

NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE

LHD型磁場配位を用いたICRF支援
水素・硼素核融合炉の理論的研究
—平成14年度核融合科学研究所共同研究—
Theoretical Study for ICRF Sustained LHD Type p-¹¹B Reactor

研究代表者 核融合科学研究所 渡邊二太
Ed. by T. Watanabe

(Received - Mar. 5, 2003)

NIFS-PROC-53

Apr. 2003

This report was prepared as a preprint of work performed as a collaboration research of the National Institute for Fusion Science (NIFS) of Japan. This document is intended for information only and for future publication in a journal after some rearrangements of its contents.

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to the Research Information Center, National Institute for Fusion Science, Oroshi-cho, Toki-shi, Gifu-ken 509-5292 Japan.

RESEARCH REPORT
NIFS-PROC Series

LHD 型磁場配位を用いた ICRF 支援 水素・硼素核融合炉の理論的研究

Theoretical Study for ICRF Sustained LHD Type p-¹¹B Reactor

Ed. by Tsuguhiro WATANABE

— 平成 14 年度核融合科学研究所共同研究 —

研究代表者 核融合科学研究所 渡辺 二太

Contents

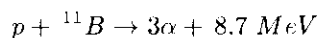
	概要 (Abstract)			2
1	序 (Introduction)	核融合科学研究所 National Institute for Fusion Science	渡辺 二太 WATANABE, T.,	3
2	アドバンスド燃料核融合とその課題 (Advanced Fusion Reactor)	核融合科学研究所 National Institute for Fusion Science	富田 幸博 TOMITA, Y.,	7
3	D- ³ He ヘリカル炉のイグニッション 接近 (Ignition Access in a D- ³ He Helical Reactor)	九州東海大学工学部 Kyushu Tokai University	御手洗 修 MITARAI, O.,	15
4	水素・硼素核融合炉の着火条件 (Ignition Condition for p- ¹¹ B Reactor)	核融合科学研究所 National Institute for Fusion Science	渡辺 二太 WATANABE, T.,	24
付録	研究会プログラム (Workshop Program)			37

Abstract

At present, the energy sources are diversifying as shown in the spread of wind-power generation and the use of biomass energy. But, the quantitative increase of the energy consumed is always accompanied by the shift to a more clean and environmentally friendly energy resource. This will be an invariable principle proved by the history of mankind and will also apply to the nuclear fusion research.

The fuel which can most easily sustain a thermonuclear reaction is a mixture of deuterium (D) and tritium (T). Notwithstanding the substantial advantages, the D-T reaction has several drawbacks produced by T breeding and fast neutron handling. Therefore, research on advanced nuclear fusion fuels continues.

Proton-Boron fusion reactor (p-¹¹B Reactor)



probably offers the ultimate energy resource on the earth, because,

- the fuels (Proton and Boron) are ubiquitous on the earth , and
- fast neutrons are not generated.

It has been, however, considered, in the Proton-Boron fusion reactor that bremsstrahlung power loss is too large to satisfy the ignition condition, because the atomic number of boron is so large ($Z_B = 5$). But, the progress of LHD experimental and theoretical studies have brought a new prospect for the Proton-Boron fusion reactor.

- Production and confinement of high-energy particles by ICRF heating in the LHD.
- Possibility of high β plasma confinement in LHD.

ICRF can sustain the high-energy proton to the optimal level for the fusion reaction, and can be controlled not to produce the unnecessary extra-high energy proton which produce slow neutrons by the side-reaction.

This is a summary of the workshop on " Theoretical Study for ICRF Sustained LHD Type p-¹¹B Reactor " held in National Institute for Fusion Science (NIFS) on July 25, 2002. In the workshop, study of LHD type D-³He reactor is also reported. A review concerning the advanced nuclear fusion fuels is also attached. This review was reported at the workshop of last year.

The development of the p-¹¹B reactor research which uses the LHD magnetic field configuration has been briefly summarized in §1. In §2, an integrated report on advanced nuclear fusion fuels is given. Ignition conditions in a D-³He helical reactor are summarized in §3. 0-dimensional particle and power balance equations are solved numerically assuming the ISS95 confinement law including a confinement factor (γ_{HH}). It is shown that high average beta plasma confinement, a large confinement factor ($\gamma_{HH} > 3$) and the hot ion mode ($T_i/T_e > 1.4$) are necessary to achieve the ignition of the D-³He helical reactor. Characteristics of ICRF sustained p-¹¹B reactor are analyzed in §4. The nuclear fusion reaction rate $\langle \sigma v \rangle$ is derived assuming a quasilinear plateau distribution function (QPDF) for protons, and an ignition condition of p-¹¹B reactor is shown to be possible.

Keywords: p-¹¹B reactor, advanced fusion, D-³He reactor, ignition condition, fusion reaction rate, quasilinear plateau distribution, ⁴He confinement, ⁴He exhaust, ICRF

1 序

エネルギー消費量の量的拡大はより一層清浄なエネルギー源への移行をともなってきた。人類の歴史が示したこの必然は核融合研究にも当てはまるであろう。水素・硼素核融合炉は、高速中性子を発生することがなく、燃料資源の普遍性も兼ね備えていることから、究極の核融合炉と称されてきた。

水素・硼素核融合炉は、核融合研究の黎明期における Dawson [1] の解析をはじめとして、先進核融合炉の一つとして研究されてきた [2], [3], [4]。だが、硼素の原子番号が 5 ($Z_B = 5$) と大きいため制動放射損失が核融合反応出力を上回るとは難しく水素・硼素核融合炉の実現可能性は低いと結論されている [4]。

しかしながら、核融合研究の進展は水素・硼素核融合炉の実現に向けての新しい展望を切り開きつつあるように見える。

その一つは LHD における ICRF 加熱研究によってもたらされた。LHD の第 3 サイクルにおける ICRF 実験では 60keV を超える高エネルギー粒子生成 [5] と高い加熱効率 [6] が確認され、LHD にはロスコーンと称されるものは存在せず極めて高い高エネルギー粒子保持能力が存在しているとする計算機解析結果 [7] が裏付けられた。これに力づけられ、LHD 磁場配位下での ICRF 粒子軌道解析プログラムを作成した。このプログラムにより、LHD 型磁場配位は現装置においてもプロトンを MeV 領域にまで加速・保持できることを確認した [8], [9]。速波を用いたイオン加熱機構としては、遁走イオン加熱機構が提唱された [10]。LHD における ICRF 波動伝搬解析と、遁走イオン加熱機構を取り入れた輸送解析が行われ、加熱電力の増大とともに加熱効率の上昇できることが示された [11], [12]。さらに、第 5 サイクル LHD 実験では 600keV 超のプロトン生成が確認されるまでになっている。遁走イオン加熱機構の下では、プロトンの定常分布は高エネルギー部分に裾を引く形状（準線形平坦分布）となることが期待され、このときには、核融合反応率 $\langle \sigma v \rangle$ の上昇がもたらされる。

核融合研究のもう一つの新しい展望は高ベータプラズマ保持の可能性を指摘する理論解析、実験研究で示され始めている。プラズマに十分な加熱電力を投入すれば、完全 $\beta = 1$ プラズマを表面磁場で保持できるとする理論・計算機解析結果が発表された [13], [14], [15]。通常の反磁性効果とは異なり、プラズマ柱の軸方向に流れる表面電流がプラズマを支える表面磁場を形成する。この表面磁場形成機構の原

理実験はストリングプラズマを用いて行われ、物理学会で報告された [16]。プラズマの加熱によって実現する完全 $\beta = 1$ プラズマ保持機構は超伝導体のマイスナー効果の発現と類似している。エネルギー収支を計算することで、表面磁場による完全 $\beta = 1$ プラズマ保持配位への自発転移が可能であるとする理論・計算機解析結果を導くことができた [17]。ここでは、プラズマの圧力勾配が駆動する電流を反磁性電流と自発電流とに大別し、反磁性電流による完全 $\beta = 1$ プラズマ保持配位は不安定であるのに対して自発電流による完全 $\beta = 1$ プラズマ保持配位は安定であり得ることを示した。この理論解析結果は最近の JT60 による電流ホールの実験結果 [18] で強みに裏付けられていると思われる。さらに、LHD は MHD 不安定（メルシエ不安定）の領域においてもプラズマの生成・保持が可能であるとする実験結果 [19] が報告され、LHD の磁場配位の特徴がこの理由であるとする理論・数値解析結果が発表された [20], [21]。LHD の最外殻磁気面外側にはカオス磁力線領域が存在し、この領域のプラズマ圧はカオス磁力線領域を離脱し真空容器壁に到達・固定されるダイバータ磁力線の短絡効果で安定化される。磁気面領域内のプラズマは高磁気シアで安定化されるので、真空磁場でも LHD プラズマは容易に崩壊しない。この LHD に強力な加熱電力を加えるならば自発電流による表面磁場で完全 $\beta = 1$ プラズマ保持が可能と予想された [22]。

高温プラズマ保持研究の進展に同期して、LHD 型磁場配位を用いる水素・硼素核融合炉の理論研究が開始された。まず最初に、LHD 磁場における ICRF 支援核融合炉の可能性を 1 粒子モデルの下で解析した [23], [24], [25]。NBI で入射した高エネルギープロトンは核融合反応に最適なエネルギー領域を通過した後、熱化するだけであるのに対し、ICRF を用いればプロトンのエネルギーを核融合反応に最適なエネルギーレベルに維持可能となる。このため、ICRF の支援をうける水素・硼素核融合炉の Q 値は 1 を越えるのが可能と示された。

実用的水素・硼素核融合炉を実現するには、自律的核燃焼の持続が必要と思われる。核融合反応で生成されるアルファ粒子のエネルギーで燃料プロトンを核燃焼可能なレベルへ加熱するには、高エネルギーアルファ粒子を LHD 磁場に一定時間保持できなければならない。LHD 磁場中の高エネルギーアルファ粒子の軌道解析を行い、このことが十分可能である

ことを確認した [26]. その一方, プロトンを加熱したアルファ粒子は急速に炉外に排出されることが望まれる. この, 一見すると矛盾する要求 (アルファ粒子の保持と急速排気) はアルファ粒子とプロトンのサイクロトロン振動数比が 1:2 であることに着目すると満たされる可能性がある. 速度空間非等方プラズマはサイクロトロン振動数 2 倍高調波の磁気音波を励起し [27], プロトン加熱とアルファ粒子の急速排気 [28] の同時達成を期待できるものとしている.

核融合炉においては, 炉心プラズマを取り巻く周辺プラズマの構造も重要な役割を果たしている. 核融合炉の出力を高くするには, 太いプラズマ柱全体で核燃焼させる必要がある. この太い核燃焼プラズマを周辺プラズマの薄皮で取り囲む. LHD 磁場はこの点においても優れた性質のあることを指摘しておこう. LHD における高エネルギー粒子の軌道解析結果 [7] が示しているように, ピッチ角 (磁力線と粒子の速度ベクトルとで作られる角) が立っている粒子 (磁力線に巻き付いて運動している粒子) はヘリカルコイルの中間に位置する弱磁場領域に捕捉されつつ磁気軸を周回する. この粒子の軌道貫通図をトロイダル角を定めた一つの子午面断面上に作ると, 磁気面を横断するバナナ形状のドリフト面となる. バナナの先端はほぼ最外殻磁気面に到達しているので LHD においては常に磁気面全体の温度を平滑化しようとする機構が働く. このため LHD においては密度分布, 温度分布が平坦な太い核燃焼プラズマが形成される. LHD の最外殻磁気面の外側にはカオス磁力線領域が取り巻いている. このカオス磁力線領域の磁力線は, "引き延ばし"と"たたみ込み"および, "先端一部の切り落とし"過程が繰り返されたフラクタル構造となっている [29]. この結果 LHD のダイバータ磁力線の結合長は 10km を超えることができる. 最外殻磁気面から流出する熱流束と最外殻磁気面 ダイバータ板間の温度差は磁力線結合長の逆二乗則で関係づけられ, LHD ではダイバータ板への熱流束はトカマク型に比べて大きく軽減される. LHD の周辺・ダイバータプラズマの理論モデルは文献 [30] にまとめられている. 真空容器内を飛び交う中性原子を遮蔽し, 荷電交換反応による最外殻磁気面内部の高温高密度プラズマの冷却を防ぐのは, カオス磁力線領域のプラズマである (プラズマブランケットの役割). LHD では単に磁力線結合長が長いだけでなく, ミラープラズマと同様にピッチ角の立ったプラズマはカオス磁力線領域に保持できることが無衝突軌道計算で示された [31]. [32], [33]. LHD 磁

場配位のカオス磁力線領域のプラズマは強力なプラズマブランケットの役割を發揮できると期待できる. LHD 実験でもカオス磁力線領域のプラズマによる中性原子の遮蔽効果が確認されている [34].

LHD を用いた「LHD におけるホー素プラズマ実験の提案」が 2000 年 3 月の核融合科学研究所第 75 回実験合同会合でなされた [35]. エネルギー閉じ込め比例則に対する高 Z の効果を詳細に検討し, 水素・硼素核融合反応についても詳細に検討した. 実験に付随する中性子, γ 線, 放射性同位元素に関する安全性の評価も詳細に行っている. LHD 磁場を用いる水素・硼素核融合炉の研究はこの合同会合で行った, "硼素は究極の核融合燃料である" と述べた宮澤順一博士の発言で啓発されたものであることを記し, 同氏に謝意を表します.

第 2 節には昨年度の共同研究打合会で発表された ohp コピー, 第 3, 第 4 節は今年度の共同研究打合会で発表された ohp コピーを下に作成された報告である.

References

- [1] J. M. Dawson, "CTR Using the $p^{11}B$ Reaction", RPG-273, University of California, Los Angeles (1976).
- [2] J. M. Dawson, "Advanced Fusion Reactors", *Fusion edited by E. Teller (1980) vol.1 part B* (Academic Press, New York, 1980) 453-501.
- [3] MOMOTA, H., TOMITA, Y. and NOMURA Y., "An Optimization of Fusion Plasma Parameters", IPPJ-460, Institute of Plasma Physics, Nagoya University (1980).
- [4] 池上英雄, 核融合研究 I, 核融合プラズマ, (名古屋大学出版会, 名古屋, 1996), p.5.
- [5] M.Sasao, S.Murakami, M.Isobe, A.V.Krasilnikov, S.Iiduka, K.Itoh, N.Nakajima, M.Osakabe, K.Saito, T.Seki, Y.Takeiri, T.Watari, N.Ashikawa, P.deVaries, M.Emoto, H.Funaba, M.Goto, K.Ida, H.Idei, K.Ikeda, S.Inagaki, N.Inoue, S.Kado, O.Kaneko, K.Kawahata, K.Khlopenkov, T.Kobuchi, A.Komori, S.Kubo, R.Kumazawa, S.Masuzaki, T.Minami, J.Miyazawa, T.Morisaki, S.Morita, S.Muto, T.Mutoh, Y.Nagayama, Y.Nakamura, H.Nakanishi, K.Narihara, K.Nishimura, N.Noda,

- T. Notake, Y. Liang, S. Ohdachi, N. Ohyabu, Y. Oka, T. Ozaki, R. O. Pavlichenko, B. J. Peterson, A. Sagara, S. Sakakibara, R. Sakamoto, H. Sasao, K. Sato, M. Sato, T. Shimozuma, M. Shoji, H. Suzuki, M. Takechi, N. Tamura, K. Tanaka, K. Toi, T. Tokuzawa, Y. Torii, K. Tsumori, H. Yamada, I. Yamada, S. Yamaguchi, S. Yamamoto, M. Yokoyama, Y. Yoshimura, K. Y. Watanabe and O. Motojima "Study of Energetic Ion Transport in the Large Helical Device" Fusion Energy 2000, 18th Conference Proceedings, Sorrento (IAEA, 2000), EX9/1.
- [6] T. Watari, T. Mutoh, R. Kumazawa, T. Seki, K. Saito, Y. Torii, Y. Zhao, D. Hartmann, H. Idei, S. Kubo, K. Ohkubo, M. Sato, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, K. Ikeda, O. Kaneko, Y. Oka, M. Osakabe, Y. Takeiri, K. Tsumori, N. Ashikawa, P. de Vries, M. Emoto, A. Fukuyama, H. Funaba, M. Goto, K. Ida, S. Inagaki, N. Inoue, M. Isobe, K. Itoh, S. Kado, K. Kawahata, T. Kobuchi, K. Khlopenkov, A. Komori, A. V. Krasilnikov, Y. Liang, S. Masuzaki, K. Matsuoka, T. Minami, J. Miyazawa, T. Morisaki, S. Morita, S. Murakami, S. Muto, Y. Nagayama, Y. Nakamura, H. Nakanishi, K. Narihara, K. Nishimura, N. Noda, A. T. Notake, S. Ohdachi, N. Ohyabu, H. Okada, M. Okamoto, T. Ozaki, R. O. Pavlichenko, B. J. Peterson, A. Sagara, S. Sakakibara, R. Sakamoto, H. Sasao, M. Sasao, K. Sato, S. Satoh, T. Satow, M. Shoji, S. Sudo, H. Suzuki, M. Takechi, N. Tamura, S. Tanahashi, K. Tanaka, K. Toi, T. Tokuzawa, K. Y. Watanabe, T. Watanabe, H. Yamada, I. Yamada, S. Yamaguchi, S. Yamamoto, K. Yamazaki, M. Yokoyama, Y. Hamada, O. Motojima, M. Fujiwara, "The Performance of ICRF Heated Plasmas in LHD", Fusion Energy 2000, 18th Conference Proceedings, Sorrento (IAEA, 2000), EX8/4.
- [7] 渡辺二太, 羽鳥尹承, 石田亨, "大型ヘリカル装置 (LHD) における粒子軌道の数値解析", 核融合研究 68 (1992) 298-327.
- [8] 永浦辰彦, 松本裕, 伊藤泰壽, 及川俊一, 板垣正文, 渡辺二太, "LHD における ICRF 印加時の粒子軌道解析", プラズマ・核融合学会第 17 回年会予稿集 (2000) p186.
- [9] 永浦辰彦, "LHD における ICRF 印加時の粒子軌道解析", 北海道大学大学院工学研究科量子エネルギー工学専攻修士論文 (2001).
- [10] 渡辺二太, 笹尾真実子, 磯部光孝, 熊沢隆平, 関哲夫, 武藤敬, 渡利徹夫, 永浦辰彦, 及川俊一, "LHD の ICRF における遁走イオン加熱", 第 3 回核融合エネルギー連合講演会予稿集 (2000) p113.
- [11] 渡辺二太, 永浦辰彦, 松本裕, 及川俊一, "ICRF で保持された LHD プラズマの理論解析", 日本物理学会講演概要集, 第 55 回年次大会, 第 2 分冊 (2000) p151.
- [12] 渡辺二太, 永浦辰彦, 松本裕, 及川俊一, "LHD における ICRF の波動伝搬と輸送解析", プラズマ・核融合学会第 17 回年会予稿集 (2000) p156.
- [13] 渡辺二太, 高山一男, "表面磁場を用いた完全 $\beta = 1$ プラズマの保持", 統計数理研究所共同研究レポート 110 (統計数理研究所, 1998) p 21.
- [14] 渡辺二太, 高山一男, 利根川昭, 河村和孝, "表面磁場による $\beta = 1$ プラズマの保持", 日本物理学会講演概要集, 第 53 回年会, 第 4 分冊 (1998) p837.
- [15] 渡辺二太, 高山一男, 利根川昭, 河村和孝, "表面磁場による $\beta = 1$ プラズマ保持の安定性解析", 日本物理学会講演概要集, 1998 年秋の分科会, 第 4 分冊 (1998) p987.
- [16] 藤木弘, 松原章浩, 利根川昭, 河村和孝, 高山一男, 渡辺二太, 大藪修義, "ストリングプラズマ流周辺の軸方向電流による反磁性", 日本物理学会講演概要集, 第 56 回年次大会, 第 2 分冊 (2001) p166.
- [17] 渡辺二太, 高山一男, 利根川昭, 河村和孝, 北條仁士, "表面磁場による完全 $\beta = 1$ プラズマ保持配位への自発転移", 第 4 回核融合エネルギー連合講演会予稿集 (2002) p96.
- [18] T. Fujita, T. Oikawa, T. Suzuki, S. Ide, Y. Sakamoto, Y. Koide, T. Hatae, O. Naito, A. Isayama, N. Hayashi, and H. Shirai, "Plasma Equilibrium and Confinement in a Tokamak with Nearly Zero Central Current Density in JT-60U", Phys. Rev. Letters, **87** (2001) p. 245001.
- [19] H Yamada, A Komori, N Ohyabu, O Kaneko, K Kawahata, K Y Watanabe, S Sakakibara, S Murakami, K Ida, R Sakamoto, Y Liang, J Miyazawa, K Tanaka, Y Narushima, S Morita, S Masuzaki, T Morisaki, N

- Ashikawa, L R Baylor, W A Cooper, M Emoto, P W Fisher, H Funaba, M Goto, H Idei, K Ikeda, S Inagaki, N Inoue, M Isobe, K Khlopenkov, T Kobuchi, A Kostrioukov, S Kubo, T Kuroda, R Kumazawa, T Minami, S Muto, T Mutoh, Y Nagayama, N Nakajima, Y Nakamura, H Nakanishi, K Narihara, K Nishimura, N Noda, T Notake, S Ohdachi, Y Oka, M Osakabe, T Ozaki, B J Peterson, G Rewoldt, A Sagara, K Saito, H Sasao, M Sasao, K Sato, M Sato, T Seki, H Sugama, T Shimozuma, M Shoji, H Suzuki, Y Takeiri, N Tamura, K Toi, T Tokuzawa, Y Torii, K Tsumori, T Watanabe, I Yamada, S Yamamoto, M Yokoyama, Y Yoshimura, T Watari, Y Xu, K Itoh, K Matsuoka, K Ohkubo, T Satow, S Sudo, T Uda, K Yamazaki, O Motojima and M Fujiwara, "Configuration flexibility and extended regimes in Large Helical Device", *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** (2001) A55.
- [20] WATANABE Tsuguhiko and HOJO Hitoshi, "The Marginally Stable Pressure Profile and a Possibility of High Beta Plasma Confinement in LHD", *J. Plasma Fusion Res. SERIES*, Vol. 5 (2002) (in Printing)
- [21] 渡辺 二太, 北條 仁士, "LHDにおける臨界安定圧力分布の形状", *プラズマ・核融合学会第18回年会予稿集* (2001), p153.
- [22] 渡辺 二太, 北條 仁士, "LHDにおける高ベータプラズマ保持", *日本物理学会講演概要集*, 第57回年次大会, 第2分冊 (2002) p216.
- [23] Matsumoto, Y., Nagaura, T., Itoh, Y., Oikawa, S. and Watanabe, T., "LHD type Proton-Boron Reactor and the Control of its Peripheral Potential Structure", *J. plasma Fusion Res. SERIES*, **4** (2001) p.422.
- [24] 松本裕, 永浦辰彦, 伊藤泰善, 及川俊一, 渡辺二太, "ICRFで維持されたLHD型プロトン-ボロン核融合炉のエネルギーバランスの解析", *日本物理学会講演概要集*, 第56回年次大会, 第2分冊 (2001) p171.
- [25] 松本裕, 伊藤泰善, 及川俊一, 渡辺二太, "ICRFで維持されたLHD型プロトン-ボロン核融合炉のエネルギーバランスの解析-II", *日本物理学会講演概要集*, 2001年秋季大会, 第2分冊 (2001) p130.
- [26] 伊藤泰善, "LHD型プロトン-ボロン核融合炉における生成 α 粒子の閉じ込め特性", *北海道大学大学院工学研究科量子エネルギー工学専攻修士論文* (2002).
- [27] 渡辺二太, 永浦辰彦, 松本裕, 伊藤泰善, 及川俊一, "LHDのICRFにおける速度空間不安定の計算機解析", *日本物理学会講演概要集*, 第56回年次大会, 第2分冊 (2001) p171.
- [28] 渡辺 二太, 松本裕, 伊藤泰善, 及川俊一, "ICRFを用いたLHD磁場核融合炉における α 粒子の急速排気", *日本物理学会講演概要集*, 2002年秋季大会, 第2分冊 (2002) p182.
- [29] AKAO, H., "Numerical Study of Whisker Field Lines in the Periphery of the Large Helical Device", *J. Phys. Soc. JPN*, **59** (1990) p.1633.
- [30] T.WATANABE, T., MATSUMOTO, Y., OIKAWA, S., "Analytical Model for Peripheral Plasma of LHD", *J. Advanced Sci.* **11** (1999) p.211.
- [31] MATSUMOTO, Y., NAGAURA, T., OIKAWA, S. and WATANABE, T., "Mirror Confined Plasma in the Periphery of the Large Helical Device", *Transaction of Fusion Technology*, **39** (2001) 309-315.
- [32] 松本裕, 永浦辰彦, 及川俊一, 渡辺 二太, "LHD周辺磁場構造と粒子軌道, 粒子損失溝", *日本物理学会講演概要集*, 第55回年次大会, 第2分冊 (2000) p150.
- [33] MATSUMOTO, Y., OIKAWA, S. and WATANABE, T., "Field line and Particle orbit Analysis in the Periphery of the Large Helical Device", *J. Phys. Soc. JPN*, **71** (2002) 1684.
- [34] GOTO, M. and MORITA, S., "Determination of the line emission locations in a large helical device on the basis of the Zeeman effect", *Phys. Rev. E* **65** (2002) p.026401.
- [35] 宮澤順一, "LHDにおけるホー素プラズマ実験の提案", *核融合科学研究所第75回合同会合資料* (2000.3.6), 宮澤順一, 山田弘司, "LHDにおけるホー素入射実験に関する検討資料", (平成12年3月3日)

2 アドヴァンスド燃料核融合とその課題

富田 幸博 (核融合科学研究所)

Advanced Fusion Reactor

TOMITA Yukihiko

National Institute for Fusion Science, Oroshi-cho, Toki 509-5292 Japan

Abstract

従来、核融合研究は、その反応のしやすさから $D-T$ 燃料を前提にして進められてきたが、この燃料核融合には、三重水素の取り扱いや $D-T$ 反応で発生する 14 MeV 中性子のために今後開発すべき様々な工学的、技術的課題が残されている。これらの問題を回避すべく $D-D$, $D-^3\text{He}$, $p-^6\text{Li}$, $p-^{11}\text{B}$ などの $D-T$ 燃料以外の燃料を用いたいいわゆるアドヴァンスド燃料核融合の研究も進められてきた。

これらの中で、 $D-D$ 核融合は多量の三重水素を扱わず、燃料の D も容易に手に入るが、中性子発生量は $D-T$ 核融合の約半分にしかならず材料に関して抜本的な解決にはならない。中性子をほとんど発生しない $p-^6\text{Li}$, $p-^{11}\text{B}$ は非常に魅力的ではあるが、反応率が小さいために磁場核融合では数 100 keV 以上の高温プラズマ温度が要請され、輻射損失が大きくて自己点火には至らず、高温プラズマ生成などの技術的課題が達成される次々世代の燃料核融合と思われる。

残された $D-^3\text{He}$ 燃料核融合は副反応で中性子を発生するもののその量は $D-T$ 核融合の約 1/40 と少なく、中性子に起因する技術的課題を緩和すると

思われる。しかし、プラズマ温度は約 100 keV の高温度が要請され、磁場核融合ではシンクロトロン輻射損失を軽減するために高ベータ・プラズマ配位が必要となる。さらに核融合出力の多くを担う荷電粒子の出力を効率よく直接発電器を用いて電気出力に変換するためにプラズマ外部は開いた磁力線で囲まれていることが望ましい。

これらの要請を満たす配位の一つが磁場逆転配位 (FRC : Field-Reversed Configuration) である。これらの観点から 1 GWe 出力 $D-^3\text{He}/\text{FRC}$ 核融合炉の概念設計 "ARTEMIS" が遂行された。その結果、中性子出力は核融合出力の約 3% と少なく、第一壁への中性子負荷は 0.18 MW/m^2 , ($D-T$ 燃料核融合炉 : 2.4 MW/m^2) に抑えられており、この燃料核融合の魅力的な点が明確になった。

しかしながら、 $D-^3\text{He}$ 燃料核融合では、 $D-T$ 燃料核融合に比べて約 3 倍の高温プラズマ温度や 1 桁高いプラズマ閉じ込め性能 (プラズマ密度 \times エネルギー閉じ込め時間) が要請され、今後、高ベータ・プラズマの高性能な閉じ込め研究をさらに進める必要がある。

Outline

I. $D-T$ 燃料核融合とアドヴァンスド燃料核融合

1. $D-T$ 燃料核融合
2. $D-D$ 燃料核融合
3. 中性子を発生しない燃料核融合: $p-^6\text{Li}$ & $p-^{11}\text{B}$
4. $D-^3\text{He}$ 燃料核融合

II. $D-^3\text{He}$ 燃料を用いた核融合

1. 1GWe $D-^3\text{He}$ 燃料核融合炉の概念設計

"ARTEMIS"

2. ヘリウム-3 資源

III. まとめ

1. はじめに

これまでの核融合研究は多くの核融合燃料方式のなかで、低いプラズマ温度で反応断面積が大きいという観点から重水素 (D) と三重水素 (T) を燃料とする $D-T$ 核融合を中心に進められてきた。この燃料方式の主燃料のうち重水素は海水中に HDO の形で約 0.03 % 存在しているので海水の蒸留、電気分解による濃縮で比較的容易に入手可能であるが、三重水素は自然界に存在せず [$T(b^{-1})^3He$: 半減期 = 12.3 年]、何らかの方法で生産する必要がある。さらに、 $D-T$ 核融合反応に伴う 14 MeV 中性子による (n, g) , $(n, 2n)$, (n, p) 等の反応によって炉構造材の放射化や炉材中に水素、ヘリウムなどが作られ構造材の性能劣化が起こる。これらの課題を解決するものとして三重水素を燃料とせず中性子の発生がより少ない燃料による核融合を開発しようとする、いわゆるアドヴァンスド燃料核融合の研究が遂行されてきた[1]。ここでは $D-T$ 燃料核融合と各種アドヴァンスド燃料核融合の特徴を述べる。次にこれらのアドヴァンスド燃料核融合の中で次世代燃料核融合として有望視されている $D-^3He$ 燃料に焦点を当て、この燃料核融合に適した高温プラズマ閉じ込め方式の一つとして磁場反転配位 (FRC; Field-Reversed Configuration) プラズマ閉じ込め方式による 1GWe 核融合炉概念設計 'ARTEMIS' を紹介する。最後にアドヴァンスド燃料核融合炉開発のための課題をまとめる。

2. $D-T$ 燃料核融合とアドヴァンスド燃料核融合

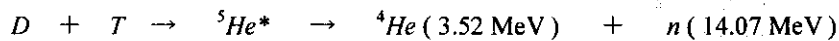
表 1 に $D-T$ 燃料核融合および代表的なアドヴァンスド燃料核融合反応、図 1 にそれらの核融合反応断面積及びマックスウエル平均核融合反応率係数を示す。ここでは、 $D-T$ 燃料核融合と各種アドヴァンスド燃料核融合の特徴を述べる。

$\cdot D$	+	T	\rightarrow	n	+	4He	+	17.59 MeV
$\cdot D$	+	3He	\rightarrow	p	+	4He	+	18.35 MeV
$\cdot D$	+	D	\rightarrow	p	+	T	+	4.03 MeV
D	+	D	\rightarrow	n	+	3He	+	3.27 MeV
$\cdot p$	+	6Li	\rightarrow	3He	+	4He	+	4.02 MeV
$\cdot p$	+	^{11}B	\rightarrow	3^4He			+	8.7 MeV

表 1 $D-T$ 燃料核融合とアドヴァンスド燃料核融合反応

2-1. $D-T$ 燃料核融合

$D-T$ 燃料核融合は 5He の複合核を経て中性子とヘリウム 4 を発生する核融合反応である。



この反応は複合核 5He の共鳴反応であるために、図 1 で明らかなように他の燃料核融合反応に比べて低プラズマ温度で大きな反応率を持っており、従来からの研究対象となっている。主燃料の中で重水素 (D) は海水中に HDO の形で約 0.03 % 存在しており、海水の蒸留、電気分解による濃縮で比較的容易に入手可能であるが、一方の三重水素 (T) は半減期 12.3 年で b 崩壊する [$T(b^{-1})^3He$: 半減期 = 12.3 年] ために自然界に存在せず、何らかの方法で生産する必要がある。その方法の一つは $D-T$ 核融合反応で発生する 14 MeV 中性子とリチウムを用いて三重水素を生成するものである。しかしながら、三重水素は水素の同位体であるために人体に容易に吸収され、その b 崩壊によって 1 g あたり $9.6 \times 10^3 \text{ Ci} (= 3.6 \times 10^{14} \text{ Bq})$ の放射線を出す。さらに発生する 14 MeV の中性子の (n, g) , $(n, 2n)$, (n, p) 等の反応によって炉構造材の放射化や炉材料中に水素やヘリウムを生成して構造材の性能を劣化させて炉の寿命を短くする。既存のオーステナイト鋼、フェライト鋼では炉の実用稼働約 30 年の間に数回の構造材の交換が必要となる。これらの理由で

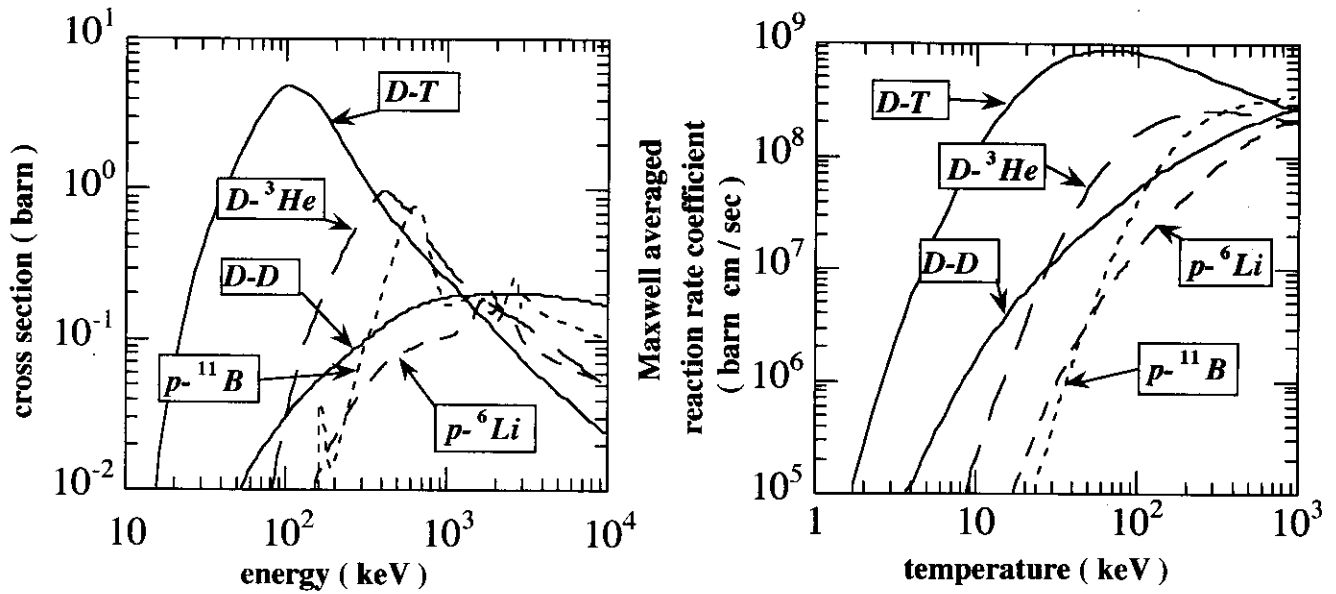


図1 (a) 核融合反応断面積及び (b) マックスウエル平均核融合反応率係数

現在、ヴァナジウム (V) やケイ素 (Si) などの低放射化材料の開発が精力的に進められている。

2-2. $D-D$ 燃料核融合

$D-D$ 燃料核融合は燃料の重水素が海水中に豊富に存在し、 $D-T$ 核融合のように三重水素増殖が不必要なために炉構造が簡単になる利点がある。しかしながら、この反応は $D-D$ 反応による 2.45 MeV の中性子のみならず、daughter reaction $D-T$ 反応によって 14 MeV の中性子を発生する。発生する中性子の量をパワー・バランスおよび粒子バランスから求めた結果を図2に示す。ここでは閉じこめパラメータを同時に示してあり、比較のために $D-T$ 燃料核融合の結果も示してある。

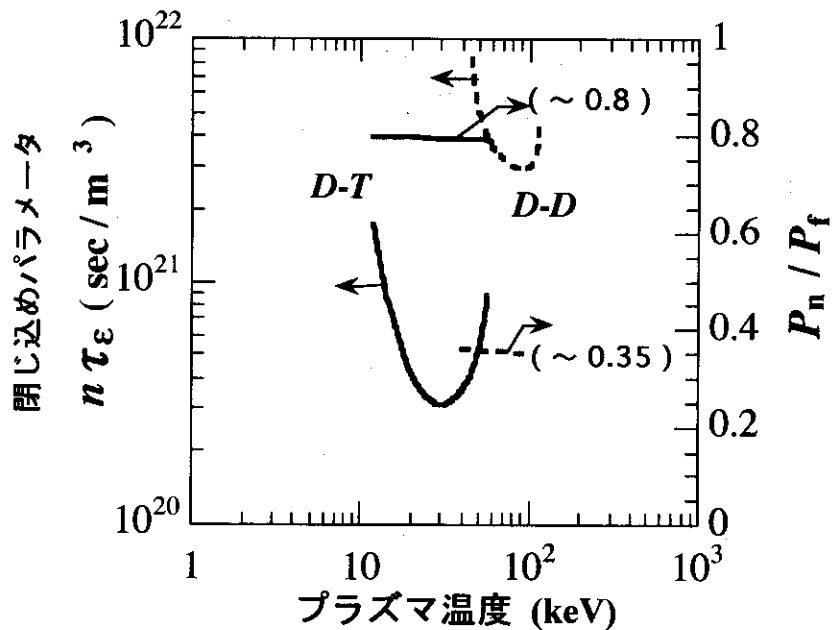


図2. $D-D$ 燃料核融合における自己点火条件における閉じこめパラメータと核融合出力に対する中性子出力。

この図から明らかなように D-D 燃料核融合は D-T 燃料核融合に比べて数倍の高温プラズマ温度、および一桁高いプラズマ閉じ込めが要請されるが、中性子の発生量は D-T 核融合の約半分に減少するだけで、中性子に対する課題の根本的な解決にはならない。

2-3. $p\text{-}^6\text{Li}$ 及び $p\text{-}^{11}\text{B}$ 燃料核融合

これらの燃料核融合は主反応、daughter reaction から中性子をほとんど発生しない点で非常に魅力のある燃料核融合である。しかしながら反応断面積が小さく高温のプラズマ温度が要請され、その高温では燃料の原子番号が大きいため放射損失（制動放射、シンクロトロン放射）が大きくなる。図3に要請されるプラズマ温度とプラズマ Q 値（入力に対する出力の比）をプラズマ閉じこめ三重積の関数として示した。これらの燃料核融合では 100 keV 以上のプラズマ温度が要請され、それでも入力パワーが出力パワーを上回ることは現在の段階では困難である。

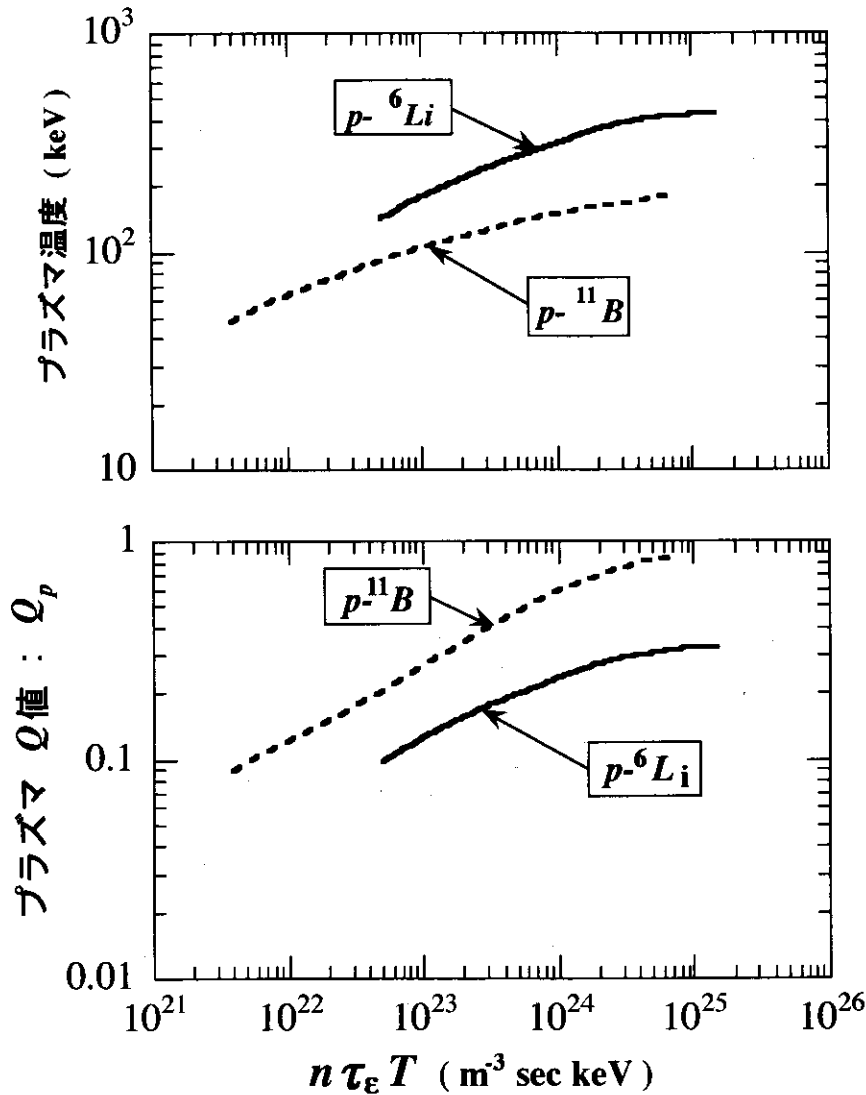


図3. $p\text{-}6\text{Li}$, $p\text{-}11\text{B}$ 燃料核融合において要請されるプラズマ温度とプラズマ Q 値のプラズマ閉じこめ三重積依存性。

2-4. $D-^3He$ 燃料核融合 [2]

この燃料核融合は $D-T$ 核融合のミラー反応で、 5Li 複合核の共鳴反応であるために比較的大きな反応断面積を持っている。さらに三重水素を燃料としないので増殖の必要がなく炉構造が簡単になる。燃料の重水素は海水中に十分存在するがヘリウム3燃料は地球上にはわずかしかな存在しないが、月面上や木星などのガス状惑星には十分多量に存在する。

$D-^3He$ 燃料核融合で要請される閉じこめパラメータと中性子発生量をプラズマ温度の関数として図4に示した。ここには参考として $D-T$, $D-D$ 燃料核融合の値も示した。

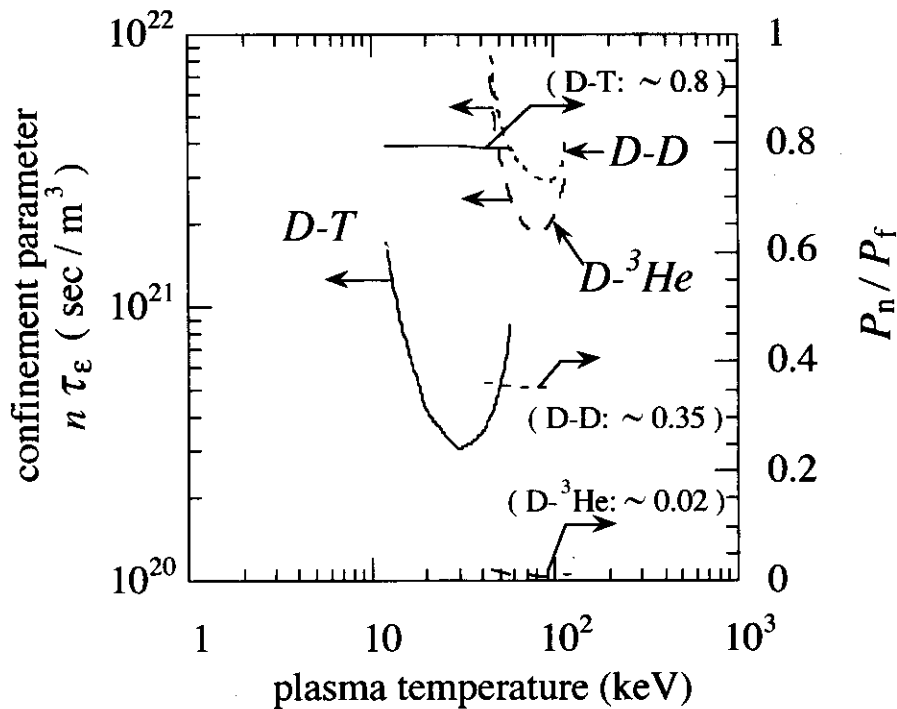


図4. $D-^3He$ 燃料核融合で要請される閉じこめパラメータと中性子出力のプラズマ温度依存性。

この燃料核融合は $D-T$ 核融合に比べてより高温 (30 keV → 80 keV) で、より高い閉じこめ性能 ($3 \times 10^{20} \rightarrow 2 \times 10^{21}$ sec/m³) が要請されるが、発生する中性子は $D-T$ 核融合の約 1/40 と非常に少ない。このために中性子に起因する多くの課題が緩和される。

3. 1 GWe $D-^3He$ 燃料核融合炉概念設計 'ARTEMIS'

$D-^3He$ 燃料を用いた逆転磁場配位 (FRC : Field-Reversed Configuration) による 100 万 kW 電気出力核融合炉概念設計 "アルテミス" [3] の概念図を図5に示した。ここでは核融合出力に対する中性子出力を最小にすることで最適化が行われた。図6に "アルテミス" の plasma parameters を示した。1 GWe 電気出力に対する中性子出力は約 3% と非常に少ない。しかし、必要なプラズマ温度が約 100 keV と高温になることもさることながら、約 6 秒と非常に長いエネルギー閉じ込め時間が要請される。同様の engineering parameters を図7に示した。約 1.8 GW の核融合出力の 1/3 が従来の熱変換器を、1/3 が閉じ込め部から漏洩する熱的成分の直接エネルギー変換器を用いて電力に変換される。残りの 1/3 は核融合反応で発生する 15 MeV 陽子で直接エネルギー変換器で電力に変換し、全体として 57% の高発電プラント効率が得られている。プラズマ閉じ込め第一壁への中性子負荷は従来の $D-T$ 燃料核融合の1桁以上小さい 0.2 MW/m² となっている。 $D-^3He$ 核融合で問題となるのは一方の燃料である 3He である。"アルテミス"での粒子流れ図を図8に示す。100 万 kW $D-^3He$ 核融合炉では年間約 64 kg の 3He が必要となる。地上の 3He は非常に希薄 (大気中体積比 : 7.3×10^{-12}) であるために回収して利用するのは困難である。しかし、月面上には 100 万トン、その他木星や土星等のガス状惑星には約 10^{23} kg のヘリウム3の存在が見積もられている。

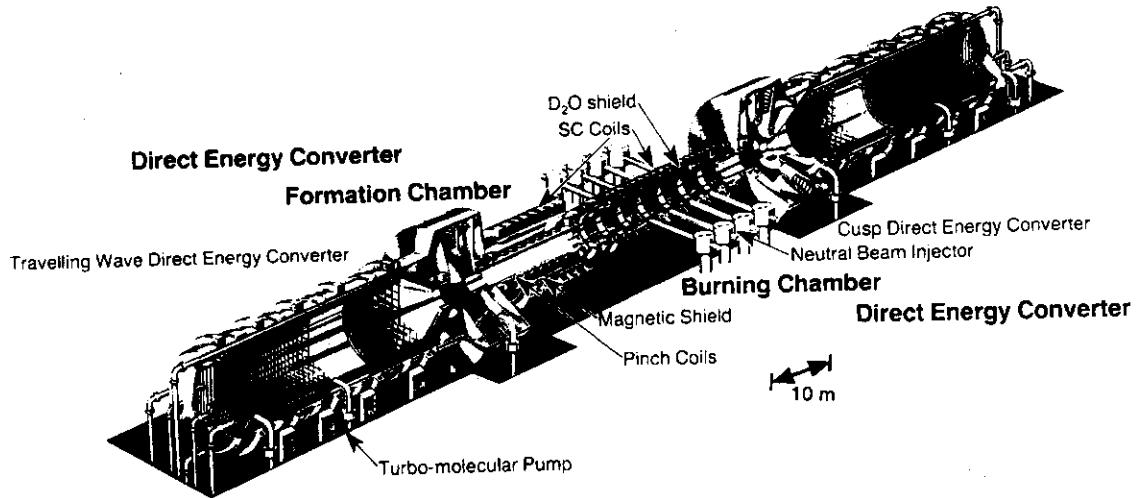


図5. $D-3He$ /FRC 100 万 kW 電気出力核融合炉概念設計”アルテミス”の概念図。

◇ プラズマ密度 :	$n = 5.1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
◇ 燃料イオン密度比 :	$n_{3He} / n_D = 1.35$
◇ プラズマ温度 :	$T = 83.5 \text{ keV}$
◇ 印加磁場 :	$B_{ext} = 5.36 \text{ T}$
◇ 平均 β 値 :	$\langle \beta \rangle = 0.98$
◇ エネルギー閉じ込め時間 : :	$\tau_e = 6.9 \text{ sec}$
◇ 核融合出力 :	$P_f = 1757 \text{ MW}$
◇ 電気出力に対する 中性子出力 :	$P_n / P_{net} = 0.032$
◇ プラズマ半径 × プラズマ長 :	$r_s = 1.68 \text{ m}$ $\times l_s = 22.2 \text{ m}$
◇ プラズマ電流 :	$I_p = 189 \text{ MA}$

図6. 炉概念設計 ”アルテミス” の plasma parameters 。

◇ 核融合出力：	1,757 MW
○ 熱変換器：	668 MW
○ 直接エネルギー変換器	
(15 MeV 陽子)：	526 MW
○ 直接エネルギー変換器 (熱的成分)：	563 MW
◇ 電気出力：	1,000 Mwe
○ 発電プラント効率：	57 %
◇ 全重量：	4,900 tons
◇ 全長：	160 m
◇ 第一壁の半径：	2.28 m
○ 第一壁への熱負荷：	2.0 MW / m ²
・ 制動輻射	= 1.987 MW / m ² (99.3 %)
・ シンクロトロン輻射	= 0.013 MW / m ² (0.7 %)
○ 第一壁への中性子負荷：	0.18 MW / m ²
・ D-T	: 0.118 MW / m ² (65.6 %)
・ D-D	: 0.062 MW / m ² (34.4 %)
・ 参考：D-T 燃料核融合の 14 MeV 中性子壁負荷	= 2~4 MW / m ²

図7. 炉概念設計 "アルテミス" の engineering parameters。

1 GWe 磁場反転配位 / D-³He 核融合炉 "ARTEMIS"
粒子の流れ図

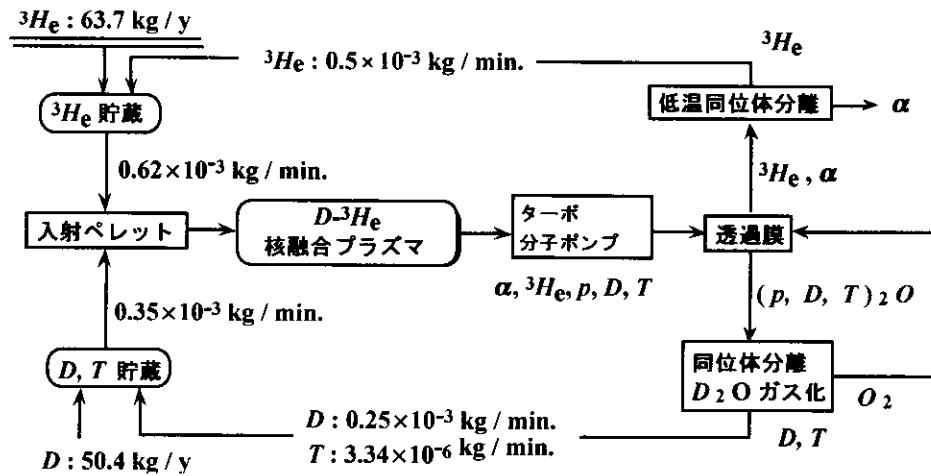


図8. 炉概念設計 "アルテミス" の粒子流れ図。

4. まとめとアドヴァンスド燃料核融合の課題

以下にまとめとアドヴァンスド燃料核融合の課題を列挙する。

- 1) $D-T$ 燃料核融合は、その反応率の高さゆえこれまでの研究対象であったが、発生する 14 MeV 中性子に起因する工学的な多くの課題が残されている。
- 2) $D-T$ 燃料核融合の次世代と考えられてきた $D-D$ 燃料核融合は、燃料の重水素が容易に手に入り、三重水素の増殖が不必要という利点はあるが、その達成の困難さに比べて中性子は半減するのみで、材料等に課せられた多くの課題は残されたままである。
- 3) $p-{}^6\text{Li}$, $p-{}^{11}\text{B}$ などの中性子をほとんど発生しない核融合は、その達成の困難さから、高温プラズマ生成技術などの技術開発が達成される次々世代の燃料核融合と思われる。
- 4) $D-{}^3\text{He}$ 燃料核融合は、大きな反応率、三重水素増殖の必要性や中性子の発生のお少なから魅力的な点を多く持っているが、燃料の ${}^3\text{He}$ の入手やこの燃料核融合の特徴を生かすための開いた磁力線を持つ高性能な高 b プラズマ閉じ込め配位の開発研究が必要である。

参考文献

- [1] H.Momota, Y.Tomita, and Y.Nomura, IPPJ-460 (Institute of Plasma Physics, Nagoya Univ., Nagoya, 1980).
- [2] 小特集「 $D-{}^3\text{He}$ 核融合とその開発課題」、百田弘、石田昭男、岡田成文、神前康次、後藤誠一、富田幸博、中尾安幸、西川正史、野木靖之、*J. of Plasma and Fusion Research*, **71** (1995) 481.
- [3] H.Momota, O.Motojima, M.Okamoto, S.Sudo, Y.Tomita, S.Yamaguchi, A.Iiyoshi, M.Onozuka, M.Ohnishi, and C.Uenosono, *Proc. Seventh Int. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems*, Makuhari, Chiba, Japan 20 - 24 September 1993 (1993) p.16.

3 D-³He ヘリカル炉のイグニッション接近

御手洗 修 (九州東海大学工学部)

Ignition access in a D-³He Helical Reactor

MITARAI Osamu

Kyushu Tokai University, 9-1-1, Toroku, Kumamoto, 862-8652, Japan

Abstract

Ignition access in a D-³He helical reactor is studied based on 0-dimensional particle and power balance equations for deuterium, tritium, helium-3, alpha ash, proton ash, electron density and temperature. The calculations are based on the following experimental facts observed in LHD.

- Energy confinement time is given by ISS95 confinement law including a confinement factor (γ_{HH}).

$$\begin{aligned}\tau_E &= \gamma_{HH} \times 1.6 \times \tau_{E,ISS95} \\ &= \gamma_{HH} \times 1.6 \times 0.079 \times (\iota_{2/3})^{0.4} \\ &\quad \times \left(\frac{\bar{n}}{10^{20}} \right)^{0.51} B_0^{0.83} \bar{a}^{2.21} \frac{R_0^{0.65}}{P_H^{0.59}},\end{aligned}$$

where \bar{a} , R_0 , \bar{n} and B_0 are average minor radius, major radius, average density and magnetic field intensity on magnetic axis, respectively, in SI unit. $\iota_{2/3}$ is the rotational transform at the magnetic surface whose mean radius is equal to $2\bar{a}/3$. P_H is total heating power in MW unit.

- No clear transition from L to H mode in LHD. The external heating power P_{EXT} is applied to expand the density limit, not to maintain the H-mode regime.

Density and temperature are assumed to be in appropriate profiles. Deuterium and ³He fueling are controlled by the fusion power P_f signal based on PID control algorithm. Proportional integral control is employed with integration time

$T_{int} > 20$ sec. Derivative control is not employed ($T_d = 0$).

The fuel ratio is assumed to be $n_D : n_{^3He} = 2 : 1$, and, the particle confinement time ratios are assumed to be

$$\tau_D/\tau_E = \tau_T/\tau_E = \tau_p/\tau_E = \tau_{He}/\tau_E = \tau_\alpha/\tau_E = 2 \simeq 2.5$$

The prompt loss of the fusion products is assumed to be zero.

Temporal evolutions of particle and power balance equations are solved assuming appropriate value for parameters. The results are as following.

1. D-³He ignition is possible for a helical reactor with $R_0 = 15$ m, $a = 3$ m, $B_0 = 5$ T, $\gamma_{HH} = 3$, high beta of $\bar{\beta} \simeq 24$ % and initial heating power of 300 MW (= P_{EXT}).
2. D-³He ignition is also possible for the smaller minor radius reactor with $\bar{a} = 2.6$ m.
3. The larger particle confinement time makes the ash fraction larger, then no ignition is achieved.

$$\tau_D/\tau_E = \tau_T/\tau_E = \tau_p/\tau_E = \tau_{He}/\tau_E = \tau_\alpha/\tau_E = 3$$

4. The final beta value can be reduced to $\bar{\beta} \simeq 15$ % by increasing the magnetic field from $B_0 = 5$ to 7 T. ($R_0 = 15$ m, $\bar{a} = 2.6$ m, $\gamma_{HH} = 3$)

Big issues for D³He ignition are achievement of higher average beta plasma confinement, a large confinement factor ($\gamma_{HH} > 3$) and the hot ion mode ($T_i/T_e > 1.4$) operation.

Contents:

1. Ignition control in a helical reactor
2. Calculated results of the temporal evolution
3. Summary and further issues

D-³Heヘリカル型核融合炉のイグニッション接近

Ignition access in a D-³He Helical Reactor

LHD型磁場配位を用いたICRF支援プロトン-ボロン核融合炉の理論的研究会

九州東海大学 御手洗 修

1. はじめに

ヘリカル核融合炉の研究分野ではD-T炉の設計も進みはじめているが、さらに実現が困難と思われるp-B核融合炉の野心的な計算も行われるようになってきた。しかし、その中間に位置すると思われるD-³He核融合炉についてはあまり検討が行われていない。筆者においてもヘリカル型D-³He炉のイグニッション領域の解析までは行った経験があるが、パラメータの時間発展についてはまだ計算したことがなかった。そこで、本共同研究においてこの問題を取り上げ、イグニッション接近時のパラメータの時間発展を計算して、その実現可能性について考察するとともにp-B核融合炉研究の方法論についても考える。

1. ヘリカル炉におけるイグニッション制御法.

1. 1. 0次元粒子, エネルギーバランス方程式

ここでは簡単な0次元粒子, エネルギーバランス方程式を用いる。

重水素の粒子バランス式は

$$\begin{aligned} \frac{dn_D(0)}{dt} = & (1 + \alpha_n) S_D(t) - \frac{n_D(0)}{\tau_D^*} \\ & - (1 + \alpha_n) \left[n_D(0) n_T(0) \overline{\langle \sigma v \rangle_{DT}(x)} + n_D(0)^2 \left\{ \overline{\langle \sigma v \rangle_{DDPT}(x)} + \overline{\langle \sigma v \rangle_{DDHE3}(x)} \right\} + n_D(0) n_{HE3}(0) \overline{\langle \sigma v \rangle_{DHE3}(x)} \right] \end{aligned} \quad (1)$$

³Heについては

$$\frac{dn_{HE3}(0)}{dt} = (1 + \alpha_n) S_{HE3}(t) + (1 + \alpha_n) \left\{ \frac{n_D(0)}{2} \overline{\langle \sigma v \rangle_{DDHE3}(x)} - n_D(0) n_{HE3}(0) \overline{\langle \sigma v \rangle_{DHE3}(x)} \right\} - \frac{n_{HE3}(0)}{\tau_{HE3}^*} \quad (2)$$

トリチウムについては

$$\frac{dn_T(0)}{dt} = (1 + \alpha_n) \left\{ \frac{n_D(0)}{2} \overline{\langle \sigma v \rangle_{DDPT}(x)} - n_D(0) n_T(0) \overline{\langle \sigma v \rangle_{DT}(x)} \right\} - \frac{n_T(0)}{\tau_T^*} \quad (3)$$

ヘリウム灰については

$$\frac{dn_{\alpha}(0)}{dt} = (1 + \alpha_n) \left\{ n_D(0)n_T(0) \overline{\langle \sigma v \rangle}_{DT}(x) + n_D(0)n_{HE3}(0) \overline{\langle \sigma v \rangle}_{DHE3}(x) \right\} - \frac{n_{\alpha}(0)}{\tau_{\alpha}^*} \quad (4)$$

プロトン灰については

$$\frac{dn_p(0)}{dt} = (1 + \alpha_n) \left\{ \frac{n_D(0)}{2} \overline{\langle \sigma v \rangle}_{DDPT}(x) + n_D(0)n_{HE3}(0) \overline{\langle \sigma v \rangle}_{DHE3}(x) \right\} - \frac{n_p(0)}{\tau_p^*} \quad (5)$$

電荷中性条件を用いて電子密度を計算する.

$$n_e(0) = n_D(0) + n_T(0) + 2n_{HE3}(0) + 2n_{\alpha}(0) + n_p(0) + (1 + \alpha_n)Zn_{imp} \quad (6)$$

ただし, 温度, 密度分布は $T_i(x)/T_i(0) = T_e(x)/T_e(0) = (1-x^2)^{\alpha T}$, $n(x)/n(0) = n_D(x)/n_D(0) =$

$$n_{HE3}(x)/n_{HE3}(0) = n_T(x)/n_T(0) = n_p(x)/n_p(0) = n_{\alpha}(x)/n_{\alpha}(0) = (1-x^2)^{\alpha n}$$

エネルギーバランス方程式は

$$\begin{aligned} \frac{dT_i(0)}{dt} = & \frac{1 + \alpha_n + \alpha_T}{1.5e(f_D + f_T + 1/\gamma_i + f_{HE3} + f_{\alpha} + f_p)n_e(0)} \times \\ & \left[\left\{ \overline{P_{EXT}}/V_o + \overline{P_{DHE\alpha}} + \overline{P_{DDPT}} + \overline{P_{DDHE}} + \overline{P_{DT\alpha}} \right\} - \left\{ \overline{P_L} + \overline{P_b} + \overline{P_S} \right\} \right] \\ & - \frac{T_i(0)}{(f_D + f_T + 1/\gamma_i + f_{HE3} + f_{\alpha} + f_p)} \times \\ & \left[\left\{ 1 + \frac{1}{\gamma_i(1 - (1 + \alpha_n)Zf_{imp})} \right\} \frac{1}{n_e(0)} \left[\frac{dn_D(0)}{dt} + \frac{dn_T(0)}{dt} + \frac{dn_p(0)}{dt} \right] + \left\{ 1 + \frac{2}{\gamma_i(1 - (1 + \alpha_n)Zf_{imp})} \right\} \frac{1}{n_e(0)} \left[\frac{dn_{\alpha}(0)}{dt} + \frac{dn_{HE3}(0)}{dt} \right] \right] \end{aligned} \quad (7)$$

ここでは $T_i(0)/T_e(0)=1.4$ の高イオンモードを仮定し, 電子温度を算出する.

閉じ込めスケーリングとしてISS95則を用いる. γ_{HH} は (8) 式のようにISS95則を1.6倍したもののさらなる閉じ込め増倍度であり, 現在のLHD閉じ込めのさらなる増倍度に対応する.

$$\tau_{E,ISS95}[s] = \gamma_{HH} 1.6 \times 0.079 t_{2/3}^{0.4} n^{-0.51} [\times 10^{19} m^{-3}] B_o^{0.83} [T] a^{-2.21} [m] R^{0.65} [m] / P_H^{0.59} [MW] \quad (8)$$

以下に示すように, D-³Heヘリカル型核融合炉では $\gamma_{HH}=3.0$ は必要であり, かなりの閉じ込めの改善が要求される.

1. 2. 外部加熱パワーと燃料制御

LHD装置においてはLモードからHモードへのはっきりした遷移がないことから、ここでは密度制限スケール則を用いて外部加熱パワーの制御を行う。即ち、運転密度よりも密度限界値が高くなるように加熱パワーを印加する。ここで密度限界値を

$$\gamma_{DL0} n(0) \leq n(0)_{\text{lim}} [m^{-3}] = \frac{0.25 \times 10^{20}}{\gamma_{pr}} \sqrt{\frac{\{\bar{P}_{h,net} V_o [MW] \times 10^6\} B_o [T]}{\bar{a}^2 [m] R [m]}} \quad (9)$$

ただし、密度限界値の設定値 γ_{DL0} は常に密度の1.02倍になるように、 $\gamma_{DL0} = n(0)_{\text{lim}}/n(0) = 1.02 > 1.0$ とおく。分布係数は放物分布の場合 $\gamma_{pr} = \bar{n}/n(0) = 2/3$ 。この式より、外部加熱パワーは

$$P_{EXT}(DL) [W] = \left(\frac{\gamma_{DL0} \gamma_{pr} n(0) [m^{-3}]}{0.25 \times 10^{20}} \right) \frac{R \bar{a}^2}{B_o [T]} \times 10^6 - (P_{PF} - P_B - P_S) \quad (10)$$

ただし、 P_{PF} は全核融合生成粒子パワー、 P_B は全制動輻射パワー、 P_S は全シンクロトロン輻射パワーである。

核融合出力 P_f はD- ^3He 燃料粒子補給のPID制御によって制御される。

$$S_{DHE3}(t) = S_{DHE30} \left\{ e(P_f) + \frac{1}{T_{\text{int}}} \int_0^t e(P_f) dt + T_d \frac{de(P_f)}{dt} \right\} G_{fo}(t) \quad (11)$$

ただし、 $e(P_f) = 1 - P_f/P_{fo}(t)$ 、ここでは積分時間を $T_{\text{int}} > 20 \text{ sec}$ 、微分時間を $T_d = 0$ とし、PI制御とした。また、燃料比はD- ^3He 核融合が最も起きやすい $n_D : n_{\text{He}3} = 2 : 1$ とする。粒子閉じ込め時間のエネルギー閉じ込め時間に対する比は $\tau_D/\tau_E = \tau_{\text{He}3}/\tau_E = \tau_T/\tau_E = \tau_p/\tau_E = \tau_\alpha/\tau_E = 2 \sim 2.5$ とする。核融合生成粒子の損失はないと仮定する。

1. 3. D-³Heヘリカル核融合炉のパラメータ

ここにD-³Heヘリカル核融合炉のパラメータを表1に示す。主半径はD-Tヘリカル炉と同じR=15 mに設定し、小半径はD-T炉の1.8 mより大きく設定した。

Table 1 Parameters of D-³He helical reactor1.

Major radius:	R = 15 m
Minor radius:	a = 2.6 m (~ 3 m)
Magnetic field:	B ₀ = 7 T (~ 5 T)
Maximum external heating power:	P _{EXT} ≤ 300 MW
Enhancement factor over Present LHD (ISS95 scalingx1.6):	γ _{HH} = 3
Ash density fraction:	f _{ash} = f _p + f _α ~ 7 %
Be impurity fraction:	f _{Be} = 1 %
Effective charge:	Z _{eff} ~ 1.55
Particle confinement time ratio:	τ _D /τ _E = τ _{HE3} /τ _E = τ _T /τ _E = τ _p /τ _E = τ _α /τ _E = 2
Fusion product heating efficiency:	η _α = η _p = = 1
Wall reflectivity and Hole fraction:	R _{eff} = 0.9, f _H = 0.1
Density and Temperature profile:	α _n = 1.0, α _T = 1.0
Electron density	n(0) ~ 3.4x10 ²⁰ m ⁻³
Ion temperature	T _i (0) ~ 115 keV
Beta value	<β> ~ 15 % ~ (~ 26 %)
Fusion power	P _f ~ 3000 MW
Neutron power	P _n ~ 180 MW
Fusion product heating to plasma	P _{FP} ~ 2820 MW
Bremsstrahlung loss	P _b ~ 670 MW
Synchrotron radiation loss	P _s ~ 720 MW
Plasma conduction loss	P _L ~ 1430 MW
Average neutron wall loading	Γ _n ~ 180MW/1540 ~ 0.12 MW/m ²
Average heat flux:	Γ _h ~ 1390MW/1540 ~ 0.9 MW/m ²
Divertor heat load	Γ _r ~ 1430 MW/(2πRx0.1 m x 4 legs) ~ 38 MW/m ²

2. パラメータの時間発展の計算結果

図1に示すように、D-³He イグニッションは R = 15 m, a = 3.0 m, B₀ = 5 T のパラメータを持つヘリカル炉で可能である。このとき、 $\tau_D/\tau_E = \tau_{HE3}/\tau_E = \tau_I/\tau_E = \tau_p/\tau_E = \tau_\alpha/\tau_E = 2$ である。ただし閉じ込め増倍度は $\gamma_{HH} = 3$ と大きくなければならない。初期加熱パワーは 300 MWは必要である。図からわかるように密度は $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、温度は110 keVと高い。従って、ベータは $\langle \beta \rangle \sim 24\%$ と高くなるので、これらをヘリカル炉で実現できるかどうかは鍵になる。このような高ベータ配位の時に14MeVプロトンが閉じ込められるか否かも興味あるところである。

小半径がさらに小さくなり、a = 2.6 mとなっても、図2に示すようにやはりD-³Heイグニッションは可能である。しかし密度は $3.75 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ とさらに高くなる。

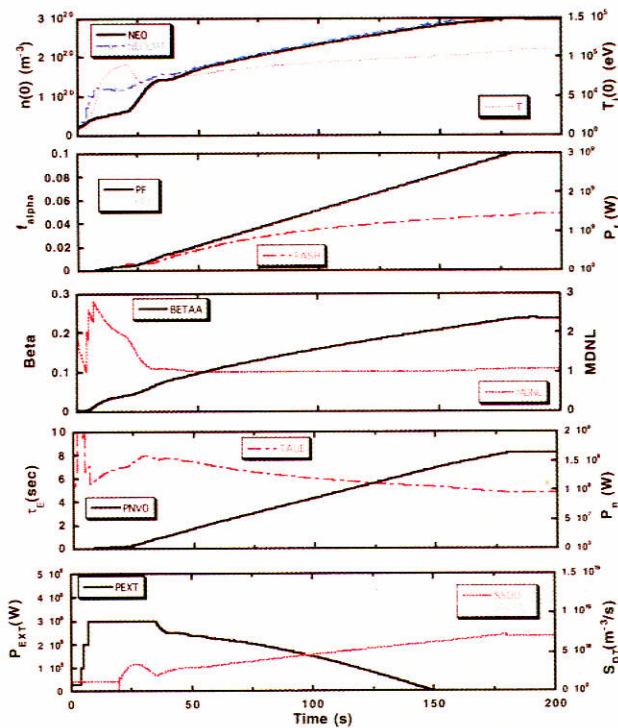


Fig. 1

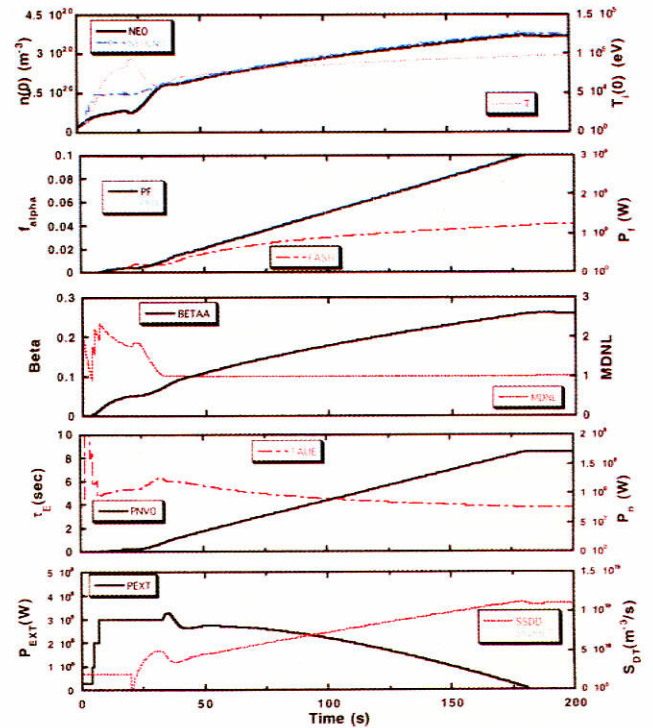


Fig. 2

粒子閉じ込め時間が長くなり、 $\tau_D/\tau_E = \tau_{HE3}/\tau_E = \tau_T/\tau_E = \tau_p/\tau_E = \tau_\alpha/\tau_E = 3$ となると、ヘリウム、プロトン灰がたまり、電荷中性条件により燃料粒子が減るために、図3に示すように、もはやイグニッションは存在せず、常に加熱パワーを加える必要があるいわゆるサブイグニッション状態になる。

なお、図4に示すように磁場強度を50～150秒において時間的に $B_0 = 5\text{ T}$ から7 Tに増大すると、最終的にベータ値を $\langle\beta\rangle \sim 15\%$ に下げることができる。(R = 15 m, a = 2.6 m, $B_0 = 5\text{ T}$, $\gamma_{HH} = 3$, $\tau_D/\tau_E = \tau_{HE3}/\tau_E = \tau_T/\tau_E = \tau_p/\tau_E = \tau_\alpha/\tau_E = 2$).

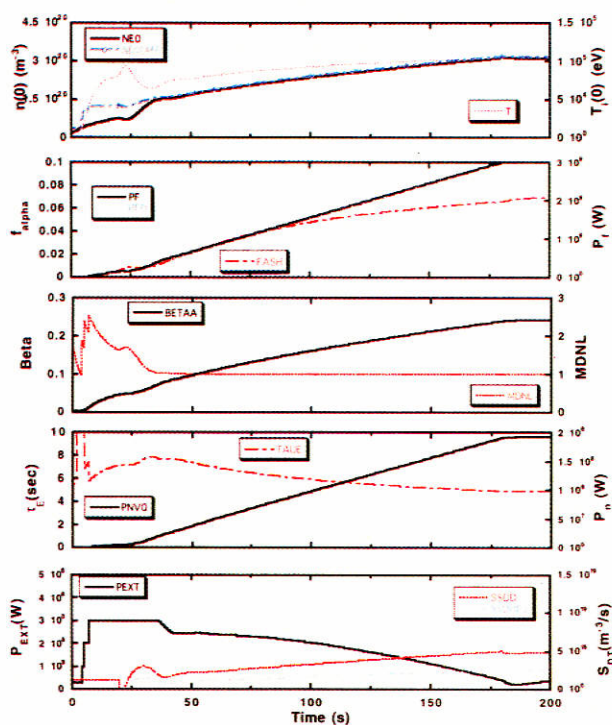


Fig. 3

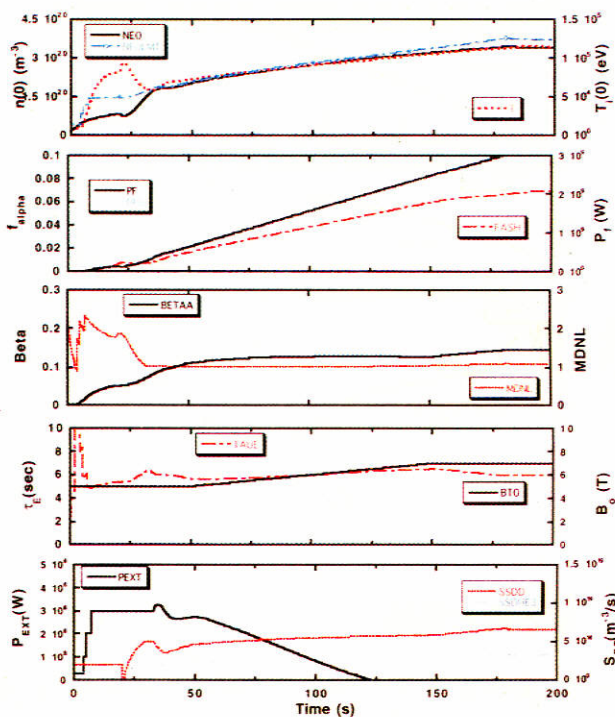


Fig. 4

図5に、参考までに、同じサイズで磁場強度 $B_0 = 5\text{ T}$ のD-Tヘリカル核融合炉 D-T-FFHR ($R = 15\text{ m}$, $a = 2.6\text{ m}$) のイグニッション接近の様子を示す。ここでは閉じ込めは、現在のLHDの閉じ込め則よりも $\gamma_{\text{HH}} = 1.8/1.6 = 1.12$ 倍の改善度が必要で、ベータ値は $\langle\beta\rangle \sim 3\%$, 初期加熱パワーは 100 MW である。即ち $R = 15\text{ m}$ のサイズのヘリカル炉はD-T, D- ^3He 炉ともに可能性があり、同時に物理設計を行える利点がある。

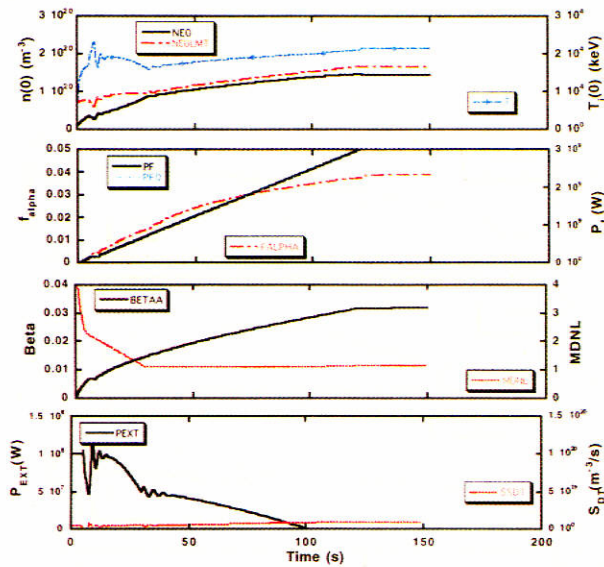


Fig. 5

3. まとめと課題

- (1) 主半径 $R = 15\text{ m}$, 主半径 $a > 2.6\text{ m}$, 磁場強度 $B_0 = 5\text{ T}$, 初期加熱パワー 300 MW , 現在のLHD閉じ込めの $\gamma_{\text{HH}} = 3$ 倍のD- ^3He ヘリカル核融合炉は高ベータが可能ならばイグニッションに達することができる可能性がある。
- (2) 閉じ込めはあまりによすぎてもよくないし、むしろやや低い閉じ込めの方がヘリウム、プロトン灰を低く保つことができるのでイグニッションには到達しやすい。磁場を低くするとシンクロトロン輻射をへらす効果があり、また閉じ込め時間も減らせるのでヘリウム、プロトン灰を低く保つことができるが、より高ベータ値が必要となる。
- (3) しかし、直面している大きな物理的課題は、
 - (1) 高ベータが必要であるが、これがヘリカルシステムでも可能かどうか？

- (2) 現在のLHDの閉じ込め則よりも3倍も大きな閉じ込めが果たして可能か？
- (3) $T_i/T_e > 1.4$ の高イオンモードが必ず必要であるから、それらを作り出すメカニズムを考え出す必要がある。

p-B 核融合炉はさらに困難であるから、その前にできるだけD-³HeやD-D核融合炉の計算を行い、そこで数値体験を積んで前進する方法をとりたい。最近、スフェリカルトカマクにおいて、D-³He核融合の実現可能性が高いことが筆者によって示されている。この炉ではイグニッションに到達できるが、D-D燃料にするとサブイグニッションまでしか達成できないところまでは明らかとなっている。さらに炉サイズを大きくすることによってD-Dイグニッション炉が可能かどうかを調べる必要がある。その結果、その炉をp-B核融合炉に適用するという風に段階的に進む方法が最もいろいろなことを明らかにできる方法ではないかと思う。

4 水素・硼素核融合炉の着火条件 (Ignition Condition for p-¹¹B Reactor)

WATANABE Tsuguhiko

National Institute for Fusion Science, Oroshi-cho, Toki 509-5292, Japan

MATSUMOTO Yutaka, NAGAURA Tatsuhiko, ITOH Yasuyoshi, OIKAWA Shun-ichi

Graduate School of Engineering, Hokkaido University, Sapporo 060-8628, Japan

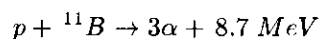
HOJO Hitoshi

Plasma Research Center, University of Tsukuba, Tsukuba, 305-8577, Japan

Introduction

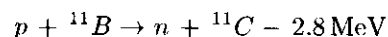
At present, the energy sources are diversifying as shown in the spread of wind-power generation and the use of biomass energy. But, the quantitative increase of the energy consumed is always accompanied by the shift to a more clean and environmentally friendly energy resource (firewood and charcoal → coal → oil → natural gas → ...). This will be an invariable principle proved by the history of mankind and will also apply to the nuclear fusion research.

Proton-Boron fusion reactor (p-¹¹B Reactor)



probably offers the ultimate energy resource on the earth, because,

- the fuels (Proton and Boron) are ubiquitous on the earth, and
- fast neutrons are not generated. The side-reaction



is an endothermal reaction and produces only slow neutrons when energy of proton exceed about 3MeV or more.

It has been, however, considered, in the Proton-Boron fusion reactor that bremsstrahlung power loss is too large to satisfy the ignition condition, because the atomic number of boron is so large ($Z_B = 5$). But, the progress of LHD experimental and theoretical studies have brought a new prospect for the Proton-Boron fusion reactor.

- Production and confinement of high-energy particles by ICRF heating in the LHD.
- Possibility of high β plasma confinement in LHD.

Particle orbits under ICRF heating in LHD is solved numerically. This study shows the following results.

- The high-energy ion is heated further more by preferentially absorbing the RF energy, i.e., the runaway ion heating mode progresses.
- LHD can confine fusion relevant high-energy (MeV range) protons.
- The LHD magnetic field can confine high-energy ions in the almost entire magnetic surface region. This nature should be sure to contribute to the economy of the fusion reactor greatly, because whole plasma column become possible to burn.

Runaway ion heating process is analyzed by Langevin equation. It is shown that the steady state proton distribution function becomes a quasi-linear plateau distribution function (QPDF).

Nuclear fusion reaction rate $\langle \sigma v \rangle$ is derived assuming a QPDF for protons, and an ignition condition of p-¹¹B reactor is analyzed and are shown to be possible to be satisfied.

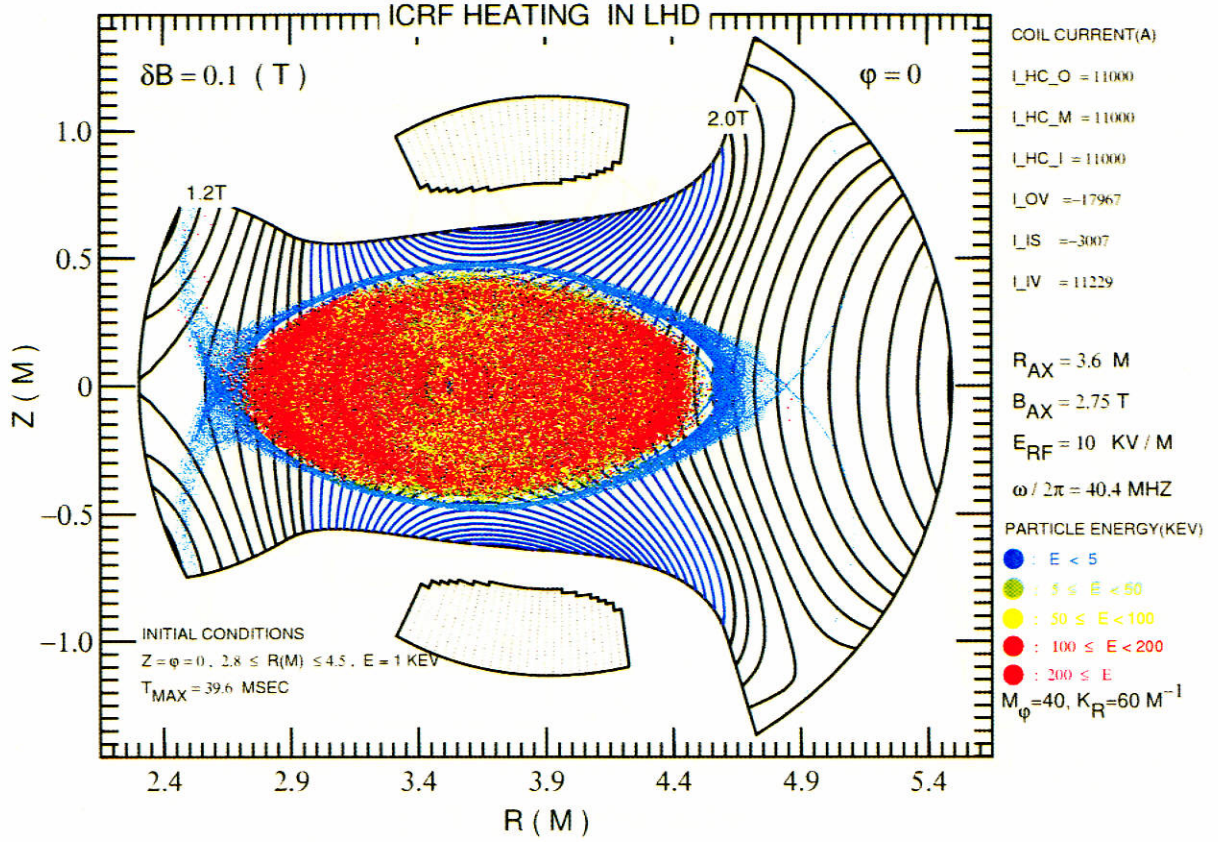


Figure 4.1: Poincare plot particle orbits under ICRF heating in LHD. The colors of the plot points are distinguished by the instantaneous particle energy. Magnetic field configuration are shown by the values of coil currents and Poincare plot of lines of force (shown by cyan-colored points). Conditions of ICRF field and initial conditions of particle motion are also listed in the figure. Cross sections of vacuum vessel wall and helical coils are also drawn.

4.1 Particle orbit under ICRF heating in LHD

To study the ICRF heating process in LHD, we have solved numerically the following equations of motion for a proton in LHD magnetic field \mathbf{B} .

$$M \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.1)$$

$$\mathbf{E}(R, \varphi, Z, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_0 \sin(m_\varphi \varphi + k_R R - \omega t) \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

where \mathbf{v} is the velocity vector of a proton, q the electric charge of proton, M the mass of a proton, E_0 the electric field strength, and ω the angular frequency, respectively. m_φ is the toroidal mode number and k_R is the radial wave number corresponding to magnetosonic wave. Collisional effects

are neglected. The starting points of protons were set on the horizontally elongated poloidal plane as

$$2.8 \text{ (m) } \leq R \leq 4.5 \text{ (m) }, \varphi = 0, Z = 0$$

where (R, φ, Z) are the cylindrical coordinates: R is the major radius coordinate, and φ denotes the toroidal angle. The initial energy of a proton was assumed to be 1 keV, and its initial pitch angles χ_0 were set to 0 or π . Such protons were numerically traced until those are reached to the vacuum vessel wall or $t \leq t_{max}$ ($= 39.6$ msec). We have investigated characteristics of particle orbits, changing E_0 , k_R , m_φ , and the magnetic configuration. An example of Poincare plots of particle orbits are shown in Fig.4.1.

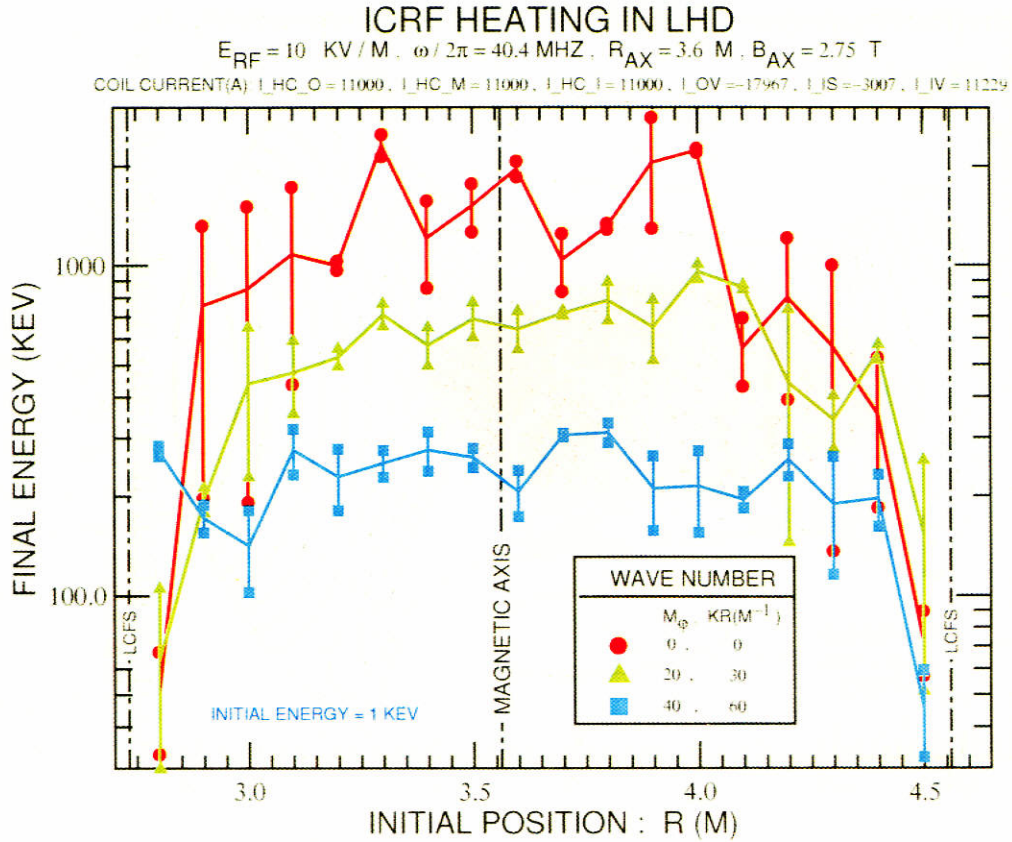


Figure 4.2: Maximum energy of ICRF heated particles in LHD. Magnetic field and ICRF field configurations are listed in the figure. Positions of the magnetic axis and the last closed flux surfaces (LCFS) are also shown in the figure.

Fig.4.2 shows the maximum energy of ICRF heated protons in LHD. Numerical results show that

- LHD can confine fusion relevant high-energy (MeV range) protons.
- The LHD magnetic field can confine high-energy protons in the almost entire magnetic surface region.
- Maximum energies of ICRF heated protons are depend on the toroidal mode number m_ϕ of ICRF Field.

The ion cyclotron resonance heating increases the particle energy in a perpendicular direction of the magnetic field. Therefore, initial passing orbit particle orbit ($\chi = 0$ or $\chi = \pi$) changes to a reflection orbit particle by ICRF heating. In LHD magnetic field configuration, reflection orbits par-

ticle can show more excellent confinement characteristics than passing orbit particles[33]. Then, the ICRF field of $m_\phi = 0$ component can accelerate protons into the highest energy range. This energy has reached to the MeV range, which is sufficient for the $p\text{-}^{11}\text{B}$ reaction, under the present magnetic field strength and the device size of the of LHD.

When toroidal mode number m_ϕ is increased, the wavenumber component along the lines of force is increased. Therefore, cyclotron resonance accelerate protons in perpendicular and parallel directions of magnetic field. At this time, the accelerated high energy protons flows out to the vacuum vessel wall along the lines of force (diverter field lines) when the pitch angle of a particle move to a transition region. Therefore, when an RF field has large toroidal mode number m_ϕ , the maximum energy of ICRF heated protons becomes relatively low (when $m_\phi \approx 40$, $E_{max} \approx 200 \sim 300 \text{ keV}$).

TIME HISTORY OF A ICRF HEATED PARTICLE IN LHD

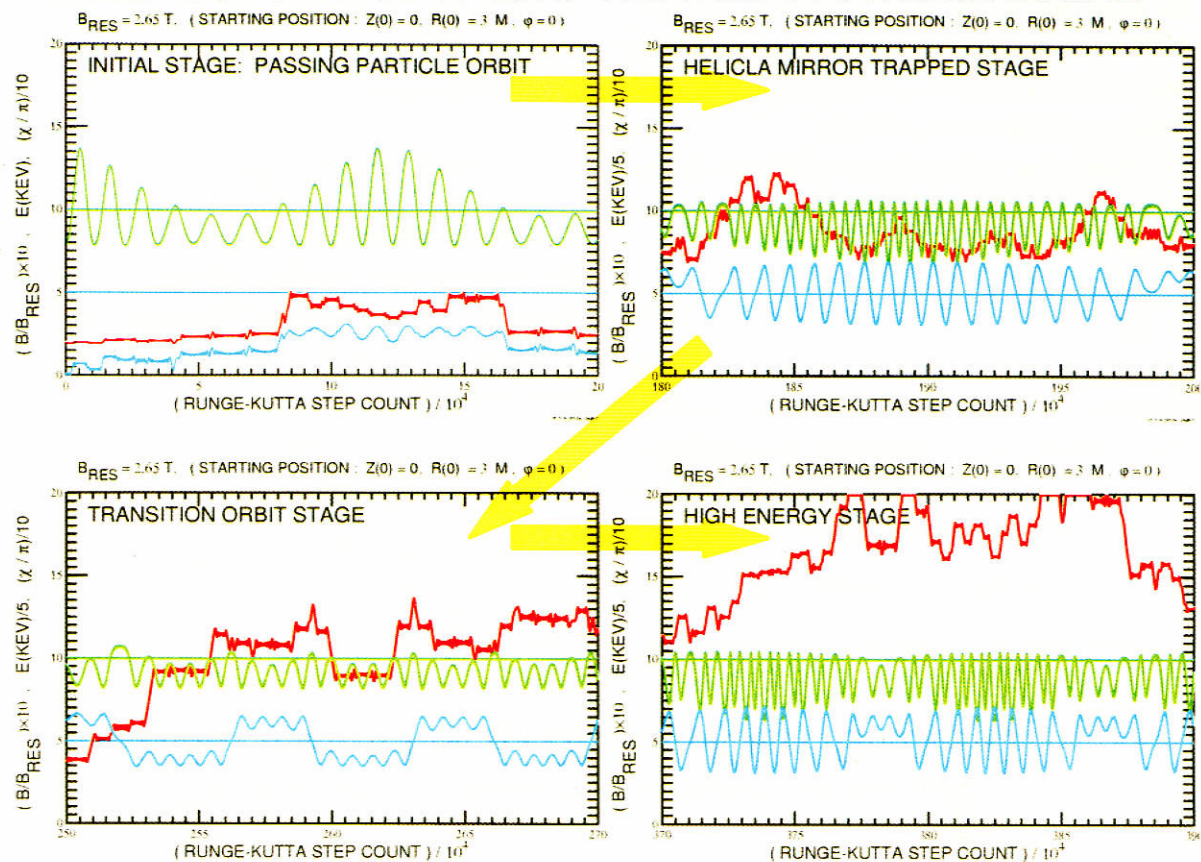


Figure 4.3: Temporal evolution of a ICRF heated proton. The particle energy (red), pitch angle (cyan) and the magnetic field intensity (green) at the particle position are shown as a function of time (expressed by the time step count of Runge-Kutta scheme). Initial energy is 2keV and initial pitch angle $\chi(0) = 0$. Typical behavior at an initial stage of heating, the helical mirror trapped stage, the transition orbit stage and the high-energy stage are displayed in detail a little.

A typical temporal evolution of a ICRF heated proton is shown in Fig.4.3. Protons are accelerated or decelerated resonantly when protons pass through the resonant magnetic field regions. At initial stage, one path energy gain is relatively small due to rapid passing of resonance region because velocity is almost parallel to the magnetic field ($\chi \simeq 0$). But after several transit of resonance region, a proton increases its pitch angle. Then, the transit velocity of resonant region is slowed down due to the $\nabla(\mu B)$ force (μ : magnetic moment of the proton). Then the one path energy gain of a heated proton increases significantly, i.e., the high-energy ion is heated further more by preferentially absorbing the RF energy. — Run-

away ion heating process occurs in ICRF heating in LHD. — Protons can repeat helical mirror trapped motion and helical mirror detrapped motion in LHD magnetic field, when particle energy is not so high (energy $\lesssim 200$ keV when $B_{ax} = 3$ T).

The ICRF heating in LHD does not cause a direct loss of the heating particle, and is very efficient. The main transport process for the high-energy proton is the slowing down process due to electrons (electron drag). But, the electron drag does not change the pitch angle of protons and does not relate to the direct loss process of ICRF heating power in LHD. These characteristics have achieved 500KeV, or more high-energy proton production with the ICRF experiment in LHD.

4.2 Steady state distribution function of ICRF heated protons in LHD

We study the steady state distribution function of ICRF heated protons in LHD in this section. As shown in Fig.4.3, runaway ion heating process goes underway in ICRF heating of LHD.

The simplest model, which determine the steady state distribution function, is built up by Langevin equation.

$$\frac{dv}{dt} = (-\mu' + \alpha'v^2 - \beta'v^4)v + R(t) \quad (4.3)$$

where μ' is the coefficient for friction force, α' the coefficient for the runaway ion heating process and β' the coefficient for a termination process of proton heating, respectively. $R(t)$ is a random force with the correlation coefficient D :

$$\langle R(t) R(t') \rangle = 2D \delta(t - t') \quad (4.4)$$

where the bracket $\langle \dots \rangle$ represent the time aver-

age and $\delta(t)$ is the delta function. The steady state solution of the Langevin equation (4.3) is given by the following expression.

$$f(v) \propto \exp \left\{ -\frac{\mu'}{2D}v^2 + \frac{\alpha'}{4D}v^4 - \frac{\beta'}{6D}v^6 \right\} \quad (4.5)$$

We call this distribution function as quasilinear plateau distribution function (QPDF). The QPDF of protons is formed by ICRF heating in LHD. In the following, we use the following QPDF for the simplicity (see Fig.4.4).

$$f(E) = \alpha n \left(\frac{M}{2\pi T} \right)^{3/2} \times \exp \left[- \left\{ \frac{E}{T} - \left(\frac{E}{T} \right)^2 + \frac{1}{\beta} \left(\frac{E}{T} \right)^3 \right\} \right] \quad (4.6)$$

$$E = \frac{1}{2} M v^2$$

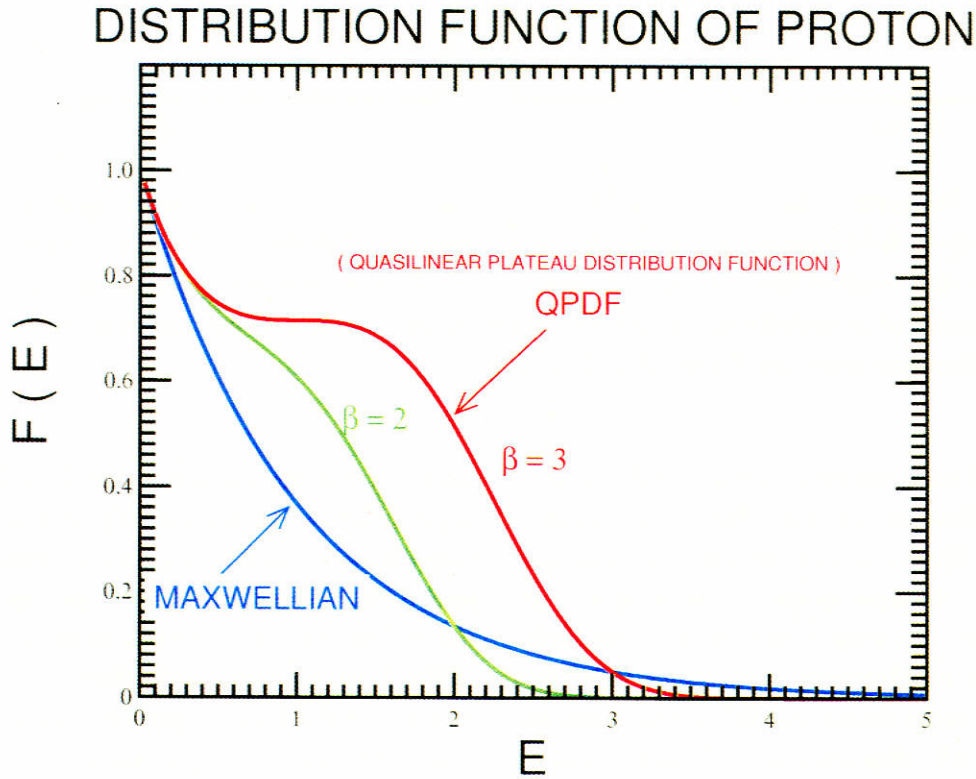


Figure 4.4: Quasilinear plateau distribution function (QPDF). The Maxwellian distribution is shown in the figure for the comparison. The high-energy component is decreased rapidly in QPDF compared with the Maxwellian distribution function. The high energy component is harmful than useless in the $p\text{-}^{11}\text{B}$ reactor, because it generate the slow neutron by the side-reaction (4.11) and does not contribute so much to the main reaction in $p\text{-}^{11}\text{B}$ reactor.

4.3 High β plasma sustainment in LHD

Achieving the high beta plasma confinement is one of the key issues for the realization of economic fusion reactor. There is no severe constraint for the machine size of p-¹¹B reactor, because p-¹¹B reactor is neutron free and has no wall loading problem. However, the achievement of the high beta plasma confinement will, still, be preferable in p-¹¹B reactor, to reduce the energy loss problem through the synchrotron radiation.

The LHD magnetic field configuration confines stably the high beta core plasma with two kinds of mechanisms [17],[20].

4.3.1 Complete $\beta = 1$ plasma confinement by surface magnetic field[17]

When sufficient heating power is applied to the LHD plasma, bootstrap current flows in the peripheral region of plasma column. This bootstrap current produces the magnetic field in an external area of the plasma column and does not produce the magnetic field in core plasma region as shown in Fig.4.5.

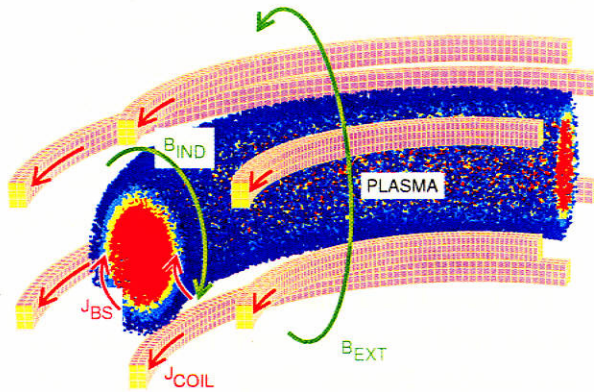


Figure.4.5: Bootstrap current model and the surface magnetic field B_{ind} which can confine the complete $\beta = 1$ plasma, stably.

This surface magnetic field produced by the bootstrap current confines plasma itself. The magnetic field produced by the bootstrap current can decrease the magnetic field that external poloidal coils produces and can decrease the total energy of the system. Therefore, bootstrap transition to complete $\beta = 1$ plasma confinement is possible by

the sufficient heating power input to the plasma. This transition is very similar to the Meissner effect in the superconductor, in which free energy of the system is decreased by the exclusion of the magnetic field in the superconductor.

Let's consider the equilibrium of the complete $\beta = 1$ plasma confinement configuration produced by a bootstrap current. We assume that system is axisymmetric and has no toroidal magnetic field. In this case, the Grad-Shafranov equation reduces to the following form in cylindrical coordinate system (r, z) :

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\mu_0 r^2 \frac{\partial p(\psi)}{\partial \psi}. \quad (4.7)$$

where μ_0 is the permeability of the vacuum and $p(\psi)$ is the plasma pressure specified by arbitrary function of magnetic surface $\psi(r, z)$ (flux function). In this case, plasma current is only in the toroidal direction and given by

$$J_\phi = r \frac{\partial p(\psi)}{\partial \psi}. \quad (4.8)$$

A numerical result is shown in Figs.4.6 and 4.7. Plasma pressure profile is assumed to be $p(\psi) = p_0 \exp(-\psi^2)$.

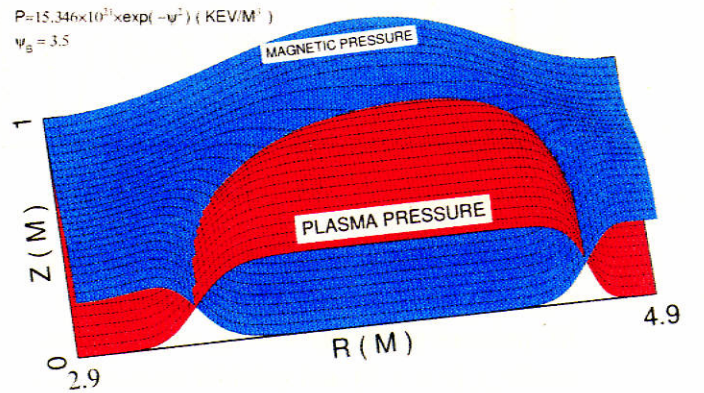


Figure.4.6: A numerical example of an equilibrium of complete $\beta = 1$ plasma sustained by the bootstrap current. Major radius is assumed to be equal to 3.9 M. Spatial profiles of plasma and magnetic pressure are shown by bird's-eye view. The boundary condition is given by the following.

$$\psi(r, z = \pm 1) = \psi(r = 2.9, z) = \psi(r = 4.9, z) = 3.5$$

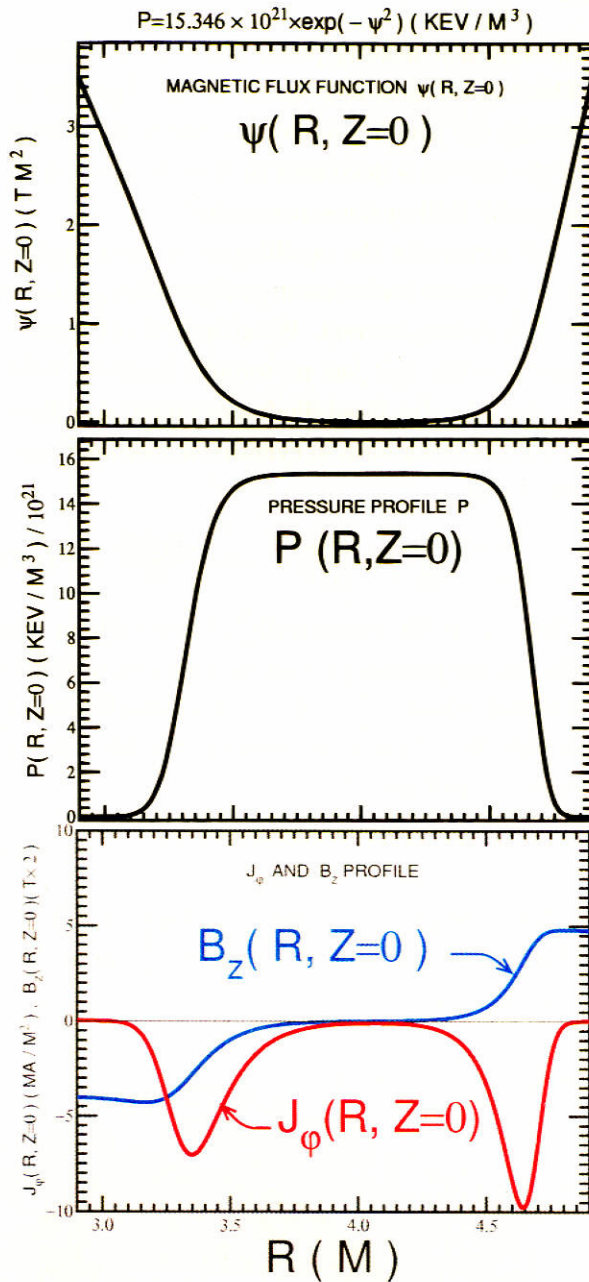


Figure.4.7: Radial profile of equilibrium of the complete $\beta = 1$ plasma. Flux function $\psi(r, z = 0)$, pressure profile $p(r, z = 0)$, current density profile $j_\varphi(r, z = 0)$ and poloidal magnetic field strength $B_z(r, z = 0)$ are shown.

Figure 4.7 shows radial profiles of the flux function, pressure profile, current density profile and poloidal magnetic field strength at equatorial plane ($z = 0$ plane). Equilibrium is same to those in Fig.4.6.

It is also shown numerically by 1D plasma transport analysis that a bootstrap transition of plasma confinement occur [13]. The surface magnetic field confines a complete $\beta = 1$ plasma if input of plasma heating exceeds some threshold value.

It is confirmed theoretically and numerically that a complete $\beta = 1$ equilibrium is established by surface magnetic field produced by the bootstrap current.

4.3.2 Steep pressure gradient in peripheral region of LHD plasma [20]

Steep pressure gradient in peripheral region of plasma column is preferable for a fusion reactor, because burning fat plasma column can increase the total output of the nuclear fusion.

LHD magnetic field has potentiality of sustainment of steep pressure gradient in peripheral region of plasma column. The magnetic field line in the chaotic region has extremely long connection length. The connection length of the diverter field line which approaches close to the outermost magnetic surface exceeds 10 km [30], [33]. Therefore, the cold diverter plasma does not cool down the core plasma directly. Furthermore, the chaotic field line region can confine the reflecting particles (particles whose velocity is almost perpendicular to the magnetic field) [33]. The plasma contained in the chaotic field line region prevents an immediate core plasma cooling down caused by the neutral atoms flitting in the vacuum vessel (role of the plasma blanket).

The lines of force that are slipped out from the chaotic field line region reach the vacuum vessel wall soon(see Fig.4.8). Steep density gradient in peripheral region can be stabilized by the line-tying effect of lines of force to the vacuum vessel wall, in LHD configuration. Let us estimate a pressure gradient, which can be sustained by the line-tying effect of the diverter filed lines, according to the textbook written by Kadomtsev (Review of Plasma Physics, vol.2, p. 174) as "stabilizing effect of conducting end plates". The simplified theoretical model is shown in Fig.4.9.

DIVERTOR FIELD LINES IN LHD

COIL CURRENT(A)
 I_{HC O} = 11000
 I_{HC M} = 11000
 I_{HC I} = 11000
 I_{OV} = -17967
 I_{IS} = -3007
 I_{IV} = 11229

 R_{AX} = 3.6 M
 B_{AX} = 2.75 T
 γ = 1.25

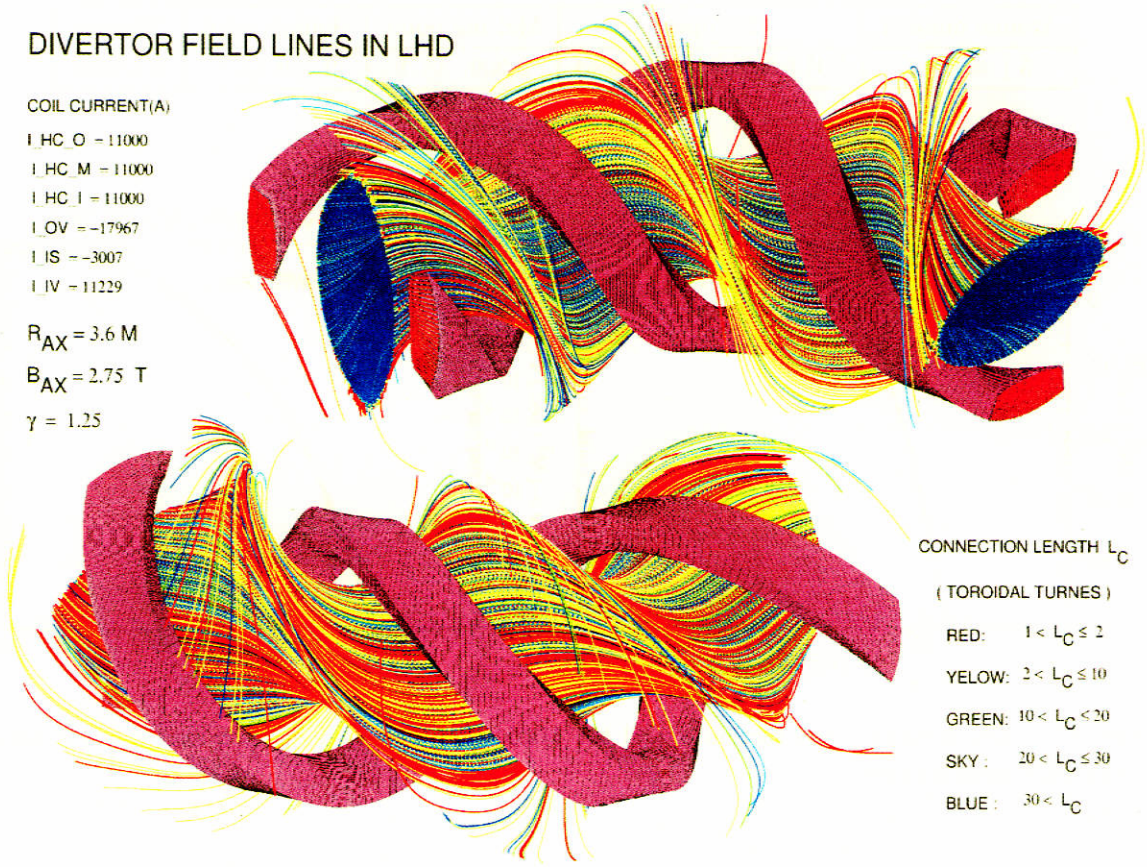


Figure 4.8: Magnetic field lines in chaotic field line layer surrounding the outside of the outermost magnetic surface. Helical coils are also plotted. All field lines terminate at footprints in the diverter plates (the diverter plates are not drawn). The lines of force are classified depending on the connection length with different color. It is shown that the connection length of lines of force surrounding the outermost magnetic surface exceed 30 toroidal turns ($\approx 800\text{m}$). The lines of force that are slipped out from the chaotic field line region reach the diverter plates soon.

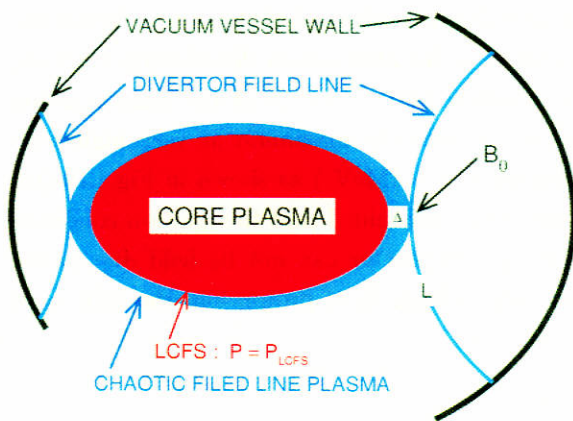


Figure.4.9: Theoretical model of line-tying effect in LHD plasma. A steep pressure gradient in chaotic field line region is stabilized by diverter field lines connected with the vacuum vessel wall.

Stabilizing effect of conducting end plates is de-

termined by the variation of the potential energy W_f :

$$\delta W_f \approx \frac{1}{2} \int \left[\gamma p \left(\frac{\nabla U}{U} \right)^2 + \frac{\nabla U \cdot \nabla p}{U} + 2 \frac{B_0^2}{\mu_0} \left(\frac{\pi}{2L} \right)^2 \right] \xi^2 dV > 0, \quad (4.9)$$

where, ξ is the displacement of plasma, γ the ratio of specific heat ($= 5/3$), Δ the width of chaotic field line region, L the field line length to vacuum vessel wall, U the specific volume, B_0 the magnetic field intensity, respectively. This equation gives the following expression for critical pressure gradient in chaotic field line region in LHD.

$$\begin{aligned} \frac{P_{lcf s}}{B_0^2/2\mu_0} &\approx \left(\frac{\Delta}{L} \right)^2 \frac{U}{\delta U} \pi^2 \\ &= 0.15 \dots \quad (\beta_{lcr s} \approx 15\%) \end{aligned}$$

$$(L = 1.5 \text{ m}, \Delta = 0.1 \text{ m}, U = 0.7, \delta U = 0.2)$$

Atomic number	Isotopes	Melting point	Boiling point	Toxicity
5 (= Z_B)	^{11}B (80%), ^{10}B (20%)	2,300 (°C)	2,550 (°C)	nontoxic

Table 1: Chemical properties of boron

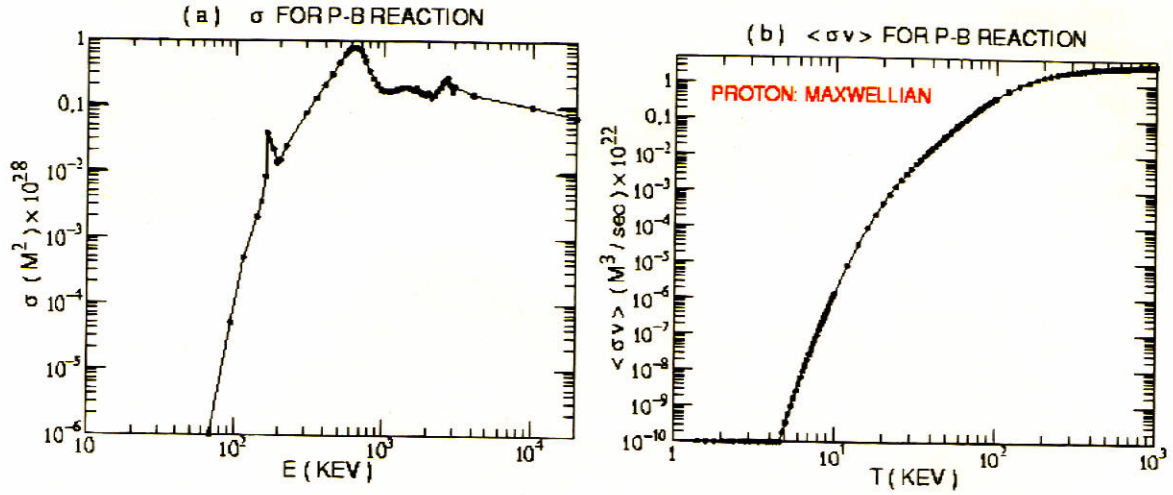
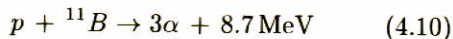


Figure 4.10: The reaction cross section σ and the Maxwellian averaged reaction rate $\langle \sigma v \rangle$ for the $p\text{-}^{11}\text{B}$ main reaction (4.10).

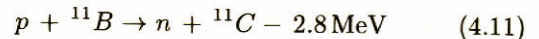
4.4 Boron

Chemical properties of boron are summarized in Table.1. Boron is ubiquitous on the earth, that is, boron is included by 0.001% in the earth's crust, and by 4-5ppm in seawater. Boron is produced in the form of the boric acid, the boric acid sodium, and the boric acid calcium. Boron is solid substance with black and gray metallic luster. Pure boron is a crystalline, high-melting substance having very low electrical and thermal conductivity. It is almost as hard as diamond. Furthermore, boron is industrially used in various way.

Proton boron nuclear fusion reaction has two branches (main reaction and endothermal side-reaction). Main reaction is neutron free fusion reaction.



If the energy of the proton exceeds about 3MeV, slow neutrons are generated by the following endothermal side-reaction.



The energy of the proton which maximizes the reaction cross section σ of main reaction (4.10) is about 650 keV as shown in Fig.4.10-(a). When the proton is in the Maxwellian distribution function, the reaction rate $\langle \sigma v \rangle$ of the main reaction (4.10) becomes the maximum at very high temperature ($T_p \simeq 1\text{MeV}$) as shown in Fig.4.10-(b). Then it was concluded that the ignition condition of the $p\text{-}^{11}\text{B}$ reactor can not be held due to the necessity of high T_p of proton and the high z_b of boron.

4.5 The $p\text{-}^{11}\text{B}$ fusion reaction rate of protons with QPDF

ICRF can sustain the high-energy proton to the optimal level for the fusion reaction. Furthermore, ICRF can be controlled not to produce the unnecessary extra-high energy proton, which produce

neutrons by the side-reaction(4.11). As shown in §4.2, it is concluded that ICRF heating of LHD can sustain quasilinear plateau distribution function (QPDF) of protons which satisfy the above

mentioned conditions.

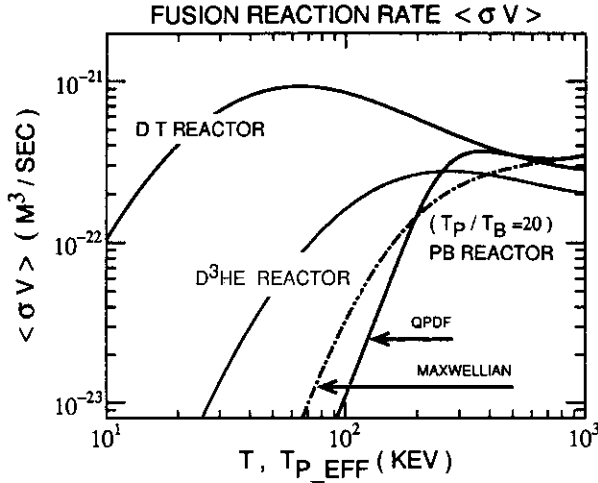


Figure.4.11: The fusion reaction rate of $p^{-11}\text{B}$ of protons in quasilinear plateau distribution function (QPDF). Boron is assumed to be in Maxwellian with temperature $T_b = T_p/20$. The fusion reaction rate of DT, D^3He and $p^{-11}\text{B}$ of the equi-temperature Maxwellian distribution plasma are also shown for comparison.

For simplicity, we assume following QPDF for protons.

$$f(v) = \alpha n \left(\frac{M}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{E}{T} + \left(\frac{E}{T} \right)^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{E}{T} \right)^3 \right] n_p (n_b) \quad (4.12)$$

where α is constant

$$\alpha = \frac{1}{1.924206083857242 \dots} \quad (4.13)$$

and n is the density of protons.

$$n = \int d^3v f(v) \quad (4.14)$$

4.6 Ignition Condition for $p^{-11}\text{B}$ Reactor

Let's consider the ignition condition of the $p^{-11}\text{B}$ fusion reactor. The ignition condition of the DT and D^3He reactor is also analyzed for the comparison. The most fundamental condition necessary for a fusion reactor to keep burning is given by the following.

$$\eta \equiv \frac{P_c}{P_B} > 1 \text{ (ignition condition)} \quad (4.19)$$

where P_B is the power density of bremsstrahlung loss and P_c is the heating power density by high en-

The effective temperature T_{eff} and T is related by the relation

$$\frac{3}{2} n T_{eff} = \int d^3v \frac{1}{2} M v^2 f(v) \quad (4.15)$$

that is

$$\frac{T_{eff}}{T} = 0.9597353336680 \dots \quad (4.16)$$

The reaction cross section $\langle \sigma v \rangle$ is given by

$$\langle \sigma v \rangle = \int d^3v_b \int d^3v_p \sigma \left(\frac{1}{2} M_p (v_p - v_b)^2 \right) \times \frac{|v_p - v_b| f_p(v_p) f_b(v_b)}{n_p n_b} \quad (4.17)$$

When boron is assumed to be Maxwellian of temperature T_b , the nuclear fusion reaction rate is reduced as follows.

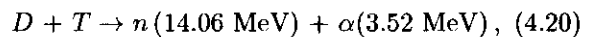
$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{M_b T_p}{2\pi T_b M_p}} \frac{8}{\sqrt{\pi}} \alpha \times \int_0^\infty x^2 dx \int_{-\infty}^\infty y dy \sigma(T_p x^2) \times \exp \left\{ -\frac{M_b T_p}{M_p T_b} (y - x)^2 - y^2 + y^4 - \frac{y^6}{3} \right\} \quad (4.18)$$

where M_p (M_b) is mass of the proton (boron), n_p (n_b) the density of proton (boron). The numerical calculation of eq.(4.18) is shown in Fig.4.11. This figure contains the fusion reaction rate of DT, D^3He and $p^{-11}\text{B}$ of the equi-temperature Maxwellian distribution plasma. When proton is in the QPDF, the $p^{-11}\text{B}$ reaction rate has a maximum value at the effective temperature 300 keV ($T_{p_eff} = 300 \text{ keV}$). The maximum fusion reaction rate can exceeds the values of the D^3He reaction.

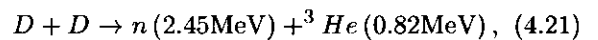
ergetic particles, which are produced by the fusion reaction.

4.6.1 DT reactor

The main reaction in DT reactor is



and side-reactions are present.



$$D + D \rightarrow T(1.01\text{MeV}) + p(3.03\text{MeV}). \quad (4.22)$$

We neglect the effects of these side-reactions in the following, because of small reaction rate at the operation temperature ($T \lesssim 50 \text{ keV}$) of DT reactor. Furthermore, if we assume that

$$\begin{aligned} n_T &= n_D = n_e/2 \equiv n/2, \\ T_T &= T_D = T_e \equiv T, \end{aligned}$$

we get the following expressions

$$P_B = 1.537 \times 10^{-38} n^2 \sqrt{\frac{T_e}{e}} (W/m^3), \quad (4.23)$$

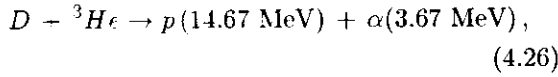
$$P_\alpha = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle > 5.64 \times 10^{-13} (W/m^3), \quad (4.24)$$

where P_α is the heating power density by α particle. Then the ignition condition of DT reactor is given by

$$\begin{aligned} 1 &> \eta = \frac{P_\alpha}{P_B} \\ &= \frac{0.92 \times 10^{25} \langle \sigma v \rangle}{\sqrt{T/e}}. \end{aligned} \quad (4.25)$$

4.6.2 D³He Reactor

The main reaction in D³He reactor is given by



and there are side-reactions (4.21),(4.22),(4.20), which are neglected in the following analysis for simplicity. If we assume that

$$\begin{aligned} n_{3\text{He}} &= n_d \equiv \frac{n}{2}, n_e = \frac{3}{2}n, \\ T_{3\text{He}} &= T_d = T_e \equiv T, \end{aligned}$$

we get the following expressions

$$P_B = 1.537 \times 10^{-38} \frac{15}{4} n^2 \sqrt{\frac{T_e}{e}} (W/m^3), \quad (4.27)$$

$$P_p = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle > 2.25 \times 10^{-12} (W/m^3), \quad (4.28)$$

where P_p is the heating power density by protons. Then, the ignition condition (4.19) reduces to the following.

$$\begin{aligned} 1 &> \eta = \frac{P_\alpha + P_p}{P_B} \\ &= \frac{1.22 \times 10^{25} \langle \sigma v \rangle}{\sqrt{T/e}}. \end{aligned} \quad (4.29)$$

4.6.3 p⁻¹¹B Reactor

We can prove that the ignition condition (4.19) of the p⁻¹¹B reactor can not be satisfied when proton is in Maxwellian distribution function. Therefore, we consider the case where the proton is in QPDF (quasilinear plateau distribution function given by eq.(4.12) of effective temperature $T_{p\text{-eff}}$. Electron temperature is assumed to be determined by the power balance between the loss due to bremsstrahlung and heating due to electron drag of protons. In addition, it is assumed that the distribution function of the electron is QPDF (4.12) of effective temperature $T_{e\text{-eff}}$. In this case, electron drag time τ_E becomes almost twice compared with the case of Maxwellian distribution function.

$$\frac{3}{2} n_p T_{p\text{-eff}} \frac{1}{\tau_E} = P_B, \quad (4.30)$$

$$\tau_E = 0.647 \times 10^{15} \frac{1}{n_e \ln \Lambda} \left(\frac{T_{e\text{-eff}}}{e} \right)^{3/2}, \quad (4.31)$$

where $\ln \lambda$ is the Coulomb logarithm (assumed to be $\ln \lambda = 20$ in the following). The bremsstrahlung loss is given by

$$P_B \simeq 1.60 \times 10^{-38} \times n_e (Z_b^2 n_b + n_p) \sqrt{\frac{T_{e\text{-eff}}}{e}} \left(\frac{W}{m^3} \right), \quad (4.32)$$

if electron is in QPDF. In the following, We assume that

$$\begin{aligned} n_b &= \delta n_p, \quad n_p \equiv n, \\ n_e &= (1 + 5\delta)n, \quad T_b = \frac{1}{20} T_p. \\ \delta &= \frac{\sqrt{265} + 5}{150} = 0.1418588 \dots, \end{aligned}$$

The density ratio ($= \delta$) of boron and proton is set up to the optimum value to maximize the value of η (4.19). In this case, we can derive the following expression for the electron temperature from eqs.(4.30), (4.31),(4.32) .

$$\frac{T_{e\text{-eff}}}{e} \simeq 319.5 \times \sqrt{\frac{T_{p\text{-EFF}}}{e}} \quad (4.33)$$

Then the ignition condition eq.(4.19) for p⁻¹¹B reactor is reduced to

$$\begin{aligned} 1 &> \eta = \frac{P_\alpha}{P_B} \\ &= \frac{1.58 \times 10^{22} \langle \sigma v \rangle}{(T_{p\text{-eff}}/e)^{1/4}}. \end{aligned} \quad (4.34)$$

The ignition conditions for DT, D³He and p-¹¹B reactor, those are given by eq.(4.25), eq.(4.29) and eq.(4.25), are shown in Fig.4.12(a). Figure 4.12(b)

shows plasma confinement performance $n \times \tau$ necessary to keep the ignition condition (τ : energy confinement time of core plasma).

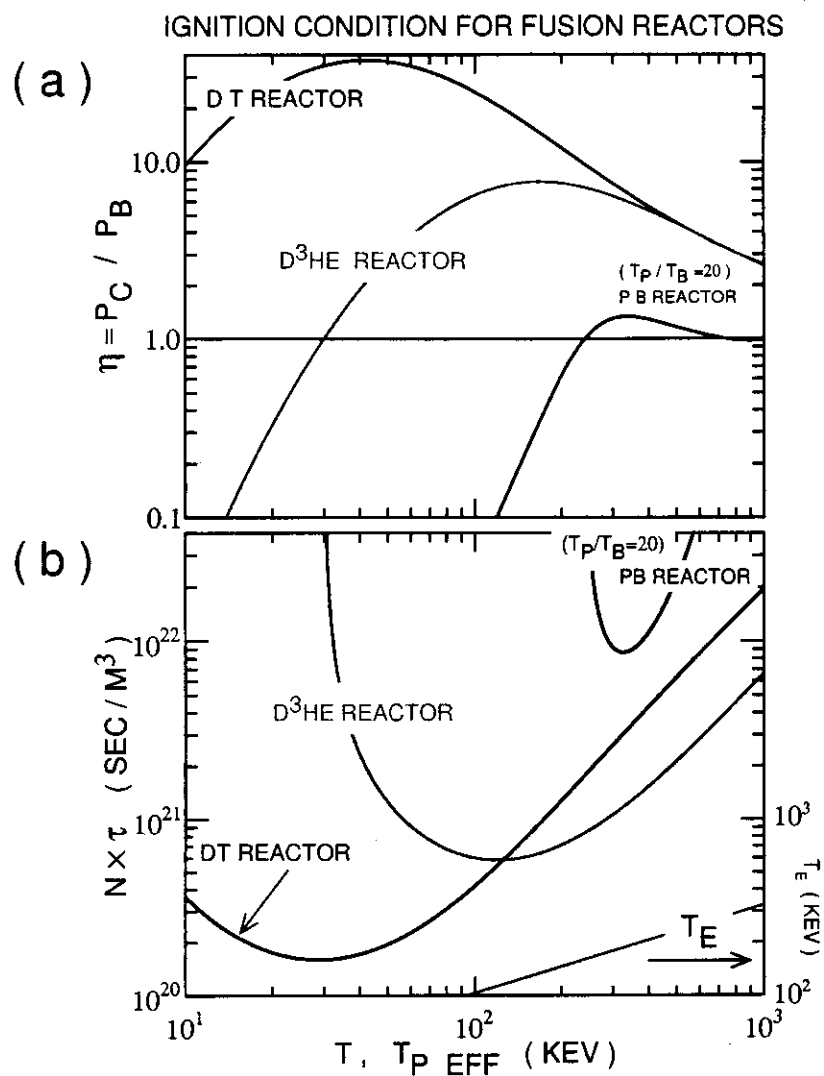


Figure 4.12: Ignition condition for p-¹¹B reactor. (a) : The ordinate η shows the ratio of fusion power density P_c released by charged particles and the radiation power density P_B by bremsstrahlung. The region of $\eta > 1$ (colored part) shows that the ignition is possible. Abscissa shows the effective temperature of the proton in QPDF. Boron temperature T_b is assumed to be $T_b/T_{p_eff} = 1/20$. (b) : $n \times \tau$ values necessary to keep the ignition condition (τ : energy confinement time of core plasma). For the comparison, we show the ignition conditions of the DT and D³He reactors, assuming that fusion plasma are in Maxwellian distribution functions of equi-temperature. The electron density n_e is given by n (for DT reactor) or by $3n/2$ (for D³He reactor) or by $(1 + 5\delta)n \simeq 1.7n$ (for p-¹¹B reactor).

4.7 Summary and discussions

We can show that there is a possibility to satisfy the ignition condition of the p-¹¹B reactor with the combination of LHD type magnetic field configuration and ICRF heating scheme of protons. ICRF can sustain the high-energy proton to the appropriate level for the fusion reaction. We have investigated the steady state proton distribution function in ICRF heating with Langevin equation. It is shown that the steady state proton distribution function becomes a quasilinear plateau distribution function (QPDF). When proton is in QPDF, the ignition condition of the p-¹¹B reactor is satisfied.

One of the most important research item of the p-¹¹B reactor is dynamics of the fusion produced α particles. When the α particle accumulates in the core plasma region, the electron density increases. Therefore, the nuclear fusion reaction comes to halt due to the increase of bremsstrahlung radiation loss. In addition, the α particle should heat the proton to the fusion relevant energy. The energy distribution of the fusion produced α particles, which are generated by inverse 3-body collision process, becomes as followings.

$$\text{The average energy : } \frac{8.7}{3} = 2.9 \text{ MeV}$$

$$\text{The maximum energy : } \frac{2}{3} \times 8.7 = 5.8 \text{ MeV}$$

The population inversion of these α particle will be kept in LHD configurations, because even in the core plasma region of LHD, there exist transition orbit region, where lifetime of high energetic particle is short. Population inversion of α particle can excite a cyclotron wave with the frequency of

$$\omega = 2\omega_{c\alpha} (= \omega_{cp})$$

by the injection of low power ICRF wave. This cyclotron wave will be able to heat protons effectively, and rapid exhaust of α ash will be achieved at the same time, too.

The synchrotron radiation loss will not be a severe problem for LHD type of p-¹¹B reactor. There is a possibility of high β plasma operation and the possibility of enlargement of device, which is brought by no existence of neutron wall loading problem.

Furthermore, there is a choice of coating the first wall by MgB₂. MgB₂, which is high melting point intermetallic compound, is good conductor in normal temperature and become superconductor at 38 K. These natures may be possible to reduce the synchrotron radiation loss problem due to high reflectivity of the first wall. Furthermore, the MgB₂ coating may also reduce the impurity radiation problem, because the atomic number of magnesium is the smallest in a practical metal.

We describe another possible method of improving the power balance relation of the p-¹¹B reactor. If the fuel injection is done with the boron dust, a part of the electron will be stuck on this boron dust (boron dust plasma). At this time, the radiation loss from core plasma will be decreased.

Proton-Boron fusion reactor has following merits.

- The fuels (Proton and Boron) are ubiquitous on the earth.
- Fast neutrons are not generated.

In addition to these merits, the Proton-Boron fusion reactor has the following advantage.

- Heat removal treatment in diverter is relatively easy, because almost all of the fusion output power is radiated by bremsstrahlung radiation, as similar as charcoal is releasing its energy by the radiation.

LHD 型磁場配位を用いた ICRF 支援 プロトン・ボロン核融合炉の理論的研究

日時： 平成 14 年 7 月 25 日 (木) 13.30 - 17.00

場所： 核融合科学研究所 本館 8 階 801 号室 (セミナー室)

13:30-1350 : p - ^{11}B 核融合における α 粒子の軌道解析
— 運動量保存とエネルギー保存を考慮した場合 —

北大院工 日紫喜 雅仁

13:50-14:10 : D - ^3He ヘリカル炉のイグニッション

九州東海大学工学部 御手洗 修

14:10-14:40 : LHD 型磁場における ICRF 加熱とプロトン・ボロン核融合炉

北大院工 松本 裕

14:40-15:00 : 水素・硼素核融合炉の着火条件

核融合科学研究所 渡辺 二太

15:00-15:10 : 休憩

15:10-17:00 : 討論 — 今後の水素・硼素核融合炉研究の進め方 —

Recent Issues of NIFS-PROC Series

- NIFS-PROC-33 H. Sanuki,
Studies on Wave Analysis and Electric Field in Plasmas: July 1997
- NIFS-PROC-34 プラズマ対向機器・PSI・熱・粒子制御合同研究会報告
平成9年6月27日(金)9:00~16:20 核融合科学研究所・管理棟4F第1会議室
1997年10月
T. Yamashina (Hokkaido University)
Plasma Facing Components, PSI and Heat/Particle Control June 27, 1997, National Institute for Fusion Science T. Yamashina (Hokkaido University) : Oct. 1997 (in Japanese)
- NIFS-PROC-35 T. Watari,
Plasma Heating and Current Drive: Oct. 1997
- NIFS-PROC-36 T. Miyamoto and K. Takasugi (Eds.)
Production and Physics of High Energy Density Plasma: Production and Physics of High Energy Density Plasma: Oct. 1997
- NIFS-PROC-37 (Eds.) T. Fujimoto, P. Beiersdorfer,
Proceedings of the Japan-US Workshop on Plasma Polarization Spectroscopy and The International Seminar on Plasma Polarization Spectroscopy
January 26-28, 1998, Kyoto: June 1998
- NIFS-PROC-38 (Eds.) Y. Tomita, Y. Nakamura and T. Hayashi.
Proceedings of the Second Asian Pacific Plasma Theory Conference APPTC '97, January 26-28, 1998, Kyoto: Aug. 1998
- NIFS-PROC-39 (Ed.) K. Hirano,
Production, Diagnostics and Application of High Energy Density Plasmas: Dec. 1998
- NIFS-PROC-40 研究代表者 加古 孝(電気通信大学)
所内世話人 渡辺 二太
平成10年度核融合科学研究所共同研究 研究会「プラズマ閉じ込めに関連する数値計算手法の研究」
Ed. by T. Kako and T. Watanabe
Proceeding of 1998-Workshop on MHD Computations "Study on Numerical Methods Related to Plasma Confinement Apr. 1999
- NIFS-PROC-41 (Eds.) S. Goto and S. Yoshimura.
Proceedings of The US-Japan Workshop and The Satellite Meeting of ITC-9 on Physics of High Beta Plasma Confinement in Innovative Fusion System, Dec. 14-15, 1998, NIFS, Toki: Apr. 1999
- NIFS-PROC-42 (Eds.) H. Akiyama and S. Katsuki,
Physics and Applications of High Temperature and Dense Plasmas Produced by Pulsed Power: Aug. 1999
- NIFS-PROC-43 (Ed.) M. Tanaka.
Structure Formation and Function of Gaseous, Biological and Strongly Coupled Plasmas: Sep. 1999
- NIFS-PROC-44 (Ed.) T. Kato and I. Murakami,
Proceedings of the International Seminar on Atomic Processes in Plasmas, July 29-30, 1999, Toki, Japan: Jan. 2000
- NIFS-PROC-45 (Eds.) K. Yatsui and W. Jiang,
Physics and Applications of Extreme Energy-Density State, Nov. 25-26, 1999, NIFS: Mar. 2000
- NIFS-PROC-46 研究代表者 加古 孝(電気通信大学)
所内世話人 渡辺 二太
平成11年度核融合科学研究所共同研究 研究会「プラズマ閉じ込めに関連する数値計算手法の研究」
Ed. by T. Kako and T. Watanabe
Proceeding of 1999-Workshop on MHD Computations "Study on Numerical Methods Related to Plasma Confinement June. 2000
- NIFS-PROC-47 岡本正雄、村上定義、中島徳嘉、汪衛生
プラズマ物理におけるモンテカルロシミュレーション
Watanabe M. Okamoto, S. Murakami, N. Nakajima, W.X. Wang,
Monte Carlo Simulations for Plasma Physics: July 2000
- NIFS-PROC-48 K. Miyamoto,
Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion: Oct. 2000
- NIFS-PROC-49 (Ed.) K. Kawahata,
Proceeding of the 5th International Workshop on Reflectometry, 5-7 march, 2001: May 2001
- NIFS-PROC-50 (Ed.) S. Ishii
Workshop on Extremely High Energy Density Plasmas and Their Diagnostics, Mar. 8-9, 2001, National Institute for Fusion Science, Toki, Japan:
Sep. 2001
- NIFS-PROC-51 (Ed.) K. Horioka,
Physics and Applications of High Energy Density Plasmas -Extreme state driven by pulsed electromagnetic energy, Dec.20-21, 2001, National
Institute for Fusion Science: June 2002
- NIFS-PROC-52 第6回「シミュレーション・サイエンス・シンポジウム」及び核融合科学研究所共同研究「大型シミュレーション研究」
合同研究会 集録
Proceedings of Joint Meeting of the 6th Simulation Science Symposium and the NIFS Collaboration Research "Large Scale Computer Simulation":
Mar. 2003
- NIFS-PROC-53 研究代表者 渡邊二太
LHD型磁場配位を用いたICRF支援 水素・硼素核融合炉の理論的研究—平成14年度核融合科学研究所共同研究—
(Ed.) T. Watanabe
Theoretical Study for ICRF Sustained LHD Type p-¹¹B Reactor: Apr. 2003