HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	ホログラフィー干渉法によるテータピンチプラズマの計測
Author(s)	小澤, 保知; 榎戸, 武楊; 安友, 雄一; 姫野, 俊一; 宮田, 勝之; 丹上, 正安
Citation	北海道大學工學部研究報告, 86, 161-172
Issue Date	1978-02-03
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/41442
Type	bulletin (article)
File Information	86_161-172.pdf

Instructions for use

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学工学部研究報告
第86号 (昭和53年)

Bulletin of the Faculty of Engineering,
Hokkaido University, No. 86 (1978)

ホログラフィー干渉法によるテータピンチプラズマの計測

小澤保知* 榎戸武揚** 安友雄一*
姫野俊一* 宮田勝之* 丹上正安***

(昭和52年8月31日受理)

Measurement of a θ-Pinch Plasma by Holographic Interferometry

Yasutomo OZAWA Takeaki ENOTO Yuichi YASUTOMO
Shun-ichi Himeno Katsuyuki Miyata Masayasu Tanjo

(Received August 31, 1977)

Abstract

Since the holographic interferometry has great advantages of experimental symplicity and flexibility associated with common path interference, it may be said that the holographic interferometry is a new plasma diagnostic method having excellent spatio-time resolving power.

Although end-on holographic interferometry of a linear theta pinch plasma has been carried out thus far, in this paper we report side-on holographic interferometry of a two-coil mirror-type theta pinch plasma and the results of the measurement of magnetic field distribution by multi-coil magnetic probes. Both results show that electron densities at the midplane of the mirror field is extraordinarily high. This is caused by the injection of plasma from both theta pinch coils and the confinement effect by the mirror field.

1. まえがき

核融合実現を目ざした最近のプラズマ実験の進展から装置の大型化，複雑化，フィードバック制御の目的等によりプラズマの空間及び時間的に詳細な挙動を知る必要性が高まって来ている。このため核融合プラズマの診断に必要な条件として，プラズマにじょう乱を与えない様なレーザー散乱法[1]，レーザー干渉法等が最有力と思われる。ホログラフィー干渉法に関する報告はこれまで主にリニアテータピンチプラズマを対象にして，いくつかの研究が報告されている[2)~4)]。しかし，プラズマの形状が多様化している現在，曲率を持つ任意のプラズマを対象にした密度測定の確立が必要になって来ている。このような観点から昨年度から行なったテータピンチプラズマの半径方向にレーザー光入射させたプラズマ密度測定結果について報告する。この際，半径方

* 工学部原子工学科エネルギー変換工学講座
** 瞬間強力パルス状放射線発生装置研究室
*** 名古屋大学プラズマ研究所

向レーザー入射のため，10分割されているテータピンチ放電コイルのうち中央の1本を抜き去って観測窓としたが，この部分に非常に高密度のプラズマが保持されている事が判明した[5]。コイルを1本抜き去った事により，磁場がミラー化され，さらに，両側にあるコイル部からのプラズマの入射によりプラズマの密度上昇が起っていると予想されるが，磁気プローブを用いた同時測定により，さらに詳細なプラズマ密度の空間及び時間変化を調べた。その結果，プラズマ密度は，両者とも良く一致しており，ホログラフィー干渉法による密度測定法が有効であることが示された[6]。

2.　2重露光ホログラフィー干渉法によるプラズマの計測

2.1　2重露光法の原理

ホログラフィーは，一般の写真が光の振幅に関する情報のみを記録するのに対し，フィルム上に位相をも記録可能である点が特徴である。ホログラフィー2重露光法[7]は，この特徴を積極的に利用した干渉技術である。すなわち，同一乾板上に物体光と参照光を異った時刻に2回露光し，現像処理の後，参照光で再生を行なうと，2つの物体光が同時に再生される。この時，両者に位相差が存在すれば，干渉パターンが観測される。一般にプラズマはレーザー光の波長帯で透明であるので，プラズマ電子によりレーザー光の位相のみが影響を受ける事になり，2つの物体光の位相差からプラズマ電子密度の測定が可能になる。現在主に用いているLeith型ホログラフィーの体系を図1に示す。空間変調説によって考え，2つの物体光を $\Sigma_s^{(1)}$, $\Sigma_s^{(2)}$, 及び参照光を Σ_r とし((1), (2)は1回目，2回目の露光に対応しており，$e^{-i\omega t}$ は省く)

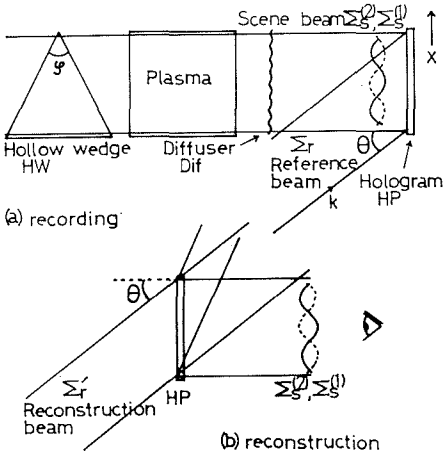


図1　ホログラフィー干渉法の原理

$$\begin{aligned}\Sigma_s^{(1)} &= A_s^{(1)} \exp(i\phi_s^{(1)}(x))\\ \Sigma_s^{(2)} &= A_s^{(2)} \exp(i\phi_s^{(2)}(x))\\ \Sigma_r &= A_r \exp(i\phi_r(x))\end{aligned} \tag{1}$$

とすれば，乾板上での強度分布はそれぞれ

$$I^{(i)} = (\Sigma_s^{(i)} + \Sigma_r)(\Sigma_s^{(i)} + \Sigma_r)^* = A_s^{(i)2} + A_r^2 + A_s^{(i)} A_r \left\{\exp(i\phi^{(i)}) + \exp(-i\phi^{(i)})\right\} \tag{2}$$

ここで　$\phi^{(i)} = \phi_s^{(i)} - \phi_r$,　$i=1, 2$

となり，乾板上には，$I = I^{(1)} + I^{(2)}$ が記録される。この乾板を $\gamma = -2$ になる様に現像処理すると乾板の振幅透過率 T_A は，露光時の強度 I に比例させる事が出来，(2)式を用いて

$$T_A(x) = T_0 - KI = T_0 - K\sum_{i=1}^{2}\left(A_s^{(i)2} + A_r^2 + A_s^{(i)} A_r \left\{\exp(i\phi^{(i)}) + \exp(-i\phi^{(i)})\right\}\right) \tag{3}$$

このホログラムを図1(b)の如く $\Sigma_r' = A_r' \exp(i\phi_r')$ で再生すると，再生光は次式の如くになる。

$$\begin{aligned}T_A(x)\Sigma_r' = (T_0 - KA_r^2)\Sigma_r' - K(A_s^{(1)2} + A_s^{(2)2})\Sigma_r' - KA_r\left\{A_s^{(1)} \exp(i\phi^{(1)}) + A_s^{(2)} \exp(i\phi^{(2)})\right\}\Sigma_r'\\ - KA_r\left\{A_s^{(1)} \exp(-i\phi^{(1)}) + A_s^{(2)} \exp(-i\phi^{(2)})\right\}\Sigma_r'\end{aligned} \tag{4}$$

(4) 式の物理的な解釈は，第1項目は再生光 Σ_r' の方向へ進む0次回折光，第2項は，物体光の振幅情報を持つ0次近傍の光，第3項は物体光の位相分布を持つ1次回折光で虚像を，第4項は，第3項に共役な位相分布を持つ −1次回折光で実像を表わしている。これらの再生光の伝播方向の違いを利用して，虚像を示す第3項のみに着目し，さらに前述の如くレーザー光がプラズマに対して透明である様な波長を用いると $A_s^{(1)}=A_s^{(2)}=A_s$ とおけるので，1次回折光の再生強度 I_R は次式の様になる。

$$I_R = K^2 A_r^2 A_s^2 A_r'^2 \left\{\exp(i\phi^{(1)})+\exp(i\phi^{(2)})\right\}\left\{\exp(i\phi^{(1)})+\exp(i\phi^{(2)})\right\}^*$$
$$= 2K^2 A_r^2 A_s^2 A_r'^2 \left\{1+\cos\Delta\phi\right\} \tag{5}$$

ここで

$$\Delta\phi=\phi^{(1)}-\phi^{(2)}=\phi_s^{(1)}-\phi_s^{(2)} \tag{6}$$

すなわち，再生強度 I_R は，1回目と2回目の露光間の位相差に依存する強度変調を受けることが示される。

2.2　プラズマ計測への応用

上述したホログラフィー2重露光法をプラズマ電子密度測定に応用（体系は図5を参照）した場合，(6) 式の位相差は

$$\Delta\phi = \Delta\phi_{\mathrm{plasma}}+\Delta\phi_{\mathrm{wedge}}+\Delta\phi_{\mathrm{noise}} \tag{7}$$

で表わされる。$\Delta\phi_{\mathrm{plasma}}$ は2回の露光時のプラズマの有無による位相変化，$\Delta\phi_{\mathrm{wedge}}$ は，バックグランドフリンジそう入用の中空くさび（図5参照）内の気体の違いによる位相差，及び $\Delta\phi_{\mathrm{noise}}$ は露光間の振動等による位相差である。

ルビー・レーザー光の周波数 ω がプラズマ周波数 ω_p 及びサイクロトン周波数に比べて十分大きい時（一般的な核融合プラズマでは十分満されている），プラズマは等方性媒質とみなされ，プラズマの分散関係式[8] は

$$k^2=\frac{\omega^2}{c^2}\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \tag{8}$$

となり，屈折率 n は近似的に

$$n\simeq 1-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \tag{9}$$

と書ける。

したがって，プラズマによるフリンジシフト数を F とすると

$$F=\frac{\Delta\phi_{\mathrm{plasma}}}{2\pi}=\frac{1}{\lambda}\int(1-n)\,dl=\frac{e^2\lambda}{2\pi m_e c^2}\int n_e dl \quad \text{(C.G.S.)} \tag{10}$$

ここで　e, m_e は電子の電荷及び質量，c は光速，λ はレーザー光の波長である。

(10) 式により，積分されたプラズマ電子密度 $N_L=\int n_e dl$ はフリンジシフト量 F に比例する。ルビーレーザーの波長 $\lambda=6943$ Å を代入し係数を計算すると，$F=N_L/(3.22\times10^{17})$ となる。

次に $\Delta\phi_{\mathrm{wedge}}$ は1回目に空気（屈折率 n_1），2回目に CO_2（屈折率 n_2）の気体入れ換えによって生ずる平行なフリンジシフトで，次の関係式を満す。

$$\Delta\phi_{\mathrm{wedge}}=4\pi\,\Delta x f(n_2-n_1)\tan(\theta/2)/\lambda=2\pi f \tag{11}$$

尚，Δx はフリンジ間隔，θ はウェッジ頂角であり，f は整数である。

最後に，$\Delta\phi_{\mathrm{noise}}$ は，露光間の体系の振動による位相差であるが，光学系のひずみ等による

ノイズはホログラフィー2重露光法が(6)式で示した如く，共通路干渉である為，結果として相殺され発生しない。ゆえに，光学系の精度は従来の干渉法（例えばマッハツェンダー干渉法）ほど必要なく，さらに曲率を有する端面を通過した光の干渉も可能である。但し光学系に依存する像のゆがみはプラズマ測定の位置情報に悪影響を及ぼす。

2.3　半径方向レーザー入射型ホログラフィー干渉法

ホログラム再生パターンは，(10)式により積分されたプラズマ電子密度に対応している。よって，局所密度を求める為，プラズマの円筒対称を仮定し，対称アーベル変換[9]を行なった。局所プラズマ密度 $n_e(r)$ は $N_L(y)$ の微分値を用いた次のアーベル変換式で求められる。

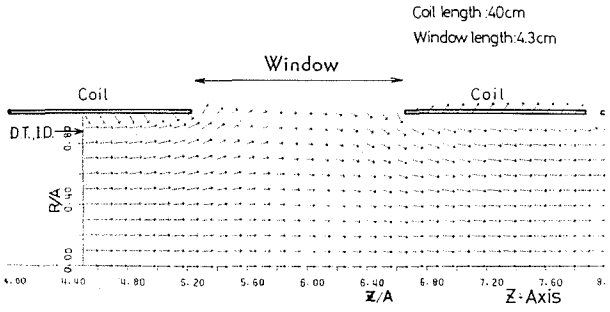
$$n_e(r) = -\frac{1}{\pi}\int_r^R \frac{dN_L(y)}{dy}\frac{dy}{\sqrt{y^2-r^2}} \tag{12}$$

3.　テータピンチプラズマ装置の磁場分布

本実験に使用したテータピンチ装置のパラメータを表1に示す。テータピンチコイルは，10分割されており，半径方向密度測定の為に中央のコイル1本を抜き取り，観測窓とした。中央のコイル1本の欠落により，テータピンチ磁場はミラー化されていると考えられるので，計算機による数値計算及び磁気プローブによる測定を行なった。計算機による数値計算の結果を図2に示す。放電時の電流のスキンの厚さは6 mm程度であるので，電流がコイルの内表面を流れるとして計算した。磁気プローブにより測定した B_z 及び B_r の z 変化をそれぞれ図3，図4に示す。B_z の正の向きは，図5の z の向きに一致しており，B_r の正の向きは，放電管の外側から中心に向いた向きを正とした。数値計算によれば，コイルを抜いた部分のミラー比は約2と与えられ，磁気プローブによる測定からは約2.4となっておりほぼ一致している。

表1　テータピンチパラメータ

Table θ-parameters	
Coil length	40 cm
Coil bore	6.5 cm
Bank voltage V_0	40 kV
Bank capacitance C	22.5 μF
Bank energy	18 kJ
Maximum current I_m	8.79×10^5 A
Maximum magnetic field B_m	2.73×10^4 G
Rate of magnetic field rise $\dot{B}$	2.14×10^{10} G/sec
Half period $T/2$	4 μsec
Total inductance L	69.7 nH
Electric field at tube i.d. E_θ	334 V/cm
Number of capacitor units	6
Tube length	165 cm
Tube inner diameter	5.5 cm
Discharge gas	Helium



Magnetic field distribution due to coil current

図2　磁場分布の数値計算結果

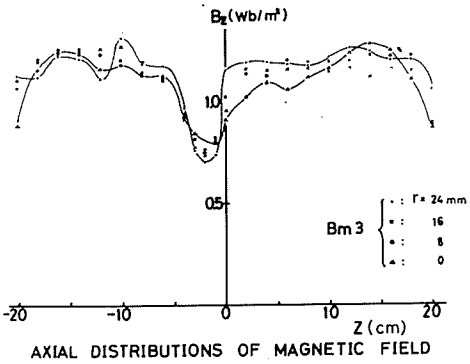


図3　B_z(プラズマなし)の z 分布

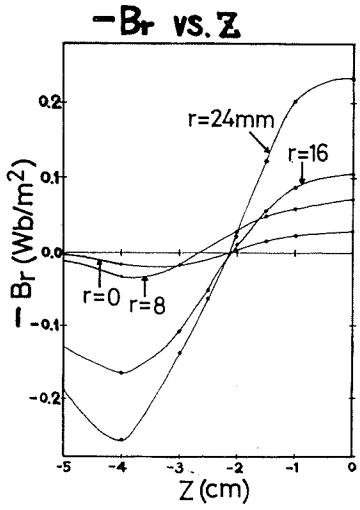


図4　B_r(プラズマなし)の z 分布

4.　サイド・オンホログラフィー干渉法によるプラズマ観測結果

サイド・オンホログラフィー干渉体系を図5に示す。使用したジャイアントパルスルビーレーザーは東芝117型で，パルス半値幅24 n sec，乾板はアグファ社の10 E 75である。乾板上で光量が20 erg/cm^{2}になる様に調整し，$\Sigma_s/\Sigma_r \fallingdotseq 1/3$ で干渉させた。中央のコイルの欠落している部分の幅は4.3 cmである。中空クサビ (H.W.) は，1回目の露光時に空気，2回目の露光時に CO_2 を導入する事により，平行な干渉縞を作製するものであり，プラズマによる微小フリンジシフトの読み取りを容易にしている。

サイド・オン型では，放電管がネガティブレンズの働きをするので，拡散板上にプラズマ像を結像させるためにレンズ (L.III) を必要とする。今回の測定ではレンズ (L.III) に収差があるので，放電管中心軸から1.5 cmの所までのみを情報処理した。拡散板 (Dif.) は，拡散板上に結像したプラズマの像をホログラム乾板 (H.P.) 上に拡散させるためのもので，前述のごとく，2重露光法によれば，拡散板の位相差は現われない。干渉フィルター (I.F.) は，プラズマ光を減衰させるものでありで，H.P. 上にはプラズマ光の影響は現れない。

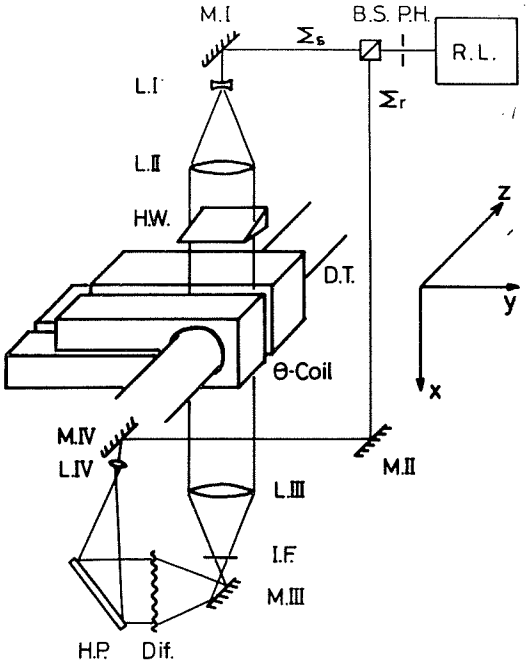
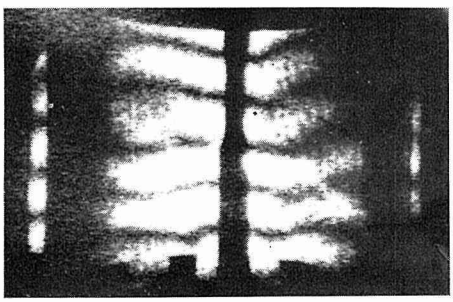


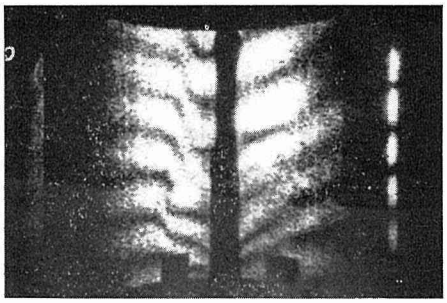
図5　半径方向ホログラフィー干渉体系

充電電圧30 kV，ヘリウムガス初期圧力100 m Torrにより得られた干渉パターンを図6に示す。タイミング時間は，放電開始よ

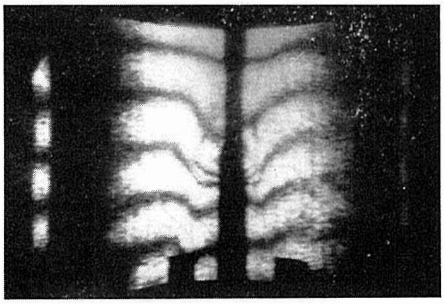
りの時間である。写真縦方向が放電管軸方向に対応する。写真中央に見える暗部は磁気プローブである。プローブの位置は，$z=0.0$ cm である。また写真下部にあるくし型の暗部はデータ処理時の位置決定用のマークである。放電管通過後の光の広がりのため，両端の情報が欠落している。この干渉パターン周辺部で若干のゆがみが見えるが，これは放電管の影響及びレンズ (L.III) の収差による。図6に示した干渉パターンから **2.3** で示したアーベル変換式 (12) を用いて局所密度分布を求めた結果を図7に示す。一様コイルを用いて行なった軸方向ホログラフィー干渉法，及びヘリウム—ネオンレーザー干渉測定時に得られたプラズマ電子密度はそれぞれ 8×10^{16} 個/cm^3，6×10^{16} 個/cm^3 であるのに対して，半径方向密度測定の行なったミラー部では，$3\sim4\times10^{17}$ 個/cm^3 と非常に大きな密度上昇が起っていると認められる。このプラズマ密度上昇の理由は磁場配位がミラー化している事と，さらに，ミラー場をはさむ形で配置されているテータピンチコイル部で生成されたプラズマのふき出しによると考えられる。以上の事を調べるため，磁気プローブを使用し，プラズマの挙動を調べた。



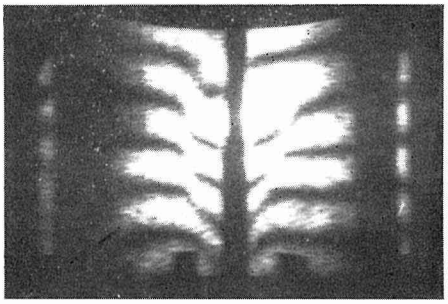
$t=9.2\ \mu$ sec



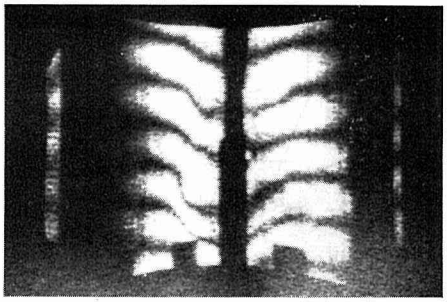
$t=9.7\ \mu$ sec



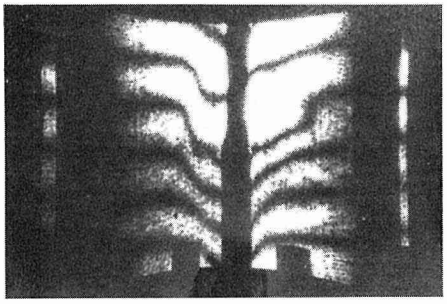
$t=9.3\ \mu$ sec



$t=9.9\ \mu$ sec



$t=9.5\ \mu$ sec



$t=10.1\ \mu$ sec

図6　ホログラフィー干渉パターン（プローブ位置 $z=0$ cm）

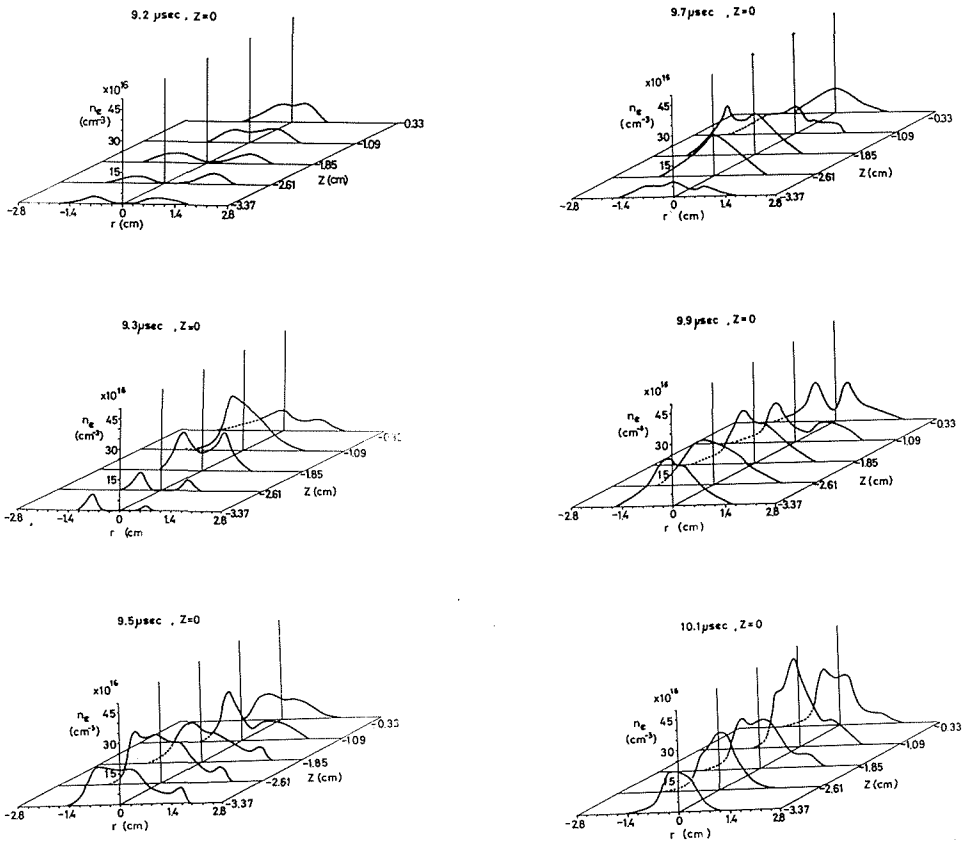


図7　アーベル変換により得られたプラズマ2次元分布 ($z=0$ cm)

5. 磁気プローブによる磁場分布の計測（プラズマあり）

今回の測定に用いた磁気プローブ[10]は，放電管軸方向よりそう入するL形のもので，磁場の半径方向の空間分布を同時に4チャンネル測定が可能である。B_r 及び B_z 測定用のものを作製した。B_r 用は，0.1 mmϕ のホルマル線を直径1.5 mmで10ターン巻いたものであり，B_z 用は，同じく0.1 mmϕ のホルマル線を直径1.0 mmで10ターン巻いてプローブコイルとした。コイルの配置は，$r=24$ mm，$r=16$ mm，$r=8$ mm，$r=0$ mmに固定されており，z 方向には任意に移動が可能になっている（尚，3章で述べた磁気プローブも同一のものを使用している）。プローブの較正は，ヘルムホルツ型コイルによる標準磁場を用いて行った。

プローブコイルの巻数 n，断面積 A，磁場を B とするとコイルの両端にあらわれる電圧Vは

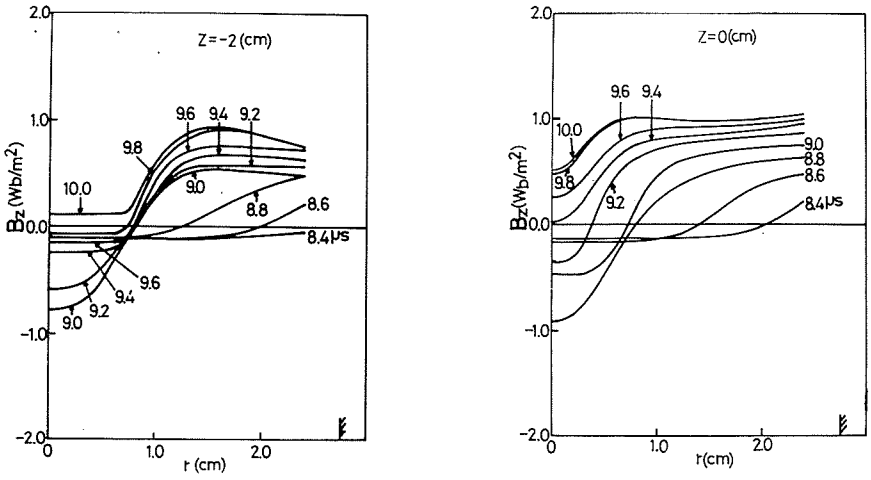
$$V = nA\,dB/dt \tag{13}$$

であらわされる。直接磁場 B の値を観測する為には積分器をそう入すれば良く，積分器の時定数を CR とすると，出力 V_0 は

$$V_0 = \frac{nA}{CR}B \tag{14}$$

で表わされる。

テータピンチ等，高電圧・大電流放電回路に於ては，一般にノイズレベルが大きい為，電気



(a)　　(b)

図8　磁気プローブにより測定した B_z の r 分布

信号の計測には困難が伴うが，磁気プローブの測定に於ては，鉄パイプ内に同軸ケーブルを対称接続にして用い，さらに真空磁場測定時にはバルンをそう入する事によりほぼ完全に抑える事が出来た。又，プラズマ生成時は，バルンのもれインダクタンスによる f-特の低下が問題となるのでとりはずしたが，注目する時刻が放電開始より数 μsec 以降であり，立上りのノイズは十分減衰しており問題とならなかった。

B_z プローブを用いた測定結果の例として，$z=0$ cm 及び $z=-2$ cm の位置の放電開始より 8.4 μsec から 10 μsec までのデータを図8に示す。磁気プローブのデータは，約 10 μsec 程度までは非常に再現性が良いが，10 μsec 以降になるとプローブ出力の再現性は悪化した。このデータからミラー部の境界にあたる $z=0$ cm においては $t=9.4$ μsec 頃には外部磁場が浸込むのに対し，ミラー部にあたる $z=-2$ cm においては約 10 μsec 程度まで逆磁場が良くトラップされている事がわかる。次にこのデータをもとに B_z の z 分布を図9に示す。これらの図は横軸 z が放電管軸方向を意味する。また B_z の正の向きは，z の正の向きに一致している。放電コイルの中心は $z=0$ cm，コイル端は -20 cm である。コイルの欠落部は，$z=0\sim4$ cm の部分に相当していて，ミラー部は，正確には中央ではなく，中心より 2 cm $-z$ 側にずれているが，この左右非対称の効果は，真空磁場の場合計算機による数値計算及び実験により，ほとんど影響が現れない事がわかっている。

外部磁場の第3半波は 8.0 μsec からスタートするが，8.4 μsec ではプラズマカラム内に，一様に逆磁場がトラップ[11]されている。時間がたつにつれて外部磁場がプラズマ内に浸込んで行く様子が良くわかる。8.6 μsec においては半径 1 cm 程度まで外部磁場が浸込んでいるが，その内側ではより強く逆磁場がトラップされ，8.8 μsec で最大に達している。しかし，コイル部ではほとんど磁場が浸込んでしまった 9.6 μsec においてもミラー部では依然として安定に逆磁場をトラップしている。

$t=8.6$ μsec において，$r=0$ mm で B_z のグラフが波打っている。磁気プローブ実験における測定の誤差は全体で ±180 ガウス程度あるが，振幅が 4000 ガウス程度あるので，測定誤差ではない。またプラズマの再現性も良いため，単なる不安定性とも考えられない。z 軸方向のモードと考えられもするが，今後より詳しい検討が必要である。

テータピンチプラズマに流れる電流は主に J_θ である。J_θ は B_r の z 変化率及び B_z の r 変化率から求める事が出来，次の式で書ける。

$$J_\theta = \frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r}\right) \tag{15}$$

但し，μ_0 は真空の透磁率，$\varepsilon_0 \partial E_\theta / \partial t$ の値は上式で与えられる数値の 1/1000 以下であり無視出来

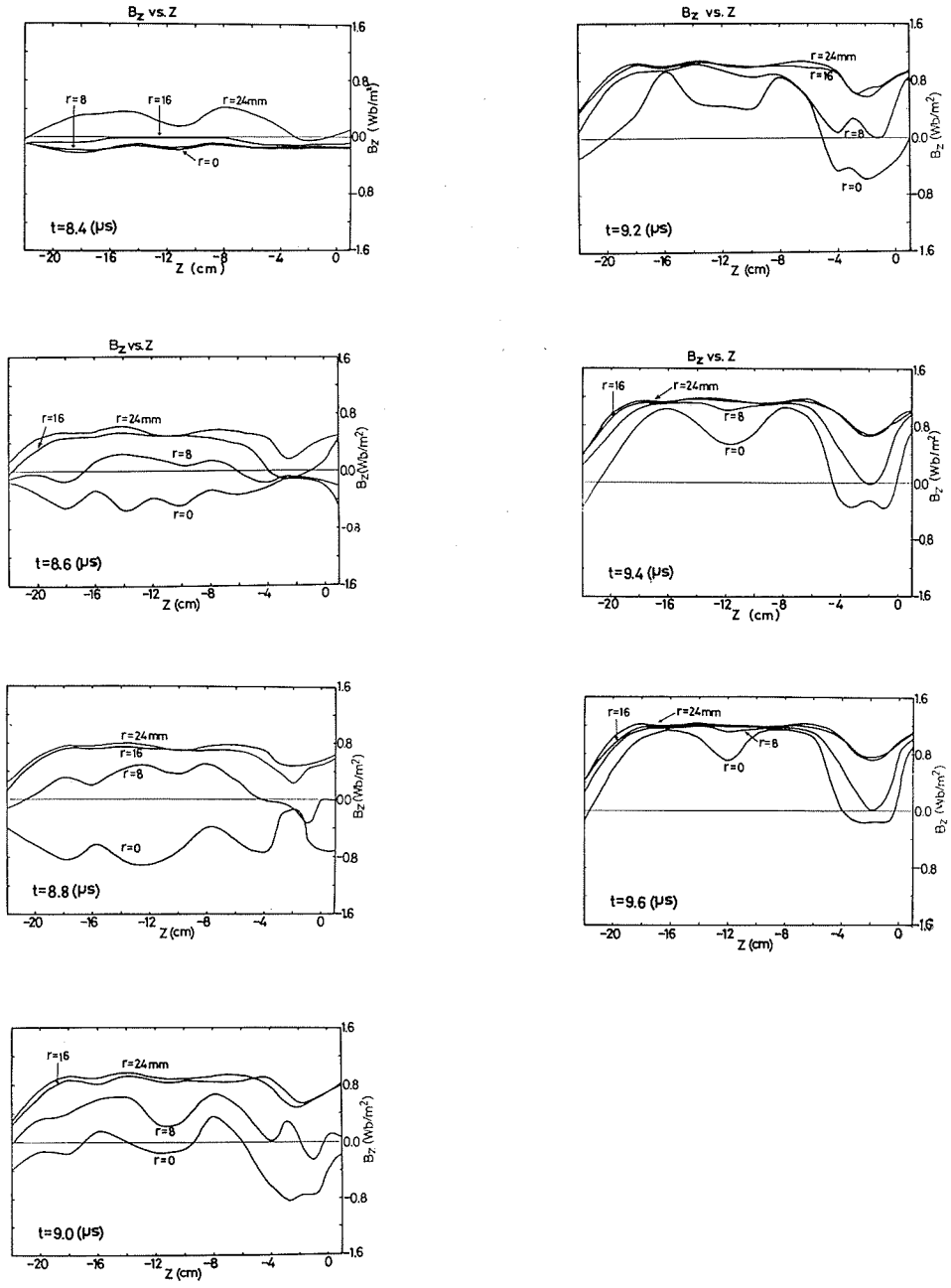


図9　磁気プローブにより測定した B_z の z 分布

る。(15) 式で第 1 項は，第 2 項の 10% 程度であるので，近似的に

$$J_\theta = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial B_z}{\partial r} \tag{16}$$

$\partial B_z/\partial r$ は，B_z vs. z 図で各曲線間の磁場の差 ΔB_z をプローブの間隔 Δr で割ったものに近似的に等しい。図 9 を用いて求めた J_θ を図 10 に示す。この図では，プラズマには全く乱れが存在せず円筒対称である事を仮定している。一番内側の円から順番に $r=8$ mm，$r=16$ mm，$r=24$ mm に対応している。各シンボルに対応する電流密度は図の右に示してある。

放電半周期は 4.0 μsec で第 3 半波の始まりは 8.0 μsec であるが，外部磁場が逆転しても，すぐにプラズマはピンチを始めない。これは，プラズマ内に逆磁場がトラップされているため，プラズマが外側に押広げられているためであり，この力に打ち勝つのに十分な外部磁場になるまでに約 300 $n$sec 程度時間遅れが生じる。したがって 8.4 μsec はプラズマカラムのピンチ開始の直後と見なされる。ミラー部をのぞいた $z=-4$ cm より $-z$ 側では 8.8 μsec 頃に一様に最大ピンチに達している。しかし，ミラー中央部 ($z=-2$ cm) では 9.0 μsec 頃が最大ピンチになっており，約 200 $n$sec 程度ピンチに要する時間が長い。これは，ミラー部では，プラズマを圧縮する外部磁場が弱い事，さらに，図 11 に示す様に 8.2～8.3 μsec ですでにまわりからプラズマがミラー部に入射して来ており，ピンチの進行とともに，プラズマ密度が高まって来ているためと思われる。尚 図 11 はミラー部を半径方向から撮影した駒撮写真で，各駒の時間間隔は 100 $n$sec である。

コイルの有る部分では，第 1 回目の最大ピンチ以後，はっきりしたラディアルオシレーションは見られず，むしろ，$z=-12$ cm を中心として，急速にプラズマが両側にふき出して行くのがわかる。$z=-12$ cm より $+z$ 側の部分にあるプラズマが次々とミラー部に入射して来るため，ミラー部のプラズマが高密度のまま，長時間安定に保持されると解釈される。

θ 方向の電界は

$$E_\theta = -\frac{1}{r}\int_0^r r\frac{\partial B_z}{\partial t}\,dr \tag{17}$$

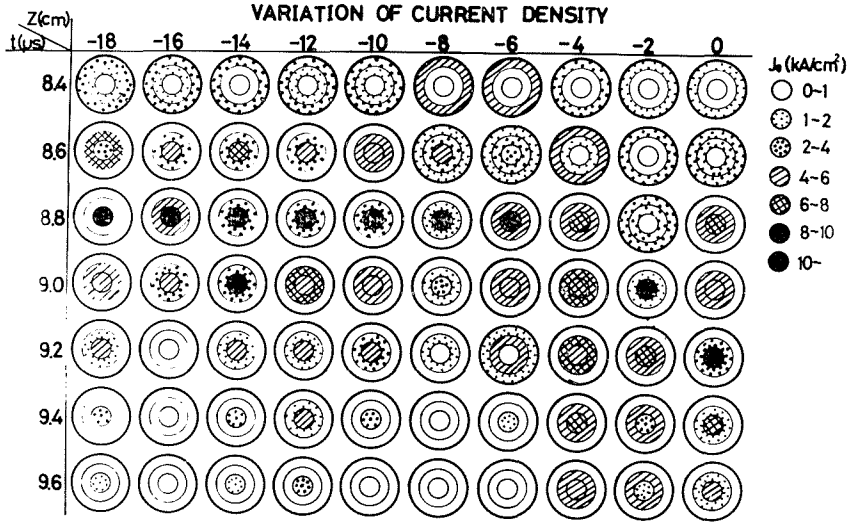


図 10　B_z から得られた J_θ の空間および時間変化

であるから

$$J_\theta = \sigma(E_\theta + v_r B_z) \qquad (18)$$

を用いてを σ 求める。図10より9.4及び9.6 μ sec はミラー部において $v_r \simeq 0$ と考えられ，さらに図9より $r=8$ mm の付近で $B_z \simeq 0$ となっている事から(18)式第2項を無視する。

さらに完全電離プラズマでは Spitzer の式[12)]

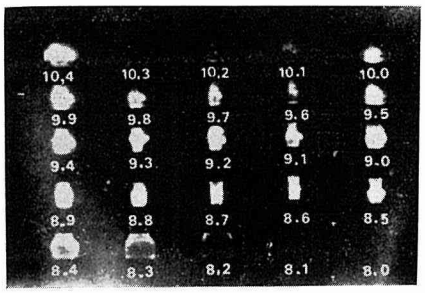
$$\frac{1}{\sigma} = 6.53 \times 10^3 \frac{\ln \Lambda}{T_e^{3/2}} (\Omega \cdot \mathrm{cm}), \quad (\ln \Lambda \simeq 10) \qquad (19)$$

が成立する。(17), (18), (19) よりプラズマ電子温度を求めると，ほぼ10万度になっている。

ヘリウムイオンと電子の温度がほぼ等しい ($T_i \simeq T_e = T$) と仮定し，プレッシャバランスの式

$$p = 2nkT = B^2/2\mu_0 \qquad (20)$$

を用いると，n は約 1.5×10^{17} 個/cm^3 となる。この結果は，ホログラフィー干渉法により得られているプラズマ電子密度 3×10^{17} 個/cm^3 とほぼ一致している。



Framing photographs taken side-on

V_0 : 30 KV　　Delay time : 8μs
P_0 : 100 mTorr　　Interframe time : 0.1μs
Exposure time : 50 ns

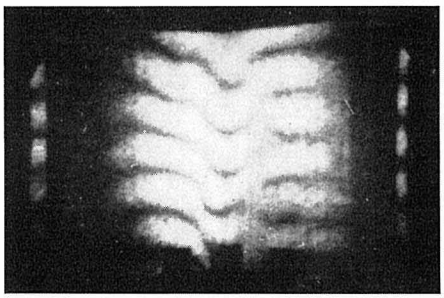
図11　半径方向から撮影駒撮り写真

6.　考察及びまとめ

プローブの存在によるプラズマへの影響を示す為に，プローブの位置が $z=-4$ cm の場合の干渉パターン及びプラズマ電子密度の図を図12に示す。このパターンからわかる様にプローブの存在により，プラズマの密度分布が若干変形していると思われる。しかし，放電開始より10 μ sec 程度までは，プローブ出力の再現性が良かったので，再現性の良い場所でのデータ解析を行なった。このままの体系では，プローブの有無によるプラズマの変化はある程度はさけられないが，逆にその影響の度合を測定することも可能である。

今回のホログラフィー2重露光法及び磁気プローブによる磁場測定により，プラズマ密度の時間的・空間的発展の詳しい測定が可能である事が示された。またミラー部でのプラズマ密度が予想以上に上昇している点についてその原因の実験的な確認が出来た。さらに半径方向入射型ホログラフィー2重露光法によるプラズマ密度測定値が妥当なものである事が確認された。

今後は再現性の悪いプラズマ現象の実時間干渉法の確立を行なう予定である。



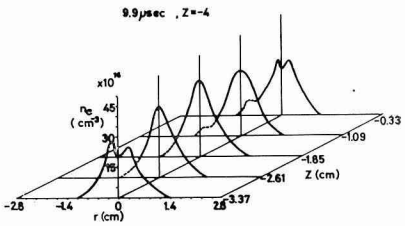


図12　ホログラフィー干渉パターンおよびプラズマ2次元分布
(プローブ位置 $z=-4$ cm)

7. 謝　　辞

本研究遂行に当り，種々御指導をいただきました応用物理学科村田和美教授並びに応用電気研究所朝倉利光教授に深く感謝致します。また絶大なる御協力をいただきましたエネルギー変換工学講座粥川尚之助教授，青木義明助手をはじめとする当研究室の皆様に謝意を表します。

参 考 文 献

1) 山中，他： 電気学会誌，88 ('68), 5, p. 774-784.
2) Jahoda, F. C.: Appl. Opt., **6** ('67), 8, p. 1407-1410.
3) Nicholson, J. P.: J. Phys., D., **3** ('70), p. 1387-1391.
4) 姫野，他： 電気学会投稿中.
榎戸，他： 電気学会電磁界理論研究会資料 EMT-77-10.
5) 丹上，他： 1976年度秋物理学会予稿集，7 pC 1.
姫野，他： 昭和51年度電気四学会北海道支部大会予稿集，40.
6) 安友，他： 昭和52年度電気学会全国大会予稿集，207.
宮田，他： 昭和52年度電気四学会北海道支部大会予稿集.
7) Collier, R. J.: *Optical Holography*, Academic Press, Chap. 15, p. 423.
8) Chen, F. F.: *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, Chap. 4, p. 114.
9) Barr, W. L.: J. Opt. Soc. Am., **52** ('62), 8, p. 885-888.
10) Ashby, D. E. T. F.: J. Sci. Instrum., **40** ('63), p. 364-368.
11) Bodin, H. A. B.: Nuclear Fusion, ('62), Supplement, Part 2, p. 521.
12) Spitzer, L. J.: *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Publishers, Chap. 5, p. 139.