

変形イオンサイクロトロン波による  
ヘリオトロンDプラズマの加熱に関する研究

昭和51年3月

佐藤元泰

変形イオンサイクロトロン波による  
ヘリオトロンDプラズマの加熱に関する研究

昭和 51 年 3 月

佐 藤 元 泰

DOC
1976
1
電気系

## 内 容 概 説

プラズマ温度を熱核融合反応のおこる $10 \sim 20 \text{ KeV}$ にまで高めるには、ジュール加熱につづく追加熱を行なう必要がある。

イオンサイクロトロン共鳴加熱(ICRH)は、米国プリンストン大学のC-ステラレータやソ連のウラガンステラレータ等のレーストラック型トーラス装置において詳しい実験が行なわれ、有効なイオン追加熱の手段であると認められている。しかしながら、トカマックやヘリオトロン等の真円トーラスでは、波の励起区間と加熱区間を分離する事は出来ない。その為に波の磁力線方向の波数 $k_{\parallel}$ は励起コイルの巻かれた部分でも、トーラスの他の部分でも同一、つまり $k_{\parallel} = \text{一定}$ となる。

この場合イオンサイクロトロン波は、従来のICRHの様に磁気ビーチにおいてイオンサイクロトロン共鳴を受けるよりも、密度勾配等に基づくモード変換を受ける様になる。波の位相速度 $V_{p\parallel}$ よりも電子の熱速度 $V_{Te}$ が、大きい( $V_{p\parallel} \ll V_{Te}$ )という条件が満足されるならば、イオンサイクロトロン波は、本論文で「変形イオンサイクロトロン波」と呼んでいるこれまであまり知られていなかった新しい準静電的モードに変換され、イオンサイクロトロン波の伝播出来ない様な高密度プラズマ中を伝わってゆく様になると理論的に予測されている。

熱い電子の条件は、将来の大型トーラスでは容易に満たされると考えられるが、現在までのところヘリオトロンD装置がこの条件を満たす唯一の装置である。

本論文は、この変形イオンサイクロトロン波の分散的性質を理論的に究明すると共に、ヘリオトロンDプラズマを使用して、この波が実在する事を実験的に始めて証明し、イオン又は電子を有効に加熱出来る事を示すものである。

内容概説 .....	i
第一章 序 論 .....	1
第二章 ヘリカルヘリオトロロン磁場 .....	8
第三章 変形イオンサイクロトロン波の理論 .....	14
第四章 実験装置 .....	55
第五章 実 験 .....	68
第六章 結 論 .....	93
謝 辞 .....	95
引用文献, 本論文に関する研究発表 .....	96

## 第一章 序 論

### § 1.

制御熱核融合に関する研究は、近年著しい進展を示し、<sup>(1)</sup>10~20年後を目途に零出力炉の試験にまで達する具体的開発計画がたてられている。

現在のところ、トカマク方式が零出力炉として最も有望として考えられているが、実用炉としては、定常運転可能なステラレータ、ヘリオトロン等の外部導体非軸対称系トラスが有望であるとも言われている。

これら、トカマク、ステラレータ、ヘリオトロン等のドーナツ型プラズマ閉じ込め装置においてはプラズマは、第一段階としてジュール放電により発生され、加熱される。しかしながら、電子温度が高くなって、2KeV程度に達すると、粒子間の衝突が少なくなり加熱効率が著しく低下する為、ジュール加熱のみによってプラズマを10~20KeVのD-T核融合反応温度まで熱する事は困難と考えられており、特に近年問題とされている不純物の混入を考慮すると条件は更に厳しくな<sup>(1)</sup>って何らかの追加熱を考えない限り炉を点火することは不可能であると考<sup>(1)</sup>えられている。

したがってジュール加熱後の追加熱は、制御熱核融合達成に不可欠であり、その研究を本格的に始める時期に来ていると考えられる。—

幸いなことに、追加熱に必要なとされるエネルギーレベルは、零出力炉において、1~10MW、実用炉において10~100MW(密度 $10^{20}\text{m}^{-3}$ 以上)と見積<sup>(1)</sup>られこれらは、ジュール加熱と同程度で、技術的には不可能な水準ではないと考えられている。

プラズマの加熱、換言すると、プラズマにエネルギーを注入する方法は二つに大別される。

一つは高エネルギー粒子の形で直接プラズマ中にエネルギーを送り込む方法であり、もう一つの方法は電磁波の形でプラズマ中にエネルギーを注入する方法である。いずれの方法も未だ開発段階にある。

前者は中性粒子ビーム入射に代表されるもので、既にミラー装置に於いて、<sup>(2)~(3)</sup>又近年トラス装置<sup>(4)~(5)</sup>に於いてもその有効性が確められつつある。

後者は、いわゆる「高周波加熱」であり現在考えられている方法は周波数の低い順番に列挙するとイオンTTMP(transit time magnetic pumping)、アルベーン波、イオン-イオンハイブリット共鳴、イオンサイクロトロン共鳴、ローハイブリット共鳴、電子サイクロトロン共鳴、アッパーハイブリット共鳴等である。これ等の中で、電子サイクロトロン共鳴以上の周波数帯は高出力の発振器の製作という技術的な点で核融合炉の点火法としては不利であると考えられている。

イオンTTMPは、プラズマ中に磁場の圧縮と膨張を伴う様な波動を励起し、磁気断熱圧縮をくり返し連続的に行なおうとするものである。つまり磁場を圧縮すると磁力線に巻き着いている荷電粒子は磁力線と共に動くのでプラズマが圧縮され、磁場を膨張させると、プラズマも膨張するが、この圧縮と膨張の全過程を熱力学的な非可逆過程に出来、プラズマの内部エネルギーを増大させられる。

イオンTTMPを最も効率良く行なわせるには、イオンの熱速度( $V_{Ti}$ )と波動の磁力線方向の位相速度( $V_{Pl}$ )が同じ程度になる様に周波数を選ばばよい。この周波数は、100KHZから数MHZの間にありイオンサイクロトロン周波数の $\frac{1}{10}$ から $\frac{1}{100}$ である。英国のプロトクレオステラレータ<sup>(6)</sup>では125~175KHZの高周波のバンピー(Bumpy)磁場を、 $\ell=2$ のステラレータ磁場に重畳させる方法で、イオンTTMPの実験が行なわれた。高周波磁場の強さは、閉じ込め磁場の5%以下であったが、プラズマ粒子の閉じ込め時間は、この加熱を行なうと数分の1に減少してしまった。フ

ラデーシールドを挿入してプラズマ閉じ込めに悪い影響をあたえていると考えられた磁力線方向の電界 ( $E_{\parallel}$ ) をしゃへいしたところ、かなりの改善が認められた。しかしながら、閉じ込め時間は、TTMP なしの場合の半分以上には出来なかった。この原因については未だ解っていない。<sup>(7)</sup>

イオン-イオンハイブリッド共鳴加熱は二成分イオンプラズマでの加熱を目的としたものでソ連<sup>(8)(9)</sup> や日本<sup>(8)(9)</sup> において基礎的な研究がなされており、イオン加熱がおこる事が確認されている。しかしながら、この方法は、波からイオンへのエネルギー伝達がイオンの衝突に依存している為、ジュール加熱と同じ様に高温プラズマにおいて効率が低下するおそれがある。

ローハイブリッド加熱は、理論的研究や基礎的な実験はかなり進められている。ローハイブリッド波の周波数帯(数百MHz~数GHz)では、波の励起の為のコイルをトラスの中に装入しなくても、トラス全体をキャビティ(cavity)とする事が出来るので、導波管の開口部を設けるだけで、波を励起出来ると考えられている。これは核融合炉に適用する場合には、大きな利点となると考えられる。大型装置における初期的な実験は、米国プリンストン大学のATCトカマク、マサチューセッツ工科大学のアルカトール装置などで行なわれている。プリンストン大学の結果は未だ公表されていないが、密度のうすいプラズマ柱の外縁部を通してローハイブリッド波をプラズマ中心部まで伝播させる(accessibility という)に問題がある様である。

アルペーン波はプラズマ中の電磁波で slow mode (シャ-モード) と Fast mode (圧縮性モード) の二つモードをもっている。Fast モードは、低周波 ( $\omega \ll \omega_{ci}$ ;  $\omega_{ci}$  は、イオンサイクロトロン振動数) においてイオンTTMP に利用する事が出来る他に、イオンサイクロトロン周波数近傍でイオンサイクロトロン加熱にも利用される。

一方、シャ- (slow) モードは、イオンサイクロトロン周波数の近傍において、顕著な共鳴(イオンサイクロトロン共鳴)現象を有しイオンサイクロトロン波と呼ばれる。この共鳴を活用すれば、イオンの選択的な加熱が行なえる事が  $stix$ <sup>(10)</sup> によってとなえられた。この方法はイオンサイクロトロン共鳴加熱(ICRH)と呼ばれ、米国のCステラレータやソ連のウラガンステラレータ<sup>(11)~(28)</sup> など<sup>(29)~(30)</sup> の、一樣な磁場区間のあるレーストラック型トラスに適用され有効なイオン加熱の手段であると認められた。しかしながら、トカマクやヘリオトロンなどの様に一樣な磁場区間のない真円トラスにICRHを適用する場合には、理論的、実験的に新しい問題を含んでいた。しかしながら、極く最近になって Perkins<sup>(31)</sup> は波の位相速度  $v_{ph}$  より電子の熱速度が大きいならば(将来大型のトラスでは一般的に成り立つ条件である)、イオンサイクロトロン波は、イオンサイクロトロン共鳴を受けるよりも、むしろ、モード変換により静電波の性質を持った新しいモードに変化し、ランダウ減衰により電子を加熱する様になる事を理論的に示した。

本論文において筆者は、イオンサイクロトロンモードとこの新しいモードのより詳しい理論的検討を行なうと共に、ヘリオトロンD装置にイオンサイクロトロン共鳴加熱の適用を試み、それを発展させて、この新しいモードが実在し、電子加熱もおこる事を実験的に初めて証明した。

以下に本論文に関連の深い従来のイオンサイクロトロン共鳴実験の研究の歴史を述べ、本研究にいたる過程を明らかにする。

## § 2. イオンサイクロトロン共鳴加熱の研究過程

Stix は、イオンサイクロトロン波の理論解析を行ない、有限領域に閉じ込められたプラズマに、イオンサイクロトロン波を励起する方法として Stix コイルを考案した。Stix コイルは、プラズマ柱を囲むコイル列により構成され、隣接するリング相互に逆位相の高周波電流が流れる構造となっている。リング電流を互に逆位相にする事により、コイル区間では、リング間隔を半波長とするイオンサイクロトロン波がプラズマ中に励起される。

この様に外部から加える電界に有限波長をあたえるならば、イオンの ordered motion に起因する自己遮蔽電界は<sup>(10)</sup> 磁力線にそって移動する電子により打ち消され、イオンサイクロトロン波は accessible になりプラズマ柱中心部まで準定在波として励起され、コイル区間両端より概ね磁力線にそって区間外に伝播してゆく。

この励起されたイオンサイクロトロン波を隣接した加熱領域に導く。加熱領域は磁場が距離と共にしだいに弱くなりイオンサイクロトロン周波数が、波の周波数に近づく様に設定されており、ランダウ減衰に良く似たイオンサイクロトロン減衰により波のエネルギーは、粒子の熱エネルギーに変換される。

この様子は、海岸に近づく波が海低が浅くなると位相速度が低下、波頭が成長しよづれる姿を類推させるので、磁気ビーチ (magnetic beach) と命名された。

このイオンサイクロトロン共鳴加熱は波の励起と吸収を(トーラスの)別の場所で行なわせる為直線様磁場区間を有するレストラック型トーラスに相当であり、Stix は、この方法を B-65 ステラレータ<sup>(32)(33)</sup>及び B-66<sup>(32)(41)</sup>のレストラック型装置に適用した。その実験結果は理論と良く一致し、イオンが加熱され、エネルギー収支も完全に解明された。<sup>(11)</sup>この為、同じくレストラック型であり、より大型の C-ステラレータのイオン加熱法として採用された。<sup>(12)</sup>

C-ステラレータにおけるイオンサイクロトロン共鳴加熱実験の概略は次の通りである。励起区間は C-ステラレータのレストラック部分に設けられ Stix コイルは二波長の長さ ( $\ell = 2\lambda_n$ ,  $\lambda_n = 38.1 \text{ cm}$ ) を有し、25 MHz, 最高出力 1 MW の高周波発振器に接続された。<sup>(11)-(13)</sup>

加熱区間(磁気ビーチ)として、short(local)beach と long beach といわれる二つの形式が試された。

前者は、直線部出口(励起区間出口)付近に設けられた短かいビーチで、その区間長は、トーラス全周の約 10% である。

後者は、ヘリカル巻線のある U ベンド部分全体をイオンサイクロトロン共鳴条件におく形式で、その区間長は全周の 95% に及ぶ。<sup>(13)</sup>

実験の当初、Stix コイルのリング間に加わる数 KV/cm に達する静電界による放電が磁力線に沿っておこり、イオン加熱が有効に行われないう事態が起ったがこの電界  $E_n$  を打ち消す目的で、ファラデーシールドを装入した実験が行なわれその結果有効なイオン加熱が観測される様になった。<sup>(14)</sup>

コイルとプラズマの結合は、コイルの負荷抵抗として測定され、波の伝播は磁気プローブによって測定された。冷たいプラズマ理論との詳しい照合がなされ、実験結果は理論と良く一致した。<sup>(11)(28)</sup>

イオン温度は、反磁性ループにより測定され 最高到達温度は、発振出力 800 KW, 密度  $n_i \sim 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  で 250 eV<sup>(13)(19)</sup> で、エネルギー閉じ込め時間 1 ~ 2 msec<sup>(20)</sup> (1965年), 発振出力 2 MW にて 550 eV 達した。<sup>(27)</sup> これらは long beach 条件で行われ、トロイダル方向の温度差は 20% 以下ではば一様な加熱とみなされた。<sup>(13)</sup>

イオンの加熱限界は、(i) 作動ガス中の不純物、ないしは作動ガス分子との 荷電交換 (charge exchange) によるエネルギー損失、(ii) イオンの高温化により、冷たいイオンの理論で定めたコイルプラズマの最適結合条件 (coupling resonance という) がずれ、コイルからプラズマへ注入

されるエネルギーが減少する。(回路的には、不整合がおこる。)銅イオンサイクロトロン共鳴では  $T_{\perp}$  が上がり  $T_{\perp} > T_{\parallel}$  となり、その結果、温度の非等性によるドリフト不安定などによる粒子損失が考えられた。

local beach 条件におけるイオン加熱は  $n_i \sim 5 \times 10^{18} m^{-3}$ , 800 KW において  $2 \sim \frac{(21)(22)}{8} KeV$ , 最終的に  $2 \sim 4 MW$  にて  $4 KeV$  に達した。<sup>(23)</sup> ただし, local beach では, 高温イオンは, ビーチ区間に限られていた。最高温度は, プラズマ密度とビーチの深さに依存するという実験結果が得られたが, それは温度の非等方性 ( $T_{\perp} > T_{\parallel}$ ) を考慮した分散式から導かれるイオンサイクロトロン不安定による理論により説明された。<sup>(27)</sup> さらに, イオン温度の異方性による静電型不安定,<sup>(22)</sup> バルニング型不安定<sup>(22)</sup> なども考えられた。

$H^+$ ,  $D^+$  の混合プラズマにおいて, 一成分のみを選択的に加熱する実験が行われ,<sup>(15)</sup>  $H^+$  90%,  $D^+$  10% の混合比に対し,  $D^+$  を選択すると, イオン温度は local beach 条件で  $2.5 KeV$  まで加熱され, 中性子が放出された。その他, C-ステラレータの ICRH 実験における興味ある現象として, 電子のイオンサイクロトロン波による直接加熱がある。これは, ビーチにおいて波の位相速度が遅くなり電子の熱速度と同じレベルになって, 電子のランダウ又は TTMP 減衰 ( $\frac{\omega}{k_{\parallel}} \sim v_{Te}$ ) が作用する為であると考えられた。ここで注意しておかねばならぬ事は, C-ステラレータでは, 波の励起, 伝播はすべて冷たい電子 ( $\frac{\omega}{k_{\parallel}} \gg v_{Te}$ ) の条件で行われ, ビーチにおいて  $k_{\parallel} \rightarrow \infty$  となるに従い,  $\frac{\omega}{k_{\parallel}}$  は大きい方から  $v_{Te}$  に近づいてゆくが, ヘリオトロン D 及び将来のトカマックでは,  $k_{\parallel}$  は一定で, 波の位相速度は, トーラス上どこでも同一, かつ電子は熱い ( $\frac{\omega}{k_{\parallel}} < v_{Te}$ ) 条件を満たしている点である。

この様に ICRH は, C-ステラレータにおいて成果を上げたが, トカマック, ヘリオトロン等, 真円トーラスが主流になると解決すべき二つの問題に直面する事となった。

その第一は, C-ステラレータの実験で, ビーチ条件をはずしても, 直線区間で励起されたイオンサイクロトロン波が, トロイダル部分を伝播しない事であった。

第二の問題は, 真円トーラスではイオンサイクロトロン波は,  $10^{18} m^{-3}$  程度の低密度プラズマにのみ励起され, より高密度のプラズマではイオンはプラズマの表面でのみ加熱される恐れがあるというものである。

第一の問題は, ソ連の Kharkov 研究所のグループにより解決された。トーラスでは, イオンサイクロトロン波の基本モードは, stix coil で励起される方位角に軸対称な  $m=0$  モードではなく,  $|m|=1$  なる非対称モードである事を実験的に明らかにし, stix コイルを改良した Kharkov コイルを考案し, オメガ装置及びウラガンステラレータで成功を収めた。<sup>(29)(30)(41)~(44)</sup>

第二の問題は第一の問題より本質的であり, プリンストン大学の Perkins により理論的に提示されたものである。<sup>(31)(45)</sup> Perkins の理論の要旨は次の様である。真円トーラス, 特にトカマック等では, C-ステラレータの様に励起区間と加熱区間を分ける事は出来ない。その為波の波長  $\lambda_{\parallel} (= \frac{2\pi}{k_{\parallel}})$  はコイル直下でもトーラスの他の部分でも同一, 即ちトーラス全周で  $k_{\parallel} = \text{一定}$  である。

一方, イオンサイクロトロン波の分散式から, その伝播可能密度と  $k_{\parallel}$  の関係は

$$\frac{\omega_{pi}^2}{2\omega_{ci}(\omega_{ci}-\omega)} \lesssim \frac{k_{\parallel}^2 C^2}{\omega^2} \lesssim \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}(\omega_{ci}-\omega)}$$

で表わされる。

もし, イオンサイクロトロン減衰によるイオン加熱を期待するならば, 励起コイル直下でも

ビーチ条件( $\omega \sim \omega_{ci}$ )におかねばならない。 $k_{\parallel}$  を極めて大きく設定しない限りイオンサイクロトロン波の伝播密度 ( $\omega_{pi}^2 \propto n_i$ ) は低いものとなる。しかも  $k_{\parallel}$  は accessibility の条件<sup>(46)</sup> から  $k_{\parallel} < 20 m^{-1}$  程度に制限される。この場合結合密度は  $2 \times 10^{16} m^{-3}$  程度におさえられてしまう。<sup>(31)</sup>  
 今後の大型トラス (PLT, T-10) 等では、電子温度が高く、波の位相速度  $\frac{\omega}{k_{\parallel}}$  より電子の熱速度  $V_{Te}$  の方が大きくなる ( $\frac{\omega}{k_{\parallel}} < V_{Te}$ ) 為に、イオンサイクロトロン波は、伝播可能密度の上限 ( $k_{\parallel}^2 C^2 / \omega^2 \simeq \omega_{pi}^2 / (\omega_{ci}^2 - \omega^2)$ ) において準静電的な新しいモード (波動) に変換され、高密度側 (プラズマ中心側) に伝播する様になる事が Perkins<sup>(31)</sup> により理論的に示された。しかし、Perkins は、この新しいモードはもはやイオンサイクロトロン減衰を受けず、電子ランダウ減衰により電子のみを加熱するので追加加熱には不適当であると述べている。

又、同氏は、Fast 波 (圧縮性アルペン波) も、熱いイオンモデルで考えると、イオンサイクロトロン減衰を受け、さらに有限イオンラーモア半径の効果を含めれば、 $\omega \sim 2\omega_{ci}$  においてもイオン加熱が起ることを理論的に示し、Fast 波は、イオンサイクロトロン波より高密度プラズマに結合するから、今後の大型トラスには、Fast 波による加熱の方が適していると述べている。

以上の様に真円トラスに ICRH を適用する場合に生じる密度の上限の問題は解決出来ないと考えられ、①イオンサイクロトロン共鳴を利用する為にイオンサイクロトロン波 (slow 波) を放棄し、Fast 波を使用するか、②イオンサイクロトロン共鳴によるイオン加熱を放棄し、slow 波の新しいモードで電子ランダウ及びイオン衝突加熱を利用するかの二方法が提案された。プリンストン大学のグループは Fast 波の方法を選択した。<sup>(47)~(49)</sup>

Fast 波はプラズマの粗密波を伴うので、プラズマ閉じ込めを乱す不安定がおこる恐れがあると言われている点は問題として残されている。ST トカマクの実験では、発振出力 70 KW で良好なイオン加熱が得られたが、1 MW のレベルでは、不純物の流入が認められイオンは期待された程は加熱されなかった。この理由として、Stix らは、イオンの高エネルギーのテールが出来 ( $\omega \sim 2\omega_{ci}$  のとき) ラーモア半径が大きくなりリミッター等から不純物をたたき出すと共に、 $T_{i1} \sim 300 eV$  で臨界  $\beta_i$  (16 KG,  $\omega \sim 2\omega_{ci}$ ) に達する為とし、不安定性については述べていない。<sup>(47)(49)</sup>

一方、slow 波の新しいモードについては実験的証明はなされていなかった。これは、現在までの多くのトラス装置では  $\omega \sim \omega_{ci}$  において熱い電子条件を満足するプラズマが得られなかった為である。ヘリオトロン D 装置は、閉じ込め磁場が約 3 KG と低く ( $\omega_{ci}$  が ST 等の  $1/10$  以下になる) 波の位相速度  $\frac{\omega}{k_{\parallel}}$  が遅いにもかかわらず、電子温度が 40~100 eV 以上と高いので、熱い電子条件  $\frac{\omega}{k_{\parallel}} \ll V_{Te}$  を容易に満足する初めてのトラス装置である。

本研究は、ヘリオトロン D プラズマのこの特性に注目し、slow 波の新しいモードが本当に励起される事を初めて実験的に証明したものである。

ヘリオトロン D 装置で行われていた ICRH 実験の結果を検討したところ、イオンサイクロトロン波の垂直共鳴密度を越えて励起コイル負荷が認められ、イオンも効率良く加熱されている事が判明した。イオンサイクロトロン、電子ランダウ減衰を含めたこの slow 波の新しいモードの分散式を導き、イオン、電子エネルギー吸収比を計算した結果、波とプラズマの総合されたパラメータ  $G$  ( $= \frac{\omega_{pi}^2 \omega}{2C^2 k_{\parallel}^3 V_{Ti}}$ ) が 1~4 程度であれば、このモードによりトラス中心部でイオン加熱がある事が理論的に明らかにになり、これまでのヘリオトロン D の

実験条件では  $G \approx 1 \sim 2$  であり、イオン加熱が説明出来た。

さらに密度を上げた実験を行ない  $G \sim 4$  まで行っていったところ、イオンよりも電子が加熱される様になった。又、このモードでは波の磁力線 ( $Z$  方向) にはほとんど垂直 ( $k_z \ll k_x$ ) に伝わり、その電界、磁界成分は ( $|E_y| \ll |E_z| < |E_x|$ ,  $|B_x| < |B_z| \ll |B_y|$ ) で、通常のイオンサイクロトロン波 ( $k_x \leq k_z$ ,  $|E_y| \sim |E_x|$ ,  $|E_z| \sim 0$ ,  $|B_x|$ ,  $|B_y| < |B_z|$ ) と異っているが励起コイル形式 ( $E_z$  をあたえる場合とあたえない場合) の違いによるコイル負荷のプラズマ密度に関する特性はこの新しいモードにより定性的に説明され、磁気プローブによる波数 ( $k_{||}$ )、波動場 ( $B_\theta$ ) の測定結果は分散式と概ね定量的に一致した。

以上の研究により、トロイダルプラズマでは、電子が熱い条件 ( $\omega_{ce} \ll \nu_{Te}$ ) を満たすならば slow wave (イオンサイクロトロン波) は準静電的な新しいモードとなり、高密度プラズマ中を伝播する事が実験的に証明された。さらに本研究は、この新しいモードによるプラズマ (電子) 加熱の初めての実験であり、今後のトロイダルプラズマ加熱法開発に一つの実験的基礎をあたえたと謂えよう。

本論文では、この新しいモードを便宜上変形イオンサイクロトロン波 (モード) と呼ぶことにする。

### § 3. ヘリオトロンの研究の経過

本論文に入る前に変形イオンサイクロトロンモードを励起する事の出来るプラズマの発生させ、本研究の基礎をあたえたヘリオトロン及びヘリオトロンDについてその研究過程を簡単に述べておく。

ヘリオトロンのアイデアは、1958年京都大学基礎物理研究所において、開かれた「第一回核融合懇談会」に宇尾<sup>(50)</sup>により提出され、続いて体系化された論文が発表された<sup>(51)</sup>。1960年ヘリオトロンB装置が作られ、実験的研究が開始され、1964年ヘリオトロンCが建設された<sup>(55)</sup>。トロイダルヘリカルヘリオトロン磁場を用いた一号機であるヘリオトロンD装置は、1970年6月、完成され、7月より実験が開始された。今日までの実験は概ね二期に分ける事が出来る。

初めは、ECRH及びガンプラズマを使用、低密度プラズマの粒子閉じ込めに関する実験が行なわれ、その結果プラズマは安定で、粒子閉じ込めは、新古典理論 (Neo-classical theory) <sup>(59)~(60)</sup> により説明される事が判明した。

第二期は、ジュール巻線を設置し、ジュール加熱により高温高密度プラズマを発生、その閉じ込め性能を観測する実験が行なわれ今日まで継続されている。現在までの結果は、ジュールプラズマも、その粒子閉じ込め時間は、新古典論に従い、電子のエネルギー保持時間は、凝古典論に従う事が示され、その電子温度は、20~150 eVである。この成果により本実験が可能となった。<sup>(61)(62)</sup>

以上のごとく、ヘリカルヘリオトロン磁場を用いたヘリオトロンD装置のジュール加熱実験は、トカマクに対し、その比例則によって比較すると、何ら遜色ないのみか、むしろ優れていると考えられる。<sup>(63)</sup>

これらの成果をもとに、より強力なヘリカルヘリオトロン (ヘリオトロンE) の建設計画が進められている。

#### § 4. 本論文の構成

第二章において本研究に使用したヘリオトロンD磁場の概略を述べる。第三章においてイオンサイクロトロン周波数近傍の slow 波の様子を熱い電子条件の下で分散式により考察し、イオンサイクロトロン波が、これまであまり知られていなかった slow 波の新しいモードに、即ち変形イオンサイクロトロン波に変換される事を示す。さらにこのモードの減衰をイオンサイクロトロン減衰及び電子ランダウ減衰を含めた分散式を導いて計算する。イオン及び電子の加熱される比率についても移動度テンソルを用いて計算し、波数、周波数及びイオン温度イオン密度の無次元化されたパラメータ  $G$  を導入、 $G$  が 4 より大きいならば電子加熱が主となる事を明らかにする。

第四章において実験装置を説明し、測定誤差についても記す。

第五章において実験結果を示し、ヘリオトロンD装置では、この slow 波の新しいモードが励起されている事を明らかにする。このモードによるプラズマ加熱実験の結果、この新しいモードで  $G$  が 1~2 ならばイオンが、4 に近づくと電子が加熱される事が明らかとなった。

第六章においてまとめと今後の slow 波による加熱研究の方向を述べる。

## 第二章 ヘリカルヘリオトロン磁場

ヘリカルヘリオトロン磁場及びこれを使用したヘリオトロンD装置の磁場については、宇尾により多くの解析がなされている。

ここではヘリオトロン磁場の構造を簡単にのべ、本論文の理解に必要とされる磁場のパラメータ  $\alpha^*$  ,  $\beta^*$  について説明する。さらに本実験に使用された磁場配位の性質を述べる。

### 1. ヘリオトロン磁場の構成と定性的性質

トロイダルヘリカルヘリオトロン磁場は、三種の磁場コイル、即ち、ヘリカル、パーティカル、トロイダルコイルによって作られる。特にヘリカル、パーティカルの二つのコイル系が基本的磁場を発生しこれにトロイダルコイルを加える事により回転変換、磁気シャー、磁気ミラー（不均一性）の深さ、磁気面半径等のパラメータを広い範囲にわたり変化させる様になっている。すなわちヘリカルヘリオトロンは、ステラレータと異なり、ヘリカルコイル電流が同一の方向に向かって流れる為、トロイダル化により トーラス主軸方向に垂直磁場成分を生じ、これによってセパラトリックスの縮退が解かれ、磁気面が壊される。これを防ぐ為に、パーティカルコイルによる逆向きの垂直磁場が加えられる。これら、ヘリカル及びパーティカルコイルによって回転変換、シャーの強いヘリカルヘリオトロン磁場が作られる。尚ヘリカルコイルはトーラス小軸の回りに小半径  $a$  , ピッチ  $P (= 2\pi R / \kappa)$  の螺旋を描きながらトーラス主軸を二回廻って自ら閉じる構造になっている。ヘリオトロンDでは小径  $a = 0.13 m$  , 大半径  $R_0 = 1.085 m$  , ピッチ数  $\kappa = 1.25$  である。

ヘリカルコイルの形状パラメータ  $\kappa$  , 及び  $\gamma (= \frac{a\kappa}{R})$  はヘリカルコイルを取り換えない限り変化させることは出来ない。

したがって、実験では磁場配位は、ヘリカル、パーティカル、トロイダル磁場の相対的磁束密度比  $\alpha^*$  ,  $\beta^*$  をパラメータとして設定する事が出来る。ここで  $\alpha^*$  ,  $\beta^*$  は

$$\alpha^* = \frac{B_{I0}}{B_{h\varphi_0}} \quad (2-1)$$

$$\beta^* = \frac{B_V}{B_{h\varphi_0}} \quad (2-2)$$

で定義される。 $B_I$  ,  $B_V$  ,  $B_{h\varphi}$  はそれぞれトロイダル、パーティカル及びヘリカルコイルのトロイダル ( $\varphi$ ) 成分を表わし、 $B_I$  ,  $B_V$  は、対応するヘリカル磁場成分に対し、順逆の方向を正負の付号として含んでいる。添字「 $0$ 」は、ヘリカルコイル中心における磁場成分を意味する。

次にヘリオトロンD磁場の定性的性質を述べる。磁気面の断面形は楕円を基本とし、トロイダル効果による変形を受けている。長軸、短軸の比は  $1.5 : 1$  以下の配位が通常使われる。

回転変換角「 $\epsilon$ 」は、磁気軸近傍では小半径  $r$  に関してゆるやかに変化し、最外殻磁気面の近くで急激に大きくなる。ヘリカルコイルのピッチはステラレータ等に較べ密に巻かれるので、 $\epsilon$  及び磁気シャーは周辺において他のいかなる装置より大きい。 $\epsilon$  が周辺で大きいので、プラズマ中にジュール電流が流れた場合でも、最外殻磁気面はあまり変形を受ける事はない。これは、ヘリカルヘ

リオトロン磁場の優れた特徴の一つである。

しかしながら、 $t$ 、シャー、磁場のリップルが大きい事は、高周波加熱を考える場合には、問題の理論的解析を難しくしている。

## 2. 本研究に使用せる磁場配位

本研究ではヘリオトロンD磁場の特徴を良くあらわしている  $\alpha^* = 0.2$  なる磁気リッター配位を主として使用、比較の為、 $t$ 、シャー、リップル等が、トカマック程度となる様  $\alpha^* = 0.9$  (1.0) に固体 (金属又はガラス) リッターを用いて周辺をカットした配位を使用した。

波の励起実験 (第5章 § 1.) で、励起コイルをヘリカルコイル円周の外側に設置した時のみ  $\alpha^* = 0.5$  を使用した。

これらの配位における  $t$ 、シャーパラメータ  $\theta$ 、ミラー比 ( $\epsilon_h$ 、 $\epsilon_l$ ) 等を平均半径  $r_m$  の関数として第2-1 ~ 2-3 図及び表2-1 にまとめる。

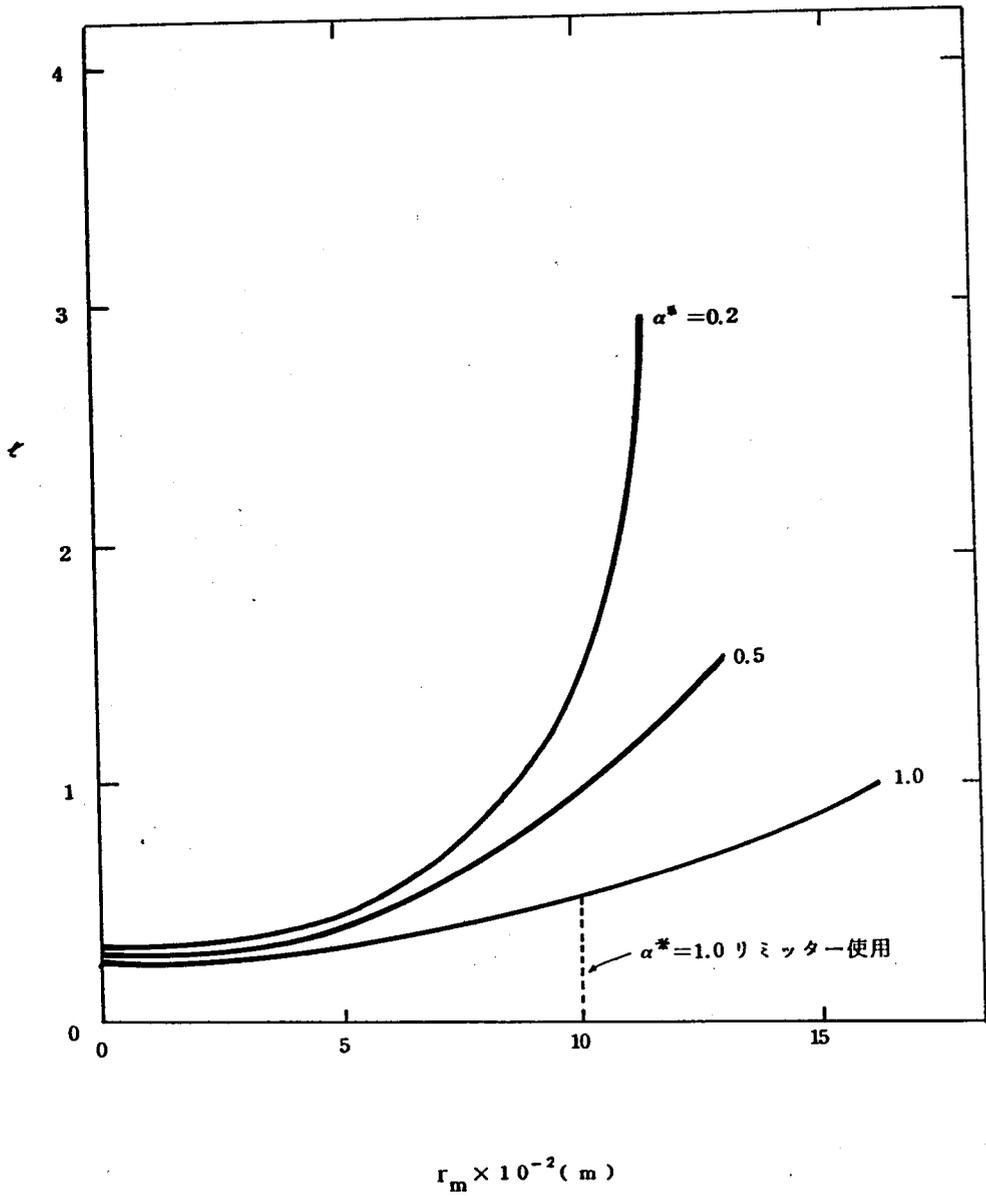
ここで平均半径の定義は磁気面面積  $S$  と等しくなる等価円の半径で定義され概ね楕円の平均半径に等しくなる。即ち

$$S = \int_0^{2\pi} r^2 d\theta = \pi r_m^2 \approx \pi \sqrt{r_{\max} \cdot r_{\min}}$$

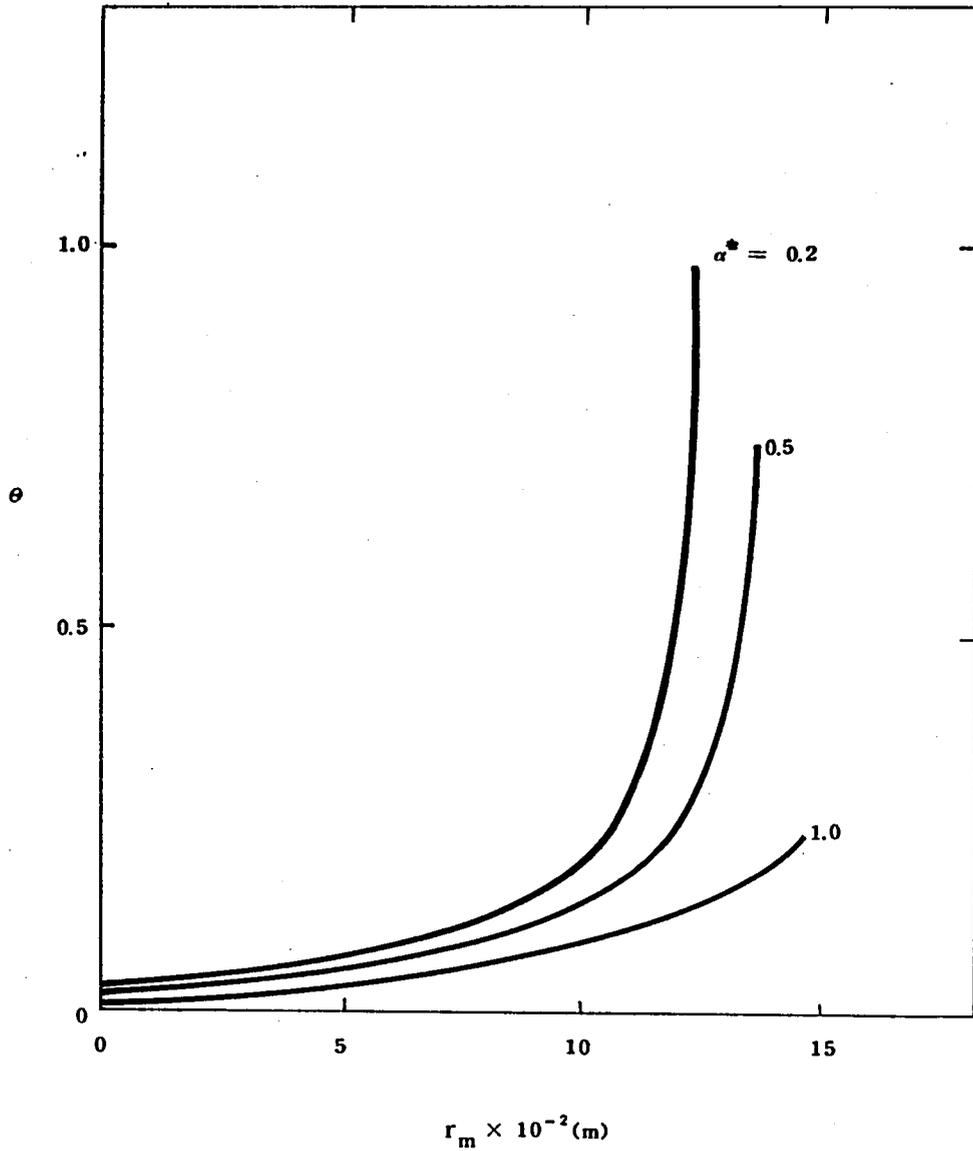
である。

又、 $t$ 、 $\theta$ 、 $\epsilon$  の平均値  $\langle \quad \rangle$  は、

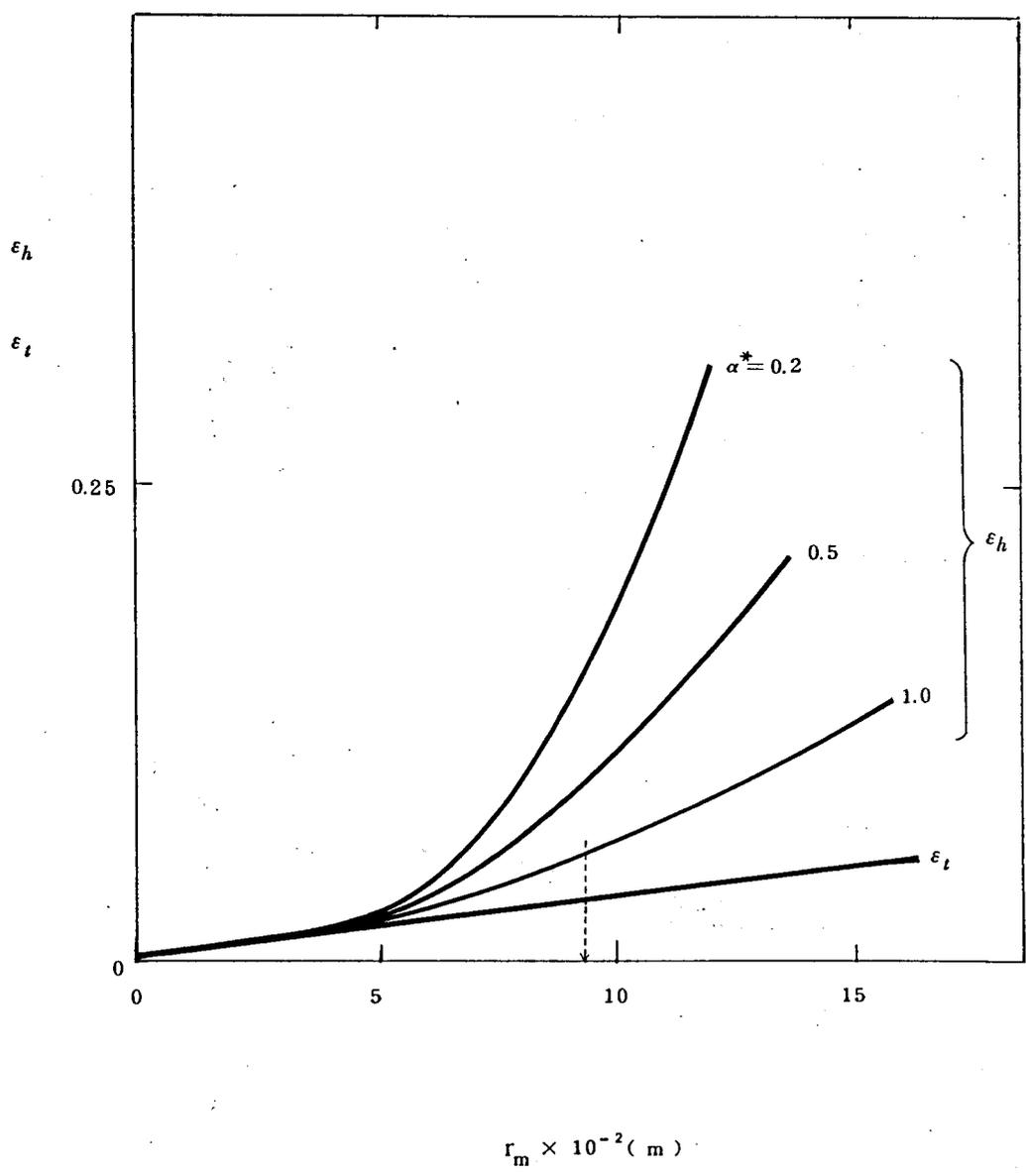
$$\begin{aligned} \langle t \rangle &= \int_0^{r_m} t \frac{dr}{r_m} \\ \langle \theta \rangle &= \frac{r_m^2}{R_0} \frac{d\langle t \rangle}{dr} \\ \langle \epsilon_h \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \epsilon_h d\theta \end{aligned}$$



第2-1図  
 回転変換角 $\alpha$ の平均半径 $r_m$ に対する変化



第2-2図  
 シャーパラメータ  $\theta$  の平均半径  $r_m$  に対する変化



第2-3図

ヘリカル磁場によるリップル  $\epsilon_h$  とトロイダル効果によるリップル  $\epsilon_t$  の平均半径  $r_m$  に対する変化。 ↓印は、 $\alpha^* = 0.9$  におけるリミッターの位置

$r^*$	0.2	0.5	1.0
$t_{\max}$	3.0	2.2	1.44
$t_{\min}$	0.26	0.18	0.08
$\langle t \rangle$	0.92	0.70	0.41
$\varepsilon_h$	0.6		0.35
$\theta_{\max}$	0.95	0.9	0.5
$\theta_{\min}$	0	0	0
$r_{\max}$	0.125 m	0.13 m	(0.14 m) 0.09 m *
$B_{0\max}$	3.3 KG		4.5 KG

表2-1

\*, リミッター使用

### 第三章 変形イオンサイクロトロン波の理論

過去に於いて最も詳しくイオンサイクロトロン共鳴加熱実験が行なわれた米国プリンストン大学のC-ステラレータはレーストラック型トラスでありその直線部分は磁場がほぼ一様であった。

従ってイオンサイクロトロン波の励起区間と加熱領域(磁気ビーチ)を独立に設ける事が可能であった事は序論で述べた通りである。これに対し、トカマックやヘリオトロンなどの真円トラスでは、波の励起区間と加熱区間を分離する事は出来ない。その為に波の磁力線方向の波数 $k_{\parallel}$ は励起コイルの巻かれた部分でもトラスの他の部分でも同一、つまり $k_{\parallel}$ は一定である。<sup>(44)(45)</sup> $k_{\parallel}$ が一定の場合イオンサイクロトロン波ないし、シャーアルベン波は、磁気ビーチにおいてイオンサイクロトロン共鳴を受けるよりも、密度勾配等に基づく磁場に垂直方向の共鳴(Perpendicular resonance)を受ける<sup>(44)</sup>様になる。

電子の慣性を考えるならば、この垂直共鳴は、むしろ線形モード変換となる。位相の磁力線方向に伝播する速度( $V_{ph} = \omega / k_{\parallel}$ )と電子の熱速度 $V_{Te}$ の比によってモード変換の形は、反射、吸収、透過のいずれかに決定される。

電子が熱い、即ち $V_{ph} \ll V_{Te}$ のとき、透過がおり、イオンサイクロトロン波は、これまでほとんど知られていなかった新しい準静電的モードに変換される。このモードは、磁力線にほとんど垂直( $k_{\perp}/k_{\parallel} \gg 1$ )方向に伝播し、イオンサイクロトロン波の伝播可能密度領域より高密度においても伝播が可能である。

この新しいモード<sup>(43)</sup>とプラズマ加熱の関係は、筆者らの知る限り、Perkins<sup>(46)</sup>が最初にその理論を出したものであるが、現在までのところ正式な名称はあたえられていない。本論文では、便宜上、「変形イオンサイクロトロンモード(波)」と呼ぶ事にする。ヘリオトロンDプラズマは、このモードの成立条件を満足している初めてのトロイダル装置である。

本章において、変形イオンサイクロトロン波の性質を理論的に解析する。真円トラスプラズマ中の波動、特にイオンサイクロトロン周波数近傍の波動に関する完全な理論は未だ確立されていない。前章に記したごとく、ヘリオトロン磁場は、他のトロイダル磁場(トカマック、ステラレータ)等に較べ、回転変換、磁気シャ-磁束密度の不均一性(ミラー比)が数倍大きく、その非軸対称性と相まって完全な理論の成立をより困難ならしめている。

よって、本論文では、単純一様磁場中の波動論により、変形イオンサイクロトロン波の解析を行ない、これを適宜、修正拡張し、ヘリオトロンDプラズマにおける波動を準定量的ないし、定性的に考察する。

解析にあたり、特に断わらない限り、次の仮定が成り立つものとする。

- (1) 波動振幅は微小で、線形理論が成立する。即ち、全ての振動成分は、一次の微小量で、 $\exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$ なる変化をする。
- (2) 波の角周波数 $\omega$ は、イオン、電子のサイクロトロン周波数 $\omega_{ci}$ 、 $\omega_{ce}$ 、およびイオンプラズマ角周波数 $\omega_{pi}$ に対し、

$$\omega \lesssim \omega_{ci} \ll \omega_{pi} < \omega_{ce}$$

とする。

- (3) プラズマは零次のオーダーで Maxwell 分布をしているものとする。  
 (4) 電子の熱運動の効果を考慮する。

### 第1節 変形イオンサイクロトロン波の分散式

一様直線磁場中の無限領域 (Unbounded) プラズマについて取扱う。

座標系は、直交座標  $(x, y, z)$  で静磁場 (閉じ込め磁場) は  $Z$  方向にとる。

#### 1.1 波動方程式, 分散関係式

プラズマ中の波動の様子は、波動方程式

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - [\mathbf{K}] \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (3-1)$$

により記述される。磁場及びプラズマが一様であるならば、一般性を損わずに  $k_y = 0$  とおく事が出来る。(3-1) はマトリックス形式

$$\begin{bmatrix} K_{xx} - n_z^2 & K_{xy} & K_{xz} + n_z n_x \\ K_{yx} & K_{yy} - n^2 & K_{yz} \\ K_{zx} + n_z n_x & K_{zy} & K_{zz} - n_x^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (3-2)$$

で表わされる。(3-2) の  $\mathbf{E}$  に関する有意な解は、係数行列式を 0 とおいて得られる。

この行列式は分散関係式と呼ばれる。分散式により波の伝播の様子を知る事が出来る。

ここで  $\mathbf{n}$  は屈折率ベクトルで、波数ベクトル  $\mathbf{k}$  と

$$n = \frac{k c}{\omega}$$

の関係にある。 $\mathbf{E}$ ,  $[\mathbf{K}]$  は、それぞれ、波動電界ベクトル、誘電率テンソルである。 $[\mathbf{K}]$  の成分  $K_{ij}$  は、荷電粒子の運動方程式を軌道積分して求められる。衝突がなく、かつ、Maxwell 分布をしたプラズマに対し、 $K_{ij}$  は、プラズマ分散函数  $Z(\zeta)$  を含む、複素函数となる。また、 $[\mathbf{K}]$  は、移動度テンソル  $[\mathbf{M}]$  と次の関係で結ばれる。

$$[\mathbf{K}] = [\mathbf{1}] + i \sum_k \frac{\epsilon_k \omega_{pk}^2}{\omega \cdot \omega_k} [\mathbf{M}]^{(k)} \quad (3-3)$$

ここで  $[\mathbf{1}]$  は unit dyad, 添字  $(k)$  は、 $(k)$  種の荷電粒子,  $\epsilon_k$  は  $(k)$  粒子の charge の符号 ( $\pm 1$ ) を表わす。 $[\mathbf{M}]$  の成分  $M_{ij}$  は、文献 46 に表わされる。特に有限なラーモア半径の効果を無視し、かつ、温度は等方的 (isotropic) としてイオンサイクロトロン減衰及び電子のランダウ TTMP 減衰のみを考慮すると  $K_{ij}$  は

$$K_{xx} = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{2\omega^2} \left[ \zeta_0^{(i)} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) - \frac{\omega}{\omega + \omega_{ci}} \right] \quad (3-4)$$

$$K_{xy} = \frac{i}{2} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \left[ \zeta_0^{(i)} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) - \frac{\omega(2\omega + \omega_{ci})}{\omega_{ci}(\omega + \omega_{ci})} \right] \quad (3-5)$$

$$K_{zz} = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left( \zeta_0^{(e)} \right)^2 Z'(\zeta_0^{(e)}) \quad (3-6)$$

$$K_{xz} = \frac{\omega_{pi}^2}{2\omega^2} \cdot \frac{\omega}{\omega_{ci}} \cdot \frac{k_x}{k_z} (Z'(\zeta_{-1}^{(i)})) = A_{xz} \frac{k_x}{k_z} (Z'(\zeta_{-1}^{(i)})) \quad (3-7)$$

$$K_{yz} = \frac{-i\omega_{pi}^2}{2\omega^2} \cdot \frac{\omega}{\omega_{ci}} \cdot \frac{k_x}{k_z} (Z'(\zeta_{-1}^{(i)}) + Z'(\zeta_0^{(e)})) = A_{yz} \frac{k_x}{k_z} (Z'(\zeta_{-1}^{(i)}) + Z'(\zeta_0^{(e)})) \quad (3-8)$$

$$K_{yy} = K_{xx}$$

$$A_{yz} = -i A_{xz} = -i \cdot \frac{\omega_{pi}^2}{2\omega^2} \frac{\omega}{\omega_{ci}}$$

の形になる。

ここに、

$$\zeta_0^{(i)} = \frac{\omega}{k_z} \left( \frac{m_i}{2\kappa T_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \zeta_0^{(e)} = \frac{\omega}{k_z} \left( \frac{m_e}{2\kappa T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-9)$$

$$\zeta_{-1}^{(i)} = \frac{\omega - \omega_{ci}}{k} \left( \frac{m_i}{2\kappa T_i} \right)^{\frac{1}{2}}$$

プラズマ分散関数  $Z(\zeta)$  は

$$Z(\zeta) = \sqrt{\pi} \cdot i \cdot \frac{k_z}{|k_z|} \left\{ \exp(-\zeta^2) \right\} - 2S(\zeta) \quad (3-10)$$

で表わされ、 $S(\zeta)$  は  $\zeta$  に関する複素の誤差関数

$$S(\zeta) = e^{-\zeta^2} \int_0^\zeta e^{t^2} dt \quad (3-11)$$

である。

## 1.2 イオンサイクロトロン及び変形イオンサイクロトロン波の分散式 (減衰項無視)

本節では、イオンサイクロトロン周波数近傍で存在し得る波のモードを概観し、その中でイオンサイクロトロン波の位置づけを行なう。 $k_z$  は一定とし、 $k_x$  は可変として(3-2)より得られる分散式を検討する。

先づ、議論を簡単にする為に波動の吸収、即ち減衰を無視した場合の分散式を導く。この分散式からは減衰に関する情報は得られないが、波動の伝播の性質は十分に知る事が出来る。イオンは冷たい(cold,  $T_i \rightarrow 0$  即ち  $\zeta_0^{(i)} \rightarrow \infty$ )と仮定し電子は冷たい( $T_e \rightarrow 0$  即ち  $\zeta_0^{(e)} \rightarrow \infty$ )場合と、充分熱い(hot 即ち  $\zeta_0^{(e)} \rightarrow 0$ )の場合とを考える。このとき誘電率テンソル  $K_{ij}$  の成分(3-4)~(3-8)式は次の様に書く事が出来る。

$$K_{xx} = K_{yy} = S \quad (3-12)$$

$$K_{xy} = -K_{yx} = -iD \quad (3-13)$$

$$K_{xz} = K_{zx} = 0 \quad (3-14)$$

$$K_{yz} = -K_{zy} = \begin{cases} 0 & \text{(冷たい電子の場合)} \\ i \cdot a \cdot \frac{n_x}{n_z} & \text{(熱い電子の場合)} \end{cases} \quad (3-15)$$

$$K_{zz} = \begin{cases} 1 - \frac{\omega_{Pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{Pe}^2}{\omega^2} \approx -\frac{\omega_{Pe}^2}{\omega^2} < 0 & \text{(冷たい電子の場合)} \\ 1 - \frac{\omega_{Pi}^2}{\omega^2} + \frac{1}{k_z^2 \lambda_0^2} > 0 & \text{(熱い電子の場合)} \end{cases} \quad (3-16)$$

ここで

$$S = \frac{1}{2} (R+L) \approx \frac{\omega_{Pi}^2}{\omega_{ci}^2 - \omega^2} \quad (3-17)$$

$$D = \frac{1}{2} (R-L) \approx \frac{-\omega}{\omega_{ci}} S \quad (3-18)$$

$$L \approx \frac{\omega_{Pi}^2}{\omega_{ci} (\omega_{ci} - \omega)} \quad (3-19)$$

$$R \approx \frac{\omega_{Pi}^2}{\omega_{ci} (\omega_{ci} + \omega)} \quad (3-20)$$

$$a \approx \frac{\omega_{Pi}^2}{\omega_{ci} \omega} \quad (3-21)$$

(3-12)~(3-21)より 分散関係式は

$$\begin{vmatrix} (S - n_x^2) (-iD) (n_x n_z) \\ (iD) (S - n_x^2) (iA_{yz} \frac{n_x}{n_z}) \\ (n_x n_z) (-iA_{yz} \frac{n_x}{n_z}) (K_{zz} - n_x^2) \end{vmatrix} = 0 \quad (3-22)$$

(3-22)を展開,  $n_x^2$  について整理すれば

$$An_x^4 - Bn_x^2 + C = 0 \quad (3-23)$$

なる  $n_x^2$  に関する二次方程式を得る。ただし

$$A = S \quad (3-24)$$

$$B = (S - n_x^2) (S + K_{zz} + A_{yz}^2 / n_x^2) - D(D + 2A_{yz}) \quad (3-25)$$

$$C = \{ (S - n_x^2)^2 - D^2 \} K_{zz} \quad (3-26)$$

である。

(3-28)の係数 $A, B, C$ の符号は, $R, S, L$ (但し $\omega < \omega_{ci}$ では $0 < R < S < L$ )と $n_x^2$ の大小関係によって決まり,それにより解 $n_x^2$ ,つまり波のモードが決定される。以下にこの解について説明する。

(3-28)の解は,

$$n_x^2 = \frac{1}{2A} (B \pm \sqrt{B^2 - 4AC})$$

であるが,もし, $B^2 \gg |4AC|$ でかつ $AC < 0$ ならば,次の様に展開される。

$$\begin{aligned} n_x^2 &= \frac{1}{2A} \left( B \pm |B| \sqrt{1 - 4AC/B^2} \right) \\ &\simeq \frac{1}{2A} \left( B \pm |B| \left( 1 - \frac{2AC}{B^2} \right) \right) \\ &\cong \begin{cases} B/A & (\text{注1}) & (3-27) \\ C/B & & (3-28) \end{cases} \end{aligned}$$

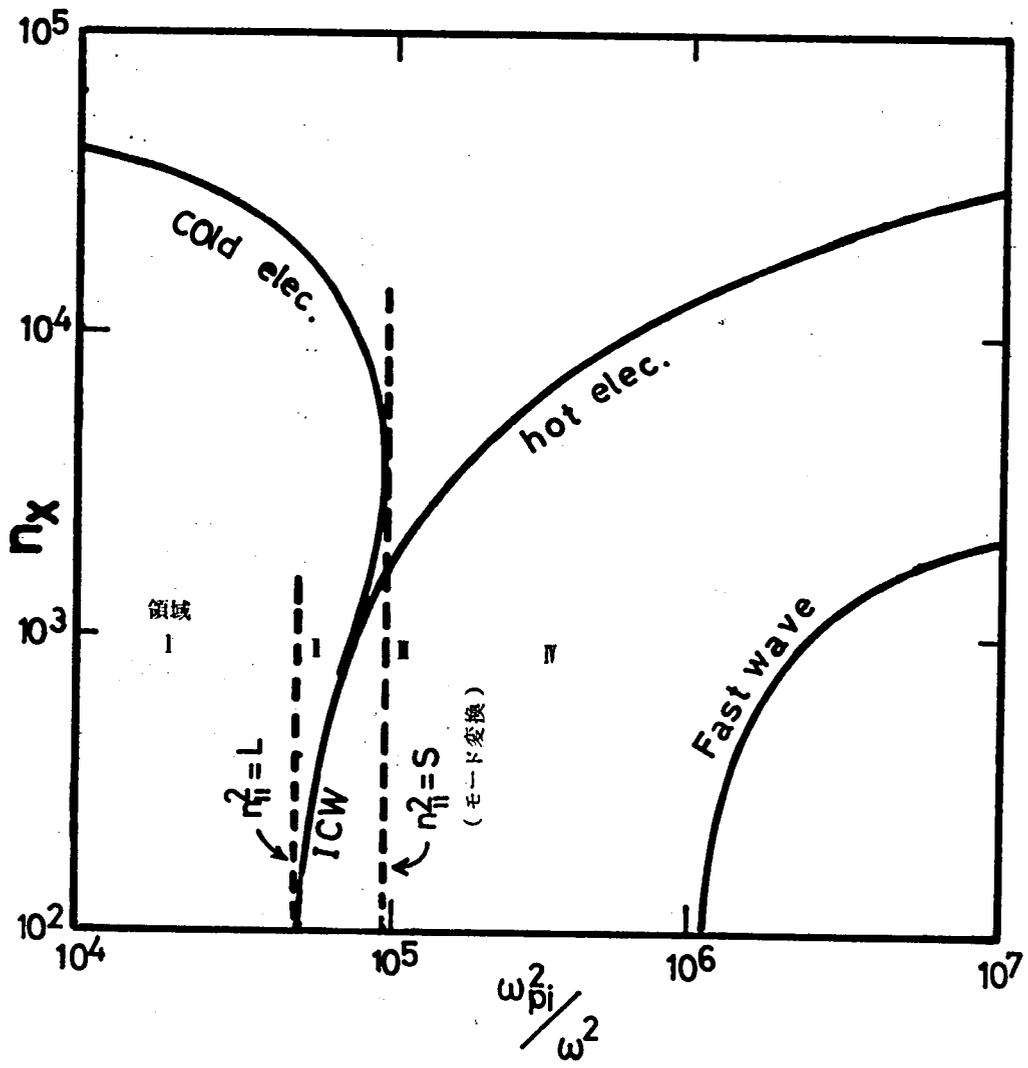
$B, C$ の符号の領域により $n_x^2$ の近似解(3-27),(3-28)は実根又は虚根となる。これらの関数を $\omega = 2\pi \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ ,  $\omega = 0.9\omega_{ci}$ ,  $k_z = 1.0 \text{ m}^{-1}$ の場合に $n_x^2$ -イオン密度 $n_i$ ダイアグラムに表わしたものが第3-1図,第3-2図, $n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ として $n_x^2 - \omega/\omega_{ci}$ 面に表わしたものが第3-3図である。

第3-1図,に示した各領域における $B, C$ の符号と解の形は第3-1表,第3-2表の様に整理される。 $k_x^2 \simeq C/B$ のモードは電磁的波動を表わしている。

領域IIにおける $k_x^2 \simeq C/B$ の形のモードが良く知られたイオンサイクロトロン波である。

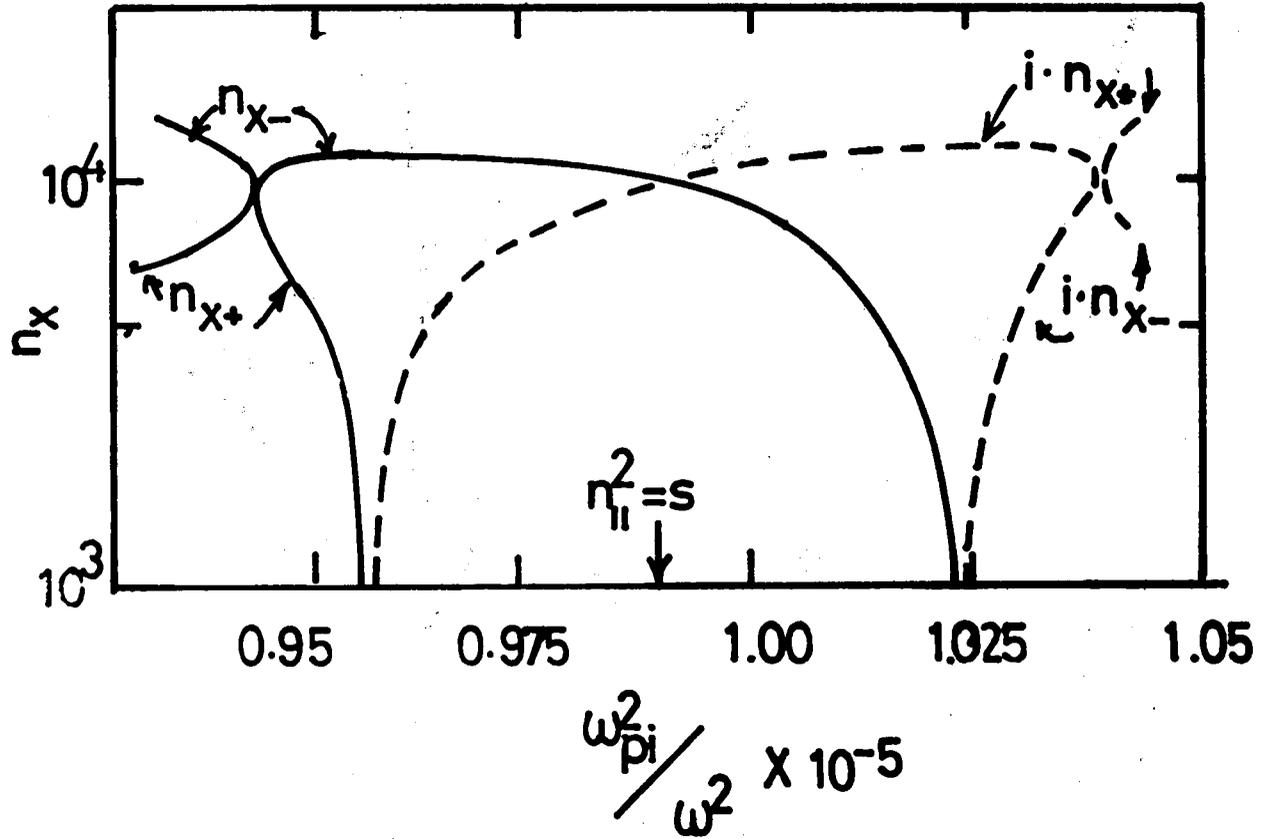
又領域Vにおける $k_x^2 \simeq C/B$ の形のモードはFast波(圧縮性アルベーン波)である。

(脚注1) この近似式の精度は $B^2 > |4AC|$ において84%以上である(第3-4図参照)。



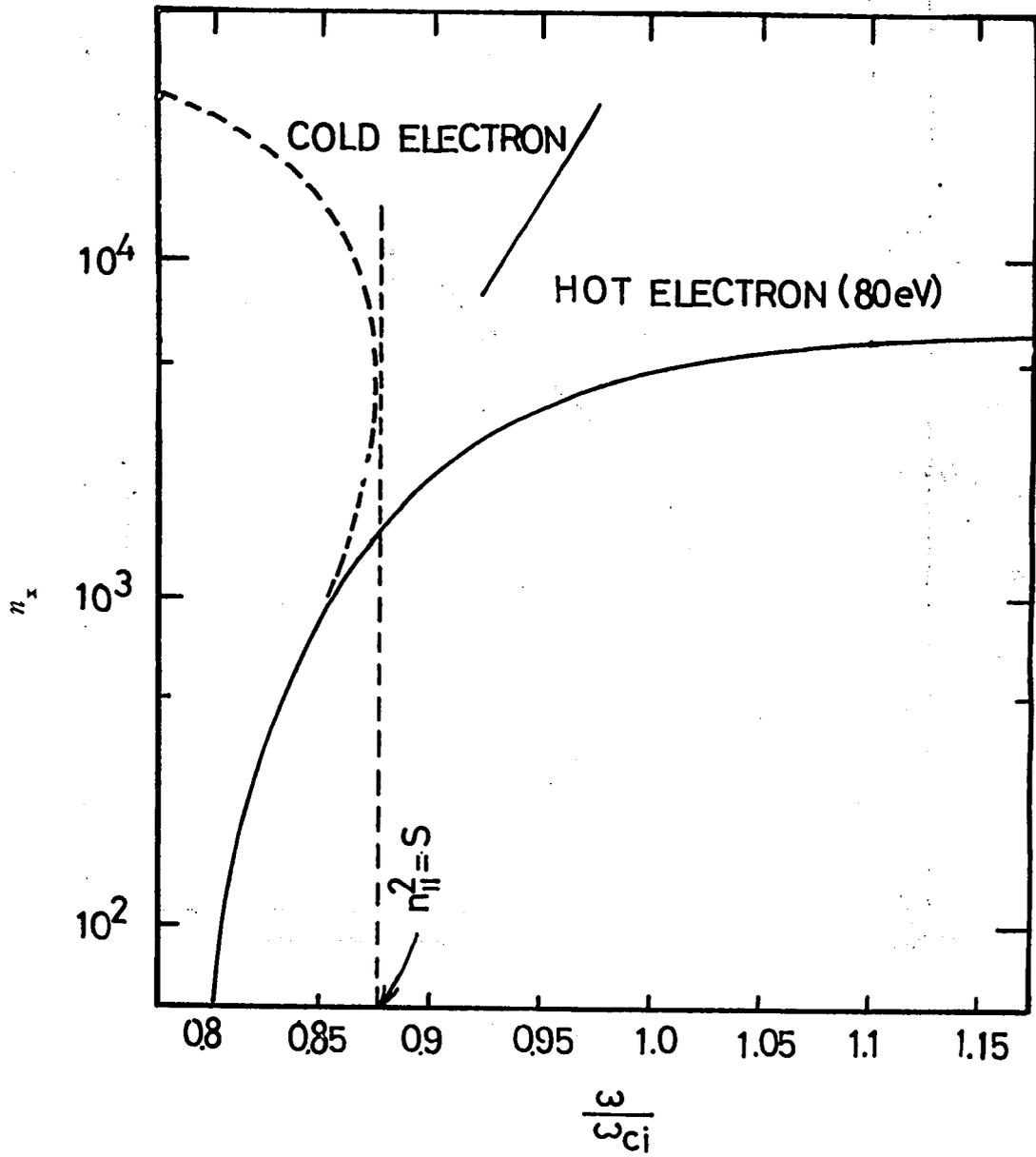
第3-1図

$n_x$ ,  $\omega_{pi}^2/\omega^2$  面で表わした分散関係。  $k_{II} = 11.0 m^{-1}$ ,  $\omega/\omega_{ci} = 0.9$



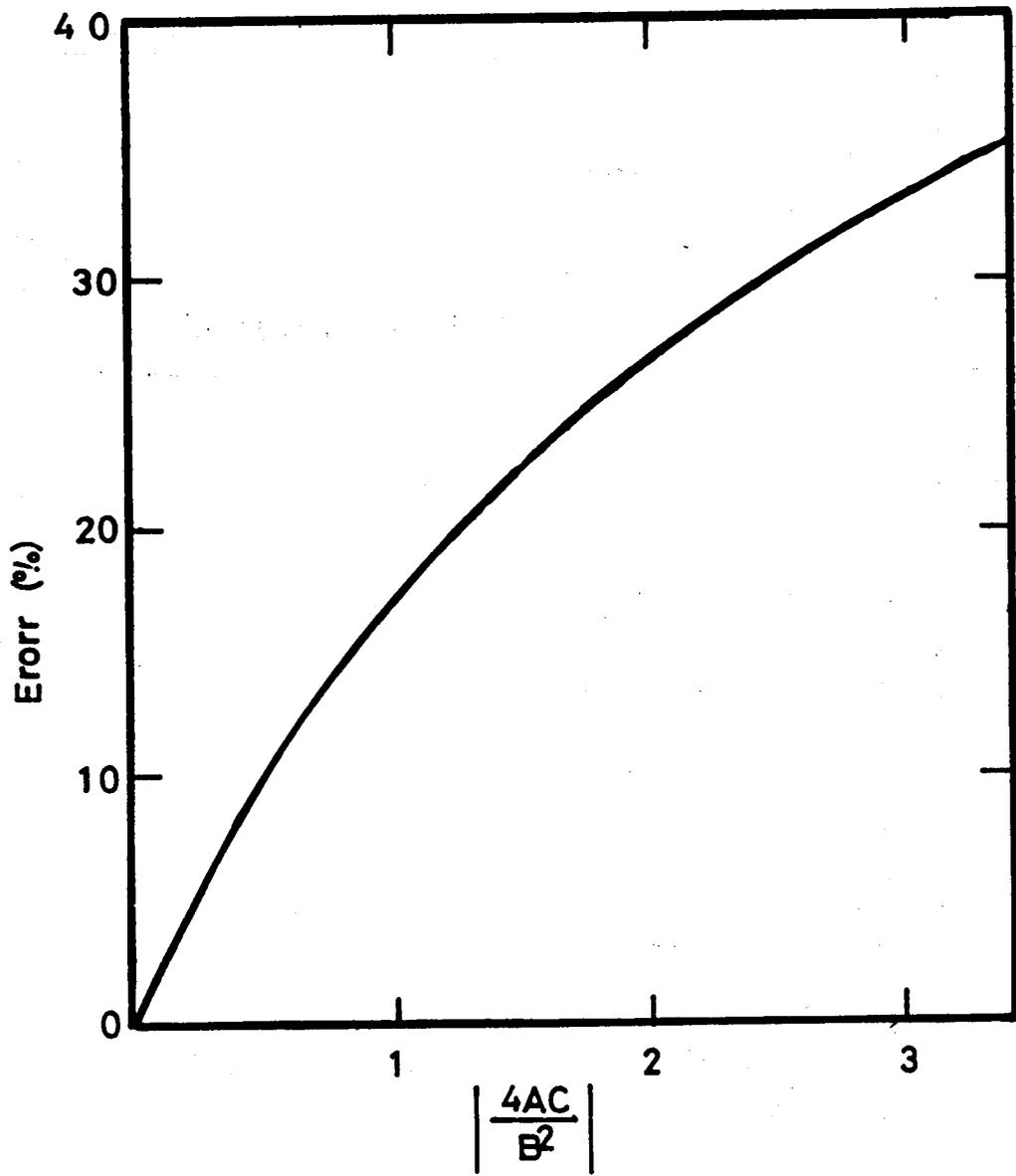
第8-2図

冷たい電子の場合の  $n_{||}^2 = s$  付近におけるモード変換の詳細 破線は  $n_x^2 < 0$  の解である。



第3-3図

$n_x, \omega/\omega_{ci}$  面に表わした分散関係 プラズマ密度  $n_i = 10^{19} m^{-3}, k_{||} = 1.0 m^{-1}$



第3-4 図 二次方程式の解の展開誤差

領域		$B$	$C$	$n_x^2$ の正根
I	$L < n_z^2$	$0 < B$	$C < 0$	$n_x^2 \approx \frac{B}{A}$ のみ
II	$S < n_z^2 \leq L$	$0 < B$	$0 \leq C$	$n_x^2 \approx \frac{B}{A}$ 及び $n_x^2 \sim \frac{C}{B}$ (ICW)
III	$S \approx n_z^2$	$0 \approx B$	$0 < C$	モード変換 (第3-2図参)
IV	$R < n_z^2 < S$	$B < 0$	$0 < C$	なし (Evanescent)
V	$n_z^2 \leq R$	$B < 0$	$C \leq 0$	$n_x^2 \approx \frac{C}{B}$ (Fast wave)

第3-1表 冷たい電子の場合

領域		$B$	$C$	$n_x^2$ の正根
I	$L < n_z^2$	$B < 0$	$0 < C$	なし (Evanescent)
II	$S < n_z^2 \leq L$	$B < 0$	$C \leq 0$	$n_x^2 \sim \frac{C}{B}$ のみ (ICW)
III	$S \approx n_z^2$	$0 \approx B$	$C < 0$	$n_x^2 \sim \frac{C}{A}$ (モード変換)
IV	$R < n_z^2 < S$	$0 < B$	$C < 0$	$n_x^2 \sim \frac{B}{A}$ (M-ICW)
V	$n_z^2 \leq R$	$0 < B$	$0 \leq C$	$n_x^2 \sim \frac{B}{A}$ (M-ICW) 及び $\frac{C}{B}$ (F.W)

第3-2 熱い電子の場合

$k^2 \approx B/A$  の形の解は準静電的モードを表わしている。このモードは、電子の熱運動と深く結びついており、電子が冷たい ( $\omega/k_{\parallel} \gg v_{Te}$ ) ととき、イオンサイクロトロン波と同じ密度領域 (II) 及び、より低い密度領域(I)において伝播可能である。これに対し、電子が熱い ( $\omega/k_{\parallel} \ll v_{Te}$ ) ときには、このモードはイオンサイクロトロン波より高密度側、すなわち (III), (IV), (V) の領域に存在する。

領域 (III) において  $|B| \rightarrow 0$  となりここでは、もはや近似解 (3-27), (3-28) は成立しない。電磁的モードと静電的モードは  $|B| \sim 0$  で互に接近し、入れ換わる様になる。この様に  $|B| \rightarrow 0$  において二種類のモード  $C/B$  と  $A/B$  が入れ換わる現象を線形モード変換<sup>(69)</sup> (linear mode conversion)<sup>(70)</sup> といひ、 $|B| \sim 0$  となる領域を critical layer と呼ぶ。

第 3-1 図, 第 3-2 図に示す様にイオンサイクロトロン波は領域 (III) において準静電的モードに変換する事が分る。もし、電子が熱いならば、イオンサイクロトロン波は、critical layer (領域 III) を越えて新しい静電的波動となって高密度側へ伝播してゆく事が出来る。この意味で電子が熱い時に、領域 (IV), (V) に現われるこの新しい静電的波動を本論文では、「変形イオンサイクロトロンモード (又は波)」と呼ぶ事にする。

次にこれまで良く調べられているイオンサイクロトロン波について簡単に述べ、さらに変形イオンサイクロトロン波 (モード) の性質を分散式と波動方程式により説明する。

### (1) イオンサイクロトロン波

サイクロトロン波の基本的な形は磁力線に平行に伝播するモードである。(3-28) において  $n_x^2$  の項を他に較べ十分小さいとして無視すれば、直ちに (3-28) を得る。サイクロトロン共鳴周波数のごく近傍を除いて  $S \ll K_{zz}$  が成り立つから良く知られたイオンサイクロトロン波の分散式

$$n_x^2 \approx \frac{(n_z^2 - L)(n_z^2 - R)}{S - n_z^2} \quad (3-29)$$

が導かれる。イオンサイクロトロン波の存在範囲は領域 II であるから

$$S < n_z^2 \leq L$$

$\omega < \omega_{ci}$  において書き換えればイオンサイクロトロン波は、

$$\frac{1}{2} \frac{\omega_{ci}^2 - \omega^2}{\omega^2} k_z^2 \lesssim \frac{\omega_{Pi}^2}{C^2} \lesssim \frac{\omega_{ci}^2 - \omega^2}{\omega^2} k_z^2 \quad (3-30)$$

で定まる密度において存在する。

### (2) 変形イオンサイクロトロンモード

プラズマの密度を高めて critical layer ( $|B| \rightarrow 0$ ) に近づけると、波はイオンサイクロトロン波の性質を失ない、モード変換により変形イオンサイクロトロン波となってゆく。

変形イオンサイクロトロン波の分散式はモード変換 ( $B=0$ ) の近傍を除き、(3-29) で近似

される。即ち、

$$n_x^2 = (S - n_z^2) \left( 1 + \frac{K_{zz}}{S} - \frac{A_{yz}^2}{S n_z^2} \right) - \frac{D}{S} (D + 2A_{yz}) \quad (3-31)。$$

$\omega \simeq \omega_{ci}$  の近傍では、 $A_{yz}^2 \ll S n_z^2$ 、 $A_{yz} \ll D$  なる条件が満たされるので (3-31) は簡単化され

$$n_x^2 = (S - n_z^2) \left( 1 + \frac{K_{zz}}{S} \right) - \frac{D^2}{S}$$

となる。

モード変換領域より充分高密度側では  $n_z^2 \ll S$  であるから、さらに簡略化され

$$n_x^2 \simeq \frac{\omega_{Pi}^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega^2}{\omega_{Pi}^2} - 1 \right) + \frac{1}{k_z^2 \lambda_D^2} \simeq \frac{1}{k_z^2 \lambda_D^2} \simeq K_{zz} \quad (3-31)'$$

と書ける。

又、 $\omega \ll \omega_{ci}$  の場合には、 $S \ll A_{yz}$ 、 $D \ll S$  となるから、

$$n_x^2 \simeq \frac{\omega_{Pi}^2}{\omega^2} \left( \frac{V_{th}^2}{V_A^2} - 1 \right) + \frac{1}{k_z^2 \lambda_D^2} \quad (3-31)''$$

となる。

特に  $\omega \lesssim \omega_{ci} \lesssim \frac{m_e}{m_i}$  でない限り (3-31)' (3-31)'' の右辺第一項は第二項より小さい。よって分散式は  $\omega \lesssim \omega_{ci}$ 、 $\omega \ll \omega_{ci}$  のいずれにおいても

$$n_x^2 \simeq \frac{1}{k_z^2 \lambda_D^2} \simeq K_{zz} \quad (3-32)$$

となる。書き換えて

$$\omega^2 = k_x^2 c^2 k_z^2 \cdot \frac{1}{2 \omega_{Pi}^2} \left( \frac{2 \kappa T_e}{m_i} \right) \quad (3-32)'$$

が最低近似での変形イオンサイクロトロンモードの分散式である。

[71]~[73]

この分散式は、Hasegawa の導いた変形シャーアルベンモードの分散式と一致している。このことは、イオンサイクロトロン波が低周波領域でシャーアルベン波に接続している事と同様に変形イオンサイクロトロン波も低周波領域で変形シャーアルベン波になる事を示している。

次に、この変形イオンサイクロトロン波の電界の性質、静電イオンサイクロトロン波との関係等について説明する。その電界は、波動方程式 (3-2) により求まる。すなわち、第一行、第二行より、

$$\frac{i E_x}{E_y} = \frac{(n_z^2 - S) n_z^2 + D A_{yz}}{D n_z^2 - (S - n_z^2) A_{yz}} \quad (3-33)$$

なる関係が導かれる。今、critical layer を十分離れた条件では、 $n_x^2 \ll S$  が成り立つ。特に  $\omega \lesssim \omega_{ci}$  では、 $A_{yz} < n_x^2 \ll |D|$  であるから

(3-33)式は

$$\frac{iE_x}{E_y} \simeq \frac{n_x^2 - S}{D} \quad (3-33)'$$

となる。 $n_x^2$  に(3-32)を代入すると

$$\frac{iE_x}{E_y} \simeq \frac{\omega_{ci}}{\omega} \left\{ \frac{1}{k_z^2 C_S^2} (\omega^2 - \omega_{ci}^2) + 1 \right\} \quad (3-33)''$$

が得られる。ここで  $C_S$  は音速で  $C_S = \sqrt{\kappa T_e / m_i}$  で与えられる。

この式から  $(\omega_{ci}^2 - \omega^2) > k_z^2 C_S^2$  では  $iE_x / E_y < 0$  となる。これは変形イオンサイクロトロン波も左円偏波成分を残している事を意味する。例えばヘリオトロンDの実験パラメータ  $k_z = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $T_e = 80 \text{ eV}$ ,  $m_i = 4$  について計算すると  $\omega / \omega_{ci} \leq 0.99$  において  $iE_x / E_y < 0$  となる。これは変形イオンサイクロトロン波でもイオンサイクロトロン減衰が起こる可能性を示している。この点に関しては、次の(1.3)節(1.4)節で詳しく述べる。

電界の他の成分は、(3-33)と同様にして波動方程式(3-2)と分散式(3-32)より求められる。 $|A_{yz}| < |D| \sim |S|$  とすれば

$$\frac{E_x}{E_z} = \frac{n_x^2 - K_{zz}}{n_x n_z}$$

分子の  $n_x^2$  に(3-31)'を代入

$$\frac{E_x}{E_z} = \frac{\omega_{pi}^2 / \omega_{ci}^2}{n_x n_z} \quad (\omega \sim \omega_{ci})$$

さらに(3-32)を分母の  $n_x$  に代入

$$\frac{E_x}{E_z} = \frac{-n_z \sqrt{K_{zz}}}{S} = \left( \frac{\omega}{\omega_{ci}} - 1 \right) \frac{2\omega_{ci}}{\omega} \cdot \frac{V_A}{C_S} \quad (3-34)$$

ここで  $V_A$  は Alfvén 速度で  $V_A = C \cdot \frac{\omega_{ci}}{\omega_{pi}}$  で与えられる。

さらに(3-33)'及び(3-34)より

$$\frac{E_y}{E_z} = \frac{\omega}{\omega_{ci}} \cdot \frac{n_z}{n_x} \ll 1$$

が得られる。

イオンサイクロトロン波の磁界成分は，Maxwell の式を使って電界の式より求められる。

$$\left. \begin{aligned} B_x &= -\frac{k_z}{\omega} E_y \\ B_y &= \frac{k_z}{\omega} E_x - \frac{k_x}{\omega} E_z = \frac{k_z}{\omega} \left( 1 + \frac{V_{Pi1}^2}{V^2} \frac{1}{(1 - \omega^2/\omega_{ci}^2)} \right) E_x \\ B_z &= \frac{k_x}{\omega} E_y = \frac{-k_x}{k_z} B_x \end{aligned} \right\} (3-34)'$$

以上の式を使って，電界磁界成分の大小関係を評価すると

$$\begin{aligned} |E_x| &> |E_z| \gg |E_y| \\ |B_y| &\gg |B_z| > |B_x| \end{aligned}$$

となる事が分かる。

波数ベクトルに関しては  $|k_x| > |k_z|$  であるから，この波は  $k \parallel E$  に近い伝播特性を有する。この意味で変形イオンサイクロトロン波は静電的な波動である。

一方電界，磁界のエネルギー比  $\frac{\epsilon_0 |E|^2}{2} / \frac{|B|^2}{2\mu_0}$  は1のオーダーであるから，変形イオンサイクロトロン波はこの見地からは電磁的である。したがってこの波は，電磁波と静電波の性質を兼備している事が結論される。

通常のイオンサイクロトロン波では， $|E_x| \sim |E_y|$ ， $|E_z| \sim 0$ ， $|k_x| > |k_z|$  であるから，むしろ  $k \perp E$  と考えられ，静電的な性質は有していない。

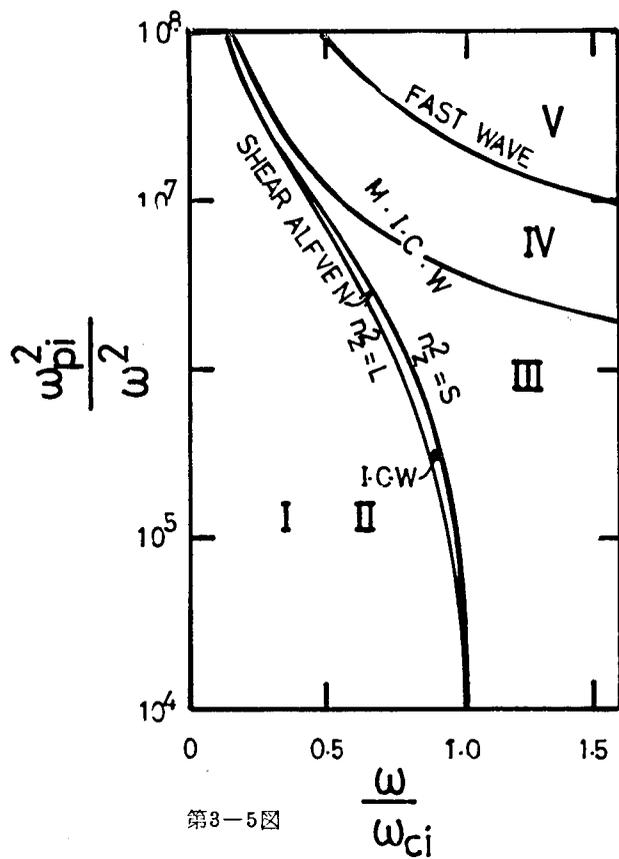
次に，良く知られている静電イオンサイクロトロン波と変形イオンサイクロトロン波との関係調べる。斜めに伝播する静電イオンサイクロトロン波の分散式は，(3-31)から導く事が出来る。 $\omega_{ci} < \omega$  においては  $S < 0$  となるから  $S \simeq n_z^2$ ，即ち  $B=0$  となるモード変換は存在しない。したがって， $n_z^2 \gg |S|$  においても(3-27)の形の静電波の解は存在する。この  $n_z^2 \gg |S|$  の場合(3-31)式は，

$$n_x^2 \simeq -n_z^2 \frac{K_{zz}}{S}$$

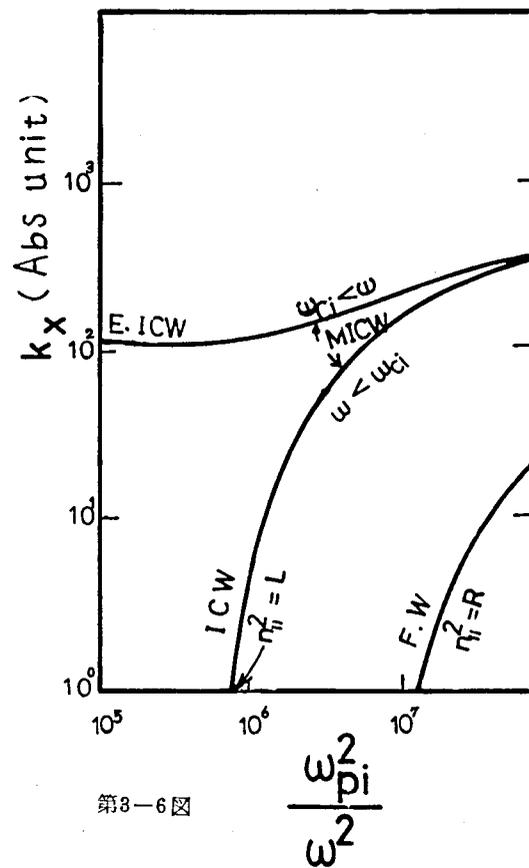
となる。 $S = \omega_{Pi}^2 / (\omega_{ci}^2 - \omega^2)$ ， $K_{zz} \simeq \frac{1}{k_x^2} \lambda_D^2$  を代入すれば良く知られた静電イオンサイクロトロン波の分散式

$$\omega^2 - \omega_{ci}^2 = k_x^2 C_S^2$$

が導かれる。



第3-5図



第3-6図

イオンサイクロトロン波(シャールベン波), 変形イオンサイクロトロン波, 静電イオンサイクロトロン波およびFast波の存在領域。

したがって変形イオンサイクロトロン波と静電イオンサイクロトロン波は、 $\omega_{ci} < \omega$ において、同じ分散式  $n_x^2 = B$  により表わされ、存在する密度領域 ( $n_z^2 \ll |S|$  か、 $|S| \ll n_z^2$ ) が異なっているに過ぎない。

第3-5図は、これら静電イオンサイクロトロン波、変形イオンサイクロトロン波、イオンサイクロトロン波(シャーアルベン波)および Fast 波の相互の関係を  $n_z^2 - \omega_{pi}^2 / \omega^2$  面を使って模式的に表わしている。第3-6図はこれらの関係を  $\omega_{pi}^2 - \omega / \omega_{ci}$  面に表わしている。

以上変形イオンサイクロトロン(変形 Shear Alfvén)モードについて分散式を導き、その性質を説明したが、成立条件、特徴の要点を列記すれば次の様になる。

#### A 成立条件

- ① 電子が hot ( $\frac{\omega}{k_z} \ll v_{Te}$ ) でなければならない。
- ②  $n_z^2 \ll |S|$  , 即ち、通常のシャーアルベン波やイオンサイクロトロン波より高密度プラズマ中に存在する。

#### B 特徴

- ① イオンサイクロトロン周波数を最低次の項(lowest order term)に含まず、磁場の不均一性の影響を受けず、トロイダルプラズマ中にも励起され易い。
- ② 広い周波数範囲 ( $\omega \ll \omega_{ci}$  から、 $\omega \sim \omega_{ci}$  さらに  $\omega_{ci} \lesssim \omega$ ) において存在し、基本的な分散特性は同一である。
- ③  $k_z^2 \ll k_x^2$  で、 $|\tilde{E}_x| > |\tilde{E}_z| \gg |\tilde{E}_y|$  ,  $|\tilde{B}_y| \gg |\tilde{B}_z| > |\tilde{B}_x|$  である。
- ④ Slow 波の特別なモードの一つで電磁波と静電波の両方の性質を有する。
- ⑤ 左円偏波成を残している。

等々である。

最後に、過去、現在、将来のトーラスにおけるイオンサイクロトロン共鳴加熱に使用されるプラズマ波を波の位相速度、電子温度、プラズマ密度をもとに判別し、第3-3表の形に整理する。

第3-3表

	ST	C-& Uragan-Stellarator		Heliotron		P.L.T.
				D	E	
Electron Temp $T_e$ (eV)	500	50	30	50~100	2 KeV	10 KeV
Rf-frequency f (MHz)	25	25	7.5	1.0	1.5	30
Parallel Wave Length (m)	0.86	0.381	0.48	0.55	0.8	
$V_P / v_{te}$	1.65	2.3	1.2	0.09 0.13	0.44	0.5 0.7
Ion Density $n_i$ ( $m^{-3}$ )	$0.6 \times 10^{19}$	$0.5 \times 10^{19}$	$0.2 \times 10^{19}$	$1 \times 10^{19}$	$5 \times 10^{19}$	$5 \times 10^{19}$
Wave Mode	Fast Wave	I. C. W. $k_{  } \neq \text{const}$	I. C. W. $k_{  } \neq \text{const}$	Modified I. C. W.	Modified-I. C. W and Fast Wave	

。C-ステラレータ、ウラガンステラレータ等は、冷たい電子モデルが適用されるプラズマで、かつ  
 レーストラック型であった為、通常のイオンサイクロトロン波が励起された。

しかし、ヘリオトロンD装置以後、今後の電子温度の高い装置では、変形イオンサイクロトロン  
 波の領域に入る。

特にヘリオトロンD装置では、1.4節に記す様に変形イオンサイクロトロン波に残されている左  
 円偏波成分が有効にイオンに吸収されることが予想される。

又、STトカマックでは、slow波をさけ、積極的にfast波を励起する様に $k_{\parallel}$ を選択している。

### 1.8. イオンサイクロトロン及び変形イオンサイクロトロン波の減衰

前節で減衰項を無視した分散式により、イオンサイクロトロン波及び変形イオンサイクロトロン  
 波の概念を説明し、特に変形イオンサイクロトロン波は、静電的性質を合わせ持つ事を述べ、ヘリ  
 オトロンD以後のトラスでは、この波が基本のモードとなる事を明らかにした。

本節では、前節の理論を発展させて、イオンサイクロトロン波及び変形イオンサイクロトロン波  
 の減衰について解析を行なう。

#### (1) 減衰項を含む分散関係式

波動の減衰は、イオンサイクロトロン減衰、電子ランダウ減衰のみによるものと仮定し、イオン  
 のTTMP (Ion Transit Time Damping)、電子サイクロトロン減衰及び荷電粒子の衝突は無視  
 できるものとする。(変形イオンサイクロトロン波は非圧縮性の波で、 $\omega \sim \omega_{ci} \ll \omega_{ce}$ であるから  
 これらの仮定は、一般的に成立する。)有限ラーモア半径の効果も無視し、さらに $\beta_e = \frac{n_e k T_e}{\frac{B^2}{2\mu_0}}$   
 $\ll 1$ とする。

これらの条件を付与して基礎式(3-2)~(3-10)を解析する。解析に際しては、 $\omega$ を複素数  
 と考える必要があるため、 $K_{ij}$ が $\omega$ で規格化されていると計算が複雑になる。したがって以後 $K_{ij}$   
 に $\omega^2/c^2$ をかけた量 $K'_{ij}$ を用いる。すなわち、

$$K'_{ij} = K_{ij} \times \omega^2 / c^2$$

とする。

$K_{ij}$ の全ての項を残して基礎式を解く事は、徒に方程式を複雑にするばかりでなく、物理的意味  
 を把握する事を困難にする。先づ $K_{ij}$ の各項の大きさの評価を行ない、波の基本的性質を知る為に  
 必要な項を残す作業を行なう。 $|Z| \sim 1$ , つまり $|Z| \sim 1$ ,  $|Z'| \sim 2$ であると仮定すれば

$|K'_{xx}|$ ,  $|K'_{yz}|$ は

$$|K'_{xx}| \cong \frac{\omega_{pi}^2}{2C^2} \cdot \frac{\omega}{k_z} \cdot \frac{1}{v_{Ti}}$$

$$|K'_{yz}| \sim \frac{\omega_{pi}^2}{2C^2} \cdot \frac{2\omega}{\omega_{ci}} \cdot \frac{k_x}{k_z}$$

両者の比をとって大きさを比較すれば,

$$\frac{|K'_{xx}|}{|K'_{yz}|} = \frac{1}{V_{Ti}} \cdot \frac{\omega_{ci}}{2k_x} = \frac{1}{2\rho_i k_x} \approx \frac{1}{2\sqrt{2}\lambda_i}$$

よって有限ラーモア半径の因子  $\lambda_i = \frac{1}{2\rho_i^2 k_x^2}$  が1より十分小さいとき,  $K'_{yz}$  は  $K'_{xx}$  に対し無視することが出来る。さらに  $|K'_{xz}| \approx \frac{1}{2}|K'_{yz}|$  であるから,  $|K'_{xz}|$  も  $|K'_{xx}|$  に比較して無視することが出来る。

以上の大きさの評価により  $\omega \sim \omega_{ci}$ ,  $\lambda_i \ll 1$  において, 分散式は,

$$\begin{vmatrix} K'_{xx} - k_z^2 & 0 & k_x k_z \\ 0 & K'_{xx} - k^2 & 0 \\ k_x k_z & 0 & K'_{zz} - k_x^2 \end{vmatrix} = 0$$

で与えられる。  $k_x^2$  について整理して,

$$k_x^4 - b k_x^2 + C = 0 \quad (3-35)$$

ここで

$$b = (K'_{xx} - k_z^2) \left(1 + \frac{K'_{zz}}{K'_{xx}}\right) + \frac{K'_{xy}{}^2}{K'_{xx}}$$

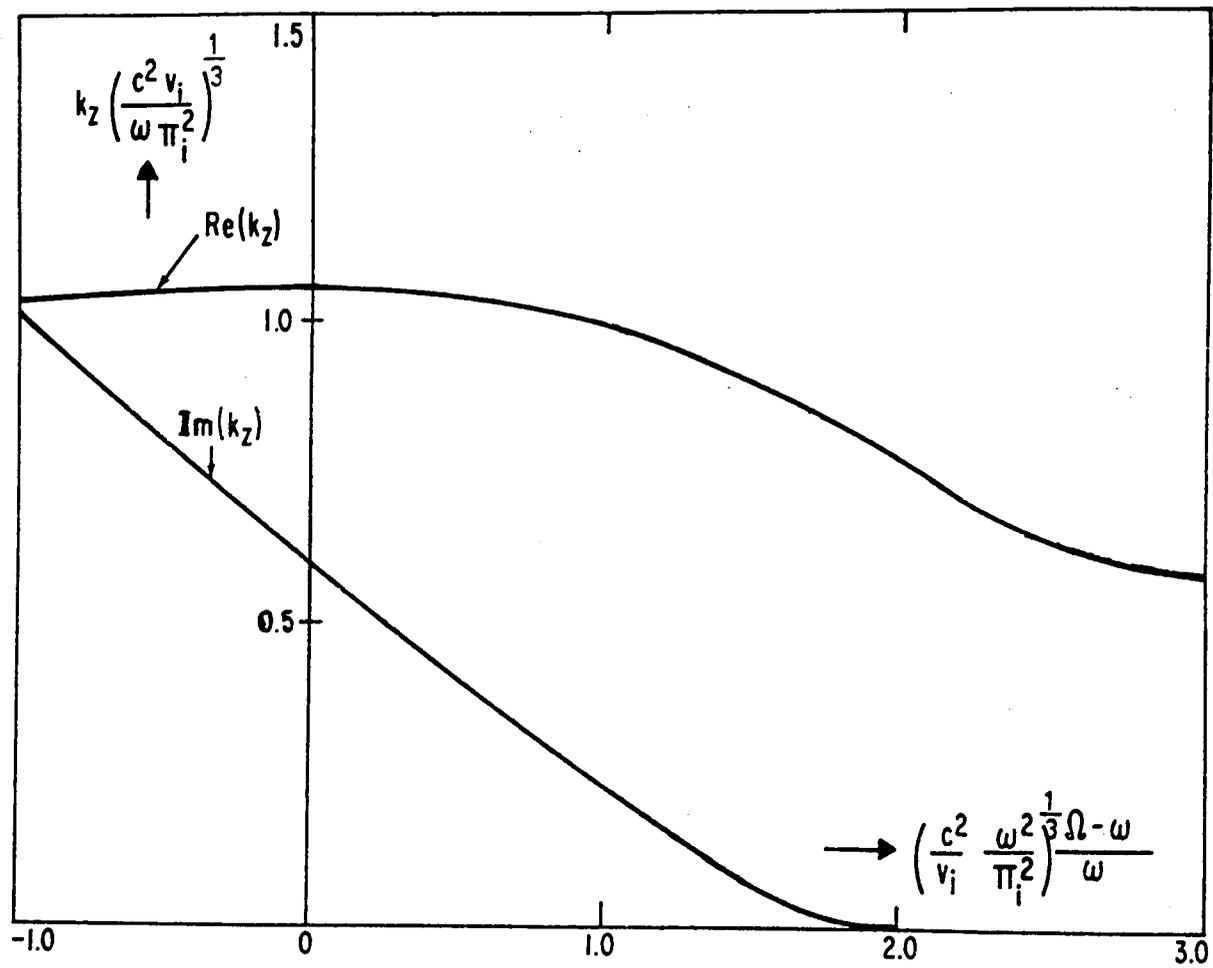
$$C = \{(K'_{xx} - k_z^2)^2 + K'_{xy}{}^2\} K'_{zz} / K'_{xx}$$

を得る。

この分散式は, slow 波であるイオンサイクロトロンモードと変形イオンサイクロトロンモードさらに Fast 波および静電波 (electrostatic ion cyclotron wave) をも含んでいる。

## (2) イオンサイクロトロンモード

サイクロトロン波は, 一般に磁力線方向に伝播する電磁波である。(3-35)式において  $k_x^2 = 0$  とおけば, 分散式は  $C = 0$  となる。この解は  $K'_{zz} = 0$ ,  $K'_{xx} + iK'_{xy} = k_z^2$ ,  $K'_{xx} - iK'_{xy} = k_z^2$  でそれぞれ静電波, Fast 波, イオンサイクロトロン波に対応している。(3-4), (3-5)式よりイオンサイクロトロン波の分散式は,



第3-7図 熱いイオンモデルによるイオンサイクロトロン波の分散関係 ( $k_x = 0$ ).<sup>(21)</sup>

$$k_z^2 = \frac{\omega_{Pi}^2}{c^2} \left[ \zeta_0^{(i)} Z\left(\zeta_{-1}^{(i)}\right) - \frac{\omega}{\omega_{ci}} \right] \quad (3-36)$$

で与えられる。

$\omega$  を実数と置いて 波数  $Re k_x$  及び減衰定数  $Im k_x$  を計算すれば、第3-7図を得る。

$\omega$  が  $\omega_{ci}$  に近づくにつれて  $Im k_x$  が増大しているが、これが良く知られたイオンサイクロトロン共鳴加熱を表わしており、更に  $\omega$  が  $\omega_{ci}$  に近づくとき、波数  $Re k_x$  は、 $\omega/\omega_{ci}$  に依らず、ほぼ一定になる。これは 減衰を考えると共振におけるQ値が下がり、共振がなまる事に対応している。

この結果は、磁場の様な区間を設けなくとも、トーラス全周を平均的に共鳴条件 ( $\zeta_{-1}^{(i)} \sim 1$ ) におこなれば、 $k_x = 0$  一定なイオンサイクロトロンモードの励起が可能なることを示している。 $Re k_x$  が磁場のリップル  $\omega/\omega_{ci}$  に依存しない範囲は、第3-7図から

$$-1 < \left( \frac{C^2 \omega^2}{V_{Ti}^2 \omega_{Pi}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{\omega - \omega_{ci}}{\omega} < 1 \quad \text{である。}$$

磁気軸上のイオンサイクロトロン周波数  $\omega_{ci_0}$  を波の周波数  $\omega$  と一致させた場合を考えると、磁場の不均一性(リップル)の深さ  $\frac{\Delta B}{B_0} = \epsilon$  と、 $\frac{\omega - \omega_{ci_0}}{\omega}$  の間には、

$$\epsilon = \frac{\Delta B}{B_0} = \frac{B - B_0}{B_0} = \frac{\omega_{ci} - \omega_{ci_0}}{\omega_{ci_0}} \quad (3-37)$$

の関係が成り立つ。したがって  $\epsilon \leq \epsilon_{\max}$  であるトーラスにイオンサイクロトロン波を励起する条件は、

$$\left( \frac{C^2}{V_{Ti}^2} \frac{\omega_p^2}{\omega_{Pi}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \epsilon_{\max} \lesssim 2 \quad (3-38)$$

である。変形してこの条件は、

$$\epsilon_{\max} < 1.5 \times 10^{-8} \left( \frac{n_i \cdot T_i}{B_0^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{MKS 単位}) \quad (3-38)'$$

となる。即ち、イオン  $\beta$  値 ( $\propto \frac{n_i \cdot T_i}{B_0^2}$ ) が大きい程磁場の不均一性に対する許容範囲が広い事になる。ヘリオトロンDの代表的パラメータ  $B_0 \approx 0.25 \text{ W/m}^2$ ,  $\epsilon_{\max} = 0.5$  を代入すれば、

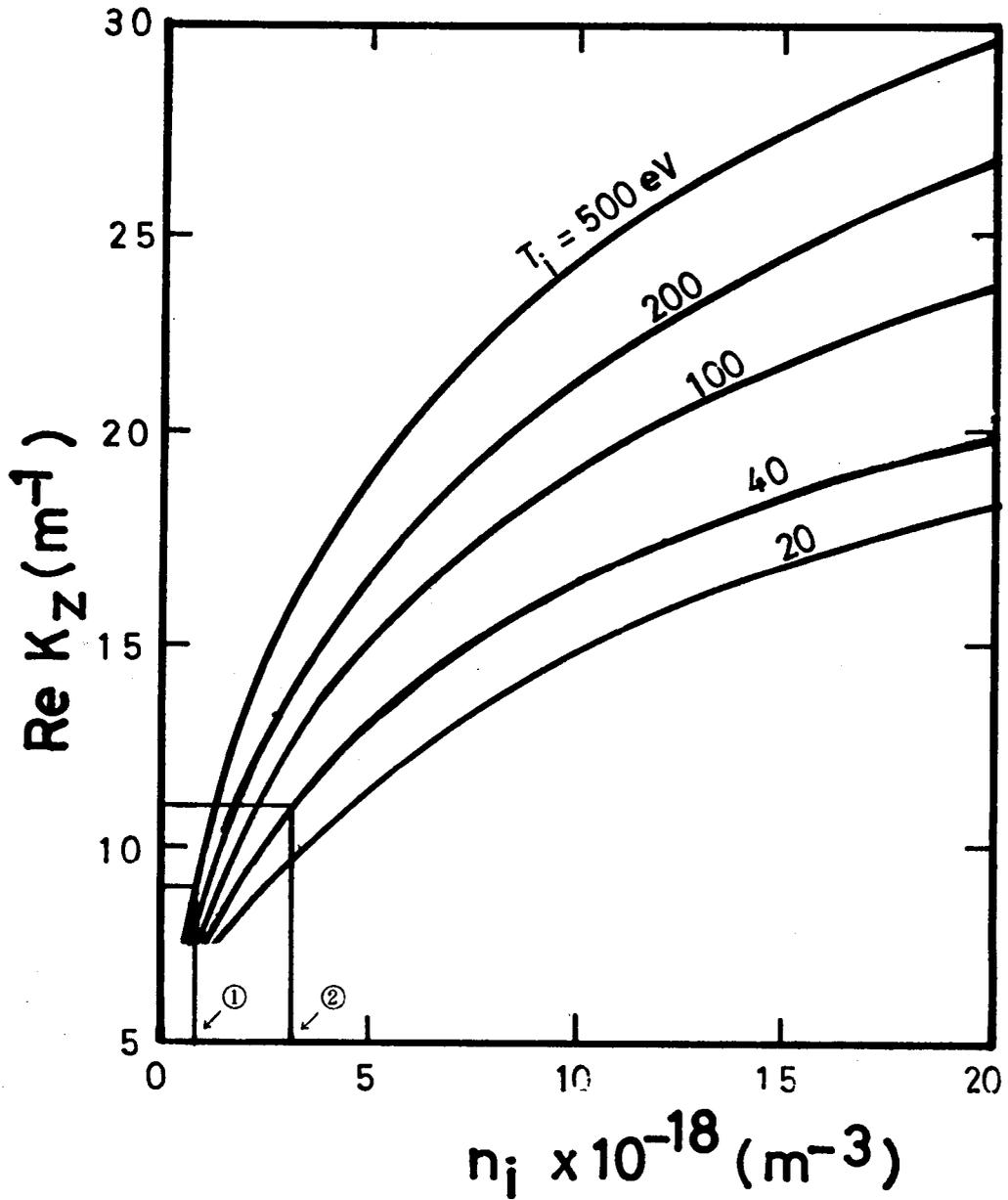
$n_i \cdot T_i$  の満足すべき条件として、

$$6 \times 10^{19} < n_i \cdot T_i \quad (\text{eV/m}^2) \quad (3-38)''$$

を得る。

(3-38)' によりイオンサイクロトロン波に対して  $n_i$  と  $T_i$  の積  $n_i \cdot T_i$  の満たすべき条件は決定されたが、 $n_i$  は任意に選ぶ事は出来ず、分散関係式から決定される。

$k_x = 0$  に対して  $Re k_x = 0$  一定の範囲では、3-7図に示す様に、分散関係式は



第8-8図 イオンサイクロトロン波の結合密度と波数  $Re k_z$  の関係  
 矢印②はヘリオトロンDの場合  
 矢印①は大型トーラスの場合

$$Re k_z \left( \frac{c^2 V_{Ti}}{\omega_{ci} \omega_{pi}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \approx 1 \quad (3-39)$$

で表わされる。(3-39)式から $(\omega_{ci} / m_i v_i)$ をパラメータとして $Re k_z$ と $n_i$ との関係を求めると第3-8図の様になる。図から明らかな様に、結合密度を上げるには、 $Re k_z$ を大きくしなければならない。ところが、励起コイルにより外部から $Re k_z$ を決めて波を励起する場合にはコイルとプラズマの結合効率を高くする為に、プラズマ直径( $a_p$ )とコイル波長をほぼ同じ大きさにする必要があり、大型トラス装置では、 $Re k_z (\propto 1/a_p)$ を大きくする事は出来<sup>(25)</sup>ない。例えば、プラズマ小半径が0.2 m以上のトラスでは、 $Re k_z < 12 m^{-1}$ となり、イオンサイクロトロン波の結合密度は $n_i < 1 \times 10^{18} m^{-3}$  ( $10^{12} cm^{-3}$ )程度になり、プラズマ中心部( $10^{19}$ 以上)まで伝播する事は出来ない。

以上の議論は、 $k_x = 0$ の場合について行なわれてきたが $k_x > 0$ の場合に総合密度がどの位まで上げる事が出来るかを検討する。 $k_x = 0$ に対応する総合密度を $n_{iL}$ と書けば、およそ $2 \times n_{iL}$ において、 $Re(k_x^2) \sim Re K_{xx}'$ になる。(3-35)式からこのとき $Re b \sim 0$ となる。これは、(3.1.2)節で述べたイオンサイクロトロン波のモード変換に他ならない。<sup>(44)</sup>したがって、将来のトカマック等では、イオンサイクロトロン波より、 $\zeta_0^{(e)} (= \frac{\omega}{k_{11} V_{Te}}) < 1$ ならば、変形イオンサイクロトロン波の方が基本的モードとなると考えられる。

### (3) 変形イオンサイクロトロンモード

分散関係式(3-35)の厳密解は、

$$k_x^2 = \frac{1}{2} (b \pm \sqrt{b^2 - 4C}) \quad (3-40)$$

である。この式は、(3-27)(3-28)式と同様にモード変換( $Re b \sim 0$ )の近傍を除いて次の様に展開する事が出来る。

$$k_x^2 = \frac{1}{2} \left[ b \pm |b| \sqrt{1 - \frac{4C}{b^2}} \right]$$

$$= \begin{cases} b & (Re b \gg 0) \\ \frac{C}{b} & (Re b \ll 0) \end{cases}$$

変形イオンサイクロトロンモードは、(3-27)式と同様に、

$$k_x^2 \sim b \quad (3-41)$$

で表わされる。 $b$ および $c$ を $K'_{ij}$ を含む具体的な形で計算する場合には、

近似解(3-41)は、厳密解(3-40)より簡単で数学的に取り扱いやすく、式の持っている物理的意味を把む事も比較的容易である。分散式(3-41)を解く為に  $b$  の具体的な形を求めよう。この際に  $K'_{xx}$  の中の  $\frac{-\omega}{\omega_{ci} + \omega}$  と  $K'_{xy}$  の中の  $\frac{\omega}{\omega_{ci} \omega + \omega_{ci}}$  なる項は、概ね1のオーダー(0(1))であるから、 $\zeta_0 \cdot Z(\zeta)$  の項(0(0))に比べて小さいとして省略する。この様にすると  $iK_{xx} = K_{xy}$  となり、計算が容易になる。 $b$  を実数部  $Re\ b \equiv b_r$  及び虚数部  $Im\ b \equiv b_i$  に分ければ、各々、

$$b_i = \left( 1 - \frac{Re(k_z^2) \cdot Re K'_{xx}}{|K'_{xx}|^2} \right) Im K'_{zz} + \left( \frac{Re(k_z^2) \cdot Re K'_{zz}}{|K'_{xx}|^2} \right) Im K'_{xx} - Im(k_z^2) \left( 1 + \frac{Re K'_{zz} \cdot Re K'_{xx} + Im K'_{zz} \cdot Im K'_{xx}}{|K'_{xx}|^2} \right) \quad (3-42)$$

$$b_r = \left\{ Re K'_{zz} + \frac{\omega_{pi}^2}{c^2} \cdot \frac{2\omega^2}{\omega_{ci}(\omega_{ci} + \omega)} - Re(k_z^2) \left( 1 + \frac{Re K'_{zz} \cdot Re K'_{xx} + Im K'_{zz} \cdot Im K'_{xx}}{|K'_{xx}|^2} \right) \right\} - Im(k_z^2) \left\{ \frac{Re K'_{xx} \cdot Im K'_{zz}}{|K'_{xx}|^2} - \frac{Re K'_{zz} \cdot Im K'_{xx}}{|K'_{xx}|^2} \right\} \quad (3-43)$$

となる。

又、 $C$  は、

$$C = \left( k_z^4 \frac{K'_{xx}}{|K'_{xx}|^2} - 2k_z^2 + \frac{\omega_{pi}^2}{c^2} \frac{2\omega^2}{\omega_{ci}(\omega_{ci} + \omega)} \right) \cdot K'_{zz}$$

である。

(3-42)、(3-43)式を(3-41)に代入すれば、変形イオンサイクロトロンモードの分散式を計算することが出来る。

次に  $\omega$ 、 $k_z$ 、 $T_e$ 、 $T_i$ 、 $n_i$  等に数値を代入し、波数及び減衰定数を計算する手法を示すことにする。減衰定数は、波数  $k$  を実数と仮定すれば、 $\omega$  が複素数となるから、その虚数部  $Im\ \omega$  より求める事が出来る。又、 $\omega$  を実数とすれば、減衰は  $Im\ k$  として求められる。

(i)  $\omega = \text{複素数}$ 、 $k = \text{実数}$  ( $k_z = \text{一定}$ )

先づ  $\omega$  が複素数、 $k$  が実数でかつ  $k_z = \text{一定}$  とした場合から検討する。

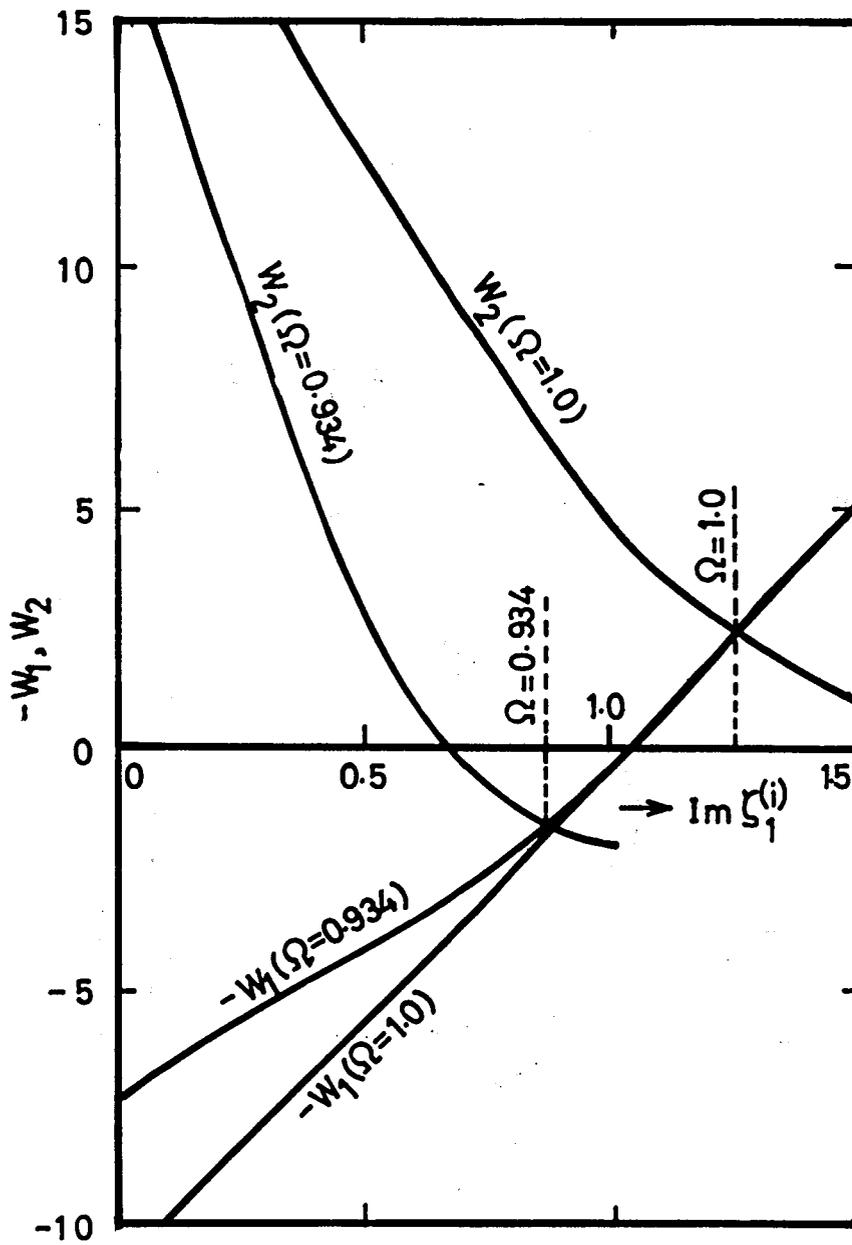
$k$  が実数であるから  $Im\ k_x = Im\ k_z = 0$  である。(3-42)を(3-41)式に代入して得られる方程式

$$\left\{ 1 - \frac{k_z^2 \cdot Re K'_{xx}}{|K'_{xx}|^2} \right\} Im K'_{zz} + \left\{ \frac{k_z^2 \cdot Re K'_{zz}}{|K'_{xx}|^2} \right\} Im K'_{xx} = 0$$

が、 $Im\ \omega$  について解くべき式となる。

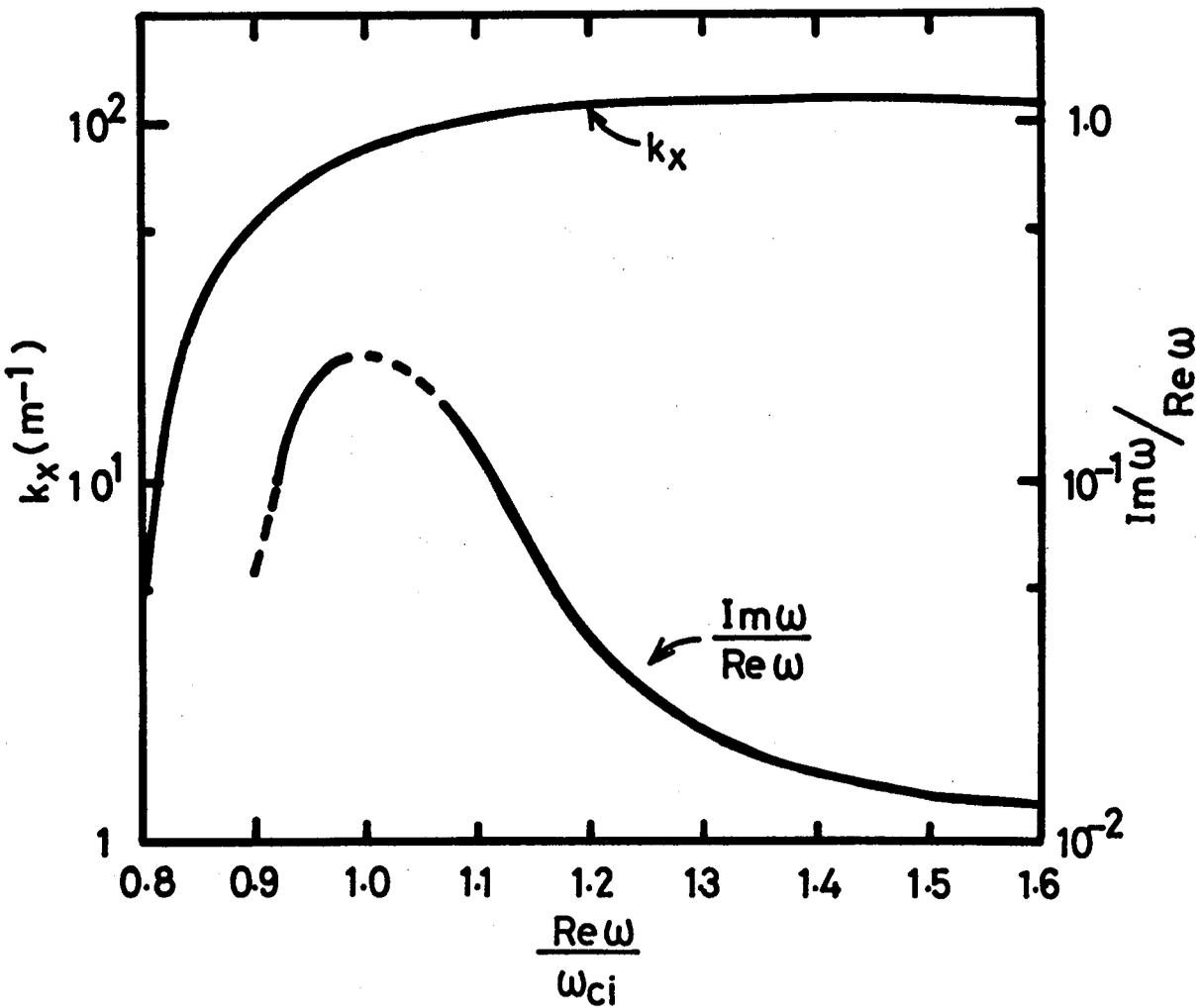
左辺 第一、第二項をそれぞれ  $Im\ \omega$  の関数  $W_1(Im\ \omega)$ 、 $W_2(Im\ \omega)$  と考えれば、(3-44)式

$$W_1(Im\ \omega) - W_2(Im\ \omega) = 0 \quad (3-44)'$$



第3-9図

変形イオンサイクロトロン波の減衰項の図式解法の例  
 ここで  $\Omega = \text{Re } \omega / \omega_{ci}$  である。



第3-10図  
 変形イオンサイクロトロン波の減衰。ここで  
 $T_e = 50 \text{ eV}$ ,  $T_e = 80 \text{ eV}$ ,  $k_{\parallel} = 1.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $Re \omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MHz}$   
 $n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$

を  $\text{Im } \omega$  について解く問題に帰着される。すなわち、 $\text{Im } \omega$  は、

$$\text{Re } \zeta_n^{(i)} = \frac{\text{Re } \omega - n \omega_{ci}}{k_z V_{Ti}}, \quad \text{Re } \zeta_0^{(e)} = \frac{\text{Re } \omega}{k_z V_{Te}}$$

$$\text{Im } \zeta_n^{(i)} = \frac{\text{Im } \omega}{k_z V_{Ti}}, \quad \text{Im } \zeta_0^{(e)} = \frac{\text{Im } \omega}{k_z V_{Te}}$$

を  $K'_{xx}(\zeta)$ ,  $K'_{zz}(\zeta)$  に代入し、 $W_1, W_2$  を  $\text{Im } \omega$  について計算すると、第3-9図の様な曲線が得られる。 $W_1, W_2$  の交点に対応する  $\text{Im } \omega$  が (3-44)' の解となる。得られた  $\text{Im } \omega$  を  $\text{Re } b$ , 即ち (3-43) 式に代入 (3-41) 式より  $\text{Re } k^2$  を計算すれば、変形イオンサイクロトロンモードの分散関係を得る事が出来る。

一般に  $|\zeta| \sim 1.0$  近傍になるとプラズマ分散函数  $Z$  は展開出来ない為、 $|\zeta| \sim 1.0$  付近で波の分散関係を知る事は難しくなる。しかし (3-44)' 式の様な形に分散式を近似する事により、変形イオンサイクロトロン波では、比較的容易に解が得られる。

第3-10図はヘリオトロン D ( $n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_i = 50 \text{ eV}$ ,  $T_e = 80 \text{ eV}$ ,  $\omega = 2\pi \times 1 \text{ MHz}$ ,  $k_z = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ) に対する計算例を示している。

特にヘリオトロン D では、 $\omega$  が  $\omega_{ci}$  に近づくにつれて、 $\text{Im } \omega$  が大きくなっており、これはイオンサイクロトロン減衰が主要な働きをなしている為と考えられる。しかしながら周波数の高い大型トカマック (磁場が強い為、 $\omega_{ci}$  が高くなる) では、 $\text{Im } \omega$  は  $\text{Re } \omega / \omega_{ci}$  にほとんど無関係となりイオンサイクロトロン減衰はほとんど作用しなくなると考えられる。

$|\zeta_{-1}^{(i)}| \gg 1$  又は、 $|\zeta_{-1}^{(i)}| \ll 1$  のときは、 $\text{Im } \omega$  を図式解法によらず直接求める事が出来る。

(3-44) 式に  $|K'_{xx}|^2 = (\text{Re } K'_{xx})^2 + (\text{Im } K'_{xx})^2$  をかけると、

$$\begin{aligned} & \{ (\text{Re } K'_{xx})^2 + (\text{Im } K'_{xx})^2 - k_z^2 \text{Re } K'_{xx} \} \text{Im } Z'(\zeta_0^{(e)}) \\ & + \{ k_z^2 \text{Im } K'_{xx} \} \text{Re } Z'(\zeta_0^{(e)}) = 0 \quad (3-44)'' \end{aligned}$$

$$\text{又, } \text{Re } K'_{xx} \cong \frac{\omega_{pi}^2}{2c^2} \left\{ \frac{1}{k_z V_{Ti}} (\text{Re } \omega \cdot \text{Re } Z(\zeta_{-1}^{(i)}) - \text{Im } \omega \cdot \text{Im } Z(\zeta_{-1}^{(i)})) \right\}$$

$$\text{Im } K'_{xx} \cong \frac{\omega_{pi}^2}{2c^2} \left\{ \frac{1}{k_z V_{Ti}} (\text{Im } \omega \cdot \text{Re } Z(\zeta_{-1}^{(i)}) + \text{Re } \omega \cdot \text{Im } Z(\zeta_{-1}^{(i)})) \right\}$$

と書けるから

$$\begin{aligned}
(\operatorname{Re} K'_{xx})^2 + (\operatorname{Im} K'_{xx})^2 &= \left( \frac{\omega_{Pi}^2}{2c^2} \cdot \frac{1}{k_z V_{Ti}} \right)^2 \\
&\times \left\{ \left( \operatorname{Re} \omega \cdot \operatorname{Re} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \right)^2 + \left( \operatorname{Im} \omega \cdot \operatorname{Im} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \right)^2 \right. \\
&+ \left. \left( \operatorname{Re} \omega \cdot \operatorname{Im} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \right)^2 + \left( \operatorname{Im} \omega \cdot \operatorname{Re} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \right)^2 \right\} \\
&= \left( \frac{\omega_{Pi}^2}{2c^2} \cdot \frac{1}{k_z V_{Ti}} \right)^2 \left\{ (\operatorname{Re} \omega)^2 + (\operatorname{Im} \omega)^2 \right\} \cdot |Z(\zeta_{-1}^{(i)})|^2
\end{aligned}$$

弱い減衰に対しては， $(\operatorname{Re} \omega)^2 \gg (\operatorname{Im} \omega)^2$  であるから，

$$(\operatorname{Re} K'_{xx})^2 + (\operatorname{Im} K'_{xx})^2 \simeq \left( \frac{\omega_{Pi}^2}{2c^2} \cdot \frac{1}{k_z V_{Ti}} \right)^2 \cdot (\operatorname{Re} \omega)^2 \cdot |Z(\zeta_{-1}^{(i)})|^2$$

よって(3-44)''は，

$$\begin{aligned}
&\left\{ \frac{\omega_{Pi}^2}{2c^2} \cdot \frac{(\operatorname{Re} \omega)}{k_z^3 V_{Ti}} |Z(\zeta_{-1}^{(i)})|^2 - \operatorname{Re} \omega \cdot \operatorname{Re} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \right\} \operatorname{Im} Z'(\zeta_0^{(e)}) \\
&+ \operatorname{Re} \omega \cdot \operatorname{Re} Z'(\zeta_0^{(e)}) \cdot \operatorname{Im} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \\
&+ \operatorname{Im} \omega \left\{ \operatorname{Im} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \cdot \operatorname{Im} Z'(\zeta_0^{(e)}) + \operatorname{Re} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \cdot \operatorname{Re} Z'(\zeta_0^{(e)}) \right\} = 0
\end{aligned}$$

(3-44)'''

$|\zeta_{-1}^{(i)}| \gg 1$  のとき， $Z(\zeta_{-1}^{(i)})$  は漸近展開され，

$$\begin{aligned}
Z &\simeq i \cdot 2 \sqrt{\pi} \exp(-\zeta^2) - \frac{1}{\zeta} \\
\operatorname{Re} Z &\simeq -\operatorname{Re} \left( \frac{1}{\zeta} \right) = \frac{-k_z^2 V_{Ti}}{(\operatorname{Re} \omega) - \omega_{ci}} \\
\operatorname{Im} Z &\simeq 2 \sqrt{\pi} \exp - \left\{ \frac{(\operatorname{Re} \omega) - \omega_{ci}}{k_z V_{Ti}} \right\}^2
\end{aligned}$$

さらに  $|\zeta_0^{(e)}| \ll 1$  (熱い電子) であるから  $Z'(\zeta_0^{(e)})$  は

べき級数展開され，

$$\operatorname{Re} Z'(\zeta_0^{(e)}) \simeq -2 \left( 1 - \sqrt{2} \frac{\operatorname{Im} \omega}{k_z V_{Ti}} \right) \simeq -2$$

$$\operatorname{Im} Z'(\zeta_0^{(e)}) \simeq -2\sqrt{\pi} \frac{Re \omega}{k_z V_{Te}} - \frac{4 \operatorname{Im} \omega}{Re \omega}$$

このとき,

$$\operatorname{Im} \omega(\zeta_{-1}^{(i)}) \cdot \operatorname{Im} Z'(\zeta_0^{(e)}) \ll \operatorname{Re} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \cdot \operatorname{Re} Z'(\zeta_0^{(e)}),$$

$$(\operatorname{Im} Z(\zeta_{-1}^{(i)}))^2 \ll (\operatorname{Re} Z(\zeta_{-1}^{(i)}))^2$$

となるから, (3-44)''' 式より

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \omega \simeq & \left\{ \frac{-\omega_{pi}^2 (Re \omega)^2}{2c^2 k_z^3 V_{Ti}} \operatorname{Re} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) + Re \omega \right\} \frac{\operatorname{Im} Z'(\zeta_0^{(e)})}{\operatorname{Re} Z'(\zeta_0^{(e)})} \\ & + \left\{ -\frac{Re \omega}{\operatorname{Re} Z(\zeta_{-1}^{(i)})} \right\} \operatorname{Im} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \end{aligned}$$

Z, Z' の展開を代入し,

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \omega = -Re \omega \cdot & \left[ \left\{ G \cdot \frac{k_z^2 V_{Ti}}{Re \omega - \omega_{ci}} + 1 \right\} \frac{\sqrt{\pi} Re \omega}{k_z V_{Te}} \right. \\ & \left. + 2\sqrt{\pi} \left\{ \frac{(Re \omega) - \omega_{ci}}{k_z V_{Ti}} \right\} \cdot \exp - \left\{ \frac{(Re \omega) - \omega_{ci}}{k_z V_{Ti}} \right\}^2 \right] \end{aligned}$$

を得る。ここで

$$G = \frac{\omega_{pi}^2 \cdot Re \omega}{2c^2 k_z^3 V_{Ti}}$$

である。

同様に  $|\zeta_{-1}^{(i)}| \ll 1$  のとき

$$\operatorname{Re} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) = -2 \operatorname{Re}(\zeta_{-1}^{(i)}) \simeq 0$$

$$\operatorname{Im} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \simeq \sqrt{\pi}$$

となる。よって(4-44)'''は,

$$Re \omega \left\{ G \cdot \operatorname{Im} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \cdot \operatorname{Im} Z'(\zeta_0^{(e)}) + Re \omega \cdot \operatorname{Re} Z'(\zeta_0^{(e)}) \right\} + \operatorname{Im} \omega \cdot \operatorname{Im} Z'(\zeta_0^{(e)}) = 0$$

$$+ \operatorname{Im} \omega \cdot \operatorname{Im} Z(\zeta_0^{(e)}) = 0$$

$$\begin{aligned}
& \operatorname{Re} \omega \cdot \left\{ G \cdot \operatorname{Im} Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \cdot \left( -2 \sqrt{\pi} \frac{\operatorname{Re} \omega}{k_z \nu_{Te}} - \frac{4 \operatorname{Im} \omega}{\operatorname{Re} \omega} \right) - 2 \right\} \\
& + \operatorname{Im} \omega \cdot \operatorname{Im} Z'(\zeta_0^{(e)}) = 0
\end{aligned}$$

$\frac{\operatorname{Re} \omega}{k_z \nu_{Te}} \ll 1$  であり,  $G$  は 1.4 項で記す様に通常  $1 < G$  であるから,

$$\operatorname{Im} \omega = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \omega \left\{ \frac{\sqrt{\pi} \operatorname{Re} \omega}{k_z \nu_{Te}} + \frac{1}{G \cdot \operatorname{Im} Z(\zeta_{-1}^{(i)})} \right\} \quad (3-45)'$$

となる。

(ii)  $\omega = \text{実数}$ ,  $k_x = \text{複素数}$ ,  $k_z = \text{定数}$

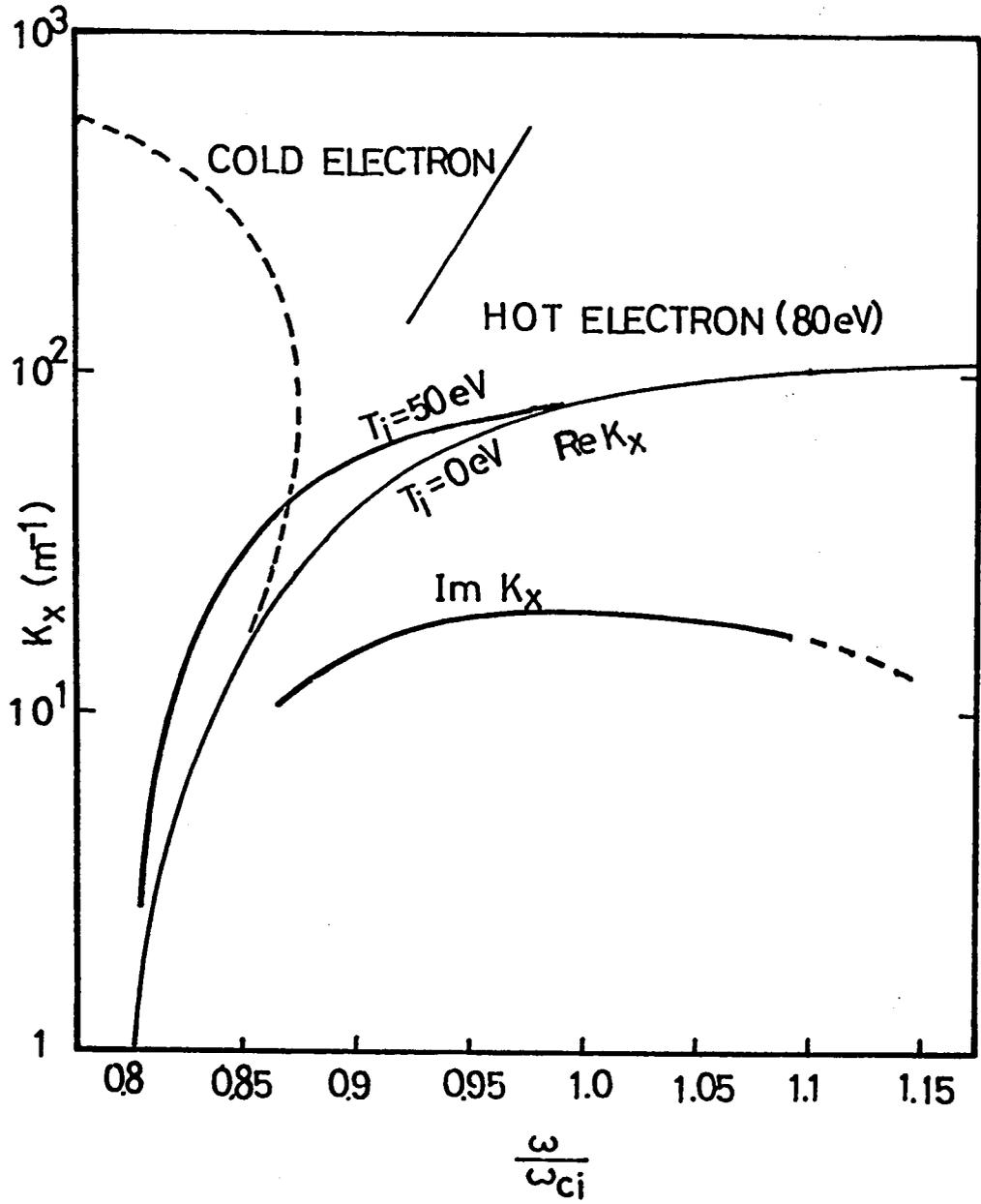
次に  $k_x$  を複素数とおいた場合を考える。これは,  $k_z$  について定在波, 即ち, トロイダル方向の減衰を無視した場合である。

$\operatorname{Im}(k_z) = 0$  ゆえ, (3-42), (3-43) 式は簡単化され,  $b$  の値は次の様に書ける。

$$\begin{aligned}
b &= b_r + i b_i \\
&= \left\{ \frac{\omega^2 P_i}{c^2} \frac{2\omega^2}{\omega_{ci}(\omega_{ci} + \omega)} + \operatorname{Re} K'_{zz} - k_z^2 \left( 1 - \frac{\operatorname{Re} K'_{zz} \cdot \operatorname{Re} K'_{xx} + \operatorname{Im} K'_{zz} \cdot \operatorname{Im} K'_{xx}}{|K'_{xx}|^2} \right) \right\} \\
&+ i \left\{ \left( 1 - \frac{k_z^2 \operatorname{Re} K'_{xx}}{|K'_{xx}|^2} \right) \operatorname{Im} K_{zz} + \left( \frac{k_z^2 \operatorname{Re} K'_{zz}}{|K'_{xx}|^2} \right) \operatorname{Im} K'_{xx} \right\}
\end{aligned}$$

$\omega$  及び  $k_z$  は実数であるから プラズマ分散函数  $Z(\zeta)$  の変数  $\zeta$  は実数である。しかも  $b_r, b_i$  は未知数  $\operatorname{Re} k_x, \operatorname{Im} k_x$  を含まないから,  $\operatorname{Re} k_x, \operatorname{Im} k_x$  は プラズマ密度及び  $\zeta_0^{(i)}, \zeta_0^{(e)}$  をあたえれば, 算術計算により容易に求められる。尚, モード変換領域 ( $b_r \sim 0$ ) の近くでは, 近似解は成立しないから, 厳密解 (3-40) により計算しなければならない。しかしながら (3-35) 式から解かる様に 係数  $C$  も  $k_x$  を含まないから, 同様に算術計算のみによって解く事が出来る。

一例として ヘリオトロン D 装置における実験パラメータ,  $k_z = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MHz}$ ,  $T_i = 0$  と  $50 \text{ eV}$ ,  $T_e = 0$  と  $80 \text{ eV}$ ,  $N_i = 9 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  に対して  $\operatorname{Re} k_x, \operatorname{Im} k_x$  を計算すると, 規格化イオンサイクロトロン周波数  $\omega/\omega_{ci}$  について第 3-11 図の様になる。図中 一点鎖線は  $T_i = 0$  の場合の分散式による  $k_x$  である。実線が  $T_i = 50, T = 80 \text{ eV}$  のときの  $\operatorname{Re} k, \operatorname{Im} k$  を表わす。尚  $\omega/\omega_{ci} = 0.88$



第3-11図 変形イオンサイクロトロン波の減衰。

$k_x = \text{復素数}$ ,  $k_z = \text{実数} = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MHz}$ ,  $T_i = 50 \text{ eV}$ ,  
 $T_e = 80 \text{ eV}$  ヘリウムプラズマ  $n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$

でモード変換がおこり  $0.9 < \omega/\omega_{ci}$  では変形イオンサイクロtronモードとなっている。図中破線は冷たい電子 ( $T_i = 0$ ) におけるイオンサイクロtronモードである。又、 $T_i = 50 eV$  の方が、 $T_i = 0 eV$  より  $Re k_z$  が  $\omega/\omega_{ci}$  によって変化しない事が同図から解る。これは、イオンサイクロtron波と同様にイオンの熱効果が磁場のリップルを乗り越え易くしている事を示している。さらに、 $\omega_{ci} < \omega$  では  $Re k_x$  は  $T_i$  と  $\omega/\omega_{ci}$  にはほとんど無関係になる。この様に波数  $k$  が  $\omega/\omega_{ci}$  によってあまり変わらないという事は、 $1/k_x$  とプラズマ半径が同じオーダーの場合でも変形イオンサイクロtronモードは、磁場の不均一な装置においても容易に励起される事を意味している。

(iii)  $\omega = \text{実数}$ ,  $k_x, k_z = \text{複素数}$ ,  $Re k_z = \text{一定}$

この場合には、 $Im k_x$  と  $Im k_z$  の関係をあたえる条件式が必要とされる。(前項では  $Im k_z = 0$  がこの条件式と同じ働きをした。)

波の群速度  $V_g$  は

$$V_g = \frac{d\omega}{dk} = \hat{x} \frac{d\omega}{dk_x} + \hat{z} \frac{d\omega}{dk_z}$$

であたえられる。又、波の減衰距離  $\lambda_{\text{damp}} = 1/|Im k|$  と減衰時間  $\tau_{\text{damp}} = 1/|Im \omega|$  との関係は弱い減衰 ( $|Im \omega| \ll |Re \omega|$ ,  $|Im k| \ll |Re k|$ ) のとき

$$V_g \cdot \tau_{\text{damp}} \approx \lambda_{\text{damp}}$$

と考える事が出来る。<sup>(83)</sup> したがって

$$V_{gx} / |Im \omega| = 1 / |Im k|$$

$$V_{gz} / |Im \omega| = 1 / |Im k|$$

一方、 $Re k_x, Re k_z$  の間には減衰が弱いならば分散式(3-32)'が概ね成立するから

$$V_{gx} = \frac{2\omega}{2Re k_x} = \text{const} \cdot Re k_z$$

$$V_{gz} = \frac{2\omega}{2Re k_z} = \text{const} \cdot Re k_x$$

となる。よって

$$\frac{V_{gx}}{V_{gz}} = \frac{Im k_z}{Im k_x} = \frac{Re k_z}{Re k_x} \quad (3-46)$$

となる。

(3-42), (3-43)式および(3-41)式に 任意の  $\text{Im } k_z$  を代入し, (3-46) を満足する  $\text{Im } k_z$  を求める問題に帰着される。これは 電子計算機によらなければ通常取り扱う事は出来ない。ヘリオトロンDにおける計算結果の一例を述べれば,  $k_z$  = 実数の場合と同じプラズマパラメータのとき,  $\omega/\omega_{ci} = 0.95$  で  $\text{Re } k_z = 9.7 \text{ m}^{-1}$ ,  $\text{Im } k_z \approx 9 \text{ m}^{-1}$ ,  $\text{Im } k_x \approx 1.25 \text{ m}^{-1}$  である。したがって磁力線方向の減衰距離  $\lambda_{dH}$  は約  $0.8 \text{ m}^{-1}$  である。ヘリオトロンDでは, トロイダル方向の周長が約  $7 \text{ m}$  あるから, 変形イオンサイクロトロン波は, 定在波とはならないと考えられる。

#### 1.4 イオン及び電子加熱の割合

前節において, 変形イオンサイクロトロン波の減衰を イオンサイクロトロン減衰と電子ランダウ減衰を考慮した熱いプラズマモデルに対する分散式により検討し, ヘリオトロンDプラズマパラメータでは, イオンサイクロトロン減衰が 主要な働きをなしていると考えられる事を述べた。

本節では, イオンと電子のエネルギー吸収を移動度テンソル〔M〕を用いた計算により求め, イオンと電子のエネルギー吸収割合を計算する。この計算により イオンの理論加熱効率とプラズマパラメータの関連を明らかにする。計算における仮定は, 前節(1.3)と同一である。

プラズマの単位体積あたりのエネルギー吸収Pは

$$\sum_j (N_j e_j \langle \mathbf{v} \rangle_j \cdot \mathbf{E}) = \sum_j P_j = P \quad (3-47)$$

である。<sup>(74)</sup>

ここで  $N_j$  は単位積あたりの  $j$  種の荷電粒子数,  $e_j$  は単位電荷とその正負の符号,  $\langle \mathbf{v} \rangle_j$  は粒子の熱速度の平均である。 $\mathbf{E}$  は波動電界ベクトルで 減衰が弱い ( $|\text{Re } \omega| \gg |\text{Im } \omega|$  又は  $|\text{Re } k| \gg |\text{Im } k|$ ) とき, 波動方程式(3-2)から計算する事が出来る。

$\omega$ ,  $k$  のいずれかを実数と仮定すれば,  $\langle \mathbf{v} \rangle_j$  は無次元の移動度テンソル〔M〕により

$$\langle \mathbf{v} \rangle_j = \frac{1}{B_0} [M]_j \cdot \mathbf{E} \quad (\text{m/sec})$$

で表わされる。これを(3-47)式に代入し,  $j$  種の荷電粒子のエネルギー吸収  $P_j$  は,

$$P_j = \left[ \frac{N_j \cdot e_j \cdot e_j}{4 B_0} (\mathbf{E} \cdot [M]_j^* \cdot \mathbf{E}^* + \mathbf{E} \cdot [M]_j \cdot \mathbf{E}) \right] \quad (\text{watt/m}^3) \quad (3-48)$$

ここで,  $N_j$ ; 荷電粒子密度 ( $\text{m}^{-3}$ ),  $e_j$ ; 電荷 ( $1.6 \times 10^{-19}$  クーロン) である。

##### (i) イオンによる吸収エネルギー $P_i$

先づイオンによる吸収エネルギー  $P_i$  について計算する。吸収過程としてイオンサイクロトロン減衰のみを考慮する。このとき, イオンサイクロトロン減衰項は  $M_{xy}$ ,  $M_{yx}$ ,  $M_{yy}$  のみに現われ

る。変形イオンサイクロトロン波では、 $|E_x|^2 \gg |E_y|^2$  であるから、

$$|E_{-1}|^2 \simeq |E_x + iE_y|^2 \simeq |E_x|^2$$

$$\mathbf{E} \cdot (\mathbf{M}^*)_i \cdot \mathbf{E}^* + \mathbf{E}^* \cdot (\mathbf{M}_i) \cdot \mathbf{E} = 2 |E_x|^2 \cdot \text{Re } M_{xx}$$

$\omega$  を実数として

$$P_i = \frac{N \cdot e}{4B_0} \cdot \frac{\omega_{ci}}{\omega} \cdot (\zeta_0^{(i)}) \cdot \text{Im } Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \cdot |E_x|^2 \quad (3-49)$$

で与えられる。

(ii) 電子による吸収エネルギー  $P_e$

電子によるエネルギー吸収は、ランダウ減衰に基づく。 $\lambda e \sim 0$  ゆえ、この項は  $M_{zz}$  のみに現われ、 $P_e$  は  $\omega$  を実数として

$$P_e = \frac{-N \cdot e}{4B_0} \cdot \frac{2\omega_{ce}}{\omega} (\zeta_0^{(e)})^2 \text{Im } Z'(\zeta_0^{(e)}) \cdot |E_z|^2$$

で与える。

(iii) イオン・電子のエネルギー吸収比

(3-57)、(3-58)の両者の比をとると、

$$\frac{P_i}{P_e} = \left\{ \frac{-\omega}{2\omega} \cdot \frac{(\zeta_0^{(i)})}{(\zeta_0^{(e)})} \cdot \frac{\text{Im } Z(\zeta_{-1}^{(i)})}{\text{Im } Z'(\zeta_0^{(e)})} \right\} \frac{|E_x|^2}{|E_z|^2} = \frac{\text{Im } K_{xx}}{\text{Im } K_{zz}} \cdot \frac{|E_x|^2}{|E_z|^2} \quad (3-51)$$

$\text{Im } K_{xx}$ 、 $\text{Im } K_{zz}$  は、前節と同様に決定され、 $|E_x|^2/|E_z|^2$  は波動方程式(3-1)より計算される。(3-33)式と同様にして(3-2)式の第三行より

$$-\frac{E_x}{E_z} = \frac{K'_{zz} - k_x^2}{k_x k_z} \quad (\text{但し } |K_{xy}| \ll |K_{zz}|)$$

なる関係が得られる。

さらに  $k_x^2$  は(3-35)および(3-41)式により

$$k_x^2 \simeq b \simeq [K'_{zz} - k_z^2 \cdot (1 + \frac{K'_{zz}}{K'_{xx}})] \quad (3-52)$$

と表わされるから、分子は、

$$K'_{zz} - k_x^2 \simeq k_z^2 \cdot (1 + \frac{K'_{zz}}{K'_{xx}})$$

よって、 $|K_{zz}| \gg |K_{xx}|$  のとき

$$-\frac{E_x}{E_z} = \frac{k_z^2 \left(1 + \frac{K'_{zz}}{K'_{xx}}\right)}{k_x k_z} \approx \frac{k_z}{k_x} \cdot \frac{K'_{zz}}{K'_{xx}} \approx \frac{k_z \sqrt{K'_{zz}}}{K'_{xx}} \quad (3-53)$$

と近似される。両辺を二乗して

$$\frac{|E_x|^2}{|E_z|^2} = \frac{|k_z^2| |K'_{zz}|}{|K'_{xx}|^2} \quad (3-53)'$$

となる。(3-53)式は(3-34)式においてイオンの熱速度を考慮した場合に相当している。

(3-53)'を(3-51)に代入し、 $P_i/P_e$  は

$$\begin{aligned} \frac{P_i}{P_e} &= |k_z^2| \cdot \frac{\text{Im } K'_{xx}}{\text{Im } K'_{zz}} \cdot \frac{|K'_{zz}|}{|K'_{xx}|^2} \\ &= \frac{\text{Im } Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \cdot \sqrt{(\text{Re } Z'(\zeta_0^{(e)}))^2 + (\text{Im } Z'(\zeta_0^{(e)}))^2}}{2c^2 \frac{\omega}{k_z^3 V_{Ti}} \left\{ (\text{Re } Z(\zeta_{-1}^{(i)}) \right)^2 + (\text{Im } Z(\zeta_{-1}^{(i)}))^2 \right\} \cdot \text{Im } Z'(\zeta_0^{(e)})} \end{aligned} \quad (3-54)$$

となる。ここで  $\omega$  は実数で  $|\text{Re } k_z| \gg |\text{Im } k_z| \sim 0$  とする。

プラズマパラメータの集合された係数は、(3-54)式の分母に含まれ、これを

$$G \equiv \frac{\omega^2 P_i}{2c^2} \cdot \frac{\omega}{k_z^3 V_{Ti}} \quad (3-55)$$

と定義すると、 $\frac{P_i}{P_e}$  は  $G$  に逆比例している。(3-54)式を利用して イオンの理論加熱効

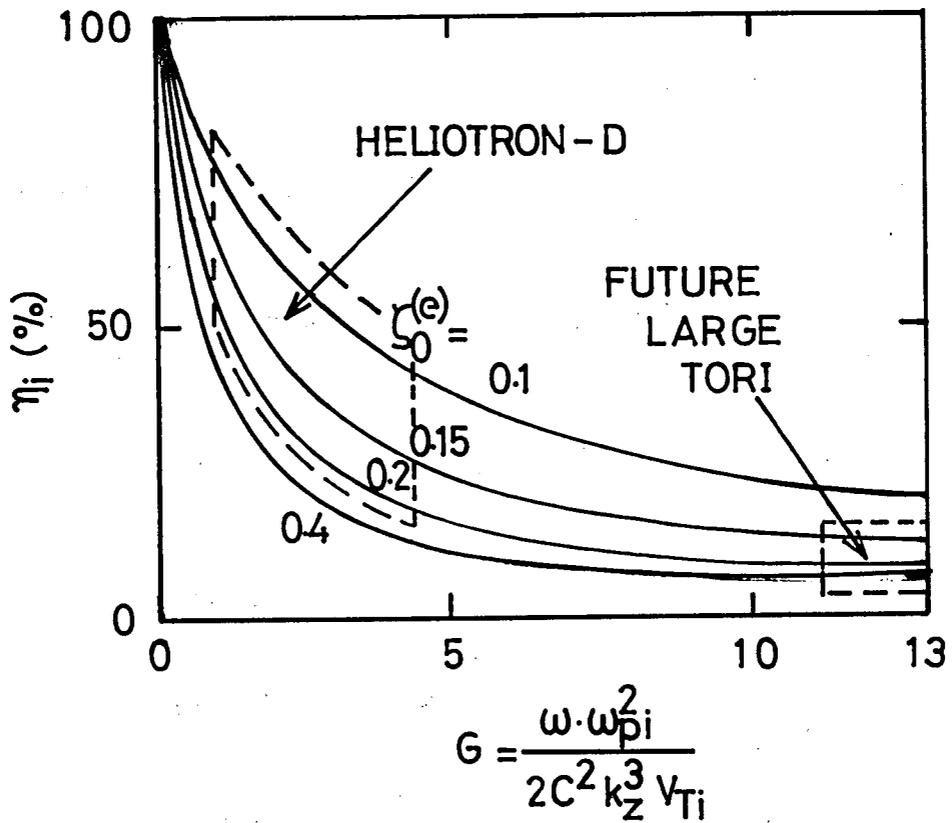
率  $\eta_i$  を

$$\eta_i = \frac{P_i}{P_i + P_e} = \left\{ \frac{P_i}{P_e} \left/ \left( \frac{P_i}{P_e} + 1 \right) \right. \right\} \times 100\% \quad (3-56)$$

にて定義すれば、 $\eta_i$  は、 $G$  が大きくなると低下する事が明らかとなる。

$\eta_i$  の  $G$  に対する依存性を  $\zeta_0^{(e)}$  をパラメータとして計算すると第3-12図の様になる。

$G$  が  $G \leq 1$  のときには 変形イオンサイクロトロン波でも 有効なイオン加熱が認められるが、 $G$  が大きくなるにつれて電子加熱が主になる事が示されている。図中に破線にて囲んだ領域は、へ



第3-12図 イオンの理論加熱効率，ここで，

$$\eta = \frac{P_i}{P_e + P_i} \times 100\% , \quad \omega = \omega_{ci}$$

全ての衝突効果は無視してある。

リオトロンDおよび将来の大型トカマックプラズマに対するGの範囲と対応する $\eta_i$ の大きさを示している。ヘリオトロンDでは  $1 < G < 4$  であり、有効なイオン加熱が期待されるが、将来の装置では  $10 < G$  となるからイオンのサイクロトロン加熱は、ほとんど起こらないと考えられる。

ヘリオトロンDでGが小さくなる理由は、磁場が弱く  $\omega$  ( $\sim \omega_{ci}$ ) が他に比較して10分の1以下である為である。

### 1.5 有限イオンラーモア半径の効果による修正

1.1~1.4節の議論はすべてイオンの有限ラーモア半径の効果を見捨てるものとして行ってきた。しかしながら変形イオンサイクロトロン波では、プラズマ密度が余り高くなってくると  $\lambda_x = 2\pi/k_x$  が小さくなり、イオンラーモア半径と同じオーダーとなることが考えられる。このときには、有限ラーモア半径効果を無視させる理論はもはや成立せず、イオンラーモア半径効果を考慮せる修正を加えねばならない。この場合の解析は非常に複雑になるため、ここでは有限ラーモア半径を無視した理論の適用限界を求めることを中心に述べる。

#### (i) 有限イオンラーモア半径を無視した理論の限界

ラーモア半径効果は展開パラメータ  $\lambda$  の形で導入される。イオンに関し、

$$\lambda_i = \frac{\kappa T_i}{\omega_{ci}^2 m_i} \cdot k_x^2 = \frac{1}{2} \rho_i^2 (k_x^2 + k_y^2) = \frac{1}{2} \rho_i^2 k_x^2 \quad (3-57)$$

ここで  $\rho_i$  はイオンのラーモア半径である。

$\lambda_i = 0$  において得られた前節までの議論では、 $\kappa_x^2$  は、(3-32)より

$$k_x^2 (\lambda_i = 0) \simeq K_{zz} \simeq \frac{-\omega_{pe}^2}{c^2} \cdot \frac{\omega^2}{k_z^2 v_{Te}^2} Z'(\zeta_0^{(e)}) \quad (\zeta_0^{(e)} \ll 1) \quad (3-58)$$

である。

よって前節までの議論が成立する為には、

$$\lambda_i = \frac{1}{2} \rho_i^2 k_x^2 = \frac{1}{2} \frac{\omega_{Pi}^2 \cdot \omega^2 \cdot T_i}{c^2 \cdot \omega_{ci}^2 \cdot T_e \cdot k_z^2} Z'(\zeta_0^{(e)}) = \frac{\gamma}{\zeta_0^{(e)}} \left( \frac{\omega}{\omega_{ci}} \right)^2 Z'(\zeta_0^{(e)}) \ll 1$$

でなければならない。ヘリオトロンD実験パラメータ  $k_z = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $T_e = 80 \text{ eV}$ ,  $T_i = 50 \text{ eV}$   
 +  
 H<sub>e</sub>イオン,  $n_i = 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $\omega \sim \omega_{ci}$  において(3-58)式を計算すると、 $|\lambda_i| \simeq 0.18$   
 となり  $\lambda_i \sim 0$  とした理論は概ね成立する。しかしながら、プラズマ密度  $n_i \geq 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  では

$\lambda_i \geq 0.45$  となり  $\lambda_i$  に関する 1 次の展開を考慮せねばならない。さらにヘリオトロン E パラメータ,  $k_z = 8 \text{ m}^{-1}$ ,  $T_e = T_i = 1 \text{ KeV}$ ,  $D^+$  イオン  $n_i = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $\omega \sim \omega_{ci}$  においては,  $\lambda_i \simeq 7.5 \gg 1$  となり  $\lambda_i$  の高次の展開を含む様になる。

(ii)  $\lambda_i$  の 1 次の展開を含む分散式 ( $\lambda_i < 1$ ,  $\lambda_i^2 \ll 1$ )

誘電率テンソル各項は,  $\lambda_i$  の 1 次展開を含むとき,

$$\begin{aligned}
 K'_{xx} &= (1 - \lambda_i) K'_{xx}(0) \\
 K'_{yy} &= (1 - 3\lambda_i) K'_{xx}(0) \\
 K'_{xy} &= i(1 - 2\lambda_i) K'_{xx}(0) \\
 K'_{zz} &= K'_{zz}(0) + \lambda_i \frac{\omega_{pi}^2}{c^2} \zeta_0^{(i)} \zeta_{-1}^{(i)} \cdot \frac{Z'(\zeta_{-1}^{(i)})}{2} \\
 &\quad \text{----- (3-59)} \\
 K'_{xz} &= \frac{\omega_{pi}^2}{2c^2} \cdot \frac{\omega}{\omega_{ci}} \cdot \frac{k_z}{k_x} Z'(\zeta_{-1}^{(i)}) \\
 K'_{yz} &= \frac{i\omega_{pi}}{2c^2} \cdot \frac{\omega}{\omega_{ci}} \cdot \frac{k_x}{k_z} (Z'(\zeta_{-1}^{(i)}) + Z'(\zeta_0^{(e)})) \simeq -iK_{xz} \\
 K'_{xx}(0) &= \frac{\omega_{pi}^2}{2c^2} (\zeta_0^{(i)} Z(\zeta_{-1}^{(i)}))
 \end{aligned}$$

波動方程式 (3-2) において行列各項の大きさの評価を行なう。

$|K'_{xx}|$  と  $|K'_{xz}|$  について,

$$\frac{|K'_{zz}|}{|K'_{xx}|} = \frac{1}{\sqrt{2\lambda_i}} \quad (3-60)$$

$|K'_{xz}|$  と  $|k_x \cdot k_z|$  について  $|\zeta_{-1}^{(i)}| \sim 1$ ,  $\omega \simeq \omega_{ci}$  とおけば

$$\frac{|K'_{xz}|}{|k_x k_z|} \simeq \frac{\omega_{pi}^2}{2c^2} \cdot \frac{\omega}{\omega_{ci}} \left| \frac{1}{k_z^2} \right| \cdot \left| Z'(\zeta_{-1}^{(i)}) \right| \simeq \frac{\omega_{pi}^2}{2c^2 |k_z^2|} \quad (3-61)$$

$$\frac{|K_{zz}|}{|K_{xx}|} \geq \frac{|K_{zz}(0)|}{|K_{xx}(0)|} \gg 1, \quad (3-62)$$

ヘリオトロンDパラメータにおいて、 $n_i > 2 \times 10^{19} m^{-3}$  に対し、 $\frac{|K_{xx}|}{|K_{zz}|} \geq 1$ 、 $\frac{|K_{zz}|}{|k_x k_z|} \geq 1$  である。よって、(3-41)と同様な近似を行なう事が可能で、分散式は、

$$k_x^2 \simeq K'_{zz} = \frac{-\omega_{Pe}^2}{c^2} (\zeta_0^{(e)})^2 Z'(\zeta_0^{(e)}) + \lambda_i \frac{\omega_{Pi}^2}{c^2} \zeta_0^{(i)} \zeta_{-1}^{(i)} \frac{Z'(\zeta_{-1}^{(i)})}{2} \quad (3-63)$$

になる。ここで注意すべきは、(3-63)の右辺にイオンの項を含んでいる点である。イオンの項の大きさを評価する為に  $\lambda_i = \frac{1}{2} \rho_i^2 \cdot k_x^2$  を代入して書き直すと

$$k_x^2 = \left\{ \frac{-\omega_{Pe}^2}{c^2} \cdot (\zeta_0^{(e)})^2 \cdot Z'(\zeta_0^{(e)}) \right\} / \left\{ 1 - \frac{\omega_{Pi}^2}{2c^2 k_x^2} \cdot \frac{\omega(\omega - \omega_{ci})}{\omega_{ci}^2} Z'(\zeta_{-1}^{(i)}) \right\} \quad (3-63)'$$

分母第二項は、(3-63)の成立する範囲で1より小さく、したがって、有限ラーモア半径 ( $\lambda_i < 1$ ) の効果は、分散式を本質的に変化させる事はない。

これは、 $K'_{zz}$ ,  $K'_{yz}$ 等、すべてのテンソル成分を含めた電子計算機による計算結果と一致している。

### 1.6 Fast モードとの比較

前節までの議論により 変形イオンサイクロトロン波の減衰に関する一応の知識が得られた。最後に Fast モードの減衰と比較して、大型トカマク、ヘリオトロンDなど種々の装置において Fast モードと変形イオンサイクロトロンモードの得失を検討する。

簡単の為に イオンの有限ラーモア半径の因子  $\lambda_i \sim 0$  と仮定する。 $\omega$  を複素数、 $k$  を実数とすれば(3-45)'より 変形イオンサイクロトロン波の減衰  $(\text{Im } \omega)_{\text{MICW}}$  は

$$(\text{Im } \omega)_{\text{MICW}} = -\frac{1}{2} \text{Re } \omega \left\{ \frac{\sqrt{\pi} (\text{Re } \omega)}{k_z v_{Te}} \frac{1}{G \cdot \text{Im } Z(\zeta_{-1}^{(i)})} \right\}$$

で表わされる。

(3-45)'

他方、fast モードの減衰は、Perkins<sup>(45)</sup> によりあたえられ、イオンに関し、

$$(\text{Im } \omega)_{\text{FW}} = -\frac{1}{3} k_z \cdot V_{Ti} \cdot \frac{1}{\text{Im } Z(\zeta_{-1}^{(i)})} \quad (3-64)$$

ここで  $\omega/\omega_{ci} \simeq 1$  である。

(3-45)' のイオンの項と (3-64) の比をとれば,

$$\frac{(\text{Im } \omega)_{\text{MICW}}}{(\text{Im } \omega)_{\text{FW}}} = 3 \cdot \frac{(k_z^2)}{(k_x^2)_{\text{FW}}}$$

Fast wave の分散式は,  $k^2/\omega^2 = 1/V_A^2$  (ここで  $V_A^2 = c^2 \cdot \left(\frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{ci}^2}\right)$ ; Alfvén 速度)

ゆえ,  $k_z^2 \ll k_x^2$  のとき,  $k_x^2 \simeq \frac{\omega_{pi}^2}{c^2}$  となる。よって,

$$\frac{(\text{Im } \omega)_{\text{MICW}}}{(\text{Im } \omega)_{\text{FW}}} = \frac{3c^2}{\omega_{pi}^2} (k_z)_{\text{MICW}}^2 \quad (3-65)$$

ヘリオトロンD装置のパラメータで概算すれば, (3-65)式の値は5~10となり変形イオンサイクロトロン波の方が強い減衰を受けると考えられる。

尚, 注意すべきことは, 変形イオンサイクロトロン波の減衰項(3-45)'は有限なラーモア半径を無視した議論の成立するパラメータ範囲でのみ正しい事である。Fast  $(\lambda_x)$  が小さくなる様な高密度プラズマでは, 変形イオンサイクロトロン波の減衰は, 有限ラーモア半径を考慮した議論を必要とし, (3-65)に修正を加えなければならない。

## 第2節 トロイダルプラズマにおける変形イオンサイクロトロン波の理論

前節においては、解析は全て無限一様プラズマに限って行なわれた。

本節では、これら無限一様プラズマにおける波動理論をトロイダルプラズマへ適用する場合の問題について考える。トロイダルプラズマにおける問題は、二つに大別される。第一は、プラズマが境界を有する有限な広がりを持つことに関し、生ずる *accessibility* の問題、第二は、磁束密度の空間変化、磁力線の曲がり等、磁場の非一様性に関する問題である。

### § 2-1 変形イオンサイクロトロン波の *Accessibility*

一定領域に閉じ込められたプラズマに外部から振動電(磁)界を加え、プラズマ中に波動を励起することが出来るならば、その波動は、*accessible* であると定義する。プラズマと真空の境界ではプラズマ密度の勾配が存在し、*accessibility* の問題を考えるには、必然的にこの境界領域における波動の性質を知らねばならない。

前節と同様、 $x, y, z$ 座標系をもちい、磁場は  $Z$  方向を向き、密度勾配は  $x$  方向に存在し、 $\frac{\partial}{\partial y} = 0, k_y = 0$  とする。プラズマ柱中心部は、変形イオンサイクロトロン波の存在できるプラズマパラメータになっていると仮定する。

プラズマ密度変化の特性長  $(\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x})^{-1}$  と、波動(電界)の波長  $\lambda_x = 2\pi/k_x$  の相対的大小関係により、境界領域の電界(又は、波動)の様子は2つに大別される。第一は、密度変化が波長に比べ十分ゆっくりしているならば、所謂 W.K.B. 近似が成立する。変形イオンサイクロトロン波を励起するプロセスをこのモデルで考える。第3-7図に示すごとく、真空中の電界のエネルギーは、*evanescent* 領域で一部反射され、残りはイオンサイクロトロン波のエネルギーとなり、しだいに密度の高い部分に伝わってゆく。

イオンサイクロトロン波の垂直共鳴 ( $\frac{k_z^2 c^2}{\omega^2} = S$ ) において  $|\frac{\omega}{k_z v_{Te}}| \ll 1$  ならば波動エネルギーは吸収されることなく変形イオンサイクロトロン波に変換され、さらに高密度側に伝播してゆく。従って変形イオンサイクロトロン波の *accessibility* とは *evanescent* 領域及びモード変換におけるエネルギー吸収が少ないことに対応している。

第二として、プラズマ密度変化が急で、イオンサイクロトロン波及びモード変換(垂直共鳴)領域の厚さがその領域におけるプラズマパラメータで計算される波長より十分短いならば、もはや、W.K.B. 近似は成立しない。これらの解析には、波動方程式を不均一場で直接解かなければならない。密度勾配が  $x$  方向を向き、磁場が  $z$  方向を向くとするスラブモデルにおいて、波動方程式(3-1)は、 $\mathbb{E} = \mathbb{E}(x) \exp(i k_z z - \omega t)$  なる電解に対し、 $\frac{\partial}{\partial y} = 0$  とおいて

$$-ik_z \frac{\partial E_x}{\partial x} - (S'(x) - k_z^2) E_x = -iD'(x) E_y$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (S'(x) - k_z^2) E_y = -iD'(x) E_x$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x^2} + K'_{zz}(x) E_x = ik_z^2 \frac{\partial E_x}{\partial x}$$

の形に書かれる。ここで、 $S(x)$ 、 $D(x)$ は(3-21)、(3-22)、(3-20)において $\omega_{pi}$  又は $\omega_{ci}^2$  を $x$ の関数とおくことを意味する。粒子の速度分布及びマクロな粒子の流れを無視する限りこの記述は正しい。実際には境界条件をあたえ、数値的に解かねばならない。

## 2-2 磁場の不均一性、回転変換、シャー等の影響

磁場の不均一性、回転変換、シャー等、磁場の変化の波動に及ぼす影響を理論的に解析する事は容易ではない。ここでは、定性的考察のみを述べることにする。

### (i) 不均一性

変形イオンサイクロロンモードは、イオンサイクロロンモードと異なり、イオンサイクロロン共鳴を有せず、しかも、低次のオーダーに磁場の項、即ちサイクロロン周波数を含んでいない。分散式(3-32)を再記すれば

$$\omega^2 \simeq k_{\parallel}^2 \cdot k_{\perp}^2 \cdot \frac{1}{\omega_{ci}^2} \cdot c^2 \left( \frac{2kT_e}{m_i} \right) \quad (2-32)$$

である。したがって磁束密度の不均一性の影響は、波の伝播に関して小さいと考えられる。

### (ii) 回転変換、シャー

磁力線の回転変換は、ヘリオトロン磁場においても $\nu \leq 2$ 程度である。磁力線が水軸まわりに一回転するとき、磁力線の長さ $L$ は、 $L = 2\pi R_0$  ( $R_0$ はトーラス大半径)となり、波の波長はプラズマ半径を $a$ として $\lambda_{\parallel} \sim 2a$ であるから、 $\lambda_{\parallel} \ll L$ となって、ひねりの影響は小さい<sup>(45)</sup>。

### (iii) トロイダル効果

波がトロイダルな定在波モードとして存在するとき、その波数 $k_{\parallel}$ は $k_{\parallel} R_0 = N$  ( $N$ は整数)でなければならない。 $R = R_0 + r \cos \theta$  ゆえ、 $k_{\perp}$ は小半径、方位角により変化する。この変化は、 $k_{\perp}$ の小さな変化として補正されるであろう。温度、 $T_e$ 、密度 $n_e$ についても同様である。

## 第四章 実験装置

本章では実験に使用されたヘリオトロンド装置、高周波発振機、波動励起コイル系のハードウェア及び測定法及び磁場配位について説明する。

### 1. ヘリオトロンド装置

ヘリオトロンド装置は、ヘリカルヘリオトロンド磁場によるプラズマ閉じ込め装置である。本装置は多くの機会に詳しい説明<sup>(57)~(63)</sup>がなされているので、本論文では、その概略のみを記す。磁場コイルは§4.に記すごとく、ヘリカル、パーティカル、トロイダルの3種をもって構成され、ヘリカルコイルは、放電管中に4 $\phi$ インコネルスポークをもって懸架されている。この結果、セパラトリックスは放電管壁を切ることなく放電管内に構成され、磁気リミッターとして有効に機能する。放電管外部にはトロイダル、パーティカルコイルが設置され、さらにジュール加熱用空心巻線が設けられている。これらは合計1.25MJのSlowコンデンサーバンクに結合され、ヘリカル中心で最大3.4KGの磁場を発生させる。ヘリカルコイルによる磁場は主としてヘリカルコイルに働く電磁力に対するコイルの機械強度により上限が決められている。放電管外側に9ターンのトロイダルマルチポール型のジュール加熱用巻線が設置されている。真空排気系は、現在(1975年5月)において排気速度650 $\ell$ /secターボモレキュラーポンプを主機として、1000 $\ell$ /secイオンポンプ3台、液体窒素シュラウド付チタニウム蒸発ポンプ3000 $\ell$ /sによるオイルフリー系となっている。放電管壁は約100 $^{\circ}$ Cのベーキングが可能で、最終到達真空度は $5 \times 10^{-8}$  Torrである。本実験においては、到達真空度 $2 \times 10^{-7}$  Torrである。

放電管側面には、10 $\times$ 200の角ポートが16ヶ、上下面には60 $\times$ 200角ポートが上下見通しに各3ヶ、150 $\phi$ (6インチ)丸ポートが上面4、下面3開けられ、測定・予備電離等に使用され、下面の60 $\times$ 250角ポート6ヶをもって真空排気される。

これらの観測孔とヘリカルコイルの位置関係及び測定機器の配置は第4-2図のごとくである。

### 2. 波動励起コイル

#### 2-1 波動励起コイル(アンテナ)

プラズマ中に波動を励起するには、プラズマ中に存在する自然モード(natural mode)に結合するような強制電界を加えてやらねばならない。この電界はプラズマの外部におかれた所謂アンテナによって放射される。本実験に使用されたアンテナはプラズマ柱の方位角方向に関し、半ターンの円弧をエレメントとなし、第4-3図のごとく、このエレメント8本をもって構成される。エレメントの両端は放電管外に絶縁型真空シールをもって引き出され、この放電管外の端子の接続を変更する事により方位角方向のモードについて、 $m=0$ のStix型<sup>(32)(33)</sup>、 $m=\pm 1$ のKharkov型<sup>(41)(44)</sup>、 $m=0 \pm 1$ の変形Kharkov(半ターン)型<sup>(42)</sup>の励起コイル(アンテナ)とする事が出来る。コイルエレメントはテフロンチューブに通してコイル間相互、放電管、ヘリカルコイル、プラズマから絶縁されている。その耐圧は15KVである。

コイルの波長( $\lambda_c$ )は波の波長( $\lambda_{||}$ )を規定する。コイル波長(波数)のスペクトラムはコイル電流のフーリエ変換により計算される。コイル電流分布 $f(s)$ を第4-4図のごとく仮定すれば、スペク

トラムは磁場方向Zについて

$$\frac{j(\kappa)}{j^\#} = 2 \int_0^\infty f(z) \cdot \text{Sin}(\kappa z) dz$$

$$= \frac{2\lambda_0}{\pi\alpha} \text{Sin}\left(\frac{\pi}{2}\alpha\right) \cdot \text{Cos}\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{b}{\lambda_0} \cdot \alpha\right) \cdot \text{Sin}\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{a}{\lambda_0} \cdot \alpha\right) \quad (4-1)$$

ここで、 $j^\# = Z$ 方向のシート電流分布

$\kappa = 2\pi/\lambda = Z$ 方向の波数,  $\kappa_0 = 2\pi/\lambda_0 =$ コイルの基本波数

$\lambda_0 =$ コイルの基本波長,  $\alpha = \kappa/\kappa_0$

$a =$ エレメントの巾,  $b =$ エレメント間隔である。

$b/\lambda_0$  を適当に選ぶことにより、コイルの奇数次高周波モードを適当に消すことができる。

( $b/\lambda_0 = 1/3$ で3次,  $1/5$ で5次の高調波)

本実験では  $b/\lambda_0 \sim 1/5$ ,  $a/\lambda = 0.029$  ( $\frac{a}{2} = 0.8 \text{ cm}$ ) が使用された。

コイルの電気的特性の実測値は第4-1表の様である。

第4-1表

	ヘリカルコイル内側装入			ヘリカルコイル 外側
	L ( $\mu\text{H}$ )	$r_c$ (ohm)	$Q_0$ (IMH <sub>z</sub> )	L ( $\mu\text{H}$ )
Stix	2.4	0.16	90	3.2
Kharkov	1.23	0.09	85	2.2
半ターン	1.72	0.127	85	1.7

## 2-2 発振器, フィーダ, 及び整合

発振系のブロックダイアグラムは第4-5図である。発振は、送信管9T71の陽極同調自動式である。周波数は、プレートタンクコイル及びコンデンサーの増減により0.8~2.5 MHzに渡り調整可能である。又、発信時間(パルス巾)は1~5 msecにおいて可変である。パルスは、グリッドバイアスとクローバー回路により時定数30 $\mu$ sec以下でSharp Cutされる。出力は、タンクコイルのタップ点より50 $\Omega$ 同軸ケーブル(RG-17U)により取り出され、最大出力は50 $\Omega$ 負荷に対し150 KW以上である。負荷と不整合状態においては、10~80%の寄生振動を含むことがある。

発振器と負荷コイルの間には、同軸型方向性結合器(co-axial directional coupler)と並列共振型の整合回路が接続されている。

整合回路の定数は第4-6図のモノグラムにより求められ、又、その実測された整合特性は第4-7図のごとくである。並列共振型の整合は、 $\pi$ 型回路等により整合の半値巾が広く、本実験の様に負荷インピーダンスが広範囲に変化する系においては使いやすい。

## 3. 測定系

測定系はヘリオトロンDプラズマの一般的パラメータ電子温度( $T_e$ )、イオン温度( $T_i$ )、電子密度( $n_e$ )、ジュール電流( $I_{OH}$ )、1ターン電圧( $V_p$ )の計測装置及びRF実験固有のパラメーター高周波電力、負荷コイル電流(電圧)の計測装置からなっている。

### 3-1. 電子温度, イオン温度, 電子密度, ジュール電流・電圧

#### (i) 電子温度

電子温度は、プラズマの電気伝導率及びルビーレーザー光のトムソン散乱により測定される。ヘリオトロンD装置の様に強い磁気ミラーを有する装置では、Spitzerの二体衝突の理論から導かれる伝導率温度は、ファクター2ないし3程度低く見積られる為、種々の修正を必要とする。<sup>[25]~[77]</sup>しかしながら伝導率温度はプラズマ全体を平均的に表わすから、プラズマの状態をマクロに観察する場合に適している。

他方、トムソン散乱法による温度は、原理的に誤差が他の計測法に較べて少なく、最も信頼性の高い手法と言われている。ヘリオトロンD装置に使用している方式の概略を述べる。

散乱体積は約8  $\text{mm}^3$ で、プラズマ中心部の電子温度( $T_{e0}$ )を計測する。レーザー出力0.85 GWで散乱光は、 $F/5.3 \text{ \AA}$ 逆分散15  $\text{\AA/mm}$ のモノクロメータにより受光、分解され、散乱の半値巾が測られる。

電子温度は、Maxwell分布をなすとして、半値巾( $\Delta\lambda \frac{1}{2}$ )より

$$T_e = \left( \Delta\lambda \frac{1}{2} \right)^2 / 256 \quad (\text{eV}) \quad (4-2)$$

として計算される。

半値巾の計算は、最小二乗法により行なわれ、誤差範囲は標準偏差から算出される。即ち中心波長より $\Delta\lambda$ 離れた散乱光強度Iの自然対数 $\ln I$ は、電子がMaxwell分布しているならば $(\Delta\lambda)^2$

に対して直線になるから、この最確直線の傾きを最小二乗法で求める事が出来る。

(ii) イオン温度

イオン温度は  $H_{\alpha}$  II 線 (4686 Å) のドップラー巾の広がりをも測定することにより求められた。

分光器は、分解能 0.2 Å のエバート型 (日本光学製) を使用した。

本実験におけるプラズマパラメータ範囲 ( $T_i = 20 \sim 60 \text{ eV}$ ,  $n_i = 4 \sim 10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ) においては、シュタルク効果は無視する事が出来る。イオンはマックスエル分布をずらすとして測定データを対数変換し、最小自乗法により、中心波長及び半値巾を求め、イオン温度を算出した。

(iii) 電子密度

プラズマ中心を見通せる上下の観測孔に設けられた周波数 50 GHz のマイクロ波干渉計により平均電子密度が計られる。

測定位置は RF コイルからトロイダル周上約 3 m (ほぼ反対側) である。マイクロ波干渉縞と電子密度の関係は、Appleton-Hartree の分散式に含まれる quasi-transverse ordinary mode の解析から導かれる<sup>(78)</sup>。ヘリオトロン D プラズマに適合すると次の密度分布、 $n_e(r) = n_{e0} \{1 - (r/a)^x\}$  に対し、位相差  $\Delta\phi$  は

$$\Delta\phi = \frac{a}{\lambda_0} \int_{-1}^1 \left[ \left\{ \left( -\frac{x+1}{x} \cdot \frac{\bar{n}_e}{n_c} \right) + \frac{x+1}{x} \frac{n_e}{n_c} \left( \frac{r}{a} \right)^x \right\}^{\frac{1}{2}} - 1 \right] d\left(\frac{r}{a}\right) \quad (4-3)$$

にて表わされる<sup>(78)</sup>。

ここで  $\bar{n}_e$  は直線平均の電子密度；  $n_e = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a n_e(r) dr$  (4-4)

$n_c$  はマイクロ波のカットオフ密度 (50 GHz にて  $3.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ )

$\lambda_0$  はマイクロ波の真空波長 (50 GHz にて 6 mm)

$a$  はプラズマ半径 (マイクロ波の Pass length)。

$n_e(r)$  を計算するには、プラズマ半径 ( $a$ ) 及び密度分布の係数 ( $x$ ) が概知でなければならない。

$a$  及び ( $x$ ) の誤差  $\Delta a$ ,  $\Delta x$  の位相差  $\Delta\phi$  にあたえる影響を計算する。

$$\epsilon = \frac{\Delta(\Delta\phi)}{\Delta\phi} \quad (4-5)$$

で定義し、 $a$ ,  $\bar{n}_e/n_c$ ,  $\lambda_0$  をあたえ、(4-5) を電子計算機により解くと高次の  $x$  ( $x > 5$ ) に関しては、 $\Delta x$  より  $\Delta a$  が主要誤差要因たる事が明らかとなる。特に矩形分布 ( $x \rightarrow \infty$ ) に対し、

(4-3)式は簡単化される  $n = n(r) (|r| \leq a)$  について

$$n_e \cong n_c \cdot \frac{\lambda_0}{2a} \cdot \Delta\phi \cdot \left(2 + \frac{\lambda_0}{2a} \Delta\phi\right) \quad (4-6)$$

である。ヘリトロンDの密度分布は通常  $\alpha \cong 8 \pm 2$  であると推定され矩形分布に近いと看される。 $\alpha = 8$  であると仮定し、(4-3)に対する(4-6)式の誤差と評価すれば約10%以下である。

本実験では、マイクロ波通過部分のプラズマ半径は測定しておらず、磁気面の計算値から推定する手法がとられる。プラズマは磁気リミッターとしてのセパトリックス領域にテール又は副ピークを有し、これらの効果を勘案し、等価プラズマ半径の誤差は20~30%であると推定される。(セパトリックスの厚さは、プラズマ半径の20%程度、磁気面の計算値と実際のプラズマ半径の差は10%以内である。プラズマ密度はプラズマ柱中心部で過少評価されている。)

#### (iv) ジュール電流・電圧

ジュール加熱によりプラズマ中に誘導される電流は二本のログスキーコイル系により測定される。第一のログスキーコイルは放電管を囲む様に巻かれ、ヘリカルコイル及びプラズマ中を流れる全電流が測定される。電気的特性を同じくする第二のログスキーコイルにより測定されるヘリカルコイル中の電流(ヘリカルの磁場をつくる電流及びジュール巻線の誘導による電流)を、第一のログスキーコイル出力より差引くことにより正味のプラズマ電流を得ることが出来る。積分は時定数0.1秒のRC積分回路により行なわれ、これらログスキー系の集積誤差は5%以下である。<sup>[78]</sup>

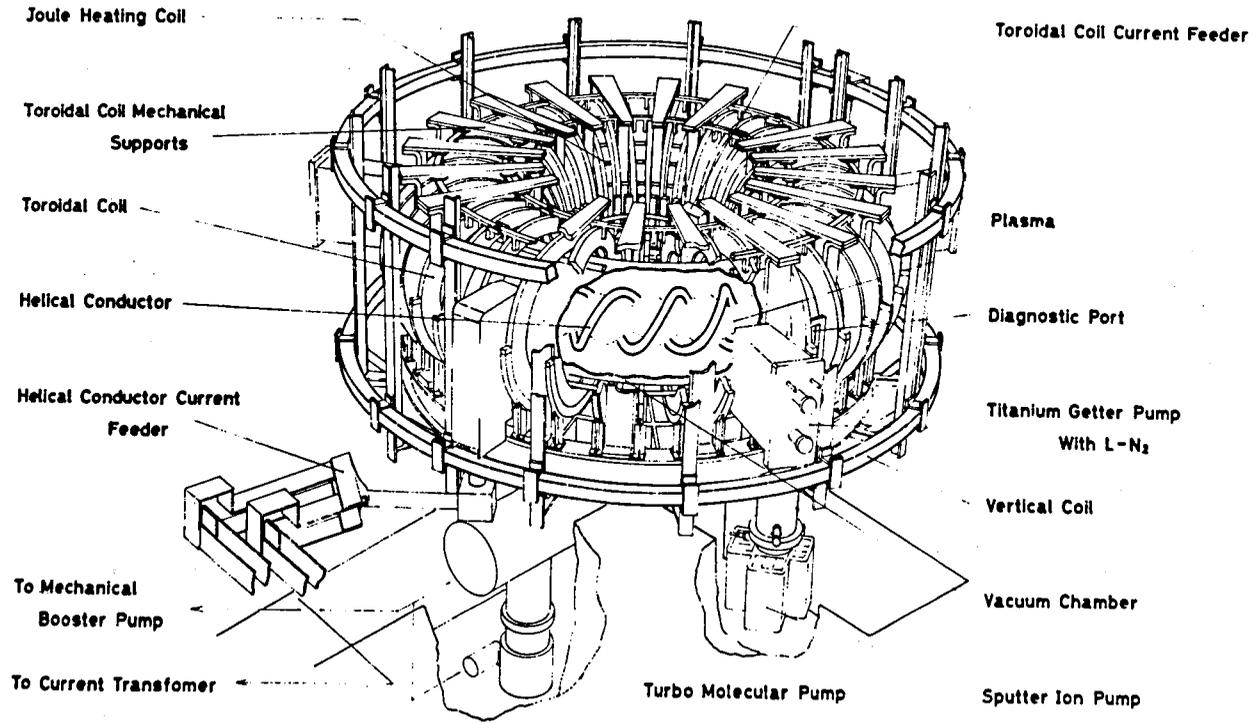
プラズマ環に加わるジュール電圧( $V_L$ )は、放電管絶縁部分両端の電位差( $V_L'$ )より計算される。ヘリトロンDでは、木島らにより、 $V_L$ と $V_L'$ との関係は詳しく検討され、プラズマのリアクタンス  $\frac{dI_{OH}}{dt} L_{OH}$  がプラズマの抵抗  $R_{OH}$  に比較して小さいならば  $V_L = V_L'$  であると結論されている。本論文では、全て  $V_L = V_L'$  であるとする。

#### (v) 磁気プローブ

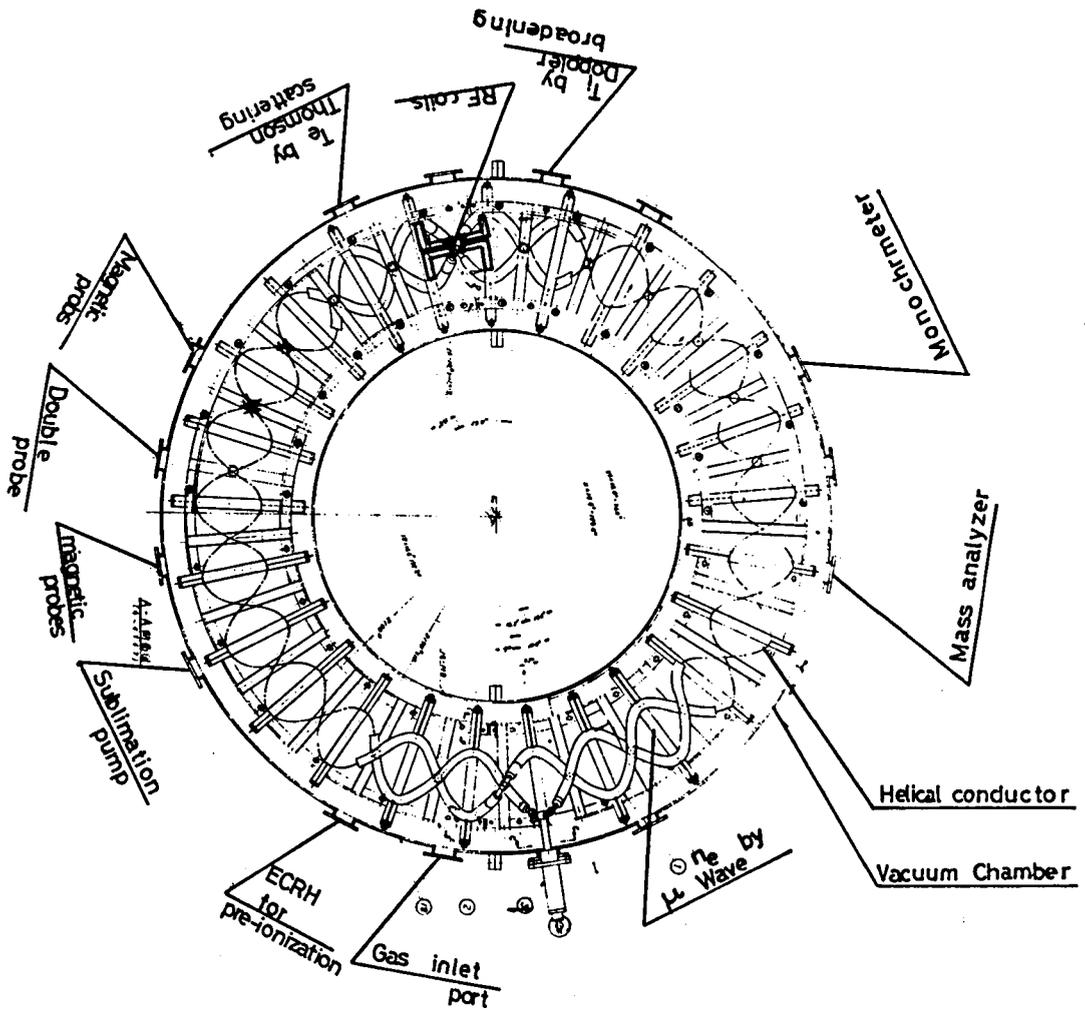
セミソリッドなマイクロケーブルを使用し、静電シールドを兼ねた構造の磁気プローブが製作された。寸法は第4-8図に示すごとく、内径約4φ、1回巻の為、指向性は悪い。静電シールドの効果は良好で500V/cm、1MHzにおいてノイズレベルは1mV以下である。

1MHzの高周波電流を直線導体に流して較正を行ない約10mV/1Gaussである。

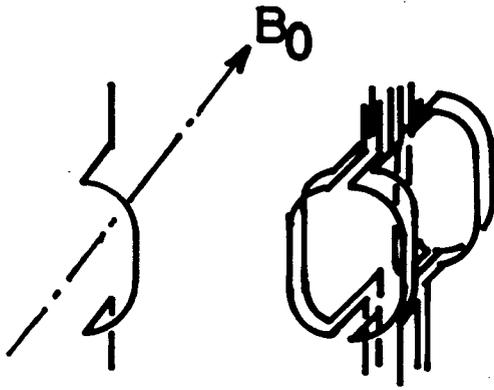
# HELIOTRON-D



第4-1図 ヘリオトロンD全景



第4-2图 测定装置等配置图



エレメント

エレメント組立



STIX

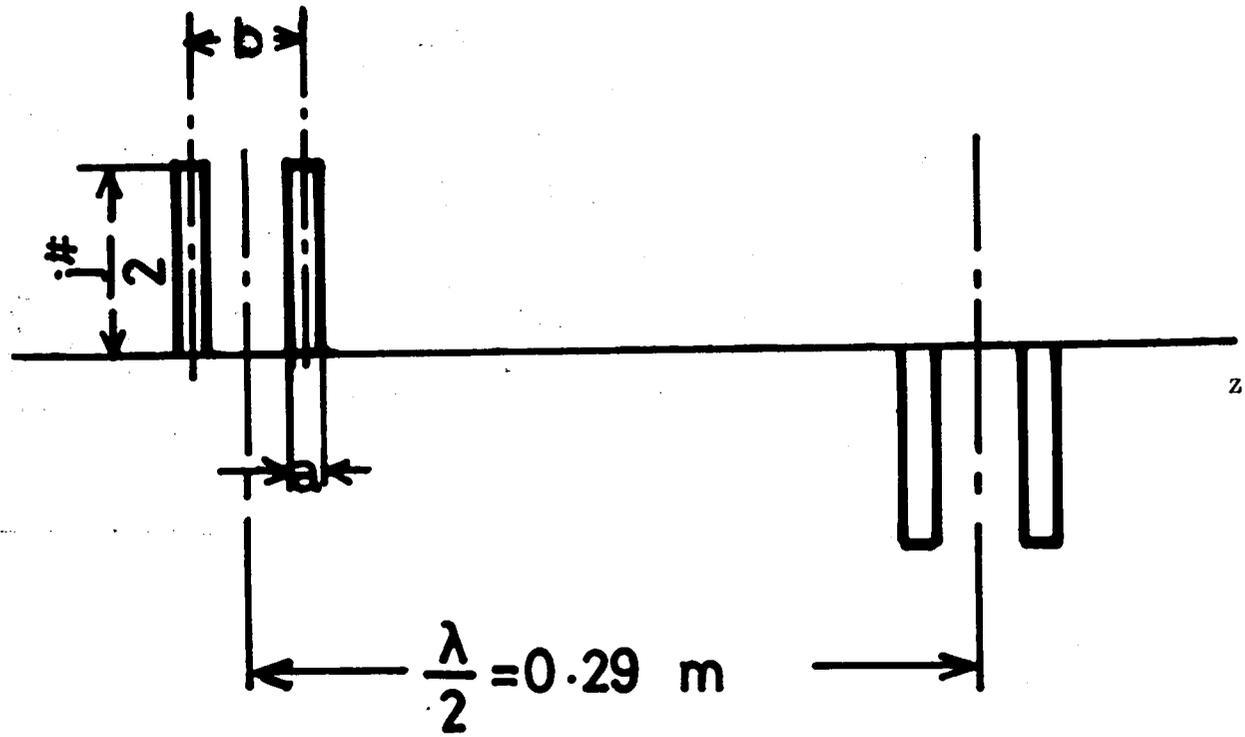
KHARKOV

HALF TURN

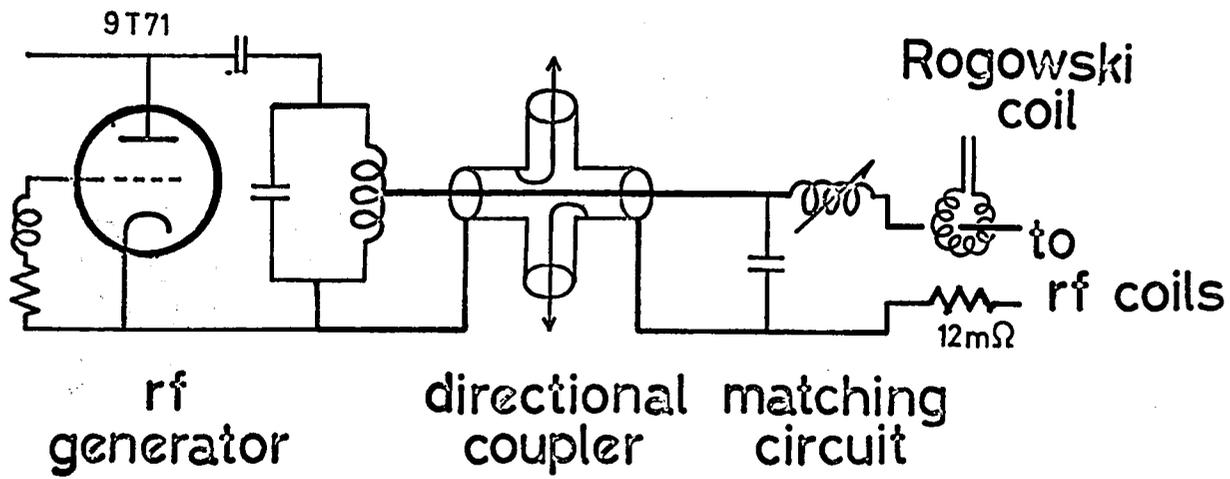
電 流 路

第4-3図

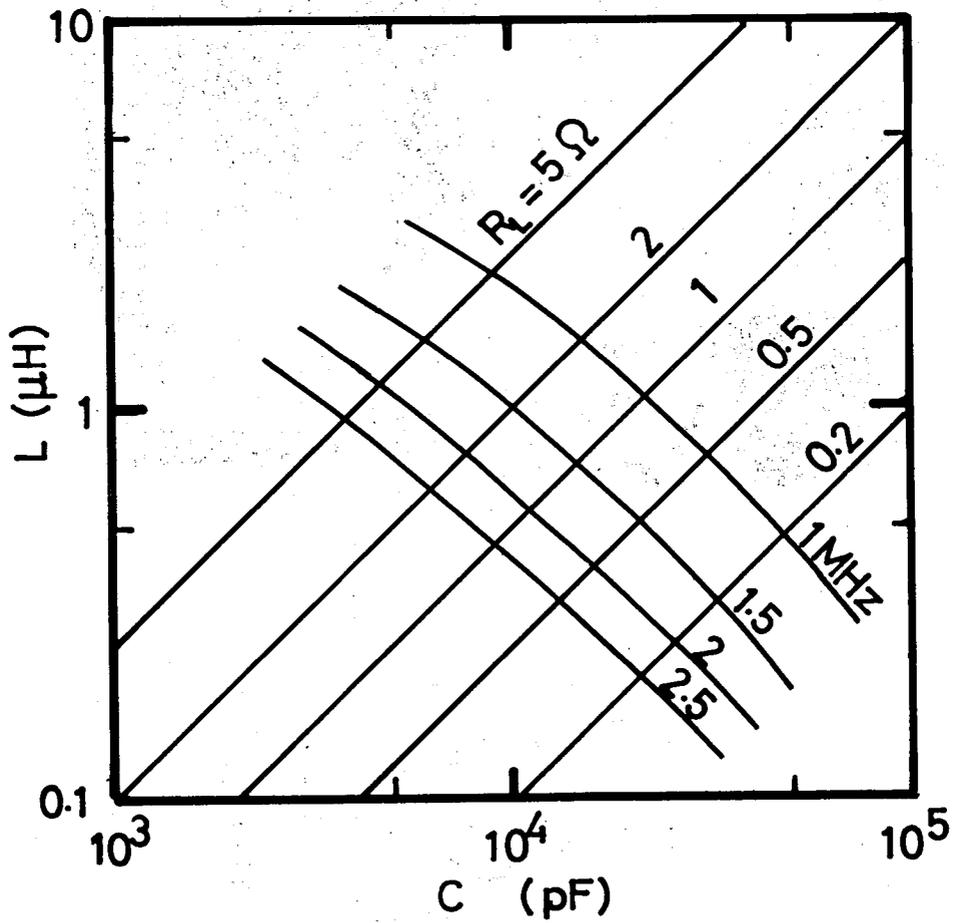
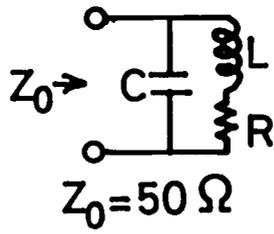
コイルエレメント，エレメント組立及びコイル形式による電流の方向



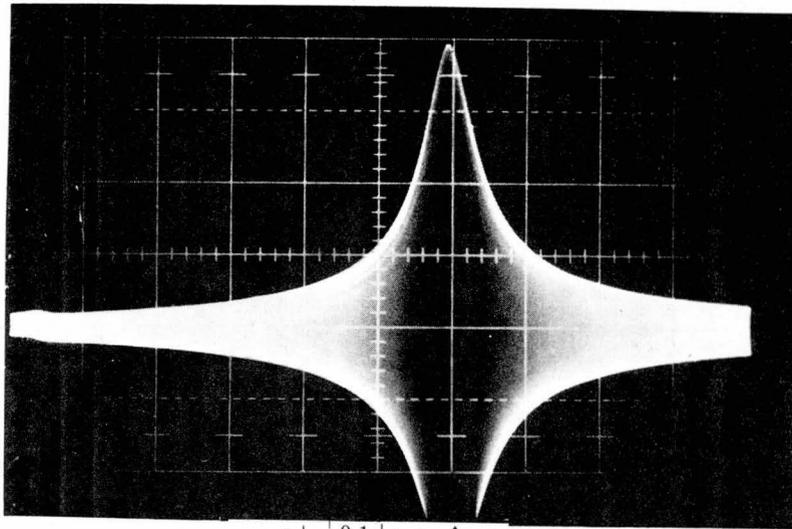
第4-4図 コイルのZ方向の電流分布



第4-5図 高周波発振，整合系のブロックダイアグラム

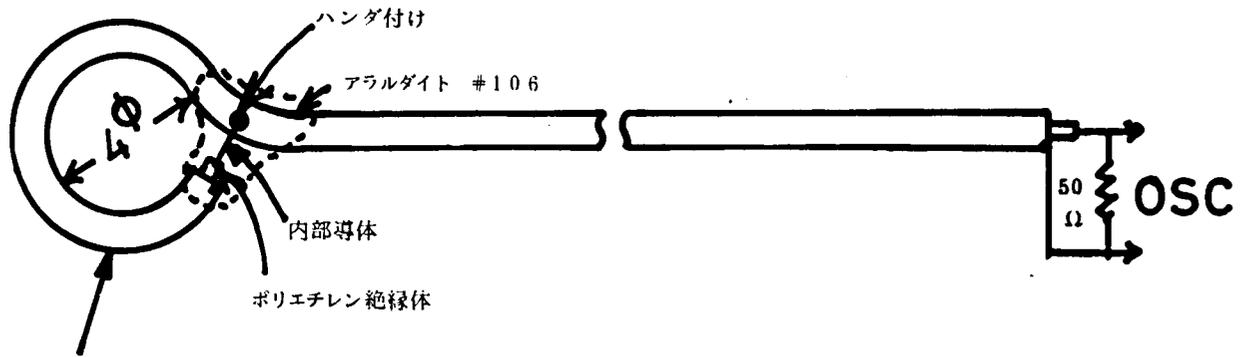


第4-6図 整合回路の定数計算図表



→ | 0.1 | ← | ↑  
 $\text{MHz}/\text{div} \quad 1.0 \text{MHz}$

第4-7図 整合特性の例  $L = 1.72 \mu\text{H}$ ,  $C = 8500 \text{pH}$ .



セミリジッドマイクロケーブル

第4-8図 磁気プローブの模式図

## 第五章 実験

第三章において述べた様にヘリオトロンDプラズマでは熱い電子条件  $\frac{\omega}{k_{||}} < V_{Te}$  を満足するパラメータ範囲でイオンサイクロトロン加熱実験を行なう事が出来る。

本章では、主としてこの実験の結果について述べ、変形イオンサイクロトロン波が励起され、プラズマを加熱する事を明らかにする。第1節においてコイル負荷のプラズマ密度、コイル形式、磁場配位に関する依存性及び磁気プローブによる波数及び波動場の測定により、線形モード変換密度 ( $\text{Re}K_{zz} \sim k_{||}$ ) においては、変形イオンサイクロトロンモードとなっている事を示す。

2節において、イオンサイクロトロンモード及び変形イオンサイクロトロンモードによるイオン・電子の加熱実験について述べる。イオンサイクロトロンモードにおいては、イオンが加熱される。変形イオンサイクロトロンモードにおいてもパラメータG(第三章)が小さい( $G < 4$ )とき、イオンが加熱され、Gが大きくなると電子加熱が主となる。これは、理論と定性的に一致する。尚、本章以下  $k_z \approx k_{||}$  と考え、 $k_z$  のかわりに  $k_{||}$  を使用する。

### 第1節 イオンサイクロトロン及び変形イオンサイクロトロンモードの励起に関する実験

#### 1-1 プラズマ密度とコイル負荷の関係

(i) 励起コイル(アンテナ)からプラズマにエネルギーが送り込まれたならば、コイルの負荷は増加する。送り込まれるエネルギーは、(1)波動の励起、(2)中性ガス等の電離に使用されるが、コイルに供給するエネルギーレベルを下げ、電離が起らない様にするならば、コイル負荷の増加は、波動の励起・吸収に対応する。したがって低出力でコイル負荷を制御する事は波の励起を知る手段となり、負荷のプラズマパラメータ(密度、温度、磁束密度)に対する依存性を測定すれば、波の分散的性質を知る事が可能となる。

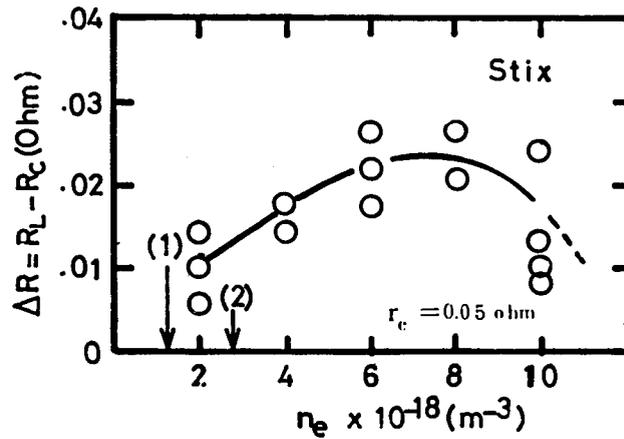
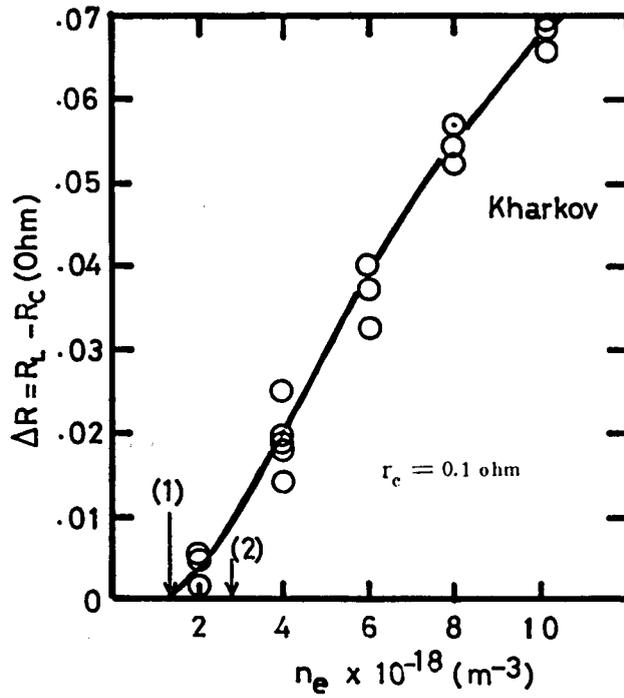
コイル負荷をコイル直列等価抵抗  $r_L$  として定義する。

$$r_L = (P_f - P_r) / 8 \cdot I_{p-p}^2$$

ここで  $P_f$ ,  $P_r$  はコイル(整合回路を含む)に入射及び反射された電力、 $I_{p-p}$  はコイル電流である。

(ii) 第5-1, 5-2図は、ヘリオトロンD装置において得られた励起コイルの負荷  $r_L$  とプラズマ(電子)密度、第5-3, 5-4図は  $r_L$  と磁気軸上のイオンサイクロトロン周波数  $\omega_{c i o}$  の関係を示している。実験条件は、コイル基本波数  $k_0 = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi \times 10 \text{ MHz}$ , 発振出力数  $K\%$  以下で、ガスはヘリウム、 $T_i \approx 2.0 \text{ eV}$ ,  $T_e \approx 3.0 \text{ eV}$ , 磁場配位  $\alpha^* = 0.5$  である。又、励起コイルはヘリカルコイルの外側に装入されている。

コイル型式は Kharkov 型(5-1, 5-3図)および Stix 型(5-2, 5-4図)である。又、図のたて軸は、コイルの固有抵抗  $r_c$  を差引いたプラズマによる正味の負荷  $\Delta r = r_L - r_c$  で示してある。

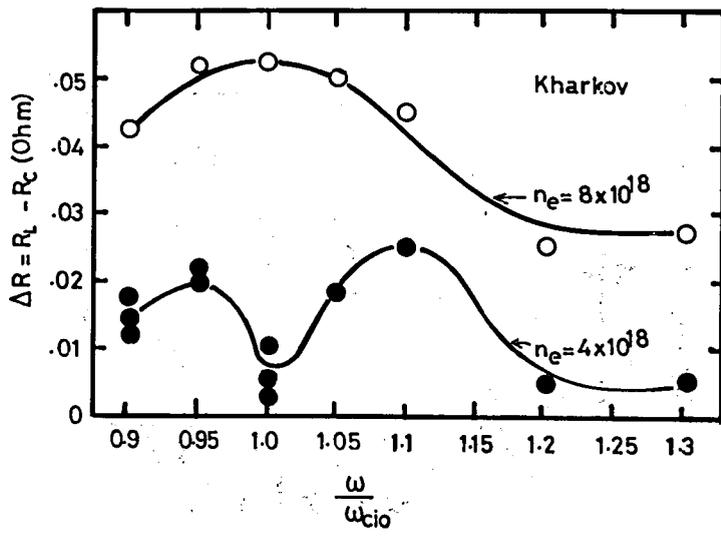
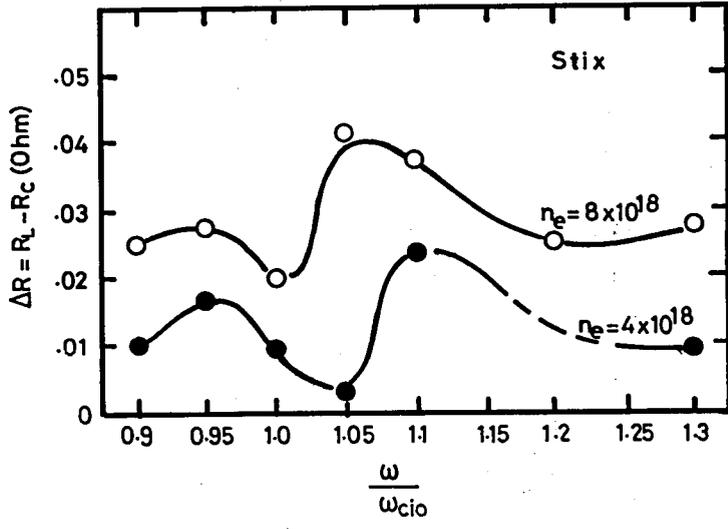


第5-1図, 第5-2図

Kharkov 型および Stix 型 コイルにおけるプラズマ (電子) 密度とコイル負荷抵抗の関係。  $\alpha^* = 0.5$ ,  $B_0 = 2.7 \text{ KG}$ ,  $\omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MH}$ ,  $k_{||} = 1.0 \text{ m}^{-1}$ , ヘリウムイオン  $\text{He}^+$ , 出力 10 KW 以下。

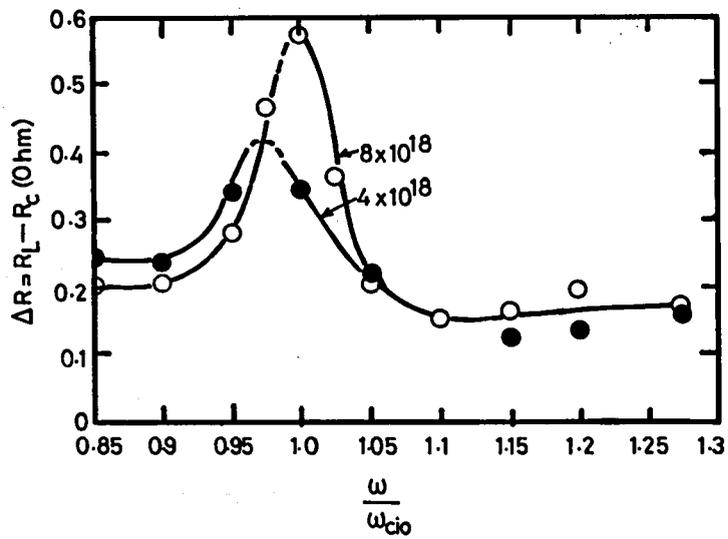
矢印 (1) イオンサイクロトロン波のし+断密度

“ (2) 垂直共鳴密度



第5-3図  
 $\Delta R$  v.s.  $\omega/\omega_{ci0}$  (stix 型接続)  $\alpha^* = 0.5$ ,  $\omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MHz}$ ,  $k_{||} = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ,  
 ヘリウムイオン  $\text{He}^+$  出力 10 KW 以下  $T_e \gtrsim 20 \text{ eV}$

第5-4図  $\Delta R$  v.s.  $\omega/\omega_{ci0}$  (kharkov 型) その他 5-3 図に同じ



第5-5図

$\Delta R$  vs.  $\omega/\omega_{c i o}$  (半ターンコイル, ヘリカルコイルの内側に挿入)

$\alpha^* = 0.9$  (リミター使用)

$\omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MHz}$ ,  $k_{\perp} = 1.10 \text{ m}^{-1}$ , ヘリウムイオン He 出力 10 KW 以下。

$R_c = 0.1 \text{ オーム}$ ,  $T_e > 10 \text{ eV}$

イオンサイクロトロン波のしゃ断密度は第三章(3-36)式(又は第3-7図)に実験条件を代入して計算出来る。同じく垂直共鳴密度(モード変換密度)は(3-40)式において  $\text{Re } b=0$  において計算する事が出来る。これらは第5-1, 5-2図中の矢印(1), (2)によって示されている。

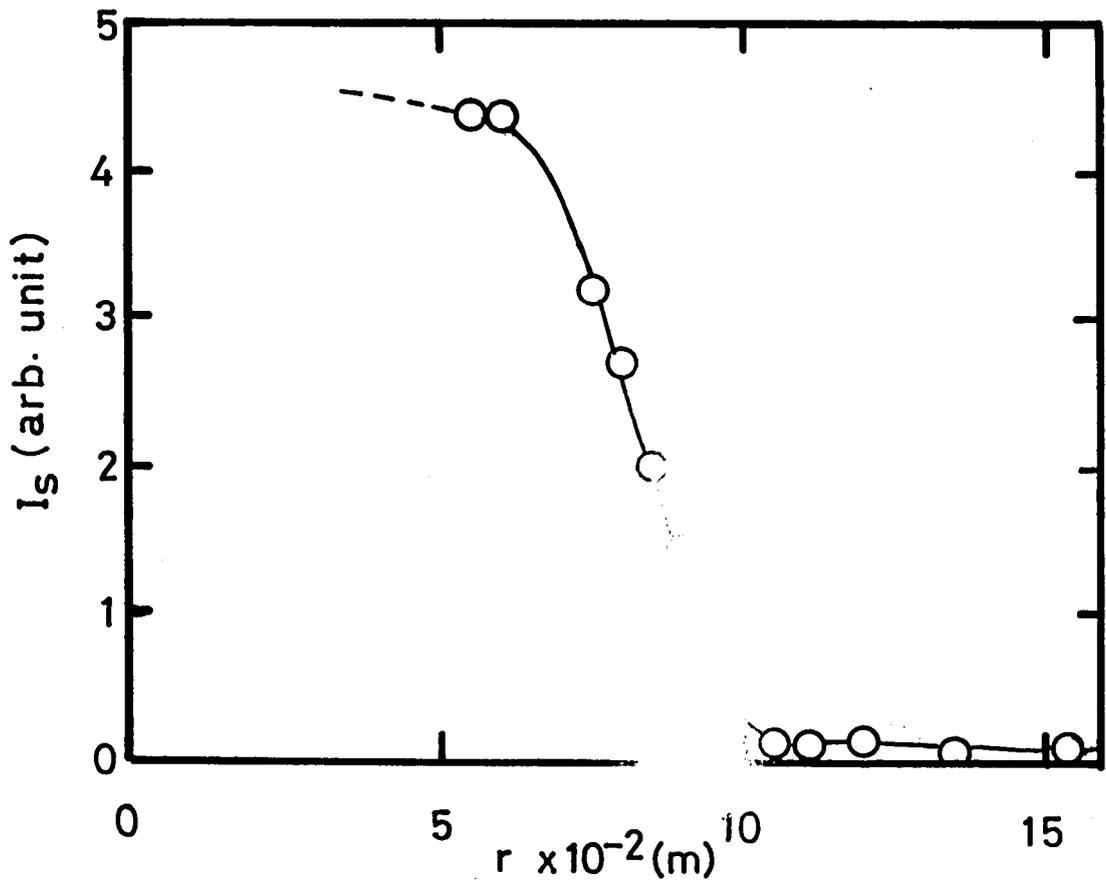
$r_L$  がイオンサイクロトロンモードの存在領域を越えた高密度プラズマに対して増加している事は注目に値する。発振出力は数KW以下で電離はおこっていないのでこの原因として第一に考えられる事は、ヘリオトロン磁場の大きな不均一性の影響である。つまり、磁気軸のイオンサイクロトロン周波数  $\omega_{ci_0} (= \frac{eB_0}{m_i})$  を使用して結合密度を計算しても、磁気軸とは異なる磁力線(磁気軸から離れた磁気面)上では、 $\omega_{ci} \neq \omega_{ci_0}$  であるから、イオンサイクロトロン波が、磁気軸近くにまで励起されていないならば、結合密度は計算値と一致しない事は十分考えられる。波が励起されている部分の磁場が強い、つまり  $\omega_{ci} > \omega_{ci_0}$  ならば、イオンサイクロトロン波の結合密度は  $\omega_{ci_0}$  について計算した値より高くなるから、 $\omega_{ci_0}$  で整理した第5-1図、第5-2図では、見かけ上結合密度が上った様に見える。第5-3図、5-4図において、 $r_L$  が  $\omega/\omega_{ci_0}=1$  をはさんで双つのピークを有する事は、イオンサイクロトロンモードの共鳴が磁気軸をはずれた部分で起っている事の現れであると考えられる。これは次の様にして実験的に証明出来る。ヘリオトロンD磁場としては不均一性の小さい磁場配位  $\alpha^*=0.9$  を選び、さらに最外殻磁気面に近く回転変換、シャー、リップルなどの大きい部分をガラスリミッターでカットして磁場の不均一性をプラズマ周辺部でも、トカマックの不均一性 ( $\epsilon \approx a/R$ ) 程度にまで抑えた磁場を使用して結合実験を行なったところ第5-5図の様に  $r_L$  の  $\omega/\omega_{ci}$  に対するピークは一つになった。使用したコイルはKharkov型とStix型の両方のモードを持っている半ターンコイルであり、コイルエレメントはヘリカルコイルの内側に挿入されているが、コイル波数は  $k_{||}=11.0\text{m}^{-1}$  で第5-1~5-4図と同一で、 $T_e$  は  $10 \sim 20\text{eV}$  であるから  $\zeta_0^{(e)}=0.3$  程度、その他のパラメータは第5-1~5-4図と同じであり、これらの図と第5-5図の主なパラメータの違いは、磁場のリップルだけである。よってピークが2つ現われる現象は磁場リップルによるものである。次にこの様な見かけ上の結合密度の広がりや磁場の不均一性(リップル)との関係をもう少し定量的に考察する事にする。

磁場の不均一性を第三章(3-37)式によって記述すると

$$\epsilon = \frac{\Delta B}{B_0} = \frac{\omega_{ci} - \omega_{ci_0}}{\omega_{ci_0}}$$

である。又、 $\epsilon$  はプラズマ半径  $r$  の関数として第2章第2-3図に示されている。ヘリオトロンDプラズマでは、密度の半径方向分布は矩形に近い為、周辺部分で急に低くなっている。第5-6図は、静電プローブのイオン飽和電流で測定した密度分布を示している。この図から、プラズマの密度がほぼ一定の部分の平均半径  $r$  は、約  $0.08\text{m}$  で、第2-3図より  $\epsilon \leq 0.1$  と考える事が出来る。

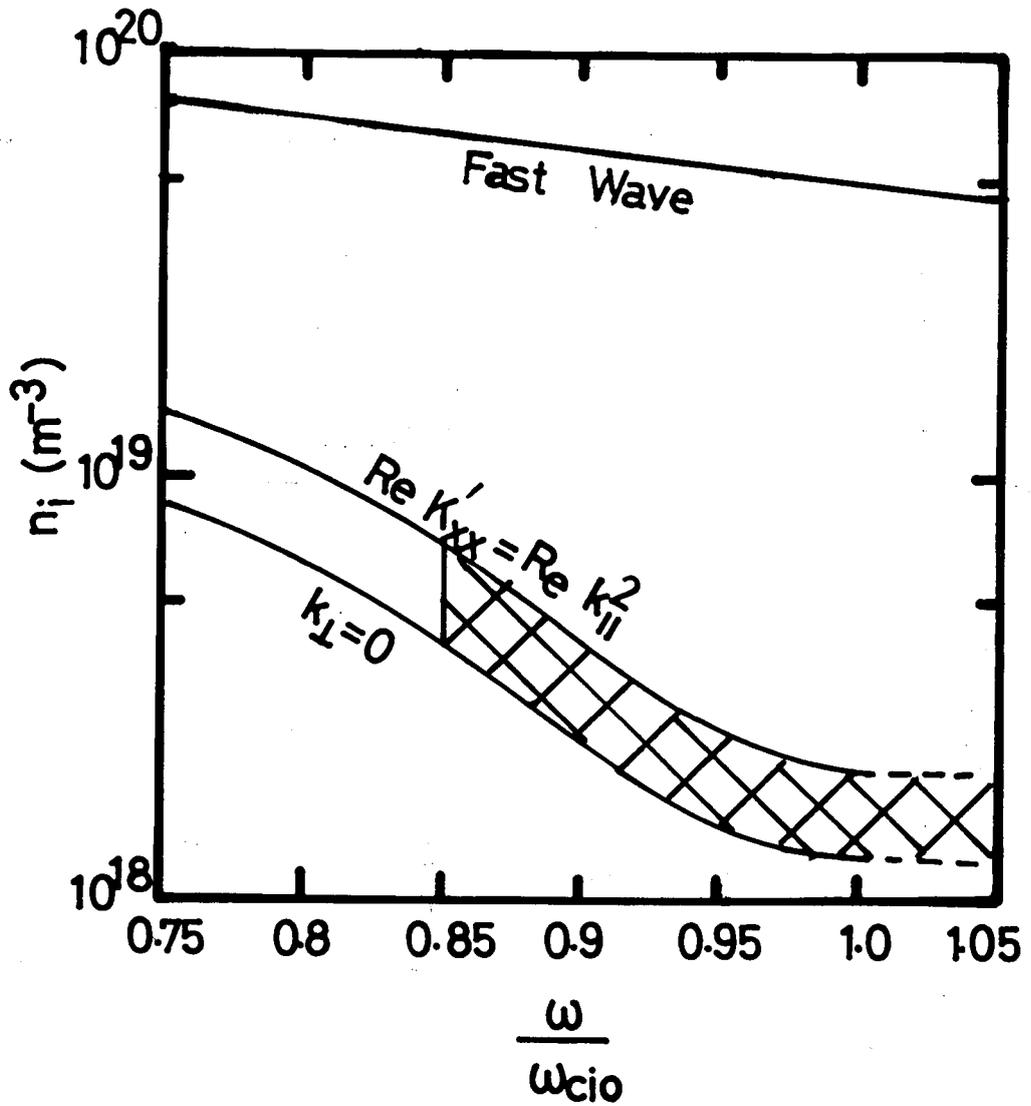
波は  $r=0.08\text{m}$  より内側に励起されていると仮定すれば、 $\omega_{ci}/\omega_{ci_0}$  の範囲は  $0.9 \leq \omega_{ci}/\omega_{ci_0} \leq 1.1$  となる。一方、イオンサイクロトロン波の結合密度とイオンサイクロトロン周波数の関係は第3章3-7図及びCritical layer(モード変換)の条件  $k_{||}=\text{Re } b$  より、計算する事が出来



第5-6図

静電プローブのイオン飽和電流により測定したプラズマ密度分布。

$\alpha^* = 0.5, B_0 = 2.5 \text{ KG}$



第5-7図

イオンサイクロトロン波のし断密度 ( $k_{\perp} = 0$ ), 垂直共鳴密度 ( $\text{Re } K'_{xx} = \text{Re } k^2_{||}$ ), 及び Fast 波のし断密度と規格化周波数の関係。  $k_{||} = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $T_i = 20 \text{ eV}$

る。この実験のパラメータ  $T_i = 20 \text{ eV}$ ,  $k_{\parallel} = 1.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi \times 10 \text{ MHz}$ , ヘリウムガス ( $m_i = 4$ ) を入れて計算すると第5-7図の様になる。図の中に二重斜線で示した部分は、磁場の不均一性により結合密度の拡大する範囲を示している。Stix型コイルでは、 $\Delta r$  が最大である密度は、 $n_i = n_e \leq 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  で第5-7図の二重斜線の範囲に入っている。

これは、Stixコイルでは、イオンサイクロトロン波が励起されている事を示している。又、二つのピークがあるから、すでに述べた様にイオンサイクロトロン波は、この磁場配位 ( $\alpha^* = 0.5$ ) ではプラズマの中心までは伝播出来ないと考えられる。

しかしながら、第5-7図から、Kharkov型コイルでは、二重斜線で示された密度を越えて  $\Delta r$  が増加し、コイルとプラズマの結合が強くなっている事が解かる。しかも、密度が高くなると ( $n_e > 6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ )、第5-2図に示す様に、 $\Delta r$  は  $\omega / \omega_{ci_0}$  に対し  $\omega / \omega_{ci_0} = 1$  の近傍でただ一つの極大値を持つ様になる。さらに密度を上げると  $\Delta r$  は  $\omega / \omega_{ci_0}$  に対し、しだいに無関係となってくる。これは、Kharkovコイルではイオンサイクロトロン共鳴を受ける様な波が密度が高い時には、プラズマ中心部まで伝播し、吸収され、さらに密度が高くなるとイオンサイクロトロン減衰をあまり受けなくなる事を示していると考えられる。この様に波が磁場の比較的均一なプラズマ中心まで伝播し、吸収された時にコイル負荷が最大となる事は、磁場の不均一性により波の励起・吸収が、磁気軸から離れた部分でおこり、結合密度が計算値より高くなるという仮定と矛盾している。したがってKharkov型コイルにおける高密度側の負荷は、イオンサイクロトロンモードと異なる新しい波の励起に起因すると看做すべきである。

第3章において述べた様に、イオンサイクロトロン周波数近傍 ( $\omega \lesssim \omega_{ci}$ ) で、イオンサイクロトロン波より高密度側に存在する波は、Fast波と変形イオンサイクロトロン波である。

Fast波であるか、変形イオンサイクロトロン波であるかを識別するには、波数  $k_{\perp}$  及び電子の熱速度と波の位相の磁力線方向に伝わる速度  $\omega / k_{\parallel}$  の比  $\zeta_0^{(e)} = \omega / k_{\parallel} V_{Te}$  を知らねばならない。 $T_e \approx 30 \text{ eV}$  であるから、 $\zeta_0^{(e)} \approx 0.25$  である。したがって電子は熱い (hot) であると考えられ、これは変形イオンサイクロトロンモードの成立条件の1つを満たしている。

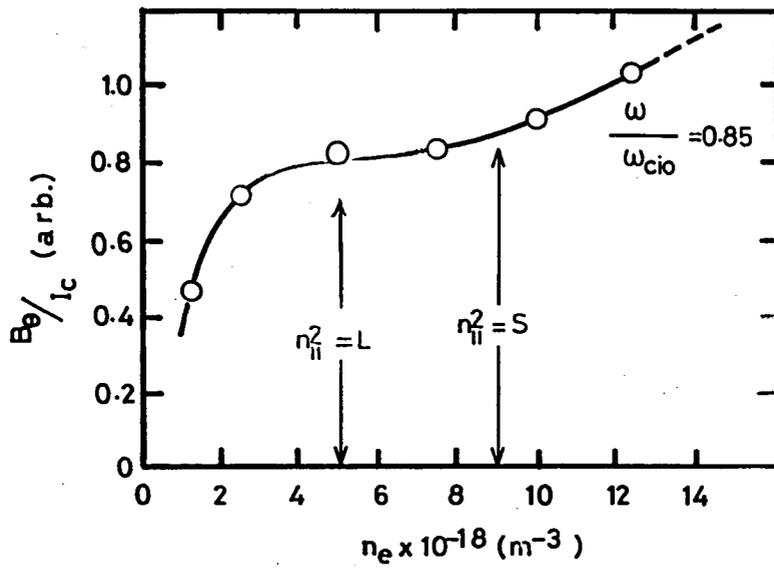
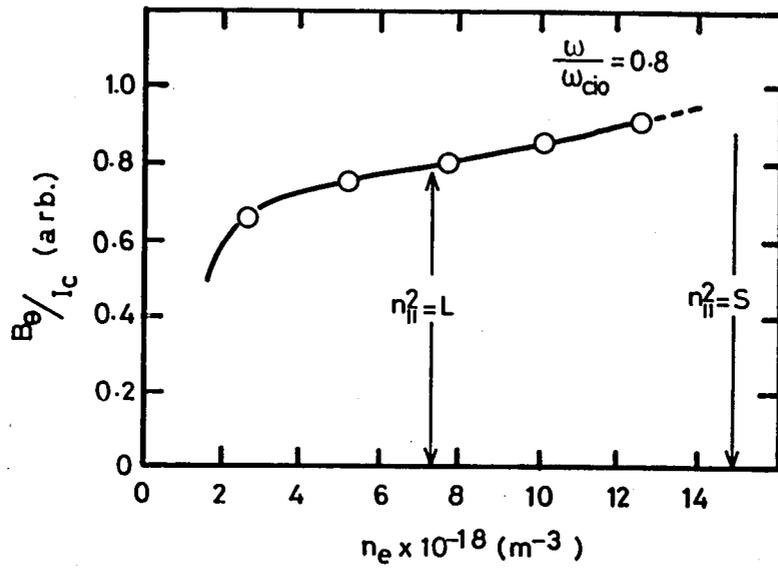
## 1-2 磁気プローブによる波動場及び波数の測定

コイルとプラズマの結合のプラズマ密度に対する依存性から、変形イオンサイクロトロンモードもしくはFastモードが励起されている可能性がある。どちらのモードが励起されているかを知る為に磁気プローブによる波動場 ( $B_{\perp}, B_{\parallel}$ ) と波数  $k_r$  の測定を行なった。

プローブは、前章に記したごとく静電的にシールドされた内径  $4 \phi$  の1ターンループである。プローブをプラズマ柱の高密度部分の直近の内側に挿入し、 $B_{\perp}$  (ポロイダル方向) と  $B_{\parallel}$  (トロイダル方向) を測定した。両者の大きさを比較すると  $B_{\perp}$  の方が  $B_{\parallel}$  より3~6倍大きい。しかしながらプローブの指向性があまり良くないので、 $B_{\perp} / B_{\parallel}$  の定量的な値は求められていない。

第5-8図は  $B_{\perp} (\sim B_{\theta})$  とプラズマ密度  $n_e$  の関係を  $\omega / \omega_{ci_0}$  をパラメータとして示している。

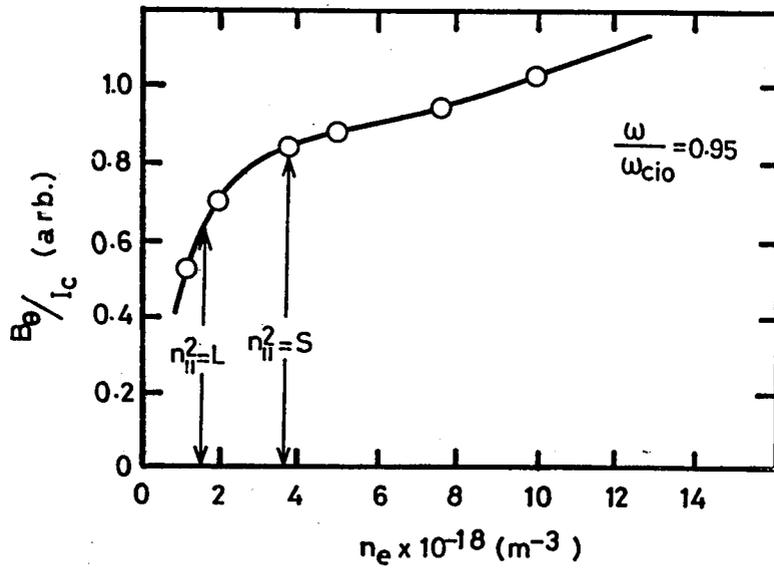
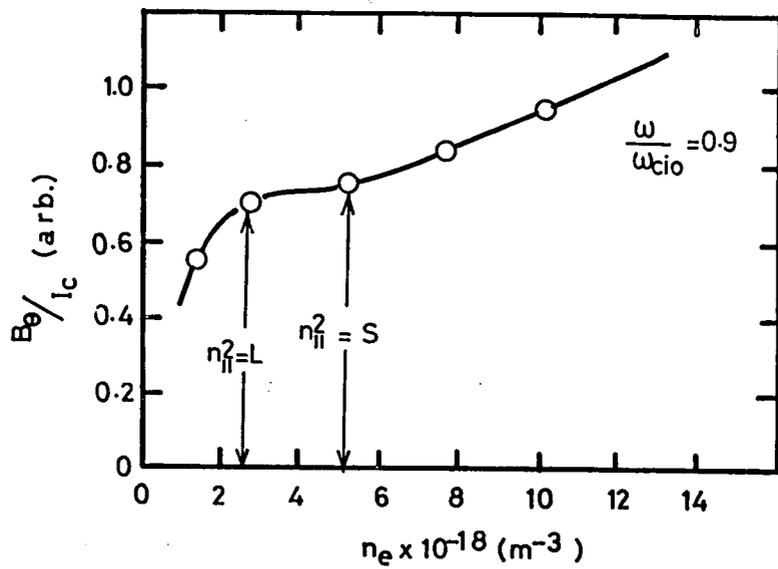
ここで実験条件は、 $\alpha^* = 0.2$ ,  $k_{\parallel} = 1.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi \times 10 \text{ MHz}$ ,  $T_i = 20 \text{ eV}$ ,  $T_e = 40 \text{ eV}$ ,



第5-8図 (a) (b)  $B_{\perp}$  ( $B_{\perp}$ ) 成分とプラズマ密度との関係

$\alpha^* = 0.2$ ,  $\omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MHz}$ , ヘリウム He,  $T_e = 30 \sim 40 \text{ eV}$ ,  $T_i = 20 \text{ eV}$

$I_c$  はコイル高周波電流



第5—8图 (c) (d)

ガスはヘリウムである。コイルは半ターン型でKhorkav型とStix型の両方のモードを有している。 $Re K_{xx} \sim k_{\parallel}^2$ となるモード変換密度以上において  $B_{\perp}/I_c$  ( $I_c$ は励起コイルの電流)は密度に比例して大きくなっている。これは変形イオンサイクロトロン波の波動場の式(3-34)と定性的に一致している。

次に同一形状、同一特性の磁気プローブ2本を使用して磁力線に垂直な方向の波数  $k_{\perp}$  を測定した。基準となる1本をプラズマ中心に、他の1本を小半径方向に4 cm 離して設置し、両者の信号の位相差から波数  $k_{\perp}$  を計算する。プラズマ中心部にまでプローブを入れた事によりジュール電流が小さくなり、プラズマの温度は10eVに下がったが、 $\zeta_0^{(e)}$ は0.3以下で電子はやはり熱い(hot)であると看做す事が出来る。

実験パラメータは、 $\alpha^* = 0.2$ ,  $k_{\parallel} = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MHz}$ ,  $\omega/\omega_{ci_0} = 0.9$ , ヘリウムプラズマである。

$k_{\perp}$ の密度に対する依存性は、第5-9図のようになる。実線は変形イオンサイクロトロン波の分散式(3-23)による理論値である。 $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 以上の密度は、変形イオンサイクロトロン波の領域である。密度の高い領域で、理論値と実験値は、定量的にも良く合っている。又、イオンサイクロトロン波の密度領域も含めて全体として理論と定性的に良い一致を示している。

さらに、 $n_e \sim 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ において  $k_{\perp} \sim 100 \text{ m}^{-1}$ となっているが、Fast波の分散式

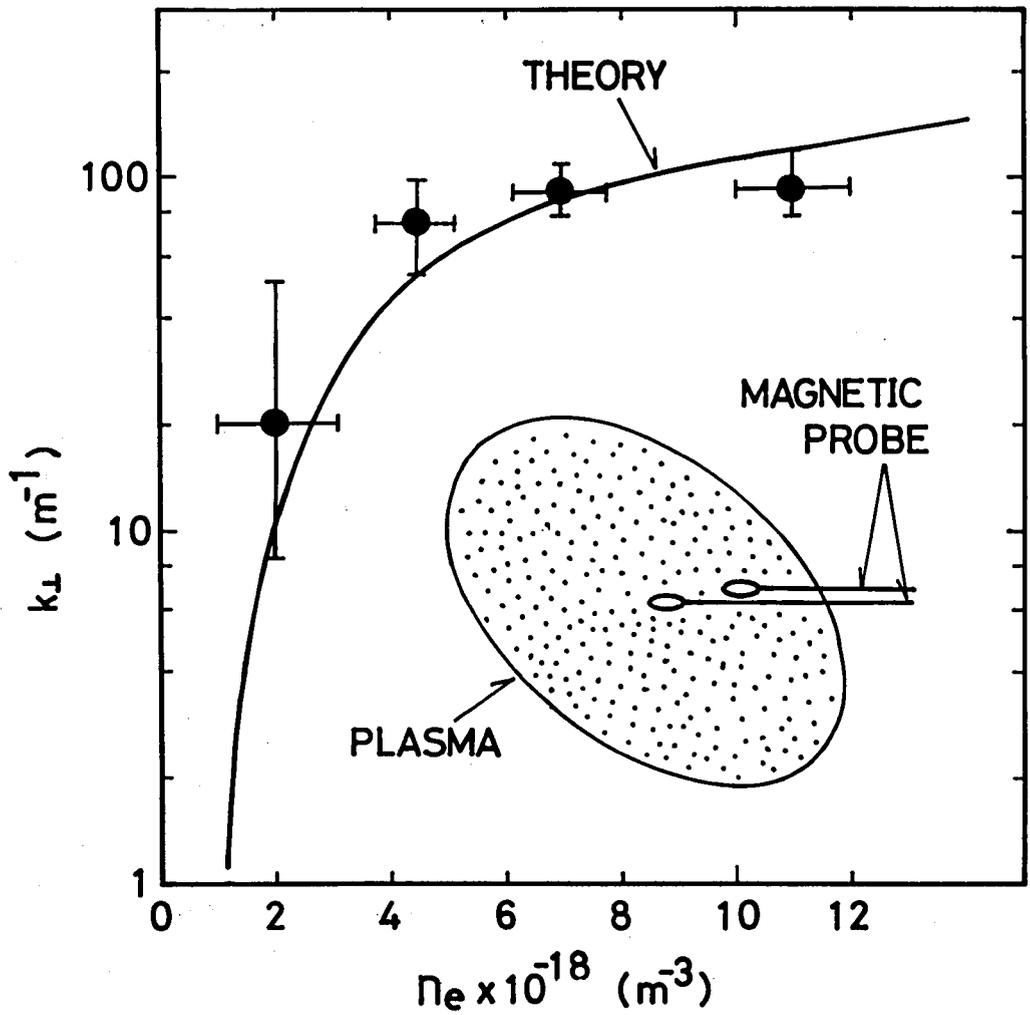
$$\frac{\omega^2}{k^2} = c^2 \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{pi}^2}$$

に  $k \sim k_{\perp} = 100 \text{ m}^{-1}$ を代入、分散式を満促するプラズマ密度を計算すると、 $n_e = n_i = 2.5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ となる。実験で得られた密度より2桁以上高くなければFast波は、 $k_{\perp} \sim 100 \text{ m}^{-1}$ とはならない事が分かる。

これに対し、イオンサイクロトロン波については、その成立条件  $\zeta_0^{(e)} < 1$  が成り立ち、波数及び波動場の性質も、変形イオンサイクロトロン波の理論で矛盾なく説明する事が出来る。

よって、ヘリオトロンD装置において、イオンサイクロトロン波の伝播出来る密度より高密度のプラズマ中に見出された波動は、変形イオンサイクロトロン波であると結論できる。

ファラデーシールドの効果について簡単に記しておく。ファラデーシールドにより磁力線に概ね平行な方向の電界  $E_{\parallel}$  をしゃへいすると、Kharkovコイルでも高密度側の結合が減少する。これは、変形イオンサイクロトロン波の励起には、 $E_{\parallel}$  電界が必要な事を示していると考えられるが、詳しい実験は行っていない。



第5-9図

$k_{\perp}$  v. s.  $n_e$ ,  $\alpha^* = 0.2$ , 半ターンコイル  $k_{\parallel} = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $B = 0.29 \text{ KG}$ ,  
 $\omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MHz}$ , ヘリウム  $\text{He}^+$  プラズマ,  $T_e \sim 10 \text{ eV}$

## 第二節 イオン及び電子の加熱に関する実験

前節において、イオンサイクロトロン周波数近傍でコイルの等価抵抗が増加する事を示し、これはイオンサイクロトロン波及び変形イオンサイクロトロン波の励起に対応していると結論される事を述べた。コイルからプラズマへ波動の形で放出されたエネルギーは、イオンサイクロトロン、電子ランダウ減衰及び衝突過程によりプラズマ粒子へ移送、熱化されると予想される。

本節では、イオンサイクロトロンモードによるプラズマ加熱実験の結果を述べる。約 150 kW の有効出力で、イオンサイクロトロン波密度領域で 20 eV のイオンを 40 eV に加熱出来た。変形イオンサイクロトロン波でパラメータ G (3-55式) が 1 のとき、20 eV のイオンを 60 eV に、又、G が約 4 のとき、20 eV のイオンを 25 eV に、さらに電子を 40 eV から 100 eV に加熱する事が出来た。

### 2-1 プラズマ加熱実験の方法

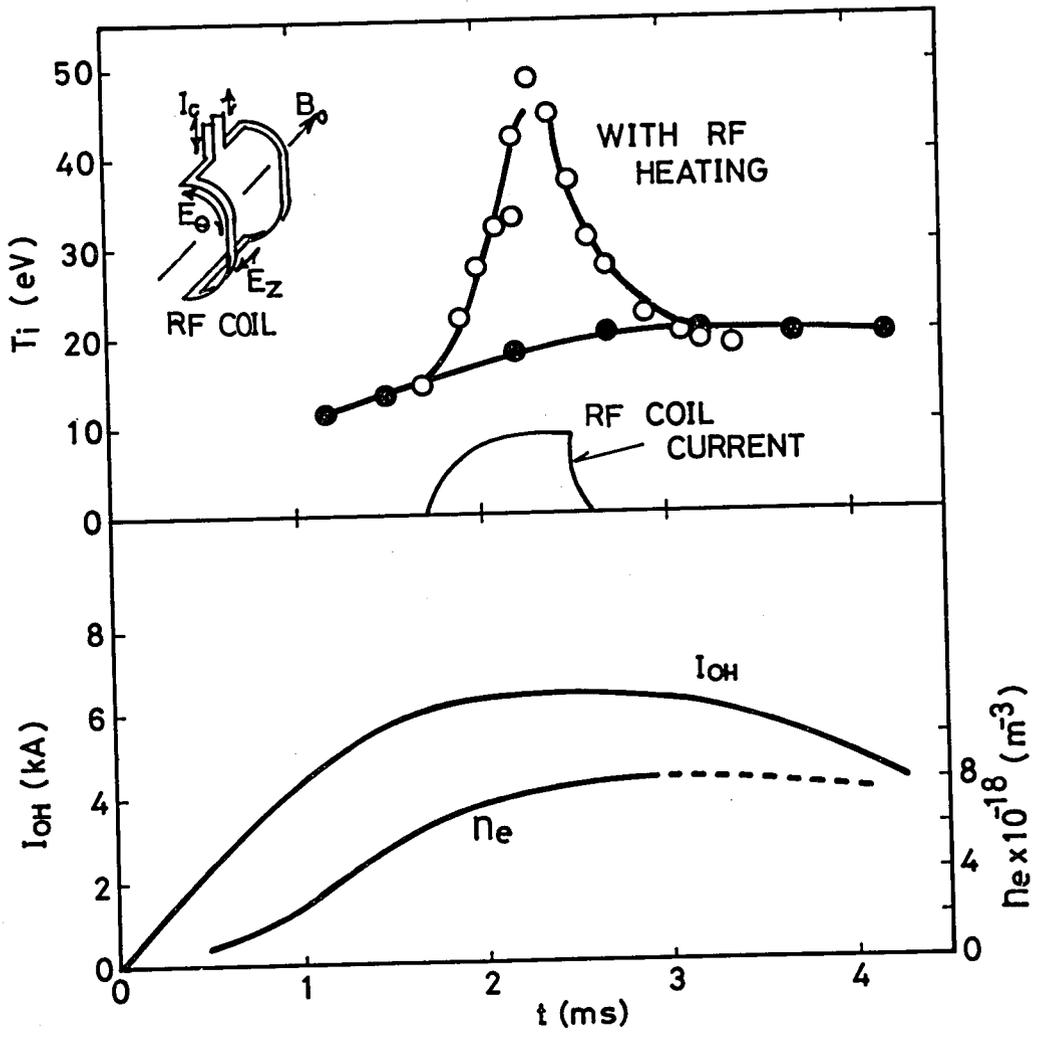
磁場配位は主として  $\alpha^* = 0.2$  を使用したが、実験初期には  $\alpha^* = 0.9$  も使用された。プラズマは特に断わらない限りヘリウムで、磁束密度は 2.3 ~ 3.2 KG である。プラズマは 10 GHz の ECRH (2KW) で予備電離され、ジュール放電により完全電離 (に近い) 状態まで加熱される。ジュールのループ電圧は約 10 V である。rf パルスは 1 MF<sub>r</sub>、有効パルス巾約 500  $\mu$ sec で、ジュール電流のフラット・トップに印加される。イオン温度は He II 線 (4686 Å) のドップラー巾の広がりにより測定される。測定位置はコイルよりトロイダル方向に 0.7 m である。コイル形式は、半ターン約合わせ (変形:Kharkov) 型で方位角のモード数は  $m = 0, \pm 1$ ,  $k_{||} = 11.0 \text{ m}^{-1}$  である。

真空条件は、背圧  $2 \sim 5 \times 10^{-7}$  Torr で、注入ガス圧、 $2 \times 10^{-5}$  Torr ~  $6 \times 10^{-5}$  Torr で、注入ガス圧によりプラズマ密度を調節する。

### 2-2 イオン及び電子加熱の密度依存性

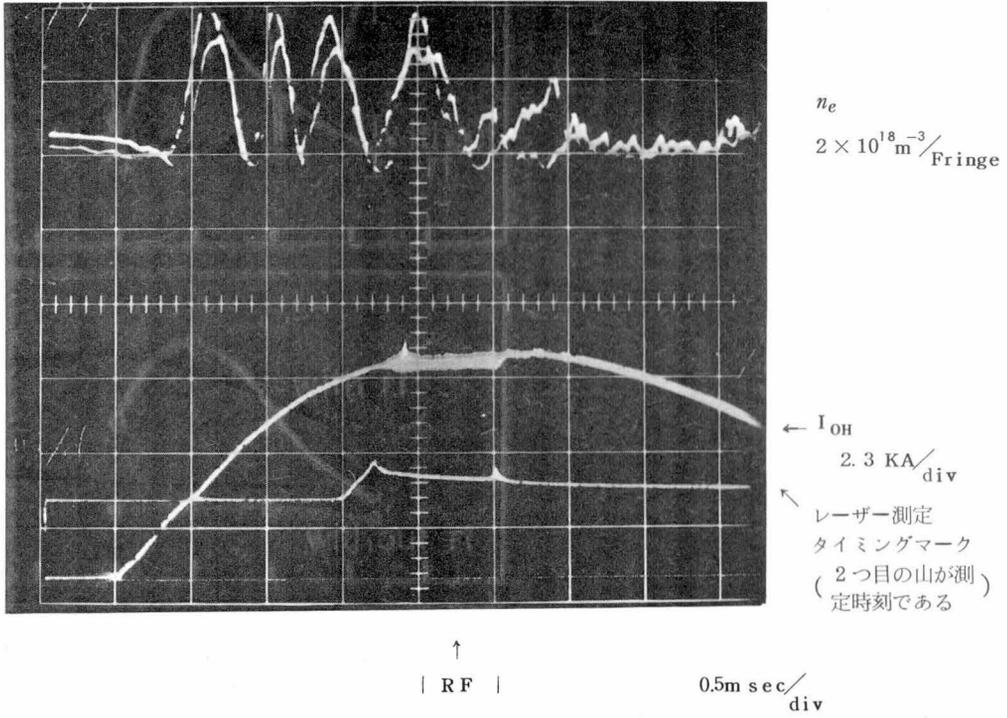
プラズマ電流  $I_{OH}$ 、電子密度  $n_e$ 、イオン温度  $T_i$  の時間変化を  $n_{e \text{ max}} = 8 \times 10^{18}$ ,  $\omega/\omega_{ci} = 0.9$ ,  $\alpha^* = 0.2$ ,  $B_0 = 2.91 \text{ KG}$  を例として第 5-10 図に示す。又、その生データを第 5-11 図に示しておく。500  $\mu$  ~ 1m sec のパルス巾では、不純物の増加は  $I_{OH}$ ,  $n_e$  にほとんど影響していないが、5 m sec に渡る長いパルスでは  $I_{OH}$  を減少させ、 $n_e$  を増加させる。

第 5-10 図に示されている様な  $T_i, T_e$  の最高値を  $n_e$  についてプロットし、5-12 図を得る。 $\omega/\omega_{ci}$  は 0.9 である。図中、パラメータ G は、同図実測値により計算された。同じく、イオンサイクロトロン波の限界密度  $R_e k_{zx} \approx n_{||}^2$  は、 $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  であり、主として、変形イオンサイクロトロン波領域における実験である。又、電子温度は高周波パルスの切れる 50  $\mu$ sec 前の値である。(低密度 ( $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  以下) のプラズマは、ヘリオトロン D では発生させられず、D

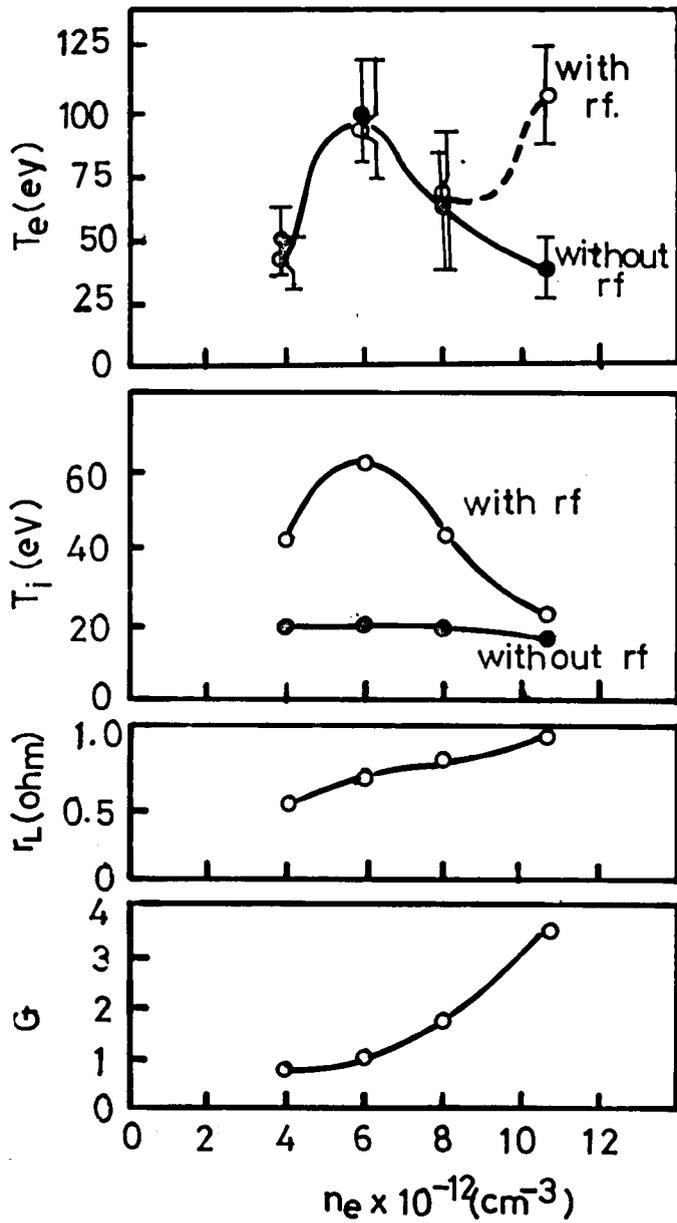


第5-10図

$T_e, I_{OH}, n_e$  v.s. time,  $\alpha^* = 0.2, k_{||} = 11.0 \text{ m}^{-1}, \omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MHz}$   
 $\omega/\omega_{ci_0} = 0.9$ , ヘリウム  $\text{He}^+$  プラズマ,  $T_e \approx 60 \sim 80 \text{ eV}$



第5 - 11 図 第5 - 10 図の生データの例



第5-12図

$T_e, T_i, r_L, G$  と  $n_e$  の関係

$\alpha^* = 0.2,$

$k_{11} = 1.10 \text{ m}^{-1}, \omega = 2\pi \times 1.0 \text{ MHz}, \text{ヘリウム He}^+ \text{プラズマ } \omega/\omega_{ci} = 0.9$

ッブラー法におけるイオン温度測定のエラーも急増する。) 第5-12図には注目すべき事が2つある。第一は,  $Re K_{xx} > n_{\parallel}^2$  なる変形イオンサイクロトロン波密度で, イオンの加熱温度が最大となる事。第二は, さらに高密度  $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  で, イオンより電子の方が加熱されている事である。これらはイオンサイクロトロン波においてもGが小さい ( $6 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$  で約1) ならばイオンが加熱されGが大きく ( $1.1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  で4) ならば電子の方が加熱され易い事を示している。

ただし, この様な, イオン・電子の最高到達温度の比は, 第3章 (3-54) 式で導いた両者のエネルギー吸収比とは, 電子, イオンのエネルギー閉じ込め時間が同一でない限り, 直接に対応させられない。エネルギー閉じ込め時間  $\tau_{Ei}, \tau_{Ee}$  を測定し, イオン, 電子の単位時間におけるエネルギー吸収量の比較を試み, 第3章の理論と対照させてみよう。

イオンのエネルギー閉じ込め時間  $\tau_{Ei}$  は高周波パルスを切った後のイオン温度の低下から測定される。高周波パルスの減衰時間は  $30 \mu \text{sec}$  以下で, イオン温度の減衰時間より短かいので, その影響は無視出来る。エネルギー収支の式は

$$\frac{d(n_i k T_i)}{dt} = \frac{(P_f - P_r) \eta_i}{V} + \frac{n_i k (T_e - T_i)}{\tau_{(ei)eq}} - \frac{n_i k T_i}{\tau_{Ee}} \quad (5-1)$$

$\tau_{(ei)eq}$  は, イオンと電子の熱平衡時間,  $\left( \approx \frac{52.9 \times 10^{12}}{n_e} \times T_e^{\frac{3}{2}} \text{sec} \right)$

$(P_f - P_r)$  は, コイル・プラズマ系で消費されたエネルギー (watt)

$V$  はプラズマ体積 ( $= 0.2 \text{m}^3$ ) である。

今, 高周波パルスを急に切れれば,  $P_f, P_r$  は零となるから  $\frac{dT_i}{dt}, T_e, T_i, n_i = n_e$  を実測すれば,  $\tau_{Ei}$  を (5-1) 式から求める事が出来る。

電子エネルギー収支は,

$$\frac{d(n_e k T_e)}{dt} = \frac{I_{OH} V_L}{V} + \frac{(P_f - P_r) \eta_e}{V} - \frac{n_e k (T_e - T_i)}{\tau_{(ei)eq}} - \frac{n_e k T_e}{\tau_{Ee}} \quad (5-2)$$

$V_L$  はジュールのループ電圧である。

電子密度  $4 \times 10^{18} \leq n_e \leq 8 \times 10^{18}$  では  $\eta_e = 0$  で, フラットトップでは,  $\frac{d(n_e k T_e)}{dt} \sim 0$  故  $\tau_{Ee}$  を計算出来る。 $1.1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  では,  $\tau_{Ee}$  は擬古典理論に基づくとして, 計算する。

$$rf \text{ のある時, } \frac{dn_e k T_e}{dt} = \frac{\Delta T_e}{\tau_{rf}} \text{ とする。} \quad \text{ここで} \quad (5-3)$$

$\Delta T_e$  は  $rf$  パルスの有無による  $T_e$  の差, パルスの有効巾である。

第 5 - 1 表

	$n_e$ ( $10^{18} \text{m}^{-3}$ )	$T_i$	$T_e$	$\Delta T_i$	$\Delta T_e$	$\tau_{eieg}$	$\tau_{Ei}$	$\tau_{Ee}$	$\nu_{ii}$	$\tau_{ii}$	$V_{Te}$	$\zeta_0^{(e)}$	$V_{Ti}$	$\tau_{d_{ni}}$ $= \frac{\pi R_0}{V \tau_i}$	$P_f - P_r$	$\eta_i$	$\eta_e$	備考
		(ev)	(ev)	(ev)	(ev)	(sec)	(sec)	(sec)	(sec)	(sec)	(m/sec)	(m/sec)	(sec)	(kw)				
rf あり	4	49	41±10	28	有意差 なし	$35 \times 10^{-3}$	$80 \times 10^{-6}$	$62 \times 10^{-6}$	$4 \times 10^3$	$250 \mu\text{s}$	$2.6 \times 10^6$	0.22	$488 \times 10^4$	$72 \times 10^{-6}$	120	0.468	0	I C W
rf なし		21	51±12				$0$											
rf あり	6	63	96±24	43	"	$83 \times 10^{-3}$	$200 \times 10^{-6}$	$220 \times 10^{-6}$	$42 \times 10^3$	$240 \mu\text{s}$	$3.9 \times 10^6$	0.15	$54 \times 10^4$	$63 \times 10^{-6}$	140	0.319	0	変形 I C W
rf なし		20	100±19				$0$											
rf あり	8	45	67±23	30	"	$32 \times 10^{-3}$	$180 \times 10^{-6}$	$185 \times 10^{-6}$	$8 \times 10^3$	$125 \mu\text{s}$	$3.2 \times 10^6$	0.18	$48 \times 10^4$	$71 \times 10^{-6}$	140	0.387	?	
rf なし		19	61±18				$0$											
rf あり	11	27	107±20	(8)	60	$53 \times 10^{-3}$	$(200 \times 10^{-6})$	$720 \times 10^{-6}$	$268 \times 10^3$	$37 \mu\text{s}$	$4.1 \times 10^6$	0.14	$36 \times 10^4$	$94 \times 10^{-7}$	140	?	0.95	
rf なし		18	40±12				$12 \times 10^{-3}$							$?$				$167 \times 10^{-6}$

(1) \* : 測定不能につき、仮定する。

(2) \* : 擬古典拡散理論による推定値

(3) \* : (5-3)式による推定値

又、電子・イオンのエネルギー閉じ込め時間  $\tau_{Ee}, \tau_{Ei}$  は  $rf$  パルスの前後で変化しないと仮定する。以上の仮定においても尚、加熱された体積を知らなければ、エネルギー吸収効率  $\eta_i, \eta_e$  を知る事は出来ない。この為には、イオン・電子温度の空間分布を測定しなければならないが、本実験においては、それらの諸設備は未完成であって、エネルギー収支を求めるに足る精度をもって測定する事は出来なかった。したがって次の様にして被加熱体積を仮定する。

トロイダル方向の温度勾配は、電子については、その磁力線方向の熱移動時間が、エネルギー保持時間に比へ十分短かいので無視する事が出来る。イオンについても、トロイダル方向の熱移動時間  $\tau_{dii}$  を

$$\tau_{dii} = \frac{\pi R_0}{V_{Ti}} \quad (> \tau_{ii}) \quad (5-3)$$

で定義し、 $\tau_{dii} < \tau_{Ei}$  ならば、トロイダル方向に一樣であると仮定する事が出来る。小半径方向の温度分布は矩形で、その半径は磁気面半径の80%、即ち加熱体積は、全体の64%と仮定する。

実測値及び以上の仮定により、イオン・電子のエネルギー保持時間  $\tau_{Ei}, \tau_{Ee}$ 、諸衝突時間、拡散時間、イオン・電子の  $rf$  エネルギー吸収効率、 $\eta_i, \eta_e$  を計算し、第5-1表の形に整理する。

第5-1表に示した様に、 $\zeta_0^{(e)}$  は0.1~0.2にあり、熱い電子の仮定は十分満足され、 $n_e > 6 \times 10^{18}$  において、波は変形イオンサイクロトロン波の領域に入っている。同表の $\eta_e, \eta_i$  は、算出の為に非常に多くの仮定を含んでおり、定量的には、大きな誤差を含有せると推定される。しかしながら、パラメータGに対する定性的傾向は、第5-13図に示されている様に(3-55)式による理論式(2.17)に合致している。(図中、理論値は、 $k_{\parallel} = 1.0$ 、 $\omega/\omega_{ci} = 0.9$ 、イオン温度は実測値を使用して計算した理想効率で、プラズマに注入された全エネルギーは、電子及びイオンに吸収されるとしている。他方×印の実験値は、第5-1表中の $\eta_i$  を示してあるから、プラズマに注入された全エネルギーの一部は、イオンにも、電子にも吸収されなかったロスを含んでいる。)

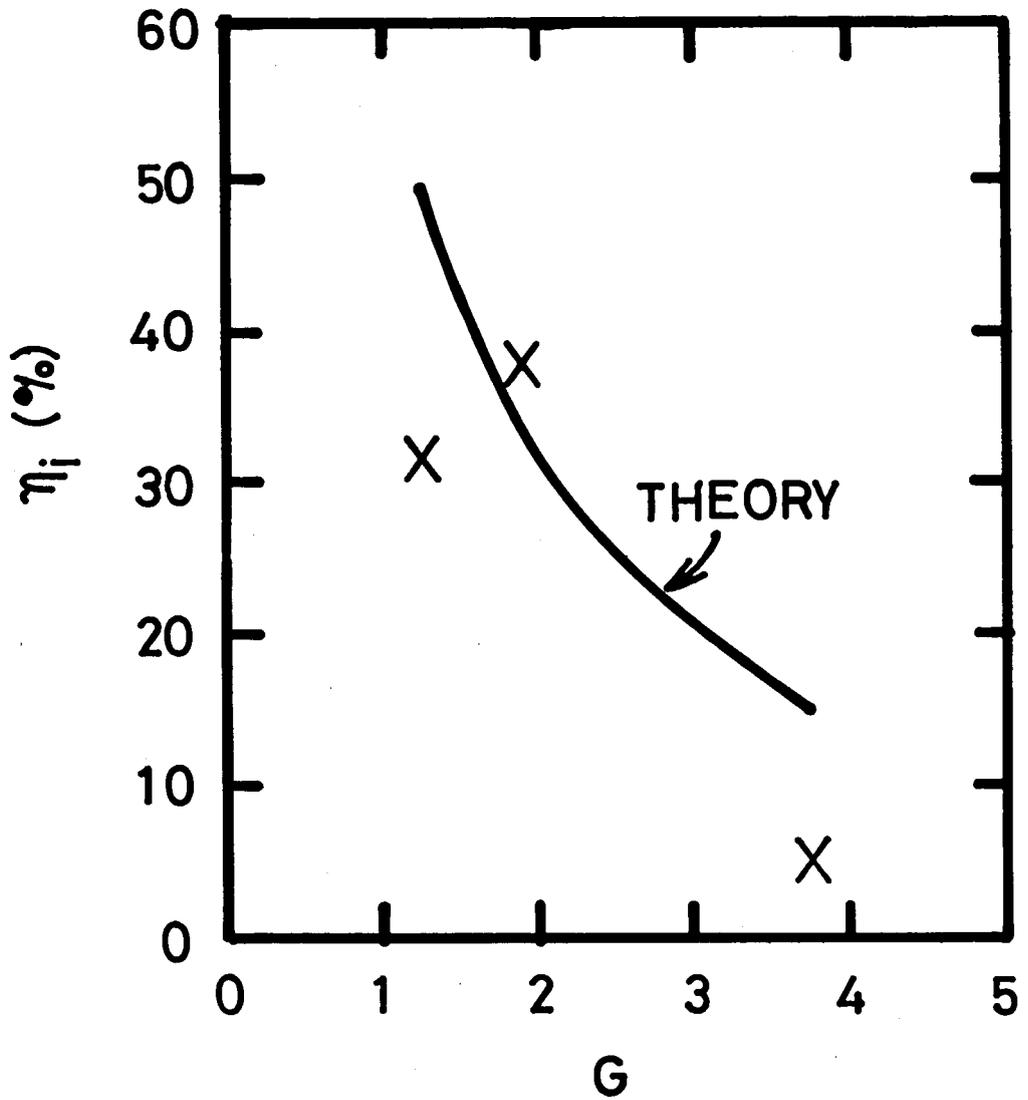
以上をまとめると、ヘリオトロンD装置では、変形イオンサイクロトロン波が励起されており、パラメータGが大きくなると、その左円偏波成分は減少し、放熱エネルギーが吸収される事が実験的に明らかにされたと考えられる。

次にこれらの加熱機構(波の damping mechanism )について検討を加える。

### 2-3 イオン加熱機構の検討

イオンサイクロトロン波のみならず、変形イオンサイクロトロン波でもGが小さいならば、主としてイオンが加熱される。

イオンの加熱機構としては①イオンサイクロトロン共鳴、②有限イオンラーモア半径を考慮した場合のイオンイオン衝突やイオンランダウ減衰、③電子からイオンへの熱伝達が考えられる。本実験のパラメータ範囲では②は問題にはならず、③も第5-1表の様に、熱平衡時間が、イオンのエネルギー



第5-13図

イオン加熱効率  $\eta_i$  vs.  $G_0$  実線は(3-54)式による計算値

一閉じ込め時間より十分短かいので、可能性はない。理論的に予測される可能性は①のイオンサイクロトロン共鳴による加熱である。これを証明する為、 $\omega/\omega_{ci}$ を変化させてイオン加熱の変化を測定した。 $n_i=8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $B=2.3 \sim 3.2 \text{ KG}$ ,  $T_e > 40 \text{ eV}$  で発振出力90~120KW  $\alpha^*=0.2$  なる実験条件を設定した。

第5-14図はこの結果を示す。 $\Delta T_i$  の等値巾は磁場の不均一性が大きいので、かなり広がってはいるが、 $\omega/\omega_{ci} \sim 0.9$ ないし1.0において $\Delta T_i$  は最大となり  $\omega/\omega_{ci} \sim 0.8$ 及び1.1において減少している。コイル等価抵抗 $r_L$  もほぼ同じ傾向を示す。これらは、イオンサイクロトロン共鳴がGの小さい時には、イオン加熱の主機構となっている事を意味していると考えられる。

尚、 $r_L$  が、サイクロトロンの共鳴によると考えられる変化分以外に約0.64Ω分のかさ上げを受けている。イオン加熱効率を、全 $r_L$  に対するサイクロトロン共鳴的な変化分として定義すると、 $\eta_i \sim 13\%$ となる。

前の2-2項でエネルギー収支より計算した $\eta_i$  は30~50%で、ファクター2~3以上の違いを含んでいる。

これは主として、プラズマの加熱された体積の見積りに誤差がある為と考えられる。イオン及び電子温度の空間分布を測定し、加熱された体積を知る事は今後の課題である。

又、このかさ上げは、不純物の電離、その他に使われたエネルギー分を示していると考えられるが、詳しい事は不明である。ただし、パルス巾500 $\mu \sim 1 \text{ msec}$ の高周波印加では、プラズマ密度はほとんど変化を受けない。

## 2-4 電子加熱の機構の検討

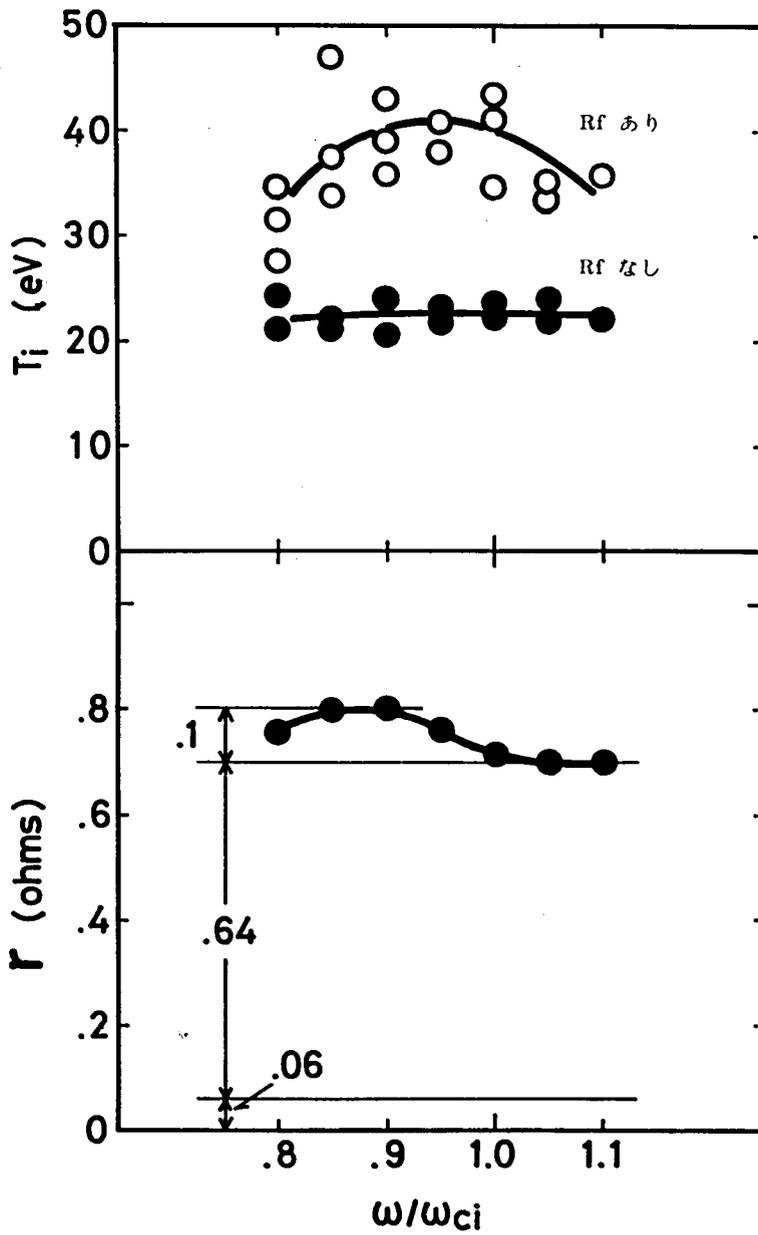
本実験における高周波電子加熱の機構として次の三つの場合が考えられる。

- ① 波動の $E_{||}$ 成分の電子ランダウ減衰 ( $\zeta_0^{(e)} \sim 1$ )
- ② 波動の $E_{||}$ 成分によるジュール加熱 ( $V_{Te}/\lambda_{||} \lesssim \nu_{ee}$ )
- ③ 高周波印加に伴う異常抵抗によるジュール加熱の増進

先ず、②の可能性を考える。このような電子の衝突減衰は、電子の平均自由行程が波の磁力線方向の波長以下でなければならない。 $\lambda_{||} = 2\pi/k_{||} \approx 0.58 \text{ m}$ ,  $V_{Te} \sim 4 \times 10^6 \text{ m/sec}$  とすれば必要な衝突周波数 $\nu_{ee}$  は  $V_{Te}/\lambda_{||} = 6.9 \times 10^6 \text{ /sec} > \nu_{ee}$  となる。 $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  とすれば  $\nu_{ee}$  は  $\nu_{ee} \approx 4 \times 10^5 \text{ /sec}$  となり一桁程小さい。

最後に③の異常抵抗によるジュール加熱の増進は、rfの印加により、 $V_L \cdot I_{OH}$  に変化が認められぬ為、ヘリオトロンD装置における本実験のパワーレベル(100KW)では問題とする必要はないと考えられる。

又、 $E_z$  電場以外、例えば電子TTMP効果等は、波が非圧縮性であるから作用しない。よって、変形イオンサイクロトロンモードで電子が加熱される理由は波動に $E_{||}$  電界が生じ、この電界を電子ランダウ又は電子衝突減衰により、電子が吸収した為であるとして説明する事が出来る。



第5-14図  $T_i$ ,  $r_L$  vs.  $\omega/\omega_{ci}$   
 $\alpha^* = 0.2$ ,  $n_e = 8 \times 10^{18} m^{-3}$ , ヘリウム  $H_e^+$  プラズマ

・ 2-5  $\alpha^* = 0.9$  における加熱実験

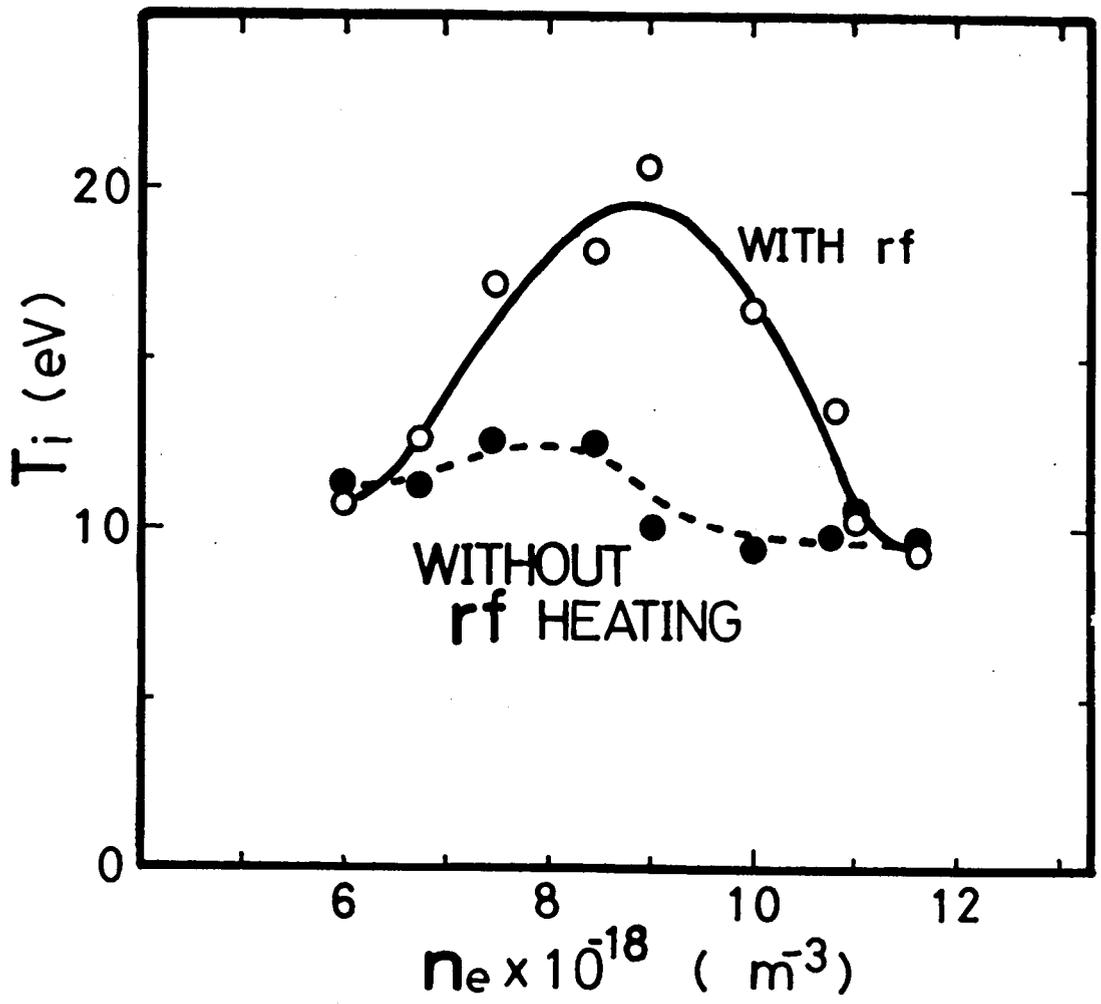
研究の初期において、比較的磁場の均一な  $\alpha^* = 0.9$  を使用し、イオン加熱実験が行なわれた。<sup>(82)</sup>

半ターンコイル,  $k_{\perp} = 11.0 \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi \times 0.8 \text{ MHz}$ , 約 90 KW の rf 電力を注入し, 10 eV のヘリウムイオンを 20 eV に加熱した。第 5-15 図に示す様にイオン加熱には,  $8 \sim 9 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  が最適密度となっていた。これは  $\alpha^* = 0.2$  における実験とほぼ同じである。

このときイオンの加熱効率は、イオンサイクロトロン共鳴によると考えられる。2-3 項と同様な方法でイオン加熱効率を定義すれば  $\eta_i \approx 14\%$  と見積られた。この効率を C-ステラレータ, ウラガンステラレータの実験や, ST トカマックの第一期の ICRH 実験と比較する事により, トーラスにおける Slow 波によるイオンサイクロトロン加熱の効率は, 10~20% の範囲にあるという経験則が得られた。<sup>(82)</sup>

2-2 に述べた様に  $\alpha^* = 0.2$  においてエネルギー収支から得られたイオン加熱効率は, この経験則に対照すれば高きに過ぎる様である。これは, プラズマの被加熱体積及びエネルギー保持時間の測定に誤差が大きい為と考えられる。

$\alpha^* = 0.9$  の実験の時点で変形イオンサイクロトロン波に対する詳しい観測は行なっていない。しかしながら, 最適加熱密度から推定して変形イオンサイクロトロン波領域でイオン加熱が行なわれたと看做す事が出来る。



第5-15図

$\alpha^* = 0.9$  における加熱実験 ( $T_i$  vs.  $n_e$ ),  $k_{\parallel} = 1.10 \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi \times 0.8 \text{ MHz}$ ,  
 約 90 KW, ヘリウム  $\text{H}_e^+$  プラズマ

## 第六章 結 論

ヘリオトロンの特徴であるヘリカル磁場の大きなリップル ( $\epsilon_h > \epsilon_t \sim 0.1$ ) のある場合でも、高周波をかける前のイオン温度を高くする事により、イオンサイクロトロン波の励起・伝播が可能と予測し (第3章 § 1-3), 実験が開始された。実験結果は、予想された最高結合密度 ( $n_{||}^2 \simeq Re K_{xx}'$ ) よりも高い密度領域でイオンは最高温度に達し、Stix coil より Kharkov コイルの方が、加熱に有効である事が判明した。(第5章)

この原因は熱い電子 ( $\omega/k_{||} < V_{Te}$ ) の運動を考慮した分散式に現われる変形イオンサイクロトロン波の理論 (第3章) により説明されるものと考え、この理論解析を進めると共に、その結果に基づき coil 負荷特性を整理、イオンと電子の加熱実験を行ない次の結果を得た。

① 電子温度は  $40 \sim 100 \text{ eV}$  で、周波数  $1 \text{ MHz}$ , 波数  $k_{||} \sim 11.0 \text{ m}^{-1}$  故、 $\omega/k_{||} \ll V_{Te}$  となり、熱い電子モデルの条件を満たしている。

② 変形イオンサイクロトロン波は、磁場リップルの大きい ( $\epsilon_h > 0.2$ )  $\alpha^* = 0.2$  なる配位においても容易に励起され、プラズマ中心部でイオンサイクロトロン減衰を受けると推定するに足るコイル負荷特性 (第5章 § 1.1) が得られる。

一方、イオンサイクロトロン波は、プラズマ中心まで伝播していないと推定される。

③ 磁気プローブによる波数、波動場の測定結果は、変形イオンサイクロトロン波の理論とよく一致した。(第5章 § 1.2, 第3章 § 1)

④ イオンサイクロトロン波領域から、変形イオンサイクロトロン波領域にいたる密度範囲 ( $4 \times 10^{18} \sim 1.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) のヘリウムプラズマに関する加熱実験では、パラメータ  $G$  ( $2-55$  式) が、 $1 \sim 2$  のときイオンが加熱され ( $T_i \simeq 20 \text{ eV}$  が  $60 \text{ eV}$  へ)、 $G$  が  $4$  に近づくとき電子が加熱される。 ( $T_e \simeq 40 \text{ eV}$  が  $100 \text{ eV}$  )

以上により、ヘリオトロンD装置では、比較的低密度プラズマでは、通常のイオンサイクロトロン加熱が、密度が高いプラズマでは変形イオンサイクロトロン波によるプラズマ加熱が行なわれる事が判明した。

イオンサイクロトロン周波数領域で、熱い電子 ( $\omega/k_{||} < V_{Te}$ ) を満足するトーラス装置は、ヘリオトロンDが最初であり、本研究は、変形イオンサイクロトロン波の存在とそれによる加熱を初めて実験的に証明したものである。

最後に、変形イオンサイクロトロン波による加熱研究の今後に解決されるべき問題について述べておく。ヘリオトロンD装置では、パラメータ  $G$  が小さいから、イオン加熱が期待される。したがって本研究で開発された方法により、高温イオンの閉じ込め実験も可能となろう。特にジュール電流がないか、又は小さい条件で実験が行なえるならば、エネルギー閉じ込めもNeo-classical 的となる事が期待される。

将来の磁場の強いヘリオトロンEでは  $10 < G$  となるから、周波数を  $\omega \sim \omega_{ci}$  としてもイオンサイクロト

ロン加熱は期待出来ない。しかしながらプラズマ密度が高い為、ランダウ減衰により加熱された電子からイオンへの熱伝達により、間接的にイオンを加熱出来ると考えられる。

又、周波数をシャーアルペン波の領域 ( $\omega \ll \omega_{ci}$ ) まで下げても、この新しいモードは基本的に変化せず、「磁場の不均一性に影響されない。波長  $\lambda_{\perp} = \frac{2\pi}{k_{\perp}}$  がプラズマ半径  $a$  に比較して十分小さい。 $k_{\parallel}$  は一定である。」等のトロイダル磁場に適した性質は損なわれないばかりでなく、コイルの誘導電圧を低くする事が出来る点で有利である。さらに  $\omega \ll \omega_{ci}$  で有限ラーモア半径の因子  $\lambda_{\perp} = \frac{1}{2} k_{\perp}^2 \rho_i^2 \simeq 1$  のとき、イオン-イオン衝突による波のエネルギー吸収も考えられる。したがって  $\omega \ll \omega_{ci}$  領域の実験を始めておくべきであると考えられる。

## 謝 辞

本研究の場をあたえられ御指導御鞭撻を賜った本学宇尾光治教授並に理論・実験の両面に於て直接御指導を賜った本学飯吉厚夫教授に深甚なる謝意を捧げる。

幾多の助言と温い御指導を下された本学大引得弘助教授並に森本助教授に深く感謝申し上げます。

本学佐々木惣彦助手には、理論・実験の全てにおいて、多大なる御協力御指導を戴き、佐々木氏なくして本研究は一歩たりとも進み得なかった事を申し述べ御礼の言葉にかえさせて頂く。

レーザーによる電子測定装置を製作され、又、助言をいただいた本学近藤克己助手、実験初期に御協力下された吉岡捷爾助手、千葉工業大学小山正晴講師に感謝致すと共に、本学大竹勲教務技官並に、本研究に御協力下された本研究施設に所属される大学院学生諸氏に心より御礼申し上げます。

又、貴重な示唆となる御講演と御検討を頂いたベル研究所 長谷川晃氏をはじめ文献引用させて頂いた幾多の方々に深い敬意を表わす。

## 引 用 文 献

### 第1, 2章

- (1) T.H.Stix; Proc. of International School of Plasma Phys., Varanna, 1, (1972)
- (2) D.R.Sweetman; Nuclear Fusion, Supplement Pt.1, 239 (1962)
- (3) R.A.Dandel, et al; International Conference on Plasma Physics And Controlled Nuclear Fusion Research, Culham, 2, 713 (1965)
- (4) J.D.Cordey; Culham Laboratory Reports, CLM-P383 (1974)
- (5) D.Aldcroft, et al; Nucl. Fusion, 13, 393 (1973)
- (6) D.J.Lees, et al; 5th Europ. Conf., Grenoble, 135 (1972)
- (7) V.F.Tarasenko ; 5th Europ.Conf.,Grenoble, 112 (1972)
- (8) H.Toyama, K.Matsuura; Nucl. Fusion 13, 363 (1973)
- (9) K.Matsuura; ref.(1) 25 (1972)
- (10) T.H.Stix; Phys. Rev. 106, 1146 (1957)
- (11) B.Hook, M.A.Rothman, J.Sinnis, J.Adam; Phys.Fluids, 8, 1146 (1965)
- (12) M.A.Rothman, M.H.Hill; Princeton Univ., MATT-Technical Memorandum, 185 (1964)
- (13) S.Yoshikawa, R.M.Sinclair, M.A.Rothman; 3rd International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA CN-21/121, Novosivirsk, (1968)
- (14) M.A.Rothman, R.M.Sinclair, S.Yoshikawa; MATT-392 (1965)
- (15) K.Chung, M.A.Rothman, R.M.Sinclair, S.Yoshikawa; Phys. Fluids 8, 1886 (1965)
- (16) J.C.Hoses, R.M.Sinclair; Phys. Fluids 13, 701 (1970)
- (17) K.Uo; MATT-278 (1964), and Phys. Fluids, 8, 384 (1965)
- (18) M.A.Rothman, B.Hook; MATT-Technical-Memorandum, MM-215 (1965)
- (19) B.Hook, M.A.Rothman, J.Sinnis, J.Adam; Phys. Fluids, 8, 1146 (1965)
- (20) M.S.Fease, S.Yoshikawa, H.P.Mübenk; Phys. Fluids 9, 2059 (1966)

- (21) A.Iiyoshi, H.Yamato, S.Yoshikawa; Phys.Fluids, 10,749 (1967)
- (22) H.Yamato, A.Iiyoshi M.A.Rothmann, R.M.Sinclair, S.Yoshikawa; Phys. Fluids, 10, 756 (1967)
- (23) I.G.Brown, M.A.Rothmann R.M.Sinclair; Phys.Fluids 12, 1318 (1969)
- (24) S.Yoshikawa, M.A.Rothman, R.M.Sinclair; Phys. Rev. Lett. 14, 214 (1965)
- (25) V.V.Dolgoplov, et al; JETP 18, 866 (1964)
- (26) K.Chung, M.A. Rothman; Phys.Fluids,10, 2634 (1967)
- (27) M.A.Rothman, R.M.Sinclair, J.C.Hosea; Phys. Fluids, 12, 2211 (1969)
- (28) J.C.Hosea, R.M.Sinclair; Phys. Fluids,16,1268 (1973)
- (29) A.G.Diky, V.T.Tolok, O.M.Shvets; 3rd International Symp. on Toroidal Plasma confinement, Garching, E17 (1973)
- (30) A.G.Diky, et al; 6th Europ. Conf.,Moskow, 105 (1973)
- (31) F.W.Perkins, M.Chance, J.M.Kindel; 3rd International Symp. on Toroidal Plasma Confinement, Garching, B8 (1973)
- (32) T.H.Stix; Phys. Fluids, 1, 308 (1958)
- (33) T.H.Stix, Palledino; Proc. 2nd International Conference on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Geneva, 31, 282 (1958), and Phys.Fluids, 1, 446 (1958)
- (34) T.H.Stix; Phys.Fluids,3, 19 (1960)
- (35) T.H.Stix, Palledino; Phys.Fluids, 3, 641 (1960)
- (36) B.Hook, H.H.Tenny, M.H.Brennen, M.H.Hill, T.H.Stix; Phys. Fluids, 4, 1131 (1961)
- (37) B.Hook, P.Avivi, M.H.Brennen, M.A.Rothman, T.H.Stix; Nuclear Fusion Supplement, Part 3, 1083 (1962)
- (38) B.Hook, M.A.Rothman, P.Avivi, J.Adam; Phys.Fluids 5, 864 (1962)
- (39) M.A.Rothman, B.Hook, J.Adam; Bull. Am. Phys. Soc. Sec II 7, 407 (1962)

- (40) J.Adam M.A.Rothman, B.Hook; Bull. Am. Phys. Soc. Sec. II, 8, 174 (1962)
- (41) S.S.Ovchinnikov, S.S.Kalinichenko, O.M.Shvets, V.T.Tolok; JETP, 34, 1246 (1972)
- (42) S.S.Ovchinikov, et al; JETP Lett. 12, 187 (1970)
- (43) S.S.Ovchinikov, S.S.Kalinichenko, V.I.Kurilko, O.M.Shvets, V.T.Tolok; 4th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Wisconsin, CN-28/L-8(1971)
- (44) V.F.Tarasenko, et al; 5th Europ. Conf., Grenoble, 112 (1972)
- (45) F.W.Perkins; International School of Plasma Phys., Varenna, Proc. Page 20, (1972)
- (46) T.H.Stix; Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill (1962), Page 60-62., 188-191
- (47) B.Hook; International School of Plasma Phys., Varenna, 73(1972)
- (48) B.Hook, J.C.Hosea; 5th Euro. Conf., Grenoble, 107, (1972)
- (49) J.Adam, M.Chance, H.Eubank, W.Getty, E.hinov, B.Hook, J.Hosea F.Jobes, F.Perkins, R.Sinclair, J.Sperring, H.Takahashi; 5th International Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, CN-33/A3-2 (1974)
- (50) K.Uo; KAKUYUGOKENKYU 1, 20 (1958), and 2, 247 (1959), and 2, 679 (1959)
- (51) K.Uo; DENKIGAKAISHI 81, 1739 (1961), and 81, 1748 (1961), and 82, 899 (1962)
- (52) K.Uo, Kato, Mōri, Oshiyama, Ishii, Tamura, Uchida, Hayashi; DENKIGAKAISHI, 82, 1759 (1962)
- (53) K.Uo; J. Phys. Soc. Japan, 16, 1380 (1961)
- (54) K.Uo, A.Mōri, H.Oshiyama, R.Kato, K.Ishii; Phys. Fluids, 5, 1293 (1961)
- (55) K.Uo, R.Itatani, A.Mōri, H.Oshiyama, S.Ariga, T.Ueda; 3rd International Conf. on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Research, Novosibirsk, CN-24/ B-4 (1969)

- (56) K.Uo; Gakujutsugepō, 24, 6, 882 (1971)
- (57) K.Uo; Kakuyugokenkyu, 24, 6, 319 (1970)
- (58) K.Uo; Plasma Physics, 13, 243 (1971)
- (59) K.Uo, A.Iiyoshi, S.Yoshioka, T.Ishida, S.Konoshima, M.Sato; 4th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Wisconsin, CN-28/H-8, (1971)
- (60) A.Iiyoshi, S.Morimoto, S.Konoshima, S.Yoshioka, M.Sato, I.Ohtake, H.Yamada, K.Uo; Nuclear Fusion, 14, 7 (1974)
- (61) K.Uo, S.Morimoto, S.Konoshima, M.Koyama, A.Iiyoshi.; Phys. Rev. Lett., 31 968 (1973)
- (62) K.Uo, A.Iiyoshi, T.Ohbiki, S.Morimoto, A.Sasaki, K.Kondo, S.Yoshioka, I.Ohtake, S.Konoshima, M.Sato, O.Motojima, M.Koyama; 5th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, CN-33/B5-5 (1974)
- (63) A.Iiyoshi, K.Uo; ref.(62), CN-33/G-4, (1974)

第 3 , 4 , 5 章

- (64) G.Cattanaï; Phys.Rev. Lett., 27, 980 (1971)
- (65) Princeton Univ. Plasma Phys. Laboratory Annual report; MATT-Q 28, 55 (1970)
- (66) Perkins; ref (31) and (45)
- (67) T.H.Stix; ref.(46), Chap. 8 and 9
- (68) D.Fried, S.Conte; The Plasma Dispersion Function, Academic Press, New York (1961)
- (69) T.H.Stix; International School of Plasma Phys., Varenna, 77, (1972)
- (70) T.H.Stix; ref.(46), page 246-250
- (71) A.Hasegawa, L.Chen; Phys. Rev. Lett. 32, 454 (1974)

- (72) A.Hasegawa, L.Chen; Phys.of Fluids, 17, 1399 (1974)
- (73) A.Hasegawa; Bull. of Phys. Soc. Japan, Kyoto, (1975)
- (74) T.Stix; ref. (46), eq.(9-52)
- (75) R.Dandl et al; ref.(55), 2, 435 (1968)
- (76) F.Hinto, C.Oberman; Nucl. Fusion, 9, 319 (1969)
- (77) B.Dreizman, et al; JETP 31, 948 (1970)
- (78) S.Konoshima; Doctoral Thesis, Kyoto Univ. (1975)
- (79) B.Kadomtsef, O.Pogutse; Nuclear Fusion, 11, 67 (1971)
- (80) A.Gibson, D.Mason; Plasma Physics, 11, 121 (1969)
- (81) V.Nemov; Plasma Physics, 14, 37 (1971)
- (82) A.Iiyoshi, M.Sato, A.Sasaki, T.Ohbiki, K.Uo; Nuclear Fusion 14, 789 (1974)
- (83) Brandstatter; An Introduction to the Waves Rays and Radiation in Plasma Media, McGraw Hill, New York (1963)
- (84) D.Swanson; Phys.Fluids, 18, 1269 (1975)
- (85) H.Takahashi; Plasma Physics, 16, 29 (1974)

その他の文献(主としてシャーアルベン波関係)

- (85) T.Stix; MATT-1089, (1974)
- (86) D.G.Swanson; Phys.of Fluids, 18, 1269 (1975)
- (87) J.L.Sperling, F.W.Perkins; Phys.of Fluids, 19, 281 (1976)
- (88) D.G.Swanson; Phys.of Fluids, 17, 2241 (1974)
- (89) J.D.Barter, J.C.Sprott; Phys.Rev. Lett., 34, 1609 (1975)
- (90) A.M.Messiaen, et al.; Nucl. Fusion, 15, 75 (1975)
- (91) J.A.Tataronis, W.Grossmann; Private Cominucation (1976)
- (92) A.Hasegawa, L.Chen; Phys. Rev. Lett., 35, 370 (1975)
- (93) W.Allis, S.Buchshsbaum, A.Bers; Waves in Anisotropic Plasmas The M.I.T. Press (1963) Chap. 5

本論文に関する研究発表

- (1) IIYOSHI et al ; 5th Europ. Conf. Grenoble (1972)
- (2) K.UO. et al ; Proc. 5th Int. Conf Tokyo, (1974)  
IAEA paper CN-33/B5-3
- (3) IIYOSHI et al ; Nucl. Fusion 14, (1974) 789
- (4) SATO et al ; Phys Rev. Letter (contributed)
- (5) 佐藤 他 ; 日本物理学会第27回年会(1972)
- (6) " " ; " 1972年秋の分科会(1972)
- (7) " " ; " 第28回年会(1971) 6P-J-2
- (8) " " ; " 1973年秋の分科会 25a-B-9
- (9) " " ; " 第29回年会(1974) 13a-G-6
- (10) " " ; " 第30回年会(1975) 3a-C-3
- (11) " " ; " 1975年秋の分科会