NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE

Full Report on the NIFS Fusion Engineering Research Project for the Mid-Term of FY2010-2015

A. Sagara, T. Goto, J. Miyazawa, N. Yanagi, H. Tamura,
T. Tanaka, R. Sakamoto, S. Imagawa, T. Mito, T. Muroga,
A. Iwamoto, H. Chikaraishi, M. Tanaka, O. Mitarai, K. Tsumori,
M. Isobe, G. Kawamura, S. Okamura, X. Ji, S. Hamaguchi,
K. Takahata, S. Ito, S. Yamada, S. Masuzaki, N. Ashikawa,
S. Kubo, H. Kasahara, K. Ogawa, T. Nishitani, M. Goto,
I. Yamada, R. Yasuhara, T. Akiyama, T. Tokuzawa, S. Ishiyama,
T. Obana, Y. Hishinuma, S. Takada, T. Nagasaka, H. Fu,
Y. Hirooka, J. Yagi, S. Takayama, D. Kato, M. Tokitani, Y. Hamaji,
H. Noto, I. Murakami, H. Sakaue, and
NIFS Fusion Engineering Research Project

(Received - May. 25, 2017)

NIFS-MEMO-79 Nov. 30, 2017

TOKI, JAPAN

核融合科学研究所
核融合工学研究プロジェクト

Fusion Engineering Research Project
National Institute for Fusion Science

FY2010-FY2015

全体報告書

2017年

Full Report on the NIFS Fusion Engineering Research Project for the Mid-Term of FY2010-2015

A. Sagara, T. Goto, J. Miyazawa, N. Yanagi, H. Tamura, T. Tanaka, R. Sakamoto, S. Imagawa, T. Mito, T. Muroga, A. Iwamoto, H. Chikaraishi, M. Tanaka, O. Mitarai[1], K. Tsumori, M. Isobe, G. Kawamura, S. Okamura, X. Ji, S. Hamaguchi, K. Takahata, S. Ito[2], S. Yamada, S. Masuzaki, N. Ashikawa, S. Kubo, H. Kasahara, K. Ogawa, T. Nishitani, M. Goto, I. Yamada, R. Yasuhara, T. Akiyama, T. Tokuzawa, S. Ishiyama[3], T. Obana, Y. Hishinuma, S. Takada, T. Nagasaka, H. Fu, Y. Hirooka, J. Yagi, S. Takayama, D. Kato, M. Tokitani, Y. Hamaji, H. Noto, I. Murakami, H. Sakaue, and NIFS Fusion Engineering Research Project

[0]*National Institute for Fusion Science, Toki, Gifu, Japan*

[1]*Liberal Arts Education Center, Kumamoto Campus, Tokai University, Kumamoto, Japan*

[2]*Department of Quantum Science and Energy Engineering, Tohoku University, Sendai, Miyagi, Japan*

[3]*Graduate School of Science and Technology, Hirosaki University, Hirosaki, Aomori, Japan*

Abstract

On the basis of the outstanding progress in high-density and high-temperature plasma experiments in the Large Helical Device (LHD) at National Institute for Fusion Science (NIFS), the conceptual design studies on the LHD-type helical fusion reactor, the FFHR series, have been conducted since 1993. In order to strongly promote this research activity in parallel with the acceleration of the related technological R&D for reactor components, the Fusion Engineering Research Project (FERP) was launched at NIFS in FY2010. The FERP consists of 13 tasks and 44 sub-tasks, each strongly assisted by domestic and international collaborations.

The reactor design studies have focused on FFHR-d1, the demo-class reactor having a major radius of 15.6 m, which is four times larger than that of LHD. The similar heliotron magnetic configuration is employed to ensure steady-state operation with 3 GW self-ignited fusion power generation. The design activity has proceeded with the staged program, named “round,” that defines iterative working. The first round is to determine the basic core plasma parameters, the second is to compose all of the three-dimensional designs, the third focuses on construction and maintenance schemes, and the fourth is dedicated to passive safety. Since 2015, a multi-path strategy has been taken to include various options in the design, with FFHR-d1A as the base option. As a remarkable achievement of the reactor design, the Direct Profile Extrapolation (DPE) method is included in the helical systems code, HELIOSCOPE, in order to predict the confinement capability. The radial-build was successfully fixed and the neutronics calculation was carried out for the determined three-dimensional structure. The cost evaluation is also being conducted using these outcomes.

The related R&D works in FERP are categorized into five key subjects: (1) large-scale superconducting (SC) magnet, (2) long-life liquid blanket, (3) low-activation structural materials, (4) high heat & particle-flux control, and (5) tritium and safety. Using the remarkable achievements of the related R&D works, the engineering design of FFHR-d1 defines the basic option and challenging option. While the basic option is an extension of the ITER technology,

the challenging option includes innovative ideas from the following three purposes: (1) to overcome the difficulties related with the construction and maintenance of three-dimensionally complicated large structures, (2) to enhance the passive safety, and (3) to improve plant efficiency.

For the superconducting magnet, the high-temperature superconductor (HTS) using ReBCO tapes is considered as an alternative (challenging) option to the cable-in-conduit conductor using low-temperature superconducting Nb_3Sn strands. One of the purposes for selecting the HTS is to facilitate the three-dimensional winding of the helical coils by connecting prefabricated segmented conductors. A mechanical lap joint technique with low joint resistance has been developed and a 3 m-long short-sample conductor has successfully achieved 100 kA-current at a magnetic field of 5 T and temperature of 20 K. Further tests will be carried out in the world-largest 13 T, 700-mm bore superconducting magnet facility.

For the tritium breeding blanket, we have chosen, as a challenging option, the liquid blanket with molten salt FLiNaBe from the viewpoint of passive safety. To increase the hydrogen solubility, an innovative idea to include powders of titanium was also proposed. An increase of hydrogen solubility over five orders of magnitude has been confirmed in an experiment, which makes the tritium permeation barrier less necessary for the coating on the walls of cooling pipes. The "Oroshhi-2" testing facility was constructed as a platform for international collaborations, having a twin-loop for testing both molten-salt (FLiNaK) and liquid metal (LiPb) under the perpendicular magnetic field of 3 T, the world's largest for this purpose. For the structural material of blankets, a dissimilar bonding technique has been developed to join the vanadium alloy, NIFS-HEAT2, and a nickel alloy.

For the helical built-in divertor, the diverter tiles could be placed at the backside of the blankets where the incident neutron flux is sufficiently reduced by an order of magnitude. It is thus expected that a copper-alloy could be used for cooling pipes under the bonded tungsten tile, since the maximum neutron fluence is limited to be lower than the allowable limit of ~1 dpa for copper within the operation period. We note that the peak heat flux on the helical divertor is expected to reach or exceed ~20 MW/m^2 because of the non-uniform strike point distributions, and effective removal of this heat flux is a concern. The maintenance scheme for the full-helical divertor is also a critical issue. To solve these problems, a new concept of liquid divertor has been proposed as a unique idea. Ten units of molten-tin shower jets (falls) are proposed to be installed on the inboard side of the torus to intersect the ergodic layer. It is considered that the vertical flow of tin jets could be stabilized using an internal flow resistance such as wires, chains, and tapes imbedded. In case the liquid divertor actually works, the full-helical divertor would become less necessary, though it should still be situated at the rear. Neutral particles are expected to be efficiently evacuated through the gaps between liquid metal showers.

The mission of the NIFS FERP is to establish the scientific and technological basis that demonstrates the engineering feasibility of the helical fusion reactor and to promote the entire fusion engineering research toward the realization of fusion reactors in the mid-21st century. The progress of the NIFS FERP during the second six-year mid-term period in Japan for FY2010-2015 is overviewed in this full report. The numerical targets for the major components, which are the SC magnet, the in-vessel components, and the blanket, were compiled in FY2016, and its summary is also added in this report.

Keywords:
Fusion Engineering Research Project (FERP), helical fusion reactor, FFHR-d1, systems code, heliotron, LHD, superconducting magnet, HTS, structural analysis, blanket, molten-salt, Oroshhi-2, neutronics, divertor, fusion reactor material, vanadium alloy, ODS, dissimilar bonding

目次

執筆者リスト

相良 明男	:	**1.1, 1.2, 1.3, 2.1, 4.1, 4.2, 4.3**
後藤 拓也	:	**2.2, 2.3, 2.7, 2.12, 2.13, A1**
宮澤 順一	:	**2.3,** 2.7.4, 3.5.6
河村 学思	:	2.3.5.3
御手洗 修[1]	:	2.3.9.4
岡村 昇一	:	2.3.11
柳 長門	:	2.3.12, 2.4.1, 2.4.4, 3.1.3, A2.1
戢 祥	:	2.3.12.3
今川 信作	:	2.4.2, 3.1.1.1, 3.1.4
濱口 信司	:	2.4.2, 3.2.1
高畑 一也	:	2.4.3, 3.1.2
伊藤 悟[2]	:	2.4.4.4, 3.1.3.3
田村 仁	:	2.4.5, 2.7.1, 2.7.2, 2.7.3, 2.7.5, A2.2
岩本 晃史	:	2.5.1, 2.5.2, 2.5.3, 3.2.1, 3.2.2
力石 浩孝	:	2.5.4, 2.11.1, 3.2.4
山田 修一	:	2.5.5
田中 照也	:	2.6.1, 2.6.2, 2.6.3, 3.4.3, 3.4.4, 3.4.5, A2.3
増崎 貴	:	2.7.3
芦川 直子	:	2.7.5, 3.4.1
津守 克嘉	:	2.8.1
久保 伸	:	2.8.2
笠原 寛史	:	2.8.3
坂本 隆一	:	**2.9**
磯部 光孝	:	2.10.1, 2.10.2
小川 国大	:	2.10.2
西谷 健夫	:	2.10.2
後藤 基志	:	2.10.3
山田 一博	:	2.10.4
安原 亮	:	2.10.4
秋山 毅志	:	2.10.5
徳沢 季彦	:	2.10.6
石山新太郎[3]	:	2.11.2
尾花 哲浩	:	3.1.1.2
菱沼 良光	:	3.1.5, 3.4.4, 3.4.5
三戸 利行	:	3.1.6
高田 卓	:	3.2.1, 3.2.3
長坂 琢也	:	**3.3**
室賀 健夫	:	3.3.1.2, 3.3.3.1
付 海英	:	3.3.2, 3.3.3.3
廣岡 慶彦	:	3.4.1
八木 重郎	:	3.4.2, 3.4.3
高山 定次	:	3.4.2, 3.4.3

加藤 太治	:	3.4.4, 3.5.3.1
時谷 政行	:	3.5.1, 3.5.3.2
浜地 志憲	:	3.5.1
能登 裕之	:	3.5.2
村上 泉	:	3.5.4.1, 3.5.5
坂上 裕之	:	3.5.4.2
田中将裕	:	**3.6**

所 属

核融合科学研究所（COE研究員含む）

1) 東海大学

2) 東北大学

3) 弘前大学

1. はじめに

1.1 核融合工学研究プロジェクトの経緯と概要

核融合科学研究所は平成16年度（2004年度）に共同利用機関法人 自然科学研究機構の一員となり、その自然科学研究機構の設定した第1期中期目標・中期計画に基づいて事業を実施することとなった。計画初年度の平成16年4月に研究所の大幅な組織改編が実施され、特に、大型ヘリカル研究部は従来の建設期から実験遂行に対応した組織に移行した。その中で、装置技術研究系も炉システム・応用技術研究系に再編改称し、LHDを用いた装置工学実験と高性能化・信頼性向上研究とともに、ヘリカル炉設計、超伝導・低温工学等および応用研究を推進することとした。

炉工学研究センター（平成11年度に発足）は、低放射化材料開発、先進ブランケット開発研究、強力中性子源要素技術の共同研究等、長期的な炉工学課題の研究を行うこととした。安全管理センター（平成元年の研究所発足と同時に設置）は、LHD実験を進める上で必要な環境保全や安全確保等の研究とともに、将来の核融合炉の安全性等に関する体系的な研究を行うこととした。平成18年度には、従来の「低温実験棟」を「超伝導マグネット研究棟」(Superconducting Magnet System Laboratory)へ名称変更し、大型超伝導マグネットシステムの研究開発環境の知名度を高め、共同研究をより活性化することとした。平成19年度には、従来の「加熱実験棟」を「総合工学実験棟」(Fusion Engineering Research Laboratory)に名称変更し、従来からの炉工学研究設備を移設集約することにより、炉工学研究の鍵となる拠点の確立と充実を図り共同研究をより活性化することとした。

平成6年（1994）から共同研究として開始したヘリカル型核融合炉FFHR（脚注）の概念設計研究に関しては、炉システム・応用技術研究系に平成16年度から新設された炉システム研究部門を中心として、所内外および国外の広範な分野間の研究者ネットワークを構築した。これを共同研究基盤として、定期的な設計活動を展開することによって、長期的視野に立った炉システム統合と最適化に向けての物理工学に関する要素研究の提案と研究課題の抽出を推進し、通算59回の拡大設計会合は現在も継続中である。

~~~~~~

脚注：ヘリカル型核融合炉FFHR
1990 年代に NIFS 共同研究として開始した概念設計の略称。当初はヘリカルコイル数 L＝3 の Force Free Helical Reactor の略称であったが、L＝2 の LHD 型 FFHR-2、実用炉 FFHR-2m を経て、現在の原型炉に向けた FFHR-d1 へと、シリーズ略称として国際的に定 着している。米国の ARIES-CS、ドイツの HSR に対する日本独自のヘリカル系設計である。
~~~~~~

第1期中期最終年度の平成21年度後半に、研究所の核融合工学研究に関する外部評価が実施された[1.1.1]。翌22年度から第2期中期目標・中期計画が開始されたと共に、研究所の体制が一新された。併せて、上記の外部評価の提言で示された「ヘリカル炉設計を軸に組織横断的に核融合工学研究を発展させていくことを期待する」に対応して、核融合工学研究プロジェクトが開始された。これに対応して、平成23年度より研究所の一般共同研究のカテゴリーもプロジェクト体制に合致すべく再編された。

この間、当研究所が中心となって国内の大学と共同で展開した工学に関する国際的な活動としては、日米科学技術協力事業における共同プロジェクトのFFTF/MOTA(1987～1994)、JUPITER（1995～2000)、JUPITER-II（2001～2006）、TITAN（2007～2012）の各計画が実施され、各種候補材料の中性子照射を中心として、固体及び液体ブランケットに関する幅広い研究が展開された。さらに、ダイバータの高熱流機器に関する新たな展開としてPHENIX計画 (2013～2019) が開始された。また、中国との拠点大学交流事業（2001～2010）では超伝導マグネット、低放射化材料、ブランケット工学、プラズマ壁相互作用、等に及ぶ広範な研究交流が実施された。

また、ITER冷凍プラントプロセスに関する委託事業(2010～)やITER-TFコイルに関する共同研究 (2012～)、並びに、幅広いアプローチ (BA) 活動でのIFMIF/EVEDA共同研究（2007～）や炉設計R&D共同研究（2008～）と原型炉設計共同研究（2011～）及びJT-60SAマグネット共同研究（2007～）、等への貢献も進められた。

平成22年度より第2期中期計画期間（詳細は次節）の開始に合わせて研究組織の改組が行われ、2研究部4センター体制から1研究部1センターへ移行すると共に、プロジェクト制度が導入され、大型ヘリカル装置計画プロジェクト、数値実験炉研究プロジェクト、核融合工学研究プロジェクト、連携研究プロジェクト、の4つのプロジェクトがスタートした。この改組によって研究部の構成は固定されるのに対して、課題に対応したプロジェクトが研究系を横断する形で活動することとなった。研究の実行予算も各プロジェクトで管理運用される。

核融合工学研究プロジェクト（FERP : Fusion Engineering Research Project）発足初年度の平成 22 年 9 月に、図 1.1.1 に示すように、第 2 期中期（2010 年度～2015 年度）の実行計画をタスク毎に策定して開始した。平成 25 年 4 月には炉設計に関する中間報告書を作成した[1.1.2]。また、核融合工学研究に関する平成 25 年度外部評価が NIFS 運営会議によって実施された[1.1.3]。

炉設計では、活動の区切りを明確化する目的で、ラウンド制を採用し、初期 2 年間を第 1 ラウンドとしてヘリカル炉 FFHR の基本スペックの決定、それに基づく第 2 ラウンドとして 3 次元構造の基本設計を推進すると共に、並行して、建設および交換保守を考慮した設計見直しの第 3 ラウンドを段階的に開始することとした。ヘリカル方式はプラズマ電流を必要としないため、定常炉としての特性を生かした設計が重要と

なる。具体的な活動では、超伝導コイルシステムの最適な構造を探るための研究や、長寿命で効率の良いブランケットや高熱流プラズマ対向機器とそのための冷却方式の検討などを、炉心設計との高度な整合性を図りながら、経済性も評価しつつ進めた。

実験研究では、100kA 級の大電流高性能超伝導導体として、金属系低温超伝導材料や酸化物系高温超伝導材料などの線材を最適に組み合わせた研究を進めた。また、電磁力によって材料にかかる応力を正確に評価し、安全に支持する構造の研究を進めた。併せて、超伝導マグネットシステムの巻線と製作方法についての工学研究を進めた。

ブランケット構造材には、誘導放射能の減衰が早い代表的な候補材である低放射化バナジウム合金の共通試験材やフェライト鋼の耐熱被覆材などを製作し、大学と協力してその特性評価、異材接合などコンポーネント開発に向けた試作研究、高温下強度特性のさらなる改良に向けた基礎研究、等を進めた。

溶融塩や液体金属を用いる先進的な液体増殖ブランケットでは、長寿命化による炉の稼働率向上を目指して、高磁場下での材料腐食の制御やエネルギー輸送と増殖燃料回収などの伝熱流動下での物質輸送制御に関する要素研究、これらの複合した循環ループ実験研究などを進めた。

高熱流機器では、中性子照射環境での材料の選定、プラズマ対向材と冷却系との接合技術開発、粒子排気を考慮した 3 次元形状の設計検討、が主要課題であり、先進液体ダイバータ概念を含み、コンピュータによる熱解析と熱負荷試験とを相補的に実施することで、これら主要課題の最適化に向けた研究を進めた。

トリチウム燃料の安全管理技術として、トリチウム除染や、漏洩トリチウムの回収除去などの研究を、大学等の研究設備を活用した共同研究によって進めた。また、放射線管理の観点から、微量トリチウム検出器の研究も進めた。

[1.1.1] http://www.nifs.ac.jp/hyokarep/index.html

[1.1.2] NIFS-MEMO-64, Apr. 01, 2013.

[1.1.3] NIFS Peer Review Reports in FY2013.

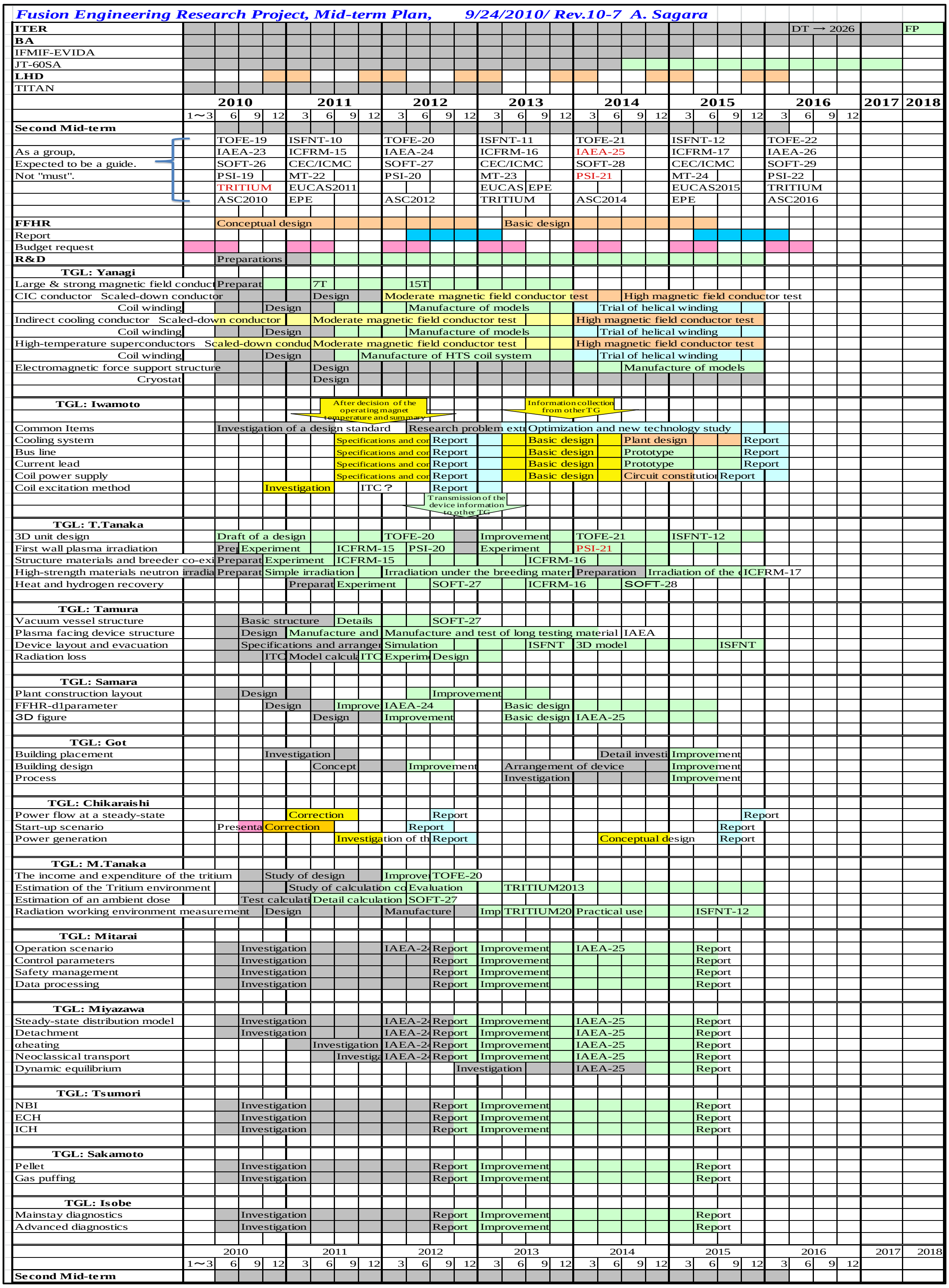


Figure 1.1.1 各タスクの主要課題と第 2 期中期期間の実施計画当初案

1.2. 自然科学研究機構第２期中期目標・中期計画での実施概要

平成22（2010）年度から、自然科学研究機構における第2期中期目標・中期計画が開始された。この中の（１）研究水準及び研究の成果等に関する目標、において、「核融合科学分野では、我が国における核融合科学研究の中枢機関として、大学や研究機関と共に核融合科学及び関連理工学の学術的体系化と発展を図る。環境安全性に優れた制御熱核融合の実現に向けて、大型の実験装置や計算機を用いた共同研究から、国際協力による核融合燃焼実験への支援までを含む日本全体の当該研究を推進する。」としている。この目標に必要な措置として、核融合工学に関しては、（１）研究水準及び研究の成果等に関する目標を達成するための措置、において、「③ 核融合炉を目指した大学の核融合工学研究の中核として、ブランケット及び超伝導コイルシステムの開発をはじめとした炉設計の高度化研究を進めるとともに、基礎となる学際領域の研究拡充を図る。」としている。

平成22年度概算要求では、従って新規事業として下記の計画とスケジュールを策定し、核融合工学研究プロジェクトの一環として、<u>平成24年度から採択され</u>、平成27年度まで継続実施した[1.2.1]。併せて、<u>同年度補正</u>によって、下記の主要５課題全てについて実験研究設備の強化拡大が可能となり、図1.2.1の記念式典にて、共同利用・共同研究拠点としての「革新的エネルギー循環工学研究設備」として立ち上げることが出来た[1.2.2]。

◆　事業名

「<u>定常ヘリカル型原型炉に向けた電磁石・発電システムの工学研究の推進</u>」

◆　概　要

安全で安定な基幹エネルギーの確保は核融合炉の早期実現以外にない。そのためには工学設計を2020年代に開始する必要があり、大型ヘリカル装置で生成される超高性能プラズマに基づき、第２期中期目標期間に大学等との共同研究により、国産の工学基盤構築の基礎となる研究を推進し、それを基に第３期中期目標期間で工学実証研究を実施し、工学設計を現実のものとするデータベース構築に寄与する。

◆　全体計画（図 1. 2. 2）

電磁石や発電システムの安全性や長寿命化には既存技術に制約があるため、核融合研では独創的なアイデアを積極的に取り入れ、新規性の高い大規模な実験装置によって主要５課題【大型高磁場超伝導マグネット研究】、【長寿命液体ブランケット研究】、【低放射化材料研究】、【高熱流プラズマ対向壁研究】、【微量トリチウム管理技術研究】の研究を重点的に推進する。

◆　全体スケジュール（図 1. 2. 3）

核融合工学基盤の構築を６年程度で実施する。これによって、それまでの基本設計[1.2.3]を改良し、実規模・実環境・実機能試験を通して、原型炉の詳細工学設計を 2020 年代に開始することを目指す。併せて、ITER や、幅広いアプローチ(BA)における工

学研究や強力中性子源（IFMIF/EVEDA）計画、等へも相補的に寄与する。

◆　期待される成果

【学術研究と社会・経済的な波及効果】

核融合工学研究のみならず、高磁場MRI（磁気共鳴画像診断法）等、医療、交通、高効率熱システム、放射線防護システム、水素エネルギーシステムなど、幅広い応用分野への普及が期待される。

【共同研究と人材育成】

大学との共同研究を中長期に渡って計画的に推進することによって、核融合炉の実現を担う若手研究者や技術者の育成に貢献できる。また、大学では困難な工学試験設備・分析機器を核融合研が整備し、共同利用に供することにより、大学等との共同研究が相乗効果により加速し、核融合工学の格段の進展が期待できる。

[1.2.1] http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/gijyutu/gijyutu2/056/shiryo/attach/1339230.htm
[1.2.2] http://www.nifs.ac.jp/press/150525_001.html
[1.2.3] A. Sagara, Y. Igitkhanov, F. Najmabadi, Fusion Eng. Des. 85(2010)1336.

Figure 1.2.1　革新的エネルギー循環工学研究設備の記念式典の様子

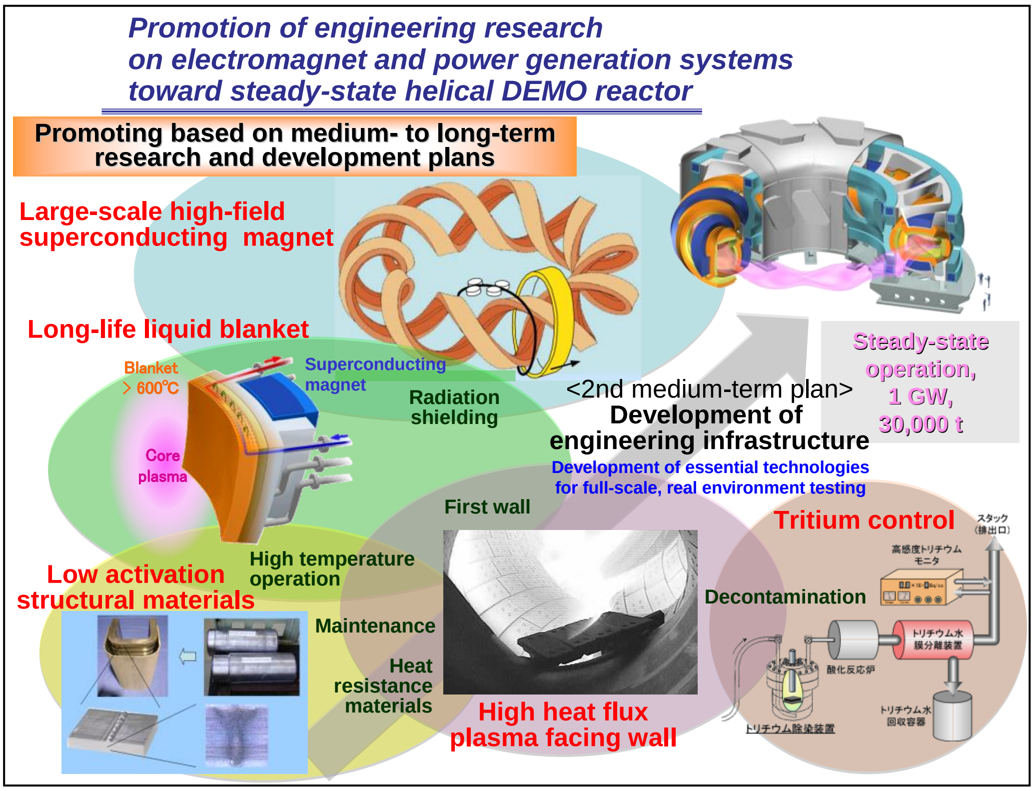


Figure 1.2.2　第 2 期中期目標・中期計画における定常ヘリカル型原型炉に向けた核融合工学研究の推進。

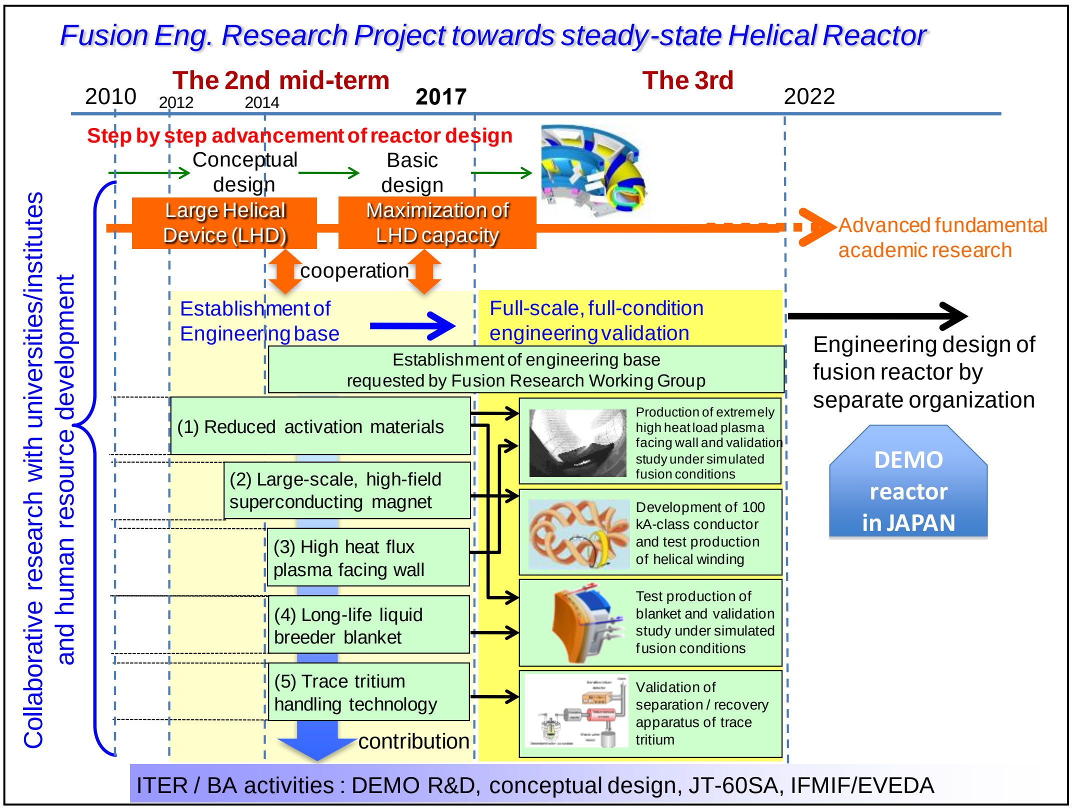


Figure 1.2.3　原型炉に向けた核融合工学研究プロジェクトのロードマップ。

1.3 核融合工学研究プロジェクトの体制

当該プロジェクトの実施体制を図 1.3-1 に示す。超伝導マグネット・炉内機器・炉システム設計の 3 グループ､計 13 のタスクおよび 44 のサブタスクによって主要 5 課題をカバーすることとし、それぞれタスクグループリーダー（TGL）とサブ・タスクリーダー（STGL）が中心となって推進している。

約 60 名のメンバーは 6 つの研究系から横断的に参画しており、所外から TGL または STGL としても参画頂いた。また、TGL や STGL に主に准教授を起用し、中堅育成に努めた。この体制によって、LHD 計画および数値実験炉研究の各プロジェクトおよび所外共同研究との連携強化を図った。また、ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 (demo, type1)の概念設計および関連する工学 R&D 研究を両輪として、両方に同じ研究者が従事することによって、活動の効率化を図った。

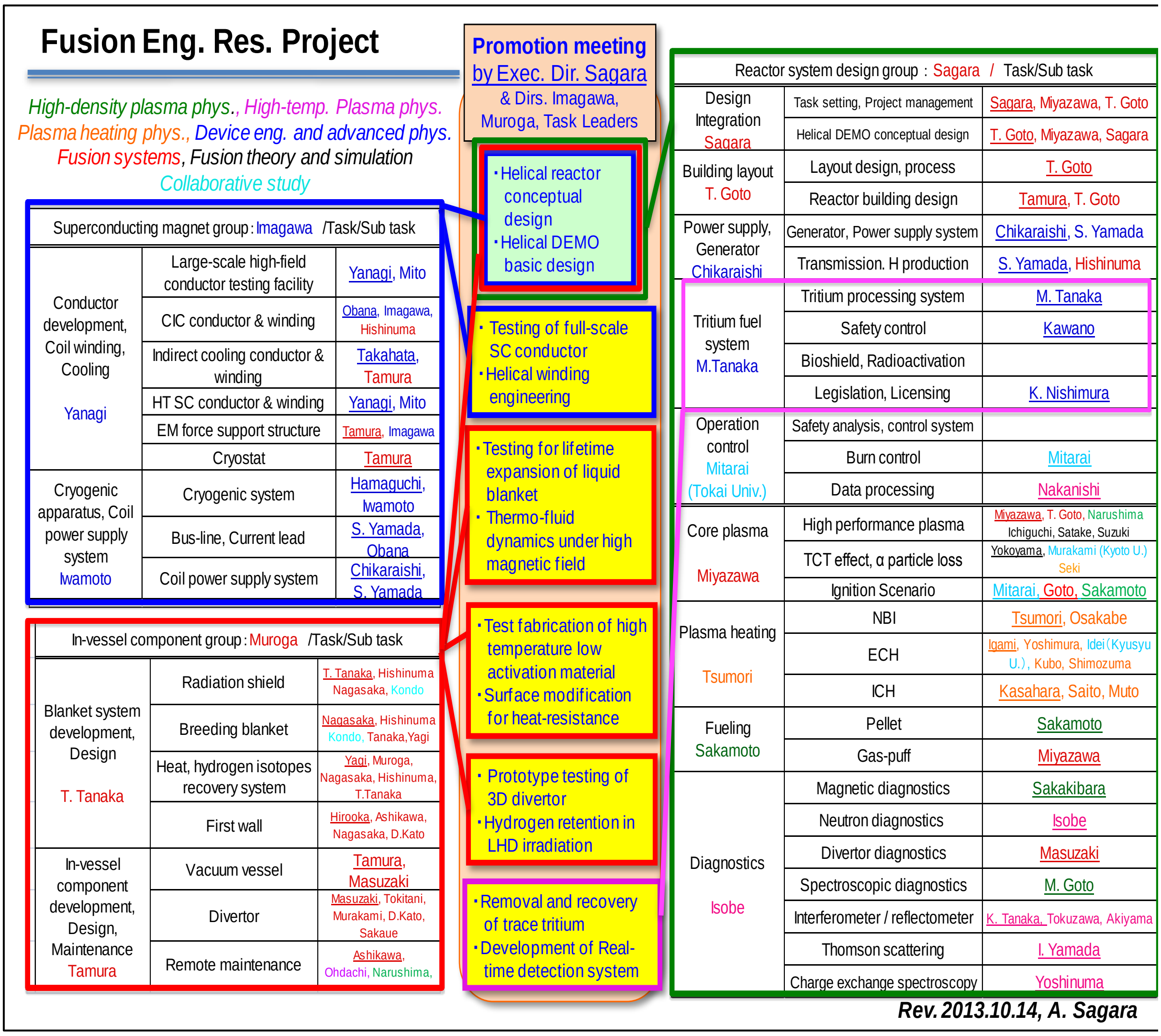


Figure 1.3.1　核融合工学研究プロジェクト（FERP）のタスク構成。

体制の運用方法も図 1.3.2 に示すように、TGL を中心とする推進会議によって情報の共有や計画の企画調整を図った。特に新規提案や方針の修正などに関しては、全て推進会議での合意によって決定することとした。これに対して、個々の研究内容については、プロジェクト会議によって全所的に開かれた議論の場を設けた。この 2 つの会合を隔週交互に実施することによって、時機を逸すること無く、各タスクの進捗を広く議論すると共に、メンバーの提案や意見交換が活発に行われるよう工夫した。並行して、各タスク個別の活動も、グループ会合や NIFS 研究会などを交えながら積極的に進めることとした。特に炉設計に関しては、各タスク個別の議論では相互の調整が非効率であるため、設計合同会合を隔週で実施し、案内もオープン参加とし、所外のメンバーについては TV 会議システムでの参加も可能にした。平成 27 年度からは、設計合同会合は推進会議の後半に含めることにしつつ、オープン参加は維持した。併せて同年 6 月より、建設・保守の設計効率を高める目的で、主設計メンバー 6 名による設計加速チームを立ち上げた。そこでの作業は素案の吟味までとし、合意形成は推進会議内の設計合同会合で行うこととした。

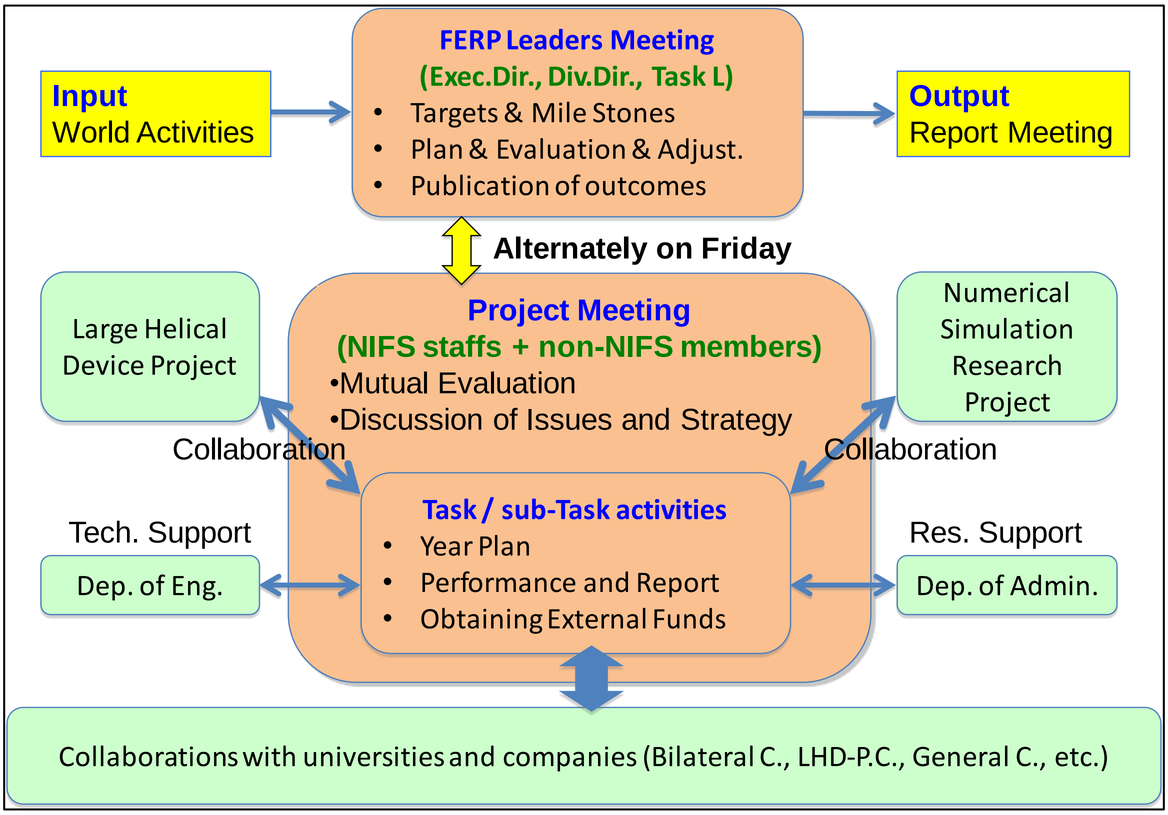


Figure 1.3.2　推進会議およびプロジェクト会議を中心とした体制の運用。

2. ヘリカル型核融合炉の設計研究

2.1 設計研究の概要

ヘリカル型核融合炉の魅力は,プラズマ電流を必要としないことに帰着する。即ち、

１）原理的に定常運転が容易である（外部導体系）、

２）電流ディスラプションがなく、安全性が高い（無電流プラズマ）、

３）プラズマ電流駆動のための還流エネルギーが不要である（大きいQ値）、

４）プラズマ電流駆動によるプラズマ密度の制限が無い（広い運転領域）、

５）ダイバータが自然に備わっている（造り付けダイバータ）、

等である。これらの魅力を生かした概念設計が、1970 年代から 1980 年代初めにかけて精力的に実施された。

一方,トカマク型と比較して、ヘリカル型の課題として、

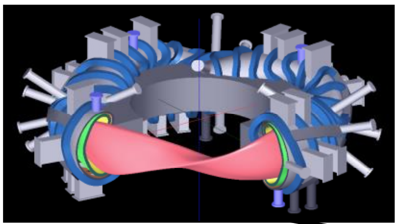
a）ヘリカルコイルの設計製作が工学的に複雑、

b）非軸対称性のためプラズマ閉じ込めの理論予測が難しい、

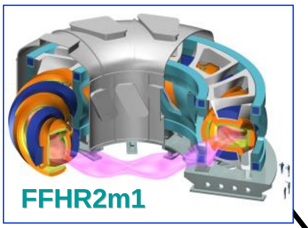
c）ヘリカルコイルとプラズマの間隔が狭い、

等が指摘されてきた。しかし、これらに対する改善や提案を伴うかたちで、近年新たにヘリカル型炉の魅力が見直され始めている(図 2.1.1）[2.1.1]。

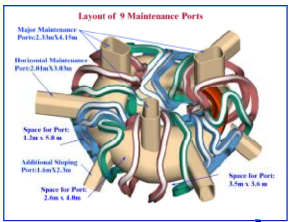
オークリッジ国立研究所（米）のトルサトロン型炉の CT (Compact Torsatron)シリーズ、マックスプランク研究所（独）のヘリアス型炉 HSR(Helias reactor) 等の概念設計がある。前者は、コンパクト化により発電コスト評価がトカマク型炉に勝る可能性を



HSR based on W7-AS & W7- X



FFHR based on LHD



ARIES-CS based on NCSX

	Heliotron-H	T-1	UWTOR-M	MSR	CT6	HSR	FFHR 2m1	MHR-S	SPPS	ARIES-CS
Main field coils	2	3 (modular)	3 (modular)	2(modular)	2	50 (modular)	2	2(modular)	32(modular)	18(modular)
Toroidal field periods	15	20	6	6	6	5	10	10	4	3
Major radius (m)	21	29.2	24.1	20.2	6.57	20	14	16.5	13.95	7.75
Average plasma radius (m)	1.8	2.3	1.35	1.84	1.74	1.6	1.73	2.36	1.6	1.7
Toroidal field on axis (T)	4	5	5.5	6.4	6	5	6.2	5	4.95	5.7
Maximum field (T)	9	8.7	9.5	13	16	10.6	13.3	14.9	14.5	15.1
Magnet current density (A/mm^2)	22	30	12.5	19	55	25	26.6	30		100
Stored magnetic energy (GJ)		460	190	200		74	133	221	80	
Plasma volume (m^3)	1343	3240	1408	1340	394	1000	827		735	444
Average beta (%)	6%	3.54%	5%	4%	4.70%	4-5%	3%	5%	5%	6%
Fusion output (GW)	3.4	4.3	5.5	4	1.8	~ 3	1.9	3.8	2.29	2.44
Plasma-magnet space (m)		1.5		1.5	0.9	1.1	1.1	1.14		1.21
T-breeder	Li2O	Li	Li17Pb83		6Li17Pb83	HCPB / LiPb	Flibe		Li	LiPb
Structure material	SUS		HT-9		HT-9	SS, FS	FS		V	FS
Neutron wall loading (MW/m^2)	1.3	1		1.5	2.8	1.2	1.5-1.8	1.9	1.18~2.11	2.6-5.4
COE (mill/kWh)					67	97.8	106		74.6	78
	1974 ~ 1982	1978	1981	1981	1989 ~	1992 ~	1995 ~	1996 ~	1997	2002~
	Kyoto-U	MIT	Wisconsin-U	Los Alamos Princeton	ORNL	IPP-Garching	NIFS	NIFS	ARIES	ARIES
references	5, 6	7	8	9	10	14	11, 12	13	15	16

Figure 2.1.1 Stellarator reactor designs and current typical designs [2.1.1].

示した。後者は、閉じ込め磁場配位を最適化したモジュラーコイルにより、自己点火への良好な見通しを提案している。日本では、LHD 建設と実験での物理工学成果[2.1.2]を基盤にした FFHR (Force Free Helical Reactor) シリーズ [2.1.3, 2.1.4, 2.1.5]、および、モジュラーヘリオトロン炉 MHR [2.1.6]が進められた。これらに呼応して、トカマク中心の ARIES チーム（米）でも SPPS (Stellarator Power Plant Study)及び ARIES-CS(Compact Stellarator)炉設計が行われ、経済的に成立しうることが示された [2.1.7]。

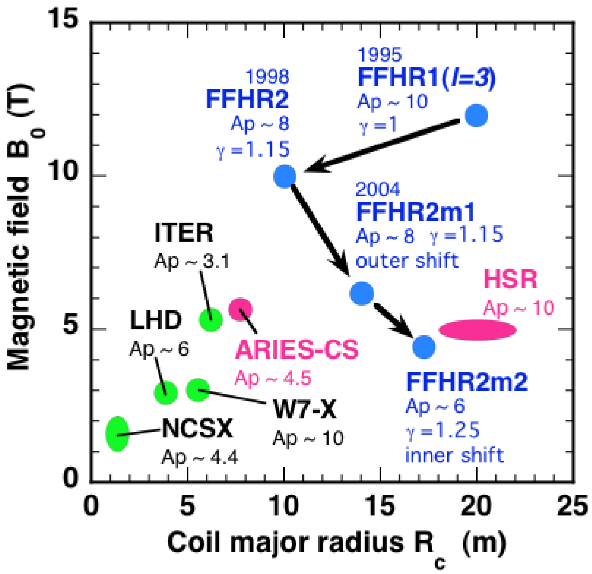


Figure 2.1.2 Design history of FFHR [2.1.1].

Figure 2.1.3 Schematic view of FFHR2m-1.

FFHR シリーズは、図 2.1.2 に示すように、電磁力低減を主にした $l = 3$ の FFHR-1 を起点に、LHD 型のコンパクト化を図った FFHR2、ブランケット空間確保のために炉サイズを増やしつつ磁場を下げた FFHR2m1（図 2.1.3）、LHD 実験成果に依る修正を入れた FFHR2m2 へと変遷してきた[2.1.1]。この間、高速中性子のスペクトル調整による増殖ブランケットの長寿命化の提案[2.1.4]、超伝導ヘリカルコイルの連続巻き工法の提案[2.1.8]、非軸対称系での中性子工学設計の迅速化[2.1.9]、高温超伝導を利用した分割型ヘリカルコイル提案[2.1.10]、低温・高密度燃焼領域での安定化法の提案[2.1.11]、コスト評価に基づく設計最適化[2.1.12]、等の設計研究を推進した。図 2.1.4 に見るように、この継続かつ発展的な一貫した設計活動は世界的にも高く評価されている[2.1.13]。

2010 年度より核融合研では第 2 期中期計画の開始に併せて、これまでの FFHR 設計研究及び NIFS 工学研究を集約し、原型炉に向けた工学実証研究を可能にするための工学基盤構築を目的として、核融合工学研究プロジェクト（FERP : Fusion Engineering Research Project）を開始した。当該プロジェクトは、超伝導マグネット・炉内機器・炉システム設計の 3 グループ、計 13 のタスクおよび４４のサブタスクから成る。LHD 計画 P、数値炉 P および所外共同研究と連携し、ヘリカル炉 FFHR-d1 (demo, type1)の概念設計および関連する工学 R&D 研究を両輪として、工学基盤の構築を進めている。

最初の 2 年間を第 1 ラウンドとし、目標とするヘリカル型核融合炉の装置サイズ・磁場強度等の主要緒元をほぼ固めた。

これらに基づいて第 2 ラウンドとして 3 次元構造の基本設計を開始し、それに基づいて建設と保守交換を考慮した第 3 ラウンドを進めている。これら推進の経緯を図 2.1.5 に示す[2.1.14]。

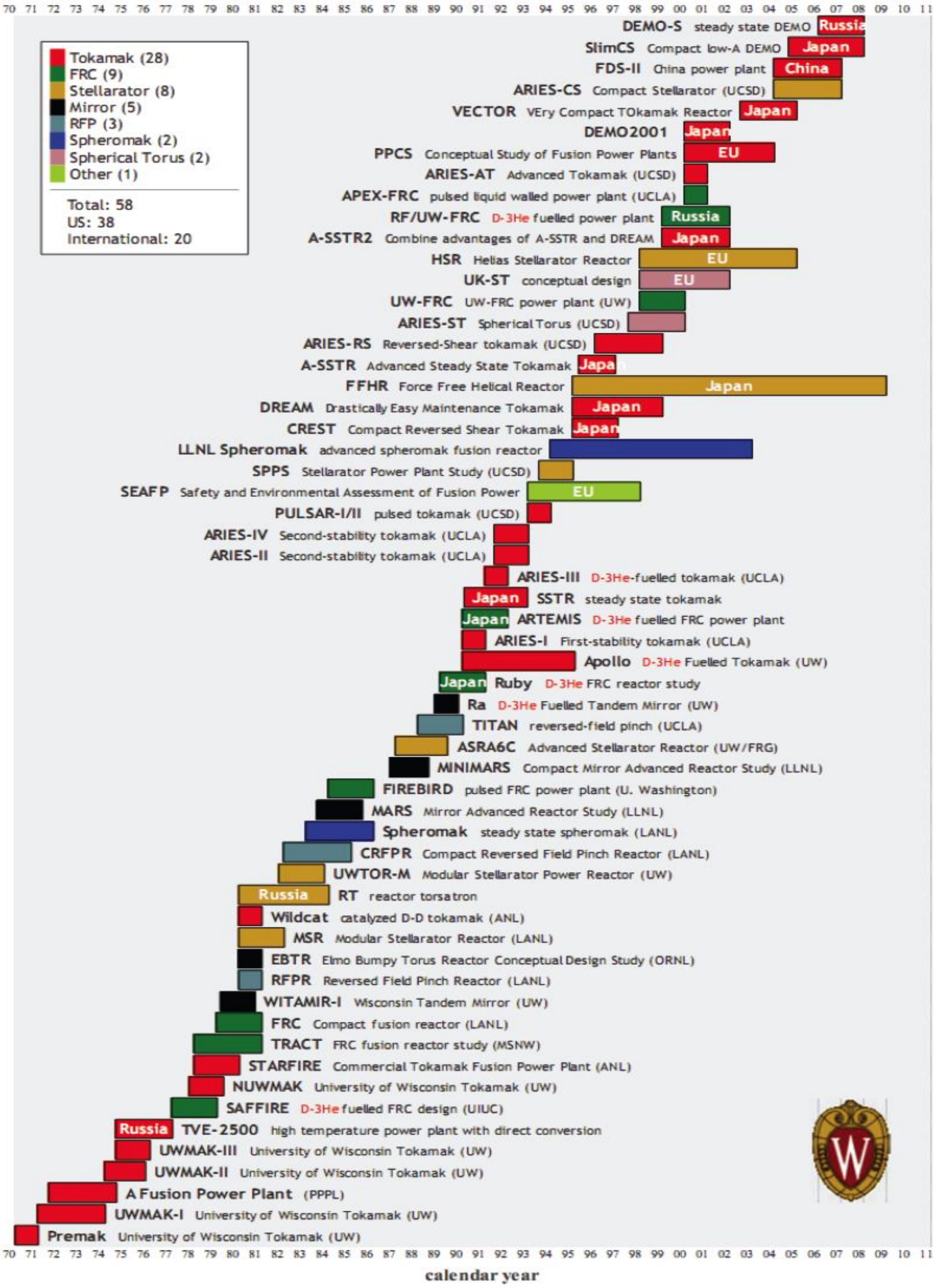


Figure 2.1.4 History of fusion reactor designs in the world　(by courtesy of Laila A. El-Guebaly [2.1.13])

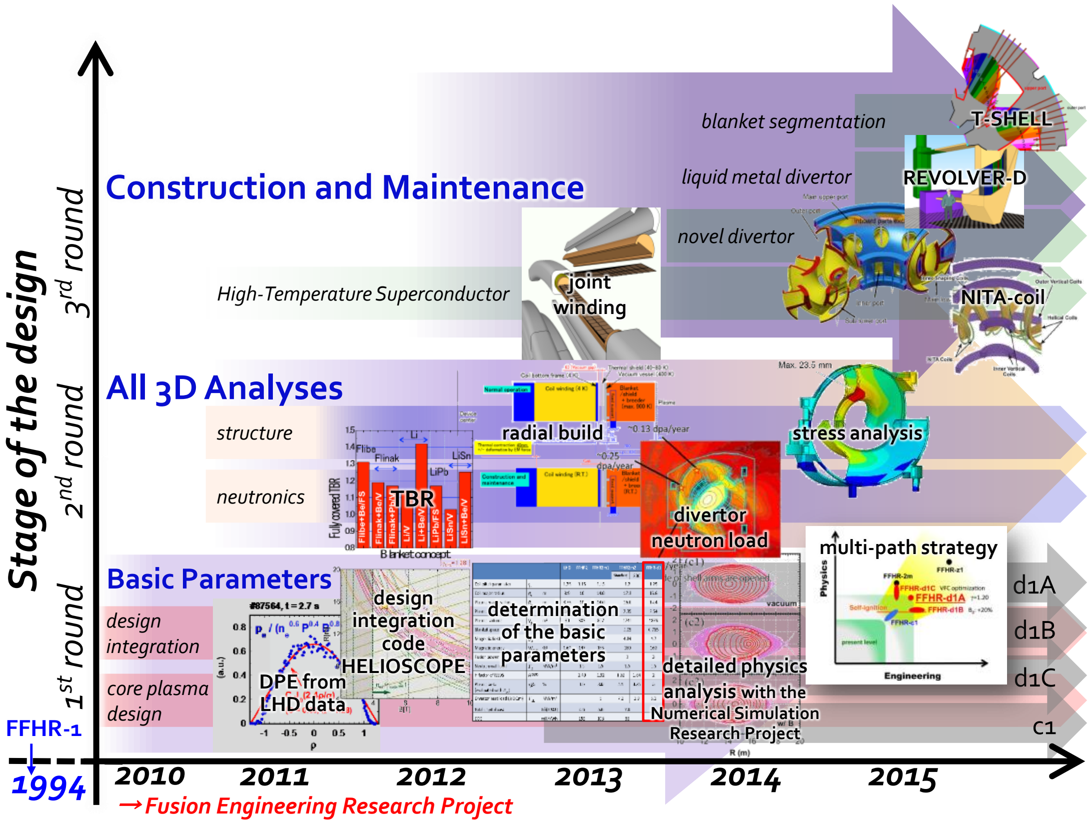


Figure 2.1.5 Staged progress in designing FFHR-d1 in NIFS collaborative activities.

FFHR-d1 の設計においては、1995 年から実用発電炉を想定して進めてきた従来の FFHR シリーズを踏まえ、工学設計制約として、コイルシステムの全蓄積磁気エネルギーを 160GJ 以下、平均中性子壁負荷を 1.5MW/m^2 以下に抑えることを特長としている。

活動の進め方は次の通りである。設計統合タスクグループでは、ヘリオトロン型核融合炉設計システムコード HELIOSCOPE を用いて、別途炉心プラズマタスクグループが提案している直接分布外挿法(DPE)による炉心プラズマ設計手法を反映した設計領域の解析を行い、FFHR-d1 の設計点としてヘリカルコイル主半径 R_c=15.6m、コイル巻線中心磁場 B_c=4.7T、核融合出力 P_{fus}=3GW を選択した。この設計点については、炉内機器グループによる特にブランケット空間確保に関するラジアルビルド検討、ブランケットタスクグループによるトリチウム増殖性能および中性子遮蔽性能計算、超伝導コイルタスクグループによるヘリカルコイル冷却計算を通じてその成立性を確認した。

尚、図 2.1.6 に示すように、工学と物理のレベルによって FFHR-d1 について 3 つのバージョン（A, B, C）と、小型化した c1 を定義することによって、設計に柔軟性を確保する多岐路線を採用することとするが、3 次元の構造設計に関しては、作業を全てについて進めることは、時間的にも労力的にも効率的ではなく、コンポーネントや交

換保守などの主要な課題は共通であるため、第２ラウンド及び第３ラウンドは FFHR-d1A について進めることとした[2.1.15]。

FFHR-d1A：FFHR-d1 を高アスペクト（γ_c =1.20）に変更して Shafranov shift を抑制する。

FFHR-d1B： FFHR-d1A を 20%高磁場化して物理要求を軽減するが、工学要求は上がる。

FFHR-d1C： 垂直磁場コイル VFC の位置を最適化することで、蓄積磁気エネルギーを抑制でき、結果として磁場強度増大も選択し得る。以前の商用炉設計 FFHR-2m で定式化した資産が利用できる。しかし LHD 装置仕様でのデータの範囲を超えるので物理要求は上がる。

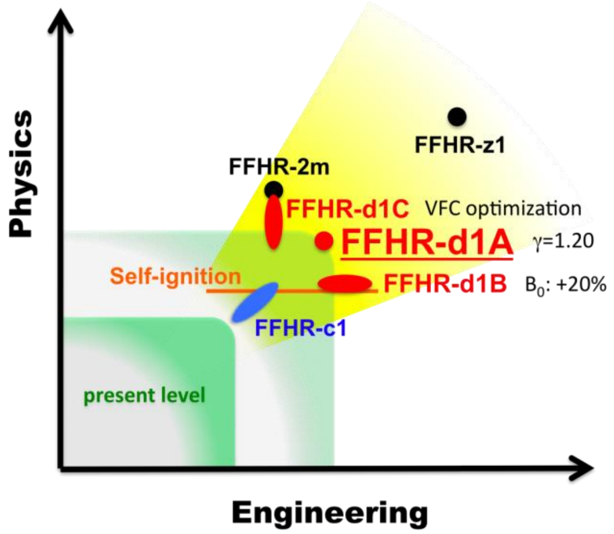


Figure 2.1.6 A multi-path strategy for FFHR-d1

３オプションとも原型炉として目指す役割は同じ。

FFHR-c1： ”before demo & compact”の意味で、サブ・イグニションを主とするが、可能であれば自己点火も狙える設計とする。

FFHR-z1: 近未来での建設の制約を外せば、理想的な様々な案が可能であるため、新しい提案の受け皿とする。

主要パラメータの決定を受け、炉心プラズマタスクグループが炉心プラズマの詳細検討を数値実験研究プロジェクトとの連携により進めている。ここでは高ベータ平衡、新古典輸送、アルファ粒子損失等の計算を進めており、LHD 実験提案へのフィードバックも行っている。一方工学設計としては、大型ポートの特長を生かして、炉内機器交換保守及びダイバータ排気ダクトを考慮した 3 次元 CAD 図作成に向けた詳細検討を進めている。設計統合タスクグループにおいて磁力線追跡計算結果を用いて真空容器およびブランケット、ダイバータの基本形状が決定され、それを用いてブランケットタスクグループは MCNP モンテカルロ計算コードによる 3 次元体系での中性子輸送計算を進めている。正味トリチウム増殖比 TBR と放射線遮蔽性能を各種の液体ブランケットについて比較した結果、溶融塩フライベ（FLiBe）が最適であり、これを主候補にした核設計結果をまとめた。また、ヘリオトロン型の長所として、ダイバータ機器を高速中性子から充分遮蔽でき、銅合金等の材料選定の尤度拡大とともに長寿命化の可能性を示した。さらに挑戦的オプションとして、スズ（Sn）の液体金属シャワーを横長断面の内側 X 点付近に 10 箇所置き、排気も可能とする検討も始めている[2.1.16]。炉内機器タスクグループはダイバータおよび排気ポートの形状検討を進めている。超伝導コイルタスクグループは、低温超伝導線材（Nb_3Al）の強制冷却導体（CICC）のリアクト・アンド・ワインド（R&W）連続巻きを基本とし、並行して間接冷却方式、高温超伝導線材による分割型の導体、等の３種類の 100 kA 級超伝導導体およびコイル方式に関する設計検討を推進している。加熱および燃料供給タスクグループは加熱ポート形

状の検討と共に燃料供給シナリオの策定、計測タスクグループは核燃焼制御に向けた計測機器の検討、トリチウム燃料システムタスクグループは燃料回収分離の技術検討、電源・発電設備や建屋配置設計及び設計統合タスクグループは炉の起動シナリオや建屋機能の整理およびコスト評価ツールの整備、等を進めるなど、原型炉に向けた開発研究課題のより詳細な検討を展開している。これらの設計研究に関して、2015 年度までに査読付き論文総計 82 編を発表した。

参考文献

[2.1.1] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 85 (2010) 1336-1341.
[2.1.2] O. Motojima et al., Fusion Engineering and Design 81 (2006) 2277-2286.
[2.1.3] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 29 (1995) 51-56.
[2.1.4] A. Sagara et al., Nuclear Fusion, 45 (2005) 258-263.
[2.1.5] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 83 (2008) 1690-1695.
[2.1.6] K. Yamazaki et al., 16th IAEA/FEC, Montreal, 1996, IAEA-CN-64/G1-5.
[2.1.7] F. Najmabadi et al., Fusion Science and Technology, 54 (2008) 655-672.
[2.1.8] S. Imagawa et al., Nucl. Fusion 49 (2009) 075017 (7pp).
[2.1.9] T. Tanaka et al., Nucl. Fusion 48 (2008) 035005 (7pp).
[2.1.10] H. Hashizume et al., J. of Plasma and Fusion Research SERIES 5 (2002) 532-536.
[2.1.11] O. Mitarai et al., Fusion Science & Technology, 56 (2009) pp.1495-1511.
[2.1.12] Y. Kozaki et al., Nucl. Fusion 49 (2009) 115011
[2.1.13] Laila A. El-Guebaly, Energies 2010, 3, 1067-1086; doi:10.3390/en30601067.
[2.1.14] A. Sagara et al., Nucl. Fusion 57 (2017) 086046.
[2.1.15] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design 89 (2014) 2114
[2.1.16] J. Miyazawa et al., Fusion Engineering and Design (2017) *in press*.

2.2 基本方針とプラント全体方針

2.2.1 ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の位置付け

LHD 型の連続巻きヘリカルコイルを用いたヘリカル核融合炉については、1995 年に提案された、3 本のヘリカルコイルを用いて平均的にヘリカルコイルの無応力状態を実現した FFHR (Force Free Helical Reactor) -1[2.2.1.2]に始まり、これまで 20 年以上にわたって設計活動が展開され、FFHR-2[2.2.1.3]、FFHR-2m1、FFHR-2m2[2.2.1.4]と複数の炉概念が提案されてきた。従来の FFHR シリーズの設計は実用発電炉を念頭に進められ、FFHR-1 の設計ではその名称の由来の通り、3 本のヘリカルコイルを用いて、小半径方向の電磁力を低減することで支持構造の簡素化が可能な設計を採用し、その当時の予測されていた炉心プラズマパラメータでも十分な核融合出力の達成が可能と考えられる装置サイズ 20 m、磁場強度 10 T という大型、高磁場の設計点が選択された。FFHR-2 以降の設計では LHD 実験の着実な成果を受け、LHD と同形状の 2 本の連続巻きヘリカルコイルによる設計検討を進め、主に工学設計を中心に設計概念の提案及び改良が継続されてきた。この中で一貫して主張されてきたことは、中性子壁負荷を 1.5 MW/m^2 以下に抑えて構造物の長寿命化を図ることと、ヘリカルコイルの巻線則及び装置サイズの最適化によって 1 m 程度のブランケット設置スペースを確保することである。また、FFHR-2 以降の設計においては、現在フランスで建設が進む国際熱核融合実験炉（ITER）で採用された超伝導コイル技術の延長線上での設計を可能にするため、コイルシステムの全蓄積磁気エネルギーを 160 GJ 程度以下にする設計となっている。FFHR-d1 は、これらに加えて早期の発電、トリチウム自己充足、メンテナンス性の実証に焦点を当て、設計のロバスト性、建設等の合理性、さらに安全性も考慮した設計のさらなる改良として位置付けられ、設計パラメータの選定においてもより定量性を重視した検討が行われた。

2.2.2 主要設計パラメータの決定

各システムの具体的な検討に着手し概念設計を進めるためには、出発点となる設計点の主要パラメータを決定する必要がある。核融合炉の設計に関わるパラメータは多数あるが、磁場閉じ込め方式の核融合炉においては、炉心プラズマ及び周辺機器全てのサイズ及び設置スペースと関係する装置サイズ、炉心プラズマ性能に強く影響し、超伝導コイル及び電磁力支持構造物の設計、さらには共鳴磁場を利用した加熱機器の設計に直結する磁場強度の設定は必須である。また、同じく炉心プラズマ性能と関係し、プラズマ対向機器の設計、燃料システム設計と直結する炉心核融合出力も検討に不可欠なパラメータである。そこで、まず設計の第 1 ラウンドとして、これらの主要パラメータを決定するための作業を行った。

核融合炉では多数のシステムがお互いに関連し合うため、ここで挙げた主要設計パラメータもそれぞれを独立して選ぶことはできない。これらの主要設計パラメータを定量性、整合性を持って決定するには、炉心プラズマから周辺工学機器までを含む炉システム全体を包括的に取り扱うことのできるシステム設計コードを用いた設計ウインドウ解析が有効である。実際に多くのトカマク型核融合炉の概念設計においても、

このようなシステム設計コードが開発され、運用されている[2.2.2.1-3]。FFHR-d1 の概念設計においても、まずはシステム設計コードを開発し、設計ウインドウの解析と候補設計点の選定を行った。システム設計コードの詳細については次節で述べるが、今回の FFHR-d1 の設計ウインドウ解析においては、炉心プラズマ設計の定量性の確度を高めるため、炉心プラズマタスクによって提案された、LHD の実験結果を直接炉条件に外挿する直接分布外挿法（詳細は 2.3.2.1 節を参照）を採用した点が大きな特徴である。また、システムコードによって選定された設計点については、主要設計パラメータに強く関連する炉内機器、ブランケット、超伝導コイル、低温システムの各タスクが精査を行い、基本的に 0 次元の簡易モデルの組み合わせであるシステムコードのみでは評価が難しい設計要件の評価の定量性を確保した。

参考文献

[2.2.2.1] Z. Dragojlovic et al., Fusion Eng. Des. 85 (2010) 243-265.
[2.2.2.2] T.C. Hender et al., UKAEA Fusion 333 (1996).
[2.2.2.3] H. Fujieda et al., JAERI-M 92-178 (1992) [in Japanese].

2.2.3 システム設計コードの開発

FFHR-d1 設計のために開発したヘリオトロン型核融合炉設計システムコード HELIOSCOPE [2.2.3.1,2]の概要について述べる。

トカマク型核融合炉設計用システムコードは、その多くが装置サイズ、磁場強度及び炉心プラズマの形状、密度・温度分布をインプットパラメータとして与え、トーラス大半径に沿った１次元方向の機器配置の整合性を確保しつつ、炉心プラズマの性能（出力、閉じ込め性能等）をパワーバランス及び経験的な閉じ込めスケーリング則を用いて評価する、という流れに沿っている。その基本的な考え方はヘリカル型装置においても共通しているが、ヘリカル型装置特有の考慮が必要な点として、

- プラズマ形状がヘリカルコイル及びポロイダルコイルの形状によって一意に決定され、これらを独立にインプットとして与えることができない。
- コイル、プラズマともに複雑な三次元形状を有するため、体積などの計算を解析式や単純な近似式で与えることができない。

が挙げられる。プラズマ形状等のパラメータの正確な評価のためには、体積電流コードを用いた三次元の平衡磁場計算、磁場強度分布計算を行う必要があるが、これらの三次元計算は高性能計算機を用いても数分から数十分のオーダーの計算時間を要し、膨大なパラメータスキャンを行って設計ウインドウ解析を行うシステムコードの性格と相容れない。本概念設計においては基本的に LHD に相似な形状を想定していることから、これらの三次元効果については予めある基準サイズにおいて別途詳細計算を行ってデータベースを作成しておき、システムコード側ではこれらのデータベースのテーブル参照とその補間、または近似式によって値を求め、実際の形状に相似変形して反映させる、という手法を取ることで計算の高速化を図った。具体的には LHD 実験で蓄積された平衡磁場データベースや、ヘリカルコイル上最大磁場強度の近似式[2.2.2.3]を活用している。設計上重要な指標となるコイルシステムの蓄積磁気エネルギーについては、線電流近似による簡易計算ではあるが実際のコイル配置及び形状を反映させた計算を行っている。これにより三次元効果を反映しつつも、炉システム全体の整合性を確保した高速計算が可能となった。

また一般的なシステムコードにおける炉心プラズマ設計においては、その密度・温度分布について、実際の分布形状を良い近似で与え、かつ積分計算が解析的に行えることから、規格化小半径に対する放物分布が用いられることが多い。しかしながら前節で述べた通り、FFHR-d1 の概念設計では、炉心プラズマ設計における定量性確保の観点から、LHD 実験データを直接炉条件に外挿する手法を採用した。このため、HELIOSCOPE でもこの直接分布外挿法を反映させた計算を行えるよう改良を行った。具体的には、プラズマの密度・温度分布形状とプラズマ閉じ込め領域の形状を外挿の対象とした LHD 実験データから取得し、これらに対し密度、ベータ値の増倍度を仮定して炉心プラズマパラメータを評価している。

参考文献

[2.2.2.1] T. Goto et al., Nucl. Fusion 51 (2011) 083045 (6pp).
[2.2.2.2] T. Goto et al., Plasma and Fusion Res. 7 (2012) 2405084 (5pp).
[2.2.2.3] T. Goto et al., Fusion Sci. Technol. 56 (2009) 925-929.

2.2.4 設計ウインドウ解析と候補設計点の選定

システム設計コード HELIOSCOPE を用いて行った FFHR-d1 の設計ウインドウ解析の結果を以下に示す。ここでは 3.2.3.3 節で参照分布 A として与えられるプラズマ分布を前提とし、装置形状は LHD の相似拡大として計算を行った。但しブランケット設置スペースを広げるため、ヘリカルコイルの縦横比は過去の FFHR 設計でも採用された 2.0、ヘリカルコイルの電流密度は 25 A/mm^2 を仮定している[2.2.4.1,2]。また、メンテナンス用スペース確保のため、LHD では上下 3 対あるポロイダルコイルのうち、中間部の 1 対を省略した配置を想定しており、これらは蓄積磁気エネルギーの計算に反映されている（図 2.2.4.1）。

設計ウインドウを絞り込むに当たっては、工学設計条件及び物理制約条件を考慮する必要がある。工学設計条件としては、

- プラズマ-コイル間最小距離 $\Delta_{\text{c-p}}$
- 蓄積磁気エネルギー W_{mag}
- 平均中性子壁負荷 $<\Gamma_{\text{nw}}>$

を考慮した。このうち、プラズマ-コイル間最小距離$\Delta_{\text{c-p}}$はプラズマ断面形状が縦長となるトーラス断面において、トーラス内側赤道面上でヘリカルコイルの巻線部の最もプラズマ寄りの点と、磁力線追跡計算で求められたプラズマ閉じ込め領域の最もトーラス内側の点との距離として定義した（図 2.2.4.2）。LHD 型ヘリオトロン装置においては、この位置でヘリカルコイルとプラズマが最も接近するため、この値はブランケット設置スペースに関する指標となる。この値は装置サイズに比例し、またヘリカルコイルの電流密度を固定しているため、磁場強度が増し、ヘリカルコイル電流値が増すほど小さくなる。蓄積磁気エネルギーはおおよそ装置サイズの 3 乗と磁場強度の 2 乗に比例する（$W_{\text{mag}} \propto R^3B^2$）。これらの制約条件は炉心プラズマに関係なくコイルの幾何学形状のみで決まるものである。3 つ目の平均中性子壁負荷は、装置サイズと核融合中性子出力 P_n の関数（$<\Gamma_{\text{nw}}> \propto P_n / R^2$ ）である。2.3.2.1 節に詳述されているように、LHD 実験分布の直接外挿においては、Gyro-Bohm 型のパラメータ依存性を仮定するため、結果的に装置サイズ R と磁場強度 B との間には

$$R \propto \gamma_{\text{DPE*}}^{-5/6} f_\beta^{-1/3} B^{-4/3}$$

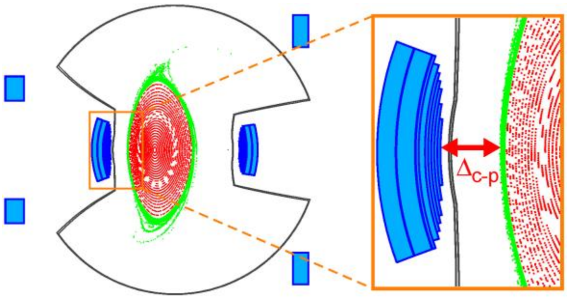


Figure 2.2.4.2 Definition of minimum distance between the plasma and the helical coil $\Delta_{\text{c-p}}$. (From Fig. 3 of Ref.[2.2.4.3]).

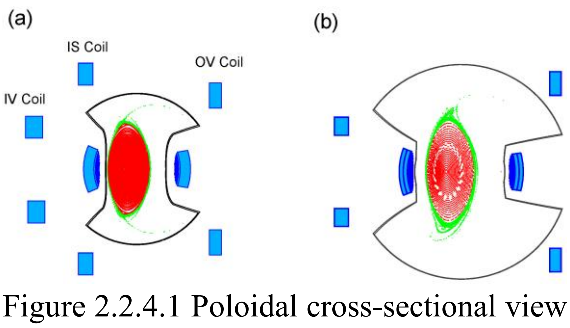


Figure 2.2.4.1 Poloidal cross-sectional view of (a) LHD and (b) FFHR-d1 at vertically-elongated cross section. FFHR-d1 has a coil system similar to that of LHD but no IS coils in order to keep large spaces for the maintenance. (from Fig. 1 of Ref.[2.2.4.3]).

の関係が成り立ち、実験データからの閉じ込め改善度 γ_{DPE*}を仮定すれば炉心プラズマの密度、温度は装置サイズと磁場強度の関数として定まる。このためこれらの関数である核融合出力も装置サイズと磁場強度によって一意に決定される。

次に先述した 3 つの工学設計条件として、具体的にどのような値を仮定するかが重要である。具体的な制約条件はもちろん詳細設計によるが、設計ウインドウを考えるうえで、大まかな見積もりを与えておくことは重要である。まずブランケットスペースについては一般的に 1 m 程度あれば十分なトリチウム増殖・中性子遮蔽性能を有したブランケットの余裕を持った設計が可能となる。蓄積磁気エネルギーについては、過去に FFHR-2m1 の設計において、120 － 140 GJ 程度であれば ITER 技術の延長線上での設計が可能であるとの解析が行われ[2.2.4.2]、大幅なブレークスルーなしに設計が可能な範囲として最大 160 GJ 程度がひとつの指標として考えられてきた。平均中性子壁負荷については、構造材寿命の観点からこれまでの設計で一貫して 1.5 MW/m^2 という値が採用されてきており[2.2.4.1,3,4]、今回の設計でもそれを採用した。一方、物理制約条件としては、ベータ値と密度限界が考えられる。このうちベータ値についてはまだヘリカル系プラズマの限界がどのように決まるか明確でないが、密度限界については 3.2.3.4 節で述べられる通り、プラズマ周辺部の密度が須藤密度限界に達すると維持が困難であることが分かっている。これらのパラメータの等高線を横軸がヘリカルコイル巻線中心での磁場強度、縦軸がヘリカルコイルの主半径（巻線中心の径方向位置）の空間にプロットしたものを図 2.2.4.3 に示す。ここで白く示した領域は工学制約のうち蓄積磁気エネルギー 160 GJ 以下及び平均中性子壁負荷 1.5 MW/m^2 以下の双方を満たし、かつ密度についても全て限界値以下となっている。この領域ではプラズマ-コイル間最小距離が 1 m を超える点は存在しないが、最小点で 90 cm 程度が確保できていることから装置の大部分では 1 m を超えていること、またブランケットスペースについてはブランケット材料の選択や径方向設計の最適化によりある程度設計の柔軟性が確保できることから、この領域を FFHR-d1 の設計ウインドウとして選択した。

設計ウインドウ内においては、より左上に位置する設計点ほどブランケットスペースが大きく、より左に位置する設計点ほど出力及びベータ値が増大する。ブランケット設計の観点からブランケットスペースは大きければ大きいほど望ましく、出力及びベータ値もこの設計ウインドウの範囲では過大ではないため、設計ウインドウの最も左上に

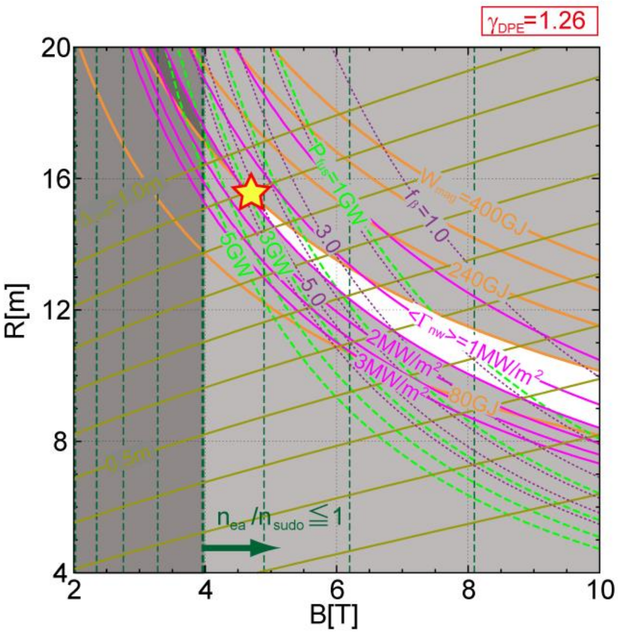


Figure 2.2.4.3　Result of design the window analysis of helical fusion reactor FFHR-d1 by systems code HELIOSCOPE.

当たる、図 2.2.4.3 中に星印で示した点、すなわちヘリカルコイル主半径 R_c = 15.6 m、ヘリカルコイル巻線中心磁場強度 B_c = 4.7 T をヘリカル核融合炉 FFHR-d1 の候補設計点として採用した[2.2.4.5]。この装置サイズは LHD のちょうど 4 倍となっている。また核融合出力、中性子壁負荷、蓄積磁気エネルギーFFHR-2m2 で想定されたものとほぼ同じであり、これまでの工学設計の知見を最大限生かしつつ、直接外挿法により炉心プラズマ設計の確度を高めた設計となっている。FFHR-d1 のプラズマ体積は、外挿に用いられた LHD の実験データの解析結果に基づき、有限ベータ効果を含めたものとなっている。

この候補設計点のパラメータについては、炉内機器タスクによる径方向設計（ラジアルビルド）成立性の確認、ブランケットタスクによるトリチウム増殖・中性子遮蔽性能の確認、超伝導コイル及び低温タスクによる超伝導コイル内の核発熱の冷却設計の成立性の確認を経て、正式に FFHR-d1 の主要設計パラメータとして採用され、各タスクでの詳細検討が開始された。なお、2.3 節で述べられるように、最終的には炉心プラズマ設計の観点から、より高アスペクト比配位であるヘリカルピッチパラメータ γ_c = 1.2 を主案として選択しているが、これはブランケットスペースをより増大させる方向であり、工学設計条件の観点からは問題はない（正確には蓄積磁気エネルギーを数%増大させるが、この影響は小さいとした）。これは表 2.2.4.1 にこれら FFHR-d1 の主要設計パラメータと、LHD 及び FFHR-2m2 との比較を示す。

Table 2.2.4.1 Comparison of the primary design parameters of the candidate design point of helical fusion reactor FFHR-d1 with LHD and FFHR-2m2.

			FFHR-d1		**FFHR-2m2**	**LHD**
Coil pitch parameter	γ_c		1.25	1.2	1.2	1.25
Helical coil major radius	R_c	m	15.6	←	17.3	3.9
Plasma major radius	R_p	m	14.4	←	16	3.75
Average toroidal field at the winding center	B_t	T	4.7	←	4.84	3
Plasma volume	V_p	m^3	1878	1710	1744	30
Fusion output	P_{fus}	GW	3	2.6	3	−
Helical coil current density	j_c	A/mm^2	25	←	25	53
Stored magnetic energy	W_{mag}	GJ	160	←	160	1.64

参考文献

[2.2.4.1] A. Sagara et al., Proc. of 17th Fusion Energy Conference, 19-24 Oct. 1998, Yokohama, Japan, FTP/03.
[2.2.4.2] S. Imagawa et al., Nucl. Fusion 49 (2009) 075017.
[2.2.4.3] T. Goto et al., Plasma and Fusion Res. 7 (2012) 2405084.
[2.2.4.4] A. Sagara et al., Fusion Technol. 34 (1998) 1167.
[2.2.4.5] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. 83 (2008) 1690.

2.3 炉心プラズマ

2.3.1 概要

FFHR-d1 における炉心プラズマの詳細物理解析を行った。FFHR-d1 は LHD との相似性に重点を置いて設計されており、炉心プラズマ性能を実験データから外挿する際の信頼性を向上している。炉心プラズマにおける各種径方向分布は LHD 実験で得られた径方向分布データを炉条件に外挿することで推定した。外挿にはジャイロボームモデルに基づく直接分布外挿法を用いた。MHD 平衡解析を行った結果、高アスペクト比配位にプラズマ断面形状の縦長変形を施すことでシャフラノフシフトを緩和可能であり、高ベータ条件でも LHD における内寄せ配位の真空磁気面と同様の MHD 平衡が得られることがわかった。このような最適化を行った場合には、新古典輸送をα加熱と同程度のレベルにまで低減でき、α粒子の熱損失も 10 %程度に抑えられる。直接損失するα粒子は、ほぼ全てダイバータ領域に流入する。

従来の FFHR シリーズ[2.3.1.1]と比較した場合の FFHR-d1[2.3.1.2, 3]の特徴の一つに、超伝導コイルの配置を LHD と相似にしたこと[2.3.1.1-4]が挙げられる。これにより、LHD の MHD 平衡データベースを活用できるようになると同時に、実験データの外挿もより確実になると考えられる。核融合炉相当のプラズマが実現していない現状では、実験データからの外挿という作業が不可欠になる。通常は温度・密度分布形状を仮定し、ISS95[2.3.1.5]や ISS04[2.3.1.6]などのエネルギー閉じ込めスケーリングによって絶対値を決定することで外挿を行うのが一般的である。但し、このような手法では分布形状やスケーリングからの閉じ込め改善度など多くの仮定を置く必要があるが、外挿の結果はこれらの仮定に強く依存し、また仮定の自由度も大きいため、外挿の信頼性に問題があった。FFHR-d1 の炉心プラズマ設計では、以下の 2.3.2.1 節で述べる直接分布外挿（Direct Profile Extrapolation、DPE）法[2.3.1.7,8]を用いた。これにより仮定の自由度を可能な限り減らし、外挿信頼性を高めている。

FFHR-d1 の超伝導コイル配置は基本的に LHD と相似であるが、LHD で３対用いられているポロイダルコイルの内、LHD における IS コイルに相当する１対は大きなメンテナンスポートを確保するため省くこととした（図 2.3.1.1 参照）[2.3.1.4]。このため、トロイダル平均したプラズマ断面形状は縦長変形を受けることになる。新古典輸送の観点からは平均プラズマ断面を円形とするのが最適であるが[2.3.1.9]、高密度プラズマでは多くの場合、新古典輸送よりも異常輸送が支配的になると考えられている[2.3.1.10]。実際に、LHD では高密度条件

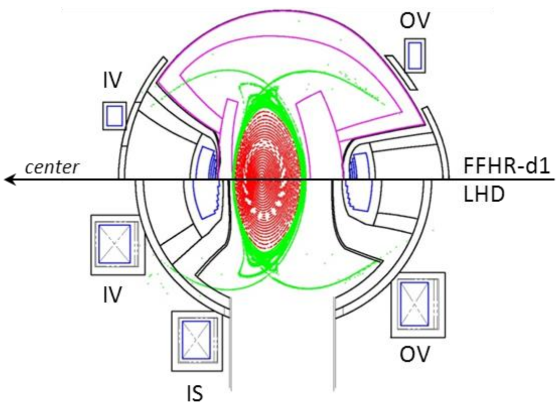


Figure 2.3.1.1 Comparison of the superconducting magnet coil arrangement in FFHR-d1 (upper half) and LHD (lower half). Because FFHR-d1 has no IS coils, large aperture of maintenance ports can be obtained, whereas vertical elongation of the plasma cross-section of FFHR-d1 is slightly larger than that of LHD.

における巨視的エネルギー閉じ込め特性は縦長断面変形によって大きくは影響されず、むしろ向上する場合もあることが実験で示されている[2.3.1.4]。縦長断面変形には高ベータ条件でのシャフラノフシフトを抑制する効果があることが理論的に予想されているが、これは LHD 実験でも確認されている[2.3.1.4,11]。以下で議論するように、核融合炉条件では高ベータになることが不可避であり、かつシャフラノフシフトによる新古典輸送や α 粒子閉じ込め特性の劣化は甚大な悪影響をもたらすため、シャフラノフシフトは極力抑えるのが望ましい。これらの理由により、FFHR-d1 では LHD における IV 及び OV コイルに相当する２対のポロイダルコイルのみを用いることとした。

以下では、2.3.2 節で外挿手法を説明し、２通りの参照分布を導入した後、これらに対して、密度限界に関する考察（2.3.3 節）、MHD 平衡推定と MHD 安定性評価（2.3.4 節）、周辺プラズマ制御によるデタッチメントに関する検討（2.3.5 節）、新古典輸送の定量評価（2.3.6 節）、高エネルギー粒子閉じ込めに関する定量評価（2.3.7 節）、異常輸送と熱収支の検討（2.3.8 節）を行い、2.3.9 節ではプラズマ運転制御について検討した結果を示す。また 2.3.10 節では炉心プラズマにおける物理課題解決の別角度からのアプローチとして、強磁場化やサブイグニション運転について検討した結果を、2.3.11 節では主に工学課題解決の観点からコイル配置を含む磁場配位の改善について検討した結果を示す。2.3.12 節でこれらをまとめる。

参考文献

[2.3.1.1] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. **85** (2010) 1336.
[2.3.1.2] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. **87** (2012) 594.
[2.3.1.3] T. Goto et al., Plasma Fusion Res. **7** (2012) 2405084.
[2.3.1.4] J. Miyazawa et al., Plasma Fusion Res. **7** (2012) 2402072.
[2.3.1.5] U. Stroth et al., Nucl. Fusion **36** (1996) 1063.
[2.3.1.6] H. Yamada et al., Nucl. Fusion **45** (2005) 1684.
[2.3.1.7] J. Miyazawa et al., Fusion Eng. Des. **86** (2011) 2879.
[2.3.1.8] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion **52** (2012) 123007.
[2.3.1.9] H. Yamada et al., Plasma Fusion Res. **3** (2008) S1032.
[2.3.1.10] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 29.
[2.3.1.11] J. Miyazawa et al., Plasma Fusion Res. **3** (2008) S1047.

2.3.2 径方向分布

2.3.2.1 直接分布外挿（DPE）法

核融合炉心プラズマの性能を推定するため、実験で得られた温度や密度の小半径方向分布を直接炉条件に外挿する DPE 法を開発した[2.3.2.1,2]。DPE は分布形状を実験で得られたものに固定し、それらの絶対値をジャイロボームモデルに基づき、自己点火条件を満たすように決定するという手法である。従来の FFHR シリーズ[2.3.2.3]における炉心プラズマ設計では、温度・密度の分布形状を仮定し、それらの絶対値を ISS95[2.3.2.4]や ISS04[2.3.2.5]といった経験的なエネルギー閉じ込めスケーリングに仮定した閉じ込め改善度を適用することで決定していたが、分布形状や閉じ込め改善度の自由度が大きく、かつこれらが結果に与える影響も大きいため、外挿の信頼性には問題があった。DPE では分布形状選択の自由度を減らすことで、これに起因する曖昧さを排除している。閉じ込め改善度についても、これを加熱分布形状の関数として定量化できるという LHD 実験の結果に基づいてモデル化し、DPE に導入した[2.3.2.2]。その結果、未知の閉じ込め改善を仮定することなく炉心プラズマの推定が行えるようになった。

まずジャイロボームモデルについて説明する[2.3.2.6,7,8]。エネルギー閉じ込め時間 τ_E で分布形状を保ちつつ減衰する無限円柱プラズマ中のエネルギー分布 $\varepsilon(\rho,t) = \varepsilon(\rho)\exp(-t/\tau_E)$（但し、$\rho = r/a$ は円柱半径 a で規格化した半径）における径方向のエネルギーフラックス Γ は、拡散係数 χ が円柱内部で一様であるとすれば $\Gamma = -\chi\nabla\varepsilon$ で表される。連続の式 $(\partial\varepsilon/\partial t) = -\nabla\cdot\Gamma$ より、$(-1/\tau_E)\ \varepsilon(\rho) = \chi\nabla^2\varepsilon$ となる。この方程式の解はゼロ次

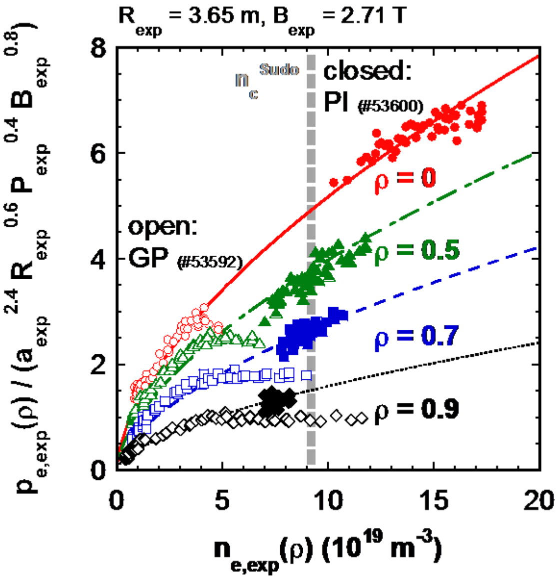


Figure 2.3.2.1 Relation between electron density and normalized electron pressure at various normalized minor radii in LHD experiment. Open and closed symbols correspond to the data from gas-puff (GP) and pellet injection (PI) discharges, respectively. Electron pressure is almost proportional to the 0.6 power of the electron density. Vertical broken line denotes Sudo density limit (common for GP and PI). (From Ref. [2.3.2.2])

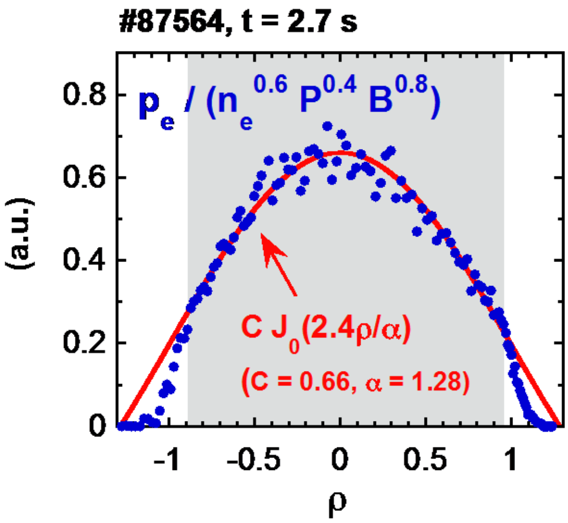


Figure 2.3.2.2 Example of gyro-Bohm normalized pressure profile. (From Ref. [2.3.2.9])

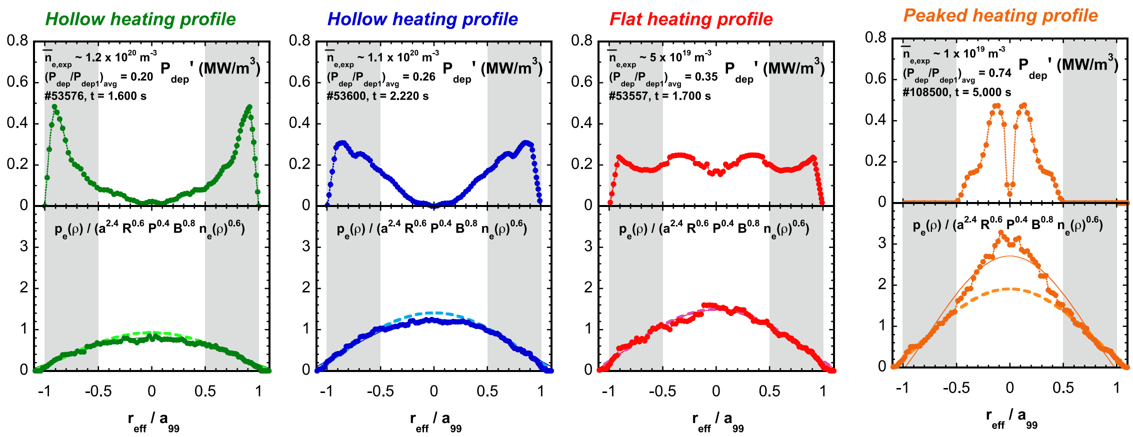


Figure 2.3.2.3 Relation between heating profiles (above) and gyro-Bohm normalized pressure profiles (below) in LHD. As the heating profile changes from peaked one (rightmost) to flat (second right) and hollow ones (leftmost and second left), the peak value of the gyro-Bohm normalized pressure profile decreases. The rightmost figure is the data from electron cyclotron wave heating (ECH) and the formation of electron internal transport barrier (e-ITB) is observed. In such case, fitting by zeroth order Bessel function underestimates the peak value of the normalized profile. The leftmost figure is the data from full-detachment discharge (Serpens mode) with the electron density at peripheral region which exceeds the Sudo density limit. In such case, penetration length of neutral beam (NB) is very short and the heating profile becomes extremely hollow.

のベッセル関数を用いて表され、$\varepsilon(\rho) = \varepsilon_0 J_0(2.4\rho) \exp(-t/\tau_E)$ となる。このとき、エネルギー閉じ込め時間 τ_E と拡散係数 χ の間には、$\tau_E \propto a^2/\chi$ という関係がある。高温の環状磁場閉じ込めプラズマでは、粒子や熱の拡散が乱流に起因する異常輸送に支配される場合の多いことが知られている。乱流の空間スケール λ がイオンラーマー半径 ρ_i 程度、時間スケール τ がイオン反磁性ドリフト周波数 ω_{i*} の逆数程度であるとする。それぞれ温度 T 及び磁場強度 B と次の関係がある。即ち、$\rho_i \propto T^{0.5}/B$ であり、一方 ω_{i*} はイオンラーマー半径と勾配の空間スケール長 a の比 (ρ_i/a)、波数 $k\sim 1/\rho_i$、及び熱速度（$\propto T^{0.5}$）の積に比例することから、$\omega_{i*} \propto T^{0.5}/a$ となる。この時の拡散係数 D_{GB} は、$D_{GB} \propto \lambda^2/\tau \propto \rho_i^2\ \omega_{i*} \propto T^{1.5}/aB^2$ で与えられる。D_{GB} はボーム拡散係数 $D_B \propto T/B$ に規格化イオンラーマー半径 $\rho_{i*} = \rho_i/a \propto T^{0.5}/(aB)$ を乗じた形になっており、ジャイロボーム拡散係数と呼ばれる。このようなジャイロボームモデルに基づくエネルギー閉じ込め時間 τ_{GB} は a^2/D_{GB} に比例することから、$\tau_{GB} \propto a^{12/5} R^{3/5} P^{-3/5} n^{3/5} B^{4/5}$ となる。尚、この式はエネルギー閉じ込め時間と加熱パワー P の積がプラズマ蓄積エネルギー $W_p \propto n\,T\,a^2 R$（但し n、T、a、R はそれぞれプラズマの密度、温度、小半径、大半径）に等しいことから求められる。ジャイロボームモデルと同様のパラメータ依存性は、ヘリカルプラズマのエネルギー閉じ込め時間を経験的にまとめた ISS95 及び ISS04、あるいはトカマクの H-mode スケーリングで認められている[2.3.2.7]。

LHD でもジャイロボーム型パラメータ依存性が観測されている[2.3.2.2]。例えば図 2.3.2.1 に示したように、ある小半径位置 ρ におけるプラズマの圧力 $p(\rho)$ は同位置における密度 $n(\rho)$ の 0.6 乗と加熱パワー P の 0.4 乗、及び磁場強度 B の 0.8 乗にほぼ比例して増加する（$p(\rho) \propto n(\rho)\ T(\rho) \propto P\ \tau_E$ の関係に注意）。この関係から局所的な

圧力がジャイロボームモデルに従うと仮定し、$p(\rho)$ を $n(\rho)^{0.6}\, a^{2.4}\, R^{0.6}\, P^{0.4}\, B^{0.8}$ で規格化したものを「ジャイロボーム規格化圧力分布」と定義する。LHD ではジャイロボーム規格化圧力分布がパラボリック形状となり、ゼロ次のベッセル関数で近似できることが示されている（図 2.3.2.2 参照）[2.3.2.9]。ジャイロボームモデルに基づいて、実験で得られた密度及び温度の分布を核融合炉条件に外挿することができる。DPE 法では、ジャイロボーム規格化圧力分布が保存されると仮定し、装置サイズや磁場強度が何倍かされた炉条件でその分布を得る為に必要な加熱パワー（ジャイロボームモデルから導出）が核融合反応による α 加熱のみで得られる自己点火条件を満たすようベータと密度の増倍度を決定する。

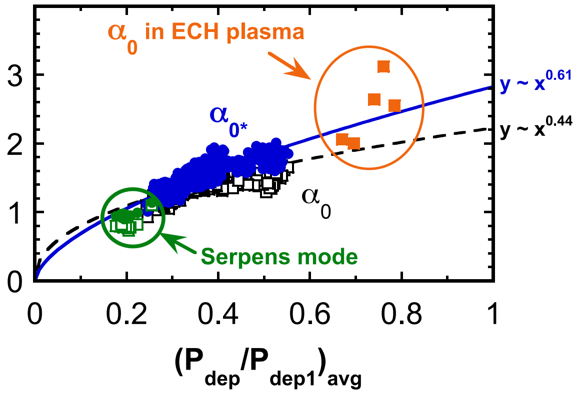


Figure 2.3.2.4　Dependence of central value of gyro-Bohm normalized profile α_{0*} and α_0 on the peaking factor of heat deposition profile in LHD. In addition to the data with neutral beam (NB) heating, the data from electron cyclotron heating (ECH) with extremely peak deposition profile and the data from full-detachment discharge (Serpens mode) with extremely hollow deposition profile are also plotted.

LHD では加熱分布が中心にピークした場合の方が周辺加熱の場合よりもエネルギー閉じ込め性能が良い[2.3.2.10]。円柱におけるエネルギーの拡散を考えれば、閉じ込め境界からより遠い中心領域を加熱した方がエネルギー閉じ込めが良いことは容易に想像がつくが、LHD の結果はこの単純な描像と定性的に矛盾しない。図 2.3.2.1 に示されているガスパフ（GP）のデータでは、電子密度が 4×10^{19} m^{-3} 以上の領域で密度の 0.6 乗に比例するというジャイロボームの関係が失われている。この閉じ込め劣化はプラズマ周辺部の密度増加によって加熱ビームの侵入長が減少し、中心加熱から周辺加熱へと変化することによる。図 2.3.2.3 に例を示したように、加熱分布形状が中心ピークからフラット及びホローになるに従い、ジャイロボーム規格化圧力分布の高さは減少する。ここで、体積積分した加熱分布 $P_{dep}(\rho)$ を、そのプラズマ表面における値 P_{dep1}（= 全加熱入力）で規格化した分布の線平均値 $(P_{dep}/P_{dep1})_{avg}$ を加熱分布ピーキングファクターとして定義する。図 2.3.2.4 にジャイロボーム規格化圧力分布の中心値 α_{0*} あるいは α_0 を $(P_{dep}/P_{dep1})_{avg}$ の関数として示す。但し、α_{0*} は $0.5<\rho<1.0$、α_0 は $0.0<\rho<1.0$ のジャイロボーム規格化圧力分布データをそれぞれフィッティングして得られた値である。実験条件によってはコア部の圧力分布が平坦化する場合があるが、α_{0*} を用いることでその影響を排除できる。平坦化の原因については現在のところよくわかっていないが、候補としてはコア領域磁気面がストキャスティックになる現象[2.3.2.11]や、新古典輸送あるいは異常輸送の増大がある。いずれにせよ平坦化発生の有無はコア領域の回転変換やプラズマパラメータに依存すると考えられる。以下では、FFHR-d1 においては圧力の平坦化が発生しないものと仮定して議論を進めることにする。図より、α_{0*} は $(P_{dep}/P_{dep1})_{avg}$ のほぼ 0.6 乗に比例して増加することがわかる。一方、実験での中性粒

子ビーム（NB）による加熱分布と比べ、核融合炉における α 粒子による加熱分布はより高温の中心領域に集中する。従って、エネルギー閉じ込めは NB 加熱の高密度実験プラズマよりも核融合炉プラズマの方が良くなると予想できる。このような加熱分布効果を取り入れるため、閉じ込め改善度 $\gamma_{\rm DPE}$ を $\gamma_{\rm DPE} = ((P_{\rm dep}/P_{\rm dep1})_{\rm avg,reactor} / (P_{\rm dep}/P_{\rm dep1})_{\rm avg,exp})^{0.6} = (0.65 / (P_{\rm dep}/P_{\rm dep1})_{\rm avg,exp})^{0.6}$ で定義し、DPE 法に導入した[2.3.2.6]。但し、$(P_{\rm dep}/P_{\rm dep1})_{\rm avg,reactor}$ 及び $(P_{\rm dep}/P_{\rm dep1})_{\rm avg,exp}$ はそれぞれ FFHR-d1 及び LHD における加熱分布ピーキングファクターであり、定数 0.65 は炉心プラズマにおける加熱分布ピーキングファクターとして仮定したものである。実際、次節で示すように、DPE に

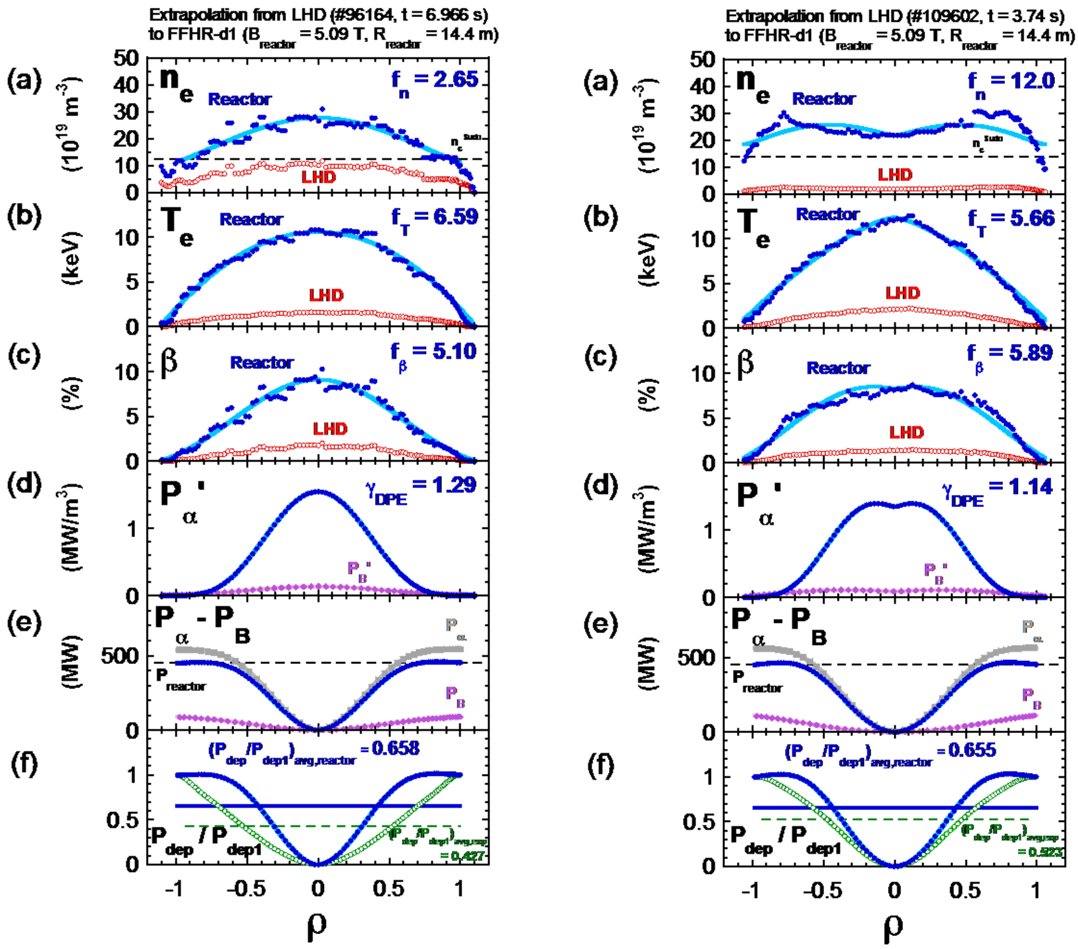


Figure 2.3.2.5 Two reference radial profiles, reference A (left) and reference B (right), used in the detailed physics analysis of the core plasma of the FFHR-d1, where (a) is the electron density profile $n_{\rm e}(\rho)$, (b) is the electron temperature profile $T_{\rm e}(\rho)$, (c) is the plasma beta profile $\beta(\rho)$ $(\equiv 2\, n_{\rm e}(\rho)\, T_{\rm e}(\rho) / (B_0^2 / (2\,\mu_0))$ (B_0 is magnetic field strength on the axis in the vacuum equilibrium), (d) is the alpha particle birth profileα $P_\alpha'(\rho)$, (e) is the sum of the volume integrated alpha heating power and $P_\alpha(\rho)$ and the bremsstrahlung loss $P_{\rm B}$, and (f) is the profile $P_{\rm dep}(\rho)$ and the line-averaged value of heat deposition normalized by its value on the plasma surface ($\rho = 1$) $P_{\rm dep1}$. Horizontal axis corresponds to the normalized minor radius $\rho \equiv r_{\rm eff} / a_{99}$ ($r_{\rm eff}$ and a_{99} are the effective minor radius and the effective minor radius of the region contains 99% of plasma stored energy, respectively). Open circles in (a) – (c) and (f) denote the data from LHD.

よって得られる FFHR-d1 炉心プラズマでは、加熱分布が α 粒子の発生分布と同様であると仮定して得られる加熱分布ピーキングファクターはほぼ 0.65 になる。

2.3.2.2　参照分布

以下の節に述べる詳細解析を行うため、DPE 法によって典型的な参照分布を求めた（図 2.3.2.5）[2.3.2.12]。参照分布は A と B の２種類を用意した。参照分布 A は LHD における通常の実験配位である磁気軸 $R_{ax} = 3.60$ m、磁気軸上磁場強度 $B_0 = 2.75$ T、ヘリカルコイルピッチ $\gamma_c = 1.254$ の条件において得られた分布データを外挿したものである。ここで γ_c は $(m\, a_c)\,/\,(l\, R_c)$ で定義され、m はトロイダルピッチ数、l はポロイダルピッチ数、a_c はヘリカルコイル小半径、R_c はヘリカルコイル大半径で、LHD においては $m = 10$、$l = 2$、$a_c \sim 0.9 - 1.0$ m、$R_c = 3.9$ m である。固体水素ペレット入射を行っており、密度分布は中心にピークしている。参照分布 B は高アスペクト比配位である $R_{ax} = 3.60$ m、$B_0 = 1.5$ T、$\gamma_c = 1.20$ の条件で行ったガスパフ放電で得られた分布データを外挿したものであり、密度分布はホローになっている。密度分布の違いを反映し、プラズマ圧力分布は参照分布 B よりも A の方が中心ピークの度合いが強くなっている。DPE により予想される FFHR-d1 条件での α 加熱は A と B いずれの場合でも約 500 MW であり、加熱分布ピーキングファクターも約 0.66 と同様である。これらの値は DPE において γ_{DPE} を定義する際に用いた $(P_{dep}/P_{dep1})_{avg,reactor} = 0.65$ の仮定（2.3.2.1 節参照）を支持するものである。但し、ここでは α 加熱分布を α 粒子の発生分布と同じであると仮定しているため注意が必要である。後で述べるように、α 粒子の減速過程を計算して求めたエネルギー吸収分布と発生分布は必ずしも一致しない。

参考文献

[2.3.2.1] J. Miyazawa et al., Fusion Eng. Des. **86** (2011) 2879.

[2.3.2.2] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion **52** (2012) 123007.

[2.3.2.3] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. **85** (2010) 1336.

[2.3.2.4] U. Stroth et al., Nucl. Fusion **36** (1996) 1063.

[2.3.2.5] H. Yamada et al., Nucl. Fusion **45** (2005) 1684.

[2.3.2.6] H. Yamada, J. Plasma Fusion Res. **79** (2003) 592.

[2.3.2.7] U. Stroth, Plasma Phys. Control. Fusion **40** (1998) 9.

[2.3.2.8] J.G. Corday, Nucl. Fusion **39** (1999) 301.

[2.3.2.9] J. Miyazawa et al., Plasma Fusion Res. Ser. **9** (2010) 94.

[2.3.2.10] H. Yamada et al., Nucl. Fusion **43** (2003) 749.

[2.3.2.11] K. Ida et al., 23rd Fusion Energy Conf. (Daejeon, Korea, 2010) (Vienna: IAEA) EXS/5-2.

[2.3.2.12] J. Miyazawa et al., 24th Fusion Energy Conf. (San Diego, USA, 2012) (Vienna: IAEA) FTP/P7-34.

2.3.3 密度限界

2.3.3.1 LHD における密度限界

ジャイロボームモデルでは密度が高いほどエネルギー閉じ込めが良くなるが、際限なく密度を増加することはできない。例えば LHD で密度を増加していくと、ある密度から輻射損失が急激に増大すると同時に温度が低下し、最終的にプラズマが消失する[2.3.31,2]。これを輻射崩壊と呼んでいる。これまでの研究で、LHD では周辺部密度が「須藤密度限界 n_c^{Sudo}」[2.3.3.3]と呼ばれる半経験的スケーリング則で予見される値になるとプラズマが小半径方向にシュリンクし始め、更に周辺部密度を増大すると輻射崩壊に至ることがわかっている。n_c^{Sudo} (10^{19} m^{-3}) は、加熱パワー P (MW)、磁場強度 B (T)、プラズマ小半径 a (m)、及び大半径 R (m) を用いて、$n_c^{Sudo} = 2.5\ (P\ B\ /\ (a^2 R))^{0.5}$ で与えられる。

一方トカマクの場合、密度が「グリーンワルド密度限界 n_G」[2.3.3.4]に近づくにつれてプラズマ電流が突然消失するディスラプションの頻度が増大する。n_G (10^{19} m^{-3}) は密度限界がプラズマ電流密度に比例するというもので、プラズマ電流 I_p (MA) とプラズマ小半径 a (m) を用いて、$n_G = 10\ I_p\ /\ (\pi\ a^2)$ で表される。これをプラズマ電流のないヘリカルプラズマに適用するならば、I_p の代わりにプラズマ表面における安全係数 q_a（回転変換の逆数）を用いて、$n_G = (50\ B)\ /\ (\pi\ q_a R)$ とするのが妥当であろう。LHD のようなヘリオトロン配位では基本的に q_a は磁場配位によって決定され、ベータによって若干変動するものの、ほぼ一定となる。LHD 実験では加熱パワーを増大すると達成可能密度も増大することが明らかなため、加熱パワーに対する依存性を持たないグリーンワルド密度限界で LHD の密度限界を記述することはできない。他のヘリカル装置、例えばドイツの W7-AS 装置等でも密度限界は須藤スケーリングと同様の加熱パワー依存性を示す[2.3.3.5]。

周辺部密度が n_c^{Sudo} よりも低いならば中心領域の密度は n_c^{Sudo} を超えることが可能であり、固体水素ペレット入射で中心領域へと直接粒子を供給することによって高い中心密度を得ることができる。LHD ではこのような特性を活かし、超高密度プラズマコア（SDC: Super Dense Core）と呼ばれる 1×10^{21} m^{-3} に達する超高中心密度を達成している[2.3.3.6,7,8]。図 4.2-1 に示されている PI のデータでも、プラズマ中心領域では n_c^{Sudo} より高い密度が得られている。但し、不純物が多い、あるいは中心加熱が弱いなどの条件では、ペレット入射によって中心密度を増加した後に中心温度が低下し、ホローな温度分布、即ち「温度ホール」を形成する場合がある[2.3.3.1]。温度ホールは中心領域のパワーバランスが崩れる（加熱パワー ＜ 輻射損失）ことで発生すると考えられる。このような場合でも周辺部密度が n_c^{Sudo} より低ければ全体的な輻射崩壊には至らず、放電は継続する。

2.3.3.2 参照分布の成立性

2 つの参照分布いずれの場合でも周辺部密度は須藤密度限界に近い。もし FFHR-d1 でも LHD と同様の密度限界シナリオが適用できるのであれば、2.3.5 節で述べられるような完全デタッチメントの実現は容易と考えられる。しかしながら、LHD における主たる radiator が炭素である一方で、FFHR-d1 は基本的にカーボンフリーのオールメ

タル環境となることが想定されている。このため、周辺部密度限界が LHD と FFHR-d1 で異なる可能性は残っている。図 2.3.2.3 及び図 2.3.2.4 にはサーパンスモードと名付けた完全デタッチメントのデータも示されている。サーパンスモードとは、周辺部密度を須藤密度限界まで増加し、完全デタッチメントとなった状態が外部からの粒子供給なしに保持される現象である[2.3.3.9]。LHD ではサーパンスモードも含めて密度限界近傍で巨視的エネルギー閉じ込めの劣化が観測されるが、これは図 2.3.2.3 及び図 2.3.2.4 に示されるように、外部加熱（主に NBI）の侵入長が減少し、中心加熱成分が低下したためと考えられる[2.3.3.10,11]。FFHR-d1 では周辺部が密度限界に達しても中心領域のパラメータに変化がなければα粒子による中心加熱は保持されるため、巨視的エネルギー閉じ込めの劣化はないと予想している。

参考文献

[2.3.3.1] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion **48** (2008) 015003.
[2.3.3.2] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 200.
[2.3.3.3] S. Sudo et al., Nucl. Fusion **30** (1990) 11.
[2.3.3.4] M. Greenwald et al., Nucl. Fusion **28** (1988) 2199.
[2.3.3.5] L. Giannone et al., Plasma Phys. Control. Fusion **44** (2002) 2149.
[2.3.3.6] N. Ohyabu et al., Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 055002.
[2.3.3.7] H. Yamada et al., Plasma Phys. Control. Fusion **49** (2007) B487.
[2.3.3.8] R. Sakamoto et al., Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 53.
[2.3.3.9] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion **46** (2006) 532.
[2.3.3.10] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 29.
[2.3.3.11] H. Yamada et al., Nucl. Fusion **43** (2003) 749.

2.3.4 MHD 平衡・安定性

2.3.4.1 ヘリオトロンの MHD 特性

ヘリオトロン配位の磁場構造は、磁気軸位置 R_{ax}、プラズマアスペクト比 A_p、楕円度 κ の 3 つのパラメータにより特徴付けられる。LHD 装置の場合、磁気軸位置は IV コイルによる双極磁場、プラズマアスペクト比は三層ヘリカルコイルの電流中心、楕円度は IS コイルによる四重極磁場により制御される。この 3 つのパラメータのうち、磁気軸位置が MHD 特性に最も重要なパラメータである。それは、ヘリオトロン配位の磁気面構造は、L=2 のセパラトリックス構造で決まる最外殻磁気面形状と磁気軸位置でほぼ決まるからである。そこで、磁気軸位置と MHD 特性がどのように関係するかを次で述べる。

ヘリオトロン配位は電流駆動を必要としないため、その MHD 特性は圧力駆動型の MHD 不安定性によって特徴付けられる。この場合、最も警戒すべきは低次の理想交換型 MHD 不安定性である。交換型 MHD モードは磁気井戸の形成（平均最小磁場の形成）により安定化される。磁気井戸は、縦磁場によって磁気軸位置を最外殻磁気面に対し偏心させることで形成できる。磁気軸位置が最外殻磁気面の幾何中心よりも外側に位置すれば、実効的な平均最小磁場が形成される。ここで述べた磁気井戸は真空で磁力線構造を制御することで形成されたものであり、表現を変えると磁力線の平均曲率を圧力勾配と逆向きに制御したと考えることもできる。一方、シャフラノフシフトにより磁気井戸を形成することもできる。ベータ値の上昇と共に磁気軸がトーラス外側へシフトすれば、プラズマ比体積 V'の径方向分布が変化し磁気井戸を形成する。この時、磁気井戸はプラズマ比体積の径方向微分 V''として表現される。理想交換型モードの安定性指標の一つにメルシェ条件があるが、メルシェ条件の中で磁気井戸により安定化効果は、シャフラノフシフトによる磁気井戸形成 V''の形で入り、磁力線構造の制御による磁気井戸形成の効果は磁力線の平均曲率の形で入る。以上のことから、ヘリオトロン配位の MHD 特性を考える上では、真空だけでなく有限ベータ平衡時の磁気軸も考慮することが重要である。もちろん、メルシェ条件には他に安定化項として磁気シア、不安定化項として磁力線の平均曲率、電流駆動項が存在する。しかし、LHD 実験の結果から、交換型モードの発現領域は磁気軸位置により決まる理想 MHD 不安定性境界と良い相関を持つことがわかっており、交換型モードを制御するためには有限ベータ時の磁気軸位置を最も考慮すべきである。

良好な MHD 特性を得るために磁気軸位置に注目すべき理由を述べたが、これは有限ベータ時の MHD 平衡をどう制御するかという問題と直結する。そこで、磁気軸位置と MHD 平衡との関わりについて述べる。MHD 平衡の立場からヘリオトロン配位の磁気軸依存性を考えた場合、磁気軸位置とセパラトリックス構造の幾何中心が近い場合にプラズマ体積が一番大きく、それよりも内側、あるいは外側へ磁気軸がシフトするとプラズマ体積が小さくなる傾向にある。これは、磁気軸シフトによりプラズマ体積がセパラトリック構造に削られるためと考えられる。注意すべき点は、この幾何中心と磁気軸位置の関係は真空磁場だけで決まるものではなく、有限ベータ平衡時でも関係が成り立つことである。従って、真空で十分大きなプラズマ体積を確保したとしても、有限ベータ平衡時に磁気軸がトーラス外側へ大きくシフトすればプラズマ体

積が縮小する。同様に、真空で磁気軸が内側にシフトしているためにプラズマ体積が小さいとしても、有限ベータ時にはプラズマ体積が拡大する。炉心プラズマを考えた場合、ターゲットとするベータ値での磁気軸位置を十分考慮して MHD 平衡配位を考える必要がある。ここではプラズマ体積の変化をセパラトリックス構造により決まると仮定したが、数値シミュレーションによる三次元 MHD 平衡解析の結果から、有限ベータ時に周辺磁力線構造がストカスティックに変化し、プラズマ体積が変化する可能性も指摘されている。これは、トロイダルドリフトによる荷電分離をキャンセルすべくプラズマ中に誘起される Pfirsch-Shlüter（P-S）電流に起因するものである。ヘリオトロン配位は複雑な三次元形状の磁力線構造を有するので、それらの磁力線に流れる P-S 電流の流れは真空で形成された入れ子の磁気面形状を崩す方向へ作用する。P-S 電流は圧力勾配に比例するので、シャフラノフシフトが大きい場合はトーラス外側の磁場が弱められ、実座標系上では磁気面間の間隔が狭まって圧力勾配が急峻化する。その様な場所では強い P-S 電流が駆動されるので、磁力線構造への影響が強いと思われる。ただし、P-S 電流が磁力線構造へ与える効果は巨視的な効果で、P-S 電流駆動の摂動磁場がプラズマ全体積に渡り積分されたものである。従って、圧力プロファイルを適切に選ぶことで P-S 電流が周辺磁力線構造をストカスティックに変化させる効果を低減することが可能である。一般に、ピークした圧力分布の方が周辺磁力線構造へ P-S 電流が与える効果は小さい。一方、ピークした分布は磁気軸シフトを大きくするので、交換型モード抑制の立場からは有効な面もある。以上のことから、MHD 平衡特性から見た場合、磁気軸位置は磁気面構造、特にプラズマ体積に強く影響する。また、有限ベータ平衡時には磁気軸位置が外寄せの場合に周辺磁力線構造がストカスティックになる傾向が強い。

ここまで述べたヘリオトロン配位の MHD 特性については既に優れたレビュー論文があるので、詳しくはそちらを参考にされたい[2.3.4.1,2]。最後に、FFHR-d1 の MHD 特性を考慮する上で特に重要な点を述べる。FFHR-d1 の磁場配位は LHD 装置を相似拡大したものであるが、メンテナンスポートを確保する為に IS コイルが取り除かれる。LHD 装置で IS コイルはヘリカルコイルが作る四重極磁場を制御するためのコイルであり、プラズマの楕円度を制御する。LHD における標準配位はヘリカルコイルが作る四重極磁場を打ち消したもので、トロイダル方向に平均化された磁気面形状の楕円度は 1 である。一方、IS コイルの電流がない FFHR-d1 の場合、ヘリカルコイルが作る四重極磁場を完全に打ち消すことができず、楕円度は 1 より大きくなって縦長に磁気面形状が変化する。縦長に磁気面形状が変化した場合、トーラスの外側と内側の実効的な磁場強度の差が小さくなるので P-S 電流を抑制できる。一方で、P-S 電流を抑制してシャフラノフシフトを抑えると、有限ベータ平衡時に磁気井戸を深くすることができない。このことは磁気軸内寄せ配位にとって不利に働くことに注意する必要がある。

2.3.4.2 参照分布の MHD 平衡

ここでは、DPE 法によって定義された圧力プロファイルを用いて三次元 MHD 平衡解析を行った結果について述べる。4.4.1 節で述べたように、有限ベータ平衡時には、

周辺磁力線構造を調べることが重要であるので、三次元 MHD 平衡解析は入れ子上の磁気面を仮定しない MHD 平衡計算コード HINT2[2.3.4.3]を用いた。また、HINT2 で計算した三次元 MHD 平衡磁場は、磁気座標系を仮定した三次元 MHD 平衡計算コードである VMEC でマッピングし、メルシェ条件とその後の MHD 安定性解析、新古典輸送解析に必要なメトリックを計算した。

図 2.3.4.1 に DPE 法により得られた参照圧力分布を示す。2 種類の圧力分布が示してあり、それぞれケース A、B と呼ぶ。グラフの横軸は規格化小半径であり、$\rho = \sqrt{\Phi}$であり、この時 Φ はトロイダル磁束である。縦軸はプラズマ圧力を表し、単位は MPa である。図からわかるように、ケース A はピークした分布で、ケース B は幾分ブロードな分布であるが、いずれもパラボラ分布（$\sim(1-\rho^2)$）の 1.5 乗から 2 乗に比例しているため、全体としてはピークした分布の MHD 平衡解析を行うと考えて良い。

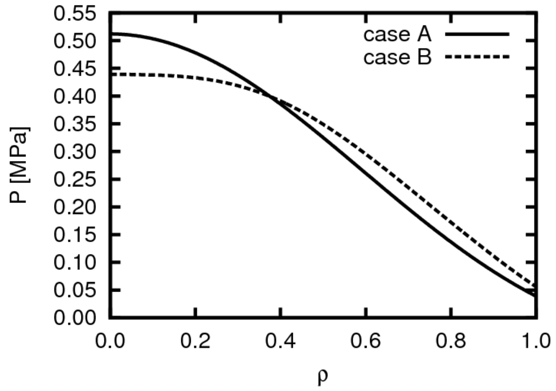


Figure 2.3.4.1　Reference profile used for MHD equilibrium analysis. Case A has higher peakedness compared with Case B.

図 2.3.4.2 に HINT2 コードの解析により得られた平衡解析結果を示す。図 2.3.4.2 (a) は LHD 装置で磁気軸 3.6 m、プラズマアスペクト比 5.8、楕円度 1.08 相当の磁場配位についてケース A の圧力分布で解析したもの、図 2.3.4.2 (b) は LHD 装置で磁気軸 3.6 m、プラズマアスペクト比 6.6、楕円度 1.06 の場合について平衡解析を行った結果である。図 2.3.4.2 (a) 中のポワンカレ図は、上段が真空磁場配位、中段は軸上ベータが 6.8 %、下段は軸上ベータが 8.0 %であるが、垂直磁場を制御することによりシャフラノフシフトを抑制した配位である。下段の垂直磁場制御は、LHD 装置の場合に真空でプリセットされた磁気軸位置が 3.5 m になるように制御した。プラズマアスペクト比が 5.8 の場合、楕円度 1 の標準配位で最高到達ベータ値は準定常で 2.8 %となっている。これは三次元 MHD 平衡解析の結果、体積平均ベータ値が 3 %を超えたあたりから急激に周辺磁気面構造が劣化し、MHD 平衡限界に達するという理論予測と矛盾しない。図 2.3.4.2 (a) のポワンカレ図も、磁気面が縦長変形し P-S 電流が抑制されているにもかかわらず、周辺磁力線構造は大きく崩れている。垂直磁場を制御しない場合、目標到達ベータ値が 9.1%であるにもかかわらず計算では 9.1 %での収束解が得られなかった。磁気軸位置はトーラス外側へ大きくシフトしており、MHD 特性は良好と考えられるものの、新古典輸送解析の議論で後述するように、輸送特性は大きく劣化しているものと考えられる。一方、垂直磁場制御を行った場合も同様に目標到達ベータ値に達する収束解が得られなかった。周辺磁力線構造は乱れたままであり、実効的なプラズマ閉じ込め領域は小さい。この問題点を克服するために、LHD 高ベータ実験で標準とされる高プラズマアスペクト比配位（A_p = 6.6）で IS コイル電流を 0 にした場合と相似な配位について平衡解析を行った。図 2.3.4.2 (b) も (a) と同様に、上段が真空磁場、中段が軸上ベータ値 7.5 %、下段は軸上ベータ値が 8.2 %であるが垂直磁場制

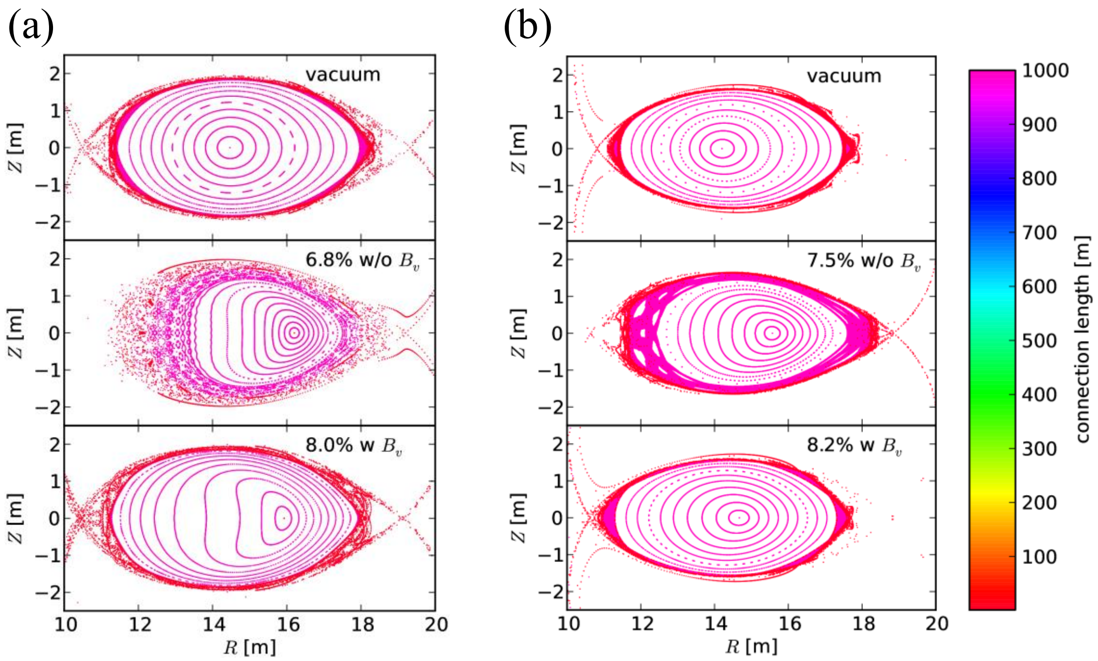


Figure 2.3.4.2　The result of MHD equilibrium analysis by HINT2 code for (a) Case A (A_p = 5.8) and (b) Case B (A_p = 6.6).

御により磁気軸位置を制御した結果である。この場合も、垂直磁場制御は LHD 装置の場合に真空の磁気軸位置が 3.5 m になるように制御した。高プラズマアスペクト比配位が LHD における高ベータ実験で採用された理由は、シャフラノフシフトがプラズマアスペクト比に反比例するので、平衡限界ベータ値がより高いと考えられるためである。実際、プラズマアスペクト比を標準配位の 5.8 から 6.6 と大きくするにつれて、LHD 実験での最高到達ベータ値を更新することができた。一方、プラズマアスペクト比を大きくすると輸送特性が劣化することがわかっており、LHD 高ベータ実験ではプラズマアスペクト比 6.6 が最適化配位である。図 2.3.4.2 上段の真空磁場配位を見ると、プラズマアスペクト比 6.6 の配位は 5.8 の配位に比べてプラズマ体積が小さく、周辺のストカスティック層の厚みは薄くなっていることがわかる。垂直磁場制御無しの場合、目標到達ベータ値に達する収束解が得られたが、大きなシャフラノフシフトと周辺磁気面構造の乱れが現れた。一方、垂直磁場制御ありの場合はシャフラノフシフトが小さく、高ベータ平衡にも関わらず周辺磁力線構造のストカスティック化は小さかった。ケース B の垂直磁場制御ありの場合は、磁気軸位置と磁気面構造の強靱性の観点からは良好と考えられるが、MHD 特性を考えた場合には必ずしもそう言えない点に注意する必要がある。図 2.3.4.3 (a) と (b) にケース A、B の場合について回転変換分布と磁気井戸・磁気丘分布をそれぞれ示す。回転変換と磁気井戸・磁気丘分布は最外殻磁気面内のプラズマ領域で計算し、平均小半径の分布として示した。図 2.3.4.3 (a) の回転変換分布を見ると、シャフラノフシフトに伴い軸上の回転変換が増加するが周辺部で大きな違いは見られない。このことは、MHD 特性に対する磁気シアの安定化効果が大きく働かないことを意味する。一方、磁気井戸・磁気丘分布を見ると、プラズマアスペクト比 5.8 の配位ではシャフラノフシフトによる磁気井戸形成

が見られるが、プラズマアスペクト比 6.6 の配位ではほぼプラズマ全領域に渡って磁気丘である。このことは理想 MHD 交換型モードに対して不安定であることに注意を要する。

2.3.4.3 参照分布の MHD 安定性

FFHR-d1 の炉設計において炉心プラズマの MHD 安定性は重要な課題である。ここでは、低 *n* 線形 3 次元理想 MHD 解析コード TERPSICHORE [2.3.4.4]を用いた安定性解析結果について報告する。解析対象の平衡は垂直磁場制御された R_{ax}^{vac} = 14.0 m、γ_c = 1.20 の真空磁場配位で、中心ベータ値は β_0 = 8.5 %である。平衡とメルシェ安定性は VMEC で計算され、図 2.3.4.4 (a) に示すような回転変換分布及びメルシェンデックス（D_I）分布を有する（図 2.3.4.4 (b)）。磁気軸近傍で $\iota / (2\pi) = 0.5$、$\rho = 0.8$ の位置に $\iota / (2\pi) = 1$ の共鳴面が存在する。シャフラノフシフトを抑制したため磁気丘による安定化が寄与せず、プラズマ全域にわたりメルシェ不安定（$D_I > 0$）となっている。低 *n* 線形 3 次元理想 MHD 解析を行い、固定境界条件で $n = 1$、2、3、4 モードファミリーについて調べた。安定性解析における精度の観点から、メッシュ数が十分でない $\rho < 0.2$ の領域での安定性はここでは議論せず、$\iota / (2\pi) = 1$ に共鳴するモードについて着目する。計算の結果、低 m / n モード（1 / 1、2 / 2、3 / 3、4 / 4）は不安定化されず、以下のような高次のモードが不安定化されるという結果を得た。

(a)

(b)

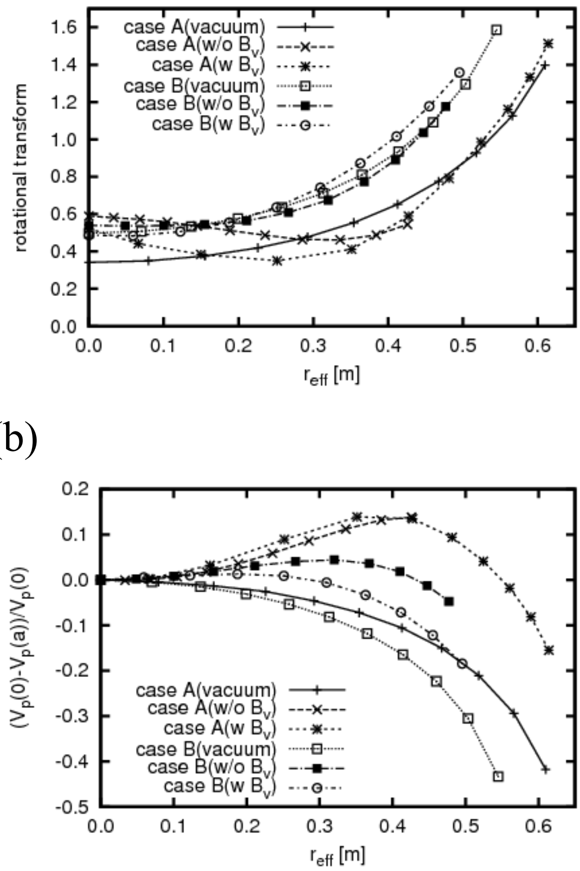


Figure 2.3.4.3 Radial profiles of (a) the rotational transform and (b) the magnetic well/hill.

($n = 1$ モードファミリー)
　　$n = 11$, $m = 10, 11, 12, 13, 14$
($n = 2$ モードファミリー)
　　$n = 12$, $m = 11, 12, 13, 14, 15$
($n = 3$ モードファミリー)
　　$n = 13$, $m = 12, 13, 14, 15, 16$
($n = 4$ モードファミリー)
　　$n = 14$, $m = 13, 14, 15, 16, 17$

図 2.3.4.4 (c) – (f) に示すように、それぞれのモード構造には ξ^{s} が全て同じ極性の連続したポロイダルモードが現れる。これはバルーニングモードの構造を連想させる。これまでの LHD 実験では、高次のモードが深刻な閉じ込め劣化を与えるといった結果は得られていないが、今後とも磁場配位（回転変換分布）、圧力分布などのスキャンを行い、幅広いパラメータ領域における FFHR-d1 プラズマの MHD 不安定性の特性を明らかにする必要がある。

参考文献

[2.3.4.1] K.Y. Watanabe et al., Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 160.

[2.3.4.2] K.Y. Watanabe et al., Nucl. Fusion **45** (2005) 1247.

[2.3.4.3] Y. Suzuki et al., Nucl. Fusion **46** (2006) L19.

[2.3.4.4] W.A. Cooper, Plasma Phys. Control. Fusion **34** (1992) 1011.

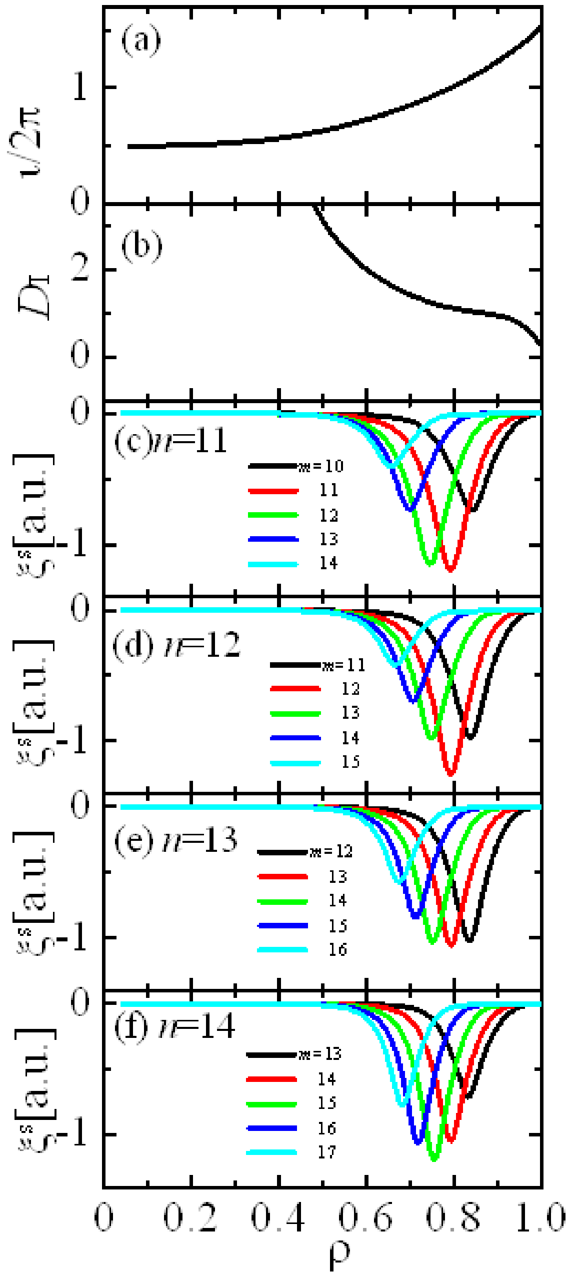


図 2.3.4.4　Radial profiles of (a) the rotational transform $\iota/(2\pi)$, (b) the Mercier parameter D_{I}, and the mode structure of the mode families of (c) n = 1, (d) n = 2, (e) n = 3, and (f) n = 4.

2.3.5 周辺プラズマ制御

2.3.5.1 ダイバータ熱・粒子束分布

トカマク型装置ではダイバータ配位を形成するため特別にポロイダルコイル（ダイバータコイル）が必要であるのに対して、ヘリオトロン型装置では外部磁場コイルにより形成される磁場構造に「備え付けの」ダイバータ磁力線構造が存在しており、ダイバータコイルは不要である。「備え付けの」ダイバータ磁力線構造を生かした配位を特に、ヘリカルダイバータ配位と呼ぶ。ヘリカルダイバータ配位では、トーラス効果によって生じる非対称性により最外殻磁気面の外側に磁気島領域が形成されている。その小半径方向外側ではポロイダルモード数が減少して磁気島の幅が広がり、磁気島同士が重なり合うことによってエルゴディック領域が形成されている。更にエルゴディック領域の外側には、磁力線が真空容器で終端されることにより生じる磁力線の折りたたみ構造を有するヒゲ領域が形成されている。エルゴディック領域の磁力線はトーラスを周回する間に径方向にも移動するため、トカマク型装置のようなきれいな層構造を形成するのではなく、エルゴディック「領域」を形成する。エルゴディック領域の磁力線はヒゲ領域を通り、残留X点（residual X-point）を経て、最後はダイバータ板に接続する。

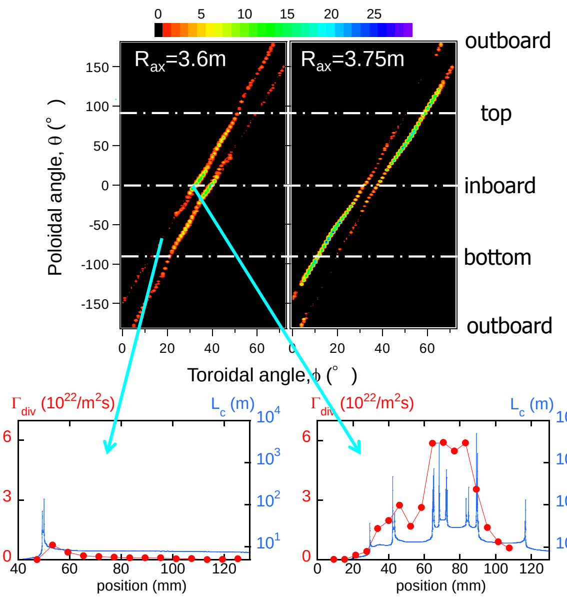


Figure 2.3.5.1 (above) toroidal and poloidal profiles of the particle flux on helical divertor estimated by magnetic field line tracing calculation for inward-shifted (R_{ax} = 3.6 m) and outward-shifted (R_{ax} = 3.75 m) magnetic configuration. (below) Profiles of the connection length of the magnetic field line and the particle flux along the divertor plate located at two different positions.

このように複雑な磁力線構造を持つヘリカルダイバータ配位におけるダイバータ熱・粒子束分布は、磁力線接続長分布と強い相関を持つことがLHD での研究により分かっている[2.3.5.1]。図 2.3.5.1 の下図に、2 個所の異なるダイバータ板上における磁気軸内寄せ運転時の磁力線接続長分布と粒子束分布を示す。最外殻磁気面近

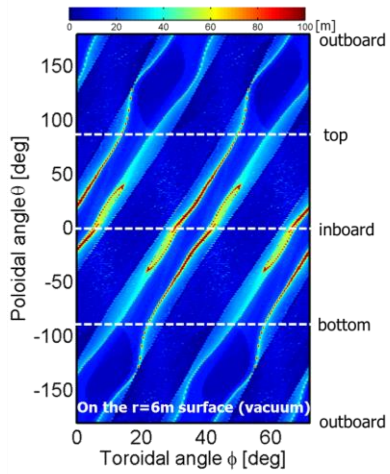


Figure 2.3.5.2 Profile of the connection length of the magnetic field line at the divertor

傍の磁力線は数百 m 以上の比較的長い接続長をもち、主プラズマからダイバータ板への熱・粒子輸送の主たるチャンネルとなっている。一方、比較的短い接続長を持つ間ヒゲ領域の磁力線は最外殻磁気面には近づかず、熱・粒子は磁力線を横切る輸送により供給される。そのためダイバータ板上の熱・粒子束分布はピークを複数持つなどトカマクのそれに比べて複雑な分布になっていることが分かる。更にこれらの分布はダイバータトレースに沿って一様ではなく、また磁場配位によっても変化する。図 2.3.5.1 上図に、磁力線追跡計算を用いて得られた LHD のダイバータ部における粒子負荷分布を示す。典型的な内寄せ磁場配位である $R_{\mathrm{ax}} = 3.6$ m 配位と、外寄せ配位である $R_{\mathrm{ax}} = 3.75$ m 配位について示している。ヘリカルダイバータのダイバータトレースはヘリカルコイルと同様にねじれている。この図では、LHD の水平外側から水平内側を経て、また水平外側に至るまでの間（トロイダル角 72°、ポロイダル角 360°）の粒子束分布を示している。粒子束分布には強い非均一性があり、またその分布は磁場配位によっても変わる。特に大きな変化は磁気軸の位置により起きる。磁気軸内寄せ配位ではトーラス内側の、外寄せ配位ではトーラス上下の粒子負荷が大きいことが分かる。これらの計算結果は LHD 実験でも静電プローブアレイや熱電対による計測によって確かめられている。

プラズマ圧力が高くなり、β 値が 1 % を超えるようになると、シャフラノフシフトによって磁気軸及び磁気面がトーラス外側へ動く。その結果、例え放電初期の磁場配位が磁気軸内寄せ配位でも、高ベータではダイバータ部の熱・粒子負荷分布が外寄せ配位の特徴を示すようになる。

FFHR-d1 の参照分布 A における $\beta = 0$ でのダイバータでの磁力線接続長分布を図 2.3.5.2 に示す。磁気軸内寄せ配位であるため、トーラス内側に負荷の大きい領域ができている。FFHR-d1 の運転中はβ 値が高くなるため、基本的にダイバータ負荷分布は LHD と同様に外寄せ配位相当の分布になるが、垂直磁場制御を加えてシャフラノフシフトを抑えることができればダイバータ負荷分布は図 2.3.5.2 と同様になると考えられる。

2.3.5.2 デタッチメントシナリオ

ダイバータでは、流入する数百 MW の熱流を処理する必要がある。ダイバータ板構造の健全性を保つため、ダイバータ板への熱負荷は極力低いことが望ましく、ダイバータ板への熱流束は機械的・熱的制約から 10 MW/m^2 以下に抑える必要がある。FFHR-d1 のダイバータトレース長は約 900 m である。これはトカマク型炉、例えば Slim-CS の約 70 m に比べて非常に長く、ダイバータ板の熱負荷の観点からは有利である。例えばダイバータへの熱流が 500 MW である場合、ダイバータ熱流束の幅がダイバータトレース全体にわたって 6 cm であると仮定すると、平均的な熱流束は 10 MW/m^2 よりも小さくなる。しかし前節で記述したようにヘリカルダイバータのダイバータトレース幅、熱流束分布はヘリカル方向に非均一であり、熱流束が 10 MW/m^2 よりも十分に小さくなる領域がある一方で、大きな場所では数十 MW/m^2 の熱流束が予測される領域もある。そのためヘリカルダイバータでも、放射損失によるダイバータへの熱負荷軽減、そしてダイバータデタッチメントが必要となる。

LHD やこれまでの大・中型トカマク装置は、高熱負荷部のプラズマ対向材料に炭素を使用してきた。そのため、放射損失の多くは炭素の発光によるものである。一方、将来の炉においては、損耗やトリチウム蓄積の問題からプラズマ対向材料はタングステンなどの高 Z 金属が候補になっている。そのため、周辺プラズマ領域で十分な放射損失を得るためには不純物ガスを入射する必要がある。そこで LHD では、不純物ガスを入射し輻射損失を増大する実験を行っている。窒素、ネオン、アルゴンの 3 種類のガス種をそれぞれ入射して、プラズマ挙動などを調べた。いずれのガスを用いても、加熱パワーの 30 % 程度の放射損失とダイバータへの熱・粒子束の軽減を安定して得ることができている。

LHD に備わる擾乱磁場コイルを用いて n / m = 1 / 1 の磁気島を周辺領域に生成することで、大きな放射損失を安定に保持できることが EMC3-EIREEN コードを用いた計算機シミュレーションにより示され、実験でも確かめられた[2.3.5.2]。磁場配位を、n / m = 1 / 1 の共鳴面が最外殻磁気面近傍にある外寄せ配位として磁気島を生成し、ガスパフにより電子密度を上げていくと、磁気島の X 点近傍に強い放射損失領域が安定に形成される。ダイバータ負荷を静電プローブや干渉計を用いて観測すると、多くの場所でダイバータへの負荷が軽減されることが確かめられた。一方、逆に負荷が増える場所もあることが観測されており、ダイバータ負荷軽減にはトロイダル異方性があることも分かっている。

プラズマの運転密度が高くなり周辺の電子密度が須藤密度限界[2.3.5.3,4]に達した時に、プラズマがシュリンクするものの放射崩壊せず、安定に放電が継続される場合がある。これを完全デタッチメントあるいはサーパンスモードと呼んでいる[2.3.5.5]。どのような条件によって放射崩壊と完全デタッチメントに分かれるのかについて、研究を進めている。

これらの LHD におけるダイバータ熱負荷軽減実験と計算機シミュレーションにより、核融合炉条件でのダイバータ熱負荷軽減手法の開発を進めつつある。

参考文献

[2.3.5.1] M. Shoji et al., Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 1336.
[2.3.5.2] M. Kobayashi et al., Phys. Plasmas **17** (2010) 056111.
[2.3.5.3] S. Sudo et al., Nucl. Fusion **30** (1990) 11.
[2.3.5.4] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 200.
[2.3.5.5] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion **46** (2006) 532.

2.3.5.3 周辺プラズマモデリング

ダイバータプラズマのモデリングの重要性は古くから認識されており、SOL からダイバータ板に至る領域を一次元もしくは二次元分布の代わりに複数の点で代表させる、いわゆる点モデルなどの簡便なモデルが炉のパラメータ設計等に用いられてきた。しかし、核融合炉の高出力化と小型化が求められるにつれ、また寿命やメンテナンスなどを含めた詳細設計が進むにつれ、ダイバータ設計にはより高度な判断が必要となってきた。このような要求に答えるため、実際の装置形状や材料の情報を含めたより定量的な予測を与えるモデルの必要性が高まり、モデルおよびコードの開発が複数のグループで行われている。

プラズマを流体方程式で、中性ガスを運動論方程式で記述するタイプの輸送コードが活発に開発され、また研究に用いられている。代表的なものには SOLPS (B2-EIRENE)、SONIC、EDGE2D-EIRENE、UEDGE-EIRENE などがある。これらはいずれもトカマクを対象に軸対称を仮定した二次元コードであり、ヘリカル装置に対しては Max-Planck-Institut für Plasmaphysik の Dr. Feng によって開発されている EMC3-EIRENE [2.3.5.6-7]が広く用いられている。このコードは LHD を含め[2.3.5.8]、主要なヘリカル装置とトカマク装置に対して適用されている。

ヘリカルデモ炉への EMC3-EIRENE 適用の第一段階として、LHD を元に単純スケールアップモデルによる輸送計算を行った。磁気軸位置 $R_{ax} = 3.6$ m の磁場配位とオープンダイバータ形状を元に、2 倍および 4 倍に単純拡大した計算メッシュと壁形状を作成した。相互比較のため、垂直輸送係数 $D_\perp$ と $\chi_\perp$ はそれぞれ 0.5 m^2/s と 1 m^2/s の値を共通で用いた。炉心と周辺の境界面の電子密度に 7×10^{19} m^{-3} を共通で用い、境界面を

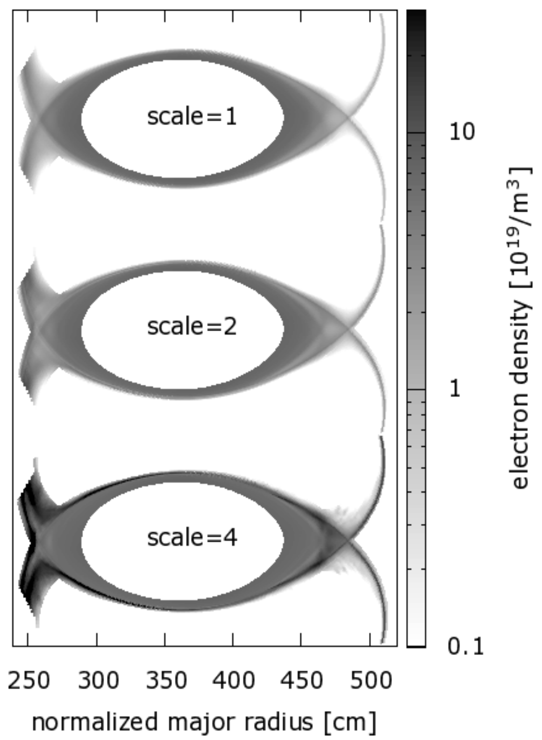


Figure 2.3.5.3 Distribution of electron density.

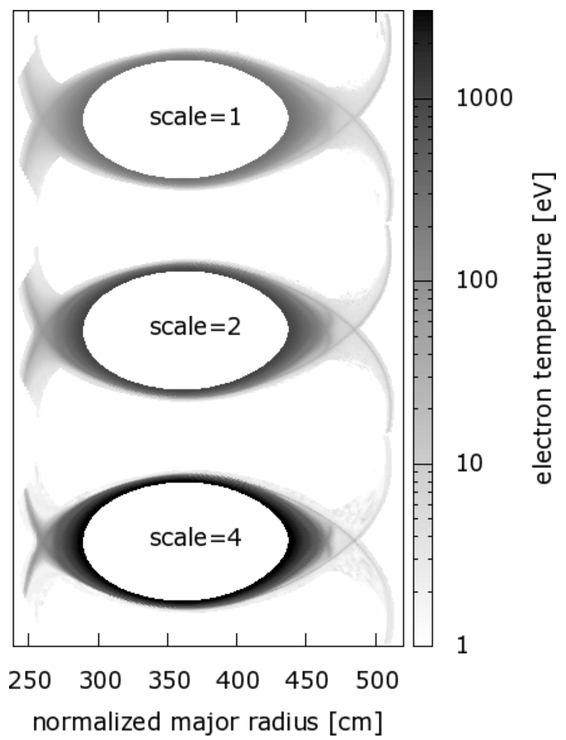


Figure 2.3.5.4 Distribution of electron temperature.

横切る熱フラックス（電子とイオンに等分配）を 9.375 MW、75 MW、600 MW と 8 倍ずつスケールアップした。600 MW の加熱パワーは 3 GW の核融合熱出力に相当する。不純物は解いておらず、不純物の放射によるエネルギーロスもない。中性ガスの排気と燃料供給を行わないリサイクリング率 1 を仮定し、燃料ガスは軽水素を用いた。これは炉の条件と異なるが、LHD との比較のため、LHD の周辺プラズマ計算で用いている条件を使用した。

図 2.3.5.3 に電子密度分布の比較を示す。図中の scale は LHD を基準とした拡大率を表しているが、比較のために図では縮小して同じサイズで示している。各分布中央の白い楕円領域は炉心領域であり、EMC3-EIRENE では解かず、その境界において前述の電子密度と流入する熱フラックスを指定している。もっとも明確な違いは、4 倍スケールアップモデルで周辺密度が極端に高くなっていることである。2 倍スケールアップでも密度増加が見られるが、小さく局所的である。また、図ではサイズを合わせて示しているために炉心周囲でほぼ同じ密度分布を持つように見えるが、実際にはスケールアップによってより平坦な分布となっている。

プラズマの形状は磁場構造でおおよそ決定されるが、中性粒子は磁場に束縛されず、プラズマへの進入長はプラズマパラメータが同じであれば磁場によらず一定である。そのため、電離によるプラズマソースが相対的にプラズマ外周部に局在することになり、炉心への粒子供給が減少する。実際、炉心への中性粒子の到達率は 4 倍モデルでは LHD モデルの 5%程度となった。これは炉心の電子密度を維持するためにはより高い周辺電子密度と中性ガスフラックスが必要であることを意味し、図 2.3.5.3 で見られる周辺密度増加の理由である。

図 2.3.5.4 に電子温度分布の比較を示す。スケールアップに伴って、炉心の温度が増加している一方、ダイバータレグの温度は減少している。この計算では輸送係数を一定にしているため、4 倍（および 16 倍）の表面積に 8 倍（および 64 倍）の熱を流すことになり、炉心側電子密度を固定した境界条件において電子温度が増加したことが説明される。一方で、ダイバータレグでは電子密度の増加の影響が上回るため、より低温になっていると考えられる。

以上から、単純なスケールアップを用いた解析では、中性粒子の輸送に大きな違いが生じ、結果として周辺電子密度の大幅な増加が生じうることが示された。この密度増加は炉心プラズマ密度の制御性に大きく影響すると考えられる。EMC3-EIRENE による LHD の粒子輸送解析で、ペレットを模擬した炉心への直接粒子供給とガス排気を組み合わせることで、周辺電子密度が減少する結果が得られており[2.3.5.9]、炉においてはこのような粒子制御がより重要になると考えられる。核融合炉ではペレットによる燃料供給と真空ポンプによる排気が行われるため、それを模擬した粒子輸送の解析を進める予定である。

参考文献

[2.3.5.6] Y. Feng *et al*., J. Nucl. Mat. **266-269** (1999) 812.
[2.3.5.7] D. Reiter *et al*., Fusion Sci. Technol. **47** (2005) 172.
[2.3.5.8] G. Kawamura *et al*., Contrib. Plasma Phys. **54** (2014) 437.
[2.3.5.9] G. Kawamura *et al*., TH/P6-39, 25th IAEA FEC, 2014, Saint Petersburg, Russia.

2.3.6 新古典輸送

2.3.6.1 ヘリオトロンにおける新古典拡散

トカマクのような軸対称磁場における新古典現象の粒子軌道描像からの理解は文献[2.3.6.1,2,3]に譲ることとし、本節では、LHD のような非軸対称磁場配位での捕捉粒子軌道を理解することで、ヘリオトロン配位での新古典拡散の特性について概説する[2.3.6.4]。

LHD のある磁気面を取り出し、磁場強度の等高線を表すと図 2.3.6.1 のようになる。トロイダル周期数 M = 10 であるので、トロイダル(ϕ)方向は、$2\pi / M$ で 1 周期である。図 2.3.6.1 には、縦長（$\phi = 0$）、横長（$\phi / (2\pi / M) = 0.5$）の磁気面のポロイダル断面概略図と、２本のヘリカルコイルとの位置関係も示してある。縦長断面の内側（A 点）では、トーラス性（ドーナツ形状の内外に起因)、ヘリカル性（ヘリカルコイルとの遠近に起因）ともに磁場強度を大きくする寄与をしている。B 点では、トーラス性によって磁場強度は小さくなるが、ヘリカル性によっては大きくなる。横長断面の内側（C 点）では、トーラス性によって磁場強度は大きくなるが、ヘリカル性によっては小さくなる。さらに、D 点では、トーラス性によって磁場強度が小さくなる上に、ヘリカル性によってさらに小さくなっている。このように、磁場強度は縦長断面の内側 $(\phi / (2\pi / M), \theta / (2\pi)) = (0, 0.5)$ で最大となり、横長断面の外側 $(\phi / (2\pi / M), \theta / (2\pi)) = (0.5, 0)$ で最小となる。また、ヘリカル性によって磁場強度がトロイダル方向に極小になる領域が横長断面のトーラス内側 $(\phi / (2\pi / M), \theta / (2\pi)) = (0.5, 0.5)$ に現れる。この磁場構造によって、トカマクにおけるバナナ粒子とは異なった特徴を持つ、非軸対称トーラス特有の捕捉粒子（以下、ヘリカル捕捉粒子と呼ぶ）が存在することとなる。

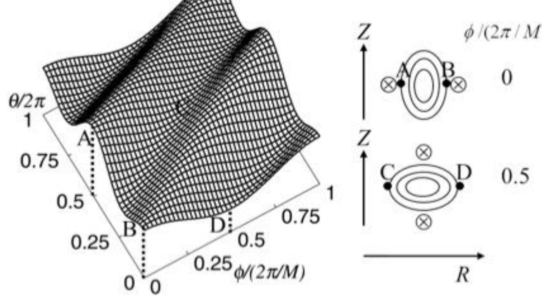


Figure 2.3.6.1　Magnetic field strength on a certain magnetic surface of LHD.

ヘリカル捕捉粒子の反射運動の特徴的時間スケールと衝突周波数との大小関係で、拡散への寄与を見積もることが出来るが、ヘリオトロン磁場配位と新古典拡散を考える上で最も重要かつ頻繁に議論される、いわゆる「リップル輸送」あるいは「$1/\nu$ 拡散」と呼ばれる特性について以下で概説する。ここで、ν は衝突周波数である。

ヘリカル性による磁場強度の変化に起因する ∇B-曲率ドリフト（以下、ヘリカルドリフトと呼ぶ）について考える。磁気面上での磁場強度変化によるドリフトは、$\boldsymbol{B} \times \nabla B$ によって径方向を向いているが、その符号は、ヘリカル性による磁場極小の位置 $(\phi / (2\pi / M), \theta / (2\pi)) = (0.5, 0.5)$ を中心として対称的に変化しており、ヘリカル性のミラー磁場を一往復する間に、正味打ち消される。この様子は、図 2.3.6.2 の軌道拡大図からもわかる。 ∇B は径方向成分も有しており、これによってポロイダル方向のドリフトが生じる。その角周波数を ω_h とする。角周波数の観点から考えると、トロイダルドリフトのポロイダル方向成分による角周波数との和が 0 にならない場合、ヘリカル捕捉粒子の案内中心はポロイダル方向に（同時にトロイダル方向にも）周回するこ

とができる。このような軌道を描く粒子の割合は、ヘリカル性の磁場ミラーに捕捉されていることから、ヘリカル性の磁場変動振幅の大きさを ε_h と表すと $f_h \sim \varepsilon_h^{1/2}$ となる。この案内中心自身がヘリカル性の磁場ミラーを往復するのに要する時間 ω_l^{-1} は、この磁場ミラーの連結距離として $q\,R\,/\,M$ を用いると、$(q\,R\,/\,M)\,/\,v_{//} \sim (q\,R\,/\,M)\,/\,(\varepsilon_h^{1/2}\,v_T)$となる。ここで、$q$、$R$、$v_{//}$、$v_T$ は、それぞれ、安全係数、大半径、粒子の磁場方向速度、熱速度である。従って、ヘリカル捕捉粒子の案内中心は、角周波数 ω_l でヘリカル性の磁場ミラーを往復運動するとともに、周波数 ω_h 程度でポロイダル方向の周回を完結する。このようなヘリカル捕捉粒子は、トロイダルドリフト v_{dr} （より正確にはその小半径方向成分）を受けながら運動するため、磁気面からの逸脱は ω_l^{-1}、ω_h^{-1} の間にそれぞれおよそ $v_{dr}\,/\,\omega_l$、$v_{dr}\,/\,\omega_h$ となる。磁気面からのずれとしてはこのように幅があり、特に前者は図 2.3.6.2 を見てもわかるように非常に小さいが、ヘリカル捕捉粒子の軌道中心がポロイダル方向に周回する前に実効的衝突を受ける（実効衝突周波数 $\nu_{eff} > \omega_h$、例えば図 2.3.6.2 の X 点で衝突を受ける）と、磁気面からのずれ Δ_h は、$\Delta_h \sim v_{dr}\,/\,\nu_{eff}$ と見積もることが出来る。

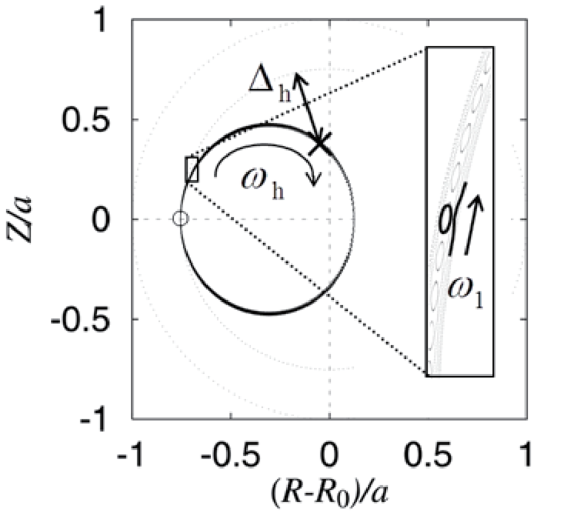


Figure 2.3.6.2　Example of drift orbit of helically trapped particle (projection of the result of particle orbit tracing in Boozer coordinate to the poloidal cross-section).

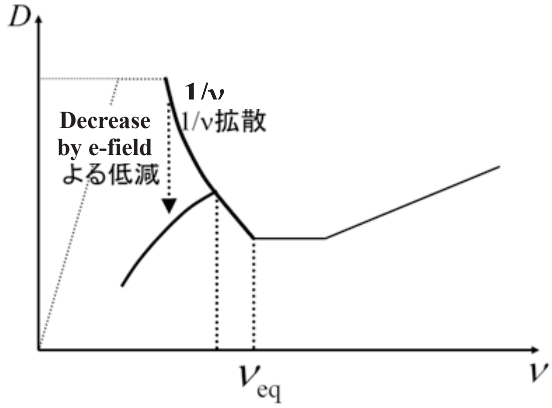
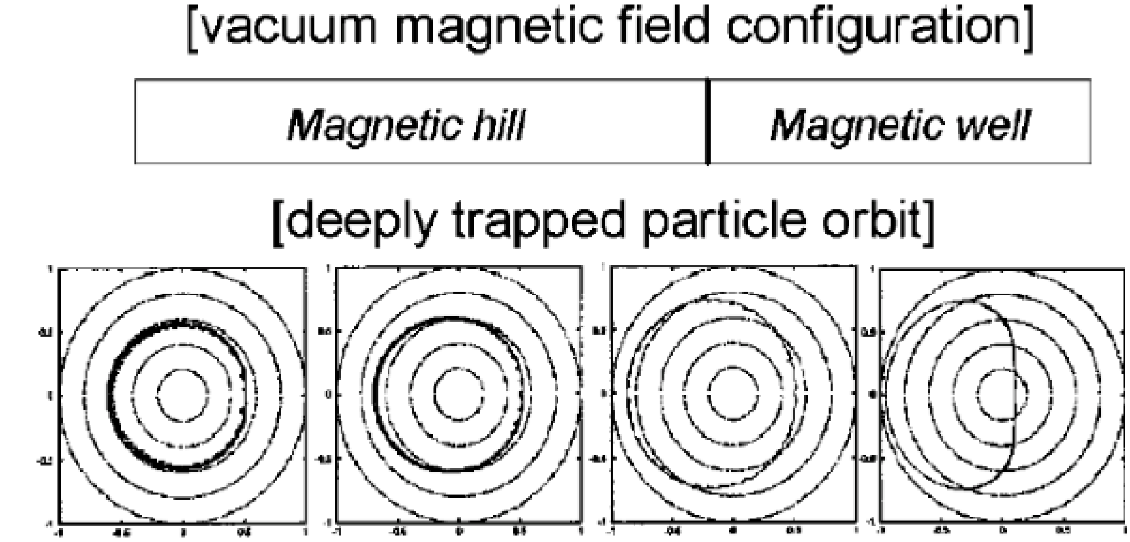


Figure 2.3.6.3　Schematic of the dependence of neoclassical diffusion coefficient on collision frequency.

従って、$\omega_h < \nu_{eff} < \omega_l$ の衝突周波数領域では、図 2.3.6.2 のようなヘリカル捕捉粒子が拡散に寄与することになる。$\nu_{eff} = \nu\,/\,\varepsilon_h$ より、$\varepsilon_h^2\,\omega_0 < \nu < \varepsilon_h^{3/2}\,v_T\,/\,(q\,R\,/\,\mathrm{M})$ と書ける。文献[2.3.6.5]などで、ヘリカル性が拡散係数に影響を及ぼし始める衝突周波数 ν_{eq} が記されているが、これはこの範囲の上限（M の因子の相違はあるものの）に対応している。ヘリカル性この衝突周波数の範囲は、その拡散係数 D は、D ～（関連する粒子の割合）×（実効衝突周波数）×（ステップサイズ）^{2} から、$D_h \sim \varepsilon_h^{1/2}\,\nu_{eff}\,\Delta_h^2 \sim \varepsilon_h^{1/2}\,(v_{dr}\,/\,\nu_{eff})^2\,\nu_{eff} = \varepsilon_h^{3/2}\,\varepsilon_t^2\,\omega_0\,(T\,/\,(eB))\,/\,\nu$となる。ここで、$\omega_0 = (v_{dr}\,/\,r)\,/\,\varepsilon_t$、$T$ は温度、ε_t はトーラス性の磁場変動振幅の大きさである（文献[2.3.6.4]付録（3）式参照）。図 2.3.6.3 にこの拡散係数の衝突周波数依存性を示す。この領域より高衝突周波数側では、基本的にはトカマクにおける拡散特性（プラトー ~ Pfirsch-Schlüter 拡散）と同様である。この拡散係数は衝突周波数に反比例しているのが特徴で、この領域が 1/ν 領域と呼



Vacuum magnetic axis position
R_{ax} = 3.55 m 3.60 m 3.75 m 3.90 m

Figure 2.3.6.4 Dependence of deeply trapped particle orbit and magnetic hill/well as an index of MHD stability on vacuum magnetic axis position in LHD (reprinted and partly revised from the Fig. 1 of Ref. [2.3.6.8]).

ばれる所以である。衝突周波数は温度の 3/2 乗に反比例するので、温度が高くなると衝突周波数が小さくなり、それに従って拡散係数が増大していくこととなる。そこで、この衝突周波数領域での新古典拡散の低減は、ヘリオトロン磁場配位を考える上で重要な課題の一つである。

LHD における磁気軸の内側シフト（例えば[2.3.6.6,7]）は、このための方策の一つである。図 2.3.6.4 に、LHD における最深捕捉粒子（deeply trapped particle）の軌道特性と、MHD 安定性の指標としての磁気丘/磁気井戸の磁気軸位置依存性が示されている。軌道図は、同心円が磁気面、太い実線が軌道のポロイダル射影を表しており、磁気軸内寄せによって、磁気面からの捕捉粒子の逸脱度合が低減していることがわかる。拡散係数そのものは、様々な粒子からの寄与の総体であるので、この一粒子の軌道図だけでは定量的な理解はできないが、内寄せ配位で磁気面からの逸脱度合が低下することで拡散係数が減少する傾向を示している。一方、内寄せ配位にするにつれて磁気丘が増加してしまうため、MHD 安定性の確保が困難になる傾向がある。良好な粒子閉じ込めと MHD 安定性の両立は、ヘリオトロン配位設計を考える上で重要な視点である。

磁気軸シフトなど磁場構造の変化を正確に反映した定量的な新古典拡散係数の評価は、数値解析コードを用いて行われる。例えば、文献[2.3.6.6]ではドリフト運動論的方程式を解く DKES コードが、[2.3.6.7]ではモンテカルロ法に基づく DCOM コードが用いられている。もちろん、これら数値解析コード間のベンチマーク作業も行われており、LHD をはじめとした各種ヘリカル系磁場配位におけるベンチマーク成果報告が文献[2.3.6.9]にまとめられている。文献[2.3.6.6]には、LHD 設計段階において、磁気軸シフト、四重極磁場（B_q）、ヘリカルコイルのピッチモジュレーションなど、広いパ

ラメータ空間において新古典拡散係数評価を行った結果がまとめられている。さらに文献[2.3.6.7]では、LHD 磁場配位におけるリップル拡散最小配位の探求が行われた。その結果、図 2.3.6.5 に示すように真空磁気軸位置 $R_{ax} = 3.53$ m で最小の値をとることがわかった。この予測に基づいて、LHD において真空磁場配位の条件に近い低密度（1×10^{19} m^{-3} 以下）ECH 中心加熱実験を行ったところ、R_{ax} = 3.53 m において熱拡散係数が最小となる結果を得た[2.3.6.10]。実験的なパワーバランスに基づく評価であるため、異常輸送の寄与も含まれている結果ではあるが、低衝突周波数領域での新古典拡散の寄与の大きさとその磁場配位依存性を反映した結果であると解釈されている。

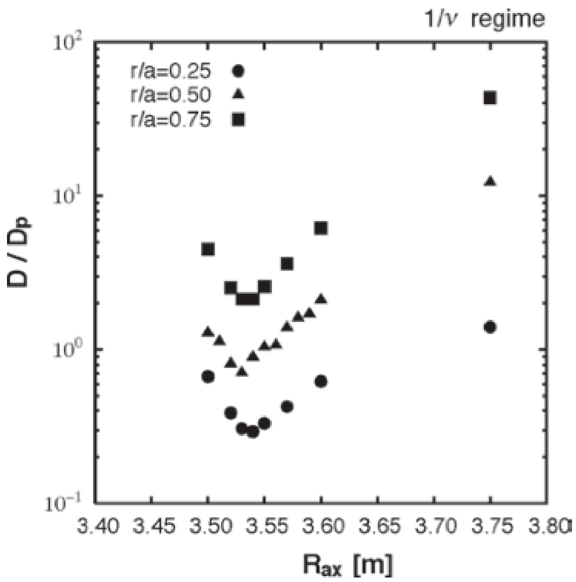


Figure 2.3.6.5 Dependence of ripple diffusion coefficient (normalized by plateau diffusion coefficient) on the vacuum magnetic axis position in LHD.

ここまでは、径電場の存在を考慮に入れてこなかったが、実際には、ヘリオトロン配位では、「新古典拡散の両極性を満たす」径電場が自発的に形成されることが、理論的にも実験的にも確かめられてきている[2.3.6.11]。径電場を E_r と表すと、$E_r \times \boldsymbol{B}$ ドリフトによって、粒子は軌道に沿って常に同じ方向を向く主にポロイダル方向の角周波数を得る。磁気面上をドリフトしようとするこの運動の促進によって磁気面からのずれが減少し、図 2.3.6.3 に概念的に示したように、ヘリカル捕捉粒子が引き起こす新古典拡散が抑制される。図にも示したが、低衝突周波数領域での新古典拡散は、径電場に大きく依存する。従って、ヘリオトロン配位での新古典拡散を評価する上で、両極性径電場の評価と矛盾なく取り扱う必要がある。この径電場の存在による新古典拡散の低減効果は、加熱の結果生じる高エネルギー粒子など、より早い径方向ドリフト速度を有する高温の粒子群に対しては弱くなる。したがって、磁場構造の観点からこの低衝突周波数領域における新古典拡散の増大を防ぐための検討が非常に有効になる。

2.3.6.2 参照分布における新古典輸送

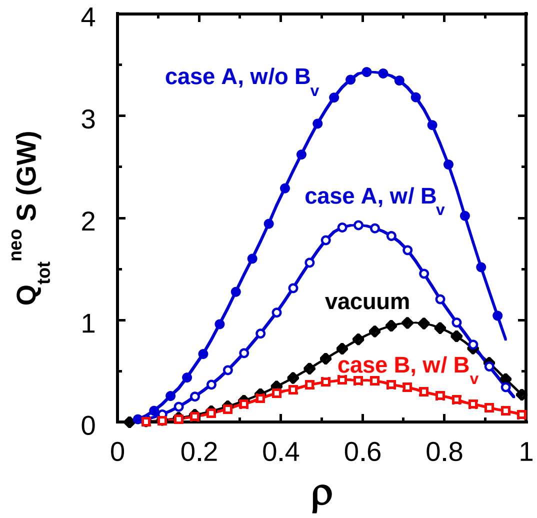
FFHR-d1 におけるバルクプラズマの新古典輸送は FORTEC-3D コード[2.3.6.12]（イオン）及び GSRAKE コード[2.3.6.13]（電子）を用いて計算された。ここで、前者は荷電粒子の径方向ドリフトの有限軌道幅効果や、高 β プラズマでシャフラノフシフトが大きくなった場合の磁場フーリエスペクトルに高ポロイダル、トロイダル成分が増えた場合にも正しいガイディングセンター軌道を追跡して新古典輸送を評価できる。後者はバウンス平均化ドリフト運動論方程式を用いた簡約化計算法であり、電子の有限軌道幅効果については無視できるが、高 β 配位おける電子軌道の取り扱いにはある程

度の誤差があると想定される。また、FORTEC-3D は現状単一イオン種しか扱えないため、ここに示された計算は DD プラズマを仮定して行われたことを指摘しておく。新古典輸送シミュレーションではイオンと電子の径方向粒子フラックスから径電場の時間発展を解き、定常的な両極性径電場が形成された段階で熱輸送を評価しており、ヘリカルプラズマにおいて重要な径電場の $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ 回転による新古典輸送の低減効果はコード中で自己無撞着に考慮されている。

図 2.3.6.6 に新古典熱損失の径方向分布を示す。参照分布 A では新古典熱損失が最大 3 GW と非常に大きくなる。垂直磁場制御によってこれを低減できるが、それでも最大 2 GW 程度と大きい。仮に垂直磁場の最適化によって真空配位と同じ平衡が得られたとしても最大 1 GW であり、参照分布 A で期待される α 加熱およそ 0.5 GW が無損失で全て吸収されるとしても、これを補うことはできない。

一方、参照分布 B で垂直磁場制御を行って、LHD における磁気軸 3.60 m 配位相当の平衡磁気面が得られたとした場合、新古典熱損失は最大 0.4 GW に抑えられる。新古典熱損失と α 加熱分布（但し、α 粒子エネルギーの吸収分布は α 粒子発生分布と同じと仮定した）の径方向分布を比較すると、規格化小半径 ρ が 0.5 よりも小さい中心領域における新古典熱損失は α 加熱と同程度であることがわかる。従って、参照分布 B の場合、(1) $\rho < 0.5$ における異常輸送が無視でき、(2) α 粒子の損失がなく、(3) α 粒子エネルギー吸収分布が発生分布と同じであるならば、α 加熱による自己保持が可能と考えられる。

今後は、上記した(1) – (3)の仮定に関する検討が必要であるとともに、より新古典輸送を低減する努力が必要である。例えば、LHD における磁気軸 3.53 m 配位相当の平衡磁気面を垂直磁場制御で実現するなどの方策が考えられる。



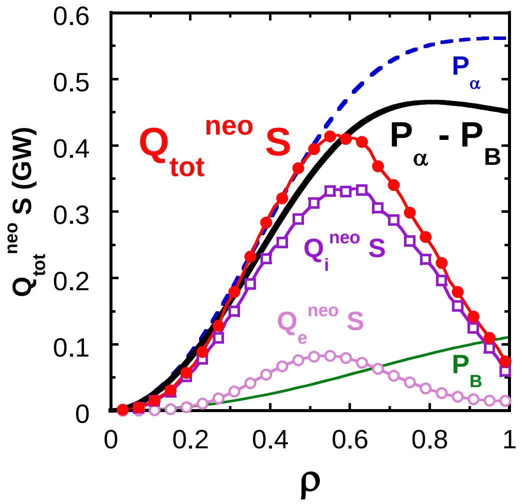


Figure 2.3.6.6 (above) Radial profiles of the integrated total neoclassical heat loss for Case A with vertical field, Case A without vertical field, Case A with vacuum equilibrium, and Case B with vertical field. (below) Comparison of the radial profiles of neoclassical heat loss, alpha heating and bremsstrahlung loss for Case B.

2.3.6.3 両極性電場分布の特徴と閉じ込めへの影響

前節で説明したように、FFHR-d1 の新古典輸送評価に際しては、イオンと電子の粒子フラックスが釣り合う両極性径電場をシミュレーションで同時に求めた。図 2.3.6.7 に参照分布 A および B における径電場分布の計算結果を示す。なお、熱輸送の評価においてはイオン輸送を FORTEC-3D, 電子輸送を GSRAKE で計算した両極性径電場を用いたが、ここでは比較のために両方とも GSRAKE で計算した場合の結果も示す。

FFHR-d1 で想定されているプラズマは $T_{\mathrm{i}} = T_{\mathrm{e}}$ で比較的高密度、高衝突周波数領域（規格化衝突周波数 $\nu_{*} \sim 1$）なため、両極性径電場はイオンルート（負電場）となることは想定されていた通りである。LHD では $T_{\mathrm{i}} < T_{\mathrm{e}}$ の場合に電子ルート（正電場）となり、径電場による新古典輸送の抑制効果がイオンルートに比べ強くなることが知られているが、ここで用いられている FFHR-d1 のパラメータでは電子ルートによる閉じ込め改善は期待できない。参照分布 A と B では径方向熱輸送に大きな差が見られたが、径電場に関しては B の方が若干負に大きい程度で似たような径電場分布となった。従って分布 B における熱輸送の低減は $E \times B$ 回転によるリップル捕捉粒子の小半径方向ドリフトの抑制によるものより、シャフラノフシフトを抑えた磁場配位にすることでガイディングセンター軌道がより磁気面に沿う形になったことが主な原因であると言える。

GSRAKE と FORTEC-3D の計算結果を比べると、$\rho > 0.7$ の周辺部での差が目立つ。これは前節で述べたようにシャフラノフシフトが大きい場合、磁場フーリエスペクトルの高ポロイダル、トロイダルサイドバンド成分が特に周辺部で大きくなるが、GSRAKE で用いられているバウンス平均化理論ではその効果を正しく輸送計算に反映できないことによる誤差が原因である。高 β プラズマの新古典輸送を評価するには FORTEC-3D のようにシャフラノフシフトの効果を正しく軌道計算に反映できるドリフト運動論の数値解法が必須となる。

FORTEC-3D でイオン輸送を計算することで、周辺部に GSRAKE に比べ大きな負電場が形成されることが予測されたことは、バルクプラズマの熱輸送の低減の観点からは望ましい傾向である。しかし、現在の計算手法はまだ不十分な点がある。今後の課

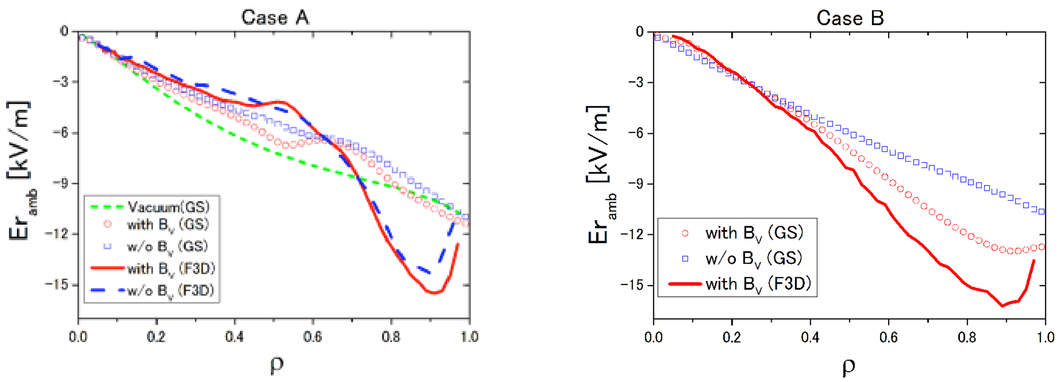


Figure 2.3.6.7 Radial profiles of bipolar radial electric field of Case A (left) and Case B (right) . Open circles are the calculation result using GSRAKE only. Lines are the calculation result using FORTEC-3D for ion transport [2.3.6.14].

題として、(1) DD から DT プラズマを扱えるように FORTEC-3D を改良、(2) 電子輸送も FORTEC-3D で解く、(3) 更に高速 α 粒子の直接損失や不純物イオンの混入も想定し、多イオン種プラズマの両極性条件 $\Sigma_a Z_a \Gamma_a = \Gamma_e$ を解けるようにする、といった段階を踏んだコードの拡張が熱核融合炉心プラズマの両極性電場とその影響下での新古典熱輸送の定量的な評価のために必要となる。

参考文献

[2.3.6.1] 内田岱二郎，プラズマ物理入門（丸善）.

[2.3.6.2] 宮本健郎，プラズマ物理入門（岩波書店）.

[2.3.6.3] 岡本正雄，新古典輸送概論（総合研究大学院大学講義録），NIFS-PROC-25, 1995.

[2.3.6.4] 横山雅之, “講座 誰にでもわかるトーラスプラズマの輸送現象 2．新古典輸送 -粒子軌道からの理解-”，プラズマ・核融合学会誌 **76** (2000) 1176.

[2.3.6.5] M. Wakatani, Stellarator and Heliotron Devices (Oxford University Press, New York, 1998).

[2.3.6.6] Y. Ogawa et al., Nucl. Fusion **32** (1992) 119.

[2.3.6.7] M. Yokoyama and K.Y. Watanabe, Nucl. Fusion **45** (2005) 1600.

[2.3.6.8] O. Kaneko et al., Plasma Phys. **9** (2002) 2020.

[2.3.6.9] C.D. Beidler et al., Nucl. Fusion **51** (2011) 076001.

[2.3.6.10] S. Murakami et al., Fusion Sci. Technol. **51** (2007) 112.

[2.3.6.11] K. Ida et al., Nucl. Fusion **45** (2005) 391.

[2.3.6.12] S. Satake et al., Plasma and Fusion Res. **3** (2008) S1062.

[2.3.6.13] C.D. Beidler et al., Plasma Phys. Control. Fusion **43** (2001) 1131.

[2.3.6.14] S. Satake et al., “Neoclassical heat transport analysis in helical DEMO reactor concept FFHR-d1”, Dec. 19-22 (2012), 22nd International Toki Conference, P3-38.

2.3.7 高エネルギー粒子閉じ込め

2.3.7.1 典型的な磁場配位での α 粒子閉じ込め特性

この節では LHD 型ヘリオトロンでの代表的な真空磁場配位、磁気軸内寄せ配位（NC: LHD での磁気軸 $R_{ax} = 3.5$ m 相当）、標準磁場配位（IS: $R_{ax} = 3.6$ m 相当）、外寄せ磁場配位（OS: $R_{ax} = 3.75$ m 相当）において、高エネルギー粒子の閉じ込め性能が良好な磁場配位を調べる。この解析では LHD の相似形の核融合炉を仮定し、α 粒子の損失率の比較を行う。

図 2.3.7.1 では、GNET コード[2.3.7.1]で計算された緩和過程における α 粒子の損失率とエネルギー損失の割合を示している。ここで損失とは、最外殻磁気面外側に出た粒子のことである。損失境界をブランケットとした解析との比較は 2.3.7.2 節にて行う。図 2.3.7.1 から、内寄せ配位では外寄せに比べて損失率が小さくなっていることがわかる。特に α 粒子発生初期（<10 ms）において、外寄せでは損失が数%あるが、内寄せ配位ではほとんど損失がなく、加えて時間経過による損失率の増加割合も外寄せに比べて内寄せ配位は小さい。これはヘリカルリップルに捕捉された粒子の軌道に起因する。このような粒子は内寄せ配位では比較的同一磁気面上に軌道を描きやすく、外寄せ配位では磁気面から軌道が大きくずれ、プラズマの周辺部にたどり着きやすい[2.3.7.2]。そのため LHD 型ヘリオトロンにおける高エネルギー粒子の閉じ込め特性は、新古典輸送の特性と類似して、内寄せ配位の方が外寄せ配位に比べ高エネルギー粒子の閉じ込め性能が良くなる。

また、内寄せ配位においても時間経過によって損失率が増加していることがわかる。これは LHD 型ヘリオトロンに存在する遷移粒子の影響である。遷移粒子とはヘリカル捕捉状態とトロイダル捕捉状態を繰り返し、閉じた軌道を描かない粒子のことである。そのため、無衝突（低衝突領域）においても長時間軌道を追跡した場合は損失する可能性がある。このような粒子による損失を抑制するには、密度などを増加させ、損失する時間に比べて緩和時間を短くする必要がある。また、外寄せ配位ではヘリカル捕捉状態の軌道が磁気面とずれているため、損失するまでの時間が短くなる傾向がある。

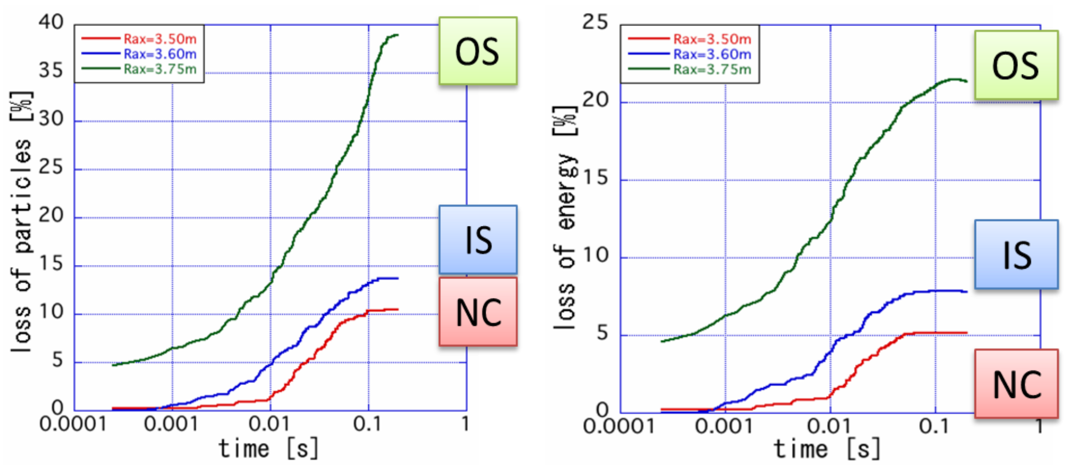


Figure 2.3.7.1　Particle (left) and energy (right) loss fraction of alpha particles calculated by GNET code.

2.3.7.2 FFHR-d1 として想定されるプラズマにおけるα加熱効率

この節では FFHR-d1 として想定されるプラズマにおけるα粒子の閉じ込め性能を評価する。有限のベータ値（プラズマ圧力）の下では磁気軸がトーラス外側にシフトし、外寄せ磁場に近い磁場配位になることが知られており、α粒子の閉じ込め性能の劣化が予想される。この節では、通常の磁場配位での平衡（参照分布 A、垂直磁場制御なし）の他に、磁気軸のシフトが少ない磁場配位での平衡（参照分布 B、垂直磁場制御あり）を用いてα粒子の閉じ込め特性を評価する。

図 2.3.7.2 は GNET コード[2.3.7.1]により評価されたα粒子の加熱分布である。図 2.3.7.2 ではα粒子の発生分布（birth）が青い破線で書かれており、参照分布 A と参照分布 B では birth 分布も異なることに注意が必要である。図 2.3.7.2 左図から、参照分布 A ではα粒子の加熱分布が birth 分布に比べて著しく小さくなっていることがわかる。この時、α粒子のエネルギー損失は 41 %、粒子損失は 69 %となっており、α粒子の閉じ込め性能が非常に悪い。これはシャフラノフシフトによって平衡磁場の磁気軸が外寄せ配位と同程度シフトしたため（4.4 節、図 4.4-2 参照）、外寄せ配位に近いα粒子閉じ込め性能となったためである。一方、参照分布 B で垂直磁場制御を行った場合（図 2.3.7.2 右図）、α粒子の加熱分布はほぼ birth 分布と遜色ないことがわかる。この時、α粒子のエネルギー損失は 11 %、粒子損失は 20 %と、参照分布 A に比べ大きく改善されている。このことから、有限βによる磁気軸シフトを抑えることがα粒子の閉じ込め性能を大きく左右することがわかる。

この解析では、NBI 加熱を用いた LHD の実験から外挿したプラズマを FFHR-d1 でのプラズマとして、α粒子の発生分布評価、緩和計算を行っている。一方、参照分布 B ではα粒子の加熱分布がプラズマ中心部で非常に急峻であり、外側ではなだらかになっている。このような加熱分布でどのような温度、密度が維持できるのかについては、実際のα粒子発生分布評価も含めた輸送シミュレーションが必要であり、そのため 3 次元輸送シミュレーションコード TASK3D [2.3.7.3]の開発が行われている。

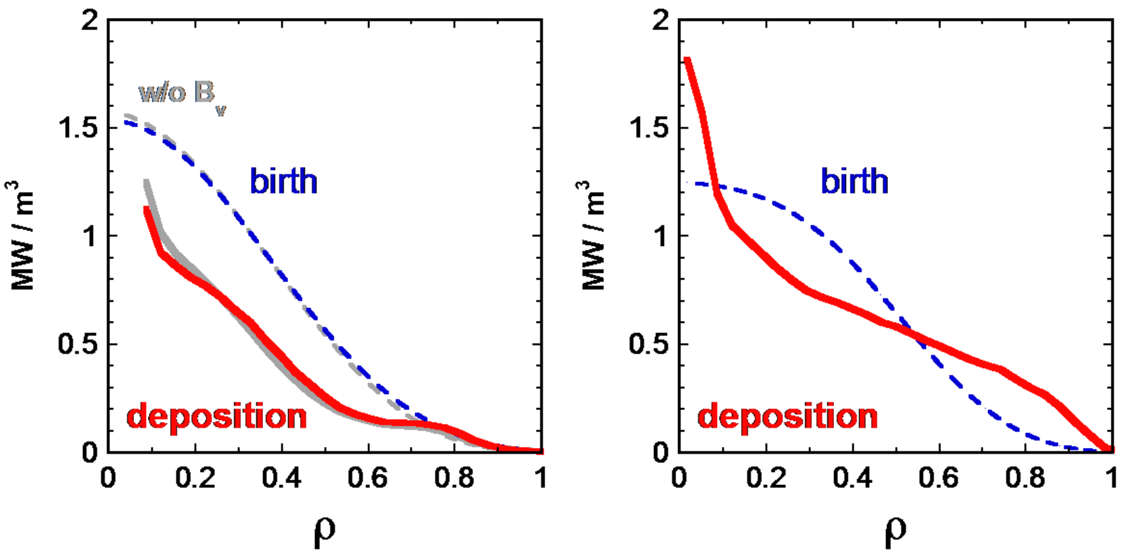


Figure 2.3.7.2　Birth profile (dotted line) and deposition profile (solid line) of alpha particles for Case A (left) and Case B (right).

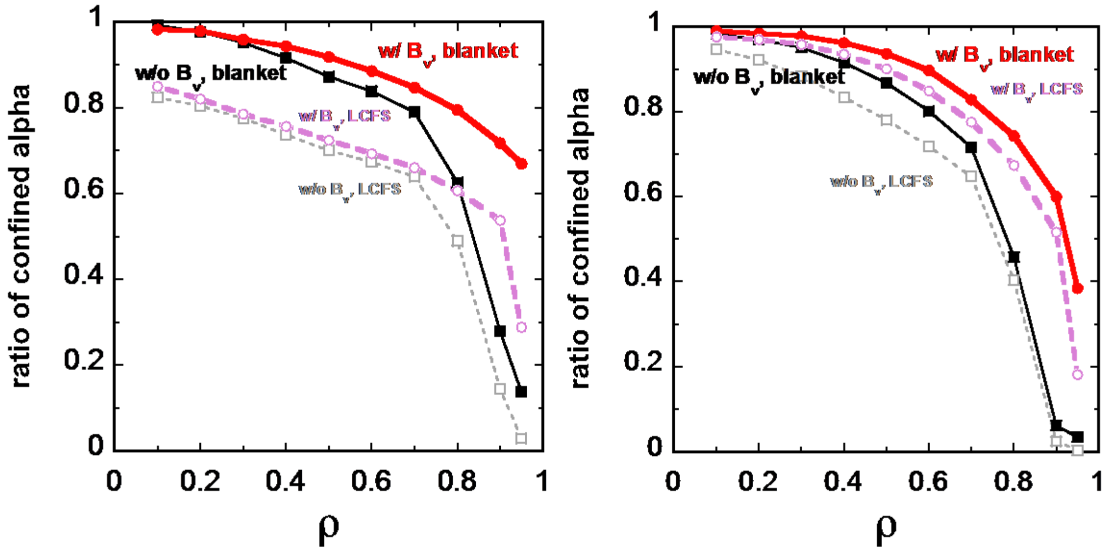


Figure 2.3.7.3 Ratio of confined alpha particles for Case A (left) and Case B (right).

LHD においては最外殻磁気面(LCFS)外側にも十分に長い磁力線の領域が存在し、再突入粒子と呼ばれる最外殻磁気面外側にでても再び最外殻磁気面内側に戻ってくる粒子が多数存在し、特に、磁気軸外寄せ配位に近づくとヘリカルリップルに捕捉された粒子が再突入するようになることが知られている[2.3.7.2]。このような再突入粒子は、LHD との相似性を持つ FFHR-d1 においても多数存在することが想定される。一方で、上記の GNET コードを使用した解析では、閉じた磁気面を仮定した磁気座標を使用しており、最外殻磁気面内部のみを解析対象とした。そのため、再突入する α 粒子は損失したものと仮定されており、加熱効率が過小評価されている可能性がある。そこで、実空間を使用した軌道解析・加熱パワー評価コード（MORH [2.3.7.4]）を用いて、ブランケットを損失境界とした無衝突軌道における α 粒子閉じ込め性能を調べる。このとき、最外殻磁気面を損失境界とした解析と比較することで、加熱効率の過小評価している割合を調べた。

図 2.3.7.3 に無衝突軌道解析におけるプラズマ内に閉じ込められた α 粒子の割合を、GNET コードと同様に最外殻磁気面を損失境界とした場合の解析結果（破線）と合わせて示した。無衝突軌道解析は近似的に α 粒子発生初期の閉じ込め性能(prompt loss)の評価になる。図 2.3.7.3 から、最外殻磁気面を損失境界とした場合（破線）はほぼ GNET コードでの解析と同様の傾向が示されており、参照分布 B で垂直磁場制御を行った場合が最も閉じ込めが良いことがわかる。一方で、ブランケットを損失境界とした場合（実線）は参照磁場 A と参照磁場 B の差がほとんどない。これは、参照磁場 A で損失とみなされていた粒子の多くがヘリカルリップルに捕捉された粒子であり、磁気軸が外寄せの配位では再突入する粒子であったためである。加熱効率の差は、参照磁場 A では約 20％ 程度あり、参照磁場 B では数 ％ 程度であった。磁気軸が内側にシフトしている配位では過小評価の割合が小さく、再突入する α 粒子を考慮した場合でも GNET コードのように考慮しない場合でも大差がないことがわかる。

2.3.7.3 第一壁のα粒子熱負荷分布

前節の MORH によるα粒子追跡計算でのα粒子損失箇所をブランケットポロイダル断面上に表示させたものを図 2.3.7.4 に示す。ブランケット形状の詳細については 7.2.2 節を参照されたい。ここで、×印が参照分布 A の場合、＋印が参照分布 B の場合である。また磁気面形状は代表的に参照分布 A の磁場配位での真空磁気面を表示しているが、ダイバータレグの形状は垂直磁場、ベータ値ではほとんど変わらないので、図に示されたダイバータレグがブランケットに当たっている箇所がダイバータ部と考えて問題ない。図から分かる通り、ほとんどのα粒子はダイバータ部へ流入していることが分かる。両参照分布とも縦長断面（a）内側、参照分布 A では斜め断面（d）でもトーラス内側ブランケットへの衝突が見受けられるが、これらのα粒子はプラズマ外縁部が出発点のものであり、実際にはエネルギーが減衰しているためラーマー半径が縮まりブランケットには衝突しない可能性、または衝突したとしても熱負荷が十分小さくなることが考えられるほか、ブランケットの形状の微修正で衝突自体の回避も可能と考えている。

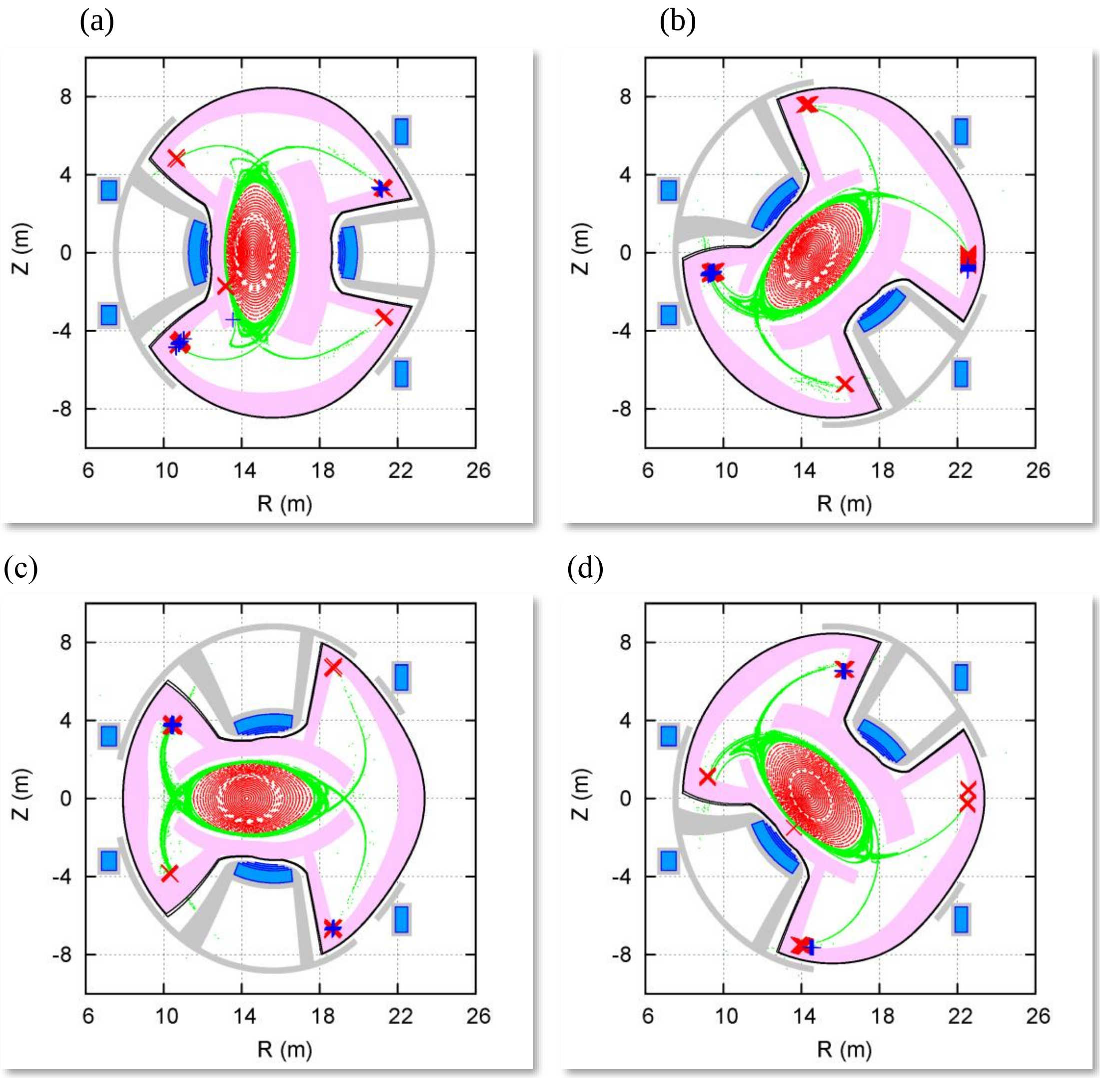


Figure 2.3.7.4　Result of the alpha particle orbit tracing calculation by MORH.

参考文献

[2.3.7.1] S. Murakami et al., Nucl. Fusion **40** (2000) 693.
[2.3.7.2] R. Seki et al., Plasma Fusion Res. **3** (2008) 016.
[2.3.7.3] A. Wakasa et al., 23rd IAEA Fusion Energy Conf., Daejeon, Korea, Oct. 2010, THC/P4-29.
[2.3.7.4] R. Seki et al., Plasma Fusion Res. 5 (2010) 027.

2.3.8 異常輸送

2.3.8.1 LHD における異常輸送

LHD における異常輸送、特にドリフト波乱流による乱流輸送は、磁場配位形状に強く依存する。ゾーナルフローと呼ばれるポロイダル方向のシア流は、乱流輸送レベルを低減させるように働くが、このゾーナルフロー生成が磁場配位に依って大きく変化するためである。従って、それぞれの配位において非線形乱流シミュレーションを行い、輸送レベルを直接評価する必要がある。残念ながら、これまでの乱流シミュレーションは、計算機コストの問題から軸対称系配位等の解析に限られ、非軸対称系での定量的な解析はほぼなかった。しかし、現在の計算機性能向上に即して少しずつ、その改善が図られた結果､LHD 実験配位を正確に模擬した配位でのシミュレーションが可能になってきた。図 2.3.8.1 は、初めてヘリカル型実験配位の下で行われたジャイロ運動論に基づくイオン温度勾配（ITG）乱流の輸送シミュレーションの結果である[2.3.8.1]。解析対象である LHD 高イオン温度放電は、PCI 計測のよる乱流揺動スペクトルの詳細なデータを有している。ローカルコードである GKV-X [2.3.8.2]による、磁気面毎に行われたシミュレーションでは、各磁気面でゾーナルフローが生成され、イオン熱輸送係数が決定されていく。図 2.3.8.2 は、イオン熱輸送流束の径方向プロファイルのシミュレーションと実験との比較である。双方とも、広い領域でよく一致している。乱流揺動スペクトルについても、実験・シミュレーションともに一致することが確かめられている。この GKV-X による解析では、新古典輸送低減のための最適化配位である磁気軸内寄せ配位でのゾーナルフローの増長が確認されており、最終的な乱流輸送を低減させることが示されている。FFHR-d1 でも、内寄せ配位における乱流輸送は増長したゾーナルフローにより低減される可能性がある。しかし、現状の GKV-X コードは制電近似を仮定したものになっており、高ベータ・プラズマでの電磁効果を取り入れた解析を早急に進めていくことが課題である。

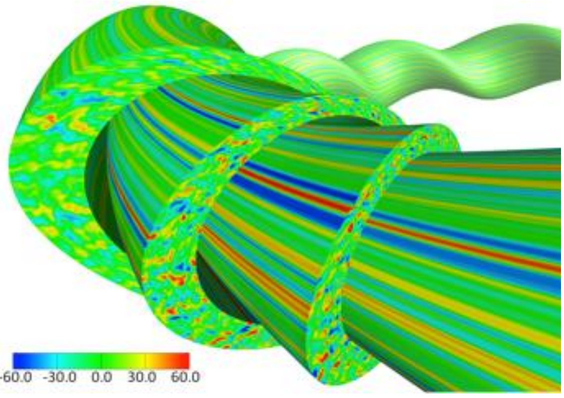


Figure 2.3.8.1 Electrostatic potential fluctuation of LHD simulated by GKV-X.

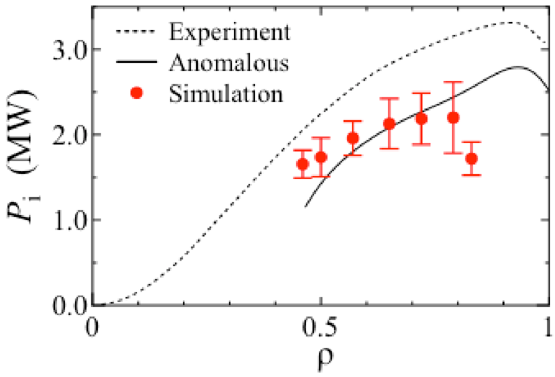


Figure 2.3.8.2 Radial profiles of ion heat flux in high ion temperature plasma of LHD obtained from the experiment (solid curve) and the nonlinear simulations by GKV-X (red symbols).

2.3.8.2 参照分布の熱輸送解析

参照分布を基本とした到達温度予測シミュレーションを、統合輸送コード TASK3D

の予測型（Predictive）バージョン（TASK3D-p）を活用して行う準備を進めている。TASK3D-p と同様の物理解析コード（モジュール）群を用いた、LHD 実験解析（Analysis）適用型である TASK3D-a については、すでに LHD の NBI 加熱プラズマのエネルギー

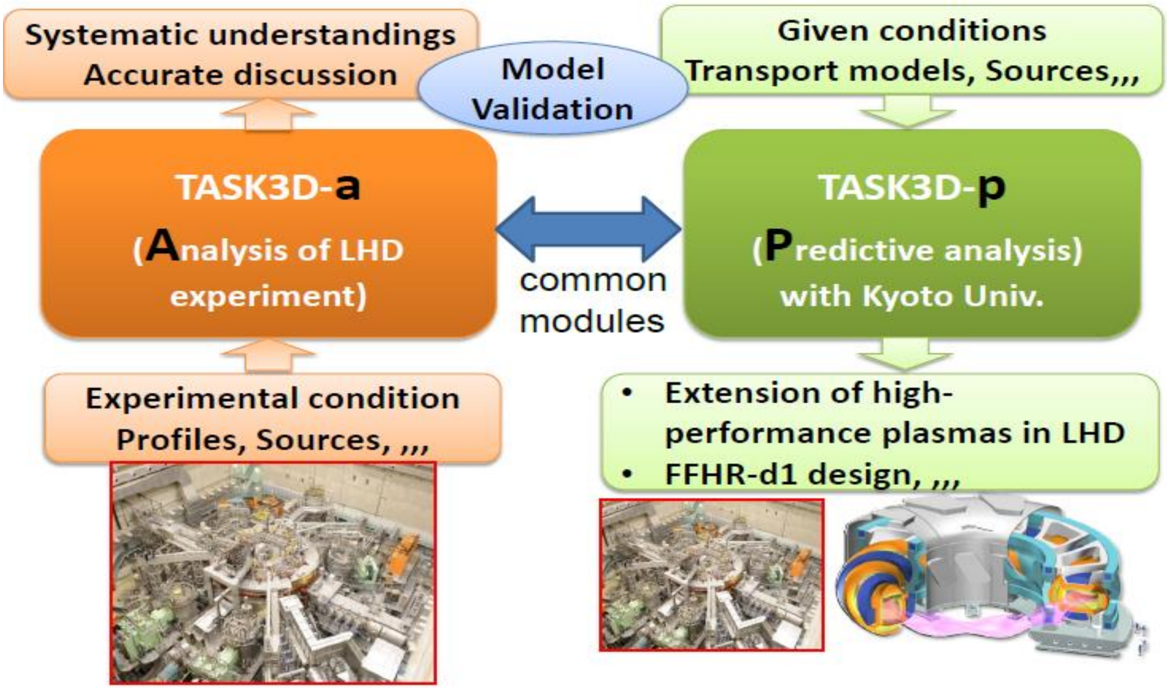


Figure 2.3.8.3　Developmental strategy of the integrated transport analysis suite TASK3D.

バランス解析に供されている[2.3.8.3]。

TASK3D-a と TASK3D-p の位置づけと開発戦略を、図 2.3.8.3 に示す。LHD 実験の計測データに基づいて、TASK3D-a シリーズ開発を進め、これによって輸送現象に関する系統的な知見の獲得や精密な議論を可能とする研究を展開する。実験適用によって、各種モジュールの妥当性検証（Model Validation）、また、理論モデルやデータベースの高精度化などを行う。一方、TASK3D-p シリーズは、プラズマへの入力（加熱、粒子ソースなど）の情報を初期条件として与え、仮定した輸送モデルに従って、到達パラメータ（温度など）を予測するものである。両統合ともに、基本的な解析モジュールとしては同様のものを使用しているので、TASK3D-a シリーズの実験適用によって検証作業を進めることで、p シリーズによる予測の高精度化を図ることが出来る。p シリーズは、種々の輸送モデルの適用など理論・シミュレーションベースでの統合を進めており、TASK 開発環境を有する京都大学との共同研究を基盤として進めている。

p シリーズの現状としては、NBI 加熱パワーを仮定し、熱輸送係数（すでに整備が行われた新古典拡散係数データベースからの新古典熱輸送係数 + 各種異常輸送モデルに基づく異常熱輸送係数）を与えて、温度の時間発展方程式を解くことで、到達可能温度分布を予測することが可能となっている。輸送モデルの差異による到達温度の変化と、予測に用いた密度や NBI 条件に対応した検証実験やこれまでの実験データ

との比較を行い、LHD プラズマを記述するに適した輸送モデルを模索する研究が展開されている[2.3.8.4]。これまでのところ、予測‐検証実験のケースは少数にとどまっているが、今後のデータベース蓄積によって、LHD プラズマの熱輸送特性に関して実験検証を経たモデルの創出、予測性能の向上がもたらされることが期待できる。

FFHR-d1 炉心プラズマの輸送特性予測を行うに当たって必要となる主な作業課題としては、プラズマ燃焼状態での核融合反応率評価、核融合生成α粒子の発生分布及びその減速過程での背景プラズマ加熱分布の評価（過去に京都大学大学院生（当時）政岡義唯氏による GNET 計算で参照分布に対する評価がなされているが、非常に長時間を要するため、簡易モデルあるいはデータベース化などで対応することも検討）などが挙げられる。また、TASK3D-p によって時間発展を解いていく過程で、本報告書に盛り込まれている各種計算コードでの物理特性評価を逐次行う必要があるため、直接あるいは間接的にこれらコード群との連携を確立しなくてはならない。また、FFHR-d1 に適用すべき妥当な異常輸送モデルなど不明確な点も多い。

図 2.3.8.3 に示したように、LHD での検証や高性能化シナリオ策定を通じた輸送モデルの妥当化、高精度化研究と連携を図りながら、より精度の高い予測を可能とすることで、FFHR-d1 の輸送特性評価における“数値試験炉”の役割を果たしていけるものと考えている。

参考文献

[2.3.8.1] M. Nunami et al., Phys. Plasmas **19** (2012) 042504.
[2.3.8.2] M. Nunami et al., Plasma Fusion Res. **5** (2010) 016.
[2.3.8.3] M. Yokoyama for task3d users-developers, “TASK3D-a (TASK3D Analysis Suite) documentation”, NIFS-MEMO-61 (2012).
[2.3.8.4] A. Wakasa et al., 23rd IAEA Fusion Energy Conf., Daejeon, Korea, Oct. 2010, THC/P4-29.

2.3.9 運転制御

2.3.9.1 立ち上げ／定常維持／停止／緊急時対応

前節までで定常運転時の炉心プラズマの詳しい解析が行われてきたが、この定常状態に到達するまでの立ち上げ、さらには定常維持、立ち下げ、出力異常時などの緊急停止についても検討が必要である。このような運転制御の解析を目的として、0 次元の粒子・パワーバランスモデルが構築されている[2.3.9.1] 。この 0 次元モデルでは、炉心プラズマのパワーバランスを仮定した温度・密度分布形状に基づく各パワー項の体積積分値と ISS 閉じ込めスケーリング則[2.3.9.2]で予想されるエネルギー閉じ込め時間τ_E^{ISS}を用いて

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} = -\frac{W}{\gamma_{\mathrm{ISS}}\tau_E^{\mathrm{ISS}}} + P_\alpha - P_{\mathrm{brem}} - P_{\mathrm{sync}} + P_{\mathrm{aux}}$$

のように表現し（ここで W、γ_{ISS}、P_α、P_{brem}、P_{sync}、P_{aux} はそれぞれプラズマ蓄積エネルギー、スケーリング則に対する閉じ込め改善度、α 粒子加熱、制動輻射損失、シンクロトロン輻射損失、外部加熱パワー）、粒子バランスについては各粒子の実効的閉じ込め時間とエネルギー閉じ込め時間の比 τ_{p*} / τ_E を仮定することで計算を行っている。この 0 次元モデルによる検討の結果、核融合出力 P_f の目標値 P_{fo} からのずれ

$$e_{\mathrm{DT}}(P_\mathrm{f}) = 1 - P_\mathrm{f}(t) / P_{\mathrm{fo}}(t)$$

に対して燃料供給量 S_{DT} を PID 制御

$$S_{\mathrm{DT}}(t) = S_{\mathrm{DT0}}\left\{e_{\mathrm{DT}}(P_\mathrm{f}) + \frac{1}{T_{\mathrm{int}}}\int_0^t e_{\mathrm{DT}}(P_\mathrm{f})\mathrm{d}t + T_\mathrm{d}\frac{\mathrm{d}e_{\mathrm{DT}}(P_\mathrm{f})}{\mathrm{d}t}\right\}G_{\mathrm{fo}}(t)$$

によってフィードバックすることで、広範なプラズマパラメータ領域において安定に核融合出力を目標値に沿って変動させられることが示されている。またこの燃料供給としてペレットを想定した固定供給量でかつ時間的に離散的な入力を仮定しても、供給量即ちペレットのサイズが適切に選択されれば安定した制御が可能なこと、さらには、この PID 制御で用いられている制御パラメータ e_{DT} の符号を反転させることで、高密度、低温の熱的不安定領域での制御も可能なことも判明している[2.3.9.3,4]。熱的不安定領域で大きな擾乱が生じた際には核融合出力が急激に増大し周辺機器の健全性に影響を与えるおそれがあるが、これについても、キラーペレットのような大質量の燃料供給によりプラズマ温度を下げることで、出力の増大を抑えることが原理的に可能であることも示されている[2.3.9.5]。また、立ち上げに必要な加熱パワーについては、須藤密度限界[2.3.9.6]をもとに

$$P_{\mathrm{aux}}(t) = \left(\frac{\bar{n}}{0.25\gamma_{\mathrm{SUDO}}}\right)^2\frac{a^2R}{B_{\mathrm{ax}}} - \left(P_\alpha - P_{\mathrm{brem}} - P_{\mathrm{sync}}\right)$$

として与えることでその最適化が可能なことが見出され、立ち上げ時間を長くするほど最大の加熱パワー容量を低減できる結果が得られている[2.3.9.7]。これらの解析結果は、基本的に核融合出力と線平均密度の観測値があれば原理的には立ち上げ、定常維持、立ち下げの安定制御が可能なこと、またブランケットやタービン系などの周辺工学機器にとって負荷変動が小さく望ましい長時間の立ち上げ、立ち下げが可能であることを意味しており、プラズマ電流制御が不要なヘリカル系の特徴が大きく生かされていると言える。

2.3.9.2 運転制御シナリオ解析のための 1 次元モデル

前節で得られた結果に対し、分布形状の変化の効果、特に供給燃料及び加熱パワーのデポジション分布の変化の影響を解析するため、1 次元モデルの構築を行った。ここでは簡便ながら大枠を外さずにプラズマの動的応答特性を予測するために、LHD における実験結果を基にペレット粒子のデポジションと密度分布の時間変化を求め、直接分布外挿法[2.3.9.9]を用いて温度分布の時間変化を求める、という手法を採用した。

ペレット入射による燃料供給分布に関して、トカマク装置では高磁場側入射によるペレット溶発プラズモイドの $E \times B$ ドリフトによる非拡散的輸送が、浅いペレットデポジション分布を補償して深い燃料供給分布を実現するシナリオが検討されているが、ヘリカル装置では磁場構造の三次元性に起因して、溶発プラズモイドの非拡散的輸送の効果が限定的であることが実験的[2.3.9.10]、理論的[2.3.9.11]に分かっている。そこで、燃料供給分布はペレットが溶発する位置によって決まると仮定し、単純な中性ガス遮蔽（NGS）モデル[2.3.9.12]によるペレット半径の減少率（式（2.3.9.1））から燃料供給分布を推定した。

$$\frac{\mathrm{d}r_p}{\mathrm{d}t} = T_e^{1.64} n_e^{\frac{1}{3}} r_p^{-\frac{2}{3}} \tag{2.3.9.1}$$

ここで r_{p}、T_{e}、n_{e} はそれぞれ固体水素ペレット半径、背景プラズマ電子温度、背景プラズマ電子密度である。粒子輸送特性に関しては、LHD の高密度長時間放電の密度分布解析結果によると、高密度放電では拡散に比べて対流のフラックスが十分小さく、単純な拡散的輸送で密度分布変化を近似できることから、式（2.3.9.2）によって密度分布の動的挙動を記述した[2.3.9.13]。

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = D(r,t)\frac{\partial^2 n(r,t)}{\partial r^2} + \left(\frac{D(r,t)}{r} + \frac{\partial D(r,t)}{\partial r}\right)\frac{\partial n(r,t)}{\partial r} + \mathrm{S}(r,t) \tag{2.3.9.2}$$

ここで n、r、D、S はそれぞれプラズマ密度分布、プラズマ小半径位置、拡散係数、粒子源分布である。なおここでペレットはプラズマ横長断面のトーラス外側から入射されるものとし、拡散係数については、LHD 実験結果に基づき、以下の空間的には一様な値を用いた。

$$D(r,t) = D(t) \propto \left(\frac{P_{abs}(t)}{\overline{n_e}(t)}\right)^{0.6} B^{-0.8} \tag{2.3.9.3}$$

ここで $\overline{n_e}$ は線平均電子密度である。

一方、熱輸送については、LHD 実験で得られた規格化圧力分布を gyro-Bohm 型の閉じ込め特性を仮定して直接外挿する手法[2.3.9.9]を用いて、上で求めた密度分布に対応する圧力分布を推定し、エネルギー閉じ込め時間のタイムスケールでその圧力分布へと変化させる事で圧力分布の動的挙動を記述している（式（2.3.9.4)）。温度分布は圧力分布を密度分布で除して求めた。

$$\frac{\partial p(r,t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_E(t)} \left\{\gamma_{\mathrm{DPE*}} \left(P_{\mathrm{aux}}(t) + P_\alpha(t)\right)^{0.4} n(r,t)^{0.6} B^{0.8} p_{\mathrm{norm.}}(r) - p(r,t)\right\} \quad (2.3.9.4)$$

ここで p、τ_E、P_{aux}、P_α、B はそれぞれ圧力分布、エネルギー閉じ込め時間、外部加熱パワー、α 加熱パワー、磁場強度であり、$p_{\mathrm{norm.}}$は参照した LHD 実験データの gyro-Bohm 規格化圧力

$$p_{\mathrm{norm.}}(r) = \frac{p_{e,\mathrm{exp}}(r)}{n_{e,\mathrm{exp}}(r)^{0.6} P_{\mathrm{exp}}^{0.4} B_{\mathrm{exp}}^{0.4}} \quad (2.3.9.5)$$

である。また$\gamma_{\mathrm{DPE*}}$は加熱分布の尖塔化に応じた閉じ込め改善度[2.3.9.14]である。

2.3.9.3 1 次元モデルによるプラズマ運転制御解析

2.3.9.2 節に示した方程式により求めた温度密度分布の時間変化と DT 核融合反応断面積から核融合出力の時間変化を求め、プラズマの運転制御シミュレーション計算を行った。ここでは参照分布として、2.3.2.2 節で与えられている参照分布 B と同じ高アスペクト比配位で、参照分布 B に比べピークした密度分布をもつLHD実験データを採用した。図 2.3.9.1 に採用した LHD 実験データの電子密度、電子温度及び gyro-Bohm 規格化圧力分布とそのフィッティングカーブを示す。ペレットのサイズは燃料供給に伴う核融合出力の変動が十分小さくなるように、プラズマに含まれる粒子数（おおよそ 4×10^{23} 個）の 5 %となる 2×10^{22} 個とした。またペレットの入射速度については、現状の技術から特別の開発なしに達成が可能と見込まれる 1.5 km/s を採用した。一

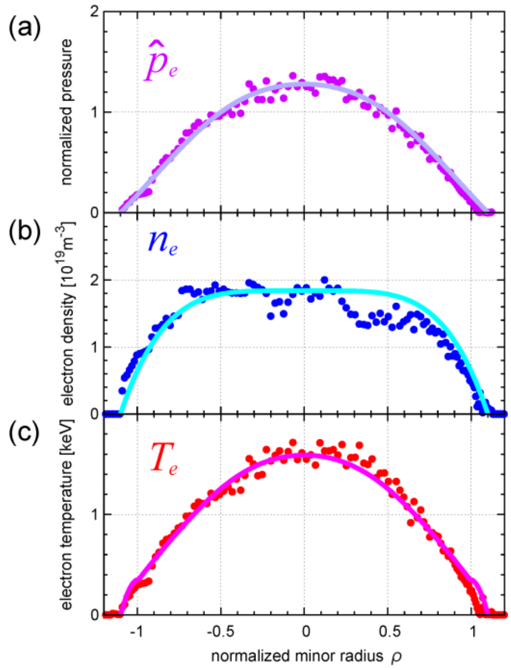


Figure 2.3.9.1 Radial profile of (a) the gyro-Bohm normalized electron pressure, (b) the electron density, and (c) the electron temperature of the LHD experimental data used as the reference. Closed circles are data measured by Thomson scattering. The solid lines are the fitting results (from Fig. 2 of Ref. [2.3.9.15]).

方、ペレットの侵入長はペレットのサイズや入射速度に依存し、上述の条件では規格化ペレット侵入長（λ/a）は 0.2 程度にとどまる。このため最終的に達成される密度分布は規格化小半径ρ = 0.8 付近に肩を持つ、参照分布と比較して非常に平坦な分布となり、自己燃焼状態の定常維持が可能な線平均密度・核融合出力が共に増大する。計算の結果、FFHR-d1 の設計パラメータである装置中心磁場強度 4.7 T では、自己燃焼の定常維持が可能な最低の核融合出力は 5 GW を超えることが判明した。このような高い出力は炉内機器の健全性維持や交換頻度の観点から許容し難い。自己燃焼の定常維持が可能な核融合出力はプラズマの閉じ込め性能によって決まるため、閉じ込め改善または磁場強度の増大によってこれを下げることが可能である。参照分布 B に対する計算かつペレットサイズが若干異なる例ではあるが、図 2.3.9.2 にペレット自己燃焼の定常維持が可能な最低の核融合出力及び線平均密度の磁場強度に対する依存性を示す。ここでは未知の閉じ込め改善を前提とせずに核融合出力 3 GW の自己燃焼定常維持が可能な装置中心での磁場強度 5.6 T（図 2.3.9.2 では軸上磁場強度 6.0 T に対応）を選択した。

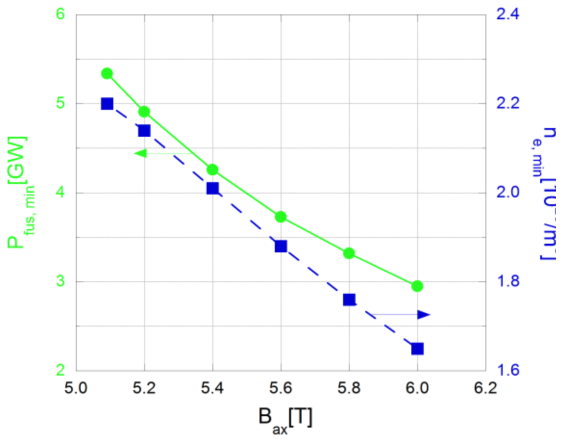


Figure 2.3.9.2 Dependence of the achievable minimum fusion power and line-averaged electron density on the magnetic field strength in the case of injecting a pellet containing 10^{23} particles with an injection velocity of 1.5 km/s (from Fig. 3 of Ref. [2.3.9.16]).

炉心プラズマの制御手法としては、ペレット燃料供給量と外部加熱入力の２つがインプットとなる。2.3.9.1 節で述べられている通り、０次元モデルにおいては、前者は核融合出力、後者は密度限界をモニターしてフィードバック制御することで安定な制御が可能なことが示されている。しかし、１次元モデルによる計算の結果、ペレット侵入長が浅いために燃料供給後に中心密度が増大し核融合出力が増大するまでの時間差が大きく、核融合出力計測による燃料供給のフィードバック制御では広い核融合出力の領域で安定した制御を行うことが困難であることが判明した。このため、平坦な密度分布であり中心密度と線平均密度がほぼ一対一に対応するという特性を利用し、ペレット入射後の時間応答が速く、また確立された計測手法が複数存在する線平均電子密度の計測を基にペレットの入射頻度をフィードバック制御する方法を適用した。具体的には、必要となる燃料供給量 S_{DT} を、線平均電子密度$\overline{n_e}$の目標値$\overline{n_e^*}$からのずれ

$$\Delta_n(t) = 1 - \frac{\overline{n_e}(t)}{\overline{n_e^*}(t)} \qquad (2.3.9.6)$$

を用いて

$$S_{\mathrm{DT}}(t) = S_{\mathrm{DT0}}\left(\Delta_n(t) + \frac{1}{T_{\mathrm{int}}}\int_0^t \Delta_n(t')\mathrm{d}t' + T_{\mathrm{d}}\frac{\mathrm{d}\Delta_n(t)}{\mathrm{d}t}\right) \qquad (2.3.9.7)$$

により求め、これに応じて燃料供給量を制御する。実際には固定サイズのペレットの入射を行っているため、S_{DT} がペレット 1 個による燃料供給量を上回った場合にはペレットを入射、それ以外はペレットを入射しない、という ON-OFF 制御となる。また線平均密度の計測時間精度及びペレットの最小入射間隔は 5 ms とした。一方外部加熱入力については、0 次元モデル同様密度限界を指標とした。できるだけ単純かつ最小の計測のみでの制御を可能とするため、0 次元モデルで採用されているパワーバランスの計測（α 加熱、輻射損失の個別計測）は採用せず、周辺（ρ=1）における密度と須藤密度限界との比を取り、これが設定された値を上回った場合に外部加熱入力をステップ状に増大させ、核融合出力が設定された目標値を上回った場合に外部加熱入力をステップ状に減少させる、という単純な制御手法を適用した。また、このときの外部加熱入力は 1 秒ごと、また 1 MW ごとの切り替えを想定した。また外部加熱としては ECH を想定し、規格化小半径 ρ = 0.05 に相当する分散を持った正規分布として与えた。

なお、直接分布外挿法による熱拡散の計算は、あくまでアブダクション（仮説的推論）によるものであり、その整合性に関する検証が必要である。ここでは 2.3.6 節でも述べられた GSRAKE コードによる新古典輸送計算を行い、特定の磁気面において新古典輸送損失とプラズマに吸収されたパワー（α 加熱と外部加熱の和から輻射損失を差し引いたもの）の比が設定値を上回った場合、これが一致するまでその場所における規格化圧力分布の勾配を減じる、という手法を組み込んだ。この新古典輸送計算を行うため、また実空間におけるペレット溶発分布を計算するためには平衡磁気面の計算が必要である。これに関しては三次元 MHD 平衡計算コード VMEC[2.3.9.17]を用いて計算を行った。なお、VMEC による平衡計算結果は、2.3.4 節で平衡計算に用いられた HINT2 による計算に比べて磁気軸のシフト量を過大評価する傾向にあることが LHD 実験との比較によって知られている[2.3.9.18]。一方で、HINT2 で求められた最外殻磁気面形状を境界条件として与えた場合には、VMEC と HINT2 の計算結果が良く一致することも確かめられている。2.3.4 節で述べられているように、適切な垂直磁場を印加することで高ベータにおいても最外殻磁気面形状を真空同様に保持できることが分かっているため、今回は最外殻磁気面形状を真空平衡における形状のまま維持した条件で VMEC による計算を行った。図 2.3.9.3 に全体の計算フローのイメージ図を示す。

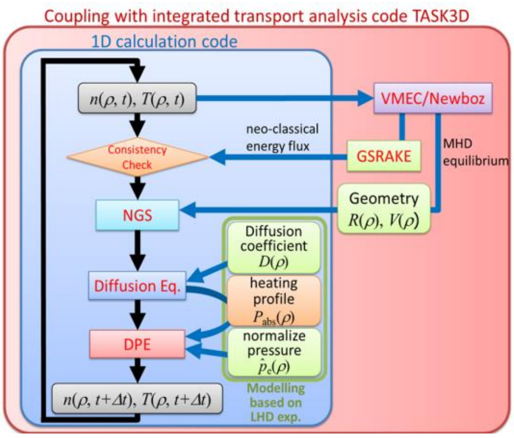


Figure 2.3.9.3 Schematic of the calculations in the 1D code (from Fig. 1 of Ref. [2.3.9.15]).

図 2.3.9.4 に計算結果を示す。ここから分かるように、線平均電子密度は目標値に対し十分な精度で制御できており、また外部加熱の制御も問題なく機能してい

る。その結果核融合出力は滑らかに変化し、最終的に外部加熱はゼロとなって核融合出力約 3 GW での自己燃焼状態に到達し、その定常維持ができている。定常状態における核融合出力の擾乱は数%であり、ブランケット等の炉内機器の運転やその健全性の観点からも十分に許容可能な範囲であると考えられる。

　ここまでの計算においては、不純物による燃料希釈や輻射損失の増大の影響、電子—イオン間の熱緩和、α 加熱や外部加熱の吸収効率は考慮されていない。また、MHD 不安定性や異常輸送損失、ブートストラップ電流による磁気面の変化などの影響も考慮する必要がある。一方で、今後の LHD 実験を通じ、より閉じ込めの良い参照分布が得られる可能性もある。このため最終的に達成可能な運転パラメータの絶対値については、今後の LHD 実験および理論・シミュレーション研究の進展を待って判断することが必要と考えられが、ここで提案した運転制御手法は、線平均電子密度及び核融合出力の目標値が適切に設定されれば、外部加熱を伴うサブイグニション運転を含め、LHD 実験で達成されている領域から核融合炉炉心級プラズマまで、幅広い密度・温度領域への適用が原理的に可能なものであり、無電流プラズマであるヘリカル系のメリットが、少数の単純な計測のみで運転制御が可能である、という点にも表れていることを強調しておきたい。

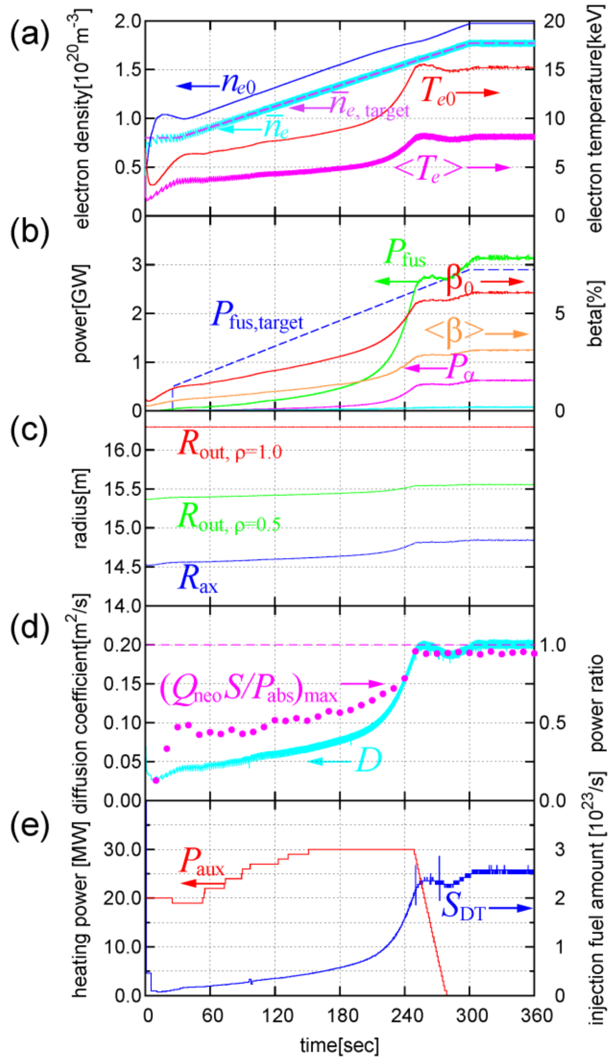


Figure 2.3.9.4 Time evolution of (a) the electron density and temperature, (b) the fusion power and beta value, (c) the magnetic axis position, (d) diffusion coefficient and the power balance (maximum value of the ratio of the neo-classical energy loss to the total absorbed power), and (e) the external heating power and the injected fuel for self-ignition operation of FFHR-d1 (from Fig. 9 of Ref. [2.3.9.15]).

参考文献

[2.3.9.1] O. Mitarai et al., Fusion Eng. Des. **70** (2004) 247.

[2.3.9.2] U. Stroth et al., Nucl. Fusion **36** (1996) 1063.

[2.3.9.3] O. Mitarai et al., Plasma and Fusion Res. **2** (2007) 021.
[2.3.9.4] O. Mitarai et al., Fusion Sci. Technol. **56** (2009) 1495.
[2.3.9.5] O. Mitarai et al., 23rd IAEA Fusion Energy Conference, Daejon, Korea, Oct. 11-16, 2010, FTP/P6-19.
[2.3.9.6] S. Sudo et al., Nucl. Fusion **30** (1990) 11.
[2.3.9.7] O. Mitarai et al., Nucl. Fusion **47** (2007) 1411.
[2.3.9.8] O. Mitarai et al., Fusion Eng. and Des. 70 (2004) 247.
[2.3.9.9] J. Miyazawa et al., Fusion Eng. and Des. 86 (2011) 2879.
[2.3.9.10] R. Sakamoto et al., "Ablation and Subsequent Density Redistribution of Fueling Pellets Injected into LHD Plasmas", Proc. 29th EPS Conf. on Plasma Phys. and Control. Fusion vol. 26B (Montreux, Switzerland, 2002) P-1.074.
[2.3.9.11] A. Matsuyama et al., Nucl. Fusion 52 (2012) 123017.
[2.3.9.12] P. Parks and R. Turnbull, Phys. Fluids 21 (1978) 1735.
[2.3.9.13] R. Sakamoto et al., Nucl. Fusion 52 (2012) 083006.
[2.3.9.14] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion 52 (2012) 123007.
[2.3.9.15] T. Goto et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 063040.
[2.3.9.16] T. Goto et al., Fusion Eng. Des. 89 (2014) 2451.
[2.3.9.17] Hirshman S.P. et al., Phys. Fluids 26 (1983) 3553.
[2.3.9.18] K.Y. Watanabe et al., Fusion Sci. Technol. 46 (2004) 24

2.3.9.4 FFHR におけるイグニッションの 0 次元解析

トカマクやヘリカル核融合炉では、(a)高温・低密度領域、(b)低温・高密度領域でのイグニッション運転が考えられる。この低温・高密度のイグニッション領域での制御法は、温度が低いためにペレット入射が比較的簡単と考えられるために、核融合研究の黎明期より研究が行われていた[2.3.9.18-31]。しかしながら現実に適用できそうな制御法はなく、観念的であったために長い間その実現可能性については疑問であった。一方、LHD 装置においてペレット入射によって 1.1×10^{21} m^{-3} の超高密度が実験的に得られたことにより[2.3.9.32, 33]、FFHR 核融合炉において低温・高密度領域でのイグニッション運転についての研究が真剣に行われ、ついに FFHR 設計活動において、現実に使用できる制御法が見つかった[2.3.9.34-40]。本報告書では 0 次元解析法を用いたこれらの 2 つの領域での FFHR 核融合炉におけるイグニッション運転の制御法について述べる。

電子密度の時間変化は、重水素、トリチウム等の燃料粒子、さらにアルファ粒子を足し合わせて、それに電荷中性条件を用いた作る合成粒子バランス方程式を用いて解いている。もちろんこれらを別々に解いても同じ結果になる。

$$\frac{dn_e(0)}{dt}=\frac{1}{1-8f_O}\left[(1+\alpha_n)S_{DT}(t)-\left\{\frac{f_D+f_T}{\tau_p^*}+\frac{2f_\alpha}{\tau_\alpha^*}\right\}n_e(0)\right] \qquad (1)$$

ただし f_o は酸素不純物割合、α_n は密度分布係数、S_{DT} は D-T 燃料供給率、f_D は重水素割合、f_T はトリチウム割合、f_αはアルファ灰割合、τ_p*は有効 D-T 燃料粒子閉じ込め時間、τ_α*はアルファ灰粒子閉じ込め時間である。

アルファ灰粒子密度割合 f_αの時間変化は、

$$\frac{df_\alpha}{dt}=(1+\alpha_n)n_e(0)f_D f_T\overline{\langle\sigma V\rangle_{DT}(x)}-\frac{f_\alpha}{\tau_\alpha^*}-\frac{f_\alpha}{n_e(0)}\left[\frac{dn_e(0)}{dt}\right] \qquad (2)$$

燃料比を D:T=50:50 を仮定すると $f_D=f_T$ なので、電荷中性条件から $f_D=(1-2f_\alpha-8f_o)/2$、等価電荷数は $Z_{eff}=2f_D+4f_\alpha+64f_o$ となる。アルファ灰粒子閉じ込め時間とエネルギー閉じ込め時間の比をτ_α*/ τ_E = 4 とし、燃料粒子閉じ込め時間の比をτ_p*/ τ_E = 3 とする。

プラズマのパワーバランス方程式は

$$\frac{d\bar{W}}{dt}=P_{EXT}/V_o-\left(\bar{P}_L+\bar{P}_B+\bar{P}_S-\bar{P}_\alpha\right)=P_{NET}-\bar{P}_L \qquad (3)$$

ただし、P_{EXT} は全外部加熱パワー、V_o はプラズマ体積、$\bar{P}_L$ は単位体積あたりのプラズマ伝導損失パワー、$\bar{P}_B$ は単位体積あたりの制動輻射損失パワー、$\bar{P}_S$ は単位体積あたりのシンクロトロン輻射損失パワー、 $\bar{P}_\alpha$ はアルファ粒子加熱パワーである。ここで、

$$P_{ht} = \left(\bar{P}_L + \bar{P}_B + \bar{P}_S - \bar{P}_\alpha\right) \qquad (4)$$

とおくと、

$$\frac{d\bar{W}}{dt} = P_{EXT} / V_o - P_{ht} \qquad (5)$$

と表すこともできる。ここで P_{ht} はイグニション領域に到達するのに必要なパワーの等高線で表されるので、P_{ht} ＝ 0 はイグニション境界を与える。これを POPCON 図と呼ぶ。これよりイグニションに到達するときにはプラズマエネルギーの時間変化(dW/dt)を小さくすれば、外部加熱パワーP_{EXT} を小さくすることができることがわかる。

また、プラズマへの正味の加熱パワー密度は

$$P_{NET} = P_{EXT} / V_o + \bar{P}_\alpha - \bar{P}_B - \bar{P}_S \qquad (6)$$

である。プラズマ伝導損失パワー((8)式）の計算や、密度限界((11)式)を計算するにはこの正味の加熱パワー密度を用いる。

イオン温度の時間変化は、このパワーバランス方程式より

$$\begin{aligned}\frac{dT_i(0)}{dt} &= \frac{1+\alpha_n+\alpha_T}{1.5e\left(f_D + f_T + 1/\gamma_i + f_\alpha\right)n_e(0)} \times \left[\left\{P_{EXT}/V_o + \bar{P}_\alpha\right\} - \left\{\bar{P}_L + \bar{P}_b + \bar{P}_s\right\}\right] \\ &\quad - \frac{T_i(0)}{\left(f_D + f_T + 1/\gamma_i + f_\alpha\right)} \times \left[\left\{1 - 8 f_O + \frac{1}{\gamma_i} - f_\alpha\right\} \frac{1}{n_e(0)}\left[\frac{dn_e(0)}{dt}\right] - \left[\frac{df_\alpha(0)}{dt}\right]\right] \end{aligned} \qquad (7)$$

ここで、イオン温度と電子温度の比$\gamma_I = T_i(0) / T_e(0) = 1$ を用いておく。ここでは分布を仮定して各パワー項を計算し、上述の密度、アルファ粒子割合、イオン温度の 3 つの時間発展方程式を連立して解く。

プラズマ伝導損失を計算するためにここでは ISS95 閉じ込め則を用いる[2.3.9.41]。

$$\begin{cases} \tau_E[s] = \gamma_{ISS}\ \tau_{ISS}[s] \\ \tau_{ISS}[s] = 0.079\,\iota_{2/3}^{0.4}\,\bar{n}_{19}^{0.51}[10^{19} m^{-3}] B_o^{0.83}[T] \bar{a}^{2.21}[m] R^{0.65}[m] / P_{HT}^{0.59}[MW] \end{cases} \qquad (8)$$

ただしγ_{ISS} は ISS95 閉じ込め則に対する閉じ込め増倍度であり、$\iota_{2/3}$ は正規化半径の 2/3 位置での正規化回転変換、$\bar{n}_{19}$ は線平均密度、 B_o は磁場強度、 $\bar{a}$ は有効小半径、R は主半径、 P_{HT} は加熱パワーである。なお熱的安定領域では$\gamma_{ISS} = 1.6$、熱的不安定領域では$\gamma_{ISS} = 1.43$ を用いた。

イグニッション運転においては、燃料供給と加熱パワーによる制御が 2 つの主要な制御である。電力を生産する核融合炉においては電気出力の制御が最終目標であるが、通常その前のプラズマパラメータとしての核融合出力を制御する。この核融合出力の

制御は燃料供給を通じた密度制御によって行われるが、以下で述べる熱的安定点と不安定点でのイグニッション運転ではその制御法が異なる。

イグニッション制御の研究でまず重要なのが核融合出力の制御で、一方、加熱パワーはプレプログラムでもある程度可能なので、通常、核融合出力の制御アルゴリズムをまず開発する。その後に加熱パワーの制御アルゴリズムを開発するという手順で進む方が良い。

2.3.9.4.1 熱的安定点でのイグニッション運転

熱的安定点での核融合出力の制御は次のような PID 制御で行うことができる[2.3.9.42]。第 1 項は比例項で、第 2 項が積分項、第 3 項が微分項である。

$$S_{DT}(t) = S_{DT0}\left\{e_{DT}(P_f) + \frac{1}{T_{\mathrm{int}}}\int_0^t e_{DT}(P_f)dt + T_d\frac{de_{DT}(P_f)}{dt}\right\}G_{fo}(t) \qquad (9)$$

ただし $S_{DT}(t)$は負にはなれないので、最低でも 0 である。また、$S_{DT0}=4\times10^{19}$ m^{-3}/s、T_{int} は積分時間、 T_d は微分時間であり、ゲイン $G_{fo}(t)$ は 2 から 50 まで増大する関数である。核融合出力の測定値 $P_f(t)$と核融合出力の設定値 $P_{f0}(t)$との誤差は

$$e_{DT}\left(P_f\right) = +\left(1 - P_f(t)/P_{f0}(t)\right) \qquad (10)$$

であり、これを小さくするように燃料制御を行う。即ち、核融合出力が設定値よりも大きくなると、その誤差は負になるので燃料供給は減少する。核融合出力が設定値よりも小さいと、燃料が供給され核融合出力は増大する。ここで符号”＋”が重要で、熱的に安定な領域での制御では”＋”、不安定な領域での制御ではこの符号を”−”にすればよい。

熱的に安定なイグニッション領域に到達するためには、次の式で与えられる須藤密度制限則[2.3.9.43]を用いれば良い。即ち、加熱パワーを印加することで、運転密度 n(0)よりも常に密度制限値 $n(0)_{lim}$ が大きくなるように制御するものである。

$$n(0) \le n(0)_{\lim}[m^{-3}] = \gamma_{SUDO}\frac{0.25\times10^{20}}{\gamma_{pr}}\sqrt{\frac{\left\{P_{NET}[W/m^3]\times10^{-6}V_o\right\}B_o[T]}{\bar{a}^2R[m]}} \qquad (11)$$

ここで分布係数はγ_{pr} = $\bar{n}$ /n(0)、 プラズマ体積は$V_o = 2\pi R\pi\bar{a}^2$ である。これを正味の加熱パワーの式 (6) を代入して書き直すと、フィードバック用の外部加熱パワーの式が得られる[2.3.9.44]。

$$P_{EXT}[W] \ge \left\{\gamma_{pr}\frac{\left[\gamma_{DLM}n(0)[m^{-3}]\right]}{\gamma_{SUDO}0.25\times10^{20}}\right\}^2\frac{\bar{a}^2R[m]}{B_o[T]}\times10^6 - \left(P_\alpha - P_B - P_S\right) \qquad (12)$$

これを用いると図 2.3.9.5 に示すように、熱的安定領域に到達することができる。

図 2.3.9.5 (a) に示すように運転密度は密度限界よりも常に小さくなっていることがわかる。また図 2.3.9.5 (b)に示すように核融合出力を 400 秒で 3 GW になるように設定しているので、実際の核融合出力もそのようにフィードバック制御される。そのときの燃料供給率を図 2.3.9.5 (d)の SDT で示す。(12) 式で計算しながら印加した加熱パワーも同時に示す。ここで、加熱パワーを入射する装置としては 1.5 MeV の NBI を想定している。そのとき図 2.3.9.5 (c)には NBI の入射粒子がプラズマ半径のどこまで侵入するかの侵入割合を示す。2×10^{20} m^{-3} 程度の密度では十分に侵入できる。図 2.3.9.5 (e) には POPCON 図に運転点(青線) と密度制限値(紫) の時間変化図を示しているように、50 MW 程度の等高線上を安定点に向かって進行する様子がわかる。

また、すでに説明したように、図 2.3.9.5 には核融合出力の立ち上げ時間を長くし、プラズマエネルギーの時間変化を極力小さくした計算結果を示している。その結果、外部加熱パワーが 50 MW と小さく、POPCON の等高線を乗り越えてイグニション領域に到達することが理解できる。

この加熱パワー制御則は閉じ込め増倍度の変化や、不純物流入などのパラメータの擾乱があっても核融合出力を一定の値に保つように制御できる。閉じ込め増倍度が減少すると、加熱パワーが印加され、サブイグニッション運転となり、核融合出力は一定に維持される。また、閉じ込め増倍度が改善されると、すぐに加熱パワーは減少しゼロとなり、核融合出力が一定に維持されるイグニッション運転になる。このようにパラメータの擾乱に対して十分に対応が可能である。

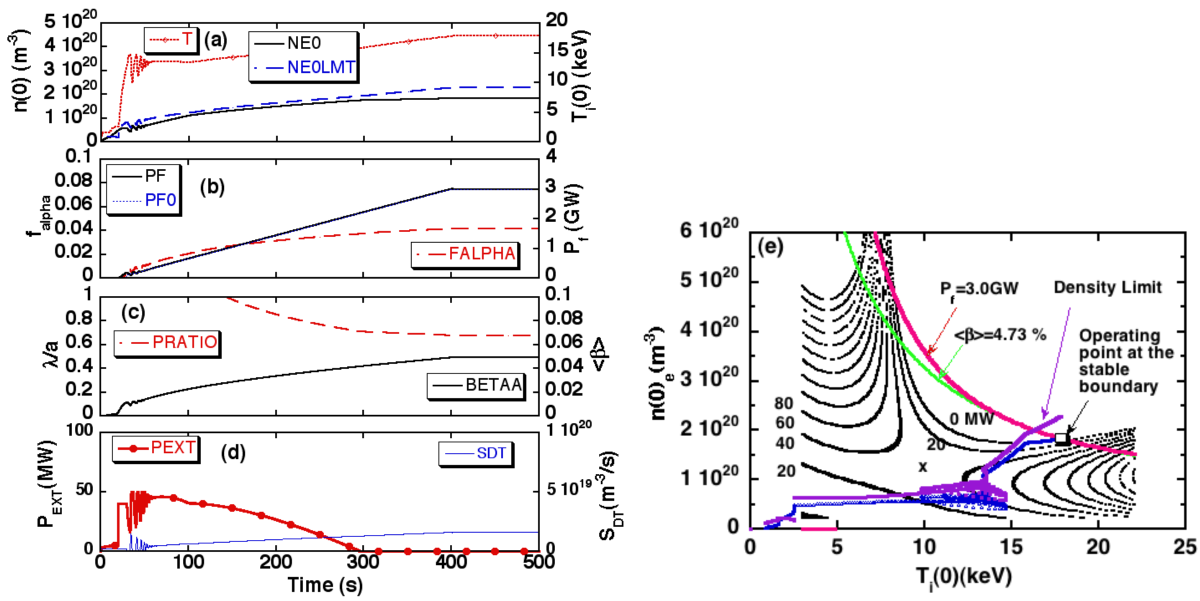


Figure 2.3.9.5 Ignition access to the stable operating point using the feedback control of the external heating power in FFHR2m2. (a) Peak temperature T(0), peak density NE0, density limit NE0LMT, (b) alpha ash fraction FALPHA, fusion power PF and its set value PF0, (c) NBI penetration ratio PRATIO, beta value BETAA, and (d) D-T continuous fueling rate SDT, and the external heating power P_{EXT}, and (e) the operation path on POPCON. The external heating power is limited to 50 MW. Control parameters are $T_d = 0$ s and $T_{int} = 10$ s.

2.3.9.4.2 熱的不安定点でのイグニッション運転

熱的不安定点で安定的に運転を行うには、熱的安定点の燃料制御において用いた制御誤差の符号を”＋”から”−”にするだけで良い。即ち、DT プラズマに燃料を供給すれば温度は下がり、停止すれば上昇するという物理的メカニズムを使用する。核融合出力の測定値 $P_f(t)$と核融合出力の設定値 $P_{f0}(t)$との誤差を

$$e_{DT}\left(P_f\right) = -\left(1 - P_f(t)/P_{f0}(t)\right) \qquad (13)$$

として、これを小さくするように燃料制御を行う。この安定化のメカニズムは、イグニション境界を赤線で示し、設定値である核融合出力一定の線を青線で示している図 2.3.9.6 で理解できる。即ち、核融合出力が設定値よりも大きくなると、その誤差 $e_{DT}(P_f)$は正になり燃料供給は増大する（A 点）。その結果密度が増大し、温度は下がる（B 点）。さらに温度が下がり核融合出力が設定値よりも小さくなると（C 点）、今度はその誤差$e_{DT}\left(P_f\right)$は負になり、燃料供給が減少し、あるいは停止され、その結果温度が上昇し（D 点）、核融合出力は増大する。後はこれを繰り返し、安定点に収束する。この制御も同じ（９）式の PID 制御の式で行う。

このように核融合出力を PID 燃料制御するだけで熱的に不安定点な点で運転できることが明らかとなった。熱的不安定性を安定化する方法は核融合研究の黎明期からいろいろな方法が提案されてきたが、この制御アルゴリズムはその中でも最も現実的な方法である。

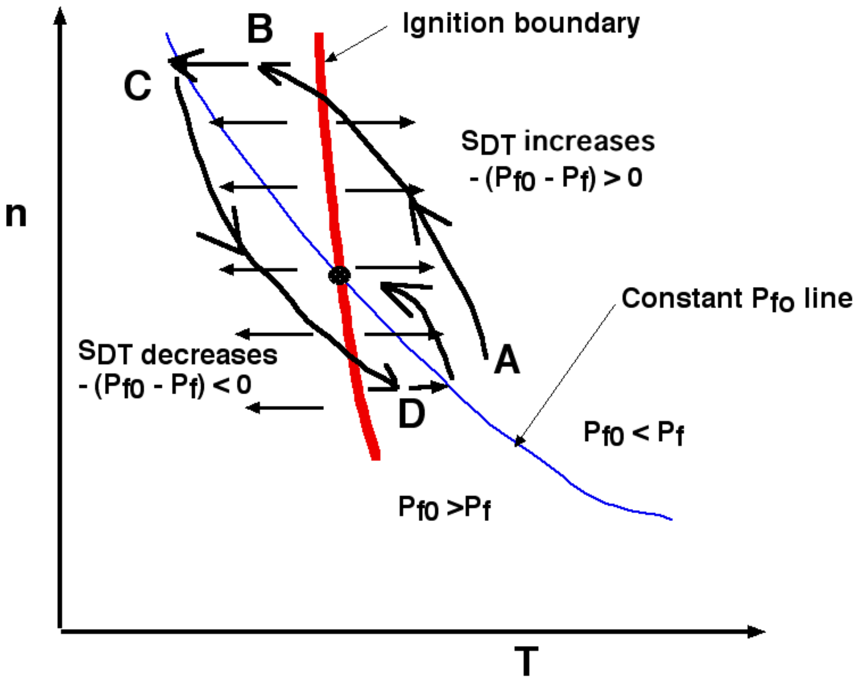


Figure 2.3.9.6 Fueling control in the thermally unstable ignition boundary.

このように熱的不安定性を燃料供給で安定化できることが明らかになったが、加熱パワーについてはプレプログラムを用いて制御していた。現実に制御するためには加熱パワーについてもフィードバック制御法が必要になる。そのためには熱的安定領域で用いていた加熱パワーの制御法をアナロジー的に用いれば良い[2.3.9.39]。

今まで熱的に安定なイグニッション領域に到達するために密度制限則[2.3.9.43]を用いてきたが、それは運転密度が密度制限値を超えそうになると加熱パワーを印加して、密度制限値以内で運転できるようにするためである。即ち、密度を低く抑え、高温・低密度運転にしているのである。

一方、一般に POPCON 図は、図 2.3.9.7 の n-T 図に示すように n = T の関数に対してほぼ対称で、高温・低密度運転領域と低温・高密度運転領域は対称な領域にある。運転点もこの 2 つの領域では回転方向が逆になる[2.3.9.42]。即ち高温・低密度運転領域では右回り（時計方向）に回転して安定するが、低温・高密度運転領域では左回り（反時計方向）に回転して安定する。これらの性質をアナロジー的に利用すれば、低温・高密度領域で加熱パワーの制御が可能となる。即ち、熱的不安定領域のイグニッション領域に到達するためには、次の式で与えられるような人為的な温度制限則を用いれば制御ができるということである。

$$\gamma_{TLM} T(0) \leq T(0)_{\lim} = T_c \left[\frac{\left\{ P_{NET}[W] \times 10^{-6} \right\} B_o[T]}{\bar{a}^2 R[m]} \right]^{\alpha_{TC}} \qquad (14)$$

ただし、α_{TC} と T_c は計算結果より決定した。温度制限値が運転温度よりも 1.2 倍高いようにγ_{TLM} ＝1.2 と設定した。この式を書き直すとフィードバック用の加熱パワーの式が得られる。

$$P_{EXT}(T_{LIM}) \geq \left\{ \frac{\gamma_{TLM} T(0)}{T_c} \right\}^{\frac{1}{\alpha_{TC}}} \frac{\bar{a}^2 R[m]}{B_o[T]} \times 10^6 - \left(P_\alpha - P_B - P_S \right) \qquad (15)$$

この制御を行うためには各パワー項の評価のほかに温度測定 T(0)が必要になる。ここでは、T_c = 7.4 keV とα_{TC} = 0.2 を用いた。運転点がイグニッション領域の外側、即ち等高線側にあり、そこで温度が上昇すると加熱パワーが印加され、運転点は等高線の高い側に動いていくために温度はむしろ低下する。

以上の熱的不安定点の安定化フィードバックと、加熱パワーのフィードバック制御の両方を同時に行った場合の熱的不安定点に到達する様子を示した計算結果を図 2.3.9.8 に示す。20 秒後に加熱パワーのフィードバックを開始する。このシナリオでは 1.5 MeV の NBI を低密度フェーズで使用し、一旦イグニッションに入り、加熱パワーを 0 にした後は、アルファ粒子加熱によって核融合出力を増大させる。即ち、加熱パワーのフィードバックにより核融合出力が 1 GW 程度で加熱パワーは 0 となり、その後、外部加熱パワーなしで 3 GW の最終運転点まで到達することができる。

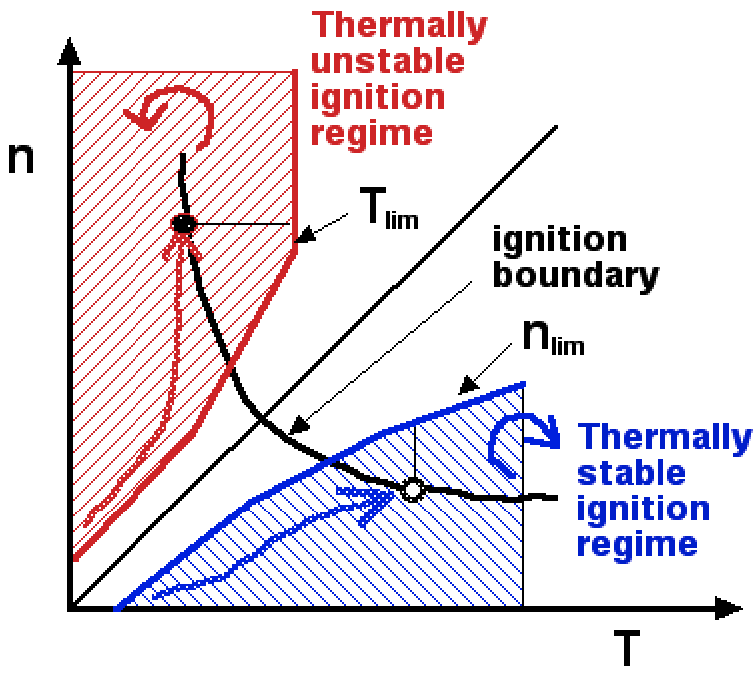


Figure 2.3.9.7 General characteristics of POPCON.

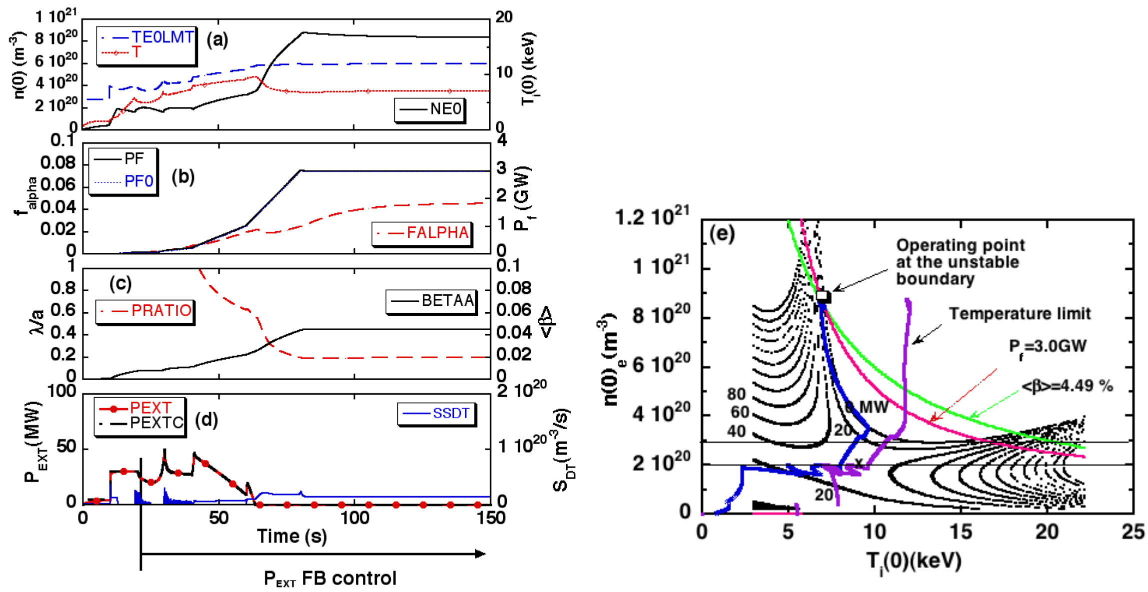


Figure 2.3.9.8 Ignition access to the unstable operating point using the feedback control of the external heating power for continuous fueling in FFHR2m2. (a) Peak temperature T, temperature limit $T(0)_{\mathrm{lim}}$ given by Eq.(4-5) TE0LMT and peak density NE0, (b) alpha ash fraction FALPHA, fusion power PF and its set value PF0, (c) NBI penetration ratio PRATIO, beta value BETAA, and (d) D-T continuous fueling rate SDT, and the heating power PEXT, which is limited to 50MW. (e) The operation path on POPCON. Control parameters are $T_d = 0$ s, $T_{int} = 10$ s. We note that "P_{EXT} FB control" below box (d) is describing the feedback control action of the external heating power after 20 s.

この計算例はガスパフ等の燃料の連続入射の場合であるが、実際にはペレット入射を行う必要がある。FFHR では 7 keV 程度のプラズマへのペレット入射の可能性の検討、革新的なペレット入射装置の開発などさらなる研究が必要であるが、ここではペレットが完全入射した場合を仮定して、不連続燃料入射の場合の制御性を調べておく。図 2.3.9.9 (d) に示すように、2 種類のサイズのペレットを使用して低密度領域での核融合出力を調整している。より高密度にするためにはさらに燃料供給率の大きいペレットに交換して入射し、核融合出力をできるだけなめらかに変化させる。

なお、この制御アルゴリズムはシャットダウン時にも問題なく使えるし、また、パラメータの擾乱に対しても問題なく制御が可能である。

残された課題としては、発生が想定される制御失敗時に炉がどのように振る舞うかを詳しく調べることである。制御失敗時には温度が上昇し核融合出力が増加するが、垂直磁場は一定なのでプラズマ位置が外側に変位しプラズマ小半径が小さくなる結果、閉じ込めが劣化する。そのために核融合出力がそれほどは大きく増大しないという暫定的な結果は得られつつある。また、プラズマベータも増大し、コラプスが起きる可能性もある。

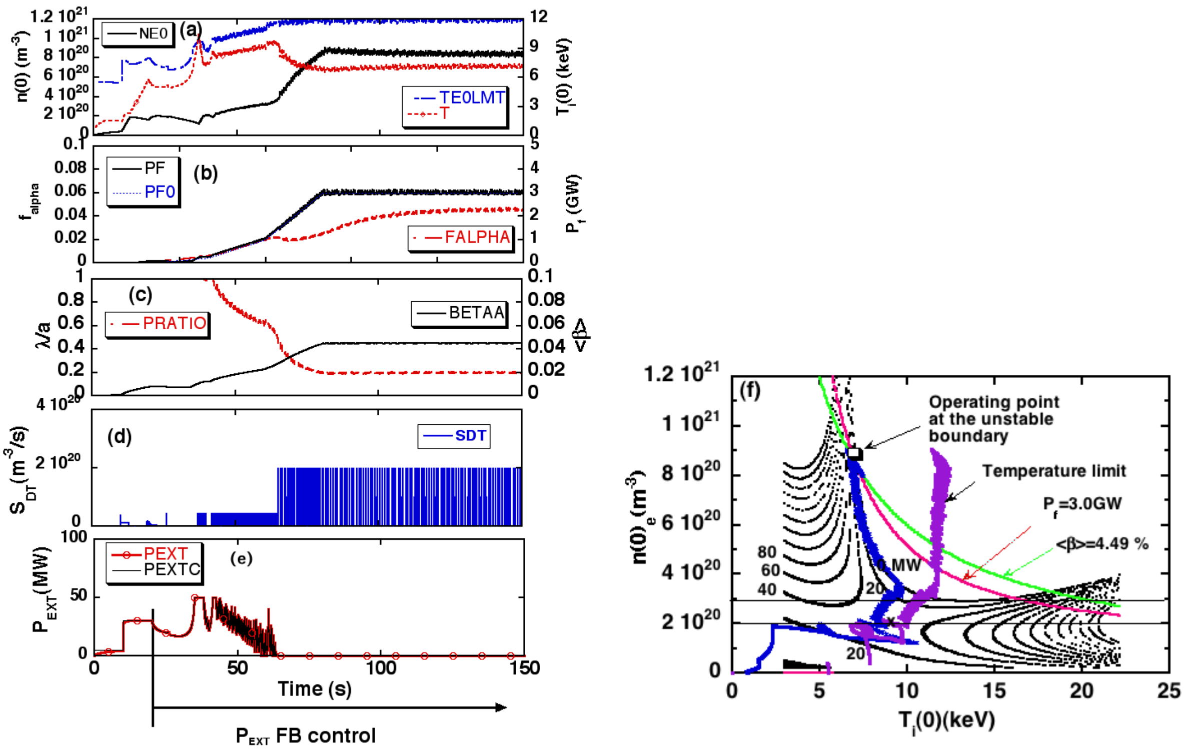


Figure 2.3.9.9 Ignition access to the unstable operating point using the feedback control of the external heating power for discrete fueling with the time step of Δt=20 ms. (a)-(c) are the same as in Fig. 2.3.9.8 except for (d) D-T discrete fueling rate SDT corresponding to 12 and 20 mm pellets. Second discrete fueling using 20 mm pellet was switched on at 65 s. (e) The external heating power PEXT, which is limited to 50 MW. (f) The operation path on POPCON

FFHR 炉[2.3.9.44]の 2 つの運転領域での詳細なパラメータを Table 1 に示す。このヘリカル炉における低温・高密度運転の利点として、密度が高いためにアルファ粒子の

スローダウンが速く[2.3.9.45]、すぐに低エネルギーになるのでアルファ粒子が励起するような不安定性が起きにくい。従って、高温・低密度運転よりもアルファ粒子のプロンプト損失が少なくなる。また、高密度のために閉じ込め時間も長くなるため、ダイバータ熱負荷も減少する等、ヘリカル炉における低温・高密度運転の可能性は極めて高いので継続的な研究が望まれる。

Table 2.3.9.1 Plasma parameters at the unstable and stable operating points in FFHR2m2.

		Stable operating point	Unstable operating point
Major radius	R (m)	15.7	
Effective minor radius	$\bar{a}$ (m)	2.5	
Plasma Volume	V_o (m^3)	1936	
Polarity/Field period	ℓ /m	2/10	
Coil pitch parameter	γ	1.2	
Magnetic field	B_o (T)	4.5	
Maximum magnetic field	B_{omax} (T)	12.1	
Coil magnetic energy	W_c (GJ)	160	
Blanket thickness	ΔB(m)	1.2	
Rotational transform	$\iota_{2/3}$	0.92	
Maximum external heating power	P_{EXT} (MW)	100	
Confinement factor over ISS95 scaling	γ_{ISS}	1.92	1.43
Confinement time	τ_E (s)	2.3	4.3
Alpha ash fraction	f_α	0.041	
Oxygen impurity fraction	f_o	0.0075	
Effective ion charge	Z_{eff}	1.50	
He ash confinement time ratio	τ_α^*/τ_E	4	
Fuel particle confinement time ratio	τ_p^*/τ_E	3	
Fusion alpha heating efficiency	η_α	0.98	
Operation density	$n_e(0)$ (10^{20} m^{-3})	1.8	8.4
Density limit factor over Sudo scaling	γ_{SUDO}	1.5	6.5
Density limit margin in the steady state	$n(0)_{limit}/n(0)$	1.24	1.41
Ion temperature	$T_i(0)$ (keV)	17.8	7.1
Ion to electron temperature ratio	T_i/T_e	1.0	
Density profile	α_n	0.5	3.0
Temperature profile	α_T	1.0	
Beta value	$<\beta>$(%)	4.9	4.5
Total fusion power	P_f (MW)	3000	
Total neutron power	P_n (MW)	2400	
Total alpha heating power	P_α (MW)	588	
Total Bremsstrahlung power	P_B (MW)	87	348
Total synchrotron radiation power	P_S (MW)	4.2	0
Total plasma conduction loss	P_L (MW)	497	240
Electric power output (thermal efficiency)	P_e (MW)	1000 (33%)	
Neutron wall loading	Γ_n (MW/m^2)	1.48	
Heat flux to first wall	Γ_h (MW/m^2)	0.056	0.22
Heat flux to divertor for 0.1 m wet width	Γ_{div} (MW/m^2)	25.0	12.2

参考文献

[2.3.9.19] R. G. Mills, Proc. Symp. Engineering of Fusion Reactors, LA-4250, Los Alamos National Laboratory (1969) B1-1.

[2.3.9.20] M. Ohta, H. Yamato, S. Mori, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1971 (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971), Vol. 3, IAEA, Vienna (1972) 423.

[2.3.9.21] T. Fujisawa, Nuclear Fusion 14 (1978) 173.

[2.3.9.22] L. Bromberg, J. L. Fisher D. R. Cohn, Nuclear Fusion 20 (1980) 203.

[2.3.9.23] K. Borrass, Proc. 4th Topl. Mtg. Technology of Controlled Nuclear Fusion. King-of Prussia, Pennsylvania, Oct 14-17, American Nuclear Society (1980) 154.

[2.3.9.24] M. Okamoto, M. Ohnishi, K. Hirano, Japanese J. of Applied Physics 21 (1982) L201.

[2.3.9.25] Ya. I. Kolesnichenko, S. N. Reznik, Nuclear Fusion 18 (1978) 1535.

[2.3.9.26] T. W. Petrie, J. M. Rawls, Nuclear Fusion 20 (1980) 1461.

[2.3.9.27] K. Maki, Fusion Technology 10 (1986) 70.

[2.3.9.28] J. Mandrekas, Jr. W. M. Stacy, Fusion Technology 19 (1991) 57.

[2.3.9.29] E. Bebhan, U. Vieth, Nuclear Fusion 37 (1996) 251.

[2.3.9.30] W. Hui, B. Bamieth, G. H. Miley, Fusion Technology 25 (1994) 318.

[2.3.9.31] E. Schuster, M. Krstic, G. Tynan, Fusion Science and Technology 43 (2003) 18.

[2.3.9.32] J. E. Vitela, J. J. Martinell, Plasma Physics and Controlled Fusion 40 (1998) 295.

[2.3.9.33] N. Ohyabu, T. Morisaki, S. Masuzaki, R. Sakamoto, et al., Physics Review Letters 97 (2006) 055002-1.

[2.3.9.34] R. Sakamoto, et al., Nuclear Fusion 49 (2009) 1.

[2.3.9.35] O. Mitarai, A. Sagara, N. Ohyabu, R. Sakamoto, A. Komori, O. Motojima, Plasma and Fusion Research, Rapid Communication 2 (2007) 021-1-3.

[2.3.9.36] O. Mitarai, A. Sagara, N. Ohyabu, R. Sakamoto, A. Komori, O. Motojima, , Fusion Science and Technology 56 (2009) 1495.

[2.3.9.37] O. Mitarai, A. Sagara, N. Ashikawa, R. Sakamoto, et al. 2008, 22nd IAEA Fusion Energy Conference, (13-8, Oct. 2008, Geneva, Switzerland) FT/P3-19.

[2.3.9.38] O. Mitarai, A. Sagara, R. Sakamoto, N. Yanagi, T. Goto, S. Imagawa, O. Kaneko, A. Komori, IAEA-FEC-FTP/P6-19 (2010, Daejeon) (2010).

[2.3.9.39] O. Mitarai, A. Sagara, R. Sakamoto, N. Ohyabu, A. Komori, O. Motojima, Plasma and Fusion Research 5 (2010) S1001.

[2.3.9.40] O. Mitarai, A. Sagara, R. Sakamoto, N. Yanagi, T. Goto, Fusion Engineering and Design 88 (2013) 1046.

[2.3.9.41] O. Mitarai, A. Sagara, R. Sakamoto, Fusion Energy and Power: Applications, Technologies and Challenges, Nova publication (2015).

[2.3.9.42] U. Stroh, M. Murakami, R. A. Dory, H. Yamada, S. Okamura, F. Sano, T. Obiki, Nuclear Fusion 36 (1996) 1063.

[2.3.9.43] O. Mitarai, A. Sagara, H. Chikaraishi, et al., Nuclear Fusion 47 (2007) 1411.

[2.3.9.44] S. Sudo, Y. Takeiri, H. Zushi, et al., Nuclear Fusion 30 (1990) 11.

[2.3.9.45] A. Sagara, S. Imagawa, O. Mitarai, T. Dolan, et al, Nuclear Fusion 45 (2005) 258.

[2.3.9.46] H. Matsuura, O. Mitarai, A. Sagara, Y. Nakao, Plasma Fusion Res. 6 (2011) 2405086.

2.3.10 FFHR-d1 の強磁場化と FFHR-c1

ここまでに示した解析により、高ベータ時のシャフラノフシフトを抑制することが炉心プラズマの成立性を担保する上で必須であることが示された。シャフラノフシフトに起因する問題を解決する手段としては、前節までに示したような垂直磁場によるシャフラノフシフト抑制の他に、(1) 磁場を強くしてベータを下げる、(2) 低ベータでプラズマが保持できるよう追加熱するサブイグニション運転とする、の 2 つも考えられる。

(1) の強磁場化に対応して、ヘリカルコイル中心磁場強度を 4.7 T から 5.6 T に増加したバージョンである FFHR-d1B を炉設計検討に組み込むこととした。これに合わせ、これまでの 4.7 T バージョンは、本章で示した検討結果を受けて高アスペクト比配位を正式採用し、呼称を FFHR-d1 から FFHR-d1A に変更することとなった。これらのヘリカルコイル中心半径とヘリカルコイル中心磁場強度の関係を図 2.3.10.1 に示す。同図には蓄積磁気エネルギーの等高線も示してあるが、磁場強度の増大に伴い、超伝導コイルの蓄積磁気エネルギーは~160 GJ から~220 GJ に増大する。ヘリカルコイルのサイズを同じとした場合、ヘリカルコイル電流密度は~25 A/mm^2 から~30 A/mm^2 に増大する。これらを実現するためには、超伝導コイルに関する工学的研究の更なる進展が必要である。なお、これについては、単純な磁場強度増大に限らず磁場配位を改善することで閉じ込め改善を目指す、またはコイル配置等の工夫により工学技術の特別な進展がなくとも強磁場化を可能とする FFHR-d1C の提案もなされている（2.3.11 節に関連研究について記述）。

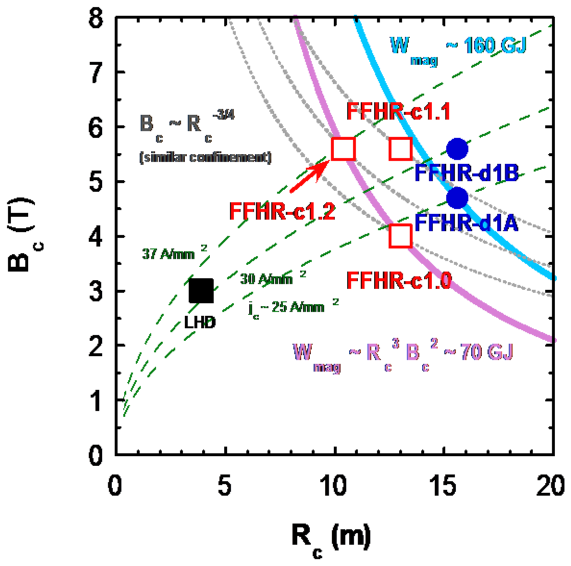


Figure 2.3.10.1 Design point of FFHR-d1A (high aspect ratio), FFHR-d1B (increased magnetic field strength), and FFHR-c1 (compact, sub-ignition). FFHR-c1 has three options (c1.0, c1.1, and c1.2). The solid and broken lines are contours of the stored magnetic energy W_{mag} and the current density of helical coils j_c, respectively. The design points locate on the same dotted line are expected to have an equivalent confinement property.

(2) のサブイグニション運転では、低ベータ化による核融合出力の低下を補うため、現行の核融合プラズマ実験で行っているような追加熱を行う。このような低核融合出力運転では中性子壁負荷等も低くなるため、装置を小型化することも可能となる。そ

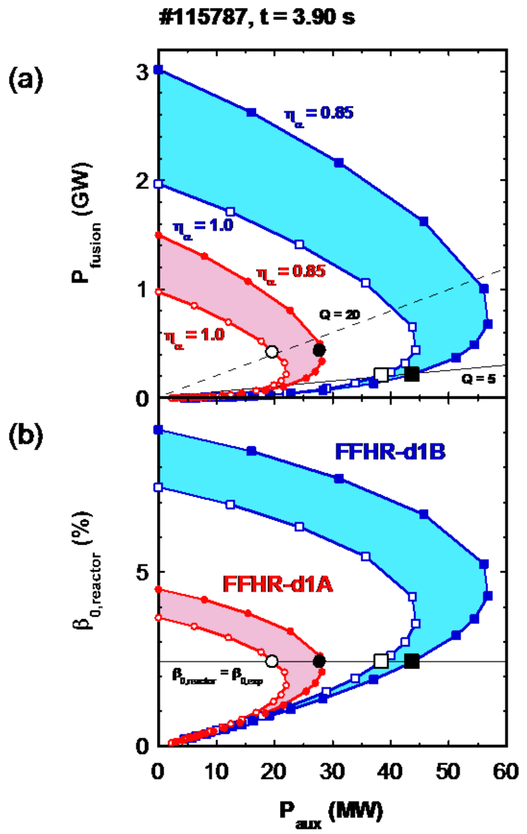


Figure 2.3.10.2 Dependence of (a) the fusion power P_{fusion} and (b) the peak beta value $\beta_{0,\mathrm{reactor}}$ on the auxiliary heating power P_{aux} for FFHR-d1A and d1B. η_{α} denotes alpha heating efficiency. The horizontal line in (b) corresponds to the beta enhancement factor of unity, i.e., design points on this line have the same beta value as that in LHD experiment.

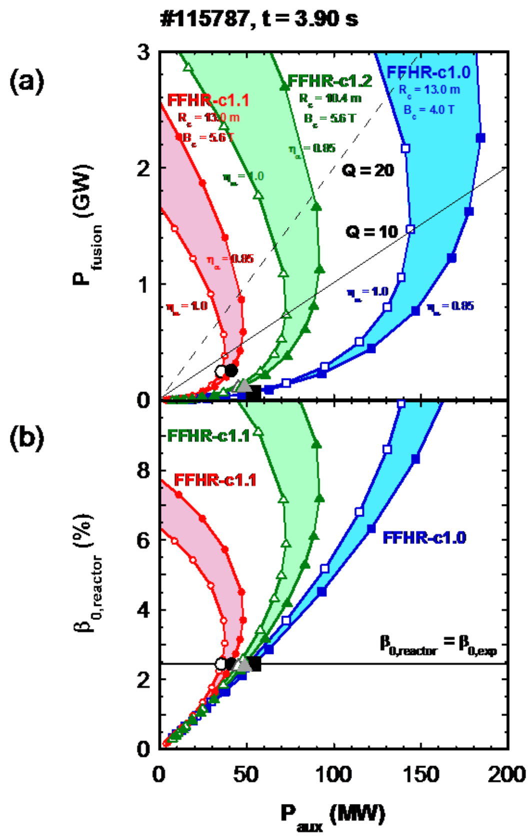


Figure 2.3.10.3 Dependence of (a) the fusion power P_{fusion} and (b) the peak beta value $\beta_{0,\mathrm{reactor}}$ on the auxiliary heating power P_{aux} for FFHR-c1.0, c1.1, and c1.2. η_{α} and the horizontal line in (b) have the same meaning as those in Fig. 2.3.10.2.

こで、新たに FFHR-c1 として、コンパクト化を狙うバージョンの検討も行うこととした[2.3.10.1]。FFHR-c1 には磁場強度と装置サイズが異なる 3 つのオプションを想定し、それぞれ c1.0、c1.1、及び c1.2 と呼ぶ。これらについても図 2.3.10.1 に示してある。

FFHR-d1A 及び d1B について、直接分布外挿法を用いて見積もった外部加熱パワーと核融合出力及び中心ベータの関係を図 2.3.10.2 に示した。同様の図を、FFHR-c1 について示したのが図 2.3.10.3 である。これらを計算するに当たっては、前節で述べた α 粒子の閉じ込めに関する検討を反映し、α 加熱効率を 100 %と 85 %の 2 通りとした。図 2.3.10.1 及び 2.3.10.2 には、直接分布外挿を行う際にベータ増倍度を 1 とした場合の結果を、強調したシンボルで示してある。ベータ増倍度 1 であれば、その分布は既に実験で実現されており、MHD 平衡も MHD 安定性もある程度担保されている

Table 2.3.10.1 Typical design parameters of FFHR-c1.0, FFHR-c1.1, FFHR-d1A, and FFHR-d1B calculated by DPE method with the same beta value as that in the LHD experiment.

Reactor	FFHR-c1.0		FFHR-c1.1		FFHR-d1A		FFHR-d1B	
Design parameters								
R_c (m)	13.0	←	←	←	15.6	←	←	←
V_p (m^3)	~1000	←	←	←	~2000	←	←	←
B_c (T)	4.0	←	5.6	←	4.7	←	5.6	←
W_{mag} (GJ)	67.8	←	125.1	←	162.5	←	223.5	←
γ_c	1.20	←	←	←	←	←	←	←
f_a (= f_R)	10/3	←	←	←	4.0	←	←	←
C	82.5	←	129.3	←	122.8	←	155.1	←
η_α	0.85	1.0	0.85	1.0	0.85	1.0	0.85	1.0
Extrapolated parameters								
C_{exp*}	212.0	198.4	212.0	198.4	212.0	198.4	212.0	198.4
f_β	1.0	←	←	←	←	←	←	←
f_T	6.74	6.57	6.74	6.57	6.74	6.57	6.74	6.57
f_n	2.86	2.94	5.62	5.76	3.96	4.06	5.62	5.76
C_{aux}	6.97	5.80	2.18	1.88	2.46	2.11	1.46	1.28
γ_{DPE*}	1.43	1.42	1.33	1.30	1.34	1.32	1.25	1.22
P_{aux} (MW)	53.1	50.2	40.3	35.0	42.8	38.0	27.1	19.4
$P_{reactor}$ (MW)	62.0	60.7	74.6	75.4	72.3	72.6	86.5	89.2
P_{fusion} (GW)	65.3	63.8	251.0	245.2	215.2	210.2	433.8	423.7
Q	1.23	1.27	6.23	7.01	5.03	5.53	16.0	21.9
Φ_n (MW/m^2)	0.052	0.051	0.20	0.20	0.12	0.12	0.24	0.24
Φ_n (dpa/y)	0.52	0.51	2.0	2.0	1.2	1.2	2.4	2.4

と考えることができる。即ち、これに相当する設計点は実現できる可能性が高い。様々なケースについて、ベータ増倍度 1 の設計点での数値を表 2.3.10.1 にまとめた。同表には、核融合出力の外部加熱パワーに対する比として定義される Q 値も記載してある。この Q 値は、直接分布外挿に用いた分布データと、仮定する装置サイズや磁場強度に依存するが、例えば FFHR-d1B では Q ~ 20 の実現が見込めるということになる。更に高いベータを許容するのであれば、追加熱ゼロの自己点火を見込める。図 2.3.10.2 及び図 2.3.10.3 で P_{aux} = 0 かつ有限の核融合出力及び中心ベータを与える点が自己点火に相当する。今後の詳細設計は FFHR-d1A を基本としつつ、複数の設計を含めた多岐路線のアプローチにより、設計のロバスト性を確保する考えである[2.3.10.2]。

参考文献

[2.3.10.1] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion **54** (2014) 013014.
[2.3.10.2] A. Sagara et al., Fusion Eng. Des. **89** (2014) 2114.

2.3.11 磁場配位の最適化検討（改善 LHD 磁場配位）

FFHR-d1 の概念設計において、現状の基本路線としては、LHD とほぼ同じ磁場配位を採用している。ただし、メンテナンス性の向上のため、IS コイルを省略している。しかしながら、現状の配位では、LHD のデータベースをもとに予測されるパフォーマンスでは自己点火条件の達成には厳しいものがあり、さらなる改善が求められる。また、工学的な観点から難しい課題もたくさんある。前者については、以下の３点が考えられる。(1)プラズマの閉じ込め性能に改善度を入れる、(2)磁場強度を上げる、(3)磁場配位の最適化を図る。ここで、(1)については、現状の設計では根拠に乏しい仮定を入れることを行わないことを FFHR-d1 の基本設計としている。ただし、今後の LHD における重水素実験等において良い閉じ込め改善が確認された場合には、それを入れた新しい解析を行っていくものとする。(2)については、2.3.10 節に述べられているように、強磁場オプションも検討している。本節では、(3)に関する検討として、閉じ込めと MHD 安定性の両者を改善する提案について示す。

現在 LHD 実験の実績に基づいて、ヘリカル型閉じ込め方式による核融合炉の概念設計が進行中であり、いくつかの設計モデルが論文として発表されている。これらの論文においては、炉設計において重要なブランケットのスペースや、全体の建設コストなどを中心とした議論が展開されているが、炉心の磁場配位としては旧来の LHD 実験のプラズマ閉じ込め配位をそのままスケールアップしたものを採用している。新しいヘリカル閉じ込め概念という意味では、ここ 20 年ほどの間に先進ヘリカル磁場配位と称される多くの新しいヘリカル型閉じ込め装置の提案がなされた。これらの新しい磁場配位は、二本の螺旋型コイルを基本としたヘリオトロンタイプの磁場配位とは異なったもので、磁場コイルとしてはモジュラータイプが用いられる。磁場配位設計の手順はヘリオトロン型などで用いられてきたものとは違い、まずトーラス磁場配位の表面の断面形状を与えて、それを境界条件とする偏微分方程式に基づく三次元の平衡配位計算を数値的に行い、その結果からトーラス全体の閉じ込め特性や安定性を議論する[2.3.10.1-5]。良い特性を持つ配位が見つかった段階で、その配位を実現する磁場コイル形状の設計を行う、というステップを取る。その結果としての磁場コイルは、一般的にはモジュラータイプとなっている。

現在の LHD 実験を取り巻く研究状況としては、新しい設計手法に基づく先進ヘリカル磁場配位の議論が世界的に盛んに行われている一方、その新しい設計手法を LHD タイプの磁場配位改善のためにはいまだ活用していないという結果となっている。本節では、世界的にも圧倒的な実験成果を生み出している LHD 装置に対して、その実験面での研究実績に基づいた上で、さらに一歩進めた研究計画が可能となるような新しい磁場閉じ込め配位についての設計研究について報告する。そのための手法としては、上述した炉設計で行われている磁場コイル形状を少しずつ変化させるという古典的な方法ではなく、先進ヘリカル配位設計に用いられている新しい設計手法に基づいている。

設計研究の第一ステップとしては、LHD 実験で採用しているいくつかの代表的な配位の最外殻形状をフーリエ分解し、それぞれの磁場配位の持つ閉じ込め特性が最外

殻形状のフーリエ係数のどの要素と結びついているかについて解析した。代表的な配位としては、磁気軸位置が 3.6, 3.75, 3.9 m の配位を選び、閉じ込め特性として、捕捉粒子のドリフト軌道の性質と MHD 安定性をもたらす磁気井戸の深さについて検討した。実験で用いられる配位を表現する 100 以上のフーリエ係数の中から、係数の絶対値の大きなものを残すことにより、それぞれの配位の特性を与えているフーリエ係数を導き出した。その結果から、配位の特性の違いを決定付けているフーリエ係数は、トロイダルモード数 n = 1、ポロイダルモード数 m = 0 の成分であり、物理的には立体磁気軸配位を形成するために必要となる、ヘリカル軸構造のモードであることが明らかになった。このことは、平面磁気軸構造として知られているヘリオトロン型磁場配位においても、立体磁気軸配位の構造が重要な要素であることを示している。

さらに解析を進めた結果、n = 1、m = 2 のフーリエ係数も、LHD の磁場閉じ込め特性の違いを与える重要な要素であることがわかった。すなわち、LHD 装置の特長的な三種の磁場配位（内寄せ配位、標準配位、外寄せ配位）は、n = 1、m = 0 による、ヘリカル軸構造を示すモードと、n = 1、m = 2 による、トロイダル角に対して回転する三角度断面形状を示すモードとの、二つの基本モードによって特長付けられている。これらのモードの符号は内寄せ配位、外寄せ配位に対して正負が逆転するが、その正負の組み合わせが LHD 装置の磁場配位の特長となっている。図 2.3.11. 1 に LHD 装置の三種の磁場配位に対する、基本モードのフーリエ係数の値を示す。

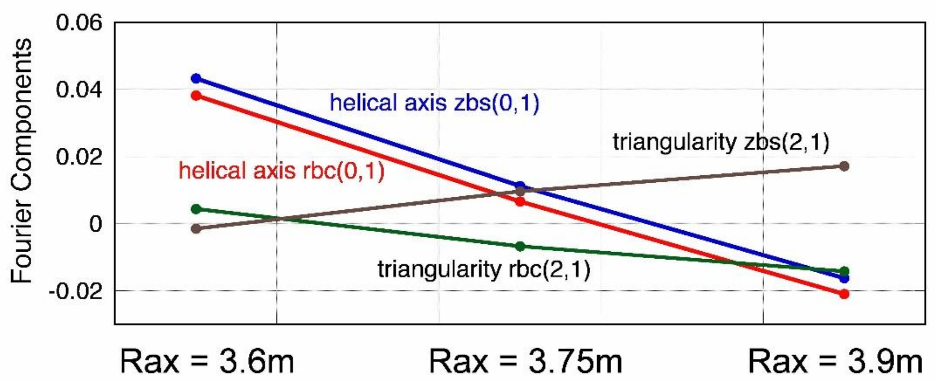


Figure 2.3.11.1 Fundamental Fourier modes for boundary shapes of the LHD magnetic configurations.

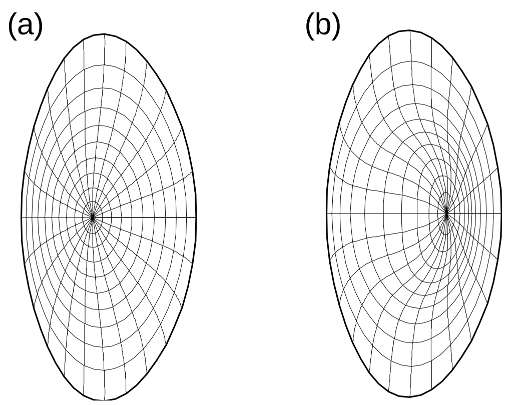


Figure 2.3.11.2 Vacuum and high-beta equilibria of LHD magnetic configuration.

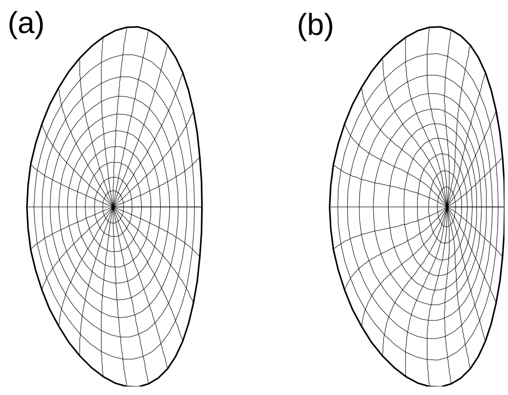


Figure 2.3.11.3 Vacuum and high-beta equilibria of LHD-SS1 configuration.

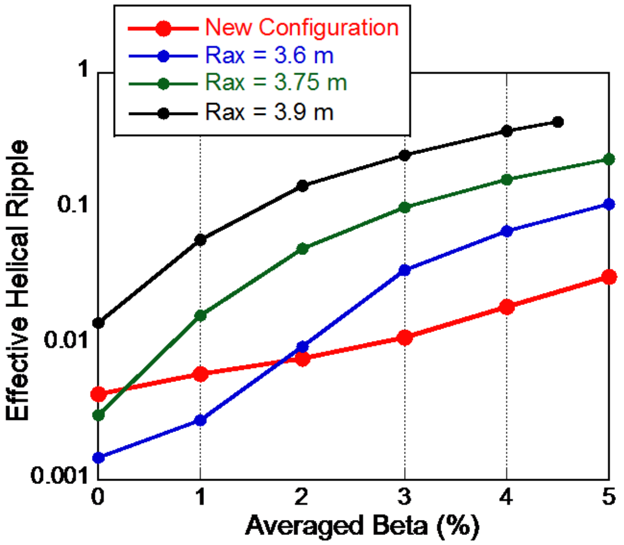


Figure 2.3.11.4 Effective ripple at (r/a) = 1/3 as a function of averaged beta.

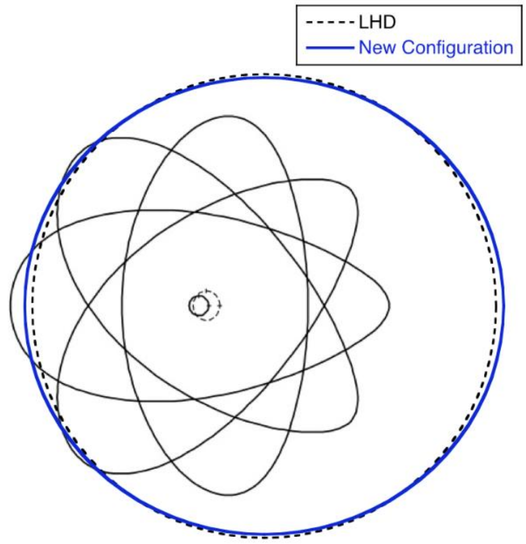


Figure 2.3.11.5 Poloidal cross-section of helical coil winding surfaces of LHD and LHD-SS1 together with cross-sections of the plasma boundary of LHD-SS1.

　これらの符号関係を他の先進的ヘリカル配位と比較すると、その違いが明瞭となる。すなわち、先進的配位とされているヘリカル型実験装置の磁場配位は、これら二つの基本モードの符号関係は LHD 装置とは逆の関係となっている。LHD 装置の磁場配位に対して、それぞれのモードの振幅を変えながら磁場配位の特性を調べることにより、ヘリカル捕捉粒子のドリフト軌道の最適化に対しては n = 1、m = 0 のヘリカル軸構造のモードがかなり有効であること、また磁気井戸による MHD 安定性には、n = 1、m = 2 の三角度断面形状のモードが寄与していることがわかった。これらの性質から導かれる直接的な発想として、n = 1、m = 0 のモードと n = 1、m = 2 のモードとを、LHD 装置とは逆の符号関係になるように組み合わせることにより、新しい磁場配位を構成してみた。組み合わせる際のそれぞれのモードの振幅の大きさは、全体のバランスを考慮して決めている。その作業過程において、この磁場配位の優れた特長の一つとして、高ベータ平衡配位においてシャフラノフ・シフトが小さくなることが見いだされた。図 2.3.11.2 に LHD 磁場の真空磁場配位と平均ベータ値 2%の平衡配位、図 2.3.11.3 に新しい磁場配位(LHD-SS1)の真空配位と平均ベータ値 2%の平衡配位を示す。新しい配位では磁気軸の移動量が少なくなっていることが明瞭に見て取れる。

　高ベータ平衡配位においてシャフラノフ・シフトが小さいということは、高温・高密度プラズマに対して良いプラズマの閉じ込め特性を保てるということを意味する。LHD 実験では内寄せ配位において優れたプラズマ閉じ込め特性を実現し、また平均ベータ値 5%の平衡を安定に達成することができたが、高ベータ配位において閉じ込め特性が劣化するという問題を抱えている。その主要な原因は大きなシャフラノフ・シフトであり、本研究において見いだされた新しい磁場配位は、その問題点に対する解決策を与える。ヘリカル型閉じ込め装置の閉じ込め特性は、新古典輸送

と乱流輸送が合わさった効果で決定されるが、将来の核融合炉での輸送過程では新古典輸送が大きな部分を占める。その指標としては、実効的リップルの値の評価がよく用いられている。図 2.3.11.4 には、規格化小半径 1/3 での実効的リップルの値を、LHD 実験の三種の磁場配位と新しい磁場配位に対して、横軸に平均ベータ値を用いて示してある。LHD の磁場配位では、ベータ値の上昇に伴って実効的リップルが増大して閉じ込め特性が劣化しているのに対して、新しい配位ではその劣化が抑えられていることがわかる。

このような高ベータ配位においてすぐれた閉じ込め特性を持つ新しい磁場配位を、実際の磁場閉じ込め実験装置として実現することは、ここまでの磁場配位最適化の問題とは別の新しい研究課題である。高温プラズマの磁場閉じ込め装置の設計では、磁場コイルの形状から生成される磁場分布を計算し、そこでのプラズマの閉じ込め特性を計算するという古典的な方法に対して、磁場の三次元分布を数学モデルによって表現し、最後にその三次元磁場分布を与える磁場コイル形状を計算する、という方法論がある。核融合科学研究所の LHD 装置は、前者の方法によって設計された装置であるが、ここ 20 年程のヘリカル系磁場閉じ込め研究では、後者の方法論による装置設計が主流となっている。本研究課題では、新しい磁場配位の設計においては、最外殻形状のフーリエモードを基礎とした設計法を用いており、磁場コイルの設計は後者の方法論によることになる。

プラズマ閉じ込め特性を最適化した結果の磁場配位を与えて、それを実現する磁場コイルを設計する際には、何種類かの異なる形状を持った変形したトロイダル・コイルを並べた構造が多く用いられている。ヘリカル装置設計においてはモジュラー・コイル型装置と呼ばれるものである。この一般的な磁場コイルの設計法を用いて、新しい磁場配位を実現するためのモジュラー・コイルを設計することは比較的容易であるので、本報告ではその結果は省略する。一方、ここで見いだした新しい磁場配位は、LHD の磁場配位を基にして改良したものであるので、LHD 装置と同様の連続ヘリカル・コイル形状の磁場コイル設計の可能性も考えられる。ヘリカル・コイル形状に与える新しい設計パラメータとして、コイルの巻き枠形状を円形から楕円形とすることにより、高ベータ配位で優れた閉じ込め特性を持つ磁場配位を、実際の実験装置として実現するための磁場コイル設計に成功した。図 2.3.11.5 にヘリカル・コイルの巻き枠形状のポロイダル断面を示す。LHD のヘリカル・コイルは断面形状が真円のトーラスの巻き枠の上に、周期的に変化するピッチ角を用いて (pitch modulation)、ヘリカル・コイルが巻かれている。その pitch modulation の値は +0.1 である。それに対して LHD-SS1 を実現するためのヘリカル・コイルの形状は、ヘリカル・コイルの巻き枠の断面形状が楕円(b/a = 0.95)となり、また pitch modulation の値が -0.02 となっている。巻き枠の断面形状の比較が図 2.3.11.5 の青の実線(LHD-SS1)と黒の点線(LHD)で示されている。Pitch modulation の違いはこの図には示されていないが、このような微妙なコイル形状の違いによって、高ベータプラズマの閉じ込め特性が大きく変わることは、LHD 磁場配位の最適化の可能性が、現状でも大きく残っていることを示している。ほぼ円形で示されるヘルカル・コイルの断面形状の中に示された重なり合った黒の楕円は、LHD-SS1 のプラズマの異なるトロイダ

ル角位置での最外殻の断面形状を示す。またそのさらに内側に示された小さな円は、磁気軸位置のトーラスに沿った移動(実線)と最外殻の平均中心位置の移動(点線)を示す。

この新しい配位に対するモジュラー・コイルの設計研究の過程では、さらに閉じ込め性能の改善された配位がいくつか見つかっており、磁場コイル形状をモジュラー・コイルにまで広げたヘリカル装置の設計を進めれば、現在議論されているヘリカル装置概念から大きく改善された磁場配位も探し出せる可能性は大きい。

参考文献

[2.3.11.1] S. Okamura, Contribution to Plasma Physics **50** (2010) 562.
[2.3.11.2] S. Okamura and Y. Suzuki, Plasma and Fusion Research **6** (2011) 2403028.
[2.3.11.3] S. Okamura, Plasma Physics and Controlled Fusion **55** (2013) 032002.
[2.3.11.4] S. Okamura, Plasma and Fusion Research **8** (2013) 2402029.
[2.3.11.5] S. Okamura, 41st EPS conference on Plasma Physics, Berlin; Germany (2014).

2.3.12 磁場配位の工学的最適化検討

上述のように、ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の設計において、磁場配位に関して工学的観点からの最適化の試みも行っている。本節では、特に、ヘリカル・ダイバータの磁場配位の検討、トーラス内側のブランケットスペースの増大方法に関する検討、ブランケットの磁性が磁場配位に与える影響に関する検討について述べる。

2.3.12.1 ヘリカル・ダイバータ磁場配位の検討

ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 で採用している LHD 型のヘリオトロン磁場配位では、自然に備わった（ビルトイン）ダイバータ配位が形成されており、エルゴディック層の外側に 4 本のダイバータレッグが伸びている。コアプラズマから流出する熱流束が平均的にダイバータ・タイルに到達するならば、熱流束は以下で評価される。

$$\textit{Heat flux} \sim 600\ (\mathrm{MW}) \times \frac{1}{900\ (\mathrm{m})} \times \frac{1}{0.08\ (\mathrm{m})} \sim 8\ (\mathrm{MW/m^2}) \qquad (1)$$

ここで、核融合出力 3 GW のうちの 20%が α 粒子の運動エネルギーとなり、これが最終的にプラズマを加熱した後に外に出てくると仮定した。4 本のダイバータレッグに沿う全長は 900 m である。また、後述のように、ダイバータレッグの幅は FFHR-d1 に対して 80 mm ほどと評価できる。現在、ITER 用に 20 MW/m^2 に耐えるタングステン・ダイバータが開発されているため、熱流束が上記の程度であれば、現在の技術をもって対応可能である。ただし、配管には銅合金の使用が前提となる。また、上記の評価では、輻射によるパワーの低減やデタッチメントを一切考慮していない。現状のトカマク原型炉の設計では、輻射による 90%の低減が前提であるため、上記が実現できれば、ヘリカル炉ではダイバータの熱処理は大幅に楽なものになると期待される。

しかしながら、実際には、ヘリオトロン配位の磁力線分布についてトロイダル方向に大きな非一様性を有することが知られており、熱流束についても上記よりはるかに高いピーク分布をもって到達すると考えられる。後述のように、ピーク値は平均値の 10 倍近くまで達する可能性がある。そこで、磁場配位の観点からこれを緩和する方策を探っており、ヘリオトロン磁場配位の工学的最適化のひとつとしている。本節では、これまでに検討を行った 3 つの方法についてまとめる。

2.3.12.1.1 ダイバータ・ストライクポイントの計算方法

ここでは、まず、ダイバータの磁場配位を検討するために必要となる磁力線のストライクポイントを計算する方法について示す。図 2.3.12.1 に示すように、4 本のダイバータレッグはヘリカルコイルに巻き付くように出てくるが、これが到達する位置をどのように評価するかが重要である。最終的な工学設計を行うためには、ダイバータ・タイルの位置を決定する必要があるが、現在はまだその段階にはない。そこで、現状は、ヘリカルコイルと一緒に回転する 2 枚の平板（図 2.3.12.1 内の点線）を考え、これらの面を通過した位置を求めてストライクポイントとする。

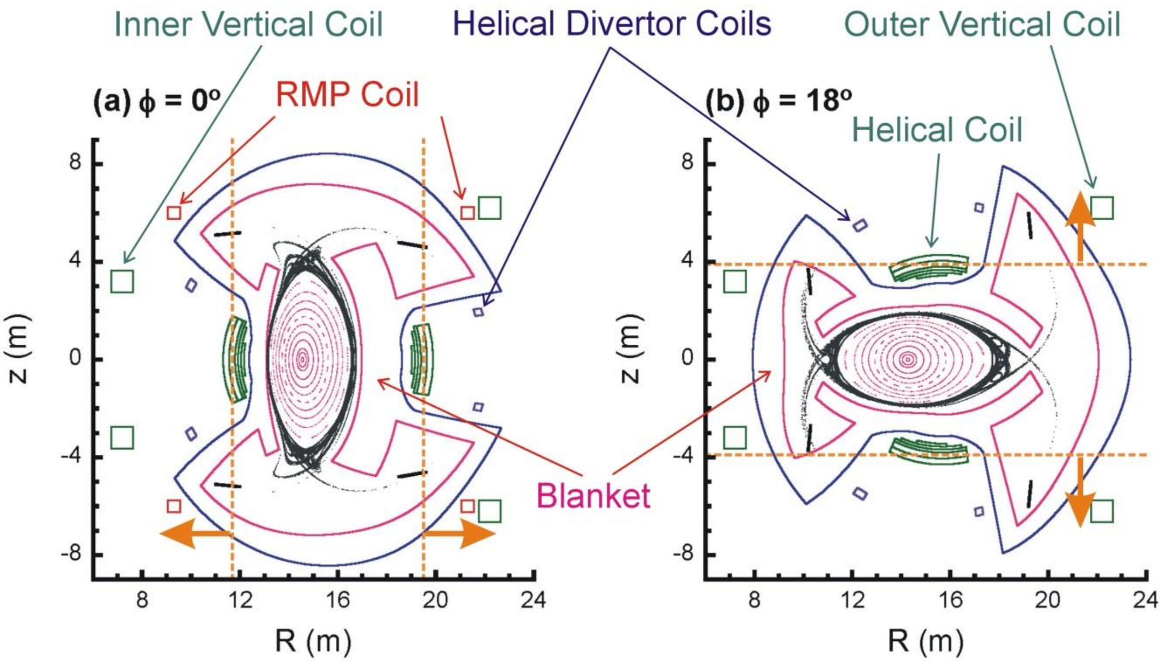


Figure 2.3.12.1 Vacuum magnetic surfaces and divertor legs of the FFHR-d1 magnetic configuration for two toroidal cross-sections at (a) ϕ = 0° and (b) 18°. The dashed lines indicate the planes with the distance of the helical coil minor radius that rotate in the toroidal direction along with the rotation of the helical coils. When the magnetic field-line crosses the planes (as indicated by the arrows), the divertor footprints are collected. (Reproduced from Ref. [2.3.12.1].)

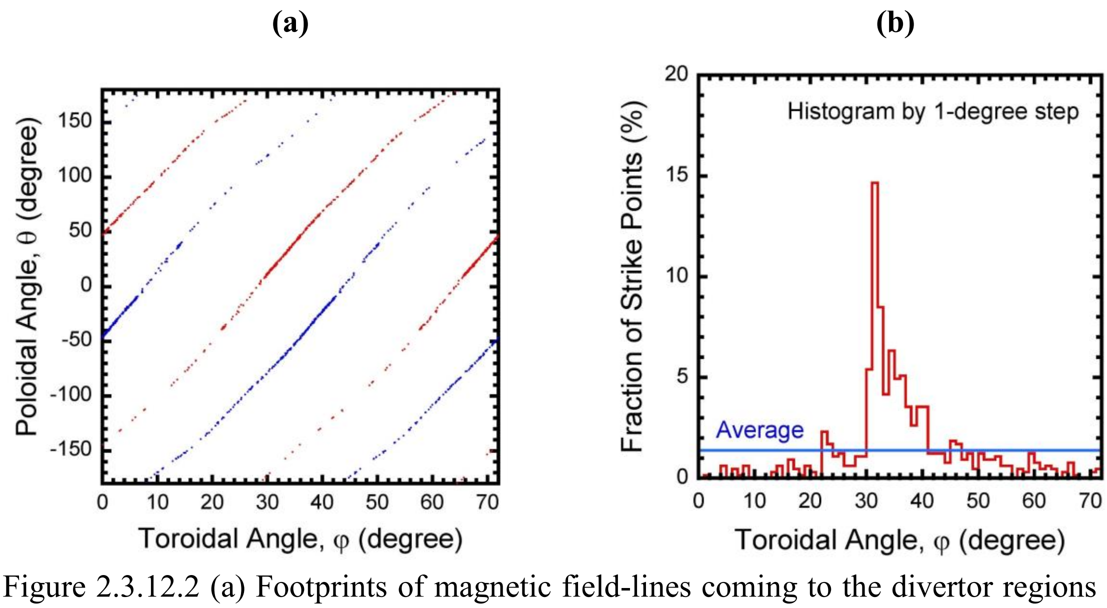


Figure 2.3.12.2 (a) Footprints of magnetic field-lines coming to the divertor regions of the FFHR-d1 configuration on the toroidal angle and poloidal angle plane and (b) a histogram for one of the footprints (in the positive direction of the toroidal angle) with a 1° pitch. (Reproduced from Ref. [2.3.12.1].)

この計算方法によって得られた FFHR-d1 の磁力線分布について、トロイダル角、および、ポロイダル角で展開した面に対して示すと図 2.3.12.2 (a) となる。これをもとにトロイダル角 1°ごとにヒストグラムをとったおのが図 2.3.12.2 (b)である。これより、

トーラス内側にストライクポイントが集中していることがわかる。ただし、これは、FFHR-d1 の標準配位に対するものであり、LHD の標準配位である磁気軸位置 3.6 m に対応している。このピークは、平均値に対して 10 倍以上であり、平均値を上述のように 8 MW/m^2 として単純に比例倍すると 100 MW/m^2 を超える。ただし、この計算は真空磁場に対するストライクポイントを求めたのみであり、実際のプラズマにおける粒子衝突を考慮していない。3.5.3.1 節に述べられているように、衝突を考慮すると大幅にピークが緩和することが EMC3-EIRENE コードによる計算で得られている。よって、上記のピーク熱流束はかなりの過大評価になっている。今後、真空磁場配位に対する計算においては、磁力線追跡の際に適当なランダムウォークを入れることで粒子衝突を模擬することを今後の課題として考えている。

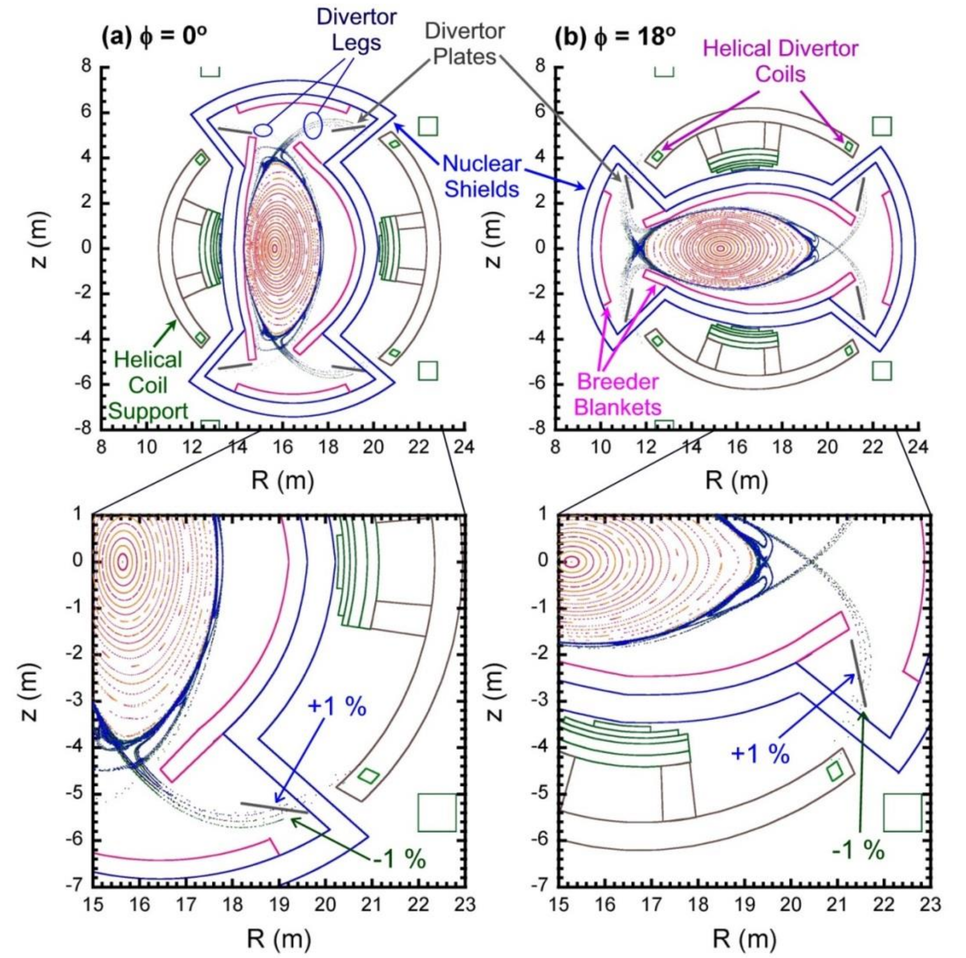


Figure 2.3.12.3 Vacuum magnetic surfaces and divertor legs of FFHR-2m2 for two toroidal cross-sections at (a) ϕ = 0° and (b) 18°, including the field changes generated by the helical divertor coils. (Reproduced from Ref. [2.3.12.2].)

2.3.12.1.2 ヘリカル・ダイバータコイルを用いたダイバータ・ストライクポイントのスイングによる分散

上記に示した強大な熱流束を低減することを目的として、「ヘリカル・ダイバータコイル」を提案した。これは、時間平均として熱流束を低減する方策であり、ヘリカル・ダイバータのレッグ位置を時間的に変化させることによって行う。これは、従来

から JET などのトカマク装置においても採用されてきたストライクポイント・スイーピングであり、ヘリカルでは、LHD において、磁気軸スイーピングが実際に実験で採用されている。ヘリカル・ダイバータコイルは、主ヘリカルコイルの外側に設置する 2 対のサブヘリカルコイルであり、これに、主ヘリカルコイルの電流値の 1-2%程度の電流を時間的に変化させて流すことにより、最外殻磁気面より内側の磁気面（主プラズマ）に変化を与えることなく、ダイバータレッグの構造だけを変化させることができる点に特色がある。すなわち、磁気軸スイーピングでもダイバータレッグの構造は時間的に変化させることができるが、同時に磁気軸の位置や磁気面構造自体を変化させることになるため、現在の LHD の定常実験では採用可能であっても、これをヘリカル炉で適用すると核融合出力に時間的な変動が生じてしまうことになる。

ダイバータレッグを時間的にスイープする方法では、ダイバータ・タイルに生じる温度変化によって、熱サイクルが加わることで、タイルと冷却配管の接合部に熱疲労に伴う割れ等が生じることが懸念材料となる。そこで、これについて評価することを目的として、タイル内部の温度変化について、1 次元の熱伝導方程式をもとに検討する。ここで、支配法的式は、次の独立な２式で表される。

$$
\begin{aligned}
T(z,t) = {} & \frac{q_0 L}{k}\left\{\frac{L-z}{L} - 8\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\sin\frac{L-z}{L}\frac{2n+1}{2}\pi}{(-1)^n(2n+1)^2\pi^2}\mathrm{e}^{-\frac{(2n+1)^2}{4\tau}\pi^2 t}\right\} \\
& -\frac{q_0 L}{k}\left\{\frac{L-z}{L} - 8\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\sin\frac{L-z}{L}\frac{2n+1}{2}\pi}{(-1)^n(2n+1)^2\pi^2}\mathrm{e}^{-\frac{(2n+1)^2}{4\tau}\pi^2 (t-t_0)}\right\}H(t-t_0) + T_0
\end{aligned}
\quad . \quad (1)
$$

ここで、L はタイルの厚み、z はタイル内部の表面からの距離であり、表面（$z=0$）において、q_0 の熱流束が時刻 t から t_0 まで印加されていると仮定している。

$$
\begin{aligned}
T(z,t) = {} & \frac{q_0}{k}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=1}^{4}(-1)^{m+1}\left\{\left(z_{mn}\mathrm{erfc}\frac{z_{mn}}{2\sqrt{\kappa t}} - 2\sqrt{\frac{\kappa t}{\pi}}\mathrm{e}^{-\frac{z_{mn}{}^2}{4\kappa t}}\right)\right. \\
& \left. -\left(z_{mn}\mathrm{erfc}\frac{z_{mn}}{2\sqrt{\kappa(t-t_0)}} - 2\sqrt{\frac{\kappa(t-t_0)}{\pi}}\mathrm{e}^{-\frac{z_{mn}{}^2}{4\kappa(t-t_0)}}\right)H(t-t_0)\right\} + T_0
\end{aligned}
\quad , \quad (2)
$$

ここで、 $z_{1n} = -z + 2L(1+2n)$， $z_{2n} = -z + 4L(1+n)$， $z_{3n} = z + 2L(1+2n)$， $z_{4n} = z + 4Ln$ であり、erfc は、誤算関数である。

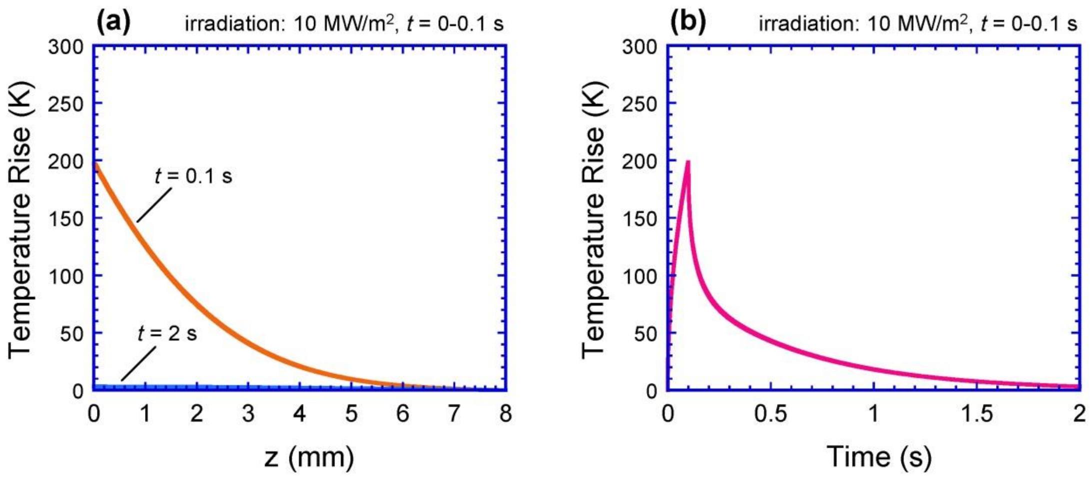


Figure 2.3.12.4 (a) Temperature distribution in a tungsten slab obtained by solving the one-dimensional heat diffusion equation at times of t = 0.1 and 2 s with a heat flux of 10 MW/m^2 applied to the z = 0 mm surface during t = 0-0.1 s. (b) Temperature rise as a function of time at the z = 0 mm surface. (Reproduced from Ref. [2.3.12.2].)

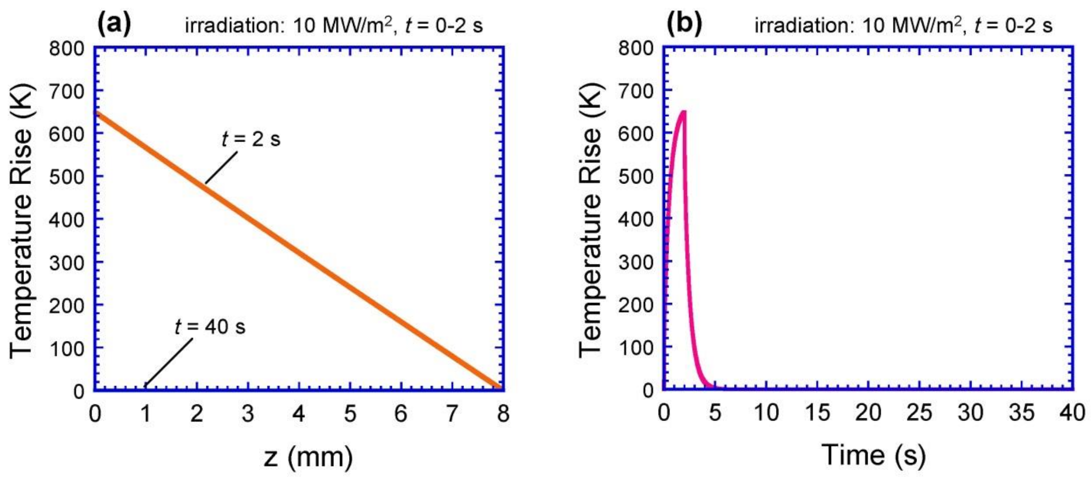


Figure 2.3.12.5 (a) Temperature distribution in a tungsten slab obtained by solving the one-dimensional heat diffusion equation at times of t = 2 and 40 s with a heat flux of 10 MW/m^2 applied to the z = 0 mm surface during t = 0-2 s. (b) Temperature rise as a function of time at the z = 0 mm surface. (Reproduced from Ref. [2.3.12.2].)

上記の 1 次元の解析解をもとにダイバータ・タイルの厚み方向の温度分布を計算した結果を図 2.3.12.4、および、図 2.3.12.4 に示す。(2 式とも同じ解を与える。) それぞれ、ストライクポイント・スイーピングの周波数が模擬的に 0.5 Hz、および、0.025 Hz に対応する場合である。これらより、0.5 Hz の場合はタングステンの表面温度は 200 K の温度上昇と減衰を繰り返すものの冷却配管との接合面では温度差はつかず、熱疲労の問題は生じないと考えてよいと考えられるが、0.025 Hz では大きな温度勾配があり、熱疲労が懸念される。

一方、ストライクポイント・スイーピングを超長周期（例えば、数日～数ヶ月単位）で行うことによって、熱流速の時間平均的な低減ではなく、損耗低減に用いることに有効であると考えられる。

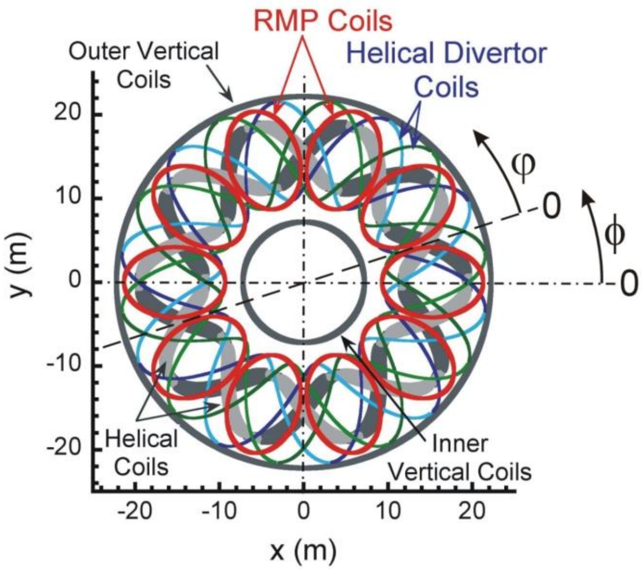


Figure 2.3.12.6 Plan view of the coil system of FFHR-d1 including the RMP coils and HD coils. The RMP coils are located above and below the vacuum vessel. The definitions of the two toroidal angles ϕ and φ are indicated. (Reproduced from Ref. [2.3.12.1].)

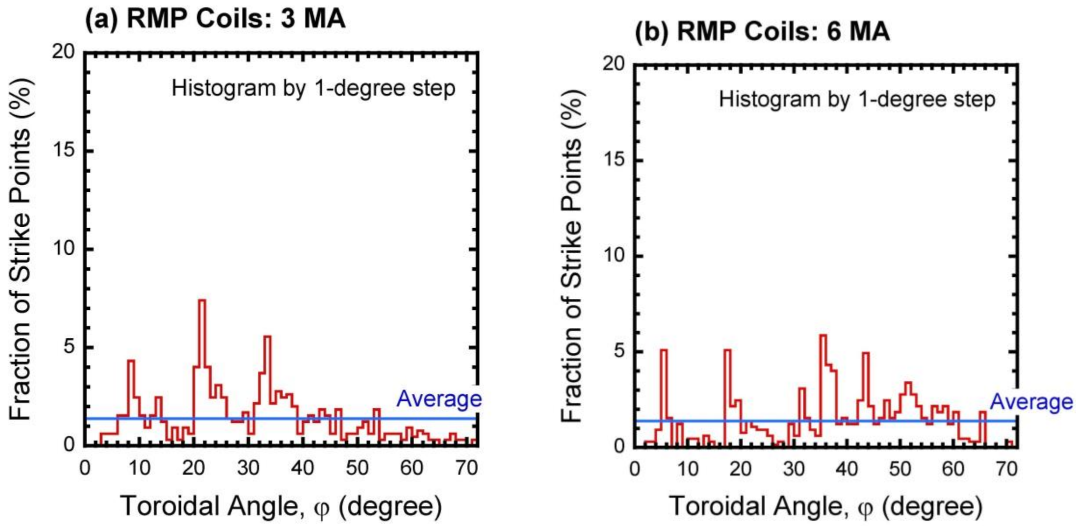


Figure 2.3.12.7 Fraction of the number of strike points of magnetic field-lines coming to the divertor regions along one of the divertor traces plotted as a function of the toroidal angle φ for (a) using the RMP coils at each 3 MA current and (b) at 6 MA. (Reproduced from Ref. [2.3.12.1].)

2.3.12.1.3 ローカルアイランド・ダイバータ（LID）コイルを用いたダイバータ・ストライクポイントの分散

上述のように、ダイバータ・ストライクポイントを時間的にスイングする方法では、ダイバータ・タイルに熱疲労が生じる懸念が残る。そこで、時間的には一定で、空間的に分散させる方法があると望ましい。このためのひとつの方策として、装置の上下に 10 対の補正コイルを置いて、これに同時通電することを提案した。これらは、LHD

の Local Island Divertor (LID) コイルと同様である。ただし、LID コイルは特定のものだけを励磁することで、磁気面に低有理数のアイランドを作っている。今の場合は、同時に全て通電することで、m = 2 / n = 10 の共鳴を用いてプラズマ周辺領域のエルゴヒック層を分厚くすることで、ダイバータのストライクポイントの分散を図る。LID コイルの配置の様子を図 2.3.12.6 に示す。全部の LID コイルに各 3 MA、および、6 MA の電流を流した場合に得られるストライクポイントのトロイダル角分布を図 2.3.12.7 に示す。これにより、ある程度の分散が得られたが、ところどころに大きなピークは残り、これでも十分とは言えない。

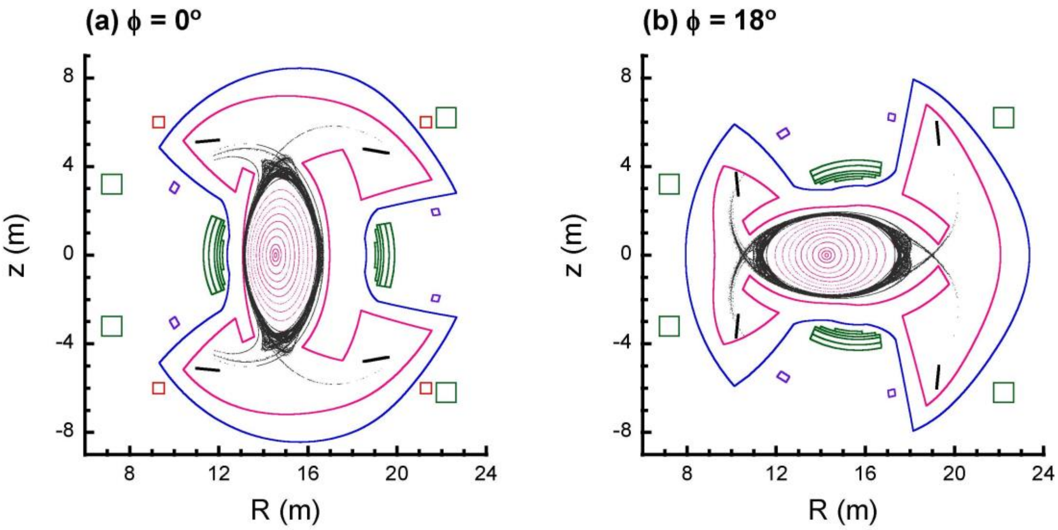


Figure 2.3.12.8 Vacuum magnetic surfaces and divertor legs of the FFHR-d1 magnetic configuration for two toroidal cross-sections at (a) $\phi = 0°$ and (b) 18° with LID coils energized at each 6 MA current. (Reproduced from Ref. [2.3.12.1].)

2.3.12.1.4 ダイバータ・ストライクポイントの集中による液体ダイバータへの適用

上述のように、FFHR-d1 の標準配位では、磁力線がトーラス内側に集中する。これを分散するために、上記では２種類の方法を考えた。一方、逆に集中することを利用して、そこに高熱負荷に耐えられる液体ダイバータを導入して、粒子と熱を一網打尽にする方策も考えられる。この様子を図 2.3.12.9、および、図 2.3.12.10 に示す。液体ダイバータの全体構想に関する詳細については、2.7.4 節に述べられている。

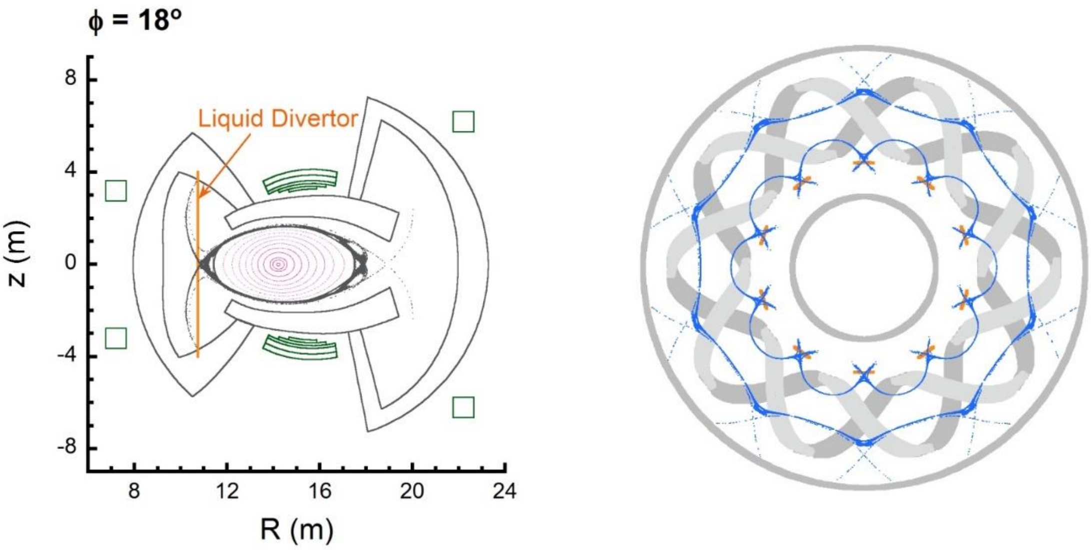


Figure 2.3.12.9 Proposal of a liquid divertor with vertical falls at ten sections on the inboard side of the torus.

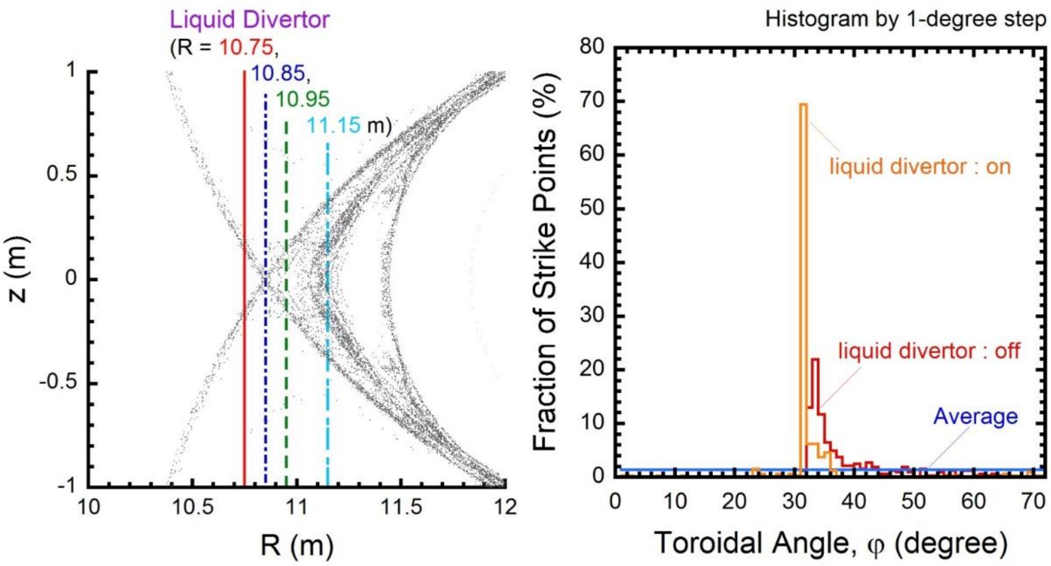


Figure 2.3.12.10 Fraction of strike points when the liquid divertor is employed at the major radius positions at R = 10.75-11.15 m.

参考文献

[2.3.12.1] N. Yanagi et al., Proceedings of 24th IAEA Fusion Energy Conference, FTP/P7-37, San Diego, USA, October 8-13, 2012.

[2.3.12.2] N. Yanagi et al., Nuclear Fusion **51** (2011) 103017.

2.3.12.2　NITA コイルを用いたブランケットスペース増大

ヘリカル型核融合炉 FFHR で採用している LHD 型のヘリオトロン磁場配位では、本質的にトーラス内側のブランケットスペースΔ_{cp}（エルゴディック層を含むプラズマ表面からヘリカルコイルの巻線導体最内層までの距離）が狭いという問題がある。以前の設計である FFHR-d1 では Δ_{cp} は 890 mm であり（図 2.3.12.11）、この間に、ヘリカルコイル容器の底板、80 K 輻射シールド、真空容器、放射線遮蔽ブランケット、増殖ブランケット、および、真空断熱層を入れる必要があった[2.3.12.3]。このため、室温における製作時のギャップが 10 mm という極めて厳しい値となっていた。また、増殖層と遮蔽層を併せた厚みが 700 mm であり、ヘリカルコイル最内層における核発熱は 0.5 mW/cc に達していた。ヘリカルコイル巻線の振れを表すヘリカルピッチパラメターγ_cは、次式で与えられる。

$$\gamma_c = \frac{10}{2} \times \frac{1}{R_c} \frac{\sum a_{ci} I_i}{\sum I_i} \qquad (1)$$

(1)式において、m =10 はトロイダルピッチ数、l = 2 はポロイダル極数、R_c = 15.6 m は大半径である。a_{ci}、I_i はヘリカルコイルを電流値の異なるブロックに分割した場合の各ブロックの小半径および電流値であり、(1)式の最後の項では電流値を重みとして掛けることで、電流重心の小半径を求めている。電流値がすべて等しい場合、従来の d1 で a_c = 3.9 m、現状の d1A で a_c = 3.744 m であり、これらを入れると d1 でγ_c = 1.25 であるが、d1A では 1.2 であり、これによりプラズマ圧力による磁気軸のシャフラーノフシフトを低減できる。

従来から良く知られているように、γ_c を小さくすると磁気面（プラズマ体積）は小さくなるが、エルゴディック層とダイバータ領域がさらに小さくなるために、Δ_{cp}は増大する[2.3.12.4]。これにより、d1A では d1 より 50 mm 大きい 940 mm となっている[2.3.12.5]。しかしながら、これでも十分とは言えず、さらに増大させることが求められる。以前の検討において、Δ_{cp}を増大させる方策として他に 3 つほどが検討された [2.3.12.6-8]。詳細は割愛するが、結論としてこれらについては採用が難しいと判断された。これに対して、2014 年に新しい方法が渡邉二太（Tsuguhiro Watanabe）によって提案された [2.3.12.9]。これは、（メイン）ヘリカルコイルの外側に逆向き電流を流すサブヘリカルコイルを設けるものである（図

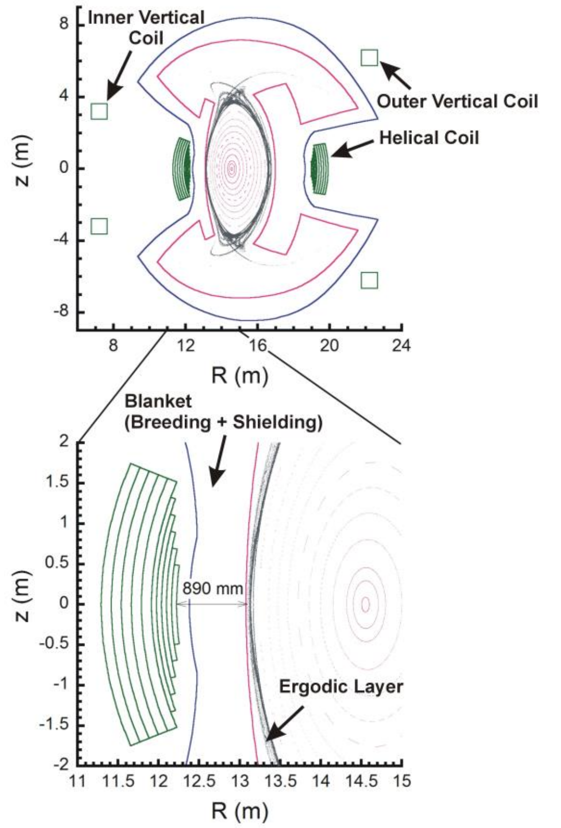


Figure 2.3.12.11 Cross-sectional image of the FFHR-d1 configuration (γ_c = 1.25) at the toroidal angle of ϕ = 0° [2.3.12.10].

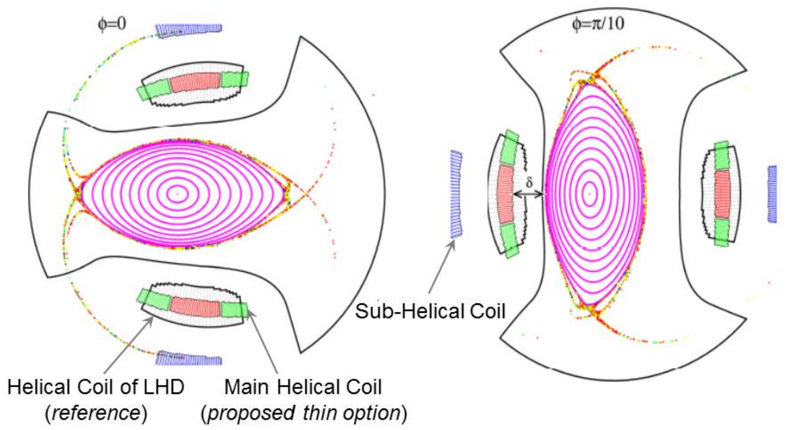


Figure 2.3.12.12 Original proposal for enlarging the blanket space on the inboard side of the torus by employing a pair of sub-helical coils (presently called NITA coils). In this drawing (by T. Watanabe; slightly modified and coil names added), the main helical coils are divided into three thin blocks. The helical pitch parameter is 1.25. The helical coils of LHD are also shown for comparison. The NITA coils are located at 1.492 times the minor radius of the main helical coils and have an opposite-directed current of −11.59% [2.3.12.10].

2.3.12.12、図 2.3.12.13)。このサブヘリカルコイルを NITA (Newly Installed Twist Adjustment) コイルと名付けた。また、この磁場配位を FFHR-d1-TW ("Torus-gap Widened") 配位と呼ぶ。

NITA コイルは小半径が大きいため、これに小さな逆方向電流を流すことで(1)式より実効的にγ_cを低減し、Δ_{cp}を増大させることができる。一例として、サブヘリカルコイルとメインヘリカルコイルの小半径比、および、電流比をそれぞれ 2 倍、および、-7.692%とした場合の磁気面を図 2.3.12.14 に示す。この場合、実効的に $\gamma_c \sim 1.15$ となり、これにより、トーラス内側のブランケットスペースは 1080 mm まで増大する。

NITA コイルによる実効的なヘリカルピッチパラメター とブランケットスペース、および、最外殻磁気面の小半径の関係を図 2.3.12.15 に示す。

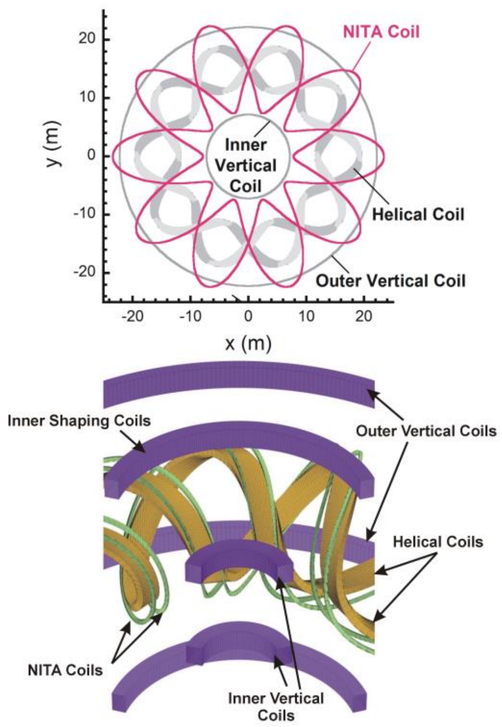


Figure 2.3.12.13 (a) Plan view of the coil system of FFHR-d1-TW including the NITA coils. (b) Three-dimensional image of the coil system (drawn by T. Watanabe; coil names added). In this case, each NITA coil is divided into two separate coils [2.3.12.10].

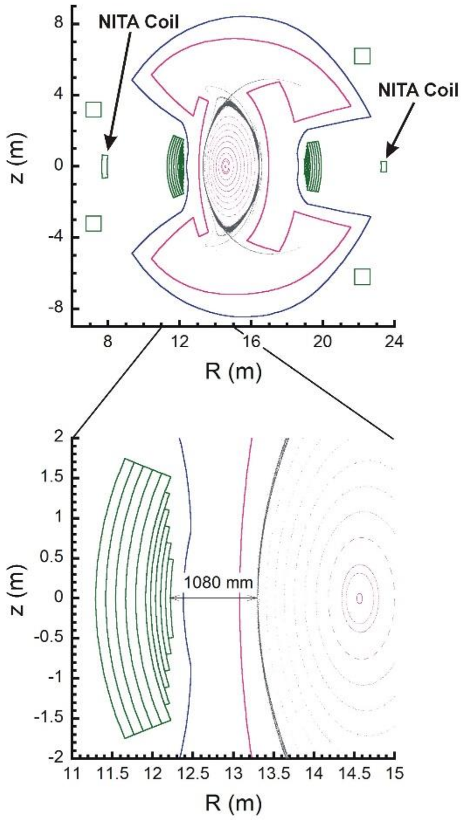


Figure 2.3.12.14 Cross-sectional image of the FFHR-d1-TW configuration at the toroidal angle of ϕ = 0° [2.3.12.10].

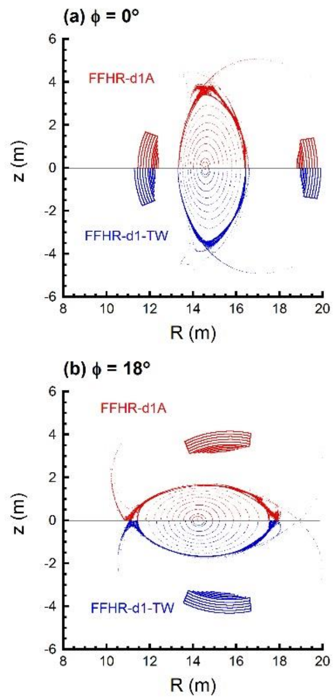


Figure 2.3.12.16 Comparison of FFHR-d1A (up) and FFHR-d1-TW (down) with regard to the magnetic surfaces at two toroidal cross-sections: (a) ϕ = 0° and (b) 18° [2.3.12.10].

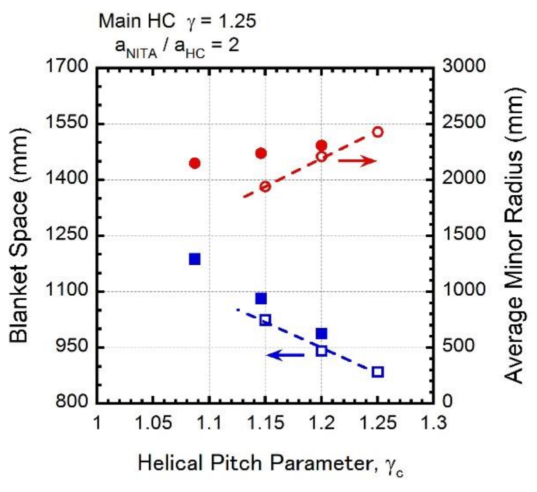


Figure 2.3.12.15 Dependence of .the blanket space on the inboard side of the torus and average minor radius of LCFS on the helical pitch parameter. Open symbols correspond to the case without NITA coils. Closed symbols are with NITA coils [2.3.12.10].

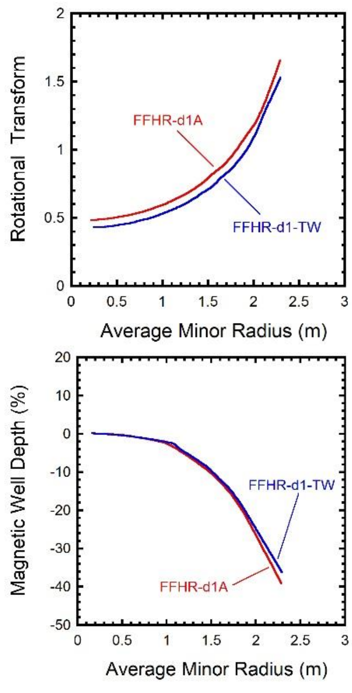


Figure 2.3.12.17 Comparison of FFHR-d1A and FFHR-d1-TW, with regard to the radial profiles of (a) the rotational transform and (b) magnetic well depth [2.3.12.10].

NITA コイルを用いずにメインヘリカルコイルだけでγ_cを小さくした場合には、ブランケットスペースが増大する一方で磁気面の小半径、すなわち、プラズマ体積が減少する。これに対して、NITA コイルを用いるとプラズマ体積をあまり減少させずにブランケットスペースを広げることが可能であり、図 2.3.12.14 の条件では、FFHR-d1A と同じプラズマ体積を保っている。Δ_{cp}は、d1 と比べて 190 mm の増大となる。FFHR-d1-TW 配位について、FFHR-d1A 配位の磁気面との比較を図 2.3.12.16 に示す。また、回転変換および磁気井戸の変化の様子を図 2.3.12.17 に示す。これらは全て d1A からの変化は小さいと考える。

NITA コイルの導入によってΔ_{cp}に得られる 190 mm の余裕をいかに使うかは慎重な議論が必要である。一例として、遮蔽ブランケットを 100 mm、増殖ブランケットを 50 mm 増大させることが可能である。これにより中性子フラックスを 5 分の 1 に下げることができ、ヘリカルコイルにおける核発熱も 5 分の 1 になるとともに、ヘリカルコイルの超伝導体および絶縁物の寿命が 5 倍となり、極めて有効である。

今後の課題として、NITA コイルの工学的成立性の検討も重要である。特に、電磁応力について有限要素法を用いた詳細解析が行われる計画である。NITA コイルには外側垂直磁場コイルに近い部分があり、ここに比較的高い応力が発生する可能性がある。電磁力に関連して、現状、NITA コイルを入れた場合の磁気エネルギーの変化について検討を行った。FFHR-d1A 配位では、全マグネットシステムの磁気エネルギーは~169 GJ と評価される。これに対して、NITA コイルを入れた FFHR-d1-TW 配位では 5%ほど増大し~177 GJ となるが、NITA コイルの導入によって得られるメリットを考慮するとこれは許容範囲と考える。

一方、NITA コイルをどのように製作するかは、装置全体の組み立て方法と一緒に議論を進める必要がある。メインヘリカルコイルについては、高温超伝導（HTS）導体を用いた接続方式巻線が議論されており（2.4.4 節参照）、これと同様の技術で NITA コイルも製作できると考える。この方法の具体化についても今後の課題である。

参考文献

[2.3.12.3] H. Tamura, T. Goto, T. Tanaka *et al*., Fusion Eng. Des. **89** (2014) 2336.

[2.3.12.4] A. Sagara, O. Mitarai, S. Imagawa et al., Fusion Eng. Des. **81** (2006) 2703.

[2.3.12.5] H. Tamura, T. Goto, N. Yanagi et al., Fusion Eng. Des. **88** (2013) 2033.

[2.3.12.6] T. Morisaki, S. Imagawa, A. Sagara and O. Motojima, Fusion Eng. Des. **81** (2006) 2749.

[2.3.12.7] N. Yanagi, K. Nishimura, T. Goto et al., Contrib. Plasma Phys. **50** (2010) 661.

[2.3.12.8] T. Watanabe, N. Yanagi and A. Sagara, Plasma Fusion Res. **9** (2014) 3403089.

[2.3.12.9] T. Watanabe, *private communication* (presentation at NIFS Fusion Engineering Research Project meeting, July 2014).

[2.3.12.10] N. Yanagi, et al., Plasma and Fusion Research **11** (2016) 2405034.

2.3.12.3 ブランケットに強磁性体を用いる場合の磁場配位に対する影響評価

ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 のブランケットに低放射化フェライト鋼 F82H を用いる場合、材料の磁性が磁場配位に影響を及ぼすことが懸念される。従来からこの問題は認識され、例えば、ドイツのヘリアス炉に対して検討が行われた例もあるが [2.3.12.11]、これまでのところ、ヘリオトロン炉に対しては全く検討が行われていなかった。今回、この問題に対する数値解析を初めて行い、磁場配位に与える影響について一定の評価を得ることができた [2.3.12.12]。

手法として、汎用の有限要素法解析コード ANSYS を用いて磁性体を入れた場合の磁場分布を計算し、その結果をヘリオトロン磁場解析コード HSD に入力することにより磁力線追跡を行った。この際に、ブランケットをモデル化して入力し、比透磁率を入力とした。モデル化の様子を図 2.3.12.18 に示す。

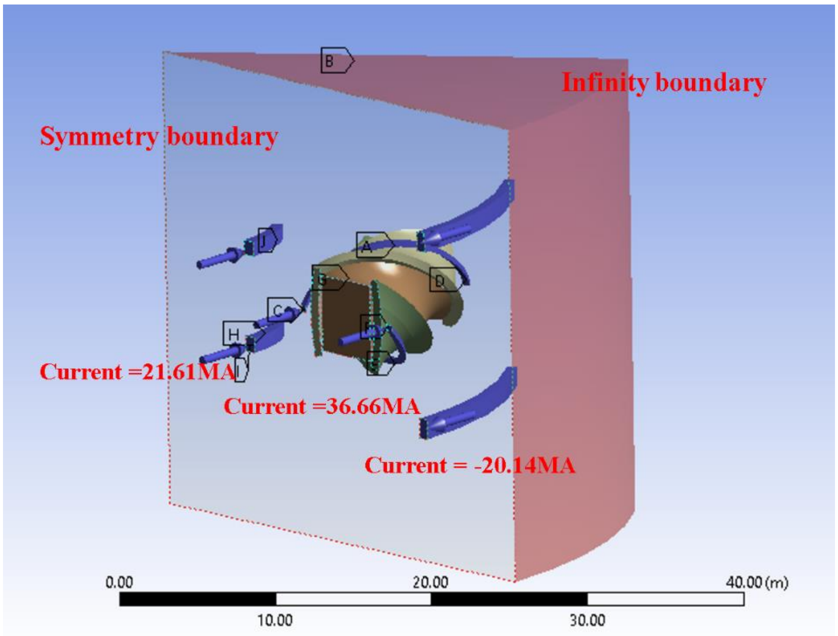


Figure 2.3.12.18　Simplified model of FFHR-d1A with magnet and blanket.

ANSYS を用いた磁場計算について、まず、計算方法が正しいことを確認するため、比透磁率を 1.0 とした場合（非磁性）について磁場強度の空間分布を求めた。結果を図 2.3.12.19 に示す。

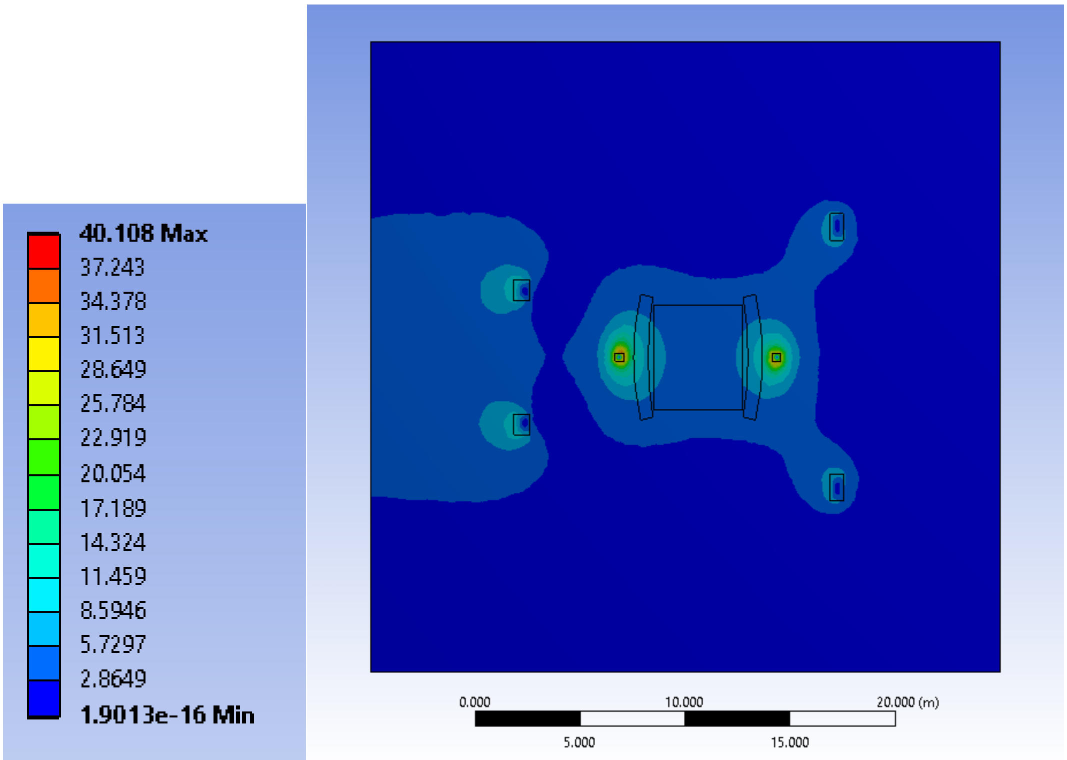


Figure 2.3.12.19　Magnetic field distribution with μ_r = 1.0.

この結果について、HSD コードによる結果と比較した。これを図 2.3.12.20 に示す。両者は良い一致を示している。ただし、この場合、HSD コードでは、ヘリカルコイル 1 条を 18 本のフィラメントで仮定しているのに対し、ANSYS では、現状、1 本のフィラメントであるため、ヘリカルコイルの近傍ではずれが見られる。

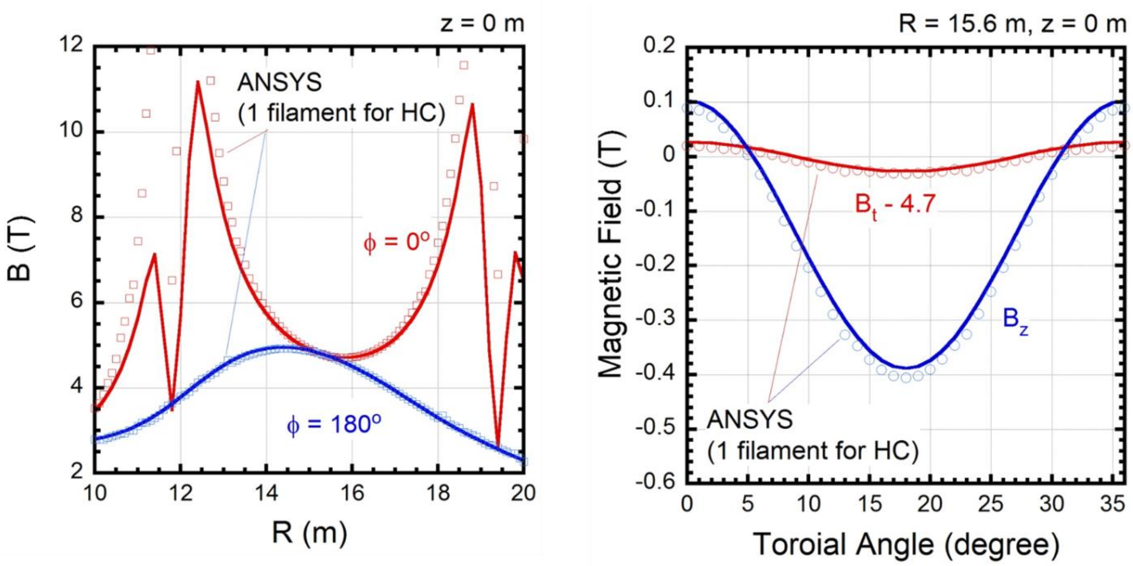


Figure 2.3.12.20　Magnetic field distribution with μ_r = 1.0 by ANSYS in comparison with results obtained by HSD.

磁性体効果を考慮するとき、非透磁率が問題である。現状の計算では、$\mu_r = 1.3$ を仮定した。この理由を図 2.3.12.21 に示す。磁場強度が、~5 T 以上においてこれは妥当な値と判断できる。

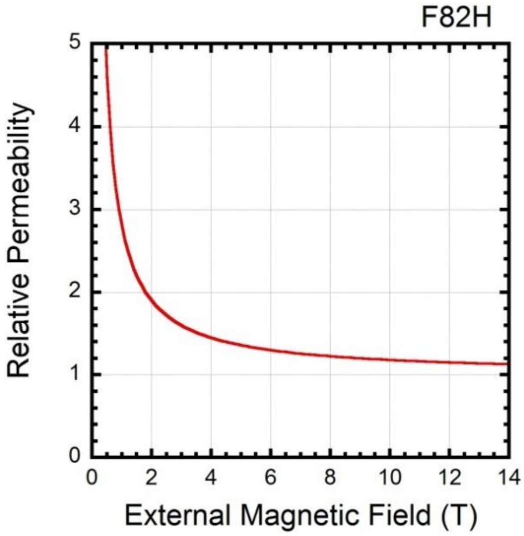


Figure 2.3.12.21　Relative permeability as a function of magnetic field for F82H.

ANSYS によって計算された磁場強度の空間分布について、比透磁率を 1.3 として磁性体効果を考えた場合の結果を図 2.3.12.22 に示す。

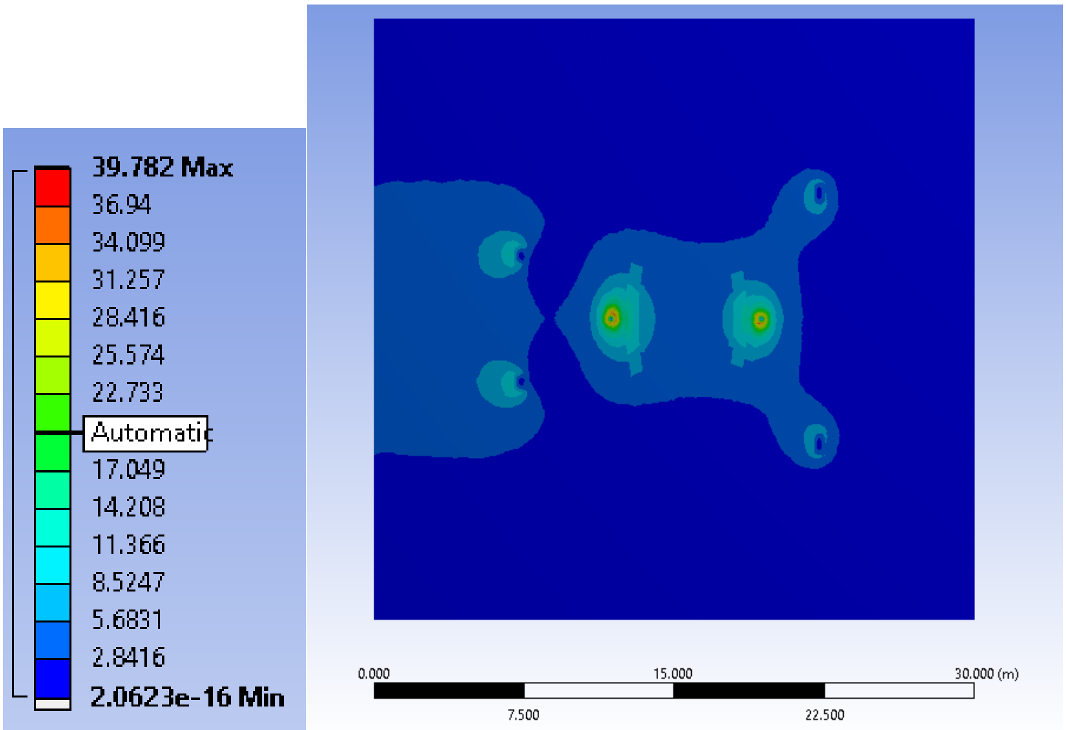


Figure 2.3.12.22　Magnetic field distribution with $\mu_r = 1.3$.

次に、ANSYS の計算で得られた磁場分布を HSD コードに入力し、磁力線を追跡し、磁気面を計算した。結果を図 2.3.12.23 に示す。計算結果として、磁性体を入れない場合と比べて磁気面が若干大きくなり、トーラス内側のブランケットに接触することが確認された。

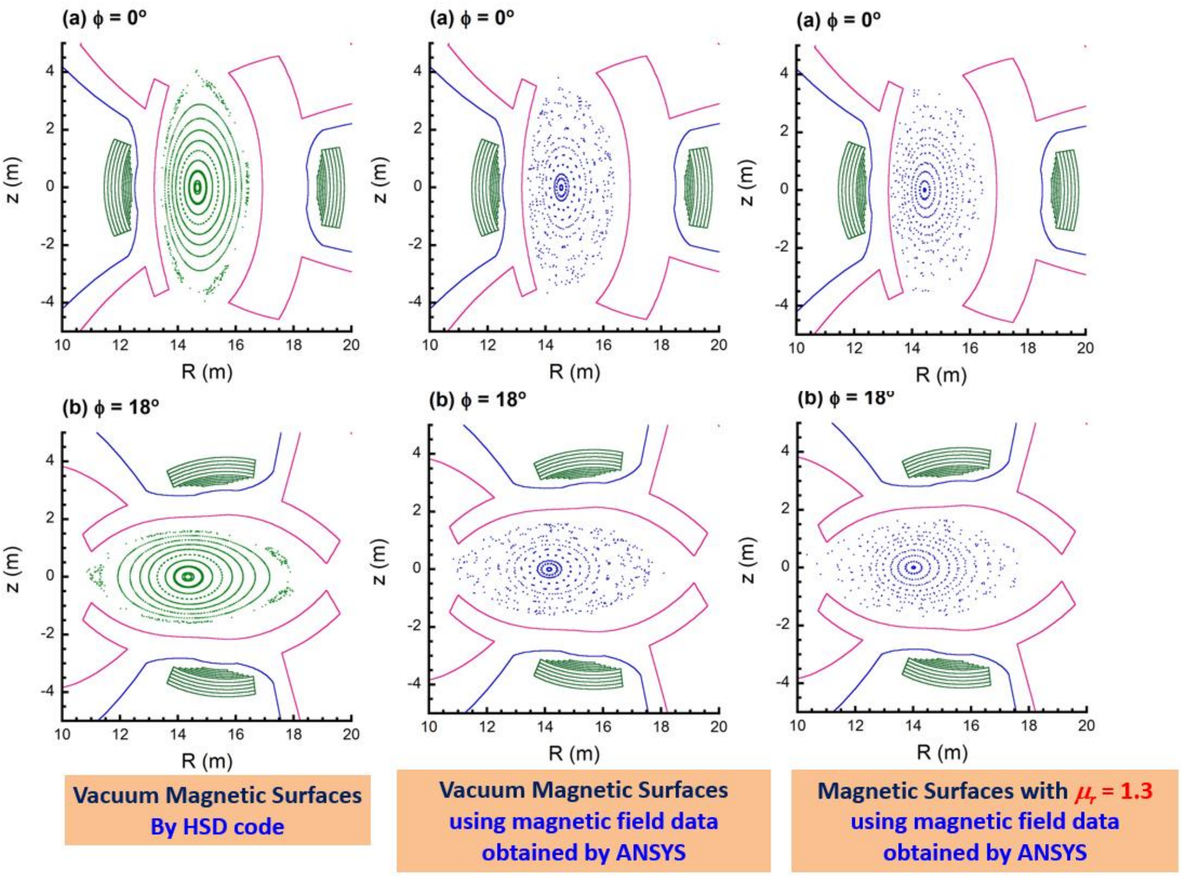


Figure 2.3.12.23　Magnetic surfaces obtained by HSD with magnetic field distributions obtained by ANSYS.

得られた磁気面の諸量についても調べた。その結果は、図 2.3.12.24(a) に示すように、回転変換が若干小さくなることが確認された。

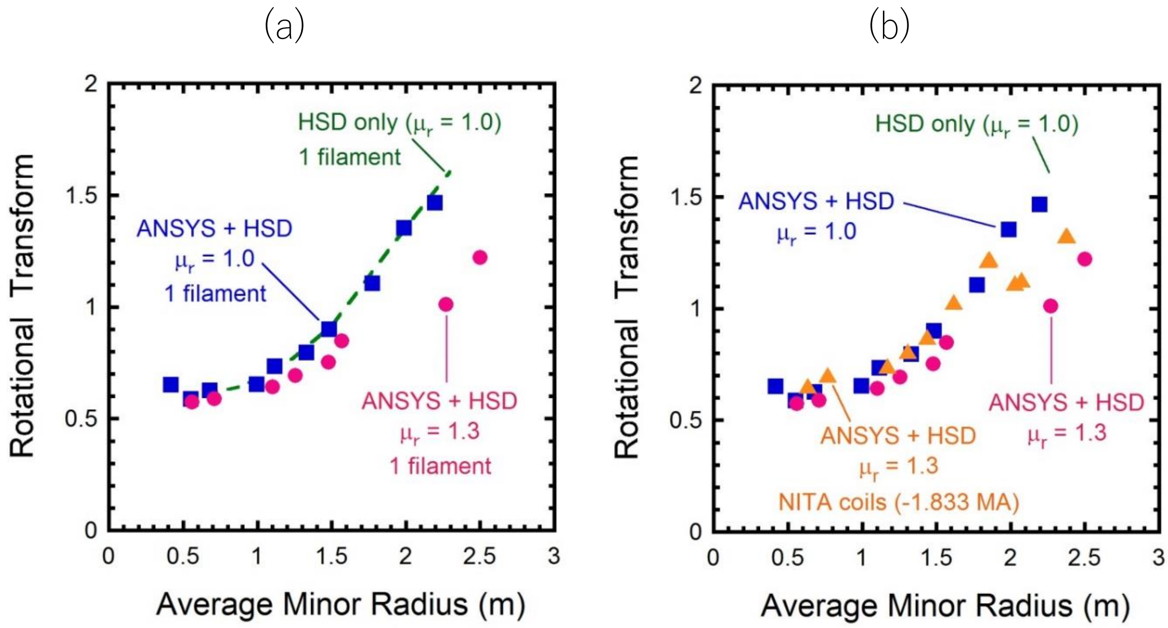


Figure 2.3.12.24　Changes of rotational transform by ferromagnetic effect.

よって、このまま放置すると、磁性体のブランケットがない場合と比べてプラズマの閉じ込め特性が変化してしまうことが懸念される。そこで、最外殻磁気面をブランケットから引き離すのに有効として別途提案された NITA コイル（メインヘリカルコイルの外側で逆向き小電流を流すサブヘリカルコイル､2.3.12.2 節に記述 [2.3.12.10]）を用いることによって、フェライト鋼が及ぼす磁気面の変化を抑制することも検討している。初期的な計算結果について、図 2.3.12.24(b) に示す。

ただし、現状の ANSYS に入力したモデルではブランケット全体を磁性体としているが、正しくは薄肉の構造体のみとして修正が必要である。厚みを２割程度と考えるならば、磁場配位の変化は相当に軽減されるものと考えられる。現在、モデルを修正し、さらに解析を進めている。

参考文献

[2.3.12.11] E. Harmeyer, et al., IPP-Report: IPP III/241 (1999).
[2.3.12.12] X. Ji, et al., *to be published in* Fusion Engineering and Design.

2.3.13 まとめ

本章で示してきた検討の結果、巷間よく言われる「ヘリカルは閉じ込めが悪い」というのは必ずしも真ではない、ということが明らかとなった。例えば、図 2.3.13.1 に示したような、いわゆる核融合三重積を示した図をもって、LHD のデータがトカマクの左下方にあるからヘリカルは閉じ込めが悪い、と短絡的には言えない。2.3.2 節で述べたように、LHD のエネルギー閉じ込めはジャイロボームモデル的なパラメータ依存性を有している。ジャイロボームモデルによれば、密度 n とエネルギー閉じ込め時間 τ_E の積は以下のように表される。

$$n\tau_E \propto \gamma_{DPE}{}^5\, a^4\, R^{-1}\, B^4\, P\, T^{-4} \qquad (2.3.13.1)$$

ここで、γ_{DPE}、a、R、B、P、及び T はそれぞれエネルギー閉じ込め改善度[2.3.13.1, 2]、プラズマ小半径、プラズマ大半径、磁場強度、加熱パワー、及び温度である。図 2.3.13.1 には温度の「– 4 乗」に比例する実線と破線も記載してある。LHD のデータは比較的高密度の実験で得られたものであるが、「–4 乗」の温度依存性が確かに認められる。LHD から FFHR-d1 へ外挿する場合を考えてみる。装置サイズは 4 倍、磁場強度は約 2 倍、加熱パワーは約 50 倍になるので、例えば閉じ込め改善度が 1.3 倍の場合、式 (2.3.13.1) における温度依存性以外の項は約 2×10^5 となる。図 2.3.13.1 の破線は実線に対しこのような係数を乗じてプロットしたものであり、FFHR-d1 では中心温度 10 keV でも自己点火 (Ignition) に達するパラメータが得られると予測される。このように、現行装置と核融合炉では装置サイズ、磁場強度、及び加熱パワーが大きく異なるので、図 2.3.13.1 にあるような現行装置のパラメータ比較のみで核融合炉の見通しを立てることはできない。

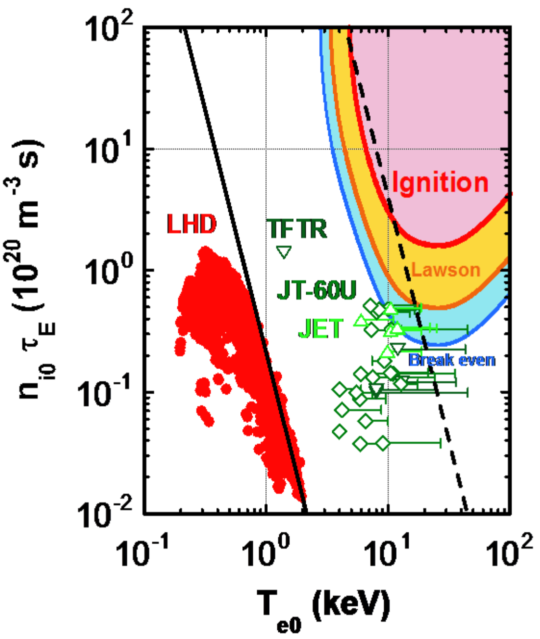


Figure 2.3.13.1 Dependence of the product of core ion density and energy confinement time on core electron temperature. For the data of LHD, density and temperature of electrons and ions are assumed to be the same. The rightmost value in the error bars for the data of tokamak devices (TFTR, JT-60U, JET) denote the ion temperature. The solid and broken lines correspond to the dependence obtained from gyro-Bohm model (eq. 2.3.11.1) for LHD and FFHR-d1,

FFHR-d1 のようなヘリカル炉ではプラズマ電流を必要としないため、電流駆動の問題もディスラプションの問題も最初から存在しない。ヘリカルの密度限界は 2.3.3 節で述べたように加熱パワーの関数である須藤密度限界[2.3.13.3, 4]に従うが、FFHR-d1 では須藤密度限界の範囲内で自己点火させることが十分可能である。ダイバータ熱負

荷軽減のために必須のダイバータデタッチメントを如何にして実現するかはトカマクと共通の重要課題となっているが、FFHR-d1 では 2.3.5 節で議論したように様々なオプションを取り得る。トカマクでは H-mode と呼ばれる周辺輸送障壁（Edge Transport Barrier、ETB）による閉じ込め改善モードで ELM（Edge Localized Mode）が発生し、ダイバータにパルス状の大熱負荷を与えるため、これへの対処も重要課題となっている[2.3.13.5]。FFHR-d1 では ELM を伴う ETB を想定せずとも自己点火可能な解が得られるため、ELM 対策は必要ないであろう。

ヘリカル方式は３次元構造に起因した磁場配位の多様性を備えているのだから、LHD よりも更に優れた最適化配位を検討すべきだという考え方がある。しかしながら、LHD 型ヘリオトロン配位にもまだ最適化の余地が残されている。本章で示してきたように、FFHR-d1 では適切な磁場配位を選択して垂直磁場の制御を行うことにより、炉条件で想定される高ベータでのシャフラノフシフトを抑制し（2.3.4 節）、新古典輸送（2.3.6 節）及びアルファ粒子損失（2.3.7 節）を十分許容範囲内に留められる。但し、MHD 安定性の担保という課題は残されている。

今後の課題としては、(1) LHD 実験でより良い参照分布を得ること、(2) プラズマ運転制御シナリオ（2.3.9 節）を完成し MHD 安定性、異常輸送、ブートストラップ電流も含めた自己無撞着な運転領域を提示すること、が挙げられる。(1) については、可能な限り 1 に近いベータ増倍度での外挿を可能とする分布データを得ることが具体的な目標となる。(2) については、現在コード及びモデルの改良・整備が進んでおり、第 26 回 IAEA 核融合エネルギー会議での報告が予定されている。

参考文献

[2.3.13.1] J. Miyazawa et al., Fusion Eng. Des. **86** (2011) 2879.
[2.3.13.2] J. Miyazawa et al., Nucl. Fusion **52** (2012) 123007.
[2.3.13.3] J. Miyazawa et al., Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 200.
[2.3.13.4] S. Sudo et al., Nucl. Fusion **30** (1990) 11.
[2.3.13.5] E.J. Doyle et al., Nucl. Fusion **47** (2007) S18.

2.4 超伝導マグネット

2.4.1 超伝導マグネット設計概要

本節では FFHR-d1 の超伝導マグネットシステムについて、概念設計に関する現在の検討状況をまとめる。

ヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の基本設計では、現在の LHD とほぼ相似の磁場配位を採用しつつ、装置の大きさはちょうど４倍となり、トーラスに５周ずつ巻き付いた２本の超伝導ヘリカルコイルの主半径は 15.6 m である。ヘリカルコイルと垂直磁場コイルを合わせた超伝導マグネットシステム全体の蓄積磁気エネルギーは 160 GJ に及ぶ。これは ITER の 3 倍以上となる。Table 2.4.1-1 に FFHR-d1 の超伝導マグネットシステムの主要諸元を LHD と対比して示す。

Table 2.4.1.1 Major specifications of the FFHR-d1 magnet system in compassion with those of LHD.

	FFHR-d1	LHD (Phase-II Design)
ヘリカルコイル主半径 (m)	15.6	3.9
ヘリカルコイル副半径 (m)	3.9	0.975
ヘリカルコイル起磁力 (MA)	36.66	5.85 (7.8)
垂直磁場コイル OV 半径 (m)	22.2	5.55
垂直磁場コイル OV 起磁力 (MA)	-19.88	-4.08 (??)
垂直磁場コイル IS 半径 (m)	-	2.82
垂直磁場コイル IS 起磁力 (MA)	-	-0.97 (??)
垂直磁場コイル IV 半径 (m)	7.2	1.8
垂直磁場コイル IV 起磁力 (MA)	18.5	4.26 (??)
トロイダル定格磁場（磁気軸）(T)	5.1	3 (4)
導体最大経験磁場 (T)	11.8	6.9 (9.1)
ヘリカルコイル導体定格電流 (kA)	94	13 (17.33)
垂直磁場コイル導体定格電流 OV/IS/IV (kA)	94/-/94	31/?/? (31/?/?)
磁気エネルギー (GJ)	~160	0.9 (1.6)

FFHR-d1 のマグネット設計は極めて難しい工学課題であるが、LHD の製作実績と運転実績とともに、ITER の最新技術も取り入れて、まずは基本的な概念設計を進めている。特にヘリカルコイルは巨大かつ複雑な構造の一体ものであるとともに、電流密度が高く、現在の設計では 25 A/mm^2 で設定している。巻線導体には定格電流として 100 kA 級のものが要求される。コイル巻線の最内層における最大経験磁場は 12 T に至る。これにどのような超伝導線材と導体を適用し、どのようなコイル巻線と冷却方式を採用するかを選択することは極めて重要な課題である。現在の概念検討では、導体として以下の３種類を候補として挙げている。

(1) 超臨界ヘリウム強制冷却方式 ケーブル・イン・コンジット 低温超伝導導体
SHE-Force-Cooled LTS CIC Conductor
(2) 液体ヘリウム間接冷却方式 低温超伝導導体
LHE-Indirectly-Cooled LTS Conductor
(3) ヘリウムガス直接冷却方式 高温超伝導導体
GHE-Direct-Cooled HTS Conductor

ここで､SHE は Supercritical Helium（超臨界ヘリウム）、CIC は Cable-In-Conduit（ケーブル・イン・コンジット）､LTS は Low-Temperature Superconducting（低温超伝導）、HTS は High-Temperature Superconducting（高温超伝導）の略称である。

本章ではこれらの導体とそれを用いたコイル設計について詳細を述べる。マグネットの工学設計としては導体やコイル巻線方法とともに電磁力の支持方法が極めて重要な課題であるが、これについては炉内構造として 2.7.2.3 節に詳述されているので、そちらを参照されたい。

2.4.2 LTS 強制冷却マグネット設計

2.4.2.1　CIC 導体の特長と強制冷却コイル方式の現状

超臨界ヘリウムを導体内部に流すことによって超伝導素線を直接冷却するケーブル・イン・コンジット(Cable-in-conduit; CIC) 導体と、それを用いた強制冷却方式のコイルは、ITER に代表される近年の超伝導核融合装置のマグネットにおいて標準的に用いられるようになっている[2.4.2.1]。CIC 導体は 1970 年代に提案され、1980 年代に実施された Large Coil Task (LCT) プロジェクトや、Demo Poloidal Coil (DPC) プロジェクトで製作された大型モデルコイル実験においてその優れた特性が実証された[2.4.2.2]。その後、実際の核融合実験装置として、大型ヘリカル装置(LHD)の３対６個のポロイダルコイルに世界で最初に採用された[2.4.2.3]。LHD 以降の大型および中型の超伝導核融合実験装置では、そのすべて（KSTAR, EAST, SST-1, W7-X, JT-60SA, ITER）において採用されている。CIC 導体は特に ITER のためのマグネット開発を通してその技術が大きく進展した。ITER ではコイル系のうち、磁場が強いトロイダル磁場 TF コイル（最大経験磁場 11.8 T）および中心ソレノイド CS コイル（13 T）では、導体に Nb_3Sn 超伝導線材が用いられる。線材は約千本が撚り合わされてバンドルを構成し、ステンレス製のコンジット（ジャケット）に収められる。電流値は TF 導体が最大 68 kA、CS 導体が 40 kA と大きい。一方、PF コイルは磁場が低い（6 T）ため、NbTi 線材を用いることが可能であり、電流値は 45 kA である。FFHR のコイル系では導体の定格電流を 100 kA と考えており、CIC 導体を採用することが基本案になると言って良いであろう。これはまさに、ITER で培われた超伝導工学技術の延長線上に位置付けられることになる。

CIC 導体が、近年の核融合実験装置用の大型超伝導マグネットにおいて 100 % 採用されてきている理由としては、以下が挙げられる。

(1) 超伝導素線の１本１本が超臨界ヘリウムによって直接冷やされるため、高い冷却安定性が確保できる。

(2) 素線間が電気的に緩く結合しているため、交流損失を低く抑えられる。

(3) 線材バンドルを強固なジャケットに収めるため、導体に働く電磁力をバンドル内に限定することで超伝導素線に生じる機械的擾乱（ワイヤーモーション）を限定的なものにできる。

(4) 導体のジャケット（コンジット）にステンレス等の強靭な材料を使い、さらに導体間はエポキシ系樹脂を用いて真空含浸で固めるため、機械的に強固なコイルにできる。

(5) 導体は１本１本の周りを絶縁材で覆い、さらに巻線全体に真空含浸を施すため、電気絶縁性能が高い。

(6) ソリッド型複合導体のように線材と独立した安定化材を含む複雑な導体構成ではないため、比較的安価に長尺導体を製造できる。

CIC 導体を用いた強制冷却方式の大型コイルの具体的なコイル巻線方法としては、“ワインド&リアクト方式”が用いられる。これは、まず導体コンジットに超伝導線のバンドルを入れて“ジャケット化”を行った後、熱処理を行う前の状態で巻線を行い、巻

線完了後に熱処理（約 700℃）を行って導体内の線材に Nb_3Sn を生成するという製作法である。これは、導体を完全に作ってから巻線を行う“リアクト＆ワインド方式”では、巻線に伴う曲げひずみによって臨界電流が低下してしまうためである。ITER に代表されるトカマクの TF コイルの場合、巻線はパンケーキ形状で行う。また、コイルの最終形状に近い寸法で巻かれた後、一度少し取り出して周囲に絶縁処理を施した後、最終形状の巻線構造に収められる。最後に、コイル全体を加熱（約 150℃）してエポキシ系樹脂の真空含浸を行う。

ここで、CIC 導体とこれを用いた強制冷却方式のコイルについては、いくつかの難しい技術課題も残っていることを指摘しておく。代表的には、以下の五つを挙げることができる。

(A) 導体の巻線後に熱処理を行って Nb_3Sn を生成した後、導体は熱処理温度から常温に戻り、さらに全装置が完成してから最終的に極低温の超臨界ヘリウム温度（~4 K）まで冷やされることになる。この過程において、導体のコンジットと超伝導線材の間で熱収縮率が異なるため、線材には圧縮ひずみがかかることになる。ITER 導体の例では、これは -0.76 % におよび、その結果、Nb_3Sn 線材の臨界電流はひずみがない場合の半分程度まで下がってしまう [2.4.2.3]。よって、線材には、あらかじめこの低下分を見込んだ高い臨界電流が求められる。

(B) 冷却流路を確保するため線材バンドルはコンジット内で半分宙

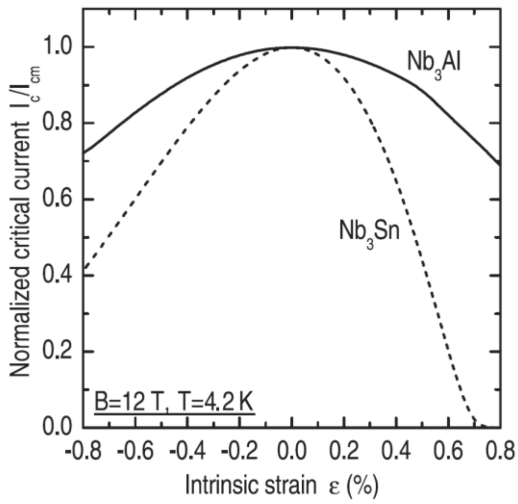


Fig. 2.4.2.1 Critical current of Nb_3Al and Nb_3Sn wires (Ref. 2.4.2.4 (Fig. 1))

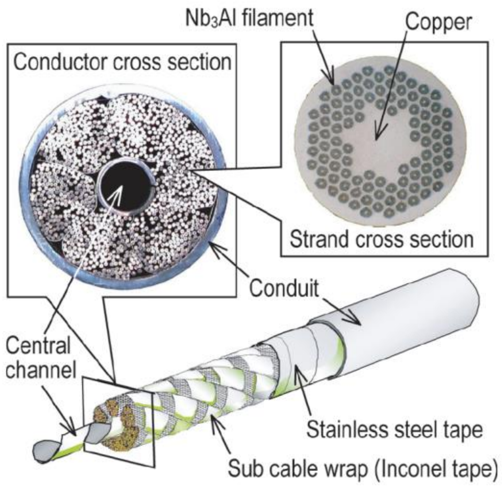


Fig. 2.4.2.2 CS Insert coil conductor made of Nb_3Al wires (Ref. 2.4.2.4 (Fig. 2))

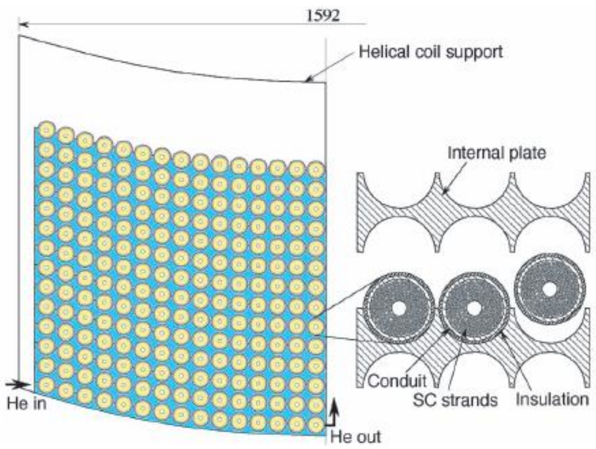


Fig. 2.4.2.3 Cross-section of a helical coil made from CIC conductors（Ref. 2.4.2.5 (Fig. 5))

に浮いたような構造となっているため、高い電磁力のもとで数千回に及ぶような繰り返し励磁を行うと、素線同士に働く圧縮応力によって素線に部分的な付加ひずみが生じ、Nb_3Sn 線材の場合、次第に臨界電流特性が劣化してくる問題が指摘されている[2.4.2.4]。
(C) バンドルを構成する素線の撚線時に理想的な撚り具合から逸脱した乱れが生じることにより、本来は存在しないはずの長時定数の結合電流が生じ、余剰な交流損失が発生する。
(D) 導体が冷却配管を兼ねた構造となっているため、冷媒となる超臨界ヘリウムの供給のために、配管系が複雑になる。
(E) 超臨界ヘリウムの圧力損失が問題となるため、流路長として 500 m 程度に制限がある。
今後の核融合炉用マグネットにも CIC 導体を適用することを考えると、これらの課題を改善してさらに完成度を高めることができるか、あるいは、他の方式を選択するかが議論となる。上記課題のうち、現状、(A)～(C)に対しては、以下のような改善策が考えられる。
まず、(A)の熱処理温度からの冷却に伴う圧縮ひずみの問題については、コンジットの材質や線材の種類を選択することで軽減することが可能である。例えば、コンジットにステンレスより熱収縮率が小さい Incoloy 908 を用いる方法があり、実際に ITER の R&D において CS モデルコイルに適用された[2.4.2.3, 6]。また、韓国の KSTAR トカマク装置の TF コイルおよび CS コイルにも適用され[2.4.2.7]、実績を作っている。ただし、この材料については、熱処理工程において酸素濃度を厳しく管理しないと応力下誘起粒界酸化腐食（SAGBO）と呼ばれる割れが生じる懸念があり、取り扱いが難しい。あるいは、コンジットにチタンを用いると Nb_3Sn の熱収縮率に近くなるためやはり圧縮ひずみを軽減できるが、ステンレスより機械的強度が落ちるため二重コンジット等にする必要がある。
一方、線材としてひずみに強い Nb_3Al を用いることは有効である。Nb_3Sn 線材および Nb_3Al 線材の臨界電流密度のひずみ依存性を図 2.4.2.1 に示す。これより、Nb_3Al の場合、Nb_3Sn と同程度のひずみが生じても臨界電流の劣化を軽減できることがわかる。また、このことにより Nb_3Al 線材を用いると(B)の繰り返し励磁に伴う性能劣化の問題も軽減できることが ITER CS モデルコイルを用いたインサートコイル試験において示された[2.4.2.8]。これに使われた Nb_3Al CIC 導体を図 2.4.2.2 に示す。一方、Nb_3Sn 線材の場合に劣化が生じる導体内の位置が中性子回折を用いたひずみの直接測定によって確認されている。さらに、最新の ITER 導体において、この問題に対する解決策が見いだされた。これは線材の撚りピッチを従来のものより短くすることであり、バンドルの機械的強度が上がることに起因する。これにより繰り返し励磁を行っても劣化が観測されなくなっている。ただし、この問題は試験条件等によって大きく左右されるとともに、今後、原型炉用の導体において線材に働く電磁力がさらに大きくなるとどうなるのか、解析と実験の両面から検討を続けていく必要がある。

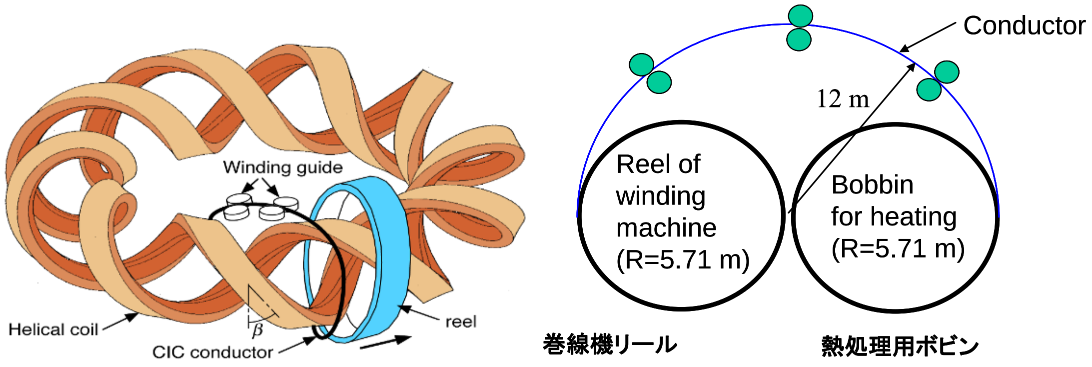


Fig. 2.4.2.4 Concept of helical winding from CIC conductors

Nb_3Al 線材については、CS インサートコイル導体の試験以降、物質材料研究機構を中心に急熱急冷法を採用した高臨界電流密度線材が開発された。これにより、臨界電流密度が大幅に向上したが、現在のところ長尺化の安定した線材製造技術の確立にはまだしばらくの時間を要するものと考えられる[2.4.2.9]。
(C)の線材の撚り乱れによる長時定数の結合電流を抑制するためには、例えば単純な層構造の撚線構造とすることがひとつの解決策になると提案されている[2.4.2.10]。ここで、バンドルの撚り構造を根本的に変えることは素線同士にかかる圧縮ひずみの様相を変えることにもつながるため、この観点からの最適化により(B)の繰り返し励磁の問題を軽減できる可能性もある。
(D)と(E)の課題については、CIC 導体を用いた強制冷却方式のコイルに関する本質的な問題であるため、巻線方法の工夫や品質管理の徹底で対処する他ない。これらについては、後述の間接冷却方式のコイルにおいて、再度議論を行うものとする。

2.4.2.2　CIC 導体を用いたヘリカルコイル巻線

CIC 導体を用いたヘリカルコイルの巻線構造や巻線方法については、参考文献[2.4.2.1, 2]で議論されている。以下では、その抜粋を示す。まず導体は、外径 50 mm の円形とし、薄肉コンジットを採用する。この導体をヘリカル形状に巻線して円形溝を有するインターナルプレートに収めていく方式を採用するが、これは ITER-TF コイルに用いられるラジアルプレートと同様の発想である。巻線後のヘリカルコイルの断面構造を図 2.4.2.3 に示す。ヘリカルコイルはレイヤー巻きされている。ここで、各巻線導体はトロイダル方向に 1 周した後ですぐ隣に渡るのではなく、5 つ先の位置につながることになる。すなわち、5 条持ちの巻線方法をとることを考えている。これは、超臨界ヘリウムの圧力損失を考えた場合に、導体の単位長さを 500 m 以下に抑える必要があることからの選択である。ヘリカルコイルの巻線部の電流密度は 25 A/mm^2 と設定しているが、これは ITER TF コイルより高い。このため、クエンチの発生時には速やかに電流を外部の遮断抵抗によって減衰させる必要がある。そのために、コイルは多数のブロックに分割し、遮断時に発生する端子電圧を低減する必要があるが、並列巻線のため各層毎に複数のコイルリードを有しており、遮断電圧が 10 kV 程度となるようなブロック化が可能である。

次に、FFHR-d1 の巨大なヘリカルコイルを巻線する方法を確立することは、極めて難しい技術課題である。基本的には、LHD のヘリカルコイルの製作と同様に専用の巻線機を用意して、これをポロイダル方向およびトロイダル方向に周回することでヘリカル巻線を行う方法を考える。ここで、導体は単長ごとに最初に巻線機の上に設置されたリールに巻き取っておき、そこから繰り出していく。LHD のヘリカルコイルの場合には、外側が銅ジャケットで構成された NbTi 導体を用いて導体に塑性ひずみを与えることでヘリカル形状の加工を行ったが、Nb_3Sn 線材あるいは Nb_3Al 線材を用いた CIC 導体の場合に撚線部に塑性変形を与えるわけにいかない。そこで、これに代わる方法として導体の外形を円形とし、リールに巻き取った導体をバネを引き伸ばすように繰り出し、最終的にインターナルプレートの円形溝に収めていくという巻線方式を考える。この巻線方法の概念図を図 2.4.2.4 の左図に示す。
ここで、CIC 導体を用いた ITER-TF コイルの巻線ではワインド&リアクト方式で巻線を行い、巻線完了後に熱処理を行って Nb_3Sn を生成するが、これを一体ものの巨大なヘリカルコイルで採用することは難しい。その代わりに、上述のリールにはすでに熱処理を施した完成導体が巻かれることになり、実質的にリアクト&ワインド方式の巻線となる。ただし、このリールに導体を供給するにあたってはリールとちょうど同じ直径を有した別のボビンから行うこととし、このボビンにおいてまず導体の熱処理を行った後、導体に過度のひずみを与えないようにリールに巻き取る。この様子を図 2.4.2.4 の右図に示す。巻き取りの際の曲率半径をボビンおよびリールの２倍に留めておけばこの過程において導体に印加される最大曲げひずみは、0.15 %程度と評価でき、弾性範囲内に収まる。
一方、ヘリカル形状への巻線を行う場合には、捩りひずみが問題となる。捩りひずみ $r\theta$ は、

$$r\theta = \frac{r \cdot \tan^{-1}\eta}{2\pi a_c/4}$$

で与えられる。これより、捩りひずみは平均で 0.3%、最大で 0.6%に及ぶことがわかる。ただし、現在の知見において捩りひずみが臨界電流に及ぼす影響は未解明であり、今後、素線レベルの実験や解析によって明らかにしていく必要がある。一般的な見解としては、通常の引張りひずみや圧縮ひずみに対して捩りひずみによる臨界電流の低下は小さいレベルに留まると考えられる。
巻線作業が完了した導体には、巻線による機械的ひずみに加えて、冷却時の熱収縮差に伴う熱ひずみが加わることになる。ITER 導体の場合、熱ひずみが-0.76%に及ぶと評価されており、それに巻線ひずみが加わるとさらなる臨界電流の低下が懸念される。このように大きな巻線ひずみが加わるヘリカルコイルには、耐ひずみ特性に優れた Nb_3Al 線材が適していると考えている。これが、Nb_3Al を選択する理由であるが、捩りの効果によって逆に圧縮ひずみが一部開放される可能性もあるため、現状、Nb_3Sn の使用も視野に入れておく。
最後に、CIC 導体を用いたコイルを製作する場合、通常、巻線完了後にエポキシ系樹脂を（ITER のコイルの場合には放射線に強いシアネートエステルが混合される）用いた真空含浸工程が行われる。このためにはコイル巻線全体を真空中で 150 ℃程度

まで加熱して樹脂を巻線の隙間に均一に行き渡らせ、ゆっくりと硬化させる必要がある。ITER のコイルの場合も巨大な電気炉を用いてこの工程が行われる。しかしながら、これを一体もののヘリカルコイルに適用するためには開発研究が必要である。また、真空含浸を行わずにコイルの剛性を確保する方式の検討も重要と考えられる。従来、真空含浸は強制冷却コイルではデフォルトとして想定されてきたが、これを省略したコイルで同等の性能が出せるかどうか、今後詳細な議論や新たな開発を行う必要がある。
ヘリカルコイルの他にポロイダルコイルについても CIC 導体を用いて巻線することを考える。ポロイダルコイルは経験磁場が低いため、NbTi 線材を用いることが可能であり、実際、ITER や KSTAR 等でもそうした仕様となっている。NbTi 線材はひずみに強く、繰り返し励磁に伴う劣化等も観測されていない。また、リアクト＆ワインド方式で巻線を行うことができる。ただし、FFHR-d1 では、巻線径が ITER のポロイダル磁場コイルよりもさらに大きくなるため、一層の技術成熟が要求される。

2.4.2.3　CIC 導体を用いた巻線の冷却

CIC 導体を用いた超伝導コイルでは、CIC 導体内を流れる超臨界圧ヘリウム（SHe）によって超伝導線を冷却している。これを安定に運転するためには、冷却安定性の観点から 1 流路あたりの温度上昇を SHe 循環ポンプのヘッドの限界からその圧力損失を抑える必要がある。FFHR-d1 ではトーラス内側でブランケットを薄くする設計となっており、この部分でのコイル巻線部の核発熱が大きくなることが見込まれる。これに対して、ITER の検討では、CIC 導体で許容される核発熱として 1 mW/cc 程度が限界と考えられる[2.4.2.11]。ITER-TF コイルはダブルパンケーキ巻であるため、最内層 1 周分のみが高い核発熱にさらされるのに対して、FFHR-d1 のヘリカルコイルの場合、LHD と同様のレイヤー巻を採用すると最内層の導体は全長にわたって高い核発熱にさらされることになり、流路当たりの核発熱量はより厳しい条件であると言える（図 2.4.2.5 参照）。そこで、CIC 導体を用いた超伝導コイルの冷却特性を評価する 1 次元の計算コードを開発し、FFHR-d1 のヘリカルコイルの冷却を数値計算で評価した。計算対象とした CIC 導体は ITER や JT60SA で採用された中心チャネル付きの CIC 導体である。本計算では、簡単のため中心チャネルを 1 次元円管として超臨界圧ヘリウムはその中のみを流れると仮定し、導体長手方向の流体計算を行った。これは冷却条件として実際より厳しい仮定である。計算モデルの概略を図 2.4.2.5 に示す。右図は最内層の導体 1 セクタ分を表しており、核発熱量は FFHR-d1 を模擬してトーラス内側部分（1 セクタの 15 %の長さ）で 0.5 mW/cc、それ以外で 0.1 mW/cc とした。FFHR-d1 のヘリカルコイルの導体 1 ターン（5 セクタ分）の長さは 157 m で、3 ターンで 1 流路とすることが考えられているので、流路全長は 471 m である。流体計算に用いた基礎方程式を以下に示す。

連続の式

$$\frac{\partial \rho_{SHe}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_{SHe} \cdot \vec{u} \right) = 0 \qquad (2.4.2.1)$$

運動量保存則

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_{SHe}\cdot\vec{u}\right)+\nabla\cdot\left(\rho_{SHe}\vec{u}\cdot\vec{u}\right)=-\nabla P+\tau_W \qquad (2.4.2.2)$$

ただし、

$$\tau_W=-f\cdot\frac{\xi}{2A}\cdot\rho u^2 \qquad \begin{cases} f_{HP}=64\,\mathrm{Re}^{-1} & (\mathrm{Re}<3000) \\ f_B=0.3164\,\mathrm{Re}^{-0.25} & (3000<\mathrm{Re}<10^5) \\ f_N=0.0032+0.221\,\mathrm{Re}^{-0.237} & (\mathrm{Re}>10^5) \end{cases}$$

エネルギー保存則

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_{SHe}\cdot h\right)+\nabla\cdot\left(\rho_{SHe}\vec{u}\cdot h\right)=\nabla\cdot\left(\lambda_{SHe}\cdot\nabla T_{SHe}\right)+Q \qquad (2.4.2.3)$$

ここで、ρ は密度、u は流速、P は圧力、τ_W はせん断応力、f は管摩擦係数、ξ は濡れ周長、A は導体の断面積、Re はレイノルズ数、h はエンタルピー、λ は熱伝導率、T は温度、Q は核発熱である。また圧力損失は Darcy-Weisbach の式で求め、管摩擦係数にはレイノルズ数によって、Hagen-Poiseuille の式、Blasius の式、Nikuradse の式の 3 式を使用した。さらに、本計算では定常核発熱による超臨界圧ヘリウムの温度上昇を解くので、上述の基礎方程式について定常を仮定して離散化した以下の 2 式を用いて計算を簡略化した。

エンタルピーの式

$$h_i=h_{i-1}+\frac{Q\cdot\Delta x_i\cdot D_{CICC}{}^2}{\dot{m}} \qquad (2.4.2.4)$$

圧力の式

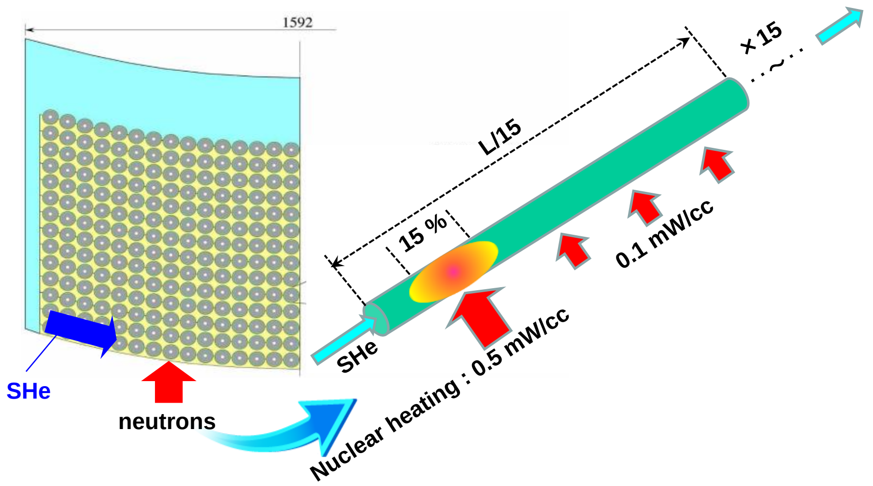


Fig. 2.4.2.5 Nuclear heating and cooling flow for the first layer of the FFHR helical coils made from CIC conductors.

$$P_i = P_{i-1} - f_{i-1} \cdot \frac{\Delta x_{i-1}}{D_h} \cdot \frac{\rho_{i-1} \cdot u_{i-1}^2}{2} \qquad (2.4.2.5)$$

ここで、h はエンタルピー、Q は核発熱、Δx は計算メッシュ長、D_{CICC} は導体直径、$\dot{m}$ は超臨界圧ヘリウムの質量流量、 P は圧力、 f は摩擦係数、 D_h は水力直径、 ρ は密度、u は流速である。超臨界圧ヘリウムの物性値には HEPAK（© Copyright Cryodata Inc.）の値を用いた。温度は、(2.4.2.4)式、(2.4.2.5)式から得られたエンタルピー、圧力から HEPAK で得ることができる。

図 2.4.2.6 に FFHR-d1 のヘリカルコイル最内層導体における超臨界圧ヘリウムの温度上昇、圧力損失を示す。ここで FFHR-d1 のヘリカル導体、中心チャネルの直径は、それぞれ 50 mm、15 mm とした。また、超臨界圧ヘリウムの入口温度、圧力は、それぞれ 4.5 K、0.6 MPa とした。超臨界圧ヘリウムの質量流量が増加するにつれ、温度上昇は下がり、圧力損失は増加した。ここで、許容される温度上昇、圧力損失は、それぞれ 1 K、0.1 MPa（図中に破線で示す）とすると、超臨界圧ヘリウムの質量流量が 41 g/s から 47 g/s までの範囲でともに許容値以下となることがわかった。よって、FFHR-d1 のヘリカルコイル用 CIC 導体として想定されるサイズ、冷却条件において、定常的な核発熱による温度上昇と圧力損失を評価した結果、許容可能となる見通しを得たと考える。

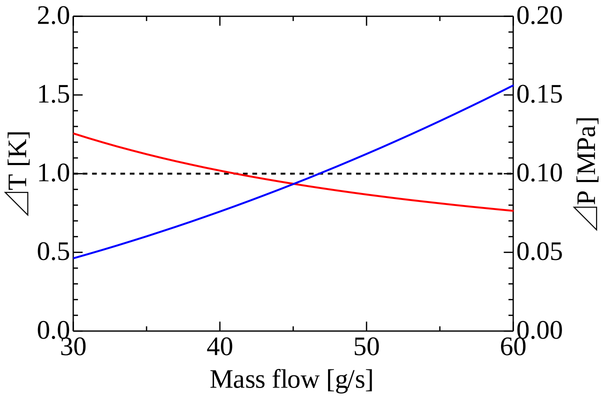


Fig. 2.4.2.6 Temperature rise and pressure drop in the first layer of the FFHR helical coils made from CIC conductors.

参考文献

[2.4.2.1] 安藤俊就、低温工学 **39** (2004) 383.

[2.4.2.2] T. Ando et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **9** (1999) 628.

[2.4.2.3] K. Takahata et al., Fusion Eng. Des. **65** (2003) 39.

[2.4.2.4] N. Koizumi, T. Takeuchi and K. Okuno, Nuclear Fusion **45** (2005) 431.

[2.4.2.5] S. Imagawa, A. Sagara and Y. Kozaki, Plasma and Fusion Research **3** (2008) S1050.

[2.4.2.6] S. Imagawa et al., Nuclear Fusion **49** (2009) 075017.

[2.4.2.7] D. Bessette, IEEE Trans. Appl. Supercond. **13** (2003) 1433.

[2.4.2.8] K. Kim et al., Plasma Sci. Tech. **6** (2004) 2445.

[2.4.2.9] T. Takeuchi et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **15** (2005) 3372.

[2.4.2.10] T. Hamajima et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **20** (2010) 560.

[2.4.2.11] ITER, Plant Description Document, 2.14 Nuclear Assessment (2001) http://www.naka.jaea.go.jp/ITER/FDR/PDD/PDD_2_14_Nuclear_Analysis.pdf

2.4.3 LTS 間接冷却方式マグネット設計

上述のようにCIC導体は多くの優れた特長を有する一方、いくつかの課題も抱えている。原型炉の次に多数の実用炉を建設することまで視野に入れるならば、より簡素なコイル構造とそのための導体方式を模索することも重要である。この意味で間接冷却方式のコイル構造を提案し、最適な導体開発を行っている[2.4.3.1-3]。間接冷却方式では、CIC導体のように導体内部に冷媒を流すことはせず、巻線の間に冷媒を通す冷却パネルを設け、そこからの熱伝導によってソリッド導体を冷却する。コイル巻線は電流パスと冷却パスを独立して設計することが可能であり、冷却配管構造を簡素化し、コイル構造の最適化を図ることができる。

FFHR-d1のヘリカルコイルに必要とされる電流容量100 kA級のLTS間接冷却導体として、Figure 2.4.3.1の製造法を考えている。ここで提案する新型導体ではCIC導体と比較して超伝導素線のNb_3Snに加わる熱ひずみを低減し、高い臨界電流密度を得ることが可能であり、Nb_3Al線材だけでなく実績の大きいNb_3Sn線材を選択することができる。例えば、大容量化のためNb_3Sn線材のラザフォード型ケーブルを製作する。この構造

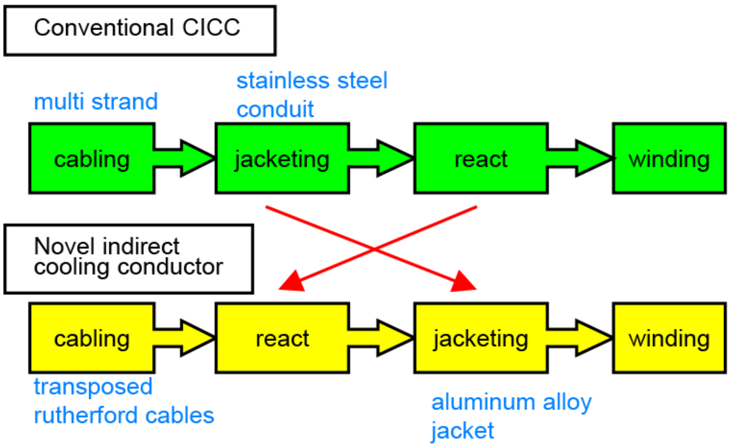


Figure 2.4.3.1 Comparison between LTS indirectly cooled superconductor and CIC conductor.

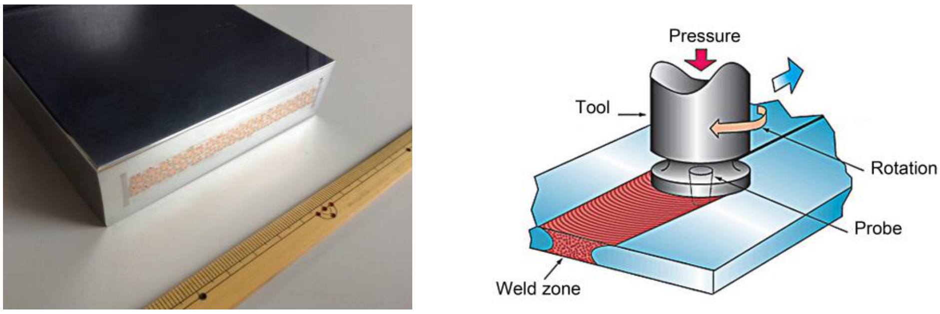


Figure 2.4.3.2 Photograph of the prototype indirectly cooled superconductor (left) and conceptual scheme of friction stir welding (FSW) (right).

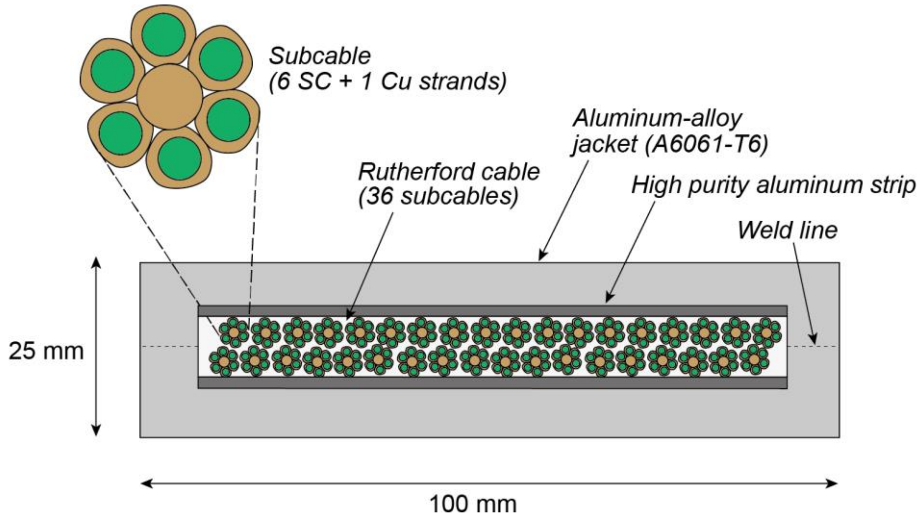


Figure 2.4.3.3 Schematic of the conductor for FFHR.

を採用することで素線の規則正しい転位を行うことができ、CIC導体のバンドル構造において観測されるような素線間の撚り乱れによる長時定数の結合損失や電流偏流を回避できる。さらに機械的強度を高めるため、熱処理した撚線をアルミニウム合金製のジャケットの中に収めるという新しい製造工程を提案する。これを『リアクト&ジャケット（R&J）法』と呼ぶ。アルミニウム合金を用いるのは、核発熱を除去するためジャケットに高い熱伝導率が求められるためであり、4 Kレベルで熱伝導率の低いステンレスを用いることは難しい。ただし、アルミニウム合金の融点がNb_3Snの熱処理温度に近いため、ステンレスジャケットを用いるCIC導体のようにジャケット複合化を行った後に導体全体を熱処理することはできない。そこで、予め熱処理を施した撚線をジャケットに収めるという方法を採用する。その際、摩擦撹拌接合（FSW）によってジャケット部材を接合することで、撚線にダメージを与えることなく複合化を行うことが可能となる。Figure 2.4.3.2に試作した導体の写真と、摩擦攪拌接合の概念図を示す。 R&J法では、ジャケットを反応熱処理後、300 Kで複合化するため、熱収縮差によってNb_3Snに発生する圧縮ひずみを低減でき、この効果による臨界電流の向上を実際の導体開発において確認している[2.4.3.2, 3]。FFHR-d1のヘリカルコイル用導体として要求される定格電流は100 kAである。LTS間接冷却導体の場合、安定性を確保する観点から臨界電流としては定格電流の2倍程度が必要となる。そこで、導体の臨界電流を200 kAと設定する。導体サイズより電流密度として80 A/mm^{2}の高臨界電流密度（導体平均）が必要であることを意味し、重要な開発課題である。現在進めている100 kA級LTS間接冷却導体の断面設計例をFigure

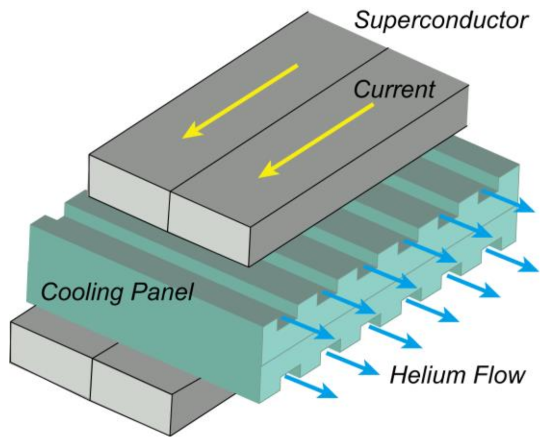


Figure 2.4.3.4 Method of cooling windings.

2.4.3.3に示す[2.4.3.4]。

LTS 間接冷却導体を用いる場合の巻線の最適な冷却方法を検討する必要がある。Figure 2.4.3.4 に構造を示す。間接冷却では冷却パネルに二相流ヘリウム等の冷媒を流し、導体は冷却パネルからの熱伝導によって冷却する。巻線の２層ずつに冷却パネルを挿入すると、全ての導体の 1 辺が必ず冷却パネルに接することになる。FFHR-d1 の設計ではトーラス内側で中性子遮蔽用スペースが限られるため、この部分のヘリカルコイル最内層における核発熱が 500 W/m^3 と厳しくなる。導体内部の核発熱は絶縁物を介して冷却パネルによって冷却される。絶縁物の熱伝導率はアルミニウム合金に対して 2 桁以上小さいため、ここでの温度勾配が導体の温度上昇を決定する。ステンレスと絶縁物では熱伝導率が 1 桁も違わないため、ジャケットにステンレスを使うとジャケットでの温度勾配が無視できない。絶縁物の温度勾配は 1 次元の熱伝導方程式から簡易的に計算できる。導体体積当たりの核発熱量を 500 W/m^3、絶縁物の厚さを 1 mm、絶縁物の熱伝導率を 0.05 W/m-K、導体単位長さ当たりの冷却表面積を 0.1 m^2 とした場合、温度勾配は 0.25 K となる。これに対し導体内部の金属部の温度勾配は 0.02 K を超えることはない。Nb_3Sn 線材にとって 0.3 K の温度マージンを与えることは実用的に可能である。しかし尤度が小さいことは確かであり、熱伝導率の高い絶縁物の開発や絶縁物を薄くする設計が必要である。その一例としてセラミックス絶縁被膜の可能性を検討している[2.4.3.5]。一方、冷却パネルと絶縁物との界面熱抵抗も重要な課題である。固体間接触では接触熱抵抗の推定が難しく、不慮の温度上昇をもたらす可能性がある。そこで、冷媒を直接絶縁物に接触させる冷却パネルを検討している。一方、2.3.11.2 節で示されたように、ブランケット空間を増大させる工夫により、核発熱量を 100 W/m^3 にまで減少できる可能性が生まれている。ここまで核発熱を抑えることができれば、導体の温度上昇を 0.1 K 以下まで抑えることができるだろう。

上述のように、核発熱が存在する条件においてLTS導体を間接冷却で用いた巻線構造を成立させるためには、導体のジャケットにアルミニウム合金を用いることが必要である。この場合、ジャケットにステンレスを用いるCIC導体の場合と比べて導体の機械強度が下がる懸念があるが、実際には同程度である。これは、CIC導体の場合に撚線バンドルの機械強度が全く期待できないのに対して、LTS間接冷却導体の場合には撚線に長手方向の引張強度が期待できるためである。導体断面方向の圧縮に対しても、低融点金属を充填材として空隙を埋めることで一定の強度が期待できる。FFHR2m1に対する構造解析では、巻線部および冷却パネル部の最大応力が169 MPaおよび269 MPa、巻線部のフープ力による最大引張ひずみが0.185 %と計算された[2.4.3.6]。これらはすべて許容できるレベルとなっている。

核融合炉用マグネットにLTS間接冷却導体を適用するにあたっては、冷却安定性の評価とこれを考慮した巻線構造の検討が極めて重要な課題として挙げられる。LTS間接冷却の場合、導体が電磁力によって数μm動くと摩擦発熱によって常伝導部が発生し、コイル全体のクエンチに至ることが懸念される。このため、巻線が絶対に動かないような強固な固定が必須である。この問題に対する検討については今後の研究課題である。

参考文献

[2.4.3.1] K. Takahata et al., Fusion Eng. Des. **82**, 1487 (2007).
[2.4.3.2] K. Takahata et al., Cryogenics **51**, 397 (2011).
[2.4.3.3] K. Takahata et al., Plasma and Fusion Res. **8**, 2405008 (2013).
[2.4.3.4] K. Takahata et al., Plasma and Fusion Res. **9**, 3405034 (2014).
[2.4.3.5] K. Takahata et al., Plasma and Fusion Res. **10**, 3405011 (2015).
[2.4.3.6] H. Tamura et al., Plasma and Fusion Res. **5**, S1035 (2010).

2.4.4 HTS マグネット設計

FFHR-d1 のマグネットにおける超伝導導体の選択肢のひとつとして、銅酸化物系の高温超伝導（High-temperature superconductor; HTS）導体を検討している[2.4.4.1]。HTS 導体は冷却安定性が高く、コイルがクエンチする心配を大幅に軽減できるとともに、巨大なヘリカルコイルを短尺導体の接続によって迅速に製作することができると期待される。さらに、高い温度領域における運転によって経済的に優れた核融合炉として成立させることが可能となるとともに、供給不足が懸念されるヘリウムの使用量を低減させることも期待できる。

現状、HTS 線材の大型マグネットへの応用についてはまだ本格化していないが、Nb_3Sn 線材を大型マグネットに適用するまでに 30 年に及ぶ開発時間がかかったことを振り返ると、HTS 線材についても早急に開発を本格化すべきと考える[2.4.4.2]。現在は、欧米と日本において、大電流 HTS 導体の開発が始まったところである。

以下では、HTS 大型導体を用いた FFHR-d1 のマグネット設計について検討の現状を述べる。

2.4.4.1 HTS 線材

HTS 材料はペロブスカイト構造を持つ銅酸化物（セラミック）であり、1986 年に超伝導特性を有することが発見された。従来の金属系低温超伝導材料が持っていた臨界温度の記録を大幅に塗り替え、いわゆる超伝導フィーバーを巻き起こした。金属系低温超伝導材料を用いるためには液体ヘリウムによる冷却が必要不可欠であり、特殊な大型研究用途やごく一部の民生応用以外には超伝導の実応用という観点から難しいものがあるが、HTS 材料はその高い臨界温度のために液体窒素を用いた冷却も可能であり、発見から 25 年を経た現在、電力応用を中心に線材の開発が進められている。最近では小型の GM 冷凍機の性能が格段に向上してきたこともあり、液体ヘリウムや液体窒素を用いない無冷媒冷凍方式の超伝導機器の開発も進められており、HTS 線材の本格的な適用の道が探られている。極低温での臨界磁場が金属系超伝導材料と比べて圧倒的に高いことや、併せて臨界電流密度も高く取れること（図 2.4.4.1）から、高磁場コイルへの適用にも期待がかかる。

HTS 線材には、主にビスマス（Bi）系線材とイットリウム（Y）系線材がある。前者は“第 1 世代 HTS 線材”と呼ばれ、Bi-2212 線材と Bi-2223 線材がある。このうち Bi-2223 線材はテープ形状であり、単線（線材幅：4.2 mm）の臨界電流は液体窒素温度 77 K、自己磁場において 200 A を超えている。現在既に大電力輸送用の超伝導ケーブルや変圧器、モータなどのプロトタイプ試験用に多くが使われている。核融合研究への応用では HTS 電流リードに実際に適用されており、ITER 用として既に 80 kA 級のものも開発されている。東京大学で建設された磁気浮上式の内部導体閉じ込め方式である Mini-RT 装置の磁気浮上コイルにも適用され、世界で初めてプラズマ核融合実験装置に HTS 線材が使われた例となった（核融合科学研究所との共同研究）[2.4.4.3]。Mini-RT に引き続き、より大型の RT-1 装置も製作され、6 時間以上の安定な磁気浮上を達成してプラズマ実験が遂行されている[2.4.4.4]。一方、核融合科学研究所では、後述のように Bi-2223 線材を用いて HTS 大電流導体の開発を 10 kA 級導体としてスタ

ートした[2.4.4.5]。ビスマス系線材のもう一方の Bi-2212 線材は、HTS 線材として唯一丸線の製造が可能であり、LTS 線材と同様の使い方が可能である。そこで、加速器応用を対象として平角形状の成型撚線（ラザフォードケーブル）が検討・試作されたり、核融合応用を目指してケーブル・イン・コンジット（CIC）導体への適用が検討され、2000 年代の初めには、10 kA 級の CIC 導体が試作開発されたりした[2.4.4.6]。これら Bi 系線材はいずれも母材に銀が使われるため、放射化の観点から核融合炉用マグネットへの適用は難しいと考えられてきた。最近、中国の CFETR 炉の設計では、装置全体の小型化を目的として中心ソレノイドコイルの高磁場化を図り、その内層部に Bi-2212 線材を CIC 導体として適用することが提案されている。この位置であれば、中性子フラックスが低く Bi 線材を使える可能性がある。

Y 系線材は“第二世代 HTS 線材”とも呼ばれる。希土類元素として Y を用いる場合、YBa2Cu3Oy は YBCO あるいは Y123 と表記されるが、Y をガドリニウム Gd 等の他の希土類（Rare Earth）元素に置き換えた線材等も開発されているため、総称して REBCO と称されることもある。ビスマス系線材より磁場中での臨界電流特性に優れていること、特に、高温（50 K 以上）でそのことが顕著であることにより、各種の電力機器（変圧器、モーター、電力ケーブル、等）や医療用機器（加速器、MRI、等）をターゲットとして急ピッチで開発が進められている[2.4.4.7]。特に、小型で大出力の超伝導モータも可能となるため、船舶や航空機など、輸送機器への適用の期待も大きい。Y 系線材では基材にニッケル合金が用いられるため、従来の超伝導線材と比べて機械的強度が圧倒的に高く（ハステロイは引張強度 1 GPa 以上）、強大な電磁力を受ける高磁場コイルへの適用にも有望と考えられる。核融合応用としては、前出の Mini-RT 装置において最初に適用した Bi-2223 線材を用いた磁気浮上コイルをアップグレードして Y 系の GdBCO 線材で巻き直したコイルとする計画が遂行された[2.4.4.8]。

ここで、Y 系超伝導線材の特徴や製造方法について説明しておく。YBCO は 1987 年 2 月に米国で発見された酸化物で、90 K の臨界電流を持つ。臨界電流特性が結晶方位によって大きく異なることから、結晶構造をできるだけ揃えるための配向制御が必要である。特に、ビスマス系と異なり、c 軸配向のみならず a-b 面内の配向（二軸配向）も実現する必要がある。このため、線材にするにはニッケルやハステロイ、銀などの金属テープの上に薄膜状の結晶を成長させることになり、“薄膜線材（Coated Conductor; CC）”とも呼ばれる。Y 系線材の一般的な構成を図 2.4.4.1 に示す。REBCO 層を面内配向させるためには、主に次の二つの方法がある。一つは基板である金属テープを配向させる方法であり、もう一つは無配向の金属テープ上に配向中間層を成膜する方法である。いずれもまずテンプレートとなる配向組織を作り、その上に REBCO 層を成長させるという方式をとる。前者ではニッケルや銀などの金属テープに 90 % 以上の強加工を施し、その後に適切な再結晶化熱処理を与えることで面内配向した基材 RABiTS（Rolling Assisted Biaxially Textured Substrate）が得られる。基材が銀の場合はその上に REBCO 層を成長させることも可能であるが、ニッケル等の金属の場合にはもう一つの方法と同様にセラミックスの中間層（バッファ層）が必要である。中間層を配向させる方法として、代表的なものにイオンビームアシスト蒸着法 IBAD（Ion Beam Assisted Deposition）がある。この方法ではスパッタによって成膜する際に特定

の角度（55°）からイオンビームを照射することにより、無配向基板の上に二軸配向した中間層を効率よく成膜することができる。中間層としてはYSZやGZOが用いられる。この方法によって成膜された中間層は非常に高い配向組織となり、結晶粒も細かく長尺化に適した特性を示す。中間層の上には、PLD（Pulse Laser Deposition）を用いてYBCO層が成膜される。YBCO層の厚みは、現在のところ1–2 μmとなっている。既に、10 mm幅のテープとして、臨界電流1000 Aに至る線材も実験室レベルでは作製されている。PLD法をより高速に行うためには、マルチターン・マルチプルームと呼ばれる方法も開発され、成膜の均一化や成膜領域の拡大により線材作製が効率的に行えるようになり、長尺の線材が製作できるようになっている。IBAD中間層については製造速度が遅いことが課題である。そこで、中間層に対してもPLDを用いCeO2層（キャップ層）を成膜することで、高速に高配向中間層を得る手法も開発されている。一方、PLD法よりも高速にREBCO層を形成する手法として化学液相法（MOD; Metal Organic Deposition）や化学気相法（MOCVD; Metal Organic Chemical Vapor Deposition）がある。MOD法では有機金属塩を溶媒に溶解して基板上へ塗布して焼成することにより超伝導相を形成する。このため真空容器を必要とせず、高速化とともに低コスト化が期待される。原料にトリフルオロ酢酸塩を用いたプロセス（TFA-MOD法）では、高い配向組織が得られる。マルチコート法と呼ばれる複数回塗布と仮焼を繰り返した後にYBCO層形成のための熱処理を加える方法も考案されており、熱処理条件の適正化を行うことで臨界電流密度を低下させることなく厚膜化に成功している。最近の線材開発では、温度77 Kでの磁場中特性を向上させる目的でBZOのナノロッド等の人工ピンを導入する研究が盛んである[2.4.4.9]。人口ピンの導入は、磁場方向の異方性を軽減することにも有効である。また、線材を細線化することで交流損失を抑えることが可能であり、このための開発も進展している。

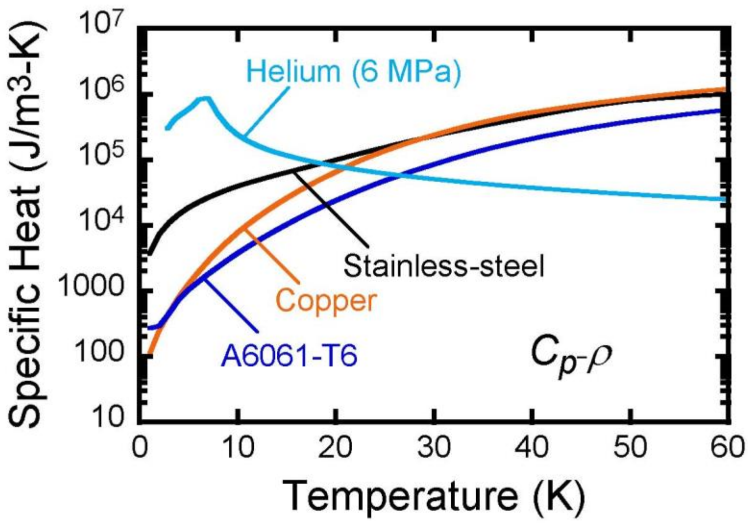


Figure 2.4.4.1 Volumetric specific heat for metals and helium (pressure: 0.6 MPa) as a function of temperature.

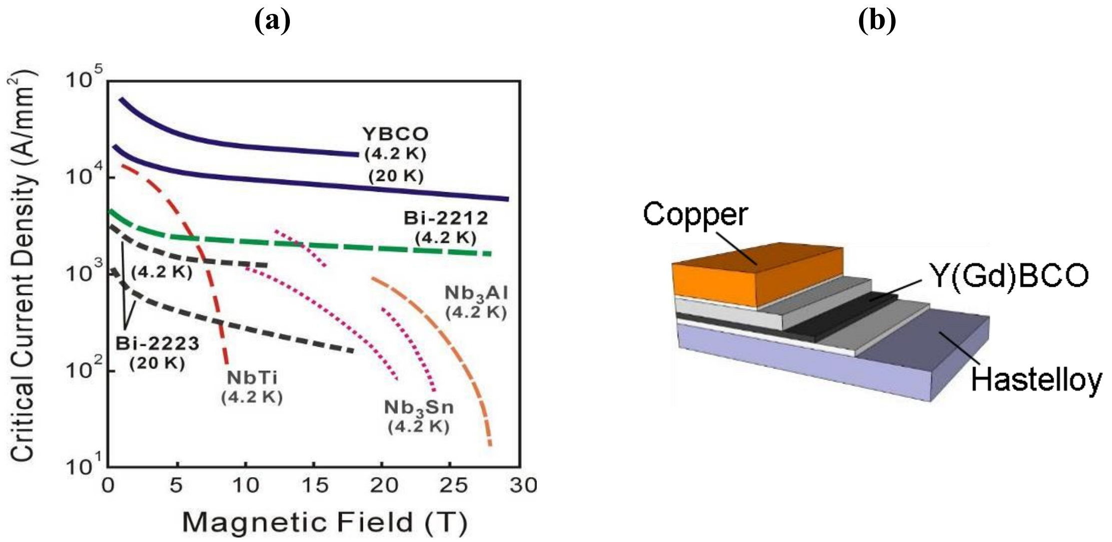


Fig. 2.4.4.2 (a) Comparison of critical current density of various superconducting materials and (b) schematic illustration of compositions of a REBCO tape.

2.4.4.2 ヘリカル炉 FFHR-d1 用 100 kA 級大電流 HTS STARS 導体の設計

HTS 導体を用いると、高い温度領域における運転によって経済的に優れた炉として成立させることが可能と期待できる。そこで、ITER の次を想定したトカマク方式の原型炉の設計研究においても、HTS 導体を用いたコイル設計オプションが 10 年以上前より提示されている[2.4.4.10]。代表的には米国の ARIES-AT [2.4.4.11]と日本の VECTOR [2.4.4.12]である。いずれも幅広の大電流 YBCO 導体を用いた設計があり、ARIES-AT では 70 K という高温運転となっている。一方、VECTOR には Bi-2212 線材を用いる設計もあり、日本原子力研究開発機構（現量子科学技術研究開発機構）では実際に Bi-2212 線材で CIC 導体を構成した R&D も行われ、温度 20 K、磁場 12 T において 10 kA の電流を流すことに成功している[2.4.4.6]。これら先駆的な研究においても、コイル巻線を間接冷却とすることが考えられてきた。これは、HTS 導体の場合は導体自体の比熱が大きいことによって、導体がクエンチする可能性が低く、極めて安定なコイルを実現できると考えられるからである。このことは大型コイルでは特に重要であり、クエンチ確率が低いことは大きな魅力である。

ここで導体に入る入熱量 w と温度上昇 ΔT の関係は次式で与えられる。

$$w = C_p \rho \Delta T \qquad (2.4.4.1)$$

上式において C_p は比熱、ρ は密度である。$C_p\rho$ の温度に対する依存性を示したものが図 2.4.4.3 であるが、液体ヘリウム温度 4 K では金属自体の比熱が小さく、導体の比熱はヘリウムで保証されることがわかる。これが、CIC 導体の内部が超臨界ヘリウムによって直接冷却される理由である。これに対して、温度が 20 K を超えると金属の比熱がヘリウムを上回るようになる。20 – 30 K において許容温度上昇として 10 K とすると、$w \sim 2\times10^6$ J/m^3 となる。これは、Nb_3Sn あるいは Nb_3Al 線材を用いた CIC 導体と同等以上である。

巻線導体がクエンチする原因として最も重要なのは導体が電磁力によって局所的に動く機械擾乱であるため、ここで、許容される擾乱量も求めておく。擾乱による入熱は次式で表される。

$$w = Bj\delta \qquad (2.4.4.2)$$

ここで、δは移動距離である。例えば磁場を 10 T、電流密度を 40 A/mm^{2}とすると、式(2.4.4.1)、および、(2.4.4.2)が釣り合う条件より、許容される移動距離は 5 mm となる。これは通常のコイル巻線では全くあり得ないレベルである。これに対し、LTS 導体の場合に同様の評価をすると、温度 4 K、許容温度上昇 1 K において許容擾乱は 5 μm となるため、冷却が存在しない条件ではわずかな擾乱で常伝導転移が生じる。

Nb_3Sn や Nb_3Al 等の LTS 線材を用いて大電流大型導体を作るにあたっては、次に挙げる３つの基本がある。(1) 線材の素線に極細多芯線を用いること、(2) その素線を撚り合わせること、(3) 撚った素線が空間的に転位（トランスポーズ）されていること。これらは LTS 線材において問題となる電磁気的安定性と冷却安定性を保証するために必ず必要なことであるが、このために LTS 線材は多数のフィラメントから構成されるとともに、ツイストや撚りを入れるために外形が細い丸線形状となっている。HTS 線材を用いた導体を考案するにおいても、現在のところ一般にはこの基本を守ることが必要と認識されている。しかしながら、これはフィラメント構造を有し丸線形状を持つ Bi-2212 線材でのみ簡単に適用可能であり、Y 系線材の場合にはテープ形状でありフィラメント構造もないため極めて難しい課題となる。そこで、Y 系線材を用いた導体においても何とか擬似的にこの基本を踏襲するような構造の導体開発が欧米を中心に行われている。代表的なものとして次の３種類がある。一つはドイツのカールスルーエ工科大学 KIT を中心に開発が行われている Roebel 型導体である[2.4.4.13]。この導体ではテープ形状の Y 系線材をパンチングで切り欠くことでミアンダー形状に加工し、これを順次撚り合わせて大電流導体とする。KIT ではテープ線材を幅方向にできるだけ細かく分割して Roebel 導体を構成し、これを多数本組み合わせることでラザフォードケーブルとして温度 77 K で 20 kA 級の導体とする試作も行われている。一方、米国では、マサチューセッツ工科大学 MIT において積層した線材全体を捻っていく twisted-stack cable 型導体（TSTC）が提案されており、これを１本の素線として多数の素線を集合することで、大容量の CIC 導体を構成することも提案されている[2.4.4.14]。TSTC のコンセプトを応用した大電流導体は、欧州における研究機関でも研究開発されており、RSCCCT 導体、SCHCC 導体、CROCO 導体等として派生している。米国では、他に、銅のフォーマの周りに Y 系線材を巻き付けることによって大電流導体を構成する Conductor on Round Core（CORC）導体が開発されている[2.4.4.15]。これらの導体では、いずれもテープ線材が複雑な構造を持つため、製造が難しくコストも高くなる。導体の機械強度にも問題がある。HTS 導体は上述のように比熱によって高い冷却安定性が保証されるため、磁気的不安定性や電流偏流がほとんど問題にならない。よって、これらに対する対処として考えられた LTS 導体と線材の構造とは別の発想も可能であると考えられる。そこで、テープ形状の線材に撚りや転位構造を設けず単純に積層して導体を作ることを提案した。NIFS ではこのタイプの HTS 導体の

開発を 2005 年から開発を開始した。このタイプの導体を現在 STARS (Stacked Tapes Assembled in Rigid Structure) 導体と呼んでいる。STARS 導体は、導体の製造が簡単でコストも低減でき、機械強度の高い導体の製造が可能である。後に述べるように接続が容易という利点もある。図 2.4.4.4（左）にこの発想をもとに現在検討している大電流 HTS 導体の設計例を示す。この設計ではステンレス製ジャケットの中心に Y 系テープ線材を単純に積層して配置し、回りに安定化銅を入れた構造としている。線材間は機械的に接触するだけでも良いが、必要に応じて半田含浸することも可能である。いずれの場合も線材表面に剪断応力がかからない導体構成となっており、膜状の超伝導層が高強度の基材から剥がれやすいという問題を回避できる。一方、導体の外径を丸型とすることでヘリカル形状への加工を容易にすると同時に、線材の方向を磁場方向に合わせて調整することも可能となる。これによって、線材特性の磁場方向に対する異方性を解消し、高い臨界電流を確保するとともに交流損失の低減も図る。同様の発想は、LTS コイルにおいて実際に用いられた例がある[2.4.4.16]。

ただし、複雑な構造を採用すると、機械的に弱い懸念がある。また、導体の製作コストが増大する問題もある。図 2.4.4.3 の断面が現在の主候補である。この場合、現状の線材をそのまま用いると特にテープ面に垂直磁場が加わると臨界電流がまだ低い。そこで、現在、線材の厚膜化を図ることで低温において高い臨界電流が得られることが報告されており、有望である。また、人工ピンの導入によって磁場方向の異方性を軽減し、C 軸に並行方向の臨界電流を大幅に向上させる方策が開発されており、急ピッチで性能向上がなされている。こうした線材を用いることで現行の導体断面構造のまま臨界電流特性の向上を図ることが可能であると考える。

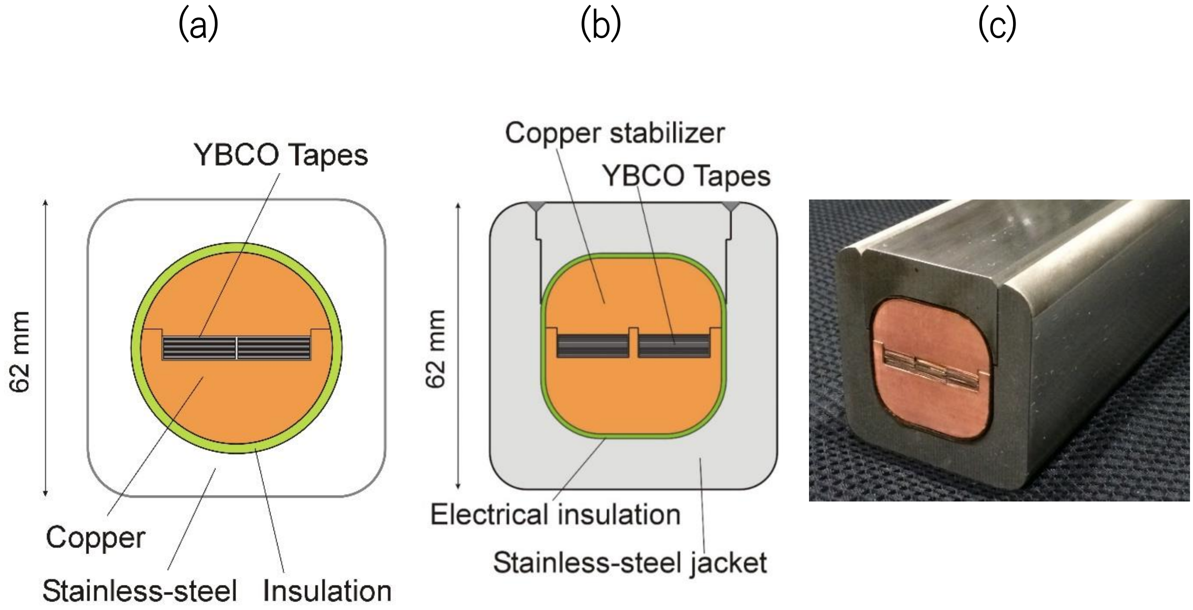


Figure 2.4.4.3 Schematic cross-sectional image of the 100 kA-class HTS STARS conductor designed for the helical fusion reactor FFHR-d1.

2.4.4.3 HTS 導体を用いたセグメント方式のヘリカルコイル巻線

FFHR-d1 のヘリカルコイルの巻線について、LTS 導体を使う場合、LHD のヘリカルコイルと同様に、ポロイダル方向及びトロイダル方向に回転する巻線機を用いて連続的に巻線作業を行う方針となる。装置サイズが４倍となるため、巻線機の外径は約 50 m、高さは約 30 m となる。これは相当に大きいが、技術的には製作可能であると判断され、前出のように CIC 導体を対象として巻線方法の具体的な検討を進めている。しかしながら、特に工程の観点からは厳しいものがあると言わざるを得ない。即ち、LHD ではヘリカルコイルの巻線作業に昼夜連続で１年半かかったが、これを単純に４倍したとしても６年を要することになる。LHD ではヘリカルコイルの巻線作業は本体とは別に設置したクリーンルームで行い、巻線完了後に全重量 450 トンをクレーンで移動して、並行して製作しておいた下部電磁力支持構造物と下部ポロイダルコイルの上に設置したが、FFHR-d1 ではヘリカルコイルの重量が１万トンを超えるため、クレーンを用いて移動することができない。このため、当初から本体位置で全ての作業を行うことになり、巻線機の設置が難しいだけでなく、先に下部のコンポーネントを製作しておく必要があるなど工程が連続となり、装置全体の建設には相当の年数がかかることになってしまう。然るに、ヘリカルコイルをより迅速に製作する方法を検討することは極めて重要な課題である。

その一つとして、ヘリカルコイルをセグメントに分けて製作し、現地で機械的に接続するという方法が考えられる（図 2.4.4.4）。これは、1980 年代半ばにおいて K. Uo によってヘリオトロン型核融合炉のヘリカルコイルに対して提案されたものであり [2.4.4.17]、万一、コイルの一部に不具合が生じたときに補修できるようコイルを着脱可能（demountable）とする発想に基づいている。当時は唯一の実用超伝導線材であった NbTi を対象として検討されたが、機械式の接続部における発熱が液体ヘリウムへの熱負荷として大きすぎて成立しないと結論された。その後、2000 年代に入り H. Hashizume らは、HTS 線材を用いた類似の提案を行い、運転温度を 20 K 以上とすることで熱負荷の問題を回避できることを示した[2.4.4.18]。これを受けて、FFHR の炉設計では、これに準じた方式が有望として検討を行った[2.4.4.1, 2.4.4.19]。すなわち、demountable は難しいためまずはそれをやめて、once-through、すなわち、製作時の１回のみの接続にすれば現実的な解が見いだせるのではないかと考えた。しかしながら、１ヘリカルコイルの断面で 400 本を超える巻線導体を同時に接続する方法について現状の技術では解を見つけることができなかった。そこで、コイルセグメント同士の接続ではなく、１本ずつの導体セグメント同士を接続していく巻線方法を新たに提案した[2.4.4.20]。この場合に想定される HTS 大電流導体の接続方法を図 2.4.4.5 に示す。テープ形状の YBCO 線材を導体端部において階段状になるように配置することで低抵抗接続が可能であり（ブリッジタイプ接続）、導体をオリジナルの外径から太らせることなく接続が行える。テープ線材同士の接続には半田を用いる方法[2.4.4.21]と機械的に接続する方法の両方が考えられる。機械的接続方法については、東北大学・量子エネルギー専攻・橋爪研究室で開発されており、30 MPa を越える十分な応力をかけることで半田接続と同等の接続抵抗まで下げられることがわかっている[2.4.4.22-24]。ここで、100 kA 級導体の場合、10 mm 幅の YBCO 線材として 40 枚を用いるこ

とを想定するが、各線材で 50 mm ごとに接続することを考える。機械接続の場合、接続抵抗率として 10^{-11} Ωm^2 が単線での測定で得られている。よって、導体の 1 接続箇所あたりの抵抗は 1 nΩとなる。

初期の提案では半ピッチごとの接続を想定していたが、その後、1 ピッチごとでも接続が可能なことを見出した。当初は直感をもとに針金を用いて検証したが、その後、３次元プリンターモデルを用いて検証した。この様子を図 2.4.4.6 に示す。現在の設計では、ヘリカルコイル全体について接続箇所は 3900 に及ぶため、一か所あたりの接続抵抗を 1 nΩとすると、100 kA の通電を行うコイル全体で約 40 kW の発熱となる。これを冷却するのに必要な電力は 2.5 MW ほどと概算される。LTS 導体オプションの場合に想定されるヘリウム液化冷凍機全体の必要電力は 20 – 30 MW であるため、これは十分に小さく、許容範囲であると言える。3.1.3.3 節に述べるように、東北大学では、接続部の製作において熱処理を適用することでさらに接続抵抗を下げる方法が開発されており、線材単線の接続では接続抵抗率が 1/5 程度まで低減している。この方法が大型導体にも適用できれば、必要な冷凍パワーは 0.5 MW ほどまで下がることになる。

導体のジャケット間の接続については、摩擦攪拌接合（FSW）等を用いて溶接することを検討している。これによって、本来の 1 本の導体と同等の機械剛性を確保できるものと期待される。

一方、単純に積層されたテープ線材には大きな磁気遮蔽電流が誘起され、プラズマの閉じ込め磁場に対して影響を与えることが懸念される。しかしながら、この問題については、装置にトロイダル方向の対称性がある限りは、トロイダル方向への積分として構成される閉じ込め磁気面に対して大きな影響を与えることはないものと判断され、それを数値計算によって確かめている[2.4.4.20]。詳細については、電流分流の問題とともに、依然、今後の重要課題である。

FFHR-d1 の運転においてヘリカルコイルは定常であるが、ポロイダルコイルについては核融合点火の立ち上げ時にプラズマ圧力の上昇に応じたフィードバック制御を行う必要があり、比較的長時間（数分以上）ではあるものの電流変化を伴う。そこで、導体内の線材間の電流偏流と交流損失を抑える目的で転位構造を有した Roebel 型の転位構造を導体の一部に使用することも検討している。Roebel 構造を入れるための方法として、線材の一部を半田接続することによってミアンダーとする方式を考えている[2.4.4.25]。この方式では、接続部におけるジュール発熱を交流損失やその他の発熱要因に対して小さくすることができれば、準超伝導導体として成立させることができる。これを Roebel-MITO（Meandering for Inter-Transposition Optimization）導体と名付けた。これは必要に応じてオンデマンドで適用可能である。

HTS STARS 導体、導体内部に電気絶縁材を設け、外部をステンレスジャケットの剥き出しとしている。ジャケット四隅の角を丸めて長手方向のチャンネルとし、ヘリウムガスを流して冷却する（図 2.4.4.7）。この方法では真空含浸が不必要となる。また、隣り合う導体のジャケット同士を溶接等で連結することで、機械的に強固な巻線が実現できる。

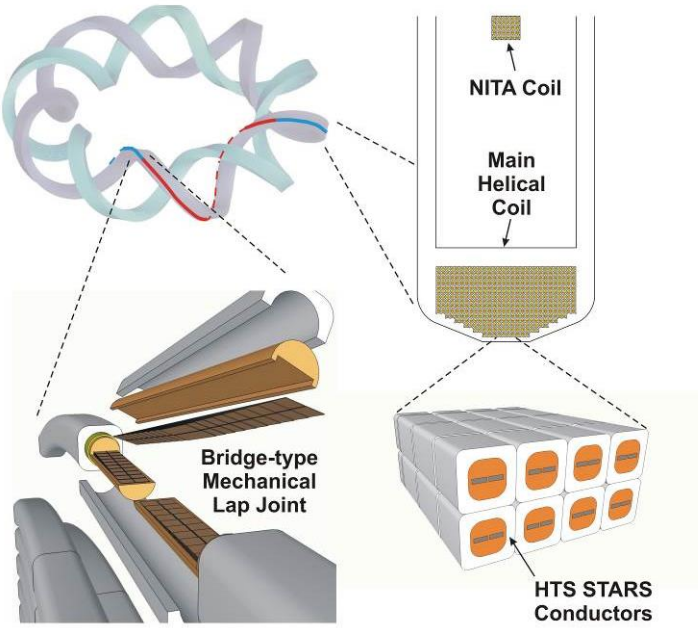


Figure 2.4.4.4 Schematic illustration of the FFHR-d1 helical coils with HTS STARS conductors. The "joint-winding" method is indicated with one-helical-pitch conductor segments. The cross-sectional view of the main helical coil (winding package) and a sub-helical coil (NITA coil) is also shown. (Reproduced from Ref. [2.4.4.26].)

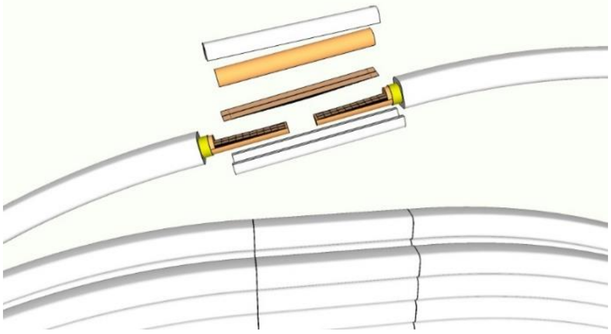


Figure 2.4.4.5 Close-up view of the joint section in the FFHR-d1 helical coils. The joint section is lifted at 500-1000 mm above the final position.

(a)

(b)

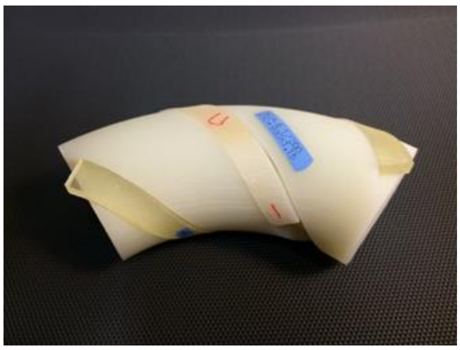


Figure 2.4.4.6 Confirmation of HTS joint-winding by 3-D printing models.

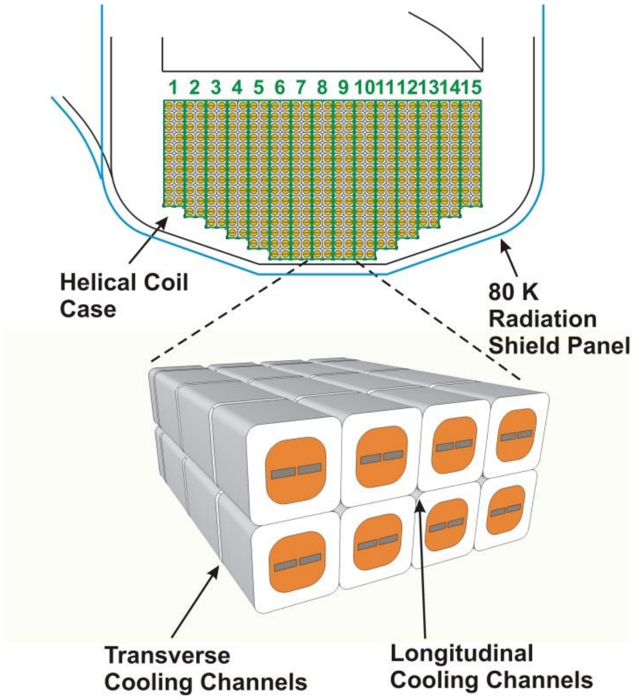


Figure 2.4.4.7 Close up image of the winding package of the FFHR-d1 helical coils consisting of HTS STARS conductors. The winding package in the helical coil is divided into 15 double pancakes. Cooling channels for helium gas in the longitudinal direction along the windings are formed by four corners of conductors. Transverse channels are provided by grooves on the conductor surfaces. (Reproduced from Ref. [2.4.4.26].)

2.4.4.4 HTS 導体を用いたヘリカルコイルに働く電磁力

HTS 導体を用いたマグネットオプションについて、電磁力によってヘリカルコイルに発生する応力に関する検討も行っている。従来、酸化物系の HTS 線材は超伝導物質自体がセラミックであるため機械強度が低く、高磁場マグネットや大型マグネットには適用できないのではないかという誤解があった。2.4.4.1 節で述べたように、Y 系線材では基材にニッケル合金が用いられるため、従来の超伝導線材と比べて機械的強度が高い（ハステロイ基材は引張強度 1 GPa 以上）。また、ガス冷却条件においてもジャケットにステンレスを用いることが可能である。これにより CIC 導体と同等、あるいは、それ以上の高い機械強度を保証することができる。３次元構造を持ったヘリカルコイル巻線に働く電磁力の評価は難しい課題であるが、まずは、参考文献[2.4.4.27]で議論された LTS 間接冷却導体オプションに対する検討と同様に、等価的な巻線半径を仮定した円柱ソレノイドモデルとして解析計算、および、2 次元の有限要素法数値計算を行った。その結果、Von Mises 応力として巻線導体部分で最大 400 MPa、ステンレスコイル容器部分で最大 500 MPa と評価され、許容レベルであると判断できた[2.4.4.1]。さらに、3 次元の有限要素法を用いた数値解析も行われた[2.4.4.28, 29]。結果は、図 2.4.4.8 に示すとおり、引張ひずみ 0.145%と求まった。また、HTS-STARS 導体の積層線材部に働くせん断応力の評価は、32 MPa であった。

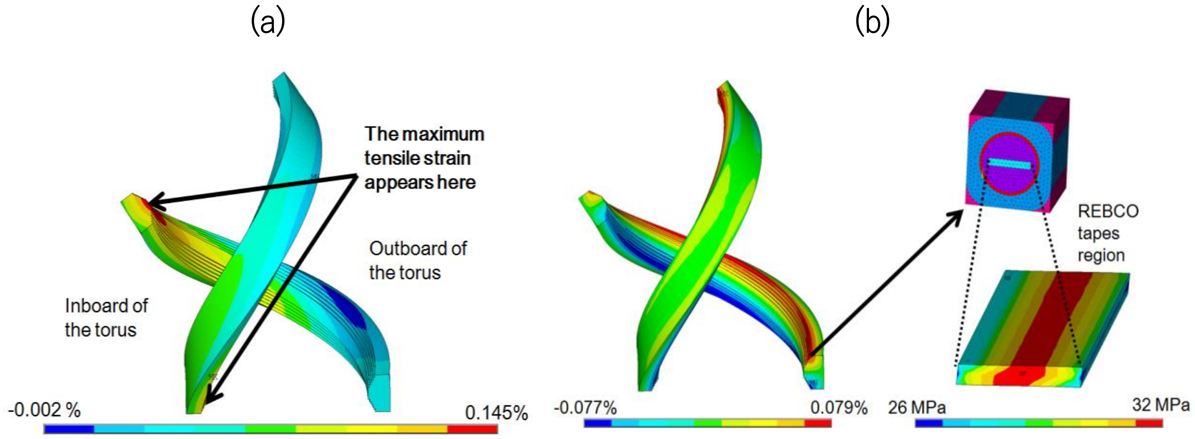


Fig. 2.4.4.8 3D FEM analysis for the HTS helical coils: (a) normal strain distribution along the winding direction and (b) distributions of in-plane shear strain and its *x-y* component in the HTS tape region. (Both reproduced from Ref. [2.4.4.29].)

2.4.4.5 HTS 導体を用いたヘリカルコイルの保護と常伝導伝播解析

上述のように、HTS 導体は本質的に高い臨界温度を有するとともに、大電流導体設計においては十分な銅安定化材を用いているため、常伝導転移が生じたり、その後でクエンチに至ったりする確率は極めて低いと期待できる。しかしながら、このような状況においても、マグネットの保護システムはきちんと用意しておく必要がある。現状のマグネット設計では、外部抵抗を用いた保護システムを検討しており、2.5.4.節「電源システム」に述べられている。ここでは、外部抵抗による電流減衰時定数を決めるため、導体のホットスポット温度を評価する。この評価のために、ここでは、ゼロ次元、および、１次元の二つの解析を用いる。

ゼロ次元解析では、導体の温度上昇は時刻 t の関数として次式によって与えられる。

$$\gamma C_p(T)\frac{dT}{dt} = \rho_e(T)J(t)^2,$$

上式において、γ は導体の密度、C_p は比熱、T は温度、ρ_e は電気抵抗率、J は電流密度である。ここで、問題を簡単化するため、導体の構成材として銅安定化材のみを考慮し、ステンレスジャケットは無視する。現状の STARS 導体の設計では、銅安定化材とステンレスジャケットの間に電気絶縁が入っている。これは熱絶縁としてもある程度働くため、外側のステンレスジャケットの熱容量は完璧には使えない。導体が臨界温度に達するまでの間、輸送電流のうちある程度は HTS 線材を流れるわけであるが、この解析では簡単のため HTS 線材は瞬間的に完全に常伝導状態に転移するものと仮定する。緊急遮断過程において導体の電流密度は初期値 J_0 から時定数 τ によって次式のように指数減衰する。

$$J(t) = J_0 e^{-t/\tau}.$$

電流の減衰に伴って導体が経験する磁場も減衰するが、銅の電気抵抗率については磁場を常に 12 T にフィックスして各温度において求める。銅の磁気抵抗効果は 20 K 以

上の温度領域においては限定的である。例えば、導体温度が 60 K のとき、12 T における抵抗率 (1.43 nΩ)と 6 T における抵抗率 (1.23 nΩ)の差は 20 %にとどまる。これらの仮定のもと、上記の２式を結合し時刻に対して積分すると、時定数τとホットスポット温度 T_m の間に次の関係が求まる。

$$\tau = \frac{2}{{J_0}^2}\int_{T_0}^{T_m} \frac{\gamma C_p(T)}{\rho_e(T)} dT .$$

現在の導体設計について、初期温度 T_0 を 20 K、銅部の電流密度を 77 A/mm^2 とした場合の上記の関係をプロットすると図 2.4.4.9 となる。これより、時定数が 30 s という比較的長いものである場合もホットスポット温度は 190 K であり、これは許容範囲と言える。ただし、この解析はかなり粗いものであることは認識しておく必要がある。ここでは時刻ゼロから緊急遮断が開始されるとしているが、実際には、導体の一部に常伝導転移が出現してからこれを検出するまで、および、検出後に緊急遮断回路を働かせるまでの間に有限の遅れ時間が存在するため、ホットスポット温度はさらに上がることになる。従って、より正確で現実的な解析が求められる。そこで、常伝導伝播過程を扱う１次元解析を行った。これは、参考文献[2.4.4.30]に示す以前に行った解析を進展させたものである。１次元解析では、次式の支配方程式を数値的に解く。

$$\frac{\partial}{\partial x}\lambda\frac{\partial T}{\partial x} + Q - \gamma C_p \frac{\partial T}{\partial t} = 0 ,$$

ここで、λ は導体の長手方向の熱伝導率である。導体の発熱 Q は次式で表される。

$$Q = \frac{R_{sc}I_{sc}^2 + R_m I_m^2}{S} .$$

ここで、R_{SC} は超伝導線材の実効的抵抗であり、パーコレーションモデルによって温度、電流密度、磁場強度と磁場の印加角度に応じて与えられる[2.4.4.31, 32]。金属の抵抗 R_m については、導体の断面積 S において銅安定化材とステンレスジャケットの並列回路として与える。現状の解析では、上記の１次元方程式について有限要素法（FEM）を用いて数値的に解く。最初の常伝導転移を引き起こすために、導体の長手方向中心において熱擾乱を入力する。

計算結果を二つの条件について図 2.4.4.10 に示す。図 2.4.4.10 (a) では、ステンレスジャケットが寄与するとしている。これは、導体内部の電気絶縁材が熱絶縁として全く働かないと仮定したことに相当し、ステンレスジャケットの熱容量をフルに用いることが可能としている。この場合、遮断時定数 30 s に対してホットスポット温度は ~140 K と求まる。ここで、前述のゼロ次元解析と異なるのは、クエンチ検出が行われる閾値の電圧を 100 mV と設定し、これに達するまでに~80 s の遅れ時間を許容していることである。すなわち、最初の擾乱による常伝導転移の発生後、HTS 線材に生じる遅い常伝導伝播により、常伝導部分が広がるのにこれだけの時間がかかるわけである。しかしながら、この条件においても、銅安定化材による優れた熱伝導とステンレスジャケットの熱量量によりホットスポット温度が急激に上昇することがないため、これは許容できると言える。この結果は、例えば、EU におけるトカマク型デモ炉の HTS

オプション設計において得られた結果と類似である[2.4.4.33]。

一方、導体の内部電気絶縁材が熱絶縁として完璧に働くと仮定すると、ステンレスジャケットの熱容量が使えないことになる。これは、ステンレスジャケットを計算から除外することに相当し、この場合には同じ遮断時定数を仮定するとホットスポット温度は~340 K まで到達する。これは、温度が高過ぎて許容できない。ただし、現実には、導体の内部電気絶縁材が完璧な熱絶縁として働くことはないため、実際のホットスポット温度は上記で得られた二つの温度の間になると予想される。最も悲観的にステンレスジャケットを完全に除外した場合、遮断時定数を 15 s まで短くするとホットスポット温度は~170 K となる。この計算を図 2.4.4.10 (b)に示す。後述のように、遮断時定数を短くすると遮断電圧が高くなる。よって、銅安定化材とステンレスジャケットの間の熱伝導を確保しておくことは重要である。このために、電気絶縁材として良い材料の選択が重要である。エポキシ系の有機絶縁材を用いる場合は、含浸過程における強力な接着が必要である。先進的なセラミック系の無機絶縁材を用いる場合は、クラックの発生を避けることが必須であり、銅安定化材とステンレスジャケットの接合を完璧に保証することが必要である。

緊急遮断の開始時において、コイルの両端には$V_0 = R_{ext} I_0$で表される最大電圧が発生する。R_{ext} は保護抵抗の抵抗値であり、遮断時定数とコイルの自己インダクタンス L によって、$\tau = L_{coil}/R_{ext}$ として決められる。ホットスポット温度を低く抑えるためには R_{ext} は十分に高い必要があるが、そうすると、最大電圧が高くなる。最大電圧を抑える方策ため、コイルを複数のブロックに分割してそれぞれに保護抵抗を入れる方策がある。FFHR-d1 のヘリカルコイルの場合、図 2.4.4.7 に示すように巻線部を分割することが可能である。具体的には、ひとつのヘリカルコイルについて 15 のダブルパンケーキに分割し、２条のコイルで全 30 分割となる。励磁時には全てのダブルパンケーキ、および、垂直磁場コイル群について直列接続とする。各コイルブロックは保護抵抗とバイパス回路を有し、これらは並列に接続されている。緊急遮断の際には、断路器によってすべてのバイパス回路が開かれ、保護抵抗がコイルに対して直列に接続され、これにより、緊急遮断が開始される[2.4.4.34]。コイルブロックの分割により、各ブロックの自己インダクタンスは~1 H に抑えられ、保護抵抗値 ~0.03 Ω とすると、遮断時定数は 30 s となる。この場合、コイル電流~ 100 kA により最大発生電圧は ~3 kV となる。時定数を 15 s とした場合は、最大発生電圧は ~6 kV となる。

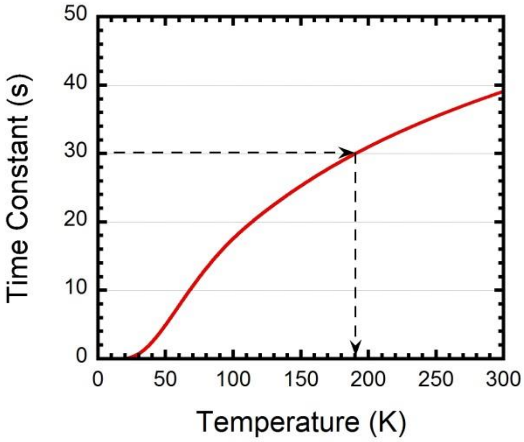


Figure 2.4.4.9 Relationship between the time constant and hot-spot temperature during an emergency discharging process for the FFHR-d1 HTS STARS conductor with a zero-dimensional analysis. Only the copper stabilizer is included. When the time constant is 30 s, the hot-spot temperature becomes ~190 K.　(Reproduced from Ref. [2.4.4.26].)

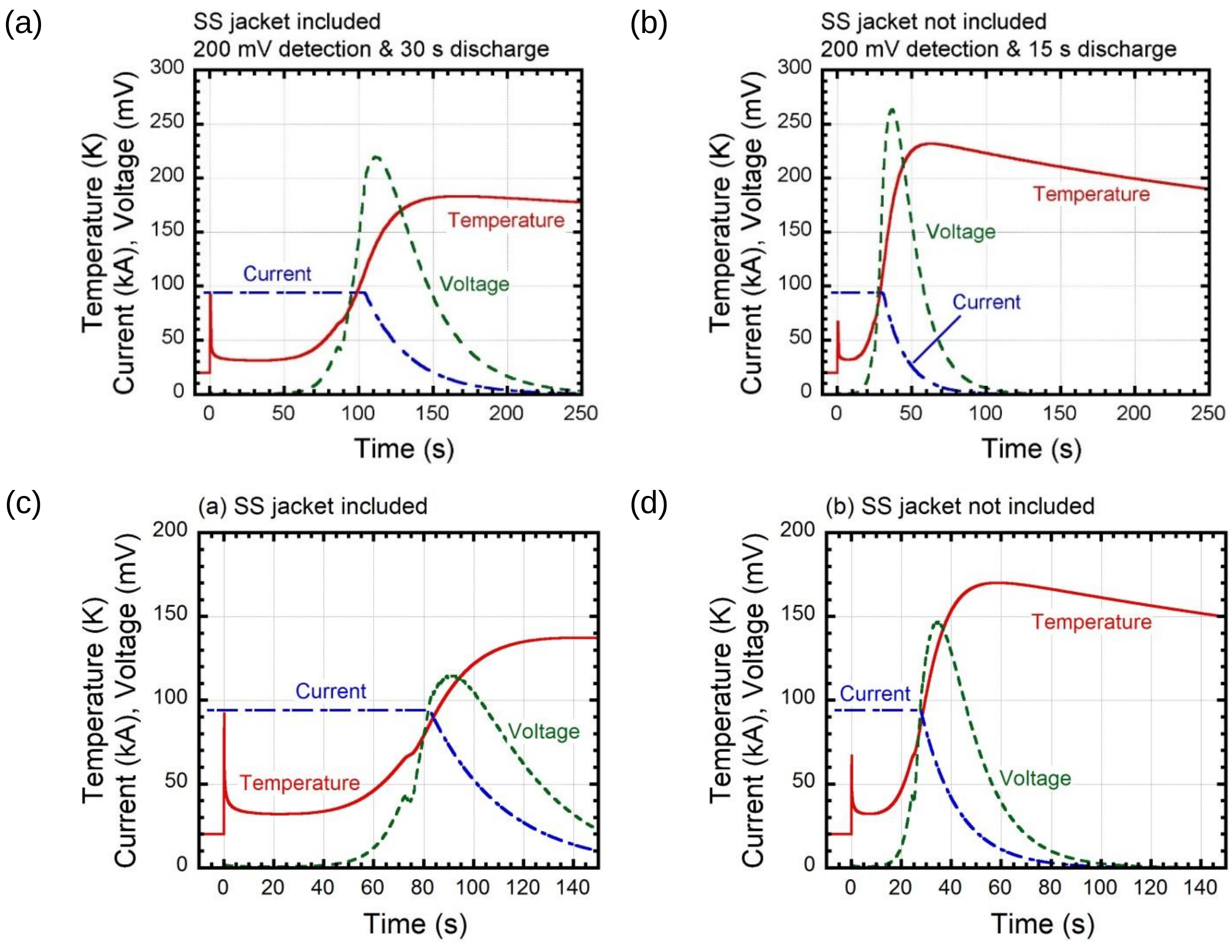


Figure 2.4.4.10 One-dimensional FEM calculation results for temporal evolutions of the temperature, current, and voltage of the HTS STARS conductor. For (a) and (c), the electrical insulation is assumed not to work as thermal insulation, whereas for (b) and (d) it works. The quench detection voltage is 200 mV for (a), (b), and 100 mV for (c), (d). In all cases, a disturbance energy of 1.8 kJ is assumed to be injected for both cases.

2.4.4.6 HTS 導体を用いたヘリカルコイルの冷却

HTS 導体を用いたヘリカルコイルの冷却もチャレンジングな工学課題である。現状、ヘリウムガスを用いた冷却方式が適用可能であると考える。ただし、一般にガスを用いた冷却は液体を用いる場合と比べて難しい。これはガスの密度が低く、熱除去性能が低いこと、および、液体は沸点によって温度が固定できるのに対してガスではその機能がないことのためである。しかしながら、発生する熱密度が低く、冷却面積が十分である場合には、ガスによる冷却も可能である。ここでは、FFHR-d1 ヘリカルコイルのヘリウムガス冷却について基本検討を行う。

ヘリカルコイルにおいて発生する熱の大半は中性子照射による核発熱である。特に、

現状の磁場配位ではトーラス内側のスペースが厳しいため、この部分で放射線遮蔽シールドが薄く、核発熱が問題となる。現状の概算では、巻線部最内層についてトーラス内側では最大~500 W/m^{3}である。また、遮蔽の厚いトーラス外側では~100 W/m^{3}である。

ヘリカル炉は直流運転となるため、交流損失については問題とならない。交流損失は、最初のマグネットの励磁時、および、プラズマ立ち上げに伴う垂直磁場の補正時において生じるが、いずれも磁場変化率がトカマクのパルス運転と比べると桁違いに低いため、大きな問題とならない。励磁には数時間を要しても構わないが、その場合、交流損失は核発熱と同等レベルに収まる。

HTS オプションのヘリカルコイルについて熱発生の他の要因としては、接続巻線方式に伴う多数（3,900 箇所）の接続部で生じるジュール熱がある。各接続部の接続抵抗は~1 nΩと予測するため、運転電流 94 kA を流すと~9 W のジュール熱を生じる。現状の設計において、接続部はヘリカルコイルの上部に位置させることを考えている。

HTS オプションのヘリカルコイルの巻線部の冷却について、導体の四隅を長手方向の主要な冷却チャンネルとして考えている（図 2.4.4.7）。導体の表面には、長手方向に直行する方向にも冷却チャンネルとして機能する溝も設けている。巻線部は各導体同士を溶接で繋ぎ合わせることで強固なものにすることを想定しているが、このときに冷却チャンネルを塞がないように工夫する必要がある。冷却の入口と出口は、それぞれ、ヘリカルコイルの下側と上側の 10 か所ずつに設ける（図 2.4.4.11）。これは、LHD のヘリカルコイルの液体ヘリウム冷却の構造に類似となる[2.4.4.35]。LHD では、GFRP スペーサと導体の間に設けられたギャップが冷却チャンネルとして働いている。

ここで、FFHR-d1 ヘリカルコイルの冷却に必要となるヘリウムガスの質量流量を概算する。導体四隅で作られる冷却チャンネルはひとつあたりの等価直径は D ~4.4 mm であり、その断面積は 55 mm^2、冷却周長は 50 mm である。核発熱として最も厳しい巻線部最内層、トーラス内側を想定すると、これは、1 本の冷却チャンネルの長さ L ~ 18 m（ヘリカルコイルの下側から上側までの距離）について、~15 W と概算される。この場合、冷却チャンネルを流れるヘリウムガスの温度上昇は次式によって与えられる[2.4.4.36]。

$$T = T_{in} + \frac{\dot{Q}}{\dot{m}c_p},$$

ここで、T_{in} は入口温度、$\dot{Q}$ は冷却チャンネルにおける全発熱、$\dot{m}$ は質量流量である。ヘリウムガスの比熱 c_p は HEPAK^{TM} を用いて計算できる。今、入口温度を 10 K、出口温度を 20 K、入口圧力を 200 kPa で与えると、~15 W を冷却するために必要な流量は ~0.28 g/s となる。この質量流量に対する圧力損失Δp は次式で与えられる。

$$\Delta p = \lambda \frac{L}{D} \frac{\rho \bar{u}^2}{2},$$

ここで、λ は摩擦係数、ρ は密度、$\bar{u}$ はヘリウムガスの平均速度である。摩擦係数はレイノルズ数（今の場合は Re ~ 10500）より次式によって概算される。

$$\lambda = \frac{0.3164}{Re^{1/4}} \sim 0.03 .$$

これより、圧力損失は 1.6 kPa 程度と見積もることができるが、これは、ほとんど問題にならないレベルと言える。

上記で得られたヘリウムガスの質量流量~0.28 g/s に巻線部断面あたりの冷却チャンネルの数 390 と 20 パス（2 条のヘリカルコイルで各 10 パス）を掛けると、全質量流量は~2.2 kg/s となる。これは、LHD の冷却システムにおける質量流量~3 kg/s よりも低いレベルであり、許容できる。

ヘリウムガスの必要流量の概算に加え、HTS 導体内部における線材の温度について見積もっておくことは重要である。このためには、導体表面からヘリウムガスへの熱伝達、および、導体内部での熱伝導を考慮する必要がある。まず、導体表面からヘリウムガスへの熱伝達については、次式で評価できる。

$$q = h\left(T_{SS} - T_{He}\right),$$

ここで、q は熱流束、h は熱伝達率、T_{SS} は導体のステンレスジャケットの表面温度、T_{He} はヘリウムガスの温度である。熱伝達率は、レイノルズ数 Re、プラントル数 Pr、ヘリウムガスの熱伝導率κより次式で与えられる。

$$h = 0.023\frac{\kappa}{D} Re^{0.8} Pr^{1/3} ,$$

これより、現状の条件においては、$h \sim 200$ W/m^{2}K となる。導体表面からの熱流束は、接続部において最大となる。この部分では、導体に沿う長さ~1 m において~9 W のジュール発熱が生じる。この部分の核発熱~1 W も加算される。この場合、上式より、ステンレスジャケットの表面温度はヘリウムガスの温度に比べて~0.9 K だけ高くなる。ただし、導体内部の銅が高い熱伝導率を有するため、接続部の発熱は長手方向に拡散し、ステンレスジャケットの表面温度は上記より幾分低くなるとも期待できる。

導体内部の断面方向の温度分布については、次式で表される 1 次元熱伝導によって評価できる。

$$q = \frac{\kappa}{d} \Delta T ,$$

ここで、κ は熱伝導率、d は距離、ΔT は温度差である。HTS 線材とステンレスジャケットの間で支配的になるのは電気絶縁層である。これに従来方式であるエポキシ系の絶縁材を用いる場合、熱伝導率は~0.05 W/m K のレベルである。また、ステンレスの熱伝導率は温度 20 K において~2 W/m K である。これより、HTS 線材の温度はヘリウムガスで冷やされたステンレスジャケットの表面温度に比べて~3 K ほど高くなると見積もられる。一方、先進のセラミック絶縁材が使用できるとすると、高い熱伝導率によって温度上昇は小さくできると期待できる。これは、クエンチ保護の観点からも有利であり、開発意義は大きい。

導体内部の核発熱を下げることは常に重要な課題であり、これは、コイルの寿命を

延ばすことからも必要である。このために、メイン・ヘリカルコイルの外側に巻くサブ・ヘリカルコイルである NITA (Newly Installed Twist Adjustment)コイルが提案されている。NITA コイルにメイン・ヘリカルコイルの数パーセントの逆方向電流を流すことで、トーラス内側のブランケットスペースを拡大できるため、この部分のシールド厚みが増大でき、中性子フラックスを従来の 1/5 程度まで下げることが可能となる。この場合、１本の冷却チャンネルに沿う核発熱は~4 W となる。一方、接続部のジュール発熱を減らすことも重要であり、東北大学において新しい方法が模索されている。接続部の施工時に導体温度を 100℃程度まで上げることで接続抵抗を従来の 4 割程度まで下げられることがわかった[2.4.4.37]。この方法を用いると、ジュール発熱はトーラス外側における 1 冷却チャンネルあたり~4 W となる。これらの発熱低下を入れると、冷却に必要なヘリウムガスの質量流量を減らせるとともに、入口温度を上げることも可能である。そこで、１本の冷却チャンネルの質量流量~0.2 g/s、入口温度 15 K を新しい選択肢とすると、この場合のヘリカルコイル全体における質量流量は~1.5 kg/s となる。1 次元数値計算の結果を図 2.4.4.12 に示す。

上述のとおり、HTS オプションのヘリカルコイルに対するヘリウムガスによる冷却について、必要な質量流量の観点からは許容範囲であると考えられる。一方で、ヘリウムガスは導体四隅の冷却チャンネルを通して流れるが、このチャンネルが巻線部において多数（390 個以上）存在するため、これらを均等に流れる保証はない。ここで、流量調節は外部の冷却配管で行うのみである。巻線内の各部において核発熱が異なるが、発熱の大きい内層において温度が上がると圧力損失が増大して流れにくくなる可能性があり、そうなるとさらに内層で流れが悪くなって温度上昇するということにつながり、最悪の場合はコイルのクエンチに至る懸念がある。この問題を回避するためのひとつの方策として、巻線部の内層側にヘリウムガスの入口と出口を設け、内層部の流量を相対的に増やしておく工夫が考えられる。（LHD のヘリカルコイルでは、これらは巻線部の外層側に設けられている。）これらに関する検討について、今後、数値計算を用いた複数流路の流体解析を行う計画とする。また、必要に応じて模擬的な体系で実験を行うことも考える。

ヘリカルコイルは巻線部の外周をステンレス製のコイル容器で囲い、この部分が電磁力支持の観点から大きな役割を担う。コイル容器の内層部では巻線部と同様に核発熱が生じるとともに、ブランケットとの間に設けられる輻射シールド（温度 40 - 80 K）からの輻射による発熱も加わる。この部分の冷却についても、ヘリウムガスを用いることを考えると、コイル容器の内部において冷却チャンネルを構成する溝を設ける必要がある。

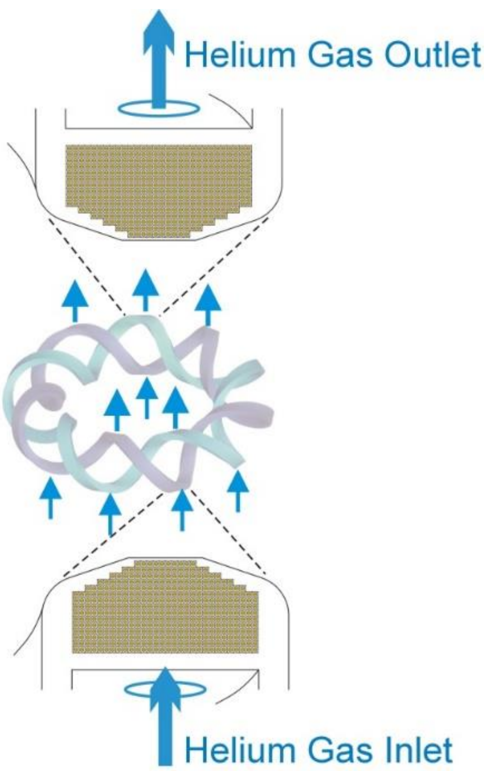


Figure 2.4.4.11 Schematic illustration of the entire flow of helium gas. The inlets and outlets are placed at ten sections at the bottom and top locations of the helical coils, respectively, both at the outer region in the helical coil package cross-section. (Reproduced from Ref. [2.4.4.26].)

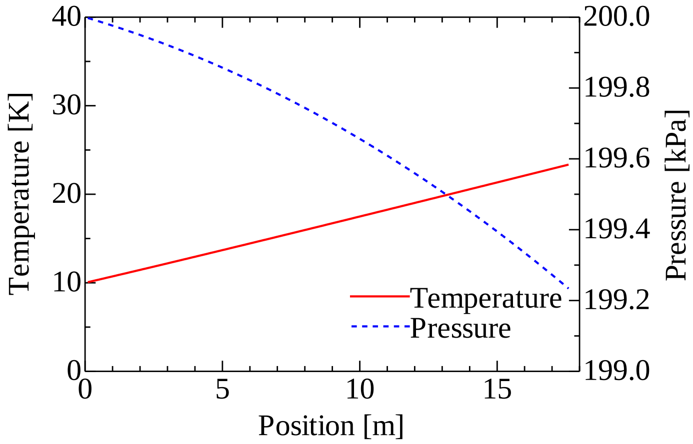


Figure 2.4.4.12 Example of the 1D numerical analysis of the temperature and pressure variations along a cooling channel formed by conductors in the helical coil package. The inlet temperature is 10 K and the inlet pressure is 200 kPa. The equivalent diameter is 4.4 mm and the path length is 17.6 m. A nuclear heating of 500 W/m^3 is assumed along the cooling path.

参考文献

[2.4.4.1] G. Bansal et al., Plasma and Fusion Res. **3** (2008) S1049.
[2.4.4.2] P. Komarek, Fusion Eng. Des. **81** (2006) 2287.
[2.4.4.3] Y. Ogawa et al., J. Plasma Fusion Res. **79** (2003) 643-644.

[2.4.4.4] S. Mizumaki et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **16** (2006) 918.
[2.4.4.5] G. Bansal et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **18** (2008) 1151.
[2.4.4.6] T. Isono et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **13** (2003) 1512.
[2.4.4.7] Y. Shiohara et al., Physica C **468** (2008) 1498.
[2.4.4.8] Y. Ogawa et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **24** (2014) 4601104.
[2.4.4.9] M. Miura et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **19** (2009) 3275.
[2.4.4.10] L. Bromberg et al., Fusion Eng. Des. **54** (2001) 167.
[2.4.4.11] F. Dahlgren et al., Fusion Eng. Des. **80** (2006) 139.
[2.4.4.12] T. Ando, S. Nishio and H. Yoshimura, IEEE Trans. Appl. Supercond. **14** (2004) 1481.
[2.4.4.13] W Goldacker et al., Supercond. Sci. Technol. **22** (2009) 034003.
[2.4.4.14] M. Takayasu, Supercond. Sci. Technol. **25** (2012) 014011.
[2.4.4.15] D.C. van der Laan, Supercond. Sci. Technol. **22** (2009) 065013.
[2.4.4.16] T. Mito et al., IEEE Trans.Appl.Supercond. **17** (2007) 1973.
[2.4.4.17] K. Uo et al., Proc. 14th SOFT (1986) 1727.
[2.4.4.18] H. Hashizume et al., Journal of Plasma Fusion Res. SERIES **5** (2002) 532.
[2.4.4.19] N. Yanagi et al., Plasma Fus. Res. **5** (2010) S1026.
[2.4.4.20] N. Yanagi et al., Fusion Sci. Technol. **60** (2011) 648.
[2.4.4.21] Y. Terazaki et al., Plasma Fus. Res. **7** (2012) 2405027.
[2.4.4.22] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **22** (2012) 6400204.
[2.4.4.23] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **24** (2014) 4602305.
[2.4.4.24] S. Ito et al., Plasma Fusion Res. **9** (2014) 3405086.
[2.4.4.25] N. Yanagi et al., Physics Procedia **27** (2012) 444.
[2.4.4.26] N. Yanagi et al., Cryogenics **80** (2016) 243.
[2.4.4.27] K. Takahata et al., Fusion Eng. Des. **82** (2007) 1487.
[2.4.4.28] H. Tamura et al., Fusion Eng. Des. 88 (2013) 2033.
[2.4.4.29] H. Tamura et al. IEEE Trans. Appl. Supercond. 26 (2016) 4202405.
[2.4.4.30] T. Hemmi et al., NIFS Annual Report (2008) 278.
[2.4.4.31] Y. Terazaki et al., IEEE Appl. Supercond. 24 (2014) 4801305.
[2.4.4.32] T. Kiss et al., Physica C 392–396 (2003) 1053.
[2.4.4.33] R. Heller et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 26 (2016) 4201105.
[2.4.4.34] H. Chikaraishi, Plasma Fusion Res. 7 (2012) 2405051.
[2.4.4.35] S. Imagawa et al., Fusion Eng. Des. 41 (1998) 253.
[2.4.4.36] S. W. Van Sciver, Helium Cryogenics, International Cryogenics Monograph Series, Springer-Verlag New York.
[2.4.4.37] T. Nishio et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 26 (2016) 4800505.

2.4.5 各超伝導マグネット方式における機械的挙動の評価

FFHR-d1 の超伝導マグネットは LTS 強制冷却、LTS 間接冷却方式、およびガス冷却 HTS 冷却方式の 3 つが提案されている。それぞれで用いられる超伝導導体は構成材料や断面形状が異なるため、機械的な特性もそれぞれ異なる。また、超伝導マグネットの支持構造物は、広域的な電磁力を支持するが、超伝導マグネットの内部では超伝導導体や絶縁物に局所的な負荷が作用し、装置としての健全性評価は、全体構造と構成材料の局所的な挙動の双方に対して行う必要がある。FFHR-d1 は、全体の大きさが数十メートル規模であるのに対し、超伝導導体は数十ミリメートル、超伝導導体は直径または厚さが 1 ミリメートル以下の素線やテープ状線材を何本も束ねた構造である。このようなスケールが大きく異なるものに対して、マルチスケールによる解析手法により機械的挙動を評価した[2.4.5.1]。これはマクロ的な構造全体に対して、ミクロ的な部分が同じ要素が繰り返されるような場合に適用し、この部分を均質化解析によって求めた等価的な物性値をもつ単一要素として置き換え、これを全体構造の要素に適用して解析を行い、その解析結果をもとに個々のミクロ要素の機械的挙動を評価する方法である。図 2.4.5.1 にモデル化した各方式の超伝導導体の概略図を示す。このうち LTS 強制冷却導体とガス冷却 HTS 導体は 62 mm 角を想定した設計を元にしている。一方、LTS 間接冷却導体はこれらとは異なるコイル断面形状が提案されているが、他の導体との比較のために、導体内部の材料比率は一定にした同じ 62 mm 角の導体形状を仮定して解析モデルとした。これらをモデル化して求められた均質化物性値を表 2.4.5.1 に示す。この表より、巻線方向の剛性はガス冷却 HTS 方式が最も高く、LTS 間接冷却方式が低いことがわかる。一方、巻線に垂直な方向の剛性はガス冷却 HTS 方式が低い。

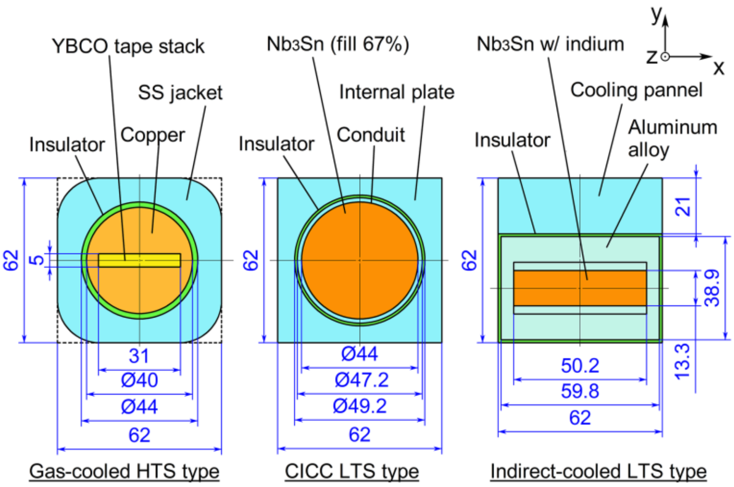


図 2.4.5.1 Cross-section of the superconductors for gas-cooled HTS (left), CICC LTS (center), and indirect-cooled LTS (right). The indirect-cooled HTS type here is different from the candidate design.

Table 2.4.5.1 Homogenized equivalent physical properties of the superconductor

	Gas-cooled HTS	CICC LTS	Indirect-cooled LTS
E_x (GPa)	79.6	121.3	114.0
E_y (GPa)	79.4	121.3	103.1
E_z (GPa)	156.1	144.9	114.0
G_{xy} (GPa)	44.6	39.8	37.4
G_{yz} (GPa)	43.9	47.7	37.5
G_{xz} (GPa)	44.0	47.7	43.6
ν_{xy}	0.394	0.279	0.314
ν_{yz}	0.149	0.244	0.283
ν_{xz}	0.150	0.244	0.308

均質化解析で得られた物

性値を超伝導導体部部に相当する要素の物性値として与え、支持構造物を含む超伝導マグネット全体の構造解析を行った。全体構造は 2.7.3.4 で検討された新型ダイバータ構造を参照した。新型ダイバータ構造に必要な超伝導マグネット支持構造物は切り欠きが多く、応力的に最も厳しいと予想されるためである。全体解析結果の例として、ガス冷却 HTS 方式の導体物性を用いた場合の支持構造物に作用する Von Mises 応力分布を図 2.4.5.2 に示す。図中には最大変位の発生個所と大きさを示している。超伝導導体の違いにより支持構造物の応力、変位にどのような差が生じるかを表 2.4.5.2 に示す。Von Mises 応力はガス冷却 HTS 方式が最も低い値を示し、LTS 間接冷却方式が最も高い。この結果は導体単独での巻線方向のヤング率が全体構造の挙動に大きく寄与していることが示唆している。最大変形量に関しては大きな差はない。コイルの巻線方向に生じるひずみについても巻線方向のヤング率が高いガス冷却 HTS 方式が最も低い結果となっている。しかしながら導体断面の横方向のヤング率が相対的に低いガス冷却 HTS 方式がコイル断面のせん断応力が他の方式よりも高い結果となっている。

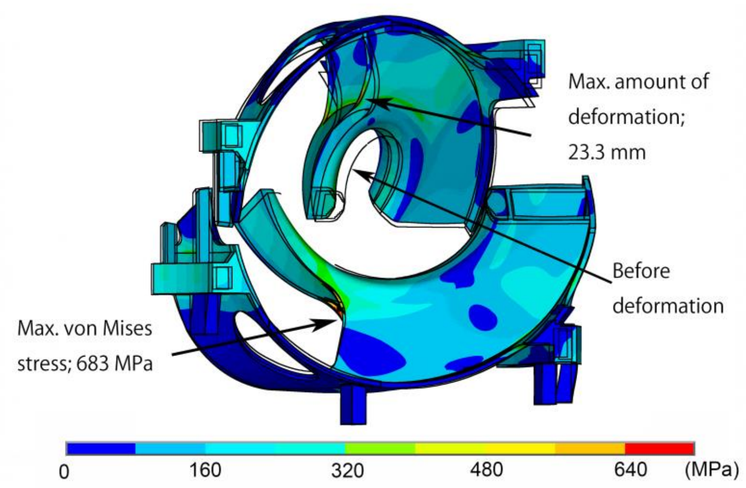


図 2.4.5.2 Von Mises stress distribution with deformed image in case of the gas-cooled HTS type.

Table 2.4.5.2 Maximum value obtained from the stress analysis of the coil support structure.

	Gas-cooled HTS	CICC LTS	Indirect-cooled LTS
Von Mises stress (MPa)	683	691	720
Amount of deformation (mm)	23.3	23.6	24.9
Axial strain in HC (%)	0.183	0.188	0.207
Shear strain in HC (MPa)	34	31	31

全体解析で得られた超伝導導体部分に生じたひずみ量を均質化解析で用いたモデルに与えることで、超伝導導体に生じる応力分布を詳細に評価することができる。特に絶縁物に作用するせん断応力は導体挙動に大きく影響するため、ガス冷却 HTS 方式および LHS 強制冷却方式での導体内部の絶縁物に作用する応力を解析し、LHD criterion[2.4.5.2]および ITER criterion[2.4.5.3]で評価した結果、いずれの方式も引張応力とせん断応力が同時に作用する場合を許容する LHD criterion では健全であるが、圧縮応力下でのみ、せん断応力を許容する ITER criteria の健全な範囲に入っていない結果となった。このような絶縁物の健全性評価は実際に使用する材料での実験的評価を必要とするため、今後設計を進める上で検討が必要である。

参考文献

[2.4.5.1] H. Tamura, et al., IEEE Transactions on Applied Superconductivity 26 (3) (2016) 4202405.

[2.4.5.2] K. Kitamura et al., IEEE Trans. Magnetics 30 (4) (1994) 1879.

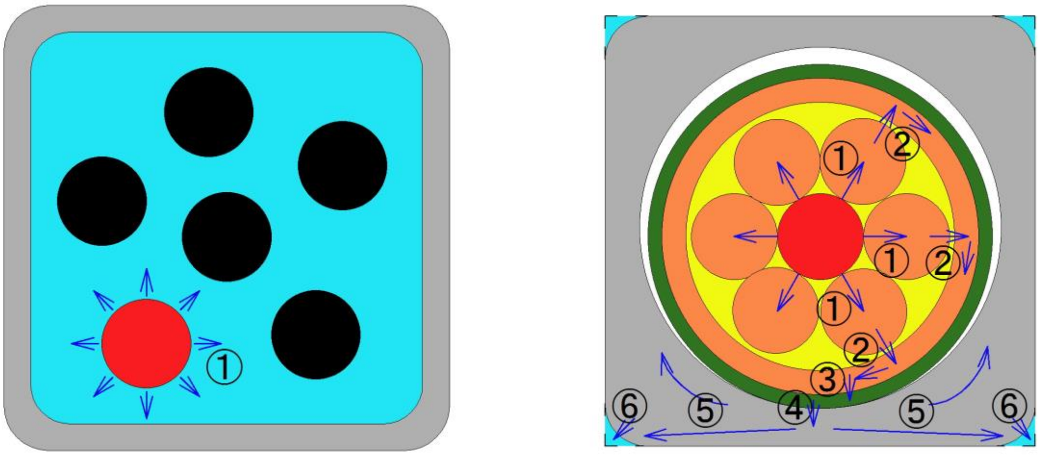
[2.4.5.3] ITER Structural Design Criteria for Magnet Components (SDC-MC), N11 FDR 5001-07-05 R 0.1, Naka, Japan (2001).

2.5 低温システム

2.5.1 超伝導マグネット冷却方式の選択

導体の冷却を考える場合、液化冷凍機もセットにする必要があるが、まずは冷媒供給までは同じ条件として取り扱い、その冷媒により導体内の超伝導素線をいかに冷却できるか議論する。このとき、熱的な抵抗と電気的な抵抗の取り扱いの違いについて注意が必要である。電気的な抵抗は長さを稼ぎ抵抗を低減可能であるが、核融合炉ではマグネット全体がほぼ一定に発熱しているため、基本的には熱が導体長さ方向に流れ冷却する効果を期待することはできない。よって熱の流れは断面方向及び冷媒による熱輸送のみで考慮したほうがよい。

マグネットの節では強制冷却、強制冷却、間接冷却、ガス冷却と 3 種の方式に分かれているが、導体の冷却と言う点に注目すると①導体を直接冷却する、②熱伝導媒介を経由して導体を冷却する、の 2 つの冷却方式に分けることができる。HTS ガス冷却方式マグネットとして提案されている導体は周囲にある構造材や絶縁材を介して素線が冷却されるので冷却方式の定義から考えると間接冷却方式にあてはまる。よって間接冷却型の LTS 間接冷却方式マグネット・HTS ガス冷却方式マグネット、直接冷却型の LTS 強制冷却方式の二つの分類に分けることができる。たとえば LHD ポロイダルコイルは直接（強制）冷却方式、LHD ヘリカルコイルの導体内は間接冷却に該当するが同構造体も含めて導体を一体として定義すると直接冷却に当てはまる。この節では間接冷却と直接冷却に分けて考える。



a) direct or forced flow　　　　　　b) indirect cooling

Fig.2.5.1.1 Cooling paths: 1 to 6 in direct or forced flow cooling and indirect cooling conductors. Light blue shows coolant. ● is a conductor with heat generation.

2.5.1.1 直接（強制）冷却導体

直接冷却のうち、コンジットと呼ばれる金属管内に超伝導素線を設置し、管内に冷

媒を流すことで超伝導素線を直接冷却する方法はケーブルインコンジット型と呼ばれ強制冷却型の代表的な導体である。一般的には超臨界ヘリウム(SHe)が冷媒として使用される。この冷却方式において課題となる点は、以下である。

導体から冷媒への熱伝達（冷却経路①）

現在 ITER などで使用される予定の冷媒である超臨界ヘリウム（SHe）には最適な運転温度・圧力があることが分かっており、それから外れると熱伝達など冷却性能が大きく変化する。急激に変化する前の状態や急激に状態が変化しない圧力・温度など、安定した冷却が見込める領域が設計点になるため運転領域が限定されることになる。また、導体の構造から次のような長所や短所がある。

・冷媒流路長は導体長と一致する。よって導体長は必要な熱輸送量により限定される。
・ある導体に発熱が生じると、その熱を奪った後の SHe の温度が上昇し、その温度上昇した冷媒が冷媒出口まで導体を冷却することになる。
・冷媒は導体に沿って流れるため発熱部は冷媒により必ず冷却される。
・SHe による冷却では液体からガスの相変化のような急激な状態の変化を伴わない。

次に直接冷却のうち浸漬冷却型について考える。導体を冷媒の槽に浸し冷却する方法を浸漬冷却と呼ぶ。これまでに飽和液体ヘリウム、過冷却液体ヘリウム、超流動ヘリウムによる冷却が実用化されてきた。この冷却方式の課題は、冷却温度がそれぞれのガス種の物性に依存し、発熱により相変化を伴う。または相変化を避けるために選択出来る運転範囲が狭いことが挙げられる。冷却の観点からは次の点について考慮する必要がある。

・相変化を伴う熱伝達冷却、または相変化を起こさないような運転領域の選択
・サーモサイフォン効果などによる冷媒循環経路の確立
・冷媒熱伝導による除熱効果の見積もり

特に飽和液体の熱伝達から冷却を考えると次のような課題がある。

・沸騰状態の変化により導体温度が大きく上昇することになる。
・核発熱による発熱を熱伝達により定常的に冷却できるか？
・冷却可能な温度領域と超伝導導体の運転領域の適合性

一方、長所としては、

・冷却のマグネット全体が冷媒に浸されているため、温度が均一になり、温度管理が容易。
・冷却自体は自然現象の範囲内で行うことができる。

等が挙げられる。圧力や条件の違いにより特性は大きく変化するため、超伝導導体の冷却条件に合わせた評価や研究が必要になる。

高温超伝導導体の応用を工業的に検討するのであれば、水素なども冷媒の候補として考えられる。しかし水素は臨界圧力が高く、冷却特性も不明な点が多いため強制冷却型に使用するには課題も多いが、浸漬冷却型では高い熱伝達特性をもつなど冷媒としての可能性は高い。

これまでに ToreSupra や LHC などヨーロッパ、NHMFL の強磁場施設（米国）の大型超伝導マグネットでは超流動ヘリウム冷却が既に実用化されており、工業的にも信頼性のあるシステムを構築可能である。冷却方法の一つとして検討に値するが、核融合炉のように交換不要な長期信頼性、大型化に対応できるかについては今後さらに研究が必要である。また、マグネットの構造にあわせた冷却システムの研究開発も必要である。

直接冷却についてまとめると、強制冷却・浸漬冷却ともに冷媒の物性や特性に強く依存した冷却方式で有り、選択可能な温度や圧力領域が限定されるが、導体を直接冷却するため設計時に想定すべき事象が単純であり、また冷却自体も単純であるため、導体の仕様温度と合致すれば工業的には最も安定した冷却が期待できる方法である。これまでに実用化されてきた大型超伝導導体はほぼ直接冷却方式であり、冷却設計の方法もほぼ確立している。特に SHe 冷却についてはこれまでに多くの研究が行われてきており、ITER などに応用できる工業製品として議論可能である。しかし原子力産業の規格や仕様を満たすことができるかは今後詳細に検討する必要がある。その応用のためにはマグネットの仕様を想定した冷媒の物性研究や冷却構造の最適化研究などを継続して行う必要がある。

2.5.1.2 間接冷却導体

冷媒の流路を導体の構造から切り離し、自由に冷却設計が可能になることが利点として挙げられる。一方、現在提案されている超伝導導体の冷却経路は Figure2.5.1.1 にも示されているように非常に複雑かつ不確実になる。いずれにしても間接冷却は同様な構造をとるため次のような課題がある。

<u>素線（テープ線材）間の接触熱抵抗をどのように評価するか（冷却経路①）</u>

素線間を何らかの方法で固定しない状態を考えると点接触の集まりとして考える必要があり見かけ上の面積を熱伝導面積として考えることはできない。よって加圧する圧力及び表面状態により熱抵抗が変化する[2.5.1.4-2.5.1.6]。その結果、素線のある領域の熱抵抗を考えてみると通電状態などにより応力が変化するため一定の性能を得ることができない。次に導体の長手方向の熱抵抗分布について考えてみると場所によって応力・表面状態が変化するため一定の性能を得ることができない。よって設計にもよるが、冷却から最も遠い素線はほとんど断熱状態である可能性もあり、素線全体を対象にして詳細な設計検討が必要になる。このような理由から素線間は何からの方法で熱的に結合させた方がよい。しかし一方、何らかの方法で固定しようとすると、どのような方法で一体化させるかが課題となる。特に高温超伝導導体では超伝導体が

機材から剥離するなど問題 [7][2.5.1.7]があり実質的な結合面積の評価も難しい。

（理想的な状態を仮定した場合と比較して実際に期待できる伝熱効率は高く見積もって 80%程度と仮定する。）

また、素線として高温超伝導テープ線材を考える場合には繰り返し横圧縮がかかると導体にクラックが生じ性能が劣化する[2.5.1.8]。その結果、この素線の発熱が大きくなる可能性がある点も注意が必要である。これはテープ線が急に発熱し焼損することと関係があるかもしれない。

素線から導体構造体（銅またはアルミ）への熱伝導・熱伝達（冷却経路②）

素線（テープ線材）を固定していない場合には電磁力により押しつけられた方向のみ熱伝導による冷却効果が期待できる。よって実際の伝熱面積は理想的に考えている面積の半分以下になる。また、前課題と同様に点接触による熱伝導になり実効的な冷却面積は小さくなる。（実際に期待できる伝熱効率は 80% × 1/2 = 40%と仮定）

LHD ヘリカルコイル用導体ではラザフォードケーブルを銅構造材に入れ込み、半田含浸を行ったが、全方向を固定することは出来なかった。先の議論と同様に素線を熱的に完全に周囲の構造体と結合させることは難しい。特に高温超伝導テープ線は積極的な固定による熱的な結合は難しい。（実際に期待できる伝熱効率は 75%と仮定）

絶縁層付き導体構造体→外装構造体への熱伝導（冷却経路③④）

組立の手順として導体構造体の表面に絶縁体を巻き付け後、SUS 等の構造体に掘られた溝にはめ込むことになる。今回は矩形断面形状を持つ穴に矩形断面の絶縁層付導体構造体を納めることになる。機械的な精度を考慮すると絶縁層付導体構造体の各辺の長さは外装構造体に掘られた溝のそれより短くする必要がある。機械加工では外側構造体の溝をプラス公差、一方の絶縁層付導体構造体はマイナス公差で指定する。その結果、絶縁層付導体構造体と外装構造体の間の熱的な接触は最大で約 3 辺になると考えられる。また、絶縁層の表面には凹凸があるので理想的な状態より少ない接触面積になると予想される（この接触に関しては製造方法に大きく依存するが）。硬化前の絶縁層を溝に押しつけることである程度の接触面積を保証する施工は可能であると思われるが、隙間を埋めるような積極的な含浸はできない構造であると思われる。よって実効的に使用できる冷却面積は期待値と比べて小さな値になると思われる。さらに、導体構造体→絶縁層→外装構造体の熱伝導の効率は放射線照射・通電後に発生する割れや剥がれ[9][2.5.1.9]を考慮し、さらに小さくなる見積もる必要がある。

（多めに見積もっても接触による熱伝導の効率 75%、絶縁層を介して外装構造体に熱伝導する効率を割れや剥がれを考慮して 80%とすると 75% × 80% = 60%）

または導体間に配置された絶縁体により導体を一体化することになる。この場合も経年的･放射線照射による割れや剥がれを考慮する必要がある。運転開始時には 100%に近い熱接触が実現できたとしても、数十年にわたり同様な状態を維持することは困難であり、それを見越した冷却効率を設定する必要がある。

ここまででの議論で、間接冷却導体の冷却について理想的な状態と比較すると実効的な熱伝導の冷却効率は 35%～19%になると予想される。

このように冷却に関連する間接冷却型導体に共通する課題として、以下があり、継続して検討を行う必要がある。

・長期信頼性の確保
・冷却構造の最適化
・設計するマグネットの構造にあわせて使用する材料の熱的な物性・特性研究
・長期信頼性の検討に必要な放射線・磁場・経年などに対応する物性・特性変化の評価・研究
・原子力産業の規格を満たす材料の選択・研究・開発

この冷却方式で特に検討すべき点は、長期的安定性を必要とする大型マグネットとして成り立つかどうかである。小型マグネットでは応用例があるが核融合装置用大型マグネットでは応用例はなく、模擬コイルなどを用いた工業的な実証が第一の課題となる。

2.5.1.3 導体冷却に関する課題

以上のように導体をいかに冷却するかに焦点を当てて検討した。直接冷却では冷媒との関係が主な検討事項であり、冷媒の特性により冷却が大きく変わることが分かる。一方、間接冷却型は冷却経路の確保を考慮した導体構造が必要であり、特に絶縁材料の配置と冷却構造について考慮が必要になる。その後の冷媒との関係については直接冷却型と同様であるため、間接冷却型について工業的に成立させることは直接冷却型よりハードルが高いことが分かる。

これまでに冷却方法による個別の課題については述べてきたが、マグネットの冷却を確実にするためには超伝導マグネットの構造と冷却方法はお互いを無視して議論できないことが分かった。工業的に安定した冷却を長期間実現するためには確実で十分なマージンを採った冷却構造、放射線などによる特性や物性の変化を考慮した検討が必要である。今後も共通して次のような課題について検討や研究・開発を進める必要がある。

1. 超伝導導体開発と同期した冷却構造の検討
2. 超伝導マグネットの設計を想定した冷媒の選択、特性・物性研究
3. 絶縁と冷却を両立できる冷却経路
4. 冷媒による冷却特性の変化
5. 長期信頼性を維持しながら原子力産業の規格を満たす材料や冷却方法

参考文献

[2.5.1.1] 尾形久直，佐藤新太郎，低温工学 **7** (1972) 20.

[2.5.1.2] 社団法人低温工学協会編，「超電導・低温工学ハンドブック」, pp.1036-1067.

[2.5.1.3] 萩原宏康，「低温工学概論」東京電機大学出版局

[2.5.1.4] 社団法人低温工学協会編，「超電導・低温工学ハンドブック」, pp.280-281.
[2.5.1.5] Edited by j. G. Weisend II, “Handbook of Cryogenic Engineering”, Taylor and Francis, pp.164-178.
[2.5.1.6] L. J. Salerno, P. Kittel, A. L. Spivak, Cryogenics **33** (1993) 1104.
[2.5.1.7] 水野克俊，小方正文，長嶋賢，低温工学 **48** (2013) 220.
[2.5.1.8] J. W. Ekin, et al, IEEE Trans. Appl. Supercond. **11** (2001) 3389.
[2.5.1.9] A. Iwamoto, et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **3** (1993) 269.

2.5.2 冷却システム

この節では導体の冷却構造とは切り離した形で、ある熱負荷を持つマグネットを冷却するシステムについて提案する。

2.5.2.1 冷凍機

これまでに冷凍機が様々な冷却対象に使用されてきた。冷却対象の負荷により必要な能力も大きく変化する。これまでに建設された冷凍機の冷却能力と効率の関係から、冷凍機の効率は、基本的には大型化に伴い高くなる傾向にある。よって冷凍機の効率だけを考えると冷却装置の大型化により効率を上昇させることが効果的であると言うことになる。しかし冷却効率は超伝導磁石と冷却システムをあわせて考える必要がある。現時点では十分に検討されているとはいえず、効率的なシステムを考えるための思想はこれから考えることになる。

冷凍機の仕様は冷却方法の選択に依存するため、ここでは冷凍機について詳細な議論をしないことにする。これ以降は現状の冷凍機で実現可能と思われる議論、実現するための課題を併記した議論を進めることにする。現状の冷凍機により実現できると思われる冷却方法としては

・浸漬冷却方式
・強制冷却方式

が考えられる。その 2 つの方式についてシステム概念の提案を行う。

2.5.2.2 SHe 強制冷却システム

この冷却方式は LHD、KSTAR、W-VIIX では既に実験装置として実証され、ITER や JT-60SA においても採用されることが決まっている。それぞれの装置により思想が異なるため冷凍機との接続形態は大きく異なるが ITER において採用される構成が炉システムとして最も近いと考えられるため、まずはそのシステム構成の概念を Figure 2.5.2.1 に示す。

ITER ではパルス的な運転により熱負荷が大きく変動する。そのような大きな熱負荷変動を冷凍機が直接受け入れてしまうと、冷凍機の停止を招く可能性が大きい。そ

こで熱負荷の緩和などを目的として冷却系を冷凍機側の 1 次系と熱交換機を介してコイル側の 2 次系に分け、冷凍機に対してはある程度平均化された熱負荷変動に抑えられている。1 次系の循環は冷凍機の圧縮機により行われているが、2 次系は遠心型の SHe ポンプにより行われることになっている。この SHe ポンプの長期信頼性は今後の課題となる。また、この系統分けは冷媒の状態を安定させるためにも有益である。たとえば ITER では冷凍機と超伝導マグネットは 100m に及ぶ冷却配管により接続されているが、配管への外部からの熱侵入により冷媒の温度は上昇する。そこで熱交換機部分で飽和液体ヘリウムに変換され、その温度により 1 次系の SHe が循環するため、マグネットへ供給される冷媒温度は飽和液体ヘリウムに固定されている。ITER の場合は大きな熱負荷変動が予想されるため、冷凍機への熱負荷変動を緩和するなどの目的でこのようなシステムとなっているが、定常熱負荷の超伝導マグネットでも同様に 1 次系と 2 次系に分け熱交換器を被冷却体直近に配置した冷却システムは冷媒供給温度を一定に維持するためにも有効に機能すると考える。

2.5.2.3 浸漬冷却システム

この冷却方式は LHD ヘリカルコイルの冷却、ToreSupra（CEA-Grenoble）のトロイダルコイルの冷却に使用されている。その他、一般的には MRI や実験用超伝導マグネットの冷却に使用され、工業的にも実績がある。これはマグネット冷却時に必要な制御が液面を一定に保つだけという単純な冷却であることが大きく係わっていると考えられる。

LHD ヘリカルコイルでは改造により現在は過冷却液体ヘリウムが冷媒として使用されている。供給された飽和液汰ヘリウムを熱交換により過冷却ヘリウムとしヘリカルコイルの冷却に使用されており、上記強制冷却と似通った機器構成になっている。しかし当初は完全安定化の考え方に従いマグネットが設計され飽和液体ヘリウムを直接供給し、蒸発したガスを冷凍機で回収後再液化し再度コイルへと供給するシステムとなっていた。冷却方法の変更はコイル内に存在する飽和液体ヘリウムのクオリティーの低下が冷却に影響を与えたためである。

MRI など実用小型システムでは超伝導マグネットの冷却に使用した蒸発ガスを直近に取り付けた再凝縮器に再液化し冷媒を一定に保つ構造となっている。

このように飽和液体による浸漬冷却は気化熱を利用し導体を冷却した後、発生した気体を回収、再液化し再度超伝導マグネットへと供給されるシステムになる。このとき、回収ガスは低圧であるため、直接冷凍機で回収するシステムでは長距離の太い配管が必要になる。また冷媒の供給時もクオリティーの低下が懸念される。そこで、大型の浸漬冷却超伝導マグネットシステムについても冷却系を冷凍機側の 2 次系と超伝導マグネット側の 1 次系に分け超伝導コイルの近くに再凝縮器を配置し、冷媒のループを狭い範囲に限定することの方法で効率的に冷却することが可能であるか今後検討を進め、核融合システムへの応用可能を検討することが必要である。その概念を figure.2.5.2.2 に示す。この再凝縮器（構造、伝熱効率）の実現がシステムの課題になる。

ToreSupra (CEA-Grenoble)では超伝導マグネットに接続されたクロード型の熱交換

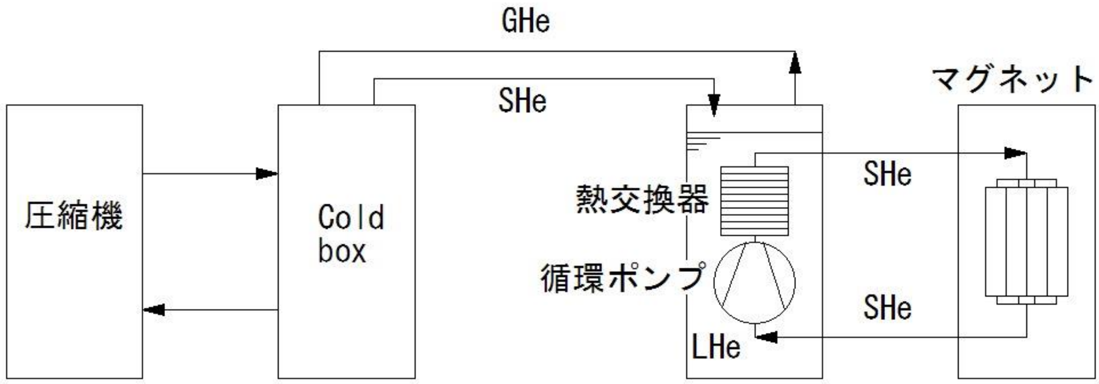


Figure 2.5.2.1 SHe circulation cooling system.

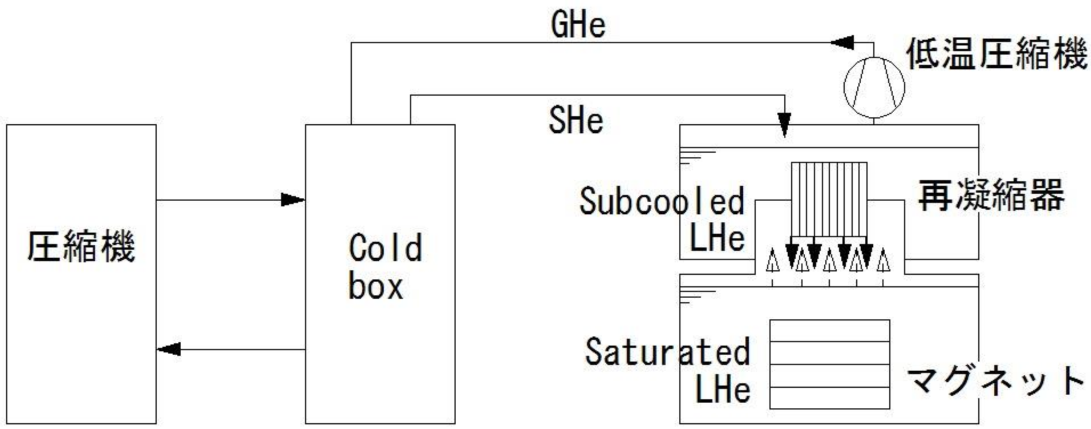


Figure 2.5.2.2 Pool boiling magnet system with recondenser.

機により、コイル内に超流動ヘリウムを直接生成している。よって超伝導マグネットは超流動ヘリウム内に浸漬された状態で冷却され、導体は直接超流動ヘリウムにより冷却される。冷却温度が低いため超伝導性能の向上が期待できる。コイルで発生した熱は超流動ヘリウムの高い熱伝導性能により直接熱交換機へと輸送される。超流動ヘリウムの熱的特性を最大限に利用したシステムであり、相変化をしない範囲で冷却を決定する必要があるため、この熱伝導性能が超流動ヘリウム冷却の限界を決めることになる。この超流動ヘリウム冷却システムは冷凍機側の 2 次系、超伝導マグネット側に 1 次系に分けられた構成が基本となっている。

2.5.2.4 冷却温度の選択

現在は不活性ガスであるヘリウムを使用した冷却システムが主であるが、高温超伝導体などの応用が進めば、冷却温度の選択範囲は格段に広がることになる。ヘリウムの他、水素、窒素なども冷媒としての採用の可能性が広がる。浸漬冷却型の場合、基本的には蒸発潜熱が各沸騰熱伝達係数に影響を与えるため潜熱の大きなガス種が熱

伝達係数も大きい傾向になる。

ヘリウムはそれ自体が不活性であるため、高価であることを除けば取り扱いも簡単である。水素は可燃性ガスであることや臨界圧力が高いことなどから冷媒として利用するにはヘリウムとは異なるシステム構成が必要かもしれない。単純に熱伝達のみを考えると水素や窒素など高い熱伝達性能を期待できる冷媒を使用したい。

冷媒の温度や冷媒ガスの選択自体の範囲が広がるとそれに対応する冷凍機の効率も変化することは既に述べた。冷却温度が高くなるに従い基本的には冷却効率も上昇する。全体のシステムとして考えるとコイルから熱を取るために必要な冷媒循環量はガス種が同じであれば現在検討されている温度領域では冷却温度には大きく依存しないが、ガス種を変更することで必要な循環量を減らすことも可能である。すなわち、発熱量が同じであれば冷媒を固定すると温度に関係なく必要な質量流量はほぼ同じであり、循環量だけを考えると冷却温度を上げる効果は小さい。また冷却に必要なガスを循環させる場合、基本的には液体の領域では温度が低くなるに従い、一方ガスの状態では温度が高くなるにしたいが冷媒を流すことが困難になるため、システム全体の効率を考えると温度が高ければ良いというわけではない。

2.5.3 超伝導マグネット冷却に関する設計指針

以上の議論をもとに、ヘリカル炉 FFHR-d1 のマグネットの冷却に関して設計指針を以下にまとめる。

・核融合炉の設計では導体長手方向への熱はけを期待できないため、発熱が冷却を上回る部分があれば比熱の高低に係わらず温度は必ず上昇する。このとき比熱の高低は温度の上昇時間に影響するが、最終的な到達温度は大きく変わらないと思われる。
・プラスチック系の絶縁材料を使用する場合は、常に割れ、剥離の恐怖と戦わねばならない。また、この割れ、剥離は制御不能。冷却・励磁や放射線照射により、さらに問題は複雑になる。
・長期的安定性が優先される核融合炉用超伝導マグネットでは上記理由からも冷却に大きく影響しない部分に有機系絶縁材料を配置するように考える。
・冷却の概念変更はシステム全体の設計変更を意味する。ガス状態ではエンタルピーによる熱輸送、液体は液体の流動量から考える潜熱の総量が冷却可能な条件を決め、2 相流やサーモサイフォンの効果（重力の効果）を考慮した設計が必要になる。コイルが熱暴走を起こさない条件の選択が必要である。
・設計においては使用する冷媒の特性を考慮しながら冷却構造や冷却システムの最適化を行う必要がある。冷媒によって物性や関連する特性が変化するため冷媒の変更は大幅な設計変更を意味する。
・銅の熱伝導率の温度依存性は 10-20 K をピークに低下する。冷却に影響する可能性あり。比熱は温度に対して単調増加。銅の電気抵抗は 10K 付近から単調上昇。安定化材に電流が流れると温度が上がり、その結果、抵抗が増加、さらに温度が上昇することになる。冷却を正しく検討しなければ最悪は熱暴走し導体が焼損する。物性・特性の温度依存性を考慮する。

・放射線照射により銅やアルミの抵抗率が大きくなる[2.5.3.1]。電気抵抗も同様。磁場により銅やアルミの熱伝導率が低下する[2.5.3.2]。超伝導マグネットの置かれた環境を正確に把握し、設計に反映する。

これまでに導体の冷却から冷却システム構成まで議論した。導体の冷却と冷却システムそれぞれについて今後の研究課題など詳細はすでに述べたとおりである。マグネットの構造を無視した議論を行えば、冷却の観点からは直接冷却のうち浸漬冷却による冷却が最も確実かつ安定に冷却が可能である。また、液体状の冷媒にマグネットを浸しておくことだけに注意すればよく、システム制御の観点からも最も安定かつ確実な冷却システムが構築できる。

前の議論では浸漬冷却は冷却の点からは最も安定したシステム構築が可能であることを述べたが、マグネットの仕様からそれが最も良い冷却方法であるとは言えない。マグネットの構造が浸漬冷却に適さない場合もあるためである。このように超伝導マグネットと冷却システムはそれぞれ単独では存在し得ず、本来は一つの巨大システムとして機能し、それを最適化する方法を検討することが必要である。その結果、初めて必要な超伝導導体の仕様や冷却システムの性能などを検討することが可能になる。

さて、現在の核融合に関連する研究・開発について考えると、超伝導導体、超伝導マグネット、冷媒、冷却システムの研究は細分化され、世界的な視点から見ても巨大システムとしてまとまった思想の元に検討が進められている例はないと思われる。これは既に存在する装置を前提として設計を進め、システムの開発段階においてすでに分業化が進んでいるためである。しかし核融合炉は先に述べたように既存のシステム設計の範囲を大幅に逸脱する可能性があり、巨大システム全体を 1 から構築することが必要になる。超伝導導体開発、マグネット設計、冷却システム設計も核融合炉全体を反映した一つの思想の下、研究・開発を進めることが必要である。特に、温度・圧力・放射線・磁場により物性が大きく変化するため、設計には次の点を考慮する。

・冷媒の選択（様々な物性の検討）

・冷却温度・圧力の設定（物性から最適な温度を設定）

・冷却方法の選択（強制冷却、2 層流、浸漬冷却、ガス冷却、サーモサイフォン、間接冷却）

・構成材料の選択

・構造の最適化

・コイルの設計を進めるためには様々な物性・特性の研究が必要である。

・各冷媒候補の物性・特性研究

・使用候補材料の物性・特性研究

・冷却システムの検討

参考文献

[2.5.3.1] 仲田清智，高村三郎，多田直文，正岡功，「超電導磁石安定化材の電気抵抗の及ぼす極低温中性子照射の影響」，日本金属学会誌 **49** (1985) 157.

[2.5.3.2] 社団法人低温工学協会編，「超電導・低温工学ハンドブック」 1088.

2.5.4 電源システム

本節では、FFHR の超伝導コイルを励磁する電源システムの研究について報告する。

2.5.4.1 全コイル一括通電方式

LHD のようなプラズマ実験装置では、広範囲の磁場配位を実現するために、磁場発生コイルごとに電源を接続し、それぞれのコイル電流を独立に調節する電源構成を採用している。これに対してデモ炉以降の炉では磁場配位は既に最適化されているはずであり、実験装置のような自由度は必要でない。そこで、コイルの巻き数を適切に選定し、各コイルの運転電流を同一とすればすべてのコイルを直列にして一台の電源にて励磁することが可能となる。図 2.5.4.1 に同方式の構成を示す。コイルによっては磁場変化時に他のコイルと逆電圧が発生するものがあるが、すべてを直列にすることで、誘導電圧が相殺し、全体の電圧を低く出来る可能性がある。

超伝導コイルに異常が発生した場合には、抵抗を挿入しエネルギーを外部に放出する必要がある。図に示すとおり放電抵抗は直列回路内に分散して配置し、通常運転中は短絡スイッチにより短絡しておき、異常時にはスイッチを開放してエネルギー放出を行う。この構成により対地電圧は図 2.5.4.2 に示すように、コイルと放電抵抗により上下し、所定の値以下に抑えることが可能となる。

プラズマ点火時にはデモ炉においても磁気面の調整が必要である。そこで、磁気面調整用の補助コイルを追加で配置する構成（図 2.5.4.3）を検討している。本構成での通電パターン例を図 2.5.4.4 に示す。一旦、主コイル群の電源により定常運転磁場にした後、補助コイルの電流を変化させることで、所定の磁場変動を行う。

FFHR の磁場発生コイルおよび磁気面調整用のコイルの仕様が未定のため、LHD のコイルおよび運転を例にとり必要な電源容量を計算した。必要な電源容量の計算結果を表 2.5.4.1 に示す。各コイル独自に励磁する場合には磁場制御時には大電流の電源を高電圧で運転する必要があり、全体の電源容量が大きくなる。これに対して全コイル一括通電方式では磁場制御時の誘導電圧が直列コイル内で相殺され、主電源への誘導が抑えられる。このため、主電源の電圧を低く抑えることができ、2.75 T において時期軸を 5.55 m から 5.60 m まで 5 秒で移動させる場合、各コイル独立電源では電源総容量が 2.5 MW 必要なところ、主コイル＋制御コイルの構成とすることで全電源容量を 1/8 の 290 kW まで抑制可能なことを示した（case 1）。また、0.01%程度の中心磁場の変動を許容すれば（Case 2）、148 kW まで低減しうることを示した。

今後は、FFHR の磁場発生コイルの緒元を元に、本構成を適用するコイル巻き数の設定検討、磁気面調整に必要な補助コイルの諸元検討、中心磁場の変動の許容幅およびその最適化に関する検討が必要である。

2.5.4.2 圧電素子駆動接点整流器

ヘリカル型炉では直流超伝導コイルにより定常磁場を発生する。このため、定常運転時に超伝導コイルの電流維持に必要とされる電圧は 0.1 V 程度で済む。この電源では、負荷が大インダクタンスであり、電圧が低いため、電源の運転周波数を 0.1 Hz 程度に低くすることが可能となる。0.1 Hz の運転周波数では、機械接点による整流が可

能となる。図 2.5.4.5 に電源構成を示す。図中、S1 から S4 は機械接点である。半導体電力変換器により、0.1 Hz の交流を生成し、これを極低温領域に導入したあと超伝導変圧器により低電圧化し、機械接点の同期整流回路により直流に変換する。動作シーケンスを図 2.5.4.6 に示す。スイッチ切り替え時のアーク放電およびそれによる接点損耗を防ぐために、半導体変換器の制御を併用し、零電圧での接点投入(b)、接点間の電流転流制御(c,d)を行い、零電流での接点切り離しを行う。

本電源の主要構成要素は変圧器および機械接点である。変圧器について概算設計を行った。周波数が 0.1 Hz と低いが、電圧も 0.1 V と低いため、二次巻き線を 4 turn と想定し、最大磁束密度 1 T を想定すると、必要な鉄心断面積は 0.13 m^2、鉄心寸法は 0.3 m×0.6 m×0.6 m 程度であり、実現可能な寸法に収まっている。

主回路で使用する接点は、主回路電圧が 1 V 未満と極低電圧であることから空隙は 0.1 mm 程度で済み、圧電素子による駆動が可能となる。図 2.5.4.7 に機械接点の概念図を、表 2.5.4.2 に本電源の主要仕様を示す。

圧電素子駆動接点の実現性を確認するための実験研究を行っており、それについては、3.2.4 に記述する。

Table 2.5.4.1. Required capacity for power supplies to swing the magnetic axis.

(a) Case of using separated power supplies

Helical coils	OV coils	IS coils	IV coils	Total
1.0 MW	100 kW	300 kW	1.1 MW	2.5 MW

(b) Case of using combined coils set and single power supplies

	Main coils	Auxiliary coils	Total
Case 1	148 kW	143 kW	291 kW
Case 2	4 kW	144 kW	148 kW

Table 3.2.4.1 Specifications of the power supply using mechanical contact switches.

Output : 0.1 V, 100 kA, 0.1 Hz
Primary converter : 50 V, 200 A, 10 kVA
Transformer: primary winding : 2,000 turn, secondary winding. 4 turn, Cross section of core : 0.13 m^2,　core size : 0.13 m^2, 0.3 m×0.6 m×0.6 m
Switching device : Piezo driven mechanical contact

参考文献

[2.5.4.1] H. Chikaraishi et al., Plasma and Fusion Res.. 7 (2012) 2405051.
[2.5.4.2] H. Chikaraishi et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 89 (2016) 0606204

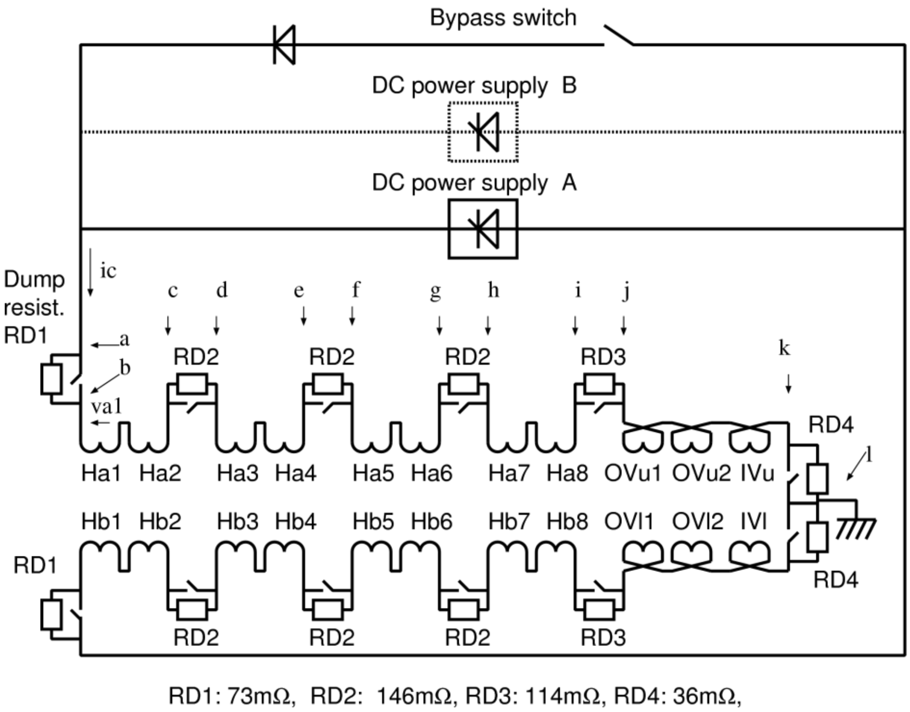


Figure 2.5.4.1 Circuit diagram of the power supply system which excite all the magnet coils with a single power supply. (Reproduced from [2.5.4.1].)

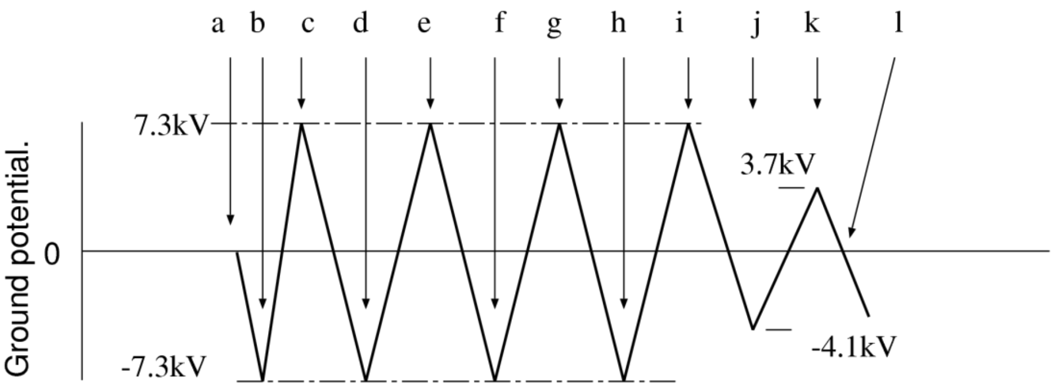


Figure 2.5.4.2 Ground voltage when the quench protection works. (Reproduced from [2.5.4.1].)

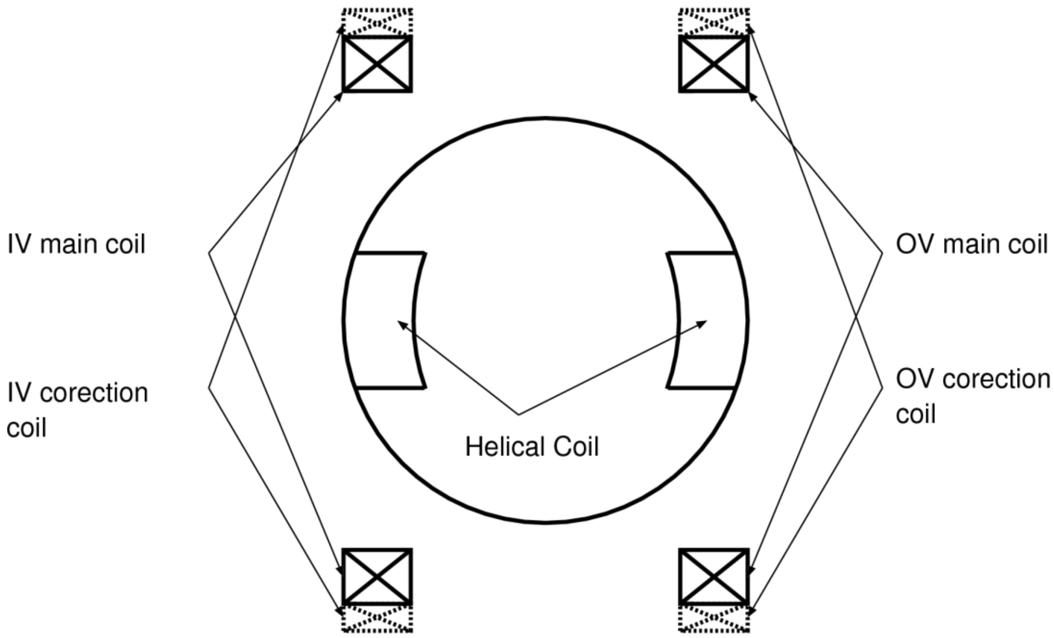


Fig.2.5.4.3 Concept of main and control coils for FFHR. (Reproduced from [2.5.4.1].)

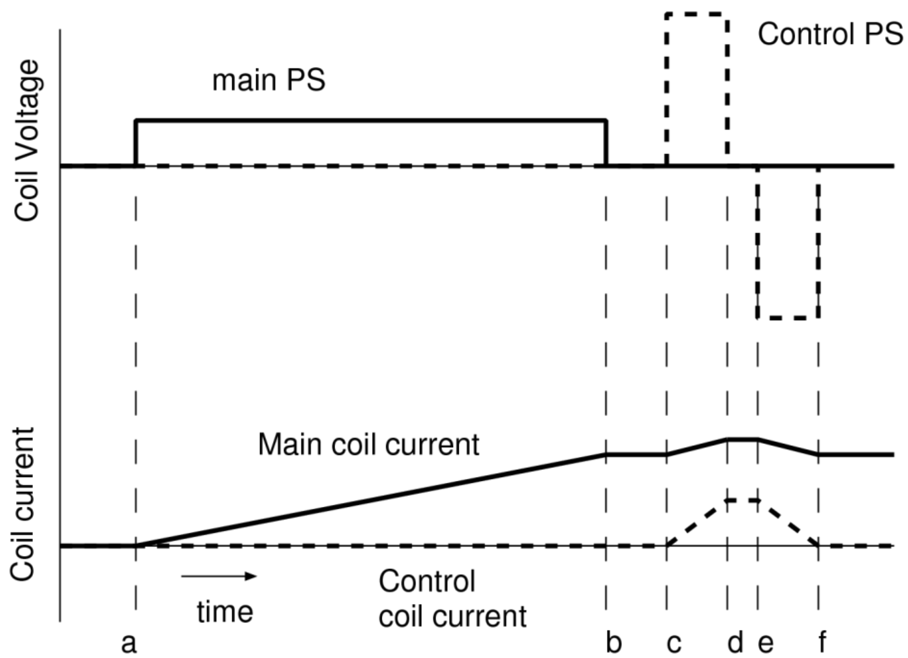


Fig.2.5.4.4 Concept of excitations for main and control coils for FFHR. (Reproduced from [2.5.4.1].)

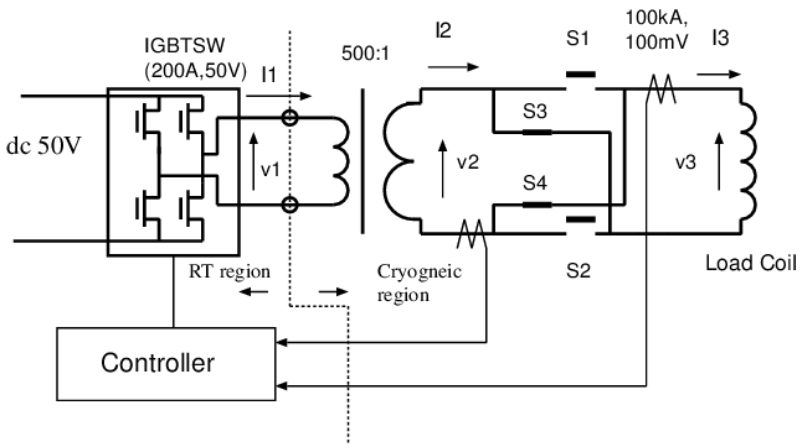


Fig. 2.5.4.5 Circuit diagram using mechanical contact as switching devices. (Reproduced from [2.5.4.2].)

(a) Operation sequence. **(b) Detailed sequence of switches**

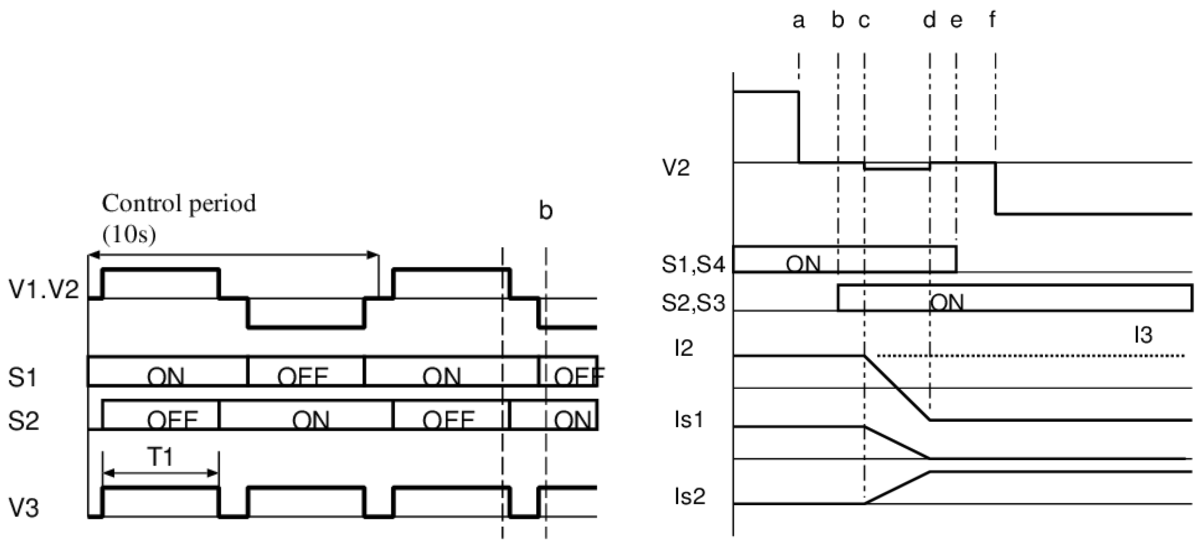


Fig. 2.5.4.6 Operation sequence of a power supply using mechanical contact as switching devices. (Reproduced from [2.5.4.2].)

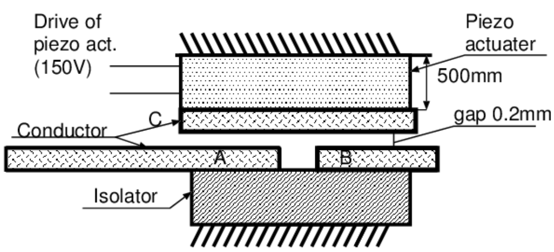


Fig. 2.5.4.7 Conceptual design of mechanical contact driven by piezo electric driver. (Reproduced from [2.5.4.2].)

2.5.5 電流供給システム

電流供給システムは、FFHR-d1 本体の各超伝導コイルに電流を供給するために、直流電源とコイルを繋ぐ部分である。これについて検討を行うにあたり、現状の LHD と ITER で採用されているシステムについて概略をまとめ、そこから FFHR-d1 用として想定される電流供給システムの基本構成について記述する。

2.5.5.1 バスラインとフィーダ

LHD では、装置本体の超伝導コイルから十分離れた場所に設置した直流電源の近傍に電流リードを置き、そこから装置本体まではフレキシブルな超伝導バスラインを敷設している。また、バスラインの端末部は装置本体の断熱真空容器の中に設置され、そこから各超伝導コイルの口出し用導体と接続されている。LHD の超伝導バスラインの鳥瞰図を Fig. 2.5.5.1 に、バスラインの内部構造を Fig. 2.5.5.2 に示す。バスラインの平均長は 55 m である。LHD ではコイル電流の最も大きい OV コイルにあわせ、全バスラインの電流容量は 32 k A にそろえている。プロトタイプのバスライン（超伝導導体は実機と同じ）では 40 kA 迄の試験を行っており、運転電流に対して大きな尤度を有する。LHD ではこれまでの 17 年の運転において、バスラインが原因で実験を止めるようなトラブルは無く、安定且つ高い信頼性のもとで稼働してきた。長尺のバスラインでは内部の超伝導導体を外層のコルゲート管よりも若干長く作ってあり、これにより、冷却時の熱収縮を吸収している。また、完成後は定期的に X 線検査を行うことによって内部状態を観察している。これをもとに、2015 年には、一部、外層コルゲート管の補正作業も行った。

一方、ITER の電流供給システムでは、LHD のフレキシブル超伝導バスラインとは異なり、コイルに用いているケーブルインコンジット導体を直接的に外部の取り合いであるターミナルボックスまで導く構造をとっている。トロイダル磁場（TF）コイルの電流値が 68 kA と最も大きく、次いでポロイダル磁場（PF）コイルの 55 kA、中心ソレノイド（CS）コイルの 45 kA、磁場補正（CC）コイルの 10 kA となっている。ITER のバスラインはフレキシブルな構造ではなく全長は LHD より短く、約 30 m である。熱収縮の吸収方法、超伝導導体の接続方法に、若干の開発要素を残すが、これらについてはモックアップによる試験で、課題を克服するよう準備を行っている。ITER のフィーダシステムは全部で 30 系統ある。TF コイルと同じ超伝導導体を用いる限り、自己磁場はコイルに比べ小さく、フィーダの臨界電流は 100 kA 以上と推測できる。ITER のフィーダシステムの主要諸言を表 2.5.5.1 にまとめる。

FFHR-d1 のフィーダとして LHD と同様のフレキシブル超伝導バスラインが良いか、あるいは、ITER と同様にコイルの口出しを外部まで引き出す構造が良いか、今後の検討と選択が必要である。LHD 型のバスラインの長所は敷設のやりやすさであるとともに、本体の口出しも簡素化できるメリットがある。

FFHR 用の超伝導導体の運転電流は現在の設計では 94 kA である。ITER-PF コイルに用いられているのと同じ構造の CIC 導体を FFHR のフィーダに使用するのであれば、フィーダにする大きな課題の克服は必要ない。100 kA 級超伝導導体の接接部の構造、熱収縮吸収の方策、熱侵入の低減、等に対する要素開発で、FFHR 用のフィーダ

システムは設計可能である。但し、放射線などの対策については改めて検討する必要がある。一方、FFHR-d1 のマグネット設計では、現在、高温超伝導（HTS）導体を用いたオプションが有力な選択肢となっている。この場合は、外部には LHD 型のフレキシブル超伝導バスラインを用いる方式の選択が考えられる。この場合、超伝導バスラインにも HTS 導体を適用し、マグネットとバスラインともに、ヘリウムガス（温度 20 K 程度）を用いた冷却方式が想定される。この場合、マグネットに加えてバスラインにも開発課題が加わるが、昨今の電力用 HTS 超伝導送電ケーブルの発展とも歩調を合わし、十分な性能を有したものを用意することが可能と想定される。また、クライオスタット内部でコイルの口出しと接続を行う部分についても最適な構造の選択等、今後の課題となる。

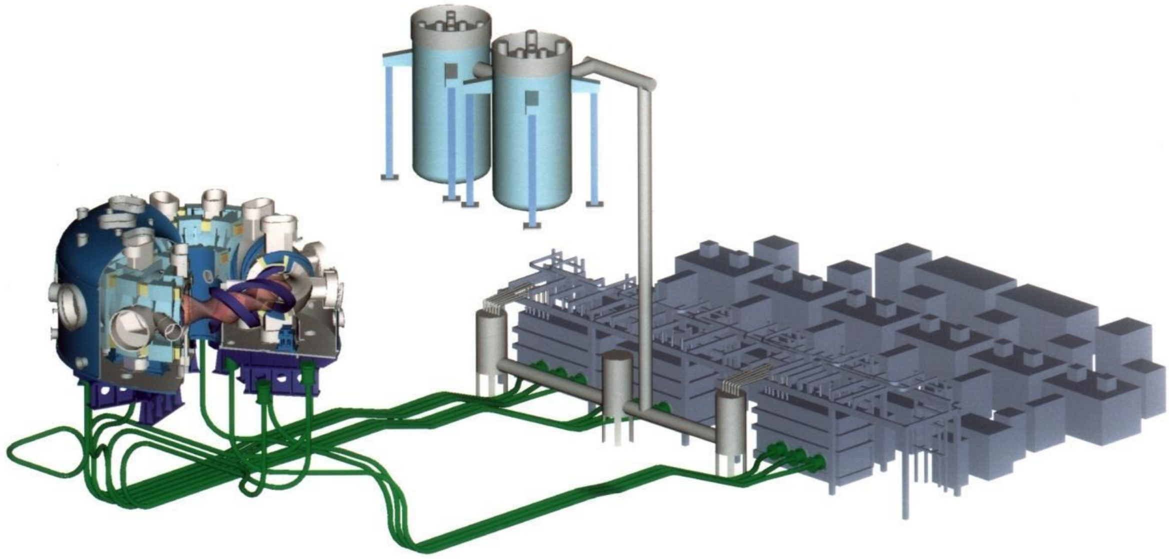


Fig. 2.5.5.1 Bird’s eye view of the superconducting bus-lines for LHD.

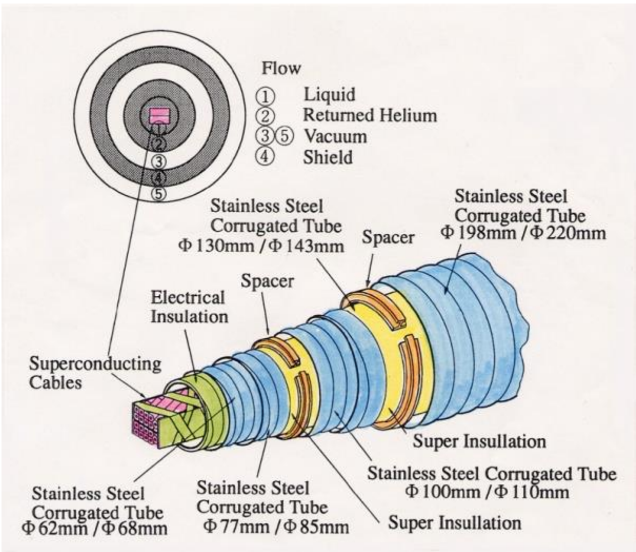


Fig. 2.5.5.2 Structure of the superconducting bus-lines of LHD

Table 2.5.5.1 Number and rated current of SC feeders in ITER

Coil Name	TF Coil	PF Coil	CS Coil	Correction Coil
Rated Current	68 kA	55 kA	46 kA	10 kA
Number of feeder	9 pairs	6 pairs	6 pairs	9 pairs

2.5.5.2 電流リード

電流リードは、常温に設置された直流電源と極低温環境の超伝導コイルを結ぶインターフェースである。1990 年代に建設された LHD では、当時の銅ケーブルを用いた自己蒸発方式の電流リードが用いられている。上記のバスラインに合わせて全 12 対で、ヘリカルコイル用は定格電流 18 kA、ポロイダルコイル用は 32 kA である。各電流リードに設けた液体ヘリウム貯槽を連結する配管を設けることにより、液面高さをほぼ一定に保つ制御など、各所に工夫を入れており、これまでの安定な運転を実現した。電流リード全体の液体ヘリウムの消費量は最大 650 L/h である。

一方、ITER には、2000 年代に入って開発が進んだ高温超伝導（HTS）電流リードが用いられる。HTS 線材を電流リードの一部に用いることで、電流リードを介した極低温への熱侵入量を従来の常伝導電流リードと比べて数分の 1 に下げることが可能であり、現在の主流となっている。ITER-TF 用の HTS 電流リードの主要設計パラメータを表 2.5.5.2 に示す。全長は 3.71 m（バスラインとの接続部を含む）で、バスライン及び HTS 電流リードは Paschen タイトの電気絶縁構造で設計されている（DC 30 kV）。HTS 線材の高温端の温度は 65 K で定常電流 68 kA で運転できるよう設計されている。また、プロトタイプの HTS 電流リードの試験では、65 K での臨界電流は 80 kA 以上で、68 kA 運転での臨界温度は 80 K 以上であることが確認されている。定格電流で寒冷停止時の最大許容時間（Loss of flow accident time）は 380 秒（設計値 400 秒）であった。HTS 電流リードに使用している HTS テープ線材は AMSC 社の Bi-2223（約 100A の線材）で、5 layer×12 stack のパネルを 18 個（トータル 1080 並列）で構成されている。

現在、住友電工製の Bi-2223 線材（DI-BISCCO）は同じテープ幅で 200 A の運転電流となっている。そこで、実機 ITER の TF 用 HTS 電流リードでは住電の DI-BISCCO を使用し、並列数を 2 割程度減少させた設計を進めている。これらの ITER の電流リードの研究開発状況を勘案すれば、ITER の 68 kA の HTS 電流リード技術を FFHR へ適用可能であり、大きな課題等は無いと思われる。

Table 2.5.5.2 Parameters of HTS Current leads of ITER TF coils.

Items	Unit	Value	Remarks
Rated current	kA	68	
Temperature at HTS warm end	K	65	At operation current 68 kA
Operating temperature margin	K	< 20	AT warm end temp. of 65 K
Joint resistance at 65 K	nΩ	< 10	
Joint resistance at 5 K	nΩ	< 2	
Loss of flow accident time	sec	> 400	Carrying full current
Hot spot temperature	K	< 200	Take 160 K for design
Burnout time from quench	s	> 13	Including 2 s delay
Temperature at HEX warm end	K	300	Design for 25 ^{o}C
Helium temperature at HEX inlet	K	50	
Max. helium pressure in HEX	MPa	0.6	
Max. heat leak at cold end	W	15	
Maximum voltage	kV	30	Paschen resistant
External magnetic field	mT	50	

2.6 ブランケット

2.6.1 中性子工学設計

2.6.1.1　ブランケット方式および遮蔽体材料の検討

FFHR-d1概念設計における増殖ブランケット方式および放射線遮蔽体材料の選択について、中性子工学設計の観点からの検討を実施した[2.6.1]。FFHR-d1においては炉心プラズマがトーラスの内側（インボード側）に寄ることから、インボード側のブランケットおよび放射線遮蔽体の厚みを薄くする必要がある。この制約下で発電を実証するために、(1) 1.0より十分に大きなトリチウム増殖比（TBR: Tritium Breeding Ratio）の確保、および、(2) 30年程度の運転を可能とする超伝導マグネットに対する放射線遮蔽をブランケット方式および遮蔽体材料選択における条件とした。特に、インボード側のブランケットおよび放射線遮蔽体の厚みは、炉サイズや磁場強度、蓄積磁気エネルギー等の主要設計パラメーターを決定づける主要因の一つであり、炉心プラズマ、マグネット、炉内機器、設計統合タスクグループとの間で整合性を議論しながら決定した。

FFHR-d1における増殖ブランケット方式および遮蔽体材料の検討では、図2.6.1.1に示すような単純トーラス体系における中性子・γ線輸送計算をモンテカルロコードMCNP-5[2.6.2]および核データライブラリJENDL-3.3[2.6.3]を用いて実施した。FFHR-d1では、インボード側（トーラス内側）の約15%がブランケットを薄くする領域となる。検討の結果、インボード側については放射線遮蔽機能に重点を置き、プラズマに面して15 cm厚のトリチウム増殖ブランケットを設置し、その後段に、高速中性子の遮蔽性能にすぐれたWC（炭化タングステン）遮蔽体を厚み55 cmで置くこととした。それ以外の部位については、60 cm厚のトリチウム増殖ブランケットを設置し、その後段に、従来のFFHRシリーズと同様に、フェライト鋼＋B_4C（炭化ホウ素）遮蔽体を60 cm厚以上の厚みで設置する。WCは重量密度の大きさの観点からインボード側のみに設置することとした。

この体系において、各種液体トリチウム増殖ブランケット候補のトリチウム増殖比(TBR)を計算した結果を図2.6.1.2に示す[2.6.4]。この増殖比は炉心プラズマが完全に増殖ブランケットに覆われ、体系からの中性子の漏えいを考慮していない計算結果である。Liブランケットでは^{6}Liを天然比の7.5%から35%に、その他のブランケットでは90%に濃縮した場合の値である。実際の3次元体系において増殖ブランケットがプラズマを覆うカバー率を0.85程度[2.6.5]とすると、この計算では、少なくとも～1.2以上、1.3に近い値を得ておく必要があるが、Li + Be/V合金（バ

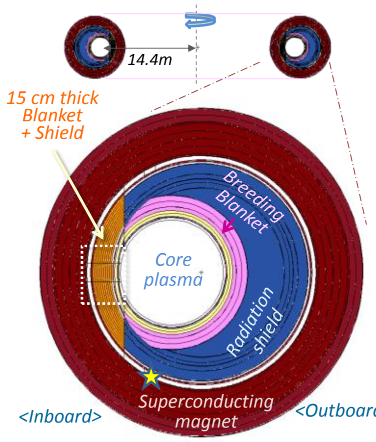


Figure 2.6.1.1　A fully-covered simple torus model for neutronics investigation of FFHR-d1. ☆: Position for comparison of fast neutron fluxed shown in Figure 2.6.1.3 [2.6.4].

ナジウム合金）ブランケットにおいて～1.4の最も高いトリチウム増殖比が得られ、次にFLiBe＋Be/FS（フェライト鋼）ブランケットにおいて～1.3となった。また、増殖ブランケット方式の選択は、超伝導コイルに対する中性子遮蔽にも影響を及ぼす。フェライト鋼+B_4C放射線遮蔽体の背面にあたる、図2.6.1.1中の星（☆）印部分における高速中性子フラックスを中性子壁負荷1.5 MW/m^2の条件に対して計算し、比較した結果を図2.6.1.3に示す。Li冷却増殖ブランケットを設置した際に遮蔽体背面における高速中性子フラックスが著しく増加しており、同じ体系、厚みで比較した際には、Liの中性子遮蔽性能が低いことがわかった。そのため、インボード側のブランケット空間が薄いFFHR-d1の条件においても十分なトリチウム増殖比を確保し、遮蔽能力に優れたFLiBe+Be/FS(フェライト鋼)ブランケットをFFHR-d1の設計活動推進における第一候補として選択した。他の増殖ブランケット方式についても、中性子工学設計の最適化により、FFHR-d1体系においてトリチウム自己増殖と放射線遮蔽を両立できる可能性があるため、引き続き、設計活動において中性子工学設計の最適化研究を進めている。

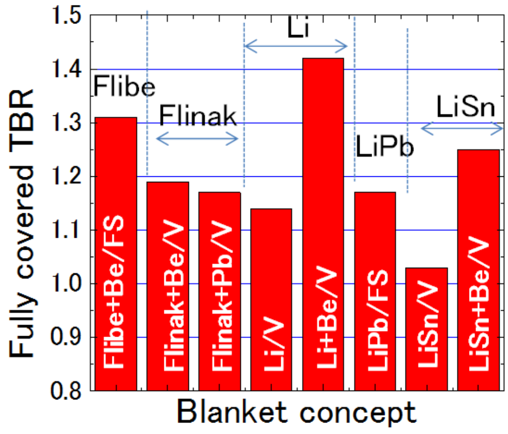


Figure 2.6.1.2 Comparison of tritium breeding performances of self-cooled liquid blankets [2.6.4].

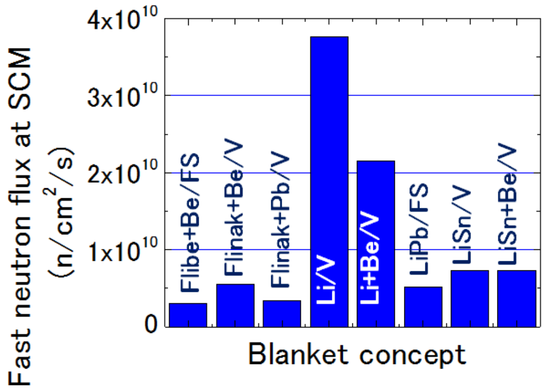


Figure 2.6.1.3 Comparison of fast neutron (>0.1 MeV) shielding performances of self-cooled liquid blankets. Compared at the ☆ mark in Figure 2.6.1.1 [2.6.4].

以上の材料選択およびトリチウム増殖ブランケット、放射線遮蔽体材料の選択の結果、超伝導コイルの巻き線部において、核発熱は冷凍可能能力を上回らない～0.5 mW/cm^3 に抑えられると評価した。また、高速中性子フラックスについても、これまでのFFHR設計において30年運転を成立させるために1.0×10^{10} n/cm^2/s を遮蔽目標値としてきたのに対し、本計算では20年間運転の目安となる1.5×10^{10} n/cm^2/s となり、今後の設計改良努力によりさらに長期の運転を可能とする見通しが得られた。

2.6.1.2　3次元中性子工学設計

F FHR-d1におけるトリチウム増殖ブランケット、および、遮蔽体の3次元形状案についても中性子工学設計の観点から検討を進めた[2.6.6-7]。ヘリカル型核融合炉の中性子工学設計においては、トーラスの接線方向への中性子の漏れ（中性子ストリーミ

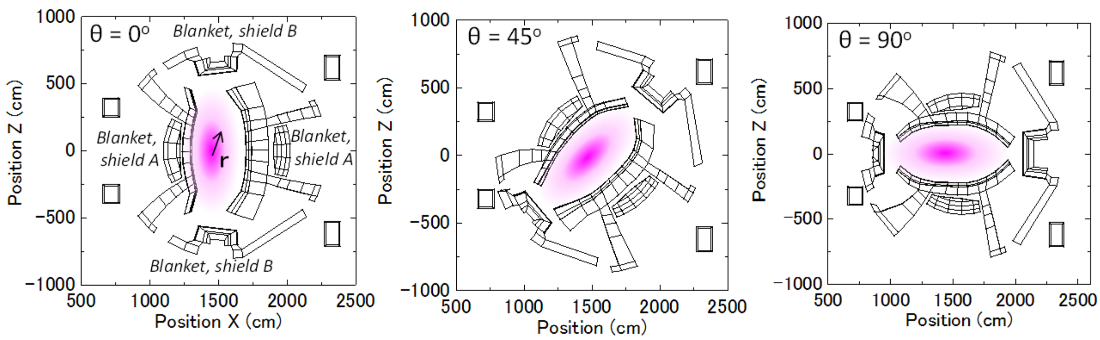


Figure 2.6.1.4 Cross sections of the 3-D FFHR-d1 model prepared for evaluation of tritium breeding ratios (TBRs) and radiation shielding performances by neutron and gamma-ray transport calculation.

ング）の重要性が指摘されてきており、最終的なトリチウム増殖能力及び放射線遮蔽特性の詳細評価のためには、3次元ヘリカル形状を模擬した中性子輸送計算が必須となる。

設計統合タスクグループにより作成された炉の断面図をもとに、中性子遮蔽能力を改善するためにブランケット形状の調整を行ない（図2.6.1.4）、それを元に3次元輸送計算体系（図2.6.1.5）を構築してトリチウム増殖比(TBR)、及び、超伝導コイルに対する放射線遮蔽の評価を行った。増殖ブランケットはFLiBe+Be/FS（フェライト鋼）、遮蔽体については、インボード側にWC、そのほかの部分にではFS+B_4C遮蔽体を模擬してい

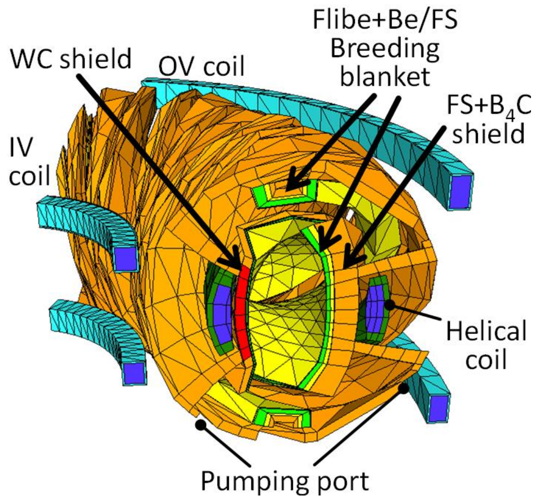


Figure 2.6.1.5 A 3-D model of FFHR-d1for neutron and gamma-ray transport calculations. IV coil: Inner vertical coil, OV coil: Outer vertical coil.

(a) Horizontal cross section (b) Vertical cross section

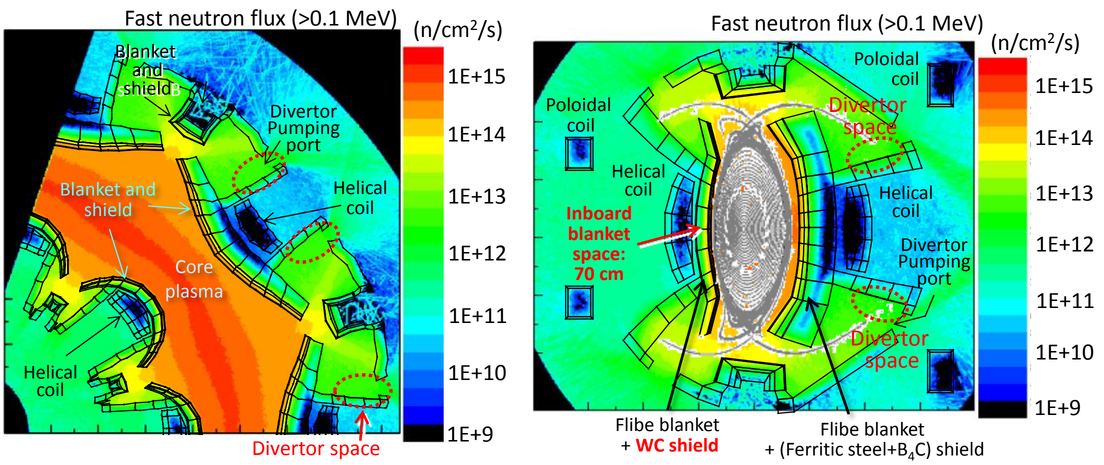


Figure 2.6.1.6 Calculated distribution of fast neutron fluxes (>0.1 MeV) in FFHR-d1. In the figure (b), magnetic field lines are superimposed on the core plasma position.

る。輸送計算では炉心プラズマの最外殻を磁場計算結果に基づいて設定し、イオン温度及び密度分布が中心軸からの規格化した距離rに対して、$(1-r^2)$に比例するとした簡易的な中性子発生分布を仮定している。中性子発生率は、核融合出力が3 GWとなるように設定した。

図2.6.1.6に0.1 MeV以上の高速中性子束分布の計算結果例を示す。この体系において、FLiBe+Be/FSブランケットのトリチウム増殖比は1.18(要確認)となり、十分なトリチウム自己増殖性能が見込めると評価した。また、インボード側のヘリカルコイル巻線部において、0.1 MeV以上の高速中性子束は～2×10^{10}n/cm^2/s、核発熱は0.6 mW/cm^{3}と評価しており、概ね単純トーラス体系において検討した遮蔽性能の見通しに近いことを確認した。第一壁の中性子壁負荷分布については、FFHR-d1設計では平均1.5 MW/m^{2}が基本パラメーターとなっている。3次元体系を用いた本計算により、インボード側において2.0 MW/m^{2}で最大になり、ピーキングファクターは ～1.3であることを確認した(図2.6.1.7)。

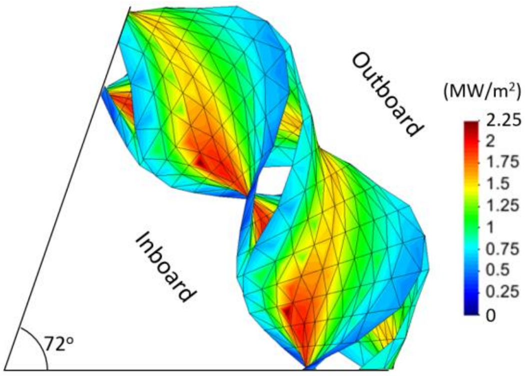


Figure 2.6.1.7　Distribution of calculated neutron wall loading on the first walls of FFHR-d1 blankets. (Top view, toroidal angle: 0-72 deg.)

2.6.1.3　FLiNaBe ブランケットの検討

本プロジェクト後期では、FLiBeと比較して融点が100℃低く、高効率発電により適していると考えられるFLiNaBe（融点305℃）をトリチウム増殖/冷却材の候補として検討した。FLiNaBeはFLiBeの成分にNaが加わるため、トリチウム増殖性能が若干低下するものの、３次元中性子輸送計算により、FFHR-d1体系では十分なトリチウム増殖比、1.10が確保できるとの見通しを得た（FLiBeに対しては、1.18。ともに^{6}Liは90％濃縮。）。この結果に基づき、FFHR-d1の現在のトリチウム増殖/冷却材の第一候補はFLiNaBeとなっている[2.6.8]。

2.6.2 増殖ブランケット

2.6.2.1　増殖ブランケット内の核発熱分布

ブランケットユニットの構造、熱流動詳細設計に進む際に必要となる核発熱分布の評価を行った結果を図2.6.2.1に示す。各層の厚みは、FFHR-d1で最も設計条件が厳しくなるインボード側におけるブランケットユニットを模擬している。トリチウム増殖/冷却材はFLiBe、^{6}Liは90％濃縮、中性子壁負荷を2.0 MW/m^{2}とした場合の中性子核反応と２次ガンマ線から付与される発熱エネルギーの分布を示している。合わせて各材料の表面からの発熱分布を抽出して、深さ方向の依存性をプロットしている。Be増倍材のペブルサイズについては、トリチウム増殖性能に及ぼす影響は小さく、この計算例では直径1.5 cmとしている。

この核発熱分布に加えて、第一壁へのプラズマからの熱負荷（現状では～0.1 MW/m^{2}を想定）を考慮し、詳細な熱流動設計を推進する。

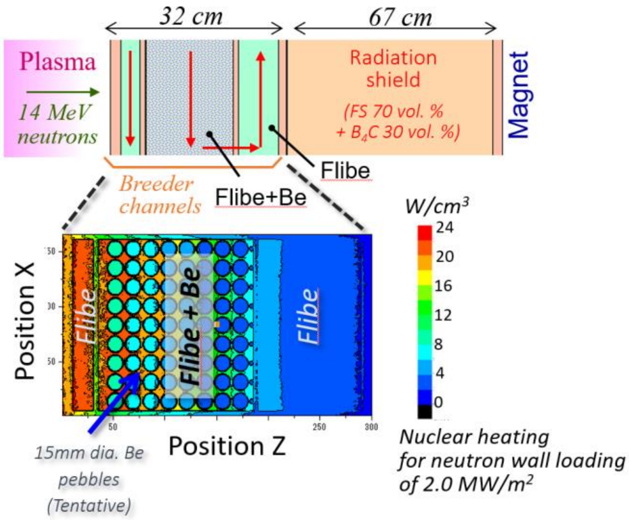


Figure 2.6.2.1　Distribution of nuclear heating in a FLiBe blanket for a neutron wall loading of 2.0 MW/m^2.

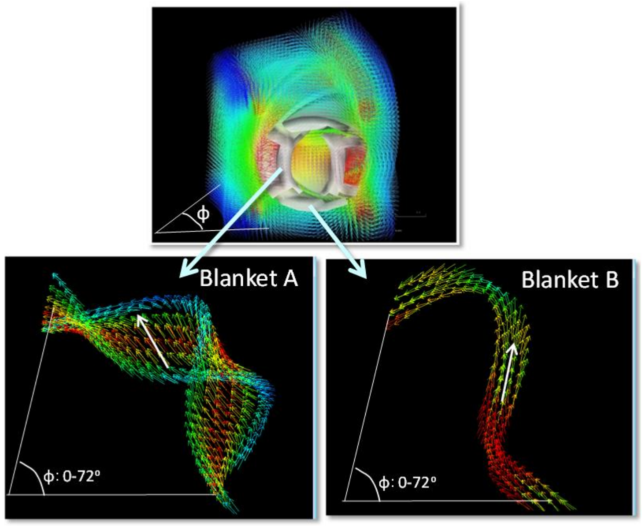


Figure 2.6.2.2　Distribution of magnetic field calculated for the previous FFHR2 design study. Lower: Distribution of magnetic field in tritium breeding blankets.

2.6.2.2　増殖ブランケット内の磁場分布

自己冷却液体ブランケットでは、液体金属を用いた場合には、磁場と垂直に流動する冷却材に生じるMHD圧力損失が生じ、また、溶融塩を用いた場合には、磁場が流動・伝熱特性に影響を及ぼす可能性が示されている。FFHR-d1の前に実施されていたFFHR2設計のコイル配置において形成される3次元磁場分布を等間隔で計算し、ブランケット構造の内部に位置する点における大きさと方向を抽出して描画した結果を図2.6.2.2に示す[2.6.1]。増殖ブランケット内においては、ヘリカルコイルが作り出す磁場成分が支配的であるため、FFHR-d1内における磁場分布についても本結果と同様と考えられる。

ヘリカルコイルに近いブランケットAでは、磁力線の向きはヘリカルコイ

ルに巻きつく方向となる。また、ヘリカルコイルから離れたブランケットBでは、ブランケットの螺旋方向に沿った向きとなる。最大磁場強度はブランケットA内で約8T、ブランケットB内で約6Tと計算された。液体金属冷却材のMHD圧力損失低減のためには、冷却材の流れ方向と磁場の方向を可能な限り平行に近づける等、今後の流路設計時の方針を決定する要因の一つとなると考えられ、３次元熱流動解析の中でこの磁場分布の影響を評価していく。また、本結果は、R&D活動で推進しているMHD圧力損失低減用のセラミック被覆開発等において、必要とされる材料性能の根拠としても利用する。

2.6.2.3　増殖ブランケットのモジュール化

ブランケット構造材に用いる材料が100 dpa（Displacement per atom; 中性子によるは

じき出し損傷の単位）まで耐えることができるとすると、FFHR-d1の最大中性子壁負荷2.0 MW/m^{2}の条件では、5-6年でブランケットを交換する必要が生ずる。連続ヘリカルコイルの分割は困難であり、また、ブランケット交換は遠隔制御のマニピュレーターやクレーンを用いて実施する必要があるため、増殖ブランケットをモジュール化し、電磁力支持構造体に設けられた大型ポート開口部より出し入れすることが必須となる。

＜モジュール分割検討案(1)＞

図2.6.2.3に、FFHR-d1設計研究の開始当初における検討案(1)の増殖ブランケット分割及び交換手順の素案を示す。増殖ブランケットモジュールはヘリカルコイルの直交断面（ヘリカルコイルの螺旋形状の中心軸に直交）に合わせて分割し、熱応力を逃がすために放射線遮蔽体（兼、支持構造）に引っ掛ける形で遮蔽体上に固定する。また、冷却材等の配管については、比較的空間に余裕があるヘリカルコイル側面を通すことを検討していた。冷却材配管については核変換生成Heの濃度を再溶接可能なレベルに抑制する必要があるが、ヘリカルコイル側面であれば、遮蔽の増強も可能であると考えられる。ブランケットモジュールの寸法を決める要因としては、ポートサイズ、磁場変動時の電磁応力、リモートハンドリング機器の運搬可能重量等が考えられる。

＜モジュール分割検討案（２）＞

検討案（１）のように、ブランケットモジュールをヘリカルコイルの直交断面で分

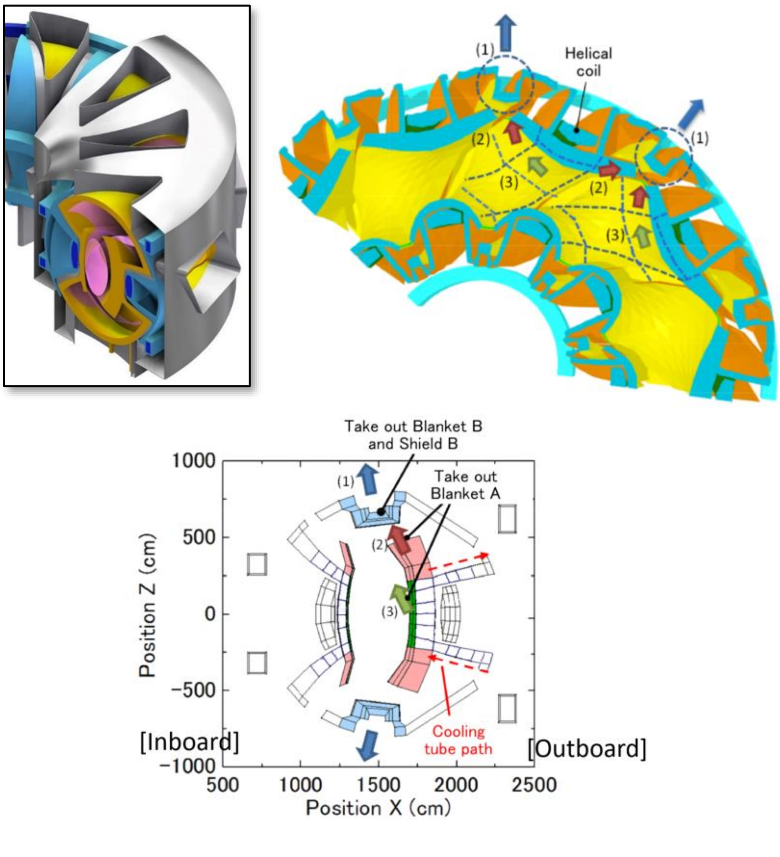


Figure 2.6.2.3　Box-shaped blanket modules proposed in the early stages of the FFHR-d1 design study

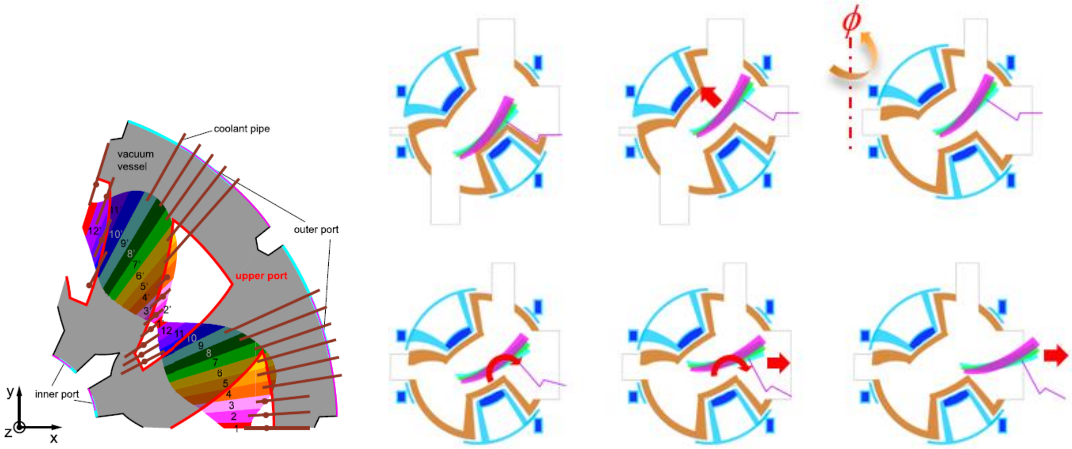


Figure 2.6.2.4　Concept of T-SHELL blankets（Toroidally-Sliced, HELically-Linked breeder blankets）proposed in the FFHR-d1 design study to improve the replacement process significantly. [2.6.9].

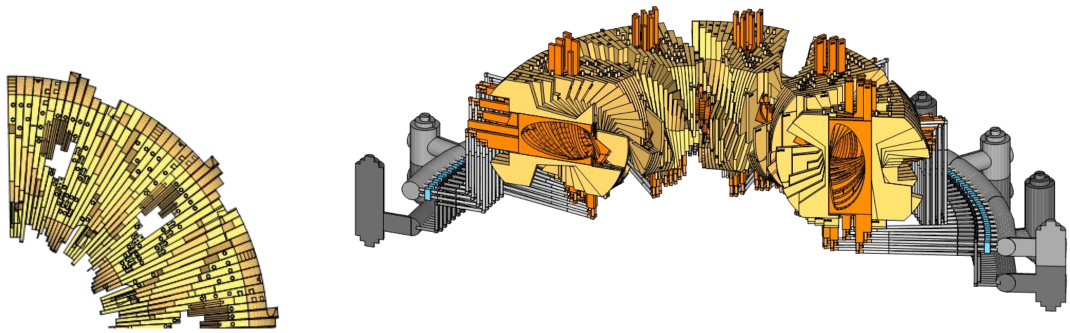


Figure 2.6.2.5　Concept of CARDISTRY-Blanket (CARtridges Divided and InSerTed RadiallY) proposed in the FFHR-d1 design study to improve both the fabrication process and replacement process dramatically. [2.6.10].

割した場合、メンテナンス時にポートから炉内に搬入した後に、トロイダル方向への移動や３次元回転運動のような複雑な操作をリモート制御で行う必要が生ずる。これに対して、メンテナンスポートから搬入したモジュールを可能な限り単純なリモート操作で設置、運転後に交換することを目指して、トーラスのポロイダル面で垂直方向に分割するT-SHELLブランケット (Toroidally-Sliced, HELically-Linked breeder blankets) 方式が提案された（図2.6.2.4 [2.6.9]）。

　この垂直分割方式のブランケットモジュールでは、流路の折り返しはなるべく減らすことで内部構造を単純化することが望ましいと考えられ、熱除去の条件が一番厳しくなる第一壁流路の長さは10m程度となる。

＜モジュール分割検討案（３）＞

　さらに、ブランケットモジュール及び放射線遮蔽体を垂直方向に分割し、特にブランケットモジュールをスライドして引き出すことで迅速な交換を可能とする、CARDISTYブランケットが提案されており（図2.6.2.5 [2.6.10]、現在、トリチウム増殖及び放射線遮蔽能力等の中性子工学特性、熱流動計算に基づく内部流路構造に関して、詳細検討を進めている。

2.6.3 放射線遮蔽体

2.6.3.1　遮蔽体内の材料配置検討

FFHR-d1設計において、もっとも中性子遮蔽の条件が厳しくなるインボード側では、鉄系材料等で製作する筐体の中にWC遮蔽体ブロックをなるべく高密度で配置する。遮蔽体内の温度は、内部にHeガス等を循環させて制御することを想定しているが、このガス循環チャンネルの体積割合を大きくしてしまうと、超伝導コイルに対する中性子遮蔽性能が低下する。超伝導コイルに対する中性子遮蔽条件を満たすために、Heガス循環チャンネルの体積割合は遮蔽体全体積の５％程度に抑える必要がある[2.6.1]。

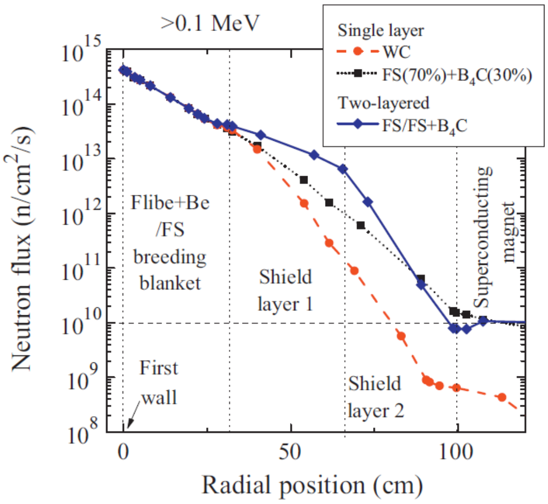


Figure 2.6.3.1　Attenuation of fast neutron fluxes (>0.1 MeV) in a single layer WC shield, single layer ferritic steel (FS)+ B_4C shield and two-layered FS/FS+B_4C shield. [2.6.1]

また、WC遮蔽体を設置するインボード以外の部分には、FFHR設計立ち上げ当初から採用されているフェライト鋼＋B_4C遮蔽体を設置する。また、将来の発電炉において、さらに効率的な遮蔽材料として使用できる可能性のあるZrH_2、TiH_2遮蔽体の使用についても、本プロジェクトにおいても検討を行った[2.6.11]。これら炭化物、水素化物を核融合炉の中性子遮蔽に用いる場合には、図2.6.3.1に示すように、フェライト鋼を遮蔽体領域の前面側に配置し、その後段に炭化物、水素化物を配置することが有効である。これは、DT反応で生じる10 MeV以上の高エネルギー中性子を減衰させるためには、鉄の非弾性散乱等を用いることが有効であること、一方、数MeV以下に減速した中性子の減衰にはB_4Cや水素化物が有効であることに起因している。これにより、中性子重照射試験が精力的に行われているフェライト鋼等の鉄系の材料を中性子フラックスの高い遮蔽体前面に配置することができる。炭化物や水素化物などの中性子重照射試験がほとんど行われていない材料は中性子フラックスの低い後段に置くことで、新たな材料開発研究課題となることを避けることができると考えられる。

2.6.3.2　ダイバータに対する中性子遮蔽

ヘリカル型核融合炉の特徴の一つに、炉心プラズマから出た磁力線がヘリカルコイルの背面に回り込むことから、炉心プラズマを直接見込まない、遮蔽体の裏側にダイバータを設置できる点が挙げられる。図2.6.3.2のFFHR-d1垂直断面図に示すように、現在検討されているダイバータ設置位置および排気開口部を反映し、これら断面図を元に、図2.6.1.5に示したものと同様の３次元体系データを作成し、中性子輸送計算を実施した[2.6.12]。

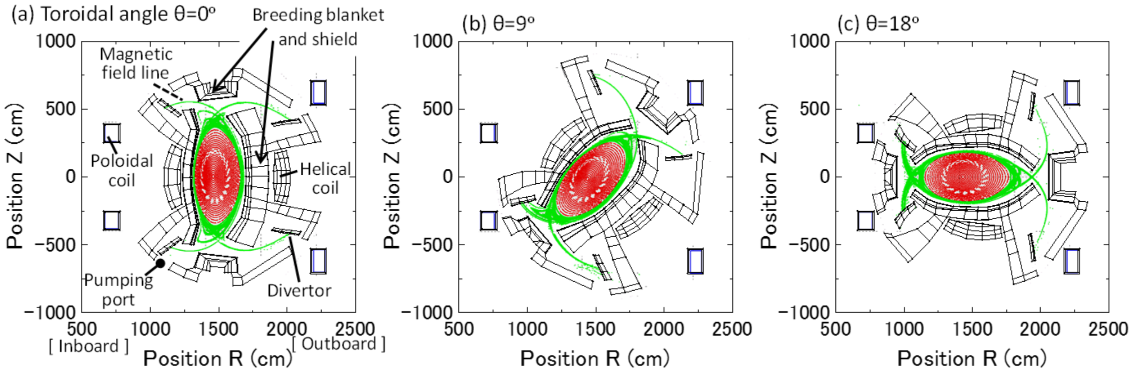


Figure 2.6.3.2 Cross sections of the 3-D neutronics calculation model for evaluation of radiation environment at divertors in FFHR-d1.

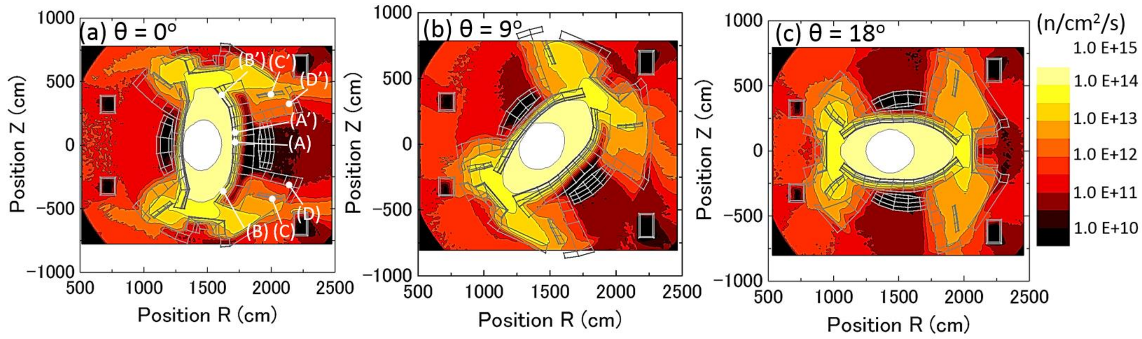


Figure 2.6.3.3 Distribution of calculated fast neutron fluxes (>0.1 MeV) in FFHR-d1. [2.6.12]

図2.6.3.3に、高速中性子（>0.1MeV）フラックス分布の計算結果を示す。また、図中の第一壁中央部(A)、(A')、第一壁端部(B)、(B')、ダイバータ表面中央部(C)、(C')、ダイバータ設置空間のもっとも奥まった部分（D）、(D')について、各ヘリカル構造体がポロイダル方向に1回転した際の高速中性子束の変化を図2.6.3.4に示している。第一壁のもっとも高速中性子フラックスが高い部分 (A)、(A')と比較して、ダイバータ中

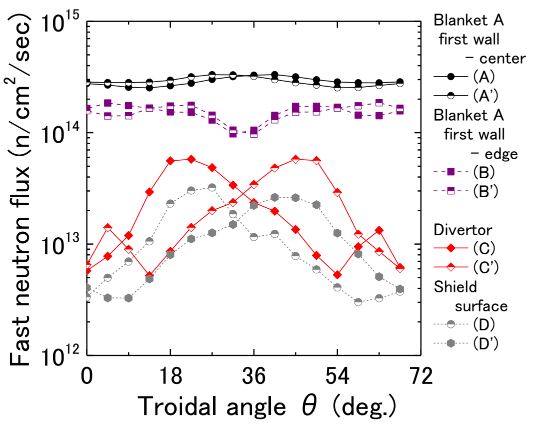


Figure 2.6.3.4 Fast neutron flux distribution (>0.1 MeV) at the first wall and divertor positions of FFHR-d1. The positions (A) - (D') are shown in Figure 2.6.3.3. [2.6.12]

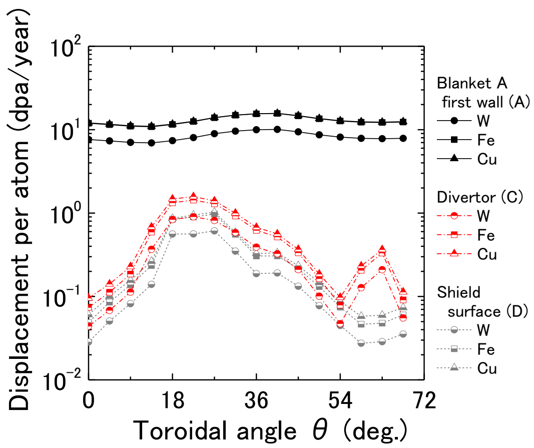


Figure 2.6.3.5 Irradiation damages of W, Fe and Cu at the first wall and divertor positions of FFHR-d1. (E_{disp} = 40 eV.) [2.6.12]

心部(C),(C’)のフラックスは1/5から1/100となっており、特にインボード側に設置されたダイバータ部で高くなる。

各部位において計算された中性子スペクトルに、ダイバータの主要候補材料であるW、Fe、Cuのはじき出し断面積で重みづけし、1年間の連続運転で想定されるはじき出し量を算出した結果を図2.6.3.5に示す。特に今回の評価では、ダイバータの冷却管への銅合金の適用を検討している。ブランケット第一壁材料については最大16 dpa/yearと算出された(dpa：Displacement per atom)。これに対し、ダイバータ部のCuでは最大1.6 dpa/yearであり、はじき出し損傷量は約１桁低い。

増殖ブランケット材料について、100 dpaを交換の目安と仮定すると、６年程度毎に交換が行われる。これと同じ時期にダイバータの交換を行おうとすると、10 dpaまで使用に耐えうる材料の開発が必要となることが分かった。また、非常に薄いダイバータユニットを開発し、ダイバータ設置空間のもっとも奥まった部位（ヘリカルコイル側面遮蔽の表面）に設置した際には、材料のはじき出し損傷量は40%程度低減され、1.0 dpa/yearとなる。この場合、約5 dpaまで耐えうる材料が開発できれば、中性子損傷の観点からは、ブランケットとダイバータの同時交換が可能になることが分かった。

参考文献

[2.6.1] T. Tanaka et al., Fusion Engineering and Design **87** (2012), pp. 584-588.
[2.6.2] J.F. Briesmester, Los Alamos National LaboratoryReport LA-12625-M (2000).
[2.6.3] K. Shibata et al., J. of Nuclear Science and Technology **39** (2002) 1125-1136.
[2.6.4] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design **87** (2012) 594-602.
[2.6.5] T. Tanaka et al., Nuclear Fusion **48** (2008), 035005.
[2.6.6] T. Tanaka et al., Plasma and Fusion Research, **7** (2012) 2405132.
[2.6.7] T. Tanaka et al., FTP/P7-36, 24th IAEA Fusion Energy Conference, 08-13 October, 2012, San Diego, USA.
[2.6.8] A. Sagara et al., Fusion Engineering and Design **89** (2014) 2114.
[2.6.9] T. Goto et al., Plasma and Fusion Research **11** (2016) 2405047.
[2.6.10] J. Miyazawa et al., Plasma and Fusion Research **12** (2017) 1405017.
[2.6.11] T. Tanaka et al., Fusion Science and Technology **68** (2015) 705-710.
[2.6.12] T. Tanaka et al., Fusion Engineering and Design **89** (2014) 1939-1943.

2.7 炉内機器

2.7.1 概要

核融合炉本体はプラズマ真空容器、遮蔽／増殖ブランケット、ダイバータ、超伝導マグネットシステム、及び装置全体を囲うクライオスタットで構成される。炉内機器設計タスクでは、このうち真空容器、ダイバータ、超伝導マグネット支持構造物、そしてクライオスタットを対象とする。ブランケットと超伝導マグネットのコイル部分はそれぞれのタスクで扱う。超伝導マグネット支持構造物は炉内機器の構造と配置に大きく関わるため、クライオスタットを含めた総合的な見地からの検討を行うためにこのタスクの範疇とした。ヘリカル型はプラズマ境界とヘリカルコイル間のスペース、特にトーラス内側の赤道面に位置する部分で厳しいため、真空容器とブランケットの３次元形状やラジアルビルド設計を慎重に行った。一方、超伝導マグネット支持構造物は励磁による変形と応力の健全性を評価しつつ、保守性を考慮した広い開口部を持つ構造を確保できるように検討を進め、基本構造を決定した。同時に、ダイバータに対して、機器設計に必要な熱・構造設計、配置と粒子・熱負荷の排気・除去方法の検討を行った。ダイバータ候補材料については、固体受熱番＋水冷却方式での機器設計を進めるとともに、液体金属を流すことによる方式も提案され、並行して研究を進めている。また、使用照射環境を考慮して熱的・機械的評価を行うとともに、トリチウムインベントリーや原子分子的な考察や分光モデルについても検討を行っている。炉内機器の保守に関しては、保守環境の検討に加え、現時点で適用可能と考えられる保守の種類について調査・研究を進めた。

2.7.2 基本構造

2.7.2.1 ラジアルビルド

ヘリカル型核融合炉では、プラズマの最外殻とヘリカルコイルの間のスペースが限られており、特にトーラス内側の赤道面位置が厳しい。この部分のプラズマとコイル間の距離はΔc-p と定義され、システムコードによる設計ウィンドウでも重要なパラメータとなっている。炉内構造としては、このスペースに第一壁、増殖／遮蔽ブランケット、プラズマ真空容器、低温輻射シールド、及びコイル容器の底板部分を適切なギャップを持って配置しなければならない。FFHR-d1 設計において、Δc-p はシステムコードによる解析とブランケット構造の検討により 890 mm と設定されている[2.7.2.1]。このうち 700 mm が第一壁を含む増殖／遮蔽ブランケットのスペースとして確保され[2.7.2.2]、残りの 190 mm が遮蔽ブランケット外壁からコイル容器外壁側に存在する機器が使用可能なスペースとなる。最新の設計検討では、遮蔽ブランケットがプラズマ真空容器の役割を兼ねることになっており、真空容器という独立した機器は存在しない。しかしながら、当初の設計ではプラズマ真空容器がブランケットの外側に存在する前提でラジアルビルド基本設計を進めた。

ヘリカルコイルおよびコイル支持構造物は常温から極低温までの熱収縮率を平均 0.3 %と仮定すると、内側トーラス部で装置中心側へ 40 mm 熱収縮により変位する。

さらにコイルに発生する電磁力による変形が加わり、これらの合計が運転時と保守時との位置の違いとなって現れる。一方、ブランケットは運転時に 400 ℃以上の高温となるが、トーラス方向や上下方向に分割された構造とすると、トーラス全体の熱変形は発生せず、コイルに近い位置に支持点を設けることで、熱変形によってラジアルビルド部分に与える影響は小さくできると考えられる。真空容器と低温輻射シールドはブランケットと一体化することでブランケットと同様の変形を想定することが可能とである。図 2.7.2.1 はトーラス内側のラジアルビルドを模式的に示した図で、上側が通常運転時、下側が建設・保守時の様子である。真空容器厚さ（ベローズ等を含めた必要空間として）35 mm、真空容器表面から低温輻射シールド表面まで 32 mm、コイル容器底部厚さ 30 mm とし、断熱空間として 63 mm を確保したラジアルビルド構造が設定され[2.7.2.3]、これらの基本寸法に基づいて詳細設計が進めらた。この場合の真空容器は遮蔽ブランケットの外側表面に取り付けられ、真空容器の外側表面にはさらに低温輻射シールドが取り付けられる（図 2.7.2.2）。真空容器の部材間の接続はすべて溶接構造で、ヘリカル容器の間の非常に狭い空間での作業が必須であす。また、真空リークが発見された場合の補修も困難であることが予想される。このため、設計方針を変更し、遮蔽ブランケットに真空容器機能を持たせることとした。いずれの場合も遮蔽ブランケットの構造物材は主

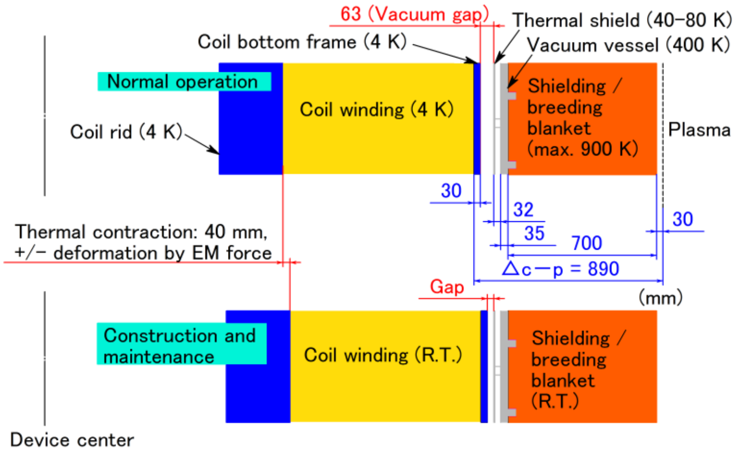


Fig. 2.7.2.1 Radial build design of FFHR-d1 at an early design phase [2.7.2.3].

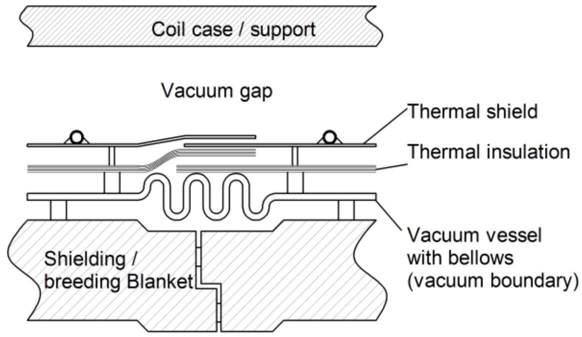


Fig. 2.7.2.2 Radial build design of FFHR-d1 at an early design phase [2.7.2.4].

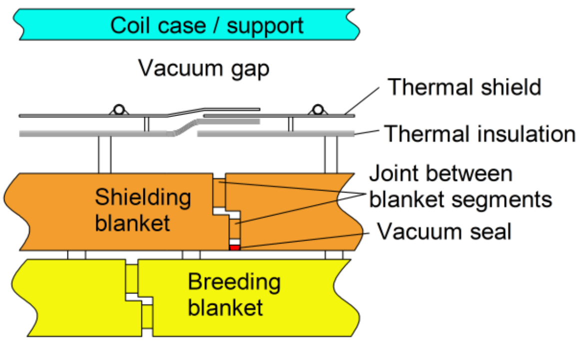


Fig. 2.7.2.3 Radial build design of FFHR-d1 at an early design phase [2.7.2.4].

要な強度メンバーであることは共通で、真空シールのための隙間のない壁を外側に貼り付けるか、遮蔽ブランケットの内側の隙間をシール部材で埋めるかの違いとなる。このような設計方針に変更したのは、組立時とリーク発生時の補修の容易さを優先したためである。図 2.7.2.3 に対応するラジアルビルド部分の模式図を示す[2.7.3-4]。

2.7.2.2 ３次元構造

FFHR-d1 ではプラズマ真空境界より外はヘリカルコイルおよび垂直磁場コイルを支えるコイル支持構造物が、プラズマ側では遮蔽ブランケットが主要な構造体となる。この真空境界はブランケットの外側あるいは内側に設けられるが、ポート形状の検討や中性子遮蔽，排気性能などの基礎計算をするためには，ベースとなる境界の 3 次元基本形状が必要となる。基本形状の定義においては、任意の位置、断面において連続した形状を保証し、3 次元 CAD データへの変換や境界条件としてプラズマ対向面の形状データを必要とする他の種々の計算コードへ適用する際に、補間によるデータ点数の縮減や形状の微修正の反映を容易にする観点から、数式によって定義することが望ましい。LHD の真空容器は、ヘリカルコイルのポロイダル角の大きさに対する関数として定義されている。FFHR-d1 においても同様の手法による定義を行うこととした[2.7.2.5]。

真空容器はトーラスシェル形状をベースとしながら、プラズマやダイバータレグとの関係から形状を決めた。ヘリカルコイル周辺については、ヘリカルコイル垂直断面でヘリカルコイル支持構造物に沿ったドーム状の形状（3 本の線分と 2 つの円弧、図 2.7.2.4）を採用した。ヘリカルコイルと真空容器の間の距離をヘリカルコイルの位置を示すポロイダル角θc（トロイダル角 ϕ に対し、$\theta c = -(5\phi + 0.1\sin(5\phi))$ の関係）の関数として連続的に変化させ、プラズマとヘリカルコイルが接近するトーラス内側でのヘリカルコイルと真空容器の距離を小さくし、ラジアルビルド設計と整合性をもたせている。

トーラスシェル部の形状は当初 FFHR-d1(γ=1.25)の設計ではダイバータ磁力線構造をできるだけ外側に引き出すため、（１）ポロイダル断面で縦長となる楕円とし、

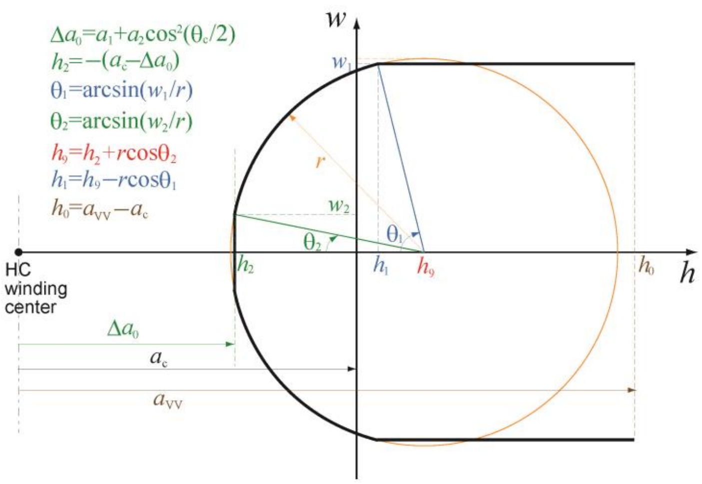


Figure 2.7.2.4　Definition of the shape of vacuum vessel on helical coil vertical cross-

（２）トーラス内外で楕円の短径を変化させている。具体的には、トーラス内側では短径 7.7 m、トーラス外側では短径 7.8 m で、長径が 8.47 m（トーラス内側短径の 1.1 倍）の楕円としている。ただし、この形状ではトーラス外側において外側ポロイダルコイルと干渉するため、更にトーラス外側には変形を与えている。数式で表現すると、$a_{\mathrm{vv}} = 7.7$ m、$b_{\mathrm{vv}} = 8.47$ m、$c_{\mathrm{vv}} = 7.7$ m、$c_{\mathrm{mod}} = 0.7$ m、$c_{\mathrm{vv}}^* = c_{\mathrm{vv}} - c_{\mathrm{mod}} \sin^2(2\theta)$（$\theta$はポロイダル角）として、トーラス内側は楕円（$a_{\mathrm{vv}}\cos\theta, b_{\mathrm{vv}}\cos\theta$）、トーラス外側はモジュレートした楕円（$a_{\mathrm{vv}}\cos\theta, c_{\mathrm{vv}}^*\cos\theta$）で定義している（図 2.7.2.5）。

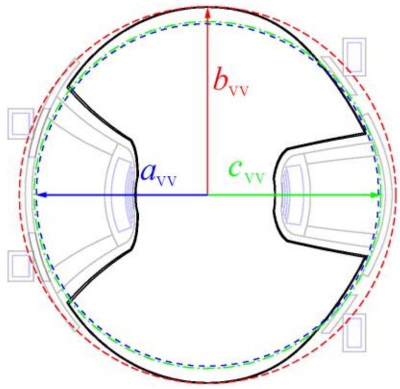


Figure 2.7.2.5　Definition of the shell-like shape of vacuum vessel on the poloidal cross-section.

ブランケットのうちヘリカルコイル直下のものについては、ヘリカルコイル垂直断面で放物線形状となるように定義し、プラズマ閉じ込め磁気面形状に沿うようにこの放物線の比例係数や全長を θ_{c} の関数として連続的に変化させている。また、厚みについても、プラズマとヘリカルコイルとの間の距離の変化に合わせて、やはり θ_{c} の関数として連続的に変化させている。具体的には、ブランケット厚み Δ_{b} については

$$\Delta_{\mathrm{b}} = \Delta_{\mathrm{b,in}} + \Delta_{\mathrm{b,add}}\cos^4\frac{\theta_{\mathrm{c}}}{2}$$

とし、放物線形状については、ヘリカルコイル垂直断面でトーラス径方向の座標をξ、それと垂直な方向の座標を η と定義した場合、

$$\xi = \begin{cases} \xi_0 \pm \dfrac{\Delta_{\mathrm{b}}}{2} + [r_{\mathrm{w}}(1 - f_{\mathrm{w}}\cos\theta_{\mathrm{c}}) + r_{\mathrm{m1}}|\sin\theta_{\mathrm{c}}|^{p_1}]\left(\dfrac{\eta}{a_{\mathrm{c}}}\right)^2 & (\text{upper at } \phi = 0) \\ \xi_0 \pm \dfrac{\Delta_{\mathrm{b}}}{2} + [r_{\mathrm{w}}(1 - f_{\mathrm{w}}\cos\theta_{\mathrm{c}}) - r_{\mathrm{m2}}|\sin\theta_{\mathrm{c}}|^{p_2}]\left(\dfrac{\eta}{a_{\mathrm{c}}}\right)^2 & (\text{lower at } \phi = 0) \end{cases}$$

となるよう定めた。ここで、upper at $\phi = 0$ は図 2.7.2.6 でシェーディングした領域を示す。また、片方のヘリカルコイル（HC1）におけるヘリカルコイル角度とトロイダル角との関係は真空容器形状定義の部分で説明したのと同じく $\theta_{\mathrm{c}} = -(5\phi + 0.1\sin(5\phi))$ であるが、もう一方のヘリカルコイル（HC2）については $\theta_{\mathrm{c}} = -(5(\phi + 0.2\pi) + 0.1\sin 5(\phi + 0.2\pi))$となっていることに注意する必要がある。また、この放物線の長さについては、η 軸方向の最大座標 $w_{\mathrm{b}} = \eta_{\max} = -\eta_{\min}$ を

$$w_{\mathrm{b}} = \begin{cases} w_{\mathrm{b0}} + w_{\mathrm{b,add}}\cos^6\dfrac{\theta_{\mathrm{c}}}{2} & (\text{upper at } \phi = 0) \\ w_{\mathrm{b0}} + w_{\mathrm{b,add}}\cos^6\dfrac{\theta_{\mathrm{c}}}{2} + w_{\mathrm{b,mod}}\sin^2\theta_{\mathrm{c}} & (\text{lower at } \phi = 0) \end{cases}$$

で定義している。これにより、ヘリカルコイル直下のブランケットの張り出し部分の背面に位置するヘリカルコイル側部のブランケットについては、直接プラズマに面しておらず中性子スペクトルの観点からトリチウム増殖には寄与しないと考えられることから、遮蔽性能のみで十分と考え、厚みを 0.4 m、それ以外のトーラスシェル部については、トリチウム増殖への寄与も見込めることから増殖層厚みを考慮して 0.7 m としている。但し、これらの厚みは重量の観点から増殖・遮蔽性能を保持できる範囲での検討が必要と考えられる。また、ヘリカルコイル直下のブランケットについても、上記数式での定義はヘリカルコイルとプラズマの間の空間をできるだけ多く活用するように考えているが、特にトーラス外側の厚みについては、やはり重量の観点から検討が必要である。

支持構造物はヘリカルコイルを覆うトーラスシェル構造とした。トーラスの基本外形は、真空容器外形から図 7.2-5 のような２つの楕円を組み合わせた構造とし、基本板厚は 300 mm とした。ポロイダルコイルは 200 mm のケースを介してトーラス構造

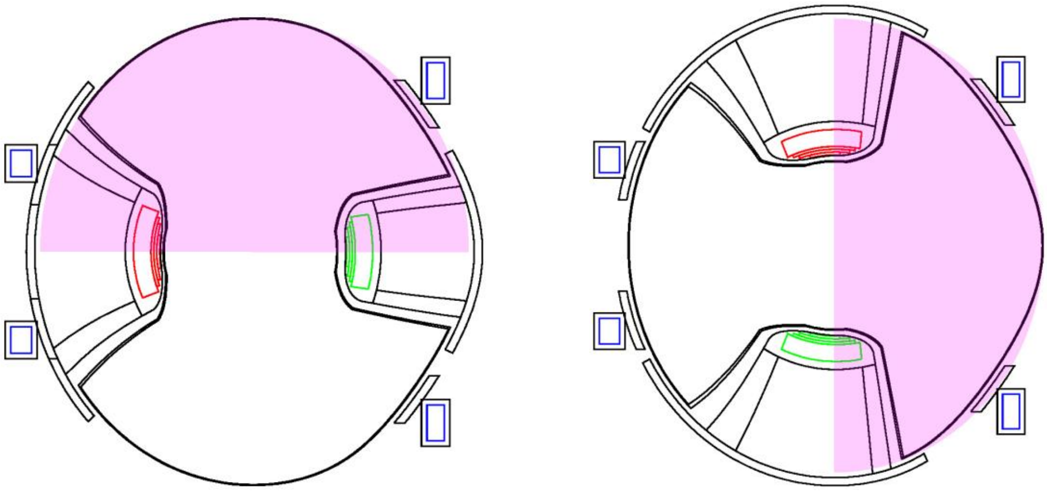


Figure 2.7.2.6　Segmentation of the blanket shape modulation. The shaded area corresponds to “upper at $\phi = 0$” for the formulae which give the shape of blanket at the bottom of helical coil.

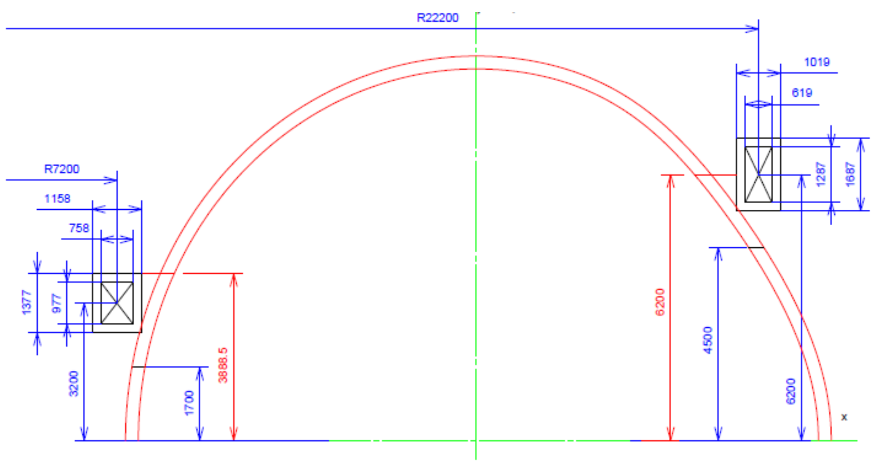


Figure 2.7.2.7　Fundamental design of the coil support torus structure for the early design of FFHR-d1.

物に接続されるものとし、接続部材の位置は高さ方向の位置によって決めた。このトーラス構造物にヘリカル容器と一体化したアーム形状の部材によりマグネット支持構造物を構成する。

真空容器ポートは真空容器のプロファイル及びマグネット支持構造物の開口部から以下の要領でポートの形状案を作成した。ポートは本体上部（upper port）、下部（lower port）、外側（outer port）、内側（inner port）に設けられ、断熱空間及び機器の変形を考慮してマグネット支持構造物開口部から 250 mm 離れた位置から更に 500 mm 離した境界をポートの基本外形とした。この 250 mm から 500 mm の空間は 7.3 章で検討されているダイバータ排気に利用されることを想定している。ヘリカルコイルの案内曲線は、通常の正面図、上面図、側面図では直線や単純な曲線では表現できないため、ある程度境界に沿った円弧で表す方が、実際の機器設計や製作時には有効であるため、このような方針で upper port、outer port、及び inner port として図 2.7.2.8 に示す形状を決定した。なお、マグネット支持構造物の開口部については次の節で説明する構造解析の結果によって決められ、その結果に基づいてポート形状が決められている。

図 2.7.2.9 にここまでの定義で定められた FFHR-d1(γ=1.25)における炉内機器構造のポロイダル断面形状を示す。この後、全体設計および物理設計の進展と共に、2.3.10 章他で説明されているように、FFHR-d1A としてγ=1.2 を基本路線(Basic option)とすることとなった。FFHR-d1A でのプラズマ形状およびダイバータレグの検討から、ブランケットの基本外形は楕円形状ではなく、真円形状で対応可能であり、今後の種々の設計や製作性の観点から、ブランケット外形は円形に変更することになった。また、組立手順の検討過程において、内側垂直磁場コイルをヘリカルコイル支持構造のトーラスシェルを設置した後に装置中心部に設置する方法が提案され、これを実現するためにブランケットおよびコイル支持構造物のトーラスシェル部分の外径を小さくす

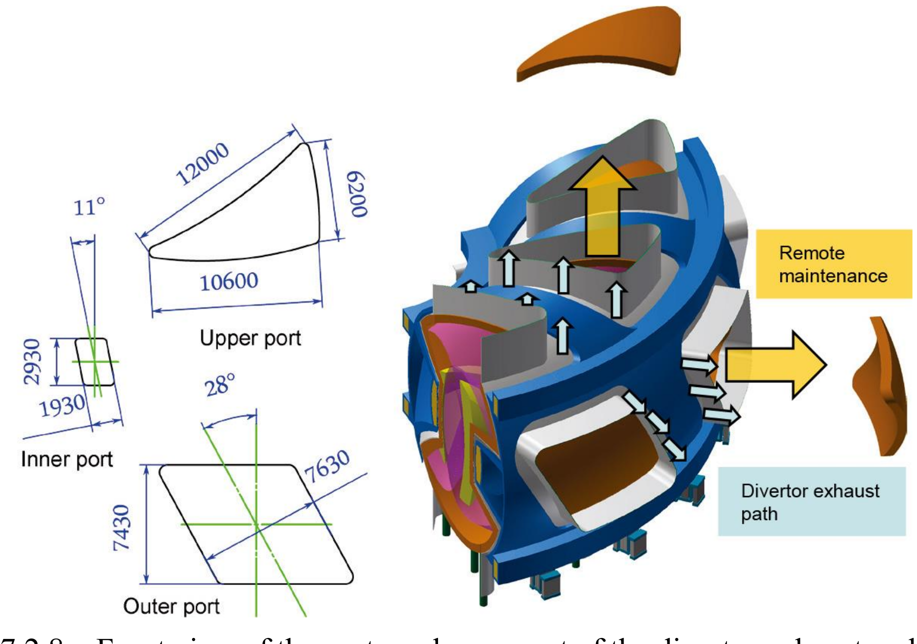


Figure 2.7.2.8　Front view of the ports and a concept of the divertor exhaust and a remote maintenance.

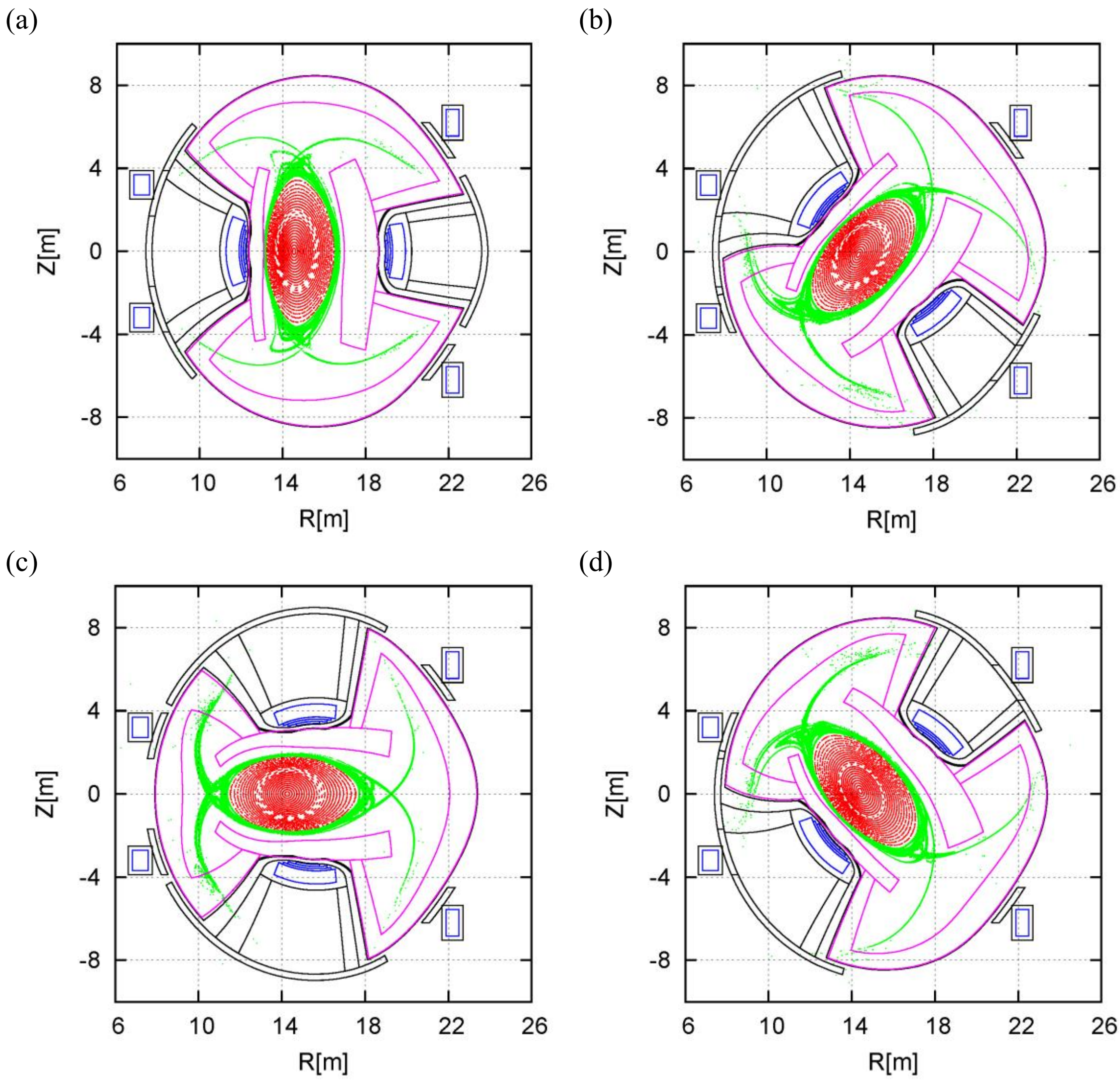


Figure 2.7.2.9　Poloidal cross-section of magnetic lines of force, helical and poloidal coils, vacuum vessel and blanket at (a) $\phi = 0$, (b) $\phi = \pi/2$, (c) $\phi = \pi$, and (d) $\phi = \pi\ 3/2$.

ることとなった。この結果、遮蔽ブランケットの最も外側の表面（付属する低温輻射シールドの外側表面と同じ位置）は、大半径 15.6 m、小半径 7.3 m のトーラス形状となった。ここから 200 mm の断熱ギャップを挟んでコイル支持構造物側のトーラス構造物が位置する。

2.7.2.3 マグネット支持構造物

FFHR-d1のコイルの蓄積エネルギーは160 GJに達し、強固な支持構造物が必要である。また、核融合炉では、ブランケットシステムとダイバータシステムが必須であり、これらの保守・交換が容易な構造とするため、できるだけ大きな開口部を支持構造物側で用意することが有効である。このため十分なメンテナンスポートの確保、材料強度、コイル位置精度を基に、超伝導マグネットに作用する電磁力と構造物に作用する応力の解析を行い、「できるだけ大きな開口部」「許容応力以下」「重量低減」を主眼にして構造の最適化を進めた。LHD型のヘリカルコイルにおいて、コイル巻線部の断面形状が長方形だとブランケットやプラズマ真空容器と干渉するため、図2.7.2.10に示すように、重心位置（コイルの電流中心）をヘリカルコイルの小半径と一致させ、底部を階段状とした。同図の小半径はFFHR-d1Aのものに相当し、この場合のコイルピッチγは1.2となる。ヘリカルコイルは62 mm角の正方形形状の超伝導導体３９０ターンで構成され、１ターン当たりの電流値は94.45 kAである。ヘリカルコイルとポロイダルコイルによりそれぞれのコイル内部に発生する磁場分布をFEMにより解析を行い、電磁力を算出した。図2.7.2.11はFFHR-d1Aの場合のヘリカルコイル断面内の磁場分布と発生する電磁力分布で、超伝導導体１本１本の電磁力を積算すると、コイル断面毎の電磁力が算出される。コイル断面での電磁力成分をヘリカルコイルの小半径方向とその垂直方向に分解すると、小半径方向はフープ力、その垂直方向は転倒力を発生させる。FFHR-d1Aの場合、フープ力は最大64 MN/m、転倒力は±8 MN/mと算出された。また、垂直磁場コイルに関してもコイル半径方向にフープ力、上下セットのコイル間に反発または吸引力が発生する。内側垂直磁場コイルでは66 MN/mのフープ力と16 MN/mの上下吸引力が、外側垂直磁場コイルでは20 MN/mのフープ力と12 MN/mの上下反発力が作用する。このような非常に大きな電磁力を支持するため、強固な支持構造物が必要となる。構造物の設計では、基本板厚250 mmから300 mmのトーラス

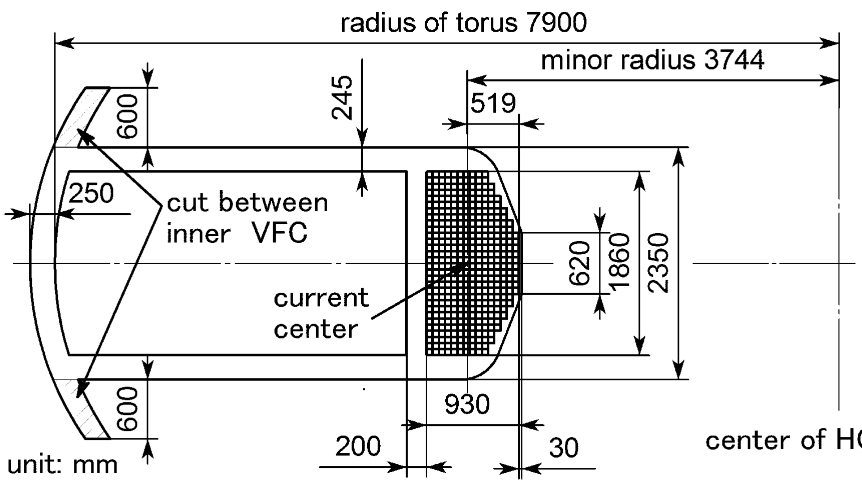


Figure 2.7.2.10 Cross-sectional image of the FFHR-d1A helical coil in the plane perpendicular to the winding direction.

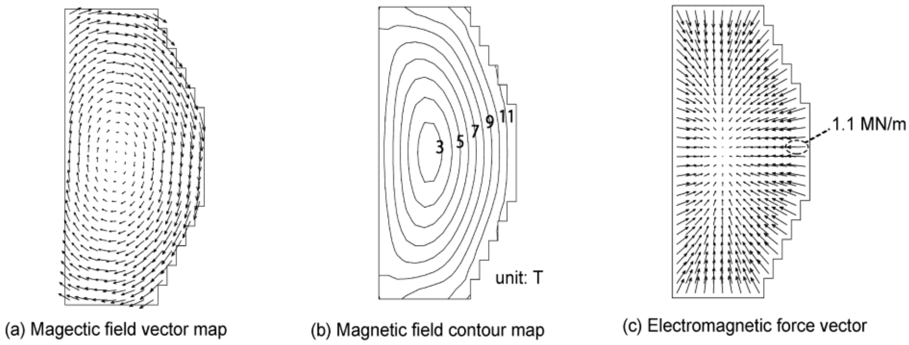


Figure 2.7.2.11 Distributions of the magnetic field strength and electromagnetic force occurring in the FFHR-d1A helical coil at the toroidal angle of 0 degree.

形状から検討を始め、できるだけ大きな開口部を設け、応力も許容内となるように構造変更を繰り返した。基本板厚として250 mmから300 mmを選択した理由は、ITERの設計とR&D活動の過程で、260 mm厚さのステンレス構造物の溶接に成功した報告があるため、実現可能な厚板構造と考えたためである。解析結果の例として図2.7.2.12に構造物に発生するvon Mises応力の分布図を示す。この解析結果ではvon Mises応力は最大660 MPa発生し、広域的にはでは概ね400 MPa以下で、極低温での構造材料（例えばSUS316LN）の許容レベル以下となる構造とすることができた。ただし、最大変位として28 mmが外側垂直磁場コイル部分に発生しており（図2.7.2.13）、この変形量が許容されるかはコアプラズマ側からの磁場精度要求に依存する。LHDでは±2 mmという非常に厳しい磁場精度が要求されたが、正確な計測を必要とする実験装置であることと、装置規模がFFHR-d1Aの１／４であることもあり、核融合炉に必要な磁場精度については詳細解析・議論の必要がある。厳しい磁場精度が要求される場合でも、あらかじめ電磁力による変形と冷却による収縮量は予測できているので、その分を見越した組立をすることは可能である。この形状を元に真空容器のポート形状の具体的な大きさを決定した。

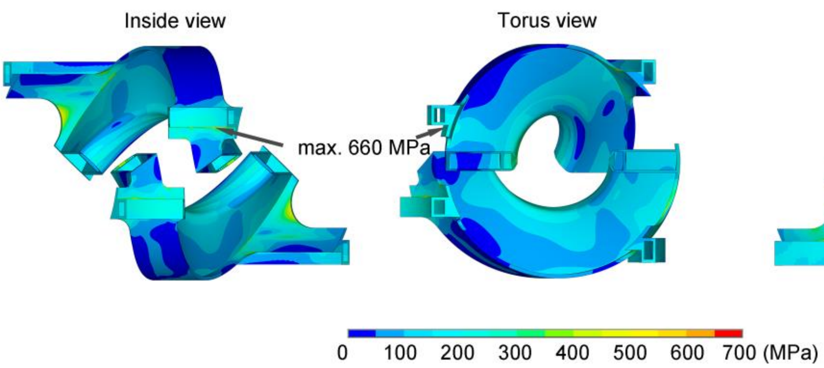


Figure 2.7.2.12 Distribution of the von Mises stress occurring in the magnet supporting structure.

2.7.2.4 重量支持

LHDでは低温支持脚として、CFRPとSUS304を組み合わせ、板状のSUS部分が80 Kに冷却されたサーマルアンカーとし、SUSブロックを介してCFRP板に接続される構造を採用している。CFRPを低温部とサーマルアンカー及びサーマルアンカーと常温部に用いることで低い熱侵入量を達成するとともに、更に折り曲げ構造により低温構造物の冷却時変形に柔軟に対応することが特徴である[3.2.6-5]。この方式と同様の支持脚を低温構造物重量約20,000 tonのFFHR-d1への適用を検討した。図2.7.2.14はその支持脚概略図である。マグネット支持構造物36°毎に４脚を設置することで、１脚あたり500 tonの重量を支え、この場合最も装置中心から遠い支持脚で66 mmの熱変形を吸収する。この低温支持脚は、低温側と常温側の中間に80 Kのサーマルアンカーを持たせることで低温側への熱侵入は、1脚あたり常温から80 Kへ14 kW、80 Kから4 Kへ450 Wと見積もられる。

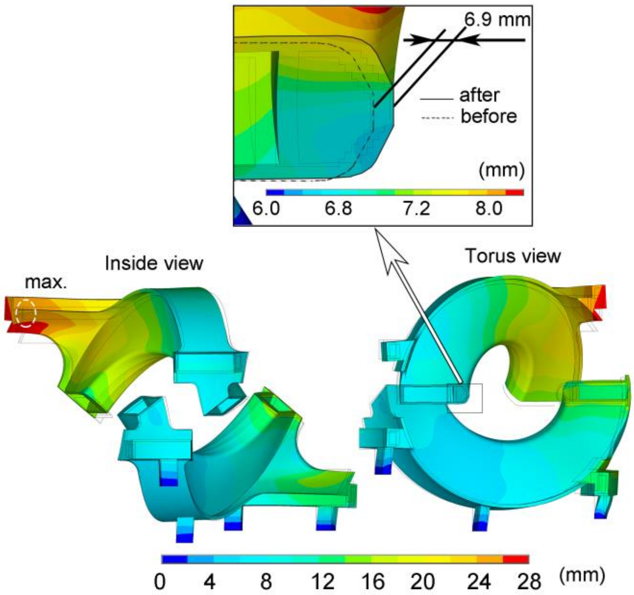


Figure 2.7.2.13 Distribution of the strain occurring in the magnet supporting structure.

炉内機器の重量支持と位置精度はクライオスタット構造物がベースとなる。それぞれの炉内機器の検討を基に、機器全てを覆うクライオスタットの基本外形が仮に設定されている。詳細設計は周辺を含めた各機器の配置とともに今後進められるが、マグ

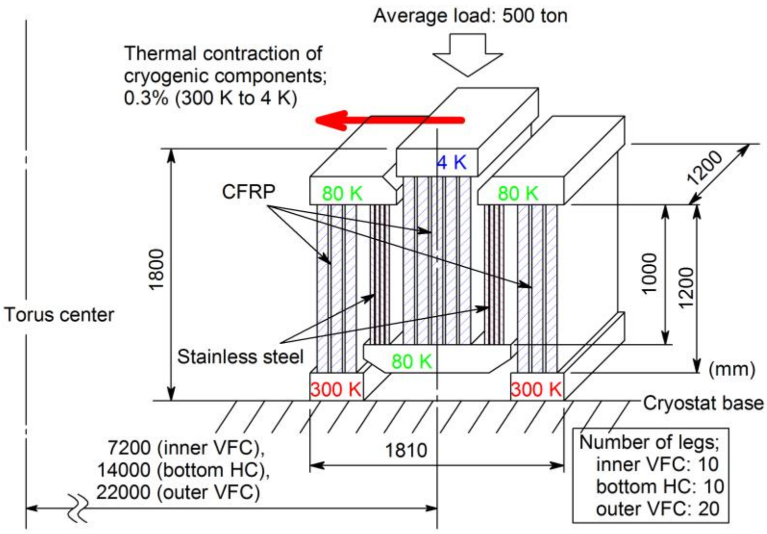


Figure 2.7.2.14 Application of the LHD-type thermal support to FFHR-d1A.

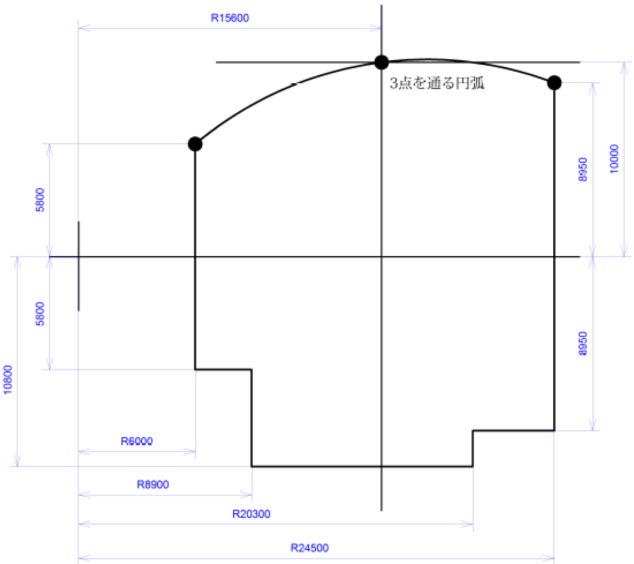


Figure 2.7.2.15　Outline of the cryostat for FFHR-d1.

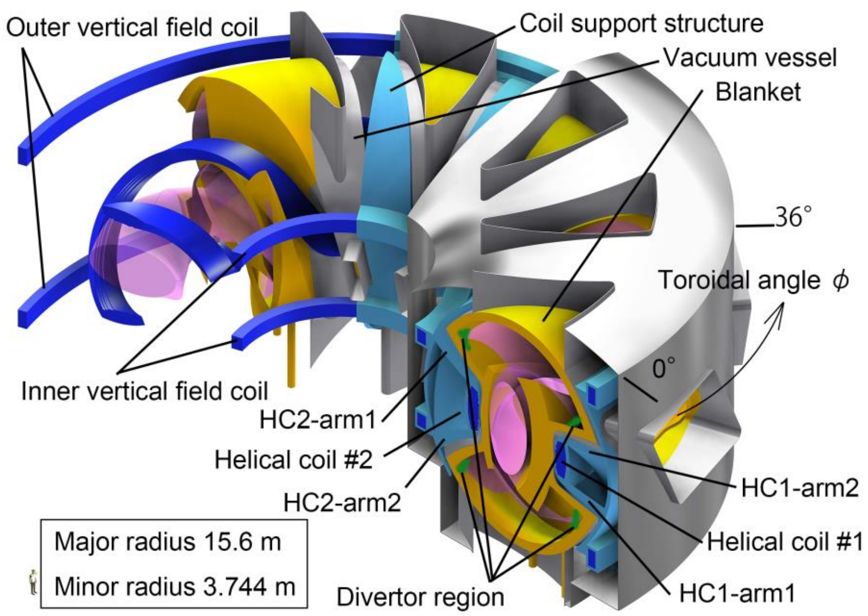


Figure 2.7.2.16　Schematic view of the cryostat and the components of FFHR-d1A.

ネット支持構造物、真空容器ポート、低温支持脚の設置位置から図2.7.2.15及び図7.2-16に示したようなクライオスタット形状を考えている。尚、ブランケット支持の詳細は組立・保守時の分割方法と合わせて今後の課題であるが、例としてlower port内に支持脚を設置した場合を簡単に検討した。即ち、外径500 mmのSUS製の柱５本で１セクタ36°分のブランケットを支えるとした。ブランケット重量が全体で30,000 tonと仮定すれば1本あたり600 tonを支えることになる。

2.7.2.5 熱設計条件

現状ではブランケット外側表面で 100 ℃と設定されている。この温度は遮蔽ブラン

ケット内の熱除去性能に依存しており、詳細な熱設計はブランケットシステムとして今後詳細を検討していくことになる。この外側に低温輻射シールドが設置される。ヘリカルコイルや垂直磁場コイルにはいくつかの導体、冷却方法が並行して検討されているが、いずれの場合も低温輻射シールド部は 80 K を想定している。クライオスタット内側表面にも低温輻射シールドが設置され、この部分の表面温度も 80 K と想定している。また、断熱支持脚や常温支持脚のクライオスタット側支持固定部分は 300 K の常温として支持脚の設計を進めている。

参考文献

[2.7.2.1] T. Goto, et al., Plasma Fusion Res. 7 (2012) 2405084.
[2.7.2.2] T. Tanaka, et al., Fusion Eng. Des. 87, 584 (2012).
[2.7.2.3] H. Tamura, et al., Fusion Eng. Des. 88, 2033(2013).
[2.7.2.4] H. Tamura, et al., Plasma Fusion Res. 11 (2016) 2405061
[2.7.2.5] T. Goto, et al., Annual Report of NIFS April 2011-March 2012, 234 (2012).
[2.7.2.6] H. Tamura et al., Plasma Fusion Res. 3 (2008) S1051.

2.7.3 ヘリカルダイバータ

2.7.3.1 ダイバータ性能・機器配置

核融合反応で生成されるα粒子の数は、核融合出力 3 GW の FFHR-d1 では、～2×10^{21} atoms/s となるので、この数のヘリウム灰を排気する必要がある。ペレット入射によって供給される燃料粒子は、核融合反応率が 1%程度と低いため、炉の定常運転を行うためには、供給した粒子数と同程度の粒子数を排気する必要がある。ダイバータ熱負荷軽減のために不純物ガスを入射する場合には、その排気も必要となる。また、ダイバータが除去可能な定常熱流束は 10 MW/m^2 程度であるとされている。FFHR-d1 のダイバータ熱負荷を簡単に見積もると、3 GW 出力では、α加熱パワーは約 600 MW になり、そのうち制動輻射により損失するパワーは、100 MW である。よって、定常運転時にダイバータへ流入する熱は、α加熱パワーと制動輻射による損失パワーを差し引いた約 500 MW から、閉じた磁気面外側における放射損失を差し引いた値となる（α粒子の直接損失を無視した場合)。ダイバータ熱負荷分布が、ダイバータ磁力線構造と強く相関することは炉心プラズマ設計により明らかになっており、ダイバータ板上では、最外殻磁気面近傍を周回した後にダイバータ板に至る接続長が数百 m から数 km 以上の長い磁力線が接続する位置に大きな熱・粒子束が流入する。LHD におけるダイバータへの熱・粒子束計測と磁力線追跡計算から、長い磁力線の接続する密度と熱･粒子束の大きさは強く相関することが分かっている。FFHR-d1 について、LHD と同様の計算を行なった例において、ダイバータ熱負荷分布が磁力線接続数分布と同じであるとし、更にダイバータ板上のダイバータトレース幅を 80 mm と仮定すると、ピークの位置では熱流束は～75 MW/m^2 に達する。これは一般に工学的限界とされる 10 MW/m^2 をはるかに超える値であり、このようなピーク熱負荷を低減するため、追加ヘリカルコイルによってダイバータレグをスイングする方法や、擾乱磁場コイルを用いて周辺磁力線構造を変化させ、磁力線接続数分布を平坦化する方法も提案されている。

2.7.3.2 ヘリカルダイバータ機器設計

以上のようなダイバータ性能の検討に加え、必要な排気性能が満たされるようなダイバータ機器配置と排気系統の設計を進めた。ヘリカルダイバータ磁力線構造は 3 次元構造を有し、機器の配置は複雑になる。一方、3 次元構造を生かしてダイバータ板が主プラズマから見込めなくなるようにヘリカルコイル容器部のブランケットの影に設置することにより、14 MeV の高エネルギー中性子がダイバータ板に直撃することを減らし、ダイバータ板の寿命を長くする検討がなされている。ダイバータ機器配置は、ダイバータ板上で中性化した未反応燃料粒子とヘリウム灰をいかに効率良く排気するか、どのようにメンテナンスを実施するかなどを考慮して、設計を進めた。図 2.7.3.2-1 にヘリカルコイル容器部ブランケットの影にダイバータ受熱板構造を設置し、その前面にバッフル構造を設置する配置案を示す。ダイバータ板上で中性化した粒子はバッフル構造内側のダイバータ室に溜まり、バッフル構造の隙間にはダイバータレグプラズマがあり、中性粒子はそこで電離され、ダイバータへ向かうプラズマ流に押し戻される。FFHR-d1 には、水平内・外側ポート、垂直上下ポートがあり、メンテナ

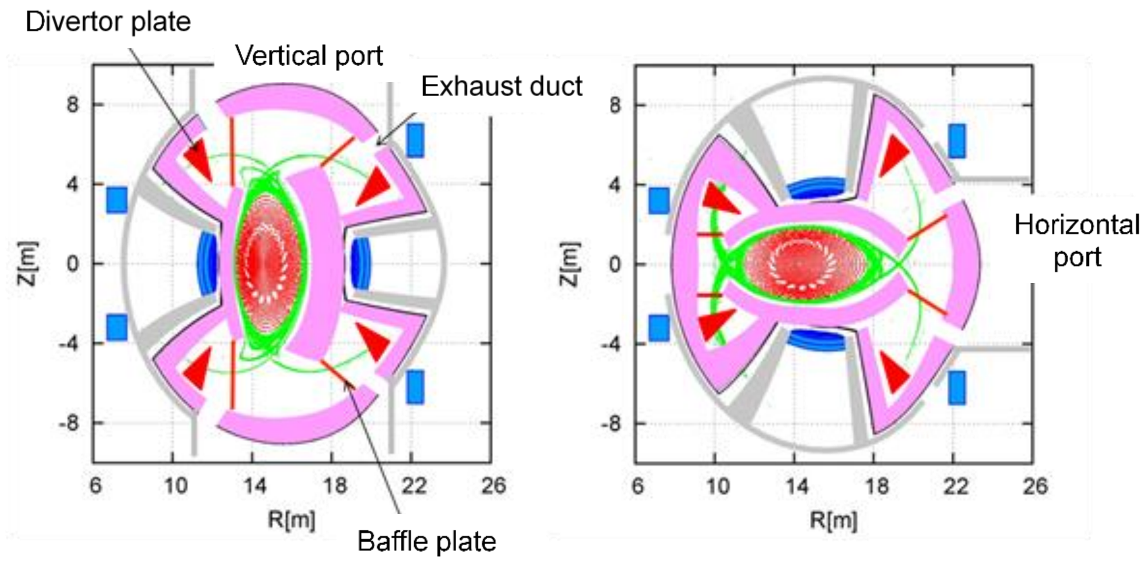


Fig. 2.7.3.2-1. Layout of the helical divertor components for FFHR-d1 at two toroidal cross-sections.

ンス時にはそれぞれのポートを利用して機器の搬出入を行うことが想定される。これらのポートは、運転時にはブランケットで閉塞させるが、その一部に排気用ダクトを設けてダイバータ部の中性粒子を排気することが可能である。全トロイダルセクションでこのようにして排気する。必要な排気系のコンダクタンスを考えるために、水平、垂直ポート部には、どちらも幅 0.5 m、長さ 5 m 程度の排気ダクトを設け、閉塞ブランケットの奥行きを 1 m と仮定し、ダイバータ室とポート部の中性粒子圧力をそれぞれ 4 Pa 及び 3 Pa とすると、ダイバータ室とこれらポートとの間のコンダクタンスは、約 10,000 m^3/s となる。トロイダル 1 セクションについてこのような排気ダクトが 6 条とれるので、トーラス全体でのコンダクタンスは 10,000×6×10＝600,000 m^3/s となる。各ポートから排気配管を出し、トーラスを一周する集合排気マニホールドに接続し、排気装置へ繋げる。排気管のコンダクタンスを考える。管内の三重水素ガスについて考え、温度を 20 ℃と仮定する。管の長さを 30 m と仮において、平均圧力をパラメターに、横軸を管径として粘性流条件でコンダクタンスを計算すると、2-3 m の管径であれば、1,000 m^3/s を超えるコンダクタンスが見込まれ、求められている 500 Pa·m^3/s の水素同位体排気は可能であると考えられる。

2.7.3.3 壁コンディショニング

核融合炉において、保守点検後スムーズにプラズマを立ち上げるためには、特に軽不純物除去を目的とした壁コンディショニングが必要になると考えられる。LHD においては、大気開放保守期間終了後に、低温ベーキング、グロー放電洗浄、ボロニゼーションを実施し、実験期間中は必要に応じてグロー放電洗浄やチタン蒸着を実施している。LHD におけるグロー放電電流は 20～30 A である。LHD の真空容器内側表面積はポートまで含めて約 800 m^2 なので、真空容器壁に衝突する平均的な粒子束は 1.6～3.2×10^{17} ions/m^2/s となる。FFHR-d1 の真空容器内壁の表面積は 12,800 m^2 程度であ

り、約 330～660 A のグロー放電電流が必要と考えられる。放電電圧は 200～300 V 程度と仮定すると、必要な放電電力は 70～200 kW となる。電極形状や配置をどのようにするかは今後の検討課題であるが、メンテナンス時に取り外すことになる上下ポートおよび水平外側ポート部のブランケット第一壁の一部を電気的に浮かして陽極とすることも考えられる。

核融合炉でボロニゼーションなど表面被覆による壁コンディショニングが必要になるかどうかは検討中であるが、少なくとも長期大気開放後の放電立ち上げ時には、酸素不純物を抑制するためにボロニゼーションがあれば役に立つと思われる。FFHR-d1 で LHD と同程度のボロン膜を形成するのに必要なジボランの量は、真空容器内表面積が 16 倍になるとして、約 400 NL となる。

LHD と FFHR-d1 では、装置の大きさも異なるが、特に運転時のプラズマ対向壁温度が大きく異なる。超伝導コイルへの熱侵入を抑制するため、LHD の壁温度は 95 ℃で制限されている。一方 FFHR-d1 では、ブランケット表面の壁温度が 500 ℃を超える高温になる。保守期間終了後に壁の温度をどのタイミングで上げていくのかは壁コンディショニング上も重要であり、今後の検討課題である。

2.7.3.4 新型ダイバータ構造

FFHR-d1 ではダイバータの熱負荷は 10 MW/m^2 を超えるため、高い熱除去性能を持つダイバータ機器の開発研究が進められている。また、LHD 型は図 2.7.2-16 ダイバータ機器の設置場所をブランケットの裏側にすることが可能である。この場合コアプラズマから直接中性子照射を受けることがないため、照射量を低減することが可能である。 もしも十分に中性子遮蔽された環境であれば、ダイバータ機器の寿命を長くすることができるとともに、銅合金を冷却パイプに使用することも可能となる。そこで通常のダイバータ機器をさらに中性子照射の少ないヘリカルコイルの裏側付近まで移動することが提案されている。ただし、通常の LHD 型ヘリカル炉ではヘリカルコイルを支える支持構造物が存在するため、ダイバータ位置を簡単に動かすことはできない。そこで支持構造物側でこのダイバータ配置を可能とするための大きな構造変更が検討された。この提案は新型ダイバータ配置と呼ばれ、構造健全性と中性子照射低減効果までを含めて検討した。

FFHR-d1 に対する炉内の中性子輸送解析がブランケット検討の中でなされ（2.7 章）、ダイバータ機器設置位置での銅に対する損傷(dpa/yr)は、図 2.7.3.4-1 に示すように、設置位置により 1 桁の幅を持っていることがわかった。FFHR-d1 はトロイダル方向に対して 72° 毎に対称であり、また、1 対のヘリカルコイル HC1 と HC2 は 36°のずれがあるため、図では HC1 に近いダイバータ位置での分布のみを示している。すなわち、このグラフを 36°分シフトすればHC2に近いダイバータ位置の分布になる。この結果から、ダイバータ位置での銅材料の損傷はヘリカルコイルがトーラス内側に位置するあたりが大きく、最大で 1.6 dpa/yr である。この損傷レベルでは、銅合金の使用は可能であるが、銅合金の寿命は ODS-Cu を 350 °C で使用した場合で 1dpa 程度と考えられる[2.7.3.4-2, 3]。 従って炉内で銅合金を使用しるためには、さらなる中性子照射の低減を図るか、1 年程度の頻繁な機器交換方法を備える必要がある。一方熱負荷に対しては、LHD 型の 4 本に分かれるダイバータレグによって平均熱負荷は低いとされている。FFHR-d1 の場合では、ダイバータフットプリントのぬれ面積は~70 m^2 (~90 m 長さの 80 mm 幅 4 本のレグとして) で、3GW 出力に対し平均 8 MW/m^2 と見積もられている。しかしながら、トロイダル非対称性により熱流束に不均一が生じる[2.7.3.4-4,5]. 図 2.7.3.4-3 は FFHR-d1 に対する磁力線追跡によりフットプリント数をカウントした結果で、強い不均一性があることがわかる。特にトーラス内側に相当する位置

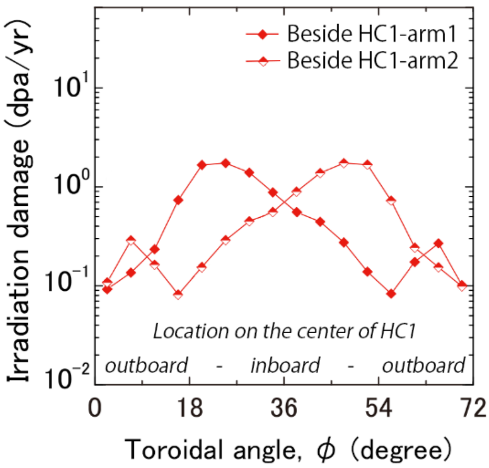


図 2.7.3.4-1. Irradiation damage for a copper at the divertor region as functions of toroidal angle at 3 GW fusion output power [2.7.3.4-1]. The locations of HC1-arm1, arm2, and toroidal angle ϕ are shown in Fig. 2.7.2-16.

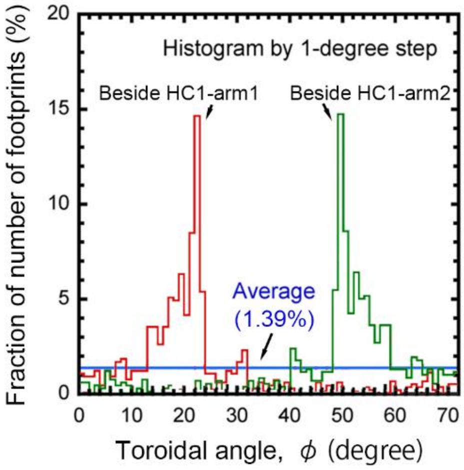


図 2.7.3.4-3. Histogram for footprints of magnetic field lines entering the divertor region of the FFHR-d1 [2.7.3.4-5].

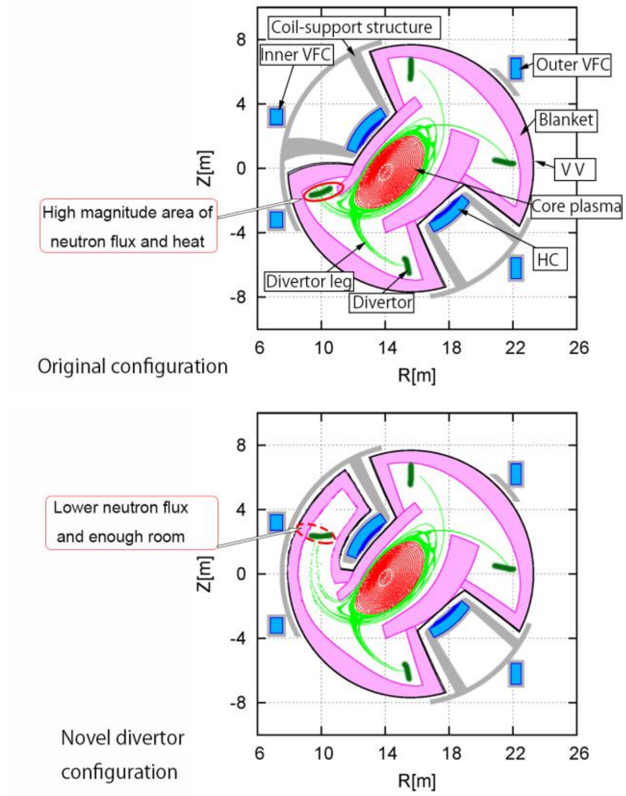


図 2.7.3.4-4. Plan for changing the divertor location in the region inboard of the torus.

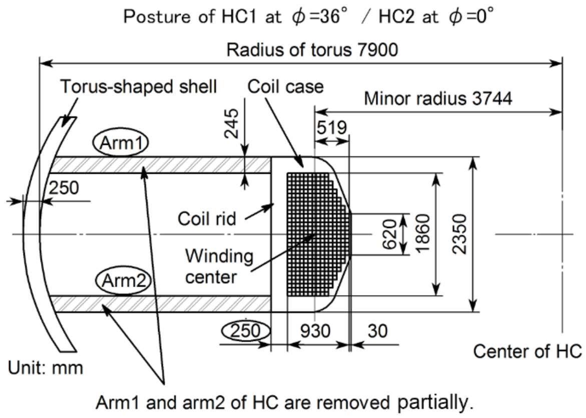


図 2.7.3.4-5. Cross section of HC perpendicular to the winding direction and removed regions of HC arms.

（HC1-arm1 ではϕ = 22°、HC1-arm2 ではϕ = 50°）にピークが現れている。この位置のダイバータ機器は平均の１０倍以上の熱流束を経験することになるため、継続的なダイバータデタッチメントが要求されることになる。中性子照射環境と合わせ、トーラス内側位置でのダイバータは非常に厳しい環境におかれてることになる。

トーラス内側での中性子照射と高熱負荷を低減するために、コイル支持構造物およびブランケット構造の修正を試みた。図 2.7.3.4-4 はダイバータ位置を中性子照射が大幅に低減されると見込まれるヘリカルコイルの裏側まで移動させるために必要なコイル支持構造物とブランケットの概略を示す。この修正のためにはヘリカルコイルの支持構造物の一部を大きく切り欠く必要がある。中性子分布解析よりコイル支持構造物の切り欠き範囲をヘリカルコイルの巻線中心がトロイダル角ϕ = 20° to 52° (for HC1-arm1, 2)、 ϕ = -16° to 16° (for HC2-arm1, 2)の範囲とその 72°毎の位置に設定し、ヘリカルコイル断面で図 2.7.3.4-5 を基本とした構造を検討した。このように大きく切り欠いた構造物が電磁力に対して健全性を保てるかを検証するためにモデルを作成し、構造解析を行った。ヘリカルコイルおよび垂直磁場コイルの位置は変わらないた

め、コイルに発生する電磁力は 2.7.2.3 章の FFHR-d1 の基本モデルと同じである。新型ダイバータのための支持構造物モデルを図 2.7.3.4-6 に示す。構造部材はステンレス鋼を想定しヤング率 200 GPa、ポアソン比 0.3、超伝導コイル部分は HTS 複合導体[2.7.3.4-5,6]を仮定して解析を行った。 この場合の導体剛性は導体部分の均質化解析によって得られた物性値を用いた[2.7.3.4-7]。

図 2.7.3.4-7 は電磁力により発生した von Mises 応力の分布(a)と変位量分布(b)である。最大応力は 687 MPa で切り欠いたコイルアーム部分のコーナーで発生している。FFHR-d1 の基本設計と比較すると応力値が増加しているが、例えば ITER で使用されるステンレス鋼 FM316LNM の許容応力は 700 MPa に達しており[2.7.3.4-8]、本解析結果からは許容範囲内であると思われる。 最大変位量は 23.5 mm でこれも切り欠いた部分で発生している。ラジアルビルドが厳しいトーラス内側のコイル直下位置で変位量は 12 mm でプラズマから遠ざかる方向であった。この場合ではマグネットが昇温されている建設／保守期間におけるコイルと低温輻射シールド間のギャップは 10 mm と予測される。新型ダイバータ配置のための支持構造物に切り欠きによる健全性は保たれているといえる。切り欠いた部分にはプラズマ真空空間が占有することができ、この広く確保された空間にダイバータ機器を設置することが可能となる。

新型ダイバータ配置により中性子照射がどの程度変化するのかを MCNP で計算した結果を図 2.7.3.4-8 に示す。解析ではコイルアーム部分を片側だけ切り欠いた場合と両側を切り替えた場合を計算し、いずれの場合も銅に対する損傷に換

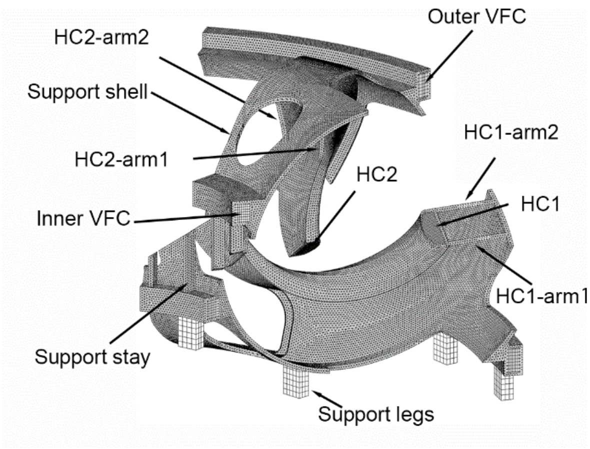


図 2.7.3.4-6. 3D analytic model of the modified structure, including support legs and support stay.

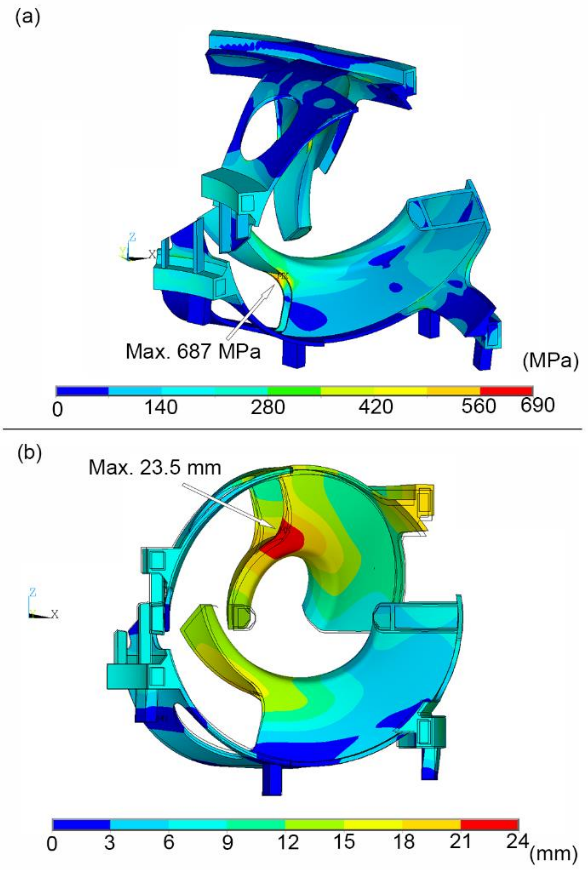


図 2.7.3.4-7. Results from structural analysis calculations: (a) von Mises stress distribution in the coil-support structure. (b) Amount of deformation in the coil-support structure.

算して、元の構造での 1.6 dpa/yr と比較すると 1/5 から 1/10 に低減され、銅合金使用が可能な上に、ダイバータ機器の大幅な寿命延長が期待できることがわかった。

ダイバータ機器は中性子照射による損傷の他、高熱流束による損傷を受けるため、機器の交換作業は避けられず、容易な交換手段が不可欠である。特にトーラス内側部分に設置されるダイバータの保守を容易にするために、この部分に上下からアクセスできる開口部を設けた構造例を図 2.7.3.4-8 に示す。他の位置のダイバータ機器は数年ごとに増殖ブランケットや第一壁の保守のタイミングで交換すること可能である。ダイバータのピーク負荷に関しては垂直磁場の最適化等による低減も検討されているが、新型ダイバータ配置によりダイバータ機器で使用可能な空間が広がることは非常に有効であると考えられる。

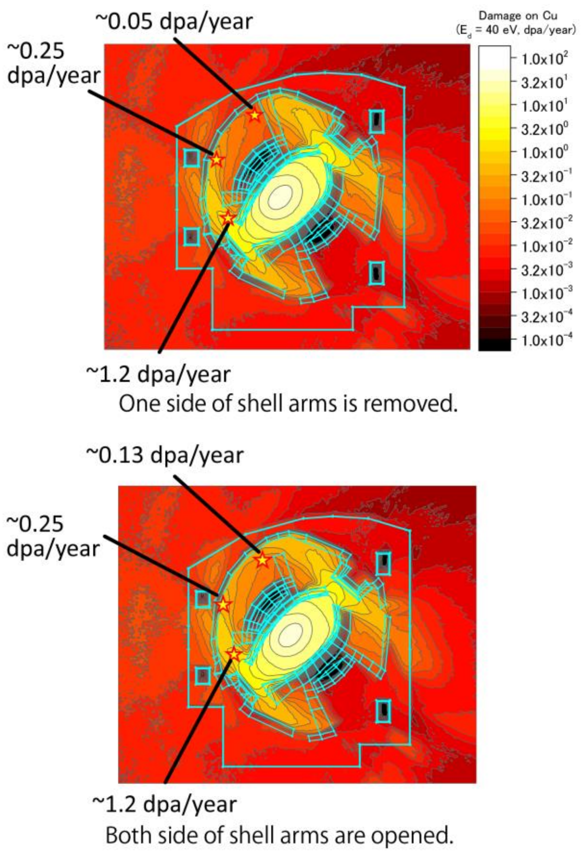


図 2.7.3.4-8. Suppression of neutron flux at the helical coil backside.

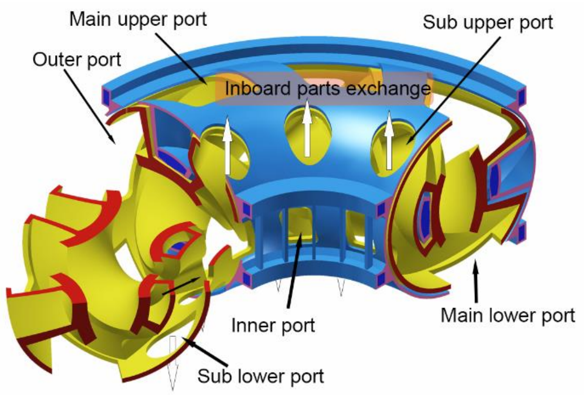


図 2.7.3.4-8 Cross-section drawing of the blanket with the coil-support structure. Proposed positions of maintenance ports for divertor components inboard of the torus are shown.

References

[2.7.3.1] T. Tanaka, et al., Fusion Engineering and Design 89 (2014) 1939-1943.
[2.7.3.2] D.J. Edwards, et al., Journal of Nuclear Materials 191-194 (1992) 416-420.
[2.7.3.3] A. Li-Puma, et al., Fusion Engineering and Design 88 (2013) 1836-1843.
[2.7.3.4] N. Yanagi, et al., Nuclear Fusion 51 (2011) 103017.
[2.7.3.5] N. Yanagi, et al., 24th Fusion Energy Conference, San Diego, USA (2012) FTP/P7-37.
[2.7.3.6] N. Yanagi, et al., IEEE Transactions on Applied Superconductivity 24 (3) (2014) 4202805.
[2.7.3.7] H. Tamura, et al., IEEE Transactions on Applied Superconductivity 26 (3) (2016) 4202405.
[2.7.3.8] Y. Chida, et al., Fusion Engineering and Design 86 (2011) 2900-2903.

2.7.4 液体金属ダイバータ

核融合炉のダイバータには次の 5 点が求められる。

① 高い安全性
② 高い保守性
③ 少ない放射性廃棄物量
④ 高い粒子排気性能
⑤ 高い熱負荷性能

タングステンなどを用いた従来型の固体水冷却ダイバータでこれらを満たすことは、不可能ではないとしても大変困難である。これらを同時に満たし得るものとして、液体金属噴流（liquid metal jets）を用いた新しい概念のダイバータ REVOLVER-D（Reactor-oriented Effectively VOLumetric VERtical Divertor）を提案している（Fig. 2.7.4.1）[2.7.4.1, 2]。以下ではその概要について述べる。

REVOLVER-D では、チェーン等に沿わせて減速・安定化しつつ鉛直落下させる直径 3 cm 程度の液体金属噴流をシャワー状に配列したものを用いる。液体金属には低

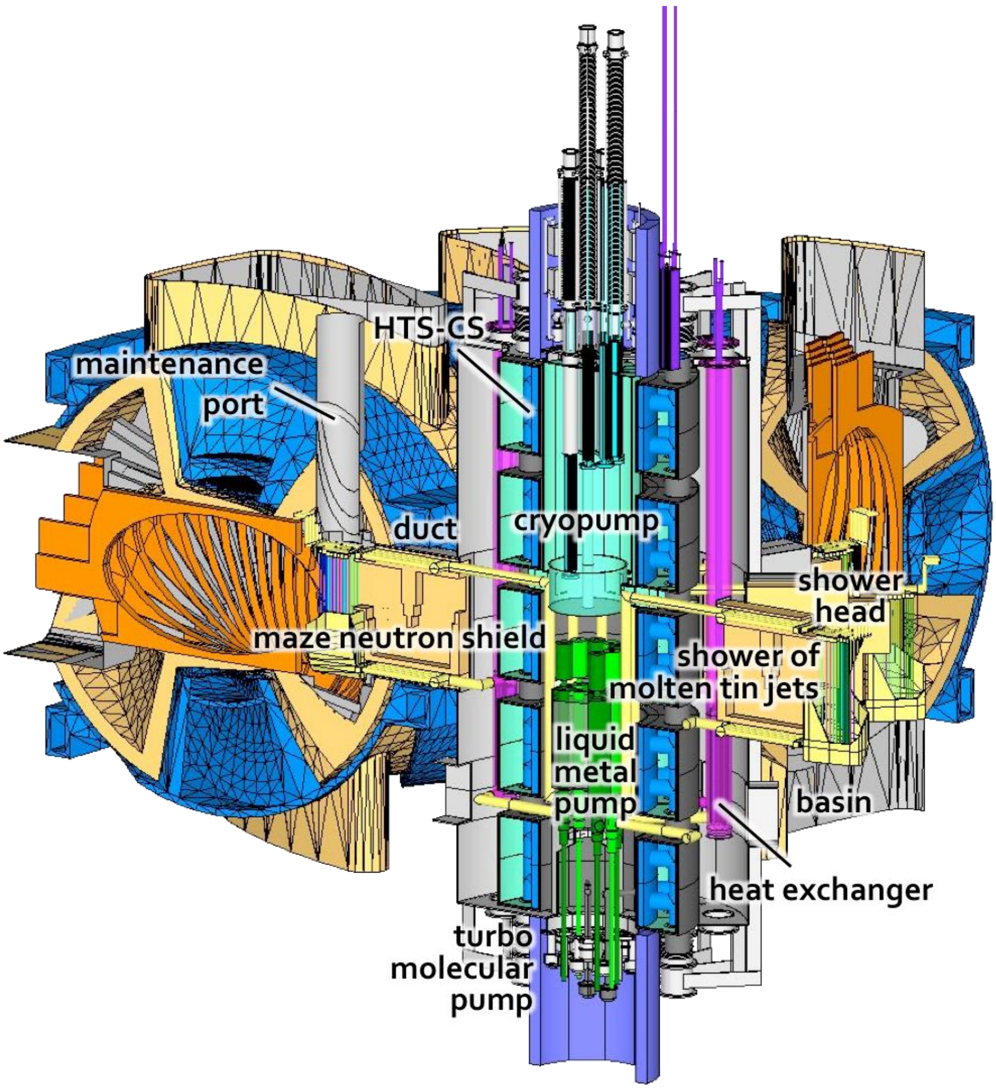


Figure 2.7.4.1 A bird’s eye view of the FFHR-d1 and the REVOLVER-D.

Table 2.7.4.1 Physical properties of various metal materials.

	Sn	Ga	Li	Pb	W	Fe	Na
Atom Num.	50	31	3	82	74	26	11
Isotope	112 (0.97 %) 114 (0.66 %) 115 (0.34 %) 116 (14.54 %) 117 (7.68 %) 118 (24.22 %) 119 (8.59 %) 120 (32.58 %) 122 (4.63 %) 124 (5.79 %) 126 (2.3×10^5 y)	69 (60.11 %) 71 (39.89 %)	6 (7.5 %) 7 (92.5 %)	204 (1.4 %, >1.4×10^{17} y) 205 (1.53×10^7 y) 206 (24.1 %) 207 (22.1 %) 208 (52.4 %) 210 (22.3 y)	180 (0.12 %, 1.8×10^{18} y) 181 (121.2 d) 182 (26.50 %) 183 (14.31 %) 184 (30.64 %) 185 (75.1 d) 186 (28.43 %)	54 (5.8 %, >3.1×10^{22} y) 55 (2.73 y) 56 (91.72 %) 57 (2.2 %) 58 (0.28 %) 59 (44.503 d) 60 (2.6×10^6 y)	22 (2.602 y) 23 (100 %)
Density @m.p. (g•cm^{-3})	6.99	6.095	0.512	10.66	17.6	6.98	0.927
Melting point (K)	505.08	302.9146	453.69	600.61	3695	1811	370.87
Boiling point (K)	2875	2676	1603	2022	5828	3134	1156
Heat of fusion (kJ•mol^{-1})	7.03 (b)	5.59	3.00	4.77	35.3	13.81	2.60
Heat of vaporization (kJ•mol^{-1})	296.1 (b)	254	147.1	179.5	806.7	340	97.42
Heat capacity (J•mol^{-1}•K^{-1})	27.112 (b, 25°C)	25.86 (25°C)	24.860 (25°C)	26.650 (25°C)	24.27 (25°C)	25.10 (25°C)	28.230 (25°C)
Electrical resistivity (nΩ•m)	115 (0°C)	270 (20°C)	92.8 (20°C)	208 (20°C)	52.8 (20°C)	96.1 (20°C)	47.7 (20°C)
Thermal conductivity (W•m^{-1}•K^{-1})	66.8 (300 K)	40.6 (300 K)	84.8 (300 K)	35.3 (300 K)	173 (300 K)	80.4 (300 K)	142 (300 K)
Thermal expansion coefficient (μm•m^{-1}•K^{-1})	22.0 (25°C)	1.2 (25°C)	46 (25°C)	28.9 (25°C)	4.5 (25°C)	11.8 (25°C)	71 (25°C)
Temp. at 1 Pa (K)	1497	1310	797	978	3477	1728	554

融点（~505 K）かつ低蒸気圧のスズを単体で用いる（Fig. 2.7.4.2）[2.7.4.3]。より低融点となるリチウム・スズ合金などを用いることも有り得るが、現段階では組成管理の必要がない純スズの使用を考えている。スズはハンダの主成分であり、鋼板にスズをメッキしたブリキは缶詰などに広く用いられている。ナトリウムやリチウムのように水と爆発的に反応しないこと、鉛のように強い毒性がないこと、材料コストが低いこと、なども重要な特徴である。スズ及びその他の溶融金属材料候補の物性値を Table 2.7.4.1 にまとめた。スズの粘性係数は 0.95 × 10^{-3} Pa·s であり、水とほぼ同じである。但し、密度は水の 7 倍なので、動粘性係数は水の約 1/7 となる。表面張力は 500 – 1,000 K の範囲で 440 – 540 mN/m であり[2.7.4.4]、水（~73 mN/m）の約 7 倍大きい。これは水銀と同程度の値である。特に融点付近で酸化しやすい。腐食性は強く、スズを主成分とする鉛フリーハンダではハンダ槽の腐食が「スズ食われ」として問題になっている。但し、酸化クロム層で腐食防止が可能であるとの報告もある[2.7.4.5]。セラミック

にはほとんど濡れず（アルミナ基板との濡れ角は約 170 度[2.7.4.4]）、反応もしないため[2.7.4.6]、溶融スズの配管内部には SiC-SiC などのセラミックを用いるべきである。そもそも、後ほど検討するように、磁場中で溶融スズを循環させるにはセラミック絶縁管などを用いて MHD 圧力損失を減ずることが不可欠である。スズの原子番号は 50 であり、これは魔法数の一つである。原子番号が魔法数である元素は安定同位体を多く持つことが知られており、スズは 10 種類もの安定同位体を有する（表 2.7.4.1）。不安定同位体は 28 種類あり、半減期が長いものに ^{113}Sn（115.09 日）、^{117m1}Sn（13.76 日）、^{119m1}Sn（293.1 日）、^{121m1}Sn (43.9 年)、^{123}Sn (129.2 日)、^{125}Sn（9.64 日）、^{126}Sn（23 万年）がある。

FFHR-d1 においてプラズマは最外殻磁気面外側のエルゴディック層を経てダイバータに向かう。このエルゴディック層に鉛直液体金属流を当て、ダイバータに繋がる磁力線を捕捉すれば、それらの磁力線に沿って流出するプラズマを消滅させることができる（Fig. 2.7.4.3）。REVOLVER-D では、溶融スズシャワーを用いてこれを行う。シャワー部の鳥瞰図とノズル配置を Fig. 2.7.4.4 に示す。プラズマは磁力線に沿ってシャワー内部に流入し、溶融スズ噴流の表面で再結合する。発生した中性粒子は、シャワーの隙間を経て排気される。シャワー全体をポーラスな物体として捉えれば、体積的に熱と粒子を吸収しているようにも見える。これが REVOLVER-D の名前に volumetric divertor が入っている理由である。一般的なリミタと異なり排気能力も備えるこの構造を、リミタ／ダイバータ（limiter/divertor）と呼んで区別する。

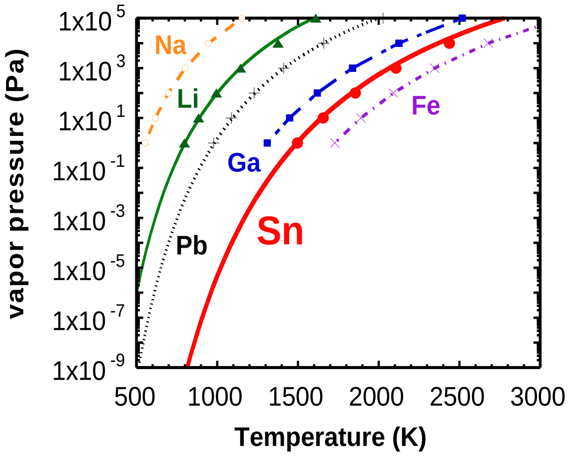


Figure 2.7.4.2 The vapor pressure of various materials of Na, Li, Pb, Ga, Sn, and Fe, as a function of the temperature.

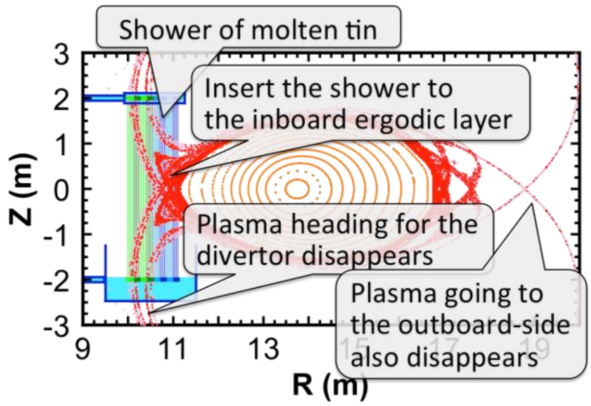


Figure 2.7.4.3 A schematic view of the molten tin shower inserted to the inner ergodic layer.

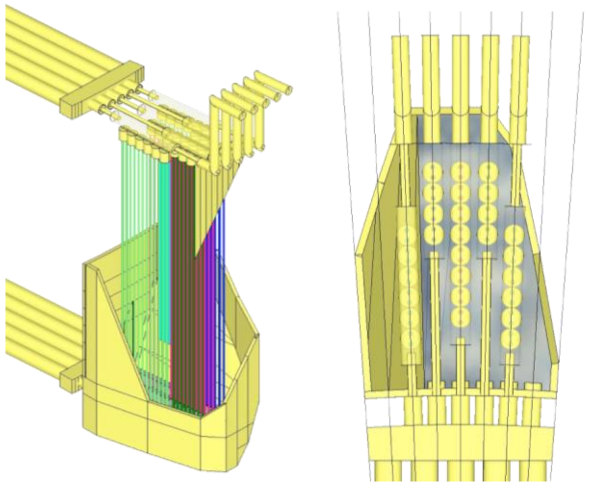


Figure 2.7.4.4 (left) A bird's eye view and (right) a top view of the REVOLVER-D shower unit.

Fig. 2.7.4.4 に示したように、現時点では内径 28 mm のノズルを 2 つ備えた直径 144 mm の短管を 28 個並べてシャワーヘッドとし、計 56 個のノズルでシャワーを生成する設計としている。シャワーヘッドはトロイダル角で 6 度の範囲内に収まっており、この直上にはシャワーヘッド交換用のメンテナンスポートが設けられる（Fig. 2.7.4.1）。メンテナンスは上下動作のみとすることで高い保守性を実現できる。但し、絶縁管（SiC-SiC など）の周りを金属管（フェライト鋼など）で包んだ二重構造となることが想定されるダクトとシャワーヘッドを、どのようにして接続するかについては課題が残っている。

液体金属の自由表面流を用いることで高い熱負荷を許容できる。例えば、核融合炉材料への中性子照射試験装置として設計検討が進められている IFMIF では、液体リチウム自由表面流のターゲットに 1 GW/m^2 の重陽子ビームが照射されるが、液体リチウムの流速が 15 – 20 m/s と高速のため、これに耐えることができる[2.7.4.7]。FFHR-d1 は核融合出力 3 GW で、この 1/5 の 600 MW がアルファ加熱である。LHD の高密度プラズマ実験では概ね 30 %の輻射損失が観測されている[2.7.4.8]。FFHR-d1 で特にスズが主な不純物であるような場合にどの程度の輻射損失があるかは今後検討すべき課題であるが、以下では LHD と同様の 30 %の輻射損失を仮定する。REVOLVER-D のリミタ／ダイバータ構造におけるプラズマ濡れ面積はシャワーの設置位置に依存し、精確な数値は磁力線追跡計算により求める必要がある。ここではオーダー評価を行うため、濡れ部の高さを 0.5 m、幅を 0.25 m とし、濡れ面積を 0.125 m^2 と仮定する。シャワーはトロイダル方向に 10 箇所の内側ポートに設置されるため、各シャワーの片面側では 600 MW × 70 % / 10 / 2 / 0.125 m^2 = 168 MW/m^2 の熱流束を受けることになる。この条件を用いて、Fig. 2.7.4.4 に示したような直径 28 mm の噴流における温度増加とスズ蒸気圧の流速依存性を計算した結果を

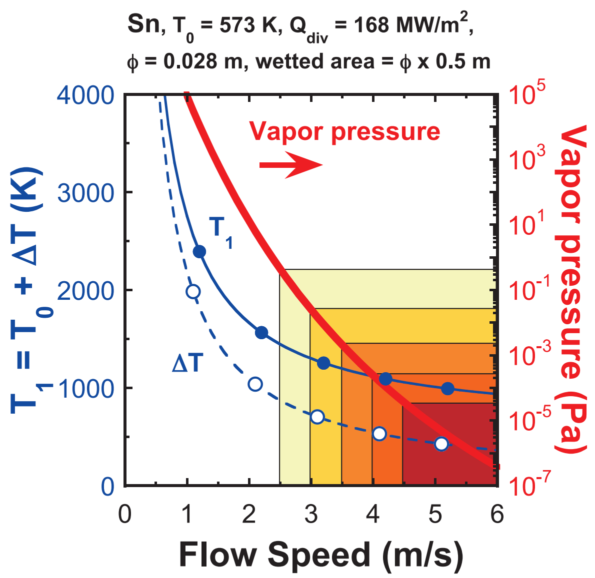


Figure 2.7.4.5 The flow velocity dependence of the temperature increase, ΔT, and the increased temperature, $T_1 = T_0 + \Delta T$, and the vapor pressure at T_1, in a molten tin jet of 28 mm diameter heated by Q_{div} = 168 MW/m^2 at a wetted area of 0.5 m length. Here, T_0 is assumed to be 573 K.

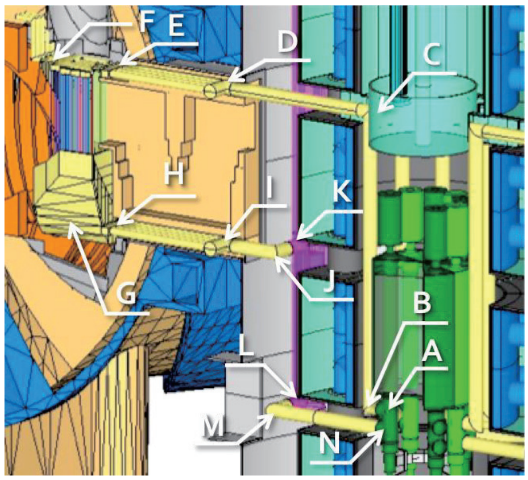


Figure 2.7.4.6 The route of molten tin flow in the REVOLVER-D.

Fig. 2.7.4.5 に示す。ここで、スズの比熱として 250 J/(kg·K)を用いた。流速を 3.5 m/s 以上とすることで、スズ蒸気圧は 0.002 Pa 以下に抑えられる。これは、後述する排気能力から推定される水素同位体ガスの排気圧力 1.3 Pa あるいはヘリウムの排気圧力 0.05 Pa と比べても十分低い。Fig. 2.7.4.5 に示したのはいわばピーク温度であるが、各ポート 56 本、計 560 本の溶融スズ噴流全体で 600 MW × 70 % = 420 MW を受けると考えた場合の平均温度増加は約 200 K となる。これは、配管などにフェライト鋼 F82H を用いることが可能であると同時に、ダイバータで除去した熱エネルギーによる発電を行うことも考えられる温度増加量となっている。

直径 28 mm、流速 3.5 m/s のスズ噴流 1 本あたりの質量流量は 15. 1 kg/s であり、560 本の溶融スズ噴流全体では約 3 万トン毎秒となる。日本の高速増殖炉もんじゅでは、5,100 ton/h のナトリウム用ポンプ 3 台が用いられている。REVOLVER-D では 3,000 ton/h のスズ用ポンプ 10 台を用いることを想定するが、これはもんじゅの実績から十分実現可能な範囲だと考えられる。Fig. 2.7.4.6 に溶融スズの経路を示した。溶融スズは図中の A から N までアルファベット順に流れる。この経路における磁場強度分布については後ほど詳細に述べるが、液体金属ポンプを配置する予定の装置中心部には 5 T 程度の強い垂直磁場が存在するため、高温超伝導導体中心ソレノイド（High-Temperature Superconductor Center Solenoid, HTS-CS）による磁気遮蔽を行う。前述したように、配管には SiC-SiC などのセラミック絶縁管をフェライト鋼などの金属管で補強した二重配管を用いる。Fig. 2.7.4.7 には溶融スズ経路の位置や流速などの各種パラメータがまとめてある。同図は、経路における内径分布と

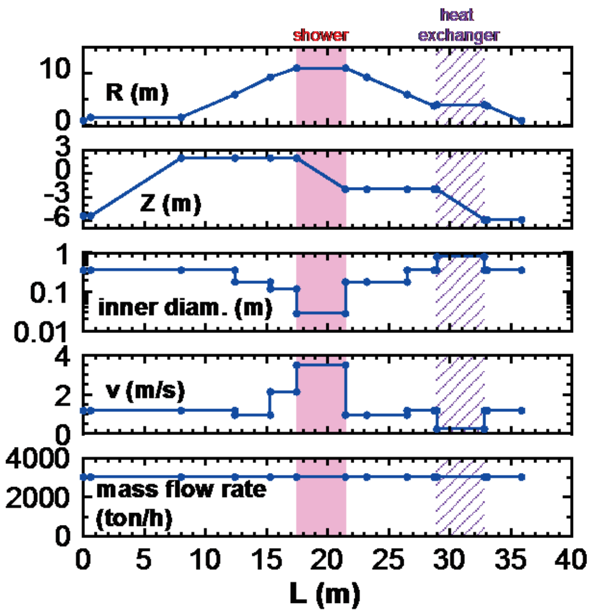


Figure 2.7.4.7 Main parameters of the molten tin channel in the REVOLVER-D, where the radial position, *R* (m), the height, *Z* (m), the inner diameter of the duct in m, the flow velocity, v (m/s), and the mass flow rate in ton/h are shown from top to bottom. The abscissa is the channel length.

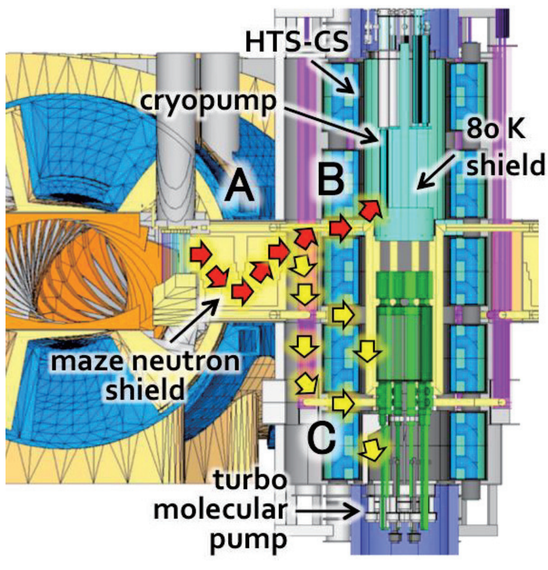


Figure 2.7.4.8 Typical routes of the exhaust gas from the molten tin shower, through the maze neutron shield, to the cryopump in the 80 K radiation shield or the turbo molecular pumps in the bottom.

シャワー部での流速 3.5 m/s を与え、質量流量が経路全体で一定となるように計算して得られたものである。このような体系で圧力損失及びポンプ動力の見積もりを行った結果、全圧力損失は 1.2 MPa 程度、その内 MHD 圧力損失は 0.2 MPa 以下、ポンプ動力は 10 セクション全体で 5.5 MW 程度という結果が得られている。配管が導体壁であるとした場合、MHD 圧力損失が飛躍的に増大するため、全圧力損失は 70 MPa を超え、ポンプ動力は 370 MW 程度となる。従って、絶縁壁は必須である。

REVOLVER-D には、ダイバータとして高い排気能力を有することも要求される。Fig. 2.7.4.8 に REVOLVER-D における排気経路の概略図を示した。シャワー部で生成された中性ガスは迷路構造の中性子遮蔽体（図中 A 部）を通り、HTS-CS を内部に有する中心真空容器内へと導入される。中性ガスの一部は高さ 1 m 程度の HTS-CS コイルの隙間（図中 B 部）を通過し、中心真空容器内上部の 80 K 輻射シールドで囲まれたクライオポンプ領域に入り、そこでクライオパネルに吸着される。中性ガスのもう一部は、やはり高さ 1 m 程度の HTS-CS コイルの隙間（図中 C 部）を通過し、中心真空容器内下方に設置されるターボ分子ポンプで排気される。

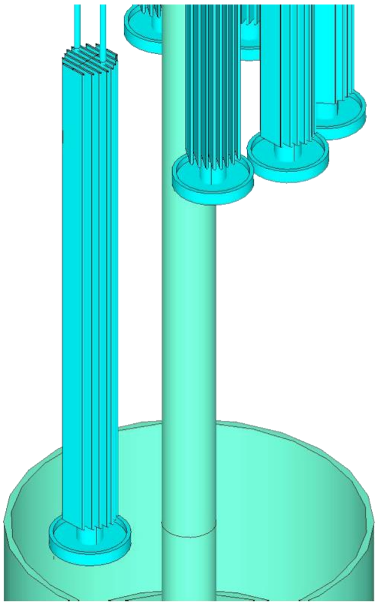


Figure 2.7.4.9 Cryopanel units.

まずクライオポンプによる排気について考察する。Fig. 2.7.4.8 における A 部の迷路構造中性子遮蔽体及び B 部の HTS-CS コイル間のコンダクタンスは、次の矩形管のコンダクタンス $C_{\mathrm{rectangular}}$ (m^3/s)の式を用いて概算できる。

$$C_{\mathrm{rectangular}} = \frac{300na^2b^2\sqrt{T/293}}{(a+b)L\sqrt{M/29}}$$

ここで n、a (m)、b (m)、L (m) はそれぞれ並列接続される同形状部の数、矩形管の幅、高さ、長さであり、T (K) はガス温度、M はガスの分子量である。A 部及び B 部のコンダクタンス C_{A} 及び C_{B} は、それぞれ (n, a, b, L, T, M) = (10, 1.6 m, 0.86 m, 6.0 m, 293 K, 5) 及び (10, 1.0 m, 0.7 m, 1.8 m, 80 K, 5) を用いて、C_{A} ~ 930 m^3/s 及び C_{B} ~ 600 m^3/s と計算され、これらを直列接続した合成コンダクタンスは 365 m^3/s となる。クライオポンプ部では複数の平板で構成される計 10 個のクライオパネルユニット（Fig. 2.7.4.9）に水素同位体分子を吸

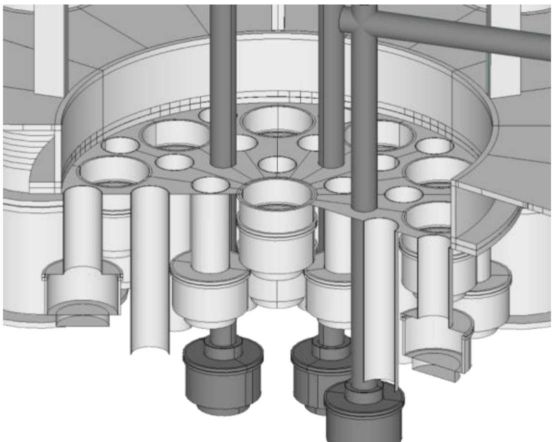


Figure 2.7.4.10 The turbo molecular pump assembly. Black TMPs are those for the HTS-CS cryostat.

着させる。一つのクライオパネルユニットの表面積は 20 m^2 程度とする。単位面積当たりの排気量を、ref. [2.7.4.9]を参考に 88 m^3/s/m^2 と仮定すれば、クライオパネル 1 つあたりの排気速度は 1,760 m^3/s となる。現段階では、後述するように、10 個のクライオパネルユニットを同時に用いることはせず、1 個ずつ再生して使用することを想定している。従って、クライオポンプシステム全体での実効排気速度は、先ほど求めた C_A と C_B の合成コンダクタンス 365 m^3/s を用いて、1/(1/365 + 1/1,760) ~ 300 m^3/s となる。

DT 核融合反応により生成されるヘリウム灰を排気するため、中心真空容器下部にはターボ分子ポンプユニット（Fig. 2.7.4.10）を設ける。ターボ分子ポンプ一台あたりの水素／ヘリウム排気速度として、ULVAC 社の TM-6300FH 相当の 5 m^3/s を仮定する。ターボ分子ポンプは、中心真空容器下部に直結させるものが 11 台、直径 0.3 m、長さ 0.7 m の円筒管を介して接続するものが 15 台の計 26 台とする。このターボ分子ポンプユニットの実効排気速度を見積もるにあたり、次の円筒管のコンダクタンス C_{cylinder} (m^3/s) の式を用いる。

$$C_{\mathrm{cylinder}} = \frac{121Kd^3\sqrt{T/293}}{L\sqrt{M/29}}$$

但し、K、d (m)、L (m) はそれぞれ短い円筒の場合の補正係数、円筒管の幅、高さ、長さ、T (K) は中性ガスの温度、M は中性ガスの分子量である。(K, d, L, T, M) = (0.36, 0.3 m, 0.7 m, 293 K, 5)として、各円筒管のコンダクタンスは 4.0 m^3/s となり、ターボ分子ポンプユニット全体での実効排気速度は 11 × 5 + 15 / (1/4.0 + 1/5) ~ 88 m^3/s と計算される。ここでは簡単のため、水素同位体とヘリウムの排気速度は同じとして扱う。

核融合出力 3 GW の核融合炉では、毎秒あたり $3 \times 10^9 / ((3.52 + 14.06) \times 10^6 \times 1.6 \times 10^{-19}) \sim 1.07 \times 10^{21}$ 回の重水素−三重水素（DT）核融合が発生する。以下では燃料ガスにおける DT の割合を 50%-50%とする。燃焼効率を 1 %と仮定すれば、毎秒あたり 2.14×10^{23} 個の DT 燃料から 1.07×10^{21} 個のヘリウムが生成されることになる。室温（25 ℃）に換算すれば、DT 燃料の供給量は ~440 Pa·m^3/s、ヘリウム灰の発生量は ~4.4 Pa·m^3/s となる。DT 燃料の供給量は燃焼効率に依存するので正確な評価は難しいが、以下の解析では簡単のため 500 Pa·m^3/s に統一する。これは 1 g/s の DT 燃料供給量に相当する。定常核融合炉においては、DT 燃料は供給した分だけ、ヘリウム灰は発生した分だけ排気する必要がある。クライオポンプとターボ分子ポンプによる DT ガスの排気速度は 300 + 88 = 388 m^3/s、ターボ分子ポンプによる He ガスの排気速度は 88 m^3/s なので、それぞれの排気圧力は室温換算で DT ガスが 1.3 Pa、He ガスが 0.05 Pa となる。

核融合炉内でクライオポンプを用いる場合、問題となるのは三重水素の保持量である。安全の観点から、核融合炉の真空容器内における三重水素保持量には制限が課されるものと予想される。例えば ITER では、真空容器内三重水素保持量の制限値が 1 kg と設定されており、この内の 120 g がクライオポンプに吸着されると考えられている[2.7.4.10]。上で検討したように、FFHR-d1 では 1 g/s の DT 燃料を供給する。従っ

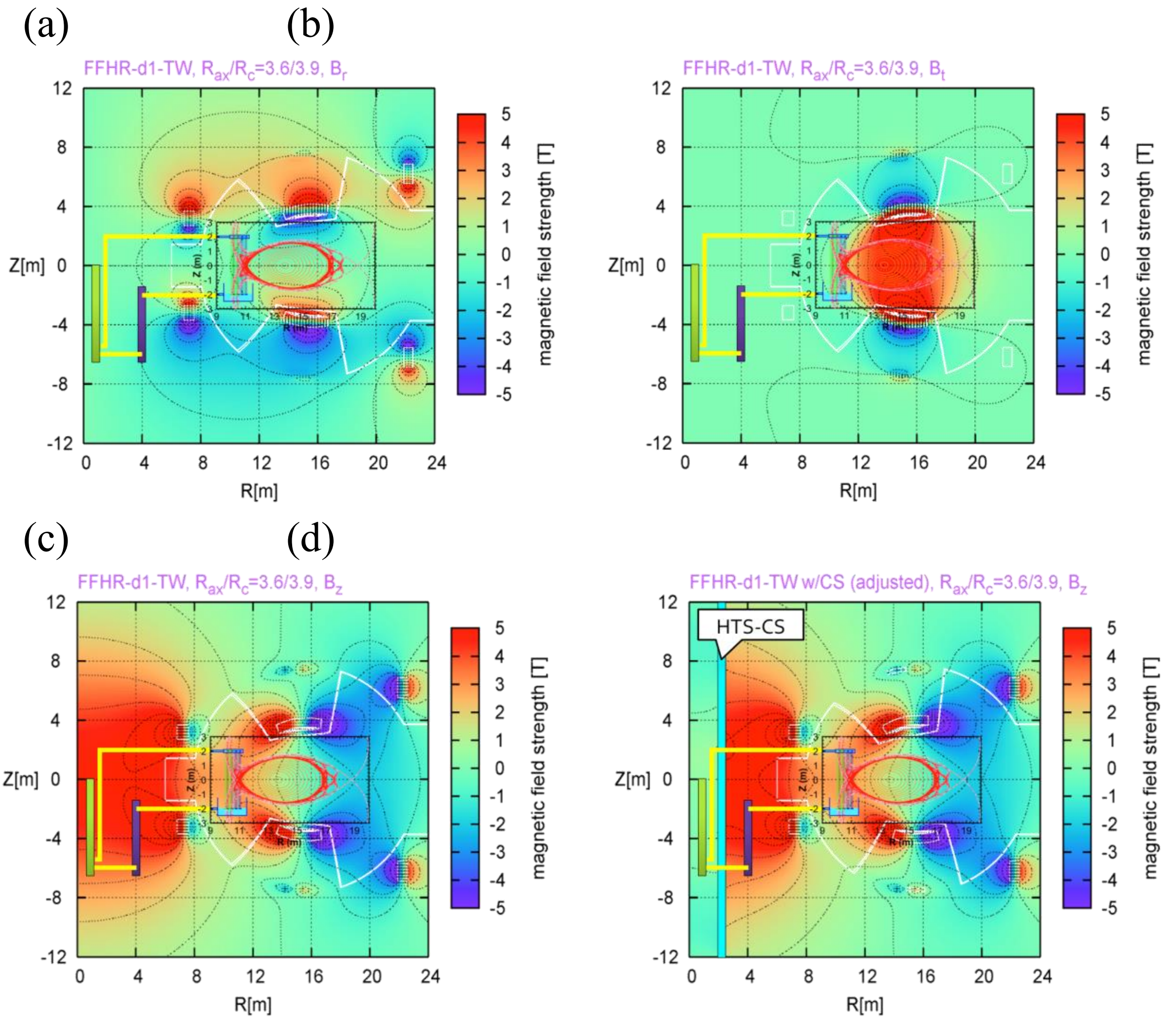


Figure 2.7.4.11 Profiles of the magnetic field strength of (a) the radial field, B_r, (b) the toroidal field, B_t, (c) the vertical field, B_z, without TS-CS and (d) the B_z with HTS-CS. In each figure, schematics of molten tin channel and shower together with the Poincare plot of horizontally elongated magnetic surfaces are also shown.

て、三重水素は 0.6 g/s で排気されることになる。過大評価になるが、これが全てクライオポンプで排気されるとすれば、1,000 秒の運転で 600 g の三重水素がクライオパネルに吸着されることになる。これは ITER で想定されているクライオポンプへの三重水素吸着量の 5 倍に相当することに注意が必要である。但し、真空容器第一壁温度が ITER では 200℃程度以下であるのに対し、核融合炉では 500℃以上となるため、第一壁への吸着量は相当に低減されると期待できる[2.7.4.11]。クライオパネルユニットは 10 台用意する。これらは通常時には F82H などの金属管中に設置されており、1 台ずつ 80 K 輻射シールド内に降ろして排気ガス中に暴露する。クライオパネルユニットには 1,000 秒の暴露で 600 g の三重水素が吸着される。基本的にはこれを上限として金属管中に引き上げ、次のクライオパネルユニットを降ろす。引き上げたクライオパネルユニットは、金属管内で昇温して水素同位体を脱離する。この際、金属管中に高温のヘリウムガスなどを導入して昇温を補助することも可能である。昇温脱離完了後、再び冷却して準備を整える。他の 9 個のクライオパネルユニットが稼働している時間、この例の場合では 9,000 秒 ＝ 2 時間 30 分を、この昇温脱離と再冷却に用いる

ことができる。もし昇温脱離と再冷却が30 分で完了できるならば、暴露時間を200 秒に縮めることで真空容器内三重水素保持量を 120 g にまで低減することも可能である。但し、クライオパネルユニットの上下動に溶接ベローズを用いた直線導入装置を使用する場合、暴露時間が短くなると溶接ベローズの寿命に留意が必要となる。例えば暴露時間 1,000 秒の場合、10,000 秒に 2 回動作するので、1 年間即ち約 3,000 万秒の連続定常運転でも動作回数は 6,000 回程度で済むが、暴露時間を 1/5 にした場合には動作回数が 5 倍の 3 万回となる。一般的な溶接ベローズには 100 万回以上の動作寿命を有するものもあるが、核融合炉の環境下で数万回の動作寿命を保証できるかどうかは自明ではない。

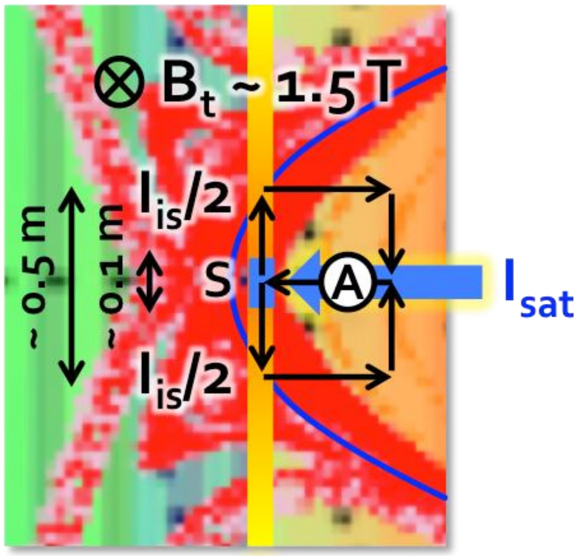


Figure 2.7.4.12 An imaginary circuit where the ion saturation current is flowing through the molten tin jet.

磁場閉じ込め核融合炉で液体金属を用いる場合、最大の敵は磁場である。Fig. 2.7.4.11 に FFFHR-d1 の横長断面位置における磁場強度分布を示す。Fig. 2.7.4.11(a) に示したように、溶融スズの経路には R ~ 7 m の内側ポロイダルコイル近傍で最大 3 T 程度の大半径方向磁場がある。しかしながらこの磁場は流れと平行であるため、特に大きな問題はないと考えられる。Fig. 2.7.4.11(b) に示したトロイダル磁場は、溶融スズの経路では概ねゼロである一方、噴流がプラズマと接する辺りでは 1.5 T 程度となる。プラズマから噴流に電流が流れ込むと、このトロイダル磁場との相互作用によってローレンツフォースが発生し、噴流が大半径方向に曲げられる可能性がある。ここでローレンツフォースによる噴流の曲がりを推定するため、Fig. 2.7.4.12 に示すような回路を考える。溶融スズ噴流の電気抵抗は非常に低く（電気抵抗率は 10^{-7} Ω·m のオーダー）、例えば直径 28 mm、長さ 1 m ならば 0.2 mΩ 程度である。もしこれに 1 V の電位差が加わるとすれば、5 kA もの電流が流れることになる。REVOLVER-D ではエルゴディック領域に溶融スズジェットを挿入するが、Fig. 2.7.4.12 に示したようにエルゴディック領域内部でも小半径位置が異なる場所、即ちポテンシャルの異なる場所を通過するため、その電位差により電流回路が形成され得る。但し、この場合の電流源はプラズマであり、電流の最大値はイオン飽和電流によって制限されるものと考えられる。単位体積 S (m^2)あたりのイオン飽和電流密度 I_{sat}/S (kA/m^2) は次式で与えられる。

$$\frac{I_{\mathrm{sat}}}{S} = n_{\mathrm{e}} e \sqrt{e} \sqrt{\frac{1}{m_{\mathrm{i}}} \frac{kT_{\mathrm{e}}}{e}} \exp\left(-\frac{1}{2}\right)$$

ここで n_e (10^{19} m^{-3})、m_i (kg)、kT_e/e (eV) はそれぞれ電子密度、イオン質量、電子温度

であり、特に DT プラズマの場合は原子量を 2.5 とすれば、

$$\frac{I_{\mathrm{sat}}}{S}(\mathrm{kA/m^2}) \sim 6.0\ \ n_{\mathrm{e}}(10^{19}\ \ \mathrm{m^{-3}})\sqrt{T_{\mathrm{e}}(\mathrm{eV})}$$

と簡略化できる。本章前半部において、溶融スズ噴流におけるプラズマ濡れ部の高さを 0.5 m、最大熱流束を 168 MW/m^2 と評価した。電子密度を 4×10^{19} m^{-3}、電子温度を 100 eV とすればイオン飽和電流密度は 240 kA/m^2 となり、熱流束は P_{div} (MW/m^2) = 7 × I_{sat}/S (kA/m^2) × T_{e} (eV) /1,000 = 168 MW/m^2 となる。但し、濡れ部である高さ 0.5 m の範囲で電子密度及び電子温度も変化するであろうから、この最大電流密度が全体に流れ込むとは考え難い。ここでは Fig. 2.7.4.12 に示したように、高さ 0.1 m の範囲で最大イオン飽和電流密度が流れ込み、溶融スズ噴流の上下それぞれ 0.25 m に渡って流れた後にプラズマへと還流するという回路を例として考える。溶融スズ噴流の太さを 0.03 m とすれば最大イオン飽和電流は 720 A となり、噴流中を上下に向かって流れる電流値はそれぞれその半分、即ち 360 A となる。ここで溶融スズ噴流における長さ 0.03 m の要素に働くローレンツフォースを考えてみる。重力加速度はチェーンの摩擦によって相殺され、終端速度 3.5 m/s が得られていると仮定する。直径 0.03 m、長さ L = 0.03 m、重さ m = 0.148 kg の溶融スズ塊が B = 1.5 T のトロイダル磁場中を v = 3.5 m/s の一定速度で落下しており、これに I = 360 A の電流が磁場と垂直に流れる場合、溶融スズ塊は $F = ILB$ = 16.2 N のローレンツフォースを受け、その運動方向は大半径方向に曲がる。垂直位置 Z = +0.25 ~ 0 m の範囲では上向きの電流が流れる。この領域を溶融スズ塊が通過するのにかかる時間は t = 0.25 / 3.5 ~ 0.071 s であるから、大半径方向の変位量は (1/2) $(F/m)\,t^2$ ~ 28 cm と見積もられる。その直下の Z = 0 ~ -0.25 m では下向きの電流が流れ、大半径方向逆向きに 28 cm 変位させるため、基本的には計 0.5 m を落下した後で元の位置へ戻ると考えられる。ところが 28 cm という変位はかなり大きいため、更なる考察が必要となる。Figure 2.7.4.12 からも類推されるように、溶融スズ噴流の経路が 28 cm も曲がると、リミタ／ダイバータによって規定されるプラズマ境界（図中の曲線）よりも外側に飛び出してしまう。プラズマ境界の外側ではイオン飽和電流はゼロとなるので、そもそもローレンツフォースは発生しない。

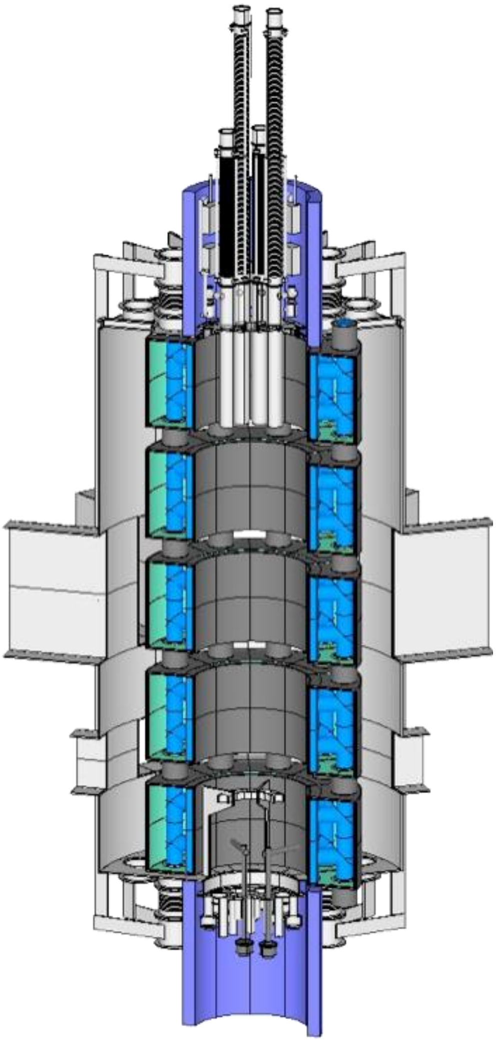


Figure 2.7.4.13 A bird's eye view of the central vacuum vessel and the HTS-CS.

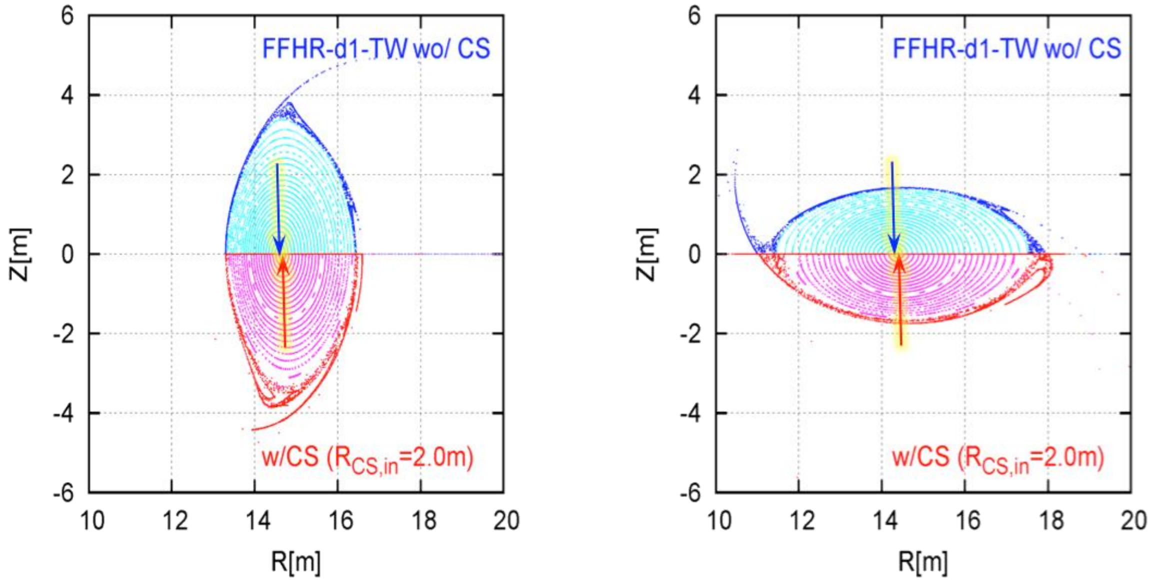


Figure 2.7.4.14 Comparison of the magnetic surfaces (upper half) without and (lower half) with HTS-CS at the (left) vertically and (right) horizontally elongated cross-sections. Each of the arrows denotes the magnetic axis position.

あるいは噴流が等ポテンシャル面に沿った場合にも電流は流れなくなる。結局、溶融スズ噴流が最大限曲がるとしてもプラズマ境界に沿うところまで、ということになる。28 cm という長さは Fig. 2.7.4.4 のノズル配置図においてノズルを 2 つ有する短管の直径 2 つ分に相当する。このように大きく曲がる場合、その噴流が距離周辺を流れる別の噴流と合流することも予想される。但し、噴流が曲がってもその内部のチェーンが露出してプラズマに晒されなければ問題ない。どの程度の曲がりに対し、どのようなチェーンであれば露出を防ぐことができるかについて、数式モデルの導出とその実験による検証が今後必要である。リミタ／ダイバータを挿入すること、及びスズが不純物として輻射損失を増大させることの 2 つの効果により、エルゴディック領域のプラズマが冷却され、イオン飽和電流が低減する。これはピーク熱負荷分散とローレンツフォース低減の双方に対し有効であり、大変重要なため、やはり今後定量的な予測を行う必要がある。

最後に垂直磁場分布（Fig. 2.7.4.11(c)）であるが、ここでは特に液体金属ポンプやターボ分子ポンプを配置する予定の装置中心部において 5 T 程度と非常に強いことが問題となる。ポンプを使用可能にするためには磁気遮蔽を行うことが必須であるが、飽和磁束密度が 3 T 以上であるような遮蔽材料は存在しない。そのため、Fig. 2.7.4.13 に示すように装置中心部に真空容器を設け、その内部に高温超伝導導体中心ソレノイド（HTS-CS）を配置して磁気遮蔽を行うこととした。中心真空容器は本体真空容器と直結する。HTS-CS の断熱真空容器（クライオスタット）は中心真空容器の内部にあることに注意が必要である。ヘリカルコイルやポロイダルコイルのクライオスタットが本体真空容器の外側にあるのに対し、HTS-CS のクライオスタットはトリチウムバウンダリ内に存在することになるため、そのメンテナンスは非常に困難となる。Figure 2.7.4.11(d) に HTS-CS を用いて中心領域の磁気遮蔽を行った場合の垂直磁場分布を示した。HTS-CS の通電電流を調整することで、HTS-CS 内部の磁場を 0.5 T 程度以下に

低減できる。液体金属ポンプやターボ分子ポンプを使用するためには更に磁場強度を低減し、地磁気程度以下とする必要があるが、この程度であれば軟鉄やパーマロイなどによる一般的な磁気遮蔽が十分可能である。HTS-CS のプラズマ閉じ込め磁場に対する影響は、磁気軸シフトという形で現れる。Figure 2.7.4.14 には HTS-CS が無い場合と有る場合の縦長断面及び横長断面におけるポアンカレ図を比較して示した。図中、矢印で示される磁気軸位置が HTS-CS 有りの場合に 14.4 m から 14.5 m へと若干外側へシフトしていることがわかる。これは LHD の場合で言えば 3.60 m から 3.63 m へのシフトに対応する。この程度であれば磁気軸位置を元に戻すことは通常の垂直磁場制御でも十分可能である。

以上、新概念の液体金属ダイバータである REVOLVER-D の概略を説明した。REVOLVER-D では、直径 3 cm 程度、流速 3.5 m/s 程度の溶融スズ噴流を並べてシャワーにしたものをトーラス内側のエルゴディック領域に挿入し、ヘリカルダイバータへと流出するプラズマを消滅させるリミタ／ダイバータとして機能させる。液体金属ポンプ及びターボ分子ポンプは高温超伝導導体中心ソレノイドで磁気遮蔽された装置中心部に配置される。これにより、液体金属流路を最短化してポンプ動力を最小化すると同時に、高い排気コンダクタンスと高い粒子排気性能が得られる。REVOLVER-D によって、核融合炉のダイバータに要求される高い安全性、高い保守性、少ない放射性廃棄物量、高い粒子排気性能、高い熱負荷性能を、同時に実現することが可能となる。

参考文献

[2.7.4.1] J. Miyazawa *et al.*, 1st IAEA Technical Meeting on Divertor Concepts, P-7 (29 Sep. - 2 Oct., 2015, IAEA Headquarter, Vienna), http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/meetings/TM49934.html.
[2.7.4.2] M. Shimada, J. Miyazawa, J. Plasma Fusion Res. Vol.92 (2016) 119, in Japanese.
[2.7.4.3] M. Kondo and Y. Nakajima, Fusion Eng. Des. **88** (2013) 2556.
[2.7.4.4] 袁 他, 日本金属学会誌 **65** (2001) 21.
[2.7.4.5] 杉山 他, JAERI-Tech 2002-010.
[2.7.4.6] S. Shrafat, J. Nucl. Mater. **329-333** (2004) 1429.
[2.7.4.7] M. Ida *et al.*, Fusion Eng. Des. **63-64** (2002) 333.
[2.7.4.8] J. Miyazawa *et al.*, Fusion Sci. Tech. **58** (2010) 200.
[2.7.4.9] http://www.ulvac-cryo.com/products/cryo-pump/about_cp/cp-basic_04/
[2.7.4.10] J. Roth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50** (2008) 103001.
[2.7.4.11] Y. Ueda *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Vol.85 (2009) 684, in Japanese.

2.7.5 遠隔保守

2.7.5.1 概要

10 年以上の長期運用・定常炉を目指す FFHR では、定期的な保守点検により炉内環境の健全性を保つ必要がある。現在の装置と比べて大きな違いは高い放射線環境であることであり, 人への安全性という観点からも遠隔装置による保守作業が必要である。現在の商用原子力発電所では、既に燃料棒の交換等で遠隔操作による作業が用いられているが、挿入径を規格化しており、同じ径を使って溶断用のケーブルを挿入する設計が用いられている[2.7.5.1]。これに対し核融合炉では各コンポーネントの形状が複雑で、かつ重量物であるため、独自の遠隔保守方法が必要である。現在、実際に遠隔保守装置を有する核融合プラズマ実験装置は JET[2.7.5.2]のみで、これはプラズマ対向壁にベリリウムを使用している為、ベリリウム粉じんから作業者を防護することが主な理由である。この他、Tore Supra における真空内での実験[2.7.5.3]がある。ITER ではベリリウムと共に高放射化レベルおよび重量物交換の作業性の観点から、より多くの遠隔保守作業の必要性が生じる[2.7.5.4]。

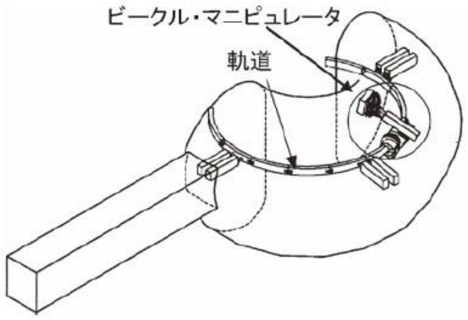


Figure 2.7.5.1 Vehicle-type manipulator to be used in ITER [2.7.5.6].

Table 2.7.5.1 Classification of the maintenance works planned in ITER [2.7.5.4].

ITER の構成機器	クラス	頻度	保守期間
ダイバータ	1	3 回/10 年	＜6か月（全交換） 6週間(1 台）
テストブランケット		～1回/年	2週間～1か月
計測プラグ		～5 回/20 年	＜1か月
ブランケットモジュール	2	不定期	＜8 週間（1個） ＜3 か月（1 列） ＜2 年（全交換）
クライオポンプ		4 台/20 年	～1 か月
RF アンテナ		＜5 回/20 年	～1 か月
ECH&CD システム		＜5 回/20 年	～1 か月
クライオスタット、熱シールド、超伝導コイル、真空容器器セクター	3	不定期	

ITER における保守対象物のリストを表 2.7.5.1 に示す。保守の頻度，必要性の観点から 1-3 のクラスに分類されており、このうちクラス１は定期交換，クラス２は不定期交換，クラス３は装置寿命中の交換は予定されていないが，交換のための保守シナリオが必要なものと分類されている。原型炉級の炉（FFHR、トカマク DEMO）と ITER では装置運用条件、放射化レベルなどで大きな違いがあるため ITER での保守要件をそのまま使用することが出来ない。しかし、基本的な手法のコンセプト，必要な箇所等に関する議論が可能である。今回はクラス１に該当する炉内機器の遠隔保守の主な対象としており、ブランケット、ダイバータ・ターゲットの保守・交換等を対象とした。

2.7.5.2 ヘリカル炉における遠隔保守に関する基本方針

FFHR では、トカマク型に比べて真空容器内機器の構造が複雑となる。そこで、ポート開口部を従来の設計よりも大きく取るよう、HHFR-d1 ではコイルおよび周辺機器の再配置が行われた。基本的な考え方はポート部からの片持ち支持でマニピュレータを挿入し、トーラス方向 36-72 度の間での作業性を確保する。

表 2.7.5.2 に ITER と FFHR における要求事項の比較を示す。FFHR 用炉内保守装置では、ブランケット、ダイバータなどの重量物（１トン以上）をサポート・移動させるような重量物が移送可能なマニピュレータおよびクレーンによる方法、および任意の場所に自由に移動可能な小型の自立移動型ロボットの２種類の併用を検討している。この際、ポート開口部はトーラスホールに対してオープンな状況となる。このため、ITER では放射化コンポーネントはキャスク内に格納し除染エリアへ運搬されるが、FFHR では重要物運搬にトーラスホール内の天井クレーンも併用した運搬を検討する。このトーラスホール内で同コンポーネントの再格納も行い、その後に除染エリアへ移動させる案である。

天井クレーンは重量物（100 トン以上）の運搬が可能であるが、遠隔操作による精度の高い位置制御は困難である。現行技術でのマニピュレータによる運用物の重量制限は、ITER 用に開発された現行技術によると約 10 トンであるが、位置制御の制度は約 1mm であるため、作業はマニピュレータが主に行い、コンポーネント材のメンテナンス中の重量保持および移動は主にクレーンが担うことが好ましいと考える。マニピュレータはトーラス方向 36-72 度の間での作業性を確保するよう複数台を挿入可能とし、上部ポートをコンポーネントの引き出し口として利用する。

Table 2.7.5.2 Comparison of the requirement for remote handing to be applied to FFHR and ITER (for ITER [2.7.5.4]).

	ITER/ブランケット	ITER/ダイバータ	FFHR
線量率	500Gy/h		
外形寸法	1.4x1.0 x0.5m	3.4x2 x0.4~0.9m	
重量	4.5ton	12.5ton	約 10ton/個（マニピュレータで対応可能な荷重） 数 100 トン（天井クレーンによる運搬荷重）
個数	440	54	
保守装置最大寸法（ポート開口部）(m)	1.7(W) x2.2(H)	0.7~1.4(W) 2.2(H)	7.5(H) 8.5(W)
保守装置最大重量（キャスク容量）	45ton（保守対象機器を含む）		未定
交換時間	8 週間（1 個） 3 カ月（トロイダル方向 1 列） 2 年（全交換）	8 週間（1 個） 6 か月（全交換）	高熱負荷による損傷大の箇所のみ交換
交換頻度	10 年の運転後に 1 回（全交換） 6 個/年（下部） 3 個/年（それ以外）	3 回/前半 10 年 5 回/後半 10 年	高熱負荷による損傷大の箇所のみ交換

2.7.5.3 小型装置による遠隔保守

自足移動型ロボットはこれまでに核融合分野で用いられた例はない為、開発が進行すればトカマク・ヘリカル共通で使用できる可能性がある。また、現在の炉内保守装置はルーチンワークを主としており、非常時に任意の場所へ移動することが出来ない。ヘリカル炉ではトカマクと比べると炉内形状が複雑であるため、ポート部に設置された観測窓からの監視では不十分である.そこで自足移動型は任意の場所へ移動し、トラブルの要因を点検することにも利用可能である。

実際に核融合研の共同研究にて試験運用を行ったロボットを図 2.7.5.2 に示す。開発した三脚式小型ロボットは、最長時で全長約 600mm（脚長 250mm)、全重量 1.7kg と比較的小型であり、同サイズのヒューマノイドと比して軽量、また、多様な姿勢、歩行形態をとることができる。本年度は、このロボットが金属 (SUS304 鋼) 壁面で移動を可能とする吸盤型アタッチメントを開発し、これをロボットの足裏に装着して移動する具体的な方法を考案し，実証実験を行った。図 2.7.5.2 に示すように、アタッチメントの装着により、任意の壁角度において移動が可能となり，背面（天井）歩行でもロボットは安定性高く移動できることが確認できている（注：図 2.7.5.2 では、上部に板があり、下部が重力方向である。つまりロボットは板の背面にぶら下がる形で踏破した)。また、図 2.7.5.3 に示すような現在の LHD プラズマ真空容器内を模擬した曲率を持つ実験フィールド上での踏破試験も行っている。このフィールド上では、樹脂性の吸盤アタッチメントがその柔軟性により壁の曲面に受動的に適応し、安定した移動を行うことに成功している[2.7.5.6]。一方で、当然のことながら、吸着力は壁面のなめらかさに依存するため、表面粗さに依存しない吸着力あるいは支持力をもったアタッチメントの開発が求められる。実際のプラズマ装置で吸盤アタッチメントの使用は難しいと思われるが、本実験は実験ではロボット脚の間接部分の稼働もしくは制御方法で、背面歩行歩を含む場所で脚の吸着、脱着が可能であることを実証した。FFHR などの原型炉級の炉では、低放射化フェライト鋼がプラズ対向壁に使用される可能性もあるため磁石を活用した可能性もある。

Figure 2.7.5.2 A three-leg robot.

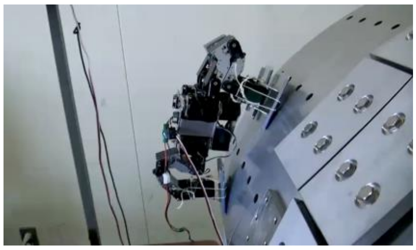


Figure 2.7.5.3 Walking test of the robot on a LHD-like vacuum vessel wall.

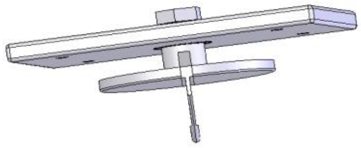


Figure 2.7.5.4
A nail-type attachment for the robot.

現在の LHD プラズマ真空容器内のようなタイルが設置されている場合を想定し、爪型のアタッチメントを開発している。これは、ブランケット間の隙間に爪を滑り込

ませて機体を支持するものである。ITER 等でもコンポーネントの境界(溝)は存在し、また第一壁パネルを交換するために専用の穴の加工があるため、ブランケット間の隙間に爪を滑り込ませて機体を支持し移動する手法も検討の価値がある。

前節のロボットとは別に、可変構造の多脚式ロボットの設計をはじめている（図 2.7.5.5)。これは、複数の節型ロボットが組み合わさり、多脚式ロボットとして構造化されるものである。現在は、１節分のロボットを製作しており、現在、軽量化と、ロボットを構成するユニットの単純化を検討している[2.7.5.11]。

今後の課題として、小型遠隔保守ロボットについて、あらゆる可能性を視野に入れながら、実現性の検討、研究開発を行っている。しかしながら、現在のところ、ロボット本体の構造に着目した検討のみである。実際には、ロボットの自律制御法、ロボット間の情報共有、ロボット自身の故障診断・修復法などの問題もあり、また、これらの問題がロボットの構造設計が必要である。

2.7.5.4 その他、保守に関する関連技術

強度な放射線環境下で動作するために、ITER に向けた開発ではモータのグリースや歯車の改良などが行われてきた。表 2.7.5.2 に ITER での線量率を記載した。FFHR ではプラズマ運転時の線量率が数 kGy/s と見積もられている[2.7.5.8]が、メンテナンス時の線量率や、プラズマ停止からメンテナンスに至るまでの経過時間等の見積もりはこれからの課題である.放射線環境下での部品利用として、核融合以外の他分野で開発されているロボットの情報収集も併せて進めている。宇宙関係のロボティクスでは「放射線環境下」「人間による作業をサポートする」「真空」といった観点で共通のキーワードがあり、かつ国内における研究拠点があるという点から宇宙航空研究開発機構（JAXA）における宇宙探査ロボティクス研究室を訪問し、情報収集を行った。宇宙分野では核融合分野に比べて放射線環境下を考慮したロボットおよびその部品開発の歴史が長く、また耐放射線の試験が行われた部品のリストアップも国際的なネットワークの元で進められており、部分的にこれらを参考とすることも可能である。

小型装置による遠隔保守も、特に高レベル放射化エリアでのモニターに関する技術は東日本大震災(2011 年)後の福島第一原子力発電所事故対策として近年多数の開発が行われているため[2.7.5.10]、一部は核融合発電炉への適応も可能であると考える。

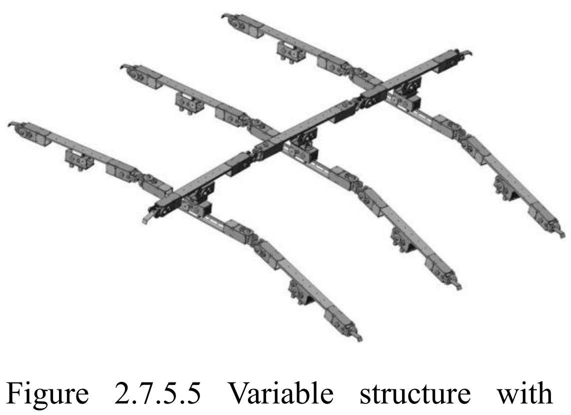


Figure 2.7.5.5 Variable structure with a combination of joint-type robots.

参考文献

[2.7.5.1]たとえば、宮坂靖彦、他「JPDR 解体実地試験の概要と成果」、原子力学会誌、38 (1996) 553

[2.7.5.2] A Rolfe, et al., "A report on the first remote handling operations at JET", FED 46(1999)299.

[2.7.5.] M. Houry "Development and Operation of an ITER relevant Inspection Robot", IAEA FEC, 2008, FT/P2-18.。

[2.7.5.4] 角舘聡,「特集/テキスト核融合炉」,プラズマ核融合学会誌, 87 supplement 193 (2011).

[2.7.5.5] 飛田健次　他,プラズマ核融合学会誌, 81, 875(2005).

[2.7.5.6] 早川大貴, 高橋将徳,「三脚ロボットの歩行モードに関する研究」日本機械学会・九州学生会, 第 42 回卒業研究発表講演会 (2011) .

[2.7.5.7] 武田信和,角舘聡 他,プラズマ核融合学会誌, 84, 100(2008).

[2.7.5.8] 東芝、Private communication

[2.7.5.9] 田中照、Private communication

[2.7.5.10] 例えば、寺井藤雄　他、「震災復旧を支援する遠隔操作型ロボット」、東芝レビュー、68 (2013) 34

[2.7.5.11] 早川大貴, 高橋将徳、Private communication

2.8 加熱装置

本章では、FFHR-d1 用加熱装置についての検討を行う。加熱機器に対する DEMO 炉である FFHR-d1 では、*a.* 入射電力の増加、*b.* ブランケットによる加熱電力入射ポートの制限、そして *c.* FFHR-d1 プラズマからの中性子束対策が重要な検討項目となる。

中性粒子ビーム入射加熱（Neutral Beam Injection, NBI）は、1000 秒程度のビーム入射が可能な RF 駆動型負イオン源を用い、エネルギー1.5~2.0 MeV の重水素負イオンビームを多段多孔電極系で加速、中性化効率が 100%近く、残留イオンによる熱負荷が非常に低い光中性化セルによる中性粒子ビームの生成について記述している。電子サイクロトロン波加熱（Electron Cyclotron wave Heating, ECH）は入射ポート面積当りの加熱電力が最も高く、中性子束対策として屈曲型リモートステアリングアンテナを設置できることから FFHR-d1 プラズマの最も有力な加熱方式である。ここでは、電子バーンシュタイン波加熱（EBWH）の FFHR-d1 への適用可能性の検討を行い、数値計算による O-X モード入射の検討を行っている。イオンサイクロトロン周波数域加熱 (Ion Cyclotron Range of Frequencies Heating, ICH)では、先進的なアイデアであるブランケット一体型アンテナを FFHR-d1 内に組み込み、加熱と同時にトリチウム増殖を行う計画である。また、ICH ではプラズマ内のトリチウム密度の低下時でも、自己点火の閾値を下げる可能性を持っている。なお、本稿では ICRF アンテナ電磁波放射部の検討も行っている。

2.8.1 NBI 加熱

FFHR-d1 での NBI の重要な役割は、ECH、ICH と同様に FFHR-d1 プラズマの自己点火までのプラズマ加熱であり、FFHR-d1 プラズマのサイズから、1.5~2.0 MeV のビームエネルギーが必要となる[2.8.1.1]。大型ヘリカル装置（Large Helical Device, LHD）内に閉じ込められたプラズマの特性から、NBI による FFHR-d1 プラズマが自己点火に至るまでのコア部プラズマの加熱が必要となり、最近電子·イオン温度差を抑止した NBI と ECH の共同加熱は、FFHR-d1 プラズマを安定に自己点火に導く上で極めて有効な手法と考えられる[2.8.1.2]。現在、NBI のビーム入射時間は最長 1000 秒とほぼ定常入射であることから、水素／重水素負イオン源プラズマ、水素／重水素負イオン生成、そして負イオンビーム加速の長時間の安定性が要求される。

2.8.1.1 FFHR-d1 NBI 用負イオン源

前述のように、FFHR-d1 用 NBI ではエネルギー域が 1.5~2.0 MeV のビームを 1000 秒レベルでの安定入射が必要となる。このようなエネルギー域でのイオンビームの中性化効率を考慮すると、負イオン型 NBI 以外の選択肢は無い。LHD-NBI でのビームエネルギーは最大で 190 keV であるため、FFHR-d1 との技術開発のギャップは著しく大きい。大気側から真空中への高電圧導入部であるブッシングに関しては、ブッシング形状による電界分布の調整はシミュレーションと実験の相互フィードバックが必要である。また、核融合科学研究所では真空内置方式負イオン源の開発時に、負イオン生成のためのプラズマの点火の後、負イオン源と周辺の真空容器間で放電し高電圧を印加できない状況が発生して、負イオン源を真空内置方式から大気側外付方式に変

更した経緯がある。この問題の抑止方法は、ITER NBI テストファシリティを建造中のイタリア電離ガス研究所･RFX CNR との共同研究によって解明していく予定である。

長時間入射の場合、LHD-NBI 用負イオン源で採用されているフィラメント･アーク放電方式では、ビーム入射中のフィラメント断線が発生し、フィラメント断線時に入射電力が急峻に低下する可能性がある。一方、欧州で ITER-NBI 用負イオン源として開発されている RF 駆動型負イオン源[2.8.1.3, 2.8.1.4]では、フィラメント断線無しに標的プラズマの自己点火条件を満し得る。また、RF 駆動型負イオン源では、フィラメント交換のために放射化された環境下へのアクセスが少なくなる。

次に、負イオン電流を増加させるために負イオン源内に添加されるセシウム（Cs）の能動制御[2.8.1.5]が、安定なビーム電力供給に必要不可欠である。特に、プラズマ電極と呼ばれる負イオン生成表面温度と負イオン源放電室内壁温度の制御に関して、量子科学技術研究開発機構とドイツ マックスプランク プラズマ物理研究所 NBI グループとの間で Cs リサイクリングとその能動制御に関する研究を進めている。

Cs 添加が最適な条件では、負イオン源プラズマ内の電子密度が負イオンの 1%以下になり、プラズマがほとんど正イオンと負イオンのみの、いわゆる負イオンプラズマが形成されることが明らかになった[2.8.1.6, 2.8.1.7]。プラズマ電極で生成される負イオンは水素正イオンが主要な親粒子であり、正イオンは電子を伴う両極性拡散により負イオン源プラズマ生成部からプラズマ電極へ到達し、同電極近傍に存在する電子偏向磁場により電子はプラズマ電極内に流れ込み、正イオンの一部が負イオンに変換され、ループ状の電子偏向磁場内に負イオンプラズマが形成されることがわかった[2.8.1.8]。この機構の解明は、負イオン電流密度を増加させる上で重要な研究結果である。

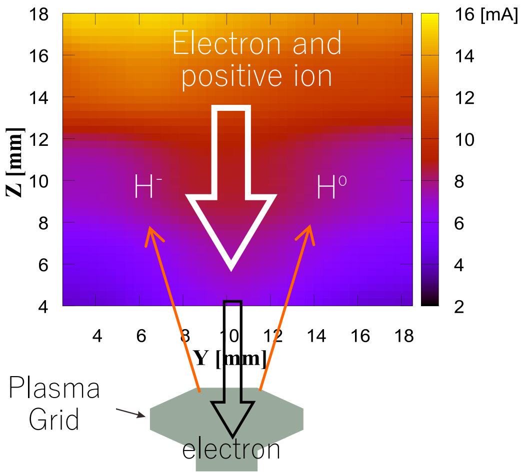


Figure 2.8.1.1 Two-dimensional distribution of the negative saturation current near plasma grid.

2.8.1.2 FFHR-d1 NBI ビームライン

FFHR-d1 用 NBI ビームライン設計の重要項目を示す。

1. 全 NBI 消費電力に対する入射電力効率の飛躍的向上
2. FFHR-d1 プラズマからの中性子遮蔽
3. FFHR-d1 プラズマへの NBI 入射角とビーム吸収

上記項目 1 について、実用炉レベルの核融合装置では全消費電力に対する発電電力を超えることが重要なミッションである。その消費電力のうち、他の機器と比較すると加熱装置への供給電力は大きく、加熱装置への供給電力に対する加熱入射電力のエ

コノミーが重要になる。NBI では消費電力のうちビーム加速電力が相対的に大きく、LHD NBI の場合、ガス中性化セルを用いていることによる電力損失が最も大きい。消費電力の利用効率の改善のためには、イオンビームの中性化にはビーム中性化効率が約 100%である光中性化セルを採用する必要がある。他の中性化セルと光中性化セルを比較した場合のメリットは下記の項目である。

a 中性化セル通過後のビーム構成。光中性化セルの場合、ビーム加速に用いた全電力が入射されるビーム電力になる。
b 中性化セル通過後の残留イオンビームが 10％以下である。このため残留イオンビームによる高熱負荷を除去が容易で、冷却水ポンプの消費電力が低減できる。
c ガス中性化セルやプラズマ中性化セルと比較し、中性化にともなうビームライン内のガス排気負荷が極めて低い。

ガス中性化セルとプラズマ中性化セルを用いた場合の中性化効率は、それぞれ約 60%と 90%であり[2.8.1.9]、例として NBI 1 基当り 20 MW 電力を入射する場合、プラズマ中性化セルの場合でも約 2 MW の熱負荷を定常にビームダンプで除去する必要がある。また、項目 2 について商用炉を想定した場合、加熱装置への全入力電力に対する核融合プラズマへの吸収電力の効率（加熱電源電力効率）が重要になって来るが、光中性化セルはガス中性化セルに対し約 50%の加速電力の節約になる。中性化効率に関しては、プラズマ中性化セルは光中性化セルとほぼ同等な性能を持っているが、後に述べるように、ビームラインへのガス導入を極力抑えるためには、ガス放電を用いるプラズマ中性化セルは FFHR-d1 用 NBI の要請に対する整合性が低い。

光中性化セルの場合でも、中性化効率を 100%に近付けるためにはビームライン内の残留ガス圧の低減が必要である。これは光中性化セル以外で中性化する負イオンビームを抑えるためである。特に、放射線遮蔽のために負イオンビームの屈曲構造を設置する必要があるが、残留ガスで中性化された水素原子ビームによる屈曲構造壁部への熱負荷損傷を抑止する必要がある。一方、プラズマ放電を用いて負イオン生成を行う以上、ビームライン内へ水素ガスを持ち込むことは避けられず、ビームライン内を低ガス圧に保つためには、その他のガス導入を極力避ける必要がある。

FFHR-d1 プラズマからの中性子束に関して、現状の FFHR-d1 点火シナリオではプラズマ自己点火まで NBI 入射を行い、その後はブランケットを備えるゲート弁を閉止し中性子束を遮断するため、トカマク炉で常に NBI による電流駆動が必要な場合と比較すると、圧倒的にイオン源とその他のビームライン機器への中性子損傷は低減することができる。ただし、FFHR-d1 自己点火条件に近付くにしたがい、ビームライン内の機器は中性子束に晒されるため、イオン源を含むビームライン機器の構造と配置の決定後に、中性子遮蔽構造の検討する必要がある。

次に項目 3 について、LHD NBI ではビームエネルギーと LHD プラズマへのビーム吸収から接線入射方式を用いている。一方、FFHR-d1 の場合には同様な入射角を採用すると、入射ビームはヘリカル系プラズマのロスコーンの位置とほぼ一致する。このため、入射角を変位させロスコーンを避けた入射を行う必要があり、入射角度と粒子軌道についての検討を行う。

参考文献

[2.8.1.1] A. Sagara, et al., Fusion Engineering and Design (2012) 594.
[2.8.1.2] H. Takahashi et al., 20th International Stellarator-Heliotron Workshop, S2-I1.
[2.8.1.3] P. Fanzen et al., Nucl. Fusion, 47, (2007) 264.
[2.8.1.4] R. Hemsworth, et al., Nucl. Fusion 49 (2009) 045006.
[2.8.1.5] A. Kojima et al., Rev. Sci. Instrum. 85 (2014) 02B312.
[2.8.1.6] K. Tsumori et al., Rev. Sci. Instrum. 85 (2012) 02B113.
[2.8.1.7] Y. Takeiri et al., AIP conf. proc. 1515 (2013) 139.
[2.8.1.8] S. Geng et al., Rev. Sci. Instrum, 87 (2016) 02B103.
[2.8.1.9] A. S. Schlachter, et al., "Neutralization of a Fast Negative-Ion Beam", Proceedings of the Second U.S.–Mexico Atomic Physics Symposium on Two Electron Phenomena, Cocoyoc, Mexico, January 8-11 (1986).

2.8.2 ECH 加熱

数十から数百 GHz 帯の周波数の電磁波を利用する ECH は、
・ビーム入射のためのアンテナをプラズマから離れた位置に設置可能であり、中性子照射による損傷を軽減出来ること
・局所的な加熱および電流駆動が可能であり、プラズマの制御性に優れること
・大電力の電子サイクロトロン波発振器であるジャイロトロンの技術的開発が進展しており、ITER の要求仕様である発振周波数 170 GHz・発振出力>1 MW・連続運転時間>1,000 秒・発振効率>50%を満たすジャイロトロン開発に既に成功していること [2.8.2.1]
・電力密度が高く、小さなポート開口面積からビーム入射が可能であること、すなわちトリチウム増殖ブランケット面積を大きくとれること
などの理由から、将来の核融合炉における加熱手法として最も有望視されている。
本節では、現在までの大電力長パルス発振ジャイロトロンの開発状況と、電子サイクロトロン波が伝播不能となるような高密度プラズマにおいても加熱を実現するための、電子バーンシュタイン波加熱（Electron Bernstein Wave Heating, EBWH）の FFHR-d1 への適用可能性の検討状況について述べる。

2.8.2.1 ジャイロトロン開発

核融合炉に適用可能な高周波数・大電力・長パルス・高効率ジャイロトロンの開発は、1990 年代半ばの大きなブレイクスルー：
・電磁波発振の役割を終えたジャイロトロン内電子ビームのエネルギーを回収する、コレクター電位降下（Collector Potential Depression, CPD）手法の成功による発振効率>50%の達成 [2.8.2.2]
・ジャイロトロンから電磁波を出力するための、低電力損失・高熱伝導率の特性を備えた人工ダイヤモンド製真空窓の開発 [2.8.2.3]
等によって大きく進展し、現在では前述のような ITER 仕様レベルの高性能ジャイロトロンが LHD、W7-X、DIII-D、ASDEX-UG、JT60-U 等世界の様々なプラズマ実験装

置で使用され、プラズマの高性能化に寄与している。特に LHD や W7-X のようなステラレーター型装置にとってその特性である長時間プラズマ維持の実証のために、長パルスジャイロトロンの開発と適用が進められてきた。

NIFS では筑波大学との共同研究により発振周波数 77 GHz および 154 GHz のジャイロトロンが設計・開発され、東芝電子管デバイス（TETD）により製作された。2014 年度までに 77GHz 管 3 本、154 GHz 管 2 本が LHD 実験に使用可能となり[2.8.2.4]、その加熱電力は合計で 5.4 MW に達している。これらのジャイロトロンを用いた近年の実験成果として、

・高電子温度（T_{e0}=10.5 keV、n_{e0}=1.6×10^{19} m^{-3}）
・高電子温度と高イオン温度の同時達成（T_{e0}=7.6 keV、T_{i0}=6 keV)
・ECCD（I_{ECCD}=±26 kA, P_{EC}=731 kW, T_p=6 s)
・ECH 長時間放電（39 分間、n_{e_ave}=1.1×10^{19} m^{-3}、T_{e0}=2.5 keV、T_{i0}=1 keV）

などが得られている。

W7-X は 2015 年末にプラズマ実験が始まったところであるが、実験の初期フェーズでの加熱装置は ECH のみであり、出力約 1 MW の長時間運転が可能な 6 本の 140 GHz ジャイロトロンが用いられている。今後さらに 4 本のジャイロトロンを追加し、10 本で合計 8 MW の加熱電力とする計画である [2.8.2.5]。将来的には NBI や ICH も適用する計画であるが、長時間運転が可能なのは ECH のみである。

Table 2.8.2.1 に現在までに実現されている主な高性能ジャイロトロンの仕様（製造会社／研究機関、適用装置、発振周波数、キャビティでの発振モード、出力、発振効率、運転時間）をまとめる [2.8.2.6]。

FFHR-d1 のプラズマ中心磁場強度は 5−6T であるため、必要とされるジャイロトロンの周波数は基本波加熱の場合 140−168 GHz 程度である。Table 2.8.2.1 から分かるように、これまでの 77−170 GHz のジャイロトロン開発のノウハウの蓄積により、この周波数帯の大電力長時間発振ジャイロトロンの製作に大きな困難はないと考えられる。二次高調波加熱を行うためには 300 GHz 程度の周波数が必要となる。これまでの核融合研究では 170 GHz 以上の高周波数でのジャイロトロン開発は主に協同トムソン散乱計測等、計測用の低電力管が主であり、加熱用大電力ジャイロトロンの実現は今後の課題である。

2.8.2.2 電子バーンシュタイン波加熱の FFHR-d1 への適用可能性の検討

電子サイクロトロン周波数帯の電磁波を用いたプラズマ加熱を行うために、基本波の正常波（O 波）加熱や 2 次高調波の異常波（X 波）加熱が用いられる。しかし電磁波モードである O 波や X 波にはプラズマ中での伝播上限密度（遮断密度）が存在し、それ以上の高密度プラズマに対しては適用不能となる。磁場強度 5.5T において、ジャイロトロン発振周波数 154 GHz の基本波 O モード加熱の場合のプラズマ遮断密度は 2.9×10^{20} m^{-3}、308 GHz の 2 次高調波 X モード加熱の場合の右回り遮断密度は 5.9×10^{20} m^{-3} である。LHD 実験ではプラズマ中心部で超高密度となる超高密度コア ＝

Table 2.8.2.1　Achieved parameters of major high-power, long-pulse gyrotrons

Company/ Institution	Device	Frequency (GHz)	Cavity mode	Power (MW)	Efficiency (%)	Pulse length (sec)
Toshiba/ NIFS	LHD	77 154	$TE_{18,6}$ $TE_{28,8}$	1.8 / 0.3 1.2 / 0.35	38 / 36 37 / 39	1.0 / 900 1.0 / 1,800
GYCOM/ IAP	ITER	170	$TE_{28,12}$ $TE_{25,10}$	1.5 1.0	49 53	2.5 1,000
Toshiba/ JAEA	JT-60SA ITER	110 170	$TE_{22,6}$ $TE_{31,8}$	1.4 1.0 / 0.8	45 55 / 57	9.0 800 / 3,600
CPI	W7-X	140	$TE_{28,7}$	0.9	35	1,800
TED/KIT/ CRPP	W7-X	140	$TE_{28,8}$	0.92	44	1,800

SDC プラズマの生成が確認されており、その中心電子密度は 12×10^{20} m^{-3} に達している [2.8.2.7]。この成果を受けてヘリカル型核融合炉 FFHR において高密度状態での核融合反応の安定維持を目指した検討が進められている。ECH 加熱においても、O 波・X 波の遮断密度以上の高密度プラズマにも適用可能な加熱手法として電子バーンシュタイン波加熱の研究を進めている。

通常、装置の弱磁場側から電子サイクロトロン波を O モードで入射した場合、中心部の電子密度がプラズマ遮断密度を超えていると、入射波はプラズマ中心に到達する前にプラズマ遮断層にて反射され中心部に到達出来ない。しかし電子サイクロトロン波ビームの入射方向を調整することによりプラズマ遮断条件と X 波の左回り遮断条件を同時に満たすことが可能であり、そのような方向（その分布する範囲を O-X モード変換窓という）に O 波を入射することで、O 波はプラズマ遮断層で反射される際に X 波に変換され（O-X モード変換）、低密度側に位置する高域混成共鳴（UHR）層まで伝播後、そこでさらに伝播に密度の制約のない電子バーンシュタイン波（EBW）に変換される（X-B モード変換）[2.8.2.8]。その後 EBW は高密度側に伝播し、ドップラーシフトを含む共鳴条件を満たす領域でプラズマを加熱する。この一連の過程を OXB

加熱といい、様々なトカマク型・ステラレーター型プラズマ実験装置において実現されている [2.8.2.9−12]。

FFHR-d1 で生成されるプラズマについて、FFHR-d1 の真空容器形状を考慮した O-X モード変換窓の計算を行っている。プラズマの密度分布を仮定すればプラズマ遮断層の形状が分かり、プラズマ遮断層上の各点で X 波の左回り遮断条件を満たすビーム入射方向が計算できる。各点でのビーム入射方向のベクトルを真空側に延長し、延長したベクトルが真空容器ポート開口内にあれば、それが実現可能なビーム入射方向であると判断する。図 2.8.2.1 に計算結果の一例を示す。この計算に用いたパラメータは

中心磁場強度： 5.6T

電子サイクロトロン波周波数： 154 GHz

中心電子密度 n_{e0}： $4\times10^{20}\ \mathrm{m^{-3}}$

電子密度分布形状： $n_{e0}\,(1-\rho^{8})^{2}$

である。

図は FFHR プラズマの 1/10 セクションを描画しており、紫色の格子面がプラズマ遮断層を、青の矢印がプラズマ遮断層上の各点での X 波の左回り遮断条件を満たすビーム入射方向と逆方向のベクトルを表す。x、y、z 方向はそれぞれ大半径方向、トロイダル方向、垂直方向である。現在はまだプラズマ遮断層までの周辺部の O 波の伝播は屈折による曲がりのない直線としているが、今後屈折の効果を取り入れ、より詳細な検討を進めていく。

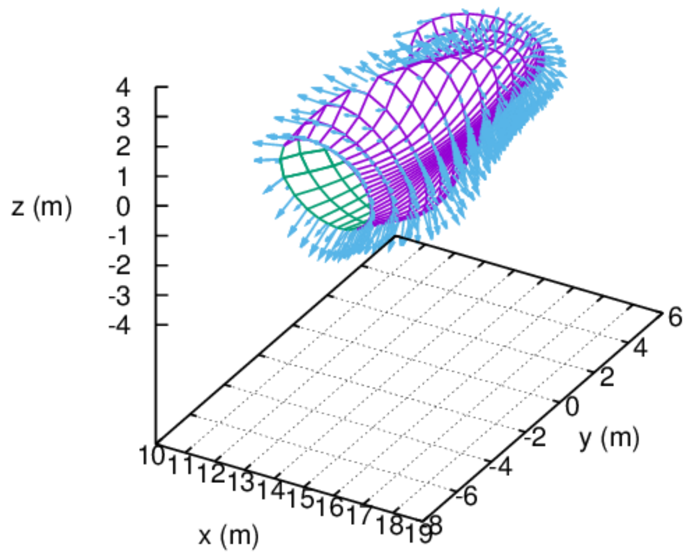


Figure 2.8.2.1 Reversed vectors of the optimum injection directions of O-mode waves for achieving O-X mode conversions, plotted on the surface of plasma (O-mode) cut-off layer.

参考文献

[2.8.2.1] G.G. Denisov *et al*., IEEE IVEC (2013).
[2.8.2.2] K. Sakamoto *et al*., Phys. Rev. Lett., **73**, 3532 (1994).
[2.8.2.3] K. Sakamoto *et al*., Review Sci. Instrum., **70**, 208 (1999).
[2.8.2.4] T. Kariya *et al*., Nucl. Fusion, **55**, 093009 (2015).
[2.8.2.5] M. Thumm *et al*., Terahertz Sci. Technol., **1**, 73 (2008).
[2.8.2.6] M. Thumm *et al*., IEEE Transactions Plasma Sci., **42**, 590 (2014).
[2.8.2.7] R. Sakamoto *et al*., Fusion Sci. Technol. **58** 53 (2010).
[2.8.2.8] J. Preinhaelter and V. Kopecky, J. Plasma Phys., **10** 1 (1973).
[2.8.2.9] H.P. Laqua *et al*., Nucl. Fusion, **43**, 1324 (2003).
[2.8.2.10] A. Mueck *et al*., Fusion Sci. Technol., **52**, 221 (2007).
[2.8.2.11] Y. Yoshimura *et al*., Fusion Sci. Technol., **52**, 216 (2007).
[2.8.2.12] H. Igami *et al*., Nucl. Fusion, **49**, 115005 (2009).

2.8.3 Ion Cyclotron Range of Frequencies Heating (ICRF)

環状プラズマを用いた ICRF 加熱研究において、ICRF 速波により加速された高速粒子による DT 反応は実証[2.8.3-1]済みである。核融合炉で期待されている密度領域に対しても、ICRF 速波は 10^{19} m^{-3} 程度の電子密度を超えるプラズマであれば FFHR-d1 の運転領域である中心電子密度 $3x10^{20}$ m^{-3} でも速波は中心伝搬出来るため[2.8.3-2]、幅広い電子密度帯でのプラズマ点火へ向けた加熱源として期待できる。ICRF 加熱は物理的に核融合点火の実証が行われているが、核融合炉での信頼性の高くメンテナンス頻度の低い ICRF 励起アンテナの設計研究課題が残されている。

Table 2.8.3.1 Demonstration for high power steady-state ICRF system towards a fusion reactor (operation frequency of 50 MHz, a diameter of 203 mm for transmission line)

	Transmitter	Transmission line	Liquid stub tuner	Feedthrough	Loop Antenna
Power, Voltage	1.6 MW	50 kV	50 kV	40 kV	40 kV
Test time	5000 s	30 min	30 min	30 min	30 min

2.8.3.1 大電力定常 ICRF 加熱の開発状況

大電力 ICRF 加熱を行うためには、(1)高周波電力を生成する発振器、(2)電力伝送を行う伝送路、(3)効率良く電力を入射するための整合回路、(4)プラズマを閉じ込めている真空部と大気部を切り離すための真空封じ部、(5)プラズマへの電磁を励起させる電磁波励起部の 5 種類の構成からなり開発が進められている。FFHR-d1 で予定されている核融合炉運転は中心磁場強度 5.6T、重水素(D):トリチウム(T)=50%:50%を想定しているため、JET で実施された高効率の ICRF プラズマ加熱(D:T=10%:90%の少数イオン加熱)シナリオではなく、 ITER で検討されている ICRF 加熱シナリオと同様な T の 2

次高調波加熱(T^{2nd})または D:^{3}He=90%:10%の少数イオン加熱($^3He^{1st}$)が挙げられる。表2.8.3.1 に核融合科学研究所において開発が進められている各 ICRF 加熱装置の典型的な試験時間に対する発振電力・器機耐電圧に関する試験結果を記載した[2.8.3.1-1]。実証試験で使用した周波数は 50MHz を採用し、伝送路は特性インピーダンス 50Ω の外形 203mm の同軸管(203D)を用いた。FFHR-d1 における T^{2nd}, $^3He^{1st}$ の ICRF 加熱で使用する周波数は 56.7MHz であるが、工学的にこの程度の周波数の違いでは差異はないと考えている。また実証のために選んだ試験時間に対しても、各器機は十分定常条件に達したと考えられる時間である。予想される伝送路上の最高電圧は、非定在波伝送領域では伝送路電圧の上限を 50 kV とすると 203D の同軸管辺り最大伝送電力は 8.3 MW(最大電界強度 8.7 kV/cm)となる。伝送路終端での ICRF アンテナの放射抵抗と伝送路の特性インピーダンスが異なるため、アンテナと整合回路の間に定在波領域が存在し、非定在波領域より高い電圧部が存在する可能性がある。LHD における電子密度 $1x10^{19}$ m^{-3} のプラズマ運転時のループアンテナの放射抵抗は、約 3.2Ω 程度が得られているため、定在波領域の終端抵抗をアンテナ放射抵抗である 3.2Ω とすると、50 kV の伝送路耐電圧では 1 系統辺り 1.6 MW 程度しかアンテナ放射電力を達成出来ない。そこでインピーダンストランスフォーマーの開発を進め、アンテナでの見かけ上のアンテナインピーダンスを 2 倍[2.8.3.1-2]に増加させる事に成功し、最大放射電力を 3.2 MW 可能になった。インピーダンストランスフォーマーの更なる最適化やアンテナの放射抵抗がプラズマの密度に対し比例して増加することを利用し、現状の予測では電子密度 10^{20} m^{-3} のプラズマの運転では 4 MW 以上の放射電が期待できる。FFHR-d1 でのアンテナ放射抵抗を精度良く予測するためには、アンテナおよびプラズマ周辺部の物理モデルを含めた 3 次元電磁解析が重要となり、電磁解析フレームワークの確立を目指している。

2.8.3.2 ICRF を用いたプラズマ加熱シナリオの検討

FFHR-d1 における ICRF 加熱シナリオとして上記で上げた T^{2nd}, $^3He^{1st}$ が有力視されている。T^{2nd} と $^3He^{1st}$ は使用する周波数が同じであり、装置開発の面では非常に効率が良いが、一方 $^3He^{1st}$ は少数粒子として使用する ^{3}He 購入費が高いくなることが予想されるため核融合発電のランニングコスト増加につながる可能性がある。そのため核融合炉内で ^{3}He を生成するシナリオ(重水素の 2 次高調波加熱(D^{2nd})により加速された高速イオンを用いた DD 反応により生じる ^{3}He 生成シナリオ)の検討も始めている。トロイダルプラズマ実験において D^{2nd} を用いた DD プラズマ加熱・中性子発生研究は十分に検証が進められており、有望な加熱手段の一つとしても考えられている。D^{2nd} の周波数は約 85MHz と T^{2nd}, $^3He^{1st}$ などの周波数より高いため、アンテナ設計に関してもよりコンパクトなアンテナを設計することが出来る利点がある。

低加熱電力でのプラズマ点火を目指し、ICRF を用いた高効率加熱シナリオ研究が進められている。3 種イオンによる少数イオン比加熱が非常に良好なバルクイオン加熱を達成出来ることから近年 3 種イオン加熱シナリオ研究が進められている[2.8.3.2-1]。DT プラズマにおける 3 種イオン加熱のシナリオとしては①D:T=1:2 で少数イオンのベリリウム(Be)を 1%以下にするシナリオ、②D:T=45%:55%で少数イオン

のリチウム(^{7}Li)は 1%以下とするシナリオの 2 種類が考えられている。Be は ITER の第一壁に使用する予定の材料であり、Li もプラズマ性能向上研究の材料として使用する可能性のある材料である。そのため核融合炉の炉内材料として使用する可能性があるため、上記のシナリオは Be, Li どちらも 1%以下と非常に低い割合であることから、プラズマ放電中に自然と供給される可能性があるイオンである。①のシナリオは T の使用量が多く核融合出力が最大となる D:T=1:1 のシナリオに比べ核融合出力は低下するが JET での実験では 1 割程度の低減に留まっている。②のシナリオは D:T~1:1 であるため、現在考えられているシナリオに非常に近い。三種イオン加熱に関しては実験データがまだ少なく検証が済んでいないが、非常に魅力的なイオン加熱を達成可能であることから、先進 ICRF 加熱シナリオとして投入電力を有効に利用する加熱シナリオとして今後も研究を進めて行く必要がある。

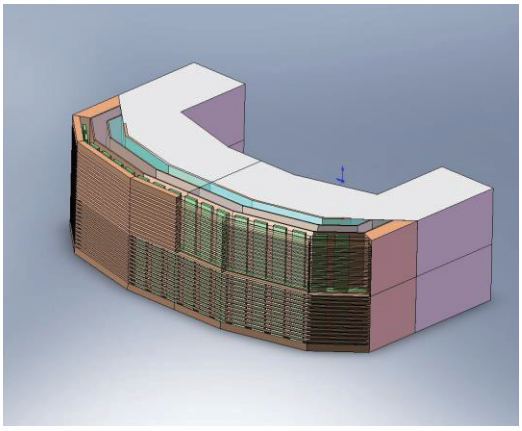


Figure 2.8.3.1 Optimized multi toroidal array ICRF antenna installed in blanket module in FFHR-d1

Table 2.8.3.2 Typical waveguide length to toroidal direction in various ICRF heating on FFHR-d1

	T^{2nd}, $^3He^{1st}$	D^{2nd}
Frequency	56.7 MHz	85.1 MHz
Length	2.65 m	1.76 m

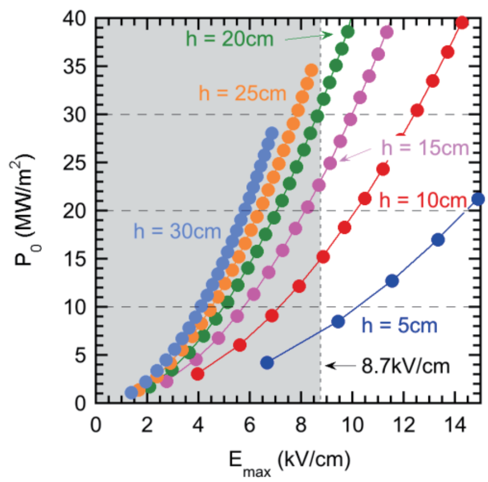


Figure 2.8.3.2 Radiation power density P_0 at the surface of waveguide antenna in various height and maximum electric field E_{max} inside of waveguide.

2.8.3.3 ICRF アンテナ(電磁波放射部)の検討

ICRF 波動加熱研究において電磁波放射部としてループ構造の ICRF アンテナが研究されている。ループ構造の ICRF アンテナは装置サイズを抑えたまま効率の良い電磁波放射を達成出来るが、構造が複雑となるため核融合炉では信頼性およびメンテナンス性が悪くなる。そこで信頼性を高め・メンテナンス性を下げた①ループ構造タイプの ICRF アンテナ(Fig. 2.8.3.3-1)と②先進的な導波管型 ICRF アンテナの検討を進めている。

図 2.8.3.3-1 に 36 本の電流導体(ストラップ)をブランケット内部に内包した ICRF アンテナ例を示す。ICRF アンテナの構造をブランケットと一体型にすることで冷却流路の共通化・電流導体の磁場に対して理想的に設置することで、構造の簡略化も合わせ信頼性の向上・メンテナンス頻度の低下を期待している。1 本のストラップから 1

MW 程度の放射電力を期待出来るとすると 36 MW/20 m^2 ~ 1.8 MW/m^2 の電力密度を達成出来る。しかし依然として内部構造が複雑であることから構造の簡略化による更なる信頼性の向上およびそれに付随するメンテナンス頻度・製作やランニングコストの低減を進める必要がある。

アンテナ放射部の構造を簡略化する手段として、導波管を用いた ICRF アンテナが挙げられる。現在のプラズマ研究として磁場強度は 3T 程度であり、プラズマサイズとして小半径は 0.6m 程度であることから、導波管の長径方向の最低長(トロイダル方向)は 3m を越えるため現時的ではなかった。FFHR-d1 では装置サイズも大きく、磁場強度も高くなるため導波管アンテナの典型長となる最低長を表 2.8.3.3-1 に記した。矩形導波管の長径サイズを 2.65m の時の短径サイズ h(cm)と入射電力に比例する導波管内の最大電界強度 E_{max}(kV/cm)に関する平均放射電力密度 P_0 (MW/m^2)を図 2.8.3.3-2 に記した。導波管内の最高電界強度を E_{max}=8.7 kV/cm とすると放射電力密度は 15 MW/m^2 (h=10cm)となり、放射電力密度は短径長 h に比例していることが分かる。ブランケットモジュール間のギャップを矩形導波管として考えて設計を進めているが、ブランケットとの融合性を考慮し、短径長のサイズを決定していく必要がある。図 2.8.3.3-3 に FFHR-d1 用に設計した簡易導波管アンテナモデルを載せた。真空容器まで同軸管伝送し、その後同軸−導波管変化を行い導波管モードに変更し電磁波を容器内へ伝送させる。ブランケットモジュールはトロイダル方向のサイズとして 10 m 以上と長いため、3m 以下の導波管をブランケットに内包することが出来る。h (15 cm) x width (2.65 m)を採用すると 1 導波管辺り 6 MW の入射も可能となる。導波管の電場強度は分布を有するため、電場の高くなる中央付近を少し広げる事で更なる電力導入も可能となるため、最適化を進めている。またブランケットはモジュールタイプで分割導入することが予想されるため、ブランケット間の設置隙間を利用することでも導波管アンテナとして成立するため、アンテナとして特別な部品を利用せずに導波管アンテナを導入する設計を進めて行く。

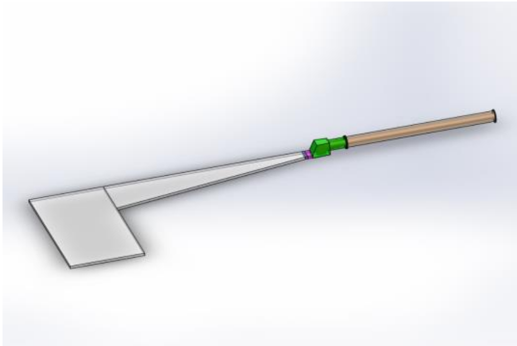


Figure 2.8.3.3 Waveguide ICRF antenna in FFHR-d1. The waveguide is installed in left square region (gray part), which consist of surfaces of Blanket module and/or a square hall in Blanket module. There is no additional material as an ICRF antenna.

参考文献

[2.8.3.1] M. G. Bell et al., Phys. Plasmas **4** (1997) 1714.
[2.8.3.2] Y. Takase et al., Plasma Phys. Control. Fusion. **38** (1996) 2215.
[2.8.3.3] T. Seki et al., J. Plasma Fusion Res. **3** (2000) 359.
[2.8.3.4] K. Saito et al., Fusion Eng. Des. **96-97** (2015) 583.
[2.8.3.5] Y. O. Kazakov et al., Nucl. Fusion **55** (2015) 032001.

2.9 燃料供給

自己燃焼プラズマの定常維持に必要な燃料供給特性を明確にし，燃料供給装置開発およびトリチウム循環系構築の指針とするために，燃料供給特性が自己燃焼プラズマの維持に及ぼす影響を調べた．自己燃焼プラズマの運転密度は2×10^{20} /m^3を超える密度となるため，周辺密度限界を避けつつ高密度を達成することが不可避となり，現時点では固体水素ペレット入射法が最も妥当な燃料供給手段であると考えられている．一方，炉条件の高温プラズマにおいては，ペレット侵入長が浅くなる事が容易に予測され，自己燃焼プラズマを維持するために必要な燃料供給が可能であるか否か明らかにする必要がある．これまでも，閉じ込め特性のスケーリング則を用いた0次元モデルによる，自己燃焼プラズマへの燃料供給シナリオ検討が行われてきているが[2.9.1]，プラズマ分布の動的変化を考慮できないため，予測精度に曖昧さが残されていた．本研究では簡便ながら，大枠を外さずに燃料供給特性を予測するために，LHDにおける実験結果を基に，ペレット粒子デポジション特性と，密度分布の時間変化を求め，直接分布外挿法[2.9.2]を用いて温度分布の時間変化を求めた．

ペレット入射による燃料供給分布に関して，トカマク装置では高磁場側入射によるペレット溶発プラズモイドのE×Bドリフトによる非拡散的輸送が，浅いペレットデポジション分布を補償して深い燃料供給分布を実現するシナリオを検討しているが，ヘリカル装置では磁場構造の三次元性に起因して，溶発プラズモイドの非拡散的輸送の効果が限定的であることが，実験的[2.9.3]，理論的[2.9.4]に分かっており，燃料供給分布はペレットが溶発する位置によって決まると仮定し，単純な中性ガス遮蔽（NGS）モデル[2.9.5]によるペレット半径の減少率（式(1)）から燃料供給分布を推定した．

$$\frac{dr_{\mathrm{P}}}{dt} \propto T_{\mathrm{e}}^{1.64}\, n_{\mathrm{e}}^{\frac{1}{3}}\, r_{\mathrm{p}}^{-\frac{2}{3}} \qquad (1)$$

ここで，r_{p}，T_{e}，n_{e}は固体水素ペレット半径，背景プラズマ電子温度，背景プラズマ電子密度である．粒子輸送特性に関しては，LHDの高密度長時間放電の密度分布解析結果によると，高密度放電では拡散に比べて対流のフラックスが十分小さく，単純な拡散的輸送で密度分布変化を近似できることから，式(2)によって密度分布の動的挙動を記述した[2.9.6]．

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = D(r,t)\frac{\partial^2 n(r,t)}{\partial r^2} + \left(\frac{D(r,t)}{r} + \frac{\partial D(r,t)}{\partial r}\right)\frac{\partial n(r,t)}{\partial r} + S(r,t) \qquad (2)$$

ここで，n，r，D，Sはプラズマ密度分布，プラズマ小半径位置，拡散係数，粒子源分布である．熱輸送は，LHD実験で得られた規格化圧力分布からgyro-Bohm型の閉じ込め特性を仮定した直接分布外挿法にて，上で求めた密度分布に対応する圧力分布を推定し，エネルギー閉じ込め時間のタイムスケールで，その圧力分布へ変化させる事で圧力分布の動的挙動を記述している（式(3)）．また，温度分布は圧力分布を密度分布で除する事で求めた．

$$\frac{\partial p(r,t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_{\mathrm{E}}(t)}\left(\left(P_{\mathrm{aux}}(t) + P_{\alpha}(t)\right)^{0.4} n(r,t)^{0.6} B^{0.8} p_{\mathrm{norm.}}(r) - p(r,t)\right) \qquad (3)$$

ここで，p，τ_{E}，P_{aux}，P_{α}，B，$p_{\mathrm{norm.}}$は圧力分布，エネルギー閉じ込め時間，外部加熱パワー，α加熱パワー，磁場強度，gyro-Bohm規格化圧力である．これらの方程式により求めた温度密度分布の時間変化とDT核融合反応断面積から核融合出力の時間変化を求め，自己燃焼プラズマの準定常運転シミュレーション計算を行った．本計算では，外部加熱入力が零となる自己燃焼状態を対象とし，ペレット粒子供給深さがプラズマ密度分布形成に及ぼす影響，および自己燃焼プラズマ維持特性に及ぼす影響を調べた．なお，ペレットのサイズは燃料供給に伴う核融合出力の変動が十分小さくなる様に，プラズマに含まれる粒子数（おおよ

そ4×10^{23}個）の5 %となる2×10^{22}個とした．
ペレット侵入長が浅い場合，拡散によるコア部への粒子供給が不十分なため，十分なα出力が得られず，自己燃焼プラズマ条件を満たす事ができなかった．また，このような周辺部への燃料供給条件下では周辺密度が密度限界を超える事からも運転シナリオとはなり得ない．規格化ペレット侵入長（λ/a）が0.3よりも長い条件では，自己燃焼プラズマの定常維持の解が見つかった．図1はλ/aを0.3から0.9まで変化させた時の，最も低い密度で自己燃焼状態を維持できる運転点における，定常燃焼状態の密度分布と温度分布を示す．λ/a = 0.3の時はペレットデポジションが周辺部に限られるために，規格化小半径が0.7よりも内側の領域はペレット入射による変動の影響をほとんど受けず，平坦な密度分布となっている．ペレット侵入長が深くなるに連れて，密度分布は尖塔化し，λ/a = 0.3ではほぼ1である尖塔化度（$n_e(0)/\langle n_e\rangle$）が，λ/a = 0.9では1.5まで大きくなる．このように，ペレット侵入長を変えて自己燃焼プラズマを維持したときの主要パラメータを図2にまとめた．ペレット侵入長が深くなると，（a）中心温度密度は増加し，温度は低下する傾向があり，（b）最低核融合出力の低減，燃焼率（供給粒子数に対する燃焼する粒子の割合）の増加，（c）単位時間あたりの燃料供給量の低減，に寄与する．このようにペレットの侵入深さは密度分布を決定することを通じて，自己燃焼プラズマの特性に影響を及ぼす．平坦分布になるλ/a = 0.3において，自己燃焼プラズマを維持するためには，最低限でも1.0 GWものアルファ出力が必要となるが，λ/a = 0.9では0.7 GWまで低減可能であり，より現実的な炉設計が可能となる．また，燃料燃焼率は1.0 %から2.8 %まで増加し，自己燃焼プラズマを維持するために必要な水素同位体の循環量を1/4の量に減少させることが可能である．この水素循環量を1日当たりの量に換算すると，63 kg/dayから16 kg/dayへの減少となる．一方，そのような深い燃料供給特性を実現するためには，（d）現在のペレット入射技術を大きく上回る20 km/sを超えるペレット入射速度が必要となる．もし，大きなペレットを使用することが可能であれば，ペレット速度を半減させることが可能であるが，大きなペレットによるコア粒子供給は核融合出力の変動を引き起こすことから，必要となるペレット速度を緩和する効果は限定的である．

燃料供給深さがλ/a = 0.3よりも浅い場合は，拡散によるコア部への燃料供給量が不十分であることと，周辺密度が密度限界に達することから，自己燃焼条件が達成できない．燃料供給深さがλ/a = 0.3よりも深くなるペレット燃料供給条件下で，自己燃料プラズマの定常維

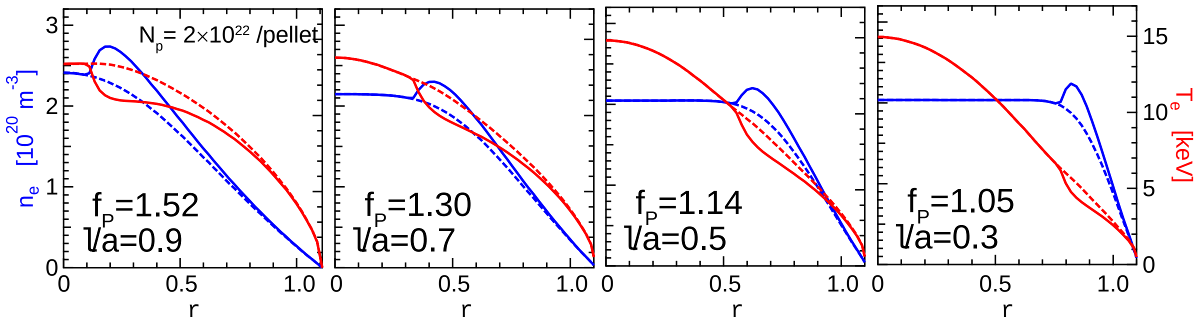


Figure 2.9.1 Effect of pellet penetration depth (λ/a) on the formation of density profile in a self-ignited plasma.

持が可能となる．燃料供給深さがλ/a ＝ 0.3のとき必要となるペレット入射速度は1.1〜1.6 km/s程度であり，既存のペレット入射技術で想定しうる範囲の入射速度である．さらに深い燃料供給による尖塔化密度プロファイルは，核融合出力を適切に小さく保つこと，必要となる燃料粒子数を最小化することに寄与する一方で，尖塔化密度分布を実現するためには，既存の技術を大きく超えた高速ペレット入射速度（10〜20 km/s）が不可避となり，ペレット入射速度の飛躍的な向上にむけた技術開発研究が急務となる．

その他，ペレット粒子供給においては，ペレット加速ガスの消費量が多くなる可能性に留意しなければならない．現在，確立しているペレット加速法としては，高速に回転するロータを用いて機械的にペレットを加速する遠心加速法と，高圧ガスの膨張を利用して加速するニューマッチク加速法がある．遠心加速法は，固体水素と金属との接触が免れないため，加速過程におけるペレットの破損や損耗が大きく，ペレット入射の信頼性に劣る．ニューマチック加速法は直管内を加速するので，ペレット入射の信頼性が高い一方で，加速に大量のガスを使用するデメリットがある．加速ガスの使用量は加速バレルの体積と加速に必要なガス圧の積で決まり，ペレットに含まれる粒子数のおおよそ10倍程度になる．加速ガス圧はペレット速度を決める最も大きな要因なので，速いペレット速度が必要になると，使用ガス量が増大する．そして，この加速ガスはペレットと直接触れるのでトリチウムによる汚染が生じるため，トリチウムプラントでの処理の対象となる．このような大量のガス（燃焼量の1000倍程度）をトリチウムプラントで処理することは非効率であるので，加速ガスを含めて真空容器内に入射するガスの大部分はトリチウムプラントをバイパスして循環させ，一部のみをトリチウムプラントへ分流し，純度管理を行う必要と考えられる．その場合，プラズマ中の燃料比を制御することができなくなるので，使用するガスのDT比は加速ガスも含めて50:50にしておくことが必須となる．

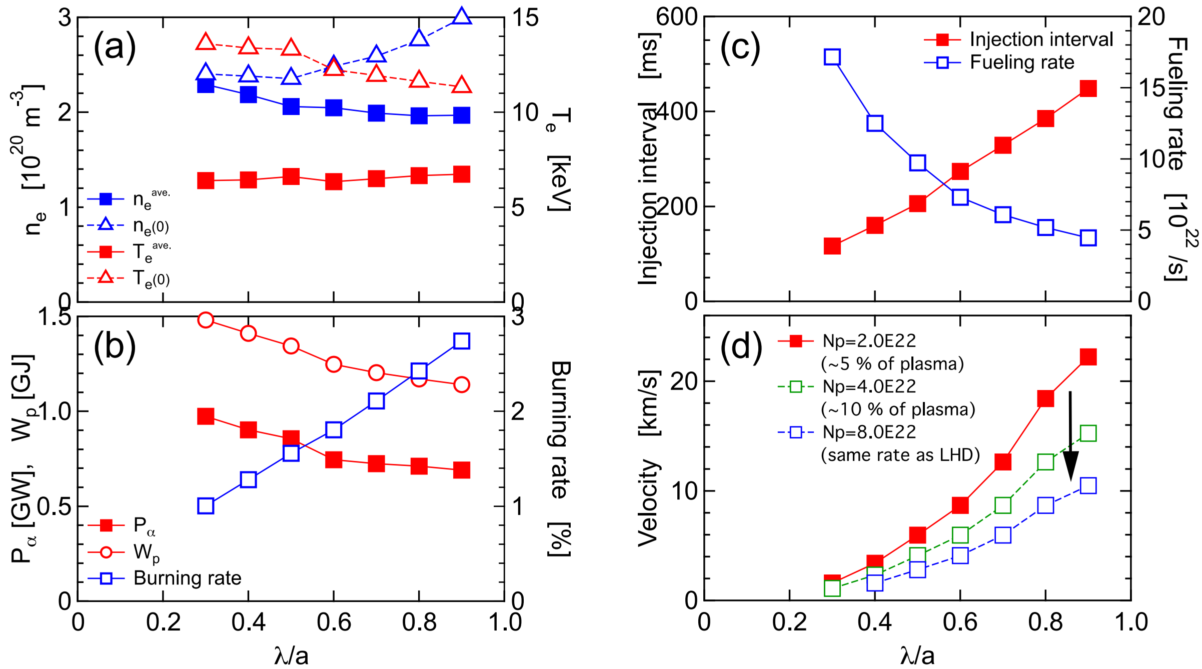


Figure 2.9.2 Variation of major parameters of a self-ignited plasma as a function of pellet penetration depth.

参考文献

[2.9.1] O. MITARAI et al., “Pellet injection algorithm for the FFHR helical reactor”, Fusion Engineering and Design **70** (2004) 247–267.
[2.9.2] J. Miyazawa et al., “Direct extrapolation of radial profile data to a self-ignited fusion reactor based on the gyro-Bohm model”, Fusion Engineering and Design **86** (2011) 2879–2885.
[2.9.3] R. Sakamoto et al., "Ablation and Subsequent Density Redistribution of Fueling Pellets Injected into LHD Plasmas", Proc. 29th EPS Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion vol **26B** (Montreux, Switzerland, 2002) P-1.074.
[2.9.4] A. Matsuyama et al., “Modelling of the pellet deposition profile and ∇b-induced drift displacement in non-axisymmetric configurations” Nuclear Fusion **52** (2012) 123017.
[2.9.5] P. Parks and R. Turnbull, “Effect of transonic flow in the ablation cloud on the lifetime of a solid hydrogen pellet in a plasma,” Physics of Fluids **21** (1978) 1735–1741.
[2.9.6] R. Sakamoto et al., “Pellet fuelling requirements to allow self-burning on a helical-type fusion reactor” Nuclear Fusion **52** (2012) 083006.

2.10 計測

2.10.1 概要

ITER クラスの実験炉と FFHR-d1 等の原型炉クラスでは、物理的にも工学的にもギャップがあり、少なくとも原型炉の運転の初期段階では、実験研究的な要素が大きいものと予想される。そこでの炉心プラズマ性能の把握が依然として必要であるとの考えのもと、既存の核融合プラズマ実験で用いられている基幹計測機器は可能な限り装備する方向で議論を進めている。一方、計測ポートを増やすとトリチウム増殖比の減少や計測ポートを通した中性子のストリーキングの問題を指摘する声があるが、実験炉以降の装置では、大型ポートからプラズマを見るような計測は不可能であり、ITER の計測でも分かるようにポートには遮蔽プラグが埋め込まれ、迷路を通してプラズマを見るようになっている。遮蔽プラグではトリチウム増殖はしないが、プラズマから入射した中性子をかなり反射する（またはそのような材料を選ぶ）ので、装置全体の TBR に与える影響は限定的である。さらに必要であれば、大型ポートを汎用に取り付けるのではなく、ある計測に特化して、最小限のポートにすることによって TBR への影響はさらに軽減できる。また、中性子のストリーミングについても迷路構造を用いることによって十分に抑えることができる[2.10.1.1]。ただし、迷路構造を取り得ない計測や、真空窓を使用できない計測は、遮蔽やトリチウム境界の観点から十分な考慮が必要である。核融合工学プロジェクト計測タスクでは、磁気計測、中性子計測、ダイバータ計測、分光計測、干渉計/反射計計測、トムソン散乱計測、荷電交換分光計測を取り上げ、原型炉適用に向けた検討、或いは実施可能性調査を行った[2.10.1.2, 2.10.1.3]。

参考文献

[2.10.1.1] S. Matsuda *et al*., “Report on the Diagnostics for Control of the Fusion DEMO Reactors”, NIFS-MEMO-68 (2014).
[2.10.1.2] M. Isobe *et al*., Plasma Fusion Res. **7** (2012) 2405053.
[2.10.1.3] T. Akiyama *et al*., Nucl. Fusion **55** (2015) 093032

2.10.2 中性子計測

原型炉においては、中性子の計測から得られる情報が、現行のプラズマ閉じ込め実験に比して格段に重要になることは論を俟たない。中性子は電荷を持たないことから磁場に閉じ込められることがなく、またその強い物質透過性から真空容器外で測定することが可能なことから、測定器とプラズマ閉じ込め領域の真空を接続する必要が本質的に無く、炉心から十分に距離をおいた位置に設置できる中性子を対象とする計測機器は、原型炉計測において常に議論の対象となる受熱、核発熱等の諸問題の影響を受けにくいという利点をそもそも備えている。また、核融合中性子は燃料となるイオンの情報を担う形で放出されるため、核反応率、或いはそこから評価される核出力といった原型炉運転において基本量とも言えるパラメータの他、燃料イオン温度、重水素（D）－ 三重水素（T）比等の運転制御に必須な物理パラメータについても原理的に測定が可能である。更に、D-T 生成 α 粒子と燃料イオンとの相互作用の結果生ずる高エネルギーイオンに起因する所謂ノックオンテイルを測定することが出来れば、炉心プラズマ中における α 粒子の速度分布情報を引き出せる潜在能力も有しており、そこから α 粒子の閉じ込め状態を議論できる可能性もある[2.10.2.1]。

表 2.10.2.1 に、原型炉計装機器として整備すべき中性子計測に関して、物理パラメータ、測定対象、手法、並びに役割について纏める。

Table 3.7.2.1 Neutron diagnostics on the DEMO reactor

Measurement object	Physical target	Measuring apparatus	Role
Fusion output	Neutron emission rate Neutron yield	Neutron flux monitor Activation foil system	Burn control, Power output monitoring
Fuel ion temperature	Neutron spectrum	Neutron spectrometer	Burn control
D/T fuel ratio	Neutron flux, neutron spectrum	Neutron spectrometer	Burn control
α particle confinement	Neutron spectrum	Neutron spectrometer	Burn control

核融合出力の測定には、^{235}U 核分裂計数管とパルス計数及びキャンベル回路機能を有するデジタル信号処理ユニットの組み合わせに基づく中性子フラックスモニタ（NFM）が最有力候補となろう。この測定技術は、改良型沸騰水型軽水炉、所謂 ABWR における起動領域並びに出力領域モニタとして既に用いられており、また日本国内で調達が可能であるという利点がある[2.10.2.2]。このシステムの最大の特長は広いダイナミックレンジにあり、単体システムのみで約 9 桁の中性子束の変動に対応できる。出力領域に到達後も、高エネルギー α 粒子励起 MHD 不安定性等により中性子束が大きく変動する可能性がある原型炉においては、この能力が重要になる場面があろう。中性子束測定を通じた核出力測定の最大の課題は、計数管出力と核反応率を対応づけるための較正にあると考える。この課題は ITER の NFM 較正でも取り上げられ、今

なお議論が続けられている[2.10.2.3]。既存の核融合実験では、真空容器中に中性子放出率が既知の自発核分裂中性子源 ^{252}Cf、或いは小型中性子発生加速器を導入し、リング状の中性子源を模すことにより較正が行われるが[2.10.2.4]、既存の線源を原型炉で使用するには中性子の発生率が足らず、この手法を原型炉に適用するには NFM 較正に必要な強力で小型の加速器型中性子源の開発が必要である。同時に、その設置方法、周回方法、加速器型中性子源の中性子発生量そのものの較正法などの検討の他、それらの開発が必要となる。この手法に基づく較正法とは別に、ITER でも計画されている多数の放射化箔を駆使して NFM の較正を行う手法もあり得る[2.10.2.5]。ただしこの場合、放射化箔の照射端をプラズマ体積が可能な限り大きく見込めるようプラズマに近接した場所に置く必要がある。また放射化箔を輸送するためのカプセルチューブとカプセルを耐熱性・耐放射線の観点から金属にする必要もある。NFM 較正の実施可能性について、今後見極める作業を行う必要がある。放射化法に基づく新たな計測法として、冷却水の放射化量を連続的に測定して、中性子発生量の絶対値の時間変化を測定する手法がある。水中の $^{16}O(n,p)^{16}N$ 反応に着目し、半減期 7.13 秒の ^{16}N からのガンマ線を測定するものであり、50 ms 程度の時間分解能が可能である。ブランケットが液体金属や溶融塩冷却の場合には使用できないが、ダイバータの冷却で水を使用する場合や、専用の水ループを設置可能な場合には有効な計測手段となる可能性がある[2.10.2.6]。さらに高核融合出力で安定して運転できるような場合には、ブランケットの冷却材の温度で核融合出力を評価する方法が工学的には重要になると思われる。

核融合反応の結果発生する中性子のエネルギーは、核融合反応の Q 値から分配されるエネルギーに加え、核融合反応以前の燃料イオンの運動エネルギーを反映したものになる。熱核融合のみで発生する中性子が支配的な場合、イオン温度 T_i でマクスウェル分布を形成しているプラズマから放出される D-T 中性子のエネルギースペクトルは、有限のドップラー幅を持つ形で拡がり、半値幅において近似的に、ΔE [keV] ≅ 198 (T_i [keV])$^{0.5}$ と表すことが出来る[2.10.2.7]。例えば、10 keV 程度のイオン温度をターゲットに考えれば、その時のドップラー幅は約 0.6 MeV となる。即ち、装置分解能として 6 %以下の D-T 中性子エネルギースペクトロメータが実現できれば、10 keV の燃料イオン温度の評価が可能となる。この分解能は、現実的に実現可能な値であり、既に幾つかのグループにより提案、開発、核融合プラズマ実験の場でのデモンストレーションが行われている。但し、原型炉で受ける中性子照射量は現行実験のそれに比して格段に大きいため、原型炉で長時間安定動作するか否かについては別途調査する必要がある。

D-T 放電において発生する中性子は D-T 中性子が支配的であるが、僅かながら D-D 中性子も生ずる。D-T 中性子と D-D 中性子の発生率は、それぞれ $S_{DT} = n_D n_T \langle\sigma v\rangle_{DT}$、$S_{DD} = (1/2)\, n_D n_D \langle\sigma v\rangle_{DD}$ と表される。ここで、n_D は重水素イオン密度、n_T は三重水素イオン密度、$\langle\sigma v\rangle_{DT}$、$\langle\sigma v\rangle_{DD}$ は、それぞれ D-T 核融合反応度、D-D 核融合反応度を表す。S_{DT} と S_{DD} の比をとると、次の式が得られる。

$$\frac{n_{\mathrm{D}}}{n_{\mathrm{T}}} = 2\frac{S_{\mathrm{DD}}}{S_{\mathrm{DT}}}\frac{\langle \sigma v \rangle_{\mathrm{DT}}}{\langle \sigma v \rangle_{\mathrm{DD}}}$$

ここで S_{DT} と S_{DD} は原理的に測定可能な物理量である。$<\sigma v>$ はイオン温度の関数で表現できるため、先に述べたようにスペクトロメトリからイオン温度が測定できれば評価可能な値である。従って、中性子スペクトロメトリから原型炉の運転に必須の燃料比 $n_{\mathrm{D}} / n_{\mathrm{T}}$ を得ることも可能である[2.10.2.8]。

核融合炉のプラズマはα粒子によって加熱されるため、プラズマに閉じ込められたα粒子の計測は極めて重要であるが、ITER においてもまだ確立した計測法はないのが現状である。D-T 反応生成α粒子は、燃料イオンとの弾性衝突により MeV 領域に至る高いエネルギーを持つ燃料イオンテイルを生成することが理論的に示唆されている[2.10.2.9]。この高エネルギーイオンが D-T 反応を起こした結果生ずる中性子は、熱核融合による生じた中性子のドップラー広がりよりも著しく広がったエネルギー分布を持つ。従って、このスペクトルを精度良く測定することができれば、D-T プラズマ中に閉じ込められたα粒子の速度分布の情報、すなわちα粒子の閉じ込めの情報を抽出することが出来る。

以上述べたように、中性子スペクトロメトリは原型炉の運転制御に貴重な様々な重要パラメータをもたらすことができる潜在能力があり、スペクトロメトリを行う上で必要なコリメータ、並びに中性子スペクトロメータの開発に今後着手する必要がある。

参考文献

[2.10.2.1] M. Isobe *et al*., Plasma Fusion Res. **7** (2012) 2405053.
[2.10.2.2] 阿部弘等, 日本原子力学会誌 **37** (1995) 70.
[2.10.2.3] M. Sasao *et al*., Rev. Sci. Instrum. **81** (2010) 10D329.
[2.10.2.4] J. Strachan *et al*., Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 3501.
[2.10.2.5] M.S. Cheon *et al*., Rev. Sci. Instrum. **79** (2008) 10E505.
[2.10.2.6] T. Nishitani, *et al*., J. Nucl. Sci. Technol. **Supple 2** (2002) 1139.
[2.10.2.7] T. Elevant *et al*., Nucl. Instrum. Meth. **185** (1981) 313.
[2.10.2.8] J. Källne *et al*., Rev. Sci. Instrum. **62** (1991) 2871.
[2.10.2.9] G. Gorini *et al*., Rev. Sci. Instrum. **66** (1995) 936.

2.10.3 分光計測

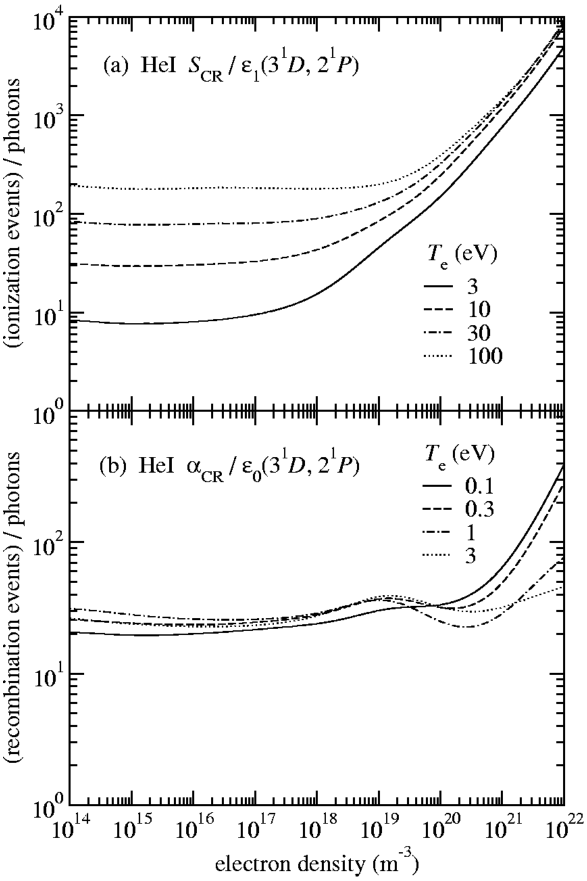


Figure 3.7.3.1: Coefficients of (a) ionization and (b) recombination events per photon for neutral helium with an emission line of 2^1P-3^1D (667.8 nm) [3.7.3.1].

原型炉においてプラズマ性能の低下を招く不純物の混入は重大な問題であり、可視分光（200 – 1000 nm）による不純物インフラックスの計測は有用であろう。不純物イオンの発光線強度からそのインフラックスを求める手法はこれまでの核融合プラズマ研究においても標準的な計測手法として利用されてきた[2.10.3.1]。一般に、原子もしくはイオンの発光線強度はその電離速度にほぼ比例することが知られており、その比例係数は衝突輻射モデルを用いて計算することができる。プラズマが定常的であれば、電離によって失われる原子もしくはイオンはインフラックスによって補われているはずある。したがって、電離速度の径方向積分、すなわち発光線強度の視線積分値はイオンのインフラックスと等しいと見なすことができる。

Figure 2.10.3.1(a)にヘリウム原子 2^1P-3^1D 遷移に伴う発光線（667.8 nm）の電離レートと光子放出レートとの比、つまり、放出光子 1 個あたりの電離量を示す。図からわかるように、この値は電子温度および電子密度依存性が比較的小さいため、プラズマの状態にかかわらず電離レート、すなわちインフラックスを求めることができる。この手法の利点は、プラズマの半径方向に近い視線で発光線強度を測定するという簡便な手法により重要なパラメータの絶対値が求められる点である。また、光ファイバによる視線の複数化も容易である。

一方、Figure 2.10.3.1(b)は再結合過程に対する同様の係数である。ヘリカル型の装置ではプラズマの状態とは無関係に閉じ込め磁場が存在し、プラズマの消滅はほぼ体積再結合が担っている。実際にこの係数を用いて放電終了時の再結合過程発生数を求めると、ほぼ終了直前のイオン数に相当することが確認された[2.10.3.2]。この性質を利用して、プラズマ中の不純物量を評価することも可能である[2.10.3.2]。

本計測におけるこれからの課題は、注目する不純物イオンについて、必要な精度で Fig. 2.10.3.1 に対応するパラメータを求めることである。水素原子、ヘリウム原子のような軽元素については、励起断面積などの原子データについて高い信頼性が得られるため、それらを用いる衝突輻射モデルの信頼性も高いと考えられるが、今後核融合研究において重要となるタングステンなどの重元素については実用に耐えうる原子モ

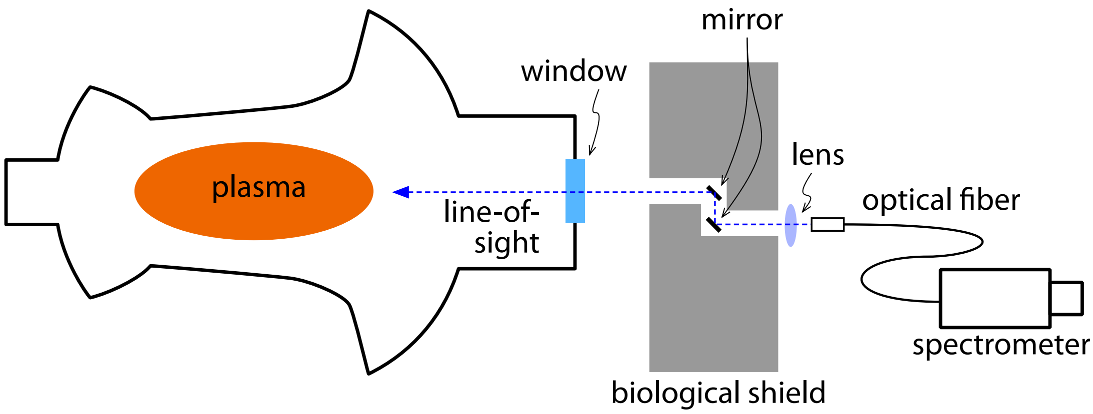


Figure 3.7.3.2: Schematic design of the spectroscopic measurement system in the visible wavelength range.

デルが存在しなかった。最近は Hullac[2.10.3.3]もしくは FAC[2.10.3.4, 2.10.3.5]などの、広く利用され、また結果の検証も進められている原子データ生成コードが存在するため、それらを用いてデータベースを構築し、簡便に利用できる環境を整えることが重要であろう。

実際の計測には Fig. 2.10.3.2 のようなシステムが考えられる。プラズマからの光を、真空窓と、遮蔽壁内でミラーにより屈曲させた経路を通過させ、集光光学系により光ファイバに導入し、分光器及び検出器を用いてスペクトルとして取得する。真空窓材として考えられる溶融石英は、10^{21} m^{-2} の中性子フラックス及び 10^{7} Gy のガンマ線量に対して、波長 $\lambda > 350$ nm の光に対してはその透過性能の低下が 5 %未満であり問題にならないことが報告されている[2.10.3.6]。また、同じ文献で、200 – 350 nm の波長域ではガンマ線の影響はないが、中性子照射についてはより詳細な調査が必要であるとされている。光ファイバは遮蔽壁後方に設置するため影響は受けにくいが、短波長の紫外線領域では透過率低下が発生する可能性がある。$\lambda > 350$ nm の波長域については装置室外に置かれた分光器まで光ファイバにより伝送することができるが、200 – 350 nm の波長域を計測するためには光ファイバでの伝送ロスを防ぐため、装置近くに分光器及び検出器を設置し、遠隔操作により計測を行う必要があるだろう。

また、複雑な構造をしたダイバータ領域の計測などでプラズマ近くにミラーを設置する場合には、スパッタリング等による反射率の低下が問題となる。波長域 200 – 500 nm においては、銅やタングステンよりもモリブデンの方が反射率は高い[2.10.3.7]。また、500 – 1000 nm では銅の反射率が高く、アルミは 200 – 1000 nm 全領域において高い反射率を持つ[2.10.3.7]。しかしながら、200 eV の重陽子に対するモリブデンのスパッタリング収率は銅やアルミの 1/40 程度であり[2.10.3.8]、ミラーの材質としてモリブデンを採用するのが適当である。

同じ観測系は、燃料水素原子の発光線計測にも利用できる。発光線スペクトルのラプラス逆変換による線強度空間分布計測法は、原型炉の粒子供給効率を考える上で重要となる粒子ソースの空間分布を求めるために有用である[2.10.3.9]。これまで線強度の空間分布を求めるためには、プラズマ全体をカバーする複数の視線を用意し、線積分強度分布のアーベル逆変換を行う必要があった。しかしながら、プラズマコア部の

微弱な発光は周辺の強い発光に隠されて精度よく求めることが困難であった。本手法は、観測される水素原子バルマーα線プロファイルは異なる温度に対応するガウス関数の重ね合わせと解釈し、その逆変換から各温度成分の重み関数を求めるという原理に基づく。Figure 2.10.3.3 は LHD のある放電の異なるタイミングで計測されたバルマーα線スペクトルで、両タイミングにおいて明らかに異なるプロファイルが得られている。t = 2.4 s のときは t = 1.8 s のときより電子温度が低く、電子密度は高い。Figure 2.10.3.4 は逆変換によって得られた光放出レートの温度に関する分布関数とトムソン散乱計測による電子温度の空間分布データを用いて求めた光放出レートの空間分布(a)と、さらに衝突輻射モデルを用いて求めた電離レートの空間分布(b)である。t = 2.4 s では、周辺部での値が大きいが、最外殻磁気面近辺での減衰が大きい。高電子密度のため電離が促進され中性原子のインフラックスが大きく減衰していると解釈することができる。

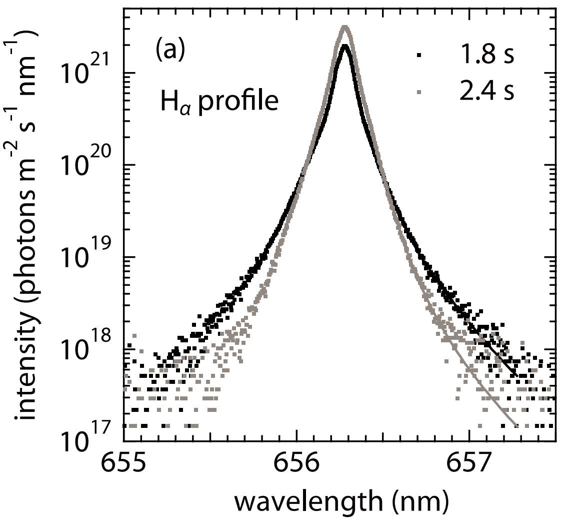


Figure 3.7.3.3: Balmer-α line profiles measured at different plasma conditions of a discharge in LHD [3.7.3.5].

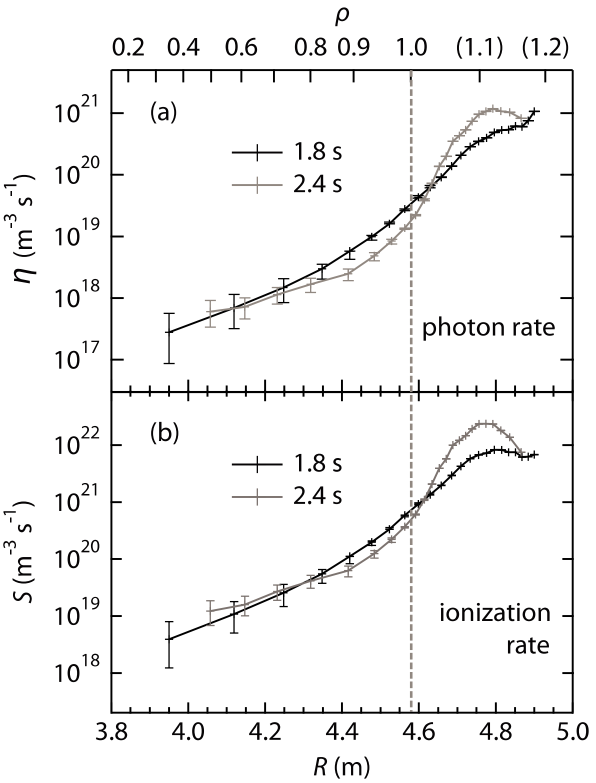


Figure 3.7.3.4: The photon emission rate and ionization rate profiles derived from the measured Balmer-α line profiles in Fig. 3.7.3.3 [3.7.3.5].

本計測では、視線 1 本で計測された線積分発光線スペクトルから、奥行き方向の強度の空間分布を求めることが可能であり、また、プラズマコア部での発光は大きなドップラー広がりを持つため発光線プロファイルのテール部分にも現れ、発光線プロファイルの中心部を主に形成するプラズマ周辺部の発光とは分離して計測されるため、アーベル逆変換の手法と比べ精度の高い計測が可能である。観測ポートの自由度も制限される原型炉において本計測手法は有望である。

今後の課題は、燃料水素原子に同位体が含まれる場合、それらを分離して検出することが可能であるかどうかの確認である。軽水素原子と重水素原子のバルマーα線の

中心波長の違いは 2 nm 程度である。両発光線プロファイルの中心部分については、一般的な高波長分散分光器を用いることで分離可能である。しかしながら、本計測で重要なテール部分については Fig. 2.10.3.3 からもわかるように、分光器の波長分散を上げるだけでは分離することができない。逆変換の方法について試行錯誤が必要であろう。

参考文献

[2.10.3.1] M. Goto *et al*., Phys. Plasmas **9** (2002) 4316.
[2.10.3.2] M. Goto *et al.*, Phys. Plasmas **10** (2003) 1402.
[2.10.3.3] A. Bar-Shalom *et al.*, Phys. Rev. A **38** (1988) 1773.
[2.10.3.4] M. F. Gu, Astrophys. J. **582** (2003) 1241.
[2.10.3.5] M. F. Gu, Astrophys. J. **593** (2003) 1249.
[2.10.3.6] T. Sugie *et al*., Rev. Sci. Instrum. **70** (1999) 351.
[2.10.3.7] J. H. Weaver and H. P. R. Frederikse, in CRC Handbook of Chemistry and Physics, edited by D. R. Lide (Chemical Rubber Corp., Boca Raton, FL, 1994).
[2.10.3.8] Y. Yamamura and H. Tawara, NIFS-DATA-23 (1995).
[2.10.3.9] M. Goto *et al*., Nucl. Fusion **51** (2011) 023005.

2.10.4 トムソン散乱計測

FFHR におけるコアプラズマの電子温度・密度分布計測器としてのトムソン散乱装置について考察する。現在世界の主な核融合実験装置のトムソン散乱装置は、LHD トムソン散乱装置[2.10.4.1]、JT-60 トムソン散乱装置[2.10.4.2]、DIII-D トムソン散乱装置[2.10.4.3]、MAST トムソン散乱装置[2.10.4.4]などに代表されるように、ほとんどが YAG レーザーを光源とする YAG トムソン散乱装置である。一方、JET では LIght Detection And Ranging (LIDAR)トムソン散乱装置[2.10.4.5, 2.10.4.6]が稼働しており、ITER のコアトムソン散乱装置も LIDAR トムソン散乱装置が第一候補として開発が進められてきた[2.10.4.7, 2.10.4.8]。

FFHR では装置が大型かつ複雑になり、強放射線環境下にさらされるため、装置構成に様々な制約がある。LIADR トムソン散乱はレーザー入射窓と観測窓を 1 つの窓で共有できることと比較的大きな窓を必要としないため、装置構成の制約の点からも放射線対策の点からも利点が大きい。また、YAG トムソン散乱装置では観測空間点の数だけポリクロメーターを用意するのに対し、LIDAR では 1 台のポリクロメーターを用意すればよいため、システムが格段にシンプルになる。ITER のコアプラズマ計測用に LIDAR トムソンが第一候補として開発が進められていたのもこのような利点からである。参考のため、Figure 2.10.4.1 に JET の LIDAR トムソン散乱装置を示す。FFHR においてもコアプラズマ用トムソン散乱装置は LIDAR 型が第一候補になると考える。以下に、レーザー装置、光検出器、その場較正、放射線対策について述べる。

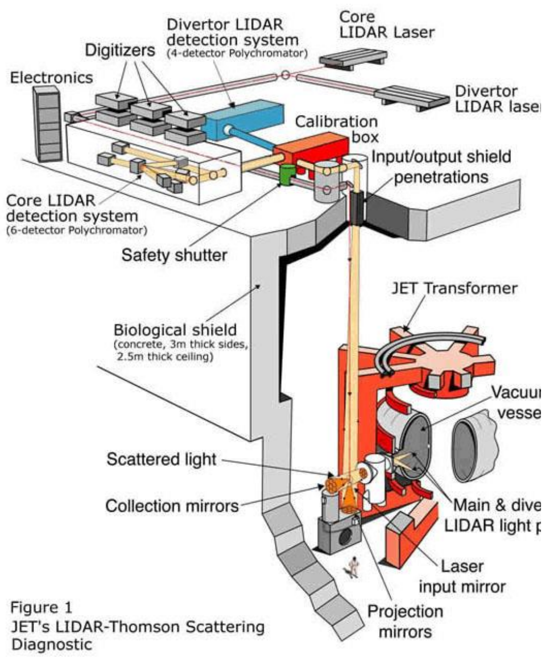


Figure 2.10.4.1 Schematic diagram of the JET LIDAR Thomson scattering system. A single vacuum window is used for laser input and light collection [2.10.4.6].

レーザー装置に求められる性能として特に重要なのはパルスエネルギーとパルス幅である。パルスエネルギーについては、トムソン散乱の散乱光は微弱であるため、パルスエネルギー1 J 以上が一つの目標となる。パルス幅については、LIDAR トムソン散乱装置では飛行時間法によって観測位置を決めるため、空間分解能は（レーザーパルス幅＋検出器の応答時間幅）／２×光速によって決まる。そこで、レーザーパルス幅をいかに狭くできるかが一つの課題となる。初期の JET LIDAR トムソン散乱装置はパルス幅 300 ps のルビーレーザーを用いており、レーザーのパルス幅による空間分解能は 9 cm である[2.10.4.5, 2.10.4.9]。これは JET プラズマの小半径の約 1/20 に相当する。ITER LIDAR はパルス幅 250 ps の YAG レーザーを用い、空間分解能は約 7 cm、小半径に対する比は 1/30 程度となる[2.10.4.7]。FFHR は ITER と比べて小半径が

2 割程度大きいため、小半径に対する比は 1/40 弱となる。空間分解能に関しては YAG トムソン散乱装置の方が有利で、LHD トムソン散乱装置のプラズマ小半径に対する空間分解能の比は 1/120、MAST トムソン散乱装置のそれは 1/150 である。FFHR コアトムソン散乱装置の空間分解能に対する要求がどの程度になるかにもよるが、1/50 程度は現在の技術の拡張で実現可能と考える。

このようなレーザーを実現するために、我々は分子科学研究所との共同研究でマイクロチップレーザーを種光に用いたフラッシュランプ励起 Nd:YAG レーザー増幅システムの開発を進めた。分子科学研究所で行われている研究によって、LD 励起受動 Q スイッチマイクロチップレーザーでは、波長 1064 nm でレーザー出力 3 mJ、パルス幅 365 ps が得られている[2.10.4.10]。ミリジュールレベルのレーザー光をレーザー増幅器によって増幅することによって LIDAR システムに必要なパルスエネルギー 1 J 以上の出力を目指す。レーザー増幅器には、フラッシュランプ励起の Nd:YAG 増幅器を用いた。直径 7 mm のロッド型のレーザー媒質を用いている。またレーザー増幅後のビーム品質と偏光特性を維持するために、2 台のレーザーと 90 度水晶回転子を用いて、レーザー増幅器で発生する熱複屈折補償を行った。このような増幅器を構成して、マイクロチップレーザーからの出力を増幅器モジュール列に導入し、レーザー増幅をおこなった。Figure 2.10.4.2 に増幅器モジュール列を 1 pass 増幅させたレーザー増幅実験結果と 2 pass 増幅させたレーザー増幅実験結果を示す。マイクロチップレーザーからの出力をレーザー増幅器モジュール列へと入射し、各レーザー増幅器モジュールのフラッシュランプへの印加電圧を 0 から 1.8 kV まで変化させたときのレーザー増幅器モジュール列後の光エネルギーを測定した。レーザー増幅器モジュールへの印加電圧を 1.8 kV に設定したとき、レーザー出力エネルギーは 1 pass 時に 37 mJ となった。また印加電圧が 1.8 kV で 2 pass 増幅実験時には 150 mJ であった。本結果より、今後増幅器を追加することによって、目標であるパルスエネルギー１ J 以上が達成される見込みである。

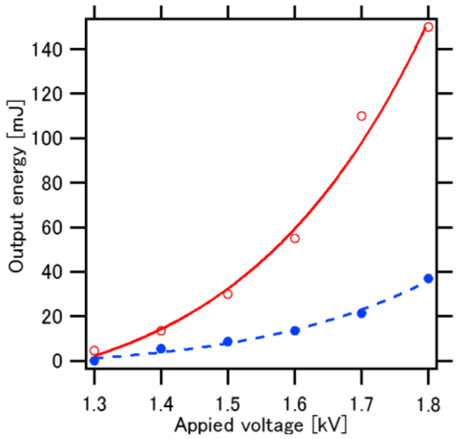


Figure 2.10.4.2 Laser output energy for 1 pass and 2 pass configurations.

トムソン散乱光を受光する光検出器で重要な因子は波長域、量子効率、時間応答の３つである。FFHR のプラズマの電子温度を ITER と同程度とし、入射レーザーの波長を 1064 nm（YAG レーザー基本波）すると、光検出器には ITER コアトムソン散乱装置のそれと同様に、400～1064 nm の波長域で、量子効率 $\varepsilon \geq 0.2$、応答速度 300 ps 以下の性能が求められる。

ITER コアトムソン散乱装置では、GaAsP ($\varepsilon \geq 0.2$ の波長領域 350～700 nm)、GaAs (500～820 nm)、TE-GaAsP (950～1380 nm)、TE-GaAs (950～1550 nm) の 4 つを組み合わせて使う方針で開発が進められた（TE は、Transferred Electron Effect（電子遷移効果）の意。）[2.10.4.11, 2.10.4.12]。Figure 2.10.4.3 に 180°後方散乱のトムソン散乱のス

ペクトルを、Figure 2.10.4.4 にこれら 4 種の光検出器の量子効率を示す。この 4 者を組み合わせた場合 900 nm 付近に量子効率の谷ができ、散乱スペクトルのピークがこの量子効率の谷と重なる 5 keV 程度の温度領域で測定精度が悪くなるという懸念があるが、ポリクロメーターの各波長チャンネルの観測波長領域を最適化すれば全体的には大きな問題とはならないという試算結果がある[2.10.4.11]。

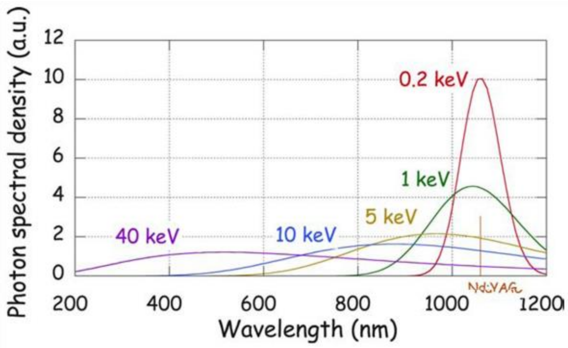


Figure 2.10.4.3 Thomson scattering spectra at the scattering angle of 180 degrees [2.10.4.11].

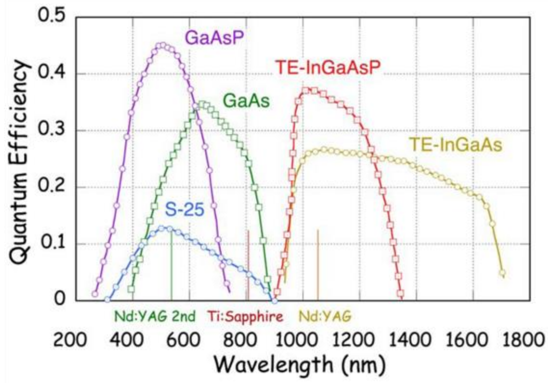


Figure 2.10.4.4 Quantum efficiency of photo detectors developed for the ITER Thomson scattering system [2.10.4.11].

FFHR コアトムソン散乱装置では放射線対策が不可欠である。トムソン散乱装置では可視～赤外の波長領域を観測するが、放射線による光学部品の性能劣化の問題は他の同様な波長域を扱う計測機器と大きな差はないと考えている。光学素子の性能劣化についていくつかの報告がなされているのでこれらを参考に検討している [2.10.4.13, 2.10.4.14]。

また、ITER、FFHR では装置へのアクセスが極めて限定的になるため、装置の遠隔操作技術の確立はもとより、装置のその場較正法の確立も必須の検討事項である。トムソン散乱装置で一番重要な検討課題は、放射線による窓や光ファイバーの透過率の劣化が波長依存性を持つことに起因する電子温度の測定誤差の増大である。透過率劣化度の波長依存性は短波長側で大きく、可視から赤外へいくに従って比較的単調に小さくなると予想される。波長依存性が単調であることから精密な較正は必要ではなく、主となるトムソン散乱装置の構成機器に加え、(1) 散乱角度の異なる観測系を用意するか、(2) 入射レーザーに波長の異なるものを用意し、主の装置からの結果と (1)または(2)からの結果を比較することで、透過率劣化の波長依存性を決め、較正データとして用いる方法が検討されている[2.10.4.7, 2.10.4.15]。

最後に、FFHR におけるトムソン散乱計測は LIDAR が第一候補となると考えるが、現在 LIDAR トムソン散乱装置を精力的に研究している研究機関は JET のみであり、日本の研究機関では歴史も経験もない。LIDAR トムソン散乱装置ではレーザー、光検出器及び ADC システムに 300 ps 以下の高速なものを準備する必要がある。FFHR で LIDAR トムソン散乱装置を成功させるには LHD などを活用し、早い時期にこれらの経験を積むことを始めることが肝要であろう。

参考文献

[2.10.4.1] I. Yamada *et al.*, Fusion Sci. Tech. **58** (2010) 345.
[2.10.4.2] T. Hatae *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70** (1999) 772.
[2.10.4.3] T.N. Carlstrom *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63** (1992) 4901.
[2.10.4.4] R. Scannell *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81** (2010) 045107.
[2.10.4.5] H. Salzmann *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **59** (1988) 1451.
[2.10.4.6] C.W. Gowers *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66** 471 (1995).
[2.10.4.7] M.N.A. Beurskens *et al*., Rev. Sci. Instrum. **79** (2008) 10E727.
[2.10.4.8] G.A. Naylor *et al.*, J. Instrum. **7** (2012) C03043.
[2.10.4.9] H. Fajemirokun *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 2843.
[2.10.4.10] R. Bhandari *et al.*, Optics express 19 (2011) 19135.
[2.10.4.11] L. Giudicotti *et al.*, Fusion Eng. Des. **86** (2011) 198.
[2.10.4.12] M. Kempenaars *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **79** (2008) 10E728.
[2.10.4.13] T. Nishitani *et al.*, JAERI-Research 98-053 (1998).
[2.10.4.14] T. Nishitani *et al.*, JAERI-Research 2002-07 (2002).
[2.10.4.15] E. Yatsuka *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **9** (2010) 12.

2.10.5 電子密度計測

デモ炉における線平均電子密度は、燃料供給制御に用いられるため、高い計測精度と信頼性が要求される。これまで広く用いられてきた干渉計は、一般に高い時間分解能を持つが、機械振動による計測誤差と「フリンジジャンプ」による計測ミスが、制御信号として用いる上で問題となる。除振設備の利用や2波長による同時計測により、機械振動による計測誤差を減らすことは可能であり、現在稼働している装置ではよく利用されている。また、光源波長に短波長レーザーを用いることで、レーザー光の屈折変位量を減らし、フリンジジャンプを抑制することができる（フリンジジャンプはプラズマによる位相変化が 2π を超えることに起因しており、レーザー光の屈折変位によって信号が途切れた場合、位相変化の絶対値が 2π の不確定性のために分からなくなることで生じる）。ただし、デモ炉では長期間に亘って計測精度や信頼性を保つことが必須とされるため、これらの問題を原理的に解決した計測手法を導入する必要がある。

その候補として、①密度計測用偏光計、②ディスパーション干渉計がある。①は、光と磁場の相互作用であるファラデー効果（偏光面の回転）、若しくはコットン・ムートン効果（楕円度の変化）を利用するもので、既に LHD [2.10.5.1]、JT-60U [2.10.5.2]、NSTX[2.10.5.3]、W7-AS[2.10.5.4]にて実績がある。②は非線形素子を用いて発生させた 2 倍高調波を、基本波と共にプローブ光として利用する干渉計[2.10.5.5]であり、GDT [2.10.5.6]、TEXTOR[2.10.5.7]での実績がある。いずれも機械振動の影響を受けにくいという利点があり、いくつかの光学素子は機械振動のある装置本体に取り付けざるを得ないデモ炉には有効な手法と言える。また、装置サイズやプラズマパラメータを考慮して適切な波長を選択することで、回転角や位相変化量を 2π（1フリンジ）以下にすることで、フリンジジャンプを原理的になくすことができる。ここで、①、②を比較すると、②は位相変化から密度への換算が従来の干渉計とほぼ同様であるのに対し、①は磁場強度の情報が必要となることから、系統誤差がより少ない②のディスパーション干渉計をデモ炉における主たる密度計測法と位置付けた。

FFHR-d1 にて、ディスパーション干渉計の最適波長が位相変化及び出力パワーの観点から 1.064 μm の Nd:YAG レーザーである[2.10.5.8]。しかし、干渉計用途の Nd:YAG レーザーやその光学素子はプラズマ計測ではあまり一般的で無かったため、まずは波長 10.6 μm

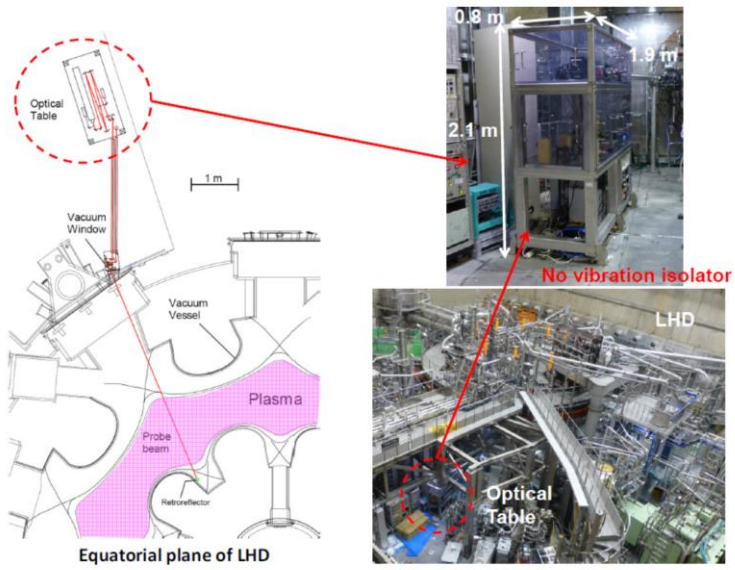


Figure 2.10.5.1 Location of the CO_2 laser dispersion interferometer on LHD

の炭酸ガスレーザーを用いて変調強度比を用いた位相変調型ディスパーション干渉計の原理検証を行った[2.10.5.9-10]。その検証結果については中間報告で述べた。これに続き、LHD でのプラズマ計測試験を行った[2.10.5.11]。図 2.10.5.1 に、LHD に設置したディスパーション干渉計の CAD 図面、及び写真を示す。炭酸ガスレーザー及び光学素子は、LHD の中間ステージ上に設置した光学架台に収めている。通常の干渉計では必須の除振構造は有していない。そのような振動環境下でも、得られた密度分解能は $\pm 2\times10^{17}$ m^{-3} と非常に高く、振動成分が良くキャンセルされていることを実機において確認した。デモ炉の定常運転を想定した 30 分間の計測でも、温度変化の影響と推測されるゼロ点のドリフトは 5×10^{17} m^{-3} 程度であった。LHD プラズマ計測結果を図 2.10.5.2 に示す。(a)はガスパフのみで 1×10^{20} m^{-3} 以上の高密度まで密度ランプアップさせた放電であり、既存の FIR レーザー干渉計とディスパーション干渉計は 5%程度の誤差でよく合致していることが分かる。ペレット入射による急激な密度上昇がある場合は、FIR レーザー干渉計ではフリンジジャンプを発生する場合がある一方、ディスパーション干渉計では十分なデータサンプリング周波数（100 kHz）があれば、問題なく計測が可能であった。以上のように、LHD において、ディスパーション干渉計が機械振動の影響を受けにくく、ペレット入射時のフリンジジャンプを抑制できることを実証した。

LHD での実証実験と平行して、FFHR-d1 に最適な波長 1.064 μm の Nd:YAG レーザーを光源とするディスパーション干渉計システムのベンチテストを行った。図 2.10.5.3 に光学系の概要、及びその写真を示す。光源には発振線幅が 1 kHz と狭帯域で、かつ出力が連続発振 8 W の Nd:YAG レーザーを

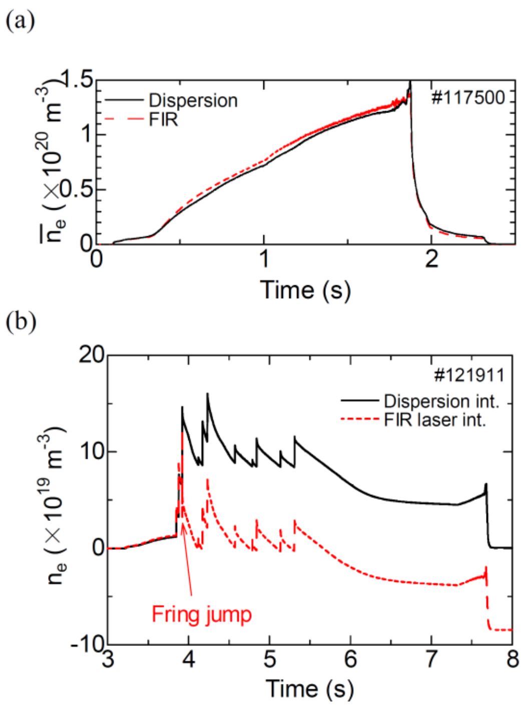


Figure 2.10.5.2 Comparisons of measured line averaged electron densities with the dispersion and FIR laser interferometers. (a) gas puff and (b) pellet injected discharges.

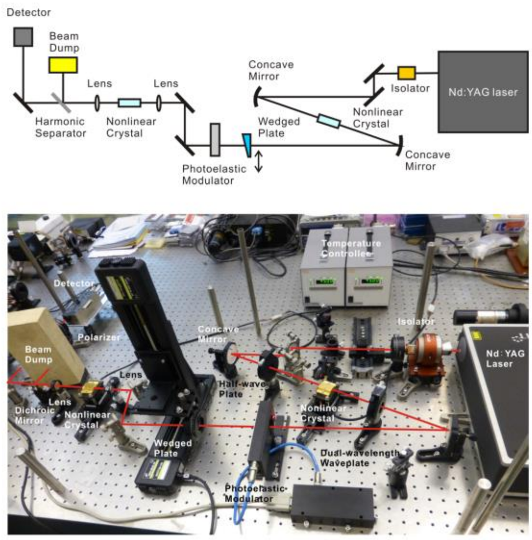


Figure 2.10.5.3 A schematic view and a photograph of the bench-test of the Nd:YAG laser dispersion interferometer

利用している。本レーザーは重力波干渉計でも使用されている、安定性が極めて高い光源である。非線形素子には、高効率が特徴である PPMgSLT 結晶、または効率は高くはないものの、外気温の影響を受けにくい BiBO 結晶を使用し、両者の比較も行った。位相変調には、LHD のシステムと同様に光弾性変調器を使用している。

図 2.10.5.4 に、ベンチテスト結果を示す。プラズマを模擬するために、光路中にウェッジ角付の石英プレートを置き、光軸に対して垂直方向にスキャンさせた。石英での 1.064 μm 及び非線形素子で発生させた 0.532 μm の屈折率の違いとウェッジ角から予想される位相変化ϕとウェッジ板の移動量 d の間の関係は、ϕ=144d であり、計測結果（ϕ=140.7d）とウェッジ板の製作誤差の範囲内で合致し、正しく位相計測ができることを実証した。密度分解能はゼロ点のドリフトで決まっており、3000 秒間の計測で FFHR-d1 で$\pm 1\times10^{18}$ m^{-3}であった。1000 秒オーダーの長周期の変動は、気温の変化による非線形素子の温度変化、つまり屈折率変化と考えている。光学系全体をシートで覆い、気流の流れ、及び温度変化を抑えると図 2.10.5.4(b)の結果が得られるが、覆いを取り除いた場合は変動が大きくなることが確認された。当初、気流の不均一性が短波長レーザー光の波面を乱しているのかと推測したが、非線形素子から離れた位置での光路で気流を起こしても、変動成分には影響が無かった。最も敏感であるのが非線形素子であり、特に結晶の温度制御で屈折率を制御し、非線形効果を最大にしている PPMgSLT では気流の影響が特に顕著であった。そのため、将来的には温度調節機構の大熱容量化を図ったり、非線形素子のみを断熱性の高い容器に入れたりなどの対策が考えられるが、今回は温度変化の影響を受けにくい BiBO を用いて性能試験を行った。現状では、FFHR-d1 で求められる密度分解能 1×10^{17} m^{-3} はまだ実現していないが、結晶の温度制御をより精密に行うことで、密度分解能の向上が図れる見通しを得た。

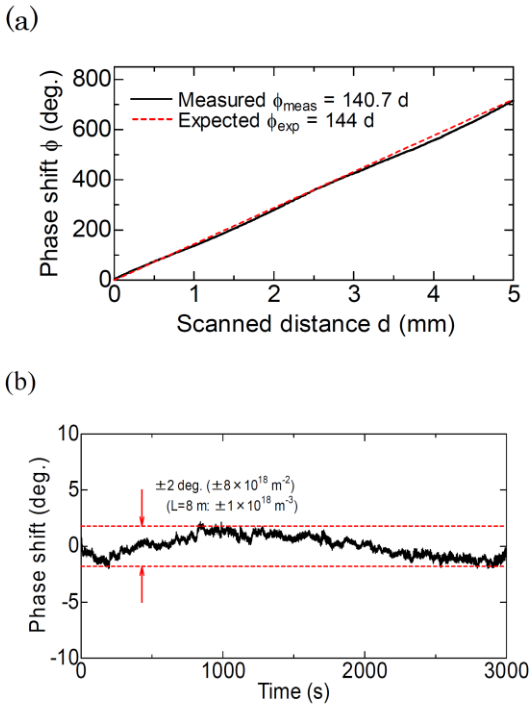


Figure 2.10.5.4 Measurement results of the bench-test of the Nd:YAG laser dispersion interferoemeter. (a) A wedge scan experiment to confirm the accuracy of the phase measurement. (b) a base line drift for 3,000 s.

以上のほうに、FFHR-d1 での密度計測システムとして、機械振動の影響を受けにくく、フリンジジャンプも抑制できるディスパーション干渉計を提案した。そして、まずはプラズマ計測用として使用しやすい波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザーを用い、LHD にてその有用性の実証試験を行った。LHD では除振構造が無いにも関わらず高い密度分解能を達成し、また既存の遠赤外レーザー干渉計とほぼ一致する密度データを得、その有用性を確認した。遠赤外レーザー干渉計がフリンジジャンプを起こす高

密度プラズマにおいても、問題なく計測が可能であることを示した。

今後の課題としては、Nd:YAG レーザーディスパーション干渉計のゼロ点のドリフトを改善し、FFHR-d1 の密度制御で必要とされる 10^{17} m^{-3} オーダーの分解能を達成する。また、LHD で炭酸ガスレーザーディスパーション干渉計を設置して実施したように、Nd:YAG レーザーディスパーション干渉計を実機サイズでの試験を行う。光路長が長くなった場合、様々な擾乱を受ける可能性あるため、数十 m の光路長とした場合の分解能の変化を検証する。

以上の成果は 2014 年の第 26 回国際原子力機関核融合エネルギー会議（IAEA FEC）で発表し、その内容は Nuclear Fusion 誌（Vol. 55, pp. 093032, 2015 年）に掲載済みである。2014 年の 20th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics (HTPD 2014)では、LHD での試験結果が招待講演に選出され、"Dispersion interferometer using modulation amplitudes on LHD"として発表した。また本成果に対し、2010 年にはプラズマ・核融合学会第 27 回年会にて第 1 回若手優秀発表賞が、2011 年にはプラズマ・核融合学会 第 16 回学術奨励賞が授与されている。

参考文献

[2.10.5.1] T. Akiyama *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74** (2003) 2695.
[2.10.5.2] Y. Kawano *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72** (2001) 1068.
[2.10.5.3] H. K. Park *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70** (1999) 710.
[2.10.5.4] Ch. Fuchs *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70** (1999) 722.
[2.10.5.5] F. A. Hopf *et al.*, Opt. Lett. **5** (1980) 386.
[2.10.5.6] V. P. Drachev *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **64** (1993) 1010.
[2.10.5.7] P. A. Bagryansky *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **77** (2006) 053501.
[2.10.5.8] T. Akiyama *et al.*, Nucl. Fusion **55** (2015) 093032.
[2.10.5.9] T. Akiyama *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **5** (2010) 047.
[2.10.5.10] T. Akiyama *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81** (2010) 10D501.
[2.10.5.11] T. Akiyama *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **85** (2014) 11D301.

2.10.6 反射計

従来より種々の核融合プラズマ実験に適用されてきたマイクロ波反射計は、そのアクセス性の良さからヘリカル型核融合炉（FFHR-d1[2.10.6.1]）においても適用性が高いと考えられる。原型炉クラスにおいて反射計を適用する際に、想定される周波数領域は、図 2.10.6.1 に示すように～300 GHz であり、ITER の想定周波数帯とほぼ一致する[2.10.6.2]。したがって、ITER 用に開発適用される反射計システムはほぼ全て適用可能であろうと考えられる。具体的には、周辺部－コア部電子密度分布計測、密度揺動計測、実時間プラズマ位置制御、ポロイダル回転速度計測等々である。トカマク装置である ITER の場合は磁気プローブの代替として位置制御センサーとしての適用が期待されているが、ヘリカル装置の場合はむしろ周辺部密度制御センサーとしての必要性が高くなると考えられる。

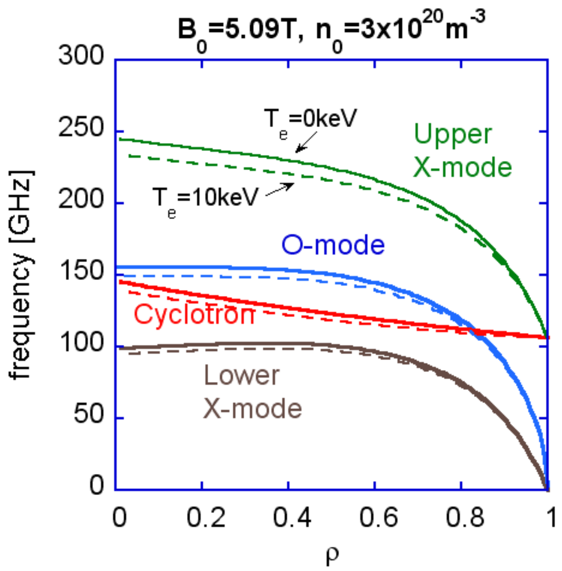


Figure 2.10.6.1. Radial profile of characteristic frequencies in a typical plasma parameter in the FFHR-d1 fusion plasma reactor. “O-mode” refers to the ordinary wave cut-off frequency, i.e., the electron plasma frequency. “Cyclotron” denotes the electron cyclotron frequency. “Upper and Lower X-mode” denotes the right-hand and left-hand extraordinary wave cut-off frequencies. The dotted lines include relativistic effects with 10 keV of electron temperature.

原型炉クラスの装置に対して、計測器がひつようとするプラズマへのアクセス空間（開口面アンテナを想定）は最低入射周波数の波長程度であり、30 mm ID 程度と考えられ、ブランケットモジュールの狭間（～40 mm）に設置することが可能である。アンテナと別室に設置するマイクロ波機器との間は、金属導波管伝送が可能で、コルゲート管を用いた往復 100 m の低損失伝送は既に LHD でも実装されている。LHD では、真空窓を用いて装置と伝送路とは分離しているが、伝送路途中に真空境界（2 段、真空窓は tilt した fused Silica を想定）を施し、またより低損失にするための乾燥空気充填することも可能である。これらは ITER でも適用される仕様であるが、LHD 第二期計画実施時に伝送路中の窓境界実装試験を行い、問題点を洗い出すための準備を整えた。

オプションである高密度核融合炉プランの場合、例として示したプラズマよりも高い密度領域（～1×10^{21} m^{-3}）でのオペレーションとなる。これに対応するためは、テラヘルツ波帯の計測システムの開発が必要[2.10.6.3]で、現在テラヘルツ波パルスを用いた計測システムの開発研究を進めている[2.10.6.4]。なお、このシステムを用いれば、電子密度の視線平均値($\bar{n}_e$)を、時間履歴を問わずに測定することができ、一時的に計測を止めるというような間欠的な運転が可能で、長時間の運転に適した計測手法となりうる。その原理実証試験を行うため、計測試験用プラズマ源を製作し初期デー

タを取得した[2.10.6.5]。今後、高温プラズマにおける実証試験を行う計画である。これまでの成果は、随時、国際会議において発表報告を行った[2.10.6.6-13]。

参考文献

[2.10.6.1] A. Sagara *et al.*, Rev. Fusion Eng. Des. **87** (2012) 594.

[2.10.6.2] G. Vayakis *et al.*, Nucl. Fusion **46** (2006) S836.

[2.10.6.3] T. Tokuzawa *et al.*, “Terahertz reflectometer for high-dense plasma measurements”, Proc. LAPD2007.

[2.10.6.4] T. Tokuzawa *et al.*, Plasma Fusion Research **8** (2013) 2402063-1-4.

[2.10.6.5] T. Tokuzawa *et al.*, “Application study for magnetically confined fusion plasma diagnostics using pulsed terahertz waves”, Proc. LAPD2014.

[2.10.6.6] T. Tokuzawa *et al.*, “Developments of terahertz wave diagnostics for high-temperature and high-density plasma experiments”, 20th International Toki Conference, Dec. 7 - 10, 2010, Ceratopia Toki, Toki-City, Gifu, Japan.

[2.10.6.7] T. Tokuzawa *et al.*, “Application plan of terahertz wave diagnostics for high-temperature and high-density plasma experiments”, Proc. International Workshop on Optical Terahertz Science and Technology, Mar. 13-17, 2011, Santa Barbara, CA, USA.

[2.10.6.8] T. Tokuzawa *et al.*, “Developments of Pulsed Terahertz Wave Diagnostics for Fusion Plasma” Proc. 21st International Toki Conference, Nov. 28 - Dec. 1, 2011, Ceratopia Toki, Japan.

[2.10.6.9] T. Tokuzawa *et al.*, “Developments of High-Temperature and High-Density Plasma Diagnostics Using a Terahertz Wave (II)”, Plasma Conference, Novmember 22 -25, 2011, Ishikawa Ongakudo, Japan.

[2.10.6.10] T. Tokuzawa *et al.*, “Developments of Nuclear Fusion Plasma Diagnostics Using by Pulsed Terahertz Wave”, Proc. International Symposium on Frontiers in THz Technology, November 26-30, 2012, Todaiji Culture Center, Nara, Japan.

[2.10.6.11] T. Tokuzawa *et al.*, “Developments of Terahertz Pulse Wave Diagnostics for Magnetized Fusion Plasma Reactor”, 22th International Toki Conference, Nov. 19 - 22, 2012, Ceratopia Toki, Toki-City, Gifu, Japan.

[2.10.6.12] T. Tokuzawa *et al.*, “Developments of THz Pulse Wave Diagnostics for High-Density Plasma”, U.S.-Japan Workshop on Millimeter Wave Technology and Fusion Plasma Fluctuation Diagnostics, Jan.13-18, 2013, UC Davis, California, USA.

[2.10.6.13] T. Tokuzawa *et al.*, “Developments of Pulsed Terahertz Wave Diagnostics for Magnetically Confined Fusion Plasma”, The 5th International Workshop on Far-Infrared Technologies 2014, Mar. 5-7 2014, University of Fukui, Fukui, Japan.

2.11 発電システム

2.11.1 発電システム概要

FFHR の最終目的は核融合反応によって生じる熱エネルギーを電力に変換し、系統に供給することである。系統に接続する発電システムでは接続する電力系統との取り合い条件を考慮したシステム検討が必要である。特に、プラント起動時の系統負荷の低減および急峻な電力変動抑制を考慮しなければならない。本節では、電力系統との接続を念頭においた発電システム検討を報告する。

2.11.1.1 定常運転時のパワーフロー

FFHR-d1 シリーズに関しては周辺機器の設計検討がまだ不十分である。そこで、一つ前のモデルである FFHR-2m を元にして主要な機器の電力を想定した定常運転時及び起動時の電力フローを図 2.11.1.1 に示す。なお、図には後述する補助熱源を含んでいる。図中、括弧内の数値が起動時に必要な電力である。現状の設計において自己点火による定常運転を狙った FFHR の特性、すなわち定常運転時の加熱電力が 0 になり少ない循環電力で定常運転が可能であることが示される。ただし、冷却材循環動力などフロー図に組み込まれていない機器もあり、それらの検討が今後必要である。

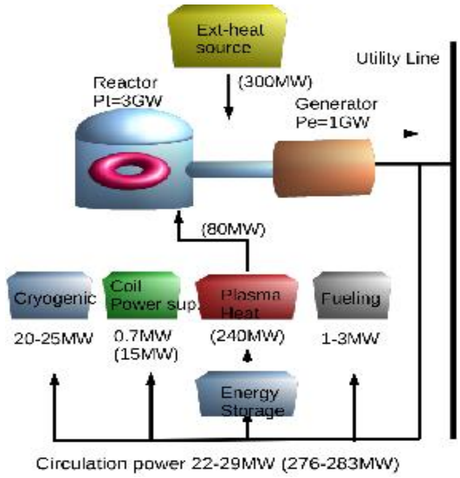


Figure 2.11.1.1 Power flow of a fusion power plant.

2.11.1.2 プラントの起動手順

火力発電を参考にした FFHR が停止している状態から定常的な発電に移行する過程の検討を開始した。起動にあたっては、1. 超電導システムの冷却や真空の確立、2. 高温部材の予熱及びコイルの励磁、3.プラズマ点火および熱出力増大制御、4. タービンおよび発電機の起動、5. 電気出力を定格までの増大、の手順が必要である。特に、プラズマ点火前後から発電までの過程では、各部の温度、作動流体の圧力条件も考慮し、適切な時間で熱出力を変化させる必要がある。その際、炉心を部

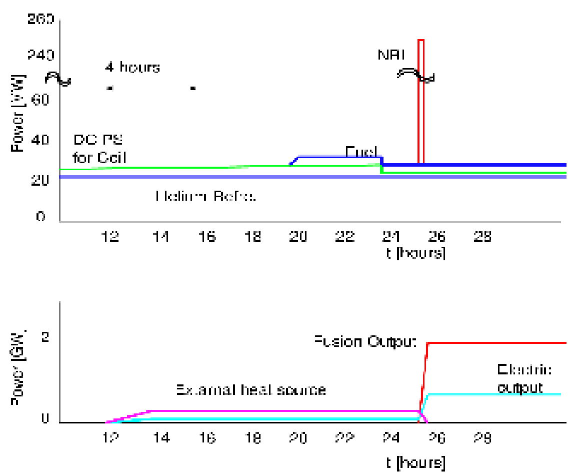


Figure 2.11.1.2 A scenario for the startup of a fusion power plant.

分負荷運転できるか否かが重要である。

そこで、1.炉心の部分負荷運転が可能、2-a.炉心の部分負荷運転が不可で.補助熱源を使用する、2-b.補助熱源を使用しない、の各場合について起動手順の検討を行った。図 2.11.1.2 は炉心の部分負荷運転が不可で、外部に補助熱源(炉心出力の 10%程度)を用意した例である。これにより、炉心などの予熱を行うと同時に、蒸気タービンの起動に必要な蒸気の生成、発電機起動、系統連携をし、その後炉心出力を増大させて、タービン入力を核融合出力に切り替える。この場合には必要な熱をプラント内で供給するため、系統への負担が小さいという利点がある。

2.11.1.3 発電方式の検討

核融合の熱出力は、熱交換器を介してタービン発電機により電力に変換する。その際の変換効率は 40%を目標とする。タービンの作動流体としては、(1)二酸化炭素、ヘリウムなどの不活性ガス、(2)水蒸気あるいは超臨界の水、を候補にする。ヘリウムを利用したクローズドサイクルのガスタービン系においても多段の再熱サイクルとすることで 40%の効率となりうることが示されている(清水(九州大学))[2.11.1.1]。二酸化炭素による先進タービンの開発については、後の節で報告する。本節では水蒸気を使用した蒸気タービンを中心に検討する。構成は既存の加圧水型軽水炉（PWR)を参考とするが、目標効率 40%を達成するためには最新火力と同程度の蒸気条件（700 度 25-30 MPa）とする必要がある。再生再熱サイクル超臨界蒸気プラントを FFHR に適用した場合の概念図を図 2.11.1.3 に示す。FLiBe の使用温度は 550 度程度であり、ダイバータなどのより高温の熱源を使用した追加熱が必要となる。また、FLiBe 熱交換器の最低温度も 450 度程度に制限されている。このため、復水は再生熱交換器あるいは他の低温源による加温が必要である。

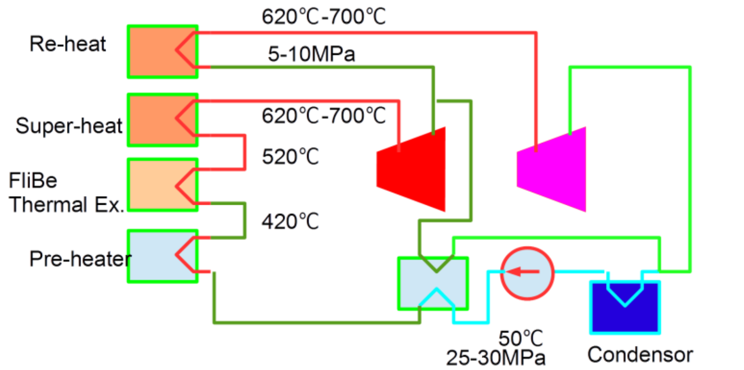


Figure 2.11.1.3 Schematic diagram of the regeneration cycle.

これらの熱交換器での熱量と炉心各部の熱出力との整合が必要であるが、未だ検討を完了していない。引き続きプラズマ出力と整合するような再生蒸気量および条件の検討を進める必要がある。また、熱交換に関してもトリチウムの透過防止と交換効率の両立を目指す検討が必要である。外部電源喪時に主要機器の除熱を如何に行うかも重要な検討課題である。非常時の冷却は自然対流を利用した受動的な循環によることが望ましい。これに対しては、初期の BWR と同様に非常用復水器による除熱および冷媒の循環、小型の蒸気タービンによる計装機器用の電源供給も検討

している。

2.11.1.4 水素製造併用の検討

核融合熱出力利用の応用として水素製造を併用する構成も合わせて検討している[2.11.1.2.11.1.3]。図 2.11.1.4 に構成案を示す。1.輸送および貯蔵可能な燃料としての水素を製造する、2.水素を燃料とする発電機を併設することで電力需要変動を吸収し、一定出力での炉心運転を可能とする、3.プラント起動時に必要なエネルギー源として水素を利用する、ことが可能となる。同時に発電に使用しない廃熱を水素製造に使用することで、発電のみの場合と比較して、核融合出力全体のエネルギー効率の改善が見込まれる。

参考文献

[2.11.1.1] A. Shimizu et al, "Feasibility of Helium Gas Turbine System for Molten Salt Blanket", NIFS Annual Report Apr.2006-Mar.2007 (2008)

[2.11.1.2] S. Yamada et al., "Conceptual design of the cryogenic system for the helical-type fusion power plant FFHR”, Fusion Engineering and Design 82 (2007) 2817–2823.

[2.11.1.3] S. Yamada et al. "Study on hydrogen production from steam electrolysis in LHD-type power reactor FFHR", Fusion Engineering and Design 84 (2009)1997-2001.

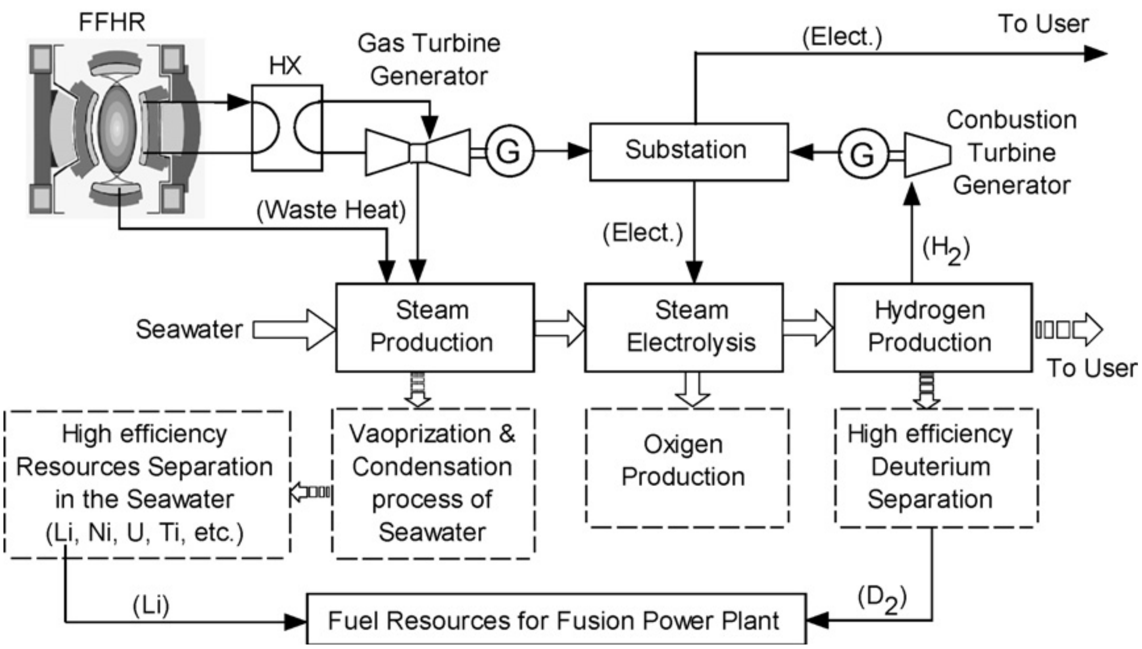


Figure 2.11.1.4 Conceptual design of a fusion power plant that coproduces hydrogen fuel.

2.11.2 次世代型先進発電方式の検討

2.11.2.1 はじめに

核融合による発電を行う場合、長時間連続して核融合反応を維持制御すると同時に運転維持に必要となるエネルギー（入力エネルギー）と核融合反応により生成されるエネルギーとの比（エネルギー増倍率）を 5～10 以上にする必要がある。

核融合発電を実現するための一連の技術開発の大きな時流の変化とともに、核融合発電実証のための原型炉開発ための議論もすでに始められている。

相良らは、ヘリカル型核融合炉 FFHR による発電実証を計画しており FFHR に接続可能な発電実証技術としての超臨界 CO_2 ガスタービン発電システムの適合性、経済性、安全性に関する技術検討を行った[2.11.2.1]。本稿ではその結果の報告を行う。

2.11.2.2 ヘリカル型核融合炉 FFHR

ヘリカル型核融合炉 FFHR による発電実証を成功裏に導くための発電系に求められるキーテクノロジーならびにその達成目標値は下記の通りである。

（1.1）FFHR 技術開発キーテクノロジー

① 高発電効率技術
② 低コスト化技術
③ 高い安全性・安定性
・1 次系から 2 次系発電系へのトリチウム拡散汚染
・1 次系異常減圧時の高圧 2 次系発電系冷却材の逆流入
・2 次系冷却材による化学反応事故等

（1.2）FFHR 達成目標値

④ 発電効率 40%以上
⑤ 建設コスト 2/3 以下
⑥ 拡散 T との化合物反応を生じない化学的安定性の高い 2 次系冷却材の採用
⑦ 2 次系への T 拡散防止構造

そこで、ここでは FFHR の熱源としてブランケット熱出力（2420MW×510℃）を中間熱交換器（IHX : Internal Heat eXchanger）を介して発電システムへ入口温度480℃で供給すると同時にダイバータからの熱出力（490MW×250℃）も同時に利用できるシステムとして、水/蒸気発電、ヘリウムガスおよび超臨界 CO_2 ガスタービン発電の三形式における性能比較とこれらの発電システムの FFHR への適正評価を行う。

（2.1）発電効率

従来検討されてきた核融合発電炉概念における熱の取出しは、真空容器内ブランケットからの熱と製造トリチウム（T）の輸送を兼ねガスないし溶融塩等の冷却材、中間熱交換器（IHX）を介して水蒸気発電系に熱伝達される。

（2.1.1）水/蒸気発電システム

ここでは 3GW 級 FFHR1 次系からブランケット熱出力（2420MW×480℃）を2 次系水/蒸気発電システムに投入した場合に期待しうる発電効率を評価した。

図 2.11.2.11 水/蒸気発電システムを示す。FFHR 炉内熱源は、ブランケット（2420MW）およびダイバータ（490W）であり、ブランケット熱出力を主に中間熱交換器（IHX）を介して水/蒸気発電システムに投入して最高蒸気温度480℃の再加熱方式発電システムにより高効率発電を行う。一方、ダイバータ熱出力は後述の予加熱器（FWH(Feed Water Heater)）等に供給される。

本再加熱方式発電システムでは、480℃高温蒸気をまず主蒸気タービン（Main ST）に導き発電を行った後、予加熱器（FWH）への一部抽気を除きタービン出口から IHX に再投入して 480に再加熱した後再加熱蒸気タービン（Reheater SG）に投入することで再度発電することができる。Main ST 同様一部抽気分を除いた再投入蒸気は復水器（Condenser）により凝縮後 FWH により予加熱後循環水として再び IHX で再加熱される。図 2.11.2.a 及び b には蒸気最高温度×圧力が480℃×20MPa の場合の本再加熱方式発電システム運転時の i-s および T-s 線図をそれぞれ示す。

以上の結果、水/蒸気発電システムの最高蒸気温度 480℃おける発電効率は蒸気圧 8～20MPa において 36.7～38.5%と評価された。

（2.1.2）ヘリウムガスタービンサイクル発電システム

IHX を介して 2 次系発電システムにヘリウムガスタービンサイクル発電システムを採用した場合の発電システム図を図 2.11.2.3 に示す。本システムは Brayton サイクルであり中間熱領域における熱エネルギーの供給は、高温側から低温側に Recuperator 再生熱交換器（RHX：Regenerative Heat Exchanger）により熱損失を最小化しながら行われる。従って、本サイクル発電システムでの高効率化するためにはガスタービン入り口温度を高温化する必要がある。また、本システムの動力系は高圧・中圧・低圧圧縮機とタービンが一軸に連結された一軸設計となっており、圧縮動力を最小化するため高圧圧縮機手前に前置冷却器（Precooler）1 基ならびに高圧-中圧圧縮機ならびに中圧-低圧圧縮機の間に中間熱交換器が 1 基づつそれぞれに設けられている。図 2.11.2.4 にタービン膨張係数に対する IHX1 次系出口温度とサイクル発電効率との関係を示す。これによるとタービン膨張率が増加すると IHX1 次系出口温度は350℃から200℃まで低温化するもののサイクル熱効率はさほど大きく変化せず、膨張率 1.8～4 の場合で熱効率は 34.7～28.6%程度と他の発電システムと比較してさほど変わらない。ここではヘリウムガスタービン入口温度480℃で外部熱源温度ならびにタービン膨張率を250℃×2.5 と想定した場合の i-s および T-s 線図を図2.11.2.5(a)(b)にそれぞれ示す。

（2.1.3）先進超臨界 CO_2 ガスタービン発電システム（A-S CO_2GT）

超臨界 CO_2 ガスタービン発電システム（SCO_2-GT）は上記ヘリウムガスタービン同様、１種のガスタービンサイクル（Brayton サイクル）である。臨界状態での CO_2 比熱は線形的変化をしないことから図 2.11.2.16 に示す超臨界状態範囲で発電システムを運転しても RHX が効果的な働きをしないためサイクル熱交効率は改善されない。そこで A-SCO_2GT では RHX 部に二基の RHX1 及び RHX2 を設けるとともに前

置冷却器への冷却材流れを分割することで前置冷却器手前でのバイパス流（Bypass）を新たに設けた。図 2. 11. 2. 7 にこの発電システムのフロー構成図を示す。この発電システムは、主圧縮機と Bypass 圧縮機をタービンに接続する一軸設計方式を採用しており、主圧縮機出口流体を低温側 RHX2 に導き再昇温させると同時に Bypass 圧縮機で再昇圧・加熱された Bypass 流と高温側 RHX 1 直前で合流させ、流体熱容量（＝流量×流体比熱）を高温部 RHX1 より小さくすることで RHX1 通過後の高圧側 CO_2 の出口温度を高め高圧側での RHX 全体の熱交換効率を改善させている。図 2. 11. 2. 8 にガスタービン入口温度×圧力、480℃×20MPaでのIHX1 次系出口温度ならびにガスサイクル熱効率とガスタービン膨張率との関係を示す。これによると、ガスタービン膨張率 2.35 でサイクル熱効率 42.4％の最高値を示し、上述の水/蒸気発電システムならびにヘリウムガスタービン発電システムのサイクル熱効率を大きく上回る。この最高値における本発電システムの *i-s* および *T-s* 線図を図 2. 11. 2. 9ab にそれぞれ示す。

上述した480℃熱源からのA-SCO₂GTによるサイクル効率計算では、IHX1 次系出口温度が FFHR で想定されている250℃より高めに（A-S CO_2GT では 345～350℃）設定されていることから、同発電システムにおいて FFHR への適合性を高めるためのさらなる検討が必要である。ここでは、IHX1 次系出口温度熱源を主圧縮機出口 CO_2 の再加熱に利用することでサイクル熱効率を向上させる方法を検討した。その結果を図 2. 11. 2. 10 のマス-ヒートバランス系統図で示す。上記システムで主圧縮機出口条件（69℃×20.6MPa）の CO_2 を RHX2 に直接導入するための両機器とダイバータ間に新たに熱交換器（HX）を設けることで圧縮機 CO_2 出口条件を 89℃×20.4MPa に高温化させ IHX2 次系 CO_2 入口温度を高温化することでサイクル効率ならびに主要機器（IHX ならびに RHX 効率）性能を改善することができる。

ここでは 2 次系発電系の各コンポーネント容量を考慮して、ブランケット総熱出力 2910MW の FFHR 1 基分の熱容量に対して図 2. 11. 2. 11 に示すように 4 モジュールの A-SCO_2GT の配置を想定している。

2.11.2.3 FFHR 発電システムの経済性

ここでは 3GW 級 FFHR 発電のための水/蒸気発電システムと A-SCO_2GT とで必要とされる主要機器の体積・寸法を概算することで建設コストの比較を行った。表 2. 11. 2. 1 に両発電システムのタービンをはじめとする主要機器の体積ならびに寸法を示す。これによると、例えば両者におけるターボ機器の設計寸法は、250MWt 級水/蒸気発電システムの全体設計寸法は 20m を超すサイズとなるのに対して、600MWt 級 A-SCO_2GT ではその全長はわずか 8m となる設計仕様である。さらに各主要機器の体積を比較すると A-SCO_2GT は水/蒸気発電システムのわずか 44％程度と評価された。この結果から両者の製造コストを算定比較するには各主要機器の構造、材質等の違いを正確に評価する必要はあるが、圧倒的な物量差から少なくとも A-SCO_2GT の製造コストが低いことが分かる。

この両発電システムを核融合プラントに採用した場合のガスタービン建屋サイズ比較を図 2. 11. 2. 12 に示す。600MWt 級設備においてタービン建屋サイズは水/蒸気発

電システムでのタービン建屋容積は 9 万 m^3×2.4（＝600MWt/250MWt）であり、A-SCO_2GT に対して約 1.6 倍の容積規模になるものと予想される。
すなわち、両発電システムの建設コストにおいては A-SCO_2GT のほうがはるかに優れているといえる。

2.11.2.4 ヘリカル型核融合炉 FFHR 発電システムの安全性

核融合炉心ならびに 1 次/2 次系に重大な損傷を与える代表的な事故事象として設計上考慮しなければならない事項は下記の通り。
① 1 次系異常減圧時の 2 次系冷却材大量流入事故
運転中 1 次系および IHX 配管破断等により 1 次系異常減圧が生じた場合、2 次系冷却材が真空容器内に大量侵入する事故事象
② 1 次系からの 2 次系のトリチウムインベントリー
1 次系冷却材中の製造 T が IHX 伝熱配管を介しての 2 次系への拡散侵入

（4.1）1 次系異常減圧時の 2 次系冷却材大量流入事故
水/蒸気発電系において、運転中上記①の事故事象が発生した場合、炉心（高温状態のプラズマ対抗機器や真空容器など）に致命的なダメージを与え、最悪の場合真空容器自体が使用不能に陥るケースが考えられる。これに対して 2 次系冷却材に不活性高圧 CO_2 ガスを採用することがすくなからず上記重大事故事象を回避するための最良の選択である。不活性 CO_2 ガスが仮に真空容器に大量に侵入したとしても高温状態で各種プラズマ対抗機器や真空容器との反応を生じないため、侵入後ただちに真空排気することで現状復帰させることに時間を要しない。

（4.2）1 次/2 次系トリチウムインベントリー
1 次/2 次系トリチウムインベントリーについて溶融塩 1 次系に接続した 2 次系発電系の場合を概観する。ブランケット内で生じる核熱ならびに製造トリチウム（T）を包含した溶融塩は中間熱交換器（IHX）に導かれ、IHX 内で主に熱交換を行うが、この熱交換時に温度差ならびに水素濃度差により 2 次系冷却材に製造 T の一部が熱交換伝熱面を介して拡散混入することから、現在伝熱面へのコーティング等により T の 2 次系混入を極力防止する対策が講じられていが、現段階では完全に封じ込めることができないことから 2 次系拡散混入する T 混入量をある程度許容して 2 次系設計を行う必要がある。
相良らにより、セラミック生成膜/金属とのクラッディング材の水素漏えい量から推定される 2 次系混入量が検討された[2.11.2.2]。これによると 3GW 級 FFHR 運転時の 1 次系から 2 次系への T リーク量は約 0.4 g /day と推定される。水/蒸気発電系の場合、T の 2 次系拡散による冷却材混入時にすべて $H_2O \rightarrow T_2O$ 化するとした場合、2 次系循環水がすべて T により置換された場合の年間汚染水量は膨大になるとともに、これを作動媒体とするターボ機器（タービンや圧縮機）すべてがコンタミすることになるから、汚染水管理ならびにターボ機器のメンテナンスに大きな支障をきたすことになる。

これに対して、A-SCO_2GT で使用する多相系超臨界 CO_2 は T と完全混和状態となるが化学合成物質が生成しないため、気液分離層等を IHX2 次系 CO_2 入口近傍に設けることで CO_2 からの T の分離除去を比較的容易に行うことができる。また、汚染されたターボ機器も定期点検時にはすでに実用化されている超臨界状態の高圧 CO_2 ガス洗浄装置により除染することが可能である。

以上の検討結果から、FFHR の発電システムは A-S CO_2GT が最も適切と考えられことから、以降 FFHR ブランケット溶融塩 1 次系への接続を想定した同発電システムの技術検討を行う。

2.11.2.5 ブランケット 1 次系溶融塩ループ接続の各機器要素設計仕様

3 GW 級 FFHR 炉内 1 次系においてはブランケットならびにダイバータはそれぞれ 2 次系 IHX ならびに HX に接続されており[2.11.2.3]、IHX1 次系は FLiNaBe 溶融塩ループ構造となっている。表 2. 11. 2. 2 に各溶融塩ループならびに 2 次系 A-S CO_2GT の定常運転モード状態でのヒートマスフローを示す。
ここでは、上記定常運転モード条件達成に必要な各主要機器（中間熱交換器やターボ機器等）の設計仕様に関する検討を行う。

5.1 中間熱交換器 IHX
中間熱交換器 IHX1 次系及び 2 次系冷却媒体の出/入口温度×圧力条件をそれぞれ 650℃/375℃×0.1MPa および353℃/480°C×20/20.2MPa と設定し、1 次/2 次冷却媒体に FLiNaBe 溶融塩（最高/最低使用温度 650℃/350℃）及び超臨界 CO_2を採用した。ここでは、IHX 内 2 次系内圧力損失を 0.2MPa を設計目標値として（4.1.1）S 字プレートフィン型コンパクト熱交換器ならびに（4.1.2）二重配管型熱交換器ついて伝熱流動解析を行いそれぞれの構造成立性を検証した。

（5.1.1）S 字プレートフィン型 IHX
S 字プレートフィン型熱交換器は図 2. 11. 2. 13, 2. 11. 2. 14 に示すように S 字マイクロチャンネル流路を設けた平板積層構造を有し、高速増殖炉建屋や圧力容器等狭隘な空間に設置できるコンパクト性ならびに低圧損・高熱交率性を有し、主に 1 次系 Na/二次系超臨界 CO_2 やガス/ガス熱媒体間の高性能熱交換器として開発されてきた。ここでは従来の当該熱交換器設計手法にのっとり 1 次系高温溶融塩/二次系超臨界 CO_2 冷却媒体とした IHX としての構造成立性を検討する。
（1）S 字プレートフィン型 IHX の基本設計形状
S 字プレートフィン型 IHX の伝熱流動特性を評価するため、IHX シングルプレート S 字フィンコア要素単層解析モデル（要素縦×横×フィン高さ、253.4×340×50mmt）において、2 種類の溶融塩（FLiNaBe 及び FLiNaK）と超臨界状態 CO_2 を要素長手方向にそれぞれ定量・定速・定温状態でプレート内を流動する際の流動圧力損失を評価した。ただし、各冷却材の物性値は温度関数として同表の温度範囲のもので与え、またコア要素回りは断熱状態とし、熱の出入りはないとして伝熱解析を行った。S 字フィンコア要素内を定量・定速で流動する各種流体の圧力分布を計算したところ、

コア要素モデル出入口における各種流体の圧力損失 ΔP は FLiNaK が最も大きく、入口/出口圧力比で約 1/10 程度、次いで FLiNaBe は約 1/2 と大きな圧力損失を生じることが分かる。これは主に溶融塩流体の高温粘性抵抗によるものである。これと対照的に低粘性超臨界 CO_2 での圧力損失はほとんど生じない結果となった。
プレートフィン型熱交換器の最大の特徴の一つはそのコンパクト性にあることから、この特性を損ねない最適設計構造を行うためには、上記圧損評価に用いたコア要素モデルのマイクロフィン高さを最小（t=50mm）に設定するとともに長手流路長さを最適化する必要がある。
①チャンネル高さ
フィンコア要素モデル形状においてフィン高さを 0.0125～0.05ｍに変化させたモデルの伝熱解析結果によると、FLiNaBe ではチャンネル高さが 0.0125mm になると流動抵抗が顕著となり出口側は負圧となり逆流が生じることが分かった。FLiNaK の場合では、フィン高さ 0.025m ですでに逆流が生じることが分かる。これに対して超臨界 CO_2 ではどのフィン高さにおいても顕著な圧損は生じないものの、マイクロフィン構造の最適化なされていないことから出口側流速は入口側流速の 1/10 程度に減速する傾向がある。
② 流路長さ
フィン高さ 0.05ｍのフィンコア要素モデルより得られた出入口圧力から結果から、溶融塩冷却材の場合流路長手方向での圧損は FLiNaBe 及び FLiNaK の場合でそれぞれ 16.2%/0.1m、25.9/0.1m 程度と見積もられた。このように溶融塩冷却材をマイクロフィン流路に流す場合、きわめて高い流動抵抗を示すことから FFHR の IHX1 次系溶融塩ループにおける圧損分を復圧するためのポンプ駆動動力を要する。そのため発電炉全体での発電効率を落とす重大な問題になりかねない。そのためマイクロフィン型 IHX の設計事象において長手方向流路長さの結果は極めて重要な事項となる。
以上の解析結果から、溶融塩 1 次系流路/超臨界 $CO_2$2 次系流路を兼ね備えた S 字型マイクロフィン IHX 解析モデルでの設計指標を下記に示す。
① 溶融塩 1 次系流路
・流路チャンネル最小高さ：0.05m 以上
・流路チャンネル最長流路長さ：
FLiNaBe 0.5m 以下
FLiNaK 0.3m 以下
② 超臨界 $CO_2$2 次系流路
・流路チャンネル高さ；：数 mm 以上
・流路チャンネル最長流路長さ：数 m 範囲で制限なし
（2）S 字マイクロフィン型 IHX 要素モデルの伝熱性能評価
ここでは、上記流路基本設計指標に基づいた形状での溶融塩 1 次系流路に対してその上下方向を超臨界 $CO_2$2 次系流路で挟み込んだ S 字型マイクロフィン IHX 三層モデル（超臨界 CO_2/溶融塩/超臨界 CO_2、幅 W×流路長 L×三層高さ H、0.17×0.45×0.18m）による対向流伝熱解析を行い、同 IHX モデルの溶融塩 1 次系から超臨界 $CO_2$2 次系への熱交換容量の定量評価を行った。ここでは、同モデル側面方向

の熱の流れはないものとした。また、同 IHX モデルの構成材料をアルミ、銅、スチールの三種類とした。その結果、熱交換容量は IHX 抗生材をスチール、アルミ、銅の熱伝導率の低い順で 1 次系熱媒体が FLiNaBe 及び FLiNaK の場合でそれぞれ 0.11〜0.122MW、0.122〜0.136MW と評価された。ただし、本設計での S 字マイクロフィンの最適化設計がなされていないため、超臨界 $CO_2$2 次系出口圧力が設計目標値をわずかながら下回る結果となっている。

（3）S 字マイクロフィン型 IHX サイジング

上記（2）の S 字マイクロフィン型 IHX モデルで得られた熱交換容量を参考値に、超臨界 CO_2 ないし溶融塩の 1 モジュール流路サイズ（流路長さ（L）×幅（W）×フィン高さ（H））を 0.34m×0.253m×0.05m として超臨界 CO_2/溶融塩/超臨界 CO_2 の積層パターンを構造構成した IHX における 1 次系/2 次系の熱交換容量をその積層数（モジュール数）とともに計算した。これによると、3GW 級 FFHR のダイバータ熱出力（2420MW ないし 600MW×4 モジュール）を 1 次系側溶融塩 1 ないし 4 ユニットで受け持つ場合のモジュール積層数は 40〜45 ないし 8〜9 がそれぞれ必要となる。一方、熱容量が溶融塩より低い 1 次系側超臨界 CO_2 での 1 ユニット積層数は 1322 ないし 265 モジュールと 1 次系溶融塩側の約 30 倍のモジュール数が必要となる。このことら IHX 1 ユニット構造を単純に考えると 1 モジュール（0.45m（L）×3.4m（W）×0.18m（H））の 1 次系溶融塩伝熱流動モジュール/超臨界 CO_2 伝熱流動モジュールの積層構成割合を 1/30 で構成する 0.45ｍ（L）×3.4m（W）×5.4m（H）の積層構造ユニット 1 基により 1 次系/2 次系間で熱交換容量 66MW の IHX を構成することができる。従って、600MW 相当の熱交換を 1 次系 FLiNaBe/2 次系超臨界 CO_2 で行う場合の IHX 基本構造は、圧力容器（φ7ｍ×11ｍH）内に同ユニット 9 基を 2 段重ねで収納する構成となる。

（5.1.2）二重配管型 IHX

3GW 級核融合炉熱源からの熱エネルギーを取出し発電する FFHR 発電プラントでは、プラズマからの熱負荷を受熱する溶融塩ブランケットと炉内熱交換を受け持つ IHX から構成されている。

ここではプラズマからの熱負荷を最大 1MW/m^2 とした場合の溶融塩ブランケットならびにプランケット受熱時に接続し、超臨界 CO_2 ガスタービン発電部に熱輸送するための IHX の伝熱性能検証を伝熱流動解析により行った。

（1）溶融塩ブランケット

溶融塩ブランケット伝熱流動解析は、プラズマからの 1 MW/m^2 級高熱負荷を受熱する平面パネルとその内部に U 字伝熱管から構成される解析モデルにより実施した。

プラズマからの熱負荷レベルに応じた受熱パネル/U 字伝熱管構造モデルにおける伝熱流動解析の結果、パネル（長さ×幅×厚み、5ｍ×3ｍ×0.3ｍ）/U 字伝熱管（直径×ターン数、φ0.2ｍ×4 ターン）構造モデルの最大熱負荷時（1MW/m^2）において、溶融塩出/入口流速×流量が 5/2(m/s)×239（kg/s）付近で溶融塩出/入口設計温度・圧力条件を満足する U 字管内流動条件が存在することがわかる。

（2）二重配管型 IHX

ここでは上記（1）で得られた溶融塩ブランケット運転条件で溶融塩を介して得られる熱出力に対して与えられた出/入口温度・圧力を満たす二重配管型 IHX の最適設計を行う。ここで伝熱二重管構造として J 管要素をつなぎ合わせた二重管型 IHX 伝熱管の伝熱流動解析による最適化設計を行う。J 管要素では内管/外管（内径×外径×直接管長×エルボー高さ、φ0.2m×φ0.32m×5m×1.3m）に高温溶融塩/低温超臨界 CO_2 をそれぞれ対向流方式で流し熱交換する構造とする。

①伝熱配管直径/管長

対向流二重伝熱管の内径×長さ φ0.2m×5m に対して外径を φ0.34～0.54m に変化させた場合の 1 次/2 次系の交換熱量ならびに出/入口温度差を解析した結果によると、内/外径比が小さいほど出/入口温度差は大きくなる一方、交換熱量にさほど大きな差異は認められなかった。二重直管伝熱管の場合、交換熱容量は 2.5MW/本であることからブランケットからの伝熱輸送量 15MW を同型伝熱管で熱交換するためには単純に 10 数本程度の伝熱長さが必要であることが予測される。そこで、J 管を連結した二重管型 IHX 伝熱管モデルの伝熱流動解析を行った結果、内/外径 φ0.34/φ0.2m の J 単管の場合の交換熱量を二重直管伝熱管のものと比較すると、交換熱量が顕著に減少している。これは、エルボー部を有する J 単管での 1 次/2 次系冷却材輸送速度がエルボー部の配管抵抗により低下したのが主要な原因である。従って、内/外径 φ0.34/φ0.2m の J 単管を 5 ないし 11 連結した二重管型 IHX 伝熱管モデルでも十分な交換熱量が得られていないことが分かる。しかしながら、外径を φ0.54 に変更した二重管型 IHX 伝熱管モデルにおいては、1 次/2 次系冷却材の管内流速・流量の回復もあって交換熱量ならび 2 次系出口温度は設計目標値に達している。

② ダイバータ/IHX 一体化モデル

上記①の伝熱流動解析の結果から、J 管連結二重管型 IXH 伝熱管の形状/長さを決めることができた。そこでここでは上記（1）のブランケット部と J 管連結二重管型 IXH 伝熱管モデルを組み合わせて一体化するとともに全体のコンパクト化を図った。図 2.11.2.15 にコンパクトダイバータ/IHX 一体化モデルを示す。主に、J 管連結二重管型 IXH 伝熱管分がダイバータプレート面積内に収まるよう内側に折り曲げることによるコンパクト化を図った。同モデルによる交換熱容量ならびに 1 次/2 次出入口温度ならびに圧力は設計目標値をいずれも満足している。

③ ダイバータ/IHX 一体化モデルの温度効率（Temperature Effectiveness）

プラズマからの熱負荷 1MW/m^2 に対応するためのダイバータ/IHX 一体化モデルの最大受熱容量の設計値は 15MW/モジュールであることから FFHR の 1/4 炉心の 600MW（＝2420MW/4）の熱出力を受熱するためには、上記 1 体化モデル 40 モジュールを要する。しかしながら、ダイバータ熱交換部位ならびに IHX 熱交換部位における熱損失（特に前者）は免れず、実用的にはダイバータ熱交換部位におけるプラズマ/溶融塩ならびに IHX 熱交換部位における溶融塩/超臨界熱交換時の温度効率を設定する必要がある。そこでここでは、ダイバータ熱交換部位及び IHX 熱交換部位の温度効率をそれぞれ 46%及び 90%と設定し、ダイバータ/IHX 一体化モデルの 1 ユニット当たりの総合温度効率を 42%（＝46×90）と設定した。

5.2 ガスタービン

A-S CO_2GT のガスタービン部性能諸元ならびに空力損失は、ヘリウムガスタービンの空力損失（3）と比較すると全体的な損失は約 1/2 程度となる。タービン断面構造を図 2. 11. 2. 16 にそれぞれ示す。ガスタービン動力容量は 413.4MW/基、静翼/動翼段数×直径、４段×0.96m、熱効率 93.4％である。ケーシングサイズは φ3ｍ×3mL 程度を想定している。

5.3 圧縮機

主圧縮機ならびに Bypass 圧縮機は同等性能を想定しており、動力容量 55.7MW/基、静翼/動翼段数×直径、8 段×0.52m、熱効率 88.3％である。

5.4 前置冷却器及び中間冷却器

600MW 級 A-S CO_2GT では 23.1MW/unit 級前置冷却器及び RHX 1 がそれぞれ 20 及び 36 ユニット、12.2MW/unit 級 RHX2 が 36 ユニットそれぞれ必要である。ここで RHX 高温側の温度効率を RHX1 及び RHX2 でそれぞれ 98 および 90％で設定しており、その際の圧力損失を RHX 高圧側/低圧側で 0.4%/1.2%、前置冷却器では 1%と設定している。

5.5 発電機

図 2. 11. 2. 17(a)に A-S CO_2GT の 600MW 級ターボ機器/発電機断面図を示す。ターボ機器においては同図(b)の 600MW 級ヘリウムガスタービンの場合と比較して、圧縮機ならびにタービンダ段数が約半分に減少するとともに、全長で約 60%程度、直径で半部以下となり、小型軽量化されていることがわかる。一方 265MWe 級発電機においては既存（発電効率 99%）のものを採用しており、コスト・メンテナンス等の観点から超電導発電機等の採用による小型軽量化は行っていない。

5.6 メンテナンス

ダイバータ/IHX からの熱出力の 2 次系 A-S CO_2GT 系内ヒートマスバランスと冷却材流れを検討した。ここでの主要構造機器は、ガスタービン/発電機、中間熱交換器（RHX1 及び 2）、前置冷却器、主圧縮機、Pypass 圧縮機である。ダイバータ/IHX からの熱出力（480℃/20MPa×3843kg/s- CO_2）は PCPV 内のタービンに導かれた後、PCPV 外の RHX1、その後 PCPV 内 RHX2 及び前置冷却器を通して主圧縮機により復圧（69℃/20.6MPa×2416kg/s- CO_2）され、再び RHX2 に戻され再加熱される。一方、 RHX2 通過後熱流体の一部は Bypass（1427kg/s- CO_2）され、Bypass 圧縮機により再加熱・復圧後 RHX2 で再加熱された加熱流体と混合流として RHX1 で再加熱後（353℃/20.2MPa）ダイバータ/IHX に戻される。

メンテナンスのための PCPV 内の分解ならびに系内主要機器の取出し要領を検討した。まず、①PCPV 周囲の出入用ハッチを遠隔操作ロボットにより開放し、内部除染後系内発電機とターボ機器との接続を解除する。次に②③PCPV 両鏡を取り外し、④発電機を PCPV から移動させ、次に⑤ガスタービン/発電機、中間熱交換器（RHX2）、前置冷却器、主圧縮機、Bypass 圧縮機を移送させ、その後別建屋のワークスペースにて各機器のメンテナンスを実施する。

2.11.2.6 FFHR 実用化に向けての R&D

6.1 溶融塩接続ループ試験への接続性能試験

NIFS では FFHR1 次系溶融塩テストループ Orosh2i-2 を完成させた[2.11.2.4]。本試験装置では、熱の除去及び燃料のトリチウム生産に伴う核融合ブランケットとの機能について強電磁場・高温場での実際の使用環境、条件を模擬した統合実験を実施し、長期間安全に運転するために必要となる技術開発研究及び実証を行う。

今後、上述の 3GW 級 FFHR による発電実証試験を実施するためには、1 次系溶融塩/2 次系 A-S CO_2GT との機能整合性に関する実証試験が不可欠である。中でもその最も重要なものが 1 次系溶融塩/2 次系超臨界 CO_2 の IHX 性能試験であり、次いで IHX を通じて 1 次系からの熱エネルギーを電気変換するための A-S CO_2GT 機能試験である。

Orosh2i-2 試験装置では、加熱循環するための溶融塩の除熱冷却を水冷式冷却器で行っていることから、今後上記装置内の熱交換部ないし超電導磁石試験部手前の溶融塩循環試験部において IHX/A-S CO_2GT 機能試験部を増設接続し、その機能試験を実施する予定である。

6.2 トリチウムインベントリ対策

（1）C12A7：O^{2-}ケージ内 O^{2-}アニオンの CD（Current Drive）制御性

C12A7:O^{2-}は 12CaO7Al_2O_3 のカチオンケージ内に O^{2-}アニオンが束縛さえている透明なセラミック（Myenite Compound :MC）である。このケージ内酸素イオンを高温で酸化剤を介して離脱させることによりのエレクトライド化状態（C12A7:e^-（MCE）と表示）にすることができる。また、このエレクトライド化状態（黒色化）から逆に酸素イオン以外の元素（H、OH、F、Cl 等）をイオン化してケージ内に封じ込めることができる。

同エレクトライド化材料は還元力があるとともに、C12A7:O^{2-}状態では高温化することによりケージ内酸素イオンの活性化により酸素イオン伝導体化ともなることから SOFC として外部電位を掛けることにより二酸化炭素を一酸化炭素に再資源化できる可能性を有している。定電圧印加制御時（Current Drive :CD）には酸素イオンが電位正極側に移動しやがて酸素単原子が材料外に乖離し一部エレクトライド化するが、ケージ電位バリアの抵抗がある場合、必ずしもこの移動・変化は十分には生じない。一方、定電流制御の場合、ケージ内空間に電子が供給されることから酸素イオンの移動が活発化し、酸素イオンの正極移動ならびにエレクトライド化が顕著に生じる。C12A7:O^{2-}単結晶にモリブデンワイヤーによる正負両電極を試験片に巻き付け、極低酸素雰囲気 400□加熱下で CD 制御を行った場合の試験片の状態を観察すると、正極側でモリブデンワイヤーの酸化による発光がみられるとともに黒色化（エレクトライド化）していることが分かる。

以上の結果から、水素化処理した C12A7:T^-に対して CD 制御を行うことにより印加正極に T^-アニオンを正極側に局在化させることが可能であることから、1 次系溶融塩/2 次系超臨界 CO_2 の IHX 伝熱管表面に同材料をコーティングすることで T の 2 次系側への拡散防ぐ効果が期待される。

（２）水素吸蔵特性

ここでは、1 次系溶融塩/2 次系超臨界 CO_2 の IHX 伝熱管表面にコーティングされた C12A7:O^{2-}ならびに C12A7:e^-の高温使用場で、伝熱管素材中を拡散してきた T を両材料が水素化ないし水素吸蔵により材料内に取り込む危険性がある。そこで高温高圧水素（H）及び重水素（D）下での両材料の水素圧力-温度-水素吸蔵放出量の関係をそれぞれ調べた。MCE の室温ならびに400℃において最大水素加圧 10MPaH_2 までの水素吸蔵量の計測結果では、MCE には水素が全く吸蔵されないことが分かった。一方、MCE の場合、最大 10MPaH_2までに約 0.05wt%H_2が試料に吸蔵されるが減圧後再び試料から離脱することが分かった。同様に最高温度×圧力、800℃×0.1MPaH_2ならびにD_2の水素化処理実験を行った結果、両材料ともに全く水素化しなかった。この結果から、上記FFHR1次系溶融塩の運転条件（650℃×0.1MPa）では、MC及びMCEでの水素化ないし水素吸蔵は生じないことが結論される。

（３）溶融塩腐食試験

1 次系溶融塩/2 次系超臨界 CO_2 の IHX 伝熱管表面への MC コーティング処理施工を行う場合、施工面の 1 次系ないし 2 次系の選択が考えられる。そこで MCE と溶融塩（FLiNaK（KF））との反応性を調べるため、MCE 単結晶を約 580□の FLiNaK に長時間侵漬させ、その後の試料の状態を観察した。高温 KF に約 50 時間侵漬後の MC 試料では、試料表面は黒色化し、その後温水洗浄した試料は洗浄中に白色微粉化した。SPECTRUM2 では、MC（Ca,Al,O）と KF（F,Na,K）両構成元素のスペクトルが検出されている一方、SPECTRUM3 では MC 側での主要構成元素のは K、Al、F 及び O であった。

SPECTUM2 の場合、MC-KF 間の熱力学的反応としては下記反応が生じたものと考えられる。

$0.0714Ca_{12}Al_{14}O_{33}$；$KF \rightarrow 0.3571CaO+0.5CaF_2+KAlO_2$（-7kJ/mol）

$0.0476Ca_{12}Al_{14}O_{33}+KF \rightarrow 0.574CaO+0.5KAlO_2+0.1667K_3AlF_6$（+6kJ/mol）

腐食試験後の試料の白色化は化合物反応生成した CaO に由来する。

以上の結果、MCE/KF の高温共存性は不良と判断され、T 透過防止バリアとして MC 材を伝熱管表面に施工する場合、溶融塩と接液しない超臨界 CO_2 側で行う必要がある。

（４）C12A7 施工型 IHX 熱交換器概念

C12A7 施工型 IHX 熱交換器構造概念を検討した。Shell&Tube 型 IHX の伝熱配管 2 次系（超臨界 CO_2）表面に MC 材を塗布することで、1 次系側電極構造体（銅合金）から CD 制御により電極構造体を透過する T を MC コーティング層で 2 次系側透過を防止する機能を担う。逆に 1 次系溶融塩側の生産 T を溶融塩から分離する際、逆方向に電場を掛けることにより 2 次系 Ar ガス中に T を回収するための T 分離器としての用途としても期待できる。

2.11.2.7 まとめ

3GW 級 FFHR の発電実証用に先進超臨界 CO_2 ガスタービン発電システム（A-S CO_2GT）の開発を進めている。本発電システムは高効率発電、コンパクト性、経済

性ならびに安全性を兼ね備えた次世代型の発電システムであり、その多様性・汎用性は今後地熱発電や太陽光発電等様々な分野で利用展開でるとものとして大いに期待できる。

現在、NIFS における溶融塩テストループへの A-S CO_2GT スケールダウンモデルによる性能実証試験計画のほか、地熱フィールド試験や太陽光発電テストループの検討も進められている。

参考文献

[2.11.2.1] A. Sagara, NIFS External Review (2013)
[2.11.2.2] Y. Song, A. Sagara *et al*., Plasma and Fusion Research **7** (2012) 2405016-1.
[2.11.2.3] A. Sagara *et al*., Fusion Engineering and Design **89** (2014) 2114-2120.
[2.11.2.4] A. Sagara *et al*., Fusion Science and Technology **68** (2015) 303.
[2.11.2.5] A. Steven, Wright and Paul S. Pickard, Proceedings of ICAPP ’09 Tokyo, Japan, May 10-14, 2009 Paper 9152
[2.11.2.6] A. Steven, et al., Proceedings of ICAPP ’08 Anaheim, CA USA, June 8-12, 2008 Paper 8347
[2.11.2.7] A. Steven, et al., Proceedings of ICAPP ’08 Anaheim, CA USA, June 8-12, 2008 Paper 8266
[2.11.2.8] S. Ishiyama, et al., Progress in Nuclear Energy 50 (2008) 325-332

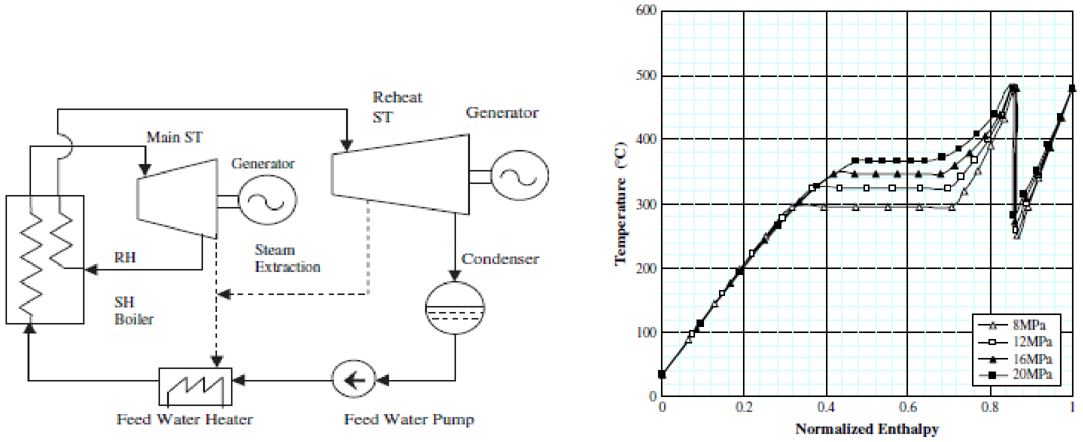


Figure 2.11.2.1 Steam-turbine generator system and its steam condition diagram for FFHR.

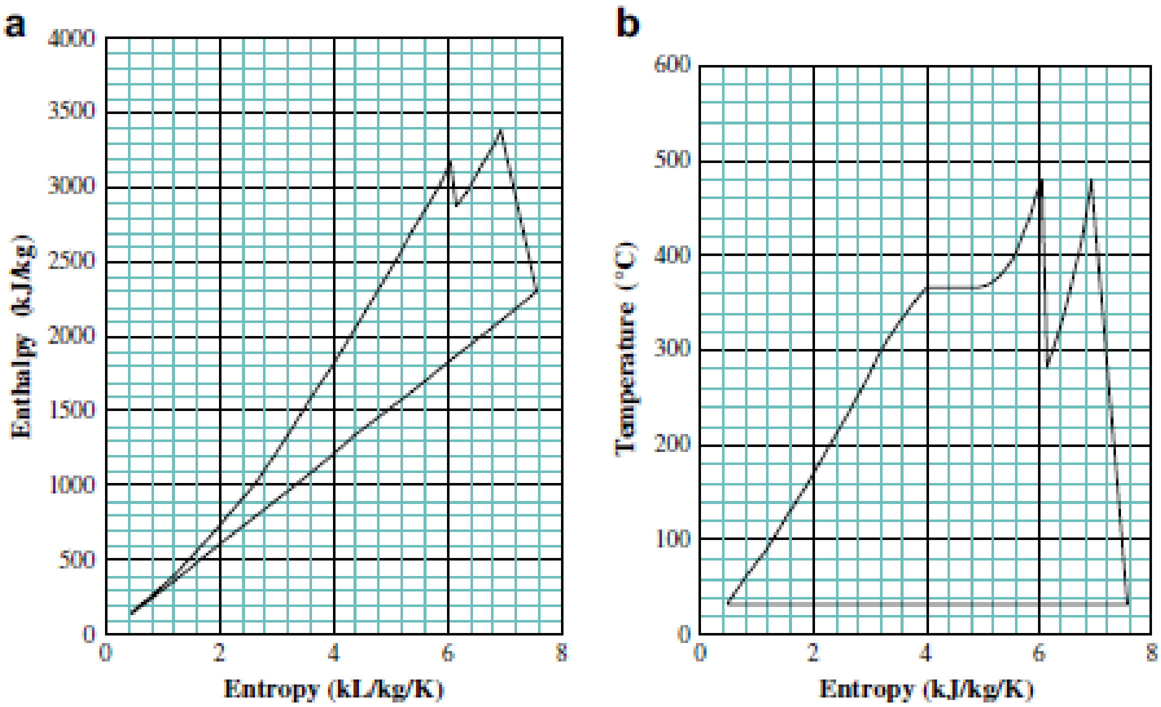


Figure 2.11.2.2 i-s and T-s diagrams of steam turbine generator system

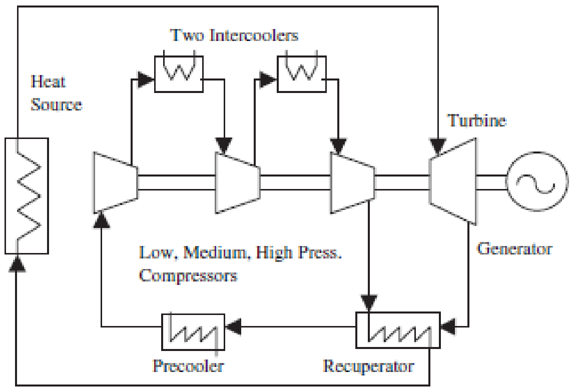


Figure 2.11.2.3 Structure of a He-gas turbine generator system.

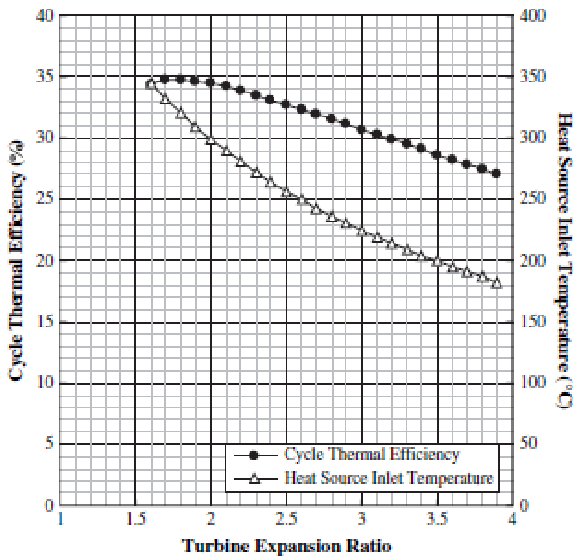


Figure 2.11.2.4 Relation between the efficiency, outlet gas temperature of IHX and expansion ratio of gas turbine.

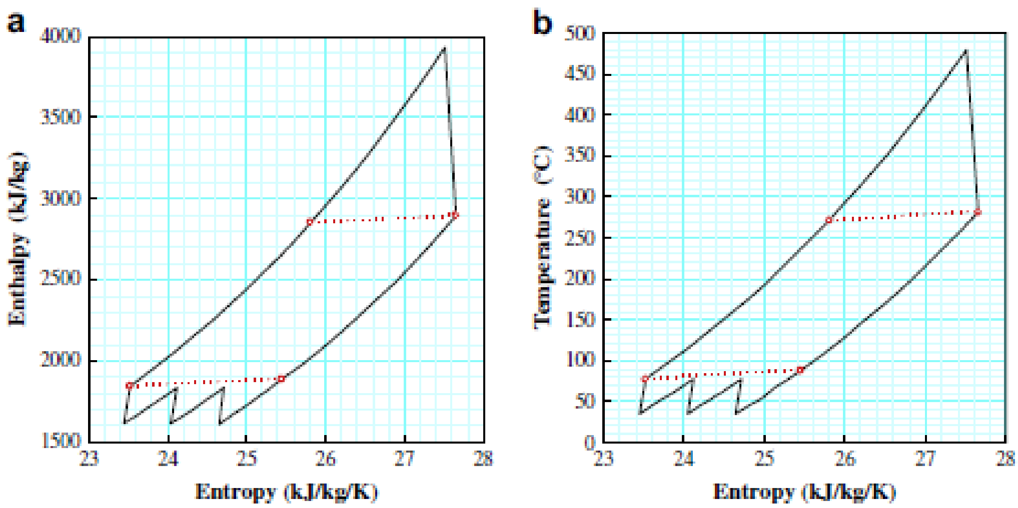


Figure 2.11.2.5 i-s and T-s diagrams for a He-gas turbine generator system

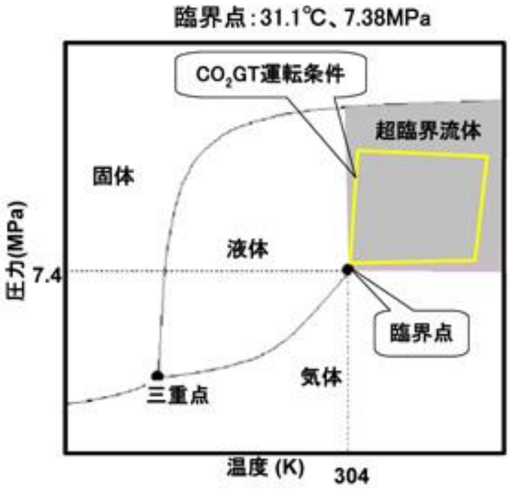


Figure 2.11.2.6 Control conditions of SCO2GT gas under super critical CO_2.

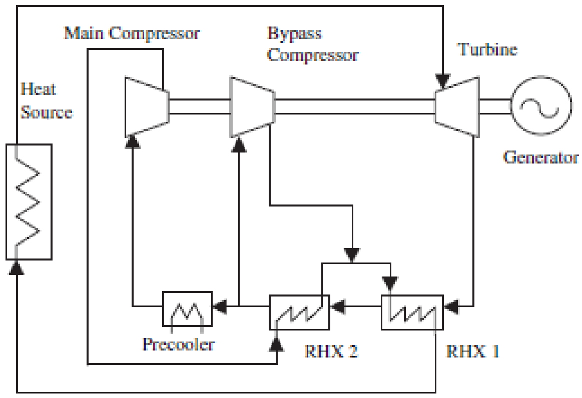


Figure 2.11.2.7 Flow diagram of SCO2GT gas under super critical CO_2.

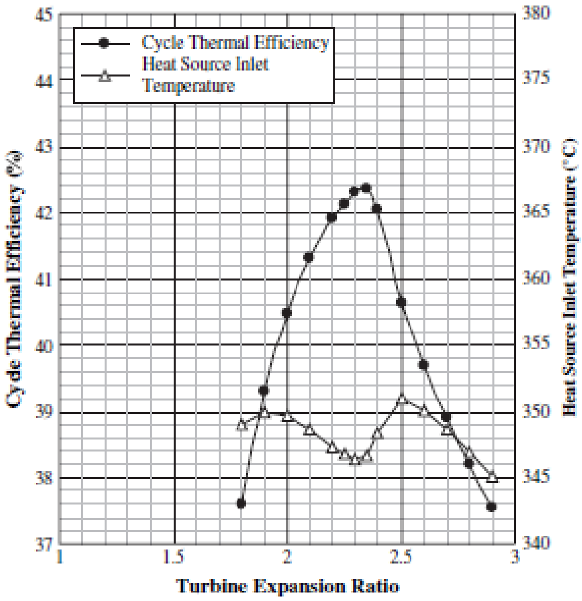


Figure 2.11.2.8 Cycle efficiency of A-SCO2GT as a function of turbine expansion ratio.

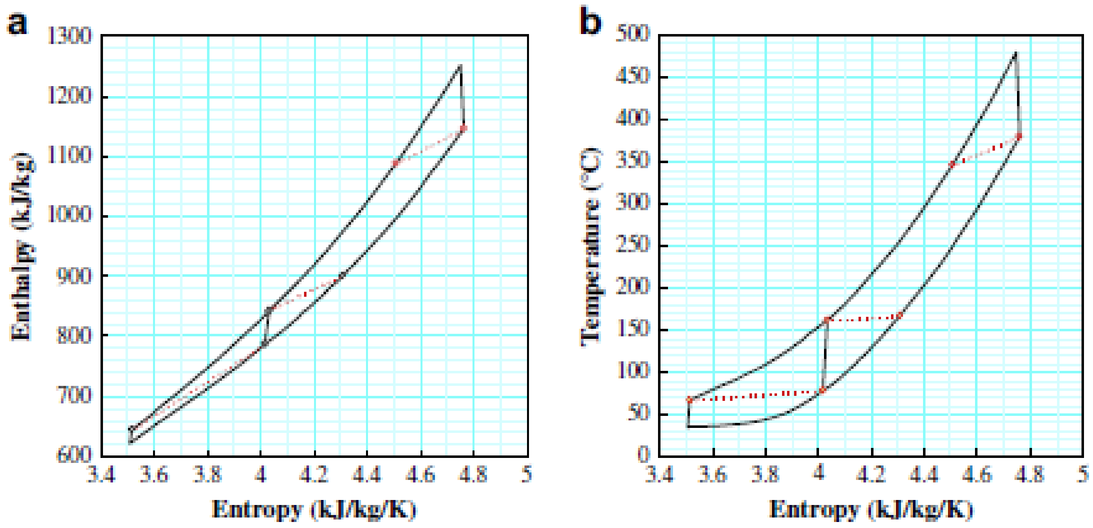


Figure 2.11.2.9 i-s and T-s diagrams of A-SCO_2GT.

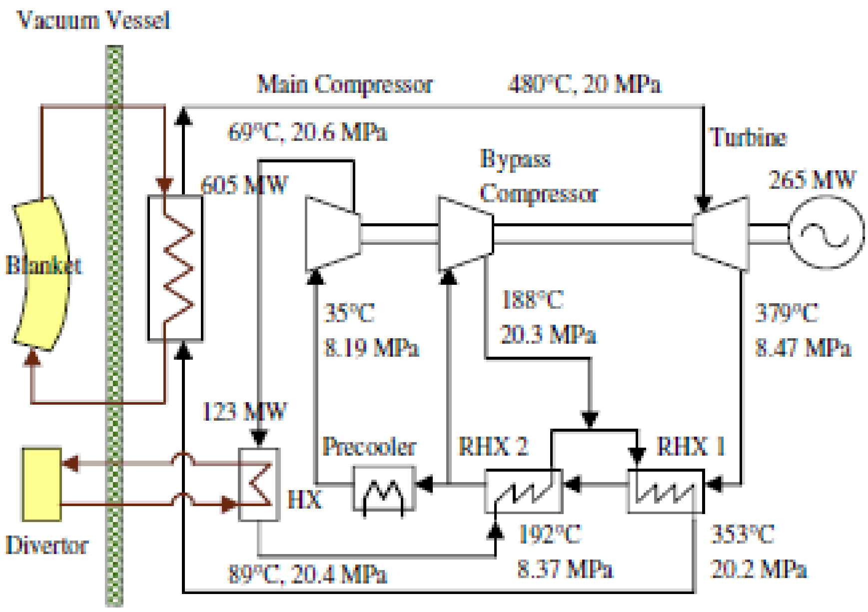


Figure 2.11.2.10 Heat mas balance of A-SCO_2GT system.

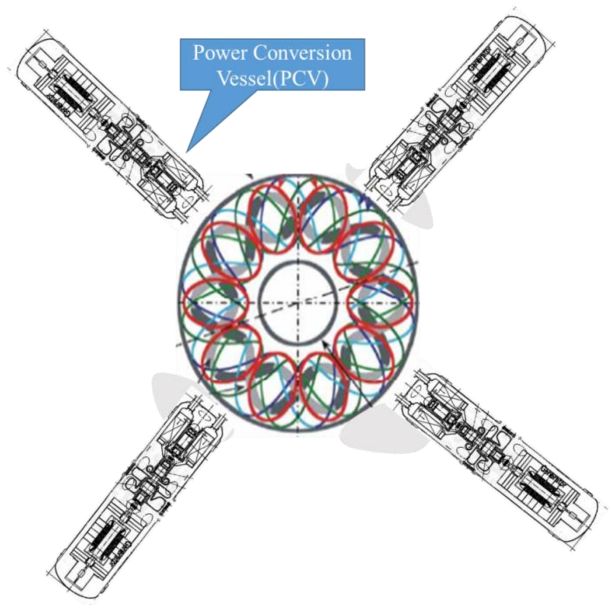


Figure 2.11.2.11 FFTR and A-SCO_2GT systems.

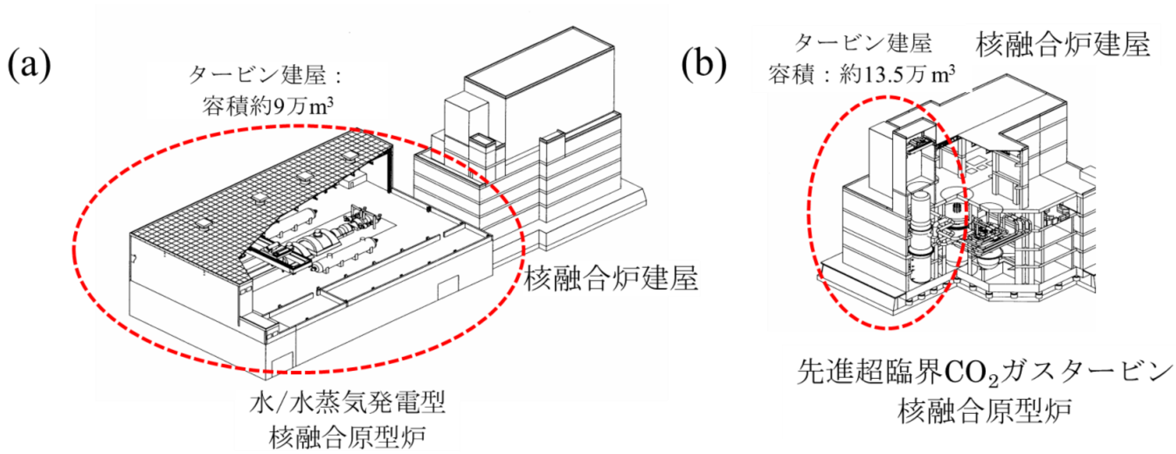


Figure 2.11.2.12 Accommodation space comparison between steam turbine and A-SCO_2GT.

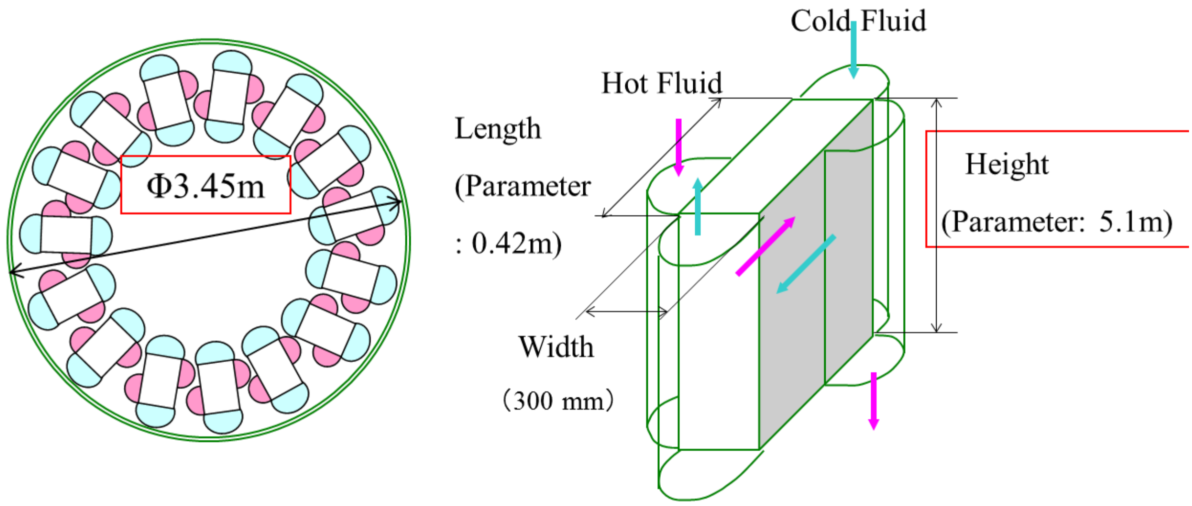


Figure 2.11.2.13 A design case of a compact heat exchanger using plate-fin type structure.

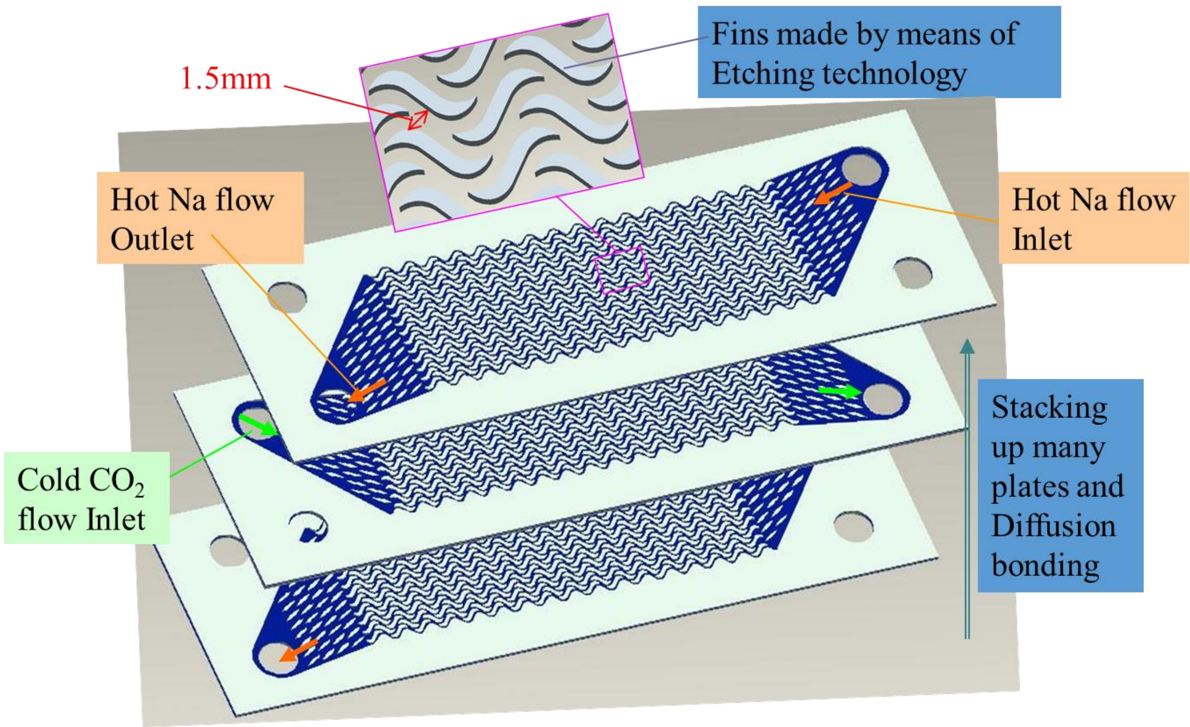


Figure 2.11.2.14 A sample of a stacked plate-fin configuration with micro fin structure.

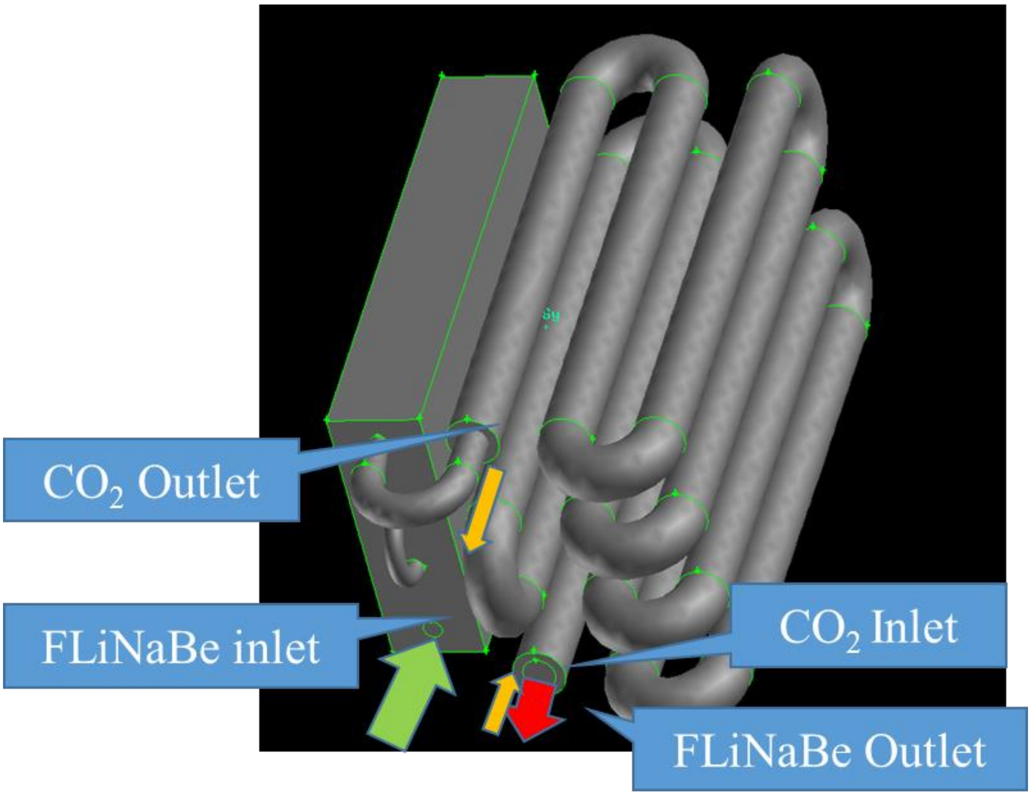


Figure 2.11.2.15 The heat exchange performance of J-Tube and Turn J-Tube IHX.

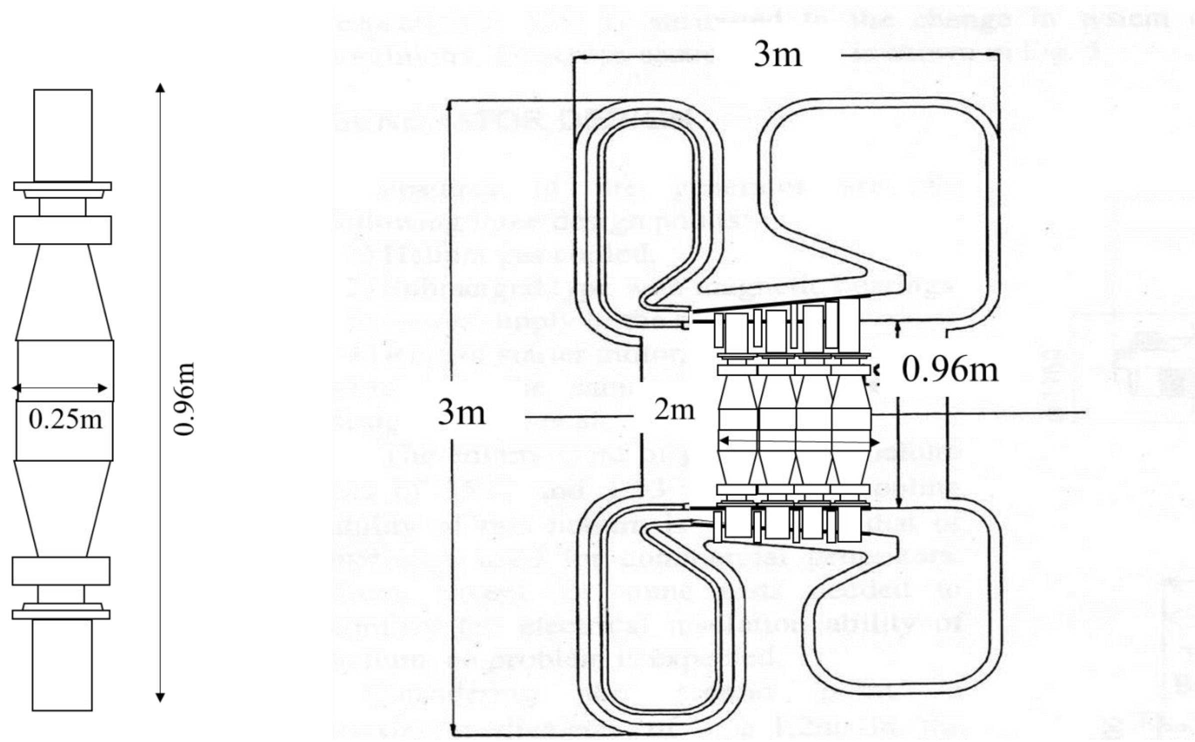


Figure 2.11.2.16 Configuration of a Super critical CO_2 gas turbine.

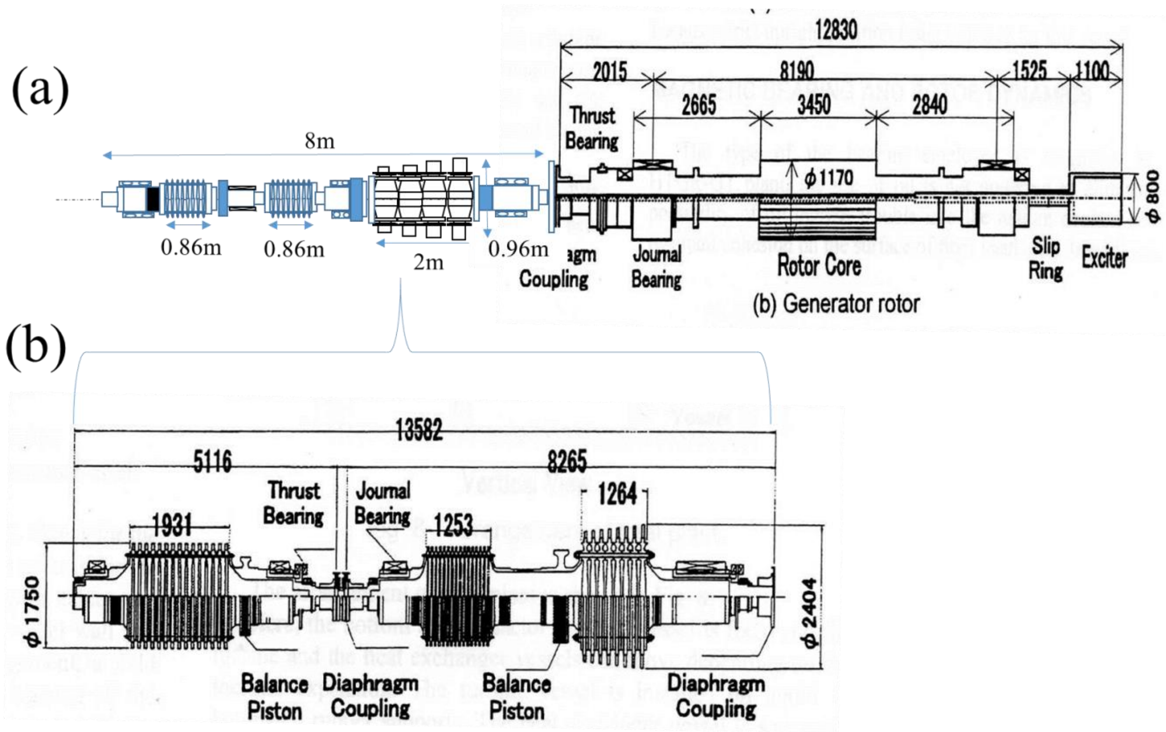


Figure 2.11.2.17 Structure of ASCO$_2$ gas turbine and generator set.

Table 2.11.2.1 Comparison of steam turbine-generator system and an A-SCO$_2$ turbine-generator system.

Steam turbine system

Steam turbine (m^3) 1630
Generator (m^3) 580
Heat exchanger (m^3) 14,380
Total (m^3) 16,590

A-SCO2 turbine system

S-CO2 turbomachinery (m^3) 660
Generator (m^3) 600
Heat exchanger (m^3) 5980
Total (m^3) 7240

Table 2.11.2.2 Heat-mass diagram of a A-SCO_2 turbine system connected to FFHR

(1)溶融塩 Blanket 基本仕様

・Heat Load 0.5～1MW/m^2

・Coolant FLiNaBe

(最高・低温度 923/623K)

(2)IHX 基本仕様

・1次系 Coolant FLiNaBe

・2次系 Coolant 超臨界 CO_2

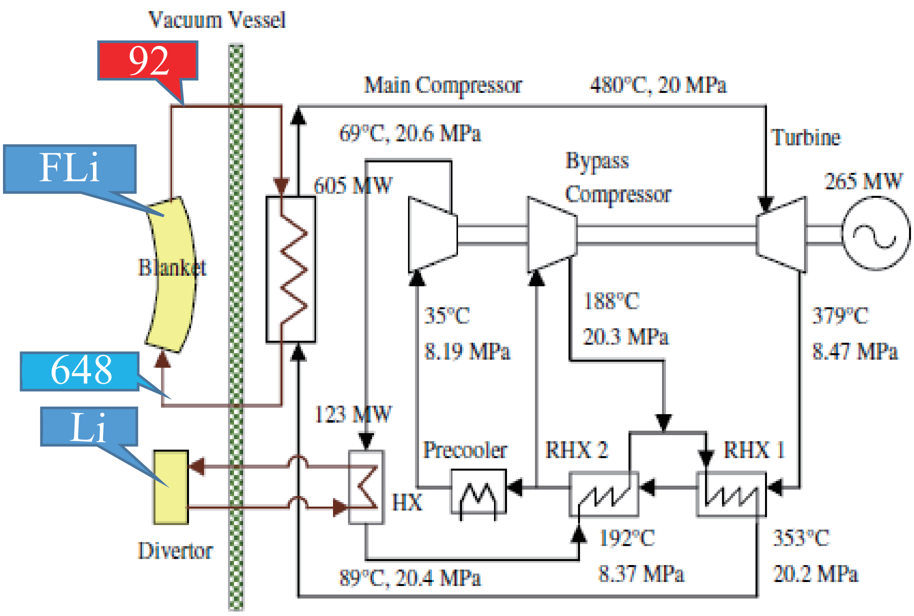
①1 次系出入口温度×圧力:

753/626K×0.1MPa

②2 次系出入口温度×圧力:

753/626K×20.2/20MPa

③IHX 内圧損 0.2MPa



2.12 建屋

2.12.1 建屋の種類と配置

核融合炉の建屋設計においては、建屋の種類とその配置、建屋のサイズ、及び設計要件（管理区域設定等）を考える必要がある。必要な建屋の種類については核融合炉の運転スケジュールや並行した開発要素の有無及び関連法令に、建屋のサイズ・設計要件は内包する機器のサイズ・重量やその建設・メンテナンス工程に依存するため、建屋設計の詳細はこれらの検討が具体化したのちに進められることになる。その前段階として、まず現在フランスのサン・ポール・デュ・ランスにおいて建設中の国際熱核融合実験炉（ITER）を参考にした情報収集・予備検討及び検討すべき課題事項の抽出を行った。

ITER は基本的にその機能ごとに建屋が割り当てられる形式となっており、全部で 29 の建屋・設備から構成されている[2.12.1.1]。これらのうちトカマク本体建屋、トリチウム建屋、計測建屋、ホットセル建屋、放射性廃棄物建屋、入退管理建屋及び制御建屋は放射線管理区域として取り扱われており、IAEA の Seismic Level 2（SL-2）に対応した耐震設計が求められている。更にトリチウム建屋、計測建屋、ホットセル建屋、放射性廃棄物建屋については航空機衝突も考慮した設計となっている[2.12.1.2]。FFHR-d1 の場合、必ずしも機能ごとに建屋を区分する必要はないが（但し ITER においても上記の放射線管理区域は共通の免震構造上に設置されており、実質上ひとつの建物とみなせるなど、完全に機能ごとに独立しているわけではない）、基本的には ITER と同様の機能をもった建屋が必要であると考えられる。これに加えて、発電を行う FFHR-d1 においては、発電タービン等を備えた建屋（基本的に既存発電所のタービン建屋同様のものと考えられる）が、加熱機器などについて運転と並行した開発・調整が必要な場合は専用の建屋が必要となる。一方、建設方法によっては、垂直磁場コイル巻線建屋、組み立てホールなどは規模を縮小する、または不要となることも考えられる。FFHR-d1 は装置サイズ（ヘリカルコイル主半径で評価）が ITER の 3 倍程度、熱出力は ITER の 6 倍、トリチウム取扱量や中性子照射量は ITER より 1 桁以上大きくなることから、本体建屋、トリチウム建屋及びホットセル建屋はそれらに応じ ITER よりも大きな体積が必要となる。また、増殖ブランケットにおけるトリチウム生産量によっては、サイト内でのトリチウムインベントリが局所的に増大することを避けるため、余剰のトリチウムを貯蔵するための独立した複数の建屋が必要になることも考えられる。

参考文献

[2.12.1.1] ITER Final Design Report, Plant Description Document (PDD), Chap. 3.6 (2001).
[2.12.1.2] ITER Final Design Report, Plant Design Specification (PDS) (2001).

2.12.2 建屋内の機器配置

建屋内の機器配置の詳細検討についても、各機器の設計や中性子ストリーミング等の建屋内環境の情報が定まってから行うことになるが、まず予備的検討として、本体建屋のサイズと磁場環境、重量について検討した。FFHR-d1 のクライオスタットの外径は 49 m、高さは 20.8 m と大きいが、装置本体を収める、という観点では、LHD 本体室（約 40 m×70 m×50 m）や ITER 本体建屋（70 m×80 m×70 m、うち本体室相当部分は約 45 m×80 m×70 m）と同程度の空間で実現可能である。実際には加熱・計測等の周辺機器の設置空間や、建設時・メンテナンス時の作業空間及び機器の移送空間が必要であるため、実際の建屋床面積としては最低でも 80 m×80 m 以上が必要になると考えられるが（図 2.12.2.1）、これらの周辺空間については部分的な内壁等で仕切られた別の空間を活用することができるため、柱のない単一空間としては、過去に実績のある範囲に留められると考えられる。一方で、作業スペース及び重量の観点から、最終的な装置設置位置近傍である程度まとまったパーツを作成しクレーン作業で組み合わせる、という LHD や ITER 同様の建設工程が取れない可能性がある。このため原子力発電所等の建設時にも採用されている、仮設建屋内で装置本体を組み立てた後、建屋をその周りに建設していく手法など、装置本体と建屋を一体として建設する工程の採用も考えられ、その観点からも建屋の構造を検討しておく必要がある。

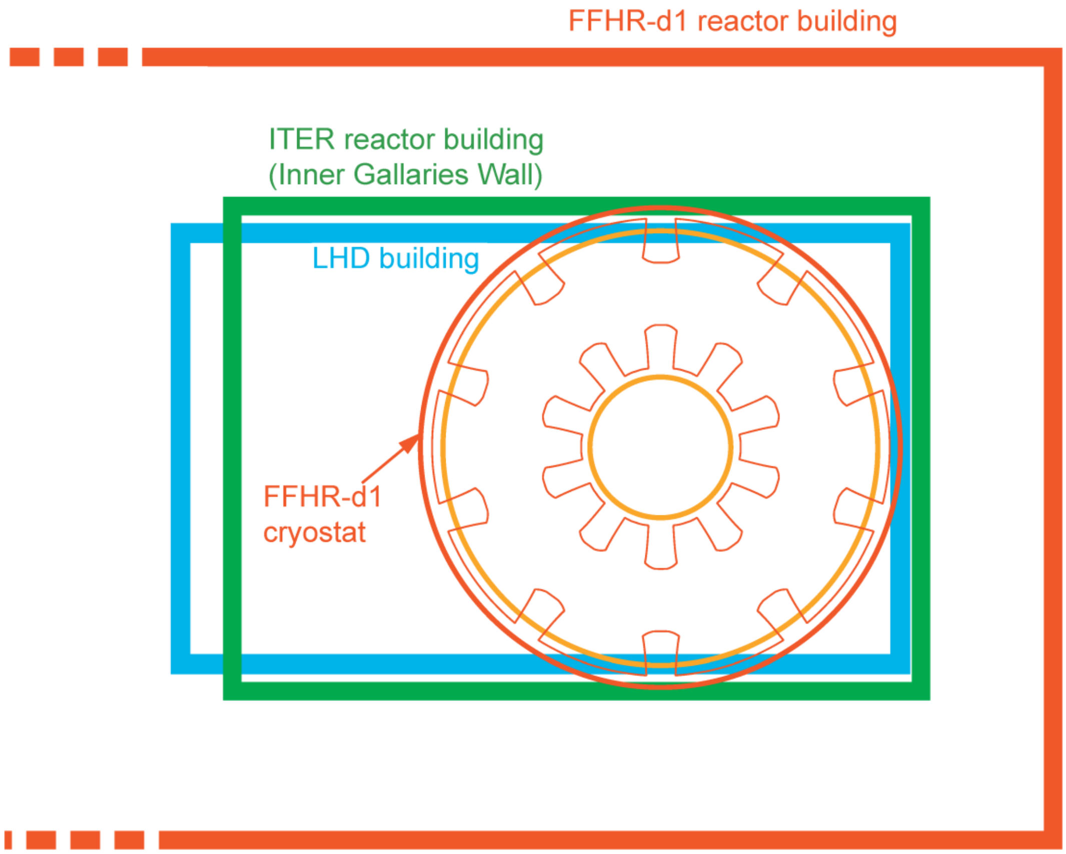


Figure 2.12.2.1　Comparison of the size of FFHR-d1, LHD building and ITER reactor building. Anticipated size of the reactor building of FFHR-d1 is also plotted

なお、LHD においては、NBI のイオン源への磁場の影響を最小限に抑えるため、イオン源位置（主半径の 2.5 倍に相当）の漏れ磁場を抑制するよう、各コイルシステムの発生磁場量のバランスを調整している。これについて、垂直磁場コイルを 2 対に減らした FFHR-d1 では、このような特定の位置での漏れ磁場の制御をプラズマ形状制御と独立に行うことはできない。さらには Challenging オプションとして、ブランケット設置用スペース増大を目的とした付加ヘリカルコイルの採用や、装置中心の空間の有効利用のための磁場低減を目的としたソレノイドコイルの設置なども検討されている。そこで、本体建屋周辺の磁場環境を調べるため、磁場強度分布の計算を行った。結果を図 2.12.2.2-2.12.2.5 に示す。ここでは真空磁気軸位置とヘリカルコイル巻線中心の位置との比が 3.6 / 3.9 となるような垂直磁場コイル通電パターンにおける計算を行った。磁場強度は垂直磁場の符号の関係で 0 となる点が 2 箇所存在し、上述の LHD の主半径 2.5 倍の位置はこのうち装置中心から近い側の点であるが、この位置は同じ磁気軸位置であっても付加ヘリカルコイルの設置や中心ソレノイドコイルの設置により数 m 移動する。但し、付加コイルの設置は全体としては磁場強度を下げる方向に働き、中心ソレノイドコイルによる垂直磁場が追加されても、元の FFHR-d1 よりは小さくなる傾向にある。FFHR-d1 配位においてはプラズマ性能向上のため磁気軸の内寄せ制御を行った場合には、垂直磁場が 0 となる位置が装置中心側に移動するほか、装置外側における垂直磁場の極大値が大きくなることが分かっているが、いずれしても装置中心から約 35 m より外側では絶対値で 100 ガウス以下にとどまっており、ITER における立ち入り制限基準値以下となっている。機器に対する影響も適切な磁場シールド等の設置により十分回避できるものと考えられるため、磁場の観点からは周辺機器配置に特段の影響はないこと、また逆に機器配置の観点から建屋サイズを FFHR-d1 本体サイズに対して極端に大きくする必要がないと結論付けられる。

装置重量については、ITER のトカマク本体の重量は 23,000 ton であり、単純にクライオスタット外径（28.6 m）と同じ直径の円の面積で考えると、1 m^2 あたりおよそ 36 ton となる。また免震構造上に載る全重量は 360,000 ton となり、建屋面積（約 10,000 m^2）よりやはり 1 m^2 あたり約 36 ton を支

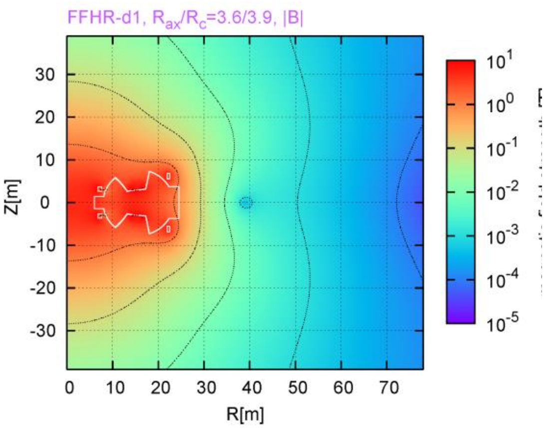


Figure 2.12.2.2　Contour plot of magnetic field strength for FFHR-d1A at magnetic axis position $R_{ax}/R_c = 3.6/3.9$.

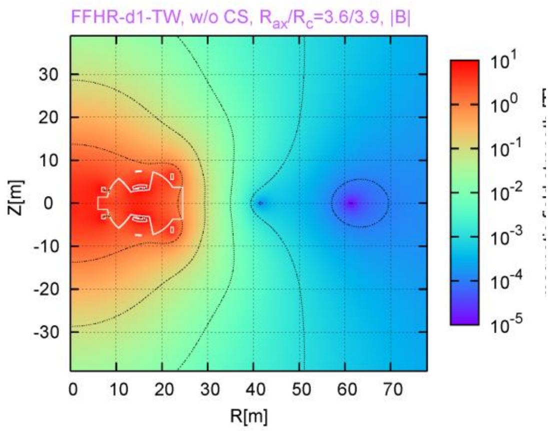


Figure 2.12.2.3　Contour plot of magnetic field strength for FFHR-d1 with additional helical coils at magnetic axis position $R_{ax}/R_c = 3.6/3.9$.

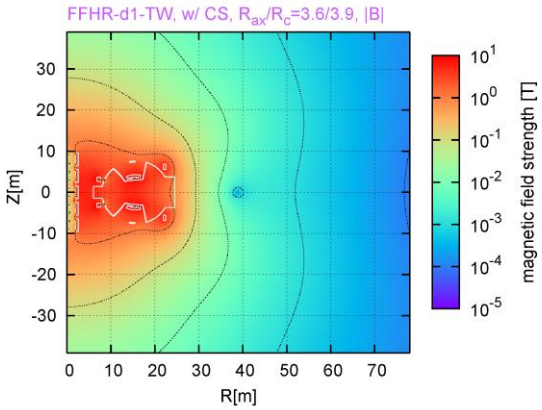


Figure 2.12.2.4 Contour plot of magnetic field strength for FFHR-d1 with additional helical coils and CS coils at magnetic axis position $R_{\mathrm{ax}}/R_{\mathrm{c}}$ = 3.6/3.9.

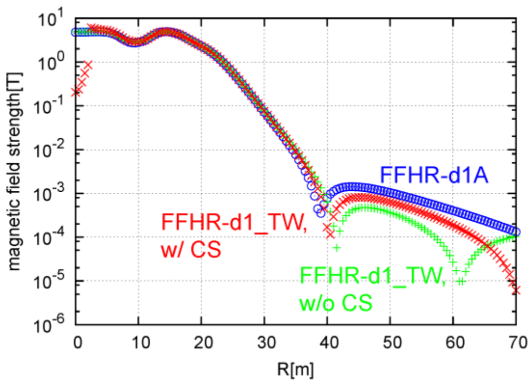


Figure 2.12.2.5 Comparison of radial profile of magnetic field strength on equatorial plane (Z = 0).

える計算になる。FFHR-d1 の正確な全重量はまだ確定していないが、クライオスタットと同じ直径（49 m）の円の面積を考えると、同等の支持強度があれば 68,000 ton 程度までを支えられる計算になる。ビリアル定理により装置重量はほぼ蓄積磁気エネルギーに比例することが知られており、この値は蓄積磁気エネルギー値（約 160 GJ）から推定される値の範囲である。周辺設備の重量は装置本体のサイズやプラズマパラメータの違いにそれほど大きく依存しないとすれば、各機器の重量の観点からもその配置が大きく制限されることはないであろう。従って各機器の設置位置は配管やケーブル等の取り合い、中性子環境、及びメンテナンス手法によって決まることになる。特に大口径ポートを生かしたメンテナンスを考慮すると、水平ポートと同じ高さ水準及び装置上部（下部ポートもメンテナンスに使用する場合は下部も含む）空間の大部分はメンテナンス用の作業スペースとなることが予想される。今後は周辺機器の詳細設計の進展に合わせ、本体建屋の階層別構造や周辺建屋の配置を具体化する。

2.13 コスト評価

2.13.1 コスト評価の基本的な考え方

ヘリカル型核融合炉のコスト評価については、核融合炉のコスト評価の基本的な手法として広く用いられている Generomak モデル[2.13.1.1]をヘリカル型核融合炉に適用した HeliCos コード[2.13.1.2]を用いた検討が過去行われている。まずその結果について概観する。

Generomak モデルでは、核融合炉の直接建設費を (a) 核融合炉心特有の機器（Fusion Island）、(b) 炉建屋、(c) 炉心機器以外の周辺機器（Balance of Plant; BOP）に分類し、Fusion Island のうち具体的な物量が評価可能な超伝導コイル、増殖ブランケット、遮蔽ブランケット等については各機器の重量と重量あたりの単価から、必要パワーが見積もり可能な加熱機器については加熱出力あたりの単価から積み上げ方式でコストを算出し、残りの機器については基準とする設計パラメータ（BOP については熱出力、炉建屋については Fusion Island の体積、Fusion Island のうち熱輸送系については熱出力）に対するスケーリング則を用いてコストを推定する方法により直接建設費の評価を行っている。ここで単価には単なる材料費だけでなく、加工・組立費、試験費などが含まれ、さらに 20%程度の余剰分が見込まれている。このようにして求めた直接建設費に 15%程度の予備費用や間接費、オーナーズコストなどを上乗せし、最終的な総建設費を評価する。また、この建設費に固定費比率、年間運転維持費率をそれぞれ乗ずることで年間資本費、年間運転維持費を算出し、これらに年間保守交換費（保守交換が必要な機器コストを耐用年数で平均化した値）、年間燃料費（消費される重水素のコスト）を加えた値をプラント稼働率も考慮した年間発電量で除することにより、COE が計算される（モデルによっては初期装荷分トリチウムの購入費、廃炉費用、廃棄物処理費用を計上する場合もある）。

HeliCos コードでは、これらの Generomak モデルに加え、核融合炉のコストの重要な位置を占める超伝導コイルのコストについて、LHD、ITER の建設における実績と FFHR-2m1 の設計研究での検討を基により詳細な検討を行っている。ITER ではコイルの巻線コストは超伝導線材コストの 40-50%と見積もられており、ヘリカルコイルの巻線コストは ITER の TF コイルの巻線コストの 1.2 倍程度と予想されている。これらの分析により、HeliCos コードではコイルシステムのコストを最終的に蓄積磁気エネルギーと対応させ、15.9 億円/GJ という評価結果を得ている。この結果、核融合出力 3-4 GW、装置サイズ 16-17 m のヘリカル核融合エネルギー炉の総建設費は 1 ドル = 109 円換算で 7400-8500 億円程度、運転期間で平準化した発電コスト（Cost of Electricity; COE）は 8.8-9.9 円/kWh 程度と見積もられている[2.13.1.2]。FFHR-d1 は蓄積磁気エネルギーが 160 GJ と上記見積もりで想定されている値（130-144 GJ）より 10-20%程度大きいが、装置サイズが小さいことを踏まえると、同モデルを用いた場合、総建設費や COE は同程度（8000-9000 億円、9-10 円/kWh 程度）になると見積もられる。しかし、HeliCos コードは技術の習熟や量産による価格低減効果がある程度進んだ 10 基目程度のプラントを仮定した単価の評価が用いられており、具体的なコストの評価のためには、これら建設時点での想定条件等も考慮する必要がある。

参考文献

[2.13.1.1] J. Sheffield et al., “Cost Assessment of a Generic Fusion Reactor”, ORNL/TM-9311 (1986).
[2.13.1.2] Y. Kozaki, et al., “Design windows and cost analysis on a helical reactor”, Nucl. Fusion 49 (2009) 115011(8pp).

2.13.2 コスト評価モデルの改良

前節で述べたように、最終的なコストの導出に際してはまだ不確定性が多く含まれるため、まずはコスト評価の精度を向上することが重要と考え、そのために必要な検討事項の洗い出しおよび計算モデルの構築作業を進めた。上述の通りコスト評価は物量評価とスケーリング則からなるため、これらの改良が鍵となる。また、発電原価の評価においては、実効的な発電出力の評価、すなわち稼働率および所内循環電力のより正確な見積もりが必要である。これに関連し、日本原子力研究開発機構（当時、現・量子科学技術研究開発機構）と共同で、トカマク型核融合炉を対象にコストモデルの改良を行った。具体的にはこれまで軽水炉の実績を採用していた材料単価や炉本体建屋・熱輸送系のコストスケーリングの参照コストについて、ITER のコスト評価データを参考に見直しを行うとともに、これまでは BOP として一括して評価されていた周辺建屋・機器については、ITER のコスト評価データを参考に各建屋・機器を特徴付けると考えられるパラメータを用いたスケーリング則を構築し、ITER に存在する全ての周辺建屋・機器について個別の評価を試みた。ここで構築されたモデルはシステムコード HELIOSCOPE にも導入されている。また、COE や工学 Q 値（発電電力と所内消費電力の比）の定量評価に向け、既にモデル化されている加熱機器以外の核融合炉特有の機器（真空排気ポンプ、ブランケット冷媒流動用ポンプ、燃料供給システム、トリチウム燃料循環システム、超伝導コイル用低温システム、各種電源等）の消費電力の評価を現在も進めている。このうち大きな割合を占めると予想される超伝導コイル冷却電力および冷却材ポンプ動力については、簡易モデルを構築し HELIOSCOPE への導入を行った。超伝導コイル冷却電力については、三次元中性子輸送計算結果を参考に設計パラメータ（炉心中性子出力およびブランケット・遮蔽体厚さ）からコイル内部での核発熱を見積もり、それを基に評価するモデルを、ポンプ動力については FFHR-2m2 での評価[2.13.2.1]を基準に、核融合出力および装置サイズの関数として評価するモデルを導入している。図 2.13.2.1 にこれらのモデルを用いた総建設費および工学 Q 値の評価結果の一例を示す。ここでは 2.3.9.1 節で仮定されたプラズマ分布を用い、ベータ値を固定して計算を行っている（すなわち出力は装置サイズの 3 乗と磁場の 4 乗に比例する）ことに注意されたい。現時点の計算にはまだ仮定されているパラメータが多く存在し（ここでは炉心プラズマ性能として LHD の 1.5 倍の閉じ込め改善と 3 倍のベータ値が達成され、ヘリウム灰割合が 10%、アルファエネルギーの損失割合が 15%となった場合を想定している）、かつ計算結果がそれらに強く依存するため、計算結果の定量的な妥当性については今後慎重な検討が必要であるが、ヘリカル核融合炉の設計領域が小サイズ・高磁場側（図の左上側）では遮蔽スペースの不足による冷却電力の増大、低磁場側（図の右下）では炉心プラズマ性能（核

融合出力）の不足、大サイズ・高磁場側（図の右上）ではポンプ動力の増大によって制限を受けることが明らかになった。一方、建設費は装置サイズ・磁場強度と相関する（依存性は装置サイズのほうが大きい）結果となっており、設計領域をより小サイズ・低磁場側へと移行するために、磁場配位の工夫によるブランケット設置スペースの増大や炉心プラズマ閉じ込め性能の向上が重要となることが分かる。今後は定量的評価の精度を向上し、建設コスト・発電単価も考慮した上での設計点の精査を行うこと、またコスト低減のために重視すべき R&D 項目を明確化していくことが必要である。

参考文献

[2.13.2.1] A. Sagara, et al., “Design studies of helical-type fusion reactor FFHR”, Fusion Eng. Des. 41 (1998) 349-355.

[2.13.2.2] T. Goto et al., “System Design of the Heliotron-type Reactor FFHR”, Proceedings of the 26th IEEE Symposium on Fusion Engineering (SOFE2015), May 31‑June 4, 2015, Austin, Texas, USA, SO22-2.

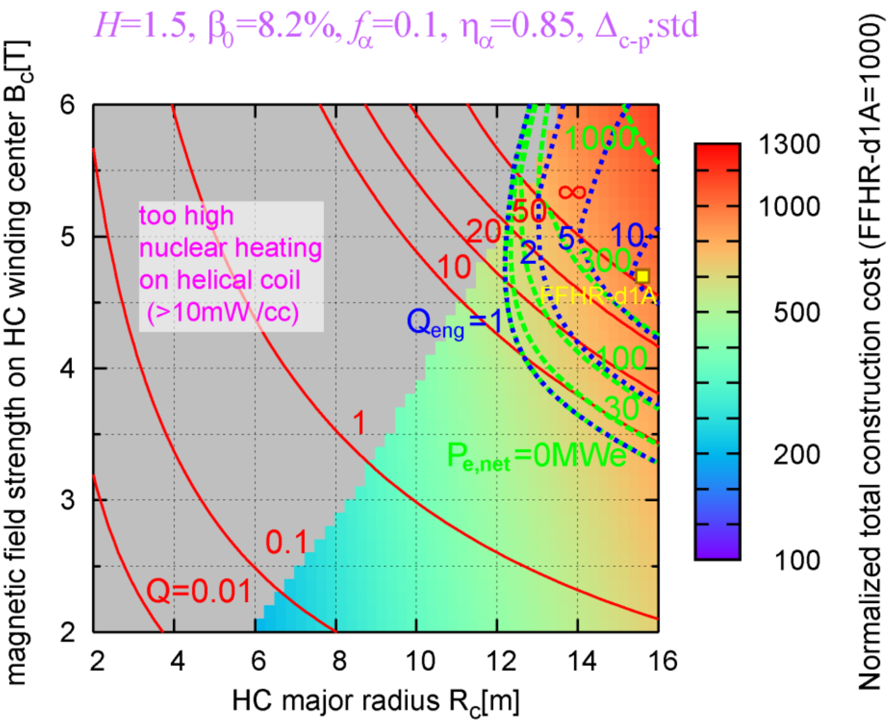


Figure 2.13.2.1 Result of the design window analysis of the LHD-type helical reactor. The red, green and blue curves are the contours of fusion gain, net electric power and engineering Q value (the ratio of gross electric power and recirculation power), respectively. Color contour corresponds to the total construction cost normalized by the value of FFHR-d1A (Reproduced from Figure 4 of Ref. [2.13.2.2]).

3 工学基盤構築に向けた開発研究

3.1 超伝導マグネット

3.1.1 LTS 強制冷却方式マグネットの開発研究

3.1.1.1 CIC 導体のリアクト・アンド・ワインド法によるヘリカル巻線

ヘリオトロン型核融合炉のヘリカルコイルに Nb_3Sn ケーブル・イン・コンジット(CIC)導体の採用を検討している。CIC 導体は超伝導線と銅線を多重に撚り合わせたケーブルをコンジットに収納したものであることから、ケーブルの最終撚り方向と同じ方向にコンジットを捩ることによって超伝導線に張力が働く。一方、超伝導線は、コンジットとの熱膨張係数の違いにより 0.7%程度の圧縮ひずみが生じて臨界電流が大きく低下した状態で使用されることから、熱処理後に導体に捩りを加えると圧縮ひずみの緩和により臨界電流の回復が期待できる。そこで、円筒ボビンで CIC 導体の熱処理を行った後、図 3.1.1.1 に示すようにバネを引き伸ばすように導体に捩りを加えながらヘリカル形状に巻線する「リアクト・アンド・ワインド法」の適用可能性を検討している。

全長が 150 m 程度のヘリカルコイルに用いる CIC 導体の冷却流路長を 500 m 以内とするため、5 条のレイヤー巻を提案している[3.1.1.1]。バネを伸ばすように巻線する場合、コンジットに生じる捩りひずみは捩り角と半径に比例し、図 3.1.1.2 に示すように最大で 0.6%程度になる。純せん断の場合、導体長手方向の引張･圧縮ひずみは 0 で、45° の方向に最大の引張･圧縮ひずみが生じる。超伝導線は撚られているため、導体長手方向に対して傾いている分の引張･圧縮ひずみが生じることになり、10° 程度の傾きの超伝導線に働く引張･圧縮ひずみは、半径の差も考慮すると最大で 0.15%と評価される。一方、曲げについては、平均曲げ半径で熱処理を行うことにより、追加の曲げひずみは 0.05%以下に収まる。

コンジットを捩る場合に撚線に働く引張･圧縮ひずみを調べるため、図 3.1.1.3 に示すような CIC 模擬導体を製作した。2 本の銅線の長手中央付近にひずみゲージを貼り付け、リード線と 2 本の導線を撚り合わせで 1 つの一次撚りを製作し、三次撚線に組み込んだ。コンジット材にはステンレス配管を使用し、コンジット端部には捩りを加えるためのフランジを取り付け、端部では撚線を樹脂で埋めてジャケットに固定した。撚線挿入後の縮径を実施できなかったため、ボイド率は 50%程度と大きくなっている。模擬導体を捩る場合に撚線に働くひずみとコンジットの 45° 方向のひずみの関係を図 3.1.1.4 に示す。撚り方向と同じ方向にコンジットを捩ると撚線に引張ひずみが生じ、反対方向に捩ると圧縮ひずみが生じることは予想通りであったが、そのひずみはコンジットの主ひずみの 1/20 程度に緩和される結果となった。ヒステリシスループを描くことからも、コンジットに対して撚線が滑っていると推測される。

撚り方向と同じ方向に CIC 導体を捩ることにより撚線に引張ひずみが生じることを確認できたので、導体を捩ることによって Nb_3Sn 線の臨界電流を向上させる実証実験の準備を進めている。Nb_3Sn 線と銅線を撚り合わせた縮小 CIC 導体を製作し、バネ形状に巻線してから熱処理を行い、バネの長さを変えることにより捩りを加える方法を計画している。

参考文献

[3.1.1.1] S. Imagawa et al.: Plasma Fusion Res. Vol. 3 (2008) S1050.

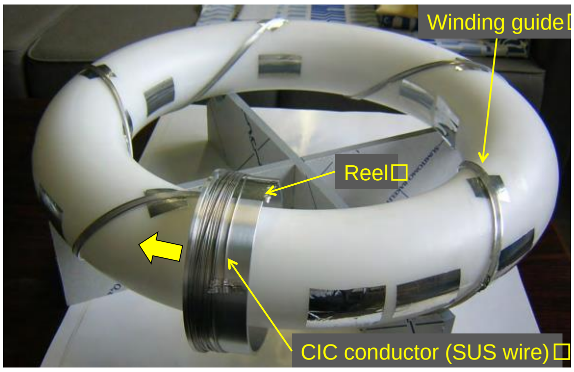


Fig. 3.1.1.1 Mockup for winding a helical coil with CIC conductors.

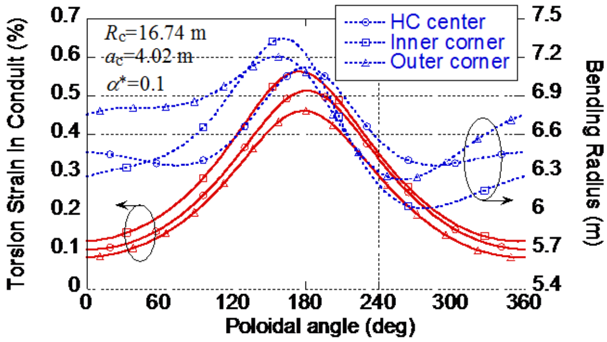
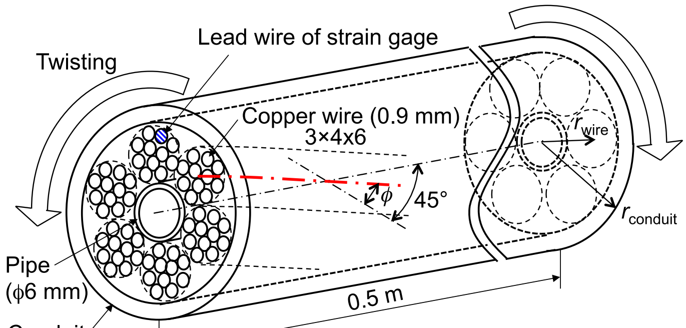


Fig. 3.1.1.2 Torsion strain and bending radius of the helical coil of FFHR2m2b for the conductor radius of 0.021 m [1].



$$\varepsilon_{wire} = \varepsilon_{conduit}^{Max} \cdot \frac{r_{wire}}{r_{conduit}} \cos 2\phi$$

Fig. 3.1.1.3 CIC conductor sample for twisting tests.

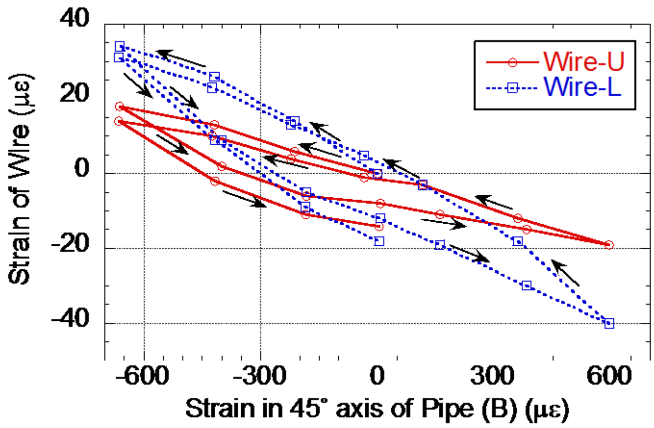


Fig. 3.1.1.4 Strain of the wires versus the strain of the conduit.

3.1.1.2　JT-60SA プロジェクトとの連携・貢献

2007 年度から 2014 年度に亘り、核融合科学研究所（NIFS）と日本原子力研究開発機構（JAEA）が共同で、JT-60SA 中心ソレノイド（CS）・平衡磁場（EF）コイル用導体及び接続部の性能評価試験を行った。本試験では、4 種類の導体サンプル（図 3.1.1.5）、及び 7 種類の接続サンプルを、NIFS が所有する大型導体試験装置（図 3.1.1.6）と中型導体試験装置を用いて評価した。

導体試験では、CS・EF 導体サンプルの分流開始温度(Tcs)測定と安定性試験を行った。表 3.1.1.1 に各導体の仕様と Tcs 測定結果の一部を示す。本測定では、Tcs を 10μV/m と定義した。CS 導体と EF 導体は、それぞれ、超伝導素線に Nb_3Sn と NbTi を使用したケーブル・イン・コンジット(CIC)導体である。導体サンプルの形状は、試験で要求される磁場強度を考慮して、CS 導体はヘアピン形状、EF 導体はラケット形状とした。各導体サンプルの全長は、1.5 m 程である。Tcs 測定を行った結果、CS・EF 導体の設計要求値を満足することができた。

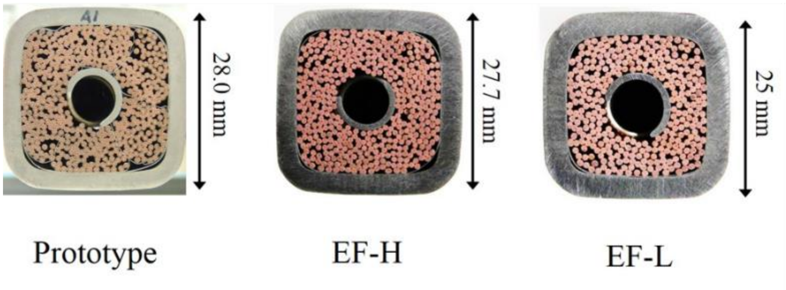
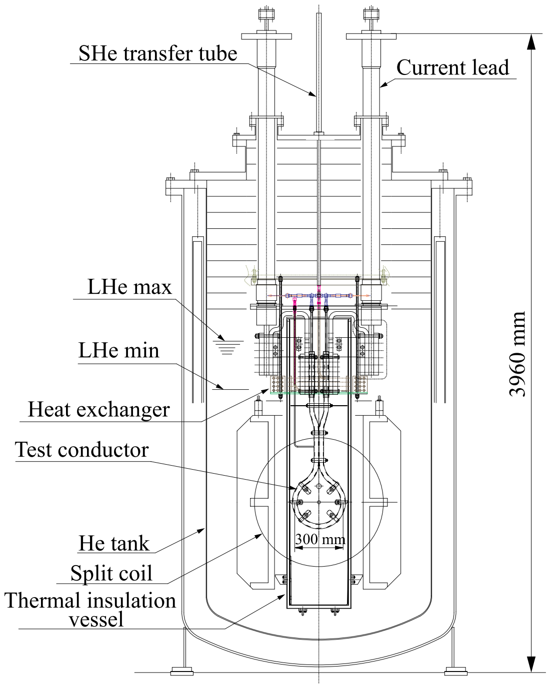


Figure 3.1.1.5 Photographs of the CIC conductors used for the EF and CS coils of JT-60SA.

(a)



(b)

Figure 3.1.1.6 (a) Schematic drawing of the conductor test sample installed in the NIFS 9-T split-coil facility and (b) a photograph of the sample covered by the thermal insulating vessel.

CS・EF 導体接続部の接続抵抗測定を行った。表 3.1.1.2 に各接続部の詳細と測定結果の一部を示す。CS pancake 接続には Nb_3Sn 撚線同士を突合せる Butt joint 方式を採用し、その他の接続部では、撚線同士を銅ブロックを介して接続する Lap joint 方式を採用した。測定を行う際、全長 1.5m 程のヘアピン形状とラケット形状の接続サンプルの測定は、大型導体試験装置を使用し、全長 0.5m 程のＵ字形状の接続サンプルの測定は中型導体試験装置を使用した。接続抵抗測定の結果、CS Terminal (Type B)を除き、すべての接続部で設計要求値(5 nΩ)を満足することができた。

2012 年度と 2013 年度に強制冷却試験装置を用いて CS モデルコイル（図 3.1.1.7）の性能試験を実施した。その結果、仕様を満足する結果を得られた。2016 年には実機 CS コイル１モジュールの冷却・励磁試験を予定している。

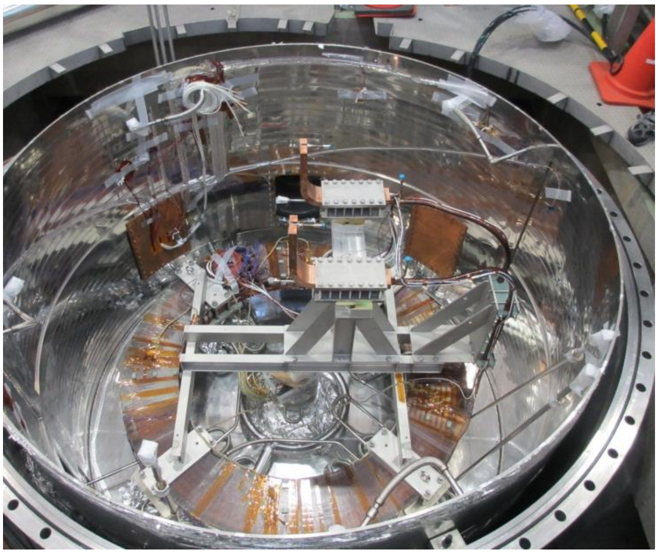


Figure 3.1.1.7 Photograph of the CS-model coil of JT-60SA installed in the NIFS forced-flow conductor testing facility.

Table 3.1.1.1 Summary of conductor tests for JT-60SA.

	Prototype	EF-H	EF-L	CS
Strand	NbTi	←	←	Nb_3Sn
No. of strand	486	450	216	←
No. of Cu wire	0	0	108	←
Cabling pattern	3/3/3/3/6	3/5/5/6	3/3/6/6	←
Sub-wrapping	w/	w/o	←	←
Void fraction	30-32%	34%	←	←
Jacket outer size [mm×mm]	28.0×28.0	27.7×27.7	25.0×25.0	27.9×27.9
Sample configuration	Racket -shaped	←	←	Hairpin-shaped

Test conditions				
Current	20 kA	←	←	22.6 kA
Magnetic field	6.2 T	←	4.8 T	8.0 T
****Tcs***				
Requirement		5.82 K	6.14 K	7.51 K
Test result	6.2 K	6.21 K	7.24 K	8.75 K (before **the cycle) 8.85 K (after the cycle)

*Tcs is an abbreviation for current sharing temperature.

.**The cycle means repeated electromagnetic and thermal cycles.

Table 3.1.1.2 Summary of conductor joint tests for JT-60SA.

	EF Prototype	EF Pancake	EF Terminal	EF Feeder	CS pancake	CS Terminal (Type A)	CS Terminal (Type B)
Joint Type	Lap joint	←	←	←	Butt joint	Lap joint	←
Jointed cables	NbTi	←	←	←	Nb_3Sn	NbTi/Nb_3Sn	←
Sample configuration	U-shaped	Racket-shaped	←	U-shaped	Hairpin-shaped	Racket-shaped	←
Test conditions							
Current	20 kA	←	←	←	←	←	←
Temperature	4.2 K	←	←	←	7.0 K	4.2 K	←
Magnetic field	2 T	3 T	←	2 T	←	4 T	←
Cooling	Bath	←	←	←	Forced flow	Bath	←
Joint resistance							
Requirement	-	5.0 nΩ	←	←	←	←	←
Test result	1.9 nΩ	1.9 nΩ	2.1 nΩ	1.7 nΩ	2.1 nΩ	1.2 nΩ	16.8 nΩ

＜NIFS 超伝導マグネット研究棟での共同研究の実績＞

2007 年度：EF コイル用試作導体の分流開始温度（Tcs）測定
2008 年度：EF コイル用試作接続部の抵抗測定
2009 年度：EF コイル用試作導体の安定性試験
　　　　　EF-H コイル用実機導体の Tcs 測定と安定試験
2010 年度：EF-L コイル用実機導体の Tcs 測定と安定試験
　　　　　EF コイル用実機接続部（EF-H と EF-L）の抵抗測定
2011 年度：CS コイル用実機導体の Tcs 測定：実験２回
2012 年度：CS コイル用実機接続部と CS コイル端部接続部の抵抗測定
　　　　　CS モデルコイル（1 パンケーキ）の冷却と接続部の抵抗測定
　　　　　CS モデルコイル（1 パンケーキ）の冷却と接続部の抵抗測定
2013 年度：CS モデルコイルの再試験
　　　　　CS コイル端部接続部の抵抗測定：1 回目
2014 年度：CS コイル端部接続部の抵抗測定：2 回目
　　　　　EF コイル用実機接続部（EF-L 同士）の抵抗測定

＜NIFS 超伝導マグネット研究棟での共同研究の今後の計画＞

2016 年度：CS モジュール試験（１モジュールの試験）

3.1.2　LTS 間接冷却マグネットの開発研究

2.4.3 節に述べたように、複雑な CIC 導体を用いた巻線に代わる方式として、間接冷却導体を提案し、金属系低温超伝導線材を用いた新しい導体を開発している。現状は、Nb_3Sn 線材を撚り合わせ、アルミニウム合金製のジャケットに入れた構造としている。ジャケットは摩擦攪拌接合（FSW）を行っている。この方式の LTS 間接冷却導体のプロトタイプとなる縮小導体を試作し、短尺導体試験を行ってきている。以下では、これらの経緯と現状を述べる。

最初に試験を行ったのは、10 kA@12 T 級導体である[3.1.2.1]。Figure 3.1.2.1 に断面を示す。9 本のラザフォードケーブルを転位させて集合した導体である。この短尺サンプルを試作して、NIFS 超伝導マグネット研究棟の中型導体試験装置を用いて試験を行った。最大印加磁場は 8 T である。この導体では、撚線バンドル部の隙間を埋めるために含浸材は用いなかったため、断面写真に示すように撚線部にかなりの空隙が見える。電流密度は 35 A/mm^2 であった。温度 4 K、外部磁場 8 T において定格電流 20 kA が達成され、導体の臨界電流は、ほぼ素線の臨界電流の本数倍として予測されるところに観測された（Figure 3.1.2.2）。

次に、さらに電流密度を上げるため、5 kA@12 T 級導体の開発を行った[3.1.2.2-4]。この場合、電流密度は 55 A/mm^2 と設定した。また、撚線部の空隙はインジウムで含浸した。導体の断面を Figure 3.1.2.3 に示す。この導体を長さ約 10 m で製作し、Figure 3.1.2.4 に示す巻数 3 ターンのコイル形状のサンプルとして、大型導体試験装置のスプリットコイル内に挿入して特性試験を行った。スプリットコイルの最大中心磁場は 9 T であるが、サンプルをコイル形状に巻いたため、サンプル導体に印加できた最大磁場は 7.13 T であった。臨界電流を 10 □V/m の電圧発生で定義すると、8 kA の臨界電流であった。臨界電流の磁場強度依存性について、Figure 3.1.2.5 にまとめる。これより、測定された臨界電流は、素線の本数倍より低く、磁場 7 T では 25%の低下である。これは、巻線サンプルにおける曲げ歪みを評価すると説明できる。導体に曲げ加工を行った場合、ラザフォードケーブルの中心を中立線として、その両側に対して発生する引

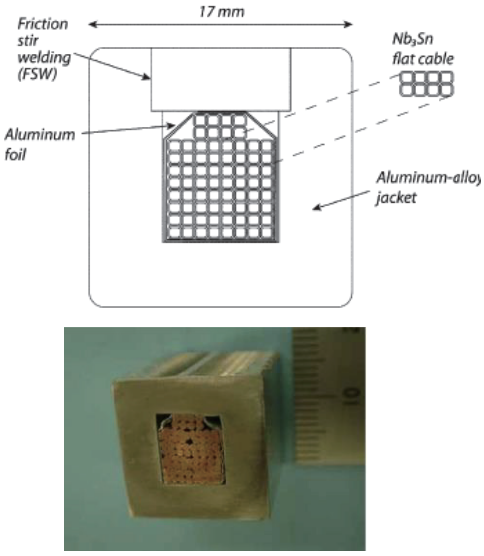


Figure 3.1.2.1 10-kA-class LTS indirectly cooled superconductor and photograph of the prototype.

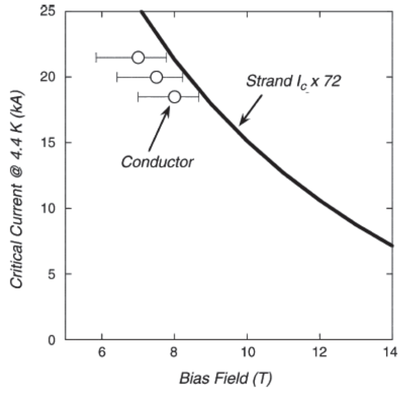


Figure 3.1.2.2 Critical currents of the 10-kA-class superconductor.

張歪みと圧縮歪みが計算できる。解析を行った結果を Figure 3.1.2.5 に同時に示したが、実験値に近い値が得られた。これにより、ジャケッティング工程や熱歪、電磁力による特性劣化は小さいものと判断できる。

上記で得られた 5 kA@12 T 級導体の試験結果を受けて、さらに高電流密度 100 A/mm^2 の 20 kA@12 T 級導体の試作を行った。導体の断面図を図 3.3.1-7 に、試作した導体の写真を Figure 3.1.2.6 に示す。導体の電流容量は 20 kA であるが、必要な電流密度を満たしていることがわかる。よって、ヘリカルコイルに用いるための大電流 Nb_3Sn 導体製造の見通しを得ることができたと考える。

そこで、この電流密度を保ちさらに導体サイズを大きくし、FFHR に必要な 100 kA 級導体の試作を開始した[3.1.2.5]。試作した導体断面の写真を Figure 3.1.2.6 に示す。Figure 2.4.3.3 に示した断面構成と比べると、一部の工程を簡略化している。具体的には、撚線を{超伝導素線 6 本＋銅線 1 本}×12 本×3 列とし、クエンチ保護用の高純度アルミニウム薄板も省略した。この段階では、素線臨界電流の最適化についても今後の課題としている。現状、短尺ではあるが導体製作に関して重大な問題点は見つからなかったため、実導体の製作が可能であると判断している。現在、本導体に使用する素線の選定と最適化が終了し、実証試験を行うための 1 ターンコイルの製作に着手している。

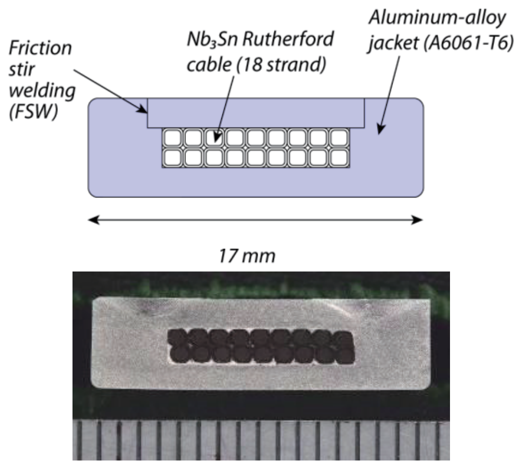


Figure 3.1.2.3 Schematic diagtam and photograph of 5-kA-class LTS indilectly cooled superconductor with high current density.

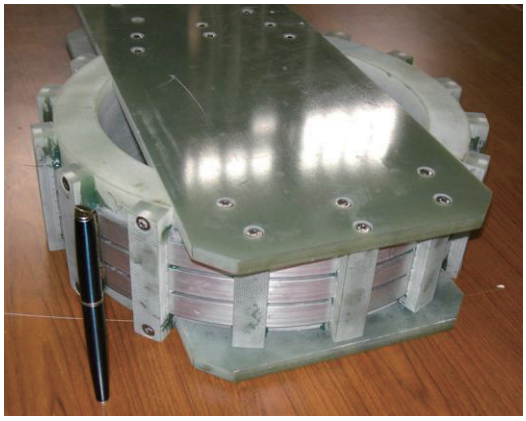


Figure 3.1.2.4 Photograph of three-turn winding sample for critical measurements.

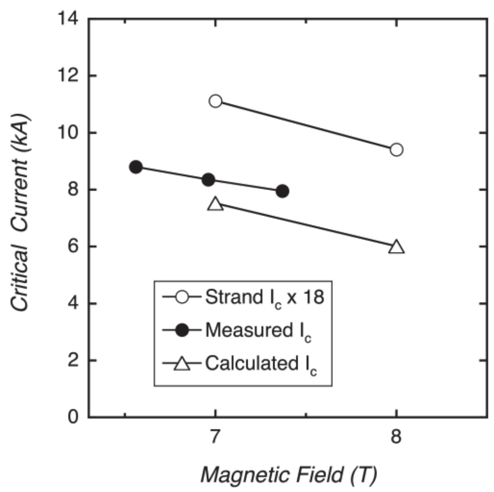


Figure 3.1.2.5 Measured and calculated critical currents versus magnetic field for the conductor sample.

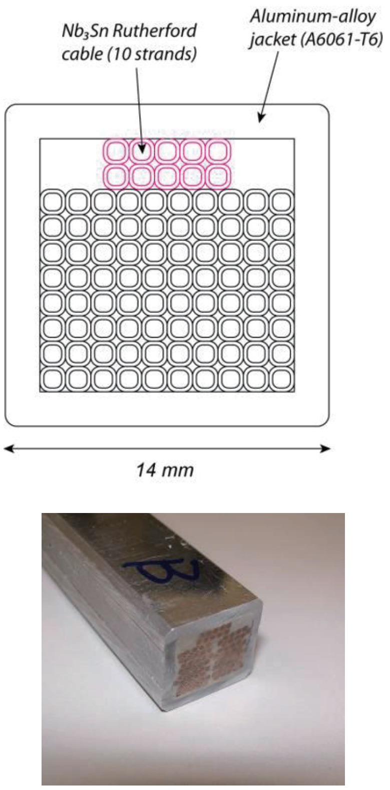


Figure 3.1.2.6 Schematic diagtam and photograph of 20-kA-class LTS indirectly cooled superconductor with high current density, 100 A/mm^2.

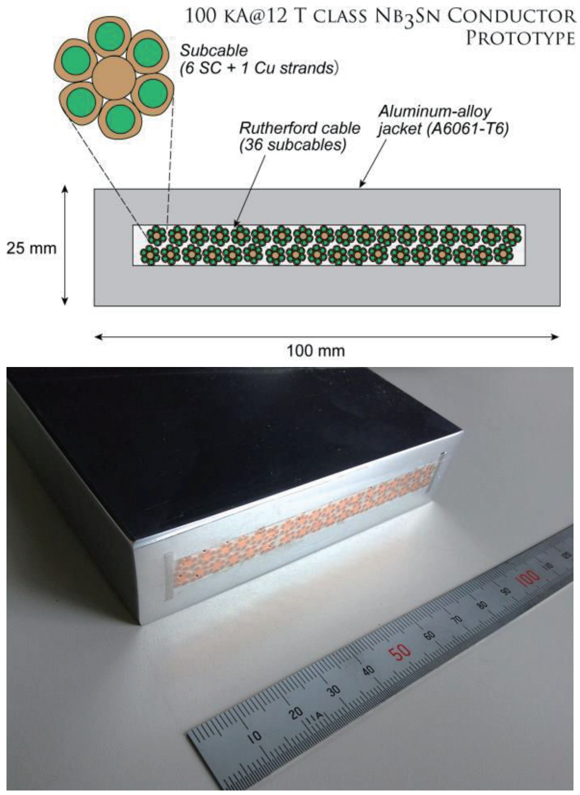


Figure 3.1.2.7 Schematic diagtam and photograph of 100-kA-class LTS indirectly cooled superconductor for FFHR.

参考文献

[3.1.2.1] K. Takahata et al., Fusion Eng. Des. **82**, 1487 (2007).
[3.1.2.2] K. Takahata et al., Cryogenics **51**, 397 (2011).
[3.1.2.3] K. Takahata et al., Proc. ICEC 24-ICMC 2012, 803 (2012).
[3.1.2.4] K. Takahata et al., Plasma and Fusion Res. **8**, 2405008 (2013).
[3.1.2.5] K. Takahata et al., Plasma and Fusion Res. **9**, 3405034 (2014).

3.1.3　HTS マグネットの開発研究

2.4.4 節に記述しているように、FFHR-d1 ヘリカル炉のマグネット用超伝導導体の選択肢のひとつとして高温超伝導（HTS）線材を用いた導体を検討している。HTS 導体は冷却安定性が高く、コイルがクエンチする心配を大幅に軽減できるとともに、巨大なヘリカルコイルを短尺導体の接続によって迅速に製作できると期待される。本節では、HTS 導体とその接続部の開発研究について、2010-2015 年度分の進展を中心にまとめる。

NIFS では FFHR への適用をめざした 100 kA 級 HTS 導体の開発を 2005 年より進めており、当初は、10 kA 級のプロトタイプ導体の短尺試験による原理検証から始めた。最初は Bi-2223 線材を積層した導体で温度 20 K、外部磁場 8 T で 10 kA の臨界電流を達成し[3.1.3.1]、これに続き、YBCO 線材および GdBCO 線材を用いて同様の条件で 15 kA を確認した。これらの試験では、ヒータを用いて熱擾乱を与える冷却安定性試験も行い、液体ヘリウム冷却下で試験された浸漬冷却方式の LTS 導体と比べて一桁以上高い安定性マージンを有することを確かめた。これらの成果を受けて、2012 年 8 月、東北大学大学院工学研究科量子エネルギー工学専攻との共同研究として最新の GdBCO 線材を用いて定格電流 30 kA 級の導体サンプルを製作し、特性試験を行った[3.1.3.2-4]。（その後、2013 年 3 月と 5 月にもその追加試験）。さらに、2013 年 10 月には、GdBCO 線材の量を増やし、100 kA 級導体として試験を行い、2014 年 6 月に追加試験を行った[3.1.3.5-7]。以下ではこれらの結果について述べる。

3.1.3.1　HTS STARS 導体 30 kA 級プロトタイプ試験

30 kA 級導体サンプルには、フジクラ製 GdBCO 線材（FYSC-SC10、幅 10 mm、厚み 0.22 mm、臨界電流~600 A@77 K、自己磁場）を 20 枚用い、2 列×10 層で単純積層して銅ジャケットに収め、外側からステンレスジャケットをボルト締めして全体を強固に固定した。ステンレスジャケットの外側にヒータを仕込み、FRP ジャケットを被せて断熱することで液体ヘリウム中において温度 30 K までの試験を可能とした。通電時の強大な電磁力を支持するため、20 mm 厚のステンレス板で全体を支持した。サンプル全体はレーストラック形状として、東北大学量子エネルギー工学専攻によって開発された機械的ブリッジジョイントによって接続し、1 ターンループを形成した。スプリットコイルの磁場を変化させることによってサンプルに電流を誘起する方式を採用した。第 1 回の試験の結果、温度 20 K において 30 kA 以上の電流を 1 分間以上流すことに成功し、外部磁場 6 T において 45 kA の臨界電流を観測したが、減衰時定数は 80-90 秒と期待値の数分の 1 であり、45 kA 以上に到達すると急激に電流が減衰した。これは、２個ある接続部のうちの片側の接続抵抗が予測値の 10 倍ほど高かったことが原因であった。そこで、接続部を改良してサンプルを再製作し、第２回試験を行った。接続部を改良したサンプルにおいて、電流の減衰時定数は約 300 秒であり、接続部からのクエンチは認められず、接続抵抗はほぼ期待値に近かった。この試験において、様々な温度と磁場において臨界電流を測定することに成功した。臨界電流の測定結果とその数値解析については、後述する。温度を 4 K に下げて高電流までの通電を試みたところ、磁場 1 T において約 70 kA まで到達した。

3.1.3.2　HTS STARS 導体 100 kA 級プロトタイプ試験

30 kA 級導体の結果を受けて、100 kA 級 HTS 導体サンプルの試験を行った。導体サンプルの断面構成を図 3.1.3.1 に示す。サンプルの写真と導体試験装置内における設置の様子を図 3.1.3.2 に示す。フジクラ製の GdBCO 線材（FYSC-SC10、幅 10 mm、厚み 0.22 mm、臨界電流 ~600 A@77 K、自己磁場）を 54 枚用い、3 列×18 層で単純積層して銅ジャケットに収めた。30 kA 級導体では GdBCO 線材を 20 枚（2 列×10 層）使ったため、線材量は 2.7 倍となった。外側には、機械的な固定のためにステンレスジャケットをボルト締めしている。これにヒータを仕込み、FRP ジャケットで断熱することで液体ヘリウム中において温度 30 K までの試験を可能とした。さらに 20 mm 厚のステンレス板を配置し、強大な電磁力を支持している。サンプル全体はレーストラック形状であり、東北大学によって開発された機械的ブリッジジョイントを入れて 1 ターンループを形成した。30 kA 級導体サンプル（2 列 10 層）では接続部の GdBCO テープを全て配置してから接合力を負荷して機械的接合を行ったが、今回は橋渡し部のテープを 1 層配置するごとに接合力（接触圧力 119 MPa）を負荷し、接合状況を逐一確認する施工方法に変更した。

温度 20 K において臨界電流を測定したときの通電波形を図 3.1.3.3 (a) に示す。サンプル電流は、ロゴスキーコイルを用いて測定した。サンプル電流が 103 kA に達したところでクエンチが生じている。外部磁場は 5.3 T であった。クエンチは接続部の不具合によって生じたと考えられる（図 3.1.3.4）。一方、図 3.1.3.3 (b) では、温度を 4 K まで下げ、低磁場においてサンプル電流が 120 kA まで達した例である。クエンチは生じず、約 20 分に至る減衰時定数を確認した。この時定数より、所定の接続抵抗率を達成したことも確認できた。

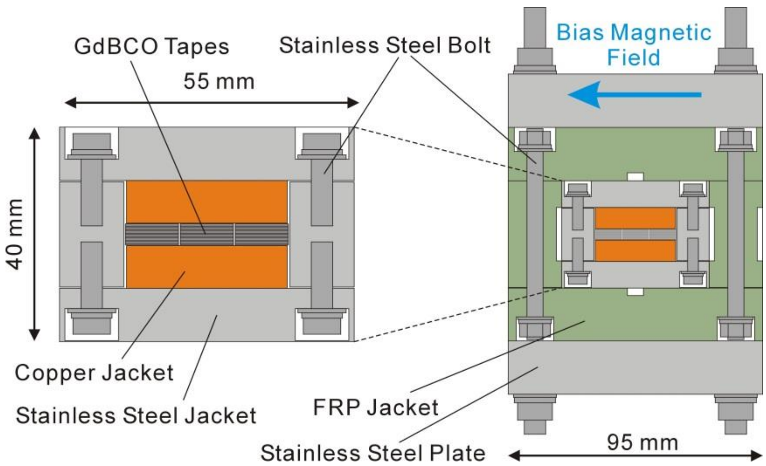


Figure 3.1.3.1 Cross-sectional schematic illustrations of the 100 kA-class HTS prototype conductor at the sample center. (Reproduced from [3.1.3.1].)

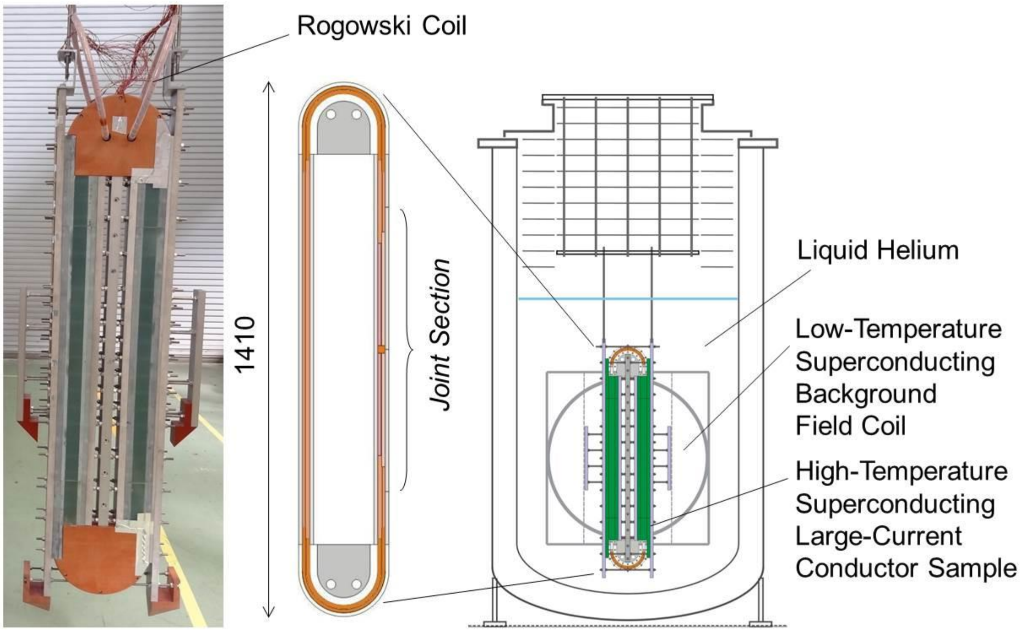


Figure 3.1.3.2 Schematic illustrations of the 100 kA-class HTS conductor sample installed in the large-conductor testing facility at NIFS together with a photograph of the actual sample. (Reproduced from [3.1.3.1].)

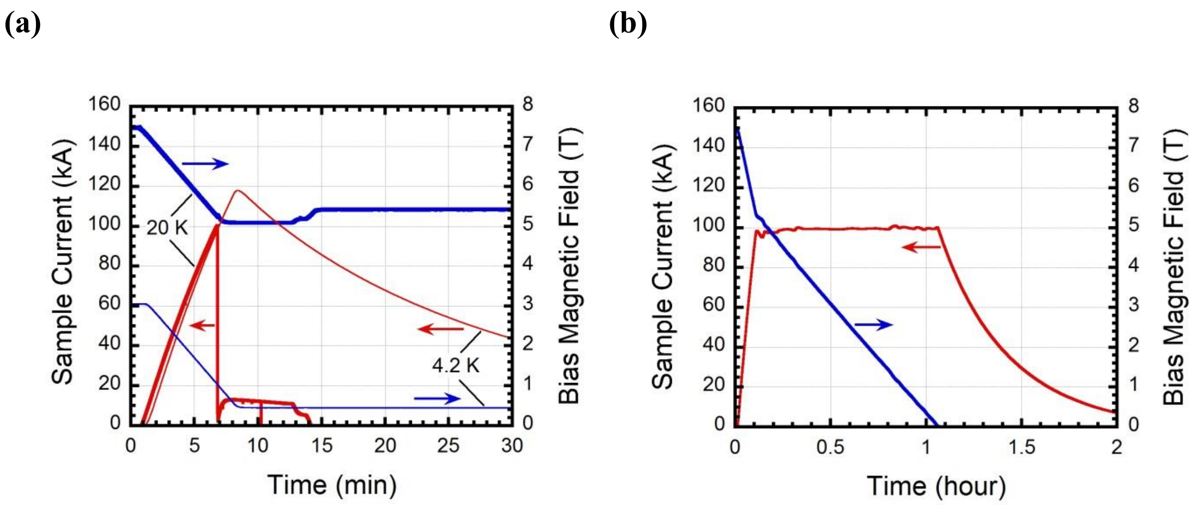


Figure 3.1.3.3 (a) Waveforms for the measured sample conductor current and bias magnetic field at temperatures of 20 K (thick curves) and 4.2 K (thin curves). (b) Stable sample conductor current of 100 kA sustained for 1 h at 4.2 K.

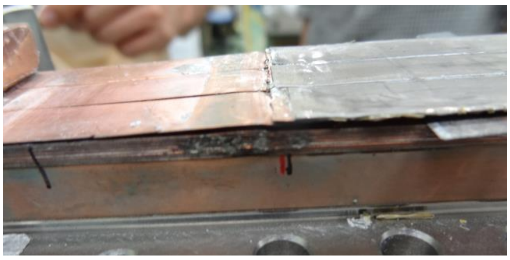


Figure 3.1.3.4 Defect area of the fabricated joint (photo taken after dismantling the sample).

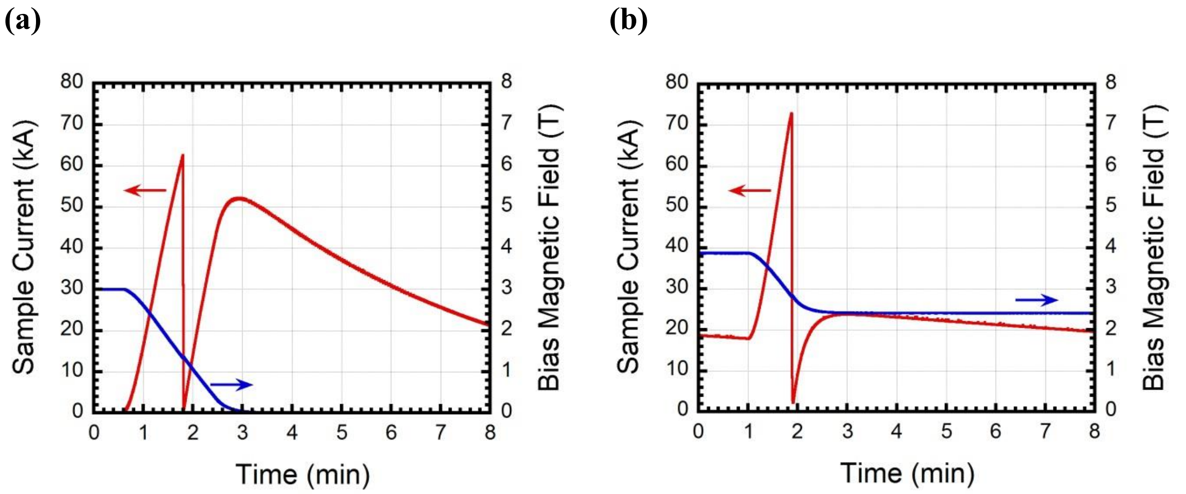


Figure 3.1.3.5 Waveforms of the measured sample current and bias magnetic field with a fast ramp-up rate of ~1 kA/s for (a) the 30-kA-class conductor sample at 4.2 K, and for (b) the 100-kA-class conductor sample at 40 K. (Reproduced from [3.1.3.1].)

3.1.3.3 HTS STARS 導体の臨界電流解析

本研究で製作した 30 kA 級導体、および、100 kA 級導体では、HTS 線材が単純に積層されているため、線材間で不均一な電流分布が生じると考えられる。LTS 導体の場合、不均一な電流分布によって導体全体として期待される臨界電流よりも低い通電電流においてクエンチが生じる「早期クエンチ」の現象が観測される場合がある。HTS STARS 導体においてこれが生じるかどうかを調べることを目的として、通電速度を上げて 1 kA/s で通電を行ったところ、図 3.1.3.5 に示すところまで通電できた。

この結果について数値解析を行い、早期クエンチの有無を検証した。線材各部の磁場分布（磁場強度と印加角度）に応じて電流分布が決まり、最大の電流値まで電流が流れ、導体の臨界電流になると考えられる。線材面内および線材間でスムーズに電流転流が生じると仮定し、電流分布・磁場分布の数値解析を行った。ここでは、レーストラック形状をしたサンプルの通常部の中央断面に対して解析を行った。これは実験で温度調節した際、直線部の中央をヒータで熱したため、導体の臨界電流はここで決まると考えられるためである。レーストラック導体断面に対して図 3.1.3.6（最上）のように座標をとり、線材 1 列 10 層の束を 1 つの導体とみなし、それぞれ 500 の要素に分割した。1 つの要素内で電流分布は一定とした。各要素には初期電流値を与え、その電流値から通常部の中央断面における線材面に垂直な成分（図の x 軸成分）の磁場強度を求めた。その際、要素の中心点を磁場の計算点とし、各要素の電流値よりビオサバールの法則から磁場を求めた。計算された磁場強度から各要素における臨界電流値を求めた[3.1.3.4, 7]。各要素において、電流値が臨界電流値より大きいとき、その要素は臨界に達したとみなし、臨界に達した要素の電流値と臨界電流値との差分の合計を臨界に達していない要素に等分配した。要素の電流値が臨界電流値より小さいとき、その要素にある電流刻みに臨界に達した要素からオーバーフローした電流値を加え、再度、磁場強度の計算からこの過程を繰り返した。最終的にすべての要素が臨界

に達したときの各要素の臨界電流値の合計をこの導体サンプル全体の臨界電流値とした。30 kA 級導体サンプルについて数値計算で得られた臨界電流を実験で得られた測定値と比較した結果を図 3.1.3.7 に示す。また、温度 20 K に対して上記の数値解析を行い、サンプルの臨界電流値が求まったときの導体内の線材面に垂直な成分の自己磁場分布と電流密度分布を図 3.1.3.8 に示す。それぞれ導体中央の断面における値も載せている。導体の右端（z = 10 mm 付近）が最も磁場が高いため、この付近で電流密度が低くなっている。磁場は z = 0 mm に向かってなだらかに減少し、それに伴い、電流密度は増加していく。磁場がゼロに近づくと、臨界電流が急激に増大するため、導体内の電流密度も急上昇しており、磁場ゼロのところで最大電流密度になっている。このことから、自己磁場分布と電流密度分布とが自己無撞着に解かれていることがわかる。図 3.1.3.7 より、数値解析結果と実験結果は比較的良く一致していることがわかる。これより、HTS 線材単純積層導体内の電流分布について、現在の理解とモデルがほぼ正しいと証明できたものと考える。実験結果と解析結果の差の原因については、実験で使用した線材と引用した文献の線材との差や臨界電流磁場特性を文献のグラフから直接読み取ったことによる誤差などが考えられる。臨界電流の磁場特性に関しては、特にゼロ磁場での臨界電流値が実際の値より低い可能性があり、今後線材の臨界電流の磁場特性を実測するとともに、パーコレーションモデル等のスケーリングを用いて再度検討する予定である。また、今回は自己磁場条件のみの解析を行ったが、今後は臨界電流の外部磁場の角度依存性も考慮した解析を行い、導体の臨界電流の磁場依存性を再現する計画である。

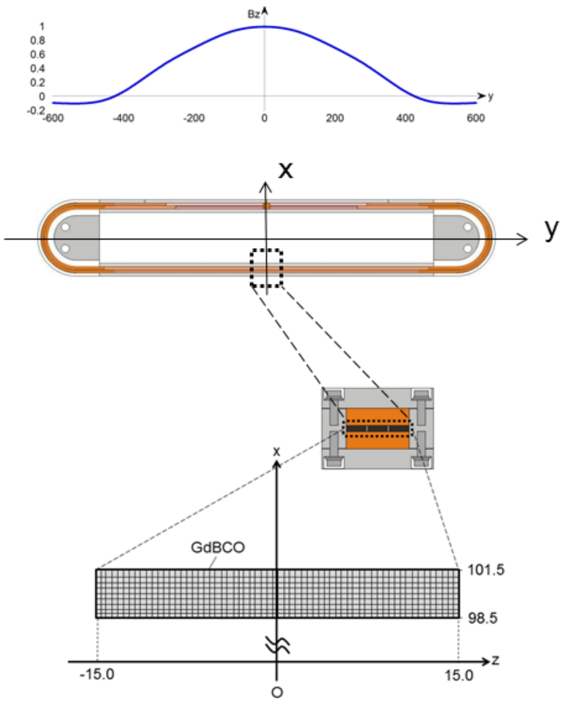


Figure 3.1.3.6 Schematic illustration of the model of the critical current analysis. The units are in millimeter. The normalized external magnetic field distribution is also shown.

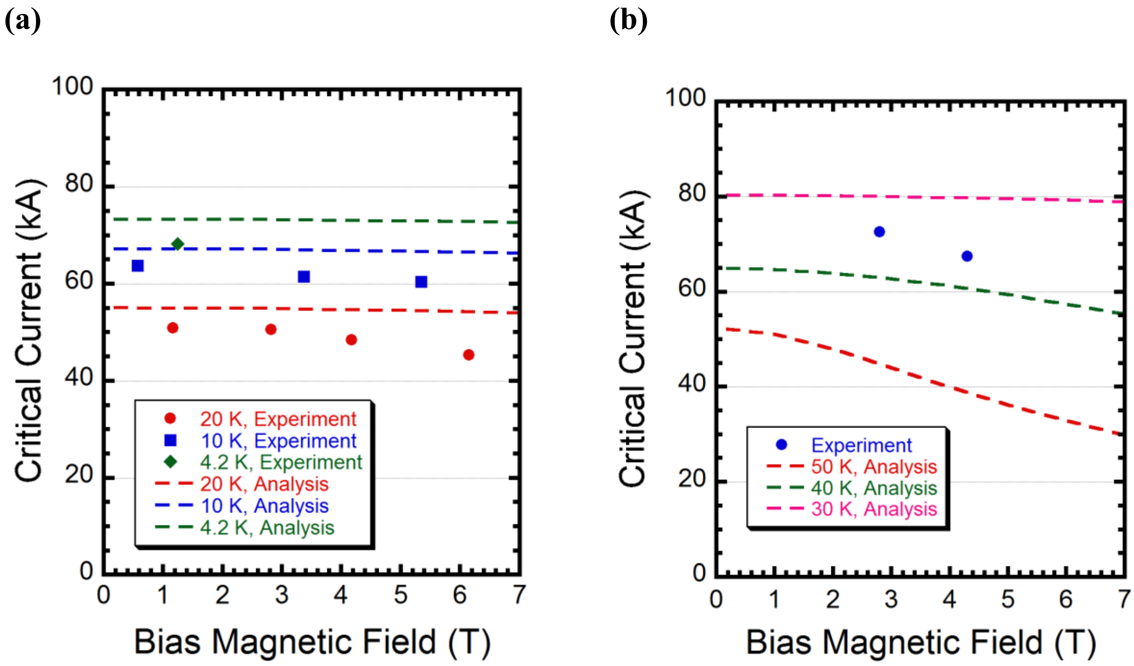


Figure 3.1.3.7 (a) Critical currents of the 30-kA sample obtained by the experiment and numerical analysis as a function of the bias magnetic field at each temperature. Symbols and curves show the results of the experiment and the analysis, respectively. (b) The same for the 100-kA sample.

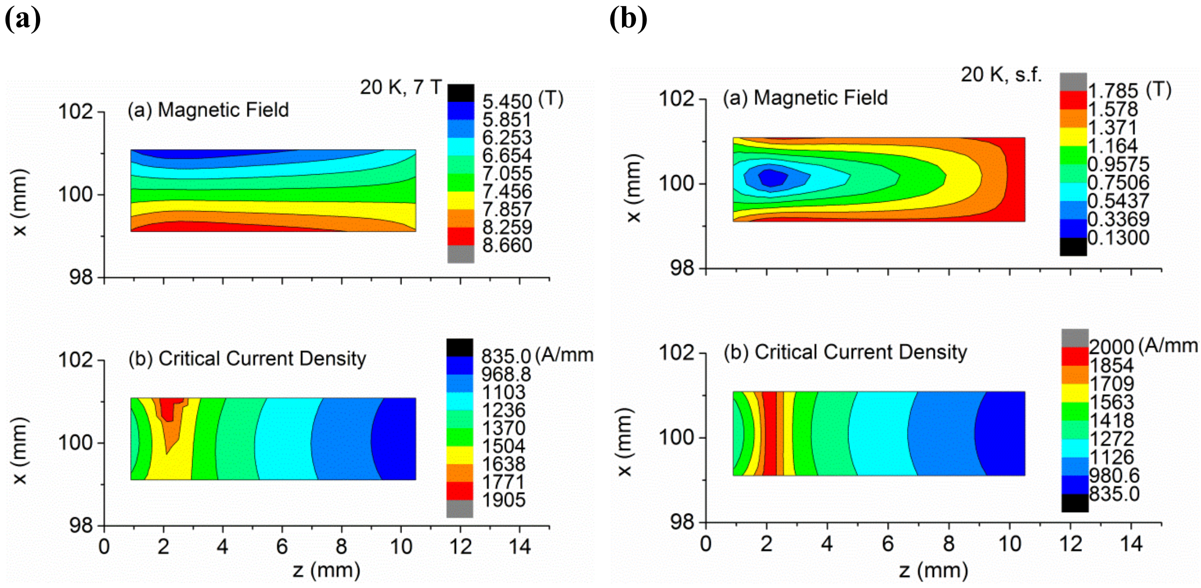


Figure 3.1.3.8 (a) Critical currents of the 30-kA sample obtained by the experiment and numerical analysis as a function of the bias magnetic field at each temperature. Symbols and curves show the results of the experiment and the analysis, respectively. (b) The same for the 100-kA sample.

3.1.3.4　HTS STARS 導体の冷却安定性

30 kA 級導体の試験において、温度 20 K、外部磁場 6.1 T において臨界電流 45 kA が測定された。この際、電圧タップの信号による磁束フロー抵抗の増大波形から臨界電流まで早期クエンチを起こすことなく到達していることが確認できたが、臨界電流に到達後は、クエンチする場合とクエンチしない場合の２種類があった。典型的な例を図 3.1.3.9 に示す。クエンチしなかった場合は、導体の発熱と熱伝導による冷却が釣り合ったと考えられる。一方、クエンチした場合は、導体の発熱と熱伝導による冷却を上回ったため、抵抗が増大して、サンプル電流が減衰したと考えられる。この冷却安定性について、電磁・伝導の連成数値解析を進めている。

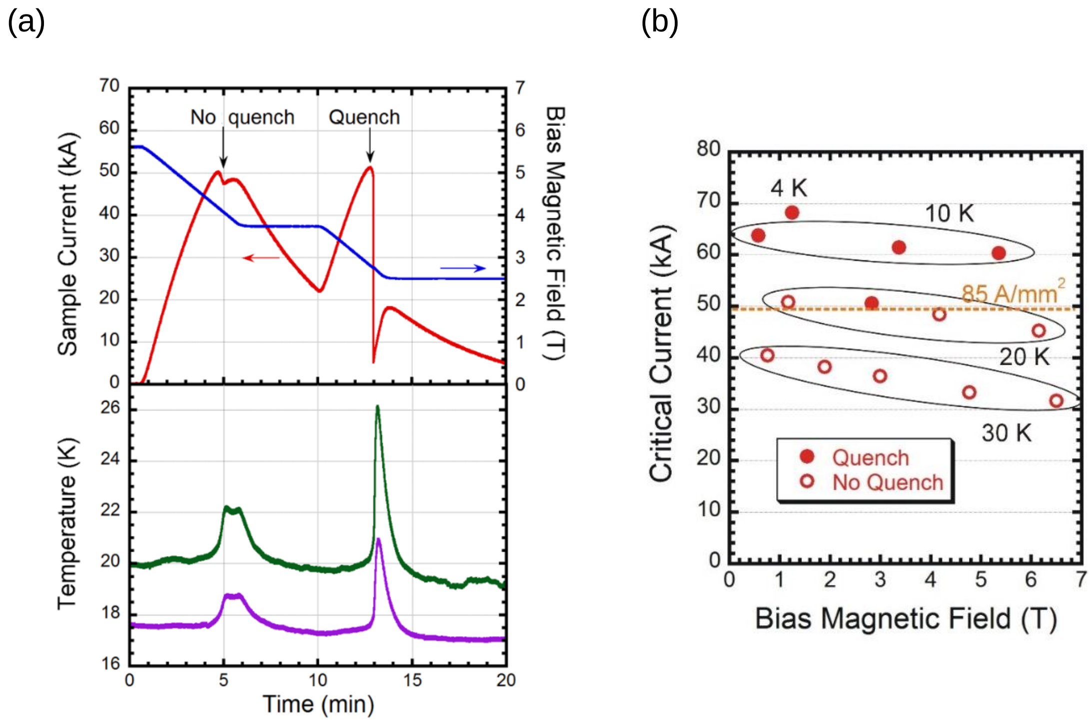


Figure 3.1.3.9 (a) Waveforms of the sample current, bias magnetic field, and temperature (at two locations on the stainless steel jacket) observed in the critical current measurement of the 30-kA-class HTS STARS conductor sample. (b) Quench or no quench points on the bias magnetic field and current plane observed in this experiment.

3.1.3.5　HTS STARS 導体試験サンプルの接続抵抗評価

HTS 導体サンプルは機械的ブリッジジョイントを用いた接続部を有する。2012 年 8 月に行った 30 kA 級導体の第１回試験では、測定された接続抵抗が予測値より高く、接続部よりクエンチした。そこで接続部の構造を改良したサンプルを再製作し、2013 年 3 月に再試験試験を行った。第１回、第２回試験ともに、導体サンプルは 2 列 10 層に単純積層された GdBCO テープ（フジクラ製 FYSC-SC10）を銅ジャケット、ステンレスジャケット内に収めて製作している。第１回試験では接続抵抗が予測より高くなったが、サンプルを解体してみたところ、GdBCO テープの階段部の一部がお互いに乗り上げ、接触面積の低下および応力集中による線材の損傷が観察され、それが高

い接続抵抗となった原因であることがわかった。また、GdBCO テープ 1 層の機械的ブリッジジョイントの要素試験では、接合応力が 50 MPa 以上で接続抵抗が安定的に低下することが得られていたが、第 1 回試験のサンプルでは、接合応力を与えるステンレスジャケットの塑性変形が発生するという制約で 35 MPa 程度の接合応力しか与えられていなかった。そこで、ステンレスジャケットの厚さを 10 mm から 20 mm に変更し、最大 100 MPa の接合応力を負荷できるように改良した。図 3.1.3.10 に第 2 回試験におけるサンプルの構造を示す。また、応力集中による線材の損傷を回避するために接合面およびジャケット間に挿入するインジウム箔の設置位置、厚さ、サイズを調整して、接続部の施工を行った。

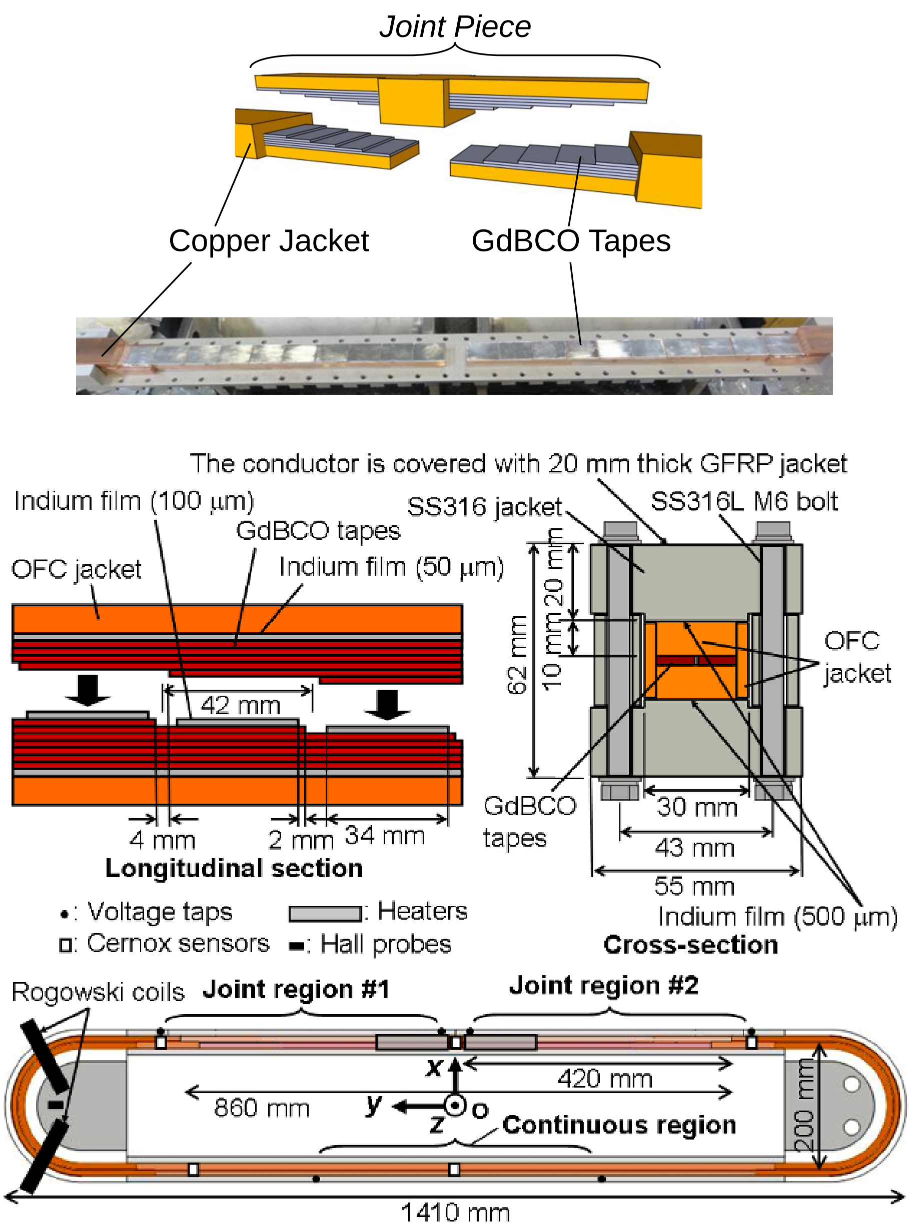


Figure 3.1.3.10 Schematic illustration and a photograph of the joint section of the HTS STARS conductor sample.

接続抵抗の評価結果を図 3.1.3.11 に示す。いずれの結果についても、接続部の温度 4.2 K、通電電流 30 kA のときに算出した接続抵抗である。また、機械的ブリッジジョイントにおいては接続部が 2 ヶ所あることになるが、この図の接続抵抗は 2 ヶ所の接続部の抵抗を合計した値を表わしている。第 1 回試験では接続抵抗が約 25 nΩだったのに対し、第 2 回試験では約 6 nΩに改善された。

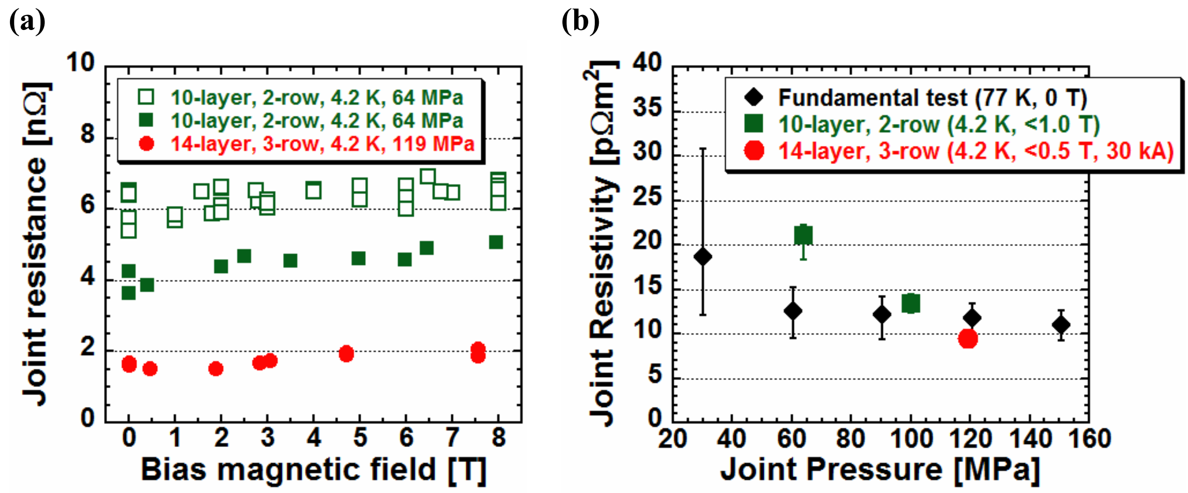


Figure 3.1.3.11 (a) Joint resistance measured for the 100-kA-class conductor sample as a function of bias magnetic field. (b) Joint resistivity measured for the 100-kA-class conductor sample as a function of the applied pressure during joint fabrication.

3.1.3.6 HTS STARS 導体用機械的ラップ接続部の機械強度評価

超伝導マグネットの運転中に発生する電磁力を考えると接合部の機械強度は重要な特性である。HTS 導体を用いたマグネットオプションについて、電磁力によってヘリカルコイルに発生する応力に関する検討を行い、これについては、2.4.4.4 節に述べている。東北大学において、GdBCO テープ線材（単線）の機械的ラップジョイントの引張せん断試験を行った[3.1.3.8, 9]。図 3.1.3.12 (a) に実験体系の概要を示す。5 mm 幅の銅安定化層付き GdBCO テープ線材（フジクラ社製 FYSC-SC05、77 K、自己磁場での臨界電流 250 A）の銅層（接合面）を#400 研磨紙で研磨した後にエタノールで洗浄し、インジウム箔（100 μm 厚）を接合面に挿入して、接合長 5 mm と 10 mm のサンプルを製作した。全てのサンプルには、ジグを用いて接触圧力 100 MPa を加え、その後、一度ジグを外して接触圧力を解除した。接合長 5 mm のサンプルについては、この状態のサンプルと再度ジグにより接触圧力を加えたサンプル（接触圧力 11、25、50、100 MPa）を試験部に設置し、液体窒素中で引張試験を行った。また、接合長 10 mm のサンプルについては、接触圧力非印加（0 MPa）の条件でのみ引張試験を行った。引張負荷はステッピングモータを用いて与え、電流 50 A をサンプルに流した。測定項目は、引張負荷、GdBCO 線材のひずみ、サンプル全体の変位、接合部の電圧であった。印加電流 50 A において接合部の電圧から接合抵抗を評価し、接触抵抗を各サンプルに対して評価した。この試験は、接合サンプルの引張強度に加えて、接合部、および、接触面の面内せん断強度を確認するために行った。

本試験で得られる接合サンプルの使用限界となる引張応力が、図 2.4.4.8 (a) で示される引張ひずみ 0.145%を発生させる引張応力を超えている必要がある。併せて、接合部のせん断強度が構造解析で得られたコイルのねじりによって発生する面内せん断応力の最大値 32 MPa（図 2.4.4.8 (b)）も超えている必要がある。構造解析で議論しているせん断応力は、GdBCO テープ線材を引っ張ることによって発生するせん断応力ではなく、テープ線材の長手方向に垂直な断面を横方向にずらす力によって発生するせん断応力であるが、接合部の長手方向と横方向のせん断強度は同等であるものと仮定して、テープ線材の長手方向に対する引張せん断試験による評価を行った。

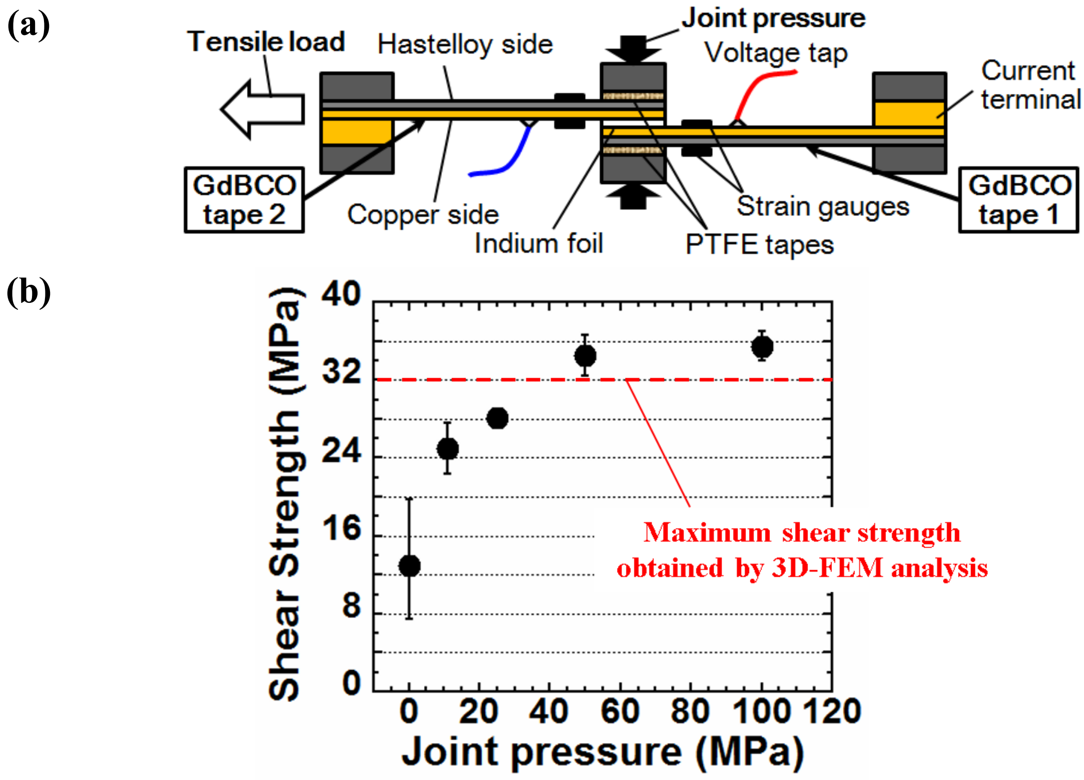


Figure 3.1.3.12 (a) Schematic illustration of a tensile and shear strength test setup for a single-tape joint and (b) its result.

図 3.1.3.12(b) に試験で得られた接合部製作時の印加応力と最大引張負荷の関係を評価した結果を示す。最大引張負荷は接合部のせん断破壊が起こった、もしくは GdBCO テープ線材が破断したところに相当する。使用した GdBCO テープ線材の不可逆ひずみは 0.43%〜0.53%と報告されている。本試験では 500-600 N を超える引張負荷をかけた際に不可逆ひずみを超えるひずみが GdBCO テープ線材に生じ、電圧が大きく上昇した。機械的ラップジョイントにおいては、接触コンダクタンスの上昇にともない、最大引張負荷が上昇している。接合部のせん断強度は、接触導電率で決定されることを示している。また、接合部固定ジグが存在する場合は存在しない場合に比べて、せん断強度が大きな値にシフトしている。これは、引張試験の際に接合部に回転モーメントが働き、剥離方向の力が加わるためである。ジグありの場合は純粋な

せん断による破壊、ジグなしの場合はせん断と剥離による破壊が接合面に発生する。実際のマグネットの接合部ではジャケット等で接合部が固定されているので、ジグが存在している状況と同等になると考えられる。せん断強度が 36 MPa 程度に至ると、接触導電率が上昇してもせん断強度が一定になることも示している。液体窒素温度では、機械的ラップジョイントのせん断強度は 36 MPa 程度が上限であると考えられる。ジグがある場合のデータでは、接触圧力条件の上昇とともに接触導電率が上昇している。接触面のせん断強度が接触導電率、接触圧力のいずれで決定されているのか判断できないため、今後もデータの蓄積・詳細解析が必要である。接触面のせん断強度が接触導電率のみで決まるのであれば、実際のコイルの接続部の製作において、接触圧力を過剰に確保する必要はなくなる。本試験体系で引張ひずみ 0.145%を発生させる引張負荷は 150-200 N 程度であり、機械的ラップジョイントは十分な強度を有している。引張せん断試験で得られた機械的ラップジョイントの最大せん断強度 36 MPa は、ヘリカルコイルのねじりによって発生するせん断応力 32 MPa をわずかに上回るのみである。また、100 kA 級 STARS 導体で達成した接合抵抗率は、77 K では 30 pΩm^2 程度に相当するが、これから接触導電率を求めた場合は 0.035 TS/m^2 程度となり、仮に接触面のせん断強度が接触導電率で決まるとするならば、このときの接合部のせん断強度は 24 MPa 程度と見積もられる。従って、1 枚のテープ線材同士で達成できる接合状態を大型導体でも達成できるような製作改善が必要である。現状、引張せん断試験は 77 K で行っており、実際のマグネットの運転領域である 20 K 程度ではせん断強度が上昇する可能性がある。一方、FFHR-d1 のヘリカルコイルの構造解析では、YBCO テープ線材部はジャケットに完全拘束されていると仮定しているが、この拘束がなく YBCO テープ線材がスライドできるとするならば、せん断弾性係数が下がり、発生するせん断応力も小さくなると予想される。よって、YBCO テープ線材の固定方法やコイル支持構造の最適化等により、接合部に発生する応力・ひずみを下げることも検討していく必要がある。

今後、ドイツのカールスルーエ工科大学（KIT）との共同研究として、同大学に設置された FBI 装置を用いて、10 kA 級接続サンプルの機械試験を行うことを計画している。この装置では、100 kN までの引張応力（F）を印加した状態で、14 T までの外部磁場（B）を印加し、10 kA までのサンプル電流（I）を印加することができる。10 kA 級導体の計画図を図 3.1.3.13 に示す。

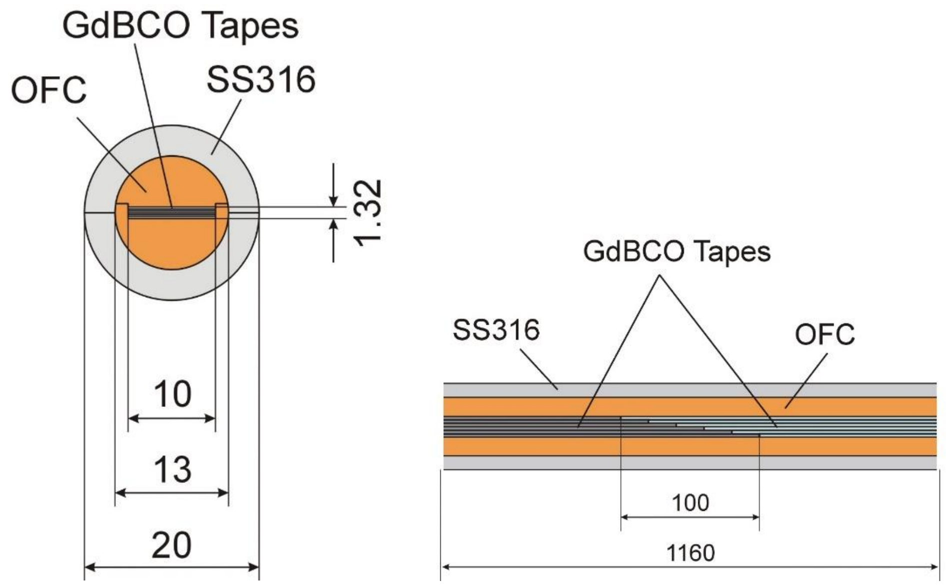


Figure 3.1.3.13 Schematic illustration of a 10-kA-class HTS STARS conductor sample to be tested in the FBI facility at KIT.

3.1.3.7　HTS STARS 導体用機械的ラップ接続部の接合抵抗率低減

大型導体の機械的接合においては、均一な接触圧力を接合面に加えることが技術的に難しくなることで、非接触領域が増大し、接合抵抗率が大きくなってしまう懸念がある。接触面積増大のために接合面間にはインジウム箔を挿入しているが、接触圧力の不均一性の問題に対応しきれていない。接触荷重適用時の真実接触面積は接触材料の硬さに反比例するとされている。よって、常温から温度を 100℃程度まで上げると、インジウムの硬さが半分程度に変化することを利用して、接合部製作時に熱処理を行うことで接合状態を改善することを提案し、その適用性を評価した[3.1.3.10]。試験サンプルは 5 mm 幅の銅安定化層付き GdBCO 線材（フジクラ社製 FYSC-SC05）のインジウム箔挿入機械的ラップジョイントとした。接合前には、接合面を平均粒径 81 µm（#400）のサンドペーパーで研磨し、エタノールで洗浄した。いくつかのサンプルについては、研磨・洗浄後に低真空（10^{-2} kPa）、150℃の環境で 30 分のベーキング処理を行ってから接合を行った。接合面積は 25 mm^2 とし、接触圧力はボルト締めによって与えた。サンプルごとに加熱処理前に接合抵抗を評価し、その後加熱処理を行って再度接合抵抗を評価した。加熱処理前後の接合抵抗率の変化は、インジウム箔の厚さ変化によるものと GdBCO テープ線材の銅層面とインジウム箔の接触抵抗の変化によるものの 2 つの和になると考えられる。前者を評価するために加熱処理前後のサンプル接合部の厚さの変化、すなわちインジウム箔の厚さ変化も測定した。

図 3.1.3.14 に、加熱処理温度と加熱処理後の接合抵抗率の関係を示す。ベーキング処理の有無にかかわらず、加熱処理後に接合抵抗減少がみられ、加熱処理温度 90℃付近で接合抵抗が最小となった。90℃を超える温度においては、ベーキング処理を行っていないサンプルにおいて接合抵抗が上昇に転じた。これは、インジウム箔内に空隙が生じ、接触抵抗が上昇したためである。ベーキング処理を行ったサンプルにおいては 90℃を超える温度においても空隙の発生が抑えられていることから、この空隙は GdBCO テープ線材やインジウム箔内に補足されていた気体分子が放出されることで発生したものであると考えられる。以上より、ベーキング処理と加熱処理を組み合わせることで、接合抵抗を低減できることが示された。今後は、加熱処理中の接触圧力制御の導入も含めて、この方法を大型導体の接合部製作にも適用し、その効果を確かめていく計画である。

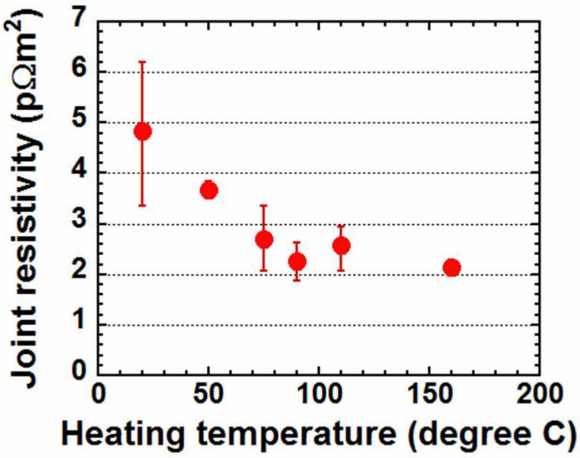


Figure 3.1.3.14 Evaluated joint resistivity as a function of heating temperature during fabrication of a GdBCO single-tape mechanical lap joint.

3.1.3.8　HTS STARS 導体開発研究の今後の計画

上述のように、3 m の短絡コイル形状導体試験を行い、100 kA の通電実験に成功した。3.1.4 節に詳述されているように、NIFS 超伝導マグネット研究棟では、最大磁場強度 13 T でボア径 700 mm のソレノイドコイルを有した大口径高磁場導体試験設備を整備中である。今後、この装置を用いて、長さ 5 m 以上の STARS 導体の試験を行い、さらなる開発研究を進めることを計画している。この装置では、ソレノイドコイルの内部において、試験サンプルもやはりコイル形状としてインストールすることになる。よって、導体の長手方向に沿って均一な磁場を印加することができる。さらに、サンプルの試験空間は一様温度に制御（4-50 K）することが可能となっている。先の短尺試験では、実際には、高磁場が印加できたのは 300 mm 程度であり、かつ、この部分だけ均一な温度制御ができた。今度の試験では、これと比べて、磁場分布、温度分布ともに、長さ 10 倍以上で均一な条件を与えられることになる。現在、設計と製作を進めている HTS STARS 導体サンプルの外観を図 3.1.3.15 に示す。2 層のダブルパンケーキ構造として、層間は接続を入れる方式である。また、1 層のパンケーキの外周には、東北大学で機械的ラップ接続部を入れる計画を東北大学との共同研究で進めている。この場合、曲線状の形状になるため、要素試験を入念に進める必要がある。この設備を用いた試験で、これまで最も異なるのは、直流電源からサンプル導体に直接通電を行うことである。以前の試験では、サンプルを短絡としてスプリットコイルの電流を変化させることでサンプルに電流を誘起した。このため、約 1 時間の安定な

通電を行えたとは言え、どうしても全てが過渡的となった。今度の試験では、一定の電流、一定の磁場を長時間に渡って印加することが可能となる。ただし、この設備では、サンプルの最大電流値が 50 kA の制限となる。そこで、図のサンプルでは、定格電流を 30 kA に設定した。

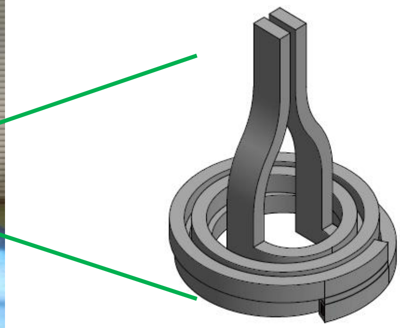


Figure 3.1.3.15 Schematic illustration of a HTS STARS conductor to be tested in the new superconductor testing facility at NIFS equipped with a 13-T magnetic field and 700-mm bore solenoid coil. The rated current is 30 kA at temperature 20 K.

参考文献

[3.1.3.1] G. Bansal et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **18** (2008) 1151.
[3.1.3.2] N. Yanagi et al. IEEE Trans. Appl. Supercond. **24** (2014) 4202805.
[3.1.3.3] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **24** (2014) 4602305.
[3.1.3.4] Y. Terazaki et al., IEEE Appl. Supercond. **24** (2014) 4801305.
[3.1.3.5] N. Yanagi et al., Nuclear Fusion **55** (2015) 053021.
[3.1.3.6] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **25** (2015) 4201205.
[3.1.3.7] Y. Terazaki et al., IEEE Appl. Supercond. **25** (2015) 4602905.
[3.1.3.8] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **25** (2015) 4201205.
[3.1.3.9] L. Aparicio et al., Plasma Fusion Res. **11** (2016) 2405065.
[3.1.3.10] T. Nishio et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **26** (2016) 4800505.

3.1.4 大口径高磁場導体試験装置の構築

3.1.4.1 試験設備概要

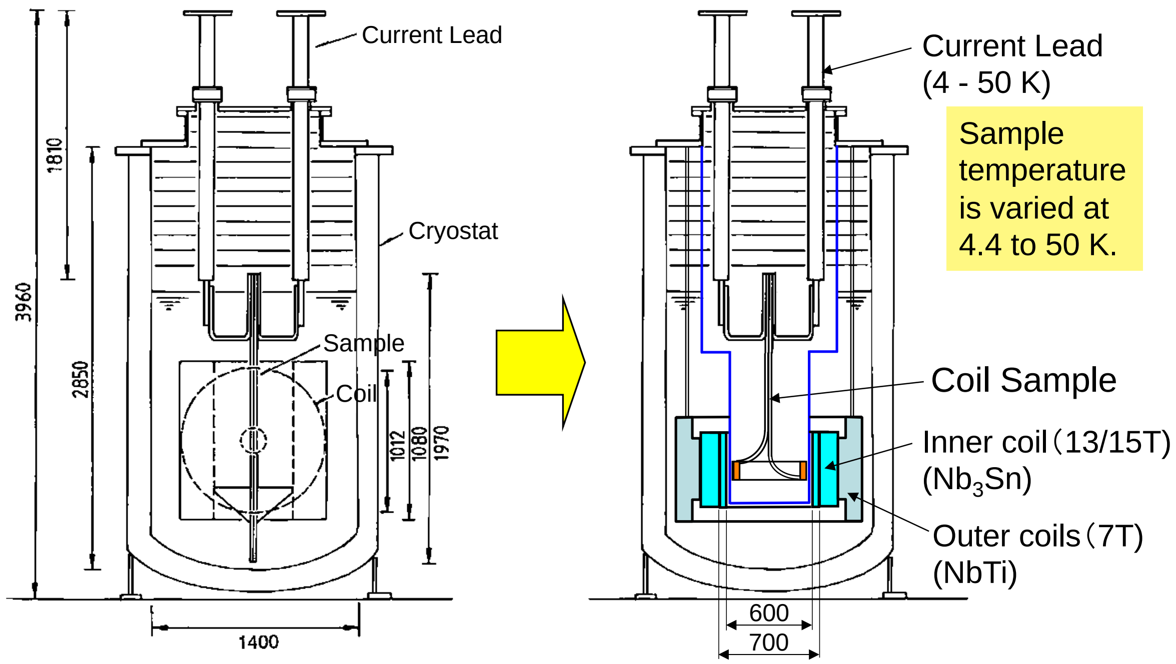
大電流導体の特性を調べるためには，一様な磁場空間を導体の電磁気的な特性長よりも十分に長くすることが必要である。そのため，本計画においては，図 3.1.4.1 に示すように，既設の 2 分割の 9 テスラコイルを，内径が 0.7 m で最高磁場が 13 T の大口径ソレノイドコイルに交換し，コイル形状の導体試験を実施できるようにする。この方式には，最高磁場に近い位置に試験空間を設けることができる利点がある。新設の大口径コイルは，スプリットコイルへの改造が可能な設計とするとともに，内側に内径 0.6 m の最内層コイルを追加することにより，最高磁場を 15 T に増強可能な設計とする。

導体の曲げ半径は，導体幅の 10 倍以上が望ましいが，5 倍程度の曲げの実績がある [3.1.4.1, 2]。導体幅の 5 倍の曲げ半径を許容すれば，内径 0.6 m の場合でも，幅 50 mm までの導体の試験が可能である。

Table 1. Major specifications of the external field coil for Large-bore Conductor Test Facility.

		Inner (15 T)	Inner (13 T)	Outer
Max. field	T	15.0	13.0	< 7
Operating temperature	K	4.4	4.4	4.4
Cold bore diameter	m	0.6	0.7	
Outer diameter	m			< 1.4

・内層コイルと外層コイルは，電源に対して直列に接続する。



Present 9T Conductor Test Facility
Bmax: 9 T, Testing area: 250 mm
Current Lead: 100 kA, PS: 75 kA

Upgraded Conductor Test Facility
Bmax: 13/15 T, Bore: 700/600 mm
Current Lead: 100 kA, PS: 75 kA

Fig. 3.1.4.1. Concept of upgrading the existing 9 T conductor test facility to Large-bore test facility.

3.1.4.2 磁場発生コイルの設計

設計条件

(1) 候補線材には下記を選定。なお，納期短縮のため，製造実績のある超伝導線材の中から最大の断面積の矩形断面導体を選択した。

Nb_3Sn 矩形導体: 3.2 mm×2.1 mm，Cu ratio は 0.9±0.1，ガラス編組絶縁（厚さ 0.1 mm）

NbTi 矩形導体: 4.0 mm×2.0 mm，Cu ratio は 2.2 以上，ホルマール絶縁（厚さ 0.05 mm）

(2) 遮断時の最大電圧については，Nb_3Sn 導体の最大層間電圧が 147 V（ヘリウム中の最小火花電圧）以下，NbTi 導体の最大層間電圧が 400 V 以下とする。

(3) クエンチ時のコイル保護に関しては，外部保護抵抗を用いる。超伝導導体の比熱だけを考慮したホットスポット温度として 250 K 以下とする。（遮断電圧を下げるため，200 K から 250 K に条件を緩和）

(4) コイルは長さ方向に２分割とし，スプリットコイルとしても使用可能な設計とする。

(5) 径方向には約 10 層毎に SUS 支持円筒を挿入し，電磁力による超伝導線材の引張ひずみを 0.35%以下，支持円筒の最大応力を 600 MPa 以下とする。

(6) 温度マージンは NbTi は 1.0 K 以上，Nb_3Sn は 2.0 K 以上とする。

(7) Nb_3Sn コイルは，製作の都合で内周側の対地絶縁が貼り付けとなるため，対地電圧は 1,500 V 以下とする。NbTi コイルの対地電圧は 2,500 V 以下とする。

コイル設計

＜超伝導線材の制約＞

・線材メーカーの製造設備の制限より，Nb_3Sn 導体の製作長は 2,150 m とし，25 m の巻線代と口出しを考慮し，巻線長は 2,120 m 以下とする。NbTi 導体の製作長は 3,500 m とし，巻線長は 3,470 m 以下とする。

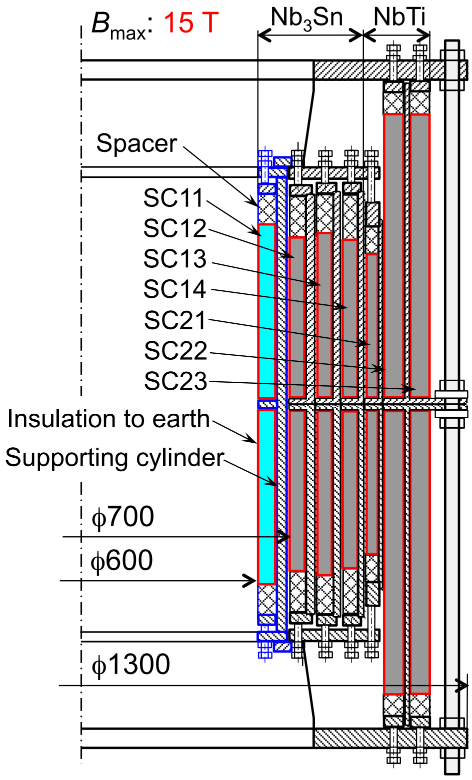


Fig. 3.1.4.2　External field coil

＜製作性の制約＞

・層数が多くなりすぎると巻線精度が悪くなるため，１ブロック当たりの層数は内層（Nb_3Sn）コイルは 12 層以下，外層（NbTi）コイルは 16 層以下とする。

・当初，各ブロックの製作公差は 1.0 mm 程度を見込んでいたが，Nb_3Sn コイルの試作の結果，Nb_3Sn 生成時に線材が膨張することが原因で楕円変形を抑止できないことが判明した。また，線材断面も 5%程度膨張することから，楕円変形を熱処

理後に内周を当て板で押して矯正しても，楕円変形による公差±0.5 mm と断面膨張分 1 mm を加える必要が生じた。そのため，Nb_3Sn の組立ギャップとして 3 mm 程度を見込む必要がある。この公差増大分を吸収するため，SC14 ブロックの層数を 12 から 10 に減らし，長さの延長と定格電流の上昇によって最高磁場を確保した。

・内層コイルは長手方向に２分割。3.2 mm×2.1 mm（裸寸法）の Nb_3Sn 導体のソレノイド巻とし，層数は内周側から 12, 12, 12, 10 層で，層毎に支持円筒を入れる。９導体で巻線するため，内側から２ブロック（SC11 と SC12）は接続無し，その外側（SC13 と SC14）は接続１箇所とする。導体長の制約により，列数は内側から，89，78，83，83 列とする。

・外層コイルも長手方向に２分割。4.0 mm×2.0 mm（裸寸法）の NbTi 導体のソレノイド巻とし，外層コイルの最大経験磁場を下げるため，最も内側のコイル(SC21)の長さは内層コイルよりも短くする。Out1 は１導体の半分で巻線することを考慮し，10 層とし，列数を 58 列以下とした。その外側コイル(SC22 と SC23）は接続１箇所とし，SC23 の導体長の制約により，116 列の 16+16 層とした。外層コイルの経験磁場は，軸方向磁場と径方向磁場の和により内層コイルの端部に近いところで最大となる。

外部磁場発生コイルの磁場分布を図 3.1.4.3 と 3.1.4.4 に示す。

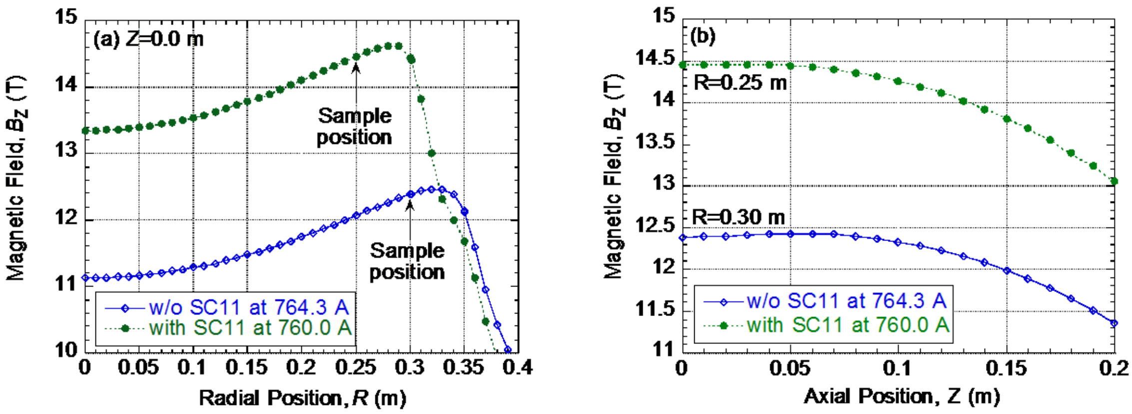


Fig. 3.1.4.3　Magnetic field distribution in the middle plane (a) and at the radius of 0.25 m and 0.3 m (b).

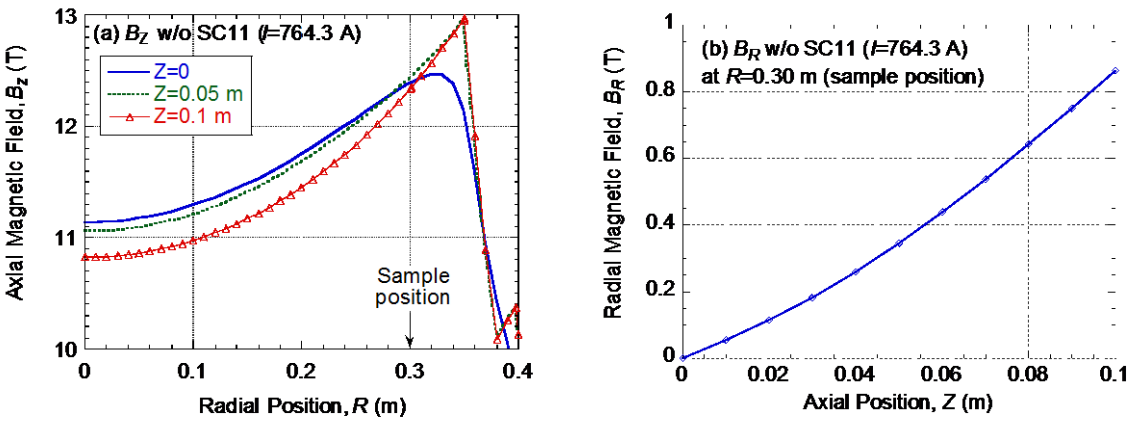


Fig. 3.1.4.4　Axial (a) and radial (b) magnetic field distributions in horizontal planes at the axial (Z) positions of 0 (center), 0.05 m, and 0.10 m at the highest field of 13.0 T without SC11.

＜サンプルに働く上下方向電磁力＞
サンプルの電流値を外部磁場発生コイルと同一方向に流せば，上下方向（鉛直方向）の電磁力は長さ中心の向きに働く。長さ方向に 50 mm のシフトがあると，0.345 T の径方向磁場があるため，50 kA，２ターンの場合の電磁力は，50 x 2 x 0.345 x 2□ x 0.3 = 65.0 kN
８本の吊りボルトで支える場合，許容応力を 100 MPa とおくと，10.2 mm の直径が必要となる。よって M12×８本（または M16×４本）でサンプルをサンプル天板から支える構造とする。

3.1.4.3 遮断電圧と断熱温度上昇の評価

クエンチヒータにより全コイルを常伝導転移させる内部ダンプ方式によるクエンチ保護を選択すると，15 T からの遮断時の最大発熱量が 4.3 MW と評価され，安全弁の必要断面積が大きくなりすぎるため，外部保護抵抗方式を採用する。遮断電圧を抑制するため，図 3.1.4.5 に示すように，銅比の異なる内層コイルと外層コイルは別々の時定数で遮断する保護回路とし，各々のホットスポット温度が 250 K 以下となるように外部保護抵抗を選定する。２つの結合する LR 並列回路を解析して，内層コイルと外層コイルの最大電流値を求め，保護抵抗との積を最大端子電圧とした。内層コイルも外層コイルも長さ方向に２分割することとし，最大層間電圧は，次式で求めた。

最大層間電圧＝端子電圧/長さ方向分割数/層数×2＝端子電圧/層数　　(1)

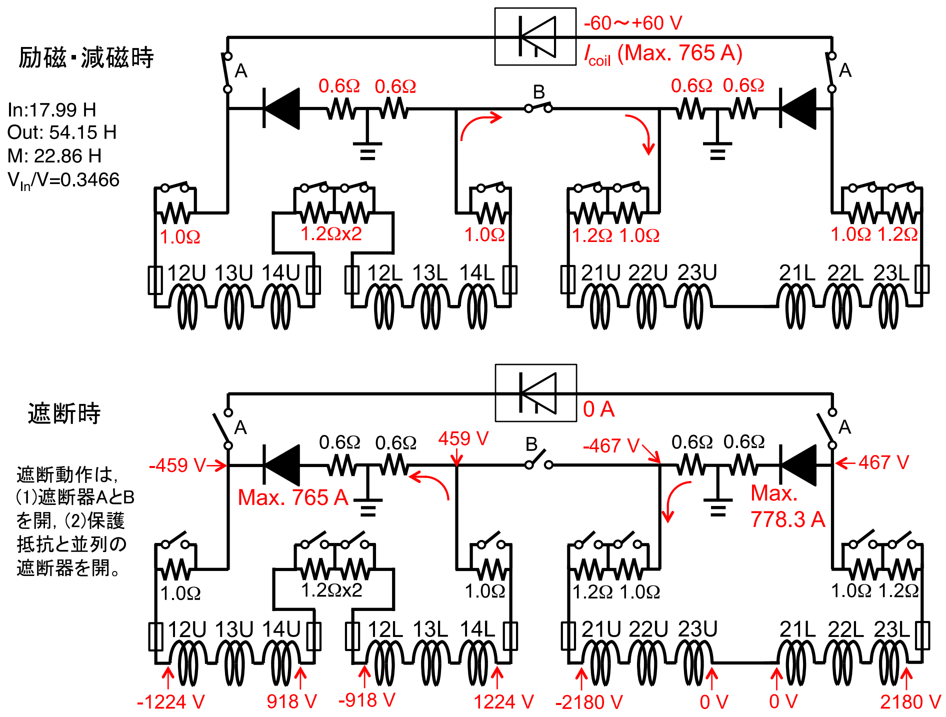


Fig. 3.1.4.5　Protection circuit for 13 T magnet (without SC11, 118 H)

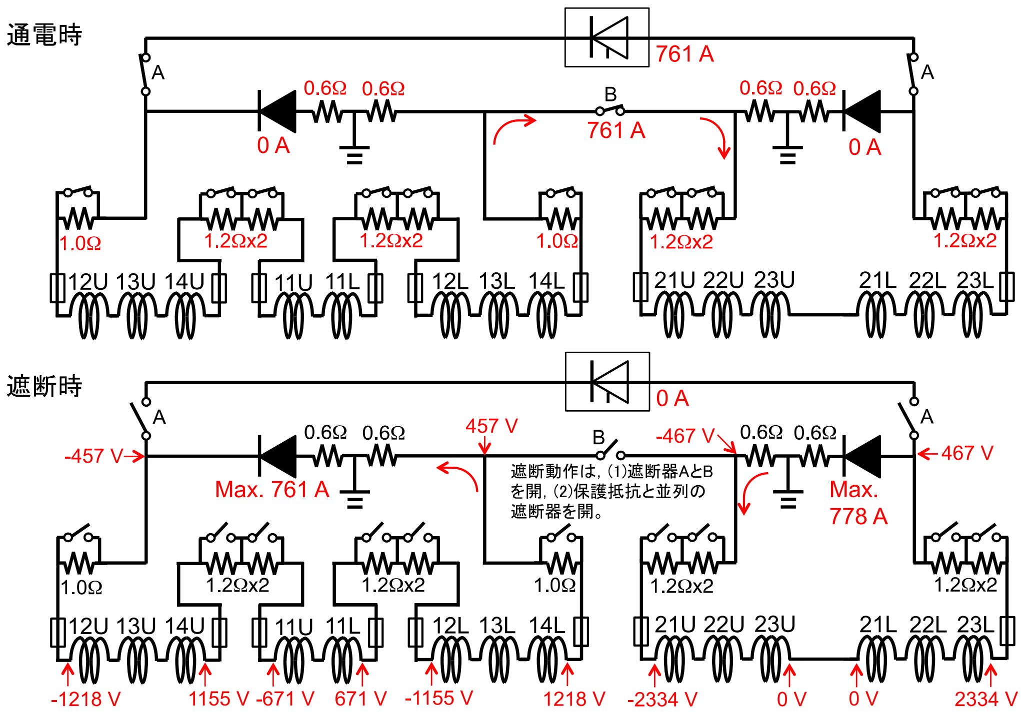


Fig. 3.1.4.6　Plan of protection circuit for 15 T magnet (with SC11, 139 H)

クエンチ保護時の電流値と温度変化の代表的な計算結果を図 3.1.4.6 に示す。

3.1.4.4 強度検討

n 層目の外側に支持円筒を置いて導体の変位を拘束する場合において，導体の応力は降伏応力で飽和すると近似すると，力の釣り合いは次式で与えられる。

$$f_1*r_1 - f_{1,2}*(r_1+r_2)/2 = \sigma_1*A \tag{2}$$
$$f_{1,2}*(r_1+r_2)/2 + f_2*r_2 - f_{2,3}*(r_2+r_3)/2 = \sigma_2*A \tag{3}$$
$$\vdots$$
$$f_n*r_n - f_{n-1,n}*(r_{n-1}+r_n)/2 - f_0*r_0 = \sigma_n*A \tag{4}$$
$$\sigma_0 = f_0/W*((r_0+t_0)^2 + r_0^2)/((r_0+t_0)^2 - r_0^2) \tag{5}$$

（注）厚肉円筒の式を採用。内圧 p，外半径 a，内半径 b の場合の半径 r でのフープ応力は

$$\sigma_\theta(r) = pb^2(a^2 + r^2)/(a^2 - b^2)/r^2$$

f_1: １層目の単位長さ当たりの電磁力
$f_{1,2}$: １層目と２層目の間に働く力
f_n: n 層目の単位長さ当たりの電磁力
$f_{n-1,n}$: n-1 層目と n 層目の間に働く力
f_0: n 層目と支持円筒の間に働く力
σ_n: n 層目の導体の応力
σ_0: 支持円筒の内周応力（最大応力）
A: 導体の断面積
H: 導体の高さ（径方向）
W: 導体の幅（軸方向）
r_1: １層目の導体曲げ半径
r_n: n 層目の曲げ半径
r_0: 支持円筒の内側半径
t_0: 支持円筒の厚さ

(2)-(4)より

$$f_1*r_1 + f_2*r_2 + ... + f_n*r_n - f_0*r_0 = \Sigma\sigma_n*A \tag{6}$$

(5)と(6)より

$$\sigma_0 = (f_1*r_1 + f_2*r_2 + ... + f_n*r_n - \Sigma\sigma_n*A)/W*((r_0+t_0)^2 + r_0^2)/((r_0+t_0)^2 - r_0^2) \tag{7}$$

導体に働くひずみは，導体と絶縁物が径方向に圧縮される変形が加わるため，次式で与えられる。

$$\varepsilon_n*r_n = \varepsilon_0*r_0 + f_{n-1,n}/W/E_t*H = \sigma_0/E_0*r_0 + f_{n-1,n}/W/E_t*H \tag{8}$$

ε_n: n 層目の導体のひずみ
E_t: 導体の径方向の弾性係数
ε_0: 支持円筒に働くひずみ
E_0: 支持円筒の弾性係数

ITER 用素線（銅比１.0）の応力ひずみ曲線から銅比の違いを補正して，Nb_3Sn 超伝導線材の応力ひずみ曲線を図 3.1.4.7 のように，完全弾塑性モデルで近似する。50 MPa 以上では，Cu は塑性変形をしてそれ以上の応力を分担しないと見なして，ITER 用線材の実測値の弾性係数を (1+1)/(1+0.83)倍している。

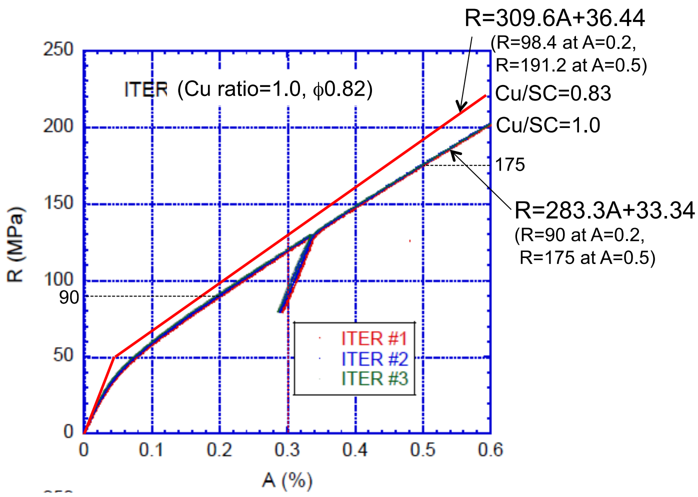


Fig. 3.1.4.7　Expected stress-strain curve of the Nb_3Sn strand using the data of ITER strands.

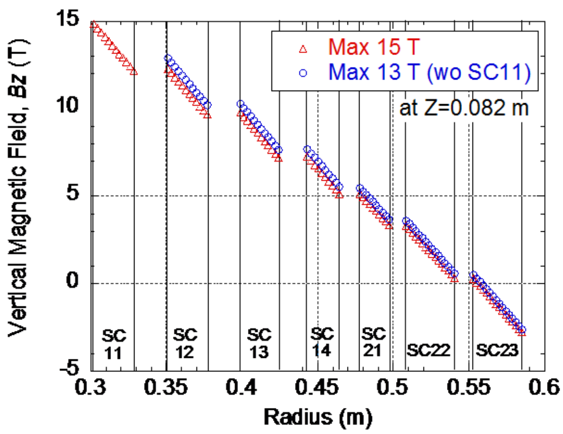


Fig. 3.1.4.8　Axial magnetic field at each center position of conductors.

＜最高磁場 15 T の場合の内層コイルの応力とひずみ＞

A	6.5054	mm^2	導体の断面積
W	3.4	mm	導体の高さ（径方向）
H	2.3	mm	導体の幅（軸方向）
E_t	115	GPa	導体の径方向の弾性係数
σ_n	309.6*strain + 36.44	MPa	導体の応力
E_0	200	GPa	支持円筒の弾性係数
$ti1$	0.2	mm	層間絶縁の厚さ
$ti2$	1.7	mm	外周側対地絶縁の厚さ
Ei	20	GPa	GFRP 絶縁物の弾性係数
I	760.0	A	導体電流値

Table 3.1.4.1　Stress in SC11 at 15 T with SC11

	R (m)	BZ (*1) (T)	電磁力 *fi* (N/m)	引張応力 (MPa)	$\Sigma(fi*ri-\sigma_y*A)$ (N)	層間圧力 (MPa)	ひずみ (%)
１層目	0.30228	14.878	11307.5	134.7	2541.6	2.47	0.317
２層目	0.30464	14.633	11121.3	134.0	5058.1	4.88	0.315
３層目	0.30701	14.389	10935.5	133.2	7548.9	7.23	0.313
４層目	0.30937	14.145	10750.0	132.4	10013.1	9.52	0.310
５層目	0.31173	13.901	10564.9	131.7	12449.9	11.75	0.308
６層目	0.3141	13.658	10380.0	130.9	14858.5	13.91	0.305
７層目	0.31646	13.415	10195.4	130.2	17238.1	16.02	0.303
８層目	0.31883	13.173	10011.2	129.4	19587.9	18.07	0.300
９層目	0.32119	12.931	9827.2	128.7	21907.0	20.06	0.298
１０層目	0.32355	12.689	9643.5	128.0	24194.6	21.99	0.296
１１層目	0.32592	12.448	9460.1	127.3	26450.0	23.87	0.293
１２層目	0.32828	12.207	9277.0	126.5	28672.3	25.69	0.291
リング内周	0.33113	0	0	575.2			0.288
リング外周	0.34613			549.8			

(*1) Z=0.0628 mm の値　(Bz の積分値が最大となる列)

＜最高磁場 13 T（SC11 無し）の場合の内層コイルの応力とひずみ＞ 導体電流値 I=764.3 A

Table 3.1.4.2　Stress in SC12 at 13 T without SC11

	R (m)	BZ (*1) (T)	電磁力 *fi* (N/m)	引張応力 (MPa)	$\Sigma(fi*ri-\sigma_y*A)$ (N)	層間圧力 (MPa)	ひずみ (%)
１層目	0.35095	12.890	9852.1	132.3	2597.1	2.18	0.310
２層目	0.35331	12.645	9664.6	131.6	5155.5	4.29	0.307
３層目	0.35568	12.400	9477.4	131.0	7674.3	6.35	0.305
４層目	0.35804	12.155	9290.4	130.3	10152.7	8.34	0.303
５層目	0.36041	11.911	9103.8	129.7	12590.1	10.27	0.301
６層目	0.36277	11.667	8917.5	129.1	14985.4	12.15	0.299
７層目	0.36514	11.424	8731.4	128.4	17338.0	13.97	0.297
８層目	0.3675	11.181	8545.5	127.8	19647.0	15.72	0.295
９層目	0.36987	10.938	8359.9	127.2	21911.7	17.42	0.293
１０層目	0.37223	10.695	8174.5	126.6	24131.0	19.07	0.291
１１層目	0.3746	10.453	7989.3	126.0	26304.4	20.65	0.289
１２層目	0.37696	10.211	7804.3	125.3	28430.9	22.18	0.287
リング内周	0.37981		0	568.7			0.284
リング外周	0.39481			546.7			

(*1) Z=0.0712 mm の値　(Bz の積分値が最大となる列)

参考文献

[3.1.4.1]　K. Kizu et al., Fusion Eng. Des. 82, 1493 (2007).

[3.1.4.2]　K. Kizu et al., Fusion Eng. Des. 84, 1058 (2009).

3.1.5 先進低温超伝導線材開発

3.1.5.1 低放射化超伝導線材開発

核融合炉を指向した大型超伝導マグネットにおいて、さらなる高磁場・高電流密度特性が要求されており、Nb_3SnやNb_3Al等の先進金属系、あるいは、YBCO等の酸化物系線材の適用が検討されている。一方、ITER以降の原型炉や発電プラントでは、長時間の燃焼プラズマによって大量の中性子が発生し、その漏洩や透過による超伝導マグネットの放射化が懸念される。マグネットの放射化は、機器の補修や廃炉等のスケジュールに影響し、中長期的観点から重要な課題となるであろう。このような観点から、Nb やNi 等の半減期の長い元素を構成要素として一切含まない「低放射化超伝導線材」と称し、開発を行っている。表3.1.5.1のように高磁場応用にはV_3Ga線材、低磁場応用にはMgB_2線材をそれぞれ取り上げ、それらの超伝導特性の向上を目的に、（国法）物質・材料研究機構、九州大学、東北大学、東海大学、富山大学、古河電工（株）、（株）大阪合金工業所等との有機的な連携をもとに検討を行っている。

V_3Ga線材開発において、NIFSで独自に開発した高濃度Ga化合物粉末を用いることで複合線材加工性を実証し、さらに均質で化学量論組成を持つV_3Ga相の生成に成功している[3.1.5.1-3]。従来のV_3Ga線材よりも高い超伝導特性を得るべく、高融点成分である$TiGa_3$化合物にCu添加した粉末を用いた線材構成を検討した[3.1.5.4] 。その結果、V_3Ga超伝導体

Table 3.1.5.1 Superconducting materials candidates for low-activation magnet systems.

Magnetic Field	ITER, DEMO	Low activation
High Field (TF, CS) Plasma confinement	Nb_3Sn Nb_3Al High-T_c	V_3Ga V_3Si V_2(Hf, Zr)-Laves
Low Field (PF, EF, Feeder)	Nb-Ti	V-Ti-(Ta) MgB_2

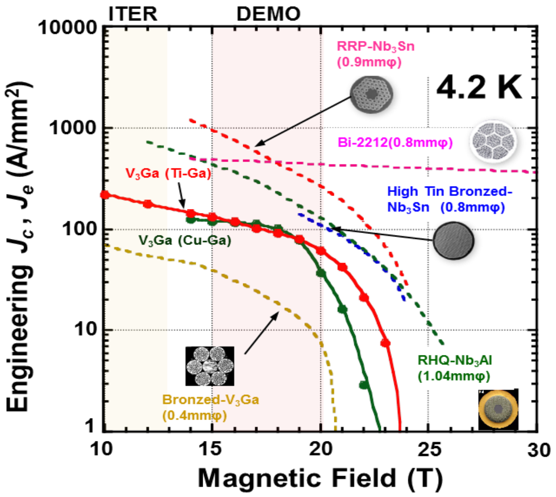


Figure 3.1.5.1 Critical current density of NIFS-V_3Ga strand as a function of external magnetic field.

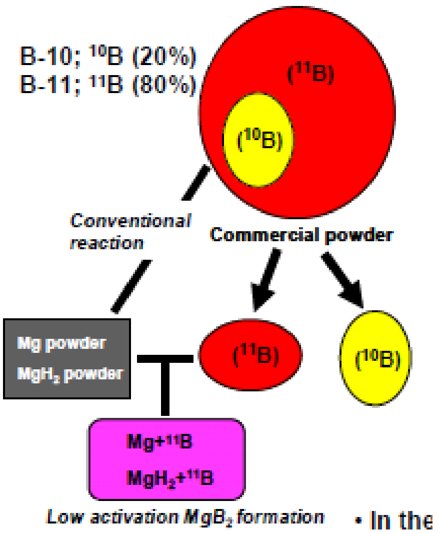


Figure 3.1.5.2 Flow diagram of MgB_2 strand fabrication using the ^{11}B isotope.

では最も高い24.5 Tの臨界磁場特性が得られ[3.1.5.5]、15 T以上の高磁場下でも良好な臨界電流密度特性を有している（図3.1.5.1）。線材断面構成の検討によりNb系線材と同等あるいはそれ以上の特性を示すV_3Ga超伝導線材が期待できる。

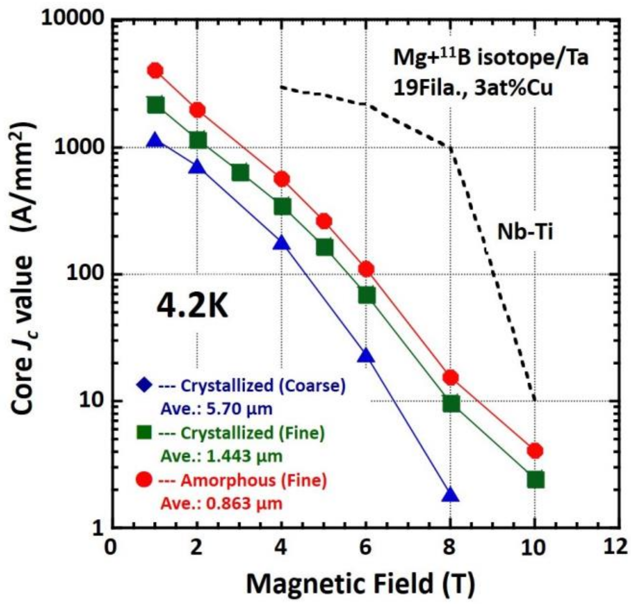


Figure 3.1.5.3 Critical current characteristics of various MgB_2 strands using the ^{11}B isotope.

MgB_2 線材については、図3.1.5.2に示すように通常のB原料粉末ではなく、中性子照射耐性の大きい^{11}B同位体をB源としたMgB_2線材を世界で初めて作製し、通常の臨界温度特性と同等であることを（独）物質・材料研究機構と九州大学の共同研究によって明らかにした[3.1.5.6]。さらに、^{11}B同位体原料粉末の平均粒径、純度や材質に応じて、磁場中での臨界電流密度特性が変化することが示唆された。特に、^{11}B同位体原料粉末の平均粒径や材質の影響は大きく、細かい平均粒径を有する非晶質の^{11}B同位体粉末による臨界電流密度特性の向上が明らかになった（図3.1.5.3）[3.1.5.7, 8]。今後は、更なる原料粉末の最適化及び微細組織制御によって、長尺線材加工性や臨界電流特性の改善が見込め、MgB_2線材を中性子照射環境下でのNb-Ti線材の代替材料として期待できる。

3.1.5.2 高磁場・高強度 Nb_3Sn 超伝導線材開発

ITERのTFやCS超伝導コイルはブロンズ法Nb_3Sn線材で作製されていることは周知の事実である。これは、Nb_3Sn線材の高磁場中での臨界電流特性がコイル仕様を充分に満たしていることだけでなく、A15型化合物系及び酸化物系の中でもブロンズ法Nb_3Sn線材が最も工業化や生産性が確立された成熟した線材であることも大きな理由であろう。しかしながら、ITER調達活動において、Nb_3Sn導体における繰り返し励磁等を起因として発生する内部歪によるNb_3Sn素線の臨界電流特性の劣化が見出されている[3.1.5.9, 10]。加えて、CIC（Cable-In-Condit）導体形状によるNb_3Sn素線と、ステンレス鋼管等のコンジット部材との間の熱収縮率の違いで発生する残留歪の影響も相まって[3.1.5.11,12]、ITER以降の原型炉及び実証炉設計における導体に使用される超伝導素線の選択や性能仕様の設定に大きな影響を与えている。

このような背景のもと、ITER以上の巨大な電磁力下での導体性能保証が求められる原型炉や実証炉にNb_3Sn導体を適用するならば、Nb_3Sn素線の耐ひずみ特性改善や線材の高強度化は重要なテーマである。Nb_3Sn線材の高強度化へのこれまでの試みと

して、高強度のTaやCu-Nb繊維強化銅を線材に複合化する「外部補強」があり、通常のNb_3Sn線材よりも高い強度を有する線材が得られている。しかしながら、TaやCu-Nb 等の非超伝導材料が複合化されることで、線材断面における非超伝導領域が増加して、実効的な臨界電流密度特性（Engineering Jc: Je）を低下させる要因となる。Je特性の低下は、超伝導線材の太線径化を招き、ひいては核融合大型超伝導マグネットの成立性に大きな影響を及ぼす。

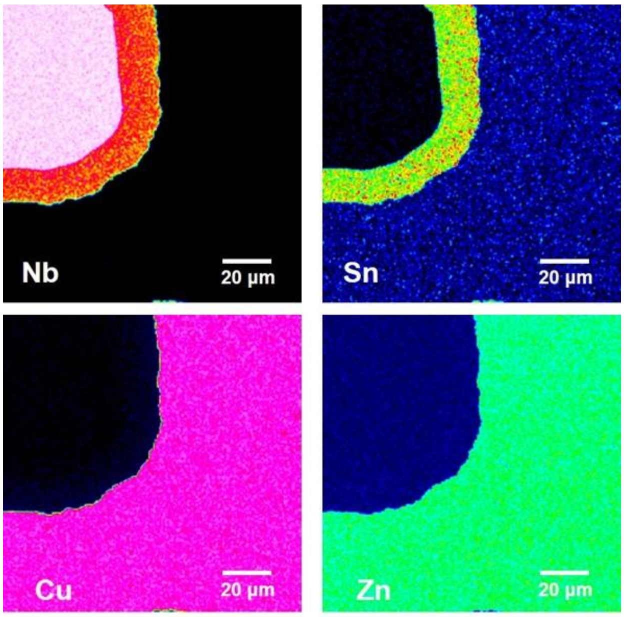


Figure 3.1.5.4 Distribution of elements at a Nb/Cu-Sn-Zn boundary after diffusion heat treatment.

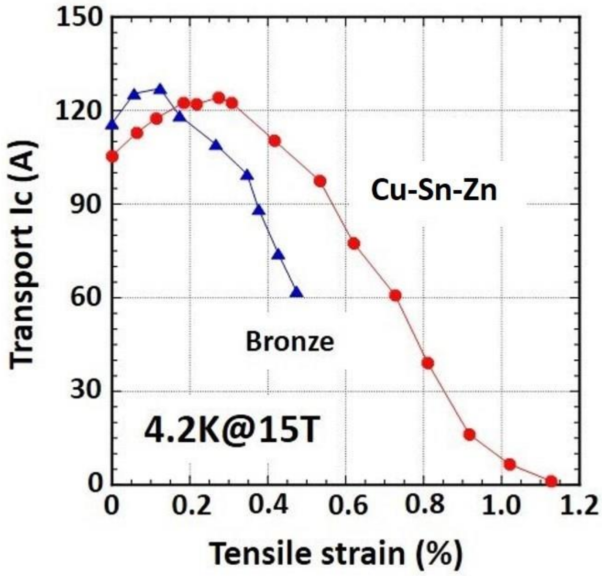


Figure 3.1.5.5 Critical current dependence on tensile strain at 4.2 K, 15 T.

Nb_3Sn 線材の高強度化に対してこれまでとは違ったコンセプトが必要であることから、我々はブロンズ母材自体の高強度化を図り、そして拡散生成後のNb_3Sn相を強化されたブロンズ母材で保護するという考え方を基にして、（国法）物質・材料研究機構、東北大学、（株）大阪合金工業所との有機的な連携を通して実用レベルの高Sn濃度ブロンズ合金にZnを固溶させたCu-Sn-Zn三元系ブロンズ合金（Cu-Sn-Zn）を新しい母材とした高強度Nb_3Sn極細多芯線の試作に成功した[3.1.5.13, 14]。拡散生成熱処理後の線材断面について元素分布を測定した結果（図3.1.5.4）、NbとCu-Sn-Zn母材界面に均質なNb_3Sn相の生成と母材におけるZnの一様な残留を確認した。また、残留したZnはCuと合金化することで熱処理後の母材の硬度が増加する傾向が見られた。ブロンズ母材の高い硬度は、機械ひずみによる臨界電流特性の低下が緩和していると考えられる（図3.1.5.5）。

このように、高強度ブロンズ母材によるNb_3Sn 線材の高強度化が可能であり、更なるブロンズ母材の最適化でNb_3Sn素線の耐ひずみ特性改善や線材の高強度化に期待できる。

参考文献

[3.1.5.1] Y. Hishinuma et al., Supercond. Sci. Tech. **20** (2007) 569.
[3.1.5.2] Y. Hishinuma et al., J. Phys. Conf. series **97** (2008) 012131.
[3.1.5.3] Y. Hishinuma et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **19** (2009) 2670.
[3.1.5.4] Y. Hishinuma et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **21** (2011) 2525.
[3.1.5.5] Y. Hishinuma et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **23** (2013) 7101204.
[3.1.5.6] Y. Hishinuma et al., Phys. procedia **36** (2012) 1486.
[3.1.5.7] Y. Hishinuma et al., J. Phys. Conf. series **507** (2014) 022009.
[3.1.5.8] Y. Hishinuma et al., presented at EUCAS'2015, Lyon, Frace, September, 2015.
[3.1.5.9] M. N. Martovetsky et al, IEEE Trans. Appl. Supercond. **20** (2010) 466.
[3.1.5.10] Y. Nunoya et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **21** (2011) 1982.
[3.1.5.11] T. Henmi et al., Supercond. Sci. Technol. **26** (2013) 084002.
[3.1.5.12] T. Henmi et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **21** (2011) 2028.
[3.1.5.13] Y. Hishinuma et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **25** (2015) 6000804.
[3.1.5.14] 菱沼 良光, 谷口 博康, 菊池 章弘, 低温工学 **50** (2015) 271.

3.1.6 高温超伝導コイルの先進的冷却方式

3.1.6.1 高温超伝導コイルに適した新たな冷却方式の考察

高温超伝導体の発見により、従来の低温超伝導コイルの液体ヘリウム温度での冷却から脱却し、新たな冷却方式の選択が可能となった。安易には、冷媒としてヘリウムガスを用い、温度のみを高温超伝導コイルの運転温度に上げた強制冷却方式の採用が最初に検討される。しかし、冷媒として見たときのヘリウムガスの物性はかならずしも優れたものではなく、冷媒種類の選択を含め、より効率的な冷却方式の考察が必要である。表 3.1.6.1 に候補となる各種冷媒の物性値を示す。大気圧での沸点は、ヘリウム 4.2 K、水素 20.3 K、ネオン 27.1 K、窒素 77.3 K であり、高温超伝導を使用する場合、冷媒として水素、ネオン、将来は窒素の利用も候補として考えられる。

Table 3.1.6.1 Properties of various coolants

冷媒	ヘリウム	水素(n-H_2)	ネオン	窒素
大気圧での物性 (1 MPa での物性)				
沸点(K)	4.222	20.28	27.09	77.31
密度(kg/m^3) 4.222 K 5 K (1 MPa) 20.28 K (1 MPa) 27.09 K (1 MPa) 77.31 K (1MPa) 300 K (1 MPa)	ガス／液 16.85／125 11.97／143.3 2.405 (23.65) 1.797 (17.39) 0.6296 (6.115) 0.1625 (1.597)	ガス／液 1.339／70.8 0.9483 (62.47) 0.3182 (3.186) 0.08184 (0.8033)	ガス／液 9.592／1205 3.186 (32.00) 0.8193 (8.053)	ガス／液 4.624／806.8 1.138 (11.25)
沸点の体積比率	7.42	52.9	125.6	174.5
蒸発潜熱(kJ/L)	2.59	31.54	103.28	160.47
沸点から室温までのエンタルピー差(kJ/L)	192.88	248.5	340.8	189.12
臨界温度(K) 臨界圧力(MPa) 臨界密度(kg/m^3)	5.1953 0.2275 69.641	32.938 1.2838 31.359	44.440 2.6530 483.23	126.19 3.3978 313.11
逆転温度(K)	36	195	221	609

ヘリウムは、低温超伝導コイルの冷媒として液体ヘリウムまたは 1 MPa 程度に加圧した超臨界圧ヘリウムとして用いられる。この場合、密度は液体ヘリウムで 125 kg/m^3、5 K, 1 MPa の超臨界圧ヘリウムで 143.3kg/m^3 と大きく、冷媒としての冷却効率は高く、低温でのヘリウムの高い比熱も安定性、安全性の観点から有利に働く。しかし、蒸発潜熱は 2.59 kJ/L と大きくなく、液体ヘリウムが存在できる臨界圧力も 0.2275 MPa と低いことから、液体ヘリウムは浸漬冷却または低速の流動冷却の冷媒として用いられる。長い流路に冷媒を強制的に循環する必要がある強制冷却コイルの場合には、液体ヘリウムは流路の途中で気液 2 相流となり制御性が極端に悪くなることから利用さ

れず、超臨界圧に加圧したヘリウムが使用される。
ヘリウムガスを液体水素温度で使用する場合、その密度が大気圧で 2.405 kg/m^3、1 MPa に加圧しても 23.65 kg/m^3 まで落ちてしまい、大気圧の液体水素の密度 70.8 kg/m^3 と比べても低くなってしまう。このことからヘリウムガスを使用する場合、コイル内の冷却流路の断面積を大きくする必要があり、コイル電流密度の観点から不利となるばかりでなく、圧力損失の増加から冷媒を強制循環するために必要な動力が増加し、結果として冷却効率を悪化させる。
一方冷媒として、水素を使用すれば、液体水素の高い密度が活用できる。しかも水素の蒸発潜熱は 31.54 kJ/L とヘリウムに比べて大きく、臨界圧力も 1.28 MPa と高いことから液体水素による浸漬冷却のみでなく、強制冷却にも適用できる可能性がある。しかし、ヘリウムと異なり、水素は可燃性ガスであることから安全上の取扱いが重要となる。水素を循環する部分を必要最小限とし、水素のインベントリを少なくすることで余分な危険を回避することが可能である。現在、燃料電池車の市販など、地球環境に優しい水素社会の実現が提唱されており、水素の安全な取扱い技術の確立は、核融合分野に留まらず、今後の重要な研究課題であると考えられる。
高温超伝導コイルの冷媒として沸点 27.1 K のネオンの利用も考えられる。ネオンは不活性ガスで冷媒としても優れていることが表 3.1.6.1 からも読み取れる。しかし、核融合のような大型プラントへの応用を考えた場合、冷媒として希少で高価なネオンガスの利用は現実的ではないと考えられる。同様にヘリウムガスを資源とした見た場合、将来の核融合炉の冷媒としての使用には注意が必要である。ヘリウムガスは冷凍機で循環して使用されるため、消費されないとの誤解を受けるが、実際には、冷凍機系内の純度保持や定期検査時の気密試験等で一定量のヘリウムガスが消費される。LHD の運転を例とした場合、ヘリウムガスのインベントリ 40,000 m^3 に対して 1 年間の平均ヘリウムガス消費量は約 5,000 m^3 (893 kg)であり、その内の半分はシステム運転中のヘリウムガスの純度維持のために内部吸着器等で使用され、残りはメンテナンス中の気密試験等に使用されている。将来の核融合炉の年間ヘリウム使用量が LHD の 20 倍程度と仮定すると、年間のヘリウムガス消費量は核融合炉 1 台当たり約 20 トンとなる。世界中で核融合炉が 1000 台稼働すると、ヘリウムガスの年間消費量は 20,000 トン／年となり、現在のヘリウムガスの年間生産量 35,720 トンの半分以上を核融合炉の運転で消費することになってしまう。ヘリウムガスは限りある資源であることから、将来的に使用し続けるのは難しいと考えられる。
窒素も冷媒として優れていることが表 3.1.6.1 からわかる。しかし、現状の高温超伝導材料は磁場中での臨界電流密度が高い REBCO 線材を用いたとしても、20〜40 K 程度の低温での使用が必要であり、液体窒素温度である 77 K で使用可能な高温超伝導コイルは、新たな超伝導材料の研究を含め、今後の開発の進展が待たれる状況である。従って、現状の高温超伝導コイルの冷媒としては液体水素を用い、液体水素温度から液体窒素温度までをカバーする水素冷凍機の研究開発、液体窒素温度から室温までは窒素冷凍機を用いることが有望な選択肢として考えられる。

3.1.6.2 低温領域でも動作可能な自励振動式ヒートパイプの開発

低温超伝導コイルの安定性で懸念される事象は、導体の一部の超伝導状態が破れ、それがコイル全体に広がっていくクエンチ現象の発生である。しかし、高温超伝導コイルで想定される運転温度領域（20-80 K)では、従来の低温超伝導コイルに比べて構成材料の比熱が大きく、さらに運転温度と臨界温度の差である温度マージンが大きいことから、クエンチは起きにくいと考えられている。一方で、運転温度の上昇により、超伝導コイルの構成材料の熱拡散率（＝熱伝導率／（比熱×密度)、図 3.1.6.1）が低下し、コイル内で発生した熱を外部に速やかに取り出すことが難しくなる。この理由は、固体の比熱が温度の 3 乗で増加するのに対し、熱伝導率の上昇率が低いことに起因している。コイル内部で発生した熱が蓄積すると過度の温度差や熱歪みを生じ、超伝導特性の劣化を引き起こす可能性があることから、熱を速やかにコイル外部に輸送、冷却する必要がある。

我々は、上述の問題を解決できるような高い熱拡散率を持った超伝導コイルの冷却構造を実現するために、自励振動式ヒートパイプ（Oscillating Heat Pipe: OHP）に着目し、高性能の熱輸送素子として研究開発を行っている[3.1.6.1-4]。図 3.1.6.2 に OHP の動作原理および実際に製作した OHP を示す。OHP は、加熱端と冷却端の温度差によってヒートパイプ内に発生する自励振動を利用して気液混合の作動流体を移動させる形式のヒートパイプである。OHP による冷却では作動流体が加熱端から冷却端に瞬時に移動し、加熱端で液体から気体へ、冷却端では気体から液体へと相変化することで熱が輸送されるため、短時間に多くの熱を運べるとともに、OHP 内部ではその距離に依存せず温度差がほとんどつかない。このことから、OHP を用いることにより、温度差や時間遅れなく熱を輸送することが可能となる。

研究の開始当初は細いパイプを何重にも折り曲げた形状の OHP を用いて基礎的な実験研究を行ったが、その後は 2 枚のステンレス板にヒートパイプ流路となる溝をレーザー加工で施し、その上下面に板を積層して 4 枚の板全体を真空ロウ付けすることで、立体的な流路を構成する薄いシート形状の OHP を開発した。エタノールを作動流体として用いた室温での動作可視化実験[3.1.6.5]の成功を受けて、クライオスタットと GM 冷凍機を用いて低温動作実験を行った。作動流体としては、水素、ネオン、窒素を用いた。運転温度はそれぞれ、18-24 K（水素)、26-32 K（ネオン)、79-84 K（窒素) となり、作動流体を変えることによって幅広い温度域で使用できることがわかった。得られた実効的な熱伝導率は、850-3500 $Wm^{-1}K^{-1}$ であった[3.1.6.5, 6]。これは超伝導導体の安定化材として用いられる高純度の銅やアルミニウムの熱伝導率と比べても高い値となっている。OHP は原理的に入熱量が大きいほど熱輸送特性が良くなるため、過渡的に大きな発熱があった際に効果を発揮しやすく、実応用時にはさらなる熱特性の向上が見込まれる。また、材質がステンレスであることから機械的強度が高いという利点がある。シート状 OHP の動作を実証したことに加え、これら OHP の特徴から超伝導コイルへの適用によって冷却安定性と機械的剛性の双方の観点から高温超伝導コイルの高性能化が期待できる。

3.1.6.3 自励振動式ヒートパイプを組み込んだ高温超伝導コイル

これまでの研究結果を踏まえ、低温動作 OHP をどのように実際の超伝導コイルに適用するかを検討した。図 3.1.6.3 に OHP を組み込んだソレノイド型超伝導コイルの冷却システムの概念図を示す。次に、FFHR のヘリカルコイルに OHP を組み込んだ冷却システムの概念図（パンケーキ巻線方式の場合）を図 3.1.6.4 に示す。図中のピンク色で囲まれた紫色の部分が導体であり、導体は青色のステンレス製の支持構造物に埋め込まれた構造で、それが水色の部分の OHP を組み込んだ冷却パネルに挟まれている。図 3.1.6.5 はそのモジュール一区画分を示した図である。このモジュール一区画を対象に、有限要素法ソフトウェア ANSYS11.0 を用いて、定常温度分布解析を行った。超伝導線材（図中紫色）は REBCO 系高温超伝導線材を仮定し、線材の周りの安定化材（図中桃色）はアルミニウム合金を採用し、導体の周りに絶縁材として 1 mm の厚さのエポキシがあるとする。冷媒パス部（図中白色四角）は高圧ヘリウムガスの温度 20 K で固定し、冷却パネル（図中水色）の部分の熱伝導率を(1) OHP を組み込んだ場合として 1500 $Wm^{-1}K^{-1}$、(2) アルミニウム合金を使った場合として 12 $Wm^{-1}K^{-1}$、(3) ステンレス鋼を使った場合として 0.3 $Wm^{-1}K^{-1}$ の３つの条件について、それぞれの温度分布を調べた。定常熱負荷として、核発熱が全ての領域に均等に 1000 Wm^{-3} (1 mW/cc) があると仮定し、計算を行った。図 3.1.6.6 は、上から順に前述した(1)～(3)の条件における計算結果である。(1)の仮定では、高温超伝導線材部分の最大温度上昇は～1 K に抑えられている。これに対して、(2)の場合は線材部分の最大温度上昇は～6 K になり、(3)の場合には～21 K に達する。これより、OHP を組み込んだ冷却構造の優位性が確認できる。また、このように薄い冷却パネルのみによって並んだ導体を間接的に冷却する場合、その熱伝導率の影響は極めて大きいことがわかる。一方、もし冷却パネルの熱伝導率を大きくすることができれば、冷却パネルを冷やすための冷媒チャネル（図中の白い四角）の間隔を広くできるため、冷却構造がより単純になり、建設過程やメンテナンスの観点からも有益である。

参考文献

[3.1.6.1] T. Mito et al, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **20** (2010) 2023.
[3.1.6.2] K. Natsume et al, Cryogenics **51** (2011) 309.
[3.1.6.3] T. Mito et al, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **21** (2011) 2470.
[3.1.6.4] K. Natsume et al, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **22** (2012) No. 4703904.
[3.1.6.5] T. Mito et al, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **23** (2013)
doi: 10.1109/TASC.2013.2251393.
[3.1.6.6] K. Natsume et al, Physics Procedia, **45**, (2013) 233.

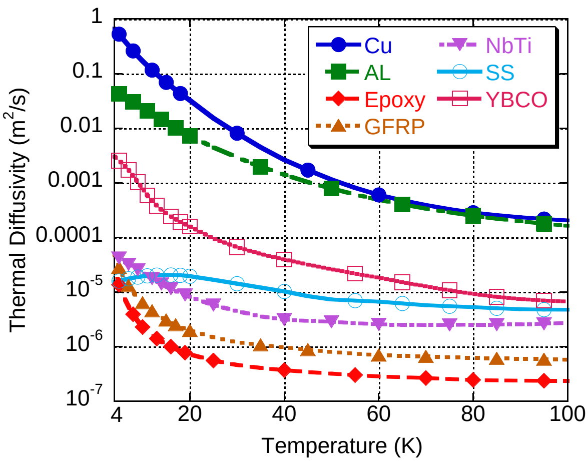


Figure 3.1.6.1 Thermal diffusion coefficient as a function of temperature for various materials used for superconducting magnets.

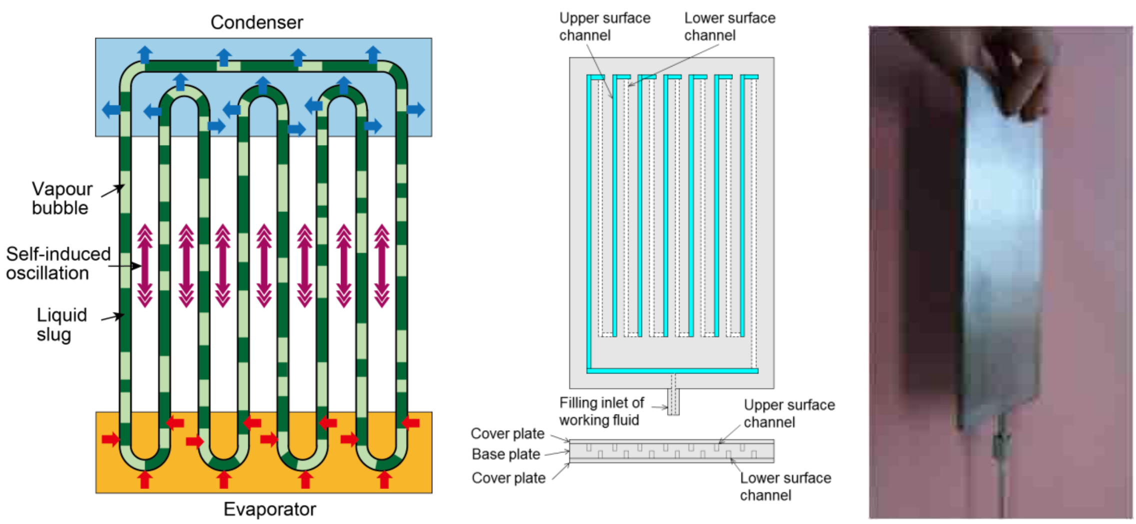


Figure 3.1.6.2 (Left) Schematic illustration describing the operation of Oscillating Heat Pipe: (OHP), (middle) drawing of the manufactured OHP, and (right) its photo.

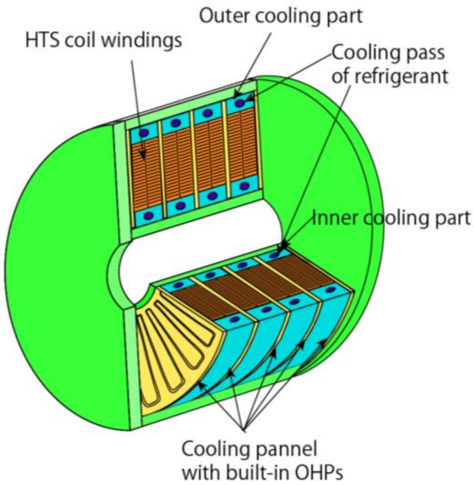


Figure 3.1.6.3 Schematic illustration of a superconducting solenoid coil winding with imbedded OHPs.

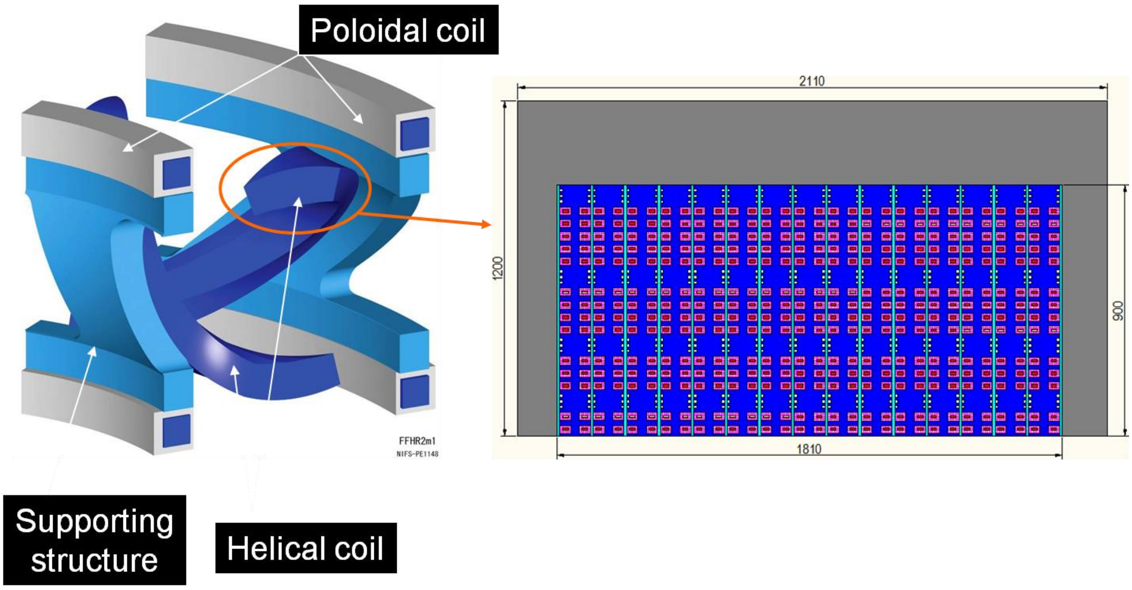


Figure 3.1.6.4 Schematic illustration of a cooling method for the FFHR helical coil winding with imbedded OHPs.

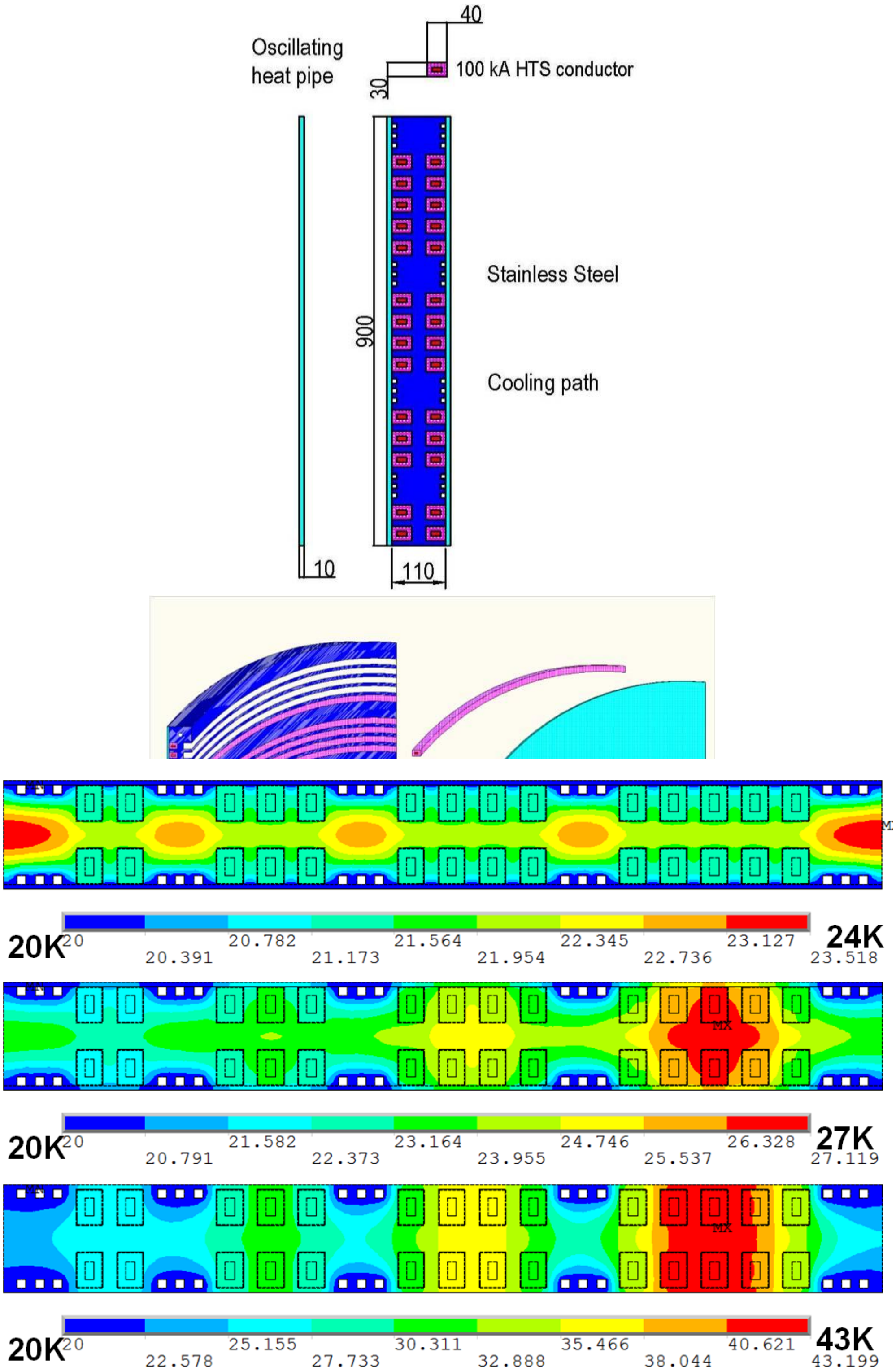


Figure 3.1.6.6 Results of finite element numerical calculation (ANSYS 11.0) of stationary temperature distribution of a cooling panel with (up) imbedded OHPs assuming an effective thermal conductivity of 1500 $Wm^{-1}K^{-1}$, (middle) aluminum alloy with 12 $Wm^{-1}K^{-1}$, (down) stainless steel with 0.3 $Wm^{-1}K^{-1}$.

3.2 低温システム

3.2.1 温度可変低温設備の建設

3.2.1.1 装置の仕様

核融合研の超伝導マグネット研究棟では老朽化した液化冷凍設備から新機能を備えた温度可変低温設備へと更新を行った。その設備では、液体ヘリウム（LHe）や超臨界ヘリウム（SHe）を供給する能力に加え、任意の温度に冷却されたヘリウムガス（GHe）を冷媒として供給する能力を有し、高温超伝導導体の試験などの被冷却体の要求にあわせた温度の冷媒供給を行うことができるようになった。温度可変低温設備の設計仕様を以下にまとめる。

- 方式：クロードサイクル
- 冷凍・液化能力： 600 W at 4.5 K ／ 250 L/h of LHe
- 冷媒供給能力： 350 W at 4.55 K ／ 50 g/s of SHe
  1.0 kW at 20 K ／ 18 g/s of GHe at 30 K
  1.5 kW at 40 K ／ 20 g/s of GHe at 50 K
- 油噴射スクリュー圧縮機
  吐出圧力：0.95 Mpa
  流量：101.7 g/s
  消費電力：239 kW

温度可変低温設備の構成を図 3.2.1.1 に示す。今回の更新ではコールドボックス（CB）、ヘリウム圧縮機、制御装置を更新し、その他の設備：タンク・貯槽類、精製器、液体窒素設備、ガス回収設備などは既設のものを再利用している。既存のガス回収設備や液体窒素設備は一般高圧ガス設備として残ったが、CB を含む新設の大部分は常用圧力を 1 MPa 未満に抑えることで一般高圧ガス設備から除外されている。最大の特徴は CV3105, 3123, 3125, 3156, 3175 の弁から最適な温度領域の GHe を選択し混合することで任意の温度の冷媒を試験設備に供給することが可能な点である。 LHe (250 L/h)や She (350 W, 50 g/s) の供給能力は前設備と同様である。

制御装置は既に安定した運用が行われている LHD 用ヘリウム液化機運転制御装置とほぼ同様に冗長化した CPU 及び通信構成とし、制御用ソフトウエアは同じものを採用した。Figure 3.2.1.2 に制御装置の構成を示す。具体的には、運転制御用 PC2 台、アプリケーションビルダ 1 台、制御コントローラ（CPCI）1 組、入出力盤 1 台からなっている。制御コントローラには Compact PCI 規格（CPCI）を採用している。運転制御端末～CPCI～入出力盤の間は CPU・通信を含めて冗長化されており、信頼性の高いシステムとなっている。端末には Web 監視機能を有している。」温度可変冷凍機の制御及び画面構築は製造メーカにより行われたが、被冷却体側の制御及び画面構築は NIFS において行っている。

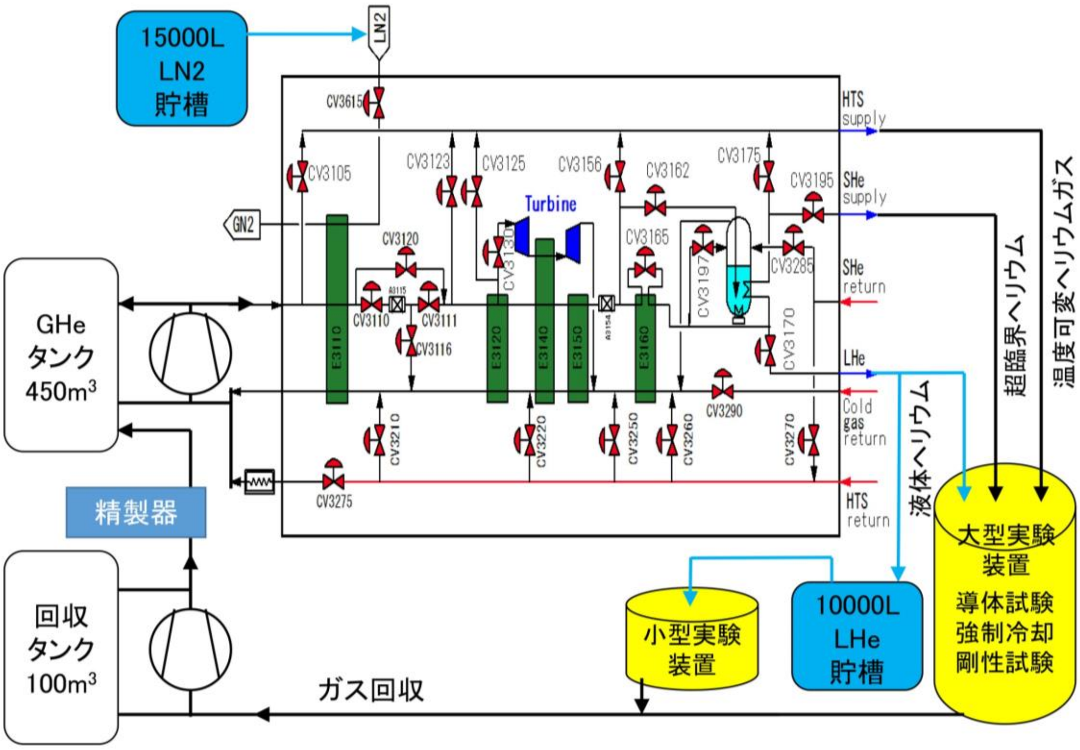


Figure 3.2.1.1 600W refrigerator/liquefier with variable temperature GHe supply.

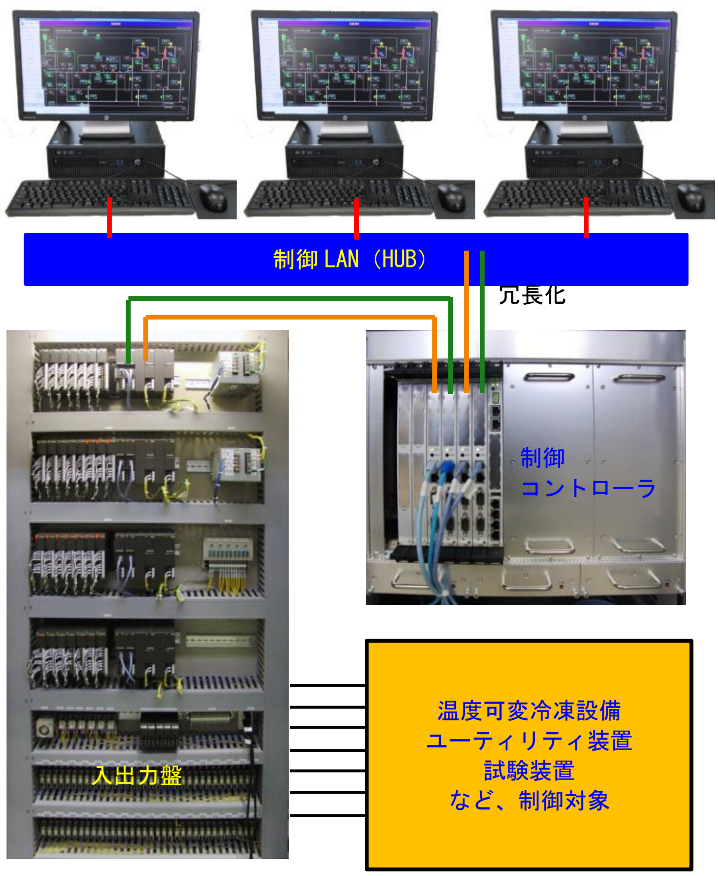


Figure 3.2.1.2 Control system configuration.

3.2.1.2 装置の建設

核融合研の超伝導マグネット研究棟では老朽化した液化冷凍設備から新機能を備えた温度可変低温設備へと更新を行った。その設備では、液体ヘリウム（LHe）や超臨界ヘリウム（SHe）を供給する能力に加え、任意の温度に冷却されたヘリウムガス（GHe）を冷媒として供給する能力を有し、高温超伝導導体の試験などの被冷却体の要求にあわせた温度の冷媒供給を行うことができるようになった。温度可変低温設備装置の建設は 2014 年 12 月に旧液化冷凍機の撤去作業から始まり、その後、ヘリウム圧縮機・コールドボックス・制御装置の搬入が行われ、引き続き配管・配線の敷設が行われ、2015 年 3 月に完了した。建設後の超伝導マグネット研究棟内の配置図を figure 3.2.1.3 に示す。Figure 3.2.1.4 は完成後の温度可変低温設備の写真である。

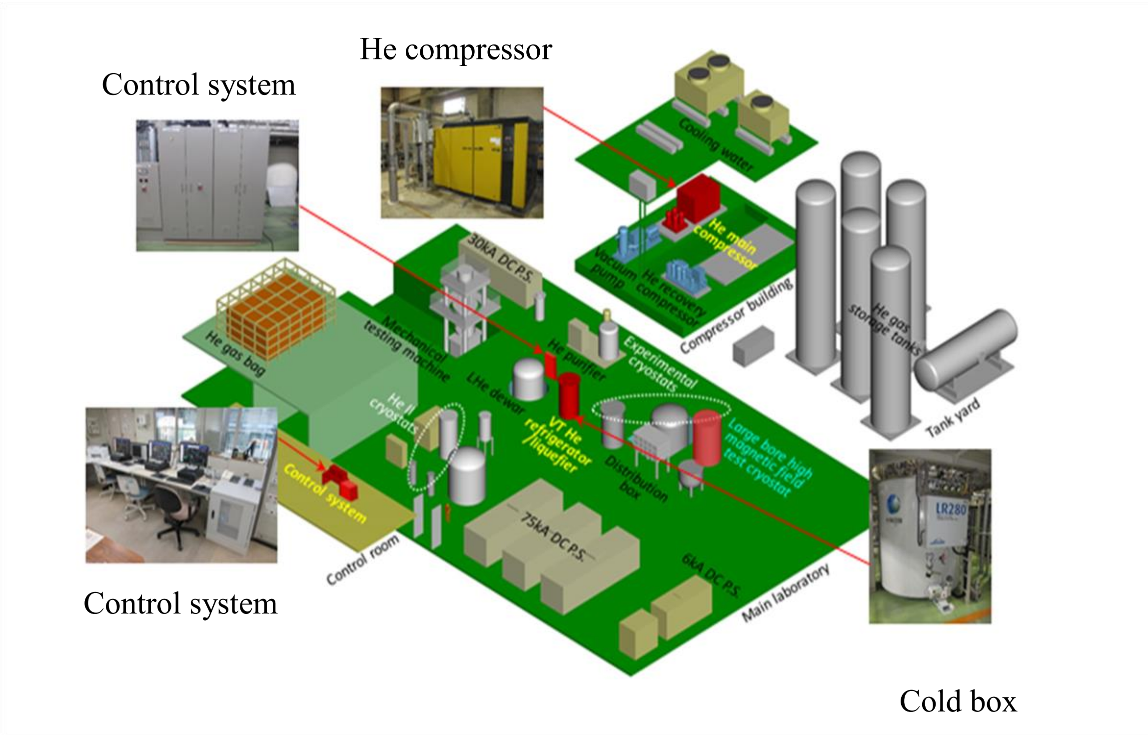


Figure 3.2.1.3 Layout in the superconductivity and cryogenic research building.

3.2.1.3 性能試験結果

装置の建設後、コールドボックス単体の性能試験は超臨界ヘリウム供給・温度可変ヘリウムガス供給にダミー熱負荷を取り付けて行われた。液化能力・4.5 K 冷凍能力・温度可変供給冷凍能力（20 K, 40 K）・SHe 供給能力について試験が行われた。性能試験の一例として Figure 3.2.1.5 に液化能力の測定結果を示す。液体ヘリウムレベルの上昇率から液化能力の測定を行い、この試験では 275.5 L/h の液化能力があることが確認できた。液化能力以外の性能確認として、4.4 K における冷凍能力は 675 W、冷媒供給能力として SHe は 51.3 g/s で 407 W、GHe は 20-29 K：25 g/s、1193 W、40–49 K: 33 g/s、1603 W であった。性能試験の結果、完成した装置は必要な仕様を満たしていることが確認できた。2015 年 4 月からこの温度可変低温設備の供用を開始した。

Figure 3.2.1.4 Photo of the refrigerator/liquefier.

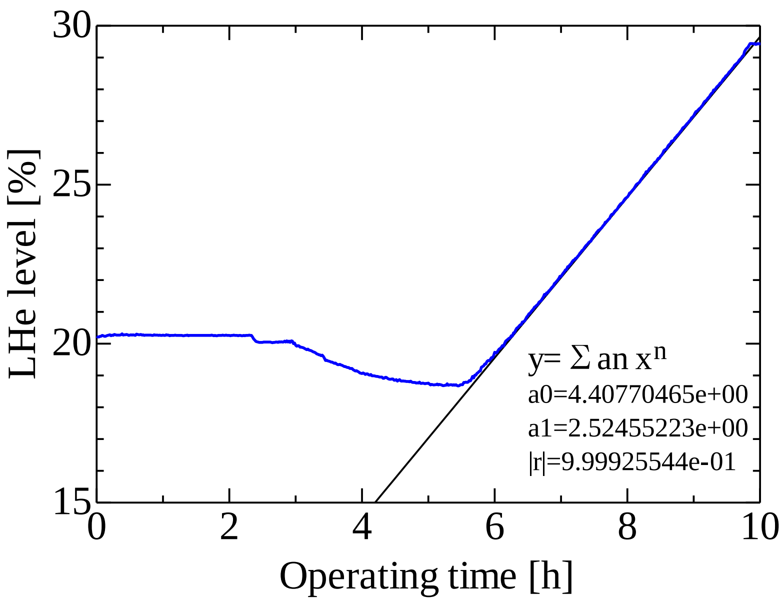


Figure 3.2.1.5 Liquefaction test.

3.2.2 熱伝導・界面熱抵抗測定

3.2.2.1 測定装置

Figure 3.2.2.1 に測定装置の構成とサンプルの取り付けについて示す。熱伝導率の測定は定常熱流法を採用している。サンプル上部に取り付けられた銅ブロックには Heater 1 が取り付けられており、そのヒータによりサンプル内に発生させた温度差をサンプルの上下に取り付けられた銅ブロックに埋め込まれた温度センサーにより測定している。サンプル全体は Heater 2 により任意の温度に制御されている。計測線からの熱侵入を最小限に抑えるため、Cu Block 1 への計測線は温度制御された Thermal anchor を経由している。このステージ全体をシールドで囲むことで室温からサンプルへの熱侵入を最小限にしている。

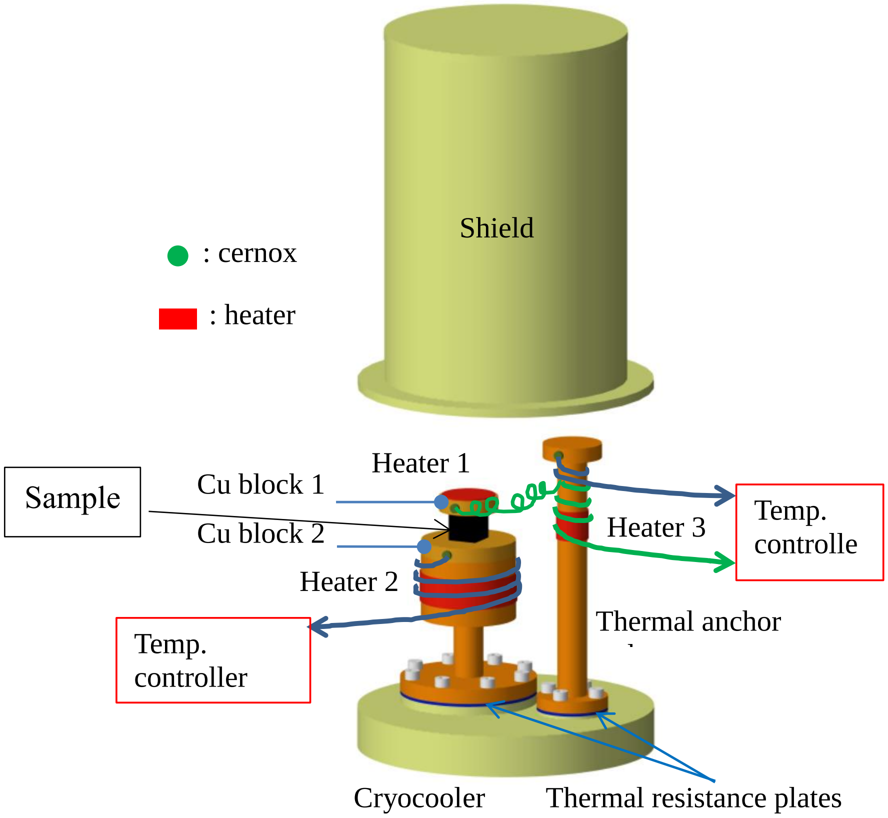
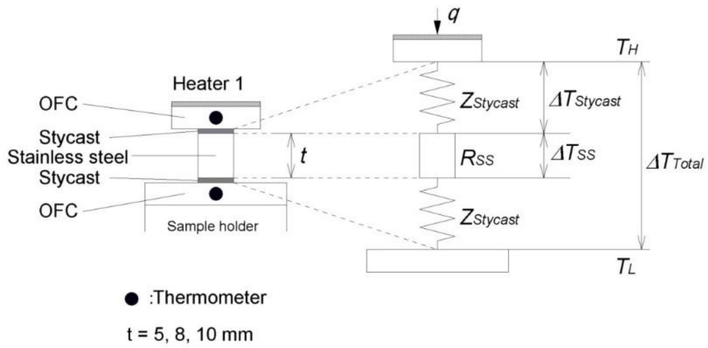


Figure 3.2.2.1 Sample setup for thermal conductivity measurements.

3.2.2.2 高精度測定例

サンプル（SUS304）をスタイキャスト 2850FT で温度センサー取り付け用銅ブロックに接着した構成により測定を行った。この測定では 3 種類のサンプル長を用意することでスタイキャストの熱抵抗とサンプルの熱伝導を分離している。その測定原理を Figure 3.2.2.2 に示す。式に示すように最低 2 種類の長さのサンプルを用意することでスタイキャストの熱抵抗の評価が可能になる。この原理を使用して SUS304 の熱伝導率の評価を行った。Figure3.2.2.3 に SUS304 の熱伝導率だけを計算により取り出した測定結果を NIST のデータと比較して示す。本装置による測定結果は NIST のデータ

と良い一致を示しており、本手法を用いることで接着剤を用いた場合も、その熱抵抗だけを取り除いた真の熱伝導率測定が可能であることが確認できた。



$$Z_{Stycast} = 2 \cdot \frac{t_1 - t_2}{\frac{\Delta T_{Total,2}}{q_2} \cdot t_1 - \frac{\Delta T_{Total,1}}{q_1} \cdot t_2}$$

Figure 3.2.2.2 Diagram of thermal conductivity of SUS304 and resistance of Stycast 2850FT.

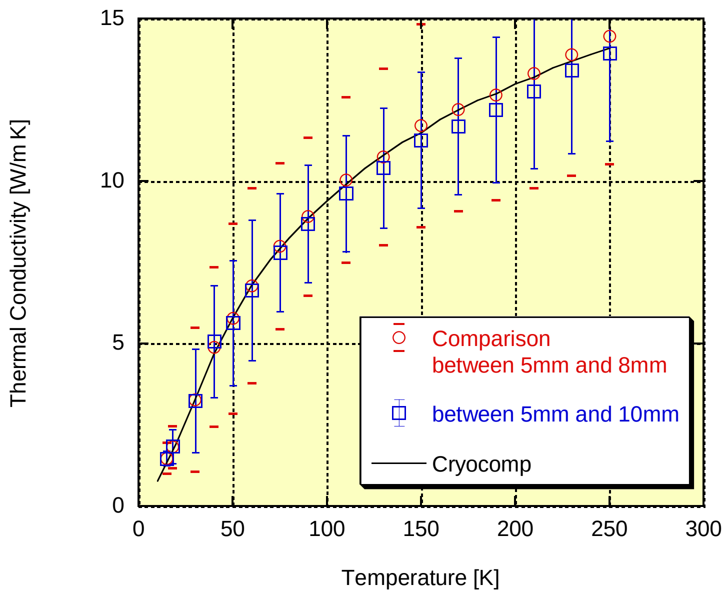


Figure 3.2.2.3 Measured thermal conductivity of 304 stainless steel.

次に CEA（フランス原子力庁）の測定装置との比較測定を行った。Figure 3.2.2.4 にその装置を示す。サンプルは銅のブロックで挟み込まれる構造になっており、測定可能なサンプルに材料的な制限はない。しかし、挟み込む構造は熱伝導の経路を複雑にしている。高出力レーザー用材料として開発されている 10%Yb-YAG について測定を行った結果、70 K では、12.5 W/m K at CEA、16.0 W/m K at NIFS という結果となった。この違いは CEA の装置の複雑な熱伝導経路に依存しており、ANSYS によりその補正を行うと CEA の測定結果も 16.0 W/m K となり、両装置による測定結果は一致してい

る。これまで熱伝導率測定結果は測定結果が大きく異なる例が見られたが、今回の考察の結果、それは装置やサンプルの取り付けに依存しており、同じサンプルであれば同じ結果が得られることを確認することができた。

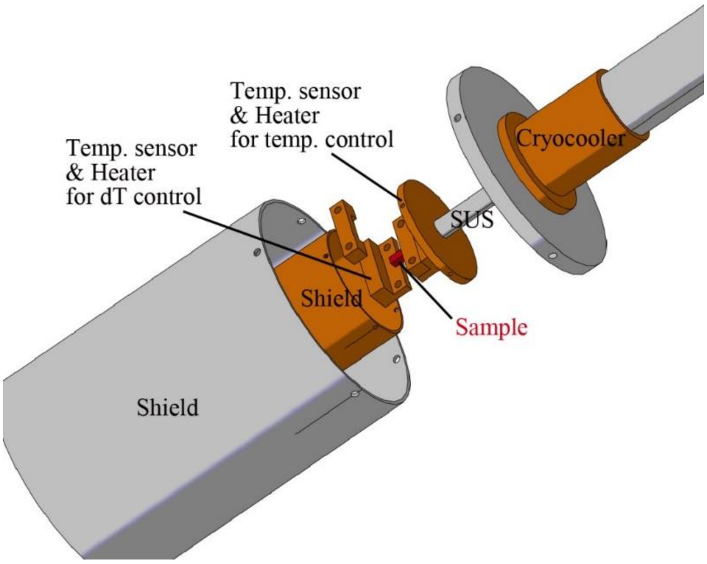


Figure 3.2.2.4 Thermal conductivity measurement rig in CEA.

3.2.2.3 まとめ

熱伝導率の高精度測定が可能な測定装置の開発を行った。これまでに SUS304 を使用した性能確認試験を行い、熱伝導率の高精度測定が可能であることを確認した[3.2.2.1]。この装置を使用した共同研究も行っており、すでにその成果は公表されている[3.2.2.2]。

参考文献

[3.2.2.1] A. Iwamoto, R. Maekawa, T. Mito, Advances in Cryogenic Engineering 49 (2004) 643.
[3.2.2.2] R. Yasuhara, H. Furuse, A. Iwamoto, J. Kawanaka, T. Yanagitani, Optics Express 20 (2012) 29531.

3.2.3 極低温ガス冷却の熱流動研究

バスバー、電力ライン、マグネットなど多くの機器の提案に対する最適な冷却方法を検討する為、その基礎データとして低温ガスの熱伝達特性が必要である。4 K 付近のヘリウムガス等では、比較的多くのデータが揃っているものの、将来の HTS 利用等を見据えた場合、広範囲な温度・圧力条件、ヘリウムに限らない冷媒種についても計測を拡大して基盤データ揃えることが、最適な核融合炉設計に必要である。一般に乱流のガス熱伝達は、下記の関係式で与えられることが知られている。

$$Nu = \alpha \, \mathrm{Pr}^n \, \mathrm{Re}^m \tag{1}$$

ここで、*Nu* はヌッセルト数、*Pr* はプラントル数、*Re* はレイノルズ数である。しかしながら、一般的に知られるα, n, m の定数は、常温で多用されるガス種から求められたものであり、極低温における極端な幾何学形状などでは当てはまらないことが明らかになりつつある[3.2.3.1-3]。こうした現状を踏まえ、上式(1)におけるα, n, m の係数について適応条件との関係等、知見を深める必要がある。そのため、実験的に幅広い温度・圧力条件における上式(1)における係数を明らかにすることを目的に研究を行っている。

本研究における実験装置は、真空チャンバー内に U 字管を取り付け、この中を流れるガスの熱伝達量を測定する。乱流域における測定を想定しているため、温度情報は全て管壁の温度測定をもって解析に使用する。

本研究テーマは 2015 年度から開始され、ヘリウムガス等の極低温冷媒として使用される場合の冷却性能について知見を深めることを念頭にクライオスタット、実験装置の基幹部分である真空チャンバー等の製作、流量制御装置等の整備を進めた。初年度は基幹部分の製作を完了し、次年度以降、窒素ガス、ヘリウムガスにおける冷却性能について実験を行い、知見を深める計画である。

参考文献

[3.2.3.1] H.L. Mo, Y.X. Zhou, T.Y. Zhu, T.W. Guo, Cryogenics 44 (2004) 301.
[3.2.3.2] P. Wu and W.A. Little, Cryogenics 24 (1984) 415.
[3.2.3.3] IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 101 (2015) 012005.

3.2.4 超伝導コイル電源の開発研究

本節では、FFHR の超伝導コイルを励磁する電源システムの新しい研究開発項目として位置付けている圧電素子駆動接点整流器（2.5.4 参照）の開発研究について現状を報告する。

圧電素子駆動接点の実現性を確認するために、小型接点を試作し、動作試験を行った。図 3.2.4.1 に試作接点の概観を示す。使用した圧電素子は直径 12 mm、全長 120 mm であり、最大ストローク 90 μm、最大荷重 1 kN である。駆動電圧に対する静的な動作試験結果を図 3.2.4.2 に示す。駆動電圧 65 V で接点が ON し、55 V で OFF する特性が得られている。これから、平均ギャップ 30 μm、平均面圧 0.7-0.9 MPa となっている。動作遅延時間の測定結果例を図 3.2.4.3 に示す。図において駆動電圧は電流制限抵抗と圧電素子の静電容量による時定数で上昇し、2 ms の遅延時間で ON している。OFF 時の遅延時間も同様であり、機械接点整流器に要求される 20 ms を満足している。今後も継続しての検討が必要である。

参考文献

[3.2.4.1] H. Chikaraishi et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 89 (2016) 0606204.

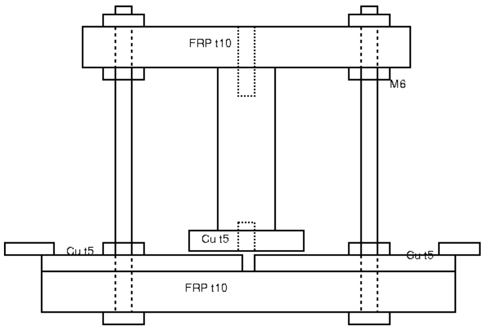


Fig. 3.2.4.1 Configuration of experimental device for presented power supply.

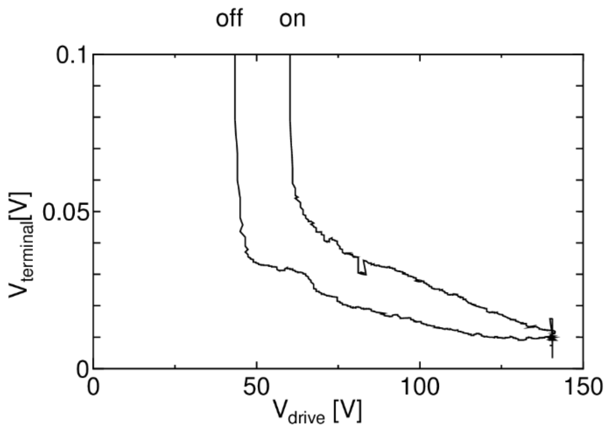


Fig. 3.2.4.2 Turn on characteristics of mechanical contact driven by piezo electric driver. (Reproduced from [3.2.4.1].)

(a) Operation sequence. **(b) Detailed sequence of switches**

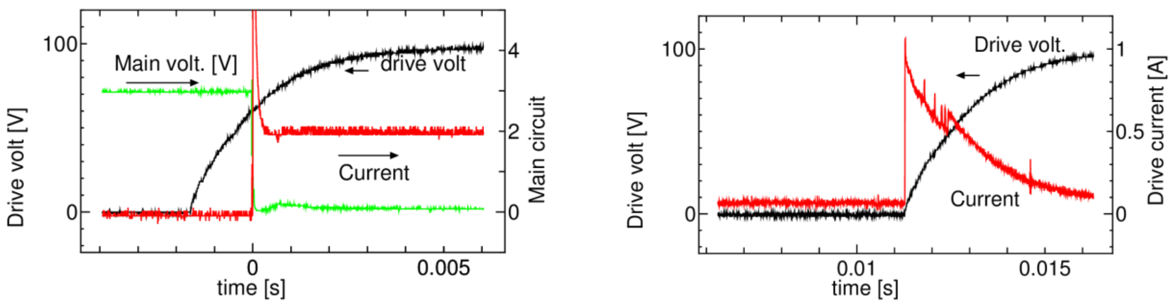


Fig. 3.2.4.3 Turn on characteristics of mechanical contact driven by piezo electric driver. (Reproduced from [3.2.4.1].)

3.3 低放射化材料

3.3.1 低放射化材料の高強度化と高温強度評価

3.3.1.1 低放射化バナジウム合金 炭化物分散強化バナジウム合金の開発

ブランケットの高温動作・高効率化・長寿命化を目的として、低放射化フェライト鋼及びバナジウム合金の高温強度の改善に取り組んだ。具体的には、分散強化鋼・合金の開発を行った。分散強化合金の製作工程をFig. 3.3.1.1に示す。これらにYやTiの酸化物、窒化物、炭化物のナノ粒子を高密度に分散させた材料を試作した。試作ではまず、素材である純金属粉末を所定の組成となるように混合し、鋼製あるいはWC製のボールとともに容器に入れられる。そして、遊星型ボールミルと呼ばれる装置で、回転運動により、この容器内でメカニカルアロイング（機械的合金化）を行う。このとき、粉末はボールに衝突し、その際の運動エネルギーで粉末相互の元素の原子的な拡散が起こるとともに、粉末は強加工されて材料欠陥が高密度に導入される。この粉末を焼結・熱間加工・熱処理すると、高密度の材料欠陥を核にして一度合金化固溶したYやTiが酸化物、窒化物、炭化物のナノ粒子として析出する。

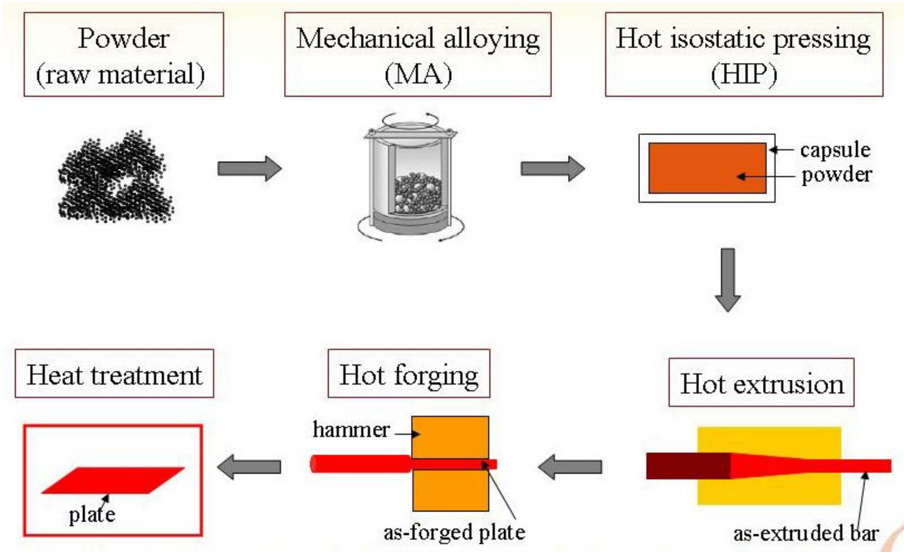


Figure 3.3.1.1 Typical fabrication process for nano-particle dispersion strengthened alloys (mechanical alloying and sintering processes).

Fig. 3.3.1.2に試作分散強化V-Y-TiCのクリープ曲線と微細組織観察の結果を示す[3.3.1.1]。クリープ曲線は試験時間（横軸）とクリープ変形（縦軸）の関係を表している。従来材料であるV-4Cr-4Tiよりも、分散強化鋼・合金のほうが長時間たっても格段に小さいクリープ変形を示しており、クリープ強度が改善され

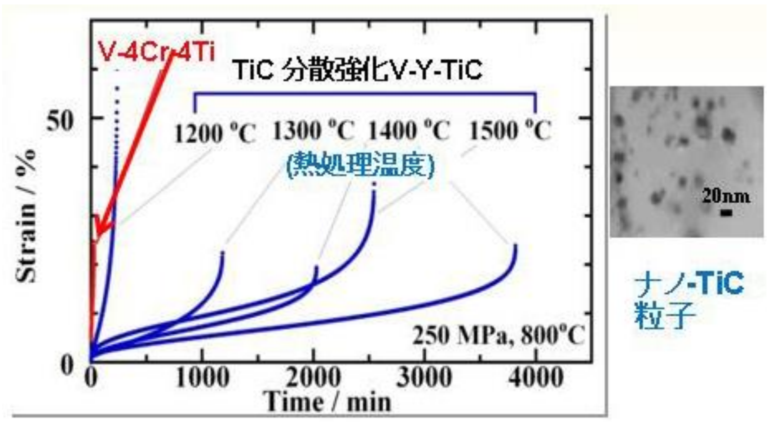


Figure 3.3.1.2 Creep curves and dispersed nano-particles in vanadium alloys.

ていることが示されている。上記のメカニカルアロイング-焼結法では、ナノ粒子を高密度に導入できる反面、結晶粒界の移動がナノ粒子によって抑制されるので、結晶粒微細化が起こる。結晶粒微細化が起こると結晶粒界のトータルの面積が大きくなり、粒界すべりによってクリープ変形は促進される。Fig. 3.3.1.2で示されるように、熱処理温度をあげると結晶粒が成長して粒界すべりが小さくなり、クリープ変形が抑制されることが明らかとなった。（LHD計画共同研究：京都大学　木村晃彦、一般共同研究：東北大学　栗下裕明）

上記の分散強化バナジウム合金は純バナジウムが基材であるのに対し、現在大規模製造の研究がなされているV-4Cr-4Ti合金を基材とした分散強化合金の試作開発を行った[3.3.1.2, 3.3.1.3]。Table 3.3.1.1は組成と作製プロセスの最適化のために試作した合金の化学分析結果を示す。IDは分散粒子の原料（SiC、TiC、または、Ti_3SiC_2）、ミリング容器（WCまたはSi_3N_4）及びメカニカルアロイング時間を示している。Fig. 3.3.1.3に硬さ試験の結果を示す。図では焼結まま（As-HIPed、HIPはHot Iso-static Pressing: 熱間静水圧プレス）及び、

Table 3.3.1.1 Chemical compositions of nano-particle dispersion strengthening vanadium alloys

ID	Chemical Composition（wt%）									
	V	Cr	Ti	Y	W	Co	Si	O	N	C
-SiC, WC, 4hr	Bal.	1.87	3.95	1.43	0.09	<0.02	–	0.46	0.088	0.14
-TiC, WC, 2hr	Bal.	1.74	4.15	1.43	<0.02	<0.02	–	0.44	0.053	0.12
-TiC, WC, 4hr	Bal.	2.09	4.17	1.48	0.02	<0.02	–	0.50	0.11	0.09
-TiC, WC, 10hr	Bal.				1.13	0.01	0.03	0.36	0.12	0.15
-TiC, WC, 20hr	Bal.				1.12	0.03	0.04	0.39	0.16	0.16
-TiC, WC, 40hr	Bal.				1.11	0.08	0.05	0.46	0.23	0.23
-Ti_3SiC_2, WC, 4hr	Bal.	1.22	4.23	1.49	<0.02	<0.02	–	0.043	0.045	0.11
-Ti_3SiC_2, WC, 10hr	Bal.				0.03	0.05	0.06	0.35	0.12	0.10
-Ti_3SiC_2, WC, 40hr	Bal.				0.66	–	0.09	0.44	0.33	0.17
-TiC, Si_3N_4, 4hr	Bal.	1.35	4.05	1.46	–	–	–	0.79	0.65	0.10

焼結後に1200℃×1hrの熱処理（HIP+1200℃　annealing）をした後の硬さを示している。焼結まま、熱処理後のいずれにおいてもメカニカルアロイング時間とともに硬さ、すなわち強度が上昇した。上で述べたように、結晶粒をある程度成長させるためには1200℃以上での熱処理が必要である。分散強化していないNIFS-HEAT-2合金の硬さが140 Hvであり、これより熱処理後の硬さを上昇させるには、20 hr以上のメカニカルアロイングが有効であることが明らかになった。試作合金の範囲で最も硬い-TiC, WC, 40hrの1200℃熱処理材についてクリープ試験を行った結果及び前述のデータとの比較を図3.3.1.4に示す。STDはNIFS-HEAT-2の標準熱処理（1000℃×1hr）材、Type BはNIFS-HEAT-2の加工・析出強化（1100℃×1hr＋20%加工＋600℃×20hr）材をあらわす。MA V- 1.4Y- 7W- 9Mo- 0.7TiCは純バナジウム基材の分散強化合金、MA V- 4Cr- 4Ti- 1.5Y- 0.3TiCが上述のID: -TiC, WC, 40hrのV-4Cr-4Ti合金が基材の分散強化合金である。()内は結晶粒径をあらわす。図の縦軸はクリープ速度(単位時間当たりのクリープ変形量)である。材料開発の目標は、負荷応力が100 MPaのとき、100,000 hr(約10年)のクリープ変形が1 %以下であることで、図のピンクの部分が目標領域である。V-4Cr-4Ti合金基材の分散強化合金は高応力(300 MPa)では比較的クリープ速度が大きいが、100 MPaではNIFS-HEAT-2の標準熱処理材、加工・析出強化材よりも若干小さなクリープ速度、すなわちクリープ特性の改善を示した。しかし、目標領域には到達せず、長時間側への外挿(点線)によると耐えられる負荷応力は72 MPaである。今のところ、最終熱処理温度が1200℃のために、結晶粒が0.37 μmと小さく、上述したように粒界すべりでクリープが促進されていると考えられる。よって、熱処理温度を上げて結晶粒を成長させ、さらにクリープ特性を改善することが今後の課題である。

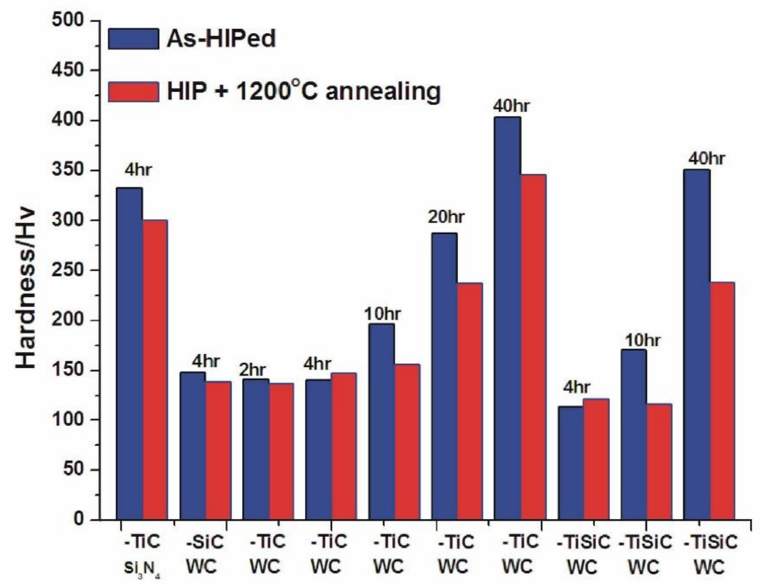


Fig. 3.3.1.3 Hardness of nano-particle dispersion strengthening vanadium alloys

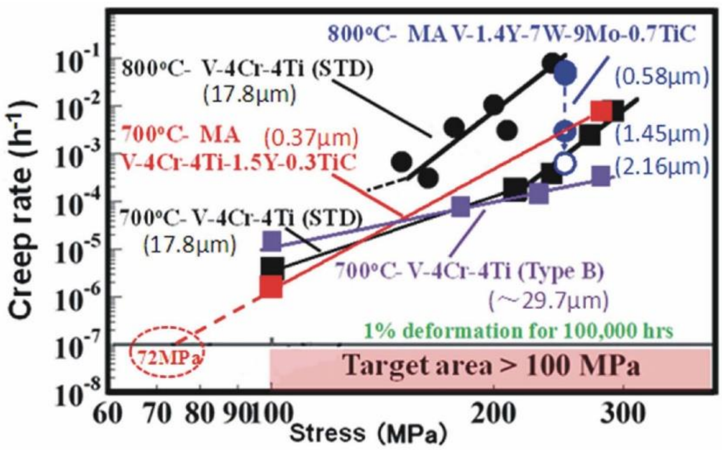


Fig. 3.3.1.4 Minimum creep rate of nano-particle dispersion strengthening vanadium alloys

参考文献

[3.3.1.1] T. Sakamoto, *et al.*, Mater. Sci. Eng. **A 528** (2011) 7843.
[3.3.1.2] P. F. Zheng, *et al.*, J. Nucl. Mater. **442** (2013), pp. S330.
[3.3.1.3] P. F. Zheng, *et al.*, Doctoral thesis, Department of Fusion Science, School of Physical Sciences, The Graduate University for Advanced Studies (2012).

3.3.1.2 低放射化フェライト鋼 酸化物分散強化フェライト鋼の開発

酸化物分散強化鋼（ODS 鋼）は、低放射化フェライト鋼(RAFM)に比べ高温強度に優れ、RAFM を構造材として用いるブランケットの高温部分に併用することで、ブランケットの運転温度を高めることができると期待される。その総合評価のためには、組織、強度、接合性、腐食特性、照射効果など多くの試験を系統的に進める必要があるが、それにはよく特性が評価された共通材料が必要である。核融合科学研究所は大学共同利用機関として大学の研究アクティビティーを統合する役目が期待されている。そこで、核融合工学研究プロジェクトの活動の一環として、大学共通試験用の参照材を製作し、その基本特性を明らかにした。

それぞれマルテンサイト相、フェライト単相を有する 9Cr-ODS 鋼と 12Cr-ODS 鋼をメカニカルアロイングと熱間押し出しにより製作した。Figure 3.3.1.5 に製作プロセスを、Table 3.3.1.2 に製作材の組成を示す。基本特性の評価として、光学顕微鏡、SEM、TEM による組織観察、熱処理による硬度変化、引張り試験、高温クリープ試験を行った。

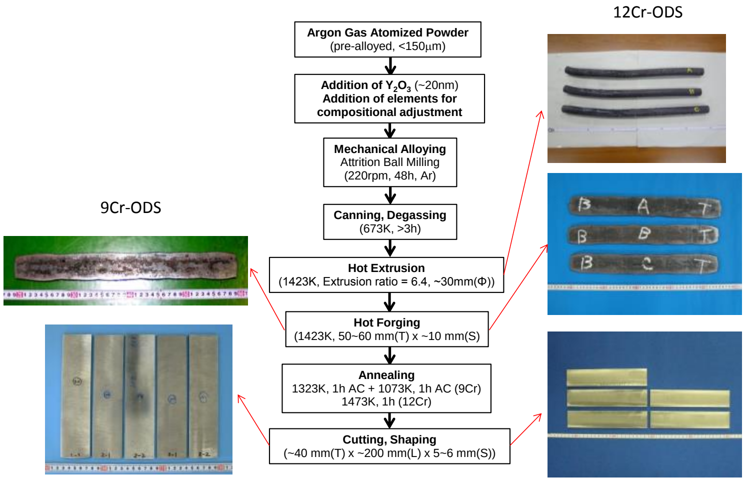


Figure 3.3.1.5 Production process of 9Cr- and 12Cr-ODS.

Figure 3.3.1.6 は光学顕微鏡及び SEM による組織を示す。9Cr-ODS 鋼ではほぼ等方的な微細粒を示すが。12Cr-ODS 鋼では、熱間押し出し方向に長く伸びた比較的大きな結晶構造を示す。Figure 3.3.1.7 は TEM 組織を示す。それぞれ焼き戻しマルテンサイト及びフェライトの特徴を持った組織であるが、高倍率観察ではどちらも一様に高密度粒子の分散が確認された。

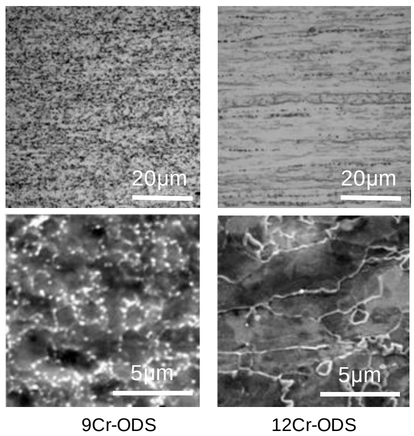


Figure 3.3.1.6 Optical and SEM microstructures of 9Cr- and 12Cr-ODS.

Figure 3.3.1.8 は各温度で 1 時間熱処理、冷却した材料の硬度変化を 9Cr-RAFM である JLF-1 と比べて示す。を示す。9Cr 材では、高温で熱処理するとマルテンサイト変態により顕著に硬化する。その限界温度は、9Cr-ODS では JLF-1 より約 100℃高く、ODS 鋼の方が高温組織安定性の高いことが示された。

Table 3.3.1.2 Chemical composition of 9Cr- and 12Cr-ODS.

Alloy	Composition（wt%）													Estimation	
	C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	W	Ti	Y	O	N	Ar	Y_2O_3	Ex.O
9Cr-ODS	0.14	0.06	0.09	<0.005	0.004	0.03	9.08	1.97	0.23	0.29	0.16	0.013	0.005	0.37	0.082
12Cr-ODS	0.035	0.03	0.02	<0.005	0.003	0.04	11.65	1.90	0.29	0.18	0.083	0.005	0.005	0.23	0.03

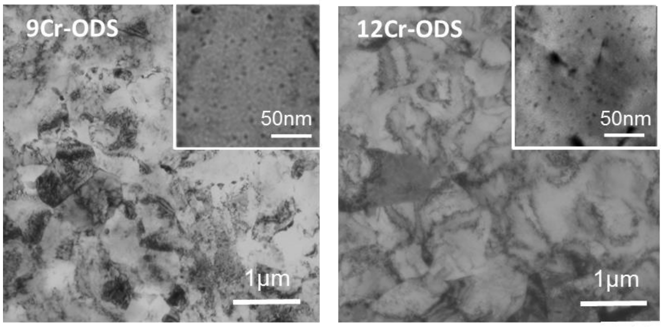


Figure 3.3.1.7 TEM microstructures of 9Cr- and 12Cr-ODS.

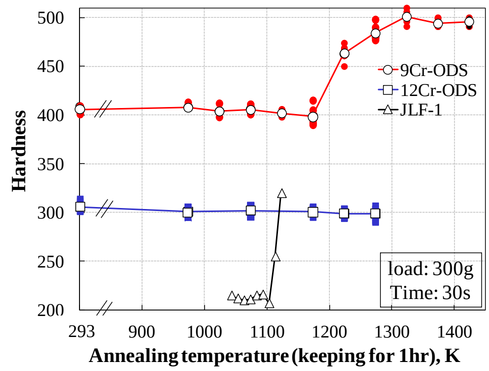


Figure 3.3.1.8 Hardness change by annealing

Figure 3.3.1.9 は、この 3 種の材料の降伏応力と最大引っ張り強さの試験温度依存性を示す。低温領域では、12Cr-ODS よりも 9Cr-ODS の方が強度が高いが、ODS 鋼の使用想定温度域（873-973 K）では殆ど両者の差がなくなる。低温領域で 9Cr-ODS の強度が高いのは、Table 3.3.1.2 に示すように、溶存酸素濃度が高いことが影響している可能性がある。

Figure 3.3.1.10 は、クリープ破断時間の応力依存性を示す。12Cr-ODS に関しては、熱間押し出し方向(LD)とその垂直方向(TD)を比べて示す。12Cr 鋼では、LD 方向の方がクリープ強度が高いことがわかる。これは、Figure 3.3.1.6 に示すように、12Cr では、熱間押し出し方向に結晶粒が長く延びているので、その方向引っ張りによる粒界滑りが少なく、強度が高くなったと考えられる。

製作された 9Cr- 12Cr- ODS 鋼は、以下の大学との共同利用研究に用いられている。

1. 高温長時間クリープ特性
2. ブランケット液体増殖候補材料との共存性
3. 低放射化フェライト鋼との接合性
（特に、高温静水圧プレスや摩擦攪拌接合など先進的な接合研究）
4. 照射によるナノ分散粒子の安定性研究

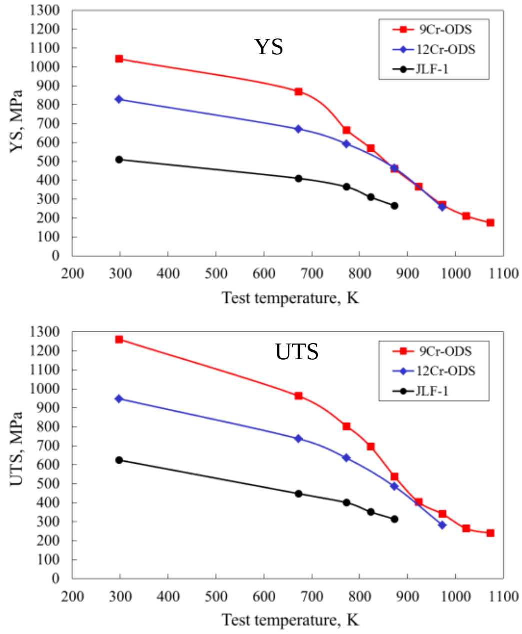


Figure 3.3.1.9 Yield Stress and Ultimate Tensile Stress (UTS) of 9Cr- and 12Cr-ODS and JLF-1.

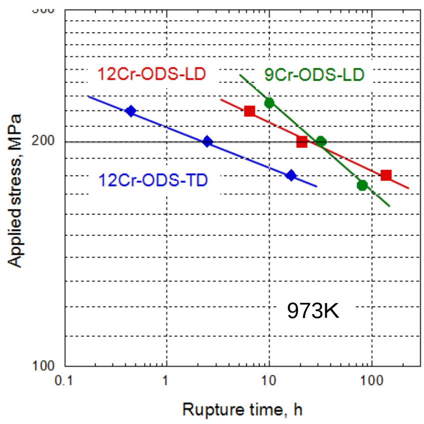


Figure 3.3.1.10 Creep strength of 9Cr-ODS and 12Cr-ODS (LD and TD).

3.3.2 低放射化材料の接合技術開発

3.3.2.1 低放射化非分散強化フェライト鋼と分散強化フェライト鋼の接合

酸化物分散強化(ODS)フェライト鋼は低放射化(非分散強化)フェライト鋼よりも高温強度に優れるので、高温動作可能な核融合炉ブランケットの構造材料として期待されている。一方で、大規模製造技術の確立に課題がある。そこで、ブランケットの大部分を低放射化フェライト鋼で製作し、高温部分のみODS鋼で保護する構造にすることができれば、ODS鋼の使用量を最小限にしつつ、ブランケットの運転温度があげられるため、高効率の核融合発電炉の実現性が高まる。よって、低放射化フェライト鋼－ODS鋼の異材接合材の開発に取り組んだ。固相拡散接合及び溶接で異材接合材を試作し、その接合強度を評価した。接合強度に及ぼす接合条件と試験温度の影響を明らかにし、接合強度向上のための指針を得た[3.3.2.1-3]。

Table 3.3.2.1に接合材の試作に用いた低放射化フェライト鋼JLF-1及び分散強化鋼9Cr-ODSの化学分析結果を示す。JLF-1における最終熱処理は1050℃×1 hの焼きならし後空冷、さらに780℃×1 hの焼き戻し後空冷であり、9Cr-ODSでは1050℃×1 hの焼きならし後空冷、さらに800℃×1 hの焼き戻し後空冷である。本研究では異材接合材を熱間等方圧加圧(Hot isostatic pressing: HIP)法及び電子ビーム溶接(Electron beam welding: EBW)法で作製した。HIP温度は1000, 1050, 1100℃であり、圧力は191 MPa、時間は3 hrである。HIP後の冷却速度は5° C/minである。EBWにおける電子ビーム出力は15 mA、150 kVであり、溶接速度は2000 mm/minである。HIP、EBWとも接合雰囲気は真空である。HIPまたはEBWにより生じた機械特性変化を回復させるために、接合後熱処理(Post-weld heat treatment: PWHT)を行った。接合後及びPWHT後の機械特性を硬さ試験及び引張試験で評価した。

Fig. 3.3.2.1(a)はHIP接合材の接合界面付近の硬さを示す。HIPを1000℃で行った場合には、JLF-1母材(BM)は硬化したが、9Cr-ODS母材の硬さは変化しなかった。図中の丸で囲った接合界面近傍には周辺よりも硬さの小さい、局所軟化領域があった。HIPを1050℃及び1100℃で行った場合には、JLF-1、9Cr-ODSのいずれの母材も硬化した。この場合も先に述べた局所軟化領域は現れた。硬化の原因はいわゆる焼入れで、Fe-C合金の過飽和固溶体である焼入れマルテンサイト相が生成するためである。この相変態に必要な炭素は、HIP中の加熱で分解する炭化物から供給される一方で、HIP後の冷却時に再析出する炭化物によって消費される。よって、HIP温度が高く炭化物がより分解されるほど、またHIP後の冷却が十分に速く拡散による炭化物の再析出が阻害されるほど、焼入れマルテンサイト相の生成は促進され硬化は大きくなる。HIP後の冷却速度5℃/minはJLF-1には十分速く焼入れが起こる条件であった。一方9Cr-ODSについては、1050℃及び1100℃では炭化物の分解

Table 3.3.2.1 Chemical composition of Non-ODS steel (JLF-1) and ODS steel (9Cr-ODS).

	C	Si	Mn	P	S	Cr	W	V	Ta	Ti	Y	O	N
JLF-1	0.090	0.05	0.49	<0.003	0.0005	9.00	1.98	0.20	0.083			0.002	0.015
9Cr-ODS	0.14	0.06	0.09	<0.005	0.004	9.08	1.97			0.23	0.29	0.16	

が十分で、冷却速度5℃/minでも焼入れが起こったが、1000℃では炭化物の分解が十分でなく5℃/minでは焼入れが起こらなかった。9Cr-ODSではJLF-1に比較して焼入れが起こりにくいことが1000℃のHIPでは硬化しなかった原因と考えられる。微細組織観察の結果より、HIP後は炭化物が粗大化していた。このことは、冷却速度5℃/minでは炭素の拡散が大きく再析出を促進していることを示唆するものである。HIPでは装置保護のためこれ以上冷却速度を上げられないため、大きな冷却速度が得られる小型熱処理炉で実験を行ったところ、9Cr-ODSでも36℃/minの冷却速度では焼入れが起こり、かつ炭化物の粗大化も抑えられることが確認された。

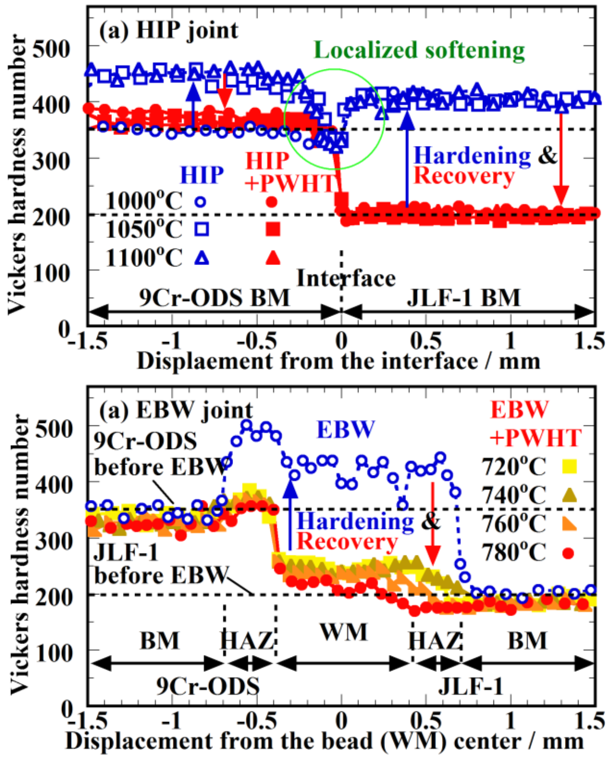


Fig. 3.3.2.1 Hardness of (a) HIP joint and (b) EBW joint with and without PWHT.

接合界面付近の局所軟化領域では図3.3.2.2で示すように炭化物の消失が起こっていた。軟化は炭素濃度の低下によるものと考えられる。接合前の表面で真空中加熱による脱炭が起こったため、炭素濃度は低下したと考えられる。HIP接合まま材の引張試験では、軟化領域に変形が集中し、破面は延性的であったにも関わらず、継ぎ手としての伸びはほとんどゼロであった。接合材の硬さと微細組織を回復させるため、溶接後熱処理を試みた。条件探索を行った結果、1050℃で1 hrの焼きならし、その後36℃/minでの冷却、さらに780℃で1 hrの焼き戻しをすることで、図3.3.2.1(b)で示すように炭化物の消失領域をなくし、硬さと組織を接合前と同様のものに回復できることが明らかになった。図3.3.2.1(a)で示しているとおり、PWHT後は硬さが一番小さいのはJLF-1母材であり、体積が大きいので局所変形は避けられるはずである。図3.3.2.3に接合材の強度と伸びを示す。室温での引張強さと接合材の全伸びは1000℃HIP材でそれぞれ370 MPa、0 %、1050℃HIP材で660 MPa、11 %、1100℃HIP材で580 MPa、8 %であった。

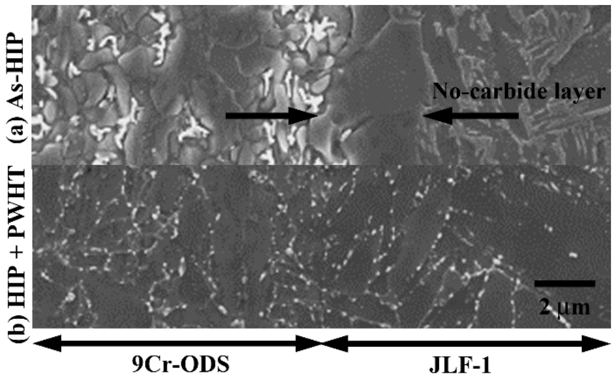


Fig. 3.3.2.2 Microstructures around the bonding interface of the HIP joint.

1000℃HIP材では局所軟化は無くなったにも関わらず、伸びがゼロであった。また、1050℃HIP材、1100℃HIP材では破断はJLF-1母材で起こったのに対し、1000℃HIP材では破断は接合界面で起こった。これは低温のHIPではFeの拡散が十分に起こらないため、接合界面に未接合の欠陥が残っているからと考えられる。接合前のJLF-1の引張強さは580 MPaであることから、1050℃、1100℃及び上記のPWHTが母材強度を保ち、さらに十分な接合強度と延性が得られるHIP接合条件である。

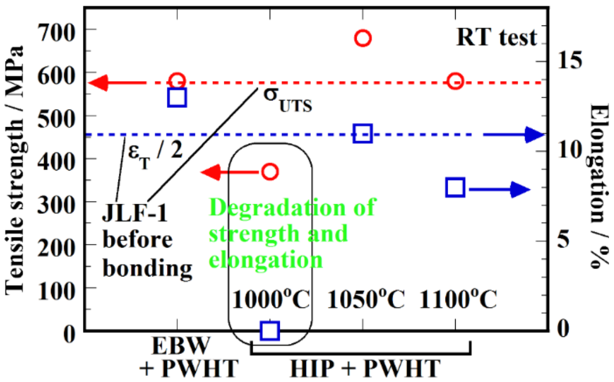


Fig. 3.3.2.3 Tensile strength and elongation of the HIP and EBW joints.

電子ビーム溶接材では、溶接金属（Weld metal: WM）と熱影響部（Heat affected zone: HAZ）が硬化した。溶接金属、熱影響部とも硬化の原因は上記と同様に焼入れマルテンサイト相によるものである。電子ビーム溶接材では母材に熱負荷がかからないため、HIP接合材で見られた炭化物の粗大化は起こらなかった。そこで、電子ビーム溶接材の溶接後熱処理としては、炭化物を微細化するための焼きならし処理は不要であり、焼き戻しのみを行った。図3.3.2.1(b)では焼き戻し温度を720から780℃まで変化させた場合の硬さを示している。焼き戻し温度が高いほど溶接金属と熱影響部の硬さは回復した。JLF-1の熱影響部の硬さの焼き戻し温度依存性が大きく、完全に回復するには溶接後熱処理として780℃、1 hrの焼き戻しが必要であった。図3.3.2.3で示すとおり、この焼き戻し後の接合材の引張強さは580 MPaで溶接前のJLF-1と同じであり、破断はJLF-1で起こることが確認され、十分な接合強度を得るための接合条件が明らかとなった。

参考文献

[3.3.2.1] H. Y. Fu *et al.*, Plasma Fusion Res. **10** (2015) 3405015.
[3.3.2.2] H. Y. Fu *et al.*, Fusion Eng. Des. **89** (2015) 1658.
[3.3.2.3] H. Y. Fu *et al.*, Fusion Eng. Des. **102** (2016) 88.

3.3.2.2 低放射化バナジウム合金と溶融塩システム用ニッケル合金の接合

低放射化バナジウム合金は高温では活性で冷却材から酸素を吸収し、固溶硬化による脆化及び、中性子照射化では酸素－照射欠陥の複合体形成により照射硬化・脆化の促進が起こることが知られている。そのため従来は、バナジウムよりも酸素との親和力の強く、脆化を引き起こさない液体リチウムを冷却材として用いたブランケットが検討されてきた。一方、最近溶融塩に金属チタンの微粒子を分散させて冷却材とする、先進的な溶融塩ブランケットシステムが提案されている[3.3.2.4]。チタンはバナジウムよりも酸素との親和力が強いために溶融塩中の酸素ポテンシャルを下げ、バナジウム合金の酸素吸収を抑制することが期待できるので、溶融塩システムでもバナジウム合金が使用できる可能性が出てきた。溶融塩ブランケットシステムの炉外機器の構造材料の候補財はニッケル合金である。そこで、バナジウム合金ブランケットとニッケル合金機器を接続するための異材接合の試作開発を行った。

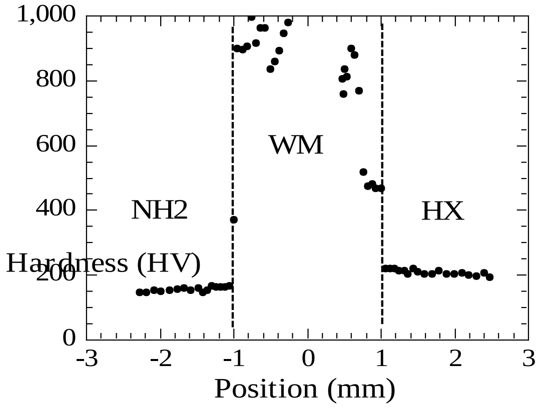


Fig. 3.3.2.4 Hardness of EBW joint.

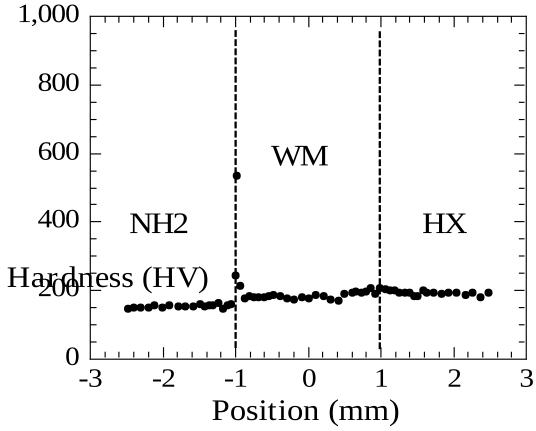


Fig. 3.3.2.5 Hardness of EBW joint with pure Ni filler.

用いた低放射化バナジウム合金と、ニッケル合金であるハステロイXの化学組成をTable 3.3.2.2に示す。これらの異材溶接材を電子ビーム溶接（EBW）にて試作した。EBWにおける電子ビーム出力は8 mA、150 kVであり、溶接速度は1000 mm/minである。

バナジウム合金とニッケル合金の異材接合材断面の硬さをFig. 3.3.2.4に示す[3.3.2.5]。溶接金属（Weld metal: WM）では母材に比較して顕著な硬化が起こり、溶接直後に図のPosition 0 mm付近で亀裂の発生が観察された。V-Ni二元状態図によると、この系ではσ相(NiV)，Ni_2V、Ni_3V、Ni_2V_7の金属間化合物が生成し、それが硬く脆いために凝固時の応力、あるいは凝固後の残留応力により亀裂が発生したと考えられる。状態図によると、Ni濃度を

Table 3.3.2.2 Chemical composition of low activation vanadium alloy (NIFS-HEAT-2: NH2) and Nickel alloy (Hastelloy X: HX).

	V	Cr	Ti	Ni	Fe	Mo	Co	W	C	N	O
NH2	Bal.	4.00	4.02	0.0007	0.0049	0.0022	0.0004	<0.0001	0.0050	0.0096	0.0122
HX		21.5		Bal.	17.1	8.9	1.1	0.6	0.06		

高くすれば金属間化合物が生成せず、NiにVが固溶する領域がある。そこで、溶接金属にNiを供給する目的で厚さ0.5 mmの純Ni板を溶加材とし、EBWを行った結果をFig. 3.3.2.5に示す。溶加材を用いた場合には溶接金属のほとんどの部分の硬さが母材と同程度となり溶接割れも起こらなかったが、バナジウム合金側の溶融線付近に50 μm程度の厚さの硬化層が残った。次に、異材接合材の使用温度は700℃程度と見込まれるため、700℃で時効熱処理をした場合の硬さ変化をFig. 3.3.2.6に示す。図のAs-weldedがFig. 3.3.2.5と同じデータである。時効時間とともに、溶接金属のバナジウム合金側で硬化が起こった。

以上のようにバナジウム合金－ニッケル合金の異材接合材の溶接金属の割れと硬化は、Ni濃度の調整により抑制できることが明らかとなった。また、使用温度を想定した熱時効による溶接金属の硬化の挙動が明らかになった。今後はこの局所的な硬化が機械特性に及ぼす影響を明らかにし、特に継手として十分な延性が得られる溶接条件及び使用条件を検討する。

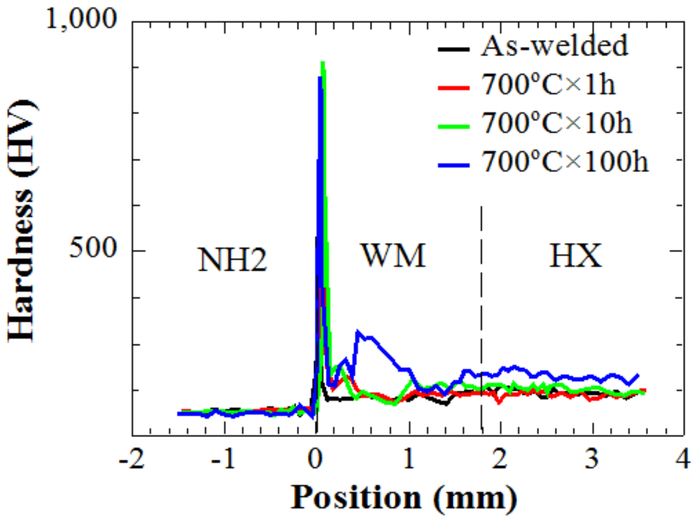


Fig. 3.3.2.6 Hardness of EBW joint after thermal aging.

参考文献

[3.3.2.4] A. Sagara *et al*., Fusion Eng. Des. **89** (2014) 2114.

[3.3.2.5] H. Y. Fu *et al*., “Dissimilar-metals Bonding between NIFS-HEAT-2 Vanadium Alloy and Hastelloy X Nickel Alloy by Controlling Intermetallics,” Fusion Sci. Technol., under review.

3.3.2.3 タングステンと低放射化材料の接合

ブランケット第一壁をタングステンで被覆することを想定し、真空プラズマスプレー法で低放射化基板上にタングステン被覆を試作した。Fig. 3.3.2.7に各種低放射化材料のタングステン被覆材の断面を示す。真空プラズマスプレー法では、タングステン粉末をアルゴン−水素プラズマで溶融し、基板に吹き付けて被覆を作製する。図で示すように、完全に溶融しな

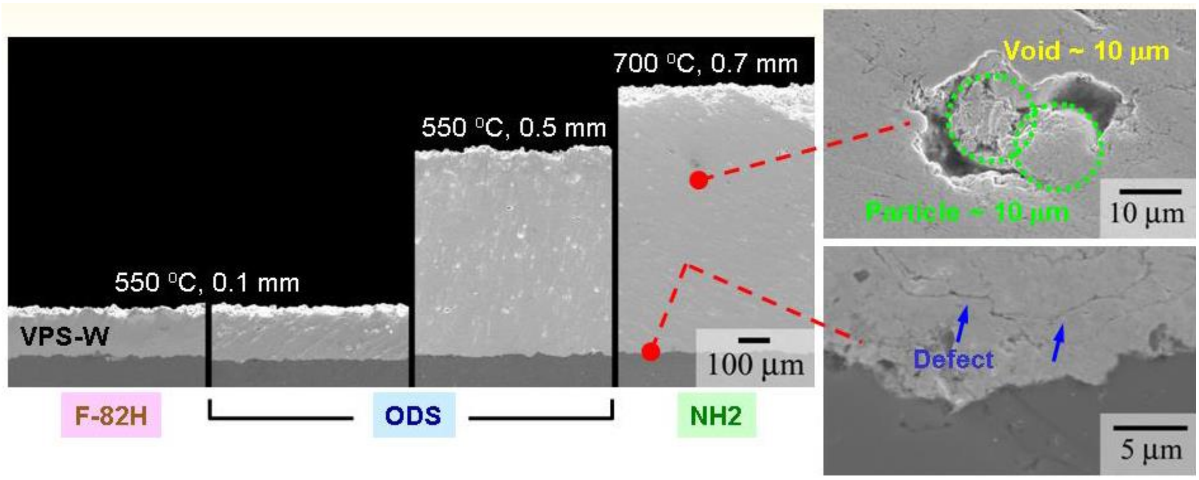


Fig. 3.3.2.7 Cross section of tungsten coating on low-activation materials.

かった粒子（直径10 μm程度）の周りの空壁（サイズ10 μm程度）や、吹付の際の層と層の間にできる線状の隙間が欠陥として残留する。これに起因して、溶解、あるいは焼結で作製されたバルクのタングステンに比較して、密度、熱拡散率、熱伝導率、強度が低下した[3.3.2.6]。

これに対し、未溶融のタングステンが基板に到達する割合を減らす工夫を行い、タングステン被覆の密度を高め、さらに基板から垂直方向に延びるタングステンの柱状粒の割合を増やす組織制御を行った結果、熱伝導率の改善をすることに成功した[3.3.2.7]。Fig. 3.3.2.8に柱状粒の割合が被覆全体の組織の50%以上のときの密度と熱伝導率の関係を示す。この改善により、最高で100 W/m Kの熱伝導率（バルクタングステン165 W/m Kの60%）が得られた。図3.3.2.9にタングステン被覆した分散強化フェライト鋼の熱負荷試験の結果を示す。4.8 MW/m^2×16サイクルの熱負荷後に表面を観察した結果、亀裂等の破壊は見られず健全性が示された。(LHD計画共同研究：京都大学　木村晃彦）今後はさらに多サイクル条件での耐久性を実証する必要がある。

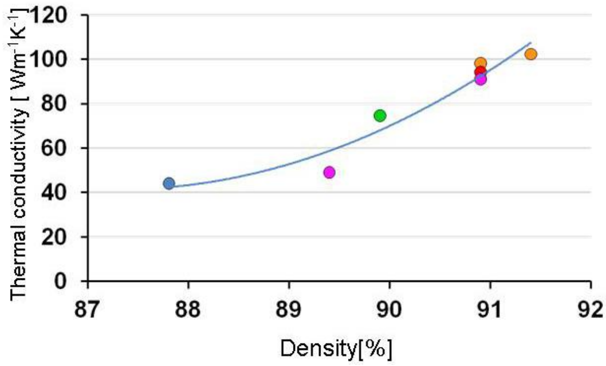


Fig. 3.3.2.8 Improvement of thermal conductivity with increasing mass density of the tungsten coating.

参考文献

[3.3.2.6] T. Nagasaka, *et al*., J. Nucl. Mater. **417** (2011) 306.

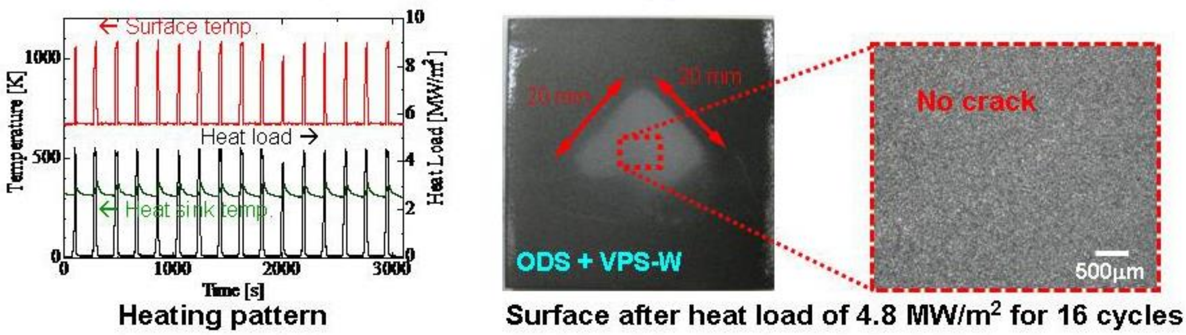


Fig. 3.3.2.9 Temperature history of heat loading on oxide-dispersion-strengthened steel coated with tungsten.

[3.3.2.7] T. Tokunaga, *et al*., J. Nucl. Mater. **442** (2013) S287.

3.3.3 低放射化材料の照射特性評価

3.3.3.1 低放射化バナジウム合金溶接材の中性子照射特性

ブランケット製作には溶接・接合・被覆技術が不可欠である。アーク溶接では比較的厚い板材の溶接が可能であるが、溶接ビード幅と熱影響部が大きくなることで溶接部の延性が低下し、溶接による変形も大きくなる。一方、レーザ溶接、電子ビーム溶接では、溶接できる板材の厚さに制限はあるが、溶接ビード幅と熱影響部が小さいので、溶接部の延性低下が小さい。また、溶接による変形も小さいので精密構造の溶接に適している。バナジウム合金の酸化を避けるためアーク溶接とレーザ溶接はカバーガス(アルゴン)中で行う。電子ビーム溶接は真空チャンバーが必要となる。溶接法にはそれぞれ特長があるので、ブランケット製作においては適材適所で使用することが想定される。Fig. 3.3.3.1は低放射化バナジウム合金のガス・タングステン・アーク溶接材、レーザ溶接材及び、電子ビーム溶接材の溶接部の断面写真である[3.3.3.1]。溶接金属では溶融線から柱状晶が成長し、溶融線の外側の熱影響部では結晶粒粗大化が起こっている。組織観察の結果、溶接金属と熱影響部では、溶

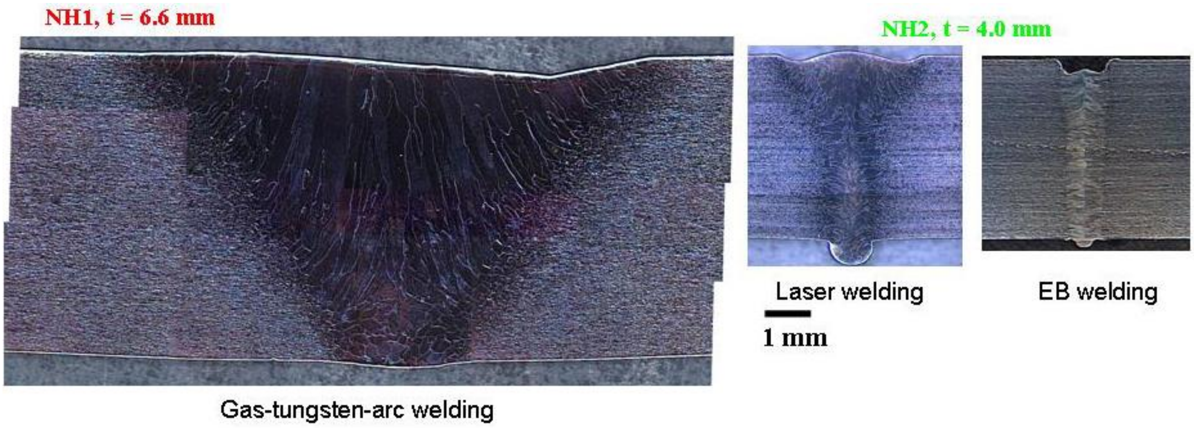


Fig. 3.3.3.1 Cross section of weld joint of low-activation vanadium alloy.

接前に存在したTi-CON析出物が分解・固溶されていることが分かった。Fig. 3.3.3.2に示すように、C, O, Nの固溶硬化によって溶接部は硬化した。このうち、レーザ溶接材について、常陽炉を用い、400℃で1.2 dpaまで、450℃で5.3 dpaまでの中性子照射を行った[3.3.3.2]。Fig. 3.3.3.3は5.3 dpa照射後の溶接部の硬さである。母材(BM)、溶接金属(WM)ともに同程度に照射硬化した。衝撃試験の結果をFig. 3.3.3.4に示す。照射前は母材、溶接金属ともに延性-脆性遷移温度(DBTT: Ductile-to-Brittle Transition Temperature)は液体

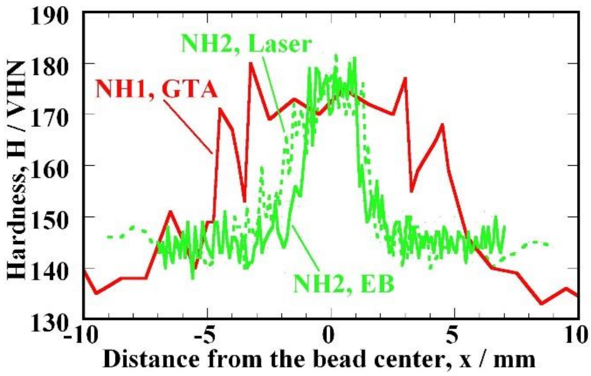


Fig. 3.3.3.2 Hardness of weld joints.

窒素温度(−196℃)以下で極めて高い延性を示し良好である。Fig. 3.3.3.2で示した溶接金属の硬化は衝撃特性の著しい低下を招かないことが分かる。400℃、1.2 dpa照射後の母材と溶接金属のDBTTは上昇し、それぞれ−139℃、−77℃である。室温よりも十分低いので、構造材料として問題の無い範囲である。しかし、450℃、5.3 dpa照射後の母材のDBTTは−85℃であるのに対し、溶接金属は全ての試験温度で低い衝撃エネルギーを示し、DBTTは150℃以上となった。DBTTが室温以上になることは、室温で引張荷重をかけられないことを意味し、構造材料としては問題である。溶接金属でDBTT上昇が母材と比較して促進される、すなわち照射脆化が促進されるのは、溶接金属の硬化に加え、照射硬化で非常に硬くなり、変形し難くなることが原因と考えられる。そこで、照射後に600℃、1hrの熱処理によって照射欠陥を回復させ、硬さを低下させたところ、Fig. 3.3.3.4の矢印で示したとおり、溶接金属のDBTTが−30℃まで回復した。以上のことから、母材は5.3 dpaでも室温より十分低いDBTTを示し、さらに高い照射量まで使用できる見込みがあるのに対し、溶接金属は母材に比較して照射脆化が大きく、現状1 dpa程度までがその使用限界である。対策としては、(1)溶接部を低照射量のところに配置する、(2)溶接部を定期的に600℃以上の温度で焼鈍する、(3)溶接部を照射欠陥の回復が見込める600℃以上となる部分に配置すること等が考えられる。また、照射前に既に溶接金属が硬い原因は溶接によるTi-CONの固溶であるため、(4)これを照射前に溶接後熱処理で再析出させ溶接金属の硬さを低下させておくことも有効と考えられる。(4)については電子ビーム溶接材を用いて実験・検討を開始した[3.3.3.3]。Fig. 3.3.3.5に溶接後熱処理した母材と溶接金属の、加速器によるプロトン照射前後の硬さを示す。溶接後熱処理時間は1 hr、照射条件は300℃、6×10^{-3} dpaである。溶接金属は照射前の溶接後熱処理温度が600℃の場合には、むしろ熱処理前より硬化した。この温度ではTi-CONの析出は起こるものの、微細に高密度に析出するため、かえって硬化を招く。800℃の以上の溶接後熱処理では析出物は温度とともに粗大化し母材、溶接金属ともに、照射硬化量は溶接後熱処理温度に関わらずほぼ一定である。照射後衝撃特性改善の観点からは、照射前の硬さをできるだけ減らしておくのが望ましい、すなわち溶接後熱処理温度が高いほど好ましいということになる。しかし、照射前の衝撃試験の結果によると、1000℃で溶

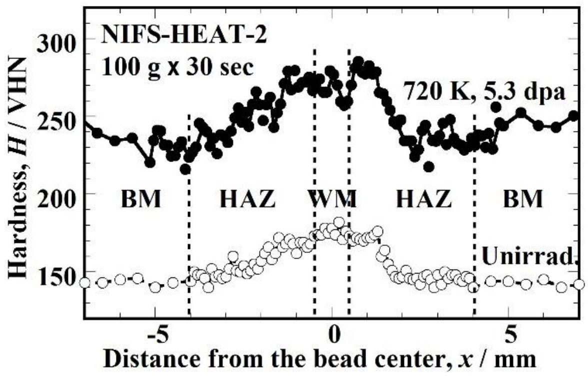


Fig. 3.3.3.3 Hardness of weld joints after neutron irradiation.

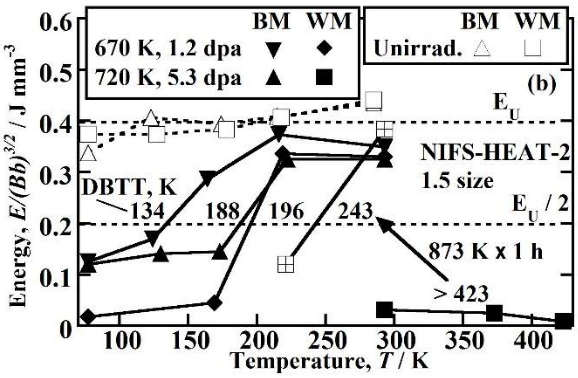


Fig. 3.3.3.4 Absorbed energy in Charpy impact tests on weld joint after neutron irradiation.

接後熱処理をすると軟化しているにも関わらず、DBTTは上昇することが明らかになった。析出物が粗大化しすぎると、それ自体が破壊しやすくなることで衝撃エネルギーを低下させていると考えられる。現在のところ、最適な溶接後熱処理温度はTi-CON再析出による軟化が起こり、かつ析出物粗大化による脆化が起こらない条件として800℃×1 hr付近が適当と考えられるが、これについては今後中性子照射実験で、より照射量の大きい条件でさらに調査が必要である。

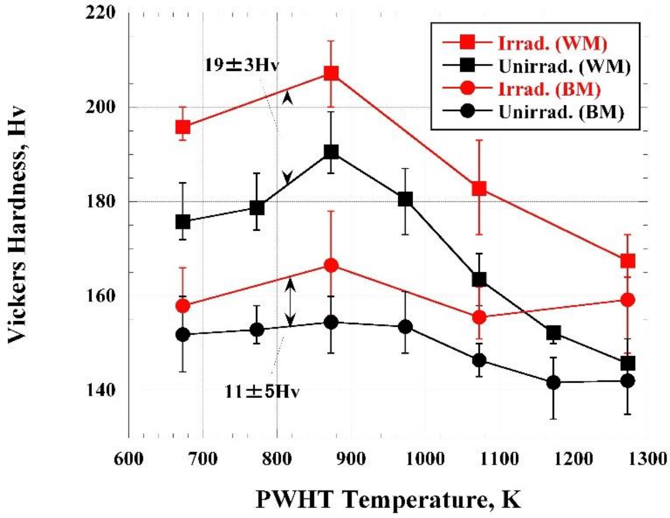


Fig. 3.3.3.5 Effect of post-weld heat treatment (PWHT) temperature on hardness of weld metal and base metal after proton irradiation.

参考文献

[3.3.3.1] V. Tsisar *et al.*, J. Nucl. Mater. **442** (2013) 528.

[3.3.3.2] T. Nagasaka *et al.*, J. Nucl. Mater. **442** (2013) S364.

[3.3.3.3] N. Kometani *et al.*, 11th International Symposium on Fusion Nuclear Technology, September 16-20, 2013, Barcelona, Spain.

3.3.3.2 バナジウム合金の中性子照射効果-イオン照射効果の相関

3.3.3.2.1 目的

V-4Cr-4Ti を代表とする低放射化バナジウム合金の低温側温度限界を定めるのは、照射による延びの低下、脆化であることはよく知られている。これまでの研究で 573 K-673 K の領域では、いわゆる Ti-CON 析出物が照射初期に高密度に形成し、硬化・脆化を引き起こすことが知られ、その対策として、不純物を強くトラップする Y 等の添加が有効であることが確かめられてきた。これ以下の温度では、初期の照射組織は転位ループに支配されており、不純物の影響は小さいと考えられるが、その形成成長機構を求めることが、低温領域での脆化予測と対策において重要である。このような照射効果の基礎的な研究において、異なった照射手段による結果の相関を求めることにより、核融合中性子環境での挙動の精度の良い予測が可能になる。重イオン照射は試料が放射化せず短時間で高損傷量を達成できることから照射効果の有力な研究手法である。しかし、イオン照射においては損傷形成が表面近傍に限られるため、そこから材料強度に関する有益な情報を得るため、ナノインデンテーションなどの微小試験片評価技術の高度化も同時に必要になる。

本研究では、363 K-573 K の範囲で、V-4C-4Ti 標準材料(NIFS-HEAT-2)のイオン照射、原子炉中性子照射組織を比較し、転位ループの形成成長機構、イオン照射と中性子照射の差を明らかにすること、ナノインデンテーション法による重イオン照射バナジウム合金の強度評価法を高度化することを目的とする。

Table 3.3.3.1 Irradiation conditions

Irradiation	Temperature	dpa	dpa/s
2.4MeV Cu^{2+} ions	403-413K	1.0	4.5×10^{-3}
	473K	**0.5, 1.0**	4.5×10^{-3}
	573K	1.0	4.5×10^{-3}
	673K	0.15, 1.0	4.5×10^{-3}
Fission Neutrons (BR2)	363K	0.20	1.1×10^{-7}
Fission Neutrons (JMTR)	563K	0.08	4.4×10^{-8}

3.3.3.2.2 方法

イオン照射は 九大タンデム加速器により 2.4 MeV Cu^{2+} イオンを、中性子照射は、BR2 および JMTR により行った。SRIM 計算からイオンのバナジウム中への飛程は 0.95 μm であった。照射条件を Table 3.3.3.1 に示す。イオン照射材は、照射後損傷ピーク位置まで研磨し九大 TEM にて組織観察、高分解能 STEM モードによる EDS 分析を行った。また、473 K, 0.5 dpa の試料に関してはナノインデンテーション試験を京都大学エネルギー理工学研究所が有する NanoIndentor G200 を用いて行った。FEM 解析には汎用解析ソフト ANSYS を用い、V-4Cr-4Ti とダイヤモンド圧子との接触変形挙動を求めた。

中性子照射材は東北大大洗センターにおいて両面研磨ののち TEM 観察を行った。

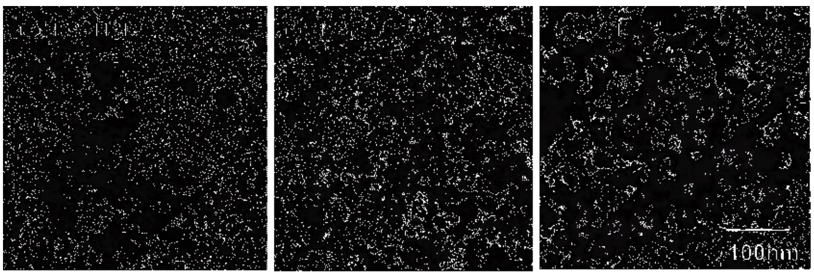


Figure 3.3.3.6 Microstructure after ion irradiation to 1 dpa.

3.3.3.2.3 結果

Figure 3.3.3.6 に、イオン照射の組織変化を示す。観察された組織はほとんど転位ループあるいはドットイメージであった。微小な欠陥の観察のため、暗視野弱ビーム法による観察を併用した。

Figure 3.3.3.7 に転位ループ、ドット密度の照射温度依存性を示す。比較のため、電子線照射による V-20Ti, V-3Ti-1Si のデータも示す [3.3.3.4]。温度依存性が 500 K 以下ではほとんど無く、500 K 以上で顕著に現れる点、全体に同じ傾向が見られる。中性子照射材の密度が他と比べてやや低いが、これは Figure 3.3.3.8 に示すように、損傷速度の違いを考慮すると説明できる。すなわち、473 K 以下の照射では、どの場合も照射強度依存性がほとんどなく、563 K 以上では明確な依存性が発現する。このように、温度・速度依存性が見られない低温領域と明確に現れる高温領域に二分される挙動は、多くの金属材料の電子線照射で認められ、反応速度論による解析も報告されているが、イオン、中性子を含めて相関を得た例はほとんど報告されていない。一方、Figure 3.3.3.8 は、中性子照射の高温領域は、他の照射に比ベループ密度が高いことを示し、原子炉特有の環境効果、核変換効果などを検討する必要がある。

ナノインデンテーション試験で得られた押込み硬さの深さ分布を Figure 3.3.3.9 に示す。硬さは押込み初期（試料表面近傍）において顕著に大きく、その後は押込み深さが増加するにつれて減少する傾向がある。これは押込み硬さのサイズ効果(ISE: Indentation Size Effect)である。重イオン照射材については本実験で測定した領域において図に示すように照射硬化が確認された。Nix-Gao モデルを用いて ISE による影響を除去するために、Figure 3.3.3.9 のデータを横軸に押込み深さの逆数 1/h、縦軸に硬さの二乗 H^2 を取ることで Figure 3.3.3.10 を

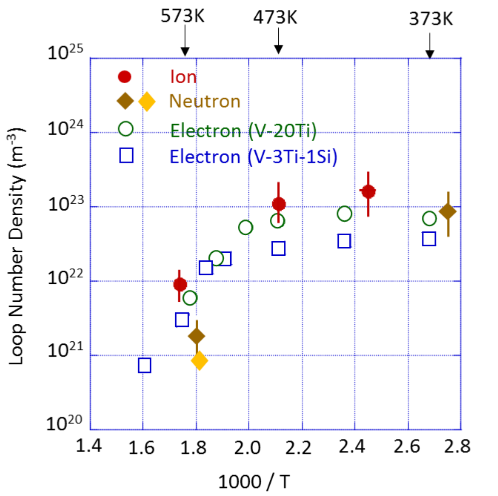


Figure 3.3.3.7 Temperature dependence of loop density.

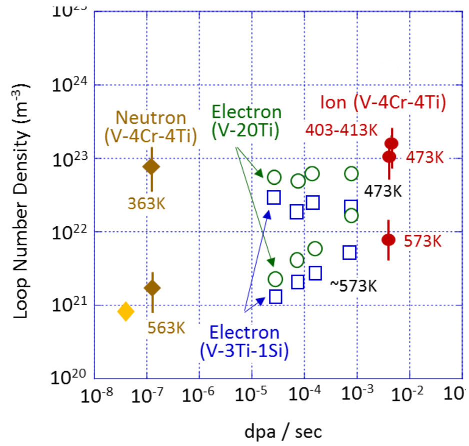


Figure 3.3.3.8 Damage rate dependence of loop density.

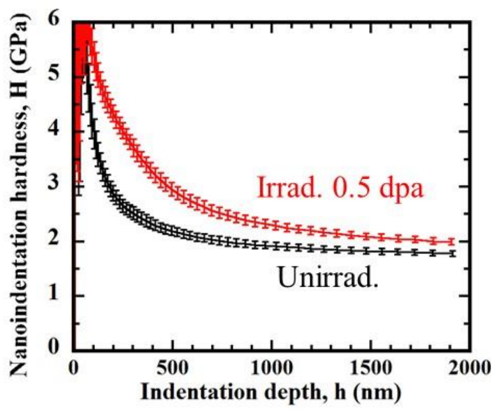


Figure 3.3.3.9 Depth profiles of nano-indentation hardness.

作成した。非照射材のグラフの形状は線形性を示したことから V-4Cr-4Ti も Nix-Gao モデルに従うことが確認された。しかしながら、重イオン照射材では損傷領域は表面近傍において不均一な分布であることから、照射硬化量も深さに対して分布を示すと考えられる。そこで笠田らは次式のバルク相当硬さを提唱した[3.3.3.5]。

$$H_0(h)=\sqrt{H(h)^2-\frac{1}{h}\frac{dH(h)^2}{d(1/h)}}$$

Figure 3.3.3.11 にバルク相当硬さの押込み深さ依存性を示す。100～200 nm 以下では表面検知や表面粗さによる影響から硬さが正確に測定できていないためバラつきが大きい。また、非照射材のような軟らかい材料ほど表面付近(200 nm 以下)の硬さを求めることは難しいと言える。そこで 200 nm 以上の深さから求めた硬さの平均から、非照射材の硬さは 1.60 GPa と求た。照射材の硬さに着目すると、300 nm 付近では非照射の硬さと同等もしくは小さいことから、背面である非照射領域の影響を受けていると考えられる。そこで、100～200 nm の硬さの平均値から照射材の硬さは 2.88 GPa と求められた。

次に、照射による硬さの増加量に関する FEM 解析を実施した。1200 nm を照射損傷領域と仮定して押込み深さ 200nm のときの塑性変形を解析した結果を Figure 3.3.3.12 に示す。非照射材、照射材はそれぞれ 1.69 GPa, 2.56 GPa と求まり、実験値と比較して妥当な値を得た。Figure 3.3.3.12 から塑性変形域の大部分は損傷領域であったことから、押込み深さ 200 nm の硬さは照射材の硬さを示すと推定できる。

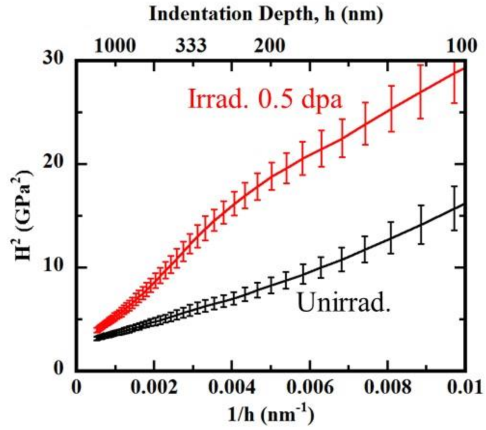


Figure 3.3.3.10 Plots of H^2 versus 1/h.

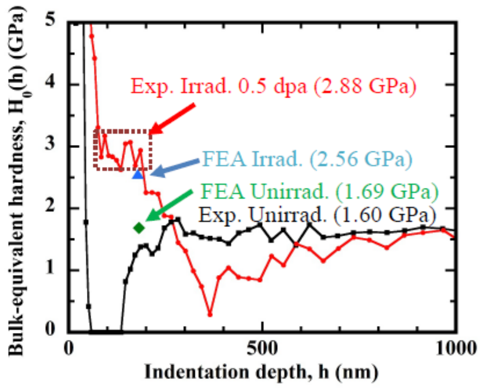


Figure 3.3.3.11 Depth profiles of bulk-equivalent hardness.

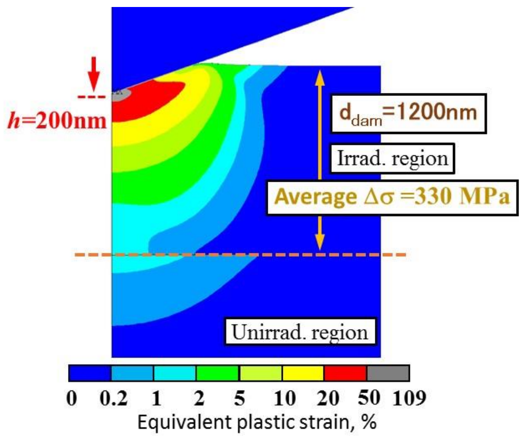


Figure 3.3.3.12 Contour map of plastic strain.

参考文献

[3.3.3.4] T. Muroga *et al.*, ASTM-STP **1047** (1990) 199.

[3.3.3.5] Y. Takayama *et al.*, J. Nucl. Mater. **442** (2013) S23.

3.3.3.3 低放射化フェライト鋼とステンレス鋼の異材接合材の照射特性

Table 3.3.3.2 Chemical composition of reduced-activation ferritic steel (F82H) and type 316 L stainless steel (SS316L).

	Fe	C	Si	Mn	Ni	Cr	Mo	W	V	Ta
F82H	Bal.	0.09	0.11	0.16	0.02	7.64	0.003	1.97	0.16	0.02
SS316L	Bal.	0.014		1.23	11.4	18.5	1.91		0.0855	

低放射化フェライト鋼 F82H と 316L ステンレス鋼の異材接合材を電子ビーム溶接で試作した。Table 3.3.3.2 に母材の組成を示す。F82H の最終熱処理は、1040℃×40 min の焼きならしと 750℃×60 min の焼き戻しである。SS316L の最終熱処理は 1040℃×40 min の焼きならしである。これらの素材の 7 mm 厚の板材をつき合わせて電子ビーム溶接を行った。電子ビームの加速電圧は 150 kV、ビーム電流は 20 mA、ビーム出力は 3 kW、溶接速度は 1000 mm/min である。なお、ビーム位置がつき合わせ位置の場合には、溶接金属で高 Ni 濃度のマルテンサイト相が生じ、これが硬く脆いために接合強度が著しく低下する。この相の生成を抑えるために、ビーム位置をステンレス鋼側に 0.2 mm シフトさせて溶接金属の Cr 濃度を低くして、オーステナイト相を安定化させた。これにより溶接金属の硬さは母材と同程度となったが、F82H 側の熱影響部（Heat-affected zone: HAZ）では溶接による加熱と急冷によって焼入れマルテンサイトが生じて、これも硬いために接合強度が劣化した。そこで、680℃×1 h の溶接後熱処理（Post-weld heat treatment: PWHT）で焼入れ硬化相の焼き戻しを行った。異材接合材より 1.5×1.5×20 mm のシャルピーV ノッチ微小衝撃試験片及びゲージ部 5×1.2×0.35 mm の SSJ 型微小引張試験片を切り出し、上記 PWHT 後に中性子照射した。照射は BR-II にて、295℃で 5.6×10^{23} n m^{-2} にて行った。損傷量は Fe 換算で 0.1 dpa である。照射後は、硬さ試験と衝撃試験を行った。

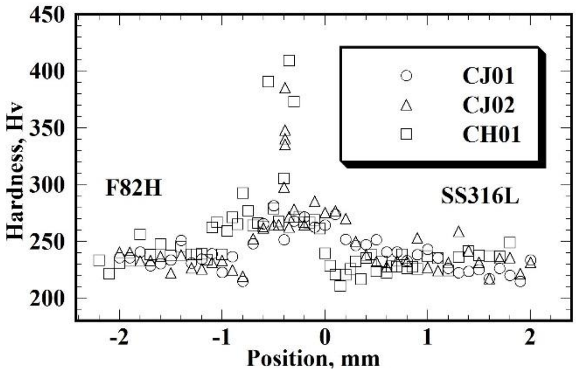


Fig. 3.3.3.13 Hardness of EBW joint after the neutron irradiation.

Fig. 3.3.3.13 に照射後の接合部の硬さ測定結果を示す。CJ01, CJ02, CH01 ともに同じ異材接合材から切り出し同じ PWHT をした試験片である。F82H 側の HAZ の領域で大きな照射硬化が起こった。照射硬化領域は 50 μm 程度の大きさで島状であった。

室温で引張試験を行ったところ、破断位置は SS316L 母材であり継手として十分な接合強度を有することを確認した。

Fig. 3.3.3.14 に、中性子照射前後の衝撃吸収エネルギーを示す[3.3.3.6]。母材（BM）のデータより、照射で全ての試験温度で吸収エネルギーが低下していることが分かり、これは母材の照射硬化によるものである。溶接金属（WM）、熱影響部（HAZ）も照射によって吸収エネルギーが低下しているが、いずれも照射後の F82H 母材よりも大き

いので実用上は問題ないといえる。特に、上記のように著しい照射硬化が観察されたHAZ においても大きな吸収エネルギーの低下はなく、延性－脆性遷移温度は-100℃以下で室温より十分低いので、継手として十分な延性を持つことが示された。上記の著しい照射硬化は、その体積が極めて小さいために衝撃試験における破壊の促進は起こらなかったと考えられる。

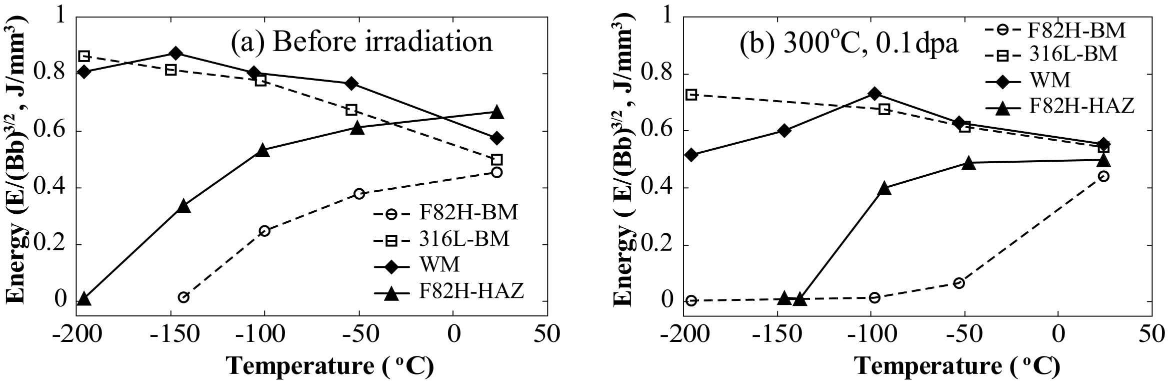


Fig. 3.3.3.14 Impact absorbed energy of the weld metal (WM), base metal (BM) and heat-affected zone (HAZ) of the dissimilar-metals joint after the neutron irradiation.

核融合炉でこの異材接合材が使用されるのはブランケットの背面であり、照射量は真空容器及び超伝導コイルのそれと同様である。実験炉 ITER では 0.027 dpa [3.3.3.7]、原型炉 DEMO では 1×10^{23} n m^{-2} [3.3.3.8]と見込まれている。今回の照射量 0.1 dpa 及び 5.6×10^{23} n m^{-2} はこれらよりも大きく、ITER 及び DEMO の条件で異材接合継手が使用可能であることが示された。

上記の著しい硬化の原因のひとつとして考えられるのは、溶接の加熱で分解、固溶した炭化物が照射誘起で微細高密度に再析出することである。PWHT の温度は F82H 母材の過時効による軟化、すなわち強度低下を防ぐために低く設定したが、これにより焼き戻し中の炭化物の再析出が不十分で、母相に残る固溶炭素量が多くなり照射誘起析出を促進したと考えられる。PWHT 温度を系統的に変化させた実験により、F82H 母材の標準的な焼き戻し条件である 750℃×1 h であれば溶接による HAZ の硬化を完全に回復させられるが、一方で母材は軟化することが明らかになった。より高温あるいは高照射量で異材接合継手を使用する場合には、上記の著しい照射硬化領域が拡大し問題となる可能性がある。その場合には母材の強度と照射後の HAZ の延性はトレードオフの関係となり、その最適化が必要となる。今後は硬化領域の微細組織観察をして硬化の原因を特定することと、高温での PWHT が照射硬化の軽減に有効であることを実際の中性子照射で実証することが課題である。

参考文献

[3.3.3.6] H. Y. Fu *et al.*, Fusion Eng. Des. **98-99** (2015) 1968.
[3.3.3.7] G. Kalinin *et al.*, J. Nucl. Mater. **233-237** (1996) 9.
[3.3.3.8] L.A. El-Guebaly *et al.*, Fusion Eng. Des. **80** (2006) 99-110.

3.4 ブランケット

3.4.1 第一壁

現存する磁気閉じ込め実験装置の第一壁は、真空・プラズマと環境を仕切る壁であるので、耐圧性を考慮して30-40 ㎜厚のステンレス鋼が用いられている。ところが、実証炉では、第一壁は、増殖ブランケットのプラズマ対向面という位置づけであるので、機能的には真空・プラズマと増殖材を仕切る壁である。熱交換器としてのブランケットは、当然、高温運転を要求され、実際、FFHRを含む多くの実証炉設計で動作温度を500℃程度としている。ところが、従来の第一壁の厚みでは、熱ひずみが大きくなるため、逆に、第一壁は、「薄壁」設計になり、その厚みは、3～5 ㎜であることが多い[3.4.1.1]。

そのような薄壁設計の第一壁が真空・プラズマと増殖材を仕切ると、周辺プラズマ側からのD･T粒子による透過（プラズマ照射透過：PDP）と増殖材中で発生したT_2の気体圧による透過（ガス圧透過：GDP）が同時双方向的に起こる可能性がある。D･TのPDPによりブランケットからのT回収燃料ループに同位体分離機能を設置する必要となる。一方、ブランケット側から増殖されたT_2がGDPによりプラズマ側に透過する事、つまり、実効的なフューエリングにより、周辺プラズマ密度やD/T同位体比にも影響を与え、強いては、コアプラズマ性能への影響も懸念される。本研究は、このような水素の同時双方向透過挙動に関して基礎的知見を得ることを目的とするものである。

この目的の為、2011年度より、第一壁候補材料である低放射化フェライト系合金F82Hと定常プラズマ-壁相互作用実験装置：VEHICLE-1（図3.4.1.1）[3.4.1.2]を用いて実証炉環境を模擬した条件で上記PDP／GDPによる水素透過データを取得し[3.4.1.3, 4]、併せて、DIFFUSEコードを用いてモデリングを行ってきた[3.4.1.5]。図3.4.1.2に実験セットアップの概略図を示す。

本研究に用いられた試料は、フェライト系低放射化合金F82Hで、その原材料*から70 ㎜φのコンフラットフランジ型のものを切り出し、中央部分の約35 ㎜φのみを機械的に削って透過膜とした（*原材料は、JAEAとの共同研究に基づき、以前、JFT-2Mトカマクで用いられたF82H製真空壁保護板の貸与による）。

Figure 3.4.1.1 The VEHICLE-1 facility at NIFS.

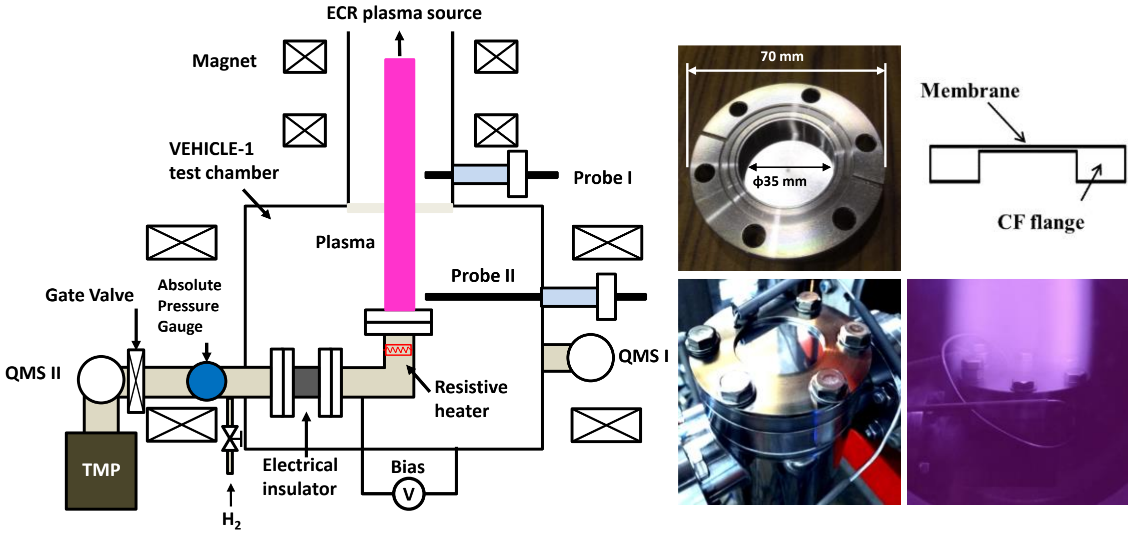


Figure 3.4.1.2 A schematic diagram of the hydrogen permeation setup installed in VEHIVLE-1.

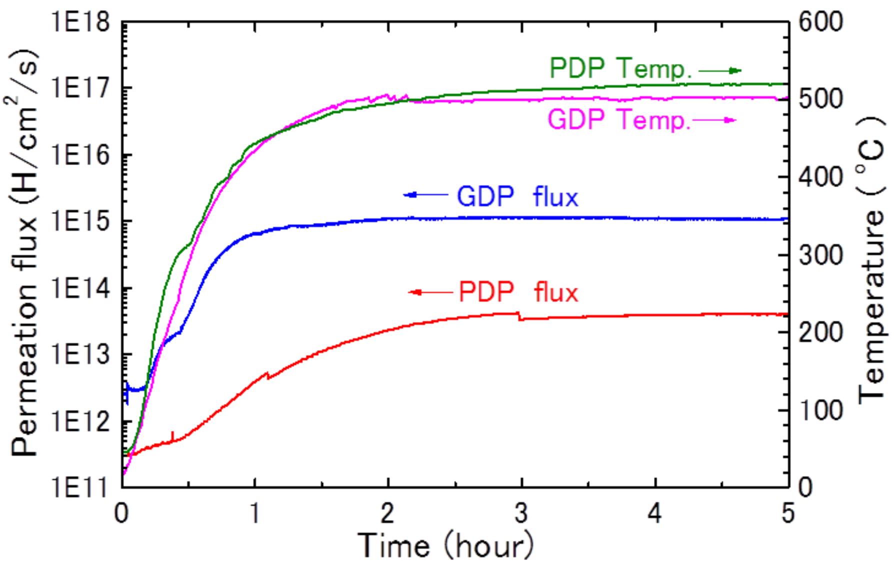


Figure 3.4.1.3 Breakthrough curves taken from the PDP and GDP experiments conducted for a 5 mm thick F82H membrane [3.4.1.3].

図3.4.1.3に5 ㎜厚のF82H透過膜のPDPとGDPによる500℃に於ける水素透過実験データを示す。この時の水素プラズマによる照射粒子束は、10^{16} H/cm^2/s台、ガス透過の圧力は、100 Torrとした（ここで、ガス透過の圧力は、文献値：S. Fukada, Fusion Eng. Des. **83** (2008) 747. に基づくものである）。これから、GDPによる水素透過の方がPDPによるものより1ケタ以上大きいことが分かった。また、透過材料としてα-Feの物性値データを用いたDIFFUSEコード計算結果と比較すると、本研究でF82H試料を用いて

得られた透過束実験データの方が約1ケタ高い事が分かった。これらの事から、実証炉では、何等かの水素同位体透過抑制策が講じられる必要がある。

水素透過抑制策のひとつとして、従前より、第一壁の周辺プラズマ側にタングステン被膜を付ける事が検討されてきた。言うまでもなく、タングステン被覆は、プラズマ粒子によるスパッタリング損耗を軽減するものと期待される。

2014年度末に真空プラズマ溶射によるタングステン被膜（VPS-W）を前記F82H製水素透過膜試料に施し、2015年度には、その試料を用いた水素透過実験を行った。

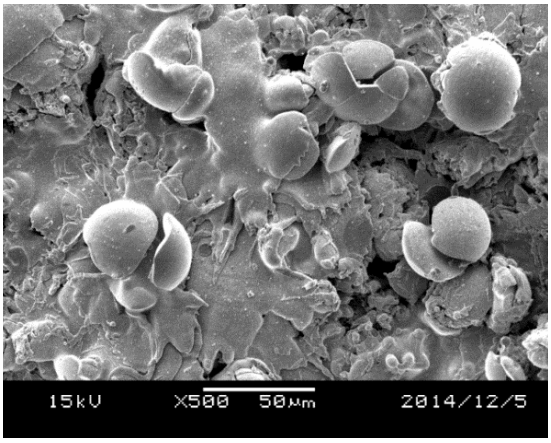


Figure 3.4.1.4 Plasma sprayed tungsten coatings on F82H.

先ず、その表面写真を図3.4.1.4に示す。このプラズマ被覆には、出発物質として直径数十ミクロンのタングステン粉末が用いられたので、最終表面には、未溶解のタングステン粉末粒が見られる。それと関連して、タングステン被覆が理論密度の約90%程度であることも分かった。つまり、10%程度が気孔である。但し、これが閉気孔によるものあるか、或いは、開気孔によるものであるか、また、それらが水素透過挙動に与える影響については、別の機会に詳しく述べる。

DIFFUSEコードを用いて、理論密度（気孔無し）の1 mm厚タングステン被覆付きのα—Feの水素プラズマ照射透過束を計算した結果を図3.4.1.5に示す。これから、タングステン被覆により水素透過束が約1桁抑制されることが分かる。また、対応する条件で取られた実験データも示した。タングステン被覆の水素透過抑制効果に関して、ほぼ予想された通りの差異がF82H試料を用いた実験データ（W : 0.09 ㎜厚、F82H 0.5 ㎜厚）にも見られた。

また、VEHICLE-1装置を用いて、炉心プラズマからのα粒子にさらされる第一壁表面における水素保持量変化についてのデータ取得を行った（一般共同研究：北大 山内有二、信太祐二）。図3.4.1.6に昇温脱離法を用いたF82H試料の水素保持量の測定結果を示す。九州大学（吉田直亮）で実施した透過型電子顕微鏡による断面観察では、表面近傍に形成されたHeバブルが観察され、水素補足サイトになっている可能性が明らかになった[3.4.1.6]。

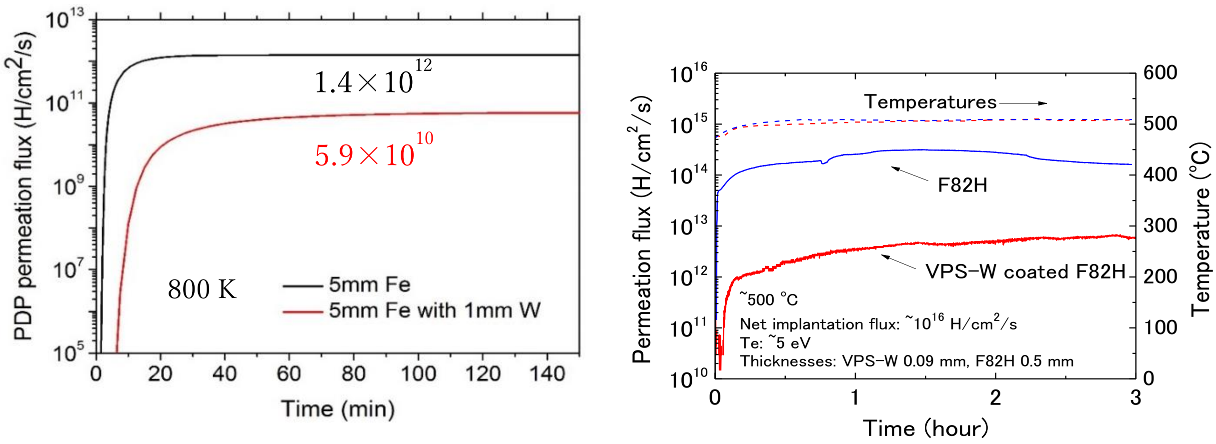


Figure 3.4.1.5 Plasma-driven permeation through F82H membranes with and without plasma-sprayed tungsten coatings; (left) DIFFUSE calculations and (right) breakthrough curves for F82H membranes with and without tungsten coatings.

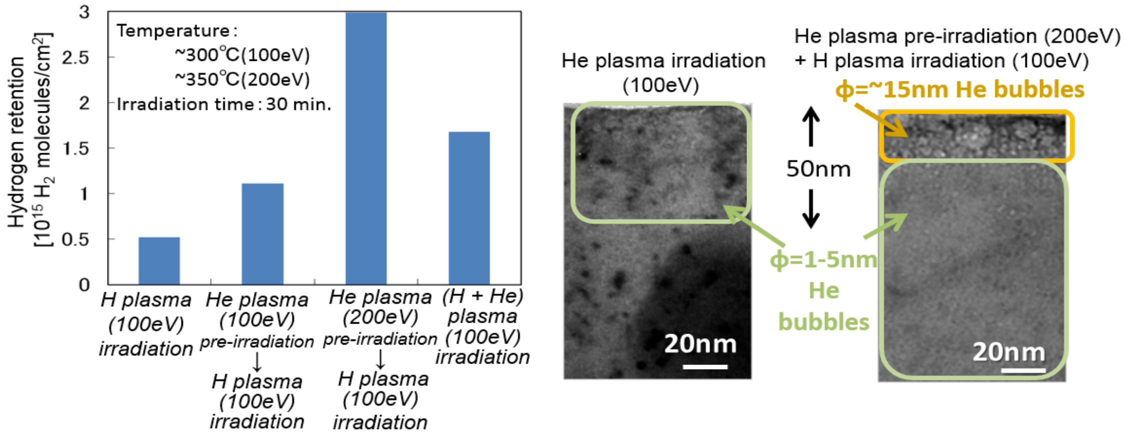


Figure 3.4.1.6 (Left) Increase in hydrogen retention in F82H substrates with He pre-irradiation, (Right) Transmission Electron Microscope (TEM) images of cross sections of irradiated samples.

参考文献

[3.4.1.1] A. Sagara *et al.*, Fusion Technol. **39** (2001) 753-757.
[3.4.1.2] Y. Hirooka *et al.*, Journal of Nuclear Materials **337-339** (2005) 585-589.
[3.4.1.3] Y. Hirooka and H. Zhou, Fusion Sci. and Technol. **66**(2014)63-69.
[3.4.1.4] H. Zhou *et al.*, Nucl. Mater. **455**(2014)470-474.
[3.4.1.5] Y. Hirooka *et al.*, Fusion Sci. and Technol. **64** (2013) 345-350.
[3.4.1.6] 芦川直子他, プラズマ・核融合学会第 30 回年会発表.

3.4.2 増殖／却材

3.4.2.1 金属微粉末による溶融塩の実効水素溶解度の制御

FLiNaKをはじめとする溶融塩は、化学的安定性・低電気伝導性（低MHD圧力損失）・低腐食性といった利点を有する一方で、水素同位体の溶解度が低い。このため、トリチウム燃料サイクルの実現のためには配管への水素透過防止コーティングなどが必要となること、高温での機械特性に優れるバナジウム合金（水素溶解度が高い）が使用できないこと、などが課題とされる。

そこで相良により提案された水素溶解度の高い金属微粉末の混合により実効的に解決する概念[3.4.2.1]に基づき、チタン粉末を含有させたFLiNaKの実効水素溶解度を計測した[3.4.2.2]。水素含有アルゴンガスでのバブリングにより水素を溶解したチタン粉末含有溶融塩をアルゴンガスによりバブリングし、放出される水素を計量した。チタン含有の有無による、溶解水素の放出挙動変化の例をFigure 3.4.2.1に示す。これにより推定された水素溶解度の向上はチタン含有量が重量比で0.1%であっても5桁に及び、本概念の有効性が実証された。なお、酸化により汚染されたTi含有FLiNaKでは水素溶解度の向上は認められず、Ti表面の清浄性が重要であることが明らかになった。さらに、粒子の沈降が起こりにくいだけでなく清浄な粒の表面状態が期待できる、プラズマ誘起カソード電解法[3.4.2.3]によりチタンナノ粒子を生成し含有させたFLiNaKを用いたところ、溶融塩中に浸漬したバナジウム板への水素蓄積が大きく低減されることも明らかになった。これにより高温特性に優れるバナジウム合金を用いたブランケットの設計が可能になり、さらにチタンなどの粉末は溶融塩中の腐食要因となる不純物（水分、HF等）と反応しやすいことから、構造材料との両立性のさらなる向上も期待される。

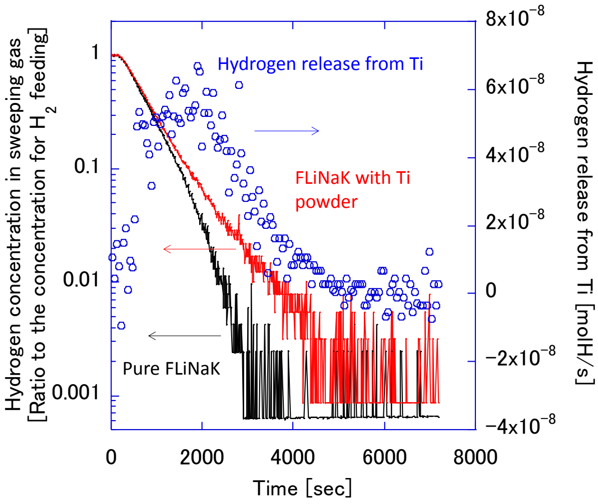


Figure 3.4.2.1 An example of hydrogen release from FLiNaK with and without Ti powder.

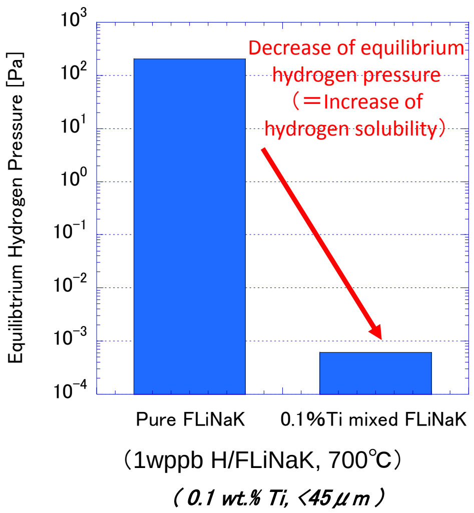


Figure 3.4.2.2 The effect of Ti powder addition on the hydrogen equilibrium pressure of FLiNaK.

金属微粉末に吸収された水素の回収については溶解度測定に利用した

気液接触による方法に加えて、高周波の磁場成分が金属粉のみに吸収されることを利用し、金属粉を選択的に加熱しながら気液接触回収すると効率的に水素が回収できると期待できる。高周波磁場と高周波電場を独立して印加できる加熱装置を製作し、高周波磁場が溶融塩中に分散した金属粉に吸収されることも実証した。高周波加熱装置内での磁場・電場分布及び、磁場加熱時の挙動をそれぞれFigure 3.4.2.3、および、Figure 3.4.2.4に示す。

3.4.2.2 LiPb 薄液層における水素透過特性

LiPb合金からの配管壁を通じた水素同位体燃料透過の抑制、また透過法等を利用した水素同位体燃料の回収に当たっては、撹拌の影響が微小となる配管壁近傍の薄液相を通した水素透過の挙動の解明が重要である。そこで熱対流などの影響を抑制できる厚み1 mm程度のLiPb薄液層を設け、この層を通じた軽水素の透過挙動ならびに溶解度と拡散係数の評価を行うための水素透過測定装置を構築した。試験体系の概略をFigure 3.4.2.5に示す。

実験結果についての解析を行い、水素ガスを導入した際の透過水素フラックスの変化は、透過の立ち上がりから定常状態に至るまで、一次元の透過モデルにより再現できることを明らかにした。この際に得られた水素の溶解度および拡散係数をFigure 3.4.2.6、および、Figure 3.4.2.7に示す。溶解度は過去の研究と同程度である一方で拡散係数は1桁以上小さな値であることが明らかになった。この結果は、LiPbに溶解している水素同位体が配管壁を透過するのを抑制する点では好ましいものの、LiPbからの水素同位体燃料の回収については従来予測されていた回収速度よりも低くなる可能性がある。

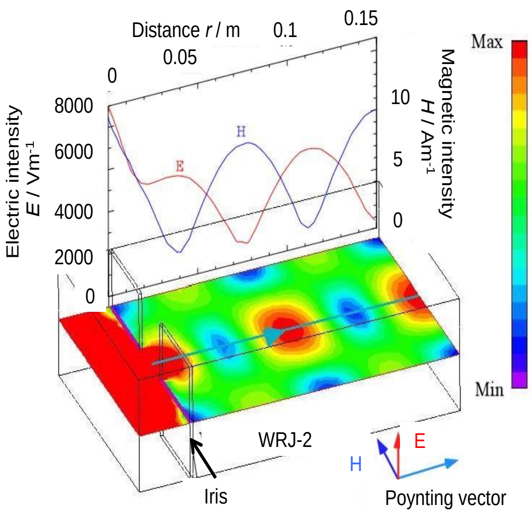


Figure 3.4.2.3 Distributions of E and H field intensity in TE_{103} single-mode cavity.

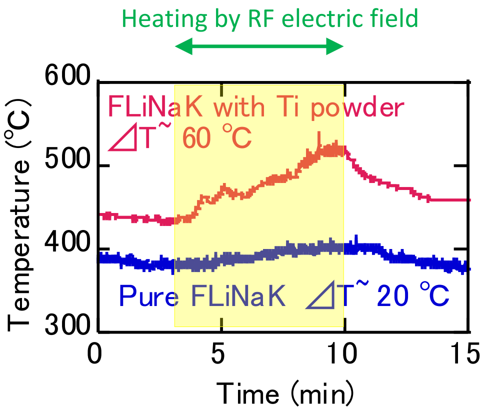


Figure 3.4.2.4 Heating behavior of FLiNaK with and without Ti powder by RF magnetic field.

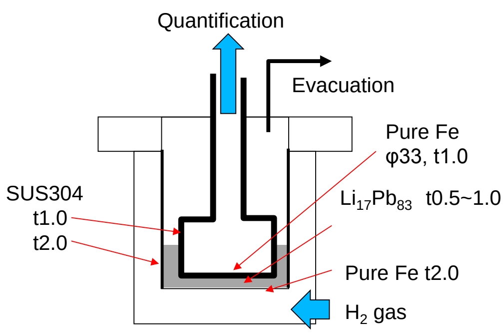


Figure 3.4.2.5 Schematic of hydrogen permeability measurement system mitigating liquid convection.

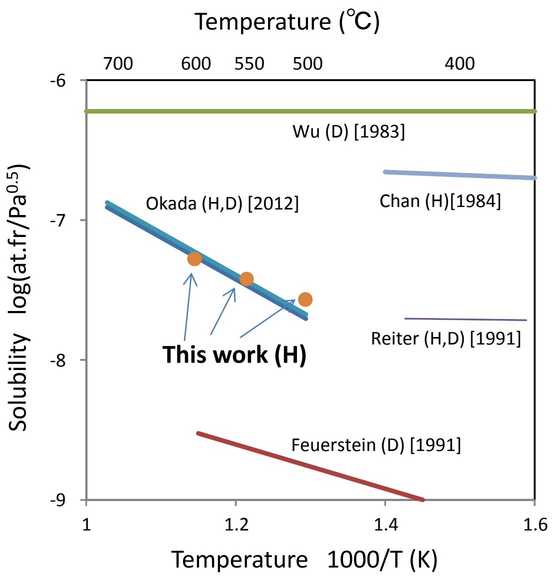


Figure 3.4.2.6 Hydrogen solubility in Li-Pb eutectic alloy.

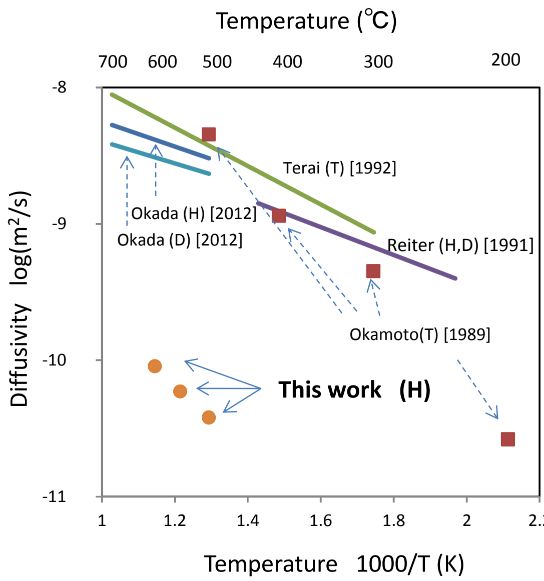


Figure 3.4.2.7 Hydrogen diffusivity in Li-Pb eutectic alloy.

3.4.2.3 ガス圧駆動小型流動ループの構築

液体増殖材中での構造材料・機能性材料の腐食については、流動環境と系内での温度差が非常に大きく影響することが知られている。これらの条件の達成において3.4.3節で紹介する熱・物質流動ループOroshhi-2は有効であるが、基礎レベルの試験やスクリーニングにおいては、より小規模な装置が必要である。そこでガス圧を利用し、小規模ながら連続流動・系内温度差の付与、さらに運転中の流体のサンプリングを可能とする流動ループを考案し、構築した。流路部分の装置の外観および全体の概要をFigure 3.4.2.8、および、Figure 3.4.2.9に示す。本装置は流量は少量であるもののガス圧の設定により流体の種類によらない流動が可能（Table 3.4.2.1に主要な流体での設定パラメータを示す）であり、FLiNaKの連続流動が可能であることを実証したほか、PbLiを用いた腐食試験を進めている。

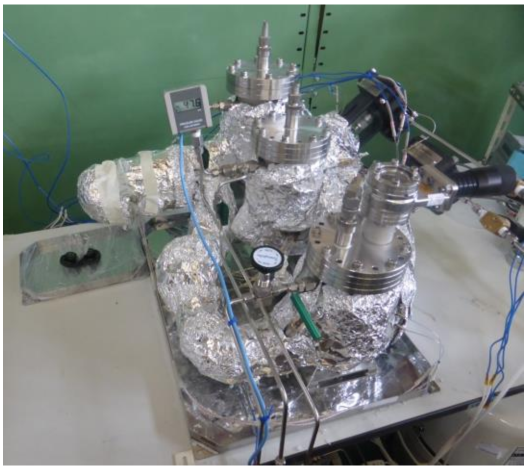


Figure 3.4.2.8 Gas driving liquid loop operating with FLiNaK at around 800 K.

参考文献

[3.4.2.1] A. Sagara *et al.*, Fusion Eng. Des. **89** (2014) 2114.
[3.4.2.2] J. Yagi *et al.*, Fusion Eng. Des. **98** (2015) 1907.
[3.4.2.3] Y. Ito *et al.*, Molten Salts Chemistry: From Lab to Applications (2013) 269.

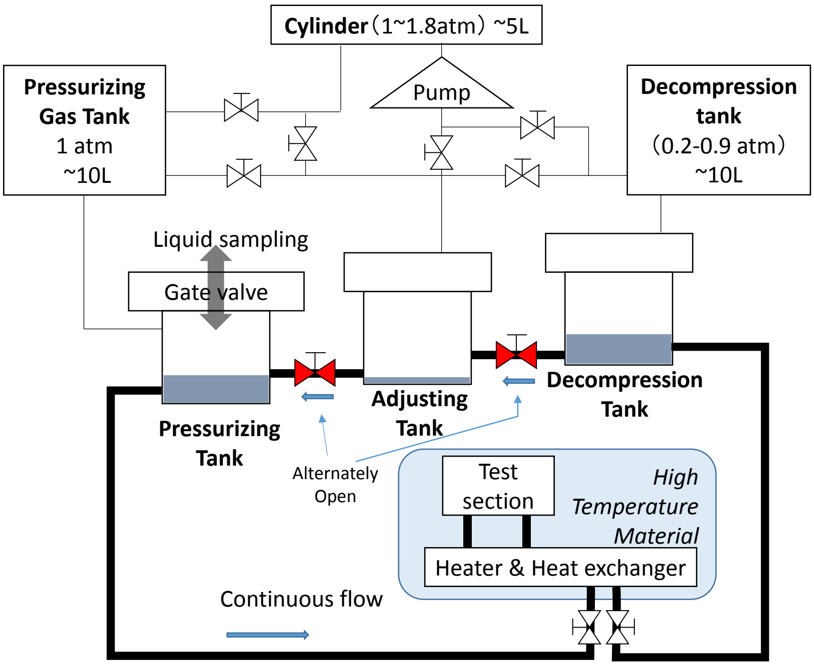


Figure 3.4.2.9 Schematic of DAICON “Difference of Argon-gas pressure Impelling Circuit with One-way flow in NIFS”.

Table 3.4.2.1 Parameters for liquid breeding material circulation

Liquid	Main flow channel I.D. [mm]	Main flow channel Length [m]	Flow rate [mL/s]	Pressure drop [kPa]	Liquid head [m]
Li	1.76	2.0	2.0	8.6	1.8
PbLi	1.76	2.0	2.0	52	2.6
FLiNaK	1.76	1.5	2.0	82	0.84
Water	1.76	2.0	2.0	15	1.6

3.4.3 熱・物質流動ループ

3.4.3.1 冷却材流動ループシステム構築の目的 [3.4.3.1]

これまでに大学等を中心として推進されてきた液体ブランケット要素技術研究では、比較的小型の試験容器や循環ループ、試作ユニットを用い、材料特性、静止場・流動場における材料腐食（材料共存性、不純物・流動・磁場効果）、酸化還元制御、磁場下伝熱・流動特性、水素同位体輸送・回収技術、配管セラミック被覆技術、センサー技術等についての学術研究が展開されてきた。多岐にわたる材料基礎データの蓄積、メカニズムや機能実証、モデリング手法の検証が行われてきている（図 3.4.3.1）。

これら要素技術研究で得られた結果に基づき、核融合科学研究所では平成 21-24 年度、溶融塩冷却材からの水素燃料と熱の分離回収実証のために必要となる統合的な技術の研究・確立のための FLiNaK 循環ループ装置 Orosh^{2}i-1 の構築と運用を行った。また、平成 25 年度より、炉で想定される熱や磁場の条件を模擬し、液体ブランケットに必要とされる技術や機能の統合的な開発研究、試験を行うことを目的として、さらに大型の熱・物質流動ループ装置 Oroshhi-2 の構築を行い、試運転を経て、平成 27 年より、大学共同研究プラットフォームとして本格稼働させている。

3.4.3.2 FliNaK 循環ループ装置 Orosh^{2}i-1

溶融塩ブランケットの循環条件における水素燃料と熱の分離回収を世界で初めて実証するとともに、物理・化学・工学にわたる基礎特性の取得を目指して、水素熱分離回収制御-1 号機（Operational Recovery Of Separated Hydrogen and Heat Inquiry-1, Orosh^{2}i-1）の設計、および製作を行った[3.4.3.2]。本装置は、1/2 インチ SUS 配管内に溶融塩冷却材 FLiNaK（融点 454℃）を最高温度 600℃、流速 0.2-0.5 m/s で循環させるループ装置である。ループの概略図を図 3.4.3.2 に示す。Orosh^{2}i-1 における FLiNaK 冷却材の循環には、市販の遠心ポンプにマグネットカップリング式延長シャフトや振動抑制軸受けベアリングに改造を施した高温溶融塩用遠心ポンプを開発して適用した。ループ内の温度管理や流体確認手法についての改良を重ねた結果、500℃の FLiNaK を 0.25 m/s でループ内を循環させることに成功した。排圧パージ式差圧流量計により測定した流速は、ポンプ回転数により正確に制御できることを確かめている。一部チェンバー内の液面上昇により最高速度は 0.25 m/s に制限されたが、さらに高い流速での安定した FliNaK 循環が可能である見通しを得た。

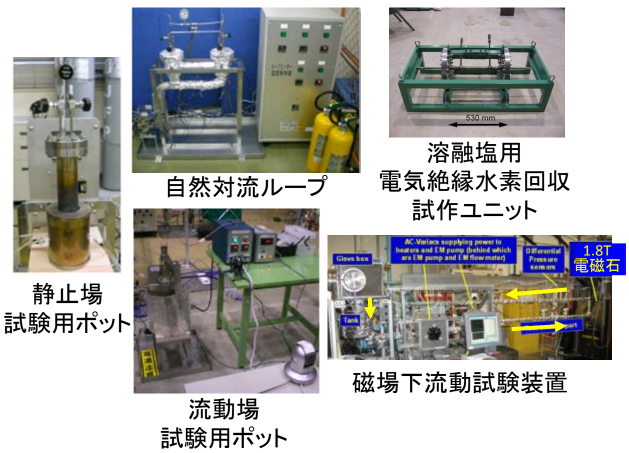
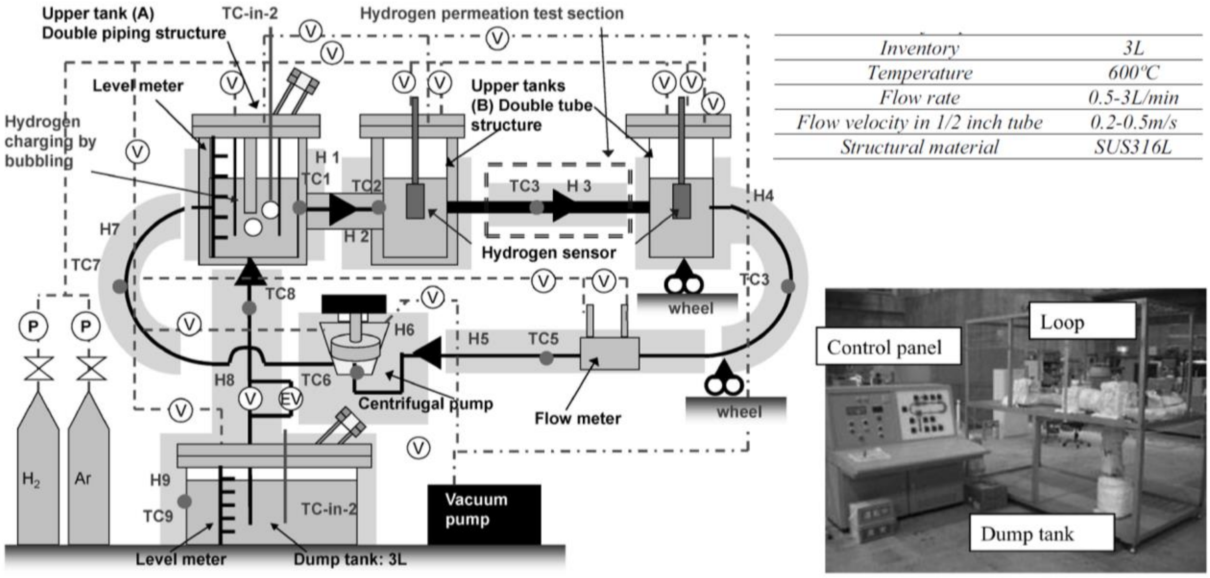


Figure 3.4.3.1 Examples of small-size experimental apparatuses for studies on material properties and fundamental blanket technologies [3.4.3.1]



Inventory	3L
Temperature	600℃
Flow rate	0.5-3L/min
Flow velocity in 1/2 inch tube	0.2-0.5m/s
Structural material	SUS316L

Figure 3.4.3.2 Configuration diagram of the FLiNaK circulation loop Orosh^{2}i-1[3.4.3.2].

液体 FLiNaK への水素チャージ（溶解）については、水素ガス吹き込み法を検討し（一般共同研究：九大　深田智）、静止場の FLiNaK (600℃)中へのバブリング試験を実施した(図 3.4.3.3)[3.4.3.3]。溶融塩中の気泡の挙動や、気泡との水素輸送特性を理解し、ループ運転温度 600℃における低い気泡レイノルズ数 (Re = 3.38) 条件において、総括水素輸送係数 $h = 7\times10^{-5}$ m/s を獲得した。一方、アルゴンガスを用いてバブリングにより水素を回収する場合は、水素チャージよりも低い輸送係数が示唆された（図 3.4.3.4）。この水素チャージ試験においては、新たに開発した固体電解質水素センサーを用いてパージガス中の水素分圧測定を長時間実施し、測定の応答性や安定性を確認した[3.4.3.4]。

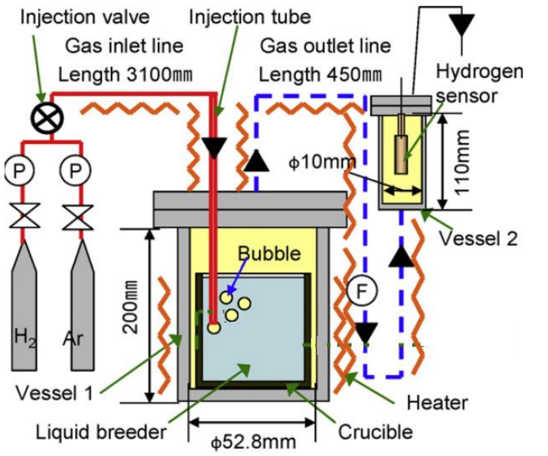


Figure 3.4.3.3 Schematic drawing of the experimental system for evaluation of hydrogen solubility and hydrogen recovery properties by Ar+H_2 gas bubbling into FLiNaK.

FLiNaK 冷却材からの水素回収については、HF（フッ化水素）による腐食に強く、水素透過データが比較的豊富な純 Ni を水素透過壁材料として選択し、水素回収モジュールの設計・製作を行った[3.4.3.5]（一般共同研究：九大　深田智、協力：鈴鹿工専　南部智憲、名大　湯川宏）。溶融塩用水素回収モジュールでは、ステンレス配管が Ni と接触していると、Fe が電気化学腐食により溶解し、Ni 水素回収管の表面に析出することにより、長期間の水素回収が困難になると考えられる。そこで、Ni 回収管を電気的に絶縁する、二重管構造の電気絶縁水素回収ユニットを開発、試作した（図 3.4.3.5）。

He 希釈水素ガスを用いた性能試験を実施し、配管部を 530K (約 260℃)まで昇温した際の水素透過速度は、過去の研究において測定されている純 Ni 板材の水素透過係数と同程度であることを確認した。水冷電気絶縁フランジ構造が正常に機能しており、実際の 500℃液体 FLiNaK からの水素回収に適用できる見通しを得た。

Orosh^{2}i- 1 ループにおいては、配管の溶接やチェンバー製作にかかわる部分を除き、設計、ヒーター巻き付け、温度測定・制御、FLiNaK の調合と融解、液面測定、流速測定等、研究者の手で行った。Orosh^{2}i-1 ループで得られた高融点 FLiNaK を循環させる際の技術、および、経験は、次に述べる Oroshhi-2 ループ装置の構築、運用に活かされている。

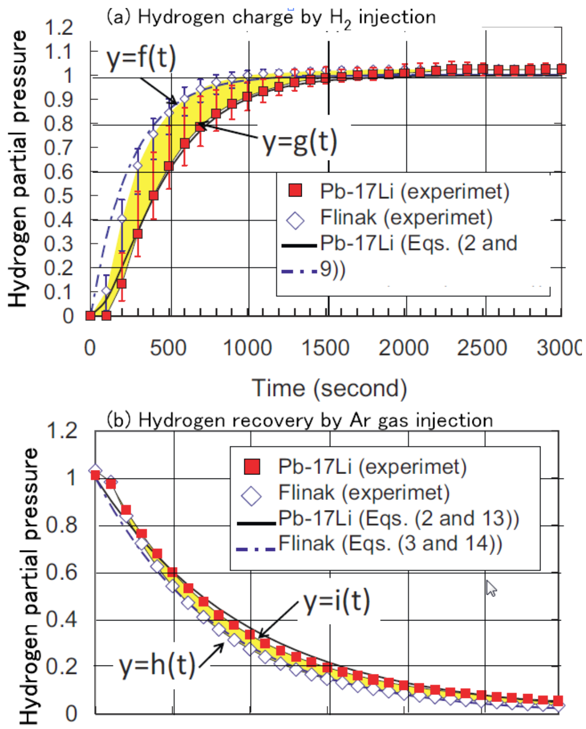


Figure 3.4.3.4 (a) Hydrogen solubility in FLiNaK measured by gas bubbling, (b) Hydrogen recovery by Ar gas bubbling into FLiNaK containing hydrogen. (Results for PbLi are also shown in the figure.)

3.4.3.3　熱・物質流動ループ oroshhi-2

Orosh2i-1 ループの成果を基に、平成 25 年度、核融合炉で想定される熱や磁場の条件を模擬し、熱や水素燃料の取り出し、配管材料の腐食等、液体ブランケット発電システムに必要な技術や機能を総合的に試験するための世界最大級の熱・物質流動ループ Oroshhi-2（オロシ-2、Operational Recovery Of Separated Hydrogen and Heat Inquiry-2）を構築した（図 3.4.3.6）[3.4.3.6]。本装置は、溶融塩 FLiNaK(基本運転温度 500℃)、及び液体金属 LiPb (300-350℃)を個別に循環させるツイン・ループシステムであり、共に 1 インチ配管内を最大流速 1.5 m/s で循環させることができる。ツイン・ループと

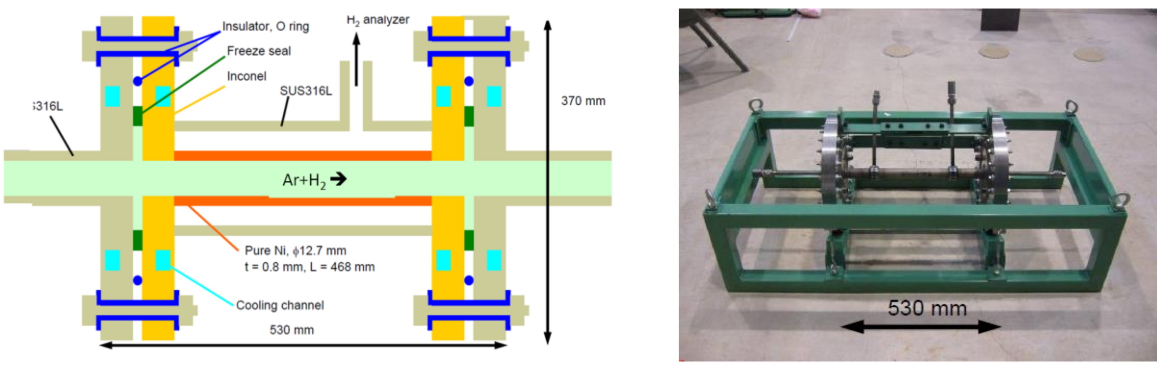
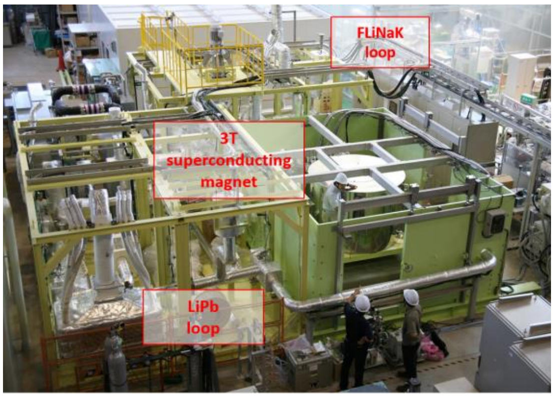


Figure 3.4.3.5 Schematic drawing and photo of the electrically-insulated hydrogen isotope recovery unit developed for a high temperature molten salt coolant.

することにより、様々な特性が対照的な溶融塩と液体金属の挙動、取り扱いについて比較しながら研究を推進することが可能となっている。また、伝熱・流動特性に対する強磁場の MHD 効果を研究するために、長さ 50 cm の領域を横切る直線配管に対して最大 3 テスラの均一垂直磁場（均一度 5%）を印加可能な超伝導磁石を設置している。これは現時点で、同目的・同磁場形状としては世界最強である。本装置の構築は、装置パラメーター検討の段階から京都大学、九州大学等との協力により実施しており、試運転を経て、平成 27 年度より、液体ブランケット研究開発における国内共同研究の供用プラットフォームとして本格運用を開始している。熱と水素同位体燃料の分離回収や配管材料の腐食、伝熱・流動に対する強磁場効果等の学術研究について、複雑な温度、流速、磁場分布変化を持ち、かつ、様々な異種材料が混在する循環系を対象にして推進することが可能となる。また、得られた知見やデータは発電ブランケット設計時の根拠となる。



	FLiNaK LiF-NaF-KF (46.5-11.5-42 mol %)	LiPb $Li_{15.7}Pb_{84.3}$
Inventory	: ~100 L	~100 L
Pump	: Centrifugal	Electromagnetic
Pipe material	: Inconel	SUS 316
Inner diameter	: 25.4 mm	40.8 mm/25.4 mm
Velocity	: 1.5 m/s	1.5 m/s
	(~50L/min, Without magnetic field)	
Temperature	: 500 °C	350 °C

Figure 3.4.3.6 Photo of the FLiNaK/LiPb twin loop system Oroshhi-2 [3.4.3.6].

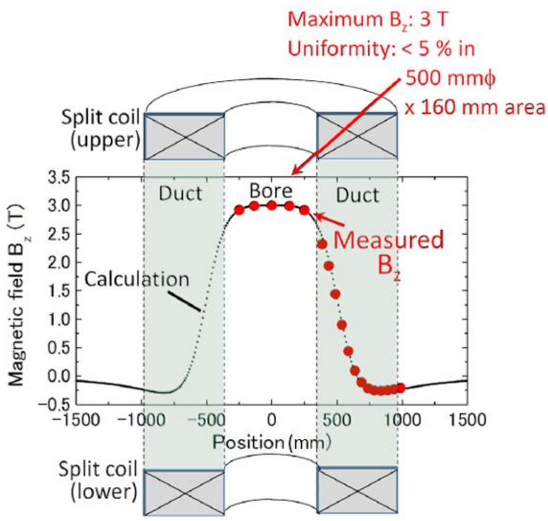


Figure 3.4.3.7 Distribution of a magnetic field strength B_z on the central axis of the 3 tesla superconducting magnet [3.4.3.6].

3.4.3.4　3 T 磁場下 MHD 圧力損失測定

Oroshhi-2 ループに設置された超電導電磁石内の磁場強度分布を図 3.4.3.7 に示す。この超電導電磁石を用いた最初の MHD 圧力損失実験を磁場に直交した 1 インチ直線配管内を流れる LiPb（350℃）に対して実施した。流速および磁場強度を変化させた際の磁場を横切る配管部における圧力損失の測定結果を図 3.4.3.8 に示す。また、このプロットの流速 0.23 m/s における磁場強度と圧力損失の関係について図 3.4.3.9 に示す。この図では、横軸を磁場強度の二乗(B^2)としており、圧力損失が 3 T の強磁場下においても B^2 に比例して増大していることを示している。また、図中の点線は、強磁場下の管内で流速分布が均一になると仮定した理論により計算される圧力損失を示しており、約 20%の違いが見られた。LiPb 中の温度、粘性、電気伝導度の違いが実験値と計算値の違いに現れ

ている可能性があり、より詳細な評価実験を進める予定である。

3.4.3.5 流体の調整・不純物の制御

Oroshhi-2 ループで利用したフッ化物溶融塩FLiNaKおよび液体鉛リチウム共晶合金 PbLi はともにループ付属のグローブボックス内（通常作業環境：高純度アルゴン置換、酸素濃度 1ppm 以下、露点-60℃以下）で調整した。グローブボックス内に設置したそれぞれの調整タンク内にて、表 3.4.3.1 および 3.4.3.2 に示す各材料を真空加熱脱気した後に昇温・溶融して試験流体を調整し、アルゴンガスで加圧してそれぞれのダンプタンクに移送した。調整タンクの容量に応じ、流体の調整は複数回に分けて実施した。なお調整タンクからダンプタンク、またダンプタンクから主ループへの移送は各タンクの底部に設置された導入管か行っており、流体表面に浮上するスラグ等の不純物は主ループへは移送されない構造となっている。

これら手法によりループ内の不純物（特に PbLi では酸化物、FLiNaK では水分）濃度は十分低いことが期待できる。さらに、運転中の腐食等による混入不純物はループ内に設置された空冷式のコールドトラップにより除去できる。突発的な閉塞を避けるため、コールドトラップはそれぞれの融点に余裕を持たせて FLiNaK ループで 480℃程度、PbLi ループで 260℃程度としている。図 3.4.3.10 に約 500 時間の運転後にサブループ試験部から採取した PbLi の断面 SEM 像（クロスセクションポリッシャによるアルゴンビーム研磨）を示す。明確な共晶構造が認められるが、酸化物の析出などは認められなかった。

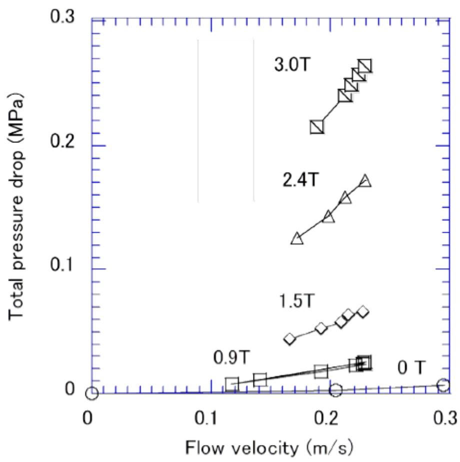


Figure 3.4.3.8 MHD pressure drop in a LiPb coolant flowing through a straight pipe obtained by using the 3 T magnet of the Oroshhi-2 loop [3.4.3.6].

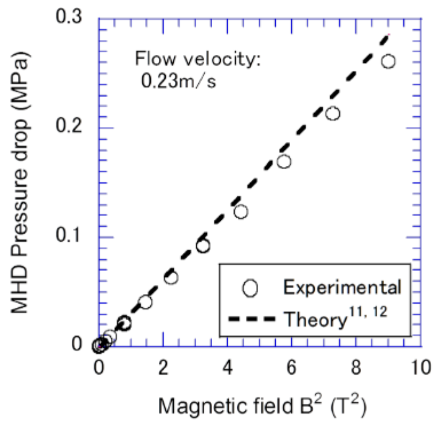


Figure 3.4.3.9 Relation between a magnetic field strength and magnitudes of MHD pressure drop in a LiPb flow [3.4.3.6].

3.4.3.6 サブループ流動試験

PbLi ループのサブループ試験部において、超音波ドップラー流速計（UDV）の実証試験を実施した。UDV は流速分布の測定も可能であり、液体金属の MHD 流動場の測定などでの活躍が期待される。流速計動作は不純物を十分に抑えたグローブボックス内でのポット試験では確認されていた[3.4.3.7]ものの、米国のループ装置内では不純物の存在により稼働が確認できていなかった。流体調整時から不純物の混入を抑制し

た本ループにおいては流体からの超音波の反射が確認でき、流速分布測定の精密化に向けさらに改良を進めている。サブループエリアに設置された UDV 試験ユニット写真を図 3.4.3.11 に示す。

Table 3.4.3.1 Materials of molten salt FLiNaK

Material	Ratio (at.%)	Shape	Purity (%)	Manufacturer
LiF	46.5	Powder	>98.0	Kanto Chemical Co. Ltd.
NaF	11.5	Powder	>99.0	
KF	42.0	Powder	>99.0	

3.4.3.7 高温磁場腐食試験部

溶融塩は磁場下の流動で分極し、電気化学的な腐食が発生するとの予測がある。そこで高温磁場腐食試験部を溶融塩ループのサブループエリアに設置した。磁場は永久磁石により流路に直交方向（ほぼ垂直）に 1T を与え、さらに実環境で腐食に大きく影響を与えると考えられるループ内での温度差を付与するため、腐食試験部専用の追加熱系（2kW）を設けた。これにより、低流量時には 200℃までの温度差を与えられる。図 3.4.3.12 に試験部流量約 0.7L/min 時の試験部流体温度を示す。追加熱ヒーターの入口部分 1 か所、出口部分に間隔をあけて 2 か所の熱電対ウェルが設けてあり、これらを用いて熱バランスとパルス伝播の 2 手法により流量の推定が可能となっている。

Table 3.4.3.2 Materials of PbLi eutectic alloy

Material	Ratio (at.%)	Shape	Purity (%)	Manufacturer
Li	15.7	Column	>99.9	Furuuchi Chemical Co. Ltd
Pb	84.3	Plate	>99.99	

なお、腐食試験部（管内径：φ10.4 mm）へはガイドロッド（φ3.0 mm）に固定してサンプルを挿入できる構造となっており、幅 10 mm 程度までの板状試料や、管状試料などを利用できる。

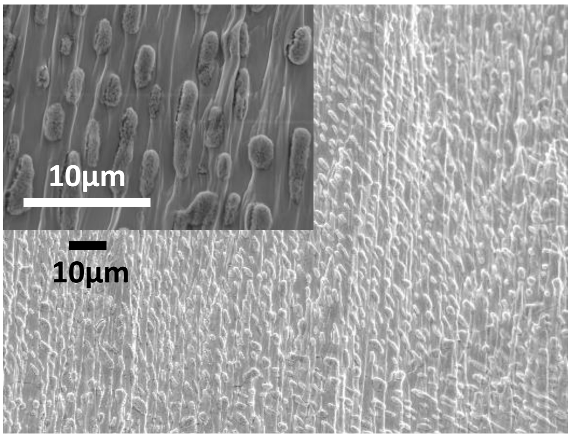


Figure 3.4.3.10 SEM image of the cross-section of solid Pb-Li alloy, showing eutectic structure.

Figure 3.4.3.11 The UDV test unit installed in the Pb-Li sub-test section in Oroshhi-2.

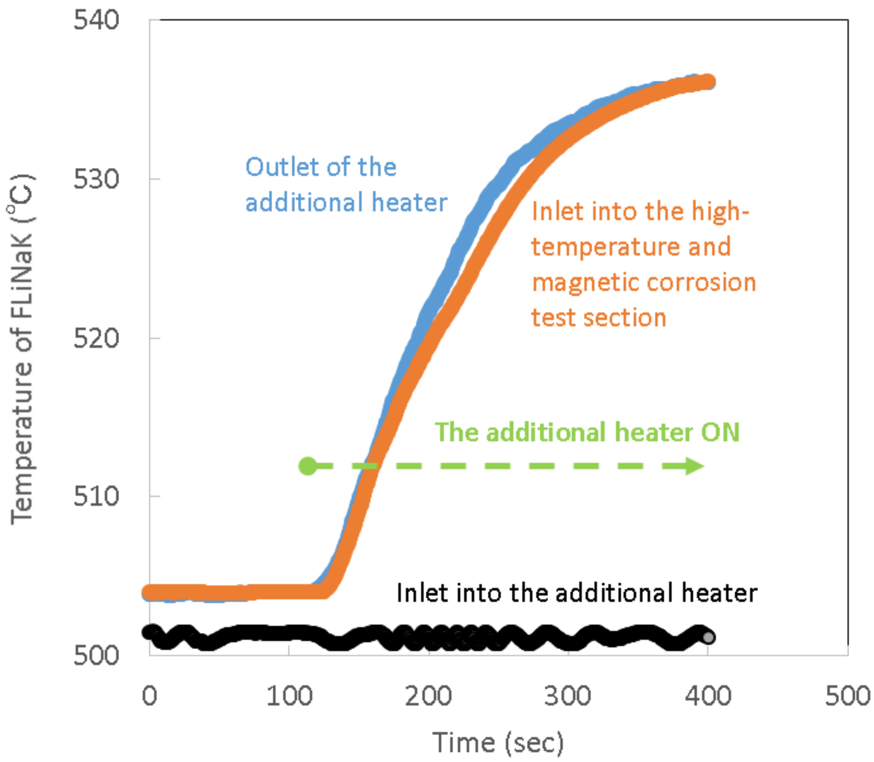


Figure 3.4.3.12 Example of temperature increase by the additional heater for high-temperature and magnetic corrosion test section.

参考文献

[3.4.3.1] 田中照也 他、J. Plasma Fusion Res. **92** (2016) 112-118.
[3.4.3.2] A. Sagara et al., Fusion Science and Technology **60** (2011) 3-10.
[3.4.3.3] M. Kondo et al., Fusion Engineering and Design **87** (2012) 1788– 1793.
[3.4.3.4] T. Oshima et al., Plasma and Fusion Research **5** (2010) S1034-1-S1034-5.
[3.4.3.5] T. Nagasaka et al., Plasma and Fusion Research **7** (2012) 2405141-1-4.
[3.4.3.6] A. Sagara et al., Fusion Science and Technology **68** (2015) 303-307.
[3.4.3.7] Y. Ueki et al., Fusion Eng. Des. **89** (2014) 77.

3.4.4 セラミック被覆

Li冷却ブランケットにおけるMHD圧力損失低減のために、また、Flibe等の溶融塩冷却ブランケットやLiPb冷却ブランケットにおける水素同位体燃料の透過抑制のために、増殖ブランケット及び冷却材配管にセラミック被覆を施すことが検討されている。核融合科学研究所では、有機金属錯体ガスを用いるMOCVD (Metal Organic Chemical Vaper Deposition) 法及び有機金属溶液を用いるMOD (Metal Organic Decomposition) 法による大面積の酸化物被覆技術の確立と要求性能の達成を目指している。これら被覆開発研究は、還元性の強い液体Li冷却材中においても化学的に安定であり、また、金属配管からの水素同位体透過抑制にも有効であるEr_2O_3（酸化エルビウム）を主な対象として進めている。また、耐腐食セラミック被覆として、液体溶融塩を用いた窒化物被覆成膜の研究を進めた。

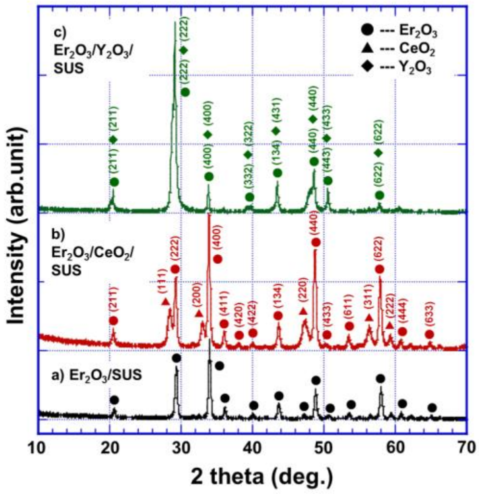


Figure 3.4.4.1 X-ray diffraction patterns of a two-layered Er_2O_3/buffer coating fabricated by the MOCVD method.

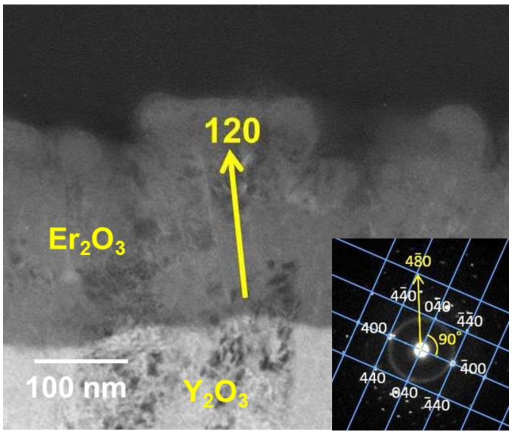


Figure 3.4.4.2 A TEM image of a cross section of a two-layered Er_2O_3/Y_2O_3 coating fabricated by the MOCVD method.

3.4.4.1　MOCVD（気相法）酸化物被覆

MOCVD法については、本研究所が分子構造設計を行うことで新たに合成されたEr $(IBPM)_3$有機金属錯体を用いて、成膜手法の高度化を進めている。金属基板とEr_2O_3被覆の間にCeO_2、及び、Y_2O_3を中間層とする二重被覆技術の研究が進展した。ステンレス基板上に試作した二重被覆のX線回折パターン（図3.4.4.1）において、従来の金属基板上に直接成膜した場合と比較して、半価幅が小さくなる傾向が見られた。これは、中間層上に成膜されたEr_2O_3被覆の結晶化度が向上していることを示唆している。また、富山大学（一般共同研究：松田健二）において取得された透過型電子顕微鏡像と回折パターン（図3.4.4.2）を本研究所で解析した結果、いずれの中間層の結晶成長方位に準じてEr_2O_3結晶が成長する傾向が見られた。また、CeO_2中間層よりもY_2O_3中間層の場合にて、Er_2O_3被覆層が著しく集合組織化されて、直接金属基材に成膜された被覆よりも緻密な組織が得られることが明らかになった[3.4.4.1]。これは、中間層に用いられる酸化物の格子定数とEr_2O_3被覆層の格子定数から算出されるミスフィット率（f）が強く影響していると考

えらえる。一般に、ミスフィット率は、相互の格子定数の整合性を示す因子であり、値が小さいほど整合性が良いとされる（参考 ; CeO_2とEr_2O_3のミスフィット率（f）: 48.66%、Y_2O_3とEr_2O_3のミスフィット率（f）: 0.57%）。このように、MOCVDによるEr_2O_3被覆の成膜において、酸化物被覆の格子定数から見積られるミスフィット率を勘案した多重被覆プロセスは、被覆層の微細組織を改善する方法として有望である。

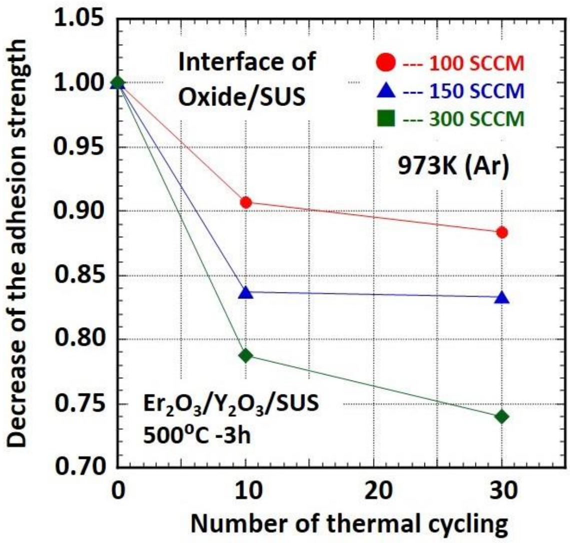


Figure 3.4.4.3 Thermal cycle effect on the peering strength of a two-layered Er_2O_3/Y_2O_3 MOCVD coating.

一方、被覆層の寿命評価手法の1つとして、超薄膜スクラッチ試験を用いた被覆層の剥離試験を提案している。一般的に、スクラッチ試験は、JIS規格にて自動車の塗装膜等の厚膜等の剥離強度を評価する手法として知られている。超薄膜スクラッチ試験は、一般的なスクラッチ試験の概念を光学材料や機器の保護膜等の薄膜等に応用した試験である。Er_2O_3 / Y_2O_3二重被覆試料にて、酸化物層（Er_2O_3とY_2O_3）と金属基板界面における700℃での熱履歴印加後の剥離強度を熱履歴前の剥離強度で規格化した結果（図3.4.4.3）、30回の熱履歴を印加しても70%以上の剥離強度を維持しており、著しい剥離強度の低下は生じないことが明らかになった。一方、Er_2O_3とY_2O_3の界面における規格化した剥離強度では、約85%の剥離強度を維持しており、酸化物/金属界面よりも強固な結合が確認された。これは、Y_2O_3相上でのEr_2O_3結晶の核生成が起こる際にEr原子とY原子の原子半径が近似しているために起こるEr原子とY原子の相互置換（インターカーレーション）によるものと考えている。現在、Er_2O_3 / Y_2O_3界面での詳細な組織観察を実施している。

3.4.4.2　MOD（液相法）酸化物被覆

MOD法による被覆については、特に、低放射化フェライト鋼JLF-1表面への成膜プロセスの最適化を図った。有機溶液を用いる本手法では、酸素を含有した雰囲気中で焼成を行い、有機成分を分解・除去するとともに、Er_2O_3被覆層を基板表面に形成させる。この過程で、酸化しやすいJLF-1基板表面にはCr_2O_3やFe_2O_3の層が生じるが、特に、Fe_2O_3がEr_2O_3被覆の下に形成されると、水素透過抑制性能の低下や高温液体Li中での使用において著しい剥離が生ずることが分かった。一方、Cr_2O_3がEr_2O_3被覆の下に形成された際には、良好な水素透過抑制性能が得られ、Li中における剥離も抑制されることを確かめた[3.4.4.2, 3.4.4.3]。また、JLF-1基板表面へのFe_2O_3層の形成を抑制しながら、Er_2O_3被覆を焼成するための温度及び酸素分圧条件を詳細に調べるとともに、低放射化フェライト鋼の表面酸化の制御を説明するためのモデル化研究を行った[3.4.4.4]。JLF-1基板の片面に0.5-1.0 μ m厚のEr_2O_3被覆をMOD法により施した際の水素透過抑制

係数は、現段階で～1/200であり[3.4.4.5](図3.4.4.4)、現在、結晶性向上により、目標の透過抑制係数1/1000を目指している。電気絶縁性能については、絶縁耐圧は20-40 kV/mmと十分高く、また、電気伝導度についても、室温から400℃における測定結果の外挿から、ブランケットで想定される650℃において、設計から要求される伝導度10^{-3} S/mより低く抑えられる見通しが得られている[3.4.4.6]。

3.4.4.3　液体溶融塩を用いた窒化物被覆成膜

フッ化物溶融塩ブランケットでは高温溶融塩冷却材による構造材料の腐食低減と水素同位体透過抑制の技術が必要不可欠である。そこで、従来の金属酸化物による水素透過抑制研究と異なるアプローチとして、Li_3Nを溶解させた溶融塩FLiK中における電気化学的手法により、構造材料表面に大面積窒化物被覆を形成するための技術開発を進めた。窒化物のうちTiNや$Fe_{2\text{-}3}N$等は水素透過障壁機能が既に報告されている。さらに熱力学的観点から窒化物被覆はフッ化物塩との良好な共存性が予測されており、構造材料の腐食低減によるブランケットの長寿命化が期待できる。これまでに、500℃以下の溶融塩中における窒化処理により、SUS316基材表面にCrNおよび$Fe_{2\text{-}3}N$被覆層を形成させることに成功した(図3.4.4.5)[3.4.4.7]。

3.4.4.4　イオンビーム誘起蛍光法セラミックスコーティング性能評価

ブランケットセラミックス材料の性能における中性子照射効果の評価のために、イオンビーム照射中に誘起

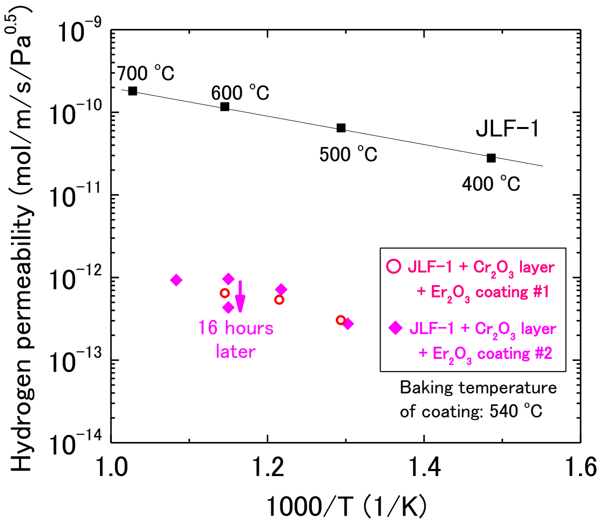


Figure 3.4.4.4 Reduction of hydrogen permeation through a low activation ferritic steel (JLF-1, 1 mm thick) substrate by Cr_2O_3 and MOD Er_2O_3 coating layers.

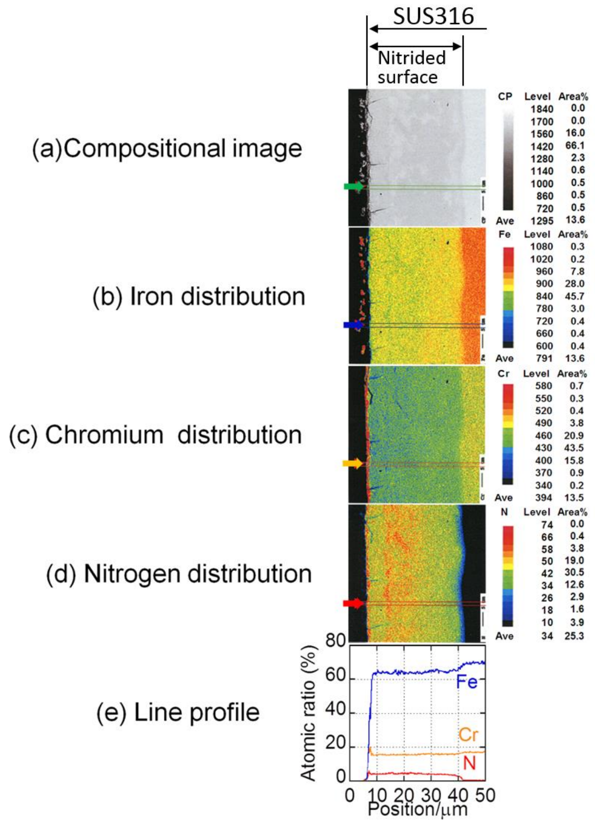


Figure 3.4.4.5 An FE-SEM image and EPMA mapping images of a cross section of a nitride layer on a SUS316 substrate surface formed by the electrochemical nitriding process in a molten salt. (a) FE-SEM compositional image, mapping images of (b) Fe, (c) Cr, (d) N and (e) line profile.

されるセラミックス試料からの可視域発光スペクトルと、イオン照射によるセラミックスの損傷量、及び酸素欠陥形成との関係を明らかにした[3.4.4.8]。酸化エルビウム試料に対して、34 keVの水素イオン照射を室温で10^{22} m^{-2}程度まで行った場合、照射初期には照射量増加に伴い蛍光線強度の減衰が確認された（図3.4.4.6）。また、10^{21} m^{-2}を超える照射量では蛍光線強度の減衰が止まり定常状態になることを明らかにした。今後、イオン照射中の損傷量のin situ測定を可能にするため、イオン照射量とセラミックスの損傷量の定量的関係を明らかにする必要がある。蛍光を発するEr^{3+}イオンの結晶場の理論計算[3.4.4.9]により（図3.4.4.7, 図3.4.4.8）、酸素欠陥形成によって発光線の分布が変化する可能性を示した。また、加熱制御された試料に対するイオンビーム誘起蛍光の測定を実施し、600 Kを超えると可視域の蛍光が可逆的に消失する現象を発見した[3.4.4.10]。今後、高温使用下でのセラミックス材料の照射損傷過程における電子励起状態の挙動を明らかにする必要がある。

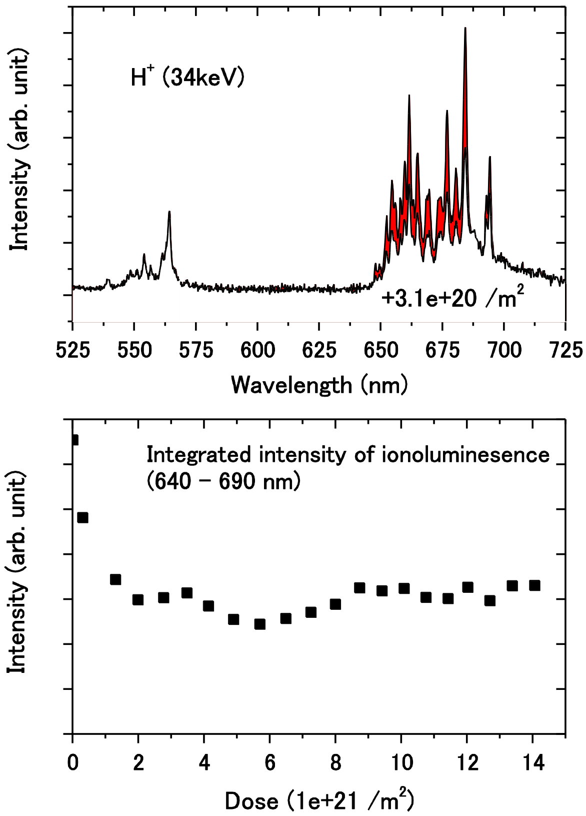


Figure 3.4.4.6 Decrease in intensity of ion-beam induced luminescence at 640 – 690 nm by energetic proton bombardment at a dose of 3.1×10^{20} m^{-2} (upper). Dose dependence of the luminescence intensity (lower).

参考文献

[3.4.4.1] Y. Hishinuma *et al.*, Presented at ICFRM-16, Oct. 20-26, 2013, Beijing, China. Submitted to Fusion Science and Technology.

[3.4.4.2] D. Zhang *et al.*, Journal of Nuclear Materials **417** (2011)1249–1252.

[3.4.4.3] D. Zhang *et al.*, Fusion Science and Technology **60** (2011) 1576-1579.

[3.4.4.4] T. Muroga *et al.*, Fusion Science and Technology **64** (2013) 211-215

[3.4.4.5] T. Tanaka *et al.*, Journal of Nuclear Materials **455** (2014) 630-634.

[3.4.4.6] T. Tanaka *et al.*, Fusion Engineering and Design **88** (2013) 2569– 2572.

[3.4.4.7] T. Watanabe *et al.*, Electrochimica Acta **58** (2011) 681-690.

[3.4.4.8] D. Kato *et al.*, Plasma and Fusion Research **7** (2012) 2405043.

[3.4.4.9] G. Gaigalas, D. Kato *et al.*, NIFS-DATA-115 (June 20, 2014).

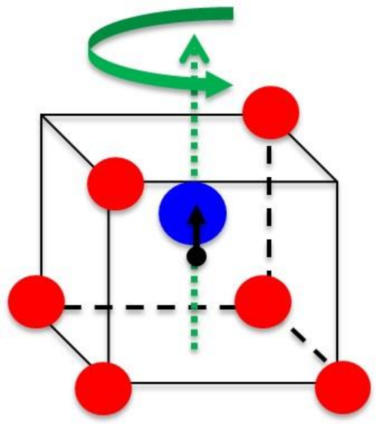


Figure 3.4.4.7 Schematic for a cubic cell of the C_2 cation (Er^{3+}) site. The blue ball stands for an Er^{3+} ion and the red balls O^{2-} ions in the cell. Black point indicates the origin of the cubic cell. The cubic cell has the 2-fold rotation symmetry (C_2) with respect to the green arrow. The luminescence is due to optical emission of the Er^{3+} ion in the cell.

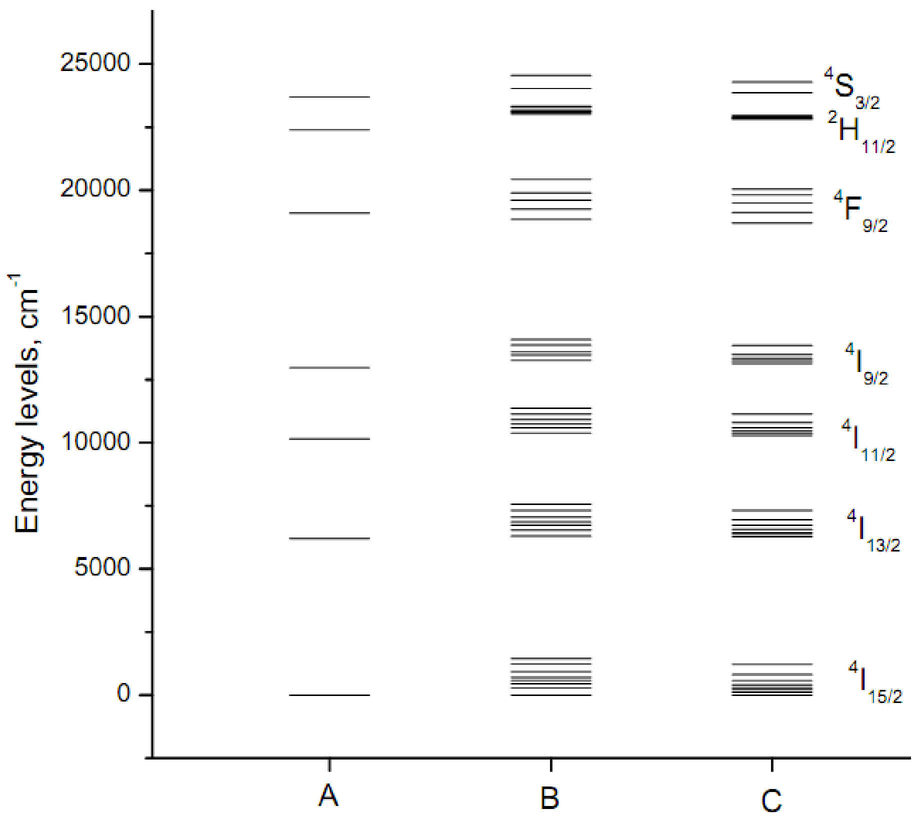


Figure 3.4.4.8 Energy level diagram of Er^{3+} ion multiplet terms. The luminescence at 640–690 nm is due to transitions from $^4F_{9/2}$ to $^4I_{15/2}$ terms, and that at 530–570 nm to transitions from $^4S_{3/2}$ to $^4I_{15/2}$ terms. A) Calculated energy levels of an isolate Er^{3+} ion, B) in the C_2 site, and C) in the C_2 site with one oxygen defect. Point charge approximation is used for the crystal field calculations [3.4.4.9].

3.4.5 中性子遮蔽材料

ヘリカル型発電炉FFHRシリーズの設計においては、主要な放射線遮蔽体材料としてフェライト鋼とB_4C（炭化ホウ素）の組み合わせが選択されている。また、FFHR-d1の中性子工学設計においては、特に炉心プラズマの内寄せ配位に対応するために、重量密度が大きいものの、より遮蔽能力が高いWC（炭化タングステン）をインボード側に局所的に配置することを提案している。遮蔽体が置かれる放射線環境については、FFHR-d1の3次元設計モデルに対する中性子輸送計算により評価した。もっとも条件の厳しくなる遮蔽体最前面において、B_4Cについては、核発熱が~2.5 W/cm^3、照射損傷は30年の運転で~ 35 dpaに達する。また、さらに厳しい条件となるWC遮蔽体設置場所では、各々~ 6 W/cm^3、~70 dpaと評価した。遮蔽体には、核発熱をヘリウム等の冷却材により除熱して定常運転時に100-200℃に保つこと、冷却材喪失事象に伴う温度上昇時にも安全上の問題を引き起こさないことが求められる。さらに、30年以上の運転期間中に生じる照射損傷等に起因する材料特性変化を予測して設計に織り込む必要がある。しかし、現在の核融合炉材料の研究は最も厳しい環境に置かれるブランケットやダイバータに集中しており、核融合炉環境において長期使用した際の遮蔽体材料の特性変化については十分な研究がなされていない。研究の立ち上げについては、特に炭化物遮蔽材料の熱物性は他の金属・セラミック材料と比較して著しく不足している。安全性を確保しつつ、限られた遮蔽体空間において可能な限り効率的な除熱設計ができるかは、炉の成立性にもかかわる課題であるため、熱物性の取得から開始した。

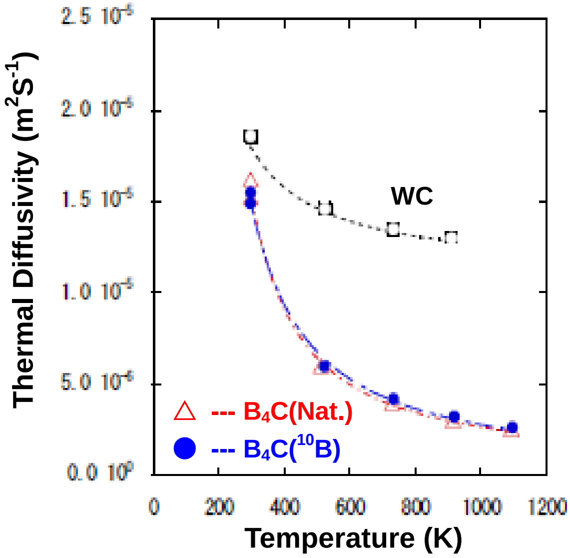


Figure 3.4.5.1 Temperature dependence of thermal diffusivity of candidate carbide materials.

B_4C及びWC等の炭化物遮蔽体の熱物性については、産業総合技術研究所に加えて大阪大学との共同研究で得られたレーザーフラッシュ法による熱拡散率データを詳細に解析している。室温から650℃以上の高温領域までの熱拡散率を解析した結果（図3.4.5.1）、遮蔽体で想定される100-200℃の温度領域においても、WCと比較してB_4Cの熱拡散率の低下が著しいことが分かった。また、B_4Cについては天然ホウ素と濃縮ホウ素(10B)を原料とした試料において熱拡散率の大きな差異は見られなかった。本研究による炭化物の熱物性データの蓄積は、ブランケット設計だけでなく、各材料における熱物性の国際標準規格作成にも展開する。また、炭化物遮蔽材の性能・特性改善及び大型焼結手法の確立を目的に、日本タングステン株式会社との共同研究を開始した。水素化物遮蔽体についても粉末プレスによる高密度ブロック作成の可能性の検討や、一般共同研究よる熱物性測定等の研究を立ち上げており、炭化物の実験研究結果と合わせて、今後のヘリカル炉遮蔽体の具体的な構造設計検討に利用する。

3.5 ダイバータ

3.5.1 ダイバータ受熱構造の基本設計と開発

3.5.1.1 熱・構造設計

ダイバータには、磁力線に沿って入射する荷電粒子を中性化し、その中に含まれる不純物ガスを排気ポートに導くことにより、プラズマの純度を保つ役割がある。ダイバータに入射する荷電粒子が表面に衝突する際に粒子の持つ運動エネルギーがダイバータ表面で熱に変換されるため、ヘリカル炉において最も高い熱負荷を受ける機器である。熱・構造設計を行うにおいて、まず、FFHR-d1 のダイバータへの熱負荷値を見積もる。FFHR-d1（R = 15.6 m）のダイバータストライクポイントの接続長は約 900 m であり、トカマク DEMO 炉である Slim-CS の接続長（約 70 m）と比較して 10 倍以上長い。33%のエネルギー変換効率を仮定した場合、1 GW の核融合利得を得るには 3 GW の核融合反応出力が必要となる。利用する核融合反応は

D + T → 4He (3.52 MeV) + n (14.06 MeV)

を想定した場合、対向材料への総熱負荷は 3 GW × 3.5/(14+3.5) ~ 600 MW となる。放射損失 35%を想定した場合、ダイバータへの総熱負荷は 500 MW が想定される。FFHR-d1 の装置サイズが LHD の約 4 倍になることから、ダイバータストライクポイントの面積は 32m^2 と見積もられ、単位面積あたりに換算すると約 10 MW/m^2 のダイバータ熱負荷が見込まれることになる。

FFHR-d1 のダイバータは、現時点では平板のタングステンアーマータイルを銅合金のヒートシンクに連続接合する構造を考えている。ヒートシンクには低放射化フェライト鋼（RAFM）を用いた方が中性子負荷特性の観点から有利であるが、熱設計として成り立たないことが Figure 3.5.1.1 の解析で明らかになった。Figure 3.5.1.1(a)は、低放射化フェライト鋼（F82H）および Cu における材料厚さの違いに対する温度差（⊿T）の計算例である。例えば、10 MW の熱負荷では、Pure-Cu で 350 W/m-K として計算した場合、1~1.5 mm の厚さで⊿T < 50°C となるのに対し、F82H では、熱伝導率が 30 W/m-K であるため、1.0 mm で⊿T > 300℃、1.5

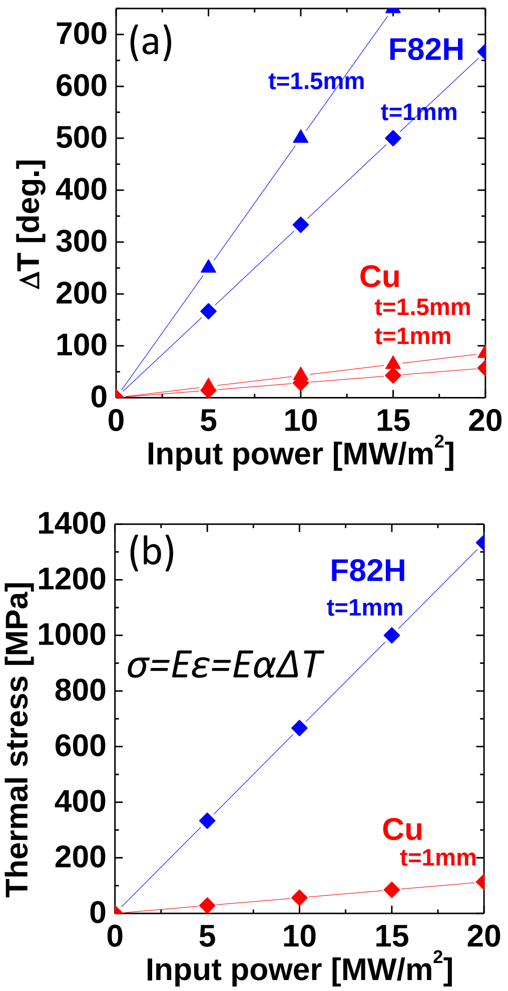


Figure 3.5.1.1(a) Temperature gradient as a function of an input power in different thickness of F82H (30 W/m·K) and Cu (320 W/m·K). (b) Induced internal thermal stress (σ) as a function of an input power in the 1 mm thickness of F82H and Cu. E: Young's modulus [Pa], α: Thermal expansion coefficient [K^{-1}].

mm で⊿T＞500℃となる。これらの場合で、材料内部に生じる熱応力を完全拘束の条件で計算した例を Figure 3.5.1.1(b)に示す。F82H の降伏応力（σ_y）は 500 MPa 前後であるが、10 MW で 600 MPa を上回る内部応力が生じることとなる。完全拘束条件はかなり厳しい条件設定ではあるが、実際に 1 mm ほど薄い厚さの冷却管の使用は極端な例であるため、F82H では現実的に 10 MW/m^2 以上での使用は難しくなることがわかる。一方、Cu の場合には 20 MW で 100 MPa 程度の熱応力である。この値は Pure-Cu の降伏応力（σ_y）にほぼ等しく、酸化物分散強化銅（ODS-Cu）である GlidCop®や析出強化型銅合金（PH-Cu）である CuCrZr の降伏強 σ_y～400 MPa と比較して十分に低い値である。銅合金の熱伝導率は Pure-Cu とほぼ等しいため、銅合金を使用することで 10 MW 以上の熱負荷においてダイバータ設計の幅が大きく拡がることとなる。

3.5.1.2 ヒートシンク用銅合金の選定と中性子負荷特性

核融合炉のダイバータヒートシンク材料として適用可能な銅合金は、全項目で述べたように ODS-Cu および PH-Cu が考えられる。PH-Cu の代表的材料である CuCrZr は ITER ダイバータの冷却パイプに採用が決定しており[3.5.1.1]、タングステンアーマーとの接合には R&D で見出されたろう材（Nicuman37）が用いられている。CuCrZr が採用された経緯には、ODS-Cu の低い破壊靭性値が心配されたことに起因している[3.5.1.2]。しかしながら、CuCrZr は一度 450℃の温度を経験すると急激に強度が低下し、焼きなまし→クエンチ→時効処理を施さなければ二度と元の強度に戻すことはできない性質を有する。この性質は、ダイバータヒートシンクとして運用するにおいて十分な温度マージンを確保できないというデメリットである。これだけでなく、タングステンとのろう付け熱処理時には、最後に必ず融点近傍からのガスによる急速冷却行程が必要となり、ダイバータ構造体に望まれない熱歪みの影響を与えかねない。それにもかかわらず、材料製造時の水冷急速冷却に比べるとガス冷却では冷却速度が遅いため、本来の CuCrZr の強度を得ることはできない。これに対して、ODS-Cu の代表的な材料である GlidCop®は、本来の強度が CuCrZr よりも高いだけでなく、たとえ融点近傍（約 1000℃）まで温度上昇したとしても、温度が下がれば元の強度が維持される特性を有している。この特性は、ダイバータの安全性確保だけでなく、タングステンアーマー材料とのろう付け熱処理時の最終冷却速度を極限まで遅くすることができるという利点に繋がる。中性子照射後の ODS-Cu の破壊靭性値についてはデータの蓄積および考察の継続が必要であるが、現時点では核融合炉ダイバータヒートシンク材料の候補として十分に高いポテンシャルを有していると言える。FFHR-d1 のヒートシンクでは、GlidCop®が持つこのような優位性を再び見直してダイバータヒートシンク用銅合金材料として適応することを目指す。

中性子照射環境下において、銅合金の使用限界を線引きすることは極めて難しい。なぜならば、機械的特性に影響する外的パラメータは、中性子スペクトル、中性子照射量、照射温度であるが、これらがもたらす物理特性変化が複雑なためである。Table 3.5.1.1 は、GlidCop®の中性子照射限界を dpa で示したものである[3.5.1.3-7]。比較のために CuCrZr および Pure-Cu も同時に示している。銅合金が中性子負荷に対して弱いとされる要因は、0.1-1 dpa 程度で訪れる照射誘起硬化/軟化にある。材料が健全性を保

つためには、靭性の確保が最も重要であるが、照射誘起硬化/軟化は靭性の低下を招く主要因である。銅合金の場合、析出強化あるいは分散強化している粒子が平均的にマトリクス中の転位の動きの抵抗体となる必要があるが、照射誘起硬化は、マトリクス中に飽和状態まで形成された転位ループや積層欠陥四面体（SFT: Stacking Fault Tetrahedra）などの点欠陥集合体が加工転位の動きを不均一に阻害するために均一伸び能力が失われることで発生する[3.5.1.3]。逆に、照射誘起軟化は、分散強化粒子が中性子照射によって乖離を受け、転位の抵抗体としての能力が失われることに起因する[3.5.1.4]。照射誘起硬化/軟化は温度に敏感であり、その境界温度はCuCrZrで約280°C、GlidCop®で約300°Cである。照射誘起硬化/軟化の次に問題となる照射限界は順に、6 dpaで訪れる核変換ヘリウムによる照射脆化、20 dpaで訪れる核変換生成物による熱伝導率の低下、100 dpa（400℃にて）で訪れるボイドスウェリングとなる。機械的な健全性を保った状態で使用を続けたい場合、照射誘起硬化/軟化の限界照射量である約1 dpaが使用限度となるが、この特性には先に延べたように温度依存性（境界温度）があることがわかっており、300°Cに維持した状態で温度変動無く使用することができればある程度回避することが可能である。FFHR-d1においてもできるだけこの温度条件で運転することを提案する。

Table 3.5.1.1 Typical threshold parameter and dose limit of the GlidCop®, CuCrZr and pure-Cu [3.5.1. 3-8].

Cu alloys	Yield strength at room temp.	Threshold temp. of radiation induced hardening/softening	Dose limit for radiation induced hardening	Dose limit for radiation induced softening	Void swelling properties	Degradation of the thermal conductivity by transmutation products	Embrittlement by transmuted He
Pure-Cu	~60 MPa	---	~0.1 dpa	---	50dpa @400˚C 25%	20% (10 dpa)	6 dpa @350˚C (assumed at 40appm limit 7appm/dpa, assumed)
GlidCop® (ODS-Cu)	>400 MPa	300˚C	~0.2 dpa	1~2 dpa (slowly)	100dpa @400˚C below 1%	20% (10 dpa)	
CuCrZr (PH-Cu)	>400 MPa	280˚C	~0.2 dpa	~1 dpa	100dpa @400˚C below 2%	20% (10 dpa)	

3.5.1.3 タングステンと銅合金の冶金接合 R&D

平板のタングステンアーマータイルと銅合金（現時点ではGlidCop®）との接合にはろう付け処理を採用する予定である。最適なろう材と熱処理方法の選定のために、冶金接合R&Dを実施した。ろう付け試験は2段階に分けて実施した。1回目の試験で適切なろう材を選定し、2回目の試験で接合条件の最適化を目指した。まず、1回目の試験において、タングステンと銅合金の接合に適していると判断されるTable 3.5.1.2に示す3種類のろう材を選定し、ろう付け試験を実施した。1回目の試験の際には、GlidCop®との比較の目的でCuCrZrの接合試験も同時に実施した。試験に用いたタングステンブロックとGlidCop®およびCuCrZrのサイズはそれぞれ30 × 30 × 18 mm^3 and 30 × 30 × 38 mm^3とした。GlidCop®は、冷間圧延の方向に結晶粒が偏って伸びているため、結晶粒の伸びの方向が接合面に対して垂直（GlidCop®（⊥））の場合と平行（GlidCop®(//)）の場合で2種類の接合試験体を作成した。Figure 3.5.1.2(a)と(b)にそれぞれMBF-20およびBNi-6, Nicuman37ろう材の熱処理過程を示す。CuCrZrとGlidCop®の試験体は全て同じ熱処理炉で同時処理を実施した。CuCrZrの溶体化処理のためにFigure 3.5.1.2(a)と(b)の熱処理過程においてそれぞれ940°C、980°CからN_2ガ

スによる急速冷却を実施している。ろう付け熱処理の後で、タングステンと CuCrZr ろう付け試験体のみ 480°C、240 分の時効処理を行った。ろう付け後の試験体に対して、ワイヤーカットを用いて 36 × 5 × 1.5 mm^3 のサイズに切断し、曲げ試験片とした。曲げ試験片には、SHIMADZU Autograph 装置を用いた。Figure 3.5.1.3 に、タングステンと銅合金（GlidCop®および CuCrZr）の曲げ試験における応力-歪み曲線を示す。MBF-20 における GlidCop®(⊥)、BNi-6 における CuCrZr、Nicuman37 における GlidCop®(⊥) では、熱処理炉からブロック状ろう付け試験体を取り出した時点においてタングステンブロックへの亀裂の発生および接合不良により既にろう付け処理が失敗しており、曲げ試験片の切り出しに至らなかった。失敗の原因については未だ明らかになっていないが、ろう付け後に窒素ガスによる急冷処理を施しているため、望まれない熱応力が試験体に発生したことも理由の一つではないかと考えている。ろう付けが確認できた試験体において、36 mm×5 mm×1.5 mm のサイズの小試験片を各 5 本ずつ切り出し、3 点曲げ試験を実施した。MBF-20 では、CuCrZr、GlidCop®(//)の破断強度がそれぞれ~56 MPa、~100 MPa と極めて低く、ろう材の接合特性が不合格であった。Nucuman37 では、CuCrZr で破断強度は~169 MPa と低いまでも比較的安定した接合特性が得られた。その反面、GlidCop®との相性は悪いことが確認できた。BNi-6 は 3 種類のろう材の中で最も安定した接合特性が得られた。特に GlidCop®において 200 MPa を超す破断強度が確認され、良好な組み合わせであることが分かる。この結果から、タングステンと GlidCop®の接合には BNi-6 を採用することに決定した。

Table 3.5.1.2 Chemical composition and solid/liquid phase temperature of the selected filler materials.

Filler materials	Solid phase temperature	Liquid phase temperature	Cr	Cu	Mn	Ni	P	Si	Fe	B
MBF-20	969˚C	1024˚C	7			bal.		4	3	3
BNi-6	875˚C	875˚C				bal.	11			
Nicuman37	880˚C	925˚C		52.5	38	9.5				

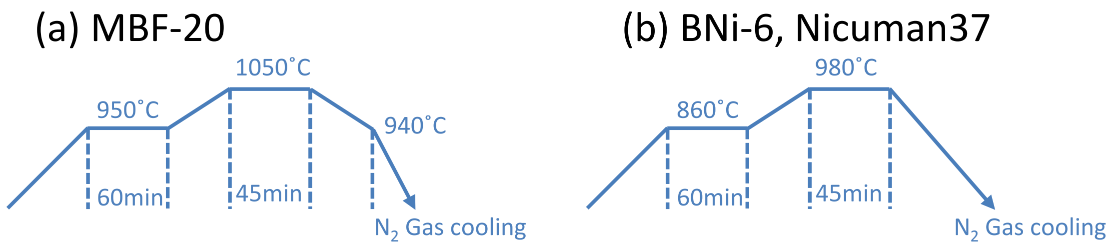


Figure 3.5.1.2 Procedures of the heat treatment of (a) MBF-20 and (b)

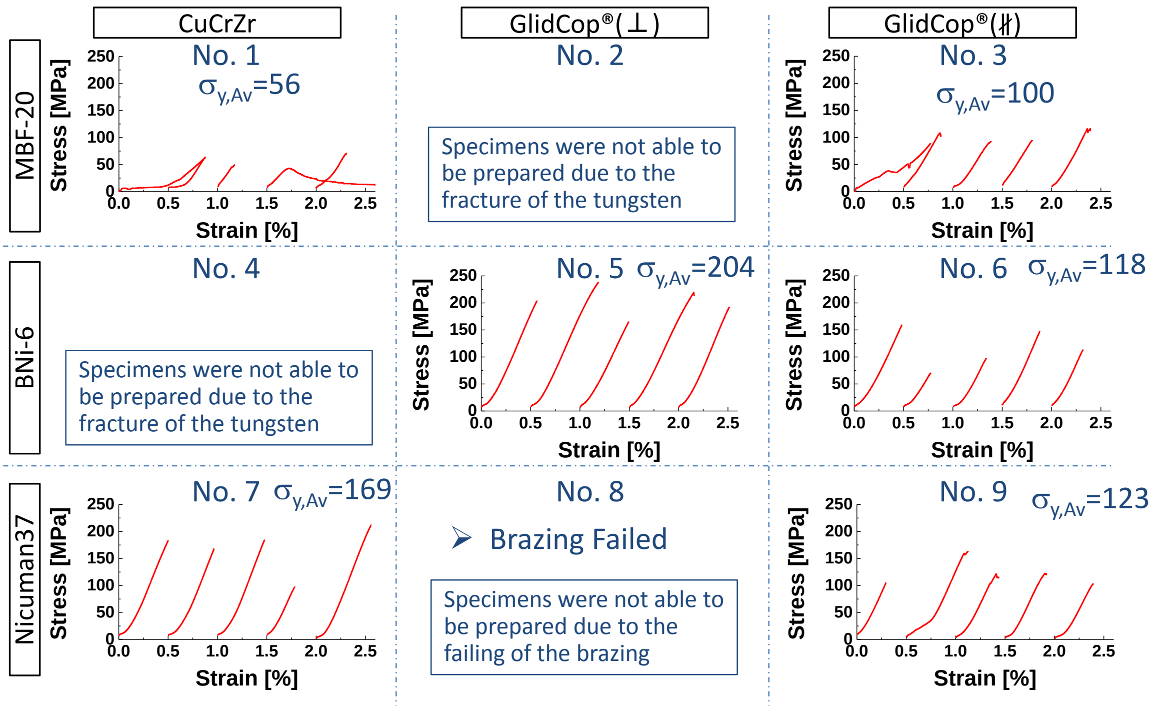


Figure 3.5.1.3 Stress-strain curve of the three point bending test for the nine combination patterns of the copper alloys and the filler materials.

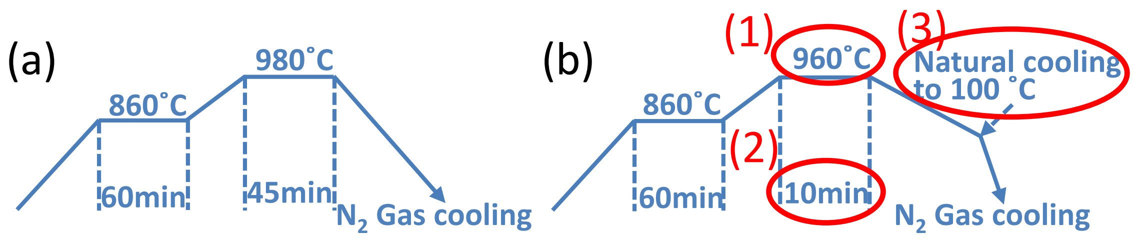


Figure 3.5.1.4 Procedures of the brazing heat treatment of (a) first test and (b) improved second test.

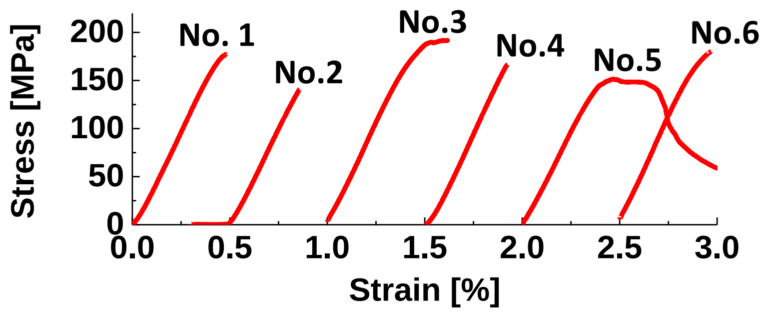


Figure 3.5.1.5 Stress-strain curves of W/BNi-6/GlidCop® brazing specimens. (6 pieces of specimens)

接合条件の最適化を目指す 2 回目のろう付け接合試験では、タングステンへの亀裂の発生やろう付け不良の確立をゼロにすること、接合強度の更なる改善のために、BNi-6 を用いたタングステンと GlidCop®のろう付け（W/BNi-6/GlidCop®）接合条件（熱処理条件）の最適化を目指した。Figure 3.5.1.4(a)と(b)に最適化前（Figure 3.5.1.2(b)と同じもの）と最適化された熱処理条件を同時に示す。最適化のための改善点は下記の 3 点である。改良点の（３）は CuCrZr では適応できない。

（１）ろう付け処理温度を 980˚C→ 960˚C に降下

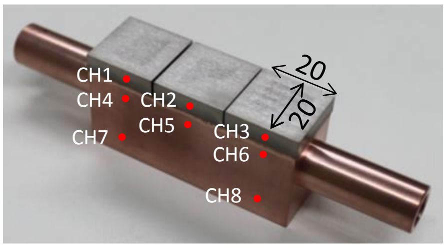
（２）ろう付け処理時間を 45min → 10min に短縮

（３）自然炉冷却による「ゆるやか」な冷却に変更

熱処理炉から取り出したろう付け試験体は外見上良好な接合状態を示していた。取り出した試験体から 36 mm×5 mm×1.5 mm のサイズの小試験片を 6 本切り出し、3 点曲げ試験を実施した。Figure 3.5.1.5 に、W/BNi-6/GlidCop®ろう付け試験体の応力-歪曲線を示す。破断強度が~200 MPa であることは 1 回目の W/BNi-6/GlidCop®ろう付け試験体と同等であるが、多くの試験片において明瞭な降伏点が確認できるところは驚くべき事実である。GlidCop®の降伏強度はろう付け熱処理後においても 300 MPa 以上を維持するため､全ての歪みはろう付け材料である BNi-6 だけが担っていることになる。つまり、ろう付け材料そのものが接合部位に靭性を与えていることになる。靭性の発現は、ろう付け熱処理時だけでなくダイバータとしての運転時においても BNi-6 ろう材が熱衝撃の吸収体として機能する可能性を示唆するものである。ITER ダイバータでは、同様な作用を持たせるために純銅の中間層をろう材とタングステンアーマーの間に入れることになっているが、W/BNi-6/GlidCop®ろう付け処理の場合はこの純銅中間層を入れる必要が無くなり、熱伝導率と製作費用削減に大きく貢献することができる。

上記の経緯に基づき、Figure 3.5.1.4(b)の熱処理条件で W/BNi-6/GlidCop®モックアップを作成した結果、Figure 3.5.1.6(a)に示した健全なモックアップ製作に成功した。タングステンタイルのサイズは 20 mm×20 mm×5 mm であり、同じサイズのもの 3 枚を互いに 1 mm 以下程度の隙間を保ち、ろう付け接合を行っている。この試験体に対して、超高熱負荷試験装置（ACT2）を用いた電子ビーム熱負荷試験を実施した。ACT2 の詳細については「3.5.1.4 超高熱負荷試験装置の整備」において述べる。熱負荷は定

(a)



(b)

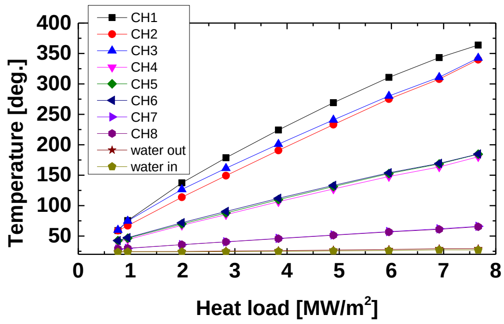


Figure 3.5.1.6 (a) The divertor mock-up of the W/BNi-6/GlidCop® fabricated by improved brazing procedures. (b) Temperature profile of the W/BNi-6/GlidCop® mock-up during steady state heat loading. Each CH positions corresponds to the positions in (a).

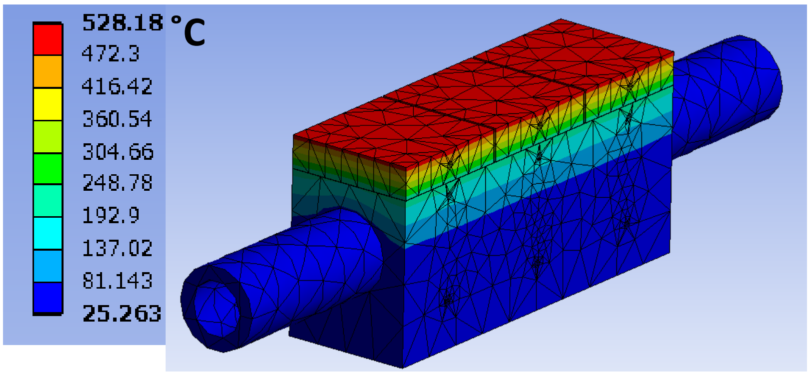


Figure 3.5.1.7 Calculation results of the temperature profile of the divertor mock-up in Figure 3.5.1.6(a) by ANSYS code.

常状態でタングステンの表面にほぼ均一に入射させ、最大 8 MW/m^2 まで実施した。このときの各チャンネル（CH）の温度変化を Figure 3.5.1.6(b)に示す。8 MW/m^2 時においてもタングステン内部の温度（CH1, 2, 3）は 350 ˚C 以下に抑えられた。350˚C は、BNi-6 ロウ材の融点（875˚C）やタングステンの再結晶脆化温度（1500 ˚C）に比べて十分に低い温度であり、優れた徐熱性能であることがわかる。熱負荷後のモックアップを確認したところ、亀裂などの損傷は入っておらず、健全性が保たれていた。Figure 3.5.1.7 に、Figure 3.5.1.6(a)に示したダイバータモックアップの 8 MW/m^2 定常熱負荷時の温度分布計計算結果（ANSYS）を示す。冷却水の温度を室温として計算を実施している。計算結果では、タングステン内部の温度（CH1, CH2, CH3）が 350 ˚C、GlidCop® 製ヒートシンクの温度（CH4, CH5, CH6）が 200 ˚C 程度であり、実験結果と良い一致を示している。この事実より、Figure 3.5.1.6(a)の構造がどれほどの熱負荷まで許容できるかどうかを冷却水が室温の場合を仮定して ANSYS 計算で外挿してみる。例えば 10 MW/m^2 の熱負荷を外挿（計算）すると、GlidCop®製ヒートシンクの最高温度（CH4, CH5, CH6）は 220˚C 程度であり、まだ許容できる。同じく、15 MW/m^2 の熱負荷では約 300˚C、20 MW/m^2 の熱負荷では約 400˚C、と変化する結果となった。したがって、15 MW/m^2～20 MW/m^2 の定常熱負荷で 300˚C を超える可能性があり、このあたりの熱負荷が許容限度になると判断できる。一方で過渡的な熱負荷の場合、熱負荷許容値はさらに上昇することが見込まれる。いずれにしても、「3.5.1.1 熱・構造設計」で述べた FFHR-d1 で見込まれる 10 MW/m^2 の熱負荷を十分に徐熱可能であることが確認された。

3.5.1.4 超高熱負荷試験装置の整備

ダイバータ受熱構造設計においては、実規模ダイバータ試験体に対してダイバータで見込まれる熱負荷を模擬した熱負荷試験が必要不可欠である。この目的で、「3.5.1.3 冶金接合 R&D」において、ダイバータモックアップへの熱負荷試験でも使用された超高熱負荷試験装置（ACT2）を平成 25（2013）年度の工学プロジェクト補正予算で整備した。本装置は年度ごとに段階を経て改良および増強を継続している。

ACT2（Active Cooling Test-stand 2）は、前身の ACT 装置から電子銃等のアップグレードを行った装置である。電子銃は日本電子株式会社製造の直進型電子銃システム JEBG-3000UB を装備しており、電磁偏向コイルによって電子ビームの高速スキャン

し、任意の矩形領域に熱負荷を与えることが可能である。電子銃の最大出力は 300 kW、最大加速電圧は 40 kV である。諸元を Table 3.5.1.3 に示す。熱負荷試験は、Figure 3.5.1.8 に示すように試験体を冷却配管で強制冷却した状態で行う。電子ビームは半値全幅で約 9 mm 程度のビームであるため、小さな領域への照射の際には照射領域の縁部に熱負荷の小さい領域が形成される。このため、均一な熱負荷を得たい場合には、Figure 中のリミッターを利用する。リミッターは水冷された銅板にアパーチャ（試験体照射面に合わせたもの）を設けたものであり、照射領域の縁部の影響はこのリミッターで除外される。

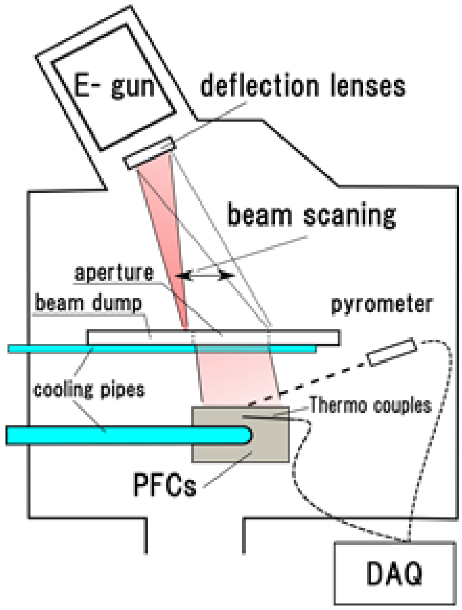


Figure 3.5.1.8 Schematic view of ACT2.

平成 25 年（2013）度の装置立ち上げ以後、ACT2 ではデータ取得系統の整備（高速応答・短時間測定デジタイザと低速応答・長時間測定デジタイザ）、放射温度計の設置に加え、装置の重要な特性値である「ビームプロファイル」および「ビーム電流値と熱負荷値の関係」についての特性評価が進められている。

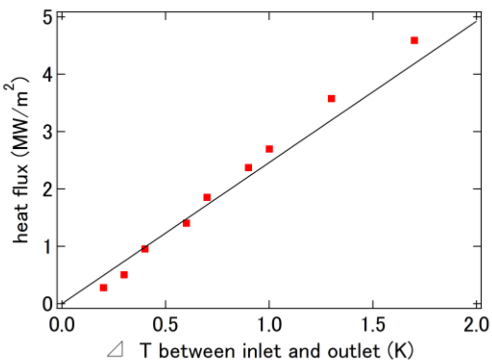
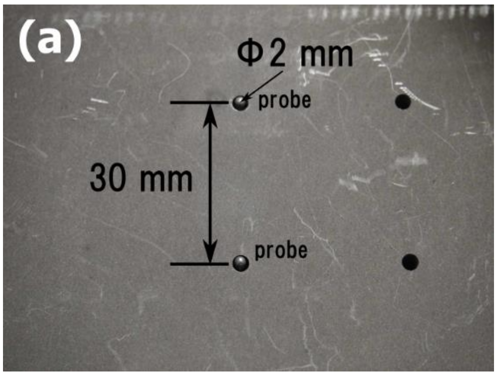


Figure 3.5.1.9 Comparison between heat flux calculated from measured current through the sample (red squire symbols) and water calorimetry (black line).

まず、「ビームプロファイル」については、ACT2 の電子ビーム形状はカソード形状とレンズによる収束に依存しており、運転条件によって変化もあるため詳細なデータが元来存在しないため、ユーザー自身で計測しておく必要がある。そこで、Figure 3.5.1.10(a) のようなグラファイト製のプローブを 30 mm 間隔で配置したものを設計・製作し、その上を電子ビームスキャンさせることでビームプロファイルを求めた。得られたビームプロファイルは Figure 3.5.1.10(b) に示すようなガウシアン分布に近いピーク構造を持ったビームであることがわかった。

次に、「ビーム電流値と熱負荷値の関係」については、一般的に電子ビームでの加熱では、反射電子の一部のエネルギーが熱負荷としてターゲット材料に入力されるため、反射電子を含まない電流値から熱負荷を算出すると過小評価が起きる。そのため、電子ビーム電流と熱負荷の関係の算出には冷却媒体の入り口・出口温度の温度差から入熱量を算出するカロリメトリと呼ばれる手法が用いられるが、これは熱負荷を加えた瞬間から温度差に反応が発生するまでの時間的な遅延が大きく、短時間のビームの出力変動の計測には不向きである。そこで、ACT2 では、電子の反射率と反射電子がタ

ーゲット材料に残すエネルギー量を文献値[3.9]から算出する方法を用いた。Figure 3.5.1.9 に、熱負荷実験で計測された電子ビーム電流値から反射電子が持ち出すおよびターゲット材料に残すエネルギーを差し引きして得られた熱負荷値を、その際の冷却媒体（水）の温度差でプロットしたもの（シンボル）と冷却水の温度差から算出した熱負荷値（直線）を示す。電流値から予測される熱負荷値である Figure 中のシンボルとカロリメトリの算出結果である Figure 中の直線が良く一致していることがわかる。これにより、電子の反射率と反射電子がターゲット材料に残すエネルギー量を文献値から算出する方法がある程度正しいことが裏付けられた。



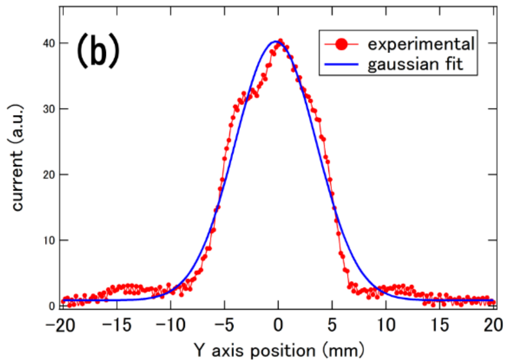


Figure 3.5.1.10 (a) Photograph of the probe tip for measurement of the beam profile. (b) Beam profile of ACT2's electron beam measured by probe.

Table 3.5.2.3 Technical characteristics of ACT2.

Parameter	Value	unit
Max. beam power	300	kW
Accelerating voltage	40	kV DC
Max. beam current	7.5	A
Beam deflection frequency in x direction	500	Hz
Beam deflection frequency in y direction	5000	Hz
Max. heated Area (limited by the vacuum chamber)	500 × 500	mm
Beam spot diameter (FWHM)	~9	mm
Typical flow rate of the cooling water	42	l/min.

参考文献

[3.5.1.1] K. Ezato et al., Fus. Eng. Des. **98-99** (2015) 1281-1284.
[3.5.1.2] G. Kalinin et al., J. Nucl. Mater. **258-263** (1998) 345-350.
[3.5.1.3] B.N. Sing et al., J. Nucl. Mater. **238** (1996) 244-259.
[3.5.1.4] S.J. Zinkle and S.A. Fabritsiev, DOE/ER-0313/16 (1994).
[3.5.1.5] B.N. Singh and S.J. Zinkle, J. Nucl. Mater. **206** (1993) 212.
[3.5.1.6] F.A. Garner and M.L. Hamilton, JNM **191-194** (1992) 386-390.
[3.5.1.7] D.J. Edwards et al., JNM **191-194** (1992) 416-420.
[3.5.1.8] S. Ishino et al., J. Nucl. Mater. **283-287** (2000) 215-219.
[3.5.1.9] I.S. Tilinin, Sov. Phys. JETP **55**(4) (1982) 751-758

3.5.2 ダイバータ受熱構造材の新開発

3.5.2.1 ヒートシンク用銅合金の酸化物分散強化

これまで原型炉におけるダイバータのヒートシンク材料として、低放射化フェライト鋼が注目されてきたが、除熱性の観点から、将来的な原型炉において、ダイバータへの適用が困難であると考えられている。そのため熱伝導性に優れる銅基材料が注目されている。そして、耐照射特性や高強度特性が付与された原型炉級の新規銅合金が求められている。

これまでにも銅は高強度化が図られてきた。その代表例が内部酸化法と熱間押出により製造された（GlidCop®）である(図 3.5.2.1 参照)。本合金は銅基材にもかかわらず高温強度や耐照射性に優れた材料として知られている。しかしながらその組織は配向性を有し、接合時などに影響を及ぼすことが示されており、母相に分散している粒子も限定的である。そのため、配向性および集合組織を持たず、分散粒子の自由度を付与した Cu 合金が、ダイバータの設計猶予拡大や高性能化の観点からも期待されている。

そこで注目されているのが、これまで低放射化フェライト鋼の高強度化に適用されてきた「酸化物分散強化（ODS）法」である。この技術を応用し製造されたのが ODS 鋼である。ODS 鋼は鉄母相の基地マトリックス中にナノメートルオーダーの酸化物と緻密に分散させることにより強度特性や耐照射特性を飛躍的に向上させた先進材料である。現在、この技術を銅で応用する研究が有望視されている。そこで我々のグループもまた新規酸化物分散強化銅（ODS-Cu）の試作に着手した。今回新しく試作した ODS-Cu は、ODS 鋼の知見をもとに、機械的合金化（MA）法による合金製造および、熱間等方加圧（HIP）法による焼結というプロセスを取り入れ試作した。

本研究では、銅母相中に酸化アルミニウムを分散させる強化法を検討している。図 3.5.2.2 は、MA による合金化時間が HIP 後の組織および結晶粒径に及ぼす影響を示している。合金化時間の進行に従い、結晶粒径は小さくなり、32 時間後には、数μm オーダーの微細粒が形成した。さらに別の手法により製造された既存の分散強化銅（GlidCop®）と比較した結果、同等程度の結晶粒径にも関わらず、高い硬さ値を得た。これは、従来材と比較し、分散粒子がより良好に配置された結果、優れた分散強化となったためと考えている。

図 3.5.2.3 は、合金化時間に伴う HIP 前後の格子状数の変化を示している。32 時間後 MA 完了後（HIP 前）の格子定数は、元の銅相（MA 未処理）とは大きく異なっているが、HIP 後には銅母相と同等の格子定数となっている。これは MA 処理により準安定相となっていたアルミニウム (Al) が HIP による熱処理で酸化アルミニウムの別相として析出したとものと考えられる。このような結果をもとに、鉄基 ODS 鋼のような、高性能な ODS 銅合金開発の第一段階を達成できたと考えている。

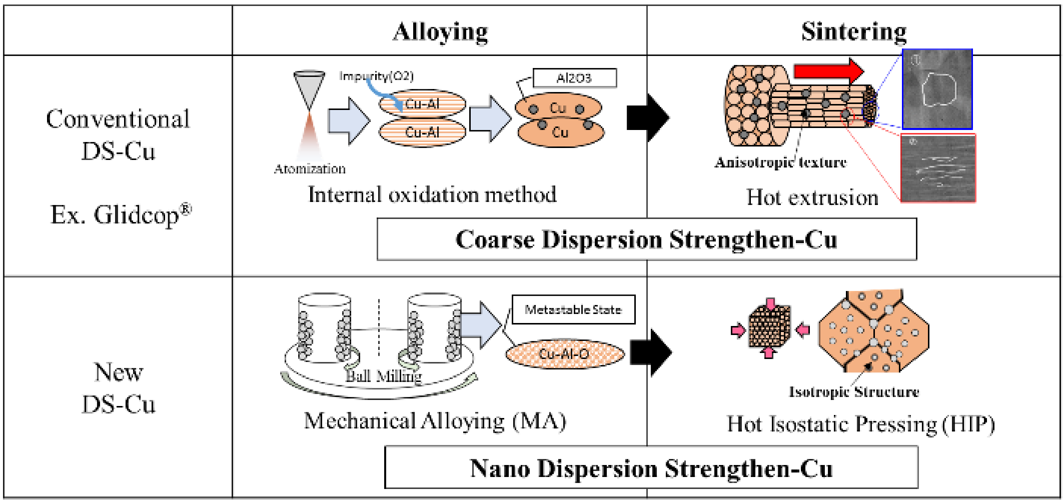


Fig.3.5.2.1 Processes of conventional GlidCop® and new DS-Cu.

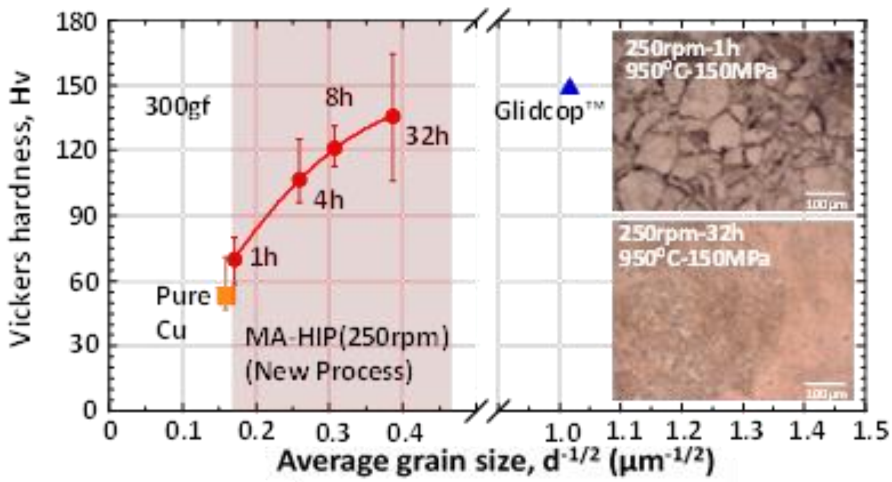


Fig.3.5.2.2 Effect of Mechanical alloying time on crystal grain size.

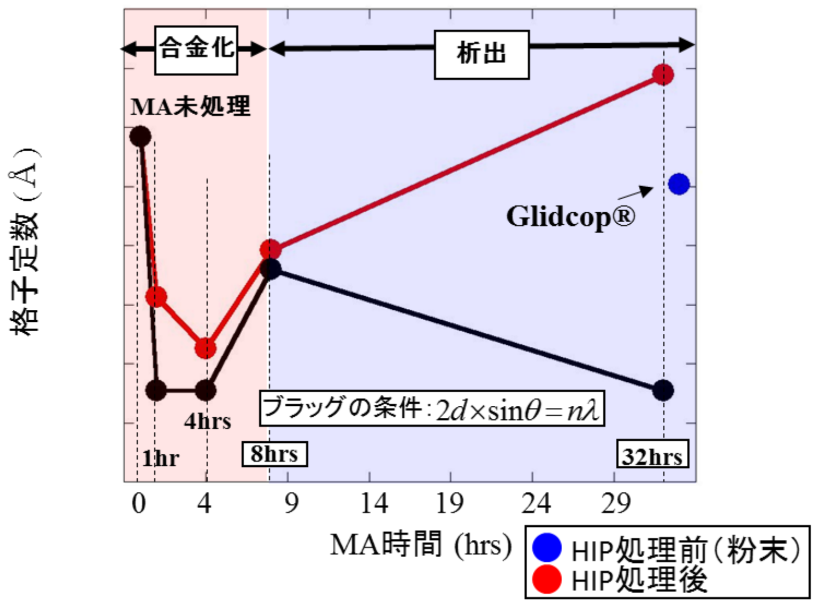


Fig. 3.5.2.3 Lattice constants of Cu-1wt%Al with alloying time.

3.5.2.2 タングステンと銅合金の拡散接合

核融合炉ダイバータにおいて、タングステン（W）は、プラズマ対向材料として期待されており、ヒートシンク材料として高強度銅合金が考えられている。そしてこれらの金属を用いたダイバータを製作する上で、W/Cu 異種金属の接合は、必要不可欠な技術となる。そして、その接合部もまた、母材となる W や Cu と同様にダイバータ材料の一つとなる。つまり、接合部もまた母材に求められるような原型炉級ダイバータ設計の水準に近づける必要がある。

これまで W/Cu ダイバータは、モノブロック型という形状的に接合面の破壊・剥離が起こりにくい構造が検討され、ろう材による接合が試みられてきた。しかしながら原型炉においては W 量削減の観点から平板型が期待されている。この型は板と板を張り合わせたような接合面を持つため、その健全性は接合界面の特性に大きく依存すると考えられる。そこでさらなるダイバータにおける健全性確保、設計猶予拡大を目指し、これまでのろう付け接合とは別の接合法による検討を行った。

本研究では、接合部でのさらなる高性能化を目指し、純バナジウムと(V)/純金(Au)二層中間材を用いた二段階拡散接合を提案した。これにより、拡散接合という界面強度の高い接合を融点の大きく異なる異材間で実現した。1 段階の接合として銅融点よりも高い温度域で W-V を 1250℃、1 時間、10 MPa の一軸加圧により拡散接合した。W と V は全率で固溶するため良好な界面を形成することが知られており、加えて V 中間層の存在は、銅材料との弾性的熱応力緩和にも寄与すると考えられる。二段階目の接合では、物理蒸着法により製作した薄膜 Au（PVD-Au）を用い、W-V 接合体と Cu (GlidCop®) を接合することにより、液相—固相反応接合の考えに基づき、V と Cu の界面をさらに強化する手法を提案した。これは Cu/Au 間での相互拡散により融点が接合温度まで低下することで、局部的な時間・領域でのみ液相を出現させ、密着性を向上させることが可能な手法であると期待される。この手法を利用し、V / GlidCop® 部に対し、相互拡散による接合特性に加え、凹凸のある機械的接合の要素 (投錨効果) を付与できると考えた。その接合界面観察の結果、V と Cu が入り組んだ界面が観察された（図 3.5.2.4)。この時、大きな Au 元素の残留は存在せず、それに伴う硬さ上昇も見られなかった。つまり Au を薄膜化することにより Au 中間材元素を残留させることなく、強固な界面形状を得たといえる。図 3.5.2.5 は、PVD-Au の有無による各界面の接合強度を表している。Cu-V 界面は、4 点曲げによる機械的試験後に PVD-Au の有無にかかわらず降伏現象を示した。しかしながら PVD-Au を用いた接合体は、用いなかった場合に比べ、高い降伏強度を示し、さらに母材となる分散強化銅の降伏強度を超える強度を示した。これはヒートシンクとなる銅合金が熱衝撃および電磁力発生により変形したとしても W/V 側のコンポーネントつなぎとめておく界面特性を持っていると考えられる。その一方で PVD-Au の有無は W/V 界面近傍にも影響を与

えた。破壊起点は PVD-Au の有無にかかわらず界面近傍の W 内部であった。その破壊強度は中間層を用いた場合、従来のろう材による破壊強度を上回り、中間層を用いなかった場合と比較しても高い値を示した。この原因は現在調査中であるが、熱応力緩和機構が影響しているものと考えている。

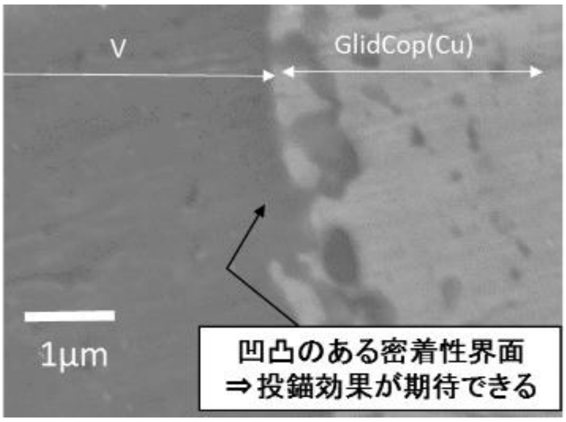


Fig. 3.5.2.4 Cross sectional image between V and Cu.

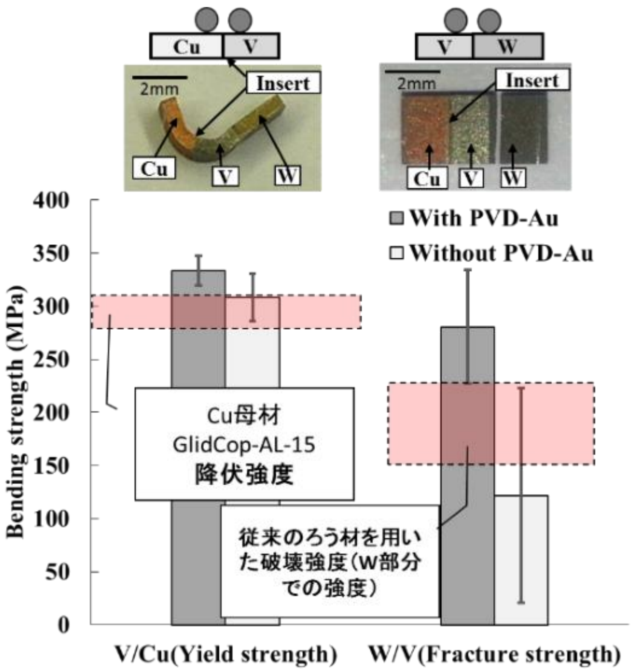


Fig. 3.5.2.5 Bonding strength for two interfaces using micro-four point bending test.

3.5.3 タングステンに関する物理検討

3.5.3.1 タングステンのガス粒子吸蔵機構解明

タングステンへのトリチウムリテンションの定量評価が求められている。そのためには、核融合炉で想定されるような高フルエンスでの水素同位体吸蔵量の、より正確な予測が必要である。タングステンのような水素を固溶しにくい材料では、格子欠陥が水素同位体の強い捕捉サイトとなる。本研究は、ダイバータの高熱・粒子負荷下での格子欠陥の形成・成長と水素同位体吸蔵の微視的なメカニズムを明らかにし、タングステンダイバータの水素同位体吸蔵量の予測精度を向上することを目的としている。

これまでの研究では、原子空孔、及びその集合体と水素原子の相互作用エネルギーの第一原理（密度汎関数理論）計算を実施し、原子空孔と水素原子の結合エネルギーや結合状態を明らかにした。これにより、原子空孔が水素原子を多重に捕獲できることや（図 3.5.3.1）、二原子空孔が水素原子と結合することによって安定化することが示された[3.5.3.1, 3.5.3.2]。またこれらの知見に基づき、標準的な統計力学的考察から、タングステン結晶中の水素濃度が上昇し、ある閾値を超えると水素原子が単原子空孔に多重結合した形態で析出することが予測された。これは、核融合炉ダイバータでの高粒子束（～10^{24} /m^2/s）プラズマ照射で、タングステン中の水素濃度が固溶限度を超えて過飽和状態になった場合は、従来のイオンビームを用いた低粒子束イオン照射実験で得られている水素吸蔵量を著しく上回る可能性を示している。今後は、高熱・粒子負荷による、より大きな欠陥集合体であるボイドや水素バブル形成・成長のメカニズムの研究を行う。

水素（同位体）イオン打ち込みされたタングステンからの昇温脱離スペクトルの理論解析を第一原理計算に基づいて行った[3.5.3.3]。本計算の結果、1－2 個の水素原子が結合している単原子空孔からの熱脱離では、550 K 付近にピークが表れることが分かった（図 3.5.3.2）。また、理論計算は、それよりも低温側に 3－5 個の水素原子が結合した状態からの別の脱離ピークが現れることを示した。今後、実験とのより詳細な比較のため、タングステン中の拡散や表面再結合過程を考慮した理論モデル

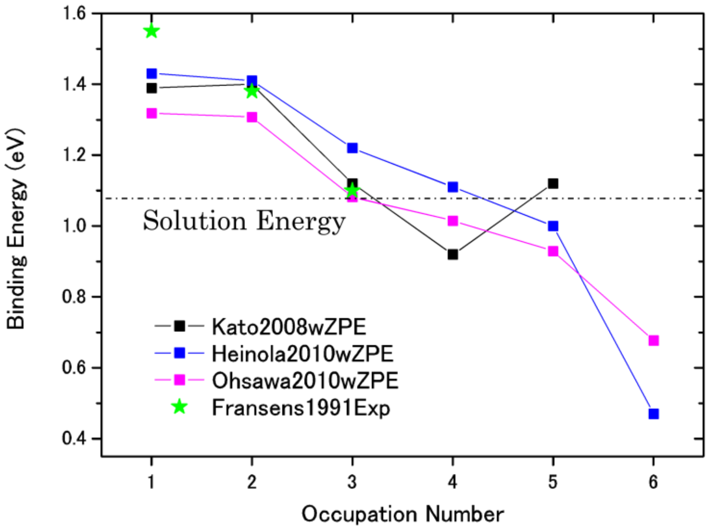


Fig. 3.5.3.1 Binding energies of multiply trapped hydrogen atoms at octahedral sites in a mono-vacancy [3.5.3.1]. Solid squares are density-functional calculations and green colored stars experimental measurements by perturbed angular correlation of gamma-ray (Fransens 1991).

の拡張が必要である。また、モデルの検証のため、イオン照射量や照射束密度を制御した実験結果との比較が必要である。

中性子照射損傷量の評価において、照射カスケード中に生じた原子空孔と自己格子間原子（SIA）の分布は重要である。そこで、タングステン中の 111-crowdion 型の自己格子間原子と隣接する単原子空孔との再結合過程における水素クラスタの影響を第一原理計算により初めて明らかにした[3.5.3.4]。本計算により、水素原子を多重に捕獲した原子空孔は、平衡状態で隣接する SIA と緩やかに結合 (結合エネエルギー0.6 eV）し、対消滅せずに準安定状態を形成することを示した（図 3.5.3.3)。中性子照射損傷における、水素クラスタを持つ原子空孔と SIA との準安定状態の影響を評価するために、準安定状態の熱的安定性、原子空孔周辺での SIA の移動度などを明らかにする必要がある。

参考文献

[3.5.3.1] D. Kato, H. Iwakiri, K. Morishita, J. Plasma Fusion Res. Ser. 8 (2009) 404.
[3.5.3.2] D. Kato, H. Iwakiri, K. Morishita, J. Nucl. Mater. 417 (2011) 1115.
[3.5.3.3] N. Fernandez, Y. Ferro and D. Kato, Acta Mater. **94** (2015) 307.
[3.5.3.4] D. Kato et al., Nucl. Fusion **55** (2015) 083019.

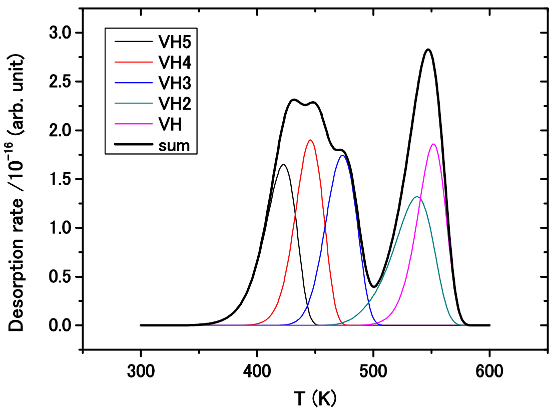


Fig. 3.5.3.2 A synthesized thermal desorption spectrum of multiple hydrogen atoms from a mono-vacancy [3.5.3.2]. It is assumed that initially occupation probabilities of VHn are in a thermal equilibrium under the constraint of $N_H/N_W = 10^{-10}$.

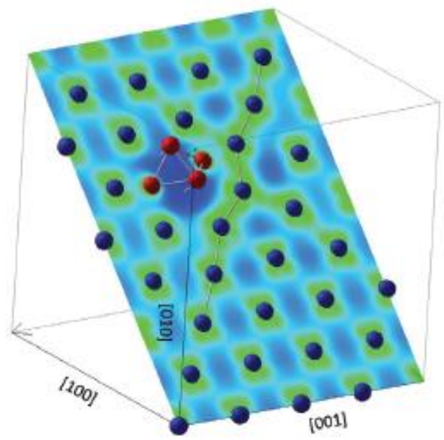


Fig. 3.5.3.3 A meta-stable state of an octahedron hydrogen cluster stacking with a vacancy preventing it from recombining with a 1 1 1-crowdion SIA (center of the string) in tungsten. Blue balls are tungsten and red balls hydrogen atoms, respectively. Colors on the surface indicate electron densities; blue indicates depletion of the electron density.

3.5.3.2 タングステンへのヘリウム照射効果

ヘリカル炉において、タングステンをダイバータ材料に使用する上で、ヘリウム(He)による照射損傷は避けられない。He では同様なエネルギー領域において、重水素よりも約 2 桁低い照射量から欠陥形成が確認される。He が他のイオン照射と比較にならないほど激しい照射効果を示す理由は以下のようにまとめられる。

① He は原子サイズが小さく、200 K 以上の温度であればほとんどすべての金属において格子間を容易に移動することができる。

② He は原子空孔やバブルとの結合力が極めて強く（$E_D \sim 4$ eV)、材料の融点に近い高温まで解離しない[3.5.3.5-6]。

欠陥形成過程としては、Figure 3.5.3.4 に示す模式図のように考えることができる。まず、材料温度が室温の場合、金属材料中に注入された He は格子間を自由に動き回り、原子空孔を核として互いに集合し、He－空孔複合体を形成する。He の入射エネルギーが弾き出し損傷形成の閾値以下であれば、照射誘起による空孔供給が期待できないが、この場合には潜在的に存在する格子欠陥（原子空孔を含む）や不純物が He 捕捉の核として機能する。空孔での He 捕捉量が過多になり He－空孔複合体の圧力が一定値（数 GPa）を超えると、結晶格子を構成する原子を格子間位置へ弾き出す、つまり、自己格子間原子（SIA）もしくは SIA ループを放出して自らの体積を獲得し、サイズを増大させていく。これをループパンチングと呼ぶ。弾き出された原子は格子間位置に集合し、格子間型の転位ループが次々と形成されていく。これが He バブル形成の初期過程である。照射積算量が増加し、バブル（He－空孔複合体）のサイズが増大していくと（~0.1 nm)、ループパンチングによる成長よりエネルギー的に有利となる照射誘起拡散（非熱過程）によるバブル同士の集合と合体（バブル間相互破断）による成長が優先的に発生する。このような過程を経て、TEM で観察可能（1~2 nm 以上）な He バブルへと成長する。He バブルが熱的に移動可能となる 1173 ~ 1273 K 以上の高温度においては、室温の場合と比較してバブル間相互破断を起こす確率が増加し、より激しい損傷組織が形成される[3.5.3.7]。

He による金属材料への照射効果を確認する目的で、LHD では各種タングステン材料の照射研究が実施されている。Figure 3.5.3.5 は、2008 年度の LHD 実験で長期間使用されたタングステン被覆炭素材（VPS-W/IG）の断面透過型電子顕微鏡像（TEM）像である。表面から約 40 nm において明るく見える変形した球状体の集合が高密度 He バブルである。注入された He が Figure 3.5.3.4 に示した機構で集合・合体をくり返し、このサイズまで成長を遂げている。He プラズマ放電や He グロー放電洗浄時に表面に注入された He によって形成されたものである。大きなものでは直径 20 nm 以上まで成長しており、材料表面は 1000℃をはるかに超える温度まで上昇した履歴が伺え

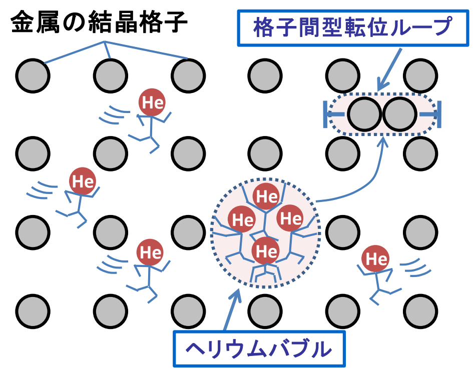


Figure 3.5.3.4 Schematic view of the formation process of the point defects in metal by He irradiation [3.5.3.7]

る。これらの損傷組織は水素照射では見られない He 照射に特有の現象である。

さらに、He によるタングステンへの究極の損傷組織として、近年、実験室における基礎研究から、タングステンに He を照射した際に Figure 3.5.3.6 に示すような極めて複雑なナノ繊維状微細構造を持つ表面損傷組織（W-fuzz）が確認されている。照射条件はいずれも試料温度 1000-2000 K、照射量 ~10^{25} He/m^2、入射イオンエネルギー20 eV 以上の条件で発現する。タングステン表面がこのような構造に変化した場合、熱伝導率の低下、ダストの発生など様々な望まれない影響を引き起こす恐れがある。これまで実験室において確認されていた W-fuzz 構造だが、大型のプラズマ閉じ込め装置（実機装置）では確認された例が無かった。実機装置において本当に形成されるかどうかを確認するには、長時間 He プラズマ放電を行う必要がある。そこで、LHD の He 長時間放電において、可動式のマテリアルプローブシステムを用いたタングステン試料のダイバータプラズマへの照射実験を行った。Table 3.5.3.1 に照射条件を示す。Figure 3.5.3.7 は、照射後のタングステン試料の(a)表面 FE-SEM 像、および、(b)断面 TEM 像(a)である。形成の段階としては初期段階

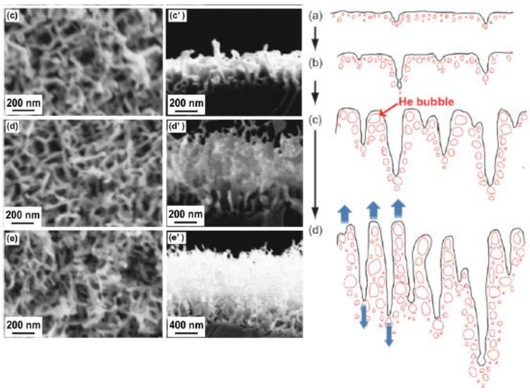


Figure 3.5.3.6 Formation process of the W-fuzz structure during He irradiation at 1400 K up to the dose of 5×10^{25} He/m^2.

Table 3.5.3.1 Typical irradiation condition of He on the LHD divertor plasma at long pulse experiment.

Input power	1.2MW~3.0MW
Total exposure time	10190s
Gas	He
Surface temperature	1500K-2300K (e~0.3)
Incident He energy	~100 eV
He flux at strike point	~5×10^{21} He/m^{2}s
He fluence at strike point	~5×10^{25} He/m^2

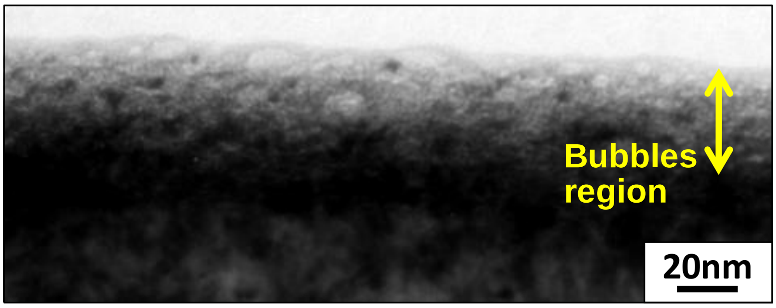


Figure 3.5.3.5 Cross-sectional TEM image of VPS-W/IG divertor tile after used to LHD plasma experiment [3.5.3.9].

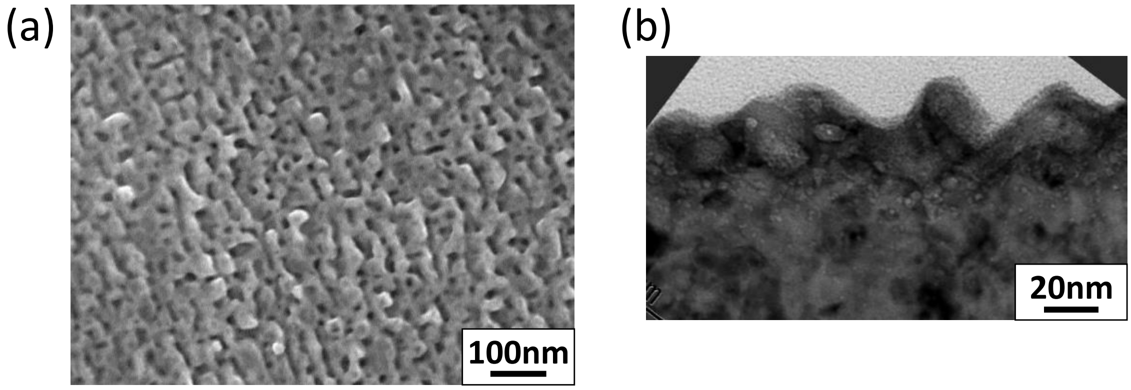


Figure 3.5.3.7 LHD 長時間放電のダイバータプラズマに合計 10190 秒曝露したタングステン試料の(a)表面 FE-SEM 像、および、(b)断面 TEM 像(a)

ではあるが、鮮明に W-fuzz 構造の形成が確認された。TEM 像では直径 10 nm を超す大小様々な He バブルが成長していることがわかる。これらの He バブルは W-fuzz の突起状繊維の中だけでなく、その直下の基盤内においても高密度に確認できる。おそらく、照射中に合体、成長した He バブルが内部拡散過程を経て表面に突出し、それと同時に W-fuzz 構造の繊維状突起が形成されたのではないかと推察される。損傷が無いタングステン表面と比較して表面積が大幅に拡大されたことがわかる。実機装置における W-fuzz 構造形成の確認は本実験が始めての例であり、核融合炉においても形成される可能性が示唆される。

Figure 3.5.3.5 で示した高密度バブル層および Figure 3.5.3.7 で示した W-fuzz 構造の形成は、表面マトリクスの密度減少による表面熱伝導率の低下、表面積の増加による不純物元素の付着のみならず、バブルやその周辺の欠陥層がガス元素の捕捉サイトとなり、水素同位体捕捉量の増大をもたらすなど、予期せぬ弊害に繋がることが懸念される。ヘリカル炉のトリチウムインベントリーを考えるにおいて、He によるダイバータ材料の損傷問題をどのように解決するかは大きな課題である。

参考文献

[3.5.3.5] A. Van Veen et al., Rad. Effects **78** (1983) 53.
[3.5.3.6] J.K. Nørskov and F. Besenbacher, J. Less-Common Met. **130** (1987) 475.
[3.5.3.7] M. Tokitani, Y. Ueda, J. Plasma Fusion Res. **87** (2011) 591.
[3.5.3.8] T. Baba et al., Materials Transaction **46** (2005) 565.
[3.5.3.9] M. Tokitani et al., J. Nucl. Mater. **415** (2011) S87.
[3.5.3.10] S. Kajita et al., Nucl. Fusion **49** (2009) 095005.

3.5.4.1 タングステン多価イオン発光モデル

ダイバータ板からスパッタされてプラズマ中に侵入したタングステン不純物が多価イオンとなってコアプラズマへ輸送されると、発光によりエネルギーをプラズマの外に放出しプラズマの電子温度の低下を引き起こすが、それがどのくらいの放射損失量であるか、また、プラズマ中でどのようにタングステンが輸送されて、分布しているかを調べるには、分光計測を解析するための発光モデルが必要である。そのため、我々はタングステン多価イオンの発光線強度や放射損失量を評価するための発光モデルの構築を行っている。

発光モデルの構築は、各イオンからの発光線強度を求める衝突輻射モデルとそれに用いる原子データの整備、及び、イオン価数分布を計算する電離モデルとに分けて開発を進め、CoBIT や LHD プラズマでのタングステン多価イオン分光計測で得られたスペクトルと比較しながら、モデルの改良を進めてきた。

まず、衝突輻射モデル（CR モデル）については、これまでに 5 価から 55 価までのタングステンイオンの詳細な原子データの整備を行い、発光線強度が計算できるようになった。原子データは HULLAC 原子コード[3.5.4.1]を用いて計算した。これらのイオンは電離ポテンシャルとして、50 eV から 5.2 keV に相当する。LHD では 45 価（電離ポテンシャル 2.4 keV）までは生成され、極端紫外(EUV)分光及び可視分光計測が行われている[3.5.4.2]。これらの分光計測で得られたスペクトルの解析にモデルを適用し、モデルの検証と改良を進めている。

図 3.5.4.1 に、CoBIT で計測した EUV スペクトル、LHD で計測した EUV スペクトル、及び CR モデルで LHD スペクトルを再現したモデル計算結果を示す[3.5.4.3]。3.5.4.2 項で説明しているように、CoBIT では、タングステンヘクサカルボニルを導入し、一定エネルギーの電子ビームでタングステンイオンを電離してトラップしている。イオンの電

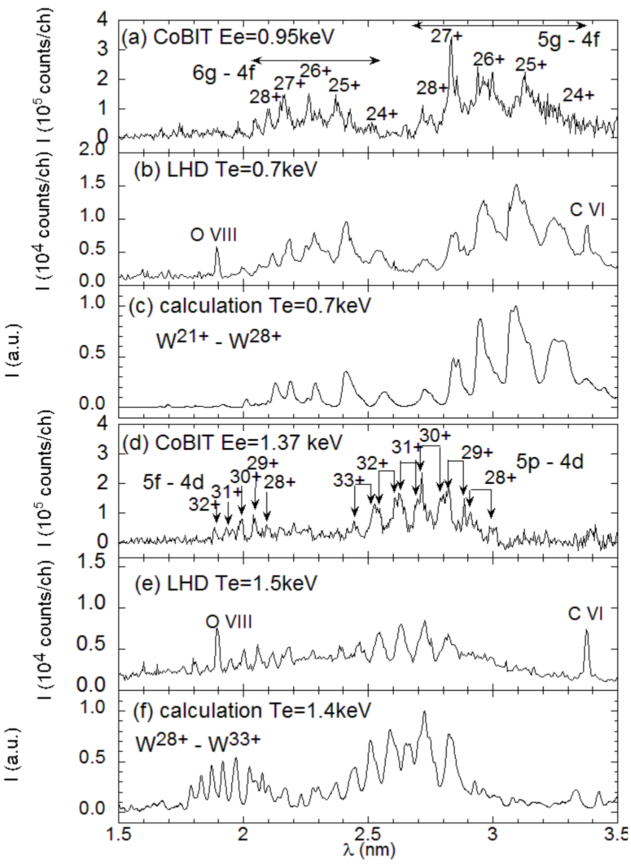


Fig. 3.5.4.1 EUV spectra of tungsten ions; (a, d) CoBIT with two electron beam energies Ee, (b, e) LHD with different central electron temperature T_0 at t = 4.60 s and 4.80 s of discharge #112880, and model calculations for (c) W^{21+} – W^{28+} and (f) W^{28+} – W^{33+} ions. Wavelengths in calculations at (c) and (f) are shifted by -0.0206 nm and 0.0033 nm to fit the position to measurements, respectively. (Reproduced from ref. [3.5.4.3].)

離エネルギーが電子ビームエネルギーより小さい価数のイオンが生成、観測されるため、発光線の価数同定が容易である。LHD では、LHD にタングステンペレットもしくはタングステン内蔵 TESPEL を入射すると、プラズマ中の電子により電離しながら中心へ輸送され、その後拡散によりタングステンイオン密度が減少する様子が観測されている。図 3.5.4.1 の(a)と(d)の CoBIT のスペクトルでは、それぞれ、24～28 価、28～32 価からの発光ピークが同定でき、CR モデル計算との比較により 5g-4f, 6g-4f, 5p-4d, 5f-4d 遷移であることが確認できている。同じ波長領域を LHD プラズマで計測したのが、図 3.5.4.1 の(b)と(e)で、タングステン内蔵 TESPEL 入射後、タングステンイオンからの放射により電子温度が下がり、その後、NBI 加熱によって温度が回復する途中での、それぞれ異なる中心電子温度の時のスペクトルを示しており、CoBIT でのスペクトルと非常によく似たスペクトルが観測された。これを説明するために、CR モデルによる計算結果を使い、イオン密度をパラメータとしてフィッティングを行って再現したものが、図 3.5.4.1 の(c)と(f)である。(c)は特によく再現できている。これにより得られたイオン密度分布を図 3.5.4.2 に示す。LHD プラズマ中でのタングステンイオン密度分布を評価したのはこれが初めてである。ADAS 原子データベース[3.5.4.4]の電離速度係数、再結合速度係数を用いて電離平衡計算をしたときに得られる価数分布と比較的近い分布となっている。更にこの結果を使い、タングステンからの放射パワーを評価した結果を図 3.5.4.3 に示す。実験から評価した価数分布と、CR モデルで計算した発光線による放射パワーを使って求めたものを●で示す。様々な核融合プラズマシミュレーションで広く使われている ADPAK データ [3.5.4.6]、後述する Sasaki & Murakami による計算値 [3.5.4.7], 独自の CR モデルを構築して計算した Pütterich ら

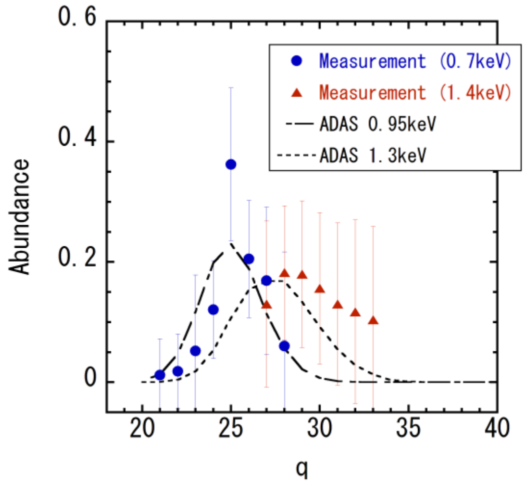


Fig. 3.5.4.2 Charge distributions of tungsten ions obtained by fitting to the measured LHD spectra (● and ▲) in Fig. 3.5.4.1 and calculated ones in ionization equilibrium with atomic data in Ref. [3.5.4.4] (reproduced from Ref. [3.5.4.5]).

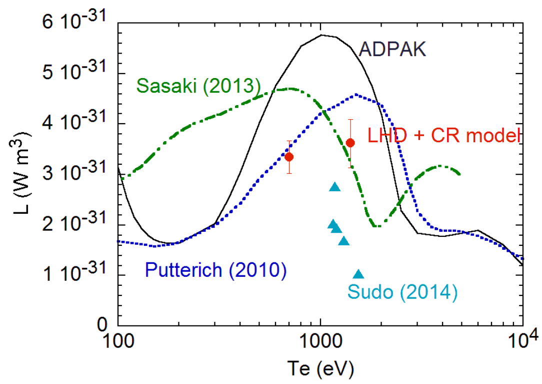


Fig. 3.5.4.3 Radiation power rates L estimated with the ion abundance distributions obtained from the EUV spectra and CR model calculation (dots), calculated with original ADPAK [3.5.4.6] (solid line), by Sasaki and Murakami [3.5.4.7] (dot-dashed line), and by Pütterich et al [3.5.4.8] (dotted line), and estimated from bolometer measurements in LHD plasmas [3.5.4.9] (triangles). (Reproduced from Ref. [3.5.4.3].)

[3.5.4.8]の計算値と、Sudo ら[3.5.4.9]が LHD でのタングステン内蔵 TESPEL 入射直後のボロメータ計測値から評価した放射パワーを比較のため示す。今回の結果は、Pütterich らの計算値に比較的近いが、ファクター2 の範囲内でどのモデルとも一致している。Sudo らの計測値は全般に小さい傾向がみられる。

タングステンは 1 keV 前後の電子温度のプラズマでは、Unresolved Transition Array (UTA)と呼ばれるブロードな発光構造が 4.5-7 nm の波長域にみられることが知られている。この発光構造は、25～34 価あたりのタングステンイオンの多数の 4d-4f, 4p-4d 遷移が重なることによって作られると考えられているが、現在の CR モデルでは、完全な再現には至っていない。再結合過程などまだ考慮していない原子過程の発光構造への影響を今後も引き続き調べていく必要がある。さらに、ダイバータ領域で観測される低価数のイオンについては、電子数が多く原子構造が複雑になり、取り扱わなければならない微細構造レベルの数が膨大になる。現在の計算機資源で可能な範囲での詳細な衝突輻射モデルの構築と、平行して、電子配位平均モデルといった、微細構造レベルは扱わずに平均化した電子配位と角運動量のみに着目した原子モデルを用いた分光モデルの開発を今後進める必要がある。

次に、イオン価数分布を求めるための電離モデルについて述べる。電離モデルにおいては、二重励起状態を中間状態として起こる二電子性再結合過程を取り扱う必要があるため、より多くのエネルギーレベルを考慮する必要がある。そのため、微細構造を考慮しない電子配位平均レベルを取り扱うモデルを JATOM コードによって構築した [3.5.4.7, 3.5.4.10, 3.5.4.11]。このモデルでは、エネルギーレベルと放射遷移確率、自動電離確率は HULLAC コードで計算するが、電子衝突励起速度係数、電子衝突電離速度係数、再結合速度係数は経験則を用いている。二電子性再結合過程については、二電子性捕獲と二重励起状態からの放射遷移がモデルに含まれていることにより、自然にモデルの中に組み込まれている。また、モデルで計算するレベルは、計算機アル

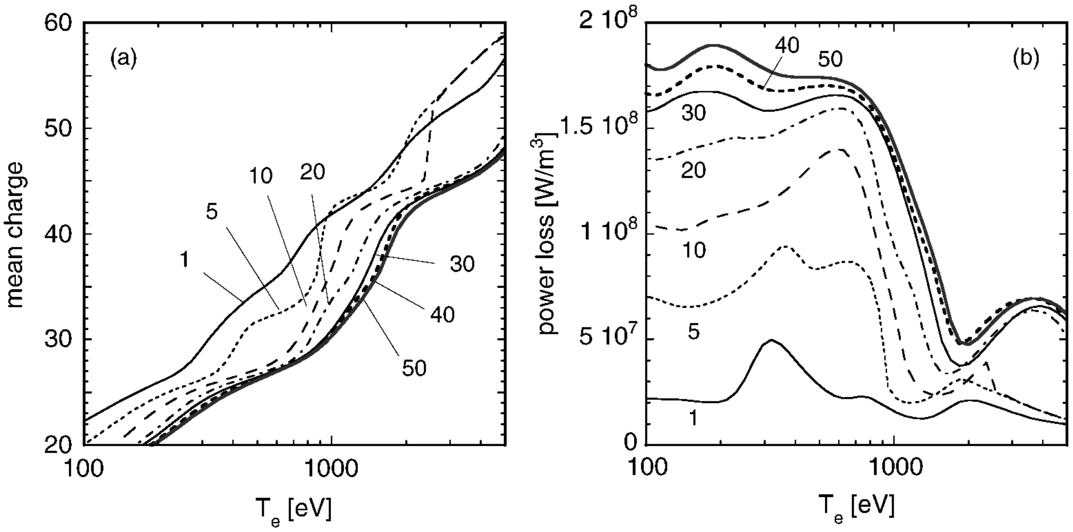


Fig. 3.5.4.4 Mean charge (a) and radiative power loss (b) of tungsten plasmas calculated by JATOM code. Numbers in the plots corresponds to the number of sets of parent levels for autoionizing levels considered in the atomic model. Details are described in ref. [3.5.4.7] (reproduced from Ref. [3.5.4.7]).

ゴリズムを用いて二重励起状態がぶら下がる親レベルを決めて、セットを決めている。このコードで計算したタングステンイオンの平均価数と放射パワーの電子温度依存性を図 3.5.4.4 に示す。レベルのセット数が増えるにつれ、収束している様子が分かる。電子温度が 3 keV 以上の場合は、NLTE ワークショップにおいて、他の研究グループで開発されているコードで計算された平均価数や放射パワーの比較を行っており、よい一致が得られていることが確認されている[3.5.4.11, 3.5.4.12]。一方で、3 keV 以下では、ほかのコードとの違いが大きかった。現在のモデルは、低価数のときの電離レートを過大評価して、電離が進みすぎている可能性があるため、経験則を用いている原子データを何らかの形でより信頼性の高いものへ代えていく必要がある。

これまでの研究により、タングステン多価イオン発光モデルの構築がずいぶん進んできた。更なる高精度化をはかるためには、再結合過程を取り込んだ CR モデルの開発を行うため、電離モデルで扱った電子配位平均レベルによる高励起状態の取り込み、高励起電子配位平均レベルと微細構造レベルとの間の放射遷移や電子衝突励起・脱励起速度係数の評価など、原子データの取り扱いなどを精査し、モデルの構築を行う必要がある。また、中性原子や 1 価などの低価数イオンの原子データは、HULLAC コードでは計算精度が保障されないため、ほかの原子コードの利用なども検討する必要がある。このような問題を解決しつつ、LHD などで計測したスペクトルの解析に応用することにより、より精度の高い発光モデルの構築を今後も進めていく必要がある。

参考文献

[3.5.4.1] A. Bar-Shalom, M. Klapisch, and J. Oreg, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **71** (2001) 169.

[3.5.4.2] S. Morita *et al.*, AIP Conf. Proc. **1545** (2013) 143.

[3.5.4.3] I. Murakami *et al*., Nucl. Fusion **55** (2015) 093016.

[3.5.4.4] H. P. Summers, Ther ADAS User Manual, version 2.6 (2004), http://www.adas.ac.uk/

[3.5.4.5] 加藤太治、坂上裕之、村上泉、原子衝突学会誌、第12巻第6号(2015) 161.

[3.5.4.6] D. Post et al., Atomic Data Nucl. Data Tables **20** (1977) 397.

[3.5.4.7] A. Sasaki and I. Murakami, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **46** (2013) 175701.

[3.5.4.8] T. Pütterich *et al.*, Nucl. Fusion **50** (2010) 025012.

[3.5.4.9] S. Sudo *et al.,* Plasma Fusion Res., **9** (2014) 1202147.

[3.5.4.10] A. Sasaki et al., J. Appl. Phys. **107** (2010) 113303.

[3.5.4.11] A. Sasaki and I. Murakami, Plasma Fusion Res. **8** (2013) 2401021.

[3.5.4.12] NLTE7 workshop, http://nlte.nist.gov/NLTE7/

3.5.4.2 タングステン多価イオンの発光特性

核融合プラズマのような高温プラズマ中では、混入（導入）された中性原子は高エネルギー電子の衝撃にさらされ、もはや原子のままでは安定に存在することができずイオン化する。しかも磁場閉じ込め装置の場合、不純物であれ、荷電粒子であれば閉じ込められることになり、常に高温の電子にさらされ一価が二価、二価が三価というように逐次電離が進み、多価イオンがプラズマ内に蓄積される。閉じ込められた多価イオンは、プラズマの温度が高くなるにつれ高電離化が進むことになり、プラズマ温度と生成多価イオンのイオン化エネルギーとの間には、密接な関係にあることは容易に理解できるであろう。また閉じ込められた多価イオンは、電子衝撃により励起状態となり、ある寿命の後、脱励起して光や電子を放出する。この光（可視光から X 線にまで至る広い波長範囲の光）を観測することにより、閉じ込められているイオンの価数同定や電子状態の情報、プラズマの電子温度や密度など、またプラズマ中の粒子輸送などの情報まで得ることが可能である。

近年次期核融合装置のダイバータなどのプラズマ対向壁に用いられる材料の有力な候補として挙がっているタングステンが注目されている。重元素であるタングステンは、プラズマ対向壁として優れている反面、スパッタリングにより不純物多価イオンとしてプラズマ内部に蓄積され、放射損失によりプラズマを冷却してしまうことが指摘されている。従ってプラズマ中でのタングステン多価イオンの発光や挙動を知ることが、核融合プラズマを制御する上で非常に重要となってくる。ところが、プラズマ中の高電離化した不純物タングステン多価イオンの発光ラインの同定手法は、多電子系による放出スペクトルの複雑さ故に、未だ確立されていないのが現状である。我々は、この現状を打破するために、タングステン多価イオンの原子データの取得を目的として、独自に多価イオン源 CoBIT（Compact Electron Beam Ion Trap）[3.5.4.13]を開発し、タングステン多価イオンの分光学的研究を進めている。図 3.5.4.5 に CoBIT の概略図を示す。この多価イオン源は、高効率に多価イオンを生成することが可能で、トラップ領域にイオンを閉じ込め、その多価イオンからの発光を連続的に観測することができる。CoBIT はペニング様イオントラップとそれを貫く高エネルギー電子ビームから成り、その主な構成部品は、電子銃（e-gun）、ドリフトチューブ（DT1～3）、電子コレクター（e-collector）、高温超伝導磁石（SCM）である。ドリフトチューブは三つに分割された円筒型電極から成り、そこに井戸型ポテンシャル E を印可することによって軸方向にイオンを閉じ込める。径方向には、超伝導磁石による軸方向の強磁場 B と高密度に圧縮された電子ビームの空間電荷ポテンシャルによってイオンを閉じ込める。多価イオンの種となる原子は、ガス導入装置によりイオン源真空容器内に導入される。タングステンの場合、タングステンヘキサカルボニル（W(CO)6）の昇華現象を利用し導入される。このように三次元的にトラップされたイオンが、高エネルギー電子による逐次電離を受け、多価イオンが生成される。閉じ込められたイオンは短い時間の後（価数にもよるがマイクロからミリ秒のオーダー）

電離平衡状態となり、電子エネルギーに対応する価数の多価イオンがトラップされ、ドリフトチューブに開けられた観測用スリットから、多価イオンと電子の衝突過程を分光学的に研究することが可能である。しかも我々は、従来の高電離多価イオンを研究対象とした EBIT のように、高エネルギー（数百 keV）の電子ビームを用いず、研究対象となる太陽外層大気プラズマや核融合プラズマ装置などの温度に対応した数 keV から数百 eV 程度の電子エネルギーに限定し、中程度の多価イオンを生成する専用の装置とすることで、コンパクトで高温超伝導磁石を用いた液体窒素での運転を可能にした装置を作り上げた。そうすることで、テーブルトップタイプの操作性の良い、低コストの多価イオン実験装置が実現した。CoBIT は、種々のプラズマ光源と異なり、単色電子ビームにより生成･励起された多価イオンからの発光を観測できるため、(1)多価イオンの電離状態つまり価数 q を電子ビームエネルギーにより制御が可能、(2)共鳴過程など（例えば二電子性再結合過程など）電子ビームエネルギーに依存した発光過程の観測が可能、(3)ドップラーシフトが無くドップラー拡がりも小さいため精密分光が可能、などの長所がある。図 3.5.4.6 に CoBIT に設置した極端紫外（EUV）分光器の概略図を示す。本装置には、可視，真空紫外（VUV），極端紫外分光器が設置されている。電子軌道の変化を伴う遷移波長は、多価イオンの価数が高くなるに従い短くなり、可視から真空紫外、極端紫外、軟 X 線波長領域へとシフトしていく。タングステン多価イオンの場合も比較的温度の高いプラズマでは、極端紫外から軟 X 線領域の発光が顕著になってくる。我々はこの領域の発光過程を研究するために、CoBIT 専用の極端紫外分光システムを独自に開発・設計し CoBIT に設置している [3.5.4.14, 15]。前述のように CoBIT の電子ビームは強磁場で圧縮されているため、その直径は百μm オーダー以下になる。つまり細い線光源であり、光源をスリットと見なすことで、波長分散分光器を入射スリット無しで使用することが可能となる。回折格子に平面結像型凹面回折格子を用い、スリット位置に光源を配置することで集光レンズなしの光学的に明るい分光システムを構築することが可能となった。EUV 領域のようなレンズによる集光が困難となる短波長光には非常に有効である。

CoBIT の電子エネルギーは 100 eV から数 keV 程度まで可変で、生成されるタングステン多価イオンは W^{10+}から W^{40+}程度まで可能である。これはちょうど LHD であれば、温度の比較的低いダイバータ・周辺プラズマから高温部分のコアプラズマ付近までで存在しうるタングステン多価イオンの価数に匹敵する。図 3.5.4.7 に CoBIT で観測されたタングステン多価イオンスペクトルの電子ビームエネルギー（Ee）依存性を示す。波長は 15～55 Å の範囲で EUV 領域のスペクトルである。図から分かるように、スペクトルは鋭いエネルギー依存性を示す。それぞれの矢印で示した発光ピークの出現エネルギーは、タングステン多価イオンのイオン化エネルギーに関係付けられ、それらの考察から帰属イオン価数を同定することが可能であり、そのタングステ

ンの価数を図の左側に Max. charge state として示してある。ここで、矢印の発光ピークが、電子ビームエネルギーの増加に伴い短波長側にシフトしていく様子が見てとれる。これは、多価イオンの価数増加により、同種の電子遷移でもエネルギー準位間隔が次第に広がり、遷移エネルギーが大きくなる、つまり遷移波長が短くなってくことに起因している。このような実験的な考察と並行して、理論的な考察（衝突輻射モデル：第 2 章参照）により、これらの発光ピークの電子遷移の同定が可能である。図 3.5.4.8(a),(b)に電子エネルギー800 eV と 1210 eV のスペクトルを示す。CoBIT のエネルギーの違いにより異なった電子遷移のピーク（6g-4f, 5g-4f, 5f-4d, 5p-4d）が表れている。CoBIT のデータと衝突輻射モデルによる計算結果を同定されたタングステン多価イオンの価数で比較したものが図 3.5.4.9 である。それぞれの実験値が理論値と非常に良く一致しており、しかも W^{28+} で 4f 電子が無くなり閉殻構造となることで、異なる励起遷移チャンネルが開いていることがよくわかる。

以上のように我々は CoBIT を用い、タングステン多価イオンの発光スペクトル情報を得ることができた[3.5.4.16]。これを用い、核融合装置における複雑なスペクトルの解析を行っていく。プラズマの電子エネルギーはマックスウェル分布しており、プラズマからの発光スペクトルは、CoBIT の異なった単色電子ビームエネルギーでのスペクトルの重ね合わせで表現することが可能である。図 3.5.4.10(c)は LHD へのタングステンペレット入射時の典型的なスペクトルで電子温度 Te = 2keV である。図 3.5.4.10(a),(b)に CoBIT で測定された電子エネルギーEe = 950 eV, 1370 eV でのスペクトルを示す。これらを比較すると CoBIT で表れるピークが LHD のスペクトルに表れるピークにそれぞれ対応していることがわかる。プラズマからのスペクトル線は単純に価数で並んでいるのではなく、多くの価数のいろいろな遷移が重なり合った複雑なものであることが、CoBIT のデータとの比較により明らかになってきた。このようなプラズマからの複雑なスペクトル線の詳細な同定は、CoBIT の登場によって初めて可能となった。プラズマ中の多価イオンの解析に有効なツールである多価イオン源 CoBIT は我々が独自に開発したオリジナルの実験装置であり、比較的低いエネルギー領域では現在世界をリードしている[3.5.4.17, 18]。我々はその重責を理解し、より精度のよい系統的な多価イオン分光データを提供していくことを心がけている。

参考文献

[3.5.4.13] N. Nakamura et al., Review of Scientific Instruments 79, 063104 (2008).
[3.5.4.14] H. A. Sakaue et al., Journal of Physics: Conference Series 163, 012020 (2009).
[3.5.4.15] H. A. Sakaue et al., J. Appl. Phys. 109, 073304 (2011).
[3.5.4.16] H. A. Sakaue et al., Physical Review A 92, 012504 (2015).
[3.5.4.17] Y. Kobayashi et al., Physical Review A 89, 010501(R) (2014).
[3.5.4.18] Y. Kobayashi et al., Physical Review A 92, 022510 (2015).

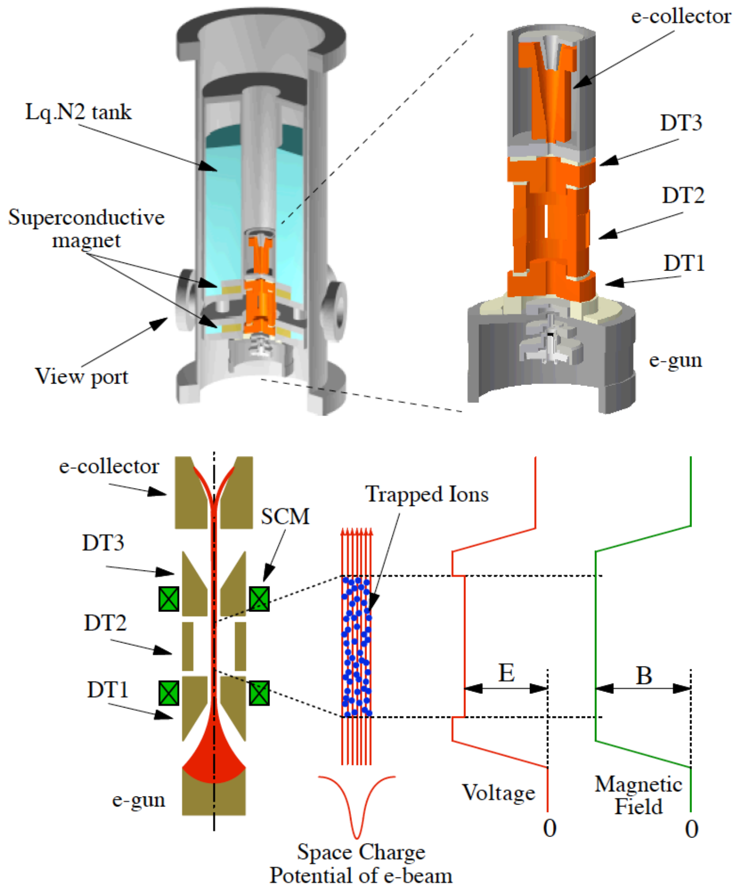


Fig. 3.5.4.5 The top panel is the schematic drawings of the compact electron beam ion trap (CoBIT). The bottom one is the schematic drawings of the trap potential in CoBIT.

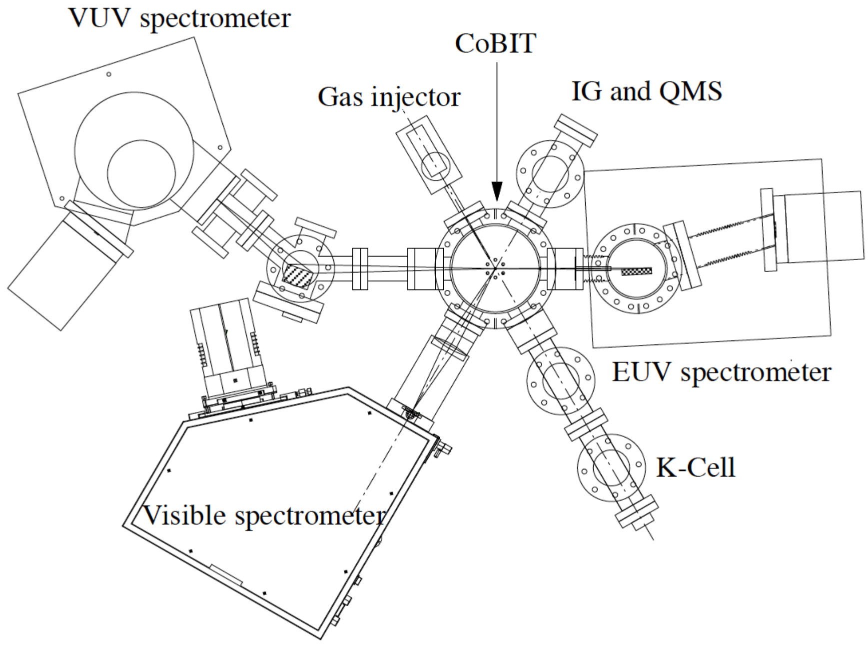


Fig. 3.5.4.6 EUV, VUV and Visible spectrometers installed in CoBIT.

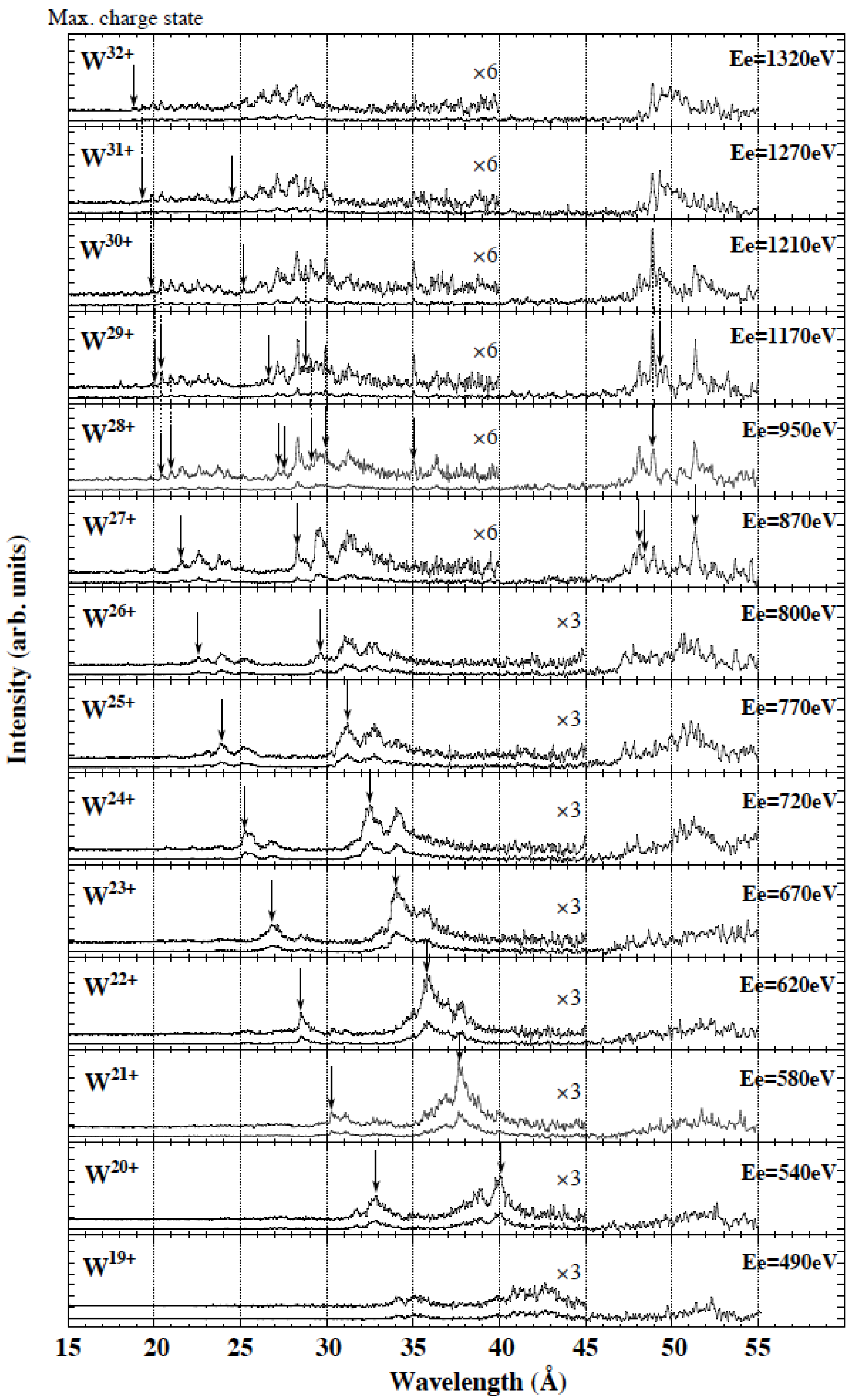


Fig. 3.5.4.7 EUV spectra of highly charged tungsten ions obtained at electron energy *Ee* from 490 to 1320 eV in the wavelength range of 15－55 Å. The peaks denoted by arrows were identified from comparison with the CR model. “Max. charge state” means the highest charge state of tungsten ions which can be produced in CoBIT at electron energy *Ee*.

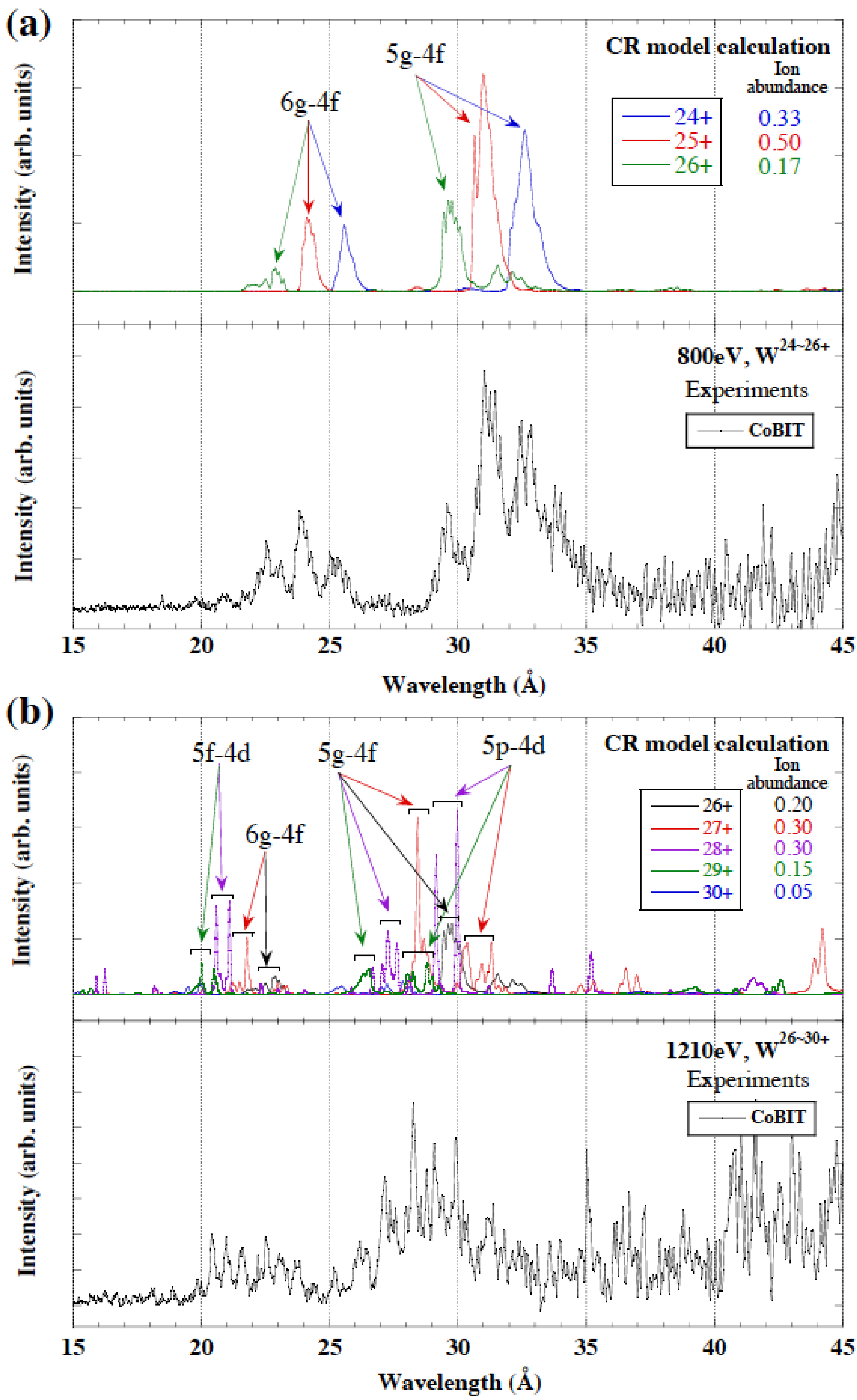


Fig. 3.5.4.8 (a),(b): Experimental spectra in CoBIT and calculated spectra of the CR-model at electron energy *Ee* = 800 and 1210 eV, respectively.

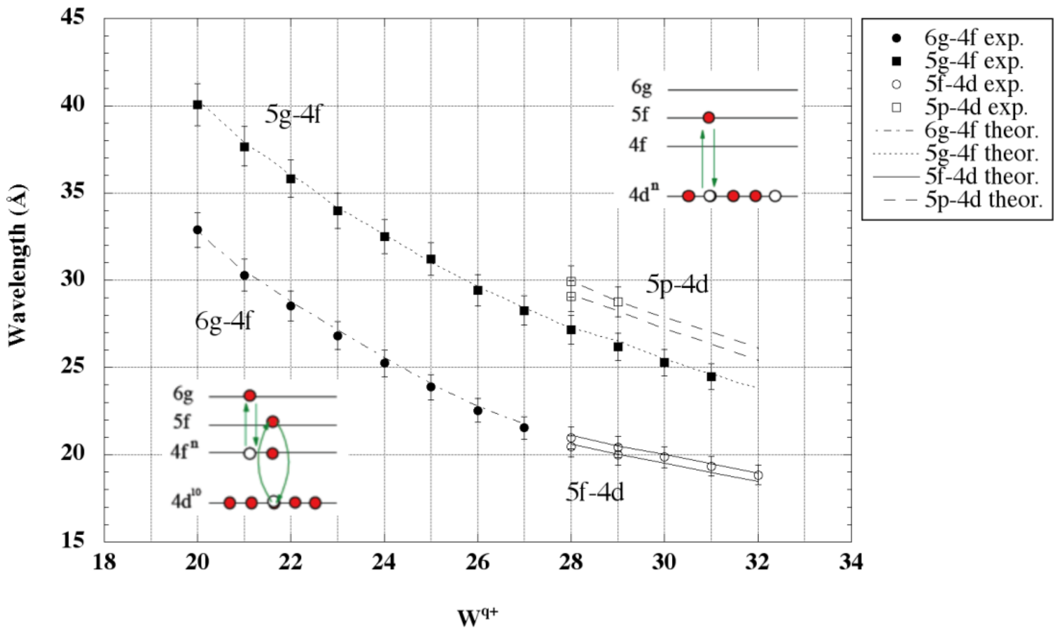


Fig. 3.5.4.9 The charge dependence of the wavelength for each tungsten emission line.

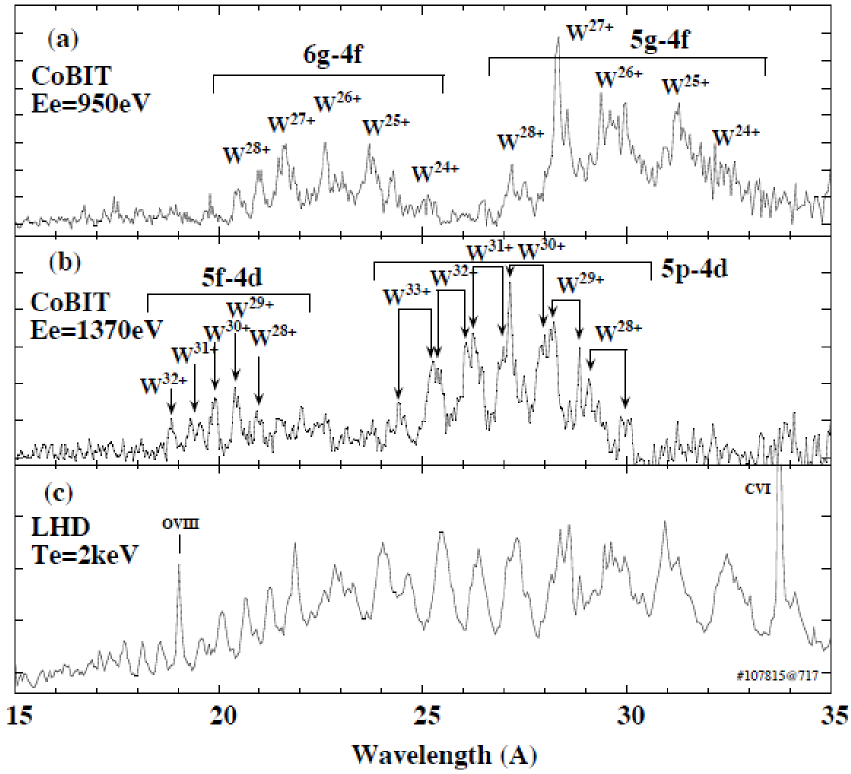


Fig. 3.5.4.10 (a) and (b) are experimental spectra of CoBIT at *Ee* =950 and 1370 eV, respectively. (c) is experimental spectrum of LHD at the tungsten pellet injection. The electron temperature is 2 keV.

3.5.5 不純物ガスパフによる熱負荷制御

ダイバータ板へ流れ込む強い熱流速を軽減するためにはダイバータ領域に非接触プラズマ（デタッチメント）を形成する必要があり、その方法のひとつとして、ダイバータ領域に不純物ガスをパフし、不純物からの放射によりプラズマの温度を下げ非接触プラズマを形成することが検討されている。不純物ガスの原子番号が大きいほど高い温度領域での放射が期待される。ITER の炉設計に関しては、ダイバータを含む周辺領域において、放出すべきエネルギーの 92%を Ar 不純物ガスで放出するとしたシミュレーション研究がなされているが[3.5.5.1]、放射量を仮定しており、その状況が安定に実現できるのか明らかでない。ヘリカル型装置においても、不純物ガスパフで非接触プラズマが形成されるのか、十分な放射損失が担えるのかどうか、またそれはどのような条件で可能なのか、理論シミュレーションや実験研究によって調べる必要がある。

LHD プロジェクトと共同で、不純物ガスパフ実験を実施した際の非接触プラズマ形成のプラズマの物理条件を分光的手法で調べる研究開発を行っている。LHD では、不純物ガスとして、ネオン、窒素、アルゴン、キセノンが用いられ、極端紫外(EUV)分光計測により、不純物イオンの発光線を計測した。一方で、ADAS（原子データ及び計算パッケージ）[3.5.5.2]を用いて、衝突輻射モデルによって発光線強度とプラズマの電子温度・電子密度との関係を計算し、分光計測によって得られた発光線強度と比較することによって、発光領域のプラズマの物理状態を調べることができる。

LHD では、2013 年度の 17 サイクル終了後、ガスパフ装置が改造され、ノズル位置がダイバータ領域より遠くに設置された。それに伴い、ガスパフと不純物イオンの発光との間の応答時間が変わり、17 サイクルまでと 18 サイクルとでは不純物ガスの応答が異なっている。図 3.5.5.1 にネオンガスパフ実験のときに計測した EUV スペクトルを示し、表 3.5.5.1 はそのスペクトルで観測された Ne^{7+}イオンからの Ne VIII 発光線及び Ne^{6+}イオンの Ne VII 発光線を示す。

図3.5.5.2と図3.5.5.3に、16

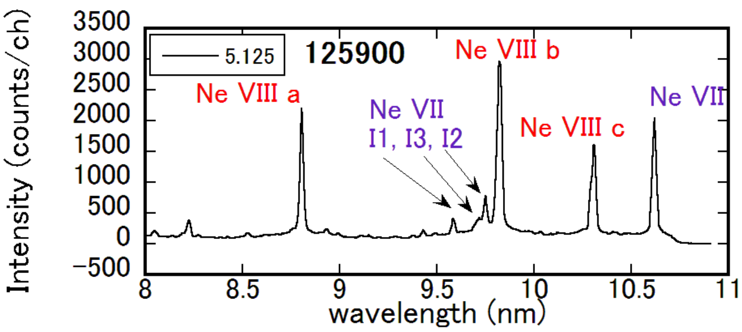


Fig. 3.5.5.1 EUV spectra of Ne ions when Ne gas puff was injected into LHD plasmas. Three prominent Ne VIII lines labeled with a – c and 3 weak Ne VII lines I1-I3 are examined.

Table 3.5.5.1. Ne spectral lines observed after Ne gas puff.

	Ion	Transition	Wavelength (nm)
a	Ne VIII	2s ^{2}S – 3p ^{2}P^o	8.81
b	Ne VIII	2p ^{2}P^o – 3d ^{2}D	9.83
c	Ne VIII	2p ^{2}P^o – 3s ^{2}S	10.3
I1	Ne VII	2s2p ^{3}P – 2s3p ^{3}D	9.58
I2	Ne VII	2s2 ^{1}S – 2s3p ^{1}P	9.75
I3	Ne VII	2s2 ^{1}S – 2s3p ^{3}P	9.72

および18サイクルのネオンガスパフ実験のときのプラズマの放電波形を示す。各種物理量の時間変化及び、ネオンイオン発光線強度と強度比の時間変化を示す。

図3.5.5.2で示す16サイクルの実験においては、ネオンパフ後すぐに放射量とNe VIII発光線強度が上昇し（図3.5.5.2 (b), (d)）、その後、時間とともに徐々に減少している。Ne VIII発光線強度比は、発光線強度の上昇期と最後の放射崩壊時を除き、ほぼ一定となっている（図3.5.5.2 (e)）。図3.5.5.4にこの放電において荷電交換分光によって計測した完全電離したNe^{10+}イオンの空間分布と電子温度、電子密度分布を示す。Neガスは中心へ輸送され、Ne^{10+}イオンは電子温度100 eV以上の領域に分布していることがわかる。Ne VIII発光線強度の減少は、Ne^{7+}イオン密度の減少を示唆し、中心へのネオン蓄積を支持している。

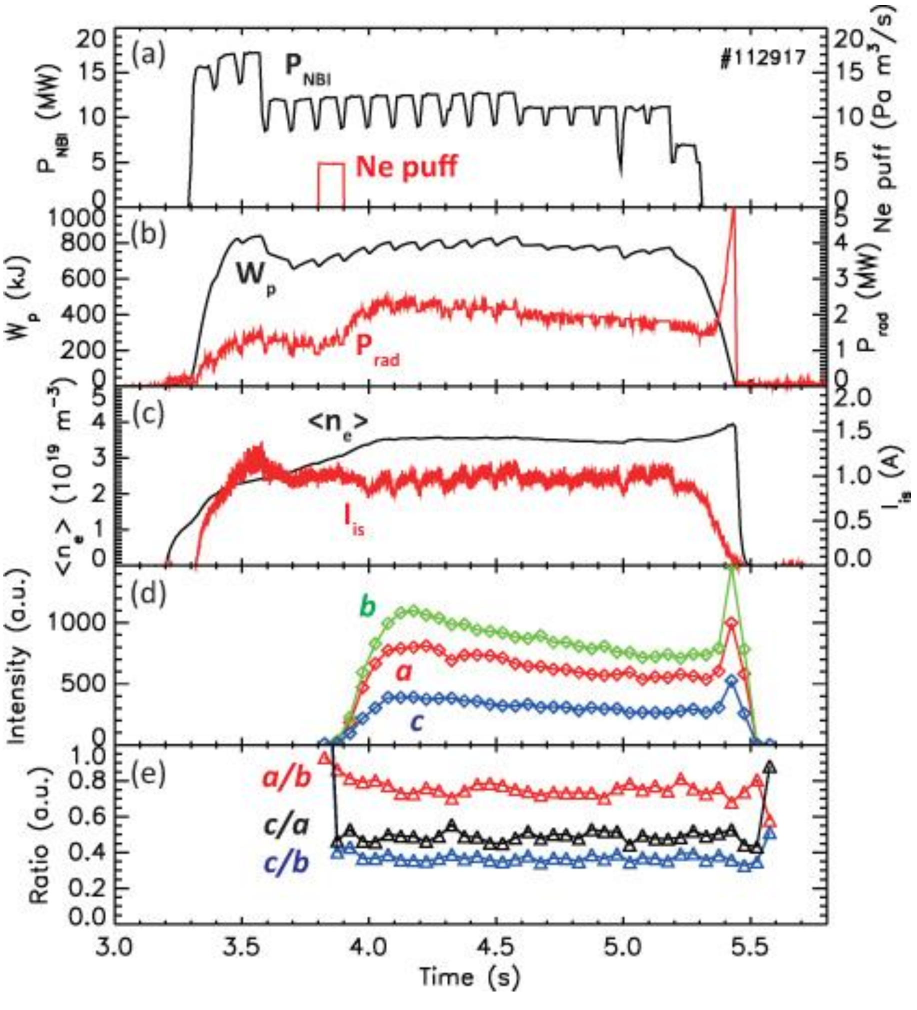


Fig. 3.5.5.2 Temporal distributions of NBI heating power (P_{NBI}), neon puff, stored energy (W_P), bolometer radiation power (P_{rad}), line-averaged electron density (<n_e>), ion saturation current at divertor plate (I_{is}), Ne VIII line intensities, and Ne VIII intensity ratios for the discharge #112917 in 16th LHD experimental campaign. (Reproduced from Ref. [3.5.5.3]).

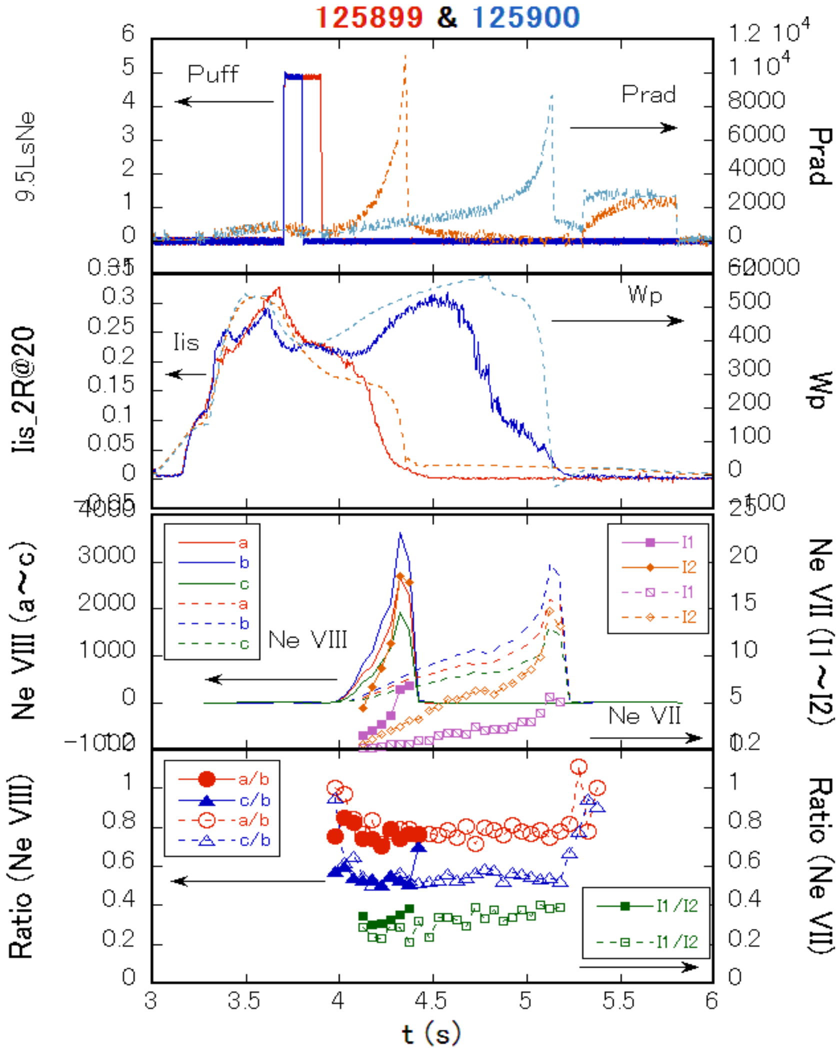


Fig. 3.5.5.3 Temporal distributions of neon puff, bolometer radiation power (P_{rad}), ion saturation current at divertor plate (I_{is}), stored energy (W_P), intensities of Ne VIII and Ne VII lines, and intensity ratios for the discharges #12899 and #12900 in 18th LHD experimental campaign.

一方、図 3.5.5.3 で示す 18 サイクルの実験においては、ボロメータによる放射と Ne VIII 発光線強度は、ネオンガスパフ入射開始より約 0.3 秒遅れて上昇を始める。Ne VII 発光線はさらに約 0.1 秒遅れて強度が上昇する。ガスパフの量が多い（放電#125899）と発光強度の増加が速く、放射崩壊へ至る時間が短い。放電#125899 の場合はガスパフ入射開始より約 1.1 秒後に放射崩壊、パフが半分の放電#125900 は約 2.5 秒後に放射崩壊をおこした。ダイバータ板でのイオン飽和電流をみると、放射崩壊よりも前に減少を始めており、部分的なデタッチメントを形成していると考えられる。パフ量の少ない放電#125900 のほうが飽和イオン電流の減少開始時から放射崩壊時までの時間が長くなっており、パフ量のコントロールがデタッチメントの持続に重要であることがわかる。Ne VIII 発光強度の増加は、イオン密度の増加を示し、ネオンガスが徐々にプラズマに侵入していると考えられる。

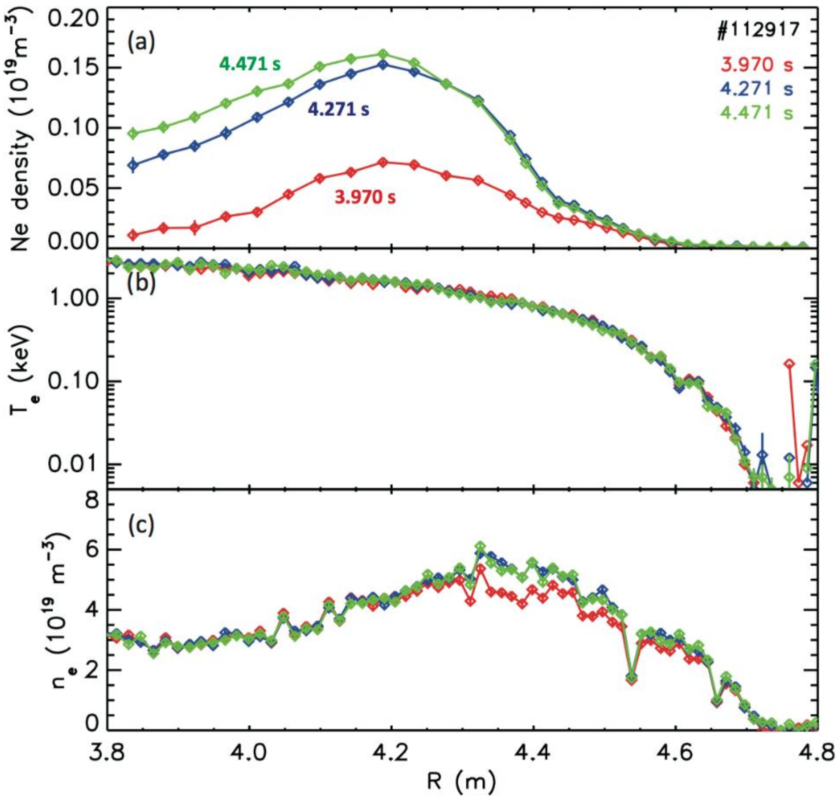


Fig. 3.5.5.4 Spatial profiles of (a) fully ionized Ne density measured by charge exchange recombination spectroscopy, (b) electron temperature, and (c) electron density as functions of major radius *R* at 3.970, 4.271, and 4.471 s for discharge #112917. (Reproduced from ref. [3.5.5.3]).

また、Ne VIII 発光線強度比を見ると、発光初期と放射崩壊時を除き、やはりほぼ一定であり、パフ量に依存しなかった。この強度比は電子温度依存性を持ち、一定の強度比は電子温度が一定であることを示している。すなわち、Ne VIII イオンは、常に同じ電子温度の領域から発光していると考えられる。図 3.5.5.5 に ADAS で計算した Ne VIII 発光線強度比と電子温度の関係を示す。比較のために計測値を時間の関数として示す。理論計算と計測値を比較すると、強度比は、電離や励起が支配的な電離進行プラズマの場合では説明できず、再結合過程の寄与が必要なことがわかる。Ne IX イオン密度と Ne VIII イオン密度の比 n(Ne IX)/n(Ne VIII)をパラメータとして再結合成分を加えると、強度比は電子温度とイオン密度比で決まり、電子温度およそ 20-25 eV、イオン密度比およそ 4-6 程度と予想される。

同様に NeVII 発光線強度比の電子温度依存性と、計測値を時間の関数として図 3.5.5.6 に示す。計測値は時間とともに増加している。Ne VIII の場合と同様、電離進行プラズマでは強度比は説明できず、再結合成分を加える必要がある。計測値の増加は、温度の減少もしくはイオン密度比 n(Ne VIII)/ne(Ne VII)の増加を示唆している。

プラズマの電子温度空間分布の時間変化を見ると（図 3.5.5.7）、ガスパフによる放射冷却でプラズマは周辺部から温度が減少し、プラズマは収縮している。Ne VIII 発光位置は、プラズマとともに中心へ移動すると考えられる。

以上の解析から、18 サイクル実験において、ネオンガスはプラズマに徐々に侵入、再結合プラズマが効いた非平衡電離状態と考えられ、放射によりプラズマを周辺から冷却、収縮させており、最終的には放射崩壊を起こしている。非接触プラズマが形成されていると考えられるが、ガスパフ量が多いと放射崩壊に至る時間が短く、少ないとデタッチメントの持続時間が長くなることが分かった。このような非平衡電離状態は、定常・電離平衡を仮定したシミュレーションでは模擬することは難しく、プラズマ実験を使った不純物ガスパフの効果を調べることは重要である。今後、同様の解析をほかの不純物ガス種にも行い、不純物ガスパフによるデタッチメントとプラズマの物理状態の関係などを調べ、熱負荷制御への有用性を調べていく必要がある。

参考文献

[3.5.5.1] K. Hoshino et al., Plasma Fusion Res. **9** (2014) 3403070.
[3.5.5.2] H. P. Summers, The ADAS User Manual, version 2.6 (2004), http://www.adas.ac.uk/
[3.5.5.3] C. Suzuki et al., J. Nucl. Materials **463** (2015) 561.

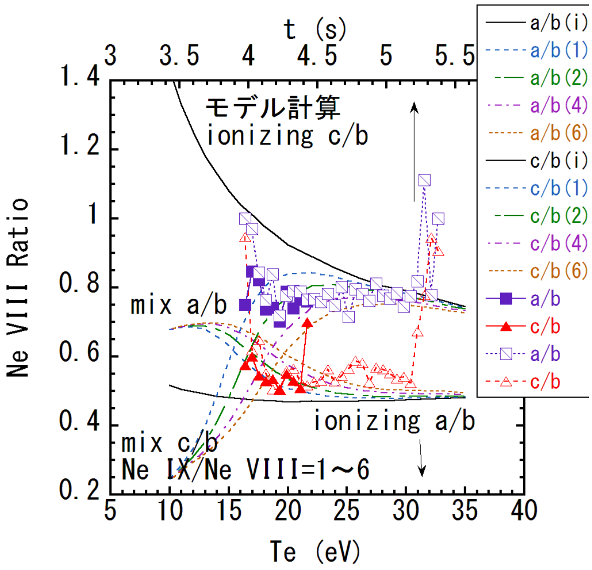


Fig. 3.5.5.5 Calculated intensity ratios of Ne VIII lines a/b and c/b for ionizing plasma (solid line), and ones including recombining plasma contributions with ion density ratio n(Ne IX)/n(Ne VIII) as 1, 2, 4, and 6. Measured intensity ratios are also plotted as a function of time for discharges #125899 (solid symbols) and #125900 (open symbols).

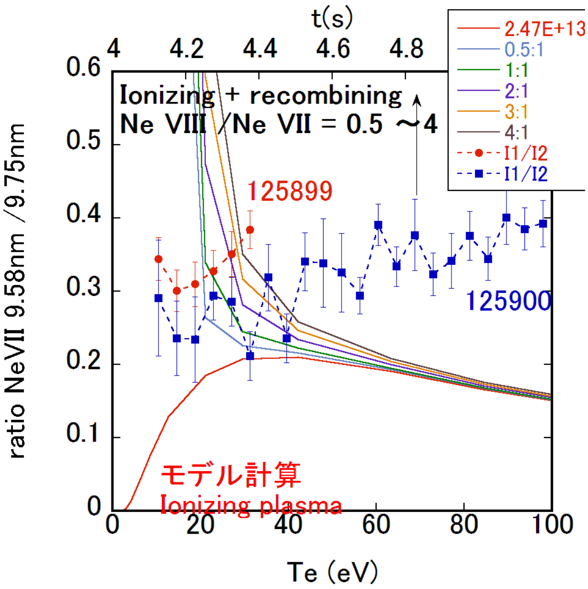


Fig. 3.5.5.6 Calculated intensity ratio of Ne VII I1/I2 as a function of electron temperature for ionizing plasma (red line) and ones including recombining plasma contributions with ion density ratio n(Ne VIII)/ne(Ne VII) as 0.5, 1, 2, 3, and 4. Measured intensity ratios are plotted as a function of time (● for #125899 and ■ for #125900).

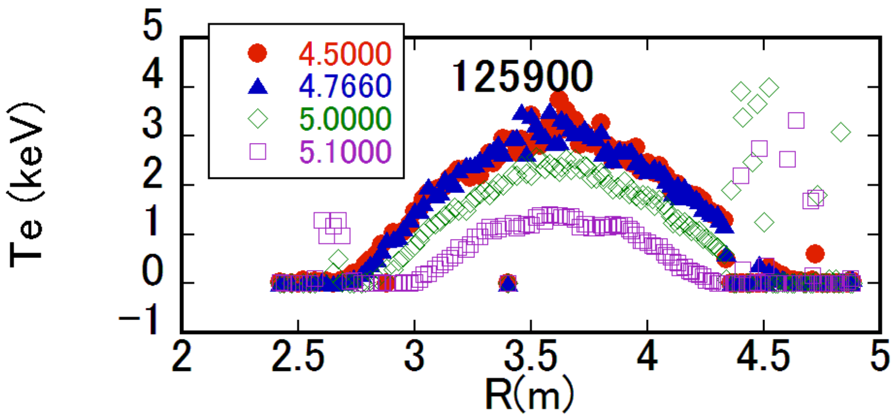


Fig. 3.5.5.7 Electron temperature distributions for discharge #125900. Temperature decreased after t = 4.766 s and plasma shrunk.

3.5.6 液体金属ダイバータのための基礎実験

2.7.4 章に述べられているように、FFHR-d1 では溶融スズの噴流をシャワー状にして用いる新しい概念の液体金属ダイバータ REVOLVER-D が検討されている[3.5.6.1, 2]。液体金属ダイバータを実現するには、多くの工学的課題を解決しなければならない。例えば参考文献[3.5.6.3]には、カーテン状の液体金属自由表面流を用いるダイバータに対し、以下の課題が挙げられている。

(1) MHD：非一様磁場中の MHD 制動による偏流
(2) 連続性：総延長全域の液カーテンに一瞬の破れも不可
(3) 排気コンダクタンス：液カーテンによる排気経路の制約
(4) PWI：金属蒸気のコアプラズマや計測系等への影響
(5) 安全性：真空破壊での安全性（火災、毒性、放射線、等）
(6) 実機実績：高温プラズマ閉じ込め実機レベルでの安全性含む実機実績
(7) その他：荷電粒子 J×B、T インベントリと混入 He や不純物の除去、腐食と堆積瘤、揚程含むポンプ動力の増加、等の課題

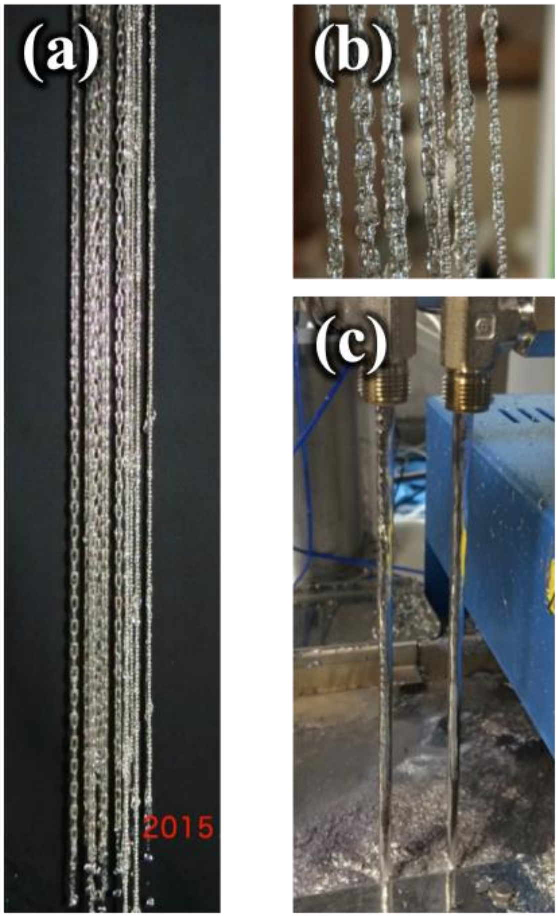


Figure 3.5.6.1 (a) Chain-stabilized water jets, (b) the close-up view of (a), and (c) molten solder jets of Sn60-Pb40 stabilized by a ball-chain inside each jets.

これらには液体金属シャワーを用いる REVOLVER-D にも共通の課題が多数含まれており、今後 R&D を行って回答を示していく必要がある。

液体金属をノズルから自由落下させて生成する噴流を用いる場合、まず問題となるのは重力による加速である。トリチェリの定理に示されるように、高さ h (m)を落下した液体は $v(m/s)=\sqrt{2gh}$ （但し、g = 9.8 m/s^2 は重力加速度）の流速を獲得する。表面張力不安定性によって噴流が液滴化するという問題もある[3.5.6.4]。これらによる液体の飛散を抑制することが液体金属シャワーダイバータ実現への第一歩である。我々はチェーン等に沿わせて流体を落下させることで、摩擦による減速を行うこととした。その有効性を検証するため、水及び溶融ハンダ（Sn 60 % + Pb 40 %）を用いた基礎実験を行っている。Figure 3.5.6.1 に、水及び溶融ハンダの噴流をチェーンで安定化した例を写真で示す。以下では、これまで実施してきた水及び溶融ハンダを用いた基礎実験について、それらの概要を述べる。

第一段階として、チェーンによる水噴流の安定化を試みた[3.5.6.5, 6]。実験に用いた

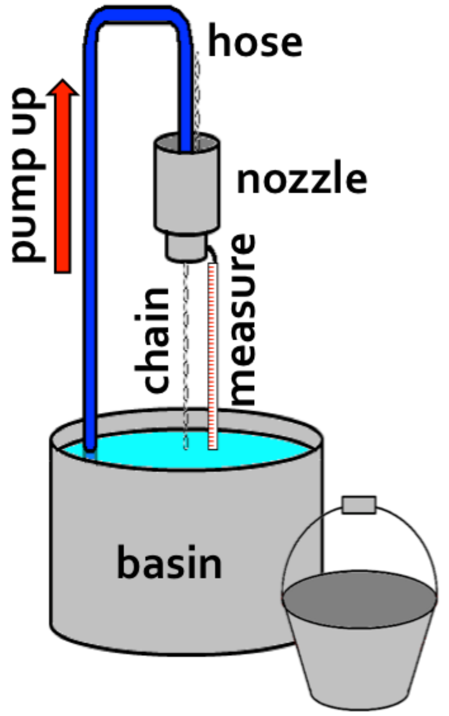


Figure 3.5.6.2 A schematic view of the setup used for the experiments on chain-stabilized water jets.

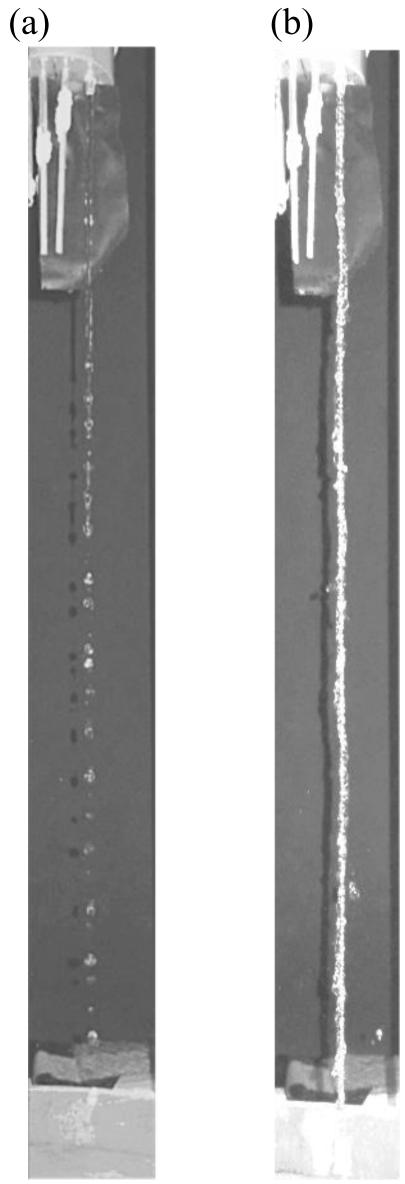


Figure 3.5.6.3 Typical examples of water jets (a) without chain and (b) with a chain inside the jet.

装置の概略図を Fig. 3.5.6.2 に示す。この装置では、水溜めからポンプ（RYOBI RMG-8000、最高全揚程 9 m、最大吐出量 220 リットル／分）を用いて水を汲み上げ、ノズルから噴出させる。ノズルは内径 d_0 と長さ l (mm) の組み合わせで、(d_0, l) = (7, 35), (10, 50), (13, 65) の円筒３種を用いた。噴流を自由落下させた場合（Fig. 3.5.6.3(a)）と、幅 w_{chain} = 2.3 mm または 3.4 mm のチェーンに沿わせて落下させた場合（Fig. 3.5.6.3(b)）を比較した。Figure 3.5.6.3 の例に見られるように、自由落下させた場合は噴流が途中で液滴化してしまうが、チェーンに沿わせることで噴流をほぼ一定の太さに保てる。流量が一定とすれば、これは流速が一定に保たれていることを意味する。同様の条件で、高速カメラ（CASIO EX-100PRO、露出時間 1/1,000 秒）による撮像を行い、画像から噴流幅の垂直方向変動を解析した結果を Fig. 3.5.6.4 に示す。エネルギー保存より、ノズル下方 z (m) における流速 v (m/s) は初速度 v_0 (m/s) を用いて $v = (v_0^2 + 2gz)^{1/2}$ で与えられ、流量一定より $d^2 v = d_0^2 v_0$ とすれば $d = d_0 / (1 + 2gz/v_0^2)^{1/4}$ が得られる。但し、液滴化が発生すれば流量一定の条件は外れる。Figure 3.5.6.4 では、チェーンなしの場合（破線）、少なくとも $z \sim 300$ mm 程度まではこの理論予測に従っていることがわかる。その後、大きく振動した後で線が途切れているのは液滴化したことを示す。これに対しチェーンありの場合（実線）、噴流直径は振動しつつもほぼ一定となる。

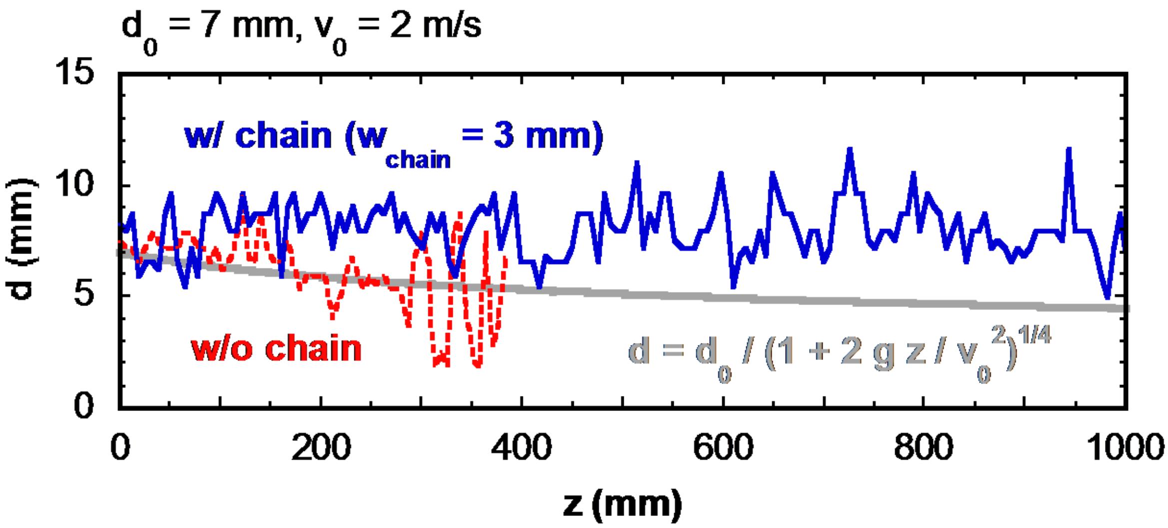


Figure 3.5.6.4 Distributions of the jet diameter, d, along the vertical length, z. Solid and broken lines denote the jet with and without chain, respectively. The gray thick line denotes the theoretical prediction for a free-falling jet without droplet formation.

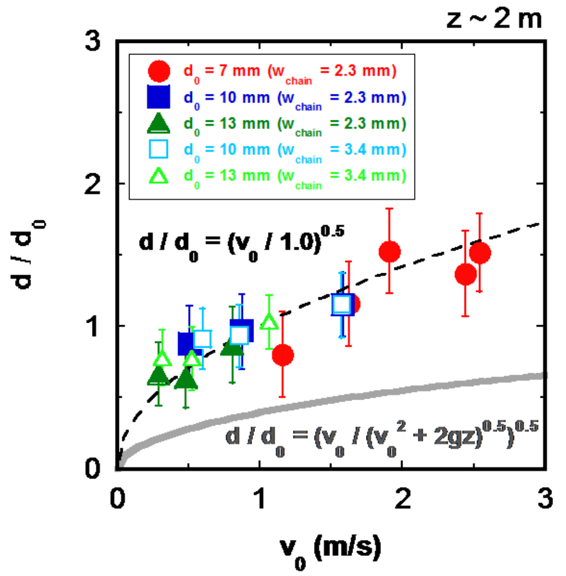


Figure 3.5.6.5 The jet diameter, d, measured at z ~ 2 m, normalized by the nozzle inner diameter, d_0, as a function of the initial velocity, v_0. The gray thick solid line denotes the theoretical prediction for a free-falling jet without droplet formation, while the broken line denote the prediction with the terminal velocity of 1 m/s.

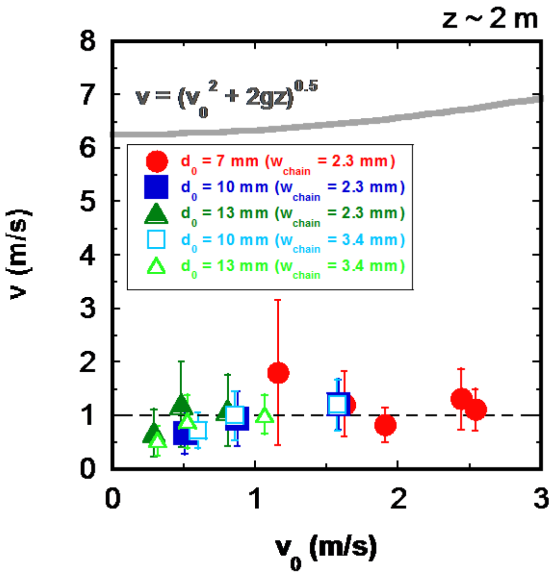


Figure 3.5.6.6 The jet flow velocity, v, measured at z ~ 2 m, as a function of the initial velocity, v_0. The gray thick solid line denotes the theoretical prediction for a free-falling jet without droplet formation, while the broken line denote terminal velocity of 1 m/s.

これは同時に流速が一定となっていることも意味する。ノズルとチェーンの組み合わせを変えて実験を行い、得られた結果を Fig. 3.5.6.5, 6 に示す。Figure 3.5.6.5 に見られるように、ノズルの下方（z = 2 m）における噴流直径は、自由落下の場合に予測される値（グレー太実線）よりも太く、かついずれの組み合わせにおいても速度が 1 m/s であるとして計算された値（破線）と良く合っている。実際、噴流直径から

流量一定として評価した流速 v は、Fig. 3.5.6.6 に示されるように、どの場合においてもほぼ 1 m/s となった。これは、チェーンによる摩擦と重力が相殺した結果、終端速度として 1 m/s が得られたものと解釈できる。この終端速度は、流体の物性値やチェーンの形状、表面の性質などによって変化すると予想される。今後これらを変えて実験を行い、任意の流速を安定に得るための条件を明らかにする。

REVOLVER-D においては、純スズ（Sn）の使用を前提に設計が進められている。スズの融点は 232℃であるが、共晶合金であるスズ鉛ハンダ（Sn 60 % + Pb 40 %）は融点が 183℃と低く、扱いやすいことから、広く用いられてきた。但し、最近では環境問題の観点から､スズの割合が 100%に近い鉛フリーハンダが主流となってきている。ハンダ付けにはハンダの噴流をプリント基板に当てるフロー方式と呼ばれる手法があり、そのための噴流ハンダ槽が小型のものから大型のものまで市販されている。以下では､連取電機製作所株式会社製の小型噴流ハンダ槽 NTD-01（Fig. 3.5.6.7）を用いて行った溶融ハンダ噴流の初期実験について述べる。

Figure 3.5.6.7 The solder jet bath (Tsunatori Electric Manufacturing Co., Ltd, NTD-01).

初期実験では、ハンダを槽の液面より 20 cm 程度の高さまで持ち上げてから、Fig. 3.5.6.8(a) に示したようなビーズチェーンに沿わせて落下させ、Fig. 3.5.6.8(b) のようなハンダ噴流を生成した。同図では２本の噴流を平行に流しているが、以下では噴流を１本にして実験を行った結果について述べる。

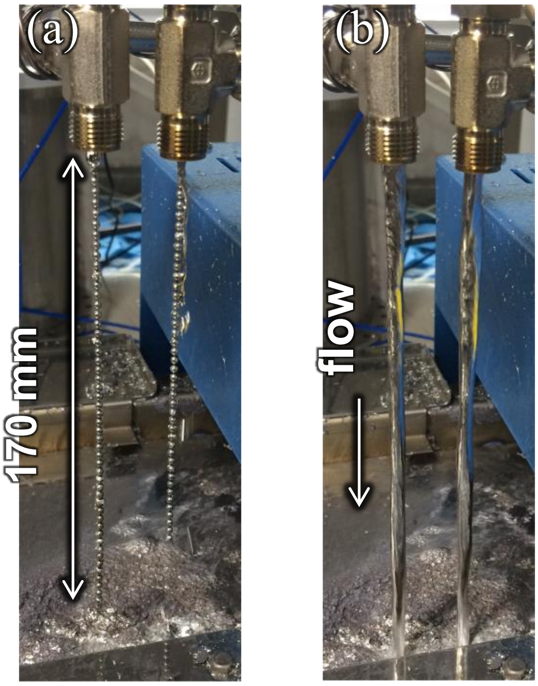


Figure 3.5.6.8 Photos of two ball chains (a) without fluid and (b) with molten solder of Sn60-Pb40 flowing from top to bottom.

ハンダの流量は、ハンダ槽に取り付けられているインペラの回転数を変えることで制御する。インペラ回転数の設定値に対し、どの程度のハンダ流量が得られるかを校正した結果の例を Fig. 3.5.6.9 に示す。この流量校正は、計量カップで一定時

間噴流を受け止め、その量を測ることで行った。流量は流路の高さや内径、全体形状などにも依存するので、これらを変更する度に流量校正を行う必要がある。

流量の異なるハンダ噴流において、自由落下させた場合とビーズチェーンに沿わせて落下させた場合とを比較する実験を行った結果の例を Fig. 3.5.6.10 に示す。ノズルとして用いたスウェージロック（3/8 インチ）のティーが若干曲がって取り付けられていたため、噴流が鉛直ではなく、角度を持って落下している。自由落下の場合（w/o chain）、その落下角度は、ハンダ流量が大きくなると増加する。ビーズチェーンに沿わせた場合（w/o chain）、落下角度は自由落下の場合に比べて小さくなった。これはビーズチェーンによりハンダ噴流が減速されたことを示す結果である。この初期実験ではハンダの酸化が激しく、多量のハンダを交換して用いた。これは予期されたことではあるが、今後、

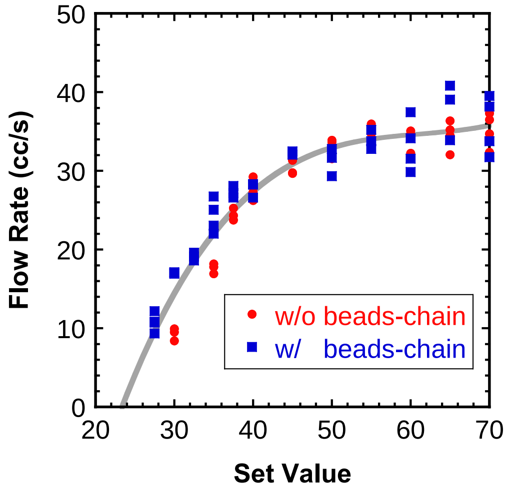
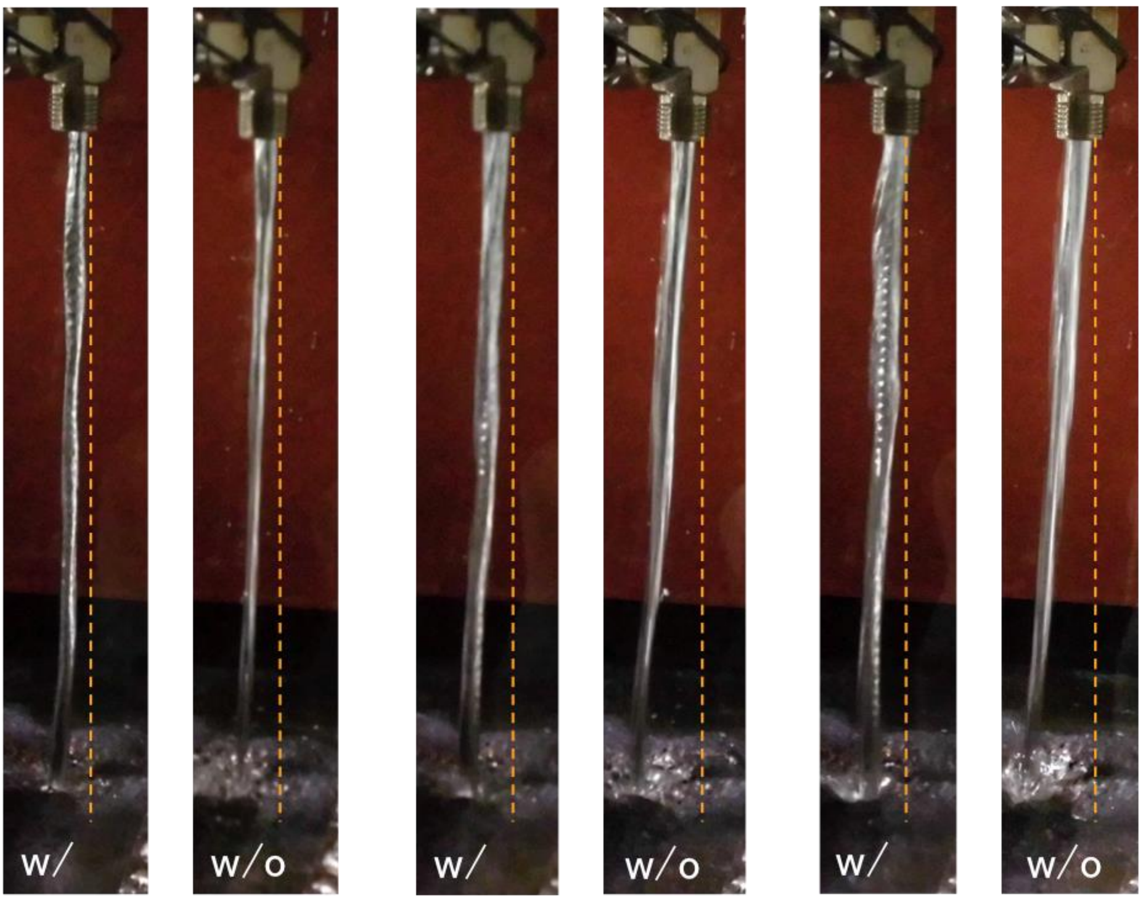


Figure 3.5.6.9 The molten solder flow rate of the NTD-01, as a function of the set value.



~10 cc/s ~26 cc/s ~32 cc/s

Figure 3.5.6.10 The molten solder jets with or without ball-chain inside. The molten solder flow rate is changed from ~10 cc/s to ~32 cc/s.

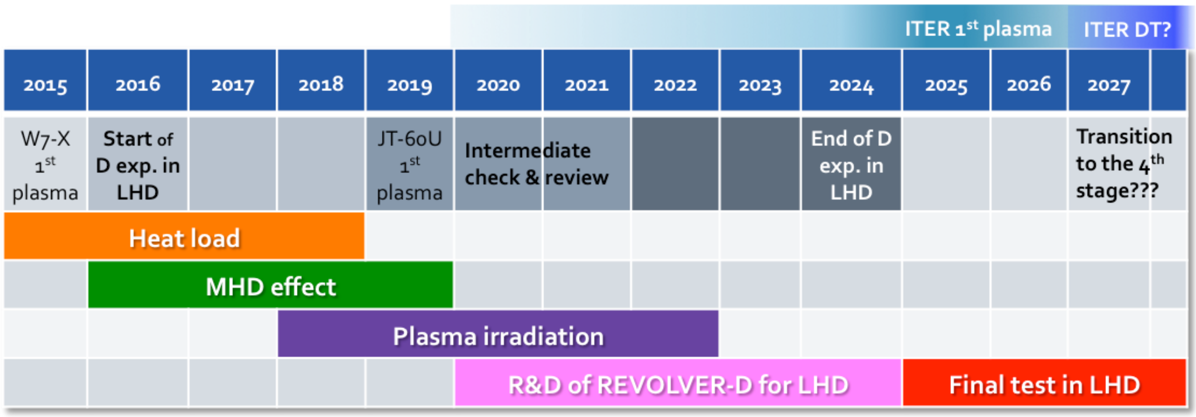


Figure 3.5.6.11 The R&D plan toward the final test of REVOLVER-D in LHD.

例えば内部の空気をアルゴンや窒素で置換したドラフトチャンバー内で実験を行う、あるいは真空中で実験を行うなどの対策を講じる必要がある。

REVOLVER-D の実現に向け、溶融スズ噴流を用いた R&D を今後 10 年程度のスパンで段階的に進めていくことを計画している（Fig. 3.5.6.11）。まず、この数年は高熱負荷試験装置 ACT-2 において高熱負荷実験を行うことを目標に研究を進める。次いで、磁場中で噴流に電流を流して MHD 効果を検証する実験、水素やヘリウムなどのプラズマ照射を行い、スパッタリングや水素及びヘリウムの吸蔵について調べる実験を行う。最終的には大型ヘリカル装置 LHD で総合実証試験を行うことで、ヘリカル核融合炉 FFHR-d1 への REVOLVER-D 適用の可否を明らかにする。

参考文献

[3.5.6.1] J. Miyazawa *et al.*, 1st IAEA Technical Meeting on Divertor Concepts, P-7 (29 Sep. - 2 Oct., 2015, IAEA Headquarter, Vienna), http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/meetings/TM49934.html.

[3.5.6.2] M. Shimada, J. Miyazawa, J. Plasma Fusion Res. Vol.92 (2016) 119, in Japanese.

[3.5.6.3] A. Sagara, J. Plasma Fusion Res. **92** (2016) 142 (*in Japanese*).

[3.5.6.4] F. Okino *et al.*, Fusion Eng. Des. **87** (2012) 1014.

[3.5.6.5] J. Miyazawa *et al.*, プラズマ・核融合学会第 32 回年会, 24-27 Nov., 2015, Nagoya University, 25aB03.

[3.5.6.6] T. Ohgo *et al.*, プラズマ・核融合学会第 32 回年会, 24-27 Nov., 2015, Nagoya University, 25aB04.

3.6 水素同位体

3.6.1 概要

第一世代核融合炉では、重水素（D）と三重水素（T, トリチウム）を用いた核融合反応を用いる。トリチウムは、半減期 12.32 年で β 線（エネルギー: 平均 5.7 keV, 最大 18.6 keV）を放出する放射性物質である。トリチウムの崩壊式は次のとおりである。

$$T \rightarrow {}^{3}He + e^{-} + \nu$$

自然界のトリチウムは、主に宇宙線と大気との相互作用により生成され、およそ 1 EBq （~3 kg）と見積もられている。一方、出力 3 GW の核融合炉では、およそ 0.5 kg/day のトリチウムを消費する。従って、核融合炉に必要なトリチウムを、天然資源に依存することはできない。そのため、核融合炉の実現には、トリチウム製造/増殖方法や、リチウム資源/同位体分離技術の確保、大量トリチウムの安全取り扱い、計量管理の高度化は欠かせない。これらの取扱技術は、ITER（国際熱核融合実験炉）の進展により確立されていくであろう。一方で、新しい概念を導入し、より先進的な安全性の高い手法を用いたトリチウム取扱技術の開発は肝要である。また、トリチウムは放射性物質であるため、安全取り扱いの観点から、低レベル放射能の測定技術開発は有用になる。本章では、核融合工学研究プロジェクトで進められている開発研究（大学との共同研究を含む）を概観する。

3.6.2 燃料回収分離

燃料循環システムは、主に排気ポンプ機器、排気ガス回収処理機器（不純物分解/水素回収）、水素同位体分離機器、燃料貯蔵機器、燃料供給機器、水処理装置から構成される。各要素機器について研究開発を進めることが重要である。ここでは、排気ガス回収処理手法、水素同位体分離手法と水処理装置開発の取り組みを述べる。

3.6.2.1 不純物分解/水素回収処理

ITER では、真空排気ガス処理システムとして CAPER が検討されている。CAPER は、前段部にパラジウム合金膜による分子状水素同位体の回収、次に水素同位体化合物の分解および回収（CAPRICE）、同位体交換反応による水素同位体成分の回収（PERMCAT）の 3 要素で構成される。このシステム構成で、ITER で要求されるトリチウム除去率（DF: 107）を満たすことが報告されている。一方で、水素同位体の回収と不純物分解を同時に行うことができれば、システムの簡略化が可能となる。そのような観点から、電気化学水素ポンプ法に着目し、固体電解質を用いた水素回収システムの基礎的な研究開発を進めている。これまでに、NIFS に水素抽出評価装置を製作し、原理実証を行った。さらに、名古屋大学 杉山貴彦准教授の協力の下、トリチウム取扱施設（同位体分離実験室: ISL）に実験装置を移設して、水素およびトリチウムの回収評価を進め、真空排気ガス処理システムに適用可能であることを示した。また、高温型プロトン導電性酸化物を用いた水蒸気電解の収率向上を目的に、九州大学 松本広重教授との共同研究のもとで電極材開発を進めている。

3.6.2.2 低インベントリ水素同位体分離システム

核融合炉では、燃料として重水素[D]やトリチウム[T]を用いる。プラズマ中での核融合反応や、真空容器内の金属壁を介して冷却水からの軽水素[H]の混入は避けられない。従って、同位体分離システムによる軽成分分離は肝要である。水素同位体分離手法として、ITER では深冷蒸留法が検討されている。深冷蒸留法では、分子状水素同位体を凝縮温度付近（~20 K）まで冷却し、液体-気体間の蒸発/凝縮速度の違いを利用して同位体分離を行う。蒸留塔のカラム仕様/構成を変えることで目的とする分離性能を満たすことができる。このシステムでは、分子状水素同位体を液化するため、システム内のトリチウムインベントリは比較的多くなる。一方で、水素同位体分離を気体状で行うことができれば、より少ないトリチウムインベントリで処理できる可能性がある。ここでは、低温吸着法に着目し、低インベントリで連続処理が可能なシステムの構築を目的に、圧力スウィング吸着（PSA: Pressure Swing Adsorption）法の基礎研究を九州大学 古藤健司准教授との共同研究のもとで進めた。PSA 法では、吸着剤と水素同位体の親和力の差や、異なる圧力条件下における水素同位体の吸着容量の差を利用して分離回収を行う。これまでの共同研究で、NIFS-PSA 装置に市販の合成ゼオライト 4A, 5A, 13X を充填して、トレーサーレベル（1%）の重水素（D2）ガスを対象に、その吸着特性および繰り返し操作による濃縮/減容評価を行った。その結果、本手法により重水素が分離濃縮できる見通しを得た。一連の共同研究成果は、プラズマ・核融合学会誌の小特集として掲載された。

得られた試験結果をもとに、燃料循環システムへの適用性および連続処理システム検討を行った。検討したシステムでは、3 塔式の吸着剤を有し、トリチウム取扱の観点から、加圧ではなく真空脱着工程を加えた。シーケンシャルに吸着/脱着/昇圧工程を移すことで、擬似的な連続処理システムとなる。本手法の実現性を検証するため、3 塔式の低温 PSA 装置: PSMAP 装置を製作した。PSMAP 装置では、吸着剤は交換可能であるが、デュワー瓶を用いた液体窒素温度のみに操作温度が対応している。現在、試験評価の準備を進めている。

3.6.2.3 水処理装置の開発

核融合発電施設では、核融合反応によって発生する中性子の運動エネルギーを熱エネルギーに転換して、熱交換器により蒸気を発生させる。高温の蒸気はタービン発電機に導かれ、電気動力に転換される。また、核融合炉内の高熱負荷機器は、冷却され熱交換器により除熱される。この最終除熱システムとして、水が用いられることが想定される。一方、核融合炉では燃料としてトリチウムが用いられる。トリチウムは金属との親和性が高く、高温では金属壁を介して移動する。このため、熱交換器からのトリチウム透過により、希薄なトリチウム水が生じると考えられる。また、トリチウム安全性の観点から、施設内に漏洩した場合のトリチウムの回収システムが設置される。このシステムでは、トリチウムが最終的に水の化学形態とされるため、トリチウム水が生じることになる。トリチウムは放射性同位元素であり、また希少な元素でもあるため、安全性および燃料再利用の観点から、トリチウム水の濃縮処理が肝要である。トリチウム水処理研究は、プラズマ・核融合学会誌の小特集として掲載されてい

るので参照されたい。

トリチウム水処理研究を推進する観点から、水処理試験装置の整備を進めた。トリチウム水処理にはさまざま手法が提案されている。ここでは、蒸留法を基本として、化学交換法による水処理装置システムを製作した。装置システムでは、分離カラムにさまざまな充填物を設置でき、水蒸留操作および化学交換法の研究に供することができる。運転時の操作温度および圧力条件を個別の分離カラムで、任意の値に設定することで、多様な運転条件ができるよう、システム検討を行った。長年に渡るトリチウム水処理研究の実績を有する名古屋大学 同位体分離実験室に装置を移設し、トリチウム水を用いた実験を実施する予定である。

3.6.2.4 新規手法による気体処理装置の開発

核融合炉では、炉心プラズマでの燃焼率が低く、排気ガスの大部分は未燃焼のままであり、組成を大きく変えない。そのため、燃料の再利用/循環システムの設置は重要である。現在、ITER で提案されている燃焼循環システムでは、20 K 以下の極低温から 700 K 以上の高温まで幅広い操作温度条件のもと、分離操作が行われる。一方、磁場閉じ込め核融合炉では、磁場発生用コイルに低温超伝導体を用いることが想定されており、施設内に大規模な低温冷却システムを有する。そこで、低温技術を利用した低温分離による気体処理手法の適用を提案し、原理実証のための試験設備の整備を進めている。低温分離装置では、4 K から 80 K までの温度範囲で、3 つの温度ステージ（~4 K, 20-30 K, 70-80 K）を有する。分離部には、カラムが設置されており、低温凝縮分離および各種吸着剤を用いた吸着分離の基礎特性評価に供することができる。処理流量は最大 1 L/min であり、試験ガスとして 4 種類以上の気体を混合して供給できる。本装置は、不純物処理を目的としており、必ずしもトリチウムを用いる必要がないため、主に NIFS にて実験研究を実施する予定である。

3.6.3 **トリチウム安全処理システム**

トリチウムは放射性物質であるため、グローブボックスなどを用いた多重防護を適用し、適切な安全管理体制のもとで扱わなければならない。しかし、機器からの漏洩をなくすことは難しく、事故対応を含めて、グローブボックスや建屋内に拡散したトリチウムを安全に回収処理しなければならない。核融合炉は大きな建屋を必要とすることが想定され、その処理すべき体積も大きくなることが予想される。このような処理量の増大に対処すべく、先進的なトリチウム回収技術開発に取り組んでいる。また、トリチウムの利用に伴い発生する汚染材料は、汚染の程度によってトリチウムを除染し、再利用する。除染方法にはさまざまな手法が提案されているが、新たな視点に立って技術開発に取り組んでいるので、その研究進捗を紹介する。

3.6.3.1 低圧力損失型触媒/吸湿剤

トリチウム取扱施設では、トリチウムの安全処理系として、酸化触媒/吸着法を用いる。水素同位体としてのトリチウムを触媒により酸化し、水状トリチウムに転換して吸湿剤で回収する。市販の触媒や吸湿剤は直径数 mm の粒子状をしている。従って、

容器に充填すると流体抵抗（圧力損失）が大きくなり、大量処理が難しくなる。そこで、NIFS に触媒/吸湿剤性能評価装置を製作し、低圧力損失型触媒/吸湿剤の研究を進めている。これまでに、ハニカム形状のメタル、コージェライト（セラミック多孔体）、SiC などを担体に、白金もしくはパラジウムを含浸させた触媒を製作した。これらの触媒に対して、乾燥空気に水素、メタンを添加して酸化性能や水分の影響などを評価し、その結果をもとにシステムへの適用性を検討している。さらに、装置規模を拡大した中型酸化触媒試験装置を NIFS に製作し、スケールアップの影響評価を進めた。また、モレキュラーシーブをハニカム形状に成形した吸湿剤を作成し、その吸湿特性を評価した。

3.6.3.2 高分子膜法

3.6.3.1 で述べた吸着法に替えて、膜分離法によるトリチウム回収処理が提案されている。膜分離法は、消費エネルギーが少ない、連続処理が可能、故障の要因となる切替弁の使用が少ない、システムの小型化、多様な操作条件に対応できるなど、吸着法にはない特徴を有する。これまでに、水蒸気状トリチウムの回収処理を目的に、市販のポリイミド膜モジュールの特性評価を行う膜分離装置を NIFS に製作し、研究を進めた。その結果、膜分離法は吸着法と同等の性能を有することを確認した。実験研究では、高分子膜への水分収着が、気体分離性能に影響を与えることを見出している。そこで、名古屋大学 杉山貴彦准教授との共同研究を通じて、水分の影響を取り入れた非定常膜分離シミュレーションモデルを構築した。実験データとの比較を行い、設計に必要なパラメータを得ている。この研究成果を用いることで、膜分離法を用いた安全処理系の装置設計および性能予測が可能となった。

3.6.3.3 システム統合のシミュレーション研究

各構成要素の開発研究と並行して、要素技術の統合を想定したシステム研究（数値シミュレーション研究）を秋田大学 故 宗像健三教授、名古屋大学 杉山貴彦准教授（3.6.3.2）との共同研究を通じて進めた。触媒/吸湿剤開発研究と膜分離開発研究で得られた基礎データを基に、酸化反応炉、吸着塔もしくは高分子膜を組み合わせたシステムの数値計算モデルを構築し、統合計算コードを確立した。その結果、実験研究では評価することが難しい実規模装置の性能をシミュレーションするとともに、問題点を示すことができた。

3.6.3.4 プラズマ燃焼法

分子状トリチウムやトリチウム化合物の酸化回収には、触媒として白金もしくはパラジウムが用いられている。これら貴金属の価格は、市場の動向に大きく左右される。また、適度な温度条件のもとで使用しなければならない。そのため、緊急時に使用するには、触媒を適切な温度に常時保温維持しておく必要がある。そこで、酸化反応炉の無貴金属触媒化を目的に、反応性ラジカルを大量に生成できる大気圧プラズマに着目し、プラズマ炎による水素/メタン酸化の可能性について研究を進めている。これまでに、長野高専（現 筑波大学）江角直道准教授が開発したマイクロ波（2.45 GHz）を

利用した小型のプラズマ源を利用し、酸素-水素雰囲気、酸素-メタン雰囲気での燃焼特性評価を実施している。比較的低電力でも、市販触媒と同等の酸化性能が得られることを見いだしている。

3.6.3.5 汚染物質処理法

炉材料に吸着・浸透するトリチウムの除染は、機器の保守時における安全確保、および材料の再利用の観点から重要な課題である。材料内部/表面のトリチウム除染処理方法として、払拭法、化学除染法、ベーキング法、低圧高周波プラズマ法、レーザー脱離法、紫外線照射法などが検討されている。減圧下グロー放電洗浄法では、富山大学 研究推進機構 水素同位体科学研究センター 松山政夫名誉教授との共同研究のもとで、SUS 材を対象としてトリチウムを用いた研究を進めた。また、煩雑な操作・手順を必要とせず、被除染物の形状に依存しない、二次廃棄物の発生の少ない除染方法として、大気圧高周波放電によるプラズマ化学反応の利用を検討している。現在までに、プラズマ源の設計が終了し、軽水素による大気圧プラズマの点火試験を NIFS にて進めている。

3.6.4 リチウム資源回収/同位体分離技術開発

核融合炉の燃料は、重水素とリチウムである。重水素は海水から取り出すことができ、地域偏在性が低い。一方、リチウムは鉱物であるため、偏在性が高い。リチウムを海水から取り出すことができれば、重水素とともに偏在性の少ない資源として活用できる。核融合炉で必要なトリチウムは、中性子とリチウムとの核反応で製造される。中性子との反応断面積を鑑みると、6Li（天然存在比: 7.25%）の同位体濃縮技術は欠かせない。ここでは、リチウム回収技術および同位体分離研究について概観する。

3.6.4.1 海水からのリチウム回収

海水にはリチウムが 0.1-0.2 mg/L 程度含まれおり、海水全体で 2300 億 t となる。海水からの選択的なリチウム吸着剤の開発、回収システム研究を北九州市立大学 吉塚和治教授、秋田大学（現 千葉大学）和嶋昌隆助教との共同研究のもと実施した。

3.6.4.2 リチウム同位体分離技術

リチウム同位体分離技術は、核兵器保有国で水銀アマルガム法が確立されている。核技術である水銀アマルガム法を用いない同位体分離技術を開発することは、平和利用を謳う核融合発電にとって重要である。これまでに、さまざまな手法が提案されているが、ここでは、新規の無機吸着樹脂開発、置換クロマトグラフィー法による分離技術開発を、長岡技術科学大学 鈴木達也教授、名古屋大学 杉山貴彦准教授との共同研究のもとで進めた。これまでに、無機吸着剤の高い分離性能に着目して、シリカをベースとしたオリジナルの吸着剤の開発や、吸着剤内の物質移動を含む置換クロマトグラフィー法による同位体分離の数値計算コード開発を行った。

3.6.5 水素同位体/放射能計測手法

すでに述べたように核融合炉の燃料であるトリチウムは、希少であるとともに、放射性同位元素である。また、中性子による放射化は、新たな放射性核種を生成する。従って、施設内でのトリチウム計量管理、放射線安全管理は核融合炉の実現にとって欠くことのできない技術である。ここでは、安全管理の観点から、トリチウム計測および放射線/放射能計測手法の開発研究について述べる。

3.6.5.1 トリチウム排気ガスモニター

トリチウムの信号波形から、エネルギーに対応する波高値と電離の広がりを表す立ち上がり時間の情報を取り出し、空気中のラドン、トロン、宇宙線などにより発生したバックグランドノイズ信号から分離して検出する高感度トリチウム排気ガスモニターの開発を進めている。この方法では検出器として通気型の比例計数管を用いるが、この場合、測定試料となる空気を計数ガスに混入して検出器に送り込むため、本研究で、空気がスペクトルにあたえる影響を評価するとともに、影響低減の方法を提案し、有効性を確認した。また、新しいパルス信号処理手法を提案し、その機能を取り込んだシステムの整備を進めた。実験はトリチウム取り扱い施設である名古屋大学 同位体分離実験室 杉山貴彦准教授および京都大学 アイソトープ総合センター 五十棲泰人名誉教授の協力の下で実施した。

3.6.5.2 トリチウム排水連続モニター

従来の排水中トリチウム濃度測定では、液体シンチレーション計数装置（LSC）が用いられてきた。こ場合、貯留槽あるいは廃液タンクなどから数 cc～数 10 cc を採水し、専用のバイアルにいれ、液体シンチレーターと混合して測定する。この試料作成と測定はバッチ処理的に行われる。1 回の測定に 1 時間近く要するため、連続測定にならない。測定にともなって放射性有機廃液が発生する問題がある。この廃液は、放射性廃棄物として放射線障害防止法の規制を受けるばかりでなく、可燃性有機物として消防法の規制も受ける。また、液体シンチレーターのもうひとつの問題は、水溶解度を上げるための界面活性剤と発光スペクトルをフォトマルの感度領域に合わせるための波長変換剤など、人体や環境に好ましくない化学物質が含まれていることである。これらを解決する方法として、固体シンチレーターを用いるトリチウム排水連続モニターの開発を進めている。実験はアトックス社で実施した。現在までに基礎実験はほぼ終了し、トリチウム水連測定システムとして 10 Bq/cc の測定を実証した。今後、検出部に遮蔽体や冷却器を取り付けたシステムにより、2 Bq/cc の測定を目指している。

3.6.5.3 トリチウム以外の核種対応測定システムの検討

核融合炉施設の放射線作業環境測定では、トリチウムと中性子が測定の主要な対象であるが、放射化によるその他の核種も無視できない。また核融合炉施設は通常の放射線施設に比べると規模が大きく、作業環境管理測定現場と測定室や試料調整室が離れることが想定される。そこで、移動可能な放射線/放射能測定室として、モニタリン

グカートの概念設計を行った。本概念設計では、トリチウムとその他のβ、γ核種を対象にして、特に空気中濃度および表面汚染密度の測定を目指してモニタリングカートを検討した。設計したモニタリングカートは、長さ : 136 cm、幅 : 77 cm、高さ : 132 cm、重量: 314.5 kg、電動アシストにより、人力による移動が可能である。このシステムでは、空気中のセシウム 137 やコバルト 60 などの濃度測定には十分な能力を有しているが、ヨウ素 131 や 125 などが対象になる場合、捕集時間を長めに取る必要のあることが分かった。

3.6.6 今後の展開

これまで、トリチウム燃料処理技術、安全処理研究、リチウム資源回収／分離技術開発、放射線管理を目的としたトリチウム測定手法、放射能測定システム、放射線教育手法について、研究開発を進めてきた。今後も継続して開発研究を実施するとともに、新しい基軸にたった開発研究を進める予定である。

4．まとめ

4.1 設計研究

図4.1.1に示す実施計画当初案については概ね実施することが出来た。その上、設計研究の進め方では、前半で新たにラウンド制を導入することによって、及び後半では設計加速チームを導入することによって、各タスク間のフィードバックと意思決定を迅速に行う方式を構築した。

第1ラウンドでは、図2.1.5に示すLHDプラズマの分布データの直接導入（DPE）法の新規導入によって、原型炉を目指した自己点火炉FFHR-d1の基本パラメータの絞り込みに成功すると共に、図2.1.6に示す物理・工学の難易度に依存したオプションA,B,C及び準自己点火の小型c1を含む多岐路線の策定に成功した。また、LHD計画および数値実験炉の各プロジェクトと連携して、ECHを軸とする加熱、燃料ペレット供給、核融合出力制御を軸とする各種計測についての基本概念設計、及びMHD平衡・安定、高エネルギー粒子閉じ込め、ダイバータ制御等についての課題の明確化が進展した。

第2ラウンドでは、図2.1.5に示す3次元構造設計に基づく設計統合に成功した。特に

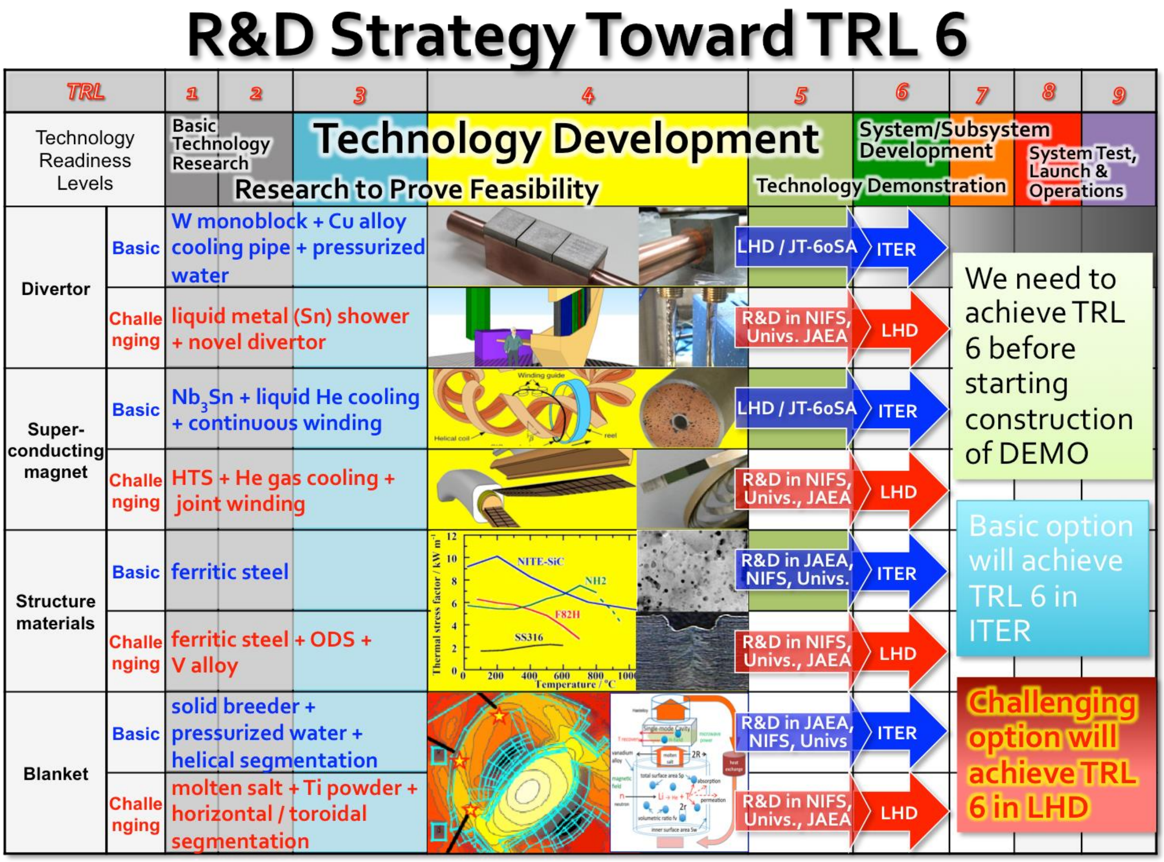


Fig. 4.1.1 Summary of the R&D strategy to achieve the Technology Readiness Levels (TRL) for major components in the basic and challenging options of FFHR-d1.

ダイバータ冷却管に銅合金を用いる定量的可能性を世界に先駆けて提案した。また、炉外機器として、超臨界CO2二次系を軸とする発電システムの提案と定量検討が進んだ。

第3ラウンドでは、「仮想運転スケジュール」の考え方を新たに提案構築し、同図に示す建設及び保守設計の具体化案の提示、及び全体システムコードの改良・高度化が進んだ。これに基づくコスト評価は、BA炉設計および原型炉設計特別チームに大きく貢献した。以上に立脚して、図4.1.1に示す液体ダイバータを含む高熱流機器、低温・高温超伝導マグネット、低放射化構造材、長寿命液体ブランケットに関する基本オプションと挑戦的オプションに整理し、今後の推進方策の基盤構築に成功した。

4.2 開発研究

図1.1.1の実施計画当初案については概ね実施することが出来た。図1.2.3に示す年次計画では、特に2012年度からの「定常ヘリカル型原型炉に向けた電磁石・発電システムの工学研究の推進」概算要求採択による特別経費により、低放射化材料、大型高磁場超伝導マグネット、高熱流プラズマ対向壁、長寿命液体ブランケット、微量トリチウム管理技術、の主要5課題に関して2015年度まで計画を順次実施することが出来た。

この間、特に高温超伝導マグネットの分割巻き線方式について、東北大との共同研究によってFFHR設計仕様を満たす見通しを得ることに成功した。並行して、JT-60SAのCSモジュールコイル（実機）の性能評価試験を実施し、BA活動に貢献した。低放射化構造材については、ナノ粒子分散強化による高温特性の改善に成功すると共に、分散強化フェライト鋼やバナジウム合金についての各種の異材接合の開発に成功した。高熱流プラズマ対向壁については、構造材へのタングステン被覆に成功すると共に、タングステンと銅合金との独自手法による安価なろう付け接合に成功し、電子ビーム熱負荷による健全性の確認にも成功した。長寿命液体ブランケットに関しては、チタン微粒子混合によって磁場の影響を受けずに溶融塩の水素溶解度を実効的に向上出来ると共にRF選択加熱によって水素回収が可能であることを提案し、原理実験によって目標達成の実証に概ね成功した。微量トリチウム管理技術に関しては、現在の液体シンチレーターによるバッチ処理と異なり、固体シンチレーターによる微量トリチウム水連続測定システムをメーカーとの協力で開発し、原理実証に成功した。

さらに 2012 年度の大型補正により、主要 5 課題全てについて実験研究設備の強化拡大が可能となり、図 1.2.1 の記念式典にて、共同利用・共同研究拠点としての「革新的エネルギー循環工学研究設備」として立ち上げることが出来た[4.2.1]。

特に主要１０設備の「熱・物質流動ループ装置（Oroshhi-2）」、「超高真空クリープ試験装置」、「高温静水圧焼結接合試験システム（HIP）」、「超高熱負荷試験装置（ACT2）」、「イオンビーム解析装置（IBA）」、「超高分解能電界放出型走査電子顕微鏡

（FE-SEM）」（以上、総合工学実験棟）、「透過型電子顕微鏡（TEM）」、「集束イオンビーム／電子ビーム加工観察装置（FIB-SEM）」（以上、大型ヘリカル実験棟）、「温度可変低温設備」、「大口径高磁場導体試験装置」（以上、超伝導マグネット棟）については既に共同研究を開始している。

Fig.4.2.1 Establishment of COE on Innovative Energy Circulation Technology in NIFS.

なお、図 4.2.1 に示す「革新的エネルギー循環工学」は、世界トップレベルの当該研究設備群を国際的な研究拠点とする統合的な研究の進め方についての新しい名称である。具体的には、核融合工学をエネルギーの生産・変換・輸送・効率の統合科学と見ることによって、より広い分野の大学や産業界の最先端研究との連携や、更には生理学、分子生物学、宇宙工学、地球物理、等との異分野融合も併せて、国内外の研究ネットワークの機能強化に積極的に貢献する構想である。これによって、核融合炉の早期実現に必要な技術の高度化を加速するとともに、広範な分野での国際的人材育成や資源活用の効率化を進める計画である[4.2.2]。

[4.2.1] 相良明男、Journal of Plasma and Fusion Research Vol.91(2015)621.
[4.2.2] 相良明男、Journal of Plasma and Fusion Research Vol.92(2016)142.

4.3 将来計画

2016年度から2021年度の第3期中期目標・中期計画は以下である：

【中期目標】「核融合科学分野では、我が国における核融合科学研究の中核的研究拠点として、大学や研究機関とともに核融合科学及び関連理工学の学術的体系化と発展を図る。環境安全性に優れた制御熱核融合の実現に向けて、大型の実験装置や計算機を用いた共同研究から、国際協力による核融合燃焼実験への支援までを含む日本全

体の当該研究を推進する。」

【中期計画】「①（LHD計画）略、②（数値実験炉）略、③（核融合工学） 核融合炉の早期実現を目指し、平成28年度でヘリカル炉の概念設計をまとめ、各開発課題の数値目標を具体化する。炉設計の精密化の推進、それと連動した基幹機器の高性能化と高信頼性、規格基準の確立に向けた開発研究を推進することにより、第３期中期目標期間終了時までに、大型高磁場超伝導マグネットと先進ブランケットシステムの実規模試作の工学設計をまとめるとともに、ヘリカル炉に向けた学術研究ロードマップを報告書にまとめる。並行して、第２期で立ち上げた大型設備である「熱・物質流動ループ」や「大口径強磁場導体試験装置」等の拡充と拠点化による国内外との共同研究の機能強化、及び規格・基準構築に向けての知見の集積化による核融合工学の体系化と学際研究への寄与を図るとともに、関連技術の産業界への展開・促進を図る。」

従って、初年度の2016年度中に、ヘリカル炉の概念設計をまとめ、そのための開発課題の数値目標を具体化すること、を最優先に実施する(補足:当該全体報告書は2016年度での発行作業であるため、「設計のまとめ」も当該報告書を以て達成済みとする。並行して、「数値目標の具体化」も計画通りに実施したので当該報告書の補遺として巻末に掲載した)。次に、炉設計の精密化を推進しつつ、それと連動して第3期終了までに大型高磁場超伝導マグネットと先進ブランケットシステムの実規模試作の実施を目指すが、少なくとも実施を可能とする工学設計をまとめる。

開発研究に関しては、炉設計と連動して、第２期で立ち上げた世界トップレベルの大型設備である「熱・物質流動ループ」や「大口径強磁場導体試験装置」等を拡充すると共に、これらによる炉構造機器の実機能実証研究を段階的に推進する。さらに、国内の大学・研究機関との共同利用・共同研究の機能強化、及び規格・基準構築に向けての知見の集積化による核融合工学の体系化と学際研究への寄与を図る。併せて、他分野や産業界、更には国際的な研究連携等を促進することによって、開かれた視点での「革新的エネルギー循環工学」の拠点形成と若手育成を強化し、異分野融合から新分野創成も視野に入れながら、核融合炉の早期実現に向けた工学研究を加速する。

これらに立脚して、第3期終了までに、ヘリカル炉に向けた学術研究ロードマップを報告書にまとめる。

A. 補 遺

A.1 核融合工学研究プロジェクト　査読付き論文リスト

No.	Year	Month	査読付き論文 著者、タイトル、巻、号、年、ページ	会議論文の場合は、会議名と発表形式	R&D experiments: SC mag. Cryo.	R&D experiments: Low Activ. Material	R&D experiments: Blanket, FW	R&D experiments: Divertor	R&D experiments: Tritium, Safetry	Design studies: Concept, System design	Design studies: Core plasma control	Design studies: Plant equip., related tech.	第1著者所外	第1著者学生
			2010年度											
1	2010	4	M. Tokitani, N. Yoshida, K. Tokunaga, H. Sakakita, S. Kiyama, H. Koguchi, Y. Hirano, S. Masuzaki, "Microscopic deformation of tungsten surfaces by high energy and high flux helium/hydrogen particle bombardment with short pulses" Plasma and Fusion Research: Regular Articles, Vol. 5, pp.012(4pp) (2010).					1						
2	2010	5	D. Kato, T. Kenmotsu, K. Ohya, T. Tanabe, "Linear polarization of photons emitted from excited hydrogen atoms formed above metal surfaces", Contributions to Plasma Physics, Vol. 50, Issues 3-5, pp.445-450 (2010).	PET-12, poster				1						
3	2010	6	T. Mito, K. Natsume, N. Yanagi, H. Tamura, T. Tamada, K. Shikikachi, N. Hirano, S. Nagaya, "Development of Highly Effective Cooling Technology for a Superconducting Magnet Using Cryogenic OHP,"	MT-21, oral	1									
4	2010	6	Hamajima T., Teshima S., Shibata Y., Yagai T., Tsuda M., Takahata K., Imagawa S., Mito T., "Conceptual design of coaxial multi-layer type CIC for SC magnet of FFHR"		1									
5	2010	6	Champailler, R., Yanagi, N., Bansal, G., Tamura, H., Mito, T., Imagawa, S., Duchateau, J.L., "Experiments of bending strain on reduced-scale HTS conductors for fusion energy	MT-21, poster	1								1	
6	2010	6	S. Morita, M. Goto, R. Katai, C. Dong, H. Sakaue, H. Zhou, "Observation of Magnetic Dipole Forbidden Transitions in LHD and Its Application to Burning Plasma Diagnostics", Plasma Science and Technology, Vol.12, No.3, pp.341 (2010).					1						
7	2010	6	S. Morita, M. Goto, R. Katai, C. Dong, H. Sakaue, H. Zhou, "Observation of Magnetic Dipole Forbidden Transitions in LHD and Its Application to Burning Plasma Diagnostics", Plasma Science and Technology, Vol. 12, No. 3, pp.341 (2010).					1						
8	2010	7	J. Miyazawa, H. Yamada, R. Sakamoto, H. Funaba, K.Y. Watanabe, S. Sakakibara, K. Ida, T. Morisaki, S. Murakami, S. Inagaki, and LHD Experiment Group, "Characteristics of the global energy confinement and central pressure in LHD", Fusion Science and Technology Vol. 58 pp.29-37 (2010) .								1			
9	2010	7	J. Miyazawa, S. Masuzaki, R. Sakamoto, B.J. Peterson, N. Tamura, M. Goto, M. Kobayashi, M. Shoji, T. Akiyama, H. Yamada, and LHD Experiment Group, "Density limits for the core and edge plasmas related to the local temperatures in LHD",								1			
10	2010	7	S. Imagawa, A. Sagara, H. Yamada, N. Nakajima, A. Komori, O. Motojima, LHD Experiment Group, "Prospects Toward an Integrated Heliotron Fusion Reactor", Fusion Science and Technology, Vol. 58, No. 1, pp.593-598 (2010).							1				

11	2010	7	M. TOKITANI, N. YOSHIDA, M. MIYAMOTO, T. HINO, Y. NOBUTA, S. MASUZAKI, N. ASHIKAWA, A. SAGARA, N. NODA, H. YAMADA, A. KOMORI, and LHD EXPERIMENT GROUP, "CHARACTERIZATION OF SURFACE MODIFICATIONS OF PLASMA-FACING COMPONENTS IN LHD", Fusion Science and Technology, Vol. 58, No. 1, pp.305-320 (2010).				1	1						
12	2010	7	S. MASUZAKI, N. ASHIKAWA, K. NISHIMURA, M. TOKITANI, T. HINO, Y. YAMAUCHI, Y. NOBUTA, N. YOSHIDA, M. MIYAMOTO, A. SAGARA, N. NODA, H. YAMADA, A. KOMORI, and LHD EXPERIMENT GROUP, "WALL CONDITIONING IN LHD", Fusion Science and Technology, Vol. 58, No. 1, pp.297-304 (2010).				1							
13	2010	7	Tamura, H., Imagawa, S., Takahata, K., Mito, T., Sagara, A., "Rigidity evaluation of a superconducting helical coil for an LHD-type fusion magnet", Journal of Physics: Conference Series Vol. 234, Issue 3, pp.032055(7pp) (2010).	EUCAS2009, poster	1					1				
14	2010	7	CHIKARAISHI,H., INOUE,T.,TAKAMI,S., AOYAMA, K., HAGA, T., "DC Power Supplies for LHD Superconducting Magnets and Their Enhancement for Dynamic Control of the Magnetic Field", Fusion Science and Technology, Vol. 58, No. 1, pp.586-592 (2010).		1							1		
15	2010	8	Takashi Watanabe, Masatoshi Kondo, Takuya Nagasaka, Akio Sagara, "Corrosion characteristic of AlN, Y2O3, Er2O3 and Al2O3 in Flinak for molten salt blanket system", Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, Vol. 9, pp.342-347 (2010).	APFA 2009, poster			1							1
16	2010	8	T. Goto, Y. Suzuki, K. Y. Watanabe, S. Imagawa and A. Sagara, "Core Plasma Design of a Heliotron Reactor", Contribution to Plasma Physics, Vol. 5, No. 6-7, pp.620-623 (2010) .	ISHW-17, oral						1				
17	2010	8	J. Miyazawa, T. Morisaki, M. Goto, R. Sakamoto, G. Motojima, M. Kobayashi, K.Y. Watanabe, H. Funaba, I. Yamada, K. Tanaka, A. Murakami, H. Yamada, and LHD Experiment Group, "Bessel function model of the electron pressure profile normalized by gyro-Bohm type parameter dependence", Journal of Plasma Fusion Research SERIES, Vol. 9, pp.94-99 (2010).								1			
18	2010	8	A. Murakami, J. Miyazawa, H. Tsuchiya, T. Murase, N. Ashikawa, T. Morisaki,R. Sakamoto, and H. Yamada, "Characteristics of hydrogen supersonic cluster beam generated by a Laval nozzle", Journal of Plasma Fusion Research SERIES, Vol. 9 pp.79-83 (2010).								1			1
19	2010	8	M. Tanaka, "Electrochemical hydrogen pump using a high temperature type proton conductor under reduced pressure," Journal of Plasma Fusion Research SERIES, Vol. 9, pp.352-357 (2010).	APFA 2009, poster					1					
20	2010	8	Teruya TANAKA, Wataru KADA, Tatsuya HINOKI, Toshiji IKEDA, Kazuya SHIMODA, Min-Soo SUH, Fuminobu SATO, Toshiyuki IIDA, Akira KOHYAMA and Takeo MUROGA, "Electrical Insulating Performances of SiC Materials under Gamma-Ray Irradiation",	APFA2009, poster		1								
21	2010	8	T. Hino, Y. Hashi, Y. Yamauchi, K. Nishimura, N. Ashikawa, A. Sagara, N. Noda, A. Komori, O. Motojima, "Deuterium retention of boron–titanium and reduction of deuterium retention after helium ion irradiations", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issue 5, pp.655-660 (2010) .				1						1	
22	2010	8	Yanagi, N., Nishimura, K., Goto, T., Sagara, A., Motojima, O., "Configuration studies on the heliotron fusion energy reactor with split-type helical coils",	ISHW-17, poster						1				

23	2010	8	H. A. Sakaue, N. Nakamura, E. Watanabe, A. Komatsu, and T. Watanabe, "A compact EBIT for spectroscopic studies of moderate charge state ions", Journal of Instrumentation, Vol.5, pp.C08010(7pp) (2010).					1						
24	2010	8	N. Nakamura, C.J. Fred, Z. Hu, D. Kato, A. Komatu, Y.Li, I. Murakami, H. Ohashi, S. Ohtani, H. A. Sakaue, M. Sakurai, M. Tona, X.-M. Tong, H. Watanabe, T. Watanabe, C. Yamada, N. Yamamoto, A. Yamazaki, "Activities at the Tokyo EBIT 2010", Journal of Instrumentation, Vol. 5 pp.C08007 (2010).					1					1	
25	2010	8	H. A. Sakaue, N. Nakamura, E. Watanabe, A. Komatsu, and T. Watanabe, "A compact EBIT for spectroscopic studies of moderate charge state ions", Journal of Instrumentation, Vol. 5 pp.C08010 (2010).					1						
26	2010	9	I.Yu. Tolstikhina, D. Kato, "Resonance charge exchange between excited states in slow proton-hydrogen collisions",					1					1	
27	2010	10	Qunying Huang, Sheng Gao, Zhiqiang Zhu, Zhihui Guo, Xinzhen Ling, Zilin Yan, Masatoshi Kondo, Valentyn Tsisar, Takeo Muroga, Yican Wu, FDS Team, "Corrosion Experiments of the Candidate Materials for Liquid Lithium Lead Blanket of Fusion Reactor", Advances in Science and Technology Vol. 73, pp.41-50 (2010).				1						1	
28	2010	10	T. Muroga, T. Nagasaka, P.F. Zheng, and J.M. Chen, "Microstructural Control for Improving Properties of V-4Cr-4Ti Alloys", Advances in Science and Technology, Vol. 73, pp.22-26 (2010).	CIMTEC20 10, invited		1								
29	2010	10	C. S. Harte, C. Suzuki, T. Kato, H. A. Sakaue, D. Kato, K. Sato, N. Tamura, S. Sudo, R. D' Arcy, E. Sokell, J. White and G O'Sullivan, "Tungsten spectra recorded at the LHD and comparison with calculations", Journal of Physisc B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 43, No. 20, pp.205004 (2010).					1					1	
30	2010	10	C. S. Harte, C. Suzuki, T. Kato, H. A. Sakaue, D. Kato, K. Sato, N. Tamura, S. Sudo, R. D' Arcy, E. Sokell, J. White and G O'Sullivan, "Tungsten spectra recorded at the LHD and comparison with calculations", Journal of Physics B Atomic Molecular and Optical Physics, Vol. 43, Issue 20, pp.205004 (14pp) (2010).					1					1	
31	2010	11	V.P. Shevelko, D. Kato, M.S. Litsarev, H. Tawara, "The energy-deposition model: electron loss of heavy ions in collisions with neutral atoms at low and intermediate energies", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 43, No. 21, pp.215202(9pp) (2010).					1					1	
32	2010	11	K. Yoshida, K. Tsuchiya, K. Kizu, H. Murakami, K. Kamiya, T. Obana, K. Takahata, M. Peyrot, P. Barabaschi, "Development of JT-60SA superconducting magnet system", Physica C: Superconductivity and its applications, Volume 470, Issue 20, pp.1727-		1								1	
33	2010	11	Sanjeev K. Sharma, Hideki Zushi, Ikuji Takagi, Yuki Hisano, Mizuki Sakamoto, Yuta Higashizono, Taichi Shikama, Sigeru Morita, Tetsuo Tanabe, Naoaki Yoshida, Kazuaki Hanada, Makoto Hasegawa, Osamu Mitarai, Kazuo Nakamura, Hiroshi Idei, Kohnosuke N.Sato, Shoji Kawasaki, Hisatoshi Nakashima, Aki Higashijima, Yousuke Nakashima, et al., "Measurement of hydrogen permeation due to atomic flux using permeation probe in the spherical tokamak QUEST",				1						1	

34	2010	12	Tomoko Ohshima, Masatoshi Kondo, Masahiro Tanaka, Takeo Muroga, Akio Sagara, "Hydrogen transport in molten salt Flinak measured by solid electrolyte sensors with Pd electrode", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 10-12, pp.1841–1846 (2010).	ISFNT-9, poster			1							
35	2010	12	Takuya Nagasaka, Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Akio Sagara, Osamu Motojima, Tatsuya Tsutsumi, Tatsuya Oishi, "Development of anti-corrosion coating on low activation materials against fluoridation and oxidation in Flibe blanket environment", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1261-1265 (2010).	SOFT, poster		1	1							
36	2010	12	河野孝央 、野村貴美、 「作業環境測定：空気中放射性物質濃度に関するアンケート調査（第２報）」、 日本放射線安全管理学会誌、Vol. 9, No. 1, pp.54-61 (2010).						1					
37	2010	12	河野孝央、 「カリウム肥料で製作した自然放射能線源と放射線教育への応用」、 日本放射線安全管理学会誌 Vol.9, No. 2, pp.126-132 (2010).						1					
38	2010	12	桝本和義、野村貴美、河野孝央、 「作業環境測定（空気中RI濃度）アンケート調査に関する活動の最終報告」、 日本放射線安全管理学会誌 Vol.9, No. 2, pp.154-157 (2010).						1				1	
39	2010	12	Tatsuhiko Uda, Takao Kawano, Masahiro Tanaka, Satoshi Tomatsuri, Takeshi Ito, Katsuyoshi Tatenuma, "Detection efficiency of plastic scintillator for gaseous tritium sampling and measurement system", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1474-1478 (2010) .	ISFNT-9, poster					1					
40	2010	12	M. Tanaka, T. Ohshima, "Recovery of hydrogen from gas mixture by an intermediate-temperature type proton conductor," Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1038-1043 (2010).	ISFNT-9, poster					1					
41	2010	12	K. Kotoh, M. Tanaka, S. Takashima, T. Tsuge, Y. Asakura, T. Uda, T. Sugiyama "Verification of hydrogen isotope separation/enrichment by pressure swing adsorption process: Successive enrichment of deuterium using SZ-5A column," Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1992-1998 (2010).	ISFNT-9, poster					1				1	
42	2010	12	T. Wajima, K. Munakata, T. Takeishi, K. Hara, K. Wada, K. Katekari, K. Inoue, Y. Shinozaki, K. Mochizuki, M. Tanaka, T. Uda "Water vapor adsorption characteristics of honeycomb adsorbents," Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1064-1067 (2010).	ISFNT-9, poster					1				1	
43	2010	12	V.P. Shevelko, D. Kato, H. Tawara, I.Yu. Tolstikhina, "Atomic Charge-Changing Processes in Plasmas", Plasma and Fusion Research: Regular Article, Vol. 5, S2012(7pp) (2010).					1					1	
44	2010	12	Akio Sagara, Yuri Igitkhanov, Farrokh Najmabadi "Review of stellarator/heliotron design issues towards MFE DEMO", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1336–1341 (2010).	ISFNT-9, invited						1				
45	2010	12	T. Muroga, B.A. Pint, "Progress in the development of insulator coating for liquid lithium blankets", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1301-1306 (2010).	ISFNT-9, invited			1							
46	2010	12	S. Fukada, Y. Edao, A. Sagara, "Effects of simultaneous transfer of heat and tritium through Li–Pb or Flibe blanket", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7–9, pp.1314-1319 (2010).				1						1	

47	2010	12	Masatoshi Kondo, Takuya Nagasaka, Valentyn Tsisar, Akio Sagara, Takeo Muroga, Takashi Watanabe, Tomoko Oshima, Yukihiro Yokoyama, Hiroshi Miyamoto, Eiji Nakamura, Naoki Fujii, "Corrosion of reduced activation ferritic martensitic steel JLF-1 in purified Flinak at static and flowing conditions", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.1430-1436 (2010).				1							
48	2010	12	Kenji Okuno, Sachiko Suzuki, Makoto Kobayashi, Rie Kurata, Matsuyama Masao, Naoko Ashikawa, Akio Sagara , Yasuhisa Oya, "Retention behavior of hydrogen isotopes in boron film deposited on SS-316 for LHD first wall",				1						1	
49	2010	12	Hino, T., Kimura, M., Yamauchi, Y., Nishimura, K., Ashikawa, N., Nobuta, Y., "Performances of inert gas glow discharges for reductions of fuel hydrogen retention and helium retention", Fusion Engineering and Design, Vol. 85, Issues 7-9, pp.974-978 (2010).						1				1	
50	2010	12	S. H. Bhuiya, H. Yamanishi and T. Uda, "Method of H*(10) evaluation considering practical neutron field by the developed monitor",						1					1
51	2010	12	I. Murakami, H.A. Sakaue, N. Yamamoto, D. Kato, S. Morita, T. Watanabe, "Analysis of Fe XXI spectral line measured in LHD plasma", Plasma and Fusion Research, Vol. 5, pp.S2021 (2010).					1						
52	2010		Ueki, Y., Kunugi, T. , Kondo, M. , Sagara, A. , Morley, N.B. , Abdou, M.A., "Consideration of Alumina Coating Fabricated by Sol-Gel Method for PbLi Flow ", Green Energy and Technology, Vol. 44, pp.373-379 (2010).				1						1	
53	2010		I. Murakami, N. Yamamoto, H.A. Sakaue, S. Morita, D. Kato, T. Kato, "Plasma diagnostics by the intensity ratios of emission lines of Fe ions and recommended excitation rate coefficients", IAEA Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion (2010)					1						
54	2011	1	Valentyn Tsisar, Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Takuya Nagasaka, Olga Yeliseyeva, "Phase-structural transformations in the RAF/M, F/M and model F/ODS steels exposed to lithium – corrosion-induced coarsening of substructure and effect of alloying	normal		1	1						1	
55	2011	1	K.M. Aggarwal, T. Kato, F.P. Keenan and I. Murakami, "Energy levels, radiative rates and electron impact excitation rates for transitions in He-like Li II, Be III, B IV and C V", Physica Scripta, Vol. 83, Issue 1, pp.015302(18pp) (2011).					1					1	
56	2011	1	H. Murakami, T. Ichige, K. Kizu, K. Tsuchiya, K. Yoshida, T. Obana, S. Hamaguchi, K. Takahata, N. Yanagi, T. Mito, S. Imagawa, "Stability margin of NbTi CIC conductor for JT-60SA equilibrium field coil", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 21, Issue 3, pp.1991-1994		1								1	
			2011年度											
57	2011	4	H. A. Sakaue, N. Yamamoto, S. Morita, N. Nakamura, C. Chen, D. Kato, H. Kikuchi, I. Murakami, S. Ohtani, H. Tanuma, T. Watanabe and H. Tawara, "Electron density dependence of intensity ratio for FeXXII extreme ultraviolet emission lines arising from different ground levels in Electron Beam Ion Trap and Large Helical Device",					1						
58	2011	5	I. Murakami, D. Kato, H. A. Sakaue T. Takako, D. Xiaobin, S. Morita, M. Kitajima, F. Koike, N. Nakamura, N. Sakamoto, A. Sasdaki, I. Skobelev, H. Tsuchida, A. Ulantsev, T. Watanabe, N. Yamamoto, "Database and Related Activities in Japan", AIP Conference Proceedings, Vol. 1344, pp.96 (2011).					1						

59	2011	6	K. Natsume, T. Mito, et al., "Heat transfer characteristics of cryogenic oscillating heat pipes for high temperature superconducting magnets," Cryogenics, Vol. 51, Issue 6, pp.309-314 (2011).	ACASC2009, oral	1									1
60	2011	6	Komori, A., Kaneko, O., Sakakibara, S., Horiuchi, R., Sagara, A., Yamada, H., Takeiri, Y., "Activity of National Institute for Fusion Science toward realization of helical fusion		1	1	1	1	1	1	1	1		
61	2011	6	J. Yatsurugi, E. Watanabe, H. Ohashi, H. A. Sakaue, and N. Nakamura, "EUV spectroscopy of highly charged ions with high- and low-energy EBITs", Physica Scripta, Vol.T144, pp.014031(3pp) (2011).					1						1
62	2011	6	A. Komatsu, J. Sakoda, N. Nakamura, H. A. Sakaue, X. Ding, D. Kato, I. Murakami and F. Koike, "Visible spectroscopy of highly charged tungsten ions", Physica Scripta, Vol.T144, pp.014012(3pp) (2011).					1						1
63	2011	6	A. Komatsu, J. Sakoda, N. Nakamura, H. A. Sakaue, X. Ding, D. Kato, I. Murakami F. Koike, "Visible spectroscopy of highly charged tungsten ions",					1					1	
64	2011	6	J. Yatsurugi, E. Watanabe, H. Ohashi, H. A. Sakaue, N. Nakamura, "EUV spectroscopy of highly charged ions with high- and low-energy EBITs", Physica Scripta Vol. T144, pp.014031(3pp) (2011).					1					1	
65	2011	7	Katsushi Matsuoka, Makoto Kobayashi, Rie Kurata, Junya Osuo, Naoko Ashikawa, Akio Sagara, Yasuhisa Oya, Kenji Okuno, "Impurity Effects on Hydrogen Isotope Retention in Carbon-Oxygen Containing Boron Films",				1						1	
66	2011	7	Izumi Murakami, Daiji Kato, Hiroyuki A. Sakaue, Suguru Masuzaki, "Effect of Radiation Power Loss due to Impurity Gas Puff on Divertor Plasma", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2403209(4pp) (2011).	ITC-20, poster				1						
67	2011	7	Xiao-Bin Ding, Fumihiro Koike, Izumi Murakami, Daiji Kato, Hiroyuki A Sakaue, Chen-Zhong Dong, Nobuyuki Nakamura, Akihiro Komatsu and Junpei Sakoda, "Ab initio multi-configuration Dirac–Fock calculation of M1 visible transitions among the ground state multiplets of the W26+ ion", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical. Physics, Vol. 44, Issue 14, pp.145004(6pp) (2011).					1						
68	2011	7	Nagato YANAGI, Oleg A. SHYSHKIN, Takuya GOTO, Hiroshi KASAHARA, Junichi MIYAZAWA and Akio SAGARA, "Feasibility of Reduced Tritium Circulation in the Heliotron Reactor by Enhancing Fusion Reactivity Using ICRF", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2405046 (2011).	ITC-20, poster					1	1	1			
69	2011	7	Akio Sagara, Yasuji Kozaki, Masahiro Tanaka, and Takuya Goto, "IMPACT OF BURNING PLASMA ON FUSION TECHNOLOGY DEVELOPMENT",	TOFE-19, plenary			1			1				
70	2011	7	T. Muroga, D.K. Sze, K. Okuno et al., "MIDTERM SUMMARY OF JAPAN-US FUSION COOPERATION PROGRAM TITAN", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 1, pp.321-328 (2011).	TOFE-19, invited		1	1		1					
71	2011	7	Takuya GOTO, Junichi MIYAZAWA, Teruya TANAKA, Nagato YANAGI and Akio SAGARA, "A Robust Design Window for the Heliotron DEMO Reactors", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2403083(4pp) (2011).	ITC-20, oral						1				

72	2011	7	D. Kato, H. Iwakiri, K. Morishita, T. Muroga, "Interstitial diffusion of C interacting with ambient H in tungsten crystals", Plasma and Fusion Research: Regular Article, Vol. 6, pp.2405062(4pp) (2011).	ITC-20, poster				1						
73	2011	7	I.Yu. Tolstikhina, D. Kato, V.P. Shevelko, "Influence of the isotope effect on the charge exchange in slow collisions of Li, Be, and C ions with H, D, and T", Physical Review A, Vol. 84, Issue 1, pp.012706(6pp) (2011).				1						1	
74	2011	7	Oleg A. SHYSHKIN, Anton O. MOSKVITIN, Yuliya K. MOSKVITINA, Nagato YANAGI and Akio SAGARA, "Ignition Analysis for D Plasma with Non-Maxwellian 3He Minority in Fusion Reactors",						1	1	1		1	
75	2011	7	Hideaki MATSUURA, Osamu MITARAI, Akio SAGARA and Yasuyuki NAKAO, "Alpha Particle Slowing-Down Characteristics and the Effect on MHD Instability Excitation at High-Density Operation Points in FFHRs", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2403085(5pp) (2011).								1		1	
76	2011	7	K. Takahata, H. Tamura, T. Mito, and S. Imagawa, "Critical current of react-and-jacket processed Nb3Sn conductor", Cryogenics, Vol. 51, Issue 7, pp.397-399 (2011).		1									
77	2011	7	Wajima, T., Munakata, K., Takeishi, T., Hara, K., Wada, K., Katekari, K., Inoue, K., Shinozaki, Y., Mochizuki, K., Tanaka, M., Uda, T., "Adsorption characteristics of water vapor on zeolitic materials for Honeycomb-type adsorbent", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2405031(4pp) (2011).	ITC-20, poster					1				1	
78	2011	7	Tanaka, M., Uda, T., Munakata, K., "Water vapor adsorption properties of honeycomb-type zeolites for tritium removal systems",	ITC-20, poster					1					
79	2011	7	I. Murakami, D. Kato, H. A. Sakaue S. Masuzaki, "Effect of radiation Power Loss due to Impurity Gas Puff on Divertor Plasma", Plasma Fusion Research, Vol.6, pp.2403029 (4pp) (2011).					1						
80	2011	8	Nagato Yanagi, Toshiyuki Mito, Romain Champailler, Gourab Bansal, Hitoshi Tamura, Akio Sagara, "Design Progress on the High-Temperature Superconducting Coil Option for the Heliotron-Type Fusion Energy Reactor FFHR", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 2, pp.648-652 (2011).	TOFE-19, poster	1									
81	2011	8	Masato Suzuki, Rie Kurata, Makoto Kobayashi, Naoko Ashikawa, Akio Sagara, Yasuhisa Oya, Kenji Okuno, "Retention behaviors of hydrogen isotope in boron film exposed to H–H discharge in LHD",				1						1	
82	2011	8	Yasuhisa Oya, Makoto Kobayashi, Rie Kurata, Wanjing Wang, Naoko Ashikawa, Akio Sagara , Naoaki Yoshida, Yuji Hatano, Kenji Okuno, "Dynamics of hydrogen isotope trapping and detrapping for tungsten under simultaneous triple ion (C+, D2+ and He+) implantation", Journal of Nuclear Materials, Vol. 415, Issue 1, Supplement 1, pp.S701-S704 (2011).				1						1	
83	2011	8	I. Takagi, S.K. Sharma, H. Zushi, R. Imade, T. Komura, Y. Hisano, Y. Hatano, Y. Nakamura, A. Sagara , N. Ashikawa, "Hydrogen permeation and recombination in Ni membrane placed on spherical tokamak QUEST", Journal of Nuclear Materials, Vol. 415, Issue 1, Supplement 1, pp.S692-S695 (2011).				1						1	

84	2011	8	M. Tokitani, N. Yoshida, S. Masuzaki, N. Noda, A. Sagara , H. Yamada, A. Komori, LHD experiment group, S. Nagata, B. Tsuchiya, "Plasma surface interaction on the surface of tungsten divertor tiles in LHD", Journal of Nuclear Materials, Vol. 415, Issue 1, Supplement 1, pp.S87-S91 (2011).					1						
85	2011	8	Masatoshi Kondo, Takashi Watanabe, Teruya Tanaka, Akio Sagara, "Nitriding treatment of reduced activation ferritic steel as functional layer for liquid breeder blanket", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2405117(4pp) (2011).	ITC-20, poster		1								
86	2011	8	T. Goto, Y. Suzuki, N. Yanagi, K. Y. Watanabe, S. Imagawa, A. Sagara, "Importance of helical pitch parameter in LHD-type heliotron reactor designs", Nuclear Fusion, Vol. 51, No. 8, pp.083045(8pp) (2011).	IAEA-FEC23, poster						1				
87	2011	8	D. Kato, T. Kenmotsu, K. Ohya, T. Tanabe, "Linear polarization of photon emissions from reflected neutrals of atomic hydrogen at high-Z first-wall surfaces", Journal of Nuclear Material, Vol. 415, Issue 1, Supplement 1, pp.S1162-S1165 (2011).	PSI-19, poster			1							
88	2011	8	T. Tanaka, S. Sato, K. Kondo, K. Ochiai, I. Murata, K. Takakura, F. Sato, W. Kada,T. Iida, C. Konno and T. Muroga, "MEASUREMENT OF REACTION RATES IN LI/V-ALLOY ASSEMBLY WITH 14 MEV NEUTRON IRRADIATION", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 2, pp.681-686 (2011).	TOFE-19, plenary, oral			1							
89	2011	8	Kotoh, K., Tanaka, M., Tsuge, T., Moriyama, S., Takashima, S., Asakura, Y., Uda, T., Sugiyama, T., "Successive volume reduction of hydrogen-isotopic gaseous waste by pressure swing adsorption using sz-13x column", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 2, pp.771-775 (2011).	TOFE-19					1				1	
90	2011	8	H. Ohashi, J. Yatsurugi, H. A. Sakaue and N. Nakamura, "High Resolution Extreme Ultraviolet Spectrometer for an Electron Beam Ion Traps", Review of Scientific Instruments, Vol.82, Issue 8, pp.083103 (2011).					1					1	
91	2011	8	H. Ohashi, J. Yatsurugi, H. A. Sakaue, N. Nakamura, "High Resolution Extreme Ultraviolet Spectrometer for an Electron Beam Ion Traps", Review of Scientific Instruments Vol. 82, Issue 8, pp.083103 (2011).					1					1	
92	2011	8	X.B. Ding, F. Koike, I. Murakami, D. Kato, H. A. Sakaue, C.Z. Dong, N. Nakamura, A. Komatsu, J. Sakoda, "AB initio multi-configuration Dirac-Fock calculation of M1 visible transitions among the ground state multiplets of the W^{26+} ion", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 44, No. 14, pp.145004 (2011).					1					1	
93	2011	9	中澤 忍, 手島 翔太郎, 荒井 大地, 宮城 大輔, 津田 理, 濱島 高太郎, 谷貝 剛, 布谷 嘉彦, 小泉 徳潔, 高畑 一也, 尾花 哲浩, 「ケーブル・イン・コンジット導体ジョイントにおける超電導素線と銅スリーブ間の接触素線数と接触長分布に関する解析」, 低温工学, Vol. 46, No. 8, pp.474-480 (2011).		1								1	
94	2011	9	C. Suzuki, C. S. Harte, D. Kilbane, T. Kato, H. A. Sakaue, I. Murakami, D. Kato, K. Sato, N. Tamura, S. Sudo, M. Goto, R. D’ Arcy, E. Sokell and G O’Sullivan, "Interpretation of spectral emission in the 20 nm region from tungsten ions observed in fusion device plasmas", Journal of Physisc B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 44, Issue 17, pp.175004 (2011).					1						
95	2011	10	Valentyn Tsisar, Masatoshi Kondo, Qi Xu, Takeo Muroga, Takuya Nagasaka, Olga Yeliseyeva, "Effect of Nitrogen on the Corrosion Behavior of RAFM JLF-1 Steel in Lithium",	ICFRM-14, poster		1	1						1	

96	2011	10	Tetsuhiro Obana, Kazuya Takahata, Shinji Hamaguchi, Shinsaku Imagawa, Toshiyuki Mito, Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Kiyoshi Yoshida, "Study on the dynamic behavior of a current in cable-in-conduit conductors by using self magnetic field measurements", Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issue 6-8, pp.1377-1380 (2011).	SOFT-26	1									
97	2011	10	Kaname Kizu, Yoshitoshi Kashiwa, Haruyuki Murakami, Tetsuhiro Obana, Kazuya Takahata, Katsuhiko Tsuchiya, Kiyoshi Yoshida, Shinji Hamaguchi, Kunihiro Matsui, Kazuya Nakamura, Tomoaki Takao, Nagato Yanagi, Shinsaku Imagawa, Toshiyuki Mito, "Fabrication and tests of EF conductors for JT-60SA",	SOFT-26	1								1	
98	2011	10	Yasuhisa Oya, Makoto Kobayashi, Rie Kurata, Naoaki Yoshida, Naoko Ashikawa, Akio Sagara , Masanori Hara, Yuji Hatano, Kenji Okuno, "Comparison of hydrogen isotope retention and irradiation damage behaviors in tungsten and SS-316 with simultaneous C+–D2+ implantation", Fusion Engineering and Design , Vol. 86, Issues 9-11, pp.1776-1779 (2011)..	SOFT-26			1	1					1	
99	2011	10	Masatoshi Kondo, Takuya Nagasaka, Takeo Muroga, Akio Sagara, Tsisar Valentyn, Akihiro Suzuki, Takayuki Terai, Minoru Takahashi, Naoki Fujii, Takahiro Yokoyama, Hiroshi Miyamoto, Eiji Nakamura, "Flow accelerated corrosion and erosion–corrosion of RAFM steel in liquid breeders", Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issues 9–11, pp.2500-2503 (2011).	SOFT-26, poster		1	1							
100	2011	10	Dongxun Zhang, Masatoshi Kondo, Teruya Tanaka, Takeo Muroga, Tsisar Valentyn, "Compatibility of dip-coated Er2O3 coating by MOD method with liquid Li", Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issues 9–11, pp.2508-2511 (2011).	SOFT-26			1							1
101	2011	10	Yoshimitsu Hishinuma, Tsutomu Tanaka, Teruya Tanaka, Takuya Nagasaka, Yuzo Tasaki, Akio Sagara , Takeo Muroga, "Er2O3 coating synthesized with MOCVD process on the large interior surface of the metal tube", Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issues 9-11, pp.2530-2533 (2011).	SOFT-26			1							
102	2011	10	T. Norimatsu, H. Saika, H. Homma, M. Nakai, S. Fukada, A. Sagara, H. Azechi, "Leakage Control of Tritium Through Heat Cycles of Conceptual-Design, Laser-Fusion Reactor KOYO-F", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 3, pp.893-896 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech.						1			1	
103	2011	10	M. Tokitani, N. Yoshida, S. Masuzaki, N. Ashikawa, A. Sagara , N. Noda, H. Yamada, LHD Experiment Group, "Micro/nano structural analysis of mixed-material deposition layer formed on the first walls of large helical device", Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, Issues 1–3, Supplement 1, pp.668-672 (2011).	ICFRM-14			1							
104	2011	10	Wanjing Wang, Makoto Kobayashi, Rie Kurata, Sachiko Suzuki, Naoko Ashikawa, Akio Sagara, Naoaki Yoshida, Yuji Hatano, Guang-Nan Luo, Yasuhisa Oya, Kenji Okuno, "Temperature dependence of retention of energetic deuterium and carbon simultaneously implanted into tungsten",	ICFRM-14				1					1	
105	2011	10	Hishinuma, Y., Tanaka, T., Tanaka, T., Nagasaka, T., Tasaki, Y., Murakami, S., Matsuda, K., Sagara, A., Muroga, T. , "Development of Er2O3 coating for hydrogen permeation barrier through MOCVD process in an advanced breeding blanket", Fusion Science and Technology Vol. 60, Issue 3, pp.1131-1134 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech.			1							

106	2011	10	H. Ohuchi, Y. Kondo, Y. Asakura, T. Kawano, "TRITIUM MEASUREMENT IN HIGH GAMMA-RAY RADIATION FIELDS BY USING AN IMAGING PLATE", Fusion Science and Technology, Vol. 60, pp.944-947 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech. 2010, oral					1				1	
107	2011	10	T. Kawano, T. Uda, T. Yamamoto, and H. Ohashi, "RITIUM WATER MONITORING SYSTEM BASED ON CaF2 FLOW-CELL DETECTOR", Fusion Science and Technology, Vol. 60, pp.952-955 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech. 2010, poster					1					
108	2011	10	Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Takuya Nagasaka, Qi Xu, Valentyn Tsisar, Tomoko Oshima, "Mass transfer of RAFM steel in Li by simple immersion, impeller induced flow and thermal convection",	ICFRM-14, oral		1	1							
109	2011	10	D. Kato, H. Iwakiri, K. Morishita, "Formation of vacancy clusters in tungsten crystals under hydrogen-rich condition", Journal of Nuclear Material, Vol. 417, Issues 1-3, pp.1115-1118 (2011).	ICFRM14, poster				1						
110	2011	10	T. Muroga, T. Nagasaka, H. Watanabe, M. Yamazaki, "The effect of final heat treatment temperature on radiation response of V–4Cr–4Ti", Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, pp.310-313 (2011).	ICFRM-14, oral		1								
111	2011	10	T. Tanaka , M. Yoshino, Y. Hishinuma, D. Zhang, W. Kada, F. Sato, T. Iida, T. Nagasaki, T. Muroga, "Characterization of Er2O3 ceramic coatings by luminescence measurements", Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, pp.794–797 (2011).	ICFRM-14, poster			1							
112	2011	10	Akiyoshi MURAKAMI, Junichi MIYAZAWA, Koji YASUI, Takanori MURASE, Naoki TAMURA, Hayato TSUCHIYA, Yoshiro NARUSHIMA, Tomohiro MORISAKI, Ryuichi SAKAMOTO, Hiroshi YAMADAand LHD Experiment Group, "Observation of Electron-Temperature Fluctuations Triggered by Supersonic Gas Puffing in the LHD", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.1402135(5pp) (2011).								1			1
113	2011	10	M. Tokitani, S. Kajita, S. Masuzaki, Y. Hirahata, N. Ohno, T. Tanabe and LHD Experiment Group, "Exfoliation of the tungsten fibreform nanostructure by unipolar arcing in the LHD divertor plasma" Nuclear Fusion, Vol.5, No. 10, pp.102001(5pp) (2011).					1						
114	2011	10	N. Yanagi, A. Sagara, T. Goto, S. Masuzaki, T. Mito, G. Bansal, Y. Suzuki, Y. Nagayama, K. Nishimura, S. Imagawa and O. Mitarai, "Heat flux reduction by helical divertor coils in the heliotron fusion energy reactor", Nuclear Fusion, Vol. 51, No. 10, pp.103017(6pp) (2011).	IAEA FEC-23, poster	1			1		1				
115	2011	10	Kimura, Y., Hino, T., Nishimura, K., Yamauchi, Y., Nobuta, Y., "Exchange and reduction of retained hydrogen isotope by glow discharges", Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, Issues 1-3, pp.896-899 (2011).	ICFRM-14					1				1	
116	2011	10	Sugiyama, T., Miyahara, N., Tanaka, M., Munakata, K., Yamamoto, I., "A simulation model for transient response of a gas separation module using a hollow fiber membrane", Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issues 9-11, pp.2743-2746 (2011).	ISFNT-10, poster					1				1	
117	2011	10	Munakata, K., Wajima, T., Hara, K., Wada, K., Shinozaki, Y., Katekari, K., Mochizuki, K., Tanaka, M., Uda, T., "Oxidation of hydrogen isotopes over honeycomb catalysts", Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, Issues 1-3, pp.1170-1174 (2011).	ICFRM-14, poster					1				1	

118	2011	10	Wajima, T., Munakata, K., Takeishi, T., Hara, K., Wada, K., Katekari, K., Inoue, K., Shinozaki, Y., Mochizuki, K., Tanaka, M., Uda, T., "Adsorption characteristics of water vapor on honeycomb adsorbents", Journal of Nuclear Materials, Vol. 417, No. 1-3, pp.1166-1169 (2011).	ICFRM-14, poster					1				1	
119	2011	11	Takuya Nagasaka, Takeo Muroga, Akio Sagara, Hiroshi Yukawa, Tomonori Nambu, "High Temperature Mechanical Properties of Pure and Alloyed Group 5 Metals in View of Their Application as Tritium Permeation Materials", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1580-1583 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech.		1								
120	2011	11	Sharma, S.K., Zushi, H., Takagi, I., Hisano, Y., Shikama, T., Morita, S., Tanabe, T., Yoshida, N., Sakamoto, M., Higashizono, Y., Hanada, K., Hasegawa, M., Mitarai, O., Nakamura, K., Idei, H., Sato, K.N., Kawasaki, S., Nakashima, H., Higashijima, A., Nakashima, Y., Nishino, N., Hatano, Y., Sagara, A., Nakamura, Y., Ashikawa, N., Maekawa, T., Kishimoto, Y., Takase, Y., "Hydrogen permeation measurements in the spherical tokamak quest and its numerical modeling", Fusion Science and Technology, Vol. 60, Issue 4, pp.1511-1514 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech.			1						1	
121	2011	11	Nishimura, K., Takatsuka, K., Matsuyama, M., Noda, N., Tanaka, M., "Absorption and desorption characteristics of hydrogen isotopes implanted into stainless steel by glow discharge and baking", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1503-1506 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech.					1					
122	2011	11	Yamauchi, Y., Kimura, Y., Kosaka, Y., Nobuta, Y., Hino, T., Nishimura, K., Ueda, Y., "Hydrogen isotope retention and desorption in tungsten during glow discharges", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1475-1478 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech.					1				1	
123	2011	11	K. Akahane, N. Ezumi, Y. Uesugi, Y. Tanaka, M. Tanaka, K. Nishimura, "Evaluation of Hydrogen Isotope Oxidation Process in an Atmospheric Pressure Plasma", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1343-1346 (2011).	International Conference on Tritium Sci. Tech.					1				1	
124	2011	11	Sugihara, S., Tanaka, M., Tamari, T., Shimada, J., Takahashi, T., Momoshima, N., Fukutani, S., Atarashi-Andoh, M., Sakuma, Y., Yokoyama, S., Miyamoto, K., Amancr, H., Yamanishi, H., Uda, T., "Behavior of environmental tritium at NIFS Toki site of Japan", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No.4, pp.1300-1303 (2011).	TRITIUM 2010, poster					1				1	
125	2011	11	Hara, K., Munakata, K., Wajima, T., Wada, K., Takeishi, T., Tanaka, M., Uda, T., "Oxidation of hydrogen over honeycomb catalysts under the presence of water vapor", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1339-1342 (2011).	TRITIUM 2010, poster					1					1
126	2011	11	Uda, T., Tanaka, M., Tamari, T., Kakiuchi, H., Momoshima, N., "The background levels of atmospheric tritium and obt at nifs toki site of Japan", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1244-1247 (2011).	TRITIUM 2010, poster					1					
127	2011	11	Uda, T., Tanaka, M., Wajima, T., Munakata, K., "Characteristics of honeycomb oxidizing catalysts to recover tritiated hydrogen and methane gases", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1351-1354 (2011).	TRITIUM 2010, poster					1					
128	2011	11	Kotoh, K., Tanaka, M., Tsuge, T., Moriyama, S., Takashima, S., Asakura, Y., Uda, T., Sugiyama, T., "Successive hydrogen isotope separation/enrichment by pressure swing adsorption using SZ-13X column", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1355-1358 (2011).	TRITIUM 2010, poster					1				1	

129	2011	11	Tanaka, M., Sugiyama, T., Ohshima, T., Yamamoto, I., "Extraction of hydrogen and tritium using high-temperature proton conductor for tritium monitoring", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1391-1394 (2011).	TRITIUM 2010, poster					1					
130	2011	11	Sugiyama, T., Suzuki, E., Tanaka, M., Yamamoto, I., "Hydrogen-tritium isotope separation by CECE process with a randomly packed LPCE column", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1323-1326 (2011).	TRITIUM 2010, oral					1				1	
131	2011	11	Munakata, K., Hara, K., Wajima, T., Wada, K., Katekari, K., Tanaka, M., Uda, T., "Detritiation system of air with honeycomb catalyst and adsorbent", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1440-1443 (2011).	TRITIUM 2010, poster					1				1	
132	2011	11	T. Tamari, H. Kakiuchi, N. Momoshima, N. Baglan, S. Sugihara, T. Uda, "OBT Measurement of Vegetation by Mass Spectrometry and Radiometry", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4, pp.1252-1255 (2011).	TRITIUM 2010					1				1	
133	2011	11	H. Kakiuchi, H. Hasegawa, N. Akata, T. Tamari, H. Kawamura, N. Baglan, N. Momoshima, T. Uda, S. Hisamatsu, "Low-Level Measurement with a Noble Gas Mass Spectrometer for Organically Bound Tritium in Environmental Samples", Fusion Science and Technology, Vol. 60, No. 4,, pp 1256-1259 (2011).	TRITIUM 2010					1				1	
134	2011	12	J. Miyazawa, T.Goto, T.Morisaki, M.Goto, R.Sakamoto, G.Motojima, B.J.Peterson, C. Suzuki, K.Ida, H.Yamada, A.Sagara, and the FFHR Design Group, "Direct extrapolation of radial profile data to a self-ignited fusion reactor based on the gyro-Bohm model", Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issue 12, pp.2879–2885 (2011).							1				
135	2011	12	Takuya Nagasaka, Masatoshi Kondo, Akio Sagara, Takeo Muroga, "Corrosion characteristics of hydrogen permeation materials in molten salt Flinak", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.1405146(6pp) (2011).	normal		1	1							
136	2011	12	A. Komatsu, J. Sakoda, N. Nakamura, H.A. Sakaue, X.-B. Ding, D. Kato., I. Murakami, F. Koike, "Visible spectroscopy of highly charged tungsten ions", Physica Scripta, Vol. T144, pp.014012(3pp) (2011).	HCI15, poster				1					1	1
137	2011	12	Takuya NAGASAKA, Masatoshi KONDO, Akio SAGARA and Takeo MUROGA, "Corrosion Characteristics of Hydrogen Permeation Materials in Molten Salt Flinak", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.1405146(6pp) (2011).			1	1							
138	2011	12	Akio KOMORI, Satoru SAKAKIBARA, Akio SAGARA, Ritoku HORIUCHI, Hiroshi YAMADA, Yasuhiko TAKEIRI and NIFS Team, "Recent Fusion Research in the National Institute for Fusion Science", Plasma and Fusion Research, Vol. 6, pp.2102149(8pp) (2011).		1	1	1	1	1	1	1	1		
139	2011	12	Takashi Watanabe, Masatoshi Kondo, Akio Sagara, "Nitriding of 316 stainless steel in molten fluoride salt by an electrochemical technique",				1							
140	2011	12	Yamagiwa, M., Nakamura, Y., Matsunami, N., Ohno, N., Kajita, S., Takagi, M., Tokitani, M., Masuzaki, S, Sagara, A., Nishimura, K. , "In situ measurement of hydrogen isotope retention using a high heat flux plasma generator with ion beam analysis", Physica Scripta, Vol. T145, pp.014032(5pp) (2011).				1						1	
141	2011	12	T. Kawano, "Training Given in Radiation Measurements Using Radiation Sources Fabricated from Potassium Chloride Chemicals", Radiation Safety Management, Vol. 10, No. 1, pp.14-22 (2011).						1					

142	2011	12	Kotoh, K., Tanaka, M., Takashima, S., Tsuge, T., Asakura, Y., Uda, T., Sugiyama, T., "Verification of hydrogen isotope separation by pressure swing adsorption process: Successive volume reduction of isotopic gas mixture using SZ-5A column", Fusion Engineering and Design, Vol. 86, Issue 12, pp.2799-2804 (2011).						1				1	
143	2012	1	S.K. Sharma, H. Zushi, I. Takagi, Y. Hisano, T. Shikama, S. Morita, T. Tanabe, N. Yoshida, M. Sakamoto, Y. Higashizono, K. Hanada, M. Hasegawa, K. Nakamura, H. Idei, K.N. Sato, S. Kawasaki, H. Nakashima, A. Higashijima, Y. Nakashima, Y. Hatano, et al., "Permeation measurements for investigating atomic hydrogen flux and wall pumping/fuelling dynamics in QUEST",				1						1	1
144	2012	2	T. Akiyama, R. Yasuhara, T. Tokuzawa, M. Isobe, K. Kawahata, K. Nakayama and S. Okajima, "Conceptual design of electron density measurement system for DEMO-relevant helical plasmas", Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2402013(4pp) (2012).	ITC-21, poster							1	1		
145	2012	2	X.-B. Ding, F. Koike, I. Murakami, D. Kato, H.A. Sakaue, C.-Z. Dong, N. Nakamura, "M1 transition energies and probabilities between the multiplets of the ground state of Ag-like ions with Z = 47–92", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 45, No. 3, pp.035003(6pp) (2012).					1					1	
146	2012	3	Yong SONG, Akio SAGARA, Takeo MUROGA, Qunying HUANG, Muyi NI and Yican WU, "Analysis on Tritium Management in FLiBe Blanket for LHD-Type Helical Reactor	ITC-21, poster					1	1			1	
147	2012	3	T. Wajima, K. Munakata and T. Uda, "Adsorption Behavior of Lithium from Seawater using Manganese Oxide Adsorbent", Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2405021(4pp) (2012).	ITC-21								1	1	
148	2012	3	Satake, S., Sone, K., Sagara, A., Kunugi, T. , "MHD turbulent flow with buoyancy by DNS", Magnetohydrodynamics, Vol. 48, Issue 1, pp.25-30 (2012).				1						1	
			2012年度											
149	2012	4	A Murakami, J Miyazawa, C Suzuki, I Yamada, T Morisaki, R Sakamoto, H Yamada and LHD Experiment Group, "Fueling characteristics of supersonic gas puffing applied to large high-temperature plasmas in the Large Helical Device", Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 54, No.5, pp.055006(6pp) (2012).								1			1
150	2012	4	T. Akiyama, N. Yoshida, K. Kawahata, M. Tokitani, H. Iwakiri, S. Okajima and K. Nakayama, "Studies of reflectivity degradation of retroreflectors in LHD and mitigation of impurity deposition using shaped diagnostic ducts and protective windows'								1	1		
151	2012	4	M.Y. Song, I. Murakami, T. Kato, C. Suzuki, H. A. Sakaue, S. Morita, "Analysis of C V Ions by Measuring Line Ratios in the LHD", Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 81, pp.054301 (5pp) (2012).					1					1	
152	2012	5	Valentyn Tsisar, Masatoshi Kondo, Takeo Muroga, Takuya Nagasaka, Izuru Matushita, "Morphological and compositional features of corrosion behavior of SUS410–SUS410, SUS316–SUS316 and SUS410–SUS316 TIG welded joints in Li", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issue 4, pp.363-368 (2012).				1						1	
153	2012	5	Masahiro TANAKA, Takuya GOTO, Yasuji KOZAKI, Akio SAGARA and the FFHR Design Group, "Fuel Particle Balance Study in FFHR DEMO Reactor", Plasma and Fusion Reserarch, Vol. 7, pp.2405023 (2012).							1				

154	2012	5	Yoshiro TERAZAKI, Nagato YANAGI, Sai TOMIDA, Hiroki NOGUCHI, Kyohei NATSUME, Toshiyuki MITO, Satoshi ITO, Hidetoshi HASHIZUME and Akio SAGARA, "Measurement of the Joint Resistance of Large-Current YBCO Conductors",		1									1
155	2012	5	H. Watanabe, N. Nakamura, D. Kato, H.A. Sakaue, S. Ohtani, "Lines from highly charged tungsten ions observed in the visible region between 340 and 400 nm", Canadian Jounral of Physics, Vol. 90, No. 5, pp.497-501 (2012).					1					1	
156	2012	5	D. Kato, H.A. Sakaue, I. Murakami, T. Tanaka, T. Muroga, A. Sagara, "Ion-beam induced luminescence and damage of Er_2O_3", Plasma and Fusion Research: Regular Articles, Vol. 7, pp.2405043(4pp) (2012).	ITC-21, poster			1							
157	2012	5	Hirofumi Watanabe, Nobuyuki Nakamura, Daiji Kato, Hiroyuki A. Sakaue, and Shunsuke Ohtani, "Lines from highly charged tungsten ions observed in the visible region between 340 nm and 400 nm", Canadian Journal of Physics, Vol.90, Issue 5, pp.497-501 (2012).					1					1	
158	2012	5	H. A. Sakaue, D. Kato, X. B. Ding, I. Murakami, F. Koike, T. Nakano, H. Ohashi, J. Yatsurugi and N. Nakamura, "Spectroscopy of Highly Charged Tungsten Ions with Electron Beam Ion Traps", AIP Conference Proceedings, Vol. 1438, pp.91 (2012).					1						
159	2012	6	CHIKARAISHI, H., "Conceptual design of dc power supplies for FFHR superconducting magnet ", Plasma and Fusion Research, Vol. 7 pp.2405051-1 (2012).	ITC-21, poster						1		1		
160	2012	6	M. Isobe, T. Akiyama, T. Tokuzawa, T. Tanaka, D. Kato, H.A. Sakaue, T. Goto, J. Miyazawa, A. Sagara and the FFHR Design Group, "Plasma Diagnosics Required for Heliotron-type DEMO Reactor", Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2405053(4pp) (2012).	ITC-21, poster							1	1		
161	2012	6	S. Nakazawa, S. Teshima, D. Arai, D. Miyagi, M. Tsuda, T. Hamajima, T. Yagai, Y. Nunoya, N. Koizumi, K. Takahata, T. Obana, "Optimal Pitch Analysis Governing Contact Strand Number and Lengths With Cu Sleeves at CIC Joints", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 22, Issue 3, pp.4802004	MT-22	1								1	
162	2012	6	D. Miyagi, S. Teshima, S. Nakazawa, D. Arai, M. Tsuda, T. Hamajima, T. Yagai, N. Koizumi, Y. Nunoya, K. Takahata, T. Obana, "Analysis of 3-D Locations of All Strands in CIC Conductor", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 22, Issue 3, pp. 4802104	MT-22	1								1	
163	2012	6	M. Sugimoto, H. Shimizu, H. Tsubouchi, T. Okada, T. Sakai, T. Uchiyama, K. Takahata, H. Tamura, and T. Mito, "Novel Type of Aluminum-Alloy Jacketed Nb3Sn Superconductors Manufactured by Friction Stir Welding Technique", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 22, No. 3, pp.4802905 (2012).	MT-22, poster	1								1	
164	2012	6	T. Obana, K. Takahata, S. Hamaguchi, H. Chikaraishi, S. Imagawa, T. Mito, K. Kizu, H. Murakami, K. Yoshida, "Self Magnetic Field Measurements on Cable-In-Conduit Conductors for JT-60SA EF-H and EF-L coils", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 22, Issue 3, pp.4803404 (2012).	MT-22	1									
165	2012	6	Hino, T., Yamauchi, Y., Nishimura, K., Ueda, Y., "Retention of fuel hydrogen retention of tungsten plasma facing wall in fusion reactor", Materials Science Forum, Vol. 721, pp.211-215 (2012).						1				1	

166	2012	6	H. A. Sakaue, D. Kato, X. B. Ding, I. Murakami, F. Koike, T. Nakano, H. Ohashi, J. Yatsurugi and N. Nakamura, "Spectroscopy of Highly Charged Tungsten Ions with Electron Beam Ion Traps", AIP Conference Proceedings, 1438 91 (2012).	ICAPiP, invited				1						
167	2012	7	K. Motohashi, K. Nogami, Y. Sakai, H. A. Sakaue, D. Kato, and T. Kenmotsu, "Mean velocity of $5d^5 6p$ excited tungsten atoms sputtered by Kr^+ ion bombardment", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 283, Issue 15, pp.59–62 (2012).					1					1	
168	2012	7	Masao MATSUYAMA, Jyunpei SAIKAWA, Shinsuke ABE, Kiyohiko NISHIMURA, Naoko ASHIKAWA, Yasuhisa OYA, Kenji OKUNO, Tomoaki HINO and Akio SAGARA, "Tritium Retention on Stainless Steel Surface Exposed to Plasmas in LHD",				1						1	
169	2012	7	Yamauchi, Y., Kosaka, Y., Nobuta, Y., Hino, T., Nishimura, K., "Removal of deuterium retained in B, Ti, and TiO_2 by neon glow discharge", Fusion Science and Technology, Vol. 62, No.1, pp.211-215 (2012).						1				1	
170	2012	7	I.Yu. Tolstikhina, M.-Y. Song, M. Imai, Y. Iriki, A. Itoh, D. Kato, H. Tawara, J.-S. Yoon and V. P. Shevelko, "Charge-changing collisions of tungsten and its ions with neutral atoms", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 45, pp.145201(8pp)					1					1	
171	2012	7	Takuya GOTO, Junichi MIYAZAWA, Hitoshi TAMURA, Teruya TANAKA, Shinji HAMAGUCHI, Nagato YANAGI, Akio SAGARA and the FFHR Design Group, "Design Window Analysis for the Helical DEMO Reactor FFHR-d1", Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2405084(5pp) (2012).	ITC-21, poster						1				
172	2012	7	T. Uda, M. Tanaka, S. Deji, J. Wang and O. Fujiwara, "Electromagnetic fields measurement and safety consideration in magnetic confinement fusion test facilities", Plasma and Fusion Research: Regular Articles, Vol. 7, pp.2405085(4pp) (2012).	ITC-21					1					
173	2012	7	J. Miyazawa, T. Goto, R. Sakamoto, G. Motojima, C. Suzuki, T. Morisaki, S. Masuzaki, I. Yamada, H. Yamada, A. Sagara, "Assessment of plasma performance in a magnetic configuration with reduced poloidal coils for a helical DEMO reactor FFHR-d1" Plasma and Fusion Research, Vol. 7, 2402072(4pp) (2012).	ITC-21						1				
174	2012	7	Suguru MASUZAKI, Ichihiro YAMADA, Hiroshi YAMADA, Akio SAGARA and the FFHR Design Group, "Assessment of Plasma Performance in a Magnetic Configuration with Reduced Poloidal Coils", Plasma Fusion Res., Vol. 7, pp.2402072 (5pp) (2012).								1			
175	2012	8	T. Muroga, D.K. Sze, K. Okuno, "Overview of the TITAN project", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 5–6, pp.613-619 (2012).	ISFNT-10, invited oral		1	1							
176	2012	8	A. Sagara , T. Goto, J. Miyazawa, N. Yanagi, T. Tanaka, H. Tamura, R. Sakamoto, M. Tanaka,K. Tsumori, O. Mitarai, S. Imagawa, T. Muroga, The FFHR design group, "Design activities on helical DEMO reactor FFHR-d1", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 5–6, pp.594-602 (2012).	ISFNT-10, invited oral						1				
177	2012	8	Takuya Goto, Teruya Tanaka, Masahiro Tanaka, Akio Sagara, "Proposal of an MFE-IFE cooperative system for a steady-state tritium balance", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7–8, pp.1286-1290 (2012).							1				

178	2012	8	Akiko Hamada, Makoto Kobayashi, Katsushi Matsuoka, Masato Suzuki, Junya Osuo, Naoko Ashikawa, Akio Sagara , Yuji Hatano, Yasuhisa Oya, Kenji Okuno, "Study on the retention behavior of hydrogen isotopes and the change of chemical states of boron film exposed to hydrogen plasma in LHD", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7–8, pp.1214-1217 (2012).				1						1	
179	2012	8	Hino, T., Yamauchi, Y., Kimura, Y., Nishimura, K., Ueda, Y., "Fuel hydrogen retention of tungsten and the reduction by inert gas glow discharges", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 5-6, pp.876-879 (2012).						1				1	
180	2012	8	R. Sakamoto, J. Miyazawa, H. Yamada, S. Masuzaki, A. Sagara and the FFHR Design Group, "Pellet fuelling requirements to allow self-burning on a helical-type fusion reactor"								1			
181	2012	8	Hara, K., Munakata, K., Nagane, J., Fukuda, M., Wada, K., Sugiyama, T., Tanaka, M., Uda, T., "Study on oxidation of hydrogen over commercial catalyst for tritium recovery system", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7-8, pp.1118-1122 (2012).	ISFNT-10, poster					1					1
182	2012	8	Sugiyama, T., Tanaka, M., Munakata, K., Yamamoto, I., "Transient response simulation of gas separation membrane module for an atmosphere detritiation system", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7-8, pp.1181-1185 (2012).	ISFNT-10, poster					1				1	
183	2012	8	Uda, T., Tanaka, M., Munakata, K., "Scaling up experiments of honeycomb catalysts for oxidation of hydrogen and methane gases",	ISFNT-10, poster					1					
184	2012	8	Sugiyama, T., Sugiura, K., Tanaka, M., Enokida, Y., "Lithium isotope separation with displacement chromatography using crown ether resin immobilized on porous silica beads", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7-8, pp.1186-1189 (2012) .	ISFNT-10, poster					1				1	
185	2012	8	Tanaka, M., "Extraction of hydrogen into vacuum by electrochemical hydrogen pump for hydrogen isotope recovery", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 7-8, pp.1065-1069 (2012).	ISFNT-10, poster					1					
186	2012	8	T. Tanaka, A. Sagara, T. Goto, N. Yanagi, H. Tamura, Y. Hirooka, J. Miyazawa, T. Muroga, "Design studies on three-dimensional issues for liquid blanket systems in helical	ISFNT-10,poster						1				
187	2012	8	A. Sagara , T. Goto, J. Miyazawa, N. Yanagi, T. Tanaka, H. Tamura, R. Sakamoto, M. Tanaka,K. Tsumori, O. Mitarai, S. Imagawa, T. Muroga, The FFHR design group, "Design activities on helical DEMO reactor FFHR-d1", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issues 5–6, pp.594-602 (2012).							1				
188	2012	9	Valentyn TSISAR, Olga YELISEYEVA, Takeo MUROGA and Takuya NAGASAKA, "Effect of Lithium Purity on In-Situ Formation of Er2O3 Oxide Layer on V-4Ti-4Cr Alloy",	ITC-21, Oral			1							
189	2012	9	Yoshimitsu HISHINUMA, Satoshi MURAKAMI, Kenji MATSUDA, Tsutomu TANAKA, Yuzo TASAKI, Teruya TANAKA, Takuya NAGASAKA, Akio SAGARA and Takeo MUROGA, "Microstructure of Oxide Insulator Coating before and after Thermal Cycling Test", Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2405127(4pp) (2012).				1							
190	2012	9	Hiroe IGAMI, Shin KUBO, Takashi SHIMOZUMA, Yasuo YOSHIMURA, Hiromi TAKAHASHI, Hiroshi IDEI, Masaki NISHIURA, Shinya OGASAWARA, Ryohei MAKINO, Ryuhei KUMAZAWA, Takashi MUTOH, Akio SAGARA and Takuya GOTO, "Experimental Results for Electron Bernstein Wave Heating in the Large Helical								1			

191	2012	9	X.-B. Ding, I. Murakami, D. Kato, H.A. Sakaue, F. Koike, C. Dong, "Collisional-Radiative Modeling of W^{27+}", Plasma and Fusion Research: Regular Articles, Vol. 7, pp.2403128(4pp) (2012).	ITC-21, poster				1					1	
192	2012	9	G. Kawamura, I. Murakami, Y. Tomita, S. Masuzaki, "1D Model Study on the Effect of Impurity Radiation Cooling in LHD SOL Plasma", Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2403129(4pp) (2012).	ITC-21, poster				1						
193	2012	10	Teruya TANAKA, Akio SAGARA, Takuya GOTO, Nagato YANAGI, Suguru MASUZAKI, Hitoshi TAMURA, Junichi MIYAZAWA, Takeo MUROGA and the FFHR Design Group, "Neutronics Investigations for Helical DEMO Reactor FFHR-d1",	ITC-21, poster						1				
194	2012	10	Masatoshi Kondo, Minoru Takahashi, Teruya Tanaka, Valentyn Tsisar, Takeo Muroga, "Compatibility of reduced activation ferritic martensitic steel JLF-1 with liquid metals Li and Pb–17Li Original Research Article", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issue 10, pp.1777-1787 (2012).				1							
195	2012	10	Masatoshi Kondo, Tomoko Oshima, Masahiro Tanaka, Takeo Muroga, Akio Sagara, "Hydrogen transport through interface between gas bubbling and liquid breeders", Fusion Engineering and Design, Vol. 87, Issue 10, pp.1788-1793 (2012).				1							
196	2012	10	T. Kawano, "Experience-Based Radiation Education Using Chemical Fertilizer Radiation Sources", the Journal of Progress in Nuclear Science and Technology, Vol. 3, pp.160-164 (2012).	International Symposium on Radiation Safety and Detection Technology, oral					1					
197	2012	11	Naoyuki SHINODA, Naoko ASHIKAWA, Yuji NOBUTA, Yuji YAMAUCHI, Tomoaki HINO, Suguru MASUZAKI, Akio SAGARA and LHD Experimental Group, "Toroidal Distributions of Amounts of Retained Gases and Deposited Impurities during 13th Experimental Campaign in the LHD", Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2402155(4pp) (2012).				1	1					1	
198	2012	11	Takuya NAGASAKA, Teruya TANAKA, Akio SAGARA, Teruo MUROGA, Masatoshi KONDO, Takashi WATANABE, Satoshi FUKADA, Hiroshi YUKAWA, Tomonori NAMBU and Tomohito IIKUBO, "Fabrication of the Hydrogen Recovery Unit in the Molten Salt Loop Orosh2i-1 and Preliminary Evaluation for Hydrogen Transfer", Plasma and Fusion Research, Vol.7, pp.2405141(4pp) (2012).	ITC-21, poster			1							
199	2012	12	J. Miyazawa, T. Goto, R. Sakamoto, G. Motojima, C. Suzuki, H. Funaba, T. Morisaki, S. Masuzaki, I. Yamada, S. Murakami, Y. Suzuki, M. Yokoyama, B.J. Peterson, H. Yamada, A. Sagara and the FFHR Design Group , "Formularization of the confinement enhancement factor as a function of the heating profile for FFHR-d1 core plasma design", Nuclear Fusion, Vol. 52, No. 12, pp.123007(10pp) (2012)								1			
200	2012	12	Katsushi MATSUOKA, Makoto KOBAYASHI, Kiyotaka KAWASAKI, Tetsuo FUJISHIMA, Yuto MIYAHARA, Naoko ASHIKAWA, Kiyohiko NISHIMURA, Akio SAGARA, Yasuhisa OYA and Kenji OKUNO, "Hydrogen Retention Behavior in Boron Films Affected by Impurities Introduced by Hydrogen Plasma Exposure in the LHD", Plasma and Fusion Research, Vol. 7, pp.2401157(4pp) (2012).				1						1	
201	2012	12	A. Komatsu, J. Sakoda, M. Minoshima, H.A. Sakaue, X.-B. Ding, D. Kato, I. Murakami, F. Koike, N. Nakamura, "Visible Transitions in Highly Charged Tungsten Ions: 365 - 475 nm", Plasma and Fusion Research: Rapid Communications, Vol. 7, pp.1201158(2pp)					1					1	1

202	2012	12	H. Ohashi, J. Yatsurugi, N. Nakamura, H. A. Sakaue and T. Nakano, "Electron energy dependence of extreme ultraviolet spectra from highly charged tungsten ions in an electron beam ion trap", Journal of Physics: Conference Series, Vol. 388, Part 6, pp.062017 (2012).					1					1	
203	2012		Yanagi, N., Mito, T., Noguchi, H., Terazaki, Y., Tamura, H., Iwakuma, M., Aoki, Y., Izumi , T., Shiohara, Y., "Feasibility of large-current capacity YBCO conductors with on-demand transposition", Physics Procedia, Vol. 27, pp.444-447 (2012).	ISS-2011, oral	1									
204	2012		H. Tamura, N. Yanagi, T. Goto, K. Takahata, S. Imagawa, A. Sagara, "Methodological study of structural analysis of LHD-type fusion magnet", Physics Procedia, Vol. 36, pp.1077-1082 (2012).	EUCAS2011, poster						1		1		
205	2013	2	H. Yoshida, Y. Hatano, A. Mohammadi and T. Kawano, "Measurement of Tritium Distribution in Nickel and Vanadium by Means of A Combined Technique of An Imaging Plate and Thin Absorbers", Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, Vol. 10, pp.49-53 (2013).	4th Japan-China Workshop on Fusion Tritium Sci. Tech.					1				1	
206	2013	3	Masao MATSUYAMA, Shinsuke ABE, Yasushi ONO, Kiyohiko NISHIMURA, Naoko ASHIKAWA, Yasuhisa OYA, Kenji OKUNO, Tomoaki HINO and Akio SAGARA, "Tritium Retention on Stainless Steel Surface Exposed to Plasmas in LHD (II)",				1						1	
207	2013	3	Kazuya TAKAHATA, Hitoshi TAMURA, Toshiyuki MITO, Shinsaku IMAGAWA and Akio SAGARA, "Effect of Bending on Critical Current and n-Value of React-and-Jacket Processed Nb3Sn Conductor", Plasma and Fusion Research, Vol. 8, pp.2405008(4pp) (2013).	ITC-22, poster	1									
208	2013	3	Sagara, A., Nygren, R., Miyamoto, M., Nishijima, D., Doerner, R., Fukada, S., Oya, Y., Norimatsu, T. , "Integrated material system modeling of fusion blanket", Materials Transactions, Vol. 54, Issue 4, pp.477-483 (2013).				1							
			2013年度											
209	2013	4	Oya, Y., Kobayashi, M., Fujishima, T., Kawasaki, K., Miyahara, Y., Yoshida, N., Hatano, Y.,Ashikawa, N., Sagara, A. , Okuno, K. , "Behaviors of deuterium retention and microstructure change of tungsten simultaneously implanted with carbon and/or helium ions", Materials Transactions Vol. 54, Issue 4, pp.430-436 (2013).					1					1	
210	2013	4	Miyamoto, M., Nishijima, D., Baldwin, M.J., Doerner, R.P., Ueda, Y., Sagara, A., Kurishita, H. , "Microstructures and deuterium-retention behavior of tungsten exposed to D+(He and/or Be) mixture plasmas", Materials Transactions, Vol. 54, Issue 4, pp.420-424 (2013).					1					1	
211	2013	4	A. Sagara, R. Nygren, M. Miyamoto, D. Nishijima, R. Doerner, S. Fukada, Y. Oya, T. Oda, Y. Watanabe, K. Morishita, F. Gao and T. Norimatsu, "Integrated material system modeling of fusion blanket", Materials Transactions, Vol. 54, Issue 4, pp.477-483 (2013).				1		1	1				
212	2013	5	H. Zhou, Y. Hirooka, N. Ashikawa, T. Muroga, A. Sagara, "Hydrogen Plasma-Driven Permeation Through a Reduced Activation Ferritic Steel Alloy F82H", Fusion Science and Technology, Vol. 63, No. 1T, pp.361-363 (2013).			1								1

213	2013	5	I. Murakami, D. Kato, M. Kato, H. A. Sakaue, "Atomic and molecular databases and data evaluation activities at the National Institute for Fusion Science", Fusion Science and Technology, Vol. 63, No.3, pp.400-405 (2013).	IAEA-NFRI Joint Technical Meeting, oral				1						
214	2013	6	Tsuyoshi AKIYAMA, Naoaki YOSHIDA, Masayuki TOKITANI, Suguru MASUZAKI, Kazuo KAWAHATA, Shigeki OKAJIMA and Kazuya NAKAYAMA, "Impurity Deposition on a First Mirror Surface during Hydrogen Discharges in LHD", Plasma and Fusion Research, Vol. 8, pp.1402092(4pp) (2013).								1	1		
215	2013	6	K. Kizu, H. Murakami, K. Tsuchiya, K. Yoshida, K. Nomoto, Y. Imai, T. Minato, T. Obana, S. Hamaguchi, K. Takahata, "Development of Central Solenoid for JT-60SA", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 23, Issue 3, pp.4200104 (2013).		1								1	
216	2013	6	K. Nakamura, Y. Kawahara, T. Takao, T. Yagai, H. Murakami, K. Yoshida, T. Obana, K. Takahata, "AC Loss of Nb3Sn Butt Joint for JT-60SA Central Solenoid", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 23, Issue 3, pp.4200304 (2013).		1								1	
217	2013	6	D. Miyagi, S. Nakazawa, D. Arai, T. Morimura, M. Tsuda, T. Hamajima, T. Yagai, N. Koizumi, Y. Nunoya, K. Takahata, T. Obana, "Comparison of Analytical Estimation and 3-D Measurement of All Strands Location in CIC Conductor", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 23, Issue 3, pp.8400904 (2013).		1								1	
218	2013	7	Tomohisa Taguchi, Makoto Kobayashi, Kiyotaka Kawasaki, Yuto Miyahara, Naoko Ashikawa, Akio Sagara , Naoaki Yoshida, Mitsutaka Miyamoto, Kotaro Ono, Yuji Hatano, Yasuhisa Oya, Kenji Okuno, "Dynamic deuterium recycling on tungsten under carbon–deuterium implantation circumstance",					1					1	
219	2013	7	Y. Nobuta, K. Fukayama, N. Ashikawa, Y. Yamauchi, T. Hino, A. Sagara , LHD Experimental group, "Hydrogen concentration of co-deposited carbon film produced in the vicinity of LHD divertor tiles", Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp.S1040-S1043 (2013).					1					1	
220	2013	7	Katsushi Nishiyama, Yasuhiko Morita, Giichiro Uchida, Daisuke Yamashita, Kunihiro Kamataki, Hyunwoong Seo, Naho Itagaki, Kazunori Koga, Masaharu Shiratani, Naoko Ashikawa, Suguru Masuzaki, Kiyohiko Nishimura, Akio Sagara , Sven Bornholdt, Holger Kersten, the LHD Experimental Group, "Discharge power dependence of carbon dust flux in a divertor simulator", Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp.S788-S791 (2013).					1					1	
221	2013	7	M. Tokitani, S. Masuzaki, N. Yoshida, A. Sagara , N. Noda, H. Yamada, LHD Experiment Group, "Microstructural characterization of mixed-material deposition layer on the LHD divertor tiles by using nano-geological diagnosis", Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp.S818-S821 (2013).					1						
222	2013	7	Mitsutaka Miyamoto, Daisuke Nishijima, Matthew Baldwin, Russ Doerner, Yoshio Ueda, Akio Sagara, "Influence of Be seeding on microstructures of tungsten exposed to D–He mixture plasmas in PISCES and its impacts on retention properties", Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp.S216-S219 (2013).					1					1	

223	2013	7	Y. Nakashima, H. Takeda, K. Ichimura, K. Hosoi, M. Sakamoto, M. Hirata, M. Ichimura, R. Ikezoe, T. Imai, T. Ishii, T. Kariya, I. Katanuma, J. Kohagura, R. Minami, T. Numakura,H. Ueda, M. Yoshikawa, N. Asakura, T. Furuta, A. Hatayama, Y. Hirooka, S. Kado, S. Masuzaki, H. Matsuura, S. Nagata, N. Nishino, N. Ohno, A. Sagara, T. Shikama, M. Shoji, M. Toma,A. Tonegawa, Y. Ueda, "Recent results of divertor simulation research using an end-cell of a large tandem mirror device", Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp.S738-S741 (2013).					1					1	
224	2013	7	Kazunori Koga, Katsushi Nishiyama, Yasuhiko Morita, Giichiro Uchida, Daisuke Yamashita, Kunihiro Kamataki, Hyunwoong Seo, Naho Itagaki, Masaharu Shiratani, Naoko Ashikawa, Suguru Masuzaki, Kiyohiko Nishimura, Akio Sagara , the LHD Experimental Group, "Effects of DC substrate bias voltage on dust flux in the Large Helical Device"				1						1	
225	2013	7	S. Masuzaki, M. Kobayashi, T. Akiyama, N. Ohno, T. Morisaki, M. Shoji, M. Tokitani, H. Tanaka, B.J. Peterson, S. Yoshimura, K. Narihara, I. Yamada, R. Yasuhara, A. Murakami, J. Miyazawa, T. Murase, T. Kobuchi, H. Yonezu, G. Kawamura, I. Murakami, Y. Takeiri, H. Yamada, A. Komori, "Divertor heat and particle control experiments on the large helical device", Journal of Nuclear Materials, Vol. 438, Supplement, pp.S133–S138 (2013).	PSI-2012 invited oral				1						
226	2013	7	N. Nakamura, D. Xiao-BinI, D. Chen-Zhong, H. Hara, D. Kato, F. Koike, I. Murakami, T. Nakano, H. Ohashi, H.A. Sakaue, H. Watanabe, T. Watanabe and N. Yamamoto, "EBIT spectroscopy of highly charged heavy ions relevant to hot plasmas", AIP Conference Proceedings, Vol. 1545, pp.64-71 (2013).					1					1	
227	2013	7	S. Morita, C.F. Dong, M. Goto, D. Kato, I. Murakami, H.A. Sakaue, M. Hasuo, F. Koike, N. Nakamura, T. Oishi, A. Sasaki and Y.A.Podpaly, "A study of tungsten spectra using large helical device and compact electron beam ion trap in NIFS", AIP Conference Proceedings, Vol. 1545, pp.143-152 (2013).					1						
228	2013	8	T. Muroga, D. Zhang and T. Tanaka, "The Effect of MOD Process Parameters on Performance of Er_2O_3 Coating for Liquid Blanket Application", Fusion Science and Technology 64 (2013) 211-215	TOFE-20, oral			1							
229	2013	8	Y.F. Li, H. Abe, T. Nagasaka, T. Muroga, M. Kondo, "Corrosion behavior of 9Cr-ODS steel in stagnant liquid lithium and lead-lithium at 873 K" Journal of Nuclear Materials, 443 (2013) 200-206			1	1							
230	2013	8	Yuki, K., Hashizume, H., Toda, S., Sagara, A., "Divertorcooling with sub-channels-inserted metal porous media (Effects of the Sub-Channel volume and location on Heat Transfer Characteristics) ", Fusion Science and Technology, Vol. 64, Issue 2, pp.325-330 (2013).				1						1	
231	2013	8	Hirooka, Y. , Zhou, H., Ashikawa, N., Muroga, T., Sagara, A., "Plasma-and gas-driven Hydrogen isotope permeation through the first wall of a magnetic fusion power reactor", Fusion Science and Technology, Vol. 64, Issue 2, pp.345-350 (2013).				1							
232	2013	9	河野孝央、"塩化カリウム線源を用いた分担測定法による高校生の放射線教育"、 RADIOISOTOPES, Vol.62, No.9 (2013).						1					
233	2013	9	M. Minoshima, J. Sakoda, A. Komatsu, H. A. Sakaue, X. D. Ding, D. Kato, I. Murakami, C. Z. Dong, F. Koike and N. Nakamura, "Visible transitions of highly charged tungsten ions observed with compact electron beam ion trap", Physica Scripta, Vol. T156, pp.014010 (3pp) (2013).					1					1	

234	2013	9	F. Koike, I. Murakami, C. Suzuki, D. Kato, H. A. Sakaue, S. Morita, M. Goto, T. Kato and A. Sasaki, "Theoretical spectral analysis of EUV emissions from lanthanide atomic ions in plasmas",					1					1	
235	2013	9	D. Kato, M. Goto, S. Morita, I. Murakami, H.A. Sakaue, X.-B. Ding, S. Sudo, C. Suzuki, N. Tamura, N. Nakamura, H. Watanabe, F. Koike, "Observation of visible forbidden lines from highly charged tungsten ions at the Large Helical Device", Physica Scripta, Vol. T156, pp.014081(3pp) (2013).	HCI2012, poster				1						
236	2013	9	S. Morita, C.F. Dong, M. Kobayashi, M. Goto, X.L. Husng, I. Murakami, T. Oichi, E.H. Wang, M. Ashilawa, K. Fujii, M. Hasuo, H. Kasahara, D. Kato, F. Koike, S. Masuzaki, H.A. Sakaue, T. Shikama, N. Yamaguchi and the LHD Experiment Group, "Effective screening of iron impurities in the ergodic layer of the Large Helical Device with a metallic first wall", Nuclear Fusion, Vol. 53, No. 9, pp.093017 (12pp) (2013).					1						
237	2013	10	Takuya Nagasaka, Yoshimitsu Hishinuma, Takeo Muroga, Hideo Watanabe, Hideo Sakasegawa, Hiroyasu Tanigawa, Masami Ando, "Analysis on precipitation behavior of reduced activation ferritic/martensitic steels with extraction residue tests", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issues 9-10, pp.2565-2568 (2013).	27th SOFT, poster		1								
238	2013	10	O. Mitarai, A. Sagara , R. Sakamoto, N. Yanagi, T. Goto, "Feedback control of the heating power to access the thermally unstable ignition regime in FFHR helical reactor", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issues 6–8, pp.1046-1049 (2013).	27th SOFT							1		1	
239	2013	10	H. Tamura, T. Goto, N. Yanagi, T. Tanaka, S. Masuzaki, J. Miyazawa, A. Sagara, "Radial-build design and support system for the helical DEMO reactor FFHR-d1", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issues 9–10, pp.2033-2037 (2013).	27th SOFT, poster						1		1		
240	2013	10	Atsushi Watanabe, Shinji Ebara, Akio Sagara , Hidetoshi Hashizume, "Evaluation of heat transfer characteristics of a sphere-packed pipe for Flibe blanket", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issues 9–10, pp.2357-2360 (2013).	27th SOFT			1						1	
241	2013	10	T. Tanaka, T. Muroga, "Oxide coating fabrication by metal organic decomposition method for liquid blanket systems ",	27th SOFT, poster			1							
242	2013	10	Kaneko, O. , Yamada, H., Inagaki, S., Jakubowski, M., Kajita, S., Kitajima, S., Kobayashiam, Koga, K., Morisaki, T., Morita, S., Mutoh, T., Sakakibara, S., Suzuki, Y., Takahashi, H., Tanaka, K., Toi, K., Yoshimura, Y., Akiyama, Ta., Asahi, Y., Ashikawa, N., Chikaraishi, H., Cooper, A., Darrow, D.S., Drapiko, E., Drewelow, P., Du, X., Ejiri, A., Emoto, M., Evans, T., Ezumi, N., Fujii, K., Fukuda, T., Funaba, H., Furukawa, M., Gates, D.A., Goto, M., Goto, T., (...), Yoshinuma, M., Komori, A., "Extension of operation regimes and investigation of three-dimensional currentless plasmas in the Large Helical Device", Nuclear Fusion, Vol. 53, Issue 10, pp.104015 (2013).								1			
243	2013	10	Miura, R., Fujishima, T., Uchimura, H., Toda, K., Kobayashi, M., Ashikawa, N., Sagara, A., Yoshida, N., Hatano, Y., Oya, Y., Okuno, K., "Influence of tungsten-carbon mixed layer and irradiation defects on deuterium retention behavior in tungsten", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issue 9-10, pp.1827-1830 (2013).				1	1					1	

244	2013	11	Takuya Nagasaka, Takeo Muroga, Hideo Watanabe, Takeshi Miyazawa, Masanori Yamazaki, Kenji Shinozaki, "Impact property of low-activation vanadium alloy after laser welding and heavy neutron irradiation", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1-3, Supplement 1, pp.S364-369 (2013).	ICFRM-15, poster		1								
245	2013	11	Takeshi Miyazawa, Takuya Nagasaka, Yoshimitsu Hishinuma, Takeo Muroga, Yanfen Li, Yuhki Satoh, Sawoong Kim, Hiroaki Abe, "Effect of yttrium on dynamic strain aging of vanadium alloys", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1-3, Supplement 1, pp.S341-345 (2013).	ICFRM-15, poster		1								1
246	2013	11	P.F. Zheng, T. Nagasaka, T. Muroga, J.M. Chen, "Investigation on mechanical alloying process for vanadium alloys", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1-3, Supplement 1, pp.S330-S335 (2013).	ICFRM-15, poster		1								1
247	2013	11	T. Muroga, T. Nagasaka, P.F. Zheng, Y.F. Li, H. Watanabe, "Dislocation evolution during thermal creep deformation in V–4Cr–4Ti with various thermal and mechanical treatments", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1-3, Supplement 1,	ICFRM-15, oral		1								
248	2013	11	H.Y. Fu, J.M. Chen, P.F. Zheng, T. Nagasaka, T. Muroga, Z.D. Li, S. Cui, Z.Y. Xu, "Fabrication using electron beam melting of a V–4Cr–4Ti alloy and its thermo-mechanical strengthening study", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1-3, Supplement 1, pp.S336-S340 (2013).	ICFRM-15, poster		1								1
249	2013	11	M. Tokitani, S. Masuzaki, N. Yoshida, T. Akiyama, N. Noda, A. Sagara , H. Yamada, T. Muroga, LHD experiment group, S. Nagata, B. Tsuchiya, "Evaluation of the surface morphologies and erosion/deposition profiles on the LHD first-wall by using toroidal array probes", Journal of Nuclear Materials, Vol. 442, Issues 1–3, Supplement 1, pp.S873-S879				1							
250	2013	11	Koga, K., Tateishi, M., Nishiyama, K., Uchida, G., Kamataki, K., Yamashita, D., Seo, H., Itagaki, N., Shiratani, M., Ashikawa, N., Masuzaki, S., Nishimura, K., Sagara, A., "Flux control of carbon nanoparticles generated due to interactions between hydrogen plasmas and graphite using DC-biased substrates", Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 52, No. 11S、pp.11NA08 (2013).				1						1	
251	2013	11	Valentyn Tsisar, Takuya Nagasaka, Takeo Muroga, Takeshi Miyazawa, Olga Yeliseyeva, "Effect of Li on mechanical and corrosion properties of electron beam welds of V–4Ti–4Cr alloy (NIFS-HEAT-2)",			1	1							
252	2013	11	Satoshi Ito, Kenji Kawai, Yutaro Seino, Tatsuya Ohinata, Yusuke Tanno, Nagato Yanagi, Yoshiro Terazaki, Kyohei Natsume, Shinji Hamaguchi, Hiroki Noguchi, Hitoshi Tamura, Toshiyuki Mito, Akio Sagara, Hidetoshi Hashizume, "Performance of a Mechanical Bridge Joint for 30-kAclass High-temperature Superconducting Conductors",	MT-23	1								1	
253	2013	11	Tetsuhiro Obana Kazuya Takahata, Shinji Hamaguchi, Toshiyuki Mito, Shinsaku Imagawa, Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Kiyoshi Yoshida, "Joint resistance measurements of pancake and terminal joints for JT-60SA EF coils", Fusion Engineering and Design, Vol. 88, Issue 11 pp.2773-2776 (2013).		1									
254	2013		H. Murakami, K. Kizu, T. Ichige, K. Kamiya, K. Yoshida, T. Obana, S. Hamaguchi, K. Takahata, N. Yanagi, T. Mito, S. Imagawa, "Current sharing temperature of central solenoid conductor for JT-60SA under repetition excitation", Proceeding of ICEC24-ICMC2012, pp.575-578 (2013).	ICEC24-ICMC2012	1								1	

255	2013		T. Obana, G. Rolando, E.P.A Van Lanen, A. Nijhuis, K. Takahata, K. Kizu, H. Murakami, K. Yoshida, "Numerical analysis of the DC performance of JT-60SA CS conductor sample", Proceeding of ICEC24-ICMC2012, pp.579-582 (2013).	ICEC24-ICMC2012	1									
256	2014	1	J. Miyazawa, T. Goto, R. Sakamoto, A. Sagara and the FFHR Design Group, "An evaluation of fusion gain in the compact helical fusion reactor FFHR-c1", Nuclear Fusion, Vol. 54, pp.013014(10pp) (2014).							1				
257	2014	1	Yusuke Kobayashi, Daiji Kato, Hiroyuki A. Sakaue, Izumi Murakami, and Nobuyuki Nakamura, "Spectroscopic study of promethiumlike bismuth with an electron-beam ion trap: Search for alkali-metal-like resonance lines", Physical Review A, Vol. 89, pp.010501(R) (2014).					1					1	
			2014年度											
258	2014	4	Miyamoto, M., Watanabe, T., Nagashima, H., Nishijima, D., Doerner, R.P., Krasheninnikov, S.I., Sagara, A., Yoshida, N., "In situ transmission electron microscope observation of the formation of fuzzy structures on tungsten", Physica Scripta, Vol. T159, pp. 014028 (2014).	PFMC2013				1					1	
259	2014	4	J. Miyazawa, Y. Suzuki, S. Satake, R. Seki, Y. Masaoka, S. Murakami, M. Yokoyama, Y. Narushima, M. Nunami, T. Goto, C. Suzuki, I. Yamada, R. Sakamoto, H. Yamada, A. Sagara and the FFHR Design Group, "Physics analyses on the core plasma properties in the helical fusion DEMO reactor FFHR-d1",	IAEA-FEC24, Poster							1			
260	2014	4	D. Kato, H. A. Sakaue T. Kenmotsu, Y. Sakai and K. Motohashi, "Alignment in magnetic sub-level populations of excited atomic hydrogen formed by single-electron capture from metal surfaces", Journal of Physics: Conference Series, Vol. 488, Sec. 13, pp.132012 (2014).					1						
261	2014	5	Takahata, K., Tamura, H., Mito, T., Imagawa, S., Sagara, A., "Development of an indirectly cooled superconductor for the LHD fusion reactor FFHR",		1									
262	2014	6	Tateishi, M., Koga, K., Yamashita, D., Kamataki, K., Seo, H., Itagaki, N., Shiratani, M., Ashikawa, N., Masuzaki, S., Nishimura, K., Sagara, A., "Contribution of H2 plasma etching to radial profile of amount of dust particles in a divertor simulator", Journal of Physics: Conference Series, Vol. 518, Conference 1, pp.012009 (2014).	SPSM 2013				1					1	
263	2014	6	N. Yanagi, Y. Terazaki, S. Ito, K. Kawai, Y. Seino, T. Ohinata, Y. Tanno, K. Natsume, S. Hamaguchi, H. Noguchi, H. Tamura, T. Mito, H. Hashizume, "Progress of the Design of HTS Magnet Option and R&D Activities for the Helical Fusion Reactor", IEEE Transactioins on Applied Superconductivity, Vol. 24, Issue 3, pp. 4020805		1									
264	2014	6	H. Murakami, K. Kizu, K. Tsuchiya, Y. Koide, K. Yoshida, T. Obana, K. Takahata, S. Hamaguchi, H. Chikaraishi, K. Natsume, T. Mito, S. Imagwa, K. Nomoto, Y. Imai, "Development and Test of JT-60SA Central Solenoid Model Coil", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol.24, Issue 3, pp. 4200205 (2014).		1								1	
265	2014	6	T. Takao, Y. Kawahara, N. Nakamura, Y. Yamamoto, T. Yagai, H. Murakami, K. Yoshida, K. Natsume, S. Hamaguchi, T. Obana, K. Takahata, S. Imagawa, T. Mito, "Thermal Stability of Butt Joint for CS Conductor in JT-60SA", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 24, Issue 3, pp.4800804 (2014).		1								1	

266	2014	6	Y. Terazaki, N. Yanagi, S. Ito, K. Kawai, Y. Seino, T. Ohinata, Y. Tanno, K. Natsume, S. Hamaguchi, H. Noguchi, H. Tamura, T. Mito, H. Hashizume, A. Sagara, "Critical Current Measurement of 30 kA-Class HTS Conductor Samples", IEEE Transactioins on Applied Superconductivity, Vol. 24, Issue 3, pp. 4801305		1									1
267	2014	6	T. Morimura, D. Miyagi, M. Tsuda, T. Hamajima, T. Yagai, Y. Nunoya, N. Koizumi, K. Takahata, T. Obana, "Study on Resistance Distribution Between Superconducting Strand and a Copper Sleeve in a CICC Joint Considering Three-Dimensional Strand Path", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 24, Issue 3, pp. 4801404		1								1	
268	2014	6	Satoshi Ito, Kenji Kawai, Yutaro Seino, Tatsuya Ohinata, Yusuke Tanno, Nagato Yanagi, Yoshiro Terazaki, Kyohei Natsume, Shinji Hamaguchi, Hiroki Noguchi, Hitoshi Tamura, Toshiyuki Mito, Akio Sagara, Hidetoshi Hashizume, "Performance of a Mechanical Bridge Joint for 30-kA-Class High-Temperature Superconducting Conductors", IEEE Transactioins on Applied Superconductivity, Vol. 24, pp. 4602305 (2014)		1								1	
269	2014	6	T. Yagai, H. Kudo, K. Hamano, K. Yoshida, S. Hamaguchi, K. Natsume, T. Obana, "Investigation of Frictional Force Applied to Strands Surrounded by Other Strands and Tribological Analysis of Contact Surface in CIC Conductor", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 24, Issue 3, pp.8800404		1								1	
270	2014	6	I. Murakami, T. Watanabe, C. Suzuki, S. Morita, C. Dong, N. Tamura, N. Yamamoto, D. Kato, H. A. Sakaue, H. Hara, N. Nakamura and S. Sudo "Validation of Spectroscopic Model for Fe Ions in Non-Equilibrium Ionization Plasma in LHD and Hinode", Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp. 1401056 (8pp) (2014).					1						
271	2014	6	Hishinuma, Y., Akoshima, M., Yamashita, Y., Tanaka, T., Sagara, A., Muroga, T., "Effect of heat cycling on microstructure and thermal property of boron carbide sintered bulk as a shielding material for fusion blanket", Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405069 (4pp) (2014).				1							
272	2014	6	Ito, S., Seino, Y., Yanagi, N., Terazaki, Y., Sagara, A., Hashizume, H., "Bridge-type mechanical lap joint of a 100 kA-class HTS: Conductor having stacks of GdBCO tapes", Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405086 (5pp) (2014).		1								1	
273	2014	6	Watanabe, T., Yanagi, N., Sagara, A., "LHD-type magnetic configuration with large blanket space", Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3403089 (5pp) (2014).							1				
274	2014	6	Hidetoshi Kudoh, Tsuyoshi Yagai, Kei Hamano, Kazuki Yoshida, Shinji Hamaguchi, Kyohei Natsume, Tetsuhiro Obana, "Theoretical and Experimental Analysis of Nb3Sn Strand Buckling in Large Scale CIC Conductor", Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405063 (5pp) (2014).		1									
275	2014	6	Hayato Ohashi, Takeshi Higashiguchi, Yuhei Suzuki, Goki Arai, Yukitoshi Otani, Toyohiko Yatagai, Bowen Li, Padraig Dunne, Gerry O'Sullivan, Weihua Jiang, Akira Endo, Hiroyuki A. Sakaue, Daiji Kato, Izumi Murakami, Naoki Tamura, Shigeru Sudo, Fumihiro Koike, and Chihiro Suzuki, "Quasi-Moseley's law for strong narrow bandwidth soft x-ray sources containing higher charge-state ions", Applied Physics Letters, Vol. 104, Issue 23, pp. 234107 (5pp) (2014)					1						
276	2014	7	Hishinuma, Y., Tanaka, T., Shinkawa, T., Murakami, S., Matsuda, K., Watanabe, T., Nagasaka, T., Sagara, A., Muroga, T., "Formation of double oxide insulator coating for an advanced breeding blanket ", Fusion Science and Technology, Vol. 66, Issue 1, pp.221-227 (2014).				1							

277	2014	7	Tetsuhiro Obana, Kazuya Takahata, Shinji Hamaguchi, Kyohei Natsume, Shinsaku Imagawa, Toshiyuki Mito, Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Kiyoshi Yoshida, "Modeling of Butt Joint Composed of Nb3Sn Cable-In-Conduit Conductors", Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405122 (4pp) (2014).		1									
278	2014	9	Matsuyama, M., Abe, S., Nishimura, K., Ashikawa, N., Oya, Y., Okuno, K., Yamauchi, Y., Nobuta, Y., Sagara, A., "Tritium retention on the surface of stainless steel samples fixed on the plasma-facingwall in LHD", Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405135 (4pp) (2014).				1							
279	2014	9	Kurishita, H., Hatakeyama, M., Narui, M., Matsuo, S., Shikama, T., Tada, K., Ohno, N., Takeuchi, T., Hatano, Y., Nishiura, M., Nakashima, Y., Watanabe, H., Tokunaga, K., Hino, T., Ueda, Y., Muroga, T., Sagara, A., Kaneko, O., "Current activities in the interactive joint research at tohoku university - advanced evaluation of radiation effects on fusion materials", Plasma and Fusion Research, Vol. 9, pp.3405136 (4pp)(2014).			1							1	
280	2014	10	H.Y. Fu, T. Nagasaka, T. Muroga, A. Kimura, J.M. Chen, "Microstructural characterization of a diffusion-bonded joint for 9Cr-ODS and JLF-1 reduced activation ferritic/martensitic steels",	ISFNT-11, Poster		1								1
281	2014	10	Takuya Goto, Junichi Miyazawa, Ryuichi Sakamoto, Osamu Mitarai, Akio Sagara, the FFHR Design Group, "Study on the operational control of helical fusion reactor FFHR-d1", Fusion Engineering and Design, Vol. 89 , pp. 2451-2455 (2014).	ISFNT-11, Poster							1			
282	2014	10	H. Tamura, T. Goto, T. Tanaka, S. Masuzaki, N. Yanagi, J. Miyazawa, A. Sagara, "Design of structural components for the helical reactor FFHR-d1A", Fusion Engineering and Design, Vol. 89 , pp. 2336-2340 (2014).	ISFNT-11, Poster						1				
283	2014	10	A. Sagara, H. Tamura, T. Tanaka, N. Yanagi, J. Miyazawa, T. Goto, R. Sakamoto, J. Yagi, T. Watanabe, S. Takayama, the FFHR design group "Helical reactor design FFHR-d1 and c1 for steady-state DEMO", Fusion Engineering and Design, Vol. 89 , pp. 2114-2120 (2014).							1				
284	2014	10	T. Tanaka, A. Sagara, S. Masuzaki, M. Tokitani, T. Muroga, J. Miyazawa, T. Goto, H. Tamura, the FFHR Design Group, "Analysis of radiation environment at divertor in helical reactor FFHR-d1", Fusion Engineering and Design, Vol. 89 , pp. 1939-1943 (2014).	ISFNT-11, Poster						1				
285	2014	10	Yagi, J. , Tanaka, T., Muroga, T., Sagara, A., "Hydrogen solubility in liquid lithium-sodium alloys (90, 50, and 20 at% Li) ", Fusion Engineering and Design, Vol 89, Issue 7-8, pp.1168-1171 (2014).	ISFNT-11, Poster			1							
286	2014	10	Takuya Goto, Hiroyasu Utoh, Youji Someya, Makoto Nakamura, Ryoji Hiwatari and Kenji Tobita, "Improvement of evaluation of replacement cost of a fusion power plant", Plasma and Fusion Research, Vol. 9, 3405140(4pp) (2014).	ITC-23, Poster						1				
287	2014	11	C. Suzuki, F. Koike, I. Murakami, N. Tamura, S. Sudo, H. A. Sakaue, N. Nakamura, S. Morita, M. Goto, D. Kato, T. Nakano, T. Higashiguchi, C. S. Harte, G. O'Sullivan, "EUV spectroscopy of highly charged high Z ions in the Large Helical Device plasmas" Physica Scripta, Vol. 89, No.11, pp.114009 (7pp) (2014).					1						
288	2014	12	Zhou, H., Hirooka, Y., Ashikawa, N., Muroga, T., Sagara, A., "Gas- and plasma-driven hydrogen permeation through a reduced activation ferritic steel alloy F82H", Journal of Nuclear Materials, Vol. 455, Issue 1-3, pp.470-474 (2014).											1

289	2014	12	Miyamoto, M., Takaoka, H., Ono, K., Morito, S., Yoshida, N., Watanabe, H., Sagara, A., "Crystal orientation dependence of surface modification in molybdenum mirror irradiated with helium ions",				1							
290	2014		Hishinuma, Y., Kikuchi, A., Shimada, Y., Hata, S., Takeuchi, T., Yamada, S., Sagara, A., "Effect of boron particle size on microstructure and superconducting properties of in-situ Cu addition MgB_2 multifilamentary wire",	EUCAS 2013	1									
291	2015	1	Tetsuhiro Obana, Kazuya Takahata, Shinji Hamaguchi, Hirotaka Chikaraishi, Toshiyuki Mito, Shinsaku Imagawa, Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Kyohei Natsume, Kiyoshi Yoshida, "Magnetic field measurements of JT-60SA CS model coil",		1									
292	2015	2	Takahata, K., Tamura, H., Mito, T., Imagawa, S., Sagara, A., "A cooling concept for indirectly cooled superconducting magnets for the fusion reactor FFHR",							1				
293	2015	2	Imagawa, S., Obana, T., Takada, S., Hamaguchi, S., Chikaraishi, H., Yanagi, N., Takahata, K., Iwamoto, A., Yamada, S., Mito, T., "Plan for testing high-current superconductors for fusion reactors with a 15 T test facility",		1									
294	2015	3	Shinji HAMAGUCHI, Akifumi IWAMOTO, Shinsaku IMAGAWA, Kazuya TAKAHATA, Suguru TAKADA, Sadatomo MORIUCHI, Tetsuhiro OBANA, Hirotaka CHIKARAISHI, Nagato YANAGI, Shuichi YAMADA, Toshiyuki MITO, "Upgrade Plan on NIFS Superconducting Magnet Test Facility," Plasma and Fusion Research, Vol. 10, pp.3405020 (2015).	ITC-24, Poster	1									
295	2015	3	H.Y. Fu, T. Nagasaka, T. Muroga, "Microstructural evolution of 9Cr-ODS and JLF-1 in a HIP joint after post-bond heat treatment", Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, No. 11, pp. 61(4pp) (2015).	JCS12, Oral		1								1
			2015年度											
296	2015	4	H.Y. Fu, T. Nagasaka, T. Muroga, W.H. Guan, S. Nogami, A. Hasegawa, H. Serizawa, "Weldability of 9Cr-ODS and JLF-1 steels for dissimilar joining with hot isostatic pressing and electron beam welding", Plasma and Fusion Research, Vol. 10, 3405015(4pp) (2015).	ITC-24, Poster		1								1
297	2015	4	Y. Oya, M. Sato, H. Uchimura, N. Ashikawa, A. Sagara, N. Yoshida, Y. Hatano, K. Okuno, "In-situ observation of sputtered particles for carbon implanted tungsten during energetic hydrogen isotope ion implantation",				1	1					1	
298	2015	4	T. Watanabe, A. Sagara, Y. Hishinuma, S. Takayama, T. Tanaka, S. Sano, "Magnetism induced by electrochemical nitriding on an austenitic stainless steel", AIP Advances, Vol. 5, Issue 4, pp.047138 (2015).			1								
299	2015	5	N. Yanagi, S. Ito, Y. Terazaki, Y. Seino, S. Hamaguchi, H. Tamura, J. Miyazawa, T. Mito, H. Hashizume, A. Sagara, "Design and development of high-temperature superconducting magnet system with joint-winding for the helical fusion reactor", Nuclear Fusion, Vol. 55, pp. 053021 (7pp) (2015).	IAEA-FEC25, Poster	1						1			
300	2015	5	Hayato Ohashi, Takeshi Higashiguchi, Yuhei Suzuki, Goki Arai, Bowen Li, Padraig Dunne, Gerry O'Sullivan, Hiroyuki A. Sakaue, Daiji Kato, Izumi Murakami, Naoki Tamura, Shigeru Sudo, Fumihiro Koike, Chihiro Suzuki, "Characteristics of X-ray emission from optically thin high-Z plasmas in soft X-ray region", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Vol. 48, No. 14					1					1	

301	2015	6	H. Murakami, K. Kizu, T. Ichige, M. Furukawa, K. Natsume, K. Tsuchiya, Y. Kamiya, Y. Koide, K. Yoshida, T. Obana, K. Takahata, S. Hamaguchi, H. Chikaraishi, T. Mito, S. Imagawa, "Development of terminal joint and lead extension for JT-60SA central solenoid", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 25, Issue 3, pp. 4201305		1								1	
302	2015	6	H. Kajitani, T. Hemmi, T. Mizutani, K. Matsui, M. Yamane, T. Obana, S. Takada, S. Hamaguchi, K. Takahata, S. Imagawa, N. Koizumi, "Evaluation of ITER TF coil joint performance", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 25, Issue 3, pp. 4202204		1								1	
303	2015	6	S. Ito, H. Oguro, H. Tamura, N. Yanagi, H. Hashizume, "Fundamental investigation on tensile characteristics of a mechanical lap joint of REBCO tapes", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 25, Issue 3, pp.6951397 (2015).		1								1	
304	2015	6	Y. Terazaki, N. Yanagi, S. Ito, Y. Seino, S. Hamaguchi, H. Tamura, T. Mito, H. Hashizume, A. Sagara, "Measurement and Analysis of Critical Current of 100-kA Class Simply-Stacked HTS Conductors", IEEE Transactioins on Applied Superconductivity, Vol. 25, pp. 6977909 (2015)		1									1
305	2015	6	T. Goto, J. Miyazawa, R. Sakamoto, R. Seki, C. Suzuki, M. Yokoyama, S. Satake, A. Sagara, the FFHR Design Group, "Integrated physics analysis of plasma start-up scenario of helical reactor FFHR-d1", Nucelar Fusion, Vol. 55, pp. 063040 (8pp) (2015).	IAEA-FEC25, Poster							1			
306	2015	7	Takanori Matsuda, Tsuyoshi Yagai, Hidetoshi Kudo, Kazuki Yoshida, Tetsuhiro Obana and Hironori Murakami, "Measurement of Strands Location and Inter-Strand Contact Resistance in a CIC Conductor",		1									
307	2015	7	H. A. Sakaue, D. Kato, N. Yamamoto, N. Nakamura, I. Murakami, "Spectra of W^{19+}–W^{32+} observed in the EUV region between 15 and 55 Å with an electron-beam ion trap", Physical Review A, Vol. 92, Issue 1, pp.012504 (2015).					1						
308	2015	8	M. Tateishi, K. Koga, R. Katayama, D. Yamashita, K. Kamataki, H. Seo, N. Itagaki, M. Shiratani, N. Ashikawa, S. Masuzaki, K. Nishimura, A. Sagara, "Real-time mass measurement of dust particles deposited on vessel wall in a divertor simulator using quartz crystal microbalances", Journal of Nuclear Materials, Vol. 463, pp.865-868 (2015).				1	1					1	
309	2015	8	H. Zhou, Y. Hirooka, H. Zushi, A. Kuzmin, N. Ashikawa, T. Muroga, A. Sagara, "Effects of surface conditions on the plasma-driven permeation behavior through a ferritic steel alloy observed in VEHICLE-1 and QUEST", Journal of Nuclear Materials, Vol. 463, pp.1066-1070 (2015).				1							1
310	2015	8	N. Iijima, M. Miyamoto, D. Nishijima, M.J. Baldwin, R.P. Doerner, Y. Ueda, A. Sagara, T. Höschen, "Effect of temperature on microstructures and retention properties in tungsten exposed to D + He + Be mixture plasmas in PISCES", Journal of Nuclear Materials, Vol. 463, pp.979-982 (2015).				1	1					1	

311	2015	8	Y. Nakashima, H. Takeda, K. Ichimura, K. Hosoi, K. Oki, M. Sakamoto, M. Hirata, M. Ichimura, R. Ikezoe, T. Imai, M. Iwamoto, Y. Hosoda, I. Katanuma, T. Kariya, S. Kigure, J. Kohagura, R. Minami, T. Numakura, S. Takahashi, M. Yoshikawa, N. Asakura, M. Fukumoto, A. Hatayama, Y. Hirooka, S. Kado, H. Kubo, S. Masuzaki, H. Matsuura, S. Nagata, N. Nishino, N. Ohno, A. Sagara, T. Shikama, M. Shoji, A. Tonegawa, Y. Ueda, "Progress of divertor simulation research toward the realization of detached plasma using a large tandem mirror device",					1					1	
312	2015	8	M. Miyamoto, S. Mikami, H. Nagashima, N. Iijima, D. Nishijima, R.P. Doerner, N. Yoshida, H. Watanabe, Y. Ueda, A. Sagara, "Systematic investigation of the formation behavior of helium bubbles in tungsten", Journal of Nuclear Materials, Vol. 463, pp.333-336 (2015).				1	1					1	
313	2015	8	Keisuke Nogami, Yasuhiro Sakai, Shota Mineta, Daiji Kato, Izumi Murakami, Hiroyuki A. Sakaue, Takahiro Kenmotsu, Kenji Furuya, Kenji Motohashi, "Level-energy-dependent mean velocities of excited tungsten atoms sputtered by krypton-ion bombardment", Journal of Vacuum Science & Technology A, Vol. 33, No. 6, pp.061602 (2015).					1					1	
314	2015	8	Y. Kobayashi, K. Kubota, K. Omoto, A. Komatsu, J. Sakoda, M. Minoshima, D. Kato, J. Li, H. A. Sakaue, I. Murakami, N. Nakamura "Extreme ultraviolet and visible spectroscopy of promethiumlike heavy ions " Physical Review A, Vol. 92, Issue 2, pp.022510 (2015).					1					1	
315	2015	9	Satoshi Ito, Hidetoshi Hashizume, "Steady and Transient Thermal Analyses on a Segmented High-Temperature Superconducting Magnet with Porous Media-Inserted Cryogenic Cooling", Fusion Science and Technology, Vol. 68, No. 2, pp. 428-432 (2015).	TOFE-2014	1								1	
316	2015	9	H. Hashizume, T. Nishitani, S. Konishi, Y. Ueda, S. Fukada, A. Sagara, "Overview of Fusion Engineering in Japan", Fusion Science and Technology, Vol. 68, No.2, pp. 201-210 (2015).	TOFE-2014						1			1	
317	2015	9	I. Murakami, H. A. Sakaue, C. Suzuki, D. Kato, M. Goto, N. Tamura, S. Sudo, S. Morita, and LHD Experiment Group, "Development of quantitative atomic modeling for tungsten transport study using LHD plasma with tungsten pellet injection", Nuclear Fusion, Vol. 55, No. 9 pp.093016 (9pp) (2015).	IAEA-FEC25, Poster				1						
318	2015	9	T. Akiyama, R. Yasuhara, T. Tanaka, M. Isobe, R. Sakamoto, T. Goto, K. Kawahata, K. Nakayama, S. Okajima, A. Sagara, "Conceptual design of high resolution and reliable density measurement system on helical reactor FFHR-d1 and demonstration on LHD", Nucelar Fusion, Vol. 55, No. 9, pp.093032 (10pp) (2015).	IAEA-FEC25, Poster							1			
319	2015	9	A. Sagara, T. Tanaka, J. Yagi, M. Takahashi, K. Miura, T. Yokomine, S. Fukada, S. Ishiyama, "First operation of the Flinak/LiPb twin loop Orosh2i-2 with a 3T SC magnet for R and D of liquid blanket for fusion reactor",	TOFE-2014			1							
320	2015	10	Y. Hishinuma, A. Kikuchi, Y. Shimada, T. Kashiwai, S. Hata, S. Yamada, T. Muroga, A. Sagara, "Development of MgB2 superconducting wire for the low activation superconducting magnet system operated around core D-T plasma", Fusion Engineering and Design, Vol. 98-99, pp. 1076-1080 (2015).		1									

321	2015	10	Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Kyohei Natsume, Katsuhiko Tsuchiya, Yoshihiko Koide, Kiyoshi Yoshida, Tetsuhiro Obana, Shinji Hamaguchi, Kazuya Takahata, "Manufacturing design and development of the current feeders and coil terminal boxes for JT-60SA", Fusion Engineering and Design, Vol. 98-99, pp. 1094-1097 (2015).		1								1	
322	2015	10	Hitoshi Tamura, Teruya Tanaka, Takuya Goto, Junichi Miyazawa, Suguru Masuzaki, Tsuguhiro Watanabe, Nagato Yanagi, Akio Sagara, Satoshi Ito, Hidetoshi Hashizume, "Novel divertor design to mitigate neutron irradiation in the helical reactor FFHR-d1", Fusion Engineering and Design, Vol. 98-99, pp. 1629-1633 (2015).							1				
323	2015	10	Sagara, A., Tanaka, T., Yagi, J., Takahashi, M., Miura, K., Yokomine, T., Fukada, S., Ishiyama, S., "First operation of the Flinak/LiPb twin loop Orosh2i-2 with a 3T SC magnet for R and D of liquid blanket for fusion reactor", Fusion Science and Technology, Vol. 68, No.2, pp. 303-307 (2015).	TOFE-2014, Oral		1								
324	2015	10	Teruya Tanaka, Hiroaki Muta, Yoshimitsu Hishinuma, Hitoshi Tamura, Takeo Muroga, Akio Sagara, "Applicability of Hydride Materials for Radiation Shielding in Helical Reactor FFHR-d1",	TOFE-2014						1				
325	2015	10	H.Y. Fu, T. Nagasaka, N. Kometani, T. Muroga, W. H. Guan, S.Nogami, K.Yabuuchi, T. Iwata, A. Hasegawa, M. Yamazaki, S. Kano, Y. Satoh, H. Abe, H. Tanigawa, "Effect of post-weld heat treatment and neutron irradiation on a dissimilar-metal joint between F82H steel and 316L stainless steel", Fusion Engineering and Design, Vol. 98-99, 1968(5pp) (2015).	SOFT-28, Poster		1								
326	2015	10	H. Tamura, T. Tanaka, T. Goto, J. Miyazawa, S. Masuzaki, T. Watanabe, N. Yanagi, A. Sagara, S. Ito, H. Hashizume, "Novel divertor design to mitigate neutron irradiation in the helical reactor FFHR-d1", Fusion Engineering and Design, Vol. 98-99, pp. 1629-1633 (2015).	SOFT-28, poster						1				
327	2015	10	J. Yagi, A. Sagara, T. Watanabe, T. Tanaka, S. Takayama, T. Muroga, "Hydrogen solubility in FLiNaK mixed with titanium powder", Fusion Engineering and Design, Vol. 98-99, pp.1907-1910 (2015).				1							
328	2015	10	M. Sato, K. Yuyama, X.-C. Li, N. Ashikawa, A. Sagara, N. Yoshida, T. Chikada, Y. Oya, "Effect of heating temperature on deuterium retention behavior for helium/carbon implanted tungsten",				1	1						
329	2015	10	T. Nagasaka, H. Sakasegawa, H. Tanigawa, M. Ando, T. Tanaka, T. Muroga, A. Sagara, "Tensile properties of F82H steel after aging at 400-650 °c for 100,000 h",			1								
330	2015	10	T. Tanaka, H. Muta, Y. Hishinuma, H. Tamura, T. Muroga, A. Sagara, "Applicability of hydride materials for radiation shielding in helical reactor FFHR-d1", Fusion Science and Technology, Vol. 68, Issue 3, pp.705-710 (2015).				1							
331	2015	10	K. Yuki, M. Kawamoto, M. Hattori, K. Suzuki, K.-I. Sunamoto, A. Sagara, "Gas-cooled divertor concept with high thermal conductivity porous media", Fusion Science and Technology, Vol. 68, Issue 3, pp.715-719 (2015).					1					1	
332	2015	11	Tetsuhiro Obana, Haruyuki Murakami, Kazuya Takahata, Shinji Hamaguchi, Hirotaka Chikaraishi, Toshiyuki Mito, Shinsaku Imagawa, Kaname Kizu, Kyohei Natsume, Kiyoshi Yoshida, "Performance verification tests of JT-60SA CS model coil", Physica C: Superconductivity and its Applications, Vol. 518, pp.96-100 (2015).		1									
333	2015	12	T. Muroga, T. Miyazawa, T. Nagasaka, H. Watanabe, "Correlation of microstructural evolution in V-4Cr-4Ti by heavy ion and neutron irradiations",			1								

334	2016	1	Y. Hamaji, M. Tokitani, S. Masuzaki, R. Sakamoto, H. Tamura, A. Sagara, "ACT2: A high heat flux test facility using electron beam for fusion application", Plasma and Fusion Research, No. 11, pp.2405089 (4pp) (2016).					1						
335	2016	1	H.Y. Fu, T. Nagasaka, T. Muroga, W.H. Guan, S. Nogami, H.Serizawa, S.F. Geng, K.Yabuuchi, A. Kimura, "Plastic deformation behavior and bonding strength of an EBW joint between 9Cr-ODS and JLF-1 estimated by symmetric four-point bend tests combined with FEM analysis",			1								
336	2016	1	Tetsuhiro Obana, Kazuya Takahata, Shinji Hamaguchi, Kaname Kizu, Haruyuki Murakami, Hirotaka Chikaraishi, Hiroki Noguchi, Takashi Kobuchi, Sadatomo Moriuchi, Shinsaku Imagawa, Toshiyuki Mito, Katsuhiko Tsuchiya, Kyohei Natsume, Kiyoshi Yoshida, Kazuhiro Nomoto, Tae-hyun Kim, "Conductor and joint test results of JT-60SA CS and EF coils using the NIFS test facility",		1									
337	2016	1	Y. Oya, M. Sato, X. Li, K. Yuyama, H. Fujita, S. Sakurada, Y. Uemura, Y. Hatano, N. Yoshida, N. Ashikawa, A. Sagara, T. Chikada, "Impact of temperature during He^+ implantation on deuterium retention in tungsten, tungsten with carbon deposit and tungsten carbide", Physica Scripta, Vol. T167, pp. 014037 (5pp) (2016).					1					1	
338	2016	2	Xiaobin Ding, Jiaxin Liu, Fumihiro Koike, Izumi Murakami, Daiji Kato, Hiroyuki A Sakaue, Nobuyuki Nakamura, Chenzhong Dong, "Collisional-radiative model for the visible spectrum of W^{26+} ions " Physics Letters A, Vol. 380, Issue 7-8, pp.874-877 (2016).					1						
339	2016	2	T. Muroga, T. Miyazawa, T. Nagasaka, H. Watanabe, "Correlation of microstructural evolution in V-4Cr-4Ti by heavy ion and neutron irradiations",			1								
340	2016	3	S. Ito, N. Yusa, N. Yanagi, H. Tamura, A. Sagara, H. Hashizume, "Mechanical and Electrical Characteristics of a Bridge-Type Mechanical Lap Joint of HTS STARS Conductors", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Volume 26, Issue 2, pp.7378890		1								1	
				合計	56	35	81	89	53	39	26	11	132	26
					SC mag. Cryo.	Low Activ. Material	Blanket, FW	Divertor	Tritium, Safetry	Concept, System design	Core plasma control	Plant equip., related tech.	第1著者所外	第1著者学生

A.2 主要機器の開発数値目標

A.2.1 マグネット・システムの開発数値目標

Compoents 機器名	Requirement 要求性能	Design Specification 設計仕様 (FFHR-d1A)	R&D Item 開発項目	Issue 課題	Target 数値目標	Current Status 達成値など
ヘリカルコイル	高精度、高安定性、高強度、高製作性	・トロイダル磁場 4.7 T ・巻線部電流密度 25 A/mm2 【w/o. NITA coil】Bmax = 12.0 T I = 36.66 MA 【w. NITA coil】Bmax = 12.7 T I = 39.48 MA ・フルパワー運転30年のフルエンス 高速中性子：10^{23}/m^2 （E > 0.1 MeV） γ：50 MGy ・核発熱（最大） 100 W/m^3（NITAコイルあり） 500 W/m^3（NITAコイルなし）	導体	【LTS CIC】ITER 導体を超える電流値と電磁力における繰り返し励磁を含めた総合性能	運転電流値 100 kA @13 T	ITER用に 68 kA級導体の技術確立
				【LTS IDC】冷却安定性、実用導体の製作		短尺サンプルで 20 kA 達成
				【HTS】単純積層導体の長尺性能実証、実用導体の製作		短尺サンプルで 100 kA 達成 100 kA 級短尺サンプル接続抵抗 : 1.8 nΩ
			巻線	【LTS CIC】連続巻線作業の具体化、巻線機の設計	巻線作業期間 < 5 y	LHD の実績、ITER の実績がベース
				【LTS IDC】連続巻線作業の具体化、巻線機の設計		LHD の実績、加速器用マグネットの実績がベース
				【HTS】接続方式巻線の工業的確立		
			組み立て	口出し、冷却配管レイアウト、絶縁継手	製作精度 2000分の1	LHD の実績がベース
			冷却	温度、冷媒、冷却パス、冷却配管取り付け方法		LHD の実績とITER の設計がベース
			励磁	交流損失	励磁時間 < 12 h	LHD の実績、ITER の設計がベース
			クエンチ保護	【LTS CIC】コイル分割数、保護回路	検出電圧 < 200 mV 判定時間 < 1 s ホットスポット温度 < 200 K 耐電圧 > 20 kV	LHD の実績、ITER の設計がベース
				【LTS IDC】コイル分割数、保護回路		加速器用マグネットの実績がベース
				【HTS】コイル分割数、保護回路、常伝導転移検出電圧		
内側垂直磁場コイル	高精度、高安定性、高強度、高製作性		導体、巻線、組み立て、冷却、励磁、クエンチ保護	【LTS CIC】単独製作・吊り込み方式	主・副コイル：導体電流値 100 kA @ 12 T 副コイル：磁場変化率 0.005 T/s クエンチ検出用共巻コイルの必要性検討 その他の項目は、ヘリカルコイルに準じる	LHD の実績、ITER の実績がベース
				【LTS IDC】単独製作・吊り込み方式		LHD の実績、加速器用マグネットの実績がベース
				【HTS】単独製作・吊り込み方式		
外側垂直磁場コイル	高精度、高安定性、高強度、高製作性	・巻線部電流密度 25 A/mm^2 【w/o. NITA coil】Bmax = 10.0 T I = 19.88 MA 【w. NITA coil】 Bmax = 7.8. T I = 21.41 MA	導体、巻線、組み立て、冷却、励磁、クエンチ保護	【LTS CIC】線材候補：NbTi、現地製作（巻線時期課題）	主・副コイル：導体電流値 100 kA @ 10 T 副コイル：磁場変化率 0.005 T/s クエンチ検出用共巻コイルの必要性検討 その他の項目は、ヘリカルコイルに準じる	LHD の実績、ITER の実績がベース
				【LTS IDC】線材候補：NbTi、現地製作（巻線時期課題）		LHD の実績、加速器用マグネットの実績がベース
				【HTS】接続方式巻線（ヘリカルコイル巻線との並行作業）		
補正コイル（NITA 、LID、中心ソレノイド、ヘリカルダイバータ）	高精度、高安定性、高製作性	・最大経験磁場 5.7 T	導体、巻線、組み立て、冷却、励磁、クエンチ保護	【LTS CIC】現地製作（巻線時期）		ITER の設計がベース
				【LTS IDC】現地製作（巻線時期）		
				【HTS】接続方式巻線（ヘリカルコイル巻線との並行作業）		

電磁力支持構造物	高精度、高強度、高製作性	最大応力 660 MPa (新型ダイバータの保守ポートなし) 最大応力 700 MPa (新型ダイバータの保守ポートあり)	構造・応力		最大応力 660 MPa (新型ダイバータの保守ポートなし) 最大応力 700 MPa (新型ダイバータの保守ポートあり)	LHD の実績がベース
			構造・製作性	ヘリカル加工精度、分割数、溶接性、溶接変形、工期		LHD の実績がベース
			冷却	温度、冷媒、冷却パス、冷却配管取り付け方法		LHD の実績がベース
80 K シールド	高製作性		構造・製作性	新材料も検討		LHD の実績がベース
			冷却	温度、冷媒、冷却パス、冷却配管取り付け方法		LHD の実績がベース
断熱支持脚	高強度、高製作性	被支持体重量 < 22000 ton	構造・製作性	個数、位置、構造 重量軽量化		LHD の実績がベース
			冷却	温度、冷媒、冷却パス、冷却配管取り付け方法		LHD の実績がベース
クライオスタット	高強度、高製作性	全重量 < 60000 ton		真空度		LHD の実績がベース
低温システム	高信頼性、高稼働率	被冷却体全重量 27900 ton ヘリカルコイル 13200 ton 垂直磁場コイル 2600 ton 電磁力支持構造物 12000 ton 輻射シールド 40 ton 断熱支持脚 60 ton 冷却期間 < 1ヶ月 冷却時の最大温度差 < 50 K	冷凍機	冷媒種類、温度		LHD の実績、ITER の設計がベース
			バルブボックス	設置位置(バイオシールドの外)		LHD の実績、ITER の設計がベース
			トランスファーライン	レイアウト		LHD の実績、ITER の設計がベース
バスライン・電流リード	高信頼性、高稼働率、低損失	運転電流 100 kA 耐電圧 20 kV	HTSバスライン	LHD方式 (コイル → HTSバスライン → 銅電流リード → 銅ブスバー → 電源)	電流値 100 kA 級 LOCA 許容時間 > 1 h 熱侵入 <1 W/m ケーブル直径 <300 mm 設置最小半径 2 m、輸送最小半径 1.5m	LHD の実績がベース
			コイルフィーダ＋HTS電流リード	ITER方式(コイル → HTS電流リード → 銅ブスバ → 電源)	電流値 100 kA 級 LOCA 許容時間 > 1 h	ITER の設計がベース
直流電源	高信頼性、高稼働率、低損失	運転電流 100 kA クエンチ保護 緊急減磁時間 10-30 s	電源本体	励磁機器構成、低温運転電源、低損失、低温動作切り替えスイッチ、多重化	供給電流 100 kA 級 励磁・減磁時間 < 12 h 運転継続時間 > 1 y	LHD の実績がベース
			クエンチ保護	レイアウト、保護抵抗の接続、直流遮断器(低温動作)	緊急遮断時定数 10-30 s 定常時電圧降下 <100 mV 遮断時電圧 20 kV 動作時間 < 1 s	LHD の実績がベース

A.2.2 炉内機器の開発数値目標

Compoents 機器名	Requirement 要求性能	Design Specification 設計仕様 (FFHR-d1A)	R&D Item 開発項目	Issue 課題	Target 数値目標	Current Status 達成値など
ダイバータ(受熱)	・高熱流束からの熱除去 ・粒子排気 ・耐中性子 ・長寿命、モジュール交換 ・安全性 ・プラズマとの共存 ・少放射性廃棄物 ・寿命30年	・熱負荷 600 MW ・高速中性子束:最大 6x10^13 n/cm2/sec ・機器交換:リモート交換 ・排気速度:500 Pam3/s トリチウムインベトリ 1kg? 交換頻度 1年 装置寿命 30年 稼働率 80% 照射損傷 W:1dpa/y, Cu:1.6dpa/y 運転サイクル 400日稼働+90日点検 (原発の仕様)	ダイバータ構造体	固体／水orガス(以下固体):損耗	配管 30年 カセット 5年	
				液体金属シャワー(以下液体):耐腐食	配管 30年 セラミックダクト 5年	
				照射効果	W: 1dpa, Cu:1.6 dpaで健全	
			受熱体	固体:異材接合	20 MW/m2の熱負荷で健全 交換頻度 1年以上	15 MW/m2の定常熱負荷で健全性を維持できるWと銅合金の接合を達成
				液体:噴流の安定性	φ40, 4m長さで4m/sの安定した自由表面流 流路材 1年	
					1.5T, 120A, 100mm長さでの噴流挙動の解明	
			熱除去	固体:高熱除去	20 MW/m2の定常熱除去	15 MW/m2の定常熱負荷の除熱を達成
				液体:高熱除去	200 MW/m2の定常熱除去	
			保守性	リモートハンドリング	2ヶ月での交換シナリオ	
			廃棄物	放射化	(100年後にハンドリング可能)	
			寿命	固体 W+銅合金の中性子照射影響	1年以上健全	
			実機製作性	固体:実規模受熱体構造の製作	1m2の受熱体による20MW/m2の熱負荷除去	
				液体:高熱除去の小型モックアップでの実証	1／10サイズで200MW/m2の熱負荷除去	
真空排気	・燃料供給とバランスする排気		排気	排気コンダクタンス	排気速度 T2で500 Pam3/s (1000s, 20m2) He: 5 Pam3/s クライオパネル排気容量: 25000 Pam3/m2 インベントリ600g以下	
コンディショニング	・軽不純物除去(?) ・リサイクリング制御	・壁表面積12,800m2	放電洗浄	超大型装置での放電	グロー放電:電流密度 100mA/m2 ECR: ICR:	
			ベーキング			ブランケット冷媒導入で兼ねることになる
			表面被覆	ボロニゼーション	厚さ、面積/一日	

遠隔保守	・定期的な炉内機器交換 ・非常時の保守	・γ線～Mgyの環境 ・増殖ブランケット交換 ・ダイバータ交換	稼働重量	稼働重量	1)マニピュレータ：10トン以下、 2)クレーン、ころ引きなど：数100トン	1）東芝によるITER関連技術、2）重量物の運搬制限は、製作物の公道通過時の最大積載量に依存する
			設置精度		設置位置精度：1mm	装置の設置・組み立て精度を1mmとする（必要に応じて1mm以下の要求の可能性あり）。設置位置の3次元計測（JT-60SA、ITER）が必要となる。各コンポーネントに基準位置を出すための固定マーカーが必要。接続される対のコンポーネント間の構造を考慮する必要がある(ITER）。
			交換頻度		1）1-2年に1回（定期メンテナンス）、2)コンポーネント劣化に伴う交換：5年ー10年	既存の原子力発電所の定期メンテナンス（定期検査）を参考にすると、この頻度での検査は必要。原子力発電所は3区分（13・18・24ヶ月）あり、法令で定められている。2）炉内コンポーネント交換を伴う長期停止は、炉の運用時間を30年と仮定した場合、5年程度か？
			エリア区分	放射化レベルに応じたエリア区分の決定		
			保守時の監視方法			中性子による検出器へのダメージのため、可視モニター系が使用できない可能性がある。カメラを通じた人による目視確認無しで位置決めをする技術が必要
			高ガンマ線環境下仕様のモータ			ITERでも開発はされているが、DEMO用の新たな開発が必要
			非常時の保守（アクセス）方法	汎用性のあるマニピュレータおよび監視ロボットの必要性		放射線環境下での監視ロボット（状況確認が目的）の技術は、福島原発事故以降に進展があった。ITERでもまだ検討中である。

A.2.3 ブランケットの開発数値目標

Compoents 機器名	Requirement 要求性能	Design Specification 設計仕様 (FFHR-d1A)	R&D Item 開発項目	Issue 課題	Target 数値目標	Current Status 達成値など
トリチウム増殖ブランケット	高い安全性/経済性を見込める高効率発電 ・燃料増殖 ・長寿命 ・高温化 ・高効率発電(熱交・MHD圧損等) ・モジュール交換	・中性子平均壁負荷:1.5MW/m2 ・表面熱負荷:0.1MW/m2 ・トリチウム増殖比:>1.10 ・運転温度:500℃以上 ・寿命:10年程度 ・定常磁場:最大8T ・モジュール交換:リモート交換1回以上	構造材料	【低放射化フェライト鋼】高温強度特性、低温延性の確保	クリープ変形:550℃、100 Mpa の荷重で、10年で1%以下、 DBTT:使用温度より十分低い	クリープ変形:達成済み DBTT:達成済み
				【バナジウム合金】高温強度特性、低温延性の確保	クリープ変形:700℃、70 MPa の荷重で10年で1%以下 DBTT:室温以下	クリープ変形:達成済み DBTT:達成済み
				【ODS鋼】高温強度特性の確保	クリープ変形:700℃、100 Mpa の荷重で、10年で 1%以下	クリープ変形:粒子分散により、達成の見通し ⇒大型化、長時間試験
				【全材料】中性子照射下での特性維持	~100dpaで低温延性維持(DBTTの目標維持)	【低放射化フェライト鋼】250-330℃,70dpa照射後、ΔDBTT250℃ 【バナジウム合金】450℃、5.3dpa照射後、DBTT-84℃
			接合技術	【構造材】 同材接合	母材以上の機械強度	【低放射化フェライト鋼】達成済み 【バナジウム合金】達成済み
				【構造材とSS316L、ハステロイ等】異材接合	母材以上の機械強度	【フェライト鋼-SS316L】達成済み(熱処理必要) 【バナジウム合金-SS316】達成済み(熱処理必要)
				【全材料】中性子照射下での特性維持	~1dpaで低温延性維持(DBTTの目標維持)	【低放射化フェライト鋼】-調査中- 【バナジウム合金】290℃、0.1dpa照射後、DBTT-110℃ 【異材接合】今後の照射試験
			部材製作技術	【低放射化フェライト鋼、バナジウム合金】大量溶解技術の確立	工業的手法で100kg以上	【低放射化フェライト鋼】達成済み 【バナジウム合金】達成済み
				【低放射化フェライト鋼、バナジウム合金】薄板・細管加工技術の確立	室温・大気中での板材、管材加工	【低放射化フェライト鋼】-調査中- 【バナジウム合金】達成済み

			熱流動制御	【FLiNaBe, FLiBe】強磁場下層流化効果の検証と乱流化促進	8Tでの流動を見通せる基礎データ取得とモデル化検証	⇒循環ループ装置での実証必要
				【LiPb, Li】強磁場下MHD圧力損失、流速分布の検証、配管電気絶縁技術の確立	・8Tでの流動を見通せる基礎データ取得とモデル化検証 ・絶縁技術：MHD圧力の～2桁低減、寿命10年程度維持もしくは修復可能	・3T均一磁場下での直管、屈曲管のデータ取得済み⇒複雑流路でのデータ蓄積が必要 ・(a)セラミック被覆：短時間での材料絶縁特性は達成、3面被覆実証済み⇒大面積被覆試作、照射下を含む長時間試験 ・(b)セラミックインサート：短時間での材料絶縁特性は達成⇒照射下を含む長時間試験 ・ヘリカル型実験装置での実証必要
			水素同位体輸送制御・回収	【FLiNaBe, FLiBe, LiPb】配管水素透過抑制技術の確立	透過係数、約1/1000以下 配管・ダクト：15cmx15cmx数m（仮設定）、寿命：10年維持もしくは修復可能	・(a):水素吸蔵金属粉添加：Ti微粉末で1/20（対ガス、1時間、1kPa-H2）⇒微粉末状態制御による性能向上（深田先生のTOFE論文でアップデート） ・(b)被覆技術：小面積Er2O3被覆で1/1000以下達成⇒大面積被覆の長時間健全性維持・修復試験
				【FLiNaBe, FLiBe, LiPb, Li】高効率回収ユニットの開発	定常での透過損失＜0.001g/day (MS,Pb)、インベントリ＜0.1kg (Li)	【FLiNaBe, FLiBe】二重管方式、対向流方式、【LiPb】液滴落下方式、【Li】ホットトラップ方式、溶融塩抽出方式について原理実証済 ⇒循環ループ装置での実証必要
			材料共存性	強磁場下、循環ループシステム内での腐食制御技術確立	運転温度で、腐食減肉10年間で 1 mm 以下	低放射化フェライト鋼-流動FLiNaK, 流動Li、バナジウム合金-流動リチウムで達成済み ⇒ 強磁場下腐食試験 流動FLiB　FLiN B での試験
				冷却材不純物制御、純化技術確立	運転温度で、腐食減肉10年間で 1 mm 以下 【FLiNaBe, FLiBe】水分除去 【LiPb】酸素除去 【Li】酸素　窒素除去	【FLiNaBe, FLiBe】水分除去、【Li】酸素除去について原理実証済 ⇒循環ループ装置、照射下での実証必要