

中性子源用液体金属標的の技術

1. はじめに

中性子の利用は、基礎科学研究から工学的応用、医学応用まで幅広い。基礎科学研究では、中性子と物質を構成する原子との弾性及び非弾性散乱による、結晶、非結晶、固体、液体、気体などすべての凝集体の構造、機能の特性を調べるために、遅い中性子（5 meV 以下の冷中性子から 5～300 meV の熱中性子及び熱外中性子）が有用で、その線源として中性子源が用いられる。このような物質科学に関する研究では、中性子強度はできるだけ高いほど良いので、中性子源の高強度化が進められてきた。Fig.1-1 に中性子源の強度の年代的推移を示す。

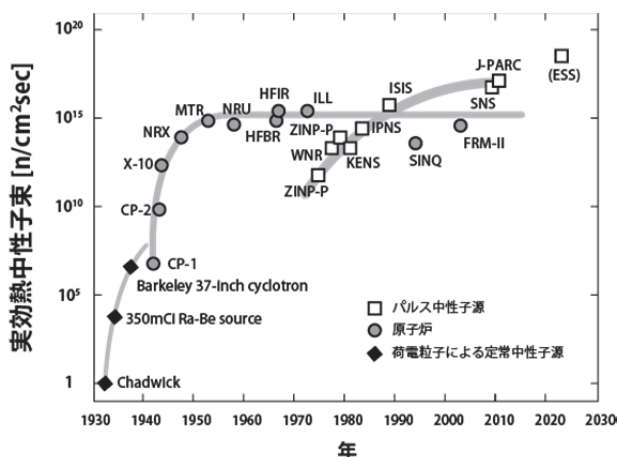


Fig.1-1 中性子源の強度の年代的推移

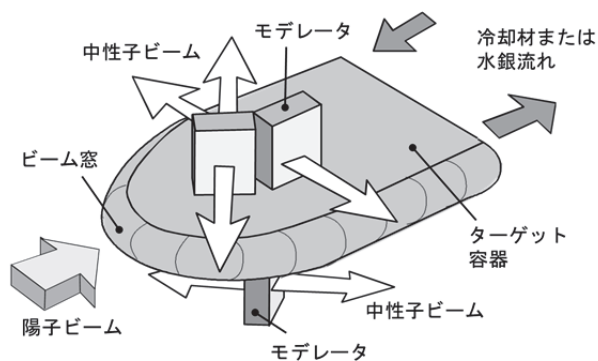


Fig.1-2 核破砕中性子源の標的とモデレータの配置概念図

中性子源の開発は、放射性同位元素を用いた極く小さな線源（Ra-Be 等）にはじまり、サイクロトロン等の加速器を利用した線源の利用期を経て、原子炉へと変遷し、原子炉の開発の進展に伴って得られる中性子束は飛躍的に増加した。しかし、その値はフランスのラウエ・ランジュバン研究所（ILL）の高束中性子炉（約 1.3×10^{15} n/cm²/s）で飽和を迎えた。これは、炉心からの熱除去の技術的限界によるものであった。一方で、1970年代に加速器を用いた核破砕中性子源[1]の開発が始まった。この装置は、高エネルギー陽子を金属製標的に入射し、そこで核破砕反応によって発生させた中性子を、周囲に配置した反射体・モデレータで減速して取り出す仕組みである。

Fig.1-2 に標的とモデレータの配置の概念図を示す。Table 1 に示すように、中性子を生み出す効率率は核破砕中性子源が最も効率的で、総発熱量を一定とした場合に最多の中性子を発生できる。

核破砕中性子源では、標的の熱負荷が原子炉より約 1 桁小さくて済むため、原子炉より約 1 桁高い中性子強度が実現可能で、加速器の発展と共に高強度化が進められてきた。1990 年代には、英国の核破砕中性子源（ISIS、800 MeV、160 kW）[2] が最高の強度であったが、2000 年代になると、陽子ビーム強度 1 MW の J-PARC の核破砕中性子源[3]や、同 1.4 MW の米国・オークリッジ国立研究所の SNS[4]が稼働している。これらの核破砕中性子源ではパルス化した陽子を入射し、モデレータを通してパルス状の中性子ビームを供給する。Fig.1-1 に示した値はパルス中性子のピーク中性子束に相当する。

ここで、J-PARC や SNS では液体金属である水銀が標的として新たに使用されるようになった。液体金属標的は大電流加速器の技術の進歩、その応用の要請とも相まって 1990 年代後半から技術開発が進んできた背景がある。本テキストでは、第 2 章で液体金属標的の実例を紹介し、以降は、筆者が従事してきた J-PARC の核破砕中性子源の水銀標的を例に、液体金属標的の設計等の技術を解説する。

Table 1 中性子発生反応の発生効率とエネルギーコスト

反 応	入射粒子とエネルギー	中性子収量 [/入射粒子]	中性子 1 個あたりの エネルギー生成
d-t 核融合	重陽子、0.35 MeV	3×10^{-5}	10,000 MeV
Li (d,n) Be	重陽子、35 MeV	2.5×10^{-3}	10,000 MeV
W (e, n)	電子線、35 MeV	1.7×10^{-2}	2,000 MeV
Hg(p, spall) 核破砕	陽子、3 GeV	75	35 MeV
$^{235}\text{U}(n,f)$ 核分裂	中性子	2.3	180 MeV

2. 液体金属標的の実例

2.1. 核破砕中性子源用液体金属標的

液体金属標的との比較するために、核破砕中性子源で従来用いられてきた固体標的の例として、英国 ISIS 施設で 800 MeV, 160 kW の陽子ビームを入射するタングステン標的の水平断面図 [5] を Fig.2-1 に示す。

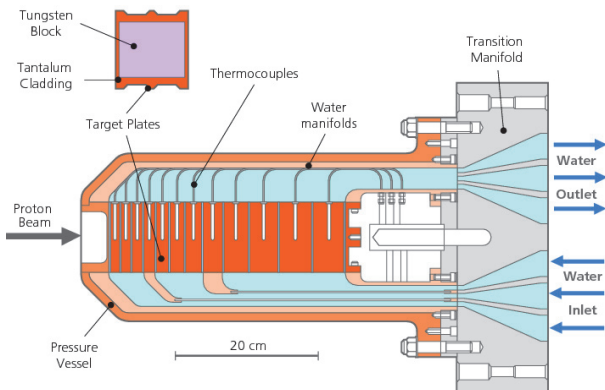


Fig.2-1 英国の核破砕中性子源 ISIS の固体標的の水平断面図 [5]

この標的は 2 mm 厚さのタンタルで被覆されたタングステンプレート (105 mm x 80 mm) 12 枚で構成されており、プレート厚さは、陽子ビームの入射窓から段階的に 11 mm から 46 mm まで増加する。入射した 800 MeV 陽子は、タングステンで完全に停止するが、入射部に近い場所で発熱が高く、後方に移るにつれて発熱は低下するので、発熱量の均一化を図ることがプレート厚さを変える理由である。プレート間には冷却水 (重

水) 用に 2 mm 幅の流路が設けられているが、冷却水は除熱性能に応じて、速度の異なる 3 つの系統で構成されている。また、板状標的は、ステンレス製の压力容器に封入されている。なお、現在はタングステンの形状が板状から円盤状に改良されている。 [6]

固体標的の場合、入射する陽子ビームの強度が増加すると、除熱を促進するために質量の軽い冷却水の割合が増えて中性子収率が低下するだけでなく、プレートに発生する熱応力が高くなり構造的に成立しなくなる。これに対して、液体金属の場合は、1) 自身で発熱した熱を熱交換器で除熱することができるので中性子収率を損なうことがない、2) 自身は照射損傷を受けにくい、という利点があるので、5 MW の強力な欧州核破砕中性子源構想において水銀標的の使用が最初に提案 [7] され、J-PARC や SNS での実用化につながった。

J-PARC で用いられている水銀標的について、Fig.2-2 に標的システムのブロック図を、Fig.2-3 に標的の外形図を、Fig.2-4 に標的の垂直断面図を各々示す。 [8] J-PARC の場合、入射陽子のエネルギーが 3 GeV と高いため、標的の長さは陽子の飛程より厚い 1 m を有する。外形幅は 486 mm で、高さは 18 cm と扁平である。この寸法は、ISIS の固体標的に比べて一回り大きい。水銀が流動する水銀容器の周囲は、万が一水銀が漏れた場合にも外部に漏れいしないように保護容器で覆う構造である。この部分には冷却水で冷却する。米国の SNS の液体水銀標的も類似した形状である。標的以外に、サージタンク、ポンプ、熱

交換器等で構成される循環系も合わせると、水銀のインベントリーは約 1.5 m³ (約 20 t) である。

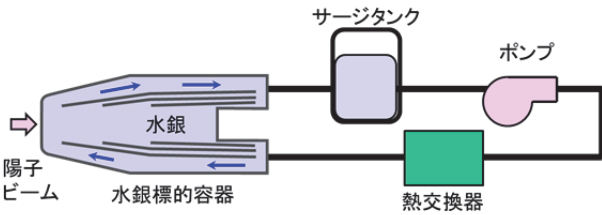


Fig.2-2 J-PARC の水銀標的システムのブロック図

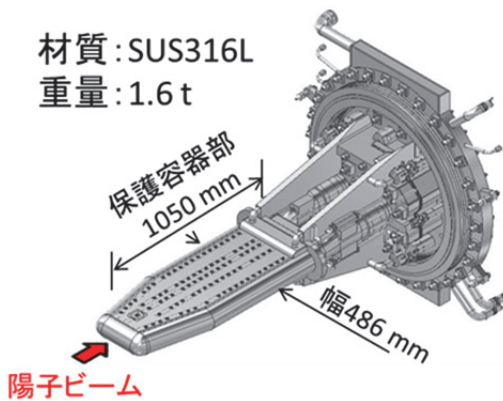


Fig.2-3 J-PARC の水銀標的の外形図

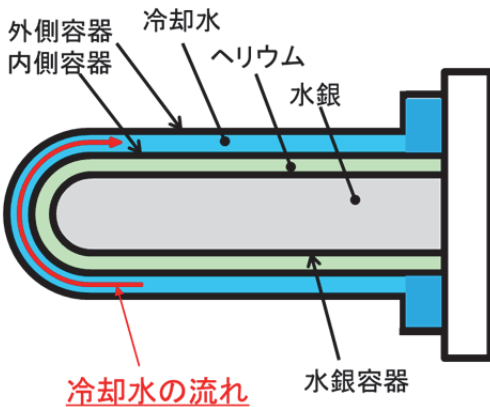


Fig.2-4 J-PARC の水銀標的の垂直断面概要図

2.2. 加速器駆動システム用液体金属標的

発電用原子炉の使用済み燃料の再処理から発生する高レベル放射性廃棄物のうち半減期が数千年を超えるマイナーアクチノイド (MA) 核種を核分裂反応によって短寿命核種に変える技術を核変換技術と呼ぶ。この技術の一つとして、加速器から高エネルギー陽子ビームを入射して中性

子を生成する標的と、MA を燃料として装荷した未臨界体系で構成するシステム、すなわち加速器駆動核変換システム (ADS: Accelerator Driven System) として提案されている。[9]。

わが国では、1980 年代から ADS の研究開発が行われており、原子力機構では、1.5 GeV、20 mA (30 MW) と、J-PARC の中性子源に比べて約 30 倍も強度の高い陽子ビームを、鉛・ビスマス共晶合金 (LBE: Lead-Bismuth Eutectic) を用いた液体金属標的に入射して中性子を発生させ、燃焼度 33 GWd/t の PWR 約 11 基分で生じる MA (約 250 kg) を 1 年間で核変換するシステム[10] の概念を構築した。Fig.2-5 にそのシステムの垂直断面と、LBE 標的と未臨界体系の部分拡大した図[11]を示す。

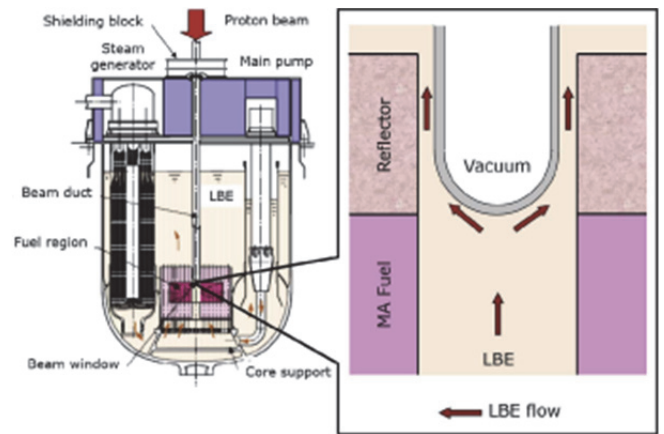


Fig.2-5 加速器駆動システムの概念図[11]

このシステムでは陽子ビームは鉛直下向きに入射される。高真空のビームダクトが LBE のプールに挿入された状態であり、LBE は下から上に向かった流れが形成されている。ビームダクト末端のビーム窓は直径 470 mm であり、その位置より下部の長さ 1.5 m の領域が中性子発生源の役割を果たす。また、周囲を取り囲む未臨界体系では、ビーム窓下端位置と同じ高さから 1 m、直径で 2.39 m までの領域に MA 燃料が装荷される。なお、この燃料は、MA とプルトニウムの窒化物、すなわち、(MA, Pu)N + ZrN の粒子をペレット化し、ステンレスで被覆したピン形状 (直径 7.5 mm、長さ 1 m) である。

LBE は、旧ソビエト連邦で原子力潜水艦用の冷却材として実用されたことはあるが、このような原子力プラントとしての実用例がないため、運転で生じるエロージョン等の損傷等、運転に不可欠な信頼性の高いデータを取る必要がある。また、陽子ビーム窓が大強度ビームによる発熱と照射環境下に照射損傷を同時に受けるとともに、LBE の運転圧力と高真空雰囲気荷重条件下での健全性を調べる必要がある。これらの技術的課題の解決を目的として、スイスのポールシェラー研究所 (PSI) において、LBE 標的に 590 MeV、1 MW の陽子ビームを入射し、運転する試験 MEGAPIE (Megawatt pilot experiment)[12,13] が 2006 年に行われた。

近年、原子力機構では、LBE 標的のモックアップ試験装置 (Fig.2-6 参照) を製作し、様々な試験を行っている。[14] J-PARC の高強度の陽子ビーム(400 MeV, 250 kW)を使用し、実用 ADS 環境下での研究開発を行うことを目的とする ADS ターゲット試験施設(TEF-T)の設計[15]を進めている。Fig.2-7 に、TEF-T の設計で提案されている LBE 標的部の概念図を示す。

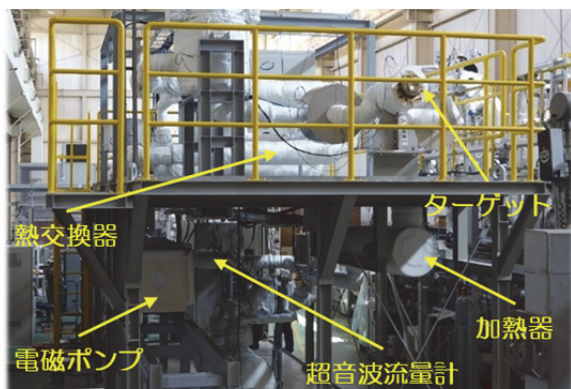


Fig.2-6 LBE 標的のモックアップ試験装置[14]

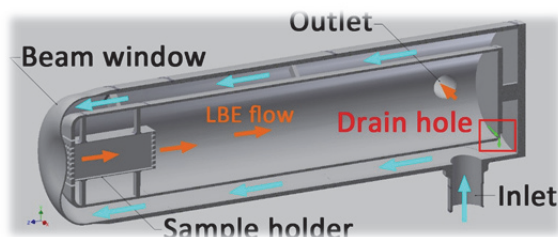


Fig.2-7 ターゲット試験施設(TEF-T)の LBE 標的の概念図[15]

2.3. 核融合材料照射施設用液体金属標的

核融合炉の開発研究では、d-t 核融合炉で発生する 14 MeV 中性子による核融合炉壁材料の照射損傷等、健全性に関わる研究を行うことを目的とし、国際核融合炉材料照射施設 IFMIF (Intense Fusion Material Irradiation Facility) [16]の開発が行われてきた。ここでは、液体金属リチウム標的に 40 MeV、250 mA (10 MW)の大強度重陽子ビームを入射し、毎秒 1×10^{17} 個もの中性子を発生させて、年間に照射損傷量 20 dpa を得る仕様である。重陽子ビームによる平均熱負荷は 1 GW/m² にも達する。生成する中性子のエネルギーを選択的に 14 MeV とすること、高熱負荷の除熱ができる材料を標的に用いるという条件から、液体金属リチウムが標的に選ばれた。

Fig.2-8 に、IFMIF の工学設計・工学実証活動 (IFMIF/EVEDA) で建設された液体金属リチウム標的システムの標的部の概念図[17]を示す。IFMIF の液体金属リチウム標的では、除熱性能を得るために、 10^{-3} Pa 程度の真空雰囲気中をリチウムが 15 m/s もの高速で落下する。流体部は、厚さ 25 ± 1 mm、幅 0.26 m と核破碎中性子源に比べれば非常に厚さが薄い領域で、自由表面を形成する。標的の下流には、リチウムの除熱の装置のほか、腐食を促進する原因となる窒素を低減する、トリチウムや ⁷Be 等の放射性物質を除去する各種トラップが置かれる。

稼働率の高い運転が要求されるため、液体金属リチウムの流れの安定性は極めて重要で、整流器、ノズル等の要素について開発が行われた IFMIF の工学設計・工学実証活動 (IFMIF/EVEDA) の一環として液体金属リチウム標的システムで行われた試験において、腐食試験、リチウム流計測装置や不純物除去装置の技術開発が行われ、液体金属リチウム標的の成立性に関して良好な結果が得られている。[18]

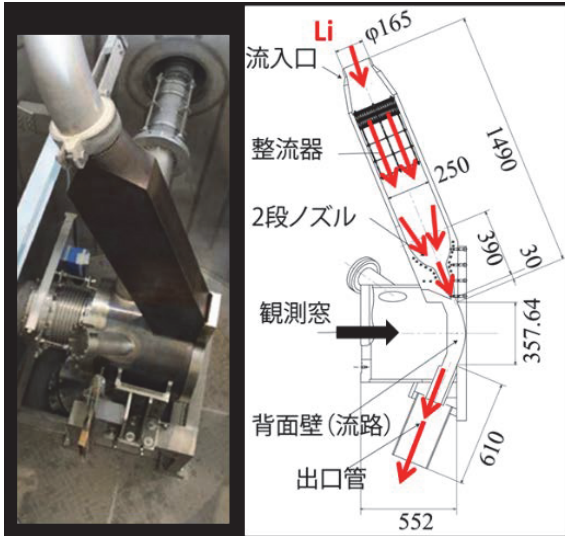


Fig.2-8 IFMIF/EVEDA 液体金属リチウム標的部の概念図[17]

3. 標的の設計指針

これまでに記したように、中性子源において標的は陽子ビームを中性子に変換する役割をし、モデレータ等との組み合わせによってシステム全体の性能が決まる。核変換の場合は、未臨界体系との組み合わせ方が性能決定の上で重要となる。加速器で駆動するシステムとして、入射陽子あたりの中性子収率、核変換効率を如何に高めることができるかが設計の着眼点となる。しかし、効率を決める因子は非常に多い。文献[1]でも示されているように、それぞれの因子において半分の効率しか得られなかったら、総合効率は 1/1000 も低下する。

標的で設計すべき項目は、高い中性子収量、低い発熱、低い誘導放射能などの物理的特性、熱的特性（熱伝導率、融点）、熱除去のメカニズム、材料の放射性損傷、疲労、冷却材による腐食等寿命に影響する事項、安全性、経済性と多岐にわたるが、設計では効率を追求しつつ、大出力の熱除去、構造・材料等の工学的成立性を見出すことが最も重要である。具体的な手順は以下のとおりである。

- 1) 核計算（ニュートロニクス解析）により、中性子性能が最大になるように各種パラメータの最適化を行う。

- 2) 標的に入射するビームのプロファイル、電流密度について検討する。特にビーム入射窓に受容可能な最大電流密度が存在する。
- 3) 標的へのエネルギー沈着、即ち発熱密度の空間分布を求める。これに基づき、熱流動計算及び構造解析により、構造材料的な検討を行う。
- 4) 放射線遮蔽、標的及びその周辺機器の保守のための遠隔操作機器や放射化した廃棄物の処理に関する検討を行う。

Fig. 3-1 にJ-PARCの水銀標的の解析設計の流れを示す。水銀中で生じる圧力波の計算が水銀標的の特有であることを除けば、この設計の手順は、標的以外の構成機器も含めて一般的に適用することができる。J-PARCの水銀標的では構造解析の設計基準として、JIS 压力容器基準を用いている。

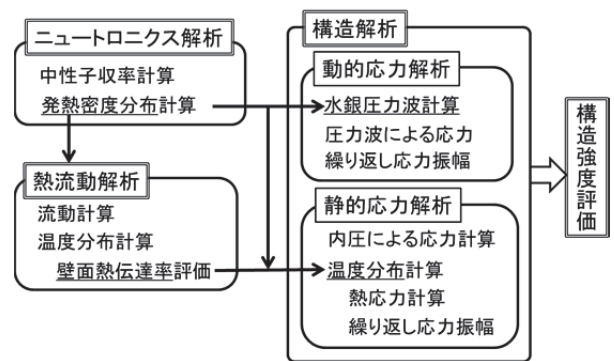


Fig. 3-1 水銀標的の解析設計の流れ

核破碎中性子源の液体金属標的の場合、構造強度の観点では、自身に照射損傷の影響は受けにくいですが、容器に入れて使用するため、容器にはエロージョン、疲労、照射損傷などの損傷要因が蓄積していく。そこで、容器材料の構造強度が標的の寿命を左右するので、その設計は重要である。また、大強度ビームによる照射量が固体標的よりも多いので、生成される放射性物質も多い。さらに液体金属は標的容器内に留まらず、循環系を流動するので、放射性物質を包含する領域が固体標的に比べて広がる。したがって、放射線安全の観点から、循環系内で閉じ込め性能を確保するとともに、遮蔽を施す場所にも注意を払うことが必要

である。以下の章では、第4章で核設計について、第5章で熱流動解析と構造解析について、具体的に解析方法を説明する。

4. 標的の核特性解析

Fig. 4-1 に核特性解析の流れを示す。Fig. 1-2 に示したように、核破碎中性子源では標的の側面にモデレータが配置される、3次元的に非対称な形状であるので、モンテカルロ法を用いた粒子輸送計算コードが使用される。陽子ビームの軌道計算で算出されたビーム形状を入力データとし、計算を行う。粒子輸送計算コードは古くから整備されてきて、現在、日本では PHITS (Particle and Heavy Ion Transport Code System) [19] に代表される。

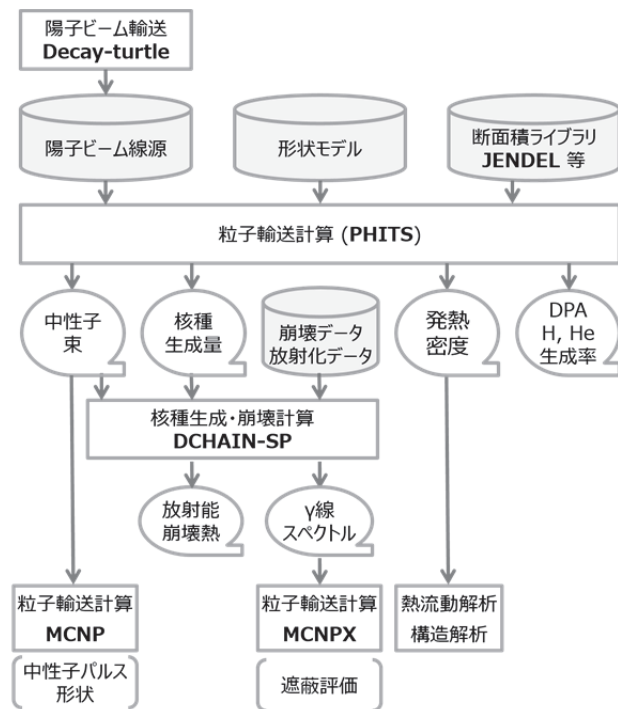


Fig. 4-1 水銀標的の核特性解析設計の流れ

原子炉や核融合炉の設計等では、対象となるエネルギーが 20 MeV 以下であるので、中性子による原子核反応の断面積をライブラリ化して、物質中の輸送計算に使用する手法が採られてきた。断面積ライブラリを数百 MeV から GeV 領域のエネルギー領域にも拡張する取り組みが行われてい

るものの、全ての核種に準備されているわけではないので、PHITS で計算する際に、原子核反応自体からシミュレーションするケースが多い。

すなわち、粒子が 100 MeV 以上のエネルギーを持つと、そのド・ブロイ波長は原子核内の平均的な核子間距離 1 fm と同程度か短くなるので、このような粒子が標的原子核に入射すると核内の核子との二体衝突を起こす。入射エネルギーが 290 MeV を超えると非弾性散乱のチャンネルが開き、 π 中間子の生成も起こる。この過程を核内カスケード[20]と呼び、15 MeV 以上の高エネルギーを持つ中性子、陽子、 π 中間子等が前方方向に多く放出される。

核内カスケードの後、標的原子核では核内に留まった粒子の持つ運動エネルギーが平衡に達し、励起した状態から粒子放出が起こる。この過程を蒸発過程[21]と呼び、蒸発過程からは中性子が最も多く放出され、陽子、重陽子、三重水素、ヘリウム-4のほか、更に重い原子核も放出される。そのエネルギーは 0.1~10 MeV と低く、等方的な角度分布を持つ。粒子放出ができなくなると、残留する励起エネルギーは γ 線として放出される。ここまでの一連のプロセスを総称して核破碎反応と呼ばれ、生成する中性子のスペクトルは入射エネルギーにまで及ぶ。

核破碎反応で生じる核種は標的から水素まで非常に広範囲の質量数一陽子数に分布するのが特徴で、その収率分布は、核分裂性核種が熱中性子による核分裂を起こした場合に、軽い分裂片と重い分裂片に別れた双山のピークをもつ残留核分布ができることと異なる。

さて、核破碎中性子源の設計では、高い中性子束を得るためには、標的で高い中性子収量を得ると同時に、モデレータの位置も重要である。そこで、陽子を入射するところから核計算コードでシミュレーションを行い、得られる中性子収量の最大化を図ることになる。

Fig.4-2 に直径 20 cm、長さ 60 cm の固体鉛標的における中性子収量の実験値 (○、▽印) と計算値 (実線) を示す。[1] 中性子収量は入射陽子エネルギーにほぼ比例して増加する。一方、1 個

の中性子発生に費やされる陽子エネルギーの観点で、プロットすると (ϵ_p)、1 GeV より少し高い値で最少となる。

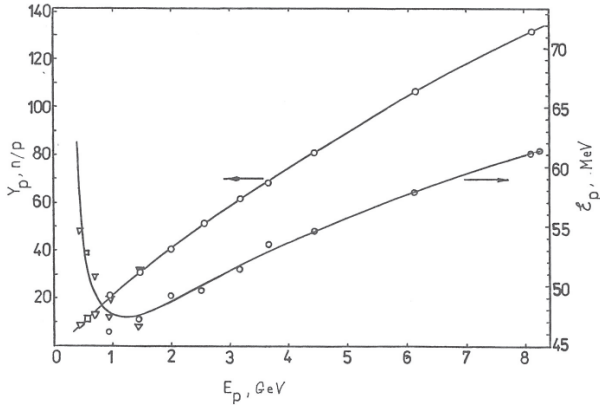


Fig.4-2 直径 20 cm、長さ 60 cm の鉛標的中性子数量 (Y_p) とエネルギーコスト (ϵ_p) の入射陽子エネルギー依存性

J-PARC や SNS では、初めて液体水銀標的を用いることから、標的側面で得られる中性子束について、計算コードの精度を検証することを目的として、米国ブルックヘブン国立研究所の AGS 加速器施設で国際協力実験を行った。[22] Fig.4-3 に、実験に用いた水銀標的 (直径 20 cm、長さ 130 cm) の写真を示す。

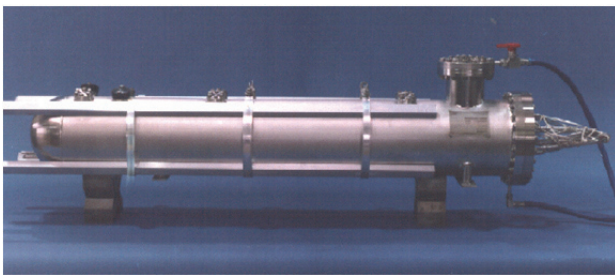


Fig.4-3 GS 実験で用いた水銀標的 (直径 20 cm、長さ 130 cm)

水銀はステンレス製容器に封入されている。容器円筒面に沿って配置した棒状のホルダーに、中性子反応に対するしきいエネルギーが異なる金属箔を配置し、照射後、ゲルマニウム検出器で箔に生成した核種の γ 線を測定し、入射陽子あたりの反応率 Y を求めた。

$$Y = \frac{\lambda \cdot C}{N_A \cdot \omega / M \cdot N_p \cdot \epsilon \cdot a \cdot b \cdot \mu \cdot (1 - e^{-\lambda T_r}) \cdot e^{-\lambda T_c} \cdot (1 - e^{-\lambda T_m})} \quad (3-1)$$

ここで、式(3-1)の変数は以下のとおりである。
 N_A : アボガドロ数 [1/mol]、 ω : 箔の重量 [g]、 M : 質量数 [g/mol]、 N_p : 入射陽子数 [p/s]、 λ : 崩壊定数 [1/s]、 C : γ 線ピークカウント、 ϵ : 検出効率、 a : 標的元素の組成、 b : 分岐比、 μ : 箔の γ 線吸収率、 T_r : 照射時間 [s]、 T_c : 冷却時間 [s]、 T_m : 測定時間 [s] 結果の例として、Fig.4-4 に $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ 反応 (しきいエネルギー 0.4 MeV) の反応率の実験値と計算結果の比較を示す。[22] 反応率が最大となる位置は 1.6 GeV で標的頂点から 11 cm の位置で、この値がエネルギーと共に後方に移動することが示されており、計算コード (当時の PHITS) は中性子発生特性の概ね再現できることがわかる。

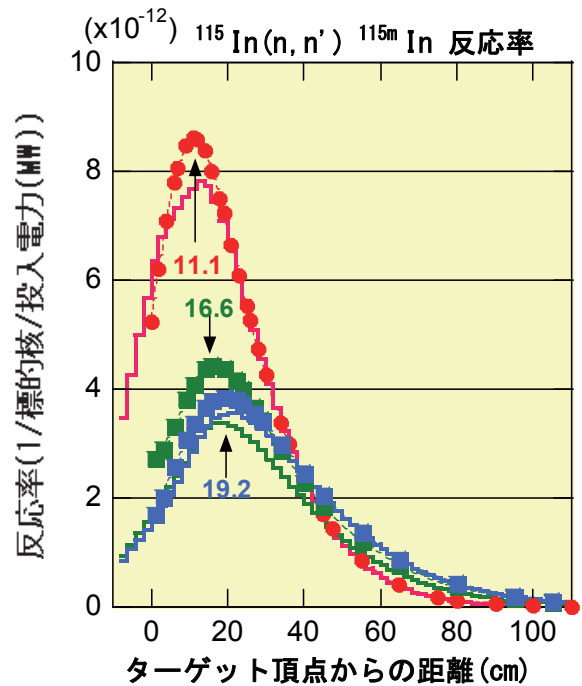


Fig.4-4 直径 20 cm、長さ 130 cm の水銀標的に 1.6, 12, 24 GeV の陽子を入射した場合に、標的側面における $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ 反応 (しきいエネルギー 0.4 MeV) の反応率分の測定値 (■印) と計算値 (実線) の比較 [22]

モデレータから放出される中性子強度を最大化する場合、標的の形状、モデレータの形状及び材料、反射体材料との組み合わせ方など、最適化すべきパラメータが多く、膨大な解析計算が必要となる。一例として、標的から得られる中性子収量の標的の形状依存性の解析結果[23]を Fig.4-5 に示す。この解析では、直径 12.36 cm の円筒型標的と、幅 14 cm、高さ 9.88 cm の扁平型標的及び幅 24 cm、高さ 6.44 cm の扁平型標的の比較が行われ、円筒形よりも扁平型を選択する根拠となった。また、鉛・ビスマスよりも水銀の方が、中性子収率がよいことが示されている。モデレータの設計については多くの検討結果が報告され、解説記事[24]も執筆されているので参照されたい。Fig.4-6 に、J-PARC の水銀標的とモデレータ・反射体の配置を垂直断面として示す。高い中性子束を得る観点から、J-PARC の水銀標的は扁平な形状となった。ここで、標的とモデレータの隙間は 8 mm と、製作交差や据付精度を考慮して最も近づけるよう設計し、その分に相当する長さが 1 m 程度になる。(Fig.2-3 参照)

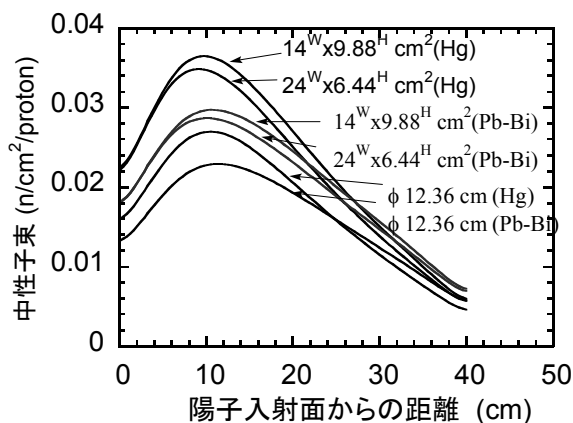


Fig.4-5 円筒型標的と矩形型標的の側面からの漏えい中性子束[23]

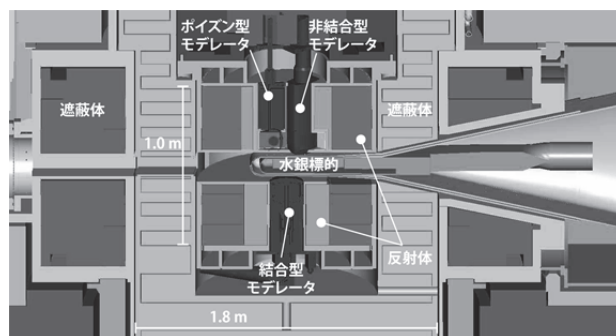


Fig.4-6 J-PARC の水銀標的とモデレータ、反射体等の垂直断面図

Table 2 に中性子源の標的候補材料の主な物性値を示す。高い中性子収量、低い発熱の観点から、水銀や鉛・ビスマス合金が有利である。Fig.4-5 では、水銀の方が鉛・ビスマスよりも中性子収率が良いことを示した。しかし、利用目的が核変換システムの場合は、単純に漏えいする中性子束の大きさだけでは判断できない。核変換システムの運転の安全性として未臨界度を保つことが重要な核特性として要求されるからである。水銀の場合は、熱中性子吸収断面積が大きいいため、ボイドができた場合にそれに応じて中性子が増え、未臨界炉に正の反応度を与えることが欠点となる。このように、モデレータや未臨界炉の備えるべき特性をよく理解して、パラメータを決定することが、核設計を行う上で大事な視点である。

Table 2 核破碎中性子源の標的の候補材料の物性値

材料	原子量 [g/mol]	密度 [g/cm ³]	融点 [°C]	沸点 [°C]	中性子吸収断面積[b]		熱伝導率 [W/m K]
					熱中性子	核分裂中性子	
Ta	180.9	16.6	3,387	5,927	20.7	0.09	54
W	183.9	19.3	2,996	5,425	18.2	0.05	180
Hg	200.6	13.6	-38.9	357	370	0.02	7.8
Pb	207	10.7	327.5	1,750	0.15	0.002	35.3
Pb-Bi	208	10.5	124.0	1,670	0.09	0.002	9/0

5. 標的の熱流動・構造設計

5.1. 熱流動設計

構造設計で重要な入力データは、標的の発熱密度分布である。**Fig. 5-1**に1 MW陽子ビームを入射した場合の水銀標的のビーム軸上の発熱密度分布を示す。**Fig. 5-2**には**Fig. 5-1**で発熱密度が最大になる場所で陽子ビーム軸に対して垂直な平面内の発熱密度分布を示す。水銀の発熱密度分布は、ビーム窓から3 cmほど内側で430 W/cm³と最大値となり、ビーム下流方向に向かって急速に低下する。また、標的容器のビーム窓部では、局部的に発熱密度が210 W/cm³と高いため、熱応力を抑えるために厚さを3 mmと薄くしている。J-PARCやSNSではターゲット形状を水平方向に扁平な形状として、上下に配置したモデレータに近づけているので、**Fig. 5-2**に示すように、必然的に陽子ビームプロファイルも扁平となる。

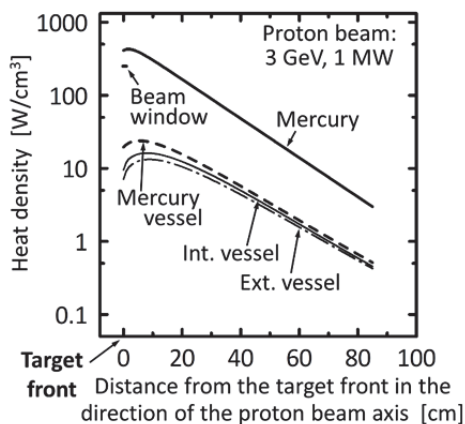


Fig. 5-1 J-PARCの水銀標的に1 MWの陽子ビームが入射した場合の軸方向の発熱分布

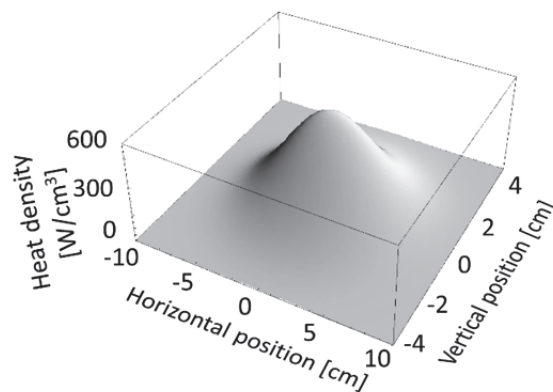


Fig. 5-2 J-PARCの水銀標的で最大発熱密度を生じる深さ位置平面における2次元発熱分布

Fig. 5-3にJ-PARCの水銀標的容器の外観と構造を示す。主な材料は耐放射線性と水銀に対する耐食性を考慮してステンレス鋼SUS316Lを用いている。水銀標的では水銀が冷却材としての役割を果たし、標的容器の冷却性と構造健全性を確保するためには、標的容器内の水銀の流路設計がポイントである。満足すべき条件としては、以下のようなことが挙げられる。

- (1) 温度勾配を抑えて高い熱応力の発生を防止する
- (2) 熱負荷の高いビーム窓近傍で高い冷却性能を確保する
- (3) 発熱密度が高く熱応力が大きくなる陽子ビーム軸上を避けて整流板を配置する
- (4) 水銀循環設備機器が大型にならないように、全体の水銀流量を抑制する

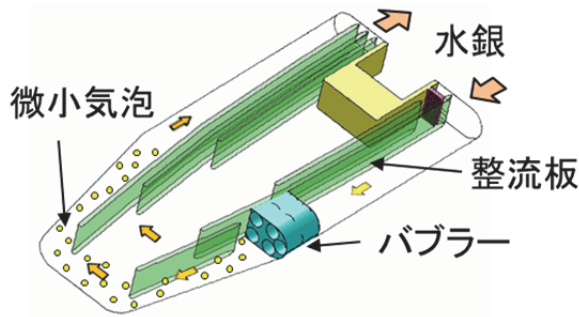


Fig. 5-3 水銀容器の内部構造概念図

ここで、水銀標的容器の設計条件として、容器温度が高いほど構造設計基準の許容応力が低下するため、容器の最高温度を 200°C 以下とした。また、水銀の最高温度は沸点 362°C に安全余裕をみて 300°C と定めた。

一方、水銀標的容器は、周囲をモデレータや中性子反射体に取り囲まれた核破砕中性子源の中心に水平方向に挿入されるので、構造上の制約条件として、水銀入口と出口は水銀循環設備に面した標的容器の後部に配置する必要がある。必然的に、水銀標的容器に流入した水銀は、一旦、先端のビーム窓部へ向かって流れた後に、容器内で流れ方向を反転し、出口へ向かって戻って来る流路構造となる。

J-PARC の水銀標的では、水銀配管の着脱を容易にするため、出入口流路を各々1箇所のみとし、上述した冷却性能に対する要求条件と構造上の制約条件を満足させるため、陽子ビームの入射軸を横切るように水銀を流すクロスフロー型の流路構造が採用されている。Fig. 5-1 に示すように、水銀の発熱密度分布がビーム窓近傍でピーク値となり、標的後方へ向かって指数関数的に低下するので、陽子ビーム軸を横切る水銀の流速成分が発熱密度分布と同様になるように整流板を配置し、発熱密度に応じた冷却性能を効率的に確保する。これによって、全体の水銀流量を抑え、設備のコンパクト化にも貢献する。

クロスフロー型の流路構造を持つ水銀標的容器で、設計条件を満たすように熱流動解析による設計を実施し、必要な水銀流量として 41 m³/h を設定した。Fig. 5-4 と 5-5 にクロスフロー型標的

容器の熱流動解析結果を示す。Fig. 5-4 からわかるように、陽子ビーム軸を横切るようなクロスフローの流れ場が形成できる。Fig. 5-5 の温度場では、発熱密度の大きなターゲット先端部分の温度が高く、ビーム窓壁面の温度が 200°C を若干超えているが、発熱密度分布に 20% の安全余裕を見込んで解析を行っているため、実機運転では設計条件を満足すると判断した。

液体金属である水銀は流動によって流路を機械的に壊蝕するエロージョンが懸念される。しかしながら、定量的なデータが存在しなかったため、水銀の精製工場などでの経験から流速が 1m/s を超えるとエロージョンが顕著になるとの情報に基づき、系内では水銀流速が 1 m/s を下回るように配管径選択するなどの対応をした。

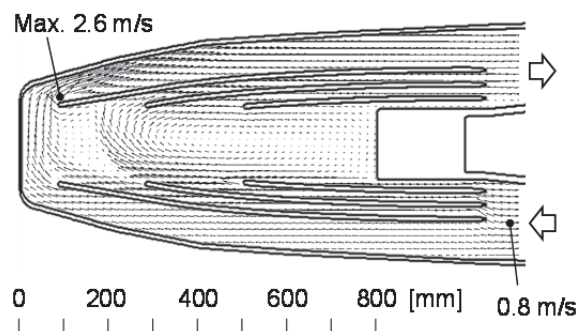


Fig. 5-4 水銀標的容器内の水銀の流速分布計算結果

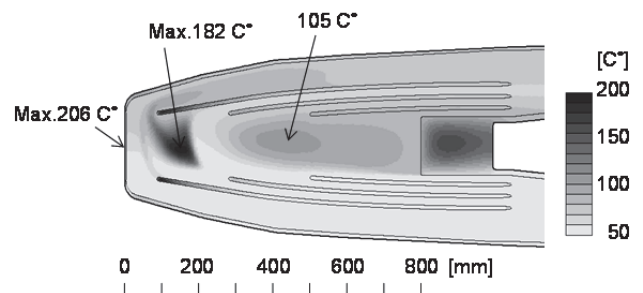


Fig. 5-5 水銀標的内の水銀の温度分布計算結果

5.2. 構造強度設計

5.2.1 水銀標的容器の許容応力

構造強度設計の方法は、固体標的でも液体標的でも共通している。本節では、設計の具体的な進め方として、その手順を示す。

材料の強度評価は単位面積に負荷される力、応力 σ を用いるが、破断応力や降伏応力（または 0.2% 耐力）が実験的に評価されているので、これらの応力と水銀標的容器に発生する応力とを比較し、容器の構造が健全かどうかを評価する。

水銀標的容器内では、水銀を循環するための圧力が常に負荷されている。また、パルス状の陽子ビームが繰返し入射することによって、容器の温度が上昇し、材料は熱膨張変形する。

Fig. 5-6 に材料の応力ひずみ線図を示す。ここで、横軸のひずみは、負荷を受けた際の材料の変形量 ΔL を元の長さ L で除した値（ひずみ ϵ ）である。**Fig. 5-6** の実線が、実際の材料の応力ひずみ曲線である。材料は、負荷を受けた直後は、弾性挙動を示す。すなわち、応力とひずみの関係は次式で表される。

$$\sigma = E \times \epsilon \quad (5-1)$$

ここで、 E はヤング率と呼ばれる材料定数である。

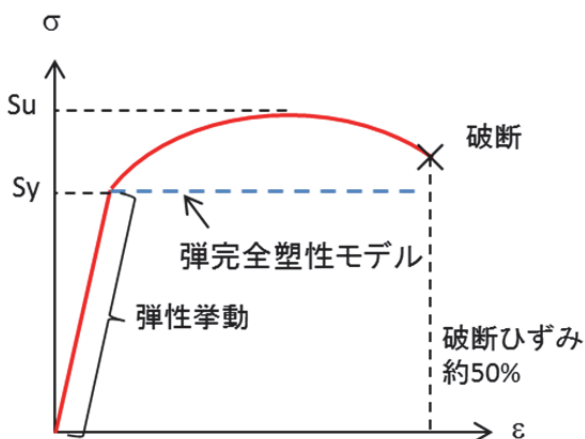


Fig. 5-6 金属材料の応力ひずみ曲線

その後、塑性領域となり、材料の剛性が低下して傾きが緩やかになり、材料は永久変形を伴って変形し、最大の応力を示した後、破断に至る。ここで、最大の応力を引張強さ S_u 、弾性領域から塑性領域に変わる点での応力を降伏応力 S_y 、破断時のひずみを破断ひずみと呼ぶ。引張強さを超えるような荷重が負荷された場合、変形が進行して破断ひずみに至り、材料は破断する。また、材料の全断面の応力が S_y を超えて全断面降伏すると、材料の剛性が低下して初期に期待した強度が期待できなくなる。このため、JIS 圧力容器基準では、破断に対して 3 倍、降伏に対して 1.5 倍の安全率を確保するように、基準許容応力度 S_m を以下のように定めている。

$$S_m = \text{Min}\{1/3 S_u, 2/3 S_y\} \quad (5-2)$$

Fig.5-7 に示すような、幅 b 、厚さ h の棒が長手方向に力 F で引っ張られた場合、断面積に均一に膜応力 $P_m = F/bh$ が生じる。したがって、JIS で定められた安全率を考慮した容器の破断、全断面降伏を防止するには、

$$P_m < S_m \quad (5-3)$$

としなければならない。

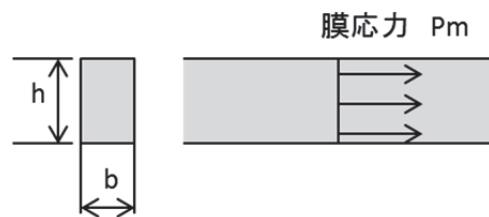


Fig. 5-7 単純引張によって発生する応力の分布

次に、**Fig.5-7** の棒の厚さ方向に曲げモーメント M が負荷された場合には、曲げ応力が発生する。曲げ応力は厚さ方向に **Fig.5-8** に示すような分布が生じ、最大値 P_b は最も外側で発生する。曲げ応力は次式で評価できる。

$$P_b = 6M / (bh^2) \quad (5-4)$$

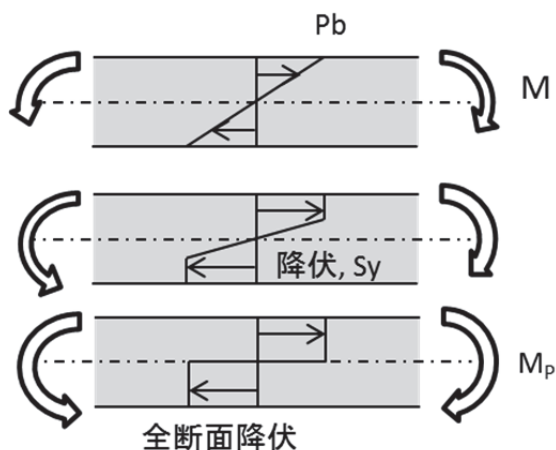


Fig. 5-8 曲げモーメントによって発生する応力の分布

曲げモーメントが大きくなると、材料の端から降伏し、最終的に材料の全断面が降伏し、構造強度が保てなくなる。ここで、塑性領域の材料挙動を Fig.5-6 の破線で示した弾完全塑性体として扱えば、この時の曲げモーメントは、

$$M = (bh^2) / 4 Sy \quad (5-5)$$

となり、(5-4)式に代入すると、

$$Pb = 3/2 Sy \quad (5-6)$$

となる。したがって、全断面降伏しない条件は、

$$Pb < 1.5 \times Sy \quad (5-7)$$

となる。 Pm による全断面降伏しない条件

$$Pm < Sy \quad (5-8)$$

より、 Pb は Pm に対して1.5倍の裕度がある。(5-2)式より、 $Sm \leq 2/3 \times Sy$ であるから、曲げ応力 Pb に対する許容応力は、

$$Pb < 1.5 \times Sm \quad (5-9)$$

となるが、一般の構造物では、膜応力 Pm と曲げ応力 Pb が同時に作用するため、JIS では、

$$Pm + Pb < 1.5 \times Sm \quad (5-10)$$

を曲げ応力に対する許容応力としている。以上が、圧力荷重に対する容器構造の設計基準である。

次に、容器温度の上昇によって発生する応力について述べる。長さ L の棒が ΔT だけ温度上昇した時の熱膨張による伸び量 ΔL は、

$$\Delta L = \alpha \times \Delta T \times L \quad (5-11)$$

で表される。このとき、応力は発生しない。Fig. 5-9 に示すような、同一材料（ヤング率 E ）で、同じ長さ L 、断面積が $A1$ 、 $A2$ の異なる2本の棒を考える。2本の棒の両端は剛体で連結され、部材1のみが ΔT だけ温度上昇したとすると、部材1は熱膨張しようとするが、部材2で拘束されるために圧縮応力がかかり、部材2は部材1の熱膨張により引っ張られたため引張応力が発生する。これらの応力を熱応力と呼び、それぞれの部材に発生する熱応力は

$$\begin{aligned} \text{部材 1 : } \sigma_1 &= -\frac{A_2}{A_1 + A_2} E \times \alpha \times \Delta T \\ \text{部材 2 : } \sigma_2 &= -\frac{A_1}{A_1 + A_2} E \times \alpha \times \Delta T \end{aligned} \quad (5-12)$$

となる。

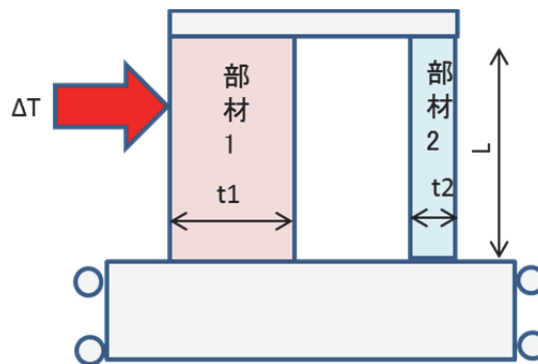


Fig. 5-9 温度上昇によって生じる応力のモデル

ここでは、2部材の温度差として熱応力の導出を行っているが、実際の容器では構造材は連続体であり、温度も連続的な分布を持っているため、有限要素法を用いて評価している。熱応力は、熱膨張による変形が有限であるので破断に至ることはない。しかし、ビームの入射と停止を繰り返すことなどによって、変形が進行することがある。

Fig.5-10 に、弾完全塑性モデルで熱応力が繰り返し負荷された場合の挙動を模式的に示す。図には以下の3ケースを示す。ケース1)の場合、応力が高くなると塑性挙動を示すが、除荷されると弾性的に応力、ひずみが低下するが、その後は弾性挙動を示す。ケース2)は、さらに応力が高くなり、除荷時にも塑性変形を起こすが、変形は一定の範囲に留まる。ケース3)は応力がさらに高くなった場合の挙動であり、圧力による応力の影響で、熱負荷時若しくは除荷時どちらか一方で塑性変形の進行が大きくなることを表している。この場合、構造物では変形が進行して、最終的には破断ひずみに至り、容器が壊れる。

このため、JIS では、塑性変形の進行を防止できるように熱応力 Q に対して制限を設けている。

Fig.5-11 は、円筒形の容器に Pm が負荷された状態で、熱応力 Q が変動する場合の材料の挙動を評価した結果を示したものである。本図において、横軸 X は Pm を Sy で除した値、縦軸 Y は Q を Sy で除した値である。ここで

① $X + Y < 1$ の領域 ($Y < 1 - X$)

塑性変形は起こらず、常に弾性挙動を示す。

② $Y < 2$ かつ $Y < 4(1 - X)$ の領域

この領域は Fig.5-10 に示したケース1)に対応する挙動で、一度塑性変形を起こすが、その後は弾性挙動を示す。

③ $Y > 2$ かつ $Y < 1/X$ の領域

この領域は Fig.5-10 に示したケース2)に対応する挙動で、塑性変形を繰り返すが、変形は一定の範囲に留まる。

④ その他の領域

Fig.5-10 に示したケース3)に対応し、変形が進行する。

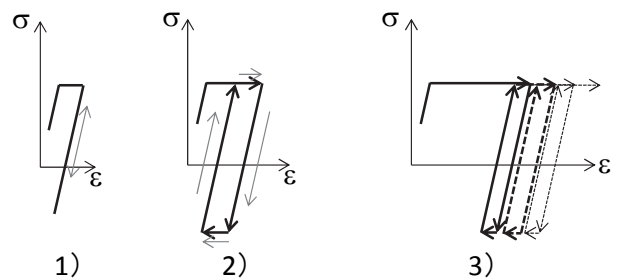


Fig.5-10 塑性変形を伴う材料の挙動

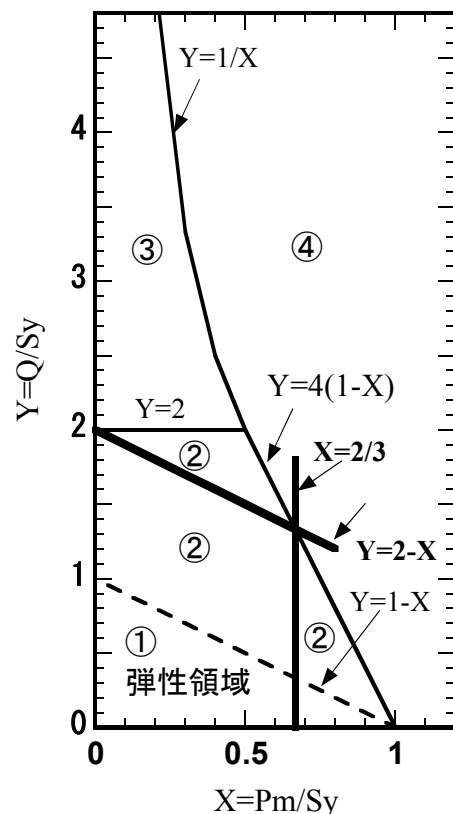


Fig.5-11 Bree 線図：繰り返し熱応力負荷で変形が進行しないための条件

この結果から、変形が進行せず、かつ疲労強度の観点から塑性変形が繰り返し起きない②の範囲で熱応力 Q に対する制限を設定している。一方、膜応力の制限 $Pm < 2/3Sy$ を考慮すると、 $X + Y < 2$ を制限としている。すなわち、

$$\frac{Pm}{Sy} + \frac{Q}{Sy} < 2$$

$$Pm + Q < 2Sy = 2 \times \frac{3}{2}Sm = 3Sm \quad (5-13)$$

これに、実際の評価では曲げ応力成分も加味して

$$Pm + Pb + Q < 3Sm \quad (5-14)$$

を熱応力の制限としている。

水銀標的容器の構造設計では、発生する応力が(5-3)式、(5-9)式及び(5-14)をすべて満足するようにする。容器の板厚が厚いほど Pm や Pb は低減できるが、(5-12)式の ΔT で表される板厚間の温度差が大きくなる傾向にあるため、 Q は大きくなる。このため、最適な板厚を評価することが設計のポイントである。

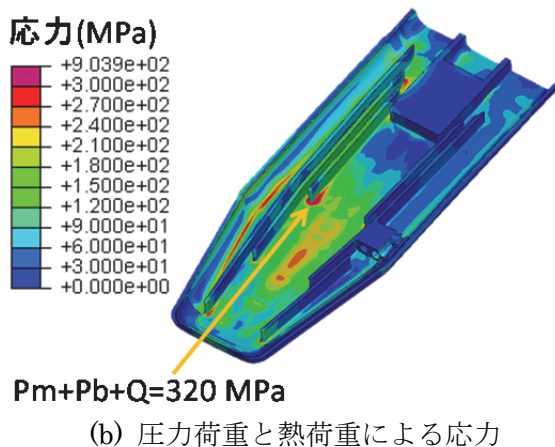
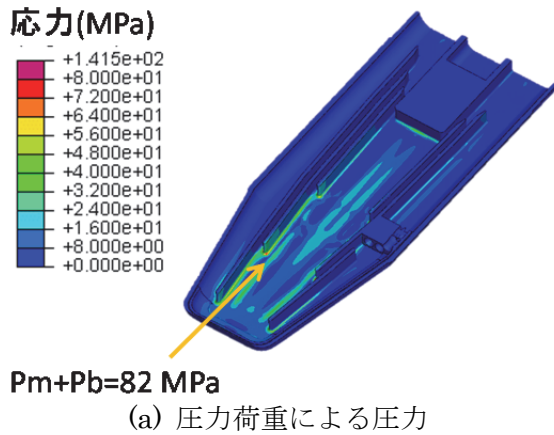


Fig. 5-12 水銀標的容器の応力解析計算結果

熱流動設計や板厚評価から最終的に決定したターゲット容器形状での応力評価結果を Fig.5-12 に示す。圧力荷重は容器に均一に負荷されるため、応力の分布は、Fig. 5-12 (a)に示すように、陽子ビーム入射方向に対してほぼ対象となるが、

熱荷重による応力は、陽子ビーム入射によって温められた水銀が流れて温度変化が大きくなる水銀出口側が高くなる。応力の最大値として、圧力荷重による最大応力は、3枚並んだ整流板のうち真ん中の整流板と容器の付け根で発生し、その値は、 $Pm + Pb = 82 \text{ MPa}$ である。圧力荷重と熱荷重が同時に負荷された場合の最大応力は、内側の整流板と容器の付け根で発生し、 $Pm + Pb + Q = 320 \text{ MPa}$ である。200℃における SUS316L の基準許容応力度は $Sm = 108 \text{ MPa}$ であることから、 $Pm + Pb$ 、及び $Pm + Pb + Q$ の許容応力は、それぞれ、162 MPa、324 MPa となるので、解析で得られた応力は許容応力を下回る。

5.2.2 陽子ビームパルスの許容応力

前節では、一般の圧力容器に準じた構造強度評価について述べた。本節では、水銀標的で特異な負荷として、パルス陽子ビーム入射による圧力波に対する設計について説明する。J-PARC の水銀標的に入射する陽子ビームパルスの時間幅は $1 \mu\text{s}$ と短いため、水銀で急激な発熱が起こり、水銀の急激な熱膨張が慣性力により拘束されることによって非常に高い圧力が生じた後、水銀中を伝ばする。第 5.1 章に記述した、水銀の最大発熱密度 430 W/cm^3 は 25 Hz の繰り返しによって生じるものなので、1パルス当たりの発熱量 q は $17.2 \text{ J/cm}^3/\text{pulse}$ である。このときの温度上昇 ΔT は、発熱時間が $1 \mu\text{s}$ と非常に短いため、断熱条件となり、次式で表され、 $\Delta T = 9.2^\circ\text{C}$ となる。

$$\Delta T = \frac{q}{\rho C} \quad (5-15)$$

ここで、 ρ は水銀の密度、 C は比熱である。発生する初期圧力は

$$P_{ini} = K \times \rho \times \Delta T \quad (5-16)$$

で表され、43 MPa となる。ここで、 K は水銀の体積弾性率、 ρ は密度である。圧力波は縦波で、水銀中を音速 $c = (K/\rho)^{0.5} = 1400 \text{ m/s}$ で伝ばして容器に負荷を及ぼす。圧力波によって発生する応力は、水銀の熱膨張に起因するものであり、変形が

有限であることから応力評価では Q に分類している。

圧力波の解析では、連続体である水銀の運動方程式を有限要素法で解き、体積ひずみ $\Delta V/V$ 、及び圧力 P の時間変化を求めている。当初、水銀を弾性体として取り扱ったが、0 Pa abs.を下回る圧力が発生する結果となった。この状態では、水銀は減圧沸騰を起こし、弾性体の挙動は示さないと考えられる。そこで、次の (5-17) 式で表されるように、水銀圧力が 0 MPa abs.以上となる体積ひずみでは弾性挙動を示し、それ以下では減圧沸騰を模擬した水銀モデルに改良した。

$$\begin{aligned} \text{弾性挙動領域} \quad P &= -K \times \frac{\Delta V}{V} \\ \text{減圧沸騰領域} \quad P &= -0 \times \frac{\Delta V}{V} \end{aligned} \quad (5-17)$$

Fig.5-13 に、圧力波によって生じる容器の振動挙動の実測値と解析結果の比較を示す。減圧沸騰領域を模擬したモデルの方が、弾性体モデルよりも実測値とよく一致する結果を得られるため、構造強度評価では、減圧沸騰領域を模擬したモデルを用いている。

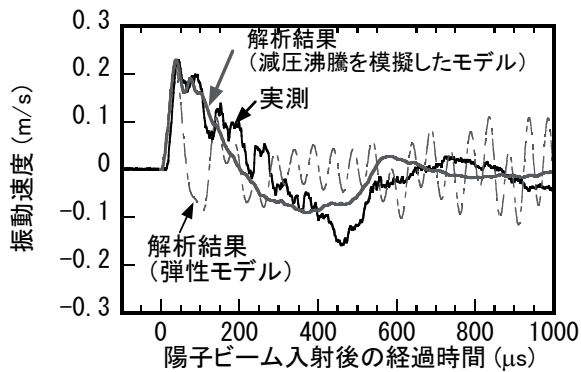


Fig. 5-13 圧力波による水銀標的容器の振動の実測値と解析結果の比較

6. 圧力波が誘起する標的容器のキャビテーション損傷

6.1. キャビテーション損傷とは

Fig. 6.1 に水銀標的におけるキャビテーション発生概念図を示す。J-PARC の水銀標的では、パルス状の 1 MW の陽子ビームが入射すると、水銀の瞬間的な体積発熱による急激な温度上昇と、これに伴う体積膨張で水銀中に最大 40 MPa もなる非常に高い圧力波が生じる。圧力波は水銀中を伝播し、標的容器の壁面に達すると壁面を高速変形させ、その近傍に生ずる水銀の負圧の領域が生まれる。負圧領域では、水銀中または壁面上に初めから存在する微小な気泡核を起点としてキャビテーション気泡が成長し、これが崩壊する時に生ずる水銀のジェット流れが壁面を攻撃して損傷を引き起こす。

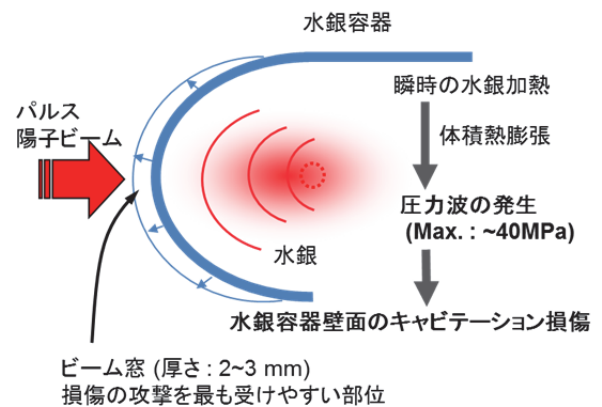


Fig. 6.1 水銀標的における圧力波発生の様式図

キャビテーション損傷は、陽子ビームや中性子の照射による照射損傷に比べて、格段に壊食力が高く、特に標的容器のビーム窓部は、熱応力を抑えるために 3 mm の厚さしかないため、最も圧力波の影響を受ける箇所であり、1 MW の陽子ビーム照射下では、11 日程度で破損に至るとの検討もされた。[25] 米国の SNS で運転に使用した水銀標的容器を調べたところ、Fig. 6.2 に示すようにビーム窓部で壁を貫通するほどの損傷が生じていることが判明し[26]、J-PARC においても初号機の標的容器で、ビーム窓部の内面に損傷が生じていることが分かった。[27] キャビテーション損

傷によって破損に至る過程は、壊食が窓厚の 3 mm まで進んでから破損するのではない。5.2 節に記したように、窓部では応力が働いているので、壊食がある深さに至った段階でこの応力によって一気に破断が進み、損傷に至る。実際に、許容される損傷深さは 1 mm 程度と見積もられている。したがって、液体金属標的を長期間運転するためには、キャビテーション損傷は克服すべき重大な課題である。

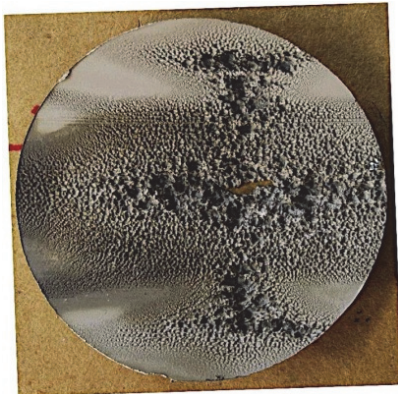


Fig. 6.2 米国の核破碎中性子源 SNS の水銀標的容器で観測されたキャビテーション損傷[22]

6.2. キャビテーション損傷の軽減対策

キャビテーション損傷を軽減するためには、圧力波を低減してキャビテーションの発生を抑制する方法と、発生したキャビテーションに対してその攻撃力を低減する方法がある。具体的には、前者は水銀中への微小気泡を注入する技術、後者は狭隘流路に速い水銀流れを形成する技術である。

6.2.1 微小気泡の注入による圧力波抑制技術

気泡注入による圧力波抑制の原理を表す概念図を Fig. 6.3 に示す。気泡となる気体は放射化が少ないヘリウムを使用する。圧力波の発生源において、パルス的な陽子ビームの入射による水銀の熱膨張を、気泡の収縮で吸収することで圧力波のピーク圧力を低下させる (A 部) とともに、圧力波が水銀中を伝播する過程で水銀の圧力変動により気泡が振動することで、圧力波のエネルギーを気泡の運動エネルギーとして散逸させ、圧力波を減衰させる (B 部)。

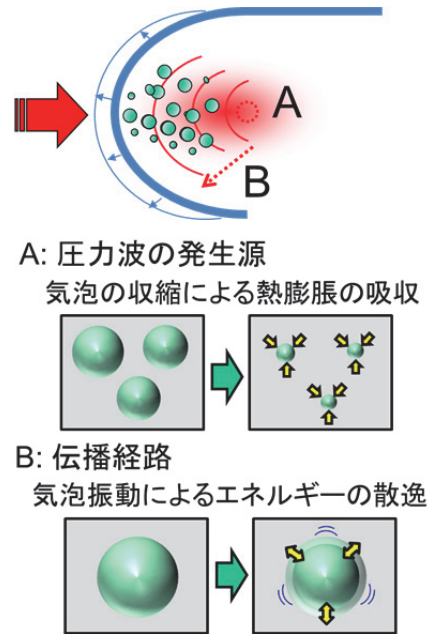


Fig. 6.3 気泡注入による圧力波抑制の概念図

沖田ら[28]は、圧力波低減の低減効果について、気泡サイズと水銀に対する体積分率 (ボイド率) を解析的に評価し、半径 $50 \mu\text{m}$ 以下の気泡が 0.1% のボイド率で存在すると圧力波のピーク値が約 $1/10$ に、半径 $100 \mu\text{m}$ の気泡でも 0.1% のボイド率で約 $1/4$ までピーク値を低減可能であることを見出した。気泡半径の小さい方が圧力波の低減効果が高い理由は以下のとおりである。陽子ビームパルスが照射される $1 \mu\text{s}$ という短い時間で上昇する圧力変動に気泡の収縮が追従するには、気泡が高い固有振動数を持つ必要があり、これを満たす気泡直径は必然的に小さくなるためである。気泡注入による損傷の軽減効果は直江らによる実験室規模の水銀流動実験によっても確認された。[29]

流動する水銀中で微小気泡を生成する方法として、極細の配管からガスを注入する方法、ベンチュリー管を用いる方法などが検討されたが、粉川ら[30]により開発された旋回流型の微小気泡生成器 (バブラー) が半径 $100 \mu\text{m}$ 以下の微小気泡を最も効率的に生成できる。Fig. 6-4 に旋回流型の気泡生成器の概念図を示す。旋回流をつくるのは羽根であり、羽根の部位にヘリウムガスを送り込むと、せん断力でヘリウムガスの塊が引きち

ぎられて気泡化する。J-PARC の水銀標的容器には、写真に示すように5台のバブラーを並べているが、羽根の下流側で気泡が合泡し、サイズが大きくならないように、互いに旋回の向きが異なるように工夫されている。

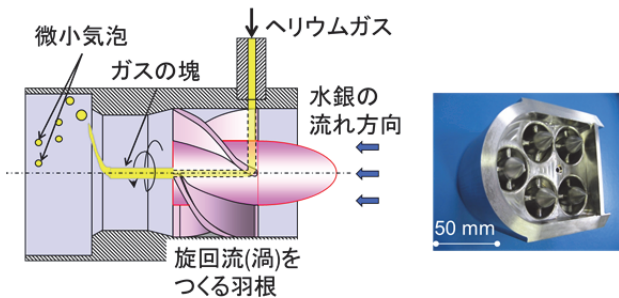


Fig. 6-4 旋回流型の気泡生成器[26]

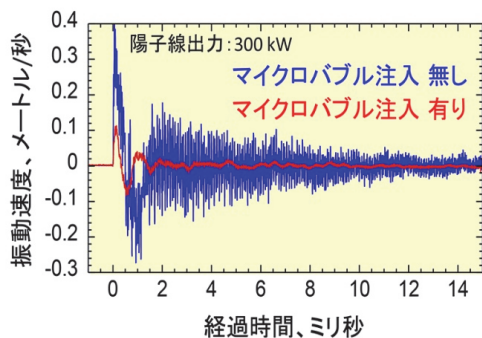


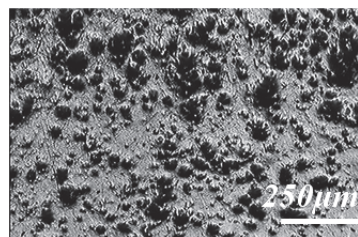
Fig. 6-5 300 kW の陽子ビームが水銀標的に入射したときの容器上面の振動速度[31]

Fig. 6-5 に、実際の J-PARC の水銀標的において微小気泡を注入した状態で、300 kW 運転を行ったときに確認された結果[31]を示す。この結果は、水銀標的上面の振動速度をレーザードップラー振動計[32]を用いて測定し、得られたものである。300 kW の場合、陽子ビームの入射に伴い、0.4 m/s 程度の振動速度が生じるが、微小気泡を注入した場合には、この振動速度が0.1 m/s程度と 1/4 程度に低減されている。陽子ビーム窓部ではないものの、概ね期待された圧力波の低減効果が得られている。このことは、気泡注入により、陽子ビーム出力 1 MW に対して、250 kW で運転に相当する圧力波にまで低減できることを意味する。J-PARC では気泡の無い条件でも、150 kW ~ 200 kW の出力で1年間の運転が可能であることを実

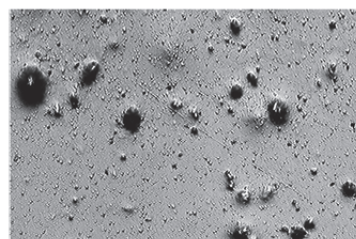
証済みであり、気泡の注入条件を最適化すれば、施設の目標である 1 MW で1年間の運転時間を可能にできることを示唆する貴重な結果である。

6.2.2 狭隘流路に早い水銀流れを形成する技術

前述したキャビテーションの発生機構から、キャビテーション気泡の成長や崩壊を阻害できれば、原理的に損傷を軽減することが可能である。圧力波の発生はマイクロ秒の時間スケールで起こる現象であるのに対して、キャビテーション気泡の成長と崩壊はミリ秒の時間スケールで起こる現象であるため、水銀の流れ場や圧力場の影響を受けると考えられる。Fig. 6-6 に示すように、静止した水銀中において、水銀の流れがある場ではキャビテーション損傷が軽減されることを、直江らは実験によって明らかにした。[29]。また、静止した水銀中であっても、高さ数 mm の狭隘流路内の水銀では、キャビテーション気泡が狭い流路高さの影響を強く受けて損傷の発生が抑えられる実験結果[33]も報告されている。



(1) Stagnant condition



(2) With mercury flow

Fig. 6-6 静止した水銀 (a) と流れがある水銀に生成されるキャビテーション損傷の実験結果の例[33]

実際に、米国の SNS では、ビーム窓部に内壁を追加して最も狭い流路高さが 2mm の狭隘流路

に早い水銀流れを形成する構造において、内壁ではキャビテーションで肉厚を貫通するほどの損傷が生じたにも拘わらず、水銀の閉じ込め境界となる外壁は内壁に比べて損傷が大きく軽減されている (Fig. 6-7 参照) [34]。



Fig. 6-7 米国 SNS の水銀標的容器のビーム窓 (狭隘流路外側壁) の観察結果[34]

6.2.3 微小気泡注入と狭隘流路を組み合わせた標的容器構造の熱流動設計

J-PARC の水銀標的のビーム窓部では、狭隘流路内に速い水銀流れを作り出すとともに、内壁の近傍に微小気泡を分布させてキャビテーション損傷を軽減する方策を講じている。この設計では、狭隘流路の流路幅はこれまでの実験的研究[27, 29]や SNS での実績[34]を考慮して、2 mm とした。Fig. 6-8 にビーム窓部に狭隘流路構造をもつ水銀容器の水平断面図を示す。

改良のポイントは以下の2点である。クロスフロー型の水銀流れを維持しつつ、(1) バブラーの位置をビーム窓に近づけることでビーム窓部の気泡数を増加させる、(2) バブラーの上流側に狭隘流路の入口を設けることによって、バブラーで生ずる圧力損失を利用し、狭隘流路への流量配分を確保して早い水銀流れを作り出す。バブラーは標的容器内で最も大きな圧力損失を生じる部位となるので、設計では水銀ポンプの昇圧性能を考慮する必要がある。J-PARC の水銀標的容器では、バブラーでの圧力損失の許容値は最大 0.2 MPa としている。以下に、微小気泡注入と狭隘流路を組み合わせた標的容器構造の熱流動解析の

結果を示す。入力条件として、陽子ビーム出力は 1 MW で、水銀の入口温度が 50°C である。

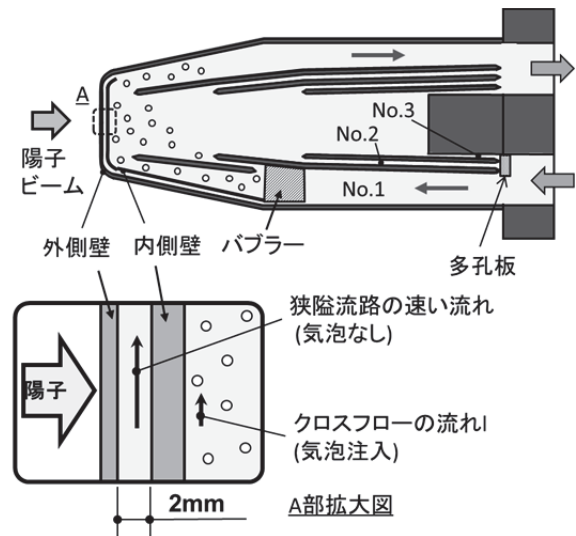


Fig. 6-8 ビーム窓部に狭隘流路構造をもつ水銀容器の水平断面図[35]

Fig. 6-9 には水銀標的中心を通る水平面内の水銀流速ベクトル図を示す。狭隘流路内は 3.7 m/s の速い水銀流れが形成される一方、気泡を注入している内側壁の内部のクロスフロー流れは 1.3 m/s である。狭隘流路において、約 2.4 m/s もの流速の差を得る。Fig. 6-10 には、この流動条件下での水銀標的容器の温度分布を示す。狭隘流路の速い水銀流れにより、ビーム窓部の冷却性能が向上し、容器の外表面温度が 157°C と低めに抑えられるようになった。また、内壁の中心温度も最大 127°C である。[35]。J-PARC では、微小気泡注入と狭隘流路を組み合わせた構造をもつ水銀標的容器を、2017 年の 10 月から本格的に運転に使用している。

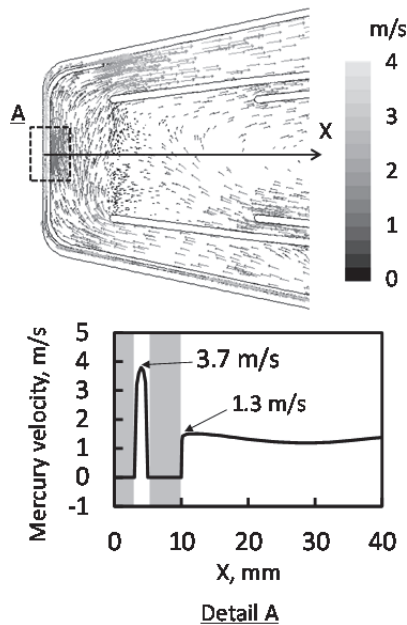


Fig. 6-9 狭隘流路構造を持つ水銀標的容器中心を通る水平面内の水銀流速ベクトル図[35]

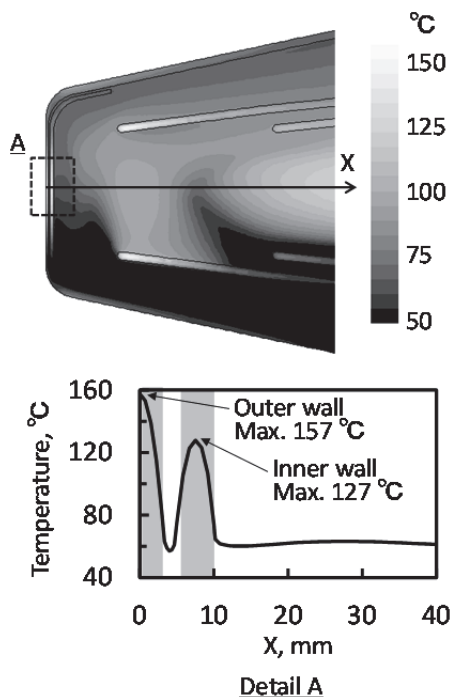


Fig. 6-10 狭隘流路構造を持つ水銀標的容器の温度分布[35]

7. 水銀ポンプの開発

水銀を標的容器に流動させるための水銀ポンプは、水銀標的システムの中で唯一の動的な稼働機器であり、稼働率を高くシステムを安定に運転するためには重要な機器である。水銀は重く、しかも運転に伴い非常に強い放射能を含有するので、放射線安全上、水銀の漏えいを防ぐ密閉性をもつことが最も重要な課題の一つである。

水銀ポンプとして通常の機械式ポンプを用いると、駆動軸が水銀のバウンダリを貫通するため、メカニカルシールなど一般的に使用されるシール機構では、ある程度の漏えいを許容せざるを得ない。完全な水銀のバウンダリを形成し、閉じ込め性能に優れた選択肢として電磁ポンプがある。これは、流路内の液体金属に移動磁場を作用させることでローレンツ力により駆動力を与える仕組みである。従来の電磁ポンプは、コイルを流路の両側に配置して電氣的に移動磁場を作り出す方式であり、ポンプ性能に対して全体サイズが大きくなる。

放射化する水銀の装荷量を少なくすることや、運転によって高度に放射化したポンプを遠隔操作機器によって保守することを考えて、水銀循環用の機器は、コンパクトに設置する設計思想をしたので、電磁ポンプについても汎用的な製品ではなく小型化を行う必要があった。そこで、永久磁石をローター上に固定し、この外側にΩ形状の扁平流路を配置し、ローターをモーターで回転させることで移動磁場を作り出す新しい方式の電磁ポンプ、即ちPM (Permanent Magnet) ポンプを開発した。

Fig. 7-1にPMポンプの外観を示す。モーター出力は設備容量から90 kWの制限があり、PMポンプに必要なトルク性能などを考慮して6極のモーターとした。ポンプ高さはモーターを含めて1820 mm、幅は840 mmである。実機の水銀循環設備で水銀流動試験を行った結果、運転条件である41 m³/hを上回る42 m³/hの流量で、0.1 MPaの吐出圧力を得ることを確認した。ポンプ回転速度はさらに上昇させることが可能であり、性能的に余裕がある。

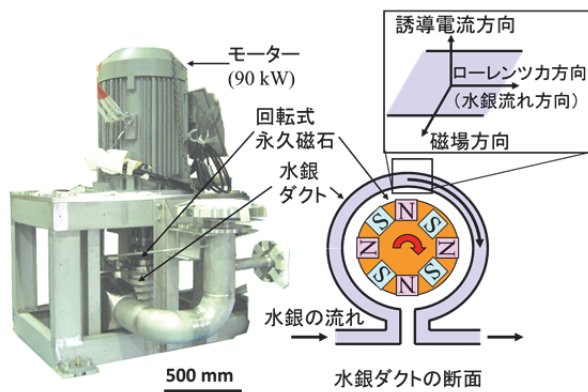


Fig. 7-1 永久磁石を用いた電磁式ポンプ概要図

8. 標的容器材料の寿命

標的容器では、キャビテーション損傷を抑制できても、非常に高い放射線環境下で受ける照射損傷によって構造材料の延性が低下する。5.2 節に記述したように、構造強度評価では延性が確保されていることが前提であるので、構造材料の照射特性は寿命評価にとって重要なデータである。水銀標的容器の材料は、水銀との相性も検討し、中性子損傷データが豊富で原子炉等でも用いられている SUS316L を標的容器の材料に選定した。

核破碎中性子源では、原子炉とは異なり、高エネルギー陽子による照射も受けるので、陽子の寄与も含めた照射損傷のデータが必要になる。核計算において、最も照射量の多い部位は標的容器の陽子ビーム窓部であることが示されたので、設計の当時は、米国・ロスアラモス国立研究所の 800 MeV 加速器施設で照射したステンレス鋼の照射後試験結果[36]等を参考にし、1 MW 運転時の寿命として延性が保持される照射損傷量を 5 dpa (displacement per atom)、運転時間を 2500 時間 (半年) とした。Fig. 8-1 に、ステンレス鋼における照射損傷と全伸びの関係を示す。

dpa とは、はじき出し損傷量を表す単位で、格子原子が何回弾き出されたかを意味する。1 dpa は、材料を構成している全原子が平均して 1 回、格子位置から弾き飛ばされたことに相当する。なお、大部分の原子ははじき飛ばされても、正規の格子位置に戻るため、例えば、1 dpa の損傷を受

けた材料の原子がすべて正規の格子位置から離れているものではない。

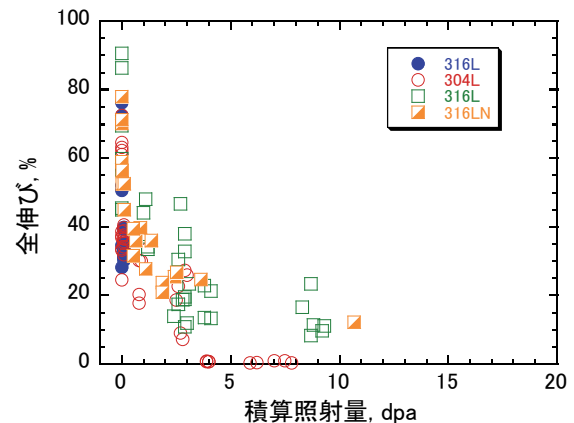


Fig. 8-1 ステンレス鋼における照射損傷と均全伸びの関係[36]

その後、PSI における MEGAPIE 実験で照射された材料[37, 38]や米国 SNS の運転後に水銀標的容器から採取された構造材料[39]の照射後試験データが蓄積されている。Fig. 8-2 に結果の一例を示す。また、dpa に関しても、125 MeV 陽子入射時のデータ[40]や 3 GeV 陽子入射で新しいデータが取得[41]が行われているほか、粒子輸送計算コード(PHITS)に組み込まれている系さmっモデルの改良[42, 43]も行われている。このようなデータを蓄積する活動は、今後も必要である。

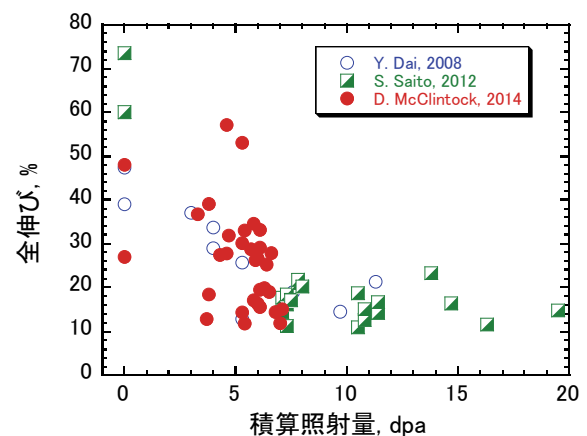


Fig. 8-2 MEGAPIE 実験や SNS の運転で照射されたステンレス鋼における積算照射量と全伸びの関係[37-39]

最後に、水銀と構造材料の相性（耐食性）について説明する。Fig. 8-3 に、種々の元素の 483°C での水銀による腐食挙動[44]を示す。また、Fig. 8-4 に水銀温度の違いによる金属元素の水銀への溶解度[44]を示す。SUS316L の主成分の鉄は腐食しにくい、18%程度含まれる Ni は腐食しやすいデータであるが、合金である SUS316L の腐食特性は不明であった。そこで、J-PARC では、標的容器の設計温度である 200°C で SUS316L の水銀浸漬試験を実施し、2000 時間でも腐食しないことを確認した

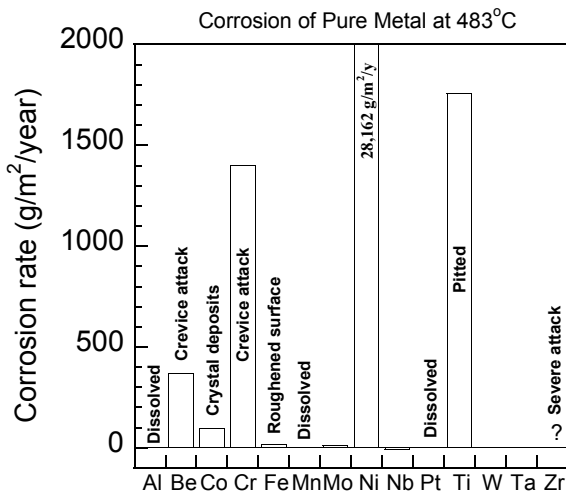


Fig. 8-3 純金属の水銀に対する腐食挙動

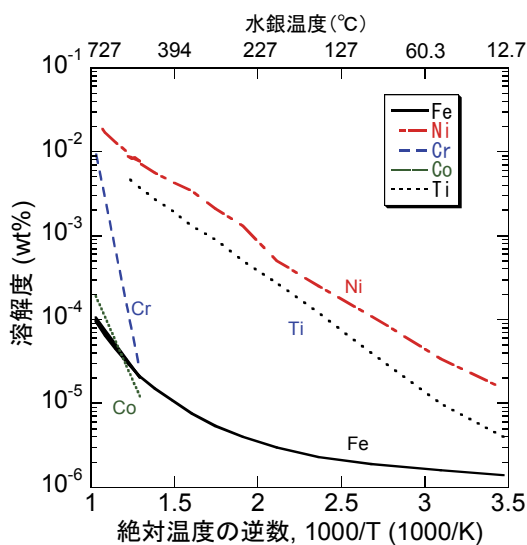


Fig. 8-4 純金属の水銀への溶解度温度依存性

9. おわりに

液体金属標的は、MW から数十 MW の大強度加速器のビームを中性子に変換する装置として、精力的に技術開発が行われてきた。1 MW クラスのパルス核破碎中性子源では、液体水銀を標的容器に閉じ込める方式が採用され、米国の SNS では 2006 年から、J-PARC では 2008 年から実用に供してきた。いずれの施設も年間 90% の以上の稼働率を達成することを目標としているが、水銀標的では、パルス中性子源特有の課題として、圧力波に起因するキャビテーション損傷の抑制が不可欠で、気泡注入や速い水銀流れの形成による技術開発が続けられている。

現在、SNS では、標的容器を年間 3 回交換するよう運転管理を行い、当初目標の 1.4 MW に近い、1.3 MW での運転が行われており、J-PARC では、500 kW での利用運転を行い、1 MW を目指して強度を上げる段階にある。両施設は実際に加速器のビーム受けて液体金属標的を実用運転している施設として、遠隔操作による標的容器の交換や廃棄物の保管管理などを含めて、運転に関わるデータを蓄積し、技術を高めていくことが必要である。また、材料の寿命評価に用いる材料損傷に関わるデータは、測定例が非常に少ないので、照射後試験による機械的特性や金属のはじき出し断面積など測定を増やしていくことも必要である。

IFMIF 用の液体金属リチウム標的における由表面へのビーム入射技術の開発や、加速器駆動核変換システムの鉛・ビスマス溶融合金標的システムに関する技術開発は、現行の核破碎中性子源より 1 桁高い強度フロンティアの応用に向けた具体的な活動である。

最後に、本テキストでは水銀標的の設計方法を概観したが、この標的システムが工学装置として安定な運転を果たすことができるように行ってきた試験や標的の交換技術などを、紙面に紹介しきれなかったことをお許しいただきたい。

謝辞

本テキストにおいて 5.1 節 熱流動解析、第 7 章の水銀ポンプについて、羽賀勝洋氏、5.2 節の

構造強度設計については粉川広行氏、第6章については両氏に執筆に関わって頂いた。両氏に感謝の意を表したい。

参考文献

- [1] 渡辺昇、核破碎中性子源工学概論、JAERI-Review 2000-31 (2001).
- [2] <http://www.isis.stfc.ac.uk/>
- [3] H.Takada et al., Quantum Beam Science **1**(2), 8 (2017).
- [4] J.Haines et al., Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A **764**, 94 (2014).
- [5] C.Bungau et al., Proc. of IPAC2014, 3961-3963 (2014).
- [6] L.D.Jones et al., J. Phys. Conf. Ser. **1021**, 012056 (2018).
- [7] G.S.Bauer, Proc. of 8th Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XIII), 547-558 (1995).
- [8] M.Futakawa et al., Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A **600**, 18-21 (2009).
- [9] 前川藤夫、核変換 OH0' 18 テキスト
- [10] K.Tsujimoto et al., J. Nucl. Sci. Technol. **41**, 21-36 (2004).
- [11] T.Sugawara et al., Nucl. Eng. Des. **331**, 11-23 (2018).
- [12] G.Bauer, et al., J. Nucl.Mater., **296**, 17-33 (2001).
- [13] C.Fazio, et al., Nucl. Eng. Des. **238**, 1471-1495 (2008).
- [14] 佐々敏信ほか、プラズマ・核融合学会誌 **94** 巻 8月号 (2018). (印刷中)
- [15] J-PARC センター核変換ディビジョン、J-PARC 核変換実験施設技術設計書 -ADS ターゲット試験装置(TEF-T)- JAEA-Technology 2017-003 (2017).
- [16] J.Knaster, et al., Nucl. Fusion, **53**, 116001 (2012).
- [17] H.Kondo, et al., Fusion Eng. Des. **87**, 418-422 (2012)
- [18] E.Wakai, et al., Fusion Sci. Eng. **66**, 46-56 (2014).
- [19] H.Bertini, et al., Phys. Rev. **188**, 1711-1739 (1969).
- [20] L.Dresner, ORNL-TM-196 (1962).
- [21] T.Sato, et al., J. Nucl. Sci. Technol. **55**, 684-690 (2018).
- [22] H.Nakashima, et al., J. Nucl. Sci. Technol. Suppl. **2**, 1155-1160 (2018).
- [23] M. Teshigawara, et al., JAERI-Research 99-10 (1999).
- [24] 勅使河原誠、波紋 28 巻、3 号 (2018). (印刷中)
- [25] T.Wakui, et al., Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A **600**, 150-153 (2009).
- [26] D.A.McClintock, et al., J. Nucl.Mater.. **431**, 147-159 (2012).
- [27] T.Naoe, et al., J. Nucl.Mater.. **450**, 123-129 (2014).
- [28] K.Okita, et al., J. Fluid Sci. Technol. **3**, 116-128 (2008).
- [29] T. Naoe, et al., Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A **586**, 382-386 (2008).
- [30] H. Kogawa, et al., J. Nucl. Sci. Technol. **52**, 1461-1469 (2015).
- [31] H. Kogawa, et al., J. Nucl. Sci. Technol. **54**, 733-741 (2017).
- [32] M. Teshigawara et al., J. Nucl.Mater.. **398**, 238-243 (2009).
- [33] 直江崇ほか、日本機械学会論文集、**80** 巻 810,1-12 (2014).
- [34] B.J. Vevera, et al., J. Nucl.Mater.. **450**, 147-162 (2014).
- [35] K. Haga, et al., JPS Conf. Proc. **8**, 051008 (2015).
- [36] S.A. Maloy, et al., J. Nucl. Mater., **318**, 283-291 (2003).
- [37] Y. Dai, et al., J. Nucl. Mater., **377**, 109-114 (2008).
- [38] S. Saito, et al., J. Nucl. Mater., **431**, 44-51 (2012).
- [39] D. McClintock, J. Nucl. Mater., **450**, 130-140 (2014).
- [40] Y. Iwamoto, et al., J. Nucl. Mater., **458**, 369 - 375 (2015).
- [41] S. Meigo, et al., Proc. IPAC 2018, MOPML045 (2018)..
- [42] Y. Iwamoto, et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, **274**, 57 - 64 (2012).
- [43] Y. Iwamoto, et al., J. Nucl. Sci. Technol., **51**, 98 - 107 (2014).
- [44] A.S.Kertes, "SOLUBILITY DATA SERIES Vol.25 METALS IN MERCURY", Pergamon Press (1986).