中性子の生成効率を示し

たものである。実際に高エネルギー陽子加速器において中性子生成ターゲットとして使用される物質は、タングステン(W)やタンタル(TN)等が一般的なようである。また、飛程が長く分厚いターゲットで効率よく中性子が生成できるため、ビーム電流あたりの中性子収率は低エネルギー領域のそれと比べると非常に高い。

3.1.3. 陽子エネルギーと中性子収量

単位電流値あたりの ${}^7\text{Li}(p,n)$ もしくは ${}^9\text{Be}(p,n)$ による中性子発生率は、陽子のエネルギーによって大きく異なる。まず、高エネルギー陽子についてエネルギーとベリリウム中での飛程の関係を示そう(Fig. 3-7)。

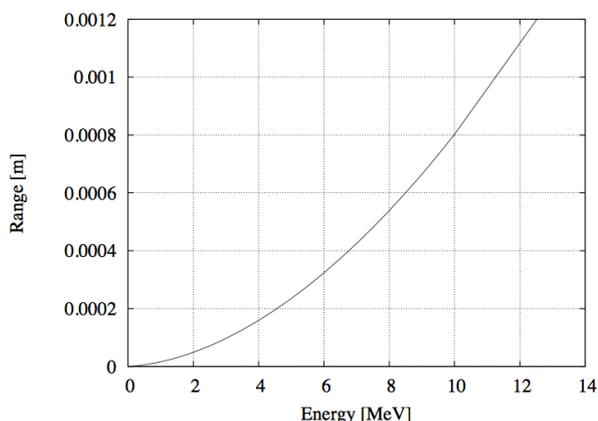


Fig. 3-7 入射陽子エネルギーに対する Be 内の陽子の飛程[15]。

Figure 3-7 から、高エネルギー陽子ビームを使用した場合、低エネルギー陽子に比べ厚いターゲットを用いて中性子を生成することが可能に分かる。すなわち、高エネルギー陽子ビームを用いればビーム電流を抑えつつ大強度の中性子線を得ることができる。Figure 3-8 に ${}^9\text{Be}(p,n)$ の陽子エネルギーに対する中性子収量を示す。この際、ベリリウムターゲットは飛程に対して十分な厚みを持っている。同様に核破砕を用いた中性子生成法についても、入射粒子のエネルギーが高いほど中性子収率がよい。

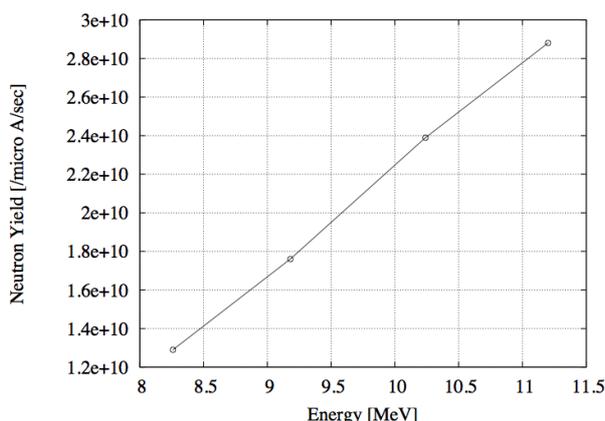


Fig. 3-8 Beターゲットの中性子収量[16]。

3.2. BNCT に要求される加速器中性子源の性能

本節ではBNCT用加速器中性子源に要求される性能について議論する。病院設置の実用化を目指す上で、BNCT用中性子源として加速器中性子源に要求される条件としては、次のような項目が考えられる。

1. 治療場での熱・熱外中性子束として 1×10^9 n/cm²/s 以上の中性子量が得られること。
2. 小型であること。設置面積として 100 平米程度。
3. 運転・維持が容易であること。
4. 放射能発生が少なくかつ放射線遮蔽が容易であること。
5. 低コストであること。

上記をより技術的に分類すると、熱・熱外中性子場の強度、一次ビームエネルギー、バックグラウンド線量の軽減、中性子生成用ターゲットの寿命とメンテナンス性が主なものとなる。本節では各項目について解説し、また、最後にそれらのまとめを行う。

3.2.1. 熱・熱外中性子強度

BNCT用加速器中性子源において、最も重要なパラメータの一つはなんといっても熱・熱外中性子強度であろう。加速器中性子源が満たすべき

中性子強度としては、原子炉を用いたBNCT治療で一時間程度の照射治療に必要な換算中性子線量、

$$\Phi_n \geq 1 \times 10^9 [n/cm^2/sec] \quad (3)$$

が一つの目安となる。これは実際に患者に照射する中性子線量である。

BNCTには熱・熱外中性子が要求されるが、加速器中性子源ではエネルギーがMeVオーダーの高速中性子が発生することから、ターゲットと患者との間にモデレータ(中性子減速体)を設置し、高速中性子を減速させることが必須である。

加速器を用いたBNCT用照射場では、ターゲット部で利用する核反応、ならびに加速粒子の種類、そのエネルギーによってモデレータ(中性子減速体)の構成が決まる。とくにモデレータの大きさは加速器中性子源として採用する陽子エネルギーに大きく依存する。例えば、 $E_p \sim 10$ MeVだとすると、およそ1 m以上は必要となる。また、中性子を減速する過程において、どうしても中性子線量が低下してしまう。具体的な数字は加速器中性子源の構成やモデレータの設計に依存するが、おおよそターゲットから発生させる中性子線量として、

$$\Phi_{total} \geq 1 \sim 2 \times 10^{14} [n/sec] \quad (4)$$

程度が必要となると考えられる。

3.2.2. 一次ビームエネルギーと必要電流値、ターゲット材

以下では、一次ビームの核種として陽子を用いることを想定している。前節でふれたように、陽子ビームのエネルギーによって中性子収量が異なる。すなわち、式(4)で表される熱・熱外中性子を得ようとした場合、必要ビーム電流量が変わってくる。現在、< 100MeVまで陽子ビームを加速することについては技術的に全く問題なく、> 1mAを要求されるビーム電流値が得られるかが重要となる。ここでは、より具体的にBNCT用

加速器中性子源として採用する陽子ビームエネルギーについて、ビーム電流値、ターゲット材質の観点から考察しよう。

(a) 低エネルギー領域(E_p : 2 ~ 3 MeV)

低エネルギー領域の陽子ビームを用いる場合は、リチウムまたはベリリウムの(p,n)反応しきい値近くに現れる最初の共鳴を利用する(前節参照)。中性子生成ターゲットの素材としては特に2-3MeV付近で、共鳴による非常に大きな断面積が見込めるリチウムがよく使われるようである(Fig. 3-1)。

一次ビームである陽子のエネルギーが低いいため、中性子収量自体は高くなく、必然的に大電流ビームをターゲットに供給する必要が生じる。式(4)で示されたBNCTに十分な量の中性子を得ようとする、中性子収益を考慮してエネルギー3MeVの陽子ビームでの必要電流値はおおよそ50 ~ 100mA程度となる。また、このエネルギー領域では基本的にビームはターゲットでフルストップすることになるが、中性子生成に寄与する実効的なターゲットの厚みは0.1mm程度である。

加速器中性子源を成立させる上で低エネルギー領域をターゲットとした場合、陽子加速器としては直流静電加速器を用いるのがコスト面からみてもリーズナブルだといえる。線形加速器(RFQ)を用いる場合はビームデューティーをどこまで上げられるかが鍵となる。

(b) 中エネルギー領域(E_p : ~ 10 MeV)

一次ビーム核種として10MeV程度の陽子を想定する。陽子エネルギーが10MeV程度のときは、ベリリウムの中性子生成断面積がリチウムのそれよりも大きいことから、ターゲットとしてベリリウムを使用する例が多い(前節参照)。

ビームエネルギーがそれなりに高いため、中性子収量は低エネルギーの陽子ビームよりも大きい。例えば、エネルギーが10MeVであればの5 ~ 10mA程度の平均電流値で式の中性子線量を得ることができる。必要なターゲットの厚みFig.3-

7の飛程を見れば、~2mm程度あれば十分である。しかし、一般的にこのエネルギー領域ではターゲットの過度の発熱を押さえるため、プラグピークが現れる直前のターゲット膜厚を採用することが多い。詳しくは後の節でふれることにする。

エネルギー10MeVの大強度陽子加速器としては様々なタイプのものが選択できる。製造、運用コスト、加速器のサイズを考慮すれば、サイクロトロンや線形加速器が候補としてあがる。

(c) 高エネルギー領域($E_p > 100$ MeV)

Figure 3-6よりBNCTに必要とされる中性子の収集率は、ビームエネルギーが高いほど良い。そこでビーム電流値を抑制するために、陽子を高エネルギーまで加速するという考え方もある。前節でふれた核破砕反応を用いた中性子生成法では、生成される中性子にエネルギーの高いもの(ビームエネルギーとほぼ同じ)が混入する。したがって、それらを減速するためのモデレータは非常に大規模なものとなる。

ターゲット材として厚いタングステン等を用いるとビーム電流値はエネルギー100MeVでおおよそ0.2mAまで抑制することができる。

この程度のビームエネルギーで、大強度の陽子加速器となると現状のところ、サイクロトロン、線形加速器しか解はない。ただし、両者とも施設が非常に大規模なものとなるため、病院に敷設して運用することは難しいと言わざるを得ない。

3.2.3. 照射中の高速中性子とバックグラウンド線量率の低減

加速器中性子源による熱・熱外中性子場は研究用原子炉の中性子場よりも高速中性子が混入する割合が高い。前節より高速中性子線の線量分布はターゲット前方に大きなピークを持ち、何らかの減速材がなければそのまま患者の全身に照射されてしまう。また、この中性子線は人体に直接悪影響を及ぼすだけでなく、減速過程で二次的に γ 線を発生させるソースともなる。従っ

て、加速器中性子源による BNCT 照射中に患者の皮膚線量を低減させるため、モデレータによる高速中性子線の減速、二次 γ 線の遮蔽を施さなければならない[17]。

(a) 高速中性子の減速

加速器を用いた BNCT 用中性子照射場については、過去に多くの検討がなされている。一般的に、高速中性子は物質中で非弾性散乱による減衰の確率が高く、より低エネルギーになるにつれて弾性散乱による減速を受ける。従って高速中性子の減速方法としては、まず非弾性散乱断面積の大きい鉄や鉛などで減速し、ついで散乱断面積高い物質を用いる。

高エネルギー中性子の低減に関する多くの検討例では、1MeV 程度に非弾性散乱断面積の閾値を持つ金属元素を採用している。鉄(Fe)、鉛(Pb)、ビスマス(Bi)は、高エネルギー中性子に対する(n,2n)、(n,3n)反応の断面積が大きく、中性子を増倍させながら、エネルギーを減速させることができる。従って、これらの減速材を用いることで、距離による中性子の減衰を補うことが期待できる。特に鉄は20keV程度で谷となる断面積特性を有しており、中程度のエネルギーの中性子に対する減速特性が良い。Figure 3-9 に鉄の中性子に対する断面積を示す。

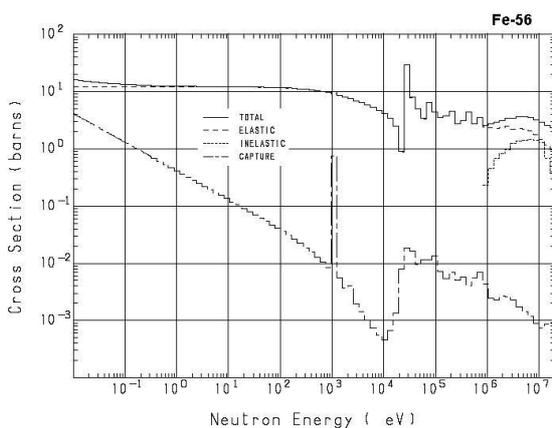


Fig. 3-9 Fe の中性子に対する核反応断面積 [18]。

重金属によってある程度($\sim 1\text{MeV}$)まで減速された中性子に対する減速材は、照射場に必要中性子エネルギーに応じて最適化する必要がある。一般的には、フッ化アルミニウム(AlF_3)を主体としたものや酸化アルミニウム(Al_2O_3)、フッ化カルシウム(CaF_2)、黒鉛、重水(D_2O)等が利用されている。1MeV 近傍まで減速した中性子をそれらに入射することによって、BNCT 治療に適したエネルギー($4\text{keV} \sim 40\text{keV}$)の熱外中性子領域、または、($< 1\text{eV}$)の熱中性子領域まで減速する。

(b) 二次 γ 線の低減

中性子の減速過程では、各材質で吸収反応も起こるため、(n, γ)反応による二次 γ 線も少なからず発生する。この二次 γ 線は高エネルギー中性子線に起因するものであるから、その線量は高エネルギー陽子を一次ビームとして使用したときに高くなる傾向がある。

上記の理由から、モデレータの最終段階には、 γ 線遮蔽材が必須となる。この γ 線遮蔽材には、ビスマス(Bi)と鉛(Pb)が用いられることが多い。特にビスマスについては、低エネルギーの中性子に対する吸収断面積が比較的小さい。従って、最終遮蔽材としてビスマスを用いることは、得られる中性子ビームの強度の観点からも、また、 γ 線遮蔽材での新たな γ 線発生を抑制する観点からも望ましい[21]。

以上より、大強度の熱・熱外中性子場の生成、または、患者に対する皮膚線量の抑制において、モデレータの果たす役割は非常に大きい。特に、加速器中性子源に要求される電流値等のスペックはモデレータの性能によって大幅に左右されるといっても過言ではない。バックグラウンド線量率低減の目安として KUR の高速中性子、 γ 線混入率を Table 2 にまとめておく。

| | 熱中性子強度 (n/cm ² /sec) | 高速中性子比 (Gy/n cm ²) | γ線混入比 (Gy/n cm ²) |
|-----|------------------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|
| KUR | 7.30E+8 | 9.10E-13 | 2.40E-13 |

Table 2 KURの熱中性子に対する高速中性子とγ線の混合率[19]



Fig. 3-10 モデレータの写真。上図は2.6MeV陽子ビームを用いた場合の最適化されたモデレータ[19]。下図は30MeV陽子ビームの場合に最適化されたもの。下図の左側に患者が座る椅子があり、上図のベットと比べれば、その大きさが窺い知れる[20]。

また、高エネルギー陽子ビームを一次ビームとして使用した場合、生成中性子のエネルギー、及び、高速中性子生成量が増大することから、モデレータの規模も必然的に大規模なものとなる。Figure 3-10はそれぞれ低エネルギービームと高エネルギービームに最適化されたモデレータの写真である。

3.2.4. 加速器中性子源の安定性、メンテナンス性

病院併設型のBNCT治療機を目指す上で、加速器中性子源の安定性、メンテナンスの容易さは、運用コストの大きさに直結する問題である。特に中性子生成ターゲットの発熱とその耐久性については、BNCT用加速器中性子源の研究が始まった当初から頭を悩ませる課題である。

(a) 中性子生成用ターゲットに対する熱負荷

一次粒子である高エネルギーの陽子が中性子生成用ターゲットに入射した際、そのエネルギーの大部分は電磁相互作用を介して、ターゲットに熱量として流入する。すなわち、陽子が持つエネルギーのうち、核反応に消費される量は、比率でいうと非常に少ない。そのため、ビーム照射中にターゲットを冷却する何らかの方法をとらざるを得ない。ターゲットの耐久性、及び、寿命は上記の熱問題に加え、スパッタリングの効果等も考慮し検討しなければならない。

ここで、ターゲットの熱問題について議論する前に、これまで扱ったターゲット材の物性値についてふれよう。Table 3はターゲット材の物性値についてまとめたものである。ターゲット材の内、特に低~中エネルギー領域で使用されるリチウムとベリリウムを比較すると、リチウムは融点が低く180°Cであるのに対して、ベリリウムは1278°Cと比較的融点が高い。熱伝導率もベリリウムの方が高く、固体ターゲットとして扱うならば、物性的にベリリウムの方が耐熱性に優れていると言える。

まず、一次陽子ビームのエネルギーとターゲットに対する熱負荷とは大きな関係があることを述べよう。前節の Fig. 3-18 より、同じ中性子線量を得ようとする、低エネルギービームでは高エネルギービームの場合に比べ高いビームパワーが必要となってしまう。これは言い換えれば、低エネルギー領域ではターゲットの阻止能(dE/dx)がより大きいためであるとも言える。従って、一次陽子ビームがターゲットに与える熱量は、一次ビームのエネルギーが低い程、顕著となる。

| ターゲット 材質 | 融点 [°C] | 沸点 [°C] | 熱伝導度 [W/m/K] |
|-------------|---------|---------|-----------------|
| Li | 180 | 1340 | 84.7 |
| Be | 1278 | 2970 | 201 |
| W | 3017 | 5458 | 57.5 |

Table 3 ターゲット材の物性値

これより、ターゲットの熱負荷について単純に見積もってみよう。例えば、ビームエネルギー3MeVの陽子をリチウムターゲットに両者して中性子を得ようとした場合、生成中性子量を 5×10^{13} [n sec]確保しようとするならば、電流値として約50mA程度が必要とされる。結果として、リチウムターゲットに対する熱負荷は150kWにも達し、通常の冷却機構を用いるとするならばリチウムターゲットは到底この熱負荷に耐えられない。そのため、低エネルギー領域でBNCT加速器中性子源の開発を行っているグループは中性子生成量には目をつむり、電流値を20mA程度に設定しているところが多く見られる。

一方、よりエネルギーの高い陽子ビーム(30MeV)を想定すれば、上記と同量の中性子を得るために必要な電流値は0.25mA程度で事足りる。その際のターゲットに対する熱負荷は約7.5kWと一気に現実的な値へと落ち着く。

(b) 熱負荷の除去方法

ターゲットの熱負荷を除去するために、通常は冷却水を用いてターゲットを冷却する方法がとられる。実際の冷却機構はターゲットの種類や入射ビームエネルギー等によって様々なものがあるためここでは触れない。

また、ターゲットに照射するビームのスポットサイズが小さすぎると、局所的な入熱密度が増大し、その場所からターゲットが破壊されてしまう可能性がある。その場合は、ビームスポットを大きくし、ターゲット上での入熱密度を低下させる措置がとられる。

(c) 中性子生成ターゲットの耐久性

ターゲットの耐久性、いわば寿命に関しては、実際にBNCT用加速器中性子源が連続稼働した実績がないため、厳密な評価は難しい。ターゲットの損耗に関する事象として、温度上昇による融解、及び、損壊、格子欠陥に由来する損壊、スパッタリング等が考えられ、それぞれについて対処すべきである。特に、ターゲットを真空内に設置した場合は、たとえ融点以下であっても温度上昇による蒸発の影響はかなり大きくなるので注意が必要である。また、陽子ビームによる結晶損傷や中性子によるスウェリング等の影響も考えられる。ターゲット寿命は通常数ヶ月程度を目標に設計される。

実用上の観点からすれば、ターゲットは常に陽子ビームを照射されていること、また、ターゲット周辺のもデレーターなども高速中性子場に常にさらされていることから強烈な放射化が予想される。そのため、ターゲットの寿命の延長と同時に、ターゲット損壊時の対処方法、ならびに作業員の被爆線量を低減するターゲット交換方法の開発も重要であると言えよう。

(d) 副次生成・長寿命RI物質(トリチウム等)の低減

病院敷設の加速器中性子源を想定した際、トリチウム等の副次的に生成される長寿命RI物資

に関する取り扱いは非常に厄介なものとなる。ここでは主にトリチウムについて議論を行う。

トリチウム T(三重水素)は水素の同位体の一つであり、その原子核は陽子一つに中性子2つで構成されている。トリチウムは弱い β 線を放出しながら β 崩壊を起こし、ヘリウム3へと変わる。その半減期は約12年である。自然界にはリチウムのほとんどはトリチウム水 HTO として存在する。天然存在濃度では、一般の水 H_2O と性質や反応にほとんど違いがない。また、トリチウム水は生物による蓄積濃縮はないことが知られている。

加速器中性子源において問題となるトリチウムの生成反応は、酸素 ^{16}O と高速中性子による $^{16}O(n,t)^{14}N$ 反応である。Figure 3-11 に中性子エネルギーに対するトリチウムの生成断面積を示す。この反応における中性子エネルギーのしきい値は約20MeVである。その他の反応は、生成断面積が小さいため大きな問題とはならないと考えられる。

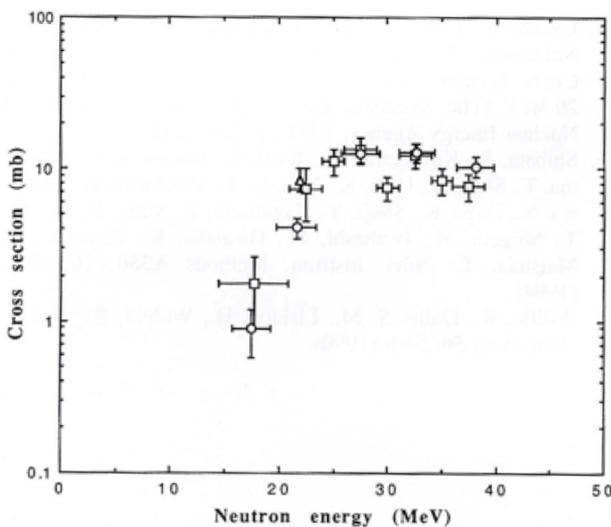


Fig. 3-11 トリチウムの中性子エネルギーに対する生成断面積[20]。

加速器中性子源の冷却水は主に加速器本体用とターゲット冷却用の2系統がある。通常、これらはそれぞれ2次冷却水として独立して循環している。特にトリチウムの生成源として懸念され

るのは、高速中性子(20MeV以上)が発生するタイプの加速器中性子源におけるターゲット冷却水である(LiやBeの直接反応を利用するとき)。

トリチウム水の排出基準は法令でTable 4のようにかなり厳しく制限されている。従って、高エネルギー陽子加速器による中性子源を用いて中性子の長時間照射を行う際には、ターゲット冷却水排水用のトリチウム除去装置が必要とされる。実用段階においては、病院施設に比較的大規模なトリチウム除去施設を設置し、トリチウム排出量を抑制しなければならないだろう。

陽子(20MeV以下)の場合は、トリチウムに関してはさほど大きな問題とはなり得ないと考えられる。

| | 排気中の濃度 限界(Bq/cm ³) | 排水中の濃度 限界(Bq/cm ³) |
|--------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| トリチウム水 | 5×10 ⁻³ | 60 |

Table 4 トリウムに関する排出規定。

3.2.5. BNCT用加速器中性子源に要求される性能のまとめ

Table 5で、本節で議論した加速器中性子源に要求される性能について、一次ビームエネルギーの範囲で特徴付け、それぞれ比較した。このTable 5を見れば分かる通りどれも一長一短であり、現状のところBNCT用加速器中性子源で全ての要求を満足するものは難しいと言える。ただし、表中において、中程度のエネルギー(~10MeV)で中程度のビーム電流(~5mA)は現在の加速器技術からすれば比較的リーズナブルであろう。

言い換えれば、もし何かの装置でブレークスルーが起きれば、この状況は一変し得る。実際、BNCT加速器中性子源に関する新たな技術の開発は盛んに行われている(例えば、FFAG-ERITや、液体Liターゲット)。今後の研究開発の進展が期待される場所である。

| | Low energy range (2MeV~3MeV) | Middle energy range (5MeV~20MeV) | High energy range (100MeV ~) |
|--------------|-----------------------------------|--|---------------------------------|
| 中性子生成核反応 | ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ | ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$, $\text{Be}(p,xn)$ | 例えば $\text{W}(p,xn)$ |
| ビーム電流 [mA] | < 50 mA | 5 mA ~ 20 mA | < 0.2 mA |
| 高速中性子の混在 | 少ない | 中程度 | 大量 |
| ターゲット熱問題 | 発熱量が甚大 | 中程度 | あまり問題ではない |
| 長寿命 RI の副次生成 | あまり問題ではない | 中程度 | 大量に生成される |
| 加速器の種類 | 静電加速器、RFQ | サイクロトロン、 線形加速器 | サイクロトロン、 線形加速器 |
| 施設の規模 | < 100 平米 | ~ 100 平米 | 巨大施設が必要 |

Table 5 加速器中性子源の陽子エネルギーと必要性能や課題との比較。

4. 従来型加速器を応用した BNCT 用加速器中性子源

近年、BNCT 医療界において制約の多い原子炉に置き換わる新たな中性子源の登場が切望されており、加速器中性子源に対する要望が高まってきている。そのような背景を受け、世界中で BNCT 用加速器中性子源の開発が進められている。それらについてまとめたものを Table 6 に示す[20, 23-26]。特に日本では世界的に見ても BNCT の研究が盛んであることもあり、様々なバリエーションに富んだ BNCT 用加速器中性子源が提唱され、現在、それらの研究開発が熱心に行われている。

4.1. 静電加速器

低エネルギーの静電加速器を用いた加速器中性子源は古くから提唱され、研究されてきた。BNCT 用静電加速器としては、タンデム、ダイナミトロン[23]、バンデグラフ型加速器が挙げられる。いずれも、出射ビームエネルギーは低いが、直流(DC)の大強度陽子ビームが期待できる。

静電加速器を用いた BNCT 用加速器中性子源の開発は、英国・バームンガム大学の 2.8MeV ダイナミトロン加速器[20]、アルゼンチン・CNEA

の 2.5MeV タンデム加速器[24]で進行中である。このエネルギー領域では小さいモデレータでバックグラウンド線量率の低い熱中性子場が実現でき、システム全体がコンパクトになる。中性子生成ターゲットにリチウムを選択しているため、これらの計画で最も重要な開発要素はターゲットの熱冷却機構の開発となっている。実際にターゲットの熱負荷を抑制するため、中性子生成量には目を瞑り、ビーム電流を絞ったデザインがなされている[20]。

4.2. 線形加速器

BNCT 用加速器中性子源として陽子線形加速器を採用しているグループは、イタリア・INFN の 5MeV 線形加速器(RFQ)[25]、日本・KEK-筑波大学の 8MeV 線形加速器[26]が挙げられる。両者ともターゲットにはベリリウムを使用し、熱中性子の患部表面線量を $>1 \times 10^9 [\text{n}/\text{cm}^2/\text{sec}]$ を目標としている。線形加速器を用いた場合、高デューティをいかに達成するか加速器側の開発要素となる。

4.3. サイクロトロン

サイクロトロンを用いた BNCT 用加速器中性子源は京都大学原子炉実験所(KURRI)に住友重工が納入し、現在、BNCT の動物実験に至るまで

| Country | Institute | Reaction | Energy [MeV] | Current [mA] | Accelerator type |
|---------|-----------|-----------------------------------|--------------|--------------|------------------|
| アルゼンチン | CNEA | ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ | 2.8 | 20 | タンデム |
| イギリス | バーミンガム大学 | ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ | 2.5 | 20 | ダイナトロン |
| イタリア | INFN | ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ | 5 | 50 | 線形加速器(RFQ) |
| 日本 | KEK、筑波大学 | ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ | 8 | 10 | 線形加速器 |
| 日本 | 京都大学 | $\text{Be}(p,xn)$ | 30 | 1 | サイクロトロン |

Table 6 各国で開発が進んでいる BNCT 加速器中性子源の特徴[20,23-26]

の実績をおさめている [17,21]。このサイクロトロン加速器中性子源は、現状、最も実用化に近い状況にある。少なくとも大学研究施設において、BNCT 医療用加速器中性子源としての運用にほぼ成功しているケースと言えるだろう。以下では、このサイクロトロン加速器中性子源について、詳しく解説する。

Figure 4-1 は KURRI サイクロトロン加速器中性子源の構成図である。このシステムは、一次ビーム生成用サイクロトロン、陽子ビーム輸送系および照射治療系により構成されている。加速器として AVF 型サイクロトロンを採用している (Fig. 4-2)。

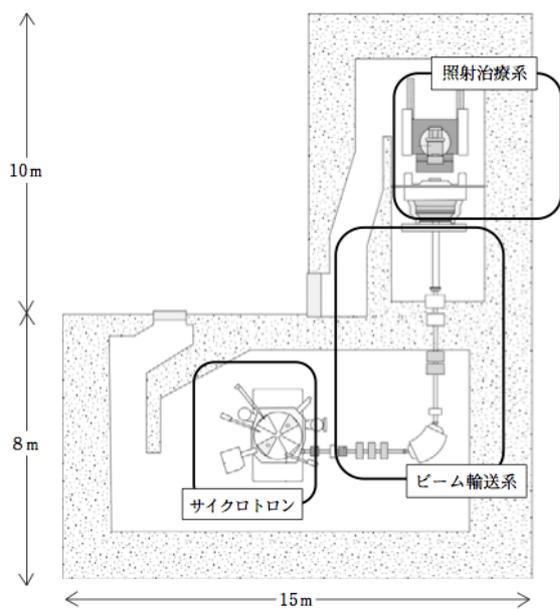


Fig. 4-1 KUR に設置された BNCT 用サイクロトロン中性子源の構成図[21]。

4.3.1. 30MeV 陽子サイクロトロン加速器

連続ビームを加速できるという特性から、サイクロトロンは大強度ビーム (~ mA) を 10MeV ~ 30 MeV まで加速するのに適しており、装置も小型で経済的であるといえる。



Fig. 4-2 BNCT 用サイクロトロン中性子源のサイクロトロン加速器[21]。

このシステムでは BNCT 中性子源用加速器として AVF 型サイクロトロンを採用している。イオン源はマルチカusp型の外部 H-イオン源を用い、垂直入射で 10 mA 以上の水素負イオンビームを入射することが可能である。負水素イオンはサイクロトロン内で 30MeV まで加速され、荷電変換取り出しによって 1mA のビーム電流が加速器外に出射される。荷電変換取り出し法はサイクロトロンではよく使われる手法で、取り出し効

率が非常に高く、取り出しエネルギーや取り出しポート数の変更に対応できる。

4.3.2. ビーム輸送系

サイクロトロンから取り出されたビームは、ビーム輸送系を経由し、その終端に設置された中性子発生ターゲットまで輸送される。ビームパワーが約 30 kW と大強度であることを踏まえ、輸送中のビームロスを抑えるような設計がなされている。また、ビームロスが予想される部分にはグラファイトを用い、その他の部分についてもアルミニウム系の材料を使用するなどして、放射線の発生や機器の放射化を抑えている[21]。

4.3.3. 中性子生成用ベリリウムターゲット

中性子発生ターゲットには、陽子エネルギーが 30MeV であることを考慮し、ベリリウムを採用している。30MeV 陽子のベリリウム内での飛程は 6mm 程度だが、あえて飛程よりも薄い 5.5mm 厚のベリリウムターゲット使用し、ブラッグピークがターゲット内にならないようにしている。その理由はターゲットに過度の熱負荷を与えないようにするためである。また、ベリリウムターゲットにおいて、ブラッグピーク辺りのエネルギー領域(0 ~ 4MeV 程度)は中性子生成にあまり寄与しない。

ターゲットの熱負荷は冷却水によって除去される。厚いベリリウム板をターゲット材として使用することができるため、ベリリウム裏面を冷却水により直接冷却することが可能となっている。流速を上げ冷却効率を高めるように、冷却水路はスパイラル型を描くように配置されている[21]。

ターゲットの冷却に加えて、ビームからの入熱密度を下げるべく、冷却ターゲットの前方に交流電磁石を設置する等の対策がとられる。この電磁石を用いてビーム重心をペイントするかのごとく振り、ターゲット上でビームサイズを拡大することで入熱密度が低減される[21]。

4.3.4. モデレータ(中性子減速体)

ベリリウムターゲットより発生する中性子のエネルギー分布は、入射陽子エネルギーが高いこともあり、広い範囲に分布している。この広いエネルギースペクトルを持つ中性子線は、減速材を通すことにより、BNCTに適した熱外中性子の領域まで減速させることができる。

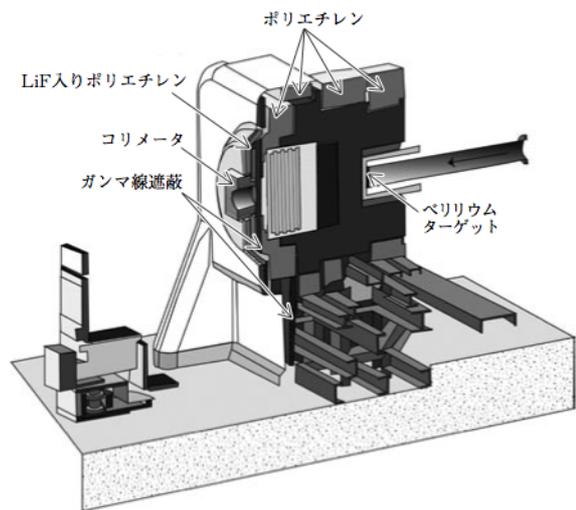


Fig. 4-3 BNCT用サイクロトロン中性子源のモデレータ概要図[21]。

減速体系は Pb、Fe、Al、CaF₂、ポリエチレン、LiF 含有ポリエチレンから構成されている (Fig.4-3)。Pb、Fe は高エネルギー中性子に対して非弾性散乱断面積を有しており、かつ(n,2n)、(n,3n)反応断面積をもつため、中性子数の減衰を抑えながら減速することができる。Pb、Fe のような重金属で中性子を 1MeV 程度まで減速した後、さらに Al、CaF₂ によって熱外中性子領域(4keV ~ 40keV)まで減速する[17]。

また、患者への高速中性子による全身被爆を防ぐため、ポリエチレンで減速体系の周り及び前方部分を遮蔽している。γ線は Pb を用いて遮蔽している。Figure 4-4 に γ線遮蔽後の中性子のエネルギー分布を示す。

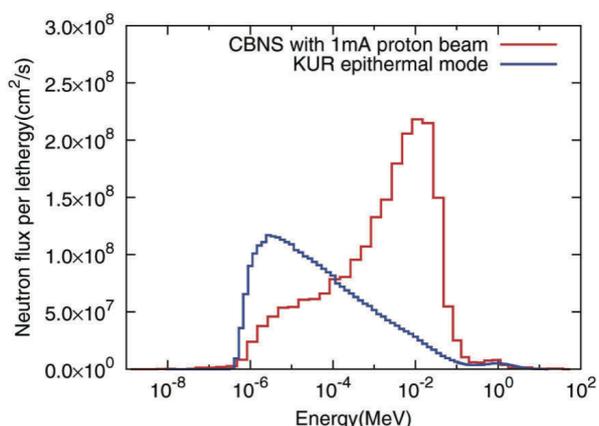


Fig. 4-4 モデレータによって整形された後の中性子エネルギー分布と KUR の中性子エネルギー分布[17]。

4.3.5. 原子炉との比較

このサイクロトロン加速器中性子源では、 1×10^9 [n/cm²/sec] 以上の熱・熱外中性子の発生に成功し、高速中性子や γ 線の除去もうまくいつている。Table 7 に KUR とサイクロトロン加速器中性子源の線量比較について記す。

| | 熱中性子強度 (n/cm ² /sec) | 高速中性子比 (Gy/n cm ²) | γ 線混入比 (Gy/n cm ²) |
|---------|------------------------------------|-----------------------------------|--|
| KUR | 7.30E+8 | 9.10E-13 | 2.40 ⁻¹³ |
| サイクロトロン | 1.22E+9 | 5.83E-13 | 7.75E-14 |

Table 7 KUR とサイクロトロン加速器中性子源の線量比較[21]

4.3.6. ターゲット周辺の放射化、トリチウム処理

病院敷設の実用段階まで考慮した時、長期間運転後のターゲット、及び、その周辺部は強烈に放射化することが予想される。現在のところ、原子炉施設においてサイクロトロン加速器中性子

源は稼働しているため、対処することも可能だが、将来的にはメンテナンス性も考慮する必要が出てくる。

また、30MeV と比較的高い陽子ビームを一次ビームとして使用するため、20MeV 以上の高エネルギー中性子が大量に発生する。この中性子がターゲット冷却水内の酸素と核反応を起こし、非常に多くのトリチウムが生成され得る。研究施設での運用にはたいした問題にならないが、医療施設では問題となる可能性がある。その場合は、専用のトリチウム除去施設を病院敷地内に設置する必要性が出てくるであろう。

5. 新しい方式による BNCT 用加速器中性子源

これまでの議論から、BNCT 用熱・熱外中性子源として加速器に求められているものは、 < 30 MeV 程度の大強度陽子ビームを安定に供給することに絞られていることが分かる。従って、それまでの BNCT 用加速器中性子源において、加速器に関する研究開発はほぼ全て既存の低エネルギー加速器を改良して大強度化するという方向性を持っている。本章では、既存の加速器を単純な中性子生成用プロトンドライバーとして用いるのではなく、新たな発想で加速器技術を応用し、BNCT 用加速器中性子源として適用したものを紹介する。

5.1. エネルギー回復型内部標的(ERIT)方式の原理

これから紹介する手法は、ビーム加速する入射器とビームを蓄積して中性子等の二次粒子を生成する蓄積リングの組み合わせによって、実際に加速する実電流値を抑えつつ、大強度の二次粒子を得ようという方法である。

エネルギー/エミッタンス回復型内部標的方式(ERIT : Energy-Emittance Recovery Internal Target)[27]と呼ばれるこの方式は、上述の通り、大強度の陽子ビームを周回させるための3次元に高アクセプタンスを有する蓄積リング、及び

リングへビームを入射するための入射器(イオン源を含む)から構成される。Figure 5-1 に ERIT 方式の概念図を記す。

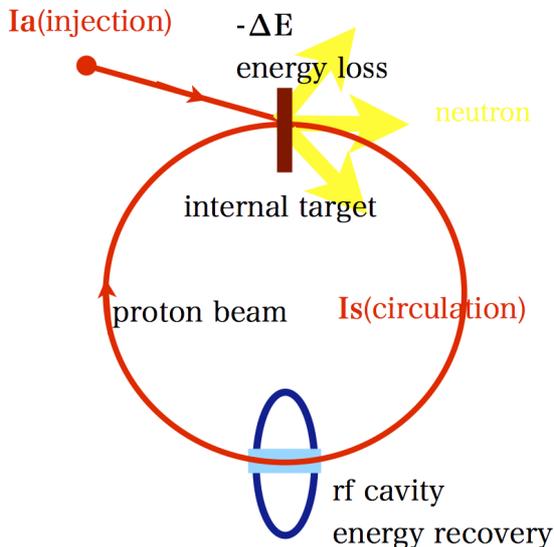


Fig. 5-1 ERIT 方式の概念図。

ERIT 方式では Figure 5-1 のように入射器からの陽子ビームはフルエネルギー入射し、ビーム蓄積リングではビームの加速はおこなわない。このため、蓄積リングに於いてビームを加速する時間が必要なくなり、それだけ二次粒子ビームの取り出し時間を長くとれる。二次粒子を生成する内部標的はビームの周回、並びに、rf 空洞による再加速を可能とするため薄膜を用いる。

蓄積リングに入射されたビームはリング軌道上を多数回(>1000turn)周回するように蓄積リングの設計を行う。周回する陽子ビームはその軌道上に挿入された薄膜ターゲットに於いてその一部が二次粒子を生成して失われる。一方、他の大多数の陽子は薄膜ターゲット内部でのイオン化反応によりエネルギー損失を生じるが、エネルギー回復用高周波加速空洞にて再加速される。

また、周回陽子ビームのエミッタンスはターゲット内部でのイオン化反応により次第に増大し、そのままではリング内で消失してしまうが、この過程で陽子ビームは”イオン化ビーム冷却”[28-33]の効果を受けることによりエミッタ

ンスの増大が抑えられリングの周回を続けることが可能となる。従って、ターゲットを通過した以降も蓄積リング内の陽子ビームは二次粒子の発生に寄与し続ける。

以上をまとめると、ERIT 方式では薄いターゲットを用いて周回ビームを何度もターゲットに当てることによって、より効率の良い二次粒子の生成をおこなう。その点が前章で紹介した外部標的型のように、厚いターゲットを用いて一度に大量の二次粒子を生み出す方法と大きく異なっている。

結果的に、同数の二次粒子を生成する際、外部標的型に比べ、ERIT 方式では実際に加速するビームの実電流を低くすることが可能である。例えば、リング内を蓄積ビームが 1000 回周回すると考えたとき、中性子生成に寄与する周回電流 I_s は入射電流 I_a から $I_s=1000 \times I_a$ と算出できる。いわば、ERIT 方式で内部にターゲットを持った蓄積リングは、入射加速器から見ると二次粒子生成増幅器のように振る舞う。以下に、ERIT 方式の特徴を列挙する。

- 入射器と二次粒子生成ターゲット(薄膜)、及び、再加速用 rf 空洞を備えた蓄積リングで構成される。
- 周回数が多いほど、実際に加速するビーム電流値 I_a を大幅に減らすことができる。
- 薄いターゲットを使うため、ターゲットの冷却方法として輻射冷却が期待できる。
- 蓄積リングは非常に大きなアクセプタンスを持つ必要がある。
- イオン化冷却法によってターゲットによる周回ビームのエミッタンス増大を抑制する。

5.2. ERIT 方式を用いた BNCT 用加速器中性子源

前節より、ERIT 方式の特徴は BNCT 用加速器中性子源に非常に適していると言える。Table 8 は ERIT 方式を用いた BNCT 加速器中性子源の中性子量とビーム電流値等をまとめたものである。

中性子を生成する内部標的はビームの周回を可能とするためにベリリウムの薄膜を用いる。中性子の生成は ${}^9\text{Be}(p, xn)$ 反応を用いるため、陽子ビームのエネルギーは中性子生成断面積(Figure 3-4)から 11 MeV とした。このとき、 $\text{Be}(p, xn)$ 断面積は 550mb である。蓄積リング内の周回ターン数を 1000 ターンだとすると、中性子生成量 $5 \times 10^{13} [\text{n}/\text{sec}]$ を達成する実入射電流は 100 ~ 200 μA 程度となる。この値は、同エネルギーの外部標的型と比べると一桁以上小さい。ただし、入射器に加えて蓄積リングと再加速用 rf 空洞を設置する必要があることから、製造及び運用コスト、設置面積が外部標的型よりも大きくなる可能性もある。

| | |
|---------------------|--|
| 目標中性子線量(患者) | $\sim 1 \times 10^9 [\text{n}/\text{cm}^2/\text{sec}]$ |
| 目標中性子線量 (ターゲット) | $\sim 5 \times 10^{13} [\text{n}/\text{sec}]$ |
| ターゲット | |
| 材質 | Be |
| 膜厚 | 5~10 μm |
| 中性子生成効率 (@11MeV) | $\sim 6.8 \times 10^{-6} / \mu\text{m}$ |
| 陽子ビーム | |
| ビームエネルギー | 11MeV |
| 所要周回ビーム電流 | 100~200mA |
| 所要入射ビーム電流 | 100~200 μA |

Table 8 ERIT 方式を用いた BNCT 加速器中性子源の中性子線量とビーム強度。

5.3. イオン化冷却と ERIT 用 FFAG 蓄積リング

ERIT 方式において、実際には、Be 原子核との Rutherford 多重散乱による横方向ビームエミッタンス増大、あるいはストラグリングに起因するエネルギー広がりによる進行方向ビームエミッタンス増大効果を考慮し、対処しなければなら

い。本節ではこれらエミッタンス増大を抑制するイオン化冷却[28-33]の効果と、ERIT 用大アクセプタンス FFAG 蓄積リングについて議論する。

5.3.1. イオン化冷却

荷電粒子ビームの品質は”エミッタンス”と呼ばれる物理量で表される。エミッタンスとは、ビームの構成粒子が 6 次元位相空間上で占める体積で定義され、保存力のみが働く通常の蓄積リング中では Liouville の定理により原理的に不変量となる。すなわち、残留ガスやターゲットの分子との衝突等を無視すれば、イオン源から発生したビームの初期エミッタンスがその後も保持される。ビームの温度を重心系における運動量のばらつきで定義すると、エミッタンスはビーム温度とビームサイズの積の形をしており、この量が小さいほど細く指向性の高い良質のビームであると言える。

ビームの高品質化を図るには、蓄積リングに何らかの人為的な散逸力を導入しビームの温度を下げなければならない。このような操作を、”ビーム冷却”と呼ぶ。ビーム冷却は様々な方法があるが、ERIT ではイオン化冷却法を用いて、ターゲットによる散乱に起因するエミッタンス増大を抑制する。

ERIT 蓄積リング内でビームは内部標的でのエネルギーロスと、加速空洞でのエネルギー補填を繰り返しながら周回する。しかしながら、ビームが標的を突き抜ける時、ベリリウム原子核との相互作用により縦・横のエミッタンスが増大し、そのままではやがてビーム周回の安定な領域から逸脱する。結果としてビーム寿命が低下してしまい、BNCT 用加速器中性子源としての十分なビーム強度が得られなくなる。

このビーム寿命の低下を抑制するため、固体中の電子との相互作用によるビームの冷却効果(イオン化ビーム冷却)を利用する。イオン化冷却は元来高エミッタンスのミュオンビームを極めて短時間で冷却する手法として研究されており、今回のように陽子ビームを冷却するケースは初の試

みとなる。Figure 5-2 にイオン化ビーム冷却の様子を模式的に示す。

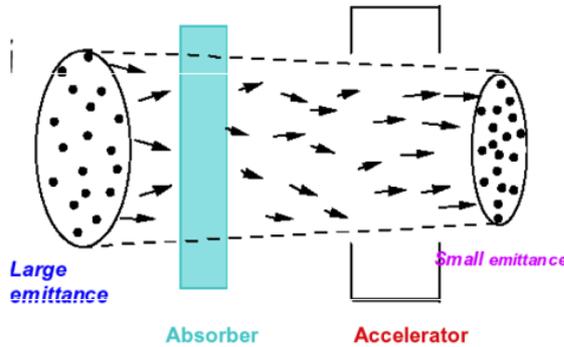


Fig. 5-2 イオン化冷却の概念図[28]。

Figure 5-2 で、大きなエミッタンスを持ったビームが内部標的を通過する時、イオン化反応によりビームの縦方向・横方向ともエネルギーロスを生じ運動量の減少をもたらす。縦方向のエネルギーの減少は高周波加速によって回復されるので、結果として横方向の運動量低下が残りエミッタンスの減衰が得られる。実際には標的内のベリリウム原子核との多重散乱によるエミッタンスの拡がりがあり、この大小関係で横方向のエミッタンスの減少量が決まる。しかし、縦方向ではエネルギー損失量のバラツキによりエミッタンスが次第に増加する。

ここでは、陽子ビームに関するイオン化冷却の冷却方程式を書き下し、低エネルギー陽子ビームへの冷却効果について議論する。

ビーム進行方向を縦方向、それに垂直な平面内の横方向とする。横方向のイオン化冷却効果を数式で表すと、

$$\begin{aligned} \frac{d\epsilon_N}{ds} &= -\frac{1}{\beta^2 E} \frac{dE}{ds} \epsilon_N + \frac{\beta \gamma \beta_{\perp}}{2} \frac{\langle \theta_{rms}^2 \rangle}{ds} \\ &= -\frac{1}{\beta^2 E} \frac{dE}{ds} \epsilon_N + \frac{\beta_{\perp} E_s^2}{2\beta^3 m c^2 L_R E} \end{aligned} \quad (5)$$

となる[28]。 ϵ_N は正規化エミッタンス、 β と γ はそれぞれローレンツファクター、 E は陽子ビームのエネルギー、 β_{\perp} はターゲット位置での横方向の β 関数、 m は陽子の質量、 L_R はターゲット

材の原子の放射長、 θ_{rms} は多重散乱角の二乗平均値、 E_s は散乱エネルギーを表し、 s はターゲット厚みである。

ここでエネルギーロス dE/ds はベーテブロッホの式、

$$\frac{dE}{ds} = 4\pi N_A \rho r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \left[\frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I(Z)} \right) - 1 - \frac{\delta}{2\beta^2} \right] \quad (6)$$

から算出される。 N_A はアボガドロ数、 ρ 、 A および Z はそれぞれ、ターゲット材(ベリリウム)の密度、原子量と原子数、 m_e と R_e は電子の質量と古典粒子半径、 $I(z)$ はイオン化エネルギーエネルギーである。式(6)を用いて 10MeV 程度の陽子のベリリウムによるエネルギーロス dE/ds は Figure 5-3 のようになる。

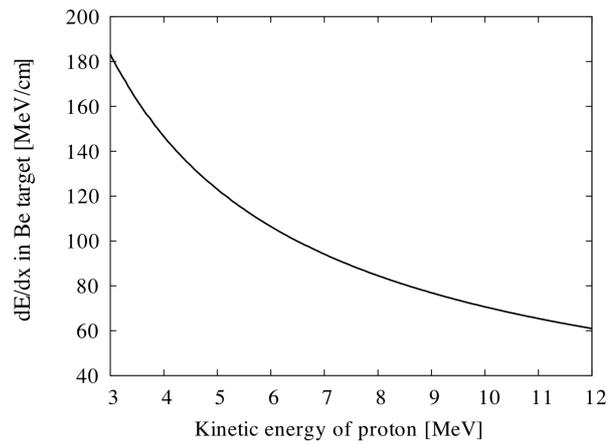


Fig. 5-3 ベリリウムターゲットによるエネルギーロス量。

まず、ERIT 蓄積リング内における陽子ビームの横方向エミッタンスの振る舞いについて議論しよう。式(5)の右辺第一項はエネルギーロスに伴う冷却項であり、第二項はターゲットの原子との多重散乱による加熱項である。ERIT 蓄積リング内で陽子ビームが周回数を重ねていくと、最初のうちは多重散乱によってエミッタンスが増大していく。だが、エミッタンスが増大することで冷却項の効果が大きくなり、最終的には冷却と

加熱がバランスしたところでエミッタンスは平衡状態となる。平衡状態のエミッタンスの値は式(5)から、

$$\epsilon_{N,eq} = \frac{\beta_{\perp} E_s^2}{2\beta mc^2 L_R \frac{dE}{ds}} \quad (7)$$

と表せる。また、式(7)より、平衡エミッタンスの値はターゲットの位置での β 関数に比例することが分かる。すなわち、蓄積リング内のビームは、リングの横方向アクセプタンスが十分大きく、且つ、ターゲットの位置で β 関数が小さい(ビームがよく絞られている)とき、横方向エミッタンスは平衡状態となり、ビーム損失を引き起こさないことが言える。

縦方向のイオン化冷却の冷却方程式は、

$$\frac{d\sigma_E^2}{ds} = -2 \frac{\partial \frac{dE}{ds}}{\partial E} \sigma_E^2 + \frac{d\langle \Delta E_{rms}^2 \rangle}{dt} \quad (8)$$

で表される。右辺第一項は冷却項であり、第二項はエネルギーロスのランダムな変動に起因する加熱項(エナジーストラグリング)である。第2項はターゲット内での飛程が十分長いと仮定したとき、

$$\frac{d\langle \Delta E_{rms}^2 \rangle}{ds} = 4\pi (r_e m_e c^2)^2 n_e \gamma^2 \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right) \quad (9)$$

となる。 n_e はターゲット材の電子密度である。

式(8)、(9)より縦方向エミッタンスの挙動について議論する。まず、式(8)の第一項についてだが、 $d(dE/ds)/dE$ とはFig. 5-2グラフの傾きそのものである。エネルギーが10MeV前後の陽子ビームでは、 $d(dE/ds)/dE$ が負の値をとるため、結果として第一項は第二項と同様に加熱項となる。すなわち、ERIT蓄積リング内における陽子ビームの縦方向のエネルギー幅は、周回するとともに増大する一方で、決して平衡状態とはならない。

上記の議論からERIT蓄積リングは極めて大きなエネルギーアクセプタンスと横方向アクセプタンスを兼ね備えたものでなければならないことが分かる。

5.3.2. FFAG 加速器

通常の線形集束要素の貯蔵リングでは、その色収差のために大きな運動量広がりをもつビームを貯蔵することは難しい。それに対し、Scaling FFAG(Fixed Field Alternating Gradient)[34,35]は”ゼロ色収差 (Zero Chromaticity)”であるので、原理的に極めて大きな運動量広がり(数10%以上)をもつビームの貯蔵が可能である。ERIT加速器中性子源は scaling FFAG を用いることで現実的な2次粒子発生装置となる。

FFAG 加速器は円形加速器の一種で複数の機能結合型電磁石がリング状に配置される。これら電磁石の磁場は時間的には変化せず(固定磁場)、また、強収束のビーム収束系を持つ。FFAG 加速器には大きく分けて二つの方式があり、ひとつは、1953年に大河千弘や Symon によって発明された scaling FFAG[34,35]、いまひとつは no-scaling FFAG と呼ばれている。

scaling FFAG では、加速されるビームのベータトロンチューンがエネルギーによらず常に一定である。すなわち、FFAG のビーム収束系はいわゆるゼロ色収差であり、この性質は極めて大きいエネルギーアクセプタンスを必要とする ERIT 方式に適したものであると言える。ゼロ色収差を実現するためには、平面上平衡軌道ビームパラメータ(軌道曲率、ベータ関数等)がビーム運動量にスケールして相似性を保たねばならない。このため FFAG 加速器において、軌道を偏向・集束させる磁場分布は、加速器中心からの軌道半径 r に対して r^k の依存性をもつ。ここで k は幾何学的磁場係数(Geometrical Field Index)で k 値とよばれる。

これからわかるように scaling FFAG では、ビームから見た磁場分布には多くの非線形成分が含まれる。すなわち横方向のビーム収束系において、FFAG は本質的に強い非線形力を有する。それにも関わらず、(設計にもよるが)広大なダイナミックアパチャー($> 10000 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$)を持つことも FFAG の大きな特徴の一つである [36]。

FFAG 加速器本体の電磁石の形状は大きく分けて、ラディアルセクター型とスパイラルセクター

型があり、ラディアル型は更にシングレット、ダブルレット、トリプレットに分けられ (Fig. 5-4)、これらの電磁石形状及びその並び方により加速器のラティス構成が決定される。

ラティスの選択は加速器にとってビームの安定性、オペレーティングポイントなど加速器の特性を決めるものである。FFAG-ERIT リングの設計においては、医療用小型 FFAG 加速器としてのビーム入射の容易さ、加速器の運転操作性・安定性、加速器製作の容易性等の観点からラティス構成を決定しなければならない。

また、ラティスの基本構造は、使用する電磁石の形状とその並び方によってきまるため、FFAG 加速器ではラティス構成の検討・選択は電磁石の開発と相補的に行う必要がある [37]。

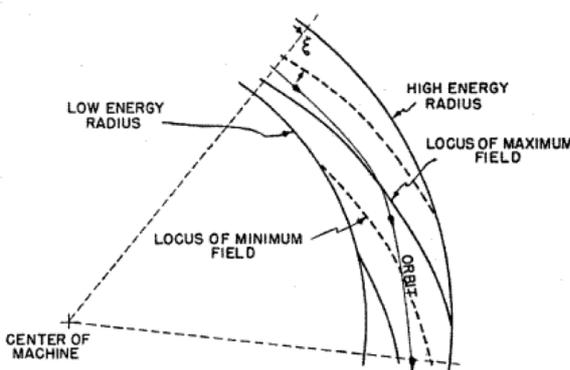
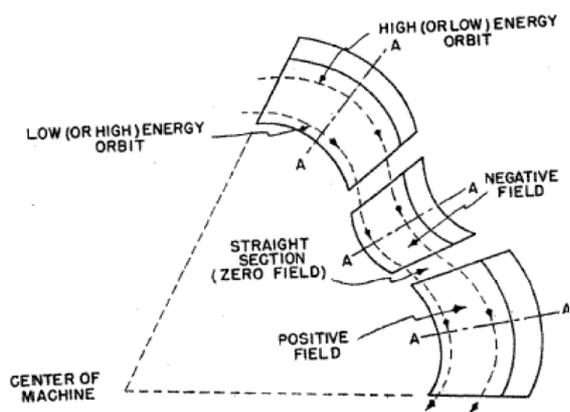


Fig. 5-4 FFAG 加速器の電磁石形状。上図はラディアルセクター型、下図はスパイラルセクター型である [34]。

5.4. FFAG-ERIT 加速器中性子源の開発

2008 年初頭、原子炉利用に匹敵する熱・熱外中性子線を供給する加速器として、ERIT 方式と組み合わせることで陽子ビームを効率良く蓄積し、有効な中性子束を得ることの出来る小型 FFAG 加速器の原型機が開発された。

この FFAG-ERIT 中性子源は、所要の陽子(負水素)ビームを発生・加速するイオン源及び入射ライナックと入射された陽子ビームを効率良く蓄積する小型 FFAG 加速器、ビーム周回数を保持し高強度の中性子ビームを得るための内部標的・エネルギー損失回復用高周波加速装置からなる ERIT システム、および中性子減速用モデレータなどの中性子ビーム発生源および輸送系で構成されている [38]。Figure 5-5 は京都大学原子炉実験所に設置された FFAG-ERIT 中性子源の全体図である。

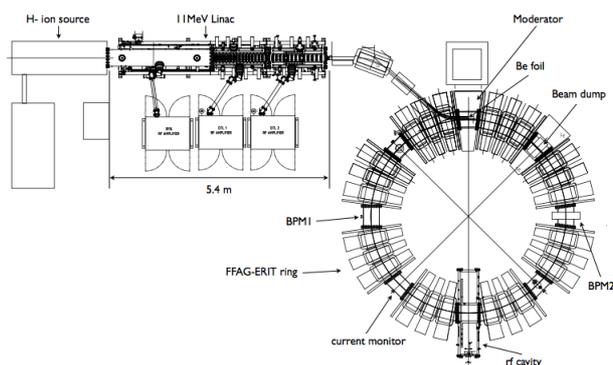


Fig. 5-5 FFAG-ERIT 中性子源の全体図。

5.4.1. 入射器システム

FFAG-ERIT 小型中性子源の入射器システムは負水素(H-)イオン源および線型加速器で構成される。FFAG 蓄積リングへのビーム入射方法は、中性子生成用ベリリウムターゲット自身を荷電変換膜とする多重入射方式を採用している。そのため、イオン源で H-イオンを生成し、線形加速器でフルエネルギー 11MeV まで加速する。

ERIT 方式によって必要ビーム強度が抑制されているとはいえ、 $100 \mu\text{A}$ 以上のビーム電流値が要求される。

(a) 負イオン源

イオン源装置全体の概観図を Fig. 5-6 に示す。このイオン源は体積生成型負水素イオン源であり、高輝度、且つ、大強度の負水素イオンビームを生成する [39]。

Figure 5-6 上図左端のアークチェンバー内にフィラメント(LaB⁶)が据えられている。上部から水素ガスを導入し、アーク放電によりプラズマをアークチェンバー内で生成する。アークチェンバーはプラズマ電極によるフタがされており、その中心の穴から負水素イオンが取り出される。負水素イオンを引出すための電場は引出電極により作りだされ、その電場勾配は後段の接地電極との間で集束レンズとなるよう設計されている。

引き出された負水素イオンはソレノイド電磁石 2 対によって、RFQ の入射アクセプタンスに整合される。その間にチョッパーを置き、蓄積リングの高周波加速電圧に整合させるべくイオンビームの時間的バンチ化を行う。チョッパーの真下には真空ポンプを配置し、後段の RFQ に対して真空圧力を補償している。下図右端のフランジが RFQ

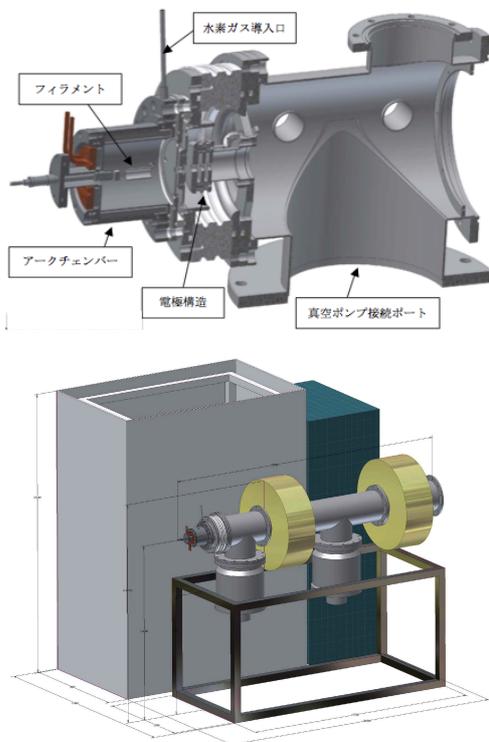


Fig. 5-6 負水素イオン源全体図。

との取り合い点となる。

(b) 線形加速器

ERIT 加速器中性子源で使用される入射線形加速器としては、AccSys 社 (米国) 製 PULSAR-7(出射エネルギー 7MeV)を基本に出射エネルギーを 11MeV に増強したものを採用している。PULSAR-7 は陽子ビームで平均 100 μ A の電流を加速した実績があり、ERIT システムの入射器として十分な性能を持っている。この線形加速器は RFQ と 2 台の DTL で構成されており、入射エネルギーは 30keV、出射エネルギーは 11MeV である。これら RFQ と DTL は三極真空管を使用した小型の電源により高周波電力を供給される。Figure 5-8 は京都大学原子炉実験所にインストールされた線形加速器の全体写真である。

加速管空洞単体の設計値としては、繰り返しは 1kHz、rf duty は 10% まで可能であるが、電源の rf duty は現在高周波管の制限から最大 2% となっている。後述する FFAG-ERIT リングの周回周波数は約 3MHz であることから、加速管内の高周波の立ち上がりを考慮しても、一回の入射につき 150 ターン以上の多重入射が可能である。Table 9 に入射器の性能をまとめる。

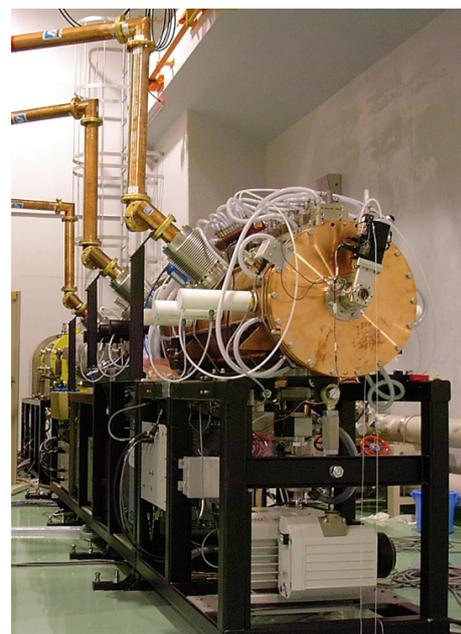


Fig. 5-7 線形加速器全体図。

| | |
|----------------|-----------------------------|
| 負水素イオン源 | |
| 取り出しエネルギー | 30keV |
| 繰り返し周波数 | 1 ~ 200Hz |
| ビームデューティー | 2% |
| ビーム電流 | 100 μ A(平均) 5mA(ピーク) |
| 正規化エミッタンス | < 1 π mm-mrad |
| 線形加速器 | |
| 入射エネルギー | 30keV |
| 出射エネルギー | 11MeV |
| ビーム電流 | > 100 μ A |
| Rf デューティー | ~ 2% |
| 繰り返し周波数 | 20 ~ 200Hz |

Table 9 FFAG-ERIT 入射器システムの性能。

5.4.2. FFAG 蓄積リング

FFAG 蓄積リングの開発ではビームの周回・中性子発生・ERIT 方式によるビームエネルギーとエミッタンスの回復の行程全体にわたって、ビームを安定に保つためのビーム軌道条件を明らかにし、そして、それを実現するための機器コンポーネントの開発が重要となる。また、ERIT 方式による効率の良い長時間ビーム蓄積を実現するためには、三次元磁場解析プログラムを用いた現実的な三次元磁場分布を考慮した軌道計算シミュレーションによる検証が不可欠である。

ERIT 方式を実現するため、FFAG 加速器に対する目標スペックはおおよそ以下の通りである。

- 大きな運動量アクセプタンス (> $\pm 5\%$)。
- 大きな横方向アクセプタンス (> 1000 π mm mrad)。
- rf キャビティーをインストールするための十分な長さの直線部の確保 (~0.6m)。

これらの要求に加え、ターゲットでのビームの多重散乱によるビームサイズの増大を抑制するた

め、ターゲット設置箇所においてできるだけビームを収束させる必要がある。そのため、EEAG-ERIT 蓄積リングではラディアル型 FFAG を採用している。ラディアル型 FFAG が満たすべき磁場分布は加速器中心を原点とした極座標表示で、

$$B(r, \theta) = B_0 \left(\frac{r}{r_0} \right) f(\theta) \quad (10)$$

と表せる。

ラディアル型はスパイラル型と異なり、磁場の向きの異なる磁石を交互に設置することで横方向の収束を実現している (Fig. 5-8)。Figure 5-8 で3台並んでいる磁石の両側の2台が F 磁石、中央の1台が D 磁石である。ラディアル型では、この F・D 磁石の磁場の強さ (FD 比) を調整することでオペレーティングポイントの調整が可能であり、エッジ収束を用いるスパイラル型に対し垂直方向のビームサイズを小さく絞ることが出来る。反面、周回方向と逆向きの磁場が存在するためスパイラル型に対してリングのサイズは一回り大きなものとなる。

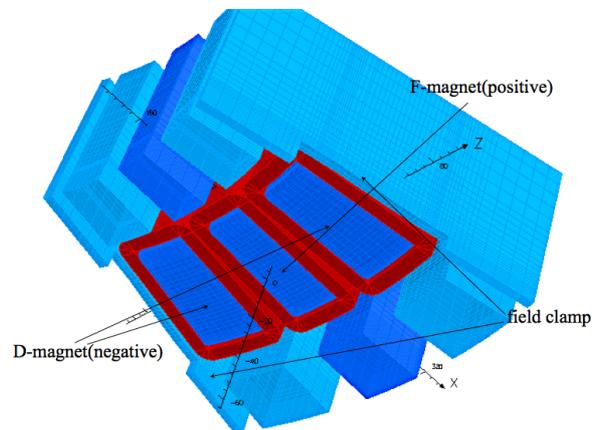


Fig. 5-8 FFAG-ERIT 蓄積リングのラディアル型 FFAG 電磁石[36]。

FFAG 電磁石の設計は、線形計算によって基本パラメータを決定した後、3次元磁場解析コード (例えば OPERA3D) を使用して電磁石の磁場計算を行っている。この計算結果から得られる磁場マップを用いて3次元ビームトラッキングシミュレーションを行うことによりラティスの構成を検

証し、シミュレーション結果をフィードバックして電磁石設計の見直しを行いながら電磁石を最適化している[37]。

蓄積リングの最適化の結果、運動量±5%の領域内で水平方向アクセプタンス～7000π mm・mrad、垂直方向アクセプタンス～3000π mm・mradを確保できていることが分かった。また、垂直方向チューンを高くし、ターゲット設置位置においてビームを強く収束するよう設計している。Table 10にFFAG-ERIT蓄積リングの主要パラメータ、Figure 5-9にリング全体図を示す。

| | |
|--|-----------------|
| ビームエネルギー | 11MeV |
| リング平均半径 | 2.35 [m] |
| セクター数 | 8 |
| K 値 | 1.92 |
| F/D 比 | ~ 3 |
| ハーフギャップ @ r = 2.35 m | 7.5 [cm] |
| 磁場 B ₀ (F/D) | 0.825/0.723 [T] |
| チューン ν _x , ν _y | 1.73, 2.22 |
| 水平アクセプタンス | 7000π [mm mrad] |
| 垂直アクセプタンス | 3000π [mm mrad] |
| β _x , β _y @ターゲット | 1.36, 0.79 [m] |

Table 10 FFAG-ERIT 蓄積リングのパラメータ

5.4.3. 高周波加速空洞

FFAG-ERIT蓄積リングでは、ターゲットにおいて陽子ビームは数十 keV のエネルギーを失なうことになる。再加速によりこれを回復しなければ効率的に中性子を生成できないため、蓄積リングは高周波加速システムを備える必要がある。特にFFAG-ERIT蓄積リングではエネルギーアクセプタンスは単純に位相振動の安定領域における粒子の最大エネルギー変位量 ΔE(bucket height)で決定される。

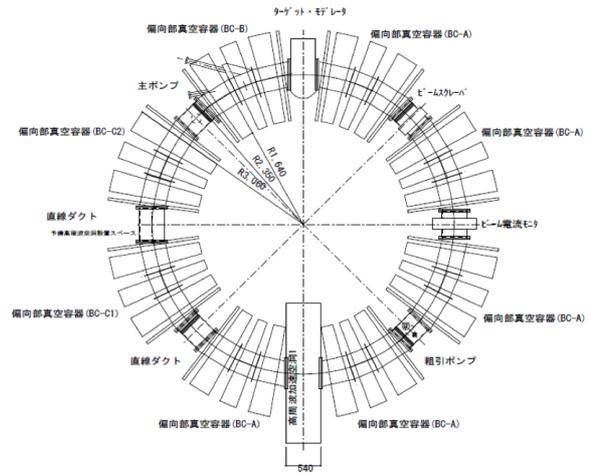


Fig. 5-9 FFAG-ERIT 蓄積リングの全体図。

5μm厚のベリリウムターゲットにおけるエネルギー損失量 E_{loss} は、陽子のエネルギーが11MeVであることを考えれば、式(6)より約32.5keVとなる。このとき、高周波加速空洞の加速ギャップ間に生じるrfの振幅を V_{rf} とすると、

$$E_{loss} = V_{rf} \sin(\phi_s) \quad (11)$$

の関係がある。φ_sは一般的なシンクロトロン加速器における同期位相に対応し、厚み5μmのベリリウムターゲットの場合は φ_s ~ 9.4[deg]となる。つまり、ERIT蓄積リングにおいてrf電圧の振動数は一定だが、ターゲットによるエネルギーロスの影響によって縦方向位相空間での粒子の運動は加速バケツと同様の振る舞いをする。

すなわち、近似的に bucket height を算出する際は、

$$(\Delta E)_{max} = \sqrt{\frac{2eV_{rf}E_s\beta_s^2}{\pi h |\eta_s|} \left[\cos\phi_s - \left(\frac{\pi}{2} - \phi_s\right) \sin\phi_s \right]} \quad (12)$$

を用いて計算しなければならない。ここで、η_s : slip factor, h : ハーモニック数、E_s : 粒子の全エネルギーである。また、FFAG加速器で

は、 η_s と α :momentum compaction factor との間に、

$$\eta_s = \alpha - \frac{1}{\gamma_s^2}, \quad \alpha = \frac{1}{k+1} \quad (13)$$

の関係がある。

ラティス設計と磁場解析から ERIT 蓄積リングの k 値は $k = 1.92$ (field index)が選ばれた。また、ターゲットにおける発生中性子束の最適化、イオン化冷却効率等から、陽子ビームの入射エネルギーは 11 MeV が採用されている。エネルギー 11MeV である陽子の蓄積リング周回周波数は数値シミュレーション結果から $f_s = 3.05$ MHz となっており、式(12)(13)より、 $V_{rf} = 200$ kV、 $h = 6$ のとき運動量アクセプタンスは約 4% 程となることが分かる。

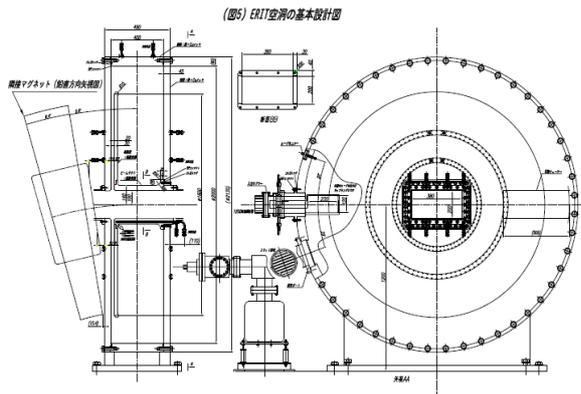


Fig. 5-10 ERIT 用高周波加速空腔の全体図 [37].

Figure 5-10 は ERIT 用高周波加速空腔の全体図である。このエネルギーを回復させるための高周波空腔は直径約 2 m、長さ 40cm、共振周波数 ~18MHz で最大 200kV の高周波電圧を発生する。これによりベリリウムターゲットでのエネルギー損失（最大 70keV 程度）を回復させる。ERIT 用高周波加速空腔は 1 箇所加速ギャップで空腔幅間隔に制約条件が少ない半共軸型空腔共振器 (Re-Entrant Cavity) を採用し、基本モードは TM010 モードである。空腔共振器におけるビーム加速電場および空腔電磁場の最適化は、3次元電磁場解析コード(MAFIA など)を用

いて行った。また、低電力用コールドモデル空腔を製作し、高周波特性の測定した。この測定結果は MAFIA コードによる電磁場計算結果と比較し、相違点と整合性を明確にして実機 ERIT 空腔の設計・製作に反映させた。Q 値(quality factor)の低下を抑制するため、空腔内壁は厚み 100 μ m の表面処理された銅メッキがなされている。Q 値の実測値は約 9000 程度でこの値は電磁場計算から得られた値の約 75%程度である [38]。高周波加速空腔の仕様を Table 11 にまとめる。

| | |
|-----------------|----------------|
| ギャップ電圧 V_{rf} | 200 ~ 250 [kV] |
| 共振周波数 | 18.3 [MHz] |
| ハーモニック数 | 6 |
| rf (beam) duty | 30% (13.1%) |

Table 11 ERIT 用高周波加速空腔仕様

5.4.4. ターゲット、モデレータ

陽子線の照射により中性子線を発生するターゲットは FFAG リングの軌道内に設置される。軌道を周回続ける陽子ビームは各周回毎にターゲットを通過し中性子を発生する。このためターゲットは薄膜で作られ、利用出来る中性子線を確保しながら周回するビームの寿命を保つ。また、ターゲットで発生する熱をいかに効率的に除去するかが重要となる。

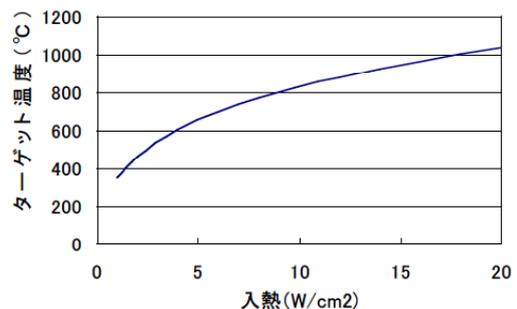


Fig. 5-11 ターゲットの単位面積当たりの入熱と平衡温度の関係。

厚み $5\mu\text{m}$ 程度の薄膜ターゲットでは、輻射による冷却効果が期待できる。そのため、冷却水を使わずにターゲットを冷却することが可能となる。Figure 5-11 は厚み $5\mu\text{m}$ のベリリウムターゲットの入熱に対する平衡温度の関係を示している。輻射冷却効果を高めるため、ターゲットを斜めに置いて表面積を稼ぐ等の案もある。

ベリリウムからは前方に最大 9MeV 近い中性子が発生するがこれは、次の直線部に置かれた鉄によりダンプされる。BNCT にもちいる中性子（エネルギー $\sim 1\text{MeV}$ ）の大部分はビームと垂直方向の周囲に置かれたモデレータにより減速され熱・熱外中性子として取り出される。

Figure 5-12 は FFAG-ERIT 中性子源のモデレータの概略図である。熱・熱外中性子を得る際は、第一減速層を Fe、第二減速層を AlF_3/Al 、第三減速層を D_2O 、そして、 γ 線遮蔽層を Bi とするモデレータ構成を選択している。熱外中性子のみ得ようとする場合は、第一減速層を Fe、第二減速層を AlF_3 とし、 γ 線遮蔽層を Bi とした。ERIT 用モデレータは、モデレータ全体の横方向の寸法(すなわちダクトのストレート部の長さ)が約 50cm 程度と制限されているため、各層の厚さに関して最適化を行っている。

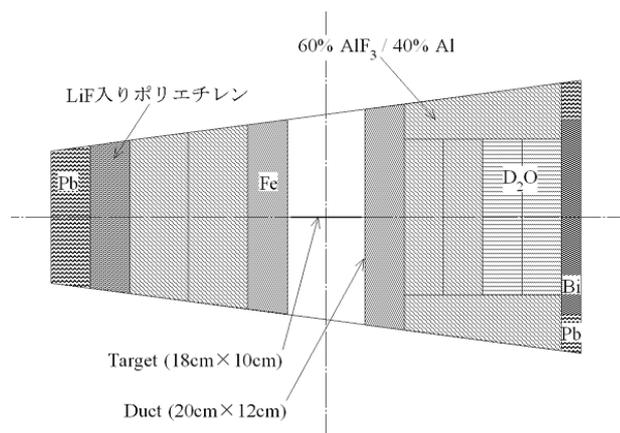


Fig. 5-12 ERIT 用モデレータの概略図。

Figure 5-13 に最適化したモデレータからの中性子エネルギースペクトルを示す。ターゲット線源の発生中性子数は 3×10^{13} 個を想定している。

最適化後の中性子線量は熱中性子束 $7 \times 10^8 / (\text{cm}^2\text{s})$ 、熱外中性子束 $5 \times 10^8 / (\text{cm}^2\text{s})$ の合わせて $1.2 \times 10^9 / (\text{cm}^2\text{s})$ の BNCT 利用中性子束が得られている。

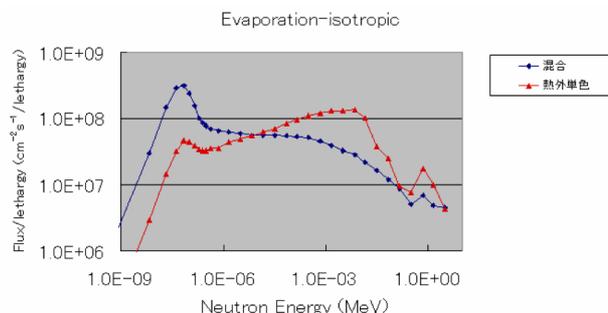


Fig. 5-13 モデレータ最適化後の中性子スペクトル。

5.5. ERIT 方式の性能評価

5.5.1. モンテカルロシミュレーションによる ERIT 方式の性能評価

FFAG-ERIT における生き残り周回数は中性子発生量を決定する重要なパラメータである。ERIT 法ではターゲットをビームが通過する際に失うエネルギーを RF 加速により補完するとともに、イオン化冷却の原理に基づき多重散乱による横方向のエミッタンス増大を抑制する。ターゲットでの大角度散乱や有限のアーパチャによるビームロスを含めた生き残り回数を評価するため、ICOOL という計算コードを用いて FFAG-ERIT のシミュレーションを行った [40]。ICOOL はイオン化冷却のシミュレーションを主な目的として作られており、ミュオン冷却においては世界的に標準的なコードとして認知されている。

このコードではターゲットを通過する際のビームが受ける影響をモンテカルロ法により計算し、RF 加速電場及び磁場マップを取り入れた 3 次元的なビームシミュレーションを行うことが出来る。ターゲット領域でのビームのエネルギーロスの平均値は bethe-bloch 式より算出する。また、エネルギーストラグリングのモデルは

Gaussian、Landau もしくは Vavilov 分布が用意されている。

今回のケースでは多種のターゲット物質及びビームエネルギーに汎用的に適用できる Vavilov 分布を採用した。ターゲットによる多重散乱については、比較的低いエネルギー(11MeV)の陽子ビームをターゲットに照射するため、大角度散乱が考慮された Moliere 分布により算出している。また、より現実的なシミュレーションを行うため、TOSCA で計算した結果得られる磁場分布のマップを読み込ませるようにし、ルンゲクッタ積分法により粒子の軌道をトラッキングした。

Figure 5-14(a)-(c) は、FFAG-ERIT リングにおける横方向および進行方向エミッタンス増大の計算例である。それぞれ赤の実線は式(5)及び(9)から得られる理論解析値、青点が ICOOL シミュレーション結果を示す。

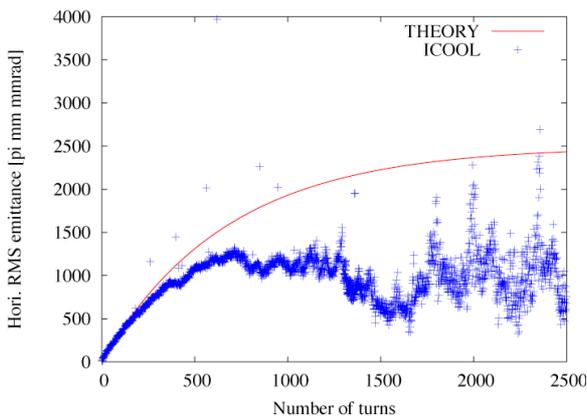


Fig. 5-14(a) 水平方向のエミッタンス変化。

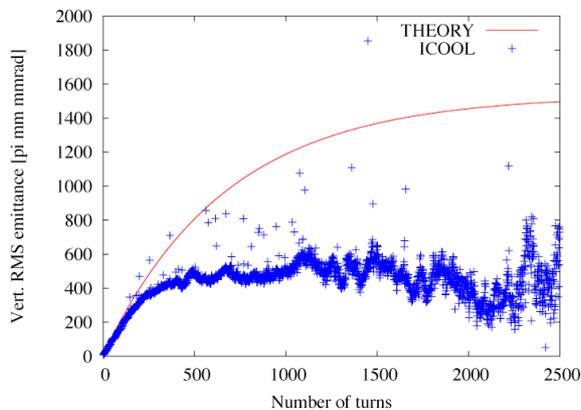


Fig. 5-14(b) 垂直方向のエミッタンス変化。

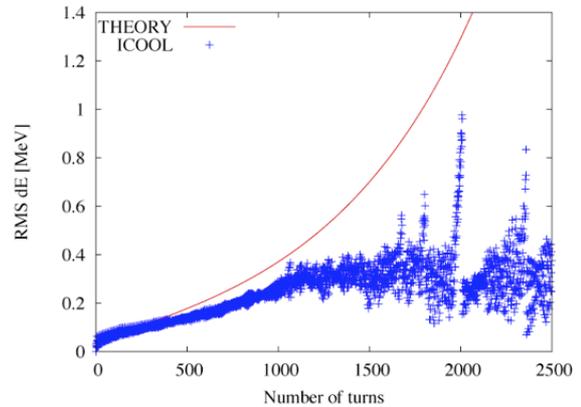


Fig. 5-14(c) エネルギー広がりの変化。

200 ターンまでは理論値とシミュレーション結果はよく一致しているが、それ以後はそれぞれの傾向に違いが見られる。これは主にターゲットによる大角度散乱に起因する垂直方向のビームロスが顕在化し始めるためである。また、理論解析値からわかるように、横方向についてはイオン化冷却効果によりエミッタンス増大が抑えられているが、進行方向については一方的広がっていくことがわかる。

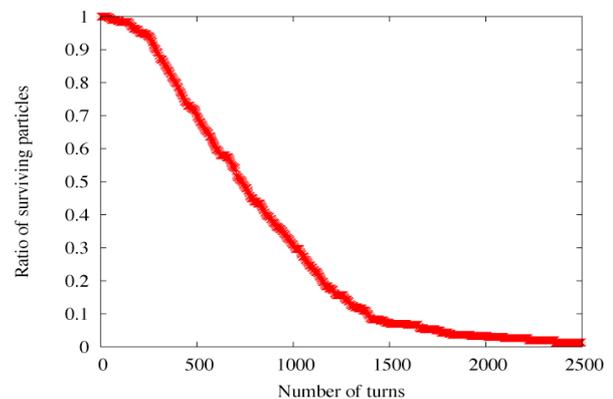


Fig. 5-15 蓄積粒子数の割合の変化。

リング内での陽子の周回数はベリリウムターゲットの厚みによって変わるが、おおよそ 500~1000 ターン程度と見積もられている (Fig. 5-15)。したがって、入射器からの平均ビーム強度として 50-100 μA 程度であれば、必要とされる中性子強度が得られると考えられている。

5.5.2. ERIT 中性子源のビーム実験

FFAG-ERIT 中性子源は、2008年初頭、京都大学原子炉実験所にインストールされた。FFAG 蓄積リング部の写真を Fig. 5-16 に示す。イオン源、線形加速器、高周波加速空洞はそれぞれ単体で動作試験をおこない、繰り返し 200Hz 運転で設計スペックを満たす性能が得られることを確認している。

実際のビーム実験では施設の過度の放射化を防ぐため、1Hz(スペック上は 200Hz)且つイオン源のピーク電流値を抑制した低デューティー運転で、ERIT の原理検証実験をおこなった。その結果、ビーム入射及び標的を用いたエネルギー回復によるビーム周回に成功している。Fig. 5-17 は ERIT 蓄積リングを周回しているビームのバンチ波形である[41,42]。この図から、ビーム入射開始から約 $100\mu\text{sec}$ の間、負水素ビームは蓄積リング内に多重入射されてリング内に蓄積されている様子が分かる。その後、ベリリウムターゲットによる多重散乱の影響で、周回ビームは徐々に蓄積リングから失われていく。実験結果とシミュレーション結果はよく合っており、必要とされる最大貯蔵ビーム強度と周回数がほぼ得られていることが確認された。

また、アルミニウムと鉄を用いた放射化法によって発生中性子線量の測定をおこない、予想される中性子線量が得られていることも確認した。



Fig. 5-16 京都大学原子炉実験所イノベーションラボに設置された FFAG-ERIT 蓄積リング。

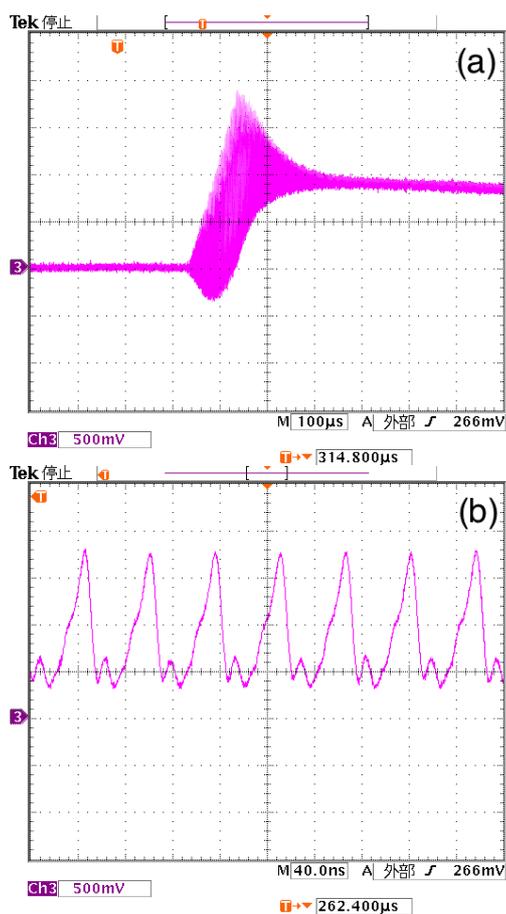


Fig. 5-17 FFAG-ERIT 蓄積ビームのバンチ波形 (a)とその拡大図(b)。

5.6. FFAG-ERIT その後

FFAG-ERIT 加速器中性子源は低パワー運転で原理検証実験を行い、その結果、ERIT 法の有効性が確かめられた。検証実験が終了した後、研究開発チームは解散となり、今に至っている。

6. おわりに

本講義では、主に BNCT 加速器中性子源について、加速器研究者の視点から取り扱ったつもりである。この分野は非常にアカデミックな研究対象として、2012年現在、医療方面と加速器方面の両方とも活発な研究活動がなされている。た

だ、(個人的な意見だが、)その他の放射線医療法と比較すると、BNCTは未だあまり世間に認知されていないのではないと思われる。しかしながら、BNCTは次世代のガン治療法として大きな可能性を持っており、BNCT用加速器中性子源も近年の技術進歩により徐々に実現の可能性が高まってきている。

本講義ではBNCTと加速器中性子源について幅広く取り扱うよう心がけた。BNCTやBNCT用加速器中性子源に興味を持たれた方は、ぜひ、それぞれ専門書を読むなりして、さらに理解を深めていただきたい。

最後に、このような機会を与えてくださった古屋貴章教授、金正倫計主任研究員に深く感謝いたします。また、FFAG-DDS研究機構の皆様方には大変お世話になりました。この場をお借りして深くお礼申し上げます。そして、この講義ノートを作成するにあたり、数々の貴重なご助言をいただきました森義治教授に深くお礼申し上げます。

参考文献

- [1] 古林徹, "中性子捕捉療法の現状と将来展望 -放射線医学物理学の視点-", 日本放射線技術学会雑誌.
- [2] 井上信, "加速器による粒子線治療 原子炉との連携を背景に", 日本原子力学会誌.
- [3] 松岡祥介, 辻井博彦, "がん治療に用いられる速中性子線", 放射線利用技術データベース.
- [4] 資料, "ホウ素中性子捕捉法 (BNCT) の現状と将来の展開", RIST. 及び, 小野公二, "放射線生体作用と中性子を用いた治療への展開", 講義録, 北陸地域アイソトープ研究会誌 第3号 2001年.
- [5] 松村明, "悪性腫瘍に対する細胞選択的粒子線治療および癌診断・治療のための分子イメージングの高度先進医療開発研究", 高度先進医療研究資料.
- [6] BNCTの原理, 筑波大学医学部松村明教授提供, 及び, FFAG-DDS ホームページより.
- [7] 出典: JRR-4 ホームページより.
- [8] 出典: KUR ホームページより.
- [9] 資料, "中性子を用いたがんの治療 (中性子捕捉療法)", RIST.
- [10] D.L. Bleuel, et al., "Optimization of the $7\text{Li}(p,n\text{p})$ roton Beam Energy for BNCT Applications", LBL-37983 Rev. 1.
- [11] EXFOR/ENDF, "Experimental Nuclear Radiation Data", 北海道大学大学院理学研究院附属原子核反応データ研究開発センター, HP: <http://www.jcprg.org/exfor/index-jp.html>.
- [12] W. B. Howerd, et al., "Measurement of the Thick target $9\text{Be}(p,n)$ Neutron Energy Spectra"
- [13] S. Agosteo et al., "Characterization of the Energy Distribution of Neutrons Generated by 5 MeV Protons on a Thick Beryllium Target at Different Emission Angles", *LNL Annual Report*, Applied, General and Interdisciplinary Physics.
- [14] J.S.Fraser and G.A. Barthoromew, "Spallation Neutron Source", Neutron Source for Basic Physics and Applications p.217, ed. Cierjacks, Pergamon Press, 1983.
- [15] PSTAR, "Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions", NIST, HP: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>.
- [16] A.A.Lychagin, et al., "Measurement of energy spectra and angular distributions of the thick target $\text{Be-9}(p,n)$ neutrons", S, ISINN-10,333,2003.
- [17] H. Tanaka, et al., "Characteristics comparison between a cyclotron-based neutron source and KUR-HWNIF for boron neutron capture therapy", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 267 (2009) 1970-1977.
- [18] K. Shibata, et al., "JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering," *J. Nucl. Sci. Technol.* **48(1)**, 1-30 (2011).
- [19] 複合原子力科学研究推進小委員会 平成22年度活動報告書.
- [20] S. Green, "Developing Clinical Facilities for BNCT and proton radiotherapy in Birmingham", Particle Physics Group Seminar Birmingham, November 2010.
- [21] 住友重機械技報 "Sumitomo Heavy Industries Technical Review", No.173 Aug. 2010.
- [22] 森 義治, "FFAG-ERIT 中性子源", 筑波大研究会, 2008 より抜粋.

- [23] High current DC Accelerator, United State patent application, Jun., 28, 2012.
- [24] M.S.Herrera, “Treatment Planning for Accelerator-Based Boron Neutron Capture Therapy”, Proc. VIII LATIN AMERICAN SYMPOSIUM ON NUCLEAR PHYSICS AND APPLICATIONS (2009).
- [25] L. Antoniazzi, et al., “Status and perspectives of an RFQ based neutron facility in Italy”, 2nd meeting of Union for Compact Accelerator-driven Neutron Sources.
- [26] H. Kobayashi, et al., “CONSTRUCTION OF A BNCT FACILITY USING AN 8-MeV HIGH POWER PROTON LINAC IN TOKAI”, Proceedings of IPAC2012 pp.4081-pp.4085.
- [27] Y. Mori, “*Development of FFAG accelerators and their applications for intense secondary particle,*” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 562, Issue 2, pp. 591-595, 2006.
- [28] D. Neuffer, “*Introduction to muon cooling*”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 532, p. 26-32, 2004.
- [29] A. N. Skrinsky and V.V. Parkhomchuk, Sov. J. Nucl. Physics 12, 3 (1981)
- [30] E. A. Perevedentsev and A. N. Skrinsky, Proc. 12th Int. Conf. on High Energy Accel., 485 (1983).
- [31] D. Neuffer, Particle Accelerators 14, 75 (1983)
- [32] D. Neuffer, Proc. 12th Int. Conf. on High Energy Accelerators, 481 (1983)
- [33] D. Neuffer, Nucl. Inst. and Meth. A350, 27 (1994).
- [34] K. R. Symon et. al., “*Fixed-Field Alternating-Gradient Particle Accelerators,*” Physical Review 103(1956)1837.
- [35] C. Ohkawa, Proceedings of annual meeting of JPS (1953).
- [36] 横井武一郎, “OHO'03, 加速器の基礎と先端加速器, FFAG 加速器”, OHO'03 高エネルギー加速器セミナー, pp. 4-1, (2003).
- [37] K. Okabe, et al., “Design and Construction of FFAG Magnets for the ERIT system at KURRI”, IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY, Vol. 20, No. 3, June 2010.
- [38] K. Okabe, et al., “DEVELOPMENT OF FFAG-ERIT SYSTEM FOR BNCT”, Proc. Cyclotrons and Their Applications 2007, Eighteenth International Conference (2007). pp. 210 – 212.
- [39] 例えば, “森義治, OHO'89, (1989)”, “高木昭, OHO'96, (1996)”, “小栗英和, OHO'01, (2001)”.
- [40] R. Fernow, “ICOOL: A SIMULATION CODE FOR IONIZATION COOLING OF MUON BEAMS”, Proc. PAC1999 (1999) pp. 3020.
- [41] K. Okabe, et al., “AN INTENSE NEUTRON SOURCE WITH EMITTANCE RECOVERY INTERNAL TARGET (ERIT) USING IONIZATION COOLING”, Proc. 2008 European Particle Accelerator Conf. (2008). pp. 3512 – 3514.
- [42] K. Okabe, et. al., “STUDY OF FFAG-ERIT NEUTRON SOURCE”, Proc. 2010 International Particle Accelerator Conf. (2010). pp. 418 – 420.