

工
319函
1-0

ヘリオトロン Dに於けるプラズマの閉じ込め
とジュール加熱に関する研究

1 9 7 5 年

木 島 滋

ヘリオトロン Dに於けるプラズマの閉じ込め
とジュール加熱に関する研究

1 9 7 5 年

木 島 滋

目 次

内容梗概	1
第1章 序 論	2
1.1 制御核融合研究の沿革 — トロイダル・プラズマの閉じ込め	2
1.2 ヘリオトロン磁場による閉じ込め研究の歴史	5
1.3 本研究の目的と意義	6
文 献	7
第2章 ヘリオトロンD装置とプラズマ生成法	10
2.1 序	10
2.2 ヘリカル・ヘリオトロン磁場	10
2.3 ヘリオトロンD装置	14
2.3.1 装置本体	14
2.3.2 電源及び回路	17
2.3.3 超高真空排気系	18
2.4 プラズマ生成	20
2.4.1 電子サイクロトロン共鳴加熱法 (ECRH)	20
2.4.2 プラズマ銃	24
文 献	26
第3章 ヘリオトロンDに於ける低 β プラズマの閉じ込め実験	29
3.1 序	29
3.2 新古典拡散理論	29
3.3 閉じ込め実験	34
3.4 磁気面と等密度, 等電位面	38
3.5 内部電場	39
3.6 実験結果及びその他の考察	41

3.7	結 論	42
	文 献	43
第4章	ヘリオトロンDに於けるジュール加熱実験	46
4.1	序	46
4.2	実験方法	47
4.2.1	ジュール加熱用空心トランスと電源	47
4.2.2	実験方法及び放電洗浄	50
4.3	計測法	51
4.3.1	プラズマ電流とループ電圧	51
4.3.2	平均電子密度	53
4.3.3	可視分光測定	53
4.4	導電率温度	55
4.4.1	いわゆる異常抵抗現象	56
4.4.2	不純物の効果	56
4.4.3	捕捉粒子の影響	57
4.5	磁気リミター	59
4.5.1	電流分布	59
4.5.2	閉じ込めに及ぼすリミターの影響	61
4.6	エネルギー収支に関する考察	61
	文 献	65
第5章	ヘリオトロンDに於けるジュール加熱プラズマの平衡と安定性	68
5.1	序	68
5.2	ジュール加熱プラズマの平衡(垂直磁場の効果)	69
5.2.1	最適垂直磁場	71
5.2.2	プラズマ柱の変位と垂直磁場	72
5.2.3	リミター電位差と回轉變換	74
5.3	巨視的安定性	76
5.3.1	安定性から見た放電の性質	77
5.3.2	キック型不安定性の理論	81

5.3.3	リミターを用いた場合の電流不安定	82
5.4	考 察	84
5.5	結 論	85
	文 献	87
第6章	結 言	90
	謝 辞	92
	本研究に関する発表, 論文	93

内 容 梗 概

本論文は、ヘリカル・ヘリオトロン磁場を閉じ込め磁場とするヘリオトロンD装置に於いて、低 β プラズマの閉じ込め及びジュール加熱実験を行ない、得られた実験、解析結果についてまとめたものである。

第1章では、本論文に関連したトーラス装置によるプラズマの閉じ込めを中心とする制御熱核融合研究の沿革と独自の発展をたどって来たヘリオトロンの歴史について述べ、本論文の位置付け及び目的と意義を明らかにする。

第2章では、本研究に於ける実験装置としてのヘリオトロンD高温プラズマ実験装置について述べ、閉じ込め実験に用いられたプラズマ生成法が示されている。ここでヘリカル・ヘリオトロン磁場の幾つかの優れた性質が明らかにされ、また技術的見地からヘリオトロンD装置が詳しく述べられている。

第3章では、新古典拡散理論の概略が述べられ、低 β プラズマの閉じ込め実験を行なった結果、理論的予測を裏付ける安定な閉じ込めの得られた事が示される。

第4章では、新たな加熱法として、ヘリオトロンD装置にジュール加熱法の適用を試み、その際に問題となる幾つかの物理的、技術的諸点が論じられている。更にジュール加熱時に於けるプラズマの基本的な性質を通じて高温プラズマを実現する為の考察がなされる。同時に、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の特徴の一つである磁気リミター配位が実現されている事を裏付ける2,3の実験結果が示される。

第5章では、ジュール加熱を行なう場合に問題となる巨視的な平衡と安定性についての実験的検討がなされる。ヘリカル・ヘリオトロン磁場のように回転変換、シア共に大きな配位に於いて、プラズマ柱の平衡を得る事は容易である事が示される。また金属製リミターを用いた場合に観測される巨視的不安定は、磁気リミターをもつヘリカル・ヘリオトロン磁場に対しては、加熱電流に制限を与えるものではない事が実験的に明らかにされる。

第6章では、本研究で得られた結論のまとめを行なう。

尚、本論文で使用されている数式等はMKS単位系で表わされている。但し、密度、温度等実験値に対しては、通例に従って1/cc, eV等の単位が用いられている。

第1章 序 論

1.1 制御核融合研究の沿革 — トロイダル・プラズマの閉じ込め

制御熱核融合に関する研究は、ここ数年の間に著しい進歩が見られ、今世紀の末には実用炉の実現が予定されるに及んでいる。磁場による高温プラズマの閉じ込めを目的とする核融合研究に於ては、通常、ベータ比 ($\beta = (\text{プラズマ圧力}) / (\text{磁気圧})$) の大小及び閉じ込め磁気容器の形状、即ちトーラスか開放端型かの何れかの組み合わせによって大略4つに分類される。当初は様々な装置が各国で独自に開発、研究されていたが、それ等は過去数回の国際会議を契機として整理、統合されて来た。現在の低 β トーラス配位に於ては、トカマク型がその中心をなしている¹⁾が、近年のステラレーターやヘリカル・ヘリオトロン等外部導体系の進展も著しい。本節では低 β トーラスを中心とした閉じ込め研究の発展について概観する。

低 β 開放端型の代表例は、絶対極小磁場の採用によって安定な閉じ込めが実現されたミラー装置²⁾である。現在では微視的不安定も含めて、不安定性に関してはほとんど問題はないとされている^{3), 4)}しかし、融合炉の点からは、荷電粒子の電氣的回収⁵⁾等の端損失処理、或いは中性粒子入射^{6), 7)}等この型の特徴も発揮されねばならず、これ等の課題は今後に残されている。

高 β ピンチ装置に関しては、端損失の影響を避ける為に、開放端型の装置の多くはトーラス化の方向にある。従来、開放端型に於ては、炉心プラズマに近いパラメーター (5KeV, 10^{17} 1/cc, $\beta \sim 1$) も得られていた^{4), 8)}が、トーラス化した場合に如何に平衡を得るかが問題とされ、ステラレーター磁場等を加える試みがなされている。その他MHD安定性等についても理論的、実験的に未解決の問題が多い。

低 β トーラスの実験は1950年代に始まる。回転変換をもつ8の字型 (figure eight) ステラレーターに於いて、平衡のない単純トーラスに較べて少なくとも三桁長いプラズマ閉じ込め時間が得られた⁴⁾しかし、これは予想された閉じ込め時間の十万分の1に過ぎず、またパラメーターの広い範囲にわたって閉じ込め時間が B/T_e (B : 磁束密度, T_e : 電子温度) の依存性を示し、磁場を横切る拡散による $B^2 \cdot T_e^{1/2} / n$ (n : 粒子密度) ではなかった。ステラレーターについては以後約10年の間詳しく検討された。しかし、このボーム拡散と名付けられる異常粒子損失 (pump-out) からののがれられず、ドリフト不安定、平衡の欠如、磁場の不整等の原因が挙げられたが、何れも決定的な答えとはならなかった⁹⁾一方、全く独立にソ連に於てはトカマク

の実験が行なわれ、初期に於ては不整磁場、不純物その他主として技術的課題の解決が中心となっていた。¹⁰⁾

Culhamでの国際会議(1965年)の前後、ミラーに於ける極小磁場の考え方をトーラスに適用した平均極小磁場の性質をもつ多極磁場が提案¹¹⁾され、ボーム時間の数十倍の閉じ込めが得られた。以後各種の内部導体系装置に於いて、低温度で稀薄なプラズマを用いて、主としてプラズマの閉じ込めと不安定性を中心に実験が行なわれた。実験結果は、不純物残留気体、不整磁場、導体支持棒の影響など細部にわたって詳しく検討され、閉じ込め時間は古典的拡散時間の数分の1であり揺動の少ない静かな閉じ込めが実現されるようになった。また将来、プラズマの温度の上昇に伴って現われる事が予想されている捕捉粒子不安定が認められた。¹²⁾ 或いは回転変換をもつトーラス磁場での閉じ込め時間について、新古典拡散(neo-classical diffusion)理論を実証する実験も行なわれた。¹³⁾ これ等一連の実験から、プラズマの閉じ込めは、トロイダル磁場よりもむしろポロイダル磁場に支配されるとして、多くの実験結果と良い一致を示す擬古典(pseudo-classical)理論と称される比例則が提案された。¹⁴⁾ 但し、さらに閉じ込め時間が長くなると、ボーム時間の数百倍という限界のある事も同時に指摘されている。¹²⁾ これ等の装置は、何れもプラズマの内部に導体を持つ事から、このままでは融合炉としては考えられないが、閉じ込めに対する理解を深め、実験技術の進歩に寄与し、また将来の見通しを与えた点で、その果たした役割は大きい。

トカマクは1969年に電子の速度分布がMaxwell分布である事、得られた電子温度は1KeVに達する事がレーザー散乱法によって測定され、ボーム時間の約80倍に対応する閉じ込め時間が示された。¹⁵⁾ また同時にトーラス磁場中の粒子運動や輸送現象等の理論的な理解¹⁶⁾も進められ、実験との対応や経験法則の裏付けが積極的に行なわれるようになった。さらに米国に於いてトカマクの追試が行なわれ実験結果が確認¹⁷⁾されるに至って、様々な特徴をもつトカマクが各地で建設された。現在では基本的には多くの事が明らかにされているが、幾つか重要な未解決の問題も残されている。例えば高密度領域で観測されるdisruptive不安定と呼ばれる現象、或いは異常電子熱伝導や微視的不安定の問題も含めた統一的な比例則の確立及び不純物の影響とその除去などが挙げられる。プラズマ中の不純物については、磁気リミターやダイバーターの採用が必要であると考えられているが、定量的な検討結果の蓄積に乏しい。非円形断面による改良と共に次の世代の装置に於ける大きな課題である。その他中性粒子入射、高周波加熱、圧縮加熱等の追加熱法の開発や大電流制御、超電導コイル等技術開発の課題も多い。

非軸対称外部導体系では、Culham会議に於いてステラレーターの閉じ込めに関して2つの対立的な実験結果が示された。即ち、C-ステラレーターではエネルギー収支を詳しく検討し

た結果も依然としてボーム拡散であった¹⁸⁾が、一方低温のセシウム・プラズマを用いた西独の小さなステラレーター (WIb) ではトラス効果を考慮に入れた古典拡散を示した¹⁹⁾ このC-ステラレーターのボーム則に対しては、損失錐の存在²⁰⁾や乱流状態を仮定する²¹⁾等の解釈もなされた。またその後の実験結果はボーム則が必ずしも決定的なものでなく、ボーム時間の数倍の閉じ込め時間も得られている²²⁾が、回転変換等の磁場の性質に対する依存性は必ずしも明らかにならなかった。²³⁾ 磁気面の存在についての疑問は、電子ビームを用いた磁力線の追跡によって定量的に明らかにされた。²⁴⁾ C-ステラレーターに於いては、長期間の実験を通じて、個々の研究課題については多くの成果が得られたが、全体として広い範囲に及ぶパラメーターについて統一的な法則に帰着させる事は出来なかった。⁹⁾

一方、前述の内部導体系での安定な閉じ込めに触発されて、ステラレーター等の外部導体系磁場についても安定性の観点から改めて検討が加えられた。即ちシア或いは平均極小磁場の性質をもつ配位であり、²⁵⁾ 特に後者は $V'' < 0$ (例えば磁束当りの比体積が外側に向って減少する様な場合) を判定条件²⁶⁾として様々な磁場配位の提案²⁷⁾がなされた。実験的にも、必ずしもボーム拡散にとらわれず、基礎的な面からステラレーターを検討する為に各国で幾つかの実験装置が作られた。さらに又、ヘリカル・ヘリオトロン²⁸⁾やトルサトロン²⁹⁾など従来のステラレーター磁場に較べて幾つかの優れた性質をもつ、新たな外部導体系磁場も提案され、建設された。³⁰⁾ 本論文に述べるヘリオトロンDを除いた外部導体系装置に於ける近年の実験成果の概略を以下に述べる。

これ等の装置に於ては、Grenobleでの第5回ヨーロッパ会議(1972)の頃を頂点として、閉じ込めが新古典拡散理論に従うか否かの点について主として検討が行なわれた。その結果、ほとんどの場合、閉じ込めはボーム則の制限を受けず、ボーム時間の十倍以上を示した。さらにプラズマ・パラメーター等の依存性はほぼ新古典理論に従う事を示唆しているが、なお幾つか疑問点も残されている。実験的に得られる拡散係数は、ほとんど理論値と一致するもの³¹⁾から約1桁上まわるもの³²⁾迄開きのある事もその一例である。又理論的に存在が予測されている boot-strap 電流³³⁾は観測されていない。³⁴⁾ 一般に不安定の存在を示す様な顕著な揺動は観測されていないが、対流胞の発生³²⁾による損失の為に理論とのずれの見られるものと、その発生の認められない例³⁵⁾等細部については必ずしも統一的でない。また、シアをもたない為に広い範囲にわたって有理面を形成し得る様な磁場配位 ($\ell = 2$ ステラレーター) に於ては、回転変換が有理数となる時に顕著な共鳴的粒子損失を生ずる事も実験的に確かめられた。³⁶⁾ これ等一連の結果について、新古典理論とは異なる経験的な比例則の提案³⁷⁾もなされている。何れも、大部分の結果は新古典理論で言うプラトー領域に制限されており、理論的には、非軸対称系の不

利な点とされている超バナナ拡散領域での実験結果は少ない。この意味で現在の外部導体系に於ける閉じ込めとトカマクのそれとの間に大きな相違はない。その後、Garchingでの第3回国際シンポジウム(1973)の頃からは、閉じ込めだけでなく加熱の問題も積極的にとり上げられるようになった。外部導体系装置でもジュール加熱や高周波イオン加熱等の適用が試みられている。また β 値の上限を調べる試み³⁸⁾もなされている。

最後に、東京での第6回国際会議(1974)について簡単に触れる。トカマクについては、炉心プラズマへの接近と言う点では仏の装置(TFR³⁹⁾)に代表されるパラメーターの向上($T_e \sim 2 \times 10^3$ eV, $T_i \sim 10^3$ eV, $n \sim 10^{13}$ 1/cc)が見られたが、前述の問題点などについては多く今後に残されている。一方、ヘリオトロンD⁴⁰⁾やステラレーター等外部導体系については、従来の閉じ込めについての基礎的な検討の段階をこえて炉心プラズマ⁴¹⁾に至る比例則の確立を目指す方向が顕著となりつつある。

1.2 ヘリオトロン磁場による閉じ込め研究の歴史

ヘリカル・ヘリオトロン磁場は、ヘリオトロン磁場の一種として、ポロイダル磁場成分の極めて大きい配位である事から、高 β プラズマの閉じ込めの可能性や電流不安定の影響を受ける事が少ない等の予想がなされていた^{44), 46)}ものである。ここではヘリカル・ヘリオトロン磁場に至る実験装置の発展について概観する。

ヘリオトロン磁場^{42)~45)}とは、 U_0 により提案、解析されたもので、容器壁の内側に零磁場の中性線環をもつ磁場を軸方向に周期的に連らねて出来る波形磁場がその基本型である。この磁場は方向と電流値の異なる2種類のコイルを交互に一定間隔で配列する事によって実現出来る。内部の軸に近いプラズマの閉じ込め領域とセパトリクスから外側の壁を切る磁力線群の領域を分ける事により、プラズマ柱を壁から引き離す事がその目的とする所であった。言い換れば磁気リミターとしての役割を期待して考案されたものである。またプラズマ閉じ込めの点からは、平衡解の存在の必要条件を満たし、かつ適当な密度分布の下では交換型不安定性に対し安定となる事が予想された。

実験装置としては、1959年のヘリオトロンAに始まる。この装置はセラミック製放電管をもっていたが、実験開始後すぐ破壊した。次いで製作されたレーストラック型のヘリオトロンB装置(ステンレス製)に於ては、ジュール加熱により生成されたプラズマが、期待された様にリミターを用いる事なく容器壁から隔離して閉じ込められた。この事は、不純物及び壁からの放出気体密度が単純トーラス配位の場合に較べて著しく少ないと言う分光測定の結果によつ

でも裏付けられている。⁴⁶⁾ さらに1965年には主半径1mの真円トーラスのヘリオトロンC装置が建設された。同じくジュール加熱の実験が行なわれ、ヘリオトロン磁場と同じ周期をもつ波形の垂直磁場を加える事によって閉じ込めの改善が認められた。しかしプラズマ中を回転しながらヘリカル状に流れる電流によってセパトリクスが破壊され、カスプからの間欠的なプラズマの損失が観測された。この異常カスプ損失を避ける為に、ヘリオトロンの負コイルをプラズマ中に沈めたポロイダル・ヘリオトロン磁場と負コイルを連続的にヘリカル・コイルとしたヘリカル・ヘリオトロン磁場を用いる事が考えられた。ポロイダル・ヘリオトロン磁場は、極小磁場の性質をもち、ポロイダル・リングが1個のみの予備実験ではボーム時間の20倍の静かな閉じ込めが得られた。⁴⁷⁾ しかし、ポロイダル・ヘリオトロン磁場をトーラスとする時、旧来のヘリオトロン磁場と同様に波形磁場である為のポロイダル・ドリフト電流によって電荷分離を打ち消す事が期待されるが、この平衡の問題は有限ラーマー半径を考慮した場合に疑問であると考えられた。尚、ポロイダル・ヘリオトロン磁場は高 β ピンチ装置に適用され、トロイダル・ドリフトの抑止等が観測⁴⁸⁾されている。一方、回転変換をもつトロイダル・ヘリカル・ヘリオトロン磁場に於ては、ステラレーターの場合と同じくらせん状の磁力線によって電荷分離を打ち消す事が出来る。従って平衡を得る上でより確実であると考えられるヘリカル・ヘリオトロン磁場をもつヘリオトロンD装置⁴⁹⁾が建設された。また次章に述べる様に、この磁場は幾つかの優れた性質をもつ新しい外部導体系配位である事も明らかとなった。^{28), 50)}

1.3 本研究の目的と意義

本研究の目的は、トロイダル・ヘリカル・ヘリオトロン磁場のプラズマ閉じ込めに対する有効性をヘリオトロンD装置によって実験的に確かめ、さらにジュール加熱法を適用する事によって、より高温、高密度のプラズマを得、この方法が一つの有力な加熱手段である事を確める事にある。また本研究により得られた主要な結果は、ヘリカル・ヘリオトロン磁場をもつ次の研究段階の装置、或いはその他のプラズマ閉じ込め装置に対しても資料となり得るものであり、更に制御核融合炉に至る過程への布石となる意義をもつものと考えられる。

文 献

会議の proceedings 等は以下の様に略記する。例えば,
Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (proceedings of the 4th International Conference, Madison, 1971) IAEA, Vienna (1972) は (proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA (1972) と Controlled Fusion and Plasma Physics (proceedings of the 5th European Conference, Grenoble, 1972) は (proc. 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) の様に略す。

- 1) Conference Report, Nucl. Fusion **13** (1973) 935
- 2) Yu. V. Gott, M. S. Ioffe and V. G. Telkovsky, Nucl. Fusion suppl. **3** (1962) 1045
- 3) T. K. Fowler, Nucl. Fusion **9** (1969) 3
- 4) A. S. Bishop, Nucl. Fusion **10** (1970) 85
- 5) R. W. Werner, G. A. Carlson, J. D. Lee, R. W. Moir, R. F. Post and C. E. Taylor, (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA **3** (1972) 329
- 6) F. H. Coesgen, W. F. Cummins, W. E. Nexsen Jr., A. W. Molvik and T. C. Simonen, (Proc. 6th Europ. Conf. Moscow, 1973) 255
- 7) J. M. Dowson, H. P. Furth and F. H. Tenney, Phys. Rev. Letters **26**, (1971) 1156
- 8) F. C. Jahoda (Proc. 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) **2**, 35
- 9) K. M. Young, Plasma Phys. **16** (1973) 119
- 10) L. A. Artsimovich, Nucl. Fusion **12** (1972) 215
- 11) T. Ohkawa and D. W. Kerst, Phys. Rev. Letters **7** (1961) 41
- 12) S. Yoshidawa, in Toroidal Plasma Confinement (Proc. 3rd. Inst. Symp. Garching, 1973) C2, MATT-955 (Princeton Plasma Physics Laboratory, 1973).
- 13) T. Ohkawa, J. R. Gilleland and T. Tamano, Phys. Rev. Letters **28** (1972) 1107
- 14) S. Yoshikawa and N. C. Christofilos (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA **2** (1972) 357
- 15) N. J. Peacock, D. C. Robinson, M. J. Forrest, P. D. Wilcock and V. V. Sannikov, Nature **224** (1969) 448
- 16) A. A. Galeev and R. Z. Sagdeev. Sov. Phys. JETP **26** (1968) 233
- 17) D. Dimock, D. Eckhardt, H. Eubank, E. Hinnov, L. C. Johnson, E. Meservey, E. Tolnas and D. J. Grove (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA **1** (1972) 451
- 18) A. S. Bishop and E. Hinnov (Proc. 2nd Int. Conf. Culham, 1965) IAEA **2** (1966) 673

- 19) D. Eckhartt, G. von Gierke and G. Grieger (Proc. 2nd Int. Conf. Culham, 1965) IAEA 2 (1966) 719
- 20) J. G. Gorman, I. G. Brown, G. Lisitano and J. Orens, Phys. Rev. Letters, 22 (1969) 16
- 21) T. Ohkawa and T. H. Jensen, Phys. Rev. Letters 22 (1969) 922
- 22) D. J. Grove, E. B. Meservey, W. Stodiek and K. M. Young, (Proc. 3rd Int. Conf. Novosibirsk, 1968) IAEA 1 (1969) 479
- 23) K. M. Young and W. Stodiek, (Proc. 4th Europ. Conf. Rome, 1970) 27
- 24) J. C. Hosea, G. V. Sheffield, R. M. Sinclair and T. Tamano, Plasma Phys. 13 (1971) 365
- 25) J. B. Taylor, Phys. Fluids 8 (1965) 1203, A. Gibson, Phys. Fluids 10 (1967) 1553
- 26) H. P. Furth and M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids 7 (1964) 764
- 27) 例えは H. P. Furth and C. H. Hartman, Phys. Fluids 11 (1968) 408
- 28) 代表的なものとして K. Uo, Plasma Phys. 13 (1971) 243, Nucl. Fusion 13 (1973) 661
- 29) F. Gourdon, D. Marty, E. K. Maschke and J. P. Dumont, (Proc. 3rd Int. Conf. Novosibirsk, 1968) IAEA 1 (1969) 847
- 30) K. Uo, A. Iiyoshi, S. Yoshioka, T. Ishida, S. Konoshima and M. Sato, (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA 3 (1972) 109
- 31) R. A. E. Bolton, J. Hugill, D. J. Lees, W. Millar and P. Reynolds (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA 3 (1972) 79
- 32) K. Miyamoto, A. Mohri, N. Inoue, M. Fujiwara, K. Yatsu, Y. Terashima and R. Itatani, (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA 3 (1972) 93
- 33) R. J. Bickerton, J. W. Connor and J. B. Taylor, Nature 229 (1971) 110
- 34) A. Gibson, Course on 'The Stationary and Quasi-Stationary Toroidal Reactors', Int. School of Fusion Reactor Tech. (Sicily), (1972) Ib2
- 35) D. J. Lees, W. Millar, R. A. E. Bolton, G. Cattanei and P. L. Plinate, (Proc. 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) 2, 135
- 36) E. Berkl, D. Eckhartt, G. v. Gierke, G. Grieger, E. Hinnov, K. U. v. Hagenow and W. Ohlendorf (Proc. 3rd. Int. Conf. Novosibirsk, 1968) IAEA 1 (1969) 513
- 37) L. M. Kovrizhnykh, (Proc. 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) 2, 147

- 38) A. G. Diky, S. S. Kalinichenko, I. I. Kononov, S. S. Ovchinnikov, O. S. Pavlichenko, V. K. Pashnev, A. S. Slavny, V. A. Suprunenko, V. F. Tarasenko, V. T. Tolok and O. M. Shvets, (Proc. 6th Europ. Conf. Moscow, 1973) **1**, 105
- 39) Equipe TFR, 5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo (1974) IAEA-CN-33 / A6-2
- 40) K. Uo, A. Iiyoshi, T. Obiki, S. Morimoto, A. Sasaki, K. Kondo, S. Yoshioka, I. Ohtake, S. Konoshima, M. Sato, O. Motojima and M. Koyama, *ibid.* IAEA-CN-33 / B5-3
- 41) A. Iiyoshi and K. Uo, *ibid.* IAEA-CN-33 / G4
- 42) 宇尾, 核融合研究, **1** (昭33) 20, **2** (昭34) 247, **3** (昭34) 679
- 43) K. Uo, J. Phys. Soc. Japan **16** (1961) 1380
- 44) 宇尾, 電気学会誌, **82** (昭37) 899, **82** (昭37) 1759
- 45) 宇尾, 電気学会誌, **81** (昭36) 1739, **81** (昭36) 1748
- 46) K. Uo, A. Mohri, H. Oshiyama, R. Kato and K. Ishii, Phys. Fluids **5** (1961) 1293
- 47) K. Uo, R. Itatani, A. Mohri, H. Oshiyama, S. Ariga and T. Uede, (Proc. 3rd Int. Conf. Novosibirsk, 1968) IAEA **1** (1969) 217
- 48) T. Uchida, K. Sato, R. Akiyama, N. Noda and N. Inoue, in Pulsed High-Beta Plasma (2nd Top. Conf. Garching, 1972) F7
- 49) 宇尾, 学術月報 **24** (1971) 322
- 50) Final Report of IAEA panel on International Cooperation in Controlled Fusion Research and its Application, Nucl. Fusion **10** (1970) 414

第2章 ヘリオトロンD装置とプラズマ生成法

2.1 序

ヘリカル・ヘリオトロン磁場を閉じ込め磁場とするヘリオトロンD装置は、低 β トロイダル・プラズマ閉じ込めの実験装置として1970年4月に建設された。本章では、先ずヘリカル・ヘリオトロン磁場について、主として以下の各章に於ける実験との関連に重点を置いて、その特徴的な幾つかの性質を述べる。また本研究を通じての実験装置であるヘリオトロンD装置については工学的ないしは装置学的見地からやや詳しく述べ、最後に低 β プラズマ源として用いた、電子共鳴加熱法及びプラズマ銃による入射法について述べる。

ヘリオトロンD装置は、他の外部導体系閉じ込め装置に較べて比較的大きなプラズマ半径をとりうる様になっている。一般に、プラズマの閉じ込め時間は、磁束密度とプラズマ半径の積の2乗に比例する。従って装置の経済性及び観測の容易さから半径を大きくする事は有利である。また従来のステラレーター装置と異なり、ヘリカル巻線は真空容器の内部に設けられており、その構造上幾つかの個有の特徴をもっている。装置は、トーラス状真空容器、ヘリカル・コイル、トロイダル磁場及び垂直磁場コイル、超高真空排気装置とその制御系統、電源コンデンサー及び充放電制御回路により構成されている。真空排気系及び磁場エネルギー等は実験の進展或いは目的に応じて適宜改善又は変更されるが、装置本体に関しては1972年以降ジュール加熱用一次巻線が付け加えられた以外に変更はない。

ヘリオトロンD装置に於いて、これ迄行なわれて来たプラズマ生成、加熱法は電子共鳴加熱、同軸型及びレール型プラズマ銃による入射、ジュール加熱及びイオン・サイクロトロン共鳴加熱がその主なものである。前2者は閉じ込め実験用のプラズマ源或いは予備電離法として用いられているのに対し、後2者はプラズマの加熱を目的とする実験である。ジュール加熱法についての詳細は第4章で述べられる。

2.2 ヘリカル・ヘリオトロン磁場^{1)~6)}

ヘリカル・ヘリオトロン磁場とは、既に1.2節に触れた様に、 U_0 により提唱され解析された「ヘリオトロン磁場」の一形態^{1),2)}である。また同時に、ステラレーターに代表される非軸対称外部導体系に属し、トルサトロン^{7),8)}と共に従来のいわゆるステラレーターの改良型と言

う事も出来る。プラズマ閉じ込め磁場としての第一の特徴は、磁場の回轉變換及びシア (shear) が従来のステラレーターに較べて著しく大きい事にある。例えば C-ステラレーター⁹⁾ その他の装置^{10), 11)} の回轉變換の最大値は、ほとんど 1 或いはそれ以下であるのに対し、ヘリオトロン D では後に見る様に 2 ~ 4 に達している。又シア・パラメーターについても、通常の high-shear 装置¹¹⁾ の数倍となっている。

トロイダル・ヘリカル・ヘリオトロン磁場は、ヘリカル磁場コイル、トロイダル磁場コイル及び垂直磁場コイルによって作られる三種類の磁場の組み合わせによって構成される。ヘリカル磁場コイルは、1本のヘリカル導体がトーラスに沿って ℓ 回、また小軸のまわりを $\ell\kappa$ 回 ($\kappa = m + 1/\ell$, m : 整数) まわって自ら閉じると言う構造をもっている (図 2.6)。ヘリオトロン D に於ては $\ell = 2$, $m = 12$ であり、電流配位としては 2 本の一定周期 (ピッチ長 $p = 2\pi R/\kappa$, R : 大半径) の同方向ヘリカル電流である。擬トロイダル座標 (r, θ, φ) で、導体がポロイダル方向になす角を θ_0 とすれば、ヘリカル導体は $\theta_0 = \kappa\varphi_0$, $r = a$ で表わせる。このヘリカル導体を流れる電流は、トーラス効果によって、垂直磁場成分を作る為、これを打ち消して磁気面の中心又は磁気軸を小軸 (コイル中心) と一致させる為に適当な大きさの均一垂直磁場 (B_v) が必要である。さらにポロイダル磁場成分に対するトロイダル磁場成分の強さ (磁束密度) に変化をもたせる為に、別にトロイダル磁場 (軸上での強さ B_t とする) が付け加えられている。ヘリカル導体電流による小軸上でのトロイダル磁場成分の強さ $B_{h\varphi_0}$ で規格化された B_t 及び B_v の値をそれぞれ α^* , β^* とした時、ヘリカル・ヘリオトロン磁場はこの 2 つのパラメーター (α^* , β^*) によって規定され、それ等の値によって数種の特徴的な配位をとる。以下で U_0 によるヘリカル・ヘリオトロン磁場の計算法、計算結果の例を挙げ、その特徴を示す。

U_0 によるヘリカル・ヘリオトロン磁場の計算法³⁾ は大よそ以下の様である。ヘリカル・ヘリオトロン磁場コイルのように $2a/p$ (a はコイル半径, p はピッチ長) が 1 に近い様な場合、近軸展開法による解析は困難である。従って、先ず Biot-Savart の式を用いてヘリカル電流の作る磁場を求め、これにトロイダル磁場及び垂直磁場を加えて、擬トロイダル座標に於ける磁場の三成分 (B_r, B_θ, B_φ) から数値積分によって磁力線を追跡していく方法が用いられている。この様にして、磁力線の織りなす面、即ち真空磁気面が得られ、また磁力線がポロイダル方向に一周するまでのトロイダル方向の周回数、即ち各磁気面上での回轉變換 (rotational transform) ($\iota \equiv t/2\pi$) が求まる。さらに ι の半径方向の変化の割合として、磁力線のずれ或いはシアが求められる。これ等はプラズマの平衡配位及び安定化に重要な役割をもち、磁場による閉じ込めの指標を与えるものである。ヘリカル・ヘリオトロン磁場の磁気面は、 $\alpha^* \approx -1$ を境にして、概念的に図 2.1 に示す様に二種類の型をとり、それぞれセパトリクスによ

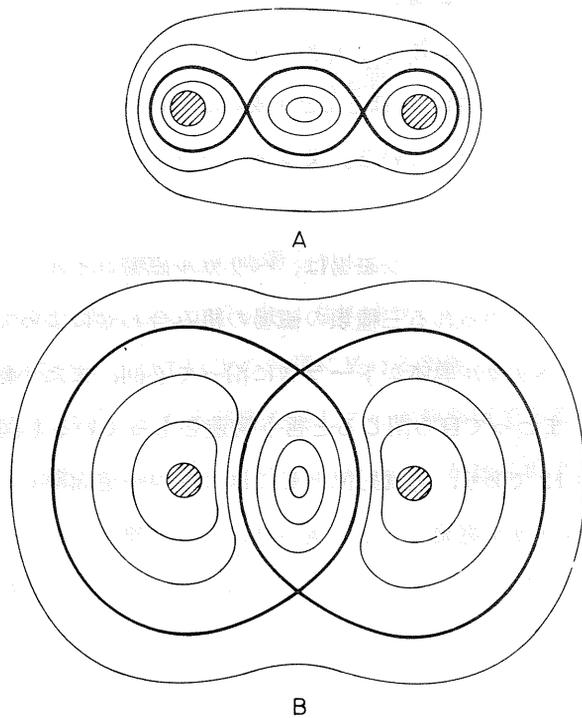


図 2.1 ヘリカル・ヘリオトロン磁場の磁気面とセパトริกクス(直線型⁶⁾)。A, B はそれぞれ第一種及び第二種磁気面を示している。斜線部はヘリカル導体。

って分けられた三つの閉じた磁気面の領域で構成されている。^{5), 6)} すなわち、導体内部にあって、中心に楕円の特異点(磁気軸)をもつ軸近傍磁気面、導体を取り囲む磁気面及びそれ等全てをとり囲む外側の閉じた磁気面である。但し、トーラス型に於いては、セパトริกクス近傍の磁力線は複雑な軌跡をとり、一般に有限の巾をもつ領域(セパトริกクス領域)を形成する。このセパトริกクス及びそれより外側の領域に関しては、従来のステラレーター磁場では容器壁の外側にヘリカル導体を設けると言う構造上の理由からも、特に注目されてはいなかったが、この領域の磁束が磁気リミターの役割をもち、又ダイバーターとして機能し得るものとして今日の外部導体系閉じ込め装置の重要な特質とされている。^{7), 12), 13)} プラズマ閉じ込め領域としての内部領域については、 $\ell=2$ ステラレーター磁場と同様楕円形の磁気面をもっている。図 2.2 には第 4, 5 章の実験に於いて、しばしば用いられる $\alpha^* = 0.0$ の場合の内部磁気面(第二種磁気面)の計算結果の例を示している。回転変換(ϵ)及びシアの大きさを表わす尺度として用いられるシア・パラメーター($\theta = r^2/R \cdot d\epsilon/dr$)については、図 2.3 及び図 2.4 に示す様である。⁵⁾ ここで横軸 r_m は楕円型磁気面の平均半径を表わしている。前にも述べた様に、 ϵ 及び

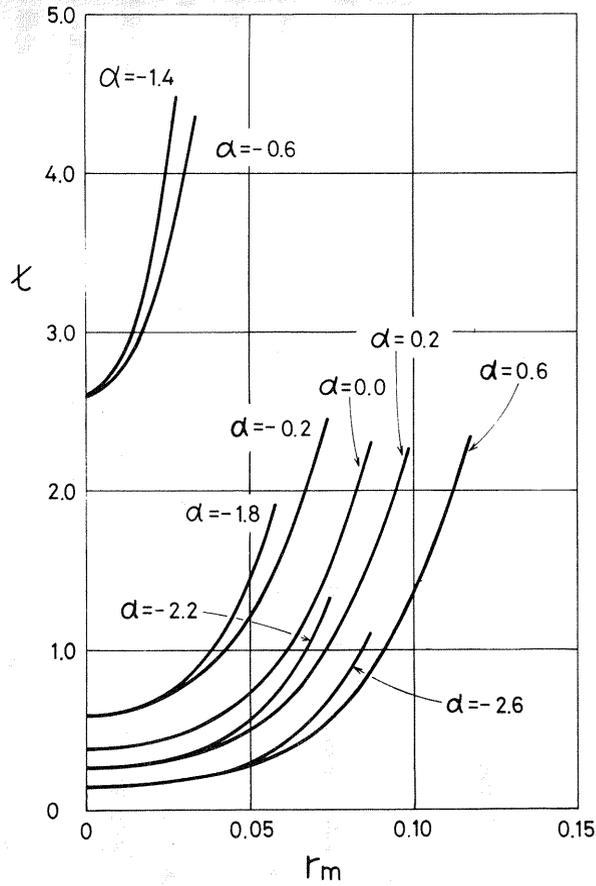


図 2.3 回転変換 (κ) (直線型⁵⁾。
 横軸は楕円型磁気面の平均半径 (r_m , 単位 m)。
 パラメーター α は α^* と同じ。

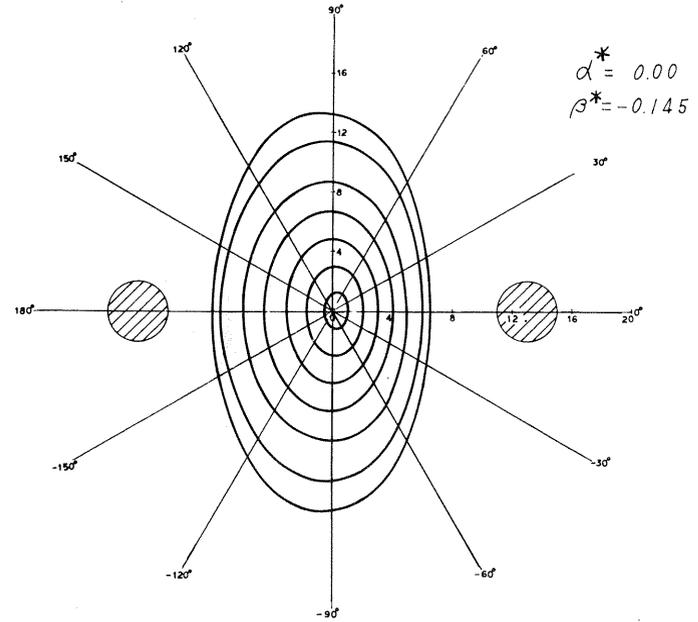


図 2.2 磁気面の一例 ($\alpha^* = 0.0$, $\beta^* = -0.145$)。
 斜線部はヘリカル導体断面を示す。

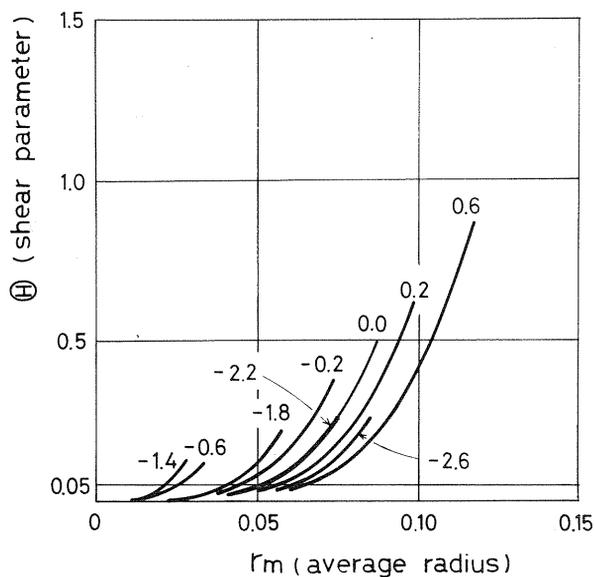


図 2.4 シア・パラメーター (Θ) (直線型⁵⁾。
横軸は平均半径 (r_m)。パラメーターは α^* 。

Θ がこの様に大きな値をとり得ることは、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の最大の特徴であり、従来のステラレーター磁場と異なる点である。

2.3 ヘリオトロンD装置

2.3.1 装置本体

ヘリオトロンD装置の外観及び全体の概念図は、図 2.5 及び図 2.6 に示されている如くである。真空容器は真円のトーラスで、大半径 $R_0 = 1.05\text{m}$ 、小半径 $r_0 = 0.3\text{m}$ であり、材質はステンレス鋼 (SUS-27)、容器壁の厚さ 6mm である。 $\ell = 2$ のヘリカル・コイルは、1ピッチ当たり 4本の絶縁されたインコネル線 ($\text{Ni} \cdot \text{Cr}$ 合金) によってケージから懸垂され、ケージはレールによって容器内壁に固定されている。真空容器及びヘリカル・コイルは、コイルの交換等の場合の解体の為にトーラス方向半周ずつに 2分割出来るが、容器壁に誘導される電流による不整磁場の発生及びジュール加熱 1ターン・ループ電圧の短絡を避ける為に分割面は絶縁されている。真空容器の内部にヘリカル・コイルを設ける方式は英国の proto-Cleo や Torso 等の装置でも採用¹⁴⁾されており、幾つかの利点をもっている。この様な構造に於ては、内部磁気

HELIOTRON-D

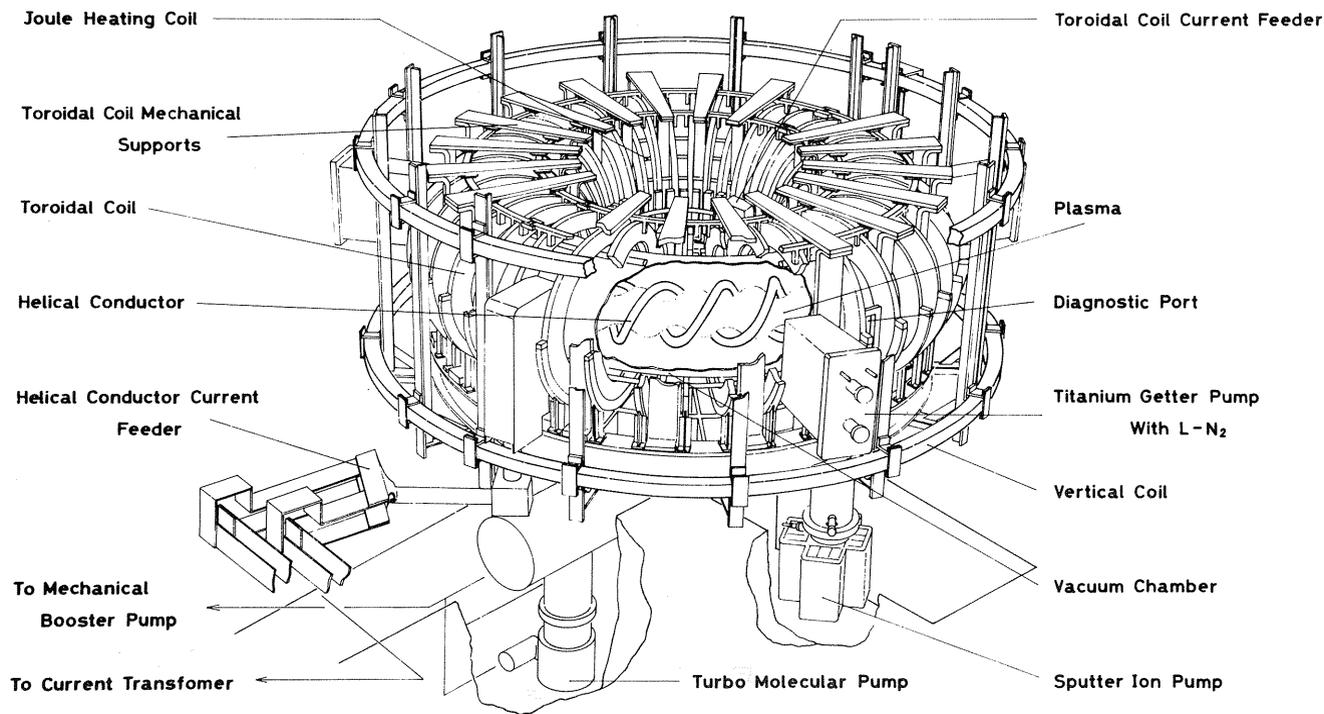


図 2.5 ヘリオトロンD装置。

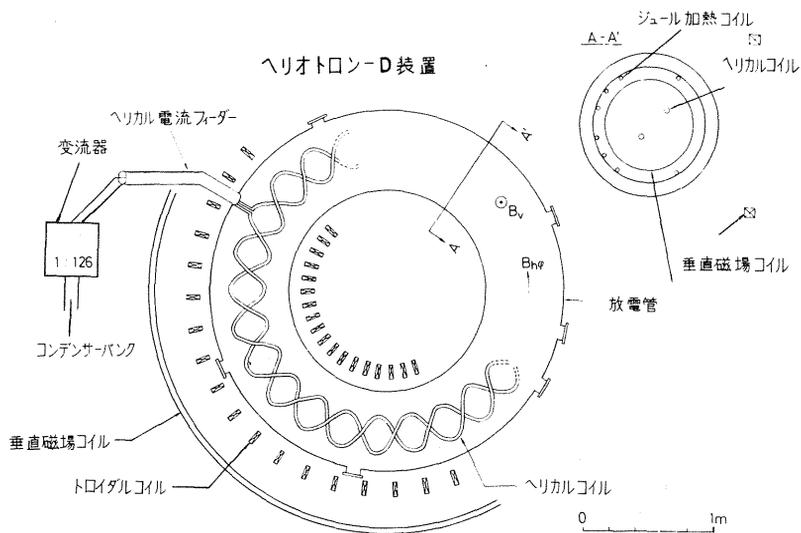


図 2.6 ヘリオトロンD 概念図。右上は断面を示す。

面と外部磁気面の間、即ちセパトリクス領域は、容器壁を切る事なく、真空容器内部に存在する様に出来る。従ってセパトリクスは磁気リミターの役割が期待出来、また閉じ込め領域から流出して来るプラズマを適当に処理する事によってダイバーターの機能をもたせる事が出来る。勿論、真空容器には、ヘリカル・コイルの存在による制限を受けない事から、大きさ、形状が任意の観測孔を設ける事が出来、プラズマ計測の上での自由度も大きい。

ヘリカル・ヘリオトロン磁場を構成する三種類の磁場コイルの仕様は表 2.1 の如くである。

表 2.1 ヘリオトロンD 磁場コイル

	寸法, 形状	軸上最大磁場 (KG)	最大電流 (KA)	定数		冷却方式
				R(Ω)	L(H)	
ヘリカル・コイル	トーラスを周回するターン数: 2, $\kappa=12.5$ (ピッチ長 0.55 m), 大半径 1.085 m, 小半径 0.13 m	3	60	6.1×10^{-4}	18.2×10^{-6}	水冷
垂直磁場コイル	152 ターン大半径 2 m のコイル上下各 1 個	0.5	0.5	3.63	0.523	自然冷却
トロイダル磁場コイル	20 ターンのコイル 40 個 コイル内径 0.76 ϕ , 外径 0.98 ϕ	5	3	0.565	7.01×10^{-2}	自然冷却

ヘリカル・コイルは 0.04 ϕ の単一導体から出来ており、真空中での脱ガスに対する配慮から無酸

素銅の表面はニッケルメッキが施されている。電流はコンデンサーからの一次電流(最大10KV, 0.5KA)を変流トランス(step-down transformer)により低電圧大電流($\leq 100V, 60KA$)に変換して、同軸型給電部から真空容器内のヘリカル・コイルへ供給されている。パルス運転である為、ヘリカル・コイルには通電時に電磁力(コイル自身及びトロイダル磁場コイルとの間に働く)によって低周波($\approx 1c/s$), 小振幅($\leq 5mm$)の機械振動を伴うが、実験時間内でその影響はない。トロイダル方向2ターンのヘリカル電流による垂直磁場成分を打ち消し、且つ磁気軸を適当な位置にする為の均一垂直磁場コイル(ヘルムホルツ・コイル)及び一定間隔($\Delta\varphi=9^\circ$)に配置されたトロイダル磁場コイルは真空容器外部に設けられている(図2.5)。ヘリカル・ヘリオトロン磁場を規定するパラメーター(α^*, β^*)と各コイル電流(I_h, I_v, I_t)との間には次式の関係が成り立っている。

$$\alpha^* = \frac{B_t}{B_{h\varphi 0}} = 32.1 I_t / I_h \quad (2-1)$$

$$\beta^* = \frac{B_v}{B_{h\varphi 0}} = 21.3 I_v / I_h$$

また通常、閉じ込め磁場の強さの尺度として用いられる、軸方向の磁場の強さ(磁束密度)Bは

$$B = B_{h\varphi 0} (1 + \alpha^*) = (148I_t + 4.61I_h) \times 10^{-6} \quad (\text{Tesla} (\equiv W_b/m^2), I_j \text{ は A 単位}) \quad (2-2)$$

となる。各コイルに流れる電流値とそれ等が作る磁場の値の間には、容器壁の存在、コイル間の相互誘導等により、通常設計値と異なる場合が多いが、磁気探針を用いて測定した結果は、磁場強度と電流値及びその線形関係、垂直磁場の均一性或いはトロイダル磁場の空間変化等についても数%以内でありほとんど計算値に一致する事が確められた。従って所要の配位(α^*, β^*)及び強さ(B)をもったヘリカル・ヘリオトロン磁場が(2-1)式及び(2-2)式から各電流値の組み合わせにより得られる。

2.3.2 電源及び回路

閉じ込め磁場のエネルギー、即ち各コイルへの電流供給源は最大合計約1.2MJのslowコンデンサー・バンクである。放電とクローバーはイグナイトロン・スイッチで制御され、点弧には水晶発振器を利用した6チャンネルのプリセット・カウンターの出力パルスが用いられる。主回路は図2.7に示されている。最高10KV迄のコンデンサーの充電電圧は3桁の精度で設定す

る事が出来、1分ないし5分に1回の自動的充放電操作が可能となっている。ヘリカル・コイルと垂直磁場コイルの回路は当初それぞれ独立であったが、実験時間中の磁場配位を一定に保つ必要から、垂直磁場コイルの回路にもほぼ1:1のインピーダンス変換用のトランスを設け変流トランスの一次側と直列にする事によって、2次側コイル電流の同期化¹⁰⁾即ち β^* を時間的に一定に保っている。また β^* の変化はトランスのタップ切換によって行う事が出来、 $\beta^* = 0.12 \sim 0.17$ の範囲でほとんど連続的に可変となる様に設計されている。

定常磁場による閉じ込め実験を目的としているため、ほとんどの実験は各コイル電流の時間変化が少なくほぼ直流とみなせる90%維持時間内で行なわれる。閉じ込め

実験の場合には、プラズマの閉じ込め時間に較べて十分長い磁場の維持時間が必要であり、加熱を目的とした実験では、強磁場の要請と加熱時間が比較的短い事から有効な維持時間は短かくて済む。この様な原則に基いてコンデンサーの配分を決定し、通常、閉じ込め実験に於いては有効な磁場の維持時間として約60msec、加熱実験では約25msecが用いられている。

2.3.3 超高真空排気系

容積 2m^3 で内側表面積 13m^2 の真空容器には、下部に $168\text{cm}^2 \times 2$ の断面をもつ排気孔が3箇所設けられ、排気装置に接続されている。真空排気装置は、以下に述べる何度かの改良が施されている。当初、フロン・ガスによるコールド・トラップ付き10吋油拡散ポンプと4吋ブラスター・ポンプを一列とする3系列が用いられていた。さらに、真空度を上げ、水の分子等を除去する為にチタン・ゲッター・ポンプ3台を併用する事により、 5×10^{-7} torrの到達真空度が得られた。しかし、4重極型質量分析計による残留気体分析の結果、この系では分子量の大きい拡散ポンプ油の成分($\text{C}_x, \text{H}_y, \text{O}_z$)の容器内への逆流が無視出来ない事、及びその原因は主としてフロン・ガスによるコールド・トラップの冷却不足によるものである事が判明し

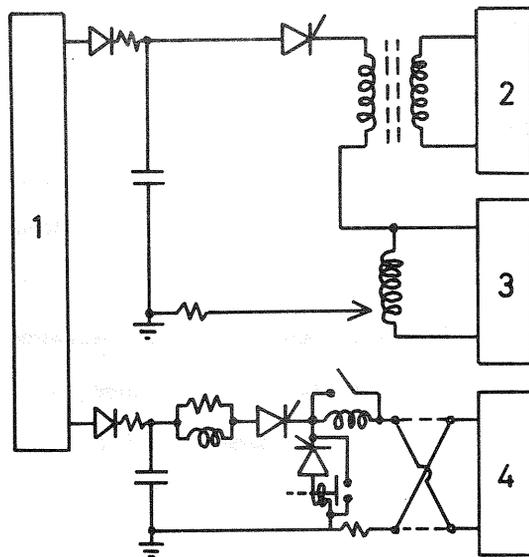


図 2.7 磁場回路。

1は高圧トランス、2,3,4はそれぞれヘリカル・コイル、垂直磁場コイル、トロイダル・コイルに相当し、4は極性の反転が可能である。ヘリカル・コイルと垂直磁場コイルのトランスの一次側は直列接続されている。

た。閉じ込め実験に於いては、プラズマ閉じ込め時間の長い場合、不純物分子との荷電交換の効果は無視し得ない場合もあり、例えば 10^{-8} torr 以上の O_2 や H_2O 等酸素を含む気体の存在¹⁵⁾ またヘリウム・プラズマ中に於ける窒素分子の存在¹⁶⁾ の影響が報告されている。主として以上の理由から、油拡散ポンプは、油を用いない dry な排気装置であるスパッタ・イオン・ポンプと液体窒素冷却器付チタン・ゲッタ・ポンプに置き換えられた。この結果、 10^{-8} torr 台の分子量 44 (CO_2) 以上の気体をほとんど含まない清浄な真空を得る事が出来た。¹⁷⁾ ヘリオトロンD装置に用いられた排気装置の性能及び特徴を表 2.2 に示す。実験に使用される気体は主として

表 2.2 各種真空排気装置

	排気速度 (l/s)	使用圧力範囲 (torr)	特 徴
油拡散ポンプ	800	$10^{-3} \sim 10^{-7}$	油上りの欠点, 排気速度は気体によらない
スパッタ・イオン・ポンプ	1000	$10^{-4} \sim 10^{-8}$	He, Ar に対して遅い
窒素冷却チタンゲッタ・ポンプ	1400	$10^{-6} \sim 10^{-8}$	H_2 に対し早い
分子軸流ポンプ	650	$10^{-4} \sim 10^{-8}$	分子流
メカニカル・ブースター・ポンプ	2000	$10^{-2} \sim 10^{-5}$	粘性流
油回転ポンプ	800	$10^3 \sim 10^{-2}$	気体によらない 回転型

水素、重水素及びヘリウム、アルゴンその他の希ガス類であり、真空容器への充填圧力は $10^{-4} \sim 10^{-6}$ torr の範囲である。しかし、高速電磁弁によるパルス的な供給又はニードル弁を通しての定常的な気体の補給-排気の運転に対しては、これ等の静的動作のポンプは必ずしも安定でなく、更にイオン・ポンプはアルゴンに対して排気速度が遅く、微少の漏れにより混入するアルゴンの分圧上昇を生ずる等の欠点をもっている。従って、1972年以降は、dry であって気体の種類の違いによる排気速度の差が少なく、実験に使用する圧力範囲内での安定な動作が得られる分子軸流ポンプが付け加えられた。ヘリオトロンDに於ける真空排気系統図が図 2.8 に示されている。

その他、これ等排気装置の補助手段として、又プラズマの衝撃による気体放出を減少させ清浄な高真空を得る目的として、ベーキング、グロー放電及び多数回繰り返しのジュール放電による真空容器壁等の洗浄が用いられる。装置の真空封じにはバイトン・リングを用いている為、ベーキング温度は約 $60^\circ C$ であるが、 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ torr 台での水の分子を中心とした脱ガスには効果がある。ヘリカル・コイルと容器壁を電極とする(図 2.6 参照)希ガス($\sim 10^{-2}$ torr)中での交流グロー放電による洗浄は、水分子及び CH_4 や CO 等炭素を含む不純物気体の除去に効果

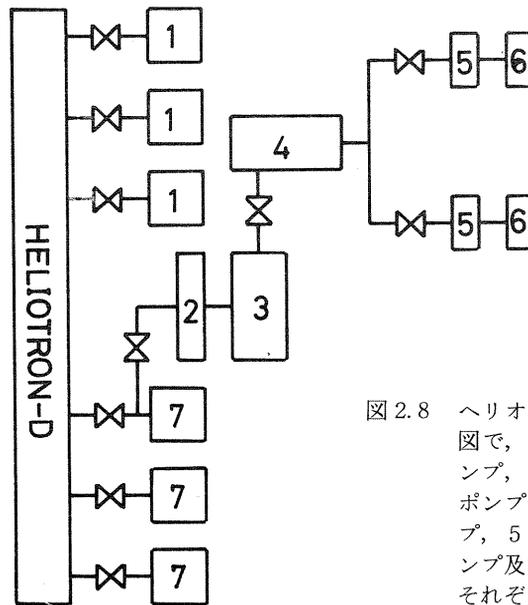


図 2.8 ヘリオトロンD真空排気系(ブロック図)
 図で、1 液体窒素冷却器付 T_i ゲッタ・ポンプ、2 液体窒素トラップ、3 分子軸流ポンプ、4 メカニカル・ブースターポンプ、5 ソープションポンプ、6 油回転ポンプ及び7 スパッタ・イオン・ポンプをそれぞれ表わしている。

的であり、分子量 18 以下に対しては顕著な分圧の減少が見られた。又この結果、グロー放電後のジュール加熱実験に於いては、電子温度の上昇等が観測された。¹⁸⁾ 繰り返しのジュール放電による洗浄については第 4 章に述べる。

2.4 プラズマ生成

本研究ではジュール加熱法を除いて、プラズマの閉じ込め実験を目的としており、プラズマの発生、閉じ込め磁場への入射や加熱の機構等の問題については必ずしも詳しい検討は行なわれていない。又閉じ込め実験では、次章に述べる様に、生成されたプラズマのアフター・グローに於ける拡散過程を調べる事が中心となる。従って、要求されるプラズマ源としての特性は、再現性の良いプラズマの得られる事、プラズマ・パラメーターの測定が容易である事及び比較的短いパルスの発生法である事等である。ここでは閉じ込め実験の為の低 β プラズマ生成法として、あるいはジュール加熱法の予備電離プラズマの生成法として、電子共鳴加熱及びプラズマ銃によるプラズマ生成について簡単に触れる。

2.4.1 電子サイクロトロン共鳴加熱法 (ECRH)

冷たいプラズマの波動論に於いて良く知られている様に、磁場に平行方向の波の伝搬を記述する分散式は、一つの解として $\omega = \omega_{ce}$ ($\equiv \frac{eB}{m_e}$: 電子サイクロトロン周波数) に共鳴をもつ右

円偏波を与える。¹⁹⁾ この波は電場の回転方向が電子のラーマー回転の方向と同じであり、 $\omega \sim \omega_{ce}$ では電子は常に一定の電場を感じて加速される、即ちエネルギーの吸収が期待出来る。従ってイオン・サイクロトロン共鳴と同様、電子についてもマイクロ波領域の波を用いる事によって共鳴加熱を行なう事が考えられる。ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating) に関する実験は、これ迄、中性粒子入射に対する標的プラズマを作る目的から、主としてミラー磁場の場合に詳しく行なわれている。一般に電子の速度分布は2成分からなり、MeVの高温電子と共に10~100eV程度で密度の高い低温成分が併存する事が知られている。²⁰⁾ しかし加熱の機構に関しては、イオン・サイクロトロン加熱の場合と異なり、前述の様な波の励起-吸収としてはとらえられない。その扱いは単純ではないが、通常単一粒子の運動から、共鳴領域での波と粒子の位相がランダムであるとして (stochastic model) 統計的手法によって議論されている。²¹⁾ トーラスに関しては、一般に磁場が複雑である事から理論的な検討の例も少ないが、 $\nabla_{\parallel} B = 0$ の共鳴領域で強い加熱が起こり、また十分高い電子密度に於いては加熱効率が100%にもなり得るとされている。²²⁾ 又トカマクの追加熱法の一つとして行なわれた予備的な実験に於いては、上の議論をある程度裏付け20~30%の加熱効率が得られている。²³⁾ ECRHはその他にも多くの内部導体系²⁴⁾ やステラレーター²⁵⁾ 装置に於いて用いられているが、通常は加熱を目的とするよりもむしろ比較的手軽な閉じ込め実験用のプラズマ源として多く用いられている。この様な場合の要請は、高温の成分を持たず、低温度ではあるがMaxwell分布に近いプラズマを得る事である。

ヘリオトロンDに於いて用いた ECRH の立体回路のブロック図の例を図 2.9 に示す。また実験に使用したマグネトロンは表 2.3 に示されている。何れも電源には9 μ F, 12KVのコンデンサーを用い、三極管(7T-40)で制御を行なうパルス発振(パルス巾約2msec)として使用し

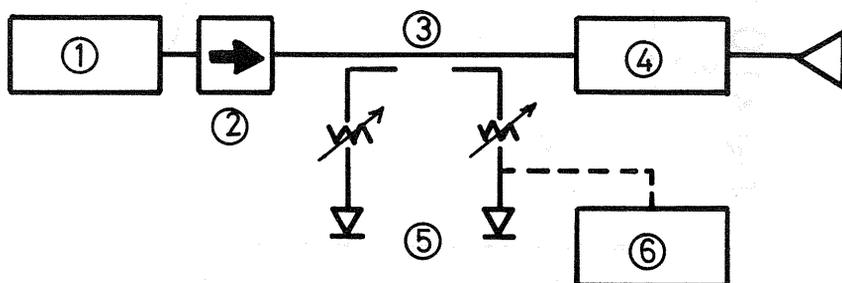


図 2.9 ECRH 立体回路。

1 はマグネトロン (X バンド), 2, 3, 4 はそれぞれアイソレーター, 方向性結合器, スタブ・チューナーを示す。5 は検波クリスタル (1N23) であり, 6 は出力測定の場合のサーミスタ及び μ V 計である。

表 2.3 ECRH 用マグネトロン

	周波数 (GHz)	共鳴磁場 (KG)	推定パルス出力 (KW)	最大パルス巾 (ms)	陽極電圧 (KV)
2M63	2.45	0.87	3	4	8
2J42	9.38	3.3	5	2	6
M-5015	9.31	3.3	7	2	9.5

ている。出力電力は繰り返し発振により、サーミスタ・ブリッジを用いて測定される平均値を換算する事によって推定出来る。出力は導波管よりホーン・アンテナを通じて、電場がトロイダル磁場に直角になる様に入射される。2-スタブ・チューナーによりインピーダンス整合をとる事によって、反射波の出力を入射波のその約 10^{-2} 以下に抑える事が出来る。通常の実験条件で、電子プラズマ周波数 (ω_{pe}) は十分小さくプラズマは希薄である為に、プラズマの存在による反射出力の変化は認められない。

プラズマ生成の可能な気体の充填圧力は $10^{-4} \sim 10^{-3}$ torr であり、中性粒子数密度にして $10^{12} \sim 10^{13}$ 1/cc である。図 2.10 にヘリウムの場合の電子密度の圧力依存性を示す。静電複探針測定による ECRH プラズマの典型的なパラメーターは、パルスの終る直後で、電子温度約 20 eV, 密度約 10^{10} 1/cc である。また電離度は低く、通常 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ である。又 ECRH パルス

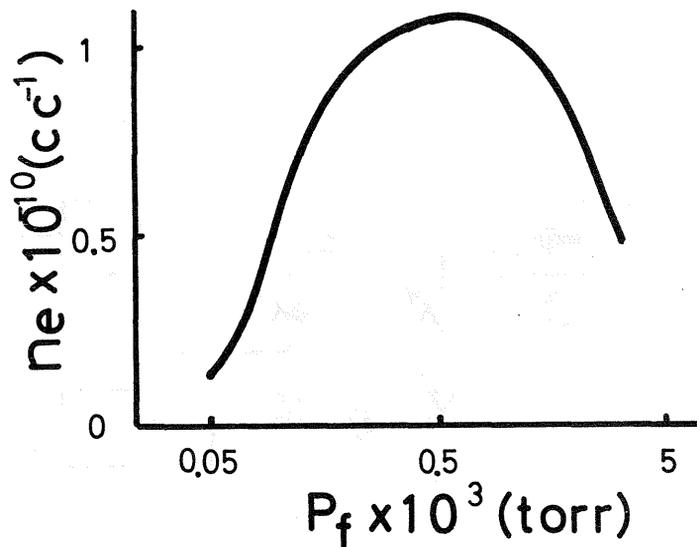


図 2.10 電子密度 (n_e) の充填圧力 (P_f) 依存性。
静電探針による中心での電子密度。

印加中、比例計数管によるX線測定は、高温電子の存在^{26),4)}を示した。しかし、パルス OFF 後のアフター・グローではX線は観測されていない。従って、アフター・グローに於けるこれ等の高温電子による電離の影響²⁷⁾は無視する事が出来る。又同種粒子間の衝突頻度 ($\nu_{jj}; j = e, i$) も充分高く、低温プラズマに対してはMaxwell分布を仮定する事が出来る。密度の空間分布については、加熱が共鳴領域に於いて局所的に起こる事から、それ等共鳴点に幾つかの急峻な山をもつ様な密度分布をとる場合²²⁾がある。ヘリカル・ヘリオトロン磁場に於ては、等磁場面 (magnetic isobaric surface) は、磁気面と直交する様な双曲面構造をもっており、⁴¹⁾ 又磁力線に沿うミラー比も比較的大きい。しかし、軸上磁場の強さ ((2-2)式) をほぼ共鳴磁場の値に等しく選んだ場合、静電探針による密度分布測定の結果には、予想される局所的な密度の変化は認められなかった (図 2.11)。低温プラズマについてのこの実験結果は、ヘリカル・ヘリオトロン磁場に於ては、回転変換が大きい事から容易に密度の平滑化が進む為であると予想される。更に図 2.11 に示されている様に、トーラス方向 (ϕ -方向) に異なる2点での密度分布は、時間的且つ空間的に一様なトロイダル・プラズマの得られている事をあらわしている。トーラス全体にわたるプラズマの均一性及び反射の少ない事から、ヘリカル・コイルを内蔵した真空容器が比較的Q値の高い^{22),23)}多モード共振器としての役割を果していると推定される。

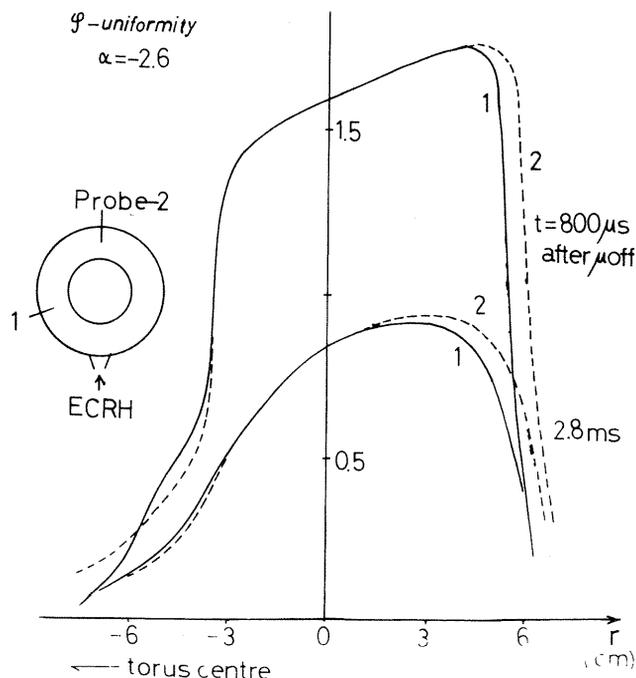


図 2.11 電子密度分布のトーラス方向 (ϕ) 均一性。
 実線(1)及び点線(2)は左の図に示された位置の2本の
 静電探針による測定に対応する。縦軸は任意単位。

2.4.2 プラズマ銃

ヘリオトロンDに於いて用いられたプラズマ銃は、レール型、同軸型及びレール型の一種の変形である小円板電極型²⁸⁾その他があるが、ここでは閉じ込め実験に主として用いられた前2者について述べる。尚、同軸型プラズマ銃による入射実験については文献29)に詳しく述べられている。プラズマ銃に於ける問題点の一つに、中性気体に対するプラズマの生成効率の低い事が挙げられるが、この問題は主に気体の供給方法と後続中性気体流の処理方法に帰着する。また、加速³⁰⁾や外部磁場への入射³¹⁾の機構等についても明らかでない場合が多い。

実験に用いられたレール型プラズマ銃は、間隔 1.9 cm, 5.2 cm × 1.5 cm のステンレス製平行板電極と電磁弁から成立っている。気体は高速電磁弁によって 0.3 cc のガス溜めから供給され、極板間の圧力がほぼ最大になった時に主放電回路がトリガーされる。コンデンサーから供給されるエネルギーは最大 400 J で、放電継続時間は約 250 μ sec である。レール銃はヘリカル・ヘリオトロン磁場のセパトリックスの外側に設置され、放電電流 (j) とトロイダル磁場 (B) とが直交し、 $\vec{j} \times \vec{B}$ 力の方向がほぼ磁気軸に向う時に最大の電子密度を与える事が実験的に確かめられた。³²⁾ 得られたプラズマは、電子温度: 20 eV, 電子及び中性粒子密度: 10^{11} 1/cc が典型的なパラメーターであり、イオン温度については飛行時間から初期に数十 eV と推定される。

同軸型プラズマ銃は、通常の型³³⁾の改良型として、外部円筒電極に中性気体排出用のスリットをもつ構造³⁴⁾となっている。しかし、ヘリオトロンDの観測孔に直接取り付けられた場合には、真空容器内への後続中性気体の侵入は依然として大きく、 5×10^{-7} torr から 10^{-4} torr への圧力上昇を生じる。中性粒子密度の増加に対する対策として、中性気体捕捉用の expansion chamber を設ける方法³⁵⁾がある。ヘリオトロンDでは、逆に中性気体に対するコンダクタンスを著しく低下させる事によって、プラズマ流に対する中性粒子流の時間的な遅れを大きくさせる³⁶⁾意味で、リミターをもつ内径 5 cm, 長さ 70 cm のドリフト管が同軸銃と観測孔の間に設けられた。その結果、中性気体圧の瞬時測定³⁷⁾によって、電磁弁開閉 8 msec 経過後の観測孔入口での圧力上昇は 10^{-6} torr に過ぎず、この方法の効果のある事が確かめられた。多ピン静電探針による観測では、プラズマは磁気面外縁付近に激しい振動を伴いながら入射される様子を示した。また入射後 1 ~ 2 msec でトーラス方向にもほぼ均一の密度分布^{38), 29)}となる。尚、上記ドリフト管にガイド用ソレノイド磁場^{36), 39), 40)}を設け、閉じ込め磁場を外へ引き出す効果をもたせ、ダイバーター的な構造とした場合に、予想される入射効率の上昇は認められなかった。しかし、ヘリカル・ヘリオトロン磁場(この場合第1種)と外部ガイド磁場との結合は明らかではなく、この結果は直ちにガイド磁場の効果を否定するものではない。むしろ、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の natural divertor としての構造を活用し、例えばセパトリックスに沿って入射する

様な場合には効果が期待出来ると思われる。同軸銃の場合の電源エネルギーは、最大7KJ(コンデンサー容量 $C=16\mu\text{F}$)であり、放電は電磁弁開閉後約2msecでトリガーされる。放電継続時間は約200 μs である。この場合に得られたプラズマ・パラメーターは、アフター・グローの初期に於いて、電子密度 10^{10} 1/cc, 電子温度10eV, イオン温度20eVであった。同軸銃により入射されたプラズマのパラメーターの変化の一例が図2.12に示されている。

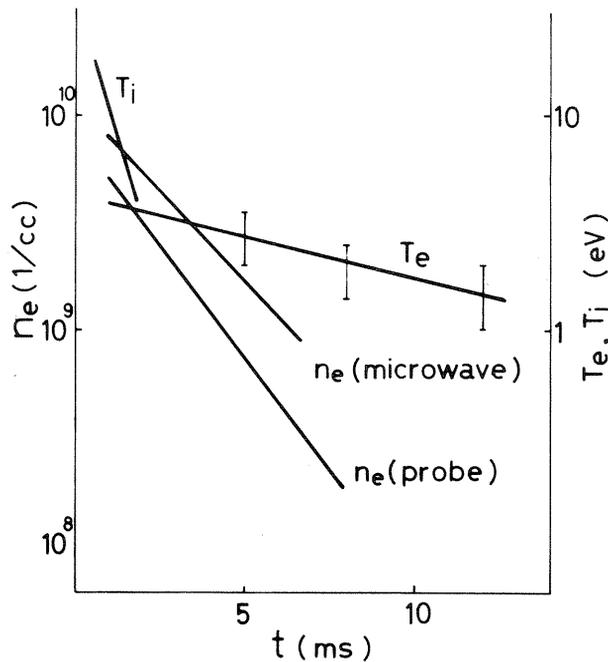


図2.12 電子(T_e), イオン温度(T_i)及び電子密度(n_e)の時間変化。同軸型プラズマ銃。

T_e は静電複探針特性より又 T_i はイオンエネルギー分析器による測定値。又 n_e は探針とマイクロ波干渉法(4.3.2参照)による値である。横軸はプラズマ入射後の時間である。

文 献

- 1) 第1章 43)
- 2) 第1章 47)
- 3) K. Uo, Plasma Phys. **13** (1971) 243
- 4) K. Uo, A. Iiyoshi, S. Yoshioka, T. Ishida, S. Konoshima and M. Sato, (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA **3** (1972) 109
- 5) K. Uo, Nucl. Fusion **13** (1973) 661
- 6) 宇尾, 電気学会誌 **94-A** (昭49) 61
- 7) 第1章 29)
- 8) E. K. Maschke, EUR-CEA-FC-508 (Association Euratom C. E. A., 1969)
- 9) R. M. Sinclair, S. Yoshikawa, W. L. Harries, K. M. Young, K. E. Weimer and J. L. Johnson, Phys. Fluids **8** (1965) 118
- 10) R. A. E. Bolton, C. R. J. Hoffmann, D. J. Lees, S. S. Medley, P. Reynolds, P. A. Shatford and B. M. White, Phys. Fluids **14** (1971) 1566
- 11) V. N. Vishnevetskii, E. D. Volkov, A. G. Dikii, V. M. Zalkind, P. I. Konotop, S. S. Moiseev, O. S. Pavlichenko, V. A. Suprunenko, V. P. Tarasenko, F. F. Tereshchenko, V. T. Tolok and V. M. Tonkopryad, Soviet Phys. - Tech. Phys. **15** (1971) 1257
- 12) K. Uo, S. Morimoto, S. Konoshima, M. Koyama and A. Iiyoshi, Phys. Rev. Letters **31** (1973) 986
- 13) 第1章 41)
- 14) Culham Laboratory progress report CLM-PR15 (1972)
- 15) T. Ohkawa, M. Yoshikawa, J. R. Gilleland and T. Tamano, (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA **1** (1972) 15
- 16) B. H. Ripin, M. Okabayashi, J. Schmidt, V. Voitsenja and S. Yoshikawa, Phys. Rev. Letters **28** (1972) 138
- 17) 佐々木, 佐藤, 小山, 大竹, 大引, 飯吉, 宇尾, プラズマ及び制御核融合に関する技術研究会資料 (1973年2月)
- 18) A. Sasaki, T. Obiki, M. Koyama, M. Sato, I. Ohtake, A. Iiyoshi and K. Uo, Nucl. Fusion **14** (1974) 287

- 19) T. H. Stix, 'The Theory of Plasma Waves' (McGraw Hill Co. Ltd., New York, 1962)
- 20) W. B. Ard, R. A. Dandle, A. C. England, G. M. Haas and N. H. Lazar, (Proc. 2nd. Int. Conf. Culham, 1965) IAEA 2 (1966) 153, R. A. Dandle, H. O. Eason, P. H. Edmonds and A. C. England, Nucl. Fusion 11 (1971) 411
- 21) A. J. Lichtenberg, M. J. Schwartz and D. T. Tuma, Plasma Phys. 11 (1969) 101
- 22) J. C. Sprott, Phys. Fluids 14 (1971) 1795
- 23) V. V. Alikeev, G. A. Bobrovskii, M. M. Ofitserov, V. I. Poznyak and K. A. Razumova, Soviet Phys. JETP Letters 15 (1971) 27
- 24) J. Sinnis, M. Okabayashi, J. Schmidt and S. Yoshikawa, Phys. Rev. Letters, 29 (1972) 1214
- 25) 第1章 22)
- 26) 吉岡, 木島, 石田, 大竹, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1971年6月, 19a-F-6
- 27) 第1章 23)
- 28) D. E. T. F. Ashby, Plasma Phys. 10 (1968) 665
- 29) A. Iiyoshi, S. Morimoto, S. Konoshima, S. Yoshioka, M. Sato, I. Ohtake, M. Yamada and K. Uo, Nucl. Fusion 14 (1974) 7
- 30) N. Inoue, Y. Kawasumi and T. Uchida, Plasma Phys. 12 (1970) 977
- 31) J. E. Hammel and D. A. Baker, (Proc 2nd Int. Conf. Culham, 1965) IAEA 2 (1966) 499
- 32) 佐藤, 木島, 砂月, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1971年6月, 19a-F-6
- 33) J. Marshall and I. Henins, (Proc. 2nd Int. Conf. Culham, 1965) IAEA 2 (1966) 449
- 34) K. Hirano, private communication
- 35) T. Ohkawa, A. A. Schupp, M. Yoshikawa and H. G. Voorhies, (Proc. 2nd Int. Conf. Culham, 1965) IAEA 2 (1966) 531
- 36) T. Ohkawa, M. Yoshikawa and A. A. Schupp, (Proc. 3rd Int. Conf. Novosibirsk, 1968) IAEA 1 (1969) 329, M. Yoshikawa, T. Ohkawa and A. A. Schupp, Phys. Fluids 11 (1968) 2265
- 37) 吉岡, 佐藤, 飯吉, 核融合研究 28 (1972) 162
- 38) 飯吉, 森本, 木島, 佐藤, 吉岡, 大竹, 宇尾, 日本物理学会, 1972年4月, 8a-R-9
- 39) N. S. Atamanov, V. M. Zalkind, V. G. Zykov, B. P. Il'enko and E. M. Lats'ko, Soviet

Phys. -Tech. Phys. 16 (1971) 703

- 40) R. A. Ellis, Jr., and H. P. Eubank, Phys. Fluids 11 (1968) 1109
- 41) K. Uo, private communication

第3章 ヘリオトロンDに於ける低 β プラズマの閉じ込め実験

3.1 序

トロイダル磁場に於けるプラズマ閉じ込めの研究は、核融合炉に至る比例則の確立を目的としている。この事は実験的には、現在の段階で比較的容易に得られるプラズマを用いて、言わば模擬実験を行なう事を意味する。2.4に述べたECRH及びプラズマ銃による入射、又は後に述べるジュール加熱によって生成されたプラズマのアフター・グロー（外部投入エネルギーが断たれた後）での粒子損失の機構を調べる事が本章の目的である。ヘリオトロンDに於いてアフター・グロー・プラズマには、密度（温度）の揺動は通常観測されず、静かな指数関数的な減衰を示す¹⁾。即ち、この間の密度の減衰は通常の拡散過程であると予想される。実験結果は、閉じ込めが新古典拡散理論に従い、何等かの異常損失のある事を示すボーム拡散ではない事、更にこれ等稀薄なプラズマはほぼ真空磁気面によって決定される巨視的な平衡状態にある事を示した。3.2では実験の背景となる新古典拡散理論について述べ、3.3では閉じ込め実験、3.4で密度、電位分布測定及び3.5、3.6には内部電場等についての討論、考察を行なう。本章は、これ迄に行なわれた閉じ込め実験のまとめであり、また今後に残された問題点も明らかにされる。

3.2 新古典拡散理論

従来から、ほとんどのトーラス装置に於いて、閉じ込め時間は予想よりも大巾に短いと言う結果であった事は、1.1に概観した通りである。また、多くの場合、不安定性にその原因が求められ、輸送係数そのものが詳しく再検討される事は少なかった。近年、トロイダル磁場中の荷電粒子の運動が一層明らかとなり、上の実験的事実を背景として、トロイダル・プラズマの輸送現象について新たな理論的研究が生み出された。^{2)~5)} これ等の理論は、直線系に於ける磁場を横切る粒子又はエネルギーの損失率（古典値）と区別して、新古典理論と称されている。その特徴は、捕捉粒子の存在が損失束の増加をもたらす点にあり、この効果は粒子の平均自由行程が大きくなるにつれて顕著となる。輸送係数の内、粒子閉じ込め時間を支配する拡散理論の概略について以下に述べ、併せてその他の拡散係数についても触れる。

一般に、トロイダル磁場中の荷電粒子の（Guiding centreの）運動は、磁場に平行方向の速

度成分が小さいものは、何等かの形で存在する磁力線に沿う磁場の強さの変化 ($\epsilon \ll 1$) に捕捉され得る点で磁気鏡の場合と同じである。²⁾ 等方的な分布をもつ粒子に対しては $\sqrt{\epsilon}$ の割合で捕捉される事になる。ヘリオトロンCの様な波形磁場はもとより、トカマク、レビトロン等の軸対称トーラスでも、回転変換をもつ事から、トロイダル磁場の強、弱の領域が連結され、アスペクト比の逆数に等しい変動 (ϵ_t) をもっている。ヘリカル・ヘリオトロンやステラレーターに於いては、この ϵ_t の他にさらにヘリカル磁場の周期にわたる変動分 (ϵ_h) が重畳される事となる。 ϵ_t と ϵ_h に捕捉される粒子群を区別して、それぞれ trapped particles, localized particles と呼ばれる事がある。^{2), 7)} 捕捉粒子は、さらに垂直方向のドリフトの為に、磁場の弱い領域に局在したバナナ軌道を描く。このバナナ軌道の中又は磁気面からのずれ ($\sim \sqrt{\epsilon_t} r B/B_\theta$, 但し r は小半径, B, B_θ はそれぞれ軸方向及びポロイダル方向の磁場) は、ポロイダル・ラーマー半径の程度であり、従来から考えられていたものに較べて著るしく大きくなり得る。

ϵ_h をもつ場合には、さらに高次の効果としてこれ等バナナ自身が捕捉され、いわゆる捕捉バナナ (super banana) を形成する場合があります、この様な時には磁気面からのずれは一層大きくなる。⁴⁾ 尚、プラズマ中に適当な大きさの半径方向電場が存在する時には、super banana は出来ない事⁶⁾ も知られている。

この様な軌道のずれをもとに random walk の原理の類推から拡散係数を概算する事が出来、またその結果は分布関数を規定する運動論的方程式から得られる結果と同じである。粒子運動としては、通常速いラーマー回転は問題にならず、前述の様なゆっくりしたドリフト運動だけが考慮の対称となる。即ち、ドリフト近似を用いる事が出来る。この事は、ラーマー運動から導かれる結果は、磁場や電場の構造に無関係な古典拡散であり、且つその値は遅いドリフト運動に帰因する粒子束に較べて小さい事⁵⁾ に対応している。

軸対称トーラスに於いては、拡散係数は、旋回 (transit) 或いは捕捉粒子の寄与に対応して3つの衝突周波数 (ν_{ei}) の領域に分けられ、それぞれ Pfirsch-Schlüter (本文では MHD と略す)、プラトー (又は intermediate)、バナナ拡散等と呼ばれる。非軸対称系では、衝突周波数の低い所でさらに旋回、捕捉バナナの効果により変化する。ここでは先ず軸対称系の場合について述べ、後に非軸対称系での相違について述べる。

ν_{ei} の大きい領域、即ち平均自由行程 (λ_e) が磁力線の連結距離 (R/t) より短い場合には、トーラスである為の拡散の増加分は MHD 方程式から求められる。磁力線に沿う電流 j_{\parallel} は、平衡式より、 $\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{\perp} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{B} \times \vec{\nabla} P) / B^2$ を準中性条件 ($\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{\parallel} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{\perp}$) に代入する事によって得られ、軸対称磁場を $\vec{B} = \vec{e}_\theta B_\theta(r) + \vec{e}_z B_0 (1 + \epsilon_t \cos \theta)^{-1}$ とすれば、

$$j_{\parallel} = -\frac{2\varepsilon_t}{B_{\theta}} \frac{dp}{dr} \cos\theta \quad (3-1)$$

で与えられる。一方、磁気面を横切る半径方向の速度成分 v_r は、一般化されたオームの法則 ($\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B}) = \sigma_{\perp}^{-1} \vec{j}_{\perp} + \sigma_{\parallel}^{-1} \vec{j}_{\parallel}$) の垂直及び平行成分から電場を消去し、(3-1) を代入する事によって得られる。ここで σ_{\perp} 及び σ_{\parallel} は導電率の垂直及び平行成分である。

$$v_r = -\frac{dp}{dr} \frac{1}{\sigma_{\perp} B^2} \left\{ 1 + 2 \frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} \varepsilon_t \left(\frac{B}{B_{\theta}} \right)^2 \cos\theta \right\} \quad (3-2)$$

従って拡散係数 (D_{ps}) は、磁気面 (表面積, S) からの損失粒子束密度 $\bar{Q}_r (= \frac{1}{S} \int n v_r ds)$ より、

$$D_{ps} = -\bar{Q}_r / \left(\frac{\partial n}{\partial r} \right) = D_{cl} \left(1 + \frac{1}{\varepsilon^2} \right), \quad \nu_{ei} > \varepsilon v_{th} / R \quad (3-3)$$

$$\text{但し, } D_{cl} = \frac{n T_e}{\sigma_{\perp} B^2} \simeq \rho_e^2 \nu_{ei} = 4.2 \times 10^{-22} \frac{Z_i^2 n}{T_e^{1/2} B^2} \quad (\text{m}^2/\text{sec})$$

(磁場 B : Tesla, 密度 n : m^{-3})

となる。^{2), 8)} ここに T_e は電子温度 (eV) であり, Z_i はイオン電荷数, 又 $\varepsilon (\equiv 1/q) = \varepsilon_t^{-1} (B_{\theta}/B)$ である。(但し $\ln A = 16$ とした)。(3-3) 式の古典値 (D_{cl}) からの増加分は、(3-2) より明らかな様に、直線系 ($\varepsilon_t \rightarrow 0$) では打ち消し合う定常的な対流 (laminar convection²⁾) 項の寄与によっている。尚 D_{ps} はエネルギー収支からも同様に求める事が出来る。⁹⁾

ν_{ei} が小さくなると ($\lambda_e > R/\varepsilon$) 最早電磁流体として取扱えない。ドリフト近似の分布関数方程式を、定常状態 ($\partial f/\partial t = 0$) に於いて、Maxwell 分布 (f_0) からの非対称なずれ (f_1) について線型化 ($|f_0| \gg |f_1|$, $|\dot{\theta}| \gg |\dot{r}|$) した

$$\langle \dot{r} \rangle \frac{\partial f_0}{\partial r} + \langle \dot{\theta} \rangle \frac{\partial f_1}{\partial \theta} = C(f_1) \quad (3-4)$$

が用いられる。ここに $C(f)$ は衝突項で、 $-\nu_{eff} f_1$ で近似²⁾ し、 $\langle \dot{r} \rangle f_1$ を速度空間で積分して粒子束 (\bar{q}_r) が求まる。プラトー領域に対しては、巡回粒子の寄与のみであり、ドリフト速度は $\langle \dot{r} \rangle = V_d \sin\theta$ ($V_d = \frac{T}{BR}$), ($\langle \dot{\theta} \rangle = \varepsilon v_{\parallel} / R$) である事から

$$\bar{q}_r = \int \langle V_d \sin \theta f_1 \rangle \frac{d\theta}{2\pi} dv_{\parallel} = -\frac{1}{2} \int \frac{\nu_{\text{eff}}}{\nu_{\text{eff}}^2 + \langle \dot{\theta} \rangle^2} V_d^2 \frac{\partial f_0}{\partial r} dv_{\parallel} \quad (3-5)$$

となる。(3-5)式は $\nu_{\text{eff}} \rightarrow 0$ では δ -関数で表わせる事から容易に積分出来る。計算の結果は

$$D_{\text{plat}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \rho_e^2 \frac{v_{\text{th}}}{R \epsilon} = 7.5 \times 10^{-6} \frac{T_e^{3/2}}{B^2 \epsilon R} \quad (\text{m}^2/\text{s}, B: \text{Tesla}, R: \text{m})$$

$$\nu_b < \nu_{ei} < \epsilon v_{\text{th}}/R \quad (3-6)$$

で与えられている。¹⁰⁾但しRは主半径である。バナナ領域では捕捉粒子に対しても衝突は効かず、

$$D_b = 0.73 \frac{1}{\epsilon^2 \epsilon_t^{3/2}} D_{cl} \quad \nu_b > \nu_{ei} \quad (3-7)$$

となる。¹¹⁾これ等の拡散係数((3-3), (3-6), (3-7))の衝突周波数依存性は図3.1に示されている。MHDとバナナ領域では、係数($\epsilon_t^{-3/2}$)を除いて依存性は同じく古典的($\propto \rho_e^2 \nu_{ei}$)である。但し、 ν_b の値はプラズマの電離度によって異なり、完全電離の場合は $\epsilon_t^{3/2} \epsilon v_{\text{th}}/R$ で与えられるが、弱電離プラズマ($\nu_{jn}/\nu_{ei} \gg \epsilon_t^{-1} \frac{m_e}{m_j} (1 + \frac{T_e}{T_j})$, $j=e, i, n$: 中性粒子)に対しては、 $\epsilon_t^{1/2} \epsilon v_{\text{th}}/R$ で与えられる。⁵⁾

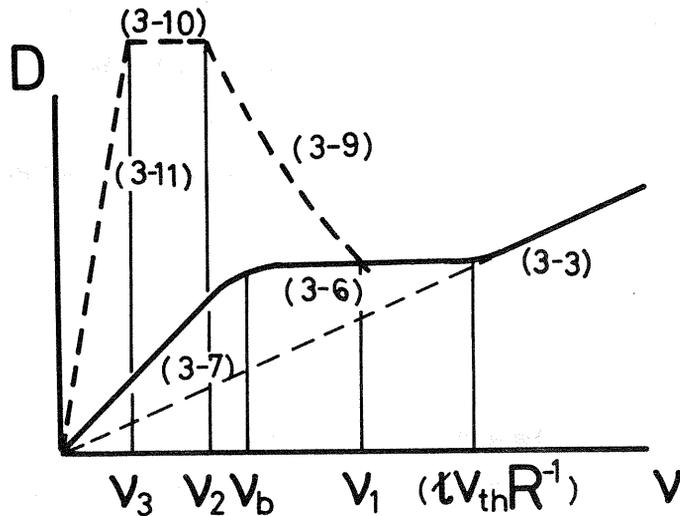


図 3.1 衝突周波数(ν)依存性(新古典拡散理論)。数字は文中の式の番号。

非軸対称系に於ては、ヘリカル磁場の変動(ϵ_h)の為に変化は一層複雑である。以下に、磁場が $B=B_0\{1-\epsilon_h\cos\ell(\theta-mz)-\epsilon_t\cos\theta\}$ で記述出来、且つ $\epsilon_t \ll \epsilon_h \ll 1$, 又 $d\epsilon_h/dr = \ell\epsilon_h/r$ の場合について議論の概要と拡散係数^{2),5),4),12)}を列挙する。尚、ヘリカル・ヘリオトロンに於いても、通常、ヘリカル磁場の変動は比較的大きく、少くともプラズマの境界付近では $\epsilon_t < \epsilon_h$ の条件を満足している。 ν の大きい領域では、拡散は基本的に軸対称系と変わらないが、プラトー領域に於いて、遅い粒子に対して捕捉が効き(localized particle), $\nu \lesssim \epsilon_h^{3/2} v_{th}^2 / R (\equiv \nu_1)$ の領域では軸対称の場合と異なった依存性となる。¹²⁾ この場合、(3-4)式に於いて、バナナの速度成分は、磁場の曲率及び電場の寄与を無視すると、一周期($\ell(\theta-mz)$)にわたる平均が次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \langle \dot{r} \rangle &= \frac{T}{Br} \epsilon_t \sin\theta \\ \langle \dot{\theta} \rangle &= \frac{\ell T}{Br^2} \epsilon_t \left\{ \frac{2E(k^2)}{K(k^2)} - 1 \right\} \end{aligned} \right\} \quad (3-8)$$

但し、 $k^2 = \frac{W - \mu B_0(1 - \epsilon_h)}{2\mu B_0 \epsilon_h}$, $W = \frac{m}{2}(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)$, $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$ 又 E, K は完全楕円積分である。

粒子束は $\langle \dot{\theta} \rangle = \omega(\phi)$ (ϕ : ピッチ角) と置く事により、軸対称の場合((3-5)式)と形式的に同じ扱いが出来る。²⁾ $\nu_{\text{eff}} \approx \nu/\epsilon_h$ に対し、 θ 方向の周期運動が無視出来る時には、そのまま積分出来、逆に衝突が無視出来る時は、(3-6)式と同様である。結局、これ等2つの領域で拡散係数は

$$D_{12} = 4.3 \epsilon_h^{3/2} \left(\frac{T_e}{BR}\right)^2 \cdot \frac{1}{\nu}, \quad \nu_2 < \nu < \nu_1 \quad (3-9)^{12)}$$

$$D_{23} = 0.46 \frac{\epsilon_t^2}{\epsilon_h^{1/2}} \cdot \frac{T_e}{B}, \quad \nu_3 < \nu < \nu_2 \quad (3-10)^4)$$

($\nu_2 = \epsilon_h^2 \frac{T}{Br^2}$, $\nu_3 = (\frac{\epsilon_t}{\epsilon_h})^{3/2} \nu_2$) となる。更に衝突の少ない領域では、捕捉バナナによって支配され、(3-8)式から、その軌道のずれの最大値はほぼ $(\frac{\epsilon_t}{\epsilon_h})^{1/2} r$ である事から、

$$D_3 \approx \frac{\epsilon_t^{1/2}}{\epsilon_h} \nu r^2, \quad \nu < \nu_3 \quad (3-11)$$

となり、磁場の強さには無関係となる。図 3.1 には(3-9)~(3-11)についても定性的な

変化が示されている。但し、非軸対称系に於いては、 ν には同種粒子間の衝突も含まれる。²⁾ ($\nu_e = \sum_j \nu_{ej}$, $j = e, i, n$)。最大値を与える(3-10)式は、ボーム型の依存性を持ち、一般に軸対称の場合に較べて大きくなる。しかし例えば、ヘリオトロソDに於いて、 $\alpha^* = 0.2$ ($\epsilon_i \sim 0.09$, $\epsilon_h \sim 0.3$, $\langle \epsilon \rangle = 0.66$)の場合、 $D_{23} \sim 0.11 D_B$ であり、依然としてボーム拡散 ($D_B = \frac{T_e}{16 B}$)を上まわる事はない。又、軸対称理論に於けるバナナ拡散の増加は、上記パラメーターの場合 $D_b \sim 60 D_{cl}$ 程度となる((3-7)式)。

以上の議論では、プラズマ中の内部電場に関しては特に考慮されていないが、実際には後に示す様に何等かの半径方向電場 (E_r) をもっている。この事は、非軸対称系に於いては、電子又はイオンそれぞれの拡散は互いに独立であり、従ってその為に自己無撞着な(両極性)電場の発生を通じて粒子束 ($-D(\nabla n + \frac{n E_r}{T})$) が等しくなるという事^{2), 5)}を示している。この様な電場の存在は、それが粒子の θ ドリフトを促す場合には捕捉粒子の発生をさまたげ、¹³⁾ 拡散係数を大巾に減少させる効果^{2), 5), 6)}をもっている。電場のない場合の最大値 (D_{23}) に対する減少の割合はほぼ $(\frac{T_e}{E_r r} \cdot \epsilon_h)^{3/2}$ であり、²⁾ $T_e \sim \phi$ 程度のポテンシャル ($E_r = -\vec{\nabla} \phi$) の存在は拡散係数を1桁低下させるに十分な大きさである。

その他、第1章にも述べた様に、従来の実験結果との一致の良い半経験則として、擬古典 (pseudo-classical) 拡散があり、

$$D_p = c^2 \frac{1}{\epsilon_i^2 \epsilon^2} D_{cl} = c^2 \rho_{ep}^2 \nu_{ei} \quad (3-12)$$

で与えられる。¹⁴⁾ ρ_{ep} は電子のポロイダル・ラーマー半径、又 $c^2 (= 1 \sim 10)$ は定数。さらに理論及び実験は、 D_p にはボーム拡散の数十~数百倍の上限と下限(ボーム拡散)がある事を示している。¹⁵⁾ これ等は密度とポテンシャル揺動の相関によって決定されるが、上限(Neo-Bohm)は

$$r \left(= \frac{n}{T_e^{3/2} B} \cdot \frac{1}{\epsilon_i^2 \epsilon^2} \right) \text{が小さくなると生じる可能性があり、その場合には拡散係数は} \left| \frac{n_1}{n_0} \right|^2 \frac{T_e}{B}$$

で与えられる ($\frac{n_1}{n_0}$ は密度変動の2乗平均)。

3.3 閉じ込め実験

アフター・グローに於けるプラズマの閉じ込め時間は、密度がほぼ $n_e \sim n_0 \exp(-\frac{t}{\tau})$ の変化を示す事から、静電探針¹⁹⁾によるイオン飽和電流信号より、電子(イオン)温度の時間的変化を考慮して実験的に求められる(図2.12)。但し、アフター・グローでも ECRH プラズマの

場合の様に比較的電子温度 (T_e) の高い場合 ($> 5\text{eV}$) には、再電離による粒子の増加を補正する必要がある。閉じ込め時間 (τ) と拡散係数 (D) の間には、粒子保存則より明らかな様に、プラズマ半径を r_p とし、 $D = \frac{r_p^2}{c \cdot \tau}$ が成り立ち、前節で述べた理論値との対応を見る事が出来る。ここで密度勾配 ($\partial n / \partial r$) に依存する比例定数 (c) は、例えば無限円柱状プラズマに用いられる零次 Bessel 関数型の分布では $c = 5.8$ であるが、一般に実験的に決定しなければならない。ヘリオトロン D の場合、通常密度分布 ($n(r)$)

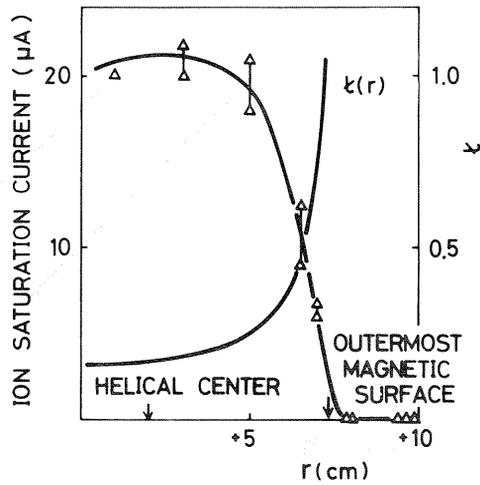


図 3.2 密度分布及び回転変換 ($\epsilon(r)$)。

はより一様分布に近く (図 2.11 等), 図 3.2 の場合, ほぼ $n(r) \propto \{1 - (r/r_p)^6\}$ 或いは $\{1 - (r/r_p)^4\}^2$ で近似出来, この時 $c \sim 16$ である。さらに同図にも示されている様に、ヘリカル・ヘリオトロン磁場はシアが大きく、回転変換 ($\epsilon(r)$) は半径の急激な増加関数となっている (図 2.3)。従って D も又半径の関数となるが、中心での静電探針或いはプラズマ柱の外側での損失束測定等による測定結果との対応を見る為に、 ϵ として中心 (磁気軸) での値 (ϵ_0) 又は直線平均した値 $\langle \epsilon \rangle = (1/r_m) \int_0^{r_m} \epsilon(r) dr$ が用いられている。実験値には、以上の様な理由から不確定要素が幾つか残されているが、結果は新古典論による理論的予測と比較的良好一致を示した。^{16)~18)} 図 3.3 は探針測定から得られた拡散係数の実験値を、それぞれのプラズマ・パラメーターに対応する MHD 領域の理論値 (D_{ps} , (3-3) 式) で規格化した値と磁力線の連結距離 (R/ϵ) に対する電子平均自由行程 (λ_e) の比との関係を示している。閉じ込め磁場の強さは 0.7KG であり、 $\alpha^* = -2.6$ ($\epsilon_0 = 0.16$, $\langle \epsilon \rangle = 0.31$) が用いられている。又理論値としては、基本的な軸対称系に対する拡散係数が用いられている ((3-3), (3-6), (3-7) 式)。今の場合、電子とイオンに関する拡散係数 (D_e, D_i) は、 $D_e/D_i \approx 10^{-3} \sim 10^{-5}$ であり (両極性) 拡散係数への寄与は D_e による分が支配的である事から理論値として電子についての値が用いられている。又 λ_e としては、電子についての全ての衝突周波数 (ν_e) に対応する実効的な値を用いている。図 3.3 の実験結果は、主として同軸型プラズマ銃により生成されたプラズマ (図 2.12) に対するものであり、 $n_e = 10^8 \sim 10^9 \text{ 1/cc}$, $T_e = 0.5 \sim 3\text{eV}$ である。粒子間衝突については、ほとんどの場合、中性粒子による ν_{en} の寄与がクーロン衝突を上まわっているが、2.4.2 に述べた様に、中性気体圧力を制御する事によって、 λ_e の広い範囲にわたる測定結果が得られた。ECRH プラズマの結果は、ほとんど高密度領域 ($R/(\langle \epsilon \rangle \lambda_e) > 1$) に限られている。又ジュー

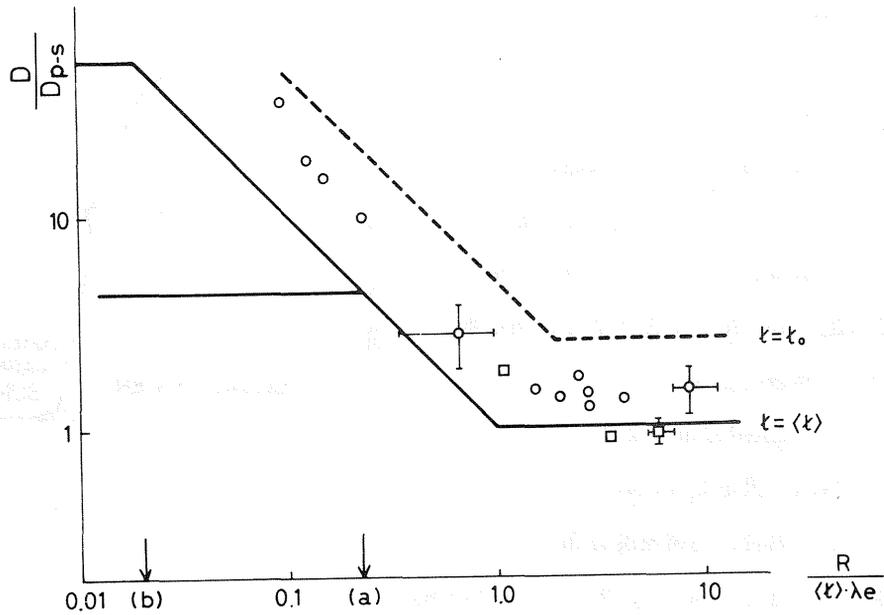


図 3.3 実験による拡散係数と新古典理論。

○印は同軸銃プラズマ，□印はジュール加熱アフター・グロー・プラズマの測定結果を示す。又縦軸は実験値を D_{ps} ((3-3)式) で規格化したもの。実線 ($\epsilon = \langle t \rangle$) と点線 ($\epsilon = t_0$) は軸対称の理論値。(a), (b) はそれぞれ弱電離及び強電離プラズマに対応する。(図 3.1 に於ける ν_b に相当)

ル加熱によって生成されたプラズマのアフター・グローの場合には，クーロン衝突が支配的であり ($\nu_{ei} \gg \nu_{en}$)， $n_e = 10^{11 \sim 12}$ 1/cc， $T_e = 2 \sim 5$ eV の結果に対応している。²⁰⁾ 実験誤差に関しては，主として静電探針による T_e の測定誤差及びプラズマ半径の測定精度に帰因するものであり，代表的な場合について図に示されている。

同軸銃プラズマで中性粒子密度の低い結果に対しても， $\nu_{ei} \approx \nu_{en}$ である事から，図には弱電離プラズマのバナナ拡散 (3.2 節 ν_b) が併記されている (矢印 (a))。前節に述べた様に，ヘリカル磁場による非軸対称の効果は， ν_1 に相当する $R / (\langle t \rangle \lambda_e) \leq 0.16$ の領域でプラトー拡散 (D_{plat}) から外れ，一層急峻な増加 ($D/D_{ps} \propto \lambda_e^2$, (3-9) 式) が予想される。しかしその傾向はほとんど見られない。実験結果は，MHD からプラトーに及ぶほとんど全領域にわたって，軸対称系に対する拡散理論値と定量的にもほぼ一致する事を示している。この ϵ_h による拡散の増加については，より λ_e の大きい領域での詳しい実験を必要とするが，ploto-Cleo の実験に於いて示された様にプラトー領域が十分低衝突周波数域にまで延長される可能性を示唆している。^{21), 22)} この事は，プラズマの境界で ϵ_h が大きくなっている事から，localized particle による周辺での拡散の増加によるものではないかと考えられている。²³⁾ 尚，図 3.3 の結果は $R / (\langle t \rangle \lambda_e) > 1$ ではボーム拡散の約 1/20， λ_e の大きい領域で約 1/40 に相当する閉じ込めの得られる事を示

している。

粒子閉じ込め時間 (τ) の磁場強度依存性は、弱い磁場の場合(a)と比較的強磁場(b)について図3.4に示されている。何れもMHD領域 ($R/(\langle t \rangle \lambda_e) > 1$)に相当し、(b)はジュール加熱アフター・グローについての結果 ($\alpha^* = 0$, $B = 0.4 \sim 2.5$ KG) である。 $\tau \propto B^2$ ((3-3)式)に対して(a)ではほぼ $B^{1.7 \pm 0.3}$ の依存性を示しているが、 $B > 1 \sim 1.5$ KG に於ては傾斜は小さくなり飽和の傾向をもっている(図(b))。この原因は、特に密度揺動等が観測されない事から不安定性によるものではないと思われるが、現在の所必ずしも明らかでない。この様に磁場依存性が飽和を示す、又は B^1 の依存を示す事は、ステラレータ装置に於いても多く見られる傾向である。²⁴⁾ ドリフト波の励起に帰因するもの²⁵⁾の他に、再結合等の原子(分子)過程によって閉じ込め時間の上限をもつ場合が多い。^{26), 27)} しかし、極めて低温度で高密度の場合以外、再結合係数は通常十分小さい。²⁸⁾ また不純物として存在する窒素分子と荷電交換し、生じた不純物イオンの再結合過程による影響²⁹⁾も今の場合、 N_2 , O_2 等の分圧は質量分析計から 10^{-8} torr 以下と考えられ、これ等不純物の効果³⁰⁾は一応除外する事が出来る。

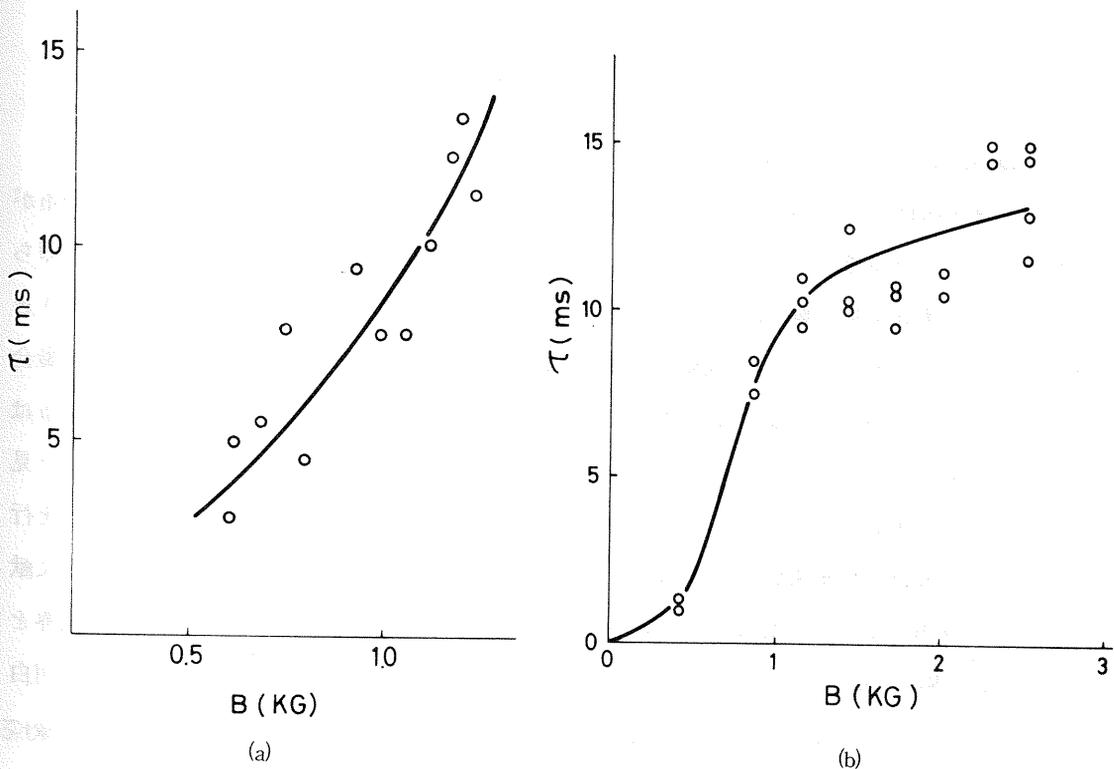


図3.4 粒子閉じ込め時間 (τ) の磁場強度 (B) 依存性。

図 3.5 は、拡散係数の回転変換角 ($\langle t \rangle$) 依存性を示している。この場合も MHD 領域であり、 $\langle t \rangle^{-2}$ の依存性 ((3-3) 式) はほぼ満足されている。尚、ここには磁場の変動を考慮に入れた理論値⁶⁾ が示されている。

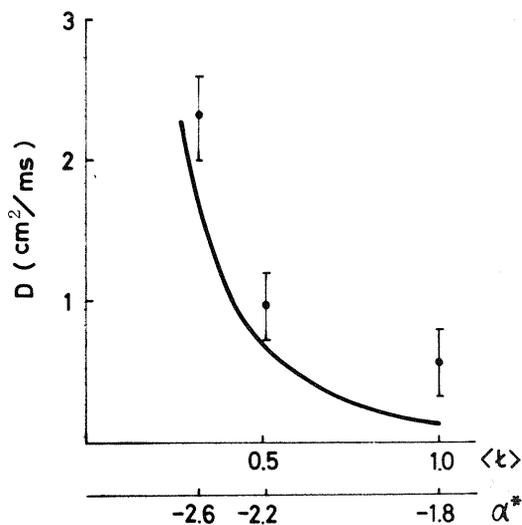


図 3.5 拡散係数の回転変換 ($\langle t \rangle$) 依存性。曲線は理論値。

3.4 磁気面と等密度、等電位面

小さな静電探針を 2 次元駆動する事によって、プラズマ柱断面にわたる密度と電位の分布が測定出来る。この実験によって、等圧面と真空磁気面は一致するか、³¹⁾ 或いは $\vec{B} \cdot \vec{\nabla} \phi \neq 0$, 即ちトーラスでの等電位面と磁気面のずれの程度³²⁾ 等平衡条件にかかわる幾つかの性質 (5.1) を知る事が出来る。図 3.6 には、比較的再現性の良い ECRH アフター・グロー・プラズマの場合について、イオン飽和電流と浮遊電位分布の一例が示されている。電子温度の分布はほぼ一定で変化がなく、これ等の結果は密度及びプラズマ電位の振舞をそれぞれ示すものと見て差支えない。測定点は、1 cm × 1 cm の格子状で、境界付近では約 2 mm 毎の詳しい掃引を行っている。図から、従来必ずしも明らかでなかった電位面も閉曲面を形成している事 (文献 1), Fig. 9 参照) 及び、測定精度を考慮して、最外殻の真空磁気面とプラズマ柱のほぼ境界をなす等密度、等電位面の一致はより一層明らかである。但し、内部構造については必ずしも明白でなく、プラズマの生成過程或いは再現性に強く支配されているものと思われる。²¹⁾ この様に境界は真空磁気面とほぼ一致しており、対流胞の形成³³⁾ は認められない事から、対流胞による粒子損失³⁴⁾ はヘリオトロン D の場合³⁵⁾ も除外する事が出来る。²¹⁾

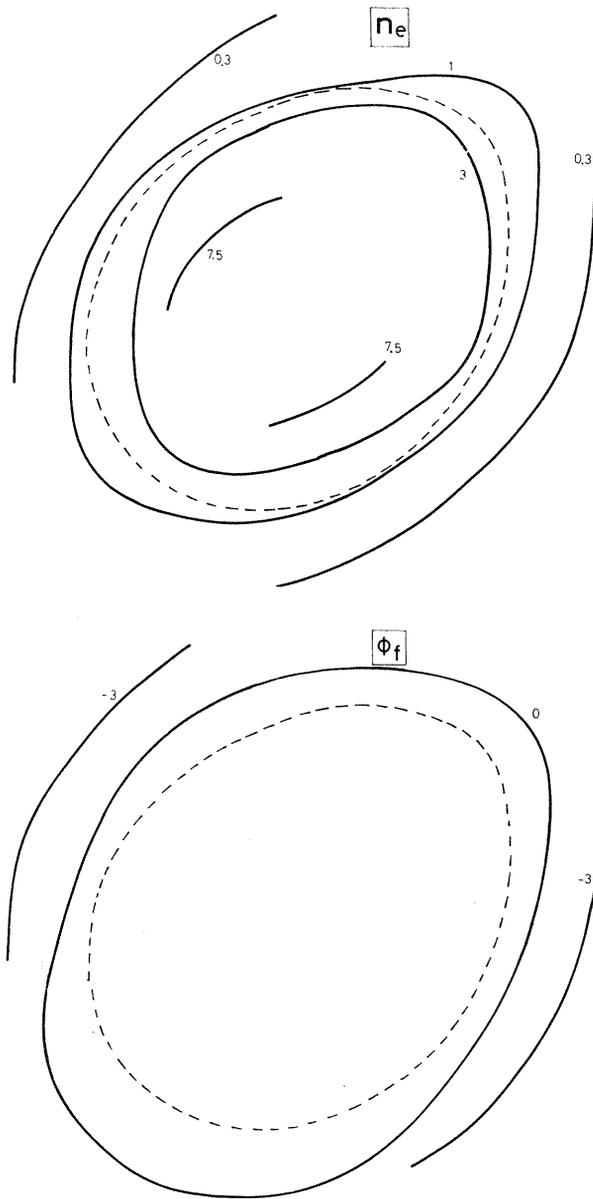


図 3.6 プラズマの等密度 (n_e) 及び等電位 (ϕ_f) 面。
 $\alpha^* = -2.6$ 。ECRH プラズマの場合。点線は計算による真空磁気面。

3.5 内部電場

すでに 3.2 に触れた様に、プラズマ内部の径方向電場 (E_r) の形成は拡散過程^{5), 6)} や又不安定性³⁶⁾ と密接な関連をもっており、その性質を知る事は重要である。^{37), 38), 39)} 一例として、

粒子エネルギーの3～4倍の放物線型のポテンシャルの井戸はほとんど全てのドリフト粒子(イオン)を閉じ込めるに十分であると言う計算がある。^{13),53)} また、さらに電場の効果を積極的にとり入れて、反応生成物の α -粒子等を利用して得られる電場によってイオン閉じ込めの制御を図る提案⁴⁰⁾もなされている。しかし、従来からこれ等の問題について実験的な検討は余り行なわれていない。積極的にバイアスを加えて、閉じ込めが改善された例^{41),42)}はあるが、逆に損失が増加する場合のある事⁴³⁾も報告されている。

プラズマ電位(ϕ_p)は静電探針の理論で知られる様に、通常浮遊電位(ϕ_f)とはほぼ電子温度程度の差をもっている($\phi_p - \phi_f \approx T_e \ln(1/1.6 \sqrt{m_i/m_e})$)。 ϕ_f から ϕ_p を推定する²¹⁾以外に電子放出探針(emission probe)によって直接 ϕ_p を測定する方法⁴⁴⁾その他⁴⁵⁾の試みがある。ここでは、測定の容易な ϕ_f と、温度変化が無視出来る微小間隙をもつ高インピーダンス複探針⁴⁶⁾によって直接 E_r の変化を測定する方法が用いられた。

ヘリオトロンDに入射されたレール型プラズマ銃の場合について、定常状態での ϕ_f の分布の変化の一例を図3.7に示す¹⁾。電子温度の半径方向の変化はなく、従って定性的な ϕ_p の変化を示していると考えられる。この事は、同図に示されている別に行なわれた E_r の直接測定の結果からも裏付けられ、両者の間には $E_r \propto -\partial\phi_f/\partial r$ の関係が成り立つ事を示している。一

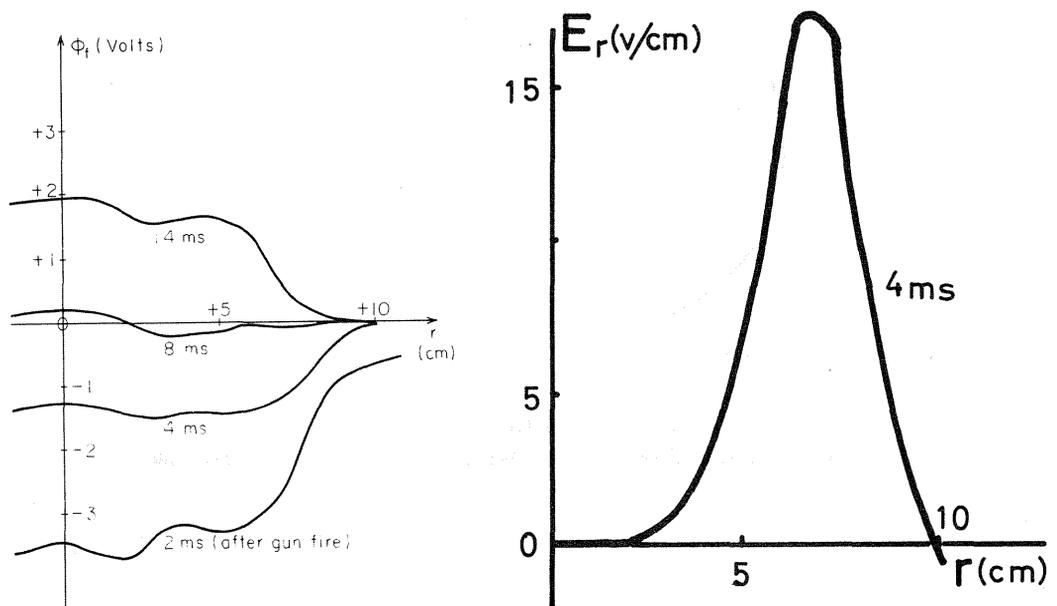


図3.7 浮遊電位(ϕ_f)分布の時間変化と径方向電場(E_r)の測定例。同軸銃プラズマの場合。横軸は半径。

般に ϕ_f の大きさ及び符号はプラズマ生成法によって異なり、プラズマ銃の場合、この様にアフター・グローの後期 ($>12\text{ms}$) を除いて中心で負の値をとる。一方 ECRH プラズマでは中心に山をもつ形となり、何れの場合もほぼ T_e 程度の値である。³⁵⁾ また、時間と共に符号が変化する事については、 E_r が後に示す様にプラズマ・パラメーターの変化と不可分の関係にある事から推定される事である。^{5), 38)} しかし、 E_r の寄与も含めた閉じ込め時間のさらに詳しい議論には、より正確な ϕ_p の測定或いは他のパラメーターの測定が必要となる。

3.6 実験結果及びその他の考察

ECRH, プラズマ銃, ジュール加熱のアフター・グロー・プラズマの閉じ込めと, 新古典拡散理論との比較は, 磁場依存性を除いて, 定性的且つ定量的にほぼ一致する事を示した。これ等は静電探針測定による中心での密度の減衰に注目した場合の結果である。一方, プラズマ柱をとり囲むヘリカル導体, 導体支持棒及び容器壁への損失粒子束の直接測定と, それを積分して得られる全粒子数から, プラズマ柱全体としての閉じ込め時間が求められる。実験の結果は, 依存性等についても, 両者が比較的良く一致する事を示した。⁴⁷⁾ 尚, 又このことは言い換えればセパトロクスの外側領域 (scrape-off region) に存在する希薄なプラズマの影響は, 内部の閉じ込めに対しほとんど無視し得る事を意味する。

磁場強度依存性 (図 3.4) については, 前に述べた理由の他に, 理論の点から 2, 3 の候補を挙げる事が出来る。一つには捕捉バナナ拡散 ((3-11)式) でなくとも, 電離度或いはヘリカル磁場の強さに依存する内部電場の大きさによって, 拡散係数は磁場に依存しないものとなり得る事⁵⁾ である。或いは, 計算機シミュレーションによれば, 磁場がある程度強くなり, プラズマが稀薄な場合には, τ は B^2 よりも依存性が弱くなる事がある⁴⁸⁾ 等がそれである。その他, 磁場の不整による磁気面の破壊に帰因するボーム型の損失⁴⁹⁾ についても検討の余地は残されている。

両極性拡散の条件から導かれる自己無撞着な電場 (E_r) は, 他のパラメーターによって支配され, 一般に複雑な変化を示す (文献 5), Fig. 5)。例えば完全電離の水素プラズマ ($T_e = T_i$, $\nu_e/\nu_i \gg 1$) に対しても, $\pm B r_p \sqrt{\nu_e \nu_i}$, $3 T_e \frac{\partial \ln n_e}{\partial r}$ の 3 つの値をとり得る事からも明らかである。しかし, 実際に形成されている電場或いは外部から制御する事も含めて, 閉じ込めを理解し又改善を図る上で今後更に検討されなければならない。³⁸⁾

独のステラレータ装置に見られる様な, 回転変換が有理数となる時に, 閉じ込め時間が極小値をとると言う現象⁵⁰⁾ はヘリオトロン D では見られない。シアの大きいヘリカル・ヘリオト

ロン磁場では有理面が有限の範囲に巾をもつ事がない為と考えられる。又 ECRH⁵¹⁾ 或いはジュール加熱のアフター・グローに於いて、ログスキー・コイル又は方向性静電探針による測定では、ヘリオトロンDに於いても“boot-strap current”が存在しない^{21), 52)}可能性を示した。

3.7 結 論

ヘリオトロンDに於ける低 β プラズマの閉じ込め実験の結果を要約すれば、以下の如くである。等密度面、等電位面共にほぼ磁気面に一致し、プラズマは平衡条件を満足していると考えられる事、及び粒子閉じ込め時間は広い範囲にわたって(軸対称)新古典理論から推定される値にほぼ等しく、ボーム時間の数倍~数十倍に及ぶ静かな閉じ込めが実現された事である。又これ等の結果から、ジュール加熱或いはイオン・サイクロトロン加熱等によってさらにプラズマ・パラメーターが改善される事を期待出来る。

文 献

- 1) 第2章 4)
- 2) B. B. Kadomtsev and O. P. Pogutse, Nucl. Fusion **11** (1971) 67
- 3) 第1章 16)
- 4) A. A. Galeev, R. Z. Sagdeev, H. P. Furth and M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Letters **22** (1969) 511
- 5) L. M. Kovrizhnykh, Soviet Phys. JETP **29** (1969) 475
- 6) T. E. Stringer (Proc. 3rd Int. Symp. Garching, 1973) F1-I
- 7) A. Gibson and J. B. Taylor Phys. Fluids **10** (1967) 2653
- 8) D. Pfirsch and Schlüter, MPI / PA / 7 / 62 (Max Planck Institute, 1962), L. S. Solovév and V. D. Schafranov, 'Reviews of Plasma Physics' **5** (Consultants Bureau, New York and London, 1970)
- 9) H. K. Wimmel, Nucl. Fusion **10** (1970) 117
- 10) P. H. Rutherford, Phys. Fluids **13** (1970) 482
- 11) M. N. Rosenbluth, R. D. Hazeltine and F. L. Hinton, Phys. Fluids **15** (1972) 116
- 12) J. W. Connor and R. J. Hastie, Phys. Fluids **17** (1974) 114
- 13) A. V. Komin, K. M. Lobanov and V. G. Ustyuzhaninov, Soviet Phys. - Tech. Phys. **15** (1971) 1043
- 14) 第1章 14)
- 15) S. Yoshikawa, Phys. Fluids **16** (1973) 1749
- 16) A. Iiyoshi, S. Morimoto, S. Konoshima, S. Yoshioka, M. Sato, I. Ohtake, and K. Uo (Proc 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) **1**, 78, **2**, 240.
- 17) K. Uo, A. Iiyoshi, S. Morimoto, A. Sasaki, S. Yoshioka, I. Ohtake, S. Konoshima, M. Sato, M. Koyama, and T. Obiki, (Proc. 3rd Int. Symp. Garching, 1973) D5
- 18) A. Iiyoshi, S. Morimoto, S. Konoshima, S. Yoshioka, M. Sato, I. Ohtake, M. Yamada and K. Uo, Nucl. Fusion **14** (1974) 7
- 19) J. D. Swift and M. J. R. Schwar, 'Electrical Probes for Plasma Diagnostics' (ILIFFE Book Ltd., London, 1970)
- 20) 森本, 木島, 小山, 大竹, 吉岡, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1972年10月, 11a-G-3

- 21) D. J. Lees, CLM-R135 (Culham Laboratory, 1974)
- 22) 第1章 40)
- 23) A. Gibson and D. W. Mason, Plasma Phys. **11** (1969) 121
- 24) 例えば (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA **3** (1972) 3~151
- 25) V. N. Bocharov, V. I. Volosov, A. V. Komin, V. M. Panasyuk and Yu. N. Yudin, Nucl. Fusion, Special Suppl. (1972) 243
- 26) V. S. Voytsenia, A. V. Georgievsky, V. E. Ziser, D. P. Pogozhev, A. I. Skibenko, S. I. Solodovchenko, V. A. Suprunenko, V. T. Tolok, I. P. Fomin and L. A. Dushin, *ibid*, 283
- 27) R. A. Demirkhanov, D. G. Baratov, N. I. Malykh, V. G. Merezhkin, M. A. Stotland, Yu. Ten and Sh. V. Khil', Soviet Phys. JETP **33** (1971) 309
- 28) E. Hinnov and J. G. Hirschberg, Phys. Review **125** (1962) 795
- 29) 第2章 16) 30) 第2章 15)
- 31) 浜田, 核融合研究 **26** (1971) 197
- 32) V. D. Shafranov, 'Reviews of Plasma Physics' **2**, (Consultants Bureau, New York and London, 1965)
- 33) J. A. Schmidt, Phys. Rev. Letters **24** (1970) 721
- 34) K. Miyamoto, A. Mohri, N. Inoue, M. Fujiwara, K. Yatsu, Y. Terashima and R. Itatani (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA **3** (1972) 93
- 35) 飯吉, 木島, 佐藤, 吉岡, 石田, 宇尾, 日本物理学会, 1971年6月, 19a-F-4
- 36) A. A. Galeev, R. Z. Sagdeev and H. V. Wong, Phys. Fluids **10** (1967) 1535
- 37) M. S. Rabinovich, I. S. Shpigel, MATT-TRANS-100 (Princeton Plasma Physics Lab. 1970)
- 38) L. M. Kovrizhnykh, (Proc. 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) **2**, 147
- 39) A. Gibson, R. Hancox and R. J. Bickerton, (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA **3** (1972) 375
- 40) T. H. Stix, Phys. Rev. Letters **24** (1970) 135, Phys. Fluids **14** (1971) 692
- 41) J. G. Gorman and L. H. Th. Rietjens, MATT-157 (Princeton Plasma Phys. Lab. 1963)
- 42) M. S. Berezhetsky, S. E. Grebenshchikov and I. S. Sbitnikova, (Proc. 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) **1**, 80
- 43) A. Mohri and M. Fujiwara, IPPJ-179 (Nagoya University IPP 1973)

- 44) C. R. Hoffmann and D. J. Lees, *Plasma Phys.* **13** (1971) 689, M. S. Berezhetskii, S. E. Grebenshchikov and I. A. Kossyi, *Soviet Phys. – Tech. Phys.* **15** (1971) 1259
- 45) K. S. Golovanivskii, *Soviet Phys. – Tech. Phys.* **15** (1971) 1146, F. C. Jobses and J. C. Hosea, (*Proc. 6th Europ. Conf. Moscow, 1973*) **1**, 199
- 46) J. C. Sprott, *Review of Scientific Instruments* **37** (1966) 897, J. A. Schmidt, *ibid.* **39** (1968) 1297
- 47) 木島, 森本, 大竹, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1972年4月, 8a-R-8
- 48) J. M. Dawson, H. Okuda and R. N. Carlile, *Phys. Rev. Letters* **27** (1971) 491
- 49) B. B. Kadomtsev, *Soviet Phys. JETP* **25** (1967) 691
- 50) 第1章 36), 51) 第2章 26), 52) 第1章 34),
- 53) K. Uo, CLM-R67 (Culham Laboratory, 1966)

第4章 ヘリオトロンDに於けるジュール加熱実験

4.1 序

ジュール加熱とは、磁場に平行な電場(\vec{E})を印加する事によって、プラズマ中に電流(\vec{j})を流し、粒子間衝突に基く抵抗損(抵抗率： η)を加熱電力とする加熱法である。即ち、プラズマに投入される電力は、 $P_{in} = \vec{j} \cdot \vec{E} = \eta j^2$ 、 $\eta \propto \nu_{ei}/n$ と表わされる。ここに ν_{ei} は衝突周波数、 n は密度である。或いは、微視的乱流状態(micro turbulence)の励起にもとづく異常抵抗効果による加熱等は含まれず、 η が古典的な二体衝突に従うとして計算される範囲内に限られる加熱法と言う事も出来る。また具体的には、電子のドリフト速度が熱速度よりも十分小さくて(例えば加速電場が余り大きくない場合)、電子は逃走(runaway)する事なく、イオンにエネルギーの一部を与えるに十分なだけの高い衝突周波数領域での加熱法でもある。

多くのプラズマ生成・加熱法¹⁾の中にあつて、ジュール加熱は、最も簡便な方法として既に多くのトラス型実験装置に於いて適用され、基本的な第一段階の加熱法としてその有効性は確められている。あらかじめ作られた低温度(数eV)、低密度($10^9 \sim 10^{11}$ 1/cc)のプラズマに電流を流す事により、比較的容易に高温、高密度で電離度の高いプラズマ(数十~数百eV、 $10^{12} \sim 10^{14}$ 1/cc)が得られるからである。実際、第1章にも述べた様に、トカマクではジュール加熱のみによって融合炉の自己点火条件の1~2桁下と言う優れたプラズマ・パラメーターが実現されている。しかし、多くの実験結果をもつトカマクに於いても、巨視的な量に関する相似則の域を出ず、加熱機構そのものについての詳細、即ち不純物も考慮した粒子やエネルギー収支の細部を実験的に明らかにする事は今後の課題である。また一方、トカマクと違って閉じ込めは保証されていると考えられる、ヘリカル・ヘリオトロンやステラレーターの様な外部導体系トラスに於いて、ジュール加熱の当面の課題はプラズマ・パラメーターの向上にある。更にジュール加熱法を核融合炉の観点から見る時、プラズマの温度上昇に伴なう衝突周波数の低下、即ち抵抗率の低下を招く事及び安定な閉じ込めに対する要請から通常は電流値に上限が存在する事等のためにジュール加熱のみによって炉心温度に至る事は困難である事はよく指摘される所である。但し、温度や密度の自由な制御が可能となった場合には、ジュール加熱のみで点火条件に至る事²⁾は必ずしも不可能ではない。この様なプラズマ・パラメーターの制御と言う意味からも加熱の機構に対するより深い理解が必要である。

ヘリオトロンDにジュール加熱を適用する場合、装置の個有性を考慮して、特に以下の2点

を中心的な問題点として研究が進められた。即ち

(1) プラズマの断面を規定する為に、また真空容器壁との接触を避ける為に重金属材料等で造られたリミターが一般に用いられる。しかし、ヘリオトロンDに於いては、セパトリクスが容器内部に形成されている事から、それが「磁気リミター」として機能し、いわゆる通常のリミターを用いる必要がないと考えられる。この事は特に不純物放出によるエネルギー損失の軽減と言う点で重要である。

(2) 従来からステラレーター装置に於いても、平衡や巨視的安定性などについて幾つかの結果が得られているが、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の様に回轉變換やシアの大きな場合にこれ等の問題はどの様に変更を受け或いは改善されるのかと言う問題、

であり、先のジュール加熱法そのものに対する理解を深める事と併行して検討された課題である。この内(2)については次章で扱われる。本章では、先ず空心トランスの設計等の実験方法に関する幾つかの主要な技術的問題及び計測法を中心とした考察等「加熱と閉じ込め以前」に考慮しなければならない問題を述べる。又、上の(1)に対する実験結果と、放電の一般的な性質から更に高温プラズマを得る為のエネルギー収支に注目した考察についても言及する。本章で対象となるジュール加熱プラズマのパラメーターは、密度： $10^{12} \sim 10^{13}$ 1/cc, 及び電子温度： $10 \sim 150$ eV の領域である。

4.2 実験方法

4.2.1 ジュール加熱用空心トランスと電源

トランス装置に加速電場を発生させるのに、磁束の時間的变化によって得られる起電力を1ターンのループ電圧とする誘導方式が最も広く用いられている方法である。このプラズマ環を2次側閉回路とする一次コイルに要求される性質としては、

- (1) 必要な磁束を得る為の投入エネルギーが少なくすむこと。
- (2) 閉じ込め磁場への擾乱の少ないこと。
- (3) 発生した電場は閉じ込めの領域内で一様であること。

等が挙げられる。構成上、磁束路として鉄心を用いる場合と用いない場合(空心)に分けられ、それぞれに得失をもっている。透磁率の高い鉄心を用いる場合には、(1)の点で格段に有利であり、空心の場合には、一般に大電流制御用の開閉器が必要となる。しかし、前者に於いては磁気飽和で決まる磁束密度の上限があり、従って空間的な余裕の点から特にアスペクト比(R/a)

の小さな大型装置には不向きである。(2)については、空心の場合のみならず鉄心の場合にも無視出来ず、トカマクに於ては通常閉じ込め磁場強度に対して 10^{-3} 程度の漏洩磁場をもっている³⁾。後に述べる様に空心コイルに於いてもこの程度にする事はさして困難ではない。又(3)は(2)とも関連するが、鉄心、空心共に差はなく、誘導方式では特に問題はない。

ヘリオトロンDに於ては、設置が容易であり、またジュール加熱以外の実験を行なう時に、鉄心の残留磁気による磁場の乱れを避ける意味から空心コイルを用いている。コイル巻線は図2.6に示した様に、トロイダル磁場コイルと真空容器壁との間隙にトーラスに沿って8~9ターン巻かれている。コイル巻線の空間的配列については、当初ポロイダル方向に均一に配置されていた⁴⁾が、数値計算により上述(1)~(3)の条件を満たす最適位置を求め、内周側に密な不均一配置⁵⁾に改められた。漏洩磁場の垂直方向成分について、均一配置とほぼ最適の不均一の場合について、計算結果と磁気探針による測定結果の比較が図4.1に示されている。不均一配置の場合には約1桁小さくなっている。水平方向(トーラスの大半径方向)の漏洩磁場についても、プラ

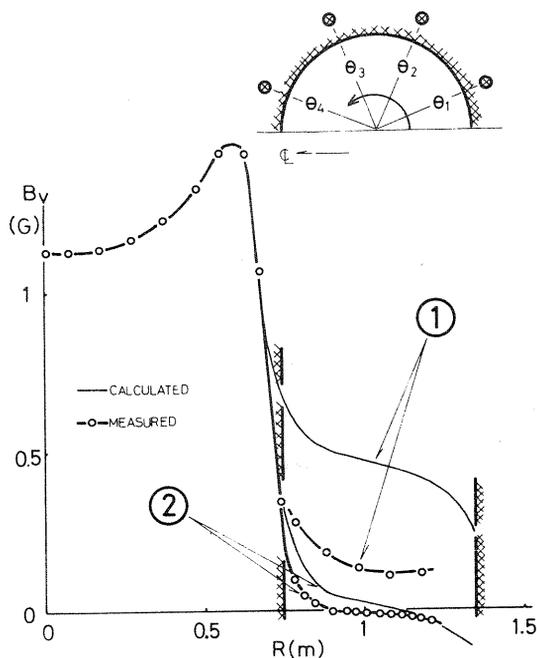


図4.1 ジュール加熱空心コイル巻線と漏洩磁場 (B_v)。縦軸 $B_v (= \frac{1}{4} I_J \text{ (G)})$ 、但しコイル電流 $I_J \text{ (KA)}$ 。横軸はトーラスの大半径 (R) であり、影線部は真空容器壁を示す。右上図はコイル巻線の位置 ($\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$) を示す。①均一配置の場合 ($22.5^\circ, 67.5^\circ, 112.5^\circ, 157.5^\circ$) 及び②最適 (不均一) 配置の場合 ($58^\circ, 125^\circ, 145^\circ, 165^\circ$) について計算値 (細線) と実測値 (太線) が示されている。

ズマ柱の上下変位に関連するものとして、十分小さくする必要があるが、この様な場合垂直成分より約1桁小さい。その他考慮しなければならないものに、空心コイルとヘリカル・コイル及び垂直磁場コイルとの相互誘導による閉じ込め磁場の変化がある。ヘリカル・コイルを流れる電流の変化は、先ず閉じ込め磁場の強さの変化を意味する。又、ヘリカル・コイル電流と垂直磁場コイル電流のそれぞれの変化割合が等しくないために、垂直磁場の不整をもたらし、実質的に β^* が変化する事となる。後者は、これ等2種類のコイルの大半径の差による鎖交磁束の相違及び図2.7に示した様に各変流トランスの2次側とそれぞれのコイルで作られる2つの

閉回路の内部インピーダンスの差に帰因するものである。相互誘導による磁場の不整は、主としてインピーダンスの均一化を図る事によって、さきの漏洩磁場と同程度に抑えられている。この様な磁場コイルへの誘導⁶⁾の問題は、鉄心を用いる場合と異って巻きもどしが一般に容易でない空心コイルの欠点でもある。トロイダル磁場コイル接続線等への誘導の影響⁷⁾は、ヘリオトロンDの場合、小さく無視出来る。又、図4.1から推察される様に、全磁束に対する閉じ込め領域内の磁束の寄与は少ない。計算結果もこの領域内での磁束変化の小さい事を示し、1ターン・ループ電圧の半径方向の変化はわずかである。言い換れば電場の変化($\propto \partial A_\phi / \partial R$, R は大半径, A_ϕ はベクトル・ポテンシャルの ϕ 成分⁵²⁾)は小さく(3)の条件を満たしている。電場の励起は、コンデンサー放電により行ない、逆バイアス⁶⁾はかけていない。代表的な回路構成が図4.2に示されている。空心コイルを含めた回路の直流抵抗分を10m Ω 以下に抑えて電圧降下を軽減し、トランスを介した立ち上りの遅い低電圧大電流(図ではslowのコンデンサーの代りに高圧コンデンサーとトランスが用いられている。)を重ね合わせる事によって、即ちパワー・クローバーを行なう事によって図に示す様なプログラムされたループ電圧を得ている⁸⁾。この様な電圧波形によって、気体の電離に引き続く放電継続時間が長くなりプラズマの加熱が期待出来る。

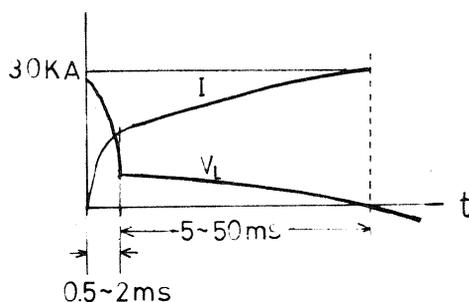
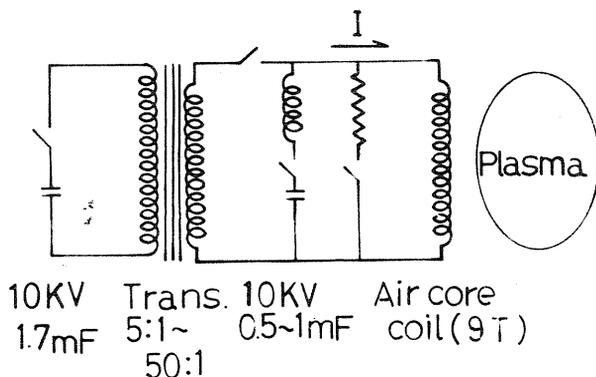


図4.2 一次回路(パワー・クローバー)構成とコイル電流(I)及びループ電圧(V_L)。スイッチはイグナイトロンが用いられている。

4.2.2 実験方法及び放電洗浄

ジュール加熱実験の時間的順序 (time-sequences) は図 4.3 に示す如くである。真空容器への気体の導入は、壁への気体分子の吸着を減らす為に、ほとんどの場合高速電磁弁によりパルス的に行なわれ、圧力が容器内でほぼ均一になった所で放電が開始される。ジュール加熱電場を印加する前に、予備加熱によって低電離プラズマが作られる。予備加熱は、それに引き続くジュール加熱の過程に影響を及ぼし、再現性が良い事、電離度の高い事等はよい放電を得る為の重要な条件である。主として用いられた予備加熱法としては、壁から絶縁された熱陰極に 1~2

KVの負の高圧パルスを印加する電子銃と、2.45又は10GHzのECRH(2.4.1参照)を併用する方法、或いは立ち上りが早く比較的高い1ターン・ループ電圧(40~50V)を印加する方法である。但し、ECRHによる予備加熱は閉じ込め磁場の強さに制限を受ける。他に約1MHzの高周波放電或いはレール型プラズマ銃等も試みられたが絶縁、保守の点でやや難点がある。

加熱を目的とする場合に、真空容器内部表面の清浄化や吸着ガス放出は不可欠である。これは、トカマクの実験に於ける一つの教訓³⁾でもあり、不純物混入やリサイクリング即ち粒子及びエネルギー収支とかかわるだけでなく、次章に述べる不安定性とも関連する問題である。ヘリオトロンDに於ては、先ず真空容器のベーキング及び2~3時間の冷陰極定常グロー放電(2.3.3参照)によって、主として水分子の除去を行なう。次いで、大電流(10~20KA)ジュール加熱放電を数千回繰り返す事によって放電洗浄が行なわれる。放電洗浄の効果⁸⁾は、代表的な不純物イオンであるC⁺⁺のスペクトル線(4647Å)強度変化として、2,3の磁場配位についての例が図4.4に示されている。2~3千回の放電後、発光強度は $\frac{1}{3}$ ~ $\frac{1}{2}$ に減少し洗浄の効果が見られる。図には示されていないが、導電率より求めた電子温度やプラズマ電流の持続時間等については、必ずしもこの様に顕著な変化の見られない場合が多い。しかし、5章で述べる様に、低気体圧力放電での不安定性やcurrent-inhibitionの現象等については、明らかに放電洗浄の程度に依存する傾向が見られる。図に於いて、磁場配位(α^*)によって強度が異なっ

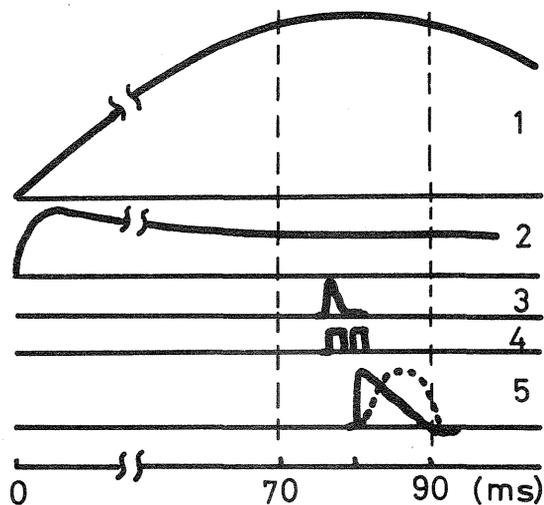


図 4.3 放電の Time sequences.
 1. 閉じ込め磁場, 2. 気体圧力(電磁弁動作),
 3. 電子銃, 4. ECRH,
 5. ループ電圧及びプラズマ電流(点線)

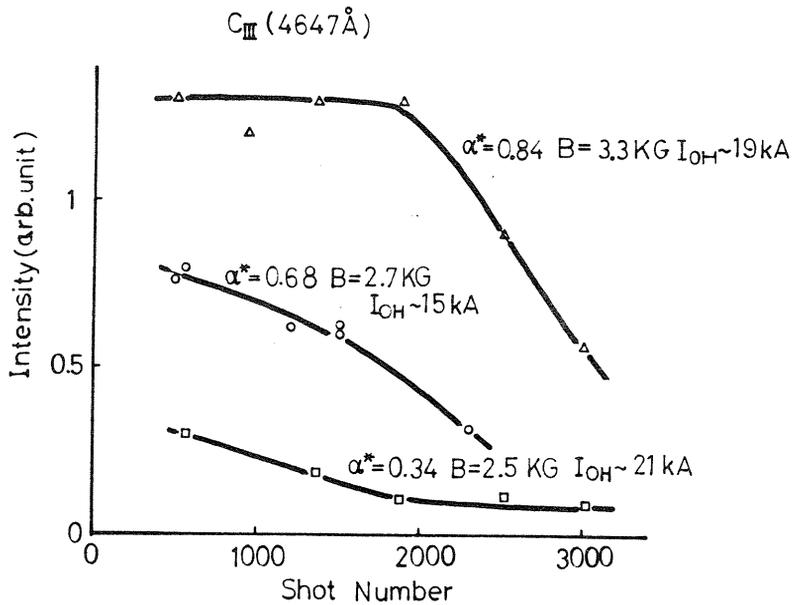


図 4.4 放電洗浄の効果。
繰り返しジュール加熱放電回数(横軸)に対する $C_{III} (4647 \text{ \AA})$
発光強度の変化を示す。

ている事は、ヘリカル・コイル表面からの炭素原子放出の寄与が大きい事を示唆している。即ち、 α^* が大きい場合には、プラズマの境界とヘリカル・コイルとが接近する為不純物が増加するものと考えられる。放電洗浄法として、冷陰極グロー放電と繰り返し・ジュール放電とを比較すると、C, N, O等の不純物イオン発光強度からは後者の方がそれ等の減少に効果的である事を示した。この事は実効的な放電時間よりも、衝撃にあずかるイオンの密度及びエネルギー、即ち粒子束の大小が放電洗浄に於ける重要な要素である事を示している。

4.3 計測法

ジュール加熱実験に用いられた基本的な計測法として、ここではプラズマ電流、ループ電圧、マイクロ波干渉法による電子密度測定及び可視分光測定について、その概略と問題点について述べる。尚、ヘリオトロンDに於ては他に軟X線測定、高速度写真、レーザー散乱法及び中性粒子測定等も行なわれている。

4.3.1 プラズマ電流とループ電圧

プラズマ中を流れる全電流(I_{OH})は、電流分布の如何にかかわらずロゴスキー・コイルの出

力を積分する事によって得られる。より忠実な電流波形を得る為に、積分の時定数は電流継続時間に較べて十分大きくとる必要があり⁹⁾、通常1秒が用いられている。ヘリオトロンDに於ては、ヘリカル・コイルが真空容器内部に設けられているため、全く同じ2つのロゴスキー・コイルを用いる事によって、ヘリカル・コイル電流分(最大 $60 \times 2 \text{ KA}$)を差引き、正味の I_{OH} を得ている。さらにジュール加熱一次コイルからの誘導及び容器壁への誘導等を考慮に入れて測定上の誤差は約1%に抑えられている。電流分布の測定は方向性静電探針及び微少ロゴスキー・コイルの2種類の方法が用いられた。何れも2次元駆動機構によって、プラズマ断面内での I_{OH} の分布が測定出来る。この場合、空間分解能のみならず、プラズマに与える擾乱に対しては十分注意を払わねばならない。使用した微小ロゴスキー・コイルは、平均半径1.9cm、コイル断面積 6 mm^2 、巻数 600^T であり、方向性探針は $0.9 \times 0.9 \text{ cm}^2$ の表面積をもっている。又、これ等の支持棒は $2 \sim 5 \text{ mm}$ φである。密度が高く($\bar{n}_e \geq 10^{13} \text{ 1/cc}$)、 $I_{OH} \sim 10 \text{ KA}$ の放電では、これ等を中心付近へ移動しても、再現性の範囲内で巨視的な量(I_{OH} , \bar{n}_e など)には変化が認められない。

プラズマ環に印加される1ターン電圧は、真空容器の絶縁部分の両端の電位差として与えられる。ヘリオトロンDでは、空心コイルによる正味の磁束変化以外に、ヘリカル・コイル、垂直磁場コイルへの誘導が比較的大きい。厳密には、全てのコイル間の相互誘導を考慮に入れた連立微分方程式となるが、測定及び計算可能な範囲で次の2式に帰着出来る。但し、 $\dot{}$ は $\frac{d}{dt}$ を示す。

$$\begin{aligned} \text{プラズマ環} : (L_{OH} \dot{I}_{OH} + \dot{L}_{OH} I_{OH}) + R_{OH} I_{OH} &\simeq M_{J-OH} \dot{I}_J - (M_{H-OH} \dot{I}_H + M_{V-OH} \dot{I}_V) \\ \text{測定回路(容器壁)} : R_m I_W &\simeq M_{J-W} \dot{I}_J - (M_{H-W} \dot{I}_H + M_{V-W} \dot{I}_V + M_{OH-W} \dot{I}_{OH}) \end{aligned} \quad (4-1)$$

ここに、 R_j , L_j , I_j , M_{j-k} はそれぞれ抵抗、自己インダクタンス、電流及びj-k間の相互インダクタンスを表わし、添字OH, J, H, V, Wはそれぞれプラズマ、空心コイル、ヘリカル・コイル、垂直磁場コイル及び容器壁を示すものとする。 R_m は測定抵抗。 $M_{j-k} \dot{I}_j$ 等について、計算機による値、実測値或いは概算により求め、かつアスペクト比が比較的大きい事から、トーラスの内周、外周側の磁束の差も十分小さい事を用いて上式は簡単になる。結局、プラズマ断面での1ターン・ループ電圧(V_L)は次式で与えられる。

$$V_L (\equiv R_m I_W) \simeq \frac{d}{dt} (L_{OHi} I_{OH}) + R_{OH} I_{OH} \quad (4-2)$$

但し、 $L_{OHi} (= \mu_0 R \cdot \frac{l_i}{2})$ は電流分布によって決まるプラズマの内部インダクタンスである。

4.3.2 平均電子密度

測定は、プラズマの中心を見通せる上下の観測孔に設けられた波長(λ_0)6 mm (周波数約 50 GHz)のマイクロ波干渉計¹⁰⁾によって行なう。図 4.5 にそのブロック図を示す。破線は Wharton bridge として Zebra パターンによる直視法を示しているが、遅延部に於ける減衰が大きくなる欠点¹⁰⁾をもっている。

直径 ($2r_p$) にわたる電子密度分布を均一 (n_{e0}) と仮定した時、位相のずれ ($\Delta\phi$) から、 n_{e0} は

$$n_{e0} \approx n_c \cdot \frac{\lambda_0}{2r_p} \Delta\phi \left(2 + \frac{\lambda_0}{2r_p} \Delta\phi \right) \quad (4-3)$$

となる。ここで n_c は臨界密度 (3.1×10^{13} 1/cc) である。通常用いられる右辺第 2 項を無視する近似の場合には、 $n_{e0} \sim n_c$ の高密度の時に約 60% の過少評価をしている事となる。一般に $n_c(r) \propto \{1 - (r/r_p)^\zeta\}$ 型の密度分布に対しては、直線平均の密度を $\langle n \rangle$ として、 $\Delta\phi$ は

$$\Delta\phi = \frac{2r_p}{\lambda_0} \int_0^1 \left[\left[\left(1 - \frac{\zeta+1}{\zeta} \cdot \frac{\langle n \rangle}{n_c} \right) + \frac{\zeta+1}{\zeta} \frac{\langle n \rangle}{n_c} \left(\frac{r}{r_p} \right)^\zeta \right]^{1/2} - 1 \right] d(r/r_p) \quad (4-4)$$

となり、数値計算が必要である。しかし、静電探針測定からプラズマの境界は鋭く、均一分布に近い為に、実験に於いては平均電子密度として始めの近似式 ((4-3) 式) を用いている (\bar{n}_e)。低密度での誤差は、主としてプラズマ半径 (r_p) の測定誤差によって支配される。

4.3.3 可視分光測定

分光測定の対象は、電子、イオン、中性原子と不純物イオン、それぞれの温度、密度から放射損失及び粒子閉じ込め時間など多岐にわたっている。レーザー散乱による電子温度、密度測定や真空紫外分光技術の進歩によって、現在では、可視分光は、粒子閉じ込め時間の測定 (リサイクリング) に重点がおかれている。

ヘリオトロン D では、ジュール加熱されたヘリウム (He) プラズマについて、主として以下の

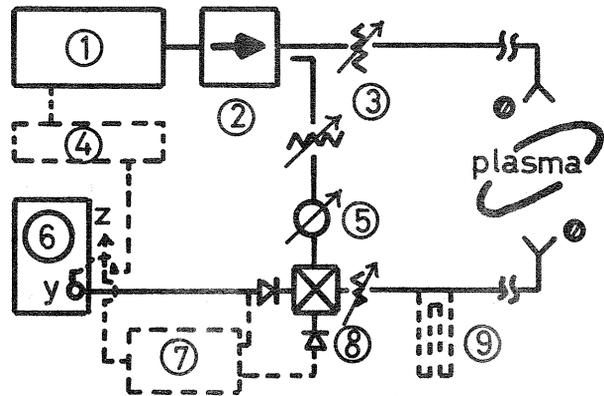


図 4.5 マイクロ波干渉計。

- ① クライストロン (50 V10), ② アイソレーター,
 - ③ 減衰器, ④ 変調器, ⑤ 移相器, ⑥ OSC,
 - ⑦ 差動増巾器, ⑧ マジック・ティー, ⑨ 遅延回路
- 点線は Zebra パターン法の場合を示す。

測定が行なわれた。¹¹⁾ 又以下のものについて空間分布を調べる事も可能である。

a) 電子温度 (T_e) : 衝突放射モデルにより計算された, He原子の一重項及び三重項での遷移 (HeI (2^1p-4^1s , 5048 Å), HeI (2^3p-4^3s , 4713 Å)) の線強度比から求める。¹²⁾

b) イオン温度 (T_i) : プラズマ・イオン及びC, N, O等不純物イオンのドップラー効果による広がり幅, 又は中性原子との荷電交換が支配的である時¹³⁾には, 中性原子のドップラー幅から求められる。

c) 粒子閉じ込め時間 (τ_p), 放射損失, 中性粒子及びイオン密度 :

不純物を含まない, Heプラズマ ($Z=2$) の場合, 電子密度 (n_e) の増減に注目して, 粒子バランスは次式で与えられる。

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{n_e}{\tau_p} + n_0 \cdot n_e \cdot \langle \sigma v \rangle_i^0 + n_1 \cdot n_e \cdot \langle \sigma v \rangle_i^1 \quad (4-5)$$

ここに, $n_Z, \langle \sigma v \rangle_i^Z$ はそれぞれ中性 ($Z=0$) 及び Z 価イオンの密度と電離係数である。但し, τ_p には再結合過程による損失も含めるものとする。

スペクトル線の絶対強度測定¹¹⁾ から, τ_p, n_0, n_1 等を算定する場合に, 通常コロナ平衡が仮定されている。即ち, 大部分の原子又はイオンは基底状態にあり, それ等は電子によって衝突励起され, 後は自然放出の過程のみによって再び基底状態に戻ると言うモデルである。従って, 例えば中性原子について, 定常状態では, 基底状態にある原子の数 ($n_0(1)$) と m 準位の励起原子の数 ($n_0(m)$) との間には,

$$n_0(1) \cdot n_e \cdot \langle \sigma v \rangle_{1m}^0 = n_0(m) \cdot \sum_{x=1}^{m-1} A_{mx}, \quad n_0(1) \gg n_0(m) \quad (4-7)$$

が成り立つ事となる。ここで $\langle \sigma v \rangle_{1m}^0$ は準位 m への衝突励起係数, A_{mx} は準位 m から x への放射遷移確率で, \sum は基底準位迄の総和を意味する。この関係を書き換える事によって, 測定量である m, n 遷移に相当するスペクトル線強度 (I_{mn}), 言い換れば単位時間, 体積当りの光子数 N_{mn} ($= I_{mn}/h\nu_{mn}$, h プランク定数, ν_{mn} 振動数) は

$$\left. \begin{aligned} N_{mn} &= A_{mn} n_0(m) = \zeta_{mn}^{-1} \cdot n_0(1) \cdot n_e \cdot \langle \sigma v \rangle_i^0 \\ \zeta_{mn} &\equiv \frac{\sum_{x=1}^{m-1} A_{mx}}{A_{mn}} \cdot \frac{\langle \sigma v \rangle_i^0}{\langle \sigma v \rangle_{1m}^0} \end{aligned} \right\} \quad (4-8)$$

で与えられる。1価イオンについても全く同様に表わせる。文献14), 15)にはHeI(2^1S-3^1P , 5016Å)及びHeII(3^2D-4^2F , 4686Å)に対して、 $\langle\sigma_v\rangle_i^{0,1}$, $\langle\sigma_v\rangle_{5016,4686}$ 及び $\zeta_{5016,4686}$ が T_e の関数として与えられている。従って別に(干渉測定等から) n_e が与えられた時は、絶対強度 I_{mn} から中性及び1価イオン密度, n_0 ($\approx n_0(1)$)及び n_1 ($\approx n_1(1)$)が求められる。更に $\frac{dn_e}{dt}$ が分かっている時には、これ等を(4-5)式に代入する事によって τ_p が決定される。尚、電子密度の高い領域では、コロナ・モデルを仮定する事は出来ない。多段励起やカスケード遷移を考慮に入れた、即ち衝突放射モデルを用いた計算結果は、 ζ_{5016} について、 $n_e \leq 5 \times 10^{13}$ 1/ccで約20%の誤差¹⁴⁾であり、通常の実験条件($n_e < 10^{14}$ 1/cc)では一応¹²⁾問題がないとされている。¹⁵⁾更に、電子及び中性粒子密度或いはプラズマ半径等から決定される光学透明度(optical depth)についても測定上の問題として考慮する必要がある。

又、線強度 I_{mn} を積分する事により、特定の波長(λ_{mn})に対する放射電力(line radiation)損失が求められ、エネルギー閉じ込めにデータを与える。但しHeについて、電力損失の大部分(~80%)を占めるのは真空紫外領域にあり、HeI及びHeIIの幾つかの共鳴線である。¹⁶⁾

d) その他、C, N, O等の不純物気体及び容器壁などの組成であるFe, Ni, Cu, Mo等金属原子のイオン価の度合や時間変化など定性的な性質。尚、この問題に関連して、プラズマの温度上昇に伴って、或いは融合炉研究の立場から、壁やリミター材料等重金属に関する波長、遷移確率等の資料が望まれている。¹⁷⁾ 重金属についてのこれ等資料の完備も今後の重要な課題である。¹⁸⁾

4.4 導電率温度

ジュール加熱に於ける導電率は、レーザー散乱による電子温度の測定法が確立される^{19), 20)}までは、電子温度を決定する上で、一つの重要な手段であった。従来から、古典的な理論として、Spitzer-Härmによる、ローレンツ・モデル又は電子同志の衝突をも考慮した場合の値²¹⁾が知られている。しかし、印加電場に依存する等、必ずしもこの法則に従わない異常抵抗現象のある事が実験的、理論的に明らかにされた。さらに、新古典拡散(3.2)に代表される、トラス磁場中での輸送理論は、導電率についても詳しく取り扱われるようになった。古典的な導電率²¹⁾は、電子温度とイオン電荷数(Z)及び電子密度(クーロン対数として)の関数である。一方、オームの法則は、電場と電流密度の比として導電率を与える。両者は、プラズマ全体としての抵抗と言う形で互いに結びつけられる事となる。現在では、実験的にこの関係について検討する事が可能になりつつある。即ち、レーザー散乱による電子温度とその分布、分光測定による不純物分布及び電流分布の直接測定²²⁾等がそれである。

以下、ヘリオトロンDでのジュール加熱に於いて、導電率温度(T_{eo})を求める場合に考慮しなければならない問題点を整理する。

4.4.1 いわゆる異常抵抗現象

導電率(σ)は電場の関数として与えられる。今、印加電場(E)に対し

$$E_{\nu} = \frac{m_e}{e} v_{the} \nu_{eff} \quad (4-9)$$

なる量を考える。 v_{the} は電子熱速度又 ν_{eff} は実効的な衝突周波数である。 ν_{eff} が通常の衝突周波数の場合の(4-9)式を $E_{\nu} = E_{\nu_1}$ とした時、 E が $E_{\nu_1} (\approx (0.3 \sim 3) \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} E_D)$ 、 E_D : Dreicer 電場)を上まわるとイオン音波不安定性が励起され、 σ は古典値より小さくなる。さらに電場が大きくなり、 $\nu_{eff} \sim 2 \frac{m_e}{m_i} \omega_{pe}$ (ω_{pe} : 電子プラズマ周波数)とした時の(4-9)式の値を越えると Buneman 不安定性となり、さらに σ は減少²³⁾する。実験的にも、トカマクに於いて、低密度で T_e の高い放電では、 $u_d/v_{the} \gg 2 \times 10^{-2}$ (u_d : 電子のドリフト速度)の時にイオン音波不安定の存在が考えられ³⁾、実際にイオン加熱も観測されている²⁴⁾。

ヘリオトロンDに於いては、以下(4.5)に述べる通常の実験条件の下で、 $u_d/v_{the} \approx 2 \sim 4 \times 10^{-2}$ であり、又(4-9)式からイオン音波不安定励起の条件に対しては、 $E/E_{\nu_1} \approx 0.5 \sim 10$ である。さらに σ (実測値) \sim σ (古典値)に対する多くの実験結果²⁵⁾を考慮に入れると、異常抵抗効果²⁶⁾については一応除外する事が出来る。

4.4.2 不純物の効果

σ はイオン電荷数(Z)の関数である。従って、プラズマが Z の異なるイオンから構成される時は、実効的な Z_{eff} ²⁷⁾が用いられる。プラズマ・イオン($Z=Z_0$)と k 種不純物イオンの、密度比及び電荷数比をそれぞれ f_k , g_k とすれば、

$$Z_{eff} = Z_0 \frac{1 + \sum_k f_k \cdot g_k^2}{1 + \sum_k f_k \cdot g_k} \quad (4-10)$$

である。トカマクでは、先の4.4.1以外の放電領域、即ち比較的高密度で T_e の低い場合には、 σ の変化は不純物による Z_{eff} の増加によって説明出来る³⁾と考えられている。又動作気体として、ネオン($Z_0=9 \sim 10$)を用いた実験は、水素或いはヘリウム放電での $Z_{eff} (\neq Z_0)$ が不純物イオンの存在によるものである事を示した²⁸⁾。

ヘリオトロンDに於いても、可視分光測定に於いて、通常、炭素(C II \sim C IV)等の発光が認め

られる。例えば、Heイオンに対し、不純物として $C^{+1\sim+3}$ について f として1%程度であれば、 $Z_{\text{eff}} \approx 2.2$ であり、 $T_{\text{e}\sigma}$ への寄与は約5%となり、十分小さい。

4.4.3 捕捉粒子の影響

定性的には、磁場の不均一(ϵ)に捕捉された電子は、電流を荷なう自由電子として寄与しない為に、その割合($\sqrt{\epsilon}$)だけ導電率が減少すると考えられる。従って、温度が高くなり、不均一の特長(L)に較べて平均自由行程(λ_e)の長い場合に考慮しなければならない。又電流の方向に、電子密度の空間変化がある場合²⁹⁾も同様である。電子のラーマー半径は L に較べて小さく、且つ $E \ll E_D$ の仮定により、電子の運動論的方程式を解き、捕捉されない粒子について集める事によって電流密度が決定される。結果は、 $\lambda_e \gg L$ の極限で、均一磁場の場合(σ_0)との比として、

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{3}{4} B_{\text{min}} \int_0^{B_{\text{max}}^{-1}} \left[\int_0^1 \frac{\sqrt{1 - \lambda \cdot B(s)}}{B(s)} ds \right]^{-1} \cdot \lambda d\lambda, \quad s = \frac{1}{L} \quad (4-11)$$

で与えられる。³⁰⁾但し、 $\lambda (= \sin^2 \phi / B, \phi: \text{ピッチ角})$ は粒子の磁気モーメントと運動エネルギーの比であり、 1 は磁力線に沿う長さである。又 B_{max} 及び B_{min} はそれぞれ磁場の最大、最小値である。

ヘリカル・ヘリオトロン磁場は、拡散係数(3.2)の場合と同様、周期の異なる2種類の不均一(ϵ_t, ϵ_h)をもっている(mixing effect)。しかし、特に境界付近では $\epsilon_h > \epsilon_t$ であり、磁場の不均一を、 $B(s, r) \approx B_{\text{min}} \{1 + 2\epsilon_h(r) \cos^2 \pi s\}$, $s = z/L$ の形で近似すると、(4-11)式

[]内の積分は形式的に $\frac{\sqrt{1 - \lambda B_{\text{min}}}}{B_{\text{min}}(1 + 2\epsilon_h)} \Pi(\pi/2; r^2, \frac{p}{\sqrt{1 + p^2}})$ と書ける。但し、 $p^2 =$

$$\frac{2\lambda \epsilon_h B_{\text{min}}}{1 - \lambda B_{\text{min}}(1 + 2\epsilon_h)}, \quad p^2 - r^2 p^2 - r^2 = \frac{-2\epsilon_h}{1 + 2\epsilon_h} \quad \text{であり、} \quad \Pi(\arcsin x; c, k) \text{は第3種楕円積分}^{31)}$$

である。しかし、 $\epsilon_h \ll 1$ の時には、トカマクと同じく、 Π の展開が出来、³⁰⁾近似的に

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} \approx 1 - 1.46 \epsilon_h^{1/2} - 1.25 \epsilon_h + O(\epsilon_h^{3/2}) \quad (4-12)$$

で与えられる。 ϵ_h について、 $\alpha^* = 0$ の場合の計算機による結果³²⁾を用いて、上式から求まる導電率(σ)、電流密度(j)及び導電率電子温度($T_{\text{e}\sigma}$)の分布が図4.6に示されている。この場合、プラズマ断面での平均値は、導電率について $\langle \sigma \rangle / \sigma_0 \approx 0.15$ である。即ち、 $T_{\text{e}\sigma}$ はSpitzerにより与えられる古典値の3~4倍となる。但し、以上の議論は $\epsilon_h \ll 1$ の場合しか適用出来ず、一般のヘリ

カルヘリオトロン磁場に対しては、必ずしも適切でない場合が多い。その後の理論では、軸対称の場合に ϵ_t の大きい所での漸近形³³⁾が見い出されている。さらに文献 34) では $\epsilon \rightarrow 0$ ³⁰⁾ 及び $\epsilon \rightarrow 1$ ³³⁾ の両方の極限を満たす、 ϵ についての一般形が得られている (文献 34) Fig. 2)。

一方、電流分布が $j(r) = j_0 \{1 - (r/r_p)^\zeta\}$ として実測出来る時 (4.5.2) には、導電率分布が $\sigma(r) = \sigma_\infty (1 + 2/\zeta) \{1 - (r/r_p)^\zeta\}$ である事から、均一分布の時 ($T_{e\sigma\infty}$) と中心での電子温度 ($T_{e\sigma}(0)$) との比は、表 4.1 の様になる。

表 4.1 導電率温度に対する電流分布 ($\propto \{1 - (r/r_p)^\zeta\}$) の効果

ζ	0.5	1	2	3	4	5	6	∞
$T_{e\sigma}(0)/T_{e\sigma\infty}$	2.9	2.08	1.59	1.41	1.31	1.25	1.21	1

上の捕捉粒子の効果について、実験的には、レーザー散乱による T_e との比較で特に矛盾は見られない³⁵⁾ 又、局所的な磁場の変動 ($\Delta B/B \leq 0.3$) をもたせた実験³⁶⁾ では、 σ の変化はほぼ計算と合う事が確められた。しかし、現在のところ、レーザー散乱法による T_e - 分布、導電率及び電流分布 (内部インダクタンス) 全てにわたる詳細な相互関係は、必ずしも明らかではない。³⁷⁾

ヘリオトロン D でのジュール加熱に於ては、充填圧力の低い条件の時、前述の文献 34) の結果を用いて ϵ_h の効果による $T_{e\sigma}$ の補正が行なわれている。実験結果は、特に $R/(\langle t \rangle \lambda_e) \leq 1$ のプラトー領域で、レーザー散乱法³⁸⁾ による中心での T_e の値と良く一致する事^{39), 40)} を示した。又、分光測定による T_e (4.3.3(a)) とも $\pm 10\text{eV}$ の範囲内での一致を示した。³⁹⁾

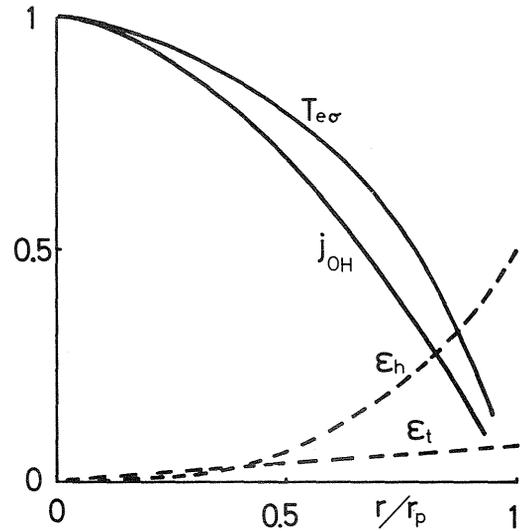


図 4.6 捕捉粒子効果による導電率温度 ($T_{e\sigma}$) と電流分布 (j_{OH}) ((4-12)式)。図には ϵ_h ($\alpha^* = 0$) 及び ϵ_t の変化も併記されている。

4.5 磁気リミター

低 β プラズマでの実験結果(図3.2, 3.6)からも明らかな様に, ジュール加熱に於ても, セパトリクス及びその外側領域(図2.1)は磁気リミターとしての役割が期待出来る。アルゴン等のZの大きい気体を用いる, 又は充填圧力の高い時, 即ち n_e の高い放電は, 静電探針或いは微小ロゴスキー・コイル(4.3.1)をプラズマ内部に挿入する事によって変化を受けない。図4.7には, 代表的な配位として, $\alpha^* = 0$ の場合の静電探針測定によるイオン飽和電流分布⁴¹⁾が示されている。プラズマの境界は, 測定誤差の範囲内で, 計算(2.2)による最外殻磁気面に一致し, 均一分布に近い。又この事は, プラズマ電流が零になってからのアフター・グロー(2.8ms)についてもほとんど変わらない。尚, 図にはプラズマの時間積分写真と探針駆動の相対角度も併記されている。以下4.5.1に, プラズマ電流も同じく内部領域に限られている事, 及び4.5.2では, 磁気リミター配位に於ては不純物の減少及びエネルギー閉じ込めの改善が認められる事を示す。

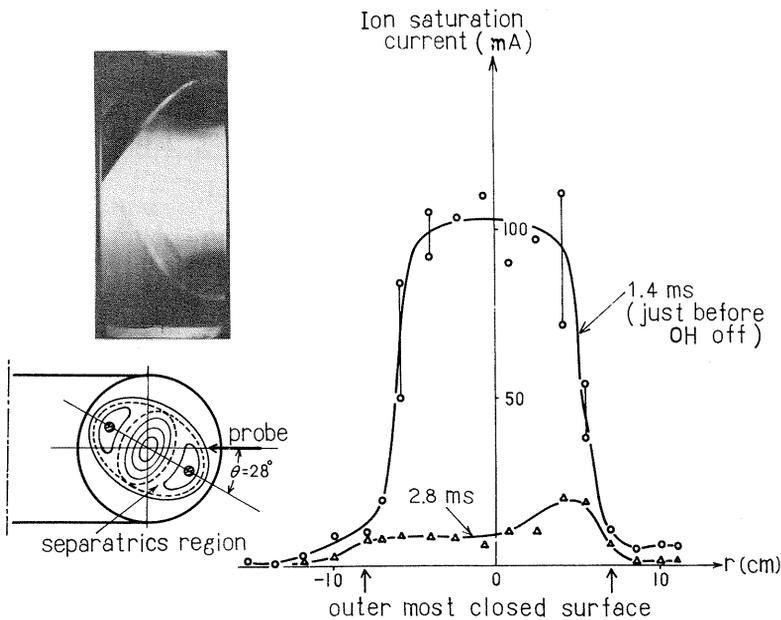


図4.7 イオン飽和電流の径方向分布。
 矢印は計算による最外殻磁気面の半径を示す($\alpha^* = 0$)。
 左上はプラズマの時間積分写真, 左下は磁気面の概念図
 と探針掃引の角度を示している。

4.5.1 電流分布

微小ロゴスキー・コイルを半径方向に駆動する事によって得られる, プラズマ電流分布とその時間変化の測定例($\alpha^* = 1.0$)が図4.8に示されている。コイル製作精度に帰因する誘導の為

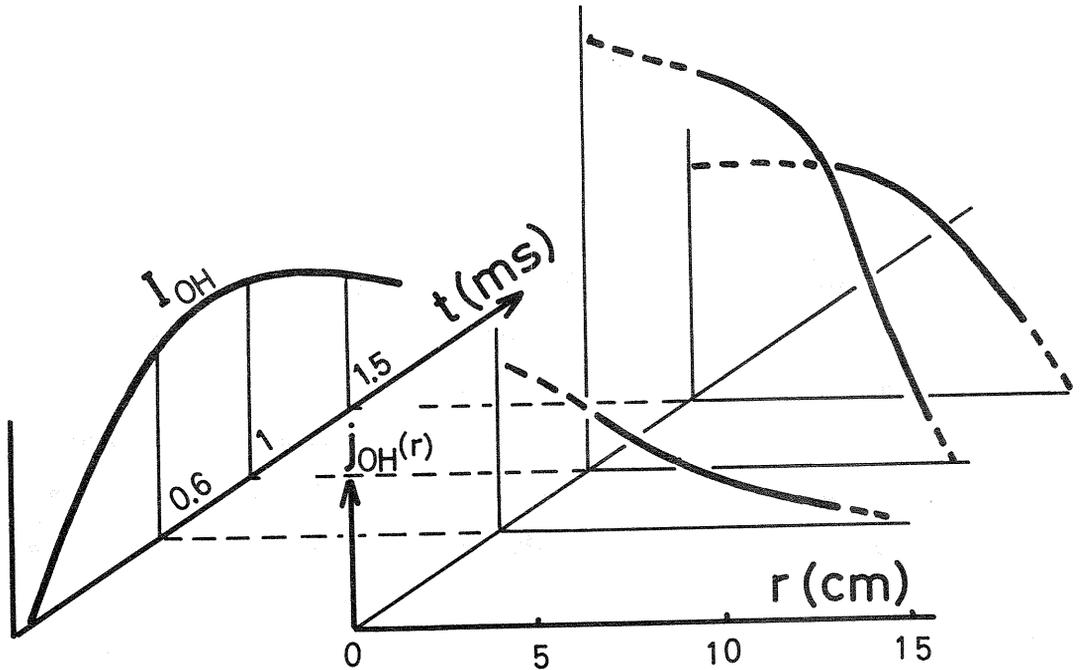


図 4.8 小ロゴスキー・コイルによるプラズマ電流分布の測定例。
電流分布 ($j_{OH}(r)$) の時間変化を示す ($\alpha^* = 1.0$)。左側は全電流 (I_{OH})。

に、測定誤差は小さくない (測定可能な範囲 ($> 1 \text{ A/cm}^2$)) が、定性的な傾向は明らかである。この場合、 $\theta = 90^\circ$ (図 4.7 参照) であり、電流半径は最外殻磁気面よりも小さくなっている。又電流の立ち上りは、中心から増加する傾向を示し、いわゆる表皮効果³⁷⁾は見られない。尚、図の分布の積分値 ($\langle j_{OH} \rangle \cdot \pi r^2$) は、ほぼ I_{OH} に等しい事から、プラズマ電流に対する外側領域の寄与は無視出来る。

リミターを用いて、閉じ込めや安定性を検討する場合の前提として、リミターによって確実にプラズマ柱が規定されている必要がある。図 4.9 には 7 cm の円形金属リミターを用いた場合の電流分布 ($\alpha^* = 0.5$) を示している。リミターの部分に境界をもつ、ほぼ均一な電流分布が得られている。尚、これ等の結果は、密度分布の場合と同様、 n_e が十分大きく、 T_e の低い放電条件であり、4.4.3 に述べた捕捉粒子の影響 (図 4.6) は受けないと考えられる。

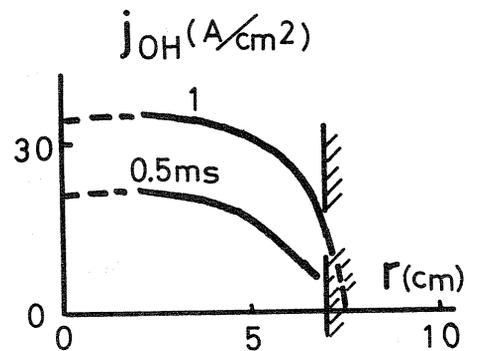


図 4.9 金属リミターを用いた場合の電流分布 ($\alpha^* = 0.5$)。

4.5.2 閉じ込めに及ぼすリミターの影響

磁気リミターに対する最大の要請は、プラズマと物質（金属）との相互作用を防ぐ事にある。即ち、ダイバーター作用を付加する事によって、不純物の減少^{17), 18), 44)} ひいてはエネルギー閉じ込めの向上がその目的である。

ここでは、金属製リミター（7 cmφ, SUS製）がある場合とない場合（磁気リミター）で、プラズマの平均半径がほぼ等しくなる様な配位（ $\alpha^* = -0.2$ ）についての、プラズマ・パラメーターの比較を述べる。^{42), 43)} 比較実験の結果は表 4.2 に示されている。何れも比較的電流の小さい所での結果であり、磁場、充填圧力、ループ電圧等の実験条件は全て一定に保たれている。プラズマの全エネルギー及びエネルギー閉じ込め時間の概算（ $\tau_E = (\text{プラズマの全エネルギー})/P_{IN}$ ）には 4 ~ 5 倍の改善が認められる。特に C, O 等の不純物線強度は磁気リミターの場合著るしく改善され、減少を示している。

表 4.2 リミターのある場合（上）とない場合（下）の
プラズマ・パラメーターの比較

	I_{OH} (KA)	V_L (V)	P_{IN} (KW)	\bar{n}_e (1/cc)	T_e (eV)
with limiter	1.2	20	28	0.7×10^{13}	20
without limiter	1.3	20	30	1.7×10^{13}	38

T_i (eV)	β (%)	τ_E (μ s)	Impurity levels (arbitrary unit)		
			CII(4267Å)	CIII(4647Å)	OII(4415Å)
6	0.6	150	6	6	4
12	3	700	1	1	0.1

4.6 エネルギー収支に関する考察

プラズマ電流が大きくても、充填圧力（ p_f ）の高い場合には、外部からの中性粒子混入（リサイクリング等に基く）が多く、その電離に要するエネルギー損失の為に、温度（ T_e ）上昇は期待出来ない。その様な一例として、図 4.10 にプラズマ・パラメーター及びエネルギー収支の変化が示されている。実験条件は、磁場が $\alpha^* = 0.2$ 、 $B = 2.4$ KG で約 5 千回放電洗浄後の He プラズマ（ $p_f = 4 \times 10^{-5}$ torr）である。 \bar{n}_e はマイクロ波干渉法（4.3.2）による値であり、 T_{e0} には捕捉粒子の効果による補正（4.4.3）が行なわれている。電子のエネルギーに注目した均合

の式は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dW_e}{dt} (\equiv \dot{W}_e) &= P_{IN} - \frac{W_e}{\tau_{Ee}} - P_{loss} \\ P_{loss} &= P_{IONIZ} + P_{ei} + P_{rad} (+ P_{impurity}) \end{aligned} \right\} \quad (4-13)$$

ここで、 W_e は電子の全熱エネルギー、 P_{IN} は投入電力($I_{OH}^2 \cdot R$ 、但し R はプラズマの抵抗)で τ_{Ee} は電子のエネルギー閉じ込め時間である。他の電力損失項としては、プラズマ外部からの中性粒子の電離に要するもの(P_{IONIZ})、イオンへのエネルギー分配(equipartition)に要するもの(P_{ei})、中性粒子及び1価イオンの励起を含む放射損失(P_{rad})及び不純物に対する電離等の損失項($P_{impurity}$)が挙げられる。中性粒子については、分光測定(4.3.3)による結果から分布 $n_0(r)$ が明らかとなり、 $P_{IONIZ} = 4\pi^2 R_0 \int n_e(r) \cdot n_0(r) \times \langle \sigma_v \rangle_i^0 \{ E_i + \frac{3}{2} T_e \} r dr$ として電離による損失が求められる。但し、 E_i は電離電圧、 $\langle \sigma_v \rangle_i^0$ は電離係数⁴⁵⁾、 R_0 は大半径である。又 P_{rad} としては、通常用いられる線放射の値^{17), 46)}は、今の場合問題にならず、励起^{16), 47)}に要する損失が大きく、ほぼ $P_{IONIZ}/10$ である。不純物(電荷数 Z のイオンに対して、密度分布を $n_z(r)$ 、電離電圧を E_{iz} 、電離係数を $\langle \sigma_v \rangle_i^Z$ 等とする。)に関しては、例えば Z の大きさによる分布($n_z(r)$)の内部集中のモデル⁵⁰⁾($n_z(r) = n_z(0) \left[\frac{n_i(r)}{n_i(0)} \right]^Z$ 、 $n_i(r)$ はプラズマ・イオンの密度分布)を仮定する事が出来る。その場合の不純物イオンの電離に要する損失は、 $2\pi^2 a^2 R_0 n_e \sum \frac{n_z(0)}{Z+1} \times \langle \sigma_v \rangle_i^Z \{ E_{iz} + T_e \}$ で与えられる事となる。約1%の炭素或いは酸素の存在^{18), 48), 51)}は、 P_{IN} の1/10位となり、無視し得ない割合となる。

図4.10には、定量測定が行われていない不純物を除いて、支配的なものについて示されている。この様な場合、損失³⁷⁾としては P_{IONIZ} が最も大きく³⁹⁾、主として真空容器とプラズマとの体積比が大きい(~ 10)事、即ち中性粒子の供給の多い事に原因しているものと考えられる。この事は中性或いは1価Heの発光^{14), 47), 49)}が放電初期に著るしく大きくなる事¹¹⁾からも明らかで、プラズマによる中性気体の吸収作用が十分でなく、境界に於ける全放電時間を通じ

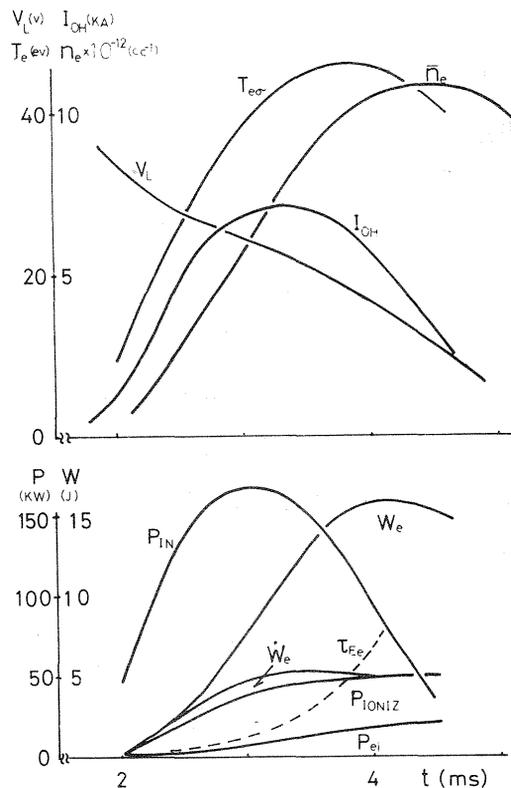


図4.10 プラズマ・パラメーターとエネルギー收支の時間変化。
 $\alpha^* = 0.2$, $B = 2.4$ KG, $P_f = 4 \times 10^{-5}$ torrの場合、記号については(4-13)式参照。

でのリサイクリングのひんぱんさを物語っている。³⁹⁾ 又粒子閉じ込め時間 τ_p (4.3.3) に較べて τ_{Ee} は極めて短い ($\sim 1/10$) ものとなっている。

以上の検討及び第5章に述べる不安定性に対する考慮から、比較的 p_f が低い場合のプラズマ・パラメーターの電流 (q_{OH}) に対する変化を示すものが図4.11である。図でRはプラズマの抵抗, Heの1価イオン及び中性粒子それぞれの対応する光子数 ((4-8)式) N_{4686} 及び N_{5016} と τ_p は絶対強度測定 (4.3.3 参照) による結果である。 \bar{n}_e と He^+ イオン線 (N_{4686}) とはほぼ同じ傾向を示している。原因は必ずしも明らかでないが、電流を増加すると T_e は上るが τ_p , τ_{Ee} は短くなっている。現象的には上述の中性粒子 (N_{5016}) の増加が見られ、 $q_{OH} \sim 1$ では T_e も低くなる事を示している。

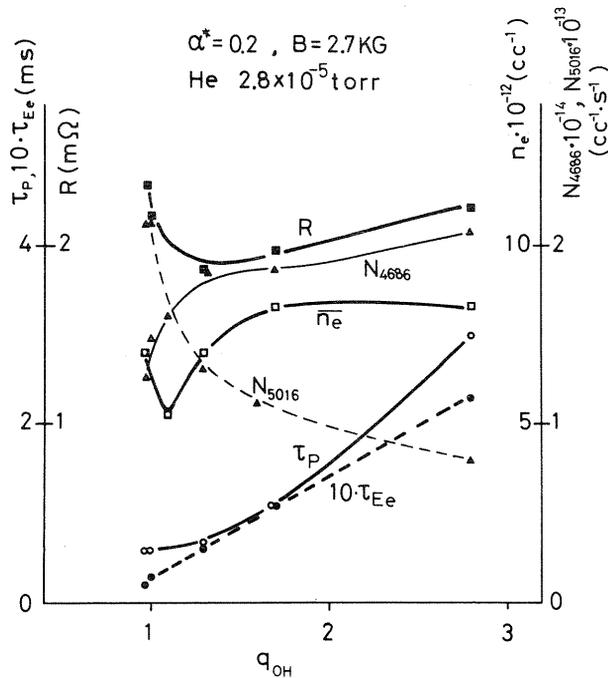


図4.11 低気圧放電に於ける各種パラメーターのプラズマ電流 ($q_{OH} \propto I_{OH}^{-1}$) 依存性。
Rはプラズマの抵抗, N_λ ($\lambda = 5016\text{\AA}$, 4686\AA) は光子数を示す。

図4.11の結果から、低い p_f に於いては、 $1 < q_{OH} < 2$ の領域でプラズマ・パラメーターの改善が期待出来る。³⁹⁾ 低気圧 ($p_f < 2 \times 10^{-5}$ torr) 放電に於ける典型的な信号 (V_L , \bar{n}_e , I_{OH}) の例が写真4.1に示されている。レーザー散乱法による測定 (T_{eL} , n_{e0}) の結果,³⁸⁾ 写真4.1の様な放電に対し、 $\alpha^* = 0.2$, $B = 2.7$ KGの時、 $T_{eL} = 85 \sim 140$ eV, $\bar{n}_e = (9 \sim 7) \times 10^{12}$ 1/cc, $n_{e0} = (1.5 \sim 2) \bar{n}_e$ が得られた。^{39), 40)} T_{eL} は捕捉粒子の効果を考慮した中心での T_{e0} と良い一致を

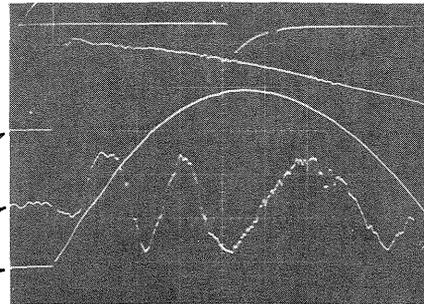
$\alpha^* = 0.2, 2.7 \text{ KG}$

$\text{He} : 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ torr}$

$V_L : 10 \text{ V/d}$

$n_e : 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cc}^{-1} / \text{fringe}$

$I_{OH} : 2.2 \text{ KA/d}$



0.5 ms/d

写真 4.1 低気圧放電でのループ電圧 (V_L), 電子密度 (n_e), 電流 (I_{OH}) のオシログラム。

示し, ドップラー拡がりによるイオン温度 ($\sim 30 \text{ eV}$) はプラトー領域での比例則³⁾による値と合う事を示した。尚, この場合も依然として P_{IONIZ} が最も大きく, $P_{\text{loss}}/P_{\text{IN}} \approx 0.2$ である。

文 献

- 1) 'Symposium on Plasma Heating and Injection' (International School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1972)
- 2) L. Enriques, Course on 'The Stationary and Quasi-Stationary Toroidal Reactors', (Int. School of Fusion Reactor Tech., Erice, Italy, 1972) I / S1
- 3) 第1章 10)
- 4) 木島, 森本, 吉岡, 大竹, 小山, 砂月, 佐藤, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1972年10月, 11a-G-2
- 5) 森本, 木島, 飯吉, 小山, 大竹, 山田, 宇尾, 日本物理学会, 1973年4月, 6p-J-3
- 6) K. Bol, R. A. Ellis, H. Eubank, H. P. Furth, R. A. Jacobsen, L. C. Johnson, E. Mazzucato, W. Stodiek and E. L. Tolnas, Phys. Rev. Letters **29** (1972) 1495, N. M. Turitzin, MATT-1016 (Princeton Plasma Physics Laboratory, 1973)
- 7) L. A. Artsimovich and K. B. Kartashev, Soviet Phys. Doklady **7** (1963) 919
- 8) 森本, 木島, 小山, 飯吉, 山田, 佐々木, 大引, 宇尾, 日本物理学会, 1973年11月, 25a-B-6
- 9) 例えば R. H. Huddleston and S. L. Leonard, 'Plasma Diagnostic Techniques' (Academic Press, New York, 1965)
- 10) M. A. Heald and C. B. Wharton, 'Plasma Diagnostics with Microwaves' (Wiley, New York, 1965), W. P. Ernst, MATT-871 (Princeton Plasma Physics Laboratory, 1971)
- 11) 森本, 木島, 小山, 本島, 倉田, 大引, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1974年10月, 13a-G-2
- 12) T. Fujimoto, private communication
- 13) C. F. Bennett, L. A. Berry, C. E. Bush, J. D. Callen, J. F. Clarke, R. J. Colchin, R. A. Dory, A. C. England, J. T. Hogan, G. G. Kelley, J. R. McNally, Jr., M. Murakami, R. V. Neidigh, M. Roberts, J. A. Rome and W. R. Wing, (Proc. 6th Europ. Conf. Moscow, 1973) **1**, 67
- 14) V. G. Konovalov, G. P. Pavlova and O. S. Pavlichenko, Soviet Phys. - Tech. Phys. **17** (1973) 1486
- 15) 第1章 17)

- 16) A. S. Bishop, A. Gibson, E. Hinnov and F. W. Hoffmann, *Phys. Fluids* **8** (1965) 1541
- 17) D. M. Meade, *Nucl. Fusion* **14** (1974) 289, D. M. Meade, H. P. Furth, P. H. Rutherford, F. G. P. Seidl and D. F. Düchs, MATT-1079 (Princeton P. P. L., 1974)
- 18) E. Hinnov, MATT-1022 (Princeton P. P. L., 1974)
- 19) 第1章 15)
- 20) D. Dimock and E. Mazzucato, *Phys. Rev. Letters* **20** (1968) 713
- 21) L. Spitzer, Jr., 'Physics of Fully Ionized Gases' (Interscience Publishers, Inc., New York, 1962)
- 22) R. L. Hickok and F. C. Jobs, *Bull. Am. Phys. Soc.* **16** (1971) 1231
- 23) V. L. Sizonenko and K. N. Stepanov, *Nucl. Fusion* **10** (1970) 155
- 24) G. A. Bobrovskii, E. I. Kuznetsov and K. A. Razmova, *Soviet Phys. JETP* **32** (1969) 599
- 25) B. Coppi and E. Mazzucato, *Phys. Fluids* **14** (1971) 134
- 26) P. Ya. Burchenko, E. D. Volkov and V. A. Rudakov, *Soviet Phys. - Tech. Phys.* **16** (1971) 323
- 27) J. M. Dawson, *Phys. Fluids* **10** (1967) 2280
- 28) E. Hinnov, L. C. Johnson, E. B. Meservey and D. L. Dimock, MATT-875 (Princeton P. P. L., 1971)
- 29) B. N. Breizman, V. V. Mirnov and D. D. Ryutov, *Soviet Phys. JETP* **31** (1970) 948
- 30) F. L. Hinton and C. Oberman, *Nucl. Fusion* **9** (1969) 319
- 31) 森口, 宇田川, 一松, 「数学公式 I」 143 (岩波書店, 1969)
- 32) K. Uo, private communication
- 33) 第3章 11)
- 34) J. W. Connor, R. C. Grimm, R. J. Hastie and P. M. Keeping, *Nucl. Fusion* **13** (1973) 211
- 35) W. Stodiek, (Proc. 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) **2**, 1
- 36) W. Stodiek, K. Bol, H. Eubank, S. V. Goeler and D. J. Grove, (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA **1** (1972) 465
- 37) D. L. Dimock, H. P. Eubank, E. Hinnov, L. C. Johnson and E. B. Meservey, *Nucl. Fusion* **13** (1973) 271

- 38) 近藤, 吉岡, 武藤, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1974年10月, 13a-G-3
- 39) 木島, 森本, 小山, 本島, 田川, 大引, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1974年10月,
13a-G-1
- 40) 第1章 40)
- 41) A. Iiyoshi, S. Morimoto, S. Konoshima, S. Yoshioka, M. Sato, I. Otake and K. Uo (Proc.
5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) 2 (1972) 240
- 42) K. Uo, S. Morimoto, S. Konoshima, M. Koyama and A. Iiyoshi, Phys. Rev. Letters 31
(1973) 986
- 43) 森本, 木島, 飯吉, 吉岡, 小山, 宇尾, 電気学会誌, 94-A (1974) 447
- 44) C. R. Burnett, D. J. Grove, R. W. Palladino, T. H. Stix and K. E. Wakefield, Phys. Fluids
1 (1958) 438
- 45) W. Lotz, Astrophys. J. Suppl. 14 (1967) 207
- 46) R. F. Post, Plasma Phys. (J. Nucl. Energy, Pt. C.) 3 (1961) 273
- 47) E. Hinnov, A. S. Bishop and H. Fallon, Jr., Plasma Phys. 10 (1968) 291
- 48) E. Hinnov, Phys. Fluids 7 (1964) 130
- 49) C. Breton and B. Ya'akobi, Plasma Phys. 15 (1973) 1067
- 50) S. I. Braginsky, 'Reviews of Plasma Physics' 1 (Consultants Bureau, New York and Lon-
don, 1965)
- 51) V. A. Vershkov and S. V. Mirnov, Nucl. Fusion, 14 (1974) 383
- 52) 例えば J. A. Stratton, 'Electromagnetic Theory' (McGraw-Hill Book Co., 1941)

第5章 ヘリオトロンDに於けるジュール加熱 プラズマの平衡と安定性

5.1 序

軸対称系のトロイダル・プラズマの平衡は、電磁流体方程式 ($\vec{\nabla}p = \vec{j} \times \vec{B}$, $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$, $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$) から明らかな様に、プラズマ内部にトロイダル方向の電流を持つ事が要請される¹⁾。又、軸対称の場合には、巨視的な力の均合いと言う直観的な描像でもあり、その意味で実験との結び付きは比較的明瞭である²⁾。一方、非軸対称系では、平衡の問題の取り扱いが困難である。基本的には、軸対称系と同じく、等圧面と磁気面は一致(3.4)し、且つ各面上での回転変換が十分大きければ、電荷分離により発生する電場は十分に小さく、圧力勾配とローレンツ力の密度が均合うと言う原理³⁾によっている。しかし、この事は必ずしも自明でなく、真空磁場と無力磁場 ($p=0$) との間に開きがあり、プラズマによる何等かの磁気面の補正機構が介在しなければならない等の理論的課題のある事も指摘されている⁴⁾。通常、零次の配位として、均一磁場を選び、以下ヘリカル磁場、トーラス効果或いは圧力勾配等を逐次摂動項として導入し、漸近的手法で平衡や安定性が論じられている^{5), 6)}。例えば、磁場の不均一から生ずる電荷分離を中和する2次電流((3-1)式)(のトロイダル成分)から磁気面の歪や β 値の限界を求める事^{7), 8)}が出来る。ジュール加熱に伴う、平衡や安定性についても、電流を摂動として扱う事により、磁気面の変形が吟味⁹⁾され、また得られた平衡量からエネルギー原理により安定判別⁶⁾がなされる。

一般に、このような理論的検討と実際の実験との対応は、必ずしも明らかでなく、多くの場合、実験結果は定性的な傾向を示すに止まっている^{10)~13)}。また一方、プラズマ柱が安定な平衡状態にある時には、微視的な量である各種のプラズマ・パラメーターについても最適値の得られている事^{10), 14)}を示している。その意味で、前章に扱われた加熱や閉じ込めを目的とする実験(4.5, 4.6等)は、本章で述べる実験的考察の下に行なわれていたものであった。

ここでは、始めに5.2で平衡に関する実験について述べる。垂直磁場のプラズマ柱に及ぼす影響を通じて、変位や電荷分離の消去等を調べる事が主な内容である。一連の実験は、さらに高い β 値のプラズマ(等価的に垂直磁場で置き換えられる)に対する模擬実験としての意義も持っている。次いで、5.3に、キンク不安定に代表される、ジュール加熱時の安定性に注目した実験の結果が示される。ヘリカル磁場の強い場合には、放電は一般に安定であり、いわゆる電流不安定の制限を受けない^{15), 16)}。さらに、これ等の結果は、平衡や安定性に関しても、ヘリ

オトロンDの特徴である磁気リミター配位の優れている事(4.5.2参照)を示している。^{17),18)}

5.2 ジュール加熱プラズマの平衡 (垂直磁場の効果)

垂直磁場を最適値に選んだ時、プラズマ電流及び電子密度は最大となる。同時に、密度及び電流の分布は、ほぼ中心軸上にピークをもち、その境界は計算された最外殻磁気面にほとんど一致している(図4.7)。最適垂直磁場からのずれに対するプラズマ電流の変化が図5.1に示されている。¹⁸⁾ 図は回転変換及び半径の異なる2種類の磁場配位($\alpha^* = 0, 1.5$)について、リミターを用いない場合と半径7cmの金属リミターを用いた場合の実験結果である。真空磁場の回転変換(ϵ_p)が小さい時($\alpha^* = 1.5$)、プラズマ電流(I_{OH})は垂直磁場(B_V)に強く依存する

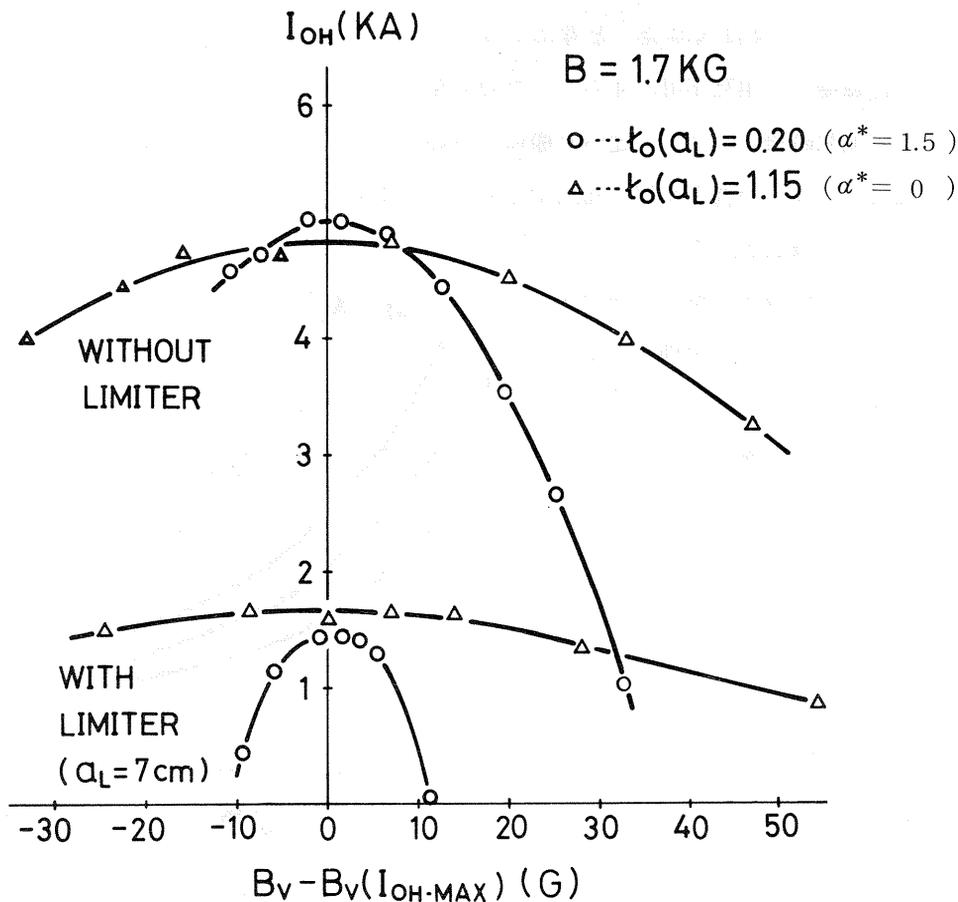


図5.1 プラズマ電流の垂直磁場依存性。
リミターを用いる場合と用いない場合とで、 I_{OH} 最大を与える B_V からのずれに対する変化を示している。 $\alpha^* = 0$ 及び 1.5。

が、 t_F が大きい時 ($\alpha^* = 0$) は B_V の広い範囲にわたって流れ得る事を示している。さらに何れの場合も B_V^2 に比例して減少する性質をもっている。この傾向はリミターを挿入し、プラズマを軸近傍領域に限定した時、一層顕著である。^{17), 19), 20)} 尚、図 5.1 で t_0 は t_F の意である。

外部より加える垂直磁場に対しては、真空磁場、有限の β 値をもち電流を伴うプラズマの存在及び装置技術的な問題としての漏洩磁場の3つの要素を考慮しなければならない。真空磁場、即ちトロイダル・ヘリオトロン磁場に於ける外部均一垂直磁場は 2.2 にも述べた様に、定性的に以下の様な役割をもっている。磁気軸と α トーラスの小軸とを一致させ良好な磁気面を得る為には、2 ターンのヘリカル・コイル電流のトロイダル効果によって生ずる垂直磁場成分が打ち消されねばならない。更に、わずかに垂直磁場を変化 (ΔB_V) させると、磁気面は回転変換に応じて水平方向に変位する。磁気軸及び磁気軸近傍磁気面の変位は、ほぼ回転変換に逆比例している。²¹⁾ 有限 β のトロイダル・プラズマは、等価的にその圧力 (\bar{p}) に比例した垂直磁場 ($\sim \frac{\bar{p} a^2}{R I_{OH}}$, ここに R は大半径) と考える事が出来る。ジュール加熱を行なう時は、プラズマ電流の自己磁場との相互作用、即ちフープ力に相当する等価垂直磁場 ($\sim \frac{I_{OH}}{R} \frac{\partial L_{OH}}{\partial R}$) がさらに加わる。漏洩磁場は 4.2.1 に述べた様に、空心トランスによるもの、及びヘリカル・コイルと垂直磁場コイルへの誘導電流に帰因するものが主である。実際には、これ等全ての効果の重ね合わせとして最適値が決定される事となる。

図 5.1 に示された性質を定量的に検討する為、以下ではトーラスの小軸に中心を一致させて半径 5~7cm の円形リミターを挿入した場合について、実験が行なわれている。この様に積極的にリミターを用いる場合には、リミター内部の磁気面はシヤも小さく ($\theta_{max} \leq 0.1$)、又磁気面の楕円度も小さい。即ち従来のステラレーター磁場と類似の配位となっている。図 5.2 には、リミター半径 (a_L) をパラメーターとした境界での回転変換 ($t_F(a_L)$) が α^* に対して示されている。又実験は、ほとんどの場合電流が小さく、密度、温度共に低い ($\beta < 0.01$) 放電条件で行なわれている。

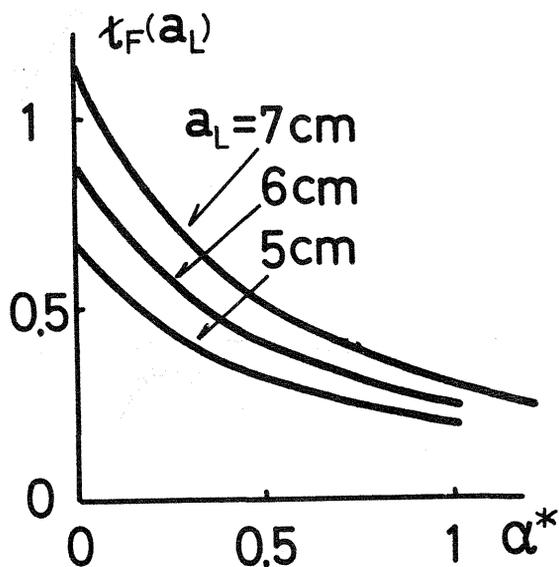


図 5.2 ヘリカル・ヘリオトロン磁場の、半径 (a_L) をパラメーターとした回転変換 ($t_F(a_L)$) の α^* に対する変化。

5.2.1 最適垂直磁場

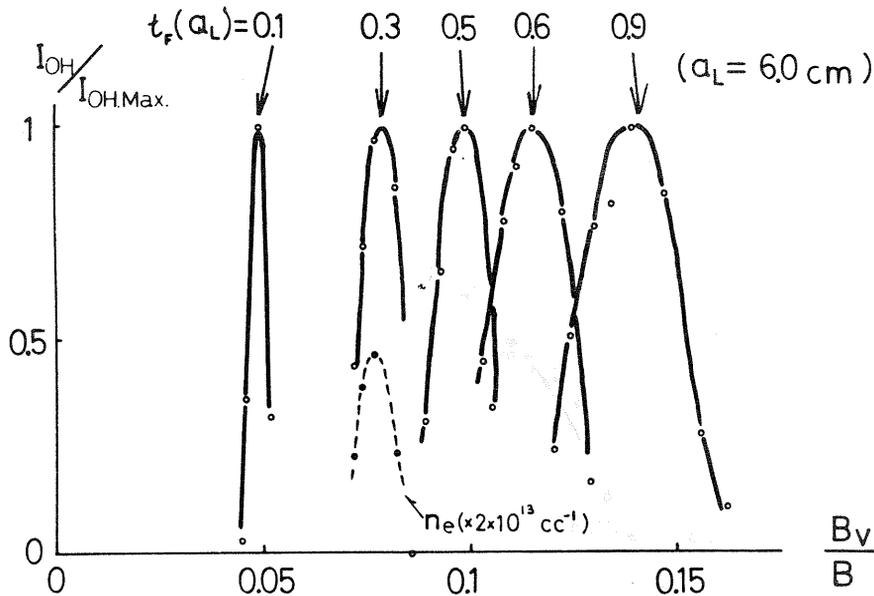


図 5.3 回転変換による垂直磁場依存性の変化。
電流及び B_v は規格化され、対応するパラメーター ($t_F(a_L)$) は上に記されている。

図 5.3 は幾つかの配位 (α^*) について、最大値で規格化されたプラズマ電流の垂直磁場依存性を示している。横軸は軸方向 (トロイダル) 磁場に対する垂直磁場の割合 ($B_v/B \equiv \frac{\beta^*}{1+\alpha^*}$) である ((2-1)式参照)。最大のプラズマ電流 (I_{OH}) を与える垂直磁場は回転変換 (t_F) を増加するに従って大きくなり、それぞれについて I_{OH} の変化が異っている。又、マイクロ波干渉計による電子密度 (\bar{n}_e) に関しても同様の傾向が見られる。図の結果は、次の 2つの性質に帰着出来る。(i) 或る磁場配位 (α^*) に対し、電流及び密度に最大値を与える垂直磁場が一つ²²⁾存在し、その値は t_F と共に増大する。(ii) この最適垂直磁場 ($B_{v\ opt}$) からのずれに対する電流の変化割合は t_F の増加と共にゆるやかとなる。この内性質(ii) は次節で明らかにされる。(i) は前述のトロイダル・ヘリカル・ヘリオトロン磁場の基本性質を反映するものに外ならない。電流及び密度の最大値を与える $B_{v\ opt}$ を $t_F(a_L)$ に対して示したものが図 5.4 である。図には計算による磁気軸と小軸が一致する場合の垂直磁場の値²³⁾ が計算値として示されている。このような低 β プラズマの場合、実験結果と計算値とは良い一致を示している。

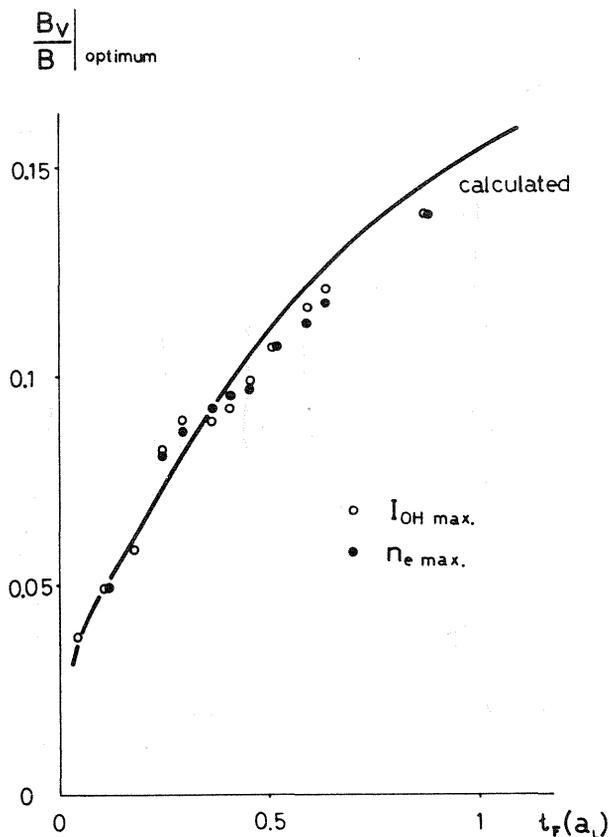


図 5.4 最適垂直磁場の回転変換依存性。
縦軸は規格化されている。又実線は真空磁場
に対する計算値を表わしている。

5.2.2 プラズマ柱の変位と垂直磁場

$B_{v \text{ opt}}$ からわずかに変化 ($\Delta B_v = B_{v \text{ opt}} - B_v$) した時の、静電探針によるイオン飽和電流分布の変化が図 5.5 に示されている。ピーク的位置は $\Delta B_v > 0$ でトーラスの内側、 $\Delta B_v < 0$ では外側へ移動し、計算による磁気軸の変位²³⁾ に対応している。この結果及び前節(ii)の性質は、中心に固定されたリミターに対して変位する事によって閉じた磁気面の領域が小さくなる事から説明出来る。軸方向磁場 (B) に直角方向の擾動磁場 (ΔB_v) を加えると、磁気面の中心はこれ等に垂直な方向に変位する。その大きさ (Δ) は、半径 a の磁気面に対して $\Delta \approx a \cdot \Delta B_v / B_\theta(a)$, ($\Delta B_v / B_\theta(a) < 1$) であり、シアの小さい領域では近似的に $\Delta \approx \frac{\Delta B_v}{B} \frac{R}{r}$ で与えられる。^{24)~26)} この時 I_{OH} は、均一な径方向分布 (密度: j_0) を仮定 (図 4.9 参照) した場合には $I_{OH} = j_0 \pi (a_L - \Delta)^2$ で与えられる事となる。²²⁾ 図 5.1 や 5.3 で、電流の半値巾 ($I_{OH}^M / 2$) を与える垂直磁場の値を $t_F(a_L)$ に対して示したものが図 5.6 である。²⁰⁾ 同時に上述の関係式も併記され

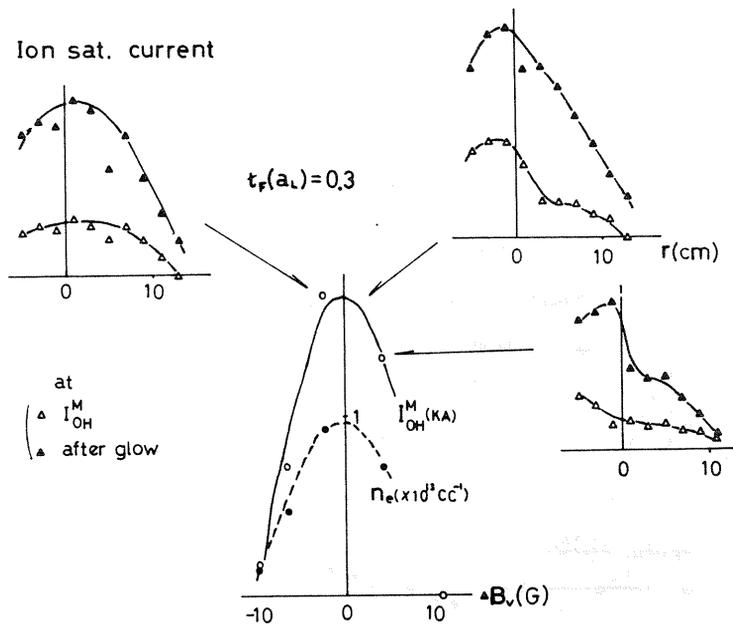


図 5.5 密度分布の ΔB_v による変化。
 静電探針測定によるピークの変位が示されている。 I_{OH}^M は
 電流の最大値である。

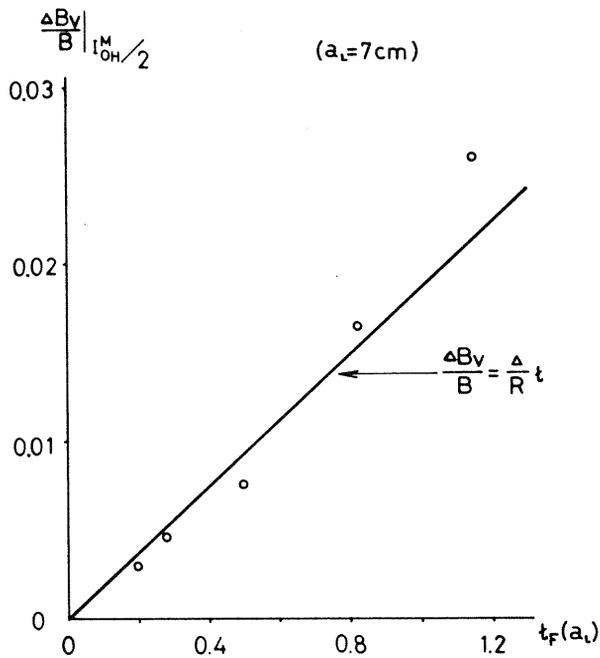


図 5.6 プラズマ柱の変位と回転変換の関係。
 縦軸は図 5.1 等に於ける電流の半値を与える
 垂直磁場である。

ている。 $t_p(a_L) < 1$ では比較的良い一致が見られる。しかし t_p の大きい所では計算値を上まわる傾向を示しており、シヤの効果による変位の減少によるものと思われる。

又、垂直方向の変位²⁶⁾に対しても同様の議論が成り立ち、例えば空心コイル配列の歪による水平磁場成分に帰因する。図5.7は、水平方向の磁場(ΔB_R)を作る様に補正巻線を設けた場合の結果である。この場合、約2Gに相当する上方向への変位の生じていた事を示している。以上の結果は、漏洩磁場の許容範囲の目安を与えるとも出来る。これ迄、回轉變換が小さい場合、不整磁場に対して極めて鋭敏な変化($\Delta B \approx 10^{-4} \cdot B$)を示す事も報告¹⁴⁾されている。

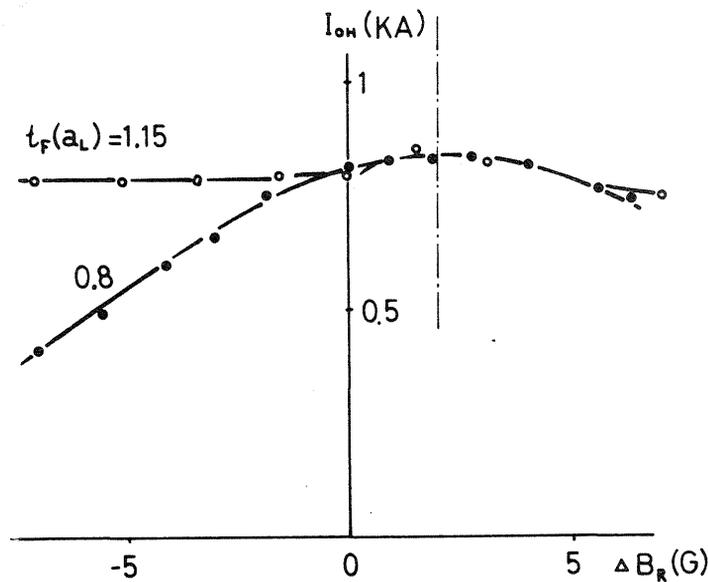


図5.7 プラズマ電流の水平補正磁場(ΔB_R)による変化。

5.2.3 リミター電位差と回轉變換

導電性(金属)リミターの1つの役割として、電荷分離の電氣的短絡効果に基く平衡への寄与が考えられた事がある。²⁷⁾ トカマク装置に於ても、短絡電流(I_{\perp})と平衡位置からのずれ(Δ)との間の $\Delta \propto I_{\perp} / I_{OH}^2$ の関係が調べられた。その結果、 I_{\perp} の方向はトロイダル・ドリフト電流の方向であり、 $B_{v, opt}$ の時にその値は1桁減少を示したが、放電初期や高密度の場合を除いて、定常状態では I_{\perp} の寄与は特に認められないと考えられている。²⁸⁾ C-ステラレーターでは、温度が低くプラズマの導電率の小さい時には、リミターの短絡は効果があるが、回轉變換の大きい($t \geq 0.02$)時には、リミター短絡は不要であると言う結果が得られている。¹²⁾

ヘリオトロンDに於いて、実験は、パイレックス・ガラスを支持枠とし、互いに絶縁された

4分割のリミター（モリブデン）を用いて行なわれた²⁰⁾（図5.9右上）。電流、密度或いは放電維持時間等にはリミター短絡の効果はほとんど認められず、ここでは上、下のリミター片の間に高低抗を接続して、電場の変化に注目している。図5.8には、 τ_F の小さい場合の例として、 ΔB_V に対する上、下リミター間の電位差(ΔV_z)が対応するプラズマ電流の変化と共に示されている。明らかに I_{OH} の最大を与える最適垂直磁場($\Delta B_V = 0$)は、 $\Delta V_z \approx 0$ に対応しており、 ΔB_V の正、負に対して極性の反転が見られる。尚、プラズマの上下で電子温度の変化はないとしている。図には、トロイダル磁場(\vec{B})を反転（ヘリオトロンDでは $\alpha^* > -1$ 又は $\alpha^* < -1$ 、2.2参照）した場合の結果が点線で示されている。何れの場合も、垂直磁場が弱い時には、電場(\vec{E})は、 $(\vec{E} \times \vec{B})$ がプラズマをトーラスの外方向へ移動させる様な極性となっている。この結果は、いわゆる垂直磁場による力の補償（force balance）の過又は不足と見る事¹²⁾も出来るが、ここでは5.2.2のモデルを用いて以下の様に考える。 $\Delta B_V (\neq 0)$ によって生じた変位の為にプラズマはリミターによって削られ、実質的にその方向のプラズマの損失($\int_s n v_{loss} ds$)が生ずる事となる。即ち、リミターに対する磁気面の相対位置から決まる極性¹³⁾であり、 $\vec{v}_{loss} \times \vec{B}$ の方向の電荷の蓄積による電場の発生²⁸⁾と考える事が出来る。従って回転変換の大きい時には、 ΔV_z が小さくなると予想される。図5.9に結果が示されている。何れも $\Delta B_V = 0$ で $\Delta V_z \approx 0$ となる。また τ_F の増加と共に ΔV_z の値は減少する事を示している。但し $\Delta V_z < 10V$ での変化の様子は単調ではないが、これはプラズマ自身が境界に電場をもっている為であると考えられる。又 τ_F と共に、 $\Delta V_z \approx 0$ の範囲が広がる傾向が見られる事は、5.2.1の性質(ii)即ち、 ΔB_V の広い範囲にわたって電流が安定に流れ得る事に対応している。

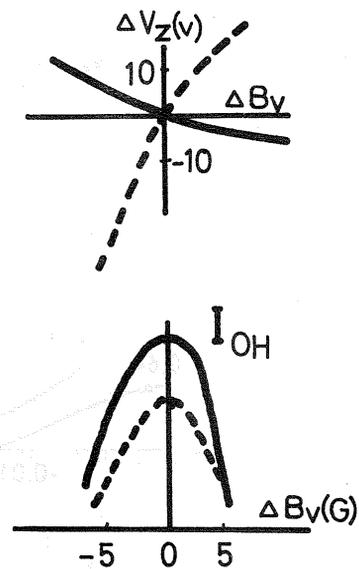


図5.8 リミター電位差(ΔV_z)の磁場による変化。横軸は ΔB_V 、点線は軸方向磁場(B)を反転した場合、下の図は I_{OH} の変化。

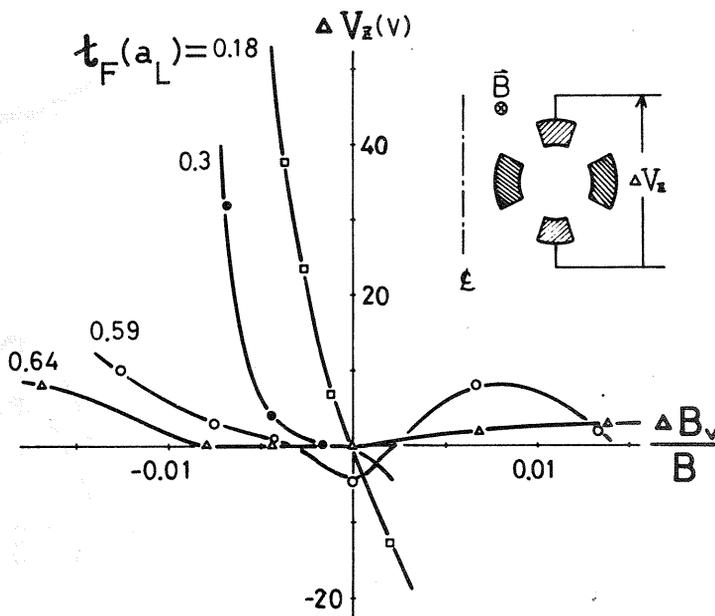


図 5.9 ΔV_z の回転変換による変化。
右上は分割リミターの概略図を示している。

5.3 巨視的安定性

ヘリカル・ヘリオトロンやステラレーターの様に外部導体による回転変換をもつ場合には、プラズマ加熱法に対する制限はない。従って考慮すべき MHD 不安定として交換 (又は Flute) 不安定性、即ち圧力上昇に伴う局所的な擾動のみが対象とされる。²⁹⁾ これは磁気井戸又はシアをもつ磁場配位に於ては、安定化が期待出来る。トカマクでは任意の電流分布に対して、安全係数 $q(r) > 1$ であれば、プラズマを導入する事によって自動的に磁気井戸による安定化が実現されると考えられている。³⁰⁾ 交換型不安定のシアによる安定化作用は Suydam の条件として知られている。^{29), 31)}

$$\frac{R_c}{4} \left(\frac{rd\mu}{dr} \right)^2 + \frac{d\beta}{dr} \geq 0 \quad (5-1)$$

ここで R_c は磁力線の平均曲率半径、又 μ は磁力線のピッチ ($= \bar{B}_\theta / rB$) である。プラズマの圧力分布として $\beta(r) = \beta_0 \{ 1 - (r/a)^2 \}$ を考え、いわゆるシア・パラメーター $\theta(r) (\equiv r^2 / R \frac{d\mu}{dr})$ ³²⁾ を用いれば、中心圧力の上限 (β_0) として、

$$\beta_0 \leq \frac{1}{4\zeta} \frac{R_c}{a} \theta^2(a) \quad (5-2)$$

が得られる。或いは $\epsilon(r) \propto r^2$ の場合には、トーラスの半径を R として、

$$\beta_0 \leq \frac{1}{\zeta} \frac{aR_c}{R^2} \epsilon^2(a) \quad (5-3)$$

となる。回転変換が小さく、 $R_c \simeq R$ と近似出来る時は、 $\beta_0 \propto \frac{a}{R} \cdot \epsilon^2(a)$ である。これは中和電流に基く垂直磁場による磁気軸の変位から求めた場合⁷⁾と同じである。しかし、一方回転変換の極めて大きい場合には、曲率半径の他方の極限として $R_c \simeq a$ とすると、 $\beta_0 \propto \left(\frac{a}{R}\right)^2 \epsilon^2(a)$ となる。なおこの依存性は、全く別の考え方即ちジュール加熱を行なう時に、エネルギー閉じ込めが擬古典拡散則(3.2, (3-12)式)によって決定されるとした場合の β ($\simeq \sqrt{\frac{1}{c^2}} \left(\frac{a}{R}\right)^2 \epsilon_{OH}(\epsilon_F + \epsilon_{OH})$) とほぼ同じである。但し、 ϵ_{OH} は電流による回転変換である。

プラズマ中に電流を流して圧縮 (pinch) を行なう場合等について、プラズマのらせん状の変形、いわゆる Kink 不安定の生じる事は早くから知られている。³³⁾ この種の不安定性は、トカマク等の様にプラズマ電流が閉じ込めに不可欠の場合、或いは外部導体系に於てもジュール加熱を行なおうとする場合に問題となる。これは交換不安定と異なり、擾動の駆動力はプラズマ電流の電磁エネルギーであり、従って大域的ならせん変形をもたらす。従来からステラレータに於ても観測され、電流の上限として Kruskal-Shafranov 限界をこえる事は出来ないと言われて来た。^{34), 35)} 言い換れば、トカマクに於ける安全係数 q が 1 に対応する $m=1$ ($n=1$) のモード、即ちヘリカル磁場とプラズマ電流両者による回転変換角が 0 又は 2π がその上限であった。

ヘリオトロン D に於いてジュール加熱を行なう時、特にプラズマの β の高い場合を除いて、始めに述べた交換不安定や局所的な ballooning モード等についてはシヤが十分大きい (図 2.4) 事から安定化効果が期待出来る。本節では、以下に放電が不安定となり得る場合について幾つの特徴を述べ、更にリミターを用いてキンク不安定に着目した実験的検討を行なう。

5.3.1 安定性から見た放電の性質

ヘリオトロン D に於けるジュール放電は、以下に述べる幾つの場合を除いて、一般に、ヘリカル磁場が強くと、またセパトトリクス領域が磁気リミターとして機能していると考えられる様な配位に於て安定である。ここで安定な放電とは、全放電継続時間を通じて、プラズマ電流、電子密度等に顕著な振動の見られないものを言う。又この様な場合、電流の最大値はループ電

圧の上昇と共に単調に増加し、電流-電圧特性は飽和を示さない。従って、ループ電圧の上昇によって、電流は後に述べるキック不安定の理論値をも容易に上まわる事が出来る。図 5.10 にその様な一例を示す。プラズマ電流による回轉變換の値 ($\epsilon_{OH}(a) = 2 \times 10^{-7} \frac{R I_{OH}}{a^2 B_t}$, I_{OH} : A, B_t : Tesla, R, a : m) は、ヘリカル磁場による回轉變換 (ϵ_F) にほぼ等しく、2.5 に達している。言い換れば安全係数 $q_{OH}(a) \approx 0.4$, 或いはヘリカル磁場も含めた q の値としては 0.2 である。^{16)~18)} この場合の電流値 (q 値) の上限は印加ループ電圧に対する装置上の制限によって決定されている。

この様に安定な放電に対し、何等かの不安定の存在が考えられるものとして、およそ次の 4 つの場合を挙げる事が出来る。但し、これ等の中には実験条件の相違によって差のあるものも含まれており、必ずしもそれぞれが独立の不安定性を示すものではないと考えられる。

- 1) 開口半径がセパトトリクスの半径よりも小さいリミターを挿入した場合 (磁気リミター配位としない場合) に見られる低周波 (10 ~ 20 KHz) の振動。
- 2) リミターを用いない場合でも、ヘリカル磁場の弱い時 ($\alpha^* \geq 1$) に、低周波振動数を伴なう $q_{OH} \approx 1$ での電流の飽和現象。
- 3) 十分な放電洗浄を行ない、さらにヘリカル磁場は十分強い ($\alpha^* \leq 0.3$) にもかかわらず、充填圧力の低い場合、特に水素プラズマに顕著に見られる電流の急激な阻止現象 (current inhibition)。
- 4) ヘリカル磁場は十分強く ($\alpha^* \approx 0$)、通常の実験条件では安定であるが、充填圧力の極めて低い ($p_f \approx 10^{-5}$ torr) 放電に於いて、電流を増加した時に小さな振動を伴う事がある。

ここで、(1)及び(2)は放電の初期に電流が或る値に達した時に発生する不安定によって、それ

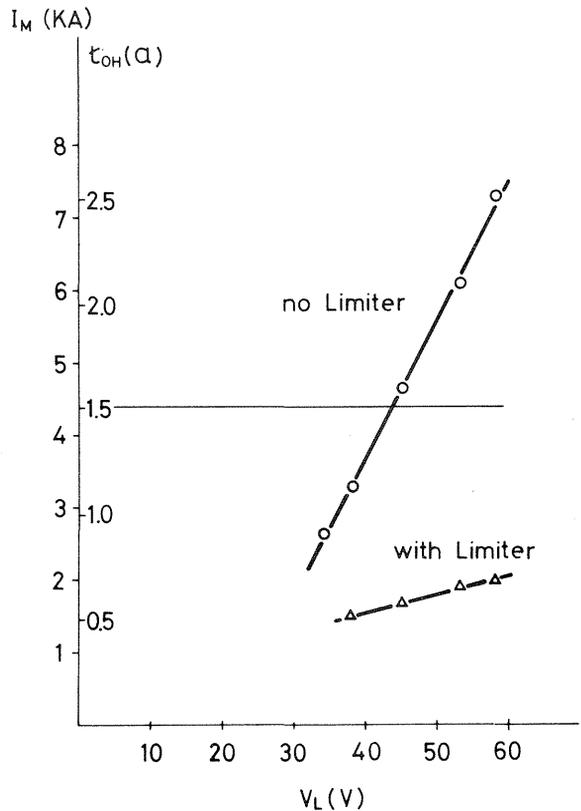


図 5.10 プラズマ電流 (最大値 I_M) のループ電圧に対する変化。縦軸には $\epsilon_{OH}(a)$ も併記されている。リミターを用いない場合には理論的安定限界 (横線) をこえている。

以降の電流の成長が止まり、ほぼ一定値をとると言う点で共通した性質をもっている。また(1)、(2)は充填圧力が比較的高い場合にも見られるが、(3)や(4)については、充填圧力の低い領域($p_f = 1 \sim 5 \times 10^{-5}$ torr)に限られ、放電洗浄による真空容器内部の「清潔さ」或いは脱ガス(out gassing)の程度に強く依存する。不安定性に対して真空状態の良否が影響する事は、トカマク装置に於ても見られ、リサイクリング又は不純物が電流分布を変化させる効果によると考えられている。^{36),37)} 尚、(1)についてはキンク不安定性との関連において5.3.3に詳しく述べる。

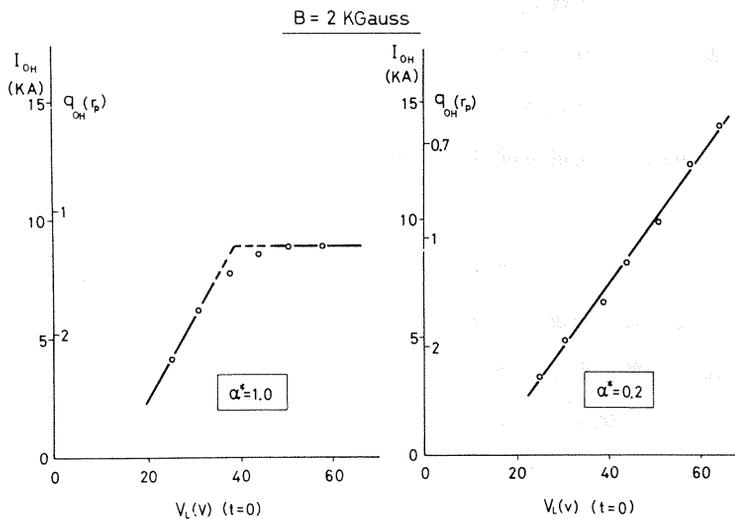


図 5.11 安定な場合 ($\alpha^* = 0.2$) と不安定になり得る場合 ($\alpha^* = 1$) の電流電圧特性。
横軸はループ電圧の初期値である。

(2)に述べた不安定性は以下の様な性質をもっている。a) 比較的電流の大きい時 ($I_{OH} \geq 10$ KA)に見られ、電流の飽和レベルはほぼ $q_{OH} \approx 1$ に相当している (図 5.11)。又振動発生時に、ループ電圧には 10 V 以上の正のパルス的な増加が見られる。b) 飽和電流値は磁場の強さに比例する。即ち $t_{OH} \cdot a^2 \approx$ 一定の関係が保たれている。この関係は図 5.12 に示されている。c) 静電探針測定から、密度揺動は初期にはプラズマの境界付近に見られる³⁶⁾が、時間と共に全体に広がる傾向を示す。さらに不純物イオンの発光 (C III 等) にも振動の観測される場合がある。d) 飽和電流値は他の条件一定の下で、充填圧力に依存し、この時変化の見られるものは、 $2a \cdot \bar{n}_e$ に等しい干渉計の位相差出力 ($\Delta\phi$) のみである。この不安定による電流飽和を、冒頭に述べたヘリカル磁場が強く安定な場合 (図 5.10) と、同一の実験条件で対比したものが図 5.11 である。³⁸⁾ $\alpha^* = 1$ に於ては、電流は飽和値で不安定となるが、 $\alpha^* = 0.2$ では電流はループ電圧と共に上昇しかつ安定である。 $\alpha^* = 0.2$ は回転変換、シァ共に大きい最外殻磁気面の

半径は小さいのに対し、 $\alpha^* = 1$ では半径が大きく磁気面の外側はヘリカル導体と接触している事²³⁾から、この場合はヘリカル導体のリミターの役割をしている事が予想される。又この事は C^{++} イオン等の不純物の増加している事からも裏付けられる(図4.4)。従って、性質(d)について、半径の正確な変化が明らかでない為に問題は残るが、リミターを用いた場合(1), 5.3.3)と類似の不安定ではないかと推定される。

(3)については図5.13に例を示す様に、電流(及び密度)が最大値に到達した後、減少する時に見られる急激な変化である。又この時(2)と同じくループ電圧にパルス的な上昇が見られる。これはステラレータ装置でしばしば観測された current inhibition^{34), 39)}と類似の現象であり、いわゆる disruptive instabilityと同じく、プラズマ柱に対して破壊的な作用を及ぼす。特に密度の低い水素プラズマに於て顕著である。

尚、(4)に関しては、密度のわずかな増加或いは電流の減少によって再び安定となる性質以外に、振動の詳しい特徴等については明らかでない。以上、主として低密度放電に於いて不安定となり得る条件を列挙した。始めに述べた様に、回転変換が大きく、磁気面がヘリカル導体か

ら十分隔離されている時、即ちヘリカル磁場が十分強い時には、特に圧力の低い場合を除いて安定な放電を得る事が出来る⁴⁰⁾(例えば図5.10或いは写真5.1(c))。

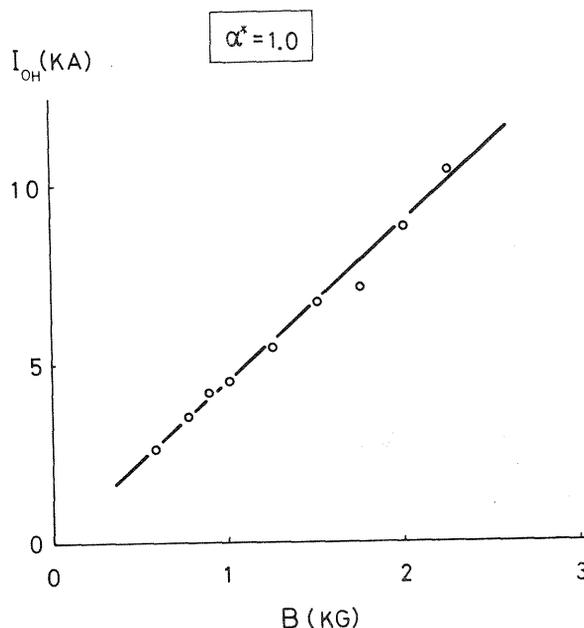


図5.12 飽和電流値の磁場依存性。
図5.11の左図の飽和値のBによる変化。

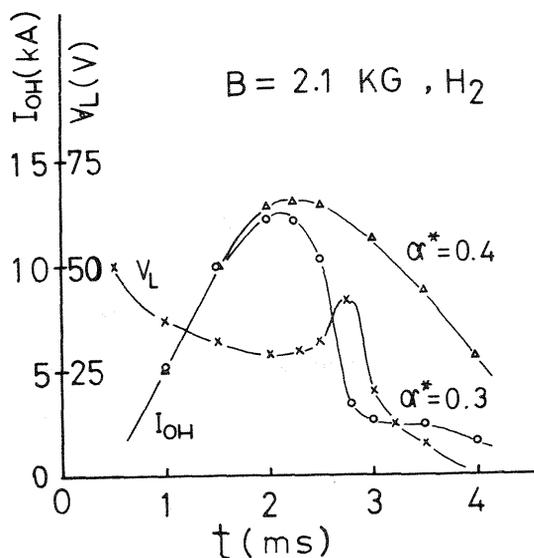


図5.13 電流阻止現象の例。
現象の見られる場合($\alpha^* = 0.3$)と見られない場合($\alpha^* = 0.4$)が示されている。水素プラズマ。

5.3.2 キンク型不安定性の理論

前節(1)のリミターを用いた場合の不安定に対する理論として、以下に外部導体による回転変換 (t_F) をもつ場合のキンク不安定の概略について述べる。エネルギー原理による安定性判別法の一つの応用として、従来よりステラレーター磁場についての検討がなされている。^{6), 10)} 又、リミターを挿入した場合、即ちヘリカル・ヘリオトロン磁場の軸近傍は、回転変換に対して $t_F(r) = t_0 + t_1 \left(\frac{r}{a_L}\right)^2$, (a_L : リミター半径) でほぼ近似出来る。この様な場合には、文献 10) に $f(r) \exp[i(m\theta - n\varphi)]$ の成分をもつ変位に対してポテンシャル・エネルギーの変化 (δW) の表式が与えられている。最も簡単なモデルとして、プラズマは $\beta = 0$, 均一電流分布 (電流による回転変換 (t_{OH}) はプラズマ内部で一定) の場合、結果は以下の如くである。

(t_F, t_{OH}) 平面で、基本の $m=1$ モードに対して安定な領域は、
 $(n - t_{OH}) < t_F < (1 + \xi)(n - t_{OH})$ の領域で

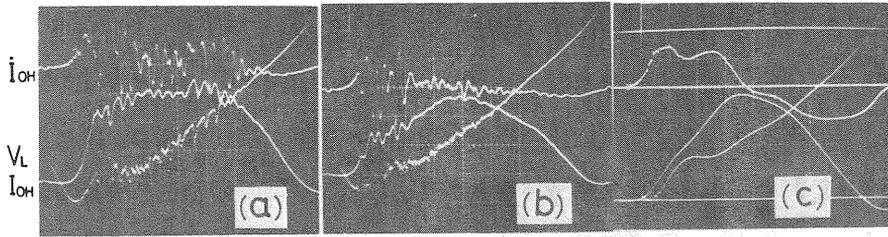
$$t_F - \frac{1 + \xi}{\xi} t_{OH} > 0 \quad (5-4)$$

及びその外部領域で

$$(t_F + t_{OH} - n) \cdot (t_F - n) > 0 \quad (5-5)$$

である。ここに $\xi = \frac{t_1}{t_0}$ であり、シアの大きさの程度を示すパラメーターである。 $t_1 = 0$ (シアのない $\ell = 2$ ステラレーターに相当する) では、(5-5)式で囲まれる平行四辺形の内部が安定領域となる (図 5.14)。 ξ の増大と共に、(5-4)式の寄与の分だけ安定な領域は広がる。 $\xi = \infty$ の極限、即ち $t_0 = 0$ ($\ell = 3$ ステラレーターに相当) の場合には最も広く、 $t_F \cdot t_{OH} > 0$ 且つ $t_F > t_{OH}$ の部分は全て安定となる (文献 6), Fig.4 参照)。図 5.14 には、 $n = 0, 1, 2$ についてこの間の様子が示されている。尚、均一分布電流の外側に電流の減少する層を加える事によって導電率有限の効果をもたせた場合、 $\left\{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^\zeta\right\}$ 形の電流分布、或いは有限 β の効果等は何れも安定領域を減少させる。¹⁰⁾

不安定そのものの性質については、トカマクの場合³⁷⁾と同じであり、 $n=1, m \geq 2$ のモードは電子反磁性ドリフト周波数が周波数シフトした形 $\left(\pm \frac{E_r}{B} \cdot \frac{1}{r}\right)$ で回転している事⁴¹⁾や成長率が理論値より小さい事¹⁰⁾等も従来から実験的に知られている。又、キンク不安定の理論も、現在では、 $q(a) (\equiv t^{-1}(a)) \geq m$ の不安定に対する抵抗性キンク不安定 (tearing mode) や非線形効果による振幅の飽和等に拡張されている。⁴²⁾



$t_{a_1}=0.26, \theta=0.026$ $t_{a_1}=0.45, \theta=0.045$ $t_{a_p}=2.1, \theta=0.22$
 $I_{OH}=380A/div.$ $I_{OH}=380A/div.$ $I_{OH}=740A/div.$
 (A)(b): with Limiter ($a_L=70mm$), (C): without Limiter ($a_p=70mm$)
 $B=1.7KG, He: 1.7 \times 10^{-4} torr, V_L: 10 V/div., 0.2ms/div.$

写真 5.1 ループ電圧 ($-V_L$), プラズマ電流 (I_{OH}) 及びその時間微分 (\dot{I}_{OH}) のオシログラム。
 (a)(b) はリミターを用い不安定となる場合, (c) はリミターを用いない場合を示している。

真 5.1 (b)。又電流の立ち上りに、幾つかの I_{OH}^* を階段状にもつ場合もある。トーラスに沿って異なる場所に設けられた磁気探針、静電探針或いは干渉計出力等にも同時に振動が観測され、プラズマ環全体に及ぶ不安定である事を物語っている。何れも $10 \sim 20 KHz$ の低周波振動であり、ほぼ電子反磁性ドリフト周波数 ($\frac{\omega^*}{m} \approx \frac{1}{a_L} \left(\frac{d \ln n}{dr} \right) \frac{T_e}{B}$) 程度である。更に図 5.15 に示す様に、 I_{OH}^* は磁場の強さ (B) に比例する性質をもっている。

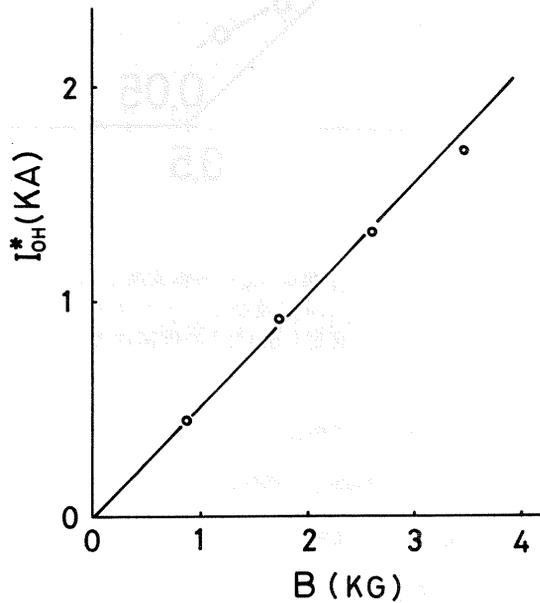


図 5.15 電流臨界値 (I_{OH}^*) と磁場 (B) の関係。

実験結果とキンク不安定の理論 (5.3.2) との比較が図 5.16 に示されている。不安定領域は $m=1$ 及び 2 について斜線

部で示され、 $\xi=2$ (図 2.3, 図 5.2) が用いられている。縦軸はプラズマ電流及び電流による回転変換 ($t_{OH}(a_L)$) であり、横軸はヘリカル磁場による回転変換 ($t_F(a_L)$) 及びシア・パラメーター (θ) である。 $t_F \cdot t_{OH} > 0$ の場合について、 I_{OH}^* と I_M が示されている。 $t_F(a_L) \leq \frac{1}{2}$ では不安定は $t_F(a_L) + t_{OH}(a_L) = \frac{1}{2}$ の線上で発生し、 $t_F(a_L)$ を増加すると I_{OH}^* はほぼこの線に沿って減少するのが見られる。しかし、 $t_F(a_L) \geq \frac{1}{2}$ になると不安定の発生は $t_F(a_L) + t_{OH}$

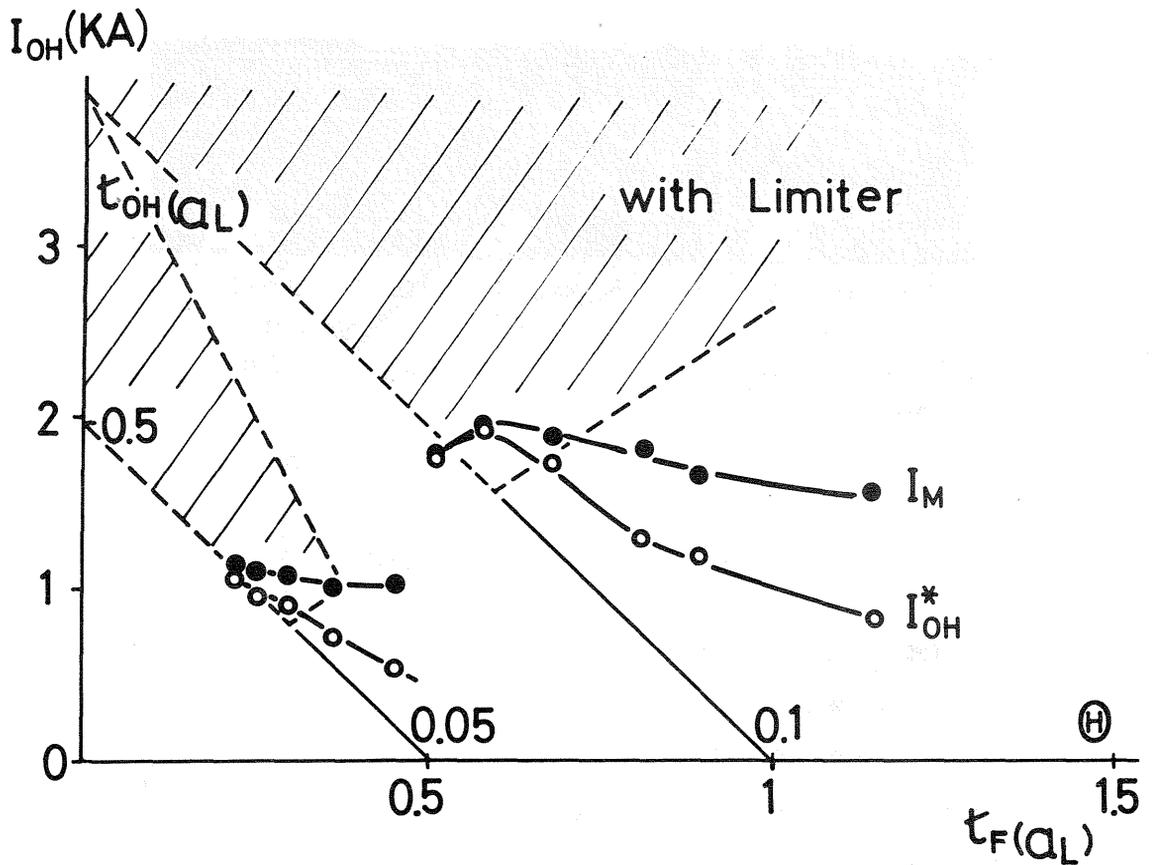


図 5.16 I_{OH}^* 及び I_M の回転変換 (t_F) に対する変化。
 $t_{OH}(a_L)$ 及びシヤ・パラメーターも併記されている。斜線部はキンク不安定 (5.3.2) の理論による不安定領域 ($m=1$ と 2) を示す。

(a_L) = 1 の線上に移動する。さらに $t_F(a_L)$ を増加すると $t_F(a_L)$ の大きい所ではずれが見られるが、 I_{OH}^* は再びこの線に沿って減少し、ほぼ前と同じ振舞いを繰り返す。又 I_M に関しては、 $t_F(a_L) = \frac{1}{2}$ を境にして大きさの差は見られるが、それぞれの領域ではほとんど $t_F(a_L)$ に依存しない事を示している。 $I_{OH}^* \approx I_M$ となる時 ($t_F(a_L) \approx 0.2$ 又は 0.5)、即ち写真 5.1(a) に見られた様に電流の成長が不安定によってほぼ完全に抑えられている時を除くと I_{OH}^* のキンク不安定の理論との定量的な一致は見られない。

5.4 考 察

現在までの低 (又は中間) β ($\beta \leq 1\%$) の段階の実験に於いては、平衡に関して、ほとんど真空磁場の計算結果 (2.2) から推定される性質である事を示した。例えば、プラズマ電流

(電子密度)が最大となる垂直磁場の値は、磁気軸が中心に来る場合の計算値に等しい(図5.4)等がそれである。更に、プラズマ電流による磁気面の変化或いは変形⁴⁴⁾は、密度分布等についても特に認められなかった。又、積極的にプラズマ柱を変位させた実験に於いても、回転変換と垂直磁場相互の関係で特に問題となる点は見られなかった。上、下リミター電位差即ち電荷分離と回転変換との関係については、5.1にも述べた様に外部導体系のプラズマの平衡を理解する上で興味ある問題であるが、実験結果は定性的な性質を示すに止まった。磁気リミター配位では、垂直磁場の大きな変化(即ち等価的に β 値の増大)に対しても安定に電流が流れ得ると言う問題については、以上の主として軸近傍での実験によって裏付けられたと考えられる。即ち、真空磁場計算から予想された様に、最外殻磁気面近傍では回転変換が十分大きい事から、垂直磁場の変化に対しほとんど変位しない事²¹⁾から説明する事が出来る。

安定性については、本章では電子温度の上昇を目的とする実験等への配慮から、主として低密度領域での考慮すべき不安定を中心に述べた。磁気リミター配位で得られる安定な放電に於いては、プラズマ電流の値は主としてエネルギー収支によって決定されるものと推定される。¹⁸⁾

一方、従来のステラレーター装置にしばしば見られたキック型不安定の生じ得る場合として、リミターを用いた実験では $t_F + t_{OH} = \frac{1}{2}$ 又は1に不安定が観測された。実験結果(図5.16)は、5.3.2に述べた理論と良い一致を示さず、むしろ $t_F + t_{OH} = \frac{m}{n}$ の有理面を形成する様な時に不安定になる⁴⁵⁾と見る可きである事を示している。この様な傾向は他の実験に於いても多く見られる。^{10), 41)}例えば、最近 $\ell=2$ ステラレーター装置に於いても同様の不安定が観測されているが、そこではヘリオトロンD(図5.16)やその他の装置には見られない $t_F + t_{OH} \leq \frac{1}{3}$ の領域にも、有理数となる所で幾つかの不安定が観測されている。⁴⁶⁾

磁気リミター配位で安定な放電の得られる機構については、本章の結果からは必ずしも明らかとはならなかった。しかし、リミターを用いた実験に於いて、振動の振幅がシア・パラメーター(θ)の増加と共に減少すると言う結果も得られており、¹⁸⁾この事はシアによる安定化の可能性を示唆するものと考えられる。但し、その他セパトリクス外側領域に存在する稀薄プラズマによる安定化作用、或いはジュール電場によるヘリカル・コイルへの誘導電流(4.3.1, \dot{I}_H)によって実効的に動的安定化の様な作用^{47), 48)}の生じている可能性等も除外する事はできない。

5.5 結 論

ヘリオトロンD装置に於いては、回転変換が大きい為に磁気面の変位も小さく、容易にプラズマの平衡を得る事が出来る。又その様な時、トーラス効果に基く電荷分離は生じていない事

が確められた。

適当な実験条件の下では、磁気リミター配位に於いて、プラズマ電流は不安定性による制限を受けない。不安定の理論値を容易にこえる事が出来、例えば $q_{OH} \approx 0.4$ までプラズマ電流を安定に流す事も可能である。この様な場合、 q_{OH} の上限は高いループ電圧に対する実験装置上の制約によって支配され、現在のところその限界は確かめられていない。

金属製リミターを挿入する事によって、得られる回轉變換及びシアの小さな磁場配位に於ては、他のステラレーター装置で見られるのと同様に、真空磁場とプラズマ電流に基く回轉變換の和が 0.5 あるいは 1 の近傍に強い不安定が観測された。

文 献

- 1) 第3章 32), 116 頁. 2) 第1章 10)
- 3) L. Spitzer, Jr., *Phys. Fluids* **1** (1958) 253
- 4) 第3章 31)
- 5) J. M. Green and J. L. Johnson, *Phys. Fluids* **4** (1961) 875
- 6) J. L. Johnson, C. R. Oberman, R. M. Kulsrud and E. A. Frieman, *Phys. Fluids* **1** (1958) 281
- 7) L. S. Soloviev and V. D. Shafranov, 'Reviews of Plasma Physics' **5**, 117 (Consultants Bureau, New York and London, 1970), E. Frieman, J. Green, F. Tenney, J. Dawson and K. Wakefield, NYO-7899, 57 (Princeton P. P. L., 1957)
- 8) E. I. Yurchenko, *Soviet Phys. - Tech. Phys.* **12** (1968) 1057
- 9) P. Barberio-Corsetti, *Plasma Phys.* **15** (1973) 1131, V. F. Aleksin, V. P. Sebko, E. N. Sizaya and V. I. Tyupa, *Nucl. Fusion* **13** (1973) 573
- 10) 第2章 9)
- 11) W. L. Harries, S. Yoshikawa and R. M. Sinclair, *Phys. Fluids* **6** (1963) 1591
- 12) K. M. Young, S. Yoshikawa and R. M. Sinclair, *Phys. Fluids* **9** (1966) 1447
- 13) S. Yoshikawa, R. M. Sinclair, J. O. Kessler and W. L. Harries, *Phys. Fluids*, **6** (1963) 932
- 14) R. M. Sinclair, S. Yoshikawa, W. L. Harries and J. O. Kessler, *Phys. Fluids* **6** (1963) 937
- 15) 第4章 41)
- 16) K. Uo, A. Iiyoshi, S. Morimoto, A. Sasaki, S. Yoshioka, I. Ohtake, S. Konoshima, M. Sato, M. Koyama and T. Obiki (Proc. 3rd Int. Symp. Garching, 1973) D5
- 17) 第4章 42), 18) 第4章 43)
- 19) 第4章 5)
- 20) 木島, 森本, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1973年11月, 25a-B-7
- 21) 宇尾, 日本物理学会, 1973年11月, 24p-F-2
- 22) M. G. Kaganskii, V. A. Ovsyannikov and S. S. Tyul'panov, *Soviet Phys. - Tech. Phys.* **17** (1972) 600

- 23) K. Uo, private communication
- 24) A. I. Morozov and L. S. Soloviev, 'Reviews of Plasma Physics' 2, 62 (Consultants Bureau, New York and London, 1966)
- 25) D. Eckhardt, Phys. Fluids 7 (1964) 615
- 26) S. Yoshikawa, Phys. Fluids 7 (1964) 278
- 27) S. Yoshikawa, W. L. Harries and R. M. Sinclair, Phys. Fluids 6 (1963) 1506
- 28) V. S. Mukhovatov, (Proc. 2nd Int. Conf. Culham, 1965) IAEA 2 (1966) 577
- 29) A. Gibson, B. N. E. S. Nuclear Fusion Reactor Conf. (Culham, 1969) 233
- 30) V. D. Shafranov and E. I. Yurchenko, Sov. Phys. JETP 26 (1968) 682
- 31) B. B. Kadomtsev, 'Reviews of Plasma Physics' 2, 192 (Consultants Bureau, New York and London, 1966)
- 32) K. Uo, Plasma Physics 13 (1971) 243
- 33) M. Kruskal and M. Schwarzschild, Proc. Roy. Soc. (London) A223 (1954) 348
- 34) T. Coor, S. P. Cunningham, R. A. Ellis, M. A. Heald and A. Z. Kranz, Phys. Fluids 1 (1958) 411
- 35) M. D. Kruskal, J. L. Johnson, M. B. Gottlieb and L. M. Goldman, Phys. Fluids 1 (1958) 421
- 36) S. V. Mirnov and I. B. Semenov, Nucl. Fusion Special Suppl. (1972) 189
- 37) J. C. Hosea, C. Bobeldijk and D. J. Grove, (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) 2 (1972) 425
- 38) 第4章 39)
- 39) J. O. Kessler and R. M. Sinclair, Phys. Fluids 9 (1966) 1856
- 40) 第4章 5)
- 41) K. Bol, Phys. Fluids 7 (1964) 1855
- 42) P. H. Rutherford and H. P. Furth, MATT-872 (Princeton P. P. L., 1971),
P. H. Rutherford, (Proc. 3rd Int. Symp. Garching, 1973) B21
- 43) 第4章 4)
- 44) E. D. Volkov, V. P. Sebko and V. I. Tyupa, Sov. Phys. - Tech. Phys. 18 (1973) 612
K. Miyamoto and N. Inoue, J. Phys. Soc. Japan, 35 (1973) 1793
- 45) V. D. Shafranov, Sov. Phys. - Tech. Phys. 15 (1970) 175

- 46) G. Grieger, R. Jaenicke, C. O. L. Juulman, C. Mahn, H. Renner, H. Ringler, G. Schilling, G. H. Wolf and J. Hugill, Plasma Phys. **15** (1973) 151
- 47) R. A. Demirkhanov, A. G. Kirov, V. N. Zharikov, N. I. Malokh, L. F. Ruchko, G. I. Astapenko and V. A. Zhdanov, (Proc. 6th Europ. Conf. Moscow 1973) **1**, 169
- 48) R. S. Lowder and K. I. Thomassen, Phys. Fluids **16** (1973) 1497

第6章 結 言

本研究に於いては、ヘリカル・ヘリオトロン磁場がプラズマの閉じ込めに対して有効である事を、また更に高温、高密度プラズマを得る為にジュール加熱法が一つの有力な手段である事をヘリオトロンD装置を用いて実験的に明らかにして来た。得られた結果を各章毎に要約すると以下の様になる。

第3章に於いては、研究の第1段階として、温度、密度は共に低いが生成及び測定の容易な各種のアFTER・グロウ・プラズマを用いて基礎的な閉じ込めの性質が明らかにされた。即ち、等密度面、等電位面は計算されたヘリカル・ヘリオトロン磁場の磁気面にほぼ一致する事が確かめられた。又、プラズマの損失に異常性は認められず、磁場を横切る拡散現象によるものである事が新古典理論との対応を詳しく検討する事によって明らかとなった。

第4章では、ヘリオトロンD装置にジュール加熱法を適用する場合の問題点を中心に述べ、この方法によって更に優れたプラズマ・パラメーターの得られる可能性のある事が明らかにされた。又、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の計算から予想された磁気リミターとしての配位が実現されている事が確かめられ、その場合には閉じ込めが改善される事が示された。

第5章では、ヘリオトロンD装置に於けるジュール加熱法は、平衡或いは安定性の観点からも優れた性質をもっている事が示された。即ち、リミターを用いた場合に観測される不安定は磁気リミター配位に於いては見られず、プラズマ電流の値に不安定性による制限のない事及び回転変換が大きい為に容易に平衡が得られる事等が明らかにされた。

尚、本論文では詳しく触れなかったが、1974年東京に於けるIAEA主催の第6回プラズマ物理と制御核融合研究に関する国際会議に於いて、ジュール加熱プラズマに関して報告された結果(第1章、文献40))は、4章、5章を通じての実験的検討の一つの成果である。得られたプラズマ・パラメーターとして、磁場の強さ $B = 2.7 \text{ KG}$ に於いて、電子温度 140 eV 、密度 $6.7 \times 10^{12} \text{ 1/cc}$ 、粒子及びエネルギー閉じ込め時間は 0.74 並びに 0.56 ms 、又プラズマの β 値約 1% を挙げる事が出来る。

本研究に於いて今後に残された問題を以下に述べる。先ず3章に於ては、磁場の強い領域で閉じ込め時間が飽和を示す傾向をもっている事についての原因の解明及び内部電場の形成に関する物理的機構の解明と測定法の確立、さらにそれ等を含めた閉じ込めに対する定量的な評価を行なう事等がその主なものである。ジュール加熱に関しては、先ず微視的不安定も含めた安

定性に関する詳細な検討が必要である。特に磁気リミター配位に於いて安定な放電となる原因を明らかにする事は重要な問題であり、同時にヘリカル・ヘリオトロン磁場の様な回轉變換、シァ共に極めて大きい配位での安定性の理論的検討も必要である。又、これ等安定な放電に於ける、不純物の寄与も含めた詳細な粒子やエネルギーの閉じ込めに対する評価及びジュール加熱法の観点より見たそれ等プラズマ・パラメーターの従う比例則の確立がより高い β 値や長い閉じ込め時間を得る上で不可欠であると考えられる。

本研究によって、ヘリオトロンDに於けるプラズマ閉じ込め及びジュール加熱法によるパラメーター改善の可能性の一端を明らかにする事が出来た。本研究が今後のヘリオトロン装置に於ける核融合研究の過程で幾分でも参考となれば筆者の喜びこれに過ぐるものはない。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、終始懇切多大の御指導と御鞭撻を頂き、また修士、博士課程を通じて筆者を暖かく見守って頂いた、京都大学工学部超高温プラズマ研究施設 宇尾光治教授ならびに飯吉厚夫教授に対し、ここに心から感謝の意を表します。

ジュール加熱を始め、研究を進める上で京都大学工学部超高温プラズマ研究施設 森本茂行助教授には実験、討論の上で多大の御協力を得た。また実験を進めるに当り、吉岡捷爾教務技官、大竹 勲教務技官には終始御助力を得た。測定、実験を進める上で、小山正晴氏、佐藤元泰氏を始め当研究施設宇尾研究室の多くの方々の御協力を頂いた。ここに厚く感謝いたします。

また、本研究を進めるに当り、京都大学工学部超高温プラズマ研究施設 大引得弘助教授の暖かい激励を受け、佐々木哲彦助手、近藤克己助手に御討論、御助力をいただいた。ここに感謝いたします。

本研究は、京都大学工学部超高温プラズマ研究施設に於いて行なわれている「ヘリオトロンD装置に於ける高温プラズマ閉じ込めの研究」に筆者が参加し、以上のように多くの方々の御指導、御助力を得て実現出来たものであり、ここに改めて深く感謝いたします。

本研究に関する発表，論文

第2, 3章

- 1) K. Uo, A. Iiyoshi, S. Yoshioka, T. Ishida, S. Konoshima, M. Sato, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) IAEA, Vienna, 3 (1972) 109
- 2) 飯吉, 木島, 佐藤, 吉岡, 石田, 宇尾, 日本物理学会, 1971年6月, 19a-F-4
- 3) 佐藤, 木島, 砂月, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1971年6月, 19a-F-5
- 4) 吉岡, 木島, 石田, 大竹, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1971年6月, 19a-F-6
- 5) 飯吉, 木島, 佐藤, 吉岡, 大竹, 砂月, 宇尾, 日本物理学会, 1971年9月, 2a-Q-2
- 6) 木島, 森本, 大竹, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1972年4月, 8a-R-8
- 7) 飯吉, 森本, 木島, 佐藤, 吉岡, 大竹, 宇尾, 日本物理学会, 1972年4月, 8a-R-9
- 8) A. Iiyoshi, S. Morimoto, S. Konoshima, S. Yoshioka, M. Sato, I. Ohtake, K. Uo, in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) 1, 78
- 9) 森本, 木島, 小山, 大竹, 吉岡, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1972年10月, 11a-G-3
- 10) A. Iiyoshi, S. Morimoto, S. Konoshima, S. Yoshioka, M. Sato, I. Ohtake, M. Yamada, K. Uo, Nucl. Fusion 14 (1974) 7

第4, 5章

- 1) 前出 8), 2, 240
- 2) 木島, 森本, 吉岡, 大竹, 小山, 砂月, 佐藤, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1972年11月, 11a-G-2
- 3) K. Uo, A. Iiyoshi, S. Morimoto, A. Sasaki, S. Yoshioka, I. Ohtake, S. Konoshima, M. Sato, M. Koyama, T. Obiki, in Toroidal Plasma Confinement (Proc. 3rd Int. Symp. Garching, 1973) D5
- 4) 森本, 木島, 飯吉, 小山, 大竹, 山田, 宇尾, 日本物理学会, 1973年4月, 6p-J-3
- 5) 森本, 木島, 小山, 飯吉, 山田, 佐々木, 大引, 宇尾, 日本物理学会, 1973年11月, 25a-B-6
- 6) 木島, 森本, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1973年11月, 25a-B-7
- 7) K. Uo, S. Morimoto, S. Konoshima, M. Koyama, A. Iiyoshi, Phys. Rev. Letters 31

(1973) 986

- 8) 森本, 木島, 飯吉, 吉岡, 小山, 宇尾, 電気学会誌, 94-A (1974) 447
- 9) 本島, 木島, 森本, 小山, 大竹, 佐々木, 近藤, 吉岡, 大引, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1974年4月, 5p-KU-12
- 10) 木島, 森本, 小山, 本島, 田川, 大引, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1974年10月, 13a-G-1
- 11) 森本, 木島, 小山, 本島, 倉田, 大引, 飯吉, 宇尾, 日本物理学会, 1974年10月, 13a-G-2
- 12) K. Uo, A. Iiyoshi, T. Obiki, S. Morimoto, A. Sasaki, K. Kondo, S. Yoshioka, I. Ohtake, S. Konoshima, M. Sato, O. Motojima, M. Koyama, in Proc. 5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, 1974, IAEA CN-33 / B5-3