



JP0150246

JAERI-Review

2000-031



核破碎中性子源工学概論

2001年1月

渡辺 昇

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越し下さい。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布を行っております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 〒319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2001

編集兼発行 日本原子力研究所

核破碎中性子源工学概論

日本原子力研究所東海研究所中性子科学研究センター

渡辺 昇*

(2000年10月23日受理)

冷、熱中性子等遅い中性子は、物質の特性を決める原子レベルでの構造、運動を同時に調べることの出来る唯一の探索子（プローブ）で、中性子散乱法は物性物理、化学、材料科学、高分子科学、生命科学等の基礎研究は勿論、産業界の基盤技術としてもかけがいのない重要な実験手法で、これなくしては21世紀の科学技術競走に生き残れないとさえ云われている。しかしながら中性子強度は放射光等の他のプローブに比べ非常に弱く、より高強度の中性子源開発が最重要課題となる。現在日本原子力研究所と高エネルギー加速器研究機構との間で大強度陽子加速器計画が進んでいるが、核破碎パルス中性子源についてこれまで全体を見渡せる教科書がなかった。本書は広く今後の中性子源研究者や中性子散乱研究者に核破碎中性子源とは何かについてよく理解してもらい、その手引きとなることを願って書かれたものである。内容は中性子散乱研究とは何か、どのような中性子が必要かに始まり、核破碎反応とは何か、どのようにして中性子を発生させ、中性子散乱実験に必要な冷、熱、熱外中性子に効率よく変換するか、中性子発生ターゲット、減速材、反射体のニュートロニクスとその工学、遮蔽体、ターゲットステーション、材料問題等多岐にわたる。筆者は30余年にわたりパルス中性子源の開発およびそれを用いた中性子散乱研究に携わってきたが、本書はその経験をもとに ICANS 国際協力で得られた貴重な情報、さらに本計画設計チームの最近の研究成果の一部も含めて書かれている。なお、筆者は1997年9月から約1年間にわたり全9回「中性子源工学概論」と題して関係者に講義をおこなったが、本書はその時執筆した講義テキストに若干手を加え、その後の研究の進展を追加したものである。

東海研究所：〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

* 特別研究員

Outline of Spallation Neutron Source Engineering

Noboru WATANABE*

Center for Neutron Science
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 23, 2000)

Slow neutrons such as cold and thermal neutrons are unique probes which can determine structures and dynamics of condensed matter in atomic scale. The neutron scattering technique is indispensable not only for basic sciences such as condensed matter research and life science, but also for basic industrial technology in 21 century. It is believed that to survive in the science-technology competition in 21 century would be almost impossible without neutron scattering. However, the intensity of neutrons presently available is much lower than synchrotron radiation sources, etc. Thus, R&D of intense neutron sources become most important. The High-Intensity Proton Accelerator Project is now being promoted jointly by Japan Atomic Energy Research Institute and High Energy Accelerator Research Organization, but there has so far been no good text which covers all the aspects of pulsed spallation neutron sources. The present review was prepared aiming at giving a better understanding on pulsed spallation neutron sources not only to neutron source researchers but also more widely to neutron scattering researchers and accelerator scientists in this field. The contents involve, starting from what is neutron scattering and what neutrons are necessary for neutron scattering, what is the spallation reaction, how to produce neutrons required for neutron scattering more efficiently, target-moderator-reflector neutronics and its engineering, shielding, target station, material issues, etc. The author have engaged in R&D of pulsed spallation neutron sources and neutron scattering research using them over 30 years. The present review is prepared based on the author's experiences with useful information obtained through ICANS collaboration and recent data from the JSNS (Japanese Spallation Neutron Source) design team.

Key words : Neutron Scattering, Spallation Sources, Pulsed Neutron Sources, Target, Moderators, Neutronics, Neutronic Performances, Shielding, Material Issues

* Scientific consultant

目次

1. 中性子散乱と中性子源	1
1. 1 中性子散乱とは(その特徴)	1
1. 2 中性子散乱法	1
1. 3 中性子散乱に必要な中性子	6
1. 4 中性子散乱の例	10
2. 核破碎反応による中性子生成の概要	20
2. 1 何故核破碎中性子源か	20
2. 2 核破碎反応とは	20
2. 3 荷電粒子の飛程と中性子発生効率	24
2. 4 何故陽子ビームか	26
2. 5 最適陽子エネルギー	26
2. 6 核破碎による中性子収量の概略値	26
2. 7 核破碎中性子源の特徴	29
2. 8 中性子源の歴史的推移	29
3. 中性子発生ターゲット・ニュートロニクスの概要	31
3. 1 ターゲット工学とは	31
3. 2 全中性子収量	31
3. 3 ターゲット中での発生中性子の空間分布	33
3. 4 漏洩中性子軸方向分布	35
3. 5 漏洩中性子のターゲット半径依存性	35
3. 6 遅い中性子強度のターゲット半径依存性	35
3. 7 モデレータの最適配置	35
3. 8 ターゲットからの漏洩中性子スペクトル	39
3. 9 実効中性子収量及び熱中性子束のターゲット・反射体物質依存性	43
4. モデレータニュートロニクスの概要	48
4. 1 モデレータの役割	48
4. 2 中性子スペクトル	50
4. 3 冷中性子スペクトルと中性子温度	52
4. 4 遅い中性子パルスの時間分布	54
4. 5 4π 等価中性子束	56
4. 6 液体水素の特性	58
4. 7 ターゲット・モデレータ結合	60
4. 8 反射体効果及び結合型/非結合型モデレータ	60

4. 9	モデレータのポイズニング	62
4. 10	プレモデレータ付結合型モデレータ	62
4. 11	特殊なモデレータ	67
5.	原研におけるニュートロニクス設計研究	78
5. 1	ニュートロニクス設計研究の目的	78
5. 2	ターゲットの材料、形状の選択についての予備的検討	78
5. 3	必要なモデレータの数と性能	80
5. 4	モデレータの選択	81
5. 4. 1	必要なモデレータの種類と数	81
5. 4. 2	冷中性子モデレータ	81
5. 4. 3	高分解能熱中性子モデレータ	82
5. 4. 4	熱外中性子モデレータ	82
5. 5	陽子ビーム入射方式とモデレータの配置	83
5. 6	反射体	86
5. 7	最適化研究	86
5. 7. 1	陽子ビームプロファイル及びターゲット形状と冷・熱・熱外中性子ビーム強度との関係	86
5. 7. 2	反射体材料の影響	89
5. 7. 3	ターゲットに対するモデレータの相対的位置の中性子ビーム強度への影響と位置の最適化	90
5. 8	中性子ビーム強度の比較	91
5. 9	核発熱	92
5. 9. 1	ターゲット及びターゲット容器の核発熱	92
5. 9. 2	クライオジェニックモデレータの核発熱	93
5. 10	先進的コンセプトの創出	94
5. 10. 1	Extended Premoderator	94
5. 10. 2	二つの結合型水素モデレータの一体化	98
5. 10. 3	冷中性子強度増強へのその他のアプローチ	98
5. 11	現時点での中性子性能比較と基本コンセプトの正統化	99
5. 12	高分解能熱中性子用モデレータの開発研究	99
5. 12. 1	パルス波形の計算法	99
5. 12. 2	非結合型超臨界水素モデレータにおけるプレモデレータの最適化	101
5. 12. 3	パルス減衰特性に及ぼす反射体の影響	104
5. 12. 4	非結合型超臨界水素モデレータのパルス特性	104
5. 12. 5	プレモデレータの有用性	109
5. 13	反射体の最適化	109
5. 13. 1	結合型超臨界水素モデレータに対する反射体材料と大きさの冷中性子	

子強度に及ぼす影響	109
5. 1 3. 2 反射体冷却水の冷中性子パルス特性に及ぼす影響	113
5. 1 4 モデレータ及び中性子放出面の寸法の最適化	113
5. 1 4. 1 モデレータの縦横方向寸法の最適化	113
5. 1 4. 2 中性子放出面寸法の最適化	114
5. 1 5 反射体、デカップラー、バルク遮蔽の内側領域の発熱	116
5. 1 6 各モデレータから得られる遅い中性子の陽子エネルギー依存性	116
6. ターゲットの工学的問題と実例	120
6. 1 ターゲットのコンセプト及び設計研究の手順	120
6. 2 陽子ビームのプロファイル	121
6. 3 ターゲットの核発熱	121
6. 4 圧力波に対する水銀ターゲット容器の応答	127
6. 5 稼働中のターゲットのコンセプトと構造例	129
6. 5. 1 KENS-I' (KEK)	129
6. 5. 2 IPNS (ANL)	135
6. 5. 3 ISIS (Rutherford Appleton Lab.)	138
6. 5. 4 LANSCE (Los Alamos National Lab.)	141
6. 6 ウランターゲットの寿命	143
6. 7 大出力固体ターゲット	146
6. 7. 1 SNQ (ドイツ)	146
6. 7. 2 ロッド集合体型固体ターゲット	149
6. 7. 3 5 MW 用水冷固体ターゲット	149
6. 8 大出力液体重金属ターゲット	156
6. 8. 1 何故水銀ターゲットか	156
6. 8. 2 水銀ターゲットの工学的問題	158
6. 8. 3 ESS 計画における Hg ターゲットのコンセプト	158
6. 8. 4 SNS 計画の Hg ターゲットコンセプト	162
6. 8. 5 統合計画における水銀ターゲット	164
7. クライオジェニックモデレータの工学	173
7. 1 クライオジェニックモデレータの重要性	173
7. 2 クライオジェニックモデレータの核発熱	173
7. 3 統合計画におけるクライオジェニックモデレータの核発熱	177
7. 4 KENS の固体メタンモデレータ	177
7. 5 IPNS の固体メタンモデレータとバーブ	179
7. 6 バーブ対策	181
7. 7 ISIS におけるクライオジェニックモデレータとその問題点	181

7. 8	SNSにおけるクライオジェニックモデレータ	193
7. 9	ESSにおけるクライオジェニックモデレータ	200
7. 10	統合計画におけるクライオジェニックモデレータ	202
8.	中性子線源遮蔽体	207
8. 1	線源遮蔽体の役割	207
8. 2	バルク遮蔽	209
8. 2. 1	Moyer モデルによる計算法	209
8. 2. 2	輸送計算リレーによる方法	210
8. 2. 3	最近の計算法	211
8. 2. 4	高エネルギー中性子に対するコンクリート及び鉄の減弱距離	211
8. 2. 5	KENS-Iの遮蔽計算	213
8. 2. 6	Moyer モデルによる 1 GeV-5 MW 核破砕中性子源の遮蔽の概略 ..	213
8. 2. 7	上部方向の遮蔽とスカイシャイン	215
8. 3	線源遮蔽の実例	215
8. 3. 1	KENS-Iの遮蔽	215
8. 3. 2	ISISの遮蔽	217
8. 3. 3	SNQの遮蔽	217
8. 4	中性子ビーム孔	217
8. 5	ビームシャッター	220
8. 5. 1	ビームシャッターの概要	220
8. 5. 2	KENS-I方式	223
8. 5. 3	ISIS方式	223
8. 5. 4	SNQ方式	224
8. 5. 5	SINQ方式	226
8. 6	ビーム孔の設備	226
8. 7	ポイドベッセル	229
8. 8	遮蔽体の冷却及びガスの管理	232
8. 9	線源取り扱い施設の遮蔽	232
8. 10	中性子ビームラインの遮蔽	234
8. 10. 1	中性子ビームライン、 T_0 チョッパーの遮蔽及びビームストップの 概要	234
8. 10. 2	ビームラインの遮蔽の計算法	235
8. 11	実験室内陽子ビームラインの遮蔽	237
9.	ターゲットステーションのコンセプトと放射線安全対策	239
9. 1	ターゲットステーションのコンセプト	239
9. 2	IPNS UPGRADEのターゲットステーション	240

9. 3	ESSのターゲットステーション	246
9. 4	SNS ターゲットステーション	250
9. 5	放射線安全のコンセプト	256
9. 5. 1	事故時の放射線安全対策	256
9. 5. 2	正常運転時における放射線安全対策	256
10.	材料の放射線損傷	263
10. 1	陽子照射による放射線損傷の特徴	263
10. 2	陽子ビーム照射による放射線損傷の計算例	263
10. 3	構造材料の放射線照射データ	270
10. 3. 1	中性子照射データ	270
10. 3. 2	陽子及び中性子照射データ	270
10. 3. 3	水銀中での容器の腐蝕と脆化	280
10. 4	陽子ビーム照射実験計画	282
	謝辞	288

Contents

1 . Neutron Scattering and Neutron Source	1
1 . 1 What is Neutron Scattering ?	1
1 . 2 Neutron Scattering Methods	1
1 . 3 Neutrons for Neutron Scattering Experiments	6
1 . 4 Examples of Neutron Scattering	10
2 . Outline of Neutron Production by Spallation Reaction.....	20
2 . 1 Why Spallation Neutron Source ?	20
2 . 2 What is Spallation Reaction ?	20
2 . 3 Range of Charged Particles and Neutron Production Efficiency.....	24
2 . 4 Why Proton Beam ?	26
2 . 5 Optimal Proton Energy.....	26
2 . 6 Rough Estimate of Neutron Yield by Spallation Reaction	26
2 . 7 Merits and Demerits of Spallation Neutron Source	29
2 . 8 History of Neutron Sources	29
3 . Outline of Neutron Production Target and Neutronics.....	31
3 . 1 What is Target Engineering.....	31
3 . 2 Total Neutron Yield	31
3 . 3 Spatial Distribution of Neutron Production in Target	33
3 . 4 Axial Distribution of Leakage Neutrons	35
3 . 5 Target Radius Dependence of Leakage Neutrons	35
3 . 6 Target Radius Dependence of Slow Neutron Intensity	35
3 . 7 Optimal Layout of Moderators.....	35
3 . 8 Leakage Neutron Spectrum from Target.....	39
3 . 9 Target/Reflector Material Dependence of Effective Neutron Yield and Thermal Neutron Flux.....	43
4 . Outline of Moderator Neutronics	48
4 . 1 Function of Moderators	48
4 . 2 Neutron Spectrum.....	50
4 . 3 Cold Neutron Spectrum and Neutron Temperature	52
4 . 4 Pulse Shapes of Slow Neutrons.....	54
4 . 5 4π Equivalent Neutron Flux.....	56
4 . 6 Characteristics of Liquid Hydrogen	58
4 . 7 Target-Moderator Coupling.....	60
4 . 8 Reflector Effect and Coupled/Decoupled Moderators	60

4. 9	Moderator Poisoning	62
4. 1 0	Coupled Moderator with Premoderator	62
4. 1 1	Special Moderators	67
5.	Neutronic Design Studies at JAERI.....	78
5. 1	Purpose of Neutronic Design Studies	78
5. 2	Preliminary Consideration on Target Material/Shape.....	78
5. 3	Necessary Number of Moderators	80
5. 4	Choice of Moderators.....	81
5. 4. 1	<i>Required Moderator Types and Number</i>	81
5. 4. 2	<i>Cold Neutron Moderator</i>	81
5. 4. 3	<i>High-Resolution Thermal Neutron Moderator</i>	82
5. 4. 4	<i>Epithermal Neutron Moderator</i>	82
5. 5	Proton Beam Injection Scheme and Moderator Layout	83
5. 6	Reflector.....	86
5. 7	Optimization Research.....	86
5. 7. 1	<i>Proton Beam Profile and Target Shape vs. Slow Neutron Beam Intensities</i>	86
5. 7. 2	<i>Effects of Reflector Material</i>	89
5. 7. 3	<i>Effect of Relative Moderator Position to Target and Its Optimization</i>	90
5. 8	Comparison of Neutron Beam Intensities	91
5. 9	Nuclear Heating	92
5. 9. 1	<i>Nuclear Heating in Target and Its Container</i>	92
5. 9. 2	<i>Nuclear Heating in Cryogenic Moderators</i>	93
5. 1 0	Proposals of Advanced Concepts	94
5. 1 0. 1	<i>Extended Premoderator</i>	94
5. 1 0. 2	<i>Approach from a Set of Two Coupled Hydrogen Moderators to One Moderator</i>	98
5. 1 0. 3	<i>Other Approaches Towards Higher Cold Neutron Intensity</i>	98
5. 1 1	Comparison of Neutronic Performance and Justification of Fundamental Concept.....	99
5. 1 2	R&D of High-Resolution Thermal Neutron Moderator	99
5. 1 2. 1	<i>Calculation Methods for Pulse Shape</i>	99
5. 1 2. 2	<i>Premoderator Optimization for Decoupled Hydrogen Moderator</i>	101
5. 1 2. 3	<i>Effect of Reflector on Pulse Decay Characteristics</i>	104
5. 1 2. 4	<i>Pulse Characteristics of Decoupled Hydrogen Moderator</i>	104
5. 1 2. 5	<i>Usefulness of Premoderator</i>	109
5. 1 3	Reflector Optimization	109
5. 1 3. 1	<i>Reflector Size Effect on Cold Neutron Intensity from Coupled Hydrogen</i>	

	<i>Moderator</i>	109
5. 1 3. 2	<i>Effects of Reflector Cooling Water on Cold Neutron Pulse Characteristics</i>	113
5. 1 4	Optimization of Lateral Dimensions of Moderator and Viewed Surface	113
5. 1 4. 1	<i>Optimization of Moderator Lateral Dimensions</i>	113
5. 1 4. 2	<i>Optimization of Viewed Surface</i>	114
5. 1 5	Nuclear Heating in Reflector, Decoupler and Inner Part of Bulk Shield	116
5. 1 6	Proton Energy Dependence of Slow Neutron Intensities from Moderators	116
6.	Technical Issues and Examples of Target.....	120
6. 1	Target Concept and Design Study Procedure	120
6. 2	Proton Beam Profile	121
6. 3	Nuclear Heating in Target.....	121
6. 4	Response of Mercury Target Container to Pressure Wave	127
6. 5	Concepts and Examples of Target Structure in Operational Target Station.....	129
6. 5. 1	<i>KENS-I' (KEK)</i>	129
6. 5. 2	<i>IPNS (ANL)</i>	135
6. 5. 3	<i>ISIS (Rutherford Appleton Lab.)</i>	138
6. 5. 4	<i>LANSCE (Los Alamos National Lab.)</i>	141
6. 6	Life of Uranium Targets.....	143
6. 7	High Power Solid Targets	146
6. 7. 1	<i>SNQ (Germany)</i>	146
6. 7. 2	<i>Rods Assembly Type Solid Target</i>	149
6. 7. 3	<i>Solid Target for 5 MW Source</i>	149
6. 8	High Power Liquid Heavy Metal Target.....	156
6. 8. 1	<i>Why Mercury Target ?</i>	156
6. 8. 2	<i>Technical Issues on Mercury Target</i>	158
6. 8. 3	<i>Mercury Target Concept at ESS</i>	158
6. 8. 4	<i>Mercury Target Concept at SNS</i>	162
6. 8. 5	<i>Mercury Target Concept at JSNS</i>	164
7.	Cryogenic Moderator Engineering.....	173
7. 1	Importance of Cryogenic Moderators.....	173
7. 2	Nuclear Heating in Cryogenic Moderators	173
7. 3	Nuclear Heating in Cryogenic Moderators at JSNS	177
7. 4	Solid Methane Moderator at KENS	177
7. 5	IPNS Solid Methane Moderator and Burp.....	179
7. 6	Method to Avoid Burp	181

7. 7	Cryogenic Moderators at ISIS and Their Problems.....	181
7. 8	Cryogenic Moderators at SNS	193
7. 9	Cryogenic Moderators at ESS.....	200
7. 1 0	Cryogenic Moderators at JSNS.....	202
8.	Target Station Shielding	207
8. 1	Function of Target Station Shielding.....	207
8. 2	Bulk Shield.....	209
8. 2. 1	<i>Calculation Method Based on Moyer Model</i>	209
8. 2. 2	<i>Shield Calculation</i>	210
8. 2. 3	<i>Recent Calculation Methods</i>	211
8. 2. 4	<i>Attenuation Lengths for High-Energy Neutrons in Concrete and Iron</i>	211
8. 2. 5	<i>Shielding Calculation Used for KENS</i>	213
8. 2. 6	<i>Preliminary Estimate of Required Bulk Shield for 1 GeV-5 MW Spallation Source</i>	213
8. 2. 7	<i>Overhead Shield and Sky Shine</i>	215
8. 3	Examples of Target Station Bulk Shield.....	215
8. 3. 1	<i>Bulk Shield at KENS-I</i>	215
8. 3. 2	<i>Bulk Shield at ISIS</i>	217
8. 3. 3	<i>Bulk Shield for SNQ</i>	217
8. 4	Neutron Beam Hole.....	217
8. 5	Neutron Beam Shutter	220
8. 5. 1	<i>Outline of Beam Shutter</i>	220
8. 5. 2	<i>KENS-I type</i>	223
8. 5. 3	<i>ISIS type</i>	223
8. 5. 4	<i>SNQ type</i>	224
8. 5. 5	<i>SINQ type</i>	226
8. 6	Equipment in Beam Hole	226
8. 7	Void Vessel.....	229
8. 8	Bulk Shield Cooling and Environment of Bulk Shield.....	232
8. 9	Shield for Remote Handling Cell.....	232
8. 1 0	Neutron Beam Line Shield	234
8. 1 0. 1	<i>Shielding for Neutron Beam Line, T_0 Chopper and Beam Stop</i>	234
8. 1 0. 2	<i>Calculation Method for Beam Line Shield</i>	235
8. 1 1	Proton Beam Line Shield in Experimental Hall.....	237
9.	Target Station Concept and Radiation Safety	239
9. 1	Target Station Concept.....	239

9. 2	Target Station for IPNS Upgrade	240
9. 3	Target Station for ESS	246
9. 4	Target Station for SNS	250
9. 5	Concept for Radiation Safety	256
9. 5. 1	<i>Radiation Safety in Off-Normal Occurrence</i>	256
9. 5. 2	<i>Radiation Safety in Normal Operation</i>	256
1 0.	Radiation Damage in Materials.....	263
1 0. 1	Radiation Damage by Proton Irradiation	263
1 0. 2	Examples of Radiation Damage Calculation by Proton Irradiation.....	263
1 0. 3	Radiation Damage Data for Typical Structural Materials.....	270
1 0. 3. 1	<i>Neutron Irradiation Data</i>	270
1 0. 3. 2	<i>Proton and Neutron Irradiation Data</i>	270
1 0. 3. 3	<i>Corrosion and Embrittlement in Mercury Target Container</i>	280
1 0. 4	Proton Beam Irradiation Experiments.....	282
	Acknowledgements	288

1. 中性子散乱と中性子源

中性子散乱は 21 世紀の科学技術に不可欠な実験手法で、これなくしては科学技術競争に生き残れないとさえ言われている (OECD メガサイエンスフォーラム)。そのため、メガサイエンスフォーラムでは中性子散乱研究に用いられる中性子源の開発を最重点課題と位置づけた。

1. 1 中性子散乱とは (その特徴) ¹⁾

物質の構造を原子レベルで調べるのに「遅い中性子」は最も適した探索子である。ここに「遅い中性子」とは、冷中性子、熱中性子及び熱中性子エネルギーに比較的近い熱外中性子等を指す。物質の構造を理解するにはその物質の構成原子の時空相関関数 $G(r, t)$ を知らなければならない。 $G(r, t)$ は空間座標 $r = 0$, 時間 $t = 0$ にある原子が存在する時、 $r = r$ になる場所に $t = t$ なる時刻においてその原子あるいは他の原子を見出す確率である。中性子散乱はこの $G(r, t)$ の二重フーリエ変換 $S(Q, \omega)$ を直接観測する実験手段である。ここに Q, ω はそれぞれ中性子が物質に与える運動量 (\AA^{-1}) とエネルギー (meV) である。図 1-1²⁾ は物質の Q - ω 空間を示したもので、物質中の種々の現象が特定の領域に特徴づけられていることが判る。実空間においては空間相関長は $2\pi/Q$ 、相関時間は $1/\omega$ のオーダーとなることに留意されたい。

例えば物質の中にはいろいろな素励起が存在する。これらを図示すると図 1-2³⁾ の如くなる。ここでは図 1-1 と異なり、横軸 Q はリニアスケールになっている。

以上から明らかな如く物質科学で必要な Q - ω 空間は非常に広く、少なくとも $Q=10^{-4} \sim 10^2 \text{\AA}^{-1}$ 、 $\omega=100 \text{ neV} \sim 10 \text{ eV}$ 、すなわち Q で 6 桁以上、 ω で 8 桁以上の領域が測定の対象となる。図 1-3 は中性子散乱が調べることの出来る Q - ω 空間を示したもので、赤外線、ラマン線等の光を用いる場合には ω については広範囲に調べられるが、 Q の範囲が著しく小さく (図中 E-M WAVE と書かれた領域に限られる)、逆に X 線では Q の範囲は広いが、小さな ω には届かない。重要な Q - ω 空間をほぼ全部調べることが出来るのは中性子だけであることが判る。これは遅い中性子の持つ波長とエネルギーが、物質中の原子間隔にほぼ等しいと同時に、物質の構成粒子 (原子、分子等) の運動エネルギーにほぼ等しいためである。参考のため表 1-1 に中性子と他のプローブの比較を示す。

1. 2 中性子散乱法

中性子散乱には散乱にエネルギー変化を伴わない回折と、それを伴う非弾性散乱の両方がある。中性子散乱実験では図 1-4 に示す如く波長 λ_i 、エネルギー E_i 、スピン σ_i の既知の中性子を試料に入射させ、散乱角 2θ に散乱してくる中性子の波長 λ_f 、エネルギー E_f 、スピン σ_f を測定する。回折の場合にはエネルギー変化はなく ($\lambda_i = \lambda_f$)、運動量変化 Q

$$Q = (4\pi/\lambda_i)\sin\theta$$

について散乱中性子の強度分布を調べる。原子炉を用いる場合には角度分散法 (λ_i 一定) で散乱強度の角度分布を、一方パルス中性子源の場合には中性子飛行時間法 (TOF 法) が用いられるので、時間分散法 (角度一定で λ_f が TOF により自動的にスキャンされる) を用いればよい。

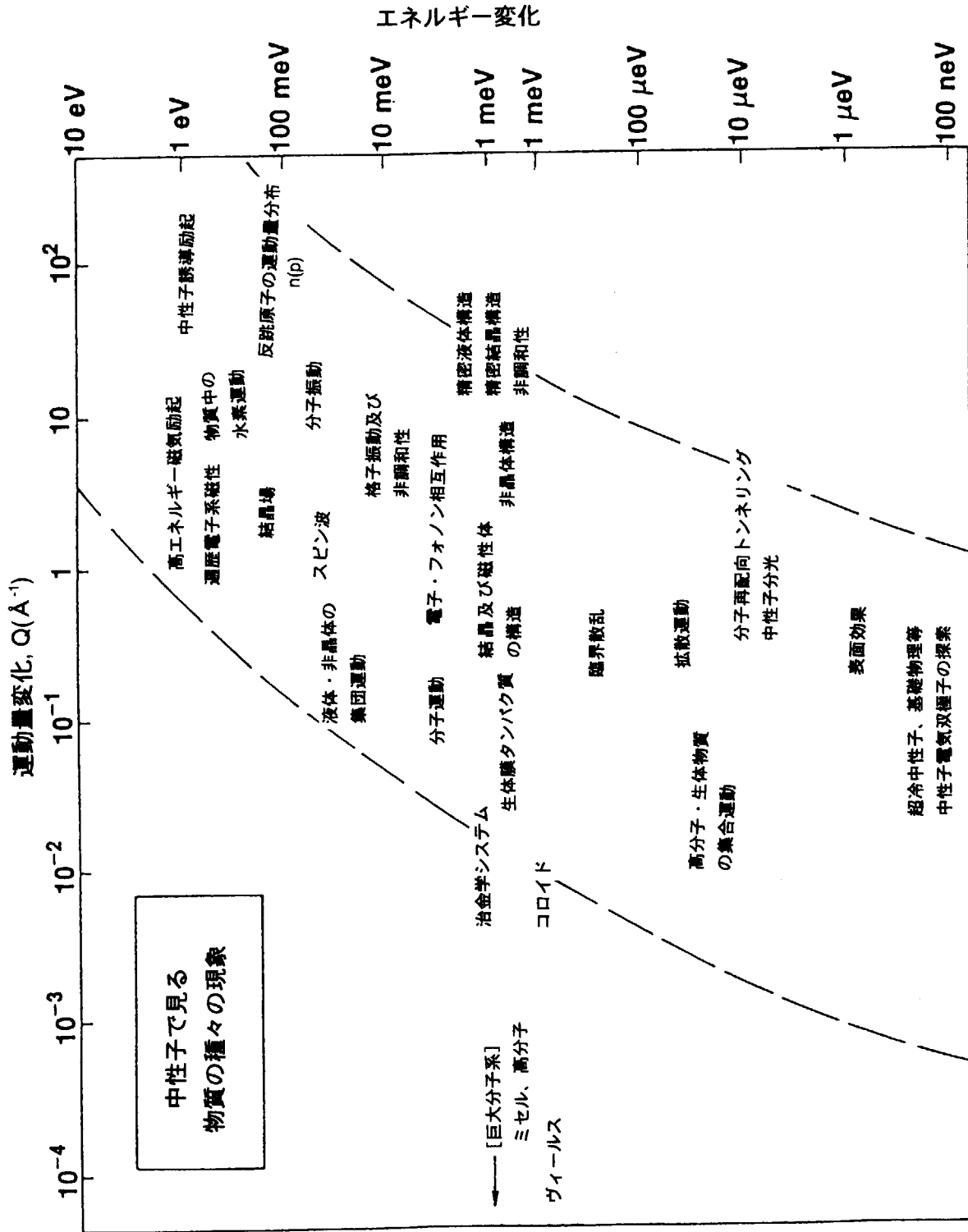


図 1-1 物質科学の重要な研究対象とその事象が存在する $Q-\omega$ 領域。

図中横軸の運動量変化 Q は物質中の原子などの空間的相関長（例えば原子間距離等）の逆数のような量。縦軸のエネルギー変化 ω はその時間的相関の逆数（例えば格子振動の振動数等）。

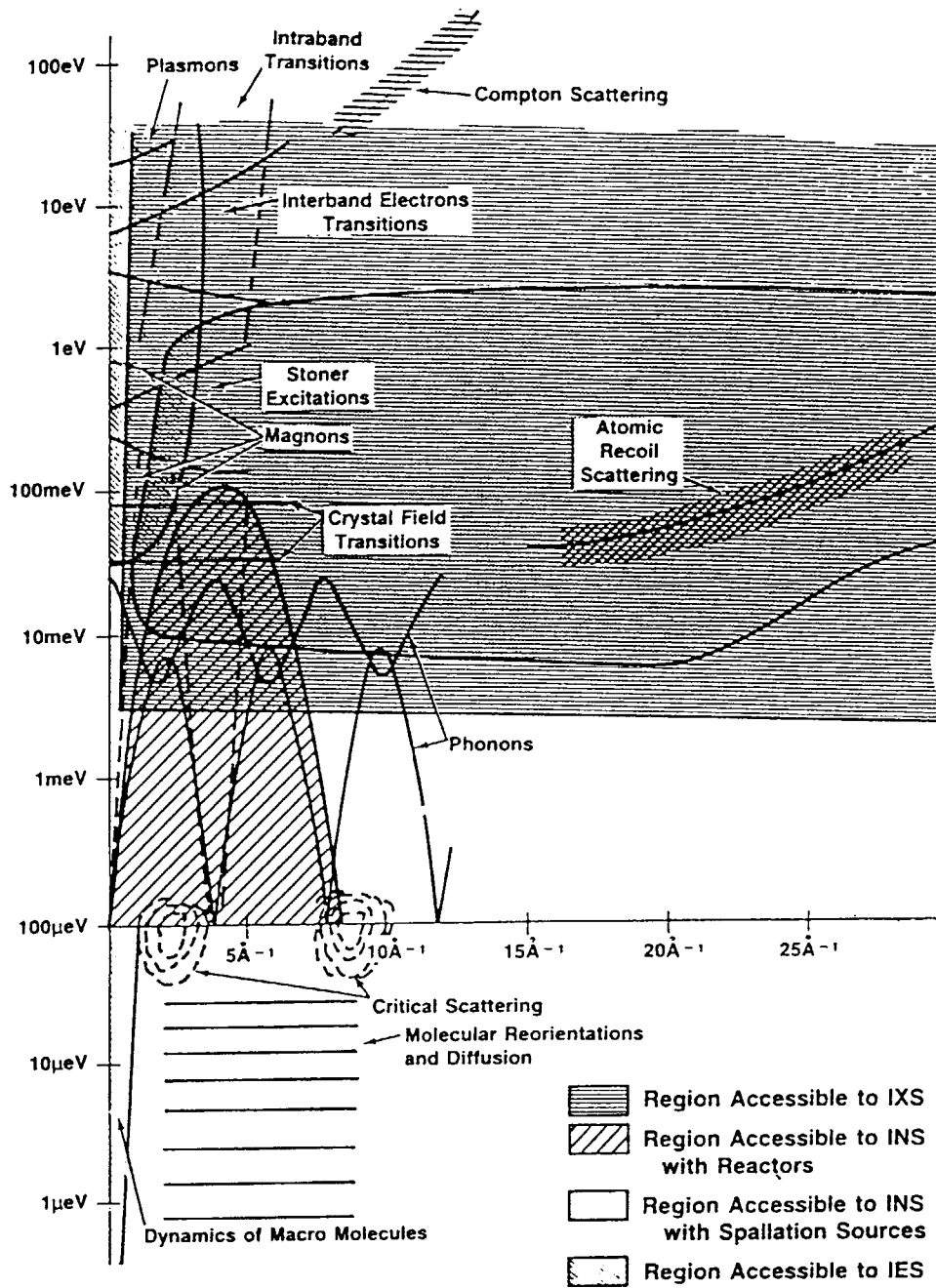


図 1-2 散乱実験で調べることの出来る典型的な素励起の $Q-\omega$ 空間における説明図
及び異なるプローブでアクセスできる領域

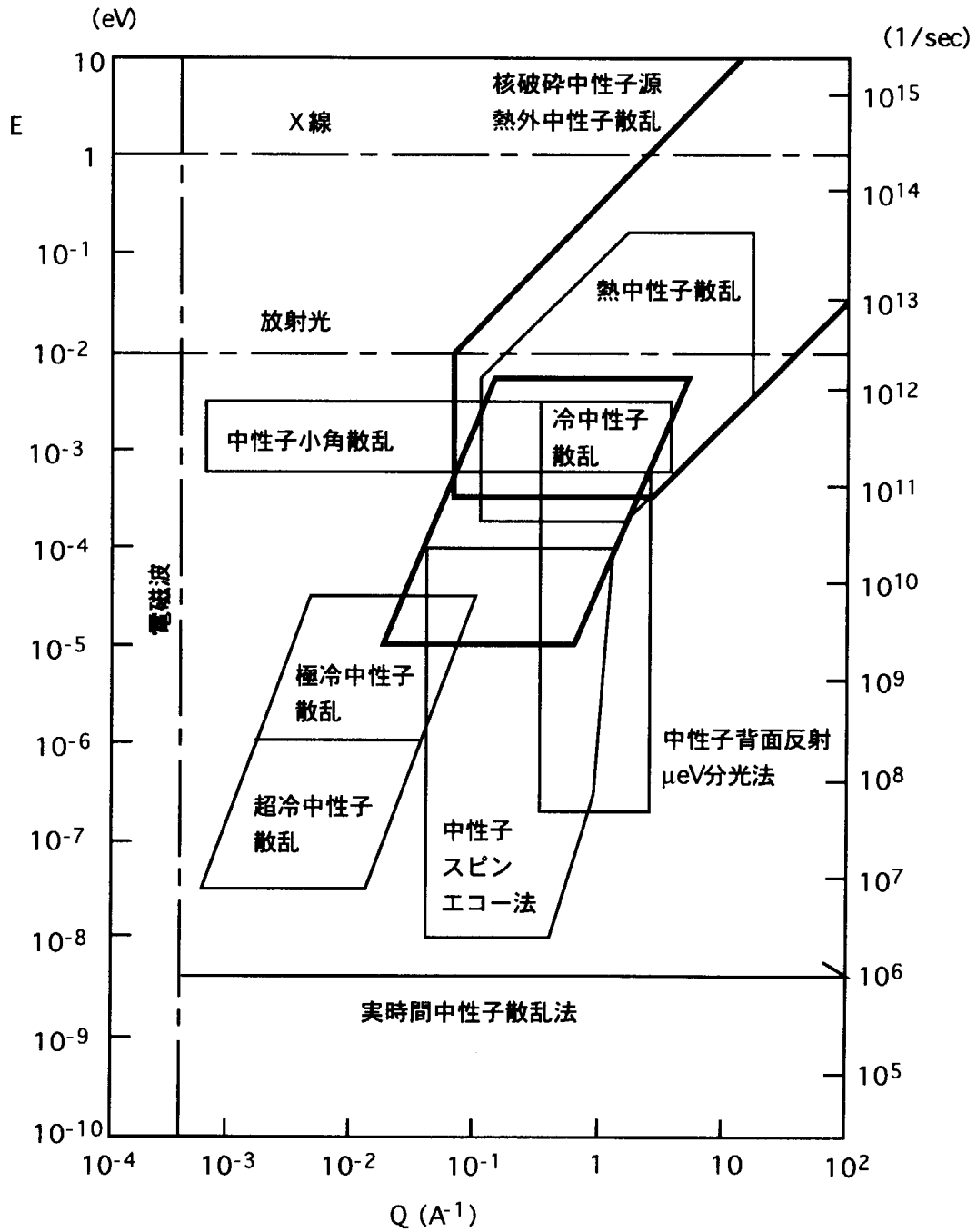


図 1-3 中性子散乱により研究される Q - ω 領域。

Q - ω 領域として物質を構成する原子・分子あるいは磁性原子等の間空・時間相関の逆数で示した領域で、種々のプローブで観測可能な領域を示す。

表 1-1 原子レベルでの各種プローブ特性比較

Radiation	Wavelength	Energy	Experiment	
Photon	Microwave	1 ~ 100 cm	$10^{-4} \sim 10^{-6}$ eV	NMR, ESR
	Infrared	>7700 Å	<1.6 eV	IR, Raman
	Visible	3800 ~ 7700 Å	1.6 ~ 3.3 eV	V, Raman
	Ultraviolet	<3970 Å	>3.1 eV	UV, Raman
	X-ray	0.01 ~ 100 Å	1240 keV ~ 124 eV	Diffraction XPS, Emission, EXAFS
	γ-ray	<1 Å	>12.4 keV	Mössbauer Compton, γ-γ
Electron		1 ~ 0.037 Å	150 eV ~ 100 keV	Diffraction
	Cold	>4 Å	<5 meV	SAS, INS Diffraction
Neutron	Thermal	0.5 ~ 4 Å	330 ~ 5 meV	Diffraction INS
	Epithermal	<0.5 Å	>330 meV	Diffraction INS

NMR : Nuclear Magnetic Resonance

ESR : Electron Spin Resonance

IR : Infrared Spectroscopy

V : Visible Spectroscopy

UV : Ultraviolet Spectroscopy

XPS : X-ray Photon Spectroscopy

EXAFS : Extended X-ray Absorption Fine Structure

γ-γ : Time differential Gamma-Gamma Perturbed Angular Correlation

SAS : Small Angle Scattering

INS : Inelastic Neutron Scattering

非弾性散乱では、エネルギー変化 ε および運動量変化 Q は次のように求められる。

$$\varepsilon = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{1}{\lambda_i^2} - \frac{1}{\lambda_f^2} \right)$$

$$Q = 2\pi \left(\frac{1}{\lambda_i^2} + \frac{1}{\lambda_f^2} - \frac{2}{\lambda_i \lambda_s} \cos 2\theta \right)^{1/2}$$

但しここに m は中性子質量、 h はプランクの定数である。中性子波長を選ぶのに、角度分散法では面間隔 d のモノクロメータ結晶を用いて、ブラッグ多射の条件

$$\lambda = 2d \sin \theta_B$$

を満足する中性子を取り出せばよく（ここに θ_B はブラッグ反射角）、一方時間分散法では、線源から検出器までの距離 L を t なる時間で飛行した場合

$$v = L/t = h/(m\lambda)$$

の関係より λ を求めることができる。

回析の場合も非弾性散乱の場合も中性子スピン σ_i および σ_f を調べることにより（中性子スピンは $\pm 1/2$ 。一方のスピン σ_i 中性子だけを選び試料に入射させ、散乱中性子のスピン σ_f が変化したか否かを調べる）、試料の磁性に関する情報が得られ、また非干渉性散乱と干渉性散乱が分離できる。特定の原子に印をつけるスピンコントラスト変調法（後述）などにも用いられる。

1. 3 中性子散乱に必要な中性子

前述のような広い Q - ω 空間で中性子散乱を行うのに、どのような中性子が必要となるか？中性子は原子レベルでの物質のプロブとしては理想に近いが、X線（放射光）や光に比べその強度は何桁も小さい。しかし強度さえあればいくらかでも良い研究が出来るといわれている。すなわち "intensity limited science" である。

中性子散乱に必要な中性子は次の如くなる。

(1) 中性子源の強度

まず強度は出来るだけ高くなければならない。例えば Q と ω の分解能を2倍良くしようとするれば散乱強度は約 2^{-6} (=1/64) に落ちてしまう。実際にはいろいろな手法でこの強度減をある程度カバー出来るが、散乱実験の精度は強度というより高い代価を払ってはじめて手に入るのである。

(2) 中性子エネルギースペクトル

次に重要となるのは中性子のスペクトルである。物質研究に用いる中性子はエネルギー別に次のように分類、命名されている。

熱外中性子 (epithermal neutron) : $E > 0.3$ eV

熱中性子 (thermal neutron) : $E = 5 \sim 300$ meV

冷中性子 (cold neutron) : $E = 100 \sim 5000$ μ eV

極冷中性子 (very cold neutron, VCN) : $E = 0.5 \sim 100$ μ eV

超冷中性子 (ultra cold neutron, UCN) : $E < 0.5$ μ eV

熱外中性子のエネルギーの高い領域は主に原子核の研究に、UCNは主に fundamental physics

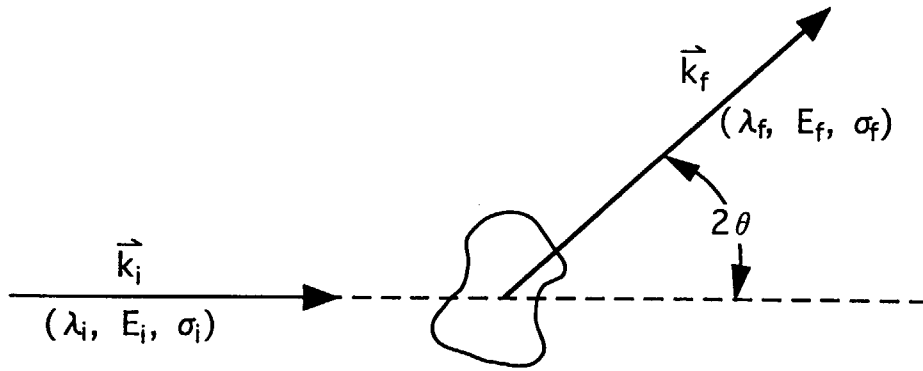


図 1-4 中性子散乱の原理図

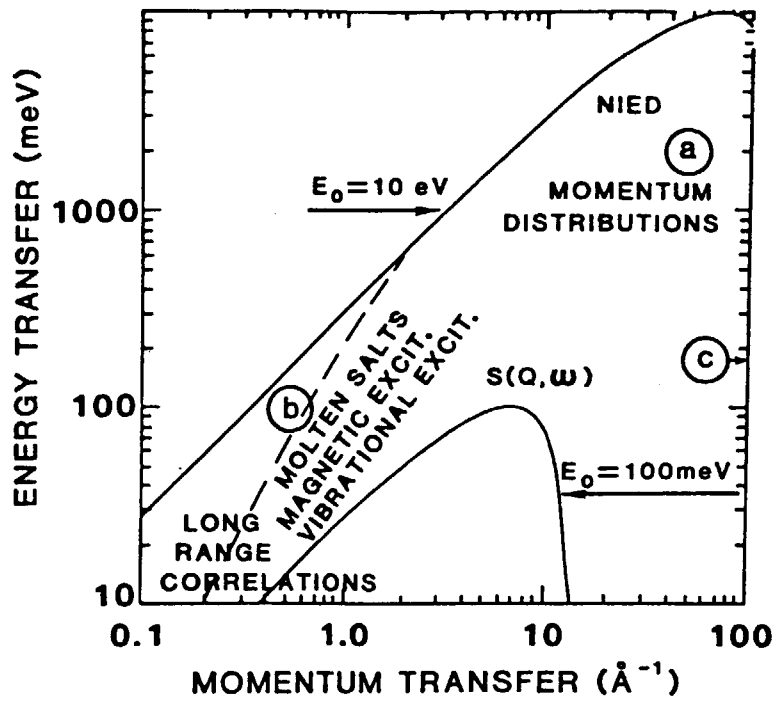


図 1-5 中性子散乱でアクセス出来る Q- ω 空間の入射中性子エネルギー依存性

に用いられる。物質科学では図 1-1 に示す広大な $Q - \omega$ 空間を調べるため、中性子のエネルギー（波長）範囲も非常に広くなければならない。

中性子散乱では散乱強度は試料に入射する中性子ビームの位相空間密度（phase space density）に比例する。位相空間密度は

$$\frac{\Delta^6 n}{\Delta V_p} = \frac{\Delta^6 n}{\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z \Delta x \Delta y \Delta z \cdot h}$$

で表される。ここに $\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z$ は波数ベクトル \vec{k} の微小体積要素、 $\Delta x \Delta y \Delta z$ は x, y, z 実空間の微小体積要素である。すなわち位相空間密度は \vec{k} 空間及び実空間の単位体積当たりの中性子密度である。Maxwell 分布を考えると位相空間密度は次のようになる。

$$\frac{\Delta^6 n}{\Delta V_p} = \frac{\phi_m}{2\pi h^4 k_T^4} \exp(-k^2/k_T^2)$$

但し、 $kT = \sqrt{2mk_B T/h}$ 、 k_B はボルツマン定数、 T は中性子温度である。実験に必要な入射中性子の波数ベクトル $|\vec{k}|$ ($= 2\pi/\lambda$) で位相空間密度が最大になるよう中性子温度 T (ほぼ減速材温度) を選ぶことが重要である。

減速材温度には上限（例えば 2000°C）があるため、高温減速材で得られる熱外中性子はせいぜい数百 meV どりとなりとなる。パルス中性子源では特定のエネルギーに減速してくるパルス状中性子をそのまま用いるので、高いエネルギーまで利用可能となる。熱外中性子というのは減速領域の中性子で、スペクトルは $\phi(E) \propto 1/E$ となる (E は中性子のエネルギー)。またパルス幅 (FWHM) は、ターゲットよりの一次中性子のパルス幅が十分短い場合には、約 $1.8/\sqrt{E(\text{eV})}$ (μs) で与えられる。図 1-5¹⁾ は、中性子で調べることのできる $Q - \omega$ の範囲が入射中性子エネルギーによりどのように変わるかを示したもので、原子炉中性子では典型的に 100 meV、パルス中性子源では 10 eV まで使えるとして求めている。 $Q - \omega$ 空間にこのような制限が生ずるのは、中性子の有限質量からくる動学的制限 (Kinematic constraint) のためである。このように熱外中性子は単に励起エネルギーの高い散乱を調べるだけでなく、 ω の小さい領域でも Q の小さいところが見たい場合には高いエネルギーの入射中性子が不可欠となる。パルス中性子源の利点の一つは高い熱外中性子束にある。 図 1-6¹⁾ は ANS (Advanced Neutron Source, 米国で計画された超高中性子束炉) 級の原子炉 (5×10^{15} n/cm²·s) と 5 MW 級核破砕パルス中性子源の実効的熱外中性子強度を比べたもので、パルス中性子源の優位性がわかる。しかし高いエネルギーの中性子を用いて所要の分解能を達成するのは容易ではなく、そのためより高い強度が必要となる。

核破砕中性子源においても冷中性子は特に重要である。 Q の小さい (相関路離の大きい) 領域を精密に調べようとすれば、高い強度の冷中性子が不可欠となる (後述)。

(3) 中性子源の時間構造

どのような中性子源の時間構造が中性子散乱に有効であろうか？ 5 MW の核破砕中性子源から得られる時間平均熱中性子束は ILL (Institute Laue Langevin) にある世界最大の高中性子束炉のそれとほぼ同程度であるが、パルス化することにより非常に瞬時強度の高いパルス中性子が得られる。

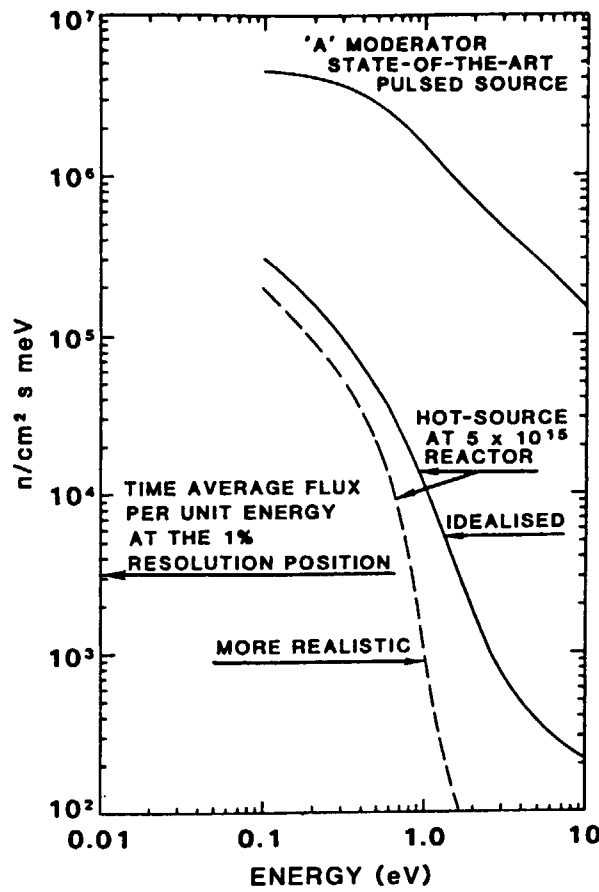


図 1-6 実効熱外中性子束の比較：
5MW 級 SPSS 対 5×10^{15} n/sm²-s
級高中性子束炉

表 1-2 LPSS 及び SPSS の実験手法別性能の ILL との比較例

	SANS	Reflectometry	Medium resolution diffraction	High-resolution power diffraction	Inelastic scattering thermal neutron	Inelastic scattering cold neutron	Cold TAS
LPSS (4.5 MW)	8(25 Hz) 4(50 Hz) $\Delta q/q \sim 10\%$	8 $\Delta q/q \sim 3-5\%$	7 1.2-2.2(thermal)	7 60-110 $\Delta d/d \sim 1 \times 10^{-3}$	7 10-20-19-37 $d > 0.07\text{mm}$	10	2
SPSS (2.7-5 MW)	2.4-4.4 $\Delta q/q \sim 10\%$	11-20 $\Delta q/q \sim 3-5\%$	2-3.7(0.2 nm), cold moderator with premoderator	140-260 $\Delta d/d \sim 1 \times 10^{-4}$ $d < 0.07\text{ nm}$ (14-26xISIS)	35-40-65-74 $\Delta E/E \sim 0.5\%$ (14-26xISIS)	30-56	1.2-2.2

In brackets : comparison to ISIS in cases where ISIS provides superior performance to ILL.
SANS includes neutron spin echo and low-resolution ($\delta\lambda/\lambda \sim 10\%$) diffuse scattering.

リニアックからの ms パルスそのまま用いると長パルス核破砕中性子源 (Long Pulse Spallation Source, LPSS) となる。一方、短パルス核破砕中性子源 (Short Pulse Spallation Source, SPSS、陽子ビームパルス幅、従ってターゲットよりの一次中性子パルス幅は約 $1 \mu\text{s}$ またはそれ以下) では、原子炉の得意とする冷中性子領域でもパルスのピーク値は ILL の 100 倍以上にも達する。表 1-2 は原研計画に関連して LPSS (4.5 MW) と SPSS (2.7 - 5 MW) の性能を幾つかの実験手法について ILL の性能 (一部 ISIS の性能) と比較したものである⁴⁾。これより 4.5 MW LPSS の性能は $5 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2\text{s}$ を目指した ANS とほぼ同等となるのが分かる。一方、SPSS の性能は、一部の実験を除き、LPSS を遥かに凌駕している。

従って、技術的、予算的に困難があっても短パルス化は不可欠と言えよう。SPSS のためにはリニアックからの陽子 (H) ビームをパルス化するためのコンプレッサーリング、あるいはシンクロトロンが必要となる。

(4) 中性子の偏極

中性子はスピン $1/2$ の磁気モーメントを持っている。通常中性子はスピンの $\pm 1/2$ のものが半分づつ混じっているが、これを種々の方法で偏極化することにより片方だけを取り出すことができる。このような偏極中性子は微小磁石として原子レベルでの物質の磁気構造を調べるのに不可欠である。今日では磁性の研究に限らず、偏極中性子は広く用いられている。しかしながら技術的見地から偏極化の効率は冷中性子領域を除きあまり高くできないので、必要な強度の偏極中性子を得るには、源となる中性子源の強度がさらに高いことが要求される。

1. 4 中性子散乱の例

中性子散乱は極めて広範囲の科学に利用されているので、限られたスペースで紹介することは不可能である。ここでは極少数例であるが、いくつか紹介してみる。

中性子散乱で一番基本となるのは弾性散乱、特に中性子回析である。測定に必要な十分な大きさの単結晶試料が得られない場合には粉末 (微結晶) 試料が用いられる。結晶構造解析とは、結晶を構成している各原子の位置、原子間距離、特定の格子位置の原子の占有確率、各原子の三次元温度因子 (特定の格子位置にある原子の熱振動の平均 2 乗振幅に対応する量) 等の結晶パラメータが決定できる。図 1-7⁵⁾ は近年注目されたカーボンフラレン (C_{60} 、いわゆるバッキーボール) の結晶構造 (単位セル中に 480 個の炭素原子を含む) を高分解能粉末中性子回析装置で調べた回析パターンの一例で、このようなパターンが 2 K おきに 10 - 272 K の間で測定され、リートベルト法により解析された。その構造は他の手法から得られた情報も含め図 1-8⁵⁾ に示す如き構造であることが分かった。260 K 以上では、バッキーボールは面心立方構造を形成し、個々のバッキーボールは非常に速い回転で再配向している。その再配向時間は 9 ps 程度である (図の一番上の結晶模型)。固体 C_{60} は 260 K で一次相転移をし、単純立方晶となる。再配向の時間はまだ十分速く 30 ns 程度である (図の中央)。しかし約 80 K 以下では 10^3 s 位に非常に遅くなる (図の一番下)。すなわち分子再配向の非常に不活発なガラスとなる。たった 174 K の温度変化でこのように 14 桁も再配向時間が変わることは注目に値する。

X線の散乱振幅が原子番号と共に単調増加するのに対し、中性子のそれはランダムに変化する

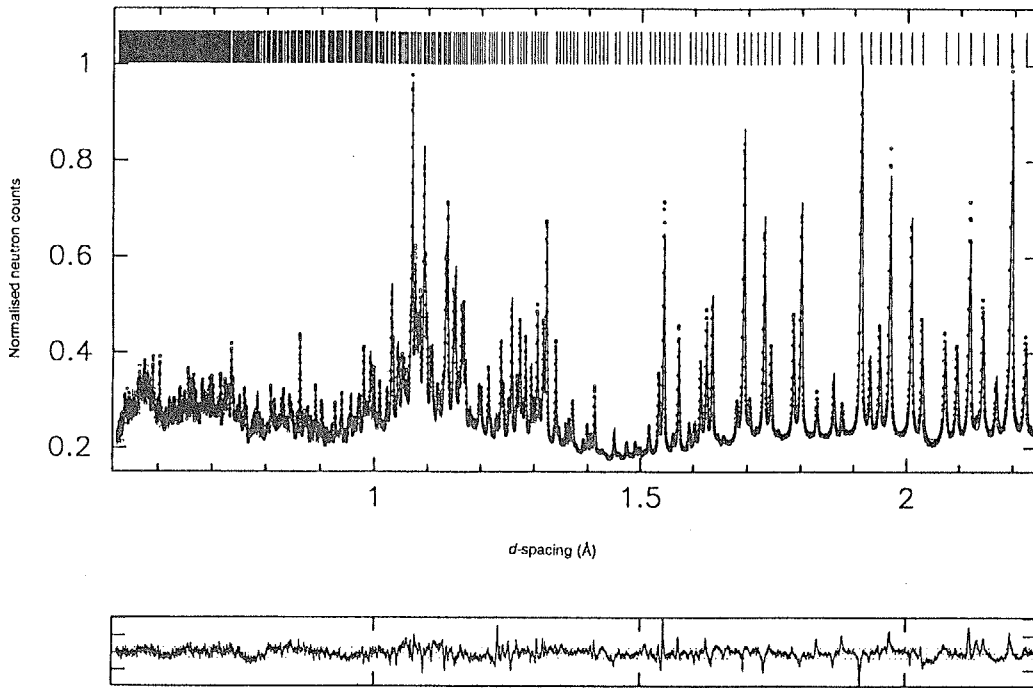


図 1-7 カーボンフラレン (C_{60}) の超高分解能粉末中性子回折パターン

非常に多数の分離された回折ピークが得られるので、各原子の位置及び温度因子が精密に調べられる。図の上のバーはピークの現れる位置、下の図は結晶構造モデルによる計算値と実験値の差。

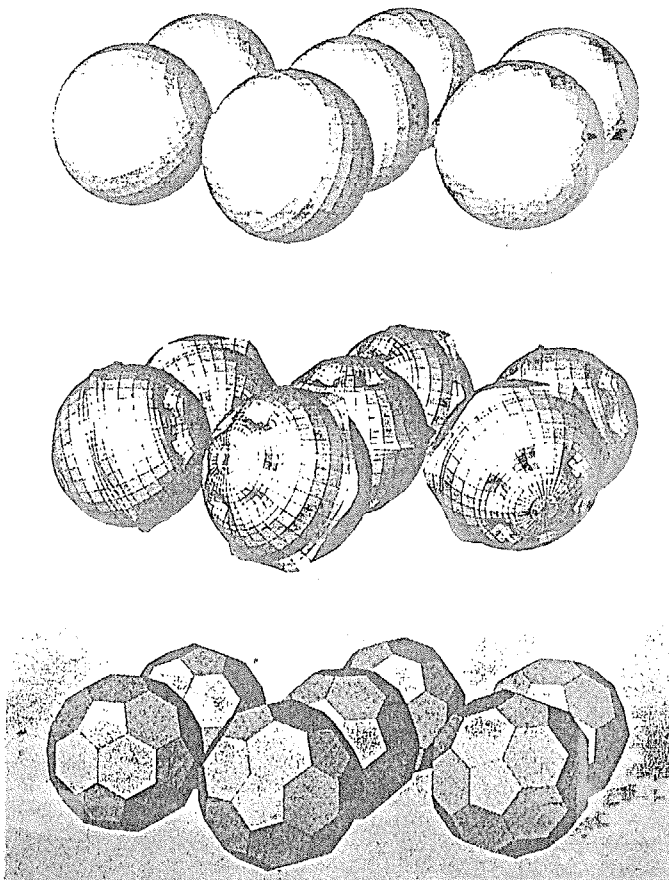


図 1-8 カーボンフラレン (C_{60}) の結晶模型

This is a blank page.

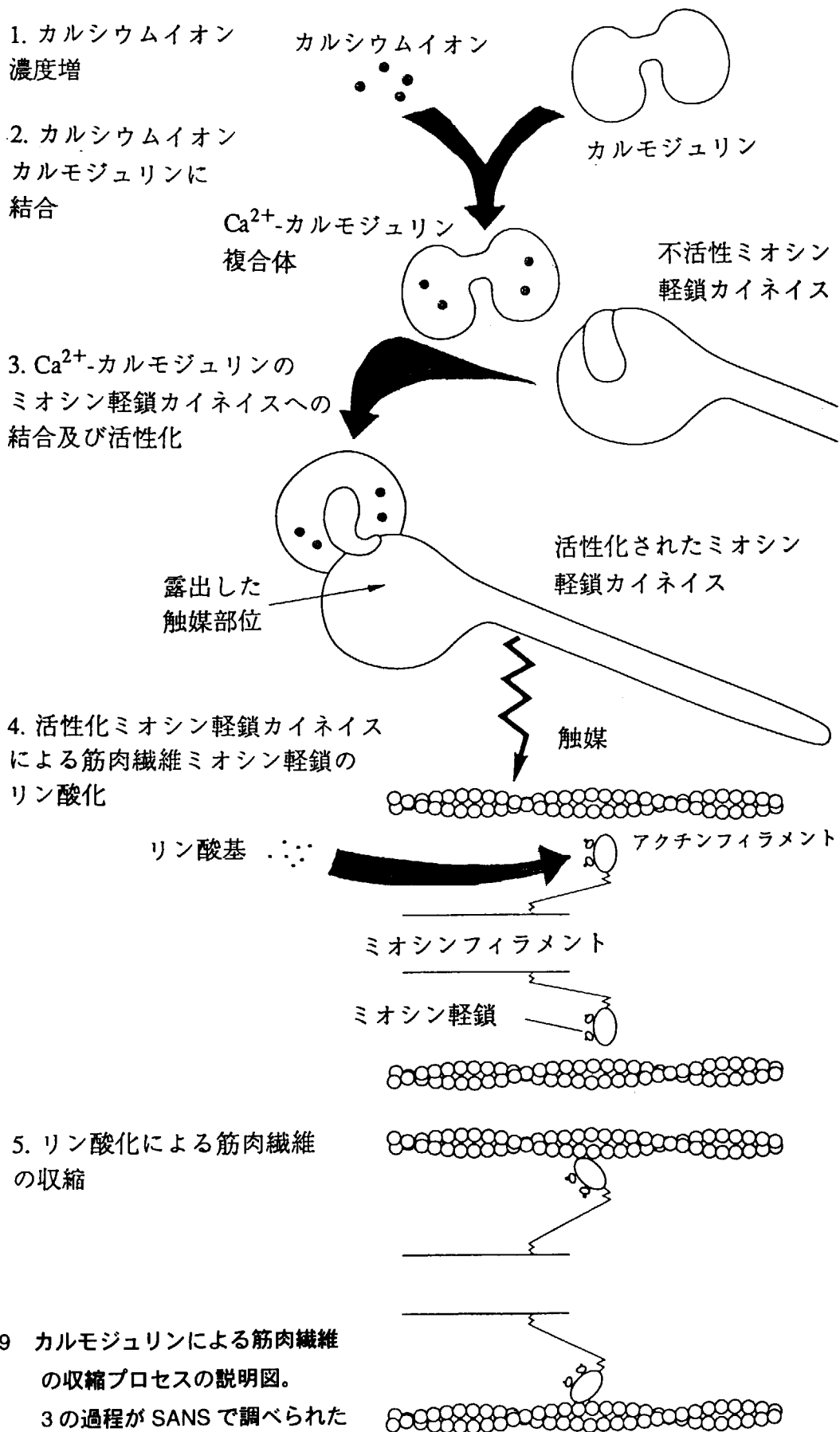
ので、重原子中の軽原子（例えば水素や酸素原子）を識別する能力に優れている。この性質により、高温超伝導体の結晶構造を精密に決定できたのも中性子回析であった。

次に冷中性子を用いた小角散乱（Small Angle Neutron Scattering, SANS）の応用例を示す。その一つは生体物質の SANS 実験で、カルモジュリンと呼ばれる蛋白質の機能をその形状変化から調べたものである⁶⁾。生体系では極めて多数の相互に依存する生化学的プロセスを制御しなければならない。ホルモンは時間から日のスケールで細胞間のプロセスを制御する。ニュークレオモノフォスフェイトと呼ばれる小さな有機分子は秒から分の時間領域の細胞内プロセスを制御する。そして2価のカルシウム (Ca^{2+}) はミリ秒から秒の領域の細胞内プロセスを制御する。ここで示す例は筋肉繊維の収縮のプロセスを調べたもので、まず Ca^{2+} がカルモジュリンと呼ばれる物質と結合し、図 1-9⁶⁾ に示す如きプロセスでリン酸化反応をされると考えられている。 Ca^{2+} と結合したカルモジュリン分子は、水溶液中ではポリペプチド鎖が二つの耳たぶのような形を形成する。 Ca^{2+} で活性化された Ca^{2+} ・カルモジュリン複合体がミオシン軽鎖カイネイス (MLCK) に結合し筋肉繊維の収縮が起るが、 Ca^{2+} ・カルモジュリンが MLCK と結合した時の形状に関心が寄せられてきた。コントラスト変調法（水の $\text{H}_2\text{O}/\text{D}_2\text{O}$ 比を変えて中性子から見たバック（水）の明るさを種々変化させることにより、特定の部位の形状を浮き上がらせて見る）を用いた SANS 実験を行い、図 1-10⁶⁾ のような形で MLCK（この実験で用いられたのは MLCK-1 と呼ばれる物質）に結合することが分かった。このように SANS は生体物質の機能を理解する上で不可欠なメソスコピックレベル（原子レベルよりは大きいスケール）での詳細な情報を提供してくれる。原子レベルで蛋白質の結晶構造を調べるには単結晶試料による中性子回析が必要となる。Niimura 等による中性子イメージングプレートを用いたリゾチームの構造解析は、生体機能に重要な役割を果たすと考えられる多数の水及び水素原子の位置が初めて正確に決められた例として有名である⁷⁾。

次に小角散乱の工業利用の例を示す。この例では、原子炉の圧力容器に用いられるスチールを 1 MeV 以上の中性子で 1.5×10^{20} n/cm² 照射させた後の SANS による散乱関数と、それを 500°C でアニールした時（照射前に対応）の散乱関数が図 1-11 (a) に示されている⁸⁾。再者の差をとると同図 (b) のようになり、これは空孔ができたことを示し、半径が 16 Å 及び 400 Å の二種類の空孔が体積率でそれぞれを 0.06% および 0.16% 存在することが分かる。このようなデータは材料の機械的特性と直接関係するので、原子炉の安全性に関して重要な知見となる。

中性子回析の工業利用は上に述べた SANS のほか、構造材料の応力による構造相転移、残留応力、テキスチャー、新しい高分子材料の創出等の研究に、また機能材料としては磁気記録（磁気テープ等）の高性能化や触媒の研究など多岐にわたる。

一寸変わった応用例としてはマンガン電池の寿命の研究がある。この電池は通常の電池に比べ約 6 倍寿命が長い、何が寿命を決めているかをカソード材の中性子回析により調べたものである。図 1-12 (a)⁹⁾ はその構造で、カソード材として MnO_2 が用いられている。放電時間の関数として中性子回析パターンを測定すると図 1-12 (b)⁹⁾ のようになり、 MnO_2 カソードに Mn-O-H 相が出現すると同時に寿命がくることがわかった。電池寿命の研究は 20 年にわたり続けられてきたが、中性子回析により始めて寿命のメカニズムが明らかとなった。



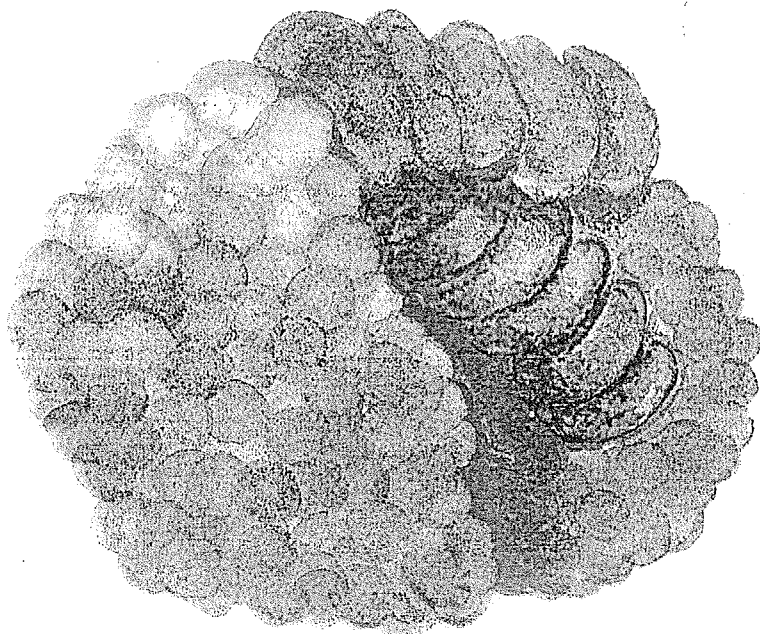


図 1-10 Ca²⁺・カルモジュリンが MLCK-1 へ結合した時の形状
(コンピューターグラフィックス)

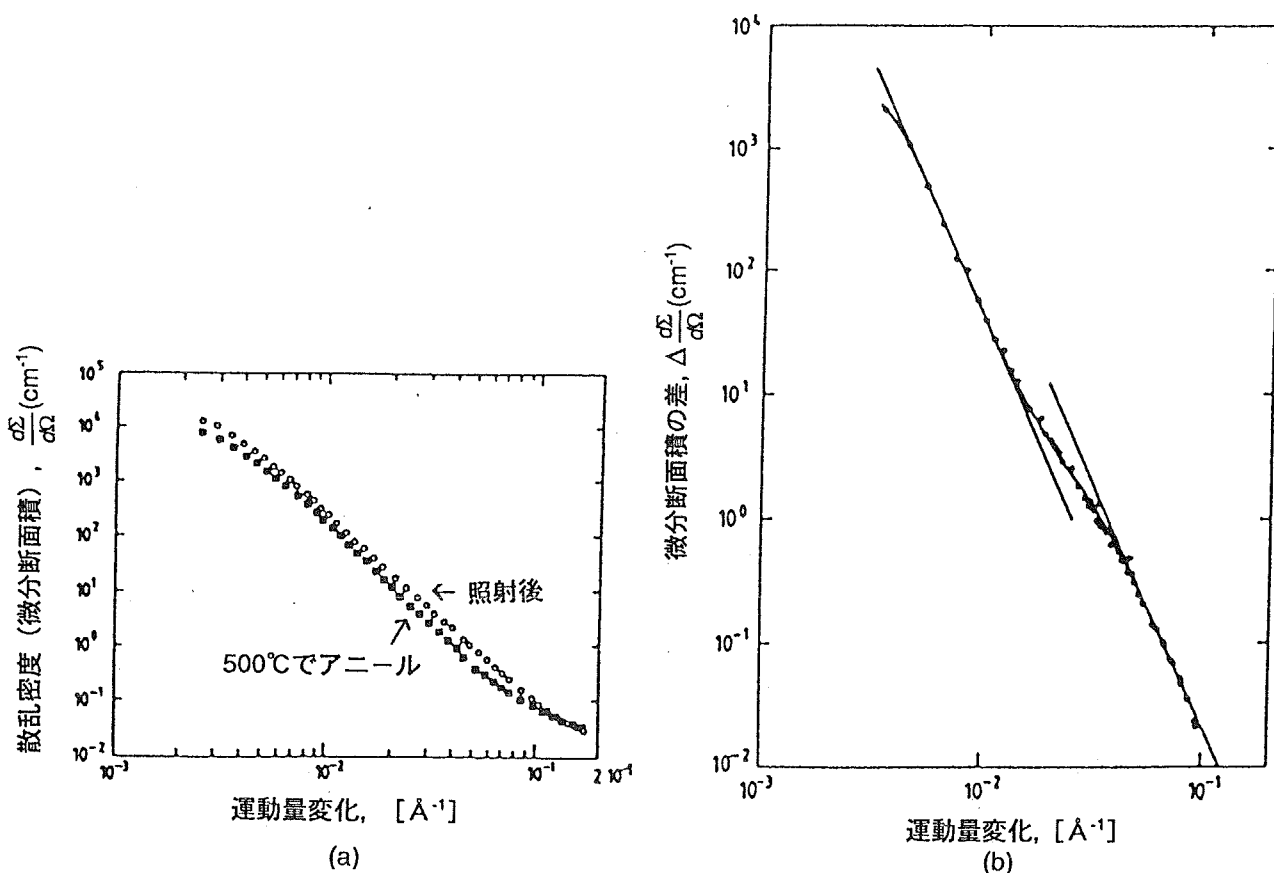


図 1-11 原子炉压力容器用スチール (A302B) の速中性子 (>1MeV) $1.5 \times 10^{20} \text{ n/cm}^2$ 照射した試料と 500°C でアニールした試料の小角散乱データ(a)及び両者の差(b)

This is a blank page.

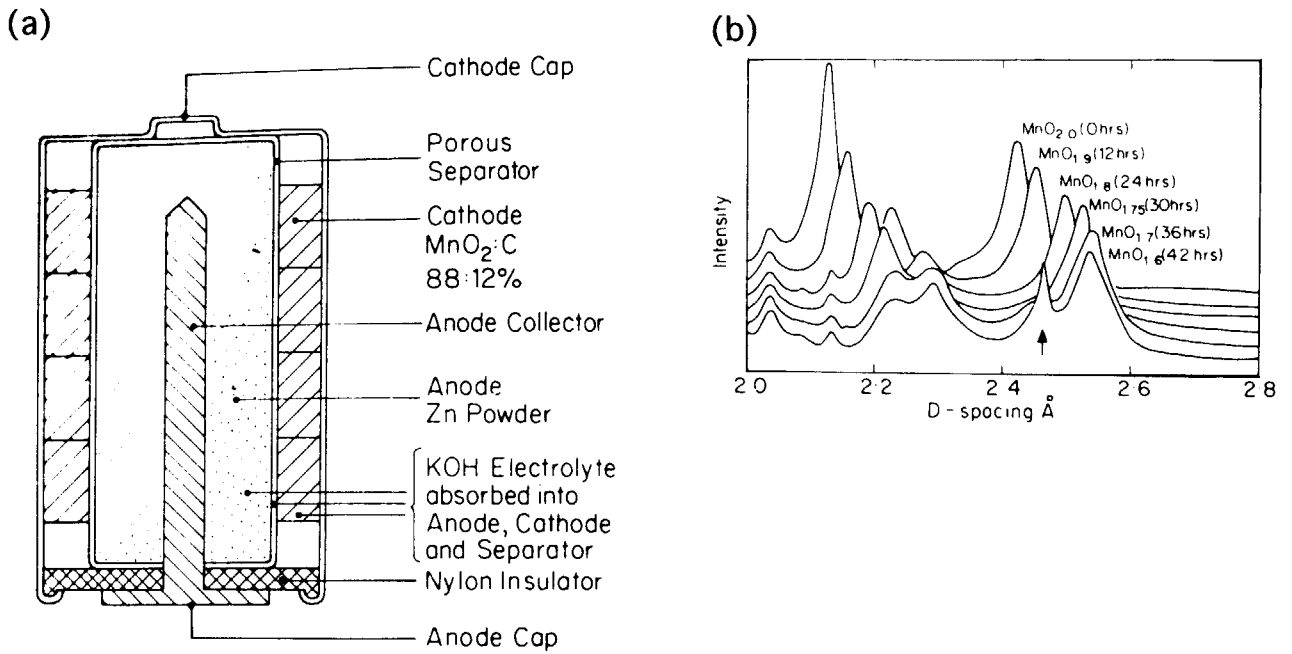


図 1-12 アルカリ・マンガン電池の構造(a)とカソード材 MnO_2 の種々の放電ステージでの中性子回析パターン(b)。矢印の場所に Mn-O-H の規則相が現出すると同時に電池の寿命がくる。

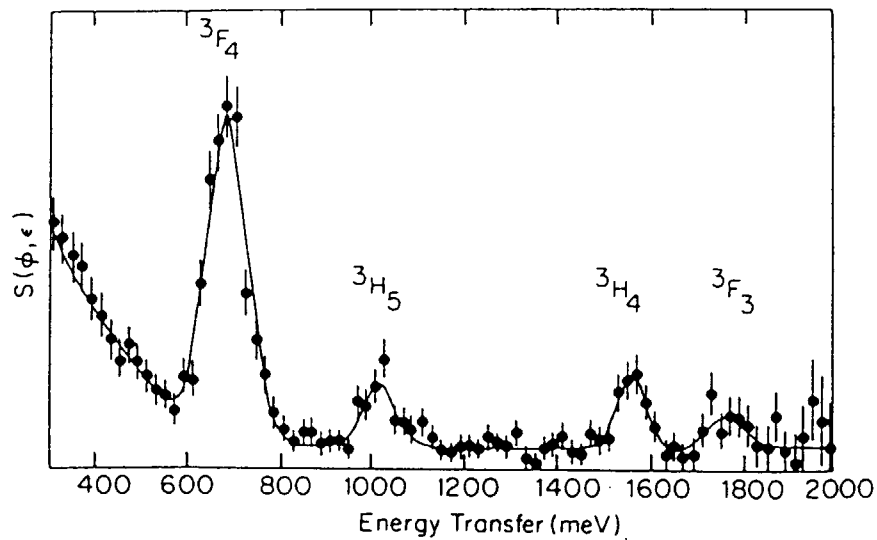


図 1-13 ISIS の HET 分光器で測定された高エネルギー磁気励起の例 (世界最高記録)。ツリウム intermultiplet transition ($3H_6 \rightarrow 3F_3$)

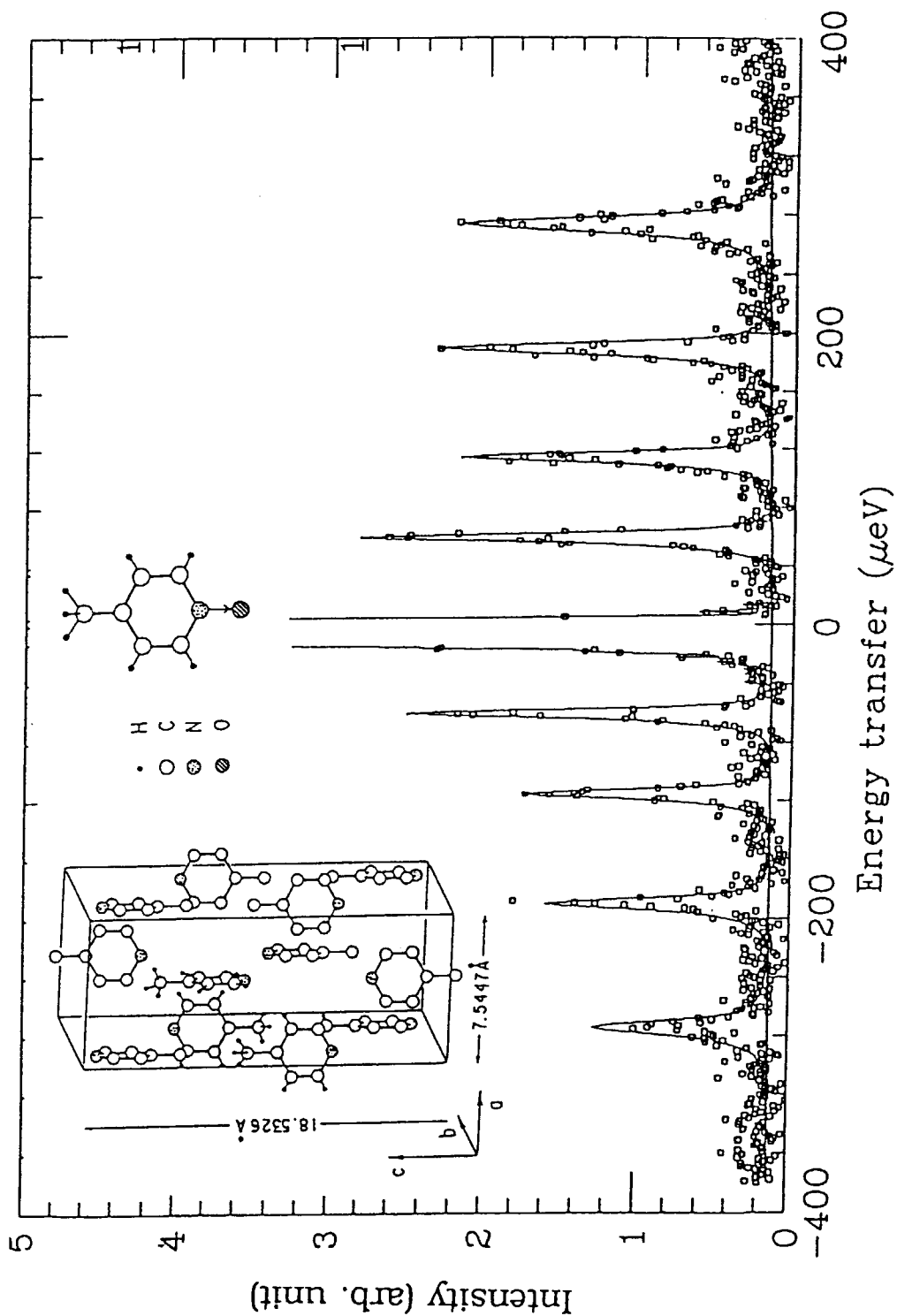


図 1-14 低エネルギー高分解能中性子非弾性散乱の例
 : N・オキシ・ガンマ・ピコリン($\text{C}_5\text{H}_4\text{NCH}_3\text{O}$)のトンネリングスペクトロスコピー

次に励起エネルギーの非常に高い領域での中性子非弾性散乱について一例を紹介する。励起エネルギー 100 meV 以上での散乱を調べることは従来の原子炉中性子では不可能であった。パルス中性子源の持つ高い強度の熱外中性子束により、測定可能領域が大きく拡張された。図 1-13¹⁰⁾ は 2000 meV までの高エネルギー磁気励起を測定した例である。

次に低エネルギー (μeV) 領域における高分解能非弾性散乱の一例として、KENS で測定された N・オキシ・ガンマピユリン ($\text{C}_5\text{H}_4\text{NCH}_3\text{O}$) の 5 K における量子力学的トンネリングの測定結果を図 1-14 に示す¹¹⁾。この物質のメチル基は高温では自由回転しているが、低温では凍結する。縮退した振動エネルギー順位を持つ二つ以上の等価な水素原子の波動関数が重なった時エネルギー順位が分裂するので、中性子散乱で観測できる。この例ではメチル基の 3 個の水素原子がその対象となり、図のようなきれいな離散ピークが見られる。このようなデータからその分子位置での結晶場の詳細な情報 (原子間に働く力など) が分かる。

中性子散乱、特にパルス中性子源・中性子飛行時間法を用いると、極限状態下 (強磁場、強電磁場、超高圧、高温、極低温など) での物質構造の研究が可能となる¹⁾。中性子は圧力容器やクライオスタット等の壁を容易に透過できるし、またパルス状にしか実現できない、あるいはしにくい外場 (外乱) に対する物質の応答を調べることができる。

中性子散乱が有効な実験手段となる科学分野は非常に広く、結晶構造、物性物理、材料科学、化学、高分子、生物等の研究にかけがえのないプローブであると広く認められつつある。

文献

- 1) 山田安定、渡辺 昇：中性子散乱研究への招待、日本物理学会誌
Vo46, No.12 (1991) 998. (全般的な参考文献として)
- 2) G.H.Lander and V.J. Emery (Ed) : Nucl. Instr. Meth. B-12 (1985) 525-561.
- 3) S. K. Sinha : Introduction to Electronic Excitation, Proc. the 1984 Workshop on
High-Energy Excitation in Condensed Matter (Los Alamos, Feb.13-15, 1984) 346.
- 4) Y. Yamada, et al. ; Physica B 241-243, 42 (1998).
- 5) ISIS Annual Report 1992, Vol.1, P-55.
- 6) J. Trehwella : Biology on the scale of neglected dimensions, Los Alamos science,
No. 19 (1990)64.
- 7) N. Niimura, et al. : Nature Structure Biology, 4 (1997) 909.
- 8) Neutron for Material Testing : SNQ Information 4 (1984) 19.
- 9) ISIS Annual Report 1989, P-68.
- 10) ISIS Annual Report 1990, P-24.
- 11) S. Ikeda, N. Watanabe, K. Inoue, Y. Kiyanagi, A. Inaba, S. Takeda, T. Kanaya, K. Shibata,
T. Kamiyama, Y. Izumi, Y. Ozaki and G. J. Carlile : J. hys. Soc. Jpn. 60 (1991) 3340.

2. 核破碎反応による中性子生成の概要¹⁾

2. 1 何故核破碎中性子源か

各種核反応による中性子収量を表 2-1 に示す²⁾。中性子源の明るさの上限は、核反応によりターゲットに発生する熱の最大可能な熱除去で決まる。未来技術である慣性核融合反応を除くと、陽子による核破碎反応が最も発熱が小さい。表 2-2¹⁾は、原子炉及び近年脚光を浴びる様になったミュオン触媒核融合中性子源と比較したもので、やはり陽子による核破碎反応が最も優れている。

表 2-1 中性子発生の核反応別比較

Process	Example	Yield	Energy deposition (MeV/n)
DT solid target	400 keV deuterons on T in titanium	40×10^{-5} n/d	10000
Deuteron stripping	35 MeV D on liquid Li	2.5×10^{-3} n/d	10000
Electron bremsstrahlung photoneutron	100 MeV e^- on ^{238}U	5×10^{-2} n/e	2000
Fission	^{235}U (n,f)	1 n/fission	180
Spallation	800 MeV protons on ^{238}U	30 n/proton	55
DT CTR	Laser or ion-beam imploded pellet	1 n/fusion	3

表 2-2 各種中性子生成法の比較

	核分裂	核破碎	ミュオン触媒核融合
エネルギーコスト ϵ (MeV/n)	$(E_f/\nu) \sim 80$	~ 40	$(E_\mu/X_c) \sim 100$ $(E_\mu = 10 \text{ GeV}, X_c = 100)$
中性子収量, $Y = 1/\epsilon$ (10^{17} n/s/MW)	0.76	1.52	0.62
平均中性子エネルギー, E (MeV)	2	< 1	14.2
中性子の洩れる確率, Y_L	~ 0.3	~ 1	~ 1
熱中性子への変換係数, ϕ_{th}/Q (10^{-3} cm ²)	~ 1	~ 1.8	2.24
ϕ_{th}/P (10^{13} cm ² /s. MW)	2.3	27	14
1.3×10^{15} n _{th} /cm ² ·s を得るのに必要な出力(MW)	57	5	10

2. 2 核破碎反応とは

核破碎反応とは約 100 MeV 以上のエネルギーを持つ粒子によって引き起こされる（わずかながら約 15 MeV 以上でも起こる）多数の二次粒子放出を伴う非弾性核反応で、図 2-1³⁾はその説明図である。エネルギーの十分高いハドロン（陽子、中性子など）が物質に入射すると、次の二つの段階の核反応が起こる。第一の段階は入射粒子が核内の個々の核子（陽子、中性子）と衝突

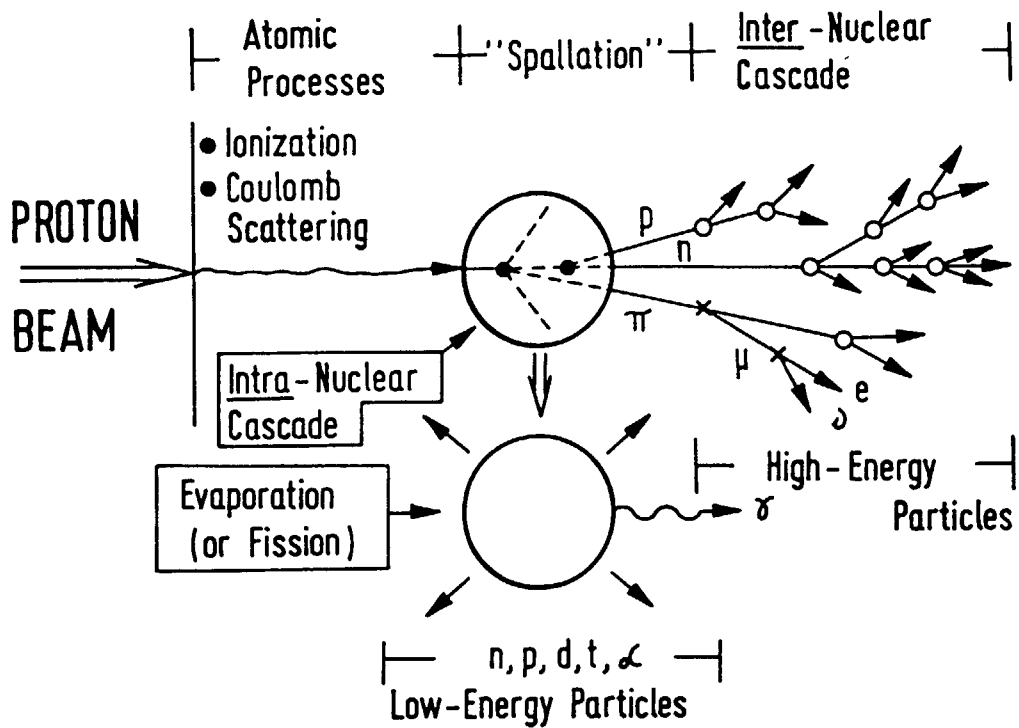


図 2-1 核破碎反応の説明図

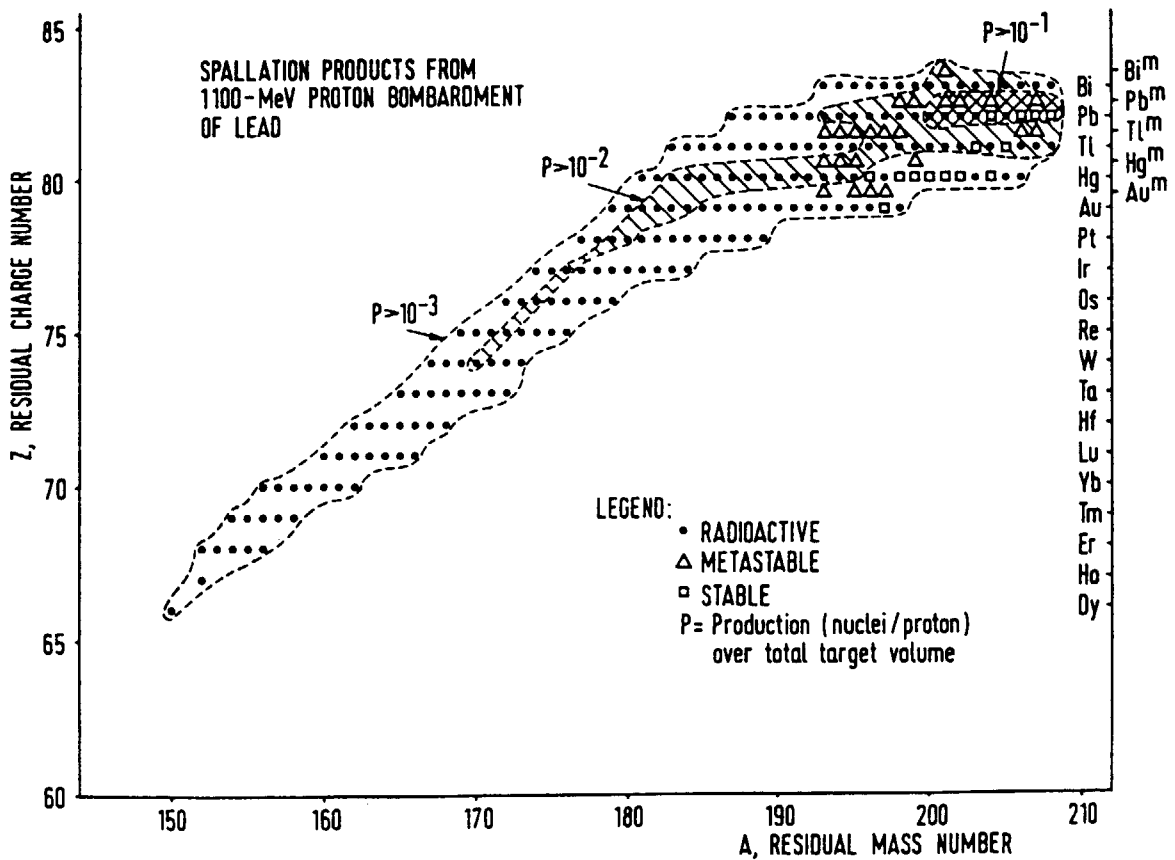


図 2-2 鉛ターゲットに 1.1GeV 陽子を照射した時の反応生成物の A-Z 分布

する。入射粒子及びはじき出された核子もまだ十分エネルギーが高いので、さらに衝突を繰り返して、核内カスケード (Intra-Nuclear-Cascade) を形成する。入射粒子のエネルギーが約 400 MeV を越えると非弾性パイオン生成衝突が起こり始める。したがってこの段階では p , n , π^+ , π^- , π^0 の放出があり、励起状態の残留核がえられる。これら放出粒子の角度分布は入射粒子の進行方向に強い指向性をもったものとなる。

核内カスケードが終了すると、系内にとどまった核子の持つ運動エネルギーは全ての核子間で平衡に達する。続いて第二段階として残留核からの核子の蒸発が起こる。この段階で放出される粒子のエネルギーは 0.1-10 MeV と低く、等方的角度分布を持つ。核子、特に中性子の放出は、 d , t , ^3He , α やさらに重い正の電荷を持つ粒子に比べ起こり易い。粒子放出がもはやできなくなると、残留励起エネルギーはガンマ線として放出される。蒸発荷電粒子はエネルギーが比較的低いので、それ以上核反応を起こすことはほとんどなく、減速し静止する。かくしてこれらの粒子と反跳残留核の運動エネルギーは核破碎反応が生じた場所に局所的熱発生をもたらす。

残留核の多くは放射性である。高エネルギー核破碎反応での生成核種は非常に広範囲の $A-Z$ 領域に分布する (図 2-2 及び 2-3)³⁾。

カスケード過程で出て来る粒子の運動エネルギーは非常に高く、入射粒子エネルギーにまで及ぶ。図 2-4³⁾ はそれらのおおよそのスペクトル強度を示したものである (1.1 GeV 陽子を鉛ターゲットに照射した時の計算値)。

ウランのような非常に重い核の場合には、入射粒子でたたかれた原子核が励起エネルギーを失って行く過程で「高エネルギー核分裂」を起こす確率が出てくる。すなわち核分裂と蒸発の競走過程が生ずる。励起エネルギーを失う過程で核分裂が起こる確率は Z^2/A に比例する。例えば数百 MeV 以上の中性子または陽子の場合、その確率は鉛に対しては約 5% に過ぎないが、ウラン (^{238}U) に対しては 80% にもなる。

最小の発熱で最大の中性子強度を得るためのターゲット物質を考えるうえで、高エネルギー核分裂を伴った方が有利か否か? 核分裂を伴うか否かによる違いは次の通りである。

- (1) 核分裂が起こると、核分裂片の運動エネルギーは衝突点に局所的なエネルギー沈着をもたらす。その値は低エネルギー核分裂の場合同様約 180 MeV/fission となる。一方、核分裂を起こさない核破碎反応からの重い短飛程の二次粒子によるエネルギー沈着は 20-30 MeV/collision である。
- (2) 約 15 MeV 以下の低エネルギー中性子の生成は、核分裂によるものと核分裂をしない衝突によるものと同程度である。しかし中性子スペクトルは核分裂を伴った方が少し硬くなる。厚いターゲットの場合 ($n, 2n$) や (n, f) 等の二次中性子増倍が起こり、中性子収量がそれだけ大きくなる。
- (3) 核分裂を伴わない場合、残留核の質量分布は広範囲に及ぶが、ターゲット核の質量数 A_T 近傍 (以下) にピークを持つ分布となる (図 2-2 及び 2-3)。高エネルギー核分裂の質量分布は、ダブルピークの中央 ($A_T/2$) の辺に強いピークを持った分布となる。

既に述べた如く、核破碎反応の一つの特徴は前方への高エネルギーハドロン、すなわち 15 MeV 以上の中性子、陽子、荷電パイオン等の放出である。十分厚いターゲットの場合 (これらのハド

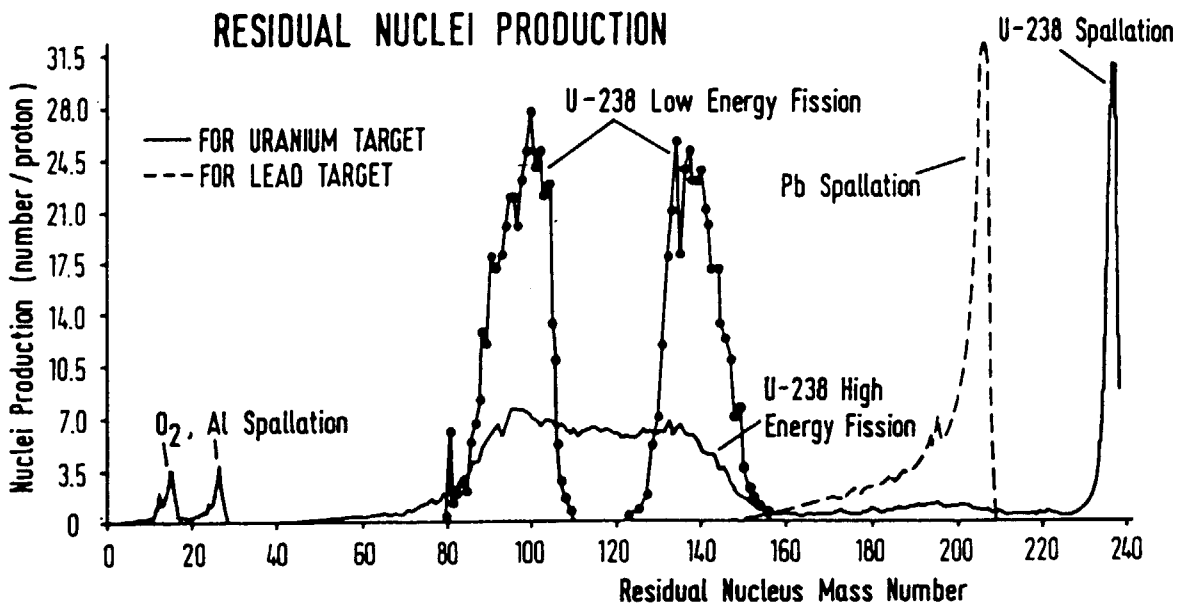


図 2-3 鉛及びU-238ターゲットに1.1GeV陽子を照射した時の反応生成核種の質量分布

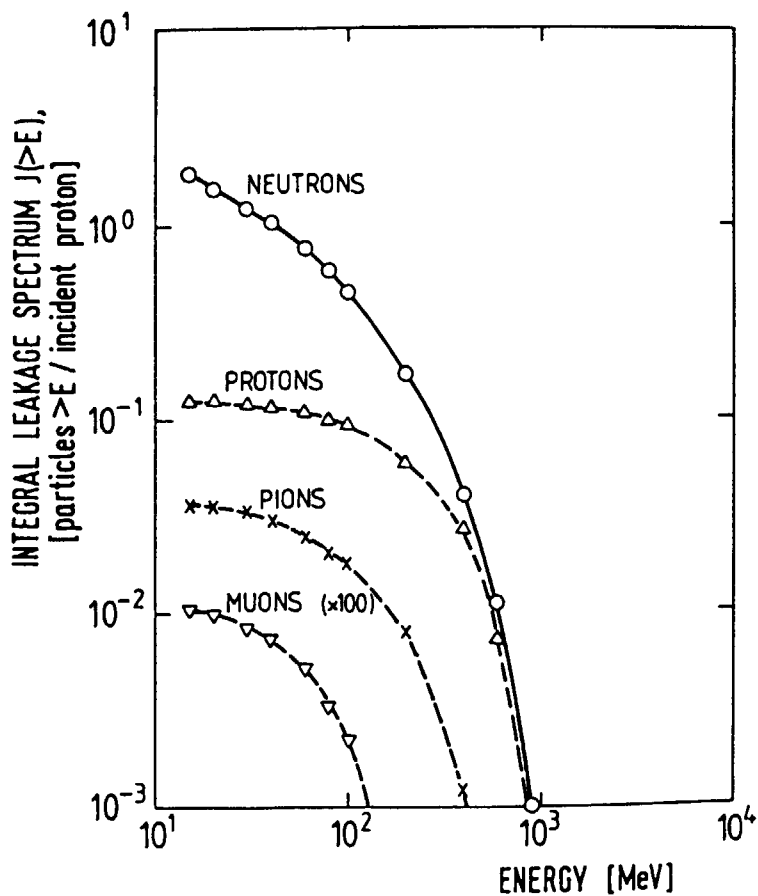


図 2-4 ターゲットより漏洩する高エネルギー粒子の強度及びスペクトルの計算例

ロンの核的自由行程 100-200 g/cm² より厚い場合)、これらのハドロンはさらに衝突を引き起こし、「核外カスケード (Inter-Nuclear-Cascade)」を生ずる (図 2-1 参照)。

中性子は核破碎反応で放出される粒子のうちで透過力が最も大きく、カスケードの空間的伝播は主に中性子による。高エネルギー中性子と陽子のスペクトルはほぼ同じで、二次粒子増倍も衝突の断面積もほぼ等しいが、陽子は電離によるエネルギー損失が大きいためである。

2. 3 荷電粒子の飛程と中性子発生効率

図 2-1 に示す如く、入射荷電粒子は先ずターゲット物質中の原子をクーロン相互作用により電離または励起させてエネルギーを失う。全運動エネルギーを消費するとその粒子は止まるが、それまでに走った距離 (g/cm²) がその物質に対するその荷電粒子の飛程である。今入射イオンの質量を A_i, 電荷を Z_i, 運動エネルギーを E_i とすると、特定の物質中の飛程 R_i は

$$R_i(E_i, Z_i, A_i) = (A_i/Z_i^2) R_p(E_i/A_i)$$

で与えられる。ここに R_p は陽子の飛程である。図 2-5³⁾ に代表的な物質中での陽子の飛程を示す。

一方入射粒子は原子核と衝突する。その断面積 σ_{in} はエネルギーによらずほぼ一定で、質量数に対してはほぼ σ_{in} ∝ (A_i^{1/3} + A_T^{1/3})² となる。ここに A_T はターゲットの質量数である。

陽子に対する非弾性核散乱の平均自由行程 (λ) は、物質および陽子エネルギーに依らずほぼ一定で λ ~ 200 g/cm² である。十分な核反応を起こさせるためには、飛程は

$$R \geq 3\lambda$$

が必要で、そのようなエネルギーの陽子が重要となる。表 2-3³⁾ は陽子のエネルギー (E) とその飛程 (R)、それが何λになるか、そして中性子を発生する確率 P_n = (1 - exp(-R/λ)) を示したもので、97%の発生確率を得るには E > 1 GeV 以上の陽子エネルギーが必要となることがわかる。

表 2-3 陽子の飛程と中性子発生効率 P_n の関係

E(MeV)	R(g/cm ²)	R/λ	P _n
100	17	0.09	0.08
300	105	0.54	0.42
500	230	1.2	0.70
800	458	2.3	0.90
1100	705	3.6	0.97

比較のため酸素イオンを用いた場合について考えてみよう。酸素イオンに対しては λ ~ 115 g/cm² であり、3 λ に相当する飛程を実現するには 30 GeV が必要となる。結論として p, d 以外のイオンビームは大強度中性子源には適さない。

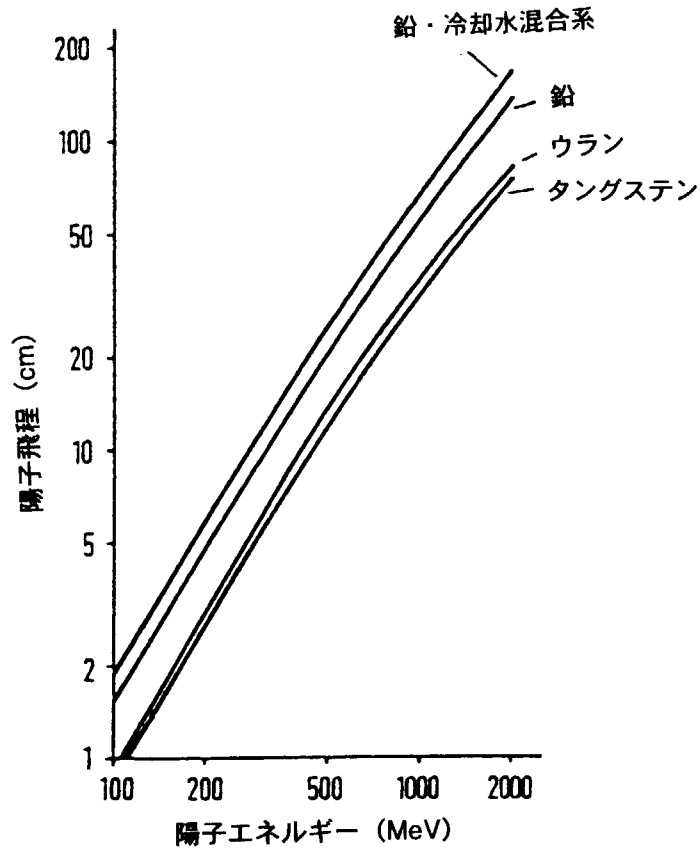


図 2-5 代表的なターゲット物質中での陽子飛程

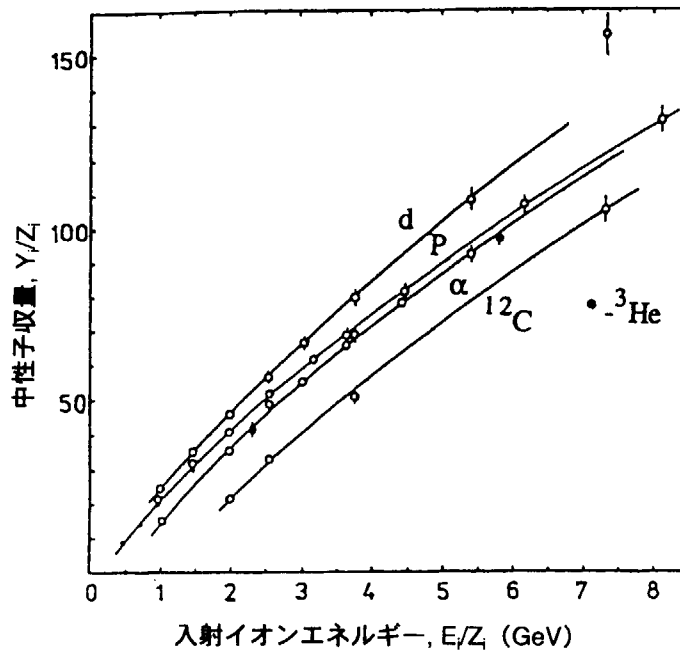


図 2-6 種々の軽イオンに対する中性子収量 (Y_n) の実測値。横軸は入射イオンのエネルギー。縦軸、横軸とも入射イオンの原子番号 Z_i で規格化してある。ターゲットは直径 20 cm、長さ 60 cm 鉛

2. 4 何故陽子ビームか

核破碎を効率よく起こさせるのに、本当に陽子が一番得なのか？重イオンの方が良いのでは？との質問をよく耳にする。

図 2-6⁴⁾はいくつかの種類の軽イオンを鉛ターゲットに入射した時の中性子収量の実験値の比較である。入射エネルギーも収量も入射イオンの原子番号で規格化してある(単位電荷当たり)。これから明らかな如く、重陽子(d)の場合中性子収量は陽子の場合より少し大きい、GeV 領域での大電流加速を考えると、陽子ビームが最適である。

また参考のため種々の入射荷電粒子 1 μA 当たり種々の核反応で発生する中性子収量を図 2-7⁵⁾に示す。

2. 5 最適陽子エネルギー

図 2-8⁶⁾は、直径 20 cm、長さ 60 cm の円筒形鉛ターゲットに種々のエネルギーの陽子を入射させた時の中性子収量の実験値である。中性子収量は陽子エネルギーとともにほぼ比例して増加するが、エネルギーが高くなると少し寝てくる。これは陽子エネルギーの一部がパイオンの生成に費やされるようになるからである。それでは陽子エネルギーはどの辺が一番適しているであろうか？ 先ず 1 個の中性子発生に必要なエネルギー(エネルギーコスト) ϵ_p の陽子エネルギー依存性を調べると同図に示す如くなる。約 1.1 GeV が中性子収量の点からは一番よいことがわかる。 ϵ_p はターゲットの直径によっても異なってくる。小さな直径では ϵ_p の値は大きくなってしまいが、最小値を与えるエネルギーは殆ど変わらない(図 2-9⁶⁾)。これまでの多くの加速器中性子源がこの近傍の陽子エネルギーを採用している、あるいは採用する計画であるのはそのためである(例 ESS : 1.33 GeV, JAERI : 1.5 GeV, JHF : 3 GeV, 統合計画(JSNS) : 3 GeV)。

中性子散乱や基礎物理学研究のための核破碎パルス中性子源(PSNS)を新たに建設する時、どのような陽子エネルギーを選ぶのが一番得策か。このことは他の研究分野と相乗りで加速器計画を立案する場合特に重要となる。中性子源としても陽子エネルギーは 1.1 GeV が一番よいとは必ずしも言えない。少し効率は悪くなくても、もっと高いエネルギーの方がビーム出力は高くできる場合もあるからである。あるいは中性子からみれば有難くないかもしれないが、他分野と相乗りするためにはある程度譲ることも必要かも知れない。その場合我々にとって大切なことは、陽子エネルギーがどれだけ変れば、最終的に実験に用いる遅い中性子のビーム強度がどのくらい損(あるいは得)になるか予め知っておくことである。そのことについては、後節で詳しく述べる。

2. 6 核破碎による中性子収量の概略値

中性子収量は高エネルギーハドロン輸送コード(NMTC/JAER, JAM や HETC など)と 15 (20) MeV 以下の核断面積を用いる低エネルギー中性子輸送計算コードにより求めることが出来るが、計算値及び実験値にはそれぞれ 10%程度の一貫性が存在する。例えば図 2-10⁷⁾は、筆者らが KEK の 12 GeV 陽子を用いて Mn bath 法で測定された鉛ターゲットの中性子収量で、計算値同志及び実験値との差違はこの程度である。ここに入射陽子当たりの中性子収量 Y の概略値を求める

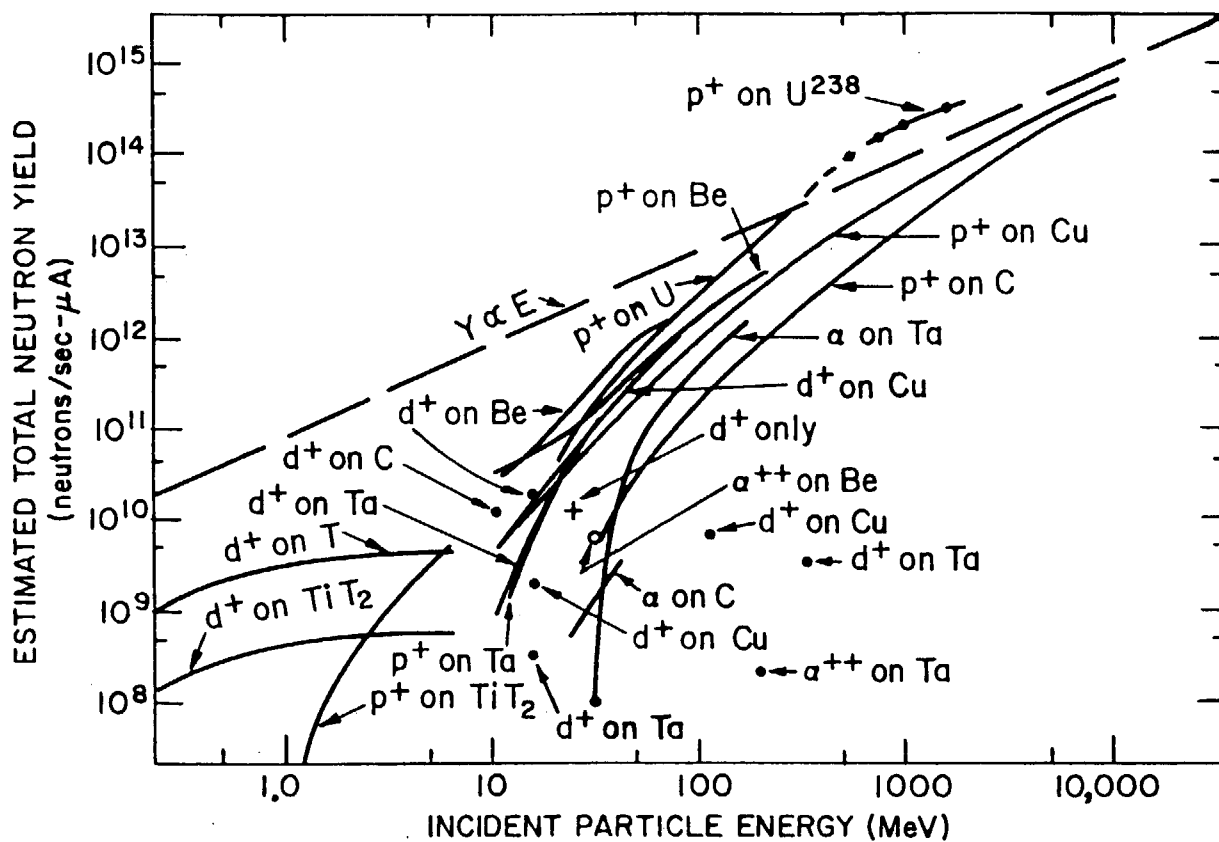


図 2-7 種々の入射荷電粒子 1 μ A 当り種々の核反応で発生する中性子の数 (収量)

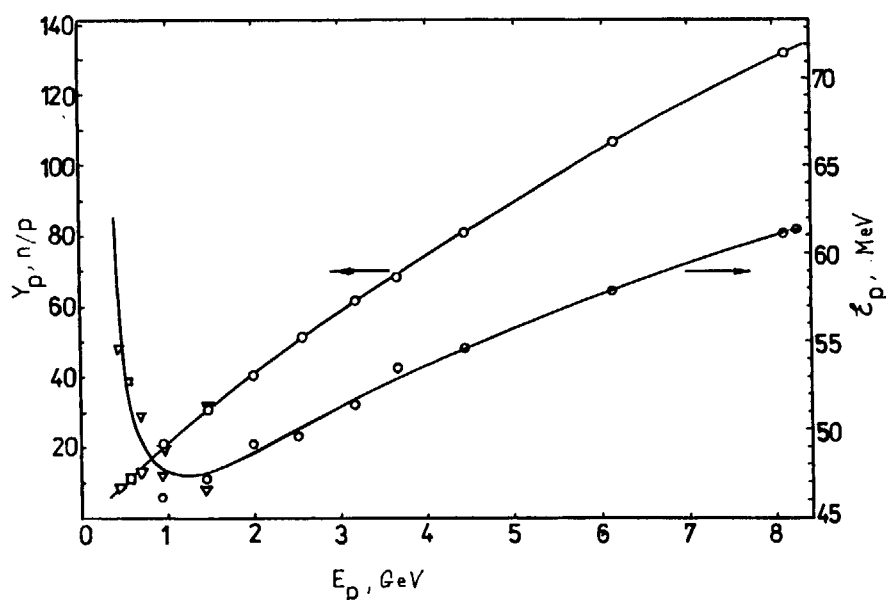


図 2-8 直径 20 cm、長さ 60cm の鉛ターゲットの中性子収量実験値 Y_p とエネルギーコスト ϵ_p の陽子エネルギー依存性

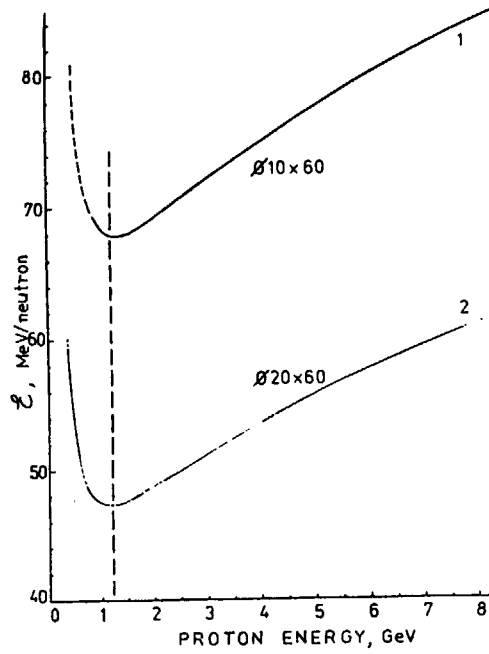


図 2-9 鉛ターゲット（直径 10 cm 及び 20 cm）のエネルギーコスト ϵ_p

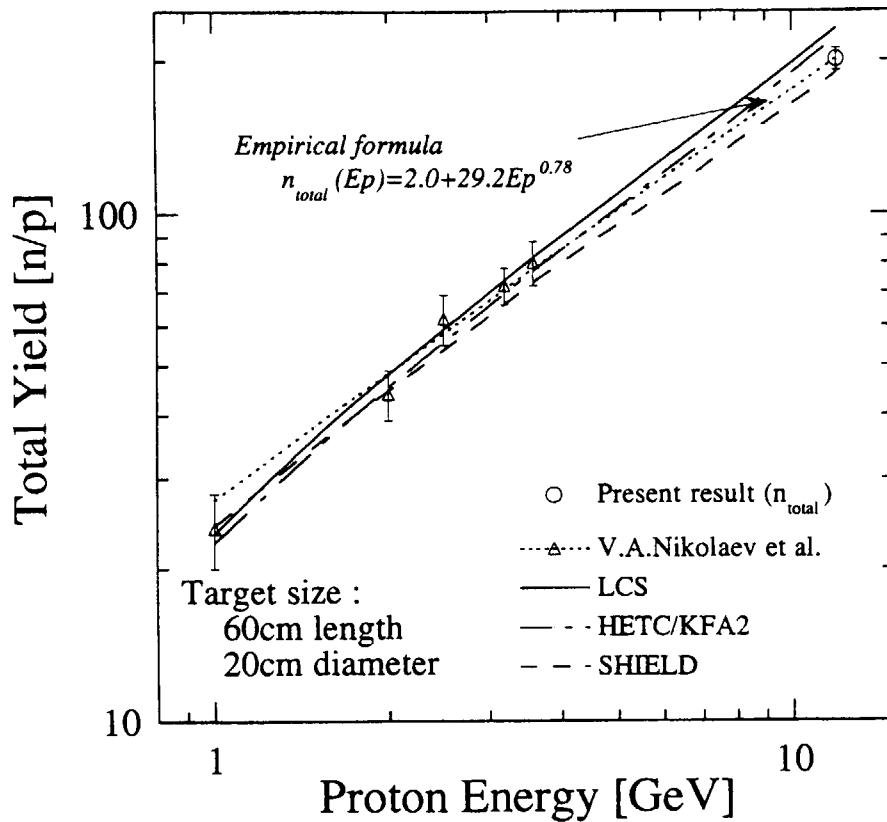


図 2-10 中性子収量 Y 実験値と計算値の比較。
計算値同志の間にも、10-20%の不一致があることに注意。

簡単な経験式を示しておく。非アクチノイドターゲットの場合、次のように表される。

$$Y(E, A) = [E(\text{GeV}) - 0.12] \times [A+20] \times 0.1 \quad (\text{n/p})$$

で表される。E=1.5GeV、水銀ターゲット (A = 200.61) とすると Y=30.4 n/p を得る。劣化ウラン等高エネルギー核分裂を伴うアクチノイドターゲットの場合には Y の値は上の値の約 2 倍となる。

2. 7 核破碎中性子源の特徴

核破碎反応を用いた中性子源の特徴は次の如く要約できる。

- (1) 多数の二次粒子（特に中性子）放出のため陽子 1 個あたりの中性子収量が大きく、従ってエネルギーコストが他の核反応を利用した場合に比べ一番小さく（熱負荷最小）、より明るい中性子源が可能となること。（利点）
- (2) 15 (20) MeV 以上の高エネルギー中性子の発生を伴うこと（特に前方方向に強く）。高エネルギー中性子のスペクトルは入射陽子エネルギーに近い値まで及び、原子炉に比べ遮蔽を困難にしていること。（欠点）
- (3) 熱中性子の強度が原子炉に比べ遥かに高いこと。（利点）
- (4) γ 線の発生が電子線を用いる中性子源や原子炉に比べ非常に少ない。核破碎では 0.01 photons/n·str. 程度で、電子線による (γ , xn) 反応の約 1/1000、原子炉を比べても 1/10 以下であるこのことは、冷中性子源としての冷減速材の冷却に大きな利点となる。
- (5) 核破碎反応生成核種の分布が、ターゲット核以下の質量数のほとんど総てにわたり、核分裂生成核種の分布と大きく異なること。（特に水素、ヘリウムの生成大（欠点））

2. 8 中性子源の歴史的推移

図 2-11 は中性子源の強度の年代的推移を示したものである。Chadwick が中性子を発見して以来、中性子源は放射性同位元素を用いた極小規模なもの (Ra-Be 等) に始まり、初期のサイクロトロン等の加速器から得られる荷電粒子を用いたものを経て、原子炉の出現により得られる中性子束は飛躍的に向上する。そして熱中性子束で約 1×10^{15} n/cm²·s で飽和を迎える。この限界を破るべく米国で ANS 計画が提案されたが、実現しなかった。

一方、パルス中性子源はパルス状に運転される電子加速器の利用に始まり、陽子ビームを用いた核破碎中性子源へと向かいながら、ピーク中性子束を次第に高め、やがて高中性子束炉の値を越えていく。図中 SNS 及び ESS は米国及びヨーロッパにおける大強度核破碎パルス中性子源を指す。我が国の統合計画での値もほぼ同等である。これらの中性子源では平均中性子束でも高中性子束炉とほぼ同程度が期待できるようになりつつある。多くの中性子ビーム実験では、実験の良さの指標 (Figure-of-merit) はほぼピーク強度に比例するので、その意義は極めて大きい。かくして核破碎パルス中性子源は、次世代の中性子源と位置づけられるようになった。

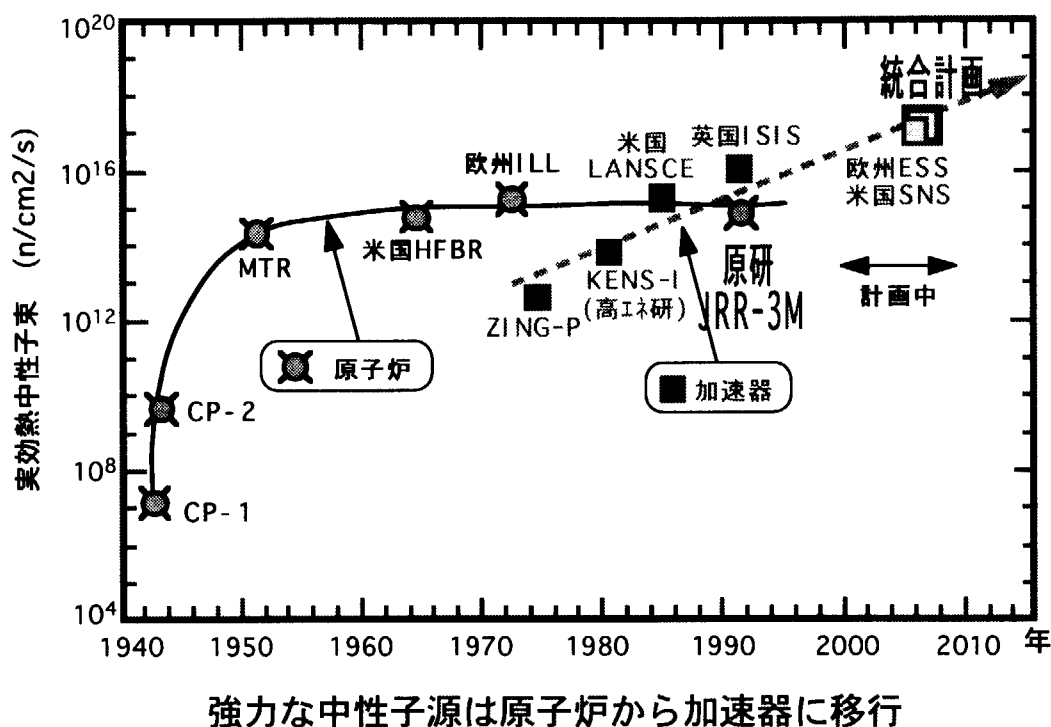


図 2-11 研究用中性子源の発展の歴史的推移

文献

- 1) 渡辺 昇 : Nuclear Spallation を用いた中性子ビームの開発、原子核研究.40, No.1 (1995) 71-91 (全般的な参考文献として) .
- 2) R. R. Fullwood, J. D. Cramer, R. A. Haarman, R. P. Forrest, Jr. and R. G. Shrandt : Neutron Production by Medium Energy Proton on Heavy Metal Target, LA-4789 (1972)他より.
- 3) T.W.Armstrong, P.Cloth, D : Filges and R.D. Neef : Theoretical Target Physics Studies for the SNQ Spallation Neutron Source, Jul. Spez - 120 (1981).
- 4) R. G. Vassil'kov, et al. : Neutron emission from an extended lead target under the action of light ions in the GeV region, Proc. 11th Meeting of Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XI) (KEK, Tsukuba, Oct. 22-26, 1990) 340.
- 5) L. D. Stevens and A. J. Miller, Radiation Studies at a Medium Energy Accelerator, UCRL-19386 (Lawrence Radiation Laboratory, 1969).
- 6) A. V. Daniel, R. G. Vassil'kov and V. T. Yurevich : High-energy neutrons on the basis of JINR synchrophasotron : Presented at the Int. Workshop on the Technology of Target for Medium to High Power Spallation Neutron Sources (PSI, Switzerland, Feb. 10-14, 1992).
- 7) M. Arai, et al. : Neutron Production from lead target for 12 GeV protons, J. Neutron Research, 8 (1999)71.

3. 中性子発生ターゲット・ニュートロニクスの概要

3. 1 ターゲット工学とは

第1章で述べた所要の遅い中性子ビームを得るには、まず強力な一次中性子源をつくらなければならない。中性子は原子核の中に核力により強く束縛されているので、自由中性子をつくるには十分なエネルギーの陽子が必要となる。ターゲットは陽子ビームを中性子に変換する装置といえる。

ターゲット工学は陽子ビームを如何に効率よく中性子に変えることが出来るかを目的としている。効率を無視すれば工学は必要ない。ビーム出力が 5 MW であっても、適当な大きさの重金属の塊を置いておけばよいだけである。後述するように効率を決める因子は非常に多く、例えば 10 因子あるとして各々が 1/2 の効率しか実現できなかつたら、 2^{-10} すなわち 1/1000 の総合効率となり、これでは 5 MW をつくったつもりでも 5 kW の中性子源になってしまう。効率は入射粒子の種類やエネルギーにより変わってくるが、ターゲットの物質（材料）、形状・寸法、構造等によっても大きく異なってくる。モデレータ（減速材）については第4章で述べるが、モデレータとの結合（coupling）を考えると、さらに様子が異なってくる。ターゲット工学はこの効率を追求しつつ、大出力の熱除却、構造・材料等工学的成立性を見出すことを目的としている。ターゲットの中性子発生効率は、先ずは単純な系につきニュートロニクス計算でより高い効率を目指し、次第に熱・機械工学的、構造材料的検討を取り入れていく。最後には放射線遮蔽、ターゲット及びその周辺機器保守のための遠隔操作のコンセプトや放射線損傷、放射化した廃棄物の処理等に関しても十分な検討が必要で、総合工学的色彩がある。ターゲット工学で一番重要なのはそれら全体を見通した優れたコンセプトの創出である。

ターゲット工学では、核破碎中性子源に用いるターゲット材料の物理的特性（要求されるのは高い中性子収量、低い発熱、低い誘導放射能など）、熱的特性（熱伝導率、融点など）、熱除去のメカニズム、材料の放射性損傷、疲労、冷却材による腐蝕等ターゲット寿命に影響する問題、安全性、経済性などが検討対象となる。

本章ではターゲットのニュートロニクスについて概要を述べる。

3. 2 全中性子収量

ここでは先ず中性子収量から考えよう。入射陽子1個当たりの全中性子収量（空間及びエネルギー積分値）のターゲット物質の質量数及び陽子ビームエネルギーに対する依存性は実験及び理論の研究対象で、これまでに次のようなことが分かっている。

核破碎中性子源の中性子収量を実験的に最初に調べたのは Frasser らで、カナダでかつて計画された ING (Intense Neutron Generator、陽子リニアックによる大強度核破碎中性子源) 開発のため、BNL のコスモトロン加速器を用いて行われた。測定は陽子ビームエネルギーが 0.5-1.5 GeV の範囲で、Be、Sn、Pb 及び U (劣化) について、いわゆるモデレーション法により行われた。すなわちターゲットを囲む大きな H₂O 減速材中の種々の場所に配置された金箔の放射化から、減速材中での熱中性子吸収を求め、これより全中性子収量を求めている (図 3-1)¹⁾。

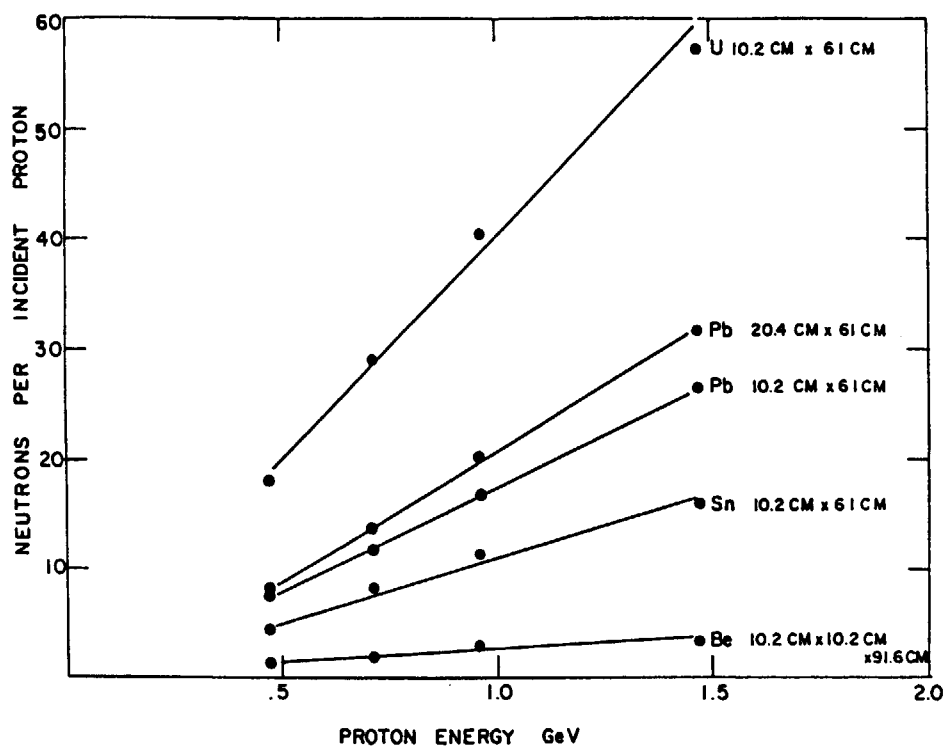


図 3-1 代表的な物質の全中性子収量の実測値

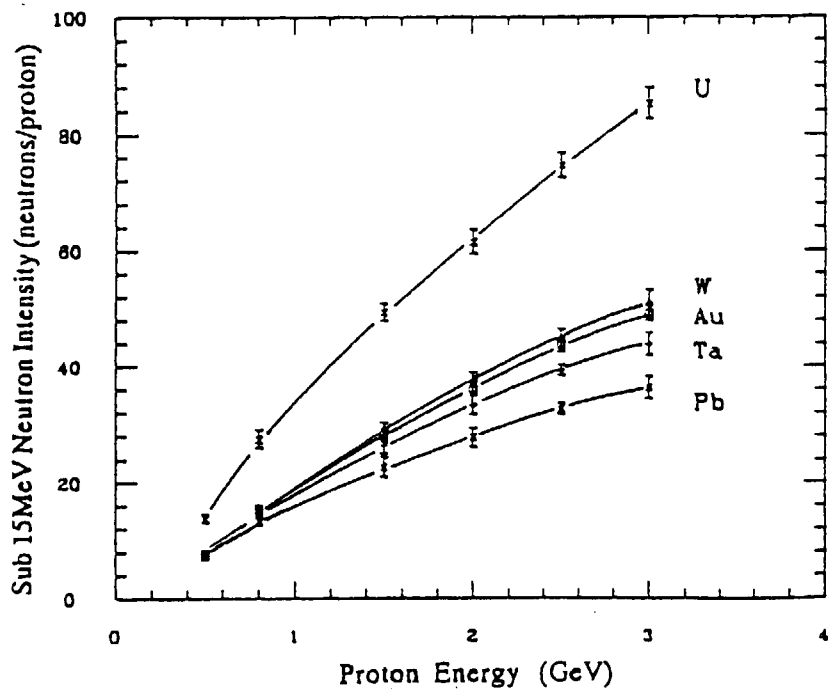


図 3-2 種々ターゲット物質に対する 15 MeV 以下の中性子の収量の陽子エネルギー依存性

中性子収量の理論値は次のような核内カスケード・蒸発モデルで計算される。

- (a) HETC または NMTC (NMTC/JAERI, JAM など)
- (b) Dubna で用いられている Baraschenkov 等による輸送コード (核内カスケードモデル)
- (c) カナディアンコード (HETC 及び NMTC で用いられる核内カスケードモデルにより計算される核衝突生成物のパラメータフィッティングによる方法)
- (d) その他

さて、先ず一番単純な円筒形の裸のターゲットの全中性子収量を考える。全中性子収量とはターゲットに陽子 1 個が入射した時、ターゲットの総ての面から外に放出される中性子の総数をいう。図 3-2²⁾はいくつかのターゲット物質に種々のエネルギーの陽子ビームを入射した時の NMTC/JAERI と低エネルギーモンテカルロ中性子輸送コード MORSE-DD による計算値である。計算モデルは次の通りである。ターゲットの組成は現在稼働中のスポレーションパルス中性子源では世界最大の英国 ISIS のターゲットと同じにしてある。直径は 10 cm、長さは 32 cm である。それ以上の深さでも中性子は発生するが後に述べるようにあまり多くなく、またモデレータへの有効な中性子とはいえないので、この長さで比較することにする。この計算では、陽子ビームは直径 4.7 cm の円筒状プロファイルを仮定している。図から分かるように収量はエネルギーとともにほぼ比例して増加する。水銀 (Hg) については示していないが、タングステン (W) の場合とほぼ同じくらいになる。収量はほぼ核子密度に比例しているといえる。鉛 (Pb) の収量が低いのは、他の物質に比べ数密度が低いためである。直径を 20 cm 位にするとタングステンの場合より少し大きくなる。

劣化ウラン (U) では約 1.7 倍 (2 章では 2 倍と述べたが、現実的なターゲット寸法では約 1.7 倍) 高い収量が得られる。しかし後述するように大出力でのウラン使用は技術的に不可能である。どのようなターゲットが一番よいかはこれだけの議論では決まらない。後に詳しく比較する。

3. 3 ターゲット中での発生中性子の空間分布

核破碎反応によりターゲット中に生成される蒸発中性子の空間分布の計算例を、少し古いデータであるが教育的で分かり易いので、図 3-3³⁾に示す。800 MeV 陽子を半径 7.5 cm、長さ 30 cm の U-238 ターゲットに入射させた時の半径方向及び (陽子ビーム) 入射軸方向の分布である。この時の陽子ビームは直径 2 cm の円筒形プロファイルを仮定している。半径方向分布はビームサイズ内に大きな発生があり、その外側のなだらかな分布は二次中性子増倍によるものである。一方、軸方向の分布はターゲットの深さとともに指数関数的減衰を示す。陽子飛程に相当する深さのところまで大きく落ち込んでいることが分かる。強度が $1/e$ に落ちる長さ、すなわち減衰距離は陽子エネルギーおよびターゲット物質により異なってくる。高い陽子エネルギーでは当然テイルは長くなる。どこまでがモデレータにとって有効であるかによりターゲットの所要の長さは決まる。それ以上長いターゲットは単にビームストップとして機能する。それぞれの過程毎にもう少し詳しく考えてみよう。

まずターゲットで発生する中性子のうち NMTC 等の高エネルギーハドロン輸送コードで直接得られる 15 MeV 以下の中性子 (これを O5R 中性子と呼ぶ) の円筒軸方向分布を求めると図 3-4⁴⁾のようになる。陽子エネルギーが低い場合にはピークは入射面近くに現れるが、その位置は

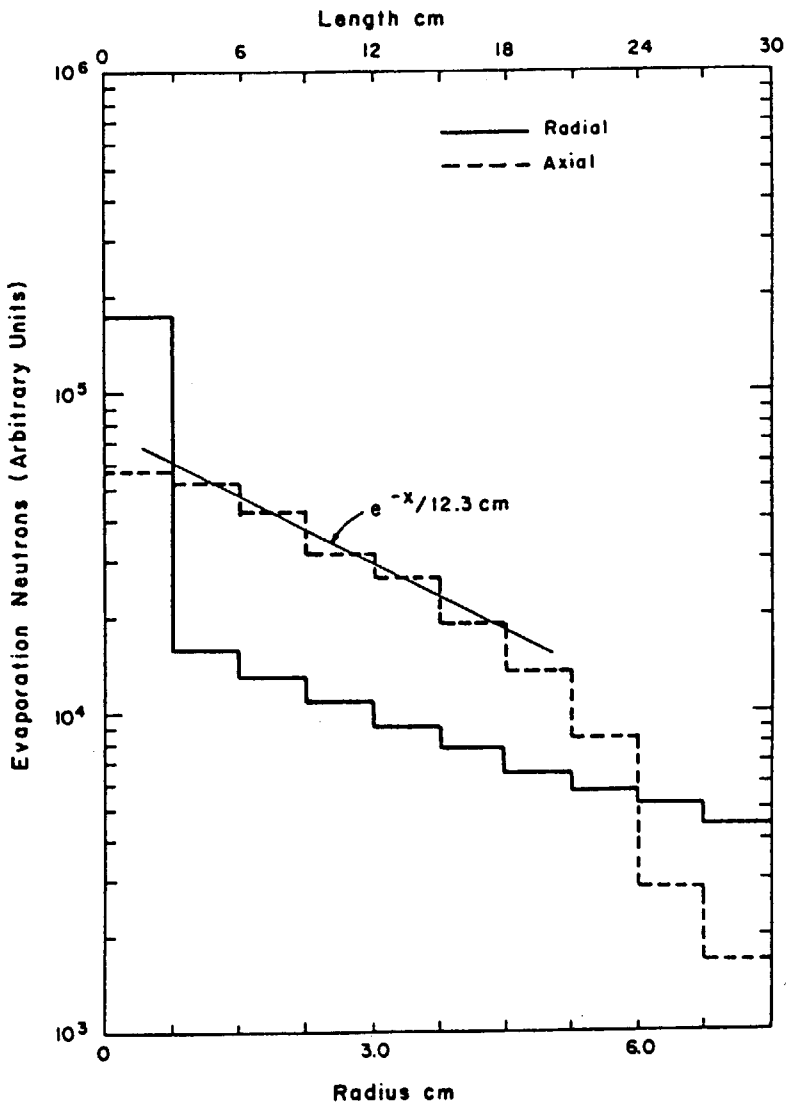


図 3-3
蒸発中性子のターゲット内
分布の計算例 (800 MeV
陽子を半径 7.5 cm 長さ 30
cm の U-238 ターゲットに
入射した時、ビームサイズ
は直径 2 cm)

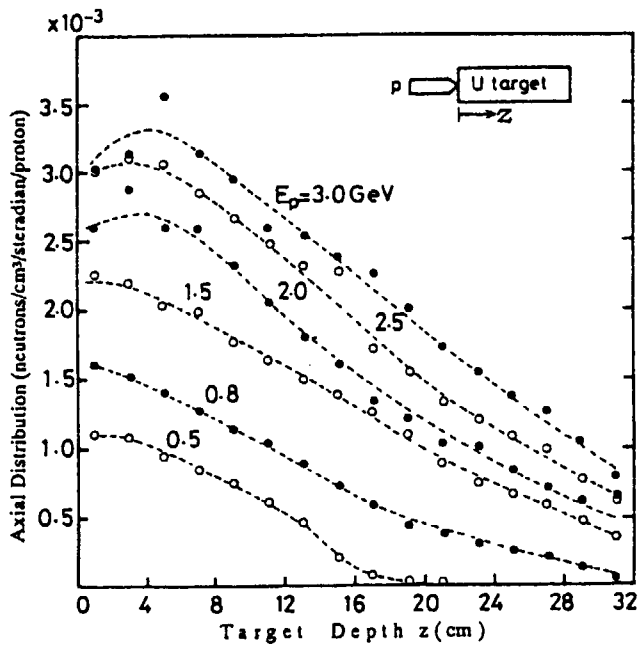


図 3-4
劣化ウランターゲットにおけ
る発生中性子の軸方向分布

陽子エネルギーの増加とともに後方にシフトしている。この段階のニュートロニクスで重要となるのはこのピークの位置とその高さ（強度）及びその後の減衰の仕方、すなわちどこまでテイルを引くかである

3. 4 漏洩中性子軸方向分布

次に図 3-5 に示す如くターゲットから出てくる中性子に着目する。前述の O5R 中性子はターゲットから洩れ出すまでに (n, xn) 反応や高エネルギー核分裂により二次中性子を発生し、あるいはターゲット原子核に吸収される。モデレータが設置されるのは一般に円筒面部であるので、円筒表面上の漏洩中性子束分布に着目する。図 3-6²⁾はそれを示したもので、図 3-4 の場合に比べターゲットの長さ方向の立上りとピークの位置がさらに後方に移っている。これは中性子の輸送を考えれば当然である。ここでもピーク位置とその強度、指数関数的減衰特性が重要となるが、分布の半値幅がもう一つの重要なパラメータとなる。これはモデレータ設置位置とその効率に大きく関係する。

3. 5 漏洩中性子のターゲット半径依存性

ターゲットの半径を増していくと二次中性子増倍により全収量は増加する。しかしモデレータの置かれる円筒表面から放出される中性子強度は、やがて頭打ちとなり、減少に転ずる。図 3-7²⁾はその様子を示したもので、その理由は図 3-8²⁾から明らかである。半径が大きくなると吸収が増し、また円筒両端面からの漏洩が次第に大きくなり、円筒表面からの漏洩が減少する。このことはターゲット直径の決定上重要である。

3. 6 遅い中性子強度のターゲット半径依存性

遅い中性子を得るにはモデレータを用いなければならない。ターゲットから得られる一次中性子（速中性子）を効率良く遅い中性子に変換するには、モデレータは出来る限りターゲットに近接して置く必要がある。ここで遅い中性子とは便宜上 1eV 以下の熱外・熱・冷中性子とする。図 3-9 の如くターゲットの上下に 2 個づつ標準モデレータ（10 cm×10 cm×5 cm の軽水）を置いた時、上流及び下流のモデレータからの中性子ビーム強度の和は、図 3-10²⁾に示す如くターゲット半径に対して変化する。遅い中性子のピークは前述の裸のターゲットの場合（図 3-7）に比べ、さらに半径の小さい方にシフトする。これはターゲット半径が増すとターゲットの中心線（一番明るい部分）とモデレータ間の距離が増し、coupling が低下するためである。半径 5 cm 以上では効率はこのように低下してしまう。大出力ターゲットでいかにコンパクトなターゲットが実現できるかが極めて重要となる訳である。

3. 7 モデレータの最適配置

モデレータ配置の詳細は第 4 章で述べるが、モデレータから得られる遅い中性子ビームの強度はターゲット軸方向の位置により異なってくる。モデレータがターゲットの上下に各 1 個の場合にはそれぞれを漏洩中性子の一番明るいところ（図 3-6 参照）に置けばよい。問題は各 2 個（上

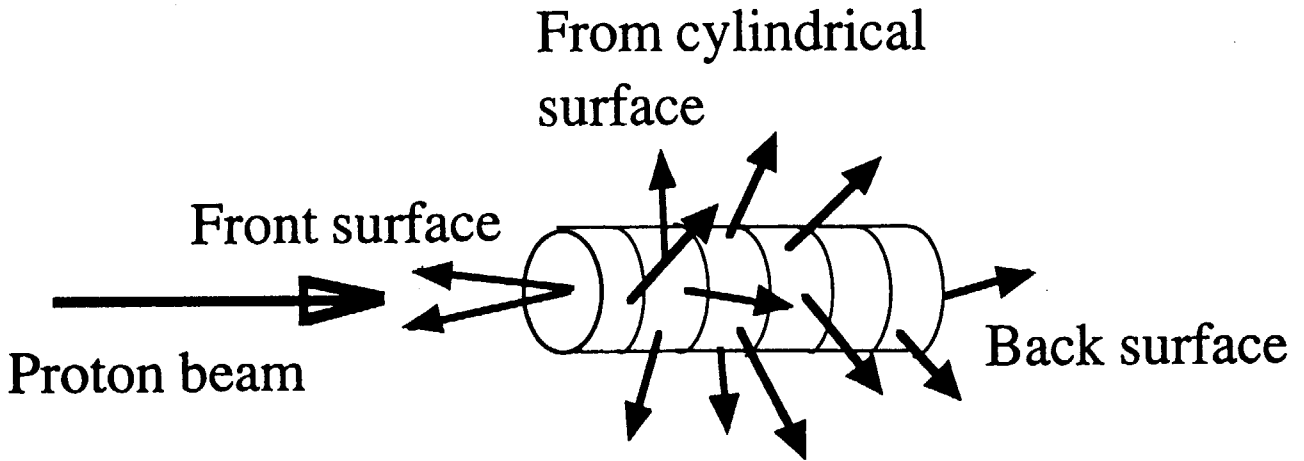


図 3-5 ターゲットから漏洩する中性子の説明図
 モデレータに有効なのは円筒表面からの中性子

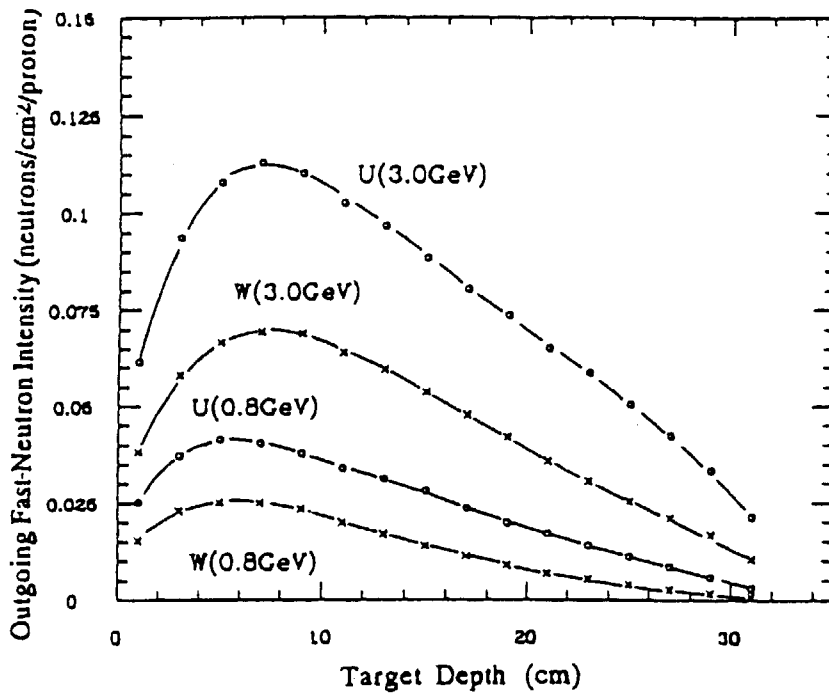


図 3-6 ターゲットの円筒表面から外側に漏洩する速中性子束分布

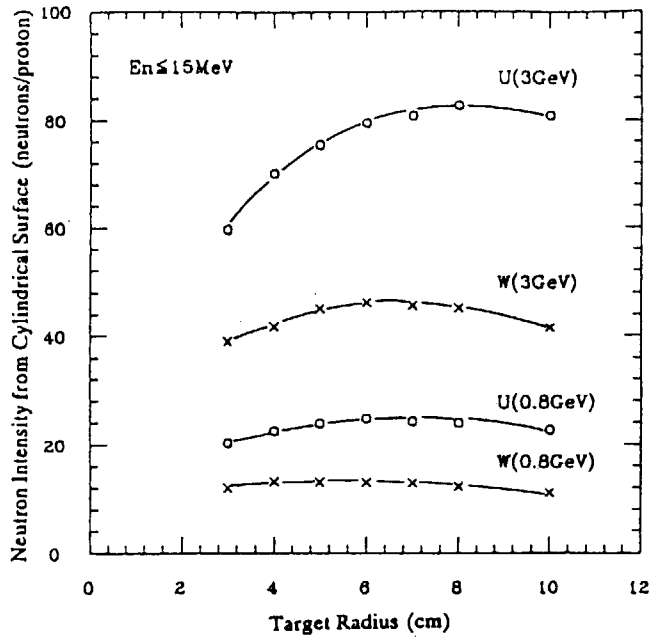


図 3-7 ターゲット円筒表面から放出される速中性子強度のターゲット半径による変化

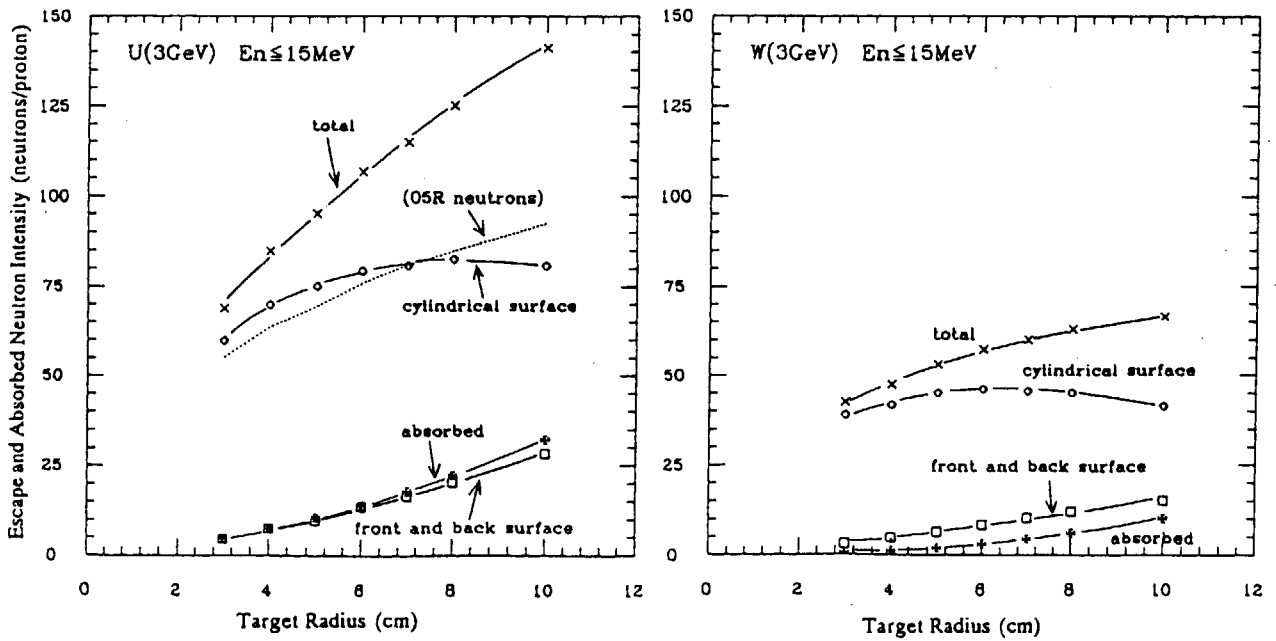


図 3-8 それぞれの過程の中性子数のターゲット半径による変化

cylindrical surface : ターゲット円筒表面からの放出中性子数

front and back surface : ターゲット両端面からの放出中性子数

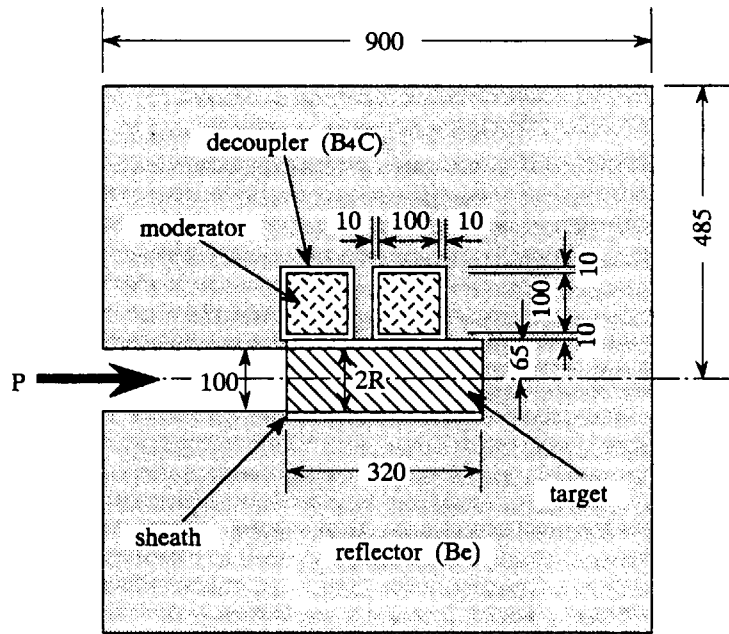


図 3-9 熱中性子強度の計算に用いられたターゲット・モデレータ・反射体のモデル

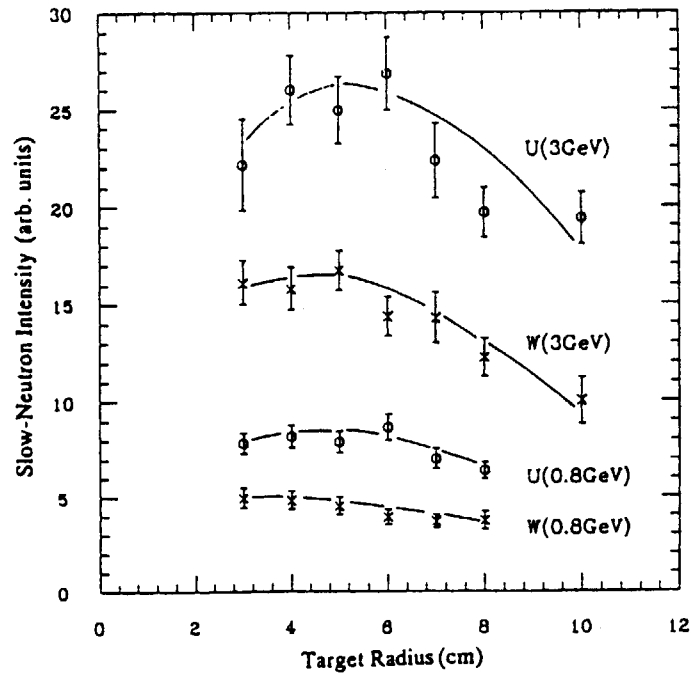


図 3-10 モデレータから放出される熱中性子強度のターゲット半径による変化

下計4個)以上の場合である。ターゲットからの漏洩中性子の明るいところは比較的狭く、その半値幅は2個のモデレータの幅(例えば幅10 cm×2+間隙5 cm=25 cm)より小さい。従って一方を一等席に置けば他方は2等席になってしまうし、両方を平等にすれば、どちらも1.5等席になってしまう。その様子を調べたのが図3-11²⁾である。2個のモデレータの間隙は簡単のため5 cmに固定してある。このような2個のモデレータをセットしてターゲットに対し前後に動かしてみると、それぞれ異なる位置に遅い中性子強度のピークが現れる。最適化の一つの方向は両方の強度の和が最大になるようにすることである。

このようにして得られる両者の強度の和を陽子エネルギーに対してプロットすると図3-12²⁾のようになる。図中実線は図3-2の全収量をスムーズ化したもので、モデレータから得られる遅い中性子も、ほぼ全収量と同様な陽子エネルギー依存をすることが分かる。すなわち陽子エネルギーが高くなると、ターゲット上の中性子の空間分布がビーム軸方向に次第に広がってくるが、前後に2個のモデレータを置けば、低い陽子エネルギーの場合に比べあまり損をせず、全中性子収量にほぼ比例した性能となる。この問題は後の章で詳しく述べる。

3. 8 ターゲットからの漏洩中性子スペクトル

中性子の発生はカスケードによる高エネルギー中性子(>15(20) MeV)とそれ以下の蒸発中性子に大別できるが(図3-13⁴⁾参照)、ターゲットから外に出てくる中性子のスペクトルはターゲットの材料や形状・寸法により、さらには水などの冷却材の存在により、かなり異ってくる。まず蒸発中性子であるが、図3-13に示す如く鉛とウランではスペクトルのピーク的位置がかなり異なる。鉛の場合にはマジックナンバー核であるため非弾性核反応は比較的少なく、硬いスペクトルとなる。これに対しウラン(U-238)では非弾性断面積が大きく、スペクトルはソフトになる。ISISの劣化ウランターゲットの如く冷却水を含む場合にはさらにソフト化するし、ピークは100 keV以下に現れる。

図3-14⁵⁾は原研(統合計画)が目指す水銀ターゲットとPb-Bi(50/50%)ターゲットのスペクトル(計算値)を比較したものである。水銀の場合、鉛は勿論、Pb-Biに比べてもよりソフトである。スペクトルがソフトであること自体はモデレータからみれば特に不都合ではない。パルス中性子源のモデレータには含水素物質(H₂O等)が用いられるが、ターゲットからの中性子をモデレータで捕獲するには、むしろソフトスペクトルの方がよい。問題は反射体材料とのマッチングである。スペクトルが硬い場合には鉛のような非減速反射材が、またウランのようにソフトな場合にはBeのような減速反射材がよりマッチングが良いと一般に考えられて来た。その議論の詳細は後の章で述べる。弾性散乱断面積は鉛の方がより高いエネルギーまで大きな値を持つこと、逆にBeの方が弾性散乱の巨視的断面積はエネルギーの低い領域で大きくなるからである。

統合計画に関連して、さらに固体ターゲットを含むいくつかのターゲット物質についてスペクトルを計算してみると図3-15⁵⁾のようになる。10%冷却水を含む固体ターゲット(W, Ta)では低エネルギー側の強度が高くなっている。この図だけから判断するとHgよりもWの方が優れているように見えるが、これだけで優劣を決めることはできない。

次に高エネルギー中性子のスペクトルについて述べる。図3-13及び3-14に示されている如く

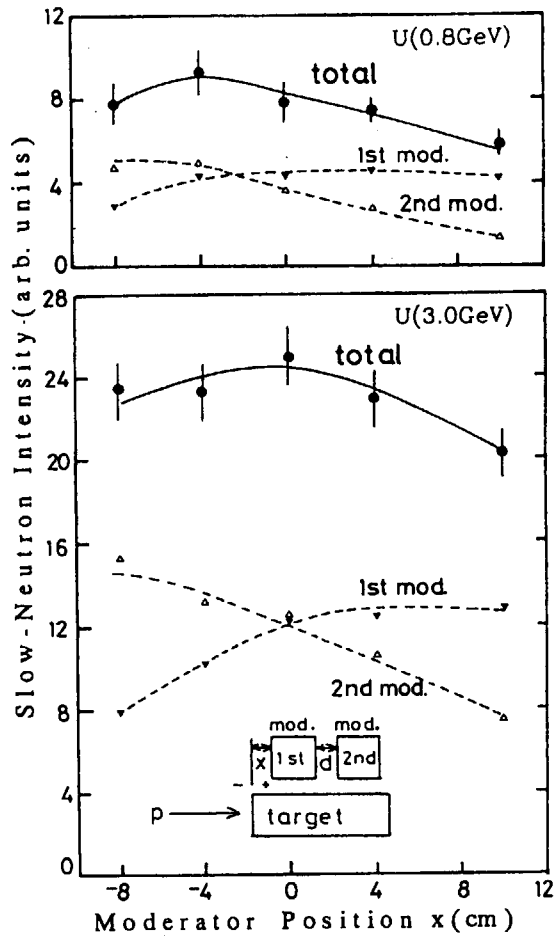


図 3-11 二つのモデレータから得られる熱中性子ビーム強度のモデレータ位置（軸方向）による変化

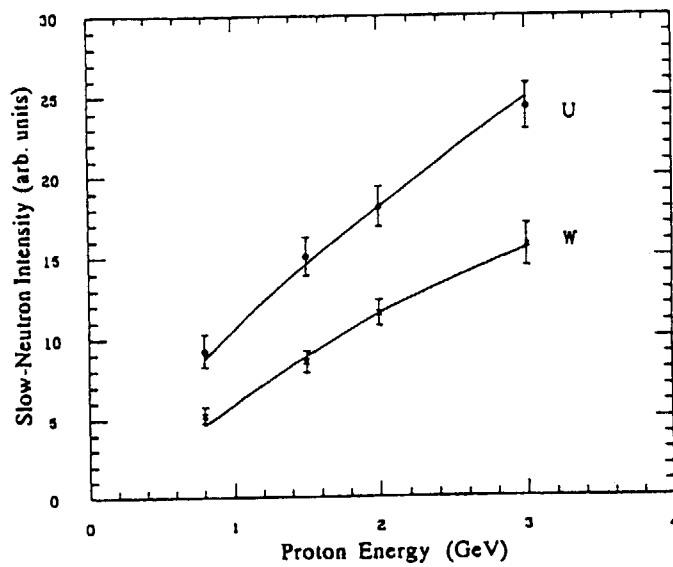


図 3-12 陽子エネルギーとモデレータから得られる熱中性子ビーム強度の関係。実線は図 3-2 の値をスムーズ化したもの（2 GeV で規格化）

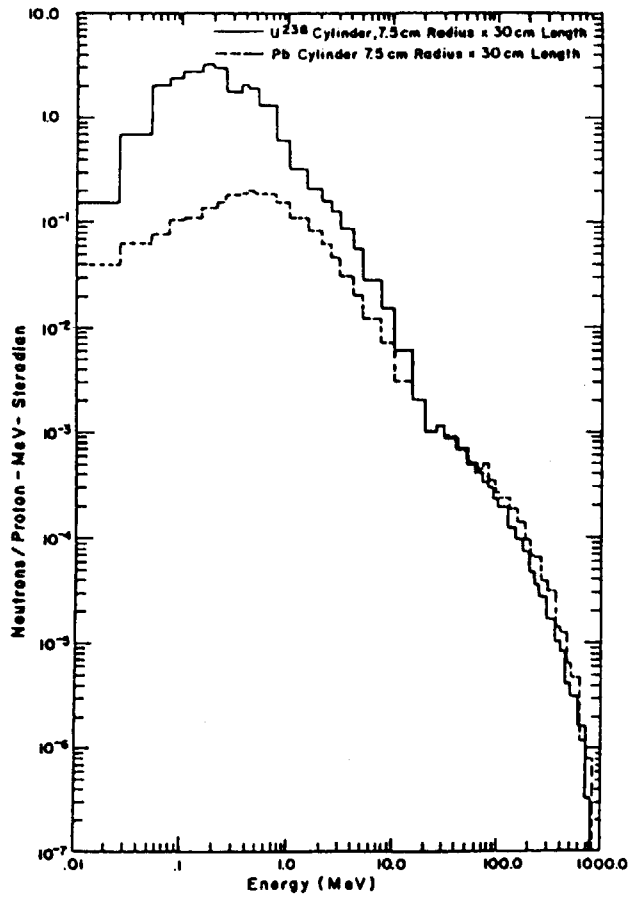


図 3-13
直径 15 cm、長さ 30 cm の
円筒状の鉛および U-238 ター
ゲットに 1.1 GeV 陽子を
照射した時の中性子スペク
トル (4 π 平均) の計算値

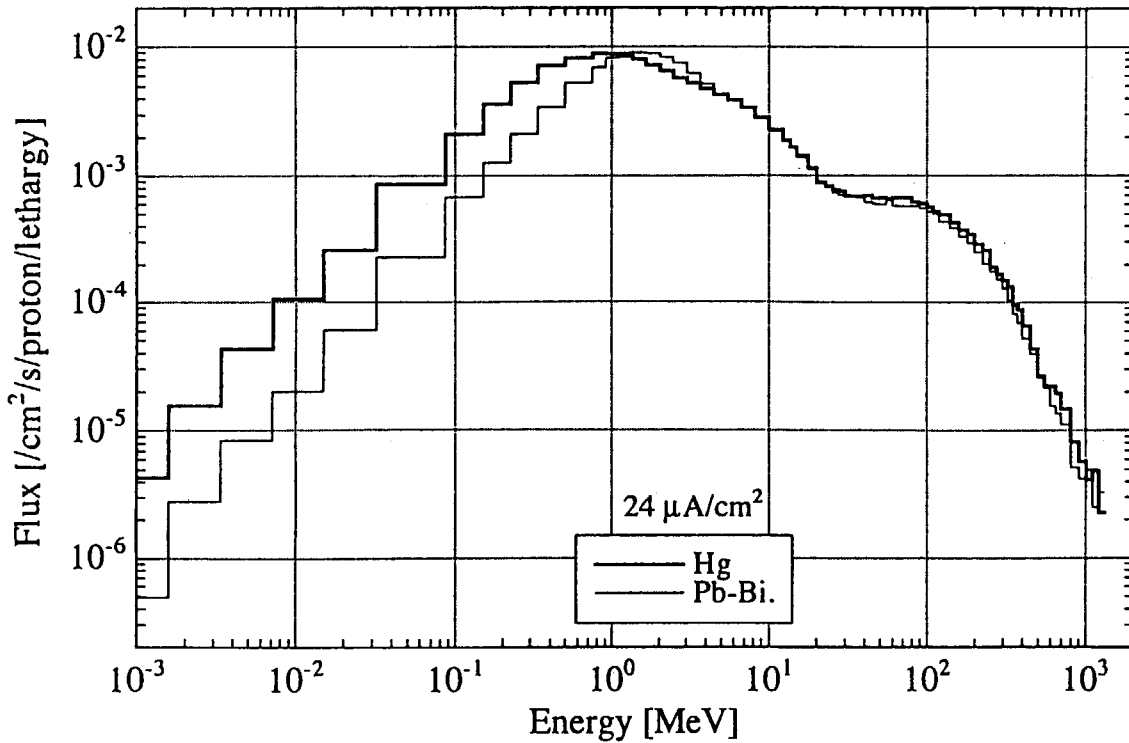


図 3-14 水銀及び Pb-Bi ターゲットから漏洩中性子スペクトルの比較
(JAERI 計画のための計算値)

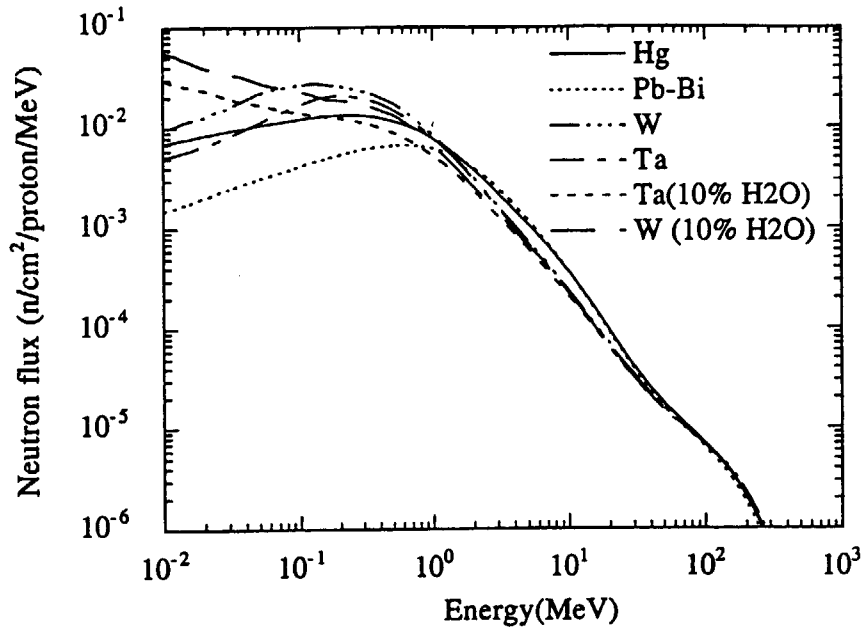


図 3-15 種々のターゲットからの漏洩中性子スペクトルの比較

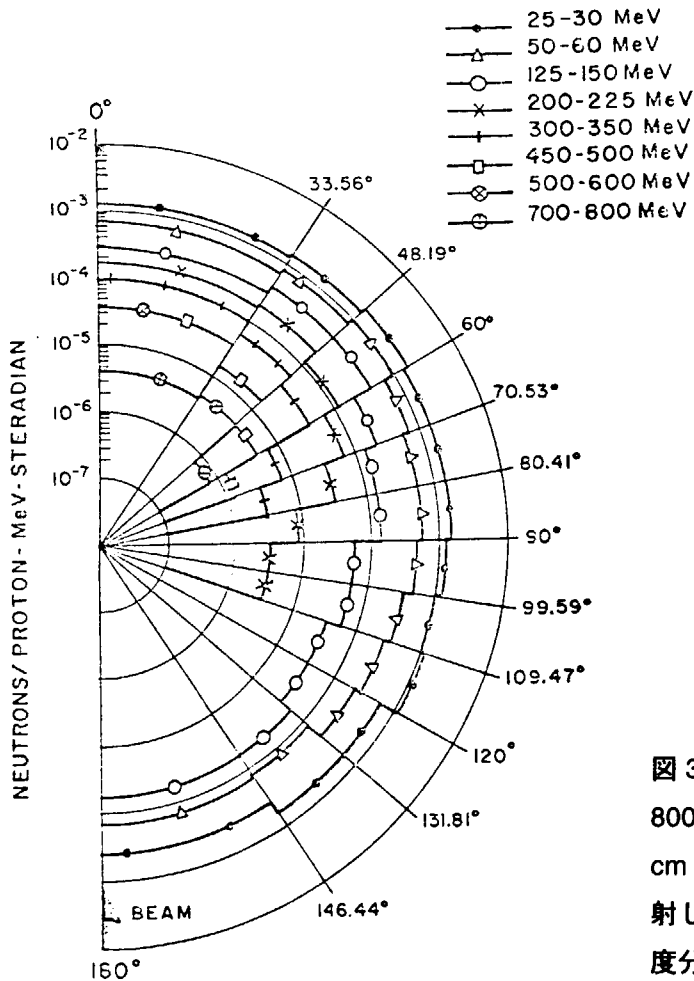


図 3-16

800 MeV 陽子を直径 15 cm、長さ 30 cm の円筒形 U-238 ターゲットに照射した時の高エネルギー中性子の角度分布 (計算値)

その強度は重い原子核である限り、ほとんど同じである。高エネルギー中性子の角度分布は図 3-16³⁾に示す如く、前方（零度方向）に強い指向性を持つ。しかしターゲットが十分厚い場合にはターゲットを通過中に高エネルギー中性子は減衰してしまい、図 3-17⁴⁾に示すように零度方向が最大にはならない。高エネルギー中性子の実験値と計算値の間には、まだかなりの不一致がある。

3. 9 実効中性子収量及び熱中性子束のターゲット・反射体物質依存性

いくつかのターゲット物質の中性子収量の陽子エネルギー依存性については図 3-2 に示したが、ここに SNQ (1.1 GeV, 5 MW) 及び ESS (1.334 GeV, 5 MW) 計画での計算値について比較した興味あるデータがある。表 3-1⁵⁾は中性子収量について、表 3-2⁵⁾は得られる時間平均熱中性子束について比較してある。図 3-18⁵⁾は裸のターゲット及び反射体付の場合のターゲット円筒表面から放出される 20 MeV 以下の中性子束の陽子ビーム軸方向分布を、水銀、タングステン、タンタルについて比較したものである。裸のターゲットでは水銀とタングステンの差は殆どないが、反射体付きでは水銀が優る。

このように実効的な中性子収量はターゲット物質だけでは決まらず、反射体との組み合わせ等によっても変わってくる。また核破砕中性子源では、中性子の発生はターゲットからだけではないことに留意すべきである。ターゲットの近傍に存在する総ての物質（反射体、モデレータ等）がターゲットの一部であると考えべきである。すなわちターゲットから漏洩する二次粒子(n, p, p', π^\pm , d, t etc)は十分高い運動エネルギーを持っており、ターゲット周辺でまだ中性子を発生する能力を有しているのである。SNQ の場合、大きな鉛反射体が用いられる予定であった。鉛反射体はかなりの数の中性子を生むことが知られている。表 3-3⁷⁾は SINQ (590 MeV, 1 MW, 定常中性子源) についての計算で、ターゲット及びその周辺に置かれる種々の物質中で発生する中性子数および失われる中性子数の内訳が種々のターゲット物質について示してある。この表の発生の欄から明らかなように、ターゲット以外での中性子発生はかなりの割合になっていることが分かる。またこの表から非常に興味ある事実が分かる。すなわち SINQ ではターゲット物質として Pb-Bi 溶融塩を考えていたが、Bi の熱中性子吸収により作られる放射性ポロニウム (α 放射体) の濃度が極めて高く、現時点で Pb-Bi の使用は許可されていない。現在は固体ジルカロイ（本来は被覆材）が使用されている。ジルカロイは重金属ターゲットに比べ中性子収量は約 1/2 であるにも拘わらず、重水減速反射体中（この中性子源は重水炉の炉心を核破砕ターゲットで置き換えたようなもの）での熱中性子束はタンタルより高く、タングステンの場合にほぼ等しい。これはタンタルやタングステンの熱中性子吸収断面積が大きく、せっかくターゲットで発生した中性子が重水中で減速後ターゲットに吸収されてしまうからである。このように定常中性子源でも裸のターゲットの性能比較だけでは片手落ちである。

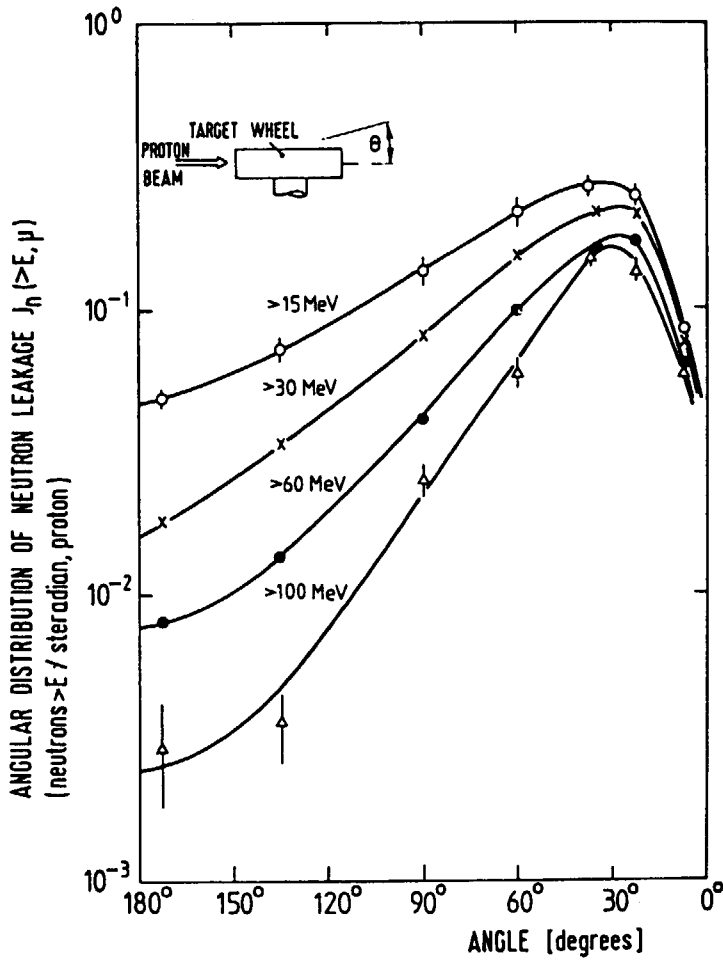


図 3-17
鉛ターゲット (SNQ の回転ターゲットモデル) から漏洩する高エネルギー中性子の角分布

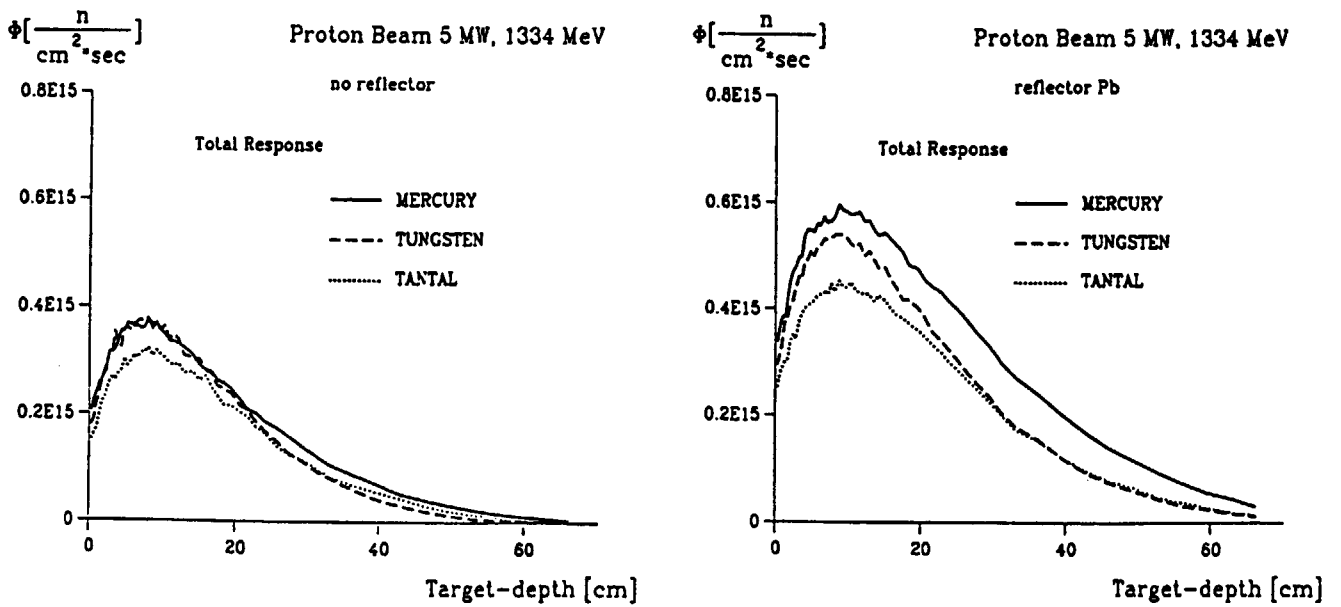


図 3-18 SNQ 型ターゲットから放出される中性子束の陽子ビーム軸方向の空間分布：水銀、タングステン、タンタルの比較。裸のターゲット(左)、反射体付きターゲット(右)

表 3-1 種々のターゲットに対する n/p 値の比較

target	N/p 1100 MeV	N/p 1334 MeV
SNQ:U _{dep} -H ₂ O-Al	33.1	40.2
SNQ:Pb-H ₂ O-Al	21.5	26.0
SNQ:W-H ₂ O-Al	23.4	28.4
SNQ:W _{solid}	25.6	31.1
ESS:W'	-	31.5

表 3-2 5 MW 陽子ビームに対する SNQ 及び ESS 計画のモデレータから得られる熱中性子束の比較

target	Φ_{thermal} [n/(cm ² · proton)]	Φ_{thermal} [n/(cm ² · s)]
SNQ:U _{dep} -H ₂ O-Al	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$7.5 \cdot 10^{14}$
SNQ:Pb-H ₂ O-Al	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$4.5 \cdot 10^{14}$
SNQ:W-H ₂ O-Al	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$5.1 \cdot 10^{14}$
SNQ:W _{solid}	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$5.6 \cdot 10^{14}$
ESS:W'	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$4.9 \cdot 10^{14}$

表 3-3 SINQ における種々のターゲットの中性子データ及び中性子バランス (計算値)

Component	Target System					
	Pb-Bi	W-plate	Ta-Plate	Pb-shot	Pb	Zircalloy
Neutron Production						
(i)Target Complex	8.700	8.483	8.760	7.375	8.927	5.376
(ii)Moderator Complex	1.300	1.102	1.140	1.321	1.358	1.713
(iii)Fast Neutrons	0.455	0.453	0.560	0.336	0.582	0.259
TOTAL PRODUCTION	10.455	10.038	10.46	9.032	10.867	5.528
Neutron Loss						
(i)Fast/Epith.Escapes	0.078	0.055	0.053	0.063	0.060	0.037
(ii)Thermal Escapes	0.213	0.131	0.110	0.175	0.273	0.100
(iii)Absorption in:						
(a)Target Material	0.235	4.961	6.086	0.620	1.997	1.014
(b)Target Auxiliaries	2.983	0.472	0.510	0.449	-	-
(c)Heavy Water+CC	1.092	0.766	0.609	1.330	1.584	0.769
(d)Light Water+TW _s	5.800	3.645	3.105	6.358	6.872	3.593
TOTAL LOSS	10.401	10.030	10.473	8.995	10.786	5.513
Approx.Flux Maximum	$9 \cdot 10^{13}$	$8 \cdot 10^{13}$	$5.5 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{14}$	$2.0 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{13}$
Radius of flux Max(cm)	20	15	17.5	small	small	small
Max.Flux at 25 cm radius	$8.5 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{13}$	$4.5 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{14}$	$1.3 \cdot 10^{14}$	$5.9 \cdot 10^{13}$
Fluence/proton(Φ)	0.0136	0.00961	0.00721	0.00160	0.00215	0.00945
Φ/H_2O capture	0.00234	0.00264	0.00232	0.00252	0.00312	0.00263

文献

- 1) J. S. Frasser, et al.: Pyhs. in Canada 21 (2) (1965)17.
- 2) Y. Kiyanagi, N. Watanabe and M. Arai : Jpn. J. Appl. Phys. 33 (1994)2774.
及び 渡辺 昇: Nuclear Spallation を用いた中性子ビームの開発、原子核研究.40,
No.1(1995)71.
- 3) R. R. Fullwood, et al.: Neutron Production by Medium Energy Proton on Heavy Metal Target,
LA-4789(1972).
- 4) T. W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges and R. D. Neef: Theoretical Target Physics Studies for
the SNQ Spallation Neutron Source, Jul-Spez-120(1981).
- 5) M. Teshigawara, N. Watanaba, H. Takada, H. Nakashima, T. Nagao, Y. Oyama and K.
Kosako : Neutronic studies of bare targets for JAERI 5 MW pulsed spallation neutron
source, JAERI-Research 99-010 (Feb.1999).
- 6) D. Filges, R.D. Neef and H. Schaal : Nuclear studies of different target systems for the
European Spallation Source (ESS), Proc. ICANS-XIII (PSI, Switzerland, Oct.11-14, 1995)
P.537.
- 7) F. Atchison : Neutronic considerations in the design of target for SINQ, distributed paper at
Int. Workshop on the technology of target and moderator for medium to high power
spallation neutron sources. (PSI, Switzerland, Feb. 10-14, 1992).

4. モデレータニュートロニクスの概要

4.1 モデレータの役割

ターゲットから直接得られるのは速中性子で、実験に用いる種々の特性の遅い中性子を得るにはモデレータが不可欠である。モデレータは中性子源の最終デバイスである。モデレータはパルス中性子源では特に重要である。加速器やターゲットがいくら理想的に作られたとしても、モデレータが最適に設計されていなければ、中性子源としての高い性能は望めない。オーディオセットのスピーカーみたいなもので、アンプも大事だが、最高の音質はスピーカーで決まる。実験に必要な熱外中性子、熱中性子、冷中性子（さらには極冷中性子、超冷中性子）等を得るためにモデレータのニュートロニクスで重要となるのは、モデレータ自体の性能、ターゲットとモデレータ結合方法、さらには複数（通常4個以上）のモデレータの最適配置等である。以下に順を追って述べる。

パルス中性子源ではモデレータに比較的小さな体積の含水素物質が用いられる。重水あるいは液体重水素等はパルス幅が著しく長くなるので用いられない。図 4-1¹⁾ はかつて西ドイツで提案された大強度核破砕中性子源計画 (SNQ 計画, 1.1 GeV 陽子, 5 MW) で検討された重水および軽水の熱中性子パルス特性の比較である。SNQ はリニアックから得られる 100-200 μs の長パルスをそのままターゲットに入射させる方式をとっており、最近種々論議されるようになった Long Pulse Spallation Source (LPSS, 長パルス核破砕中性子源) のはしりであるが、このように幅の長い一次中性子パルスに対してもパルス特性は軽水モデレータの方が遙かに優れている。一次中性子のパルス幅が μs 以下の場合、その優位性はさらに顕著となる。

次に、含水素物質として大強度核破砕中性子源で使用可能なモデレータ物質について考えてみよう。後に詳しく述べるが、総ての固体モデレータは非常に大きい放射線損傷を受けるため一般には使用不可能で、熱・熱外中性子源としては軽水が、またパルス幅の狭い熱中性子源及び冷中性子源としては液体水素がほとんど唯一のモデレータ物質となる。

パルス中性子源における冷モデレータの主な目的は

- (1) 高いパルス状冷中性子束を得ること。すなわち第2章で述べた位相空間密度を冷中性子領域で最大にすること
- (2) パルス幅の狭い減速中性子領域 (1/E 領域) を出来るだけ低いエネルギー領域 (熱中性子領域) まで拡張し、TOF 法における高分解能化を可能にすること

である。モデレータの温度を下げて行くとマックスウェル型の熱平衡中性子スペクトルは低エネルギー側にシフトし、冷中性子領域での微分中性子束 ($\text{n}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{eV}$) は室温の時に比べ大きく増加するとともに、減速領域が拡大する。図 4-2²⁾ は、減速領域がモデレータ温度とともにどのように低エネルギーに広がっていくかを示したもので、中性子散乱研究者によりよく理解してもらえるように横軸はエネルギーの代わりに波長でプロットしてある。パルス幅の狭い 1/E 領域は室温では約 0.5 \AA (~ 320 meV) までであるが、液体窒素温度では約 1.5 \AA (~ 36 meV) に、さらに 20 K では約 2.7 \AA (~ 11 meV) にまで広がる。減速領域でのパルス幅 Δt (FWHM) は中性子波長 λ (\AA) に対しほぼ $\Delta t (\mu\text{s}) = 7\lambda (\text{\AA})$ で与えられる。

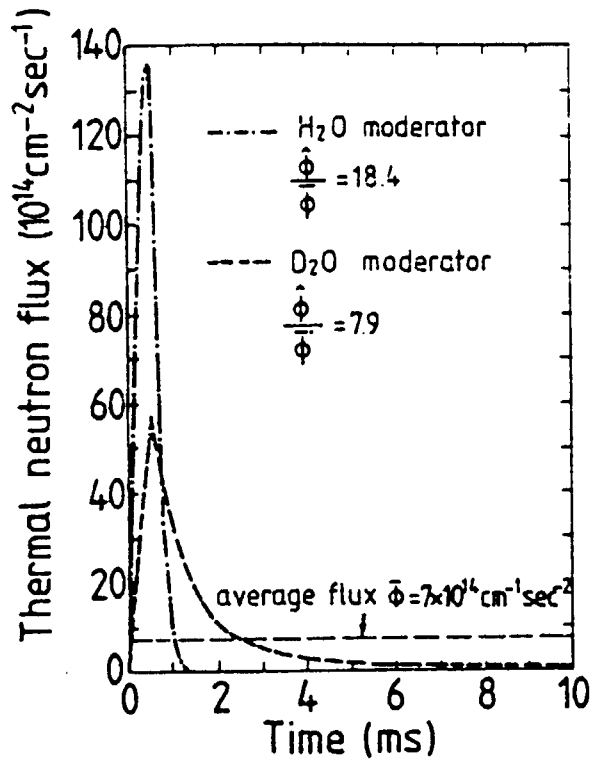


図 4-1 SNQ 計画で検討された軽水及び重水モデレータのパルス特性の比較

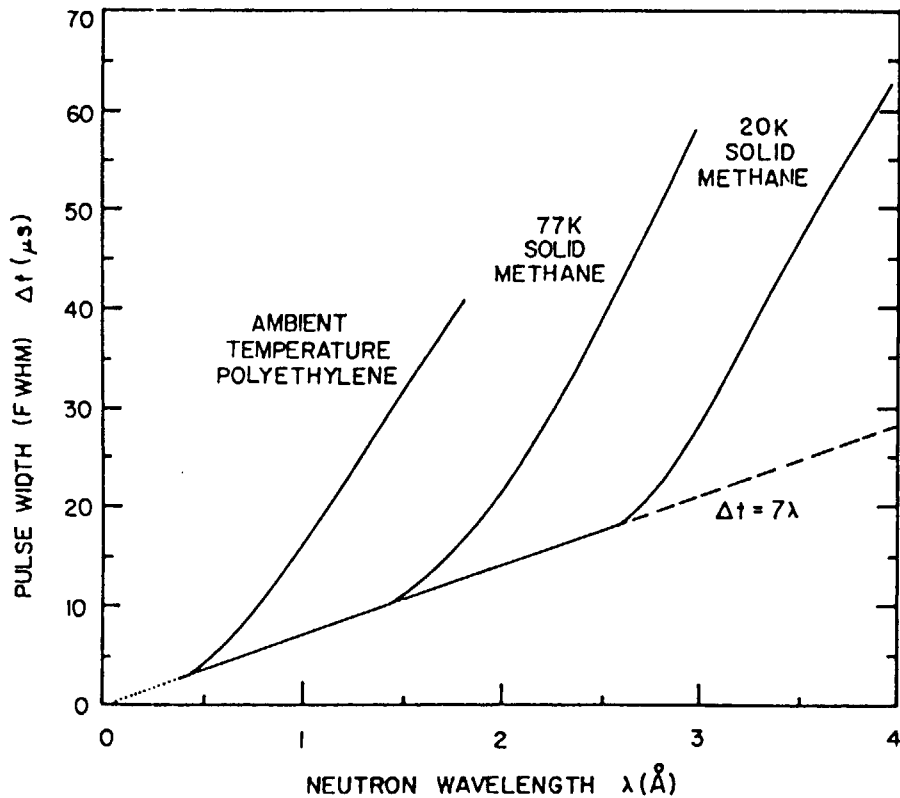


図 4-2 パルス幅の狭い減速領域のモデレータ温度依存性

表 4-1²⁾に主な減速材の主要諸元を、水素原子密度の順に示す。熱化の始まるエネルギーまで減速してくる中性子の強度は、モデレータの水素密度にほぼ比例して高くなるが、冷中性子強度は数密度だけでは決まらない。すなわち水素密度の高い物質を冷却しただけでは高い冷中性子強度は得られない。モデレータは有効な熱交換メカニズムを持っていなければならない。すなわち低いエネルギー領域に十分密度の高い振動数分布を有していることが必要となる。固体メタンは水素密度が H₂O より大きく、一番低い回転モードは約 1 meV (表 4-1 の値 0.017 eV は古い値) で、パルス冷モデレータに最適である。KENS、IPNS のような小出力核破砕中性子源で、液体水素に比べ非常に高い性能が実証されている。しかし後に述べる如く、大出力核破砕中性子源では強い放射線損傷のため使用できない。一方、液体水素については後に詳しく述べるが、水素密度が考えられるモデレータ候補の中で一番低いという欠点を除くと、放射線損傷に強いなど多くの点で大強度核破砕中性子源の冷モデレータに必要な条件を満たしている。液体水素はモデレータ材料であるとともに、自然あるいは強制循環させることにより、自分自身が冷却材の役割を果たしている。

4. 2 中性子スペクトル

軽水等の室温のモデレータから得られる中性子のエネルギースペクトル $\phi(E)$ は、Maxwell 型の熱平衡スペクトル $\phi_{th}(E)$ と $1/E$ 型の減速領域のスペクトル ϕ_{epi} の和として次式の如き半経験式で与えられる³⁾。

$$E\phi(E) = E\phi_{th}(E) + \Delta(E)\phi_{epi}(E)$$

$$E\phi_{th}(E) = J \left(\frac{E}{E_T} \right)^2 \exp(-E/E_T)$$

$$E\phi_{epi}(E) = \phi_{1eV} \left(\frac{E}{1eV} \right)^\alpha$$

ここに ϕ_{1eV} は 1 eV での減速中性子束である。 $\Delta(E)$ は接続関数と呼ばれ、いくつかの提案があるが、簡単には次式の如く与えられる。

$$\Delta(E) = \frac{1}{1 + \exp(a/\sqrt{E} - b)}$$

理想的な無限大媒質中では $\phi_{epi}(E) \propto 1/E$ 、すなわち $\alpha=0$ であるが、小さな系では減速中の中性子漏洩のため $\alpha=0.1-0.2$ となる。上の式を用いて実測のスペクトルをフィットすることによりマックスウェル分布中性子のエネルギー積分 J 、その特性温度 $E_T (=k_B T_N)$ (T_N は中性子温度) 及び他のパラメータが決定できる。

一方、液体水素モデレータから得られる中性子エネルギースペクトルをフィットするには次のような半経験式を用いた方がよく合う⁴⁾。

$$\phi(E) = \phi_{th}(E) + \theta_{cut}(E)\phi_{epi}(E)$$

$$\phi_{th}(E) = J \frac{E}{E_T^2} \exp(-E/E_T)$$

表 4-1 種々の冷減速材の主要諸元

	Hydrogen atom density $N_H(\text{\AA}^{-3})$	Melting point (K)	Boiling point (K)	Low energy exchange modes (eV)	Relative radiation damage*
1. H_2	0.042	liquid	20.4	0.015	—
2. C_9H_{12}	0.052	220	438	0.0074	—
3. H_2O	0.067	273		None	0.43
4. CH_4	0.078	90	112	~0.017	22.2
5. $(CH_2)_n$	0.079		solid	None	13.2
6. NH_3	0.088	195	240	~0.0025	4.4

* cm^3 of total gas evolved at normal temperatures and pressures per cm^2 of 5cm thick moderator at a distance of 10 cm from the source of gamma radiation.

表 4-2 モデレータの E_T 及び $J/\phi_{1\text{eV}}$ の例

モデレータ	$E_T(\text{eV})$	$J/\phi_{1\text{eV}}$
$10 \times 10 \times 3.8 \text{ cm}^3$ CH_2 , 300 K, ポイゾンなし	0.0325	4.3
$10 \times 10 \times 5.1 \text{ cm}^3$ CH_2 , 300 K, 深さ 1.3 cm に Cd ポイゾン	0.036	1.4
$10 \times 10 \times 7.65 \text{ cm}^3$ CH_4 , 77 K, ポイゾンなし	0.0090	5.9
$10 \times 10 \times 7.65 \text{ cm}^3$ NH_3 , 77 K, ポイゾンなし	0.0106	2.6

表 4-3 原研計画における中性子スペクトル強度の計算値より
フィッティングで求めた J 及び $\phi_{1\text{eV}}$ の値

ターゲット/反射体	モデレータ	J ($n/\text{cm}^2/\text{s}/\text{sr}/\text{MW}$)	E_T (MeV)	$\phi_{1\text{eV}}$ ($n/\text{cm}^2/\text{s}/\text{sr}/\text{eV}/\text{MW}$)
Hg/Pb	P.M.付き L- H_2 (結合型)	3.3×10^{12}	3.6	4.6×10^{11}
Hg/Be	L- CH_4 (非結合型)	0.89×10^{12}	12.7	2.9×10^{11}
Hg/Be	H_2O (非結合型)	1.17×10^{12}	37	3.0×10^{11}

L- H_2 : 液体水素モデレータ、L- CH_4 : 液体メタンモデレータ(100 K)、PM: プレモデレータ

(液体メタンは MW 級核破碎中性子源では放射線損傷のため使用できないが、比較のため示した)

$$\phi_{\text{epi}}(E) = \rho(E) \frac{\phi_{1\text{eV}}}{E} \left(\frac{E}{1\text{eV}}\right)^\alpha$$

ここに $\theta_{\text{cut}}(E)$ は接続関数で、あるカットオフエネルギー E_{cut} 以下で 0、以上で徐々に 1 に近づく

関数で、次のように与えられている。

$$\theta_{\text{cut}}(E) = 1 - e^{-x}(1 + x + 0.5x^2)$$

$$x = \begin{cases} 0 & E < E_{\text{cut}} \\ \beta(E - E_{\text{cut}}) & E \geq E_{\text{cut}} \end{cases}$$

また $\rho(E)$ は次のように与えられる。

$$\rho(E) = 1 + \delta e^{-y}(1 + y + 0.5y^2)$$

$$y = \begin{cases} 0 & E < E_\rho \\ \gamma(E - E_\rho) & E \geq E_\rho \end{cases}$$

接続関数に関してはいくつかの提案があり複雑であるが、スペクトルを詳細に議論する場合を除くと、強度 J 、マックスウェルピークの現れるエネルギー E_T 、1 eV での減速密度 $\phi_{1\text{eV}}$ および熱外中性子の $1/E$ からの傾き α が決まれば通常の目的には十分である。

もう一つよく用いられるパラメータとして $J/\phi_{1\text{eV}}$ がある。 J の大きさが減速中性子束密度 $\phi_{1\text{eV}}$ の何倍になっているかを示すもので、熱化特性やモデレータからの中性子漏洩の様子、デカップラーの有無（結合型か非結合型か）、モデレータ中に挿入されるポイズンの有無等の影響を反映している。表 4-2⁵⁾ にその値の典型的な例を示す。この値は高中性子束炉の場合と比べると非常に小さい。パルス中性子源の体積の小さい含水素減速材では、熱中性子の蓄積が原子炉に比べ 1 桁くらい低い。すなわち under moderation であるためである。これは原子炉が（重水）減速材に熱中性子を溜め込むのに対し、逆にパルス中性子源では積極的に中性子を漏洩させ、それをビームとして実験に使用するのがそもそもの目的であるからである。従って、もし今考えているパルス中性子源の時間積分熱中性子束が高中性子束炉のそれと同じなら、熱外中性子領域（減速領域）ではパルス中性子源の方が遥かに高い中性子束を与えることを意味し、パルスのピーク値はさらにその 10^4 倍くらいになる。

図 4-3^{6,7)} に原研計画におけるレファレンス ターゲット・モデレータ モデルの軽水、液体メタンおよび液体水素モデレータから得られる中性子スペクトルの計算値を示す。また表 4-3⁷⁾ にフィッティングにより求められた上記パラメータを示す。

4. 3 冷中性子スペクトルと中性子温度

モデレータの温度 T_M を下げて行くと、マックスウェル分布中性子の特性温度 T_N も下がって行くが、中性子と減速材との熱交換メカニズムの差違により、最終到達中性子温度にはモデレータによる差が出てくる。ある程度以下に T_M を下げても T_N は下がらない。図 4-4⁸⁾ はその様子を示した実験値で、低温での水素原子の運動モードが優れているほど、 T_N は低い飽和値に到達できる。この図からも分かる如く、モデレータの温度を 20 K 以下にしても冷中性子特性（スペクトル）はほとんど変わらない。液体水素についても、 $T_N \sim 20$ K で飽和に近くなる。この実験

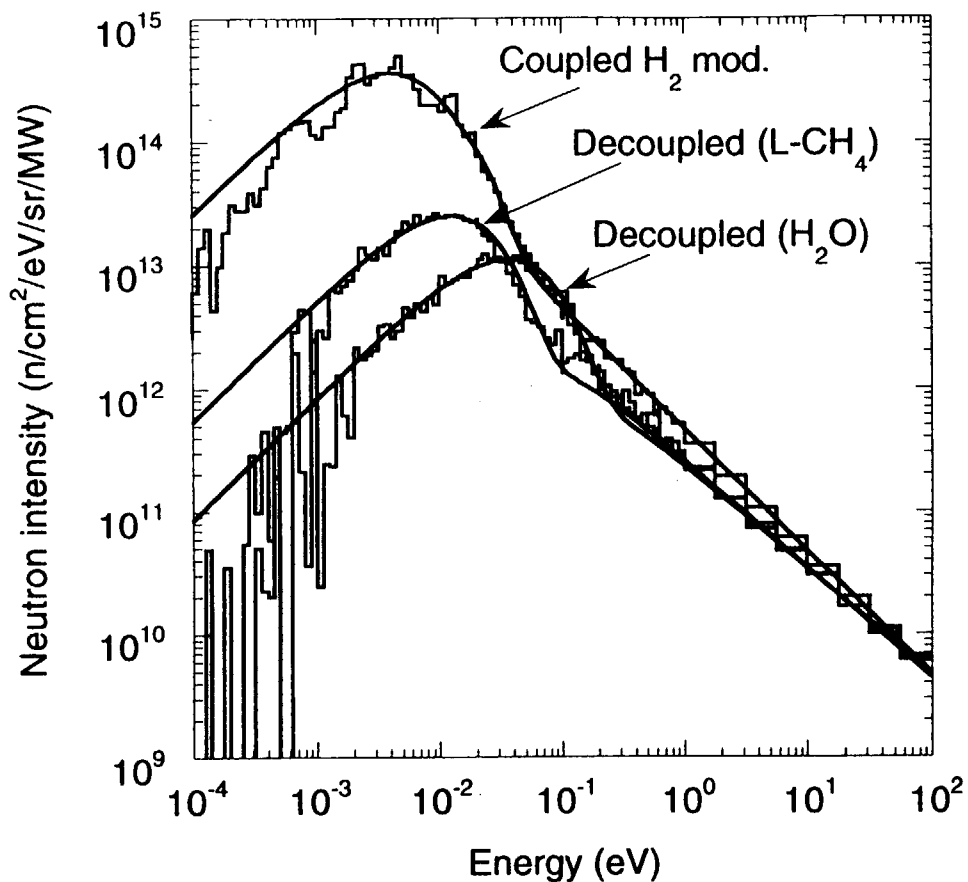


図 4-3 原研計画におけるレファレンス ターゲット・モデレータ モデルのモデレータから得られる中性子スペクトル強度の計算値。液体メタン (L-CH₄) は実際には使用できないが、性能比較のために示した。

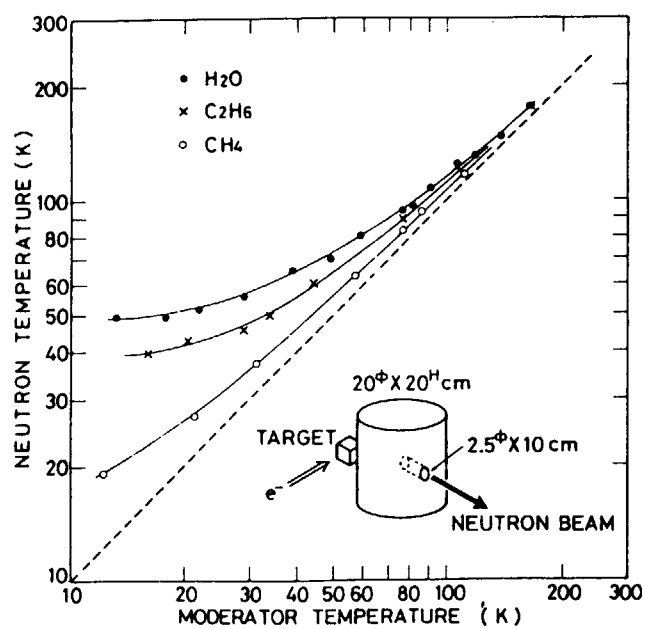
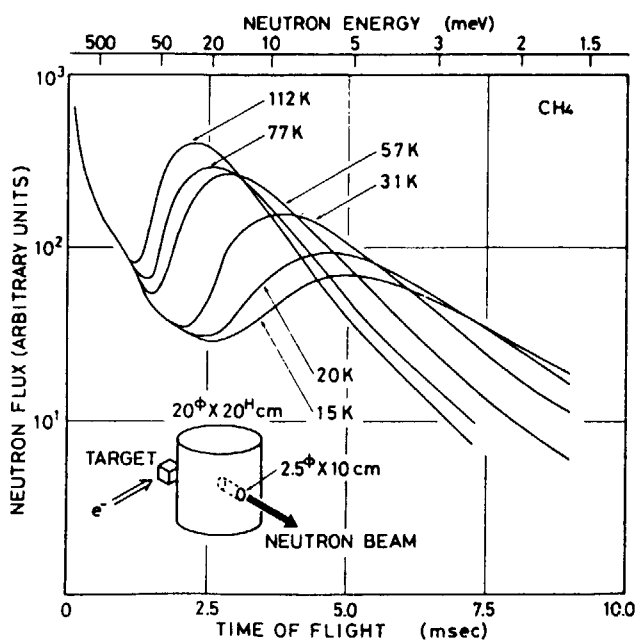


図 4-4 モデレータ温度 T_M の違いによる冷中性子スペクトルの変化(左)と中性子温度 T_N (右)

は 20 cm ϕ ×20 cm という比較的大きなモデレータの中でのスペクトルを小さなりエントラントホールをあけて測定したもので、比較的小さなパルス中性子源用冷モデレータの表面から外に出てくる中性子とは多少異なるが、 T_N の T_M 依存性はほぼこのようになる。

4. 4 遅い中性子パルスの時間分布

時間分布（時間構造あるいはパルス波形）についてはこれまでにいろいろ研究され、理論式も経験則も種々提案されてきた。

まず、絶対零度の無限大含水素減速材から放出される速度 v 、放出時間 t における減速領域の中性子強度 ϕ は解析的解が求められており、次の如く与えられる。

$$\phi(v, t) = \frac{\Sigma v}{2} (\Sigma v t)^2 \exp(-\Sigma v t) \quad (t > 0)$$

ここに Σ はモデレータの巨視的散乱断面積である。 $\int_0^\infty \phi(v, t) dt = 1$ になるよう規格化されている。厳密にはこの式は静止している自由陽子の吸収のない無限媒質に適用されるものであるが、現実のシステムでも非常によく合うことが知られている。例えば液体窒素温度の固体アンモニアモデレータ (10 cm×10 cm×7.5 cm) から放出される約 50 meV 中性子の時間分布は Fulhenty 等により図 4-5⁹⁾ に示す如く実測されており、上の式による計算値は非常によく実験値を再現していることが分かる (50 meV は固体アンモニアではまだ減速領域であることに留意)。このように減速領域では立上りの鋭い幅の狭いパルスとなるが、完全な対称波形とはならず、立下りの遅い非対称性を示す。しかし熱化領域の中性子パルスの極端な非対称性に比べれば遙かに使いやすい。

熱化領域を含むと話は非常に複雑となるが、ここでは最も簡単で有効な Ikeda-Carpenter¹⁰⁾ の記述に従って述べる。室温のポリエチレンモデレータからの遅い中性子の時間分布 (実測値) を、中性子放出の実時間ではなく、 $v(T-T_0)$ (ここに v は中性子速度、 T_0 は観測点までの中性子飛行時間) で規格化した時間 (単位は cm) に対してプロットすると図 4-6¹⁰⁾ のようになる。これから分かる如く、減速領域での中性子パルス波形 (時間分布) は同じで、一定の形で表せることが分かる。一方、熱化領域では (図の 2.53 meV および 63.3 meV) パルス幅が著しく増大する。減速領域では前式がエネルギーの如何に拘わらず成立していることが判る。熱化領域では指数関数的に減衰する長いテイル $\exp(-\beta t)$ が現れる (ここに β はエネルギーによらない減衰定数)。立上り時間は規格化時間で表すとエネルギーによらずほぼ同じであるので、それらを考慮して経験式を導くと次のようになる¹⁰⁾。

$$\begin{aligned} \phi(v, t) &= \int dt' \phi(v, t') \left[(1-R)\delta(t-t') + R\beta\theta(t-t')\exp(-\beta(t-t')) \right]; \quad (t > 0) \\ &= \frac{a}{2} \left\{ (1-R)(at)^2 e^{-\alpha t} + 2R \frac{\alpha^2 \beta}{(\alpha-\beta)^3} \times \left[e^{-\beta t} - e^{-\alpha t} \left(1 + (\alpha-\beta)t + \frac{1}{2}(\alpha-\beta)^2 t^2 \right) \right] \right\} \\ &; \quad (t > 0) \end{aligned}$$

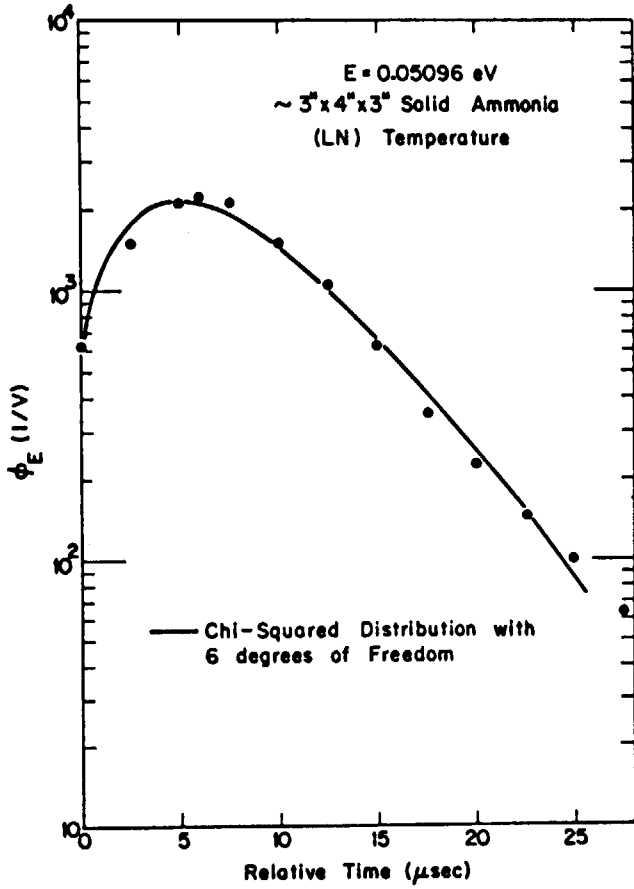


図 4-5
 固体アンモニアモデレータから得られる 50 meV 中性子のパルス波形の実測値と計算値の比較

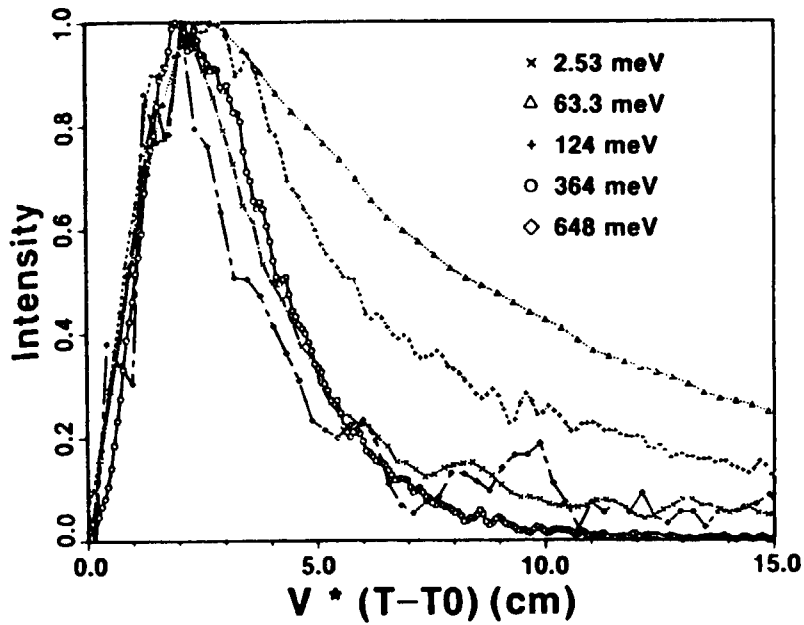


図 4-6 室温ポリエチレンモデレータからの遅い中性子の時間分布 (パルス波形)
 時間軸は規格化時間 $v (T-T_0)$ でプロットしてある

ここに $\alpha = v\Sigma$ である。R は $\phi(v, t)$ の全強度に対する熱化中性子強度（第2項）の割合を示すもので、図 4-7¹⁰⁾のように減速領域で零、熱化領域で1に近づく、すなわち減速スペクトルが次第に減少し熱中性子になる様子を示す関数である。この様子をポリエチレンモデレータから放出される 63.3 meV 中性子パルスについて中性子放出の実時間で図示すると図 4-8¹⁰⁾の如くなる。最初のピークが減速中性子によるもので（第1項）、 $(1-R)$ の面積に対応する強度を持ち、かつ全体のパルスの鋭い立上りはこれによりほぼ決まっている。一方少し遅れて現れる第2のピークは熱化中性子（第2項）によるもので、R の面積に対応する強度を持つ。このように熱化以前の減速領域では第1のピークのみ、逆に熱化が完結した領域では第2のピークのみ、そしてその中間で上の例のような $(1-R)$ 対 R の割合で両者の和をとると、実験値が再現できることが分かる。この式は厳密な物理的意味には欠けるが、現象論的には非常に都合のよい式として広く用いられている。

4. 5 4π 等価中性子束

モデレータから $\vec{\Omega}$ の方向に x cm 離れた単位面積を通過する中性子束 $\phi(E, x)$ は

$$\phi(E, x) = S_N I(E, \vec{\Omega}) / x^2 \quad (\text{n/cm}^2/\text{s})$$

で与えられる。ここに S_N は単位時間にターゲットより放出される一次中性子の数である。また、

$I(E, \vec{\Omega})$ は、ターゲットで発生する中性子1個当りモデレータから $\vec{\Omega}$ の方向に放出される単位立体角当りのエネルギー E の中性子強度である。

エネルギースペクトルの代わりに他の変数に変換する場合、例えば中性子波長に対してのスペクトルは

$$\phi(\lambda) = \phi(E) \left| \frac{dE}{d\lambda} \right|$$

$$E = \frac{h^2}{2m\lambda^2}, \quad \left| \frac{dE}{d\lambda} \right| = \frac{h^2}{m\lambda^3} = \frac{E}{2\lambda}$$

で表される。

原子炉では中性子束は 4π にわたりほぼ等方的であるのに対し、パルス中性子源のモデレータからの中性子は法線方向にピークを持ち、 90° (放出面に平行)方向で零となるような角度分布をしている。原子炉中性子源とのフェアは比較のために 4π 等価中性子束 $\phi_{4\pi}(E)$ を次のように定義する。

$$\phi_{4\pi}(E) = \frac{4\pi S_N I(E, \vec{\Omega})}{A}$$

ここに A はモデレータの中性子放出面の面積である。この 4π 等価中性子束が原子炉中性子束と直接比較できる量となる。 4π 等価ピーク中性子束 $\hat{\phi}_{4\pi}(E)$ は、近似的にはパルス幅 $\tau(E)$ とパルス

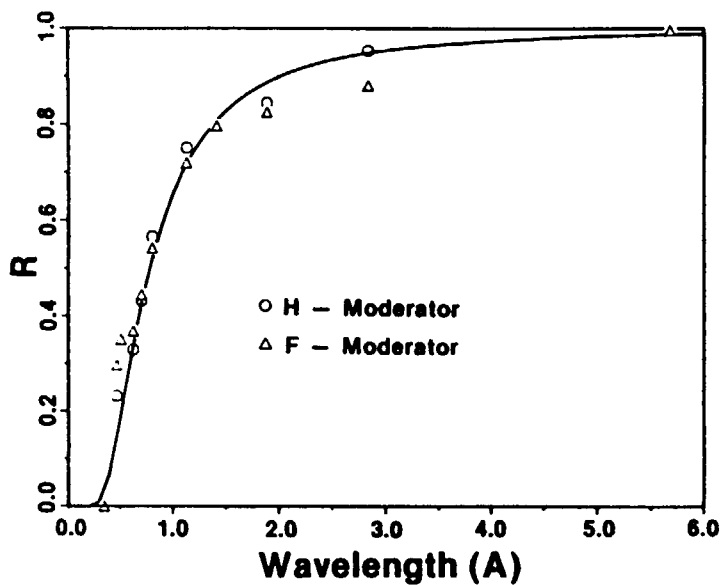


図 4-7 熱化中性子の占める割合 R の中性子波長依存性

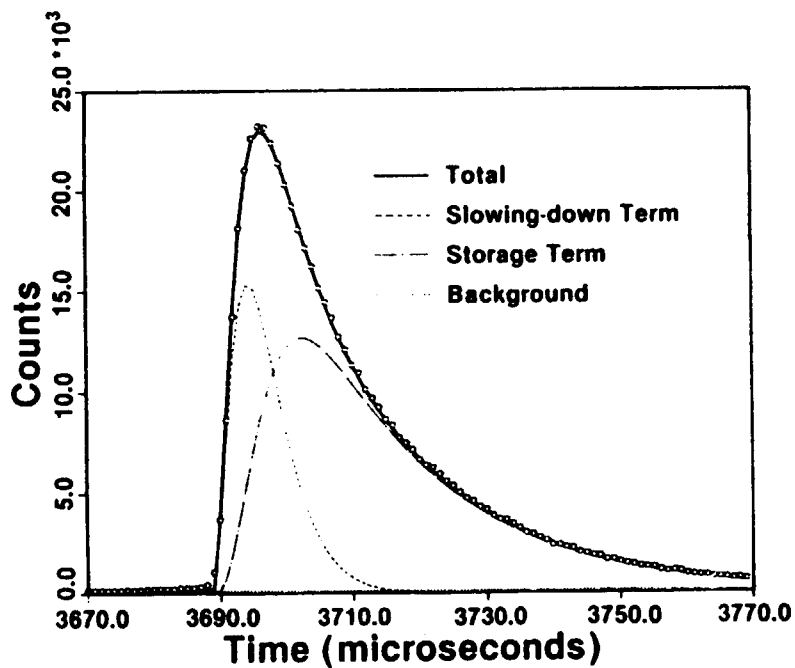


図 4-8 63.3 meV 中性子の実時間分布。最初のパルスが減速中性子によるもの ($(1-R)$ の割合)、少し遅れて現れるのが熱化中性子 (R の割合)

の繰返し数 f を用いて

$$\hat{\phi}_{4\pi}(E) = \frac{\phi_{4\pi}(E)}{f\tau(E)}$$

で求めることが出来る。

4. 6 液体水素の特性

冷モデルタ物質として液体水素は最も重要であるので、その特性について概要を述べる。水素にはオルソとパラがある。オルソ水素では陽子スピンはそろっており（平行）、水素分子はスピン $S=1$ 、一方パラ水素ではスピンは反平行で分子スピンは $S=0$ である。二つの状態のエネルギー差は 14.7 meV で、パラ水素の方がエネルギーが低く、液体水素温度では平衡状態で 99.8% を占める。二つの形態の回転のエネルギー準位は大きく異なり、またレベル間隔は非常に大きい。そのためこの二つの状態の差は中性子の散乱、熱化、拡散特性、熱特性に大きな差違をもたらす。

$$E_{\text{rot}} = \left(\frac{h^2}{2I}\right)J(J+1) \quad \frac{h^2}{2I} = 7.37\text{meV}$$

$$J = \begin{cases} 1, 3, 5 \dots \dots \dots ; & S=1 \text{ (オルソ)} \\ 0, 2, 4 \dots \dots \dots ; & S=0 \text{ (パラ)} \end{cases}$$

液体水素中での遅い中性子の主なエネルギー移転メカニズムは、中性子がエネルギーを失って水素がスピントリップを起こすこと、および液体中の分子運動である。中性子エネルギーが回転遷移エネルギー（14.7 meV）より低い場合には、パラ水素の全断面積は非常に低い。図 4-9¹¹⁾は Wurz からの引用で、ノーマル水素（オルソ 75%、パラ 25%）および 100%パラ水素の全断面積を示したものである。図にはガスモデルおよび液体水素モデルに対する計算値が示してある。実験値（100%パラ水素の固体に対する断面積）と液体モデルによる計算値との違いは、固体パラ水素の一番下のブラッグ散乱エッジによるものである。回転遷移のエネルギー準位間隔は同じであるので、低温ではパラの方がオルソより大きい比熱を与える。すなわち

$$C_{\text{para}} = 2.281 \text{ cal/g-K}$$

$$C_{\text{normal}} = 1.448 \text{ cal/g-K}$$

分子間相互作用（電子的）はほとんど同じであるので、両者の蒸発潜熱はほぼ等しく（ $\Delta h_{fg}=107 \text{ cal/g}$ ）、液体および気体の密度はそれぞれ $\rho=0.071 \text{ g/cm}^3$ および $\rho=0.001286 \text{ g/cm}^3$ である。また粘性は 1 気圧、飽和水蒸気圧下で液体に対し $134 \mu\text{poise}$ 、気体に対し $10.9 \mu\text{poise}$ である。室温では、平衡状態のオルソ・パラ濃度比は

$$Q_{\text{para}}/Q_{\text{ortho}} = 1/3$$

となる。これがノーマル水素である。室温のノーマル水素を液化させると、非常にゆっくりではあるが、ほとんど純粋のパラ水素となる。スピン交換が必要でその確率は非常に小さいからである。オルソからパラへの転換は磁性体の存在下では非常に速くなる。これが触媒である。パラ水素濃度は次のように時間とともに自発的にオルソ水素に転換していく。

$$Q_{\text{para}}(t) = 1 - Q_{\text{ortho}}(t=0) / (1 + ktQ_{\text{ortho}}(t=0))$$

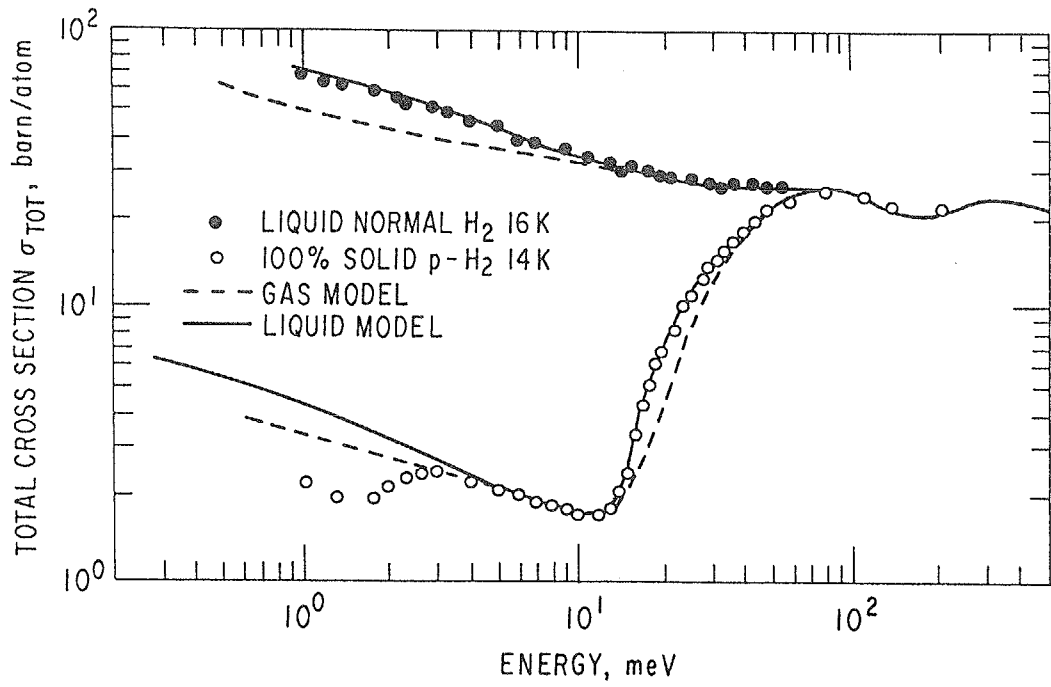


図 4-9 液体水素の全断面積。ノーマル及びパラ水素の比較

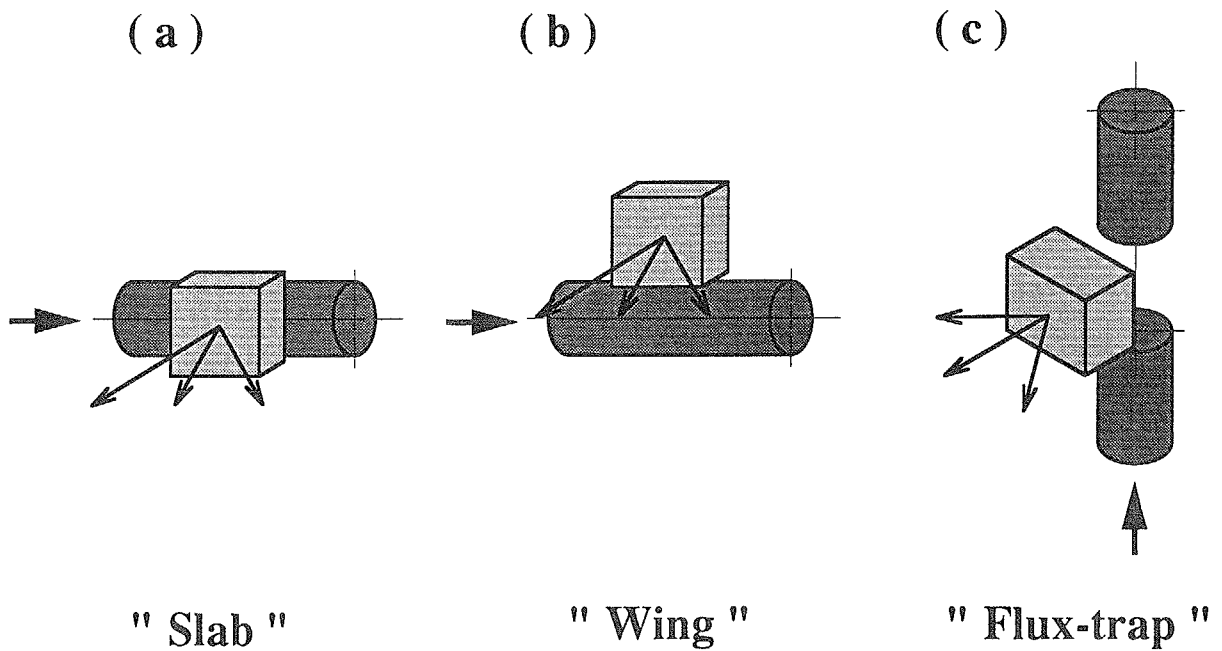


図 4-10 ターゲット・モデレータ結合の三つの基本形

ここに $K=0.0113/\text{hr}$ である。

4. 7 ターゲット・モデレータ結合

ターゲットのどのような部位に、どのようにモデレータを置くのが所要のエネルギーの中性子強度が一番高くなるか、またパルス特性が良いか。このことについて考えてみよう。まずターゲットから漏洩してくる中性子（一般に速中性子、モデレータからみると一次中性子源）を如何に効率よくモデレータに集めることが出来るかが最初の命題である。ターゲットとモデレータの結合の仕方には原理的に次の三つの基本形しか存在しない（図 4-10）。最初はスラブジオメトリ（slab geometry）と呼ばれる結合方式で、他の二者に比べビーム強度は約 2 倍明るくなるが、ターゲットがモデレータ越しに見えるので遅い中性子ビームとともに極端に強度の高い高エネルギー及び速中性子（第二の方式に比べ 1000 倍以上）がビーム孔から出てくるので、通常は利用できない。研究炉でいうと炉心を直接みるビーム孔のようなもので、実験の SN 比も極めて悪くなる。一方第二の方式はウイングジオメトリ（wing geometry）と呼ばれ、ビーム孔はターゲットを直接見ない構造となっている。原子炉に例えるとタンジェンシャルビーム孔である。強度は前者の約 1/2 となるが、既存のパルス中性子源で広く用いられているのはこの方式である。第三の方式はフラックストラップ（flux-trap）ジオメトリと呼ばれるもので、ターゲットを適当な長さで 2 分割し、両者の間の空隙のまわりにモデレータを配置する。この時中性子ビーム強度が最大になるように第一のターゲットの長さ及び二つのターゲットの間隔を選ぶ。原子炉の二分割炉心の場合に似ているのでこのような呼び方となっている。ビーム強度はウイングの場合と同程度である。この方式をさらに進めたアイデアについては後に述べるが、利点はモデレータをターゲット側面から次第に遠ざけて行った時の強度の減少が、ウイングの場合に比べて穏やかである点である。すなわち工学的にこれ以上ターゲットの近くに置けないという時、強度の減少を最小限に食い止めることが出来る。この方式は陽子ビームを垂直に入射させる場合に適している（例えば LANSCE）。水平入射では、モデレータをみるビーム孔が放出面にほぼ垂直の場合は問題ないが、傾めにみるとターゲットの一部が直接見えてしまうからである。この方式は陽子ビーム垂直入射の場合でも、分割された二つのターゲットの間隙が十分大きくない限り、ウイングに比べターゲットの分割面の陽子ビーム照射部がビーム孔からは掠めて見える可能性があり、一般にはウイングの方が S/N はよい。図 4-11¹²⁾は両方式に対する $\phi_{1\text{ev}}$ が、ターゲット・モデレータ間の距離によりどのように減少して行くかを示した計算例である。十分ターゲットの近くに置ければ、ウイングが優り、遠くに置かざるを得ない場合にはフラックストラップの方が得であることが分る。

4. 8 反射体効果及び結合型／非結合型モデレータ

裸のモデレータから得られる中性子ビーム強度を増すのに、反射体は非常に有効である。反射体がない場合に比べ、ビーム強度は 3～5 倍（特に液体水素の場合には 10 倍以上）も大きくなる。しかしパルス幅も増加し、特に時間分布の指数関数的減衰時間が著しく長くなり、長いテールをひく。これは反射体の中で中性子が減速・熱化し、ジグザグな輸送の後、モデレータに流入

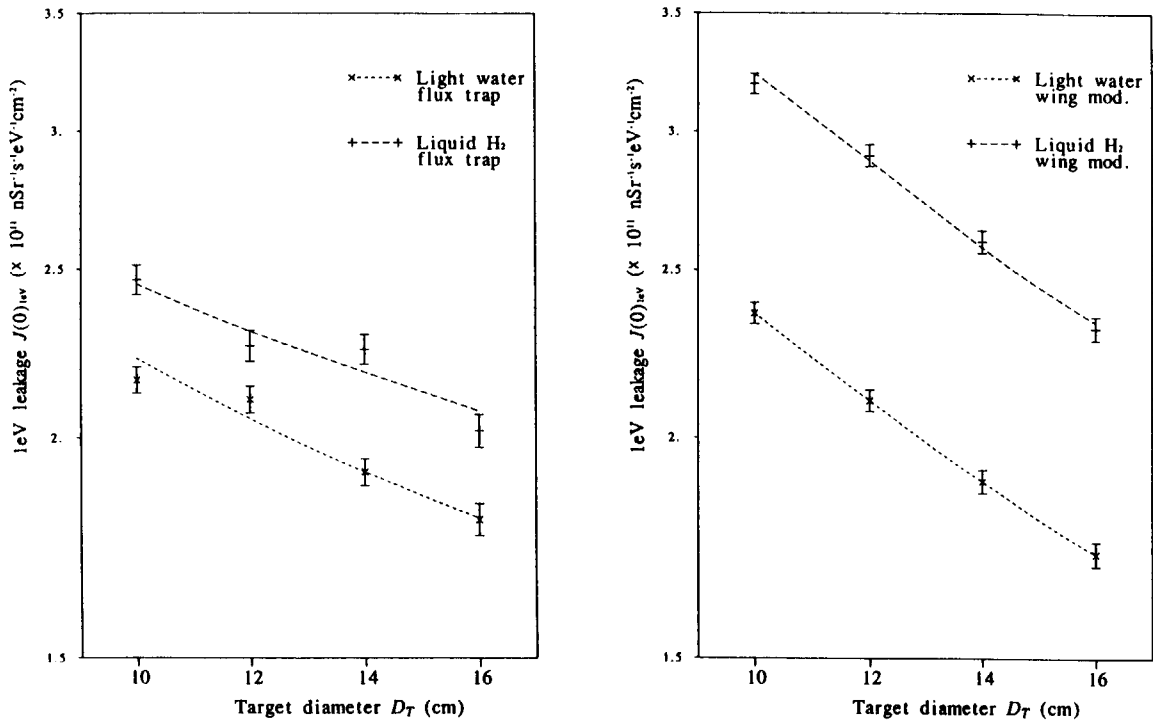


図 4-11 ウイングおよびフラクストラップ型における 1 eV への減速中性子束のターゲット・モデレータ間の距離に対する依存性。左：フラクストラップ、右：ウイング

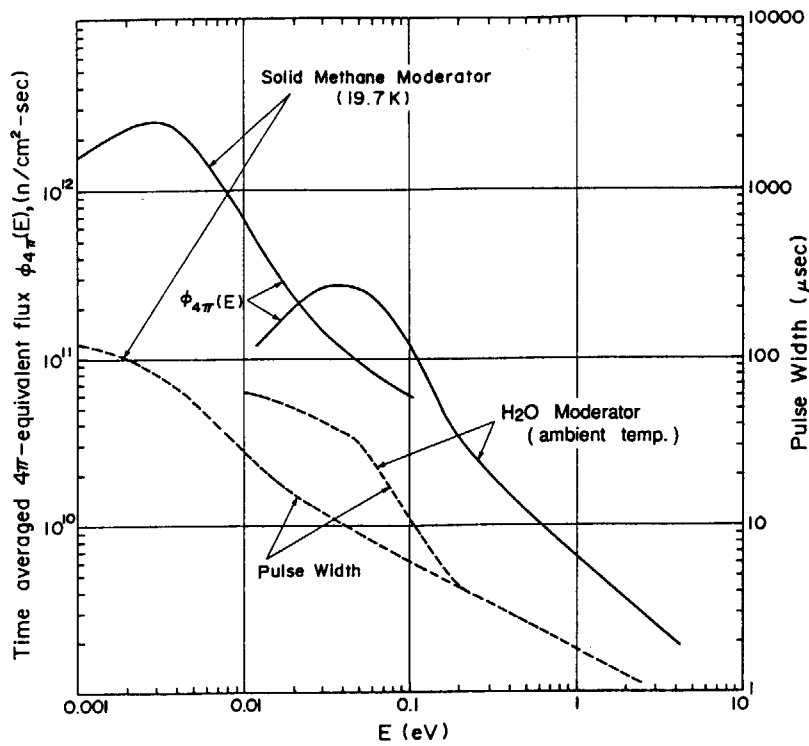


図 4-12 KENS における非結合型室温 H $_2$ O モデレータ及び 20 K 固体メタンモデレータからの中性子スペクトル強度(500 MeV 陽子 1 μ A 当り、ターゲットは劣化ウラン)及び中性子パルス半値幅(FWHM)

する成分が大きくなること、またベリリウム (Be) のような減速型反射体では反射体中に熱化した中性子が蓄積するためである。そこで反射体とモデレータの間を適当な遮断エネルギー E_c の中性子吸収板 (例えば Cd, B_4C など) で仕切ってやると、上述の遠回りしてエネルギーの低くなった、あるいは熱化した中性子がモデレータに流入することを阻止できる。強度をある程度売り渡して、より幅の狭いきれいなパルス波形を得るためである。それでも裸の場合よりは3倍程度高いビーム強度が得られる。この吸収板のことをデカップラ (decoupler) と呼び、そのあるモデレータを非結合型モデレータ (decoupled moderator) と呼ぶ。用いる中性子ビームのエネルギーが高い時には (熱外中性子領域)、その上限の2~3倍高いところに E_c が来るように吸収板の材料、厚さをコントロールするのがこれまでの一般的なやり方である。冷中性子領域のモデレータでは Cd 板 ($E_c \sim 0.3$ eV) で十分である。

一方、このようなデカップラのないモデレータを結合型モデレータ (coupled moderator) と呼ぶ。時間構造が劣化しても、時間積分強度の高いほど良いという実験 (例えば中性子小角散乱) には最適である。図 4-16¹⁷⁾ は両者のパルス波形を比較したものである。具体的な例として図 4-12¹³⁾ に KENS の室温軽水モデレータ及び 20 K 固体メタンモデレータのパルス幅 (FWHM) を示す。いずれも非結合型で、室温軽水の方は $E_c \sim 90$ eV、固体メタンの方は $E_c \sim 0.3$ eV である。

4. 9 モデレータのポイズニング

パルス幅の狭い中性子は高分解能実験に不可欠である。非結合型よりもさらに幅の狭いパルスが必要な場合には、既に述べた如くモデレータ温度を下げ、熱化領域をより低エネルギー領域に追い払ってしまうのが一番良い。スリムになった分だけ時間積分強度は減少するが、パルスの背文はほとんど同じにできる (図 4-13¹⁴⁾ 参照)。もう一つの方法はモデレータにポイズンを入れる方法である。軽水の場合には硼酸水等で均質ポイズンにすることも試みられたが、最近では非均質ポイズン、すなわちモデレータの適当な深さのところに Cd, Gd 等の中性子吸収板を挿入する方法がとられている。図 4-13 で一番幅の狭いパルスがその一例である。ビームを取り出す側のモデレータの厚さは使用中性子エネルギー領域 ($E < E_c$) では実効的に薄く、したがって減衰時間を短くすることが出来る。吸収板の裏側にくるモデレータは一種のプレモデレータの役目をする。 $E > E_c$ ではポイズンがない場合と同じ特性となる。

ISIS では幅の狭い熱中性子パルスを得るのに液体メタン (100K) を使用しているが、それでもさらに短いパルス幅が必要であるとして、これをポイズン型にしている。このような努力により、例えば高分解能粉末中性子回折実験では世界最高の分解能 0.04% が達成され、第1章で述べた C_{60} のような高分解能回折パターンを得ることができ、複雑な結晶構造の解析を可能にした。

4. 10 プレモデレータ付結合型モデレータ

液体水素は放射線損傷を考える必要のない優れた低温減速材で、大強度パルス中性子源の冷モデレータではほとんど唯一の物質となるが、このモデレータの最大の欠点は水素数密度が固体または液体メタンやポリエチレン、軽水等に比べかなり小さいことである (表 4-1 参照)。この欠点を克服するために筆者らが開発したのが結合型プレモデレータ付液体水素モデレータである¹⁸⁾。

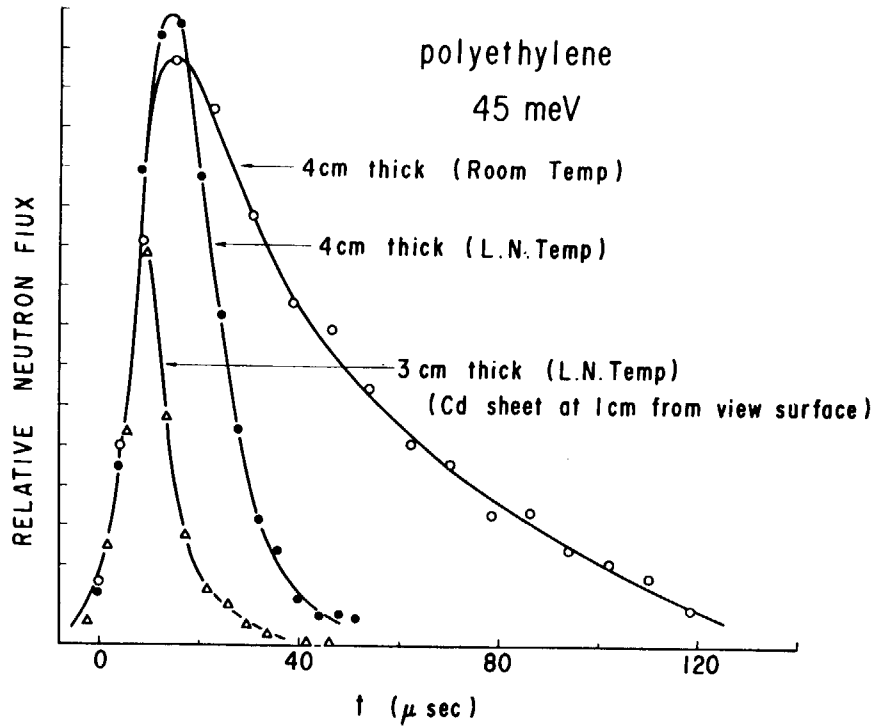


図 4-13 パルス波形のモデレータ温度依存性及びポイズニング効果の一例

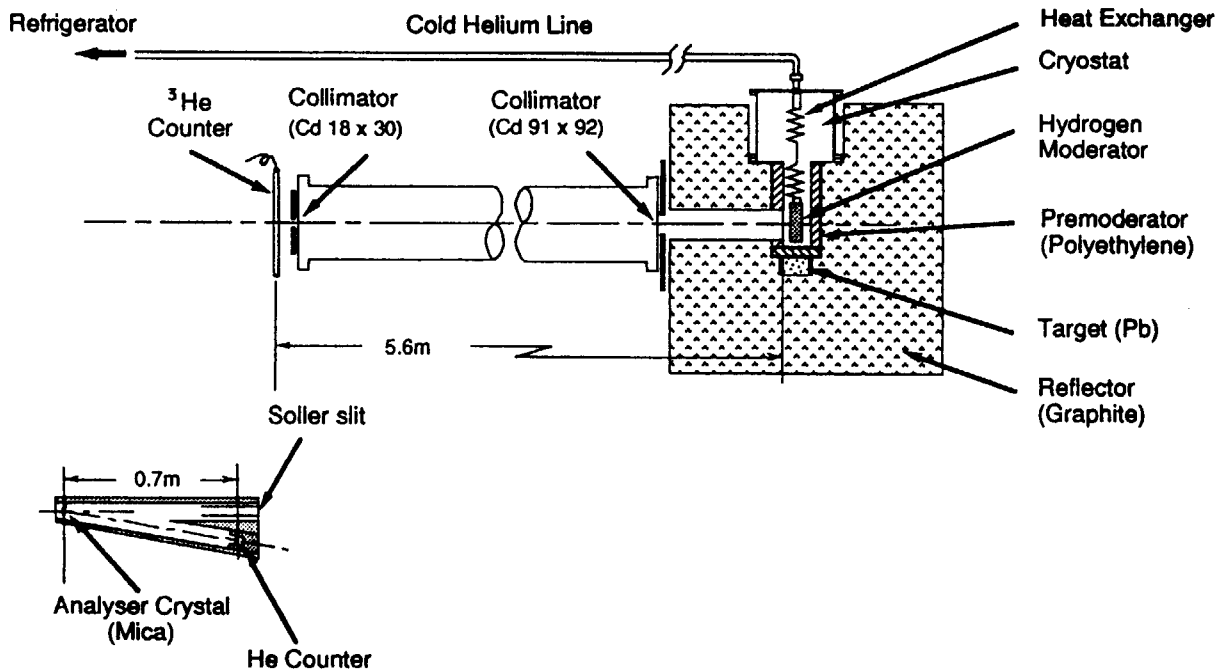


図 4-14 テスト実験に用いたプレモデレータ付結合型液体水素モデレータの構成図及びスペクトル強度並びにパルス波形測定装置

テスト実験に用いたターゲット・モデレータ・反射体システムを図 4-14¹⁷⁾に示す。プレモデレータには厚さ 2~2.5 cm の室温ポリエチレンあるいは厚さ 2.5~3 cm の軽水が用いられた。

大強度中性子源では軽水プレモデレータがほとんど唯一の材料となる。図 4-15 は我々の実験の結果で、裸の液体水素モデレータ (12 cm×12 cm×5 cm)、反射体付非結合型、結合型、プレモデレータ付結合型の順にスペクトル強度が大きく増していることが分かる¹⁷⁾。プレモデレータ材料としてもポリエチレン、軽水、ZrH₂ 等が実験的に比較され、ほぼこの順に性能がよいことが判明した¹⁸⁾。ZrH₂ は高い水素数密度にも拘わらず最も性能が悪かった。これらの結果からプレモデレータの役割は、ターゲット及び反射体からの速中性子あるいは減速中性子を効率良く熱中性子に変換して液体水素に供給することにあることが分かった。

次に、中性子パルスの時間分布(波形)を測定すると、例えば $\lambda=6.57\text{\AA}$ (1.89 meV) では図 4-16¹⁷⁾のようになる。プレモデレータは箱形となるので、熱中性子をその中にある程度溜め込み、パルス幅を長く保つ。このことにより時間積分中性子束を増しているのであるが、図 4-16 から明らかのように、パルスの背丈すなわちピーク強度も約 3 倍高くなっている。パルス幅が約 2 倍に広がったことと合わせて非結合型の場合の約 6 倍に達していることが分かる。そしてこの値は、最も理想的な冷モデレータではあるが大強度では使用できない固体メタンの非結合型モデレータに比べても、ピーク強度はほぼ同等、パルス幅は約 2 倍、従って時間積分強度は約 2 倍になることが分かった。

次にパルス幅と減衰時間の中性子波長依存性を調べると図 4-17¹⁷⁾のようになる。このような冷モデレータの特性は、時間積分強度がより重要な小角散乱実験や、あまり分解能を要しないが強度が非常に要求される回析実験(例えば蛋白質の構造解析)等に最適であるばかりでなく、パルスのピーク値のみがものをいう超高分解能実験にも最適である。モデレータからの中性子パルス幅を一定限度を越えて更に短くしようとすると著しく強度が減少し、実用的ではなくなる。従ってピーク値さえ高ければモデレータに近接して置かれる高速チョッパーによりピーク近傍のみを取り出し(20-30 μs) 実験に用いる方法が考えられる。プレモデレータ付き結合型液体水素モデレータの如く、殆どコスト増なしに数倍の強度が稼げるよううまい話しは他にはそうない。

以上の利点の他にプレモデレータの役割としては冷減速材の核加熱を軽減化する働きがある。核破碎中性子源では、冷モデレータに与えられる熱エネルギーの大部分は速中性子及び減速中性子の持ち込む運動エネルギーで、プレモデレータはそのエネルギーのかなりの部分を冷減速材に代わって吸収してくれる。従って冷モデレータ全体の熱出力も出力密度も小さくでき、コスト増どころか大幅コスト減につながる。また安全性の面でも信頼度の向上に非常に寄与する。

さて、プレモデレータ付結合型液体水素モデレータのパルスピーク値を犠牲にしないでパルス幅をスリムにすることはできないであろうか。超高分解能(μeV 以下)ではないが、広帯域の高分解能実験では、同じピーク値なら幅は狭い方が中性子飛行距長を短くできる利点がある。このことにより TOF 実験の有効バンド幅が増す。このような目的に筆者等が開発したのがプレモデレータによるパルス波形の制御である。まずプレモデレータの厚さを変えてパルス波形を測定する。さらにプレモデレータにポイズンシートを入れる、あるいはプレモデレータの外側に Cd 板を入れ反射体とプレモデレータを decouple する。このような方法により、図 4-18^{19,20)}の示す

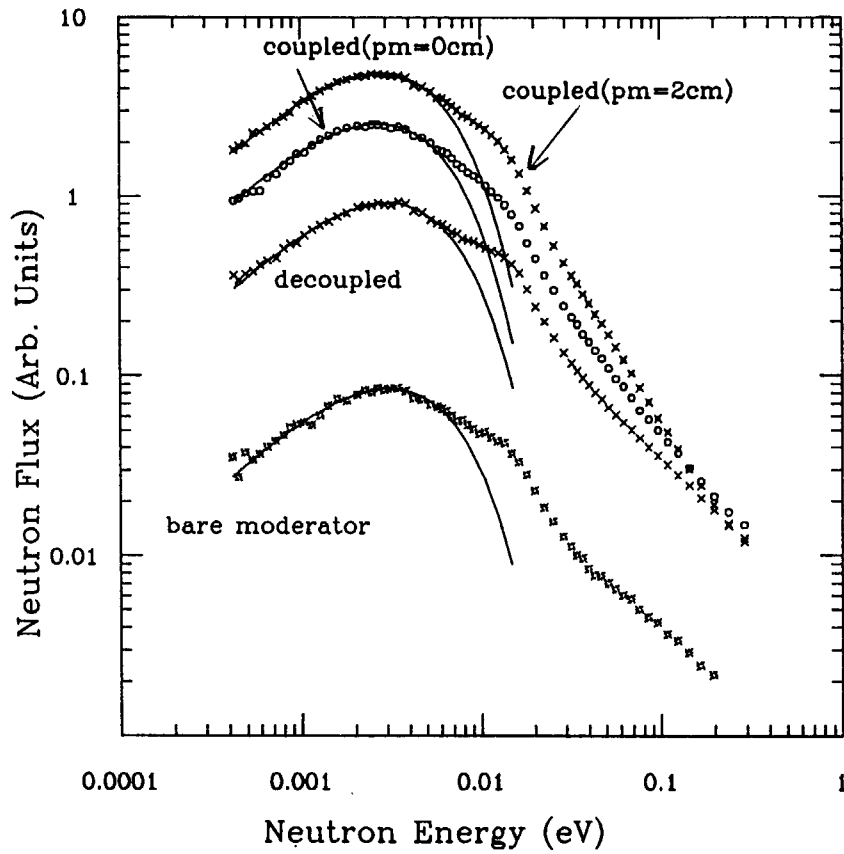


図 4-15 液体水素モデレータからの中性子スペクトル強度の比較。
下より裸の体系、非結合黒鉛反射体付、結合型、プレモデレータ付結合型の順

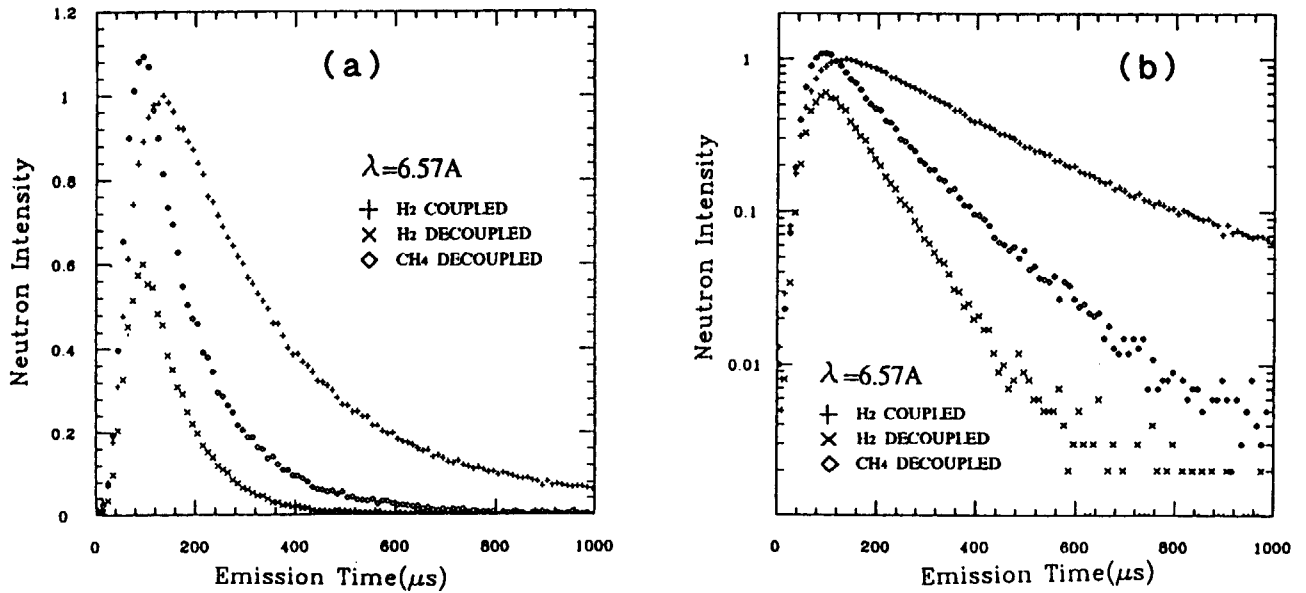


図 4-16 $\lambda = 6.57 \text{ \AA}$ (1.89 meV) における冷中性子パルス波形の比較。
(a): リニアプロット、(b): セミログプロット

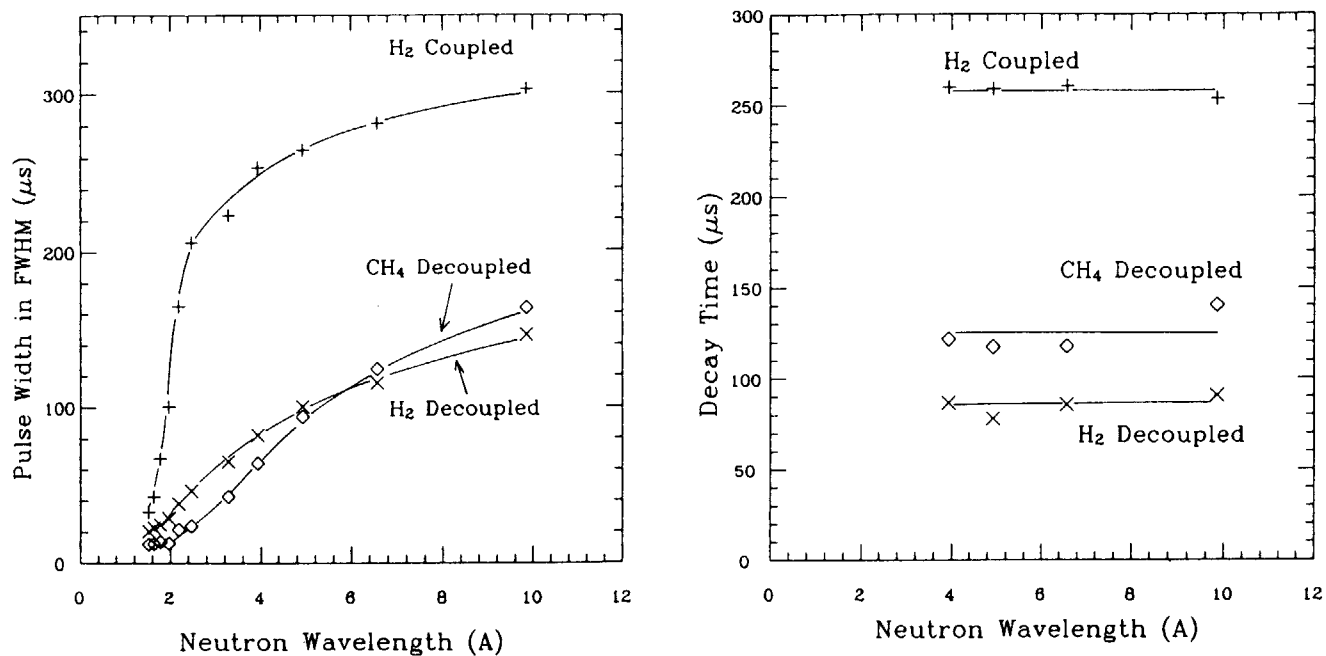


図 4-17 波長依存中性子パルス幅(FWHM)(左)及び減衰時間(右)の比較

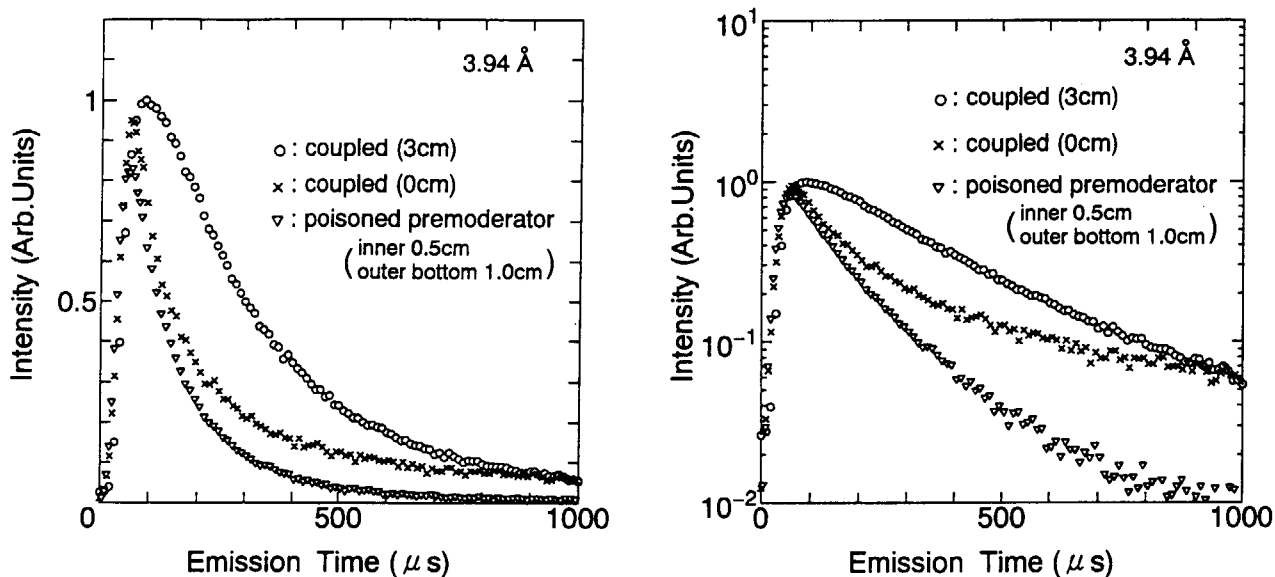


図 4-18 プレモデレータによるパルス波形の制御 (プレモデレータポイズニング及びデカップルドプレモデレータ) の例 左: リニアプロット、右: セミログプロット

ようなパルス特性が得られることが分かった。

プレモデレータ付結合型液体水素モデレータの強度をさらに増す方法はないのであろうか。液体水素より熱化性能のよい固体メタン（大強度では使用できないにせよ）にプレモデレータを付けたらどうなるか。そのような問いに対して我々図 4-19²¹⁾に示すような測定結果を得ている。固体メタンに最適な厚さのプレモデレータを付けた場合でも、液体水素に最適な厚さのプレモデレータを付けた場合の時間積分冷中性子強度を凌駕することは出来ないことが判明した。液体水素の厚さを 5 cm から 2 cm に減らすと、かなりの強度減がみられることから、逆に 5 cm 以上ではより高い強度が得られる可能性をがある。しかし実験を行った結果、新たなゲインは殆ど得られなかった。残された可能性としては液体水素のオルソ/パラ比の最適化がある。この実験はオルソ/パラ比の制御及び測定の困難性から直ちに実施するのは非常に困難で、まずは計算によるモンテカルロシミュレーションが先決である。しかし、液体水素の低エネルギー領域での散乱核 (scattering kernel) あるいは $S(\alpha, \beta)$ についてもまだ種々問題があるようである。

4. 1.1 特殊なモデレータ

フラックストラップ型ではウイング型に比べ、強度を増すための種々の工夫がしやすいというメリットがある。我々が開発した extended moderator, overlap moderator, backscattering moderator などがそれである²²⁾。

(1) Extended moderator²²⁾

図 4-20 に示すように分割ターゲットの間隙を大きくするとともにモデレータの高さも増してやると、放出面からの中性子の面積分は著しく増加する。面密度は増えないが、エミッタンスの少々悪いビームでも強度がより重要な実験にはこのタイプが良い。図の値はその実測値である。

(2) Overlap moderator²²⁾

図 4-21 に示すように、分割ターゲット間隙より高さの大きいモデレータをターゲットに一部オーバーラップさせて置く。モデレータの放出面は標準的な（オーバーラップのない）場合と同じであるが、中性子空間分布が放出面内では強度の高い部分がよりフラットになるため、その範囲での面積分、すなわちビーム強度をかなり増すことが出来る。図はその実測値を示す。

(3) Backscattering moderator²²⁾

図 4-22 に示す如く、モデレータの裏側からビームを取り出すと、通常の前方向取り出しの場合に比べ時間積分強度が増え、かつパルス幅が若干スリムになってピーク値が増す。図はその実測値である。

(4) Partial beam extraction^{23,24)}

モデレータの全面をみる必要のない実験（例えば小角散乱）では、放出面上のある部分（2～5 cmφ）だけみればよく、この部分の明るさを最大にする方法を考えてみる。図 4-23 はその目的のため我々が開発したモデレータの説明図で、放出面のうち、ビームを取り出す部分以外をプレモデレータでマスクすることにより図 4-24 に示す如く、マスクの無い場合に比べ 30～40% のビーム強度増が得られる。

(5) ベリリウム・フィルタ・レフレクタ

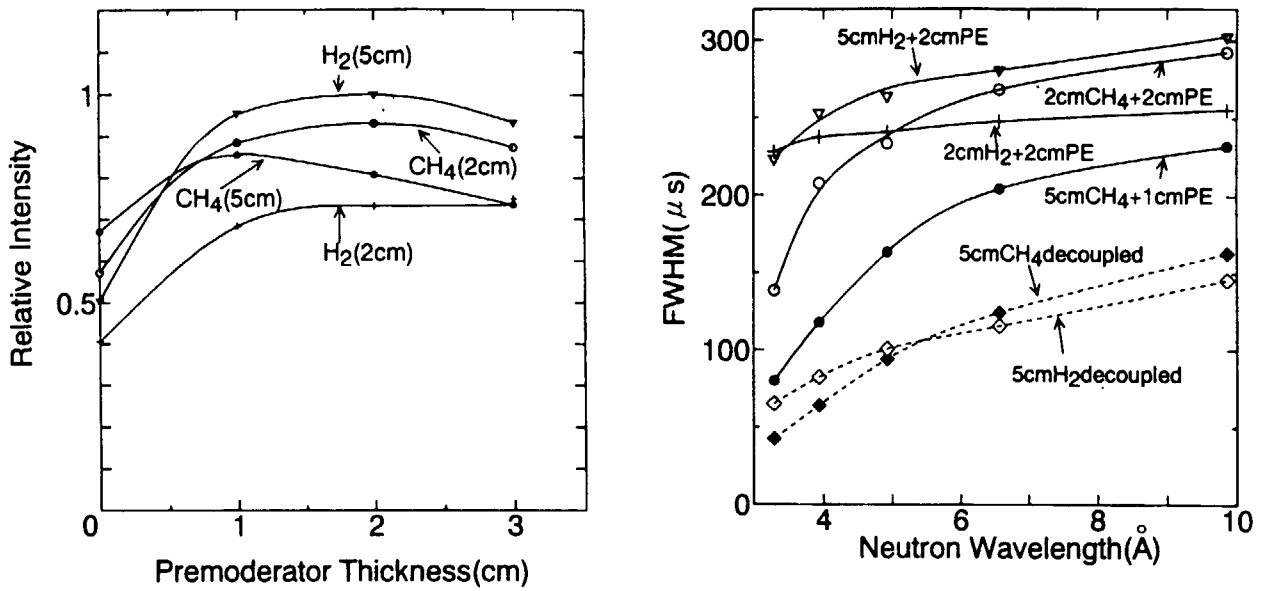


図 4-19 プレモデレータ付液体水素及び固体メタン(20 K)から得られる冷中性子強度 (左) 及びパルス幅(FWHM) (右) のプレモデレータ厚さ依存性

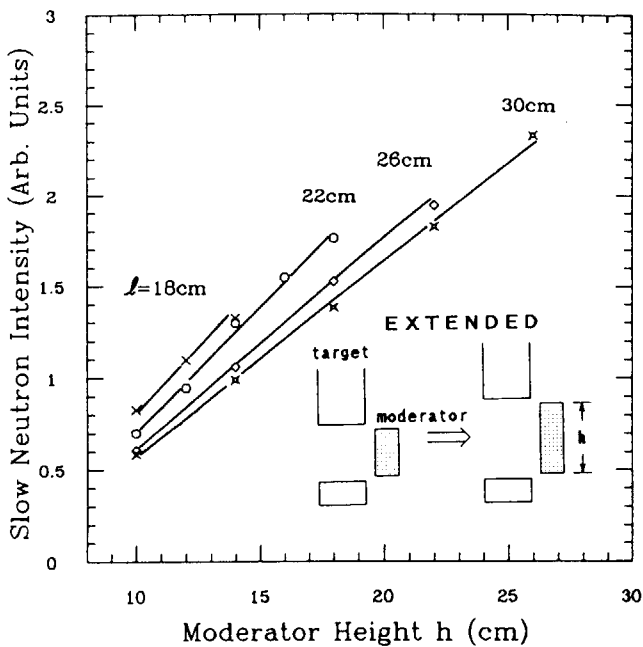


図 4-20 Extended moderator から得られる熱中性子ビーム強度のモデレータ高さ依存性

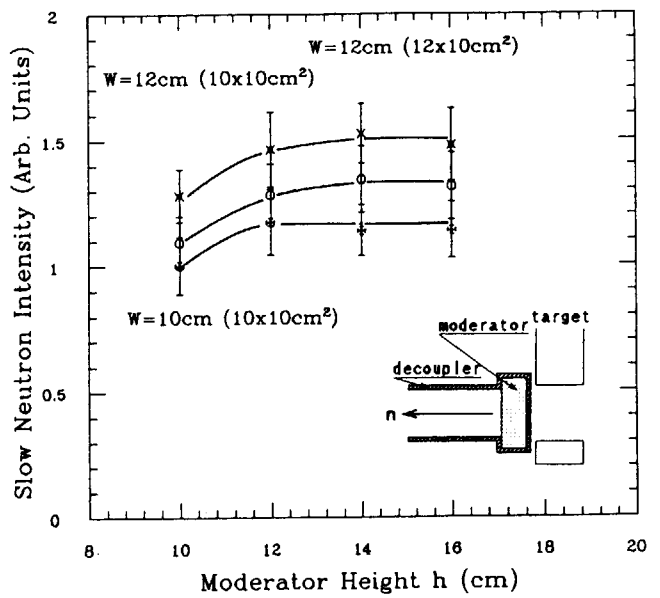


図 4-21 Overlap moderator から得られる熱中性子強度のモデレータ高さ依存性

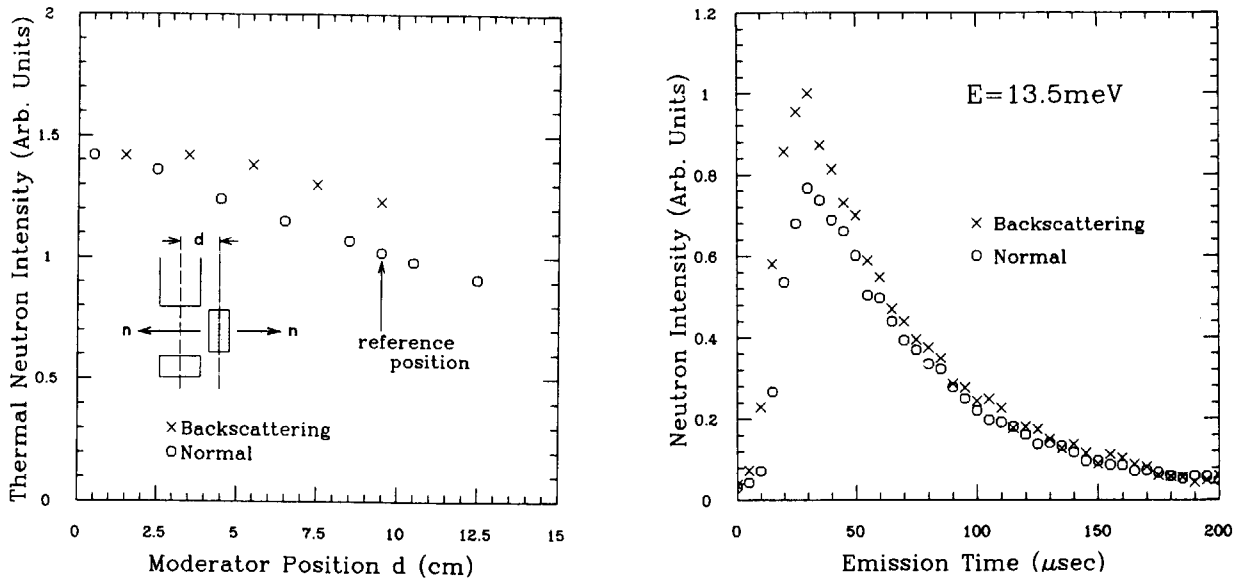
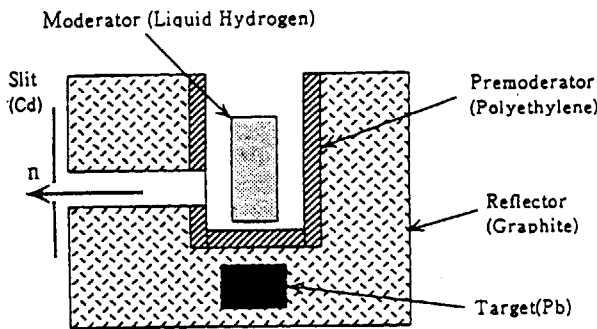


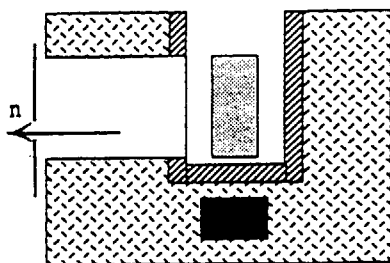
図 4-22 Backscattering moderator からの熱中性子パルスのターゲット中心線・モデレータ距離依存性 (左) と標準位置 (reference position) でのパルス波形 (右)

(1) Single side beam extraction

(1)-(a) Narrow beam extraction
front: 30mm(V) 100mm(H)

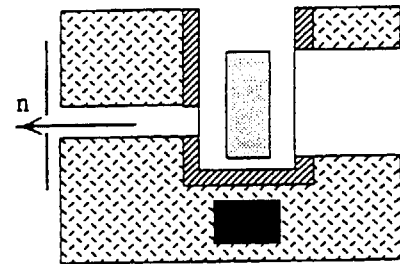


(1)-(b) Wide beam extraction
front: 120mm(V) 120mm(H)



(2) Both side beam extraction

(2)-(a) Narrow beam extraction
front: 30mm(V) 100mm(H)
back: 120mm(V) 120mm(H)



(2)-(b) Wide beam extraction
front: 120mm(V) 120mm(H)
back: 120mm(V) 120mm(H)

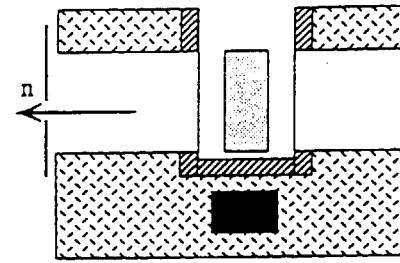


図 4-23 モデレータの一部だけを見るようにプレモデレータのマスクを用いた場合 (Partial beam extraction) のターゲット・モデレータレイアウトの説明図

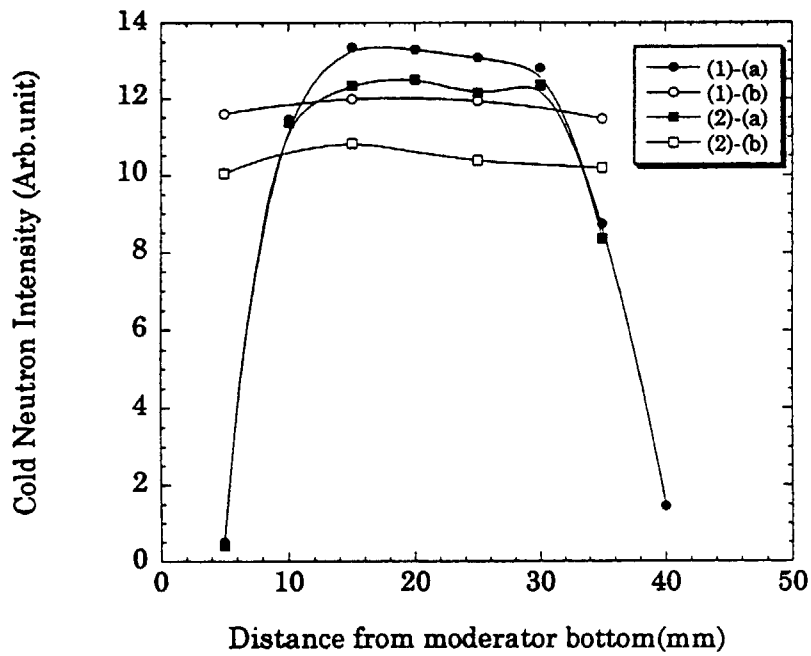


図 4-24 プレモデレータ付結合型液体水素モデレータからプレモデレータマスクを用いて partial beam を extraction を行った時の冷中性子ビーム強度分布の比較

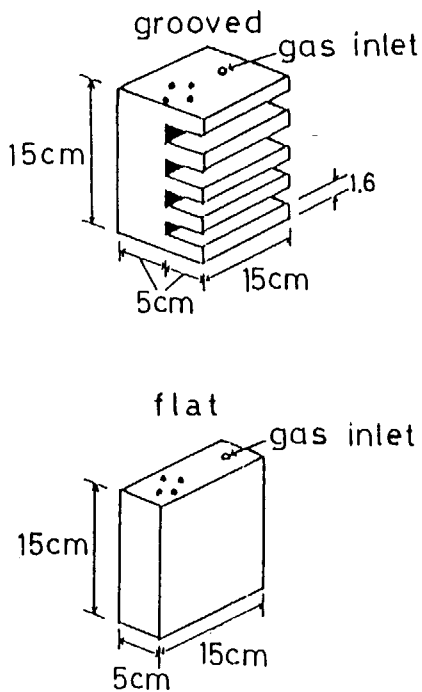


図 4-25 非結合型固体メタンモデレータ。グループド (上) ; フラット (下)

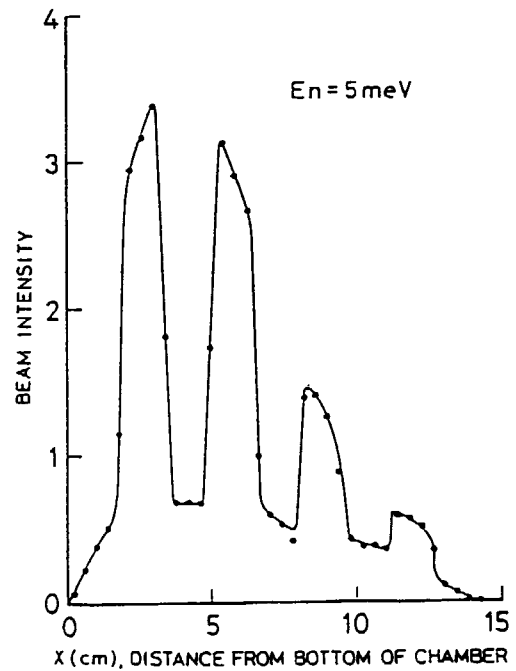


図 4-26 固体メタングループドモデレータからの冷中性子ビーム強度の空間分布

放出面に液体窒素温度以下に冷却した適当な厚さの Be を置く。これは Be のブラッグカットオフエネルギー（約 5 meV）以上では反射体として働き、以下ではほとんど減衰のないフィルターとなる。裸のモデレータではこれにより約 2 倍の強度増が得られたとの報告²⁵⁾があるが、反射体付きかつプレモデレータ付の結合型液体水素モデレータで実験してみると、冷中性子領域でのゲインは全くなく、むしろ熱中性子領域の強度が増すという予想しない結果が得られた²⁶⁾。原研 5 MW パルス核破砕中性子源モデルで計算してみると、やはり冷中性子強度はほとんど増えないという結果が得られた²⁷⁾。これはこの種の最適化研究では結果の予測が極めて難しいことを如実に示しており、他所では儲かった話しもここでは通用しない。別の言い方をすると、既に別の手段で強度を稼いでしまっていると、新たな工夫によるゲインは小さく、それぞれが独立でないことを物語っている。

(6) グループドモデレータ

パルス中性子源に用いる含水素モデレータは通常 $(10\sim 12\text{ cm})^2 \times (5\sim 7\text{ cm})$ の大きさの弁当箱のような形をしている。すなわちフラットな中性子放出面をしている。我々は、中性子ビーム強度を増すため、放出面が図 4-25 のような冷モデレータを提案しその性能を明らかにした²⁸⁾。減速材が液体メタンで、反射体のない裸のターゲット・モデレータ系の場合、グループドモデレータはフラットモデレータの 2~2.5 倍高い冷中性子ビーム強度を与えることが分かった。これは大きめのモデレータにリエントラントホールを開け、モデレータの中に溜まる強度の高い冷中性子を取り出しているためと考えられている。図 4-26 は放出面からの中性子ビームの空間分布の実測値で、グループの谷から強度の高い中性子ビームが出ていることが分かる。実際に KENS ではグループド固体メタン (20 K) モデレータを一時期実用に供したことがある²⁹⁾。ターゲット・モデレータが大きな Be 反射体の中に埋められており、すでに中性子を相当なレベルまで囲い込んでいるため、フラットに比べてのゲインは約 1.5 倍にとどまった。

最近プレモデレータ付結合型液体水素についても同様の実験を行ったが、ゲインは 1.1~1.2 倍にしかならなかった (図 4-27)³⁰⁾。グループドモデレータからの中性子の時間分布は図 4-28²⁸⁾に示す如く複雑で、先ずグループの山からの中性子パルスが現れ、グループの深さの中性子飛行時間分だけ遅れて谷からの中性子パルスが現れる。強度は若干増してもこのようなパルス波形では困るという実験には適さないし、このような複雑な形状の冷モデレータを作り運転する困難さを考えると、大強度中性子源の冷モデレータとしては実用的ではないかもしれない。

大強度でも使えることを目指してグループを単純化し、単一グループを持つプレモデレータ付結合型液体水素モデレータが試作され、その性能がテストされた²⁴⁾。

(7) 混合(mixed)モデレータ

液体水素に比べ水素数密度が高く、低エネルギー領域の熱化特性にも優れている固体メタンを何とか大強度核破砕中性子源でも使えないだろうか？ この質問に対し提案されたのが、固体メタンペレット (直径約 1 mm) と液体水素の混合モデレータである³¹⁾。図 4-29³¹⁾に示す如く、液体水素に十分高いパッキングファクタで固体メタンを混ぜ、モデレータ・チェンバーに上から流し込むように循環させる。メタンの分解、重合成物は外部サーキットで何等かの方法により取り除く。Bauer 等は最近このような方式を ESS の正式な R&D 計画の一部として正式に提案し、

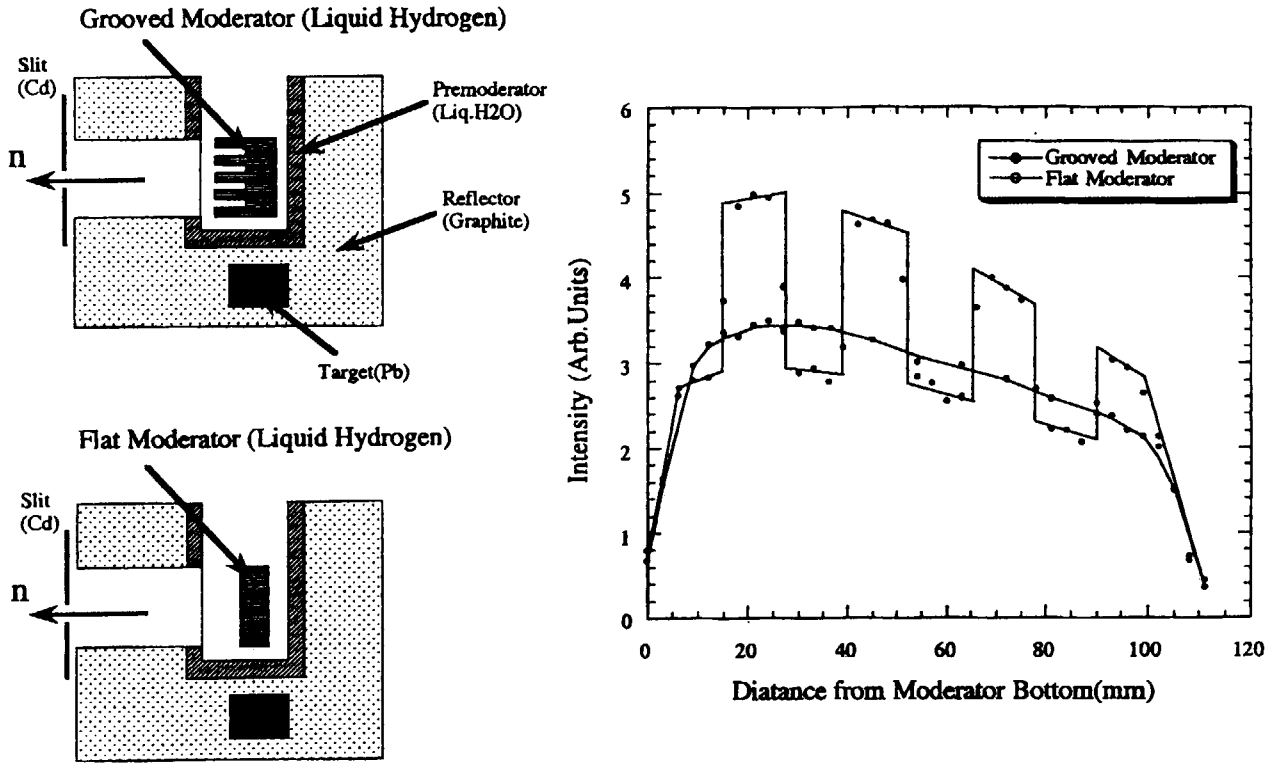


図 4-27 グループ及びフラット液体水素モデレータ（プレモデレータ付結合型）のジオメトリ（左）と冷中性子ビーム強度（空間分布）の比較（右）

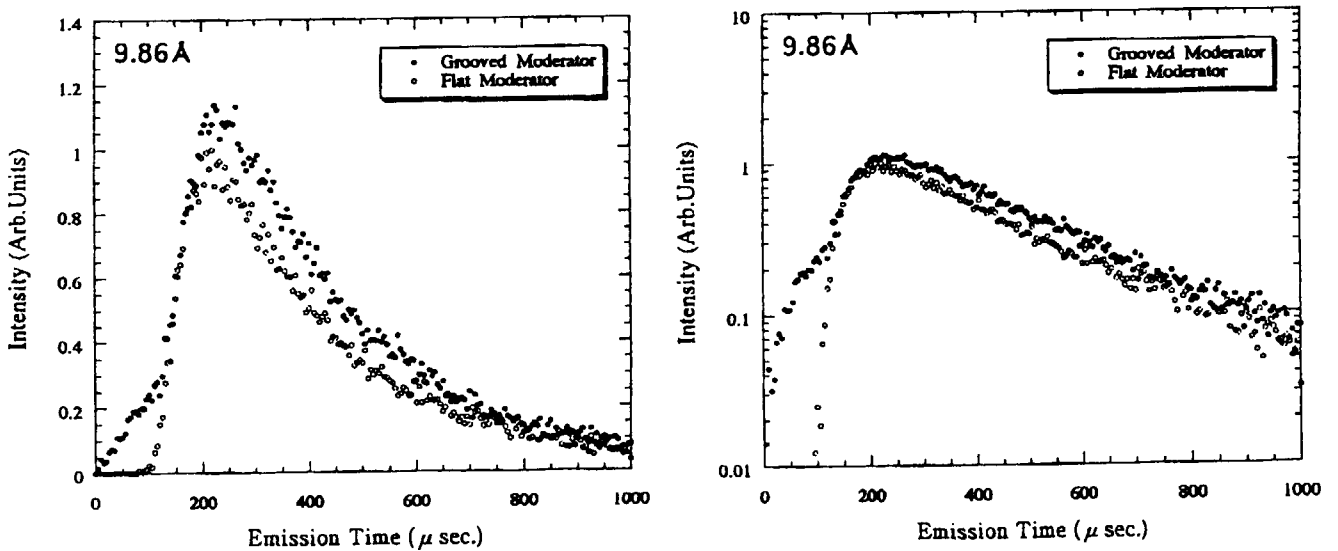


図 4-28 冷中性子パルス波形の比較（グループ対フラット）。左はリニアプロット、右はセミログプロット。先行する立上りはグループの山からの中性子

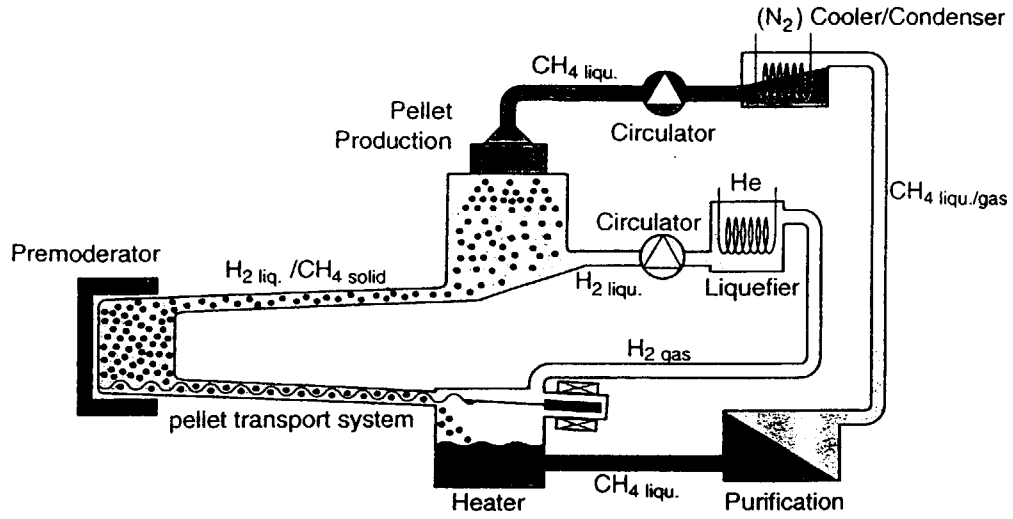


図 4-29 固体メタンペレット・液体水素混合モデレータの概念図

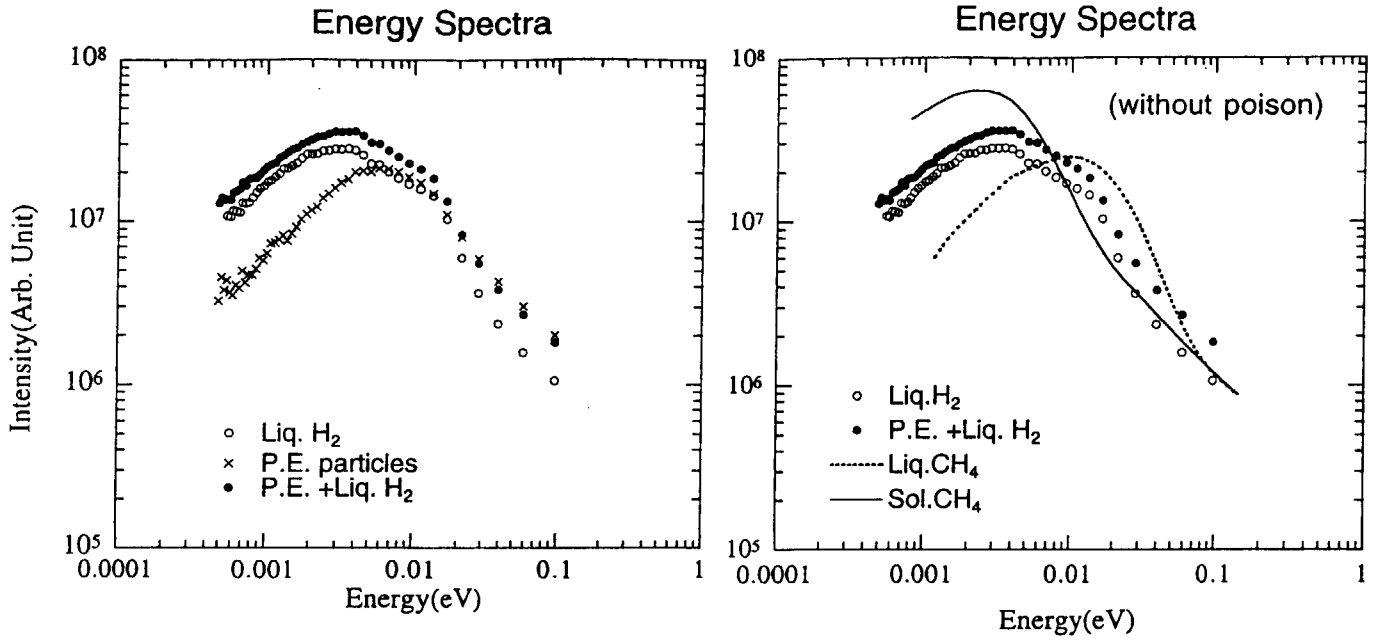


図 4-30 ポリエチレンペレット・液体水素混合モデレータの中性子スペクトル強度。液体水素だけ及びポリエチレンペレットだけの場合との比較(左)。他のモデレータとの比較(右)

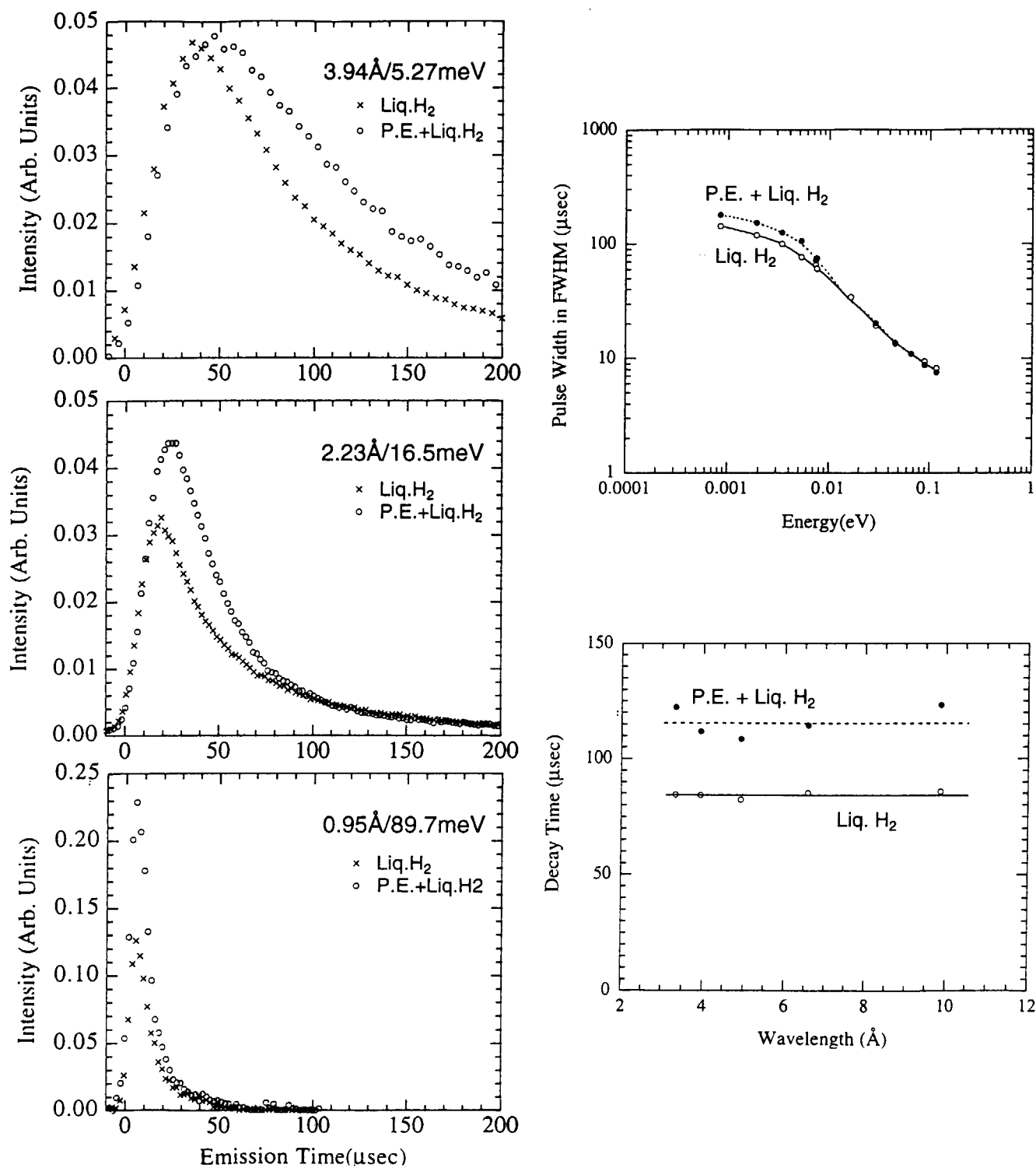


図 4-31 非結合型ポリエチレンペレット・液体水素混合モデレータよりの中性子パルス波形（非結合型液体水素との比較）。
パルス波形（左）、半値幅（FWHM）（右上）および減衰時間（右下）

了承されている。

我々はこのような混合モデレータのニュートロニクスについて基本的特性を知るため、固体メタンペレットの代りにポリエチレンペレット（直径約 1 mm、パッキングファクタ 64.5%）を用い、非結合型混合モデレータのテストを行った³²⁾。図 4-30 はスペクトル強度の測定結果で、ポリエチレンペレットのみ、液体水素のみ及び混合系についてスペクトル強度（実測値）が示してある。冷中性子領域では、純粹の液体水素に水素数密度の高いポリエチレンペレットを入れると、強度は増加する。その様子はあたかも各コンポーネントの独立のモデレータからのスペクトル強度の和となっているように見える（実際には単純な和にはないが）。ここでポリエチレンペレットだけのスペクトル強度をみると、低エネルギー領域に有効な振動モードがないため、中性子温度は液体水素ほど低くない。もしポリエチレンではなく固体メタンペレット混合系の場合について推測すると、固体メタンのスペクトル（したがって T_N ）は冷中性子領域では液体水素の場合とほぼ等しいので、その分混合系の低エネルギー側の強度が図 4-30 の場合より増加することが予期される。

このようなモデレータの目的が冷中性子強度を高めるだけの為なら、このような複雑なモデレータを用いる利点はあるのだろうか。図 4-19 はプレモデレータ付き結合型モデレータの場合、固体メタンは冷中性子強度で液体水素を凌駕できないことを示している。但し非結合（プレモデレータなし、デカップラ有り）の場合、液体水素だけの時よりは固体メタンのような物質が存在するため強度が増加するはずである。図 4-31³²⁾にポリエチレンペレット・液体水素混合モデレータよりの中性子パルス特性を液体水素の場合と比較して示す。冷中性子パルス波形及びパルス幅（FWHM）は液体水素だけの場合とほぼ同じ位になるだろうことはこの実験結果より明らかである。

次にパルス幅の狭い（高分解能）熱中性子モデレータとして、このような混合系を考えてみよう。熱中性子領域では固体メタンは十分有効な熱化の振動モードを持っていないため、固体メタン混合系が必ずしも優れてはいない。H₂O の氷の方が、この目的には優れているとも考えられる。

いずれにせよ、実験による確認が不可欠である。しかし固体メタン（20 K）等のペレットを量産し、モデレータのテスト実験を行うのは容易ではなく、国際協力による実施が検討されている。しかしながら意味のある十分高いパッキングファクターの固体ペレットを液体水素とともに循環させることが出来るだろうか。放射線損傷（バープ）を逃れて作動し続けるために必要なペレットの循環速度はどのくらいになるのか？ まだまだ多くの検討が必要と思われる。

固体メタンのバープの問題については後の章で詳しく述べる。まだ冷モデレータの核発熱、熱除去、放射線分解等についても冷モデレータの工学というタイトルで後に述べる。

文献

- 1) G. S. Bauer and J. E. Vetter : The German project for a high power spallation neutron source for fundamental research, Proc. A perspective on Adaptive Nuclear Energy Evolutions ; Towards a World of Neutron Abundance (Luxenbrug, May 25-27, 1981).
- 2) D. F. R. Mildner and R. N. Sinclair : J. Nucl. Energy 6 (1979) 225.
- 3) J. M. Carpenter, et al.: Nucl. Instr. Meth. A234 (1985) 542.
- 4) T. O. Brun, et al.: LAHET Cold System / CINDER'90 Validation Calculations and Comparison with Experimental Data, Proc. ICANS-XII (Abingdon, UK, 24-28 May, 1993)T-26.
- 5) J. M. Carpenter, (Ed) : Draft proposal for an intense pulsed neutron source (Oct. 1975), ANL.
- 6) N. Watanabe, M. Teshigawara, H. Takada, N. Nakashima, J. Suzuki, K. Aizawa, Y. Oyama and K. Kosako : Neutronic performance of cold moderators in JAERI 5MW pulsed spallation source, proc. Int. Workshop on Cold Moderators for Pulsed Neutron Source (Argonne, Sept. 28-Oct. 2, 1997), 109.
- 7) M. Teshigawara, N. Watanabe, H. Takada, K. Kai, H. Nakashima, T. Nagao, Y. Oyama, Y. Ikeda and K. Kosako : Neutronic Study of the JAERI 5 MW Spallation Neutron Source, JAERI Research 99-020.
- 8) K. Inoue, Y. Kiyanagi and H. Iwasa : Nucl. Instr. Meth. 192 (1982) 129.
- 9) R. G. Fulharty (Compiled) : Proposal for a pulsed - neutron facility, Los Alamos Report LA - 4138 - M (Aug. 1, 1969) P.61.
- 1 0) S. Ikeda and J. M. Carpenter : Nucl. Instr. Meth. A 239 (1985) 536.
- 1 1) H. Wurz: Neutron Thermalization in liquid ortho - and para - hydrogen, KFK-1697 (1973).
- 1 2) D. J. Picton, T. D. Beynon and T. A. Broome : Neutronic studies for the ESS source, Proc. ICANS-XIII (PSI, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P.522.
- 1 3) N. Watanabe : not published.
- 1 4) N. Watanabe et al. : Moderator optimization Studies for Accelerator Pulsed Booster, Pulsed Neutrons and Their Utilization (Joint Meeting Euratom-Japan Atomic Energy Society (Ispra, Sept. 17-18, 1971), EUR 4954e, P.255.
- 1 5) N. Watanabe : A consideration of cold neutron source for KEKS-II, Advanced Neutron Sources 1988, Institute of Physics Conf. Series No.97, Institute of Physics, Bristol and New York (1988) P.763.
- 1 6) N. Watanabe, Y. Kiyanagi, K. Inoue, M. Furusaka, S. Ikeda, M. Arai and H. Iwasa : Preliminary optimization experiments of coupled liquid hydrogen moderator for KENS-II, ibid, P.787.
- 1 7) Y. Kiyanagi, N. Watanabe and H. Iwasa : Nucl. Instr. Meth. A 312 (1992) 561.

- 1 8) Y. Kiyanagi, N. Watanabe and H. Iwasa : Nucl. Instr. Meth. A 343 (1994) 558.
- 1 9) N. Watanabe, Y. Kiyanagi and M. Furusaka : Recent Progress in developing high-efficiency cryogenic moderators, Proc. ICANS-XIII (PSI, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P.659.
- 2 0) Y. Kiyanagi, N. Kosugi, Y. Ogawa, H. Iwasa, F. Hiraga, M.Furusaka and N. Watanabe : High-efficiency cryogenic moderator system for short pulse cold neutron use ; Proc. ICANS-XIII (PSI, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P.666.
- 2 1) Y. Kiyanagi, S. Sato, H. Iwasa, F. Hiraga and N. Watanabe: Physica B213 & 214 (1995) 857.
- 2 2) Y. Kiyanagi, N. Watanabe and M. Nakajima : Nucl. Instr. Meth. A 343 (1994) 550.
- 2 3) Y. Kiyanagi, Y. Oyama, N. Kosugi, H. Iwasa, M. Furusaka and N. Watanabe : Further optimization of coupled liquid-hydrogen moderator for intense pulsed neutron source, Proc. ICANS-XIII (PSI, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P.654.
- 2 4) Y. Ogawa, Y. Kiyanagi, N. Kosugi, H. Iwasa, M. Furusaka and N. Watanabe: Nucl. Instrum. Meth, A432 (1999) 415.
- 2 5) E. J. Pitcher, G. J. Russell and P. H. Ferguson : Use of a cold beryllium reflector-filter to enhance cold source brightness at long wavelengths, Proc. ICANS-XIV (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, June 14-19, 1998) P.524.
- 2 6) Y. Kiyanagi, et al. : not published.
- 2 7) M. Teshigawara, et al. : not published.
- 2 8) K. Inoue, Y. Kiyanagi, H. Iwasa, N. Watanabe, S. Ikeda, J. M. Carpenter and Y. Ishikawa : Grooved cold moderator test, Proc. ICANS-VI (Argonne, June 28-July 2, 1982) P.391.
- 2 9) Y. Ishikawa, S. Ikeda, N. Watanabe, K. Kondo, K. Inoue, Y. Kiyanagi, H. Iwasa and K. Tsuchihashi : Grooved cold moderator at KENS, Proc. ICANS-VII (Chalk River, Sept. 13-16, 1983) P.230.
- 3 0) Y. Ogawa, Y. Kiyanagi, M. Furusaka and N. Watanabe : J. Neutron Research, 6 (1997)197.
- 3 1) A. T. Lucas, G. S. Bauer and C. D. Sulfredge : A pelletized solid methane moderator for a medium-to-high power neutron sources, proc. ICANS-XIII (PSI, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P.644.
- 3 2) Y. Ogawa, Y. Kiyanagi and N. Watanabe : J. Nucl. Sci. Technol., 36 (1999) 105.

5. 原研におけるニュートロニクス設計研究

5. 1 ニュートロニクス設計研究の目的

原研（統合計画）5 MW核破砕中性子源計画におけるニュートロニクス開発研究の目的は次の通りである。

- (1) 優れた高性能ターゲット・モデレータ・反射体システム概念の創出
- (2) 上記概念に基づく、システムパラメータの最適化
- (3) 工学的設計に必要なデータの提供ならびに中性子性能を犠牲にしないで工学的設計条件をより現実的にするためのシステムパラメータのサーベイ
- (4) 最適化されたパラメータを用いて提案されたシステムの性能評価及び外国の競争相手との性能比較

以上の中で一番重要なのは(1)で、これには多くの経験と専門性が必要となる。特に高効率化はターゲットよりはむしろ、モデレータ及びターゲット・モデレータ結合の進歩によりもたらされることを強調しておきたい。また(2)(3)を遂行するには計算手法、コード、核データ、モデレータの scattering kernel の整備等が当然必要となる。計算コードは 20 MeV 以上のハドロン輸送を NMTC、HETC 系のコードで、また 20 MeV 以下の輸送計算を MCNP-4A 等のモンテカルロコードを用いて行われてきた。最近 MCNPX という新しいコードと 150 MeV までの断面積 LA150 を用いた計算も行われるようになった。統合計画では、将来の 5 MW 核破砕中性子源の実現に 6 GeV 陽子の採用も考えられるので、NMTC/JAERI の使用エネルギー上限（現在 3 GeV）の拡張の努力とコードの整備が急がれていたが、最近原研で JAM が開発され、実用化されるようになった。また超臨界水素や低温でのメタン、さらにはメタンハイドレイド等の冷減速材の中性子特性を計算するのに、現在の scattering kernel は不十分で、その改良が待たれる。

5. 2 ターゲットの材料、形状の選択についての予備的検討¹⁻⁴⁾

5 MW での水冷固体ターゲットの使用は非現実的で、液体重金属ターゲットの使用が不可欠となる。現在、選択可能な液体重金属ターゲット材料として、水銀(Hg)及び鉛-ビスマス(Pb-Bi)溶融塩について、円筒形及び扁平な直方体形断面のターゲットで、モデレータの方向に出てくる速中性子強度のターゲット軸方向分布を調べた。陽子ビームエネルギーは 1.5 GeV、電流密度は最大 $48 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ とし（ESS 計画では $80 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ を想定しているが、原研計画ではターゲット入射窓の熱負荷、Hg の圧力波による応力負荷及び放射線損傷を考え、この値とした）、この計算では均一分布を仮定、またビームの外側のターゲット肉厚は、円筒形の場合 1.5 cm、矩形断面の場合両側横方向に各 2 cm、モデレータの置かれる上下方向に各 1.5 cm とした（図 5-1¹⁻⁴⁾ 参照）。計算の結果は図 5-2¹⁻⁴⁾ の如くなり、Hg 扁平ターゲットの優位性が歴然とかがえる。Hg が Pb-Bi より優れているのは Hg の方が核子密度が高いためであり、また扁平な形状の方が良いのは、モデレータを一次中性子源により近付けることが出来るためである。

また各種モデレータから得られる冷・熱・熱外中性子強度がターゲット及びビームの大きさ、形状でどの様になるかを理解するために、ターゲット横方向の分布を調べた（図 5-3¹⁻⁴⁾）。

ターゲット（陽子ビーム）をより扁平にしても速中性子強度の最大値はあまり変わらず、より広い範囲が明るくできることを示している。

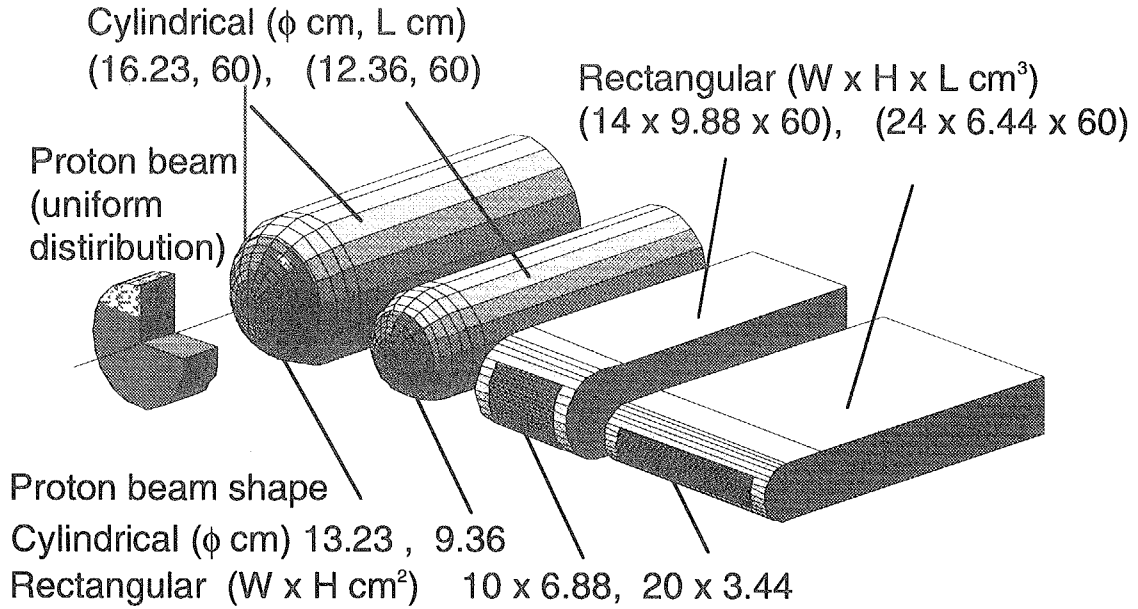


図 5-1 種々の陽子ビーム／ターゲット形状のイラスト

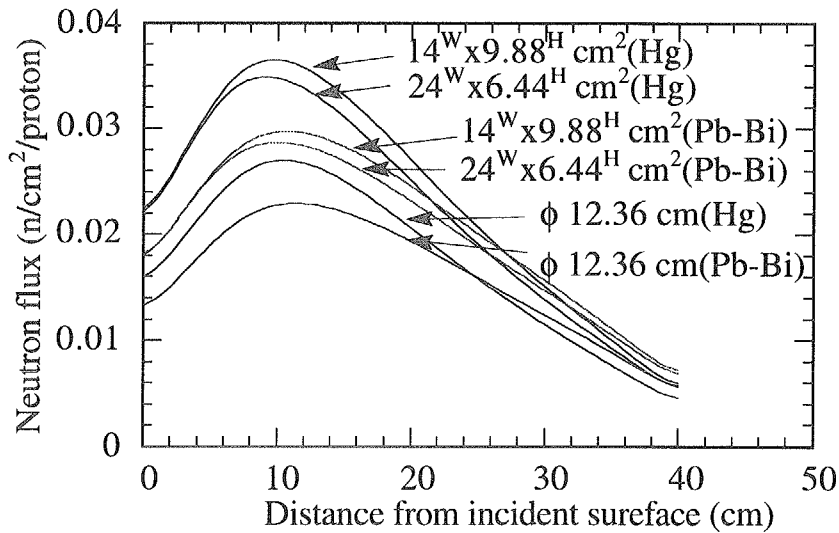


図 5-2 種々のターゲットからの漏洩中性子のターゲット軸方向空間分布

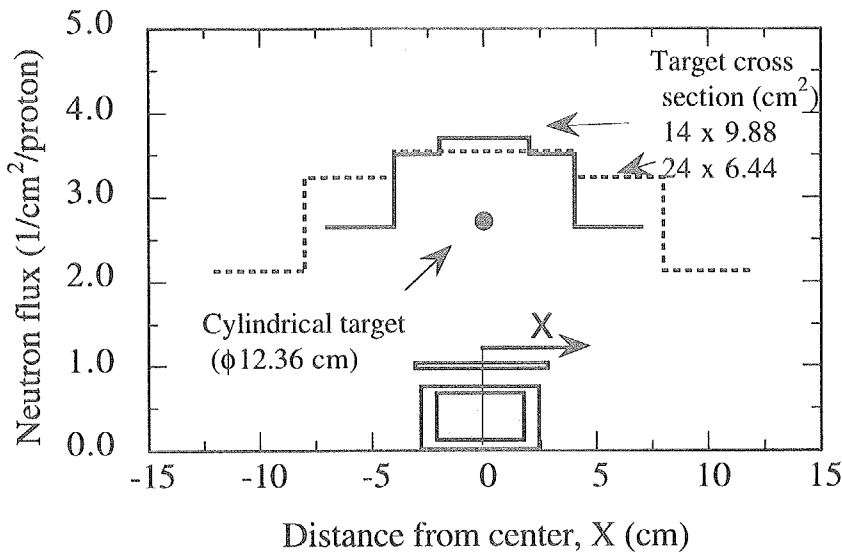


図 5-3 扁平水銀ターゲットからの漏洩中性子の横方向（水平方向）分布の形状（扁平度）依存性。●印は直径 12.36 cm の円形ターゲットについての中心線上での値

5. 3 必要なモデレータの数と性能

まず将来中性子散乱実験で必要となるビーム数あるいは測定器の数を冷・熱・熱外中性子が各々全体の1/3を占めると仮定した（より厳密には中性子源まわりにそれぞれの種類の中性子ビームを取り出す占有角度の割合がそれぞれ全体の1/3）。これはほぼ妥当な仮定と考えられる。そこで現時点で想定される測定器群を一例として配置してみると、実験室の大きさ・形状・測定器の所要な飛行路長、後に述べるモデレータの配置等を考慮して図5-4⁵⁾の如くなる。

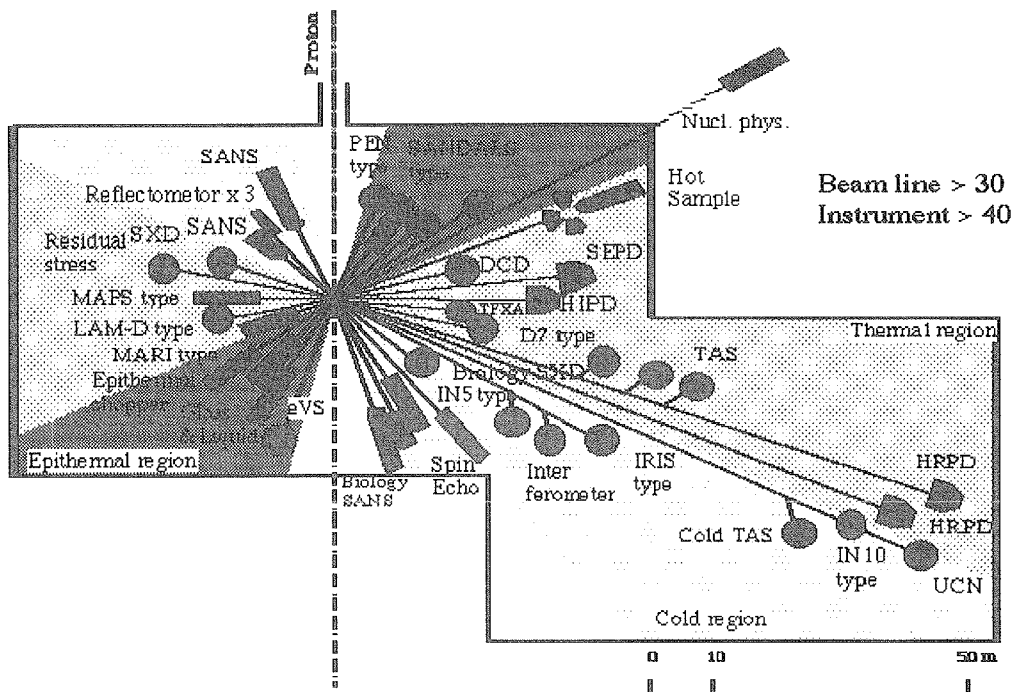


図 5-4 原研 5 MW 核破砕中性子源施設における中性子散乱実験室の暫定的レイアウトの一例。冷、熱、熱外中性子ビームあるいはそれらを用いる測定器の数は 1:1:1 を仮定

中性子源施設の全体としての性能を Figure of Merit (FOM) で記述すると次式の如くなる⁶⁾。

$$FOM_{\text{facility}} = \sum_i (FOM)_i$$

但しここに $(FOM)_i$ は i 番目の中性子ビームに特定の測定器を設置したときの中性子源の FOM で、ビーム毎に専用のモデレータを持つことは不可能であるので、モデレータに対する要求の似通ったいくつかの測定器が、それらに平均的に最適化されたモデレータを見るようにする。そして FOM_{facility} が最大になるようにそれぞれの最適化を行い、全ビームについて和をとる。当然 i の数、すなわち利用できるビームの数を如何にして増やすことが出来るかが重要な命題となる。種々の中性子散乱実験で FOM がどの様に表されるかについて表 5-1⁶⁾ に示す。

表 5-1 種々の中性子実験に対する FOM

Category 1	$FOM = \phi_p(t)/\theta^2$ ● most thermal and epithermal instruments without neutron guides
Category 2	$FOM = \phi_p(t)/(f\theta) = \phi_p(t)$ (proportional to the pulse peak flux and independent of f and θ over the realistic range) ● high-resolution inverted geometry instruments with neutron guides, such as LAM-80ET, IRIS ● high-resolution powder diffractometers with neutron guides
Category 3	$FOM = \phi_p(t)/f$ (proportional to time-averaged flux per pulse and independent of f and θ over the realistic range) ● SANS instruments ● TOP, CRISP type instruments
Category 4	$FOM = \phi_p(t)$ (proportional to time-averaged flux and independent of f and θ over the realistic range) ● high-resolution instruments not using a time-structure for energy defining such as MUSICAL, multi-detector spin-echo instruments.

5. 4 モデレータの選択⁵⁾

5. 4. 1 必要なモデレータの種類と数

図 5-4 の如く、ターゲット周りの 360° の空間のうち、陽子ビームの入射及びターゲット・リモートハンドリングにそれぞれ最低 30° (実際にはもっと大きな角度が必要か?) とすると、中性子ビーム取り出し可能な角度は最大で 300° となる。これを冷・熱・熱外中性子ビームで分割すると各 100° となる。この角度を一つのモデレータの一つのビーム放射面だけでカバーするのは不可能で、2面は必要となる(通常1放射面がカバー出来るのはせいぜい $40 \sim 50^\circ$ である)。

5. 4. 2 冷中性子モデレータ

冷中性子領域で重要となるのは、中性子小角散乱 (SANS) や蛋白質の構造解析等に用いる高強度モデレータと、 μeV またはそれより更に高分解能の実験をするための高分解能モデレータに大別される。表 5-1 から明かな如く、前者に対する FOM は1パルス当たりの冷中性子時間積分強度に比例し、パルス幅はどうであっても殆ど問題にならない。また毎秒のパルス繰返し数にもあまり関係しない。そのため、50 Hz を 25 Hz にしてもほとんど損にはならない。一方後者では FOM はパルスのピークの高さに比例する。ここでもパルス幅は原理的には重要ではなく、また繰返しは多くの場合 50 Hz を満喫できる (25 Hz 程度の低繰返しが望ましい場合もある)。筆者等が長年にわたり開発してきたプレモデレータ付結合型液体水素 (あるいは超臨界水素) モデ

レータは、すでに第 4 章で述べた如く、上述の二つの要求を同時に満たすことが出来る。前者の目的に対しては、ISIS 等でこれまで用いられてきた非結合型液体水素モデレータに比べ 5~6 倍の時間積分強度が、また 2~3 倍のピーク強度（何れもターゲットでの単位発生速中性子当たり）が得られる。

5. 4. 3 高分解能熱中性子モデレータ

パルス中性子源の大きな長所の一つは、熱中性子領域で非常に分解能の高い散乱実験が効率良く行えることで（例えば高分解能粉末中性子回析の場合、5 MW 短パルス中性子源は高中性子束炉を用いた実験の 1000 倍以上の効率）、モデレータとして高分解能用、即ちパルス幅の狭い熱中性子の得られるモデレータのみを考える。表 5-1 から明かな如く、この目的では FOM は（パルス当たりの時間積分強度） / （半値幅）² に比例する。ここでも繰返しは 50 Hz が満喫できる場合と 15 Hz 程度まで落とした方がよい場合もある。熱中性子領域で幅の狭いパルスを得る一番効率的な方法は、モデレータの温度を下げ熱化領域を約 20 meV 以下の領域にシフトさせ、幅の狭い比較的対称性の良い減速領域のパルスを取り出すことである。そのため、ISIS では非結合型液体メタン（100 K）に更にポイズン板（Gd）を入れて熱化領域でのパルス幅の増加を抑え、質の高い散乱実験を行ってきた。しかしながら、液体メタンモデレータの使用は 160 kW 級が限界である。第 4 章で述べた混合型モデレータ（例えば固体メタンペレットまたはビーズ+液体水素）の実用化には解決せねばならない工学的な問題が多い。また、非結合型ポイズン板入り軽水モデレータは一応この目的を達成できるが、所要のパルス幅を得るのに強度を大きく犠牲にせざるを得ない欠点がある。一方、液体水素は、20 meV 位迄減速領域の鋭いパルスを供給することが出来るが、液体あるいは固体メタンや軽水に比べ水素密度が低いため、強度に不満がある。我々は非結合型水素モデレータをベースに、如何にしてより高い性能が得られるかに取り組んでいる。その具体的な R&D については後述する。

5. 4. 4 熱外中性子モデレータ

この領域の散乱実験は短パルス核破砕中性子源の最も重要且つ得意とする分野といわれてきたが、最近冷中性子領域でも十分重要的な研究が出来るようになった為、ビームの割り振りとしては全体の 1/3 を 1 個のモデレータの両面ビーム取り出しでカバーすることを考えた。この領域では室温の軽水モデレータで目的が達成出来る。最適なモデレータの厚さはどのエネルギー領域を最も重視するかによって異なるが、0.3~100 eV の領域を考えると約 3 cm 厚となる。最近の散乱実験の傾向として一つの測定器を用いた実験が、熱外中性子領域だけに限らず、熱中性子領域も併せて一挙に測定したいとする要望が多い。その為むしろ前節の高分解能熱中性子用モデレータを使用したいとの希望が、どこの短パルス核破砕中性子源施設でも根強い。しかし総てのモデレータをクライオジェニック型にすることは経済的にも技術的にも困難であるので、一応 4 個のうちの 1 個は室温モデレータとしてみた（将来必要なら軽水モデレータを第三の水素モデレータに変更することを検討する）。また、液体水素を用いるモデレータは、水素数密度が低いため、熱外中性子の強度の低下とパルス幅のある程度の増大は避けられない。また、このモデレータは熱

中性子領域での役割もある程度果たせるよう配慮し、ポイズン型モデレータとすることも今後検討の対象となる。

5. 5 陽子ビーム入射方式とモデレータの配置^{1-3,5,7,8)}

種々の現実的な理由により陽子ビームは水平入射を採用する。下方から上方への垂直入射方式を採用すると、ターゲット周りの360°の空間がビーム実験に利用できそうであるが、その場合にはリモートハンドリングセルを地下に設け、ターゲット等を斜め下に引き出さなければならないこと、陽子ビームラインの垂直部分のメンテナンスが困難になること等のため、これらを考慮して、水平入射とした(図5-5の一番上の図参照)。従ってターゲットは水平に置かれ、モデレータはウイング配置となる。図5-5¹⁾は我々の提案するターゲット・モデレータ・反射体のコンセプトで、4つのモデレータのうち結合型水素モデレータ2個をターゲットの上部に、また熱及び熱外中性子用の非結合型モデレータ計2個をそれぞれターゲット下部に配置する。結合型と非結合型はターゲットの上下どちらか一方の側に住み分けさせる事が望ましい。非結合型の方にはデカップラーが存在するため、混在させると結合型の中性子強度を損ねる。

4個のモデレータを配置するのに、上流の2個をターゲットからの速中性子強度の最も高い場所に置くと、下流の2個は速中性子強度が半減してしまう、すなわち2等席に置くしかない。ISISでは実際にそうなっている。もし両者を平等にすると両者とも1.5等席になり、特定のサイエンスにピークを持たせようとする考えに反する。両者の間に差をつけるという考え方は、ESSでもSNSでも踏襲されている。我々は両方とも一等席に置けるよう種々試みた。図5-5^{1,5-7)}は最終的に辿り着いた配置で、図5-6に示すSNS⁹⁾及びESS¹⁰⁾の配置とは明らかに異なる。我々の配置では、図中のターゲットの上を示した速中性子の軸方向分布(1.5 GeV陽子入射に対する計算及び実験結果)のピークの近傍に出来るだけ近接させて2つのモデレータを配置している。1.5 GeVでも軸方向速中性子分布のピークの半値幅は、二つのモデレータを同時にピーク位置に置けるほど広くはない。その為種々の工夫を行っている。例えば上部の2個のプレモデレータ付結合型水素モデレータは背側面のプレモデレータを二つの液体水素モデレータで共有することにより、殆ど一つのモデレータの如くピーク位置に置かれるようにする等配慮した。

この様なコンパクトな配置で心配になるのは、二つのモデレータ、特に向かい合っている面(下部モデレータ参照)同士のクロストークである。それが怖いので、この様な配置はこれまで避けられてきた。我々はそれにあえて挑戦し、クロストークは問題にならないことを時間積分スペクトル及びパルス波形のデータ解析により確認した。これは、片方のモデレータがある時とポイドにした時に検知できる差違がスペクトル等に現れるか否かで判定された。この努力が後に述べる高い性能に結びつくのである。

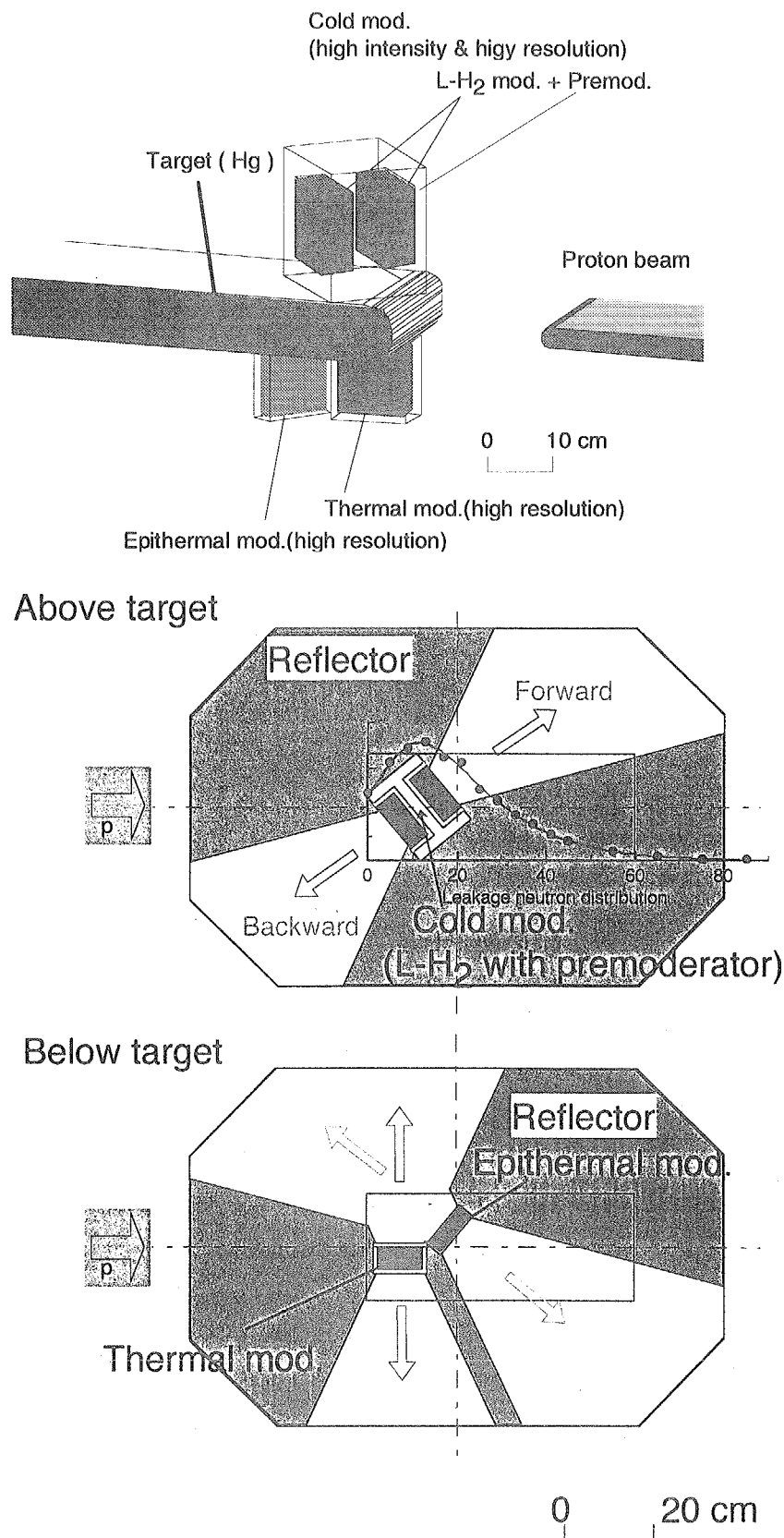


図 5-5 原研 5 MW 核破砕パルス中性子源ターゲット・モデレータ・反射体システムのレイアウト。上からそのイラスト（反射体は描かれていない）、ターゲット上部及び下部モデレータの配置

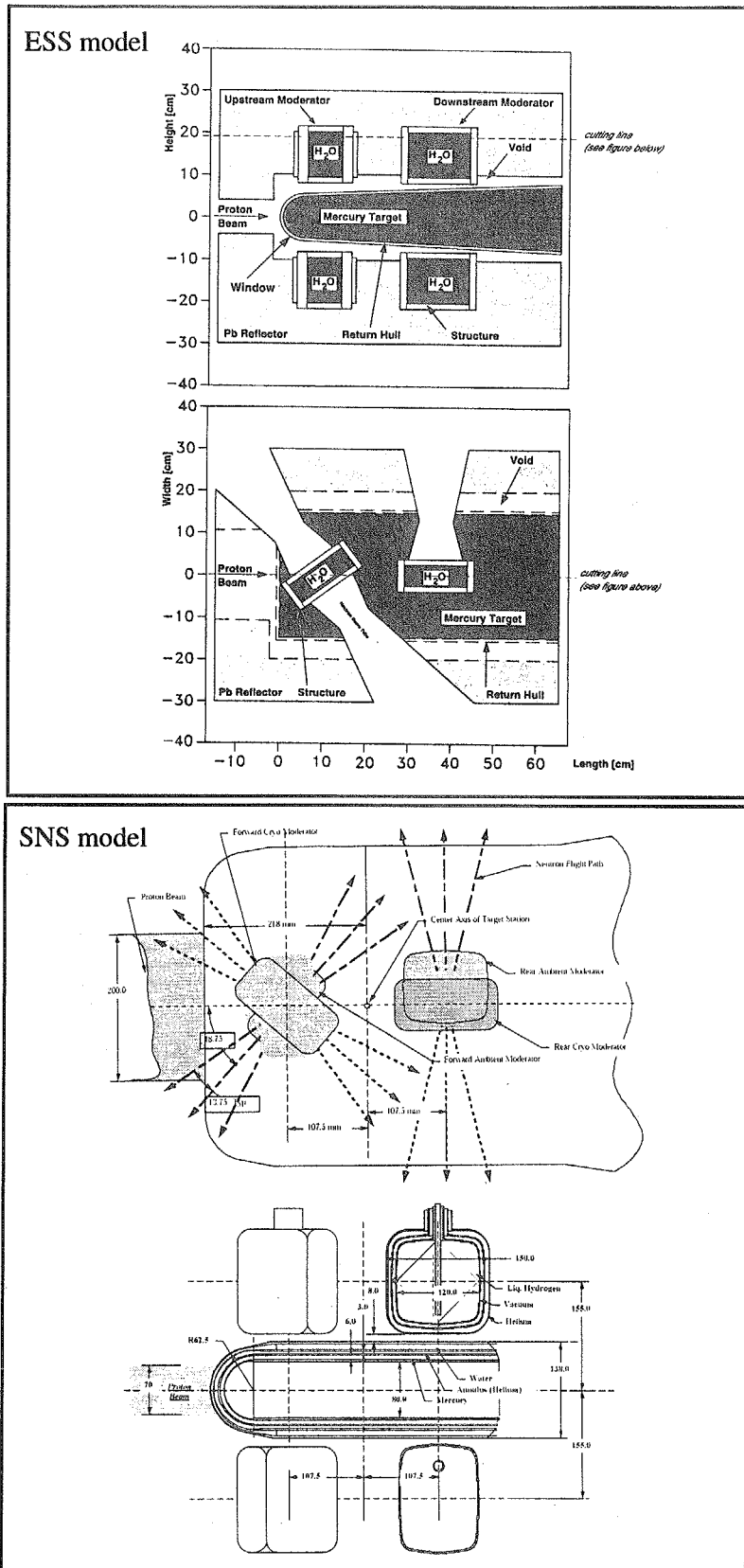


図 5-6 ESS (上) 及び SNS (下) 計画におけるターゲット・モデレータ・反射体システムのレイアウト。ターゲット上下それぞれに置かれている二つのモデレータの間の距離に注目

5. 6 反射体

短パルス核破砕中性子源において、反射体の材料と大きさの選択は中性子強度、パルス特性に対しては勿論、モデレータの核発熱に対しても大きな影響を持つ。そこでその材料については、減速反射体として最も高い性能が期待され、総ての現在稼働中の短パルス核破砕中性子源で用いられているベリリウム (Be) と、かつて西ドイツで計画されたSNQや現在のESS計画でも採用が考えられている非減速反射体としての鉛 (Pb) の両者について具体的に検討することとした。反射体の大きさは、結合型モデレータの場合比較的大きな体系を必要とすることがこれまでの研究で既に分かっており、検討のための標準サイズとして幅80 cm、長さ(奥行き)120 cm、高さ160 cmを設定した(コーナーは図5-5の如くカットした形)。後に大きさの効果を調べ最適化を行う。反射体には、モデレータからの中性子ビームを取り出すため、図5-5に示す様なビーム取り出し孔が設けてある。その開口部の高さは10 cmである。

非結合型モデレータはビーム放出面以外 B_4C デカップラーで囲まれており、またそれらのモデレータからのビーム取り出し孔の周りにも同様の熱中性子吸収物質がライニングされている。計算モデルにおけるこれらデカップラーの厚さは3 mmに固定し、所要のカットオフエネルギーは B_4C の数密度を可変にして得られるようにした。

最初の検討では反射体は冷却水を含まない単体として扱ってきたが、後に5~20%の冷却水(重水)を含む系の検討を行った。反射体材料の違いによる遅い中性子ビーム強度の違いについては5.7.2節で述べる。

5. 7 最適化研究

5. 7. 1 陽子ビームプロファイル及びターゲット形状と冷・熱・熱外中性子ビーム強度との関係

(A) 陽子ビーム断面形状の影響^{1-3,7,8)}

各モデレータ放出面から法線方向2 mのところにて点状タリーを置き、各々のモデレータから得られる冷・熱・熱外中性子ビーム強度が、陽子ビーム形状、従ってそれにより決まるターゲットのビーム方向断面形状、寸法等の変化に対してどの様に変化するかを調べた。陽子ビームの断面寸法とターゲットのそれとの関係は、既に5.2節で述べた通りである。陽子ビーム形状の縦横比(aspect ratio)を独立変数とし、ターゲット断面形状・寸法は陽子ビームに応じて変化する。結果は図5-7⁵⁻⁷⁾に示す如くで、陽子ビーム及びターゲットが扁平である限り、各モデレータからの中性子ビーム強度は縦横比には殆ど影響されないことが判る。このことは図5-3に示したターゲットからの漏洩速中性子の横方向分布からも説明できる。この結果はターゲットの工学的設計に大きな自由度を与えることを意味し、非常に重要な知見である。

(B) ターゲット横方向寸法増加の影響^{4,7)}

陽子ビーム断面の形状・寸法は標準ケース(13.35 cm^W×5.16 cm^H)のままに固定し、ターゲットの横方向の寸法(片側でビームサイズ+1.5 cm)を増加させた場合、冷・熱・熱外中性子ビーム強度にどう変化するかを調べることは、特にターゲット冷却の観点から重要である。すなわ

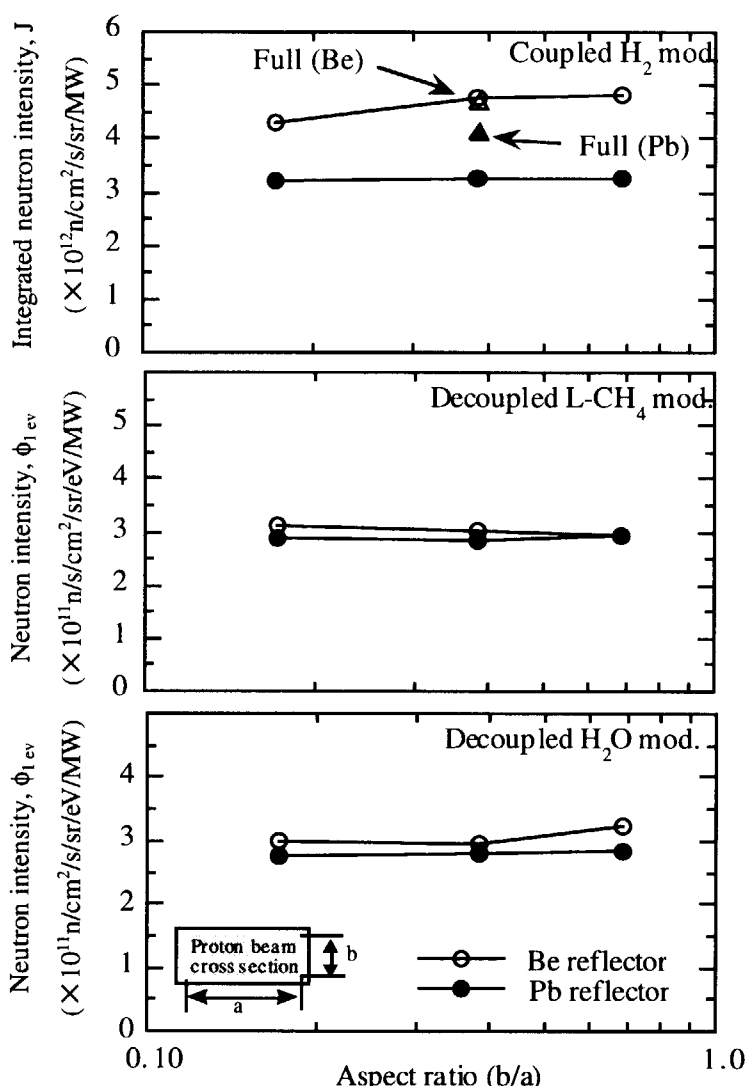


図 5-7 モデレータから得られる中性子ビーム強度の陽子ビーム及びターゲットの縦横比による変化。上からプレモデレータ付結合型水素、非結合型液体メタン（実際には使用できないが高分解能熱中性子用レファレンスモデレータとして）及び高分解能熱外中性子用軽水モデレータの順。●は Pb 反射体、○は Be 反射体の場合、▲及び△は Pb 及び Be 反射体で後に述べる拡張型プレモデレータ（Extended Premoderator）を用いた場合。縦軸中性子強度は冷中性子モデレータについては時間及びエネルギー積分冷中性子強度 J で、また熱及び熱外中性子用非結合型モデレータについては 1 eV での値 $\phi_{1\text{eV}}$ で示してある。

ち、ターゲットに必要な量の水銀をどのように循環させるかという熱流動的見地からも、また構造材料的見地からも、どこまでターゲットの横方向寸法を増加させたいか、また増加させても中性子特性からみて許容できるか、という問題である。この横方向追加部分はターゲット・モデレータ・反射体システムから見れば明らかに中性子吸収体の増加であり、一種の巨大なデカップラとして作用し、中性子ビーム強度をかなり減少させることが懸念されていたからである。計算結果は図 5-8⁷⁾に示す通りで、ターゲットの横方向寸法の増加に対して、各モデレータからの中性子ビーム強度は予想より遙かになだらかに減少している。このこともまた、ターゲットの工学的設計に対し大きな自由度を与える重要な知見である。

(C) ターゲット高さ方向寸法もしくはターゲット・モデレータ間距離の増加の影響^{4,7,8)}

陽子ビーム断面形状・寸法は標準ケースのままとし、それにより決まるターゲットの高さ方向の寸法をさらに増加させたらどうなるか。結果は図 5-9 に示す通りで、無視できない中性子ビーム強度の減少が見られる。図中フラットターゲットに関して二つの曲線が描かれているが、上の曲線は標準ビーム電流密度 48 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ の時、下の曲線は電流密度を小さくし、その分ビームスポ

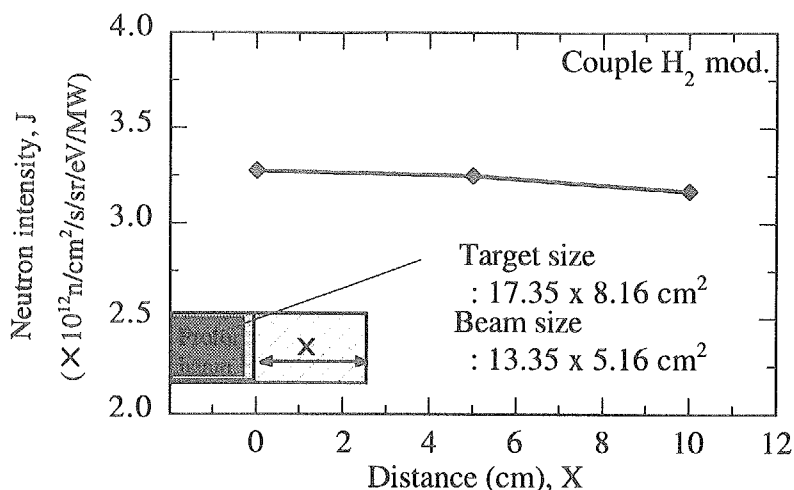


図 5-8 ターゲット横方向寸法をさらに増加させた時のプレモデレータ付結合型水素モデレータからの冷中性子ビーム強度の変化

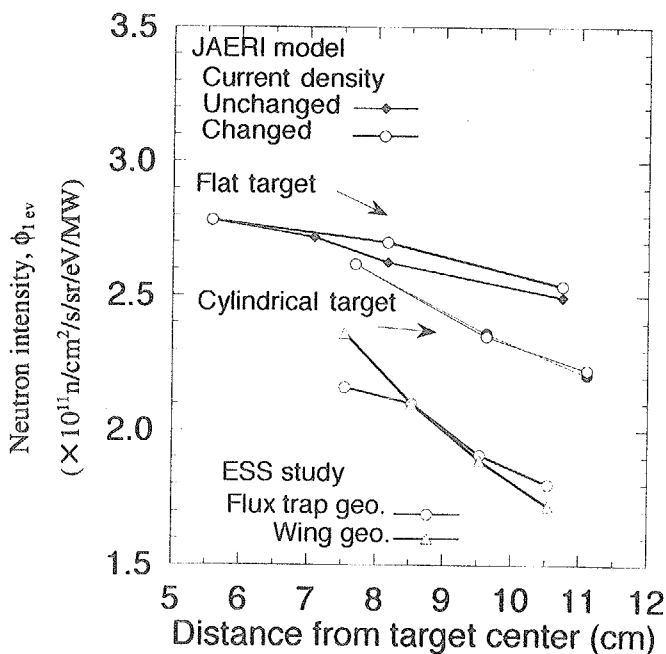
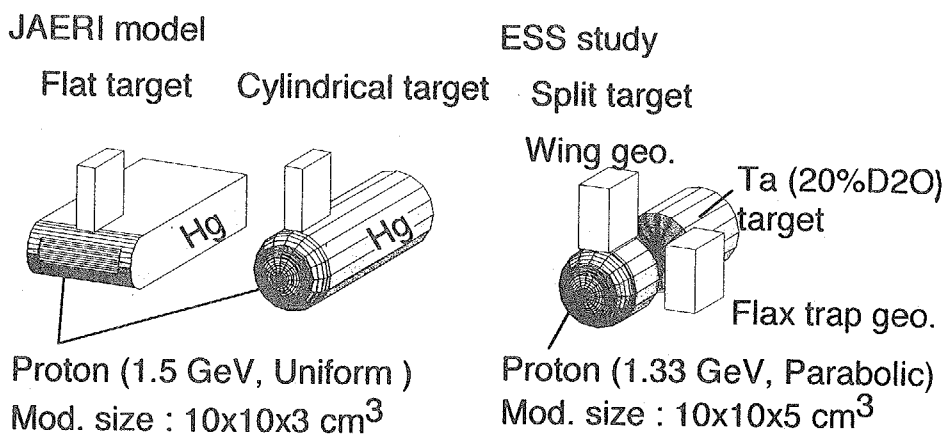


図 5-9 ターゲット高さ、もしくはターゲット・モデレータ間距離をさらに増した時の室温軽水モデレータからの 1 eV での中性子ビーム強度の変化

ット、従ってターゲットの高さ（すなわちターゲット中心線からの距離）が増加した場合のプロットである。両者の間にほとんど差はない。比較のため、円筒形 Hg ターゲットの場合及び ESS スタディにおけるフラックス・トラップ型及びウイング型配置での計算例¹¹⁾が示してある。距離の増加に伴う中性子ビーム強度の減少率は円筒形陽子ビーム/円筒形ターゲットの場合に比べかなり緩やかで、ここでも扁平ビーム/扁平ターゲットのコンセプトが有効となっている。ターゲット・モデレータ間隙にはターゲットの三重容器（内側より水銀容器、その外側にボイド層及び水冷層を想定した場合）、クライオジェニックモデレータの真空断熱層を含む容器壁厚が存在する。この距離を如何に小さくし、モデレータを明るくできるかに当然ながら大きな関心が払われてきた。一方、この距離を小さくすることは工学的には大きな困難をもたらす。

ターゲット・モデレータの結合係数はこの距離に最も大きく影響されることはよく知られているが、ここで得られた結果は中性子ビーム強度を少しばかり売り渡すことにより、必要な工学的設計裕度が買い取れることを意味し、その必要経費を見積もることが出来る。後に述べる如く、種々のアイデアで中性子ビーム強度増をはかり、その結果の一部で工学的成立性、安全性を買うというのが、我々の基本戦略である。

5. 7. 2 反射体材料の影響^{1,2)}

標準 Pb 反射体を Be に置き換えたら、冷・熱・熱外中性子ビーム強度はどう変化するかを調べた。その結果を図 5-7 に Pb 反射体の結果と併せてプロットした。プレモデレータ付き結合型液体水素モデレータからの時間積分冷中性子強度の増加は非常に大きく、約 35 ~ 47% 増にもなっている。しかしパルス特性はどうなっているのであろうか。図 5-10 は冷中性子パルスの時間構造（パルス波形）を Pb 及び Be 反射体の両ケースについて比較したもので、パルスのピーク値は殆ど変わらず、Be の場合の強度増は、パルス幅（FWHM）の増大と時間的減衰の特性時間の増加によりもたらされていることがうかがえる。即ち Be 反射体の採用はピーク強度の改善には寄与していないことが判る。それでも FOM がパルス当たりの時間積分強度に比例する実験にとっては大きな利得となる。

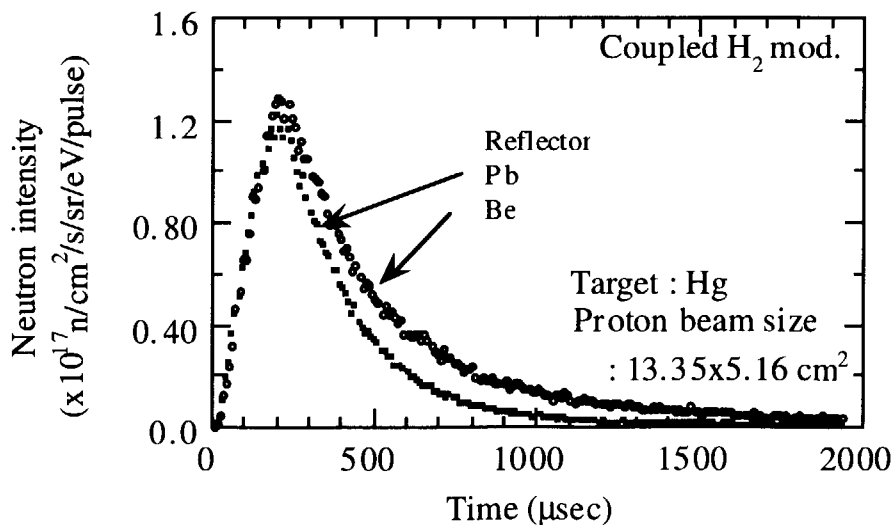


図 5-10 反射体材料の違いによるプレモデレータ付結合型水素モデレータからの 2.0 - 2.2 meV 冷中性子パルス波形の比較

5. 7. 3 ターゲットに対するモデレータの相対的位置の中性子ビーム強度への影響と位置の最適化^{1,2,7,13)}

この問題はモデレータのターゲットに対する相対的位置の最適化を図ると同時に、5. 5節で目指した「総てのモデレータを一等席に」という目標がどの位達成されたかの目安となる。個々のモデレータの位置を独立に動かすことは出来ないし意味がないので、4個のモデレータと反射体を標準体系のままに固定し、ターゲットをビーム方向の前後に5 cm ずつ移動させ、その時の中性子ビーム強度をプロットしたのが図 5-11 である（この図は Hg ターゲットではなく、Pb-Bi ターゲットに関する計算であることに注意）。この図から明らかな如く、標準モデルでのモデレ

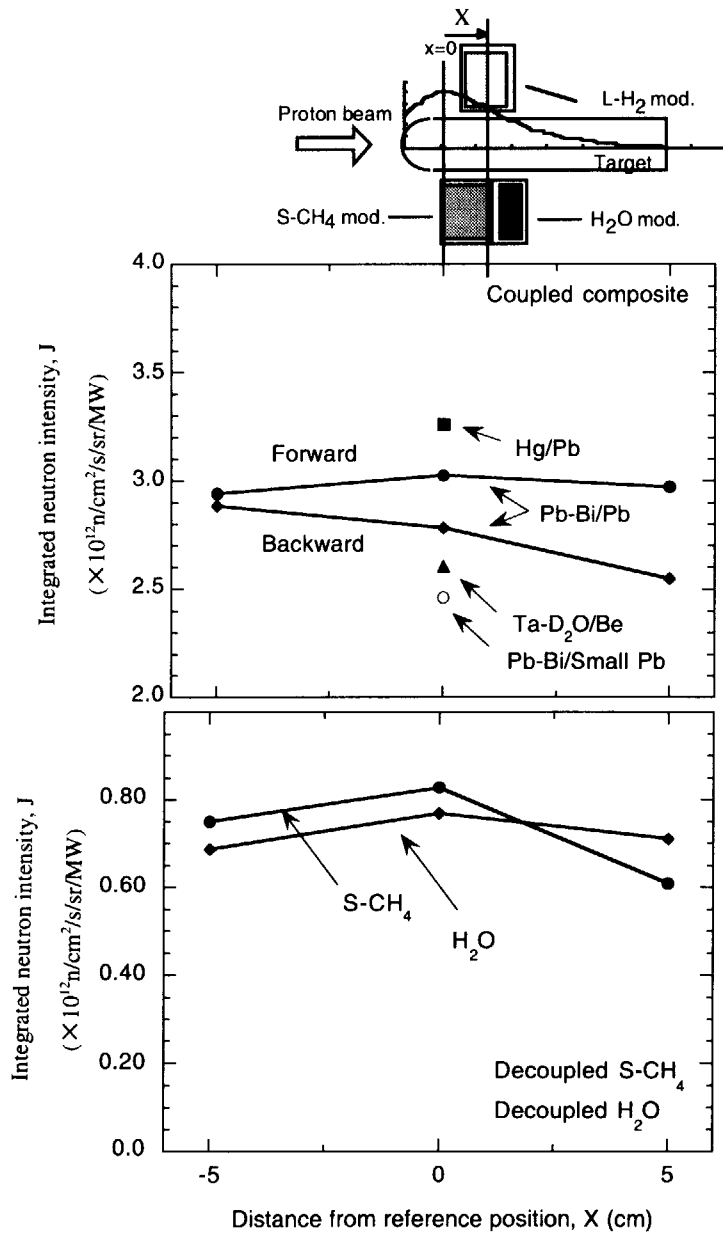


図 5-11 各モデレータから得られる中性子の積分強度 J のターゲットに対するモデレータの相対位置による変化。S-CH₄ は実際には用いられないが、非結合型水素モデレータ位置に参考のため置いた。

ータ位置で、総てのモデレータからの中性子ビーム強度は最大値に近く、今後若干の修正は必要なものの、ほぼ最適の位置にあること、またターゲットの上流及び下流に置かれたモデレータからのビーム強度が同時にほぼ最大値を実現していること、即ち例えば上流の強度が最大になるように全体の位置を設定した時、下流の強度が 1/2 になるということにはなっていないことから判断して、所期の目的はほぼ達成されていることが判る。しかもここで達成されたビーム強度が後で比較するように、諸外国の同規模の計画は勿論、より小規模の計画での効率に比べても、十分高いものであることを強調しておきたい。また図 5-11 には、Hg を含め Pb 以外のターゲット及び異なる反射体材料との組み合わせで得られるビーム強度についても、幾つかのケースについて参考のためプロットしておく。この場合モデレータの相対位置の影響は殆ど変わらないので、標準配置（図横軸の中心）についてのみ示しておいた。

5. 8 中性子ビーム強度の比較^{2,3)}

これまで得られた中性子ビーム強度を外国の計画で予想される値と比較してみると、ビーム出力 1 MW 当たりで図 5-12^{2,3)}の如くなる。本計画における標準モデル Pb 反射体使用で得られる冷中性子ビームスペクトル強度は、Los Alamos の LANSCE Upgrade 計画 (160 kW) で期待される値⁹⁾に比べ、Pb 反射体の場合で同程、Be 反射体では凌駕している。大規模中性子源では

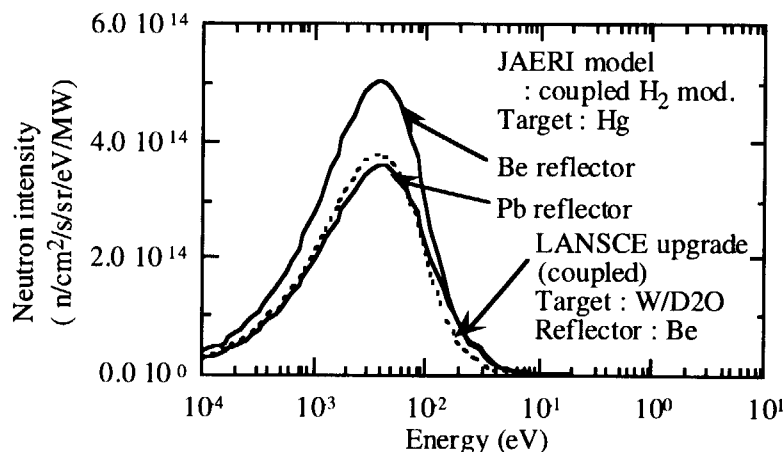


図 5-12 原研計画における冷中性子スペクトル強度と LANSCE Upgrade での予想値の比較

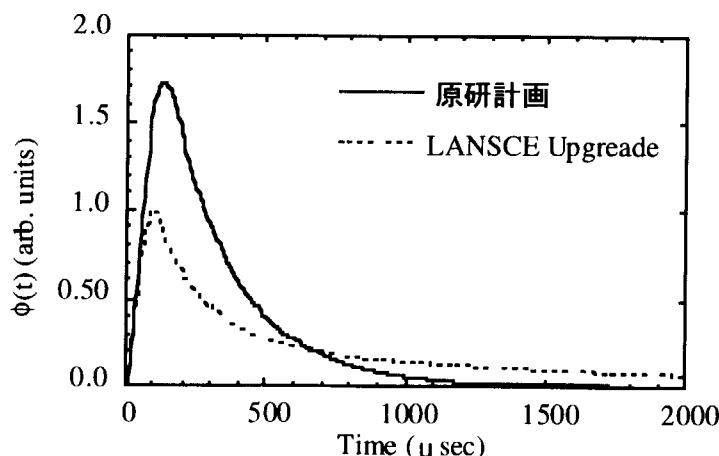


図 5-13 原研計画と LANSCE Upgrade 計画の冷中性子パルスの比較

あるが LANSCE Upgrade のような中規模中性子源と同じ効率が得られることに注目されたい。本計画における Pb 反射体及びプレモデレータ付き結合型水素モデレータの使用は、既に述べた如く、より狭いパルス幅、短い減衰時間を与えるので、Los Alamos の様にプレモデレータを用いず、大きな Be 反射体で強度を稼いだ場合に比べると、図 5-13 から明かな如く、本計画でのピーク強度は LANSCE Upgrade 型¹²⁾より遙かに高い。

5. 9 核発熱

5. 9. 1 ターゲット及びターゲット容器の核発熱¹³⁾

直径20 cmの円筒形Hgターゲットに、最大電流密度48 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ の1.5 GeV陽子ビームを入射させた時のターゲット中心軸上の核発熱分布を図5-14¹³⁾に示す。陽子ビームプロファイルの如何に拘わらず中心軸上では同じになる。この発熱密度分布は熱流動解析や構造・材料解析の基礎データとして用いられるが、このような発熱が陽子ビームにより1 μs 足らずの短時間で与えられるため、Hgターゲット中には圧力波が発生する。そのため、ターゲット容器にはパルス状高周波応力が生ずる。その見積りと50 Hzでの繰返しの影響を調べるための基礎データとしても重要である。中性子工学的には陽子ビームプロファイルは均一分布であっても、パラボリックであってもあまり変わらないが、構造解析では大いに異なる。このことについては後の章で述べる。

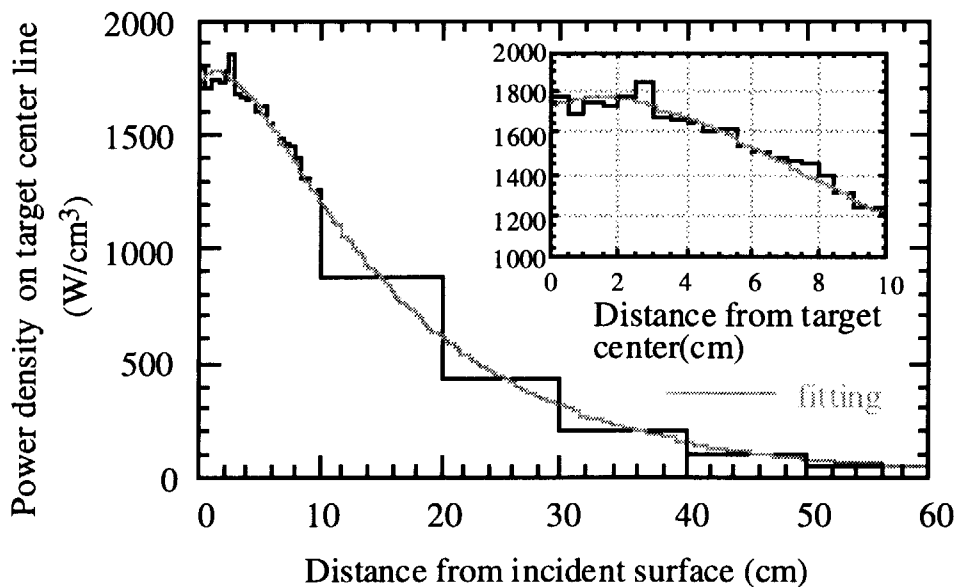


図 5-14 5 MW 陽子ビーム (1.5 GeV、最大ビーム電流密度 48 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$) を Hg ターゲットに入射した時のターゲット中心線上での発熱分布

核発熱で最近話題になっているのが π^0 の影響である。これまでの計算では各国ともその寄与を考慮していなかった。我々の計算でも同様で、陽子ビームの持ち込むエネルギーのうち約 47.5% がターゲット内に留まり、残りのエネルギーは総てターゲット外に何らかの形で持ち去られると考えていた。上述の核発熱分布もこの様な仮定に基づいている。しかし π^0 の影響を考慮すると、最大で約 60% ビームエネルギーがターゲットに留まる可能性があるというのが最近の話題で、それが本当なら発熱密度分布等は総て約 1.26 倍しなければならないことになる。このことは実

験により確認されるべきであるが、我々が BNL/AGS で進めている実験の結果では約 57%という値を得ている¹⁴⁾。

5. 9. 2 クライオジェニックモデレータの核発熱^{1-3,7)}

液体（超臨界）水素モデレータの核発熱は非常に高い値に達することが予想され、それを所定の温度に安定に保つためには大きな工学的努力が必要となる。そのための基礎的データを提供するとともに、如何にすれば中性子性能を犠牲にすることなく核発熱を軽減できるか、についても考える必要がある。

まず、種々のモデレータ中で核発熱密度分布の計算結果を示すと図 5-15^{1-3,7)}の如くなる。非結合型水素モデレータの発熱密度は非常に高く、特にターゲット寄りのホットスポットでは 16 W/cm² (16 MW/m³) にも達し、原子炉の炉心の発熱密度に迫る値となる。プレモデレータを有する結合型液体水素モデレータの核発熱密度は前者と比較すると低い。（しかしそれでも十分高い値であることを認識されたい）しかし両者とも比較のため示した液体メタン (L-CH₄) モデレータの場合よりは低い。これは水素密度の違いによるもので、その分だけ中性子ビーム強度もまた低い訳である。水素モデレータ全体積で積分した全核発熱を表 5-2^{2,3,7)}に示す。反射体材料のクライオジェニックモデレータ核発熱への影響であるが、これまで減速型反射体である Be の場合は、非減速の Pb の場合に比べ核発熱は約 1/2 と考えられていた。しかしながら本検討結果で

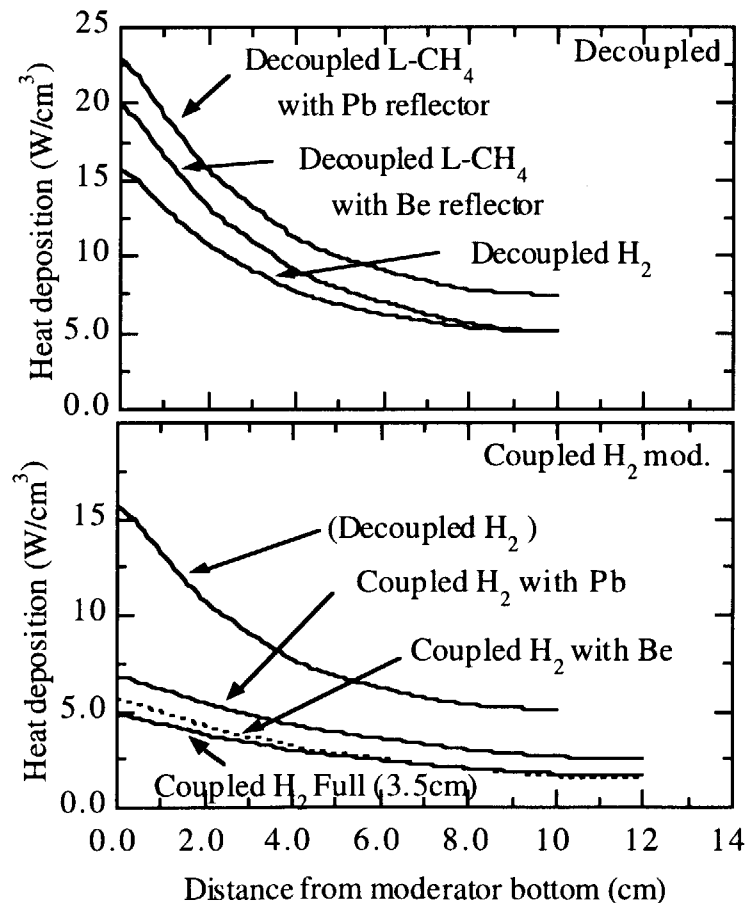


図 5-15 種々のクライオジェニックモデレータ内での核発熱出力密度分布

はそれほどの差違は出てない。特にターゲット近傍のホットスポットでは図 5-15 から明かな如くあまり変わらない。このことは、Be 反射体の場合、先に述べたピーク中性子強度が Pb の場合と殆ど同じであるという事と合わせて考えると、Be の反射体の採用はあまり利点ではなくなってしまう。

次にプレモデレータの核発熱低減に対する効果であるが、3 cm程度のH₂Oプレモデレータは、核発熱を1/2以下にすると期待されていた。本モデルに基づく計算結果ではそうになっていない。実はこのことが次節で述べるAdvanced conceptの原動力となるのである。

JAERI 5 MW核破砕中性子源でのクライオジェニックモデレータにおける主要諸元を、世界の主な研究炉及び大強度核破砕中性子源での値と比較して表5-3^{2,3,7)}に示す。

今後の工学的開発研究の重点項目の一つは非結合型水素モデレータの熱除去（超臨界水素の循環）である。また中性子工学的にも何等かの優れたアイディアの創出が強く望まれる。

表 5-2 種々の水素モデレータ中での全核発熱

Moderator	Moderator size (cm ³)	Reflector	Premoderator	Heat deposition (kW)
Coupled H ₂	12 x 12 x 5	Pb	PM (2.5 cm)	2.79
Coupled H ₂	12 x 12 x 5	Be	PM (2.5 cm)	2.06
Coupled H ₂	12 x 12 x 5	Pb	Full (3.5 cm)*	1.94
Decoupled H ₂	10 x 10 x 5	Pb	non	3.95

*A fully extended PM with 3.5 cm thick bottom PM

表 5-3 主な研究炉及び核破砕中性子源におけるクライオジェニックモデレータの主要パラメータ比較

	ISIS	HFIR	ANS	SNS	JAERI*
Energy deposition (total, kW)	0.4	0.6+1.4	15+15	2	3.95
Moderator volume (liter)	1.06	0.5	30	1	0.5 (1)
Average power density (kW/liter)	0.4	1.2	1	1	7.9
Volumetric flow rate (liters/sec)	0.5	1	5.5	1	2
Temperature rise (K)	1.1	3	2.3	1.5+1.5	2.9 (5.8)

* The values for pulsed spallation source are for a decoupled H₂ moderator. Our values are for the case of decoupled H₂ in Table5-2. The values in parenthesis are for the case of 1 liter moderator volume.100% Para-hydrogen is assumed.

5. 1 0 先進的コンセプトの創出

5. 1 0. 1 Extended Premoderator¹⁵⁾

前節で述べたプレモデレータによる核発熱軽減が、予想に反し小さかったことに対する理由を考えている中で、次の考えに至った。本計画では1.5 GeV陽子を用いるため発生中性子分布は、電子ライナックを用いたパルス中性子源（北大実験）の場合に比べビーム軸方向に遥かに広がっており、また扁平ビーム・扁平ターゲットの採用により横方向にも非常に広がった中性子源分布をしている。従って水素モデレータの直下にしか底部プレモデレータが存在しない今のモデルでは、反射体中の冷中性子ビーム取り出し孔から、プレモデレータを経由しない速中性子が大量に水素モデレータに入射しており、そのことが核発熱の低減が期待したほどではないことの原因と考えられる。もしそうなら、プレモデレータを反射体中のビーム取り出し孔に沿って適当な長さ延ばしてやることにより、核発熱の低減と同時に冷中性子強度の増加にも効果が期待できる。

そこでPb反射体の場合について冷中性子ビーム強度、パルス特性及び発熱密度が、底部プレモデレータの厚さ及び広さを変えることにより（図5-16¹⁵⁾参照）どう変化するかを調べ、図5-17¹⁵⁾に示す結果を得た。水素モデレータの底部プレモデレータの厚さを図5-16の一番上の図の如く

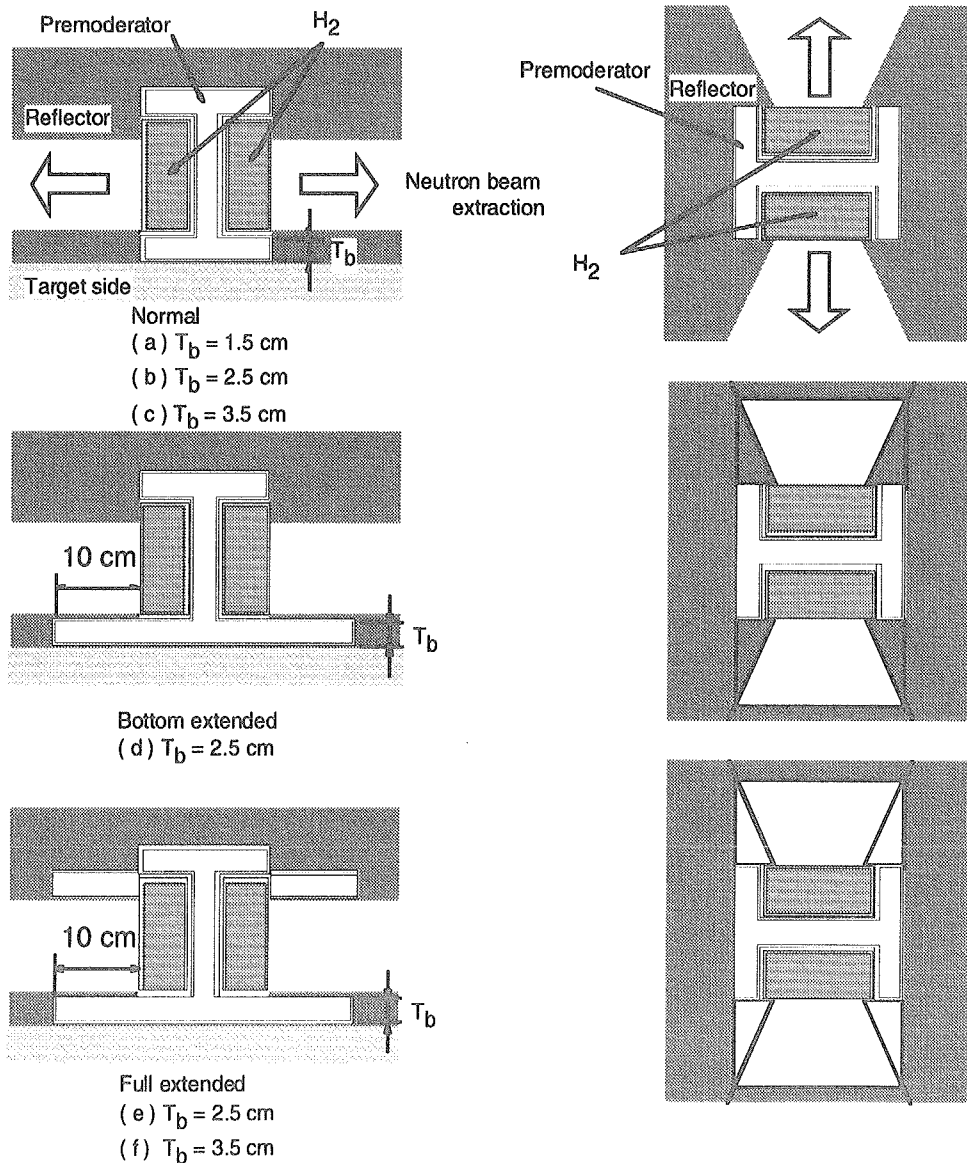


図 5-16 プレモデレータ付結合型水素モデレータの計算モデル。図中白い部分がプレモデレータ

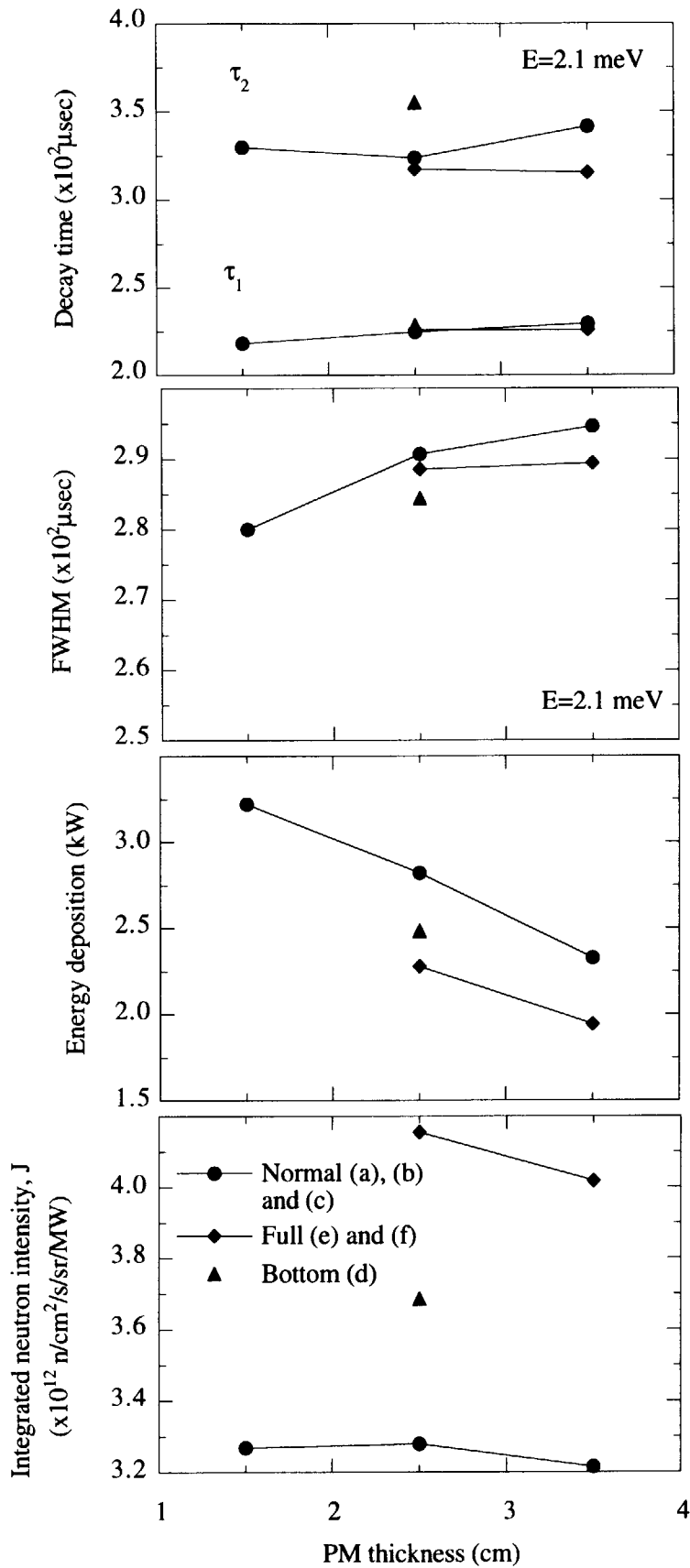


図 5-17 プレモデレータ (PM) 付結合型水素モデレータにおける底部 PM 厚さと拡張型 PM の時間積分冷中性子強度 J 、全核発熱 (エネルギー沈着)、パルス半値幅 (FWHM) 及び二つの指数関数的時間減衰を仮定したときの減衰時間 τ_1 、 τ_2 に及ぼす影響

変化させると、核発熱は厚さとともに単調減少するが、冷中性子ビーム強度は2.5 cm厚の辺で最大になること、パルス特性（半値幅及び減衰時間）は厚さとともに緩やかに劣化するが、あまり極端ではないこと、等が分かる（図5-17の●印）。次に底部プレモデレータを図5-16の中央の図に示す如く、中性子ビーム取り出し方向に10 cm拡張させると（拡張型プレモデレータ、Extended premoderator、と命名）、冷中性子強度は増加し、核発熱も明らかに減少することが分かる（▲印）。プレモデレータの拡張を底面だけでなく、ビーム取り出し孔の側面、天井にまで拡大させると（我々はこれを全拡張型プレモデレータ、full extended premoderator、と呼ぶ）、さらに高い冷中性子強度と、さらなる核発熱の低下が得られることが分かった（◆印）。しかもここで注目になるのは、図から明らかな如く、このような優れた性能がパルス特性の劣化なく実現できるという願ってもない結果である。そのことを示すための図5-18^{1,2,15)}に標準プレモデレータと全拡張型プレモデレータの場合のパルス波形とピーク強度を比較してみた。半値幅にも指数関数的減衰のテイルでも、ほとんど差違が見られないことが判る。また図5-7に全拡張型プレモデレータとPb反射体を使用した時得られる冷中性子強度をプロットしておいた（▲印、Full (Pb)）。

拡張型プレモデレータを Be 反射体の場合に採用したらどうなるかは誰でも関心のあることである。当然ながら時間積分強度は更に増加できる。しかし Be 反射体で標準プレモデレータ使用

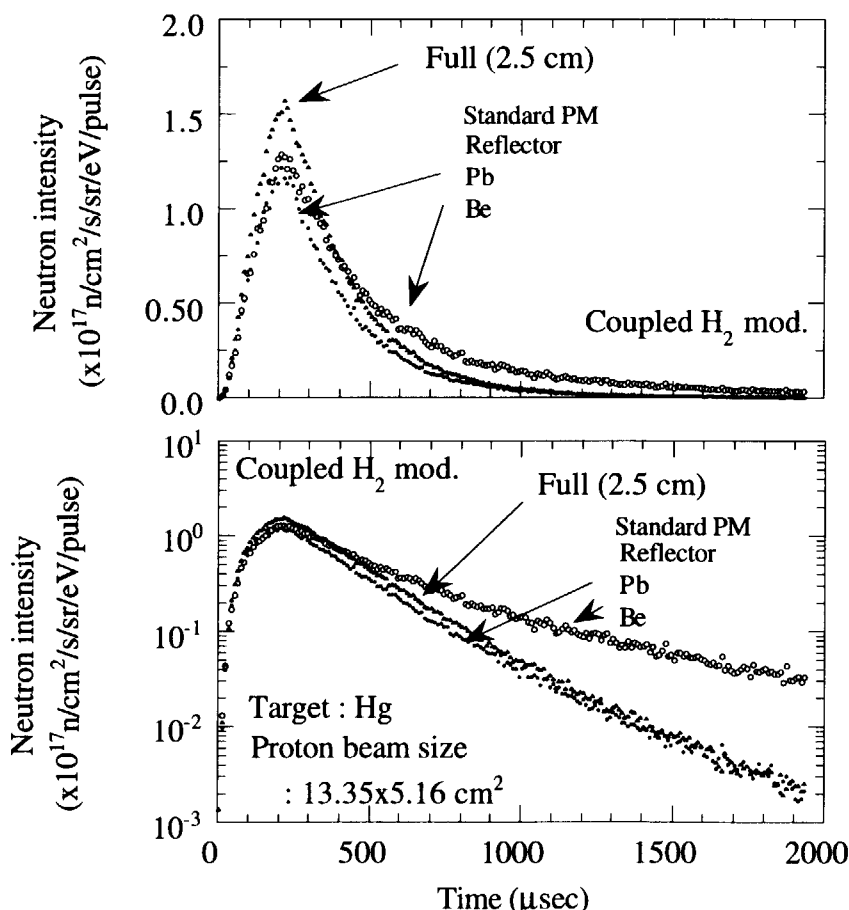


図 5-18 結合型水素モデレータにおける全拡張型プレモデレータ（Pb 反射体）と標準型プレモデレータ（Pb または Be 反射体）の場合の冷中性子（2.0 - 2.2 meV）強度の比較

の場合に比べ殆ど強度増加はなく、またピーク強度は Pb 反射体の場合を凌駕することはできず、図 5-10 と同じような関係となる。

5. 10. 2 二つの結合型水素モデレータの一体化

以上の論を進める中で、二つの結合型水素モデレータが背側面で共有しているプレモデレータは、拡張型プレモデレータ系ではもはや要らなくなるのではないか、一個のモデレータから冷中性子ビームを両面取り出ししても、拡張型プレモデレータを採用する限り性能は殆ど変わらないのではないか、という考えに至った。このことについて現在検討作業を進めているが結果は予想通りで、一個からの両面取り出しで、二個からのそれぞれ片面取り出しの場合とほとんど変わらない冷中性子ビームが得られることが分かった^{8,16,17)}。このような方向でさらに先進的冷中性子モデレータの開発が継続されている。

5. 10. 3 冷中性子強度増強へのその他のアプローチ

第 14 回 ICANS 会議で Los Alamos グループより、液体水素モデレータの冷中性子ビーム放出面に 100 K に冷却した Be をレフレクタ・フィルタとして置くことにより、それのない場合に比べ最大 2.2 倍のゲインが得られたという報告があった¹⁸⁾。この方法で反射体のない系では 2 倍以上の高いゲインが得られることは古くよりよく知られており、筆者らも数年前、北大ライナックを用いて試みたことがある。このことについては 4. 11 節 (特殊モデレータ) でも触れたが、その時の実験結果を図 5-19¹⁹⁾に示すが、冷 Be レフレクタ・フィルタの採用によるゲインは全くなかった。原研でも同様のことを計算により試みたが、図 5-20²⁰⁾に示す如く、特別なゲインは見出せなかった。

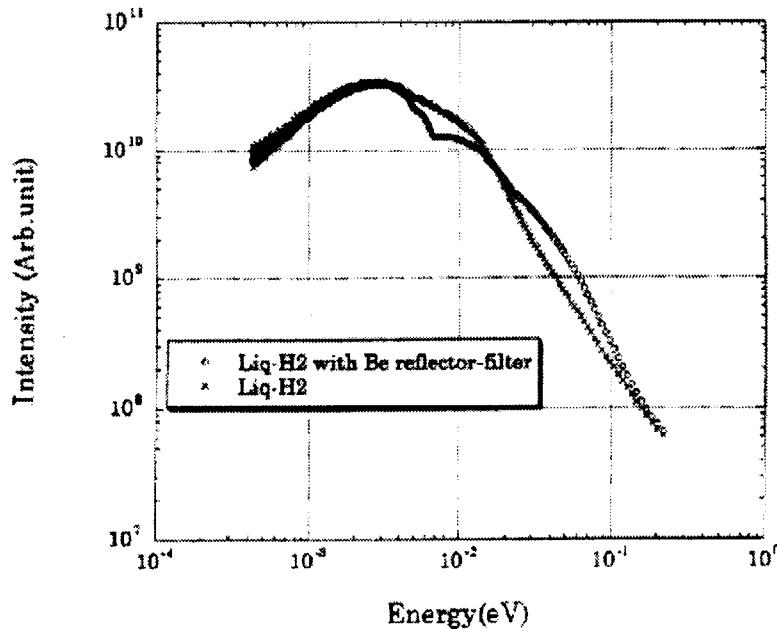


図 5-19 プレモデレータ付結合型水素モデレータ (黒鉛反射体付) のビーム放出面に 70 K に冷却した Be レフレクタ・フィルタを置いた時の中性子スペクトル強度の変化 (北大実験)

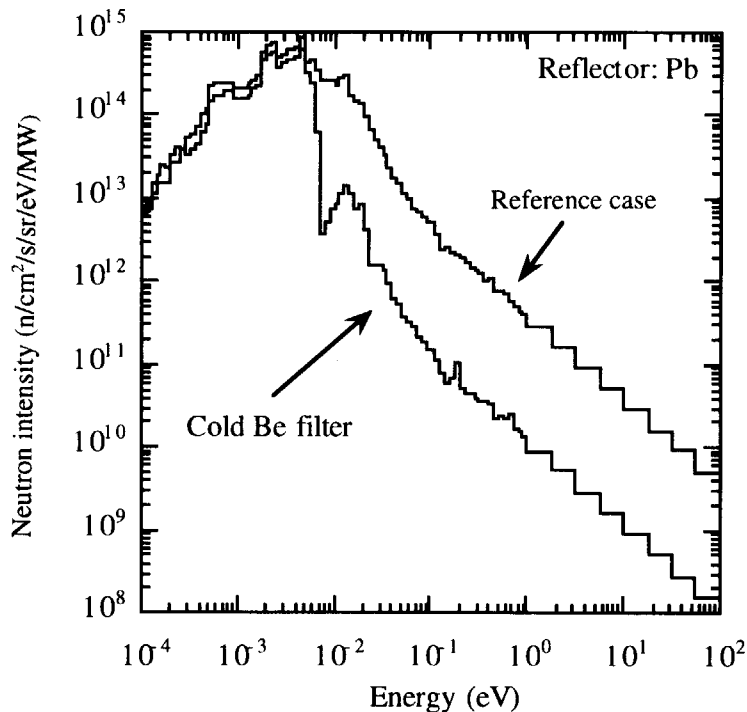


図 5-20 原研 5 MW 核
 破碎中性子源モデルに
 おけるプレモデレータ
 付結合型水素モデレー
 タの中性子放出面に冷
 却した Be レフレクタ・
 フィルタを置いた時の
 中性子スペクトル強度
 の変化

このことは次のように解釈される。即ち、一見独立に思われる他の手法が単独では一定のゲインをもたらす場合でも、別の何等かの方法によりすでに十分高いゲインが得られている場合その効果は小さく、この例の如く全くゲインはない場合もある。そこで筆者は、種々の手法で中性子ビーム強度の増加をはかった場合、相対的ゲインだけでなく、最終到達性能（絶対値付）で、他の計画やグループの結果と比較すべきである、ということを強調しておきたい。

5. 1 1 現時点での中性子性能比較と基本コンセプトの正統化^{2,3,8)}

全拡張プレモデレータを用いた場合の陽子ビーム出力 1 MW 当たりの時間積分冷中性子ビーム強度を、ILL の新しい冷中性子源 (second cold source、強度の高い方) から得られるビーム強度と比較して図 5-21 に示す。時間積分冷中性子強度でも ILL を凌駕することができる (約 1.25 倍) ことを示している。また、図 5-18 と図 5-21 のスペクトル強度を用いてピーク冷中性子強度を求めると、ILL の約 100 倍にも達することが分かる。このことは広いサイエンスの分野で多くのブレイクスルーが期待できることを示唆している。

以上の検討、最適化、性能評価、外国の競走相手の予想される性能との比較を通じ、本計画で提案しているターゲット・モデレータ・反射体のコンセプトが十分正統化されたものと確信する。

5. 1 2 高分解能熱中性子用モデレータの開発研究²¹⁻²³⁾

5. 1 2. 1 パルス波形の計算法

パルス幅の狭い熱中性子ビームだけでなく同時にパルス幅の狭い冷中性子及び熱外中性子ビームを得ることを目的として非結合型超臨界水素モデレータを当面の開発目標に掲げた。このモデレータの主な使命が短パルス熱中性子であるため、計算機による最適化研究には次のような困難がある。まず、プレモデレータ付結合型液体水素モデレータの場合に比べ時間積分強度が著しく弱

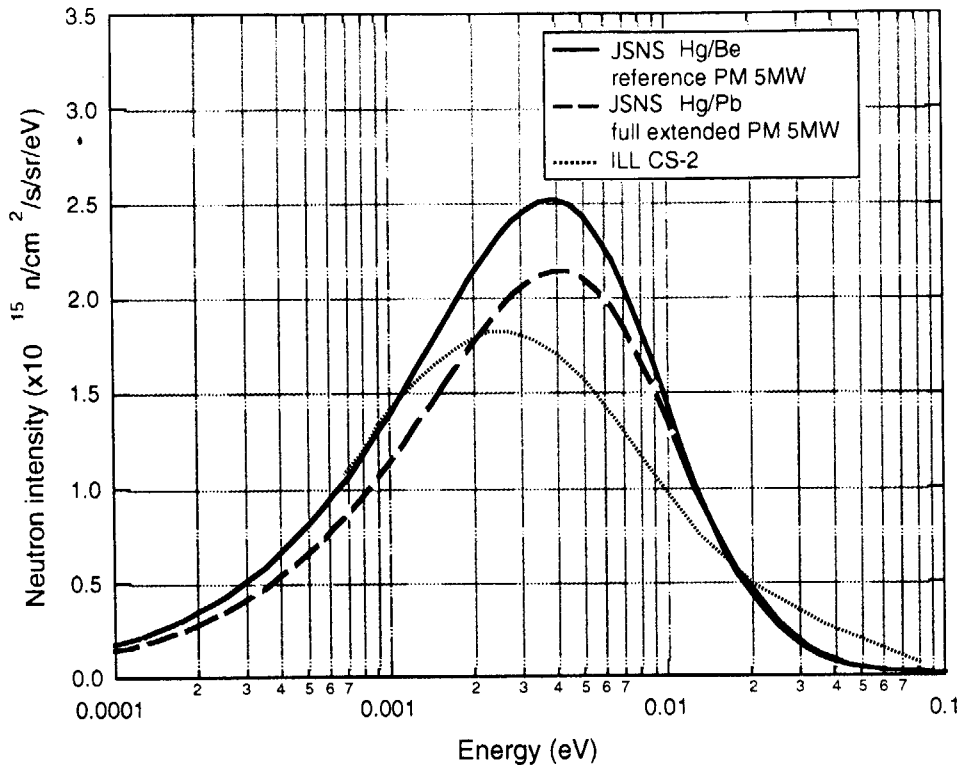


図 5-21 全拡張型プレモデレータを用いた場合（反射体は Pb を仮定）の原研モデルにおける冷中性子スペクトル強度の ILL 高中性子束炉第二冷中性子源強度との比較

いこと、十分狭いエネルギーバンド幅の中性子のパルス波形を調べなければならないことのため、一定の統計を得るのに非常に長い計算時間が必要となる。計算の統計を上げるには十分広いエネルギーバンド幅をとりたいが、パルス波形及びパルス幅は中性子エネルギーとともに変化するので、バンド幅はせいぜい 10%が限度となる。パルスの時間的減衰は少なくとも 3 桁は追跡する必要があり、MCNP4A 等のモンテカルロコードを用いて計算すると、数週間の計算時間でも統計は十分ではない。これでは短パルスモデレータの開発はおぼつかない。3 次元の S_N 輸送計算はこのような対称性の悪い複雑な幾何学形状のターゲット・モデレータ・反射体系を扱うのは不適當であるので、一般には MCNP4A でも何らかの計算時間の加速法が用いられる。そのような加速法を用いる前に、どの方法ならどこまで、すなわち何桁減衰したところまで信頼できる計算結果が得られるのかを知っておく必要がある。そのため加速法を用いない方法で十分高い統計精度の計算を行い、加速法の結果と比較することを試みた。図 5-22²²⁾はその比較の一例で、加速しない方法では約 20 台の CPU を用いた並列計算により、約 5 億ヒストリーまでのデータが用意された。図に示す如く、ピークより数桁減衰したところまで十分な統計のデータが得られている（図中オープンシンボルのデータ）。なお、ここでの計算は、陽子エネルギー 3 GeV、5 MW、繰返し 50 Hz、Hg ターゲット、Pb 反射体、非結合型超臨界水素モデレータ（12 cm×12 cm×

5 cm)、デカップリングエネルギー $E_d = 22$ eV で、中性子エネルギーは 100 及び 500 meV についてなされている。加速法としては最も一般的に使用されている Weight window 法による結果が比較して示してある。これより明らかな如く、Weight window 法でも減衰特性を約 3 桁追跡するまでは十分信頼できる結果の得られることが明かとなった²²⁾。よって以後の検討ではこの方法が用いられる。

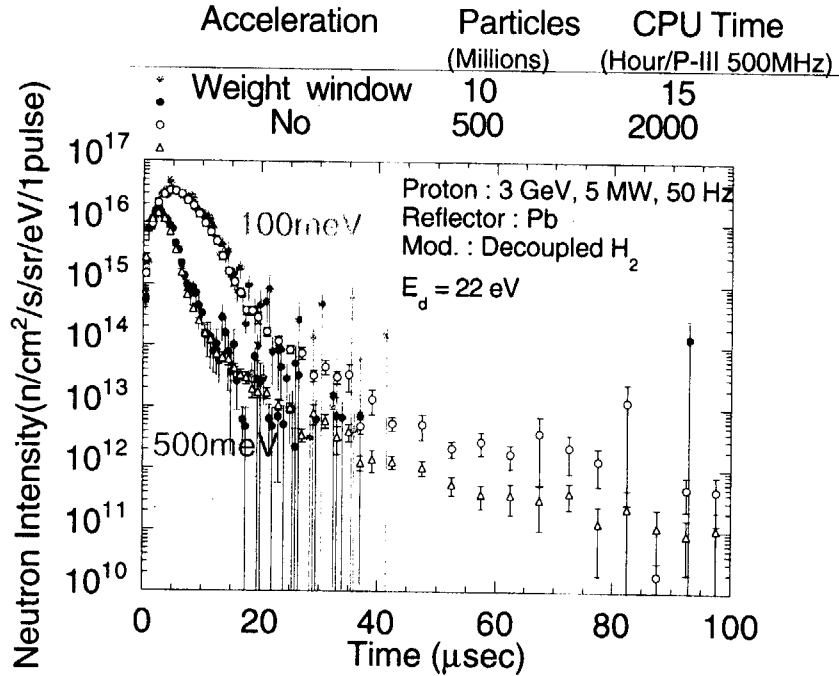


図 5-22 非結合型超臨界水素モデレータのパルス波形の計算における非加速法と Weight window 法の比較 (オープンシンボルが非加速法)

5. 1 2. 2 非結合型超臨界水素モデレータにおけるプレモデレータの最適化

A. プレモデレータ厚さの最適化

非結合型超臨界水素モデレータにプレモデレータは有効か否かが最大の関心事である。まず、簡単のため Pb 反射体中の単一モデレータモデル (他のモデレータを配置しないレイアウト) で、モデレータとターゲットの間にだけ軽水プレモデレータを入れた場合について、種々のエネルギーでの中性子強度がプレモデレータの厚さの関数としてどのように変化するか調べられた (図 5-23²¹⁻²³⁾)。超臨界水素の熱負荷を調べるため、水素モデレータ中での核発熱 (Energy deposition) が合わせて示してある。図から明らかなように、中性子強度にはエネルギーに依らずほぼ同様に一定のゲインが認められる。最適なプレモデレータの厚さは 1-1.5 cm で、20-25% の強度増 (ゲイン) が得られることが分かる。同様の検討が Be 反射体の場合についてもなされた。Be の場合プレモデレータゲインはほとんどゼロで、厚さを増すと逆に強度は減少する。

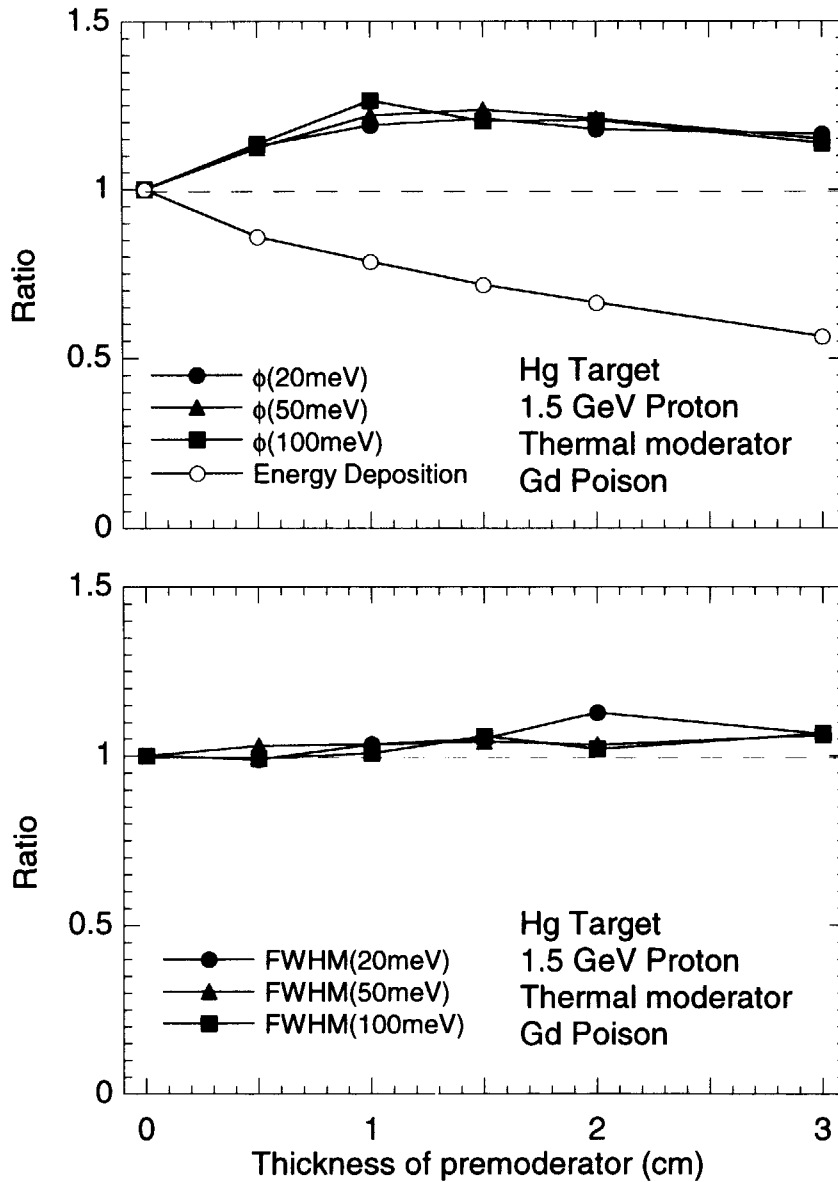


図 5-23 非結合型超臨界水素モデレータ (Pb 反射体系) における H_2O プレモデレータの厚さの中性子強度パルス半幅 (FWHM) 及び水素モデレータの核発熱におよぼす影響。いずれもプレモデレータなしの場合に対する相対値 (比) で示してある。

B. プレモデレータの幾何学的形状の最適化

結合型超臨界水素モデレータでは、拡張型プレモデレータが中性子強度増に極めて有効であった。非結合型超臨界水素モデレータではプレモデレータ拡張は有効だろうか？それを検討したのが図 5-24²³⁾である。ここではプレモデレータはターゲット側だけでなく、ビーム取出し面を除く全ての面に置かれ、反射体中のビーム取出し口に向かって拡張していく。プレモデレータの厚さは 1 cm と 1.5 cm の場合について、中性子エネルギー 20、50、100 meV の中性子強度ゲインが示してある。プレモデレータのない場合の強度を 1 とした時、拡張しないプレモデレータを入ると 25-30%増加する。そして 5 cm 拡張のあたりで最大値 40-50% (ゲインファクタ 1.4-1.5) を経て、ゆるやかに減少に転じていることが分かる。プレモデレータの厚さは 1 cm 厚の方が 1.5 cm 厚の方より若干良いようである。

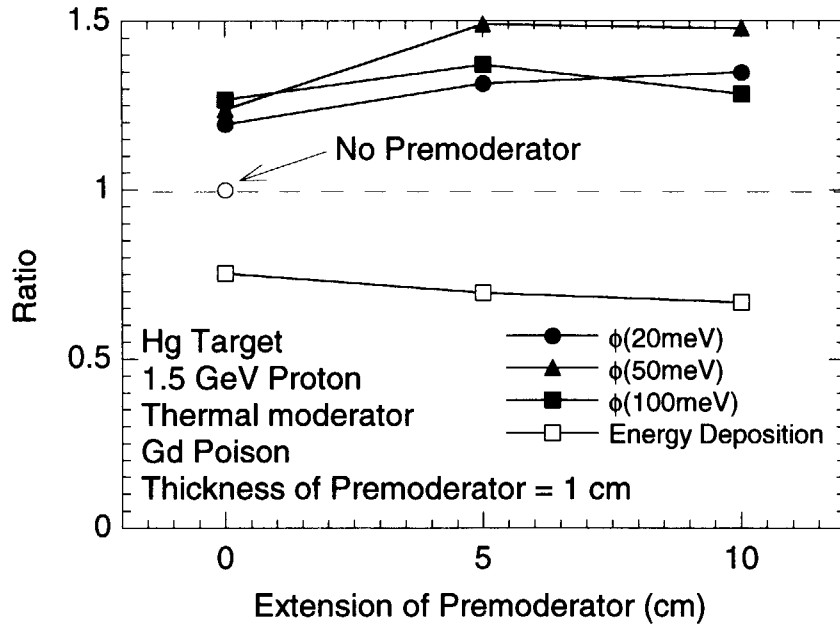


図 5-24 非結合型超臨界水素モデレータ (Pb 反射体系) における H₂O プレモデレータ拡張の中性子強度に及ぼす影響。プレモデレータのない場合を 1 にした時の相対値

以上の考察より、Pb 反射体系では拡張型プレモデレータは有効で、最適な厚さは約 1 cm、最適な拡張は約 5 cm であることが分かる。Be 反射体系では勿論プレモデレータの拡張はおろか、存在そのものがゲインには寄与しない。

C. プレモデレータ材料の比較

ここには示さないが、プレモデレータ材料として結合型水素モデレータでは明らかに H₂O が優るとい結果が得られている。しかし非結合型のプレモデレータとして、軽水 (H₂O) より重水 (D₂O) の方がよいという提案があり³¹⁾、その比較検討を行った結果を図 5-25 に示す^{8,22)}。非結合型では着目する中性子エネルギー範囲で D₂O の方が優っていることが分かる。

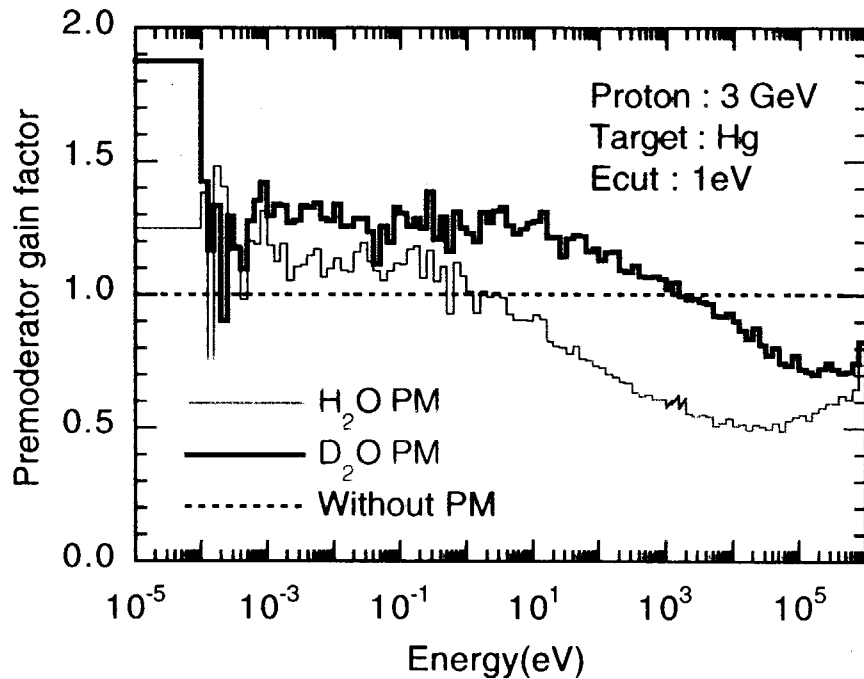


図5-25 非結合型超臨界水素モデレータにおけるプレモデレータ材料の比較(H₂O対D₂O) : 中性子強度ゲインファクタへの影響

5. 1 2. 3 パルス減衰特性に及ぼす反射体の影響

パルスの減衰特性に対する反射体材料の影響について Iverson らは Pb と Be の比較を行い、Pb は Be に比べ質量数が大きいこと、遙かに減速時間が長くなる。従ってパルスは長いテイルを洩く、すなわち減衰時間が長くなることを示した。そしてそのような特性の悪い Pb 反射体系のパルスを用いて、例えば粉末結晶の中性子回折実験を行うと、強い反射強度の回折ピークの近傍に重要であるが弱い回折ピークが存在する場合、強い反射ピークのテイルが弱い回折線の現われるところに大きなバックグラウンドを与えることになり、Be 反射体を用いた場合に比べ 1/50 相当の中性子源強度減と等価になるというショッキングな報告をした(図 5-26 参照)。しかし筆者らは Iverson の計算モデルが Cd デカップラー ($E_d \sim 0.4$ eV) を用いた場合の比較であったことに着目し、Pb 反射体系でも高い E_d を採用すれば長いテイルの問題は解決できると判断した。実際その可能性を詳しく検討した結果、Pb 反射体系で最適なプレモデレータを選択し、十分高い E_d を持つデカップラーを採用することにより、Be 反射体系の場合と同程度の減衰特性でピーク強度は Be の場合より高いパルスが実現できることを示した(図 5-27(a)(b)(c)^{22,25)} 参照)。

5. 1 2. 4 非結合型超臨界水素モデレータのパルス特性

以上の検討結果をもとにパルス特性が検討された。比較の対象は反射体の違い (Pb又はBe)、プレモデレータの有無 (有の場合は前節までに述べられた最適な厚さ及び拡張)、デカップリングエネルギー (E_d) の違い等である。代表的な比較結果を図5-27(a)(b)(c)^{22,25)}に示す。それぞれパルス波形がいくつかの中性子エネルギーについてリニア及びセミログプロットで示されている。

これらの図より、パルスのピークの高さ、時間的減衰の特性（何桁まで単一指数関数的に減衰しているか、また減衰時間が短いかなど）等について必要な全ての情報が得られる。ここに最近 Teshigawara により提案された水銀 (Hg) 反射体の場合についても示されている²⁵⁾。Hg 反射体が一番優れた特性を示していることが注目される。

さて、どのような特性のモデレータを選ぶのが一番良いか？その判断は測定器検討グループとの協議により最終的には決定されるべきで、そのような検討は始まったばかりである。ここで強調しておきたいのは、パルス特性、特に時間的減衰特性は十分制御可能であるということである。

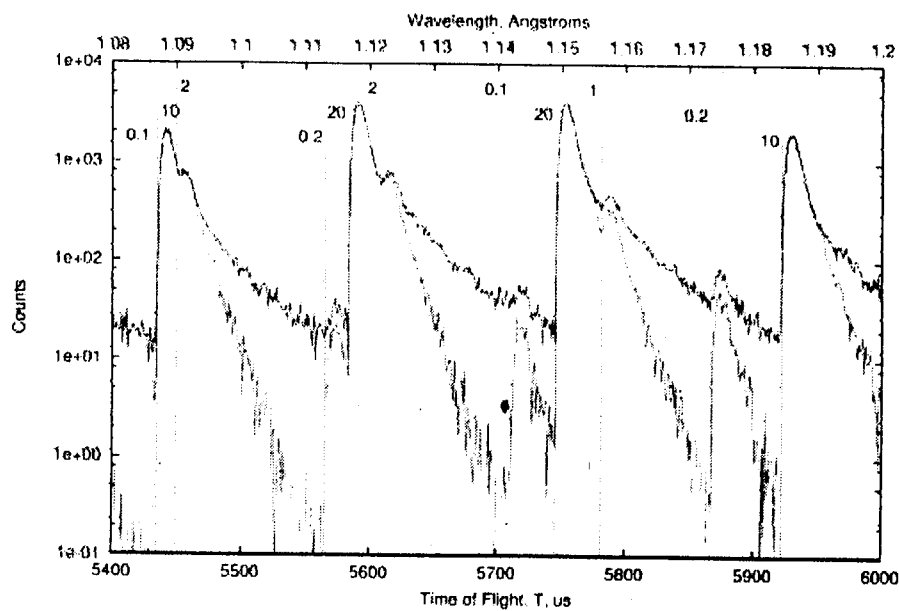


図 5-26 Iverson による粉末中性子回折における Be 反射体（下の回折パターン）と Pb 反射体（上の回折パターン）の比較。回折線強度を 0.1-20 の範囲で変えて（ピークの上の数字）、弱い回折が正確に見えるか否かコンピュータシミュレーションにより調べたもの。Be 反射体系では弱い回折線もはっきり観測できるが Pb 反射体系では強い回折線のテイルが弱い回折線に対し大きなバックグラウンドとなり、それが不可能と説明している。

$E_n = 50 \text{ meV}$

Proton : 3GeV

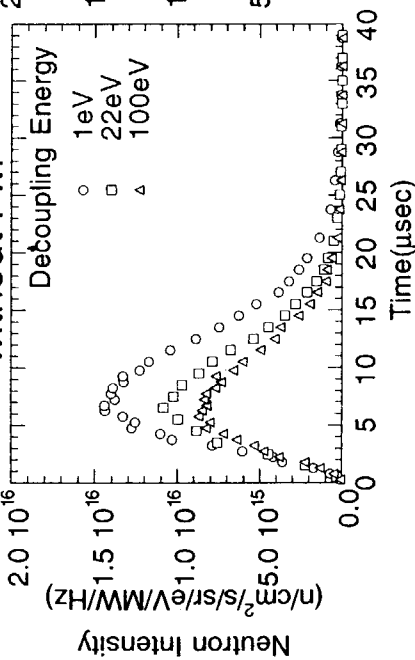
Target : Hg

Reflector size : $\phi 120 \times 120^h \text{ cm}$

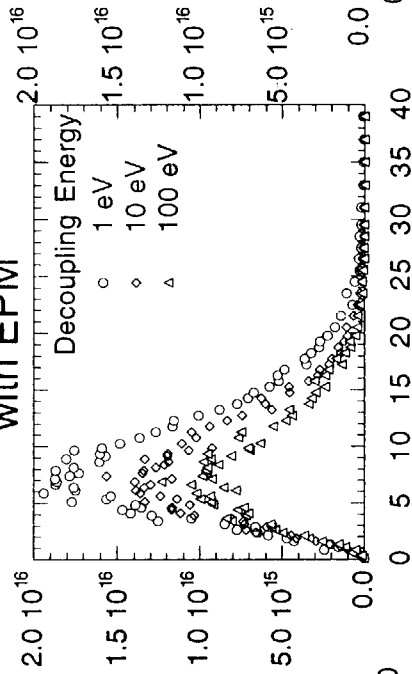
*EPM : Extended premoderator

Be ref.

without PM



Pb ref.
with EPM*



Hg ref.
with EPM*

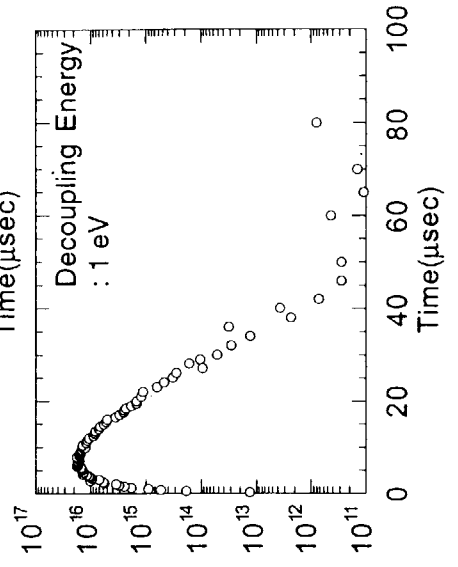
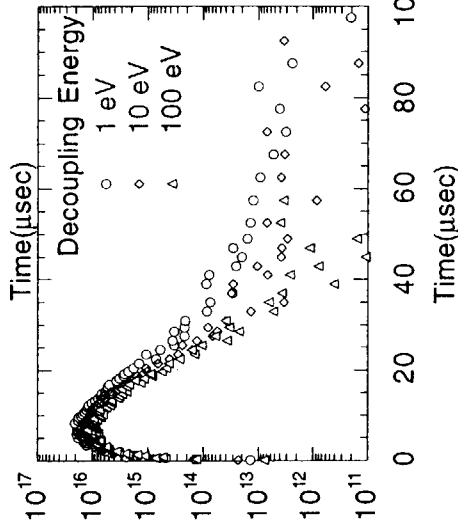
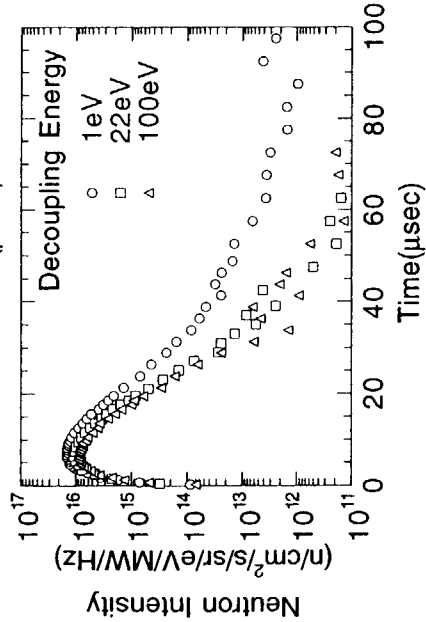
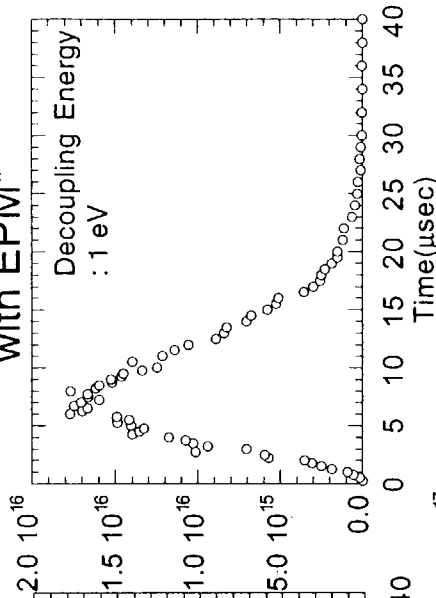


図 5-27(a) 中性子エネルギー 50 meV における非結合型超臨界水素モデレータのバルス特性の比較

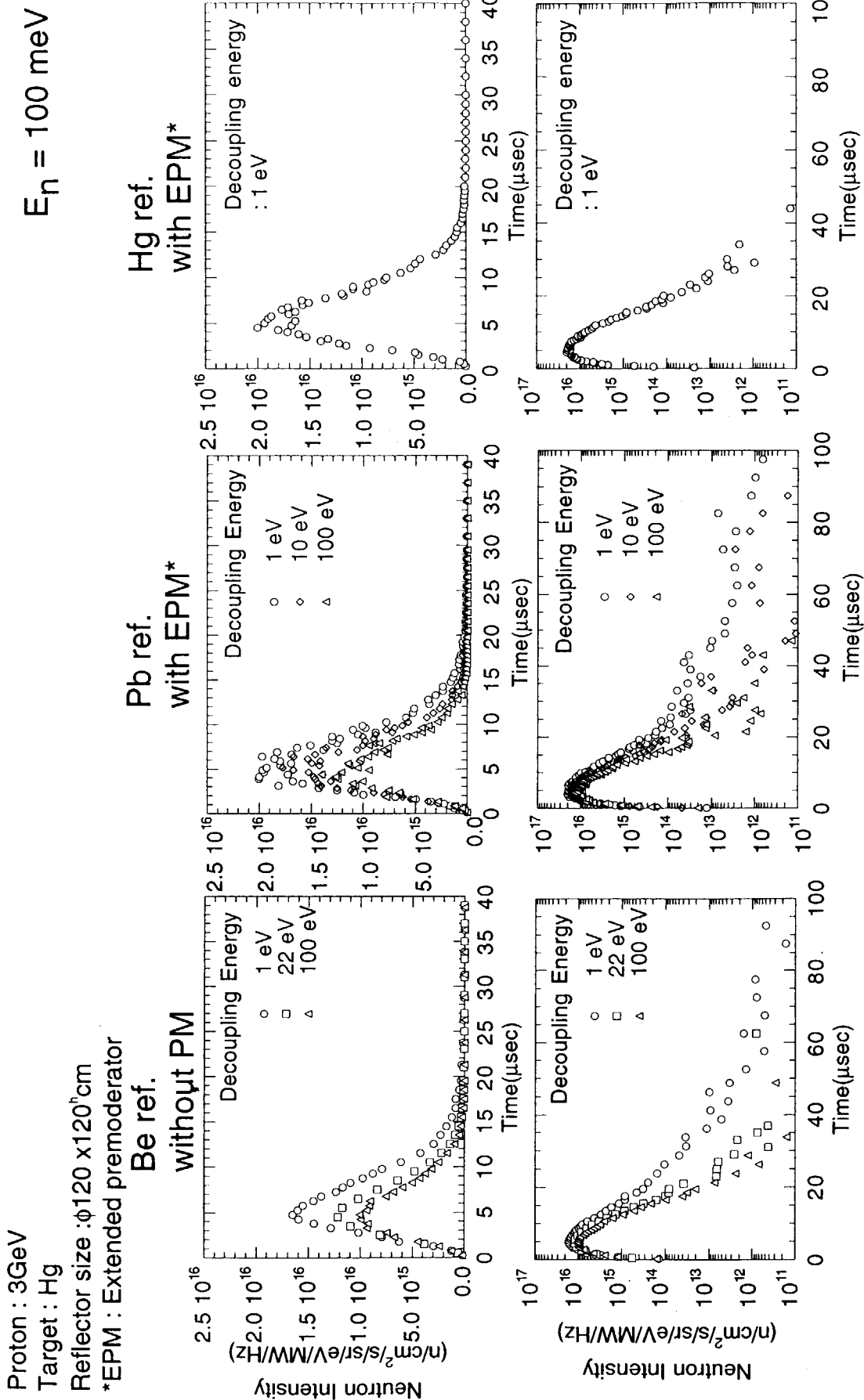


図 5-27(b) 中性子エネルギー 100 meV における非結合型超臨界水素モデルレータのパルス特性の比較

$E_n = 500 \text{ meV}$

Proton : 3GeV

Target : Hg

Reflector size : $\phi 120 \times 120^{\circ} \text{cm}$

*EPM : Extended premoderator

Be ref.

without PM

Pb ref.
with EPM*

Hg ref.
with EPM*

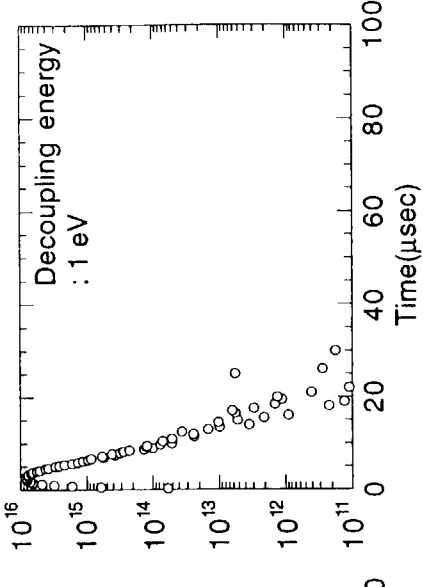
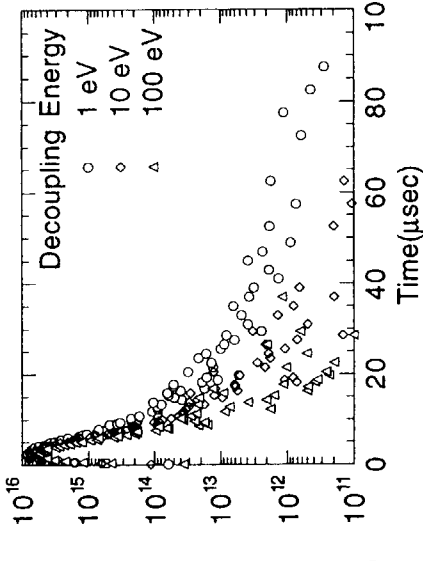
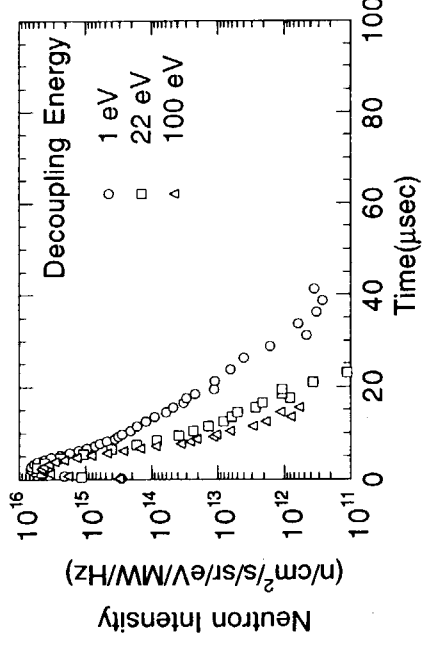
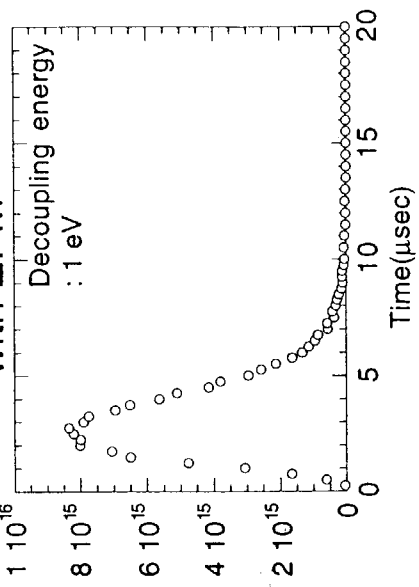
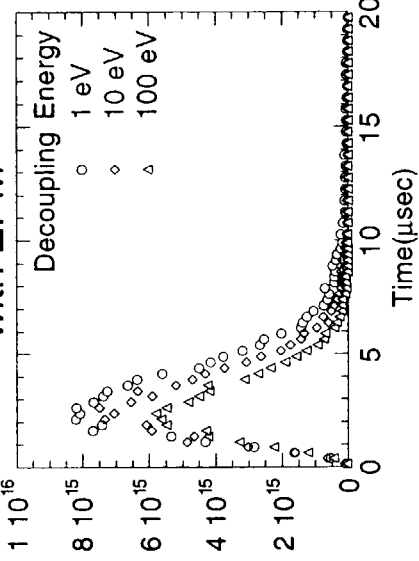
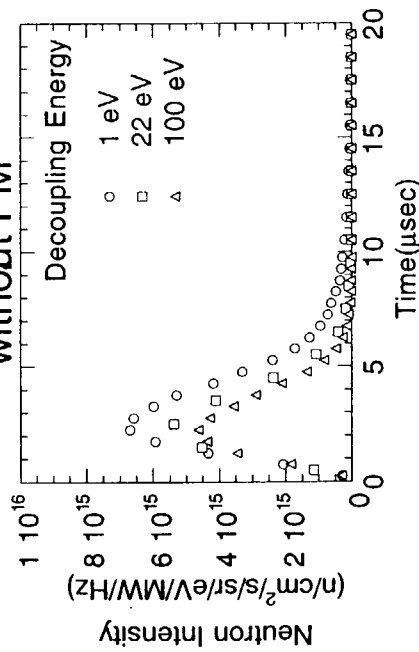


図 5-27(c) 中性子エネルギー 500 meV における非結合型超臨界水素モデルレータのパルス特性の比較

5. 1 2. 5 プレモデレータの有用性⁸⁾

以上述べた如く、非結合型超臨界水素モデレータにあってもプレモデレータは少なくともPb反射体系では有効で、パルス特性を劣化さすことなく、一定のゲインをもたらし、かつ核発熱の軽減に大いに役立つことが分かった。それでは、Be反射体系ではプレモデレータは本当に意味がないのであろうか。実はそうではないことを強調しておきたい。まず、クライオジェニックモデレータでは一番外側の真空容器を水冷する必要がある。内側の超臨界水素容器は水素自身が冷却してくれるが、外側の真空容器の発熱もMW級核破砕中性子源では数kWのオーダーに達するからである。この冷却水はH₂OでもD₂Oでもよいが、モデレータのビーム取出し面を除き水冷する必要があり、結果的にはいやでもプレモデレータが存在するのと同じになる。それならこの冷却水層をプレモデレータとして利用すればよいし、Be反射体系でもそれを考慮しなければならない。

さて、プレモデレータの効用はそのほかにもある。すなわち、ターゲットとモデレータのセパレーションがプレモデレータ厚さの分だけ大きくなるため、ビーム孔から出てくる高エネルギー中性子が減少する。そのためバルク遮蔽（生体遮蔽）の外側に設置される中性子ビームラインの遮蔽負担の軽減につながるとともに、実験のSN比の向上にも大きく寄与する（ターゲット・モデレータ間の距離により、ビーム孔から出てくる高エネルギー中性子がどのくらい減らせるかについては遮蔽の章で述べる）。

また、Be反射体系でもあまり中性子強度減に影響のない範囲（たとえ強度増はなくても）プレモデレータの存在は水素モデレータの核発熱軽減に大きく寄与するため極めて有用と考えられる。プレモデレータのない場合、核発熱は5 MW核破砕中性子源では、すでに述べた如く約4 kWにも達するのに対し、1.5 cm厚のプレモデレータを用いたことにより3 kW以下に軽減できるとしたら、非常に大きい工学的メリットと言えよう。

5. 1 3 反射体の最適化

5. 1 3. 1 結合型超臨界水素モデレータに対する反射体材料と大きさの冷中性子強度に及ぼす影響

簡単のため、ターゲット・モデレータまわりに円筒形反射体（半径 r 、高さ $2r$ cm）を置いた時の冷中性子パルス ($E_n = 3$ meV) を Pb 及び Be 反射体の場合について図 5-28(a)²⁶⁾に示す。但しこの計算モデルではターゲットの反対側に二つの非結合型モデレータは置いていないし、それからビームを取出す開口もない。すなわちターゲットの上方向にプレモデレータ付結合型超臨界水素モデレータだけが存在する（勿論ビームを取出す開口はある）ものとする。先ず最初の検討では反射体冷却水は存在しないものとする。この図から明らかな如く Pb 反射体系にあっては反射体寸法の増加とともにパルスのピーク及び時間積分強度は大きく増加していることが分かる。これに反し Be 反射体系では $r = 30$ cm より大きくしても強度増は認められない。すなわち $r = 30$ cm ですでに飽和している。また、最大強度は Pb 反射体系の方が Be 系より高い値に達していることが分かる。

現実のシステムでは反射体のすぐ外側には鉄遮蔽体が置かれる。鉄遮蔽体は反射体としても働

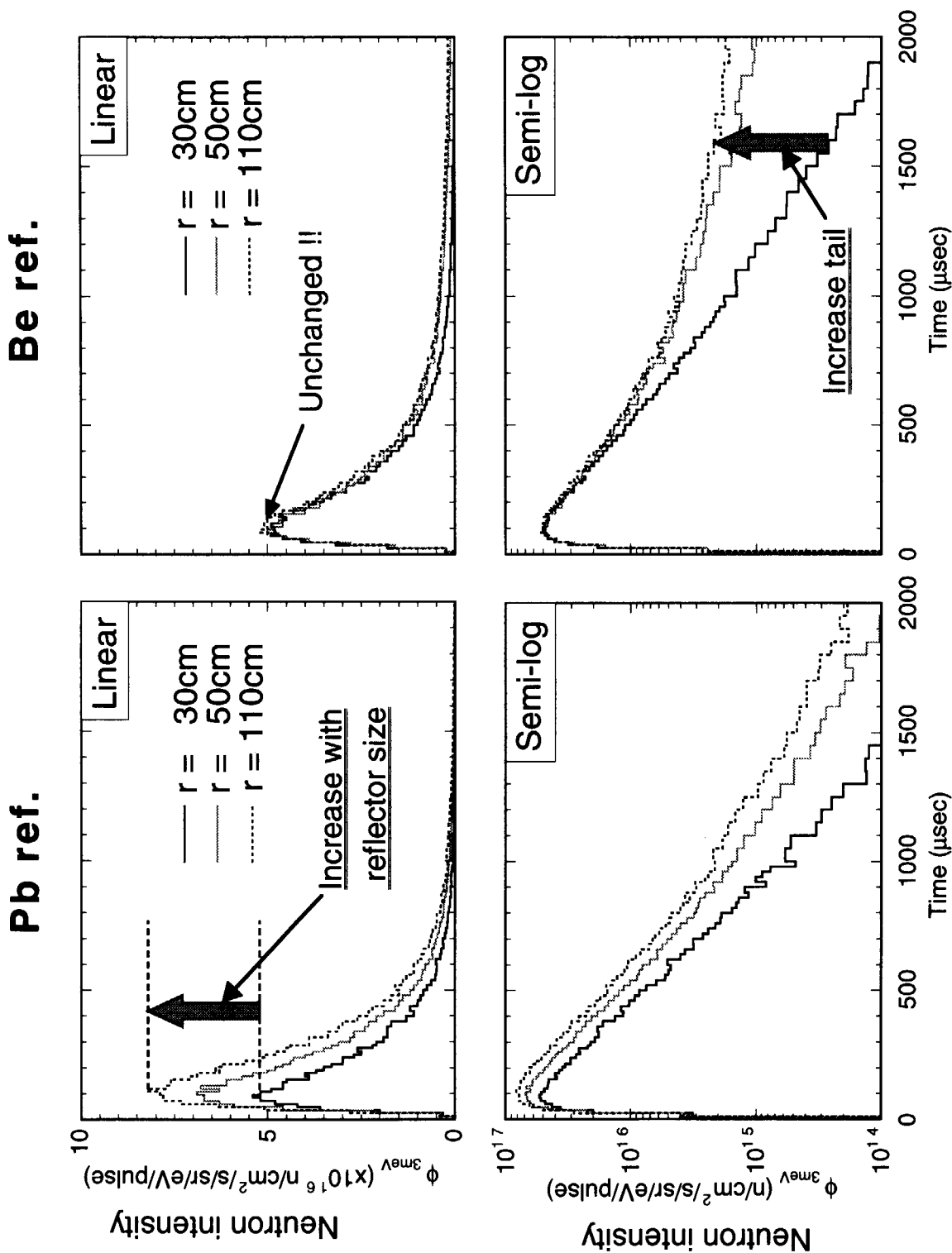
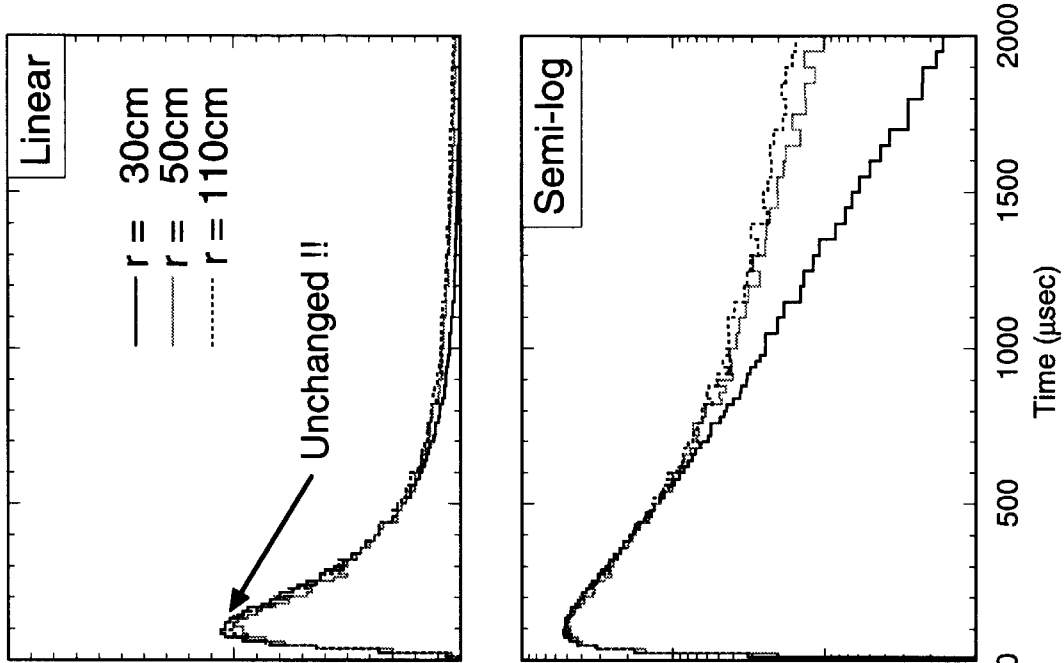


図 5-28(a) プレモデレータ付結合型超臨界水素モデレータのパルス特性に及ぼす反射体 (Pb 及び Be) のサイズ効果 (鉄遮蔽なし)

Be ref. with shield



Pb ref. with shield

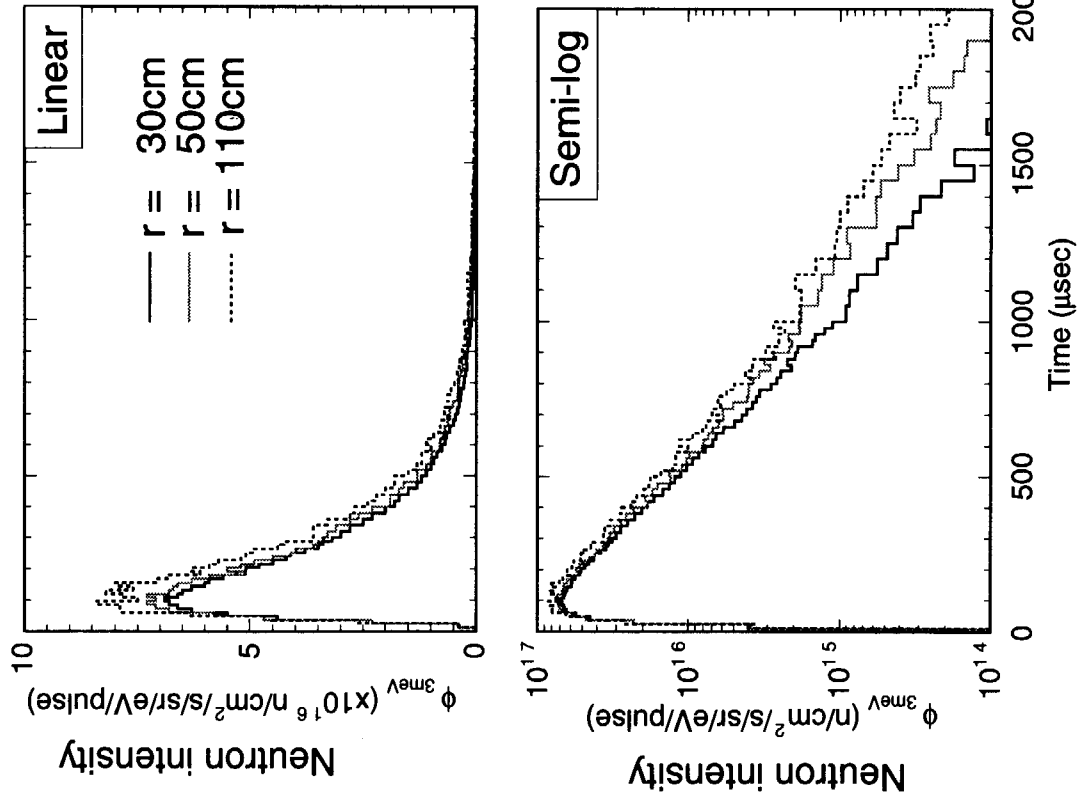


図 5-28(b) プレモデレータ付結合型超臨界水素モデレータのパルス特性に対する反射体 (Pb 及び Be) のサイズ効果 (半径 160 cm の鉄遮蔽あり)

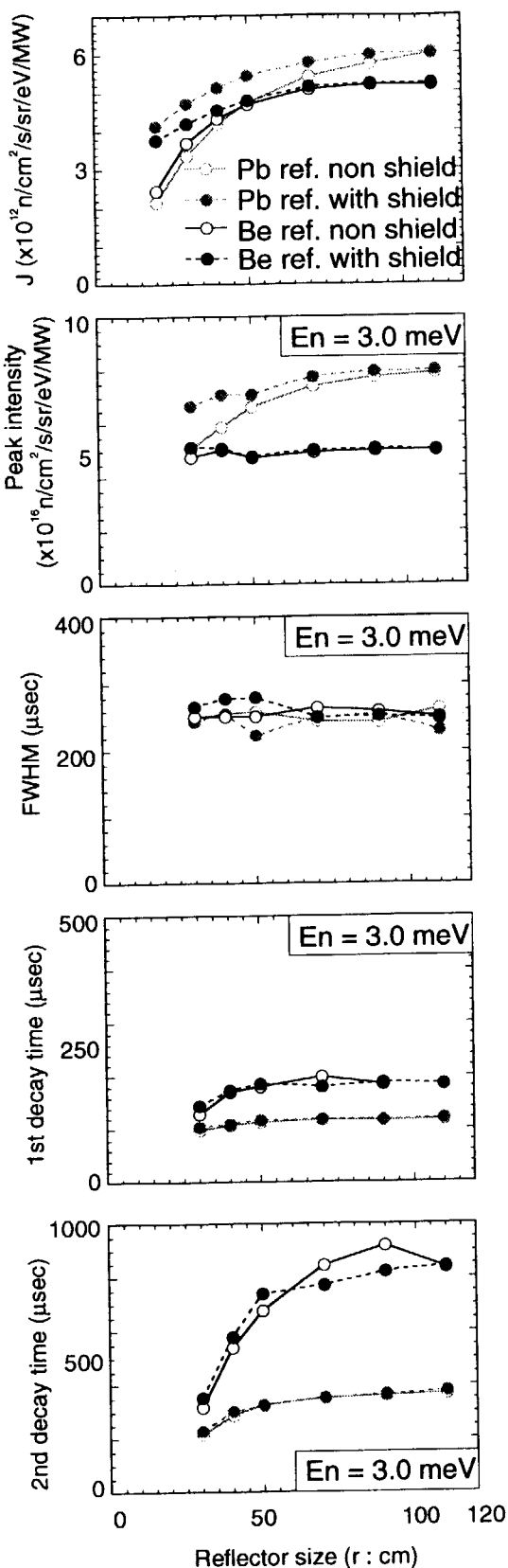


図 5-29
冷中性子 (3 meV) パルス特性に及ぼす
反射体サイズの効果

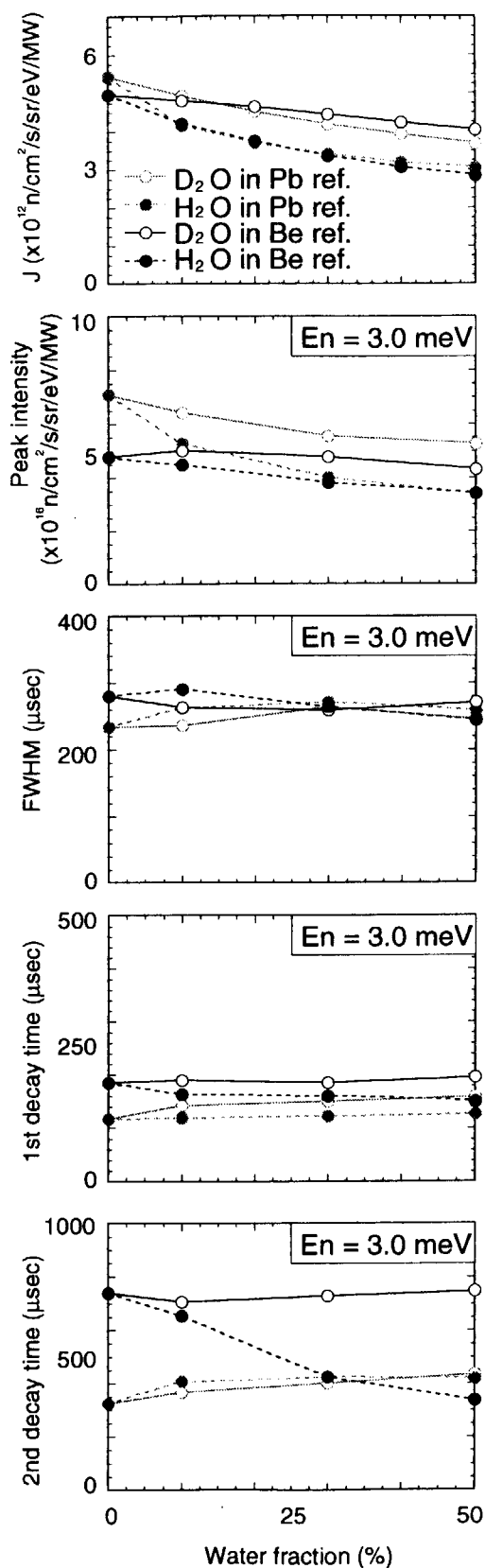


図 5-30
冷中性子 (3 meV) パルス特性に及ぼす反射
体冷却水の効果

く。従ってそれを含めた反射体効果を調べる必要がある。計算モデルは $r = 160$ cm の鉄遮蔽体を考える。それより r の大きい領域は反射体としては働かないと考えられるからである。従って計算モデルは r cm までが Pb もしくは Be 反射体で、その外側に $r = 160$ cm までが鉄となる。 r を種々変えて冷中性子パルスと比較すると図 5-28(b)のようになる。 R の関数にとして 3 meV 冷中性子の時間積分強度、ピーク強度、パルスの半値幅 (FWHM) 及び二つの減衰時間 τ_1 、 τ_2 (パルスの減衰特性を二つの指数関数減衰で近似した時の速い方の減衰時間が τ_1 、遅い方が τ_2) を図 5-29²⁶⁾に示す。図にはまわりの鉄遮蔽がない場合についても併せて示してある。

5. 1 3. 2 反射体冷却水の冷中性子パルス特性に及ぼす影響

反射体の核発熱密度は大きいところでは 10 kW/ℓ に達するので冷却は不可欠である。冷却材としては H_2O または D_2O が考えられる。冷中性子のパルス特性がこのような冷却水の体積率により、どのように変わるかは大きな関心事である。図 5-29 の場合と同様のパルス特性について冷却水の体積率 0-50%の範囲で調べると図 5-30²⁶⁾の如くなる。冷却水は H_2O と D_2O の両方の場合について示してある。二つの図から明らかな如く冷却水の体積率の増加とともに時間積分及びピーク強度は減少する。 H_2O の場合の方が減少は著しい。 H_2O の場合体積率 20%でも積分強度の減少は 30%以上に、 D_2O でも約 20%に達する。反射体が Pb か Be かによる差違はあまりない。このことから反射体の冷却には D_2O を選び、かつ可能な限り冷却水体積率を減らした除熱設計が不可欠となる。

反射体中の冷却水体積率を極限まで減らすためには、反射体温度の上昇がパルス特性上どこまで許容できるのかを知る必要がある。結合型では反射体温度がパルス特性に悪い影響を与える心配があったからである。反射体温度を 100℃近くまで上昇させてパルス特性を調べた結果、結合型モデレータであっても全く影響がないことが分かった。

5. 1 3. 1 及び 2 節の検討はターゲットの上側に最適化されたプレモデレータ付結合型水素モデレータが存在し、ターゲットの下側には非結合型モデレータもそれから中性子を引き出す反射体の孔も存在しない、完全に反射体で埋め尽くされていると仮定した場合の計算結果である。実際にはターゲット下側にそれらが存在するので、時間積分強度はある程度減少する。減少の割合は Pb 反射体の場合の方が大きく、結果的には時間積分強度は Be 反射体の方が Pb 反射体より約 15%高いという逆転が起こる。パルス幅及び減衰時間についてはほとんど影響はないので、ピーク強度は Pb 反射体の場合の方がまだ若干高い。

5. 1 4 モデレータ及び中性子放出面の寸法の最適化

5. 1 4. 1 モデレータの縦横方向寸法の最適化

標準モデレータとして結合型水素モデレータについては 12 cm×12 cm×5 cm が、また非結合型水素モデレータでは 10 cm×10 cm×5 cm、非結合型軽水モデレータでは 10 cm×10 cm×3 cm が考えられてきた。モデレータの厚さについてはほぼ最適化がなされているが、縦及び横方向の寸法についてはまだ最適化は行われていない。

そこで縦・横方向の寸法 (lateral dimensions) について最適化を行った。図 5-31 (上図)^{8,27)}

は3 GeV陽子、Hgターゲット、Pb反射体系で拡張型プレモデレータ付（1.5 cm厚H₂O、5 cm拡張）非結合型水素モデレータについて計算結果で、モデレータの中性子放出面（viewed surface）上の20-120 meVのエネルギー積分中性子束縦方向（上下方向）空間分布が示してある。Viewed surfaceは10 cm×10 cmに固定してある。この図から明らかな如く、lateral dimensionsを10 cm×10 cmより増すと、viewed surface内の中性子束は増加する。分布及び増え方は着目したエネルギー範囲で異なるが、14 cm×14 cmまでは明らかに増加する。しかし12 cm×12 cm以上での増加はゆるやかとなること、またあまり縦横寸法の大きいモデレータでは、隣のモデレータをターゲット上の漏洩中性子のほぼ一番明るい場所に同時に置くことを不可能にするので、12 cm×12 cmがほぼ最適と判断される。

5. 1 4. 2 中性子放出面寸法の最適化

これまでの議論は中性子放出面（viewed surface）を10 cm×10 cmに固定した場合についてであった。もし、より広い放出面からの中性子ビームが有効に利用できる実験があると仮定した場合（そのようなケースは実際に存在する）、放出面上での中性子束分布及びその放出面全体にわたる面積分はどうなるであろうか。その検討結果を図5-31（下図）²⁷⁾に示す。Viewed surfaceを広げると、反射体中でのビーム取出し孔も大きくなり、反射体効果が若干損なわれるため、中性子束分布のピーク強度は減少する。しかし、面積分すなわちビーム全体の強度は増加させることができる。

表5-2²⁷⁾にPb反射体系（拡張型プレモデレータ付）及びBe反射体系（プレモデレータなし）の場合について、モデレータの縦横寸法及びviewed surface寸法を種々変えた場合の平均中性子強度及び全（面積分）中性子強度を示す。

表 5-2 非結合型超臨界水素モデレータの縦横寸法及び中性子放出面（viewed surface）寸法と中性子ビーム強度の関係（20-120 meV の積分強度）

Lateral dimension(cm×cm)	10×10	12×12	14×14	14×14	16×16	16×16
Viewed surface(cm×cm)	10×10	10×10	10×10	12×12	12×12	14×14
Pb反射体系（拡張型プレモデレータ付）の場合						
Average intensity*	1.0	1.22	1.26	1.09	1.09	0.95
Total intensity*	1.0	1.22	1.26	1.57	1.58	1.86
Be反射体系（プレモデレータなし）の場合						
Average intensity*	0.77	0	1.04	0.86	0.94	0.80
Total intensity*	0.77	0	1.64	1.26	1.35	1.57

* Pb反射体、拡張プレモデレータ付非結合型超臨界水素モデレータ（10 cm×10 cm×5 cm）、Viewed surface 10 cm×10 cmの場合の強度を1とした場合の相対値

** デカップリングエネルギーは総てE_d = 1 eV

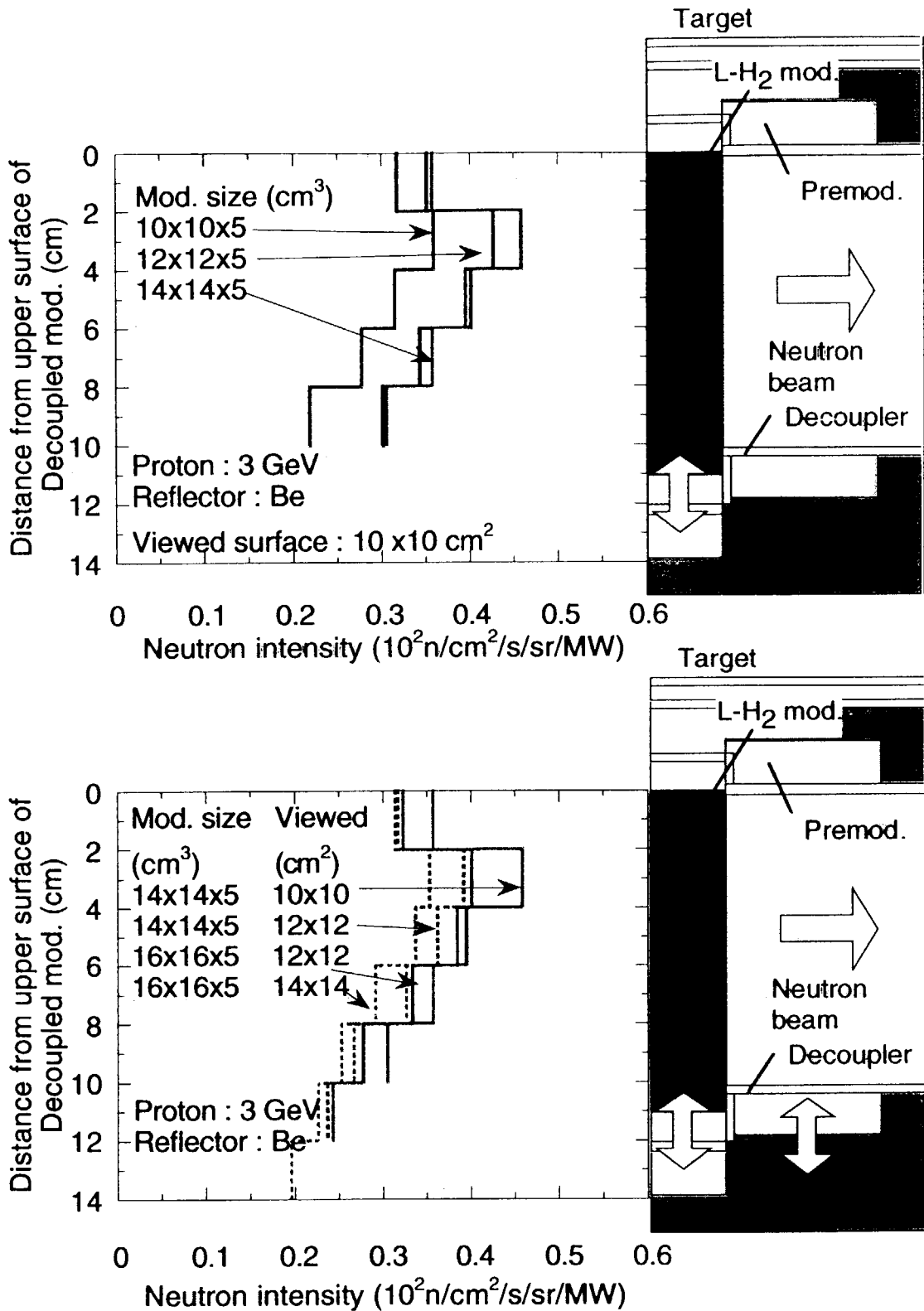


図 5-31 拡張プレモデレータ付非結合型超臨界水素モデレータの縦横寸法変化 (上図) 及び中性子放出面 (Viewed surface) 寸法変化 (下図) に対する 20-120 meV 中性子のモデレータ縦方向分布 (3 GeV 陽子, Hg ターゲット, Pb 反射体, デカップリングエネルギー $E_d = 1$ eV の場合)

5. 1 5 反射体、デカップラー、バルク遮蔽の内側領域の発熱²⁸⁾

図 5-32 は反射体等ターゲットまわりの機器の核発熱密度分布に関する予備的計算結果で、Be-Pb 複合反射体（円筒形、半径 25 cm までの Be、その半径 50 cm までの Pb 反射体）及びその外側が鉄遮蔽体の場合について示してある。計算は入射ビームから 90° 方向での値である。図には 20 MeV 以上及び以下の中性子、ガンマ線による寄与及び全発熱密度分布が示してある。内側の Be 反射体中では、20 MeV 以上の中性子による寄与が最も大きく、Pb 反射体及び鉄遮蔽体中ではガンマ線による寄与が最も大きいことを示している。また、Be 反射体中での最大出力密度は、陽子ビーム出力 5 MW で、約 10kw/liter に達する。前方ではさらに高い値となる。

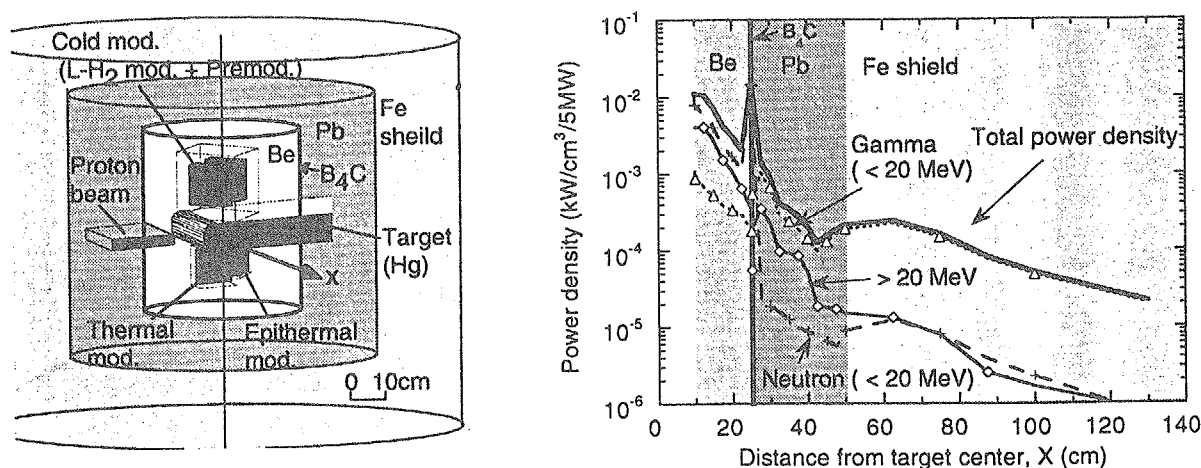


図 5-32 反射体中の核発熱密度の計算例。計算モデル（左）と核発熱密度分布（右）

5. 1 6 各モデレータから得られる遅い中性子の陽子エネルギー依存性^{29,30)}

原研 5 MW 計画では陽子エネルギーは 1.5 GeV であった。それは 2. 5 節で述べた如く、1-1.5 GeV が単位陽子ビーム出力当たりの中性子収量（発生効率）を最大にできるためであった。1 GeV 以下では 2. 3 節に述べた理由により発生効率が低下し、1.5 GeV 以上ではパイオン発生にエネルギーが消費されるからである。統合計画では第一段階（phase 1）で 3 GeV-1 MW、第二段階（phase 2）5 MW では陽子エネルギーは未定である。どのような加速器の構成になるかにより陽子エネルギーは変わってくる。例えばニアック+コンプレッサーリングの場合はエネルギーは 1 GeV 程度で大電流、シンクロトロンが主加速器となる場合には、エネルギーを高くして電流値を小さく選ぶことになる。従って 5 MW への道筋（upgrade path）を考えるうえで、各モデレータからの遅い中性子強度の陽子エネルギー依存性を知る必要がある。

図 5-33³⁰⁾は冷中性子強度が入射陽子エネルギーによりどのように変わるかについての計算結果で、原研 5 MW 核破砕中性子源モデルについて、入射陽子ビームエネルギーを 1-50GeV の範囲で変化させた時の各モデレータから得られる中性子強度がターゲットに対するモデレータの相対位置を種々変えてプロットしてある。それぞれの陽子エネルギーについて、遅い中性子の強度が最大となるモデレータ位置での値を陽子エネルギーに対してプロットすると図 5-34 の如くに

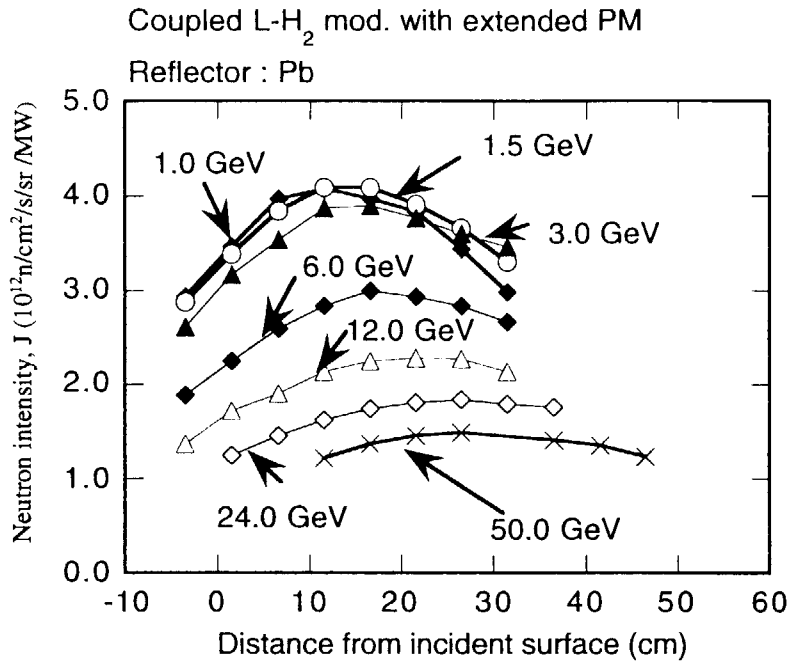


図 5-33 プレモデレータ付結合型超臨界水素モデレータから得られる冷中性子ビーム強度の陽子エネルギー依存性。ターゲットに対するモデレータの相対位置を種々変えてプロットしてある。

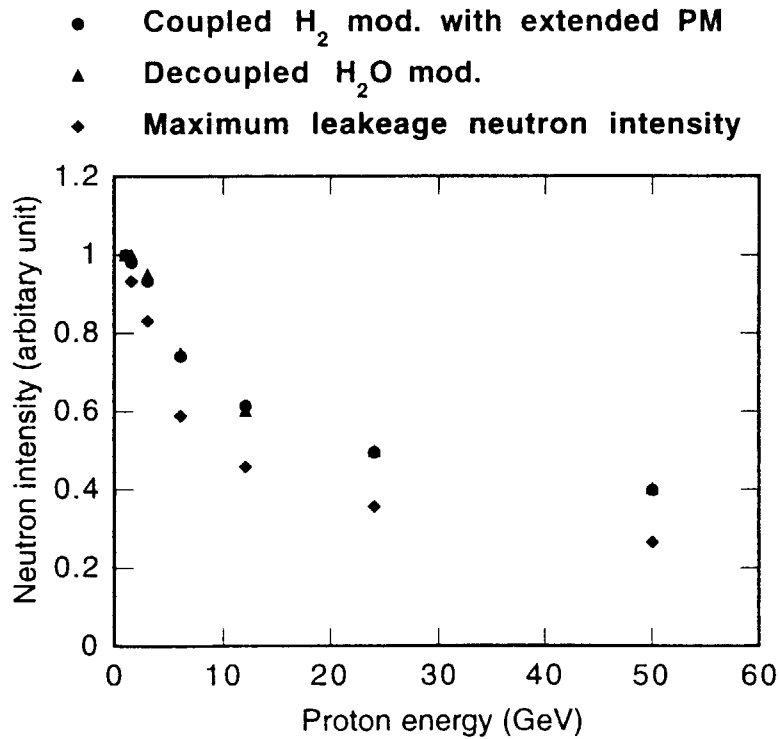


図 5-34 各モデレータから得られる中性子ビーム強度の陽子エネルギー依存性。図 5-33 のピーク位置での値及び他のモデレータについての同様のピーク値をプロットしたもの。参考のため裸のターゲットからの全中性子収量（破線）についても示してある。

なる。3 GeV にしても中性子強度の減少は 1 GeV の時に比べ 10% 程度でしかない。しかし 6 GeV では 30-35% の減少となる。また陽子エネルギーに対する中性子強度の変化の様子は、モデレータのタイプによってほとんど変化しないことが注目される。

文献

- 1) N. Watanabe, M. Teshigawara, H. Takada, H. Nakashima, Y. Oyama, T. Nagao, T. Kai, Y. Ikeda and K. Kosako: A conceptual design study of target-moderator-reflector system for JAERI 5 MW spallation source. Proc. ICANS-XIV (Starved Rock lodge, Utica, Illinois, June 14-19, 1998) P.728.
- 2) N. Watanabe, M. Teshigawara, H. Takada, H. Nakashima, Y. Oyama, T. Nagao, T. Kai and K. Kosako, R. Hino, S. Ishikura and T. Aso: JAERI 5 MW Spallation Source Project, Proc. AccApp'98 (Gatlinburg, TN, USA, Sept. 20-23, '98) P.3.
- 3) N. Watanabe, M. Teshigawara, T. Kai, K. Iga, H. Takada, H. Nakashima, Y. Oyama, T. Nagao, Y. Ikeda and K. Kosako: Target-moderator-reflector Optimization for JAERI 5 MW Pulsed spallation source, Proc. ICONE7 (Tokyo, Japan, Apr. 19-23, 1999) 7248.
- 4) M. Teshigawara, N. Watanabe, H. Takada, H. Nakashima, T. Nagao, Y. Oyama and K. Kosako: Neutronic Studies of bare target for JAERI 5 MW Pulsed spallation neutron source, JAERI Reserch 99-10 (1999).
- 5) N. Watanabe, M. Teshigawara, K. Aizawa, J. Suzuki and Y. Oyama: A target-moderator-reflector concept of the JAERI 5 MW pulsed spallation neutron source, JAERI-Tech 98-011.
- 6) N. Watanabe and Y. Kiyonagi: Physica B 180 & 181 (1992) 893.
- 7) M. Teshigawara, N. Watanabe, H. Kai, H. Nakashima, T. Nagao, Y. Oyama, Y. Ikeda and K. Kosako: Neutronic study on the JAERI 5 MW spallation Neutron source – Neutronic Performenc of the Reference Target-Moderetor-Reflector system and the Target Shape/Size Effects - , JAERI Research 99-020 (March 1999).
- 8) N. Watanabe, M. Teshigawara, T. Kai, M. Harada, H. Sakata, Y. Ikeda, M. Kaminaga, R. Hino and Y. Oyama: Progress in design study of Japaneae spallation neutron source, Proc. ICONE 8 (Baltimore, MD, USA, Apr. 2-6, 2000) 8457.
- 9) The NSNS Collaboration: National Spallation Neutron Source Extensive Summary (May 1997) NSNS/CDR1.
- 1 0) A Next Generation Neutron Source for Europe, The ESS Technical Study.
- 1 1) D. J. Picton, T. D. Beynon and T. A. Broome: Neutronic studies for the ESS source, Proc. ICANS-XIII (PSI, Villigen, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P.522.
- 1 2) P. D. Ferguson, G. J. Russell ande. J. Pitcher: Reference moderator calculated performance for the LANSCE Upgrade project. Proc. ICANS-XIII (PSI, Villigen, Switzerland, Oct.11-14, 1995) 510.

- 1 3) M. Teshigawara, et al. : in preparation.
- 1 4) G. S. Bauer, H. Spitzer, G. von Holzen, L. Ni and J. Hastings: Heat deposition in mercury by 24 GeV protons, Proc. ICANS-XIV (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, June 14-19, 1998) P.229.
- 1 5) N. Watanabe, M. Teshigawara, H. Takada, H. Nakashima, Y. Oyama, T. Nagao, T. Kai and K. Kosako: Towards a high efficiency pulsed cold neutron source, Proc. ICANS-XIV (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, June 14-19, 1998) P.743.
- 1 6) 甲斐 哲也、勅使河原 誠、渡辺 昇、池田 裕二郎：拡張型プレモデレータ付結合型冷モデレータの最適化、日本原子力学会 1999 年秋の年会 H53.
- 1 7) K. Kai, et al. : in preparation.
- 1 8) E. J. Pitcher, G. J. Russell and P. D. Ferguson : A ring moderetor concept for long-pulse source, Proc. ICANS-XIV (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, June 14-19, 1998) P.489.
- 1 9) Y. Kiyanagi, Y. Ogawa, N. Kosugi, H. Iwasa, M. Furusaka and N. Watanabe: Further optimization of coupled liquid-hydrogen moderator for intense pulsed neutron source, Proc. ICANS-XIII (PSI, Villigen, Switzerland, Oct. 16-19, 1995) 654.
- 2 0) M. Teshigawara, et al. : in preparation.
- 2 1) 原田 正英、勅使河原 誠、甲斐 哲也、渡辺 昇、池田 裕二郎：非結合型高分解能熱中性子モデレータにおけるプレモデレータの検討、日本原子力学会 1999 年秋の大会 H54.
- 2 2) M. Harada, et al. : in preparation.
- 2 3) 原田 正英、勅使河原 誠、甲斐 哲也、坂田 英明、渡辺 昇、池田 裕二郎：非結合型水素モデレータにおけるプレモデレータの拡張効果、JAERI-Research 2000-014
- 2 4) E. Iverson : Presewted at 6th ESS General Meeting (Ancona, Italy, Sept. 20-23, 1999) and T. J. Mc Manamy: Target-Instrument Interface Issues Overview, TIAC Meeting (ORNL, Sept. 14, 1999).
- 2 5) M. Teshigawara, et al.: in preparation.
- 2 6) H. Sakata, et al.: in preparation.
- 2 7) H. Harada, et al.: in preparation.
- 2 8) 勅使河原 誠、渡辺 昇、甲斐 哲也、高田 弘、原田 正英、池田 裕二郎、小迫 和朗：5 MW 核破碎中性子源における核発熱及び誘導放射能評価、日本原子力学会 1999 年秋の大会 H52.
- 2 9) 坂田 英明、渡辺 昇、勅使河原 誠、甲斐 哲也、原田 正英、高田 弘、池田 裕二郎：冷・熱・熱外中性子強度の陽子ビームエネルギー依存性、日本原子力学会 1999 年秋の大会 H51.
- 3 0) M. Teshigawara, et al.: in preparation.
- 3 1) Y. Kiyanagi, et al.: in preparation.

6. ターゲットの工学的問題と実例

6. 1 ターゲットのコンセプト及び設計研究の手順

ターゲット工学において最も重要となるのは優れたターゲットのコンセプトである。コンセプトが提案できれば、先ずニュートロニクス計算により中性子性能が最大になるよう、各種パラメータの最適化研究を行う。この段階で特定のモデルについて実験による確認が不可欠となる。

次にターゲットに入射する陽子ビームのプロファイル及び電流密度について検討する。大強度核破碎中性子源では、ターゲット、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。最大電流密度は窓の熱的、構造・材料的及び放射線損傷に関する検討から決定される。所要の電流値が与えられると、この最大電流密度よりビームサイズが決まる。ターゲットの断面積は当然ビームサイズより大きくなければならない。非アクチニドターゲットでは、ビームサイズより外側での中性子発生はかなり少ないので、ターゲット半径を増しても、円筒側面からの漏洩中性子数はあまり増えず、モデレータが遠のくためターゲット・モデレータ結合係数が低下し、モデレータから得られる遅い中性子強度はむしろ減少する。従って、冷・熱中性子ビーム強度を最大にする一番大きな決め手は、どこまでビームサイズの外側のターゲットの厚さを小さくすることが出来るかということになる。

一旦陽子ビームのプロファイル及びターゲットの形状・寸法が決まると、次にエネルギー沈着について計算する。即ち核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がなされる。短パルス ($< 1 \mu\text{s}$) 中性子源の液体重金属ターゲット、特に水銀の場合には、液体金属中に大きな圧力波が生じ、ターゲット容器に大きな応力を与える。この問題についてはいくつかのモデルについての計算があるが、最初の物理的プロセスの仮定が正しいか否か分からないので、実験による確認が不可欠となる。今繰返しを 50 Hz とすると、5 MW では 1 パルス当り 100 kJ のビームエネルギーの投入が必要で、それを唯一可能にするのが現在原研が日米欧の国際協力により進めているブルックヘブン国立研究所 (BNL) の AGS 加速器 (24 GeV、約 100 kJ/パルス) を用いた実験である。

以上に基づきターゲットの詳細構造の設計を行う。使用する材料の評価は非常に重要で、陽子ビームによる材料照射試験が不可欠となる。材料照射の問題については後に第 10 章で述べる。

次に、より具体的な構造、材料、寸法で中性子性能の再評価を行い、工学的検討にフィードバックをかける。既に述べた如く、裸のターゲットの検討だけでは、総合的に決まる中性子性能は判断できない。モデレータや反射体を含めて系全体についての計算が不可欠である。以上を繰返しコンセプトを固める。

原研では、水銀ターゲット (5 MW、当面 1 MW 対応) とそのバックアップとして固体水冷ターゲットとの検討が進んでいる。陽子ビーム出力 1 MW 以上での固体ターゲットの使用は後に述べる様に極めて困難といわれており、液体重金属ターゲット、特に水銀を採用する方向で種々の研究開発がなされている。

6. 2 陽子ビームのプロファイル

加速器から出てくる陽子ビームのプロファイルはバラボラ分布 $1 - (r/r_0)^2$ またモヘット分布（バラボラの2乗、チャイニーズベル形と呼ばれる）に近いと言われている。しかし、ターゲットの上流でいくつかのビーム窓や他の実験ターゲット等を通ると、ターゲット位置でのプロファイルは次第にガウス分布に近くなっていく。図 6-1 は KENS のターゲット直前でのビームプロファイルの実測結果である。かなりガウス分布に近いように見える。

ターゲット・モデレータ結合係数を大きくするには、偏平断面の陽子ビーム及びターゲットが重要であることは既に述べたが、陽子ビームプロファイルを均一分布にすると、ビームスポットの外側で強度が急に零となるので、新たな圧力波/応力の発生の源となり好ましくない。このことについては後の節で述べるが、中性子特性の検討では均一分布で差しかえないので、以後の議論でも簡単のため均一分布で論を進める。

6. 3 ターゲットの核発熱

ターゲットに入射した陽子の運動エネルギーのうちどれだけの割合がターゲット中に残るか、即ち沈着するかについていろいろ計算がなされている。図 6-2¹⁾はその一例で、種々の陽子ビームエネルギーに対し、その割合がどのように変化するかについて一部実測を含む計算結果が示してある。非アクチニド系ターゲットではエネルギー沈着の割合は 1 以下で、陽子エネルギーの増大と共にゆっくり減少していく。これは核破砕反応が吸熱反応であること及び漏洩二次粒子（主に高エネルギーハドロン）が運動エネルギーを持ち去るためである。一方、アクチニド系ターゲット、例えば劣化ウランでは逆に 1 より大きくなる。これは核分裂を伴うので発熱反応となるためである。この場合ターゲットの大きさによってもこの割合は異なってくる。

ターゲット内での核発熱の計算は、非アクチニド系の場合には NMTC/JAERI、JAM や HETC 等の高エネルギーハドロン輸送コードだけの計算結果でほぼ実験結果が再現できることが知られている。

ターゲットの軸方向の発熱分布は熱流動設計及び構造材料の視点から、また Hg 等液体重金属ターゲットの場合には圧力波がターゲット容器に及ぼす影響を評価するうえで重要である。円筒形水銀ターゲットモデル（12.86 cmφ×60 cmL）に直径 9.36 cm の円筒形ビーム（均一分布）を入射した時の軸（ビーム進行）方向の発熱分布を、入射窓から深さの関数として調べるとすでに示した図 5-14²⁾の如くなる。最大発熱密度は約 2 kW/cm³（2000 MW/m³）にも達する。また、半径方向の発熱分布を図 6-3 に示す。発熱分布は殆ど陽子ビームプロファイルに等しく、若干ビーム境界でスミアした分布となっている。奥に進むととともにこのスミアの度合いが少しづつ大きくなっている。

陽子ビームプロファイルの違いは、またターゲット容器に加わる応力の大きさに影響を与える。均一分布では波の第一波に非常に大きい応答が現れる³⁾。一方少しでも角が丸い分布、例えば Moffet 分布でも、このようなサージは現れない等、工学的設計に対し重要な知見を与える³⁾。

水銀ターゲット中での発熱分布の実験的研究も、AGS を用いた国際協力実験により進められ

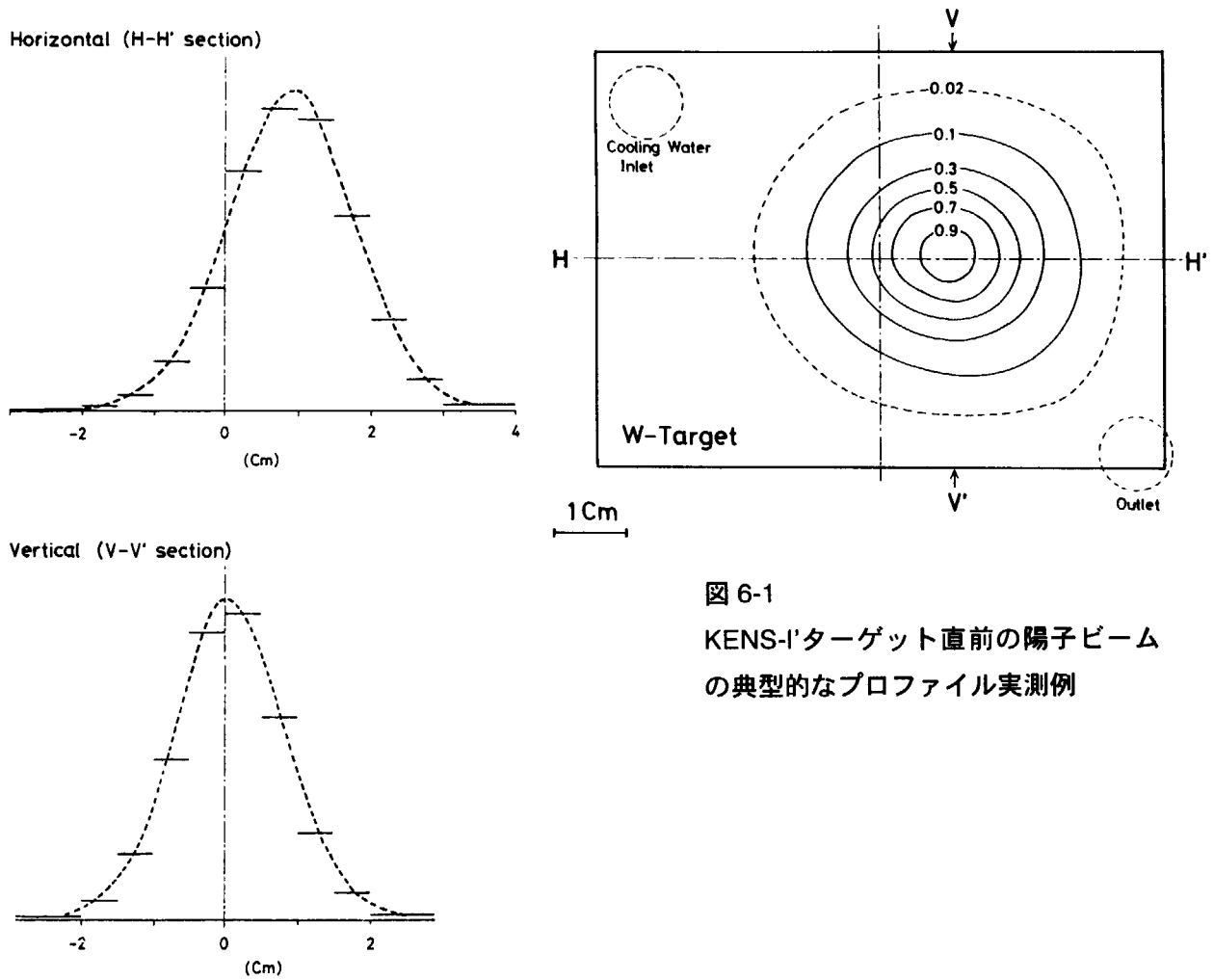


図 6-1
KENS-I'ターゲット直前の陽子ビーム
の典型的なプロファイル実測例

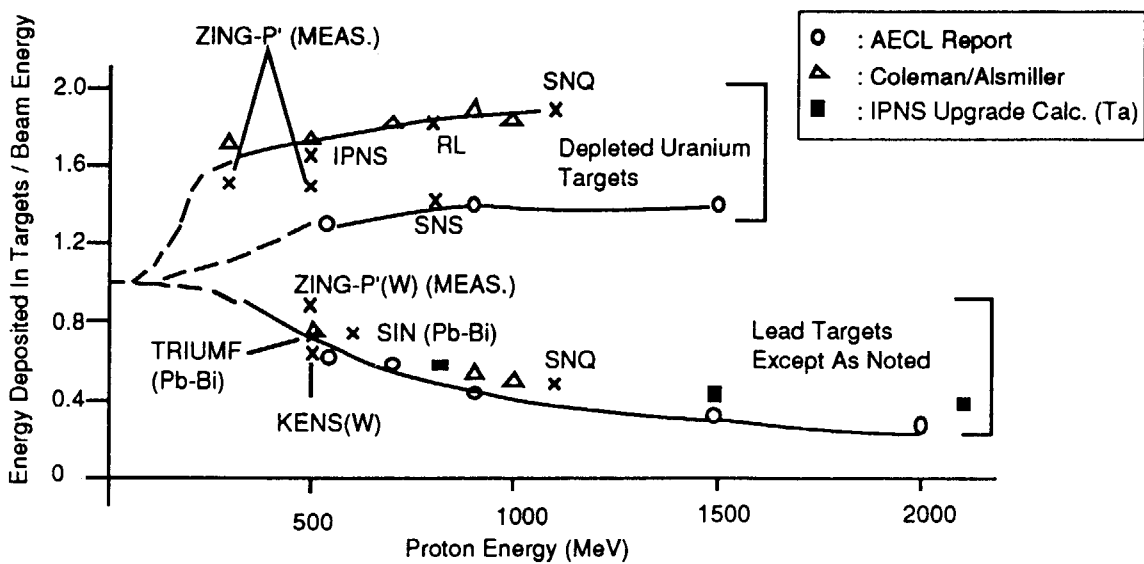


図 6-2 ターゲットに沈着するエネルギーの入射陽子エネルギーに対する割合

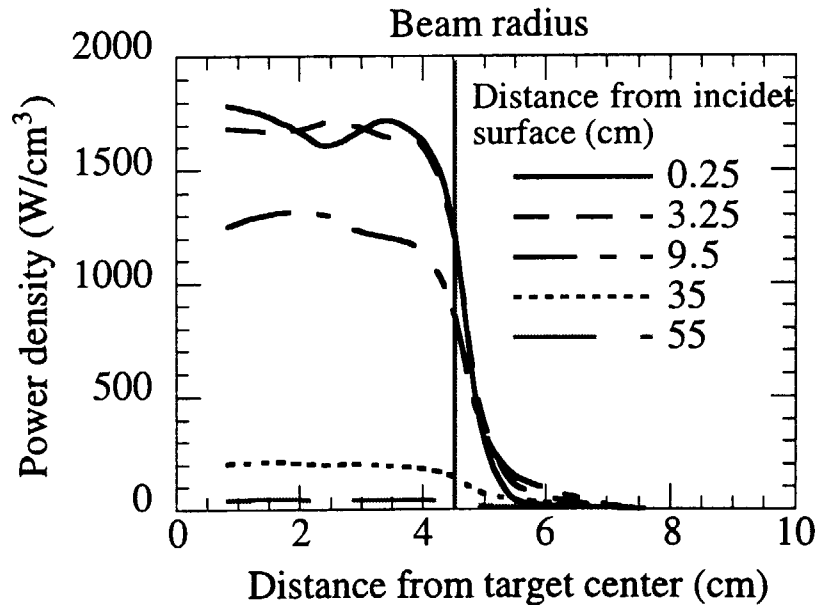


図 6-3 円筒形ターゲットにおける半径方向の発熱分布
(陽子エネルギー : 1.5 GeV、ターゲット : 直径 12.86 cm、ビームプロファイル :
直径 9.36 cm 円筒均一分布)

ている。但し陽子ビームのエネルギーは、低エネルギー（例えば 1.5 GeV）ではビーム出力不足のため、24 GeV で行なわれている。実験値の予備的解析では、計算がほぼ正しいことを示している⁵⁾。計算との対比では、発熱分布及び総発熱が重要となる。

かつての SNQ 計画に関連して、1.1 GeV 陽子を鉛 (Pb)、劣化ウラン (U-238) 及び天然ウラン (nat. U) に入射した時の発熱の比較が行われたが、それを紹介すると表 6-1¹⁾ のようになる。Pb ターゲットでは低エネルギー過程での発熱 (MORSE により計算) は全発熱の 5% 位に過ぎない。また Pb では入射ビームエネルギーの約 1/2 の発熱であるが、劣化ウランでは約 2 倍、天然ウランでは更にその 2 倍近い値となる。即ち発生中性子数の増加は発熱の増大に見合わない。従って熱発生を主目的とする利用以外では、ウランの使用は除熱の観点からは不利である。

ターゲットに沈着した以外のエネルギーは何処に行くのであろうか。表 6-2~3 はこの事に関して ISIS (800 MeV、160 KW の SPSS、劣化ウランターゲット) の場合について⁵⁾ 及び IPNS Upgrade 計画 (1 MW SPSS) の場合 (陽子エネルギー 2.2 GeV と 9 GeV の場合の比較)⁶⁾ について示したものである。

Carpenter ら及び Jer ng らは、ANL の IPNS Upgrade 計画に関連して、水冷固体タンタル (Ta) ターゲットの全発熱、最大発熱密度、最大漏洩中性子強度を陽子エネルギーの関数として求めている⁶⁻⁸⁾。図 6-4 は発熱密度及び漏洩中性子強度のビーム軸方向分布を比較した計算例である。これらをまとめると図 6-5 の如くなり、同じビーム出力 1 MW でも最大発熱密度は陽子エネルギーの増加と共に減少していく様子が伺える。但し、漏洩中性子強度も同様に減少していることに留意する必要がある。

表 6-1 SNQ 計画 (1.1 GeV、5 MW) で計算された各種ターゲットの発熱の比較

	Pb	U-238	Natural U
1. Total Deposition in Target (MeV)			
- HET (a)	542	945	945
- MORSE (b)	29	1140	2540
- Total	571	2085	3485
2. Total Deposition/1100 MeV	0.52	1.90	3.17
3. Total Deposition Relative to Pb	1.0	3.7	6.1
4. Peak Deposition (MeV/cm ³ -proton)			
- HET (a)	1.20	2.45	2.45
- MORSE (b)	≈0	0.55	0.76
- Total	1.20	3.00	3.21
5. Peak Deposition (kW/cm ³), for I = 100 mA	120	300	321
6. Peak Deposition Relative to Pb	1.0	2.5	2.7

[注] (a) 15 MeV 以上の高エネルギー粒子の輸送による寄与

(b) 15 MeV 以下の中性子、ガンマ線輸送による寄与

表 6-2 ISIS (0.8 GeV、160 kW) における核発熱の内訳 (計算値)

1. TARGET

a. Power:	Prompt in Uranium	200	kW
	Nuclide decay	8.7	
	Zircaloy-2 cladding	6.4	
	Coolant	5.2	
	Inconel Vessel	7.0	

Total (rounded) 230 kW

b. Activity:

Irradiation		Post Irradiation (after $t_i = 6$ months)			
t_j	Total(PBq)	t_c	P(kW)	α -act γ (TBq)	Total(PBq)
1 day	24	1 min	4	37	24
1 month	30	1 hour	1.4	22	15
6 months	32	1 day	0.5	17	7
		1 month	0.2	8	1
		1 year	0.014	2	0.1

c. Coolant Activity:

Short lived products in external circuit	18.5 TBq
tritium	1.3 TBq (2 years)
^7Be	2.2 TBq

2. REFLECTOR Power 7.2 kW

3. MODERATORS Power total (for four moderators) 1 kW

4. DECOUPLERS Power total 8.9 kW

5. ESCAPE PARTICLES

Low Energy Neutrons (≤ 15 MeV)	$1.3 \times 10^{16}/\text{sec}$	1.4	kW
High Energy Neutrons (15-800MeV)	$1.0 \times 10^{15}/\text{sec}$	14	kW
Protons	$2.8 \times 10^{13}/\text{sec}$	0.6	kW
Mesons	$2.5 \times 10^{12}/\text{sec}$	0.018	kW

Total energy carried away 16 kW

表 6-3 IPNS Upgrade 計画 (2.2 GeV、1 MW) における核発熱の内訳 (計算値)

Component	Heat Deposition (kW) by 2.2 GeV protons	Heat Deposition (kW) by 9 GeV protons
Target	550.8 (total)	553.6 (total)
1st target	306.5	251.0
2nd target	244.3	302.6
Coolant	21.0	14.5
Housing	34.2	40.0
Moderator Total	7.6 (total)	6.4 (total)
1st top moderator	0.775	0.413
1st bottom moderator	0.773	0.417
flux trap moderator - right	1.516	1.30
flux trap moderator - left	1.498	1.27
2nd top moderator	1.582	1.54
2nd bottom moderator	1.477	1.50
Boron Decoupler	26.7	20.1
Reflector	126.6	120.4
Shield	128.0	187.0
Removable Assembly	7.0	6.6
Target Station Total	901.9	948.6

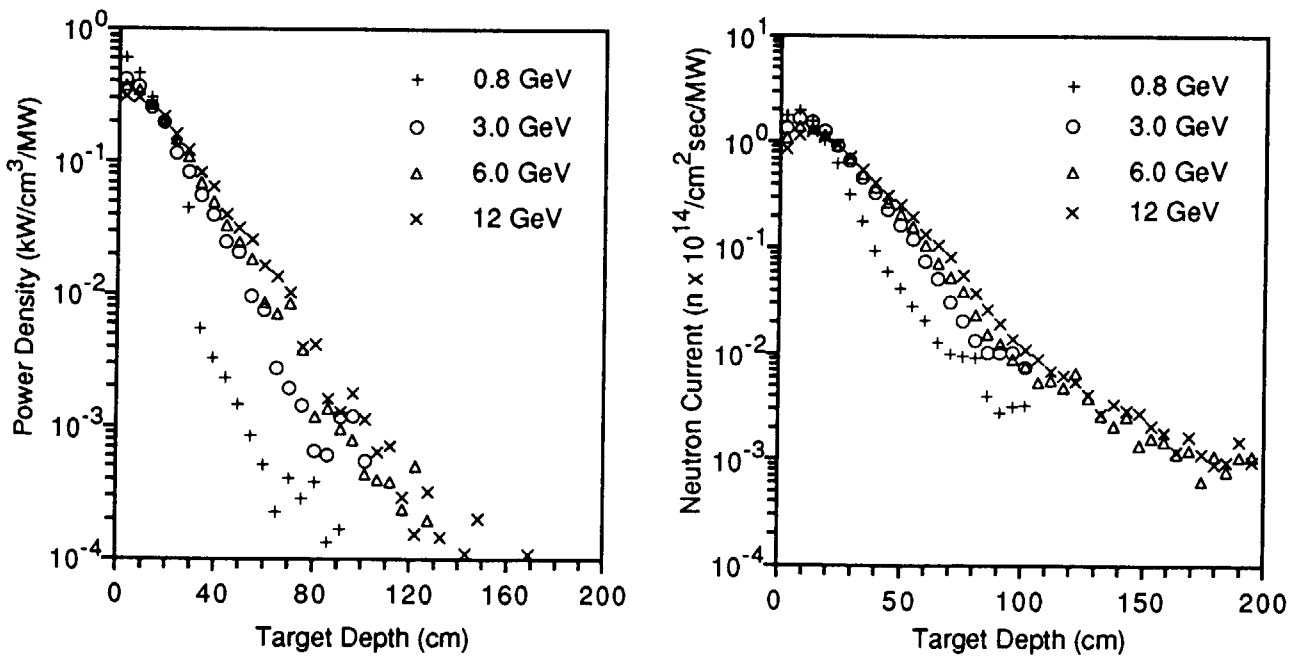


図 6-4 円筒形タンタルターゲットにおける発熱密度及び漏洩中性子強度のビーム軸方向分布 (計算値)

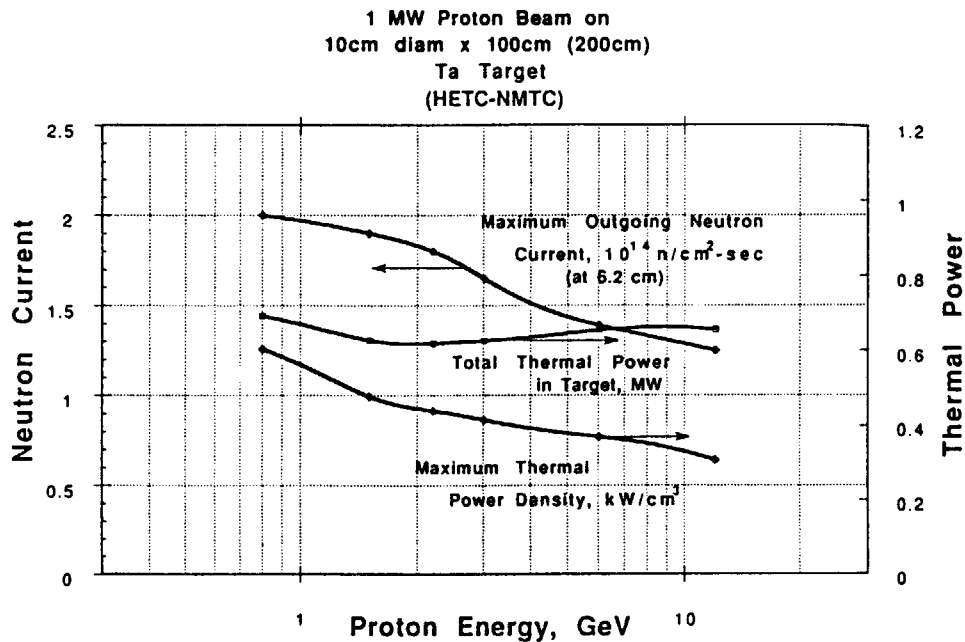


図 6-5 タンタルターゲットにおける全発熱、最大出力密度及び最大漏洩中性子強度の陽子ビームエネルギー依存性

6. 4 圧力波に対する水銀ターゲット容器の応答

5 MW の陽子ビームが 50 Hz の繰返しでパルス幅 1 μ s 以下でターゲットに入射すると、ターゲット容器、特に入射窓にどのような応力負荷がもたらされるかは、液体重金属ターゲットの最も重要な工学的問題である。ビームエネルギーは 1 パルス当たり、約 100 kJ となり、そのうちの約 60% がターゲットの小さな体積部分 (ビーム径 \times 長さ 10~20 cm) に 1 μ s 以下の時間で沈着する。窓に生ずる動的応力は、まずビームによる窓自体の発熱による寄与、続いて Hg の加熱により生ずる圧力波による寄与が加わる。後者が主な動的応力の要因となる。この問題の最初の計算による予測は、ポールシェラー研究所 (PSI) のグループにより ANSYS、KASKA 等のコードを用いてドーム状入射窓をもつ単純な円筒形 Hg ターゲットについてなされた⁹⁾。窓に生ずる最大応力はポイディング (キャビテーション) のない場合約 280 Mpa、ポイディングがあると仮定した場合には 480 Mpa にも達すると予想された⁹⁾。原研でも同様の研究が ABAQUS コード (ABAQUS EXPLICIT) を用いてなされ、ほぼ同様の動的応力が生ずることを予想している³⁾。

このような大きな応力レベルは、想定される容器材料の許容応力を遙かに超えるので、それが本当なら何らかの有効な圧力波の軽減策が不可欠となる。また計算による予想が正しいのか否かの実験的検証が不可欠となる。

そのため、米国ブルックヘブン国立研究所の大型陽子シンクロトロン AGS を用いた国際協力実験が行われた。圧力波によりターゲット容器に生ずる歪みの測定には種々の方法が考えられるが、通常のスレンゲージ等はこのような環境では破壊され使用できない。原研チームは新たに開発したドップラーレーザー法により測定することを試みた¹⁰⁾。この方法は二つのレーザープローブでターゲット容器の測定点近傍の 2 点で歪速度を同時に測定し、それより 2 点間の変位

を求める手法である。Hg ターゲット実験に課せられた安全上の制約から、実際に実験に供せられたビーム出力はパルス当たり 100 kJ ではなく、約 15.5 kJ (24 GeV、 4×10^{12} protons/pulse) であった。また装着されたレーザープローブの二個のうち一個が、Hg ターゲット二次容器装着時のトラブルにより使用できなくなったため、2 点間の変位ではなく 1 点での歪測定しか測定できなかったが、実験は見事に成功し、図 6-6¹⁰⁾に示すような結果が得られた。測定点は入射窓先端から 30 cm の円筒表面の一点である。陽子パルス入射後約 90 μ s に歪速度に最大振幅が現われ、その後圧力波が引いては又押し寄せる振動を繰返しなが、ゆっくり減衰していく様子をはっきりととらえられている。図には ABAQUS EXPLICIT による計算結果が併せて示してあるが、小異を除き大筋では実験結果がよく再現されていることが分かる。すなわち第一波による最大振幅の現れる時間とその振幅の大きさは非常によく一致している。それ以降は差違は、実験用に用いた容器が単純な構造をしていないこと（多くの小さなフランジが円筒面に存在するなど）、計算にはダンピングが取り入れられていないこと等々のためと考えられている。

さて、この実験で得られた歪速度データから動的応力のレベルを推定してみると約 10 Mpa となる。従ってパルス当たり 100 kJ ビーム。エネルギーでは 60 Mpa となり、計算による予想値よりは低かった。しかし、これだけではまだ十分ではなく、陽子ビームサイズ、プロファイルの効果、ターゲット寸法・形状の効果等いろいろ実験を続ける必要があると思われる。

圧力波を軽減するための方法としては微細なヘリウムバブルを体積率で約 3% 注入するアイデア⁹⁾や、多数のピンを容器内に波消しブロックの如く並べる方法 (ORNL チーム) などが提案されており、その有効性を実験的に検討する必要がある。

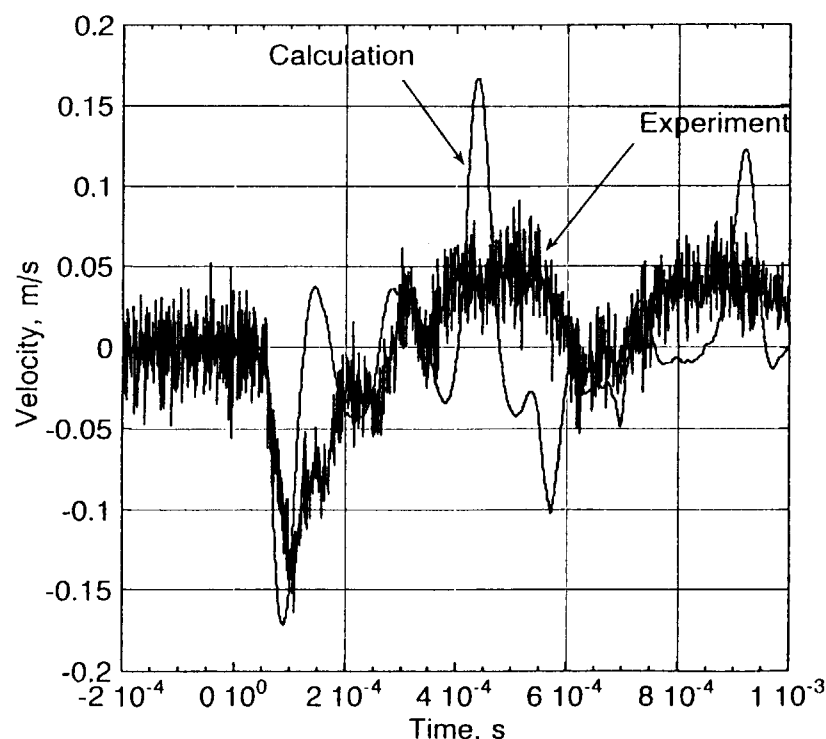


図 6-6 圧力波による水銀ターゲット容器円筒部壁の入射窓先端より 30 cm の場所に生ずる歪速度の時間応答 (AGS 実験、陽子ビーム 24 GeV、 4×10^{12} protons/pulse)

6. 5 稼働中のターゲットのコンセプトと構造例

それぞれの核破碎中性子源がどのようなコンセプトに基づき、どのような構造を考えたかについて以下に述べる。

6. 5. 1 KENS-I' (KEK) ¹¹⁾

KENS-I'は KENS 中性子源の稼働開始時(1980年)のタングステンターゲット(KENS-I)を1985年に劣化ウランにしたもので、500 MeV×10 μA という非常に小さなビーム出力で最大の性能が得られるよう工夫されている。その形状は図 6-7 に示す如く極めてコンパクトで、且つ扁平矩形断面を初めて採用することにより、図 6-8 に示す如くモデレータをターゲットの至近距離に置き、大型核破碎中性子源である ISIS (800 MeV, 160 kW) に比べ2倍近く高いターゲット・モデレータ結合係数を実現している。ビームプロファイルも横方向に長軸を持つ楕円とし、ターゲットの寸法は必要最小限に留めてある。ターゲット材料としてのウランは、効率の点で酸化物等は考えられず、金属ウランである。金属ウランは結晶構造の異方性が非常に大きいα相で、照射、熱サイクル、核破碎及び核分裂によるガス発生等により大きなスウェリングを引き起こす。被覆材にはジルカロイ2が採用されており(high pressure isostatic pressure bonding, HIP、による拡散接合)、熱膨張係数がウランと異なるため、熱サイクルは金属ウランばかりでなく、被覆に繰返し疲労をもたらし、ターゲットの寿命を短くする。そのためターゲットの最高温度を出来る限り低く(約 235 °C)抑えるようターゲットブロックの寸法、冷却条件が選ばれている。ターゲットの長さはウラン中の 500 MeV 陽子に対する飛程にほぼ相当する 12 cm とし、最高温度を上述の値に抑えるため長さ方向に4分割してある。水冷間隙は 2 mm である(一番下流は 3 mm)。長期にわたるスウェリング対策として、一般には原子炉のピン状核燃料の如くペレットを重ねた一端をスプリングで保持する構造が考えられるが(例えば IPNS)、KENS では零度方向に医学用(エネルギーの高い)中性子ビームを取り出す必要性があったことから、スプリング方式は採用できなかった。そこで推定寿命における最大スウェリングに相当する寸法増加を、長さ方向については最下流の水冷間隙(初期値 3 mm、最終時約 1.5 mm)により吸収出来るようにした。ステンレス鋼製ガasketのC形断面の金属管をスプリングの代りに用いることにより、極めて狭いスペースで寸法変化に対処した。横方向での寸法変化は比較的小さく 0.5 mm 程度であり、これも同様のスプリングにより、プレーナム部分の厚さ変化で吸収している。上下方向は上面に 0.5 mm の間隙を設けて寸法変化を吸収している。

システムの維持管理を容易にするため冷却は軽水強制循環方式とし、軽水による中性子吸収及び⁷Be、トリチウムの発生を出来るだけ減らすため、プレーナムは非常に狭く 2 mm に設計してある。流量率 60 l/min で冷却間隙での流速は約 1.7m/s となる。この冷却条件でターゲット内の最高温度は 235°C、最大熱流束は 80 W/cm² と推定された。なお、この時の臨界熱流束は 570 W/cm² で、7 倍の裕度がある(ISIS では 3 倍の裕度を得られるよう設計されている)。このような矩形ターゲットはコーナーに応力が集中するので避けるべきであると内外から忠告を受けたが、構造解析の結果は図 6-9 に示す通りで、コーナーよりはむしろビーム中心近傍に最大応力が現れ

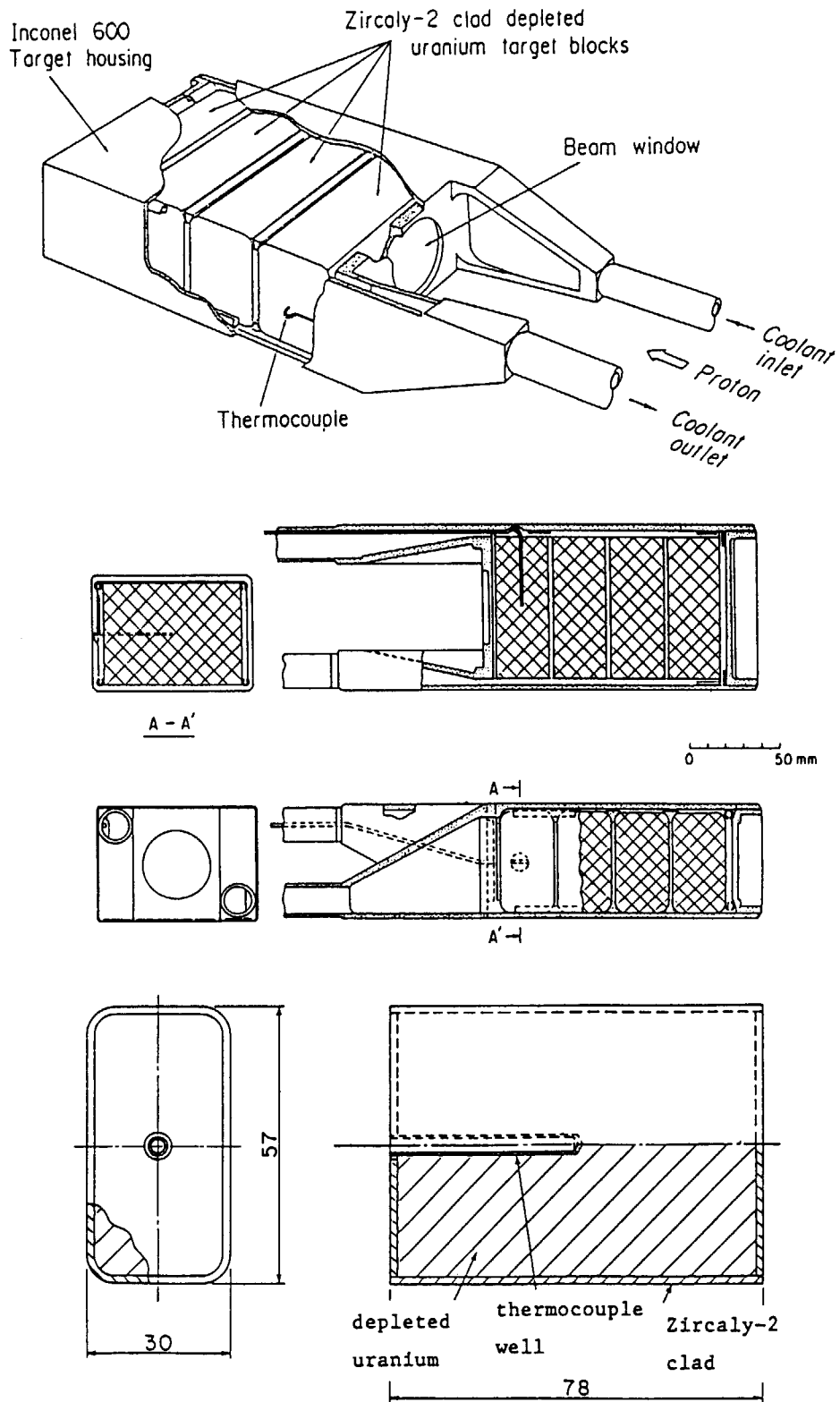


図 6-7 KENS-I劣化ウランターゲットのイラスト (上)、
水平及び垂直断面 (中央) 及び熱電対計装ターゲットブロック

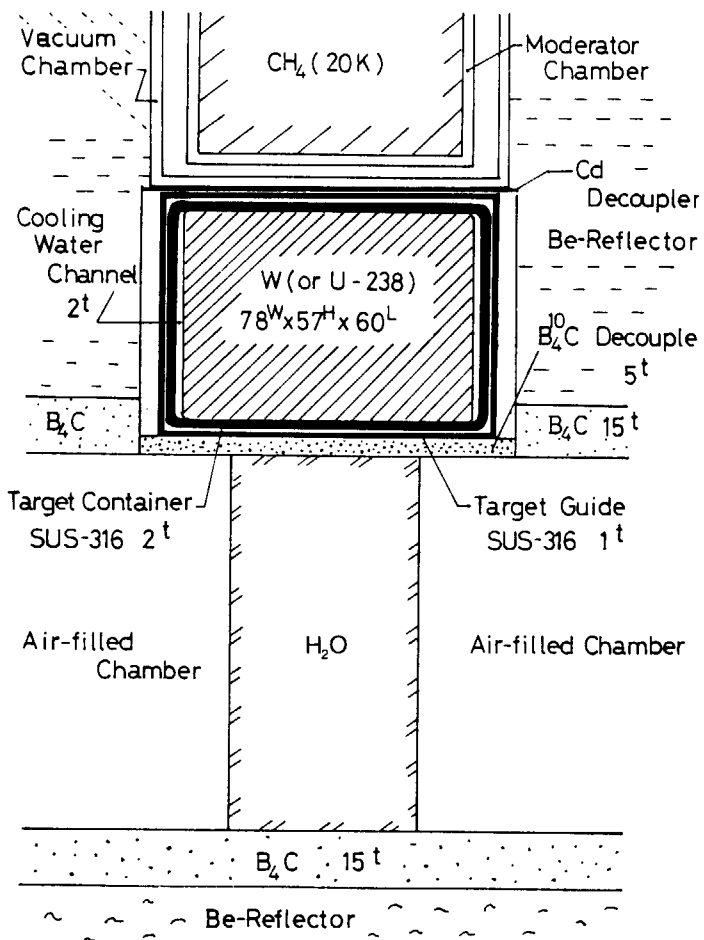


図 6-8 KENS-I'におけるターゲット・モデレータレイアウト

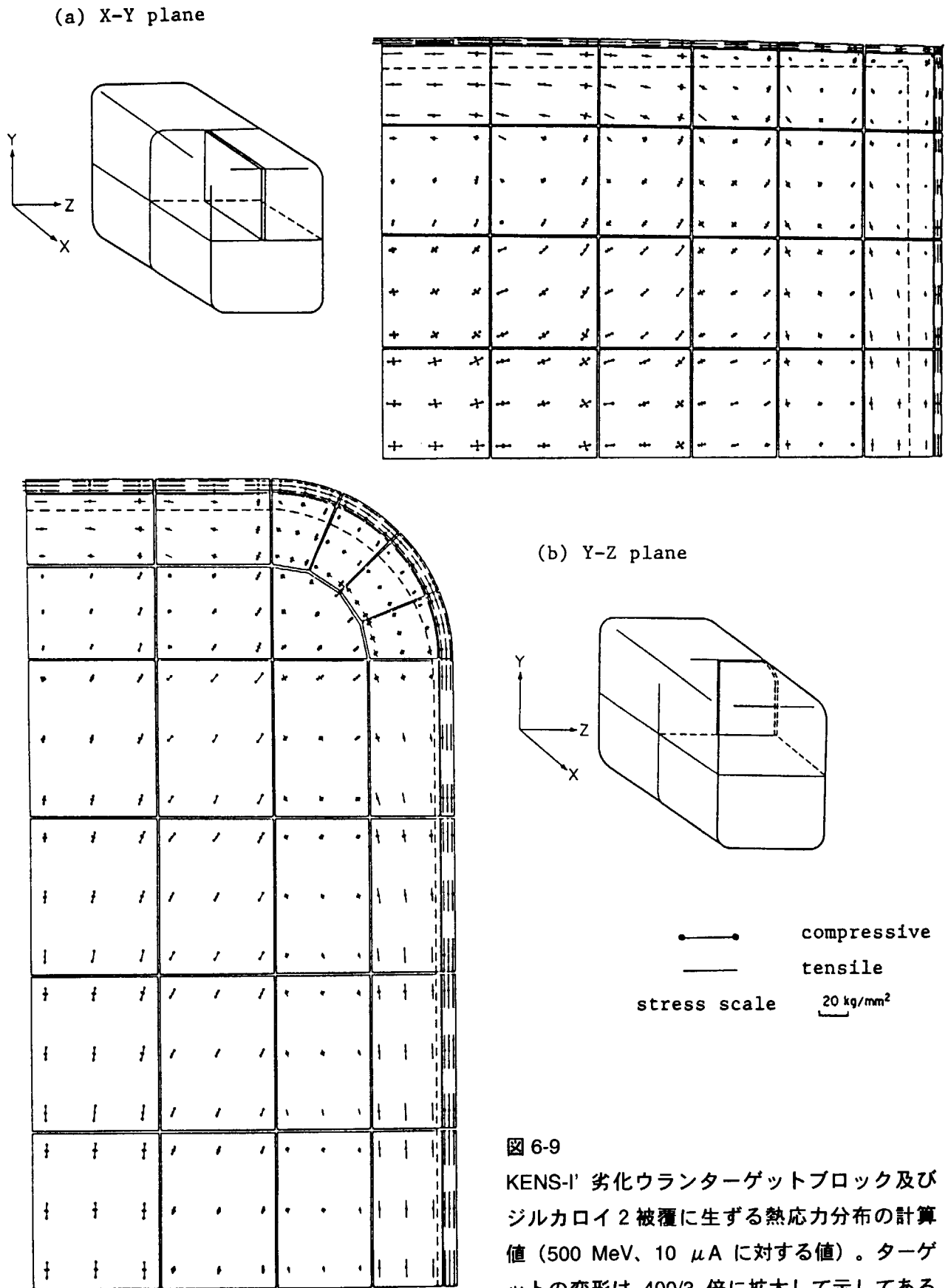


図 6-9
 KENS-I' 劣化ウランターゲットブロック及び
 ジルカロイ 2 被覆に生ずる熱応力分布の計算
 値 (500 MeV、10 μ A に対する値)。ターゲ
 ットの変形は 400/3 倍に拡大して示してある
 (破線は照射前の寸法)

ることが分った。

ウランブロックの最高中心温度を常時監視するため、熱負荷の一番高い先頭ブロックには中心に熱電対が埋め込んである（図 6-7 参照）。ターゲット内最高温度場所での μA 当りの温度上昇の実測値は約 15.6°C で、 $10\mu\text{A}$ における最高温度は 177°C に対応する。この値は設計値 235°C よりかなり低い。これは熱伝達係数を安全側に推定したためである。

ジルカロイ 2 被覆金属ウランの疲労曲線は ANL で実測されており、 $\Delta T=175^\circ\text{C}$ に対して図 6-10 に示す如くなる。年間ビーム停止回数を 1000 回と仮定すると最大想定年間運動時間に対して寿命は約 3.5 年となる。実際には電流が $10\mu\text{A}$ に到達できなかったこと及び、年間運動時間が約半分しかなかったこと等のため、1995 年まで 10 年間無事に稼働し、その直後前述の核分裂生成物検知により寿命の終焉と判定された。ターゲットの寿命については後の節で一括して述べる。

冷却系の圧力は 5 気圧で、その 1.5 倍の試験圧に対する許容変位から、ターゲット容器は 3 mm 厚のインコネル 600 を採用している（ビーム入射窓の部分は 2 mm 厚）。冷却系は図 6-11 に示す如くである。一次冷却水喪失事故の場合でも金属接触による熱伝導だけで崩壊熱による著しい温度上昇はなく、被覆が破壊されることはない。従って、補助冷却系は考えていない。

このターゲットは検出可能な最小レベルの核分裂生成物がサージタンクのカバーガスあるいは冷却水中に認められたら、直ちに寿命の終焉とするという極めて厳しい条件で認可を得ている。各実験サイクル（2～3 週間）後に 2 l の一次冷却水を採取し、核分裂生成物からの放射能の有無が高感度でモニタされるとともに、カバーガス中の核分裂生成物の気発核種である ^{135}Xe からのガンマ線が準常時監視されている（冷却水の酸素の核破砕生成物による短寿命核種からの放射能レベルが極めて高く、その減衰を待つため、サンプリングしたカバーガスを一定時間ホールドしてからガンマ線測定をしている）。

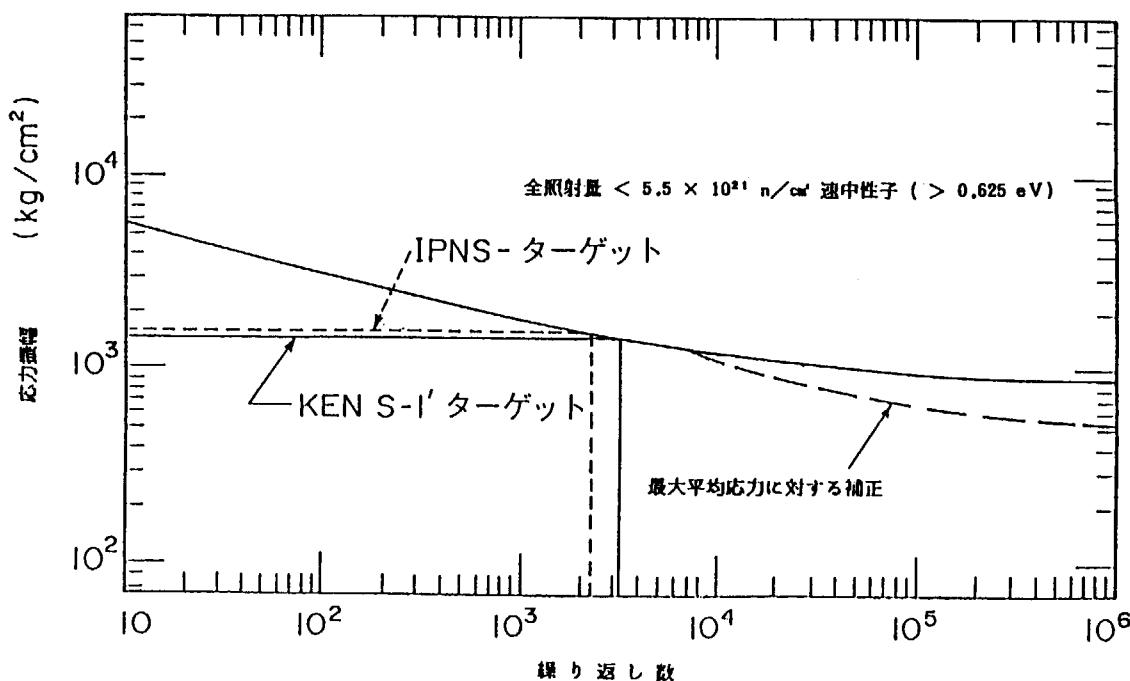
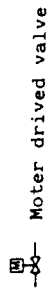
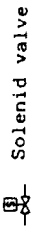


図 6-10 繰返し応力による KENS - I'及び IPNS 劣化ウランターゲットのジルカロイ-2 被覆の疲労と寿命

Notes on symbols



Motor driven valve



Solenoid valve



Upper

P Pressure

ΔP differential pressure

T temperature

F flow rate

L level

C conductivity

Lower

I indicate

R record

A alarm

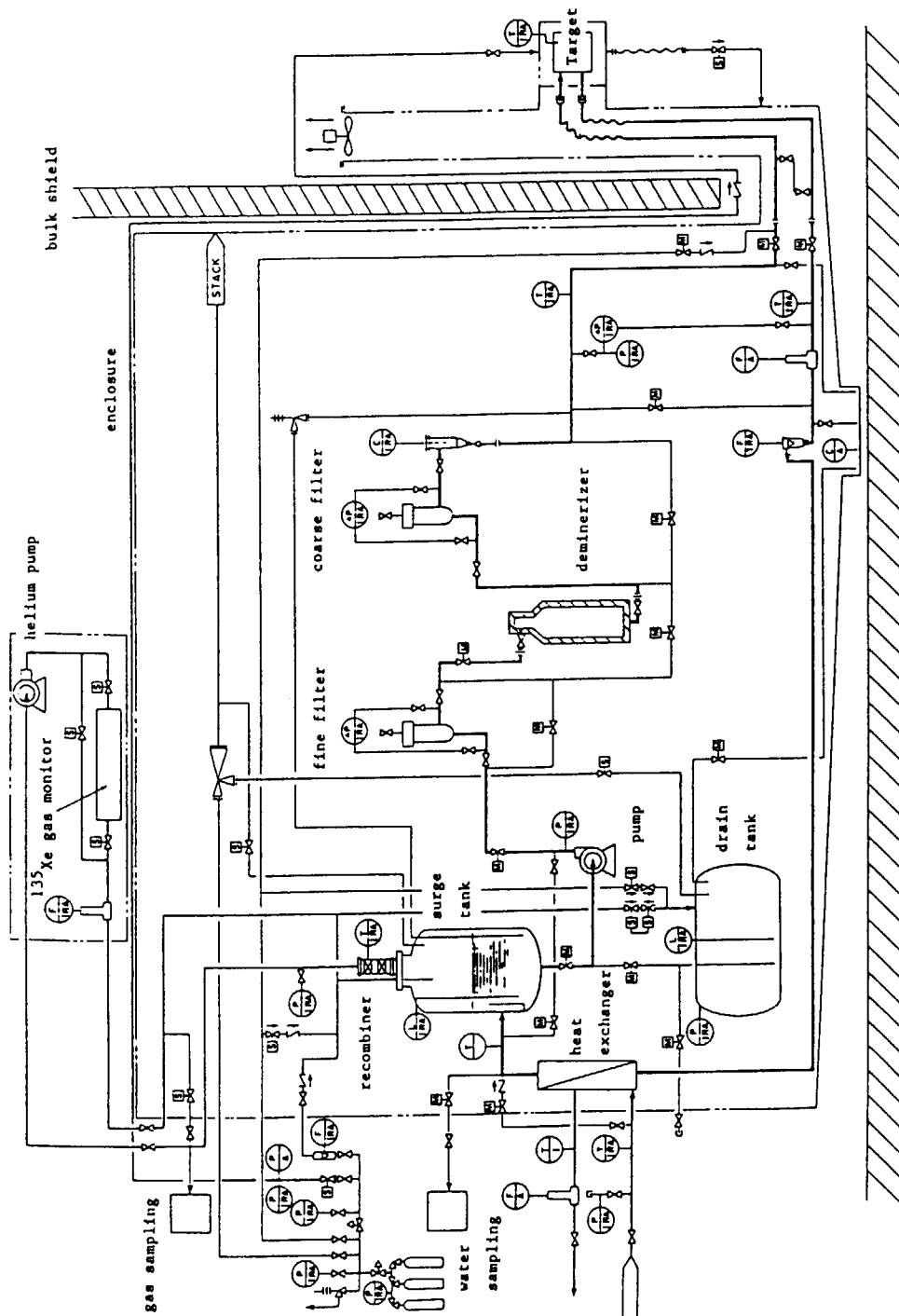


図 6-11 KENS 劣化ウランターゲットの冷却系

6. 5. 2 IPNS (ANL)

IPNS の劣化ウランターゲットは陽子ビーム出力 10 kW (500 MeV \times 20 μ A) に対して図 6-12 の上図¹²⁾に示す如く設計された。直径 10 cm の円筒形ターゲットで、2.5cm 厚ディスク 8 枚で構成されている。軸方向スウェリングは後方のスプリングで吸収、上下方向 (図では横方向) のそれは楕円断面容器の変形で吸収している。図の構造がスプリングの役を果たしている。ターゲットディスクは KENS-I'同様ジルカロイ 2 被覆 (HIP 拡散接合) である。冷却系も KENS-I' とほぼ同様である。図 6-12 に示した疲労曲線とジルカロイ被覆に加わる最大主応力及び推定年間ビーム停止回数より、寿命が約 3 年と推定された。

かつて IPNS では中性子強度を増す為、1988 年から約 2 年にわたり濃縮ウランターゲットが用いられた。所謂 multiplying target (増倍型ターゲット)、或いは Boosted target と呼ばれるものである。非アクチノイドターゲットを基準に考えると、劣化ウランの場合でも増倍型に分類される (中性子増倍率は $1/(1-k_{\text{eff}})=1.1$)。増倍率がある値以上になるとターゲットというよりも未臨界増倍系のニュアンスが強くなる。

濃縮ウランターゲットの構造は図 6-12¹³⁾の下図に示す如くで、ジルカロイ被覆、77.5%濃縮金属ウラン低合金ディスクにより構成されている。このターゲットは最大出力を 100 kW として設計されており、ディスクの厚さは後方ブロックを除き、劣化ウランターゲットの場合の 1/2 となっている。劣化ウランの場合に比べ出力分布がよりフラットになるため、ディスク厚を著しく薄くする必要はない。図 6-13¹³⁾に IPNS 濃縮ウランターゲットの核発熱分布を示す。ターゲットディスクは後方よりインコネルのスプリングで押されている。全体的な寸法は劣化ウランの場合と同様にしてある。図 6-14¹⁴⁾に各ディスクの最高温度、被覆表面の最高温度及び発熱 (計算値) が示されている。最高中心温度は 220 $^{\circ}$ C、表面温度は 96 $^{\circ}$ C で、ディスク当りの発熱は 8 kW 以下に抑えられている。このターゲットの k_{eff} は 0.8 で、未臨界増倍係数は $1/(1-k_{\text{eff}})=5$ にはならず、3 である。それは陽子ビームによりターゲット中に形成される核破砕中性子の空間分布が $k_{\text{eff}}=0.8$ の基本モードと一致していない、即ち高調波が存在するためである。遅発中性子の割合は劣化ウランの場合の 0.0044 から、濃縮ウランでは 0.03 に増加した。そのため中性子散乱実験の SN 比はかなり悪くなり、測定器あるいは実験の種類によっては必ずしも濃縮ウランの採用による強度増を歓迎しなかった側面もあった。

Carpenter は増倍ターゲットにおけるパルス幅が核分裂を起こす平均の中性子エネルギー $\langle E \rangle_F$ で整理出来ることを示している (図 6-15¹³⁾)。 $\langle E \rangle_F$ が高いほど、中性子の平均世代時間が短くなり、パルス幅 τ_T が短くなる。 τ_T がモデレータからの熱外・熱・冷中性子のパルス幅に見合うようにするには、通常の TOF 実験のために必要な τ_T は図中に示される領域にあることが要求される。一定の $\langle E \rangle_F$ に対し増倍係数 G を大きくしていくと τ_T は急激に大きくなっていくことを認識しておく必要がある。即ち冷中性子に対しては τ_T の増加は殆ど問題無いが、熱・熱外となるにつれてモデレータのパルス幅 (デルタ関数状中性子源に対するモデレータの応答) より著しく増大し、所要の TOF 分解能を得ることが出来なくなる。また加速器からのビームのパルス幅 τ_A が τ_T より大きい場合も G が大きくなった場合と同様の傾向を示す。

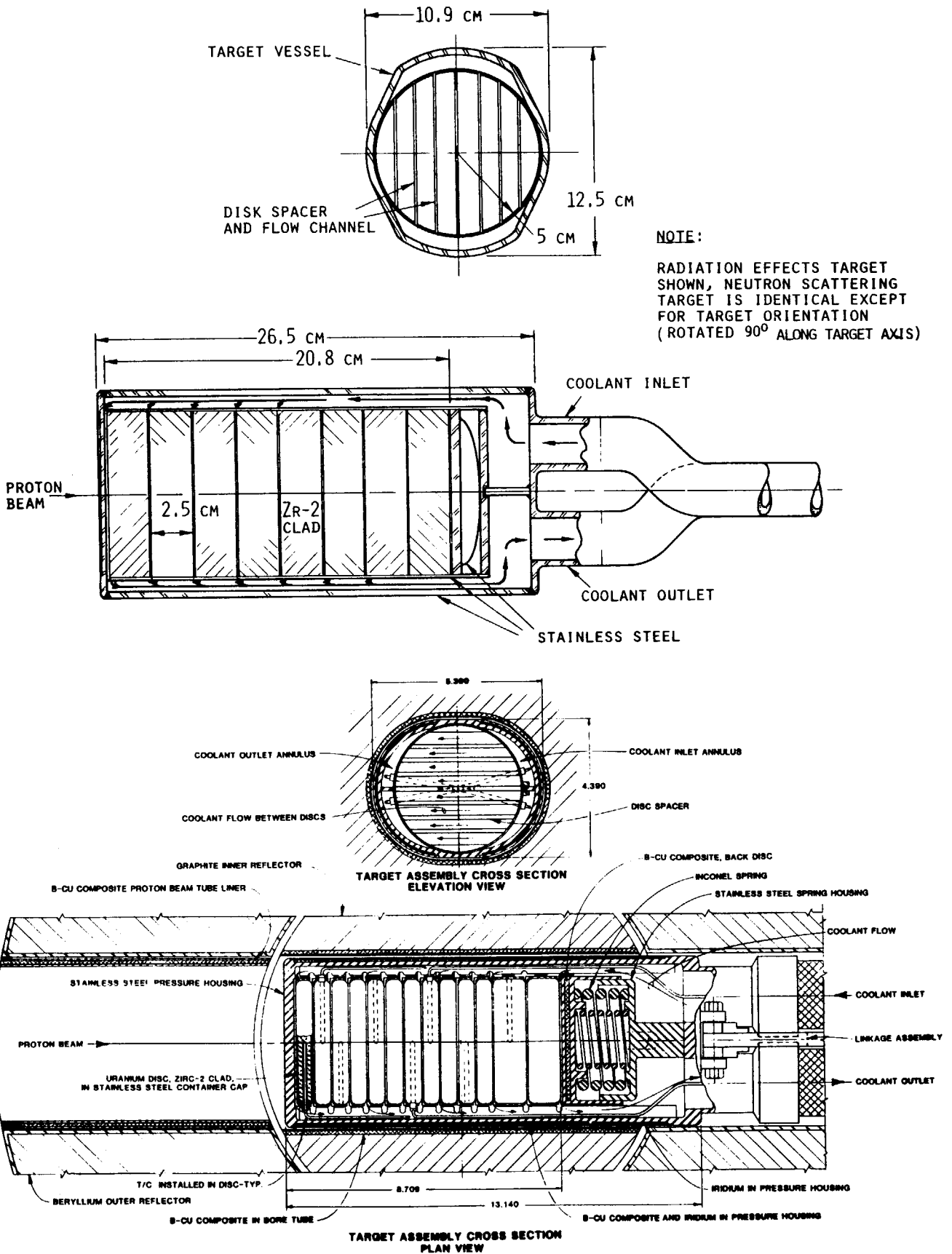


図 6-12 IPNS の劣化ウランターゲット (上) 及び濃縮ウランターゲット (下)

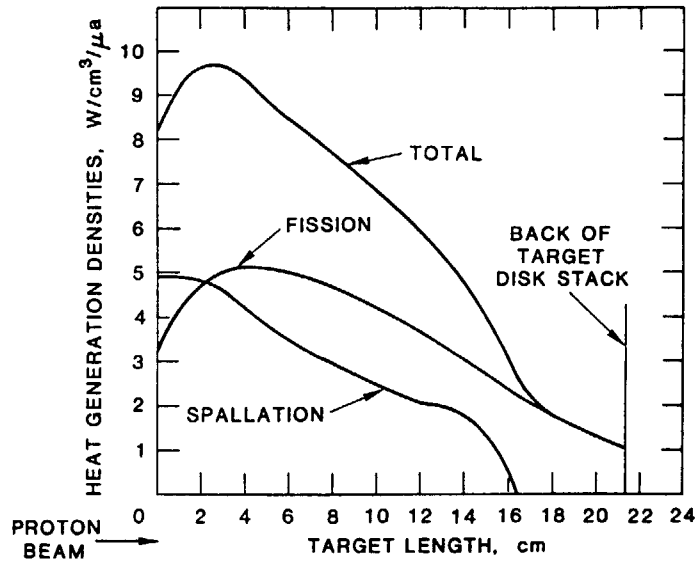


図 6-13 IPNS 濃縮ウランターゲットの核発熱分布

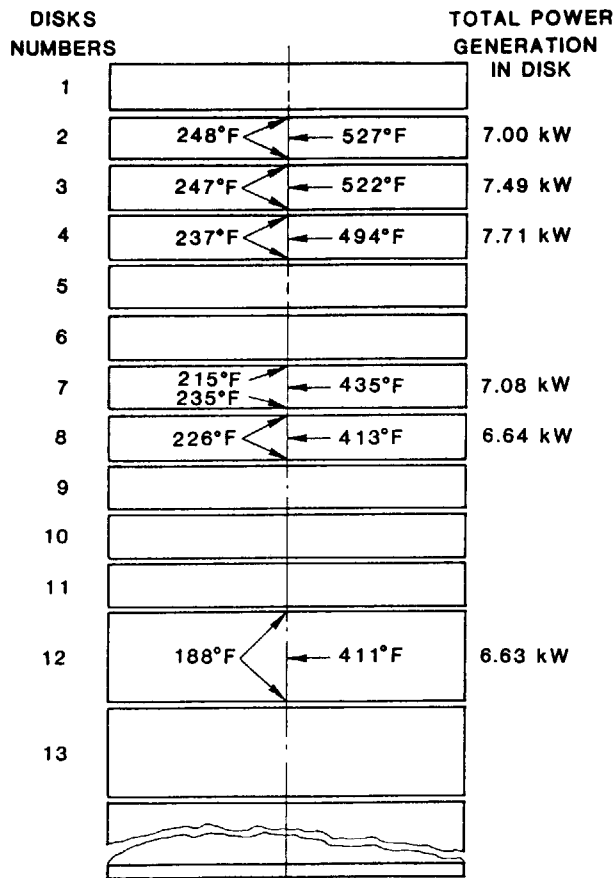


図 6-14 IPNS 濃縮ウランターゲット各ディスクの出力、中心温度、表面温度 (陽子ビーム 500 MeV、20 μA 、3 cm (FWHM) の時の計算値)

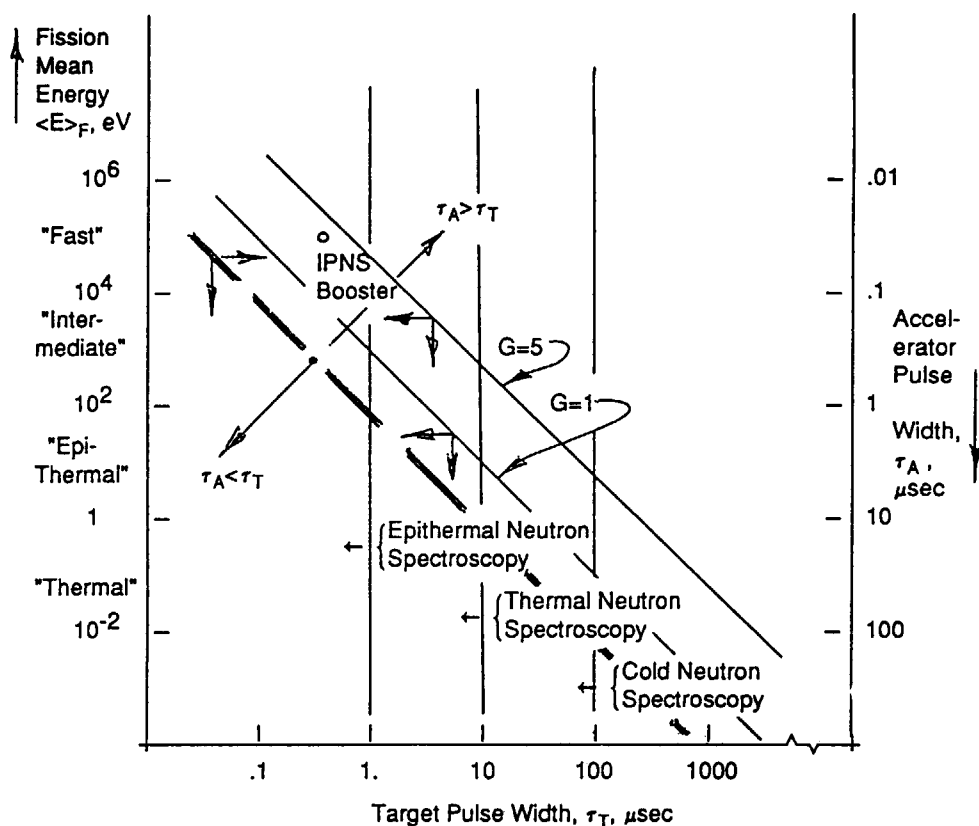


図 6-15 核分裂を起こす平均の中性子エネルギー $\langle E \rangle_F$ とターゲットからの中性子のパルス幅の関係

6. 5. 3 ISIS (Rutherford Appleton Lab.)

ISIS は現在稼働中の核破砕パルス中性子源では世界最大強度のものである (0.8GeV、200 μA、シンクロトロン使用)。ISIS の劣化ウランターゲットは、よく知られているように図 6-16⁵⁾のような構造をしている。スウェリングを抑えるため、ターゲットディスクの最高温度は 350℃以下になるようディスク厚が決められている (最高温度の実測結果は約 230℃であった)。一番薄い先頭集団は厚さ 7.7mm、冷却水間隙は総て 1.75mm である。被覆は 0.5mm 厚のジルカロイ 2 である (HIP 拡散接合)。このターゲットの特徴は

- ① KENS-I や IPNS のようなプレーナム構造をとらず、全ディスクを 3 つのグループに分け、出来る限り並列フローを避けた直列フローに近い冷却流路構成となっていること。
- ② スウェリングによる寸法変化を吸収できる構造になっていないこと (次点)。
- ③ 冷却水による中性子の吸収を減らせるため重水冷却としていること。

等である。ディスクの直径は、与えられた陽子ビームプロファイルに対し、モデレータからの遅い中性子を最大にするための条件として最適化研究により 9 cm とし、個々のディスクは冷却水の水平フローを滑らかにするため、10×10 cm²の金属枠に収められている。ターゲットディスク冷却水間隙の全長は 28.5 cm である。ディスク厚さ方向のスウェリングによる冷却水間隙の減少は約 1 mm と見積もられた。また流速は 5 m/s が必要と計算された。この時の圧力損失は 2.75 気圧である。最大熱流束は 360 W/cm² で、実験で求められた臨界熱流束の約 1/3 である。各チ

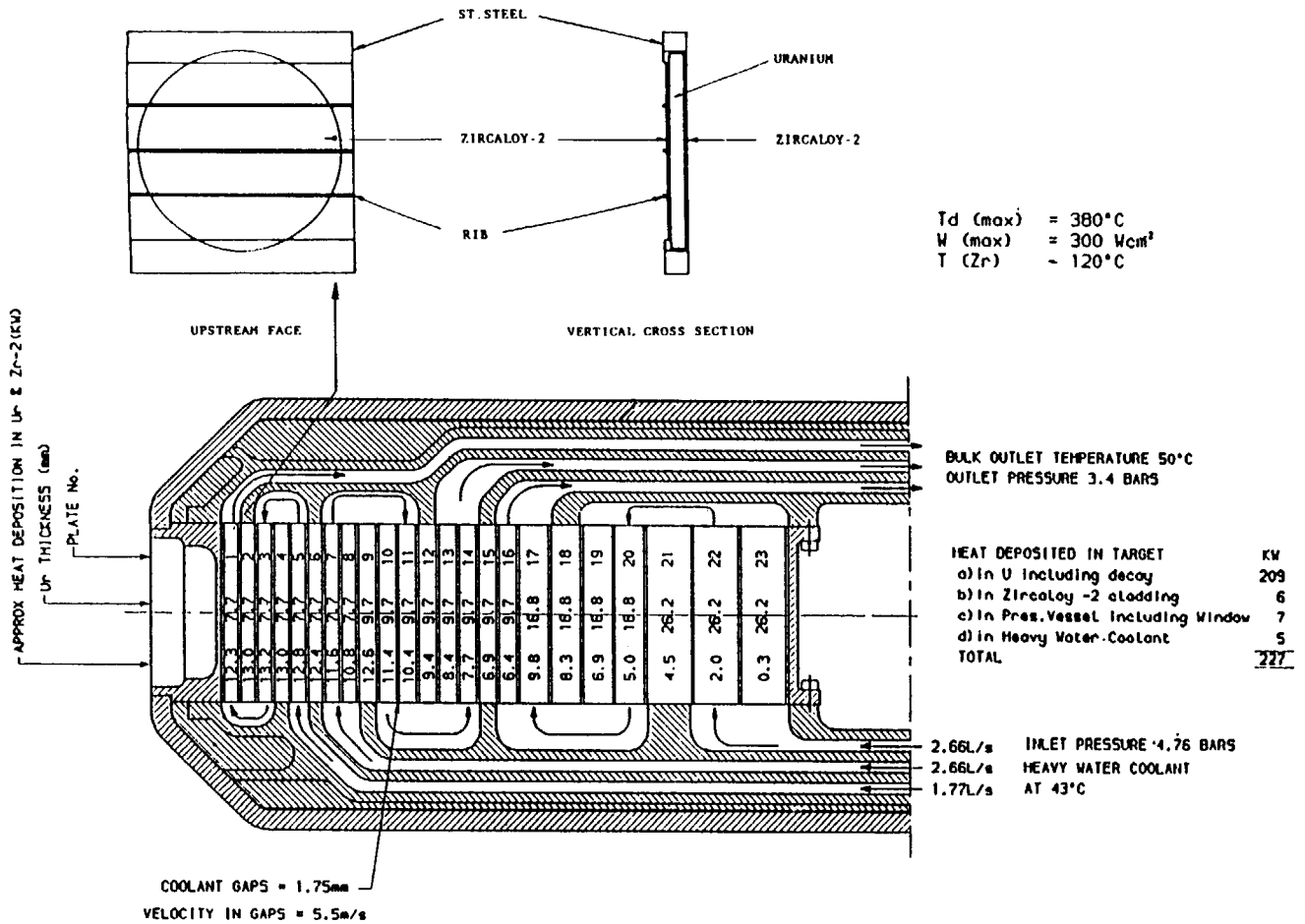


図 6-16 ISIS の劣化ウランターゲットの構造

チャンネルの間隙は流量率の変化より 0.25mm の精度で検出できる。

ISIS の劣化ウランターゲットは世界最大の核破砕パルス中性子源として活躍してきたが、寿命は予想より遙かに短かった。そのことについては後にターゲットの寿命の節で詳しく述べる。ISIS には劣化ウランターゲットのスペアとして、同じ形状・寸法のタンタルターゲット（被覆無し）があり、予備のウランターゲットの準備が間に合わない時、度々用いられて来た。現在は二号機が使用されており、一号機は特に異常はなかったが、破壊検査に供せられた。

ISIS ターゲットの冷却系を図 6-17⁵⁾に示す。KENS や IPNS と異なる点は重水の使用、循環水ポンプに大出力用 2 台及び小出力用 1 台が用意されていること（大出力の一台はスペア、小出力は停止時の崩壊熱除去用）等である。大出力用はこの系に 12.5 l / s の流量率を与えることが出来る。

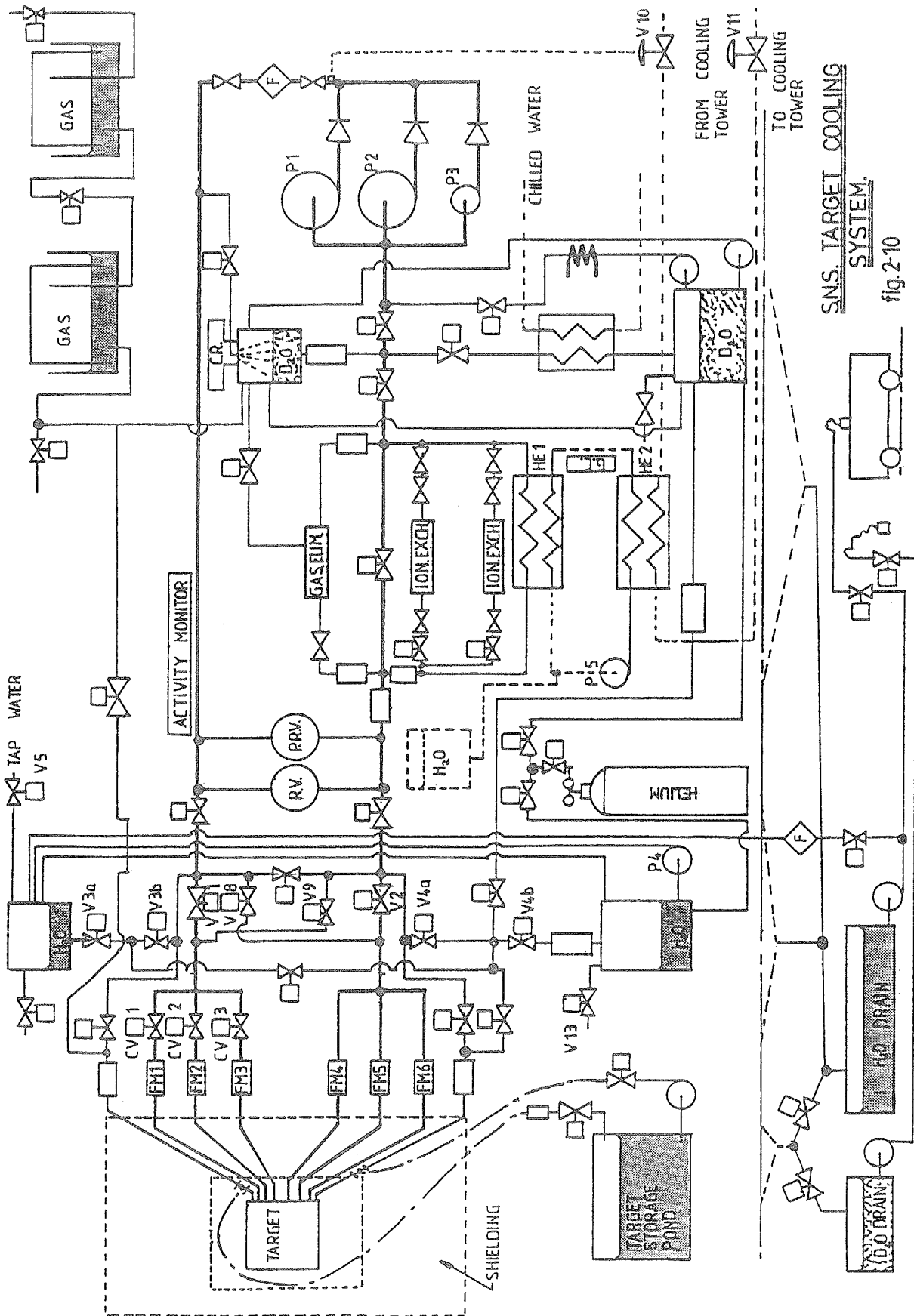


fig. 2-10

図 6-17 ISIS 劣化ウランターゲットの冷却系フロー図

6. 5. 4 LANSCE (Los Alamos National Lab.)

LANSCE のターゲットは 0.8GeV、100 μ A の陽子ビームを想定して設計されたものである。

特徴は

- ① Los Alamos では伝統的にタングステンターゲットが用いられてきたが、LANSCE ではタングステン低合金（日本での商品名ヘビーメタル）を用いている。
- ② 世界最初、かつ唯一の分割ターゲット（フラックストラップ型）を採用
- ③ ディスク冷却方式ではなく、一体の円筒形ターゲットの側面冷却（冷却水間隙は 0.5mm）方式を採用。構造が ISIS 等に比べ非常に簡単であること。
- ④ ターゲットまわりの冷却水が極めて少なくと済むので、管理の容易な軽水冷却を採用。陽子ビームに晒される水が少なく、水の放射化も低い。

図 6-18¹⁵⁾に LANSCE タングステンターゲットの構造（写真）を示す。円筒円周の冷却水間隙はワイラッピングにより保たれている。このターゲットにもいくつかの問題点がある。

- ① まず、中心最高温度が計算上は約 1000℃となるが、それをモニタする方法がないこと。即ち熱電対中の極めて大きな温度勾配の為線材中の熱伝導が無視できず、真の温度が分からないこと。
- ② 運転経験により判明したことであるが、このタングステン合金は放射線損傷（特に陽子照射による）により、表面の微粒子が離脱し易くなり、冷却水中の放射能濃度が極めて高くなること。

一般に裸のタングステンは冷却水中で酸化を受け易く、それら酸化物は水に対する溶解度は非常に高いので、そのままの使用は危険といわれてきた。KENS-I では劣化ウランターゲットを採用する以前は裸のタングステンをういたことがある。一次冷却水循環系のイオン交換樹脂中でのタングステンの核破砕生成物の蓄積は顕著であったが、小出力であったこともあり特に問題はなかった。最近の研究では、LANSCE のような合金化したタングステンよりは裸のままの方がむしろ安定で、冷却水に混入する放射能が少ないと言われている。またタングステンの被覆は今後不可欠と考えられている。タングステンが大出力核破砕中性子源用ターゲットとして使用できるか否かは大きな問題で、そのことについては材料の章で詳しく述べる。

LANSCE は現在 upgrade されており、陽子ビーム電流は ISIS と同じ 200 μ A に迫りつつある。ターゲットは被覆材付きタングステンが採用されている。

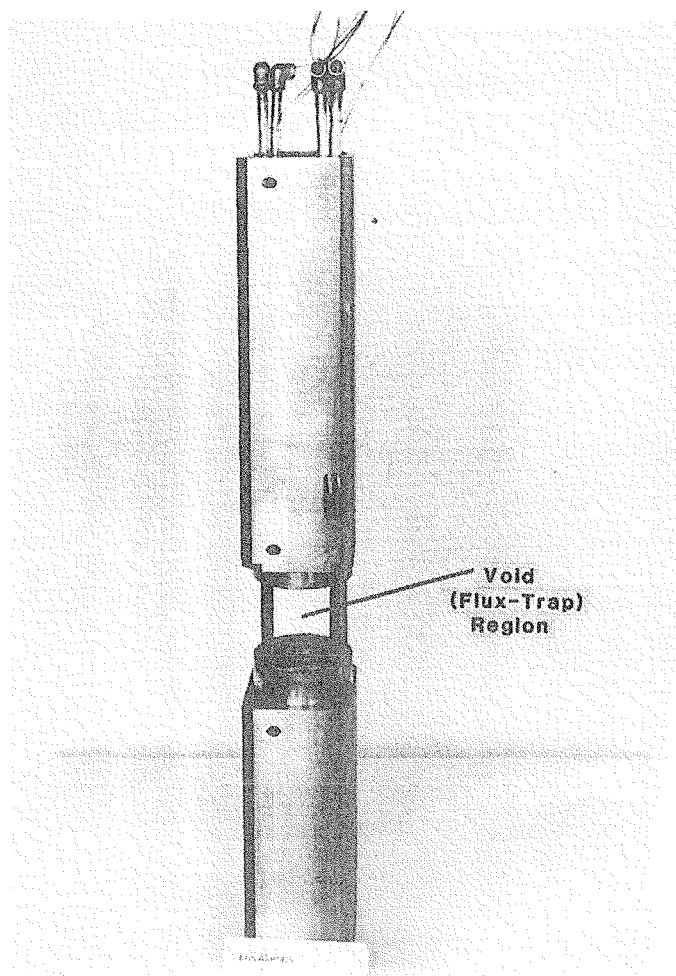
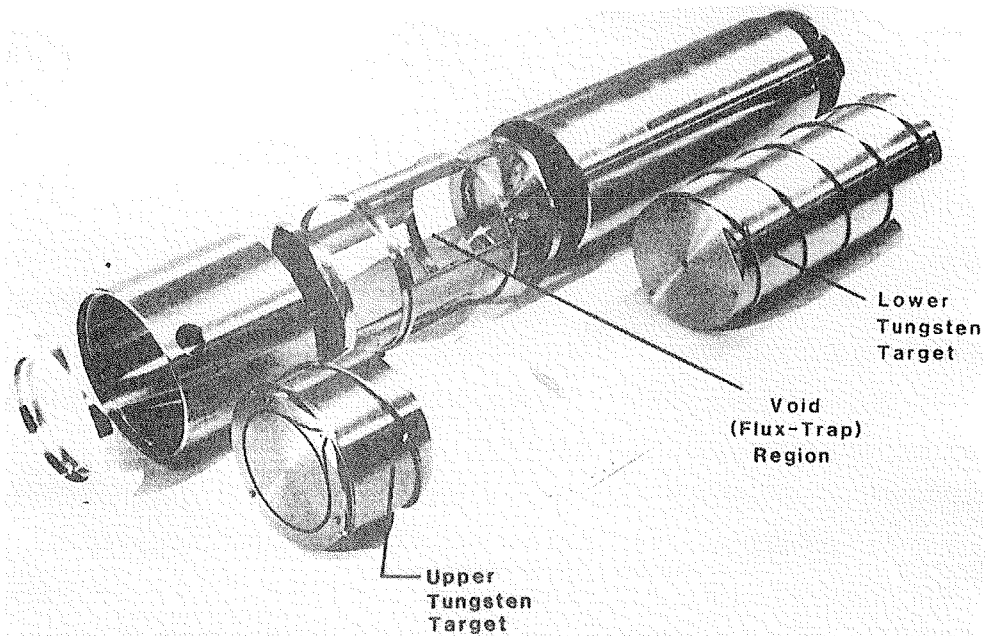


図 6-18 LANSCE タングステンターゲットの構造 (写真)

6. 6 ウランターゲットの寿命

これまで劣化ウランターゲットは KENS、IPNS（濃縮ウランターゲットを含む）、ISIS で用いられ、中性子散乱研究に大きな貢献をしてきた。しかしながら寿命は予想していたより遙かに短く、ISIS では既に 10 個以上のターゲットが壊れている。まずどの様な条件で壊れたかを概観すると表 6-4¹⁶⁾及び表 6-5¹⁷⁾のようになる。寿命となった劣化ウラン及び濃縮ウランターゲットの熱サイクル数（加速器のビームトリップによりターゲットの温度が極めて短い時間で最高温度から冷却水温度に変化する）、全陽子照射数（mA-hrs）、最高温度、全核分裂数の相対値をまとめたものである。まず言えることはターゲットの最高温度が高々 225℃、陽子照射数が高々 295 mA-hrs で壊れてしまうということである。現時点でこれらの諸量と寿命の関係は定かでないが、最高温度が高いほど壊れ易いようである。それが本当なら中性子強度の減少を最小限にして最高温度をできるだけ下げる設計がありそうである。

IPNS の劣化ウランターゲット#1 の非破壊検査から次の様な事が分った（図 6-19¹⁸⁾ 参照）。ディスク#1（先頭ディスク）には中心から熱電対挿入ジルカロイ管（ターゲット中心まで挿入、HIP 接合されている）に沿って約 1 インチの長さのクラックが見つかった。その周りには約 2 インチにわたってジルカロイ管出口に至るへこみ（陥没）が観測された。また、ディスク中心領域にはうねりや火ぶくれが観測された。また大きなクラックの他に小さなクラックが多数見つかった。クラックの周りにはウランの酸化物及び水素化合物が検出された。

ISIS でも#2 及び#7 ターゲットが解体され、種々の観測がなされたが、IPNS の場合とほぼ同様の結果であった¹⁷⁾。うねりは下流の 3 つのディスクを除き観測された。#7 ターゲットのトラブルは先頭ディスクにおける核分裂生成物のリークであった。ディスク表面の寸法変化測定の結果、図 6-20¹⁷⁾のような分布が得られ、一方の表面にふくらみが観測された場合、もう一方の面には必ずへこみが観測された。このことによりディスクの体積増加は無かったと考えられる。このことは、被覆にクラックが生ずる主なメカニズムはウランの照射成長によるもので、原子炉の場合と同様であると説明された。照射による個々のウラン結晶粒の成長は避けられないが、バルクへの影響は個々の結晶粒のサイズ及びオリエンテーション（方位）によると思われた。ジルカロイ 2 被覆は通常 850℃のヘリウム雰囲気中 1850 気圧で HIP によりウランに接合される。この過程には複雑な余熱、冷却の繰返しが含まれるが、最初の 8 枚の薄いディスクは最後の加熱の後ゆっくりアニールされる。その結果、ウランの結晶粒の成長を招く。この加熱・冷却過程を改善することにより結晶粒は細粒化出来る。このようにして#9 ターゲットは製作されたが、寿命はこれまでのターゲット（#7 等）と殆ど変わらなかった。このことは、照射生長もまた被覆損傷の主な直接原因ではないことを示している。核破碎ターゲットでは、原子炉燃料に比べ遙かに多量の水素、ヘリウムの発生があり、原子炉での経験がそのままでは通用しないことを示している。ジルカロイ 2 及びウラン中に発生した水素は水素化合物となりディスクは脆化するが、ディスクの損傷には次の二つの可能性が考えられている。

- ①脆化したジルカロイ 2 には熱応力によりクラックが生じ、冷却水が中にリークし、温度の高い金属ウランとの化学反応（酸化）により、体積増加を引き起こす（酸化物等はウランの体積の約 3 倍）。そして冷却水間隙を圧迫し、ディスクの温度上昇を招く。

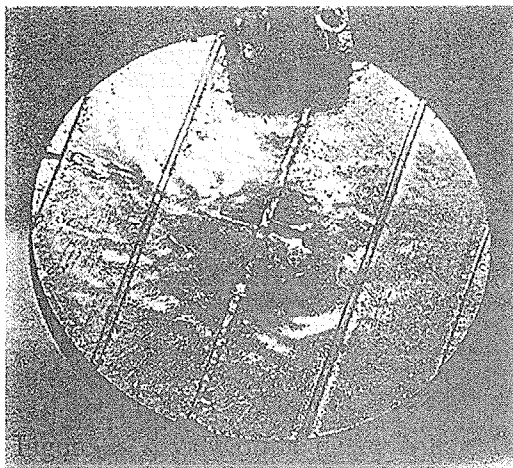
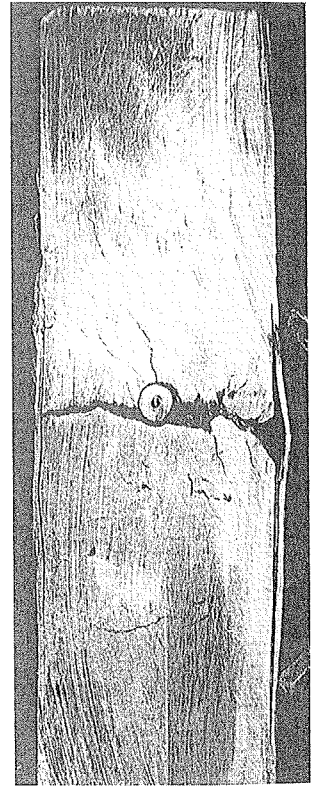
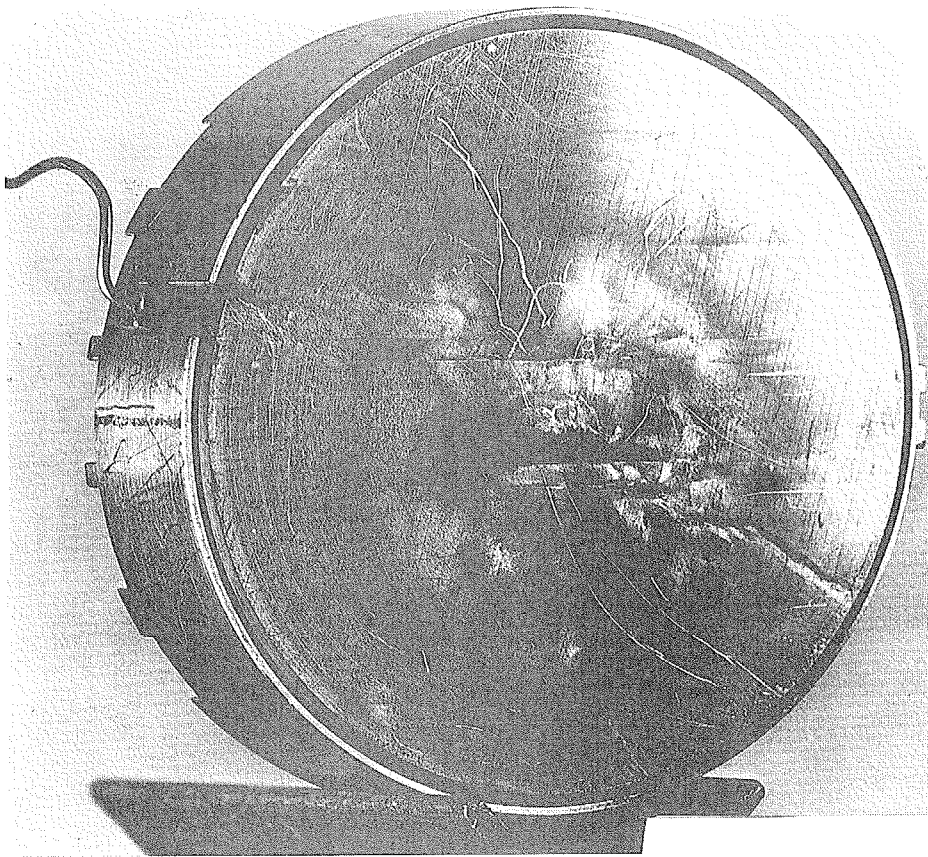
表 6-4 ISIS 及び IPNS 劣化ウランターゲットの寿命までの熱サイクル、
全陽子照射線及び全核分裂数

Target	Thermal Cycles	Total Protons, mAhrs	Peak Temperature, °C	Relative Total Number of Fissions
ISIS#1		92.4		0.31
ISIS#2	40000.0	53.1	120.0	0.18
ISIS#3	10389.0	174.9	130.0	0.59
ISIS#4	4147.0	138.8	150.0	0.47
ISIS#5	5074.0	295.6	165.0	1.00
ISIS#6	2628.0	126.1	180.0	0.43
ISIS#7	1805.0	107.2	215.0	0.36
IPNS Depleted#1	89600.0	240.0	225.0	0.39
IPNS Booster#1	28000.0	128.8	175.0	1.07

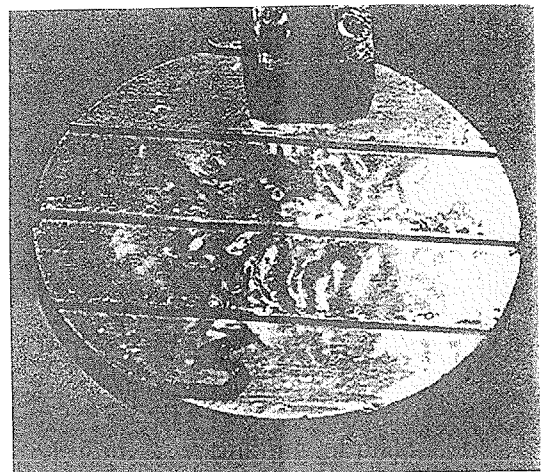
表 6-5 ISIS ターゲットの性能 (寿命)

Target	Gross Thermal Cycles	Integrated Current mAh	Typical Proton Current µA	Neutron Production mg
U#1	Not measured	92.4	30	75
U#2	40000	53.1	45	52
U#3	10389	174.9	65	163
U#4	4147	138.8	75	128
U#5	5074	295.6	90	273
U#6	2628	126.1	110	116
U#7	1805	107.2	125	99
U#8	Not	Used		
U#9	815	113.2	150	104
Ta#1	73378	1751.6	170	1037
Ta#2 *	21138	618.1	170	366

* Still in use



uranium target number 7



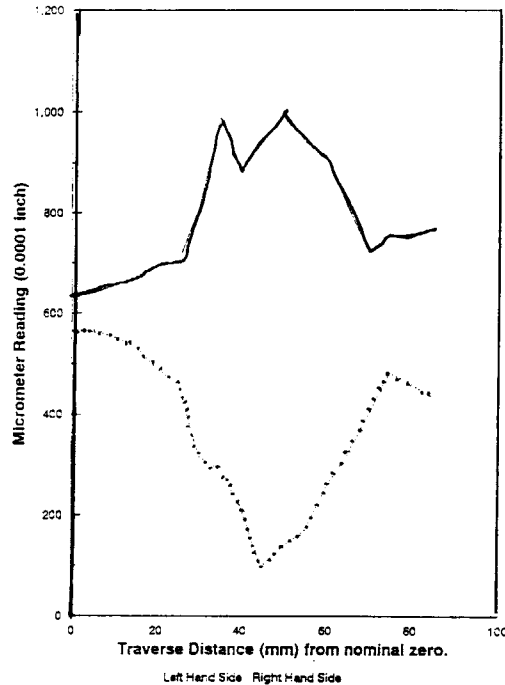
uranium target number 7

図 6-19 寿命を迎えたウランターゲットの損傷の様子を示す写真。

左上：IPNS ターゲットディスク面、右上：IPNS ターゲットディスク熱伝
対挿入孔周辺の損傷、下：ISIS ターゲットディスク面

②脆化したウランに熱応力によりクラックが生じ、被覆の損傷を引き起こす。IPNS の劣化ウランターゲットでは実際にウランのディスクに小さなクラックが多く観察されている。以上がこれまでに分ったウランターゲットの寿命に関する知見である。今のところ寿命を延す有効な対策はまだ見つかっていない。ISIS ではとうとう劣化ウランターゲットの使用を諦め、現在はタンタルターゲットを使用している。

図 6-20
ISIS 劣化ウランターゲット
ディスク断面（#7 ターゲットの#4
ディスク）の寸法変化



6. 7 大出力固体ターゲット

6. 7. 1 SNQ (ドイツ)

ドイツ（当時の西独）では、1980 年頃から 5 MW 核破砕パルス中性子源 SNQ 計画が提唱され、これは非常に挑戦的な計画で、それを可能にするための非常に多くの開発研究がなされた。この中性子源計画は財政的理由により実現しなかったが、陽子リニアックからのマクロパルス（100~200 μs）を直接ターゲットに入射する、即ち技術的にもコストの点でもより困難なコンプレッサーリングを省いた今日でいう一種の LPSS である。5 MW ビームに対する固体ターゲットとして図 6-21¹⁾に示す回転ターゲットが提案された。その主要諸元を表 6-6 及び 6-7 に示す。通常の固体ターゲット約 100 個が次々と現れるのと同じで、ターゲット 1 個当りの熱負荷は約 1/100 に軽減される。このターゲットの特徴は次の如くである。

- ①多くの R&D を必要とする液体重金属を用いなくても 5 MW に対応できる。
- ②準 LPSS としてターゲットの大きさやモデレータが最適化されており、大きなターゲットの割にはターゲット・モデレータ結合係数が高い。
- ③このターゲットに最適に置かれたモデレータからの時間平均熱中性子束は $0.7 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2\text{-s}$ であるが、実効的性能は $10^{16} \text{ n/cm}^2\text{-s}$ の研究用原子炉に匹敵するといわれている。
- ④回転ターゲットは通常の固体ターゲットに比べ非常に大きく、保守、廃棄がより困難である。

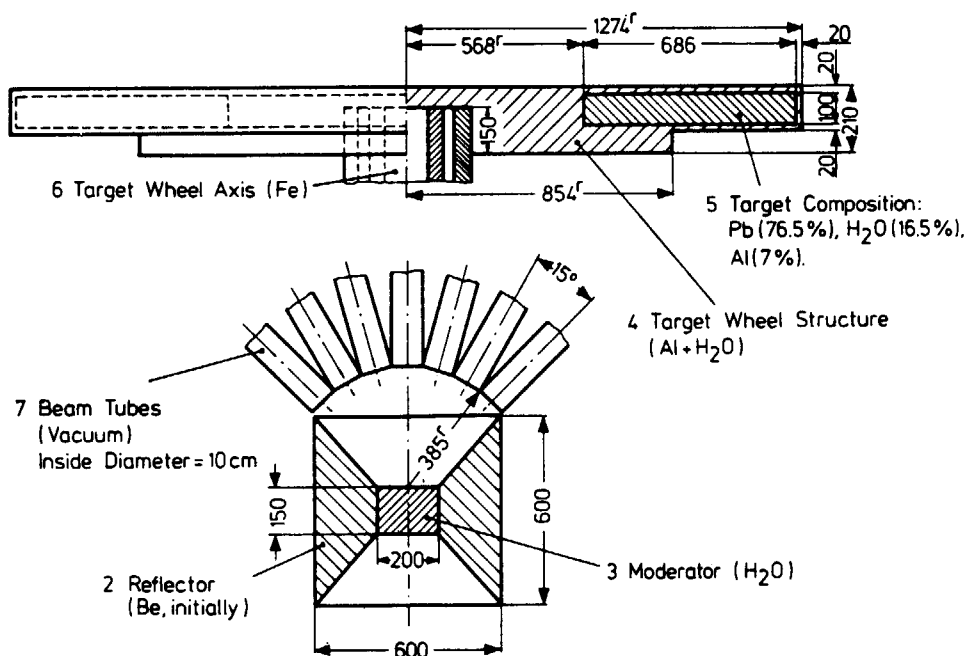
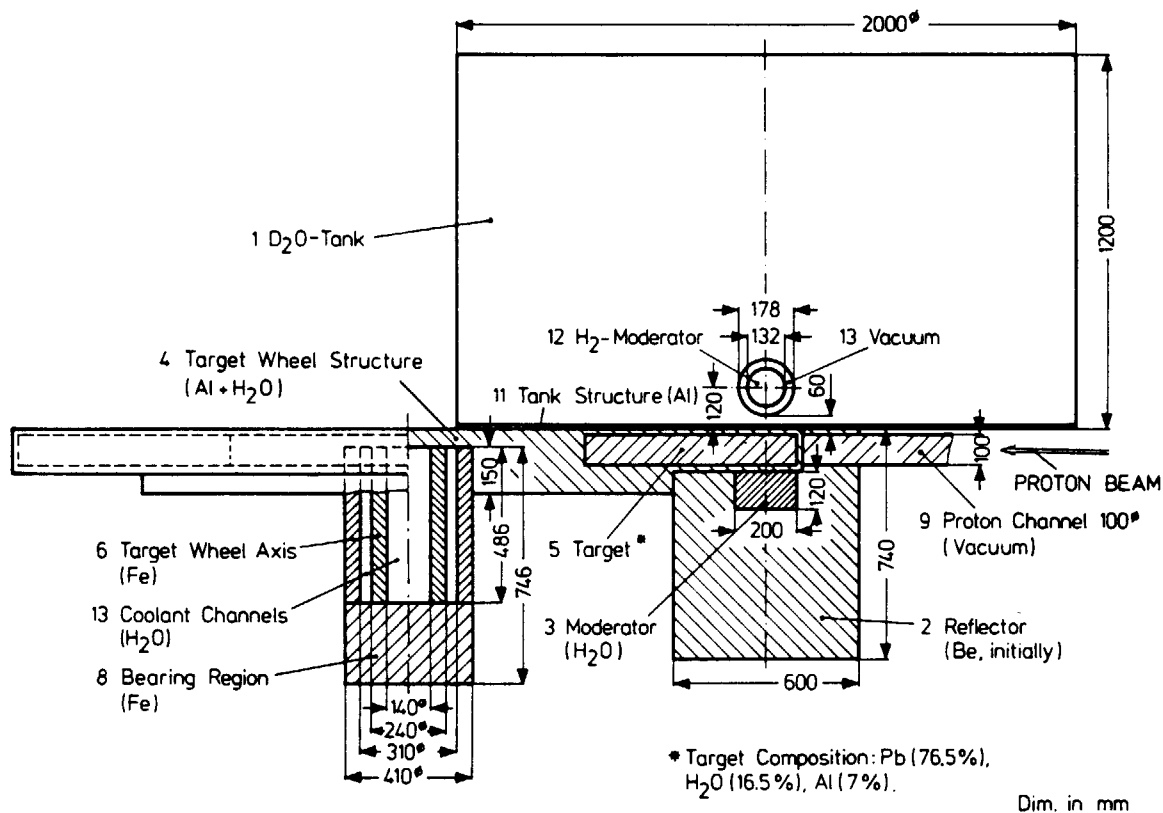


図 6-21 SNQ 回転ターゲットの構造とレイアウト

表 6-6 SNQ 回転ターゲットの構造諸元

Diameter of the rotating target	2.5 m
Frequency of revolution	0.5 sec ⁻¹
Target design	9304 individually canned target elements
Number of target elements serving as tie-bars	232
Depth of target	70 cm
Height of the target elements	10 cm
Diameter of the target elements	18 - 24 mm
Wall thickness of the Al canning	0.5 mm
Minimum coolant gaps	1 mm
Average materials composition in the target	Pb 76.5 %, H ₂ O 16.5 %, Al 7 %
Thickness of the upper and lower support plate	25 mm
Number of coolant channels per support plate	130
Thickness of the rotating beam window	5 mm
Structural material	Al containing 1 % Mg, 0.6 % Si, 0.25 % Cu, 0.2 % Cr
Total weight of target wheel	4600 kg
Total lead	3350 kg

表 6-7 SNQ 回転ターゲットの熱的諸元

Total heat dissipation in target	2.9 MW
Coolant temperature at entry	50 °C
Coolant flow	180 m ³ /h
Temperature rise in coolant	14 K
Coolant pressure	3.5 - 3 bar
Maximum heat density in the target during proton pulse	120 kW/cm ³
Maximum temperature rise per pulse in the target	42 °C (per revolution)
Maximum temperature in the target material	123 °C
Maximum heat density in the aluminum during the proton pulse	47 kW/cm ³
Maximum temperature of the target canning	91 °C
Maximum temperature rise per pulse in the canning	24 K (per revolution)
Maximum temperature of the rotating beam window	74 °C
Maximum temperature rise of the rotating beam window	11 K
Maximum heat load on the surface of the target elements	15 N/cm ²
Maximum reference stress in the canning	75 N/mm ²
Maximum reference stress in the rotating beam window	75 N/mm ²

6. 7. 2 ロッド集合体型固体ターゲット

MW 級水冷固体静止ターゲットとしては、ISIS で使用されているような平行平板あるいは円筒スライス型のターゲットは大きな熱応力並びにそれに伴う変形のため使用できず、あるいは使用出来たとしてもターゲットの寿命が非常に短く不相当ではないか、という意見が専門家の中にあり、それに代わりロッド集合体型や熱交換器型と呼ばれるターゲットのコンセプトが提案された。

ロッド集合体型は ESS の低線返しターゲット (10 Hz, 1 MW) 用水冷固体ターゲットとして ISIS の T. Broome により提唱されたコンセプトで、図 6-22¹⁹⁾に示す構造をとっている。その主要パラメータを表 6-8 に示す。ロッドは長さ 10 cm、断面が正六角形の棒で、中心に直径 2 mm の円筒状冷却水チャンネルが設けてある。図から判る如く、冷却水は中心円筒チャンネル及び外部(上から下へ)を流れる。外径をパラメータとして熱流動及び構造解析を行っている。図 6-23¹⁹⁾(下)はロッドの外径を 9.5 mm とした時のロッド 1 本当りの出力密度分布で、中心部のホットスポットで 1.67 kW/cm³、全出力 4.77 kW である。入射陽子ビームのロッド軸方向分布は出力分布と同じ形である。図 6-24¹⁹⁾はその時のロッドの温度分布で、最高温度が 400°C を超えないとする設計目標を達成している。図 6-25¹⁹⁾は構造解析の結果で、最大応力は 13.5 N/mm² 以下となっている。この構造で冷却水の体積率は 20% となり、軽水冷却では軽水の熱中性子吸収が大きく、中性子利用効率を著しく低下させるので、重水冷却が不可欠となる。

この案は EU で技術的には受入れられたが、その後固体及び液体金属ターゲットの両方をそれぞれ開発するのは負担が大き過ぎるとして、低線返しターゲットについても Hg ターゲットに開発目標がしぼり込まれた。

6. 7. 3 5 MW 用水冷固体ターゲット

同様のコンセプトを 5 MW に拡張したらどうなるであろうか? 内径は 2 mm のままとし、外径を 4.1 mm の六角柱とすると、出力密度分布は図 6-23 の上図の如くになり、5 MW でも使用不可能ではないように見える。しかし、5 MW の場合には冷却条件を満足するように六角柱のピッチを選ぶと冷却水の体積率は 35% にもなり、重水を用いても大変効率の悪いターゲットになる。またターゲット材料の放射線損傷を考えるとターゲットの寿命も非常に短いと予想され、5 MW の水冷固体ターゲットを本気で考えている計画はどこにもない。

次に紹介する ESS の 5 MW 対応の平行平板水冷ターゲット²⁰⁾は、液体重金属ターゲット(水銀)のスペアとしてではなく、性能比較の為の一つの基準(レファレンス)ターゲットとして検討された。ターゲットの材料としては ISIS で経験のある裸のタンタルを仮定している。前節でロッド集合体型ターゲットでも一応は 5 MW の場合について考えたが、ここでは ISIS のスライス型ターゲットの延長で考えている。しかし後で示す如く、ターゲットディスクの厚さも、冷却水間隙も ISIS の場合より遥かに薄くなるため、ISIS のように冷却チャンネルをグループ分けして別々に専用の冷却水供給を行う方式(グループ内は直列冷却)をとる事は、熱膨張やスウェリングの点から困難である。そこで水平陽子入射ターゲットの両側にプレーナムを設け、全ターゲットディスクを並列冷却する方式を考えている。このターゲットの主要諸元を纏めると表 6-9¹⁸⁾の

A ROD TARGET CONCEPT

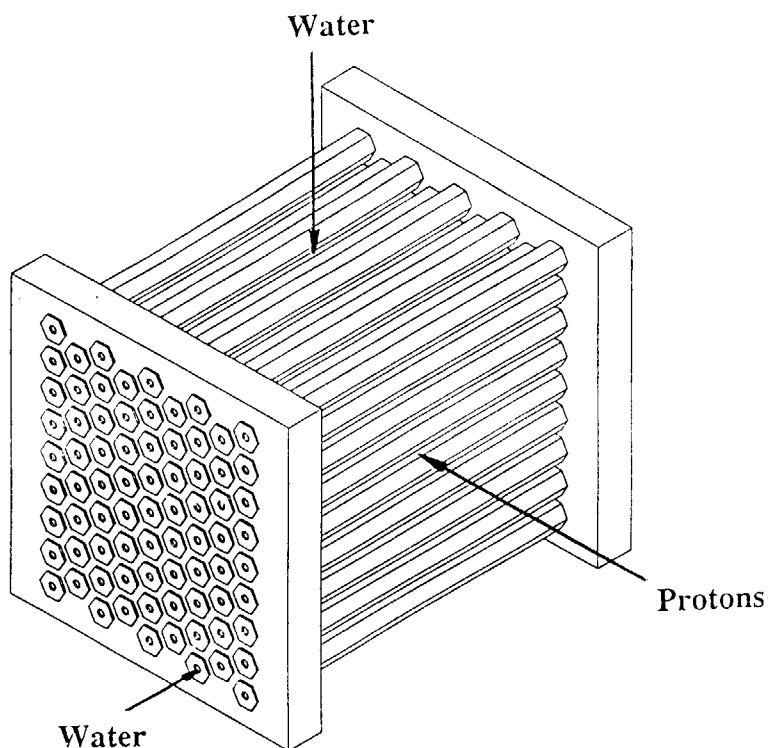


図 6-22 ESS 低繰返し中性子源 (10 Hz, 1 MW) 用
ロッド集合体型固体水冷ターゲットの概念図

表 6-8 ESS 1 MW 水冷固体ターゲットの主要パラメータ

ロッド寸法	
内 径	2 mm
外 径	変 数
長 さ	10 cm
ターゲット材料	タンタル
冷却水圧	20 bar
流量率	0.2 kg/s
ターゲット圧力損失	11 bar
熱伝達係数	0.03 W/mm ² /K
最高タンタル温度	400℃
ロッドの支持方式	両端固定

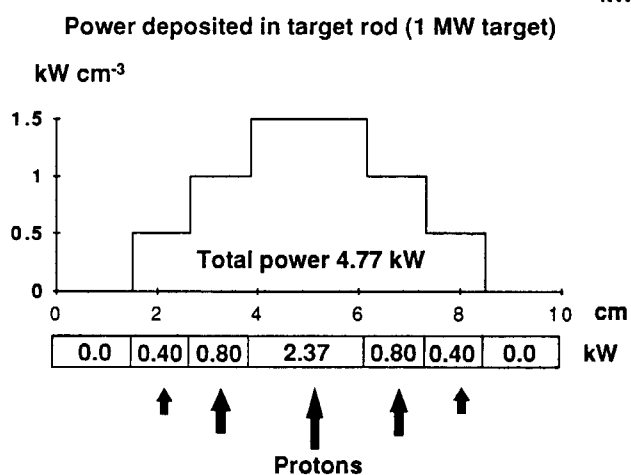
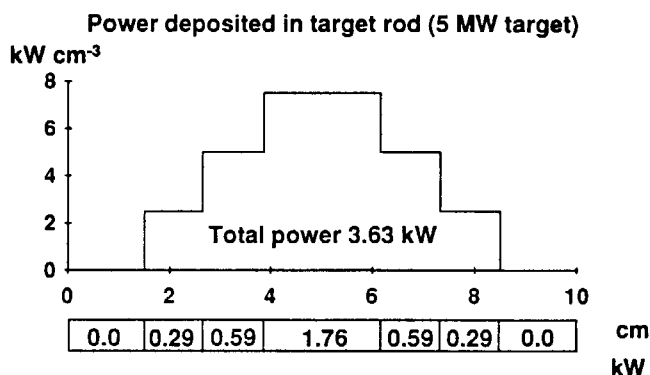


図 6-23
ESS ロッド集合型ターゲットの
ロッド当りの出力密度分布（上：
5 MW、外径 4.1 mm の場合、下：
1 MW、外径 9.5 mm の場合）。
入射陽子ビームプロファイルは
図の一番下に示してある。

表 6-9 ESS 5 MW 水冷固体ターゲットの主要諸元

ターゲット材料	タンタル
タンタルディスクの厚さ	2.6 (先頭) - 30 (一番後) mm
ディスクの形状	矩形、僅かに二次元ベント
ディスク数	55 枚
最大出力密度	3100 W/cm ³
最高中心温度	約 250℃
板中心部最大熱流束	375 W/cm ²
冷却水間隙	約 0.7 mm
冷却水流速	7.5 m/s
冷却水質量流量率	80 kg/s
熱伝達係数	3.5 W/cm ² /K
水冷間隙圧力損失	0.1 MPa
最大熱応力	50 MPa (2.5 mm 板厚) ~ 210 MPa (30 mm 板厚)
タンタルの最大許容応力	150 MPa
タンタルディスクの面積	幅 13 cm × 高さ 15 cm (入口、z=0 cm) 幅 15 cm × 高さ 17 cm (終端、z=70 cm)
ターゲット容器外寸	幅 24 cm (z=0) - 35 cm (z=70 cm) 高さ 15 cm (z=0) - 17 cm (z=70 cm)

This is a blank page.

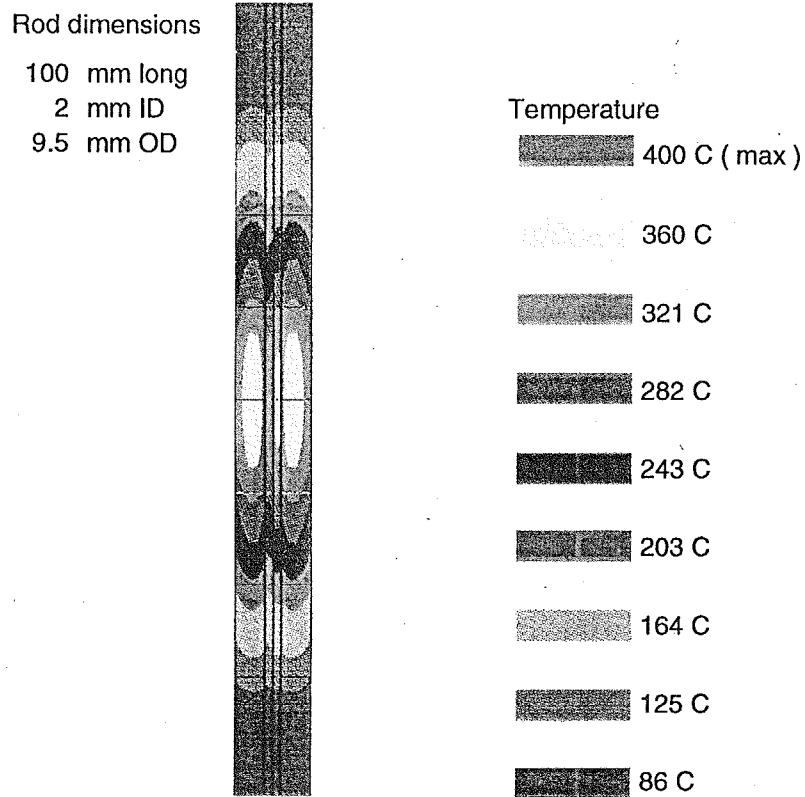


図 6-24 ESS 1 MW ロッド集合体型ターゲットの温度分布

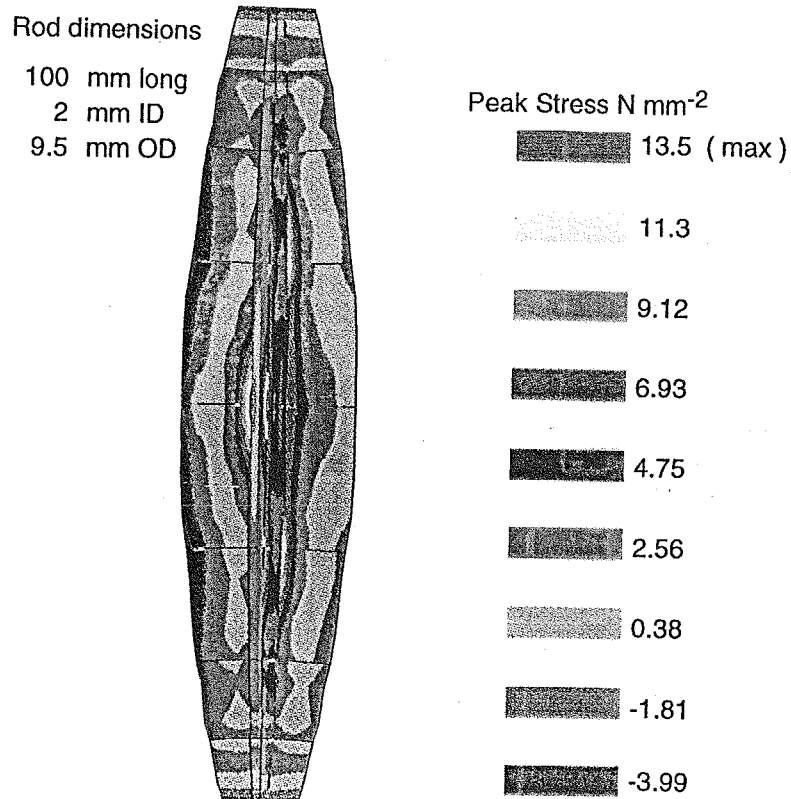


図 6-25 ESS 1 MW ロッド集合体型ターゲットの応力分布及び変形

This is a blank page.

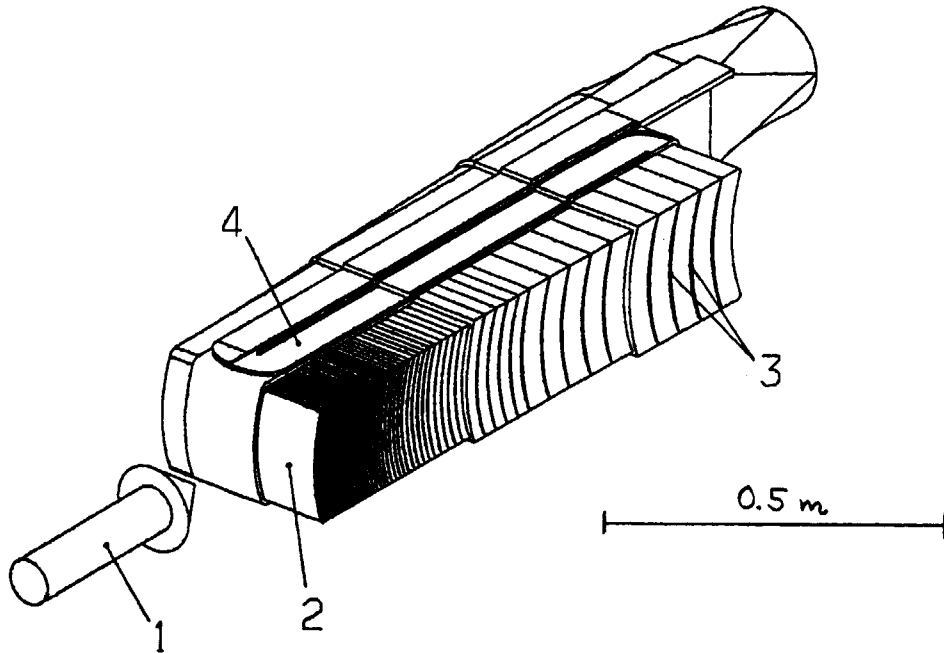


図 6-26 ESS の 5 MW 用レファレンス水冷タンタルターゲットの構造図。
 1 : 陽子ビーム、2 : ターゲットディスクスタック、3 : 冷却水間隙、
 4 : 第 2 冷却水チャネル

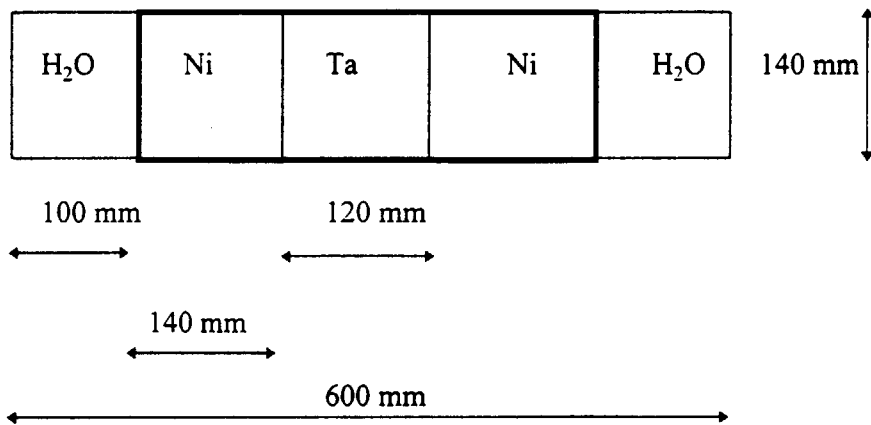


図 6-27 ESS 5 MW 水冷タンタルターゲットにおけるターゲット、反射体、冷却水プレーナムの寸法及び配置 (入射面 $z=0$ での値)

如くなる。また構造を図 6-26²⁰⁾に示す。外形は水銀ターゲットに合わせてある。従ってディスクの面積も入射部 ($z=0$ cm) で幅 13 cm×高さ 15 cm から、ターゲット終端 ($z = 70$ cm) で幅 15 cm×高さ 17 cm となるよう、陽子ビームプロファイルがターゲット中で拡がることを想定して、段階的に大きくしてある。ディスクの厚さは各ディスクの最高温度が約 250℃になる様に、ターゲット軸方向の出力密度に応じて決められた。即ち、先頭ディスクで 2.6 mm 厚、一番後で 30 mm としている。合計 55 枚のディスクで全長 70 cm のターゲットを構成している。水冷間隙は約 0.7 mm と極めて狭い。これは中性子経済の立場からターゲットの先頭部分の冷却水容積率約を 20%、ターゲット全体の平均で約 8%に抑えるようにした為である。ターゲットの側面に直接冷却水のプレーナムを置くと、モデレータから得られる中性子の強度が著しく減少するので、図 6-27²⁰⁾に示す如く、ターゲットディスクと同じ厚さの Ni 反射体を直接ターゲットの両側に置き、プレーナムをその外側に追い出した構造としている。この事により冷却水は計 40 cm の長さにもわたり狭い間隙を流れる事を余儀なくされている。この様な狭い冷却チャンネルを正確に保持し、且つ安定な冷却水フローを得る為に、高中性子束炉の燃料板で用いられているように、各ディスクは二次元的に僅かながらベントしてある。ディスク中心部の最高発熱密度は 3100 W/cm³ で、最大熱流束は 375 W/cm² となる。この値は ISIS の劣化ウランターゲットの値 360 W/cm² と同程度であり、特に驚く値ではない。むしろこの様な低い値に抑える事が、ターゲットの工学では極めて重要であることを認識されたい。

上述の様な冷却条件で温度分布を求め構造解析を行った結果、表 6-9¹⁹⁾に示す如く、後方の 30 mm 厚のディスクを除き、最大応力は材料の許容応力の範囲内に納まっているようである。許容応力を超えるディスクについては、厚さを薄くすることで解決できる。

この様なターゲットが本当に使用出来るだろうかという点について、筆者は T. Broome (ISIS のターゲット研究系責任者) と話し合ったことがある。その結論は、ISIS のタンタルターゲットの寿命が 800 MeV で約 1000 mA・h であることから判断して、5 MW ではせいぜい 2 週間位の寿命ではなかろうかという事であった。即ち、照射前の物性値を用いると、熱伝導も、最高温度も、最大応力も何とか許容の範囲に収まるように見えるが、その条件は照射と共に非常に短い時間で崩れてしまう。その事が固体ターゲットの限界であり、ターゲットの工学で一番重要な問題である。

6. 8 大出力液体重金属ターゲット

6. 8. 1 何故水銀ターゲットか

第 14 回 ICANS 会議で「大強度核破砕中性子源のための固体ターゲット対液体ターゲット」なる討論会があった。筆者はその座長を勤めたが、結論として 1-2 MW 以上では液体重金属ターゲットが唯一の現実的な候補となることを確認したうえで 1-2 MW 以下で固体か液体かの討論を行なっている。討論会の結論については文献 21 を参照されたい。

液体重金属ターゲットとしては Hg が第一候補であることは、すでに第 5 章で述べたが、Hg ターゲットには次の利点がある。

(1) 先ず、Hg 自体は液体であるので、固体ターゲットのような放射線損傷はないこと。タ

- ターゲット容器の放射線損傷も勿論問題であるが、これは構造材であるので、固体ターゲットに用いる重金属に比べれば遥かに放射線損傷の影響が小さいこと。
- (2) 常温で液体であるので、Pb-Bi 熔融塩や熔融 Pb 等他の液体重金属のように常温で固体の場合に必要なプレヒーティングが不要であること。このことは実験研究中性子源を実現するうえで大きな利点である。加速器のビームは頻繁にトリップする。トリップ時でもターゲット温度は融点より少なくとも 50℃は高く保つ必要がある (Hg の T_m は $\sim 39^\circ\text{C}$)。運転温度を容器材料の放射線損傷、機械的特性に最も適した温度に選べる。
 - (3) 常温で液体であるから、容器にリークが発生した際、容易にドレインタンクに集められることができる。
 - (4) すでに第 5 章で述べた如く、パルス中性子源として用いる場合、得られる中性子強度が他の液体重金属の場合に比べ大きく、固体ターゲットの場合に比べても Ta より大きく、W と同等あるいはそれ以上であること。
 - (5) 核破碎反応による残留放射能が Pb、W とほぼ同じ。Ta に比べると約 1/3 と低いこと。
 - (6) 陽子ビーム停止後の崩壊熱が陽子ビーム出力 5 MW でビーム停止直後でも約 10 kW と非常に低く (図 6-28 参照)、Hg 循環ポンプの電力喪失の際にも、またターゲットの交換中でも特別の冷却は必要ないこと。さらに使用済ターゲット容器の保管廃棄中も冷却の必要は全くないこと。但し Hg のダンプタンクは最大 10 kW の除熱対策が必要。一方固体ターゲットでは常に冷却が不可欠となる。
 - (7) Hg の大きな熱中性子吸収断面積はパルス中性子源では問題とならないこと。

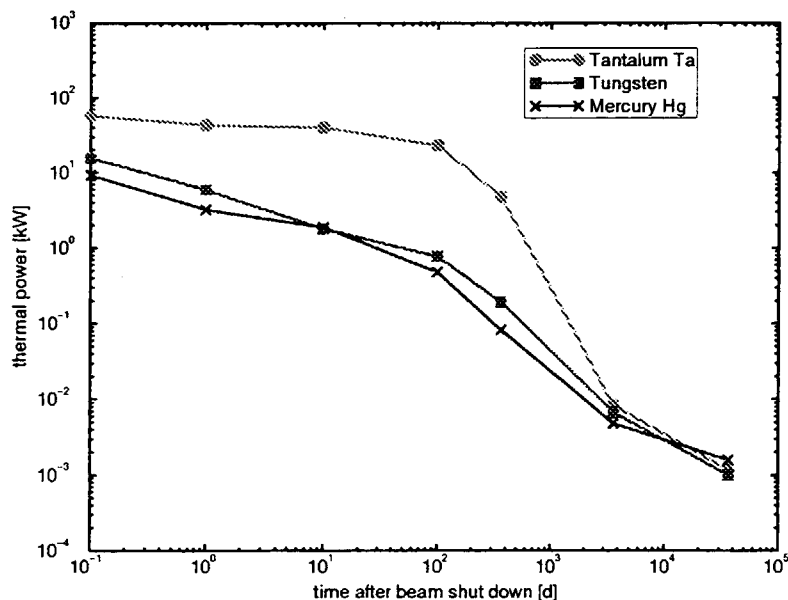


図 6-28 5 MW Hg ターゲットビーム停止後の崩壊熱 (ESS のための計算値)。参考のためタングステン及びタンタル固体ターゲットの場合について併せて示してある。

一方、欠点としては

- ①ターゲット容器が破損した時、Hg の流出があること。但しこれは後の章で述べる如くベッセル等の多重防護バリアを設けることにより、技術的には十分対処できる。
- ②Hg の放射性同位元素を含む Hg の蒸気が漏洩しても、安全に回収できるシステムが必要となること。特に ^{197}Hg 及び ^{203}Hg は生成率も高く、放射能管理に厳しい要求が課せられる可能性があること。
- ③固体ターゲットの場合と違って何処にもターゲットとしての使用経験がないこと。

などが挙げられる。しかし大強度で固体ターゲットの使用が極めて非現実であることを考えると、Hg は大強度では唯一の選択肢であると思われる。

6. 8. 2 水銀ターゲットの工学的問題

次に Hg ターゲットの工学上の問題として次の事項が考えられる。

- (1) 複雑な幾何学的形状に対していかにして機械的剛性を保ち、応力を最小にするか。その製造過程の最適化が重要。
- (2) 固体・液体反応 (Hg による容器材料の侵食、腐食) はどのくらいか。
- (3) 運転に伴って蓄積される核破砕・核分裂生成核種による不純物の影響はどうか。
- (4) ターゲットに非常に高温部分が出来ないようにするとともに、ビーム入射窓に接した液体の温度変動を避ける適切な流速分布をいかにして実現するか。
- (5) Hg 中に発生する圧力波の発生を如何にして軽減させるのか (He バブル注入等の技術開発)
- (6) 入射窓の冷却を如何にして行なうか。窓と水銀との熱的なコネクタは十分か (窓は Hg で十分濡れるか)。一方、よいコンタクト、は窓の腐食や金属間化合物が生成される可能性から見れば望ましくない。

6. 8. 3 ESS 計画における Hg ターゲットのコンセプト²²⁾

高いターゲット・モデレータ結合を実現するため、ESS でも原研計画同様ターゲットは矩形断面 (縦横比 1 : 3) をしており、ビーム入射部のターゲット寸法が高さ 10 cm、横幅 30 cm、有効長は 70 cm である。陽子ビーム寸法は短径 6 cm、長径 20 cm の楕円である。Hg ターゲットは下流に行くに従って少し断面寸法がテーパをつけて大きくしてある。それは次の理由による。

- (1) 底が斜めになった構造は、Hg をドレインするのに好都合。
- (2) 圧力波を軽減する目的で底板から小さな He のバブルを注入した時、斜めの天井からバブルが出口に向かって移動し易い。
- (3) 陽子ビームがターゲットの深さとともに広がるので合理的。
- (4) 加熱された Hg が膨張して出口に向うので、末広がりの構造は流体力学的に望ましい。

Hg ターゲットでの発熱は Hg に 2.8 MW、容器窓に 11 kW と推定されている。窓の板厚は 3 mm で中心で 1.5 mm になるようテーパがついている。

ターゲット容器材料としては一応 HT-9 を考えているが、将来 316 ステンレス鋼系への変更もあり得る。HT-9 は 316 ステンレス鋼より熱伝導率が約 1.5 倍高いので、窓の冷却が有利であり、圧力波によるパルス状応力のことを除けば、それだけ薄い窓厚を選ぶことが出来る。また Ni を含まないので Hg による腐食の心配もない。但し、DBTT (延性・脆性転移温度) が照射とともに高温側にシフトするので、316 ステンレス鋼に比べ運転温度での脆化が懸念される。この件については材料の章で論ずる。

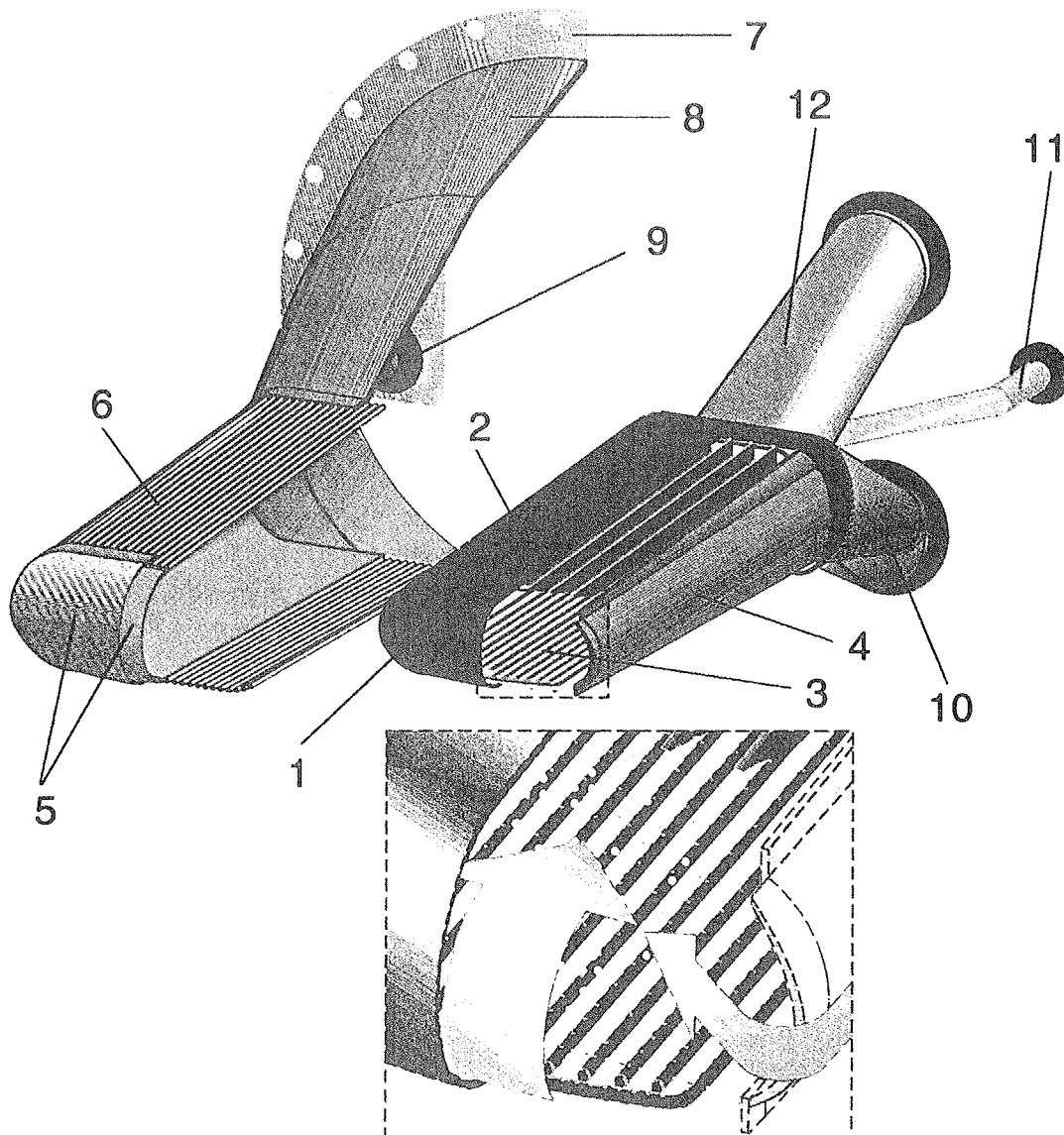
ESS の Hg ターゲットの構造を図 6-29²²⁾に示す。リターンフロー型と呼ばれるフローパターンで、入射窓の内面での流速を高め、窓がなるべく一様な温度分布で許容温度以下になるよう、両サイドから Hg を流し込むとともに底部からも Hg を供給し、窓の前で下から上に向う流れを附加している。

Hg の流量率は $46.8 \text{ m}^3/\text{h}$ (175 kg/s)、窓部の流速は約 6 m/s である。入口温度は暫定的に 100°C 、平均出口温度は約 217°C と見積られている。この温度は Hg の圧力損失を低く保つことと、Hg の温度を沸点以下に安全に保つという二つの要請の妥協から選ばれたものである。両サイドと下からの流量配分は 1:1:1 がほぼ最適となり、共通のポンプで Hg を供給できる (入口圧力は等しい)。この条件で Hg の最高温度は入口温度プラス 143°C となる。

Hg 容器の外側には図 6-29 に示すリターンハルと呼ばれる二重壁の容器がある。Hg を系内にとじ込める第二 (あるいは第二及び第三) バリア (セイフティハル) としての機能を持つ。二重壁の間には冷却水を流し、壁の冷却を行なう。Hg 容器とリターンハルの間はポイド空隙で、He が約 1 気圧で充填されている。万一 Hg 容器にクラックが生じ Hg がリークしても、リターンハルはトロリー上に設置されているドレインタンクに直結されているので、直ちに自動的に回収できる。これは非常に重要な安全に関するコンセプトである。

ターゲットの上流約 2 m の場所に陽子ビームラインの真空とターゲットシステムの He 雰囲気とを隔てる陽子ビーム窓が存在する。窓はインコネル 718 の二枚の薄板で構成され、二枚の間はリターンハル同様水冷される。ターゲット・モデレータ結合を損なわないため、ターゲット容器まわりのリターンハルの厚さは 10-12 mm としている。リターンハルは 316 ステンレス鋼系材料で製作され、窓の部分は中心で 1.5 mm、周辺で 2.5 mm の板厚を考えている。窓部の冷却水間隙は 3 mm である。リターンハルの構造は図 6-29 に示す通りで、窓 (5) はリターンハルマントル (8) に接続され、それは二重壁スカート (3) に接続されている。スカートはフランジ (7) に溶接され、水平遮蔽プラグに固定される。このフランジがシールされる時、冷却材供給ラインの接続が同時に行なわれる。二重窓部分の冷却水は下方より上方へ、またマントル底部の冷却チャンネルは外側から内側に、それ以外のチャンネルでは内側から外側に流れる。マントル板厚は暫定的に 2.5 mm としている。

ターゲット容器の交換の際のコンセプトは、先ず Hg をストレージタンクにドレインし、交換すべき部分を加熱して残留 Hg を蒸発させ熱交換器で凝集させる。次にターゲット容器に接続される非脱着部分を冷却し残留 Hg の気化を防止する。図 6-30 は ESS の Hg ターゲット系のレイアウトで、メンテナンスに際してはターゲットはビーム下流方向に、モデレータ及び反射体は上方に引き抜かれる。

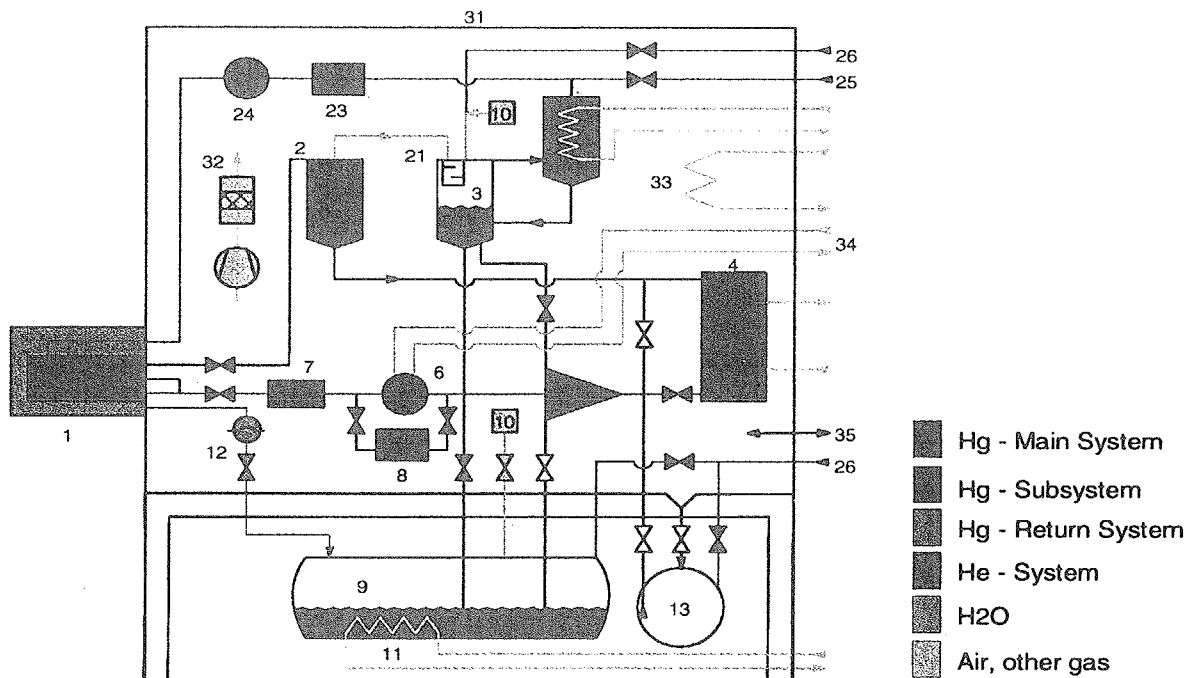


- | | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <p>1: target beam window
 2: target shell
 3: lower flow guide with He-injector system
 4: side baffle plate
 5: return hull beam window, double shell
 6: return hull shell with cooling system</p> | <p>7: target unit main flange
 8: return hull connector part
 9: return hull coolant supply
 10: Hg-inlet transition manifold
 11: He-supply
 12: Hg-He-mixture outlet</p> |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|

図 6-29 ESS Hg ターゲット容器及びリターンハルの構造コンセプト。
 点線で囲んだ詳細図は下からと横からのフローのミキシングの様子と He
 のバブルの注入の説明。

ダンプタンクを含む全 Hg ループをトロリーに乗せ、ターゲットを照射定位置からリモートハンドリングセルに引き出す際 Hg ループを切断する必要がないようにしている。ターゲットの交換の必要のないモデレータ等の交換に際しては、トロリーを単に約 1 m 下流に引き出すだけでよい。トロリー上の機器への全ての供給ラインは、トロリーの移動に際し接続をはずす必要がないよう十分フレキシブルに設計される予定である。

ESS チームではターゲット容器の寿命は 5 MW 約 1 年と推定している。しかし初期の容器はそれより短い使用期間で交換され、実際の運転条件下での寿命推定に必要な試験に供せられる。寿命の推定での不確定性としては、圧力波の影響、Hg と容器材料とが金属間化合物を形成する反応の問題、加速器ビームの頻繁なトリップに伴う熱サイクルと照射に伴う DBTT のシフトに関連して生ずる問題が考えられている。



- | | | |
|-------------------------------|---------------------------------|-----------------------------|
| 1 Target | 11 Drain Tank Cooling | 31 Containment |
| 2 Gas Separator | 12 Target Hull Drain | 32 Containment Filter |
| 3 Expansion Tank | 13 Containment Floor Drain Tank | (H Recombination) |
| 4 Intermediate Heat Exchanger | 21 Mist Separator | 33 Containment Cooler |
| 5 Impurity Separator | 22 Hg Condenser | 34 EMP Air Cooling |
| 6 Electromagnetic Pump | 23 Filter (H Getter) | 35 Containment Gas Pressure |
| 7 Preheater | 24 He Blower | Control |
| 8 Filter (Cold Trap) | 25 Gas Treatment System | |
| 9 Hg Drain Tank | 26 He Supply | |
| 10 Cover Gas Transfer | | |

図 6-30 ESS Hg ターゲットシステムの一次系プロセス図

6. 8. 4 SNS 計画の Hg ターゲットコンセプト²³⁾

SNS 計画では最初 1 MW でスタートし、後に 2 MW に増力、最終的には 4 MW を目指していたが、最近、最初から 2 MW を目指すが、将来の 4 MW は考えないという方針に変更した。パルスの繰返し数は 60 Hz である。従って 2 MW ではパルス当たり約 34 kJ のビーム出力となる。SNS のターゲットシステムもモジュール化されている。ターゲットモジュールは高さ 7 cm 横幅 20 cm の陽子ビームサイズを想定しており、ビームの最大電流密度は 2 MW で約 $36\mu\text{A}/\text{cm}^2$ となる。正常運転状態でステンレス鋼製ターゲット容器の最大温度は 200°C 以下になるよう設計される。ターゲットモジュールはモデレータに対し 8 mm のクリアランスで設置されるように設計されている。

ターゲット容器は図 6-31²²⁾に示す構造をしており、容器材料には 316 ステンレス鋼が考えられている。この容器は高さ 10.4 cm、横幅 40.4 cm、有効長 77.45 cm で、Hg はビームの外側の横サイドから流入し、高さ 8 cm、横幅 22.4 cm の中心部を通して流出する。容器は図 6-31 の下図に示す如く二重壁になっており、その間に本流とは別の Hg を流し、内側容器の窓の部分で両面冷却する。窓厚は 2 枚とも 1.25 mm で、内側と外側容器の間隙は窓の中心で 2 mm、容器の底及び天井の部分で 6 mm である。二つの壁の間隔は約 3.5 cm 間隔にリブを入れて保っている。この二重壁のターゲット容器の外側には、ESS の場合と同様水冷シュラウドがあり、リターンハルを形成している。ターゲット容器から Hg の漏洩があった際、ダンプタンクに Hg が導かれるようになっている。このシュラウドでも 316 ステンレス鋼を使用する予定である。水冷シュラウドとターゲット容器の間隙には He ガスが充填してあり、リターンハルとして働くとともにこの部分が Hg のリークモニタとしても働く。この空隙は漏れ出した Hg を回収システム導く経路としての機能を持つ。図 6-32²²⁾は Hg プロセス系の全体のイラストである。ターゲットプロセス系には Hg のプロセス機器とシュラウド冷却水のプロセス系が含まれる。Hg ポンプには遮蔽、耐放射線性能、リモートハンドリングに対する適応性から、遠心回転ポンプを採用する予定である。起動・停止時の制御のため、可変速度駆動とする。Hg と二次冷却水の熱交換はチューブ・シェル型熱交換器で行なわれるが、Hg チューブと水シェル間は二重壁を採用する。この熱交換器は 1.4 MW 対応である。

貯留タンクは全 Hg が收容出来る大きさで、何如なる Hg の漏洩にも対処できるようパンが設けられ、ドレインできる。

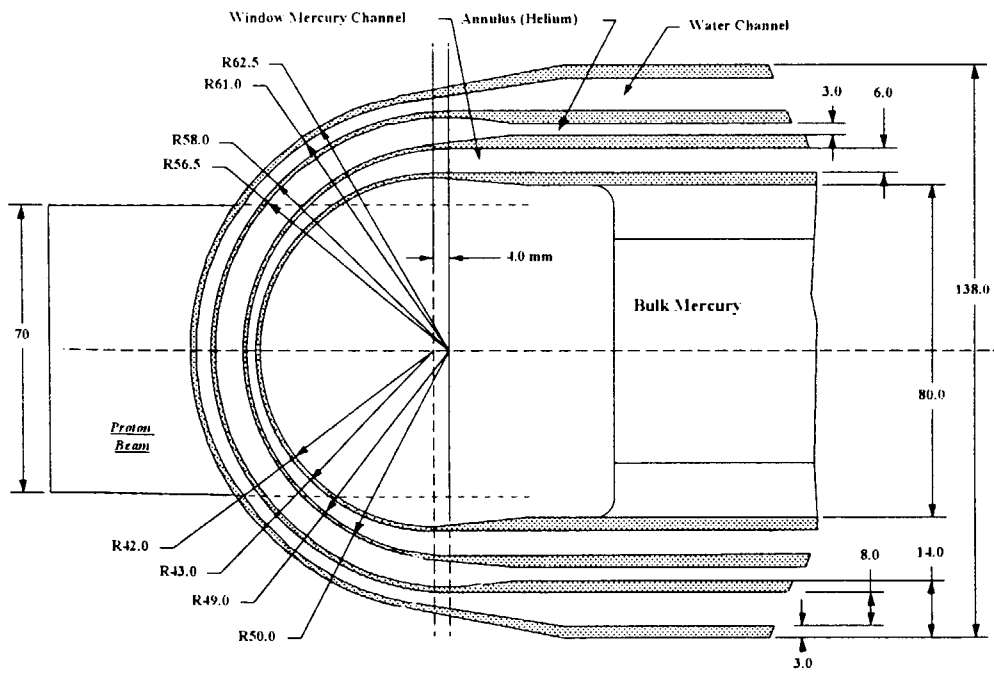
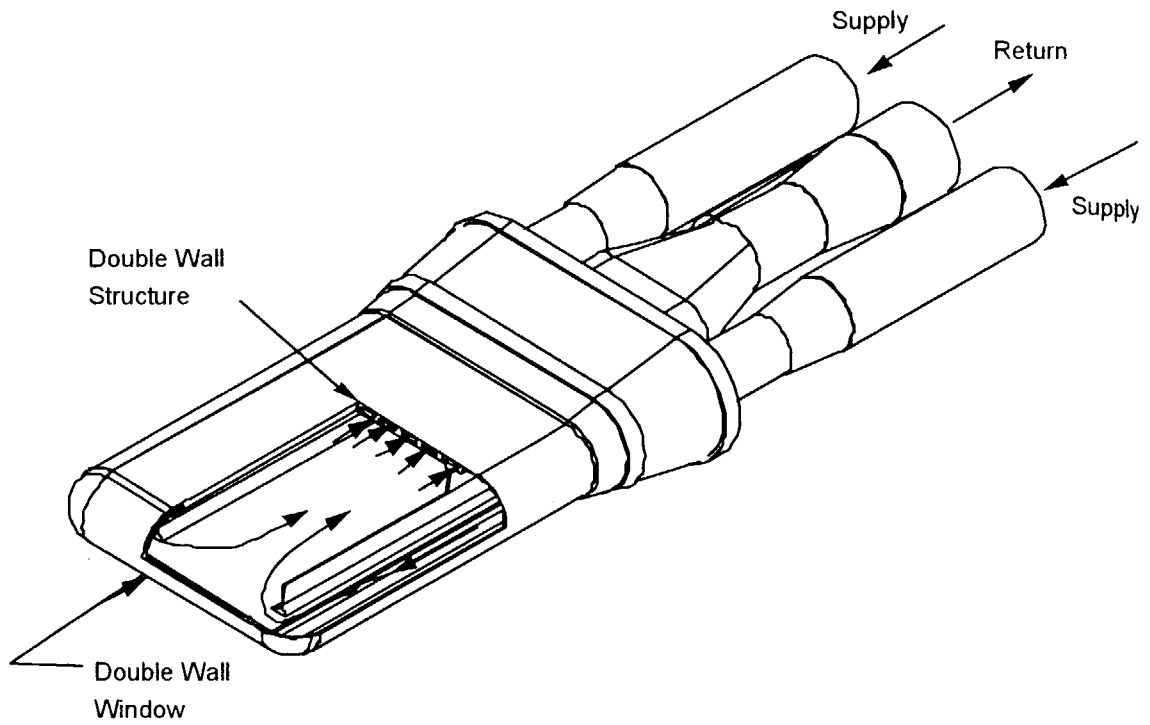


図 6-31 SNS 計画における Hg ターゲットの構造コンセプト：容器コンセプト（上）及び二重壁ベッセル断面図（下）。数字は mm

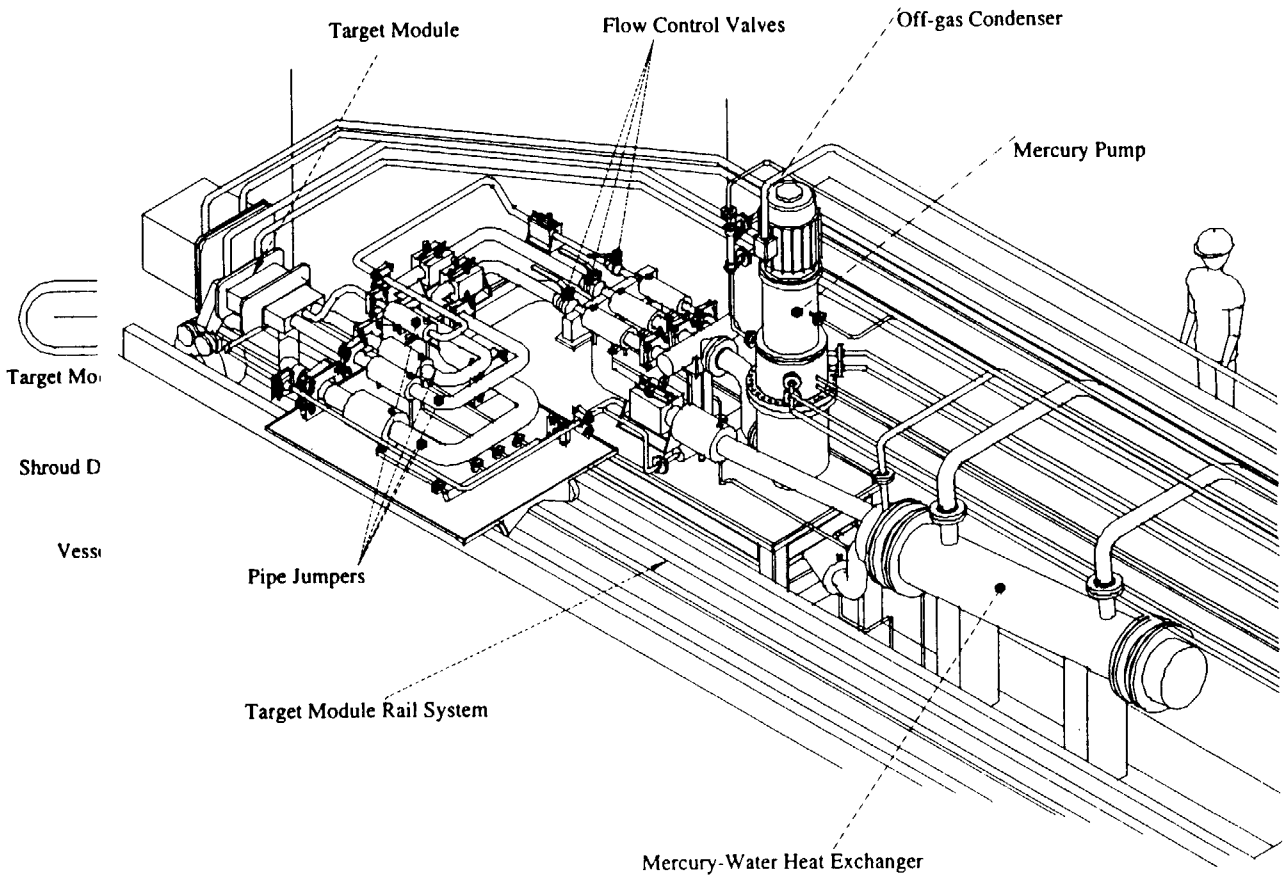


図 6-32 SNS 計画における Hg ターゲットプロセス系のイラスト

6. 8. 5 統合計画における水銀ターゲット²⁴⁻²⁷⁾

原研が開発している水銀ターゲットは図 6-33 に示す形状をしており、入射部断面が 20 cm×8 cm、ビーム進行方向に次第に大きくなり 60 cm×(8 + α) cm のフラットターゲットである。ビーム入射窓は半円筒形を考えているが、ほかの形についても検討されている。ターゲット容器材料に 316 系ステンレス鋼が考えられている。ビーム入射窓の冷却は 1 MW 時にあっては内側からの Hg フローで十分であるが、将来ビーム出力が増力された場合には外側からも冷却する必要があると考えられている。その場合、SNS 計画のように第二の Hg フローを考えるのではなく、原研ターゲット開発チームは水冷却を検討している。その外側には ESS あるいは SNS 同様リターンハルを形成するための二重壁が必要である。二重壁の間は水（おそらく重水）冷却が必要となるのは当然である。容器にはビーム進行方向に向けて、わずかにテーパがついており (8 + α) の α 、ターゲット交換時の Hg ドレインを容易にするなど、ESS のターゲットと同様の配慮がなされている。ビーム入射窓及びターゲットまわりの水冷ジャケットの構造をより分かり易く説明するため、ニュートロニクス計算に用いられる標準モデルを寸法入りで図 6-34 に示しておく。

原研チームが開発している Hg フロースキームはクロスフローと呼ばれるもので、ESS のリターンフロー、SNS の方式（両横から流入させてセンターから流出させるもので一種のリター

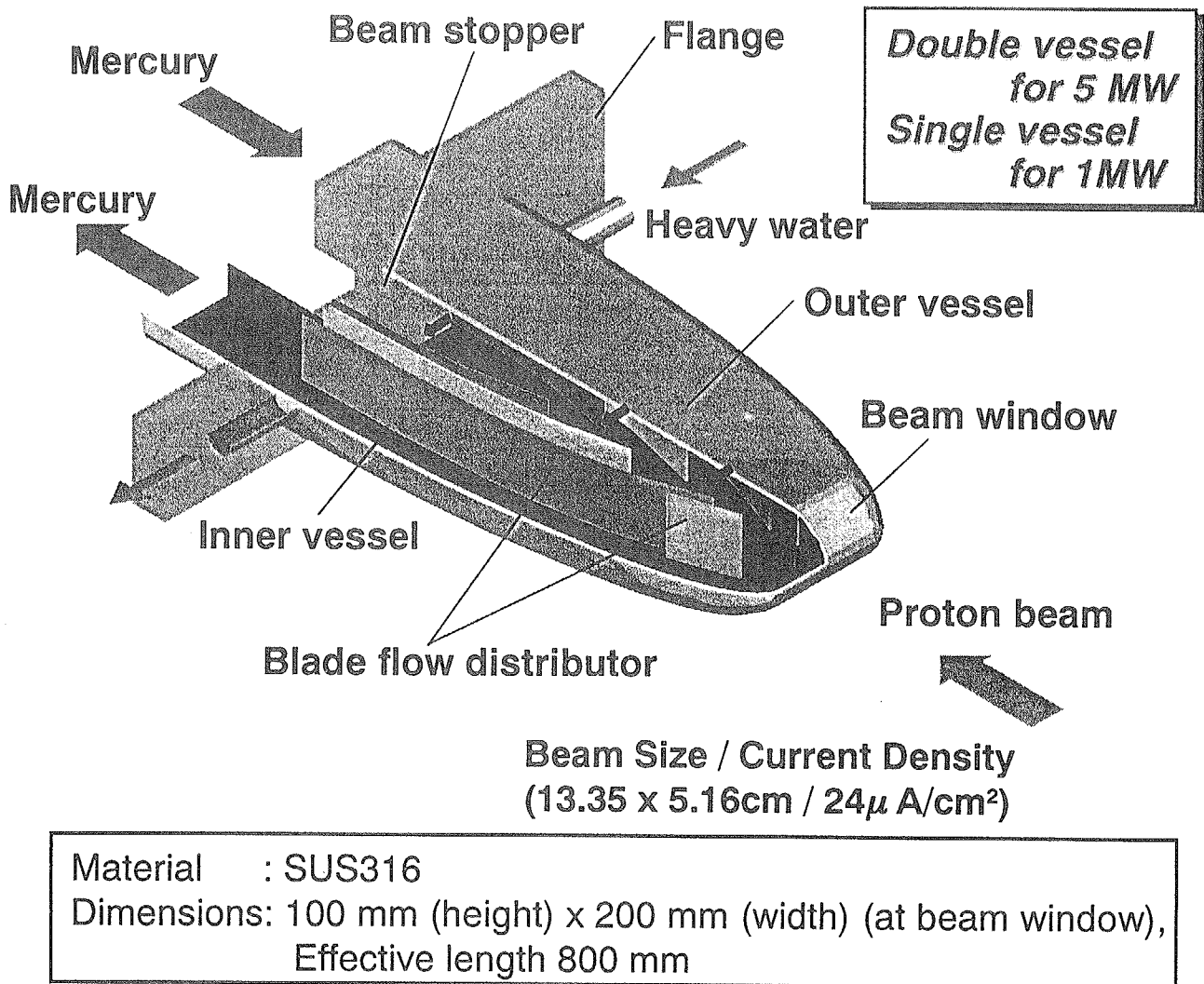
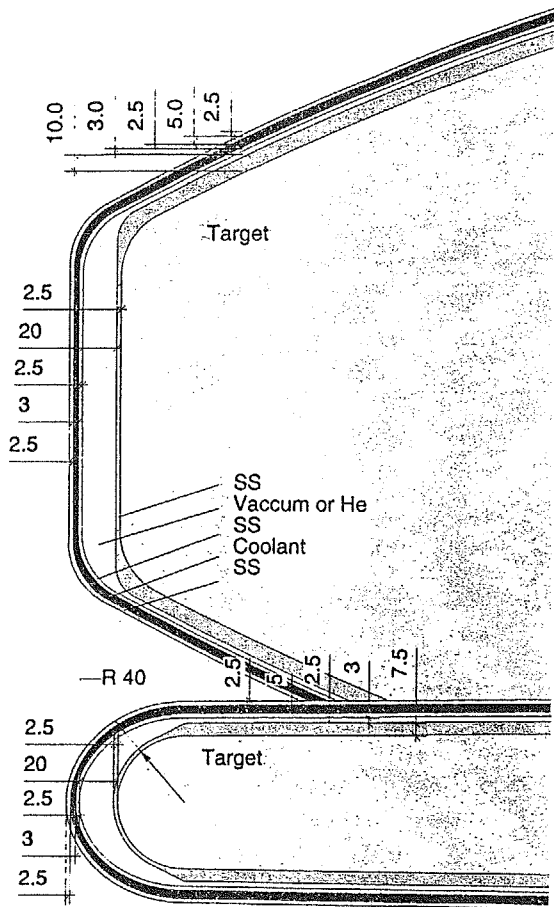


図 6-33 統合計画水銀ターゲット外観及び流路構造

ンフロー)と異なり、一方の側面から流入した Hg は図 6-33 又は図 6-35 に示すようないくつかの案内板に沿って中央部を横切り、反対側面より流出する。原研でも種々のフロースキームが検討されたが、この方式が本命のようである。ビーム入射窓に沿って十分なフローが得られること、また再循環流がホットスポット領域に生じないこと、最高温度が約 250°C を超えないこと等を目指してフローの最適化研究が進められている。実際に水銀を用いた実物大ターゲットでの流動実験はまだ行われていないが、現実的な流路構造を有する実物大透明容器(プレキシガラス製)を用いた流動実験が水を用いて行われ、PIV 法により図 6-35 (左) に示すような流速分布が得られた。この結果は Star-CD コードを用いた 3 次元解析結果(図 6-35 (右)) と比べられ、かなりよい一致が得られることが分かった。水銀の代わりに水を用いてのシミュレーションであるため、物性値の違いを考慮して高い流速で実験がなされている。このように計算は水流動実験をかなり良く再現していることか、水銀の場合にもこの計算手法が適用できると判断され、設計研究が進められている。

This is a blank page.



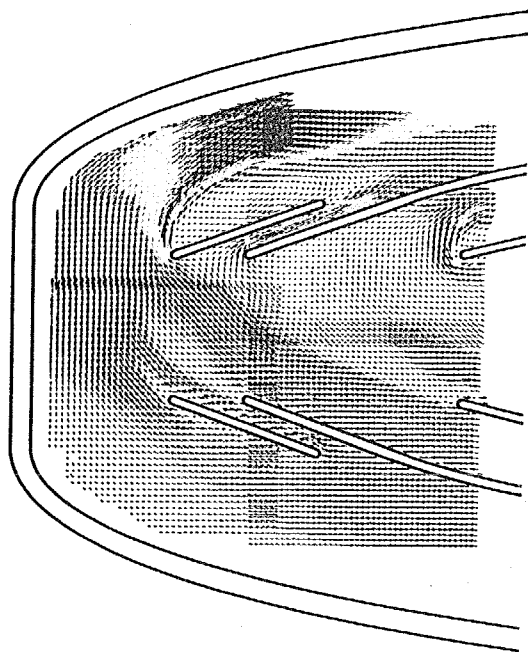
0 50
Unit : mm

図 6-34

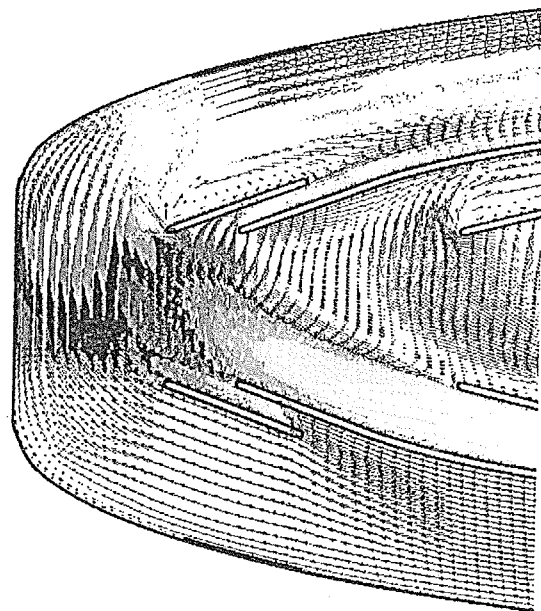
統合計画水銀ターゲット容器の説明図
(ニュートロニクス計算用モデル)

Measured Result

3D Analytical Result



V [m/s]
6.0
5.0
4.0
3.0
2.0
1.0
0.0



V [m/s]
6.0
5.6
5.1
4.7
4.3
3.8
3.4
3.0
2.6
2.1
1.7
1.3
0.8
0.4
0.0

Inlet Velocity : 3m/s

Reynolds Number : 4.8×10^5

図 6-35 プレキシガラス製実物大ターゲットモデルの水流速分布

: (左) PIV 法による実測結果、(右) Star-CD コードによる 3 次元計算

This is a blank page.

ターゲット容器金属材料の水銀による腐蝕は重要な問題である。原研では容器候補材を 150℃までの温度範囲で静止水銀溜め中に浸し、長時間観察する実験が進められている。次には Hg ループ中での腐蝕の実験が不可欠と考えられる。そして最終的には実際の陽子ビームによるループ照射実験が不可欠で、そのことについては後に材料に関する章で述べる。

この他に水銀ループ運転の経験を得ること、いくつかの基本的なデータを得ることを目的として小型の水銀ループが建設され、種々の実験が進行している。最大流量率は 150 /min で、ポンプ、熱交換器等コンポーネントの性能試験や、水銀・管壁間の摩擦係数や水銀・金属表面間の熱伝達係数の測定などが進んでいる。

その他、大電力パルス状陽子ビーム入射により発生する水銀中の圧力波によるターゲット容器の受ける応力を実際の陽子ビームを用いないで研究するため、分割 Hopkinson bar 法による実験が開始されつつある。

さて、原研の水銀ターゲットコンセプトが他の計画と異なる点は筆者なりに整理してみると、次の如くなる。

1) フロースキームにクロスフローを採用していること

各計画それぞれ独創性を発揮するのは大いに結構であり、またそれぞれ長短を有していると思われるが、最終的結論は実器による使用を経ないとどの方式が一番良いかは判らない。とにかく各計画で競い合うのは現時点では良い事と思われる。クロスフロー方式は他の方式と異なり、フロー案内板（ブレード）が存在する。圧力波がこの案内板にどのような影響を与えるか、容器及び窓の応力レベルが総合的にどうなるかについては十分検討を進める必要がある。

2) ターゲットの横方向の拡がり下流で非常に大きいこと

横幅 60 cm というのはかなり大きい。このことは中性子性能にはあまり大きな悪影響はないが、取扱い上困難はないかさらに検討する必要がある。

3) 容器及びビーム入射窓候補材として 316 系ステンレス鋼を考えていること

すでに述べたように HT-9 も十分候補材料として検討に値する。熱伝導度が 316 ステンレス鋼より大きいので、特に窓の熱応力の軽減につながり、圧力波による動的応力から決まる必要な壁厚を別にすれば、窓厚を薄くできる。それはまた静的熱応力の軽減につながる。HT-9 は Ni を含まないので腐蝕による Ni の喪失は考える必要はない。DBTT が照射とともに上昇する問題がどのくらい深刻かの検討は残る。

4) ビーム入射窓の板厚が厚いこと

316 ステンレス鋼の場合、腐蝕、浸蝕に対する配慮からかなり窓厚が大きくなっているが、放射線損傷による窓及び容器の寿命との競走過程として厚さを決めるべきで、もっと薄くできるのではないか。それは静的熱応力の軽減にもつながる。

5) ビーム出力増に対し、窓を両面冷却とし、外側には水冷却を採用しようとしていること

設計フィロソフィーの問題であるが、一番内側の水銀容器の窓にクラックが生じた場合、リークした水銀は直接ドレインタンクには導かれず、窓外面の冷却水中に混入するので、その分離のプロセスが必要となる。また水銀がリターンハルに出てくる場合には、そのポ

イド空間を循環しているヘリウム中の水銀放射性生成物 (^{197}Hg 、 ^{203}Hg など) の蒸気をモニタしていれば窓の健全性が常時監視でき、冷却水中に漏洩する水銀の検出より高精度かつ容易であると思われる。従って外側の冷却が不可欠なら、SNS のように外側も水銀の方がよいとも考えられる。しかし ESS のように内面冷却だけで可能なら一番望ましい。

6) ビーム入射窓の内側の水銀流速が約 1 m/s と小さい値であること

どこの計画も水銀の全流量率についてはほぼ同程度であるが、原研方式では窓部の流速は浸蝕に対する配慮からであろうか著しく小さい。窓の冷却という観点からはもう少し流速を増やすよう流量配分をした方がよいのではないか。このことによりビーム出力増に対し、内側冷却だけで対処できる出力上限を上げることはできないのか？

以上いろいろ私見を述べたが、実際には運転、使用経験を経なければ本当のところは分からない。従ってどこの計画でも考えているように、最初のターゲット (1 号機) は予想寿命の十分手前で交換し、破壊試験にまわす。そのデータに基づき以降のターゲットを少しずつ改良していく。そのような戦略がとれるよう機器の構造、構成、接続性等を十分考慮しておくことが肝要であろう。

文献

- 1) T. W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R. D. Neef : Theoretical target physics studies for the SNQ spallation neutron source, Jul-Spez-120 (July 1981).
- 2) M. Teshigawara, N. Watanabe, S. Ishikura, H. Takada, H. Nakashima, T. Nagao, R. Hino, Y. Oyama and K. Kosako : Energy deposition in target and moderators in JAERI 5 MW pulsed spallation source, submitted to JAERI Research.
- 3) S. Ishikura, M. Kaminaga, A. Suzuki and R. Hino : Analysis on perssure wave propagation and dynamic stress in mercury targets, Proc. ICNS-XIV (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, USA, June 14-19, 1998) P.288.
- 4) G. S. Bauer, H. Spitzer, G. Von Holzen, L. Ni and J. Hastings : Heat Deposition in Mercury by 24 GeV Protons, Proc. ICANS-XIV (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, USA, June 14-19, 1998) P.229.
- 5) B. Boardman, Ed. : Spallation neutron source-Description of accelerator and target-RL-82-006, Rutherford Appleton Lab. (March 1982).
- 6) D. W. Jer ng and J. M. Carpenter : Heat generation and neutron beam characteristics in a high power pulsed neutron sources, Proc. ICANS-XII (Abingdon, 24-28 May 1993) T-105.
- 7) J. M. Carpenter, R. K. Crawford, R. Kleb and A. E. Knox : Conceptual design of the target stations of the IPNS Upgrade, Proc. ICANS-XII (Abingdon, 24-28 May 1993) T-95.
- 8) J. M. Carpentex, T. A. Gabtiel, E. B. Iverson and D. W. Jerng : The 10,000,000,000-volt Question : What is the best Choice of Proton energy to drive a pulsed spallation newtron

source ?, to be appeared in Physica B.

- 9) K. Skala and G. S. Bauer : On the pressure wave problem in liquid metal target for pulsed spallation neutron sources, Proc. ICANS-XIII (PSI, Villigen, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) 559.
- 1 0) The ASTE collaboration, M. Futagawa, K. Kikuchi, H. Conrad and H. Stechemesser : Nucl. Instr. Meth. A439 (2000) 1.
- 1 1) N. Watanabe, M. Misawa, S. Ikeda, Y. Masuda, M. Arai and S. Satoh : Depleted uranium target system, KENS Report-VI (1985/86), KEK Progress Report 86-2, p. 11.
- 1 2) J. M. Carpenter and D. L. Price, Ed. : IPNS - A national facility for condensed matter research-, ANL-78-88, Argonne National Lab. (Nov. 1978) p. 81.
- 1 3) J. M. Carpenter : Enriched vs non enriched vs non fissile target for pulsed neutron sources, Proc. ICANS-XII (KEK, Tsukuba, Oct. 22-26, 1980) p. 119.
- 1 4) A. E. Knox, et al. : Progress on the IPNS enriched uranium booster target, Proc. ICANS IX (PSI, Villigen, Sept. 22-26, 1986) p. 557.
- 1 5) G. J. Russell, et al. : The LANSCE target system, Proc. ICANS-IX (SIN, Villigen, Sept. 22-26, 1986) p. 177.
- 1 6) J. M. Carpenter and A. G. Hins : Experience with IPNS Targets, Proc. ICANS-XII (Abingdon, 24-28 May 1993) T-1.
- 1 7) T. A. Broome : Prospects for target and methane moderator at ISIS, Proc. ICANS-XIII (PSI, Oct. 11-14, 1995) p. 632.
- 1 8) J. M. Carpenter : Examination of discs from IPNS depleted uranium target, Proc. ICANS-XIII (PSI, Villigen, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P-697.
- 1 9) T. Broome : private communication.
- 2 0) B. Gultek : Present state of the ESS tantalum target, Proc. 13th Meeting Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (PSI, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P-518 及 7 Contribution to the Forth General ESS Meeting, ESS 95-34-M (Nov. 1995).
- 2 1) N. Watanabe and F. Ferguson, Co-Chairs : Summary of the Objective Discussions of Solid and Liquid Target for High Power Sources, Proc. ICANS-XIV (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, June 14-19, 1998) 890.
- 2 2) ESS, A Next Generation Neutron Source for Europe, Vol.III The ESS Technical Study, ESS-96-53M (Nov.1996).
- 2 3) B. R. Appleton, C. Strawbridge, T. E. Mason and T. A. Gabriel : Spallation Neutron Source Design Manual, Chaptu 6. Target Systems (Sept. 25, 1998).
- 2 4) R. Hino, M. Kaminaga, T. Aso, H. Kogawa, S. Ishikura, A. Susuki, A. Terada, H. Kinoshita and K. Haga : Spallation target development at JAERI, Proc. ICANS-XIV (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, June 14-19, 1998) 252.
- 2 5) R. Hino, M. Kaminaga, S. Ishikura, I. Yanagisawa, M. Uzawa, K. Kurosawa, K. Ikeda and

- S. Uchida : Preliminary design of mercury target - Return flow type -, Proc. ICANS-XIV (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, June 14-19, 1998) 278.
- 2 6) S. Ishikura, M. Kaminaga, A. Susuki, R. Hino and I. Harada : Analyses of Pressure wave propagation and dynamic stress in mercury target, Proc. ICANS-XIV (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, June 14-19, 1998) 288.
- 2 7) M. Kaminaga, A. Terada, S. Ishikawa, M. Teshigawara, Y. Sudo and R. Hino : Mercury target development for JAERI spallation neutron source, Proc. 7th Int. Conf on Nucl. Engng (ICONE-7) (Tokyo, Apr 19-23, 1999), Paper No,7123.

7. クライオジェニックモデレータの工学

7. 1 クライオジェニックモデレータの重要性

中性子散乱研究において冷中性子は非常に重要で、例えば ILL の高中性子束炉には冷中性子源が 2 基あり、総数約 60 台の測定器の約 2/3 が冷中性子を用いるものである。21 世紀の中性子散乱において冷中性子源は、核破砕中性子源においても高中性子束炉の場合に比べ優るとも劣らず重要となる。核破砕パルス中性子源の場合には、クライオジェニックモデレータの役割は原子炉の場合と同様に冷中性子（約 5 meV 以下）の強度を高める事、幅の狭い鋭い熱中性子パルスを得る事も極めて重要である。モデレータの温度を下げることにより、マックスウェル分布の熱中性子領域をより低いエネルギー側にシフトさせ、室温モデレータでの熱中性子領域（凡そ 20～300 meV）を減速領域にしてしまうことが出来るからである。

そのため核破砕パルス中性子源では、クライオジェニックモデレータの数の方が室温モデレータの数を圧倒的に凌駕しようとしている。表 7-1 はその様子を示すもので、KENS ではクライオジェニック対室温モデレータの数が 1 対 1 であったのに対し、IPNS Upgrade 計画（1 MW）¹⁾ では 8 : 4 にまで増加している。IPNS Upgrade では各実験の種類（測定器）毎にどのモデレータが必要か希望をとったところ、室温の H₂O モデレータを希望したのは 27 台中たったの 1 台だけであった。これではターゲットステーションの設計が不可能となるので、2つのターゲットステーション各々 6 個のモデレータのうち各 4 個をクライオジェニックにする事とした。この事に対し一方では、そんなに多数のクライオジェニックモデレータが運転、保守できるのか、建設費も非常にかさむのではないか等の反論もある。我が国の統合計画でも、ユーザー代表の意見を聞くと、全てクライオジェニックモデレータにして欲しいという声が強い。しかし、このことはクライオジェニックモデレータの有用性・重要性を改めて示しているものと言えよう。

クライオジェニックモデレータの工学では、第 4 章で述べた様な中性子性能の高いモデレータについて、先ず核発熱密度分布及び総核発熱の推定を実験及び計算により求め、その熱除去のために必要な寒剤、あるいは減速材自身の循環系の設計及びモデレータ容器の設計を行う。また、モデレータの放射線損傷とその対策、運転方式、如何にして保守をするか（メンテナンスシナリオ）、高圧ガスを含む安全対策等について十分検討し、優れたコンセプトを創出することが要求される。

本章ではこれ迄にどの様なコンセプトによりクライオジェニックモデレータが建設されてきたか、運転経験を通じてどのような知見が得られたか、どのような問題が生じ、それらをどのように解決してきたかについて述べ、今後建設される大規模施設でのより優れたコンセプトの創出のための参考になればと考える。

7. 2 クライオジェニックモデレータの核発熱

KEK の KENS-I（1980 年稼働開始）の開発研究をしている頃は、核破砕ターゲットに密着して置かれるクライオジェニックモデレータの核発熱がどの位になるかについてまだよく分かっておらず、計算値の信憑性もあまりなかった。KENS では固体メタン（S-CH₄）の使用が考えられて

表 7-1 スポレーションパルス中性子源施設における
クライオジェニックモデレータの占める割合

施設	モデレータ総数	クライオジェニックモデレータの数
KENS	2	1
ISIS	4	2
IPNS	4	3
IPNS Upgrade	12	8
JAERI SNS	4	3

表 7-2 クライオジェニックモデレータの核発熱の比較

Facility	Ep (MeV)	Target Material	Moderator Material/Temp. (K)	Mod. vol (cm ³)/ Size (cm x cm x cm)	Distance* (cm)	Nucl. Heat (mW/cm ³ μA)	
						Measured	Equivalent value for ref. case**
KENS	500	W	CH ₄ /20	900/12x5x15	12.1	1.28 ²⁾	2.58
ZING-P ¹	300	U-238	(CH ₂) _n /R.T.		11.5	1.2 ⁴⁾	2.86
ZING-P ¹	300	U-238	L-H ₂	368		0.5 ⁵⁾	1.2
IPNS-I (calc.)	500	U-238	(CH ₂) _n			1.54 ⁶⁾	1.54
IPNS-I (calc.)	500	U-238	L-H ₂			0.7 ⁶⁾	0.7

* Distance between center line of the target and that of the moderator

** 500 MeV protons on U-238 target

いたが、KEK の 500 MeV 陽子ビームダンプ室で S-CH₄ の代りに室温で液体であるメシチレンを用いたテスト実験を行い、当時のビーム出力 1 kW に対して核発熱は 1 W 程度であると推定した²⁾。正確な核発熱は得られなかったが、この結果に基づき KENS の S-CH₄ モデレータ系は設計された。20 K で 20 W の冷却能力を持つ冷凍機系で、1 kW の陽子ビームに対し固体メタン温度を 20 K に保つ事が十分可能であると判断し、図 7-1 に示す様なシステムを建設した^{2,3)}。KENS 完成後冷却特性の測定を行った結果、KENS のようなターゲット・モデレータ結合の高いシステムにあってタングステンターゲットの場合、容積 900 cm³ の S-CH₄ 内に発生する核発熱は、500 MeV の陽子ビーム 1 μA 当り約 1 W / μA であることが分った³⁾。この結果と当時アルゴン又国立研究所で行われていた ZING-P' (300 MeV 陽子を用いた核破砕パルス中性子源のテストファシリティ) での実験結果等を纏めると表 7-2 のようになり、また次のように要約できた⁴⁾。

- (1) 含水素モデレータの核発熱はその約 90% が速中性子のモデレータ中での減速、即ち中性子の運動エネルギーにより与えられるもので、原子炉の場合と異なりガンマ線等中性子以外の放射線による発熱、モデレータ容器の放射化による崩壊ベータ線によりもたらされる容器の発熱は比較的小さいこと。
- (2) モデレータの核発熱は、ターゲットで発生する中性子の数、モデレータの水素数密度及びモデレータ容積にほぼ比例していること。
- (3) 劣化ウランターゲットの場合には核発熱はタングステン等の非アクチノイド重金属ターゲットの場合の約 2 倍になること。

ISIS のクライオジェニックモデレータの設計で当時一番懸念されていたことは、800 MeV × 200 μA の陽子ビームに対する液体水素 (L-H₂) モデレータあるいは超臨界水素モデレータ及びポイズン型液体メタン (L-CH₄) モデレータの核発熱が、設計を既に終えた冷却系の能力内に収まるか否かという点で、それを判断するのに KENS の実測結果は不可欠であった。KENS の実測を基に求められた値 (500 MeV 陽子を劣化ウランターゲットに照射した時の容積 900 cm³ (15^H × 12^W × 5^T) の S-CH₄ モデレータの核発熱) 2.58 × 10⁻³ W / cm³ / μA (表 7-2 の最後の欄) と上述の知見とを併せて、ISIS では L-CH₄ 及び L-H₂ モデレータの核発熱が次の如く推定された。

$$P(\text{ISIS, L-CH}_4) = 2.58 \times 10^{-3} (\text{W} / \text{cm}^3 / \mu\text{A}) \times (11.5^{\text{H}} \times 10.5^{\text{W}} \times 4.5^{\text{T}}) (\text{cm}^3) \times \\ (800-120) \text{ MeV} / (500-120) \text{ MeV} \times 200 (\mu\text{A}) = 573 \text{ W},$$

$$P(\text{ISIS, L-H}_2) = 2.58 \times 10^{-3} (\text{W} / \text{cm}^3 / \mu\text{A}) \times (12^{\text{H}} \times 11^{\text{W}} \times 8^{\text{T}}) (\text{cm}^3) \times \\ (800-120) \text{ MeV} / (500-120) \text{ MeV} \times 200 (\mu\text{A}) \times \\ 0.6 (\text{L-H}_2 \text{ の L-CH}_4 \text{ に対する水素密度比}) = 585 \text{ W}$$

表 7-3 及び 7-4 に示す ISIS の設計パラメータはこの値を基に決定された⁵⁾。ISIS の完成後の実測で、これらの推定値はかなり過大評価であることが判明した。その理由の一つは、KENS の実測値はターゲット・モデレータ結合の非常に良いコンパクトなシステムで得られた値であるからであり、ISIS で実際より高い値が出て当然である。実測値が設計値よりかなり低かったため、設計時に想定した超臨界水素の使用は必要なくなり、液体水素の状態で運転されている。

表 7-3 ISIS 液体水素モデレータの主要諸元

MAX. DIMENSIONS:	12 cm H, 11 cm W, 8 cm D,
VOLUME:	≈ 1 LITRE
HEAT INPUT:	
NUCLEAR IN H ₂	454 w*
NUCLEAR IN ALUMINIUM	30 w†
THERMAL INTO MODERATOR	35 w
	<u>519 w</u>
TRANSFER LINE (80K+25K)	6 w
CIRCULATING FAN	60 w
TOTAL REFRIGERATION	<u>585 w</u>
TEMPERATURE RISE ACROSS MODERATOR ~ 1.3°C	
H ₂ FLOW RATE:	~ 33G/SEC. (500 CM ³ /SEC)
H ₂ PRESSURE:	15 ATM ABS. (SUPERCRITICAL)

* BASED ON 1.2 MW/CM³ - μA FOR 500 MEV BEAM (REF ICANS V)
 † BASED ON 2.4 W/G FOR ALUMINIUM AND 5MA BEAM (REF SNQ DATA)

表 7-4 ISIS 95 K 液体メタンモデレータの主要諸元

MAX. DIMENSIONS:	11.5 cm H, 12 cm W, 4.5 cm D.
VOLUME:	≈ 0.6 LITRES
HEAT INPUT :	
NUCLEAR IN CH ₄	625 w*
NUCLEAR IN ALUMINIUM	13 w†
THERMAL INTO MODERATOR	26 w
	<u>664 w</u>
TRANSFER LINE	60 w
CIRCULATING FAN	60 w
TOTAL REFRIGERATION	<u>784 w</u>
TEMPERATURE RISE ACROSS MODERATOR ~ 2°C	
CH ₄ FLOW RATE:	~ 98G/SEC (220 CM ³ /SEC)
CH ₄ PRESSURE:	4 ATM ABS
BOILING POINT:	131.4K

* BASED ON 2.64 MW/CM³ - μA FOR 500 MEV BEAM (REF ICANS V)
 † BASED ON 2.4 W/G FOR ALUMINIUM AND 5 MA BEAM (REF SNQ DATA)

7. 3 統合計画におけるクライオジェニックモデレータの核発熱

統合計画 5 MW 核破砕パルス中性子源計画では、第一期でビーム出力 1 MW、最終的（第二期）に 5 MW に到達することを目論んでいる。予算上の制約もあり、最初は 3 GeV シンクロトロン 1 台、ターゲットステーション及び実験室も 1 つしか建設しない。しかし、将来 5 MW に到達した時点でも最初のターゲットステーションに設置されたクライオジェニックモデレータが核発熱の点からも使用可能であることが望ましい。その可否は計画の今後の戦略に大いに影響する。そのため原研で提案されているターゲット・モデレータ・レフレクタのコンセプト（図 5-5）に基づき、核発熱密度分布が計算され、図 5-15 に示すような結果を得たことについては既に第 5 章で述べた通りである。熱負荷が非結合型の 1/2 以下であるプレモデレータ付結合型 L-H₂ モデレータの場合でも、もしー系統の L-H₂ 循環系で二つのモデレータを直列につないで L-H₂ を供給しようとする、二つのモデレータでの温度上昇を 3 K に抑えようとする場合、4~5 l/s というあまり現実的でない流量率が必要となる。最近原研がこの分野の専門家として招へいた T. Lucas (ORNL) は、それぞれ独立の L-H₂ 供給系が必要であろうと助言している。

7. 4 KENS の固体メタンモデレータ

S-CH₄ モデレータは初めて KENS で核破砕中性子源に設置され、中性子散乱実験に極めて優れた能力を発揮することが立証された。ターゲットから漏洩する速中性子 1 個当り冷モデレータから得られる冷中性子ビーム強度（ここではこの値を冷中性子変換効率と呼ぶ）で比較すると、KENS の非結合型 S-CH₄ モデレータ (20 K) は ISIS の非結合型 L-H₂ モデレータ (25 K) の実に 8 倍の効率を有することが実証された^{6,7)}。KENS の S-CH₄ モデレータ系は図 7-1 に示す。リザーバタンクからのメタンガスは、モデレータ容器の上部に設置された熱交換器で冷却された容器天井で液化され、滴下して容器 (15^H×12^W×5^T cm³) に溜まる。リザーバーの容積は、モデレータ容器を液体メタンが丁度満たす量の標準状態のメタンガスの容積に合わせてあり、全メタンガスが液化しモデレータ容器を満たすと、固化が始まる。ゆっくり冷却することにより、理論密度に近い良質の固体メタンが得られる。冷却は 20 K で 20 W の冷凍能力を持つ冷凍機から、4.2 K の気液混合ヘリウムを前述の熱交換器を通して循環させることにより達成される。熱交換器からメタンへの熱伝達はモデレータ容器を通して行われるので、容器は低温での熱伝導度が高くなければならない。その為容器材料にアルミ合金は使用できず、機械的強度に不満はあるが、純アルミを使用している。また容器壁厚はビームを取り出す面で 4~5 mm、背面では 7 mm を採用している。モデレータ温度のモニタリングにはモデレータ容器の外面に接着された低温用熱伝対 (2~3 個所) の他に、容器内に水素蒸気圧温度計が計装されている。この温度計は 20 K 近傍で最も精度、信頼度の高い温度検出器である。

このように固体冷モデレータではモデレータと寒剤は独立で、モデレータ物質そのものを外部回路に循環させることはできないため、熱出力に応じ必要な熱交換・熱伝達を確保しなければならない。容器の壁は簡単に所定の温度に達するが、固体のモデレータは一般には熱絶縁体であるため、モデレータ温度を所定の低温に保つには種々の工夫が必要となる。例えば KENS-I (ビーム出力約 1 kW、タングステンターゲットという初期の低出力段階) では、モデレータ容器内に

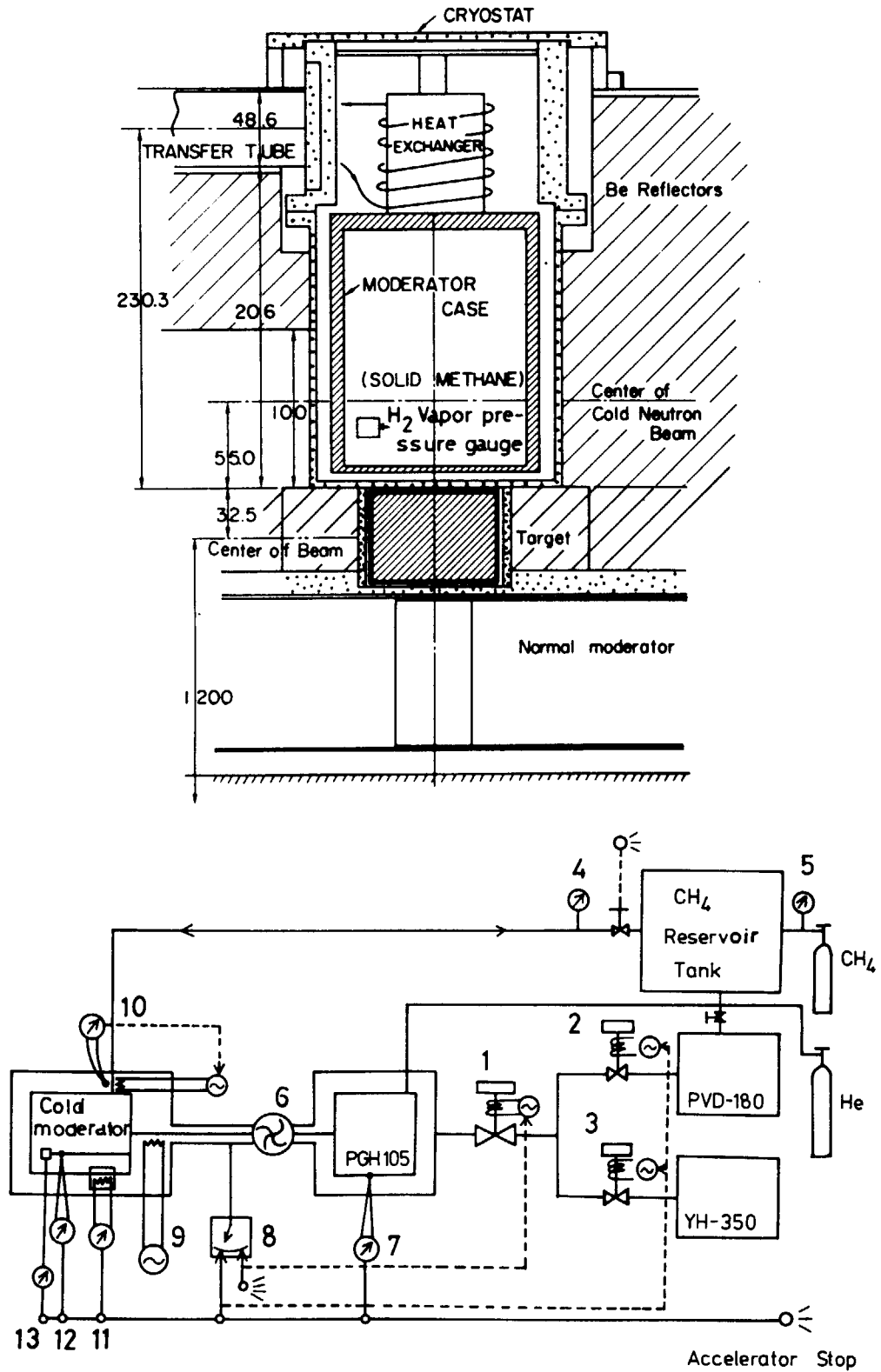


図 7-1 KENS-1 の 20 K 固体メタンモデレータ (上図) 及びその冷却系 (下図)

は何の工夫もなく、十分時間をかけて中心部まで 20 K に保つことが出来たが、KENS-I' (加速器及びターゲットの性能向上後の後期の段階、ビーム出力 5~7 kW、劣化ウランターゲット使用) では、図 7-2 に示す如き改良が加えられた⁸⁾。即ち 5 cm 厚の固体メタン容器内には 1 cm 間隔で厚さ 1 mm の純アルミ板が挿入され、固体メタンの熱伝導度の不足を補完すると共に、天井の熱交換器の他に容器の側壁 (冷中性子ビーム取り出しの無い側) の中にヘリウム気液を直接流し、容器の冷却を補完するよう改良された。

さて一定の運転時間の後、放射線損傷をしたメタンを交換するのは非常に容易である。即ち冷凍機をスイッチ・オフにすると系の温度がゆっくり上昇し、S-CH₄ は全て液相を経て気化し、リザーバタンクに自然に還流する。急いで温度を上げると、容器のガスの出口 (入口を兼ねる) 部分が凍結し、ガスの逃げ場がなくなり危険であるので、この出入口部分をヒーターで加熱し、このような不測の事態を回避している。

KENS-I' では最初の頃は通常一週間の連続運転の後、メタンを一旦気化させ、新しいガスに交換の後、次のビームタイムからは新しい固体メタンを実験に供するようにしていたが、後に述べる「バープ」という蓄積化学エネルギーの爆発的放出が問題となり、特殊な運転を余儀なくされるようになる。

7. 5 IPNS の固体メタンモデレータとバープ

KENS での S-CH₄ モデレータの成功を基に IPNS でもこれが採用され、現在では 2 系統が稼働している。このモデレータの原理・構造等は殆ど KENS の場合と同様であるので説明は省略する。S-CH₄ の熱伝導度の不足を補うのに、IPNS ではモデレータ容器の中に図 7-3 に示すような商品名 Duocel と呼ばれるオープン構造の多孔質アルミ (孔が閉じてない。この例では密度 6%、1 インチ当りの孔数約 10) を充填している。IPNS の S-CH₄ モデレータで特記に値することは「バープ」の発見である。分子性含水素固体モデレータは一般に放射線損傷に弱く、モデレータとして用いるには問題であるという意見は古くより存在した。加速器中性子源に S-CH₄ モデレータを最初に用いたのは北海道大学電子リニアックパルス中性子源で、その経験を基に KENS で実用化されたが、このいずれの中性子源でもメタンの放射線分解・重合ははっきり確認されていたが、「バープ」といわれる現象は知られていなかった。これは積分線量がバープを起こすまでに至らなかった為であることが後に判明する。

IPNS の陽子ビーム出力は 450 MeV×12 - 14 μA、且つ劣化ウランターゲット使用で、KENS-I より発生中性子数で約 8 倍高かった。この様な状況で IPNS を運転すると、比較的早い時期に突如としてモデレータ温度が爆発的に上昇し、クライオスタットの真空間隙の真空度が急に悪くなるという現象に遭遇した。しかもこの現象は一定周期で繰返し、モデレータ温度が低いほど周期が短くなるというものであった。KENS に対し IPNS から直ちにそのような経験の有無の問い合わせがあったが、我々には全く未知の現象であった。IPNS におけるこの現象の典型的な記録例を図 7-4⁹⁾ に示す。Carpenter は、メタンの放射線損傷により生成された水素原子が、固体メタン中に蓄積され、温度で決まる一定の濃度に達すると、一挙に雪崩をうって H₂ に再結合し、エネルギーを放出するのであろうという仮説をたて、その解明に努力した⁹⁾。また彼はこの現象が「げ

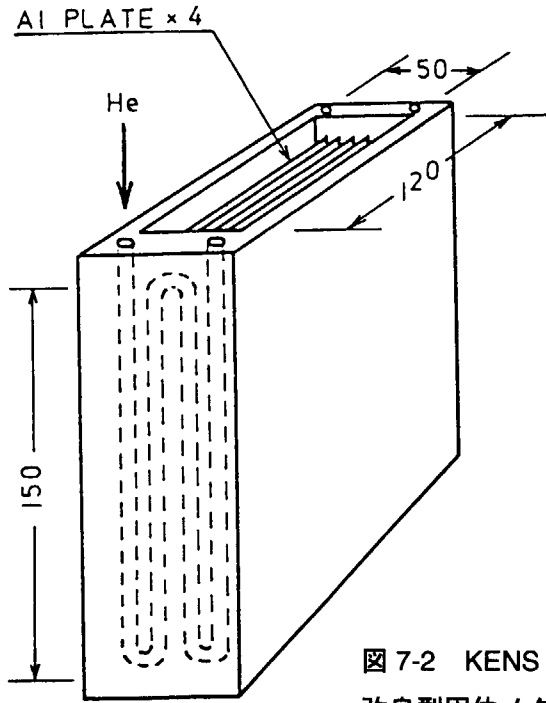


図 7-2 KENS-1における改良型固体メタンモデレータ

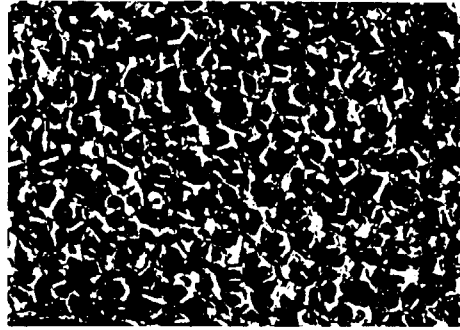


図 7-3 IPNS 固体メタンモデレータの熱伝導度補完用に用いられている特殊多孔質アルミ材の写真

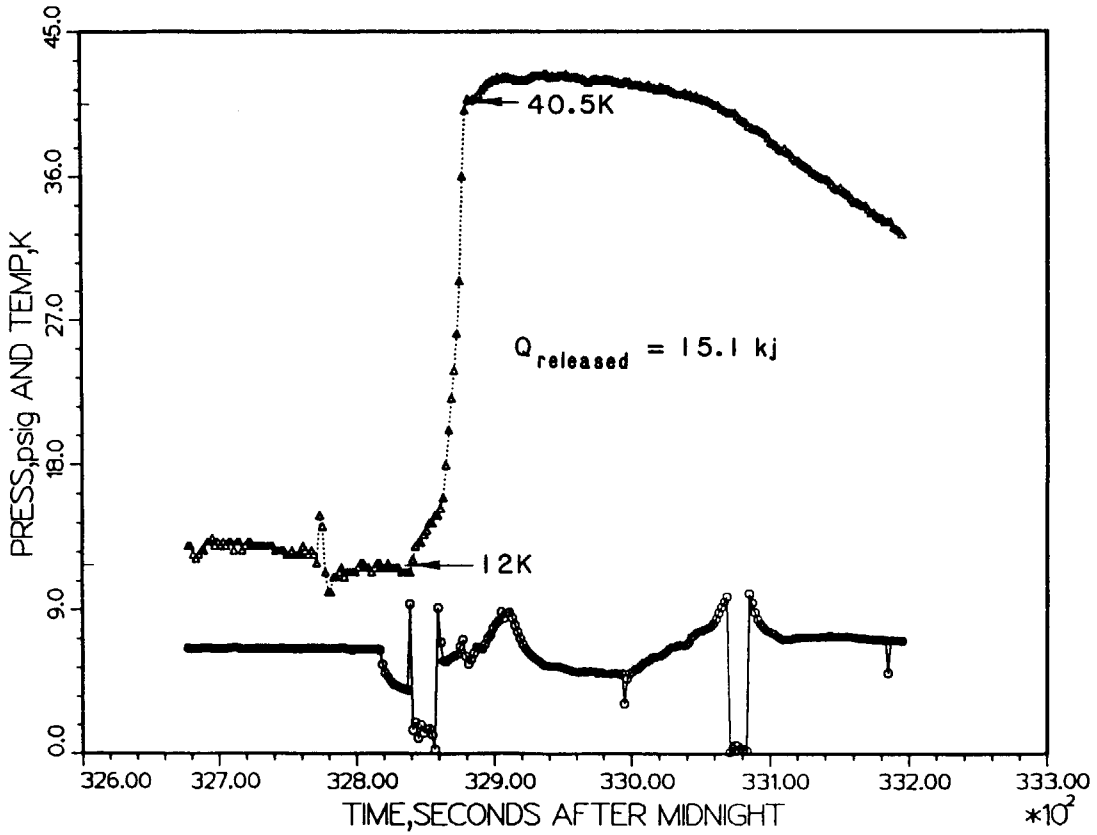


図 7-4 IPNS の固体メタンモデレータで観測されたパルプの典型的な記録例
(上：モデレータ温度、下：冷凍機のヘリウムガス背圧)

っぷ」に似ているので「バープ (burp)」と命名した。図 7-4 の下の曲線は冷凍機のヘリウムの背圧で、これが急に下がることはクライオスタットの熱負荷が急激に上昇したことを意味している。またこの図には示されていないが、真空断熱間隙の真空の急激な劣化は、排気ガスの分析の結果、水素ガスであることが判明している。

バープは何回か繰り返すうちにクライオスタットを破壊してしまう。まれには 1 回で破壊に至ることもある。IPNS からのこの報告を受けた直後に、KENS-I は KENS-I'への改良を終え、運転を再開していた。陽子ビーム出力は $500 \text{ MeV} \times (3\sim 4) \mu\text{A}$ であったが、ターゲットがタングステンから劣化ウランに変更された事と併せて、発生中性子数は KENS-I の時の約 4 倍に達しつつあった。ビーム出力が次第に上昇し、連続して運転する日数が長くなっていったある日、突然最初のバープを経験することとなった。バープの起こる迄のターゲットへの積分陽子数は約 6×10^{18} 個と推定された。このようなバープを計 3 回経験し、クライオスタットは完全に使用不可能となり交換した。KENS-I'で経験した 2 回のバープ記録を図 7-5 に示す¹⁰⁾。1987 年 1 月のバープ (右図) では、温度や真空度は殆ど回復せず、クライオスタットは完全に破壊されたものと判断した。

7. 6 バープ対策

KENS-I'ではそれ以降の運転で「バープ」を回避するために、積分陽子数が 6×10^{18} に至る十分前に、固体メタンを新しいメタンに交換する事とした (ターゲットに入射する陽子ビーム強度が約 2.4×10^{13} P/S であったので、2 日に 1 回)。図 7-6 に示す如く、冷凍機の停止、 S-CH_4 の気化、リザーバタンクへの回収、排気、新ガス充填、冷却開始、液化、固化、20 K への冷却を非常に短い時間でやってのける方法を開発し¹¹⁾、今日まで続けている。最初は上の図に示す如く、かなりの時間を要したが、その後は下の図に示す如く約 4 時間で交換できるようになった。KEK の 500 MeV 陽子加速器は、ウイークデイの午後 1 時から 5 時迄のいわゆるゴールデンアワーが筑波大学の陽子線医学利用に供せられ、この時間帯は中性子散乱には使えない。丁度この時間帯でモデレータの更新をしてしまうようにしたのである。

一方、IPNS では S-CH_4 の温度を高めに設定して運転すると共に、頻繁にモデレータを昇温させ、化学エネルギーがあまり蓄積する前に人工的に小さなバープを起こさせ、大地震に至らないようにすることでバープを乗り切っている。

ロシアの Dubna にあるパルス炉 IBR-2 には冷モデレータが無く、冷中性子の重要性を考慮して何とか冷モデレータを設置したいと考えている。しかし液体水素の使用は原子炉の安全上の理由から困難であるとして、固体メタンモデレータの設置を目論んでいる。しかしバープに対する十分な対策が見出されておらず、実際の使用はまだである。最近ではバープの実験的研究は Dubna が最も進んでいる。

7. 7 ISIS におけるクライオジェニックモデレータとその問題点

ISIS には表 7-3 及び 7-4 に示す如く、液体水素 (L-H_2) 及び液体メタン (L-CH_4) モデレータがある。その詳細を述べると共に、統合計画の今後の参考のために、この様なクライオジェニッ

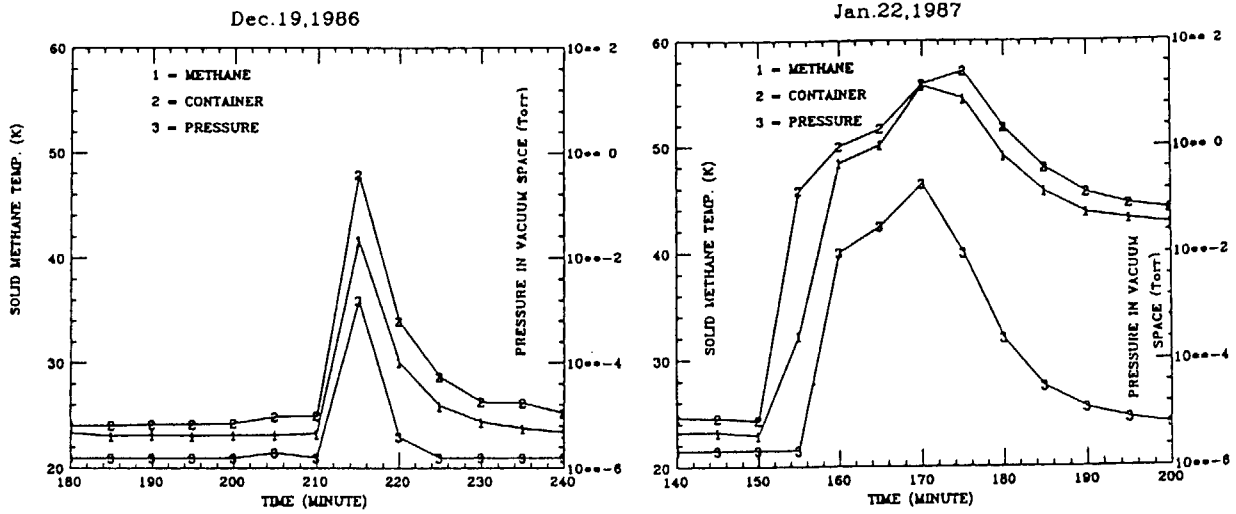


図 7-5 KENS-Iの固体メタンモデレータのバープ記録。
 曲線は上からメタン温度、モデレータ容器温度、真空断熱間隙の真空度

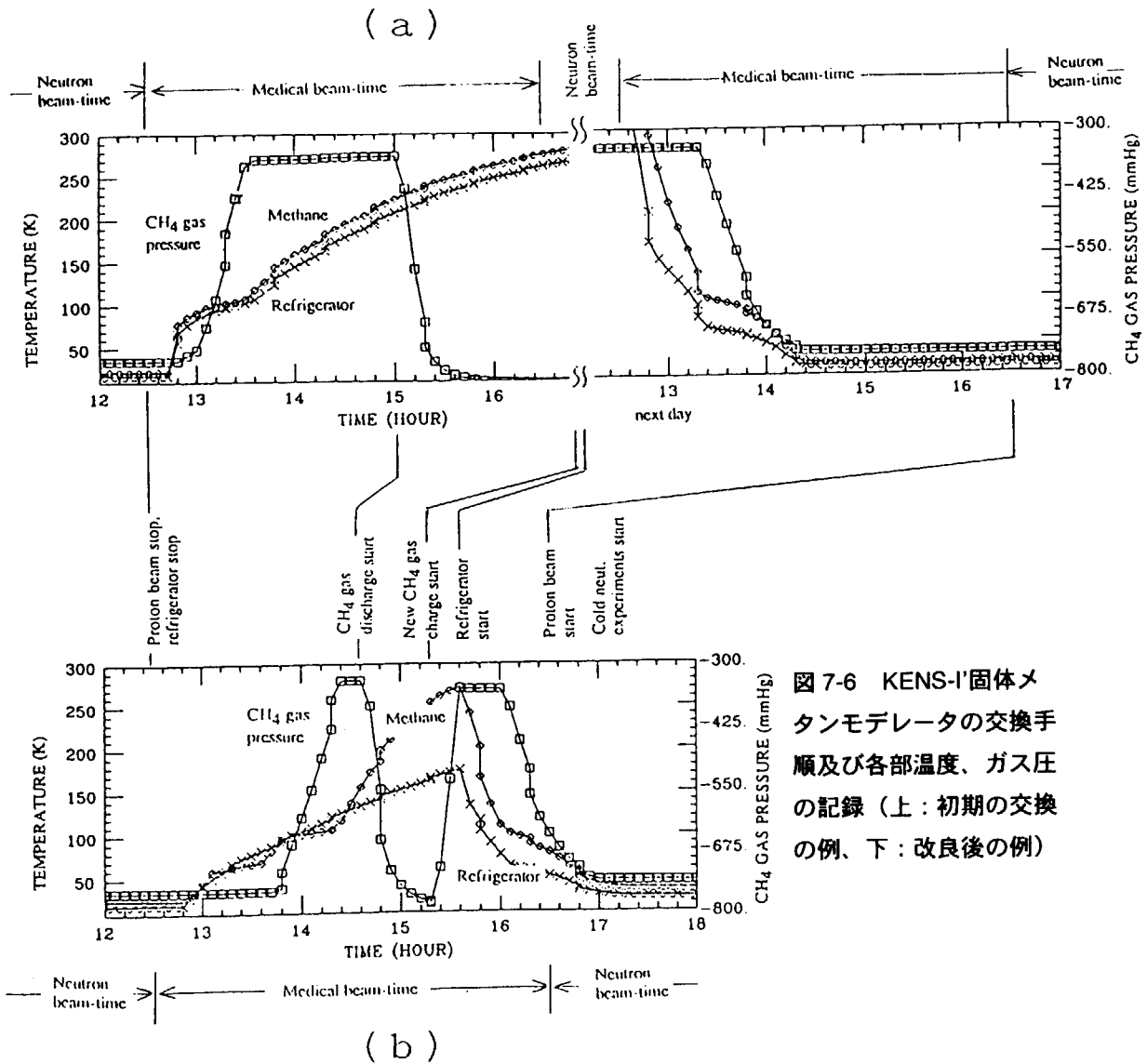


図 7-6 KENS-I固体メタンモデレータの交換手順及び各部温度、ガス圧の記録 (上: 初期の交換の例、下: 改良後の例)

クモデレータを考えるに至った経緯及び種々の問題点と、それをどう克服しようとしたかについて紹介したい。

S-CH₄ が使用できれば強度の高い冷中性子を得るためにも、また幅の狭い熱中性子パルスを得るためにも一番良いことは KENS の経験からもよく判っていたが、S-CH₄ は放射線損傷のため使用できない（この当時まだバープの存在は知られていなかった）。そこでまず、冷中性子用として L-H₂ を考えた。当時はできるだけ高い時間積分冷中性子強度を得たいという要請はどちらかといえば希薄で、パルス中性子は総て幅の狭い方が良いとする考えに重点がおかれていた為、結合型ではなくデカップラーのある非結合型が採用された。ターゲットの上部・下部各 2 個置かれるモデレータのうち、このモデレータは下部の下流、即ち上流に比べ一次中性子強度が低い、俗に言う二等席であったことと非結合型液体水素であることが、結果として KENS S-CH₄ モデレータの 1/8 の効率しか得られなかった事の大きな理由となった。モデレータの温度は表 7-5 に示す如く 25 K とし、約 500 W という大きな核発熱でも沸騰による大きな密度変化及び致命的に不安定な流れが生じないように超臨界水素を選んだ。従って系の圧力は 15 気圧が必要となった。超臨界水素の容器には図 7-7 の左に示す構造・形状が採用された⁵⁾。第一近似として容器の曲率半径と壁厚の比が、与えられる応力に対して一定という条件で設計をされた。従ってフラットに近い（曲率半径の大きい）面に対しては厚い壁厚が、曲率半径が小さくしてもかまわないなら薄い壁厚が採用できる。冷中性子強度の観点からはターゲット・モデレータ間隙をできるだけ小さくしたいので、フラットに近い面の方が良い。また、曲率半径が小さいと中性子飛行時間法における中性子の出発点がぼけ、実効的にパルス幅をその分広げてしまう。一方曲率半径を大きくして厚い壁を採用すると、冷中性子の透過率が悪くなり、中性子経済を損ねる。そこで当時としては機械的強度も中性子透過率も優れているアルミ 3.5% マグネシウム合金が採用され、15 気圧に耐えるため曲率半径は 250 mm、壁厚 5 mm と決定された。水素モデレータ容器は 3 重構造で、真空断熱層と外筒との間に 1 気圧より少し高い圧力の純粋なヘリウムガスのバリア層を設け、万が一外筒にリークが生じても周辺のポイドベッセル（95%ヘリウムを 1 気圧より少し低い圧力で充填してある）から純度の低いヘリウム、即ち 5%濃度の空気が、真空層に侵入しないようにしてある。空気が侵入すると放射線によりオゾンや窒素酸化物が生成され、爆発の恐れが生ずることへの対策の為である。

次に L-CH₄ モデレータについて述べる。S-CH₄ は使用できなくても、L-CH₄ なら放射線分解・生成物を外部回路で連続的に除去できるだろうという発想から採用された。20 K S-CH₄ ではパルス幅の狭い減速中性子領域の下限を約 20 meV まで拡張出来るが、L-CH₄（例えば 100 K）ではその下限は約 50 meV に留まる。従ってそれ以下のエネルギーでは、かなりの中性子強度の損失はあるが、ガドリニウム (Gd) 板を挿入（ポイズニング）してパルス幅の急激な増大を抑えるようにしている。L-CH₄ は液相の幅が非常に狭く（1 気圧では融点が 96 K、沸点が 112 K）、取り扱いにくい。そこで 4 気圧に昇圧し、沸点を高くしている（131.4 K）。モデレータ容器の構造・形状・寸法等は図 7-7 の右及び表 7-4 に示す通りである。容器の材料、曲率半径は水素モデレータの場合と同じであるが、使用圧力が低いので壁厚は水素モデレータの場合より薄く、3 mm に決定された。両モデレータ容器の試作器は、定格の 1.5 倍以上の水圧で加圧テストが行わ

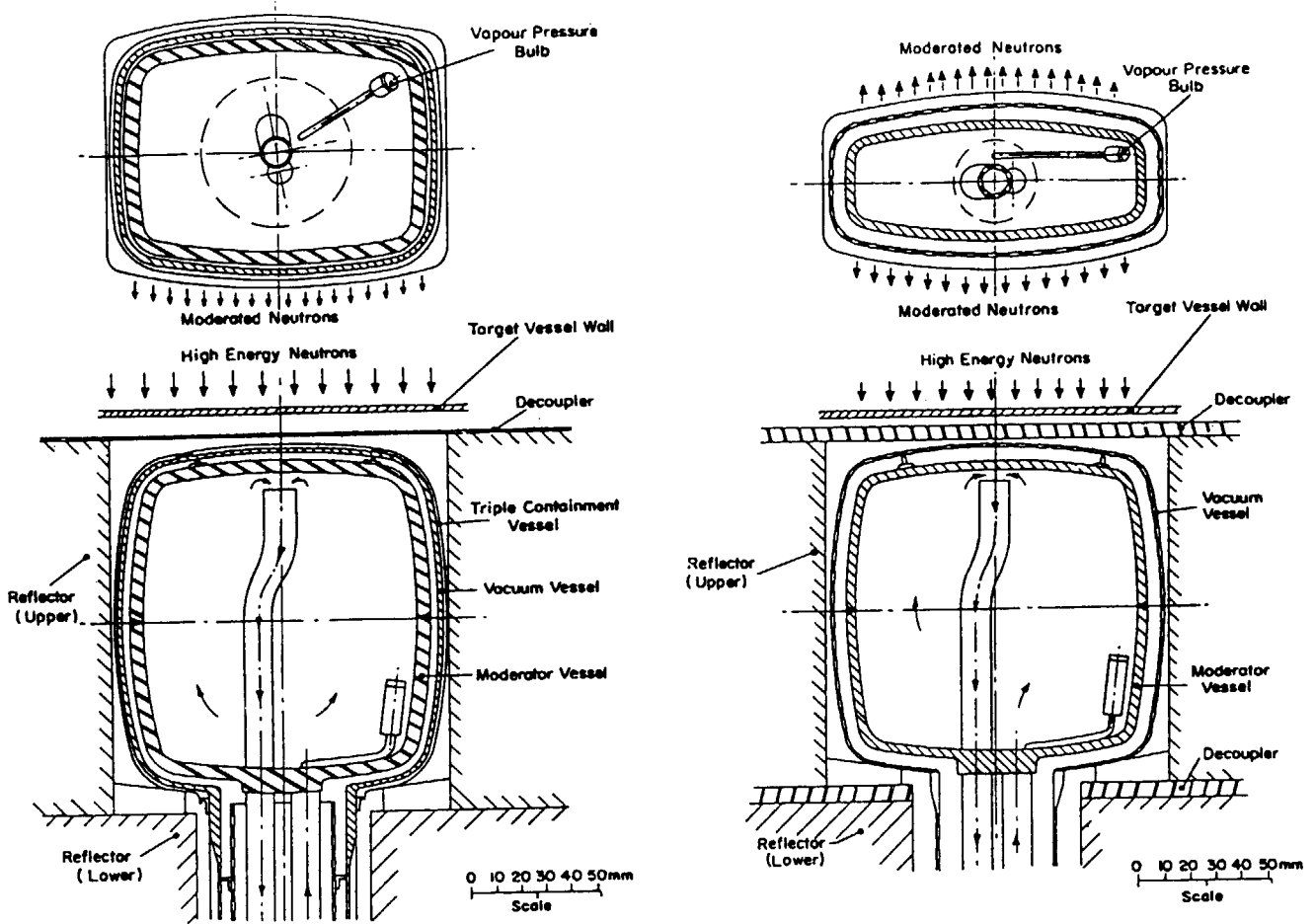


図 7-7 ISIS の液体水素 (左) 及び液体メタン (右) モデレータ

れ、応力、変形、安全性等が確認された。実器についても同様のテストが実施された後、実用に供された。

次にこれらのモデレータの冷却系について述べる。モデレータ及び容器の核発熱は全熱負荷の約 90%を占めるので (表 7-3、7-4 参照)、所要の冷却能力は核発熱に大きく依存する。核発熱の過小評価はモデレータ温度が設計値に到達出来ない事を意味し、逆に過大評価はこのようなシステムが非常に高価であることから、予算の大きな無駄使いになる。従って系の熱負荷を如何に精度良く見積もるかはその最初の大きな仕事となる。ISIS でこれをどの様にして決めたかについては既に述べた。ISIS の冷却系の決定で非常に論議になった主な事項は次の如くであった。

- (1) 後述の図 7-9 に示す簡単なシステムでモデレータ温度を±1 K に制御できるか。
- (2) 陽子ビームのオン/オフによりモデレータ温度が暴走しないか。
- (3) 線源台車の移動に伴い必要となる輸送管の切り離しジョイントを何処に置くか。またリー

クに対する信頼度の高い遠隔着脱可能なジョイントが得られるか。

(4) L-CH₄の固化をどの様に防止するか。

(5) 3重構造容器中のヘリウムバリア層は、空気が侵入した際水素モデレータ容器表面での空気の固化(クライオポンプとして働く)を防げるか。

(6) 液体メタンモデレータ系では、メタンの放射線分解生成物で作られる沸点の高い重合体が、どのくらい容器に蓄積するか、またどの様にしたらそれが除去できるか。

ISIS クライオジェニックモデレータの冷却系の設計で頭を悩ませたのは次の二つの方式の選択であった。

(1) L-H₂ または L-CH₄ はモデレータの近くにサーキュレータ及び熱交換器を置き、遠くに置かれた冷凍機から低温ヘリウムガスを輸送する。

(2) L-H₂ または L-CH₄ を長い輸送管を通して循環させる。

(1) の方式は可燃性ガスの輸送に係わるエリアを小さくできるが、サーキュレータを放射線レベルの非常に高い場所に置かなければならない欠点がある。またそこに熱交換器が置かれるので、所要のモデレータ温度の実現に必要な冷凍機の運転温度がより低くなければならなくなる。種々論議の後、ISIS ではサーキュレータの遠隔保守の困難性から(2)の方式が採用された。

次の問題は冷却系のレイアウトである。全システムは図 7-8⁵⁾の上図に示す如きトローリー上に組み上げられ、約 8 m 水平移動できる。L-H₂ 及び L-CH₄ 用の輸送管は図 7-8 の下図から明らか如く、第一及び第二遮蔽プラグを貫通し、全長 16 m にも達するので、遮蔽プラグを分解せずに輸送管を着脱することは不可能である。そこで輸送管は実現可能な最高の信頼度で全溶接構造とし、その交換は先ず考えなくてもよい様にし、図 7-8 の下図に示す第一遮蔽プラグとモデレータ間の適当な場所に遠隔操作可能なジョイントを設ける事とした。冷凍機は非常に狭い空間に押し込めざるを得ず、コンパクトな設計となっている。L-H₂ 用及び L-CH₄ モデレータ用冷凍機の性能を表 7-5 に、また最終的に採用された両モデレータのシステム図を図 7-9¹²⁾に示す。

ISIS の運転経験を積むと共に次の事が分かった。L-H₂ モデレータは既に述べた如くあまり冷中性子変換効率がよくないので、時間積分冷中性子強度は十分高いとは言えなかったが、トラブルが無く運転されている。一方 L-CH₄ モデレータは、幅の狭いパルス熱中性子源として非常に優れた実績を示したが、トラブルが続出した。その事について紹介しておきたい。

図 7-9¹³⁾に示す如く L-CH₄ 循環系にはメタン分解生成物の重合により生成される沸点の高い重合体を除却するフィルターが設けてあり、ここにオイル状の物質がトラップされるだろう事は予測されていた。実際に L-CH₄ 循環系のフィルターやサーキュレータを保守の為に取り外した時、それらがオイルで濡れているのが分かった。オイルは分析の結果、炭化水素の混合物であることが判明した。循環系から採取されたオイルの粘性は運転(照射)と共に増大していった。もともと設計ではクライオ系は減圧により完全に空にでき、メタンは沸騰して出てしまい系内に非揮発性物質は残留しないはずであった。1989年の中頃から陽子ビーム出力が次第に定格値(200 μA)に近付くにつれ、このモデレータから得られる単位陽子ビーム出力当たりの中性子のスペクトル強度は減少をはじめ、図 7-10¹³⁾に示す如く運転時間と共に減少していくことが確認された。性能劣化が著しく、遂には 1990年 12月 L-CH₄ は循環しなくなった。このモデレータを

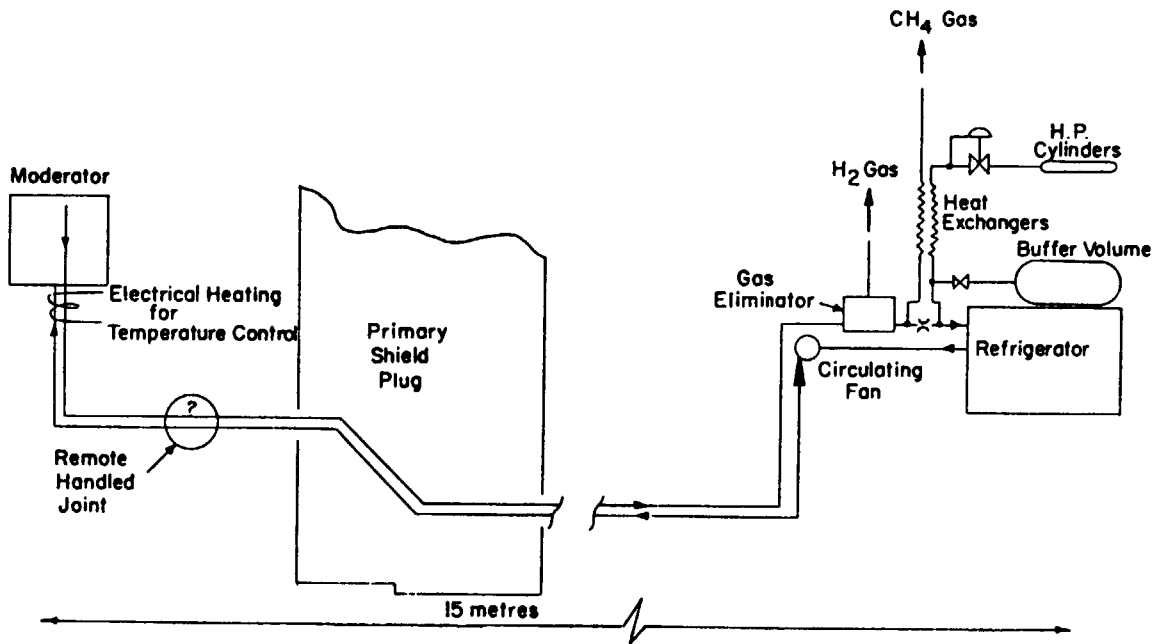
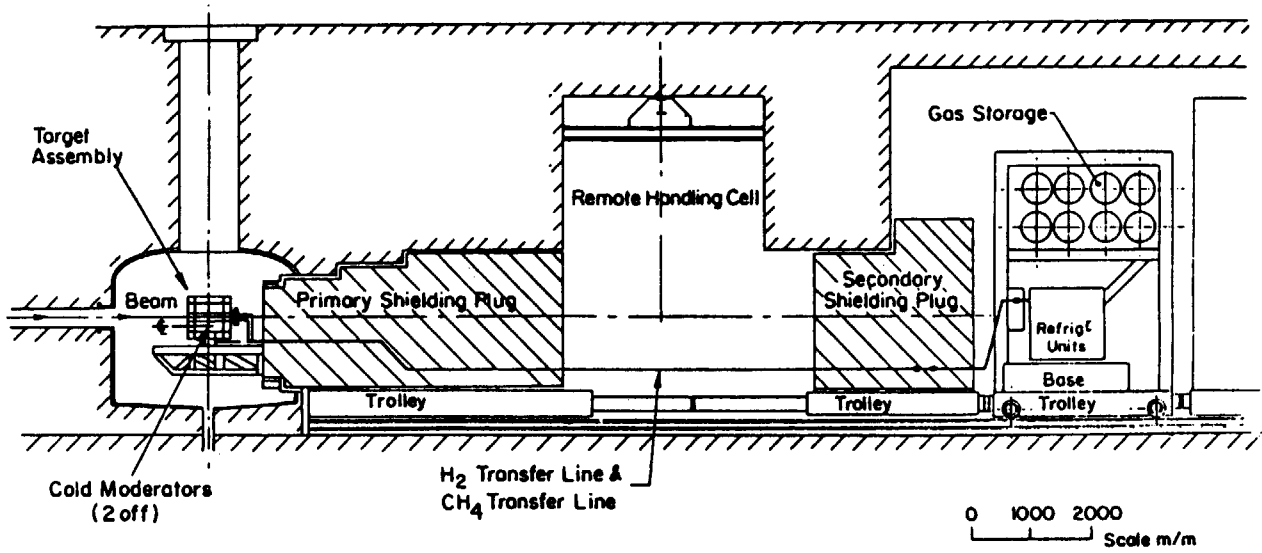
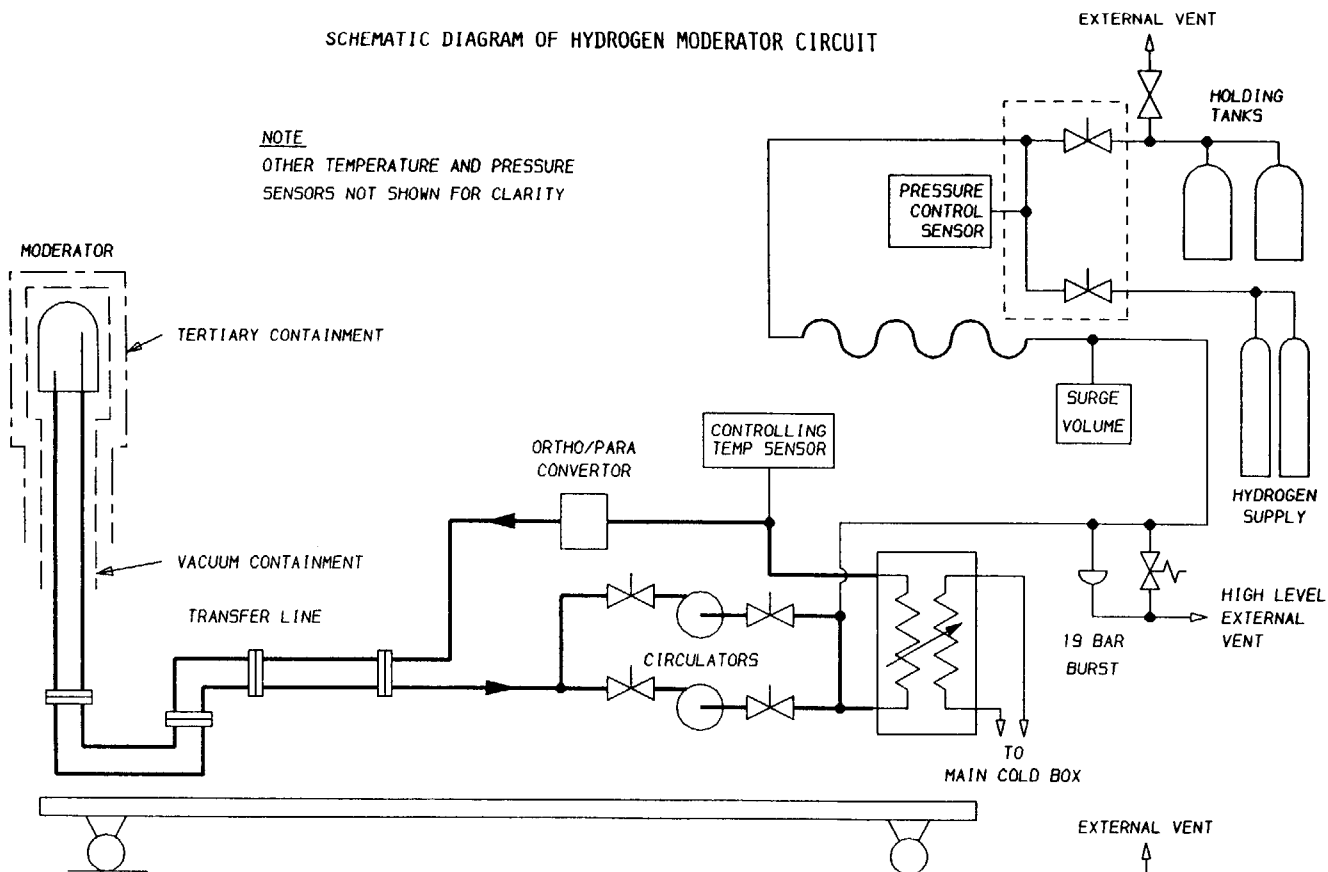


図 7-8 ISIS クライオジェニックモデレータ系のレイアウト
 上：トrolley上の配置、下：輸送管の配置と接続

SCHEMATIC DIAGRAM OF HYDROGEN MODERATOR CIRCUIT

NOTE
OTHER TEMPERATURE AND PRESSURE
SENSORS NOT SHOWN FOR CLARITY



NOTE
OTHER TEMPERATURE AND PRESSURE
SENSORS NOT SHOWN FOR CLARITY
✂ DENOTES NEW CRYO VALVE

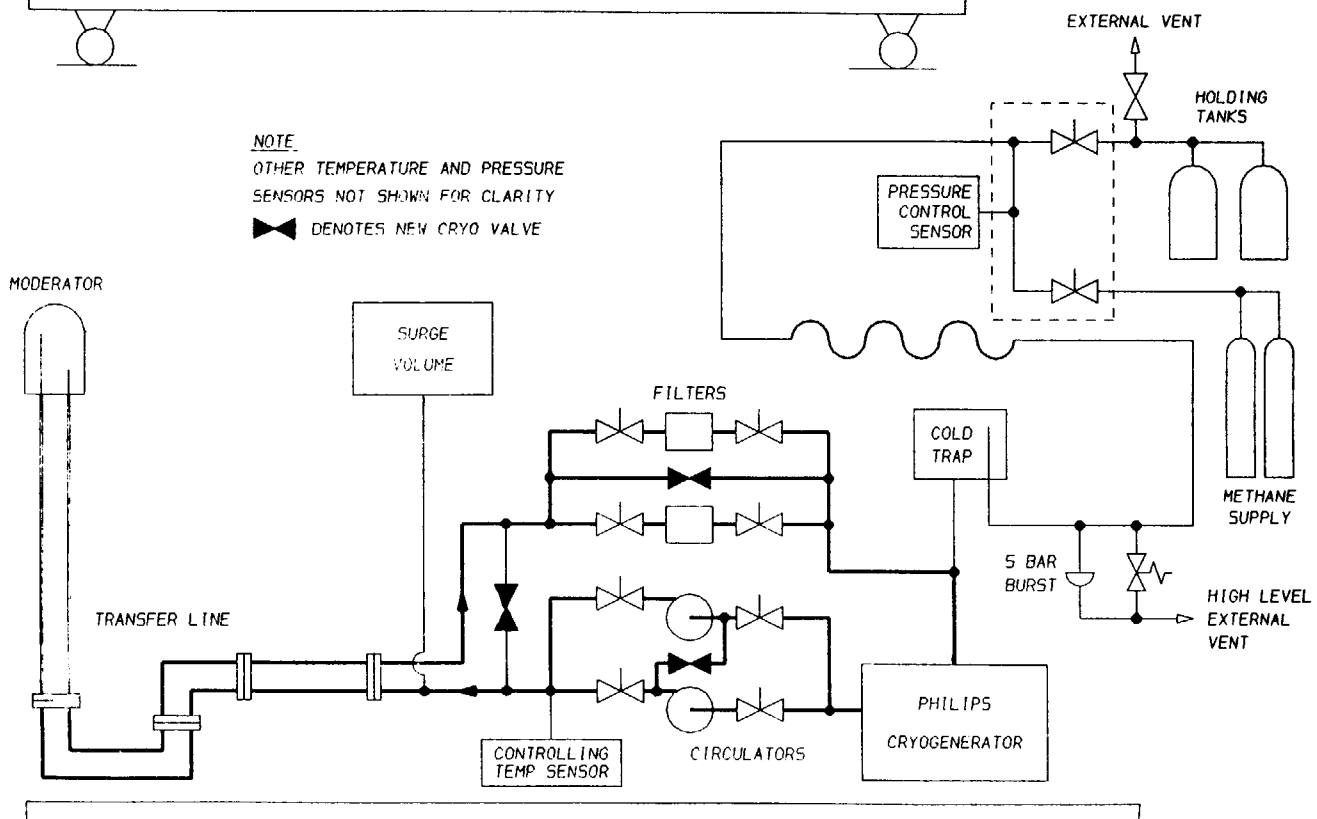


図 7-9 ISIS の液体水素 (上) 及び液体メタン (下) モデレータ循環系ブロック線図

表 7-5 ISIS のクライオジェニックモデレータ用冷凍機の主要パラメータ

HYDROGEN

~ 600 W AT 25K
 + ~ 150 W AT 80K FOR RADIATION SHIELD.
 WORKING FLUID: HIGH PRESSURE HELIUM GAS.
 TRANSFER FLUID: SUPERCRITICAL HYDROGEN.
 FLOW RATE: 500 CM³/SEC. (33G/SEC)
 PIPE BORE: 15 MM.
 CIRCUIT RESISTANCE: 40 M.
 FAN POWER: 60 W INTO TRANSFER FLUID.

METHANE

~ 800 W AT 95K
 WORKING FLUID: HIGH PRESSURE HELIUM GAS.
 TRANSFER FLUID: LIQUID METHANE.
 FLOW RATE: 220 CM³/SEC. (98 G/SEC).
 PIPE BORE: 15 MM.
 CIRCUIT RESISTANCE: 30 M.
 FAN POWER: 60 W INTO TRANSFER FLUID.

表 7-6 KENS-I 固体メタンモデレータの放射線照射（運転）に伴う生成物*

Table 1. Product yields due to the radiation decomposition of the solid CH₄ (CH₄=100%)

Sample No.	H ₂	CH ₄	CH ₂ =CH ₂	CH ₃ CH ₃	O ₂
1	0.13 %	100 %	0.03 %	0.05 %	<0.005
2	0.15	100	—	—	<0.003
3	0.15	100	0.04	0.07	<0.003

* : 500 MeV 陽子 63.2 μA · h をタングステンターゲットに照射した時の値

図 7-8 に示したジョイント部で切り離して新しい容器に交換した。そして使用済みの容器をホットセルで破壊検査してみると、驚いた事に内部は図 7-11¹³⁾に示す様に石炭の如き物質でほぼ充満されていた。これで中性子性能の著しい劣化は理解できた。寿命までの積分陽子ビーム電流は 800 MeV、劣化ウランターゲット換算で 747 mA-h であった。石炭の様な物質の沈着はモデレータ容器内に限定され、輸送管等は全くクリーンであった。この物質を ISIS で中性子散乱により調べた結果、ブラッグ反射は見えずアモルファス状態であることが分かった。これは炭化水素ガスの分解によって作られアモルファス炭素・水素アロイであった。

KENS-I では S-CH₄ モデレータを約 1 週間運転した後、回収された使用済みメタンガスの成分分析を行い表 7-6 に示すような分解生成物及び重合物質を検出している¹⁴⁾。モデレータ容器の破壊検査をしたことはないが、バンプ対策のため非常に多数回 S-CH₄ を繰返し更新した。その時容器に凝集するメタンの量に容積変化が観測されなかった。この事から判断して、固相では殆ど重合の化学反応が進行せず、昇温液化させる時には既に陽子ビームは照射を停止しているので、重合反応の進行は液相で照射された場合に比べ、大きく抑制されているのではないかと考えられている。

この様な L-CH₄ の分解、重合、炭化を防止できないまでも進行を抑え、モデレータの寿命を少しでも長くするため、ISIS では次の如き種々の努力が成された。種々のアイディアが検討されたが、最後に残ったのがオンラインで極短時間に L-CH₄ を交換する方法であった。上記沈着物は多くの過程を経て作られると考えられるので、出来るだけ早期に L-CH₄ を更新する事はこの物質の生成の抑制に効果があると考えられた。図 7-12¹³⁾はこの為の新しいシステムで、新鮮な L-CH₄ を供給するため Condenser と書かれた部分をもととの循環系に追加し、古い L-CH₄ をダンプして新しいものに入れ替えるラインを新設している。古い L-CH₄ をダンプするのに要する時間は 2 分で、予め用意された新しい L-CH₄ と入れ替えるのは極めて短時間で可能である。この様な努力にも拘わらず、L-CH₄ モデレータの 2 号機は積分陽子ビーム量 479 mA-h で 1 号機と同様の結果に終わった。寿命は改善どころかむしろ短くなった事に、我々中性子コミュニティは失望した。3 号機はより幅の狭い熱中性子パルスを得るため、Gd 吸収板 (ポイズン) を、これまでモデレータの厚さの中央に入れていたのを、両表面に近い場所に各 1 枚 (計 2 枚) を入れた構造を採用したが、時間積分熱中性子ビーム強度があまりにも小さく実用にならなかったので、4 号機に取り替えられた。4 号機からはまた 1、2 号機と同様の構造に戻している。ISIS の陽子ビーム強度 200 μA だと、毎年 L-CH₄ 容器の更新が必要で大変な負担となっている。沈着物の生成を遅くするため、プロパン、ペンタン等を少量混ぜると良い等々の意見が化学系の研究者から出ているが、現実にはあまり効果は期待出来ないようである。

以上から明らかな如く MW 核破碎中性子源での L-CH₄ の使用は全く不可能と言ってよいであろう。S-CH₄ 粒子 (又はペレット) と L-H₂ の混合モデレータも開発努力に見合う成果が期待できるか否か悩むところである。

This is a blank page.

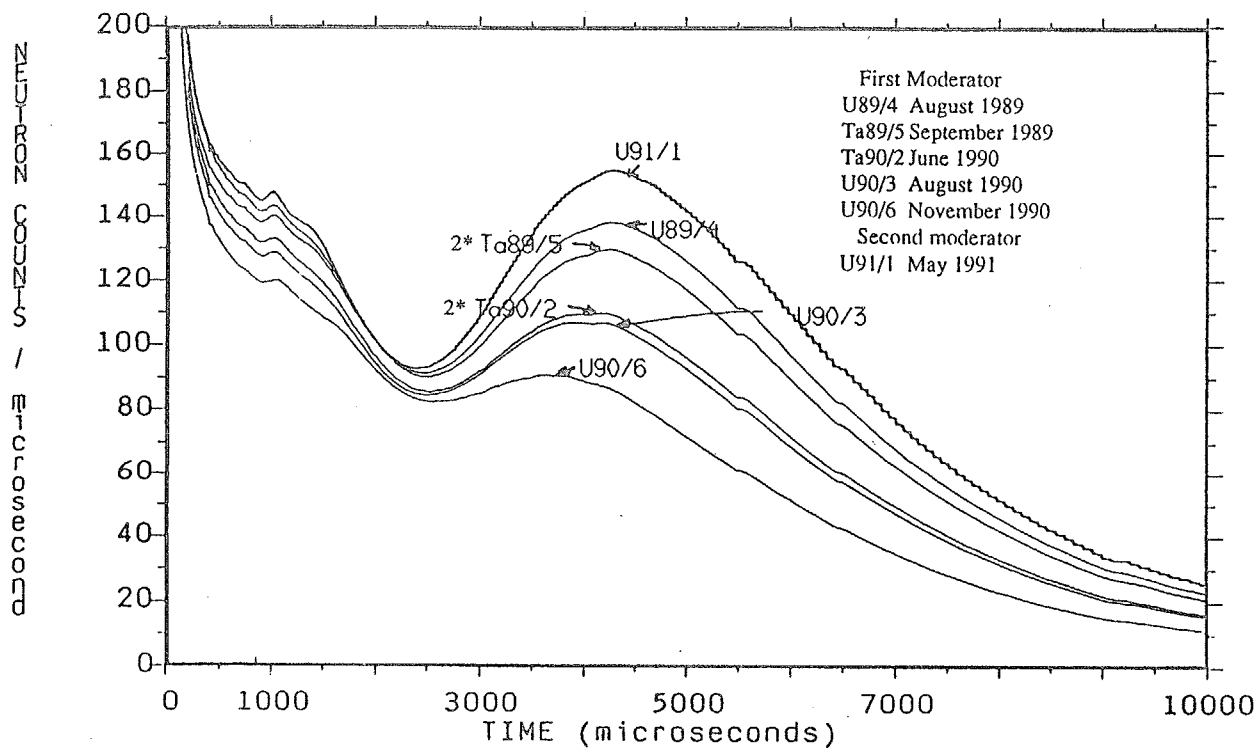


図 7-10 ISIS 液体メタンモデレータ 1 号機の中性子性能劣化の記録
 (中性子飛行時間スペクトル、即ち波長依存の中性子スペクトル強度の放射線損傷に伴う変化)

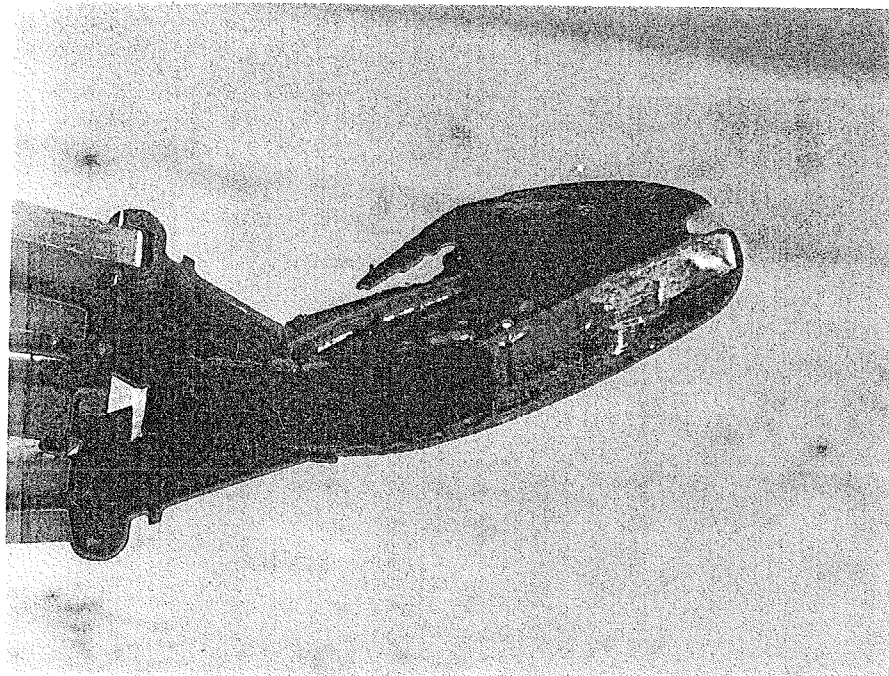


図 7-11 ISIS 液体メタンモデレータ 1 号機の内部写真 (破壊検査)
 石炭の様な黒い物質が殆ど全容積にわたり沈着している。

This is a blank page.

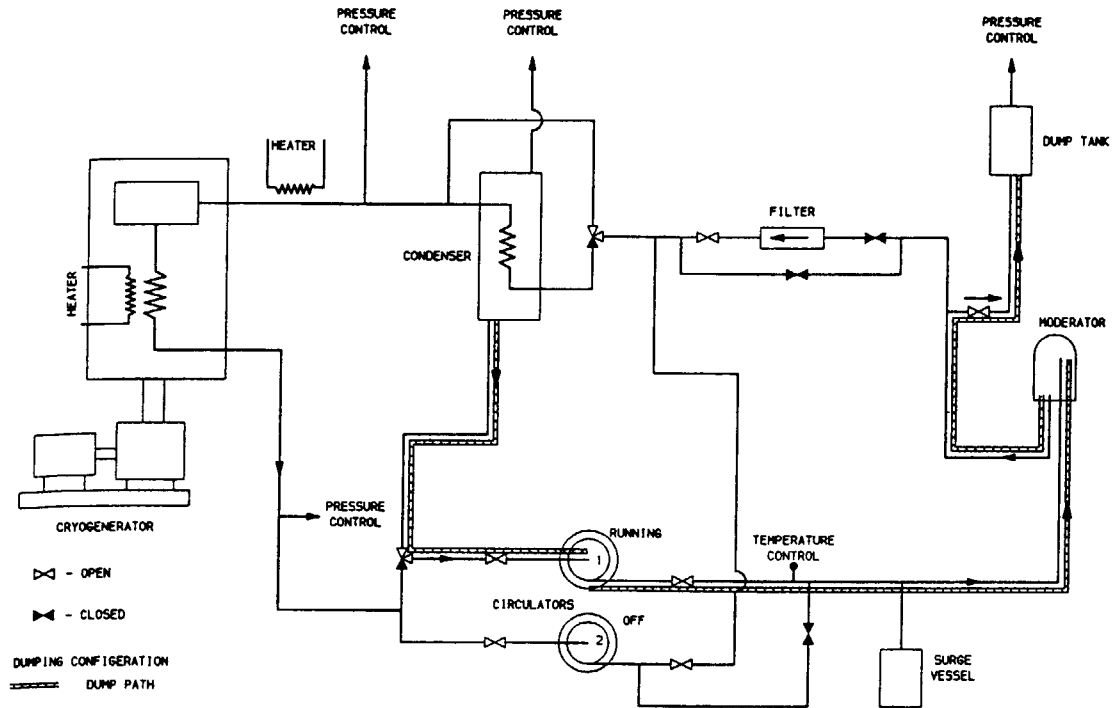


図 7-12 ISIS 液体メタンモデレータの液体メタンを極短時間で更新する為のシステム
(新たに condenser と dump path を新設)

7. 8 SNS におけるクライオジェニックモデレータ¹⁵⁻¹⁷⁾

SNS には結合及び非結合の H_2 (超臨界水素) モデレータが各 1 基ターゲットの上側に設置される予定である。この 2 個は予算の節約と技術的に可能だという理由で図 7-13 の左に示す如く、 $L-H_2$ の直列フローを考えていた。そのほかに非結合型軽水モデレータ 2 個がターゲットの下側に設置される計画であったが、後にそのうちの 1 個が液体メタンモデレータに近い性能を目指した非結合型コンポジットモデレータに変更された。このモデレータは厚さ 3 cm の軽水に厚さ 2 cm の $L-H_2$ を組み合わせたもので、両面からビームが取り出されるよう $L-H_2$ は軽水の両面に置かれている (図 7-13 (右) 参照)。原研チームの検討でこのモデレータのパルス特性は液体メタンのような 50 - 300 meV のエネルギー領域で幅の狭い鋭いパルスを与えないことが判明したが、何かほかの利用目的を考えると現在も計画からはずされていない。現在の計画では上述の合計 4 個の $L-H_2$ モデレータが全部直列につながれて冷却される予定で、冷却能力的には 2 MW でもそれは可能であるが、国際諮問委員会は $L-H_2$ 輸送管があまにりも複雑な配管となり現実的でないので改善するよう勧告している。

SNS H_2 モデレータの主要諸元を表 7-7¹⁵⁾ に示す。この表に示す核発熱 (Nuclear heat load) 及び容器壁の核発熱 (Total heat load (vessel walls only)) は陽子ビーム出力 1 MW の時の値で、2 MW ではこの 2 倍になることに注意されたい。但し、プレモデレータによる熱負荷の軽減は考慮されていない。2 MW になってもこのシステムで十分対応できるとしている。 H_2 循環系

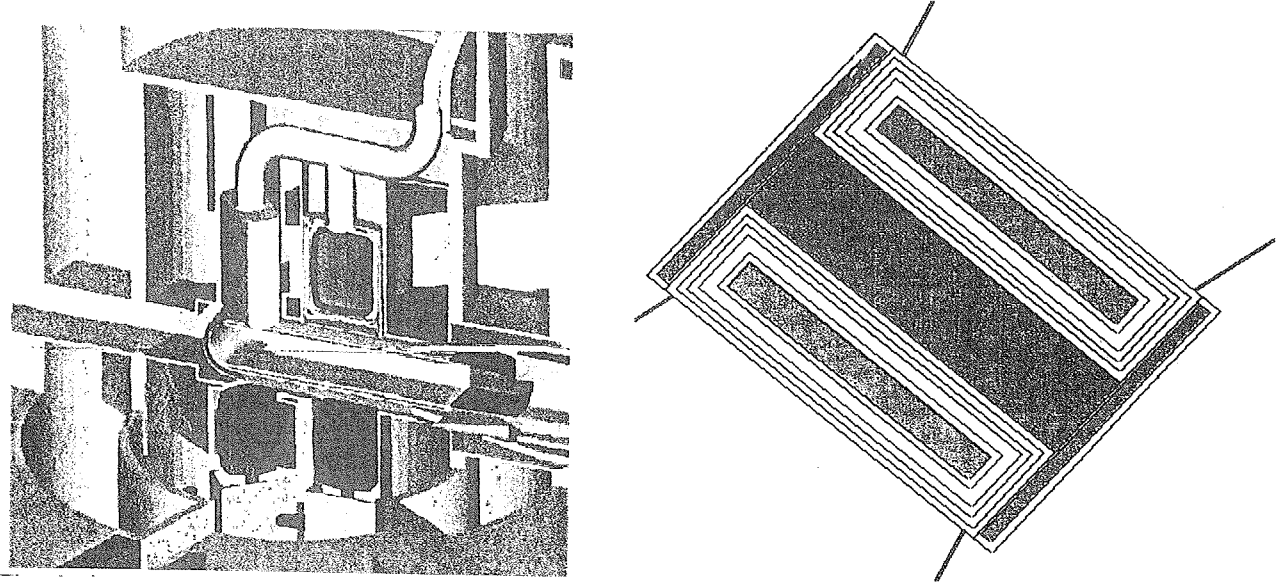


図 7-13 左図：SNS クライオジェニックモデレータの配置図（ターゲット上部の二つのモデレータが結合及び非結合 H₂ で直列に連結される）
 右図：非結合型コンポジットモデレータ（中央が 3 cm 厚軽水、両面に置かれているのが 2 cm 厚 H₂）

表 7-7 SNS H₂ モデレータ系の主要諸元

Operational Fluid data

Total hydrogen mass	1.39 kg
Equivalent gas volume at NTP	16,400 L
Storage vessel volume	5,000 L
Freezing temperature of hydrogen	14.3 K at 1.5 MPa
Main rupture disc pressure setting	1.9 MPa

Normal operation

Nuclear heat load	2.2 kW
Operating temperatures	17 K in 19.8 K out (moderator 1) 20 K in 22.8 K out (moderator 2)
Normal operational flow	1 L/s (approx. 69.4 gms/s)
Overall system pressure drop	0.1 MPa maximum

Standby operation

Total heat load (vessel walls only)	1.25 kW (estimated)
Operating temperatures	100 K in. 120 K out
Flow rate	2.25 L/s (approx. 12.1 gms/s)
Overall system pressure drop	0.021 MPa

の全フロー図を図 7-14 に示す。H₂の温度は 17-23 K の間で 1 K 以下の変動に抑えられる。SNS のクライオジェニックモデレータ系は (1) モデレータアセンブリ、(2) ポンプモジュール、(3) 熱交換器モジュール、(4) 冷凍機、(5) 輸送管、(6) 真空系、(7) 計測制御系、(8) ガス取扱い系、(9) 防爆室及びセーフルーム、(10) 不活性ガスブランケットシステム及び(11) 換気系より成る。これらについて以下に少し詳しく説明する。

(1) モデレータアセンブリ

図 7-15 は L-H₂ モデレータ容器の構造で、ISIS のそれと異なるのは中性子放出面を除く総ての面が水冷されるようになっている点である。陽子ビーム出力 160 kW (ISIS) では考える必要はなかった容器の冷却が、MW クラスでは不可欠となることに注意されたい。この冷却水 (H₂O) の一部 (底部) はプレモデレータを兼ねる。L-H₂ は輸送管の中心円筒管より下方に流出し、その外側の同心円管より上方に流出する。流入温度を低温に保つ必要から、往路と復路を真空断熱層で隔離している。さらにその外側で真空断熱層、He バリア層 (Inert Blanket) 及び冷却水/プレモデレータの順となる。容器の材料にはアルミ合金 A6061 が採用される予定である。

(2) ポンプモジュール

ポンプモジュールは 2 台のサーキュレータ及び付属のアイソレーションバルブ、センサー類及びループコンポーネントから成り、直径約 2.5 m の二重壁ベッセルに納められている。サーキュレータは流量率 1-2.25 l/s の範囲で可変で、高い流量率は冷却の初期段階の低水素密度の時またはスタンバイモードの時必要となる。流量率は駆動モーターに流れる電流に比例して自動調整される。過電流や巻線の温度上昇、異状振動等の異状がモニタされる。それぞれのサーキュレータの出入口に各 2 個のバルブが設けてあり、サーキュレータの交換時に系が二重にアイソレーションされるようになっている。外側のバルブは遠隔で、内側のバルブは手動で操作される。総てのバルブは真空を破らなくてもテフロンシールが交換できる構造となっている。総ての温度センサーは真空槽壁のシール及び主配管に接続される小さなボアチューブを通して引き出される。そのため真空を破ることなく交換が可能となる。また総ての圧力センサーは真空槽の外側にマウントされ、それぞれの測定点に小さなボアチューブにより接続される。これにより総ての圧力センサーも真空を破ることなく交換できる。

(3) 熱交換器モジュール

水素ループと低温ヘリウム間の主熱交換器を収納した二重壁の真空ベッセルに納められモジュールを形成する。熱交換器に取り付けられた温度センサーが冷却中の水素ループの温度を制御する。これにより水素固化の危険を防止し、最大冷凍出力で使用することができる。

(4) 冷凍機

冷凍機系には 17 K で最大冷却能力 4.5 kW が要求される。冷却剤としてはヘリウムが使用され、主熱交換器を通して水素ループの水素を冷却する。主制御ヒーターは別の小さな真空容器に納められている。この真空容器内にはバイパスバルブがあり、必要なら水素ル

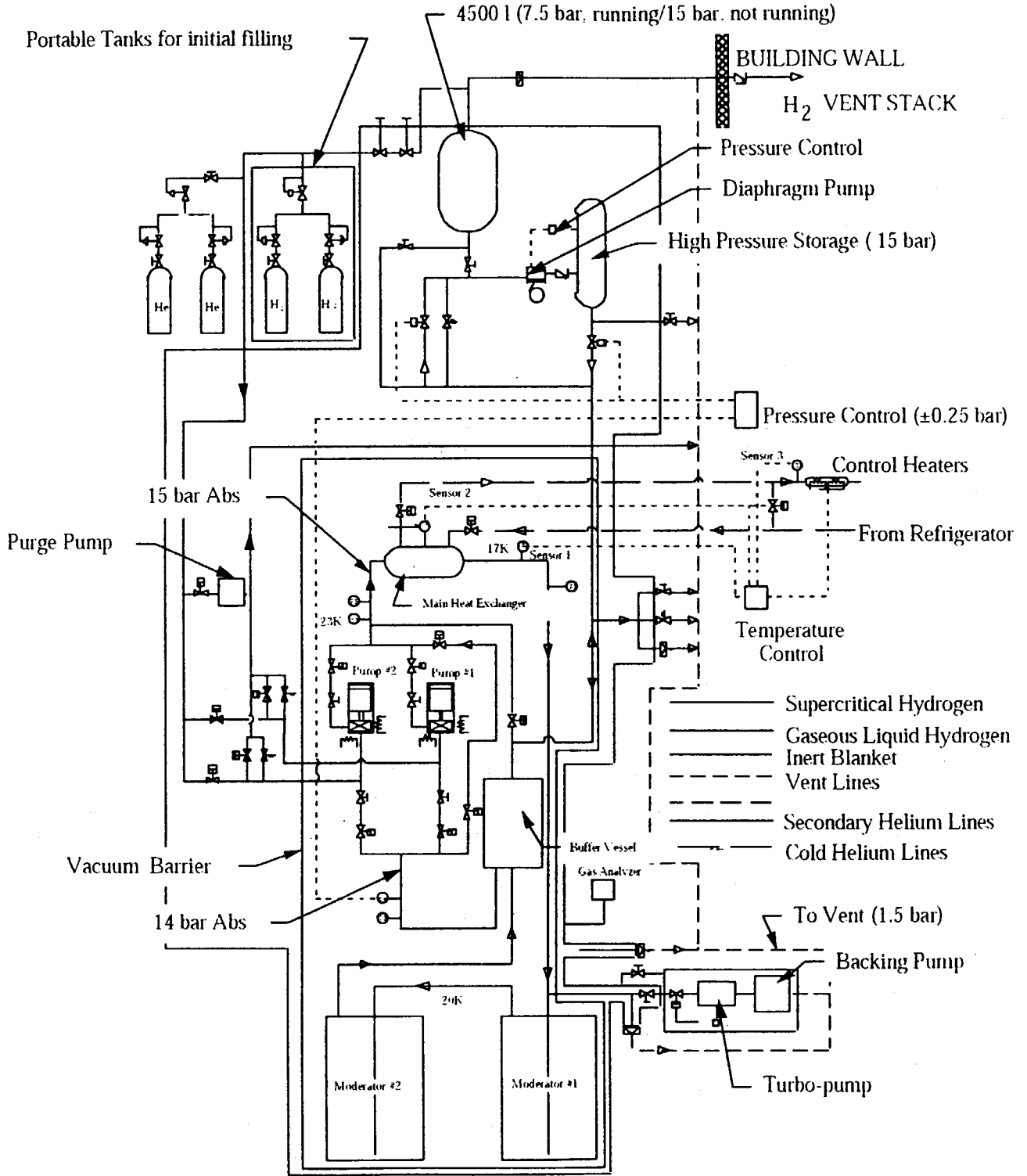


図 7-14 SNS H₂ モデレータ系のフロー図

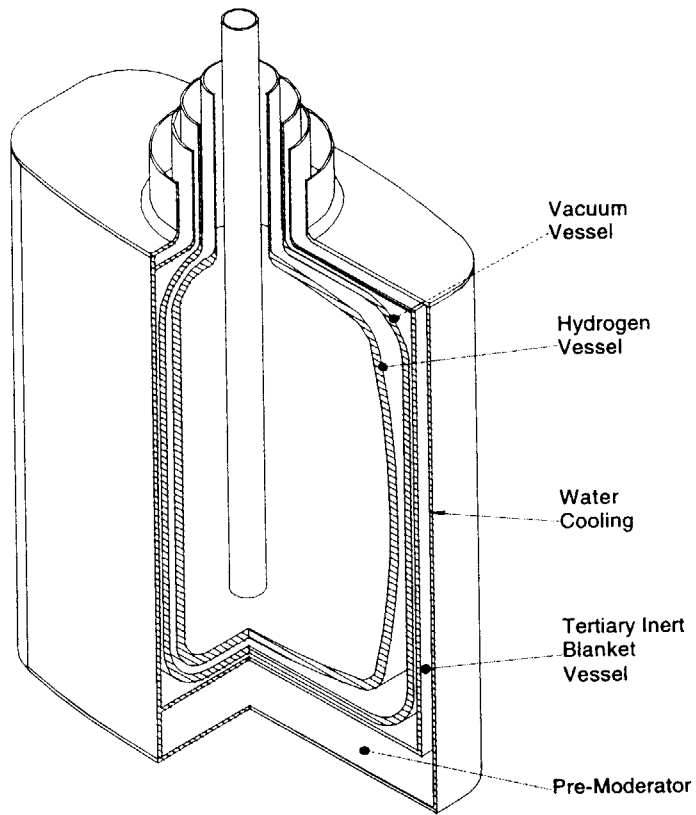


図 7-15 SNS H₂ モデレータ容器の構造

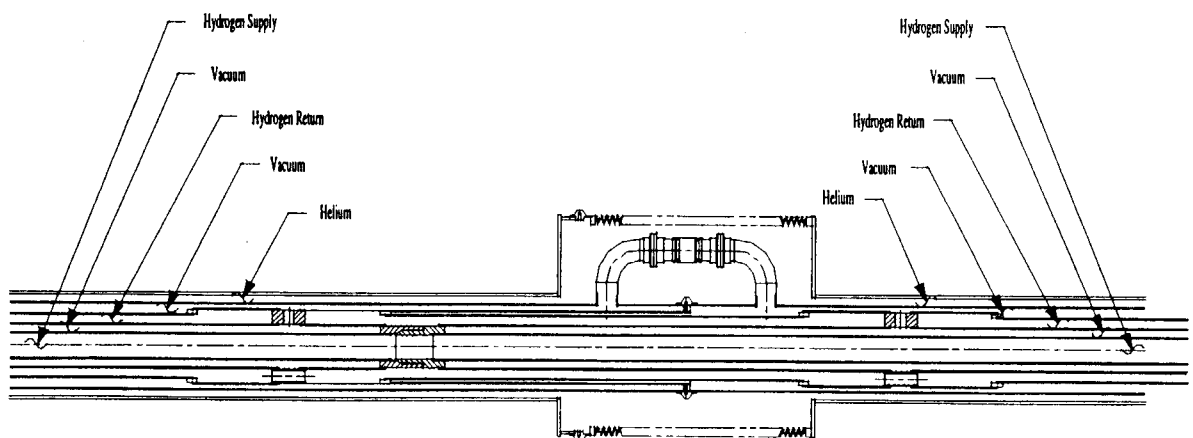


図 7-16 H₂ 輸送管の断面図

ープがどのような状態であろうと冷凍機を運転状態に保つことができるようになっている。

(5) 輸送管

上に述べたモデレータ容器に接続される L-H₂ 輸送管の断面図を図 7-16 に示す。冷却水配管はモデレータ容器から一定距離のところ（外側配管の核加熱が問題にならなくなるところ）で輸送管を離れ、独立の水冷配管となる。図の中央部には輸送管のカップリングの部分が示してある。L-H₂ ラインの接続は室温で行ない、セルフシールを採用する。この輸送管の直径は約 150 mm である。

(6) 真空系

水素ループの真空断熱のため 10⁻⁶ torr（ポンプステーションでの値）の真空が必要となる。常時、真空中への水素及びヘリウムのリークがモニタされる。真空ポンプはポンプステーションベッセル中に置かれる。このベッセルは不活性ブランケットに脱着可能な附加部分で、二重コンファイメントの原則を破ることなくポンプステーションの交換が可能となる。本来この真空はモデレータを含む水素ループの断熱のためであるが、モデレータの事故の際、必要なら加圧できるようになっている。

(7) 計測制御系

この系は水素ループ内の圧力及び温度を計測制御する。また、系に問題が生じた時フォルトの状態から系に損傷を与えないよう起動し、電氣的衝撃が生じないように制御される。圧力の制御はサーキュレータ上流に設置された圧力センサーにตอบสนองし 2 個の可変制御バルブにより行われる。低温ヘリウムラインのヒーターによる温度制御は、運転モードにより、2 つのセンサーのうち 1 つにตอบสนองして行われる。冷却の初期段階では水素密度及びエンタルピーは非常に低い。熱交換器が急に凍結することを防止するため冷凍機出力は冷却面温度を 14.5 K に制御するよう熱交換器に設置された温度センサーにตอบสนองして制御される。ガス密度が上昇し、温度が下がってくるとサーキュレータの体積流量率は最小 1 l/s に低減される。

(8) ガス取扱い系

ガス取扱系を図 7-17 に示す。主水素ガストレージベッセルは 5000 l 容量で主建屋外に置かれ、水素ループが室温で 0.4 Mpa に保てるようにしてある。ループ中の水素は必要なら抜き取ることができる。一方、ループ内水素の大部分はストレージベッセル内に残留できる。圧力容器類を含む全ガス取り扱い系は約 10⁻³ torr (0.13 Pa) の低真空の二重壁不活性ブランケットに収納されている。起動時のループ圧力はガストランスファーポンプにより 1.4 Mpa に加圧され、運転中この圧力に保たれる。これはチャージ及びディスチャージバルブの操作により制御される。もし、ループ圧力が設定上限以上であれば水素ガスは主ストレージベッセルにディスチャージされ、もし設定下限以下なら、1.6 Mpa に保持されているフィードタンクからトランスファーポンプによりループが加圧される。

(9) 機器の覆い及び安全室

建屋外に置かれる主ストレージベッセル以外の総ての水素系コンポーネントは冷凍機ワールドボックスとともにターゲット生体遮蔽の上に置かれる。また冷凍機コンプレッサー

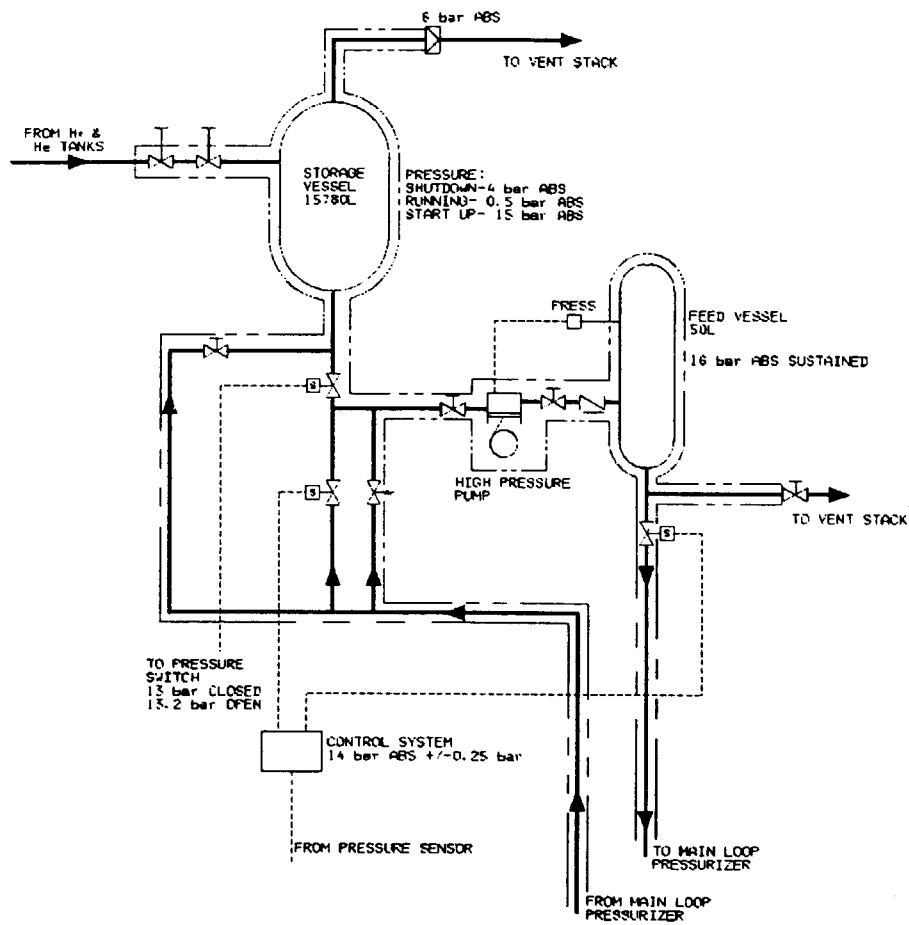


図 7-17 SNS H₂ モデレータの水素ガス取り扱い系

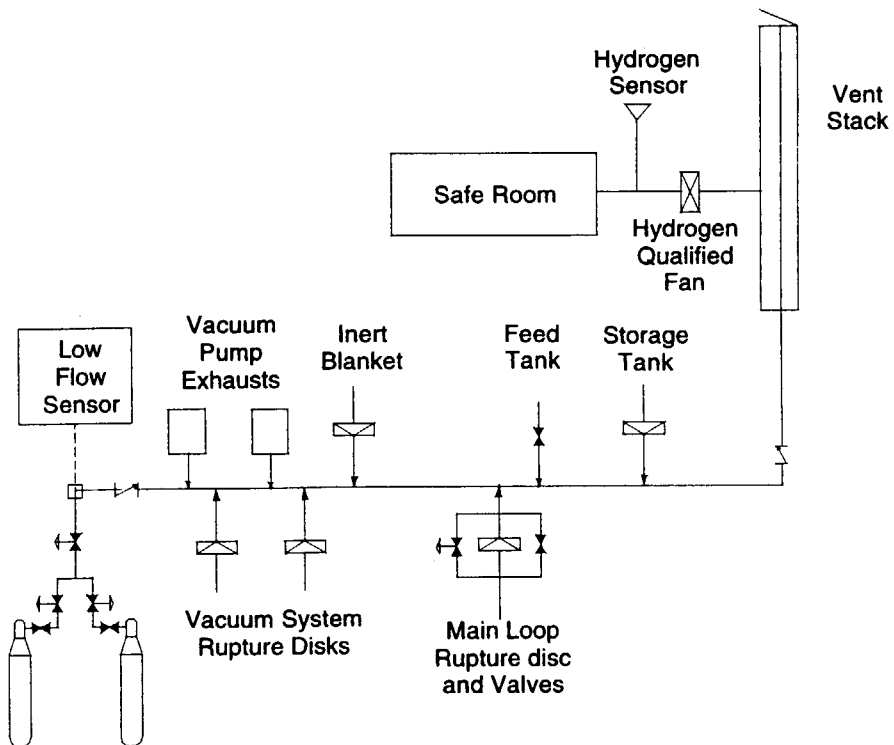


図 7-18 SNS H₂ モデレータの換気システム

は地下のプラント室に置かれる。熱交換器、ポンプモジュール及びその他小物モジュール類等の主な水素コンポーネントは、コールドボックス近傍に位置する安全室 (safe room) 内に置かれる。安全室は専用換気系に水素規格のファンで換気され、吸引された空気は水素ガスセンサーで常時モニタされる。もし水素ガスが検出されたら警報が発せられ、換気率が 1 分間に 1 回換気相当まで高められる。そのうえ室内の総ての電気機器は不活性ガスブランケット内にあるか、またはエレクトロニックバリアシステムにより本質的に安全 (最大可能エネルギー放出 0.019 mJ) に保たれる。安全室内ではモデレータ系運転中はいつでも個人接地器及び静電気防護服を着用することになっている。

(10) 不活性ブランケット

不活性ブランケットは全水素保持系を囲んでいる。これは大気から第二の隔離を形成し、水素系全体に適用される二重壁閉じ込めの考え方を満す。主なモジュール類は二重壁の第二バリアを持っており、相互に接続される。小さなコンポーネント類は互いにグループにまとめられ、バリア系の一部を形成してベッセル中に組み込まれる。接続配管が連続的にブランケットに覆われるようフレキシブルメタルパイプが用いられる。室温のループ部分には 10^{-2} torr 程度の低真空が不活性ブランケットとして用いられる。低温ループ部分の不活性ブランケットには凍結しないようヘリウムが用いられる。不活性ブランケット内の手動バルブはバリアのシールを貫通する延長シャフトにより操作される。外部のガス供給点は水素ガスボトルを切り離す時二重閉じ込めを保つため二重バルブとなっている。一次水素系のもれは不活性バリアを昇圧させるので、内部圧が最大 0.3 Mpa でラプチャーディスクが作動し専用換気系にガスが放出されるよう設計されている。

(11) 換気系

総てのラプチャーディスク、圧カリリース弁、排気弁、真空ポンプ排気は共通のマニホールドに接続され、0.15 Mpa に設定された低圧リリースバルブを通してベントスタックに接続される (図 7-18)。

7. 9 ESS におけるクライオジェニックモデレータ

ESS 計画では二つのターゲットステーション及び実験室の建設を考えているが、それぞれに 4 個のモデレータがあり、うち 2 個 (計 4 個) はクライオジェニックモデレータである。G. S. Bauer は固体メタンペレットを液体水素で循環させるいわゆる mix moderator を提唱し、Advanced Cold Moderator (ACoM) なる国際協力組織をつくって ESS の建設に間に合うよう開発を行なっている。しかし当初の計画では H_2 が考えられた。ISIS の場合も同様 25 K の超臨界水素の使用を想定しており、モデレータ 1 基当たりの設計冷却能力は 7.5 kW である。図 7-19¹⁸⁾ は ESS の H_2 モデレータ容器の構造図で、容器の内側寸法は 15 cm × 15 cm、厚さは中心の一番薄いところで 5 cm である。非常に特徴的なのは中性子放出面が内側にへこませてある点である。これは一放出面当り、図示されているように三つの異なる角度にビームを取り出す際、どの取り出し角からみても、放出面がビーム孔に垂直になるように配慮したものである (筆者の個人的見解では、

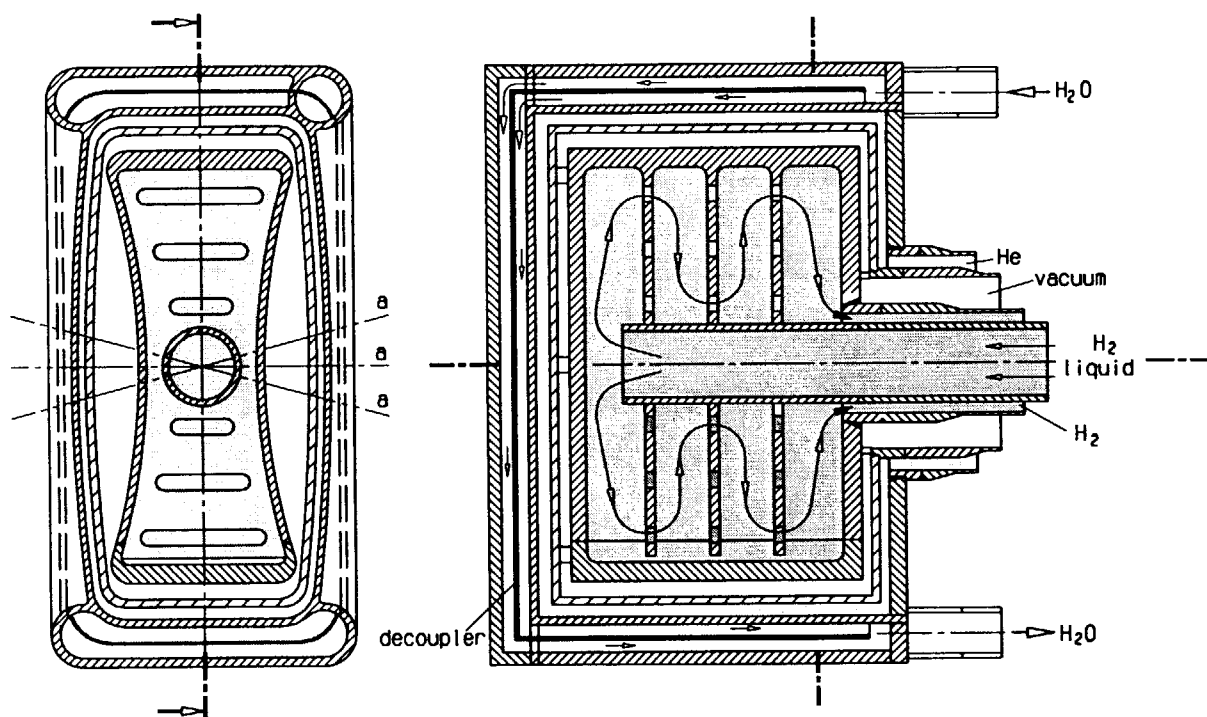


図 7-19 ESS における H_2 モデレータ容器の構造

このような形状は中性子特性上特に必要ない)。ESS のモデレータ担当者は、このような形状は超臨界状態を保持するために必要な 13 気圧以上の内圧を、最小限の板厚 (3 mm) で実現するためにも構造上有利であると言っている。容器の核発熱を最小にするためにはアルミ・水素比を最小にする必要があり、容器材料には $AlMg_3$ の使用が考えられている。外側容器の冷却は水冷管をコイル状にまいて行なう。

全体のフロー図は簡略化すると図 7-20¹⁸⁾の如くなる。SNS のそれとそれほど変わった点はない。既存の研究炉や核破砕中性子源での経験に基づいて設計されている。He ガスはスクリーンプレッサーで加圧され、タービン内で断熱膨張されて低温を得る。低温ヘリウムが熱交換器を通して水素を冷却する。三重封じ込めの考え方も SNS と同様であるが、熱損失の軽減とシステムをなるべく単純にするため、三重封じ込め部分の長さが極力短くなるよう、またジョイントボックスとコールドボックスもターゲット直上の生体遮蔽上部 (輸送管接続部) の出来る限り近傍に置くよう配慮している。スタンバイの状態では H_2 循環系はフロンコンプレッサーにより冷却される。モデレータ容器外筒の水冷に必要な冷却能力は 1 ターゲットステーション当り (モデレータ 2 基で) 20 kW 以下と見積られている。

保守・部品交換等のための運転停止を当該モデレータだけに留め、また、それぞれ異なるモデレータ温度での運転が可能になるなどの自由度を確保するため、4 基のモデレータは完全に独立システムにしてある。しかし、部品は可能な限り共通化してある。

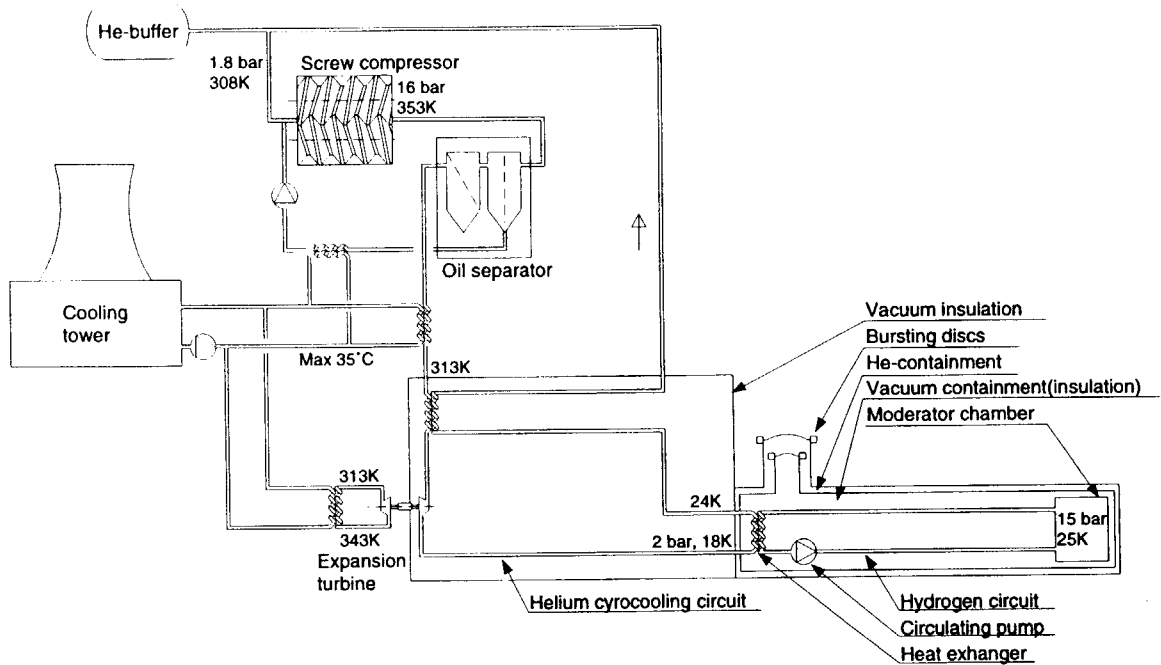


図 7-20 ESS における H₂ モデレータ系のフロー線図

7. 10 統合計画におけるクライオジェニックモデレータ

統合計画では高強度兼高分解能冷中性子源として二基（一基で両面ビーム取り出しに変更される予定）の結合型 H₂ モデレータ（プレモデレータ付）と一基の非結合型 H₂ モデレータが考えられているが、陽子ビーム出力 5 MW ではこれらモデレータの核発熱はそれぞれ一基当り結合型で約 2 kW、非結合型で約 4 kW である（第 5 章表 5-2 参照）。いずれも超臨界水素を用いるためモデレータ容器に十分な機械的強度を持たせる必要がある。容器の形状、特に中性子放出面の曲率と応力に関する計算等が精力的になされ¹⁹⁾、最適な形状が決定された。所要の板厚は材料に依存するが、冷中性子透過率は材料及び板厚に依存する。図 7-21¹⁹⁾はこのようにして求められた H₂ モデレータ容器の形状である。容器に必要な機械的強度を最小限の冷中性子透過率の減少で実現するため、我々はいくつかの候補材料の冷中性子透過率の比較を行ない、図 7-22¹⁹⁾の如き結果を得た。機械的強度の最も高い A2014 が一番板厚が薄くて済み、透過率が最も高いことが分かる。但し、この比較は材料の中性子吸収断面積から計算される減衰だけで透過率を求めており、もし合金中の密度ゆらぎによる中性子小角散乱が問題となるなら、透過率の実測（但し、被測定材料を中性子源と検出器の中間位置に置くのではなく、中性子源の極近傍に置いて測定する）が必要となるかも知れない。内側容器の実寸モデルが完成し、水圧による加圧テストが開始されている。図 7-23²¹⁾は H₂ モデレータ外筒の水冷却及びプレモデレータを兼ねたジャケット構造のイラストで、このモデルで水フローの流速分布が計算され、ほぼ一様流速が得られることが分かった。

4 kW の核発熱に対し、超臨界水素の容積流量率 20 /s を実現するため、種々の容器内流路

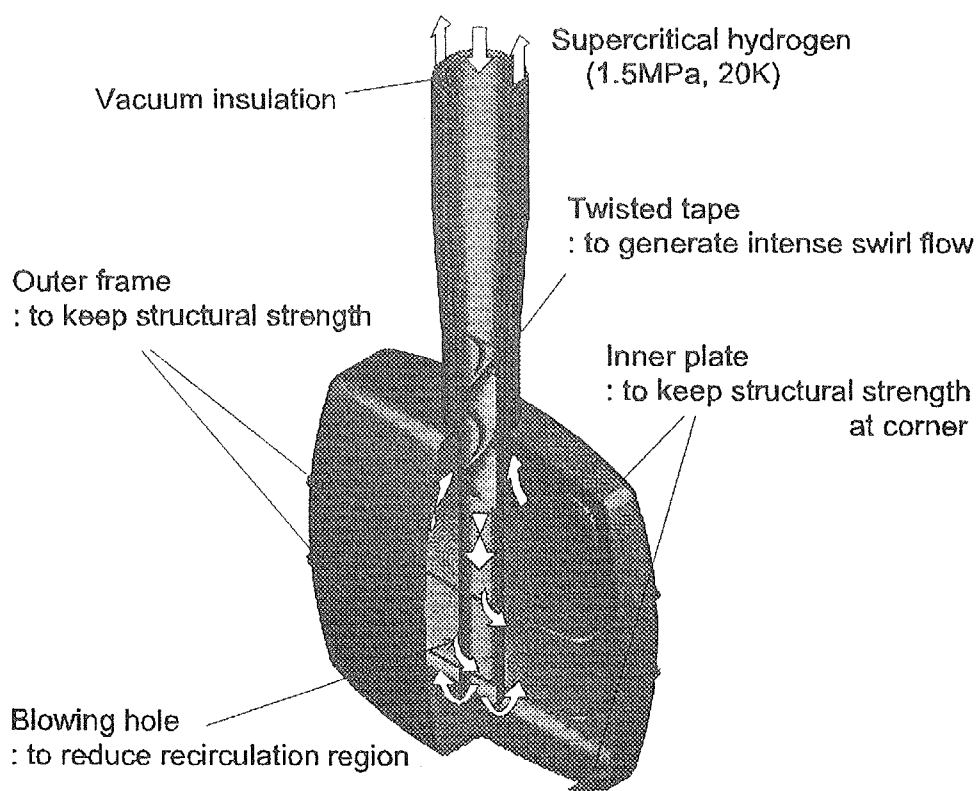


図 7-21 統合計画における H₂ モデレータ容器の構造コンセプト

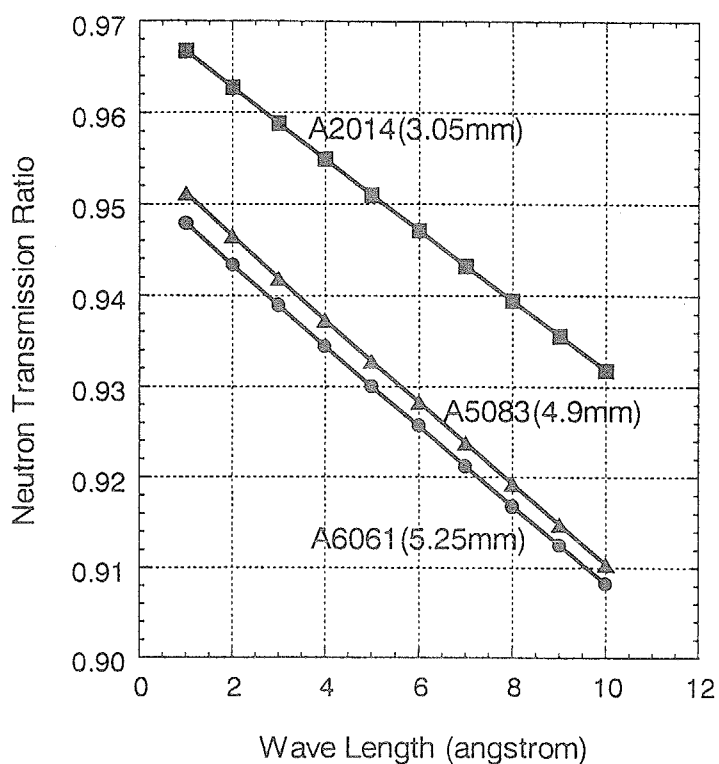


図 7-22 H₂ モデレータ容器の材料候補としての各種アルミ合金の冷中性子透過率の比較 (所要の機械的強度に対して板厚を決定し、透過率を計算)

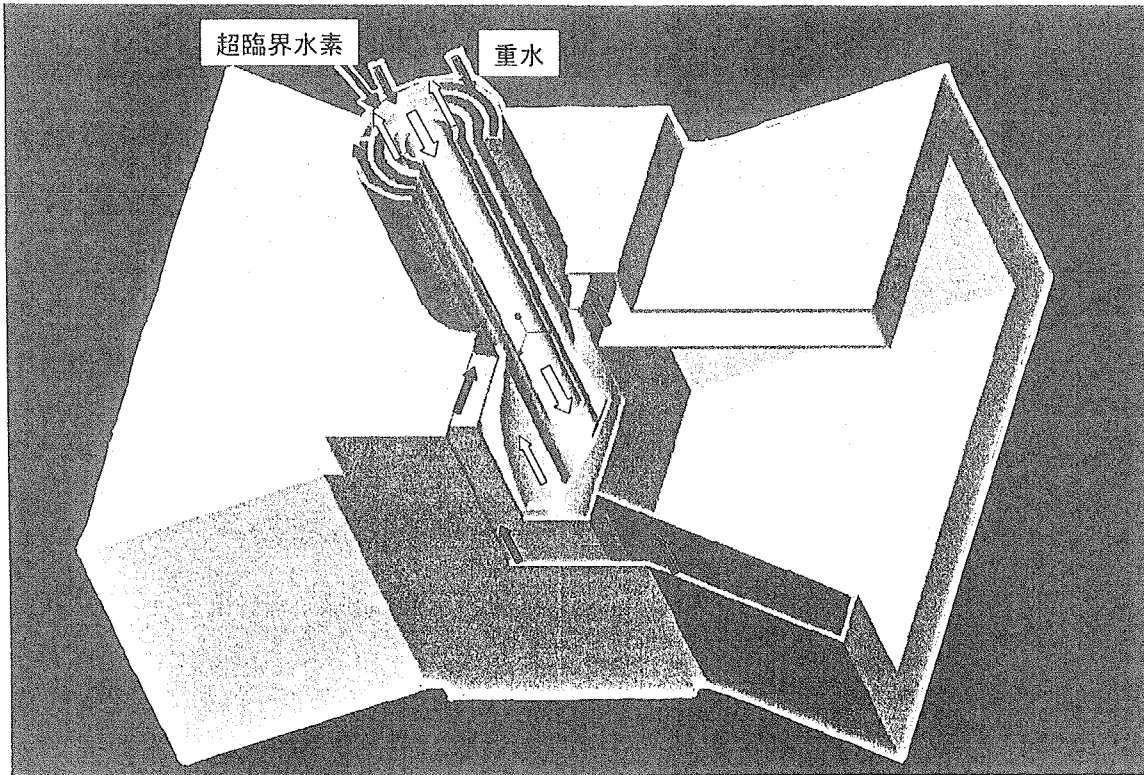


図 7-23 統合計画における H_2 モデレータの水冷ジャケット兼プレモデレータのイラスト

構造に対してフローパターン（流速分布）が計算され、検討が進められている。まず $L-H_2$ の代わりに水を用い、計算結果が PIV 法（流れ場の粒子にレーザーシート光をパルス状に照射し、カメラで捕らえた連続粒子画像から速度ベクトルを計算する測定法）による実験結果をほぼ再現していることが確認された²⁰⁾。今の構造のままでは再循環流が現れ、今後の改善が待たれる。低温機器の特性試験及び取扱に経験を得るための液体窒素を用いたテストスタンドが建設され、稼動を始めている。

非結合型 H_2 モデレータの発熱が 4 kW と極めて高いため、再循環流が存在すると温度上昇が非常に大きくなる。第 5 章で述べた非結合型 H_2 モデレータでのプレモデレータの採用により H_2 の発熱を約 60-70% に軽減できれば、流量率もその分小さくでき、この問題の解決に向けて大きく前進できる。計画の第一期は 1 MW で、モデレータの熱負荷も上述の 1/5 となり、今考えているシステムは十分余裕がある。

文献

- 1) IPNS Upgrade : A Feasibility study, ANL-95/13 (April 1995).
- 2) Y. Ishikawa and S. Ikeda : Cold neutron source mock up experiment and final design, KENS Report-I, National Laboratory for High Energy Physics, KEK Internal 80-1 (1980) P-19.
- 3) S. Ikeda, Y. Ishikawa and K. Inoue : KENS cold neutron source, Proc. 4th Meeting of Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (KEK, Tsukuba, Oct. 20-24, 1980) P-200.
- 4) N. Watanabe and K. Boning : Summary of Target Workshop H5 on Energy Deposition and Cryogenic Equipment, Proc. 5th Meeting of Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (Julich, June 22-26, 1981) P-271.
- 5) B. R. Diplock : Cryogenic moderator design, Proc. 6th Meeting of Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (Argonne, June 27-July 2, 1982) P-327.
- 6) N. Watanabe : A consideration of cold neutron source for KENS-II, Advanced Neutron Sources 1988, Proc. 10th Meeting Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (Los Alamos, Oct. 3-7, 1988), Institute of Physics Conf. Series No. 97, Institute of Physics, Bristol and New York, P-763.
- 7) N. Watanabe : Why total performance, Proc. 11th Meeting of Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XI) (KEK, Tsukuba. Oct. 22-26, 1990) P-637.
- 8) N. Watanabe, Y. Endoh, K. Inoue and M. Misawa : Status report on the KENS facility, Proc. 9th Meeting of Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (Villigen, Switzerland, 22-26 Sept. 1986) P-65.
- 9) J. M. Carpenter and U. Walter : Analysis of the burping behavior of the cold solid methane moderator at IPNS, Proc. 9th Meeting of Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (Villigen, Switzerland, 22-26 Sept, 1986) P-279.
- 10) S. Ikeda, N. Watanabe, S. Satoh, M. Furusaka and K. Inoue : Cold neutron moderator at KENS-I', KENS Report-VI, KEK Progress Report 86-2 (1986) P-24.
- 11) N. Watanabe : Progress at the pulsed neutron facility KENS, Advanced Neutron Sources 1988, Proc. 10th Meeting Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (Los Alamos, Oct. 3-7, 1988), Institute of Physics Conf. Series No. 97, Institute of Physics, Bristol and New York, P-53.
- 12) A. T. Lucas : Operational experience with ISIS cryogenic moderators, Proc. 9th Meeting of Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (Villigen, Switzerland, 22-26 Sept. 1986) P-305.
- 13) T. A. Broome, J. R. Hogston M. Holding and W. S. Howells : The ISIS methane moderator, Proc. 12th Meeting of Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (Abingdon, UK, 24-28 May 1993) T-156.
- 14) K. Kondo and K. Hozumi : Radioactivity and radiolysis of the solid methane used as a cold neutron moderator in the KENS target assembly, Proc. 4th Meeting Int. Collaboration on

- Advanced Neutron Sources (KEK, Tsukuba, Oct. 20-24, 1980) P-381.
- 1 5) B. R. Appleton, C. Strawbrige, T. E. Mason and T. A .Gabriel : Spallation Neutron Source Design Manual, Chapter 6. Target Station (Sept. 25, 1998).
 - 1 6) A. T. Lucas : A modular approach to the design of cold moderator, Proc. AccApp,98 (Gatlinburg, TN. USA, Sept. 20-23, 1998) P.59.
 - 1 7) A. T. Lucas and J. A. Crabtree : Developments in the design of moderators for the spallation neutron source, Proc. ICONE-8 (Baltimore, MD USA, Apr. 2-6, 2000) Paper No.8458.
 - 1 8) The European Spallation Source Study, Vol III The ESS Technical Study, ESS-96-53-M (Nov. 1996).
 - 1 9) T. Aso, S. Ishikura, A. Terada, T. Kai, M. Teshigawara, M. Kaminaga, R. Hino and N. Watanabe : Structural and hydraulic study on cold source moderator, Proc. 14th Meeting on Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, USA, June 14-19, 1998) P.104.
 - 2 0) 麻生智一、神永雅紀、寺田敦彦、日野竜太郎 : 冷減速材内流動特性の研究、第一報 流動パターンの測定と流動解析、JAERI-Tech 99-014 (1999年3月).
 - 2 1) T. Aso, et al. : in preparation.

8. 中性子線源遮蔽体

8. 1 線源遮蔽体の役割

ここで中性子線源の遮蔽体というのは、研究用原子炉における生体遮蔽のイメージに近いものである。ターゲット及びその周辺より発生する強力な中性子線や γ 線を、中性子ビームを利用する実験者に対して許容されるレベルにまで減衰させる生体遮蔽としての機能の他に、質の高い中性子ビームを実験装置に供給するという役割も有している。その意味で、中性子線源遮蔽体は単なる遮蔽体というよりは、重要な実験装置の一部として位置付ける必要がある。英語では遮蔽体を含む中性子源全体を「target station」と呼ぶが、ここで述べる遮蔽体は単なる遮蔽（英語では「bulk shield」と呼ぶ）ではなく、次の様な物が含まれ、それらの機能が総合されたものを指すようになっている。

- (1) バルク遮蔽 (bulk shield) でいわゆる生体遮蔽となる遮蔽壁
- (2) 中性子ビーム孔
- (3) ビームシャッター
- (4) ターゲットベッセル

以上の他、一般的には次のものを含めて論ずることが多い。

- (5) 実験室内陽子ビームラインの遮蔽
- (6) 中性子源近傍の中性子導管の遮蔽
- (7) ターゲット、モデレータ等のリモートハンドリングセルの遮蔽

更には

- (8) 中性子ビームラインの遮蔽
- (9) 中性子ビームストップ

等である。これらは総て実験室内、施設内、研究所敷地境界等における放射線線量当量率等に直接に影響を与える「機器」である。

研究用原子炉の場合と比べて核破砕中性子源の大きく異なる点、特徴は一般的には下記の如くである。

- (1) まず、遮蔽壁の厚さが同規模の研究用原子炉に比べ4倍以上厚い。これは核破砕中性子源には高エネルギー中性子 (20 MeV 以上) が存在し、その減弱距離、即ち強度が $1/e$ になる厚さ (g/cm^2) が、高エネルギー中性子の存在しない原子炉 (20 MeV 以下) の減弱距離に比べ4倍以上大きいからである。例えば、速中性子 (20 MeV 以下) に対する鉄の減弱距離は約 5 cm であるが、高エネルギー中性子に対しては約 20 - 25 cm となる。
- (2) 従って核破砕中性子源では必要な遮蔽壁の大部分が、減弱距離の短い鉄で構成され、一番外側の 0.5 - 1 m が普通コンクリートで構成される (典型的な値としては鉄 4-5 m + 普通コンクリート 1 m など)。最後にコンクリートを用いるのは、鉄だけではその全断面積から明かな如く、数十 KeV 及びやや高いエネルギーのところ断面積に大きなディップがあり (図 8-1 参照)、そこを透過してくる中性子により鉄だけでは線量当量率を低減させることが困難なためである。普通コンクリート 50 cm 厚は約 1 減弱距離でしかないが、上記

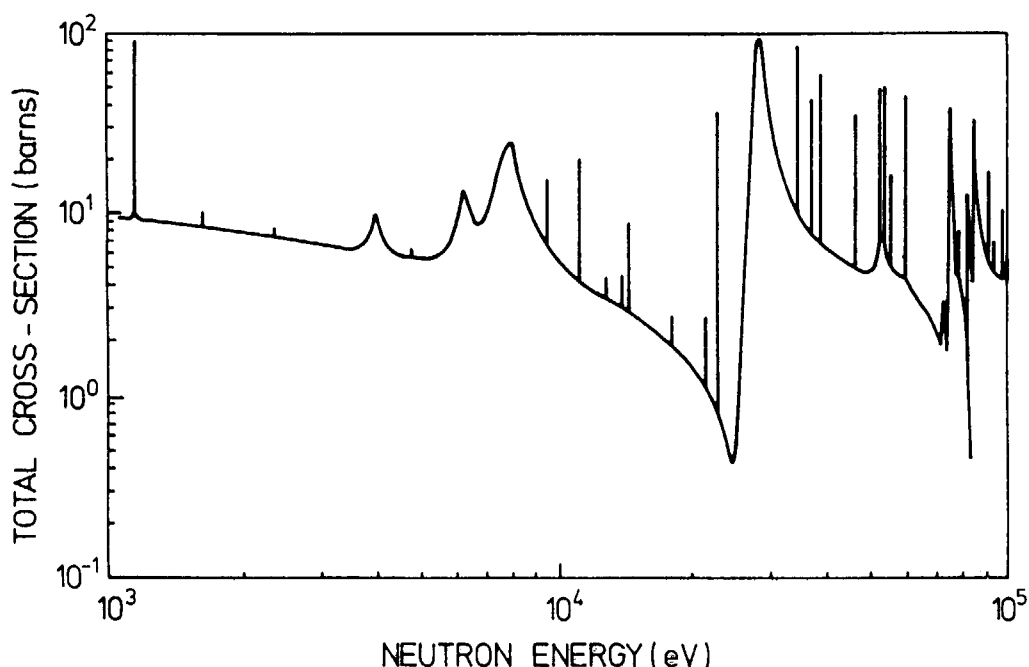


図 8-1 KeV 領域の中性子に対する鉄の断面積

の透過中性子の減弱には十分な値である。別の例で言うと、高中性子束炉の遮蔽厚は重コンクリート約 1.7 m、即ち 600 g/cm^2 程度であるが、大強度核破砕中性子源のそれは 4000 g/cm^2 以上にも達する。

- (3) もともとターゲット及びその周辺で発生した速中性子は厚い遮蔽壁の中で速やかに減弱し、遮蔽壁の外側の線量当量率には寄与しないが（鉄だけの場合は低エネルギー成分がある程度ビルドアップする）、高エネルギー中性子の減弱は、散乱によるものではなく「スター」を作り、即ち核破砕反応を起こして消滅する事によるものである。従って高エネルギー中性子のあるところには、必ず一定の割合で速中性子が存在することになる。即ち十分厚い遮蔽壁を通過すると平衡スペクトルが形成され、その後はそのスペクトルのままで強度だけが減弱して行く。このシナリオはコンクリートだけのときは正しい。鉄が主な遮蔽材の場合にはなかなか平衡スペクトルに達しないので正しくない。しかし一番外側に厚さ 1 m 程度のコンクリート遮蔽が存在するなら、そのような低エネルギー成分は十分に減弱してくれるので、高エネルギー中性子に対する鉄の適正な減弱距離が与えられ、かつ外側のコンクリートによる減弱が計算されていれば、Moyer モデルに基づくこのような簡単な計算でも、遮蔽外表面での線量当量率はほぼ正しく見積られることが知られている。鉄中での線量当量率は正しく与えられないのは当然である。

- (4) ビームシャッターの所要の厚さも、原子炉の場合の 4 倍以上が必要となる。核破砕パルス中性子源のビーム孔は、ターゲットに密着して置かれるモデレータを見る様に設置されるため、ターゲットからの高エネルギー中性子がビーム孔に漏洩して出てくる確率が高く、より厚いシャッターと巧妙に設計されたコリメータが必要となる。その厚さは鉄を主体としても 3 m にもなる。

8. 2 バルク遮蔽

8. 2. 1 Moyer モデルによる計算法

遮蔽壁外表面での中性子線量当量 H は、Moyer モデルに基づく経験式として単純に次のように表される。

$$H = H_0(E_p) J \exp(-b\theta) \exp(-d/\lambda \sin\theta) \frac{1}{r^2} \dots\dots\dots (8.1)$$

但しここに

E_p : 陽子エネルギー (GeV) ,

$H_0(E_p)\exp(-b\theta)$: 入射陽子 1 個当たり、線源より $r = 1$ m、放射角 θ (入射陽子方向から見て) の点における実効的な線量当量、

J : 入射陽子数、

b : ターゲットにおける高エネルギー中性子発生の角度分布を表す定数 (radian) 、

θ : 中性子放射角 (radian) 、

λ : 高エネルギー中性子に対する (特定の) 物質の減弱距離 (g/cm^2)

d : 遮蔽壁の厚さ (g/cm^2)

r : ターゲットからの距離 (m)

$$r = \{a + 0.01d/\rho\} / \sin\theta$$

ここに

a : ターゲットから遮蔽壁の内面までの距離

ρ : 遮蔽材の密度 (g/cm^3)

である。

H_0 、 b 及び λ の三つのパラメータは実験により決定されるべきものである。 H_0 をターゲットより 1 m の所での線量当量として定義しているのは、ターゲットが大きく点状線源とはみなし難いことのために、これは実際に存在する線量ではなく、線量当量が遮蔽壁厚に対して単純に指数関数的減衰をする領域での値を $r = 1$ m の点まで内挿した時の仮想的な線量当量である。

Thomas 等は $E_p=5 \sim 30$ GeV の陽子に対しては

$$H_0 = 2.8 \times 10^{-13} E_p^{0.8}$$

$$b = 2.3 \text{ (radian}^{-1}\text{)}$$

$$\lambda = 120 \text{ g/cm}^2 \text{ (普通コンクリート)}$$

$$124 \text{ g/cm}^2 \text{ (重コンクリート)}$$

を推奨している。

(8.1)式による計算は、十分遮蔽壁が厚く、平衡スペクトルが達成している領域では、中性子の減弱を高エネルギー中性子、例えば 100 MeV 以上の中性子だけに着目して一群的に取り扱うことが出来るという近似に基づいているが、上記三つのパラメータ、特に λ が適確に推定されている限り、この近似はほぼ正しい。このことはコンクリート遮蔽ではよい近似であるが、鉄だけの遮蔽では漏洩低エネルギー中性子のビルドアップにより、相当厚い壁を通過してもなかなか平衡スペクトルにはならず問題である。しかし一番外側に 1 m 程度の厚さのコンクリートを附加

することにより、漏洩低エネルギー部分は簡単に減衰するので、実際には適用できる。その証拠に多くの既存の施設における遮蔽厚はこの様にして求められ、より安全性に設計された場合を含め、実際に不都合なく稼働していると共に、線量当量率の実測値も上記による単純計算と比較的よい一致を示しているからである。逆に 100%計算による値は一桁以上実測値と異なる値を示すことがあるので、これまで実用段階には至っていなかった。

ここで次の様な疑問が湧いてくる。計算コードが発達した現在、このような単純な計算がどれほどの意味を持つのであろうか？ 筆者の知る限り、世界中の中高エネルギー陽子加速器やターゲット等におけるこれまでの遮蔽計算はこの式に基づいて成されており、最近の計算コードや核データを駆使した計算だけによる遮蔽設計は、むしろ参考のため求められているのである。その理由は、一つには S_n 計算だけによるには高エネルギー領域における核データの整備が不十分であること、一方、数桁以上にもおよぶ遮蔽壁内での減弱をモンテカルロ計算で直接追跡することには無理があるためである。

8. 2. 2 輸送計算リレーによる方法

HETC 等の高エネルギーハドロン輸送計算コードを用いて遮蔽計算を行うには、遮蔽壁を図 8-2 に示す様に立方殻または球殻の幾層かに分けて、リレー計算する手法がある¹⁾。第一層を通過する中性子が約 1/10 に減少するところで次の層に移す。第一層を通過した中性子は統計的に平均化された後 10 倍して次の層の入力に用いる。この操作を繰返し、一番外側の層では適当な低エネルギーのモンテカルロ輸送コードを併用し、蒸発中性子や γ 線の減弱を併せて計算する。一番外側の一層は約 1 m の厚さについて行えば、十分である。

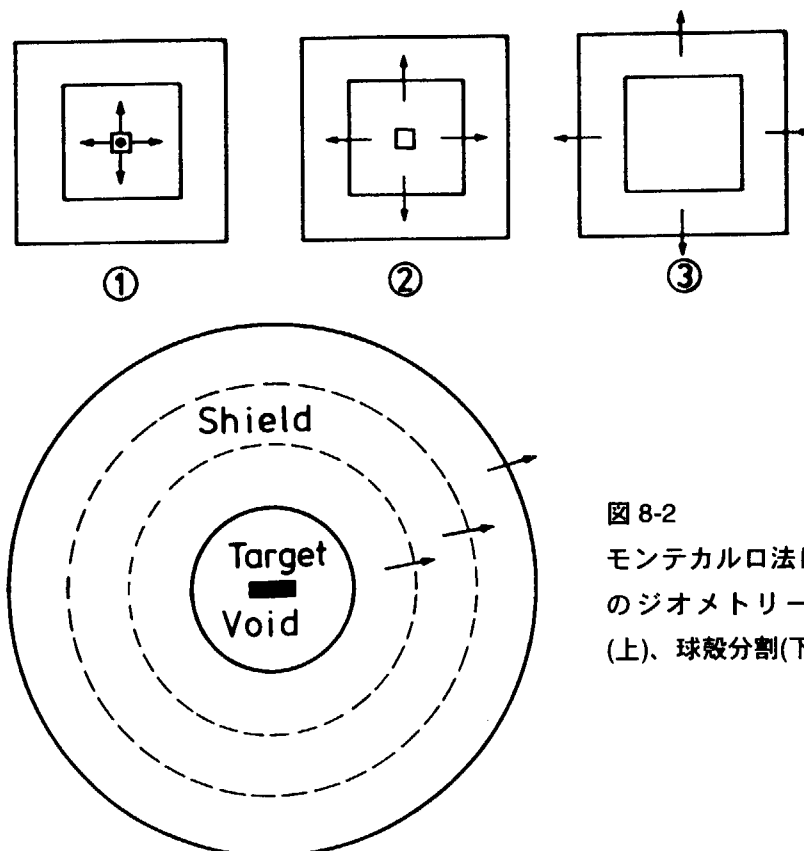


図 8-2
モンテカルロ法による遮蔽計算
のジオメトリー；正方殻分割
(上)、球殻分割(下)

8. 2. 3 最近の計算法

これに対し最近総て輸送計算コードと核断面積だけで線量当量率を求めようとする動きが活発である。例えば HERMES コードシステムでは、陽子ビーム及び核破砕生成粒子（主に残留核、陽子、ミュオン、中性子）の挙動はモンテカルロの高エネルギーハドロン輸送コード HETC で計算される。そして 20 MeV 以下の中性子の輸送はモンテカルロコード MORSE や MCNP（前者は群分けエネルギー断面積、後者は連続エネルギー断面積を用いる）により計算される。しかしモンテカルロ計算では厚い遮蔽の計算は無理であるので、ESS では“coupling procedure”と呼ばれる手法を用いている²⁾。これはターゲット近傍の領域ではモンテカルロコードにより主な粒子の生成・輸送を取扱い、その領域の外表面での高エネルギー中性子の空間及び角度分布を与える。その分布は S_N 計算コードに引きつがれ、ターゲットから十分離れた遮蔽体内の場所での高エネルギー中性子束が計算される。この手法の利点はモンテカルロ計算に比べ十分な統計精度を得るのに遥かに計算時間が短くてすむことにある。しかしこの方法では少なくとも遮蔽に用いられる物質の高エネルギー中性子断面積が不可欠となる。この方法の具体例としてはターゲット近傍の計算は HETC で、その外側では一次元 ANISN を用い計算がなされている。SNS でも同様の計算手法がとられている³⁾。すなわち三次元、多媒質高エネルギー核子・メソン輸送コード HETC96 と一次元 ANISN 又は二次元 DORT を結合させて計算している。核断面積ライブラリーには中性子 66 群、ガンマ線 22 群の HILO86 が用いられている。

8. 2. 4 高エネルギー中性子に対するコンクリート及び鉄の減弱距離

さて、(8.1)式で一番重要なパラメータ λ の実測値には大きなばらつきがある。図 8-3⁴⁾はその様子を普通コンクリートの場合について示したもので、いろいろな研究者がいろいろな値を主張し、遮蔽の設計者はこれを独自に評価して、ある値を採用している。 λ を求めるだけの計算も数多くなされており、それらについても図 8-3 に合わせて示してある。データのばらつきは大きい、100 MeV 位までは比較的よく一致している。T. Broome は図に SNS と表示した実線で示すような λ 値を提案し、ISIS の遮蔽計算に採用している。コンクリートの減弱距離をもとにして鉄の減弱距離が図 8-4 に示す如く求められている⁴⁾。鉄の減弱距離 λ (Fe) は約 17 cm (約 133 g/cm²) と非常に小さい。ISIS は実在する最大強度の核破砕中性子源で、その遮蔽性能の実測値が計算値とどの位よく一致しているかは大変興味あるところである。しかしながら現実の中性子源遮蔽体には多くの実験孔（ビーム孔）が存在し、それらの存在しない天井方向の遮蔽もその中を種々のダクトが貫通していたりして、真のバルクの遮蔽性能を測定することは困難である。ISIS の設計に用いた λ 値は若干過小評価、即ち小さ過ぎる値を採用してしまっているという意見もあるが、だからといって運転が許されないという様な放射線レベルに至っていない事を考えれば、適正な評価であったという方が正しいのかもしれない。

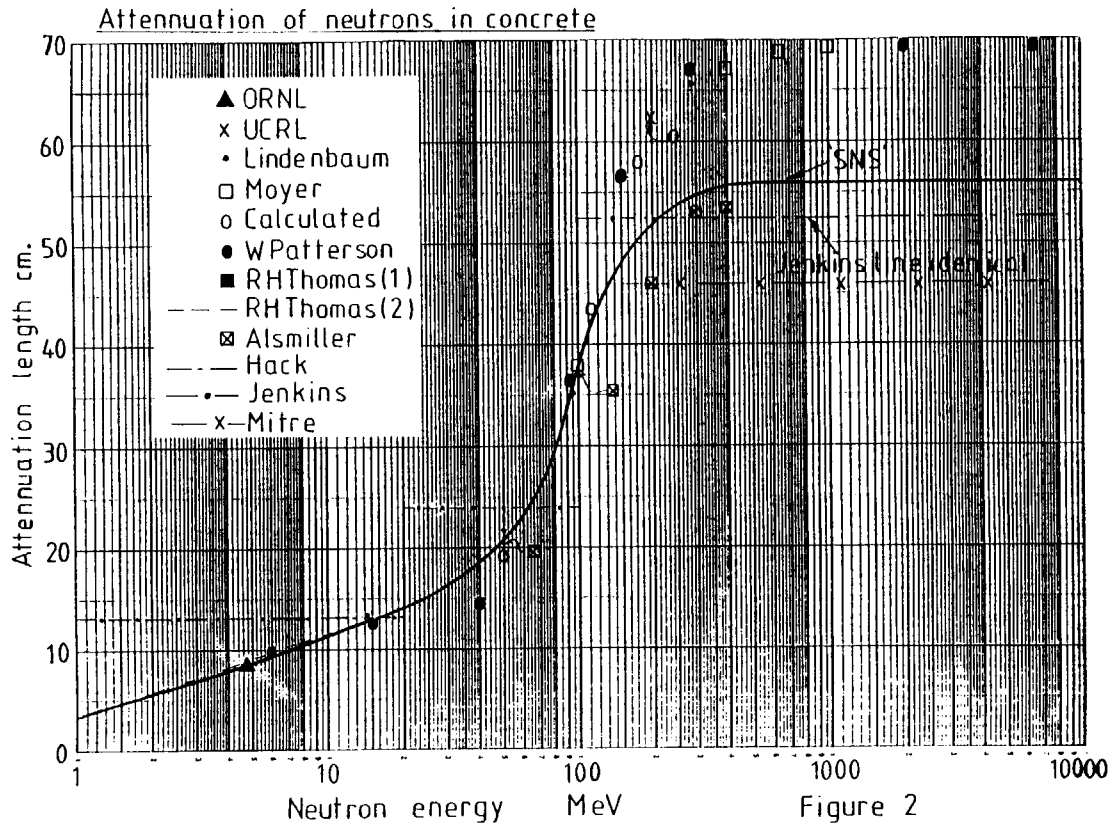


図 8-3 普通コンクリートの高エネルギー中性子減弱距離入の中性子エネルギー依存性

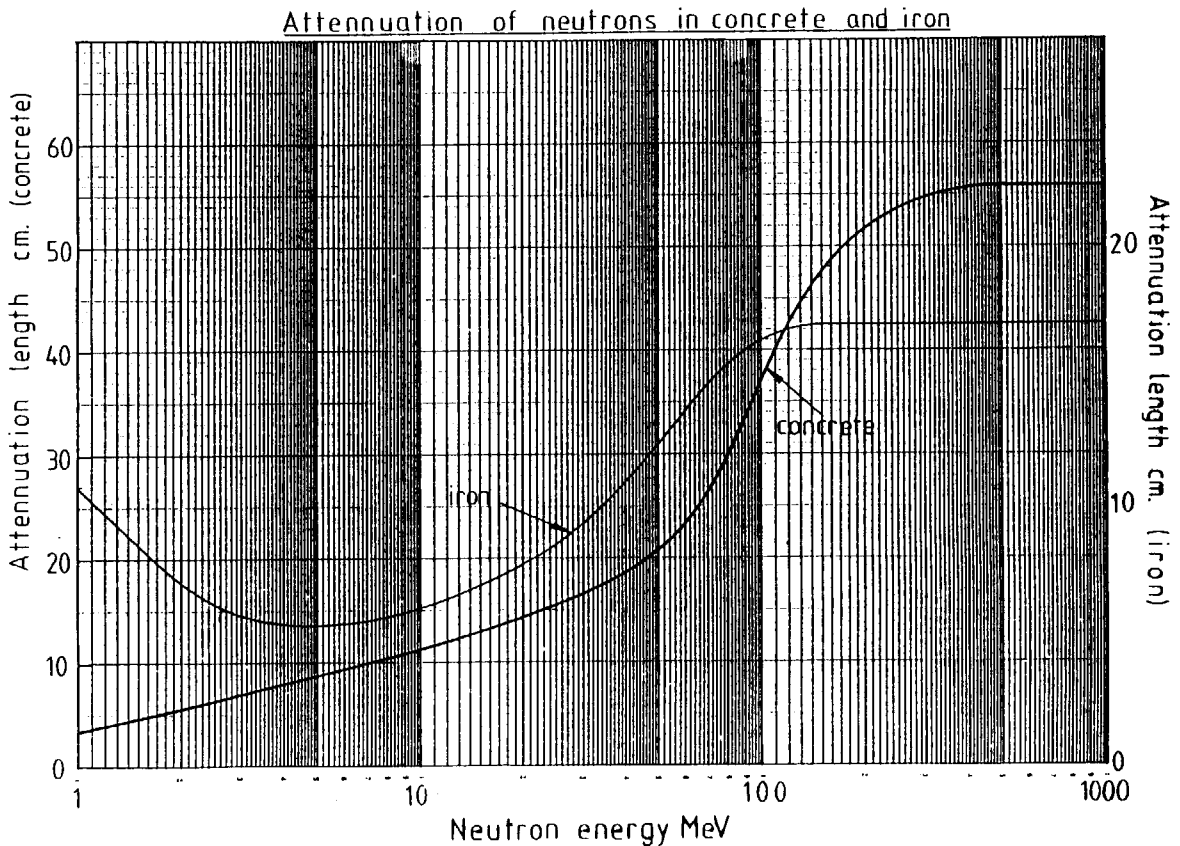


図 8-4 鉄の高エネルギー中性子減弱距離 (コンクリートとの比較)

8. 2. 5 KENS-I の遮蔽計算

KENS-I の遮蔽計算では本質的には Moyer のモデルに基づく式と同じであるが、 H_0 の代りにターゲットで 100 MeV 以上の高エネルギー中性子が遮蔽の主な対象となる 90° 方向にどれだけ出てくるかを $\left(\frac{dn}{d\Omega}\right)_{E>100\text{MeV}}$ で見積り、前述の如く一群的に取り扱うことにより、遮蔽外表面に

おける線量当量率 \dot{H} は次の様に求められた⁵⁾。

$$\dot{H}(r) = \frac{I \left(\frac{dn}{d\Omega}\right)_{E>100\text{MeV}} \exp(-\ell)}{(a+d)^2} \frac{B}{\langle g \rangle} \quad (\text{mrem/h}) \dots\dots\dots (8.2)$$

但しここに

I は単位時間の陽子ビーム強度 (protons/sec)

$\left(\frac{dn}{d\Omega}\right)_{E>100\text{MeV}}$ は 100 MeV 以上の高エネルギー中性子発生の微分断面積 ($n_{HE}/\text{proton} \cdot \text{str}$)、

ℓ は 100 MeV 以上の高エネルギー中性子の遮蔽体中での減弱の平均自由行程数、

B は平衡スペクトル (遮蔽が十分厚い時に達成される) における 100 MeV 以下の中性子の 100 MeV 以上の中性子に対する割合で、

$$B = \int_{0.1\text{MeV}}^{100\text{MeV}} \phi(E) dE / \int_{100\text{MeV}}^{500\text{MeV}} \phi(E) dE$$

で与えられる (500 MeV 陽子に対しては $B=4.3$ と見積もられた)。分子の積分範囲が零からではなく 0.1 MeV から 100 MeV となっているのは 0.1 MeV 以下の中性子のレム換算係数が著しく小さくなるため無視したことによる。

$\langle g \rangle$ はレム値への換算係数 $g(E)$ のスペクトル加重平均で

$$\langle g \rangle = \int_{0.1\text{MeV}}^{100\text{MeV}} \phi(E) dE / \int_{0.1\text{MeV}}^{100\text{MeV}} \frac{\phi(E)}{g(E)} dE \sim 7 \quad (\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} / \text{mrem} \cdot \text{h}^{-1})$$

となる。分子の積分範囲は B の場合と同様の理由による。

a, d はそれぞれ線源より遮蔽体内壁までの空隙の長さ及び遮蔽壁の厚さ (cm) である。

遮蔽壁が異なる遮蔽材による多層構造の場合には、減弱の平均自由行程 ℓ は

$$\ell = \sum_i d_i \rho_i / \lambda_i \quad \dots\dots\dots (8.3)$$

より求められる。但しここに d_i, ρ_i, λ_i はそれぞれ i 層目の遮蔽材の厚さ、密度、及び 100 MeV 以上の中性子に対する減弱距離である。

逆に \dot{H} が与えられる場合には所要の ℓ 値は (7.2) 式より次の如く求められる。

$$\ell = \ln \left[I \left(\frac{dn}{d\Omega}\right)_{E>100\text{MeV}} \frac{B}{\langle g \rangle \dot{H} r^2} \right] \quad \dots\dots\dots (8.4)$$

8. 2. 6 Moyer モデルによる 1 GeV-5 MW 核破碎中性子源の遮蔽の概略

1 GeV-5 MW 核破碎中性子源でどのくらいのバルク遮蔽が 90° 方向で必要になるか、その概

略を簡単のため Moyer モデルに基づく (1) 式を用いて見積ってみよう。この式で推定に問題が残る主要パラメータは H_0 及び λ の値である。最近の λ の報告値は従来より大幅に大きくなっている。 λ 値については文献によりばらつきが大きい。例えば GeV 陽子に対しては、鉄の減弱距離 λ (Fe) は 188 g/cm^2 を採用すべきとの意見もある。

ISIS (800 MeV) での λ (Fe) = 133 g/cm^2 より大きな値、例えば 180 g/cm^2 を採用すると、次の表に示す如く非常に厚い鉄遮蔽が必要となる。但し、ターゲット・モデレータ・反射体部を半径 1 m のボイドと見なし、その外側が鉄、一番外側が 1 m 厚の普通コンクリートと仮定する。但し H_0 に関しては IPNS Upgrade (2.2 GeV, 1 MW) の遮蔽設計に用いられた H_0 に関する値

$$H_0 e^{-b_0} = 4 \times 10^{-14} E p^{0.8} \text{ Sv/m}^2 \quad (\text{但し } \theta = \pi/2 \text{ (} 90^\circ \text{)})$$

を採用した。遮蔽外表面における線量当量率の設計目標値を $1.25 \text{ } \mu\text{Sv/h}$ と仮定し (この仮定は我が国ではかなり安全側の数字であるが、米国ではこの程度の設計目標値がとられることが多い)、先ず当り計算として次のパラメータを採用すると達成線量当量率は一番下に示す如く目標値を超えてしまう。

遮蔽体の寸法

ボイド半径	1 m
鉄 ($P=7.8 \text{ g/cm}^2$) の厚さ	5.0 m
普通コンクリート厚さ	1.0 m
遮蔽体外表面までの距離	7 m

遮蔽材の主要パラメータ

密度

鉄 (スチール)	7.8 g/cm^3
鉄 (キャストアイロン)	7.2 g/cm^3
普通コンクリート	2.3 g/cm^3

高エネルギー中性子に対する減弱距離 λ

λ (Fe)	180 g/cm^2
λ (Conc.)	57 g/cm^2

達成線量当量率

スチールの場合	$2.25 \text{ } \mu\text{Sv/h}$
不足鉄厚	$\sim 14 \text{ cm}$
キャストアイロン	$13.6 \text{ } \mu\text{Sv/h}$
不足鉄厚 (スチール換算)	55 cm

上記の不足鉄厚は、中心部のボイド (半径 1 m) の約半分を鉄反射体に置換することにより補完できる。反射体が Pb であろうが Be であろうが半径 30 cm 以上の領域を鉄に置換えても中性子特性に大きな変化がないことは、すでに計算により確認されている (第 5 章参照)。我が国では鉄及び普通コンクリートの密度は、実測に基づきこの計算に用いた値よりさらに小さな値であ

ると言われている。また減弱距離についてはさらに大きな値を用いるべきもとの意見がある。そうすると上記計算例よりさらに厚い遮蔽壁が必要だということになる。

実験で求められてる H_0 あるいは $H_0 e^{-b_0}$ と λ は独立ではなく、大きな λ に対しては小さな H_0 が、逆に小さな λ に対しては大きな H_0 が与えられることになる。実験で困難なことは、十分に厚い壁を通過し平衡スペクトルに達したと近似できる深さ以上の領域で減弱距離が実測されなければならない、ということである。十分な線源強度が得られたとしても、減弱距離を求める領域への他の中性子源（使用している陽子ビームラインの上流のコリメータや他のビームチャンネルで発生した中性子の回り込み）の影響が十分小さくないと、実験で求めた減弱距離は実際より大きく見積られてしまう恐れがある。

8. 2. 7 上部方向の遮蔽とスカイシャイン

一方、線源の上部方向の遮蔽は敷地境界（線源より R cm）において許容される中性子スカイシャインによる年間線量当量 $H_B(R)$ により決定される。敷地境界での中性子スカイシャインによる線量当量率 $\dot{H}_B(R)$ は次式の如く与えられる⁵⁾。

$$\dot{H}_B(R) = \frac{a \int_s \dot{H} ds}{4\pi R^2} \exp(-R/\lambda_a) \dots\dots\dots (8.5)$$

但し、ここに

$$a = 2.8$$

$$\lambda_a = 8.5 \times 10^4 \text{ cm}$$

である。原子炉中性子源の場合に比べ、スカイシャインの伝播距離 λ_a が大きいのが核破砕中性子源の特徴で、その値は中性子源が地下か半地下か地表かによって変わってくる。上の値は KEK のカウンターホール（地表構造）の場合で、スカイシャインを陽子ビーム（12 GeV）の下流方向で測定するとこの様な大きな値となる。従って λ_a 値の決定もまた重要な仕事となる。

敷地境界における年間許容線量当量、厳密にはその施設に許された敷地境界への寄与についての値は

$$H_B(R) = h \dot{H}_B(R) \dots\dots\dots (8.6)$$

で与えられる。但しここに h は年間運転時間である。

水平方向及び垂直方向の遮蔽厚の設計値には通常最低でも上式で求めた値に 1 減弱距離の厚さが追加される。それは計算の不確かさに対する保険のためである。将来の出力増強や、線量当量換算係数の変更まで考えれば更にプラスアルファが必要となる。

8. 3 線源遮蔽の実例

8. 3. 1 KENS-I の遮蔽

KENS-I の遮蔽の設計値及び具体的な遮蔽構造を図 8-5 に示す。鉄は必要最小限にとどめ、バルク遮蔽の大部分は重コンクリートで構成している。この遮蔽体の性能は施設完成後実測により評価された。その結果、遮蔽外表面での実測値は設計値に非常に近いことが判った。これは線源強度 $\left(\frac{dn}{d\Omega}\right)_{E>100\text{MeV}}$ の推定の不確かさと、高エネルギー中性子減衰距離 λ のそれが偶然打ち消し合

ったとも考えられるが、計算は現実をかなりよく推定できていた。

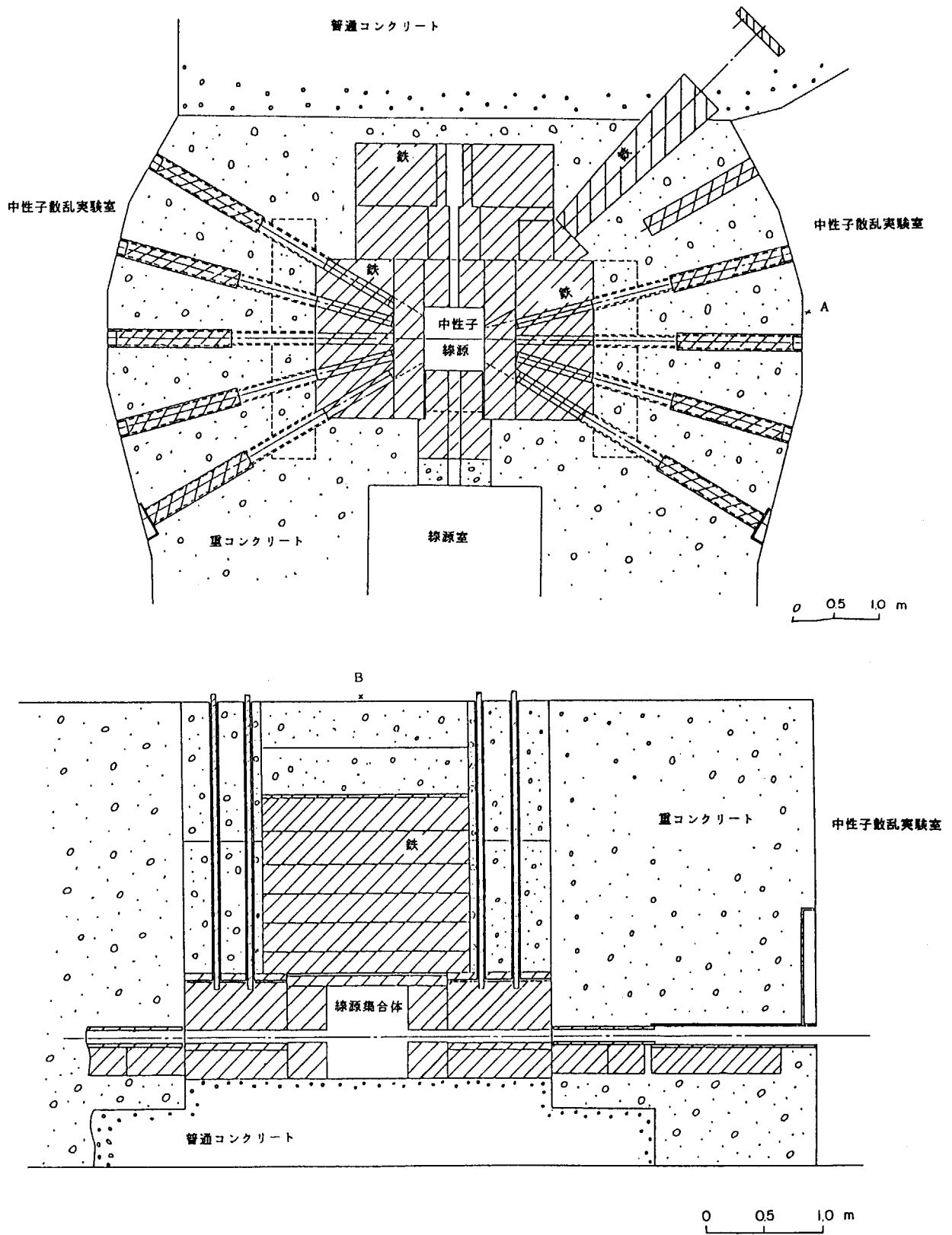


図 8-5 KENS の線源遮蔽体。平面図(上)及び断面図(下)

8. 3. 2 ISIS の遮蔽

ISIS の遮蔽設計値及び実際の遮蔽体は図 8-6 に示す通りである。外表面のコンクリート一皮を除き、鉄で構成されている。遮蔽壁の鉄の厚さは高エネルギー中性子発生の角度分布を考慮して、前方がやや厚めになっている。

8. 3. 3 SQN の遮蔽

かつて西独で計画された SQN (1.1 GeV、5 MW、一種の LPSS) で必要と推定 (計算) された遮蔽を図 8-7⁶⁾ に示す。少しデータは古いですが、同じ 5 MW 核破砕中性子源として参考になる。

8. 4 中性子ビーム孔

中性子ビーム孔の設計上の問題点は、

- (1) 孔の存在による孔まわりの遮蔽欠損による高エネルギー中性子及びそれに随伴する低エネルギー中性子の漏洩
- (2) ビーム孔の取付位置・寸法等の変更に対する自由度 (将来異なるモデレータを見る様変更する等のため)
- (3) 実験で用いるエネルギー領域近傍でのビーム孔の表面反射

このうち (1) は最も重要な問題で KENS-I でも苦労したが、ISIS で採用している如く安全性及び保守の立場から線源をかなり大きい圧力容器 (ポイドベッセルと呼ばれる直径 3.2 m のベッセル。内部に 95%ヘリウム+5%空気が充填してある。図 8-6 参照) に入れようとする、遮蔽壁の始まりがベッセルの外側からとなるため、ビーム孔出口からターゲットの一部が十分有効な遮蔽厚を通ることなく半分透けて見えるようになり、実験室 (特に至近距離に設置される測定器周り) の空間線量当量率は著しく高くなる。ちなみに KENS-I では鉄遮蔽の始まり迄の距離は 35 cm に抑えられている。また孔の周りは高エネルギー中性子に対する遮蔽欠損を少しでも和らげるため鉄が用いられるが、KENS-I でも経験した如く、含水素物質の不足から鉄遮蔽特有中性子漏洩 (約 27 keV 及び 85 keV) が著しく、熱外中性子領域における測定のバックグラウンドレベルを下げるのに苦労する。

図 8-8⁷⁾ は昭和 58 年 3 月に測定した KENS-I での実験室内空間線量当量率分布で、バルクシールドが十分でも孔周りの漏洩のため、この様な高い値となっている。統合計画では遮蔽の対象となる線源強度が、千倍以上となり、ポイド部分が半径 35 cm に納まったとしても、ビーム孔出口及びビームライン周りの漏洩を 20 $\mu\text{Sv/h}$ 以下 (恐らく 2 $\mu\text{Sv/h}$ 以下にする必要がある) に抑えるには、中性子ビームライン遮蔽に多大の努力を必要とする。

(1) の問題をより具体的に示すために、以下の様な簡単なモデル計算を行った事がある。計算対象は当時 KENS-II 計画として考えられていた 800 MeV、500 μA のターゲットステーションについてである。図 8-9⁷⁾ にこの計算に用いたビーム孔周辺の遮蔽体のモデルを示す。計算モデルは次の通りである。ターゲットの中心より遮蔽体の内壁までの空間の長さを a とし、所要のバルク遮蔽性能を得るため遮蔽体は 365 cm 厚の鉄及び 135 cm 厚のコンクリートとした。中性子ビーム孔は開口 10 cm \times 10 cm の直管である。長さ 200 cm の鉄シャッターを、モデレータ

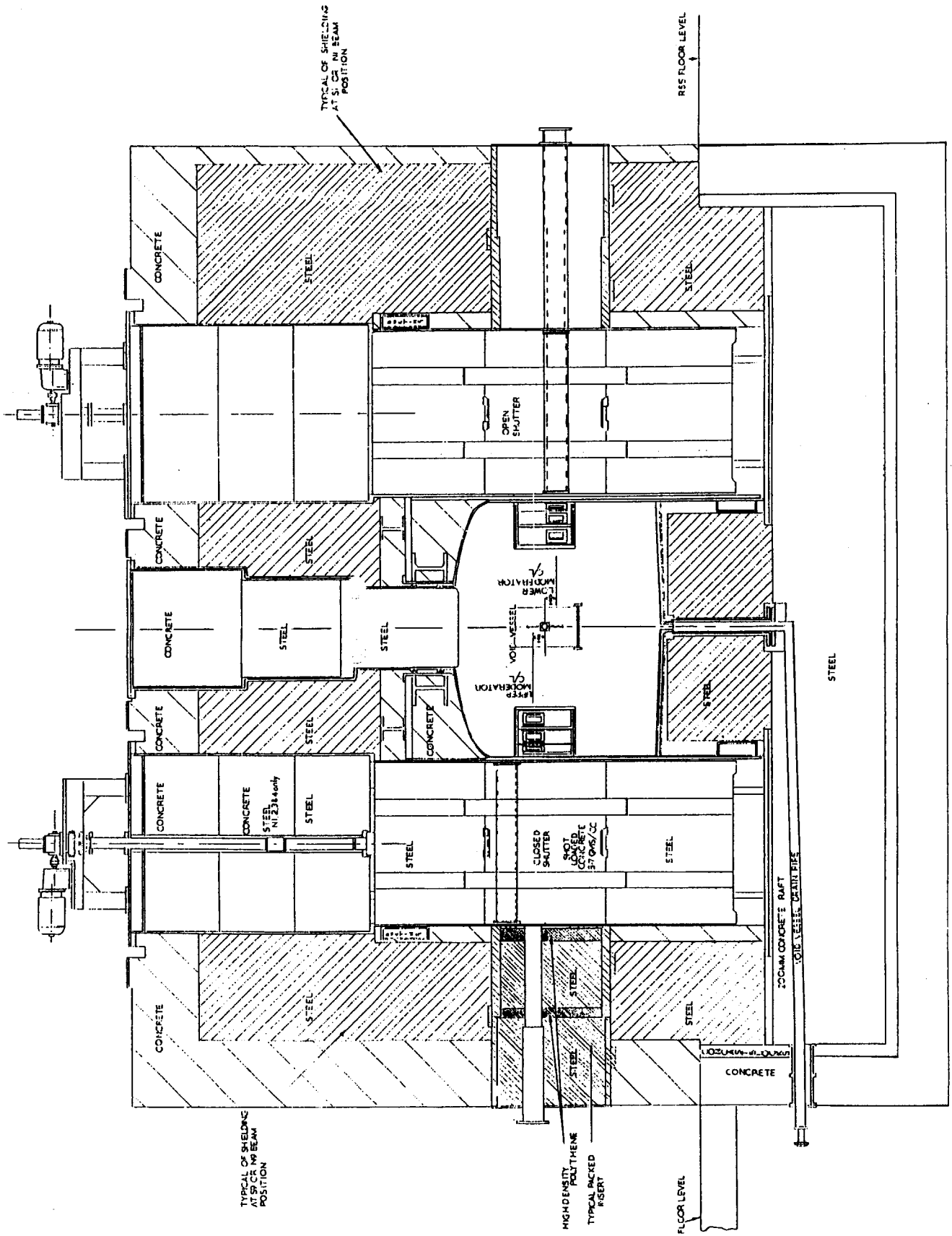


図 8-6 ISIS のターゲットステーション断面図
(ボイドベッセル、ビームシャッター、ビーム孔、遮蔽等)

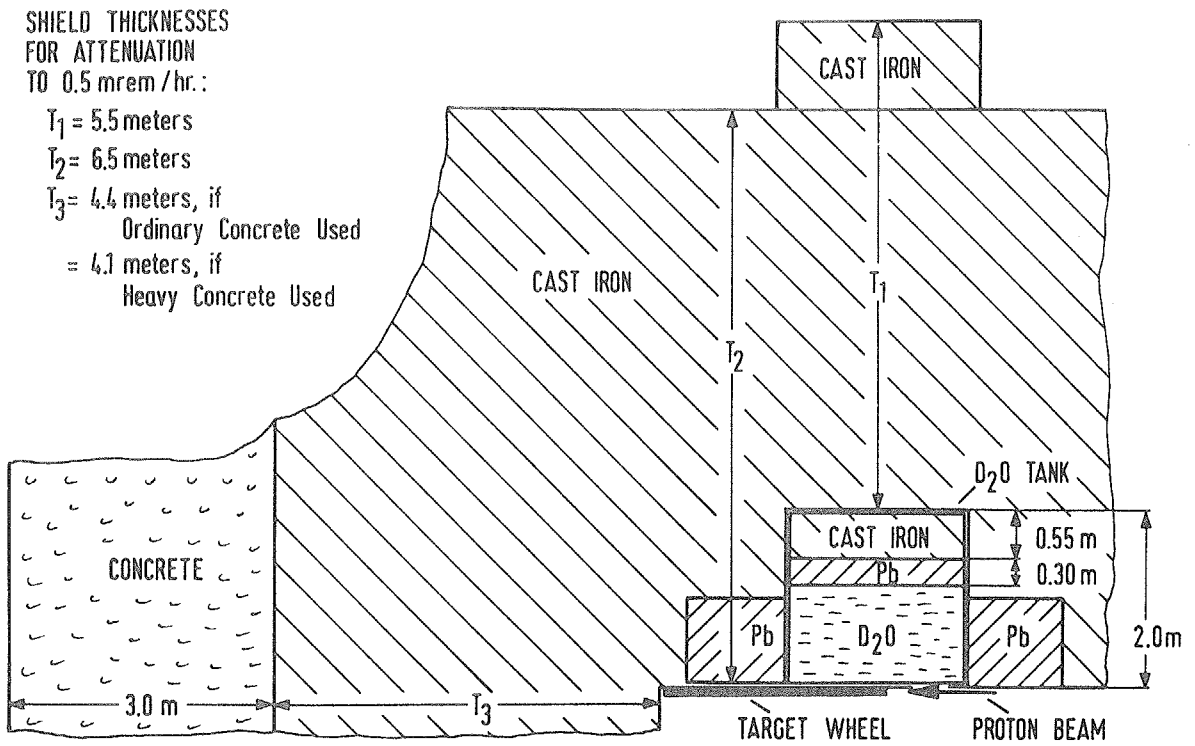


図 8-7 SNQの遮蔽の予備検討

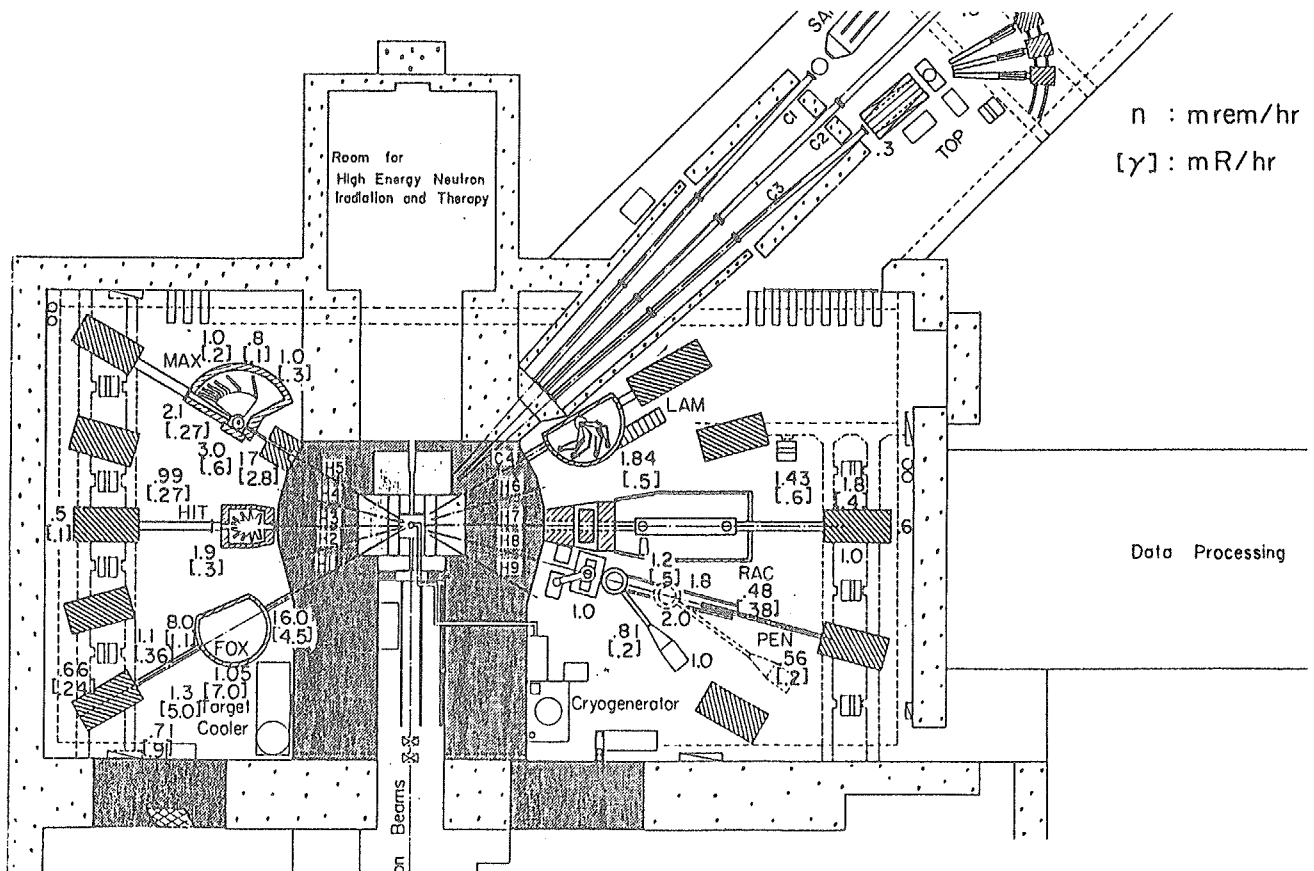


図 8-8 KENS 実験室内の空間線量当量率分布 (昭和 58 年 3 月測定)

より 200 cm の所にその内側先端がくる様に設置した。ビーム孔内シャッター終端位置より出口まで鉄コリメーターを挿入し、中性子ビームをコリメーター出口で 6 cm×6 cm に絞れるようテーパーがつけてある。ビーム孔下部出口近傍のコンクリート遮蔽は 30 cm だけ鉄に置き換え、高エネルギー中性子の漏洩を少しでも減らすよう配慮した。ターゲット位置での陽子ビームの縦方向の分布は全幅 7 cm の放物線型分布を仮定した。

以上の条件のもとに空隙の長さ a を変化させて遮蔽体外壁面上での垂直方向の線量当量率 $\dot{H}(r)$ を(8.2)式に基づいて算出した。図 8-10⁷⁾に $a = 50$ cm 及び 100 cm とした時の結果を示す。シャッター開及び閉時の両方の場合について示してある。既に指摘したように、ビーム孔のまわりの遮蔽欠損による空間線量率 $\dot{H}(r)$ の局所的増大が認められる。図からビーム孔下部方向の遮蔽欠損が著しく（モデレータがターゲットの上にある場合には反対に上部方向の遮蔽欠損が大きくなる）、 $a = 100$ cm で最大 $\dot{H} = 175$ rem/hr にも達する。 $a = 50$ cm とすると最大値は 53 rem/hr に減少する。この値はシャッターを閉じると各々 50 mrem/hr 及び 9 mrem/hr に減少する。図 8-9 に示す様にターゲットより 50 cm の位置から $a = 100$ cm 内壁までの空間を鉄補助遮蔽体で満たすと、 $a = 100$ cm の場合の \dot{H} は 1 桁落ちて、シャッター開の時 18 rem/hr、閉の時 5 mrem/hr まで減少する。この事は反射体にベリリウムではなく鉛を用いれば、遮蔽、特にビーム孔周りの遮蔽に極めて有効であることを物語っている。

以上の如くビーム孔の設計は極めて重要な問題で今後十分な研究がされなければならない。

なお参考のため KENS-I で実測された現在のビーム・シャッター及びビーム・ストップの遮蔽性能について述べておく。ビーム・シャッターは鉄 90 cm 厚 ($\rho = 7.8$ g/cm³)、ビーム・ストップは断面 1×1 m²、長さ 1.3 m の重コン ($\rho = 3.5$ g/cm³) 製で深さ 80 cm まで 30×30 cm² の孔が掘ってあり、一番奥に 30 cm 厚の鉄が埋め込んである。従って孔の奥は鉄 30 cm + 重コン 50 cm である。実測は H-4 ビーム孔出口より 2 m の下流に大きなカーボンしきい検出器を置き、シャッターの開閉およびクレーンによるビーム・ストップの出し入れに対し、20 MeV 以上の中性子束を測定することにより行われた。その結果を表 8-2⁷⁾に示す。ビーム・シャッターについては計算と実測はよい一致を示している。ビーム・ストップについて実測値の λ の方が大きいのは、ビーム・ストップの孔にビームがうまく当たらなかった（一部まわりの重コンに当たった）為と考えられる。

8. 5 ビームシャッター

8. 5. 1 ビームシャッターの概要

ビームシャッターは、一般的には、5 MW 級核破碎中性子源では厚さ 3 m にも達する。ビーム孔の長さの大部分がシャッターに占められることになる。バルクと同様、鉄を主体に外側に最低限のコンクリート（重コンが良いかも知れない）を用いる。シャッターの設計で重要となるのは

- (1) 所要の厚さの決定。そのためには運転中シャッターを閉とした状態で着目したビーム下流（測定器位置）における線量当量率を幾らに抑える必要があるかを先ず決める必要がある。
- (2) どの位置に置くか。ビーム孔のなるべく奥に置ければ、シャッターによる中性子の散乱、

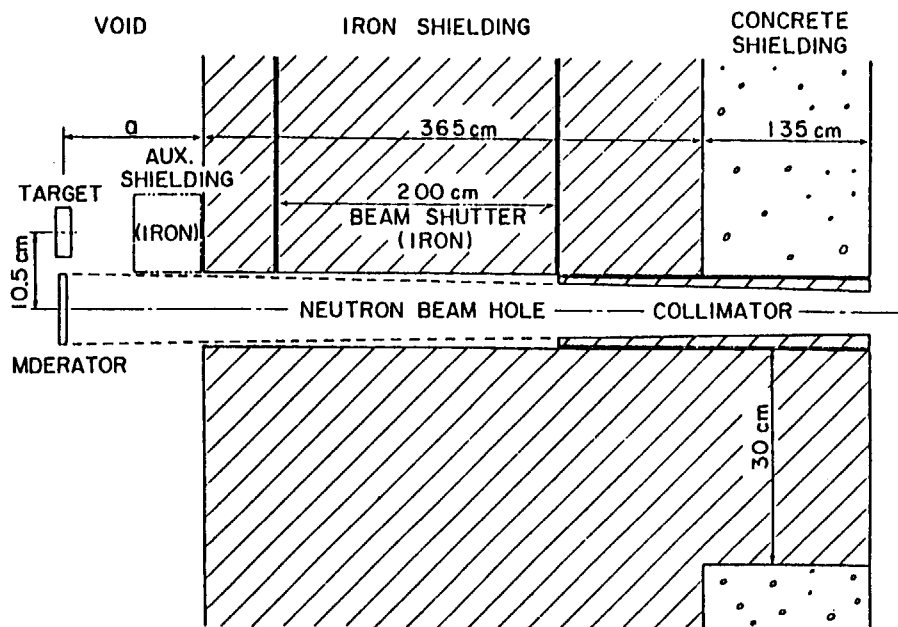


図 8-9 KENS-II ビーム孔周辺の遮蔽計算モデル
(水平方向と垂直方向で縮尺が異なることに注意)

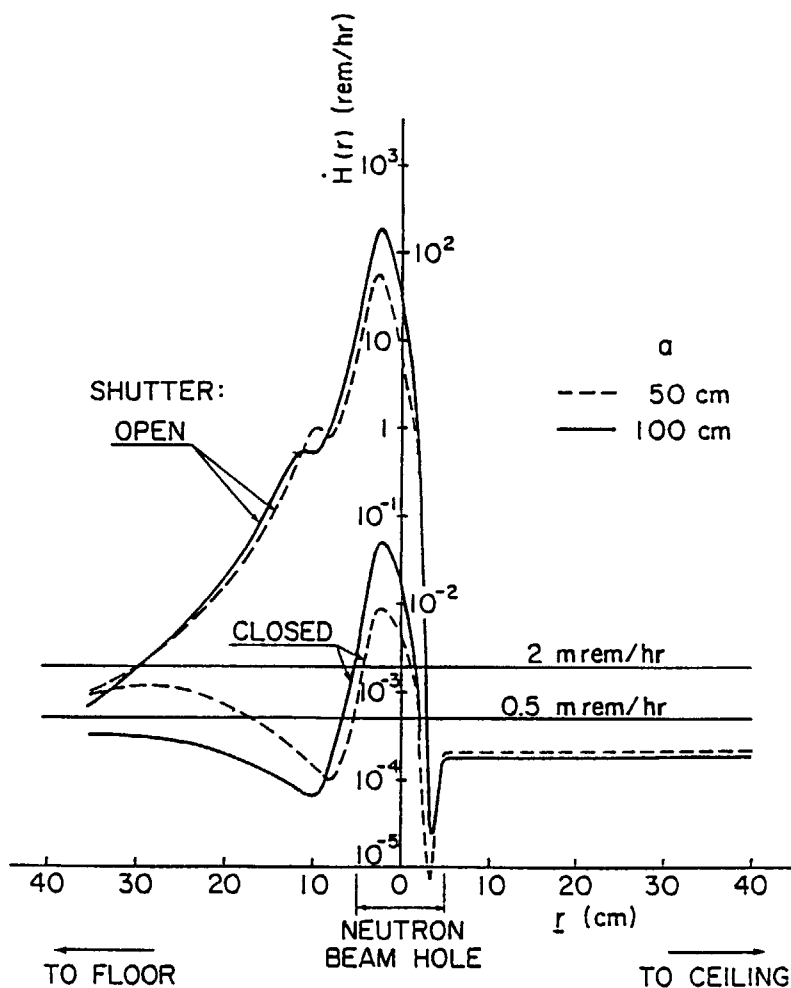


図 8-10 KENS-II 線源遮蔽外壁面上での垂直方向の線量当量率H分布

表 8-2 ビーム・シャッター及びビーム・ストップの実効遮蔽能の実測・計算比較

	ビーム・シャッター	ビーム・ストップ
鉄 厚さ (cm)	90	30
密度 (g/cm ³)	7.8	7.8
λ (伴) (g/cm ²)	116	116
(Mfp's) _{Fe}	6.05	2.02
重コン 厚さ	0	50
密度	—	3.5
λ (伴) (g/cm ²)	—	96
(Mfp's) _{HC}		1.82
(Mfp's) _{total}	6.05	4.04
実測値 (Mfp's) _{exp}	6.13	6.44

[注] λ (伴) は伴による減弱距離の推定値

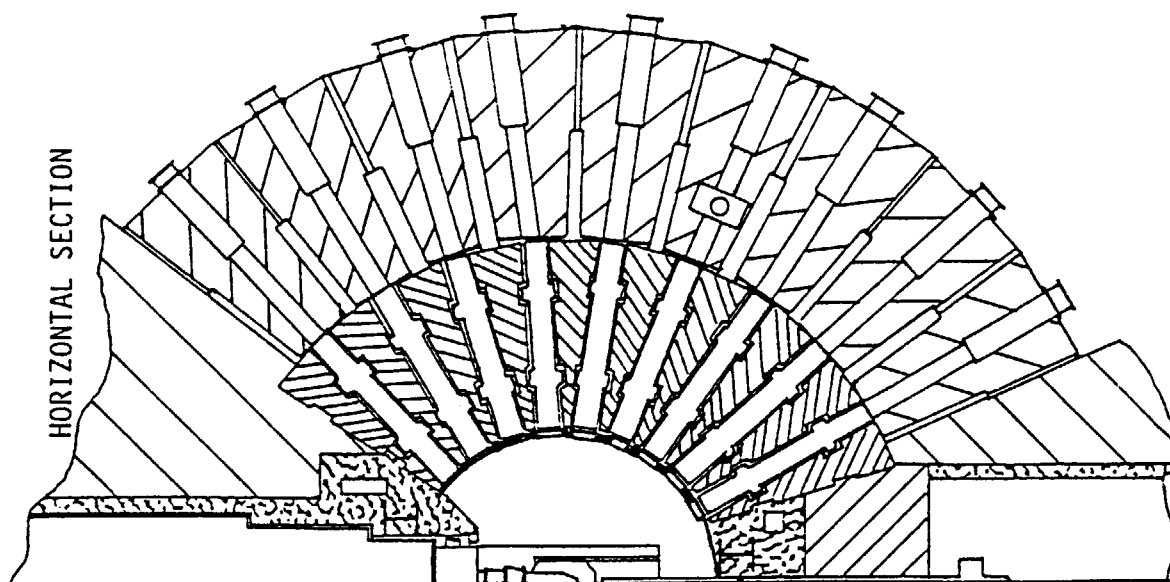


図 8-11 ISIS 線源遮蔽の水平断面図 (ビーム・シャッターの水平断面)

高エネルギー中性子の減弱により新たに生成する速中性子の影響を、外側に置いた場合に比べより低減することが出来る。

- (3) シャッターの幅をどう選ぶか。ISIS ではビーム孔が見るモデレータを将来自由に選択できる可能性を残すため、シャッターは幅が約 30 cm と大きくしてある。ビーム孔の数を増し、なるべくターゲットの近くにシャッターを置こうとすれば、幅はあまり大きく出来ない。
- (4) シャッターの駆動方式をどうするか（上下移動か回転か等）。
- (5) シャッターの上下移動に伴う遮蔽欠損（シャッターブロック中のビーム孔の移動も含む）にどう対処するか。

以上を考える上で、既存施設ではどう考え、どの様にしたかについて述べてみたい。

8. 5. 2 KENS-I 方式

- (1) KENS-I では将来とも特定のビーム孔が見るモデレータは不変として、ビーム孔の幅及び高さ夫々を 10 cm に固定し、従って長さ 90 cm の鉄シャッターは幅 12 cm として、線源から最短距離約 70 cm の位置からシャッターが始まるようにした（図 8-5 参照）。
- (2) シャッターの駆動は上下駆動とし、シャッターブロックがビーム孔を押し潰す方式とした。シャッター閉時にブロック上部に生ずる遮蔽欠損は、そこを通過する中性子が遮蔽体の外側の空間で、運転中に実験者がアクセスすることのない高さに現れる様にブロックの高さを選ぶことにより解決した。

尚、シャッターの遮蔽性能の実測値は前節で示した通りである。後で生じた問題点は、実験空間が手狭なため、設計時には実験者が長時間滞在アクセスすることはないと考えた遮蔽欠損延長上の空間に実験装置の 2 階屋が多数設けられ、そこに実験者が長時間滞在する様になった為、その放射線被曝対策に苦労した事である。KENS のビームシャッターは 20 年近い稼働を経たが、一度も本質的なトラブルはなかった。

8. 5. 3 ISIS 方式

ISIS では図 8-6 及び図 8-11⁸⁾に示す様なシャッターが採用されている。その特徴は

- (1) 長さが 2.8 m と長く、ポイドベッセルが線源から既に半径 1.6 m のところまできているので、そのすぐ外側に幅の広いシャッターが肩すり寄せて設置されている。
- (2) KENS-I の様にビーム孔を押し潰す方式を採用していない。これはシャッターの長さが大きいので、その中のビーム孔を真空に保ったり、中性子ガイド管やビームコリメータを挿入したりするには、孔の空いたブロックを上下させる必要があるためである。
- (3) ブロック上下に伴う遮蔽欠損は KENS-I の場合より複雑で、ブロックの移動した後の欠損の他、ビーム孔部分の移動に伴う欠損も生ずる。これらを考慮してシャッターブロックの高さを非常に高くし、ビーム孔より高い位置に生ずる欠損の影響がほとんどないようにしている。ビーム孔下部に生ずる欠損を通過する中性子は、床面より下にくるようにしているので、問題はない（図 8-5 参照）。

米国オークリッジ国立研究所の SNS 計画では、ISIS 方式を考えている（図 8-12⁹⁾参照）。但し、シャッターの位置はポイドベッセルの直ぐ外側からではなく、一定厚の鉄遮蔽を経た外側からとなっている。すなわち ISIS よりかなり外側に設置される。

8. 5. 4 SNQ 方式

SNQ では図 8-13¹⁰⁾に示す様なロータリーシャッターが考えられた。直径約 3 m の鉄製ローター（円板）の中心にビーム孔があり、ビーム閉時にはこの孔が垂直になるよう、ローターを 90° 回転させる。孔の中の真空の管理やコリメータの挿入等は上方よりアクセラする。

この方式は装置が大がかりでコストも他の方式より高くなりそうであるが、実験者からみれば一番魅力的と思われる。ESS 計画ではこの方式の採用を考えている（図 8-14¹¹⁾参照）。

（[注] G. S. Bauer によると、ロータリーシャッターの製作費は ISIS 型とほとんど変わらないそうである。）

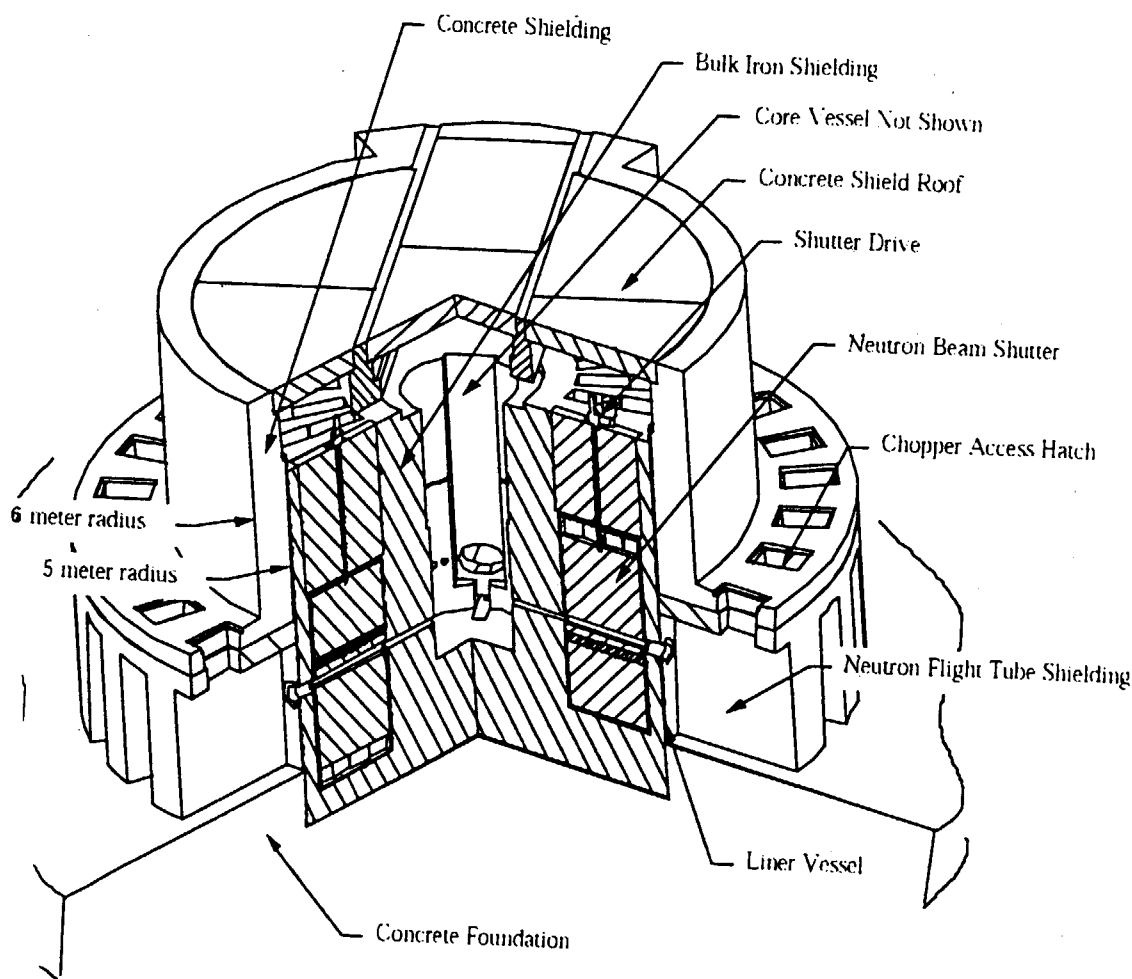


図 8-12 SNS 計画におけるターゲット・ステーション及び線源遮蔽

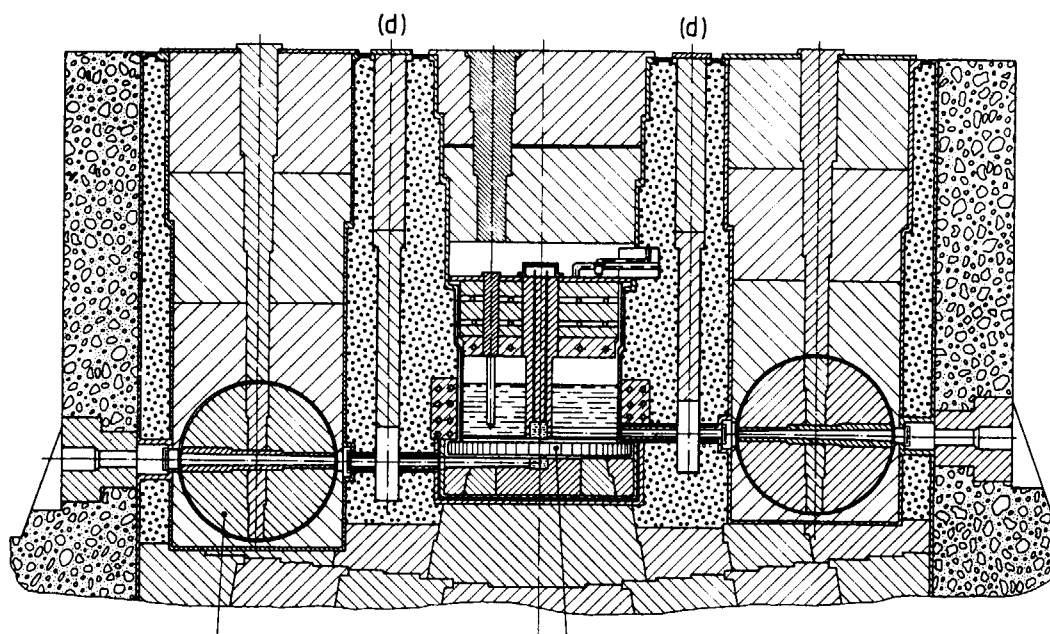


図 8-13 SNQ のターゲット・ステーション断面図及びロータリー・ビーム・シャッター

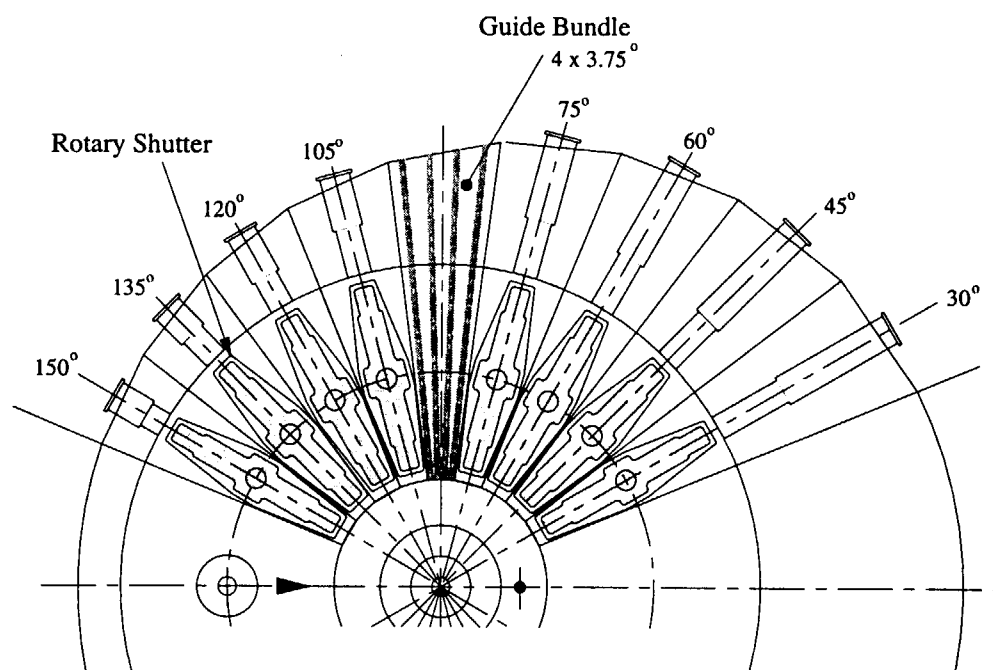


図 8-14 ESS 計画におけるターゲット・ステーション（平面図）、
ビーム・チャンネル及びビーム・シャッター等のレイアウト

8. 5. 5 SINQ 方式

SINQ は重水炉に似た核破碎中性子源で、シャッターには図 8-14¹²⁾に示すような径の小さいロータリーシャッターを多数組合せる方式となっている。原子炉でよく用いられてきたものを多数直列配置したような構造である。この方式の特長は原子炉での経験でよく知られているが、筆者の気になる点としては次の如くである。

(1) 保守のためにはそのビーム孔に設置してある中性子実験装置を一時撤去し、シャッターを全体として実験室内に引き出す必要があること。

(2) シャッター内にコリメータを入れるのは難しくないが、こま切れのためシャッター全長に亘り真空にする必要があること。シャッター内に中性子ガイド管を埋め込むのは、困難であること。

(3) SINQ のビーム孔は重水減速反射体中の熱中性子束が最大となるところを見る様になっている。すなわちターゲットから 20 cm くらい離れたところにビーム取り出し管が挿入されている。また、ターゲットは直径 20 cm もあり、陽子ビームサイズはこれよりずっと小さいので、SPSS の場合に比べ陽子に照射されている領域からより離れた所を見ている。ターゲット・モデレータが極めて接近している SPSS の場合の実績がないので、その採用には十分の検討が必要である。なお、JHF ではこの方式の採用を考えていた。

8. 6 ビーム孔の設備

ビーム孔の遮蔽については既に述べたが、ビーム孔の性能を考える上で次の点を上げておきたい。

(1) ビーム孔の真空排気

乾燥した空気中での中性子の減衰率は熱中性子に対して約 5%/m、冷中性子に対しては 10%/m にも達する。この事は、もしモデレータから遮蔽体外側表面までの距離約 7 m が全部空気なら、冷中性子強度は真空の場合の 45%にまで落ちてしまう。即ちこれだけで 5 MW が 2.25 MW 相当になってしまうという事である。超冷中性子を作るのに用いられる極冷中性子（波長 20 - 100Å）では一桁以上強度が落ちてしまう。真空にするには一番長い部分を占めるシャッターの孔も真空にする必要がある。アルミ合金の真空窓も枚数が増えれば無視できない減衰をもたらす。例えば 2000 系アルミ合金を用い合計 10 mm 厚（冷中性子モデレータ用クライオスタット、多数の真空窓等の合計）を仮定と 10Å 中性子で 21%減衰する。この事は窓による減衰も無視できないが真空化は不可欠であることを示している。真空の代わりに 1 気圧の He ガスを充填する方法もある。窓の合計厚さによる減衰とどちらが得であるか検討を要する。

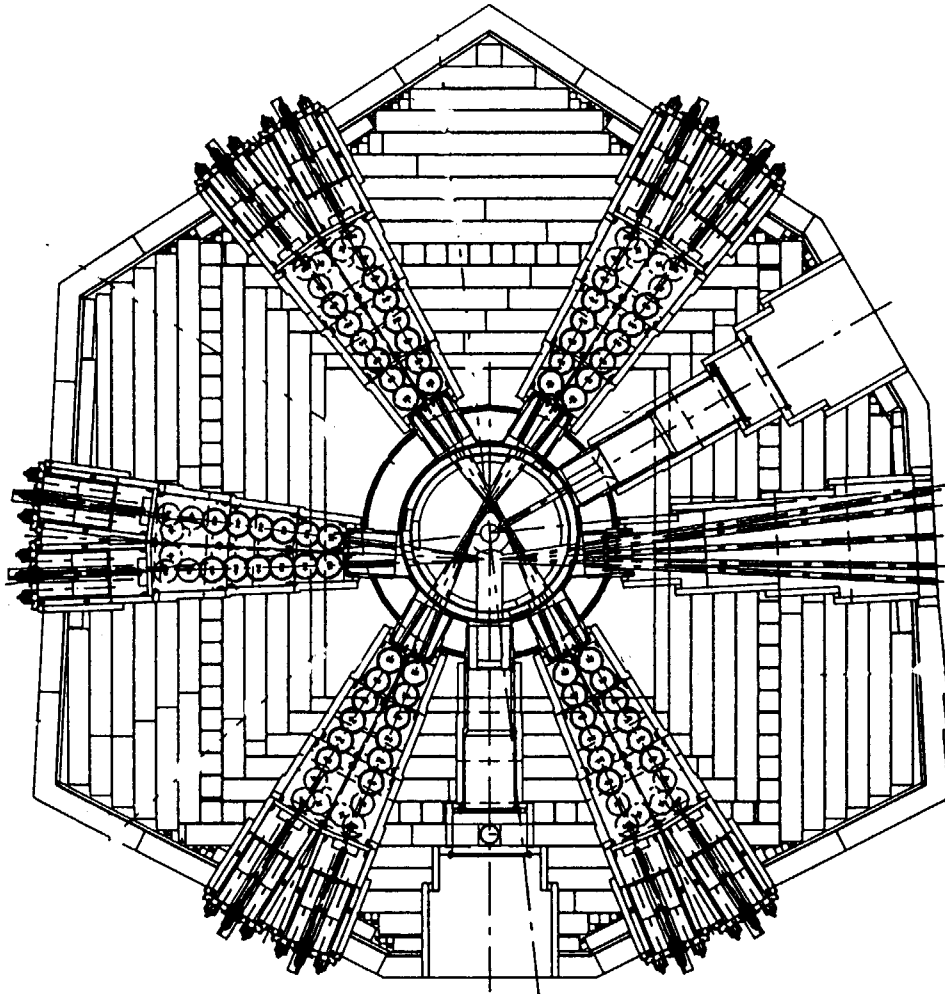


図 8-15 SINQ のターゲット・ステーション平面図。

線源遮蔽と 8 連回転ビーム・シャッター。中央の円が D_2O 減速反射体。

(2) 真空窓の保守

ISIS では直径 3.2 m のポイドベッセルが採用されている (図 8-6 参照)。そのため既に述べた如く、ビーム孔出口周りの線量当量率を著しく大きくしているが、そもそも何故この様な直径を必要としたかは次の理由からである。

将来必要ならどのモデレータでも見る事が出来るようにビーム孔は大きく (実際には現在必要なモデレータだけを見る孔の空いたプラグ及びシャッターブロックが挿入してある)、ポイドベッセルの窓も大きい。ポイドベッセルの径が小さいと、窓が隣と重なってしまい窓として成立しなくなる。更にポイドベッセルの窓を保守するのにロボットを投入出来る空間としてこの様な大きさとなっている。

筆者はこの悪循環を早くから指摘し、KENS-II でも原研計画でも将来特定のモデレータしか見ないという方針で設計を進めたが、この様な反省から ESS でも SNS でも見るモデレータを限定し、ビーム孔サイズ、従って窓サイズを少しでも小さくしようとしている。

(3) コリメータ、ガイド管等の挿入

シャッターの部分を含め、ビーム孔の殆ど全長に亘り、ビームコリメータや中性子ガイド管を

挿入する必要がある。真空排気と共にこれらのデバイスが上手に収まり、交換・保守等が容易に出来る方策が重要となる。図 8-16¹³⁾は KENS-I'における遮蔽体内ビーム孔に挿入されるコリメータの一例である。ビーム孔内壁による中性子の散乱、反射を抑え、質の高いビームを実験装置に供給するには不可欠なものである。ビーム孔内に挿入されるガイド管、特に線源に最も近いシャッター内のそれには、放射線損傷を考慮し、ガラスではなくメタルベース多層膜等を用いる必要があるか否かも重要な検討事項である。ガラスの方が多層膜の膜平行度がよくなるので中性子反射性能が高い。ANL グループは IPNS での使用経験から、ガラスでも放射線損傷に対し十分な寿命が得られると述べている。シャッターの駆動に伴う角度のぶれをどの様に抑えるか等検討すべき点は多い。

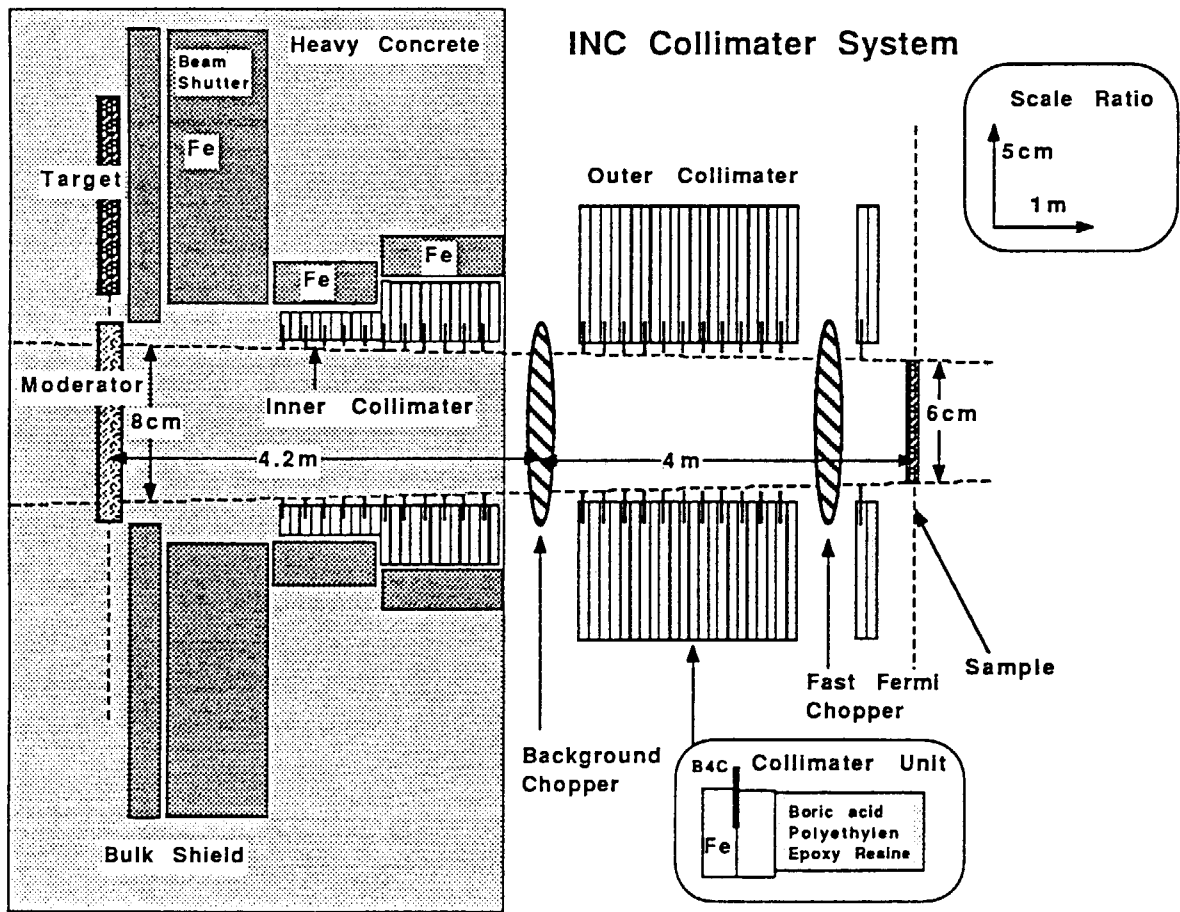


図 8-16 ビーム・コリメータの一例 (KENS のチョッパー型中性子分光器 INC の場合)。
縦：横のスケールが 20 : 1 になっていることに注意。

8. 7 ポイドベッセル

ポイドベッセルとはターゲット・モデレータ周りの一定の空間を真空又はヘリウム充填とし、ターゲット周辺で空気の放射化による放射性ガス及び O_3 、 NO_x 等の腐蝕性有毒ガスの発生を防ぎ、またモデレータからの液体水素等の漏洩に対処し、あるいは最悪の場合、ターゲットの破損による放射性ガス及び液体の流出をこの空間内に留めるために不可欠な容器で、原子炉における炉心容器の様な役割も兼ねている。

この容器の大きさや、中の雰囲気何をにするかにはいろいろな考え方がある。

ISIS のポイドベッセル (図 7-5 参照) については既に述べたが、ロスアラモスの LANSCE では、直径約 1 m のクリプトと呼ばれる容器がこれに相当し、中は真空に保たれている。ポイド空間があると既に述べた如く、遮蔽体外側のビーム孔出口の周りの線量当量率が著しく高くなるので、これを防ぐためクリプトの内部には可能な限り鉄遮蔽ブロックが積み上げてある (図 8-17¹⁴⁾参照)。

どのようなポイドベッセルを考えるかは、筆者の経験では、ターゲットステーション設計上、一番重要且つ難しい問題である。即ちビーム孔との仕切りの窓を何処に設けるかである。LANSCE では窓はビーム孔の上流に存在している。従ってクリプトから多数の真空ビーム管が出口に向けてビーム孔中に飛び出しており、その外側に水銀シャッターが置かれている。この窓の保守は非常に困難と考えられる。

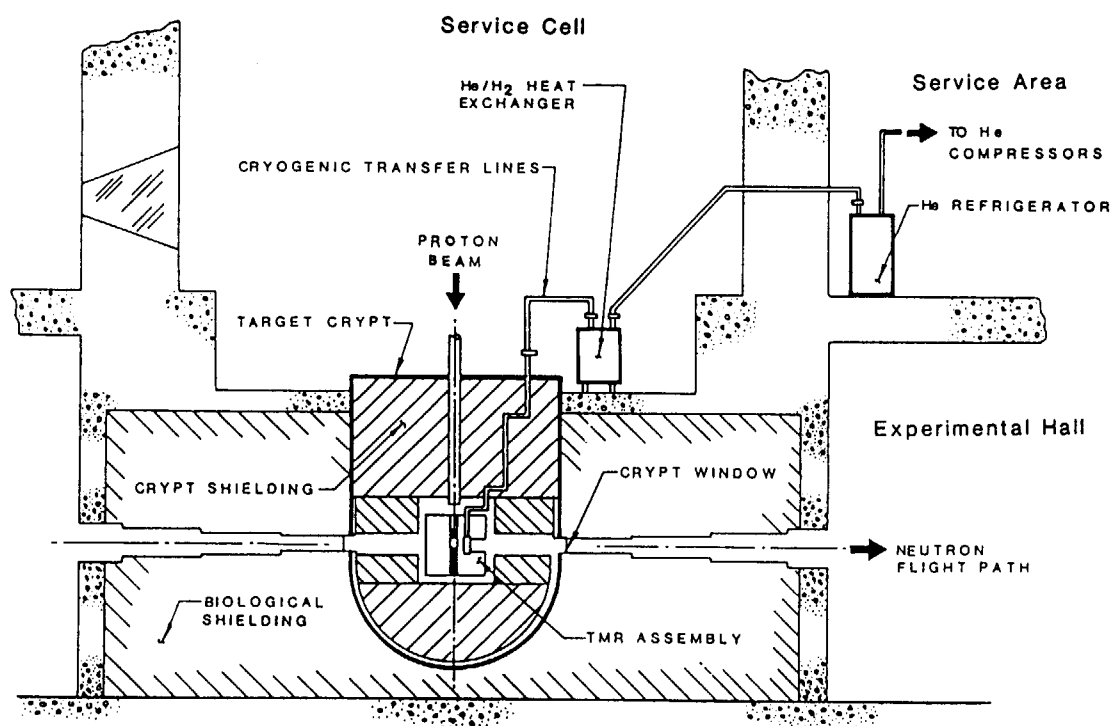


図 8-17 LANSCE のクリプト

アルゴンヌ国立研で提案した IPNS Upgrade (2.2 GeV、1 MW) 計画は実現しなかったが、そこで考えられたベッセルも大いに参考になる。図 8-18¹⁵⁾は IPNS Upgrade の線源遮蔽で、ISIS 型のビーム・シャッターの採用が考えられた。図 8-19¹⁴⁾はポイドベッセル(ターゲットタンク)で、ISIS に比べ非常に小さく、アルミ合金製で、窓の部分は壁厚が薄くしてある。

ポイドベッセルの構造は、ターゲット及び複数のモデレータ(特にクライオジェニック)をどの様に交換保守するかにも深い係わりを持っている。

更に陽子ビームとポイドベッセルとの間を仕切る窓を何処に設け、どの様に交換するかとも深く係わる。この窓は直接大強度陽子の照射を受けるので寿命は短いと予想され、頻繁に容易に交換出来る様になっていなければならない。IPNS Upgrade では陽子ビームライン・トンネルとターゲットタンクとの間の遮蔽壁を図 8-20¹⁶⁾のような真空ビーム輸送管が貫通し、加速器の真空窓の交換はこのパイプを上流に引き抜き実施される。

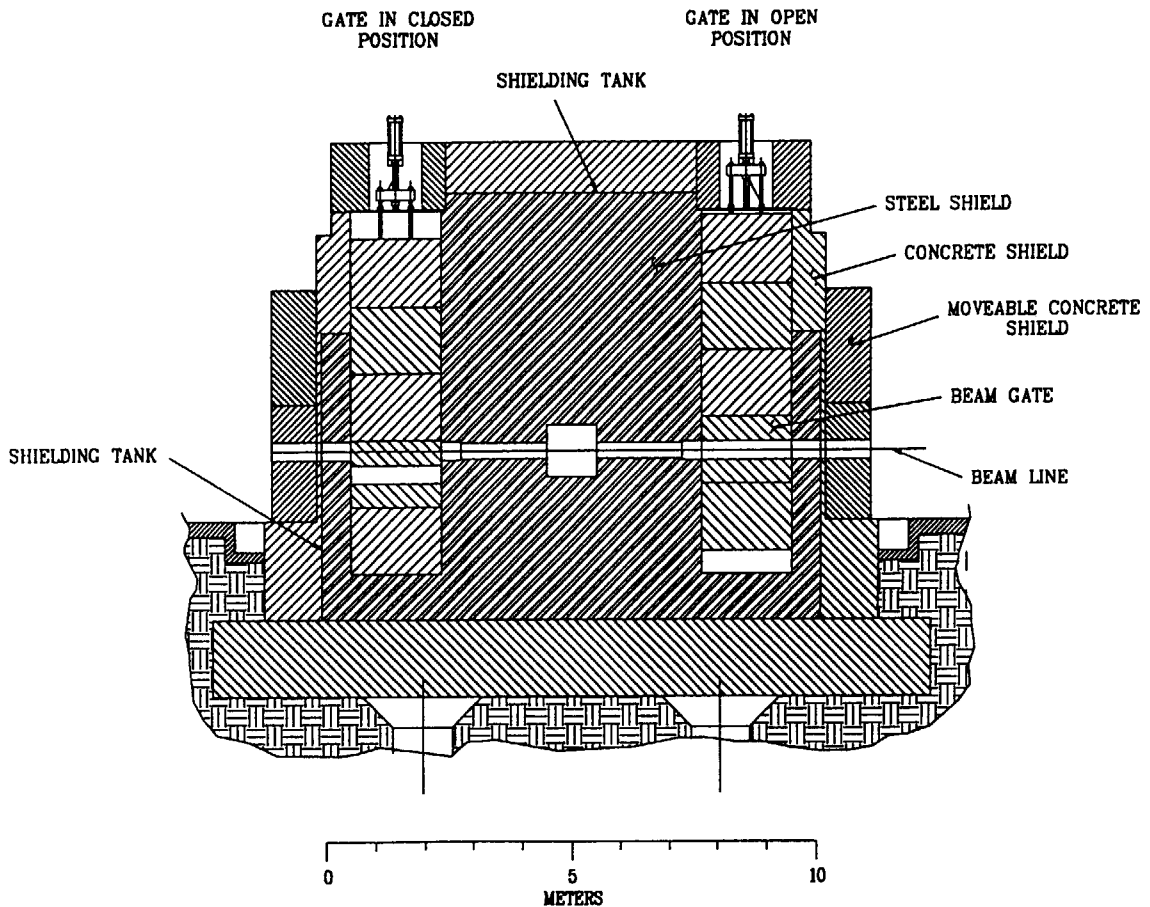


図 8-18 IPNS Upgrade の線源遮蔽(垂直断面図)

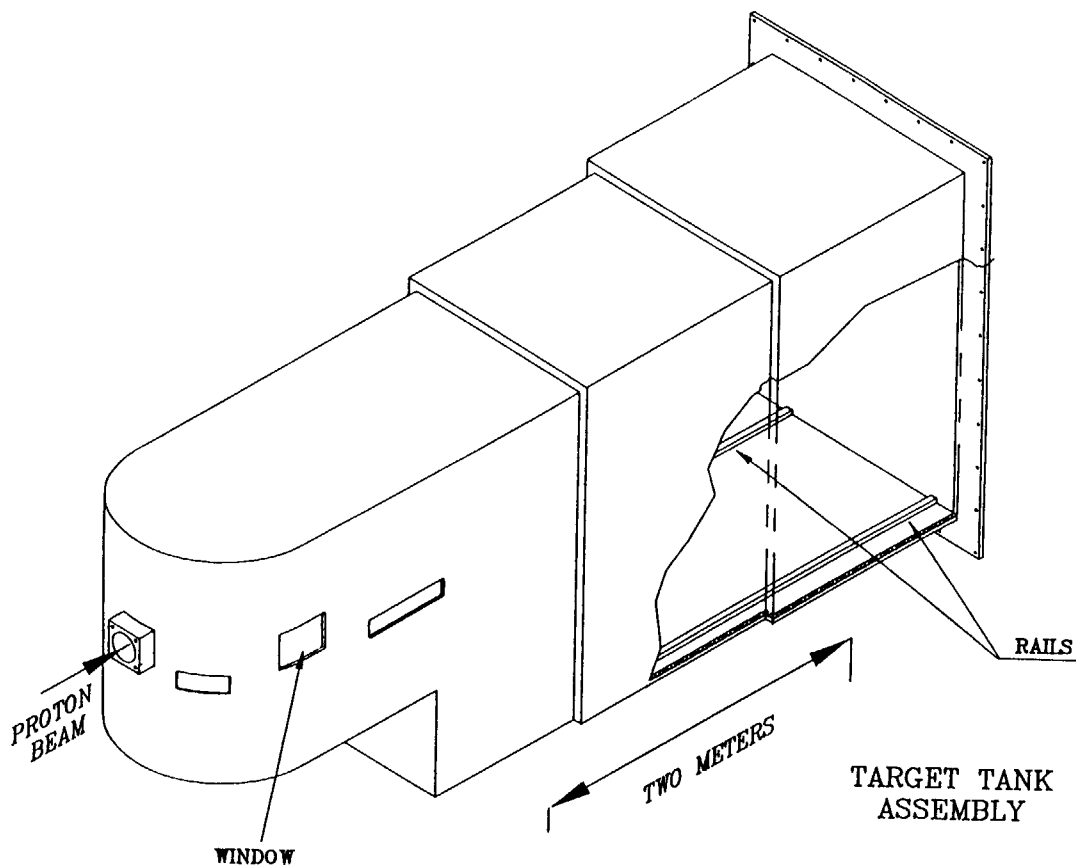


図 8-19 IPNS の Upgrade のターゲットタンク

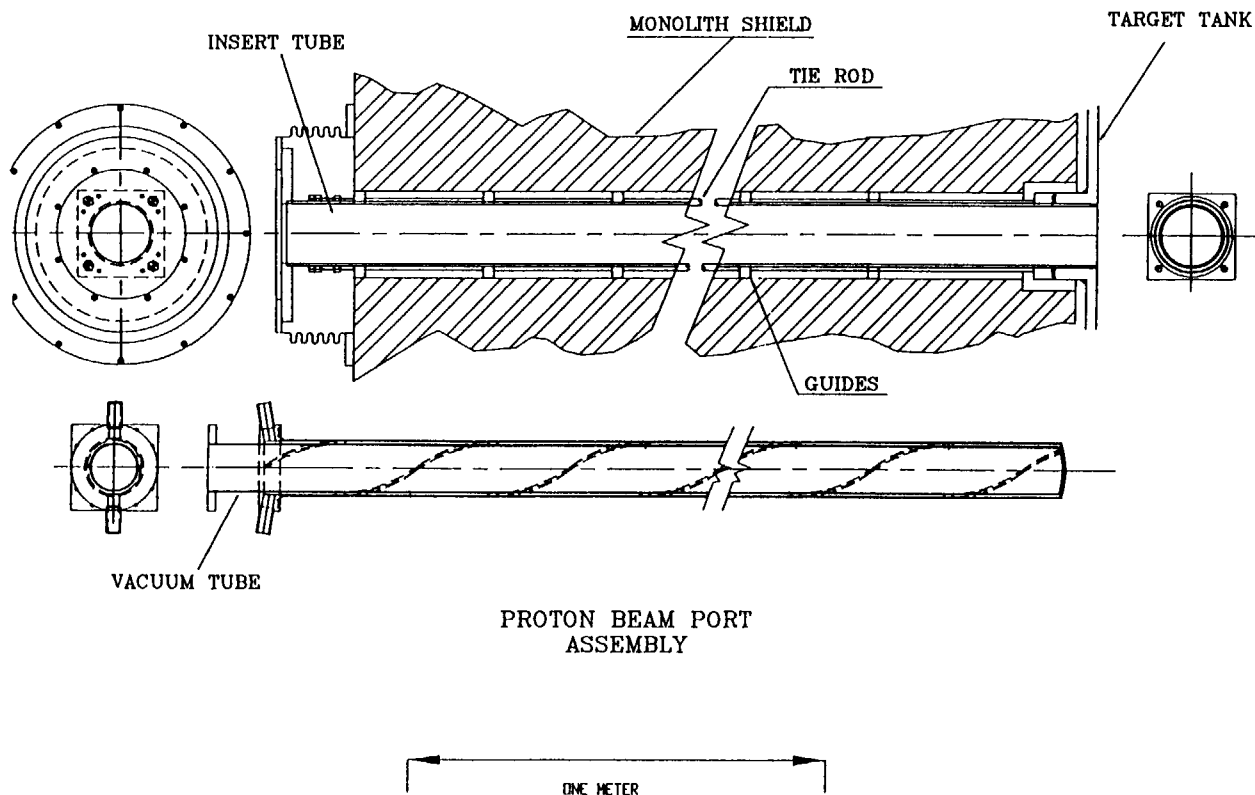


図 8-20 IPNS Upgrade の陽子ビーム入射ポート

8. 8 遮蔽体の冷却及びガスの管理

ポイドベッセルのすぐ外側、即ち遮蔽体の内側の一定の部分は当然冷却の対象となる。どの位の核発熱になるかは比較的容易に計算できる。原研計画ではターゲットの周り及びポイドベッセルならびにその周辺の遮蔽体の構造が決まっていないので、具体的な計算をまだ行っていないが、その概略は第 5 章ですでに述べた通りである。参考のため IPNS Upgrade での計算例を示すと図 8-21 の如くなる。5 MW ではこれらの値を 5 倍にスケーリングすれば大体の感じはつかめる。遮蔽体の内側部分に必要な冷却はここに示すレベルで、冷却方式は研究炉の場合と同様と考えてよい。

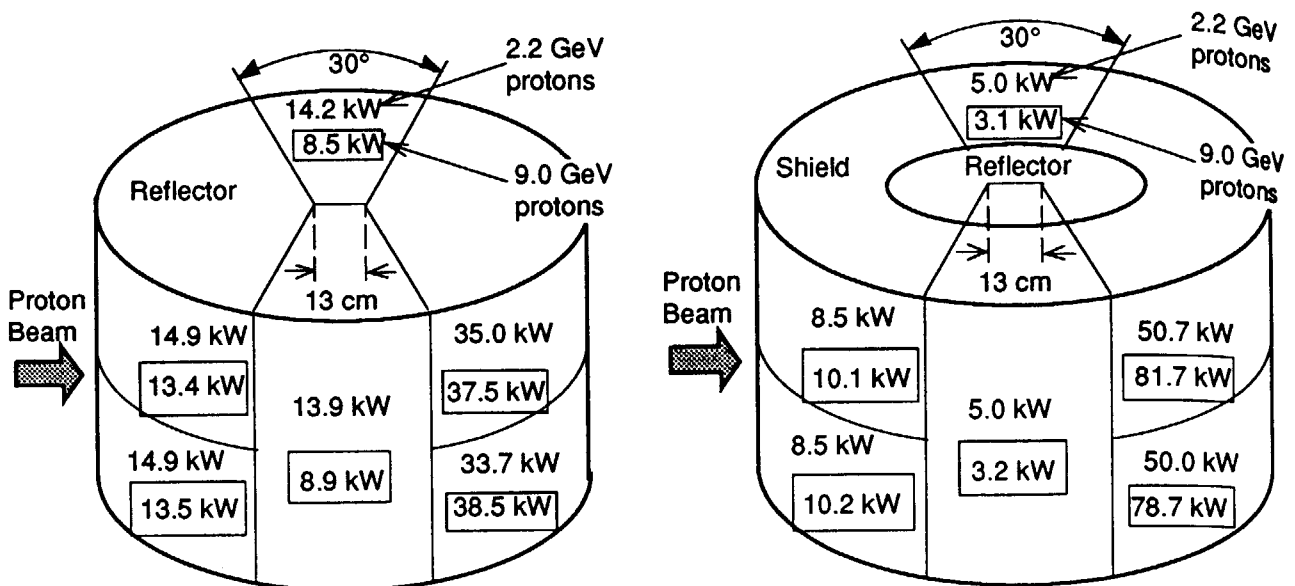


図 8-21 IPNS Upgrade(1 MW)のベリリウム反射体中 (左) 及び半径 1 m 内の鉄遮蔽体内での核発熱分布 (計算値)

アルゴン-40 対策であるが、核破砕パルス中性子源における熱中性子の全発生数は原子炉の場合より十分小さいので、適当な半径のポイドベッセルを備えれば、その外側での空気 (特にアルゴン) の放射化は大きな問題にはならない。但しベッセルの外側は遮蔽材で埋め尽くすとともに、遮蔽体全体は乾燥空気、または可能なら He ガスで覆い、それを循環させて除熱も行う。遮蔽体全体を気密構造とする必要がある。

8. 9 線源取り扱い施設の遮蔽

次にターゲット、モデレータ等のリモートハンドリングセルの遮蔽について述べる。

運転に伴いターゲット内に蓄積される飽和の放射能の値 A^S は凡そ次式で与えられる。

$$A^S = 0.17 GN^* I_p \text{ (MCi)}$$

但しここに N^* は入射陽子 1 個当たりターゲット内に生成される放射性核種の原子核数、 G は放射性崩壊のチューン・ファクターで、Hg の場合 $G = 1$ 、 I_p は mA 単位で表した入射陽子ビーム強度である。Hg ターゲットに 1.5 GeV 陽子を入射した時の N^* の値は $N^* = 4.1$ と推定すると $I_p = 3.33$ mA として

$$\begin{aligned} A^S &= 0.17 \times 1 \times 4.1 \times 3.33 \\ &= 2.3 \text{ (MCi)} \end{aligned}$$

ターゲットの交換等の対象となる冷却時間後における放射能レベルはどうか。図 8-22¹⁷⁾ は 5 MW の陽子ビーム照射を行った後の残留放射能レベル (TBq) の冷却時間による推移を Hg、W、Ta ターゲットの場合について比較したものである。Hg ターゲットの場合の飽和放射能レベルは劣化ウランターゲットの場合の 1/5~1/10 であることを考慮すると、原研計画のリモートハンドリングセルに要求される遮蔽性能は、ISIS の劣化ウランターゲットの 3-6 倍の放射能がハンドリング出来ればよいことになると考えられる。

固体ターゲットを用いるとすると、Ta の場合、Hg の場合の照射直後で約 5 倍、100 日冷却後では 1 桁上の残留放射能レベルとなる。

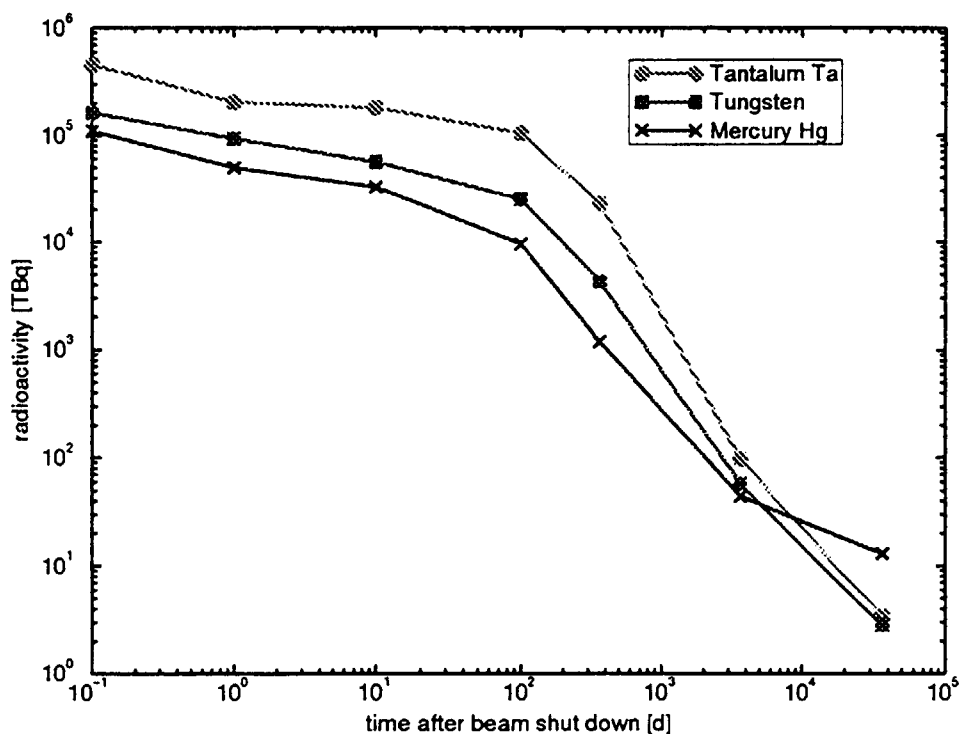


図 8-22 Hg、W、Ta ターゲットの残留放射能レベル (TBq) の比較 (計算値)

8. 10 中性子ビームラインの遮蔽

8. 10. 1 中性子ビームライン、 T_0 チョッパーの遮蔽及びビームストップの概要

バルク遮蔽の外側の実験室内の中性子ビームライン遮蔽は非常に難しい問題を含んでいる。バルク遮蔽を貫通するビーム孔出口周辺の放射線線量率はすでに 8.4 節で述べた如く非常に高い。従ってこれに接続するビームラインの遮蔽も極めて重厚なものとなる。たとえば SNS 計画 (1 GeV、2 MW) の場合、ビーム孔出口から 10 m くらいの間は厚さ 1.2 m の鉄+厚さ 20 cm のボロン入りポリエチレンでビームラインを囲む必要があると言う計算結果となっている。測定器に至る途中に、一般には $t = 0$ に発生する高エネルギー及び速中性子のバーストが測定器たたくのを軽減するために、 T_0 チョッパーと呼ばれるマッシブなチョッパーが置かれる。ISIS の例ではニモニック製の長さ 50 cm、直径約 10 cm の棒が、 $t = 0$ (バーストの瞬間) 近傍でビームを遮るよう回転させている。このチョッパーの使用により、測定データのバックグラウンドレベルを大きく改善させるとともに、 T_0 チョッパー以降測定器周辺の空間線量率を大きく低減するのに役立っている。その代わり T_0 チョッパー周辺に速中性子がばらまかれるので重遮蔽が必要となる。SNS の例ではチョッパー周りに必要な鉄遮蔽は厚さは、 T_0 チョッパーの設置位置としてビーム孔出口下流約 5 m を仮定すると、鉄 1.6 m 硼素入りコンクリート約 0.3 m にも達する¹⁸⁾。測定器の後のラインも、それなりの遮蔽が必要で、最後にビームストップに至る。ビームストップも非常に大きな鉄のブロック (SNS の例では鉄 1.4 m×コンクリート 0.6 m×長さ数 m、中央に適当な直径及び深さの穴が設けてある) が必要となる。その質量は 300 トンにも達する。一本のビームライン全体の鉄遮蔽の量は約 600-900 トンにも達し、このようなビームラインが 20 本あるとすると、合計約 1 万数千トンの鉄遮蔽が必要ということになり、バルク遮蔽の鉄総量を遙かに凌駕する規模となる。従ってその設計には極めて慎重かつ精度の高い計算を必要とする。

図 8-23¹⁸⁾に SNS の想定しているビームライン遮蔽の大きさを示す。また表 8-3¹⁸⁾に SNS ビームライン T_0 チョッパー及びビームストップ周辺の遮蔽パラメータを示す。

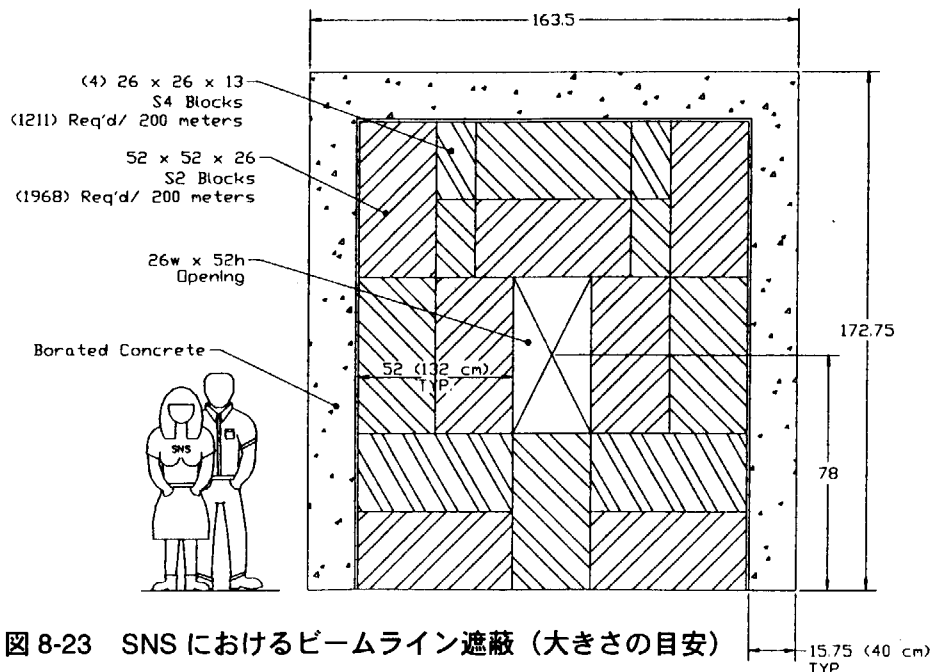


図 8-23 SNS におけるビームライン遮蔽 (大きさの目安)

表 8-3 SNS における中性子ビームライン遮蔽パラメータ (Dose Goal = ~ 0.23 mR/h)

Simulated Beam Channel

CASE 1

- Assumed located at 10 meters from a full spectrum source
- Assumed 1.0 m steel + 1.0 m concrete
- Dose at outside ~ 0.1 mR/hr

CASE 2

- Assumed located at 10 meters from a full spectrum source
- Assumed 1.4 m steel + 0.46 m concrete
- Dose at outside ~ 0.14 mR/hr

 T_0 chopper with the full spectrum

- Assumed located at 5 meters from a full spectrum source
- Find minimum shield thickness using steel and concrete.
Replace concrete with borated concrete or borated polyethylene
- Calculated shield thickness
 - 2.08 meters (1.6 m steel + 0.48 m concrete)
 - 1.90 meters (1.6 m steel + 0.30 m borated concrete)
 - 1.90 meters (1.6 m steel + 0.30 m borated poly)

Beam Stop

- Assumed located at 10 meters from a full spectrum source
- Calculated shield thickness
 - 2.00 meters (1.40 m steel + 0.60 m concrete)
 - 1.84 meters (1.4 m steel + 0.44 m borated concrete)
 - 1.96 meters (1.40 m steel + 0.56 m borated poly)

8. 1 0. 2 ビームラインの遮蔽の計算法

バルク遮蔽も中性子のディープペネトレーションを取り扱うのでその計算が大変であることは、8.2 節ですでに述べたが、ビームラインの遮蔽はさらに長い距離にわたる中性子輸送を取り扱う必要があるため、さらに大変である。未だこれという計算手法は確立されていないが、Russell は次のような計算法を提案し、Los Alamos の LANSCE に最近新設したタンパク質構造解析用中性子回析計のビームライン遮蔽設計に適用している¹⁹⁾。彼の手法はこれまでバルクの遮蔽計算法で示した手法を用いて、ビーム孔のバルク遮蔽出口近傍の中性子場を詳細に計算する。そこを新たな中性子源と考え、そのエネルギースペクトル、角度分布、空間分布を用いてビームライン遮蔽領域への輸送を計算する。図 8-24¹⁹⁾はこのようにして最適化されたビームライン遮蔽の構成で、図 8-25¹⁹⁾にはラインに沿った遮蔽外表面での線量分布の計算例である。計算時間は一つの遮蔽計算モデルに対して約 3 ヶ月の計算機時間が必要と報告されており、計算自体大変であるが、その結果がどのくらい実測と一致するかは未だ不明である。近く原研も協力して LANSCE のタンパク質構造解析用回析計ビームラインまわりの線量率の実測を行いたいと考えている。

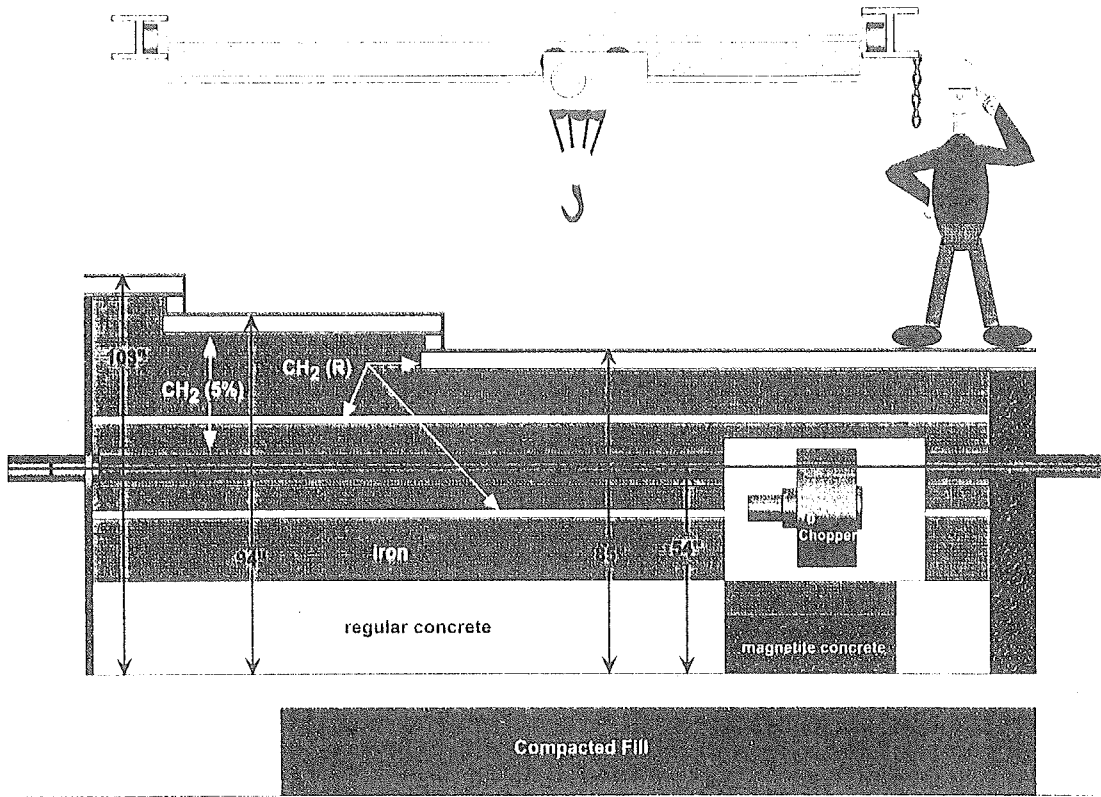


図 8-24 LANSCE タンパク質構造解析用回析計の中性子ビームライン遮蔽の設計例

Dose Equivalent Rate for the 3-Step Perturbed Laminated Beam Line Shield as a Function of Distance Along the Shield. The Magnetite Concrete Transition Zone, the Hg Shutter Region, and the T_0 -Chopper Zone Perturbed the Shield.

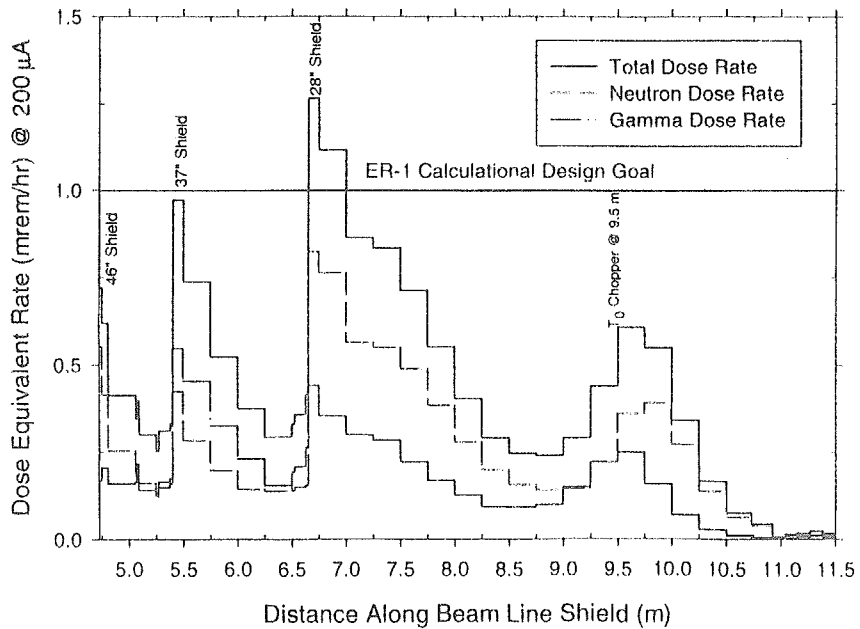


図 8-25 LANSCE タンパク質構造解析用回析計ビームライン遮蔽表面での線量当量率の計算値 (ビームラインに沿っての値)

8. 1.1 実験室内陽子ビームラインの遮蔽

陽子ビームラインのビームロスにはハンズオンメンテナンスを可能にするため、通常のビームラインにあっては約 1 W/m におさえられる。それ以上になると原則としてビームを停止させる。しかし中性子・中間子実験室内の陽子ビームラインでは 1 kW/m 級のビームロスとなる。これは SNS や ESS ではあり得ない統合計画独特の問題である。すなわち統合計画では建設費の節減とビームタイムの有効利用に対する中間子グループからの強い要請により、いわゆる「串刺しターゲット」方式を採用することとなったためである。中性子ターゲットの上流約 20-25 m のところに中間子発生用の厚さ 1 cm 及び 2 cm のグラファイトターゲットが各 1 個置かれる。そのため陽子ビームはクーロン散乱し、中性子ターゲットに到着するまでに 15-20%失われる。これは 150-200 KW、すなわち ISIS のターゲットステーションにも相当し、その遮蔽も大変であるが、ビームライン周辺の所要の雰囲気（恐らく真空）の実現がより困難である。中間子ターゲットを通過したビームはラインの要素（電磁石等）の放射線損傷及び放射化を最小にするため、ビームの広がりを制御するコリメータあるいはスクレーバを通すが、それでも一台の電磁石での核発熱は 1 Kw にも達する。そのため耐放射線用コイル（MIC と呼ばれるホローコングクタ）を用いた特別の電磁石を用いるが、電磁石やコリメータあるいはビームダクトの周辺が通常のビームライントンネルのように空気であったら、極めて高いレベルの短寿命放射性核種が空気の放射化（主に核破砕反応）により生成される。これと同時に腐蝕性有毒ガス O_3 及び NO_x が大量に発生する。短寿命放射性ガスのため直接換気は許されない。閉じ込めると NO_x によりビームライン機器が腐蝕され、著しく寿命を損ねる。短寿命核種の崩壊を待つため一時貯溜タンクは有効であるが、非常に大きな容積を必要として費用がかかり過ぎる。そこでトンネルの真空化が必要となるが、陽子ビームラインとして成立する真空度（ 10^{-6} torr）を実現するのは非常に困難である。電磁石等のメンテナンスは高度の放射化のため遠隔で行われる必要があり、一般に大きな真空チャンバー（例えば直径 3 m×長さ 20 m）の上部に真空ハッチを設け、電磁石類を懸垂する方式が一般に考えられる。しかし多数のハッチを遠隔で高真空に保ち、かつ耐震設計するのは容易ではない。以上から分かるように、実験室内陽子ビームラインの最大の技術的課題は遮蔽ではなく、放射性及び腐蝕性ガス対策である。このことについては 9.5.2 節で述べる。

一方遮蔽についてはできるだけ鉄を減らし、許される横方向遮蔽体外表面幅（最大幅は中性子ターゲットステーションバルク遮蔽の横方向寸法と同じ）を一杯に使って、大部分をコンクリートにするのが賢明であろう。それでも所要の鉄遮蔽は数千トンに達する。

文献

- 1) T. Broome : Shielding for the spallation neutron source at the Rutherford Laboratory, Meeting on target for neutron beam spallation sources (Jülich, 11-12 June, 1979).
- 2) D. Filges, H. Schaal, T. Broome : Radiation shielding of the European spallation neutron source (ESS), Proc. 9th Int. Conf. on Radiation shielding (ICRS-9), (Tsukuba, Japan, Oct. 17-22), Nucl. Sci. Technol., Supplement 1, Mar. 2000, P.30.

- 3) J. O. Johnson, R. T. Santoro, R. A. Lillie, J. M. Barnes, G. S. McNeilly : The SNS target station preliminary title 1 shielding analyses, Proc. 9th Int. Conf. on Radiation shielding (ICRS-9) (Tsukuba, Japan, Oct. 17-22, 1999), Nucl. Sci. Technol., Supplement 1, Mar. 2000, P.35.
- 4) T. Broome : The attenuation of neutrons in concrete, SNS/TS/NI/81. (11 Feb. 1981).
- 5) N. Watanabe, K. Katoh and R. H. Thomas : Shielding design for KENS, KEK-78-7 (June, 1978) P.29.
- 6) T. W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges and R. D. Neef : Theoretical target physics studies for SNQ spallation neutron source, Jül-Spez-120 (Juli, 1981).
- 7) 渡辺昇、三沢正勝、池田進 : KENS-II 計画の技術的諸問題、Proc. Meetings on BSF future prospects-II, KEK Internal 83-7 (Dec. 1983) P.199.
- 8) A. Carne and G. H. Eaton (Compiled) : Safty assessment of the SNS target station, SNSPC/P6/82 (March 1982).
- 9) The SNS collaboration : National Spallation Neutron Source Executive Summary, NSNS/CDR-1 (May 1997) 5-51.
- 1 0) KFA : Spallations-Neutronenquelle, SNQ Information 4 (Sept. 1984).
- 1 1) The ESS technical study, Vol. III, ESS-96-53-M (Nov. 1996) 及びその部分改訂版.
- 1 2) G. S. Bauer : SINQ-Status report Oct. 1990, Proc. ICANS-XI (KEK, Tsukuba, Oct. 22-26, 1990) P.41.
- 1 3) M. Arai, M. Kohgi, M. Itoh, H. Iwasa, N. Watanabe, S. Ikeda and Y. Endoh : Development of a chopper spectrometer at KENS, Advanced Neutron Sources 1988, Institute of Physics Conf. Series No.97, Institute of Physics, Bristol and New York (1998) P.297.
- 1 4) G. J. Russell, B. Robinson, G. L. Legate, R. Woods, E. R. Whitaker, A. Bridge and K. J. Hughes : The LANSCE target station, Proc. ICANS-IX (PSI, Villigen. Switzerland, 22-26 Sept. 1986) P.177 .
- 1 5) J. M. Carpenter, R. K. Crawford, R. Kleb and A. E. Knox : Conceptual design of the target stations of the IPNS Upgrade, Proc. ICANS-XII (Abingdon, UK, 24-28 May 1993) T-95.
- 1 6) Report of the Basic Energy Sciences Advisory Committee Panel on Neutron sources (Jan. 1993).
- 1 7) D. Filges, R. D. Neef and H. Schaal : Nuclear studies of different target systems for the European Spallation Source (ESS), Proc. ICANS-XIII (PSI, Villigen, Switzerland, Oct. 11-14, 1995) P.537.
- 1 8) T. Gabriel : SNS Target Instrument Advisory Committee 資料.
- 1 9) G. J. Russell, P. D. Ferguson, E. J. Pitcher, G. Muhrer, E. C. Snow : A methodology for calculating absolute total dose rate for spallation source beam line shielding, Proc. AccApp'99.

9. ターゲットステーションのコンセプトと放射線安全対策

9. 1 ターゲットステーションのコンセプト

ターゲットステーションの重要な機器としてのターゲットについては第3章及び第6章で、モデレータについては第6章及び第7章で、また線源遮蔽体（中性子ビーム孔、ビームシャッター等を含む）については第8章で述べたが、本章ではターゲットステーションの心臓部であるターゲット・モデレータ・反射体集合体と、そのリモートハンドリングのコンセプトについて、IPNS Upgrade (2 GeV, 1 MW)、ESS (1.33 GeV, 5 MW) 及び SNS (1 GeV, 2 MW) での設計例を参照しつつ考察したい。また放射線安全の立場からこれら周りの雰囲気がどのように管理されるかについて KENS、ISIS、IPNS Upgrade 等の具体例をもとに説明する。

ターゲット、モデレータ、反射体及びターゲット近傍の機器、構造体は、強い放射線に晒される為放射線損傷は大きく、またクライオジェニックモデレータの容器等も熱サイクルや超臨界水素の状態を実現する為加圧される事と併せて、それらの寿命は非常に短いと考えられている。例えば SNS の検討では 2 MW 運転を想定した時、固体ターゲットの寿命は2ヶ月、液体金属ターゲットで6ヶ月と推定されている¹⁾。しかしターゲットがこの様な短い寿命であっても、実験施設としての年間稼働時間が十分確保できなければならない。即ち、頻繁な機器の交換が安全且つ敏速に行えるよう、全体として設計されていなければならない。下手をすると二度と運転出来なくなる事さえ有り得る事を留意すべきである。これらの機器のメンテナンスとは、損傷を受けた機器を含む特定の部分を新しい物にそっくり交換することで、いわゆる修理という概念はまず無い。そのためには、ターゲットステーションの機器類が合理的にモジュール化され、それらの構造及び全体としての取り合いが、リモートハンドリングに都合の良い様に設計されていなければならない。大強度スポレーション中性子源の設計で一番難しいのは実はこの様なコンセプトの構築で、我々が全力投球しなければならない研究開発課題の筆頭である。

コンセプトを考えるに当たって先ず理解しておかなければならないのは、(1) これらの機器は後に述べる如く放射線安全対策から高度な気密を要する（ヘリウムタイト）幾重かの容器に納められていること、(2) そしてこれらを通ずる多数の複雑な配管類（水銀、冷却水（重水及び軽水）、超臨水素の輸送管等）が存在すること、(3) これらの機器を都合のよい単位にモジュール化したものは必ず一定の遮蔽プラグを伴うので、ハンドリングの対象となるモジュールの総重量が 100 トンにも達すること、(4) モジュールに分解していく際に、例えば水銀ターゲットでは一次循環系の水銀が一滴残らずドレインできる構造を実現すること、(5) ターゲットあるいはモデレータの冷却水（一次系）も同様で、この場合にはトリチウムが水分子を形成し（THO）、配管接続を切り離す際リモートハンドリングセル内に蒸気としてほんの僅か放出したとしても大きなトラブルを招くので、十分な配慮が不可欠である、等々である。例えば ISIS では、ターゲット交換の際ターゲットを一次冷却水配管から切り離す時、冷却水は完全にドレインされているにも拘わらず、配管内壁に付着している僅かな水が気化し、リモートハンドリングセル内に拡散した。そのためセル内の空気を監視するトリチウムモニタの警報が作動し、2週間に亘って交換作業の中断を余儀なくさせられた事があった。

以上の他に重要な機器として陽子ビーム窓がある。これはターゲット容器の陽子ビーム入射窓とは別に、加速器の真空とつながっている陽子ビーム輸送管の真空をターゲット近傍上流で仕切る窓で、ターゲット容器の窓と同様の放射線損傷を受け、最も寿命の短い機器の一つである。このビーム窓をリモートハンドリングで交換するには特別の工夫が必要である。

9. 2 IPNS Upgrade のターゲットステーション^{2,3)}

IPNS Upgrade (2 GeV, 1 MW) 計画は SNS を実現させるためキャンセルになったが、非常にユニークな設計概念を残してくれた。ターゲットステーションは二つあるが、それぞれ陽子ビームは水平入射、二分割固体ターゲット（水冷タンタル）で、モデレータは先頭ターゲットの上下に各1、後方ターゲットの上下にも各1、計4個がウイングジオメトリに配置され、両ターゲットの間のポイドスペースの両側に各1個のモデレータがフラックストラップジオメトリに配置される。計6個のうち少なくとも4個（二つのターゲットステーションで計8個）がクライオジェニックモデレータである。保守に際してターゲットとこれだけ多くのクライオジェニックモデレータを遠隔操作によりハンドリングするのは容易ではない。

IPNS Upgrade では、ISIS の経験を基に次に述べるようなユニークなターゲットステーションの構造とハンドリングの手法を考案した。

バルク遮蔽の中央に置かれるターゲットタンク内はヘリウムガス雰囲気となるが、これに内接する寸法のターゲット・モデレータ、反射体の集合体が線源台車上の水平遮蔽ブロック先端に装着され、ターゲット及び6個のモデレータの総ての配管類はこの遮蔽ブロックの中を流れて下流に引き出される（図 9-1 参照）。水平遮蔽ブロックの終端にはシールシートと呼ばれる板状のシールがあり、ターゲットタンク内のヘリウム雰囲気を保持している。その下流にブラッシング（plumbing）キャビティと呼ばれるスペースがあり、配管類は総てここでハンズ・オンにより着脱される。更にその下流にモータ駆動遮蔽ブロックがあり、0°C方向の必要な遮蔽はこれで完成する。図 9-2 に水平遮蔽ブロックの中を通る配管の経路とブラッシングキャビティの配管の様子を示す。ここでの配管類の接続部の脱着には非常に工夫が凝らされており、図 9-3~5 はその主要部分を示すものである。

IPNS Upgrade におけるターゲット・モデレータ・反射体集合体を保守のためリモートハンドリングセルに引き出す方法は非常に興味深く、それについて紹介すると図 9-6 のようになる。ターゲット・モデレータ・反射体集合体とそれに附随する水平遮蔽ブロックは、図 9-7 に示すような部分から構成されており、ターゲットトレイン集合体のリモートハンドリングセルに引き抜かれた後、図の下に示す手順で各部分を取り外される。これらの作業はターゲットであれ、配管部分であれ、反射体であれ、前もって確立された手続きに基づき、且つ熟練した保物担当者によるモニタリングの下に行う。

以上が IPNS Upgrade におけるターゲット及びモデレータ等のリモートハンドリングの筋書きであるが、安全対策書に書かれたこれらの説明だけではなかなか理解困難である。一つの方式を打ち出すためには、豊富な経験に基づく優れたアイデアが不可欠であるのは勿論であるが、モックアップによるリモートハンドリングの実証も不可欠である。IPNS Upgrade における陽子

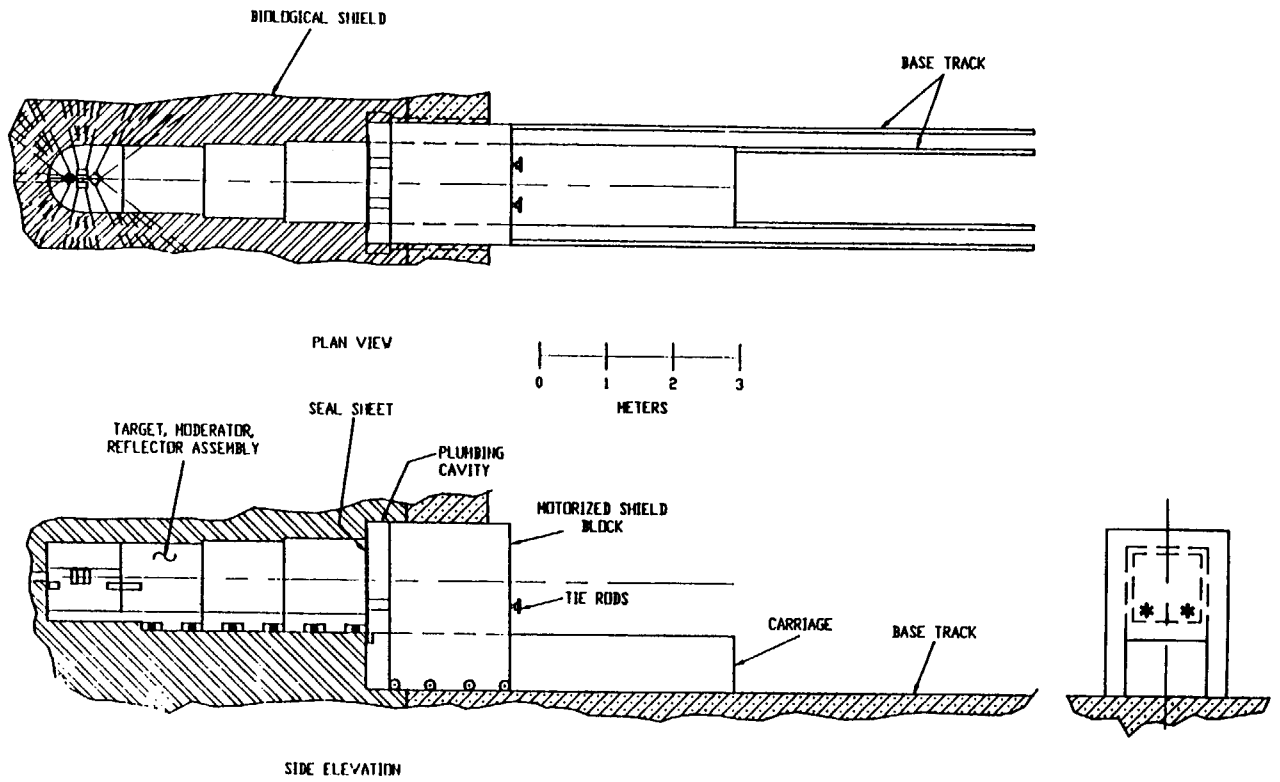


図 9-1 IPNS Upgrade のターゲット ト레인集合体
(上：水平断面図、下：垂直断面図)

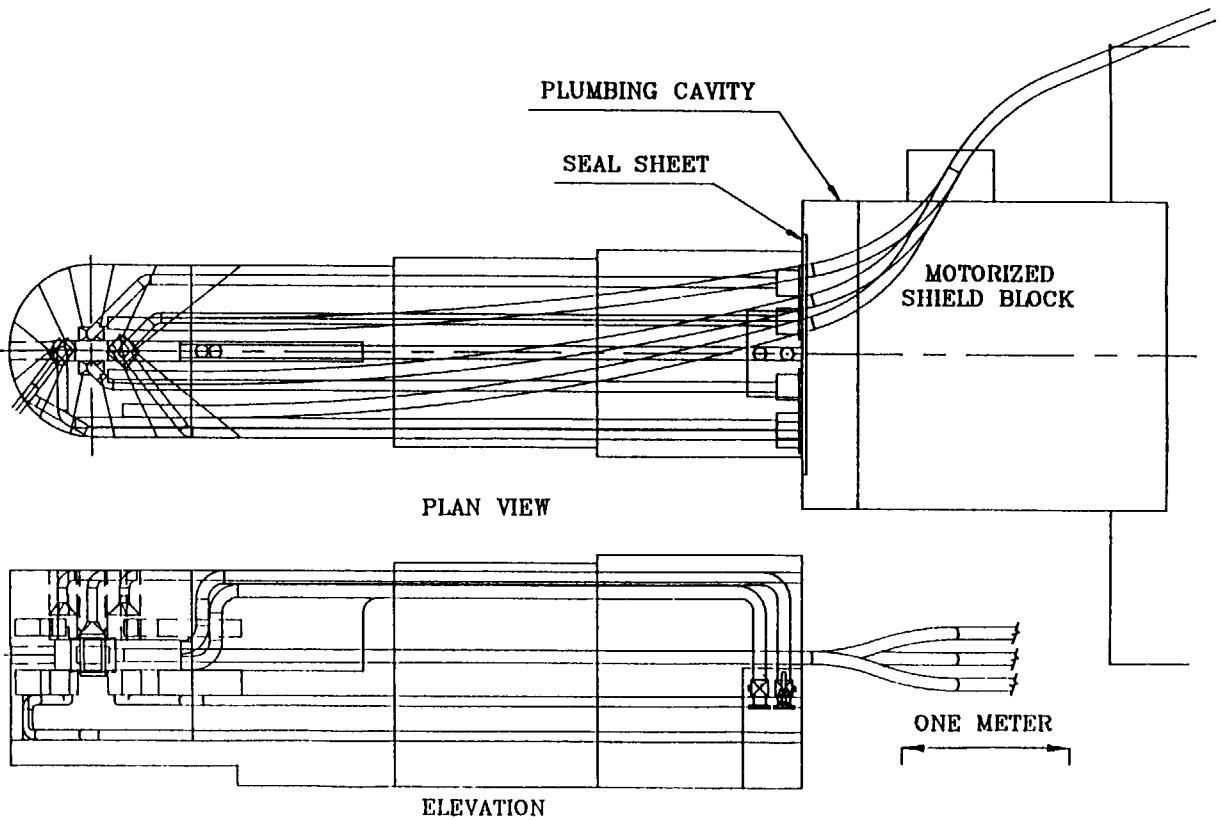


図 9-2 ターゲット ト레인集合体の詳細

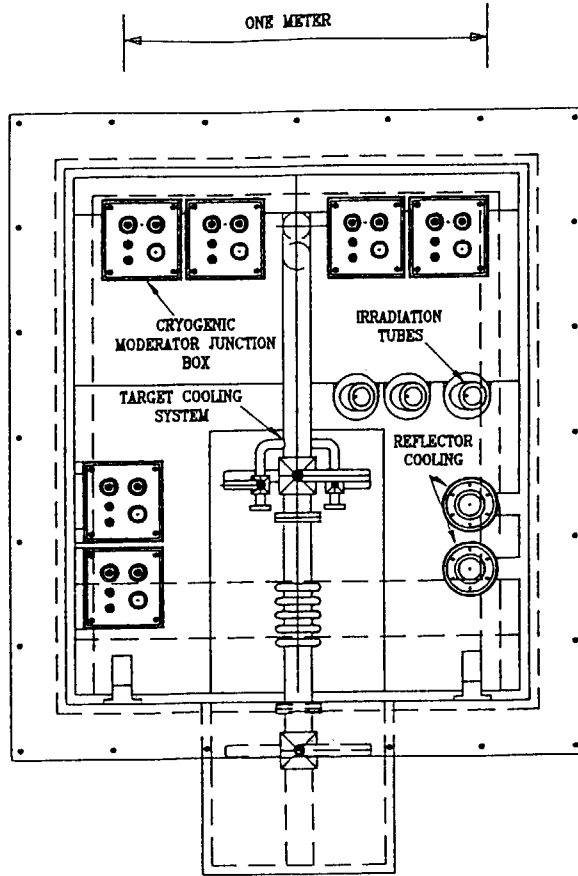


図 9-3 シールシート背面の流体配管接続板

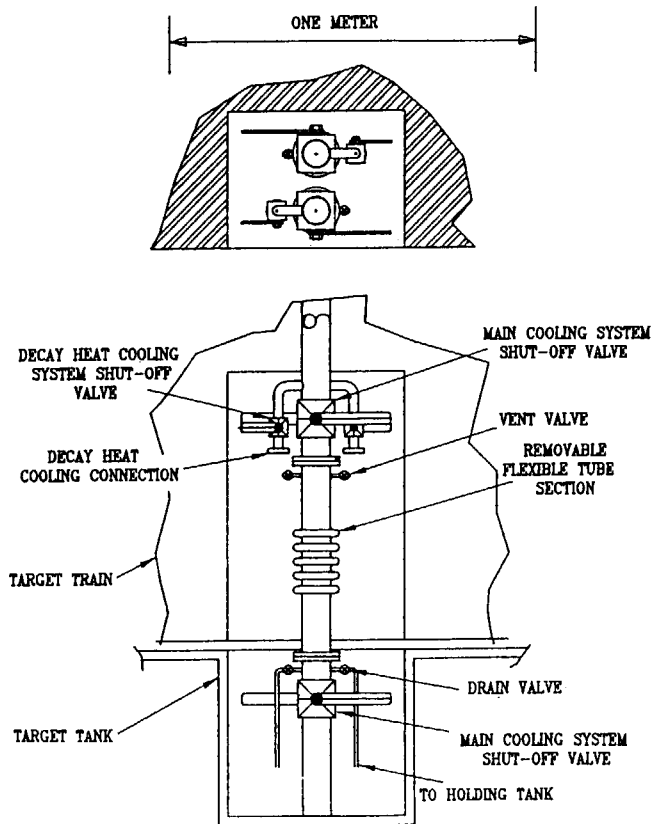


図 9-4 シールシート背面のターゲット冷却水配管接続

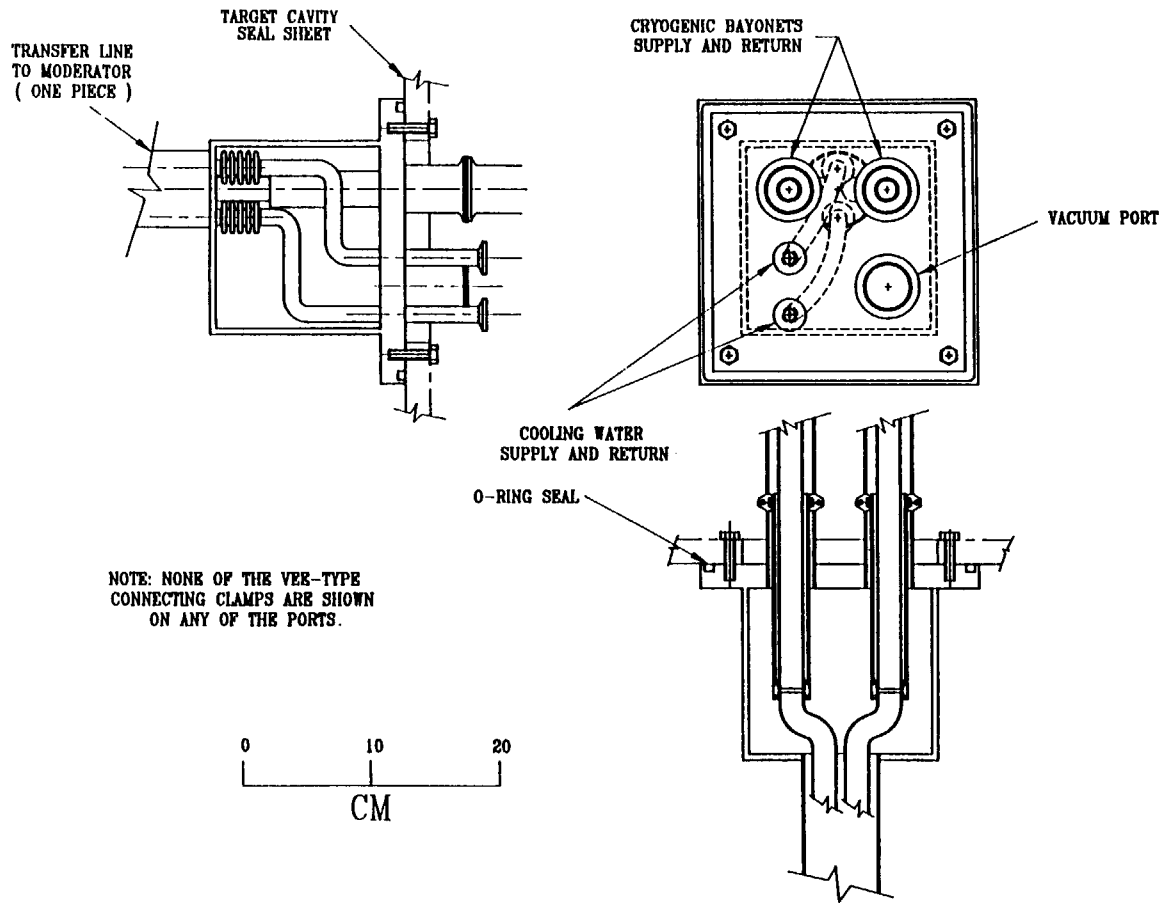
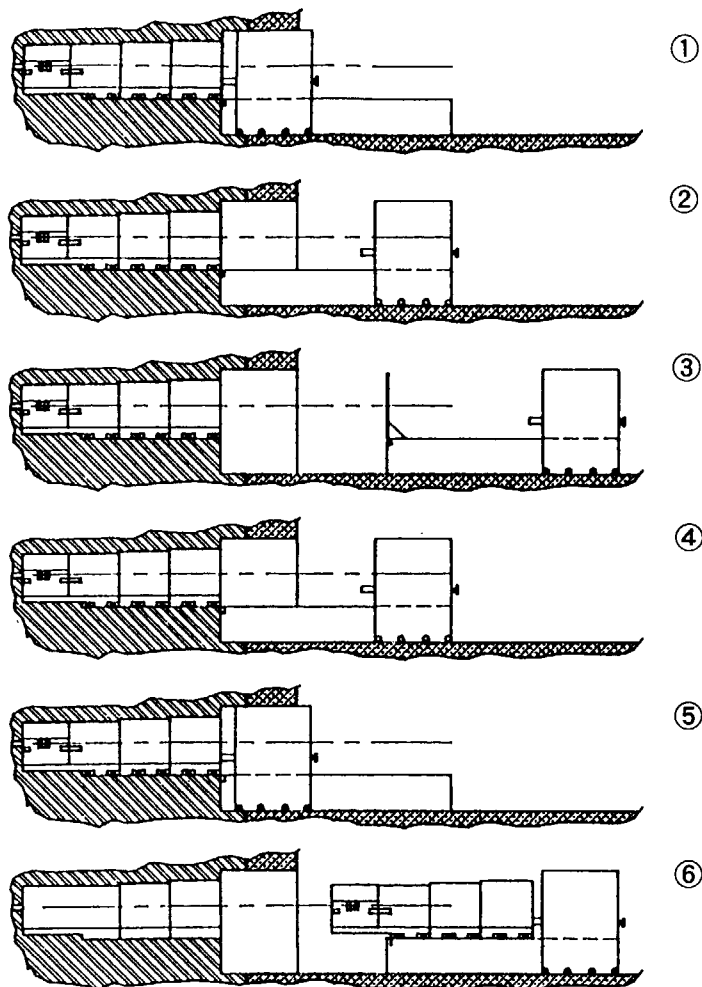
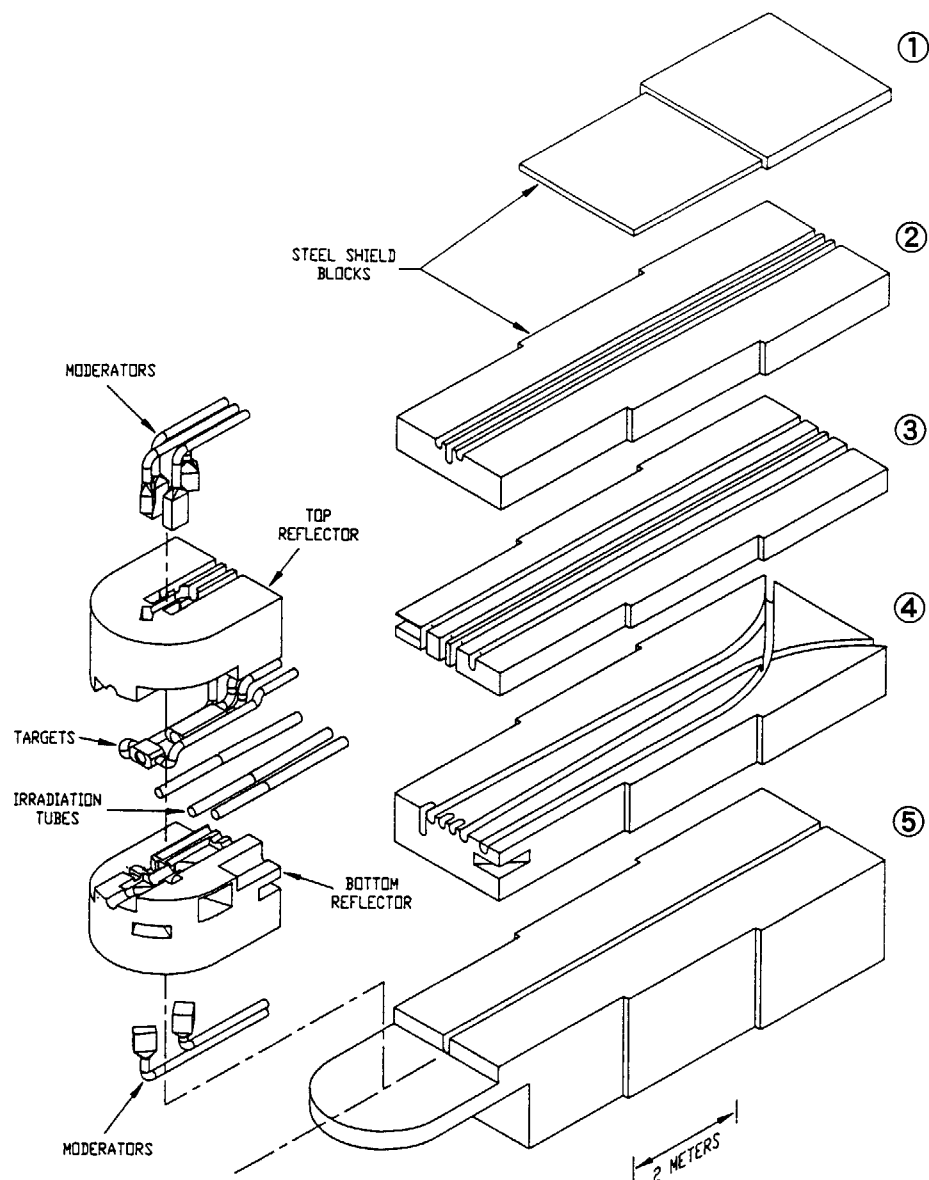


図 9-5 クライオジェニックモデレータ流体配管のジャンクションボックスの典型例



- ①正常運転中は台車は完全に左側に在り、ベーストラックにアンカーされている。電動遮蔽ブロックは左側に在り、シールシートを押している。
- ②ビーム停止後のシステムの引き抜きの最初のステップとして、電動遮蔽ブロックを台車の右側まで移動する。これによりブラミングキャビティ及びシールシートへのアクセスが可能となる。シールシートと生体遮蔽（バルク遮蔽）間の接続が外される（ハンズオン）。台車とシールシートに固定板が取り付けられ、シールシートとブラミング間のシールが緩められ、シールシートがターゲットタンクから外される。
- ③台車のアンカーはベーストラックから解除され、電動遮蔽ブロックに連絡される。電動遮蔽ブロックはシールシート、台車と共に右端に移動、シールシート及び固定板が台車より天井クレーンにより外される。
- ④台車が電動遮蔽ブロックに取りついたまま、台車及び電動遮蔽ブロックは左側に移動する。台車はベーストラックにアンカーされ、電動遮蔽ブロックから切り離される。電動遮蔽ブロックは右側に移動。崩壊熱除去のためのフレキシブル配管がターゲット集合体に接続され、ターゲット冷却水のメインラインを閉じる。メインラインのフレキシブル配管部分は、冷却水ホールドアップをドインした後、取り外される。
- ⑤電動遮蔽ブロックはターゲット・モデレータ・反射体集合体に接するまで左側に移動し、連結棒が集合体に固定される。台車はベーストラックにアンカーされたままの状態でも電動遮蔽ブロックを台車の右端まで移動し、集合体を台車の上に引き抜く。
- ⑥台車は電動遮蔽ブロックにロックされ、ベーストラックからのロックは解除される。電動遮蔽ブロックは台車を引っ張りながら右側に移動し、系を露出させる。

図 9-6 ターゲット トレイン集合体をリモートハンドリングセルに引き出す操作手順



- ① 先ずトップシールドブロックが一番左側のクレーンにより集合体から吊り上げられ、取り除かれる。ホットセル床面にはターゲットトレイン集合体に沿ってシールドブロック類を一時的に保管するスペースが設けてある。
- ② 次にターゲット上部よりアクセスする4つのモデレータ集合体がマニピュレータにより上方向に取り除かれる。
- ③ 次に上部反射体ブロック及び第2遮蔽ブロックがクレーンにより取り除かれる。この状態でターゲットセクションは取り外しの為のアクセスが可能となる。
- ④ 次に第3遮蔽ブロックがクレーンで取り除かれる。そして底部反射体ブロック及び第4遮蔽ブロックが取り除かれる。
- ⑤ 最後にターゲット下部に位置する2個のモデレータがマニピュレータにより取り外される。

図 9-7 ターゲット・モデレータ・反射体集合体及び
ターゲット トレイン水平遮蔽プラグの分解図及び分解手順

ビーム窓及びそのハンドリングについては8.9節で述べた通りである。

INPS Upgrade の方式は ISIS のそれと似ているが、それでも両者の間には大きな違いがあると思う。まず ISIS ではクライオジェニックモデレータは2個、軽水モデレータを含めて4個しかないこと。液体（超臨界）水素の輸送管を含め、可動のターゲット遮蔽プラグ内を通る配管は保守の必要がないように、逆に言うと保守できないようになっている。従って INPS Upgrade の様に水平遮蔽プラグまでバラバラにして順番に取り除いていく様な複雑な作業は必要がない。但し、万一の場合、ISIS ではターゲットトレイン集合体を丸ごと交換する覚悟が必要で、大容量、大重量のかなり高いレベルの放射性廃棄物を始末することが必要となろう。統合計画でもターゲット及び周辺のリモートハンドリングについてはその設計に最大限の努力を傾注する必要がある。

ISIS の T. Broome は INPS Upgrade の国際評価委員に選ばれたが、集合体の分解、再組み立ての手順について、あまりにも複雑で現実的ではない、と評価している。その反省も含めてか ESS 及び SNS 計画では、ターゲットのみを下流に、モデレータ及び反射体は上方に取り出すコンセプトに傾いていったと思う。特に 5 MW 級ターゲットの寿命は間違いなくクライオジェニックモデレータよりは短いと考えられ、頻りにターゲットの交換を行うのに、よりやっかいなクライオジェニックモデレータの脱着を一緒にやらされるのはかなわないという考えによるものである。しかし ISIS 同様、下流方向に引き出すだけで良いという単純なコンセプトは今でも魅力的であり、統合計画でも十分検討に値すると思われる。

9.3 ESS のターゲットステーション⁴⁾

ESS のターゲットステーションの心臓部を図 9-8 に示す。モデレータ・反射体モジュールはターゲットバルク遮蔽の上方より、また水銀ターゲットモジュールは陽子ビームの下流方向より取り出す方式を採用している。モデレータ・反射体モジュールは約 100 トンの重量があり、4 個のモデレータ（うちターゲット上流部の上下 2 個が超臨界水素、下流の上下 2 個が室温軽水モデレータ）と鉛反射体がこのモジュールの垂直遮蔽プラグに懸垂装着される。クライオジェニックモデレータの輸送管及び附随する冷却水配管、軽水モデレータ配管等はこの垂直遮蔽プラグ中を通り、プラグの上面でハンズオンによる配管接続の着脱が出来る様にしている。配管の経路は中性子ストリーミングを避ける様に考慮される。陽子ビームプロファイルは縦 6 cm、横 20 cm の楕円で、電流密度の分布は縦横ともパラボリックで、ピーク電流密度は我々の $48 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ より大きい $80 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ を仮定している。陽子ビーム窓は、円形のインコネル 718 薄板 2 枚で構成され、2 枚の間を冷却水が水平方向に流れる構造となっている（図 9-9 参照）。ターゲットステーションの水平及び垂直断面図を図 9-10 及び 9-11 に示す。陽子ビーム窓はターゲットの上流図に示される場所にバルク遮蔽の上方より挿入される。真空のシールはニューマティックシールにより遠隔操作で行う。リモートハンドリングセルでは陽子ビーム窓モジュール及びモデレータ・反射体モジュールの貯蔵場所が設けられており、使用前あるいは後のモジュールが一定時間保管できる。これらのモジュールの保守、部品交換等の作業は、陽子ビーム照射中（運転中）に行えるよう設計され、ターゲットの交換等による年間稼働時間の減少を最小限に留める配慮がなされている。

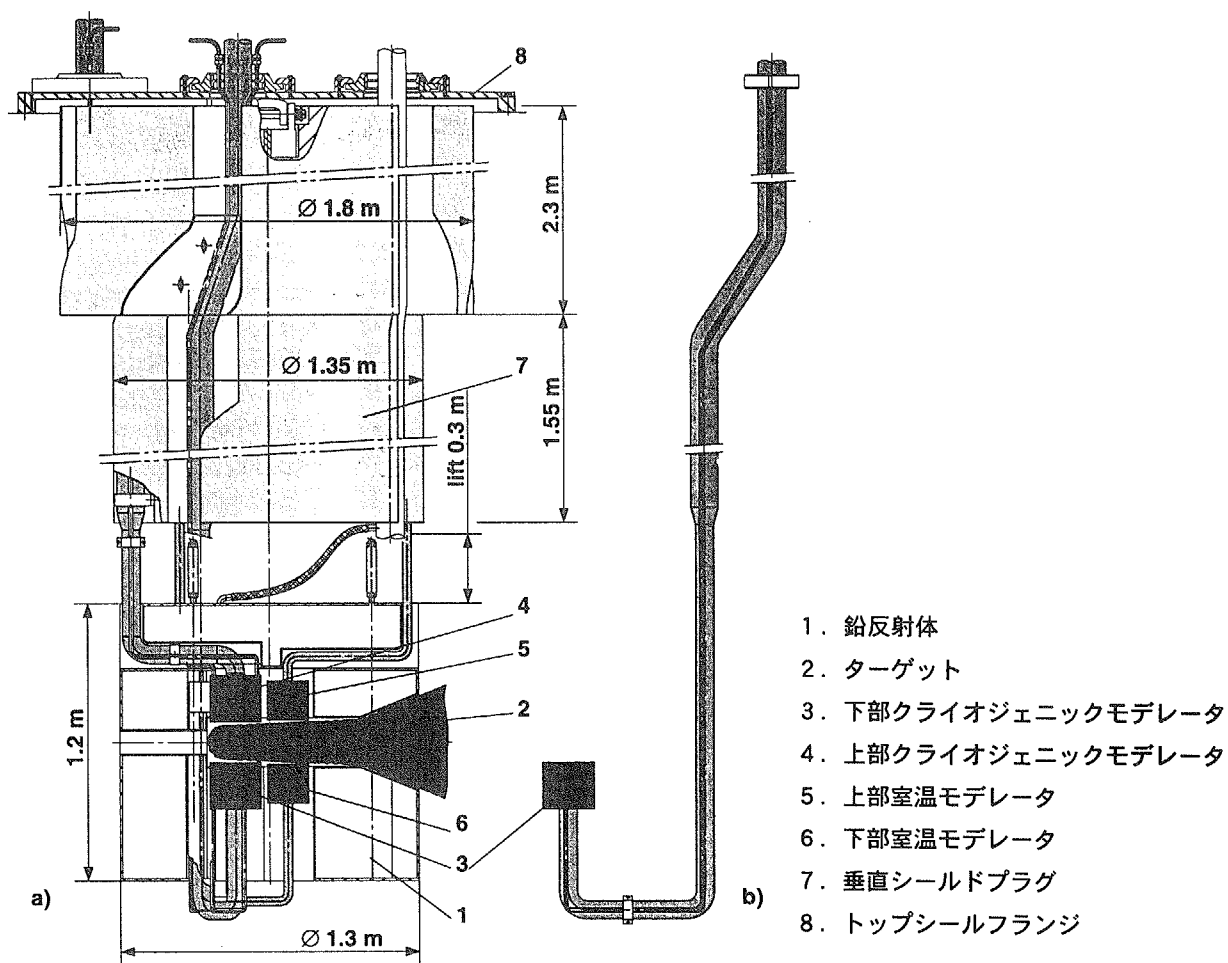


図 9-8 ESS のモデレータ・反射体モジュール a)
及び下部クライオジェニックモデレータユニット b)

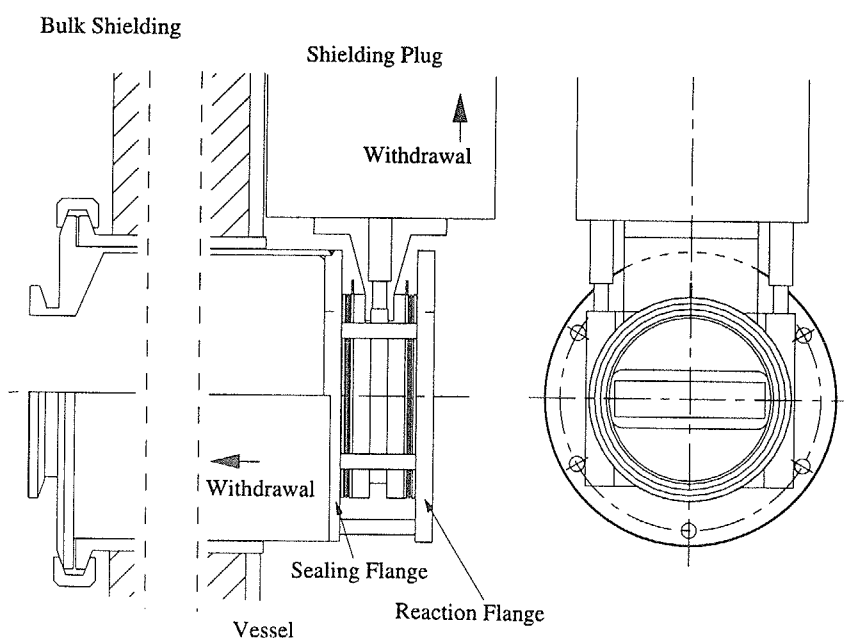


図 9-9 ESS の陽子ビーム窓

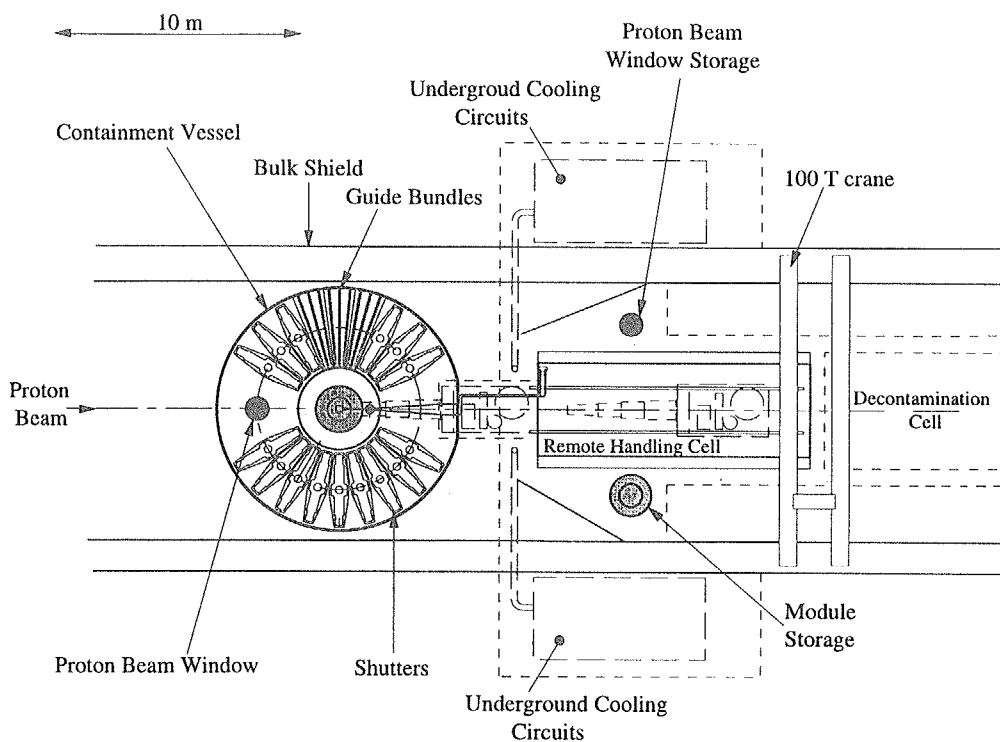


図 9-10 ESS ターゲットステーション水平断面図

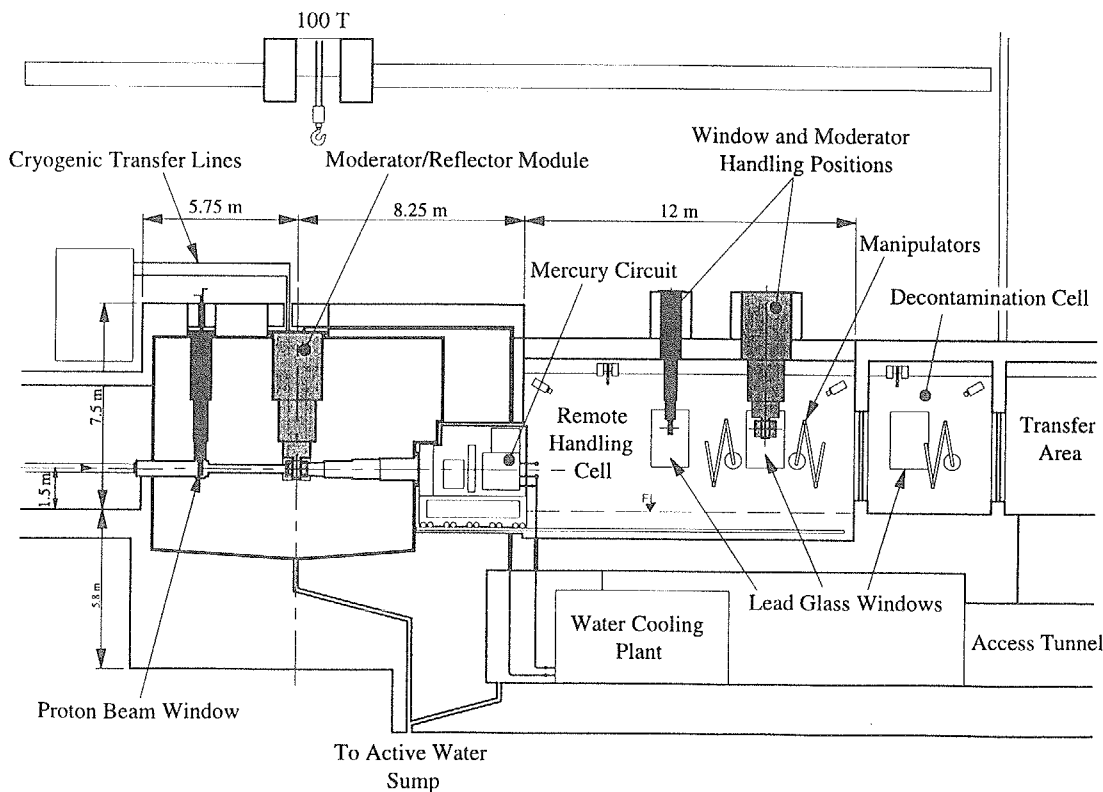


図 9-11 ESS ターゲットステーション垂直断面図 (陽子ビーム方向)

ターゲットモジュール及び水銀循環系は図 9-12 に示す如くトロリー上に組み込まれ、ターゲットを陽子ビーム下流方向に引き抜き、リモートハンドリングセルで保守を行う。水銀循環系は完全にドレインできる、即ちガスケットは存在しないように配慮されている。リモートハンドリングセルの地下部分には冷却水プラントが設けられている。ターゲット及び周辺機器の冷却水の放射能レベルは非常に高く、中でも Be-7 (水の酸素原子核の核破砕生成核種) は適当に半減期が長いので一番問題となる。Be-7 の殆ど総ては冷却水配管内壁に付着してしまい、配管周辺に高いγ線空間線量率を与える。ISIS の実測値からのスケーリングによると、配管周辺での線量率は運転中は 20 Sv/h にも達し、停止中で且つ全冷却水をドレンした後でも 5 mSv/h に達すると予測されている。その為に、総ての配管は図 9-13 に示される様なコリドー (回廊) と呼ばれる遮蔽壁で囲まれた場所に設けられ、各種の機器、計器類はこの囲いの外側に突き出した形で設置され、それらは個々に必要な遮蔽が施される。

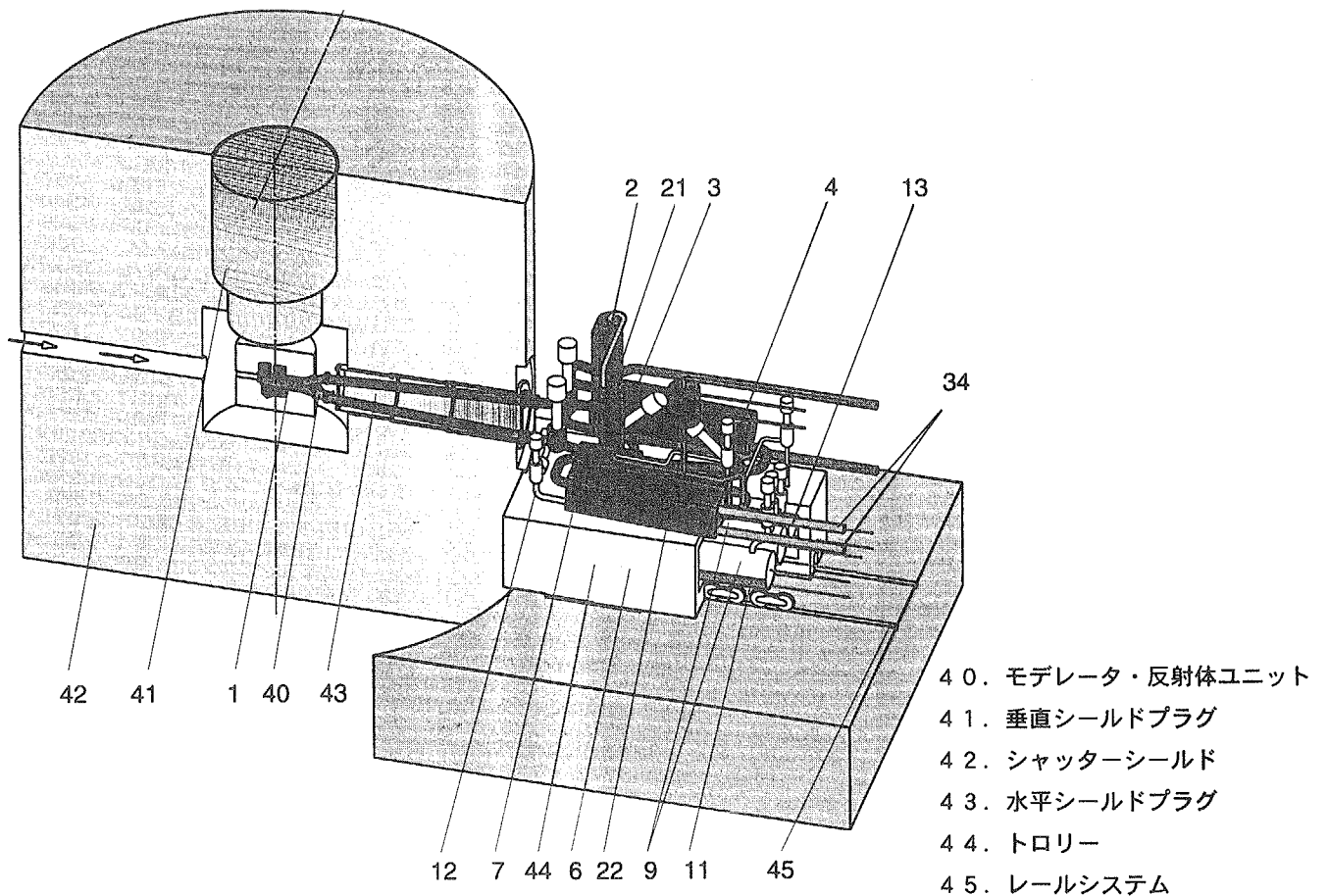


図 9-12 ESS ターゲットステーションにおけるターゲットトロリーとターゲット1次循環ループ及びドレintankのスケッチ。图中番号1～39は1次ループの詳細図(省略)に対応。

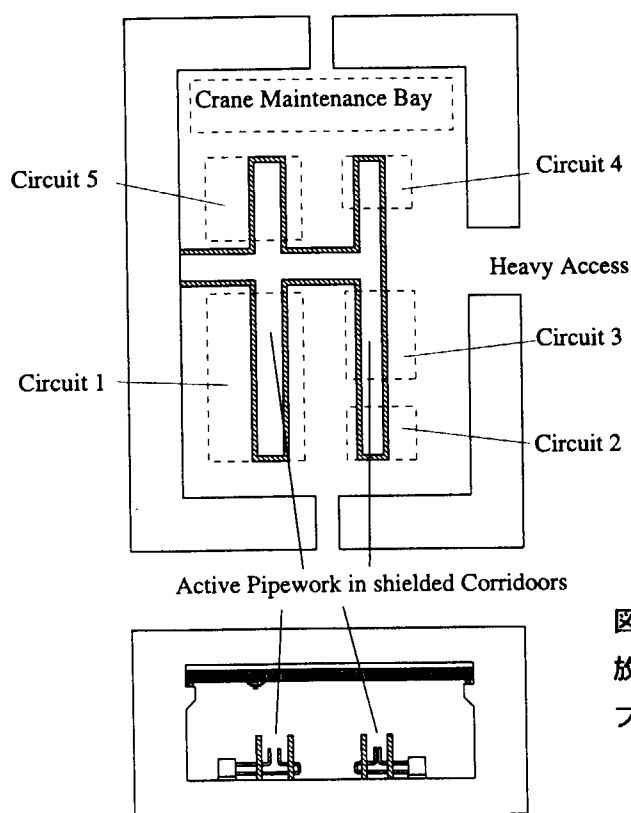


図 9-13

放射線レベルの高い一次冷却系冷却水プラントの遮蔽コリドー（回廊）

9. 4 SNS ターゲットステーション⁵⁾

SNS のターゲットステーションの考え方を紹介する。線源部分は遮蔽体の上方より挿入されるインナー、ミドル、アウターの3つのプラグより構成される（図 9-14 及び 9-15 参照）。インナープラグは水平下流方向より挿入される水銀ターゲットモジュール、4 個のモデレータ（オリジナル案ではターゲット上方の2個は超臨界水素、下方の2個は室温軽水モデレータ。最近の案では軽水モデレータのうち1個が両面超臨界水素のコンビジットモデレータ。従って超臨界水素は計4個）及びこれらを含む一番内側の反射体及び遮蔽プラグより構成される（図 9-16 参照）。クライオジェニックモデレータの輸送管やその冷却水配管等は ESS 同様遮蔽プラグを通過し、配管の着脱はプラグの上面においてハンズオンによりなされる。下部モデレータ（室温）はクライオジェニックモデレータと同じ形、寸法をしており、将来必要ならクライオジェニックモデレータに変更出来るよう考えられている。下部モデレータの配管はインナープラグの外側を通過してプラグ上部で配管接続される。

インナープラグアセンブリは直径は約 71 cm で、アセンブリは重水冷却の鉛ピン（反射体）とこれらを包むステンレス鋼製のシェルで出来ており、鉛ピンは壁厚の薄いステンレス鋼製のチューブの入れられている（反射体材料についてはその後さらに変更があり Pb ではなく Be になる予定）。反射体中の中性子ビーム取り出し孔周りには、中性子パルス幅の劣化を防ぐため、Cd 製のデカップラーがマウントされている。図 9-15 にプラグ断面図を示す。ターゲット中心から約 1 m の所で鉛ピンは鉄に置き換えられる。重水はプラグ底部より流入し、上部より流出する。

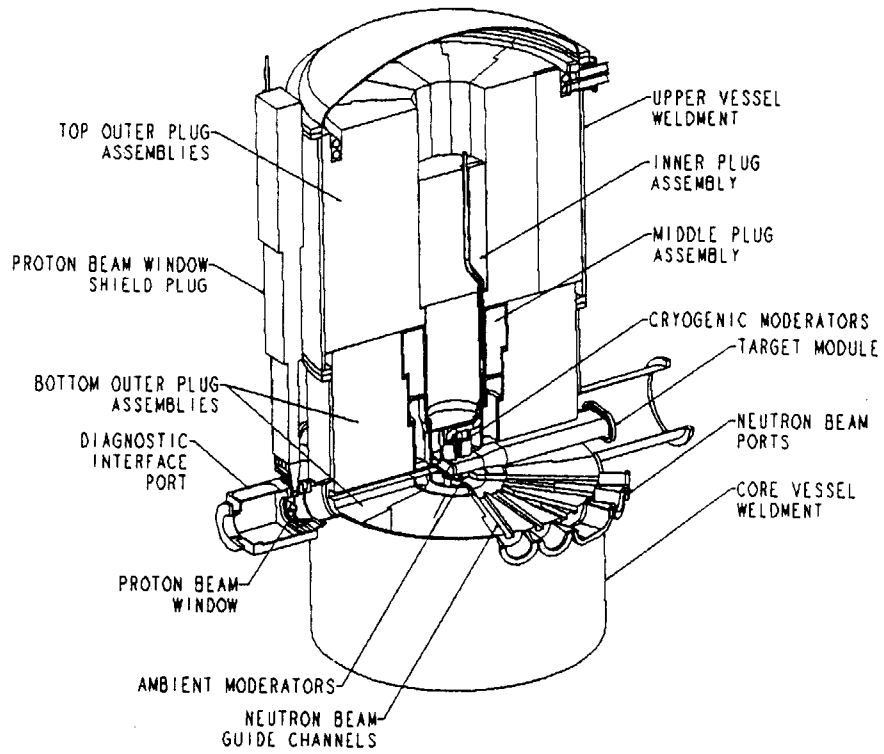


図 9-14 SNS ターゲットステーションにおけるターゲット周辺のイラスト

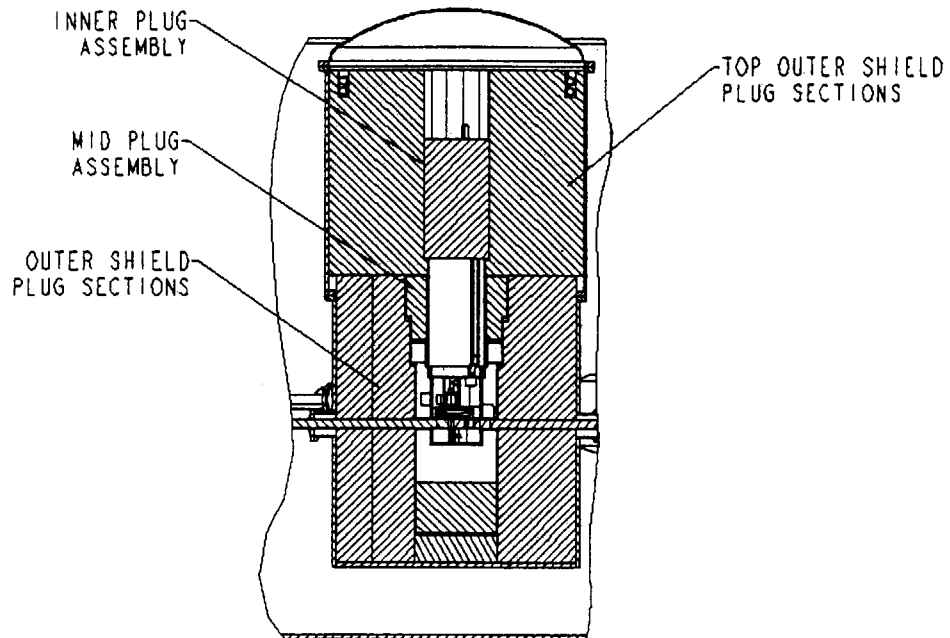


図 9-15 SNS ターゲットステーションの 3つの線源プラグ
(インナー、ミドル、アウター) の組立断面図

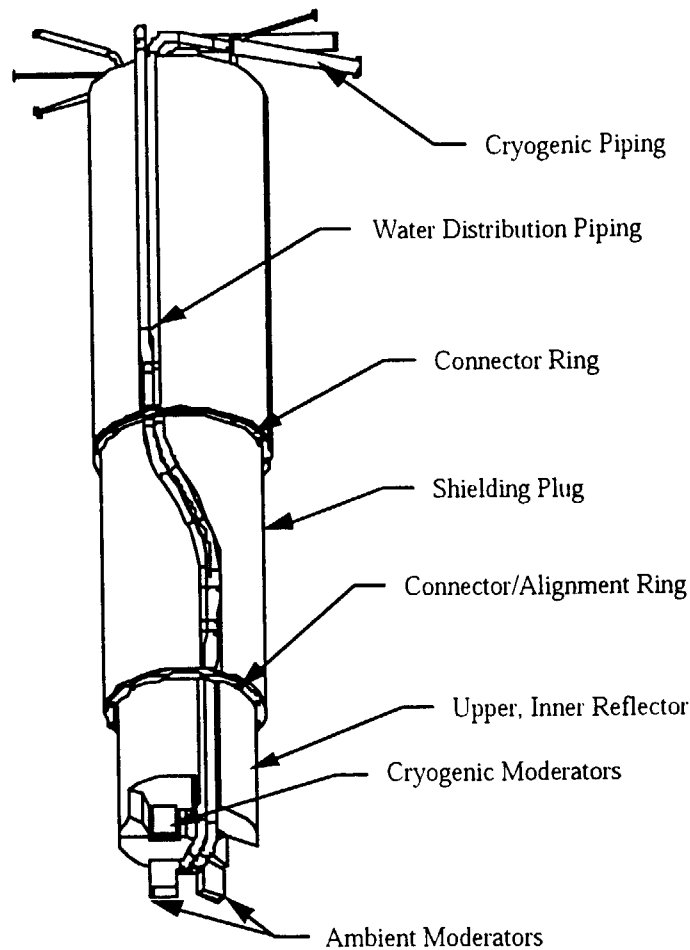


図 9-16 SNS ターゲットステーションのインナープラグ

コアベッセル内の他のプラグアセンブリはターゲット中心より 1 m までが鉛、外側（コアベッセルの直径 3.5 m まで）が鉄遮蔽で埋められる。プラグ類の寸法及び形状はリモートハンドリングに最適のように設計される。

ベッセルシステムは反射体及びターゲット近傍の遮蔽を包含し、放射性ガスの生成を最小化するとともに、クライオジェニックモデレータが破損した時水素ガスを封じこめる。また万一水銀ターゲットの多重バリアが破れても、漏れ出した水銀を封じ込める役割を果たす。この中の雰囲気はバルク遮蔽、陽子ビーム輸送ラインの真空、中性子ビームライン及びターゲットメンテナンスセルの雰囲気とは区別され、リーク防止のため一気圧より若干減圧されたヘリウム充填とする。ベッセルの直径は強制水冷を必要とする遮蔽部分を包含する十分な大きさでなければならない。またベッセルは陽子ビーム窓、陽子ビーム診断装置あるいはビームモニタ及び陽子ビーム輸送真空ラインをマウント出来る構造でなければならない。多数の中性子ビーム窓が必要である。この窓はターゲット周辺の雰囲気と中性子ビーム飛行路と隔壁として働く。また反射体システムのプラグ類がベッセル内にマウントされるのでその支持機構とそれらのアライメント機能が必要である。ターゲットアセンブリは独立に支持されるが、ターゲットプラグシステムとベッセルヘリウム領域をシールする機能が必要である。

ベッセルシステムはターゲット領域を 130 Pa (1 Torr) 以下に排気できるよう設計される。

これはターゲットもしくは反射体の交換に先立ち陽子ビームによりヘリウム中に生成されるトリチウムを除去するために必要である。また、再起動のためこの領域は交換終了後排気され、ヘリウムガスが充填される。運転中は 1 気圧より若干負圧する。ベッセル内の最大圧は 0.2 MPa (2 気圧) とする。これはクライオジェニック超臨界水素系の多重バリアが破損した場合のためである。この圧カレベルを超えると換気及びリリース弁システムが作動する。

中性子ビーム窓は中性子透過口を最小にするよう設計される。ビーム窓はビームシャッターキャビティより、遠隔操作により交換可能とする。

インナー反射体プラグアセンブリーの配管接続部へのアクセスは 30 日以内に交換作業が終了できるように設計される。万一水銀ターゲット容器及び水冷シュラウドが破損した場合には、水銀はベッセルに放出される。その水銀を封じ込める能力が要求される。また、運転再開のためこの水銀はベッセルから除去できなければならない。冷却水漏洩に対しても同様である。ベッセル及び中に入れられるコンポーネントは必要な耐震設計とする。

ベッセルシステムは (1) 18 本の中性子ビームライン、陽子入射及びターゲット挿入に対する貫通を有する下部ベッセル (図 9-17 参照)、(2) 陽子ビーム窓アセンブリー (図 9-18)、(3) ユーティリティのための貫通及び可動蓋、より構成される。下部ベッセルは 316 ステンレス鋼製で直径 3.5 m、高さ 4.0 m である。このベッセルの寿命は施設の寿命と同じで交換は要しないものとする。このベッセルは 4 MW 対応の冷却が出来るように設計されてる。反射体プラグアセンブリー類はベッセル底部で支持される。

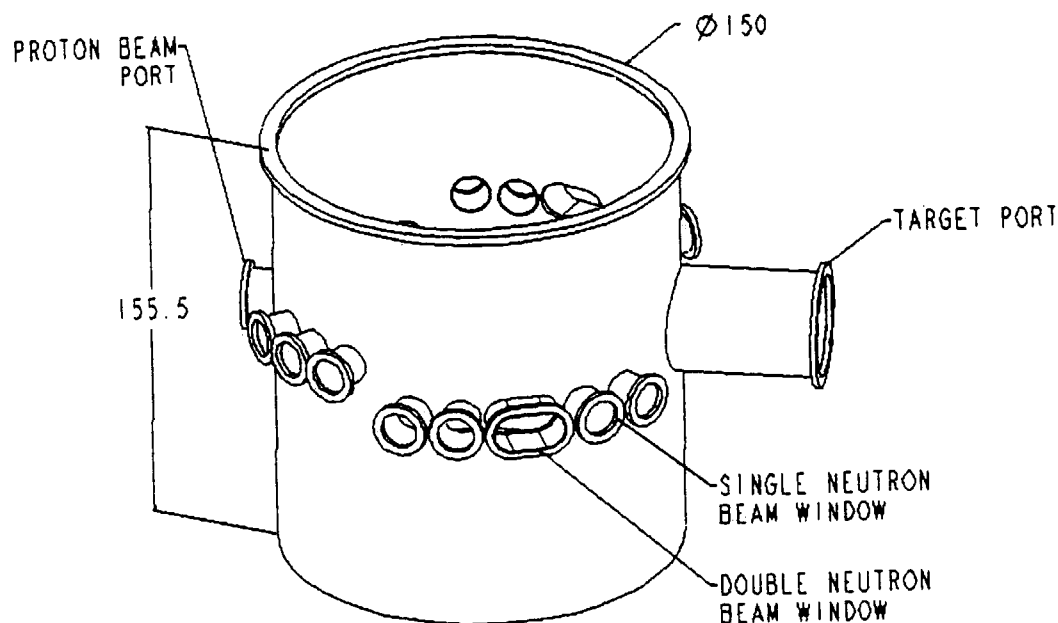


図 9-17 SNS ターゲットステーションの下部ベッセル

中性子ビームポートは中性子ビームシャッターケースアセンブリーに接続される。総てのシャッターケースとベッセルは一つの集合体としてまとめられ、全荷重に対し耐震設計される。

上部ベッセルアセンブリーはターゲット領域のヘリウム/真空境界を形成する。冷却水配管周辺には ^7Be による放射線防護のため局部遮蔽が設けられる。上部ベッセルはボルトにより下部ベッセルに結合されシールされる。

陽子ビーム入射窓は図 9-18 に示すようなビーム窓集合体に装着され、陽子ビーム輸送ラインの真空をターゲットベッセル内のヘリウムと仕切る。窓はインコネル 718 シェル 2 枚で構成され、その中を冷却水が流れる。窓はそこでの陽子ビームの散乱により、ターゲットまわりにビームのハローが生ずるのを最小限にするために、ターゲットに出来るだけ近い所として下部ターゲットベッセル中心の上流約 2 m の所に置かれる。この集合体はバルク遮蔽の上部より挿入され、陽子ビーム輸送ライン及びベッセルとの接続の真空シールは、ニューマチックシールにより遠隔操作で成される。陽子ビーム窓集合体にはビームモニタが装着される。

図 9-19 はターゲットベッセル系の分解図である。水銀ターゲットプラグ集合体は図 9-20 に示す如く、ターゲット遮蔽プラグの先端に装着され、保守の際にはホットセルに移動される。総重量は 37 トンとなる。この遮蔽プラグは水冷の鉄のバルクで出来ており、表面はステンレス鋼

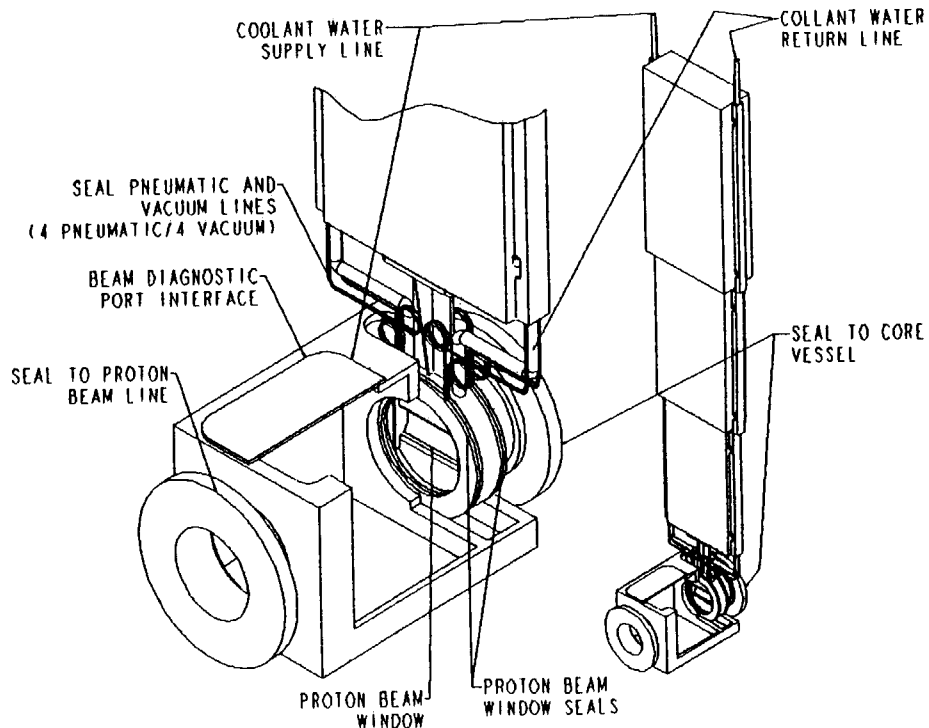


図 9-18 SNS の陽子ビーム窓

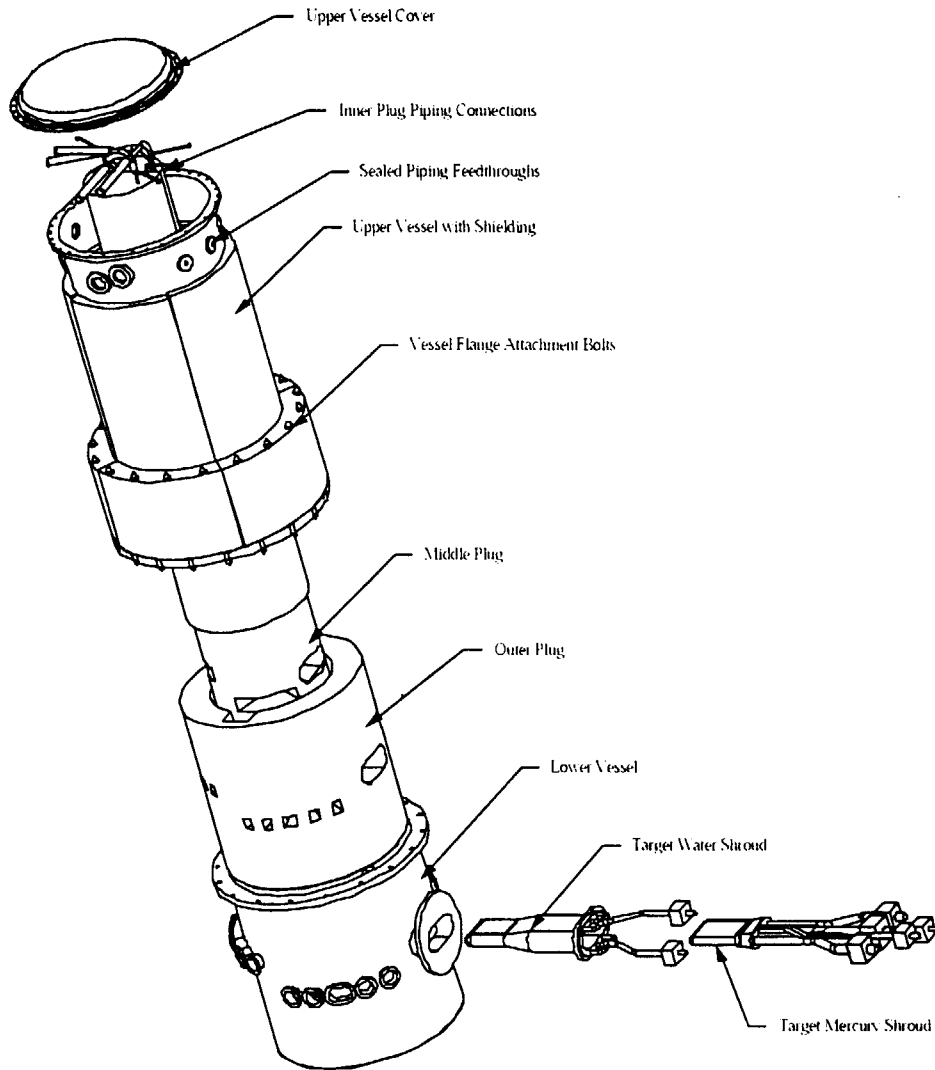


図 9-19 ターゲットベッセル系の分解図

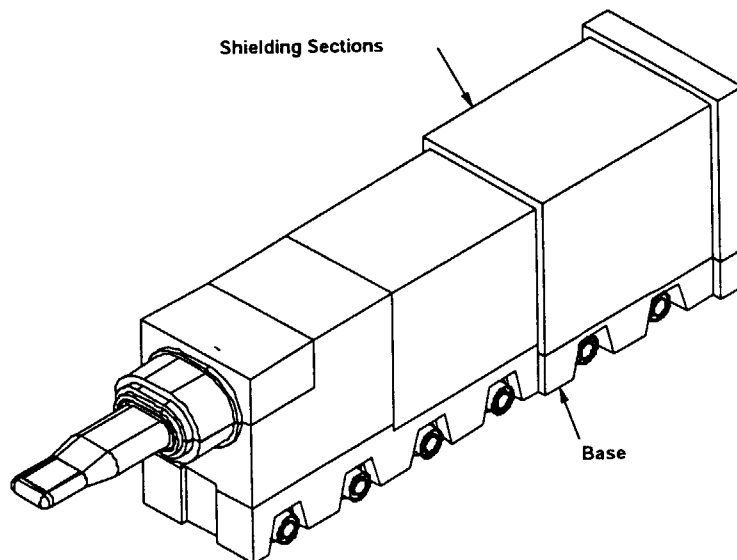


図 9-20 水銀ターゲットプラグ集合体のスケッチ

でライニングしてある。水銀の配管は遮蔽プラグ中を通る。この中での水銀の漏洩はドレンタンクに導かれるようになっている。プラグ集合体の外側はヘリウム雰囲気を保つ。ターゲットカート（台車）は水銀及び循環系を総て収納している。

9. 5 放射線安全のコンセプト

9. 5. 1 事故時の放射線安全対策

ターゲットステーションの設計には、事故時（off-normal occurrence）の放射性物質の放出に対する放射線安全対策が含まれていなければならない。その為、既に述べた三つの施設で説明した如く、多重隔壁（バリア）が用意されるのが普通である。ターゲットで発生する放射能の大部分は、水冷固体ターゲットにあってはターゲットディスク中（被覆を含む）に保持される。これが第一隔壁を形成する。これらのディスクは溶接構造のインコネルあるいはステンレス鋼製ターゲット容器中に封入されており、これを含む一次冷却水循環系全体が第二隔壁として働く。ターゲット容器及び一次冷却水配管の一部はターゲットタンク（ポイドベッセル）内に置かれ、ターゲットからの放射能を含む一次冷却水が万一ターゲット容器から洩れ出したとしても、このタンクが第三隔壁を形成する。更にターゲットタンクの外に漏洩があったとしても、バルク遮蔽を取り囲む気密構造の遮蔽タンクが更に第四隔壁として機能する。

また水銀ターゲットの場合は一番内側のターゲット容器が第一隔壁、二重容器の外側が第二隔壁（SNS の場合は三重容器まで存在）、ターゲットベッセル（SNS の場合）が第三隔壁の、そして遮蔽タンクが第四隔壁の役割を果たす。また一次冷却水配管や水銀循環系に溜まった水や水銀は総てドレイン出来る構造となっており、更にターゲットタンク若しくは下部ターゲットベッセル等に流出した流体がドレイン出来るよう設計される。その外側の遮蔽タンクも、一次冷却水や水銀が漏洩した場合にはドレイン出来るよう設計される。

9. 5. 2 正常運転時における放射線安全対策

(1) 雰囲気管理の必要性

ターゲットステーションでは、ターゲットに陽子ビームが入射し、ターゲットからは多くの中性子と2次粒子が放出される。従ってこれらが空気中を走ると、核破砕反応及びこれに続く低エネルギー核反応により空気は放射化し、また荷電粒子は空気中に腐蝕性の強い O_3 や NO_x を作る。このような放射性ガスの発生や腐蝕性ガスの発生を防止するには、これらの系を総て真空にすればよい。しかし系全体を真空にする事は容易ではなく、また直接水冷している部分以外の系の熱除去をガス冷却する目的も含めて、真空の代わりにヘリウムガスを充填し、非常にゆっくり循環またはパーキングする方法が採られる。系よりヘリウム中に放出される放射能は、ホールドアップタンクに一定時間保持し、短寿命放射能の減衰を待ってからスタックより大気中に放出するのが普通である。

以下に KENS、ISIS、IPNS Upgrade における雰囲気管理の実例もしくは考え方について述べる。

(2) KENSにおける雰囲気管理⁶⁾

1) ターゲット周りの雰囲気

KENS-Iにおけるターゲット周りの構造を図 9-21 に示す。加速器よりの陽子ビーム輸送管の真空は、その先端のビーム窓で一旦仕切れ、ユーザー側で用意した長さ約 3.5 m の別の真空中を通過した後、ターゲット案内管を経てターゲットに入射する。ターゲット案内管は1気圧のヘリウムガスが充填されている。

ターゲット案内管の外側には特に管理された雰囲気はなく、実験室の空気がこれより若干負圧の陽子ビームトンネルに遮蔽体を通して漏洩流入することにより、冷却、換気がなされている。ターゲット案内管の直ぐ外側に位置するモデレータなどの機器には、十数年にわたる運転で相当ひどい腐蝕等が見られることが最近判明した。5 kW (500 MeV、10 μ A) 級のターゲット系でも、ターゲットの周りの雰囲気をヘリウムにただけでは全く不十分であることが判る。ちなみに KENS の稼働開始当時 (KENS-I) はビーム出力が 1 kW (500 MeV、2 μ A) であったが、ターゲット案内管内がヘリウムではなく、乾燥空気であった。その為僅か数百時間の運転で水冷タングステンターゲットの容器 (SUS 316 製) 及びターゲット近傍の水冷配管は外側からの極度の腐蝕で破損した。

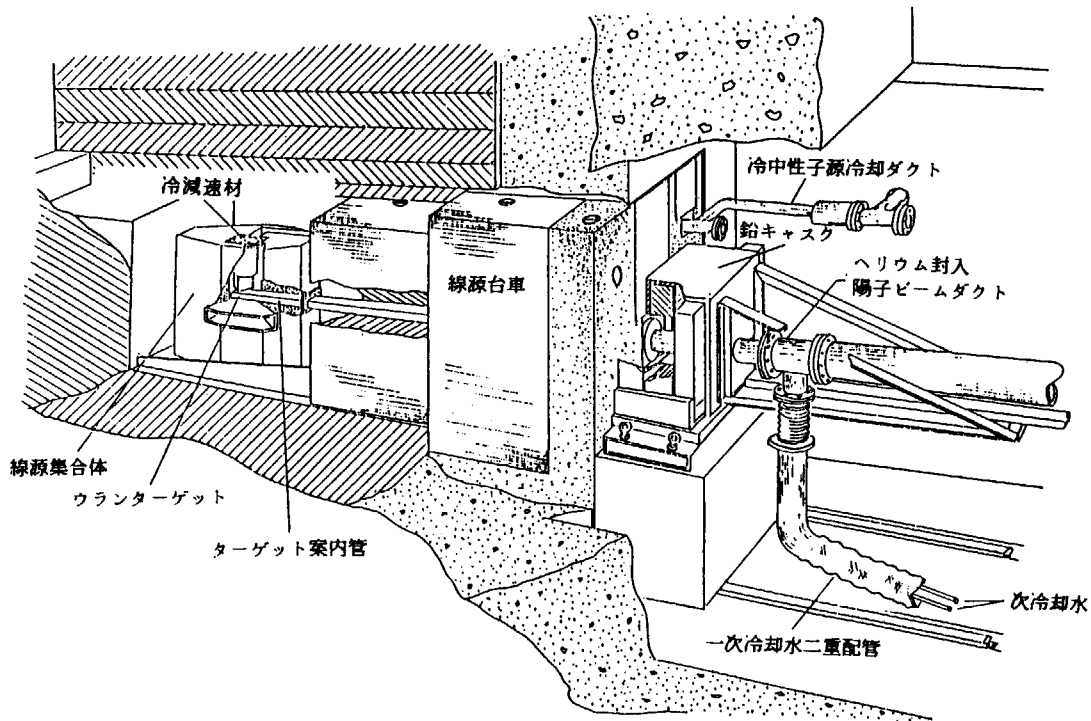


図 9-21 KENS-Iにおけるターゲット・モデレータ・反射体及び周辺部分のイラスト

2) 一次冷却水の放射能

水の核破砕反応等により生成される放射性核種を短寿命及び長寿命の2種類に分類して表 9-1⁶⁾に示す。

短寿命核種の全体の半減期は約 20 分と推定されている。一次冷却水循環系で発生した放射性ガスは図 6-11 に示した如くサージタンクのカバーガス（ヘリウム）中に集まり、このカバーガスは毎秒 4 cm³ の割合で系外に連続排気される。放出は一次ガス溜に数時間保持された後に行われるので、放出時の短寿命各種の放射能レベルは極めて低い（一次ガス溜には図 6-11 のドレンタンクが利用される）。

長寿命核種のうち ³H は大部分水分子の構成原子（THO）として冷却水中に存在する。一方、⁷Be は一次冷却系に捕捉され気相には侵入しない。従って、トリチウムのみ検討すればよい。

トリチウムの生成断面積について、KENS-I の安全解析では Armstrong の値 40 mb⁶⁻⁷⁾を採用した。KENS-I での実例は非常に粗い近似ではあるが、この断面積で計算される値の約 1/2 が観測された。従って 40 mb という推定は一応安全側の値と考えてよかろう。サージタンクの上部には、放射線による水の酸水素解離ガスを再結成させる触媒があるが、カバーガスの連続排気はそのバックアップとしても有効と考えられた。

表 9-1 KENS-I ターゲット一次冷却水の核破砕反応により生成される放射能
(500 MeV、10μA、年間 2000 時間運転を想定)

放射性核種	半減期 t _{1/2}	放射能 (Ci)
長寿命		
³ H	12.33 y	0.018
⁷ Be	53.29 d	0.13
短寿命		
¹⁰ C	19.2 s	0.51
¹¹ C	20.38 m	1.26
¹³ N	9.96 m	0.51
¹⁶ N	7.13 s	4.03
¹⁴ O	70.6 s	0.51
¹⁵ O	2.03 m	4.06
¹⁸ F	1.83 h	0.01
合計		11.0

(3) ISIS ターゲットステーションの雰囲気管理⁸⁾

ISIS ターゲットステーションには換気を必要とする 9 つの主なエリアが存在し、表 9-2 に示す換気速度で換気がなされる。図 9-22 に換気のプロローチャートを示す。

表 9-2 ISIS ターゲットステーションの換気パラメータ

AREA	GAS CHANGES PER HR	GAS FLOW VOL OF AIR m ³ /h	PRESSURE DEPRESSION: m bars	FILTRATION REQUIREMENTS
Target Void Vessel	60	1290	4.5	HEPA & Charcoal
Remote Handling Cell	6	376	5.5	HEPA & Charcoal
	60	3750	2.5	HEPA
Target Shutter Vessel	265	2650	5.5	HEPA
Transport Cell	6	1800	5.5	HEPA
Services Area	5	3325	0.6	HEPA
	60	1500	2.5	None
Transfer Tunnel	5	1290	0.6	HEPA
Manipulator Area RHC	5	240	0.3	HEPA's on inlet and exit
Manipulator Area T Cell	5	240	0.3	HEPA's on inlet and exit
Filter Changing Area	5	240	0.3	HEPA on exit

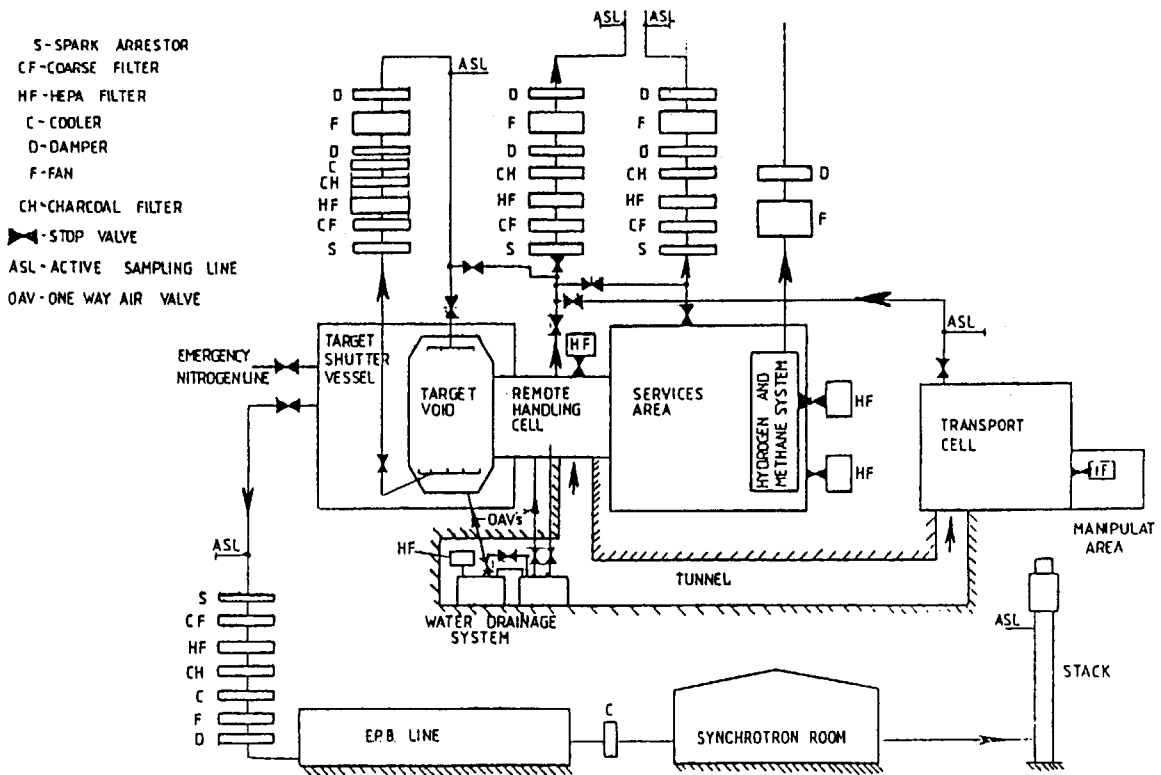


図 9-22 ISIS ターゲットステーションの換気系

(4) IPNS Upgrade の例²⁾

IPNS Upgrade のターゲットステーションには多くの独立の冷却系がある。図 9-23 はターゲット冷却系のフローチャートであるが、サージタンク (water supply tank) カバーガスは KENS-I' の場合と同様に、一定の流量率 (この場合 16 cm³/s) で連続排気され、後に述べるホールドアップタンク (一時ガス留め) に蓄積される。冷却容量はターゲットの場合より小さいが、水冷却の対象となるものには、陽子ビーム窓、反射体、バルク遮蔽、モデレータ、ターゲットタンク等計 6 系統の独立の冷却システムがあり、それらのサージタンクカバーガスについても同様の排気方法がとられる。図 9-24 は陽子ビーム窓の冷却系について示したもので、その他の機器の冷却についても似たようなシステムが考えられている。

図 9-25 は上記水冷とは別にターゲットタンク、遮蔽タンクのヘリウムガス及びホットセルの空気の排気に関するフローチャートで、前二者の排気流量率は各々 16 cm³/s で、それらは図 9-26 に示すガスホールドアップタンクに蓄積される。上述の冷却水系カバーガスの排気 (各 16 cm³/s) と併せて、ホールドアップタンクに蓄積されたガスは短半減期放射性核種の減衰を持った後、フィルター、スタックモニタを経てスタックより大気に放出される。一つのタンクが一杯になると、もう一つのタンクに切り換え、交互に蓄積・放出を行う。この様な考え方は ESS、SNS でも同様で、我々がこれから考える統合計画においても基本的には同様となる。

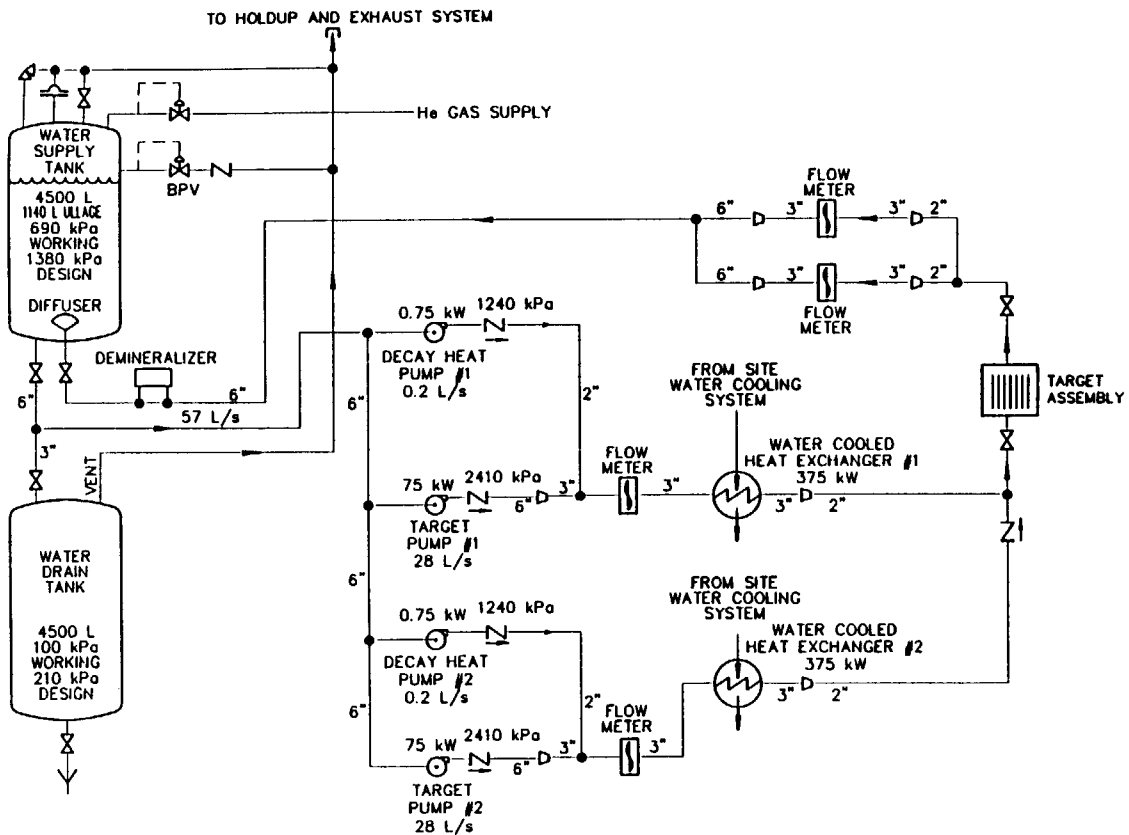


図 9-23 IPNS Upgrade ターゲット冷却系フローチャート

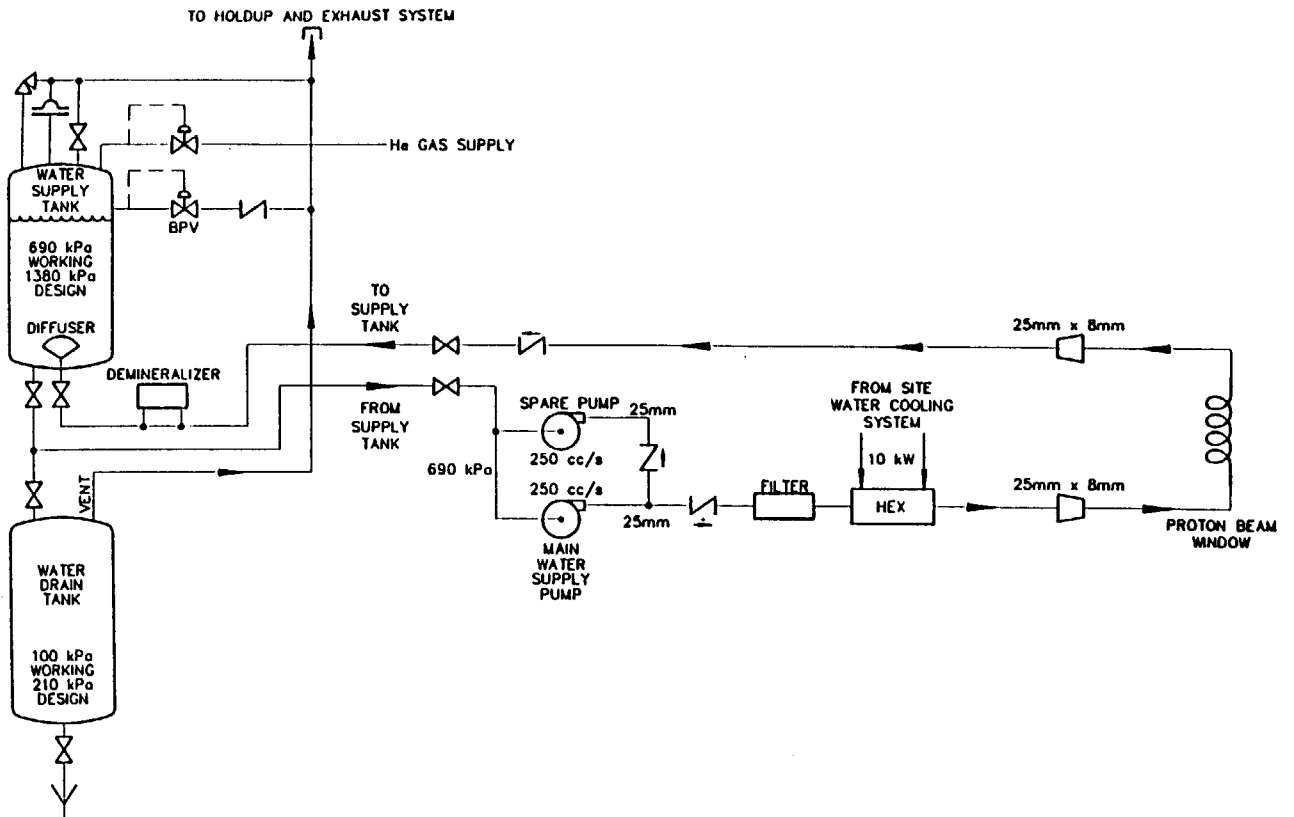


図 9-24 IPNS Upgrade 陽子ビーム窓冷却系フローチャート

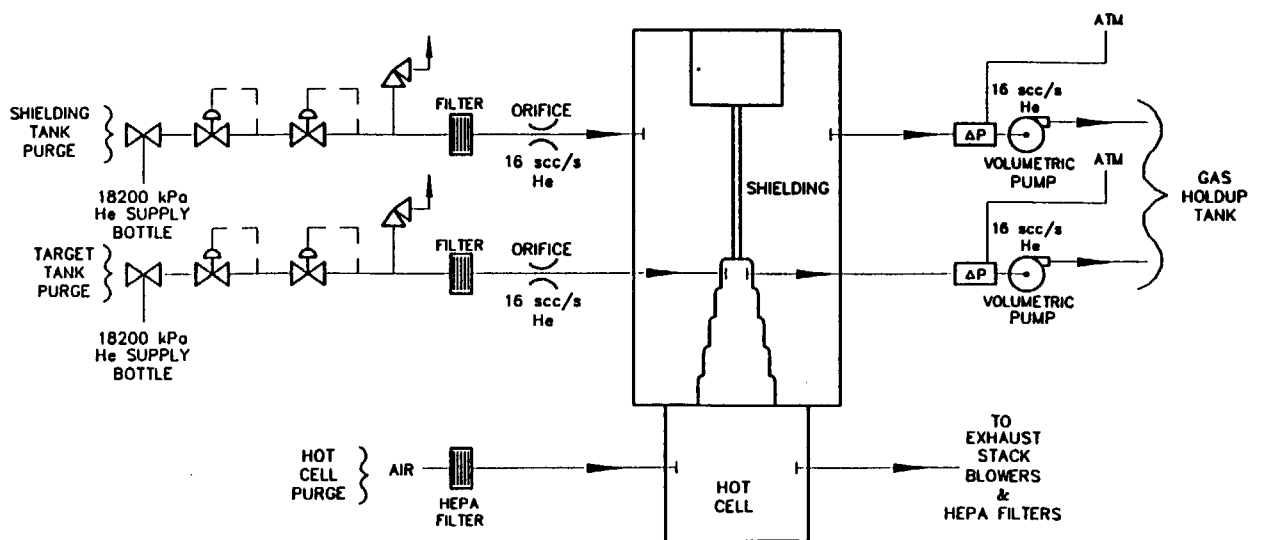


図 9-25 IPNS Upgrade のターゲットタンク、遮蔽タンク、ホットセルの排気系フローチャート

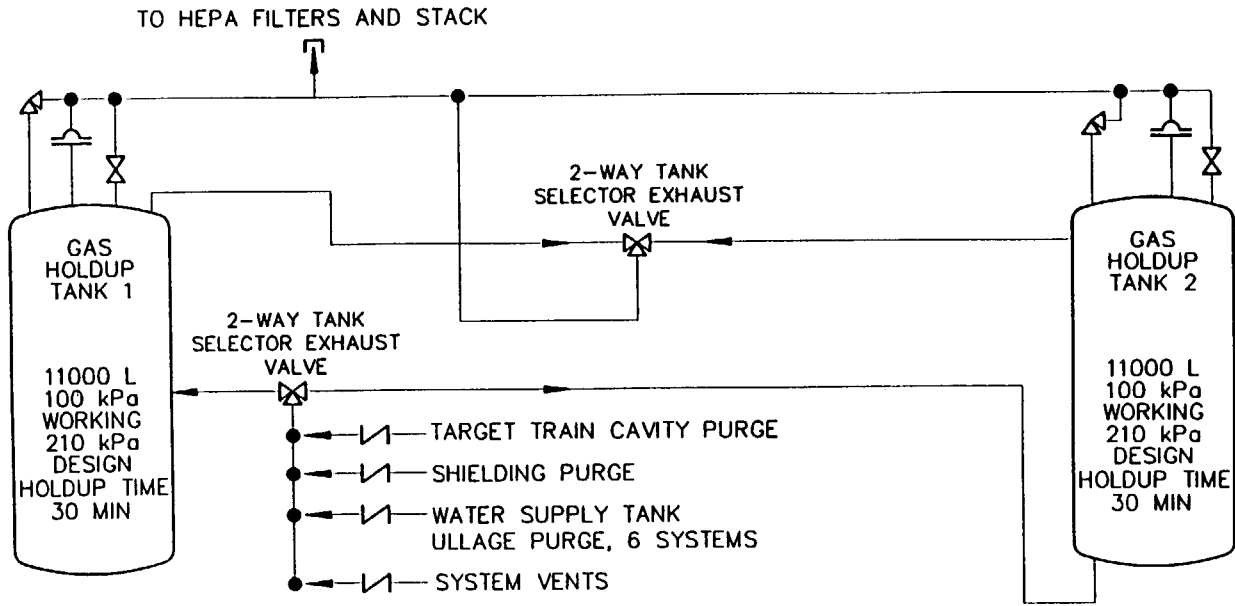


図 9-26 IPNS Upgrade のガス排気系のホールドアップタンク

文献

- 1) N. Watanabe and P. Fengson : Summary of the Objective Discussion on Solid and Liquid Target for High-Power Sources, Proc. 14th Meeting of International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS XIV) (Starved Rock Lodge, Utica Illinois, USA, June 14-19, 1998), in press.
- 2) IPNS Upgrade -A Feasibility study-, ANL-95/13 (April , 1995).
- 3) J. M. Carpenter, R. K. Crawford, R. Kleb and A. E. Knox : Conceptual Design of the Target Station of the IPNS Upgrade, Proc of 12th Meeting of International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XII) (Abingdon, U.K., 24-28 May 1993) T-95.
- 4) ESS -A Next Generation Neutron Source for Europe-, Vol III The ESS Technical study, ESS-96-53-M (Nov. 1996).
- 5) National Spallation Neutron Source Executive Summary, The SNS Collaboration, SNS/CDR-1 (May 1997), Chapt 5 Target Systems.
- 6) スパレーションパルス中性子源用劣化ウランターゲットシステムの安全解析, KEK Internal 88-11 (Oct. 1988) M/R.
- 7) T. W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges and R. D. Neef : "Theoretical Target Physics Studies for the SNQ Spallation Neutron Source", Jül-Spez-120, Juli 1981, P.90.
- 8) Compiled by A Carne and G. H. Eaton " Safty Assesment of the SNS Target Station", SNSPC/P6/82 (March 1982).

10. 材料の放射線損傷

10.1 陽子照射による放射線損傷の特徴

核破碎中性子源システムの工学で最終的に最も重要となるのは材料の放射線損傷の問題で、最も放射線損傷を受けやすいターゲット、特に液体金属ターゲット容器の陽子ビーム入射窓の部分である。システムの他の問題についてはかなりよく理解出来る様になってきているが、材料の GeV 陽子及びそれにより作られる中性子場による放射線損傷の問題はまだよく知られていない。

まず、5 MW 級核破碎中性子源ターゲットの陽子入射窓が受ける放射線損傷のレベルを熱核融合炉等と比べると図 10-1 の如くなる¹⁾。運転時間（横軸）に対し、dpa、ヘリウム (He) 及び水素 (H) の生成率（濃度）が示してある。dpa は放射線損傷の目安となる単位で、1 dpa は材料中の総ての原子が元の格子位置から平均 1 回弾き出される事を意味する。放射線損傷は放射線の種類、エネルギー等に依存し、簡単には表せないが、この様な dpa という単位を導入することにより、放射線損傷が整理でき、便利であるので、一般に用いられている。dpa は実験により決まる量ではなく、あくまでも仮想的な量で、計算で求めることが出来る。

さて、図 10-1 から明かな如く、5 MW 級核破碎中性子源のターゲット容器陽子入射窓の受ける放射線損傷の特徴は

- (1) 非常に大きな dpa を受ける。1 年連続運転では約 60 dpa にも達し、この値は核融合炉 (1 MW/m² の CTR を想定) の約 3 ~ 4 倍である。
- (2) He、H のガス生成率が非常に高く、上述の核融合炉の場合の He で約 60 倍、H で約 200 倍にも達する。即ち 1 dpa 当たりで He で 10 倍、H で 50 倍もガス生成量が多い。尚、高速炉においては、これらの値は無視出来るレベルにしかない。

この様に He、H のガス生成が極めて高いのが、陽子ビーム照射による放射線の特徴で、単なる弾き出しだけの場合に比べ、材料硬化等に対する影響は著しく大きくなると考えられている。

次に主な放射線損傷の影響が現れる温度について Ulmaier 等²⁾は図 10-2 に示す如く整理している。即ち温度をそれぞれの材料の融点で規格化すると、材料は異なっても主な影響の現れる温度領域はほぼ同じになることを示している。ターゲット容器の材料の問題は、200 Mpa あるいはそれ以上の高いパルス状繰返し応力 (50 - 10 kHz) と、200℃あるいはそれ以上の使用温度の下で、実際に液体重金属 (Hg) を流した状態で前述の如き高い dpa とガス生成率を伴う放射線損傷を受けた場合、材料の寿命と系の安全性に対する信頼度をどの様に推定したらよいかという工学的問題なのである。

10.2 陽子ビーム照射による放射線損傷の計算例

dpa 値は NMTC、HETC 等のハドロン輸送コードにより計算できるが、簡単には次式の如く与えられる²⁾。

$$\text{dpa} = 0.4 T_{\text{dam}} / T_d^a \phi t = \sigma_d \phi t$$

但しここに T_{dam} は損傷エネルギー断面積、 T_d^a は有効弾き出しエネルギー (Fe に対しては約 40 eV) である。図 10-3²⁾に 750 MeV 陽子照射の場合の弾き出し損傷断面積 (displacement cross

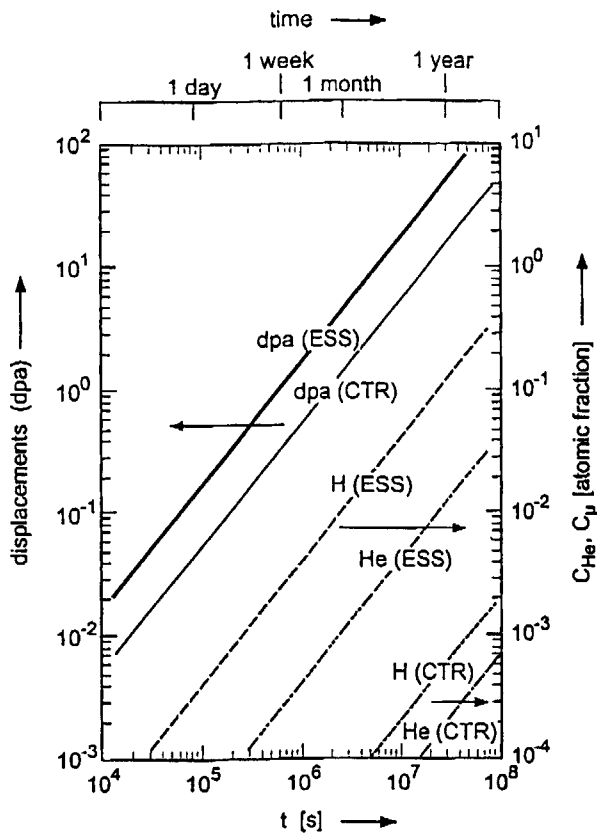
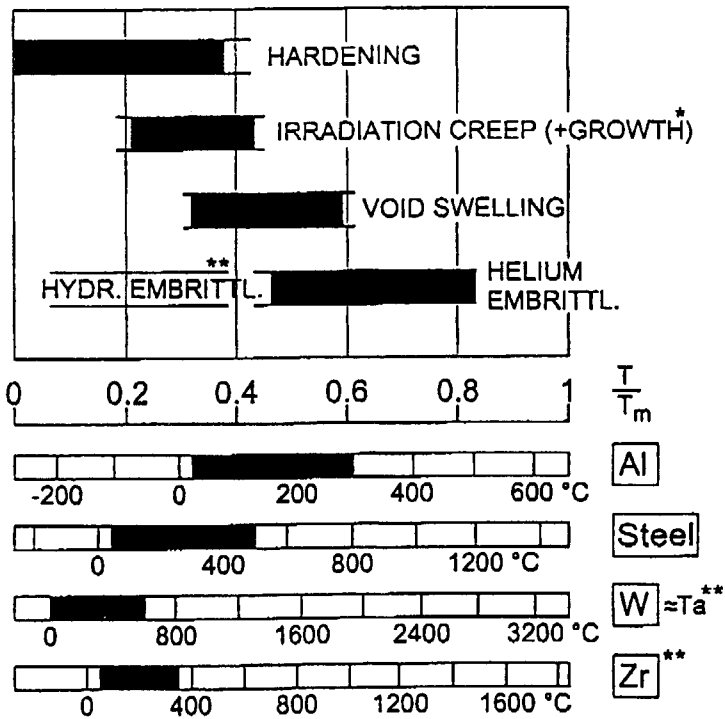


図 10-1
5 MW 核破砕中性子源ターゲット容器陽子ビーム入射窓の放射線損傷 (dpa、He 及び H 生成率) の核融炉 (1 MW/m²) との比較



* in non-cubic metals

** in hydride-forming materials

図 10-2 主な放射線損傷の起る大凡の温度領域 (融点で規格化した温度に対して表してある)。下の棒グラフは種々の代表的な材料の実温度で表した典型的な使用温度領域

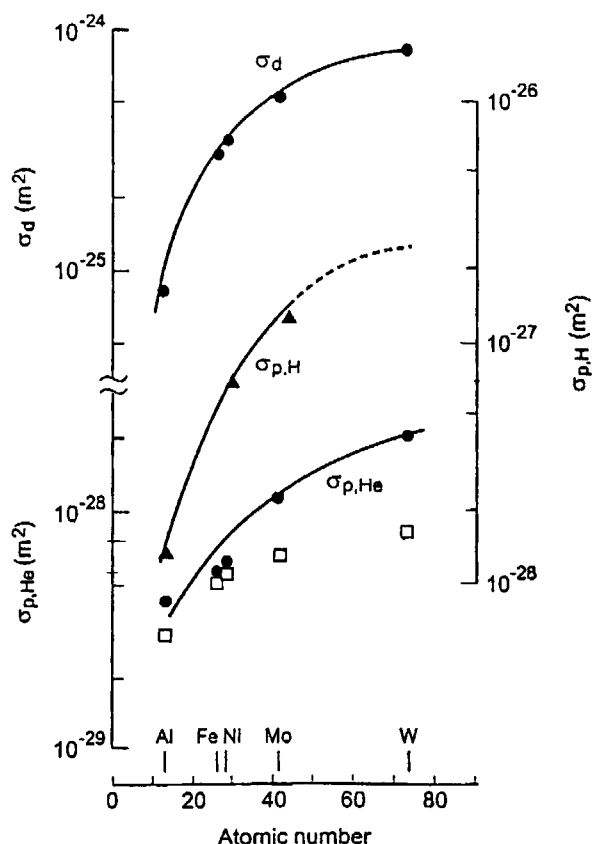


図 10-3
陽子エネルギー 750 MeV 各種元
素材料の放射線損傷断面積 σ_d 、
 $\sigma_{p,He}$ 、 $\sigma_{p,H}$

section) σ_d が、種々の元素材料についてプロットしてある。He 及び H の生成断面積 $\sigma_{p,He}$ 、 $\sigma_{p,H}$ についてもハドロン輸送計算コードで求めることが出来る。750 MeV 陽子の場合のこれらの値が図 10-3 に併せて示してある。

Wechsler 等³⁾は SNS 及び ATW (核廃棄物の加速器による消滅処理) 計画のため、316 ステンレス鋼、インコネル 718 及びタングステンについて、中性子による弾き出し損傷断面積の計算を行い、図 10-4 (左) に示す結果を得ている。計算は 20 MeV 以上の中性子に対しては LAHET、20 MeV 以下については SPECTER コードを用いて行われた。この結果と中性子スペクトルの計算値より放射線損傷率 (dpa/s または dpa/d) が求められた (図 10-4 (右))。SNS については 1 MW を仮定している。タングステンの損傷率が小さいのは図 10-4 (左) に示した如く、低エネルギー領域 (この領域の中性子スペクトルがもっとも高い) で、タングステンの弾き出し損傷断面積が他の二つに比べ小さいためである。

Wechsler 等³⁾は同様にヘリウムの生成率についても計算し、図 10-5 に示す結果を得ている。この図はエネルギー E 以下の中性子によるヘリウムの生成率で示されている。

Charlton 等⁴⁾は HETC の Los Alamos 版である LAHET コードを用いて He 生成の計算を行っているが、その中の核子レベル密度のオプション、即ち HETC レベル密度公式、Gilbert-Cameron-Cook-Ignatyuk (GCCl) レベル密度モデル、Juelich レベル密度パラメータ等により計算結果はかなり大きく異なる事を示している。表 10-1 は 750 MeV 陽子を種々の材料に照射した時の He 生成断面積の計算値がレベル密度モデルによりどのように変わるかを実測値と比較したもので、軽核に対しては HETC モデルが、Fe 等の中重核に対しては Juelich モデルが、そして Ta 等の重核に対しては GCCl モデルが実験値をよく再現していることが判る。

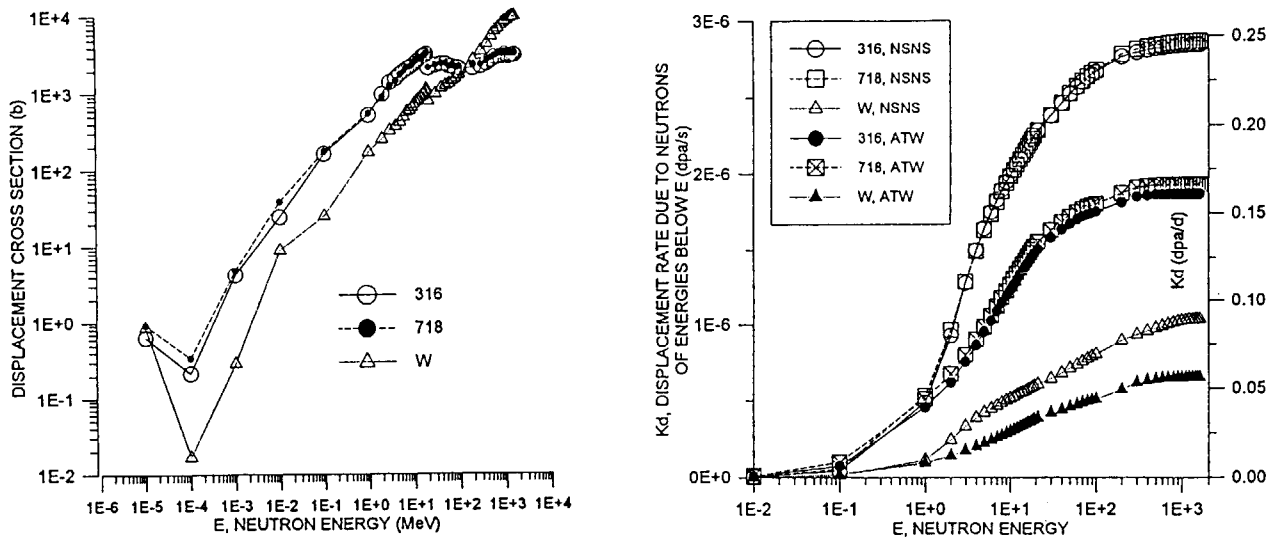


図 10-4 316 ステンレス鋼、インコネル 718 及びタングステンに対する SNS 及び ATW スペクトル中性子による弾き出し損傷断面積 (左)、及び損傷率 (右) の計算値。
 損傷率はエネルギー E 以下の中性子による寄与で示してある。

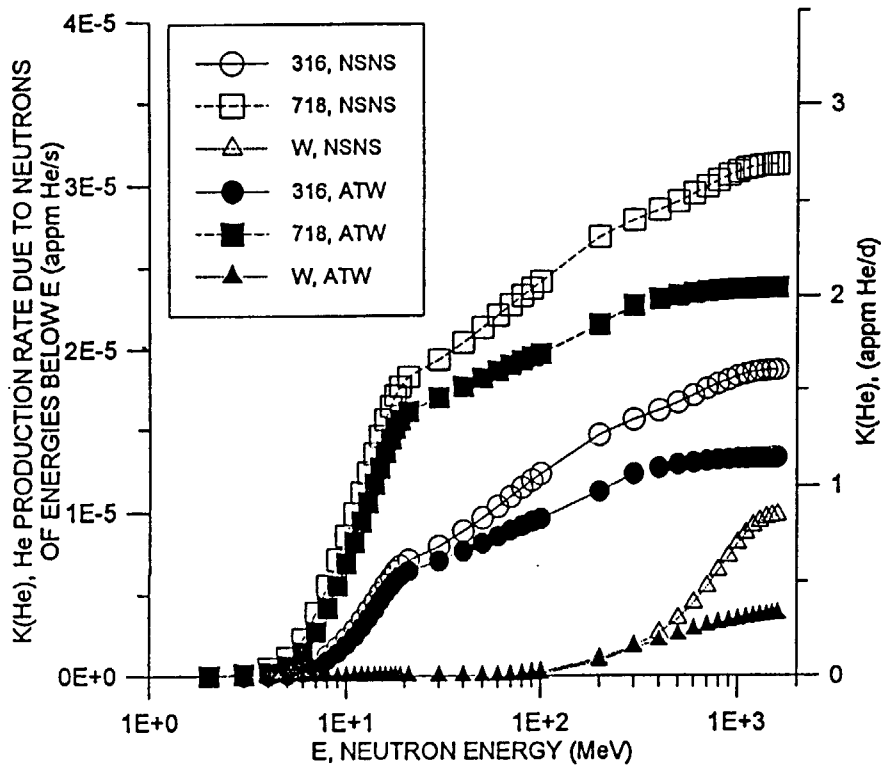


図 10-5 316 ステンレス鋼、インコネル 718 及びタングステンに対する SNS 及び ATW スペクトル中性子によるヘリウム生成率の計算値。生成率はエネルギー E の中性子による寄与で示してある。

表 10-1 各種材料の 750 MeV 陽子照射による He 生成断面積の計算値と実験値の比較

	Level Density Models			EXPTL Green, et al.
	HETC	GCCI	Juelich	
Al	0.249	0.238	0.392	0.295
Fe	0.167	0.204	0.394	0.452
Ni	0.183	0.238	0.412	0.478
Cu	0.190	0.244	0.365	0.462
Mo	0.371	0.418	1.587	0.578
W	0.839	0.704	2.309	0.710
Au	0.873	0.839	2.026	0.638

液体金属ターゲット容器の放射線損傷において陽子と中性子の占める割合はどうであろうか。

伊賀等⁵⁾は NMTC/JAERI に Lindhard-Robinson モデルに基づく弾き出し損傷断面積計算機能を附加し、原研 5 MW 核破砕中性子源水銀ターゲット容器の 316 ステンレス鋼製ビーム入射窓について dpa 評価を行っている。窓は二重で 1.5 GeV 陽子ビームが 48 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ の均一分布で入射した場合について求めると表 10-2 の如くなる。内側の窓（水銀側）の損傷が大きいのは水銀からの中性子の影響を外側の窓より大きく受けるためである。陽子ビームが当たっているところでは陽子の寄与と 20 MeV 以下の中性子の寄与がほぼ同程度となっている。高田等⁶⁾はヘリウム及び水素の生成率についても評価している。表 10-3 はその結果で、この計算では入射陽子平均ビーム電流密度は 5 MW 換算で 48 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ （但し表の値は 1 MW 当り）であるが、パラボラ分布を仮定している。また、1 年間連続運転を仮定しているので、年間運転時間を 5000 時間とすると、表の値の約 57%となる。

表 10-2 48 mA/cm²の均一分布ビームを入射した場合のビーム窓の DPA 計算

領域		Neutron		Proton [DPA/yr]	Total [DPA/yr]
		(≤ 20 MeV) [DPA/yr]	(> 20 MeV) [DPA/yr]		
		内側容器	1	39.5	6.9
	2	27.5	3.7	0.3	31.4
外側容器	1	25.9	3.8	20.2	49.9
	2	20.4	2.6	0.2	22.9

表 10-3 SUS316 製ターゲット入射窓の放射線損傷の計算値

	Displ. 's (dpa/yr)	Helium (appm He/yr)	Hydrogen (appm H/yr)
Neutrons (avg. flux)	6.2	29	290
Protons (avg. flux)	5.2	478	5130
Total (avg. flux)	11.4	507	5420
Total (at beam center)	22.8	1014	10840

1 MW 陽子入射 (ビーム中心で 1.135×10^{14} proton/cm² sec)

5 MW 陽子入射 → ~114 dpa/yr

He、H 生成については圧倒的に陽子の寄与が大きいことを示している。同様の計算結果が SNS 計画関連でなされている。図 10-6⁷⁾ はターゲット容器の放射線損傷の dpa 値を入射面からの距離に対してプロットしたもので、入射窓の部分の値が他の部位に比べ遙かに高いこと、陽子、中性子の dpa に対する寄与が陽子ビームの当たっているところではほぼ同程度であるが、容器の側面ではほとんどが 20 MeV 以下の中性子によるものであることが判る。

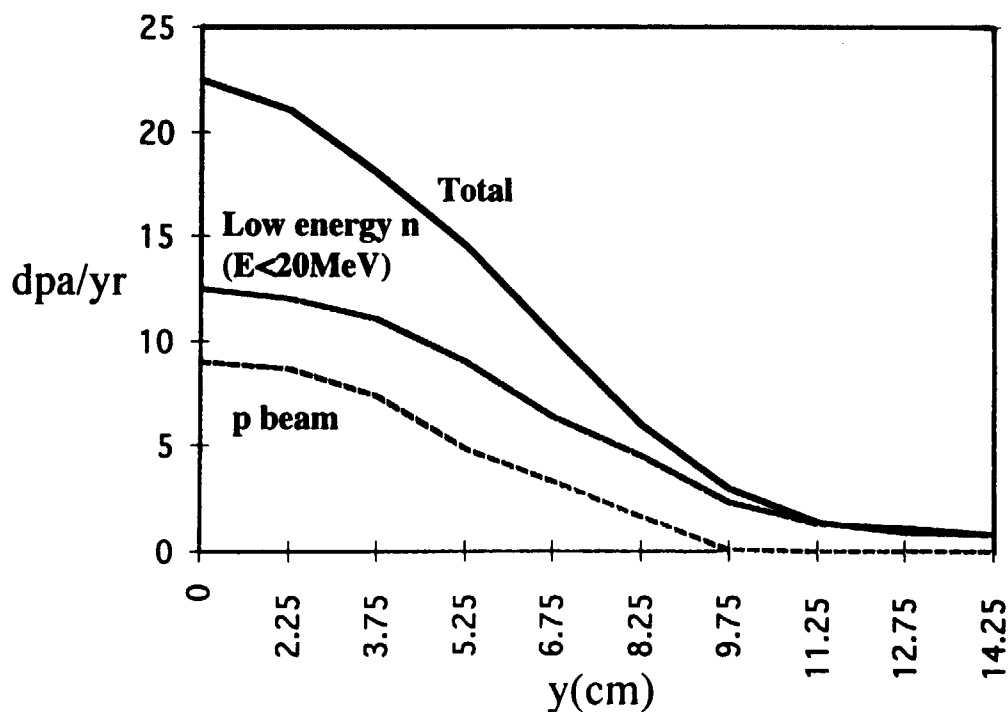


図 10-6 SNS Hg ターゲットステンレス鋼容器の放射線損傷 (陽子と低エネルギー中性子の寄与)

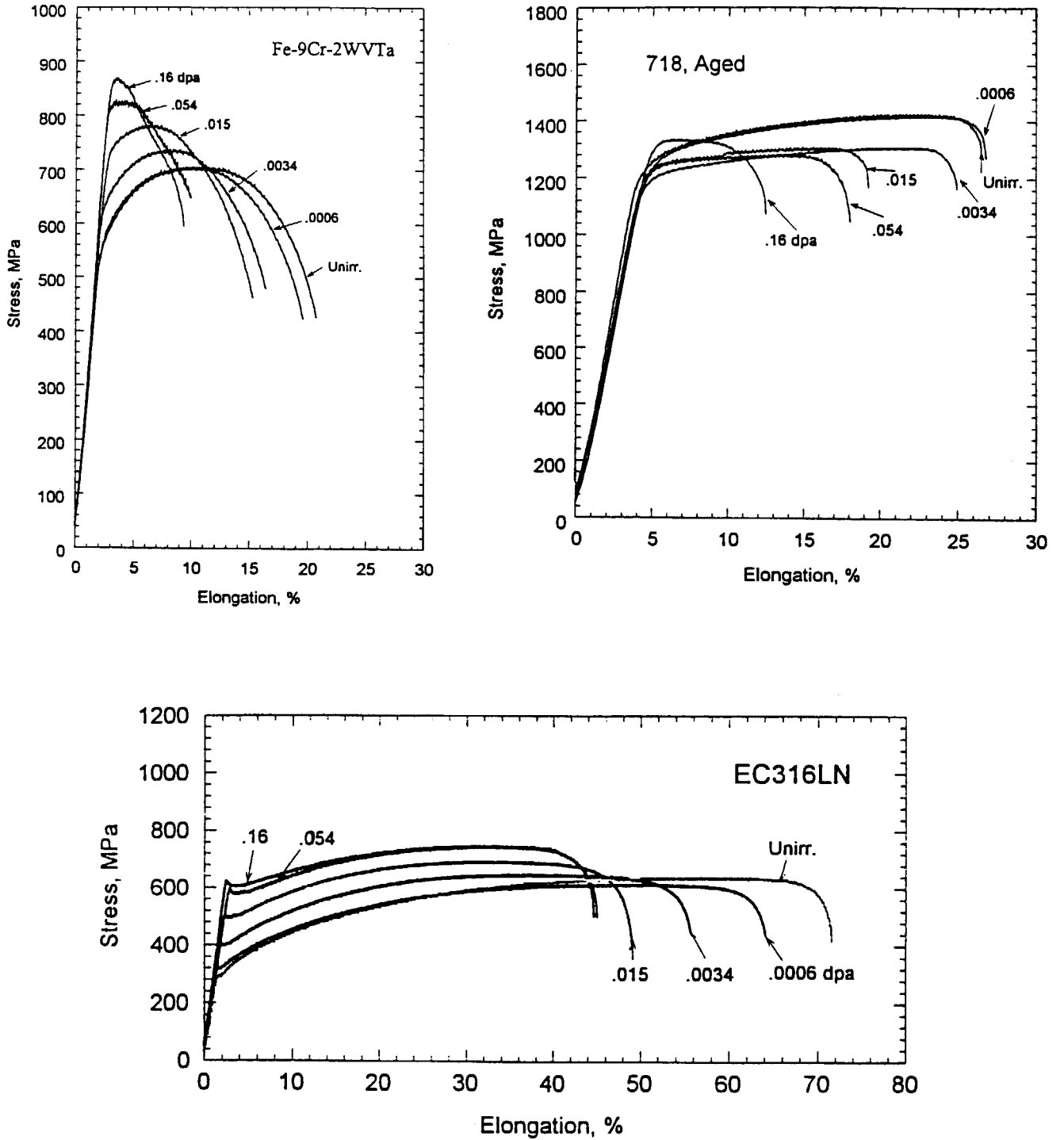


図 10-7 代表的な三種類の核破砕中性子源構造材料の中性子照射効果

10.3 構造材料の放射線照射データ

10.3.1 中性子照射データ

高速炉及び核融合炉材料試験のため、原子炉中性子を用いて膨大な照射実験が行われており、多くのデータベースが利用可能である。しかし、陽子ビーム照射のデータは極めて乏しく、また材料によって中性子照射データすらないものもある。例えばタンタル (Ta)、タングステン (W) などは原子炉や核融合炉材料として関心がなかったためデータは極めて少ない。

さて核破碎中性子源関連材料でこれまでに得られている中性子照射試験データが SNS 計画のためにまとめられているが、そのうちの代表的な3種類の構造材に関するデータ（応力・伸び曲線）を図 10-7⁷⁾ に紹介する。何れの材料についても 0.034dpa あるいはそれ以下という非常に低い照射で応力・伸び曲線に既に顕著な変化が起っていることが判る。一般に照射と共に硬化 (hardning) と延性 (ductility) の減少がみられるが、Fe-9Cr-2WVTa でそれが顕著である。一方インコネル 781 では、一定以上の照射で逆に軟化が起っている。

10.3.2 陽子及び中性子照射データ

10.4節に述べる陽子による材料照射実験が Los Alamos 及び PSI で進行中であるが、そこから得られるデータはまだ殆ど公開されていない。従ってこれ迄に既存の加速器または加速器駆動中性子源等で使用に伴い陽子照射による放射線損傷を受けた部品（ビーム窓やターゲットディ

表 10-4 陽子加速器からの陽子及び中性子により照射された部品、試料の一覧

Material	Max. Dose
<u>from components</u>	
Inconel 718	$7 \cdot 10^{21}$ p/cm ²
Copper (cast)	$3 \cdot 10^{21}$ p/cm ²
304 Stainless	$5 \cdot 10^{21}$ p/cm ² (*)
Aluminium alloy (AlMg ₃ ; SIN)	$6 \cdot 10^{21}$ p/cm ²
Tungsten alloy (LANSCE)	$\approx 1 \cdot 10^{21}$ p/cm ² (**)
Uranium (ISIS)	$3 \cdot 10^{20}$ p/cm ² (**)
Tantalum (ISIS)	$2 \cdot 10^{21}$ p/cm ² (**)
<u>from dedicated experiments</u>	
Aluminium alloys (6061, 5052, 2221)	$4-7 \cdot 10^{20}$ p/cm ² $+ 4 \cdot 10^{20}$ n/cm ² (**)
Glidcop (Cu + AL203)	2 dpa
Copper	low dose and 0.5 dpa
Tantalum	$5, 4 \cdot 10^{20}$ p/cm ²
HT9 (Fe 12Cr1Mo)	$5, 4 \cdot 10^{20}$ p/cm ²
Carbon Steel	low dose
Tungsten and alloys	$4 \cdot 10^{20}$

(注) SINQ 及び ESS における最大照射フルエンスは各々 10^9 及び 5×10^9 p/cm² · day に対応

(*) 陽子照射に伴う核破碎中性子

(**) 稼働期間の最後における照射量、中性子照射を含む

スク等)が極めて貴重な照射済試料となる。表 10-4¹⁾はその様な試料と照射目的で行われた実験試料の一覧である。

現在稼働中の低・中出力核破碎中性子源で使用済となったターゲットは、直接に使用環境での材料の振舞いについて貴重な情報を提供してくれる。ISIS の Ta ターゲット(マーク I)は 304 ステンレス鋼容器中に約 1.8 l の Ta デスクが入っているが、この試料が照射量及び温度の関数として機械的特性の試験(引張り、曲げ、微小硬度)及び微視的な構造変化(TEM、SEM)試験に供されている。また LAMPF に用いられたインコネル 718 及びフェライト系 FeCr 合金製ビーム窓は、試験に供せられる試料容積は非常に小さいが利用可能で、初期データは既に得られている。

(1) インコネル 718

LANSCE の水減衰器(Water Degradar)に用いられたインコネル 718 球殻にガウス分布に近いビームプロファイルで最大 5.3Ah(約 10dpa)の照射(1988 年 10 月から 1993 年 9 月に亘って計 419 日間 760MeV で照射)がなされた。引張り試験片のような大きな試料は切り出せないのて微小硬度、曲げ試験、透過電顕(TEM)及び走査電顕(SEM)用試料が用意された。

図 10-8⁸⁾の上図は長さ 120 mm のストリップ状試料の長さ方向の微小硬度の測定結果で、中心が最大照射、両端でガウス分布状に照射量が減衰している様子を示しているが、ここで注目すべきは両端の照射量の低い領域で先ず硬化が起り、照射量が増すと共に軟化に転じていることである。この結果を dpa で整理すると下図の様になる。この様な変化はインコネル 718 に特徴的な挙動である。次に曲げ試験の結果であるが、図 10-9⁸⁾の上図は実験に用いられた三点曲げ試験装置で、測定結果は図 10-9 下図の如くになり、微小硬度測定の結果と定性的に一致する。即ち、照射と共にはっきりと軟化が認められる。中位及び高い dpa で硬度は減少を続け、約 6 dpa 以上では非照射試料の硬度以下となる。軟化は、最初に存在した析出物が照射により溶解し、別の相の析出が起こるためと考えられている。引張り強さの減少は通常延性の増加を伴うが、インコネル 718 の場合はそうはならない。曲げ試験の結果は約 7 dpa 以上で破壊の曲げ角がかなり減少することを示している。この延性の減少は破壊モードの変化によるものと考えられるが、その理由は未だ明らかではない。非常に高い He 濃度(約 1400 appm)が粒界の He 脆化に寄与しているとも考えられるが、これは $0.4 T_m$ (T_m は融点)以上で He が動き易くなりバブルを形成する場合の典型的な現象で、シミュレーション実験では 5000 appm 迄の He 濃度でも 20-300℃ の範囲の低温で、この材料の機械的特性に殆ど影響を与えないことが知られている。この低い破壊の値は、亀裂伝播に対する耐力の著しい減少を意味し、LANSCE ではインコネル 718 陽子ビーム窓に約 13 dpa で亀裂が発生した経験がある。

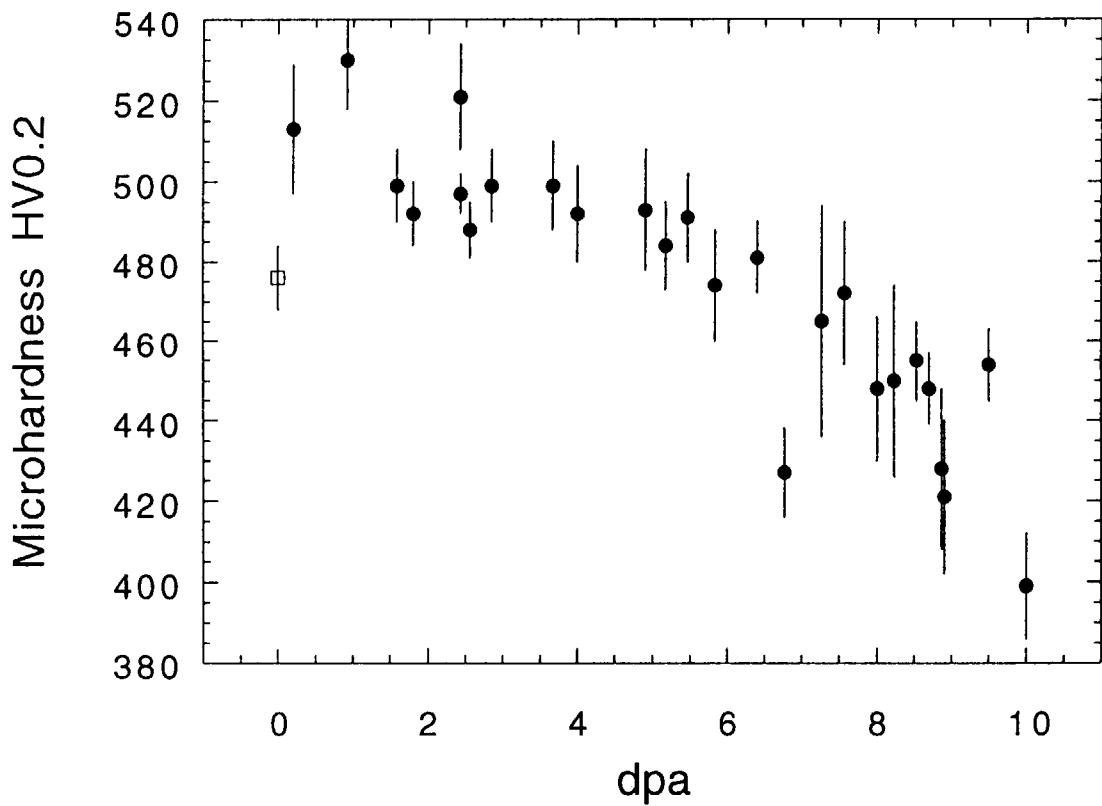
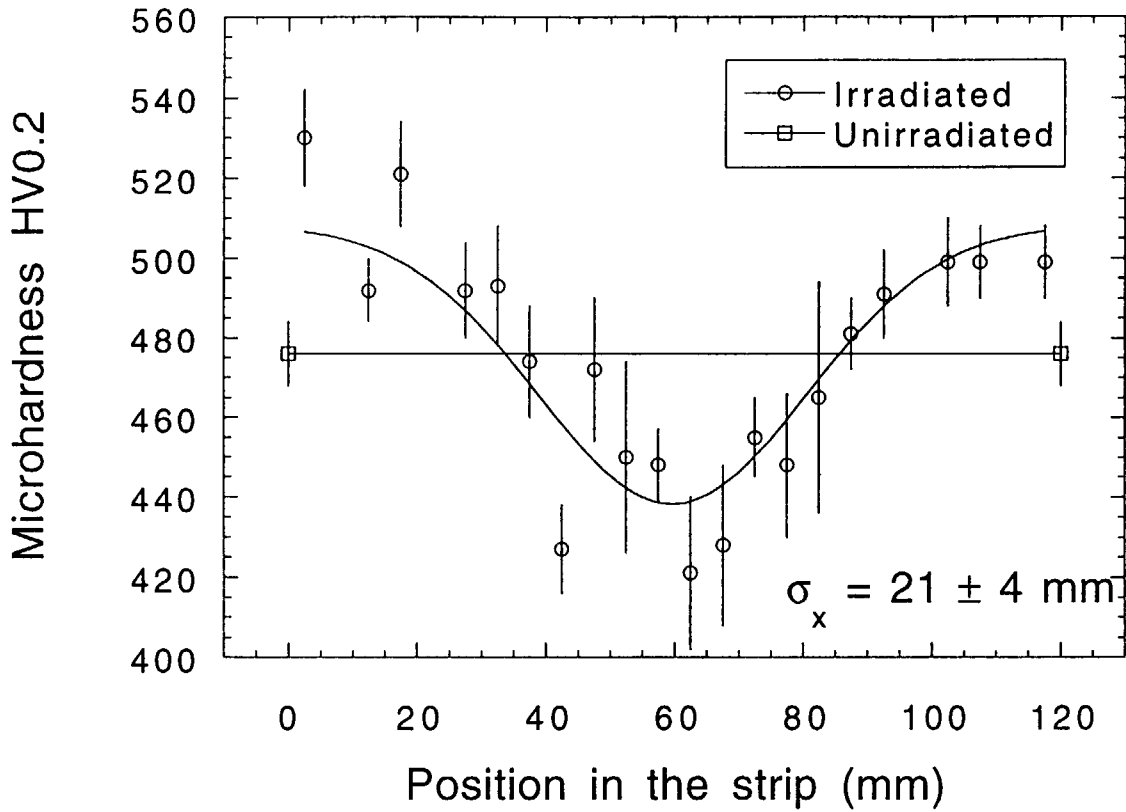


図 10-8 インコネル 718 の 750 MeV 陽子ビーム照射に伴う硬化特性。
 上図は位置依存、下図は dpa に対してプロットしたもの

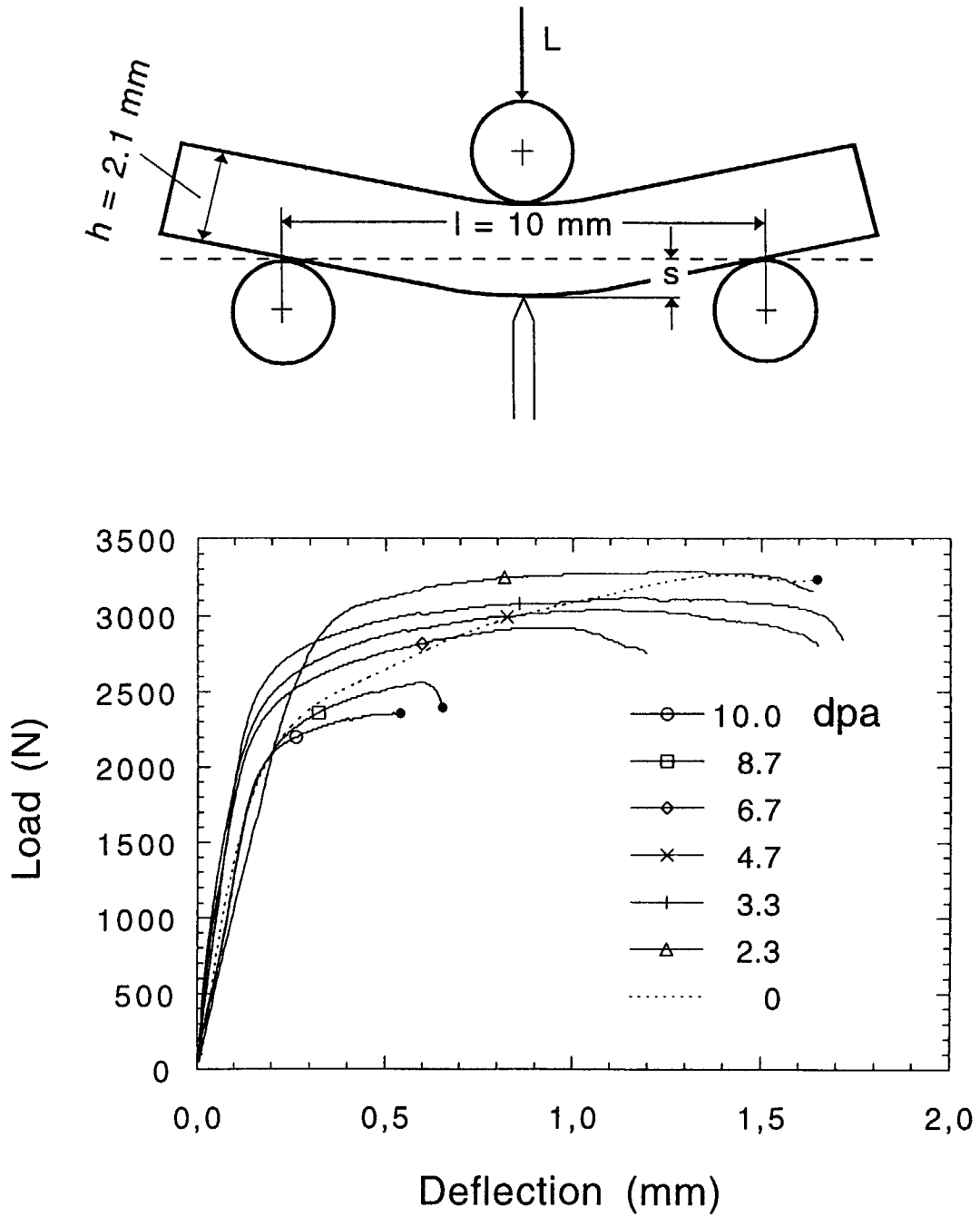


図 10-9 3点曲げ試験装置（上）及び750MeV陽子で照射したインコネル718の曲げ試験結果。試料が破壊した時はその値が示してある。

(2) タンタル及びタンタル合金²⁾

純粋のタンタル (Ta) 及びその合金 (Ta-10%W) については、LAMPF よりの 800 MeV 陽子を用いた 400°C での $(4.8 \text{ 及び } 54) \times 10^{23} \text{ p/m}^2$ の照射データがある。陽子照射後の引張り試験の結果 (応力・伸び曲線) を図 10-10²⁾ に、また比較のために中性子照射の結果について図 10-11²⁾ に示す。非照射試料と比べた場合、何れも照射による顕著な硬化と延性の減少がみられる。速中性子による低レベル照射 (図 10-11、 10^{24} n/cm^2 は 0.01 dps に相当) の結果は、純粋の Ta よりも Ta-10%W 合金の方が硬化の増加が顕著で、両者での照射量の違いを考慮しても Ta-10%W 合金の降伏応力の値は遥かに高いことを示している。別の Ta-10%W 合金 (1475°C でアニーリング) の速中性子照射実験では、350 及び 300°C で試験した結果、470 Mpa で脆性破壊している (非照射試料では 250 Mpa で 11% の伸びである)。800°C での照射及び引張り試験では、降伏応力は 220 Mpa から 290 Mpa に増加 (硬化) しているが、延性は残されている (11% から 2% に減少)。耐熱材料では一般に不純物が存在することは技術的に避けられないが、このような脆性は、その照射誘導析出によるものと考えられている。

速中性子照射によるポイドスウェリングに関しては、600~1000°C では観測されるものの、400°C 以下では観測されていない。

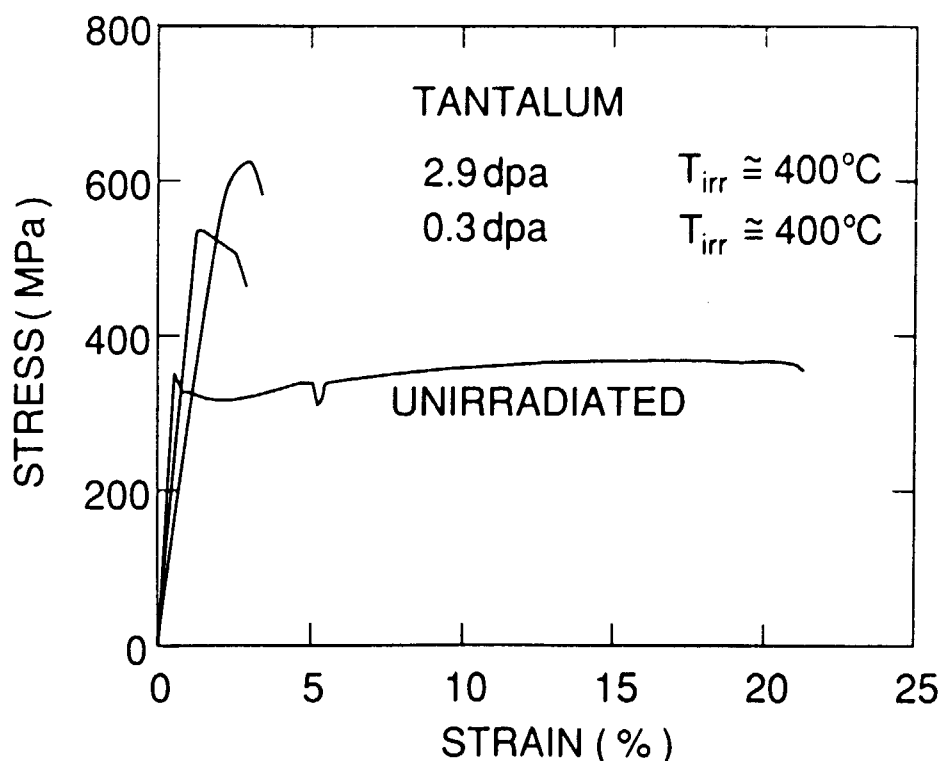


図 10-10 純粋な Ta の陽子照射に伴う応力・歪曲線の変化

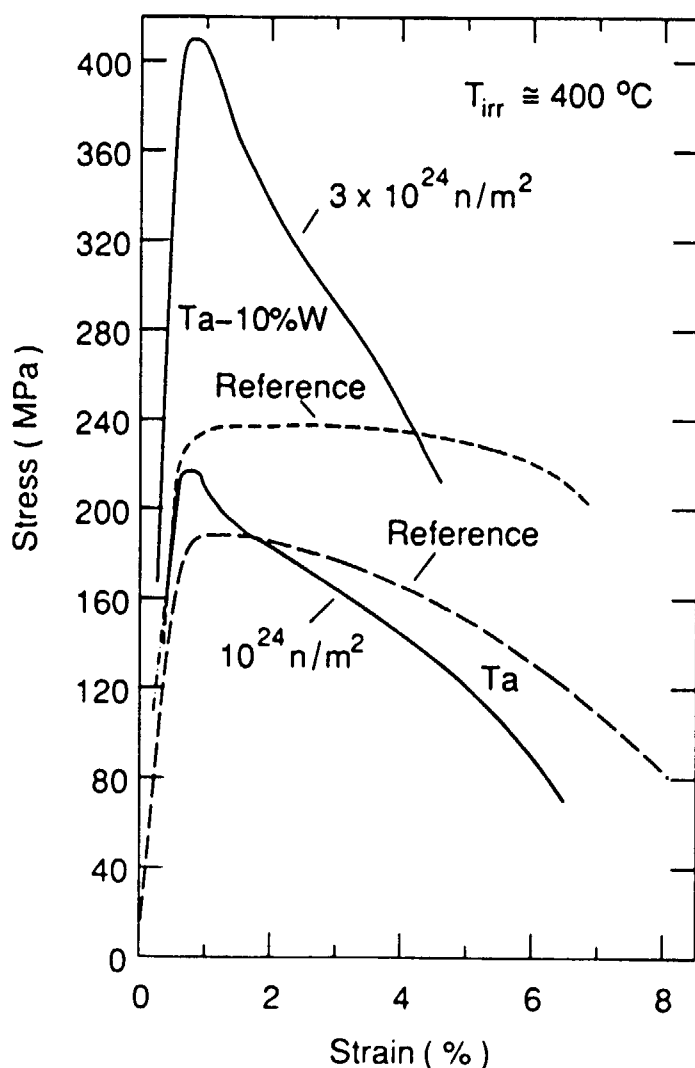


図 10-11
 純粋の Ta 及び Ta-10% W 合金の
 速中性子照射に伴う応力・歪曲線
 の変化

(3) タングステン及びタングステン合金²⁾

純度未知の W 及び W-7%Cu 合金の原子炉中性子照射及び特性試験が 300 - 800°C でなされている。低いレベルの照射 10^{25} n/m^2 (約 0.1 dpa 相当) で総ての試料が非照射試料の降伏応力より遙かに低い応力で脆性破壊している。最高の照射・試験温度 800°C では $2 \times 10^{26} \text{ n/m}^2$ まで若干の延性が残っており、1200°C での照射後アニーリングではある程度の延性の回復が観測されている。図 10-12 はほぼ純粋の W の速中性子照射 ($(0.5 - 0.9) \times 10^{26} \text{ n/m}^2$) 後の引張り試験結果で、試験温度に対して全伸びがプロットしてある。低温では硬化と全伸びの減少が大きく、最高温度 (927°C) でそのような挙動は消失している。延性・脆性遷移温度 (DBTT) に約 165 K のシフトがみられる。W、W-10%Re 及び Densimet 18 (W、Fe、及び Ni 粉末の液相焼結により作られる) を 260°C で $0.5 \times 10^{26} \text{ n/m}^2$ まで原子炉中性子で照射した場合に更に大きな DBTT が現れることが報告されており、最も照射に鈍感な純粋 W でも DBTT は $0.2 \times 10^{26} \text{ n/m}^2$ で 500°C を越える。この照射量は 1 dpa 以下で、5 MW 級核破碎中性子源では 1 日の運転に対応する。W-10% Re 及び Densimet 18 の DBTT の上昇は更に顕著である (図 10-13 参照)。

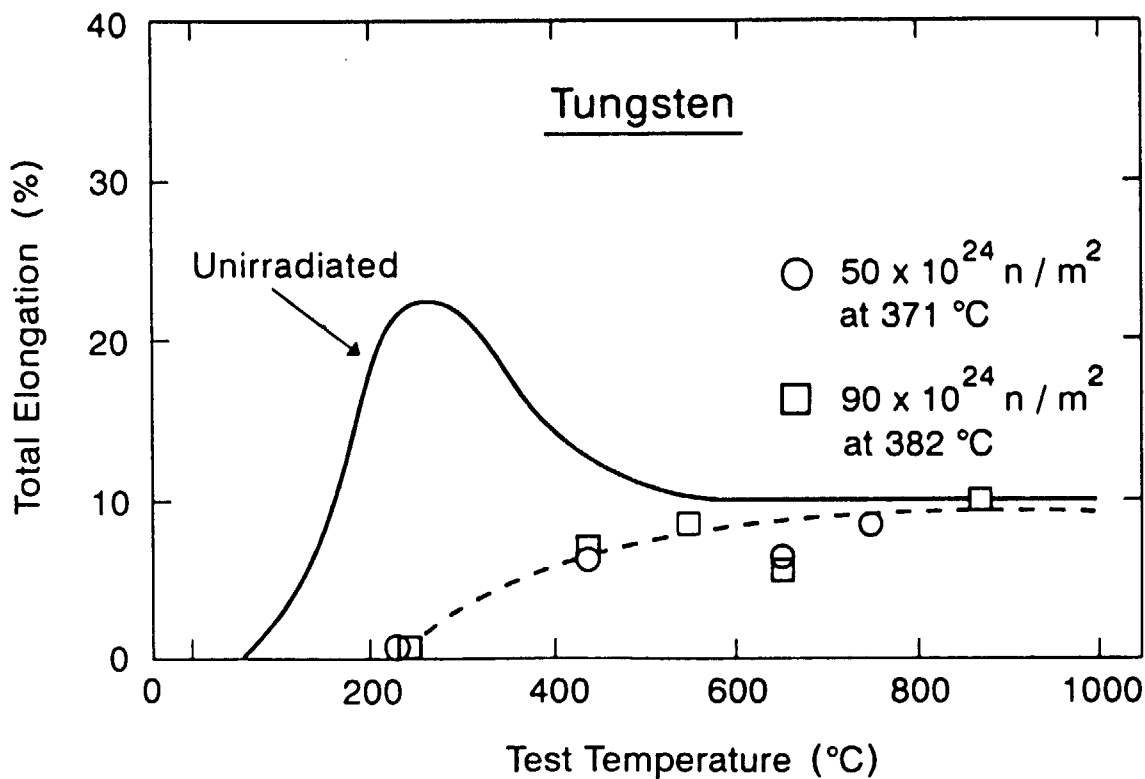


図 10-12 速中性子照射 ($0.5 - 0.9 \times 10^{26} \text{ n/m}^2$) による W の機械的特性の変化 (試験温度対全伸び)

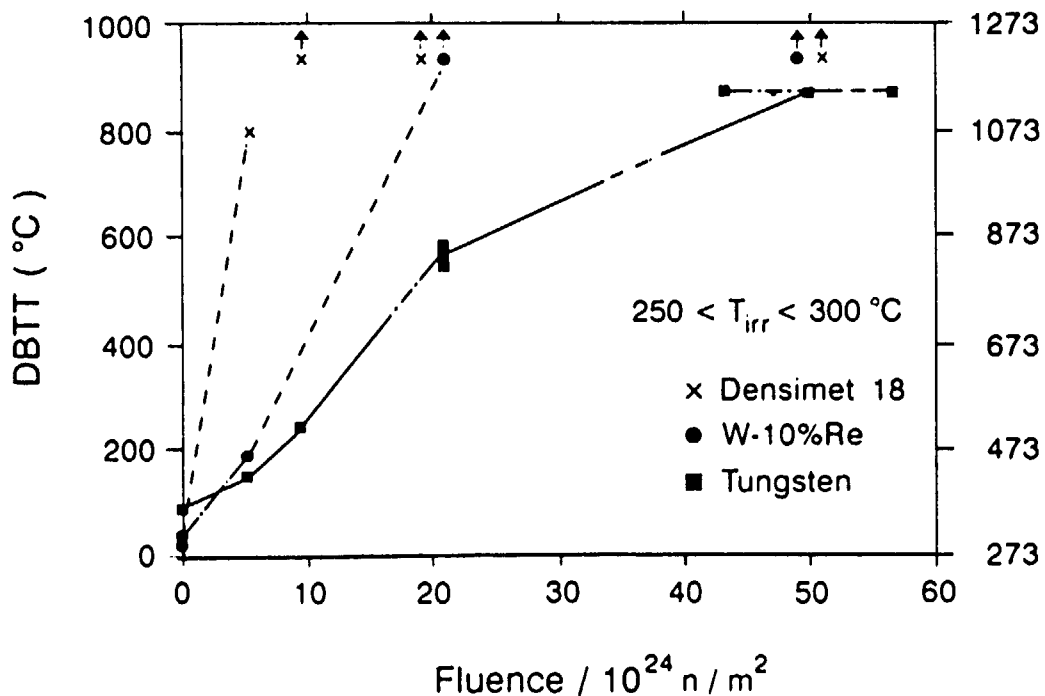


図 10-13 速中性子照射による W、W-10% Re、Densimet 18 の延性・脆性遷移温度 (DBTT) の変化

ここにタングステンについてショッキングなデータが紹介されている。表 10-5²⁾はタングステン及び 7.7%Cu 合金について降伏応力と全伸びの実測値を示したもので、純度不明のタングステンの場合、 $(1-20) \times 10^{26}$ n/m²、すなわち 0.1-2 dpa で完全に機械的強度を失っている。

表 10-5 W 及び W-7.7%Cu 合金の種々の中性子照射フルエンス、照射温度、測定温度における Tensile yield stress [MPa] 及び Total elongation [%] の実測値

T_{irr} [°C]:	Unirradiated	~ 350	~ 425	Unirradiated	~ 500	~ 800
T_{test} [°C]:	300	300	300	500	500	800
Fluence [10^{25} n/m ²):	0	1	1.5	0	15	20
W ^a	790	90	60			
W ^b	730	450				
W ^c	170	230	260	80	320	
W-7.7%Cu	350	100		240		650
W ^a	2	*	*			
W ^b	8	*				
W ^c	47	*	*	41	*	
W-7.7%Cu	16	*		18		6

^a As received.

^b Pre-irradiation annealed at 1200°C for 1 h.

^c Pre-irradiation annealed at 1600°C for 1 h.

(4) 低放射化鋼と HT-9¹⁾

PSI の陽子照射ファシリティ PIREX を用いて核融合材料の照射試験が行われて来た。図 10-14 は、365°C で硬い速中性子スペクトルで照射されたフェライト・マルテンサイト鋼の照射後試験の結果で、破壊靱性（破壊に至るまでに吸収されるエネルギー）の温度依存性を示している。この曲線のプラトウの高さが材料の延性の目安を与え、曲線の変曲点が DBTT を表している。この結果から明らかな如く、低放射化鋼として知られる 9Cr-2WVTa は HT-9 タイプに比べ低い DBTT を示す。この材料は Ni を全く含まないので Hg ターゲットによる耐腐蝕性の点でも優れている。HT-9 では DBTT は -50°C から +100°C にシフトし、延性の顕著な低下がみられるのに対し、低放射化鋼でかなり高い照射レベル (22.5 dpa) でも十分な耐放射線性を保持していることが分かる。

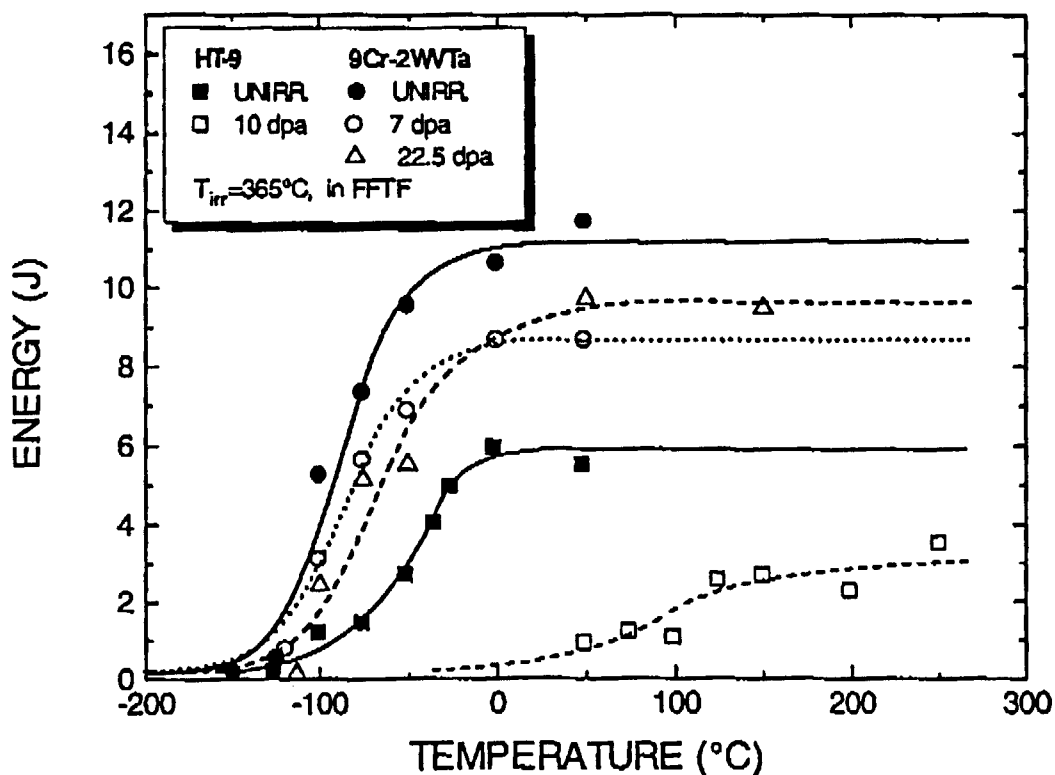


図 10-14 フェライト・マルテンサイト鋼の速中性子照射に伴う破壊靱性の温度変化の比較

(5) イオンビーム照射⁹⁻¹²⁾

陽子ビーム照射による放射線損傷の特徴は、既に述べた如く、高い dpa レベルと He、H の生成である。このような損傷をシミュレーションするのにイオンビーム照射がある程度有効である。オーステナイト及びマルテンサイト鋼にシングルあるいはダブルビーム照射を行った結果では、500 appm He (0.5%He) までのヘリウム注入に対し、20-30°Cの範囲では機械的特性に大きな変化はなく、1%He でも中程度の硬度の増加が観測されたくらいである。316L ステンレス鋼及びフェライト・マルテンサイト鋼に種々の組み合わせのトリプルビーム (表 10-6 参照) の照射が行われた。ここに、3.5 MeV Fe イオンはピーク損傷領域に 50 dpa の損傷を、360 keV の He イオンはピーク損傷領域に 1 at% He を、そして 180 keV の H イオンはピーク損傷領域に 5 at% He を作る。その結果は、316 ステンレスに対しては、Fe イオン単独照射の場合に比べ Fe+He イオン照射の方が 200°Cにおける硬化が大きく、更に Fe+He+H 照射では更に硬化の度合いが大きいことを示した。他のイオンビームとの組み合わせも含め、これらの結果を図 10-15¹²⁾ に示す。

表 10-6 トリプルイオンビーム照射のパラメータ

Implanted Ion	Energy (keV)	Fluence (ions/m ²)	Relative Flux
⁵⁶ Fe	3500	5.0 · 10 ²⁰	1
² H	150	1.3 · 10 ²¹	2.6
⁴ He	360	3.0 · 10 ²⁰	0.6

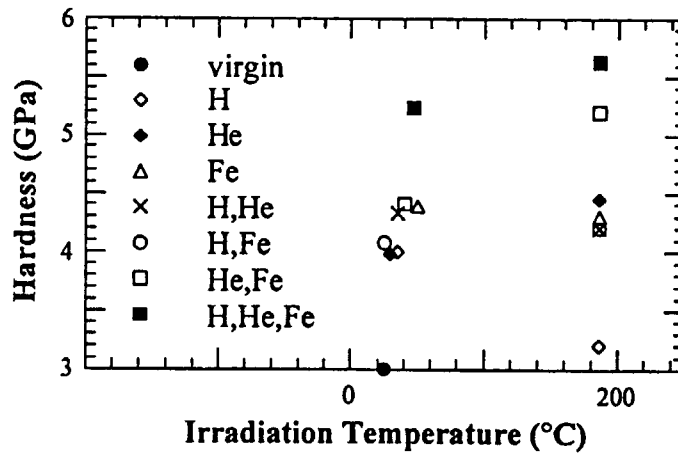


図 10-15 316LN 鋼の種々の組合せイオンビーム照射による 200 μm の深さにおける硬度

He が鋼に打ち込まれた時、格子間原子として急速に拡散するが、空格子にトラップされるまでの拡散距離は非常に短く、打ち込まれた点からの移動は無視できるくらいである。トラップされた He は集まって小さなバブルを形成し、それが硬化に寄与する。H についても同様にトラップされてバブルを形成し硬化に寄与するのであろうか？H は He の 5 倍も生成されるので大いに関心のあるところである。そのため H の材料中への残留について研究がなされている。H を重水素 (D) に置換し ^3He イオン照射により ^2H (^3He , ^1H) ^4He ($Q=18.325$ MeV) 反応を利用して材料中の D の分布を調べることが出来る。この様にして重水素の残留率を調べ、図 10-16¹²⁾ のような結果を得ている。

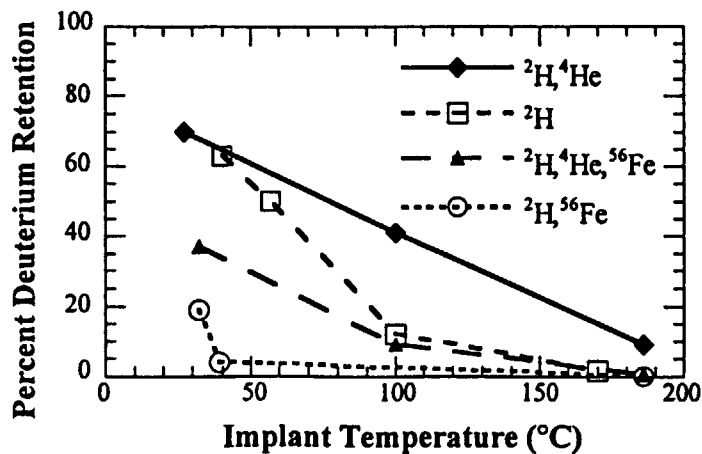


図 10-16 種々の組合せイオンビーム照射における重水素の残留率 (%)

以上をまとめると、照射温度 100℃では 316LN 鋼に残留する D は 50 dpa で 10%と観測されている。D は He のバブルの存在下では室温で約 70%がトラップされている。しかしトリプليونビーム照射は材料の表面に極めて近い浅い領域での話で、実際のターゲット容器ビーム窓のように約 3 mm もの厚さの中にほぼ一様に H が生成する場合にも、大部分の H が表面から逃げ出してくれるのであろうか？この疑問に対しては、今後の研究が待たれる。

10.3.3 水銀中での容器の腐蝕と脆化¹³⁾

水銀を室温もしくは高温でオーステナイト及びフェライト・マルテンサイト鋼製容器に貯蔵しても、水銀により侵されることはない（ただし水銀表面が空気に触れた場合には酸化水銀結晶の成長が観測される）。しかし、ビーム入射窓がホットスポットとして水銀ループ内にあり、厳しい繰返し応力を受ける状況でも、液体金属・固体間に問題となる相互作用が存在しないとは言いきれない。文献には液体金属による腐蝕と脆性化の二つが報告されている。

液体金属による腐蝕は、高温領域から低温領域への質量輸送現象で、壁材もしくは主要機器の構成原子の液体に対する溶解度が高い温度依存性がある場合に生ずる。この場合ホットスポットで溶解が起こり、ループの低温部で壁に附着する。このことは材料の高温領域を弱体化させるとともに熱交換器等に流路妨害をもたらす。図 10-17¹⁴⁾ は各種元素の水銀中での溶解度の温度依存性を示すもので、Zr、Ti は高い溶解度でかつ温度依存性が大きいいため腐蝕を受けやすい。Ni も溶解度は大きい温度依存性はそれほど大きくなく、一方 Cr は温度依存性は大きい溶解度はあまり高くない。図 10-18¹⁵⁾ はこれらを総括した図で、Ni、Cr、Mn の全濃度が 15%以下では、500℃以下の温度領域で腐蝕はそれほど大きくはないと予想される。特に低炭素鋼 5%Cr-0.5%Mo-1%Si では腐蝕は非常に低い。

結論として、応力下で照射されることによる何等かの相乗効果がない限り、適切に選ばれた容器材料に対しては腐蝕は特に問題にはなるまい。そのことは材料選択に十分幅があることを意味する。

次に液体金属による脆化について考える。この問題は腐蝕の問題に比べ、さらによく分かっていない。脆化は固体と液体が金属間化合物を形成しない系で特に観測されている（しかし他のケースも報告されている）。皮肉なことに腐蝕に対して安定な容器材料はまさに液体金属による脆化が観測されている材料である。脆化が最も起り易い二元系は、固体の液相への溶解の温度依存性が低い、腐蝕を最小限に抑えるために選ばれる材料である。腐蝕とは対比的に脆化は液体の温度勾配には依存しない。液体金属による脆化が何故重要かは、それが固体中の応力により大きく影響されるからである。現象論的には液体・固体結合力が大きく、固体・固体結合力を降伏応力あるいはそれ以下に弱めるためと説明されている。固体に加えられる何らかの応力は、結晶の規則性を乱し、あるいは異種原子が存在する結晶粒界に沿って亀裂を伝播させる可能性がある。この現象は離れた場所で分解した原子が輸送されることを意味するのではなく、伝播する亀裂の先端近傍の原子再配列によるものである（図 10-19¹⁶⁾ 参照）。応力腐蝕亀裂として知られる現象と類似しており、照射促進応力腐蝕亀裂といわれるが、まだ良く理解されていない。しかし、照射、すなわち原子の変位、異種原子の生成、核加熱による温度勾配により生ずる応力が、この現

象に大きな影響を与えると考えられる。特に圧力波及びビームトリップにより誘起される負荷の変動が、脆弱な表面被膜を破壊すると考えられる。

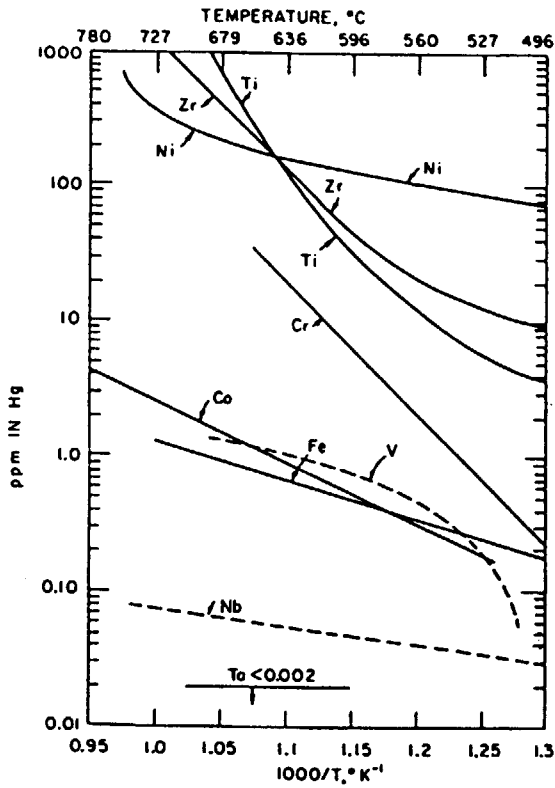


図 10-17 水銀中の各種金属原子の溶解度

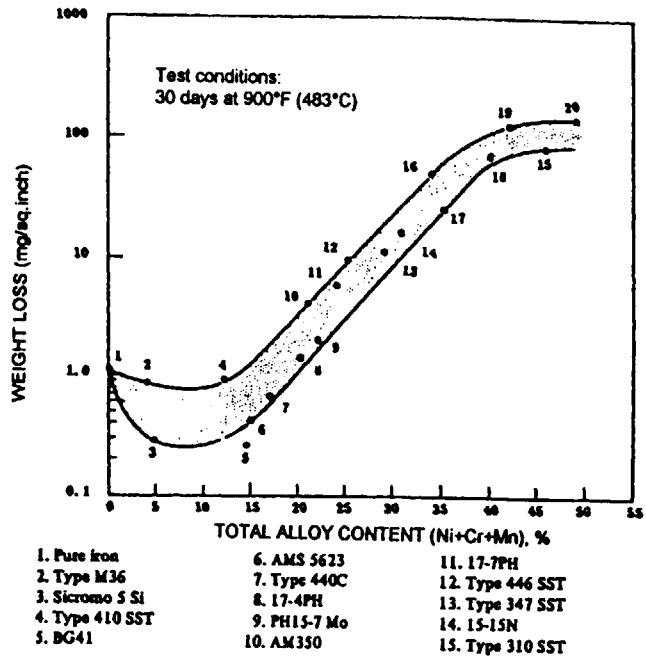


図 10-18 鉄ベース合金中の Ni、Cr、Mn 全含有量の水銀中での腐蝕 (483°C)

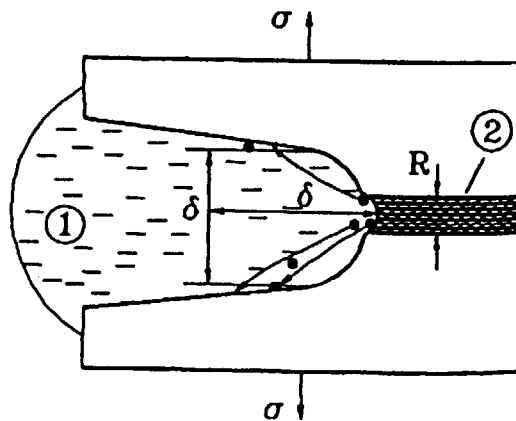


図 10-19 応力 σ の作用のもと (1) 金属融体で満たされた亀裂及び (2) 粒界に沿っての伝播の説明図

300℃以下で照射されたステンレス鋼の粒界に Cr の減少と 50-100%の Ni の増加が認められたとする報告がある。Hg 中で金属間化合物 NiHg₄ が形成されている可能性があり、それは 280℃で分解し、粒界を侵蝕する。しかしこのことはターゲット容器が厳しい運転条件下で液体金属脆化や腐蝕による高い危険性にさらされているということには必ずしもならない。特に低 Ni マルテンサイト鋼ではそのような心配はあまりないと考えられる。しかし、安全性を判断するのに必要な情報はまだ十分ではない。そのため次節で述べる液体金属中での応力下の陽子照射実験が不可欠となる訳である。

10.4 陽子ビーム照射実験計画

破砕中性子源で重要となる材料の陽子照射実験は、Los Alamos の APT 関連実験及び PSI の SINQ マークIIターゲット中での照射が現在進行中で、PSI の 72 MeV サイクロトロン(Injector-1)を用いた照射、モスクワメソンファクトリーの 450 MeV 陽子リニアックを用いる照射実験が現在計画にあるいは検討中である。後の二つは実際に液体金属を流し、応力下且つ使用温度条件下で照射試験を行い、液体金属の腐蝕についても調べようとするものである。

図 10-20 は Los Alamos での照射実験レイアウトで、数千個の試料が種々の条件で同時に照射された¹⁷⁾。照射は 800 MeV、1 mA で 3600 時間行われた。17 A、18 A、18 B、18 C、17 B の 5 つのカプセル群があり、カプセル 17 A は陽子ビームの最大出力密度で照射される。これらの試料はサンドウィッチ状にスタックされチューブに納められている。カプセル 18 A はタングステン中性子源で直径 0.264 cm のタングステン棒 (304L ステンレス鋼被覆、外径で 0.3118 cm) 19 本が一つのチューブに装備され、この様なチューブ 4 本がビーム中心上に、他に 3 本がビーム中心線より上に置かれている。カプセル 18 C は 12 本のチューブを含み、内 9 本はサンドウィッチ状試料、3 本は被覆されたタングステン棒の束である。Los Alamos での照射実験は終了

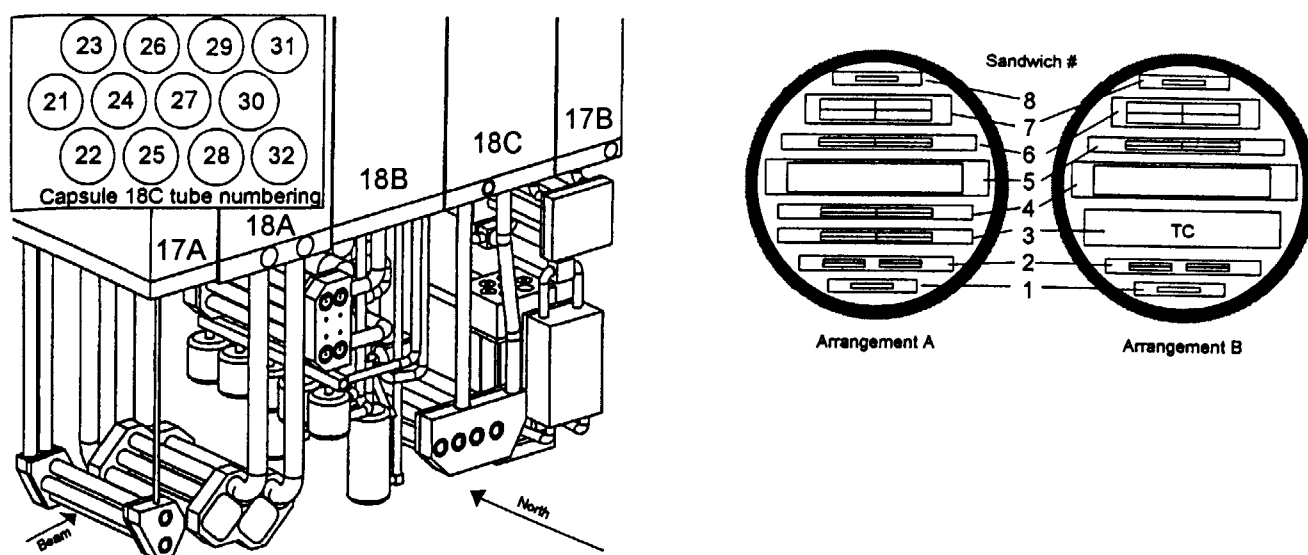


図 10-20 LAMPF を用いたビーム照射実験のカプセル配置 (左) とカプセルを構成する試料チューブ内の試料配置例 (右)

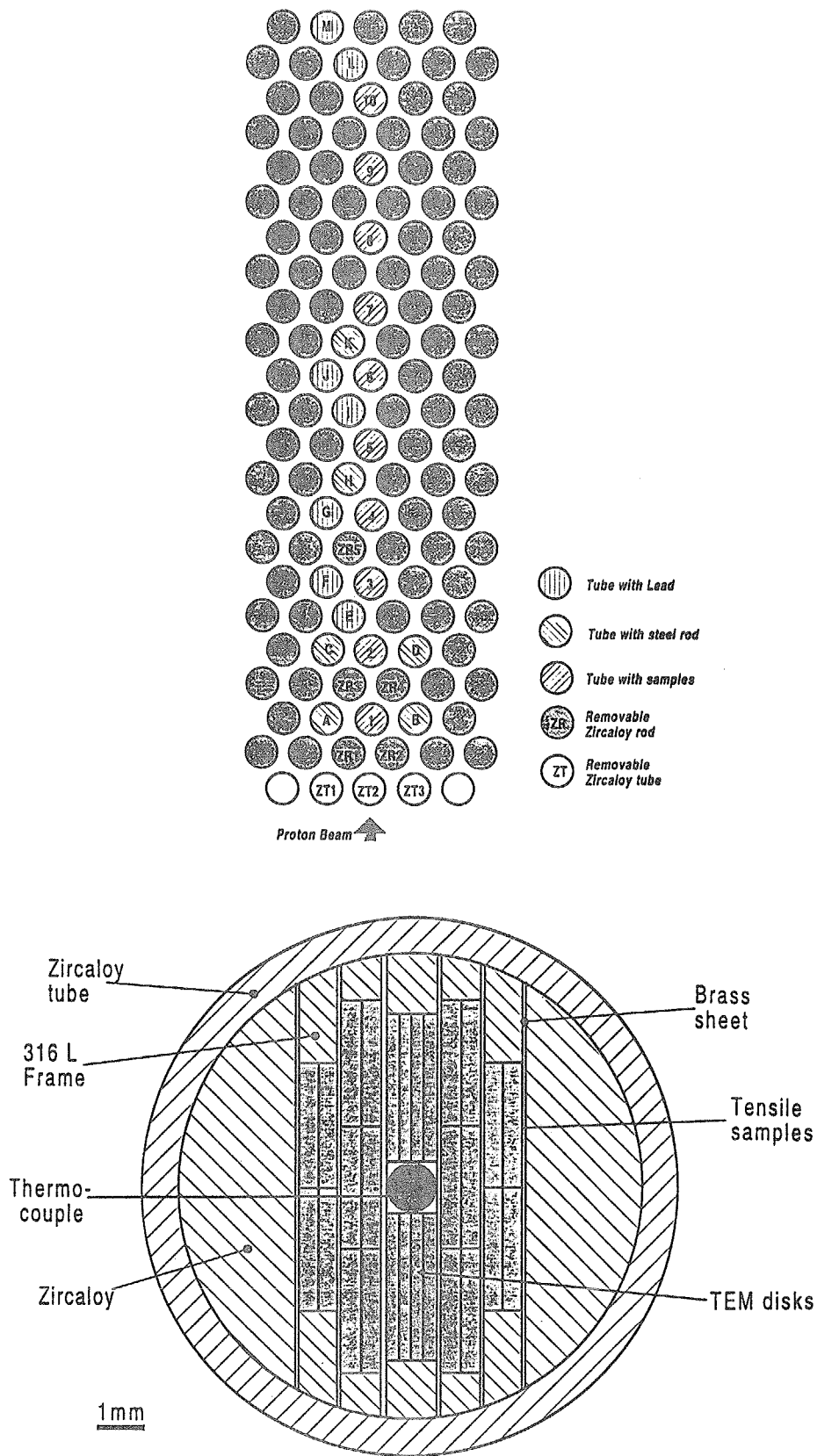


図 10-21 SINQ マークIIターゲット内の試料照射チューブの配置 (上) とチューブ内の試料配列の例 (下)

表 10-7 SINQ ターゲットでの照射試料一覧

	Materials	ID	Tensile	Bend-fatigue	Tear	Bend bar	Charpy	Shear Punch	TEM	
1	SA 316	A	32	10	10	7		40	15	
2	CW 316	B	26	9	5	7		24	11	
3	316 EBW	C	23	6	5				11	
4	316 EBW*	D	20	6	5				11	
5	316 TIG	E	20	6	5				10	
6	EC316LN	J	18	7	5	3			10	
7	SA JPCA	F	9	6	5				6	
8	SA 316F	G	18	6	5				8	
9	CW 316F	H	12						2	
10	9Cr-1Mo	I	26	9	12	6	8	40	11	
11	9Cr-1Mo EBW*	K	18	6	5	3			13	
12	9Cr-1Mo TIG	L	19	6	5				11	
13	Optifer	M	26	9	13	9	12	44	13	
14	Optifer EBW*	O	18	6	5	2			12	
15	Optimax A	N	16	6	5	5	8	24	11	
16	Optimax C	IG	18				8		6	
17	F82H	P	23	8	10	6	8	40	12	
18	F82H TIG	Q	9	6	5				6	
19	F82H EBW	R	9	6	5				6	
20	F82H EBW*	S	20	6					8	
21	I3X13C2M2	T	9	4	5				8	
22	EM10/ME	ID	16						6	
23	EM10/MR	IE	14						4	
24	EM10/MT	IF	16						5	
25	Al 6061-1	U	6	3					5	
26	Al 6061-3	U	9	3					5	
27	AG3-2	V	15	3	5				9	
28	AG3-7/1	V	9	3	5				7	
29	AG3-3 (EBW**)	W	5	3					5	
30	AG3-7/2(EBW**)	W	5	3					5	
31	Zircaloy-4	X	14	6	5				11	
32	Zircaloy-4 LW	Y	11	6					5	
33	Inconel 718	IH	17						7	
34	Inc. 718 EBW*	II	14						7	
35	Ti-Zr	Z	8				4		14	
36	W	IA	5					10	4	
37	W - 5% Re	IB	7					10	4	
38	W - 25% Re	IC	8					10	5	
39	Mo	IJ	6					8	7	
40	Mo-W	IK	6					8	7	
	Sum		580	158	130	48	48	258	323	Sum 1545
	Dosimetry									
1	Al		44							
2	Au		6							
3	Cu		19							
4	Co		6							
5	Fe		7							
6	Nb		7							
7	Ni		6							
8	Ti		6							
	Sum		101							
										Total 1646

NOTE: EBW: electron-beam weld from thick (≥ 15 mm) plates; EBW*: EB weld from 3 mm thick plates; EBW**: EB weld from 0.4 mm thick plates; TIG: Tungsten inner gas weld; LW: laser weld.

し、照射後試験が始まっており、これらの data はハンドブックとして公表されつつある。また図 10-21 は PSI における SINQ マーク II ターゲットでの照射試料の配置で¹⁸⁾、表 10-7 に示す様な千数百個の試料が照射された（メカニカルテスト用 1222 試料、TEM 用ディスク試料 323。試料は Fe、Al、Zr、Ni、Ti、W、Mo ベース合金及びその溶接試料）。1 回目の照射は 20 週間、1.5 Ah が予定された。原研も計画の最後の段階でこの計画に参加し、照射試料の提供を行っている。また原研としては照射済試料の一部を原研に持ち帰り、特性試験を行うことも希望している。

間もなくマークIIターゲットでの照射が始まるが原研は多くの試料提供とともにこれに積極的に参加している。原研及び我が国での照射後試験の受入体制の整備が急務である。

水銀ループ中での照射試験については PSI の Injector-1 と呼ばれる 72 MeV サイクロトロンよりの陽子ビームを用いる計画が検討されている。表 10-8 は厚さ 1 mm の鉄板を 72MeV 及び 600 MeV 陽子で照射した時の主な放射線損傷（dpa、He 及び H 生成断面積等）の比較（ 5×10^{20} p/cm² を照射した時の HETC による計算値）で、72 MeV 陽子を用いても 600 MeV の場合のよいシミュレーションが可能であることを示している¹⁹⁾。図 10-22 は PSI での 72 MeV 陽子ビーム照射における照射用液体金属ループのシステム図である¹⁹⁾。

表 10-8 厚さ 1 mm の鉄板に 72 MeV 及び 600 MeV 陽子ビーム照射した時の放射線損傷の比較（HETC による計算値）

E_p (MeV)	dpa* / p/cm ²	σ_{He} (mb)	σ_H (mb)	σ_z^{**} (mb)	E_{dep}^{***} (MeV/p)
72	5.2×10^{20}	130	1020	800	5.25
600	4.4×10^{20}	460	1980	770	3.0

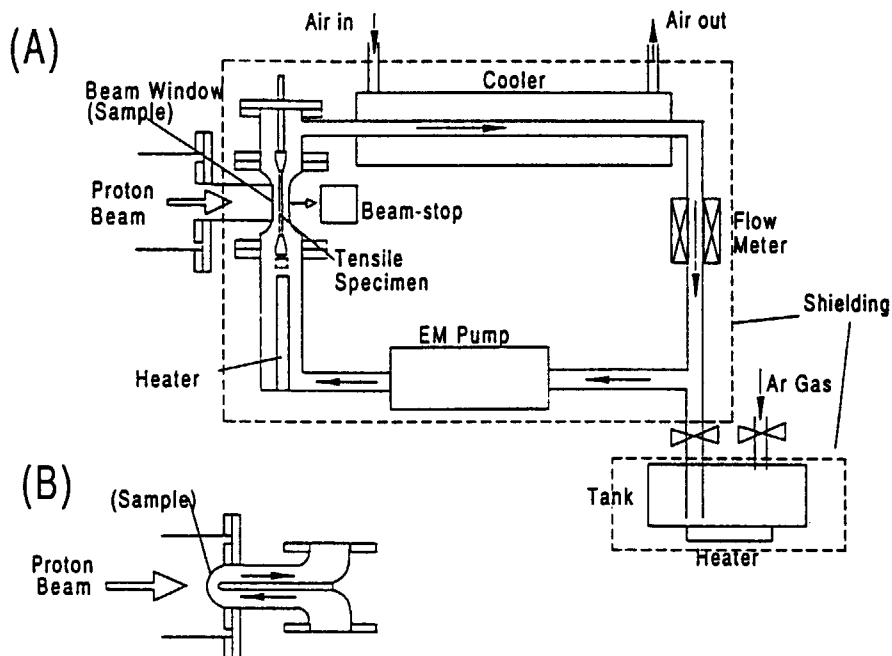


図 10-22 PSI の 72 MeV サイクロトロンを用いた照射実験用液体金属ループ (A) 及び実際のターゲットを模擬したテストセクション (B)

文 献

- 1) G. S. Bauer : Spallation Source Material Research at SINQ, Research Proposal, PSI.
- 2) H. Ullmaier and F. Carsughi : Radiation Damage Problem in High Power Spallation Neutron Source, Nucl. Instr. Meth. B 101 (1995) 406.
- 3) M. S. Wechsler, C. Lin, P. D. Ferguson, L. K. Mansur, W. F. Sommer : Calculations of radiation damage in target, container and window materials for spallation neutron sources, Proc.2nd Int. Conf. on Acc.- driven Transmutation Technologies and Applications (Kalmer, Sweden, June 3-7, 1996).
- 4) L. A. Charlton, L. K. Mansur, M. N. Barnett, R. K. Carzine, D. J. Dudziak and M. S. Weehster : Calculations of Helium Production in Materials, Proc. AccApp'98 (Gatlinburg, TN. USA, Sept. 20-23, 1998) 247.
- 5) 伊賀 公紀、高田 弘、池田 裕二郎 : NMTC/JAERI を用いた弾き飛ばし損傷断面積及び DPA 計算、JAERI Tech 99-023 (1999 年 3 月)
- 6) H. Takada, et al. : in preparation.
- 7) J. Hains : Overview of the Target Systems R&D Program (Nov. 12, 1998).
- 8) F. Carsughi, H. Derz, P. Ferguson, G. Pott, W. Sommer and H. Ullmaier : Investigation on Inconel 718 Irradiated with 800 MeV Protons, to be appeared in J. Nucl. Mater. (Nov, 1998).
- 9) L. K. Mansur, et al. : Material Consideration for the SNS Target, Proc. 2nd Int. Workshop on Spallation Materials Technology (Ancona, Italy, Sept. 9-22, 1997).
- 1 0) E. H. Lee, et al. ; Triple Ion-Beam Studies of Radiation Damage in a 316N Austenitic Alloy for High Power Spallation Neutron Source, Materials for Spallation Neutron Sources (Ed. by M. S. Wechsler et al.) P. 57.
- 1 1) E. H. Lee, et al. : Triple Ion-Beam Studies of Radiation Damage in 9CrWVTa Ferritic/Martensitic Steel for a High Power Spallation Neutron Source, to be published in J. Nucl. Mater..
- 1 2) J. D. Hunn, M. B. Lewis and E. H. Lee : Hydrogen Retention in Irradiated Steels, Proc. AccApp'98(Gatlinburg, TN. USA, Sept. 20-23, 1998) P. 375.
- 1 3) G. S. Bauer, T. A. Broome, B. Gutfek, T. Dury, L. Ni, H. Stechemesser and Y. Takeda : Target System Technology for the 5 MW European Spallation Neutron Source, ESS, to be appeared in Nucl. Technology.
- 1 4) A. H. Fleitman and J. R. Weeks : Mercury as a Nuclear Coolant, Nucl. Eng. Des. 16 (1971) 266.
- 1 5) J. F. Nejedlik and E.J. Vargo : Kinetics of Corrosion in a Two Phase Mercury System, Corrosion 20 (1964) 384.
- 1 6) V. I. Igoshev, L. A. Rogova, L. I. Trusov and T. P. Khvostan, Vt. Seva : Embrittlement of Nanocrystalline Nickel by Liquid Metals, J. Mat. Sci 29 (1994) 1596.
- 1 7) G. J. Willcutt, S. A. Maloy, M. R. James, J. Teague, D. A. Siebe, W. F. Sommer, P. D.

Ferguson : Thermal Analysis of the APT Materials Irradiation Samples, Proc. AccApp'98 (Gatlinburg, Sept. 20-23, 1998) 254.

1 8) Y. Dai : SINQ Irradiation Experiment Report (Nov. 1998), PSI.

1 9) Y. Dai and G. S. Bauer : Irradiation Effect on the Liquid Metal Embrittlement in Structural Materials for Liquid Metal Target of Spallation Neutron Sources – Experiments Using 72 MeV Protons Produced by Injector – I at PSI, Research Proposal (Nov. 1997), PSI.

謝 辞

本稿を JAERI Review として出版することになったのは、中性子科学研究センターの向山 武彦センター長（当時）、大山 幸夫計画室長（当時）ほかから、せっかくの講義テキストだからより広く活用してもらうため何らかの形で残してはとの強いおすすぬがあったためで、その御厚意に厚く感謝致します。また、講義テキスト作成に当っては同センターの中島 宏副主任研究員に詳細に目を通して頂きました。その他多くの同センターの方々から、最新のデータの提供等種々協力をして頂きました。その方々にも心より感謝致します。

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	N·m
工率、放射束	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	A·s
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンズ	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10⁻¹⁹ J
1 u = 1.66054 × 10⁻²⁷ kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バ	b
バール	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10⁻¹⁰ m
1 b = 100 fm² = 10⁻²⁸ m²
1 bar = 0.1 MPa = 10⁵ Pa
1 Gal = 1 cm/s² = 10⁻² m/s²
1 Ci = 3.7 × 10¹⁰ Bq
1 R = 2.58 × 10⁻⁴ C/kg
1 rad = 1 cGy = 10⁻² Gy
1 rem = 1 cSv = 10⁻² Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1 eVおよび1 uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海甲、ノット、アール、ヘクトールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令ではbar、barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N (=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (N·s/m²) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))
動粘度 1 m²/s = 10⁴ St (ストークス) (cm²/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg (Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²
	6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV	1 cal = 4.18605 J (計量法) = 4.184 J (熱化学) = 4.1855 J (15 °C) = 4.1868 J (国際蒸気表)
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸	
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹	
	3.6 × 10 ⁶	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵	
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹	仕事率 1 PS (仏馬力) = 75 kgf·m/s = 735.499 W
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹	
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸	
	1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1	

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹
	3.7 × 10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

