

TRIAM-1Mにおける高密度長時間電流駆動時の硬X線計測

小原, 泰成

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/10.15017/4743968>

出版情報 : 応用力学研究所所報. 75, pp.107-120, 1993-09. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



TRIAM-1M における高密度長時間電流駆動時の硬X線計測

小 原 泰 成* 山ヶ城 尚 志+
川 崎 昌 二§ 上 瀧 恵里子*
牧 野 賢 一++ 中 村 一 男//
伊 藤 早 苗** 中 村 幸 男**
伊 藤 智 之**

概 要

TRIAM-1M における高密度長時間電流駆動時に放射される硬X線を小半径方向にわたって計測した。放電初期の定常状態において硬X線分布の隣接導波管の位相差 ($\Delta\phi$), トロイダル磁場 (B_t) に対する変化はランチャーから放射される波のパワースペクトルと低域混成波の近接条件によって定性的に説明することができた。また、プラズマ電流が数秒後に減少する放電では、プラズマ中心での実効電荷数 (Z_{eff}) の値が時間的に増加していることが硬X線カウント数の時間変化から分かった。

Key words : Hard X-Ray measurement, Lower hybrid accessibility condition

1. 序 論

核融合炉の実現に向けては、未だ数多くの問題点が残されている。まず、高温高密度のプラズマをある時間閉じ込めなければならない。プラズマの閉じ込めに関して、現在最も成果を挙げている装置はトカマク装置である。最近の核融合研究の成果では、イギリスの JET における D-T burning の成功など大型トカマク装置における高温高密度プラズマの生成がある。一方、実用化に向けては、このようなプラズマを定常的に維持する研究が不可欠となる。トカマク装置はパルス的な誘導電場によって放電を

*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 (現在キャノン株式会社)

+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

行っているため、放電を長時間維持するためには非誘導型の電流駆動を行わなければならない。近年、多くのトカマク装置では低域混成波を用いた電流駆動実験 (LHCD) が行われ、プラズマの長時間化や安定性に関する研究が進められている。フランスの超伝導トカマク TORE-SUPRA では準定常状態ではあるが1分を越える放電 (1MA, $3.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$) に成功している¹⁾。また、TORE-SUPRA や JET では低域混成波とイオンサイクロトロン波との重畳実験において電流密度分布を制御する試みもなされている²⁾。TRIAM-1M でもこの低域混成波を用いた電流駆動実験が行われ、これまでに1時間を越える放電に成功している³⁾。TRIAM-1M では、さらに高密度での定常放電の実現に向けて新たに周波数8.2 GHzの低域混成波を用いた電流駆動実験が実施された。このような高周波数の波による高密度電流駆動実験は世界的にも新しく、今後の電流駆動実験の動向を探るうえで重要である。本研究では、このような高密度電流駆動時のプラズマ電流を担っている高エネルギー電子の振る舞いについて調べるという目的で硬X線計測を行った。

2. 実験装置

2.1 8.2GHz 電流駆動システム

これは電流駆動を行なうために高周波を生成し、プラズマに入射するためのシステムである。その主な構成は、励振部、25kWのクライストロン増幅器、伝送導波管、ランチャーであり、全部で8系統からなる。各系統は伝送部で上下2つにわかれ、ランチャー部で8列2段に収束される。ランチャー先端のグリルの寸法はプラズマに入射されるマイクロ波のパワースペクトルを決める⁴⁾。8.2GHz ランチャー

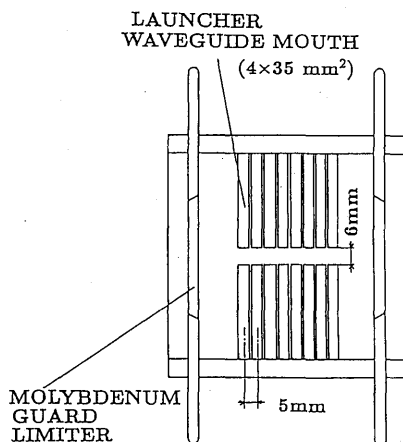


図1 8.2GHz ランチャーグリル断面

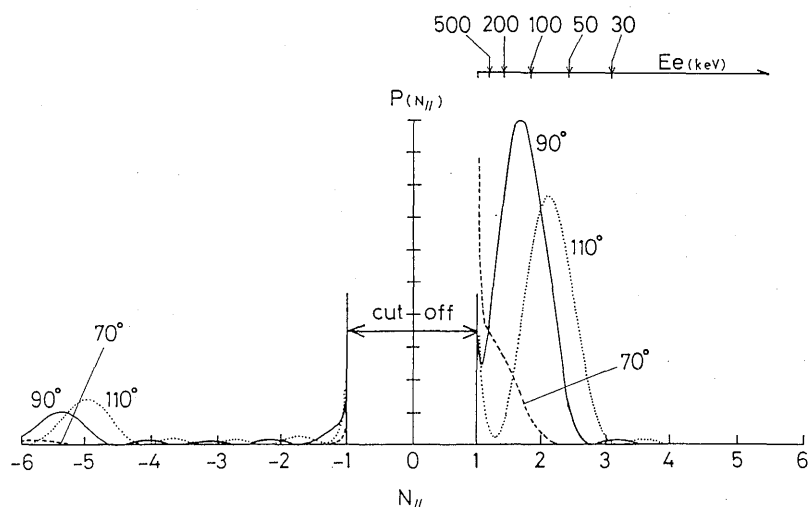


図2 8.2GHz ランチャーから放射されるパワースペクトル

のグリル形状を図1に入射時のパワースペクトルを図2に示す。図2のように、各系統間のマイクロ波の位相差により、入射される波のトロイダル磁場に平行な方向の位相速度の成分が変化し、共鳴する磁力線方向の高エネルギー電子のエネルギー領域も変化する。

2.2 硬X線計測システム⁵⁾

オーミック放電の場合の逃走電子によるリミターとの衝突や、RFによりプラズマ内部に生成された高エネルギー電子とイオンとの衝突の際には、制動放射により硬X線が放射される。この硬X線を図3に示すようなポロイダル断面に沿って鉛直上向きに並べられた、7つの検出器によって測定した。X線は鉛コリメーターによりコリメートされ、検出器であるNaI(Tl)シンチレータに到達する。シンチレータに到達したX線は500keV以下のものはほとんど

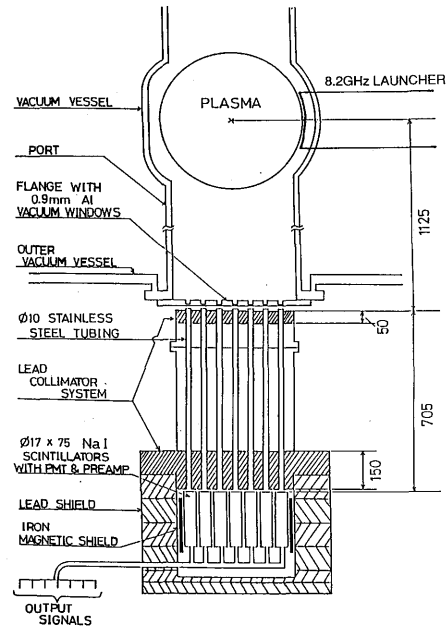


図3 7チャンネル硬X線計測システム

吸収され、X線のエネルギーに比例した全エネルギーを持つフォトン群を放出する。これらのフォトンにはフォトマルの光電面で電子に変換され、増幅されて電気信号に換えられる。この電気信号は波高分析されてエネルギー分割数512のメモリー領域に波高値が格納される。これらのデータはCAMACで読み取られ、以下の4つを出力している。

- 1) 各系統のエネルギースペクトル
- 2) エネルギースペクトルが $N(E) = N_0 \cdot \exp(-E/T_{ex})$ と表せたとしてその傾きを最小二乗法で近似して得られる“実効的なX線の温度”
- 3) 単位時間、単位エネルギー当たりの任意のエネルギーのカウント数の小半径方向分布
- 4) 実効的なX線の温度分布とカウント数分布の時間変化

ここで任意のエネルギーのカウント数は、そのエネルギーに最も近いチャンネルの前後2つずつの計5つの平均値を取っている。また、スペクトロスコーピーADCでの各系統の最大波高値が同じX線のエネルギーになるように、実験前にCs¹³⁷の固有X線のエネルギーを用いてエネルギー較正を行なっている。

2.3 高密度電流駆動放電への対処

高密度電流駆動放電において硬X線計測システムの各チャンネルでのX線信号を調べたところ、硬X線計測の中心位置からトラス内側にわたって信号パルスのパイルアップがみられた。このままではエネルギースペクトルの形が歪められてしまう。そこでX線強度を減少させ、その分を計算機で補正するようにした。硬X線のカウント数を減らす方法としては以下の2通りが考えられる。

- 1) コリメーターの内径を小さくする。
- 2) プラズマと検出器の間に吸収体をおく。

低エネルギーの硬X線のカウント数を減らすだけならば後者で十分であるので今回の実験では後者の方法で行なった。吸収体としては非磁性体であり、あまり厚手のものにならないようなものとして銅板（密度：8.9g/cm³）を選んだ。銅板の厚さとX線の透過率との関係（図4）を考慮し、銅板の厚さを0.5mmとした。これから計算機で用いる補正係数として以下の結果を得た。（E：X線のエネルギー）

- (1) $E < 30\text{keV}$

データを出ししない

- (2) $30\text{keV} < E < 80\text{keV}$

$$\mu_m = a \times E^b \quad (a = 122479,$$

$$b = -2.748)$$

$$\eta_{\text{Cu}} = \exp(0.445 \times \mu_m)$$

- (3) $80\text{keV} < E < 200\text{keV}$

$$\mu_m = 1.0124 - 0.004635 \times E$$

$$\eta_{\text{Cu}} = \exp(0.445 \times \mu_m)$$

- (4) $E > 200\text{keV}$

$$\eta_{\text{Cu}} = 1.0$$

出力するカウント数 N は $N = N_0 \times \eta_{\text{Al}} \times \eta_{\text{Cu}}$ (N_0 : 取り込んだカウント数, η_{Al} : Al による補正係数, η_{Cu} : Cu による補正係数) としてデータの処理に用いた。

2.4 硬X線放射と観測量

計測する硬X線の主なものはプラズマ中に生成された高エネルギー電子とイオンとの制動放射である。プラズマの単位体積 d^3r から単位時間 dt , 単位エネルギー dk 当たり, 単位立体角 $d\Omega$ へ放射される硬X線の数は,

$$\frac{dn(k, T, \theta_r)}{dk \cdot dt \cdot d^3r \cdot d\Omega} = n_{\text{el}}(r) \cdot n_{\text{eb}}(r) \cdot Z_{\text{eff}}(r) \cdot C_n \int f(p_{\parallel}, p_{\perp}) \cdot v \cdot \frac{d\sigma(k, T, \theta_{rv})}{dk \cdot d\Omega} d^3p \quad (2.1)$$

θ_r : 磁場方向と硬X線放射方向のなす角 (ここでは90度)

θ_{rv} : 高エネルギー電子と硬X線放射方向のなす角

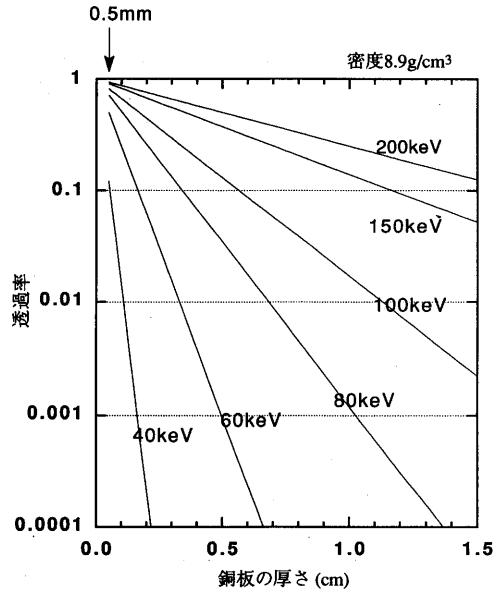


図4 銅板の厚さに対するX線の透過率

C_n : 規格化定数

T : 高エネルギー電子の運動エネルギー

n_{eb}, n_{et} : バルク電子密度, マイクロ波によってその進行方向に生成された高速電子(以後テイル電子と呼ぶ) 密度

Z_{eff} : 実効電荷数

$d\sigma/dk \cdot d\Omega$: $Z=1$ のイオンと運動エネルギー T の高エネルギー電子との衝突によって放射される硬X線の微分断面積

と表される。これを、検出器側が観測する量に変換する。まず、検出器がプラズマを見る立体角を $d\Omega_0$, この立体角が見るプラズマの体積を V とする。この体積 V の任意の位置から検出器を見る立体角 $d\Omega'$ はプラズマと検出器間の距離 l が十分離れているなら、この体積内で同じである。したがって検出器が観測する硬X線単位エネルギー、単位時間当たりのカウント数として、次式が得られる。

$$\frac{dn(k)}{dk \cdot dt} = d\Omega' \cdot \int_V n_{et}(r) \cdot n_{eb}(r) \cdot Z_{eff}(r) \cdot d^3r \cdot C_n \int f(p_{||}, p_{\perp}) \cdot v \cdot \frac{d\sigma(k, T, \theta_{rv})}{dk \cdot d\Omega} d^3\vec{p} \quad (2.2)$$

これから、硬X線の小半径方向分布は $n_{eb}(r)$, $n_{et}(r)$, $Z_{eff}(r)$ の分布形状で決まること、実効的な硬X線の温度は高エネルギー電子の速度分布関数 $f(p_{||}, p_{\perp})$ によることになる。

3. 実験結果および解析

3.1 放電初期の定常状態における硬X線計

測結果

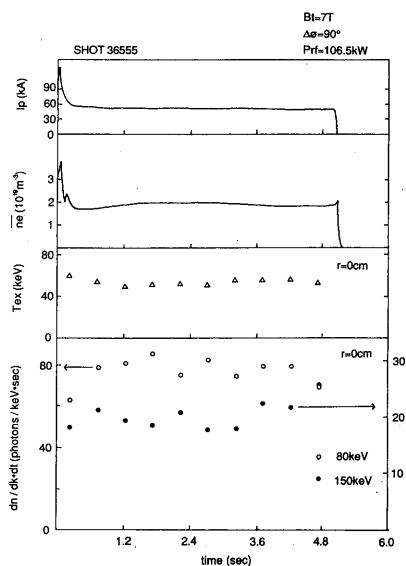


図5 放電初期の定常状態における放電波形

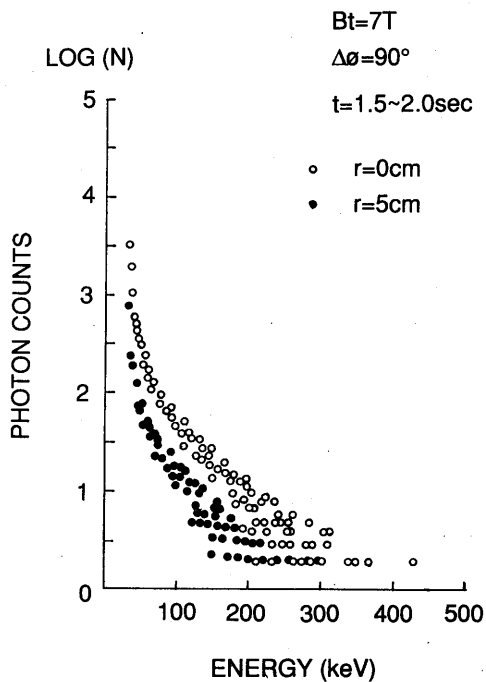


図6 定常状態における典型的な硬X線エネルギースペクトル
安定した放電における $r=0$ cm, + 5 cm のスペクトル

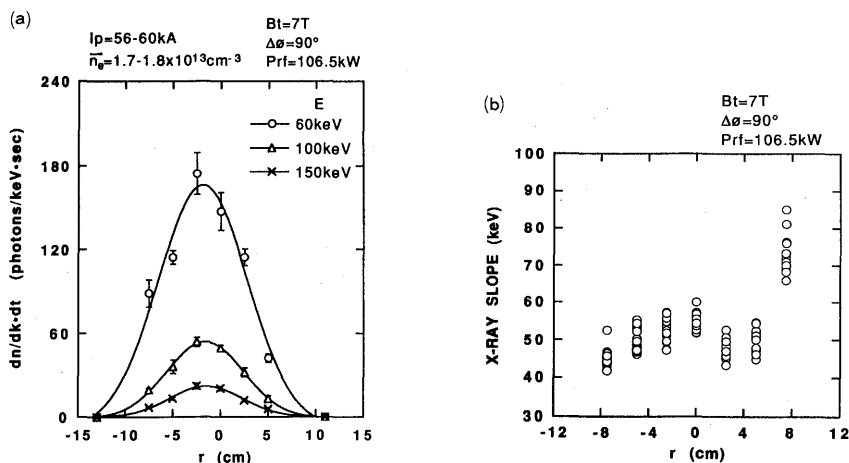


図 7(a) 典型的な硬X線カウント数の小半径方向分布

(b) 典型的な実効的硬X線の温度の小半径方向分布

安定した放電におけるプラズマ電流, 線平均電子密度, $r = 0$ cmでの実効的な硬X線の温度と $E = 80$ keV, 150 keV の硬X線カウント数の時間変化を図5に, またその時の典型的な硬X線のエネルギースペクトルを $t = 1.5 \sim 2.0$ sec, $r = 0$ cm, $+5$ cmについて図6に示した. オーミック電場の影響を受けていない電流駆動の場合, その電流を担っているのはほとんど高エネルギー電子であると考えられるので, このような安定した放電ではプラズマ電流と同様に硬X線カウント数もほぼ一定となる. 放射される硬X線のエネルギーは, 高エネルギー電子の持っているエネルギーより小さく, 硬X線の放射される方向は低エネルギーの硬X線ほど電子の入射方向に依存しないので, トロイダル方向に対して90度で測定しているこの計測においては低エネルギーの硬X線ほどその数は多くなる.

次に, 硬X線カウント数 ($E = 60, 100, 150$ keV) と実効的な硬X線の温度の小半径方向分布を図7(a), (b)に示した. また, カウント数分布をガウス分布でフィッティングし, その分布幅 ($y = A \exp(-(x-B)^2/C^2)$ における C) のX線エネルギーに対する変化を図8に示す. 硬X線カウント数分布は高エネルギーになるほど中心集中型になり, 実効的な硬X線の温度分布は小半径方向の中心部で盛り上がった形になる. これは, 位相速度の速い波ほどバルク電子温度が高い領域でなければ吸収されないことを示している. 実効的な硬X線の温度分布が 2.45 GHz LHCD^0 と異

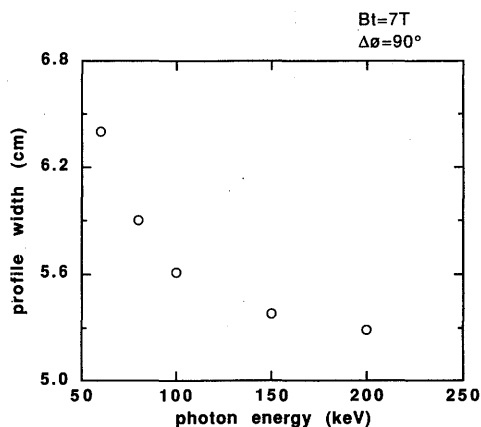


図 8 硬X線カウント数分布幅のX線エネルギーに対する変化

なっているのは、8.2GHz LHCD の場合には導波管数が多くパワースペクトルの形が急峻になっているためであると思われる⁴⁾。

3.2 放電初期の定常状態における硬X線分布のパラメータ依存性

3.2.1 $N_{\parallel}$ パワースペクトルの影響

隣接導波管の位相差を変えることで図2に示したように波の放射スペクトルが変わる。この放射スペクトルの違いにより、波が吸収されるプラズマの温度領域が変わり、従ってその空間位置が変わる。その結果、波動エネルギーを吸収した電子がイオンと衝突して硬X線を放射するために硬X線分布に影響を与える。図9(a), (b)に $\Delta\phi$ の変化に対する硬X線カウント数分布, 実効的な硬X線の温度分布の変化の様子をそれぞれ示す。この時、 $\Delta\phi$ が変化してもプラズマ中心部での $N_{\parallel acc}$ はほぼ一定である。トロイダル磁場が7Tの時、カウント数分布は $\Delta\phi$ が130度, 110度, 90度となるにつれ中心集中型になり、70度では周辺で跳ね上がっているのがわかる。これは図2の $N_{\parallel}$ パワースペクトルから $\Delta\phi$ が小さいほど、波の位相速度の速い成分が主体となり、プラズマ中心部のよりバルク電子温度の高い領域で波のエネルギーが吸収されているためと思われる。しかし、 $\Delta\phi$ が70度の場合には $N_{\parallel}$ パワースペクトルの主要部分は、 $N_{\parallel acc}=1.18$ という条件ではプラズマ中心まで届くことができず、そのエネルギーは周辺に集積されていると考えられる。この傾向は、実効的な硬X線の温度分布の変化とも矛盾していない。

3.2.2 波の近接性の影響

波の近接性はトロイダル磁場と電子密度が変化すれば変わる。今回の実験では硬X線分布のトロイダル磁場依存性を波の近接性という視点から検討した。具体的に図10(a), (b)にそれぞれ $\Delta\phi=70^\circ, 90^\circ$ でトロイダル磁場を変えたときの硬X線カウント数分布を、図10(c)に $\Delta\phi=90^\circ$ での実効的な硬X線の

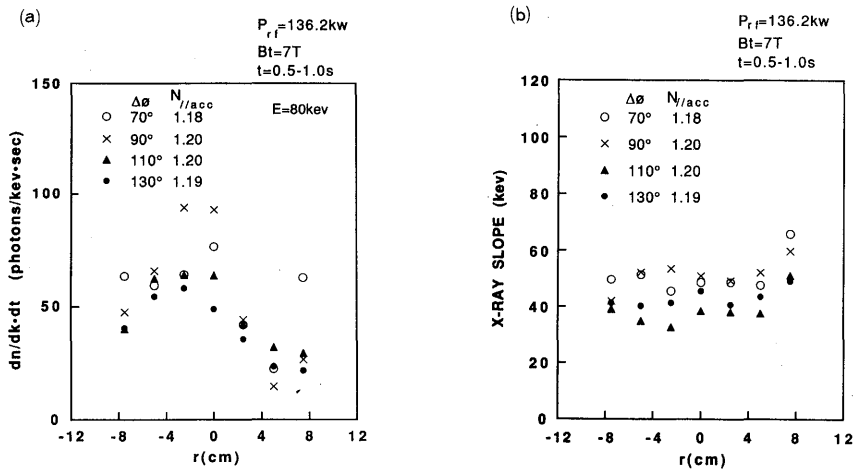


図9(a) 硬X線カウント数分布の $\Delta\phi$ 依存性
(b) 実効的な硬X線の温度分布の $\Delta\phi$ 依存性

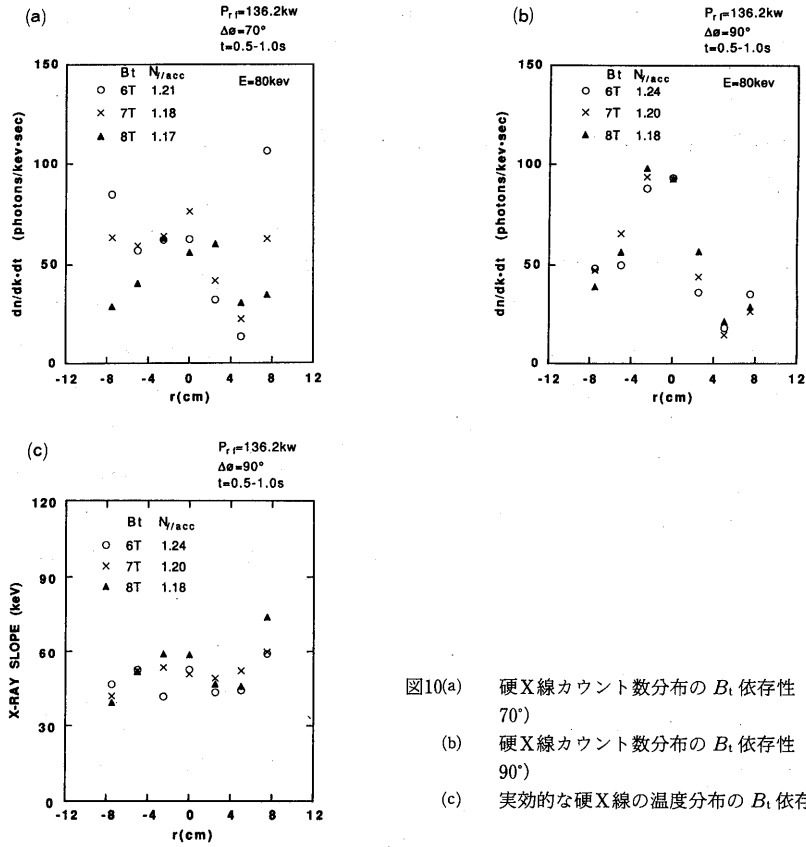


図10(a) 硬X線カウント数分布の Bt 依存性 ($\Delta\phi = 70^\circ$)
 (b) 硬X線カウント数分布の Bt 依存性 ($\Delta\phi = 90^\circ$)
 (c) 実効的な硬X線の温度分布の Bt 依存性

温度分布の変化を示す。カウント数分布では $\Delta\phi$ が 90° においてトロイダル磁場に対する変化はあまりみられないが、 $\Delta\phi$ が 70° 度ではトロイダル磁場が小さくなるほど周辺での硬X線カウント数の増加がみられた。実効的な硬X線の温度分布は $\Delta\phi$ を変化させたときほどの温度の増減はみられなかった。波の近接性の影響は位相速度の速い波に対して現われるので、 $N_{\parallel}$ が小さい波が主体となっている $\Delta\phi = 70^\circ$ のときカウント数分布が変化していると考えられる。また、生成される高エネルギー電子のエネルギー領域に対しては、トロイダル磁場による波の近接性の改善(トロイダル磁場が6Tから8Tに変わるとき、最大共鳴エネルギーは約397keVから473keVに変化する。)よりも、 $\Delta\phi$ の変化によるパワースペクトルの変化の方がはるかに影響力があると思われる。このために実効的な硬X線の温度はトロイダル磁場を変えた場合、変化が少ないと解釈できる。

このように硬X線のカウント数分布と実効的な硬X線の温度分布の $\Delta\phi$, Bt に対する依存性は、波のパワースペクトルと近接性によって概略説明できた。

この近接性の影響の様子を波動伝搬軌道解析を使って調べた。このときに使用したパラメーターを表1に示し、計算結果を図11に示した。図11はトーラスのポロイダル断面を示しており、円がプラズマ小半径を表している。ランチャーから出た波が cut-off 領域を透過してプラズマ小半径の位置に到達した

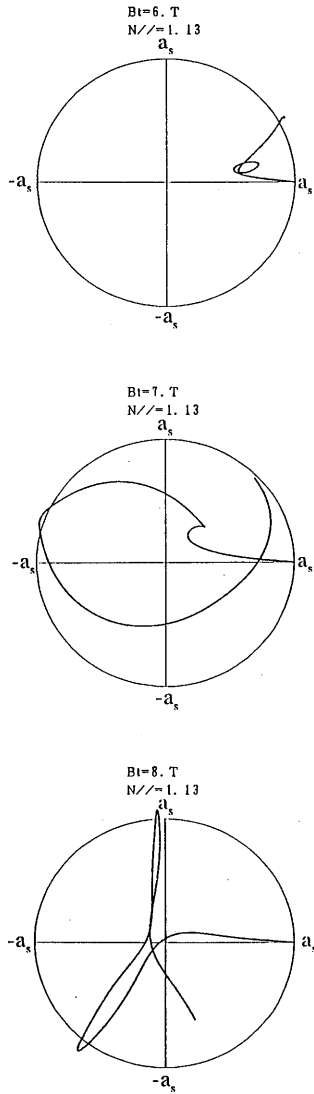
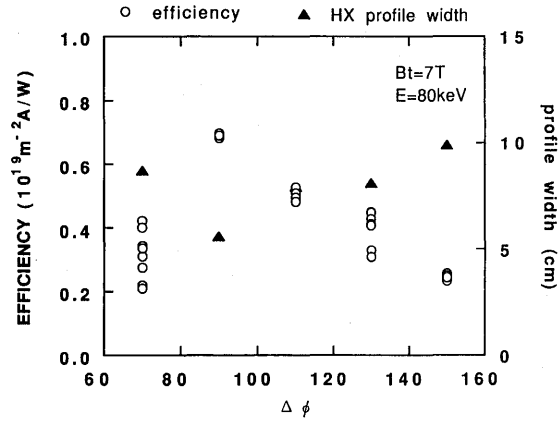


図11 波動伝搬軌道解析
トロイダル磁場を変えたときの近接性の変化

ところから光線の軌跡が始まっている。 $N_{\parallel}$ の値が近接条件を満たしているならば、光線の軌跡はプラズマ中心付近を通り、周辺で反射されて再び中心へ進む。この図では $N_{\parallel}$ を1.13に固定し、トロイダル磁場を6, 7, 8Tと変化させている。トロイダル磁場が6Tにおいて途中で反射されていた波が磁場を上げるにつれてプラズマ中心まで透過できるようになっていることがわかる。

表1 波動伝搬軌道解析に使用したパラメーター

項 目	記号	値	単位
プラズマ大半径	R	0.84	(m)
プラズマ小半径	a_s	0.12	(m)
真空容器半径	a_w	0.135	(m)
トロイダル磁場	B_t	7	(T)
プラズマ電流	I_p	60	(kA)
安全係数			
中心値	q_0	1.0	
RF 周波数	f	8.2	(GHz)
パワー	P	1.0	
バルク電子密度			
中心値	n_{e0}	$3. \times 10^{19}$	(m^{-3})
プラズマ端	n_{ea}	0.3×10^{19}	(m^{-3})
分布定数	ξ_n	-3.85	
バルク電子温度			
中心値	T_{e0}	1.0	(keV)
プラズマ端	T_{ea}	0.1	(keV)
容器壁	T_{ew}	0.08	(keV)
分布定数	ξ_e	5.25	
イオン温度			
中心値	T_{i0}	0.6	(keV)
プラズマ端	T_{ia}	0.05	(keV)
容器壁	T_{iw}	0.005	(keV)
分布定数	ξ_i	-3.35	
テイル電子温度			
中心値	T_{t0}	0.0	(keV)
プラズマ端	T_{ta}	0.0	(keV)
分布定数	ξ_t	0.0	
実効電荷数	Z_{eff}	2.5	
	$ln\Lambda$	20.0	

図12 電流駆動効率の実験値と硬X線カウント数分布幅の $\Delta\phi$ に対する変化

3.2.3 電流駆動効率との対応

硬X線カウント数分布の形と電流駆動効率との関係について述べる．電流駆動効率 η は N_H パワースペクトルを $P(N_H)$ と表したとき， N_H の平均値を

$$\frac{1}{\langle N_H \rangle^2} = \frac{\int_{N_{Hacc}}^{\infty} \frac{P(N_H)}{N_H^2} dN_H - \int_{-\infty}^{-N_{Hacc}} \frac{P(N_H)}{N_H^2} dN_H}{\int_{-\infty}^{\infty} P(N_H) dN_H} \quad (3.1)$$

とすると

$$\eta_{oc} = \frac{1}{\langle N_H \rangle^2} \quad (3.2)$$

が導かれる． $\Delta\phi$ が小さいほど，つまり $\langle N_H \rangle$ が小さいほどその電流駆動効率はよくなるがパワースペクトルが N_{Hacc} の影響を受けるようになると逆に電流駆動効率は減少する．図12に電流駆動効率の実験値 ($\eta = I_p \cdot \bar{n}_e \cdot R / P_{in}$: R はプラズマ大半径， P_{in} はRF入力パワー) と硬X線分布をガウス分布でフィッティングしたときの分布幅の $\Delta\phi$ に対する変化を示した．硬X線分布がより中心集中型をなすことと高い電流駆動効率を得ることとは分布においても対応していることがわかる．このことから，硬X線カウント数分布がより中心集中型であることは，高エネルギー電子がプラズマ中心で生成され，プラズマ電流を担うものとして大きく寄与していることを示していると思われる．

3.3 長時間電流駆動時の硬X線計測

3.3.1 高密度長時間放電特性

高密度電流駆動放電の長時間定常運転を可能にするために，プラズマ位置，ガスパフ量の調整が行なわれ，放電条件として表2を用いた実験が行なわれた．その

表2 長時間放電条件

トロイダル磁場 B_t	7T
隣接導波管の位相差 $\Delta\phi$	90°
入射パワー P_{rf}	106.5kW
プラズマ水平位置 R_p	835mm

結果、放電初期のプラズマ電流が60kA、線平均電子密度が $2.3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ であり、約5秒後にそれぞれ40kA、 $1.7 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ に低下する放電を20秒近く維持することができた。このような放電の各パラメーターの時間変化を図13に示す。横軸に時間、縦軸に上からプラズマ電流 (I_p)、線平均電子密度 ($\bar{n}_e$)、プラズマ中心の高Z不純物 (MoXIII)、プラズマ周辺の MoI, $r=0 \text{ cm}$ での実効的な硬X線の温度、 $\Delta\phi=90^\circ$ のときに生成される高エネルギー電子から放射される硬X線のエネルギーとして $E=150 \text{ keV}$ のX線カウント数を示している。この放電は、プラズマの状態の変化として次の三つの時間領域に分けることができる。すなわち、プラズマ電流が60kAでほぼ一定な領域 (phase 1; $t=0.5 \sim 4.6 \text{ sec}$)、プラズマ電流が減少している領域 (phase 2; $t=4.6 \sim 9.4 \text{ sec}$)、プラズマ電流が約40kAである領域 (phase 3; $t=9.4 \sim 20 \text{ sec}$) である。なお、ここでは電流駆動放電のみを扱うため、放電初期の $t=0 \sim 0.5 \text{ sec}$ はオーミック電場の影響を受けているので割愛した。

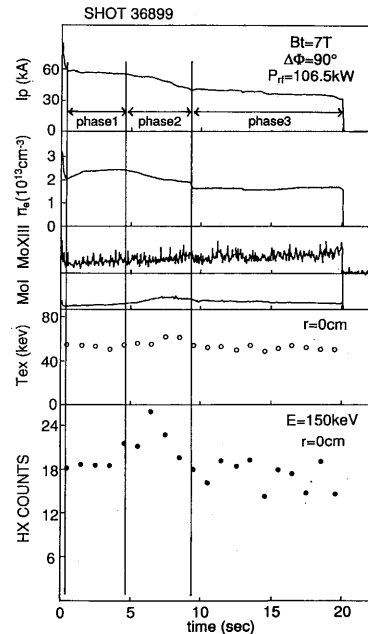
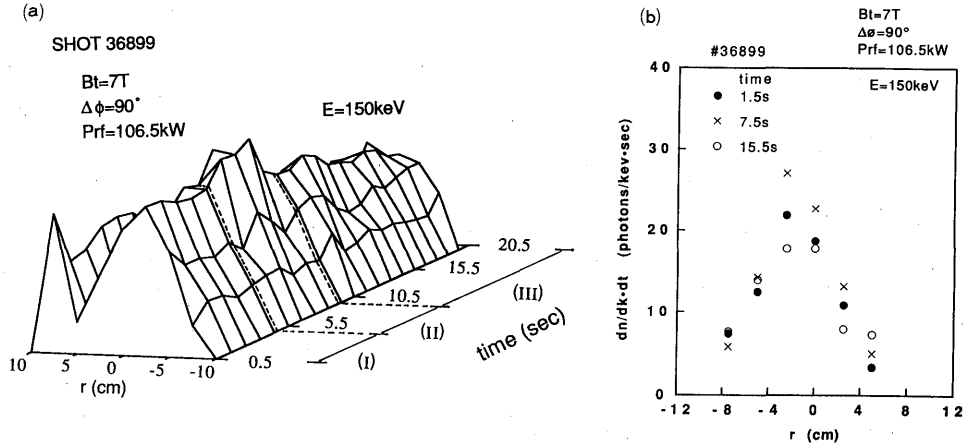


図13 長時間放電波形

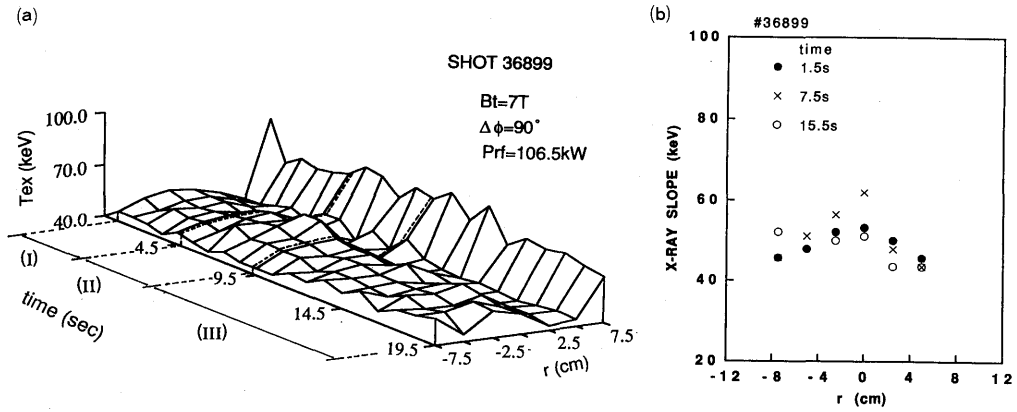
まず、phase 1 のプラズマ電流が一定な時間では各パラメーターの変化はほとんど見られない。しかし、phase 1 の終わりにかけてプラズマ周辺での MoI、プラズマ中心の硬X線カウント数が増加し始めているのがわかる。プラズマ電流が減少する phase 2 では、周辺での MoI が増加し、中心での実効的な硬X線の温度が高くなっている。最後の phase 3 では硬X線カウント数は phase 1 に比べてそれほど減少せずに続いている。

硬X線カウント数分布の時間変化および各 phase での比較をそれぞれ図14(a), (b)に、同様に実効的な硬X線の温度分布について時間変化および各 phase での比較を図15(a), (b)に示す。硬X線カウント数分布、実効的な硬X線の温度分布のどちらにおいても phase 2 において硬X線計測の中心からトラス内側にわたってカウント数の増加、実効的な硬X線の温度の上昇がみられる。また、phase 1 と phase 2 のX線計測の中心位置での硬X線スペクトルは、図16に示すように phase 2 において高エネルギーの硬X線ほどカウント数が増加している。放射される硬X線の角度依存性はイオンに入射する電子のエネルギーが高いほど電子の入射方向に強く依存するので、硬X線スペクトルがこのように変化したことは、プラズマ中心の高エネルギー電子が高電離不純物イオンにより一時的に磁力線に垂直な方向へ向きを変えられたことによると考えられる。ダブルプローブを用いた SOL 電子密度の測定において phase 2 で SOL 電子密度が急激に増加していることが観測されており、これはこの高エネルギー電子の磁力線に垂直な方向への拡がりの影響を受けている可能性がある。

phase 3 でプラズマ電流、線平均電子密度が phase 1 に比べて減少しているにも関わらず、硬X線カ

図14(a) I_p が減少する放電での硬X線カウント数分布の時間変化

(b) 各 phase での硬X線カウント数分布の時間変化

図15(a) I_p が減少する放電での実効的な硬X線の温度分布の時間変化

(b) 各 phase での実効的な硬X線の温度分布の時間変化

ウント数はあまり変化していないことから、式(2.2)において Z_{eff} の値が増加していると思われる。そこで、次の節ではX線カウント数と不純物量の関係を調べる。

3.3.2 硬X線カウント数と不純物量

硬X線の任意のエネルギーのカウント数は速度分布関数が時間と共に変化しないとすれば、

$$\frac{dn(k)}{dk \cdot dt} \propto d\Omega' \int_V n_{\text{eb}}(r) \cdot n_{\text{ei}}(r) \cdot Z_{\text{eff}}(r) d^3r \quad (3.3)$$

と表される。 $d\Omega'$, V はそれぞれプラズマの任意の位置から検出器を見る立体角, 検出器が見るプラズマ

の体積である。硬X線計測中心位置でのプラズマの弦にわたるバルク電子密度、テイル電子密度、実効電荷数の積分量をそれぞれ $n_{eb}(0)$, $n_{et}(0)$, $Z_{eff}(0)$ とすれば、上の式は硬X線計測の中心位置において

$$\frac{dn(k)}{dk \cdot dt} \propto n_{eb}(0) \cdot n_{et}(0) \cdot Z_{eff}(0) \quad (3.4)$$

となる。これら3つの積分量はプラズマの弦にわたるそれぞれの線平均値、 $\overline{n_{eb}}$, $\overline{n_{et}}$, $\overline{Z_{eff}}$ に比例する。また、プラズマ電流を担っているのは高エネルギー電子であると考えているので、 $I_p = e \cdot \overline{n_{et}} \cdot \pi a^2 \cdot \langle v \rangle$ (a はプラズマ小半径) より、 $\overline{n_{et}}$ はプラズマ電流に比例する。従って (3.4) 式は

$$\frac{dn(k)}{dk \cdot dt} \propto \overline{n_{eb}} \cdot I_p \cdot \overline{Z_{eff}} \quad (3.5)$$

となり、

$$\overline{Z_{eff}} \propto \frac{dn/dk \cdot dt}{\overline{n_{eb}} \cdot I_p} \quad (3.6)$$

の関係が成り立つ。そこで $\Delta\phi$ が90度の時の $N_{\parallel}$ パワースペクトルから $E=150\text{keV}$ の硬X線カウント数を選び、プラズマ電流と線平均電子密度で規格化して $\overline{Z_{eff}}$ を表した。硬X線カウント数からのこの値と不純物量との関係を、横軸に MoXIII をとり、縦軸に $(dn/dk \cdot dt)/(I_p \cdot \overline{n_e})$ をとって図17に示した。この図において硬X線カウント数からの $\overline{Z_{eff}}$ は MoXIII の量と正の強い相関があることがわかった。MoXIII は VUV 計測からは実効電荷数 Z_{eff} に最も寄与する不純物であると考えられており、phase 2 以後 Z_{eff} の値が増加していると考えられる。

4. ま と め

8.2GHz 電流駆動システムを用いた高密度電流駆動放電における高エネルギー電子の挙動を把握するために硬X線計測を行った。そのまとめとして以下の項目が挙げられる。

- 1) 硬X線強度は2.45GHz 電流駆動放電と比べて数倍から数十倍に増加していることがわかり、測定のために吸収体を用いた方法で硬X線分布を測定できた。
- 2) 放電初期の電流駆動定常状態において、外部パラメーター B_t , $\Delta\phi$ に対する硬X線カウント数と実効的なX線の温度の変化は、

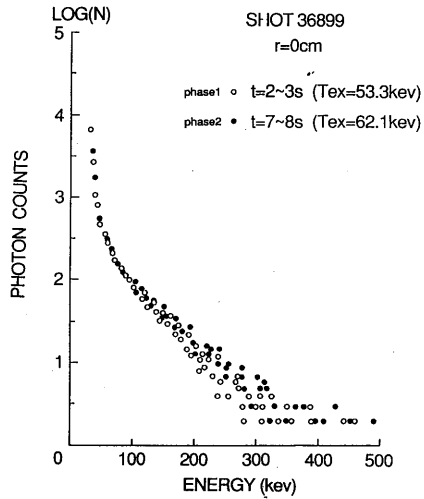


図16 phase 1 と phase 2 での硬X線スペクトル ($r=0\text{ cm}$)

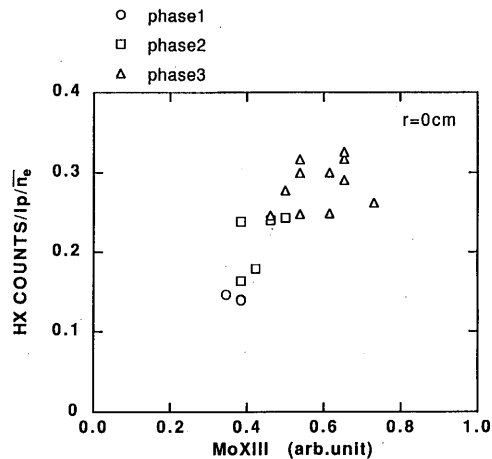


図17 硬X線カウント数を I_p と $\overline{n_e}$ で規格化した値と不純物量との関係

低密度電流駆動放電の場合と同じようにマイクロ波の $N_{\parallel}$ パワースペクトルと近接条件により定性的な説明はできた。

- 3) 電流駆動効率が $1/\langle N_{\parallel}^2 \rangle$ に比例し、 $N_{\parallel}$ が十分小さい場合、波の近接性の影響を受けるという傾向は、硬X線カウンタ数分布の変化にも現われていることがわかった。
- 4) 高密度長時間電流駆動放電においてプラズマ電流が数秒で減少する現象が見られた。硬X線放射の式から、プラズマ電流の減少に伴って Z_{eff} が増加していると思われる。

参 考 文 献

- 1) D. MOREAU, et al.: *RF Heating and Current Drive in TORE SUPRA*, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 14th. Conf. Wurzburg), IAEA-CN-56/E-2-1 (C).
- 2) J. Jacquinot and JET team: in Controlled Fusion and Plasma Physics, Vol. 33, No. 13 (1991) 1657.
- 3) S. ITOH, et al.: in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1990 (Proc. 13th. Conf. Washington D. C.), Vol. 3, IAEA, Vienna (1991) 733.
- 4) 御手洗 修 他: TRIAM-1M トカマクにおける CW 8.2 GHz 低域混成波放射用ランチャーの設計, 九州大学応用力学研究所所報 66 (昭和63年10月) 431.
- 5) 高島 由彰 他: TRIAM-1M における電流駆動時の硬X線計測, 九州大学応用力学研究所所報 68 (平成元年10月) 457.
- 6) Y. NAKAMURA, et al.: *Radial profiles of Hard X-ray emission during steady state current drive in the TRIAM-1M*, Nuclear Fusion, Vol. 30, No. 4 (1990) 689.

(平成5年5月31日受理)