九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

TRIAM-1Mにおける放射損失計測

森，明彦
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻 ： 修士課程

山ヶ城，尚志
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻 ： 博士課程

川崎，昌二
九州大学応用力学研究所 ： 文部技官

上瀧，恵里子
九州大学応用力学研究所 ： 教務員

他

https://doi.org/10.15017/4743978

出版情報：應用力學研究所所報. 76, pp.23-46, 1994-09. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：

KYUSHU UNIVERSITY

TRIAM-1Mにおける放射損失計測

森　明彦[*]　山ヶ城尚志[†]
川崎昌二[〃]　上瀧恵里子[‡‡]
藤田隆明[§]　中村一男[††]
中村幸男[**]　伊藤智之[**]

概　要

超伝導強磁場トカマクTRIAM-1Mでは，プラズマからの電磁波による放射損失を把握するために1チャンネルの金属膜ボロメーターを設計，製作し，放射パワー計測を行った．その結果，入力パワーに対する放射損失の割合は，オーミック加熱放電の場合50～70%，低域混成波電流駆動（LHCD）の場合35～50%と評価できた。

Key words: Radiation Loss, Metal-film Bolometer

1．序　論

核融合炉が成り立つために必要とされているローソン条件は，核融合反応で生成される熱エネルギーと，その熱エネルギーがプラズマの粒子損失や熱伝導によって失われる損失，及び制動放射によって失われるエネルギーとがバランスする条件として表されている[1]．すなわち，核融合による発電を現実的なものにするには非常に高温で高密度のプラズマを効率よく閉じ込める必要があり，上述の損失を減少させる必要がある．

しかし，水素（重水素，三重水素）プラズマ中に不純物の混入に伴う多価イオンが存在するとプラズマからの放射損失が増大し，特に平均イオンモデルを用いた計算によると，温度10keVのD-Tプラズマ中にFeが1%混入するだけで数桁も大きい$n\tau$（n：プラズマの密度，τ：エネルギー閉じ込め時間）

* 九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻修士課程
（現在　日本電信電話株式会社）
† 九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻博士課程
〃 文部技官　九州大学応用力学研究所
‡‡ 教務員　九州大学応用力学研究所
§ 九州大学助手　応用力学研究所
†† 九州大学助教授　応用力学研究所
** 九州大学教授　応用力学研究所

でなくてはこのローソン条件を満たすことが出来なくなるという結果も得られている[2]．

したがって，プラズマへのエネルギー入力，損失の収支バランスを調べる上からも，不純物の振る舞いを理解するためにも，プラズマからの放射損失を精度良く測定することは極めて重要なこととなる．

現在プラズマ生成実験を行う場合にはいろいろな計測機器が用いられ，特に主要プラズマパラメーターの電子温度，イオン温度，電子密度測定などは，エネルギー閉じ込め時間の評価には欠かせないものとなっている．また，プラズマから放射される電磁波は分光測定，X線測定等によって個々に測定されているが，それらを全ての波長領域にわたって積分して放射パワーとして測定することは非常に難しいことである．

そこで，この放射パワーを直接測定するためにTRIAM-1Mでは初めてボロメーターを用いて放射パワーを測定することにした．

特にトカマクは変圧器の原理を応用した実験装置であるためにパルス的にしかプラズマを生成できないが，TRIAM-1Mでは低域混成波を用いた電流駆動実験（LHCD）を行って定常的な1時間にも及ぶ長時間放電を成功させている．将来の核融合炉では定常運転は必要不可欠なものであり，このTRIAM-1Mの長時間放電での不純物の挙動，すなわち放射損失量を評価することは今後の核融合炉開発のためにも非常に重要なことである．

このボロメーターは，プラズマから放出されて検出器に入射する放射エネルギーをすべて熱エネルギーに変換し，それを温度上昇の形で検出して，放射エネルギーを測定しようとするものである。TRIAM-1Mでは，空間1チャンネルでプラズマからの放射損失を測定した．

この論文では，ボロメーターの装置概要，較正，及びオーミック加熱放電，周波数2.45GHzの低域混成波を用いた電流駆動実験での放射損失の評価について述べる．

2．実　験　装　置

2．1　強トロイダル磁場実験装置 TRIAM-1M

TRIAM-1Mの主な装置パラメーターを表2-1-1に示す．TRIAM-1Mの大きな特色は，トロイダル磁場コイルに世界で初めて超伝導体のNb_3Snを用いた強磁場トカマクであるという点である[3]．超伝導材料を用いるために，少ない電力で強磁場を作り出す事ができ，また定常磁場を作るのにも適している．超伝導トロイダル磁場コイルは16個で構成され，プラズマ中心部で最大8T，コイル巻線部で11Tもの強磁場を発生させる事が出来る．

プラズマの位置・断面制御のための常伝導水冷式ポロイダル磁場コイルはプラズマ真空容器

表2-1-1　TRIAM-1Mの装置パラメーター

プラズマ大半径	0.8m
プラズマ小半径	0.12m×0.18m
非円形度	1.6
トロイダル磁場	8T
プラズマ電流	0.5MA
放電時間（OH）	0.5sec
（電流駆動時）	＞1hr
断熱容器外径	～4m
断熱容器高	～4m
総重量	95t

の上に配置され，プラズマ真空容器の断面は非円形D型である．プラズマ真空容器の到達真空度は10^{-9} Torr台である．

また，外部の熱を完全に遮断するため，装置全体が釣鐘状の断熱真空容器の中に納められており，外部からはTRIAM-1M本体は，直接見えない構造となっている．運転中は，断熱真空容器の中は$1\sim2\times10^{-7}$Torrの真空度に保たれている．

TRIAM-1Mは，オーミック（ジュール）加熱（OH）によるトカマク放電，乱流加熱による追加熱及び低域混成波を用いた電流駆動運転を主体として設計製作され，1986年に実験が開始された．1987年秋から定常トロイダル磁場の特長を生かして長時間電流駆動実験が行われ，1989年にはプラズマ位置制御にホール素子を用いて，1時間以上の驚異的な長時間放電に成功した．

また，1991年からは各種電源を増力し，また電動発電機（MG）を用いて，TRIAM-1Mの性能を最大に生かす事の出来る実験が可能となった．

2．2　ボロメーターの種類とその選択

プラズマの放射損失測定によく用いられるボロメーターには大きく分けて焦電性素子（いわゆるパイロ素子）と抵抗性素子がある．

焦電素子は，誘電体結晶の温度を変化させると自発分極の大きさが変わり表面電荷も変化するという焦電効果を利用して，温度変化を電気信号として取り出すものである．したがって焦電素子は感度が良く，抵抗性素子と異なり受光パワーを直読できる利点がある．しかし，プラズマの放電時間が長い場合は，素子の冷却の効果を補正する必要があり，また検出器の内部インピーダンスが高いので誘導雑音を受け易く，そして電極部に電磁波が入射したときの二次電子放出が誤差信号となり得るので，信頼性は抵抗性素子に比べて劣るといわれている．またこの焦電性素子は放射線の影響を受け易いという欠点をもっているので，D-T放電の際には問題となる．

抵抗性素子は，放射パワーによる素子の温度上昇を抵抗体の抵抗変化として測定するもので，出力を時間微分することにより放射パワーに変換される．ただし，放電時間が素子の冷却時間に対して無視できない場合は，冷却効果の補正が必要である．抵抗性素子では，サーミスターボロメーターと金属ボロメーターが良く用いられている．

サーミスターボロメーターは抵抗素子として半導体のサーミスターを用いたもので，ダブレットIIIではVECO社のシニスター（商品名）を使用しているし，JT-60でも初期の水素プラズマを用いたオーム加熱実験での測定を目的として，サーミスターボロメーターが使用されている[4]．サーミスターボロメーターの特長は，抵抗の温度係数が室温で$-2\sim-5$％と大きく，感度が大きいことである．しかし，サーミスターの抵抗温度特性が，

$$R=A\exp\left(\frac{B}{T}\right) \tag{2-2-1}$$

R：サーミスター抵抗

A：定数

B：サーミスター定数

T：絶対温度

と温度に対して非線形であるのでデータ処理は難しくなる．また，放射線の影響を受け易いという欠点ももっている．

金属ボロメーターは，金属の薄膜または蒸着膜でできた放射吸収体の温度変化を，それに真空蒸着された抵抗体の温度特性を利用して，抵抗変化の形で読みとり放射パワーを測定するものである．JET[5]ではカプトン薄膜の表面に吸収体として金を蒸着し，裏面にグリッド状に金を蒸着して抵抗体としたボロメーターを使用しており，TFTR[6]ではプラチナをグリッドしたボロメーターを使用している．JT-60[4]ではポリイミド薄膜の表面に吸収体として金を蒸着し，裏面に金のパターンを蒸着して抵抗体としたボロメーターを使用している．

金属ボロメーターの特長は，抵抗値の温度係数が線形であるため，データ処理が楽であるということと，抵抗体が小さい分だけノイズを受けにくいということである．また，素子そのものが金属のみであるので，サーミスター，焦電素子に比べて耐放射線に優れている．しかし，金属ボロメーターはある程度の大きさが必要であるので，高い空間分解能を得るために多数のボロメーターをアレイ状に並べる時には空間的に問題となる．

TRIAM-1Mでは，以上のことを考え，空間1チャンネルで金属ボロメーターを用いることにした．

2．3　ボロメーターの原理

まず，プラズマからの電磁波の放射について述べることにする．

プラズマからの電磁波の放射は，電子のもつエネルギーの変化や自由電子の運動によって，次のような5つの状況のもとで生じる[7]．

《1》原子，分子またはイオンのもつ2つの異なったエネルギー準位間を拘束された核外電子が遷移するとき．

《2》自由電子がイオンに捕らえられて原子，分子またはイオンのあるエネルギー準位へ遷移するとき．

《3》クーロン電界によって荷電粒子が加速度を受けるとき．

《4》磁界中で荷電粒子が加速度を受けるとき，すなわちサイクロトロン運動をするとき．

《5》プラズマ中の電磁波より荷電粒子が高速で運動するとき．

《1》は，二つのエネルギー準位差で決まる波長の電磁波を放射し，線スペクトルと呼ばれる．

《2》は，自由電子のもつエネルギーと拘束された粒子のエネルギー準位との間の差で決まる電磁波を放射する．通常，自由電子は種々の大きさのエネルギーをもっているので，放射は全体として連続的なスペクトル分布となる．これは電子とイオンが再結合する際に生ずるものであるから，再結合放射と呼ばれる．

《3》は，イオンによって電子の軌道が曲げられ，制動を受けるときに生じることから，制動放射と呼ばれる．

《4》は，サイクロトロン放射と呼ばれる．真空中の1個の電荷が加速度 $\dot{v}$ をもつとき，単位時間当たりに放出する電磁エネルギー I_a^s は，荷電粒子の速さ v が光速よりも十分小さい条件の下で，

$$I_a^s=\frac{q^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3}\dot{v}^2 \tag{2-3-1}$$

で表される．この式から明らかなように，放射エネルギーは加速度の自乗の項を含むから，プラズマ中で質量が小さく，したがって大きい加速度をもつ電子からの放射は，イオンからの放射に比べて圧倒的に大きい．

《5》は，荷電粒子特に電子が寄与しその放射はあたかも音速より速い速度で動く物体に生じる衝撃波に類似した特性を示すものでチェレンコフ放射と呼ばれている．

以下に，プラズマから放射されるエネルギーの大きな《1》～《4》について詳しく述べる事にする．

《1》 線スペクトル

原子，分子またはイオンのもつ二つの異なったエネルギー準位 k，n 間（k を下準位，n を上準位とする）を拘束された核外電子が遷移することによって生じる放射を考えると，この過程においては，二つの準位のエネルギー差 (E_n-E_k) で決まる波長 $\lambda=hc/(E_n-E_k)$ の単色スペクトルの電磁波が放射される．このとき単位時間，単位体積当たりの電磁波の放射エネルギー I_{nk} は，プラズマによる再吸収がないものとすれば，

$$I_{nk}=h\nu A_{nk}n_n \tag{2-3-2}$$

で与えられる．ここで，A_{nk} は n 準位に核外電子をもつ1個の粒子について単位時間当たりに n から k 準位に遷移する確率で，n_n は n 準位に核外電子をもつ粒子の密度である．プラズマが局所熱平衡状態にあり，各準位間にボルツマン分布

$$n_n=n_k\exp\left(-\frac{E_n-E_k}{kT}\right) \tag{2-3-3}$$

が成立していると，

$$I_{nk}=h\nu A_{nk}n_k\exp\left(-\frac{E_n-E_k}{kT}\right) \tag{2-3-4}$$

が得られる．

式（2-3-4）から明らかなように，この放射は原子（分子またはイオンを含む）の励起準位に拘束電子をもつ原子（分子またはイオンを含む）の密度に比例するから，拘束されているすべての電子が自由になるまでの部分電離プラズマで生じる．原子の最外核電子の遷移に際しては，主として可視光，紫外光程度の放射が起こり，また荷電数の多い原子の電離が進んだイオンからは，真空紫外光さらにはX線の放射が起こる．

不純物イオンの存在する高温プラズマからの放射損失は，この線スペクトルによるものが大部分を占める．

《2》 再結合放射

運動エネルギー $\frac{1}{2}mv^2$ をもつ1個の電子が粒子の n 準位に捕獲される場合，$h\nu=\frac{1}{2}mv^2+E_n$ なる周

波数をもつ電磁エネルギーが放出される．しかし，プラズマを構成する自由電子群の運動エネルギーは分布しているため，再結合放射は連続スペクトルとなり，長波長側では$\frac{1}{2}mv^2=0$すなわち$\lambda_{max}=hc/E_n$，短波長側は電子のエネルギー分布関数の高エネルギー部分で決まる．

マクスウェル分布した自由電子群がn準位に捕獲されて再結合放射する場合，単位時間，単位体積，単位周波数当たりの再結合放射エネルギー$dI_r/d\nu$は，

$$\frac{dI_r}{d\nu}=\frac{2K_r}{n^3}\frac{E_1}{(kT_e)^{3/2}}n_en_i\exp\left(\frac{E_n-h\nu}{kT_e}\right) \tag{2-3-5}$$

で与えられる．ここで，K_rは原子の種類で決まる定数である．n準位への再結合放射エネルギーは，上式をνについて$\nu=E_n/h$から∞まで積分することによって得られ，

$$I_r=\frac{2K_r}{n^3h}\frac{E_1}{(kT_e)^{1/2}}n_en_i \tag{2-3-6}$$

となる．すなわち再結合放射エネルギーの大きさはn_e，n_iに比例し，$\sqrt{T_e}$に反比例するから，低温高密度のプラズマで重要になる．

《3》　制動放射

電荷数Zの正イオンがつくるクーロン電界中を電子が運動し，軌道を曲げられることによって加速度を受ける．電子の運動エネルギーはマクスウェル分布であるとして，単位時間，単位体積，単位周波数当たりの制動放射エネルギー$dI_b/d\nu$を式（2-3-1）を用いて求めると，

$$\frac{dI_b}{d\nu}=K_b\frac{Z^2n_en_i}{(kT_e)^{1/2}}\exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \tag{2-3-7}$$

が得られる．ここでK_bは定数である．このスペクトル分布を波長に関する分布に書き換えると，$\lambda\nu=c$なる関係から，

$$\begin{aligned}\frac{dI_b}{d\lambda}&=K_b\frac{Z^2n_en_i}{(kT_e)^{1/2}}\frac{c}{\lambda^2}\exp\left(-\frac{hc}{kT_e\lambda}\right)\\&=1.12\times10^{-62}\left(\frac{kT_e}{E_1}\right)^{-\frac{1}{2}}\left(\frac{hc}{E_1\lambda}\right)\exp\left\{-\frac{(hc/E_1\lambda)}{(kT_e/E_1)}\right\}[\mathrm{W/m^3/m}]\end{aligned} \tag{2-3-8}$$

となるから

$$\lambda_{max}=\frac{hc}{2kT_e}=\frac{620}{T_e[\mathrm{eV}]}\quad[\mathrm{nm}] \tag{2-3-9}$$

で放射強度が最大になる連続スペクトルとなる．また，放射強度はZ^2に比例するから，多価イオンが存在すると放射エネルギーは急激に増加する．全制動放射エネルギーI_bは，式(2-3-7)をνについて$\nu=0$から∞まで積分することによって得られ，

$$\begin{aligned}I_b&=\frac{K_b}{h}(kT_e)^{\frac{1}{2}}Z^2n_en_i\\&=3.83\times10^{-29}(kT_e)^{\frac{1}{2}}Z^2n_en_i\quad[\mathrm{W/m^3}]\end{aligned} \tag{2-3-10}$$

となる．この式から制動放射は，再結合放射と異なり温度について$\sqrt{T_e}$に比例するから，温度が高くなるに連れて大きくなることが分かる．水素プラズマを例にとり，式（2-3-10）で$Z=1$とし（2-3-6）で

$n=1$ として I_b と I_r との比をとれば，

$$\frac{I_b}{I_r}=\frac{1}{2}\frac{kT_e}{E_1} \tag{2-3-11}$$

となるから $kT_e>2E_1$ の温度領域では制動放射が再結合放射よりも大きくなる．

《4》　サイクロトロン放射

一様磁界中の電子の運動を考えると，その方程式は，$m\frac{d\vec{v}}{dt}=q(\vec{v}\times\vec{B})$ で与えられ，加速度は，

$$\vec{v}=\frac{eB}{m_e}\vec{v_\perp}=\omega_c\vec{v_\perp} \tag{2-3-12}$$

となる．この $\vec{v}$ を式 (2-3-1) に代入すると，1個の電子からサイクロトロン運動によって放射されるエネルギー I_c^s が求められ，

$$I_c^s=\frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3}\left(\frac{eB}{m_e}\vec{v_\perp}\right)^2=\frac{e^4B^2}{6\pi\varepsilon_0 m_e^2 c^3}\vec{v_\perp}^2 \tag{2-3-13}$$

と表される．電子の速度は，マクスウェル分布しているものとすれば，単位体積，単位時間当たりに放射されるエネルギーは，$\vec{v_\perp}\equiv\sqrt{\frac{2}{3}\vec{v}^2}=\left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$ を使って，

$$\begin{aligned}I_c&=\frac{e^4B^2n_e}{6\pi\varepsilon_0 m_e^2c^3}\frac{2kT_e}{m_e}=\left(\frac{e^4}{3\pi\varepsilon_0 m_e^3c^3}\right)n_ekT_eB^2\\&=0.387n_ekT_eB^2\quad[\mathrm{W/m^3}]\end{aligned} \tag{2-3-14}$$

で与えられる．サイクロトロン放射が重要となる温度を知るために，サイクロトロン放射と制動放射との比をとると，

$$\frac{I_c}{I_b}=1.01\times10^{28}\frac{1}{n_i}(kT_e)^{\frac{1}{2}}B^2 \tag{2-3-15}$$

となるから，制動放射に比べてより高温の領域で重要なことがわかる．磁場閉じ込め核融合プラズマの場合，$B^2\sim4\mu_0n_ekT_e$ なる関係が成立するものと仮定すると上式は，

$$\frac{I_c}{I_b}=5.08\times10^{22}(kT_e)^{\frac{3}{2}} \tag{2-3-16}$$

となる．したがって，$kT_e>4.5$keV の温度領域では，サイクロトロン放射は制動放射よりも大きくなる．

この一様磁界中の電子のサイクロトロン運動によって放射される電磁波の周波数は，$\nu=\omega_{ce}/2\pi$ であるが，実際には磁界の空間的不均一などによって ν の高調波を生じる．波長領域は，他の放射と比べて非常に長く，磁界が1T程度でマイクロ波からミリ波の領域となる．

このようにプラズマは，長波長から短波長まで，線スペクトルあるいは連続スペクトルの形で電磁波を放射する．このプラズマからの電磁波を検出器に入射させ，その検出器に入射した放射エネルギーをすべて熱エネルギーに変換し，温度上昇の形で検出して放射パワーを測定しようとするのが金属ボロメーターの原理である．

プラズマからの電磁波によるエネルギーは，ボロメーター素子部の放射吸収体によって熱へ変換され，そしてこの熱は放射吸収体自身に温度変化をもたらす．故にプラズマからボロメーター検出部へ入射す

る放射パワー $P(t)$ は，C [J/(K・m²)] を放射吸収体の熱容量，S_B [m²] を放射検出部面積，ΔT [K] をボロメーター素子の温度変化量，τ [t] を放射吸収体から支持物を通しての熱伝導などによる冷却の時定数として次の式（2-3-17）から求められる．

$$P(t)=C\cdot S_B\cdot\left\{\frac{d\Delta T(t)}{dt}+\frac{\Delta T(t)}{\tau}\right\} \tag{2-3-17}$$

また，このボロメーター素子の放射吸収体の温度変化は，この素子に真空蒸着されている N_i 抵抗体に効率良く熱を伝え，この N_i 抵抗体の電気抵抗を変化させる．

つまり，このボロメーター素子抵抗体（N_i）の温度変化は，ボロメーター素子抵抗体の電気抵抗の変化として表す事ができ，R_0 [Ω]をプラズマから放射を受ける直前のボロメーター素子電気抵抗，α [K^{-1}]をボロメーター素子抵抗体の温度係数，ΔR [Ω]をプラズマの放射パワーによるボロメーター素子の電気抵抗の変化量とすると式（2-3-17）は次の式（2-3-18）へと変形できる．

$$P(t)=\frac{C\cdot S_B}{\alpha\cdot R_0}\cdot\left\{\frac{d\Delta R(t)}{dt}+\frac{\Delta R(t)}{\tau}\right\} \tag{2-3-18}$$

但し，$\Delta R=R_0\alpha\Delta T$

しかし，実際の測定ではブリッジ回路を組んで，このボロメーター素子の電気抵抗の変化が電圧の変化へと比例するように変換して測定を行うので，その出力電圧を$\Delta V(t)$，その比例定数をAとすると式（2-3-18）は式（2-3-19）へと変形でき，実際の実験ではこの式（2-3-19）を用いてプラズマからの放射パワーを求めている．

$$P(t)=\frac{A\cdot C\cdot S_B}{\alpha\cdot R_0}\cdot\left\{\frac{d\Delta V(t)}{dt}+\frac{\Delta V(t)}{\tau}\right\} \tag{2-3-19}$$

2．4　装置概要

図 2-4-1に検出部の詳細を示し，図 2-4-2にボロメーター装置の概要を示し，図 2-4-3にボロメーターのプラズマとの位置関係を示す．

放射吸収体は，直径 22 [mm]，厚さ 50 [μm]の SUS304 である．その上に厚さ 0.3 [μm]の絶縁体 SiO_2 を，そしてその上に厚さ 0.02 [μm]のニッケル抵抗を真空蒸着し，このニッケル抵抗の電気抵抗を測定して放射パワーを測定している．

吸収体の厚さが 50 [μm]であるので，波長 0.24 [nm]（エネルギー～5 [keV]）の放射を90%以上吸収する事ができる[8]．

また，ボロメーターはプラズマから荷電交換高速中性粒子による影響を受けるが，NBI（中性粒子入射）

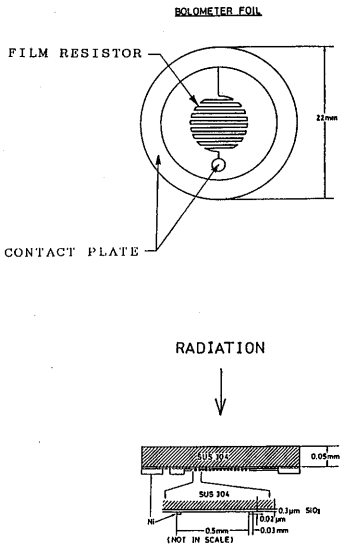

図 2-4-1　ボロメーター検出部の詳細図

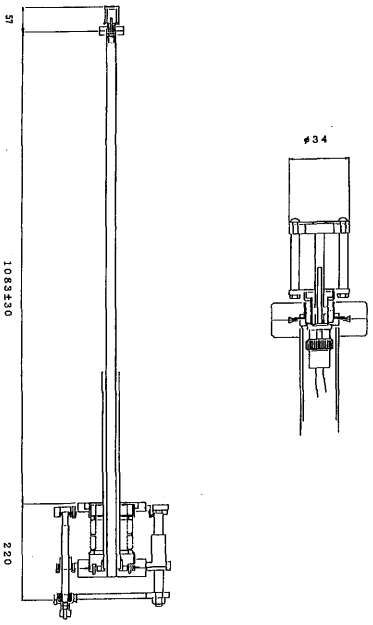

図2-4-2 ボロメーター装置の概要

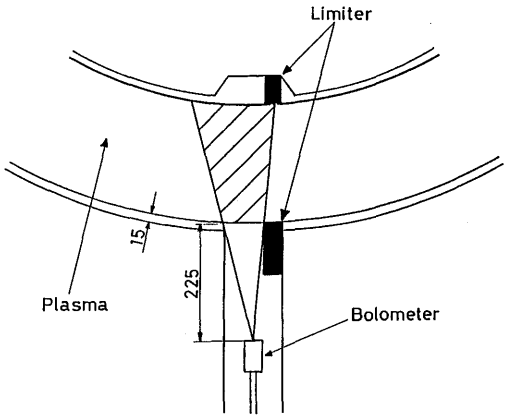

図2-4-3 ボロメーターのプラズマとの位置関係

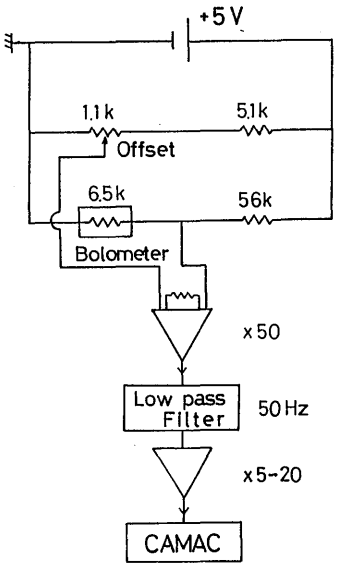

図2-4-4 ボロメーター回路図

による加熱を行っても，ボロメーターの受ける信号のほとんどは荷電交換中性粒子による信号ではないという事が確認されているので[9]，本実験では荷電交換中性粒子による影響は無視している．

ボロメーター素子抵抗は約6.5 [kΩ]である．バイアス電圧5 [V]でボロメーター素子の抵抗変化をホイートストンブリッジを用いて計測している．回路図を図2-4-4に示す．

ボロメーター装置は，断熱真空容器外側のフランジから挿入されて固定されている．ベローズを用いてプラズマの方向へ±30mm可変である．

本実験ではボロメーター素子は真空容器の外側0.21 [m]の所に設置した．この時プラズマ表面からの距離は0.225 [m]であるので，このボロメーター素子が検出するプラズマの体積は，5.63×10^{-3} [m^3]である．

2．5 出力処理

データ処理システムは，計算機としてHIDICV90/50を使用し，高速のトランジェントデジタイザー

(A/D変換器)，バッファメモリー，磁気テープ，グラフィックディスプレイ(ハードコピー付き)から構成されている．サンプリングは最小10[μsec]まで可能である．

ボロメーター装置によって出力される電圧は，図2-4-4に示されるように一度アンプで増幅された後，50[Hz]のローパスフィルターを通してノイズを削除し，CAMACの入力電圧制限±5[V]に見合うようにプリアンプで増幅されてCAMACに取り込まれる．この生データのサンプリングは，オーミック加熱放電の場合100[μsec]～1[msec]で行った．しかしCAMACの電圧分解能は約10[mV](500点で0～5V)とあまりよくないため，プラズマからの放射が少ない場合は，放射パワーが時間に対して不連続な値となってしまう．なぜなら放射パワーは出力電圧の時間微分で求めるからである．そこでそのような場合には時間分解能が悪くなるが2～10点ずつ平均化したものを生データとして用い，放射パワーの時間変化を求めた．

バッファメモリーの容量は8キロワード/チャンネルであるので，1回のプラズマの放電で8192個のデータを採ることができる．オーミック加熱放電の場合はサンプリングを100[μsec]～1[msec]で用いたので，一回のプラズマの放電で約0.8～8秒間データが採れる事になる．今までの実験結果からオーミック加熱放電の放電時間は約100～250[msec]であるのでデータを採るには十分なサンプリングといえる．

また，低域混成波を用いた電流駆動実験の場合には，放電時間に見合うように適当にサンプリングを1～10[msec]と変化させ，10～30点ずつ平均化したものを生データとして，放射パワーの時間変化を求めた．

従って，このように得られた生データはコンピューターによる数値計算処理によって，式(2-3-19)の計算を次の式(2-5-1)の計算方法で行った．

$$P(i)=\frac{A\cdot C\cdot S_B}{\alpha\cdot R_0}\cdot\left\{\frac{\Delta V(i+1)-\Delta V(i-1)}{2\cdot(\Delta t\cdot Ave)}+\frac{\Delta V(i)}{\tau}\right\} \tag{2-5-1}$$

但し，Δtはサンプリングタイムで，Aveは平均化した数である．

なお，この式(2-5-1)で求めるPは，ボロメーター検出部に到達できるプラズマからの放射パワーであるので，全プラズマの放射パワーの一部という事になる．そこで全プラズマの放射パワーを求める際には，全プラズマがトロイダル方向に一様だと仮定して積分を行った．つまり，プラズマ中の単位体積から単位時間あたり放出される放射エネルギーをε[J·m^{-3}·s^{-1}]とし，プラズマに対して検出器が張る立体角を$\Delta\Omega$とすれば，単位時間あたり検出器に入射する放射エネルギーP_{det}[J·s^{-1}]は，検出器の視線に沿っての積分値，すなわち検出器が見るプラズマ体積についての積分として次式のように表される．

$$P_{det}=\int\varepsilon\cdot\left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\right)dV \tag{2-5-2}$$

この(2-5-2)式からεを求め，次の(2-5-3)式から全放射パワーP_{rad}^{total}を求めた．

$$P_{rad}^{total}=\varepsilon\cdot V \quad [\mathrm{W}] \tag{2-5-3}$$

但し，Vは全プラズマ体積である．

このように各放電毎に計算されるP_{rad}^{total}は時間に対するグラフとしてグラフィック画面に出力され，

その都度ハードコピーされる.

2．6　較正

ボロメーター検出部に入るプラズマからの放射パワーは式 (2-5-1) を用いて求められるが，この放射パワーを求めるためには α と τ と C が未知数であるため，それらを求めるために較正実験を行わなければならない.

以下に α と τ と C の較正実験結果について述べる事にする.

【1】　温度係数　α [K^{-1}]

α は，ボロメーター素子抵抗体の温度係数であるので，常温，大気圧，空気揺動がない，という条件の下で，ボロメーター素子の電気抵抗を測定した．測定結果を図2-6-1に示す.

この実験結果より α は，2.52×10^{-3} [K^{-1}]と求められた.

【2】　冷却の時定数　τ[s]

τ は，ボロメーター素子部の放射吸収体から支持物などを通しての熱伝導などによる冷却の時定数である．プラズマからの電磁波入射後，つまりプラズマ放電終了後の出力電圧の減衰曲線は，式(2-3-19)の左辺を0とおいて ΔV について解くと，

$$\Delta V(t)\sim\exp\left\{-\frac{t}{\tau}\right\} \tag{2-6-1}$$

と表す事ができるので，この式 (2-6-1) にフィッティングするよう最小2乗法を用いて τ を計算した.

この較正実験の結果より，超高真空中の τ は，オーミック加熱放電の場合2％の誤差の範囲で1.61 [s]と求められた．オーミック放電での典型的な放電中，放電後の出力電圧の時間変化は次章の図3-1-1に示す.

【3】　放射吸収体熱容量　C [J/(K·m²)]

熱容量 C は，2種類の実験で求めた．プラズマからの電磁波の代わりにアルゴンガスレーザーを入射

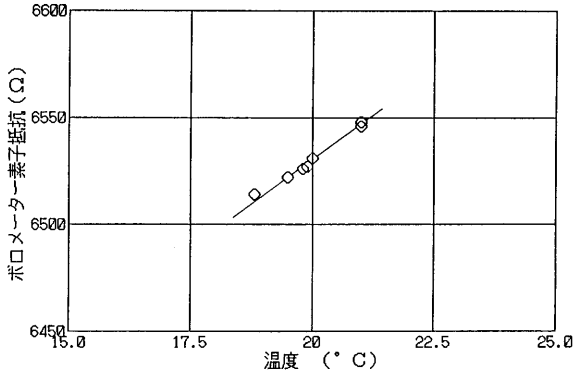

図2-6-1　ボロメーター素子抵抗と温度との関係

して較正を行う方法と，ボロメーター素子抵抗体に電流を流す方法，つまりジュール熱パワーを入力して較正を行う方法である．

本較正実験では式(2-3-18)の $\Delta R(t)$ が $\Delta R(t)$ →一定となるまでレーザー及びジュール熱パワーを入力するので式（2-3-18）は次の式（2-6-2）で表す事ができる．

$$P(t)=\frac{C\cdot S_B}{\alpha\cdot\tau}\cdot\frac{\Delta R(t)}{R_0} \tag{2-6-2}$$

そしてこの時，$P(t)$ 及び τ，$\Delta R(t)$，R_0 の測定を行い，この式（2-6-2）から熱容量 C を求めた．

(a)　熱容量較正実験方法

（I）　アルゴンガスレーザーを用いた較正実験方法

アルゴンガスレーザーは発振波長0.51458 [μm]のものを使用した．

まずレーザーをパワーメータで測定し，次にボロメーター検出部に入射角60°と90°で出力電圧が一定となるまでレーザーを入射し，出力電圧を測定した．入射角60°の場合は検出部表面で反射したレーザーパワーをパワーメータで測定し，実質のレーザー吸収値を測定した(図2-6-2)．何れの入射角の場合でもレーザーを入射する直前にボロメーターの素子抵抗 R_0 の測定を行った．

（II）　定電流電源を用いたジュール熱パワーによる較正実験方法

定電流電源にボロメーター素子をつないで，電圧が一定となるまで電流を流し，その時の電圧を測定してボロメーター素子抵抗の電気抵抗変化 ΔR を測定した（図2-6-3)．

この定電流電源を用いた較正実験は，1.5mA～2.5mA の範囲で電流を11段階切り換えて行った．

この較正方法は，電流のジュール熱によって変化するボロメーター素子抵抗の抵抗変化を測定し，較正を行う方法である．超高真空中と大気圧中の2通りで実験を行った．

(b)　熱容量較正実験の結果

アルゴンガスレーザーは，入射角60°及び90°で検出部に入射させたが，レーザー吸収値は図2-6-4の

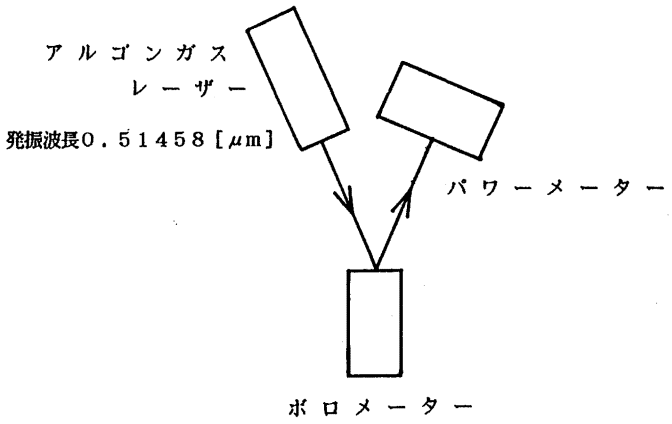

図2-6-2　アルゴンガスレーザーを用いた熱容量較正実験

ように入射角にあまり依存しないことが分かった．

そこで，入射角60°の反射パワーの測定結果からレーザーの反射率を平均すると，入射角60°のレーザーパワー吸収値はレーザー入力値×0.573となったので，入射角90°の場合も図2-6-4のグラフの直線性からこの反射率を適用して，この入射角90°のレーザーパワー吸収値もレーザー入射値×0.573とした．

ここでレーザーを用いた較正実験，超高真空中で定電流電源を用いた較正実験，及び大気中での定電流電源を用いた較正実験の結果を，図2-6-5に示す．なお図2-6-5のアルゴンガスレーザーのグラフは反射を考慮した実質の入力パワーである．

図2-6-5のそれぞれの直線の傾きは，式 (2-6-2) から $\frac{C\cdot S_B}{\alpha\cdot\tau}$ で表されるので，$S_B=0.003^2\pi$ [m²]，$\alpha=2.52\times10^{-3}$[K^{-1}]，大気中，超高真空中の冷却の時定数は測定結果よりそれぞれ1.22 [s]，1.61 [s] を

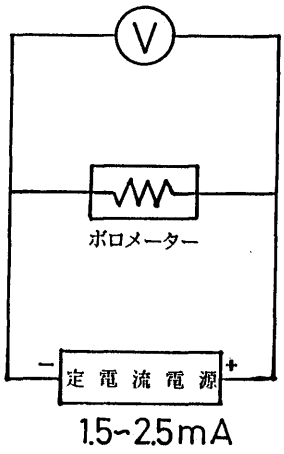

図2-6-3　定電流電源を用いた熱容量較正実験

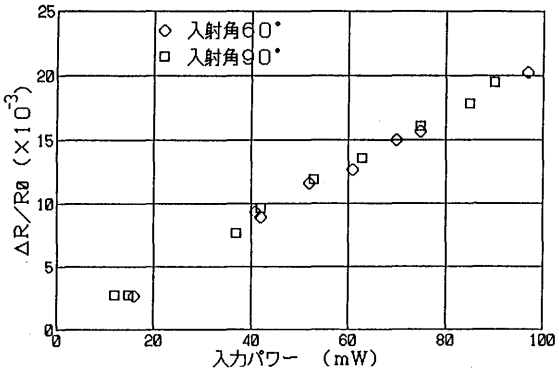

図2-6-4　レーザー入力パワーの角度依存性

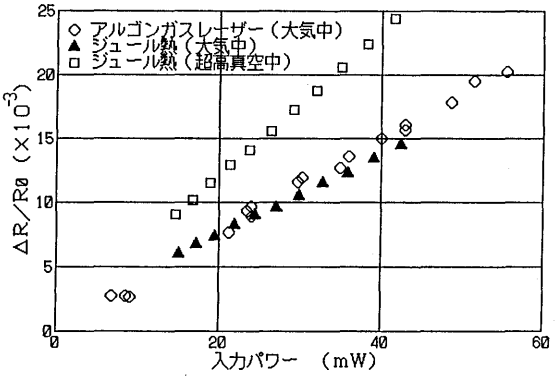

図2-6-5　ボロメーター素子熱容量較正実験の結果

用いて熱容量 C は次の表2-6-1のようになった．ここで C の単位は，[J/(K·m²)] である．

表2-6-1　熱容量較正実験の結果

レーザー	大気中	$C=2.97\times10^2$
ジュール熱	超高真空中	$C=2.39\times10^2$
ジュール熱	大気中	$C=3.14\times10^2$

この実験結果より，大気中でのレーザーとジュール熱による較正値の誤差は5.4%とかなり小さいことが分かった．

また，大気中ジュール熱パワー入力の熱容量と超高真空中ジュール熱パワー入力の熱容量との違いは，入力されたエネルギーは超高真空中ではほぼ断熱されるためボロメーター素子表面から熱伝達することができないが，大気中ではボロメーター表面から大気中に熱伝達できるので，この熱伝達の差から生じたと考えられる．

従って，実際にプラズマからの放射パワーを測定する場合は，この超高真空中で測定したジュール熱による較正値を用いることにした．

3．実　験　結　果

3．1　オーミック加熱放電実験

3．1．1　典型的な放電波形

トロイダル磁場7T，電動発電機を用いたオーミックプラズマ生成実験で得られた典型的なプラズマパラメーターの時間変化を図3-1-1に示す．

順にワンターンループ電圧（V_{LOOP}）プラズマ電流（I_p）ボロメーター出力電圧（V_{OUT}），全放射パワー（P_{rad}），線平均電子密度（$\bar{n}_e$）である．このボロメーター出力電圧を時間微分したものに冷却の補正項を加えたものが放射パワーとなる．

ほとんどの放電で，線平均電子密度と全放射パワーのピークの時刻は一致し，良く似た時間変化を示すことがわかった．これは，2-3節の式 (2-3-4)，(2-3-6)，(2-3-10)，(2-3-14) からも分かるようにプラズマからの放射強度は，他のパラメーターが一定と考えると電子密度に依存するので，線平均電子密度と全放射パワーの時間変化が良く似た変化を示すことは妥当な事だと考えられる．

3．1．2　真空紫外分光器による分光結果と放射パワー

TRIAM-1Mでは，プラズマ生成実験に先だって，プラズマに混入する不純物を低減させるために，真空容器の加熱（ベーキング）及びECR放電洗浄を行って真空容器内に吸着，吸蔵している不純物を追い出し効果を上げている[10]．しかしプラズマの温度が高くなりプラズマ中のイオンがリミターや真空容器の壁にぶつかると，壁から不純物イオンをたたき出し(スパッタリング)，その不純物イオンはプラズマ中で高電離イオンとなって大きな放射損失をもたらす[1]．

TRIAM-1Mでは，リミターの材質がステンレスの場合，プラズマの主な不純物は鉄，クロム，酸素であり，リミターの材質がモリブデンの場合は，モリブデンと酸素であるという結果が得られている[11]．なお，ここでリミターがモリブデンの場合プラズマの不純物源がモリブデンと酸素であるのは，モリブデンの場合はスパッタリングや蒸発によってプラズマにモリブデンが混入したためだと考えられ，酸素の場合はわずかに真空容器内壁やリミターに吸着していた酸素原子だと考えられる．

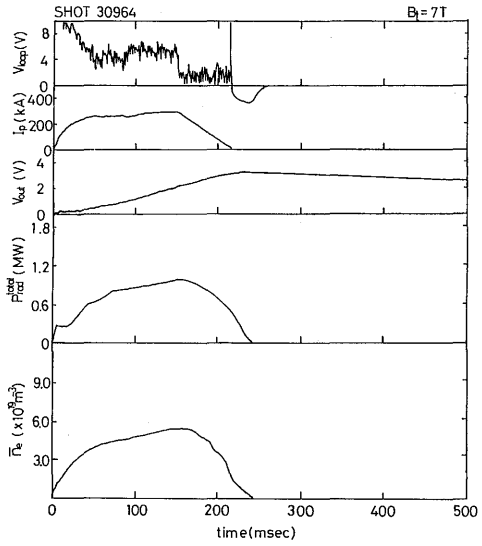

図3-1-1　オーミック加熱放電での典型的な波形

そこで，真空紫外分光器を用いて不純物ラインのフォトマル出力電圧をプラズマ電流が最大時点で測定し，その時の全放射パワーと比較してみた．本実験ではリミターがモリブデンであるので，モリブデン（MoXIII，340.9A）と酸素（OIV，340.9A）について放射パワーとの関係を調べた．

図3-1-2に分光器のフォトマル出力電圧と全放射パワーとの関係を示す．なおフォトマル出力電圧はそのスペクトルでの放射強度に比例する．この結果から，モリブデンと酸素の不純物ライン放射強度が強ければ放射パワーの値も大きくなっており，放射パワーは不純物量に依存していると考えられる．

3．1．3　オーミック加熱放電でのパワーバランス

プラズマへエネルギーを入力してプラズマを加熱し核融合を起こそうという立場からは，入力したエネルギーがどの程度の割合で放射損失として失われているかについて知見を得ることは非常に重要なことである．

そこで，オーミック入力パワーを評価し，オーミック入力パワーに対する放射損失の割合を調べた．

まず，オーミック入力パワー（P_{OH}）の評価について述べる．

プラズマ表面のワンターンループ電圧を V_{surf} とし，ワンターンコイル内の磁束を Φ_1，ワンターンコイルとプラズマ表面の間の磁束を Φ_2，プラズマ内部の磁束を Φ_3 とし，R_p をプラズマ抵抗，I_p をプラズマ電流とすると，V_{surf} は次の式（3-1-1）と式（3-1-2）で表すことができる．

$$V_{surf}=-\frac{d\phi_1}{dt}-\frac{d\phi_2}{dt} \tag{3-1-1}$$

$$V_{surf}=R_pI_p+\frac{d\phi_3}{dt} \tag{3-1-2}$$

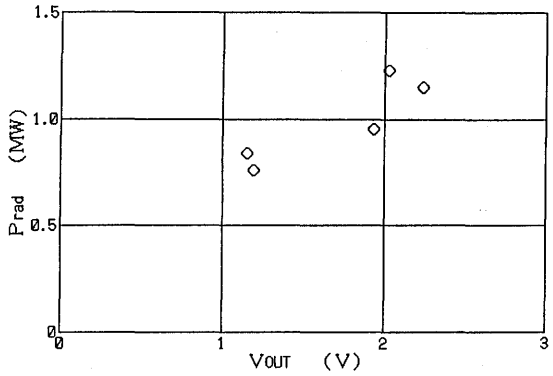

図3-1-2（a） 分光器出力電圧（MoXIII）と全放射パワー

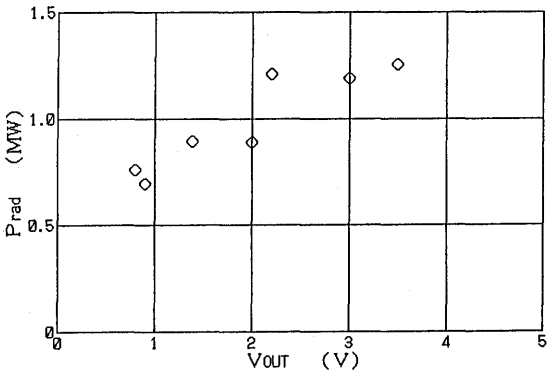

図3-1-2（b） 分光器出力電圧（OIV）と全放射パワー

ここで，

$$V_{LOOP}=-\frac{d\phi_1}{dt} \tag{3-1-3}$$

$$\Phi_2=\mu_0 R\ln\left(\frac{b}{a}\right)\cdot I_p \tag{3-1-4}$$

$$\Phi_3=\mu_0 R\frac{l_i}{2}\cdot I_p \tag{3-1-5}$$

である．但し，V_{LOOP} はワンターンコイルループ電圧，R はプラズマ大半径，a はプラズマ小半径，b はプラズマ中心から4本のワンターンコイルまでの平均距離，$\mu_0 R\frac{l_i}{2}$ は内部インダクタンスである．$R=0.84$ [m]，$a=0.113$ [m]，$b=0.21$ [m]，$\mu_0=4\pi\times10^{-7}$ [H/m] を用いた．

すなわち，式（3-1-1），（3-1-2）は次の式（3-1-6），式（3-1-7）に書き直せる．

$$V_{surf}=V_{LOOP}-\frac{d}{dt}\left\{\mu_0 R\ln\left(\frac{b}{a}\right)\cdot I_p\right\} \tag{3-1-6}$$

$$V_{surf}=R_pI_p+\frac{d}{dt}\left\{\mu_0 R\frac{l_i}{2}\cdot I_p\right\} \tag{3-1-7}$$

式（3-1-6），(3-1-7）から抵抗性電圧（V_R）は

$$\begin{aligned}V_R&=R_pI_p\\&=V_{LOOP}-\frac{d}{dt}\left\{\mu_0 R\ln\left(\frac{b}{a}\right)\cdot I_p+\mu_0 R\frac{l_i}{2}\cdot I_p\right\}\end{aligned} \tag{3-1-8}$$

となり，オーミック入力パワーは次式で表され，オーミック入力パワーはこの式 (3-1-9) を用いて評価した．

$$\begin{aligned}P_{OH}&=V_R\cdot I_p\\&=\left(V_{LOOP}-\frac{d}{dt}\left\{\mu_0 R\ln\left(\frac{b}{a}\right)\cdot I_p+\mu_0 R\frac{l_i}{2}\cdot I_p\right\}\right)\cdot I_p\end{aligned} \tag{3-1-9}$$

ここで l_i は，プレッシャーパラメーター（Λ），ポロイダルベータ（β_p）から次式 (3-1-10) を用いて評価した．

$$l_i=2(\Lambda-\beta_p+1) \tag{3-1-10}$$

また β_p は次式 (3-1-11) から求め，

$$\beta_p=\frac{\overline{p}}{\overline{B_p^2}/2\mu_0}\cdot\frac{1+\kappa^2}{2} \tag{3-1-11}$$

$\overline{p}$ はプラズマ圧力，$\overline{B_p}$ はプラズマ電流がつくる磁気圧，κ は非円形度である．$\overline{p}$ と $\overline{B_p}$ は次式を用いて求めた．

$$\overline{p}=\int n_e(T_e+T_i)dv \tag{3-1-12}$$

$$\overline{B_p}=\frac{\mu_0 I_p}{2\pi a} \tag{3-1-13}$$

但し，n_e（電子密度）は式 (3-1-14) のようにポロイダル断面での分布をパラボラと仮定し，T_e（電子温度），T_i（イオン温度）は式 (3-1-15)，(3-1-16) のように小半径分布実測値を用いてフィッティングを行って分布を求め，式 (3-1-12) はこれら式 (3-1-14)，式 (3-1-15)，式 (3-1-16) を用いて求めた．

$$n_e(r)=n_e(0)\left\{1-\left(\frac{r}{a}\right)^2\right\} \tag{3-1-14}$$

$$T_e(r)=T_e(0)\left\{1-\left(\frac{r}{a}\right)^2\right\}^{\alpha} \tag{3-1-15}$$

$$T_i(r)=T_i(0)\left\{1-\left(\frac{r}{a}\right)^2\right\}^{\beta} \tag{3-1-16}$$

ここで，式 (3-1-9) からオーミック入力パワーを求める際には l_i，I_p の時間変化を求める必要がある．しかしトムソン散乱による電子温度測定では，オーミック加熱放電のような短い時間の放電では1SHOT で1度しか測定できない．そこで，電子温度を測定した9SHOT 分についてオーミック入力パワーを評価した．

また，l_i，I_p の時間変化はトムソン散乱による電子温度測定時刻の±10msec 間の時間変化で評価した．但し l_i の時間変化を求める際には式 (3-1-12) から電子温度の時間変化も求めなければならないがここでは電子温度は時間変化しないと仮定して評価を行った．しかし実測値の電子温度の 2 倍で l_i の計算を行っても l_i の評価は約 5 %ほどしか変わらないので，上記の仮定を用いても l_i の誤差は無視できると考えられる．

電子温度測定時点でのプラズマ電流値と，オーミック入力パワーの評価，全放射パワー，オーミック入力パワーに対する全放射パワーの割合との関係を図 3 -1-3，図 3 -1-4，図 3 -1-5に示す．図 3 -1-5から電子温度測定時点でのオーミック入力パワーに対する全放射パワーの割合は50～70%と評価できた．

次に，プラズマ電流が最大時点でのオーミック入力パワーに対する全放射パワーの割合を評価する．

オーミック入力パワーは，プラズマ電流最大時点で式 (3-1-9) の $\dot{I}_p$ を $\dot{I}_p=0$ とし，またプラズマ電流最大時点では Λ，T_i，n_e の時間変化があまり見られなかったので $\dot{l}_i$ も $\dot{l}_i=0$ と仮定して式 (3-1-9)

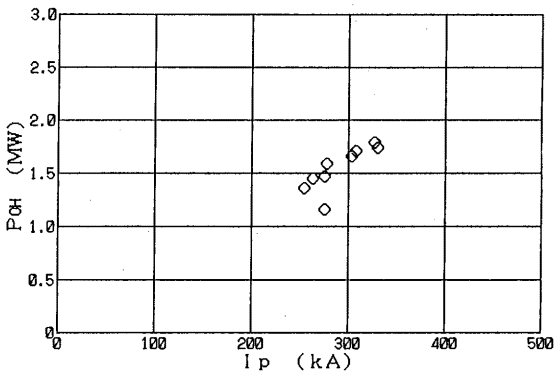

図 3 -1-3　電子温度測定時点での，プラズマ電流とオーミック入力パワー

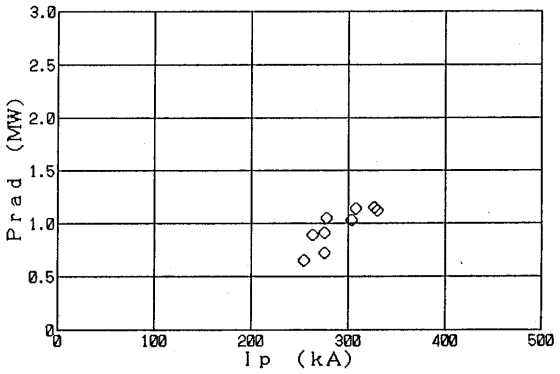

図 3 -1-4　電子温度測定時点での，プラズマ電流と全放射パワー

から求めた．なお放電はディスラプションのないきれいな放電を選んだ．

プラズマ電流が最大となったときのプラズマ電流値と，その時のオーミック入力パワー，全放射パワー，オーミック入力パワーに対する全放射パワーの割合との関係を図3-1-6，図3-1-7，図3-1-8に示す．

図3-1-8から，図3-1-5と大体同じようにオーミック入力パワーに対する全放射パワーの割合は50～70%と評価することができた．

次に他のトカマク装置と，オーミック入力パワーに対する全放射パワーの割合の比較を行ってみる．表3-1-1に，JET[12]，TFTR[6]，JT-60[13]，JIPP-T-II U[14]，ASDEX[15] でのオーミック入力パワーに対する全放射パワーの割合を示す．

なお，TFTR と JT-60 のリミターは TiC コーティングが施されている．

このように TRIAM-1M では他の装置と比べて，オーミック入力パワーに対する放射損失は大体同じ

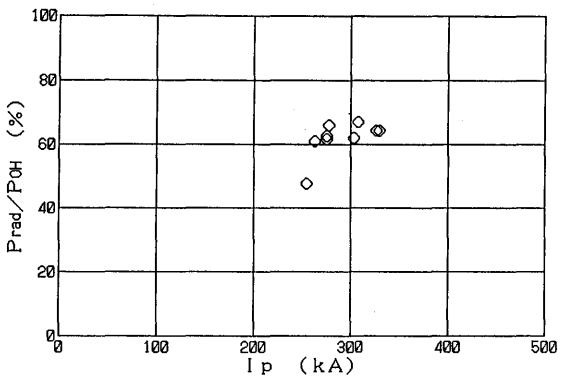

図3-1-5 電子温度測定時点での，プラズマ電流とオーミック入力パワーに対する全放射パワーの割合

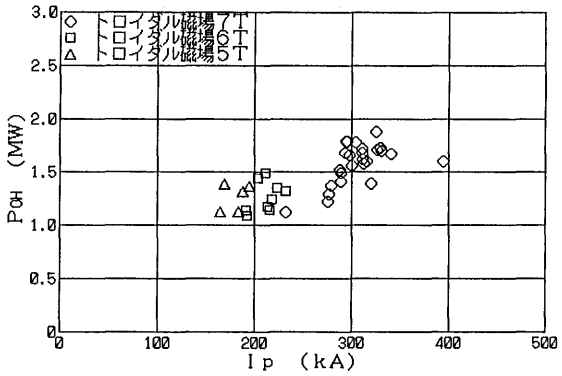

図3-1-6 プラズマ電流最大時点での，プラズマ電流とオーミック入力パワー

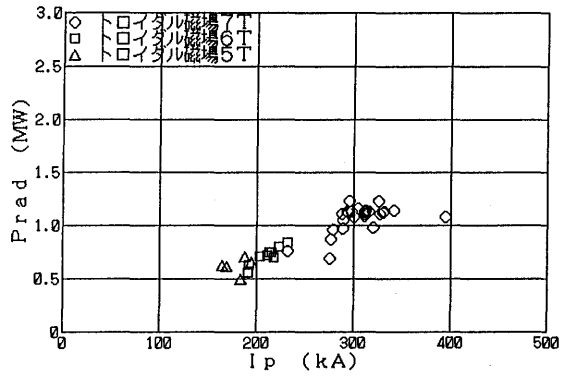

図3-1-7 プラズマ電流最大時点での，プラズマ電流と全放射パワー

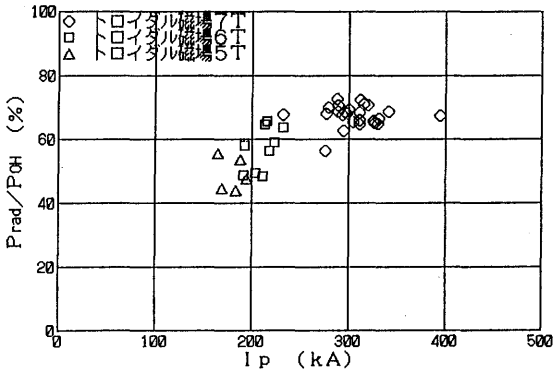

図3-1-8 プラズマ電流最大時点での，プラズマ電流とオーミック入力パワーに対する全放射パワーの割合

表3-1-1 他装置との比較

装置名	P_{rad}/P_{OH}	プラズマ電流	リミター材質
JET	70～100%	3.6MA	C
TFTR	60～100%	1.4MA	TiC-C
JT-60	75～100%	1～1.5MA	TiC-Mo
JIPP-T-IIU	～ 50%	220kA	SUS
JIPP-T-IIU	～ 30%	220kA	C
ASDEX	64%	250kA	SUS
TRIAM-1M (OH)	50～ 70%	200～350kA	Mo
TRIAM-1M (LHCD)	35～ 50%	20～ 25kA	Mo

ような値で評価することができた.

3．2　低域混成波による電流駆動実験

3．2．1　典型的な放電波形

まず，ボロメーターの長時間放電での問題点について述べる.

オーミック加熱放電のように短い時間のプラズマ生成実験（～250msec）の場合は問題とはならないが，低域混成波を用いた長時間の電流駆動実験の場合は，電磁波による素子部の温度上昇のほかに支持物からの熱伝導による温度上昇を考慮しなければならない．図3-2-1の出力電圧（V_{OUT}）を見ると分かるように，放電開始時に0[V]であるボロメーターの出力電圧は，放電終了後長い時間を経ても0[V]に戻らない．これは，支持物の熱容量が大きくしかも非常に長い冷却の時定数をもつために，放電終了後もなかなか元の放電前の温度に戻らず，ボロメーター出力電圧も0[V]に戻らないと考えられる.

そこで，元に戻らなかった温度上昇分が支持物からボロメーター素子に加わった熱だと考え，またその熱は放電中一定に伝わり一定の温度上昇を加えたと仮定して，長時間の電流駆動実験での放射パワーは式（2-5-1）を用いず次式（3-2-1）を用いて出力電圧の補正を行い評価した.

$$P(i)=\frac{A\cdot C\cdot S_B}{\alpha\cdot R_0}\cdot \frac{[\Delta V(i+1)-d(i+1)]-[\Delta V(i-1)-d(i-1)]}{2\cdot(\Delta t\cdot Ave)}+\frac{\Delta V(i)-d(i)}{\tau} \tag{3-2-1}$$

但し，

$$d(i)=(i\cdot\Delta t\cdot Ave)\frac{V_{OUT}^{end}}{time} \tag{3-2-2}$$

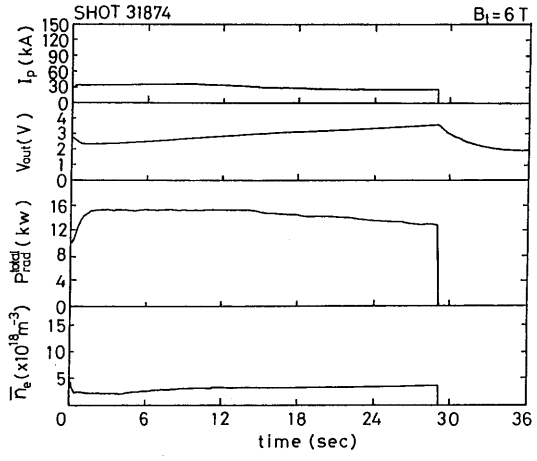

図3-2-1　LHCD放電での典型的な波形

であり，V_{out}^{end} は元に戻らなかった出力電圧値，*time* は放電持続時間である．

次に，図3-2-1に周波数2.45GHzを用いた低域混成波による電流駆動実験での典型的なプラズマ電流，ボロメーター出力電圧，補正を行った全放射パワー，線平均電子密度の時間変化を示す．

放電中は，プラズマ電流，全放射パワー，線平均電子密度の時間変化はほぼ一定で，安定した放電である．

電流駆動時での分光計測から，放電中にプラズマ位置の大きな変動があった場合は，一時的に不純物（主としてモリブデン）の量の増加が認められるが，通常の放電では電子密度に対する不純物相対量は時間変化せず，不純物が蓄積しないという結果を得ている[11]．

この放射パワー測定でも通常の放電では時間と共に急激に放射パワーが増加するという事は得られなかったので，電流駆動実験では不純物は蓄積していないという事を裏付けていると考えられる．これは長時間プラズマを良く位置制御し，壁からスパッタリング等によって流入する不純物イオンを防いで定常的なプラズマを生成しているためだと考えられる．

この事によりTRIAM-1Mでの低域混成波による長時間放電は，放射パワー測定においても安定した放電だということがいえる．

3．2．2　電流駆動時のパワーバランス

低域混成波伝送系の透過率，反射率を考慮して低域混成波のプラズマへの入力パワーを評価し，入力パワーに対する全放射パワーの割合の電子密度依存性を図3-2-2に示す．

入力パワーに対する全放射パワーの割合は線平均電子密度とはあまり依存がないということが分かる．

オーミック入力パワーに対する全放射パワーの割合はオーミック加熱放電と比べるとやや低い割合で，35～50%と評価できた．

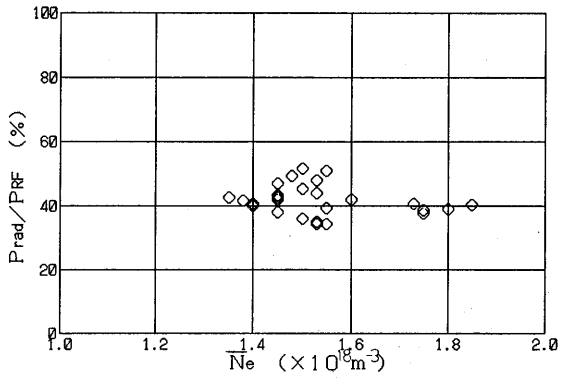

図3-2-2　電流駆動時の，線平均電子密度とRF入力パワーに対する全放射パワーの割合

4．結　　論

強トロイダル磁場実験装置 TRIAM-1M でボロメーターを用いた放射損失計測を行い，以下の結論を得ることができた．

プラズマから放出された放射エネルギーを放射吸収体 (SUS304) を用いて熱エネルギーに変換し，そしてその吸収体の温度上昇を抵抗体 (Ni) の電気抵抗変化で読みとり，その抵抗変化はブリッジ回路を用いて電圧変化で測定し，放射パワーを測定することができた．またボロメーター素子抵抗体の温度係数，放射吸収体の冷却の時定数，熱容量を較正し，放射パワーを精度良く測定することができた．

オーミック加熱放電での典型的な放射パワーの波形は，線平均電子密度と良く似た波形を示すことが分かり，オーミック加熱放電での入力パワーに対する放射損失量は50～70％と評価する事ができた．他のトカマク装置と比べると同程度の値だということが分かった．また，オーミック加熱放電で真空紫外分光器を用いて MoX III と O IV の放射強度を測定したところ，この不純物放射強度は放射パワーに依存することが分かった．

周波数 2.45GHz の低域混成波を用いた電流駆動実験での典型的な放射パワーの時間変化はプラズマ電流，電子密度とともにほぼ一定で，ボロメーターによる放射パワー測定においても TRIAM-1M における長時間放電は安定した放電だということが分かった．また，この電流駆動実験で入力パワーを評価し，入力パワーに対する放射損失の割合を求めると35～50％と評価する事ができた．オーミック加熱放電に比べると低い割合だという事が分かった．

今後の課題としては，長時間放電では電磁波による素子部の温度上昇の他に支持物からの熱伝導によって素子部の温度が上昇しているので，この熱伝導による温度上昇の詳しい解析が必要である．そして長時間放電にも精度良く測定できるボロメーターの開発も行わなければならない．

また，ボロメーターを小型化してアレイ状に組んで，放射損失の空間分布を測定し，より詳しくプラズマの状態を調べる必要があると考えられる．

参　考　文　献

1）宮本健郎，核融合のためのプラズマ物理　改訂版（岩波書店，1987）．

2）R. V. Jensen, D. E. Post, W. H. Grasberger, W. A. Lokke, Nucl. Fusion, **17** (1989) 1187.

3）伊藤智之，上瀧恵里子，Journal of the Atomic Energy Society of Japan, **31** (1989) 638.

4）西谷健夫，永島圭介，原　　誠，竹内　浩，核融合研究　別冊　**59** (1988) 226.

5）E. R. Muller, Max-Planck Institu fur Plasmaphysik Report No. ipp III/56 (1980).

6）J. Schivell, Review of Scientific Instruments, **56** (1985) 972.

7）赤碕正則，村岡克紀，渡辺征夫，蛯原健治，プラズマ工学の基礎（産業図書，1984）．

8）プラズマ核融合学会編，プラズマ診断の基礎（名古屋大学出版会，1990）．

9）S. Besshou, S. Morimoto, O. Motojima, T. Obiki, A. Iiyoshi and K. Uo, Japanese Journal of Applied Physics, **23** (1984) 839.

10）樋渡政洋，九州大学総合理工学研究科修士論文，(1986)．

11) 深見大，九州大学総合理工学研究科修士論文，(1990).

12) K. F. Mast, H. Krause, K. Behringer, A. Bulliard, G. Magyar, Review of Scientific Instruments, **56** (1985) 969.

13) T. Nishitani, K. Itami, K. Nagashima, S. Tsuji, N. Hosogane, H. Yoshida, T. Ando, H. Kubo and H. Takeuchi, Nucl. Fusion, **30** (1990) 1095.

14) I. Ogawa, K. Kawahata, Y. Ogawa, T. Watari, N. Noda, K. Masai, E. Kako, S. Tanahashi, K. Toi and J. Fujita, Journal of Physical Society Japan, **56** (1987) 535.

15) E. R. Muller, K. Beheringer, H. Neidermeyer, Nucl. Fusion, **22** (1982) 1651.

(平成6年3月28日受理)