

# 大強度陽子シンクロトロン用 ビームコリメータの開発

山本 風海

博士（工学）

総合研究大学院大学

高エネルギー加速器科学研究科

加速器科学専攻

平成19年度

（2007）



# 目次

論文の概要	1
<b>第1章 序論</b>	<b>3</b>
1.1 背景 (J-PARC 計画)	3
1.2 加速器におけるビームロス	8
1.2.1 KEK 12GeV PS	8
1.2.2 Los Alamos 国立研究所 PSR	12
1.2.3 Rutherford Appleton 研究所 ISIS	12
1.2.4 SNS 計画 蓄積リング	17
1.3 ビームロス許容限度	20
1.4 J-PARC 3GeV RCS の軌道設計と想定ビームロス	21
<b>第2章 コリメータシステム原理</b>	<b>27</b>
2.1 概要	27
2.2 原子核との弾性散乱	28
2.3 物質を構成する原子あるいは分子中の電子との非弾性散乱	36
2.4 コリメーションシステム原理	43
2.5 1次元モデルでのコリメータの位相関係	46
<b>第3章 コリメータシステム検討</b>	<b>51</b>
3.1 コリメータシステム設計および評価用シミュレーションコード	51
3.2 水平垂直方向コリメータの材質、形状検討	54
3.3 J-PARC 3GeV RCS Optics と配置検討	56
3.4 運動量方向コリメータ検討	63
3.5 コリメーション効率のコリメータ Acceptance 依存性	68
3.6 位置エラーの影響	71
3.7 インパクトパラメータ依存性	73
<b>第4章 機器設計</b>	<b>79</b>
4.1 機器設計概要	79
4.2 MARS コード	80
4.3 遮蔽設計と放射線量評価	82
4.4 冷却システム検討	90

4.4.1	概要	90
4.4.2	実機試験	92
4.4.3	他機器故障発生時のコリメータでの発熱	94
4.5	二次電子抑制コーティング試験	97
4.5.1	コーティング試験条件	97
4.5.2	試験方法	97
4.5.3	試験結果	104
<b>第5章</b>	<b>ビーム調整試験開始直後のロス分布</b>	<b>107</b>
5.1	概要	107
5.2	ビーム試験状況	107
5.3	ビームロスモニタ出力と残留線量分布	110
<b>第6章</b>	<b>まとめと今後の課題</b>	<b>115</b>
<b>付録A</b>	<b>大口径リモートクランプシステム</b>	<b>119</b>
A.1	他施設の取り組み	119
A.2	RCSビームコリメータシステム用遠隔クランプ	122
<b>付録B</b>	<b>コリメータ使用部品の耐放射線試験</b>	<b>127</b>
B.1	$\gamma$ 線照射試験施設	127
B.1.1	概要	127
B.1.2	$\gamma$ 線照射施設詳細	127
B.1.3	照射線量の評価方法	128
B.2	耐放射線ステッピングモータ	133
B.2.1	概要	133
B.2.2	試験条件	133
B.2.3	試験内容	135
B.2.4	照射環境中での動作試験結果	137
B.2.5	特性試験結果と考察	138
B.3	ヒートパイプ冷却システム検討	147
B.3.1	概要	147
B.3.2	試験条件	147
B.3.3	ヒートパイプ機能試験内容	147
B.3.4	ヒートパイプ機能試験結果	151
B.3.5	ヒートパイプ内圧力測定方法	152
B.3.6	ヒートパイプ内圧力測定結果	152
B.3.7	ガス分析方法	158
B.3.8	ガスクロ測定結果	158
B.3.9	四重極質量分析測定結果	162

B.3.10 ヒートパイプ試験考察 . . . . .	164
付 録 C 真空処理	165
C.1 コリメータの真空処理 . . . . .	165
C.2 コリメータブロック脱ガス処理 . . . . .	165
謝辞	171
参考文献	173



# 論文の概要

本論文では、大強度陽子加速器計画の早い繰り返しの3GeVシンクロトロンにおいて、ビームロスの拡散を防ぎ、機器の放射化を低減させることを目的として検討を行ったビームコリメータシステムについて述べる。本論文は6章から構成される。第1章では、本研究の背景である大強度陽子加速器計画3GeVシンクロトロンについての説明と、ビームコリメータシステムの必要性について述べる。第2章では、コリメータを形成する物質とビームがどのような相互作用を起こすか、素過程についての説明と、3GeVシンクロトロンで採用しているコリメータシステム概念について述べる。第3章では、本研究で行ったビームコリメータシステムの設計検討と、その検討結果を基に行なったビームロスのシミュレーションの結果について述べる。第4章では、最初にビームロスによる放射線の影響評価の結果について述べ、それを基に行なった放射線対応のコリメータシステムの機器設計と構成部品の研究開発に関して述べる。第5章では、ビーム調整試験開始直後におけるビームロス分布と残留線量の状況に関して述べる。そして第6章において、本研究で実施した解析および実験結果について総合的な評価と今後の研究の方針について考察する。



# 第1章 序論

## 1.1 背景 (J-PARC 計画)

現在、日本原子力研究開発機構 (原子力機構) と高エネルギー加速器研究機構 (KEK) が共同で建設を進めている大強度陽子加速器計画 (Japan Proton Accelerator Research Complex、J-PARC) では、世界最高の陽子ビーム強度を目指し、加速器の製作が進められている。J-PARC 計画は、181MeV リニアック、3GeV シンクロトロン (Rapid Cycling Synchrotron、RCS)、50GeV シンクロトロン (Main Ring、MR) という3つの加速器施設 [1, 2, 3] と、加速された陽子ビームを利用する実験施設から構成されている [4, 5]。それら施設はすべて茨城県の東海村にある原子力機構原子力科学研究所 (原科研) 敷地内に配置されている。各施設の配置を図 1.1 に示す。

各加速器施設および実験施設に関して、以下にまとめる。

### 1. リニアック

イオン源より負水素イオン ( $H^-$ ) ビームを発生させ、これを高周波四重極リニアック、アルバレ型ドリフトチューブリニアック、分離型ドリフトチューブリニアックによって定格エネルギー 181MeV まで加速した後、ビーム輸送ライン (Linac-to-3GeV RCS Beam Transport line、L3BT) を通して RCS へ出射する。

### 2. RCS (3GeV シンクロトロン)

リニアックから入射された  $H^-$  ビームを荷電変換薄膜により陽子 ( $H^+$ ) ビームに変換、500 $\mu$  秒の間蓄積し、さらに最大 3GeV まで加速した後、物質・生命科学実験施設 (Material and Life science Facility、以下 MLF) 及び MR へ出射する。

### 3. MR (50GeV シンクロトロン)

RCS から供給される  $H^+$  ビームを約 0.3Hz の周期で最大 50GeV まで加速し、原子核素粒子実験施設へは遅い取り出し、ニュートリノ実験施設へは早い取り出し方式でそれぞれ出射する。

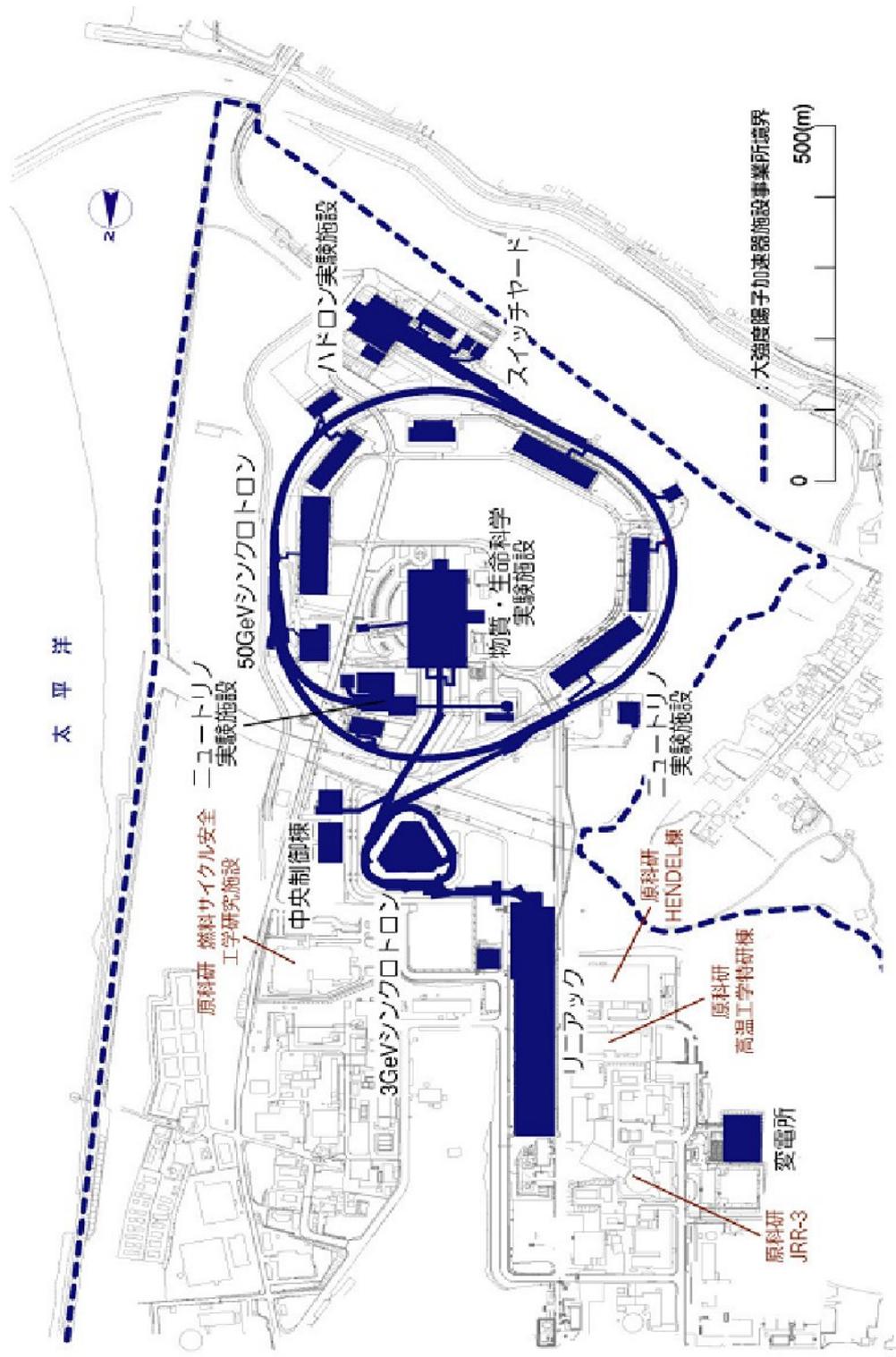


図 1.1: 大強度陽子加速器施設 (J-PARC) 平面図

#### 4. MLF (物質・生命科学実験施設)

RCS から供給される  $H^+$  ビームによって生成した、中性子やミュオンを用いた物質科学や生命科学の研究を行う。陽子による原子核破砕反応で発生する中性子を用いた物質科学や構造生物学の研究では、従来の X 線撮影や放射光を利用した測定では不可能だった軽元素の位置情報が得られる。この特徴を利用して、タンパク質中の水素や水分子、またリチウム電池中のリチウム等の構造を詳細に調べることができ、新薬の開発、高性能電池材料、水素吸蔵合金等の開発が行われる。ミュオンビームを用いた研究としては、 $\mu$ SR (ミュオン・スピン・回転 / 緩和 / 共鳴) を始めとした物質科学の研究や、ミュオン触媒核融合研究が予定されている。 $\mu$ SR とはスピン偏極したミュオンを物質中に注入し、ミュオンスピンの感じる内部磁場の大きさや揺らぎを測定することにより物質の様々な性質を明らかにする手法であり、核磁気共鳴 (NMR)、電子スピン共鳴 (ESR) と並ぶ有力な物性研究手段として開発が進められている。 $\mu$ SR は中性子散乱と相補的に、空間的に乱れた磁気的狀態の研究に対して有効である。またミュオン触媒核融合研究では、負の電荷を持つ負ミュオン ( $\mu^-$ ) を導入して、二つの水素同位体核の一つにまきつかせ、通常の水素原子の  $1/207$  のサイズを持つ中性原子をつくりだす。それによって、水素同位体原子間の電氣的反発力が消失し、二つの核が容易に近づき、高温を必要とせず核融合を引き起こすことができる。

#### 5. ハドロン実験施設

MR から供給される  $H^+$  ビームや、それによって生成される中間子等を用いた基礎物理の研究を行う。50GeV 陽子ビームを利用して K 中間子、 $\pi$  中間子、ハイペロン、ニュートリノ、ミュオン、反陽子等の二次粒子ビームを作り出し、それらを用いて原子核・素粒子物理の実験を行う予定である。K 中間子ビームによって核物質中に strange 粒子を持ち込むことができ、これによって、strangeness を含んだ原子核分光学的研究を行うことができる。この他にも、ハドロンの質量の起源の研究、CP 対称性の破れを測定する K 中間子の稀崩壊の測定、等が計画されている。

#### 6. ニュートリノ実験施設

MR から供給される  $H^+$  ビームによって生成した、ニュートリノを用いた基礎物理の研究を行う。MR から取り出された数  $\mu$  秒のパルス幅を持った陽子ビームを標的に衝突させることによって、 $\pi$  中間子を発生させ、その崩壊の結果生じるニュートリノを原科研よりおよそ 300km 西に位置するスーパーカミオカンデ検出器に打ち込み、ニュートリノ振動の測定などを計画している。

これら施設群のうち、RCS は、リニアックで定格エネルギーの 181MeV まで加

速され L3BT を通過してきた  $H^-$  ビームを荷電変換薄膜により陽子ビームに変換し、この陽子ビームを 25Hz の繰り返し周波数でさらに 3GeV まで加速する。

RCS は、主電磁石、高周波加速空洞、入出射用電磁石等の機器より構成されており、それらは地下約 13m にあるトンネル内に配置される。これら機器のうち、主電磁石は偏向電磁石、四重極電磁石、六重極電磁石からなり、120 度に曲がった 3 箇所のアーク部と 3 つの直線部（入射用直線部、出射用直線部、高周波空洞用直線部）に配置される。ビームは偏向電磁石 1 台につき軌道を 15 度曲げられ、計 24 台によって 360 度周回する閉軌道が形成される。また四重極電磁石、六重極電磁石によって Beam Envelope、Chromaticity(色収差)を調整されながら周回する。

入射用直線部には入射セプトム電磁石及び入射バンプ電磁石が配置され、それらが入射ビーム軌道を RCS の陽子ビーム周回軌道に合流させる。この際、RCS のように主電磁石で作られた周回閉軌道上に軌道の外より入射ビームを合流させようとした場合、入射ビームの電荷が同じであると閉軌道上の同じ位置に重ねて同種ビームを入射することは Liouville's の定理により原理的に不可能である。そのため、入射中に周回軌道を徐々にずらす必要があるが (Multi turn injection) リニアックからの入射ビームを何百ターンも重ねてシンクロトロン内に蓄積しようとする、それらずらした軌道全てを含めるためには非常に大きな Aperture (真空容器内径)が必要となり、現実的ではない。そこで、同一軌道上に効率よくビームを重ねて入射する方式として、RCS では荷電変換入射方式が用いられる [6]。

荷電変換入射方式とは、リニアックからの入射ビームを  $H^-$  とし、ビームの入射点に荷電変換フォイルと呼ばれる薄膜 (RCS では炭素薄膜を使用) を挿入しておく方式である。入射してきた  $H^-$  ビームは、この薄膜を通過する際に薄膜原子との相互作用によって電子を二つ剥ぎ取られ、 $H^+$  となってリング内に入射される。このとき、入射点において入射粒子の電荷が反転することによって、RCS 内に形成されている  $H^+$  粒子の閉軌道の外側より、その閉軌道を歪めることなく重ねて入射することができる。

この過程において、電子が一つも剥ぎ取られない  $H^-$  ビームや、もしくは剥ぎ取られた電子が一つである  $H^0$  ビームは、入射点より下流のトンネル壁に埋め込まれた  $H^0$  ダンプに誘導され廃棄される。

周回陽子ビームは高周波空洞用直線部に配置された高周波加速空洞によって定格エネルギー 3GeV まで加速される。RCS は Harmonic 数 2 で運転され、加速高周波の周波数は 0.94 ~ 1.67MHz である。最大加速電圧は 450kV で、これを 11 台の高周波加速空洞で達成させる。加速空洞は磁性材料としてナノ結晶磁性材料であるファインメットを用いた広帯域型高周波空洞を採用し、高周波空洞用直線部に配置される。

最終的に加速が終了した陽子ビームは出射直線部に設置された出射キッカー電磁石及び出射セプトム電磁石により RCS から出射される。出射されたビームは、MLF へのビームライン (3GeV Synchrotron - Neutron Target Beam Transport、3-NBT) を通過し、そこから MLF および MR へと輸送される。RCS は、最終的



## 1.2 加速器におけるビームロス

J-PARC 計画 RCS では、加速終了時のビームパワーは 1MW にも達し、これは国内で運転されていた最大強度の陽子加速器である KEK 12GeV PS Main Ring のビーム出力 (6.1 kW) の 100 倍以上である。また、世界的に見てもこれほどの大強度出力を誇る陽子加速器は現存せず、比肩する計画としては米 SNS 計画があるのみである。表 1.1 に、KEK PS と今回の 3GeV RCS の主要緒元を示す。また、図 1.3 に世界の陽子加速器の加速エネルギーと出力ビーム電流の比較図を示す。

表 1.1: PS-3GeV シンクロトロンパラメータ

	KEK 12GeV PS Main Ring	3GeV RCS
加速 energy [GeV]	0.5 ~ 12	0.181 ~ 3
繰返し周期 [秒]	2.2	0.04
ビーム電流 [ $\mu$ A]	0.15	333
粒子数 [ppp]	$7 \times 10^{12}$	$8 \times 10^{13}$

この様に、J-PARC 計画では既存の加速器と比較して、何桁も大きいビーム出力で設計を行っている。この様な大強度の陽子加速器において最も問題となるのは、ビームロスによって加速器機器やトンネルが放射化し、保守作業に支障をきたすようになることである。本研究対象であるビームコリメータは、RCS 内の他の機器よりも Aperture を狭くする事で、ビームロスをそのコリメータに集中させ、他の機器の放射化を減らすという機器である。以下、稼働実績のある加速器のビームロスと放射化に関しての例として、KEK PS、Los Alamos 国立研究所の PSR、および Rutherford Appleton 研究所の ISIS を挙げる。また、J-PARC と並び世界の 2 大中性子源施設の一つとして建設され、現在コミッショニングが進められている SNS の設計パラメータについてもまとめる。

### 1.2.1 KEK 12GeV PS

2006 年末現在では、KEK PS はすでに運転を終了しているため、営業運転を行っていた 1999 年末のデータを採り上げる。このデータでは、トンネル内はビームロスによる放射化で停止後数日を経過しても平均数百  $\mu$ Sv/hr、局所的には 20mSv/hr 以上もの残留放射能が検出されている [7] (図 1.4)。

個人被曝線量の制限としては、放射線業務従事者等の放射線障害を防止するため「放射性同位元素等による放射線障害の防止に関する法律」(障害防止法)によって法令値が定められている。KEK においては、所内規定として放射線障害予防規程を定めており [8]、1 年間で許容される個人被曝線量は法令値に対して 4 割に止

世界の陽子加速器パワーの図

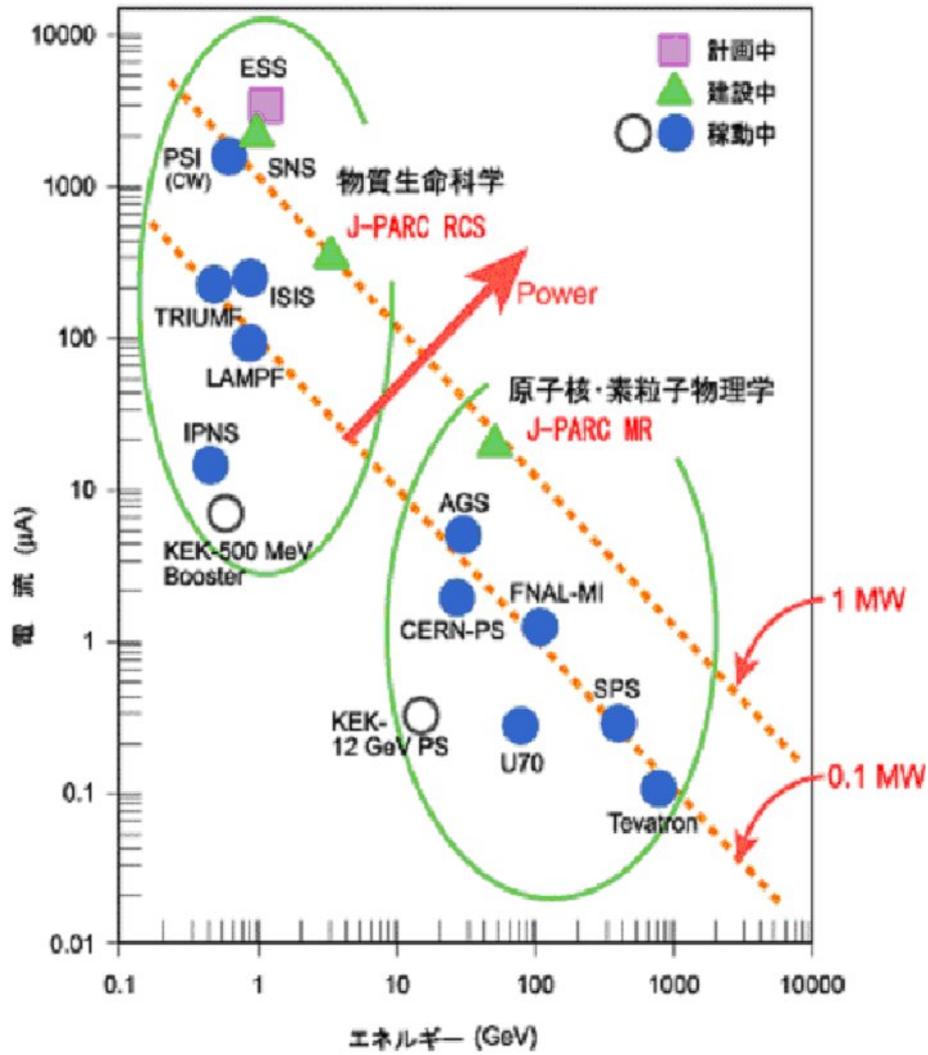


図 1.3: 世界の陽子加速器の加速エネルギーと出力ビーム電流

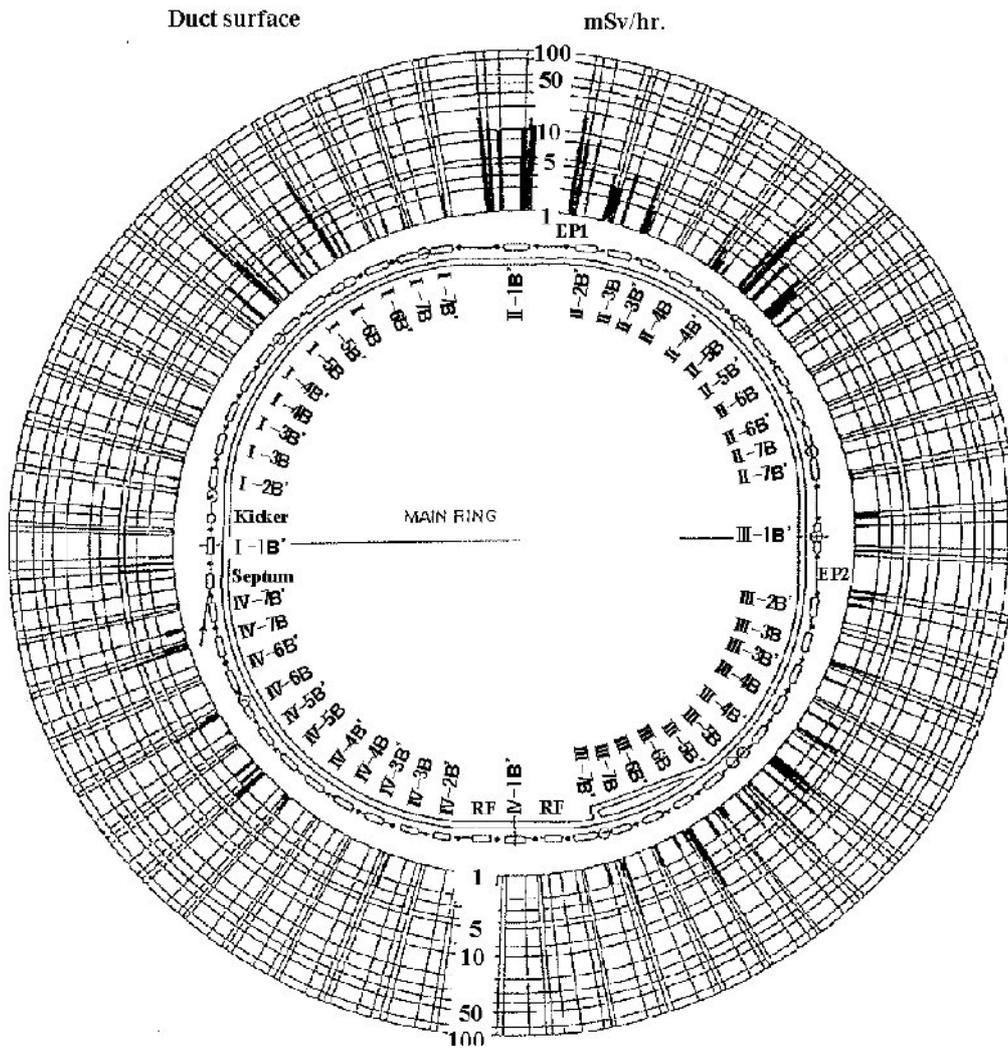


図 1.4: KEK PS トンネル内残留放射線量分布図  
棒グラフの値は、1999 年末測定値

めるよう規定されている。また、被曝線量を出来るだけ低く抑えるという観点より、被曝線量を管理するための目安基準を設けており、その目標値はさらに低い値となっている。表 1.2 に被曝線量限度値を示す。

表 1.2: 個人被曝線量限度

		障害防止法	KEK 予防規程
放射線業務 従事者等	実効線量		
	男子	50mSv/年	20mSv/年
	女子		6mSv/年
			2mSv/3月
			1mSv/妊娠期間
	等価線量		
	女子腹部表面	10mSv/妊娠期間	2mSv/妊娠期間
	目の水晶体	150mSv/年	90mSv/年
	皮膚	500mSv/年	300mSv/年
	緊急時		
生涯に一度限り		100mSv	
管理目標値			
作業被曝の 目安基準			
男子		0.5mSv/日 1.0mSv/週	
女子		0.3mSv/日 0.5mSv/週	
年間実効線量の 目安基準			
男子		7mSv/年	
女子		2mSv/年	
一般人			一作業につき 100 $\mu$ Sv

( 値は全て 2006 年末現在 )

KEK PS のトンネル内作業時には、過剰被曝の抑止のためにアラーム線量計を着用し、作業時の被曝線量が  $300\mu\text{Sv}$  を超えると警告が発せられるようになっていた。この様にして、出来る限り管理目標値を超えないように被曝管理が行われていたが、被曝線量を目標値  $300\mu\text{Sv}$  以下に抑えようとすると、PS トンネル内で作業可能な時間は放射化レベルの低い場所でも一人あたり一回 1 時間程度、放射化

レベルの非常に高い機器周辺（例えば取り出しセプタム等）に至っては数分以下にまで制限されていた。そのため、このような放射化レベルの非常に高い機器の交換、修理には、一人当たりの被曝線量を低減させるために多数の作業員を動員する必要があった。PSのビームロス、入射時に10-20%、加速中に3-12%程度発生していたと見積もられている。取り出し時のロスに関しては、速い取り出しモードでは7-8%、遅い取り出しモードでは20-35%程発生している。これらビームロスの総量はおよそ400W程度である [9, 10]。

### 1.2.2 Los Alamos 国立研究所 PSR

Los Alamos 国立研究所で現在も稼働している陽子蓄積リング (Proton Storage Ring, PSR) では、リニアックで800MeVまで加速した $H^-$ ビームを荷電変換入射によりリング内に蓄積し、蓄積された陽子ビームを中性子源に供給している。図1.5はPSRの構成と残留放射線レベルを示している。PSRの特徴として、出射機器と入射機器が近接しており、ビームロスはその付近に集中している。この図の時点では、PSRでは入射方式として $H^0$ ビーム入射が採用されており、励起 $H^0$ ビームの磁場によるストリップロスや取り出しのロスが取り出し用の電磁石と入射直後の偏向電磁石に集中し、最大200mSv/hrという非常に高いレベルの残留放射線が発生していた。その後、入射方式を $H^-$ ビームの直接入射方式に変更した事によって、ビームロスの問題は飛躍的に改善され、蓄積ビーム電流が増強された [11, 12](図1.6)。

### 1.2.3 Rutherford Appleton 研究所 ISIS

Rutherford Appleton 研究所の陽子シンクロトロン施設 ISIS は入射エネルギー70MeV、出射エネルギー800MeV、繰り返し周波数50Hzの速い繰り返しのシンクロトロンであり、J-PARC 3GeV RCSに近いパラメータの加速器である。図1.7にISISの構成を示す。ISISでは縦方向のビームコントロールに断熱捕獲法が採用されており、ISISで発生しているビームロスのほとんどは入射直後の断熱捕獲時にRF Bucketよりこぼれたビームである事が判明している。これらのロスは、ほとんどが入射部直後に用意されたビームコリメータに集中している [13, 14]。ISISにおけるビームロス分布の例を図1.8に示す。図中、特にロスの多いSP2は入射機器のあるSP0、およびビームコリメータのあるSP1の後ろにあたる。図中には示されていないが、SP1のコリメータ近傍での線量は50mSv/hrにも達する。それ以外の場所は数mSv/hr以下のレベルに抑えられている。

**Problem: Radio-activation from beam losses in the ring is a major factor reducing availability and the dominant factor limiting intensity of PSR**

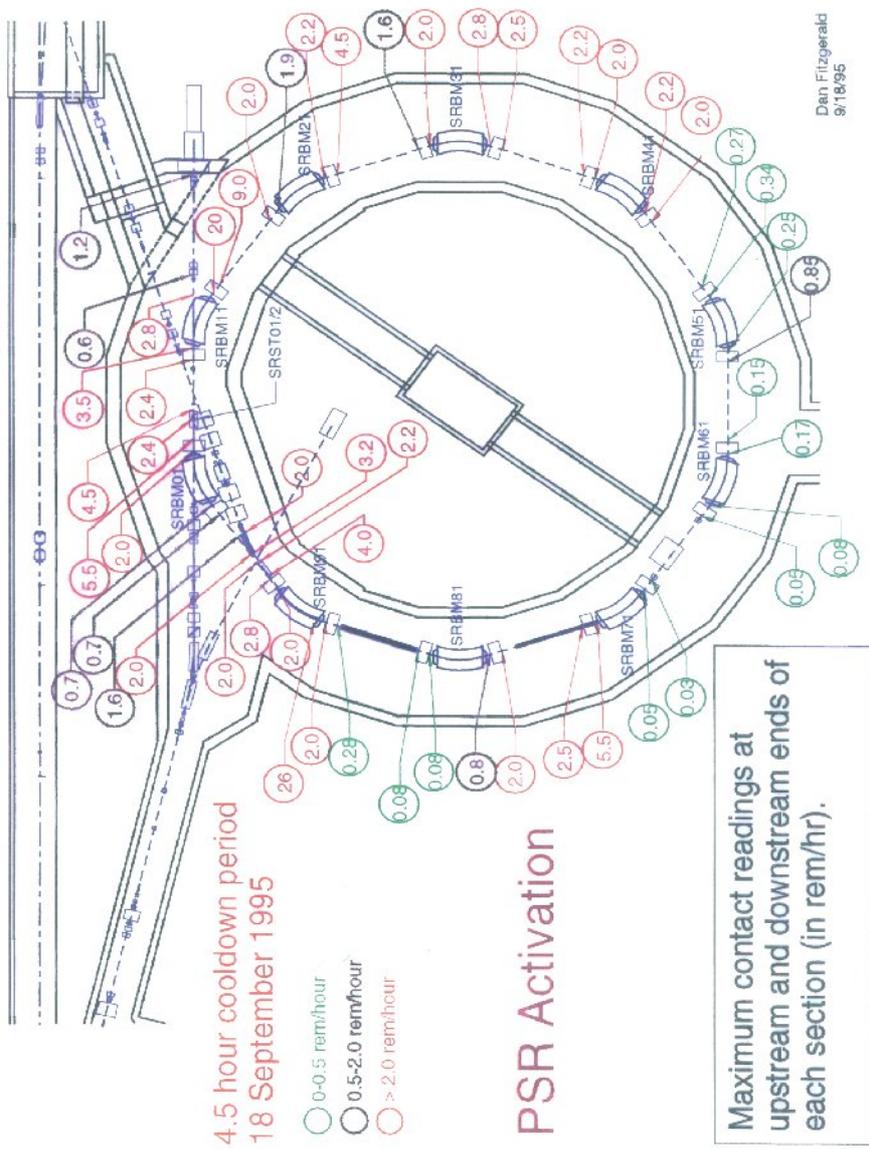
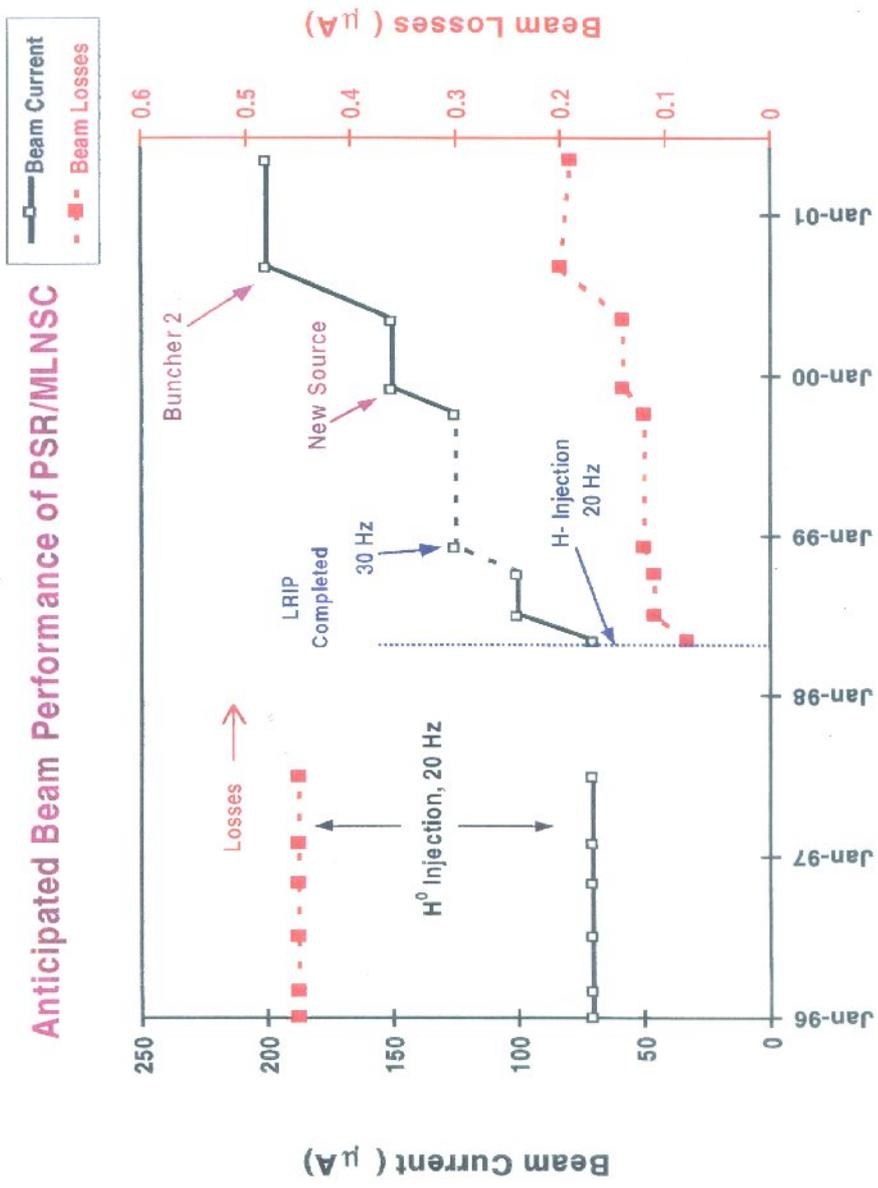


図 1.5: PSR 機器構成と残留放射線レベル



☒ 1.6: PSR ビームパワー

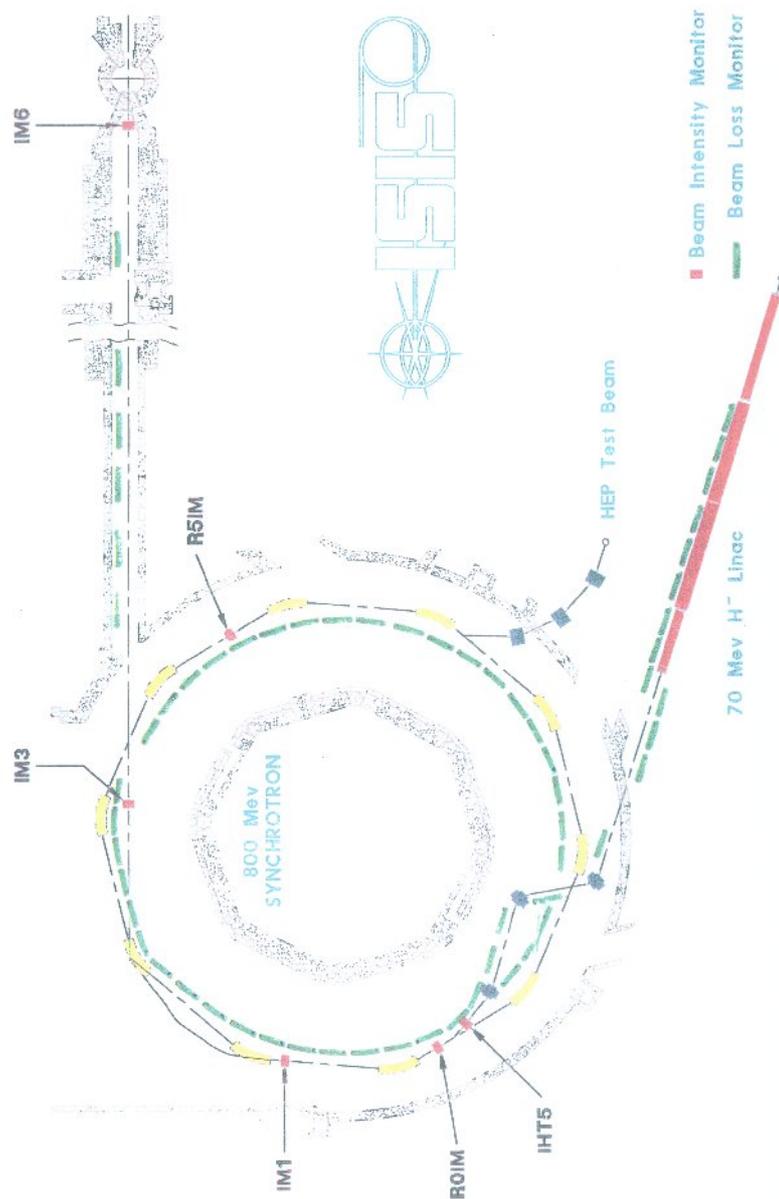


图 1.7: ISIS 機器構成

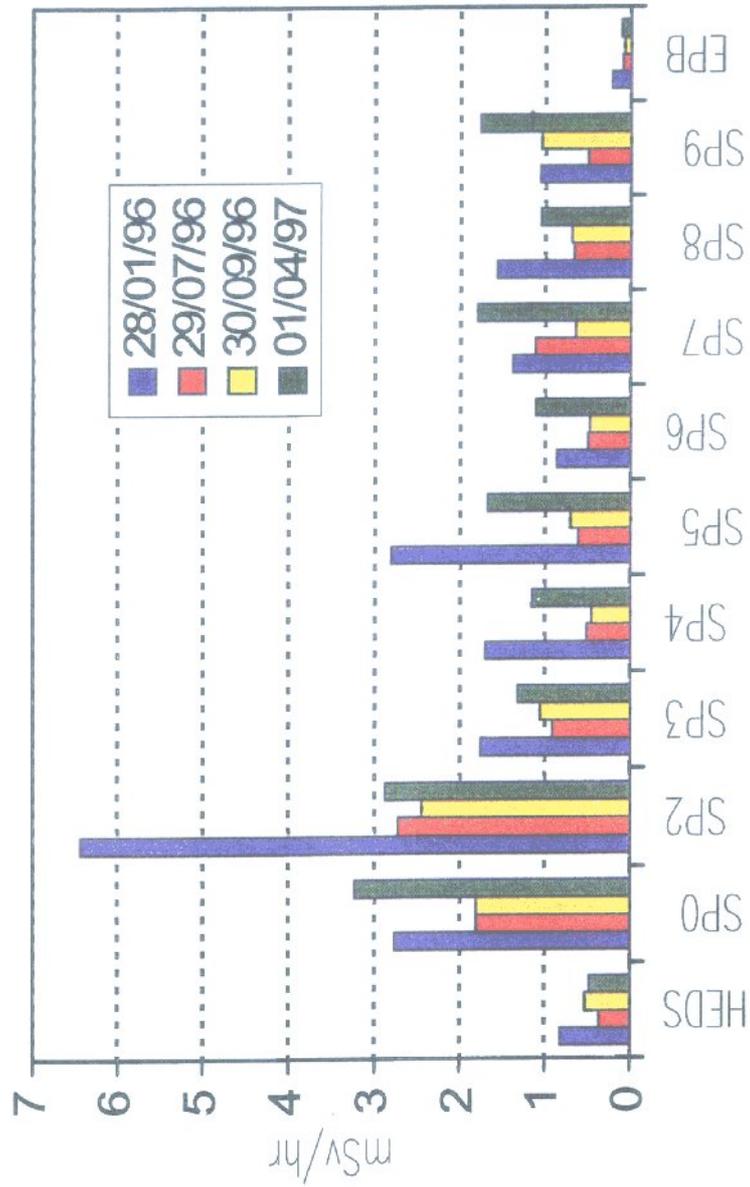


図 1.8: ISIS シンクロトロンビームロス分布

### 1.2.4 SNS 計画 蓄積リング

SNS 計画 [15] は、J-PARC 計画と並ぶ米国の次期大強度中性子源計画であり、Oak Ridge にて建設が終了し、ビームコミッションが開始されている [16, 17, 18, 19]。SNS ではリニアックで 1GeV まで加速したビームをリングに蓄積し、60Hz の繰り返しで水銀ターゲットに取り出す設計となっている。SNS 蓄積リングの構成を図 1.9 に示す。また、SNS でのビームロス仮定を表 1.3 に示す [20]。SNS では、2kW の Beam Halo をビームコリメータで除去する計画となっており、ビームコリメータで除去できずにリング内にばら撒かれるロスはリング周長 1m につき 1W 以下に抑える設計となっている。この 1W/m という量は、許容されるロス量の一つの目安とされている [21, 22]。

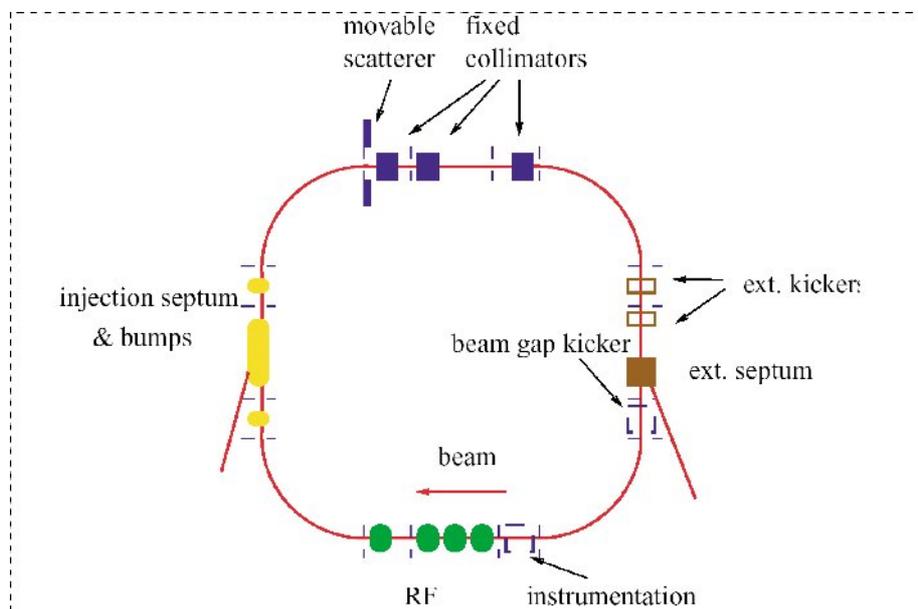


図 1.9: SNS 蓄積リング機器構成

以上例として挙げたリング加速器および J-PARC RCS のビームパワーとビームロスを、表 1.4 にまとめる。

表 1.3: SNS でのビームロス仮定

	Loss mechanism	Fract.	Type*	Cure*
HEBT	H <sup>-</sup> Stripping	$<10^{-4}$	Cont	Unc
RING	Inj. foil energy stragg.	$10^{-5}$	Cont	B.I.G.
	Inj. foil Nuclear scatt.	$6 \times 10^{-5}$	Loc(s)	Unc
	Space-charge	$10^{-3}$	Cont	Ring Col.
	Coulomb scattering	$10^{-8}$	Cont	Ring Col.
RTBT	Kicker failure	$10^{-3}$	Loc(t)	RTBT Col.

\*表中の Type 欄は、空間的および時間的に連続的なロス (Cont)、空間的局所ロス (Loc(s))、時間的局所ロス (Loc(t)) に分類している。Cure 欄は、Uncontrolled Loss(Unc)、Beam In Gap Cleaner で除去 (B.I.G.)、リングおよび RTBT コリメータで除去 (Ring Col. と RTBT Col.) に分類されている。

表 1.4: 現存する主なリング加速器のビームパワーとビームロス

	KEK 12GeV PS	Los Alamos PSR	ISIS シンクロトロン	SNS 蓄積リング	J-PARC 3GeV RCS
加速エネルギー	500MeV ~ 12GeV	800MeV 固定	70MeV ~ 800MeV	1 GeV 固定	181MeV ~ 3GeV
ビーム電流	0.15 $\mu$ A	100 $\mu$ A	200 $\mu$ A	1.4mA	333 $\mu$ A
出力	6.1kW	80kW	160kW	1.4MW	1MW
ビームロス	入射ロス ~20% 取出しロス (速い取り出し) 7~8% (遅い取り出し) 20~35% 総計 400W 程度	入射ロス 0.11~0.17% 蓄積過程でのロス 0.11~0.17% 出射ロス <0.01% 総計 0.25~0.3%	入射ロス ~1% 断熱捕獲ロス 70~100MeV 10%程度 加速過程でのロス 300~800MeV ~0.1%	入射ロス 0.7% 周回ロス 1W/m コリメータロス 2kW	入射ロス 200W 周回ロス 1W/m コリメータロス 4kW 出射ロス 80W
					総計 1 k W 程度

### 1.3 ビームロス許容限度

表 1.4 でまとめた世界の主なリング加速器のビームパワーとビームロスのうち、稼動実績のある加速器のパラメータについて比較すると、出力は KEK PS が 6.1 kW、PSR が 80 kW、ISIS が 160kW と数十倍もの開きがあるにも関わらず、許容しているビームロス量は Factor 程度の違いしかないことが判る。特に ISIS に関しては、入射ビームエネルギーが他の二つの加速器に比べて低く、ビームロス 1W 当たりの中性子の収量が格段に低いこと、およびロスの主要因である断熱捕獲ロスの大半がビームコリメータで回収されることを考慮すると、実質リングに撒き散らされているロスは他加速器と同程度以下であると考えられる。この様に、各リングのビームパラメータはまちまちであるにも関わらず、リング全体として許容されるビームロス量には大きな違いが見られない事がわかる。許容されるビームロス量の具体的な指標としては、前述の 1W/m が目安とされている。この値は、上記既存加速器の例に見られるリング一周数百 m に対して許容されるロスが数百 W であるという事実より提唱されており、このロス量に抑えればいわゆる「hands-on-maintenance」、すなわち人間が近づいての保守作業が可能である。RCS に関しても、1W/m のロスの仮定で加速器運転中に発生する放射線量および運転終了後の残留放射線量の評価を行ない、1W/m のロス領域では残留放射線量が hands-on-maintenance 可能なレベル (おおよそ 1mSv/hr 以下) であることが確認されている [23]。もちろん、実際の加速器においては 1m あたり 1W のビームロスが加速器全体にわたり均等に発生するような事は考えられない。KEK PS の放射化分布 (図 1.3) を見ても、取り出しライン周辺と各アーク部の中心付近 (Dispersion function が大きい場所) にロスが集中している。しかし、加速器全体のロス量としては、やはり数百 W が限界である。

J-PARC センターでは、法律によって作成および届出が定められた放射線障害予防規程 (KEK 所内規定の放射線障害予防規程に相当する) として、J-PARC 予防規程が定められている。この中で、作業時の被曝管理目標値として男子 7mSv/年、女子 5mSv/年という値が規定されている (2006 年末現在)。KEK PS の例から、作業者の被曝線量をこの目標値以下に抑えようとする、KEK PS 以上の損失が発生する事は許容できない。しかしながら一方で、RCS では 1MW という前人未到の大強度ビームを扱わねばならない。PS と同等のロスしか許容されないのであれば、それは全ビームパワーに対する割合としては  $10^{-4}$  オーダーという非常に微小な量である。もちろん、RCS ではビームロスをできる限り減らすため様々な対策をしているが、それでも  $10^{-4}$  オーダーでビームロスをコントロールすることは非常に難しく、ビームロスは発生してしまうと考えられる。次に、3GeV シンクロトロン軌道の設計と想定されているビームロスについて述べる。

## 1.4 J-PARC 3GeV RCSの軌道設計と想定ビームロス

J-PARC 3GeV RCSは、周長348.333mの3回対称の軌道設計となっており、各Super PeriodはDispersion functionをゼロにした長直線部と鏡像対称のアーチ部より構成されている。長直線部でDispersion functionをゼロとしているのは、高周波加速空洞、入射、横方向コリメータそれぞれの動作に、X-Z Couplingの影響を受けないためである。一方で、アーチ部ではDispersion functionができるだけ大きくなるような箇所を設け、六重極電磁石や運動量方向コリメータが効果的に作用するように配慮されている。また、そのような軌道設計のためTransition $\gamma$ も大きな値(3GeV陽子の $\gamma = 4.2$ に対し、 $\gamma_t > 9$ )となっており、Transition $\gamma$ 近傍での運転を避け、不要なビームロスが発生しないような設計となっている。周長に関しては、MRとの縦方向Matchingのため、MR周長1567.5mの2/9倍の値を選択している。RCSのTwissパラメータを図1.10に示す。

RCSでは、入射部、出射部に関しては

1. 入射バンプ電磁石、出射キッカー電磁石等パルスで運転される電磁石が存在し、主電磁石と比較して安定性が劣ること
2. 入射、出射軌道と周回軌道が交差するため他の部分と比べてもAcceptanceに余裕が少ないこと

の2点を考慮して局所ビームロスを想定している。許容されるロス量は保守作業を考慮し、入射部で200W、出射部で80Wとなっている。ビームライン上の入射部以外の場所でのビームロスは、加速途中で発生したBeam Haloが失われる想定である。ここで、Beam Haloとは設計されたビーム幅を超えて振動するコントロールされていない粒子を指す。加速途中で発生するBeam Haloの量は、空間電荷効果を考慮したシミュレーションコードであるSIMPSONS[24]を用いて評価されている[25]。その結果を図1.11および図1.12に示す。

SIMPSONSの評価では、RCS中の偏向、四重極、六重極電磁石の磁場測定および計算より算出されたNonlinear fieldが含まれており、それらに誘起される高次の共鳴の影響を確認している。図1.11はNominal Tuneである $(\nu_x, \nu_y) = (6.72, 6.35)$ の周辺でOperation Pointを変更した際のビームロス量を示している。

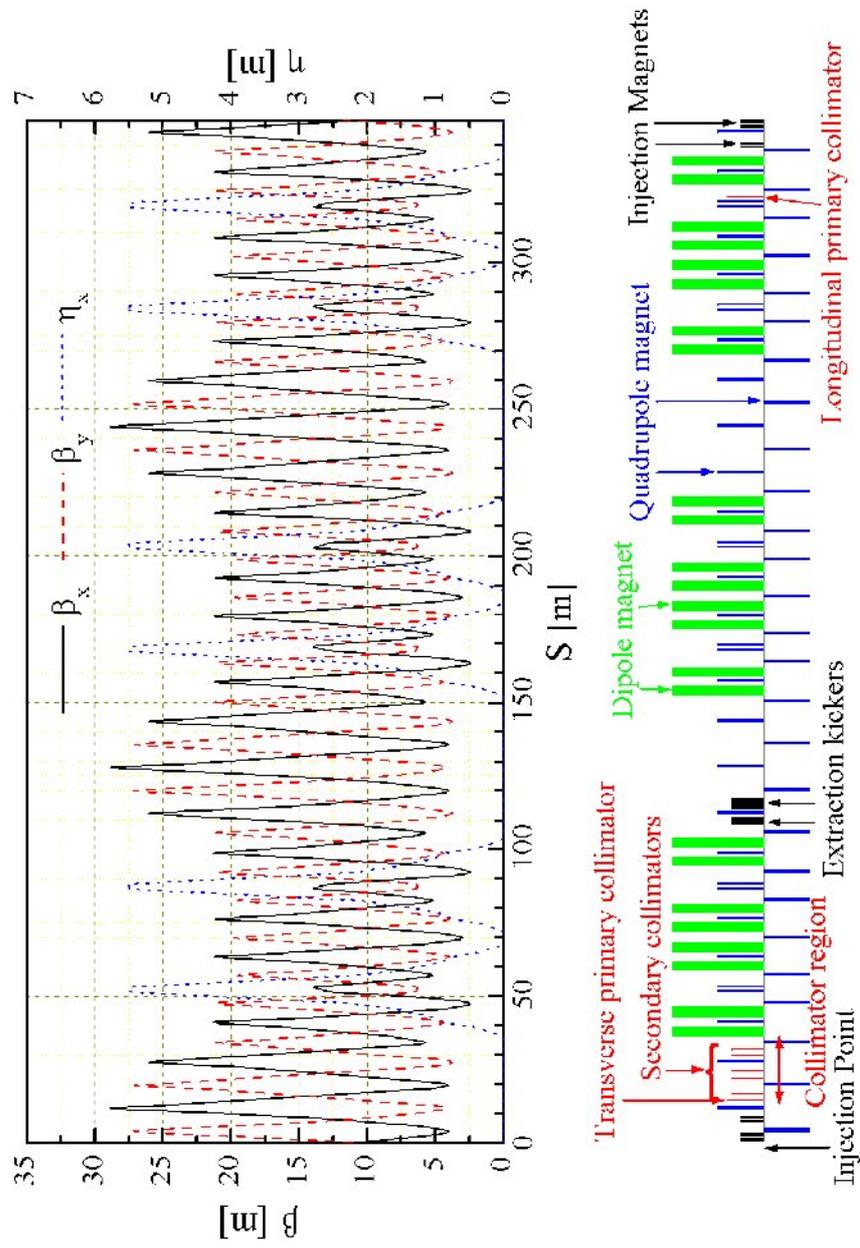


図 1.10: RCS の Twiss パラメータ

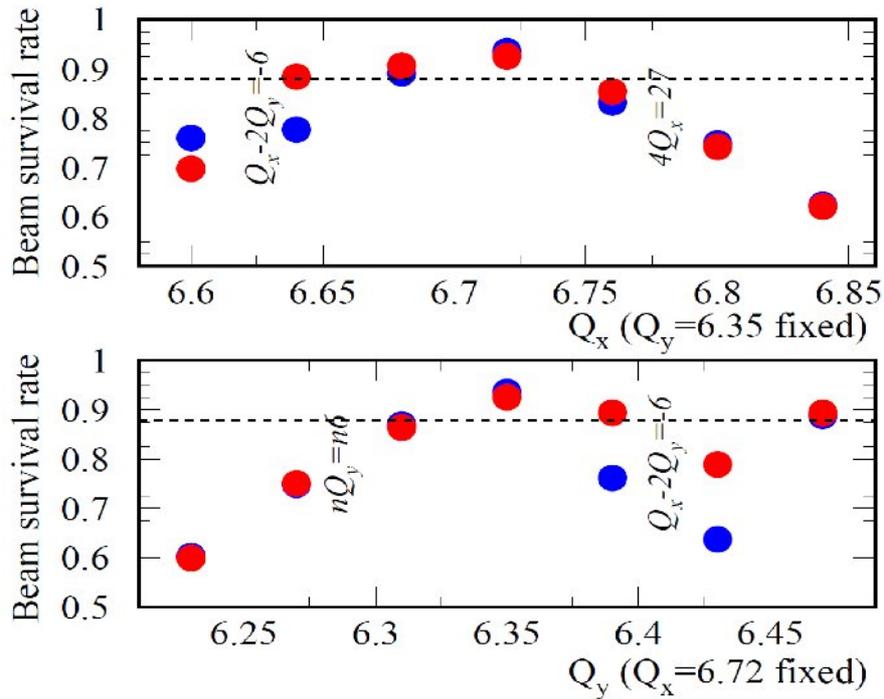


図 1.11: Simpsons 評価結果 1

この評価では、加速器運転開始時のリニアックエネルギーである 181MeV で入射し、3GeV、600kW の出力で加速を行った際の評価結果となっている。最終的な 400MeV、1MW 出力時と比較してビーム電流は低いものの、入射後しばらくは低いエネルギーで周回するため実効的な空間電荷力はこの場合の方が厳しい条件となっている。図 1.11 中の青い点が Chromaticity collection を行い Nonlinear field の補正を何もしなかった時、赤い点が追加の六重極電磁石によって 3 次共鳴の補正を行った時の結果である。図中、赤丸と比較して特にロスが増加している青点は Chromaticity collection 用の六重極電磁石を励磁した際にそれによって誘起される  $\nu_x - 2\nu_y = -6$  の Resonance によるものである。Operation Point の選び方、および補正の有無によって、フルビームの半分近くがビームロスとなる場合もある。

図 1.12 は、Nominal Tune 運転時に共鳴補正を行わなかった場合の、加速開始から 3000 周までのビームロス量を示している。

この結果より、加速開始後 1500 ~ 2000 周で 6% 程度のビームロスが発生する事が判る。181MeV 入射、600kW 出力の場合、入射時のビームパワーは 36kW であり、その 6% にあたる 2160W がリング全周にばら撒かれることになる。これを周長 350m で割ると、仮に均等にばら撒かれたとしても 6W/m 以上のロス量となり、目安である 1W/m の 6 倍以上の大量のビームロスが発生する事となる。このよう

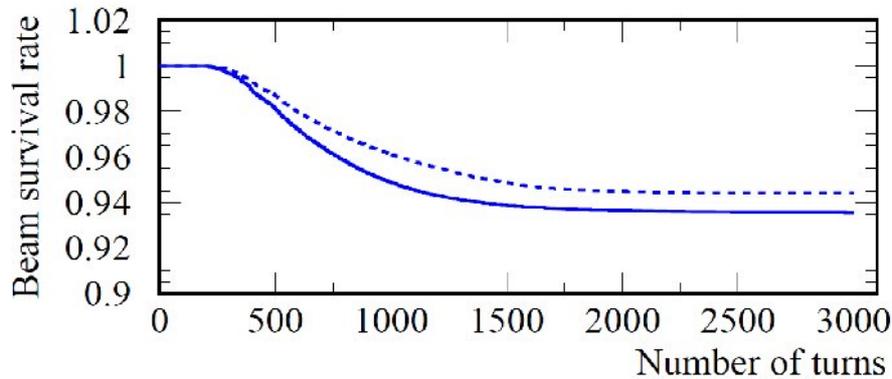


図 1.12: Simpsons 評価結果 2

なコントロールできないビームロス (Uncontrolled Loss) の対策として、RCS では ISIS、SNS と同様にコリメータを用意し、Uncontrolled Loss をコリメータに集中させる事でコリメータ以外でのビームロス量を許容値内に抑えるという方策を採っている。コリメータの容量としては、先程の評価結果である 2160W に対して余裕を持たせて 4kW で設計を進めた。図 1.13 に、RCS で想定しているロスと周辺のダンプの容量をまとめる [26]。

先程の結果からも判るように、RCS のビームコリメータは 1W/m を達成するため非常に高い効率でビームロスを局所化しなければならない。また、3GeV RCS のビームコリメータの容量 4kW は、ISIS、SNS と比較しても大きく、KEK PS の出力にも匹敵するほどのパワーであり、その影響に対する対策は一層重要である。このような高性能のコリメータは世界的に見ても例が無く、世界最高のビーム強度達成のためにはその開発がキーポイントとなる。そこで、本研究では、

1. Uncontrolled Loss 1W/m を達成する高効率コリメータシステムの研究
2. 4 kW の大量のビームロスによる放射線の影響に対応できるコリメータシステムの研究開発

を目的として研究開発を行った。

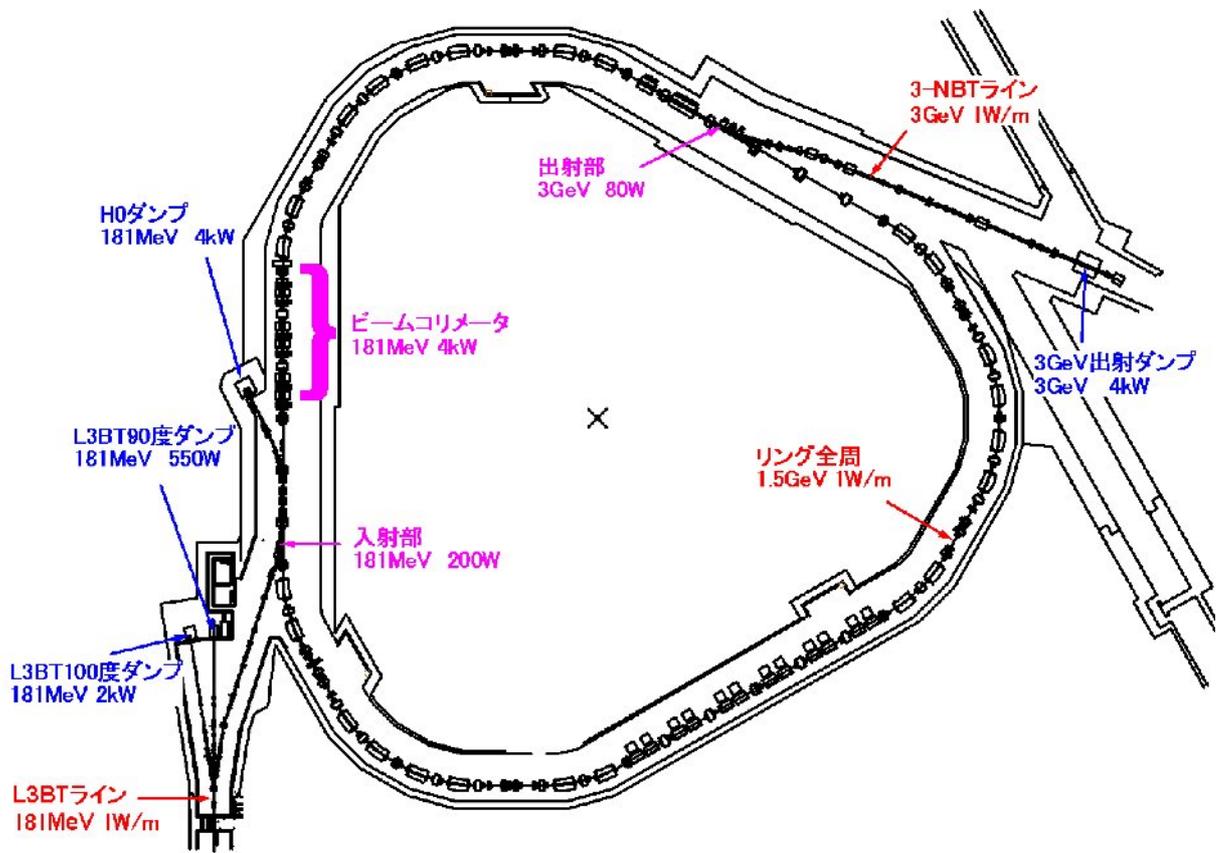


図 1.13: RCS のビームロス想定



## 第2章 コリメータシステム原理

### 2.1 概要

コリメータの研究を進める上で、まず最初にビームがコリメータを構成する材料とどのように相互作用するかを理解する必要がある。一般的に、重い荷電粒子が物質中を通過する際には、相互作用によってエネルギーを失い、また進行方向も散乱されて曲げられる。ビームが受ける相互作用は、主に次の5つが考えられる。

1. 原子核との弾性散乱
2. 物質を構成する原子あるいは分子中の電子との非弾性散乱
3. Cherenkov 放射
4. 原子核反応
5. 制動放射

上に挙げた5つの相互作用のうち、下の3つの相互作用は発生する確率が非常に低いので、コリメータに入射した一次粒子のエネルギー損失および散乱の影響だけを評価する際には無視しても構わないこととする [27]。そこで本研究では、上2つの原子核との弾性散乱および電子との非弾性散乱について検討することにする。

## 2.2 原子核との弾性散乱

入射荷電粒子とターゲットとなる物質原子との散乱現象は、良く知られているように Rutherford による  $\alpha$  粒子の金属薄膜での散乱の研究により明らかにされ、今日の原子模型の基礎を築くに至った。Rutherford は、薄い金属薄膜に平行にそろえた  $\alpha$  線のビームを当て、 $\alpha$  粒子の散乱角度とその確率を測定し次の公式を導いた。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left\{ \frac{zZe^2}{mv^2} \right\}^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (2.1)$$

ここで、 $d\sigma/d\Omega$  は進行方向からの方位角  $\theta$  で定義される立体角  $d\Omega$  内に散乱される微分散乱断面積を表している。 $m$ 、 $z$ 、 $v$  はそれぞれ入射  $\alpha$  線の質量、電荷、速度であり、 $Z$  は金属薄膜の原子番号、 $e$  は素電荷である。式 2.1 の  $\sin^4(\theta/2)$  の項から判るように、この散乱ではほとんどの場合小さな角度の散乱しか引き起こさない。実際の物質中では、入射粒子が物質を透過するまでこの単一散乱が繰り返され、それぞれの散乱の影響が累積されて最終的な粒子の散乱角度が決まる。この過程は、物質の厚さによって次の 3 種類に分類される。

- Single scattering (散乱回数 1 回)
- Plural scattering (散乱回数 < 20 回)
- Multiple scattering (散乱回数 > 20 回)

の場合、散乱角度分布は Rutherford 散乱の式 2.1 に従う。 に関しては、統計処理できるほどの回数ではないが、Rutherford 散乱でも扱えない領域であり、いくつかの研究がなされている [28]。 の領域に関しては Rutherford 散乱のうち大角度の散乱を無視すると、角度分布関数が Gauss 分布で表される事が判っている [29]。以下、Multiple scattering による分布関数を導出する。

以下では、非常に幅の狭い荷電粒子のビームが垂直に物質に入射する場合を考える。粒子は全て同じエネルギーを持つとし、散乱によってエネルギーは失われないものとする。この時、物質を通過した厚さ  $t$  の関数として散乱角度とビームに垂直な方向への変移の分布関数を求める。単純化のため、 $t-y$  二次元平面への射影で考えると、厚さ  $t$  だけ進んだ際に変移  $y \sim y + dy$ 、散乱角度  $\theta \sim \theta + d\theta$  を持つ確率は分布関数を  $F$  とすると  $F(t, y, \theta) dy d\theta$  と表せる (以下同様に、 $t-x$  平面でも同じ式が成り立つ)。ここで、 $\Delta t$  進んだときの角度方向のみの分布関数として  $\rho_{\Delta t}(\theta) d\theta$  を考える。この時、この  $\rho_{\Delta t}(\theta)$  は次の条件を満たす。

$$\rho_{\Delta t}(\theta) = \rho_{\Delta t}(-\theta) \quad (2.2)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho_{\Delta t}(\theta) d\theta = 1 \quad (2.3)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \theta \rho_{\Delta t}(\theta) d\theta = 0 \quad (2.4)$$

式 2.2 および式 2.4 に関しては、系の対称性より明らかである。また式 2.3 に関しては分布関数の規格化条件である。さらに

$$\int_{-\infty}^{\infty} \theta^2 \rho_{\Delta t}(\theta) d\theta = \langle \theta^2 \rangle_{Av(\Delta t)} = \frac{w^2}{2} \quad (2.5)$$

として、二乗平均値を  $w^2/2$  と定義する。また、 $\rho_{\Delta t}(\theta)$  は  $\theta = 0$  の近傍でのみ値を持ち、 $\theta$  の増大とともにすみやかに 0 になるものとする。再び関数  $F$  に戻り、 $F$  の  $t \sim t + \Delta t$  間での変化を考える。 $F$  は  $t \sim t + \Delta t$  間で変移、角度双方の変化を受けるが、変移の影響が  $\theta dt$  という形で一次の影響を受けるのに対して、角度の影響は二次の影響でしかないため、変移の変化のみを考慮する場合には、その影響を無視する事ができる。

$$F(t + \Delta t, y, \theta) = F(t, y - \theta \Delta t, \theta) = F(t, y, \theta) - \theta \Delta t \frac{\partial F}{\partial y} \quad (2.6)$$

次に、角度方向の変化を考える。散乱前後の角度をそれぞれ  $(\theta', d\theta')$  と  $(\theta, d\theta)$  とする。この時、 $\Delta t$  進む間に角度が  $\theta'$  から  $\theta$  まで変化する確率は、前述の  $\rho(\theta)$  を用いて  $\rho(\theta - \theta') d\theta'$  と表せる。 $y$  方向の変移を考えなければ、この  $\rho(\theta)$  を用いて  $F$  は次の形で表される。

$$F(t + \Delta t, y, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t, y, \theta') \rho_{\Delta t}(\theta - \theta') d\theta' \quad (2.7)$$

ここで、式 2.7 右辺積分内の  $F$  を  $\theta - \theta' = 0$  という近似の元で Taylor 展開し、二次の項まで考慮すると、

$$F(t + \Delta t, y, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{F(\theta' = \theta)}{0!} + \frac{\partial F(\theta' = \theta)}{\partial \theta'} \frac{\theta'}{1!} + \frac{\partial^2 F(\theta' = \theta)}{\partial \theta'^2} \frac{\theta'^2}{2!} \right\} \times \rho(\theta - \theta') d\theta' \quad (2.8)$$

式 2.3、2.4、2.5 より、この積分は

$$F(t + \Delta t, y, \theta) = F(t, y, \theta) + \frac{w^2}{4} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \Delta t \quad (2.9)$$

となる。2.6 式と 2.9 式の結果から、粒子が  $\Delta t$  進んだ際の分布関数  $F$  のトータルの変化量は

$$\Delta F(t, y, \theta) = -\theta \Delta t \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{w^2}{4} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \Delta t \quad (2.10)$$

よって、 $F$  が満たすべき偏微分方程式は最終的には以下ようになる。

$$\frac{\partial F}{\partial t} = -\theta \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{w^2}{4} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \quad (2.11)$$

この偏微分方程式を満たす解は

$$F = \frac{2\sqrt{3}}{\pi t^2 w^2} \exp \left\{ -\frac{4}{w^2} \left( \frac{\theta^2}{t} - 3 \frac{y\theta}{t^2} + 3 \frac{y^2}{t^3} \right) \right\} \quad (2.12)$$

であり、これを  $y$  について積分すると以下の Gauss 分布が得られる。

$$F(\theta, t) = \frac{1}{w\sqrt{\pi t}} \exp \left( -\frac{\theta^2}{tw^2} \right) \quad (2.13)$$

ここで、根二乗平均散乱角は  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \theta \sqrt{t/2}$  で表される。この  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$  は次の経験式で求められる。[30]

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{17.5}{p\beta c} \sqrt{\frac{t}{L_r}} \left( 1 + 0.125 \log_{10} \frac{t}{L_r} \right) \quad (2.14)$$

式 2.14 中の  $L_r$  は透過する物質の放射長である。図 2.1 に、実験値と Gauss 分布による評価値との比較を示す。

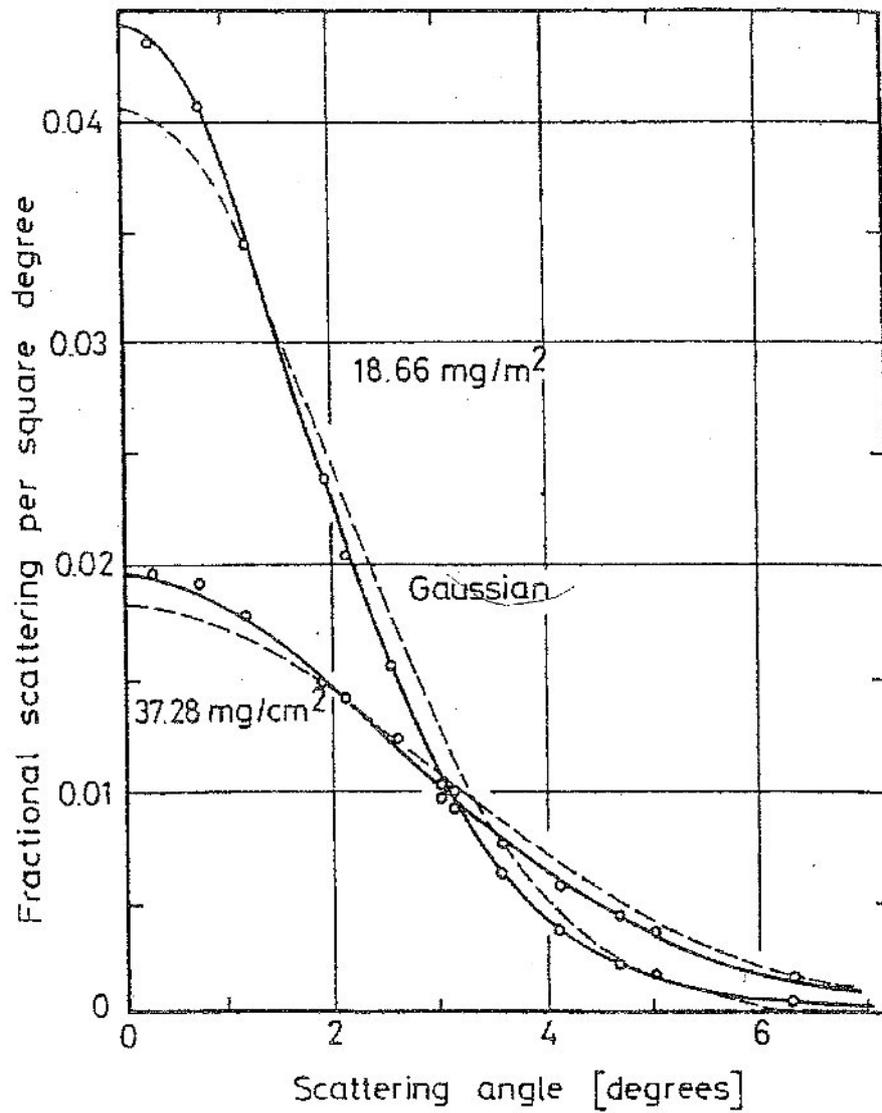


図 2.1: 14.7MeV 電子の金薄膜による散乱実験と理論の比較 [31]

実際の散乱角度分布は、透過する物質の厚さが薄いと Plural scattering として扱う必要があり、その際には Gauss 分布のテール部分が増加する。多重散乱の角度分布の厳密解は Molière らによって求められている [27, 32, 33, 34]。次に、その導出を行う。

先程と同様に、入射エネルギーが全て等しく散乱によって変化がない場合を考える。この粒子が、標的物質を  $t$  だけ進んだ際に、進行方向に対して  $\theta$  から  $\theta + d\theta \sim \theta$  の範囲に散乱される確率を  $f(\theta, t)$  とする。また、入射粒子が標的物質原子に一回衝突して方向  $\chi$  に曲げられる確率を  $\sigma(\chi)$  とする。この状態から、粒子がさらに  $dt$  だけ進んだときの  $f(\theta, t)$  の変化量  $df(\theta, t)$  は次のように表される。

$$df(\theta, t) = N \int_0^\infty \sigma(\chi) f(\theta - \chi, t) \chi d\chi \cdot dt - N \cdot f(\theta, t) \int_0^\infty \sigma(\chi) \chi d\chi \cdot dt \quad (2.15)$$

$N$  は単位面積あたりの標的原子の数を表し、右辺第 1 項は入射粒子が  $dt$  進む間に  $\chi$  だけ散乱を受けて範囲  $\theta + d\theta \sim \theta$  に入ってくる確率を、また第 2 項は  $\chi$  だけ散乱を受けて範囲  $\theta + d\theta \sim \theta$  から外れる確率をそれぞれ表している。この分布関数  $f(\theta, t)$  に関する輸送方程式

$$\frac{\partial f(\theta, t)}{\partial t} = N \int_0^\infty \sigma(\chi) f(\theta - \chi, t) d\chi - N \cdot f(\theta, t) \int_0^\infty \sigma(\chi) d\chi \quad (2.16)$$

を満たす解を求めればよい。ここで、次のような Hankel 変換 (二次元円筒座標で考えた際の Fourier 変換) および逆変換を考える。

$$f(\theta, t) = \int_0^\infty \eta d\eta J_0(\eta\theta) g(\eta, t) \quad (2.17)$$

$$g(\eta, t) = \int_0^\infty \theta d\theta J_0(\eta\theta) f(\theta, t) \quad (2.18)$$

式 2.17、2.18 中の  $J_0$  は Bessel 関数である。輸送方程式 2.16 に Hankel 変換を施し、畳み込みを利用すると

$$\frac{\partial g(\eta, t)}{\partial t} = -g(\eta, t) N \int_0^\infty \sigma(\chi) \chi d\chi \{1 - J_0(\eta\chi)\} \quad (2.19)$$

となる。これは  $t$  に関して積分でき

$$g(\eta, t) = \exp \left[ -Nt \int_0^\infty \sigma(\chi) \chi d\chi \{1 - J_0(\eta\chi)\} \right] \quad (2.20)$$

式 2.20 を式 2.17 に代入すると、分布関数は以下のように書く事ができる。

$$f(\theta, t) = \int_0^\infty \eta d\eta J_0(\eta\theta) \exp \left[ -Nt \int_0^\infty \sigma(\chi) \chi d\chi \{1 - J_0(\eta\chi)\} \right] \quad (2.21)$$

$\sigma(\chi)$  として、Rutherford 散乱の式を採用し、 $\sin \chi = \chi$  が成り立つ場合を考え係数部分を  $2\chi_c^2$  とまとめると

$$Nt\sigma(\chi)\chi d\chi = 2\chi_c^2 d\chi/\chi^4 \quad (2.22)$$

式 2.20 にこれを代入すると

$$-\ln\{g(\eta, t)\} = 2\chi_c^2 \int_0^\infty \chi^{-3} d\chi \{1 - J_0(\eta\chi)\} \quad (2.23)$$

となる。

ここで、式 2.23 右辺の積分範囲を  $\chi = k \ll 1/\eta$  で分割する。 $J_0(\eta\chi)$  はべき級数で

$$J_0(\eta\chi) = 1 - \frac{(\eta\chi)^2}{4} + \frac{(\eta\chi)^4}{64} \dots \quad (2.24)$$

と表されるので、 $0 < \chi < k$  の範囲では

$$1 - J_0(\eta\chi) = \frac{(\eta\chi)^2}{4} \quad (2.25)$$

と近似できる。この時、 $0 < \chi < k$  の範囲での式 2.23 右辺の積分は

$$\frac{1}{4}\eta^2 \int_0^k \frac{d\chi}{\chi} \equiv \frac{1}{4}\eta^2 I_1(k) \quad (2.26)$$

となる。一方、 $k < \chi < \infty$  の範囲では

$$\int_k^\infty \chi^{-3} d\chi \{1 - J_0(\eta\chi)\} = \eta^2 \int_{k\eta}^\infty s^{-3} ds \{1 - J_0(s)\} \equiv \frac{1}{4} \eta^2 I_2(k\eta) \quad (2.27)$$

この  $I_2(k\eta)$  の積分は、部分積分、式 2.24 および

$$J_1(s) = \frac{s}{2} - \frac{s^3}{16} \cdots \quad (2.28)$$

$$\frac{dJ_0(s)}{ds} = J_1(s) \quad (2.29)$$

$$\frac{d}{ds} \{sJ_1(s)\} = sJ_0(s) \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} \int_x^\infty \frac{ds}{s} J_0(s) &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\Phi \int_x^\infty \frac{ds}{s} \cos(s \cos \Phi) \\ &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\Phi \int_{x \cos \Phi}^\infty du \frac{\cos u}{u} \\ &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\Phi [-\ln(\gamma x \cos \Phi) + (x \cos \Phi)^2/4 + \cdots] \\ &= \approx -\ln x - C + \ln 2 + O(x^2) \end{aligned} \quad (2.31)$$

を利用すると、次のように積分できる。

$$\begin{aligned} I_2(x) &= 4 \int_x^\infty \frac{ds}{s^3} \{1 - J_0(s)\} \\ &= \frac{2}{x^2} \{1 - J_0(s)\} + \frac{J_1(x)}{x} + \int_x^\infty \frac{ds}{s} J_0(s) \\ &= 1 - \ln x + \ln 2 - C + O(x^2) \end{aligned} \quad (2.32)$$

ここで、 $\ln \gamma = C$  は Euler の定数、 $O(x^2)$  は二次以上の高次項を表している。2.26、2.32 の和から、式 2.23 は

$$-\ln\{g(\eta, t)\} = \frac{1}{2}(\chi_c\eta)^2[-\ln\chi_\alpha + \frac{1}{2} + \ln 2 - C] \quad (2.33)$$

ただし、 $\chi_\alpha$  は次式 2.34 で定義される。

$$-\ln\chi_\alpha = \lim_{k \rightarrow \infty} \left[ \int_0^k \frac{d\chi}{\chi} + \frac{1}{2} - \ln k \right] \quad (2.34)$$

さらに、 $\chi_c\eta = y$ 、 $b = \ln(\chi_c/\chi_\alpha)^2 + 1 - 2C$  と置くと、式 2.23 は

$$-\ln\{g(\eta, t)\} = \frac{1}{4}y^2[b - \ln(\frac{1}{4}y^2)] \quad (2.35)$$

となる。 $\theta/\chi_c = \lambda$  と置換し、式 2.35 を式 2.21 に代入すると、分布関数は

$$f(\theta)\theta d\theta = \lambda d\lambda \int_0^\infty y dy J_0(\lambda y) \exp\left[-\frac{1}{4}y^2[b - \ln(\frac{1}{4}y^2)]\right] \quad (2.36)$$

と求められる。  
最終的には、

$$B - \ln B = b \quad (2.37)$$

で定義される  $B$  を用いて、 $1/B$  のべき級数で書き直す事ができる。

$$f(\theta)\theta d\theta = \vartheta d\vartheta \left\{ F^{(0)}(\vartheta) + \frac{F^{(1)}(\vartheta)}{B} + \frac{F^{(2)}(\vartheta)}{B^2} + \dots \right\} \quad (2.38)$$

ここで

$$F^{(n)}(\vartheta) = \frac{1}{n!} \int_0^\infty u du J_0(\vartheta u) \exp(-\frac{1}{4}u^2) [\frac{1}{4}u^2 \ln(\frac{1}{4}u^2)]^n \quad (2.39)$$

$$\vartheta = \lambda B^{-\frac{1}{2}} \quad (2.40)$$

$$u = B^{\frac{1}{2}} y \quad (2.41)$$

である。

## 2.3 物質を構成する原子あるいは分子中の電子との非弾性散乱

前節で検討した標的物質原子核との相互作用では、原子核との弾性散乱によって入射粒子の進行方向が変化した。それに対し、入射粒子のエネルギーは主に核外電子との非弾性散乱によって失われると考えられる。電子と比較して十分重い荷電粒子（例：陽子）が物質中に入射した場合の、物質中の電子との相互作用を考える。この問題は、当初 N. Bohr によって古典力学的に解かれた [35]。その後、Bethe, Broch 等によって量子力学的に再評価され、修正が加えられた [36, 37, 38]。しかし、古典力学的な取り扱いの結果はかなり良く量子力学的な取り扱いの結果と一致する。そこで、ここでは古典力学的な取り扱いに関して述べる [39]。今、入射粒子の進行方向に電荷  $e$ 、静止質量  $m$  の電子が 1 個存在する場合を考える。入射粒子の電荷は  $ze$ 、静止質量  $M$ 、速度  $v$  であるとし、電子の位置より入射粒子の速度ベクトルに対して下ろした垂線の長さを  $b$  とする（図 2.2）。

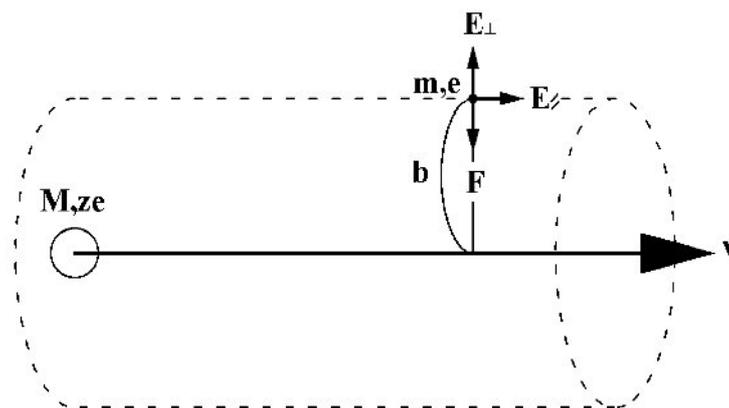


図 2.2: 入射粒子による電子の散乱

ここで、次のような仮定が成り立つ場合を考える。

1. 電子の束縛エネルギーは小さく、自由に動くことができる。
2. 入射粒子の速度が速く、相互作用は一瞬であるとする。そのため、電子は相互作用の間に動くことは無い。入射粒子とのクーロン相互作用は電子の初期位置での電場でのみ考える。
3. 入射粒子の質量が電子に比べ非常に大きい ( $M \gg m$ ) ので、入射粒子の運動方向は相互作用によって変化しない。

この様な仮定のもとで電子が入射粒子から受けるクーロン力を考えると、 $v$  に平行な成分に関しては対称性のため打ち消され、垂直な成分のみが残る。電子の運動量変化はその変化量を  $\Delta p$  とすると

$$\Delta p = \int F dt = e \int E_{\perp} dt = e \int E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} \quad (2.42)$$

無限に長い円筒内の点電荷の作る電場は、ガウスの法則により

$$\int E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi z e \quad (2.43)$$

よって

$$\Delta p = \frac{2ze^2}{bv} \quad (2.44)$$

電子のエネルギー変化量  $\Delta E(b)$  は次のように表される。

$$\Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m} = \frac{2z^2 e^4}{mb^2 v^2} \quad (2.45)$$

物質中を  $dx$  進む間に、入射粒子の進路から  $b \sim b + db$  の範囲に存在する電子の数は、物質の単位体積あたりの原子数を  $N$ 、原子番号を  $Z$  とすると  $2\pi NZ b db dx$  と表せる。よって、入射粒子が失うエネルギーは、それらの電子が受け取ったエネルギーに等しい。

$$-dE(b)db = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{mv^2} \cdot \frac{db}{b} dx \quad (2.46)$$

これを  $b$  に関して積分すると

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{mv^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (2.47)$$

と表される。ただし、 $b_{min}$  および  $b_{max}$  はそれぞれクーロン相互作用で電子にエネルギーを与えうる最小及び最大距離である。

ここで、 $b_{min}$  および  $b_{max}$  の取りうる値について考察する。もし  $b_{max}$  が非常に大きな値まで取れると考えると、式 2.6 は発散してしまう。これは電子が前述の仮定の通り完全に自由な状態である事を意味している。しかしながら実際には、電子は原子核の周りに束縛されており、その束縛エネルギー以下のエネルギー吸収は起こらない。その束縛エネルギーは、原子の励起エネルギーの平均を  $\bar{I}$  とすると 2.45 式より

$$b_{max} = \frac{ze^2}{v} \sqrt{\frac{2}{m\bar{I}}} \quad (2.48)$$

となる。一方、 $b_{min}$  に関しては、電子が最大のエネルギーを受けるときが最も接近して衝突していると考えられる。そのとき、電子の受け取るエネルギーは  $\frac{1}{2}m(2v)^2$  である。相対論を考慮に入れると、ローレンツ因子  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  を用いてこのエネルギーは  $2mv^2\gamma$  と書ける。よって 2.45 式より

$$b_{min} = \frac{ze^2}{\gamma mv^2} \quad (2.49)$$

2.48 式および 2.49 式を 2.47 式に入れると、最終的に次式が導かれる。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4 N Z}{mv^2} \ln \frac{2mv^2}{(1-\beta^2) \cdot \bar{I}} \quad (2.50)$$

$-dE/dx$  は阻止能と呼ばれ、単位長さあたりの平均のエネルギー損失を表している。

ここまでで導出した阻止能は、エネルギー損失の平均値である。実際のエネルギー損失は、統計的な変動からストラグリングと呼ばれる分布を持つ。エネルギー損失の分布は Landau, Vavilov らによって計算されており、Landau 分布、あるいは Landau-Vavilov 分布と呼ばれる [40, 41]。以下、この分布を導出する。

初め  $E_0$  であった粒子のエネルギーが、標的物質を  $t$  だけ進んだ際に、 $E_0$  から  $E_0 - E + dE \sim E_0 - E$  の範囲に変化する確率を  $f(E, t)$  とする。この時、エネルギーの変化量は  $\Delta = E_0 - E$  であり、 $f(E, t) = f(\Delta, t)$  である。また、入射粒子がエネルギー  $T$  を標的物質中の電子に付与する際、入射粒子のエネルギーはほとんど変化しないと考えその確率を  $\phi(E, T) = \phi(T)$  とする。この時、分布関数  $f(\Delta, t)$  に関する輸送方程式は散乱角度分布の場合と同様に

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \int_0^\infty \phi(T) f(\Delta + T, t) dT - f(\Delta, t) \int_0^\infty \phi(T) dT \quad (2.51)$$

と書く事ができる。ここで、右辺第1項は入射粒子が  $dt$  進む間にエネルギー  $T$  を渡してエネルギー範囲  $\Delta + d\Delta \sim \Delta$  に入ってくる確率を、また第2項はエネルギー  $T$  を失ってエネルギー範囲  $\Delta + d\Delta \sim \Delta$  から外れる確率をそれぞれ表している。この式を解くために、次のような Laplace 変換を考える。

$$f(\Delta, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{p\Delta} \frac{\omega(p, t)}{p} dp \quad (2.52)$$

$$\omega(p, t) = p \int_0^{\infty} e^{-p\Delta} f(\Delta, t) d\Delta \quad (2.53)$$

$$\varphi(T) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{pT} \frac{\varpi(p)}{p} dp \quad (2.54)$$

$$\varpi(p) = p \int_0^{\infty} e^{-pT} \varphi(T) dT \quad (2.55)$$

式 2.51 に対し、これら Laplace 変換を施し畳み込みを利用すると

$$\frac{\partial \omega(p, t)}{\partial t} = \omega(p, t) \left[ \frac{\varpi(p)}{p} - \int_0^{\infty} \varphi(T) dT \right] \quad (2.56)$$

これを解いて

$$\omega(p, t) = \omega(p, 0) \exp \left[ t \left\{ \frac{\varpi(p)}{p} - \int_0^{\infty} \varphi(T) dT \right\} \right] \quad (2.57)$$

ただし、式 2.55 より

$$\frac{\varpi(p)}{p} = \int_0^{\infty} e^{-pT} \varphi(T) dT \quad (2.58)$$

$t = 0$  の場合には、 $f(\Delta, 0) = \delta(\Delta)$  であるので

$$\omega(p, 0) = p \int_0^{\infty} e^{-p\Delta} \delta(\Delta) d\Delta = p \quad (2.59)$$

これらの結果を式 2.52 に代入すると、次のような解を得る。

$$f(\Delta, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \exp \left\{ p\Delta - t \int_0^\infty \varphi(T)(1 - e^{-pT})dT \right\} dp \quad (2.60)$$

このうち、 $e^{-pT_1} \approx 1 - pT_1$  と近似できる十分小さなエネルギー  $T_1$  を導入し、 $T$  に関する積分を 2 つに分ける。

$$\int_0^\infty \varphi(T)(1 - e^{-pT})dT = p \int_0^{T_1} T\varphi(T)dT + \int_{T_1}^\infty \varphi(T)(1 - e^{-pT})dT \quad (2.61)$$

ここで、Rutherford 散乱の式 2.1 の変数をエネルギー移行量  $T$  で表す。微分散乱断面積  $d\sigma/d\Omega$  を積分して、重心系の方位角  $\Theta$  の関数とすると

$$\sigma(\Theta) = \frac{1}{4} \left\{ \frac{zZe^2}{\mu v^2} \right\}^2 \frac{2\pi \sin \Theta d\Theta}{\sin^4(\Theta/2)} \quad (2.62)$$

$$\mu = \frac{Mm}{M+m} \quad (2.63)$$

と表せる。一方、実験室系で標的電子に渡されるエネルギー  $T$  は  $\Theta$  を用いて

$$T = \frac{1}{2} Mv^2 \frac{4Mm}{(M+m)^2} \sin^2 \frac{\Theta}{2} \approx 2mv^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (2.64)$$

$$dT = \frac{1}{4} Mv^2 \frac{4Mm}{(M+m)^2} \sin \Theta d\Theta \approx mv^2 \sin \Theta d\Theta \quad (2.65)$$

$$\therefore \frac{dT}{T^2} = \frac{1}{Mv^2 \frac{4Mm}{(M+m)^2}} \frac{\sin \Theta d\Theta}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} \approx \frac{1}{4mv^2} \frac{\sin \Theta d\Theta}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} \quad (2.66)$$

ゆえに、式 2.62 は

$$\sigma(\Theta) = \frac{2\pi(zZe^2)^2 dT}{mv^2 T^2} \quad (2.67)$$

となり、 $\phi(T)$  として Rutherford 散乱を用いると  $T^{-2}$  に比例する事が判る。これを

$$\phi(T) = \frac{\xi}{t} \frac{1}{T^2} \quad (2.68)$$

と置くと、式 2.61 の右辺第一項は電子に渡し得る最小エネルギー  $T'$  を用いて

$$\int_0^{T_1} T\phi(T)dT = \frac{\xi}{t} \ln \frac{T_1}{T'} \quad (2.69)$$

と積分される。また、2.61 式の右辺第二項は

$$\begin{aligned} \int_{T_1}^{\infty} \frac{1 - e^{-pT}}{T^2} dT &= \frac{1 - e^{-pT_1}}{T_1} + p \int_{T_1}^{\infty} \frac{e^{-pT}}{T} dT \\ &\approx p + p \int_{T_1 p}^{\infty} \frac{e^{-S}}{S} dS \\ &= p(1 - C - \ln pT_1) \end{aligned} \quad (2.70)$$

ここに、 $C$  は式 2.32 同様 Euler の定数である。これらの結果より、式 2.60 の指数関数内の積分は

$$t \int_0^{\infty} \phi(T)(1 - e^{-pT})dT = \xi p(1 - C - \ln pT') \quad (2.71)$$

となり、 $u = \xi p$ 、 $\lambda = \frac{\Delta}{\xi} - 1 + C - \ln \frac{\xi}{T'}$  とすることで、式 2.60 は次のようにまとめる事ができる。

$$f(\Delta, t) = \frac{1}{2\pi i \xi} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \exp(u \ln u + \lambda u) du \quad (2.72)$$

この分布は、図 2.3 に示すとおり低エネルギー側にテールを引いた形状をしている。

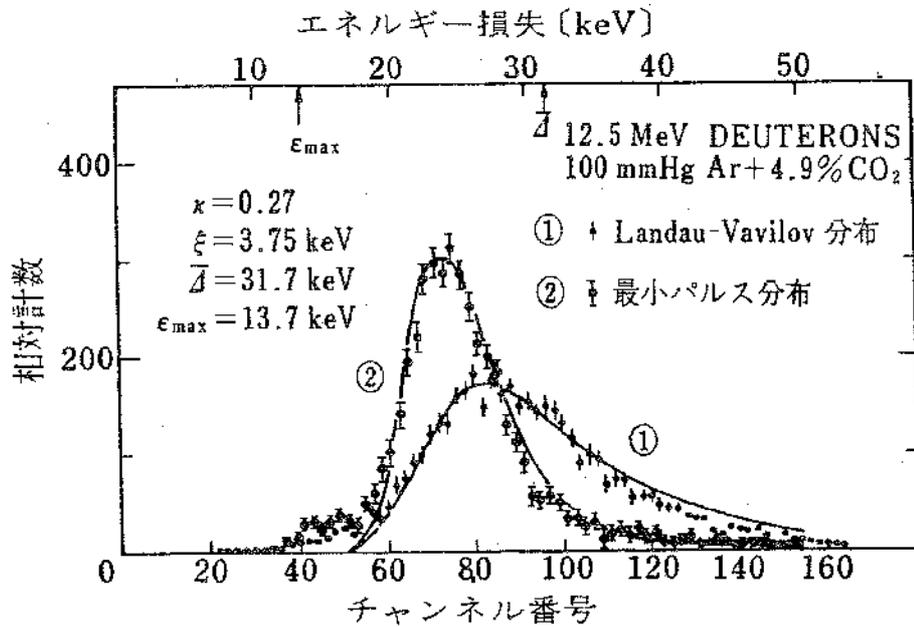


図 2.3: 比例計数管で測定したエネルギー分布と計算結果の比較 [42]

分布のピークでのエネルギー損失  $\Delta E_p$  は Landau によって計算されており

$$-\Delta E_p = W \left\{ \ln \frac{2mv^2}{(1-\beta^2) \cdot I} W - \beta^2 + K \right\} \quad (2.73)$$

で与えられる。ここで

$$W = \frac{2\pi z^2 e^4 N Z}{mv^2} \chi \approx 0.15 t \frac{Z z^2}{A \beta^2} \chi \approx 0.75 t \frac{z^2}{\beta^2} \quad [\text{MeV} \cdot \text{g} \cdot \text{cm}^2] \quad (2.74)$$

$$K = 0.37$$

である。

## 2.4 コリメーションシステム原理

ビームが加速器真空容器内を通過する間に、磁場の誤差や多極成分、あるいは陽子同士の電荷による反発、真空容器の鏡像電荷の影響等により、設計されたビーム幅を超えた粒子 (Halo) が発生する。ビームコリメータはこの Beam Halo を削り、Halo によるビームロスの影響が他機器に及ばないように保護する目的で設置される。

このように、ビームコリメータを用いてビームロスを局所化する方式は、まず CERN の交差型陽子蓄積リング (Intersecting Storage Rings, ISR) で試みられた [43]。CERN ISR では、測定のバックグラウンドを低減させる事を目的に物理実験用検出器の前に設置された。これと同様な目的では、近年では DESY の電子-陽子衝突型加速器 HERA でもコリメータの設置が行われている [44]。

検出器以外でも、ビームロスに弱い機器の保護としてコリメータが設置される場合もある。代表的な例としては超伝導機器が挙げられる [45, 46, 47]。超伝導機器は、ビームロスが発生するとその熱によりクエンチを起こし、超伝導状態を維持できなくなるため、超伝導を用いた加速器では、その対策は特に重要である。

J-PARC 3GeV RCS では、他機器の保護という後者に近い目的でコリメータが設置される。ただし、RCS では特定の機器ではなく、全ての機器に対して放射化をメンテナンス可能なレベルまで抑える事が重要である。このような目的では、現存する加速器としては ISIS のコリメータが例として挙げられる [13, 48]。また、我々と競合する SNS 計画でも、同様の目的でコリメータの設計が進められている [49, 50, 51]。これら ISIS、SNS、および J-PARC RCS では、2 ステージコリメーションシステムと呼ばれる方式が採用されている [52, 53]。

2 ステージコリメーションシステムとは、薄い板で構成されるプライマリーコリメータと、その下流に置かれるセカンダリーコリメータから構成される。これらのコリメータの Aperture は、加速器内の他の機器より狭くする。そうすることで、設計値以上の振幅に広がった Beam Halo は、まずプライマリーコリメータに当たることになる。ここで、プライマリーコリメータに当たった Halo 粒子は、プライマリーコリメータがそれを完全に止める十分な厚さを持っていないため、2 章で考察した散乱およびエネルギー損失を受け、その振幅がさらに増した状態で後ろへ飛んでいく。プライマリーコリメータの後ろには、それら散乱を受けた粒子を完全に止めるだけの厚さを持ったセカンダリーコリメータが複数台設置され、セカンダリーコリメータ以外の場所でロスが発生しないような設計となっている。2 ステージコリメーションシステムの概念図を図 2.4 に示す。

次に、プライマリーコリメータによって散乱された粒子の位相空間内での運動を見てみる (図 2.5 参照)。Beam Halo は、プライマリーコリメータによって位相空間内では角度方向にシフトされ (図 2.5A)、その後位相が進むにつれて変位が増大し、下流に置かれたセカンダリーコリメータによって吸収される。この際、ある程度位相の進んだ所にセカンダリーコリメータを設置すれば、マイナスの散乱

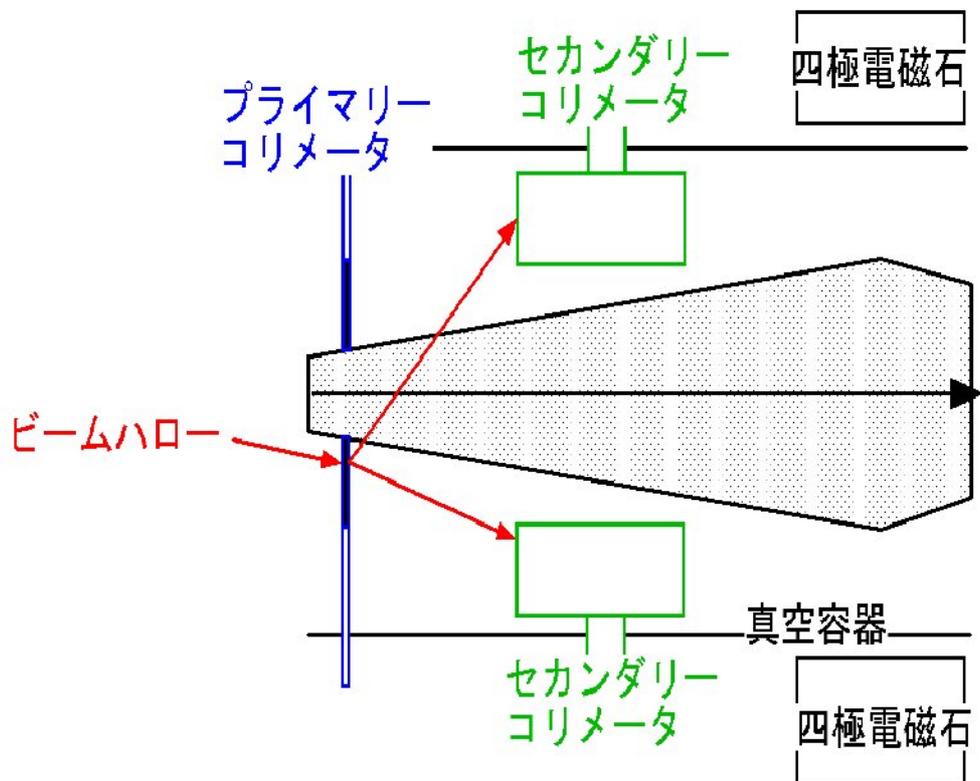


図 2.4: 2 ステージ コリメーション システム 概念図

を受けた Halo 粒子も吸収する事ができる。(図 2.5B、C 参照)。プライマリーおよびセカンダリーコリメータを加速器内の他の機器よりも狭い Aperture にセットしておけば、散乱および吸収はプライマリーコリメータから位相 進む区間に限定することができる。

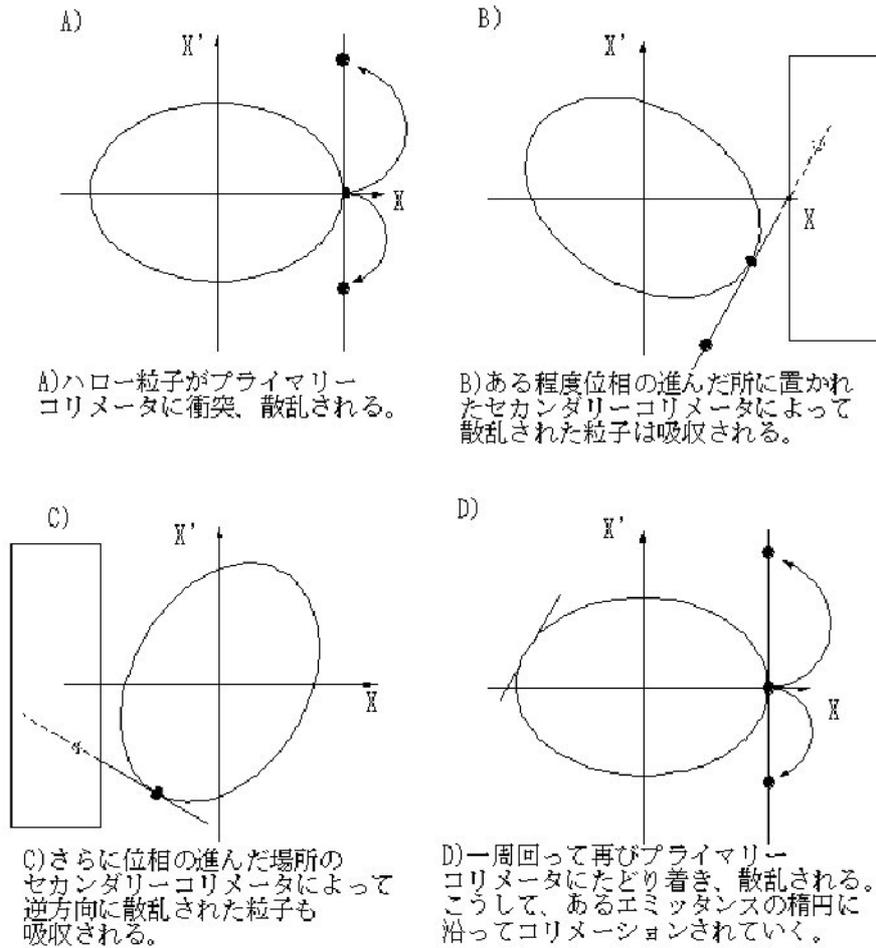


図 2.5: 位相空間内での散乱粒子の動き

## 2.5 1次元モデルでのコリメータの位相関係

以下、一次元空間 ( $x-x'$  空間) で考えた際のプライマリーコリメータに対するセカンダリーコリメータの位相関係に関して検討する。話を簡略化するため、実空間座標から規格化座標への変換を行う。プライマリーコリメータ位置での Twiss パラメータを  $\alpha_0, \beta_0$  とすると

$$\begin{pmatrix} X \\ X' \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{\beta_0}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \alpha_0 & \beta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{\beta_0}}x \\ \frac{\alpha_0}{\sqrt{\beta_0}}x + \sqrt{\beta_0}x' \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

これで、実位相空間座標内の楕円運動が面積を保存したまま規格化座標内の円運動に変換された。

実空間にてプライマリーコリメータにより  $\theta$  の散乱を受けた粒子は、2.75 式より規格化座標内では  $\sqrt{\beta_0}\theta$  の散乱を受けたことに等しいので、図 2.6 よりエミッタンスの増加量は次のように表される。

$$J' = J + \beta_0\theta^2, \quad J = \frac{x_0^2}{\beta_0} \quad (2.76)$$

ここで  $J$  は散乱前、 $J'$  は散乱後のエミッタンスを表しており、 $x_0$  は実空間でのプライマリーコリメータの Aperture 寸法 (片幅) である。また、散乱された粒子はエミッタンスの増加に加えて以下のように位相も変化を受ける。

$$\delta\varphi = \pm \arccos \sqrt{\frac{J}{J'}} \quad (2.77)$$

次に、この散乱粒子がセカンダリーコリメータに吸収される条件を考える。プライマリーコリメータから位相  $\Delta\varphi$  だけ離れた位置で、上記プライマリーコリメータで散乱された粒子の座標は、セカンダリーコリメータ位置での粒子の座標を  $x_1$ 、 $\beta$  関数を  $\beta_1$  とすると

$$\begin{aligned} \pm x_1 &= \sqrt{J'\beta_1} \cos(\delta\varphi + \Delta\varphi) \\ &= \sqrt{J'\beta_1} \left\{ \sqrt{\frac{J}{J'}} \cos(\delta\varphi) - \sqrt{\frac{J'-J}{J'}} \sin(\Delta\varphi) \right\} \\ &= x_0 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0}} \cos \Delta\varphi - \theta \sqrt{\beta_0\beta_1} \sin(\Delta\varphi) \end{aligned} \quad (2.78)$$

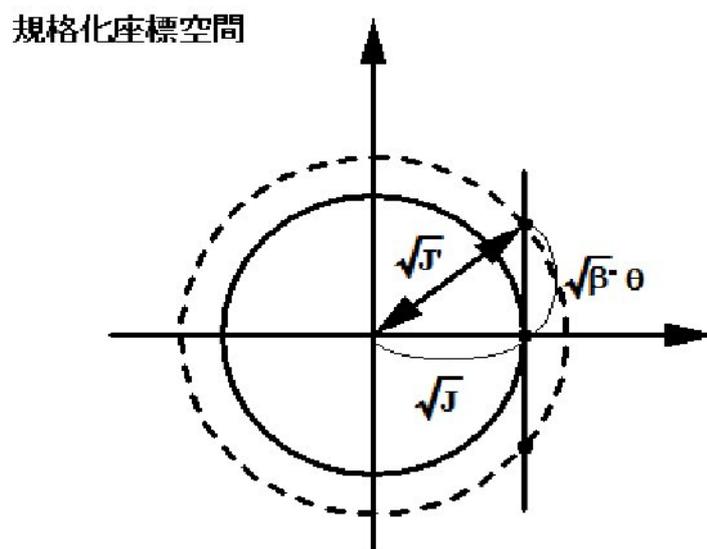
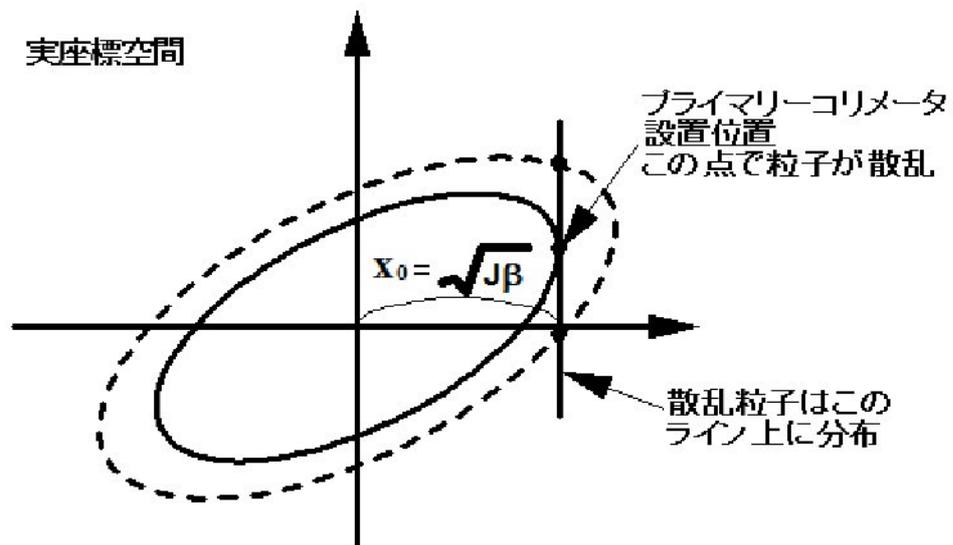


図 2.6: 実座標空間および規格化座標空間での散乱粒子

と表される。式 2.78 より、セカンダリーコリメータを  $x_1$  の位置に設置した際にそこで吸収されるための必要最小な散乱角度は

$$|\theta| = \left| \frac{\frac{x_0}{\sqrt{\beta_0}} \cos \Delta\varphi \mp \frac{x_1}{\sqrt{\beta_1}}}{\sqrt{\beta_0} \sin(\Delta\varphi)} \right| = \sqrt{\frac{J}{\beta_0}} \left| \frac{n_0 \cos(\Delta\varphi) \mp n_1}{\sin(\Delta\varphi)} \right| \quad (2.79)$$

となる。ここで  $n_0 = x_0/\sqrt{J\beta_0}$ 、 $n_1 = x_1/\sqrt{J\beta_1}$  である。図 2.7 より、最小となる散乱角度は

$$|\theta| = \sqrt{n_1^2 - n_0^2} \quad (2.80)$$

であり、その際のプライマリーコリメータからの位相進みは

$$\Delta\varphi_1 = \arccos \frac{n_0}{n_1}, \quad \Delta\varphi_2 = \pi - \Delta\varphi_1 \quad (2.81)$$

と表される。

ただし、実際には Halo 粒子はある一次元平面内のみで散乱される訳ではなく、今回考えた平面と垂直な面内でも散乱は発生している。しかも、その平面内では散乱が発生する位置はエミッタンスの端ではなく任意の位置である。また、エネルギー損失も同時に発生する。それ故、実際のコリメータの配置は、一次元モデルで計算された理想的な位相関係の位置だけで済むわけではない。

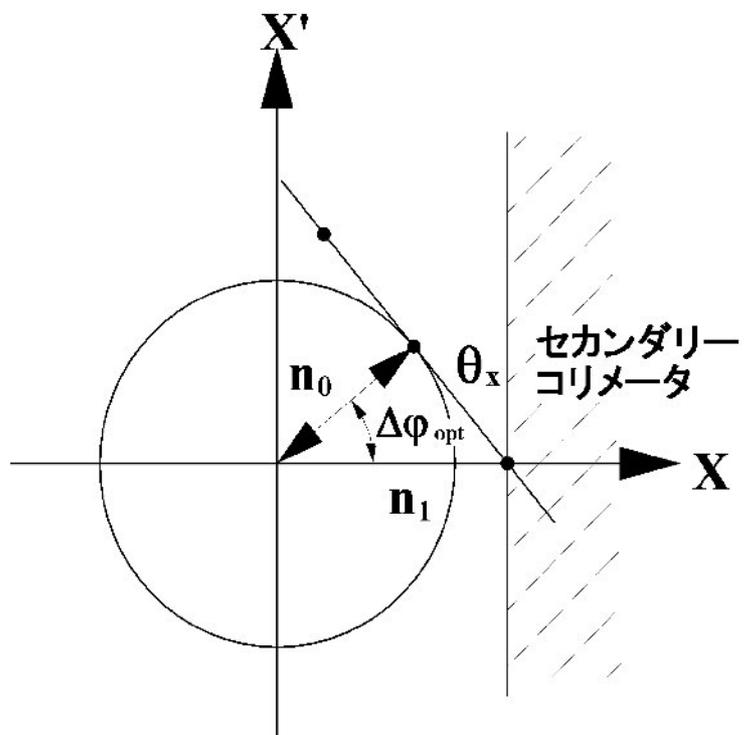


図 2.7: セカンダリーコリメータの最適位相



## 第3章 コリメータシステム検討

### 3.1 コリメータシステム設計および評価用シミュレーションコード

2章で説明した、2ステージコリメーションシステムを用いた J-PARC 3GeV RCS のビームコリメータシステムの詳細設計および評価を、シミュレーションコードを利用して行なった。本章では、この詳細設計および評価について述べる。

シミュレーションコードとしては、米 Fermi 国立研究所で開発された STRUCT コード [54] を使用して行った。STRUCT コードは、Fermi 国立研究所の Tevatron や ILC 等のコリメータの設計、評価に使用された実績がある [55, 56]。STRUCT コードでは、加速器内でのビーム粒子の Tracking は Transfer Matrix を用いて行われる。Tracking の結果、コリメータを通過するそれら粒子の座標が、予め設定しておいたコリメータの Acceptance よりも大きくなった場合に、粒子がコリメータに当たったと判定され、コリメータ構成物質による入射粒子の散乱及びエネルギー損失量がそれぞれ計算される。散乱に関しては Molière 分布、エネルギー損失に関しては Landau 分布に従う重みで乱数が振られ、それらの量が計算される。その結果、粒子のエネルギーが当初の値に対してある割合だけ減少した時点で、粒子は失われたと判断される。また、コリメータ以外の場所で粒子の座標が設定した Acceptance 以上になった場合には、散乱及びエネルギー損失の評価は行なわずに即座に失われたと判断される。粒子が失われたと判断された場合、ロスする直前の座標とエネルギーがデータとして保存される。ビームロスがどの位置でどれ位発生しているかは、この情報から評価される。なお、この情報はそれ以外にも後で説明される MARS コードに引き渡され、ビームロスにより発生する即発放射線量や残留放射能の評価に使用される (4.1 節参照)。

STRUCT コードで評価を行なうためには、ビームの初期分布を与える必要がある。特に、非線形力の影響を入れない場合には、予め Twiss パラメータとエミッタンス、運動量とで決まる Beam Envelope より外側に Halo 粒子の分布を作っておく必要がある。そこで、次の様な横方向および縦方向の Halo 粒子分布を仮定した。横方向の Halo 分布は、 $324\pi\text{mm-mrad}$ . から  $344\pi\text{mm-mrad}$ . まで  $20\pi\text{mm-mrad}$ . の広がりを持つような分布を仮定した。この分布では、anti-correlated ペインティングの影響を考慮して、水平方向に大きなエミッタンスを持つ粒子は垂直方向には小さな ( $0\sim 20\pi\text{mm-mrad}$ .) エミッタンスを持つと仮定している (その逆に、垂直

方向のエミッタンスが大きい場合には、水平方向に小さいとしている)。また、運動量は $\pm 1\%$ 以内にランダムに分布させている。一方、運動量方向の Halo 分布は、横方向エミッタンスは水平垂直ともに $324\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$ 以下とし、そのかわりに運動量の絶対値が $1\% \sim 1.1\%$ の範囲にあるような分布を仮定した。図 3.1 にこれら粒子分布を示す。

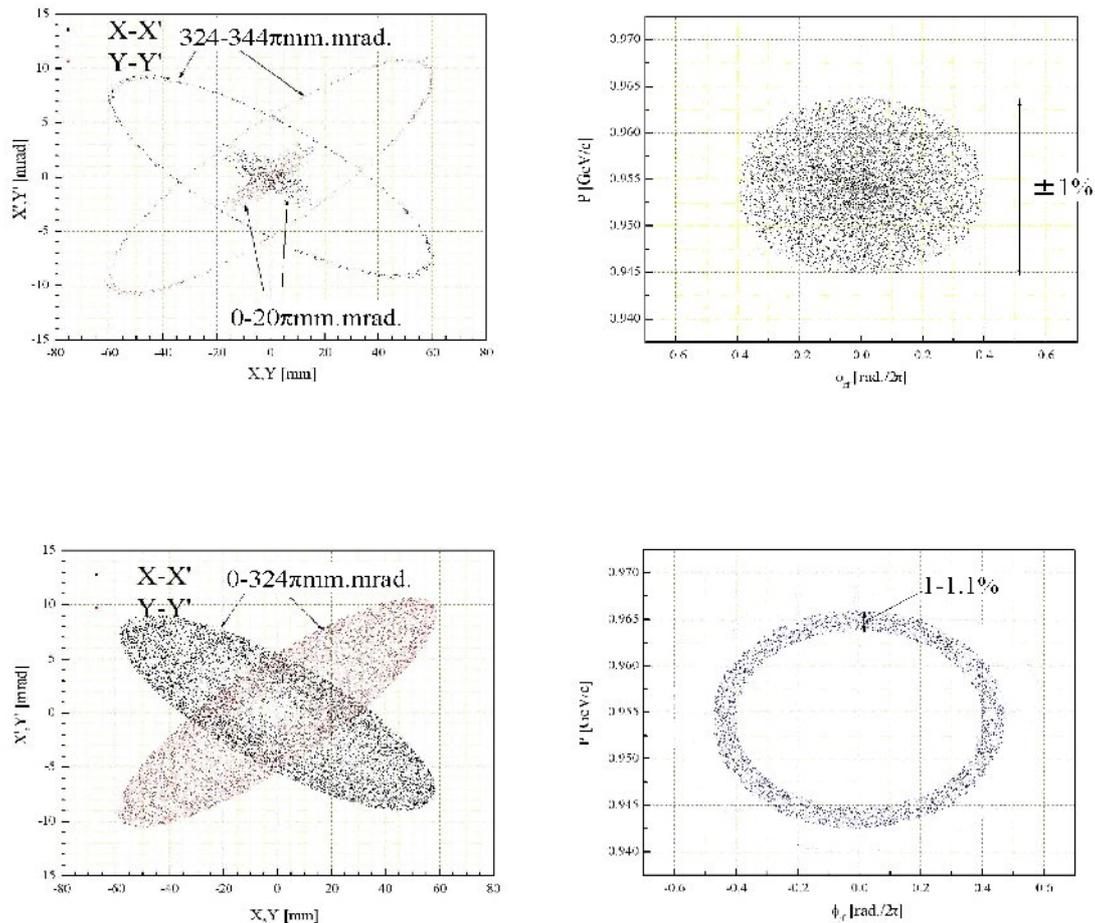


図 3.1: Beam Halo 分布の仮定

これらの分布は、すでにある程度広がってしまった Halo を仮定している。しかし、実際の Halo の分布は空間電荷効果や不安定性の強さに依存する。これらの影響が強い場合には、Halo 粒子はビーム中心から見てプライマリーコリメータのより深い位置に衝突するであろう(図 3.2 参照)。そこで、そうした効果によって Halo の拡散速度が変わったとき、コリメータによるビームロス局所化性能がどの程度影響を受けるかを、プライマリーコリメータに当たる位置を変えて評価した。これについては、3.7 節で説明する。第 1 章でも述べたとおり、Beam Halo の総量は 4kW として設計と評価を行っている。



図 3.2: Halo の拡散速度と衝突位置

ビームコリメータシステムの設計、評価を進める上で、コリメータが十分に機能しているかどうかの判断基準として、コリメーション効率という値を以下のように定義した。

$$\varepsilon_{col} = \frac{\text{コリメータの置かれた半直線部内でのロス [W]}{\text{リング全周に亘ってのビームロス [W]}} \quad (3.1)$$

この値は、コリメータシステムがどれだけ効率的にビームロスの局所化を行っているかの目安となる。すなわち、この値が1に近いほどコリメータ近辺のみにビームロスを集中していることになる。以降、基本的にはこの値を元に議論を進める。

## 3.2 水平垂直方向コリメータの材質、形状検討

3GeV RCSにおけるコリメータシステムの検討の第一段階として、まず水平垂直方向のコリメータの材質および形状の設計を行った。プライマリーおよびセカンダリーコリメータの材質および形状を決めるために、次のような条件を考慮した。

- プライマリーコリメータ

プライマリーコリメータの材質としては、ビームによる発熱で破損しないようにできる限り高融点で、かつ入手が容易な材質としてタングステンを採用した。

水平垂直方向に関しては、十分な散乱角度を得られ、かつ大きな散乱を受けなかった際に他の場所でロスせずに周回して再び散乱を受けられるよう一回の衝突でエネルギーを失いすぎない厚さが良い。そこで、厚さは0.5mmで評価を開始した。400MeV陽子の場合、厚さ0.5mmのタングステンでの平均の散乱角は9.2 mrad. であり、 $\beta$  関数としておよそのリング平均値である15mを採用すると、散乱後のエミッタンスとしては $900\pi\text{mm-mrad}$ . 以上に相当する。またエネルギーロス $1.43\text{MeV}$ となり、運動量で換算すると0.7%のロスとなる。

- セカンダリーコリメータ

セカンダリーコリメータの材質に関しては、冷却を容易にするために熱伝導性がよく、かつ寸法をそれ程大きくしないために高密度の金属として無酸素銅を採用した。

厚さは、阻止能の式 2.50 より 400MeV の陽子を止めるのに必要な厚さが150mm程度であるので、それに余裕を見て200mmとした。ビームに垂直な方向の厚さは、プライマリーコリメータによって散乱された角度で、セカンダリーコリメータブロックに進入してから200mm進む間に突き抜けない厚みとした。散乱角の平均は13 mrad. であり、 $3\sigma$  で39 mrad. である。この角度で入射し、途中で散乱を受けなかったとすると、垂直な方向には入射位置より7.8mmの深さまで進む。実際には、入射後に散乱を受けさらに深い位置まで到達する可能性がある事、およびボリュームを大きくして熱容量を大きくし急激な温度上昇を避けるため、さらには原点位置より $\pm 24\text{mm}$ 位置調整できるように、余裕を見て90mmとした。残りの辺の長さとしては、ビームおよび真空容器のサイズを考慮して100mmとした。

SNS蓄積リングや50GeV MRのような入射エネルギーの高いリングでは、入射直後のエネルギーでも完全にビームを止めるためにはビーム進行方向に1m以上の金属が必要である。その様な巨大な金属のブロックを真空中で

駆動させる事は非常に困難であり、これらの加速器ではセカンダリーコリメータの Aperture は固定式となっている。一方、RCS のコリメータは厚さ  $200 \times 100 \times 90 \text{mm}$  程度のブロックであり、重量も数十 kg なので真空中で上下左右独立に駆動可能な構造で設計を行った。

最終的な材質と形状は、次節に示す optics の設計、配置検討と併せてコリメーション効率の評価を行い、パラメータを変えながら iteration する事で最適化し、決定した。材質に関しては、ISIS で採用実績のあるカーボンや高融点材料で核融合で実績のあるモリブデン等も検討したが、カーボンは原子番号と密度が小さく、金属と同等の効果を得るためには倍以上の寸法となるため機器配置が成立せず、モリブデンに関しては入手の困難さに比べ明確な利点が見られなかったため、採用しなかった。最終的な寸法についてはプライマリーコリメータの厚さのみ変更となり 1mm となった。

### 3.3 J-PARC 3GeV RCS Optics と配置検討

コリメータシステムの検討として、次にコリメータシステムが十分に機能する軌道設計とコリメータの配置検討を行った。

RCS では、1.4 節で述べた機能を持たせた他に、次のような前提条件を基に軌道設計を行った。

- ビームロスが多いと思われる入射部とコリメータを同一の直線部に配置する。コリメータは入射直線部の後半に配置する。
- ビームロス局所化のために、コリメータ以外の場所での Acceptance が  $486\pi\text{mm-mrad}$ . 確保できるように  $\beta$  関数に制限をかける。これに対し、水平垂直方向のプライマリーコリメータは、横方向の Acceptance として  $1/1.5$  倍の  $324\pi\text{mm-mrad}$ .、運動量の Acceptance  $\pm 1\%$  を初期値として設計する。

一方で、Acceptance の設計としてはセカンダリーコリメータは横方向の Acceptance が  $400\pi\text{mm-mrad}$ .、運動量の Acceptance が  $\pm 1\%$  としている。このようにセカンダリーコリメータの Acceptance を少し広くしているのは、プライマリーコリメータに当たっていない粒子が直接セカンダリーコリメータに当たることを避けるためである。セカンダリーコリメータの横方向 Acceptance をプライマリーコリメータと同じ  $324\pi\text{mm-mrad}$ . にして計算してみると、実際にコリメーション効率の低下が確認された。

Acceptance に関するパラメータを表 3.1 に示す。

表 3.1: Acceptance サイズ

Painting emittance	216	mm-mrad.
Physical aperture	>486	mm-mrad.
Primary collimator Acceptance	324	mm-mrad.
Secondary collimator Acceptance	400	mm-mrad.

セカンダリーコリメータの配置に関しては、コリメータを置く入射用直線部の四重極電磁石間のドリフトスペース全体にわたって配置した場合と、局所的に出っ張らせた場合とで、コリメータ効率とセカンダリーコリメータのビームロスの集中度合いについて比較を行った。評価結果を図 3.3 に示す。図の横軸は入射点からのリング中心軌道にそった距離、縦軸は 50000 発の粒子のうちその箇所でロスした数を示している。左のグラフはドリフトスペース全体にわたって配置した場合、右は局所的に出っ張らせた場合の結果であり、また上はコリメータを配置した領域周辺の拡大図、下がリング全周の分布である。全体にわたって配置した場合、各

ハーフセル中のセカンダリーコリメータの上流から下流にかけてロスが徐々に減りながら分布している。一方、局所的に出っ張らせた場合でも、コリメーション効率は低下しないがロスは局所的な出っ張りに集中する。そこで、各直線部毎に取り外し易いユニットとしてセカンダリーコリメータを配置し、コリメータ領域中でも特にセカンダリーコリメータにロスを集中させ、その周辺を遮蔽体で覆うことで構造を小さくし、メンテナンス時の搬送等が容易となるように設計を進めた。

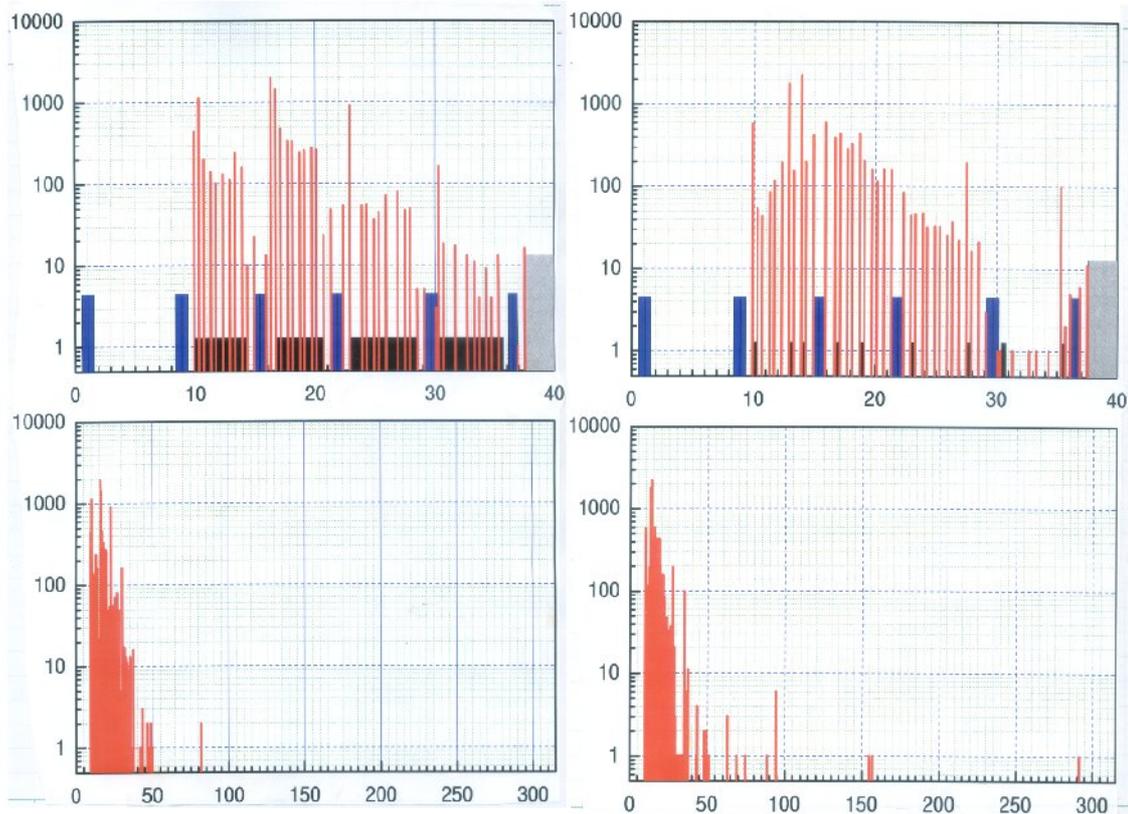


図 3.3: セカンダリーコリメータ配置検討

この条件で、入射ライン等の条件が成立する範囲内で lattice を調整し、よりビームロスを局所化できるよう optics 設計の iteration を行った。検討を行った optics の一例を図 3.4 に示す。この設計では、直線部は中心で鏡像対称ではなく、必要に応じて直線部の各セル内のドリフト長さを変更している。

この軌道設計でコリメーション効率を確認すると、90%程度になってしまった。その原因を確認するために、中心運動量および運動量広がり  $\pm 1\%$  の粒子の Tracking を行ったところ、運動量-1%の粒子の軌道が中心運動量および+1%の粒子と比較して最大 20mm も広がっている事が判明した。そのため、運動量変化に対する  $\beta$  関数のモジュレーションをより小さくするような方向で設計を進めることとした (図 3.5 参照)。

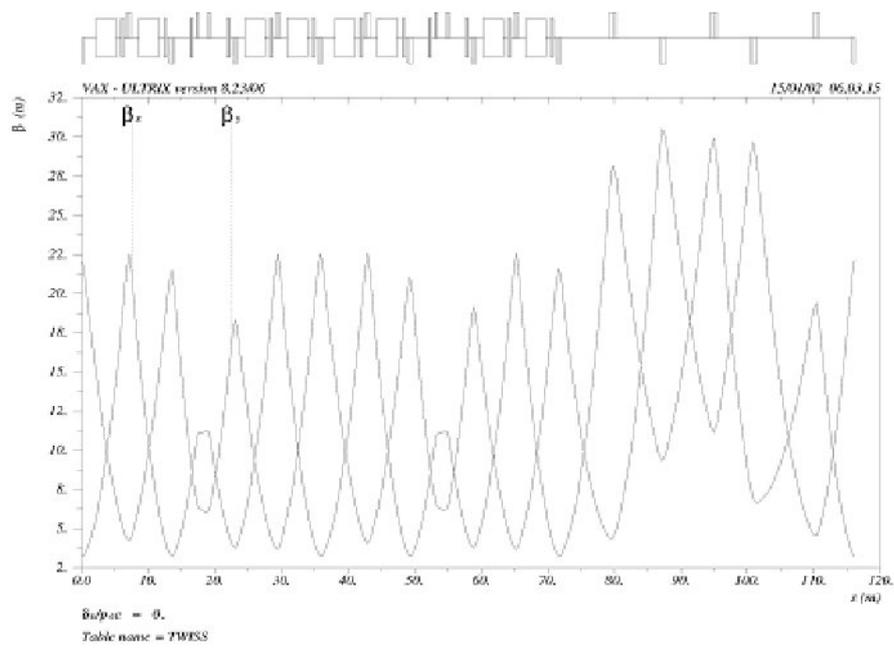


図 3.4: 検討 optics 例

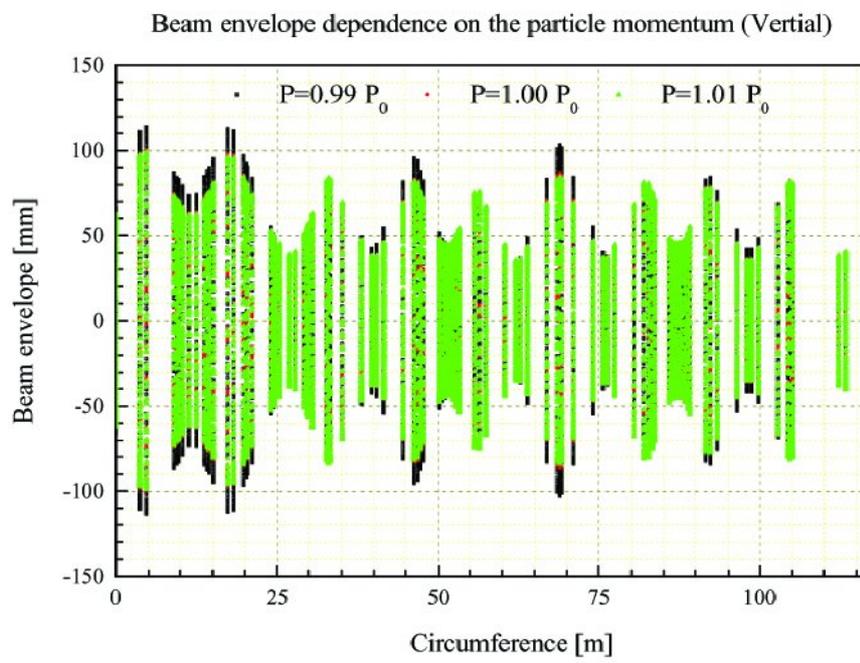


図 3.5: Tracking 結果

このようにして、最終的に最適化を図ったコリメータの配置と Beam Envelope を図 3.6 に示す。

最終的には、散乱粒子吸収用のセカンダリーコリメータは全部で 5 台配置する設計となった。RSC では、 $n_0/n_1$  の値は 0.9 ( $n_0 = 324, n_1 = 400$ ) となり、式 2.81 より求められる理想的なセカンダリーコリメータまでの位相進みは 26 度と 154 度となる。しかし、2.5 節でも述べたように、実際の散乱は次元ではなく水平、垂直方向および運動量の変化をもたらすため、この理想的な位相進みで一意に決まる訳ではない。実際の RCS の各セカンダリーコリメータでの位相進みを表 3.2 に示す。

表 3.2: セカンダリーコリメータまでの位相進み

	Sec. No.1	Sec. No.2	Sec. No.3	Sec. No.4	Sec. No.5
Horizontal(deg.)	14.1	68.5	88.7	101.6	110.5
Vertical(deg.)	15.7	27.3	44.0	99.6	112.5

RCS のコリメータシステムでは、表 3.2 に示したように 110 度程度しか位相進みが確保されていないものの、高効率でのコリメーションが可能な設計となっている。最終的な配置でのコリメーションの結果を図 3.7 に示す。この例では、横方向の Beam Halo 分布を仮定し、四重極電磁石の励磁量は Operation Point として考えている Tune( $\nu_x = 6.68, \nu_y = 6.27$ ) の値に設定している。また、磁石およびコリメータの設置エラーは考慮していない。この結果では、もっともビームロスが集中するのは、最初のセカンダリーコリメータでおよそ 1.2kW である。この時コリメーション効率は 98% 程度であり、またコリメータ以外でのビームロス量は概ね 1W 以下に抑えられている。この事より、理想的な条件では十分ビームロスをコリメータに局所化できることが判る。

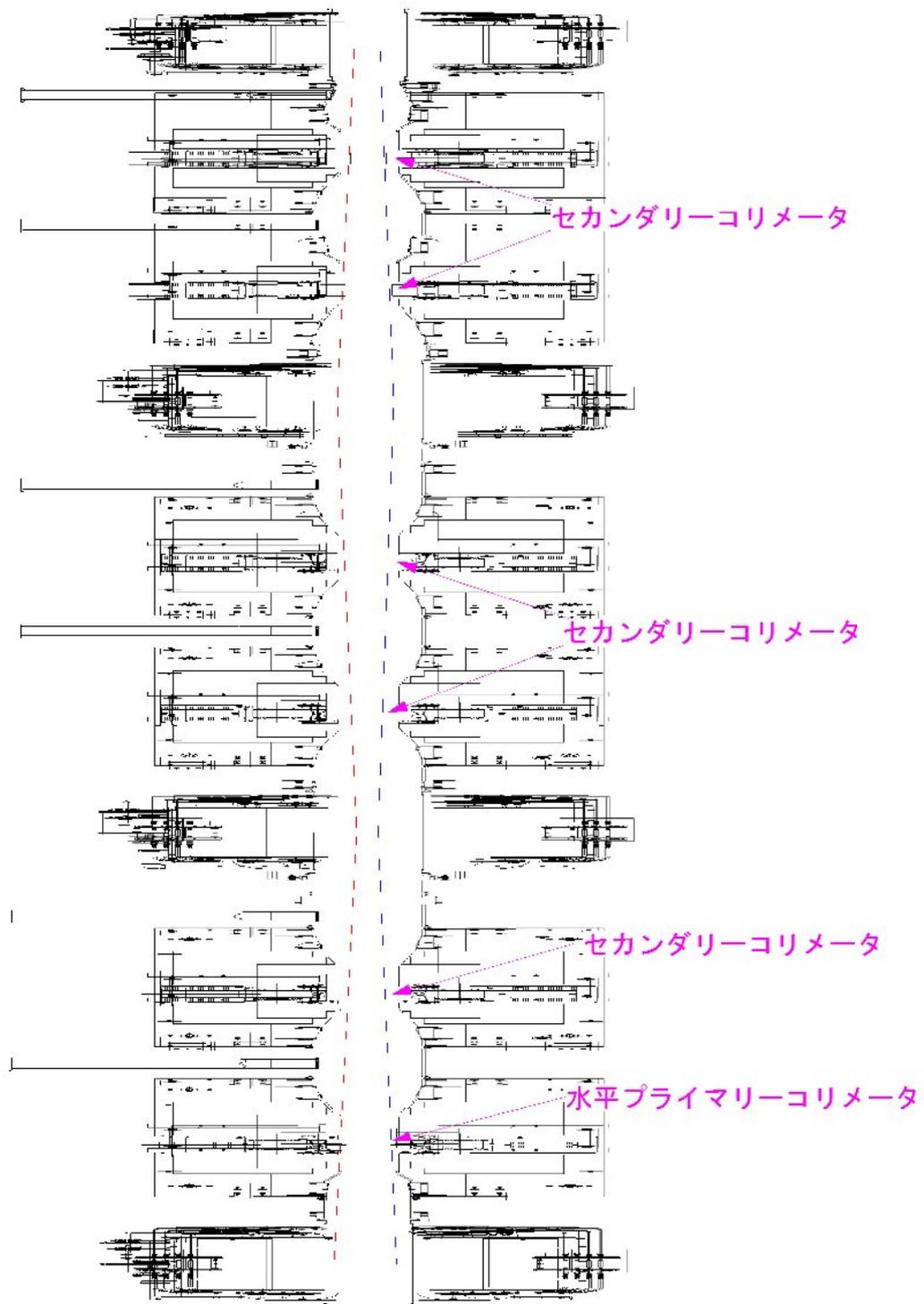


図 3.6: コリメータ配置と Beam Envelope

赤線が  $486\pi\text{mm-mrad}$ 、青線が  $324\pi\text{mm-mrad}$  の Beam Envelope を表している。Beam Envelope に向かってテーパ状に出っ張った 6 箇所がコリメータを表している。

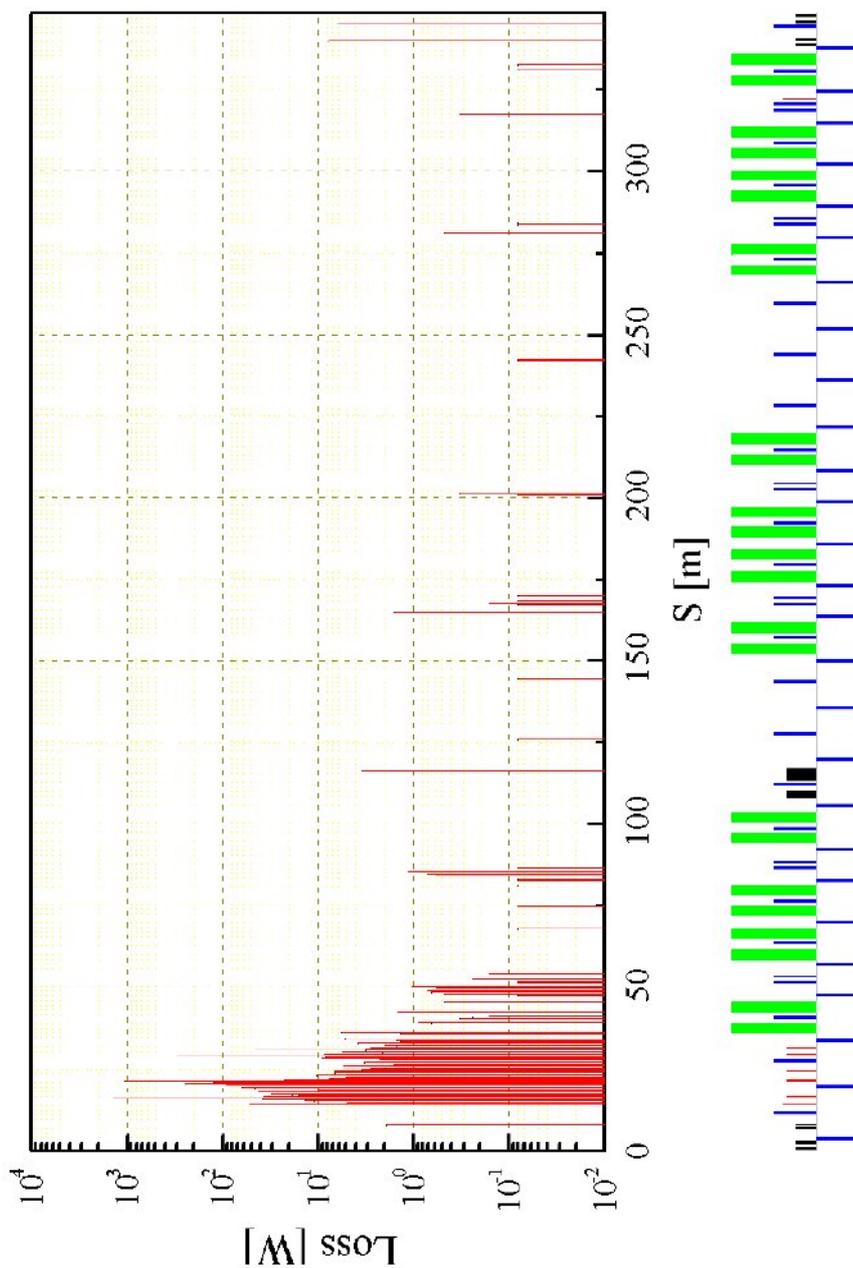


図 3.7: ビームロス分布

入射点を 0 m とし、ビーム軌道に沿った位置を横軸、その位置でのビームロス量を縦軸に取っている。下の図中の緑が偏向電磁石、青線が四重極電磁石、黒が入射用電磁石、赤が各コリメータを示している。

### 3.4 運動量方向コリメータ検討

運動量方向コリメーションシステムでは、運動量の広がりを Dispersion によって横方向の広がりにする必要があるため、プライマリーコリメータをアーク部中の Dispersion 最大位置に置く必要がある。しかし一方で、運動量方向プライマリーコリメータ以降、アーク部中には吸収用のセカンダリーコリメータを配置するスペースが無いこと、およびドリフト長も遮蔽体で囲まれたコリメータを置けるほど取れないなどの制限がある。そこで、散乱によるエミッタンスの増加を Physical Aperture  $486\pi\text{mm-mrad}$ . とコリメータの Acceptance  $324\pi\text{mm-mrad}$ . の中間になるようなプライマリーコリメータの厚さを選択し、運動量方向プライマリーコリメータで散乱された粒子はアーク部の残りの部分と入射部でロスする事無く通過し、その後ろに配置されている水平垂直方向 2 ステージコリメーションシステムに再度当たり除去される設計とした。そのため、プライマリーコリメータのビーム軸方向の厚さは  $0.1\text{mm}$  とした。この際、平均の散乱角度は  $0.7\text{mrad}$  であり、 $3\sigma$  をとっても  $2.1\text{mrad}$ . である。この時のエミッタンス増加量は  $412\pi\text{mm-mrad}$ . 相当で、Physical Aperture とコリメータの Acceptance の中間に粒子を散乱する事ができる。また、運動量の減少量としては  $0.02\%$  程度で、optics に対する影響はほとんど無い。

運動量方向のプライマリーコリメータは入射コリメータ用直線部の直前のアーク部中で Dispersion が最大となる位置に置き、横方向コリメータまでの距離を最小としている。各コリメータの配置を、図 3.8 に示す。また、運動量プライマリーコリメータから横方向プライマリーコリメータまでの Beam Envelope を図 3.9 に示す。

このように、水平方向プライマリーコリメータと運動量用のプライマリーコリメータを別にする事で、水平方向と運動量それぞれの Beam Halo を独立に除去する事が可能となり、特に水平方向のビームサイズを運動量に依存せず一定の値とする事ができる。図 3.10 に運動量の違いによるプライマリーコリメータの Acceptance の変化を示す。

RCS のビームサイズと各機器の Aperture の比較を、図 3.11 に示す。

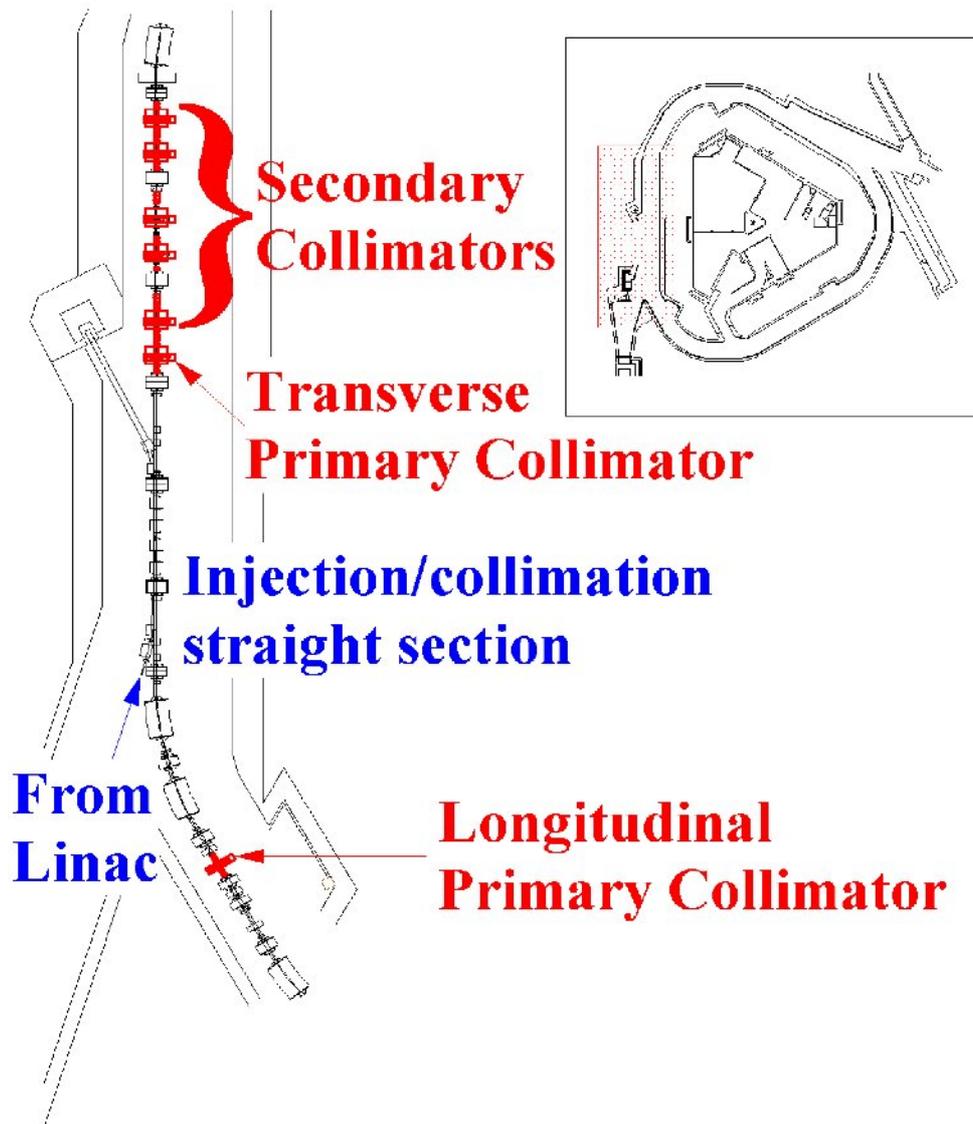


図 3.8: コリメータ配置図

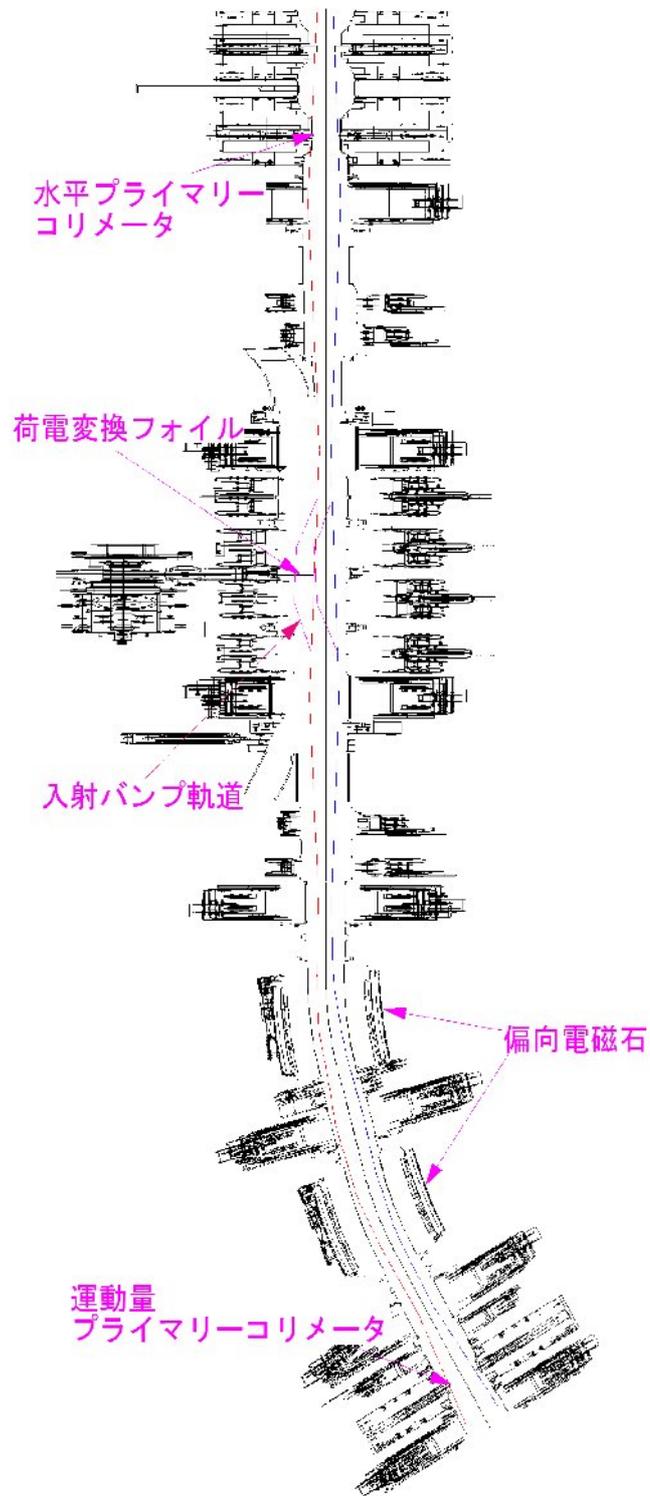


図 3.9: 運動量プライマリーコリメータ付近の Beam Envelope  
赤線が  $486\pi$  mm-mrad、青線が  $324\pi$  mm-mrad. の Beam Envelope を表している。

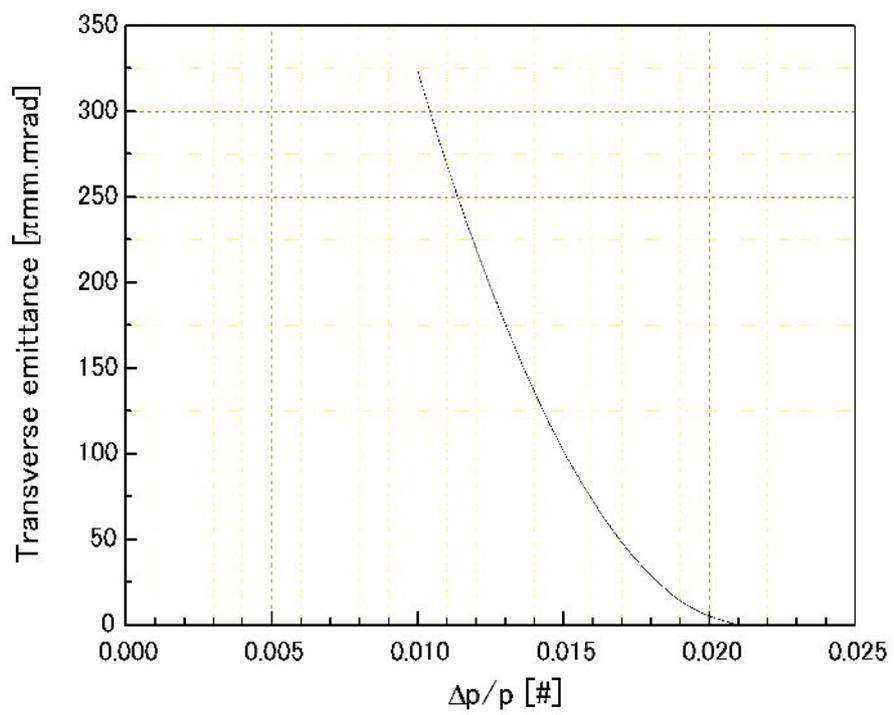


図 3.10: 運動量の違いによるプライマリーコリメータの Acceptance

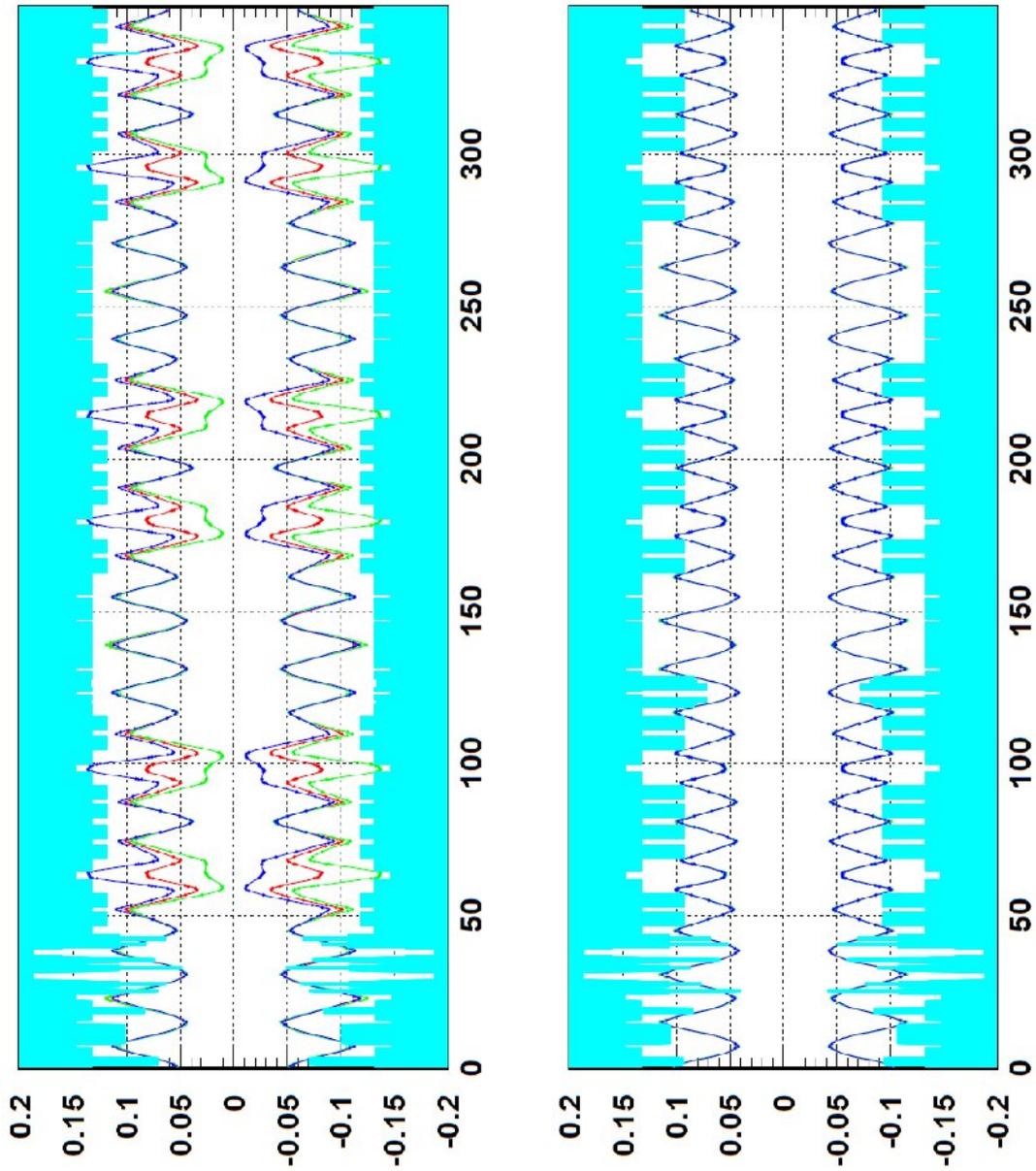


図 3.11: RCS ビームサイズ

左が水平方向、右が垂直方向のエミッタンス  $486\pi\text{mm-mrad}$ . 相当の Beam Envelope. 左図の青は+1%、緑は-1%の運動量の粒子の Envelope を表している。

### 3.5 コリメーション効率のコリメータ Acceptance 依存性

ビームロスをコリメータに局所化する上で最も重要となるのは、コリメータ Acceptance と比較してそれ以外の機器の Acceptance を十分な余裕を持った大きさにしておく事である。そこで、コリメータとそれ以外の機器の Acceptance 比を増減させながらコリメーション効率を計算し、必要十分な Acceptance 比を評価した。この計算では、二つの Operation Point ( $\nu_x, \nu_y = 6.72, 6.35$  と  $6.68, 6.27$ ) を仮定して磁場強度を設定している。初期条件として、前述の通りプライマリーコリメータは横方向エミッタンス  $324\pi\text{mm-mrad}$ 、運動量  $\pm 1\%$  の Acceptance に、セカンダリーコリメータは  $400\pi\text{mm-mrad}$  の Acceptance にそれぞれセットしてある。この状態で、Acceptance 比で 1.05 から 2 まで変化させた。図 3.12 に、Acceptance 比を変えた際のコリメーション効率を示す。

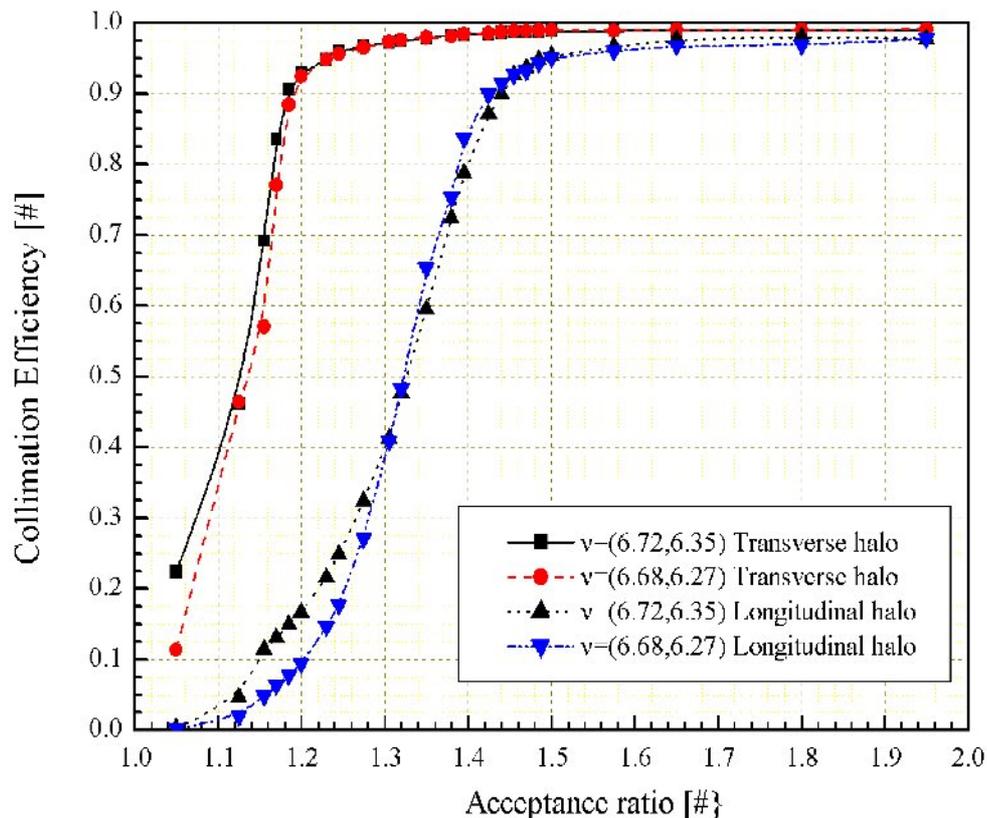


図 3.12: コリメーション効率のコリメータ Acceptance 依存性

Acceptanceの比が1に近い状態では、プライマリーコリメータがその他の機器と比べて特別に狭い訳ではないため、当然ながらロスのコリメータに集中せず効率は格段に下がる。比が大きくなるにつれてコリメーション効率は改善されて行くが、設計値である Acceptance 比 1.5 の辺りで効率の上昇率は頭打ちとなり、これ以上大きくしてもコリメーション効率は1まで到達しない。この理由を確認するため、コリメータで散乱された粒子の位相空間上での運動を調べた。

図 3.13 は、水平方向のプライマリーコリメータで散乱された粒子がその後どのように削られていくか、いくつかの場所での位相空間分布を示した物である。水平方向のプライマリーコリメータで散乱された粒子(図 a)は、散乱角度が正の方向に大きかった物から順次その後ろに置かれたセカンダリーコリメータに吸収される(図 b-d)。しかしながら、最後のセカンダリーコリメータを通過した後、アーク部に入った所で負の座標方向に粒子がこぼれているのが判る(図 e、f)。このようなビームの漏れ出しは、正の座標方向には見られず負の方向にのみ見られることから、プライマリーコリメータで小さな散乱しか受けなかったものの、運動量を大きく失っているような粒子が Dispersion のあるアーク部でマイナス方向に軌道が膨らみロスしていると考えられる。

コリメーション効率の Acceptance 比依存性の評価結果より、理想的な条件の下では現状のコリメータ Acceptance の設計は適当な値であると考えられる。実際の加速器では種々のエラーが入り、コリメーション効率のカーブは Acceptance 比が大きい方向にずれると考えられる。そのため、実際のコリメータ機器はその Acceptance がある程度自由に調整できるように設計されている。

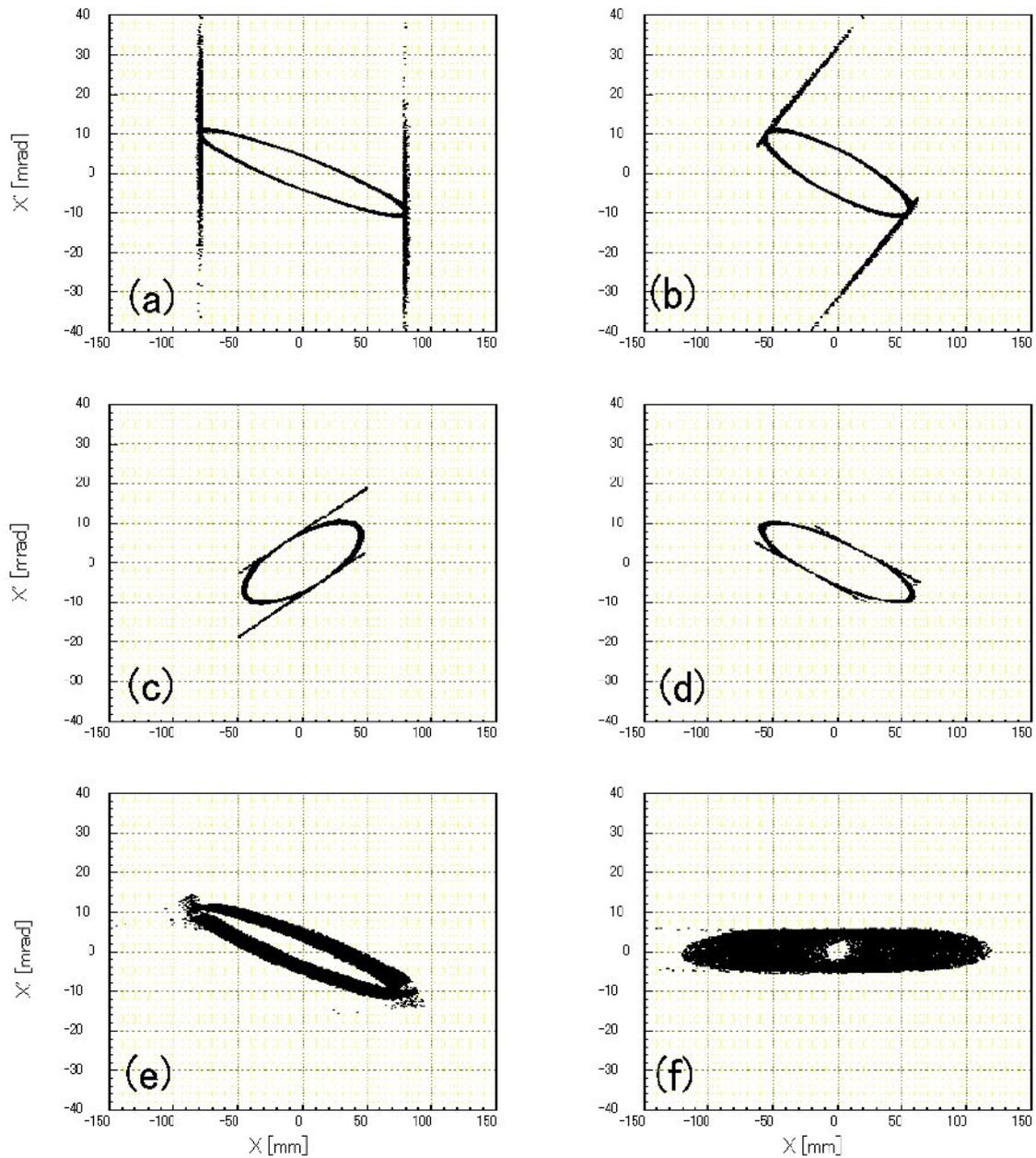


図 3.13: 位相空間での散乱粒子の運動

ここでは水平方向のコリメータのみ考慮している。図はそれぞれ次の場所での位相空間分布を表している。(a) プライマリーコリメータ散乱直後 (b) 最初のセカンダリーコリメータ (c) 3 台目のセカンダリーコリメータ (d) 5 台目 (最後) のセカンダリーコリメータ (e) 偏向電磁石 2 台通過後の四極電磁石 (f) コリメータ通過後最初の Dispersion 最大位置

### 3.6 位置エラーの影響

次に、コリメータの位置設定に対するエラーがどの程度影響するか評価を行なった。プライマリーコリメータの位置エラーに関しては、前節で述べた Acceptance 比の減少に直結する。例として、実際の位置が設定値に対して 1mm ずれていた場合を考えると、他の機器が持つ  $486\pi\text{mm-mrad}$  の Acceptance に対する Acceptance 比は 4% 減少もしくは増加する。コリメータを  $324\pi\text{mm-mrad}$  に設定し、その設定値に対して 1mm 出っ張っていた場合、ビームエミッタンスとしておよそ  $13\pi\text{mm-mrad}$  余計に削ってしまうことになる。また、逆に 1mm 引っ込んでいた場合、前節の結果からコリメーション効率が縦方向 Halo のコリメーションにおいて最大 3.5% 悪化し、それだけビームロスがコリメータ以外の所にばら撒かれる事になる。

一方、セカンダリーコリメータの位置エラーの影響は、出っ張りすぎの場合と引っ込み過ぎの場合で、それぞれ次のように考えられる。出っ張りすぎの場合には、本来最初にプライマリーコリメータに当たって大角度散乱を受けた粒子がセカンダリーコリメータに吸収されるはずが、浅い角度でいきなりセカンダリーコリメータに当たってしまう。そのため、Halo 粒子が吸収される前に飛び出してしまう可能性が上がり、コリメーション効率が低下すると考えられる。引っ込み過ぎの場合には、プライマリーコリメータで小さな散乱しかおこさなかった粒子がセカンダリーコリメータに当たらずに後ろへ逃げてしまう可能性が上がり、やはりコリメーション効率が低下すると考えられる。そこで、実際エラーがあった場合にどの程度コリメーション効率が低下するかシミュレーションで評価した。この計算では、セカンダリーコリメータのエラーは位置およびビーム進行方向に対する回転のエラーを考慮している。位置に関しては、ビーム中心に対して全てのコリメータが上方向およびビーム進行方向に見て左方向にそれぞれ誤差を持っていると仮定した。回転のエラーは上下左右全てのコリメータがビーム中心を軸として同じ方向に回転していると仮定している（図 3.14 参照）。また、COD のソースとして四重極電磁石の中心に対するアライメントエラーも入れてあり、リング一周内で最大 3mm の COD が発生するように設定して評価を行った。このような条件で、横方向 Halo のコリメーションを行った際のコリメーション効率の変化の様子を図 3.15 に示す。図より判るとおり、セカンダリーコリメータに関しては 1mm 程度の位置誤差があってもコリメーション効率にはそれほど影響を与えない事が判る。3mm 程度の誤差があると、明確にコリメーション効率は下がるが影響としては 1% 以下で済む。5mm の誤差があると、影響が大きくなり 1% 以上コリメーション効率が悪化する。一方、回転方向のエラーに関しては 5 度程度回転していてもコリメーション効率にはあまり影響を与えない事が判った。

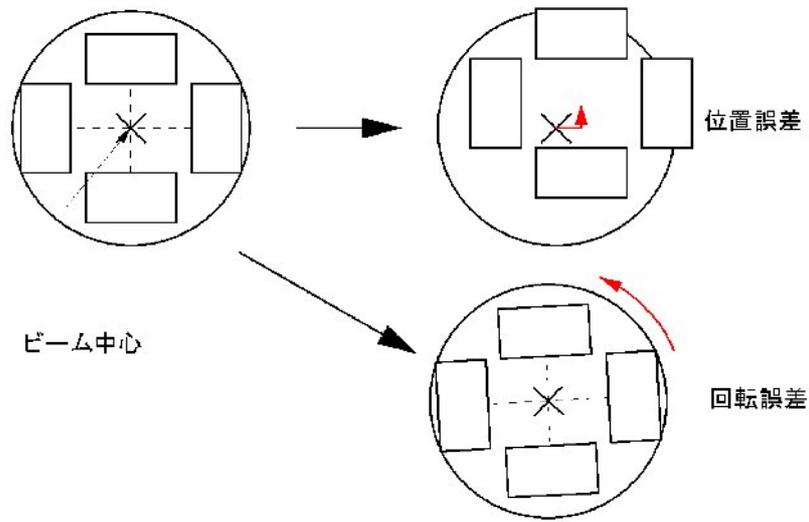


図 3.14: コリメータの誤差

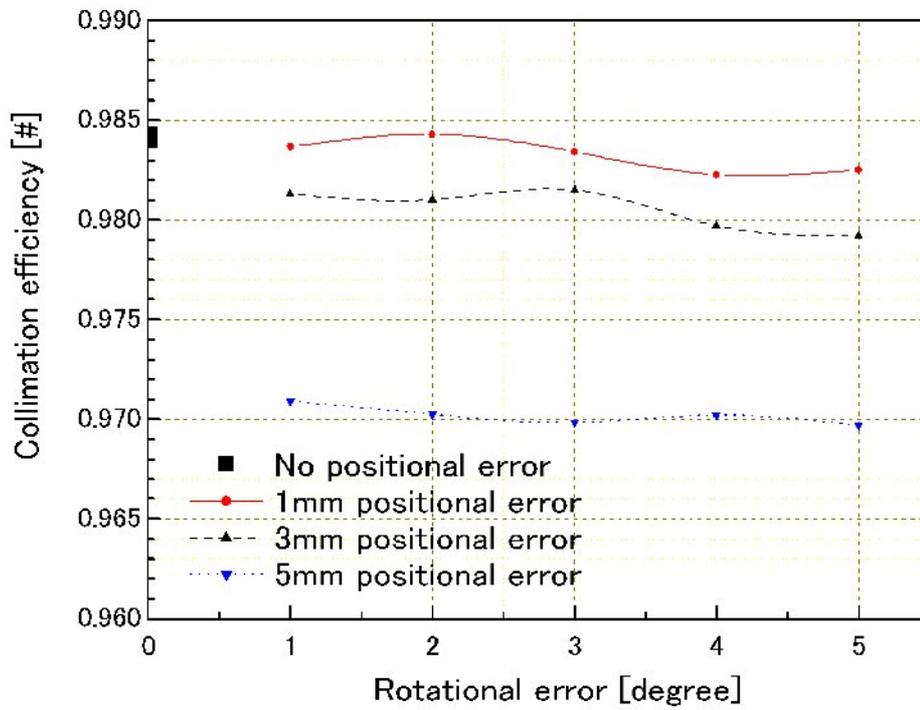


図 3.15: エラーの影響

### 3.7 インパクトパラメータ依存性

ここまでの評価では、Halo の分布としてある幅の中に一様に分布しているようなモデルを仮定して行ってきた。しかしながら、実際の Halo 分布はエミッタンス増加速度に強く依存する。もしビーム電流が小さく空間電荷効果や不安定性が起り辛い状態であれば、エミッタンス増加速度は非常に小さく、Halo 粒子はプライマリーコリメータのごく浅い領域にしか当たらないであろう。その反対に、例えば3次の構造共鳴のような強い共鳴線に引っかかり易い Operation Point で加速器の運転を行えば、エミッタンス増加の速度が大きくなり、Halo 粒子はプライマリーコリメータの比較的深い位置に当たると考えられる。特に、コリメータに対して浅く当たる場合には、ビーム軸方向に最後までコリメータと相互作用せずに、途中で逃げてしまう可能性がある(図 3.16)。ここで、プライマリーコリメータのエッジから Halo 粒子が当たった位置までの距離をインパクトパラメータと呼ぶ。ここでは、このインパクトパラメータを変化させることで、エミッタンス増加速度に対するコリメーション効率の依存性を調べる。

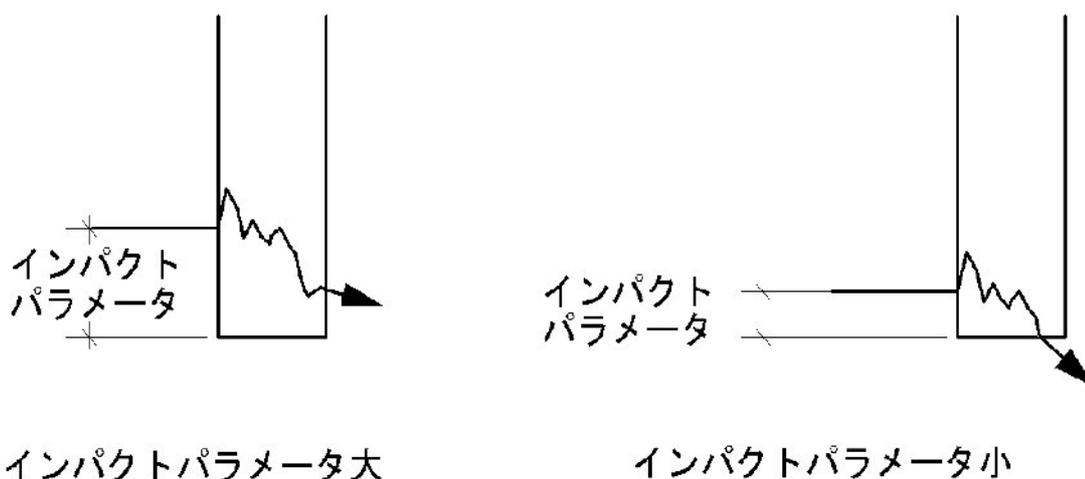


図 3.16: インパクトパラメータ

図 3.17 に横方向 Halo に対するコリメーション効率のインパクトパラメータ依存性のシミュレーション結果を示す。コリメーション効率は、インパクトパラメータが非常に小さい ( $< 0.3\mu\text{m}$ ) か、もしくはある程度以上大きい ( $> 20\mu\text{m}$ ) 場合には良好であるが、インパクトパラメータがこの間にある時に極小値を持つ事が判った。

そこで、この傾向が何に拠るのかを調べるために、コリメータ通過時の平均の散乱角度およびエネルギー損失に関して調べた。また、同時にプライマリーコリ

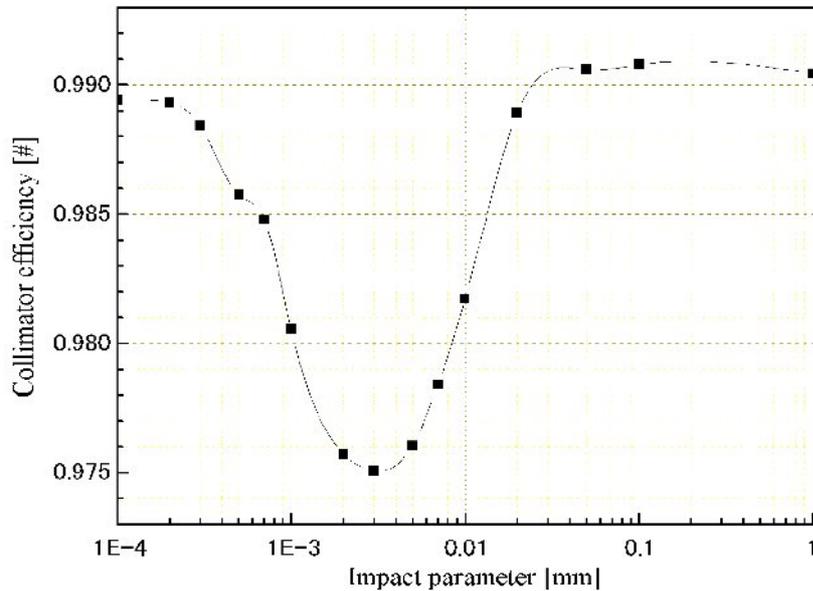


図 3.17: インパクトパラメータの影響

メータを通過後平均何ターンで最終的にロスするかも確認した。図 3.18 に水平面および垂直面内に射影した rms 散乱角度を、また図 3.19 に平均のエネルギー損失量を示す。インパクトパラメータが小さい場合には、前述の通りビーム軸方向に最後までコリメータと相互作用せずに途中で逃げてしまう確率が高いため、rms 散乱角度が小さな値となっている。インパクトパラメータが大きくなるにつれて rms 散乱角度も大きくなっていくが、 $30 \sim 40 \mu\text{m}$  で一定値となりそれ以上は増加しない。これは、インパクトパラメータが  $30 \sim 40 \mu\text{m}$  以上であればほとんどの粒子は途中で逃げることなくコリメータを通過しきるまで相互作用する事を示している。図 3.19 の平均のエネルギー損失量に関して、同様の傾向が見られる。

図 3.20 に、プライマリーコリメータに当たって散乱されてから最終的にロスするまでの平均のターン数を示す。このターン数は、インパクトパラメータを  $0.1 \mu\text{m}$  から大きくしていくと増加するが、 $1 \mu\text{m}$  程でピークを持ちそれ以降減少する。ただし  $30 \mu\text{m}$  程度で 2 を切り、それ以降はほとんど変動しない。

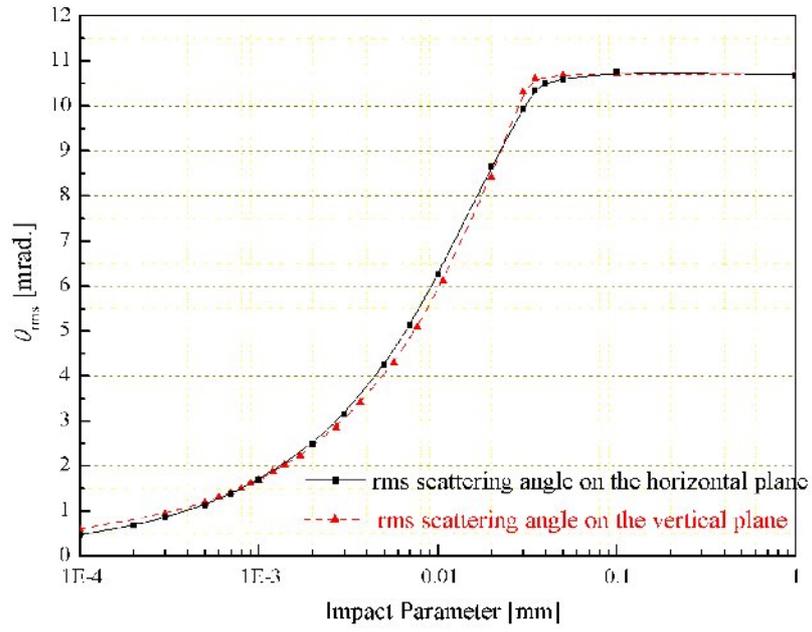


図 3.18: rms 散乱角度

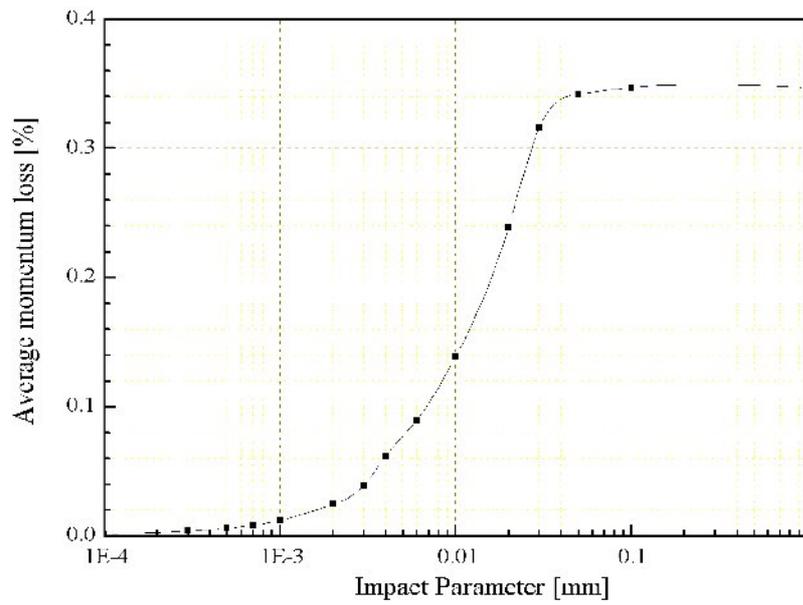


図 3.19: 平均エネルギーロス

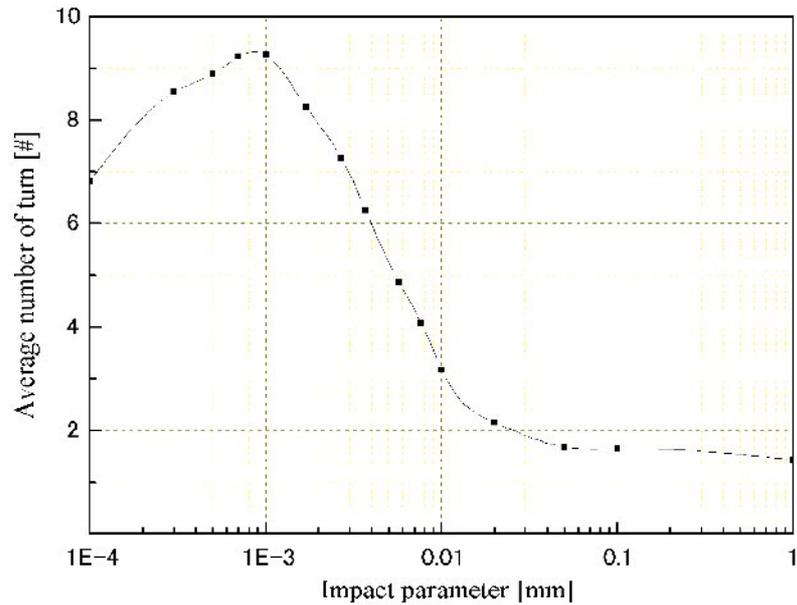


図 3.20: プライマリーコリメータに当たった後の平均周回数

これらの結果から、インパクトパラメータの大きさによりビームロスのみカニズムに次のような違いがある事が判る。

1. インパクトパラメータが  $1\mu\text{m}$  以下の場合、rms 散乱角度および平均のエネルギー損失は非常に小さいため、Halo 粒子は一度の散乱ではセカンダリーコリメータおよび他の機器にぶつからず、プライマリーコリメータに複数回当たる事で徐々に振幅を増加させる。そのため、最初にプライマリーコリメータに当たってから最終的にロスするまでに最大で 10 ターン程度を要する。
2. インパクトパラメータが  $1\mu\text{m}$  から  $30\mu\text{m}$  程度であった場合、一回の散乱で大きな振幅を得る確率が上がる。そのため、プライマリーコリメータに当たってからロスするまでのターン数はインパクトパラメータが  $1\mu\text{m}$  以下の場合と比較して減少するが、それでも平均して数ターンは周回する。ここで、一度散乱された後の軌道をさらに詳細に確認すると、それら散乱粒子は横方向のエミッタンスで  $500\pi\text{mm-mrad}$  程度の位置に存在する確率が高い事が判明

した。それらの粒子は再びプライマリーコリメータに当たる前にコリメータの次に Acceptance の狭い ( $486\pi\text{mm-mrad}$ . ギリギリの設計である) キッカー電磁石やバンブ電磁石でロスし易く、そのためにコリメーション効率の低下が起こっている。

3. インパクトパラメータが  $30\mu\text{m}$  以上であった場合、プライマリーコリメータに当たってからロスするまでのターン数は2を切っている。これはすなわち、大半の粒子は大きな散乱を受け、直後のセカンダリーコリメータでロスしている (この時散乱を受けてからのターン数は1) 事を示している。

この様に、エミッタンス増加速度がコリメーション効率に影響を与える事が判った。実際の Operation では、エミッタンス増加速度をコントロールできない場合には、コリメータを狭め、Acceptance 比を大きくしコリメーション効率を上昇させる事でエミッタンス増加速度の変化に対応可能である。



## 第4章 機器設計

### 4.1 機器設計概要

ビームコリメータの機器設計でもっとも重要な点は、出来る限り放射線に強い部品を使用することで交換頻度を下げ、さらに仮に故障が発生した場合には被爆を避け容易に交換の出来る構造とすることである。そこで、本章ではまず発生する放射線量の評価方法および結果を示し、次に上記要求を満たすビームコリメータ装置の研究開発項目に関して述べる。また、ビームコリメータは積極的にビームを当てる機器であるため、二次電子の放出が懸念される。そのための真空処理方法に関して述べる。図 4.1 に本研究で設計したビームコリメータシステム機器図面と開発項目を示す。

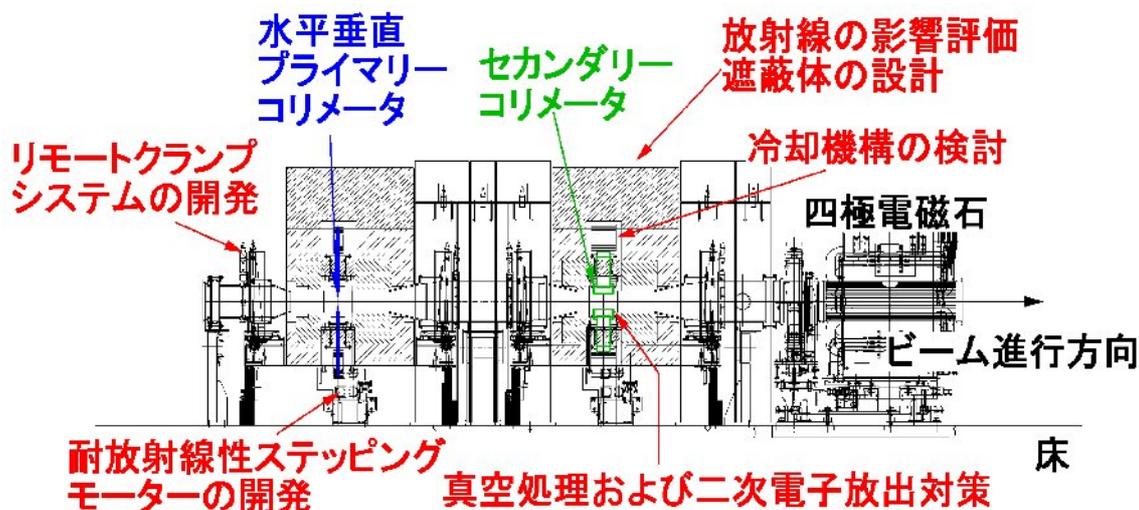


図 4.1: ビームコリメータシステム機器図面

図中、放射線の影響評価と遮蔽体の設計、冷却機構の検討、二次電子放出対策に関しては、本章にて述べる。リモートクランプの開発、耐放性ステップングモーターの開発、冷却機構検討の一部、真空処理に関しては、Appendix にまとめる。

## 4.2 MARS コード

第3章3節図3.7の結果から、1台のコリメータで吸収する Beam Halo はおよそ 1.2kW と見積もられる。実際にこれだけのビームがコリメータに集中すると、コリメータおよびその真空容器では大量の即発放射線および残留放射能が発生する。第1章でも述べたとおり、ビームコリメータシステムの設計として、コリメータ自身の交換頻度をできる限り下げ、また仮に交換する必要ができた場合や、隣接する他機器の保守等でコリメータの近傍で作業する必要ができた場合に、作業者の被曝量を低減するため、コリメータで発生する放射線の影響をできる限り減らす事が重要である。これら放射線の影響を低減させる手段としては、コリメータとその真空容器を鉄、コンクリート等で作られた遮蔽体で覆い、その遮蔽体によって放射線を減衰させる方法が考えられる。そこで、コリメータおよび真空容器に必要な遮蔽構造の検討を MARS コード [57, 58] を用いて行った。MARS コードは、物質中での3次元ハドロンカスケードを最大 30TeV までのエネルギー範囲でシミュレーションするモンテカルロコードである。ハドロンカスケードとは、強い相互作用をする素粒子（ハドロン）である陽子、反陽子、中性子、中間子等が高いエネルギーを持って物質に入射した際に、物質を構成する原子核と相互作用し原子核から複数のハドロンを弾き出し、それらハドロンがまた他の原子核と相互作用していく一連の連鎖反応の事である。ハドロンカスケードの過程では、主に次のような相互作用が発生していると考えられている。

### 1. 核内カスケード

原子核に入射したハドロンが核内の核子と衝突し、弾かれたハドロンおよび核子がさらに連鎖して衝突を繰り返す現象である。

### 2. 蒸発

核内カスケードにより核子を放出した原子核が、励起状態から基底状態に遷移する際に数 MeV 程度のエネルギーを持った中性子を等方的に放出する現象である（陽子や  $\alpha$  粒子、 $\gamma$  線も低い確率で放出）。

### 3. 高エネルギー核分裂

ウラン等の重い核種の場合、高エネルギー陽子が入射すると核分裂を起こす可能性がある。この過程は上記蒸発過程と競合過程にある。

### 4. 崩壊

核内カスケードにより放出された  $\pi$  中間子や K 中間子は、寿命が短いためカスケード中に  $\gamma$  線やミュオン、電子、陽電子に崩壊する現象である。

### 5. ハドロン電磁カスケード

ハドロンカスケードの各過程において生じた高エネルギーの電子、陽電子、 $\gamma$ 線により電磁カスケード（電子もしくは陽電子の制動放射と $\gamma$ 線による電子対生成が繰り返される事で、エネルギーを減じながら数を増やしていく過程）を生じる現象である。

ハドロンカスケードの概念を図 4.2 に示す。

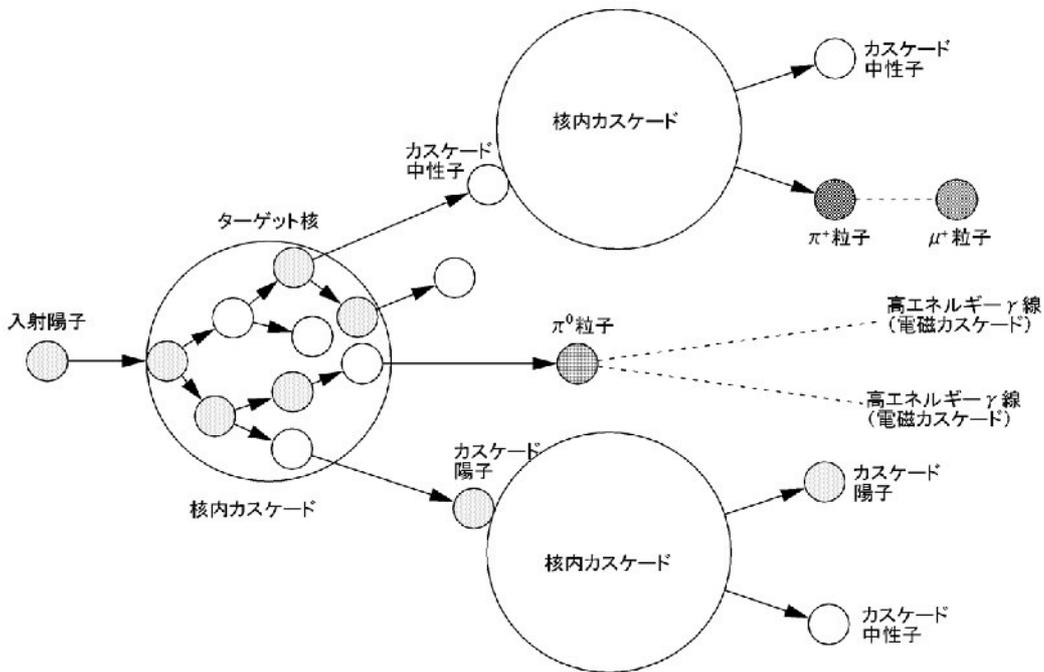


図 4.2: ハドロンカスケード

上記過程によるハドロンカスケードの計算には、大きく分けて「核内カスケードモデル」と「粒子生成モデル」の2つのモデルによるアプローチがある。核内カスケードモデルとは原子核を核子の集まりであると見なし、入射粒子と核子あるいは核子同士の2体衝突反応として近似する方法である。一方の粒子生成モデルでは、相互作用によって生成される二次粒子をそれぞれに対応した断面積を用いて評価する方法である。MARS コードでは、粒子生成モデルを用いて評価を行っており、ハドロン - 原子核の相互作用断面積には、5GeV 以上で半理論式が、5GeV 以下で Sychiev の式を改良したものが用いられている。ハドロンカスケードの平均的な発達を求めるために、相互作用によって発生した全ての生成粒子のうち1~2個を追跡し、計算結果に大きく寄与する粒子を優先的にサンプリングする方法 (Leading Particle Biasing) が採用されている。サンプリングされた粒子には各々の反応における平均二次粒子生成数やエネルギー保存、統計的なバランスを考慮

した統計的重みが与えられる。このため、核内カスケードモデルを用いたコードに比べ計算速度が速く高エネルギーの計算や深層透過計算には有利である。また、MARS コードでの計算にはミューオンやニュートリノ、低エネルギー中性子の生成・物質内輸送、さらには電磁カスケードも含まれるため、1つのコードで包括的な情報を得ることができる。MARS コードは、旧ソ連で古くに開発された計算コードを原型としており、現在は米国 Fermi 国立研究所で開発が続けられている。このコードは、大型加速器リングや衝突型加速器におけるビームロスや粒子衝突によるハドロン電磁カスケードの影響を評価することを主目的として開発されており、曲がったビームラインの複雑な形状の模擬やマグネットにおける磁場の設定ができ、ビームラインに沿った放射線分布を詳細に算出することが可能である。なお、J-PARC 3GeV RCS では、ここで述べるコリメータ単体の設計だけでなく、3GeV RCS の主たる機器全てとコリメータを含めた全ての想定ビームロスを入れた計算を行うことにより、即発放射線による影響を外部に漏らさないためトンネル壁に必要な遮蔽厚の設計も MARS コードを用いて行われている [59, 23]。

### 4.3 遮蔽設計と放射線量評価

MARS コードで評価を行うためには、放射線源の情報および計算を行なう体系の定義が必要である。放射線源としては、STRUCT コードで計算されたロスする直前の Halo 粒子の座標、方向とエネルギーを受け取り線源としている。体系に関しては、真空容器等を MARS コード内で定義し、それに合わせて外側の遮蔽体の構造を調整した。ISIS では、遮蔽体の構造としてはコリメータ真空容器から数 m 離れた所に駆動機構を設け、それら全体をコンクリートの壁で囲う形をしており (図 4.3 参照)、RCS でも検討の初期段階では真空容器とは独立した衝立状の遮蔽体を想定していた。しかし、コリメータのメンテナンスを考えたとき、作業時に衝立を外して、1kW のロスが発生している装置に直接接触することは線量的に不可能である事が簡易評価で判明した。そこで、真空容器のすぐ外側を遮蔽体で覆い、交換時は遮蔽体ごと取り扱う方針で設計を進めた。

遮蔽体の構造材、形状に関して、機器設計とすり合わせを行いながら、幾つかの構造に関して比較を行い、最終的には鉄とコンクリートのハイブリッド構造とした。最終的な遮蔽体の構造に関して、図 4.4 に設計図および計算で組上げた体系の比較を、また、MARS コードで作成した計算体系の断面図を図 4.5、4.6 に示す。

MARS コードで作成した断面中で、真空容器内部 (図中白色) に配置された4つのコリメータブロック (青および紫) の外側を、300mm の鉄遮蔽 (図中黄色および黄緑) で覆い、さらにその外を 800mm のコンクリート遮蔽体で覆うハイブリッド構造とした。これは、遮蔽体の内側を密度が大きく  $\gamma$  線への遮蔽効果の高い鉄、外側を放射化し辛いコンクリートとする事で特に残留放射線の影響を下げる事を目的としている。

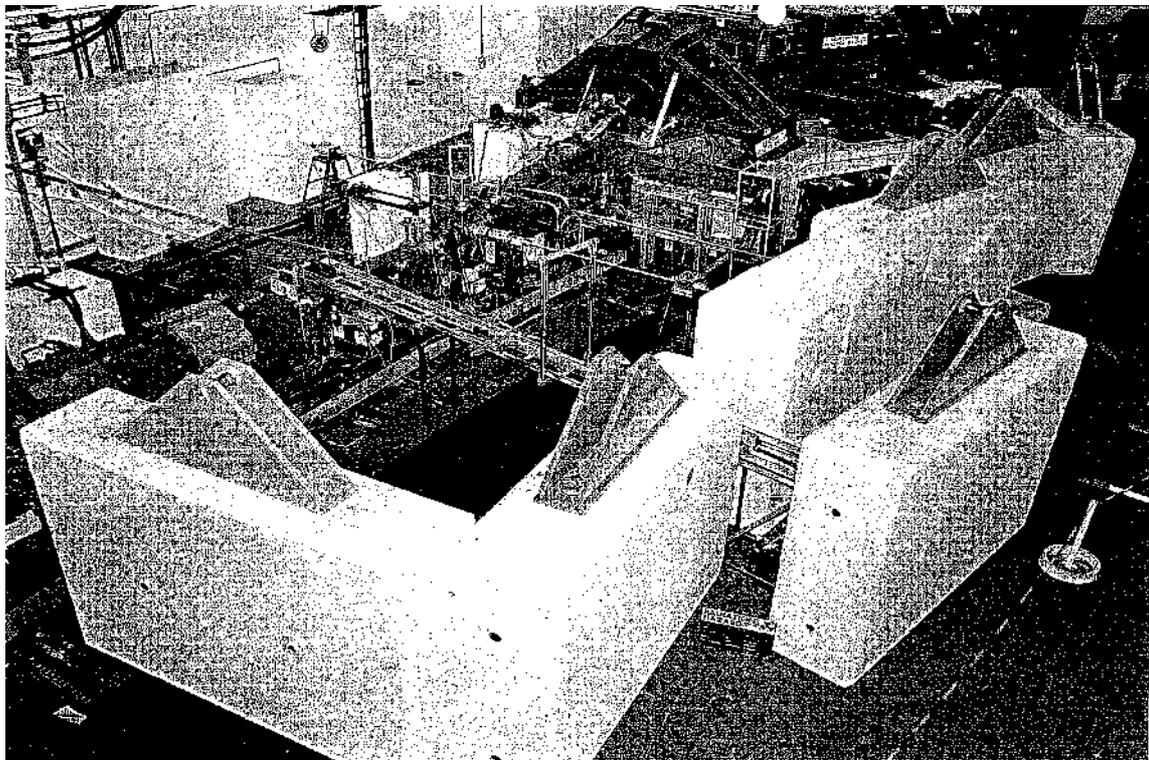


図 4.3: ISIS のコリメータ遮蔽体



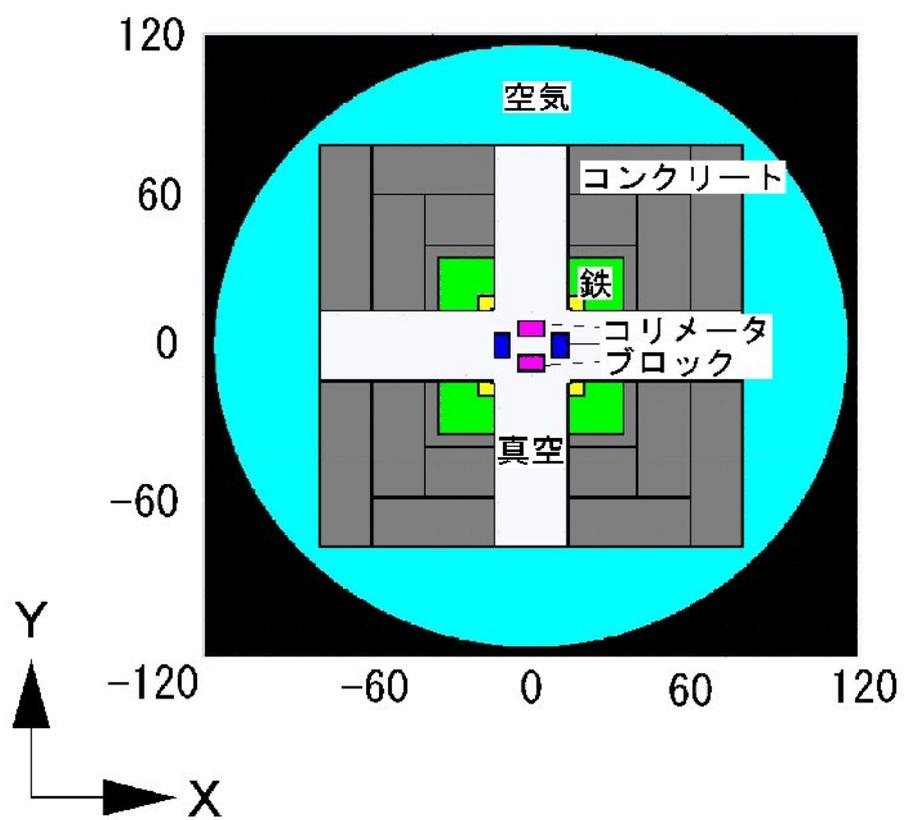


図 4.5: 計算体系断面図

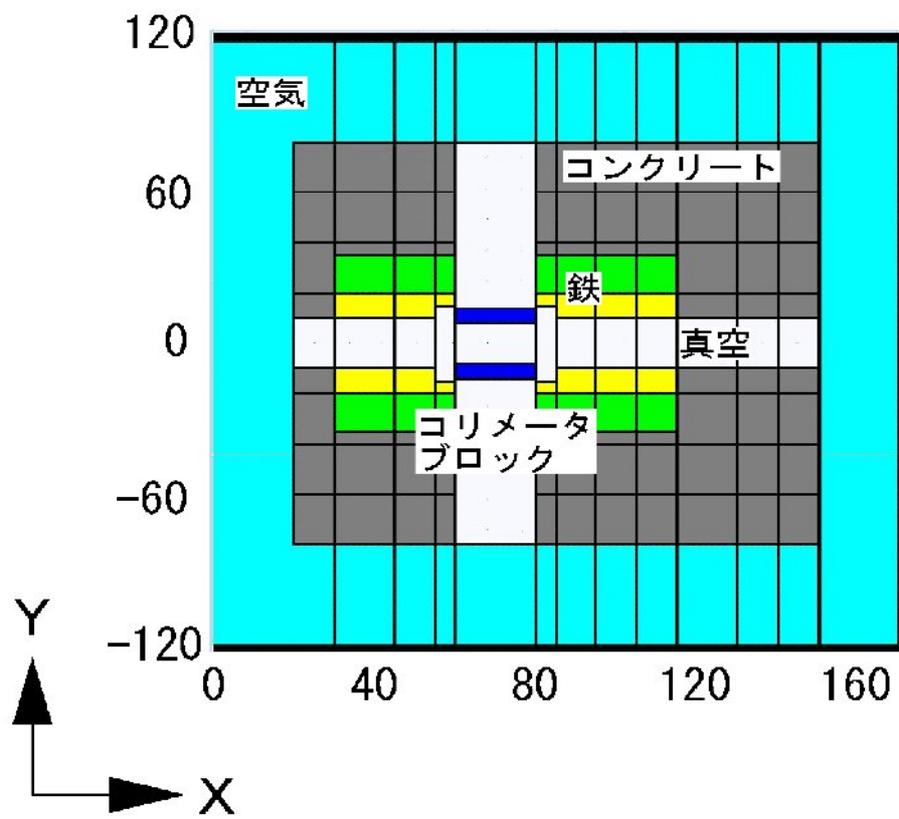


図 4.6: 計算体系側面図

この体系で、コリメータブロックに陽子を入射した際のハドロンカスケードの様子を図4.7に示す。陽子（黒線）がコリメータ内部で散乱・減衰されながら二次粒子である中性子（緑）や $\gamma$ 線（ピンク）を発生し、それらがさらなる中性子や $\gamma$ 線を生成している。計算条件としては、ビーム強度1.2kW相当として100万発分の陽子分布を作成し、それを用いて評価を行った。図4.8にビーム運転中の即発放射線量を、図4.9に残留放射線量の評価結果を示す。即発放射線に関しては、ビームを調節受け止めるコリメータブロックで $2 \times 10^5 \text{mSv/sec}$ と非常に高い線量であるのに対し、コンクリート遮蔽体の外側では数十  $\text{mSv/sec}$  以下まで減衰されている。また、残留線量評価結果に関しても同様で、1ヶ月連続運転～1日冷却後の残留線量としてはコリメータブロックで数  $\text{Sv/hr}$  以上の非常に高い線量であるのに対し、コンクリート遮蔽体の外側では数百  $\mu\text{Sv/hr}$  以下に低減されている。第一章で述べたKEK PSのように、1回の作業での被曝許容限度を  $300 \mu\text{Sv/hr}$  とするならば、遮蔽体の無いむき出しのコリメータでは直近での作業時間は1秒も取れないが、遮蔽体の外側であれば1時間程度は作業可能である。

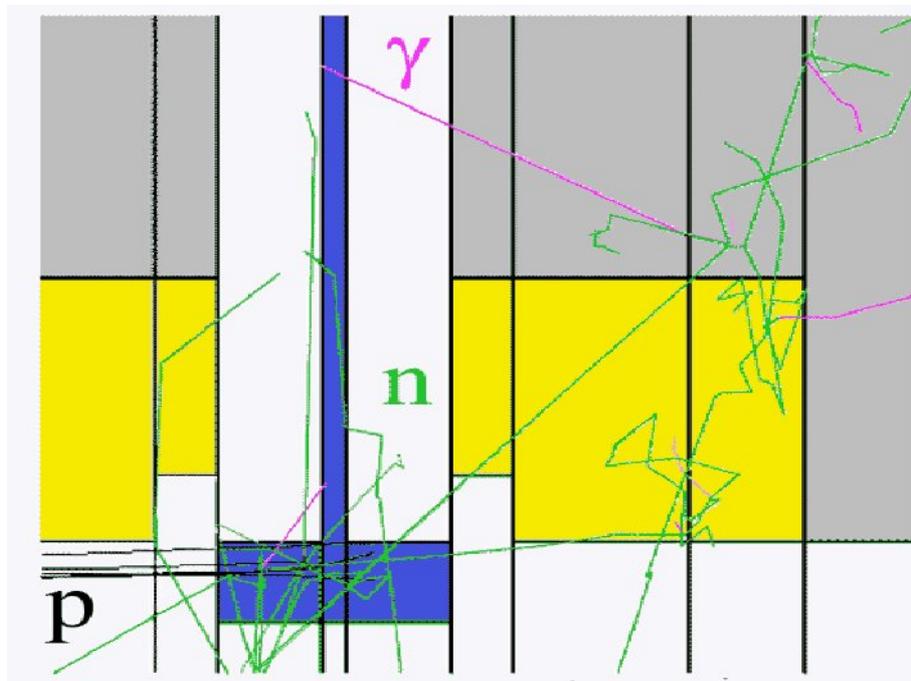


図 4.7: コリメータブロックに陽子が入射した際の粒子のトレース

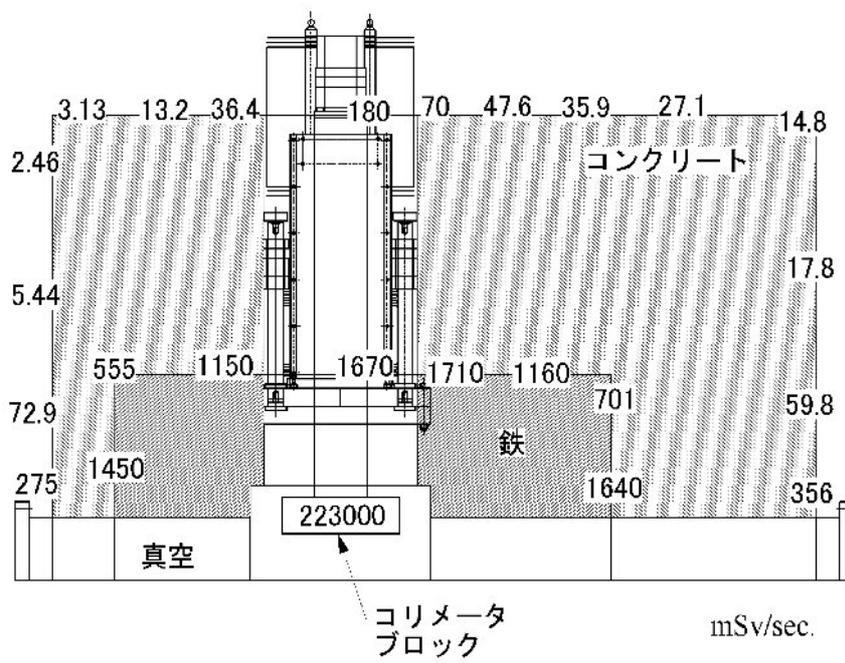


図 4.8: コリメータ遮蔽体における即発放射線量 (等価線量)

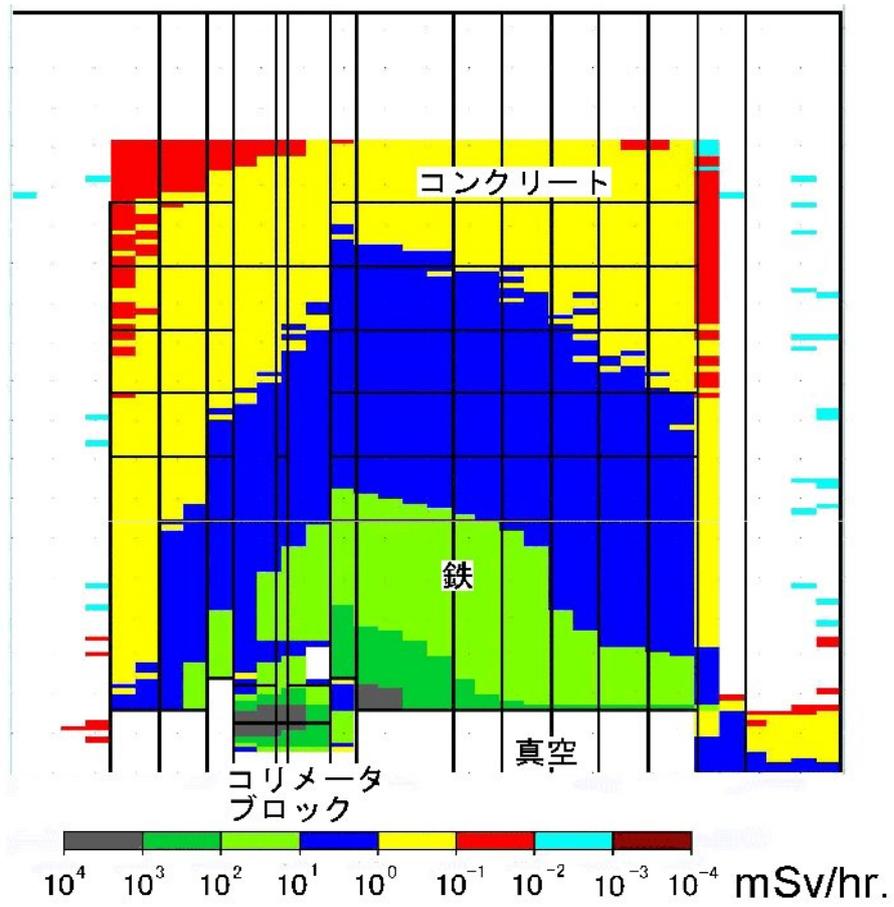


図 4.9: コリメータ遮蔽体における残留放射線量 (等価線量)

## 4.4 冷却システム検討

### 4.4.1 概要

STRUCTによるシミュレーションの結果より、最もビームが集中するコリメータでは1.2kWのビームロスが見込まれている。この熱は、上下左右のコリメータブロックに吸収される事になる。より詳細な解析を行い上下左右の最大熱量を評価すると、上下方向のブロックでは各320W、左右方向では各540Wのビームロスが発生している事が判った。そこで、これらのビームロスにより発生する熱の除去方法を検討した。検討の前提条件として、循環系の冷却水は使用しない方向で検討を開始した。これは、以下の点を考慮した結果である。

1. 循環系の冷却水をコリメータで使用すると、冷却水の放射化量が飛躍的に増大し、処理が難しくなる
2. 冷却水を使用すると、コネクター接続作業が発生し、保守作業手順が増える
3. 上記作業手順を無くす為には、リモートカップラ等の開発項目が別途必要
4. 水漏れの可能性が発生する

水冷を使用しないためには、冷却は空冷を採用し、真空容器内部のコリメータブロックから熱を真空外の気中に放熱する必要がある。そこで、ビームコリメータシステムでは当初ヒートパイプを使用する方向で検討を進めた。ヒートパイプとは、金属のパイプ（一般的には銅を使用）中に冷媒（一般的には水）を入れ減圧して封じ切り、パイプの冷媒が溜まっている側を熱源に接触させ、その反対側を冷却（通常は放熱フィンを取り付けて空冷）することでその内部の冷媒の気化によってパイプ発熱部より熱を取るといった装置である。パイプの熱伝導性は上記通常の仕様の物で銅の数千倍にもおよび、通常の熱伝導を用いた冷却と比べ、コンパクトで非常に効率のよい冷却を行う事ができるのが特徴である。しかしながら、この内部の冷媒の気化熱で熱を移動させるという機構から、放射線によって内部の気体・液体の状態が変化した際にはその機構が失われる懸念がある。また、それ以外にも内部金属の放射線による腐食促進、およびそれらの効果が合わさることによる管の破砕などが危惧される。そこで、ヒートパイプへの放射線の影響を、 $\gamma$ 線照射中の熱輸送の測定、および照射後の内部気体の分析により確認した[60, 61]。

その試験結果より、ヒートパイプは放射線に対してそれほど強くなく、数十kGyで熱伝導率が急速に悪化する事が判った（詳細はAppendix B参照）。そこで、コリメータシステムでは銅を熱伝導体として十分な冷却が可能か評価を行った。評価は有限要素法を用いた熱構造解析コードANSYSを用いて行った。銅はヒートパイプと比べて格段に熱伝導率が低いので、コリメータの冷却に必要な十分な断面積を確保する必要がある。そこで、ANSYSを用いて銅熱伝導部の形状最適化を図つ

た。評価で用いた各パラメータを表 4.1 に、また ANSYS で用いたモデル図の例を図 4.10、4.11 に示す。

表 4.1: ANSYS 計算パラメータ

	密度 $kg/m^3$	比熱 $J/kg \cdot K$	熱伝導率 $W/m \cdot K$	輻射率 -
銅	8900	419	372	0.2
SUS304	7930	493	16.3	0.2

その他：空気の熱伝達係数： $10W/m^2 \cdot K$

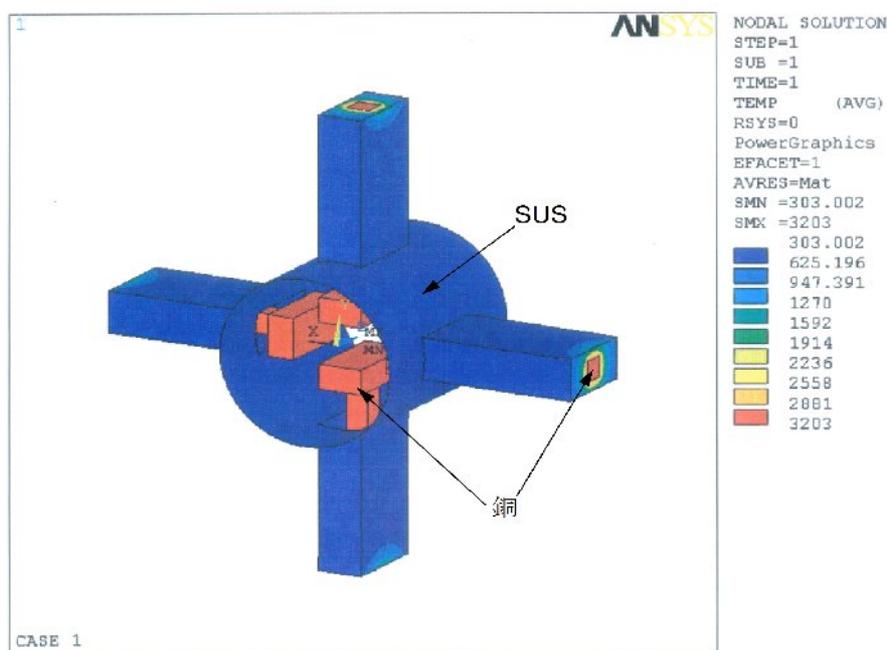


図 4.10: ANSYS 評価モデル 1

これらの評価では、各ブロックに均等に 400 W の入熱があるものとして評価を行っている。モデル 1 では、真空外に熱伝導体を伸ばさず、SUS 容器に溶接した状態を模擬している。モデル 2 では、50mm 角の熱伝導体を真空外に伸ばし、先に冷却フィンをつけている。モデル 1 では熱がほとんど逃げないため、コリメータは 3000 K 以上の高温になっている。モデル 2 では、熱伝導体とその先のフィンによってかなりの熱が真空外に逃げている事が判る。コリメータの上限温度としては、コリメータ構成部品のうち最も温度に弱い RF フィンガーコンタクトの耐熱温度 150 度に設定した。RF フィンガーコンタクトとはコリメータブロックが真空容

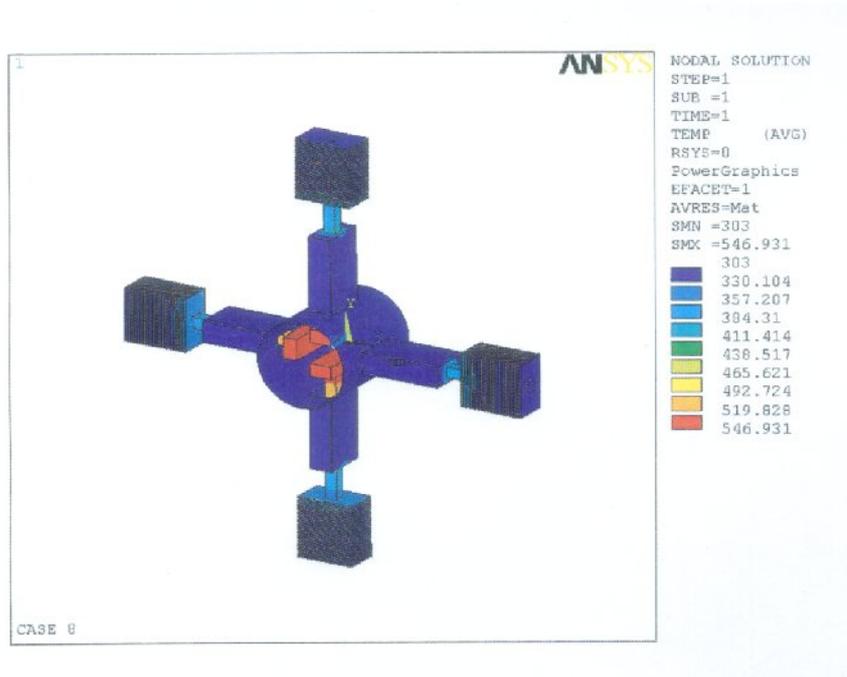


図 4.11: ANSYS 評価モデル 2

器と電氣的に滑らかにつながる様にブロックと真空容器の間に入れられたベリリウム銅のばね板である。この条件で、さらに熱伝導体の断面積を大きくして、入熱条件としてはビームロス分布評価結果に余裕を見て上下で 400W、左右で 700W の入熱があるとして必要な寸法を求めた。図 4.12、4.13 に最終的に決定した断面形状を示す。最終的には、コリメータブロックと同じ断面積 (100×200mm) 程度の銅熱伝導体を使用すれば、コリメータブロックの温度を 150 度以下に抑える事ができる事が判った。

#### 4.4.2 実機試験

ANSYS での評価結果を元に先行機を作成し、実際に真空中で熱負荷をかけて設計通りの除熱性能があるか確認を行った。試験時は加熱前に  $10^{-5}$ Pa 程度の真空とし、真空内の下部コリメータブロックに取り付けたヒーターに熱を加えて、ブロック表面と真空外の冷却フィンの温度を熱電対により測定した。試験時は、冷却フィン周辺の空気の流れを使用時と併せるために周辺の遮蔽体を全て取り付けられた状態で行った。この試験結果を図 4.14 および図 4.15 に示す。試験結果より、400W 入熱時 (図 4.14) は上限温度 150 度以下を達成できたが、700W 入熱時は 150 度を超えてしまった。そこで、送風ファンをフィンの真下に置き強制空冷を行ったところ、120 度以下まで温度を下げる事ができた (図 4.15)。そこで評価上特に温度が

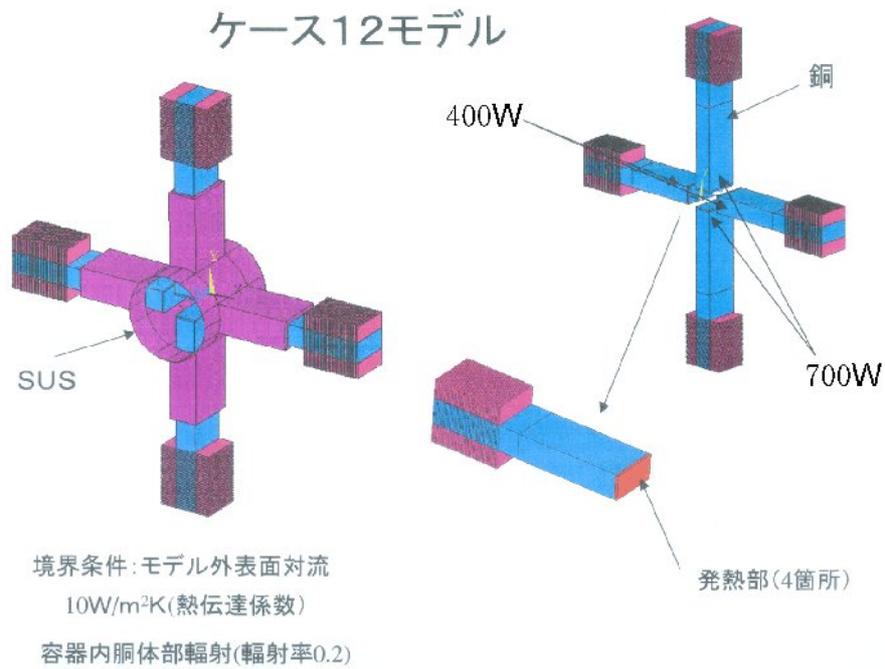


図 4.12: コリメータ熱解析モデル図

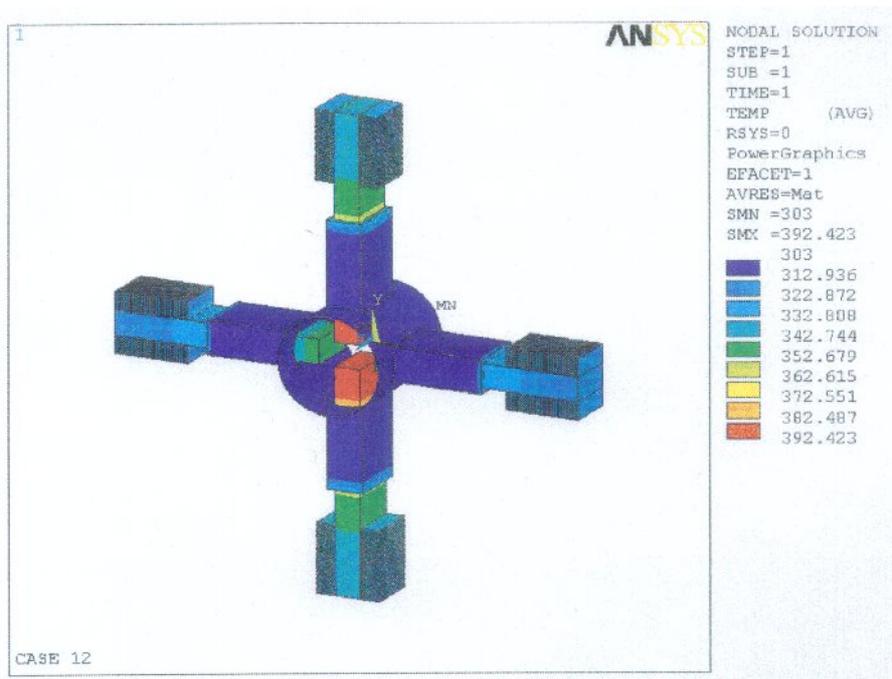


図 4.13: コリメータ熱解析結果

上がりそうな箇所には、送風ファンを取り付けるよう設計を見直し、冷却システムを構築した。

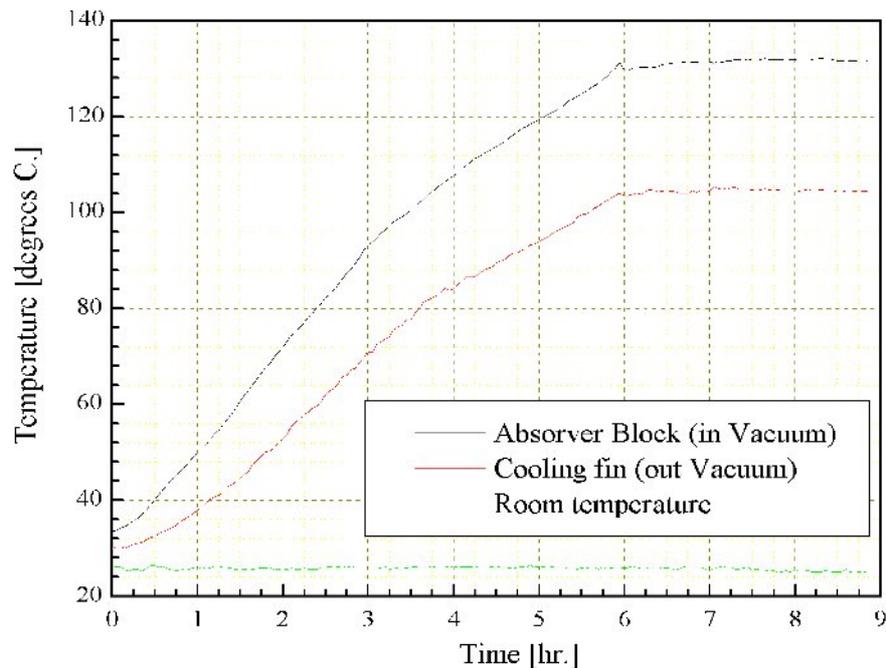


図 4.14: 400W 入熱時の温度変化

### 4.4.3 他機器故障発生時のコリメータでの発熱

ここまでは、定常的に発生する 1.2kW の Beam Halo に対する発熱とその対策に関して検討を行った。次に、加速器構成機器の突発的な故障がコリメータに与える影響について検討する。RCS で考えられる突発的な故障としては、次のような物が挙げられる。

1. 各電磁石の誤動作
2. 加速高周波の喪失
3. 真空破壊

このうち、

1. 各電磁石の誤動作

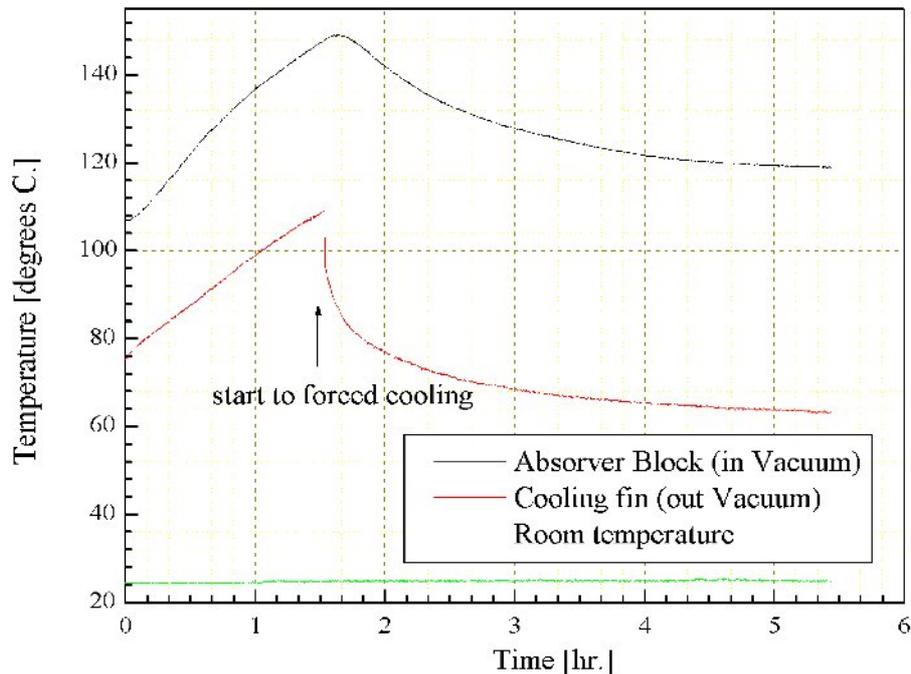


図 4.15: 700W 入熱時の温度変化 (強制冷却時)

に関しては、さらに電磁石の種類毎に

- a 入出射系パルス電磁石のミスファイヤー、補正電磁石のエラー
- b 偏向、四重極電磁石電源故障

に分けられる。以下、各事故時に想定される状況を考える。

- a 入出射系パルス電磁石のミスファイヤー、補正電磁石のエラー
 

入射用バンブ電磁石および出射用キッカー電磁石のミスファイヤー、補正電磁石のエラーがこれに相当する。これらの事象は、周回軌道中心の COD の増加を引き起こす。この場合、コリメータから見た実効的なビームエミッタンスが急激に増大する。
- b 偏向、四重極電磁石電源故障
 

偏向、四重極電磁石の電源は各ファミリー毎の共振電源で構成されているため、それら電源に問題が生じた場合にも、すぐに電流 = 磁場が消失する事は無く、問題が発生したファミリーの電流が徐々に下がっていき次第に他との同期が取れなくなっていく。そのため、ビームは 25Hz の周期内で徐々に広がって行き、連続的にコリメータによって削られる。

## 2 加速高周波の喪失

空洞の問題発生による加速高周波の喪失も、磁場とビーム運動量の同期が取れなくなっていく現象と考えられるため、偏向、四重極電磁石の故障と同様な現象が発生すると考えられる。

## 3 真空破壊

真空破壊に関しては、真空が破れた箇所を中心に洩れ込んだガスによってビームが散乱されてロスが撒き散らされると考えられる。リーク量がそれ程大きくない場合には、真空ブレーク直後においてはそれ程圧力が悪化せず、受ける散乱量も小さいため主にコリメータに集中してロスすると考えられる。

上記の検討結果より、RCS各機器で発生する故障のほとんどの場合において、ビームコリメータでのロスが急増し、加速ビームのほとんど全てを吸収しなければならない事が判る。実際の運転時には、MPS (Machine Protection System、機器保護システム) によって設計以上のロスが発生した場合には即座にビームが停止するが、それでも1パルス分以上のフルビームがコリメータに当たることになる。そこで、コリメータに1パルス分以上のフルビームが当たった際の発熱状態を前節と同様にANSYSで評価を行った。図4.16に1パルスのフルビームロスが1つのコリメータブロックで発生した時の温度分布を示す。

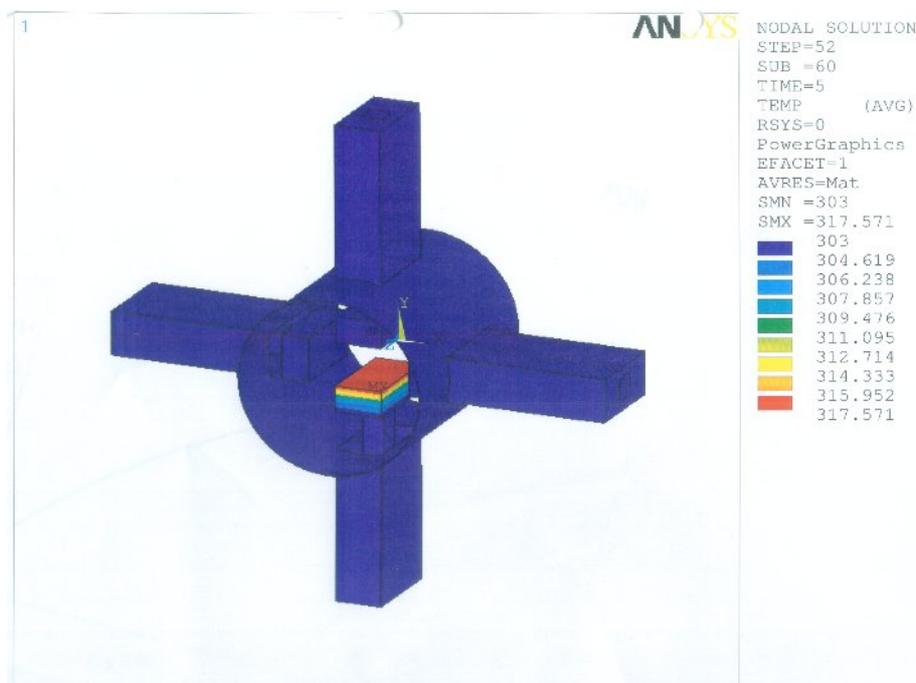


図 4.16: フルビーム1パルスロス時の発熱

ANSYSでの評価結果から、1パルス程度であればフルビームロスが発生しても温度上昇は14度程度であり、問題とはならない事が判明した。

## 4.5 二次電子抑制コーティング試験

コリメータに当たった陽子は、ハドロンカスケードを起こしながら様々な粒子を発生させる。それらの粒子の大部分は更なる反応を経て、最終的にはエネルギーを分散させ電磁カスケードとなって $\gamma$ 線と電子を大量に放出することになる。最終的に発生した比較的低エネルギーの $\gamma$ 線や電子は、真空容器隔壁に衝突した際に二次電子を発生し、真空容器内の電子密度が増加する可能性がある。それら電子が作るポテンシャルによって加速ビームが攪乱され、不安定になる事象を e-p Instability といい、これまで幾つかの加速器において観測されている [62, 63, 64]。J-PARC 3GeV RCS でも不安定性に関して評価が行われている [63, 65]。この評価では Los Alamos 国立研究所の PSR の経験から、ビーム軌道 1m 当たり発生する電子数を陽子 1 個当たり  $4.4 \times 10^{-6}$  個としており、これら電子が衝突する真空容器表面の二次電子放出率の最大値を 2.1、そのときの入射一次電子のエネルギーを 200eV としている。この条件で行われた RCS の入射時および出射時の電子雲の成長の様子を図 4.17、4.18 に示す。この評価では、RCS ではかろうじて不安定性の閾値を超えない結果となっている。しかし、ビームコリメータでは 4kW というこれまでの加速器内では考えられない大量のビームロスが発生するため、想定以上の二次電子が発生する恐れがある。RCS では、特に二次電子放出率が高いセラミックダクトや、ロスの多いビームコリメータに関しては、窒化チタン (TiN) コーティングを施す事で対策を行っている [66, 67]。TiN に関しては、二次電子放出率に関して多くの測定データが存在しており [68, 69, 70, 71, 72]、一般的には加速器真空容器として使用される物質の表面と比べて二次電子放出率が低いとされているが、絶対値に関しては膜の条件によってばらつきが存在する。そこで、その TiN コーティングに関して、実際の二次電子放出率の測定や残留ガスとの相互作用に対する安定性に関して試験を行い確認した。また、TiN 以外のコーティング皮膜として、ダイヤモンドライクカーボン (DLC) についても評価を行った。

### 4.5.1 コーティング試験条件

試験に使用したサンプルは、厚さ 1mm、直径 20mm の SUS304 製の円盤をリファレンスとし、その上に測定を行うコーティングを施した物を準備した。SUS の表面はバフで磨いた後に電解研磨を行ってからコーティングを行っている。TiN はホロカソード、DLC はプラズマ CVD 法でそれぞれコーティングを行っている。サンプルの写真を図 4.19 に示す。

### 4.5.2 試験方法

試験は、オージェ電子分光器 (AES) と走査型電子顕微鏡 (SEM) を改造した二次電子測定装置を用いて行った。AES 装置の構成と写真を図 4.20 および 4.21 に、

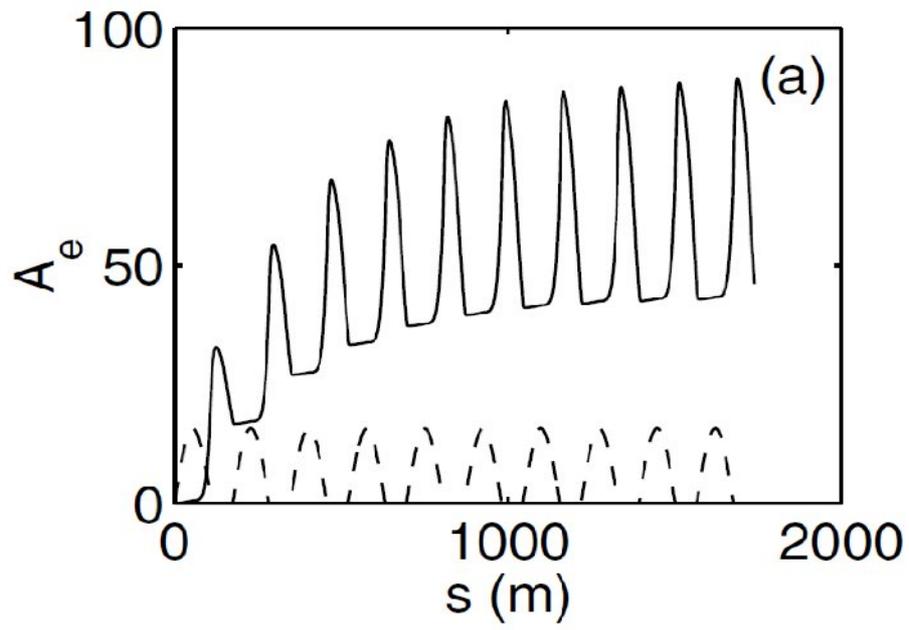


図 4.17: 入射エネルギー付近での電子雲の成長

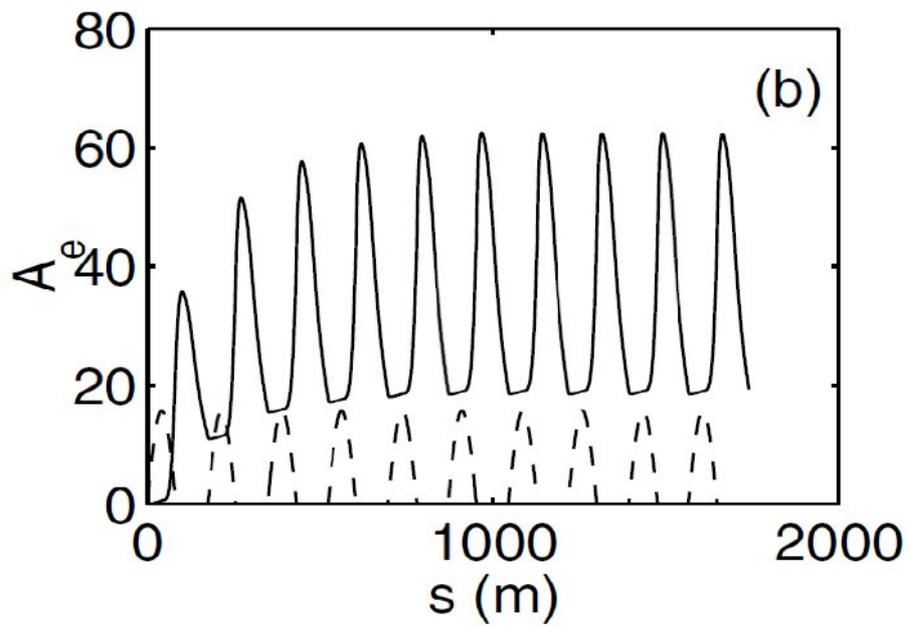


図 4.18: 出射エネルギー付近での電子雲の成長



図 4.19: コーティング試験サンプル  
左が TiN、右が DLC

SEMの構成と写真を図 4.22 および 4.23 に示す。AESでは、電子ビームをエネルギーを変えながらサンプルに照射し、オージェ過程によりサンプル表面の原子から放出される電子のエネルギーと電流をアナライザーで測定することで、サンプル表面に存在する原子の存在比を測定する装置である。(ただし、測定原理により軌道電子を3個以上持つリチウム以上の原子番号の元素しか検出できない。)別途取り付けられている Ar イオンガンを使用することで、深さ方向の組成や表面スパッタリング洗浄も行う事ができる。また、バリュアブルリークバルブを通して  $O_2$  および  $H_2O$  ガスの導入を行い、表面への吸着状態の確認を行う事もできる。今回の試験では、セラミックダクトやコリメータなど組み込み後に十分にベーキングできない系に関して、ガスが表面に吸着したままでビームが当たるような状況を想定して、その相互作用によって表面コーティングにどのような変化が起こるかの確認を行った。SEMでは、照射された電子ビームの電流とサンプルから放出される電子電流を測定、その比を取ることで二次電子放出率の測定を行っている。

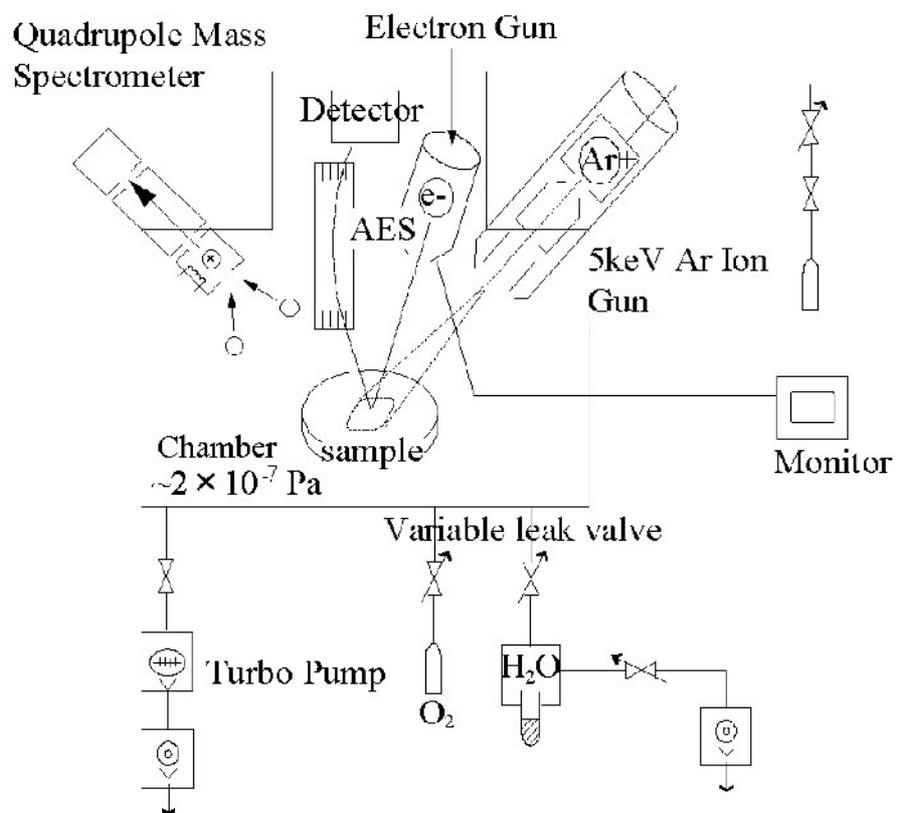


図 4.20: オージェ電子分光器 構成図

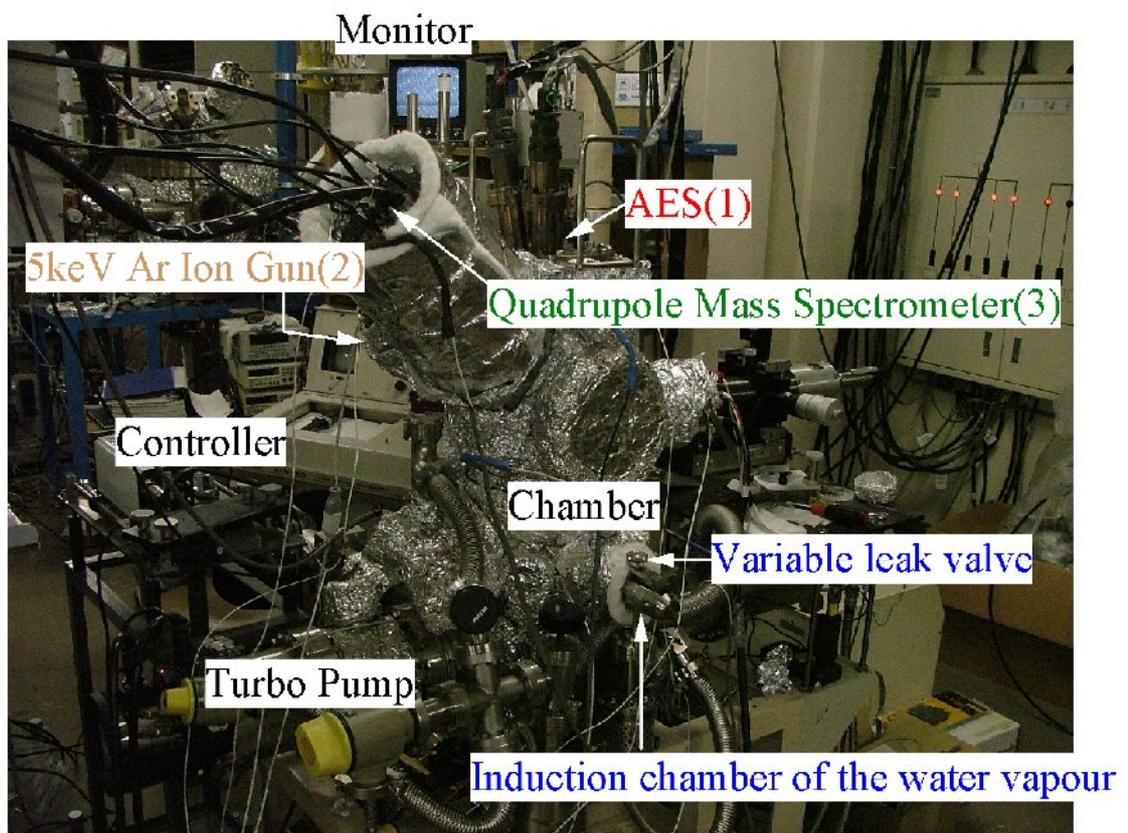


図 4.21: オージェ電子分光器 写真

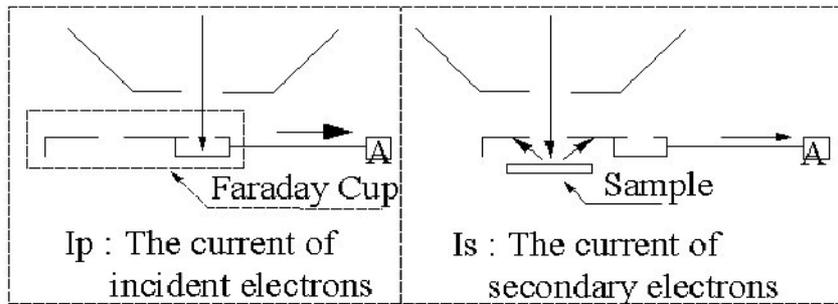
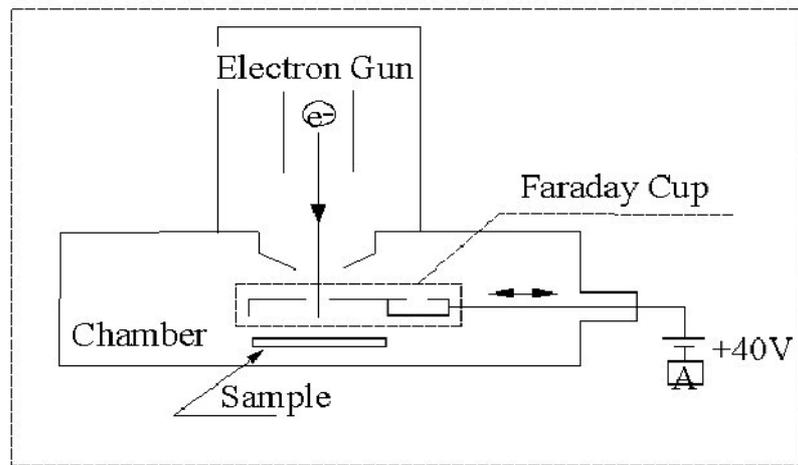


圖 4.22: 走査型電子顕微鏡 構成図

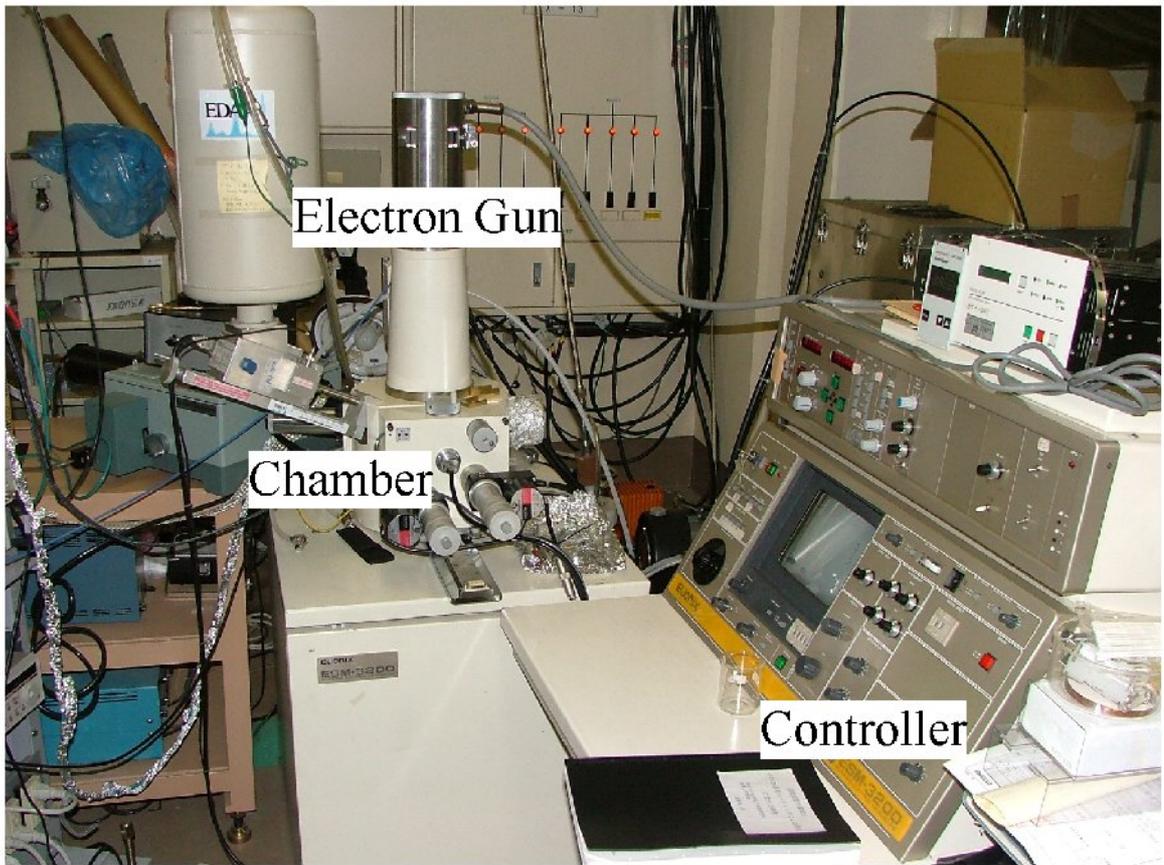


图 4.23: 走査型電子顕微鏡 写真

### 4.5.3 試験結果

TiN 膜、および DLC 膜の AES による表面組成の測定結果を図 4.24、4.25 に示す。どちらの測定も、まず最初に表面を Ar イオンガンでスパッタリングし、表面の汚れを削り取って測定を行った（図 4.24、4.25 中の上のスペクトル）。この場合、TiN、DLC どちらの場合も、コーティングを構成する元素以外のピークは見られない。次に、 $O_2$  および  $H_2O$  ガスを系内に導入した状態で電子ビームを出し、バルブを閉じてガスを止めた後に AES スペクトルの測定を行った（図 4.24、4.25 中の真ん中および下のスペクトル）。TiN に関しては、ガスの導入によって表面に吸着した  $O_2$  および  $H_2O$  のうちの酸素原子が、ガスを止めた後も吸着したままである事が判る。一方の DLC に関しては、導入後も酸素のピークはほとんど見られず、ガスの吸着が起こっていない。

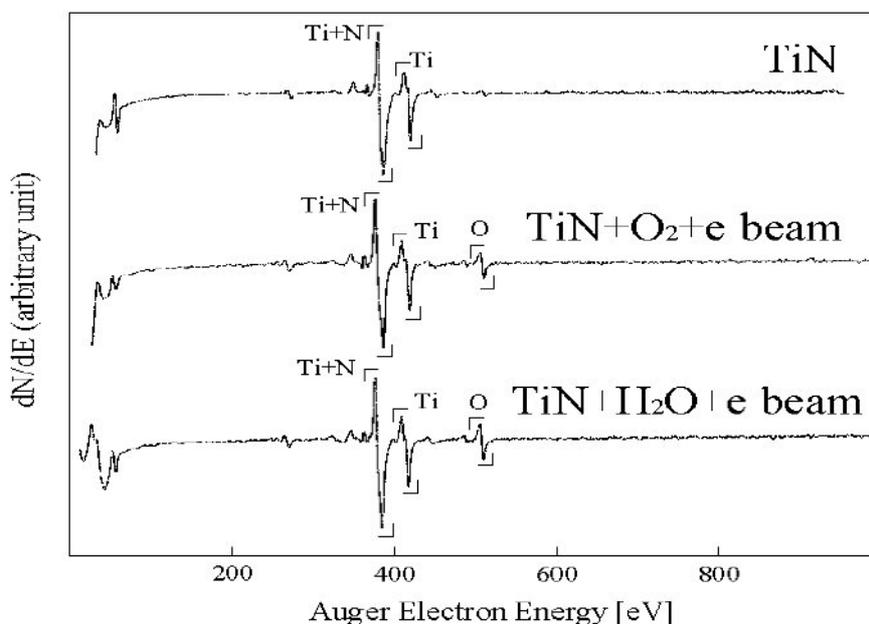


図 4.24: TiN 膜の AES 測定結果

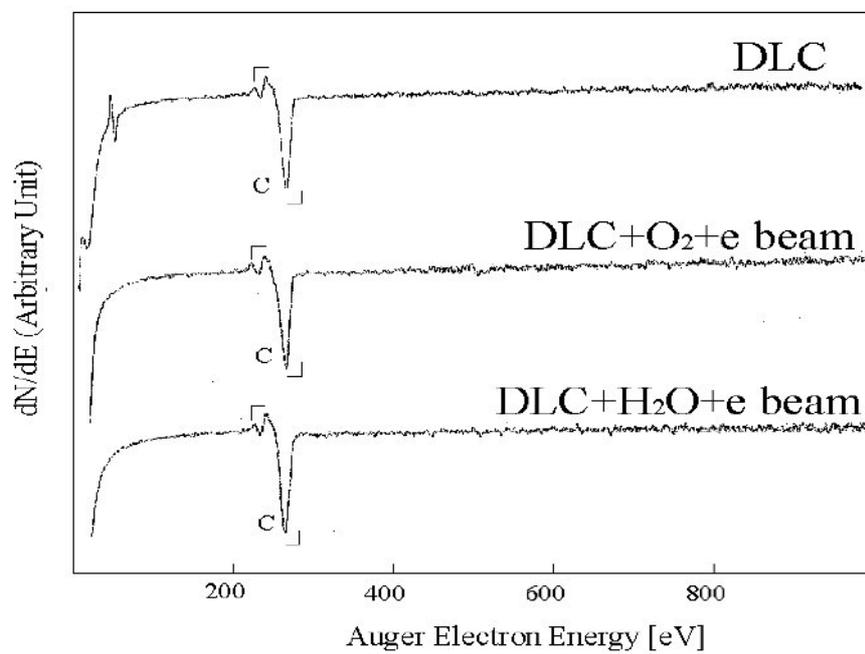


図 4.25: DLC 膜の AES 測定結果

次に、これらの試験サンプルおよびリファレンスのSUS304基板に関して二次電子放出率の測定を行った結果を図4.26に示す。SUS304の結果と比較して、TiN、DLCどちらも二次電子放出率が低い結果となった。TiNに関しては、ガス未導入のサンプルに対して、 $O_2$ ガスの吸着したサンプルに関しては二次電子放出率に変化は見られなかったが、 $H_2O$ を導入した物に関しては、SUS304の基板と同程度まで二次電子放出率が上昇する事が判った。AESの測定では表面の存在比しか測定できないため、 $O_2$ と $H_2O$ の吸着状態の違いを見分けることはできないが、二次電子の結果からはそれらに違いがあるものと思われる。一方、DLCに関してはAESの測定結果と同様、ガス導入の影響は見られなかった。また、二次電子放出率はDLCの方が良好な結果が得られた。

これらの結果より、現在TiNをコーティングしているコリメータに関しては、ビーム運転開始前に真空中で十分な水の除去が必要である事が判った。そこで、工場で組上げた段階で十分なベーキングを行うとともに、最終的にコリメータを据え付けた後にもベーキングが可能なように、真空容器周辺にシースヒーターを巻いた状態で設置を行った。

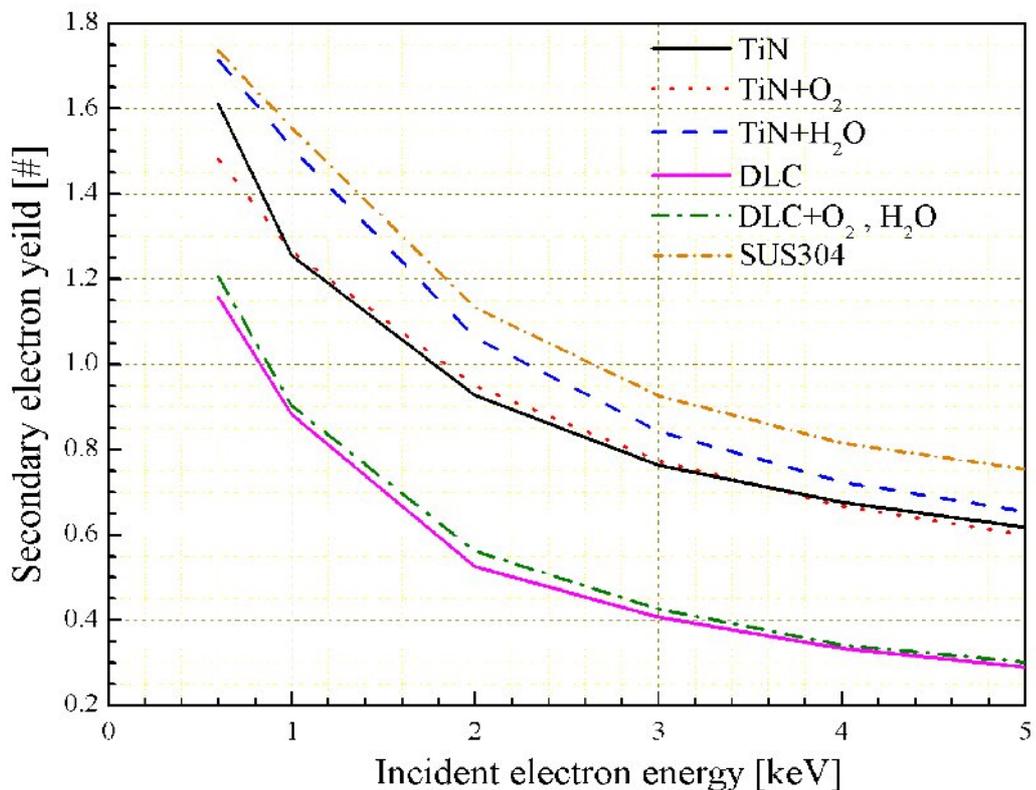


図 4.26: 二次電子放出率測定結果

# 第5章 ビーム調整試験開始直後のロス分布

## 5.1 概要

2007年10月4日より J-PARC 3GeV RCS へビームが入射され、ビームコミッショニングが開始された。2007年11月の時点では、未だコリメータの動作に関する詳細な試験が行われた訳ではないが、ビームコミッショニングの期間中、コリメータは設計 Acceptance にセットしていたので、コミッショニング段階でのコントロールミスによるビームロスはコリメータに局所化された。本章では、このファーストビームコミッショニング時にモニタされたビーム状況と残留線量の結果を示す。

## 5.2 ビーム試験状況

RCS への入射軌道の確立は、入射を開始した10月4日に達成された。しかし、この試験期間には入射ビームはリング入射後荷電変換させずに入射直後の  $H^0$  ダンプに廃棄され、入射軌道の確認と調整のみが行われた。RCS リングの周回試験を開始したのは、次の試験期間である10月26日になってからである。周回軌道は試験開始日である10月26日に確立し、その後微調整や高周波加速空洞の調整に数日を費やした。3GeVでの加速試験を10月30日に開始し、翌31日に最初の3GeV加速ビームの取り出しを確認した。図5.1、5.2に加速試験調整中および加速成功時のモニタ出力を示す。

最終的には、11月2日までRF加速パターンの微調整を行い、図5.2でも未だ見られたアーク部 Dispersion 最大点での急激なロスの増加は発生しなくなった所でこの試験期間が終了した。運転繰り返しパターンは、1shot バースト運転もしくは1Hzの連続運転を試験内容に合わせて変更した。

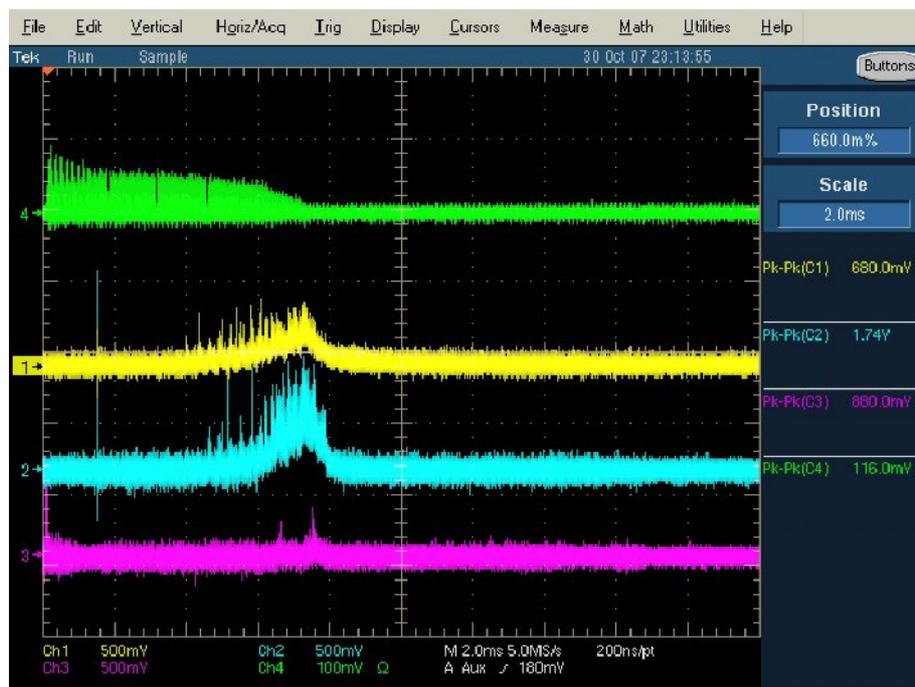


図 5.1: 10月30日 ビームモニタ出力

一番上の緑線が BPM 電極生波形、黄色と青がアーク部 Dispersion 最大点の比例計数管ロスモニタ、ピンクが出射セブタム横の比例計数管ロスモニタ出力。RF 加速パターンが調整不十分なため、加速開始後 6m 秒頃に磁場と粒子の運動量の同期が取れなっている。そのため、アーク部 Dispersion 最大点でロスし、BPM の生波形も消えた。

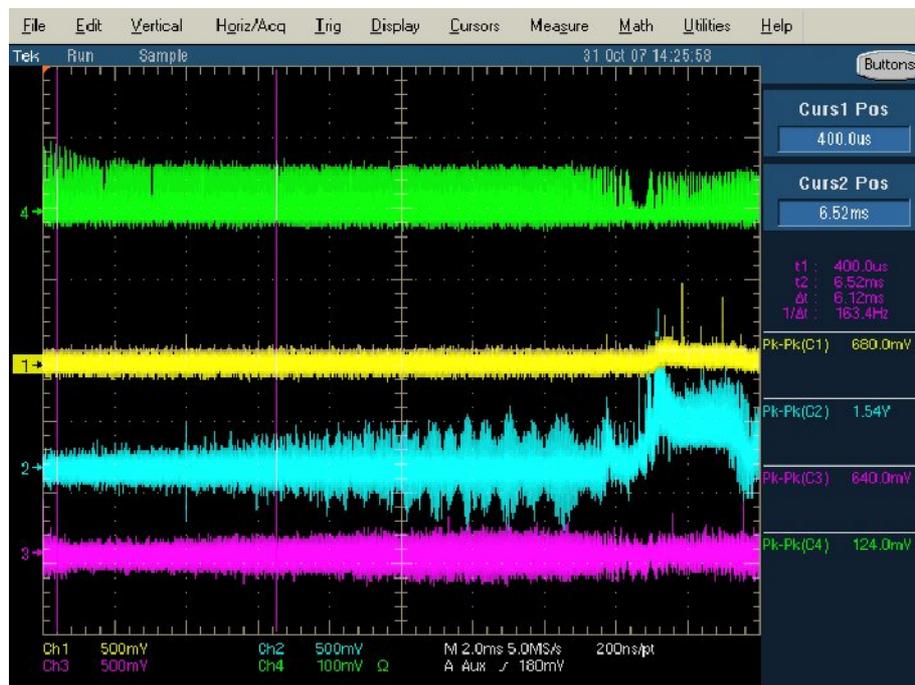


図 5.2: 10月31日 ビームモニタ出力

信号は10月30日と同じモニタ出力を表示している。RF加速パターンの調整を行った結果、16m秒辺りでロスモニタに反応はあるが、BPMの波形はビームが取り出される20m秒まで確認できた。

## 5.3 ビームロスモニタ出力と残留線量分布

この試験期間の最終段階でのビームロスモニタと DCCT の出力を図 5.3～5.5 に示す。また、試験期間終了後の機器表面残留放射線量の分布を図 5.6 に示す。

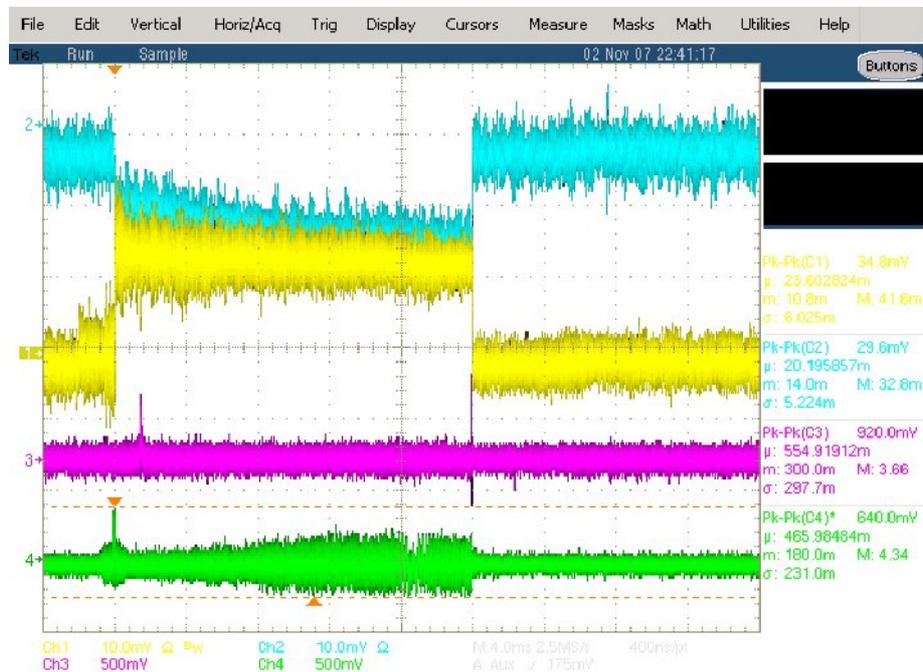


図 5.3: DCCT、入出射部ロスモニタ出力

一番上の水色線が SCT、黄色が DCCT、ピンクが出射セプタム横の比例計数管ロスモニタ出力、緑が入射セプタム横のロスモニタ出力。SCT は周回周波数で規格化されておらず、極性も反転してしまっている。ロスモニタのゲインは 100 倍、高圧入力は-1550V。

DCCT の波形はノイズが大きいものの、入射直後 1m 秒程度で 1 割前後出力が低下している。RCS 入射直前の L3BT CT 出力、および 3-NBT CT 出力の比較からも同程度に出力の低下が観測された。一方、リングのロスモニタの出力はアーク部 Dispersion 最大点付近、入射分岐部、出射分岐部等 Aperture の狭い箇所では若干のロスが発生している。コリメータ部では加速開始直後から連続的にロスが発生しており、遮蔽体の外側での測定であることも考慮すると入射直後 1m 秒程度で発生している 1 割前後のロスはほぼコリメータに局所化されていると考えられる。運転終了後に測定した残留線量の結果も、RCS 周回軌道上ではコリメータ遮蔽体の隙間にサーベイメータを差し込んで測定した  $6.0\mu\text{Sv/hr}$  がもっとも高い線量を示している。これらの結果から、今回の試験状況ではビームコリメータはビームロスの局所化に対して有効である事が確認できた。

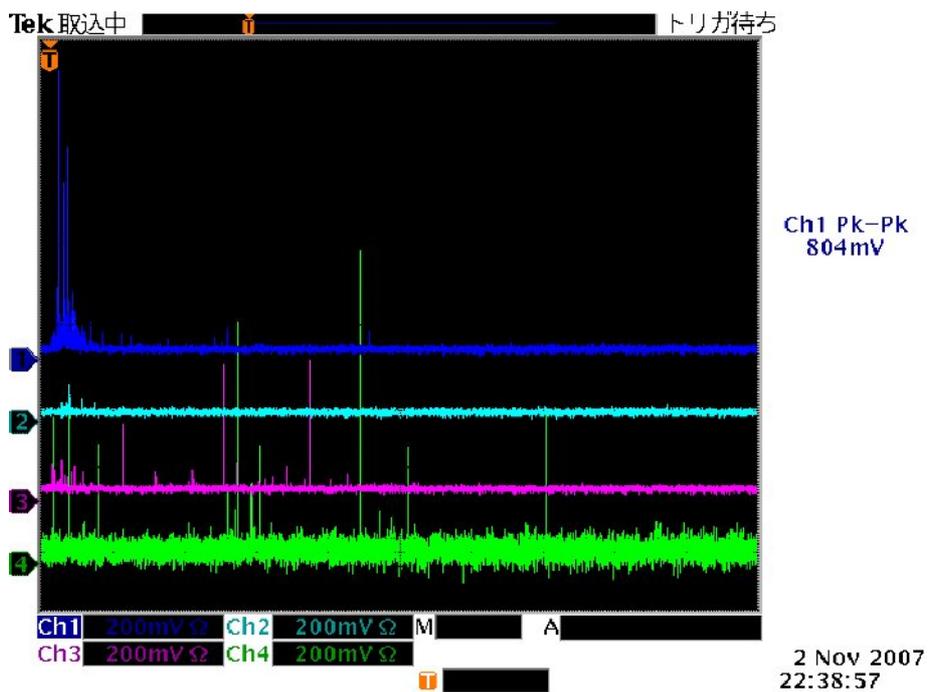


図 5.4: コリメータ部ロスモニタ出力

一番上の青線がプライマリーコリメータ、水色が一つ目のセカンダリーコリメータ、ピンクが二つ目のセカンダリーコリメータ、緑が五つ目のセカンダリーコリメータ遮蔽体横のシンチレータ型ロスモニタ出力。緑のみゲインが100倍、それ以外は10倍。高圧入力は-600V。

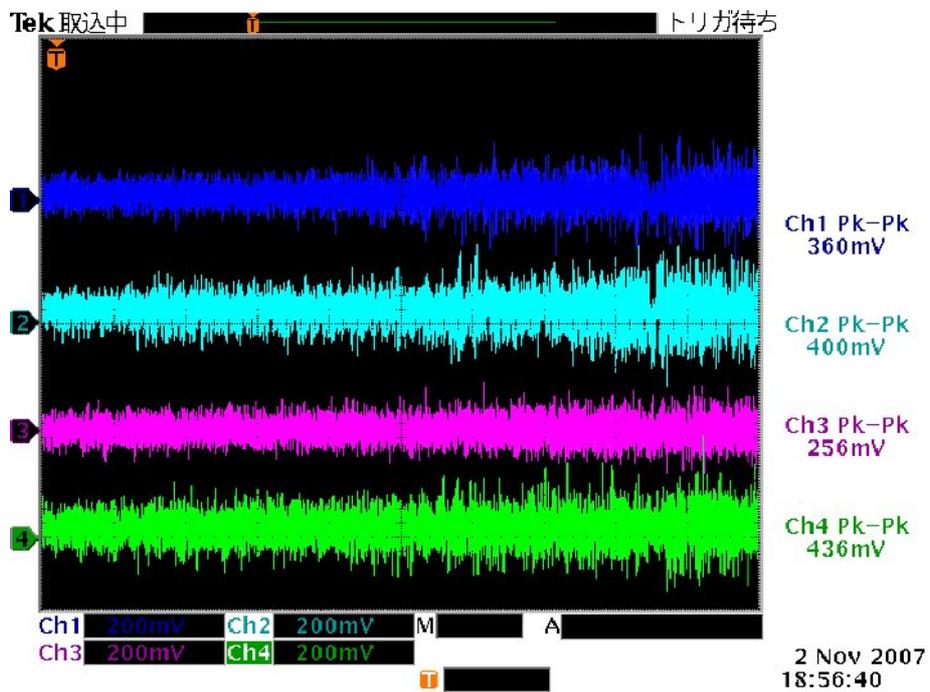


図 5.5: アーク部ロスモニタ出力

すべてアーク部 Dispersion 最大点の比例計数管ロスモニタ出力。ゲインは100倍、高圧入力は-1550V。

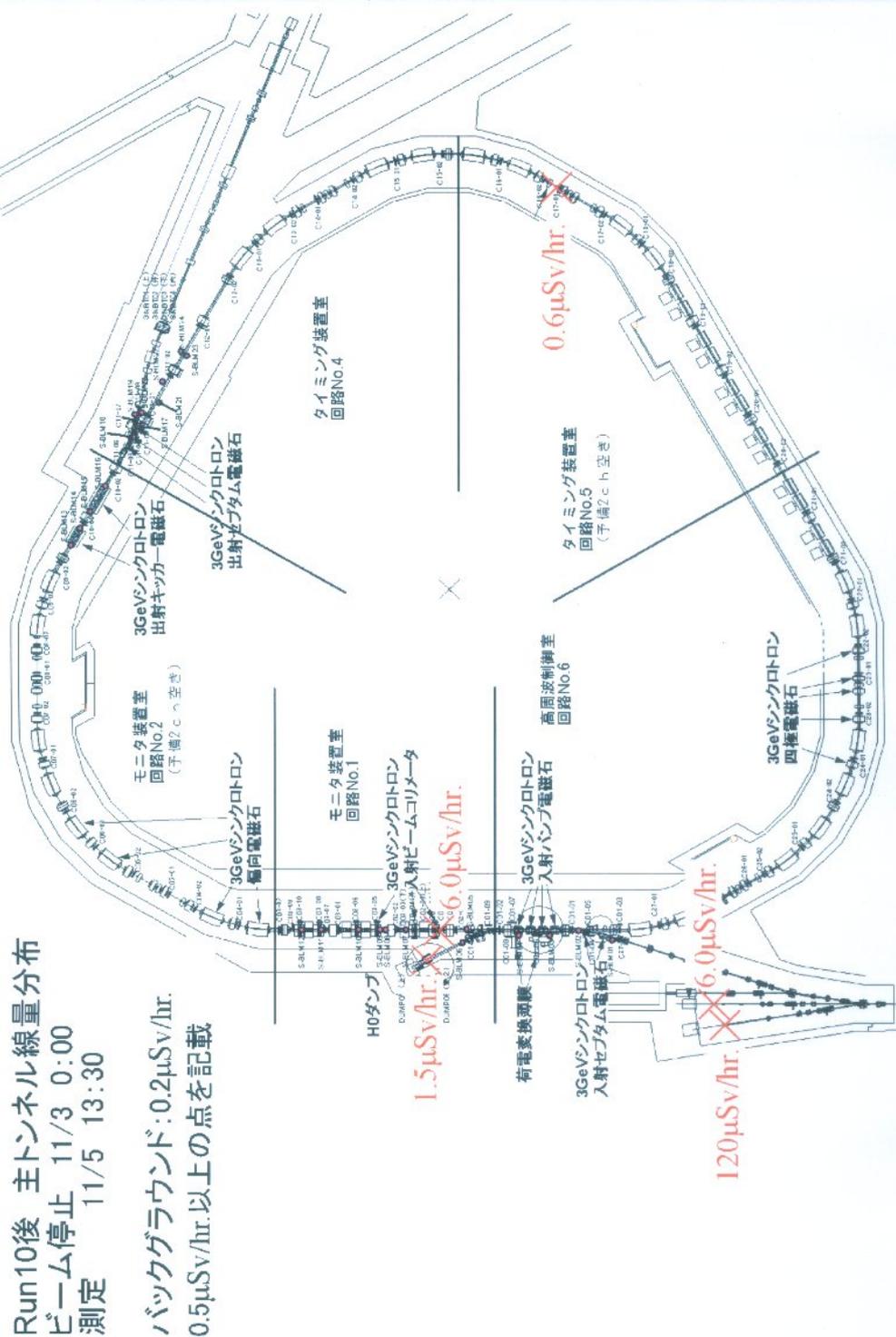


図 5.6: 試験終了後の残留線量分布



## 第6章 まとめと今後の課題

本研究では、J-PARC 3GeV RCSで使用するビームコリメータシステムに関する研究を行った。本研究で実施したビームコリメータの構造検討、シミュレーションの結果および実機を作成するにあたって行った試験開発項目の内容と結果について、以下にまとめる。

ビームコリメータシステムの構造検討では、方式として2ステージコリメーションシステムを採用した。コリメータの材質として、プライマリーコリメータは散乱角度と耐熱性より水平垂直方向でタングステン、運動量方向ではカーボンを選定した。セカンダリーコリメータは熱伝導性の良い無酸素銅とした。それぞれの厚みは、必要な散乱角度、エネルギー損失の値より求め、それを元にビームロスシミュレーションを行い、最終的にタングステンプライマリーコリメータは1mm、カーボンは0.1mm、無酸素銅のセカンダリーコリメータは200mmとした。水平垂直方向のプライマリーコリメータとセカンダリーコリメータは入射用直線部の下流に配置し、運動量方向のコリメーション用プライマリーコリメータは入射用直線部手前のアーク部に配置する設計とした。セカンダリーコリメータの台数はビーム局所化とメンテナンス時の取り扱い易さから5台とし、コリメーションの行い易いopticsに軌道設計を最適化した。

このように設計された3GeV RCSコリメータシステムを用いたビームロス局所化の評価については、トラッキングコードSTRUCTを用いて行なった。コリメータのAcceptanceを変化させた際に、どの程度コリメータでの局所化効率(コリメーション効率)が変動するか確認し、最適なAcceptance比を求めた。また、電磁石の設置エラーによるCOD、およびコリメータ自身の位置エラーの影響に関して評価を行い、セカンダリーコリメータに関しては、回転方向で5度程度、位置で1mm程度の誤差があってもコリメーション効率に影響しない事が確かめられた。Haloの成長速度の違いによるコリメーション効率依存性は、プライマリーコリメータに当たる際のインパクトパラメータを変化させる事によって確認した。Haloの成長速度が非常に遅いか(衝突位置 $1\mu\text{m}$ 以下)十分早い場合(衝突位置 $30\mu\text{m}$ 以上)ビームロスはコリメータにかなりの効率で局所化可能である。一方、衝突位置が $1\mu\text{m}$ から $30\mu\text{m}$ に相当する速度で広がった場合には、コリメータの次にAcceptanceが狭いキッカー電磁石やバンプ電磁石でのロス量が増大する。実際のOperationでは、コリメータAcceptanceがある程度可変な設計としており、Acceptance比を大きくしコリメーション効率を上昇させる事で、エミッタンス増加速度の変化に対

応可能である。

これらの検討により、研究目標の一つである Uncontrolled Loss 1W/m を達成する高効率コリメータシステムの達成に見込みが得られた。

大強度ビームロスの局所化による放射線対策としては、遮蔽体の設計、冷却システムの検討、真空表面処理の検討を行った。遮蔽体の設計に関しては、STRUCT コードを用いて得られたビームロス分布から MARS コードを用いて行った。残留放射線の影響を下げる事を目的として、遮蔽体の内側を密度が大きく  $\gamma$  線への遮蔽効果の高い鉄、外側を放射化しづらいコンクリートというハイブリッド構造で設計を行った。結果として、コンクリート遮蔽体の外側では残留放射線量が数百  $\mu$  Sv/hr 以下に低減され、周辺での作業時の被曝量を大幅に低減する事ができた。

冷却システムの検討は、当初ヒートパイプを使用する方向で検討を進めたが、 $\gamma$  線照射試験の結果、数十 kGy の照射線量で内部の冷媒（水）が分解し、熱伝導の機能を失う事が判明した。そこで、熱伝導の良い無酸素銅の柱をコリメータに銀口付けし、それを真空外まで伸ばしそこに取り付けられたフィンを空冷する方式に変更した。熱伝導に必要な断面寸法は ANSYS コードを用いて評価し、製作した先行機を用いて試験を行った。その結果、計算より冷却効率は悪いものの、強制空冷用ファンを遮蔽体外に追加すれば冷却可能である事が判明し、その様に設計を変更する事で冷却性能を確保した。

真空表面処理の検討に関しては、大強度ビームロスによるガス放出の低減および二次電子放出対策としてコリメータブロックに TiN コーティングを行い、その TiN の二次電子特性の測定を行った。また併せて DLC コーティングについても評価を行った。結果としては、TiN は水蒸気ガス吸着状態で電子ビーム衝撃を与えると、二次電子放出率の悪化が見られる事が判明した。そこで、工場で組上げた段階で十分なベーキングを行うとともに、ビーム運転開始前に真空中で十分な水の除去が可能なように、チャンパー周辺にシースヒーターを巻いた状態で設置を行なった。

これらの研究開発結果より、もう一つの研究目標である 4 kW のビームロスによる放射線の影響に対応できるコリメータシステムを構築する事ができた。

また、実際のビームコミッション時のモニタ出力、および試験後の残留放射線量の分布から、今回検討を行ったビームコリメータがビームロスの局所化に対して有効である事が確認された。

今後の課題としては、コリメータ機能の詳細検証、コリメータを用いたビームの測定等が考えられる。コリメータ機能の詳細検証は、ビームロスが設計どおりに局所化されているか、ビームコリメータ周辺及び全周のビームロスモニタ、CT をより詳細に監視する事で確認を行う。コリメータを用いたビームの測定としては、入射ビームエミッタンス測定や Beam Halo 分布測定などが考えられる。入射

ビームエミッタンスの測定は、リニアックからの入射ビームをステアリング電磁石等を用いてコリメータに徐々に近づけ、その際のビームロスモニタの信号強度をヒストグラムにすれば測定可能である。また、ペインティング入射をしながらコリメータ Acceptance を変化させ同様の信号を見ることで Beam Halo 分布の情報を得ることもできる。今後はコリメータをそれら測定に用いるためのコミッションングツールの開発および測定系の整備を進める予定である。また、ハードウェアの研究項目としては二次電子抑制および真空特性向上のためのコーティング手法の開発がある。TiN と DLC の二次電子測定結果より、DLC の方が真空的にも安定で二次電子放出率も低い事が判った。今後は、DLC コーティング膜の大口径ダクト内面へのコーティング手法の確立、さらに熱的、放射線的な強度の確認試験等を行う必要がある。

本研究の成果により、陽子シンクロトロンでのビーム出力増強を阻むビームロスの問題を回避し、ビーム性能の向上達成を確実な物とすることができた。



# 付録A 大口径リモートクランプシステム

## A.1 他施設の取り組み

コリメータ近傍で最も被曝が懸念される作業としては、コリメータ真空容器と他機器との真空締結作業が考えられる。通常の真空締結方法として、ICFのフランジでの締結を考えるならば、作業手順としては

1. フランジ面へのシールの取り付け
2. フランジ面合わせ
3. ボルト締結

といった流れである。これらの作業は、全てフランジに接触して行わなければならないため、大量のビームロスが発生しているような場所では、相当な被曝が見込まれる。J-PARCでは、真空締結の一部にクロークランプを採用し、手順3. ボルト締結の作業時間の短縮化を図っているが、それでも手順1.、2.の作業での被曝を免れる事はできない。この問題を解決するために、世界各国の大強度陽子加速器施設では様々なアイデアで遠隔より真空接続を行う装置が開発されている。図A.1は、Los Alamos 国立研究所のPSRで使用されているメンテナンス用マニピュレーターである[73]。これは、8メートルのリーチを持つアームを用いて高放射化エリアでのメンテナンス作業を行うもので、最大90m離れた位置より操作可能な設計となっている。アームの先端に取り付けられたマニピュレーターはフィードバックシステムが取り付けられており、ある程度繊細な作業も可能である。

Los Alamosの例は、汎用遠隔作業装置についての物であったが、真空ダクトの締結/開放のみに特化した機器も検討、開発が行われている。図A.2、A.3はSNSで採用されているリモートクランプシステムである[74, 75]。これは、クロークランプに取り付けられた軸をモータを用いて遠隔より操作することで締結/開放の動作を行う構造となっている。その他にも、ISISのコリメータ部分にも遠隔より人力で駆動させるクロークランプが使用されている[76] (図A.4参照)。



図 A.1: PSR メンテナンス用マニピュレーター

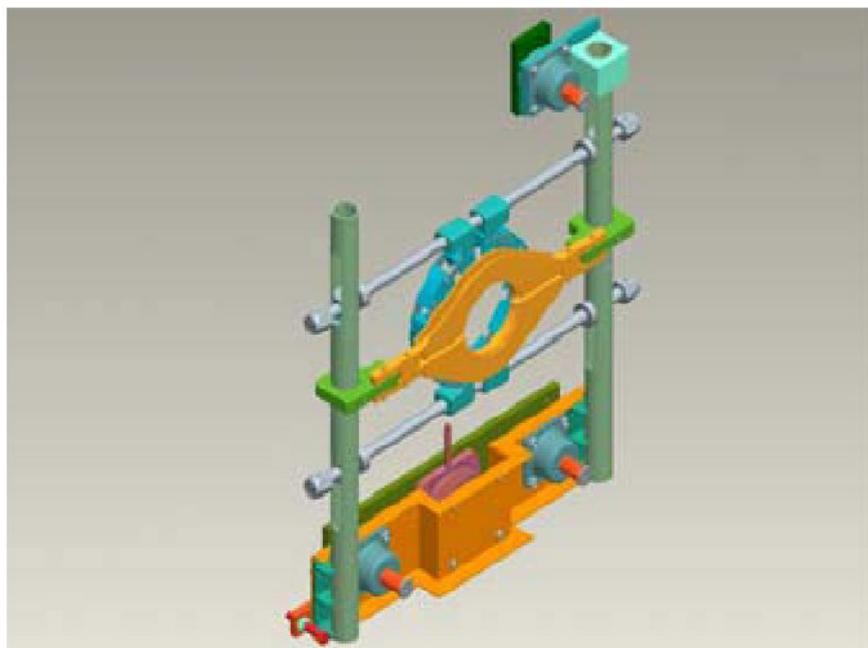


図 A.2: SNS リモートクランプシステム概念図

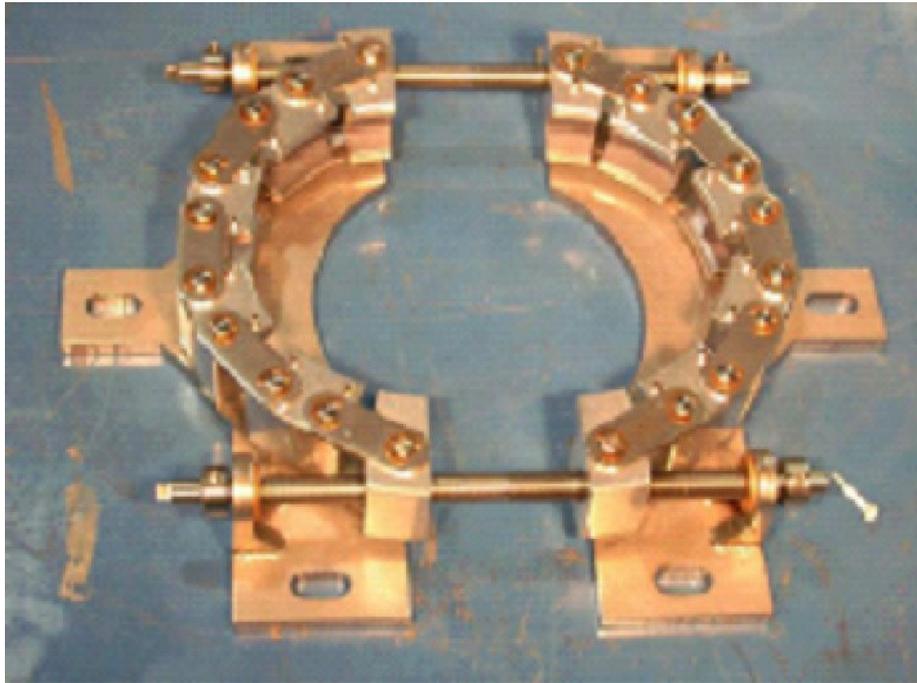


図 A.3: SNS リモートクランプシステム写真

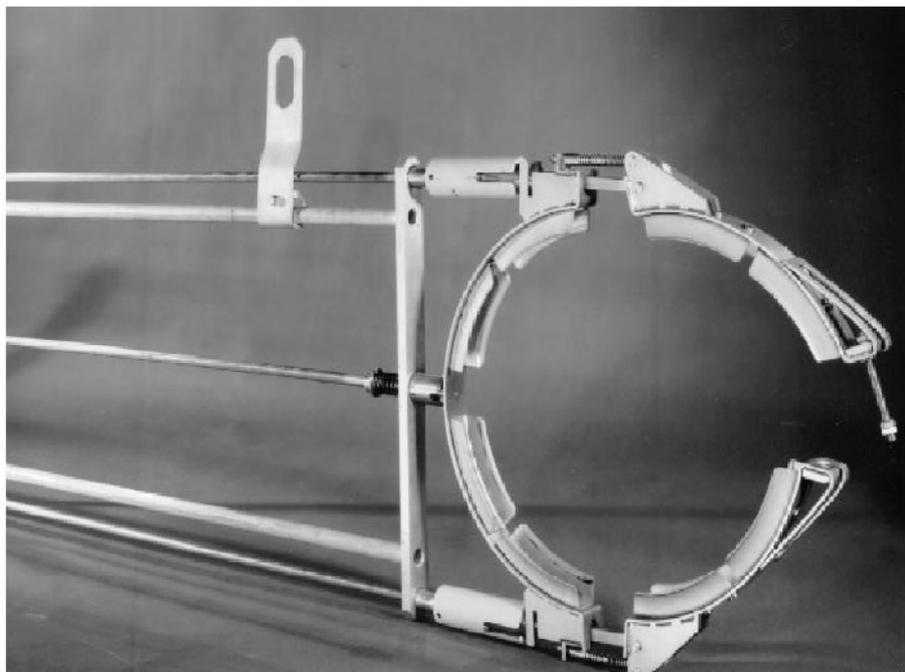


図 A.4: ISIS リモートクランプシステム

## A.2 RCS ビームコリメータシステム用遠隔クランプ

J-PARC 3GeV RCS のビームコリメータシステムでは、フランジ締結作業時の被爆低減のために ISIS や SNS と同様にクロークランプを使用したりリモートクランプシステムの開発を行った [60, 61]。図 A.5 に RCS ビームコリメータシステム用クランプの概念図を、図 A.6 に写真を示す。RCS ビームコリメータシステム用クランプシステムは、クロークランプ部、フランジ移動リニアガイド、駆動ネジ、ナットランナー等より構成される。クランプ部分にはフランスのセフィラック社製のクロークランプを採用しており、クロークランプの開閉、およびフランジ面の接続/切離し動作は装置上部よりネジを回転させる事によって行われる。本システムの特徴は、このネジの回転を本体と切り離されたナットランナーを用いて制御する点である。ナットランナーは普段はコリメータ本体から離れた場所に保管されており、必要に応じてクレーンにて装置上部に取り付けられる。このため、放射線による故障の心配が無く、作業前の動作確認等も容易である。このナットランナーの制御系ではナットランナーのトルクおよび回転数を設定でき、必要な締め付けトルクや移動量を制御している。図 A.7 および A.8 に、動作試験時の写真を示す。動作試験時には、フランジ面同士にズレがあった場合を想定し、わざと 1mm 高さをずらした状態での試験も行った。面ズレに関しては、フランジ内部に取り付けられたガイドによって接続時に修正され、問題無く嵌め合う事を確認した。また、動作試験の後に行った He リーク量の確認では、 $5.0 \times 10^{-11} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{sec}$  以下のリーク量である事を確認し、実用上問題が無いことを確認した。

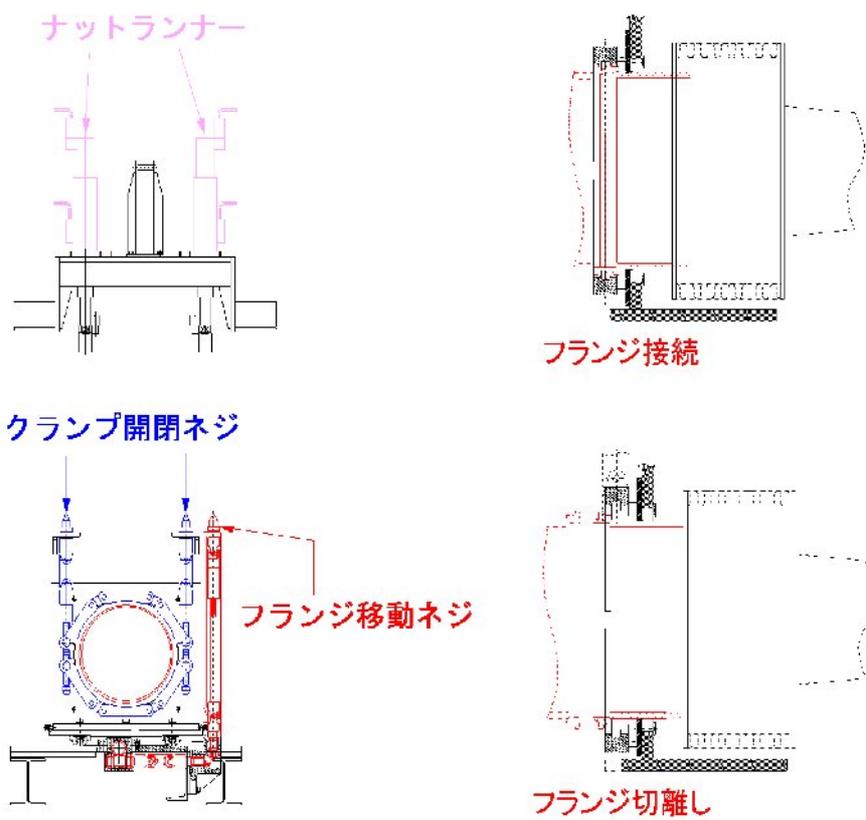


図 A.5: RCS リモートクランプシステム概念図



図 A.6: RCS リモートクランプシステム写真

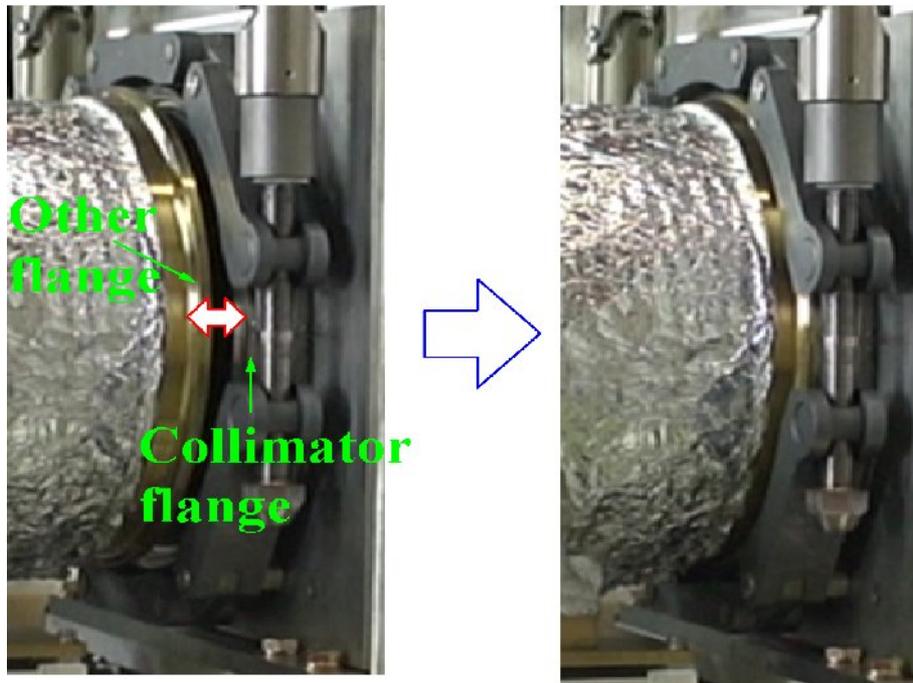


図 A.7: フランジ取り付け動作

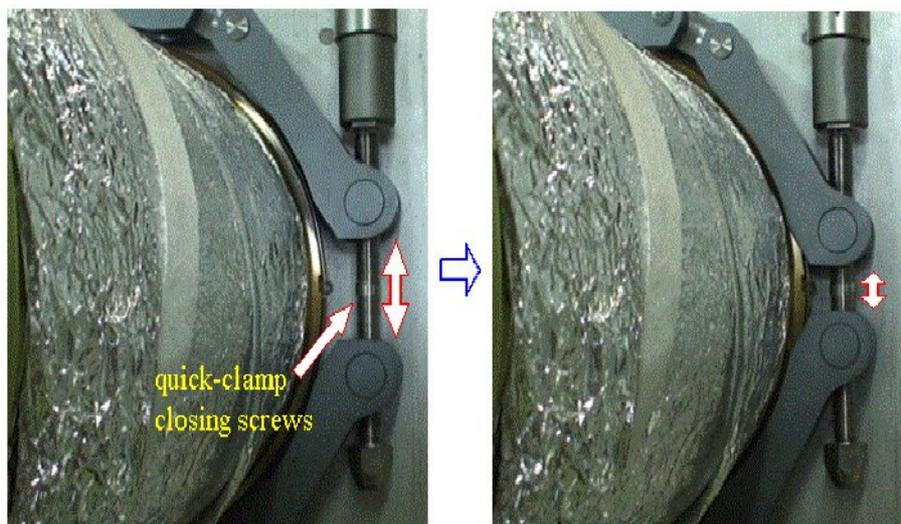


図 A.8: クランプ締結動作



# 付録B コリメータ使用部品の耐放射線試験

## B.1 $\gamma$ 線照射試験施設

### B.1.1 概要

コリメータで使用される部品のうち、特に放射線によって問題が発生すると考えられる部品に関しては、 $\gamma$ 線照射試験を行いその健全性を確認し、また必要に応じて耐放射線性能の高い部品を開発した。実際の使用状況としては、高エネルギー陽子ビームがコリメータ周辺に当たることによって引き起こされるハドロンカスケードによる二次放射線が照射線源となるため、照射される線種は多岐にわたる。しかしながら、以下の理由により耐放射線性試験には $\gamma$ 線照射場を使用した。

1. 陽子線照射施設の確保が難しい
2. 仮に照射が可能であったとしても、吸収線量の同定が困難
3. 照射後に試験体が放射化してしまうため、特性試験が困難
4. 機器の故障は基本的には核反応ではなく、それによって引き起こされる電磁カスケードによる電子陽電子線及び $\beta$ 線による分子構造の破壊が原因と想定される

$\gamma$ 線照射場を使用することで、上記1.~3.の問題を回避でき、定量的な評価を行う事ができる。

### B.1.2 $\gamma$ 線照射施設詳細

$\gamma$ 線照射試験には、日本原子力研究開発機構 高崎量子応用研究所の $\gamma$ 線照射施設 第1照射棟で実施した。この施設は、密封コバルト60線源をプール水中に格

納して線源昇降装置により照射室内に上昇させ、 $\gamma$ 線照射を行う施設であり、3室の照射室を有している。第1照射室は主に高分子材料の照射劣化の研究や専用照射容器による極低温状況下における照射、第2照射室では主に原子力施設材料等を試料とした照射損傷の評価・検討の研究、第3照射室では、大型原子力施設等の材料の長時間照射における照射損傷の評価を行っている。本研究では、第1および第2照射室を使用して試験を行っている。図 B.1～B.4 に第1照射棟の写真を、表 B.1 に第1照射棟の主要諸元を示す。第1照射室の線源は円筒状、第2照射室の線源は直線状に配置されており（図 B.5 および B.6）、被照射サンプルは線源保護金網の外側に配置される。

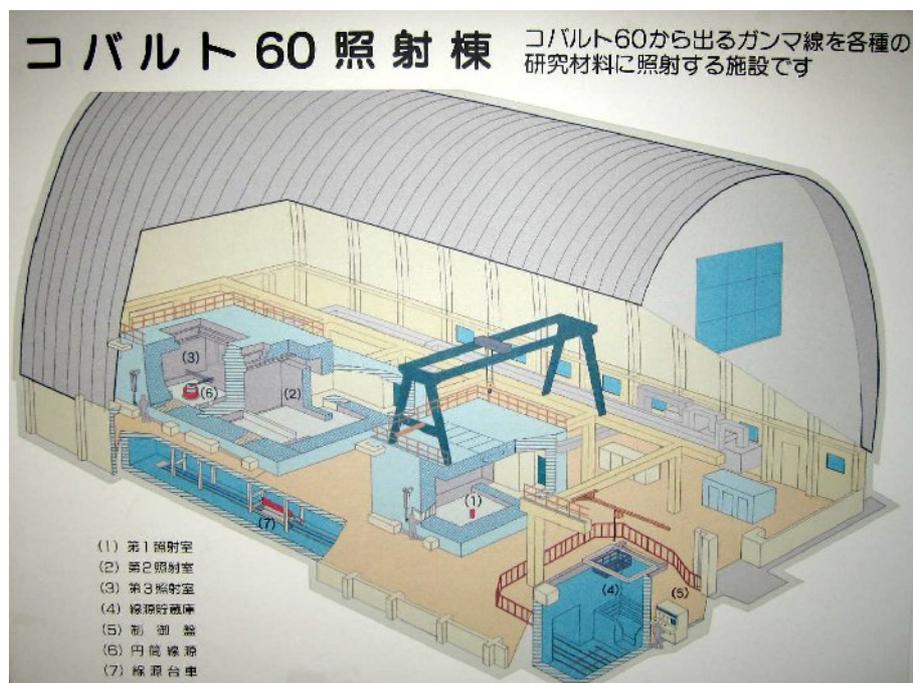


図 B.1: 第1照射棟構造図

### B.1.3 照射線量の評価方法

試験サンプルの吸収線量は、サンプル周辺の空間線量率をアラニン線量計（日立電線株式会社製 アラニン線量計「アミノグレイ」）を用いて測定し、その値を基に算出している。アラニン線量計は、アミノ酸の一種であるアラニンを主成分とし、放射線の吸収によりその吸収線量に比例してアラニン中に生じるラジカル量を測定することで空間線量率を算出する。線量計の読み取りは、ESR（電子スピン共鳴）スペクトロメータを用い、石英管にアラニン素子を入れて強磁場中におけるマイクロ波の吸収スペクトルを測定する [77]。一次微分吸収スペクトルは5本



图 B.2: 第 1 照射棟写真



图 B.3: 第 1 照射室



图 B.4: 第 2 照射室

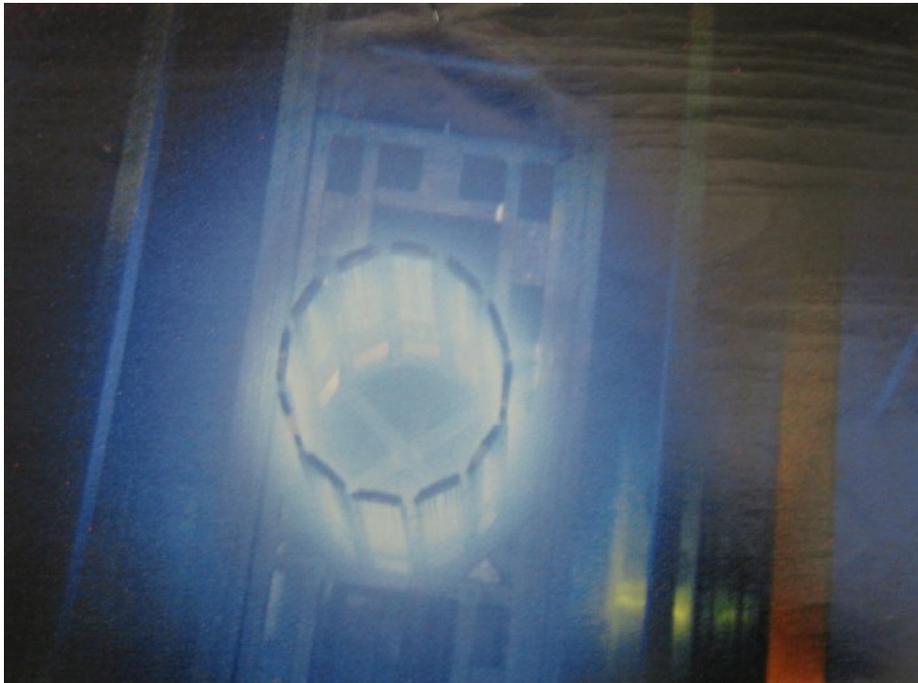


图 B.5: 第 1 照射室線源

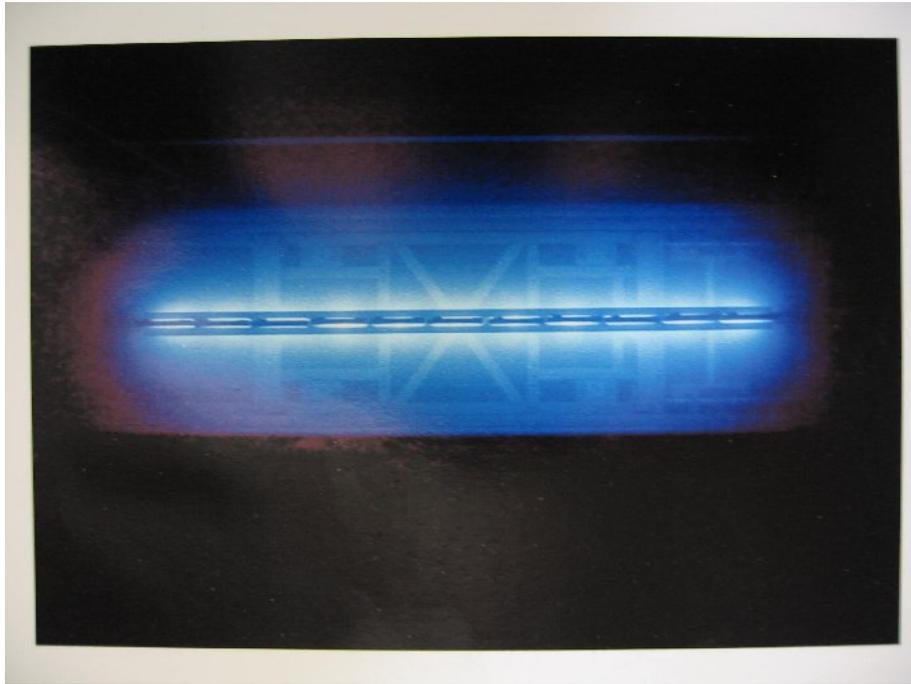


図 B.6: 第 2 照射室線源

表 B.1: 第 1 照射棟 主要諸元

施設名	第 1 照射棟
照射室	3cell
線源格納	水中
照射台寸法 (m)	2.2W×1.5L
線源形状	板状 30cm
線源高さ	45cm
線源数量 (TBq)	1,866
線源数量 (kCi)	50.4
空間線量率 (C/kg/h)	101 ~ 3.7
空間線量率 (R/h)	$3.9 \times 10^5 \sim 1.4 \times 10^4$
利用状況	長時間照射、核融合炉用材料

のピークをもち、ラジカル生成量はこの二階積分値に比例する。図 B.7 にアラニン線量計を、図 B.8 にその取り付け状況の写真を示す。

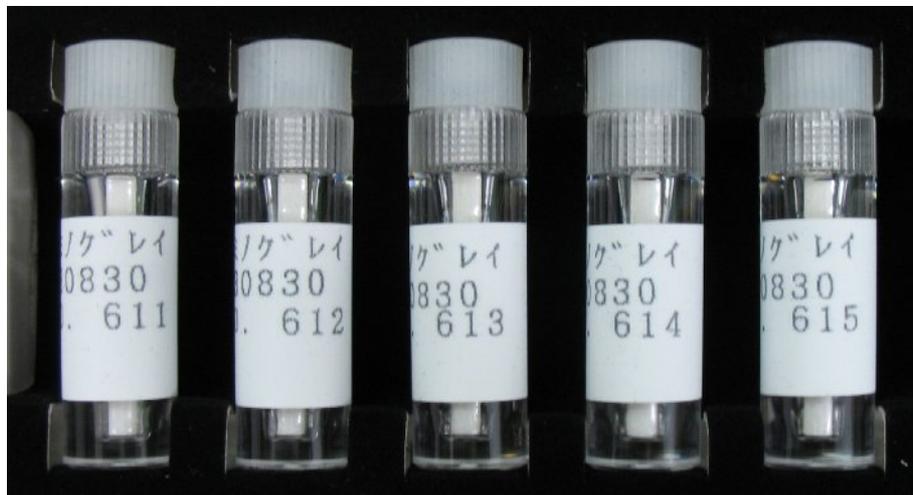


図 B.7: アラニン線量計



図 B.8: アラニン線量計取付図

## B.2 耐放射線ステッピングモータ

### B.2.1 概要

コリメータで使用される機器中、最も故障が見込まれる部品としては駆動に用いるステッピングモータが挙げられる。そこで、本研究では(株)関電工、(株)明電舎、(株)新日本石油、(株)山洋電気、(株)ハーモニックドライブシステム各社の協力の下、コリメータで使用するための耐放射線ステッピングモータを開発し、照射試験を行った [60, 78, 79]。

### B.2.2 試験条件

モータの耐放射線性は使用しているコイルの絶縁材および軸受けのグリースの耐放射線性に依存すると考えられるため、本研究ではコイル絶縁材に ITER 核融合炉用 DC モータとして開発実績のある PBI (ポリベンゾイミダゾール) 被覆を採用し、グリースに関してはアルミ粉を混入した特注品を使用している。図 B.9 に設計図を、図 B.10 に製作したステッピングモータの写真を示す。モータは 5 相式で、基本ステップ角は 0.72 度である。照射試験時の配置を図 B.11、B.12 に示す。

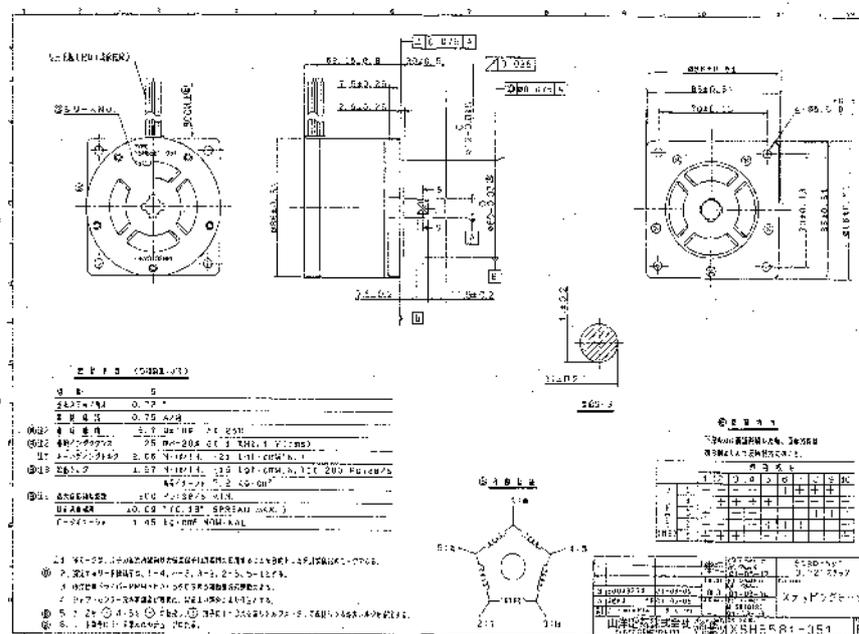


図 B.9: 設計図

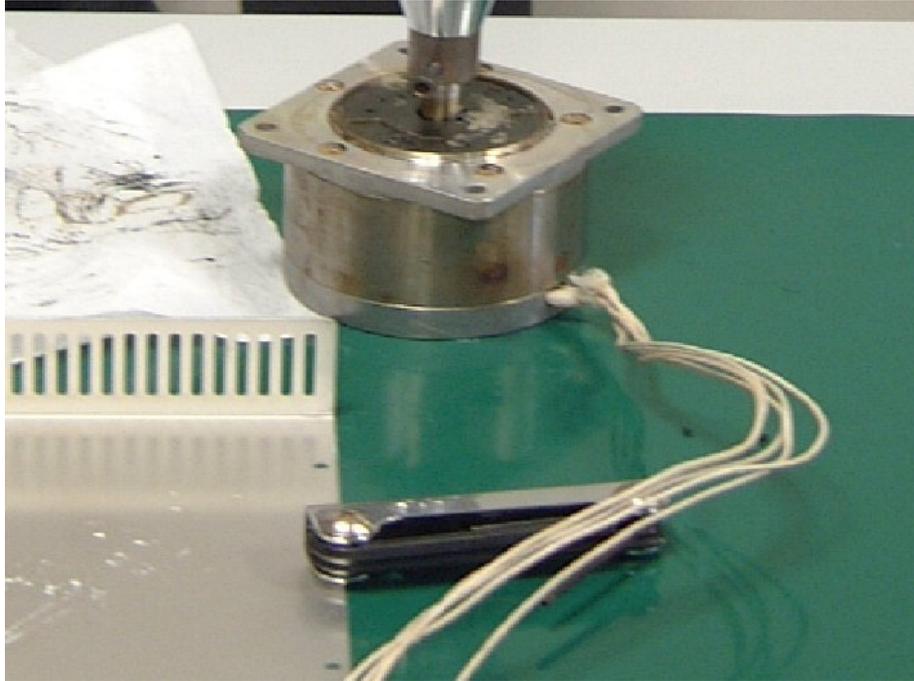


図 B.10: 耐放射線ステッピングモータ写真

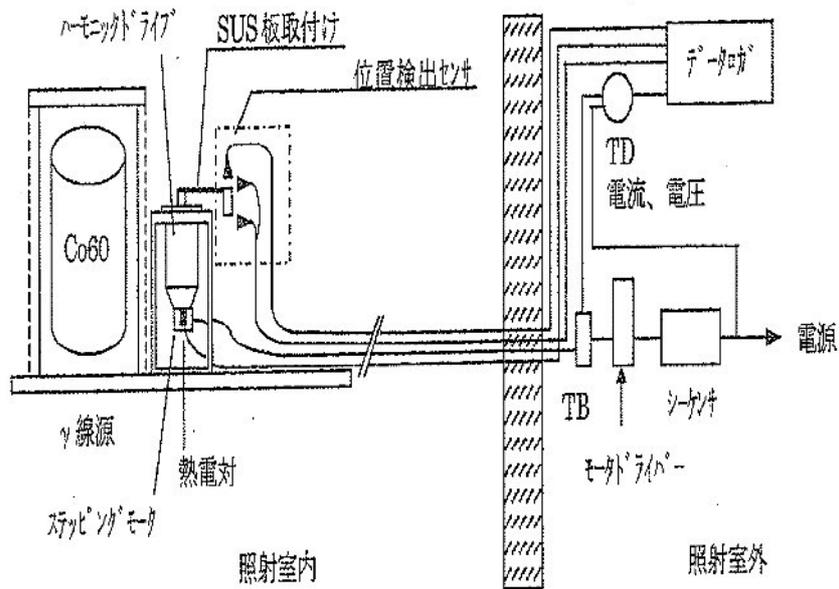


図 B.11: 照射試験時配置図



図 B.12: 照射試験時照射室内配置写真

### B.2.3 試験内容

試験項目としては、照射環境中での動作試験、およびある程度の照射線量に達した際に取り出して各種特性試験を行った。照射サンプルとして3台のモータを用意し、動作試験としては1台(1号機)を1日1回、1台(2号機)を1週間に1度、残り1台(3号機)を1ヶ月に1度照射室外に置いたコントローラーより動作させた。動作確認は、ステッピングモータの回転を直線動作に変換するハーモニックドライブギアを取り付け、ハーモニックドライブにスライダックを連動させその抵抗値の変動の測定、および先端に取り付けたマーカの動きを位置センサで検出して行った。ハーモニックドライブの図を B.13 に示す。

照射室より取り出しての特性試験は次のような項目に関して測定を行った。

#### 1. ディテントトルク

シャフトにトルクダイヤルを取り付け、無励磁状態での摩擦トルクを測定する。CW 方向、CCW 方向に各 10 回測定し、その最大値をディテントトルクとした。

#### 2. 巻線抵抗

モータの各リード線端子において、図 B.14 中 1-4、4-3、3-2、2-5、5-1 相間

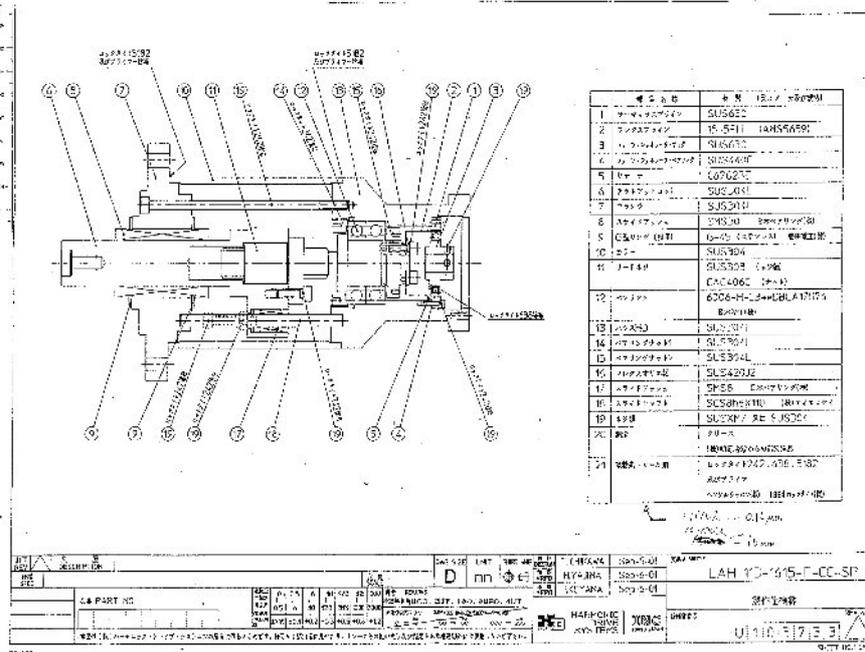


図 B.13: ハーモニックドライブ図面

抵抗を測定した。

3. 巻線インダクタンス

モータの各リード線端子において、図 B.14 中 1-4、4-3、3-2、2-5、5-1 相間のインダクタンスを測定した。

4. 絶縁抵抗

絶縁抵抗計を用いて、巻線-フレーム間の絶縁抵抗を測定した。

5. ホールディングトルク

モータのリード線端子のうち 1、2 を +、3、4 を - に結線し、一相当たり 3A の電流を流した際にモータの最大保持トルクを測定した。

6. 静止角度誤差

モータを 1 ステップずつ送り、静止角度誤差をロータリーエンコーダにて測定した。

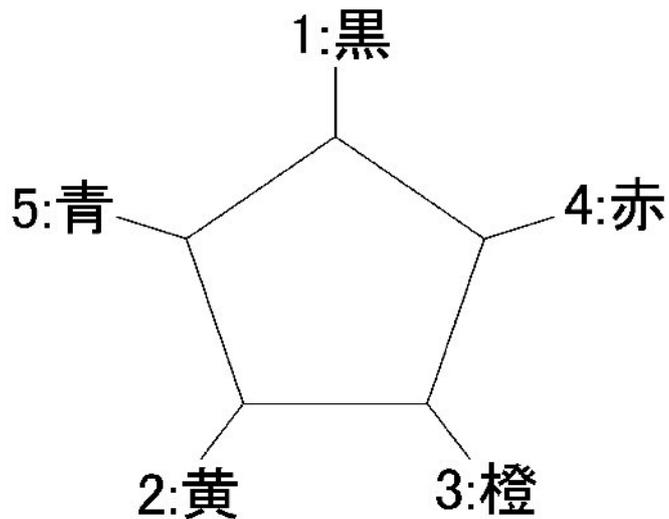


図 B.14: ステッピングモータ相間結線図

7. 最大自起動周波数

駆動装置によりミスカウント無く起動できる最大周波数を無負荷にて測定した。

8. 脱出トルク

200pulse/secにて回転させたときモータが追従して同期回転できる最大トルクをダイナモメータにより測定した。

9. 絶縁耐圧

耐圧試験機を用いて、巻線-フレーム間の絶縁耐圧を確認する。耐圧条件は巻線-フレーム間に 1200VAC、60Hz、1 秒とした。

### B.2.4 照射環境中での動作試験結果

照射環境中での動作試験データの例を図 B.15 に示す。図中、下部に大量のピークを持つ赤線が入力電流、ピンクおよび黄色で示された矩形波が基準リミットスイッチ信号および近接センサの ON-OFF 信号、青および緑の山形の波形がスライダックおよびギャップセンサで測定された動作変位量を示している。この様に動作確認を行いながら不具合が発生せず 30MGy まで照射が終了した後、1号機に関しては照射を中止し、特性試験を行った後に分解、内部の確認を行った。2号機、および3号機に関しては引き続き照射を続けたが、2号機は制御系の不具合よりリ

ミットを越えた位置で動作を続け、ハーモニックドライブが損傷し動作不能となった(図 B.16)。そのため、30MGy 以降は 3 号機 1 台で照射を継続した。照射継続後、74MGy 照射後に動作しなくなったため、照射を中断し特性試験を行った。その結果、ハーモニックドライブのギア部分が重くなり駆動に必要なトルクがモータ出力を超えたためという事が判り、ハーモニックドライブを外しモータのみとなった状態で再度照射を継続した(調査の結果、原因はグリースの固化と判明。詳細は特性試験結果を参照)。最終的に、100MGy を超えた所で照射を再度中断し、特性試験を行った。表 B.2 にサンプルへ照射した線量をまとめる。3 号機に関しては、特性試験後も動作に問題が見られなかったので、照射試験を継続中である。

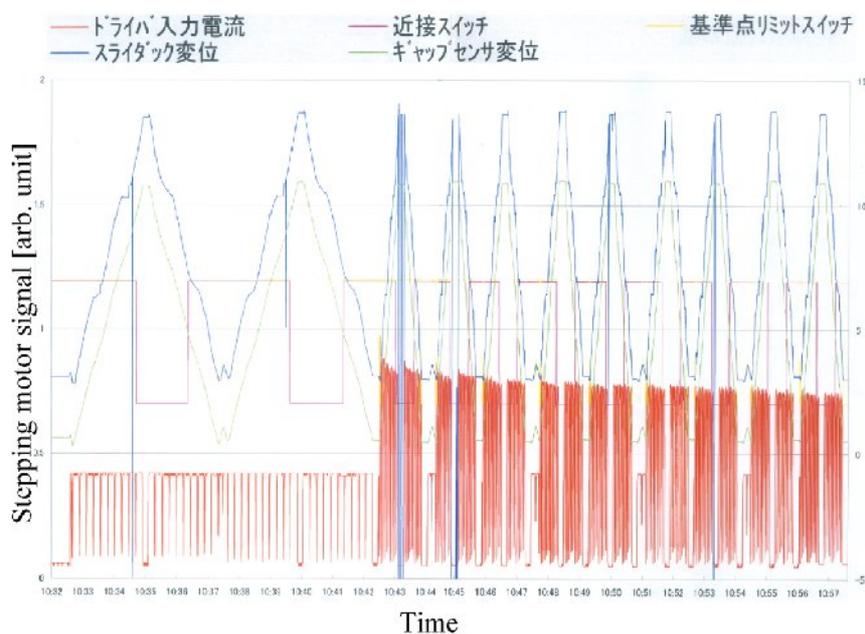


図 B.15: 動作試験データ

### B.2.5 特性試験結果と考察

特性試験の結果を表 B.3 に示す。30MGy で測定した 1 号機を分解し、内部の確認を行ったため、それ以降の測定値は別の個体(3 号機)での値となり直接データが継続していない。しかし 1 号機、3 号機ともに一般のモータで採用されている仕様値の範囲内であり、この値を標準として照射の影響を比較する。照射後、大きく値が変動している項目はディテントトルクと絶縁抵抗である。絶縁抵抗は 107MGy 照射後の 3 号機において低下が確認され、その後の測定により急激な減少が確認されている(表 B.3 \*2 参照)。ディテントトルクに関しては、1 号機では 30MGy

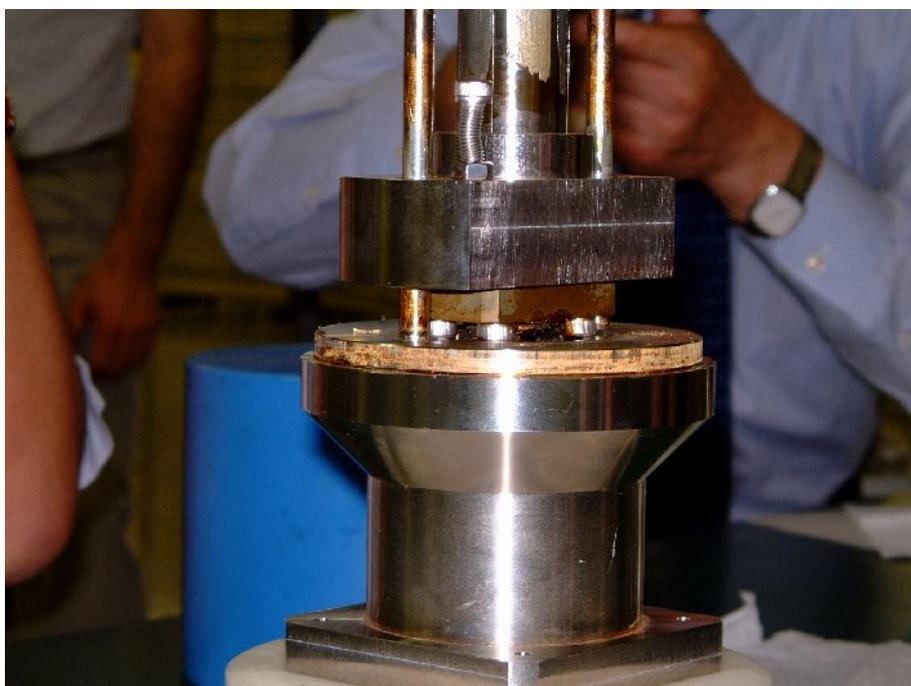


図 B.16: ハーモニックドライブ分解写真  
リミットを越えて押されたため、ストッパーのボルトが曲がっている。

表 B.2: サンプルへの照射線量

	照射線量	状況
1号機	30MGy	30MGy 照射後、特性試験を行い分解。
2号機	31MGy	31MGy 照射後、異常発生のため分解。異常の原因はモータではなくハーモニックドライブ。
3号機	107MGy	74MGy 照射後、異常発生したがハーモニックドライブ側であったため、切り離して照射継続。 特性試験後、2007年4月1日現在さらに照射を継続中。

の照射線量で著しい増加（16倍程度）が見られるが、3号機では107MGy照射後に5倍程度増加しているに過ぎない。ディテントトルクは無励磁状態でのシャフトの摩擦トルク値であるので、この値の増加は軸受けグリースの影響であると考えられる。また、照射環境中での動作試験結果でも述べたとおり、ハーモニックドライブでも駆動トルクの増大が確認されている。そこで、これらで使用しているグリースが $\gamma$ 線照射によってどのように変質したかを、ちょう度（JISで定められたグリースの硬さ）測定、IR分析、質量分析、GPC分析によって確認した。IR分析はグリースをヘキサンに溶かし、溶液と残留物とをそれぞれ測定した。また質量分析、GPC分析はヘキサン溶液に関してのみ行った。グリース基油および添加増ちょう剤を図B.17に、各分析結果を表B.4および図B.18～B.23に示す。グリース基油はヘキサンに可溶、添加増ちょう剤はヘキサンに不溶であり、ちょう度測定を除き新品の分析ではヘキサン可溶分の測定では基油に相当するピークが、不溶分の測定では添加増ちょう剤のピークが確認できる。表B.4に示したちょう度測定結果は、3号機モータ軸受け、1号機モータ軸受け、3号機ハーモニックドライブの順に硬度が増していき、3号機ハーモニックドライブに関しては完全に固化しているため測定不能であった。この傾向はディテントトルクの測定データおよびハーモニックドライブの動作不具合の傾向と一致しており、それらの原因がグリースちょう度の劣化であると考えられる。図B.18およびB.19のIR分析の結果では、ヘキサン不溶分に関しては新品と比較して照射後のサンプルではウレア基（NH-CO-NH基）、アミノ基（NH基）のピークの減少が確認された。この事より、増ちょう剤が劣化（分解）したと考えられる。また、照射後のサンプルで700付近に見られる二つのピークは、基油成分の芳香族が変質し不溶分となって現れた物と考えられる。ヘキサン可溶分に関しては、照射後のサンプルは新品とほぼ同様のスペクトルであったが、2900付近に新しいピークが見られた。質量分析の結果を図B.20～B.22、GPC分析の結果を図B.23に示す。質量分析の結果では、照射後のサンプルでは質量電荷比338の基油以外に、その2量体である674のピーク、および169付近に基油が半分が開裂したものと思われるピークが確認された。またGPCの結果でも、新品では平均分子量200のピークしか存在しなかったのに対し、モータ軸受けのグリースでは2量体と考えられるピークが10%程度存在する。ハーモニックドライブリードねじ部のグリースに関しては、2量体と考えられるピークが10%、分解物と思われる平均分子量100のピークが20%存在している。これらの結果より、基油成分に関しては、放射線によって分解および重合が起こっているものと想定される。これら分析結果より、グリースちょう度の減少は基油成分の分解、重合による減少と増ちょう剤の劣化が原因と考えられる。

表 B.3: 特性試験結果

単位	一般仕様値	1号機		3号機		
		照射前	30MG y 照射後	照射前	75MG y 照射後	107MGy 照射後
ダイテントトルク	-	0.071	1.156	0.073	0.067	0.343
巻線抵抗	5.7 ± 10%	5.548	5.636	5.612	5.614	5.504
巻線インダクタンス	25 ± 10%	25.4	25.81	25.76	25.53	25.61
絶縁抵抗	100 以上	1000 以上	1000 以上	1000 以上	1000 以上	400*2
ホールディングトルク	2.06 以上	2.646	2.646	2.646	2.509	2.548
静止角度誤差	± 0.09 以下	*1	*1	0.0468	0.0594	0.0666
最大自起動周波数	900 以上	*1	*1	1880	1900	1900
脱出トルク	1.57 以上	*1	*1	2.55	2.4	2.35
絶縁耐圧	-	異常無し	異常無し	異常無し	異常無し	異常無し

\*1 表中 \*1 は分解試験を実施のため未測定項目

\*2 絶縁抵抗測定のみ、照射試験の合間に継続測定中。2007/4/13 現在、115MGy まで照射が進み絶縁抵抗は 1.5M まで低下を確認。但し、まだ動作している。

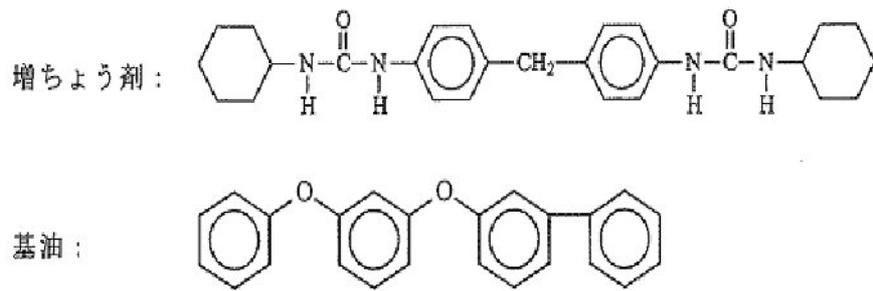


図 B.17: グリース基油および添加増ちょう剤の分子構造図  
 増ちょう剤はヘキサンに不溶、基油はヘキサンに可溶。

表 B.4: ちょう度測定結果

グリース種別	ちょう度 (UW)
新品	317
3号機ハーモニックドライブ	リードねじ部 (74MGy) 固化のため測定不能
1号機ステッピングモータ軸受 (30MGy)	170
3号機ステッピングモータ軸受 (74MGy)	242

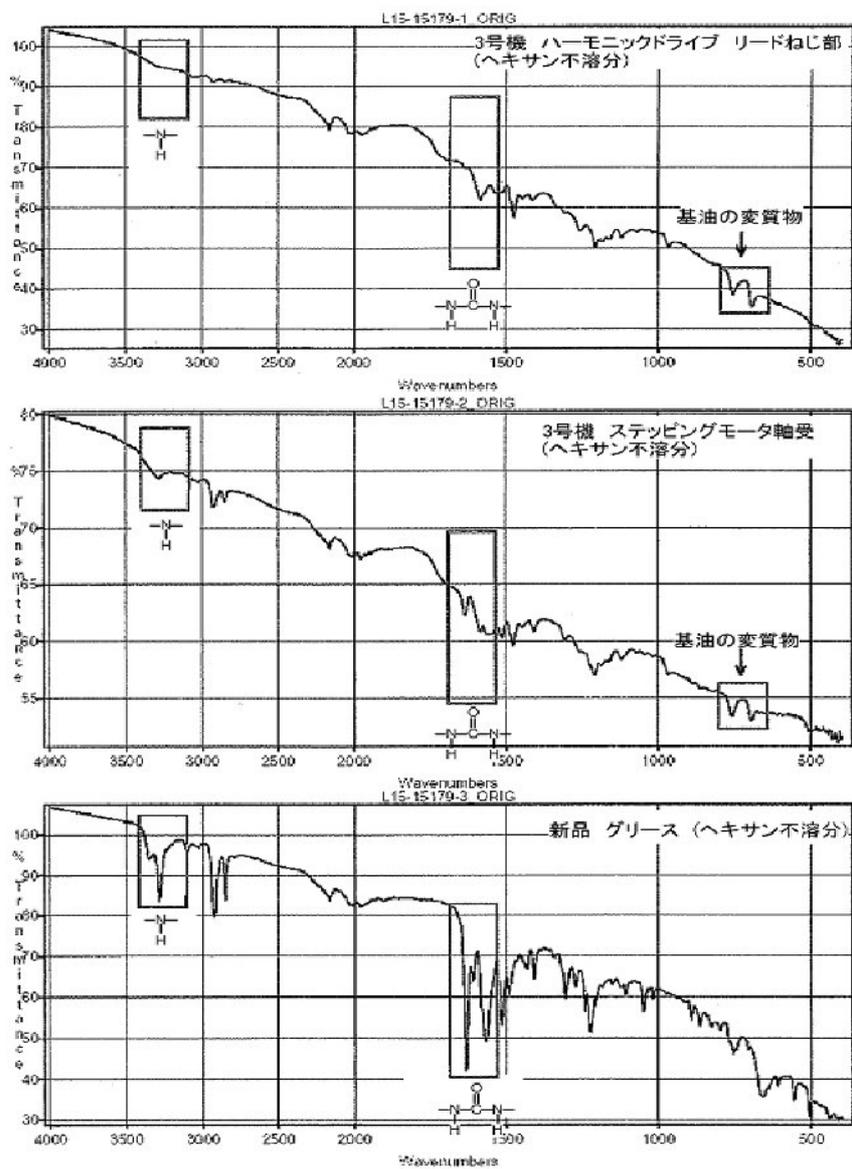


図 B.18: グリース ヘキサン不溶分の IR スペクトル

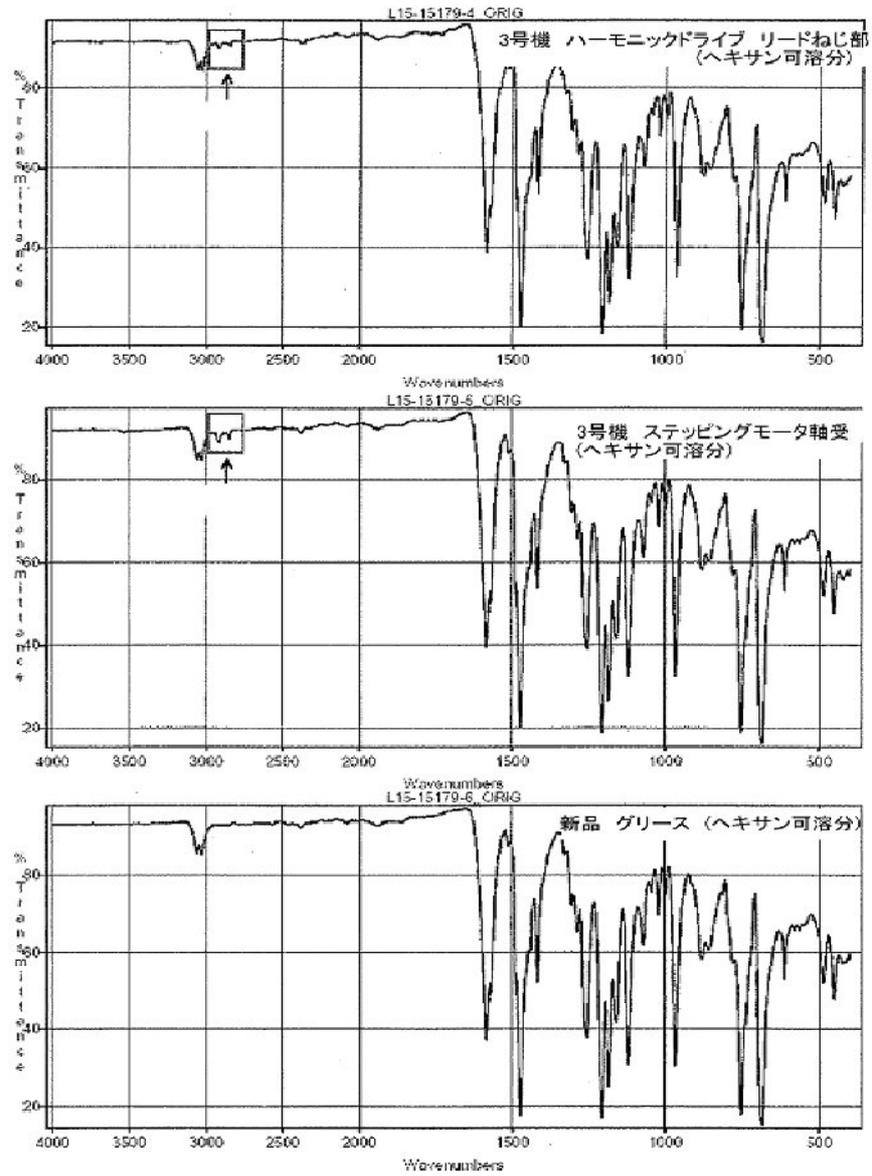


図 B.19: グリース ヘキサン可溶分の IR スペクトル

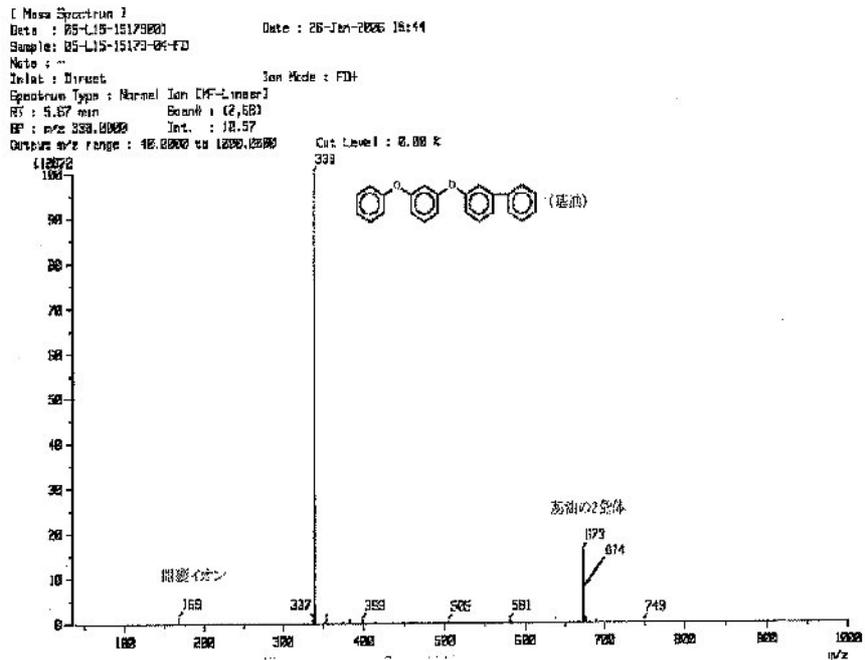


図 B.20: 3号機 ハーモニックドライブ リードねじ部グリース質量分析スペクトル

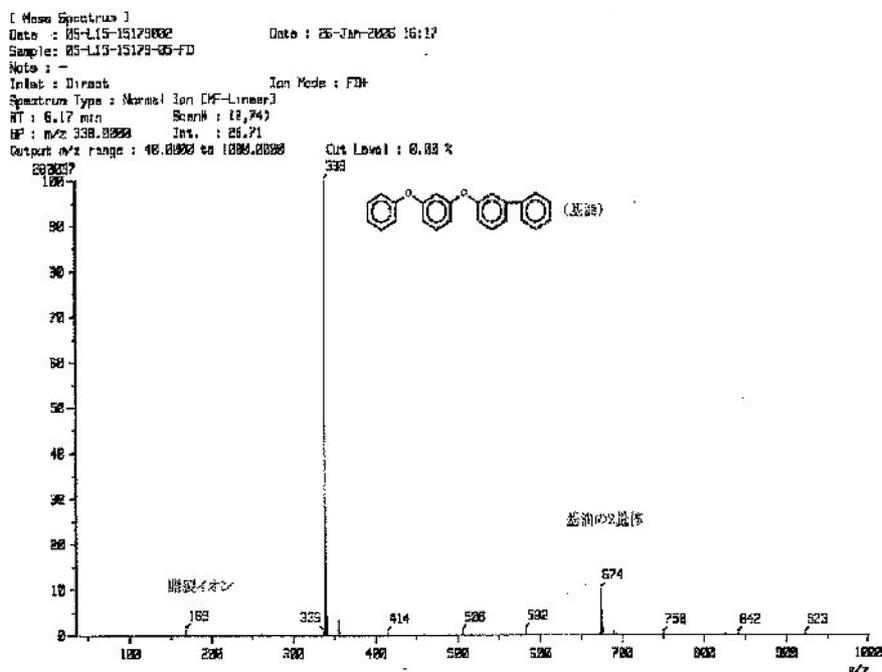


図 B.21: 3号機 ステッピングモータ軸受グリース質量分析スペクトル

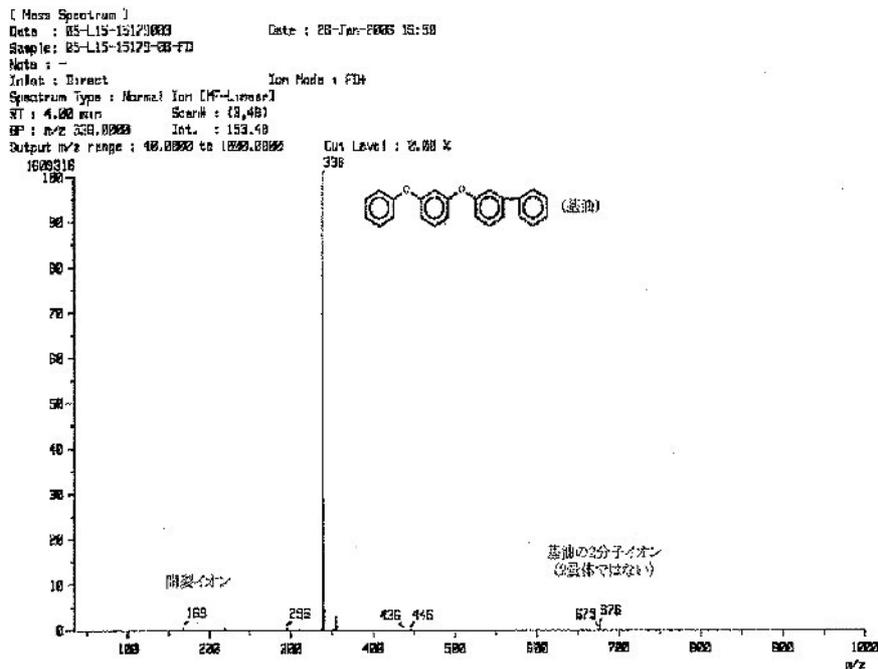


図 B.22: 新品グリース質量分析スペクトル

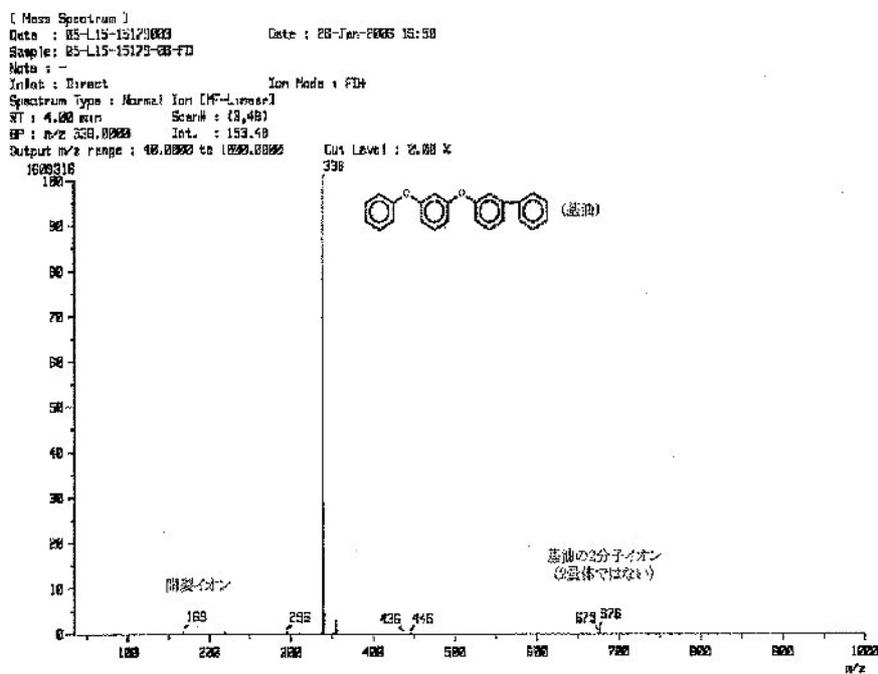


図 B.23: グリース GPC クロマトグラフィ

## B.3 ヒートパイプ冷却システム検討

### B.3.1 概要

STRUCT によるシミュレーションの結果より、上下方向のブロックでは最大 400W、左右方向では最大 700W の発熱が見込まれる。そこで、その冷却のために設計の初期段階ではヒートパイプの仕様を視野にいれ、その耐放射線性能の評価試験を行った。

### B.3.2 試験条件

今回試験に使用したヒートパイプは日立電線(株)製の一般民製品で、管の材質は脱リン酸銅、内部の冷媒は水を使用している。ヒートパイプの機能確認試験のため、パイプ上部、中部には熱電対を、パイプ下部には熱電対に加えて 100W のヒーターをあらかじめ取り付けられている。このヒーターによって与えられた熱は、パイプ上部に輸送され圧着されたフィンにより空冷される設計となっている。また、本試験では照射後の内部気体の分析をするため、パイプ最上部にバルブを取り付け、その開閉により内部気体のサンプリングが可能ないように改造している。サンプルは、照射線量の違いによる影響を確認するため同じ形状の物を 3 本作成した。試験体を図 B.24、図 B.25 に示す。今回の試験は、ヒートパイプの放射線環境下での動作の確認と、ヒートパイプ内部にてどのような事が起こっているのかの確認に分けられる。放射線環境下での動作試験では、放射線照射前、照射中、および照射後のヒートパイプの熱伝達試験とその際浴びた  $\gamma$  線の線量測定を行なった。また、ヒートパイプ内部の確認調査としてはガスクロマトグラフおよび Q-mass での内部気体の分析、冷却水内部の溶存元素の分析を行った。照射室内の様子を図 B.26 に示す。室温は、業務時間のみ空調が入るため、昼と夜で最大 15 度程度上下している。照射中の室温の変動はヒートパイプ機能試験の結果に併せて記載している。

空間線量率の測定はアラニン線量計をヒートパイプ 3 カ所（ヒータ部、中間部、放熱部 図 B.27 参照）に取付け実施した。

空間線量率測定結果より、各ヒートパイプの積算線量を求めたものを次表 B.5 に示す。

### B.3.3 ヒートパイプ機能試験内容

ヒートパイプ機能試験として、ヒートパイプに  $\gamma$  線を照射しながら、パイプ下部に取り付けられているヒーターに 100 W の熱を与え、その際パイプに取り付けた熱電対でパイプ上部、中部、下部の温度を測定する事により、熱輸送能力を確認した。ヒーターに入力されている電力、熱電対の出力は横河製 WE7000 モジュール

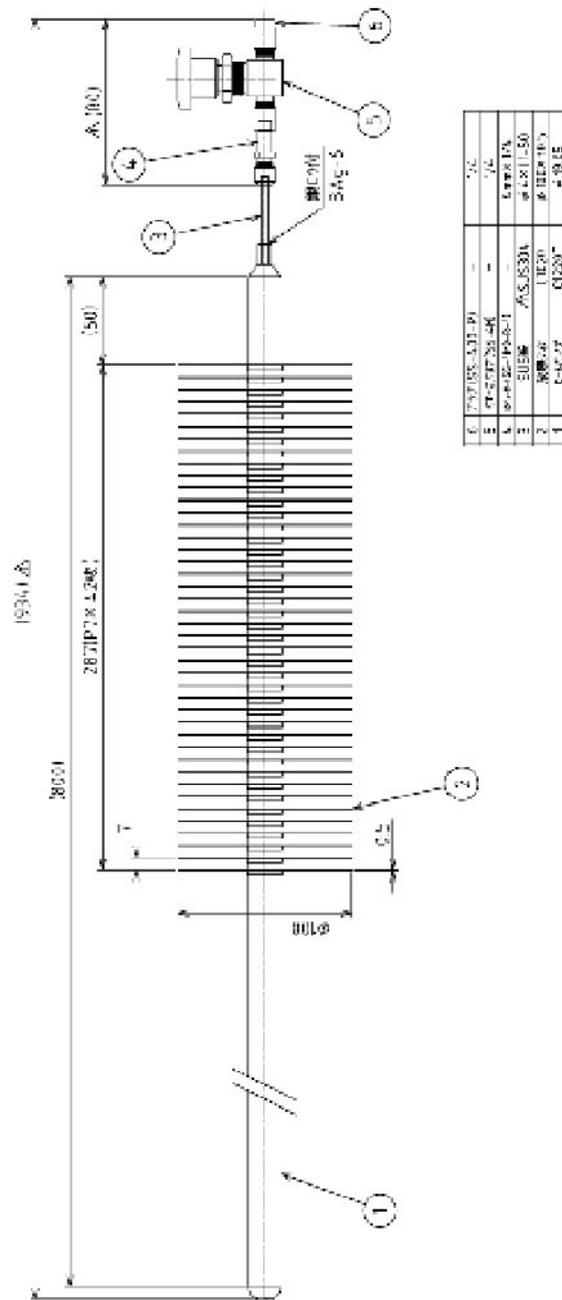


図 B.24: ヒートパイプ試験体図面



図 B.25: ヒートパイプ試験体

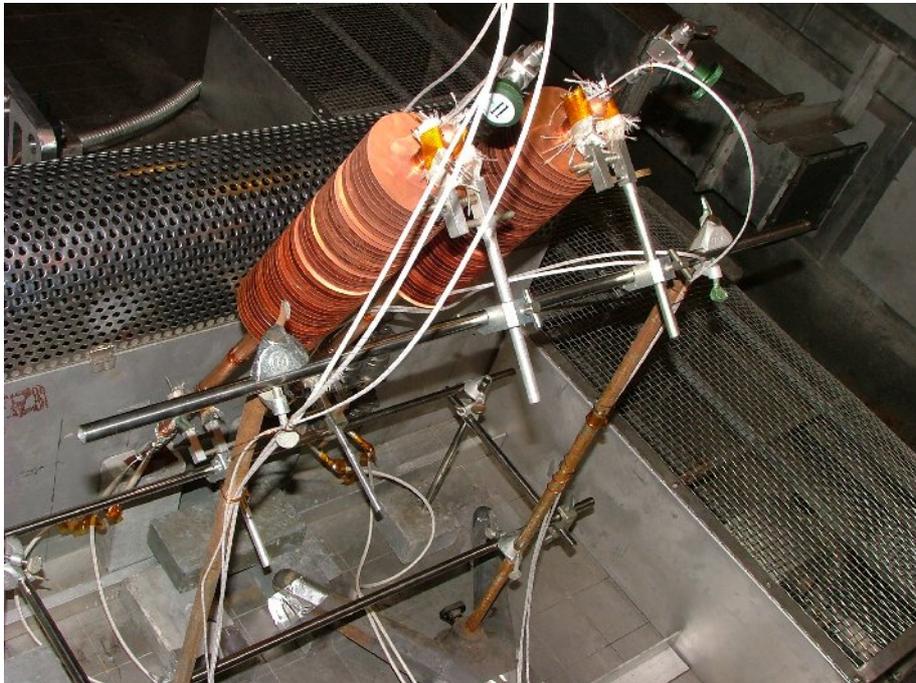


図 B.26: 照射室内配置

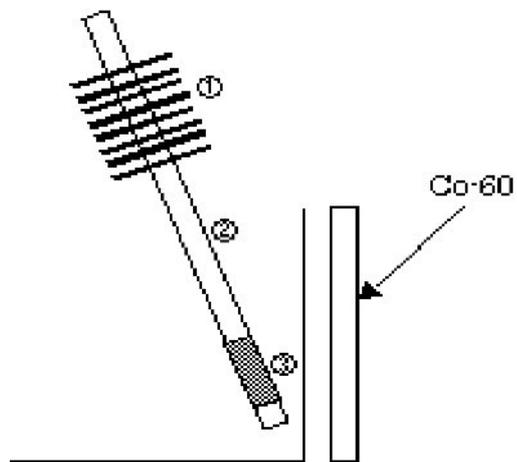


図 B.27: アラニン線量計測定位置

表 B.5: 積算線量

試料名	測定箇所	線量率 (kGy/h)	積算照射時間 (h)	積算線量 (kGy)
ヒートパイプ1	ヒータ部	16.09	525.0hr	8447.25
	中間部	7.65		4016.25
	放熱部	1.48		777.00
ヒートパイプ2	ヒータ部	13.66	133.6hr	1824.98
	中間部	7.81		1043.42
	放熱部	1.68		224.45
ヒートパイプ3	ヒータ部	13.66	228.1hr	3115.85
	中間部	7.81		1781.46
	放熱部	1.68		383.21

を介して照射室外に置かれたパソコンに取り込み、保存した。試験体系を図 B.28 に示す。

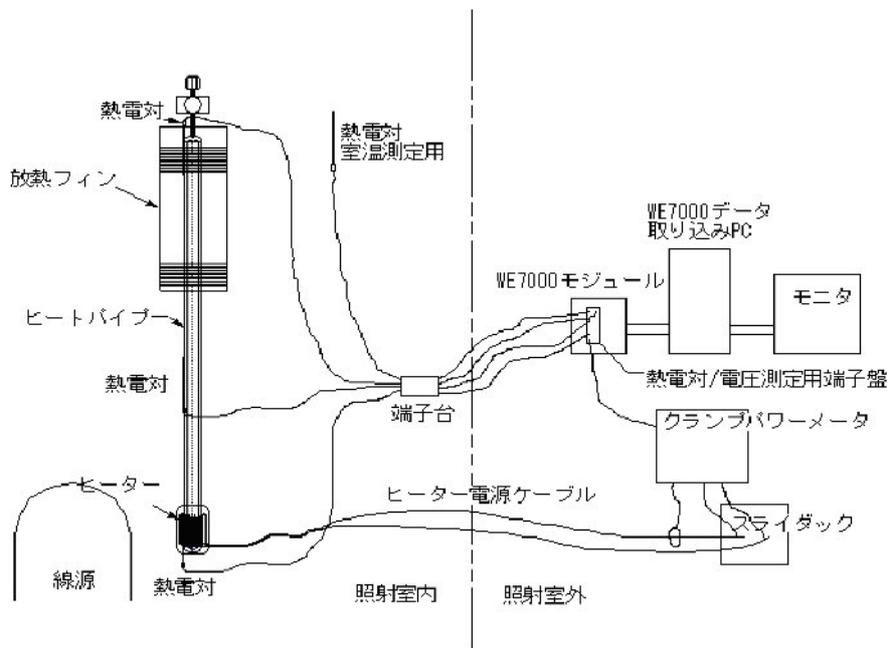


図 B.28: ヒートパイプ機能試験体系

### B.3.4 ヒートパイプ機能試験結果

ヒートパイプ機能試験は、照射前、照射中、および照射後にそれぞれ行った。照射前の測定結果を図 B.29 に、照射中の測定結果を図 B.30-B.33 に、照射後の結果を図 B.34-B.37 にそれぞれ示す。照射開始前の測定では、すべてのヒートパイプに関して加熱している下部と上部冷却フィン付近とで 5 度程度の差となっており、下部にて加えられた熱が上部に問題無く伝わって冷却されている。代表例としてサンプル 1 の温度変化を図 B.29 に示す。照射を開始すると、ヒートパイプ およびでは、照射開始後 20 時間程度にわたってデータロギングに失敗してデータが存在しないものの、それ以降のデータは時間とともに下部と上部の温度差が広がって行き、ヒートパイプの熱伝達機能が劣化していることがわかる (図 B.30、B.31)。照射開始直後からデータの残っているヒートパイプ で照射初期の状況を確認すると、照射線量にして 30kGy 弱から速やかに温度差が開いていき、ヒートパイプとしての機能を失っているのがわかる (図 B.32、B.33)。また、フィンを介しての自然空冷としているため、照射試験中の室温の変化に対してヒートパイプ各部の温度も敏感に反応している。最後に、照射試験後半年ほど経過したヒートパイプ

それぞれに関して動作確認を行った。結果としては、照射によって機能を失ったヒートパイプ ~ については、半年の時間経過によっても機能を回復しなかった。一方、照射を行っていないヒートパイプ に関しては問題無く動作した。(図 B.34~ B.37)

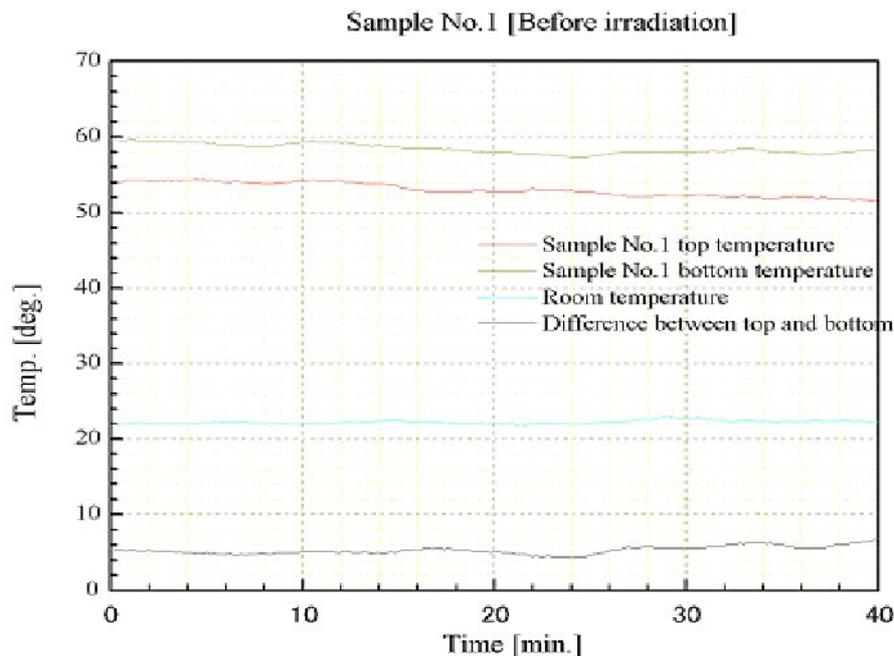


図 B.29: 照射前機能試験結果

### B.3.5 ヒートパイプ内圧力測定方法

次に、照射を行ったヒートパイプ内部の気体に関して、内圧の測定とガス成分の分析を行った。内圧の評価は、ガス分析に使用するため捕集ビンに採取したヒートパイプサンプル内部ガスの圧力から、照射前後のヒートパイプ内の圧力を計算した。計算の方法は各ヒートパイプに対し、ガスを採取した捕集ビンの圧力から、捕集用真空ライン内圧力を求めた後に、ヒートパイプ内の圧力を求めた。図 B.38 にヒートパイプ内のガスを捕集ビンに採取するための真空ラインの図を示す。

### B.3.6 ヒートパイプ内圧力測定結果

ヒートパイプ内の圧力測定結果を表 B.6 にまとめる。今回の試験では $\gamma$ 線照射前のヒートパイプ内ガス採取はのみ実施し、その他については行われなかった。しかし、各ヒートパイプについてはパイプ内の体積、及び内部の冷却水はほぼ同

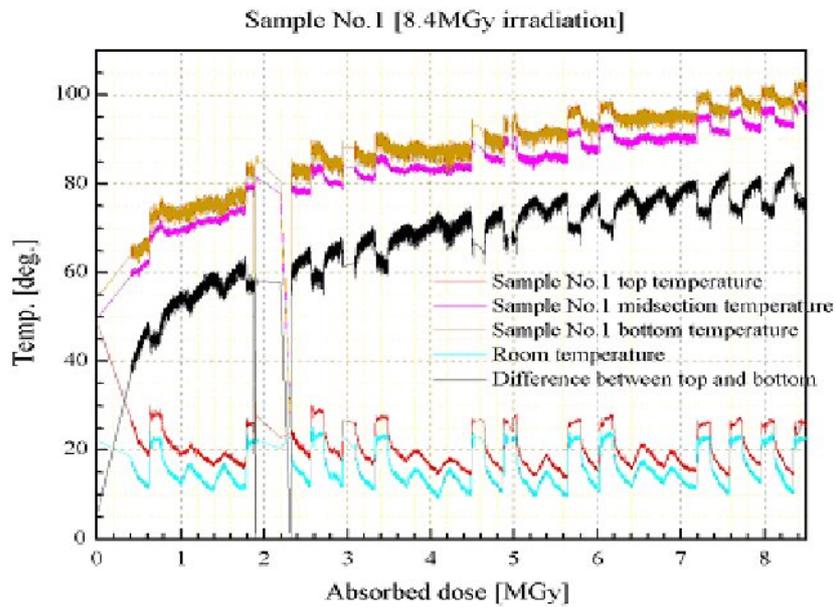


図 B.30: ヒートパイプ 照射時動作試験

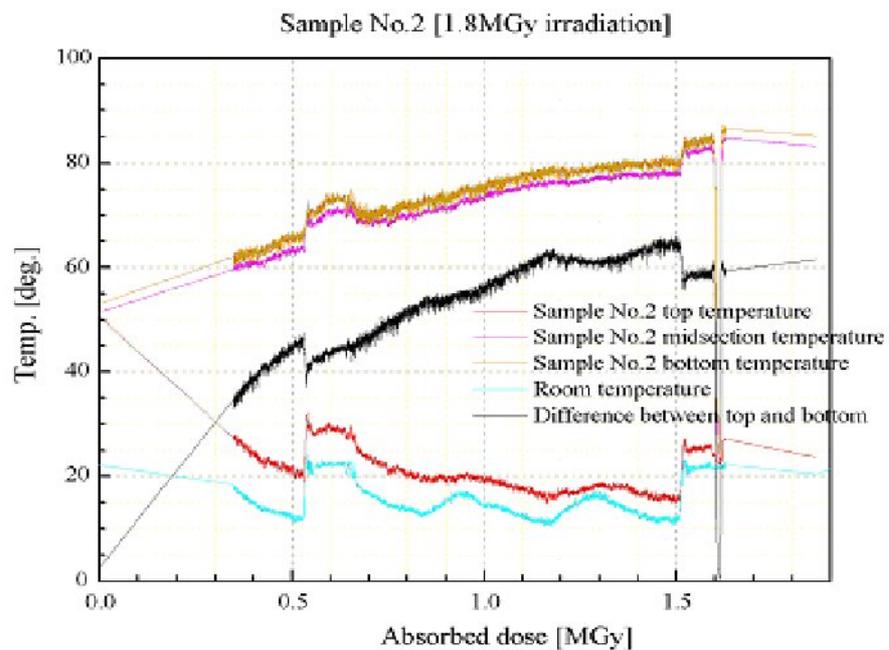


図 B.31: ヒートパイプ 照射時動作試験

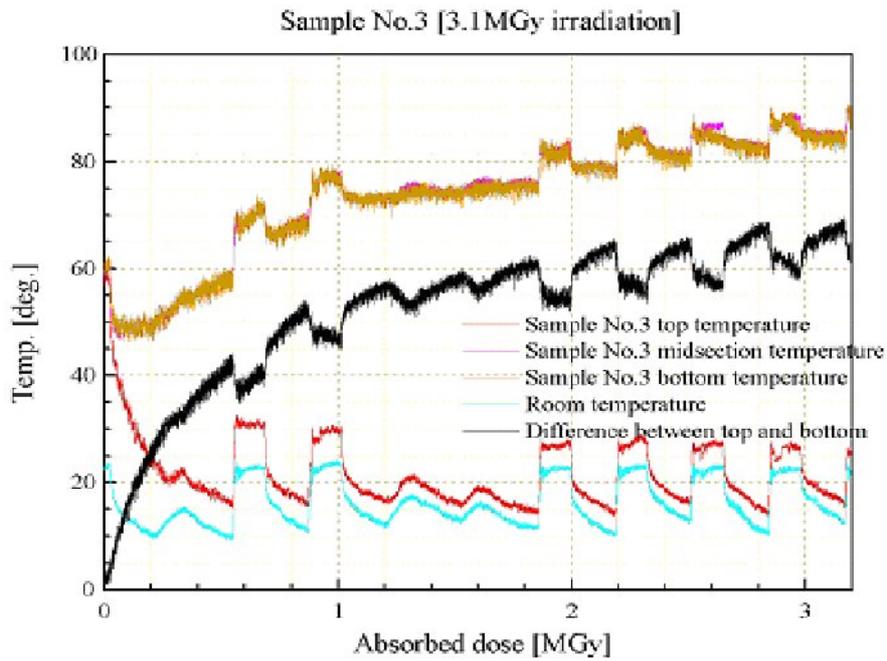


図 B.32: ヒートパイプ 照射時動作試験

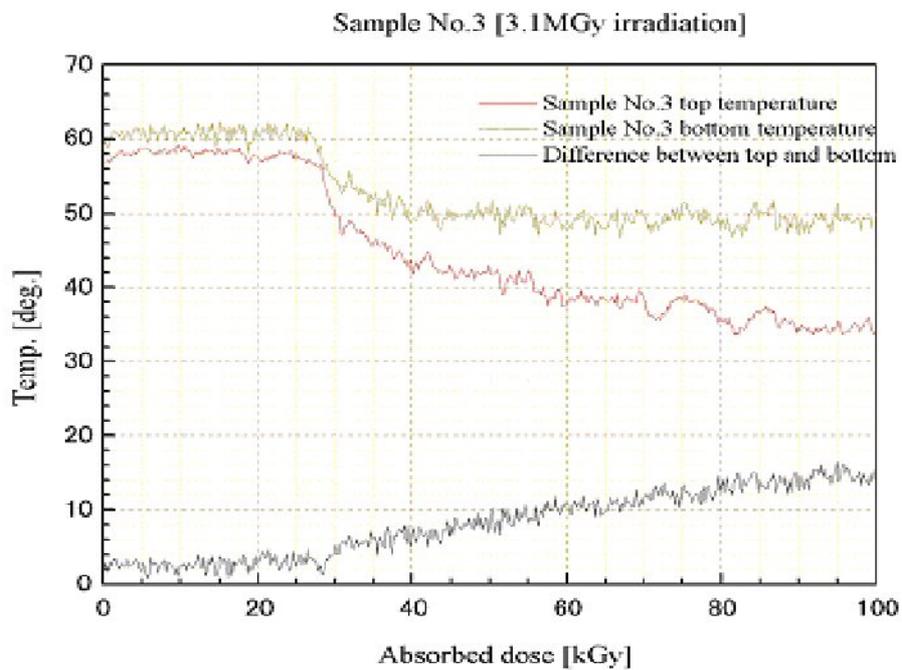


図 B.33: ヒートパイプ 照射時動作試験（照射初期拡大図）

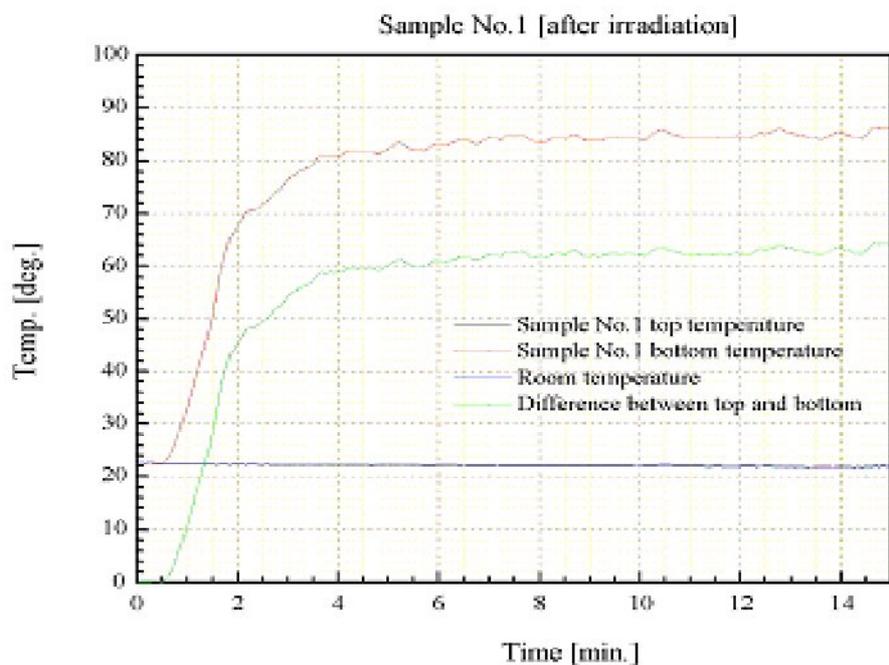


図 B.34: ヒートパイプ 照射後動作試験

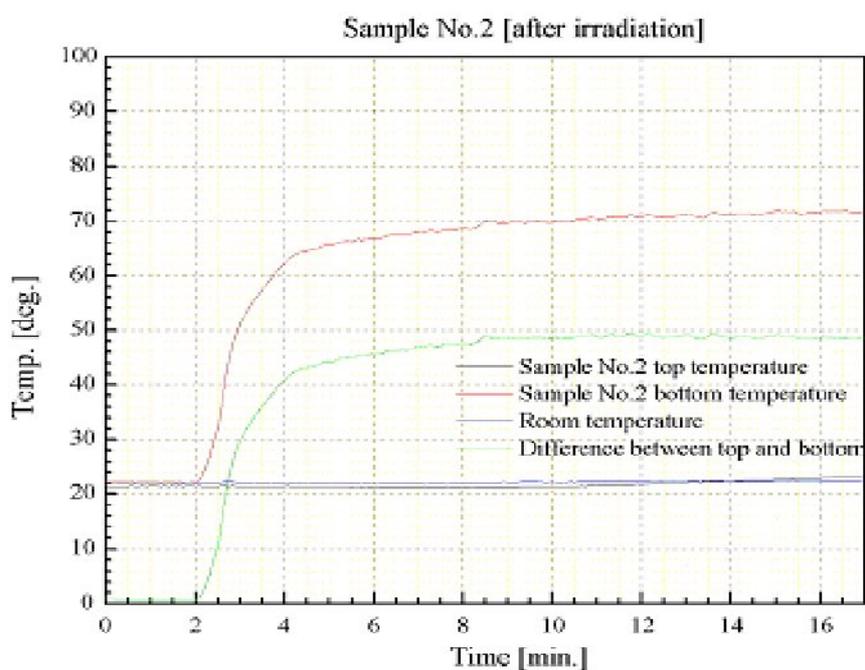


図 B.35: ヒートパイプ 照射後動作試験

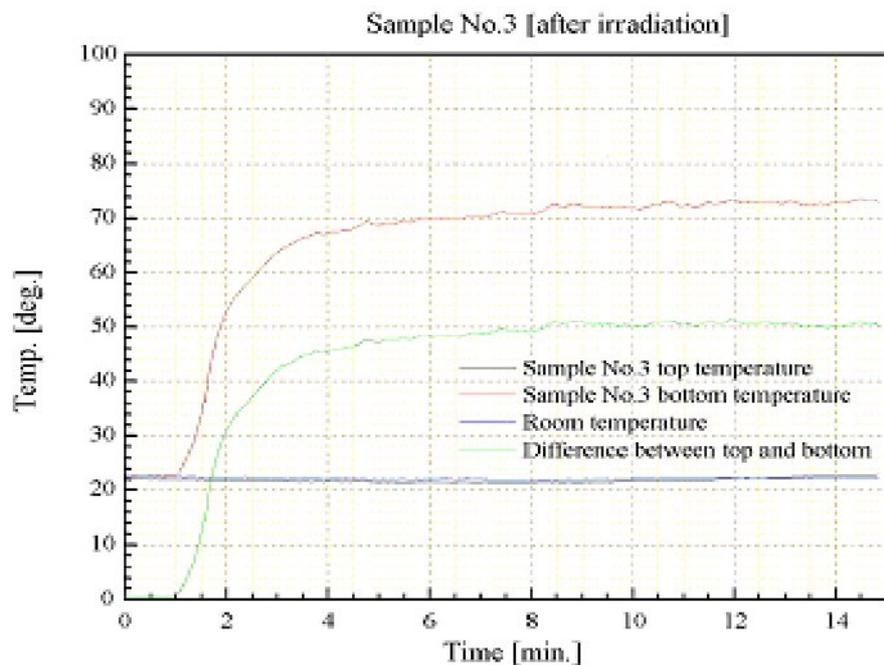


図 B.36: ヒートパイプ 照射後動作試験

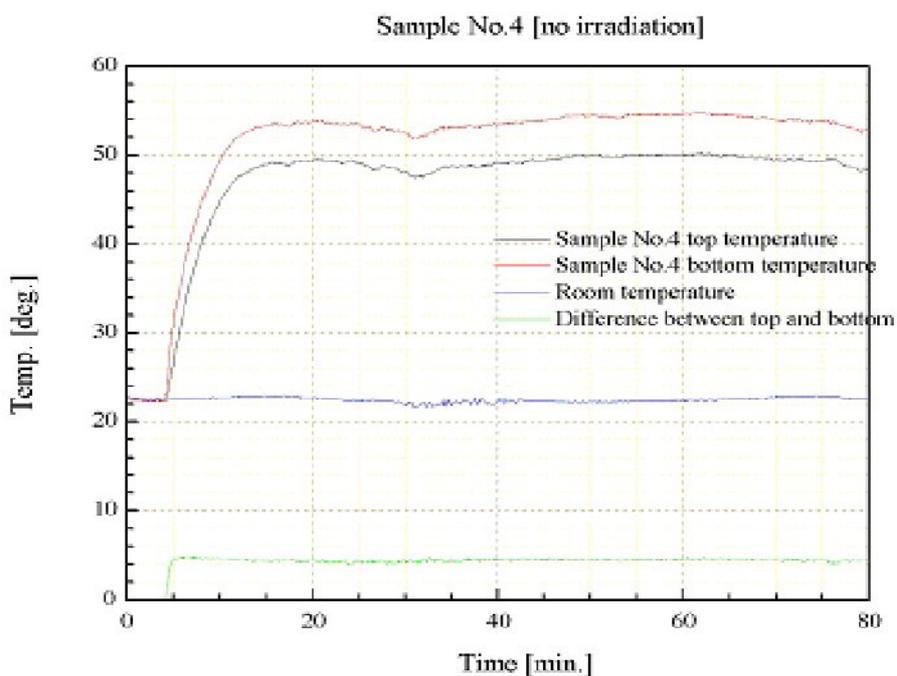


図 B.37: ヒートパイプ 動作試験 (未照射)

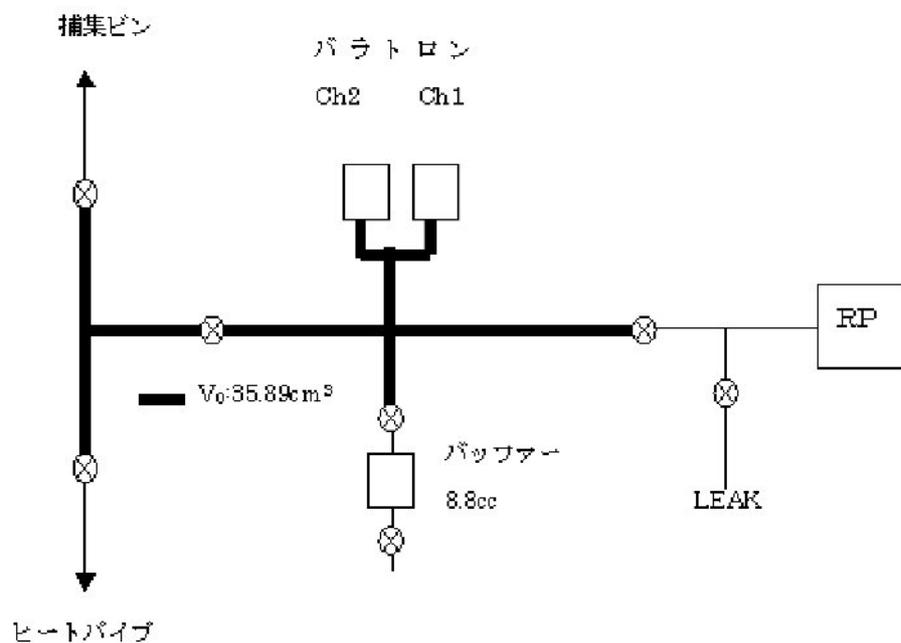


図 B.38: 捕集用真空ラインの詳細

様の条件である。従って上記の表から照射時間の増加に伴い、パイプ内の圧力が増加していることがわかる。ちなみに初期圧力をすべてと同様とした場合、照射後の内部圧力の増加率は が 12.75、 が 6.7、 が 7.4 である。照射時間とヒートパイプ内の圧力変化を図 B.39 に示す。

表 B.6: 積算線量

試料	ヒートパイプ		ヒートパイプ		ヒートパイプ	
	照射前	照射後	照射前	照射後	照射前	照射後
照射時間	525.0hr		133.6hr		228.1hr	
冷却水量	8.1cc		7.9cc		9.2cc	
捕集ビン圧	-	106torr	-	56.5torr	8.4torr	62.9torr
ヒートパイプ内圧	-	353.61torr	-	186.55torr	27.74torr	207.78torr

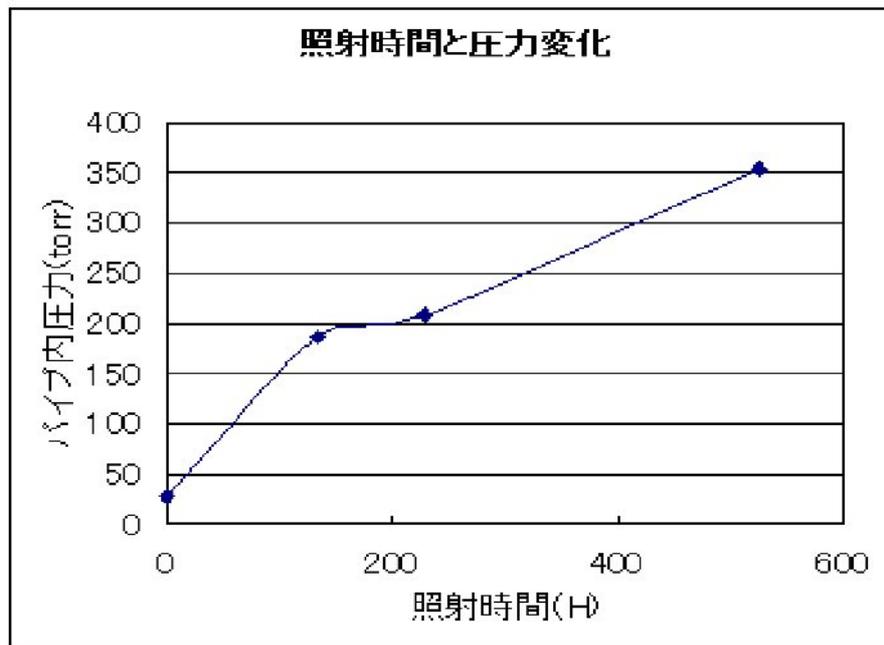


図 B.39: 照射時間と圧力変化

### B.3.7 ガス分析方法

ガスクロマトグラフおよび四重極質量分析装置 (Q-mass) を用いて、パイプ内の残留ガスの評価を行った。測定方法はヒートパイプ内圧力測定にて捕集したガスを捕集ビンにて保管し、分析器の配管ラインにこの捕集ビンを取り付け分析を実施した。図 B.40、B.41 にガスクロマトグラフィの試験体系を、図 B.42 と B.43 に四重極質量分析装置の試験体系をそれぞれ示す。

### B.3.8 ガスクロ測定結果

上記ガスクロによる採取したガス試料の分析結果を表 B.7 ~ B.10 に示す。評価に当たって、ガスクロのピーク値を標準ガスで校正している。

ヒートパイプ 3 の照射前の分析結果では窒素と酸素が 4 : 1 で存在しており、内部には通常の空気が入っていた事が判る。照射後のデータに関しては、照射前に存在しなかった水素が主要なガス成分となっている。ただし、照射線量に比例してその存在比が増えている訳ではない。

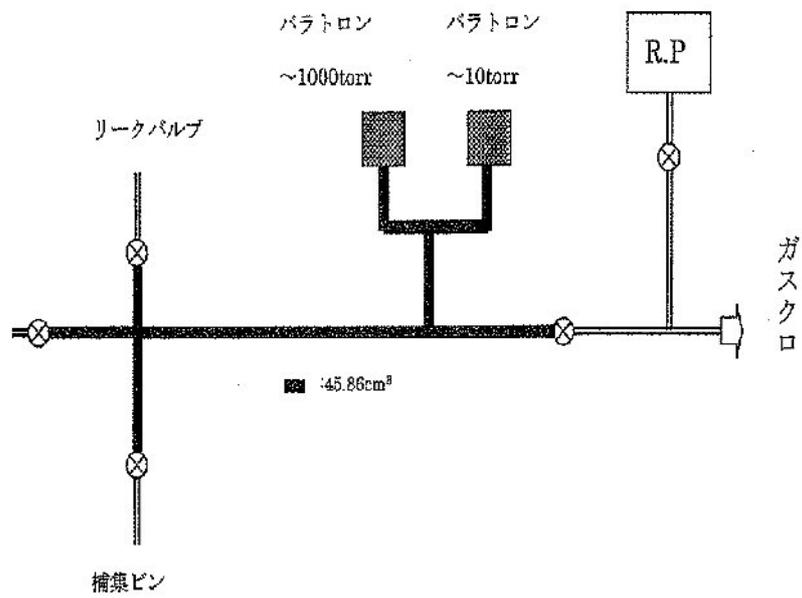


図 B.40: ガスクロマトグラフ配管図

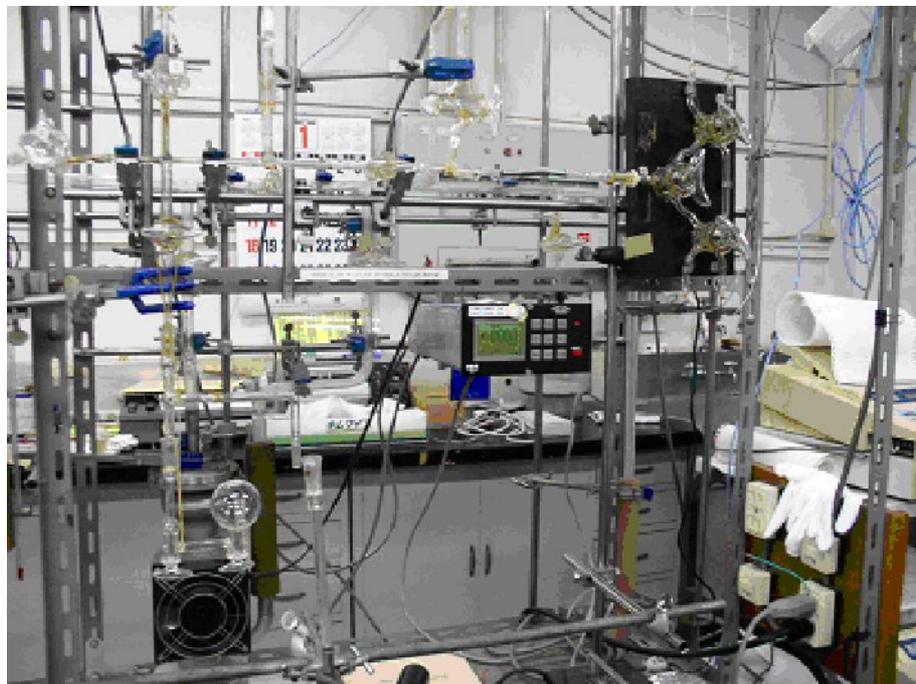


図 B.41: ガスクロマトグラフ配管写真

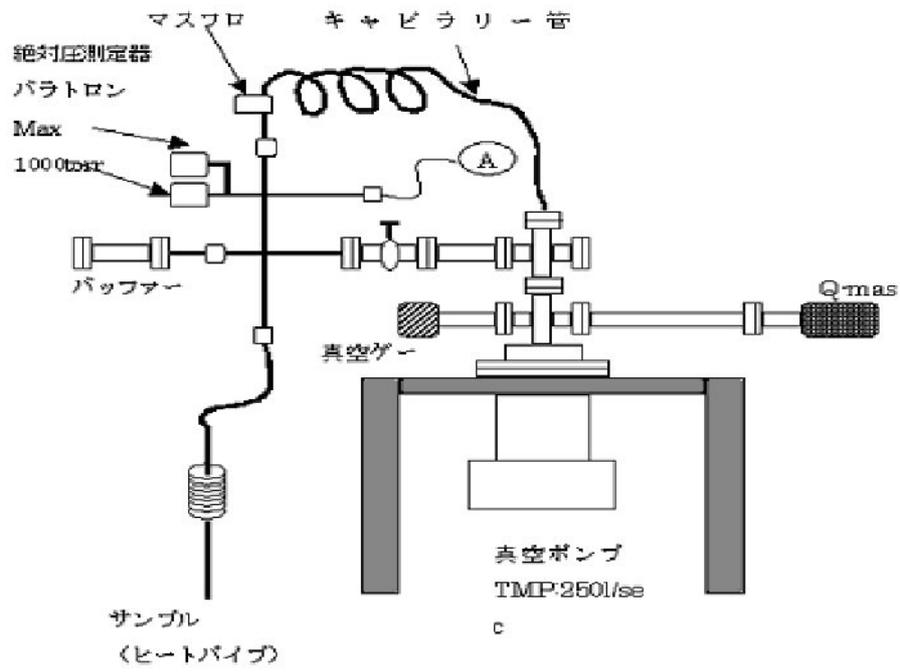


図 B.42: Q-mass 系配管図



図 B.43: Q-mass 系写真

表 B.7: ヒートパイプ 1 ガスクロ試験結果

ヒートパイプ 1 (照射時間 525hr, 照射線量 8.447MGy)

	1 回目測定 校正圧力		2 回目測定 校正圧力		平均 圧力
	torr	%	Torr	%	%
$H_2$	27.167	33.790	26.230	42.860	38.325
$O_2$	4.921	6.121	3.756	6.1380	6.130
$N_2$	11.912	14.815	9.180	14.999	14.907

表 B.8: ヒートパイプ 2 ガスクロ試験結果

ヒートパイプ 2 (照射時間 133.6, 照射線量 1.824MGy)

	1 回目測定 校正圧力		2 回目測定 校正圧力		平均 圧力
	torr	%	Torr	%	%
$H_2$	27.870	64.513	26.465	70.385	67.449
$O_2$	0.684	1.584	1.201	3.195	2.389
$N_2$	2.336	1.004	9.180	2.670	4.039

表 B.9: ヒートパイプ 3 ガスクロ試験結果

ヒートパイプ 3 (未照射)

	1 回目測定 校正圧力		2 回目測定 校正圧力		平均 圧力
	torr	%	Torr	%	%
$H_2$	0	0	0	0	0
$O_2$	0.098	1.914	0.025	0.609	1.261
$N_2$	0.362	7.048	0.099	2.369	4.708

表 B.10: ヒートパイプ3 ガスクロ試験結果

ヒートパイプ3 (照射時間 228.1 h r , 照射線量 3.115MGy)

	1 回目測定 校正圧力		2 回目測定 校正圧力		平均 圧力
	torr	%	Torr	%	%
$H_2$	27.636	58.426	10.890	29.118	43.772
$O_2$	1.238	2.616	0.237	0.633	1.625
$N_2$	0.0888	0.188	0.010	0.027	0.108

### B.3.9 四重極質量分析測定結果

質量分析測定結果を図 B.44 ~ B.47 に示す。

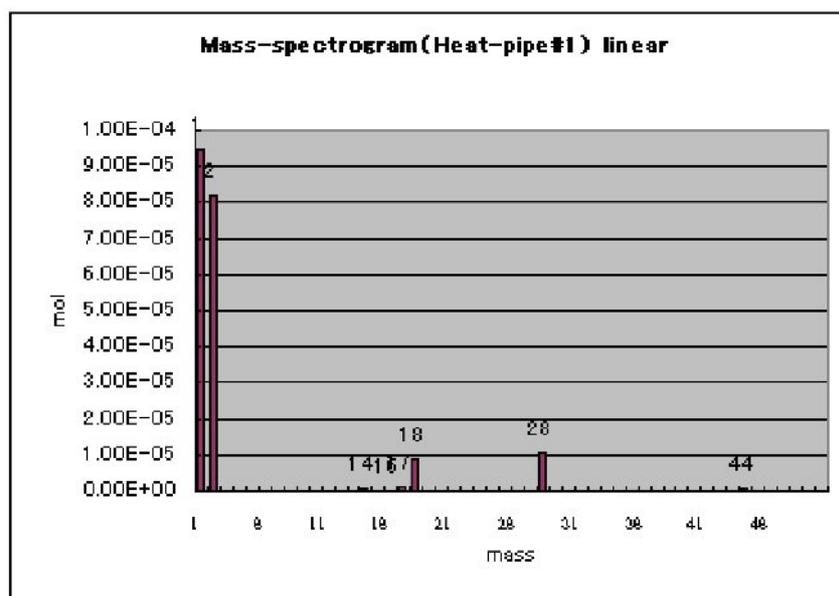


図 B.44: ヒートパイプ1 Q-mass スペクトル

ガスクロでの測定と違い、未照射サンプル(ヒートパイプ4)の結果ではガス成分は質量数 17、18 といった水が主要成分である。これはガスクロでは水蒸気が測定できないためである。窒素と酸素は量としては水蒸気より 1 桁少ないが、存在比は 4 : 1 であり内部は減圧され水蒸気で飽和した空気と考えられる。照射後のヒ-

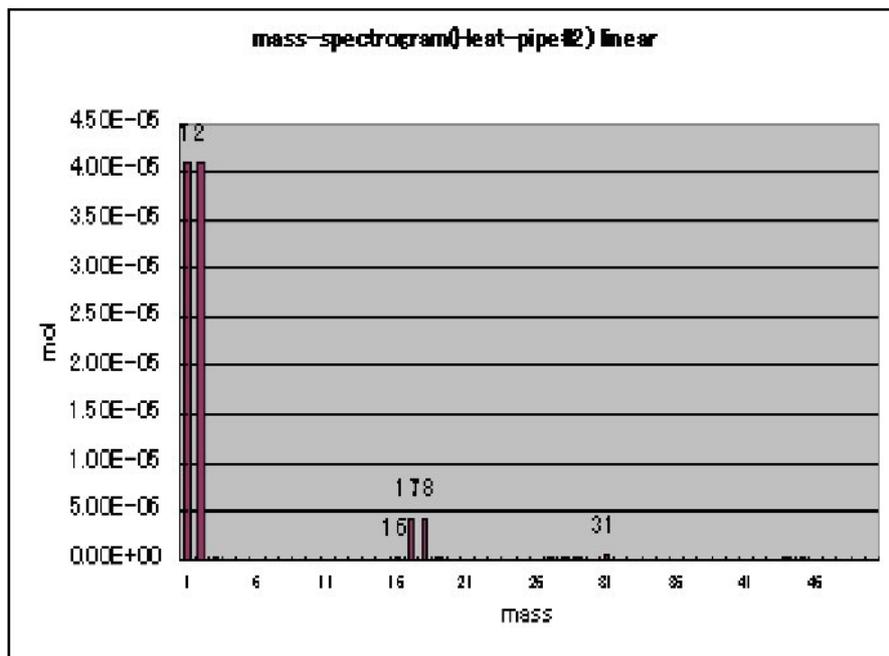


図 B.45: ヒートパイプ 2 Q-mass スペクトル

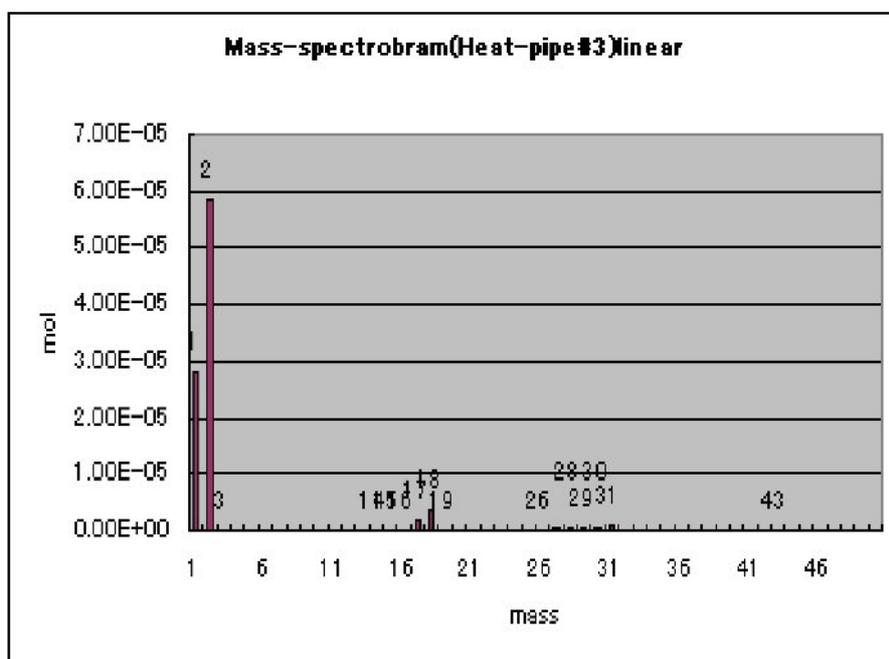


図 B.46: ヒートパイプ 3 Q-mass スペクトル

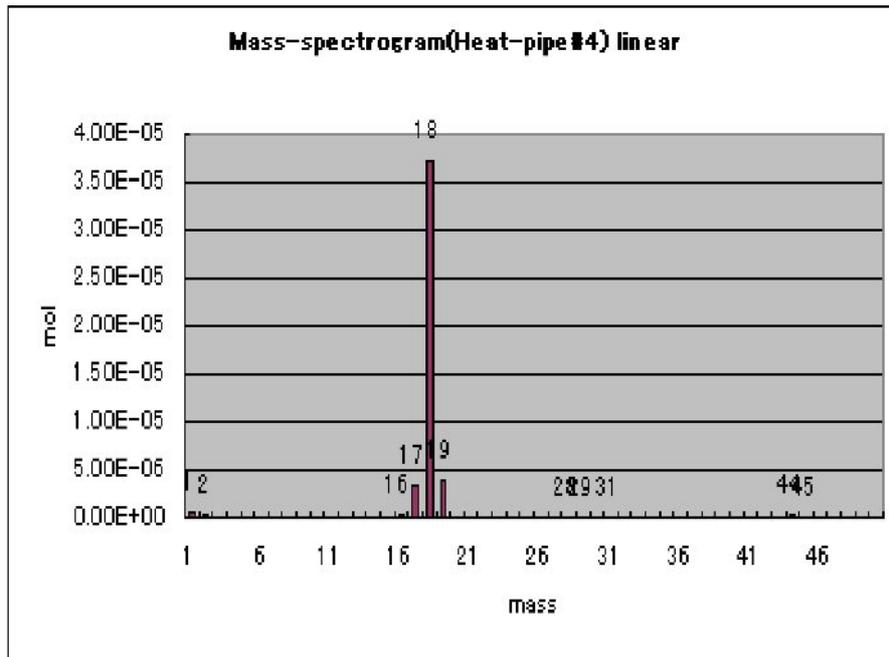


図 B.47: ヒートパイプ 4 (未照射サンプル) Q-mass スペクトル

トパイプ内部の気体は、どの結果も水素が 9 割前後を占めており、この場合もガス成分比と照射線量に明確な比例関係は見られなかった。

### B.3.10 ヒートパイプ試験考察

照射中機能試験の結果より、ヒートパイプは放射線に対してそれほど強くなく、数十 kGy で熱伝導率が急速に悪化する事が判った。パイプ内圧の測定結果より、これはパイプ内の圧力が上昇し水が沸騰し辛くなり、熱交換が行われなくなったためと考えられる。また、パイプ内部には空気以外に水しか存在しない事から、内圧の上昇は水が分解したためと推測される。ガス成分分析の結果からも、定量的な議論ができる程系統的な結果は得られていないが、定性的には照射前に主要なガス成分であった水蒸気および冷媒である水が分解し、代わりに発生した水素が主要な成分となっている事が判る。ただし、水が分解したのであれば、水素の半分だけ酸素も発生してるはずであるが、ガスクロ、Q-mass どちらの測定でも酸素がそこまで増加したという結果は得られなかった。これ以上の評価は行っていないため、詳細は不明であるが、現象から推察すると酸素は水に溶解したかパイプ内壁に酸化したかどちらかであると推察される。

# 付録C 真空処理

## C.1 コリメータの真空処理

加速器では真空容器内に大量の残留ガス分子が存在すると、加速ビームはその残留ガスと衝突し散乱を受ける。残留ガスとの衝突を繰り返すことによって受ける多重散乱の影響は、衝突が相当数起こるのであれば2.13式で表す事ができる。もし真空容器内が十分な真空度に保たれていない場合、そのような多重散乱の結果として大量のビームロスが発生する可能性がある。また、そのビームロスやイオン化した残留ガスが真空容器表面に衝突することで、壁面からガスが放出されさらに真空度が悪化する事が考えられ、実際にCERNのISRでは"Pressure Bump"という真空度の急激な悪化が観測されている[80, 81]。それ以外にも、真空度が低いと真空機器の寿命を縮めメンテナンスの頻度を上げたり、残留ガスのイオン化によって発生した電子が増幅し不安定性を起こす、等の問題が懸念される。J-PARC 3GeV RCSでは、超高真空の達成を目指して真空内に収められる機器に関して様々な処理を行っている[66, 82]。ビームコリメータは積極的にビームを当てる装置であるため、そのビーム衝撃によって真空度の悪化が特に起こり易い機器と考えられる。そこで、その様な問題の発生を防ぐために、ビームコリメータではビームが衝突するブロックに真空脱ガス処理を施している。それについて以下に述べる。

## C.2 コリメータブロック脱ガス処理

ビームコリメータ中、最もビーム衝撃を受けるのは無酸素銅のセカンダリーコリメータブロックである。そこで、そのブロックを真空中で焼き、脱ガス処理を行った。無酸素銅の脱ガス処理に関しては、真空中で250℃に焼くことで表面の酸化層が内部の水素と次のような反応をして、無くなる事が判っている[83, 84]。



高真空時の残留ガスの主成分である、水素の放出を妨害していた表面の酸化層を取る事によって、内部の水素を拡散により低減する事が可能になる。次に、どの程度の温度でどの位の時間焼き出しを行えば、十分なガスの低減化が可能であるか評価を行った。バルク中の水素の拡散は、次の拡散方程式によって表される。

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \left( \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) \quad (\text{C.2})$$

ここで、 $c$ は水素濃度、 $D$ は拡散係数である。この拡散方程式は、変数分離を行う事によって以下のように解く事ができる。 $c$ を変数  $x$ 、 $y$ 、 $z$ 、 $t$ それぞれ独立の関数の積  $X(x)$ 、 $Y(y)$ 、 $Z(z)$ 、 $T(t)$ で表されるとすると  $c = X(x)Y(y)Z(z)T(t)$  より

$$XYZ \frac{\partial T}{\partial t} = D \left( YZT \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + XZT \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + XYT \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \right) \quad (\text{C.3})$$

辺々  $c$  で割ると

$$\frac{1}{DT} \frac{\partial T}{\partial t} = D \left( \frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \right) \quad (\text{C.4})$$

となる。この式が  $X(x) \neq Y(y) \neq Z(z) \neq T(t) \neq 0$  で恒等的に成り立つためには

$$\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} = -g^2 \quad (\text{C.5})$$

$$\frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} = -h^2 \quad (\text{C.6})$$

$$\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = -i^2 \quad (\text{C.7})$$

$$\frac{1}{DT} \frac{\partial T}{\partial t} = -(g^2 + h^2 + i^2) \quad (\text{C.8})$$

が成り立たねばならない。Xに関して解くと

$$X = A \cos(gx) + B \sin(gx) \quad (\text{C.9})$$

が一般解となる。コリメータブロックの  $x$  方向の長さを  $d_x$  とすると、初期条件と境界条件はそれぞれ次のように表される。

$$c = c_0, \quad 0 \leq x \leq d_x, \quad t = 0 \quad (\text{C.10})$$

$$c = 0, \quad x = 0, \quad x = d_x, \quad t > 0 \quad (\text{C.11})$$

境界条件 C.11 より、 $A = 0$ 、 $g = \frac{n\pi}{d_x}$  なので  $X$  は次のように解く事ができる。

$$X = \sum_n B_n \sin\left(\frac{n\pi}{d_x}x\right) \quad (\text{C.12})$$

Y,Z も同様に求められるため、C.8 式は次のように表される。

$$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = -D \left\{ \left(\frac{n\pi}{d_x}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{d_y}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{d_z}\right)^2 \right\} \quad (\text{C.13})$$

よって  $T$  は

$$T = C_{lmn} \exp \left[ -D \left\{ \left(\frac{n\pi}{d_x}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{d_y}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{d_z}\right)^2 \right\} t \right] \quad (\text{C.14})$$

であり、 $c = X(x)Y(y)Z(z)T(t)$  と初期条件から  $c$  が求められる。

$$c = c_0 \left(\frac{4}{\pi}\right)^3 \sum_{lmn} \sin\left(\frac{n\pi}{d_x}x\right) \sin\left(\frac{m\pi}{d_y}y\right) \sin\left(\frac{l\pi}{d_z}z\right) \times \exp \left[ -D \left\{ \left(\frac{n\pi}{d_x}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{d_y}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{d_z}\right)^2 \right\} t \right] \quad (\text{C.15})$$

図 C.1 に、 $x-t$  二次元の場合の濃度分布の変化を示す。

実際の評価には、コリメータの寸法 ( $d_x, d_y, d_z$ ) と拡散係数  $D$  が必要である。コリメータの寸法は定数であるが、拡散係数は温度の関数であり、焼き出し温度を決めないと確定できない。拡散係数は温度の単調増加関数であるので、温度が高ければ高いほど拡散の効率は上がるが、一方で部材の耐熱温度を考慮する必要がある。コリメータ無酸素銅ブロックではビームを吸収する部分と熱伝導部を銀口ウで接合しており (図 C.2)、その耐熱条件より焼き出し温度を 600 °C に定めた。図 C.3 に 600 °C でのコリメータ中心部での水素濃度の変化を示す。この結果および作業工程等を考慮して、焼き出し時間は 40 時間とした。焼き出し時の真空加熱炉の温度変化、および内部のガスの Q-mass スペクトルを図 C.4 に示す。

最終的に放出された水素分量は、C.15 式で表される  $c$  を全空間範囲にわたって積分することで求められる。 $c$  は  $n, m, l$  の多項式であり、全ての項を積分することは容易ではない。しかし、高次の項は指数関数部分により  $t$  が大きくなると速やかに 0 に収束する。そのため、ある程度時間の過ぎた段階での濃度を求めるには、 $n = m = l = 1$  の項のみ計算すれば良い。その結果、40 時間 600 °C の焼き出しによって、コリメータ内部の水素が平均で 7%、表面付近 1mm 程度の厚さであれば 1/100 程度まで減る事がわかる。未処理の無酸素銅バルク中の水素濃度を

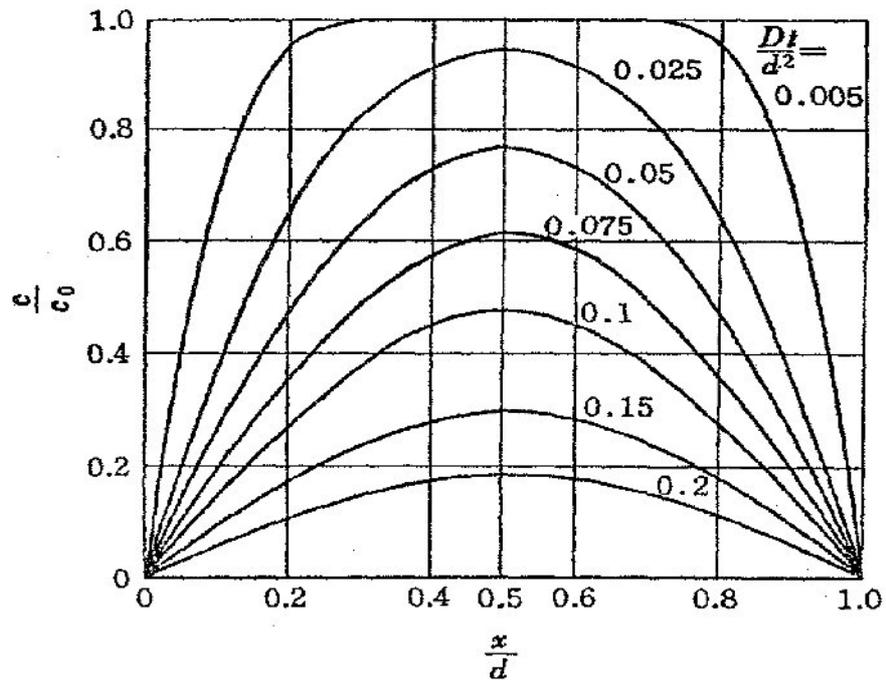


図 C.1: 濃度分布



図 C.2: コリメータブロック-熱伝導部接合部

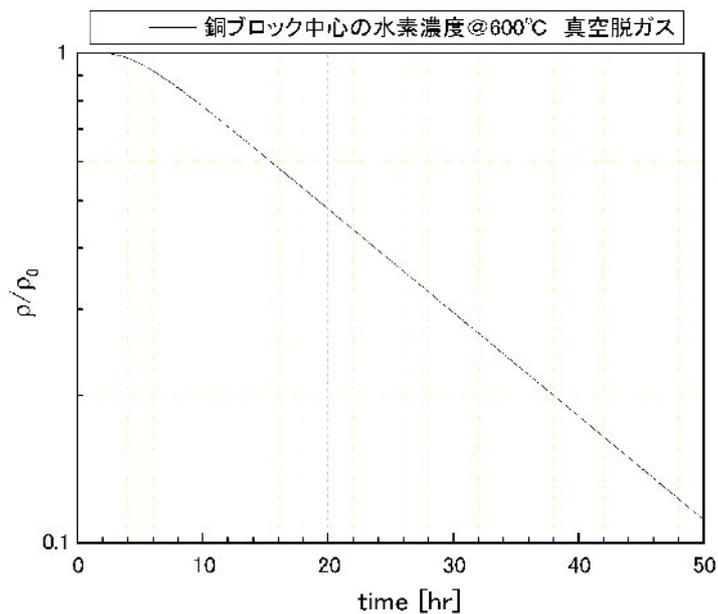


図 C.3: コリメータブロック中心での水素濃度

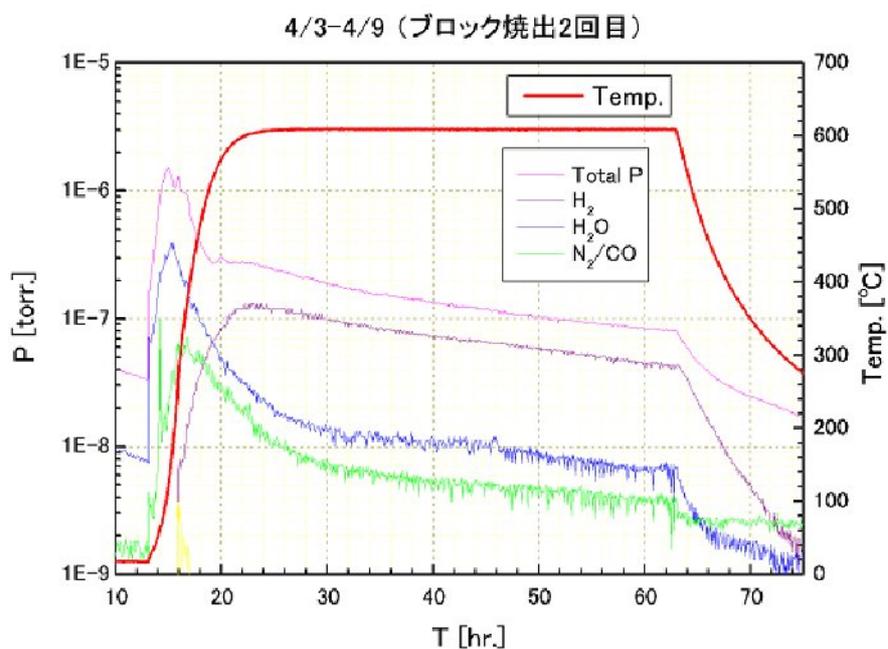


図 C.4: コリメータブロックのプリバーク時データ

0.5 weight ppm と仮定すると、120 での拡散過程によるアウトガスレートは  $5.6 \times 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{m}/\text{sec}$  となるが、600 40 時間の条件で真空炉を用いて焼き出し処理を行った後では  $5.6 \times 10^{-8} \text{ Pa} \cdot \text{m}/\text{sec}$  となり、全コリメータブロック表面からのガス放出量としては  $1.1 \times 10^{-8} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{sec}$  まで減少させることができる。

# 謝辞

本研究を遂行、論文にまとめるにあたり、多大なご指導とご助言をいただきました高エネルギー加速器研究機構の佐藤康太郎 教授、ならびに、春日俊夫 教授に深く感謝いたします。

本研究を行うにあたり、研究の方針、機器の開発等全面的にご協力いただきました日本原子力研究開発機構 J-PARC センター 加速器第二セクションの金正倫計 氏に深く感謝いたします。

本研究で行いました真空特性・二次電子放出率等の実験方法に関するご助言等ご協力いただきました日本原子力研究開発機構 J-PARC センター 加速器第二セクションの荻原徳男 氏に深く感謝いたします。

本研究で使用した二次電子放出率の測定装置をお貸しいただきました高エネルギー加速器研究機構の道園真一郎 氏に深く感謝いたします。

本研究で行った耐放射線試験の照射場を提供していただきました日本原子力研究開発機構 高崎量子応用研究所の森下憲雄 氏および高崎研の皆様、照射試験に全面的にご協力いただきました日本原子力研究開発機構 J-PARC センター 加速器第三セクションの草野譲一 氏に深く感謝いたします。

本研究で使用した計算コード STRUCT および MARS を提供、使用方法をご指導いただきました米国 Fermi 国立研究所 Alexander Drozdin、Nikolai Mokhov 両氏に深く感謝いたします。

本研究で行なった評価結果に関して、有意義なご指摘や議論をいただきました高エネルギー加速器研究機構の入江吉郎 氏、日立製作所の野田文章 氏に深く感謝いたします。

ANSYS による発熱設計評価をご協力いただきました、トータルサポートシステムの倉持勝也 氏に深く感謝いたします。

社会人でありながら本論文をまとめる機会を与えていただきました、日本原子力研究開発機構 J-PARC センターの山崎良成 加速器ディビジョン長、加速器第四セクションの鈴木寛光 氏に深く感謝いたします。

本研究で検討を行った機器の製作、開発をまとめてくださいました三井造船株式会社 小野幹訓 氏および関係者の皆様、実際に機器の組み付け、調整を行って下さいました(株)VIC インターナショナル 竹内幸雄 氏、中村敦 氏と社員の皆様に深く感謝いたします。

耐放射線性モータの開発にご協力頂きました、(株)関電工の岡田健一 氏および関係者の皆様に深く感謝いたします。

本論文をまとめるにあたり様々な形でお世話になりました、高エネルギー加速器研究機構の皆様、日本原子力研究開発機構の皆様に心から感謝いたします。

最後に、本論文をまとめるにあたり、深い理解を示し終始ご助力いただきました妻 美穂と、心の支えとなってくれました長女 幸歩、次女 真歩に心からお礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] High intensity Proton Accelerator Project Team. Accelerator Technical Design Report for High-Intensity Proton Accelerator Facility Project, J-PARC. JAERI-Tech 2003-044, JAEA.
- [2] Y. Yamazaki. THE JAERI/KEK JOINT PROJECT FOR HIGH INTENSITY PROTON ACCELERATORS. In *Proc. 2002 European Part. Acceler. Conf.*
- [3] H. Kobayashi. PRESENT STATUS OF THE J-PARC ACCELERATOR. In *Proc. 2006 European Part. Acceler. Conf.*
- [4] The Joint Project Team of JAERI and KEK. The Joint Project for High-intensity Proton Accelerators. JAERI-Tech 99-056, JAEA.
- [5] 中性子科学研究センター. 中性子科学研究計画における研究開発. JAERI-Tech 99-031, JAEA.
- [6] Y. Kamiya. ELEMENTARY ANALYSIS OF PHASE SPACE PAINTING . In *Proc. 2006 European Part. Acceler. Conf.*, Vol. 1.
- [7] 土山賢, 宇田俊之, 川久保忠通. KEK-PS-ブースターと主リングに於ける運転直後の残留表面線量率の経年変化. 加速器報告書 OB-176, 2006.
- [8] 高エネルギー加速器研究開発機構放射線科学センター. 放射線安全の手引き. Technical report, KEK.
- [9] 山根功. JHF 3GeV リングにおける加速器維持保守作業者のための放射線対策について. KEK Internal 98-7, KEK, 1998. JHF-98-1.
- [10] 川久保忠通, 鶴田重光, 中村英滋. KEK-PS トンネル放射線値 (BLUE101G) とビームロスとの関係 (2001 年のデータ). 加速器報告書 OB-159, 2001.
- [11] D. H. Fitzgerald et al. COMMISSIONING OF THE LOS ALAMOS PSR INJECTION UPGRADE. In *Proc. 1999 Part. Acceler. Conf.*
- [12] R. Hardekopf. Beam loss and Activation at LANCE and SNS. In Nikolai. V. Mokhov and Weiren Chou, editors, *Proc. 7th ICFA Mini-workshop.*

- [13] C. M. Warsop. Status and High Intensity Performance of ISIS. In A. U. Luccio and W. T. Weng, editors, *Proc. Workshop on Space Charge Physics in High Intensity Hadron Rings*, Vol. 448.
- [14] C. M. Warsop. Beam Loss Control on the ISIS Synchrotron: Simulations, Measurements, Upgrades. In W. Fischer J. Wei, editor, *Proc. 29th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop (HALO'03)*, Vol. 448.
- [15] J. Wei et al. Low-loss design for the high-intensity accumulator ring of the Spallation Neutron Source. *Phys. Rev. Special Topics-Accelerators and Beams*, Vol. 3, p. 080101.
- [16] S. Henderson. Recent Beam Commissioning Results from the Spallation Neutron Source. In *Proc. 39th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop (HB2006)*.
- [17] V. Danilov et al. Accumulation of High Intensity Beam and First Observations of Instabilities in the SNS Accumulator Ring. In *Proc. 39th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop (HB2006)*.
- [18] J. Galambos. SNS Commissioning Strategies and Tuneup Algorithms. In *Proc. 39th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop (HB2006)*.
- [19] SNS project web site. [http://www.sns.gov/proj\\_\\_status/](http://www.sns.gov/proj__status/).
- [20] N. Catalan-Lasheras et al. Beam loss and Collimation at SNS Ring. In Nikolai. V. Mokhov and Weiren Chou, editors, *Proc. 7th ICFA Mini-workshop*.
- [21] J. Alonso. BEAM LOSS WORKING GROUP REPORT. In Nikolai. V. Mokhov and Weiren Chou, editors, *Proc. 7th ICFA Mini-workshop*.
- [22] JHP Project Office. JHF ACCELERATOR DESIGN STUDY REPORT. KEK Report 97-16, KEK, March 1998. JHF-97-10.
- [23] N. Nakao, N.V. Mokhov, K. Yamamoto, Y. Irie, and A. Drozhdin. MARS14 Shielding Calculations for the J-PARC 3 GeV RCS. KEK Report 2004-1, KEK, March 2004.
- [24] S. Machida and M. Ikegami. Simulation of Space Charge Effects in a Synchrotron. *AIP Conf. Proc.*, No. 448, p. 73.
- [25] Y. Irie S. Machida A. Yu. Molodjontsev H. Hotchi, F. Noda. EFFECTS OF INTRINSIC NONLINEAR FIELDS IN THE J-PARC RCS. In *Proc. 2006 European Part. Acceler. Conf.*

- [26] 大強度陽子加速器施設許可使用に係る変更許可申請書（別添書類：3 GeV シンクロトロン施設），5 2007. 使第 5429 号.
- [27] W. R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach. *Springer*, Vol. 2nd, .
- [28] E. Keil, E. Zeitler, and W. Zinn. *Z. Naturforsch.*, Vol. 15A, p. 1031.
- [29] B. Rossi and K. Greisen. Cosmic Ray Theory. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 13, p. 240.
- [30] V.L.Highland. SOME PARTICLE REMARCS ON MULTIPLE SCATTERING. *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 129, p. 497.
- [31] A. O. Hanson et al. Measurement of Multiple Scattering of 15.7-Mev Electrons . *Phys. Rev.*, Vol. 84, p. 634.
- [32] H. A. Bethe. Molière's Theory of Multiple Scattering. *Phys. Rev.*, Vol. 89, p. 1256.
- [33] W. T. Scott. The Theory of Small-Angle Multiple Scattering of Fast Charged Particles. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 35, p. 231.
- [34] I. S. Baishev, N. V. Mokhov, and S. I. Striganov. On the effect of the finite size of the nucleus in the theory of multiple Coulomb scattering. *Sov. J. Nucl. Phys.*, Vol. 42, p. 745.
- [35] N. Bohr. The penetration of atomic particles through matter. *K. Dan. Vid. Selsk.*, Vol. 18, No. 8.
- [36] H. A. Bethe. Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter. *Ann. Phys.*, Vol. 5, p. 325.
- [37] F. Bloch. Stopping power of atoms with several electrons. *Z. fur Phys.*, Vol. 81, p. 363.
- [38] R.M Sternheimer. Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials. *Phys. Rev.*, Vol. 103, p. 511.
- [39] J. D. Jackson. Classical Electrodynamics. *John Wiley and Sons Inc*, Vol. 3rd, .
- [40] L.D.Landau. On the energy loss of fast particles by ionization. *J. Phys. (USSR)*, Vol. 8, p. 201.

- [41] P.V.Vavilov. Ionization losses of high-energy heavy particles. *Sov. Phys. JETP*, Vol. 5, p. 749.
- [42] S. Shirato and N. Koori. A COUNTER-TELESCOPE CONSISTING OF TANDEM PROPORTIONAL COUNTERS AND A LITHIUM-DRIFTED SILICON DETECTOR FOR CHARGED PARTICLES PRODUCED WITH FAST NEUTRONS. *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. 57, p. 325.
- [43] T. Risselada et al. THE CERN ISR COLLIMATOR SYSTEM. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-26, No. 3, p. 4131.
- [44] M. Seidel. The Proton Collimation System of HERA. Technical Report DESY 94-103, DESY.
- [45] R. Soundranayagam, N. V. Mokhov, M. Maslov, and I. Yazynin. The SSC Collider Beam Halo Scraper System. In *Proc. 1991 IEEE Part. Accel. Conf.*, Vol. 1.
- [46] T.Trenkler and J.B.Jeanneret. THE PRINCIPLES OF TWO STAGE BETA-TRON AND MOMENTUM COLLIMATION IN CIRCULAR ACCELERATORS. *Part. Accel.*, Vol. 50, p. 287.
- [47] S. Redaelli. The LHC beam collimation. In *Proc. 39th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop (HB2006)*.
- [48] C. M. Warsop. STUDIES OF BEAM LOSS CONTROL ON THE ISIS SYNCHROTRON. In *Proc. 2004 European Part. Acceler. Conf.*
- [49] N. Catalan-Lasheras et al. Optimization of the Collimation System for the SNS Accumulator Ring. In *Proc. 2000 European Part. Acceler. Conf.*
- [50] N. Catalan-Lasheras et al. Beam loss and Collimation at SNS Ring. In Nikolai. V. Mokhov and Weiren Chou, editors, *Proc. 7th ICFA Mini-workshop*.
- [51] N. Catalan-Lasheras. Optimization of the Collimator System for the Spallation Neutron Source Accumulator Ring. *Phys. Rev. Special Topics-Accelerators and Beams*, Vol. 4, p. 010101.
- [52] J.B.Jeanneret. Optics of a two-stage collimation system. *Phys. Rev. Special Topics-Accelerators and Beams*, Vol. 1, p. 081001.
- [53] P.J.Bryant. *CERN Accelerator School : 5th General accelerator physics course*, chapter INSERTIONS.

- [54] A. Drozhdin and N. Mokhov. The stuct program user 's reference manual. <http://www-ap.fnal.gov/drozhdin>.
- [55] E. Prebys et al. INCREASING THE INTENSITY OF THE FERMILAB BOOSTER. In *Proc. 2003 Part. Acceler. Conf.*
- [56] J. Carter et al. SIMULATION OF THE ILC COLLIMATION SYSTEM USING BDSIM, MARS15 AND STRUCT. In *Proc. 2006 European Part. Acceler. Conf.*
- [57] N.V. Mokhov, K.K. Gudima, and C.C. James et al. Recent Enhancements to the MARS15 Code. Technical Report Fermilab-Conf-04/053, Fermi National Accelerator Laboratory.
- [58] N.V. Mokhov and O.E.Krivosheev. MARS Code Status. In *Proc. Monte Carlo 2000 Conf.*
- [59] N.Nakao, N.Mokhov, and K.Yamamoto et al. MARS14 Shielding Calculations for the J-PARC 3GeV RCS. KEK Report 2004-1, KEK, June 2004.
- [60] K.Yamamoto et al. Development of the collimator system for the 3GeV rapid cycling synchrotron. In *Proc. 2005 Part. Acceler. Conf.*
- [61] K.Yamamoto et al. Present Status of Beam Collimation System of J-PARC RCS. In *Proc. 2006 European Part. Acceler. Conf.*
- [62] K.Ohmi, T.Toyama, and C.Ohmori. Electron cloud instability in high intensity proton rings . *Phys. Rev. Special Topics-Accelerators and Beams*, Vol. 5, p. 114402.
- [63] R. J. Macek et al. Electron Proton Two-Stream Instability at the PSR. In *Proc. 2001 Part. Acceler. Conf.*
- [64] M. Blaskiewicz. The fast loss electron proton instability. In T. Roser and S.Y. Zhang, editors, *Workshop on Instabilities of High Intensity Hadron Beams in Rings*.
- [65] T.Toyama et al. The fast loss electron proton instability. In *Proc. the 31st ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Electron-Cloud Effects (E-CLOUD'04)*.
- [66] M.Kinsho et al. Vacuum system design for the 3GeV-proton synchrotron of JAERI-KEK joint project. *J. Vac. Sci. Tech. A*, Vol. 20, No. 3, p. 829.

- [67] M. Kinsho et al. Development of alumina ceramics vacuum duct for the 3GeV-RCS of the J-PARC project. *Vacuum*, Vol. 73, p. 187.
- [68] N. Matuda et al. Measurements of Secondary Electron Emission and Cathodoluminescence for Alumina Microwave Windows. 第 27 回真空に関する連合講演会プロシーディングス.
- [69] N. Matuda et al. Measurements of Secondary Electron Emission and Cathodoluminescence for Alumina Microwave Windows(2). 第 28 回真空に関する連合講演会プロシーディングス.
- [70] P. He M. Mapes R. Todd L. Wang J. Wei H. Hseuh, M. Blaskiewicz and S. Y. Zhang. DESIGN AND IMPLEMENTATION OF SNS RING VACUUM SYSTEM WITH SUPPRESSION OF ELECTRON CLOUD INSTABILITY. In *Proc. the 31st ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Electron-Cloud Effects (E-CLOUD'04)*.
- [71] R. E. Kirby M. Pivi F. Le Pimpec, F. King. Secondary Electron Yield Measurements of TiN Coating and TiZrV Getter Film. Linear Collider Collaboration Tech Notes SLAC-TN-03-052, Stanford Linear Accelerator Center, October 2003.
- [72] R. E. Kirby and F. K. King. Secondary electron emission yields from PEP-2 accelerator materials. *NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH A*, No. 469, p. 1.
- [73] G. Murdoch et al. Remote handling in high-power proton facilities. In *Proc. 2005 Part. Acceler. Conf.*
- [74] Jie Wei. Beam Loss and Electron Cloud in the SNS Ring. In *Issues and Remedies The 13th ICFA Beam Dynamics Mini-Workshop, Beam Induced Pressure Rise in Rings*.
- [75] G. Murdoch et al. Design and handling of high activity collimators and ring components on the SNS. In *Proc. 2004 European Part. Acceler. Conf.*
- [76] P. E. Gear. BEAM INDUCED RADIATION PROBLEMS AND CURES. In *Proc. 1994 European Part. Acceler. Conf.*
- [77] 日立電線株式会社. アミノグレイ規格表.
- [78] M. Kinsho et al. Gamma-ray irradiation experiments of collimator key components for the 3GeV-RCS of J-PARC. In *Proc. 2005 Part. Acceler. Conf.*

- [79] 岡田健一. 核融合環境における電気設備(その44)耐放射線ステッピングモータの開発. 第23回電気設備学会全国大会.
- [80] O. Gröbner and R. Calder. Beam Induced Gas Desorption in the Cern Intersecting Storage Rings. In *Proc. 1973 Part. Acceler. Conf.*
- [81] I. R. Collins et al. Vacuum Stability for Ion Induced Gas Desorption. LHC Project Report 312, CERN, October 1999.
- [82] Y.Saito et al. Material and processing of vacuum components for the high-intensity proton beam accelerator, J-PARC. *Vacuum*, Vol. 73, p. 181.
- [83] F. Watanabe. In situ deoxidization/oxidization of a copper surface: A new concept for attaining ultralow outgassing rates from a vacuum wall. *J. Vac. Sci. Tech. A*, Vol. 13, No. 1, p. 147.
- [84] F. Watanabe. Mechanism of ultralow outgassing rates in pure copper and chromium-copper alloy vacuum chambers: Reexamination by the pressure-rise method. *J. Vac. Sci. Tech. A*, Vol. 19, No. 2, p. 640.