

INSTITUTE OF PLASMA PHYSICS

NAGOYA UNIVERSITY

RESEARCH REPORT

NAGOYA, JAPAN

Report of Meeting and Working Sessions on Plasma Heating

IPPJ-148

February 1973

1972.1.17~19

於 名古屋大学プラズマ研究所

目 次

| | | |
|--|-------------------------|----|
| I. はじめに | | 1 |
| II. 加熱機構 | | |
| 1. 粒子入射による加熱 | 岡本 耕輔(理 研) | 2 |
| III. C.T.R.における加熱 | | |
| ジュール加熱及び閉じ込めを考えた加熱 | | |
| | 下村 安夫・伊藤 智之(原 研) | 10 |
| IV. I.C.R.Hを中心としたイオン共鳴加熱 | | |
| 1. Lower Hybrid Modeのパラメトリック共鳴におけるPlasma加熱 | | |
| | 山際啓一郎(静岡大理) | 20 |
| 2. イオンによるハイブリッド共鳴 | 遠山 潤志(プラズマ研) | 21 |
| 3. トーラス装置でのイオンサイクロトロン共鳴加熱 | 飯吉 厚夫(京大工) | 22 |
| 4. ま と め | 遠山 潤志(プラズマ研) | 23 |
| V. ビーム プラズマ系による加熱 | | |
| A. 電子ビーム・プラズマ系 | | |
| 1. ビーム・プラズマ系の電子振動の励起 | | |
| | 森 弘之・小島 昌治(教育大理) | 30 |
| 2. 磁場中の電子ビーム・プラズマ相互作用 | 水野 勝弘(京大理) | 32 |
| 3. 電子ビーム・プラズマ系での低周波振動(概説) | | |
| | 山内 峯生(理 研) | 34 |
| 4. 電子ビーム・プラズマ系における低周波振動 | | |
| | 津留 俊介・板倉 昭慶・小島 昌治(教育大理) | 35 |

| | | |
|------------------------------------|---|----|
| 5. 低エネルギー電子ビームによるイオン波の励起 | 天岸 祥光(静岡大教養) | 36 |
| 6. プラズマ中の低周波振動と高周波振動の相互作用 | 天岸 祥光(静岡大教養) | 37 |
| 7. 電子の加熱 | 石井 成行(理 研) | 38 |
| 8. “電子ビームとプラズマの相互作用によるイオン加熱” | 八井 浄・山本 幸男(阪大基礎工) 八束充保*・佐藤喜孝*(姫路工大*) | 40 |
| B. イオンビーム・プラズマ系 | | |
| 1. イオンビーム・プラズマ系 | 小島 昌治・石塚 浩(教育大理) | 42 |
| 2. Ion beam の Decay | 大沼 俊朗・藤田 孝夫(東北大工) | 44 |
| 3. イオン・ビームの減衰と振動 | 大沼 俊朗・藤田 孝夫(東北大工) | 44 |
| 4. Ion-Beam Relaxation in a Plasma | 岡本幸雄・玉河 元(名大工) | 45 |
| C. ビーム・プラズマ系(まとめ) | 三好 昭一(理 研) | 47 |
| VI. 乱流加熱 | | |
| 1. 乱流加熱実験の輸送量 | 渡辺 健二(阪市大) | 50 |
| 2. 乱流加熱中に励起される振動の測定 | 宇山 忠男(阪市大) | 51 |
| 3. 大出力マイクロ波を利用した乱流加熱 | 大藪 修義(東大宇宙研) | 52 |
| 4. 電子の速度分布函数 | 近藤 克己(プラズマ研) | 53 |
| 5. 乱流加熱プラズマのイオンの速度分布 | 尾田 年充(広島大理) | 54 |
| 6. 乱流加熱のまとめ | 河辺 隆也(プラズマ研) | 55 |
| VII. レーザーによる加熱 | | |
| 1. レーザーによるプラズマの加熱機構 | 山中千代衛(阪大工研 プラズマ研) | 58 |
| 2. レーザーによる核融合プラズマの生成と異常加熱 | 山中 龍彦(阪大工研 プラズマ研) | 59 |
| 3. 重水素レーザー・プラズマの生成とカスプ閉じ込め | 狐崎 晶雄・野々村久雄・関口 忠(東大工) | 60 |

| | | |
|-----------------------------------|---------------------|----|
| 4. 高出力 CO ₂ レーザー | 中塚 正大(阪大工) | 62 |
| 5. CO ₂ レーザーによるプラズマの加熱 | 的場 幹史(阪大工) | 63 |
| 6. レーザーによる加熱(まとめ) | 山中 龍彦(阪大工 プラズマ研) | 64 |

VIII. Shock, θ ピンチによる加熱

| | | |
|---------------------------------|-------------|----|
| 1. 衝撃波によるプラズマ加熱 | 丹生慶四郎(東工大) | 66 |
| 2. 衝撃波研究の現状(実験) | 中井 貞夫(阪大工) | 67 |
| 3. “衝撃波によるイオン加熱” | 水井 順一(阪大工) | 70 |
| 4. 加熱という観点からみたテータ・ピンチ | 増崎 克(プラズマ研) | 72 |
| 5. テータ・ピンチでの加熱 | 宮本 徹(日大理工) | 74 |
| 6. Shock, θ ピンチによる加熱の分科会 | 中井 貞夫(阪大工) | 77 |

IX. 粒子入射によるプラズマの加熱

| | | |
|--------------------------|------------------|----|
| 1. 大容量粒子源 | 布垣 昌伸(阪大工) | 80 |
| 2. クラスタ粒子源 | 円城寺 博(理研) | 83 |
| 3. 粒子入射加熱についてのコメント | 岡本 耕輔(理研) | 85 |
| 4. 高速中性粒子入射によるプラズマの加熱の計算 | 大塚 道夫*・矢野 淑郎(原研) | |
| | (*京大工, 学生研究生) | 86 |
| 5. 粒子入射加熱で予想される不安定性 | 松田慎三郎・津田 孝(原研) | 88 |
| 6. 粒子入射によるプラズマの加熱(まとめ) | 秋宗 秀夫(阪大工) | 90 |

X. 特別講演

| | | |
|---------------------|-------------|----|
| グルーノブルにおける T・T・M・P. | 長尾 重夫(東北大工) | 93 |
|---------------------|-------------|----|

XI. 全体のまとめ

| | | |
|------------|--------------------|----|
| 加熱研究作業会まとめ | 松浦 清剛 河辺 隆也(プラズマ研) | 97 |
|------------|--------------------|----|

I. は じ め に

最近の核融合の研究はトコマク型装置で示されているように、閉じ込めの実験がその中心的課題になっていて、それに関しては相当の進展がみられつつある。しかしながら、核融合の立場からみれば、なお一層の加熱が必要とされている。プラズマの加熱に関しては、従来も種々の加熱法がそれぞれの立場から研究されているが、それらは必ずしも核融合の総合的研究の一環としての加熱の研究ではなく、いわば基礎的研究に属するものが多い。したがって最近強調されている加熱の研究は、閉じ込めを意識した上での加熱であって、その意味では核融合の総合的研究の一環としてのものである。

プラズマの加熱法に関しては、粒子入射、波動によるもの、ジュール加熱等、その種類も多く、又それ等の有効性に関しても一様ではない。これら各種の加熱法を比較検討して今後の加熱研究の方向をさぐることは重要かつ興味ある問題と思われる。

このような考え方にに基づき、プラズマの加熱に関する研究作業会を昭和47年1月にプラズマ研究所で開催して、多数の研究者の出席をいただいた。この研究作業会は特別講演と分科会での討論とからなり、最後に全体としてまとめを行った。

この研究作業会での講演、発表はその後それぞれの担当者から原稿の形で提出していただいた。ここに集録したものは、このようにして集められたものである。

御協力いただいた方々に深謝の意を表したい。又この研究作業会には原子力研究所の方々にも、いろいろ協力していただいたことを附記し、感謝の意を表する次第です。

代 表 者 松 浦 清 剛

発 起 人 渡 辺 健 二

西 川 恭 治

百 田 弘

杉 原 亮

川 村 孝 弑

河 辺 隆 也

II. 加 熱 機 構

1. 粒子入射による加熱

理研 岡本耕輔

閉じ込め磁場中にある低いイオン温度のプラズマに外から高エネルギー中性粒子^{*}を入射し、プラズマによるイオン化でそれを捕え、高エネルギー粒子自身の蓄積、あるいは先のエネルギーをプラズマ粒子に与えることによるプラズマイオンの加熱により高温イオンのプラズマを得ようとするものである。この場合低温のプラズマはターゲット・プラズマと呼ばれる。

ターゲットプラズマはその粒子密度および空間的拡がりが入射粒子をその内で相当部分イオン化できる程度に大きくなくてはならない。また、閉じ込め磁場のエネルギーおよび粒子閉じ込め時間は、十分なエネルギーを注入できる時間および入射粒子の熱化時間と同等あるいはそれ以上でなくてはならない。トカマクプラズマの加熱〔1〕、核融合炉の点火〔2〕、電子サイクロトロンプラズマの蓄積〔3〕などの計画や計算が最近相次いで発表されている。

ミラー磁場内の蓄積は古くから行われているが、入射粒子強度が数 10 mA と小さく、プラズマ密度は 10^9 cm^{-3} 台であった。最近は米国オークリッジで 2 A〔1, 4〕のものが開発され、また各国でクラスター・イオン源の開発〔5, 6, 7〕も行はれている。ここでは、トカマクプラズマを対象にして話を進める。また入射によるプラズマ閉じ込めへの影響は考えない。

1. 入射中性粒子の捕捉

ターゲット・プラズマの温度を T_e , T_i , 入射粒子のエネルギーを E_0 , それぞれの速度を \bar{v}_e , \bar{v}_i , v_0 とするとき、一般に次の関係にある。

$$E_0 \gg T_e \gtrsim T_i \tag{1}$$

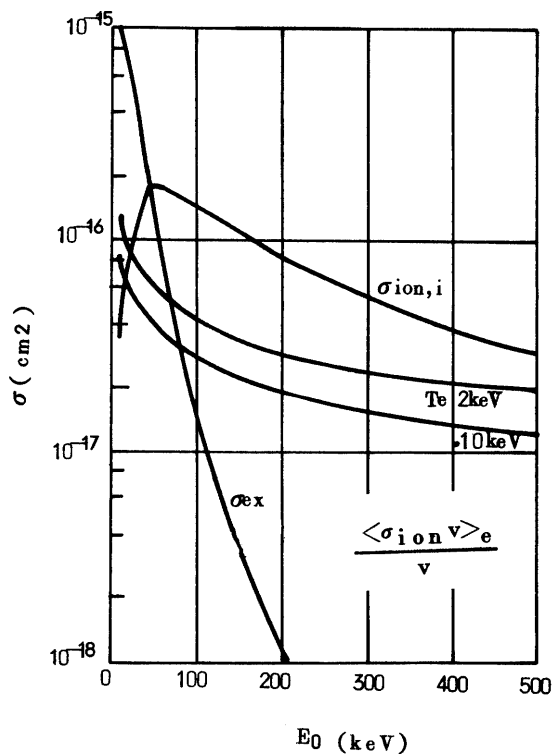
$$\bar{v}_e \gg v_0 \gg \bar{v}_i \tag{2}$$

従って入射粒子をイオン化してプラズマに捕える平均自由長 l は、

* 50 kG の磁場では、100 keV H^+ のラーマー半径は 1 cm 足らなくなる。

$$l^{-1} \approx n \left[\sigma_{\text{ion}, i}(E_0) + \frac{\langle \sigma_{\text{ion}} v \rangle_e}{v_0} + \sigma_{\text{ex}}(E_0) \right] \quad (3)$$

ここに σ_{ion} は電離断面積, $\langle \quad \rangle$ はマックスウェル分布に対する平均を表わす。(3)式の括弧内の各項の大きさを第1図に示す。^{*} [8, 9]



第1図 イオン化断面積(水素)

2. プラズマ粒子へのエネルギーの移行

磁気軸に垂直に近く入射する場合, 中性粒子流ではプラズマとの相互作用は殆どないであろう。またイオンとなって捕えられても, イオン化した半径位置を通るドリフト面に広く分散されるので, イオンビームとしての粒子密度は小さく, 集団現象を通してよりはプラズマ粒子との2体衝突でエネルギーを失うのが支配的と考えられる。

(2)の関係が, 減速して入射粒子のエネルギーが小さくとも成立するものとし, 電子との衝突には級数展開を, イオンとの場合は漸近展開を用いると次の様に近似できる。

* 重水素の場合は, 同じ速度の水素エネルギーに換算して用いる。

プラズマの中心密度を n_0 , プラズマ半径を a とし, 磁気軸を通るように中性粒子を入射するときは, 後に示すように $(n_0 \text{ の } l) \approx a$ になれば, 入射粒子を殆どイオン化捕捉できる。 E_0 が 50 或は 500 keV では $\Sigma\sigma = 4 \times 10^{16}$ 或は $4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ なので, $n_0 a$ は 2×10^{15} 或は $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ の大きさが必要である。 $a = 20 \text{ cm}$ としても n_0 は 1×10^{14} 或は $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ になる。ローソンの条件は $n\tau \approx 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}$ なので, その実証を目的とするトカマクプラズマは上記の n_0 に近い値になっていることが期待できる。

なお, 水素の場合, 40 keV 迄は電荷交換過程が主であるが, 70 keV 以上ではイオンおよび電子による電離が主になる。

$$-\frac{d\hat{E}}{dt} = \left(\frac{d\hat{E}}{dt}\right)_e + \left(\frac{d\hat{E}}{dt}\right)_i = \frac{\hat{E}}{\tau} (1 + r^3 \hat{E}^{-3/2})^2 \quad (4)$$

ここに $\hat{E} = E/T_e$, $1/\tau = 2 \times 10^{-12} n / T_{ek}^{3/2} \text{ sec}^{-1}$, $r^3 = 3\sqrt{\pi} M^{3/2} / 4 M_{ri} m_e^{1/2}$,
 $M_{ri} = MM_i / M + M_i$, n は cm^{-3} , T_{ek} は keV の単位である。右辺の第1項は電子, 第2
 はイオンによる項である [10, 11, 12]。 r の値を第1表に示す。

| 入 射 粒 子 | H | D | α |
|---------|------|---------------------|---------------------|
| プラズマイオン | p | (d+t)/ ₂ | (d+t)/ ₂ |
| r^3 | 114 | 145 | 272 |
| r^2 | 23.5 | 27.6 | 42 |
| r | 4.8 | 5.3 | 6.5 |

第1表 r の値

$\hat{E} = r^2$ を境にして $(d\hat{E}/dt)_e$ と $(d\hat{E}/dt)_i$ の大小が逆になり, $\hat{E} \gg r^2$ ではエネルギーの大部分は電子に行くことを(4)式は示している。

(4)式は積分でき, $t = 0$ で $\hat{E} = \hat{E}_0$ とすると,

$$\hat{E} = \left[(\hat{E}_0^{3/2} + r^3) e^{-3t/2\tau} - r^3 \right]^{2/3} \quad (5)$$

$\hat{E} = 2$ になる迄の時間を熱化時間 t_{th} とすると,

$$t_{th} = \frac{2}{3} \tau \ln \left(\frac{\hat{E}_0^{3/2} + r^3}{2^{3/2} + r^3} \right) \simeq \frac{2}{3} \tau \ln \left[\left(\frac{\hat{E}_0^{1/2}}{r} \right)^3 + 1 \right]$$

$$= 7.7 \times 10^{11} \frac{T_{ek}^{3/2}}{n} \log \left[\left(\frac{\hat{E}_0^{1/2}}{r} \right)^3 + 1 \right] \quad (6)$$

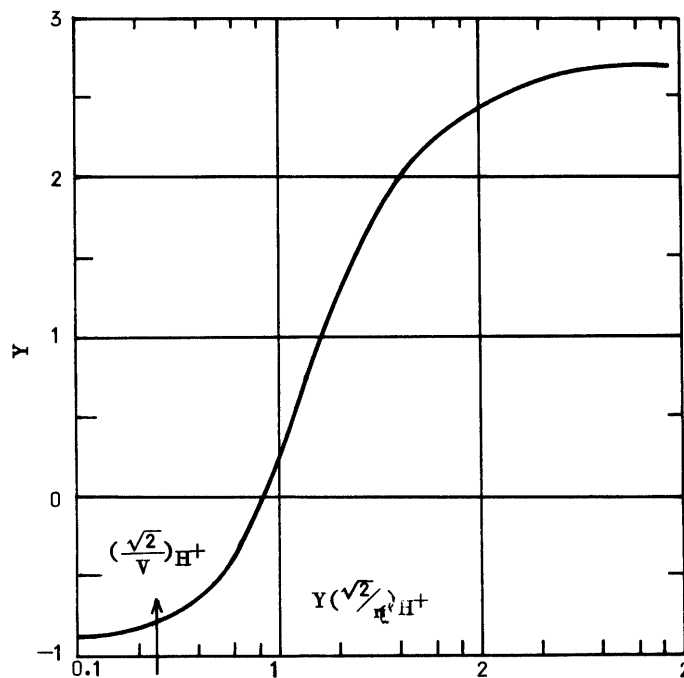
捕えた粒子の閉じ込め時間に比べ t_{th} が小さければ、それはプラズマ温度まで下がり熱化するが、大きければその時刻に相当するエネルギーを持つて外にでていく。

熱化する迄にイオンに行くエネルギー $\Delta \hat{E}_i$ は

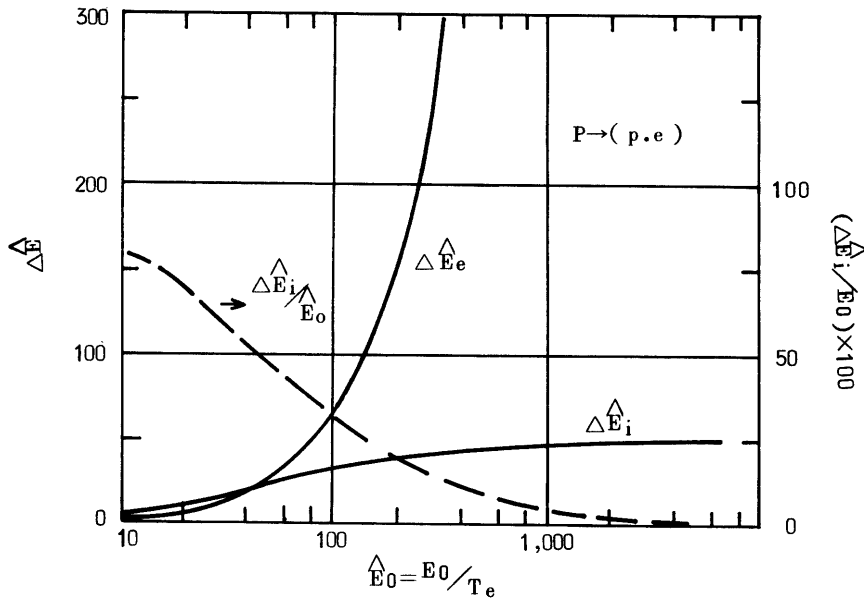
$$\begin{aligned} \Delta \hat{E}_i &= \int_0^{t_{th}} \frac{r^3}{\tau} \hat{E}^{-\frac{1}{2}} dt \\ &= \frac{2}{3} r^2 \left[\frac{\ln \sqrt{\left(\frac{\hat{E}^{\frac{1}{2}}}{r} - \frac{1}{2}\right) + \frac{3}{4}}}{\left(\frac{\hat{E}^{\frac{1}{2}}}{r}\right) + 1} + \tan^{-1} \frac{2 \frac{\hat{E}^{\frac{1}{2}}}{r} - 1}{\sqrt{3}} \right]_{\frac{\hat{E}_0}{2}}^{\hat{E}_0} \\ &= \frac{2}{3} r^2 \left[Y\left(\frac{\hat{E}_0^{\frac{1}{2}}}{r}\right) - Y\left(\sqrt{2}/r\right) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

第2図に括弧内の値を示す。

水素プラズマの加熱に(7)式を用いた結果を第3図に示す。 $\hat{E}_0 = r^2 = 23.5$ のとき



第2図 $\Delta \hat{E}_i = \frac{2}{3 r^3} \left[Y\left(\frac{\hat{E}_0^{\frac{1}{2}}}{r}\right) - Y\left(\sqrt{2}/r\right) \right]$ の Y の値

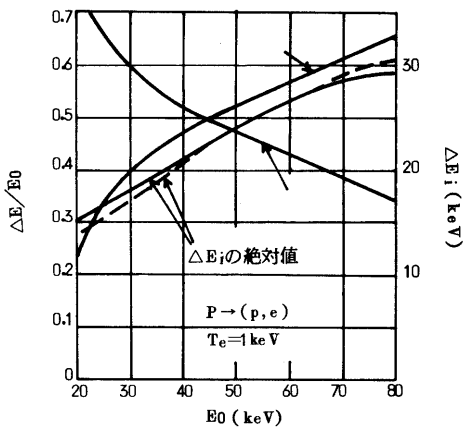


第3図

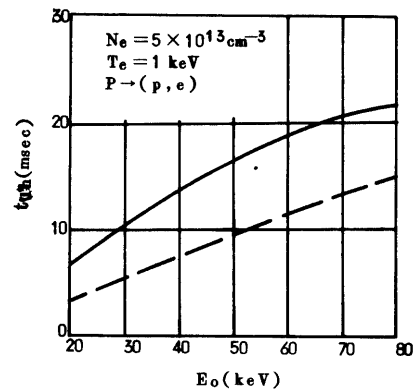
水素プラズマにおいて
入射水素エネルギーが
イオンと電子に行く値

$(\frac{d\hat{E}}{dt})_e = (\frac{d\hat{E}}{dt})_i$ であるが、 $\hat{E}_0 \approx 45$ で $\Delta\hat{E}_i = \Delta\hat{E}_e$ となる。 $\hat{E}_0 > 45$ でも $\Delta\hat{E}_i$ は大きくなるが、それに比べて $\Delta\hat{E}_e$ の増し分は極めて大きく、 \hat{E}_0 の増し分は殆ど電子に行ってたり。従って、 T_e が高くなることが不利な時は、 \hat{E}_0 は 100 位が限度となる。図にはまた $(\frac{\Delta\hat{E}_i}{E_0}) \times 100$ の値を示してある。

シグマア等〔12〕がバレスク・レナードの運動方程式を用い、 $n = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_{ek} = 1 \text{ keV}$ のトカマクプラズマに対するより正確な計算を行い、また(4)式の近似との比較をしている。第4、5図にそれを示す。入射粒子エネルギーが小さくなり、イオン温度に近くなる



第4図 2本の細い線は配分の割合
太い線はイオンに行くエネルギーの絶対値
長点線は(7)式による近似値(文献12)



第5図 入射エネルギーと熱化時間の
関係。実線は文献(12)によるもの、
点線は(6)式。

と漸近展開の近似が悪くなる。図に見るように熱化時間 t_{th} の誤差は大きい、エネルギーの分配 ΔE では余り違はない。熱化時間 t_{th} は $E_0 = 80 \text{ keV}$ で 22 ms であり、約 30 keV のエネルギーがイオンに直接に行く。現在のソ連のトカマク T-3 装置でもエネルギー閉じ込め時間は約 30 ms で上記の 22 ms より大きい。また、 5 keV のイオン温度上昇には、電子からの加熱を考えなくても、入射粒子 1 個当りイオン 6 個分の加熱が行われることになる。なお、入射を始めると T_e が上昇して \hat{E}_0 の値が小さくなるので、イオンに行くエネルギーの割合は大きくなる。

3. 加熱された電子によるイオンの加熱

前にのべたように、水素プラズマでは \hat{E}_0 が約 45 より大きくなると、 $\Delta \hat{E}_e > \Delta \hat{E}_i$ となり \hat{E}_0 の増加と共に電子温度はイオン温度に比べ、極めて高くなる。

電子とイオンの間の等温度化の時定数 t_{eq} [13] は

$$-\frac{dT_e}{dt} = \frac{T_e - T_i}{t_{eq}}$$

$$t_{eq} = 5.9 \times 10^{11} \frac{T_{ek}^{3/2}}{n} \text{ sec.} \quad (8)$$

電子の制動輻射の時定数 t_{rad} [14] は

$$-dT_e/dt = T_e/t_{rad}$$

$$t_{rad} = 3.0 \times 10^{14} T_{ek}^{1/2} / n \quad (9)$$

また入射粒子による電子加熱の時定数 τ は(4)式より

$$\tau = 5 \times 10^{11} T_{ek}^{3/2} / n \quad (10)$$

τ と t_{eq} は殆ど同じであるが、 t_{rad} は1桁以上大きい。従って、輻射以外のエネルギー損失が特に増えなければ、入射粒子で加熱された電子によるイオンの加熱が期待できる。

4. プラズマの温度上昇の空間分布

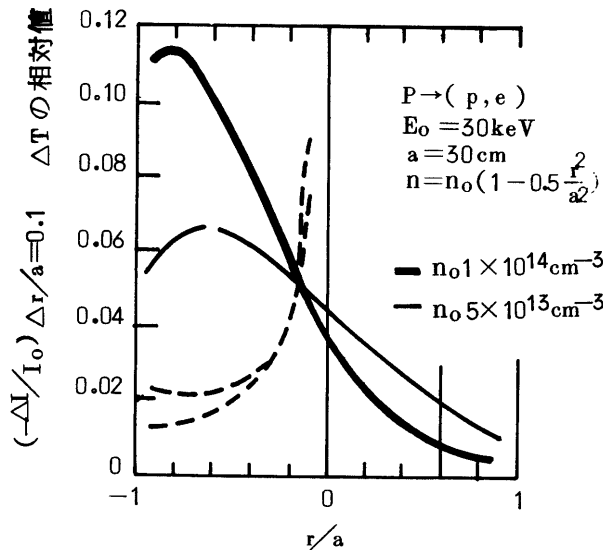
プラズマの粒子密度は磁気軸よりの半径位置 r の函数なので、入射中性粒子のイオン化平均長 l も r の函数である。プラズマの半径を a cm, $n = n_0 \left[1 - 0.5 \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]$ の分布をもつとして、 $E_0 = 30$ keV の場合、各半径位置でのイオン化の割合 $-\Delta I / I_0 = I \Delta r / I_0 l$ を n_0 をパラメータとして第6図に示す。イオン化して捕えられた粒子はその点を通るドリフト面上に拡がるとすれば、単位体積当りの温度上昇は同じ r での $(-\Delta I)$ を加え、これを nr で割ったものに比列する。従って、

$$-\left[\Delta I(r) + \Delta I(-r) \right] / nr$$

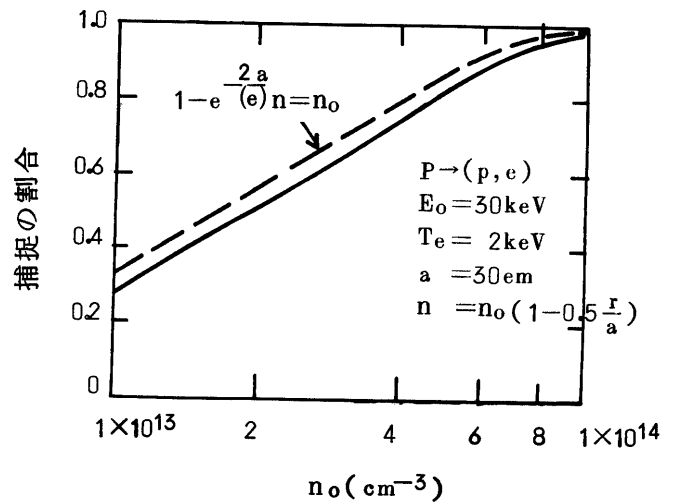
が r の減少函数なら、温度も r の減少函数になる。

中心の n_0 に対する $(1)_{n=n_0}$ を用い $\left[1 - \exp(-2a / (1)_{n=n_0}) \right]$ の値と、上記の計算とを比べると第7図のようになる。

上式で捕捉する割合の概略の値を求められる。



第6図 入射粒子捕捉の半径位置による変化の絶対値と温度上昇の相対値



第7図 中心密度 n_0 と捕捉の割合。

長点線は n_0 に対するイオン化自由長

1を持つとした場合。

5. 必要なパワー

プラズマの電子密度 $n \text{ cm}^{-3}$, プラズマ容積 $V \text{ cm}^3$, イオンと電子の温度上昇を等しいとして ΔT_k とすると加熱に要するエネルギー W は,

$$W = 2 n V \Delta T_k.$$

水素のトカマクプラズマをローソン条件にする場合に,

$$n = 2 \times 10^{14}, V = 10^6, \tau_E = 1, \Delta T_k = 7 \text{ とすると}$$

$$W = 2.8 \times 10^{21} \text{ keV} = 4.5 \times 10^5 \text{ Joule}.$$

$t = \tau_E / 10$ の間にこのエネルギーを入れるのに要するパワー P は $P = 4.5 \times 10^6 \text{ watt}$.

入射エネルギーを 100 keV とすると, 45 A 担当の中性粒子強度が必要になる。

τ_E が小さい高ベータプラズマは, エネルギー注入の時間も小さくなり, 所要の粒子束強度が極めて大きくなるので, 粒子入射による加熱はできないであろう。

6. トカマクプラズマの加熱

トカマク装置のプラズマは, 高エネルギーの入射中性粒子を大部分捕捉できる密度と直径をもっている。またエネルギー閉じ込め時間も入射粒子の熱化時間に比べて大きい。100 A 程度の強度をもつ粒子源が開発できれば 10 keV のイオン温度に加熱することは可能と思われる。

- [1] C.F. Barnett et al., CN-28/e-1, 4th conference on plasma physics and controlled nuclear fusion research; Madison, Wisconsin.
- [2] D.R. Sweetman et al., CN-28/K-5, ibid.
- [3] R.J. Colchin, Nuclear Fusion 11 (1971) 329.
- [4] R.C. Davis et al., ORNL-TM-3472.
- [5] F. Bottiglioni et al., CN-28/G-2.
- [6] R.C. Davis et al., ORNL-4545, 141.
- [7] 碩喜他, 日本物理学会第26回年会予稿集, 79.
- [8] A.C. Riviere, Nuclear Fusion 11 (1971) 363.
- [9] E.W. McDaniel, Collision Phenomena in Ionized Gases, John Wiley & Sons, Inc., New York (1964).
- [10] B. Trubnikov, Reviews of Plasma Physics 1, Consultants Bureau, New York (1965) 105.
- [11] D.J. Rose, Nuclear Fusion 9 (1969) 183.
- [12] D.J. Sigmar, G. Joyce, Nuclear Fusion 11 (1971) 447.
- [13] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, 2nd Edn. Interscience, New York (1957) 135.
- [14] L. Spitzer, ibid, 149.

Ⅲ. C.T.R. における加熱

ジュール加熱及び閉じ込めを考えた加熱

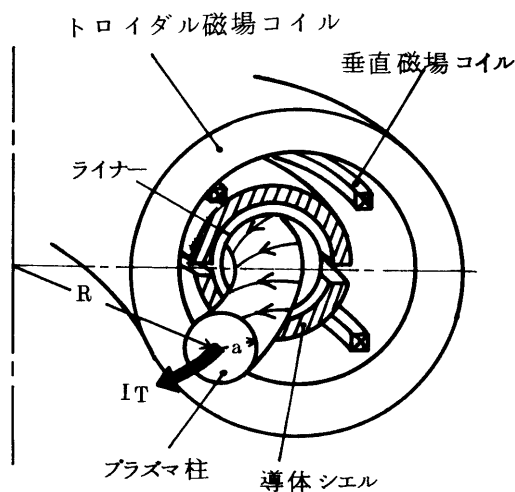
原 研 下 村 安 夫 ・ 伊 藤 智 之

ジュール加熱* はもっとも基本的な加熱方法であり，トコマク型装置で採用され，高温プラズマを作っている。しかし，この加熱方法のみでC.T.R. プラズマを作ることは不可能と考えられ，他の加熱方法を採用または，追加する必要がある。

ここではトコマク型装置に注目して，今までの加熱にかんする実験結果を紹介し，さらにジュール加熱方法でどの程度までプラズマ温度を上昇させうるかについての簡単な考察を加え，今後の問題点を整理する。これらジュール加熱についての議論に加えて，他の加熱方法についても簡単に問題点を述べる。

(i) トコマク型装置におけるジュール加熱の実験結果⁽¹⁾⁽²⁾

トコマク型装置の略図と，代表的な装置の大きさを第1図に示す。これらの装置で得られた実験結果を第2図～第4図に示す。現在までのところ，密度 $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ， $T_e \approx 1 \text{ keV}$ ，

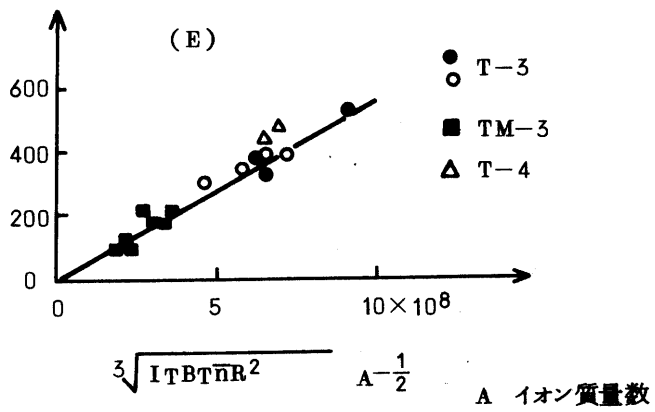
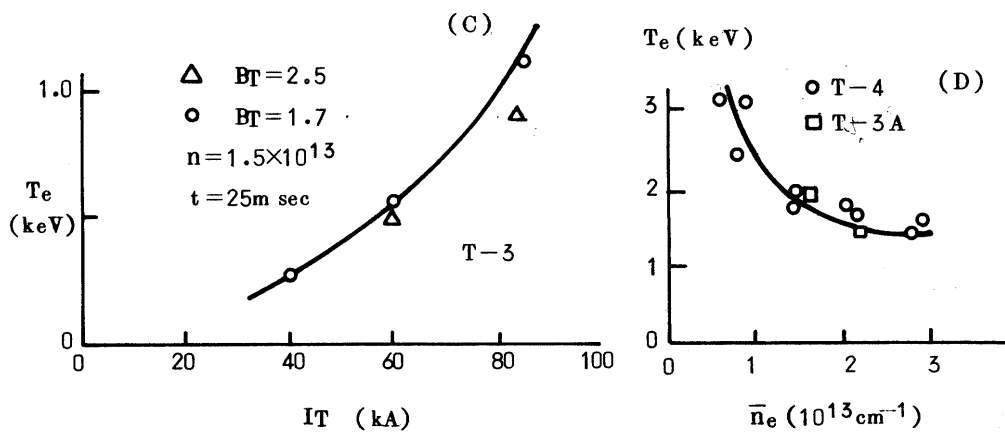
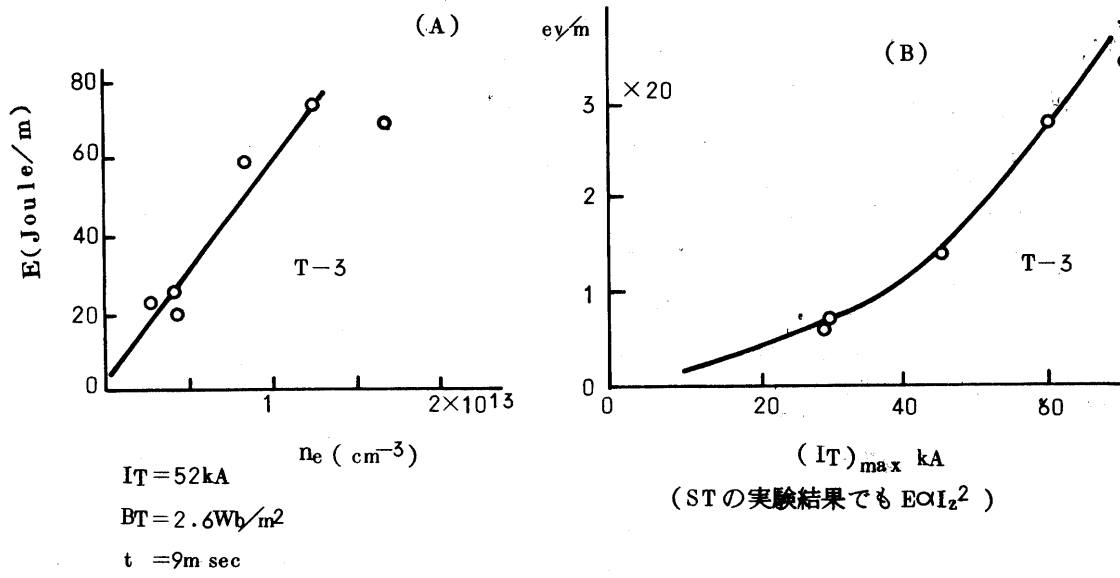


| | R | a | β_T |
|------|--------|--------|---------------------|
| T-3 | 100 cm | 17 cm | 4 wb/m ² |
| TM-3 | 40 | 8 | 2.5 (5.0) |
| T-4 | 100 | 17 | 5 |
| ST | 109 | 4 ~ 14 | 3.5 |

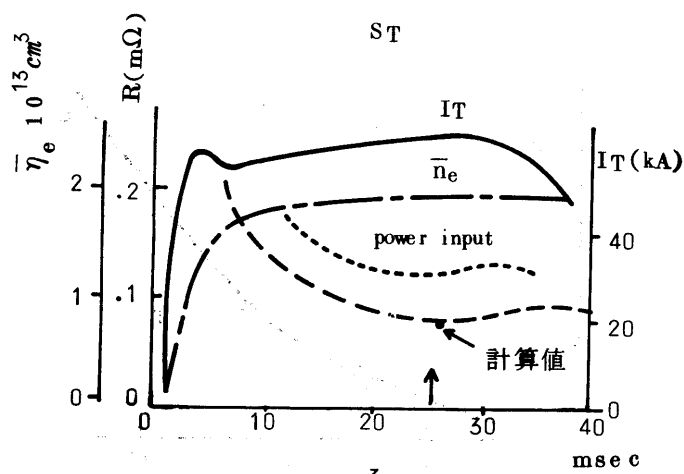
$$\text{アスペクト比} = R/a$$

$$\text{安全系数 } q_a = \frac{a B_T}{R B_p}$$

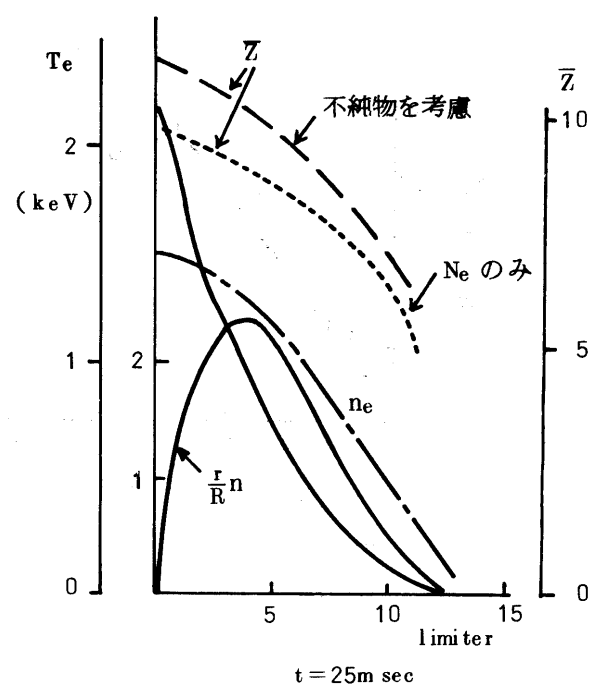
第1図 代表的なトコマク型装置⁽¹⁾



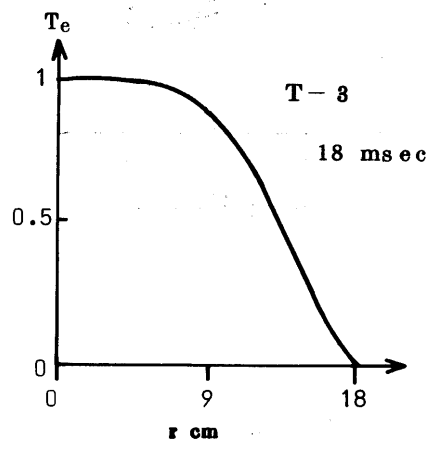
第2図 実験結果⁽¹⁾



$N_e : 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
 $O : 1.0 \times 10^{11}$
 $M_o : 7 \times 10^{10} \text{ (} M_o \text{ XIV も検出)}$
 $C, N, F_e < 10^{10}$



第3図 STトコマクにおけるネオンプラズマ⁽³⁾



第4図 T-3における温度分布⁽¹⁾

$T_i \approx 500 \text{ eV}$, 体積 $3 \times 10^5 \text{ cm}^3$ のプラズマを発生させるのに成功している。プラズマのエネルギーは密度が高いほど、トロイダル電流が大きいほど高くなっている。また電子温度は密度が低いほど、電流が大きいほど高くなり、イオン温度は第2図(E)に示すように、 $(I_T B_T \bar{n} R^2)^{1/3} A^{-1/2}$ に比例している。これらの傾向は、定常的にはジュール加熱と矛盾しない。密度の低いプラズマ ($< 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) ではプラズマ柱の電気抵抗は古典的抵抗より大きく、いわゆる異常抵抗現象が見られるが、密度の高いプラズマ ($\geq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) では、古典的な抵抗の1~3倍である。⁽¹⁾

最近 E. Hinov らは N_e プラズマについてくわしい分光学的測定をおこない、不純物の量を求め、不純物の影響を加えると、実験誤差の範囲で、異常抵抗

* ここでは異常抵抗によるジュール加熱は含めない。

現象がないと述べている(第3図)。⁽³⁾極所的にあるいは放電初期においては不明な点が多いが、プラズマ柱全体として見れば、抵抗は古典的であると考えられる。

今まで述べてきたように、色々な装置で同じ特性を示し、しかもプラズマ柱の抵抗は古典的であるが、しかし、他の多くの点で不明な点がある。とくに加熱と関係して、高密度($\geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)では安定な放電ができないこと、STとT-3とで電子温度の分布が異なること(第3, 4図)などの問題がある。また、電子温度、密度の径方向分布から予想される電流分布は表皮効果を示していない。最近のSTで重イオン・ビームをもちいて得た電流分布⁽⁴⁾、インダクタンスからもとめた電流分布⁽¹⁾でも表皮効果は現われていない。しかし、電気抵抗からは表皮効果が予想される。この現象は異常表皮効果とよばれ、まだ充分理解されていない。

(ii) ジュール加熱の今後の問題

(a) ジュール加熱の解析と限界

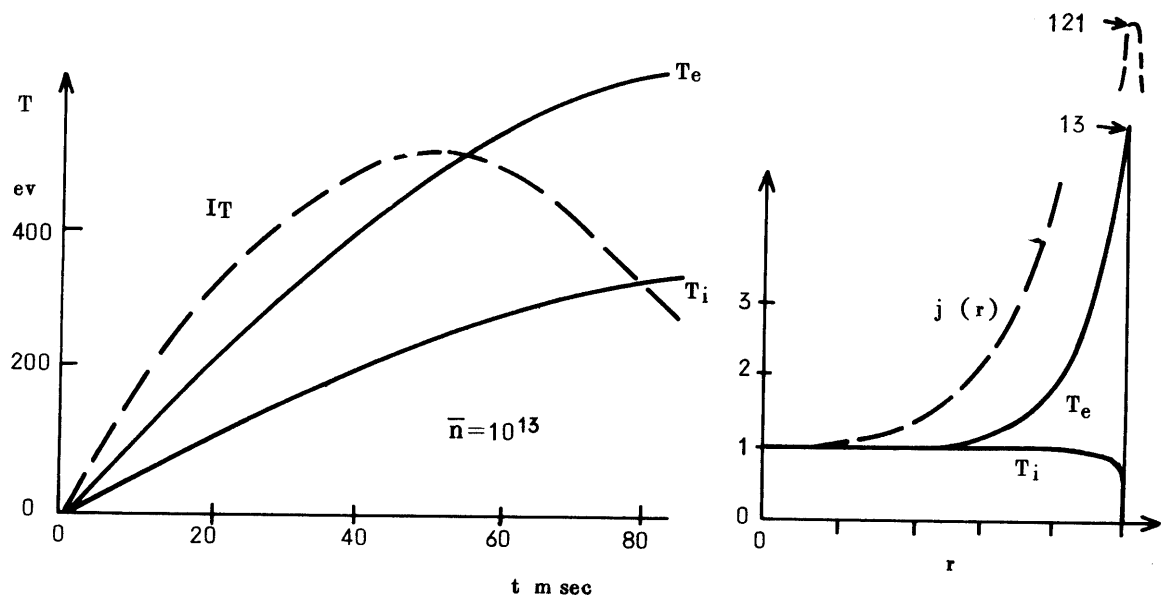
加熱過程を理解し、実験の予想をたてる目的で、計算機シミュレーションが広く進められている。たとえば(5)では、プラズマの密度分布を時間的に一定とし、次の式をもとにシミュレーションを試みている。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \eta j \right) = \mu \frac{\partial j}{\partial t}$$

$$\frac{3}{2} n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} + \frac{3}{2} n_e \frac{T_e - T_i}{\tau_{eq}} - \frac{3}{2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[x_e \rho \frac{\partial T_e}{\partial \rho} \right] = k \eta j^2 \quad (1)$$

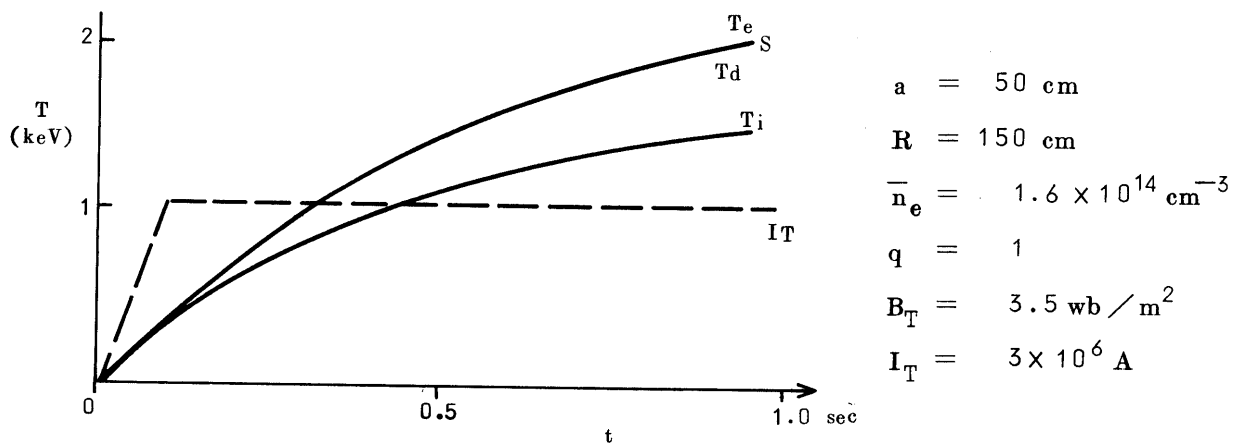
$$\frac{3}{2} n_i \frac{\partial T_i}{\partial t} - \frac{3}{2} n_e \frac{T_e - T_i}{\tau_{eq}} - \frac{3}{2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[x_i \rho \frac{\partial T_i}{\partial \rho} \right] = 0$$

ρ : 半径, x_e, x_i : 電子およびイオンの熱伝導係数, η : 比抵抗, k : 抵抗の異常度, その結果を第5図に示す。(1)で述べたように著しい表皮効果が現われているが、平均的な温度変化は実験結果とよく合っている。⁽⁵⁾⁽⁶⁾ x_e, k を大きくなるとしたり、不純物、中性粒子の影響をかえたり、trapped粒子のピンチ効果などを考慮して、実験結果に近い分布を得ているが⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽¹¹⁾、まだ実験結果を充分説明するにいたっていない。



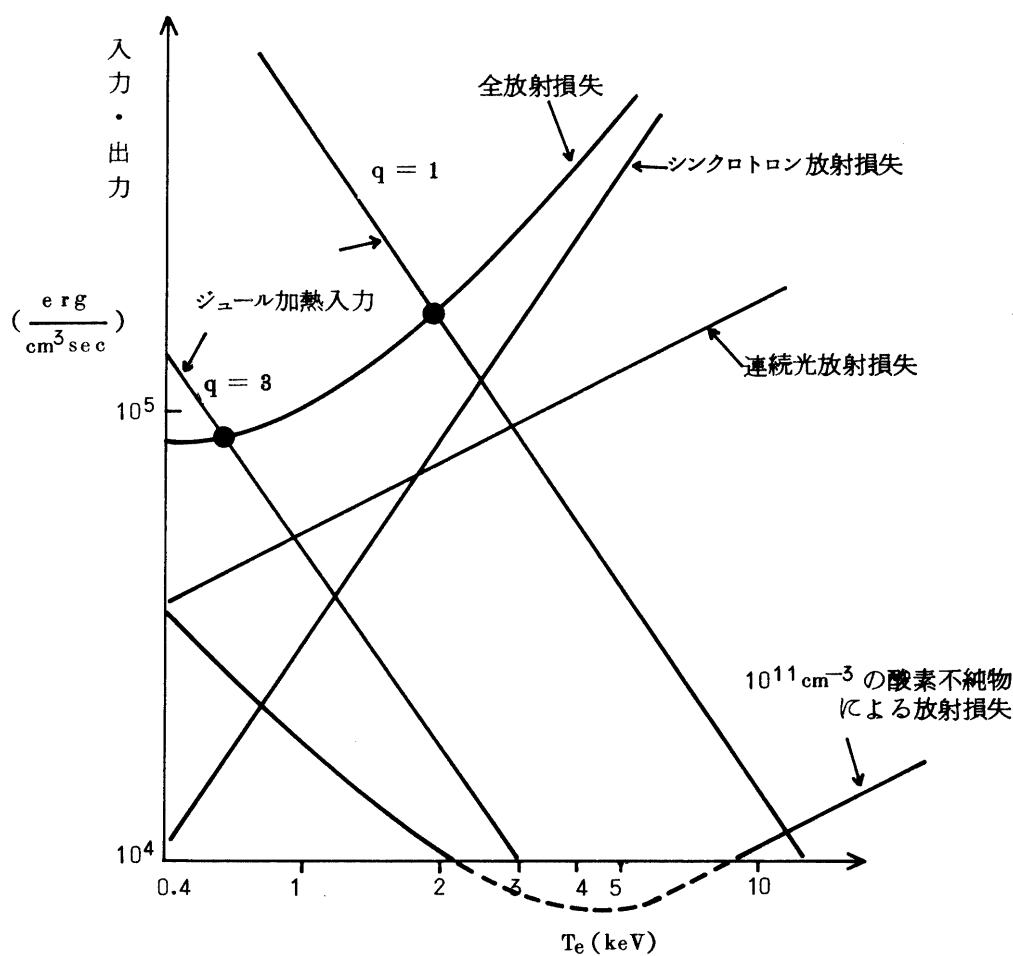
第5図 第1式による数値計算結果-I⁽⁵⁾

いまのべた理由によって、装置のパラメーターをかえるとき、どのようなプラズマを得ることができるかの予想を立てることは困難であるが、平均的な温度を推論することはできるだろう。そこで、装置を大きくした場合ジュール加熱でどの程度のプラズマを発生させるかを(1)式をもとに予想してみよう。⁽⁵⁾ 計算結果を第6図に示す。これから、プラズマの加熱



第6図 第1式による計算結果-II⁽⁵⁾

に長時間要し、しかも数 keV 程度しか得られないことが考えられる。また(1)式に含まれていない Radiation Loss を考えるとさらに到達温度が低くなることが予想される。たとえば、定常状態において、ジュール加熱による入力と Radiation Loss とを第7図に示す。⁽⁸⁾ 2 図からも最高温度数 keV であることが予想される。(装置の大きさ、磁場の強度によって値はかわるが、ここでは T-10 程度の装置を考えた。図中にパラメーターを示す。)また第2 図 E から予想しても $T_i \approx 2$ keV である。



$$a = 50 \text{ cm}, \quad R = 150 \text{ cm}, \quad B = 3.5 \text{ wb/m}^2$$

$$n = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}, \quad T_i \equiv \frac{1}{2} T_e \text{ (仮定)}$$

● 最高到達温度

第7図 放射損失⁽⁷⁾

(b) 問題点の整理

(a)で見てきたように、ジュール加熱のみではC.T.R. プラズマを得ることは、ほぼ不可能と考えられ、しかも加熱に要する時間は長い。したがってトコマク型装置ではジュール加熱によってある程度高温のプラズマを作り、それ以上は他の加熱方法を加える必要がある。このような観点からしても、なおいくつかの問題が残されている。つぎにそれらを上げてみる。

(イ) 表皮効果

異常表皮効果の原因が明らかでないため、プラズマ柱を太くしたり、密度を上げた場合に skin が現われる可能性が充分考えられる。skin が現われると、

- ① MHD不安定性 → プラズマ損失
- ② 熱的不安定性 → ますます電流集中
- ③ $\text{grad } T \rightarrow \text{大}$ → 不安定の可能性

などが予想され、安定な高温のプラズマを得ることができなくなる可能性がある。このような理由からも異常表皮効果を解明しなければならない。その原因として考えられるものを下に示す。

- ① 中性ガス・不純物の存在
- ② 異常粘性
- ③ 異常抵抗(局所的な)
- ④ 電子の異常熱損失
- ⑤ MHD不安定
- ⑥ *tearing*

(ロ) 高密度でプラズマが安定に作れない。

C.T.R. プラズマでは密度は 10^{14} cm^{-3} より高くなければならない。しかし(i)で述べたように、高密度では安定にプラズマが作れない。その原因としては、

- ① 壁などの影響が強くなり、プラズマ表面の温度が低くなり → *tearing*
- ② skin が現われるかもしれない → MHD不安定

などが考えられるが、高密度で安全な放電が本質的に不可能であるとするれば、ジュール加熱ののち、プラズマ密度を増大させる方法を考えねばならないだろう。

(ハ) 安全係数 q をさげる。

トロイダル電流を大きくすると q の値は小さくなる。したがって加熱からみても、また拡散や、トロイダル磁場を有効に使うことからしても、 q を小さくする必要がある。しかし q を小さくすれば、MHD不安定性が発生し、安全なプラズマを得ることはできない。通常は $q \gtrsim 3$ である⁽¹⁾ q を小さくするためには、

- ① 電流分布，壁を適切にする。⁽¹²⁾
- ② 不安定領域を通過するとき他の安定化を考える。
- ③ Feed Beck 制御

などが考えられる。

(ニ) その他

不純物の混入，ピンチ効果，bootstrap 電流，熱的不安定性，電流維持なども考慮する必要があるだろう。

(iii) 他の加熱法と閉じ込めから見た問題点

種々の加熱法が考えられるが、それぞれの加熱法に附随した閉じ込めへの影響が考えられる。ここでは単に閉じ込めに影響があると考えられる点についてのみ思いつくままのべる。⁽⁸⁾

(a) 乱流加熱

(イ) プラズマ柱を太く ($>$ 数 10 cm)，
密度を高く ($> 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) した場合どの程度まで T_i を上げることができるか。

(ロ) 表皮効果

ジュール加熱の場合と同じ問題

(ハ) 乱流状態の閉じ込めへの影響

乱流状態が短時間 ($< 1 \mu \text{ sec}$) しか続かないため、閉じ込めに影響がないという意見もあるが、Hamberger らの実験では数百 n sec. しか高温イオンが存在しないと報告している。⁽⁹⁾ この原因が、装置の大きさや、閉じ込め磁場の強度などによっているものか、乱流に関係しているものか重要である。

(b) 高エネルギー中性粒子ビームの入射

(イ) 速度分布にともなった不安定性*

(ロ) T_{\perp} が大きくなり trapped 粒子が多くなり、その結果拡散損失が多くなる可能性.**

$$\left[\begin{array}{l} \text{(h) 表面近くで電離され} \\ \text{表面近くの温度が上} \\ \text{昇する。***} \end{array} \right] \rightarrow \left[\begin{array}{l} \vec{\nabla}T, \vec{\nabla}P \rightarrow \text{大} \\ T_e(r) \text{表面で大} \\ \downarrow \\ j(r) \text{表面で大} \end{array} \right] \rightarrow \text{不安定}$$

- * 巨大粒子ビーム，多ビームなどでさけられるか。？
- ** 入射方向を選べるか。？
- *** プラズマ・パラメーター，入射ビームを適切に選び中心軸近くで電離させられるか。

(c) ICRH, ECRH

(b)と共通した問題以外に，高周波の存在による損失の増大，たとえば Chen の指適した，convection cell の影響など。⁽¹⁰⁾

(d) 断熱圧縮

他の加熱法に比べ著しい空間的不均一や平衡からのずれをとまわず，しかもイオンが直接加熱される利点があるが，プラズマ径が小さくなるため，壁の安定化の作用が小さくなり，磁場の利用効率もわるくなる。

(e) T.T.M.P.

$T_{i\parallel}$ が大きくなるため trapped 粒子が少なくなり，拡散が少なくなることが考えられる。一方軸対称性をくずすことによる影響も考えられる。

(f) レーザー，相対論的電子ビーム

時間的，空間的に著しい不均一を作る。

参 考 文 献

- 1) 東井, 伊藤., JAER-memo 4286 (1971)
- 2) 伊藤, 藤沢, JAER-memo 4618 (1971)
- 3) E.Hinov et al., MATT-875 (1971)
- 4) R.L.Hickok et al., A.P.S. (Madison meeting) 2B8 (1972)
- 5) 田島, private communication
- 6) D.F.Düches et al., (wiscons) CN-28/G-4 (1971)
- 7) の場, 前野, 鈴木, private communication
- 8) 津田, private communication
- 9) S.M.Hamberger et al., (wiscons) CN-28/E-3 (1971)
- 10) F.F.Chen et al., Physics Fluids 13 (1970)687
- 11) A.A.Ware, (wiscons) CN-28/C-6 (1971)
- 12) V.D.Shatranov, Soviet Physics-Technical Physics 15 (1970)175

IV. I.C.R.Hを中心としたイオン共鳴加熱

1. Lower Hybrid Modeのパラメトリック共鳴におけるPlasma加熱

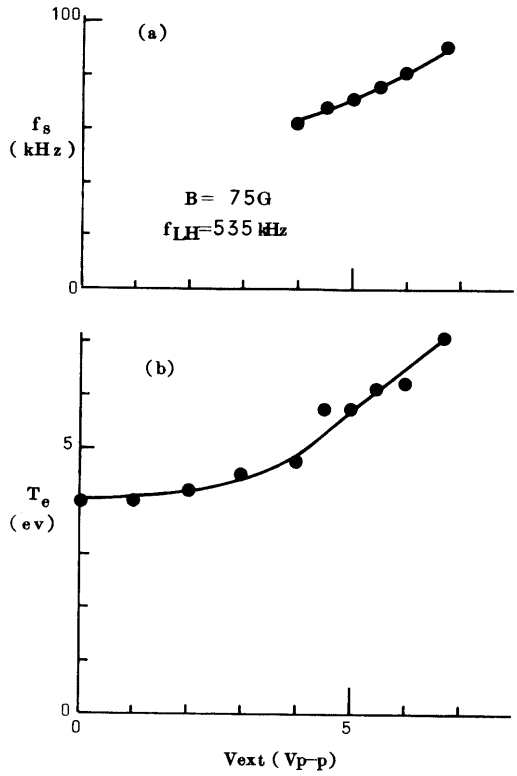
静岡大理 山 際 啓一郎

1. Lower Hybrid Modeのパラメトリック共鳴におけるPlasma加熱

蒸気圧 $\approx 10^{-3}$ torr, 電子密度 $n_e \approx 10^9 / \text{cc}$, 電子温度 $T_e \approx$ 数 eV の水銀プラズマにおいて $f_{\text{LH}} = \sqrt{f_{\text{ci}}^2 + (1 + (f_{\text{ce}}^2 / f_{\text{pe}}^2)) f_{\text{pi}}^2}$ なる Lower Hybrid Mode を観測し, パラメトリック共鳴についての実験を行い, あわせて電子温度の上昇を観測した。

この Mode のスペクトル巾は数 kHz 程度であって割合に sharp である。また, 周波数 $f_{\text{exc}} = 2f_{\text{LH}}$ の高周波電界を外部より印加することによりある値以上の power でパラメトリック共鳴励起を観測し, 同時にイオン音波の励起を見た。このイオン音波は外部周波数の power を増してゆくと高い周波数へシフトする。(図(a))

この際に, プローブ特性により測定した電子温度を図(b)にプロットする。イオン音波の周波数 f_s のシフトと電子温度 T_e の上昇の割合が定性的に一致し, f_s が T_e の指標となることがわかる。



2. イオンによるハイブリッド共鳴

プラズマ研 遠山 潤 志

2 イオンの質量を m_1, m_2 , サイクロトロン周波数を Ω_1, Ω_2 混在比を x_1, x_2 ($x_1 + x_2 = 1$), RF の周波数を ω とすれば,

$$\omega / (\Omega_1 \Omega_2)^{\frac{1}{2}} = ((m_1 + m_2) / (m_1 + (m_2 - m_1)x_1 - 1))^{\frac{1}{2}}$$

の附近で垂直共鳴をおこす。 $10^{10} \sim 10^{12}$, H^+, H_2^+ の QP プラズマを使ってこの共鳴の存在を確めた。トーラスプラズマを加熱する事を考えるとき, IC RH にはいろいろ問題がある。両者を比較すると, ハイブリッド共鳴では2イオンが逆回転する (Lower hybrid におけるイオンと電子のように) ので Beach がいない。 k_{\parallel} の値にかかわらず, $k_{\perp} \rightarrow \infty$ であるから Stix coil が不要である。二成分イオンを同時に加熱できる。以上の事から, トーラスの D-T プラズマを加熱するには, ハイブリッド共鳴の方が有利であると思われる。

3. トーラス装置でのイオンサイクロトロン共鳴加熱

京大工 飯 吉 厚 夫

レース・トラック型の C-ステラレータでは直線部分でイオンサイクロトロン波を励起して、それを磁気ビーチ（励起部分以外のトーラス全体）で減衰させることによって $T_i \sim 600 \text{ eV}$, $n \simeq 10^{13} \frac{1}{c c}$ のプラズマを得ている。

ヘリオトロン D 装置の様な真円トーラスにこの方法を適用する際の予想される問題とその解決策について報告した。要点は、真円トーラスではプラズマの半径方向に磁場の非一様性 ($\frac{\Delta B}{B} \sim \frac{a}{R}$, a : プラズマ半径, R : トーラス半径) があるために I.C.W への coupling のは悪くなるであろう。しかし、共鳴条件 $|\omega - \Omega_i(B)| \simeq k_{\parallel} v_i$ から知れる様に T_i を十分に大きくしておけばトーラス全体を共鳴領域にすることも可能であるから加熱の点はそれほど問題ではない。

その他の方法として、有限振巾のイオンサイクロトロン波によるプラズマ加熱、二種イオンによるハイブリッド共鳴加熱について報告した。

4. ま と め

プラズマ研 遠山 潤 志

電子ビームによるイオン加熱：

磁場が不均一の際，イオンサイクロトロン共鳴に相当する磁場附近でイオン温度が peak を示し，弱磁場側でイオン温度がさがっていた。この原因は不明である。

Lower hybrid mode の parametric resonance：

Sharp な resonance をみせていたが，今までの通常の Lower hybrid の実験では broad な resonance なのでこれらとの関連は如何？

ICRH：

宿題の解答は他と重複するので，問題点のみを列挙すると，C-Stellarator, QP の実験で plasma にはいった power の 3 割～1 割しか plasma の温度上昇に役立っていない。残りの power はどうなっているのか。トーラス状の磁場配位では，ほんとうに ICW は伝播できないか。伝播できないとすれば，トーラスで ICRH をするにはどうしたらよいか。

$E_{\perp} / E_{\parallel} \gg 1$ の問題がある。

参 考 文 献

- T.H. Stix Phys. Rev. 106 1146p. (1957)
 Oscillations of a Cylindrical Plasma.
- T.H. Stix Phys. Fluids 1 308p. (1958)
 Generation and Thermalization of Plasma Waves.
- T.H. Stix Genera 31, 282p.
 Ion Cyclotron Resonance.
- T.H. Stix Phys. Fluids 1 446p. (1958)
 Experiments on Ion Cyclotron Resonance.
- T.H. Stix Phys. Fluids 3 641p. (1960)
 Observation of Ion Cyclotron Waves.
- T.H. Stix Nucl. Energy, Part C 2 84p. (1961)
 Ion Cyclotron Heating of a Plasma.
- W.M. Hooke Phys. Fluids 4 1131p. (1961)
 Experiments on Ion Cyclotron Waves.
- W.M. Hooke Nucl. Fusion (Supplement, Part 3) 1083p. (1962)
 Experiments on Ion Cyclotron Waves.
- W.M. Hooke Phys. Fluids 5 864p. (1962)
 Measurements on the Fast Hydromagnetic Wave above the
 Ion Cyclotron Frequency.
- W.M. Hooke MATT 304 (1964)
 Temperature and Power Measurements in a Plasma Heated by
 Absorption of Ion Cyclotron Waves.
- S. Yoshikawa MATT 325 (1964)
 Absorption of Ion Cyclotron Waves by One Component of a
 Two-Ion Plasma.

- W.M.Hooke Nucl. Fusion 4 33p. (1964)
A Survey of Experiments on Ion Cyclotron Resonance in
Plasmas.
- W.M.Hooke Phys. Fluids 8 1146p. (1965)
Temperature and Power Measurements in a Plasma Heated
by Absorption of Ion Cyclotron Waves.
- A.Liyoshi Phys. Fluids 10 749p. (1967)
S. Yoshikawa
Limitation on Ion Cyclotron Heating in the Local Mirrors
of the C Stellarator.
- K.Chung Phys. Fluids 8 1886p. (1965)
Optimum Generation of Ion-Cyclotron Waves in a
Cylindrical Two-Ion Plasma.
- M.A.Rothman Plasma Phys. 8 241p. (1966)
"Non-Resonant" Coupling of R.F. Power to a Plasma.
- R.S.Pease Phys. Fluids 9 2059p. (1966)
Confinement of Plasma Heated by Ion Cyclotron Resonance
in the C Stellarator.
- S.Yoshikawa CN 21/121 925p.
Ion Heating in the C Stellarator.
- M.A.Rothman MATT 532 (1967)
Measurement of Plasma Diamagnetism by a Coil Located
Outside a Conducting Wall.
- P.H.Doyle Phys. Fluids 2 390p. (1959)
On the Behavior of Plasma at Ionic Resonance.
- S.J.Bucgsbaum Phys. Fluids 3 418p. (1960)
Resonance in a Plasma with Two Ion Species.
- R.A.Hardcastle Uppsala 2 786p. (1960)
The Velocity and Damping of Alfvén Waves in a Gas
Discharge.

- W. A. S. Lamb UCRL 5286 (1958)
Cyclotron Resonance Heating of a Plasma in a Magnetic
"Mirror".
- E. Chambers UCRL 5084 (1958)
Cyclotron Resonance Heating of Plasma.
- L. S. Bogdankevich SP-TP 9 912 p. (1965)
Cyclotron Oscillations of an Inhomogeneous Plasma.
- O. P. Pogutse SP-JETP 20 630 p. (1965)
Cyclotron Instability in a Collisional Plasma.
- A. A. Andronov SP-JETP 22 894 p. (1966)
Cyclotron Absorption and Heating in a Plasma.
- M. V. Babykin Soviet Phys. JETP 16 295 p. (1963)
Turbulent Heating of a Plasma.
- M. V. Babykin CN 10/209 399 p.
Absorption of Energy of Alternating Electromagnetic
Fields of Large Amplitude by a Plasma.
- L. V. Dubovoi Plasma Phys. 3 203 p. (1961)
Ion Cyclotron Resonance in Dense Plasmas.
- L. V. Dubovoi 789 p. (1967)
Heating of a Plasma by a Large Amplitude Cyclotron
Wave.
- L. I. Rudakov 181 p. (1956)
High-Frequency Heating of a Plasma.
- R. Z. Sagdeev Soviet Phys. JETP 12 130 p. (1961)
On the Instability of a Plasma with an Anisotropic
Distribution of Velocities in a Magnetic Field.
- V. I. Pistunovich Plasma Phys. 5 392 p. (1963)
Cyclotron Instability of the Plasma in "Ogra"

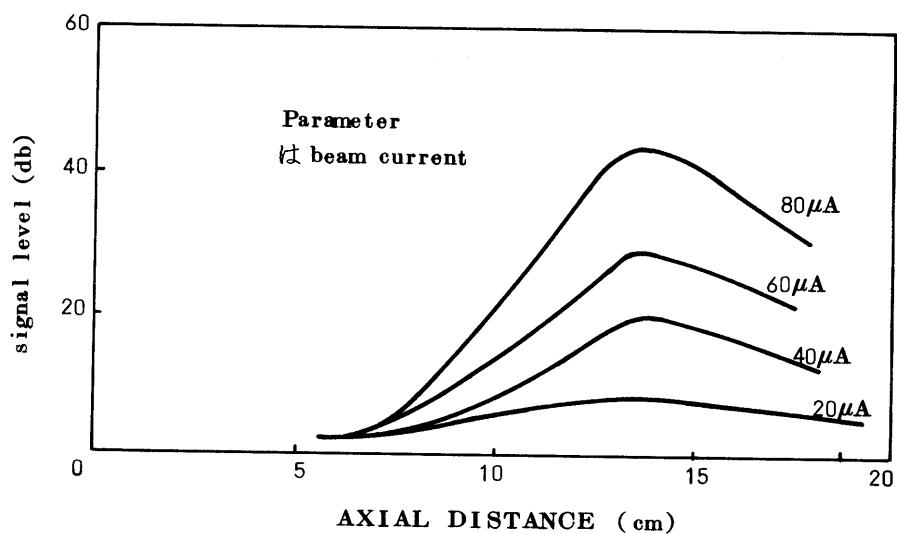
- K.N. Stepanov SP-JETP 192p. (1960)
 Cyclotron Absorption of Electro Magnetic Waves in a
 Plasma.
- V.V. Chechkin SP-TP 6 755p. (1962)
 Absorption of Cyclotron Waves in an Inhomogeneous
 Plasma.
- V.V. Dolgoplov SP-TP 8 893p. (1964)
 Plasma Absorption of Energy from a High-Frequency Field
 Through Multiple Ion Gyroresonance.
- M.P. Vasil'ev Trans. by T. Sato 34 (1964)
 Enhanced Diffusion of Plasma near Ion Cyclotron Resonance.
- M.P. Vasil'ev SP-TP 9 953p. (1965)
 Cyclotron Resonance in an Inhomogeneous Plasma Cylinder.
- M.P. Vasil'ev SP-TP 9 1185p. (1965)
 Accelerated Diffusion of Plasma During Ionic Cyclotron
 Resonance.
- V.L. Sizonenko Nucl. Fusion 7 131p. (1967)
 Plasma Instability in the Electric Field of an Ion-
 Cyclotron Wave.

V. ビーム・プラズマ系による加熱

1. ビーム・プラズマ系の電子振動の励起

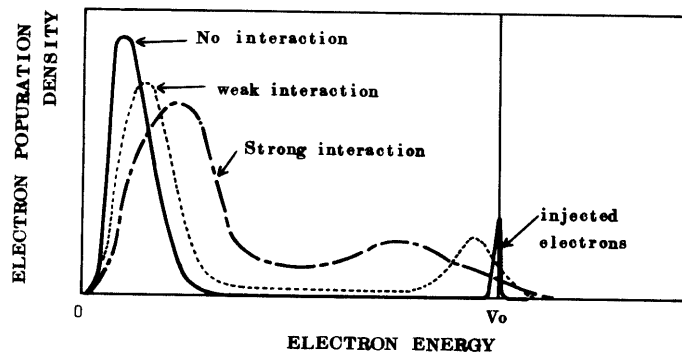
教育大理 森 弘之, 小島 昌治

ビームプラズマ相互作用で励起された波は熱雑音から指数関数的に成長し、波と粒子との相互作用が顕著になる非線形領域に達する。(第1図)^{1)~7)}この非線形は次の二段階に分けて考え



第1図 (from our experiment)

ることが出来る。まず相互作用によってビームが加熱され、ビームの分布関数が δ -関数から gentle bump 型にかわる。それとともに分散関係も変化し成長率も変わる。次には速度空間での拡散がおこりプラトーの形成と波の振巾の飽和があらわれる。(第2図)^{8)~13)}実験では、し



Electron energy spectra of a Langmuir mode gas discharge.

第2図 (from I.Y.WADA and R.C.Knechtli)

ばしは波は飽和後減衰するか、ときには振巾振動する。振巾振動の場合は波に粒子が捕捉される結果生じたものであるが、ビームプラズマ系で励起した波は帯域巾が広いので振巾振動は長く続かない。しかしこの粒子捕捉は高調波の含まれ方に影響し、 $E_k^2 \propto k^{-2.5}$ ⁽⁴⁾ となり、流体の乱流の時の $E_k^2 \propto k^{-5}$ と異なってくる。^{2), 5)} 飽和後の減衰はまだ完全には解っていない。非線形ランダウ減衰がきいてくれば、イオンの加熱機構を与えるものになるであろう。

R e f e r e n c e s

- 1) S.M.Levitskii and I.P.Shashurin: Soviet Phys. JETP 25 (1967) 227
- 2) J.R.Apel: Phys.Rev.Lett. 19 (1967) 744
- 3) T.Nagashima and S.Kojima: J.Phys. soc. Japan 25 (1968) 296
- 4) J.H.Malmberg and C.B.Warton: Phys. Fluids 12 (1969) 2600
- 5) J.R.Apel: Phys. Fluids 12 (1969) 291, 12 (1969) 640
- 6) T.Nagashima: J.Phys. Soc. Japan 30 (1971) 1712
- 7) S.Hagiwara, A.Itakura and T.Nagashima: J. Phys. Soc. Japan 31 (1971) 620
- 8) V.D.Shapiro: Soviet Phys-JETP 17 (1963) 416
- 9) T.M.O'Neil and J.H.Malmberg: Phys. Fluids 11 (1968) 1754
- 10) R.Frank: Nuc. Fusion 8 (1968) 351
- 11) H.Bonmer, J.Chang and M.Raether: Plasma Phys. 11 (1969) 645
- 12) J.Y.WADA and R.C.Knechtli: Phys. Fluids 12 (1969) 1497
- 13) C.Roberson, K.W.Gentle and P.Nielson: Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 226
- 14) T.M.O'Neil, J.H.Winfrey and J.H.Malmberg: Phys. Fluids 14 (1971) 1204

2. 磁場中の電子ビーム・プラズマ相互作用

京大理 水野勝弘

- (1) 線形の領域。プラズマの温度効果により cyclotron harmonics の構造が現われ (oblique Bernstein wave), ビームの波との相互作用によって対流的不安定性が生ずる。ビームの波との Synchronism condition $\omega \approx k_z v_{||} + m\omega_c$ ($m = 0, \pm 1, \dots$) がみたされたとき励起される。(図1) 又 $\omega = n\omega_c$ の近くではプラズマによる cyclotron damping が強くなり, プラズマの加熱, 生成に有効である。

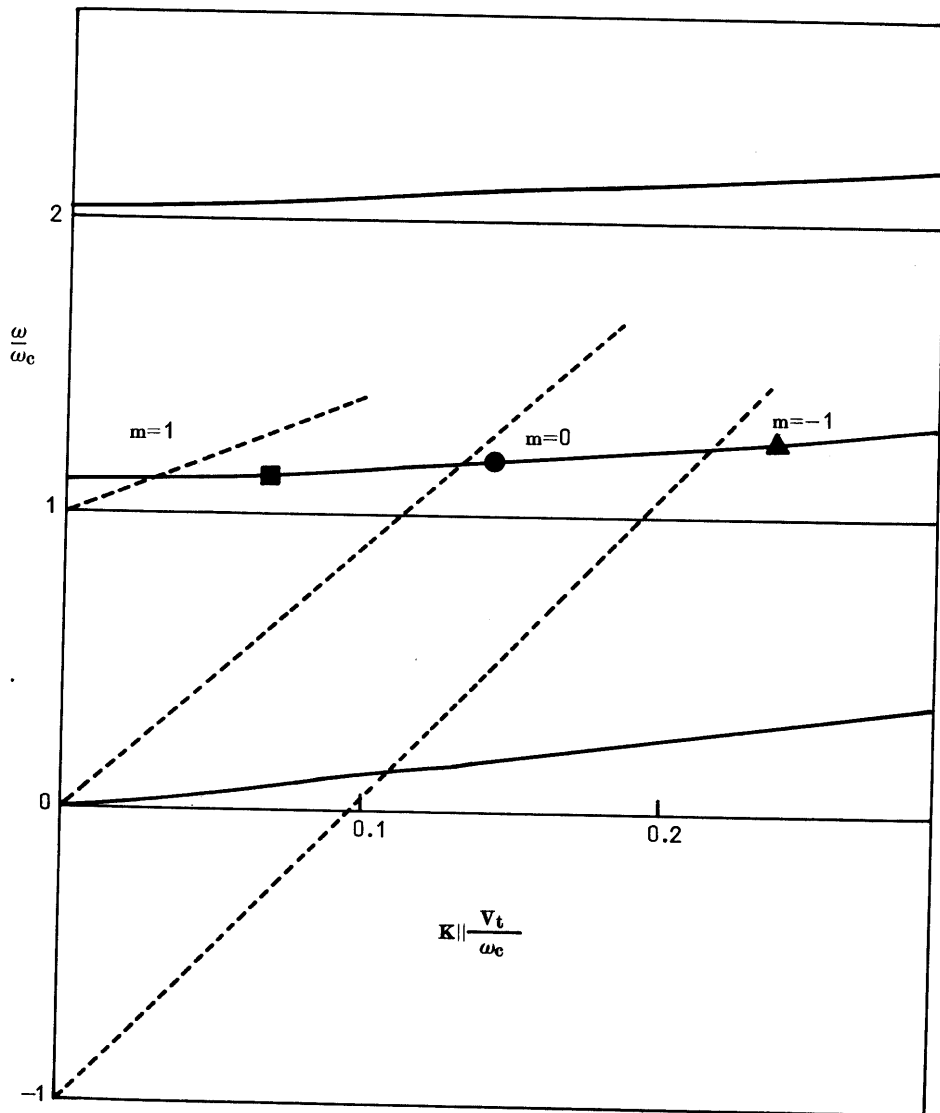


図 1

(2) 非線形の領域。不安定な波の振巾が大きくなってビームの粒子が波に“trap”されると波の振巾は飽和する。そこではビームの粒子は波の位相空間で速度バンチングから空間バンチング（速度分布は広がる）、次に又速度バンチングに移り波の位相速度より小さい速度のところへ粒子が集まってくる。（図2）。速度分布が広がり空間バンチングが生じているところで波の高調波が強くなる。

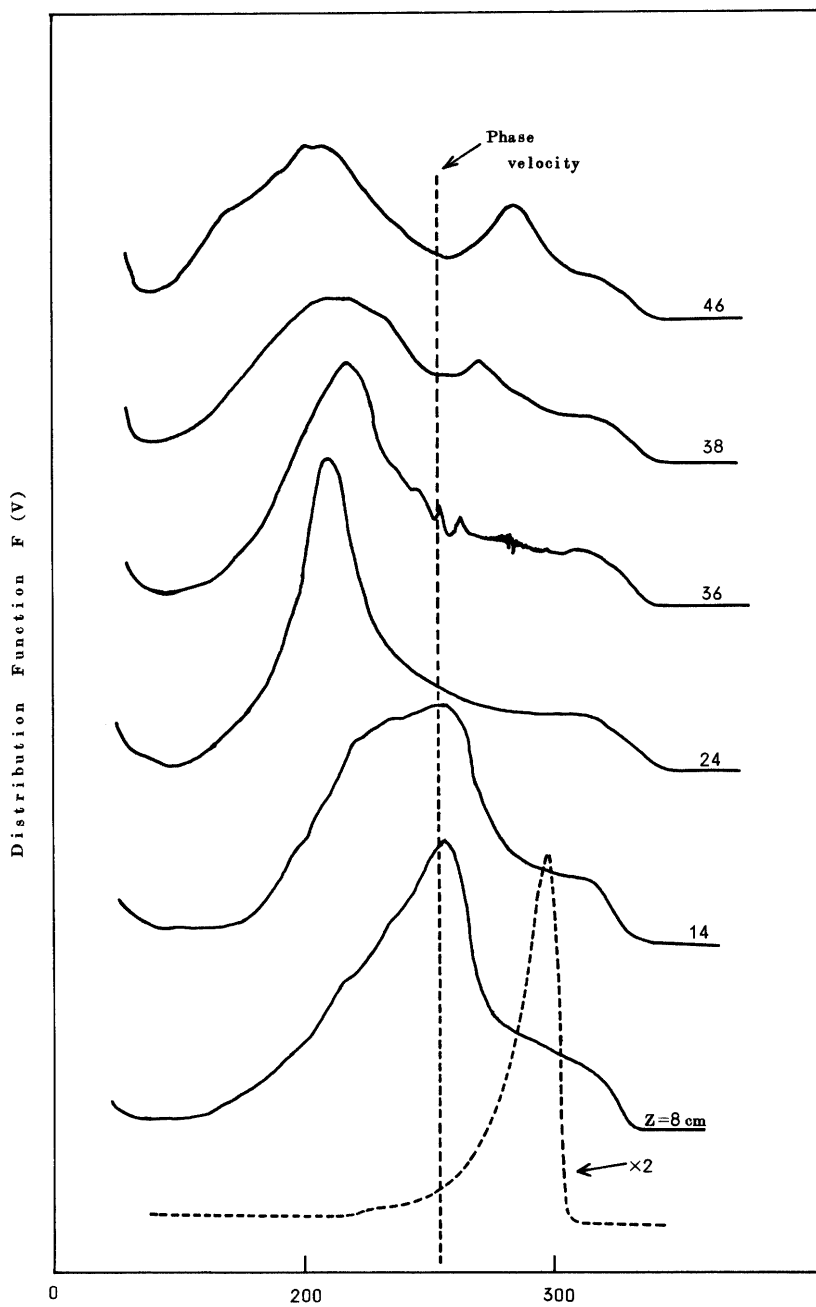


図 2

3. 電子ビーム・プラズマ系での低周波振動（概説）

理研 山内 峯生

電子ビーム・プラズマ系での低周波振動についての報告は、高周波振動のに比して少ない。これは、プラズマ中の低周波波動の位相速度は、電子ビームの速度に比べて非常に小さく、電子ビームとの直接の結合が少ないことにもよる。しかし、プラズマ中の低周波波動は、イオンの加熱、プラズマの損失に直接関係していて、この波動の発生、制御について調べていくことは重要である。ここでは、現在まで行なわれてきた電子ビーム・プラズマ系での低周波波動の実験を以下のように整理することを試みた。まず、入射電子ビームが変調されていないときと、変調されていたときに分ける。更に、発生、又は消滅した低周波波動が **linear process** によるものか、**non-linear process** によるものかについて分ける。こうして、イオンプラズマ振動、イオン音波、ドリフト波の3つの場合について整理してみると、以下の点が問題点となった。

- (1) イオンプラズマ振動の発生はビーム・プラズマ相互作用の **linear process** であるという実験・理論が殆どで、**non-linear process** の結果、発生するという理論、実験は殆どない。更に電子ビームを変調したとき、どうなるかについての実験は少ない。
- (2) 一方、ビームプラズマ系でのイオン音波の発生は、高周波（電子プラズマ振動等）を通した **non-linear process** の結果であるというのが殆どである。イオンの加熱と関係しているという実験結果があるが、定量的な、加熱効率などについての実験結果は少ない。
- (3) ビーム・プラズマ系でのドリフト波の発生において、ビームが単にマイナスの電極としてのみ役割を果たしていると考えられる場合もある。ビームだけを変調の結果どうなるかについての実験結果は少ない。

4. 電子ビーム・プラズマ系における低周波振動

教育大理 津留俊介, 板倉昭慶, 小島昌治

ビームプラズマ系で電子プラズマ振動と同時に励起される低周波振動について調べた。(図1)

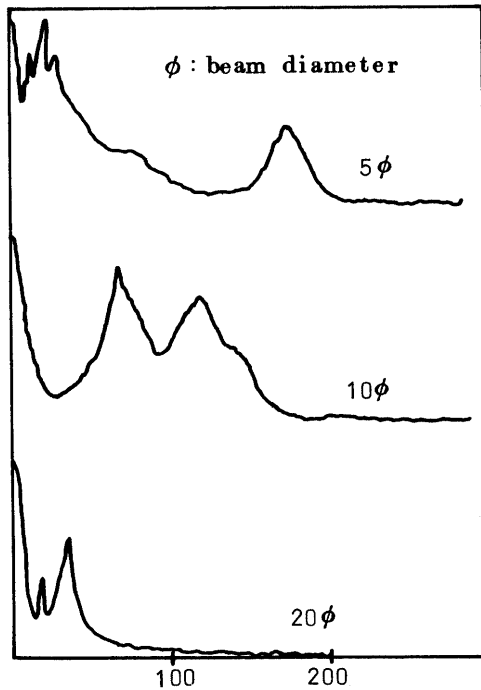


図1 oscillation frequency (kHz)

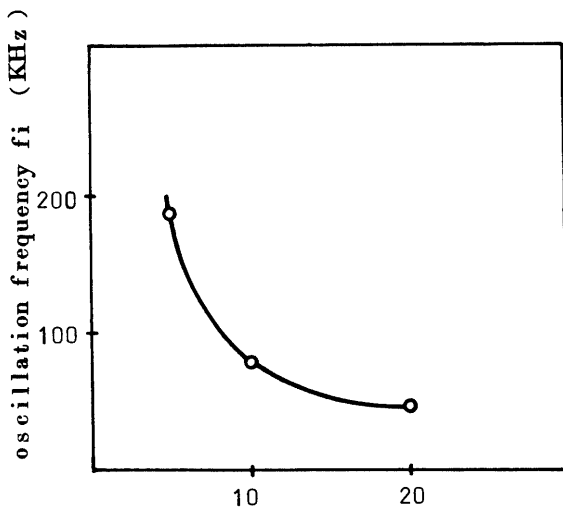


図2 beam diameter ϕ (mm)

(“同時”というのは電子プラズマ振動を抑制すると低周波振動も抑制されるという意味である。)その結果, 軸方向の k_{\parallel} は観測されず k_{\perp} のみが観測された。さらに低周波の周波数 f_{\perp} はプラズマ径に逆比例していることが判明した。(図2)

また ω_l / k_{\perp} の値は T_e から得られるイオン音波の速度とよく一致するので観測している低周波振動は径方向のイオン音波であろうと考えられる。⁽¹⁾ なお別の周波数の低周波振動については θ 方向のモードを目下観測中である。⁽²⁾

(1) F.W.Crawford

Proc. 5th Int. Conf. on Ionization Phen. in Gases 1961

(2) Kadomtsev

Plasma Turbulence: New York, Academic Press. 1965

5. 低エネルギー電子ビームによるイオン波の励起

静岡大学教養部 天 岸 祥 光

プラズマ中のイオン波を電子ビームによって励起するのに、電子の熱速度程度のゆっくりしたビームが有効である。^{1)~3)} 電子ビームを drifted Maxwellian と仮定したときの分散式は

$$2k^2 = k_e^2 Z^1(\omega/kv_e) + k_i^2 Z^1(\omega/kv_i) + k_b^2 Z^1[(\omega - ku_b)/kv_b]$$

である。この式より、低周波領域における安定、不安定領域の境界を、ビームのドリフト速度と振動数の関数としてあらわすと第1図のようになる。³⁾ 第2図はその実験結果である。また、このよ

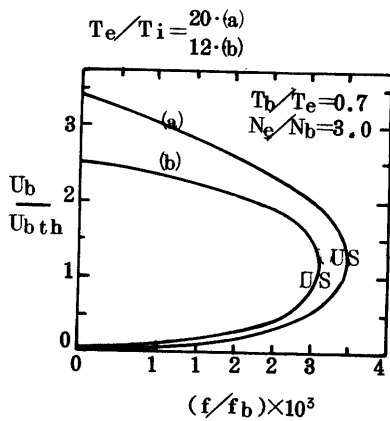


図 1

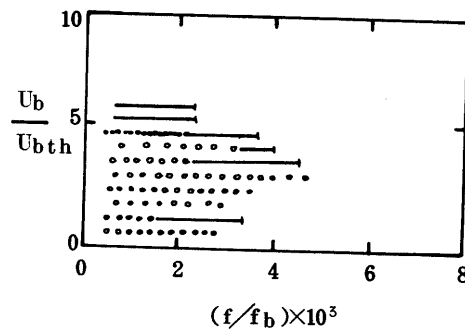


図 2

うにして励起された波が空間的に減衰するタービュレント領域では、パワースペクトルが $f^{-2} \sim f^{-2.5}$ に比例することが観測されているが、これが Nishikawa-Wu の理論⁴⁾ で説明できるかどうか、今検討中である。

1) E.A.Jackson, Phys. Fluids 3 (1960) 786.

2) T.Ohnuma and Y.Hatta, J.Phys. Soc. Japan 21 (1966) 986.

3) Y.Amagishi, J.Phys. Soc. Japan 29 (1970) 1592.

4) K.Nishikawa and C.Wu, Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1020.

6. プラズマ中の低周波振動と高周波振動の相互作用

静岡大学教養部 天 岸 祥 光

イオン音波 (l. f.) とプラズマ電子振動 (h. f.) の相互作用は非線形現象の一つとして興味あるが、これらの相互作用は Parametric Coupling によるものと、電子の熱運動による散乱の働きによるものとに大別できる。前者 ($\omega = \omega' \pm \omega_s$, $\vec{K} = \vec{K}' \pm \vec{K}_s$) に属する実験では Ferorchenko¹⁾ や Stern²⁾ 等の実験が有名である。一方後者 ($\omega \pm \omega_s = (\vec{K} \pm \vec{K}_s) \cdot \vec{V}$) に関すると思われる実験は必ずしも多くないが、いくつかあげることができる。例えば、ビームによって励起されたイオン音波の成長率が電子振動の振幅に比例する実験³⁾ は、電子の散乱効果を考慮した理論⁴⁾ で定性的に説明できる。また、管径方向にたつイオン音波の、ある位相で電子振動が励起されることも観測されている。⁵⁾ l. f. による h. f. の励起の可能性に関する理論もいくつか提案されている。^{6), 7)}

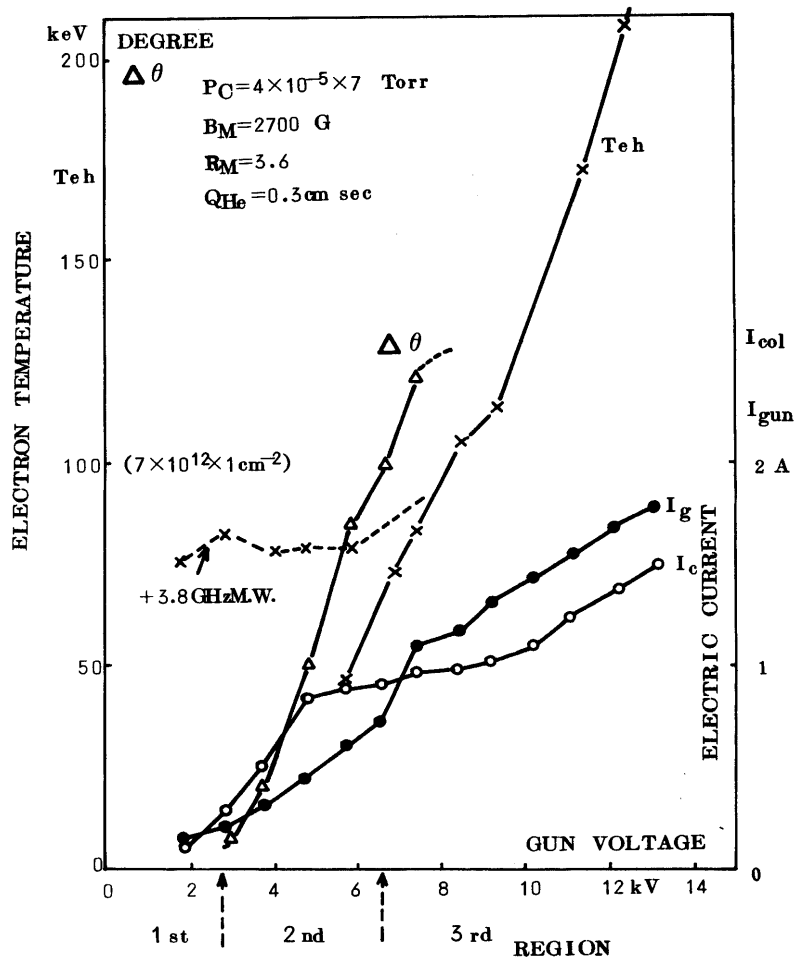
- 1) V.D.Fedorchenko et al. Soviet Phys - Tech. Phys. 10 (1966) 1549.
- 2) R.A.Stern, and N.Tzoar, Phys. Rev. Letters. 17 (1966) 903.
- 3) R.Itatani, et al. J.Phys. Soc. Japan, 29 (1970) 1106.
- 4) K.Nishikawa, J.Phys. Soc. Japan 29 (1970) 449.
- 5) Y.Amagishi, J.Phys. Soc. Japan, 29 (1970) 764.
- 6) K.Nishikawa and T.Tanaka, Prog. theor. Phys, 39 (1968) 238.
- 7) R.C.Davidson and R.Goldman, Phys. Rev. Letters 21 (1968) 1671.

7. 電子の加熱

理研 石井成行

電子ビームプラズマ系で電子は容易に加熱される。電子加熱に關与する振動の殆んどは高周波電子振動であり、電子ビームプラズマ相互作用で簡単に励起され、その成長率も大きい。しかし実験において観測される電子加熱の機構は単純ではない。別表に実験例と加熱機構の考え方を示す。

別図に理研で行った実験結果例を示す。横軸は電子銃電圧で I_g は電子銃電流である。×印 T_{eh} はλ線測定より得た電子温度で第3領域(乱流状態)で非常に高い。ここでは upper hybrid 周波数より、電子サイクロトロン周波数に到る広い帯域のマイクロ波輻射が観測された。第2領域では電子サイクロトロン周波数のマイクロ波輻射があり、外部より 100 W のその周波数のマイクロ波を入射すると、ビームプラズマ相互作用と相乗効果で×印破線の様に T_{eh} が高くなる。



電子ビームとプラズマとの相互作用による電子の加熱

(理研) 石井 成行

| 研究場所 | ビーム | T_e | n_e | T_{eh} | n_{eh} | 加熱機構 |
|---|---|--------------------|---------------------------------------|----------|---------------------------|--|
| 理研(三好等) | 15kV, 2A | >60eV | 10^{13} cm^{-3} | 200keV | | 電子サイクロトロン→乱流 (μ 波重畳, 周波数スペクトラム, μ 波散乱) |
| 阪大(八井等) | 2.5kV, 2A | $\geq 15\text{eV}$ | 10^{12} cm^{-3} | 20keV | 10^8 cm^{-3} | 電子サイクロトロン(T_{eh} の理論との対比) |
| ORNL (Alexeff et al) CN-24/L-2 | 10kV, 6A | 200eV | $>2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ | 100keV | 10^{11} cm^{-3} | $\omega_{pe} = \omega_{ce}$ で効率最大 |
| KHAR' KOV (Nazarov et al) Tech. Phys. 15 715 (70) | 20kV, 6.5A | | 10^{12} cm^{-3} | >20keV | | 電子サイクロトロン (ビームの“変調周波数” $=\omega_{ce}$) |
| KURCHATOV (Plakhov et al) CN-24/L-3 | 35kV, 20A | | $>10^{12} \text{ cm}^{-3}$ | 200keV | 10^{13} cm^{-3} | 拡散加熱モデル(径の拡大 $\rightarrow T_{eh}$) $\omega_{pe} = 4 \omega_{ce}$ で効率最大 |
| PRAGUE (Piffl et al) CN-28/E-11 | 5kV, 50mA | 6 eV | 10^{12} cm^{-3} | 40eV | 10^{11} cm^{-3} | “振動2流体不安定性” |
| CULHAM (Hamberger et al.) CN-28/E-2 | E_ϕ (torus) $=500 \text{ V/cm}$ | 3 eV | 10^{13} cm^{-3} | 50keV | | 2流体不安定性 \rightarrow 乱流 (周波数スペクトラム, 散逸エネルギー) |
| CORNELL (Wharton et al.) CN-28/E-2 | 200kV 13kA | | $8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ | 350keV | | イオン音波 |

ビームで作られたプラズマとビーム

独立のプラズマとビーム

プラズマと誘起電流

8. “電子ビームとプラズマの相互作用によるイオン加熱”

阪大基礎工 八井 浄, 山本 幸男
 姫路工大* 八束 充保*, 佐藤 喜孝*

大電力電子ビーム・プラズマ系における集団的相互作用により励起された大振幅のイオンサイクロトロン波を用いて、波動の減衰（サイクロトロン）によるイオン加熱を試みる事を目的として、〔1〕変調ビーム法、〔2〕らせんビーム法、〔3〕対向双ビーム法の3つの方法によって実験的に調べてみた。〔1〕はビームを ω_{ci} 近傍で変調して励起されたイオンサイクロトロン波を磁気ビーム部で減衰せしめてイオン加熱を試みるもので、共鳴領域で著しいイオン加熱が観測される。（図1）。〔2〕はビームをカusp磁場を用いてらせん形化してイオンサイクロトロン高調波と結合せしめるもので、イオンの加熱効果は著しい。（図2）。〔3〕は対向双電子ビームの速度に若干差異を与えてビーム・プラズマ相互作用を選択的に ω_{ci} 近傍に起こさしめるもので、イオンの共鳴加熱が得られている。この様に比較的簡単な装置から定常的に50 eV程度迄のイオン加熱を得たが、大型化や閉込め等の改善により更に高温プラズマが容易に得られるものと考えられる。

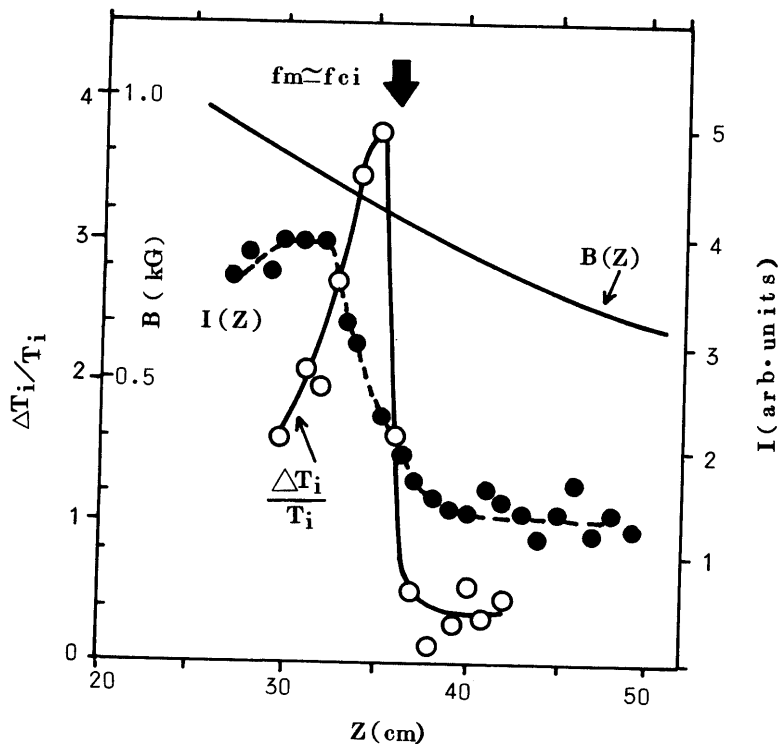
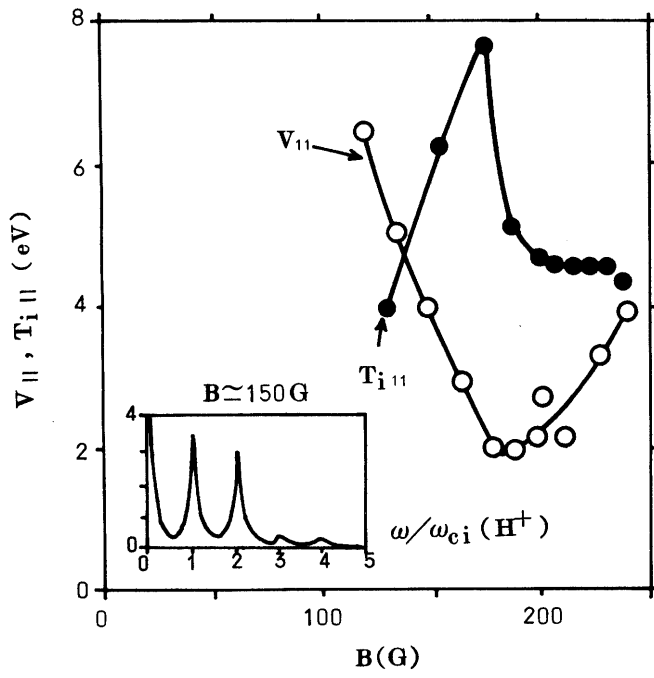


図 1

〔図 1〕

イオンサイクロトロン波の強度 (I)、イオン温度上昇率 ($\Delta T_i/T_i$) 及び磁場強度 (B) の軸方向分布。

$V_b \approx 700 \text{ V}$,
 $I_b \approx 20 \text{ mA}$,
 $f_m \approx 1.2 \text{ MHz}$,
 H_2 ,
 $p \approx 2.6 \times 10^{-4} \text{ Torr}$.



〔図2〕

軸方向ビーム速度 ($V_{||}$) 及びイオン温度 ($T_{i||}$) の磁場 (B) 依存性。

$V_b \approx 500$ V,

$I_b \approx 2$ mA,

H_2 ,

$T_e \approx 10$ eV,

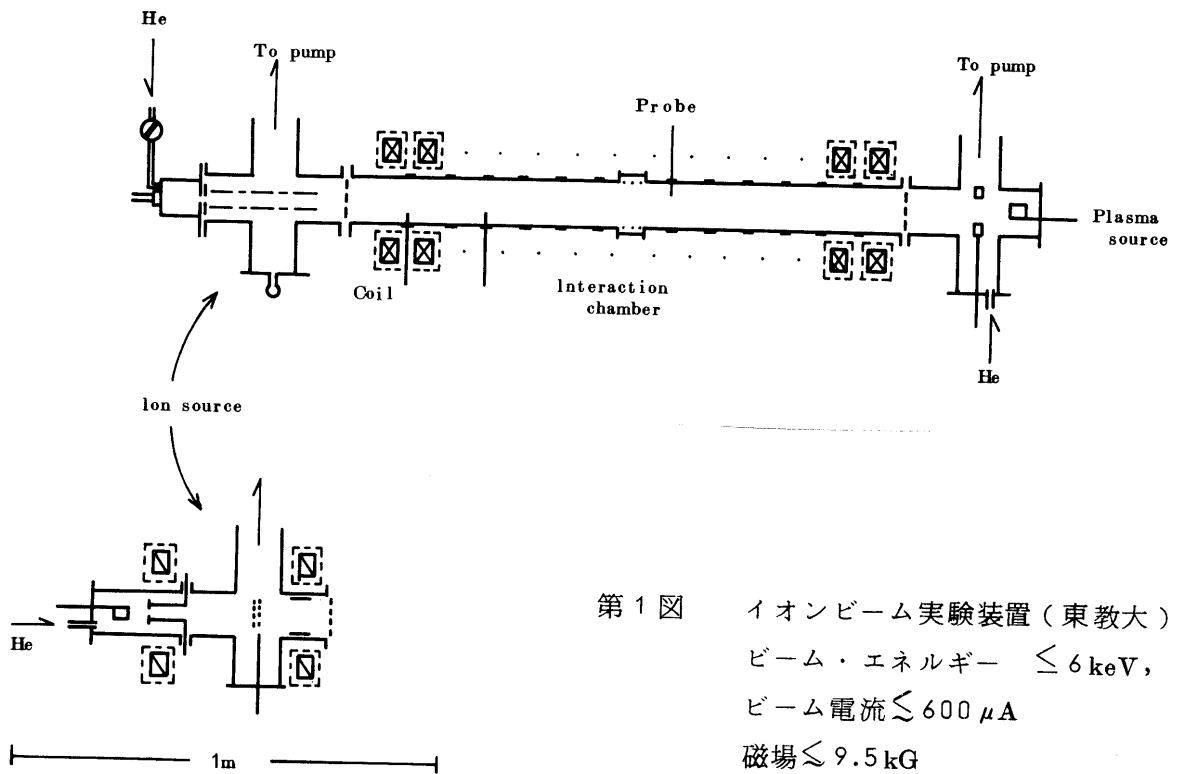
$p \approx 3 \times 10^{-4}$ Torr.

図 2

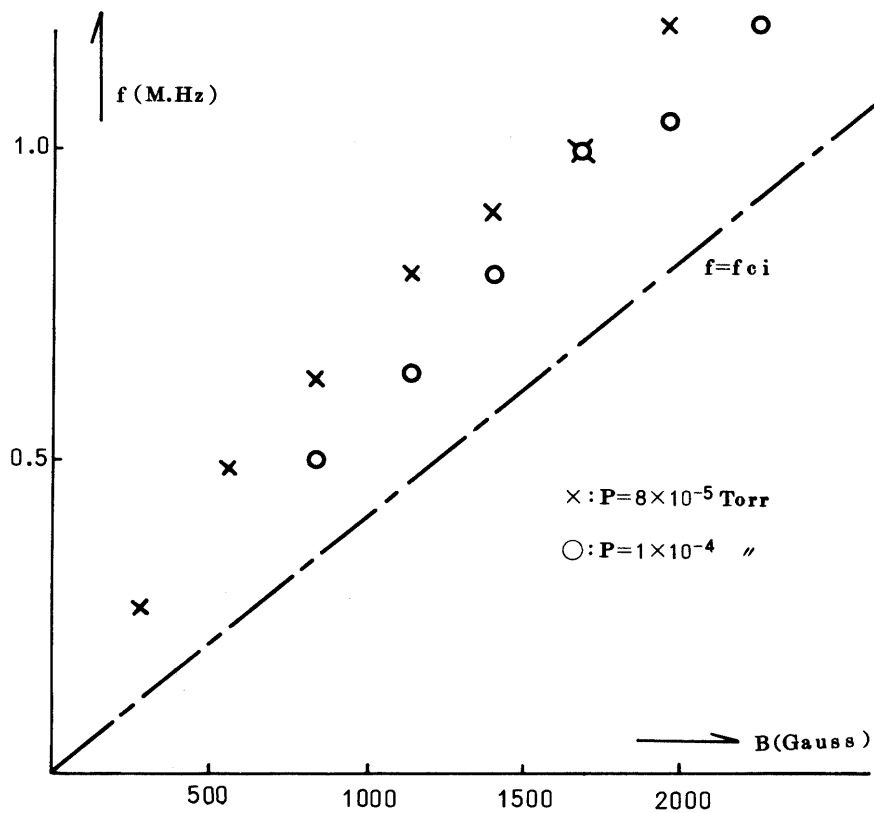
1. イオンビームプラズマ系

東京教育大 小島昌治, 石塚浩

電子ビームとプラズマの相互作用の線形理論は Briggs⁽¹⁾によくまとめられていて, その基本の式はイオンビームにも使える。ただし, イオンビームではその速度 V_b はプラズマ電子の熱速度 V_T よりも小さいこと, イオンサイクロトロン周波数 ω_{ci} はイオン音波にくらべて十分に大きいとはいえないという点で電子ビームと異った現象が現われてくる。



無磁場では音速 C_s より V_b が小さい所でイオン音波が励起されることは一次元の式から期待されるが, 斜に進む波を考えると $V_b < k/k_{\parallel} C_s$ で不安定性が生じることが示された。⁽²⁾ k は波数で $k^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2$ 。また磁場があるときは $\sqrt{\omega_{ci}^2 + (k_{\perp}^2/k_D^2)\omega_{pi}^2}$ の近くの周波数の波が励起されることが報告されている。⁽³⁾ (第2図) 現在までは波の励起が調べられた程度で非線形現象, DCXのような磁場と直角なビームによる乱流加熱はこれからの問題である。



第2図 イオンビームで励起された波の周波数と磁場の関係。第1図の装置による。

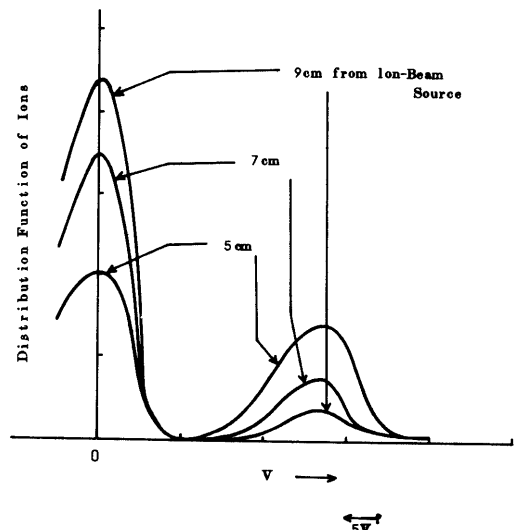
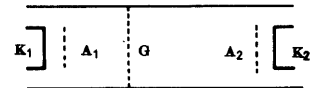
ビームエネルギー 5 keV,
 プラズマ密度 $\sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$,
 電子温度 $\sim 10 \text{ eV}$,
 プラズマおよびビームの半径 $\sim 15 \text{ mm}$.

- (1) R. Briggs: *Electron Stream Interaction with Plasmas*, MIT Press, Cambridge, 1964.
- (2) M. D. Gavouich and G. S. Kirichenks: *JETP* 20 (1965) 1071, 23 (1966) 785.
- (3) 石塚 他: 日本物理学会第26回年会予稿集 4 (1971) 59

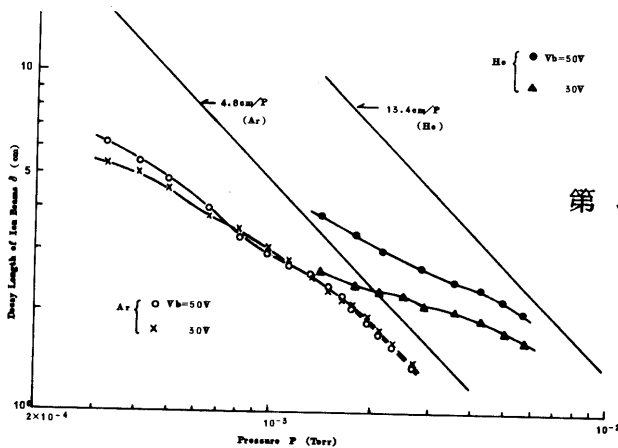
3. イオン・ビームの減衰と振動

東北大工 大沼俊朗, 藤田孝夫

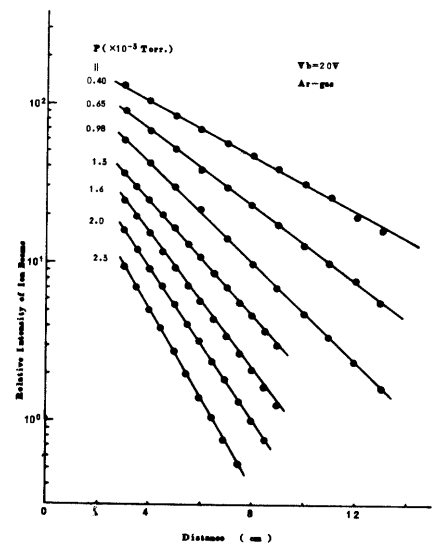
イオン・ビームをプラズマに打込んだ時のイオン・ビームの振舞は、プラズマ加熱という観点からも重要視されている。プラズマにイオン・ビームを投入した場合の振動については既に報告してあるので、¹⁾ ここでは、イオン・ビームの場所的な変化について報告する。第1図に、代表的なイオンの分布函数の場所的变化を示してある。第2図には、圧力をパラメーターとした場合のビーム電流の場所的变化を示してある。第3図には、イオン・ビームの減衰距離をビーム速度をパラメーターとして、圧力を変化させた場合についてプロットしたものである。以上等の実験データによると、ビームの減衰は、不安定系によるビームの緩和効果を示される場合もあるが、charge exchange (イオン→中性分子)によるビームの減衰が多いと考えられる。減衰距離 δ (イオン-中性分子衝突周波数 ν_{in} に対応)は、又、 I/P の傾向になっていない(低気圧時)。現在振動等との関係等を考察中。



第1図



第3図



第2図

1) 大沼, 藤田, 八田: Phys. Lett. 36A, 265 ('71).

ルギーも slowing down する。このエネルギー分散の大きくなるのは、励起された波により入射粒子が散乱されるためと考えられる。一方プラズマのイオンは高エネルギー側へ shift するとともに、エネルギーの分散も大きくなる。即ち、プラズマの熱化が行なわれる。Fig.2. は、これらの様子を、入射イオンとプラズマのイオンとの相対エネルギーの関数として示したものである。相対速度が小さくなるとともに相互間の Coupling が大きくなることが解る。

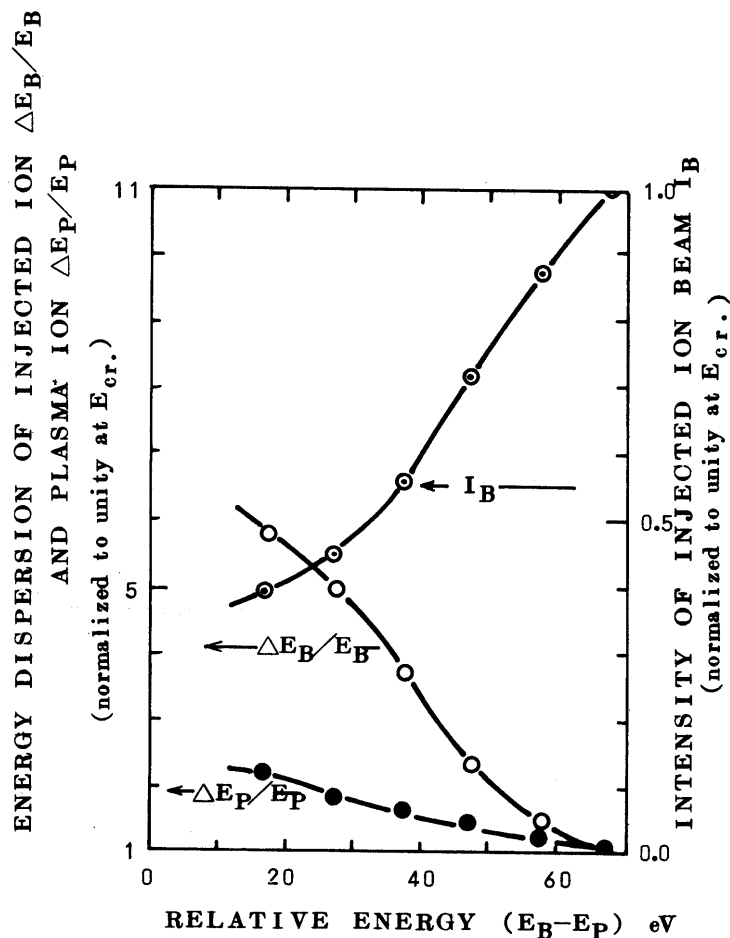


Fig.2. Dependence of energy dispersion of injected ion $\Delta E_B/E_B$ and plasma ion $\Delta E_P/E_P$, and intensity of injected ion beam I_B on relative energy $(E_B - E_P)$.

References

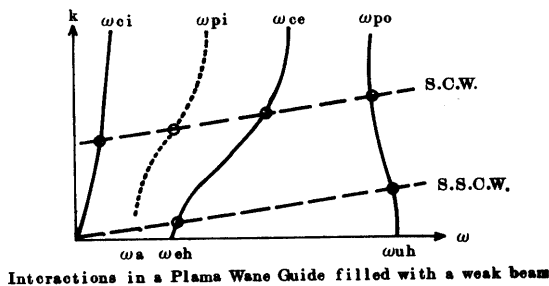
- 1) T.E.Stringer: J.Nucl. Energy Part C (1964) 267.
- 2) Y.Okamoto et al.: to be published in Phys. Lett. (1972).
- 3) Y.Okamoto et al.: to be published in Japan J. Appl. Phys. 11, 5 (1972).
- 4) Y.Okamoto et al.: Japan J. Appl. Phys. 10 (1971) 165.

ビーム・プラズマ系(まとめ)

理研 三好 昭一

この分科では乱流加熱のなかで、荷電粒子ビームをプラズマに入射して加熱する場合をとりあげた。プラズマ加熱の過程として考えられるのは、まず入射した荷電粒子ビームがプラズマと相互作用して、振動(又は波動)を励起する。この振動のエネルギーはビームよりもらう。次に振動よりプラズマ粒子へエネルギーが移行してプラズマ加熱が生じるが、その機構は種々ある。例えば共鳴加熱、ランダウ減衰、統計的加熱等である。乱流加熱と呼ばれるものは此等の機構で非線形現象を有するものと考えられる。

ビームプラズマ相互作用による波動の励起については多くの研究があり、比較的良好に理解されている。電子ビームプラズマ系の代表的分散例を図に示す。実線はプラズマ波で、破線はビームの Slow Cyerotron Wave と Slow Space Charge Wave である。点線は電子温度を考えた



Interactions in a Plasma Wave guide filled with a weak beam

ときに現われるプラズマ波である。 ω_{ci} , ω_{ce} 各々イオン, 電子サイクロトロン角周波数で,
 ω_{pi} , ω_{pe} はイオン, 電子プラズマ振動角周波数である。 ω_{uh} , ω_{lh} は各々 upper および lower
 hybride 角周波数, $\omega_{po} = (\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2)^{\frac{1}{2}}$, $\omega_a^2 = \omega_{ci}^2 + \{\omega_{pi}^2 / 1 + (k_{\perp}^2 D_e / k_{\perp}^2)\}$,
 $k_{\perp}^2 D_e = \omega_{pe} / V_{Te}$, V_{Te} : 電子の温度, k_{\perp} : 磁場に垂直な波数である。 ω_a は ω_{lh} より低い
 ときと高いときがある。これらのビーム波とプラズマ波の交点が励起可能な波動である。実験的
 に見て、高周波振動は励起しやすく、低周波についてはあまり十分な結果があるとは云えない。

加熱の過程では非線形効果が重要な役割りをする。励起した波動の振巾の飽和, 減衰, 波動間
 のカップリング等々, 多くの非線形問題がある。ビームとプラズマが干渉している間に、非線形

効果はビームとプラズマの温度を増加し、前節で示した分散関係や波の成長率を変える。非共鳴条件で、非線形効果は割合小さな波の振巾でも出現し、長波長、低位相速度の波程重要な役割をする。今後この分野での研究が発展するであろう。

プラズマ加熱の機構は未だよく解からないが、電子の加熱機構として電子サイクロトロン共鳴加熱、Stochastic heating、イオン音波による加熱等が考えられている。イオンの加熱としては、大体低周波によるが、共鳴加熱、(イオンサイクロトロン、lower hybride 波等)イオン音波、ドリフト波、サイクロトロン波等より発展した乱流加熱等が考えられる。電子ビームプラズマ系では電子の加熱は容易で、電子温度が上昇すると、電子ビームとイオンが干渉可能となり、イオン温度も上昇し始める。イオンビームプラズマ系ではイオンビームによるプラズマイオン波の励起が容易になってくるので、イオン温度の上昇には効果的であるが、未だ実験が少ない。

加熱されたビームプラズマは電子もイオンも2つの温度成分を持っている。高い温度は数百 keV、低い方の成分は数百 eV と云った具合である。

2 B の分析ではプラズマに電場を印加して電流を流して生ずる乱流加熱を問題にするが、これとビームプラズマ系乱流加熱との関連を考えて見る。例えば Hamberger の実験例をみると、印加電界は、Dreicer 電界より相当大きく、run away electron が生じていると考えられる。これがビームとなってビームプラズマ系を形成する。又粒子の加速が局所的であるとやはりビームプラズマ系の実験と大差はない。したがって両者において発生する現象は、同じ機構を多分に持っていると考えられる。ただ印加電界の場合、ビーム密度が非常に大きいことは注意すべきであろう。

今後の問題としては、ビームプラズマ系で、i) 非線形現象の解明、ii) Strong beam の場合の検討、iii) イオン加熱に関連した低周波振動の強い励起等であろう。イオンビームを用いた実験は比較的少ないが、核融合における中性粒子入射とも関連しているので充分検討する必要がある。

参 考 文 献

(Review的なもの)

- 1) R.J.Briggs,
"Electron-Stream Interaction with Plasmas".
M.I.T.Press, Cambridge, Massachusetts. 1964
- 2) V.N.Tsyтович,
"Nonlinear Effects in Plasma".
Plenum Press, New York-London. 1970
- 3) B.B.Kadomtsev,
"Plasma Turbulence."
Academic Press, London-New York. 1965
- 4) Y.B.Fainberg
"The Interaction of Charged Particle Beams with Plasma."
Plasma Physics, Vol.4, 203~220, 1962
- 5) B.Lehnert,
"Experimental Evidence of Plasma Instabilities."
Plasma Physics, Vol. 9, 301~337, 1967
- 6) M.V.Nezlin
"Instability of Beams of charged Particles in a Plasma."
Soviet Physics USPEKHI, Vol.13, 608-627, 1971
- 7) I.A.E.A. 3rd Conference, Novosibirsk, Session L, 1968.
- 8) I.A.E.A 4th Conference, Madison, Session E, 1971

VI. 乱流加熱

1. 乱流加熱実験の輸送量

阪市大 渡辺健二

乱流加熱の実験データとして、異常抵抗、 $1/\sigma$ 、のかたちで整理したもの¹⁾がよく引用される。このデータが理論²⁾と比較し得る唯一のものであって、イオン音波不安定及び2流体不安定による波の励起と非線形効果による波の減衰とがバランスして定常振巾の波群が存在し、電子流を散乱して抵抗現象を示しているという抽象が考えられている。

この異常抵抗を用いた i^2/σ というオーム損失がそのままプラズマ加熱にむすびついているわけではない。事情は複雑らしい。

乱流加熱現象（定義；ビーム→波の励起→波の吸収→プラズマ粒子の加熱）はその名に反して乱流加熱実験で得られている電子及びイオンの加熱のごく一部分しか説明しないので、他の加熱機構が考慮されている。

1) J. Jancarik and S. Hamberger: European N.F. Conf. (Rome, '70) p.65.

2) たとえば, K. Nishikawa: Annual Rev. of I.P.P. ('70) p.180.

2. 乱流加熱中に励起される振動の測定

阪市大 宇山忠男

序

電極あるいは電磁誘導によってプラズマ中に強電場を発生させて、電子の流れを誘起し電子の流れの速度をある臨界値以上に加速すると、不安定性によりプラズマ振動、イオン振動、イオン波などが励起される。乱流加熱は衝突のないプラズマ中で強電場から得た電子の流れの運動エネルギーが電子自身及びイオンの熱エネルギーに変換される熱化過程であって加熱中に励起された振動及びイオン波が実効的な衝突の効果を与え熱化をおこなっていると考えられている。したがって、乱流加熱の機構を調べるために、励起された振動及びイオン波を研究することは重要であり多くの研究所でおこなわれている。

1. 振動の測定法

加熱中に励起された振動に関する実験で、現在行なわれている主な測定法を示す。

- (1) フローティング静電二重探針による振動ポテンシャルの測定
- (2) 磁気探針（磁気ループ）による電磁波（イオン波の非線形効果による輻射で振動数 ω_{pi} 及び $2\omega_{pi}$ のホイスラー波）の測定
- (3) アンテナ（ホーンアンテナ，広帯域の対周周期アンテナ）を用いてのプラズマからの輻射電磁波の測定
- (4) マイクロ波ビームをプラズマに入射し，励起されている振動による，マイクロ波ビームの散乱を用いた測定
- (5) 分光によるサテライトの測定

3. 大出力マイクロ波を利用した乱流加熱

東大宇宙研 大 藪 修 義

Tokamak 型プラズマに ω_{pe} 付近の大出力のマイクロ波を入射する。マイクロ波の電場 E が (1) で与えられる E_0 を越えた時、マイクロ波のエネルギーは、プラズマに吸収されて、電子波と

$$\frac{eE_0}{m\omega_{pe}v_{the}} \sim 2 \left(1 + \frac{T_i}{T_e} - \frac{MV_d}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\nu_e}{\omega_p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

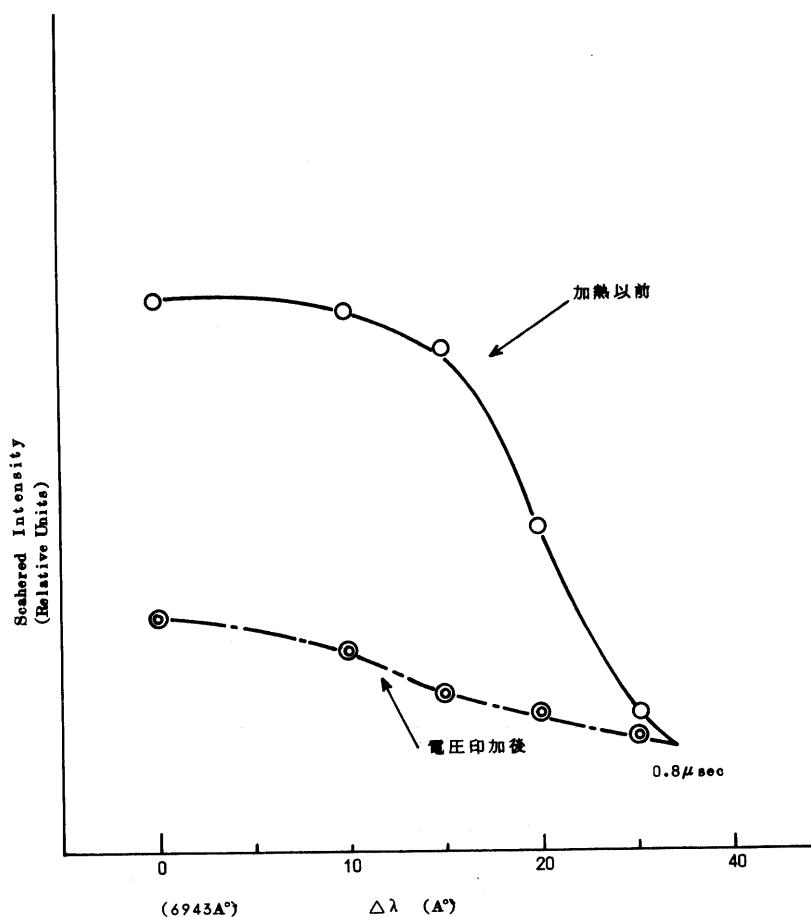
$$\left(\begin{array}{l} m, M: \text{電子, イオンの質量, } V_d: \text{電子の drift velocity} \\ \nu_e: \text{電子波の damping rate} \end{array} \right)$$

イオン音波が励起される。この時に励起されたイオン音波による effective collision freq. ν_{eff} ($\sim \nu_{cl}$, $\frac{Uw}{nKT \ln \Lambda}$, Uw : イオン音波のエネルギー密度) でプラズマは、きわめて抵抗的になる。それ故にプラズマへの power input は、マイクロ波を入射しなかった時の ohmic heating よりも、 ν_{eff}/ν_{cl} だけ効率が高くなることが期待できる。数値例として、 $n \sim 10^{14} / \text{cm}^3$, $T_e \sim 1 \text{ keV}$ とするとマイクロ波の周波数は、 100 GHz で電場 $E \sim 6 \times 10^5 \text{ V/cm}$ (これは、 $\frac{eE_0}{m\omega_0} \sim v_{the}$ で決めた値であるが、 $\left(\frac{\nu_e}{\omega_p}\right)^{\frac{1}{2}}$ を考慮すると、1 桁以上下がる), また $\frac{Uw}{nKT} \sim 10^{-2}$ とすると、 $\frac{\nu_{eff}}{\nu_{cl}} \sim 10^3$ になる。

4. 電子の速度分布函数

P 研 近 藤 克 己

乱流加熱の方法が提唱されてすでに久しいが外部からの電気エネルギーが如何なる道筋を経てイオンの熱エネルギーに移されるかはまだ明きらかでない。特に電子速度分布函数については、計算機実験でかなりの情報が与えられているが、実験的には、X-ray, Diamag による電子温度あるいは、密度との積という形で与えられているに過ぎず、空間的に強い不均一性を有し、時間的に早く変化しつつある乱流の各成長過程で電子速度分布を充分信頼出来る形で与えた例はない。我々は、現在 B.S.G II 型装置で乱流の各成長段階での電子速度分布を高い空間時間分解能を有し、散乱光の波長分布が電子の速度分布を反映するルビーレーザーによる 90° トムソン散乱法で測定している。測定結果の一例を示す。外部電場をかける以前は、マックスウェル分布をしているが、電場をかけると電子分布は広がり各波長での散乱強度が低下しすそが伸びていく。



5. 乱流加熱プラズマのイオンの速度分布

広島大理 尾田年充

プラズマの乱流加熱において、イオンにエネルギーが配布される過程を明らかにするために、イオンの速度分布の測定は重要な課題であると考えられる。

多くの乱流加熱の実験では、charge exchange によってイオンを中性原子にし、そのエネルギー・スペクトルを測定している。加熱されたイオンの速度分布は低温と高温の二成分になっている場合が多い(1図参照)。高温成分のイオンの数は全体の高々数%である。これについては、まだはっきりした議論はないようである。

スペクトル線のドブラー拡がりの測定によっても速度分布は求められる。例えば、名大プラズマ研のBSGIIでの乱流加熱の実験がある。ただし、スペクトル線はシュタルク拡がりも受けることがある。この場合には乱流プラズマの揺動電場を求めることも可能である。

なお、将来は、レーザー散乱の方法も応用する必要がある。

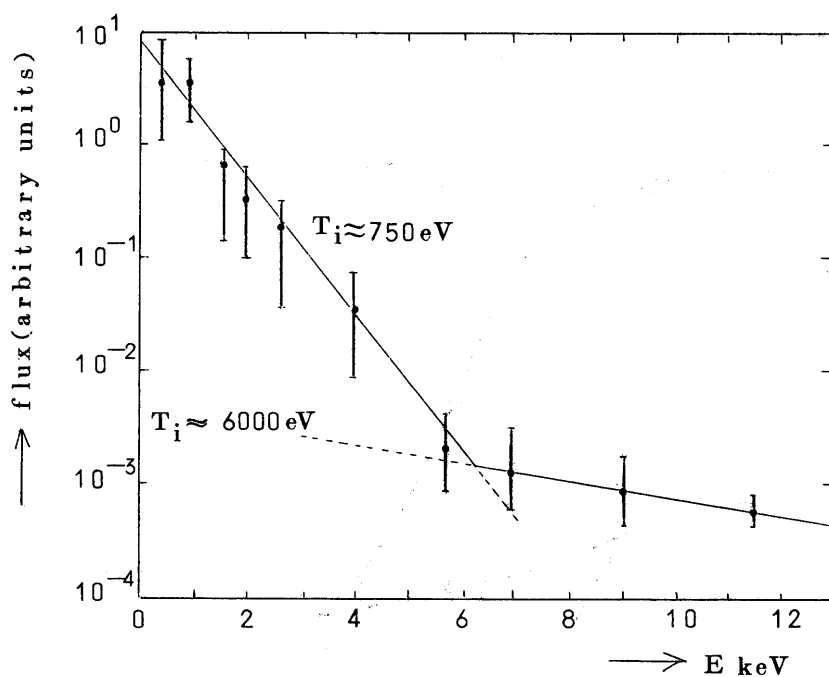


図1 イオンのエネルギー分布

(IAEA / CN - 28 / E5 , 1971)

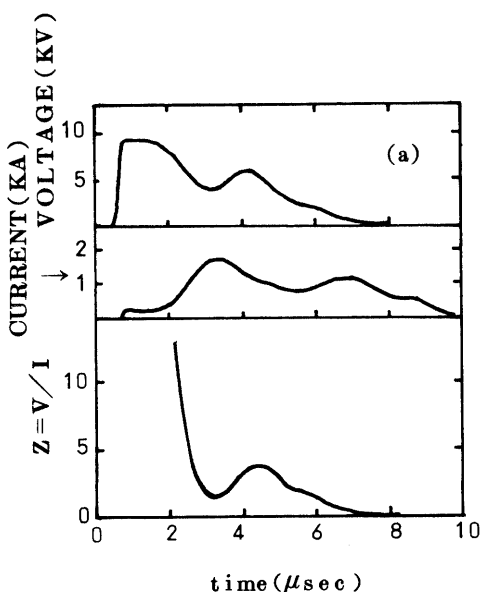
6. 乱流加熱のまとめ

プラズマ研 河 辺 隆 也

ここでいう乱流加熱とはプラズマにAC又はDCの電場を加え、それによって電子とイオンの相対運動を起し、その相対速度がプラズマ中の特徴的な速度(粒子の熱速度や波の位相速度等)より大きくなった場合に不安定となり、波動が励起され、さらにこの波動によって電子及びイオンが散乱されてプラズマが加熱される事をいう。ドリフトしている電子は1個1個のイオンによるクーロン散乱の他に波動によって散乱されるので、一般に異常抵抗を示す。

乱流加熱の実験ではコンデンサーにエネルギーをためておき、プラズマの両端の電極にコンデンサーから電圧をかけるか又はプラズマの近傍においた導体に電流を流し、誘導でプラズマ中に電場をかける。前者の方法は主として直線状の実験装置で用いられ、後者はトーラスで用いられる。加えられる電場の強さは数100 volt/cmまでで、密度 $10^{12} \sim 10^{15}/\text{cc}$ のプラズマを通しておよそ10 kAの電流が流れる。プラズマの断面積は $10 \sim 20 \text{ cm}^2$ 程度であり、電場と平行方向の磁場の強さは2~20 K gaussである。

直線状の乱流加熱実験では、プラズマ電流と電圧の時間変化は第1図のようになり、電流が流



第1図

れはじめて数 μsec 後に異常抵抗を示すキックが現れる。このようなキックは印加する電圧がある値 V_c を越えた時に起り、この V_c はプラズマの密度と共に上昇する。又磁気探針による測定によれば、電流はプラズマの周辺部から流れはじめおよそ $2 \sim 3 \mu\text{sec}$ 程度で中心までしみ込む。これは異常抵抗による異常表皮効果として説明出来るのではないと思われる。

この電流による不安定でプラズマ中に波動が励起され、目下のところその振動数スペクトルと相関時間が測定されている。プラズマ振動数付近の波動はプラズマからのマイクロ波放射として測定され、電流の初期にかなり強い放射が行われスペクトルはかなり拡がっている。又、

イオンプラズマ振動数付近では Buneman 不安定を特徴づける波動やイオン音波の領域をうめる広いスペクトルの拡がりがある。又この振動の観測される領域は電流のしみ込んだ領域とほぼ対応している。

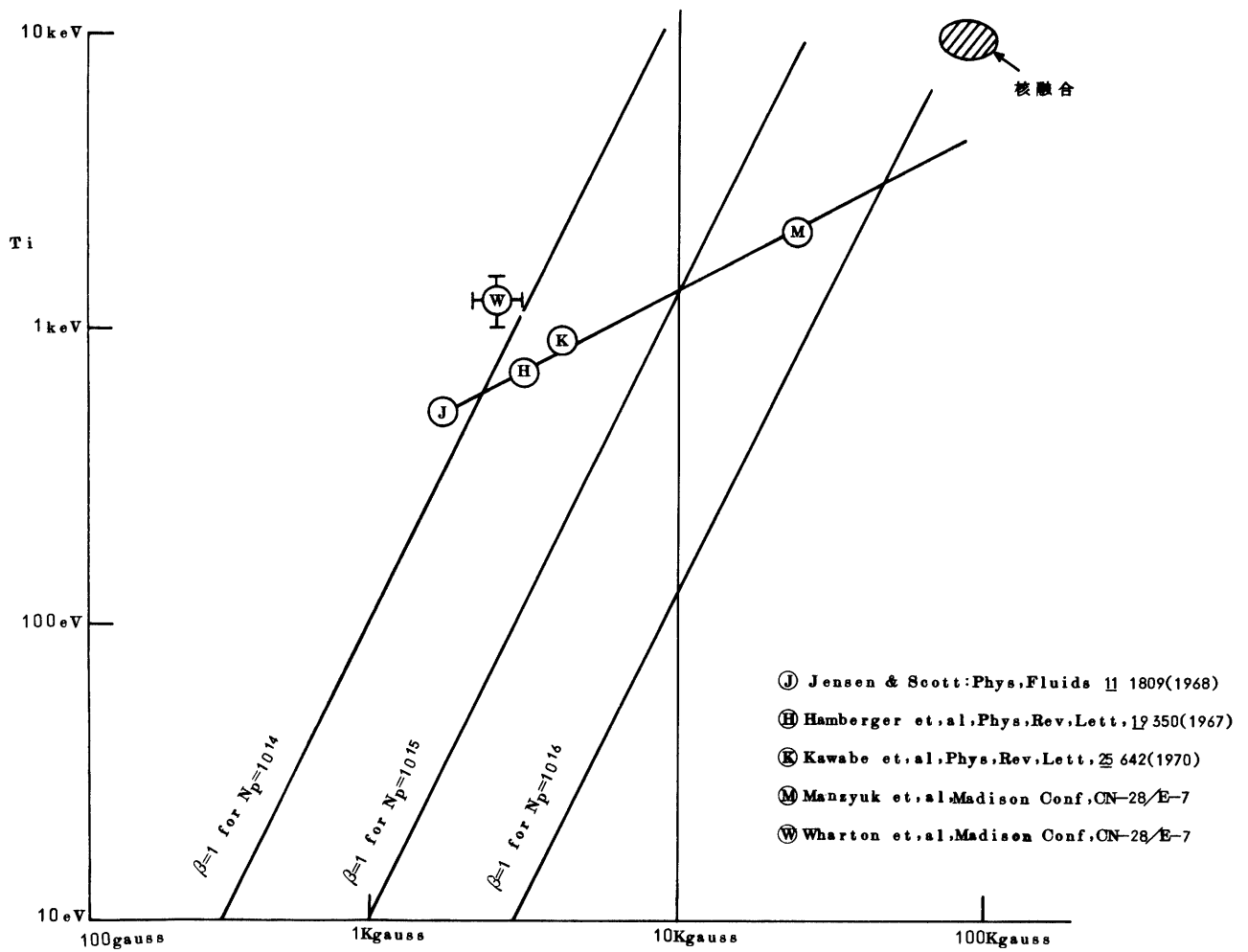
輸送現象の内ですまず電気抵抗は、古典的な値よりも大きな異常抵抗を示すが、その値は Buneman 不安定が起っている時には古典値の数倍で、理論的な考察と良く一致する。しかし密度が 10^{13} 以上になると異常抵抗値は質量に依存しないという実験結果があり、理論的には説明出来ていない。プラズマが乱れている間は拡散係数も大きくなると理論的にも期待されていたが、実験でも示された。

プラズマ中の電子が乱流加熱される機構は(イ)電子-電子間の相対速度による二流体不安定、電子-イオン間の相対速度による Buneman 不安定、又は、(ロ)イオン音波不安定が考えられている。電子のエネルギー分布の測定はいろいろな方法でなされ、X線による測定によれば数 10 keV にまで電子は加熱されマイクロ波の放射の測定と合わせて考えるとかなり早く熱平衡に達していることがわかっている。ジャイアントパルスレーザー光のトムソン散乱の実験で電子温度の時間的、空間的な変化が詳しく測定され、電流のしみ込みにしたがってプラズマ柱の外側から加熱されてゆく事がわかった。又中性アルゴン原子ビームをプラズマ中を通過させるとき電子によって電離され、中性アルゴンビームは減衰する。この電離の断面積がプラズマの電子温度の関数である事とプラズマの厚さと密度から電子温度が測定され、平均的な電子温度は加えたエネルギーと共に上昇する事がわかった。

イオンの速度分布関数も多くの方法で測定されている。くわしくは尾田氏の報告にあるように、プラズマのイオン線のドップラー巾の測定、電荷交換した中性原子のエネルギー分布(磁場に垂直な成分)、直接のイオンのエネルギー分布(磁場に平行成分)等がある。これ等の測定結果によるとイオンのエネルギー分布は加熱された結果、高温のものと中温のものと2成分になっていることがわかった。この事実は加熱機構を考える上で大切である。

乱流加熱でイオン温度がどこまで上昇するかを知る事はこの方法が核融合に役立つかどうかめどをつける点で大切である。今までに各地でなされた乱流加熱実験で観測されたイオン温度とその装置の磁場の値の相関を取ったものが第2図である。これを見ると磁場を強くしてゆくとラーマー半径が小さくなり、高温のイオンまで封じ込められるので、加熱を考える上で、封じ込めの研究も大切であることがわかる。すなわち、

$$\frac{d(nT)}{dt} = Q_{\text{input}} - \frac{nT}{\tau_{\text{loss}}}$$



で表わされ、lossを小さくしないと温度は上昇しない。

最後に効率はどの程度かと言えば、およそ数10%のエネルギーが吸収され、全体の10%程度が加熱に役立っている。これからはこの効率をもっと定量的に測定し、その温度や密度への依存性を研究せねばならない。

今後はビームプラズマ系や無衝突衝撃波による加熱との共通点をはっきりさせてゆけば加熱機構が明らかになってゆくのではないかとと思われる。

Ⅶ. レーザーによる加熱

1. レーザーによるプラズマの加熱機構

阪大工・名大プラズマ研 山中千代衛

レーザーによるプラズマの加熱は古典吸収とプラズマの流体的な膨張を考慮すると $T \sim (\phi/\rho_0)^{2/3} \sim (\phi\lambda^2)^{2/3}$ となる。ここに ϕ は光束, ρ_0 は遮断密度, λ は波長である。これより波長 10.6μ の CO_2 レーザーは波長 1.06μ のガラスレーザーより有利であり, なお B によるとじこめの可能性も期待出来る。また一方名大プラ研における実験によるとレーザー光束 10^{13} w/cm^2 , $T_e \sim 200 \text{ eV}$ 以上で $\phi^{2/3}$ 則が破綻し異常加熱が出現した。加熱機構の物理を見直す必要がある。これには光とプラズマの非線形相互作用によるパラメトリック不安定と振動 2 流体不安定が考えられる。これらの不安定の閾値に関し定量的な理論と実験の比較を導いた。実効的な異常抵抗の評価, 閾値以上での取扱は未だなく, ただ電子計算機による実験が報告されるのみである。この方面から有効な加熱機構を調べる必要がある。

2. レーザーによる核融合プラズマの生成と異常加熱

阪大工，名大P研 山中 龍彦

パルス幅数ナノ秒の大出力レーザー光を固体重水素ターゲットに集光照射し，プラズマが膨張するまでにエネルギー注入を完了すると核融合反応を達成することが出来る。問題は高温状態でのプラズマの加燃機構である。名大P研では出力20GW，パルス幅2ns(40J)の5段増幅ガラスレーザー光を固体重水素に照射し，数keVのプラズマを発生し， 10^4 ケの中性子を検出した。発生中性子数はプラズマに吸収されたレーザーエネルギーとの4.5乗に比例した。 $T_e \sim 200$ eV，レーザーパワー密度 $\phi \approx 10^{13}$ W/cm²以上では $T_e \propto \phi^{2/3}$ 則よりはずれ， $T_e \propto \phi^{1.2}$ となり，高エネルギーイオンが発生し，プラズマよりのレーザー光の反射が急増し，中性子が発生し，レーザー光の異常吸収が観測された。この異常吸収の閾値はパラメトリック不安定性による異常吸収の閾値とよく一致した。この結果，高温状態でのプラズマの加熱は古典的な逆制動吸収過程よりも，プラズマの不安定性による異常加熱が中心であると考えられる。

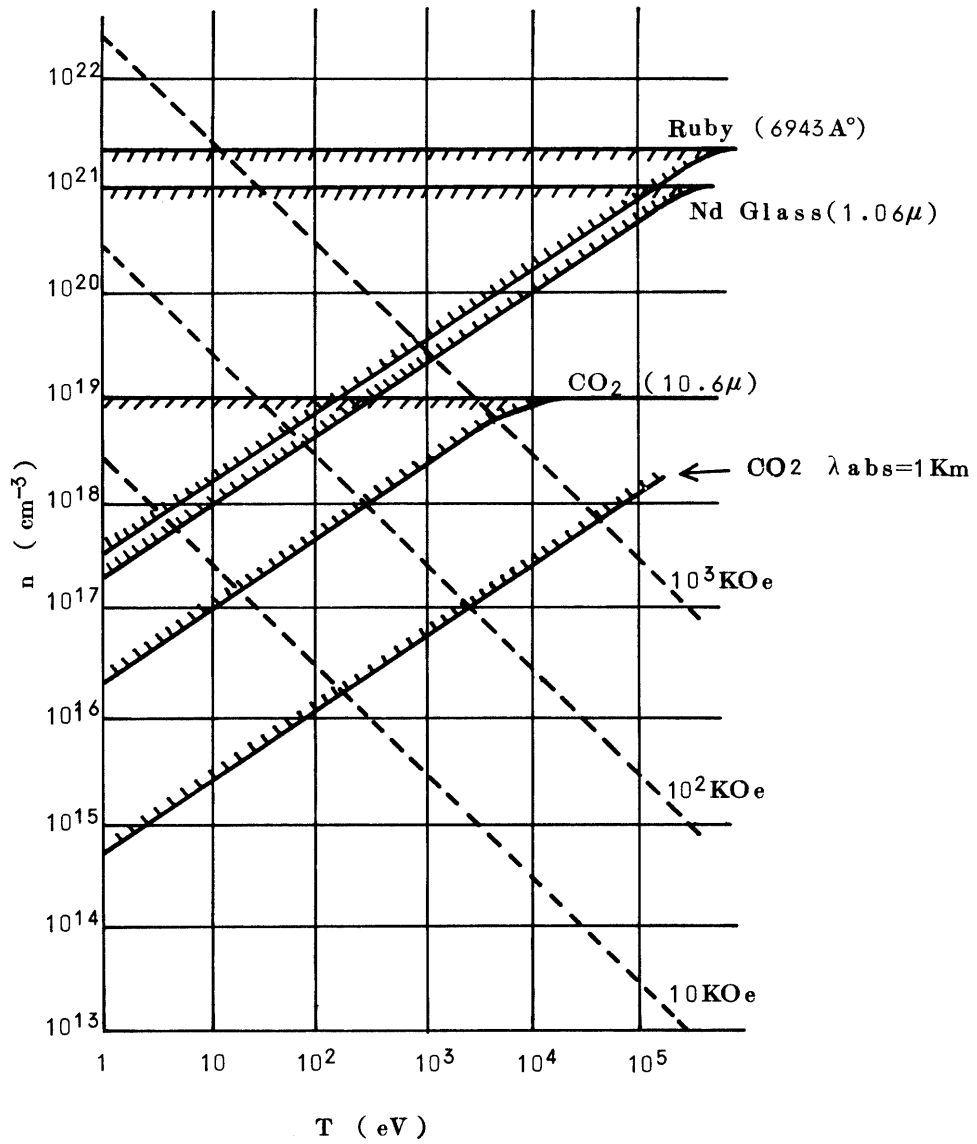
3. 重水素レーザー・プラズマの生成とカスプ閉じ込め

東大工 狐崎晶雄, 野々村久雄, 関口忠

任意の磁界配位の中に, 純粋なプラズマを供給することを目的として, 固体重水素の小片を真空中に投下し, 所定の位置でプラズマ化する方法を確立した。重水素片の大きさは $100\mu\phi$, 長さ 300μ 以下で, これを 7cm 落下させて, $200\mu\phi$ に集光した 500MW , 20ns のルビー・レーザー光を照射する。生成されたプラズマは, 約 50ns の間レーザー光を吸収し, レーザー光入射の方向に強く噴出する高エネルギー群(最高 200eV 以上)と, ほぼ等方的に膨張する低エネルギー群(平均約 50eV)とに分離される。 12cm 離れた測定点に飛来するイオン数は, ターゲット小片原子数の 20% 以上であり, 中心の電子密度は約 $2\mu\text{s}$ の間 75GHz マイクロ波の遮断密度($7 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$)以上に保たれる。

このプラズマをカスプ磁界の中心で生成する実験も行ない, ライン・カスプでの磁界強度 3.3kG のとき, マイクロ波が完全透過する密度に下るまでの期間は約 $50\mu\text{s}$ であった。これによると, 保持されたプラズマの温度が 1eV のとき, hole size はイオン・ラーマー半径以下と推定される。前記の結果からイオン温度は 10eV 程度と推定され, その場合にはhole size はイオン・ラーマー半径の $1/10$ 以下となる。

光エネルギーの古典吸収係数によって, レーザーで加熱可能なプラズマの領域を求めると, 図の斜線内となる。これによると, 変換効率が高く波長の長い CO_2 レーザーでも, 普通核融合プラズマとして考えられているような $n \approx 10^{15}\text{cm}^{-3}$, $T = 10\text{keV}$ のプラズマを作ることはできない。また, 現在, 超電導で可能な磁界で閉じ込められる $n \approx 10^{17}\text{cm}^{-3}$, $T = 10\text{keV}$ のプラズマを作ることも容易ではない。従って, 慣性閉じ込め法よりも長い時間をかける核融合反応に対して, レーザーは不純物のない初期プラズマを任意の磁界中に供給できる点に, その特長を発揮するであろう。



高周波理論 (Two-fluid model; Spitzer's collision freq.) による光の吸収係数*で

$\lambda_{abs} \leq 1m$ の領域 (加熱可能領域)

及び

*Hora

----- 閉じ込め磁界 ($\frac{B^2}{2\mu} = nkT$)

4. 高出力CO₂レーザー

阪大工 中塚正大

大出力TEA（横方向励起大気圧）CO₂レーザーの出現によって効率の良いプラズマ加熱が、磁場に閉じ込めたプラズマに適要可能となった。阪大工で実施中のTEAレーザー開発の現状およびプラズマ加熱への応用について報告した。

TEAレーザー系としては、発振段にはビーム拡がりの少ないヘリカル形（出力0.5 J/100 ns）を用い、増幅器にはマトリックス形および刃形電極のものを検討している（飽和利得は、～5倍/2 m程度）。また電子ビーム制御放電を用いた超大気圧CO₂レーザーおよび高速流型連続発振CO₂レーザーも開発中である。

TEAレーザーで得られる出力限界は、現在の技術を用い、多段増幅器を併用して～1 kJ/100 ns程度と思われる。

プラズマ加熱の実験は国内外においてまだその端初についたばかりであり、理論的取扱も、簡単なhydrodynamicalな範囲を越えていない。θピンチプラズマ（ $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ eV}$, $B \approx 50 \text{ kG}$ ）に対し、～10 J出力のレーザーを用い効率～30%で $T_i > 100 \text{ eV}$ に加熱することが可能である。

遮断密度近傍の高温プラズマの加熱には、高出力レーザーを用いた非線形加熱も検討する必要があるだろう。

5. CO₂ レーザーによるプラズマの加熱

阪大工 的 場 幹 史

10.6 μ の長い波長を持ち、数 10 % の高いエネルギー変換効率を持つ CO₂ レーザーは、核融合プラズマへの加熱に大きな可能性を持っている。現在核融合プラズマを実現しているガラスレーザーと比べて波長が 1 桁長い CO₂ レーザーでは、 $10^{17} \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の比較的低密度プラズマを有効に加熱する事が出来る。このプラズマを閉じ込める磁場は数 100 kG から 2 MG 程度で実現可能である。

CO₂ レーザーをエネルギー源とした核融合炉の設計パラメータについては、Dawson¹⁾ らが幾つかの例を示している。300 kG、ミラー比 1.7、長さ 260 m のミラー装置で、 $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、5 keV のプラズマが実現出来る。

CO₂ レーザーによる加熱を利用して、直線型装置以外に、トロイダル装置²⁾、 θ ピンチ装置³⁾、等のさまざまな装置で数 100 eV 以上の高温プラズマの実験が可能である。

1) J.M.Dawson; et, al; IAEA, Madison, U.S.A. CN-28/D-13(1971).

2) J.M.Dawson; Princeton Univ. Plasma Phys. Lab. MATT-786 June (1970)

3) G.C.Vlases; Phys. Fluids. 14 p.1287 (1971).

6. レーザーによる加熱(まとめ)

阪大工・名大P研 山中龍彦

1. ま と め

大出力レーザー技術の進歩とともにレーザーによるプラズマ生成・加熱の研究は急速に発展し、固体重水素をターゲットとして核融合反応による中性子が検出されるに至った。レーザーによるプラズマ加熱は大別すると、

- 1) 気体中にレーザー光を集光し、プラズマを発生する方式。この場合レーザーのエネルギーは大部分粒子のプラズマ化に消費され、あまり加熱は期待出来ない。
- 2) レーザー集光径よりも十分小さい粒子をプラズマ化する方式。この場合は、プラズマの急速な膨張のためレーザーエネルギーは30～40%しかプラズマに吸収されない。
- 3) 有限のターゲットをプラズマ化する方式。この方式はエネルギー利用率が高く、はじめて核融合反応による中性子が検出された。
- 4) 磁界中プラズマを加熱する方式。プラズマ閉じ込め磁界が問題となる。波長 10.6μ の CO_2 レーザーの場合には有効である。

現在3)の方式が核融合炉につながる方法として大きく取り上げられ、各地で積極的に研究が進められている。使用されているレーザーは主に波長 1.06μ の Nd^{3+} ガラスレーザーで、1971年での出力は単機あたり20～200 J (パルス幅 $10^{-2} \sim 5 \text{ nsec}$)である。ソ連ではこのレーザーを9並列にし、各々に増幅段を付加し1 kJのレーザーを建設している、発生中性子数は $10^4 \sim 10^5 / \text{pulse}$ 、電子温度は数 keV、プラズマ密度は $10^{21} \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ である。イオンエネルギーは10 keV以上である。

最も興味深い問題はイオンの加熱機構である。古典的な逆制動吸収過程でレーザーエネルギーが電子温度に変換され、クーロン衝突によりイオン温度が上昇するとすると到達イオン温度は、高々200～400 eVである。高温状態でのプラズマの加熱機構は名大プラズマ研の実験で明らかにされたようにレーザーパワーが 10^{13} w/cm^2 を閾値としてこれ以上では $\omega_0 \approx \omega_p$ 付近での parametric instability による異常吸収が原因と考えられる。ここで ω_0 、 ω_p はそれぞれレーザー周波数、プラズマ周波数である。

磁界中プラズマの加熱の研究は CO_2 レーザーの大出力化(TEAレーザー)の実現とともに

取り上げられる気運にある。この場合最大プラズマ密度は 10^{19} cm^{-3} であるため温度 1 keV のプラズマの閉じ込め磁界は 1 MG 程度となる。Dawsonらによると 300 kG, ミラー比 1.7, 長さ 260 m のミラー装置で $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマを 5 keV まで加熱出来ると見積っている。現在の CO_2 レーザーの出力は 100 J (200 ns) であるが高気圧 (5 ~ 10 気圧) レーザー技術の進歩により今後の発展が期待される。現在の処はガラスレーザーの 5 年前の状況に相当している。

2) の方式は不純物を含まない完全電離プラズマ源としての興味ある研究課題である。

今回の研究会では 2), 3), 4) の方法によるプラズマ生成・加熱および, CO_2 レーザーの現状について報告された。今後のレーザーによるプラズマ加熱の研究は, 高温状態での不安定性による異常加熱の究明と, レーザー出力の増強を計り中性子収量を増し, レーザーによる核融合炉に対する見透しを明らかにすることにある。

参 考 文 献

1. F. Flouquet: Nuclear Fusion 11 635 (1971) (Review paper)
2. Laser Interactions and Related Plasma Phenomena. Plenum press, 1971
3. " " Plenum press, 1972

VIII. Shock. θ ピンチによる加熱

1. 衝撃波によるプラズマ加熱

東工大・工 丹 生 慶四郎

衝撃波は運動エネルギーを熱エネルギーに変換する波であり、質量の大きい、したがって運動エネルギーの大部分を占めるイオンの加熱方式として利用するのに好都合である。磁場方向に流れる無衝突プラズマ流中の有限振幅波の数値計算の結果からみて、衝撃波の形成にはイオン自身の熱運動が重要な働きをしているものと思われる。また磁場に垂直に流れる無衝突プラズマ流中に形成される衝撃波に関する数値計算の結果から、衝撃波内ではまず電荷分離による電気ポテンシャルの山が生じるが、熱運動を持つイオンはこのポテンシャルによって分離されて二流体を形成する、電子・イオンの二流体不安定も勿論存在するが、イオン・イオン二流体不安定はイオン温度の電子温度に比べて近い場合顕著であるので、流れを乱流に遷移し、イオンの熱運動を増す機構として重要と考えられる。

2. 衝撃波研究の現状(実験)

阪大工 中井貞雄

マディソンでの第4回、ノボシビルスクでの第3回 IAEA 会議、および雑誌に報告された主な研究をまとめて第1表に示す。第2表にはマディソンで報告された研究内容をまとめる。これまでの主な結果を、プラズマ加熱の面よりみて、要約すると、1つは Shock によるプラズマ加熱での位高温まで加熱しうるかという問題である。これに対しコロンビア大学の Gross らのグループでは Shock のみにより $n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T \approx 1 \text{ KeV}$ のプラズマを 10^4 cm^3 発生し、 5×10^5 neutron/shot の中性子発生を検出している。2つにはレーザーのコレクティブスキャッターによる Shock front での散逸機構の解明で、カラムでの Ion 波不安定とする説と、Garching での電子サイクロトロン不安定とする説が、同じようなパラメータ領域で主張されており、今後の長波長レーザー (CO₂ レーザー等) を用いたより精度の高い測定がまたれ、興味ある点である。第3は Low pressure regime での shock を伴った θ ピンチでの非常に効率のよいエネルギー注入、中性子発生の報告である。

第 1 表 Collisionless Shock の実験

I A E A

| 研究者所 | 方式 | 装置の大きさ | 初期パラメータ (cm^{-3}) | (eV) | $B_0, \frac{dB}{dt}$ | Ma | 第三回 第四回 |
|------------------------------|-----------------------------------|--|--|---------------------------|--|--------|------------|
| R. Z. Sagdeev Novosibirsk | θ ピンチ ガンパラズマ流 グリッド励起 | 100 cm X 16 cm ϕ Plasma Flow 40 cm ϕ 120 cm X 90 cm ϕ | $5 \times 10^{10} \sim 10^{14}$ $10^{14} \sim 10^{16}$ $10^6 \sim 5 \times 10^7$ | 1 ~ 10 1 ~ 5 5 ~ 10 | 2.5 KG ~ 400 G $B_0 = 0$ | | ○ |
| E. Hantz Jülich | θ ピンチ | 45 cm X 20 cm ϕ | $\sim 10^{14}$ | ~ 10 | 1000 G | 1.3~10 | ○ |
| R. Chadura Garching | θ ピンチ | 60 cm X 16 cm ϕ | $10^{12} \sim 5 \times 10^{14}$ | few | 3.5×10^{10} G/sec | 1 ~ 4 | ○ |
| U. Schumacher Garching | θ ピンチ | 14 cm X 7 cm ϕ | $10^{14} \sim 10^{15}$ | | $B_0 = 0$ 10^{11} G/sec | | ○ |
| C. Yamanaoka Osaka | EM Shock Tube Osパラズマ流 レーザー | 50 cm X 6 cm ϕ Beam Diameter 1.5 cm | $\sim 7 \times 10^{13}$ $10^7 \sim 10^9$ $\sim 3 \times 10^{12}$ | 15 0.2 ~ 2 3 | ~ 500 G 0 ~ 6200 G 0 ~ 1000 G | | ○ |
| A. E. Robson Texas | θ ピンチ | 10 cm X 50 cm ϕ | $\sim 5 \times 10^{14}$ | 1 | 500 ~ 1000 G 190 KA/ μ sec | ~ 5 | ○ |
| G. E. Smorkin Kurchatov | θ ピンチ | | 4×10^{13} | ~ 1 | 700 G | | ○ |
| A. W. Desilva Maryland | θ ピンチ | 100 cm X 46 cm ϕ | $10^{10} \sim 10^{13}$ | few | | 2.5 | ○ |
| J. W. M. Paul Culham | z ピンチ | 100 cm X 50 cm ϕ | 7×10^{14} | 1 | 0.25 ~ 1.5 KG | ~ 6.3 | ● |
| R. M. Patrick AVCO | ガンパラズマ流 | Plasma Flow 30 cm ϕ | $10^{13} \sim 10^{14}$ | ~ 25 | | 1 ~ 3 | |
| P. L. Auer Cornell | ガンパラズマ流 | Plasma Flow 100 cm ϕ | ~ 10^{13} | | | 1 ~ 4 | |
| D'Angelo | Osパラズマグリッド 励起 | | | | | | |
| C. N. Watson-Munro Sydney | 大振幅 Alfvén 波 | 170 cm X 21.4 cm ϕ | ~ 10^{15} | | ~ 5.8 KG | ~ 3 | |
| R. A. Gross Columbia | Mag. Ana. Shock Tube | | | | | | |
| Mackenzie UCLA | Double Plasma | | | | | | |

第 2 表

| | 研 究 所 | 方 式 | 装置の大きさ | 初期プラズマ cm^{-3} eV | 測 定 方 法 | 適 要 |
|------|----------|---|--|--|---|---|
| J-8 | Columbia | Mag. Ann. Shock | 23 cm ID, 13 cm OD 300 cm L | 50 mtorr 293°K neutral D ₂ | X-ray neutron | 10 ⁴ cm ³ 5 × 10 ⁵ T ~ 1 keV neutron n ~ 1 × 10 ¹⁶ shot |
| J-9 | Culham | Z-Pinch Plasma Gan Laser Plasma 1 Laser Plasma 2 | 50 cmφ × 100 cm L 45 cmφ × 125 cm L 15 J25 ns Nd Glass 10 J15 ns Ruby Laser | ~6 × 10 ¹⁴ Te ~ Ti ~ 1.2 ~6 × 10 ¹⁴ Te ~ Ti ~ 1.2 Two Carbon Plasmas 10 ¹² ~ 10 ¹⁵ , 10 ⁹ | Laser scatter | Te heating ion wave inst |
| J-10 | Garching | θ-ピンチ | 15.8 cmφ × 60 cm L 43 cmφ × 100 cm L Blumlein | 1 ~ 5 × 10 ¹⁴ Ti = 10 ~ 40 $\beta \leq 1$ Te = 2 ~ 9 Te / Ti < 1 10 ¹² ~ 5 × 10 ¹³ $\beta \ll 1$ Te / Ti $\gg 1$ uV-Preionization | Laser scatter 500 MW Stark, forbidden line | electron cyclotron wave |
| J-11 | Julich | θ-ピンチ | 20 cmφ × 45 cm L 20 cmφ × 40 cm L 40 cmφ × 80 cm L | 10 ¹³ ~ 10 ¹⁴ 10 ¹⁴ ~ 10 ¹⁵ 10 ¹² ~ 5 × 10 ¹³ | Laser scatter neutron X-ray | ion wave inst low pressur-neutron |
| J-12 | Maryland | θ-ピンチ | 46 cmφ × 100 cm L Blumlein | 10 ¹² ~ 3 × 10 ¹³ Te ~ Ti ≤ 2 | Doppler, Stark X-ray, neutron neutral partick | neutron |
| J-13 | 電 総 研 | θ-ピンチ | | 20 mtorr 100 mtorr 200 mtorr | | Energy Transfer to plasma |

3. “ 衝撃波によるイオン加熱 ”

阪大工 水 井 順 一

衝撃波のフロントにおいては、初期プラズマが加熱され高温プラズマとなる素過程が見られる。我々の実験では初期プラズマを Z-放電により生成しアフター・グローの静かな磁化プラズマ（水素、 $n_e \approx 8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = T_i \approx 7 \text{ eV}$ 、 $B = 415 \text{ G}$ 、 66° 、 $\beta = 1.5$ ）中に、プラズマ銃により衝撃波を駆動する。磁気探針によると、フロントにおける主圧縮波形に重畳して磁気音波の分散関係をみたすゆらぎがみられる。スペクトル線 H_α のドプラー巾から、フロント背後では高低二成分のイオン温度分布が見られる。（ 22 eV と 180 eV ）低温成分はフロント前方の温度から連続的に加熱されているが、高温成分はフロント内のゆらぎがダンプする領域で突然現われ、この両者の緩和により全体としての加熱が起こっている。これらはマッハ数 $M > 1$ の場合であり、 $M < 1$ の時は、ゆらぎ、高温イオン成分ともに現われない。

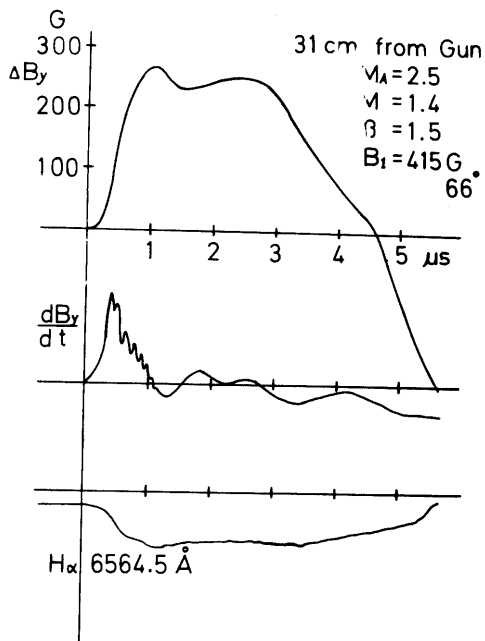


図 1. 磁界と発光強度による
衝撃波フロント波形。
 dB_y/dt にゆらぎが見られる。

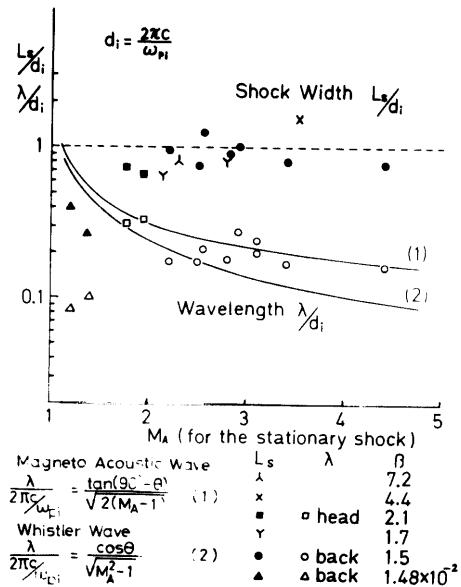


図 2. 衝撃波厚さと、ゆらぎの
波長のアルフェンマッハ人数
 M_A に対する変化。

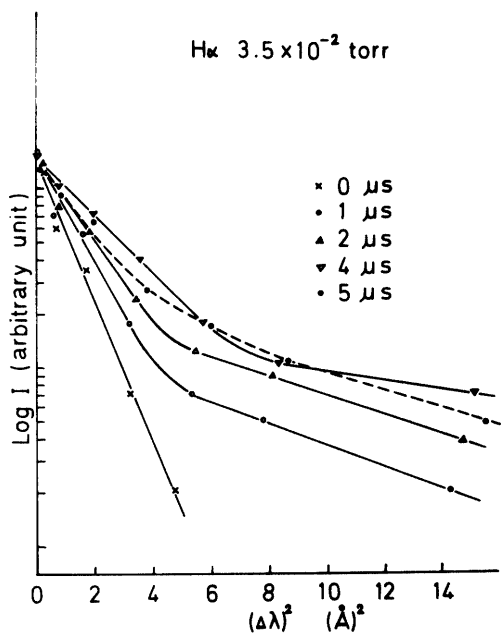


図 3. $H\alpha$ の線分布の時間的变化。
(時間は図 4. に対応する。)

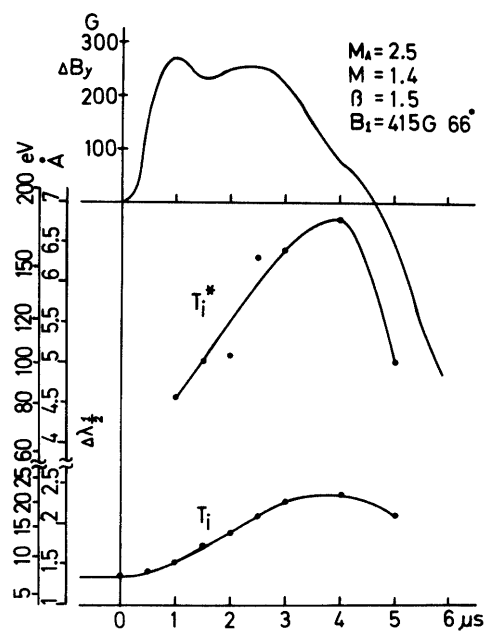


図 4. $H\alpha$ の半値巾 (イオン温度) と
磁界波形。

4. 加熱という観点からみたテータ・ピンチ

名大プラ研 増崎 克

加熱という観点からテータ・ピンチのトピックスをいくつか拾ってみる。

① 得られているプラズマの諸量の例として、scylla IV及びscylla IV-3の場合をあげる。

| | 充電エネルギー, | B_{\max} | $(\frac{1}{4})T,$ | $n(\text{axis}),$ | 長さ, | 径, | $\int ndV,$ | $kTi,$ | $kTe,$ | $\int nk(Ti+Te)dV,$ |
|-------------|----------|------------|-------------------|-------------------------------------|--------|-----------------------|-------------------------------------|------------------------|-----------------------|--|
| scylla IV | 570 kJ | 93 kG | $3.7\mu s$ | $2.1 \times 10^{16} \text{ k/cm}^3$ | 80 cm | $\sim 0.8 \text{ cm}$ | $\sim 1.8 \times 10^{18} \text{ ケ}$ | $\sim 3.2 \text{ keV}$ | 330 eV | $6.3 \times 10^{21} \text{ ケ} \cdot \text{eV}$ |
| scylla IV-3 | 830 kJ | 60 kG | $3.2\mu s$ | 3.2×10^{16} | 300 cm | $\sim 0.9 \text{ cm}$ | $\sim 1.3 \times 10^{19} \text{ ケ}$ | $\sim 1.4 \text{ keV}$ | $\sim 300 \text{ eV}$ | 2.2×10^{22} |

② efficiency。

$$\text{efficiency} \equiv \frac{\int nk(Ti + Te)dV}{\text{バンクの充電エネルギー}}$$

とすると、scylla IVで0.18%，scylla IV-3で0.42%である。但し、テータ・ピンチの場合は磁場は閉じ込めと共用である。

③ 良く分かっていない問題の1つは implosion phase での dissipation の機構である。典型的なテータ・ピンチの場合、充填ガス圧が約 20 mtorr 以下では、implosion phase 異常抵抗が存在することが、例えば Culhamの実験等で知られているが、この異常抵抗は何に帰因するものか良く分かっていない。この問題は collisionless shock とも共通の問題であろう。

④ 良く分かっていない問題の2は implosion phase 或いは adiabatic phase での、磁場に \perp な方向のエネルギーの \parallel な方向のエネルギーへの緩和の機構である。典型的なテータ・ピンチではイオンに関しては一応 collisionless と考えてよい。しかし端末損失からは、一応 \perp 方向から \parallel 方向への緩和が行われていると言える。ミラー不安定性などが一応考えられているが、実験的に確かめられてはいない。

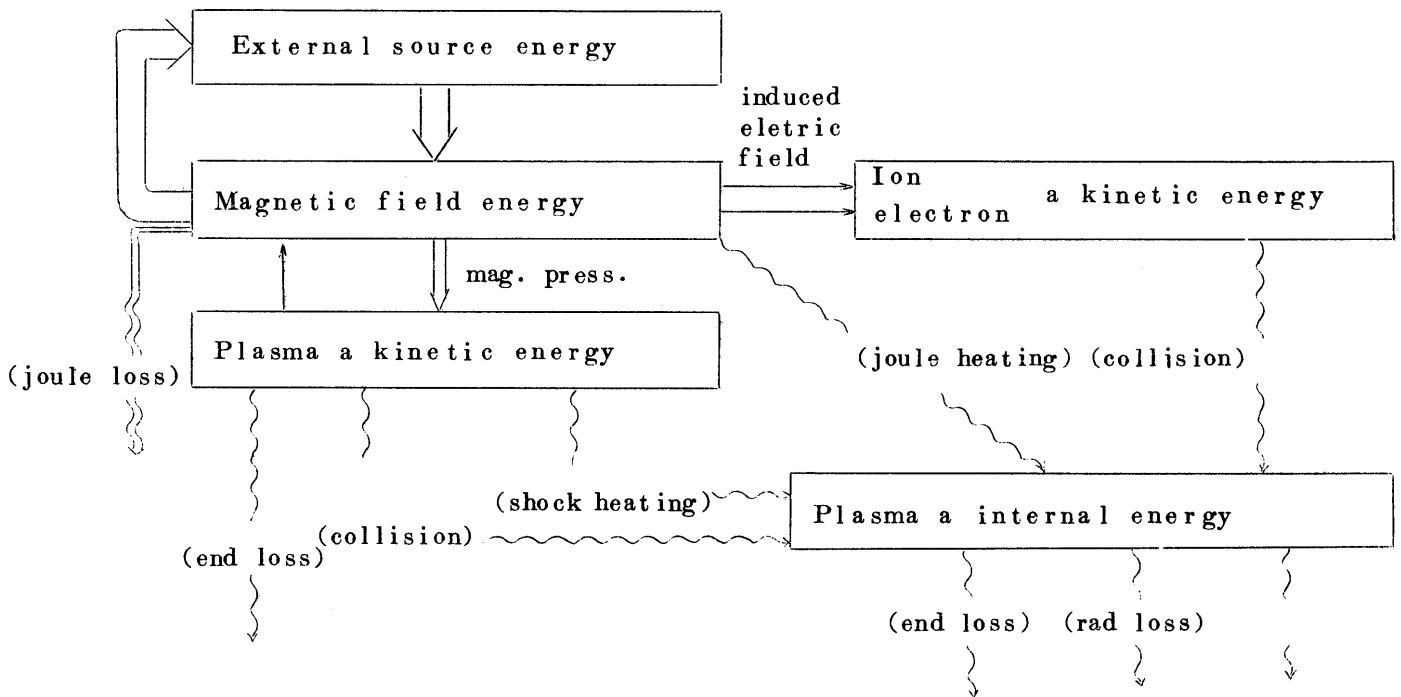
⑤ ③及び④に述べたこともあって、加熱に関してまだ完全な scaling law がない。

- ⑥ 閉じ込め装置との関係で, Newtonらは次のような計算結果を出している。
- ① B_z による早い圧縮加熱(テータ・ピンチ)の方が, 軸方向電流による抵抗加熱より効果的である。
 - ② 石英の放電管の場合について, エネルギー損失があるため, 入力パワーに, 効果的な加熱が起るための下限があり, 約 10^{15} cm^{-3} のピンチでは, $10 \text{ eV/ケ}/\mu\text{s}$ の入力パワーでエネルギー損失が重大になってくる。
 - ③ 一方, 閉じ込め磁場の configuration との関係も考慮しなければならない。このあたりのことは閉じ込めの問題の目下の焦点の1つである。

5. テーター・ピンチでの加熱

日大理工 宮本 徹

- (1) 一般にプラズマの加熱は、プラズマへのエネルギーを熱化する問題に分割できる。第1図はテーター・ピンチでの主なエネルギー移動の様子を示したものである。衝撃波加熱，ジュール加熱等による内部エネルギーの増加は、勿論後者に相当している。もしこれら熱化が不十分であり、一度プラズマに与えられたエネルギーの大部分が再び電源に戻るような加熱法の場合には、当然この熱化の過程が加熱の主要な側面となる。しかし、テーター・ピンチの場合、一度



第1図 テーター・ピンチにおけるエネルギーの移動

プラズマに与えられたエネルギーは、ピンチ後の半径方向の振動時に一部電源へ戻るものの、これが大部分のエネルギーを占めているわけではない。これは物理的興味を別とすれば、テーター・ピンチの加熱の主要な側面が現在のところ、前者即ち電源からプラズマへいかにエネルギーを移すかという問題にあることを示している。

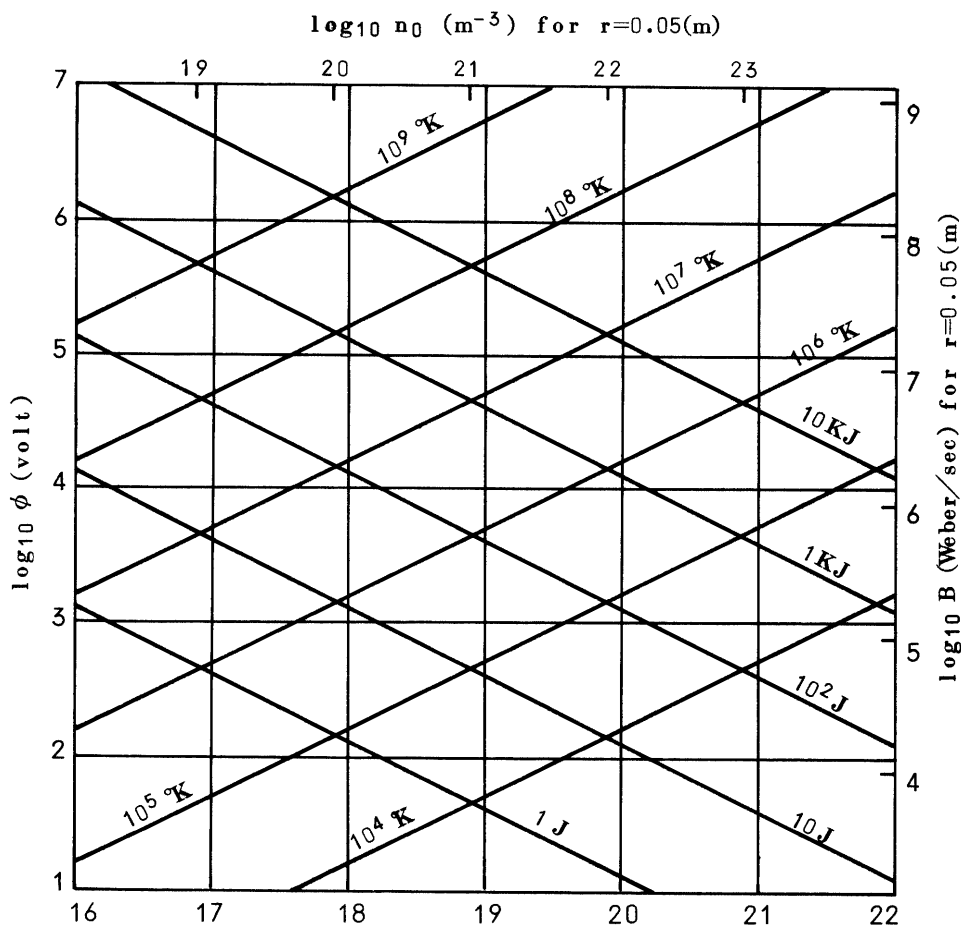
- (2) テーター・ピンチで電源からプラズマへのエネルギー移動を高める方法として、

(i) 磁場の立ち上り (\dot{B}) を速くする。

(ii) 磁場の最大値を大きくする。

(iii) 逆磁場を入れる。

等々が考えられる。現在最も正統的な方法として目されているのは(i)(ii)である。しかし、(i)は既に現在においても技術的にそう簡単でなくなっており、今後大容積のプラズマが要求されるとき、その困難は更に大きくなるであろう。断熱過程(ii)は非断熱過程(i)より効率的に言えば不利である。電源エネルギー（即ち磁場の最大値）を固定すれば、非断熱過程が長い程、換言すれば断熱過程が短い程有利であるといえる。第2図は、非断熱過程で達成される温度とエネルギー利得の目安を示したものである。(iii)は高初気圧領域で顕著であるが、大きな逆磁場が伴う激しい不安定性を示すという問題点をもっている。



第2図 $\log_{10} N \text{ (m}^{-1}\text{)}$

別の観点から考えると(ii)は効率を度外視して、電源エネルギーを増加させることにより、プラズマに与えるエネルギーを増加させようとするものといえる。これに対して、(i)はピンチがあまり

進まないうちに磁場を増加させることを、また(ii)は磁場が十分増加するまでピンチを遅らせることによりコイルとプラズマのエネルギー的な結合を強めようとするものである。この意味で、(i)、(iii)は本質的には、同じことをねらっているといえよう。テーター・ピンチでの加熱を改善する新たな可能性があるとするれば、このあたりにあるのかも知れない。

(3) プラズマの温度を上げる方法としては、上記の外に、

(iv)初気圧を下げる方法が知られており、最近の研究の中心となっている。しかし、これは電源とプラズマのエネルギー的な結合を弱めながらも、それ以上にプラズマの熱容量を小さくすることによってえられるものであることに注意しておく必要がある。

(4) 最後に我々がテーター・ピンチでの加熱としてどの程度のことを考えておく必要があるかを知るため、直線テーター・ピンチでのDT炉についての見積りの一例 (I. J. Spalding: Nuclear Fusion 8 (1968) 161) を以下に示す。

| $n\tau_E$ ($\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}$) | kTe = kTi (keV) | B_0 (KG) | τ_E (s) | L (Km) | Plasma energy (MJ) | Instantaneous Thermal Output (KMW) |
|--|---------------------------|---------------|-----------------|-----------|-----------------------|--|
| 10^{15} | 12 | 100 | 0.096 | 5.8 | 1.1×10^4 | 2.4×10^3 |
| " | " | 200 | 0.024 | 0.73 | 5.5×10^3 | 4.8×10^3 |
| " | " | 350 | 0.0079 | 0.14 | 3.1×10^3 | 8.7×10^3 |

6. Shock, θ ピンチによる加熱の分科会 (まとめ)

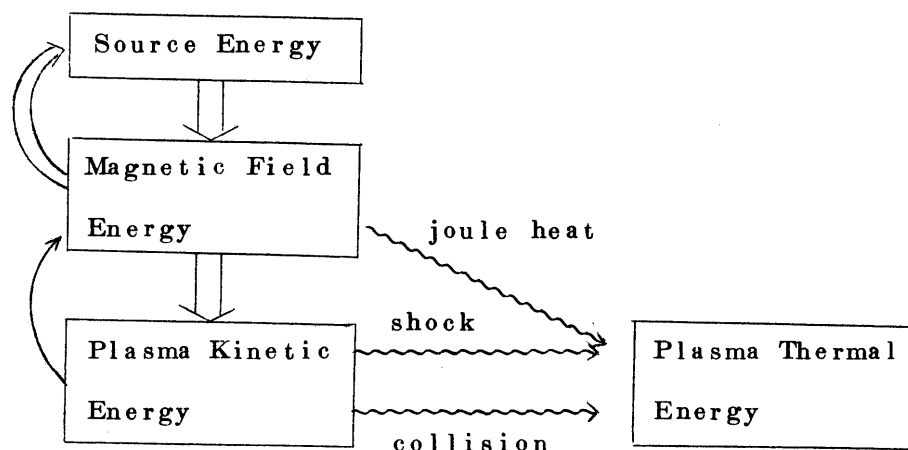
阪大工 中井貞雄

この分科ではキャパシターに貯えられた電気エネルギーが, θ ピンチを通して, いかなる物理過程を経てプラズマに与えられるか, さらに高温プラズマ発生の見地よりみた θ ピンチ装置の現状, 問題点を整理した。衝撃波, 特に Collisionless Shock は高温プラズマにおける運動エネルギーの熱化の素過程として極めて重要であるとともに, θ ピンチにおける加熱機構でもあり, 近年その物理過程がかなり明らかにされてきた。実験は種々の装置を用いて, それぞれ特徴ある結果を出しているが, θ ピンチ装置を用いたものが最も多く, これらの結果 θ ピンチにおける加熱過程, 動作モードがかなり明らかとなってきた。

〔講演プログラム〕

- | | | |
|---|-------|--------|
| (1) 衝撃波によるプラズマ加熱 | 東工大 | 丹生 慶四郎 |
| (2) Collisionless shock 研究の現状 (実験) | 阪大工 | 中井 貞雄 |
| (3) Oblique Collisionless Shock におけるイオン加熱 | 阪大工 | 水井 順一 |
| (4) 加熱という観点からみた θ ピンチ | プラズマ研 | 増崎 克 |
| (5) テータピンチでの加熱 | 日大理工 | 宮本 徹 |
| (6) まとめ及び宿題のための討論 | | |

キャパシターの電気エネルギーから, プラズマの熱エネルギーへのエネルギーの流れを模式的にかくと下図のようになる。



Source Energy はコイルを流れる電流により, Mag. Field Energy となり, 1 サイクルについてみれば大部分はふたたび Source に戻る。Mag. Field Energy は Plasma を圧縮し, Kinetic Energy となり shock 或いは中心軸上での Collision により熱エネルギーとなるとともに, skin current による joule beat によっても熱エネルギーに変換される。このように, 熱化へのプロセスが種々あり, これらが θ ピンチの動作圧力, 電流あるいは磁場の立上り, 管径等により加熱への寄与の大きさがかわる。これが θ ピンチ装置における scaling Law が明らかでない原因である。

電離の過程を無視し, プラズマを θ ピンチにより圧縮する場合を考える。

T_{diff} : penetration time of the magnetic field

T_{trans} : transit time of an wave across the radius

$\left. \frac{dB}{dt} \right|_0$: initial rate of rise of the magnetic field.

とすると Shock 形成の条件は

$$T_{diff} \gg T_{trans} \gg \frac{B_1}{\left. \frac{dB}{dt} \right|_0}$$

となる。 $T_{diff} < T_{trans}$, $B_1 / \left. \frac{dB}{dt} \right|_0$ の場合は主として joule 加熱, $T_{trans} < B_1 / \left. \frac{dB}{dt} \right|_0$ の場合は Adiabatic compression が効く。これらのどのモードで θ ピンチが動作するかは, 前述のように動作圧, 管径, 磁場の立上り, 予備電離, 初期磁場の有無に依存し, scaling law の導出を困難にしている。

加熱の効率は $\left(\frac{\text{Plasma Thermal}}{\text{Source Energy}} \right)$ 超高速圧縮の場合がよく, この場合は Shock の形成を伴う。速い shock における散逸は Collisionless な過程によるもので, これは不安定の成長に伴う乱流による加熱であり, Shock の詳細な研究は乱流加熱の機構を明らかにする上にも有用である。すなわち不安定性の成長, 非線型から乱流領域への時間的变化がフロントでの場所的变化としてとらえることが出来る。最近のレーザー光のコレクティブスキッターの測定により, 散逸に寄与する不安定の識別がなされ, イオン波安定なプラズマパラメータ領域で電子サイクロトロン不安定による散逸が明らかにされた。このような不安定, 乱流 shock ではフロント後方に Non Maxwellian なイオンの High Temperature Tail が観測されており,

乱流加熱とも関連した問題である。さらに **low pressure regime** におけるブルムライン等を用いた超高速 θ ピンチにより、20%にもおよぶ加熱効率を実現し、中性子の発生をみていることは、加熱の物理機構の解明のみならず、実用的見地からも興味深い。

IX. 粒子入射によるプラズマの加熱

1. 大容量粒子源

阪大工 布垣昌伸

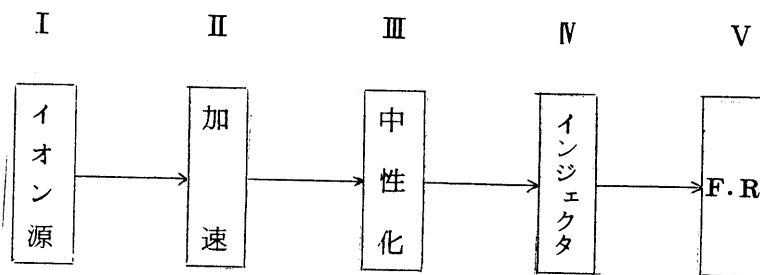
核融合研究のための粒子源は長さ～6 (m) 程度のインジェクター等を通じた最終端に於いて、(準) 定常的に MW オーダの中性粒子束を供給出来るものでなければならない。

大容量粒子束を得る方法は幾つかあるが(表-1), 生成プラズマに十分な温度を与え得る方法は限定される。

表-1¹⁾

| Source type | Representative Yield - Energetic Ions (or plasma) | | | | |
|-------------------------------------|---|---|--------------------|------------------------------------|--|
| | I(max) | Range -W(ion) | Range -θ | Efficiency | Duration |
| Ion extraction | 2A | <.2 to> 10 keV | 1.5 - 5° | $\epsilon > [1 + \frac{3}{W(kV)}]$ | steady state |
| Cluster source | 10A | thermal | - | - | steady state |
| Thermal-ambipolar (Consoli-type) | ~ 10 mA 1A | $\bar{W} = 100$ eV $\bar{W} = 1$ keV | very small 1-3° | high 20% | steady state $\Delta t \lesssim 8$ msec |
| Hall accelerator | 500 A | $\bar{W} \sim 400$ eV | $\pm 20^\circ$ | ~ 20% | $\Delta t \lesssim 5$, msec |
| Penning discharge | 100 mA | $\bar{W} \sim 1$ keV | moderate | - | steady state |
| plasma guns | $I dt = 10^{18} - 10^{15}$ | $\bar{W} \sim .6$ to 10 keV | $\pm 45^\circ$ | ~ 10-30% | a few usec |

下図にイオンビームを経て中性粒子束を得るプロセスの一例を示す。



次に各部の問題点などを、

- [I] 放電プラズマからイオンビームを引出す時、イオン・エミッション・サーフェスが形成される部分のイオン密度を実効的に $10^{12} (cm^{-3})$ 程度に押え、それを補うべく引出部のプラズマ表面積を拡大して、全電流の増大を計る。イオン密度の半径方向分布を十分均一にした後、レンズ間隙を放電しない程度の最小値にし、数箇所から数百箇の引出孔をもつ直径 5～6 (cm) の大口徑レンズを用いることにより、アンペア・オーダのイオンビームが得られる。この多孔式

レンズによる方法の問題点はレンズの冷却にある。その他、中性粒子束のエネルギー分布に巾を持たせるために、質量や電荷量の異なるイオンを作り出すことも必要となる。

- 〔Ⅱ〕 中性粒子のもつ運動量はイオン源本体、及びイオン中性粒子変換器以前の段階に於ける加速により得られるが、そこでは中性粒子束の等価電流値に変換効率の逆数を掛けた分に含まれる余分なイオンの加速をしなければならぬので、イオンビームによるコールド・プラズマの発生がより増加し、エレクトロンの逆方向加速によるイオン源本体への影響、及び空間電荷によるビーム・フォーカスの劣下など大電流イオン加速特有の問題が生じてくる。
- 〔Ⅲ〕 イオン中性粒子変換器では変換効率を上げると同時に、変換室前後の高真空を維持する必要からターゲット・ガスをジェット流にして、イオンビームにクロス・カウントさせる方式が一般である。ガスとしては H_2O , Mg , Hg , C_8F_{16} など水素イオンとの中性化断面積の大きなものが採られる。イオンの加速エネルギーが 50 keV を超すと、分子イオンの中性化断面積よりも原子分子イオンの解離断面積がより大きくなるため、予めイオン源でイオン種生成比を制御する必要がある。(図-1 参照)

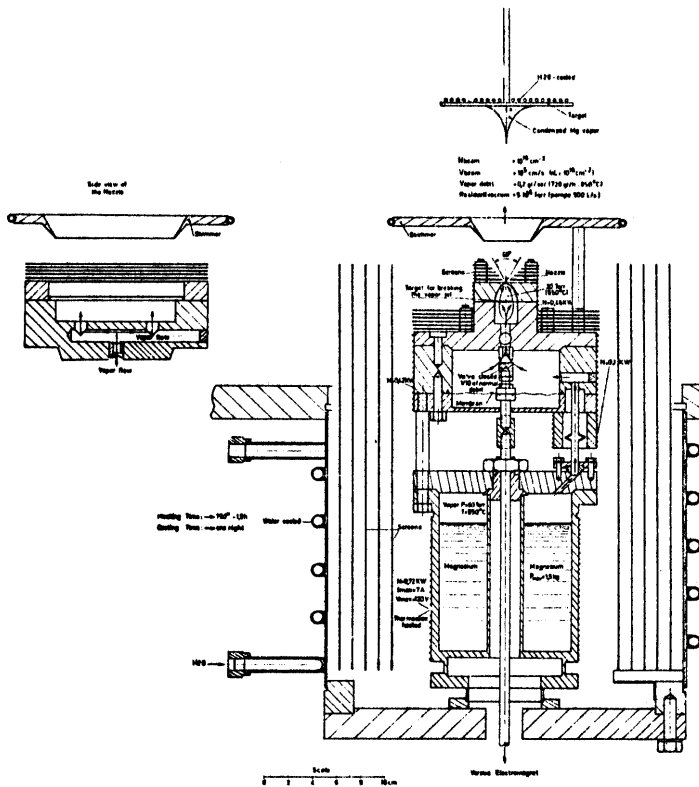


Fig.4. MAGNESIUM OVEN WITH VAPOR CANALIZATION SYSTEM AND NOZZLE

図-1 2)

〔Ⅳ〕 インジェクタの口径及び長さは閉じ込め容器の条件等から規定されるが、その断面積と長さとの比率はインジェクタのアクセプタンスを決定する。従って、入射粒子束の絶体量を増大させるためには、ビームのブライトネスを上げる必要がある。

その他、排気装置、電源関係、材料等の問題、とり分けシンプルで発展性のある構成をもつ大容量イオン源の開発、効率の秀れたイオン中性粒子変換器の研究が今後の課題であろう。

References

- (1) Baker W.R. et al: Proc. of Symp. on I. S. & F. I. B. (1971) 143
- (2) Prevot F. G. et al: Proc. of the 6th Symp. on Fusion Technology (1970)

41

2. クラスタ粒子源

理化学研究所 核融合研究室 円城寺 博

プラズマ加熱の一つに高エネルギー粒子入射法がある。これは核融合炉の場合燃料補給も兼ねていて便利な加熱法である。プラズマの密度を上げるためには粒子ビームの強度を大きくしなければならない。その対策として考えられるのがクラスタ粒子源である。クラスタ粒子ビームの等価電流がカラム研究所によれば43A（パルス，5ms）にも達し更に大きくなる可能性があると考えられる。クラスタイオンは構成原子数が数十～数万に及ぶ巨大分子イオンであるためそのビームは磁場を貫通し易く空間電荷による発散も少い。又，質量分布の巾が広いため磁場中にトラップされ原子イオンに分解した時そのエネルギー分布の巾も広くなる等の利点がある。しかしガス利用率が小さいこと，クラスタイオンの質量が大きいため加速電圧が高くなること等の欠点がある。今後，ビームの等価電流及びクラスタイオンのエネルギーを増加させるためにはクラスタ粒子とそのビームの形成過程，粒子の大きさの制御等につき研究しなければならないであろう。クラスタ粒子源の全般的性能その他を第1表に示す。

第 1 表

| 項 目 | | 性能 (諸外国* 及び理研を含む) | |
|------------------------|------------------------|--|---------|
| ノズルの型 | | ラバール, コンバーチエント | |
| 孔 径 (mmφ) | ノズル | 0.15 ~ 1 | |
| | スキマ | 0.8 ~ 1.1 | |
| | コリメーター | 0.8 ~ 2.0 | |
| 拡がり 角度 (°) | 内角 | スキマ | 42 ~ 54 |
| | | コリメーター | 34, 45 |
| | 外角 | スキマ | 70 |
| | | コリメーター | 70 |
| 距離 (mm) | ノズル-スキマ間 | 1 ~ 18.5 mm | |
| | スキマ-コリメーター間 | 20 ~ 45 | |
| 供給ガス | | H ₂ , N ₂ | |
| 定常又はパルスビーム | | 定常 パルス (5 ms) (カラム研究所) | |
| 供給圧力 Po (Torr) | | 定常 100 ~ 1700, パルス 1 ~ 12 atoms (カラム) | |
| 粒子源内 気圧 (Torr) | 第1段圧力 (ノズル, スキマ間) | 10 ⁻¹ ~ 10 ⁻² ポンプ排気速度 500 ~ 2000 m ³ /h | |
| | 第2段圧力 (スキマ, コリメーター間) | 10 ⁻³ ~ 10 ⁻⁴ " 2000 ~ 4000 ℓ/s | |
| | 第3段圧力 (チャムバー内) | 10 ⁻⁶ " 600 ~ 10000 ℓ/s | |
| ガス | 冷媒 | 液体窒素, 液体水素, 液体ヘリウム蒸気 | |
| 冷却 | 冷媒蒸気圧 (Torr) | 定常 150 ~ 1700 パルス 1 ~ 12 atoms (カラム) | |
| 供給ガス飽和度 | | 0.2 ~ 0.9 | |
| 定常ビーム等価電流 (mAeq) | | 50 ~ 80 mAeq, 1 Aeq = 6 × 10 ¹⁸ atoms/s | |
| パルスビーム " " " " (Aeq) | | 43 Aeq | |
| イオン化 | イオン化装置 | Bayard-Alpert型, Finkelstein型 (一価イオンとなる) | |
| | イオン化断面積 | クラスター粒子構成原子数の 2/3 乗に比例して大きくなる。 | |
| 質量分析 | 質量分析計 | Wien型 (速度分析型直交電磁界) | |
| | 質量分布 | 水素クラスター粒子の場合水素原子数数 10 ~ 数 10 ⁴ | |
| 加速 | 加速電圧 * | 600kV (フォントネーオーローズ), 200kV (カラム), 100kV (ORNL) | |
| | 加速電極 | アインツェルレンズ (ORNL), 6ヶの碍管と7ヶの円筒電極 (フォントネーオーローズ) | |
| | 研究内容 | 分裂断面積, 捕獲率 | |

* クラスタ粒子の構成平均原子数を1000個とすれば1個の原子には加速電圧の1/1000が配分されたことになる。但し, クラスタイオンは1価イオンとする。

* 独逸 Becker 等, Culham, Fontenay - aux - Roses, ORNL)

3. 粒子入射加熱についてのコメント

理研 岡本 耕輔

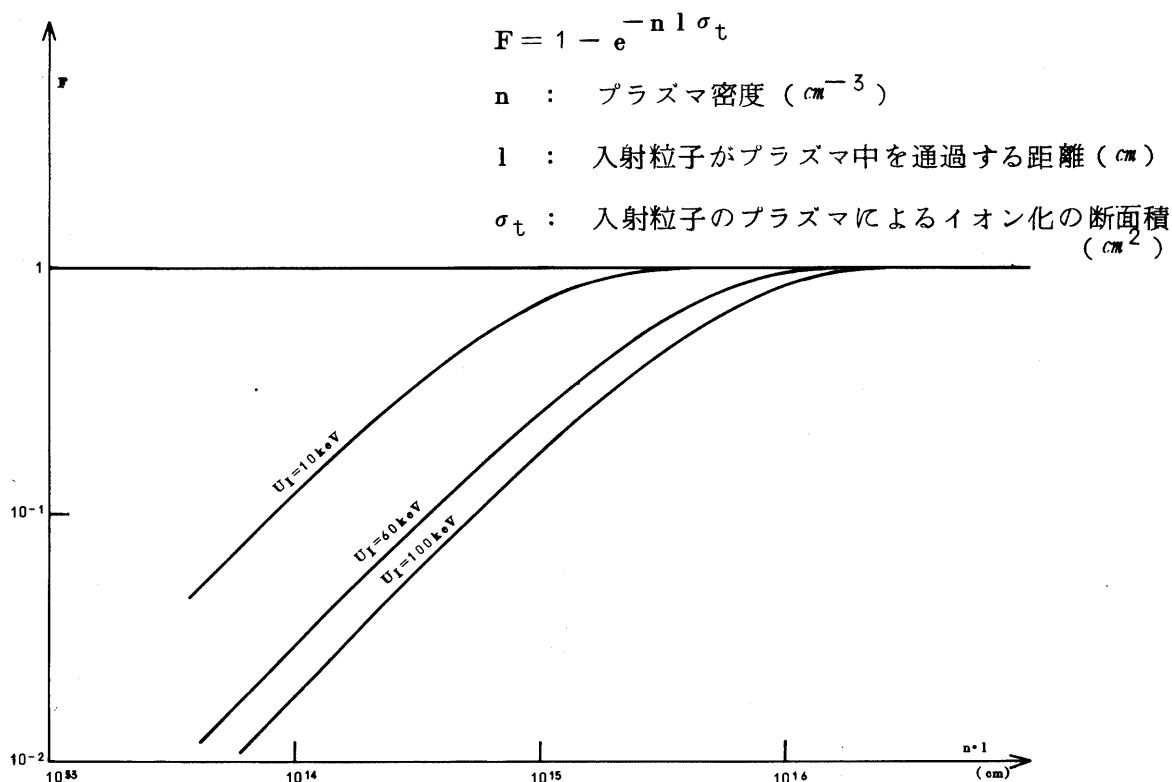
ターゲット・プラズマを粒子入射で加熱し、高イオン温度のプラズマを得ようとする時に検討する事項として次のものが考えられる。

- 1) 入射中性粒子をイオン化捕捉できる割合。
- 2) 捕えた高エネルギーイオンがプラズマ粒子にエネルギーを与え熱化するのに要する時間。これと粒子閉じ込め時間との比較。
- 3) イオンと電子に行く入射粒子エネルギーの割合。
- 4) 加熱された電子によるイオンの加熱。
- 5) 粒子入射による加熱後に予想されるプラズマ温度の半径分布。
- 6) 以上の検討より決まる入射粒子のエネルギー，期待する上昇温度，入射を行う時間よりきまる入射粒子束強度。

4. 高速中性粒子入射によるプラズマの加熱の計算

原研 大塚道夫^{*}, 矢野淑郎
 (* 京大工, 学生研究生)

- (1) 中程度の大きさのトカマク型装置に閉じ込められて、定常状態にあるプラズマに高速の中性粒子を連続入射した時のプラズマの温度上昇を計算した。
- (2) 入射粒子はプラズマのイオンと電子による電離、プラズマイオンとの電荷交換によってイオン化され、磁力線に捕獲される。ここでは入射方向をトーラスの接線方向とし、入射粒子は捕獲後直ちにプラズマ内に一様に拡がると考えた。入射エネルギーと捕獲の割合との関係を図1に示す。

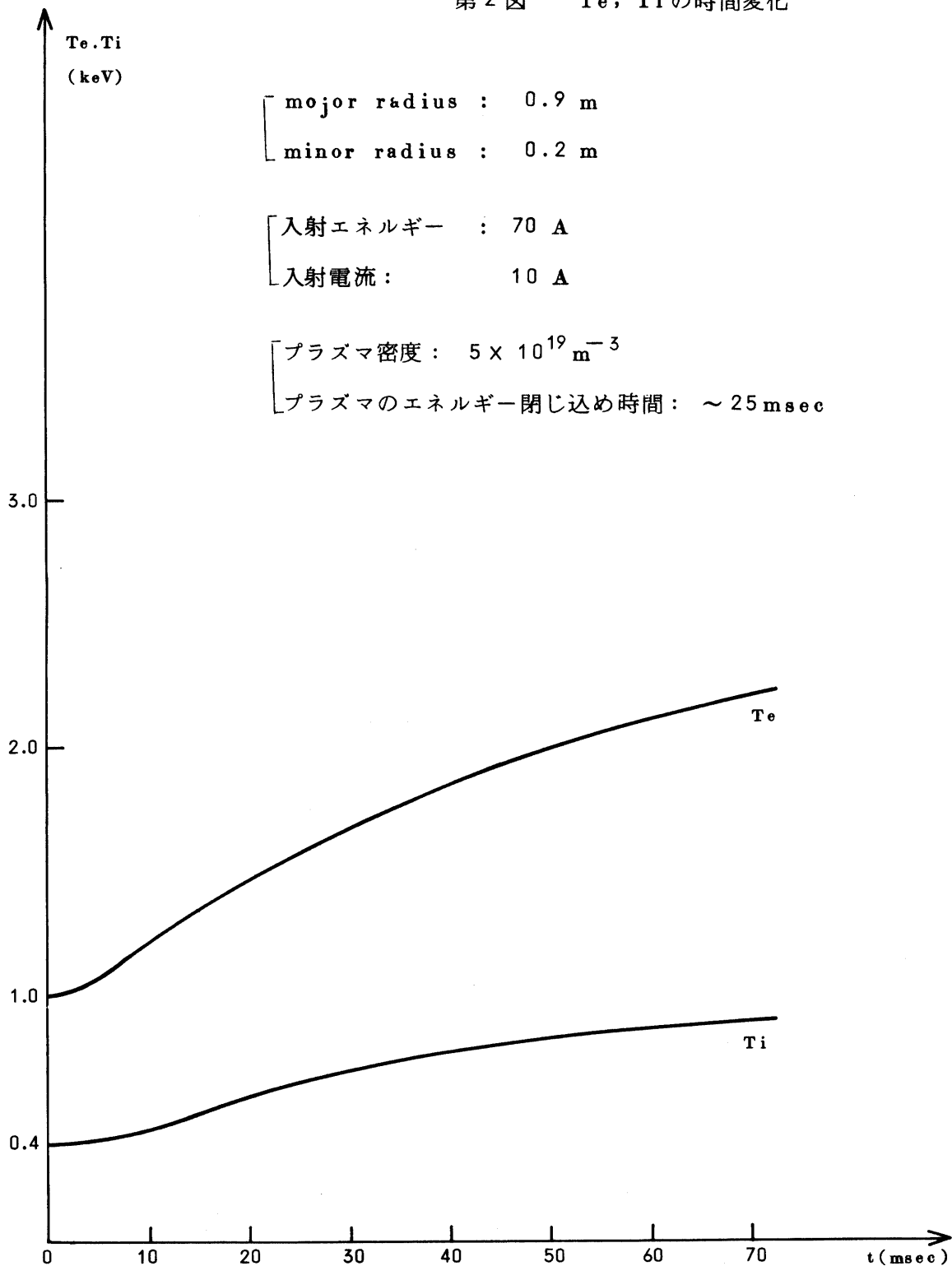


第1図 入射エネルギーと捕獲の割合との関係

- (3) プラズマの電子はジュール加熱と入射粒子からエネルギーを与えられ、イオンはクーロン衝突を通じて、電子と入射粒子からエネルギーを与えられる。プラズマからのエネルギーロスはいオンの熱伝導のみによると考えてよい。

(4) 図2に計算の一例を示す。イオン温度は70 msec後に2倍強にまで上昇する。一方、電子温度の上昇率の方がイオンより大きい。今後、パラメーターを変えて計算する予定である。

第2図 Te, Tiの時間変化



5. 粒子入射加熱で予想される不安定性

原研 松田 慎三郎

津田 孝

高エネルギー（数100 keV ~ 数MeV）の粒子をプラズマ中に入射したときにプラズマ中に発生する不安定性は次のように分類できると考えられる。

① 速いイオンビームのために速度分布関数がMaxwell分布からずれることが原因により生じる不安定性。

(イ) M・H・Dモード Alfvén wave, fast wave, slow wave

(ロ) サイクロトロン波, イオン音波

(ハ) 捕捉粒子不安定性

② 温度の空間分布による不安定性（例えばプラズマの端の温度の方が高くなった場合など）

(イ) grad Tによる不安定性

(ロ) 熱的不安定性（誘導電場のあるとき）

②の型の不安定性は今までによく調べられているので、①の型の不安定性で代表的なものを表に示しておく。

| 振動モード | 不安定性の threshold と条件 | 生長率 |
|-------------------------------------|--|---|
| $\omega = k_z V_s$ (slow wave) | $\frac{n'}{n} > \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{\omega_i^2}{k_L^2 v_s^2}$ $k_L \gtrsim \frac{\omega_i}{u}$ | $\gamma \sim \frac{n'}{n} \frac{k_L^2 v_s^2}{\omega_i}$ |
| $\omega = k_z V_A$ (Alfvén wave) | $\frac{n'}{n} > \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{V_A}{u}\right)^2 \frac{v_e}{u} \quad V_A < u$ $k_z \sim k_L \sim \frac{\omega_{\text{beam}}}{u}$ | $\gamma \sim \frac{n'}{n} \omega_i$ |

| 振 動 モ ー ド | 不安定性の threshold と条件 | 生 長 率 |
|--------------------------------|--|---|
| $\omega = kV_A$ (fast wave) | $\frac{n'}{n} > \frac{m_e}{m_i} \frac{V_A}{u}$ $V_A < u$ $k_z \sim k_\perp \sim \frac{\omega_{\text{beam}}}{u}$ | $\gamma \sim \frac{n'}{n} \frac{u}{V_A} \omega_i$ |
| $\omega \simeq l\omega_i$ | $\frac{n'}{n} > \frac{\omega_i^2 u}{k_\perp^2 v_i^3} I_1(z) \cdot e^{-(x_1^2 + z)}$ $x_1 > 1$ | $\gamma \sim \left(\frac{m_e}{m_i}\right) \cdot \frac{n'}{n}$ $\times \frac{l^6 \omega_i^4 I_1 e^{-8} k_\perp^2}{v_i^2 u k_z ^5}$ |
| $\omega \sim \Omega_i$ | $\frac{n'}{n} > 10^{-3} \sim 10^{-2}$ (不均一プラズマ) のときのみ $k_z \ll k_\perp$ $\Omega_i > \omega_i$, $r_i > \lambda_i$, $\frac{\omega}{k_z} \gg v_e$ | $\gamma \sim \frac{n'}{n} \omega_* \gtrsim \omega_i$ |

ここで $v_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}$ $V_A = \sqrt{\frac{H^2}{4\pi n m_i}}$ $\omega_i = \frac{e_i H}{m_i C}$, $\omega_{\text{beam}} = \frac{e_i H}{m_{\text{beam}} c}$

$$\omega_* = -\frac{k_y u^2}{\omega_i} \frac{dlun}{dx} \quad z = \frac{k_\perp^2 v_i^2}{\omega_i} \quad x_1^2 = \frac{(\omega - l\omega_i)}{k_z^2 v_i^2}$$

u : ビームの速度, v_e, v_i : プラズマの熱速度

n' : ビームの密度, n : プラズマの密度

$v_A < u$ のときは Alfvén wave に対する threshold が最も低い。

$v_A > u$ のときは $\omega \sim l\omega_i$ なるモードが重要となる。

6. 粒子入射によるプラズマの加熱(まとめ)

阪大工 秋 宗 秀 夫

粒子入射によるプラズマの加熱は入射した粒子がプラズマ中に捕捉蓄積されるため加熱効率が高く、将来の核融合炉への燃料注入をも兼ね得る可能性もある。とくに中性粒子または適当な大きさのクラスター入射では保持磁場の配位に大きな制約を受けないという特質がある。

高励起原子を入射して高真空中に零密度から蓄積しようとする phenix¹⁾ や DCX などでは磁場中への捕捉効率が極めて小さく、プラズマの微視的不安定性による粒子損失とあいまって初期の目的の密度に達する事が出来なかった。電離度の高い密度 $10^{13} \sim 10^{14}/\text{cm}^3$ の安定な標的プラズマがあらかじめ作られ、粒子入射によってこれを加熱しようとする場合には基底状態にある中性原子入射でも 100% の捕捉が出来、大きな体積のプラズマではむしろ入射粒子をその中心部まで浸透させる事がむづかしくなる。

入射粒子によってプラズマの加熱が十分行なわれるためには入射粒子-プラズマ粒子間の energy exchange time がプラズマの保持時間に較べて十分短い事が必要である。また入射粒子によって加熱されたプラズマ電子からプラズマイオンへの energy relaxation にはかなりの時間を要すると考えられるので、イオン加熱がより直接的であるためには、初期過程において入射粒子からプラズマイオンへのエネルギー授与の割合が大きい事が望ましい。

粒子入射によるプラズマ加熱においては粒子エネルギーにはとくに大きな広がりをつける事が困難であり、また広がりをつけ得たとしても電離・散乱などの衝突断面積が粒子間の相対速度の関数であるため、プラズマの分布関数にある種の歪が生ずる。さらにまた保持磁場に対して特定方向から入射する事になるため種々の不安定性を誘発する可能性がある。

将来の核融合炉において炉出力当りの必要な注入エネルギーを $0.1 \text{ joule} / \text{watt}$ とすると²⁾ 1000 MW出力の炉では、プラズマ閉じ込め時間1秒、入射エネルギー 100 keV としても定常で 1000 A の等価入射電流を必要とし、数 10 個の粒子源をもってしても 1 粒子源当り数 10 A の中性粒子流を必要とする。

粒子入射による加熱では上述したように入射粒子のプラズマ中への浸透深さ、入射粒子とプラズマ粒子およびプラズマ粒子間の energy exchange, プラズマの安定性および大容量粒子源に関する問題が主な課題と言える。この分科ではこれらの問題が提示された。時間の制約もあって

問題を十分掘り下げるに至っていないが、以下にその概略をのべる。

入射加熱用粒子源の有用なものとしては中性粒子源とクラスター粒子源が考えられる。中性粒子源はイオン源で作られた H_1^+ H_2^+ H_3^+ イオンを加速, H_2O , N_2 , C_8H_{16} などの標的ガスを通過させて作る。数 10 keV の引出電圧を印加してイオン源のプラズマ境界から引出し得るイオン電流の密度は約 $1 A/cm^2$, イオン-中性粒子変換効率は 75 ~ 95 %³⁾ が可能である。現在ビームの集束径約 10 cm で数 100 mA 程度の中性粒子ビームが得られているにすぎないが、数 10 アンペアまでは現在の技術で可能と考えられる。クラスター粒子源では大クラスターで数 10 アンペアの等価電流が得られている。⁴⁾ しかし DC 加速器としては数 MeV 以上は技術的に困難となるため個々の粒子エネルギーとして数 10 keV が必要な場合はクラスターの大きさは 100 原子程度である事が望ましい。プラズマ加熱には小クラスター大電流のクラスター源の開発が必要となろう。

高密度プラズマの加熱には入射した粒子が電離し捕捉されるまでに浸透する深さが重要となる。電離はプラズマのイオン、電子との衝突によるイオン化およびプラズマイオンとの電荷交換によって起る。中性粒子が半径約 1 m の核融合プラズマの中心部まで浸入し一様な加熱が出来るためには 1 MeV に近い入射エネルギーを必要とする⁵⁾。クラスター入射では入射深さを大きく出来る可能性もある。

入射粒子とプラズマの energy exchange の割合は test particle model (入射粒子量は極めて少なく入射粒子間の相互作用はなく入射によるプラズマの分布関数の変化もないとする) で概算される。例えば $n \sim 5 \times 10^{13} cm^{-3}$ $T_e \sim 1 keV$ のプラズマでは入射エネルギー 44 keV で電子、イオンへのエネルギー授与が等しくなり、入射エネルギーをさらに大きくすると電子へ行くエネルギーの割合が大きくなり、80 keV の入射エネルギーでは約 65 % が電子へ行くようになる。また test particle が熱化する時間は約 22 msec である。⁶⁾ しかし大電流入射を行なう実際の加熱においては二流体不安定性や分布関数の歪から結果する不安定性によって energy relaxation が促進されるものと考えられる。ビームプラズマ相互作用や乱流加熱とも関連し今後の研究に待つところが大きい。

大電流粒子の入射によって種々の不安定性が発生する場合、これらによって粒子損失が促進される危険性がある。これらについては入射の方向、入射粒子のエネルギー巾などを適当に選ぶことによって軽減を計ると共に、保持磁場とも関連して解決しなければならない問題である。粒子入射による加熱では入射粒子-プラズマ相互作用によってプラズマを加熱すると同時に高速のイオンがプラズマ内に蓄積して行く。これは分布関数に歪をもたらし不安定性の危険を作る反面、核融合

に必要な分布関数の高エネルギー tail の粒子を常に補充すると言ひ特質がある。従つてこの不安定性の抑圧が可能であれば、核融合プラズマ発生には極めて有力な手段と言へる。単に既存のトロイダル系プラズマの加熱にとどまらず、入射粒子を有効に捕捉するものとしての target plasma への入射も核融合プラズマ発生重要な方向と言えよう。

参 考 文 献

- (1) L.G.Kuo - Petravic, E.G.Murphy, M.Petravic, R.M.Sinclair, D.R.Sweetman and E.Thompson, Nucl. Fusion 7, 25 (1967)
- (2) R.Curruthers, Proceedings of Nuclear Fusion Reactors Conference 337 (1969)
- (3) J.E.Osher, Proceedings of the Symposium on Ion Sources and Formation of Ion Beams edited by Th.T.M.Sluyters 137 (1971)
- (4) B.T.C Burrows Papers No.51 presented at the Fifth Symposium on Fusion Technology (1968)
- (5) A.C.Riviere, Nucl. Fusion 11, 363 (1971)
- (6) D.T.Sigmar, G.Joyce, Nucl. Fusion 11, 447 (1971)

X. 特別講演

グルノーブルにおける T.T.M.P.

東北大・工 長尾重夫

以前パリ郊外の Saclay にあった C.E.N.S 中のプラズマ・グループ (Service d'Ionique Générale 総人員約 80 名) は、1968 年から 1970 年にかけて Grenoble に移転し、Euratom におけるプラズマ加熱の中心として新しくスタートすることになった。このグループの代表責任者 Dr. Consoli は従来勾配のある磁界中の電子サイクロトロン共鳴実験で知られていたが、Dr. Consoli が Euratom のプラズマ加熱のまとめ役となったため、これまでの装置を整理して、新しく T.T.M.P 計画を進めることとなったものである。

この T.T.M.P. 計画では、初め Fontenay-aux-Roses のトコマックと同じ規模の装置でプラズマを作り加熱する案が議論されていたが、その後慎重モードに押されて装置規模が縮小され、結局、TM-3 クラスの計画となり、次のような規格のもの (1973 年完成予定) である。

| | |
|------|------------------------|
| 環半径 | $R = 64 \text{ cm}$ |
| 管半径 | $r = 12.8 \text{ cm}$ |
| 最大磁界 | $B_M = 20 \text{ KG}$ |
| 最大電流 | $I_M = 100 \text{ KA}$ |

この装置で作られるであろうプラズマの諸量はおよそ

| | |
|-----------|---|
| プラズマ密度 | $n \simeq 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ |
| 電子温度 | $T_e \simeq 200 \text{ eV}$ |
| イオン温度 | $T_i \simeq 100 \text{ eV}$ |
| エネルギー保持時間 | $\tau_E \simeq 3-4 \text{ ms}$ |

の如くであると考えられている。

T.T.M.P. の場合は、R.F. 磁界の位相速度 V_ϕ とイオンの熱運動速度 V_i とがほぼ等しくなければ有効でないので、水素イオンに対して

| | |
|-----|------------------------------|
| 周波数 | $f \simeq 160 \text{ kHz}$ |
| 波長 | $\lambda \simeq 1 \text{ m}$ |

となり、トーラスに沿って 2~4 波長の R.F. コイルで R.F. 磁界を作ることになる。

プラズマ加熱の速度は

$$\frac{dT_i}{dt} = \omega b^2 Q T_i$$

で与えられる。ここに b は R.F. 磁界と定常磁界との比であり、 Q は加熱の効率を表わす係数である。すなわち Q が V_ϕ / V_i の関数であって、幅の広い共鳴をもっているが、その他 T_e / T_i にも依存し、周波数の高いときはイオンよりむしろ電子が加熱される場合もある。また b が大きくなれば非線型の効果があられ、現象はより複雑になる。

プラズマのエネルギー保持時間 τ_E の間に温度を2倍近くまで上昇させるには $b \approx 5\%$ が必要で、逆に言えば、5%の磁界変調のとき測定で確められる程度の温度上昇をうるためには保持時間が1ms以上でなければならないということである。従って古くから知られていた T.T.M.P が最近になって漸く実験に取り上げられたのは、トコマックの成功によるものである。R.F. 電源としては30MW発振器が3台用意されている。

さてこの T.T.M.P 計画において技術的に最も重要な点は R.F. コイルを高温プラズマからどのようにして遮蔽したらよいかという問題である。例えば厚さ0.05mmのステンレスの円筒状薄膜をコイルの内側、プラズマ柱との間に入れると、skin depth は1mm以下であるから R.F. 磁界はプラズマ柱まで達するが、装置全体の薄膜内 R.F. 損失は900MWにもなり問題にならない。またセラミックなど絶縁物円筒を用いると、プラズマ衝撃による多量の outgas のためプラズマは冷却され、加熱効果を確認することが出来なくなる。そこで一案として、このセラミック円筒の内側を蒸着による金属薄膜で覆い、R.F. 電界の短連を防ぐため、軸に沿って円筒上に多数の溝を切っておくという案が検討された。しかしこの場合も R.F. 磁界が有限の波長をもっているため、この薄膜を横切る磁束による R.F. 損失が非常に大きいことが予想され、モデル実験によっても確認された。

以上のように、現在のところ決定的な解決の方法はないので、まず最初の実験ではセラミック円筒を用いることになったが、一方、Dr. Consoli と私の提案によって、次のような方法を、別の小型装置でテストしてみることになった。

すなわち、多数の導電性のバーを円筒状に配列して、プラズマ柱をかこみ、その外側に R.F. コイルを捲くもので、日本では Faraday cage と呼ばれ、Q.P. の I.C.R.H. 実験など広く用いられているものである。またこの金属バーの体系に直流電流を流すと多極カスプ磁界が出来るの

で、そのミラー効果によってプラズマ粒子を追い返すことも出来るし、さらにこれらバーの間に I.C.R. の電界を印加すれば、この効果を選択的に強化することも出来よう。

このような遮蔽バー体系の R.F. 損失は、モデル実験によればかなり大きい場合もあるが、液体窒素冷却の銅パイプを用いた場合は全体の Q 値をほとんど損わない程度にすることが出来る。今後、銅パイプを outgas の少ないステンレスの蒸着薄膜でカバーすること、あるいは適当な超電導材料を用いることなどが検討されている。

しかし、R.F. コイルをプラズマから保護することの問題の本質を考え直してみると、定常磁界と R.F. 磁界との合成磁界が R.F. 周期の各瞬間において安定なプラズマ閉じ込め磁界であることが最も望ましいことである。このような条件を満足するものの一例にトルサトロン磁界がある。この磁界の近似的な磁気面は

$$\bar{\Psi} = \left(\epsilon^2 + \frac{\beta \epsilon}{1 + \alpha} \right) \rho^2 - \frac{4 \epsilon^2 \rho}{1 + \alpha} (1 - \alpha) K'_1 (1 | \epsilon |) I_1 (1 | \epsilon | \rho) \cos l x$$

ここで、

$$\rho \equiv \frac{r}{r_0}$$

$$x \equiv \theta - \epsilon z / r_0$$

$$\epsilon \equiv \frac{n r_0}{R}$$

$l = \text{helical winding の極数}$

$\alpha = \text{helical winding の R.F. 電流と D.C. 直流の比}$

$n = \text{トーラスに沿っての波長の数}$

で与えられ、

$$\epsilon = - \frac{\pi r_0 B_0}{\mu_0 l I_0}$$

の条件を満足するときは、R.F. 磁界の重畳により磁気面の形態は変化せず、全体として一様に膨脹収縮するだけであることがわかる。

このような Stellerator 型装置におけるプラズマ加熱法は、C.E.N.G. においても当初検討

されたと言うことであるが、やはり R.F. 損失の問題で取り上げられるに至らなかった。しかし、もう一度考え直すべきであると言うのが私の帰国の際の結論である。

ついでに T.T.M.P. 以外の加熱について言えば、Euratom の計画としては hybrid resonance を用いた加熱、I.C.R.H. などがあり、特に前者は Grenoble の CHIMERE 装置での予備実験が順調に進んでいるので、近い将来 Stellerator 型装置を作ってテストされることになるであろう。

アメリカや日本のように乱流加熱が Euratom で取り上げられていないのは、どのような理由か今のところ理解出来ない。

XI. 加熱研究作業会まとめ

松浦清剛・河辺隆也

1 加熱についてのまとめ

核融合の立場から考えると、例えば最も代表的な装置と見做されているトコマックの場合でも、プラズマの温度はまだ不十分で、何らかの加熱法を併用する必要があるのではないかと考えられているのが普通である。このような立場から考えた際の加熱の問題としては、物理的な現象面からの加熱機構の問題に加えて、技術的、経済的な問題も重要になってくる。概して、高周波、又はパルス幅が短くなるにつれて、外場とプラズマの結合は良くなるが、反面、技術点困難が増加し、単位電力あたりの価格は上昇する。核融合に関する加熱の問題としてはこれ等の点も無視するわけにはいかない。

今回の研究作業会ではこれらの点も考慮して、各種加熱法の大略の比較を行い、一覧表にまとめることを考えた。勿論これらの各種加熱法は現在研究中、又は計画中のものが多く、すでに確立されているものはきわめて少ない。この意味で、この表は不完全であり、又表中の値も資料提出者の意見に強く依存していると思われる。しかし可能性の大略の比較を行うという立場からは、それなりの意味はもっていると考えられる。

なお、この表中の値は研究作業会のまとめとして、各グループの世話人が、適当な判断のもとに記入したものであるが、出版に際して多少の補正を加えた部分もある。

一覧表には各種加熱法に関して現在までに得られている代表的な実験条件、結果、(場合によっては最良の値)と、その加熱法を核融合に应用した場合の条件、推定値とを記入した。

別表 1

| | | 現在までの実験結果(代表的例) | | | | | | | | | | | | | |
|----------------------|---------------------|-------------------------------------|--|----------------------------|------------------------|-------------------------|---|--------------------|--|----------------------------------|---------------|--------------------|-----------------------------------|---------------------------|--|
| 加熱方法 | B (KG) | r_{-3} cm | 1) ΔT (Kev) | 2) $\frac{dT}{dt}$ | 3) nkT _v | 4) $\eta_{e-\text{He}}$ | 5) $\frac{E_{\text{H}}}{E_{\text{He}}}$ | 6) f(v) | 7) | 現在の power | 現在技術可能な power | 8) 核融合に必要な density | 9) 100KGで必要な周波数 | 核融合に必要な Power | 問題点 |
| | | | | | | | | | | | | | | | |
| 電子サイクロトロン (ホイスラー) | 2KG | 10^{12} | Te 100keV ~1MeV | 10MeV/s | 10^{21} | ~100% | ~10 | loss Oms | whistler | 注 図一 参照 | 注 〃 〃 | 10^{14} | 300GHZ | ~10MW | 10nsec以上の閉じ込め必要 |
| | Lower hybrid 4KG | 10^{11} | Te 100keV ~1MeV | 10keV/ms | 25-100J | ~40% 15) | 1 | | | | | ~ 10^{14} | 76MHZ | | 16) 磁力線のまがり方で伝播しない |
| 乱流 | 3~25KG | 10^{13} 10^{14} | Te 100keV Ti 3keV Te Ti 0.6keV | 10keV/1/5sec | 10^{21} | 20% | ~1 | 2成分 | Ion Acoustic, MHD Buneman | 10KJ | | 10^{14} | 150KHz | 200MW | 閉じ込めとの関係 K-S Limit Conductivityによる Te limit |
| | ジュル | 40KG | Te Ti 0.6keV | ms | 5×10^{22} | 1% | ~1 | Maxwellian | なし | | | | | | |
| ビーム注入射 | 60KG | 3×10^6 | 1.4keV | | 1.8×10^{22} | 0.4% | ~1 | Non Maxwell 21) | MHD (?) | 1 MJ | | 10^{16} | $\mu\text{s} \sim 10 \mu\text{s}$ | 10^4 MJ | 大きくなりすぎる |
| | 電子50KG | 10^{13} | 1keV | $10^{-8} \sim 10^{-4}$ sec | 10^{20} | 数% | | | ビーム プラズマ ビーム プラズマ | 10A-1A ~10A injector injector | 10KJ | 10^{14} | | 100MW ~10W | 粒子源 1KA~10KA |
| レザーク | | 10^{19} 10^{21} 10^{16} | 数keV | 10^{12} ev/s | 10^{15} 10^{20} | >50% | | | Decay Insta, Two Stream Insta | 1 KJ | 10KJ | 10^{14} | | 4KJ $10^5 \sim 10^8$ J | |
| | | | 1keV | 10^{12} ev/s | 10^{23} | 数% | =1 | Maxwell | | | | | | | |

— 注 釈 —

- 1) ΔT ; 加熱による温度上昇
- 2) $\frac{dT}{dt}$; 温度上昇率
- 3) nKT_V ; プラズマ全エネルギー
- 4) η ; 加熱効率 \equiv プラズマ全エネルギーの増加 / 外部から加えたエネルギー
- 5) $E_{\perp} / E_{\parallel}$; 磁場に直角な方向と平方な方向の運動エネルギーの比 (加熱後)
- 6) $f(v)$; 加熱後の速度分布関数
- 7) ; 観測されている不安定
- 8) 核融合に必要な n はローソン条件から T, τ に関係するが 10^{14} 程度とされるのが普通
- 9) 核融合の閉じ込め磁場としては 100KG 程度とされている。しかし R.F 加熱で使用周波数が高くなりすぎる場合には一考の余地があろう。
- 10) ; プラズマ周波数が 300GHz となる n は 10^{15} 程度
- 11) 300GHz は周波数が高すぎ大電力発振器は現在不可能
- 12) 低電力の場合の加熱効率
- 13) コイル励起では $n \sim 10^{12} - 10^{13}$
電極励起では $n \leq 10^{11}$
- 14) 局部ビーチの場合
- 15) コイル \rightarrow 波動の励起効率 $\sim 30\%$
波動 $\rightarrow nKT_V$ の増加 $\sim 30\%$
したがって総合加熱効率 $\sim 10\%$
- 16) トーラスの場合のように磁力線がまがっていると波は軸方向に伝播しないと考えられている。
- 17) 周波数は閉じこめ磁場の強さと直接的には関係しない。イオンが熱速度でトーラスを回るとした時間を見やすくして周波数をきめる。
- 18) 高温イオンの加熱効率
- 19) E_{\parallel} の方が大きいという data がある。
- 20) イオンの低温成分は \sim 数 100eV, 高温成分は \sim KeV になっている。
- 21) 乱流加熱と同様のイオンの速度分布が観測された。
- 22) プラズマが固体密度の 10^4 倍に圧縮された場合。

2 高周波による加熱

a) 電子サイクロトロン波, ホイスラ波

加熱は直接的には電子加熱となる。高率がよく高い T_e が得られるが、大電力高周波源は高価となり、現在利用可能な最大出力もかなり制限される。電子密度はマイクロ波に対する遮断周波数で多少とも制限される。磁場を強くすると周波数が極めて高くなり技術的困難を伴う。現在多くの実験は 2~4 KG で行われ、物理的には比較的よくわかっている。

b) Lower Hybrid 波

周波数はイオンサイクロと電子サイクロとの幾何平均（高密度の場合）となり核融合を考える場合には GHz の程度となる。現在は数キロガウスの磁場で研究されている。低電力レベルの実験では加熱効率も悪くない。

c) イオンサイクロトロン波

直線型磁場中で MW 程度の電力レベルまで研究されている。効率もまづまづであるが、トーラス化した場合の様子は今後の問題である。直線型磁場配位では波エネルギーの熱化にビーチ磁場を利用しているが、トーラス化した場合には他の熱化の方法が必要である。周波数はイオンサイクロトロン近傍であるが、分散関係からプラズマ密度の関数となる。

d) 圧縮性アルフベン波

技術的にはイオンサイクロトロン波と類似しているが、周波数、磁場の強さ、プラズマ密度の関係は分散関係にしたがってかなり広い範囲変化する。波の励起効率は悪くないが、熱化は Landau 減衰, Collision 減衰によるので、電子加熱になりやすい。

e) TTMP

高周波を利用するものとしては最も周波数が低く、また共鳴的ではない。原理的には新しいが、実験としては今後の問題とされている。

技術的にはイオンサイクロトロン波、圧縮性アルフベン波と類似しているが、さらに低周波のため、技術的には一層有利と考えられている。

2 a. 高周波を利用する場合の技術的問題

i) 高周波電力源

発振管を使用するので、出力に限界があり、周波数が高くなるにつれ、低電力となる。

ii) 給電

核融合プラズマではその容積が大きいので、高周波電力をプラズマに導入する励起系の構造が問題になる。集中回路を使用する場合には励起系の寸法が使用する波長に対して充分小さいとは限らず、したがって、インダクタンスや、キャパシタンスが大きくなりやすい。分布定数回路を使用する場合には局部導入となりやすい。大電力の場合には耐放電が技術的問題になる。

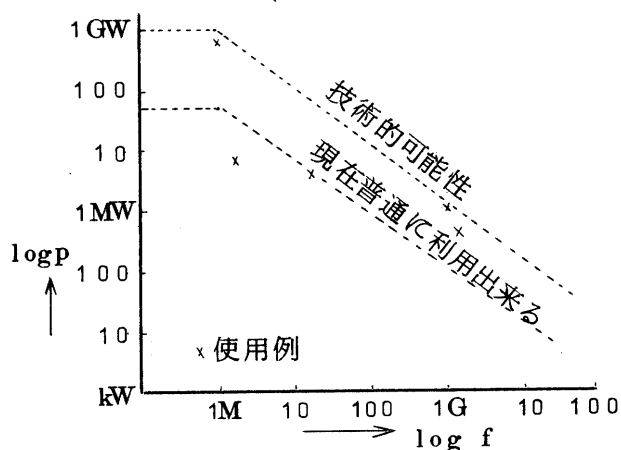
iii) プラズマ容器と励起系との関係

金属容器中のプラズマを容器の外から励起するのは極めて低周波の場合を除き不可能なので、集中定数の励起系では、プラズマと隔離するための特別のライナを用いるか又は絶縁物の容器を使用するかしなければならない。前者ではRFの透過と加熱の問題があり、後者はプラズマの安定性の問題とからむ。分布定数の励起系では同軸、導波管等で容器内に電力を送り、電磁波の形でプラズマに導入出来るので都合がよい。

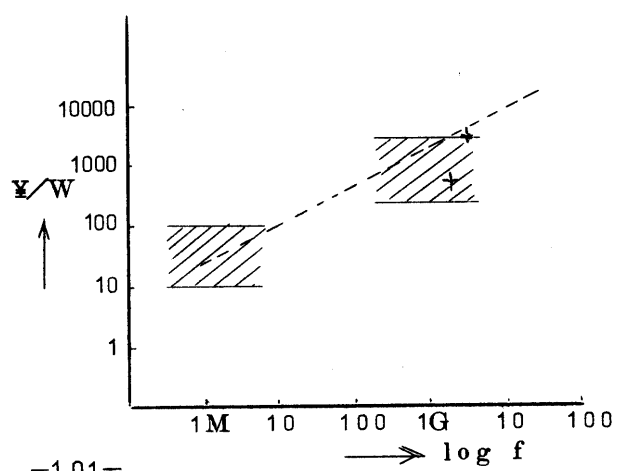
iv) 壁等による高周波損失

高周波による加熱の総合的効率を考える際には励起回路中における高周波損失は当然として、シールド、容器等の表面に誘起される高周波損失も重要になってくる。この影響は周波数が増大する程、導体の表皮の厚さが減少するので問題になる。高周波磁場のみで核融合プラズマを閉じ込めようとする、容器の高周波損失は炉の出力をはるかに上まわるといわれている。

高周波電源の周波数と出力の関係
(大略の見当のみを示す)



高周波出力1Wあたりの電源価格の大略値



3. 直流又はパルスの加熱

高周波による加熱に対して、プラズマに電場をかけたり、外部で加速した荷電粒子流をプラズマに打込んだりしてプラズマ中に電流を流すことや、外部よりプラズマにパルス電磁界を加えたりしてプラズマを加熱する。

プラズマ中に定常的に電流を流した場合、不安定性を起さないようにして電子イオン間の衝突のみによって電子を加熱し、エネルギー緩和現象によってイオンを加熱する。しかし衝突の断面積は電子温度の $-3/2$ 乗に比例することから $T_e \sim 3 K_e V$ 程度が限界とされている。

プラズマにかける電場を増加し、不安性を起し波動によって粒子が散乱されると、実効衝突断面積が増加するので加熱効率が飛躍的に増加する。このような方法は乱流的加熱法と呼んでいるが、電流が磁場に平行な場合には、いわゆる乱流加熱、ビームプラズマ相互作用による加熱が含まれ、電流が磁場に垂直な場合には cross-field 乱流加熱やテータピンチによる無衝突衝撃波、又はビームを磁場に対して角度をもたせて打込む加熱法が含まれ、夫々共通した不安定が関与していることも考えられている。

イオンの速度成分を実験で観測すると乱流加熱では高温と中温の二成分に加速されていることがわかって来たが、同様の分布がテータピンチによる無衝突衝撃波加熱実験によっても得られている。又中性ビームをプラズマ中に打込んだ場合に電離でイオンビームとなり、さらにプラズマ中に大きな電場が形成される。しかしこれも乱流加熱として有効に利用出来るかも知れない。

一般に乱流的加熱においてはプラズマの微視的不安定を利用するが、微視的不安定が巨視的不安定につながる場合とつながらない場合とあるので、乱流的加熱が必ずしも封じ込めをこわすとはかぎらない。又加熱時間が短かく充分不安定が成長する以前に止めれば良いし、また少しぐらいプラズマに摂動を与えられぬにこわれるような閉じ込めではたよりないので加熱のためのしっかりした閉じ込め装置が望まれる。

ゆっくりしたテータピンチは断熱圧縮等による加熱と考えることも出来るが、これは他の方法でプラズマを加熱しておきそれを圧縮するのに用いると良いのではないかと思われる。レーザー加熱はパルスのであるが高周波加熱におけるパラメトリック機構で説明出来るかも知れないが、四方八方からレーザー光を打込みそれによって表面が加熱され中のプラズマが圧縮されるのでいくつかの機構がからみ合っている。

なおRF加熱とDC又はパルス加熱とはまったく独立したものではなく、大振幅のRF加熱は

1 周期の間に 2 回乱流加熱があるようなものであるし、逆にビームを R F で変調してプラズマに打込めば、有効に高周波電場をプラズマ中に入れる方法でもある。

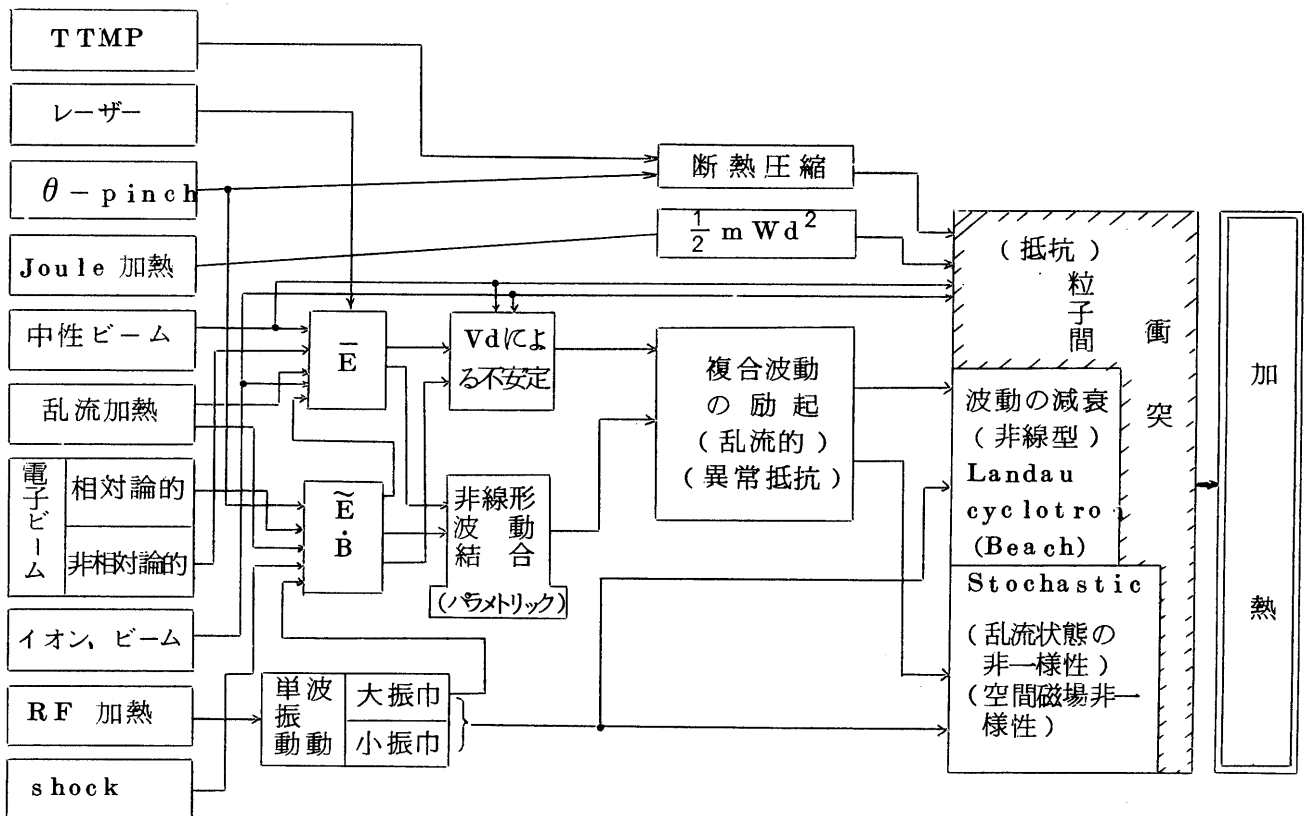
4. 加熱様式について

プラズマの加熱法には以上のように多種多様の方法があるが夫々の中の物理的機構に共通する点があり、それを整理してまとめてみたのが「加熱過程に関する系統図」である。

ジュール加熱、中性ビーム入射、ゆっくりしたテータピンチやT.T.M.P. はプラズマ中の波動というものを通さずに、粒子間の衝突により散乱され緩和される事が必要であるが他の方法は何らかの形でプラズマ波を通してプラズマが加熱される。

波動を通す場合には、波動自体が減衰し、波から粒子へエネルギーが移る場合と、プラズマ中の波動によって粒子が散乱され熱化される場合とに分けられよう。波動を励起するには外部の発振器によってプラズマ内に励起する（RF加熱、レーザー加熱）方法の他にプラズマ内に荷電粒子群の間に相対速度を作り、それによる微視的不安定で励起される方法とがあるが、細かく見ると共通していてどちらも分けがたく思われる点もある。

この系統図は一例であるが、これから加熱機構の解明の進展にとともに、完成してゆきたいと思っている。



加熱の過程に関する系統図

お わ り に

多くの方々の御協力で研究作業会が開さいされ、そのまとめのために原稿を書いていただきましたが、世話人の才能の欠けるところにより発行が遅れたことを深くおわび致します。

しかし編集し終って感じますことはプラズマの加熱の研究はこれからだということで、核融合のためばかりでなく、プラズマ物理学として新しい領域へつながってゆくので、大いに研究を発展させねばならないと思います。さらに国内外のプラズマの加熱の研究の交流や情報交換の場としてプラズマ研究所が役割をはたすべきとも考えております。

なおこの報告を出すにあたって原稿を寄せられました多くの方々に感謝いたすと同時に原子力研究所の森茂氏にはかげながら大いに援助していただきましたのでお礼を申し上げます。

又、編集にあたっては近藤克己、福田正治両氏に手伝っていただきました。最後にこの研究会を開くに当って共同研究掛の児玉氏には、宿舎、旅費など100名もの参加者のためにえんの下の力もちになって働いていただきました。

心からお礼を申し上げます。

(松 浦 清 剛 , 河 辺 隆 也)