

JAERI-M

7431

高電子密度化における
JFT-2プラズマの低周波振動

1977年12月

前野 勝樹・片桐 政樹・鈴木 紀男・藤沢 登

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

高電子密度化における JFT-2^{物理}の低周波振動

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

前野勝樹・片桐政樹*・鈴木紀男・藤沢 登

(1977年11月15日受理)

プラズマ中に励起される低周波振動を磁気プローブとシリコンサーフェスバリア型半導体検出器を用いて測定し、高密度プラズマの振舞いを研究した。水素ガス注入を中断した密度減少過程では、注入中と比較し、電流分布がピーキングする。水素ガス注入は不純物流入を抑止する効果がある。最大電子密度はネガティブスパイクの発生で制限される。ネガティブスパイクの直前にモード数 $m = 1, 2$ の振動が発生し、この振動がスパイクを引起す。

* 東海研究所原子炉工学部

JAERI-M 7431

Low-frequency oscillations at high density
in JFT-2

Masaki MAENO, Masaki KATAGIRI⁺, Norio SUZUKI and
Noboru FUJISAWA

Division of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received November 15, 1977)

Low-frequency oscillations in a plasma were measured with magnetic probes and Si surface-barrier detectors, and behaviour of the high density plasmas was studied. The plasma current profile in the phase of decreasing density after the interruption of gas input is more peaked than during gas input. The introduction of hydrogen during a discharge results in a reduction of the impurities flux. The increase of density by fast gas input is limited with a negative voltage spike. Immediately before a negative voltage spike, oscillations of $m=1,2$ grow, leading to the spike.

Keywords: Tokamak, High Density Plasma, Plasma Density,
Low Frequency Oscillations, Internal Modes, Negative Voltage
Spike, Impurities

+) Division of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

目 次

1. まえがき.....	1
2. 内部振動測定器の構造および特性.....	1
3. 実験結果および検討.....	2
4. まとめ.....	4

Contents

1.	Introduction	1
2.	Experimental Arrangement and Characteristics of X-ray Detectors	1
3.	Experimental Results and Discussion	2
4.	Conclusion	4

1. ま え が き

JFT-2 においては放電洗浄後、水素プラズマの密度が時間と共に減少する。この原因はいろいろなパラメータ依存性からリサイクリング率が1より小さいことによるためであろうと考えられる*。そこで圧電素子型高速弁を用いて注入ガスの制御を行い、その結果トカマクプラズマの密度がかなり広範囲にわたって制御できることを示した。制御されたガスを注入することによって重要なプラズマパラメータを改良することが可能である。すなわち高密度化の放電によって β_p の上昇、閉じ込め時間が長くなること、 Z_{eff} の軽減等である。そして到達するプラズマ密度の上限ではネガティブスパイクが発生し、プラズマが破壊される。そのような高密度化の過程における低周波振動の問題はネガティブスパイクと関連して大切であり、他のトカマク装置においても最近注目されている⁽¹⁾。

本実験の目的は高速動作弁を用いて水素プラズマを高密度化するにしたがっての低周波振動のふるまい(特に振動のモード数)の変化を明らかにすることから、密度の増大減少時の電流分布の変化を検討し、高速弁によるガス注入と低周波振動の発生、ネガティブスパイク等との関係を論ずることにある。以下2ではプラズマから放射される軟X線領域の内部振動の測定器の構造および特性について述べ、3では実験結果と検討について現象論的に述べる。4では得られた結果についてまとめる。

2. 内部振動測定器の構造および特性

JFT-2 プラズマに生じる低周波振動を磁気プローブ群、Whartonブリッジ⁽²⁾を用いて測定し、基本のモード数 $m=3$ 、 2 、ノード数 $n=1$ の振動の同定を行った⁽³⁾。これより低モードの $m=1$ 、 0 の振動はプラズマ中心におこる。⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾ JFT-2 用Whartonブリッジの測定位置は6cmおきであり、低モードの振動の同定には適していない。そのため低モードの同定も含めた低周波振動を測定するために、他のトカマク装置で用いられたと同様な軟X線用半導体検出器を用いた内部振動測定器を製作しJFT-2に適用した。低周波振動の測定にあたりこの測定器の他にポロイダル磁場の振動を測定するために、シェル内面に 15° おきに設けた24個の磁気プローブ群を用いた。この磁気プローブ群については別に報告されているので⁽⁷⁾、ここでは内部振動測定器の構造および特性について述べる。

内部振動を測定するために用いた素子はシリコンサーフェスバリア型半導体検出器(以下SSDと略す)である。SSDに空間分解能を持つように製作した測定器の構造を第1図に示す。プラズマ中での空間分解能は $3 \times 3 \text{ cm}^2$ である。測定範囲は弦半径 R_0 (SSDのプラズマを見込む弦にプラズマ中心から引いた垂線の長さ)で $+2 \text{ cm}$ から -16 cm (プラズマ中心から上側が+)であり、その間隔は2cmおきである。可視光、UVおよびVUV等をさえぎるために金属薄膜を用いた。その金属薄膜は、膜の両側の急激な圧力差に耐えられるように透過率90%のメッシュで固定されている。第2図は測定系のブロック図である。SSDの信号出力はFET入力型直

* 昭和51年電気学会全国大会論文集 52

1. ま え が き

JFT-2 においては放電洗浄後、水素プラズマの密度が時間と共に減少する。この原因はいろいろなパラメータ依存性からリサイクリング率が1より小さいことによるためであろうと考えられる*。そこで圧電素子型高速弁を用いて注入ガスの制御を行い、その結果トカマクプラズマの密度がかなり広範囲にわたって制御できることを示した。制御されたガスを注入することによって重要なプラズマパラメータを改良することが可能である。すなわち高密度化の放電によって β_p の上昇、閉じ込め時間が長くなること、 Z_{eff} の軽減等である。そして到達するプラズマ密度の上限ではネガティブスパイクが発生し、プラズマが破壊される。そのような高密度化の過程における低周波振動の問題はネガティブスパイクと関連して大切であり、他のトカマク装置においても最近注目されている⁽¹⁾。

本実験の目的は高速動作弁を用いて水素プラズマを高密度化するにしたがっての低周波振動のふるまい(特に振動のモード数)の変化を明らかにすることから、密度の増大減少時の電流分布の変化を検討し、高速弁によるガス注入と低周波振動の発生、ネガティブスパイク等との関係を論ずることにある。以下2.ではプラズマから放射される軟X線領域の内部振動の測定器の構造および特性について述べ、3.では実験結果と検討について現象論的に述べる。4.では得られた結果についてまとめる。

2. 内部振動測定器の構造および特性

JFT-2 プラズマに生じる低周波振動を磁気プローブ群、Whartonブリッジ⁽²⁾を用いて測定し、基本のモード数 $m=3$ 、 2 、ノード数 $n=1$ の振動の同定を行った⁽³⁾。これより低モードの $m=1$ 、 0 の振動はプラズマ中心におこる。⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾ JFT-2 用Whartonブリッジの測定位置は6cmおきであり、低モードの振動の同定には適していない。そのため低モードの同定も含めた低周波振動を測定するために、他のトカマク装置で用いられたと同様な軟X線用半導体検出器を用いた内部振動測定器を製作しJFT-2に適用した。低周波振動の測定にあたりこの測定器の他にポロイダル磁場の振動を測定するために、シェル内面に 15° おきに設けた24個の磁気プローブ群を用いた。この磁気プローブ群については別に報告されているので⁽⁷⁾、ここでは内部振動測定器の構造および特性について述べる。

内部振動を測定するために用いた素子はシリコンサーフェスバリア型半導体検出器(以下SSDと略す)である。SSDに空間分解能を持つように製作した測定器の構造を第1図に示す。プラズマ中での空間分解能は $3 \times 3 \text{ cm}^2$ である。測定範囲は弦半径 R_0 (SSDのプラズマを見込む弦にプラズマ中心から引いた垂線の長さ)で $+2 \text{ cm}$ から -16 cm (プラズマ中心から上側が+)であり、その間隔は2cmおきである。可視光、UVおよびVUV等をさえぎるために金属薄膜を用いた。その金属薄膜は、膜の両側の急激な圧力差に耐えられるように透過率90%のメッシュで固定されている。第2図は測定系のブロック図である。SSDの信号出力はFET入力型直

* 昭和51年電気学会全国大会論文集 52

流増巾器によって増巾とインピーダンス変換とが行われる。後続の同軸ケーブルの長さは約25mである。

本測定器に用いたSSDはORTEC製BA-16-007-100である。その窓の大きさ、真性領域の厚さはそれぞれ7mm²および100μmである。第3図(a)(b)は、それぞれSSDに印加した電圧V_Sに対する漏洩電流I_eおよび静電容量C_Sの依存性の代表例を示したものである。この図から明らかのようにI_eは10⁻⁸Aのオーダーである。熱雑音とI_eのゆらぎによる雑音とは電流に換算すると10⁻¹²Aのオーダーである。I_eによる出力はDCレベルとして表われ、熱雑音とI_eのゆらぎによる雑音とによって測定の限界がきまる。10個のSSDの静電容量のバラツキは測定誤差の範囲にあり、周波数の高い出力信号に対する各チャンネルの位相差には問題ない。コリメータおよびSSDを含めた各チャンネルの感度のバラツキはホットダイオードを用いて校正した(第4図)。第1表はプラズマ中心を見るチャンネルの感度を1として規格化した各チャンネルの相対感度である。可視光に対するこの相対感度を軟X線領域に適用した場合、SSD前面の200Å A_u電極の蒸着の厚さのバラツキは約5%であることを考慮すると、X線領域での相対感度の誤差は約5%以下である。前置増巾器の周波数特性はDC~20kHzまで平坦であり、今着目している20kHz以下の低周波振動の測定に対してそれは十分な特性である(第5図(a))。増巾器の利得は36.6dBであり、出力の直線性は出力10Vまで約3%以下である(第5図(b))。可視光、UVおよびVUVをさえぎるために用いた2種類の金属膜(A_uおよびBe膜)の厚さをパラメータにして、光子のエネルギーに対するSSDを含めた感度を第6図に示す⁽⁸⁾。SSD自体の特性には0.1μmの不感層の厚さ⁽⁹⁾と200ÅのA_u電極の厚さとを考慮した。

測定において信号レベルに比べて無視できない雑音(誘導)レベルが二つある。一つは同軸ケーブルに入ってくるポロイダル磁場(プラズマ電流の)の振動による誘導レベルである。これは多チャンネルで測定を行うため、前置増巾器に接続した同軸ケーブルが閉ループをつくることによるためである。他の一つはSSDに入るプラズマからの硬X線による雑音レベルである。前者のレベルはケーブルに撚り線を用いることとかつ前置増巾器の利得を高くすることによって相対的に低くした。後者のレベルは硬X線に対して感度の悪い特性のSSD(すなわち真性領域の厚さが薄いSSD)を用いることによって低くした。

3. 実験結果および検討

ここでは、高密度化を目的として発生させたプラズマ中での低周波振動の測定結果と検討について述べる。第2表に実験条件をまとめて示す。実験条件はトロイダル磁場B_t = 12, 18 kG, プラズマ電流I_p = 107, 160 kAである。リミタ表面における安定係数q_ℓは4である。測定中q_ℓを一定にするため、プラズマ電流を遅延回路を用いて定電流化した⁽¹⁰⁾。ケースA, Bの平均電子密度 \bar{n}_e の最大値 \bar{n}_e^{max} は比較的low (~1.5×10¹³)、ケースC, Dの \bar{n}_e^{max} はネガティブスパイクの発生する電子密度 \bar{n}_e^{cr} (4.2×10¹³)に近い。

最初に代表的なプラズマパラメータについて述べる。測定結果は上記の実験条件によって4種類に分類される。第7図にそれらの代表的な放電特性のオシログラム写真を示す。ここで \tilde{B}_θ は

流増巾器によって増巾とインピーダンス変換とが行われる。後続の同軸ケーブルの長さは約25mである。

本測定器に用いたSSDはORTEC製BA-16-007-100である。その窓の大きさ、真性領域の厚さはそれぞれ7mm²および100μmである。第3図(a)(b)は、それぞれSSDに印加した電圧V_Sに対する漏洩電流I_eおよび静電容量C_Sの依存性の代表例を示したものである。この図から明らかのようにI_eは10⁻⁸Aのオーダーである。熱雑音とI_eのゆらぎによる雑音とは電流に換算すると10⁻¹²Aのオーダーである。I_eによる出力はDCレベルとして表われ、熱雑音とI_eのゆらぎによる雑音とによって測定の限界がきまる。10個のSSDの静電容量のバラツキは測定誤差の範囲にあり、周波数の高い出力信号に対する各チャンネルの位相差には問題ない。コリメータおよびSSDを含めた各チャンネルの感度のバラツキはホットダイオードを用いて校正した(第4図)。第1表はプラズマ中心を見るチャンネルの感度を1として規格化した各チャンネルの相対感度である。可視光に対するこの相対感度を軟X線領域に適用した場合、SSD前面の200Å A_u電極の蒸着の厚さのバラツキは約5%であることを考慮すると、X線領域での相対感度の誤差は約5%以下である。前置増巾器の周波数特性はDC~20kHzまで平坦であり、今着目している20kHz以下の低周波振動の測定に対してそれは十分な特性である(第5図(a))。増巾器の利得は36.6dBであり、出力の直線性は出力10Vまで約3%以下である(第5図(b))。可視光、UVおよびVUVをさえぎるために用いた2種類の金属膜(A_uおよびBe膜)の厚さをパラメータにして、光子のエネルギーに対するSSDを含めた感度を第6図に示す⁽⁸⁾。SSD自体の特性には0.1μmの不感層の厚さ⁽⁹⁾と200ÅのA_u電極の厚さとを考慮した。

測定において信号レベルに比べて無視できない雑音(誘導)レベルが二つある。一つは同軸ケーブルに入ってくるポロイダル磁場(プラズマ電流の)の振動による誘導レベルである。これは多チャンネルで測定を行うため、前置増巾器に接続した同軸ケーブルが閉ループをつくることによるためである。他の一つはSSDに入るプラズマからの硬X線による雑音レベルである。前者のレベルはケーブルに撚り線を用いることとかつ前置増巾器の利得を高くすることによって相対的に低くした。後者のレベルは硬X線に対して感度の悪い特性のSSD(すなわち真性領域の厚さが薄いSSD)を用いることによって低くした。

3. 実験結果および検討

ここでは、高密度化を目的として発生させたプラズマ中での低周波振動の測定結果と検討について述べる。第2表に実験条件をまとめて示す。実験条件はトロイダル磁場B_t = 12.18 kG, プラズマ電流I_p = 107.160 kAである。リミタ表面における安定係数q_lは4である。測定中q_lを一定にするため、プラズマ電流を遅延回路を用いて定電流化した⁽¹⁰⁾。ケースA, Bの平均電子密度 \bar{n}_e の最大値 \bar{n}_e^{max} は比較的low (~1.5 × 10¹³), ケースC, Dの \bar{n}_e^{max} はネガティブスパイクの発生する電子密度 \bar{n}_e^{cr} (4.2 × 10¹³)に近い。

最初に代表的なプラズマパラメータについて述べる。測定結果は上記の実験条件によって4種類に分類される。第7図にそれらの代表的な放電特性のオシログラム写真を示す。ここで \tilde{B}_θ は

ポロイダル磁場の振動成分, I_p はプラズマ電流, V_L は1ターンの電圧, HX は硬X線による $N_a I$ シンチレータ出力である。ケースAとBとでは I_p , B_t が異なり, \bar{n}_e^{max} はほぼ等しい。4ケースとも V_L は約2 Vである。ケースA, Bで放電の後半, 硬X線の多くなる原因は電子密度が下る ($\sim 4 \times 10^{12}$) ためである。第8図(a)(b)(c)はケースA~Cにおける \bar{n}_e および軟X線スペクトロメータを用いて測定した電子温度 T_e^x の時間変化を示したものである。第8図(d)はケースDにおける \bar{n}_e を示したものである。第9図(a)~(d)はケースA~DにおけるSSD出力の時間変化を示したものである。ここで R_0 はプラズマを見込む弦半径(SSDのプラズマを見込む弦にプラズマ中心から引いた垂線の長さ)である。第8図(a)(b), 第9図(a)(b)からガス注入による \bar{n}_e の増大の過程においてはSSD出力には振動成分 $\tilde{S}X$ が表われていないこと, ガス注入を中断した \bar{n}_e の減少の過程で $\tilde{S}X$ が発生していることが明らかである。第9図(c)からケースCにおいては, \bar{n}_e の立ち上り過程の \bar{n}_e^{cr} に近い領域で $\tilde{S}X$ が発生している。そして水素ガスの注入による \bar{n}_e の増大の限界点で, ネガティブスパイクの表われることが第7図(d), 第8図(d)に示されている。

次に振動を詳しく見る。第10図はケースAにおけるSSD出力の時間変化のオシログラム写真を示したものである。輝線はSSD#10から#3まで, 異なる R_0 に対して示してある。この図から明らかのように $R_0 = +2 \sim -8$ cm にわたって, $t = 42 \sim 60$ msec で内部振動が発生している。第11図(a)(b)は磁気プローブおよびSSDを用いて測定したポロイダル振動の振動成分 \tilde{B}_θ および軟X線領域の振動成分 $\tilde{S}X$ の測定結果である。測定時刻は $t = 20 \sim 60$ msec まで10 msec おきである。 $t = 20, 30$ および 40 msec における \tilde{B}_θ の位相変化より求まるモード数は4および2である。一方, 同時刻におけるSXの R_0 依存性から求まる m は2である(参考文献(3)および付録参照)。 $t = 50, 60$ msec では \tilde{B}_θ より求まる m は2である。同時刻において $\tilde{S}X$ より求まる m は1であり, それらの発生している半径 r は約2~3 cm である(参考文献(4)および付録参照)。これらのことから水素ガスの注入による高密度化においては $m=1$ の振動は発生せず, 注入ガスを切れば $m=1$ の振動が成長することが明らかである。磁気プローブおよびSSDから求まるモード数 m が異なることは, 以前の実験条件で得られた結果⁽³⁾と同様に, プラズマ内に異なった振動が混在していることを示している。なお, 異なるモード間では, 位相は固定している。以上述べた現象は, 実験条件を変えても同じ傾向にある。第12図はケースBにおけるX線の振動成分の測定結果である。 \bar{n}_e の立ち上り過程では $m=1$ の振動は発生していない。 \bar{n}_e の減少過程における $t = 44 \sim 50$ msec に発生する振動は, ケースAと同様 $m=1$ である。この時 \tilde{B}_θ より求まる m は2である。 $t > 50$ msec では内部スパイク振動が発生している。振動の位相は中心部と外側とは逆になる。そして振巾が0になった位置で安定係数 q は1となる⁽⁴⁾。なお, トロイダル方向には内部スパイク振動は同位相である。

よりガス注入量を多くしたケースCでは40~44 msec において $m=1$ の振動が発生している(第13図)。このときプラズマは到達できる密度の限界に近い。 $t > 45$ msec においては小さな内部スパイク振動が発生している。ガス注入を切った $t > 60$ msec では大きな内部スパイク振動が発生している。なお第14図は $t = 80$ msec における内部スパイク振動の R_0 依存性の拡大したオシログラム写真である。これらの時刻において \tilde{B}_θ より求まる m は2である。

ガス注入量をさらに多くすることによって電子密度をより増大させると, 密度の上限でネガテ

ィブスパイクが成長する。ネガティブスパイクの直前においてはSSD出力の振動成分と磁気プローブ出力の振動成分とは共に大きくなる。このときSSD出力では $m=1$ 、磁気プローブ出力では $m=2$ のモードが各々観測される。かつそれらの振動の位相は固定している。このことは $m=2$ と $m=1$ との振動が結合して、その結果としてスパイク振動になるというPulsatorの実験結果⁽⁶⁾と一致する。

以上述べたように密度限界の領域より低い領域(ケースA, B)では、水素ガスの注入による密度の増大過程においては $m=1$ の振動が発生せず、ガス注入を切ると $m=1, 0$ の振動が発生する。一方密度限界の領域では $m=1, 0$ の振動が成長し(ケースC)、密度の限界点で $m=2$ と 1 との振動が結合した結果としてネガティブスパイクが発生する(ケースD)。

最初にこれらの現象を電流分布の面から考える。第15図は電流分布 $J(r)$ を仮定して求めた安定係数の分布 $q(r)$ である。ここでリミタ表面における安定係数を1として規格化した。この図から明らかなように単調減少の電流分布を考える限りでは、より低モードの振動が成長するということは、定性的には電流分布がより急しゅんになることである。

次に電流分布がより急しゅんになる原因を考える。まず密度限界の領域においては、ポロメータ測定によるとプラズマからの損失は放射損失が支配的となり、その放射損失はプラズマ周囲でより大きくなる⁽³⁾。このことから放射損失によるプラズマ周囲の冷却によって電流分布が急しゅんになることと考えられる。一方、密度限界の領域より低い領域においては、ガス注入によってプラズマへの金属不純物の流束が制御されると考えられる。高速弁を用いて水素ガスを注入中に金属不純物のプラズマへの流束は減少する、あるいは中心の不純物が外へ排出されるといわれている⁽¹⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。JFT-2においてもガス注入による密度の立ち上り過程における金属不純物によるプラズマ周囲の放射損失は、ガスを中断した場合の密度の減少過程のそれより少ないであろうと考えられる。それ故、ガス注入を中断するとプラズマ電流はより急しゅんになると考えられる。

4. ま と め

JFT-2プラズマの高密度化の実験において、ポロイダル磁場の振動と軟X線の振動との測定から次のことが明らかとなった。

- (1) 密度限界の領域より低い領域では、水素ガスの注入による密度の増大過程においては $m=1$ の振動が発生せず、ガス注入を切ると $m=1, 0$ の振動が発生する。単調減少の電流分布を考える限りでは、水素ガスの注入によって検知しうる電流分布の急しゅん化はおこらず、水素ガスの中断によって明らかな急しゅん化がおこる。電流分布の決定要因には中性ガスのリサイクリング、金属不純物のリサイクリング、それらの拡散にともなう放射損失等の変化等が関連している。これらの考察、実験的検討が今後必要とされる。
- (2) 一方密度限界の領域では $m=1, 0$ の振動が成長する。このことは電流分布の急しゅん化を意味する。ガス注入による電子密度の高密度の限界は、ネガティブスパイクによって決まる。スパイク振動の直前においては、ポロイダル磁場の振動成分と軟X線領域の振動成分とは共に大きくなる。このときポロイダル磁場と軟X線との振動のモード数はそれぞれ2および1であ

ィブスパイクが成長する。ネガティブスパイクの直前においてはSSD出力の振動成分と磁気プローブ出力の振動成分とは共に大きくなる。このときSSD出力では $m=1$ 、磁気プローブ出力では $m=2$ のモードが各々観測される。かつそれらの振動の位相は固定している。このことは $m=2$ と $m=1$ との振動が結合して、その結果としてスパイク振動になるという Pulsator の実験結果⁽⁶⁾と一致する。

以上述べたように密度限界の領域より低い領域(ケースA, B)では、水素ガスの注入による密度の増大過程においては $m=1$ の振動が発生せず、ガス注入を切ると $m=1, 0$ の振動が発生する。一方密度限界の領域では $m=1, 0$ の振動が成長し(ケースC)、密度の限界点で $m=2$ と 1 との振動が結合した結果としてネガティブスパイクが発生する(ケースD)。

最初にこれらの現象を電流分布の面から考える。第15図は電流分布 $J(r)$ を仮定して求めた安定係数の分布 $q(r)$ である。ここでリミタ表面における安定係数を1として規格化した。この図から明らかなように単調減少の電流分布を考える限りでは、より低モードの振動が成長するということは、定性的には電流分布がより急しゅんになることである。

次に電流分布がより急しゅんになる原因を考える。まず密度限界の領域においては、ポロメータ測定によるとプラズマからの損失は放射損失が支配的となり、その放射損失はプラズマ周囲でより大きくなる⁽¹³⁾。このことから放射損失によるプラズマ周囲の冷却によって電流分布が急しゅんになることと考えられる。一方、密度限界の領域より低い領域においては、ガス注入によってプラズマへの金属不純物の流束が制御されると考えられる。高速弁を用いて水素ガスを注入中に金属不純物のプラズマへの流束は減少する、あるいは中心の不純物が外へ排出されるといわれている。⁽¹⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ JFT-2においてもガス注入による密度の立ち上り過程における金属不純物によるプラズマ周囲の放射損失は、ガスを中断した場合の密度の減少過程のそれより少ないであろうと考えられる。それ故、ガス注入を中断するとプラズマ電流はより急しゅんになると考えられる。

4. ま と め

JFT-2 プラズマの高密度化の実験において、ポロイダル磁場の振動と軟X線の振動との測定から次のことが明らかとなった。

- (1) 密度限界の領域より低い領域では、水素ガスの注入による密度の増大過程においては $m=1$ の振動が発生せず、ガス注入を切ると $m=1, 0$ の振動が発生する。単調減少の電流分布を考える限りでは、水素ガスの注入によって検知しうる電流分布の急しゅん化はおこらず、水素ガスの中断によって明らかな急しゅん化がおこる。電流分布の決定要因には中性ガスのリサイクリング、金属不純物のリサイクリング、それらの拡散にともなう放射損失等の変化等が関連している。これらの考察、実験的検討が今後必要とされる。
- (2) 一方密度限界の領域では $m=1, 0$ の振動が成長する。このことは電流分布の急しゅん化を意味する。ガス注入による電子密度の高密度の限界は、ネガティブスパイクによって決まる。スパイク振動の直前においては、ポロイダル磁場の振動成分と軟X線領域の振動成分とは共に大きくなる。このときポロイダル磁場と軟X線との振動のモード数はそれぞれ2および1であ

り、これらの低モードの振動がネガティブスパイクを引き起こしている。

(3) 以上述べた振動は、モード数に等しい安定係数をもつ磁気面上で発生していると考えられる。そして異なる磁気面上で発生している振動の位相は固定している。

謝 辞

本報告書をまとめるにあたり、有益な議論をしていただいたプラズマ実験研究室の方々に深く感謝いたします。

特にJFT-2装置の運転に関しては、豊島昇氏、国枝俊介氏を始めとする装置技術管理室の方々に多大の援助を受けた。ここに深く感謝いたします。

終始御助言、御指導下さいました原子炉工学部原子炉計測研究室阪井英次主任研究員に深く感謝いたします。

終始御助言、御指導下さいました田中裕二、田中正俊両プラズマ実験研究室長に深く感謝いたします。

終始御指導、御鞭撻下さいました小幡行雄次長、森茂部長に深く感謝いたします。

*) 現在は理論解析研究室長

参 考 文 献

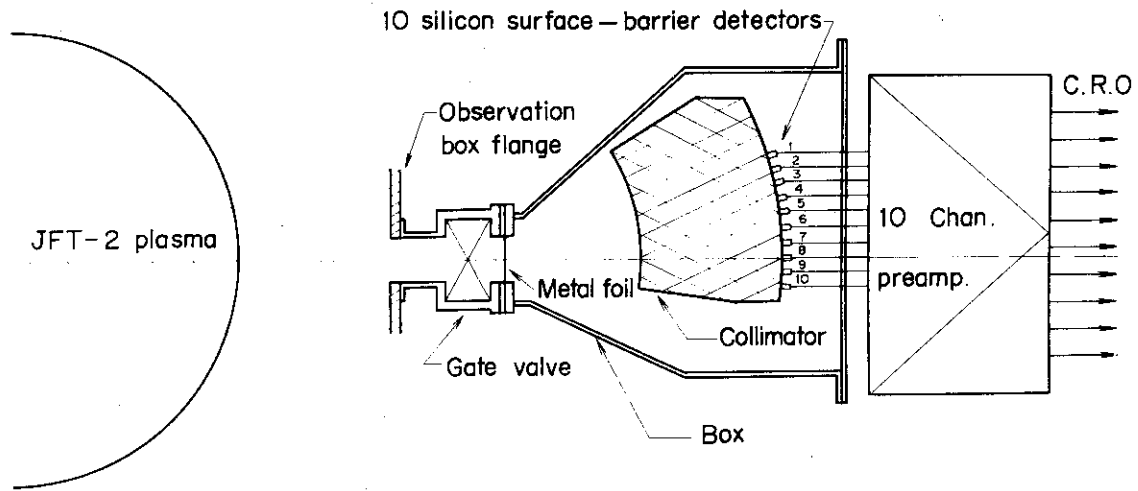
- (1) S. Sesnic : IPP III/22 (1976)
- (2) 船橋, 伊藤. : JAERI-M 4530 (1971)
- (3) K. Odajima, M. Wakatani, M. Maeno and N. Fujisawa : to be published
- (4) S. von Goeler, et al., Phys. Rev. Lett. 33, (1974) 1201
- (5) J. Tachon, et al., Proc. of Annual Meeting on Theoretical Aspects of Controlled Thermonuclear Research (Sherwood Meeting), Apr. 7-9 (1975) Arlington, Virginia
- (6) F. Karger et al., 6th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Berchtesgarden, Federal Republic of Germany, 1976) IAEA CN-35/A-7
- (7) 前野, 的場, 藤沢, 伊藤. : JAERI-M 5204 (1973)
- (8) J.W. Robinson : "Handbook of Spectroscopy", CRC Press, Ohio, (1974)
- (9) 態谷 : 私信
- (10) 前野, 松崎, 藤沢. : JAERI-M 6762 (1976)
- (11) P. Staib and G. Staudenmaier, J. Nucl. Mat. 63, 37, (1976)
- (12) G.M. McCracken et al, 8th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics Vol.1 (Prague, Czechoslovakia, 1977)
- (13) M. Shimada et al. : to be published

第1表 各チャンネルの感度の相対比

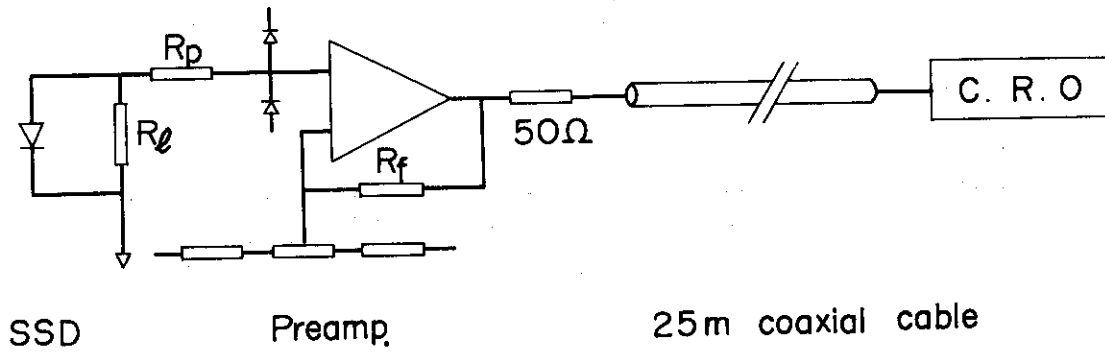
SSD No	Sensitivity (Nor. unit)
1	1.18
2	1.12
3	1.21
4	1.35
5	1.15
6	1.18
7	1.06
8	1.03
9	1.00
10	1.32

第2表 実験条件

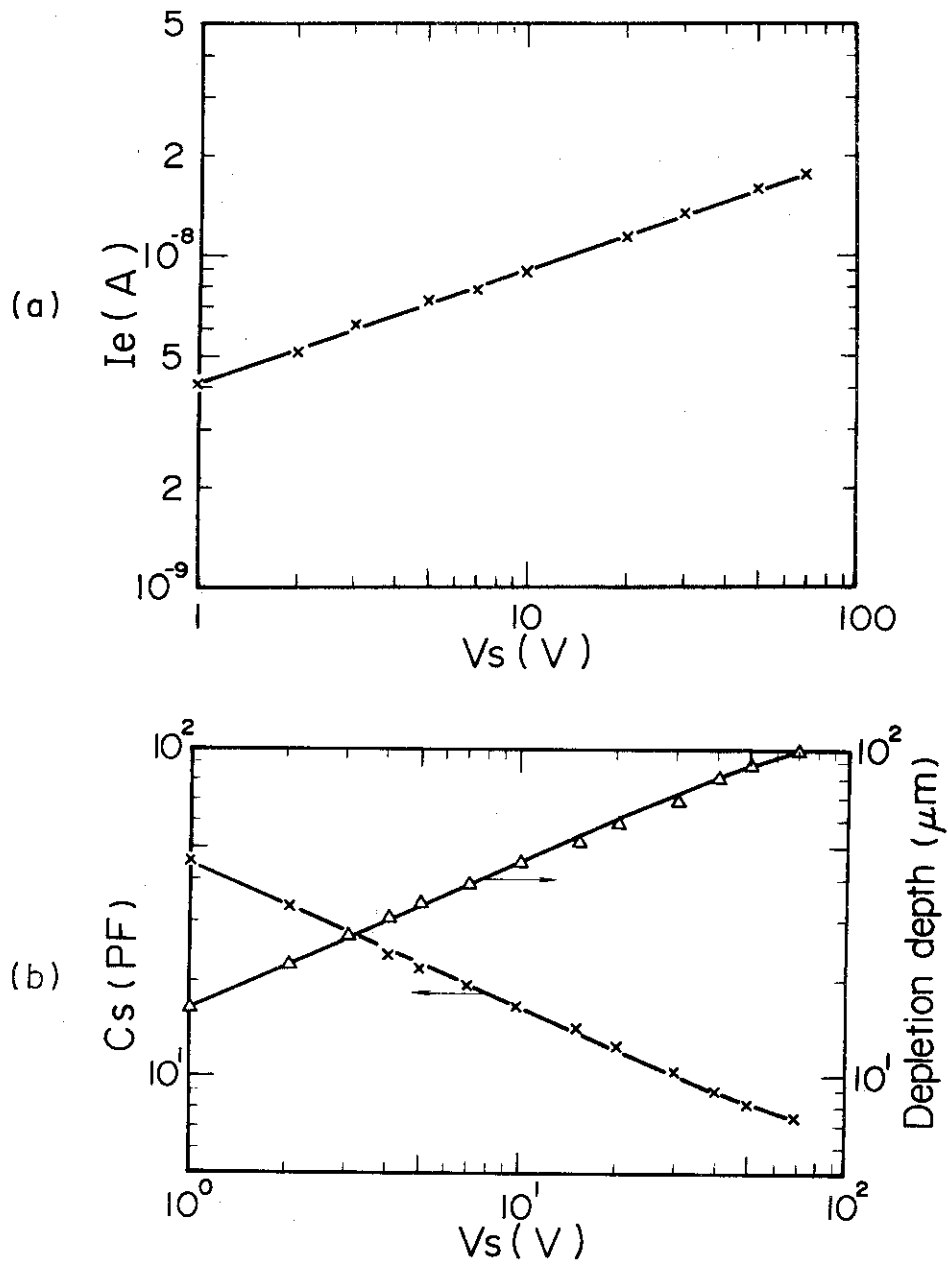
	Case A	Case B	Case C	Case D
Toroidal field Bt (k G)	12	18	18	18
Plasma current Ip (k A)	107	160	160	160
Maximum mean line of sight density (cm ⁻³)	1.65×10^{13}	1.4×10^{13}	4×10^{13}	4.2×10^{13}



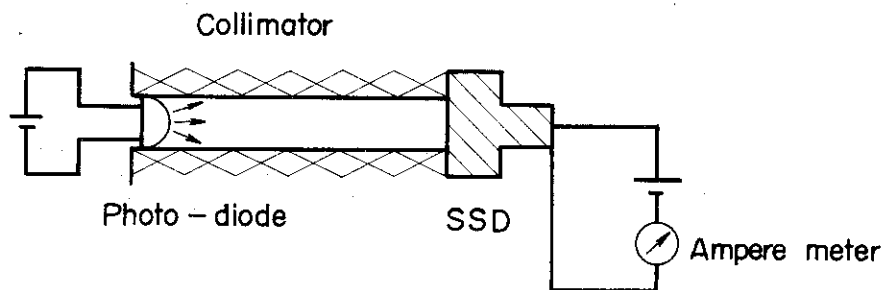
第1図 内部振動測定器の構造



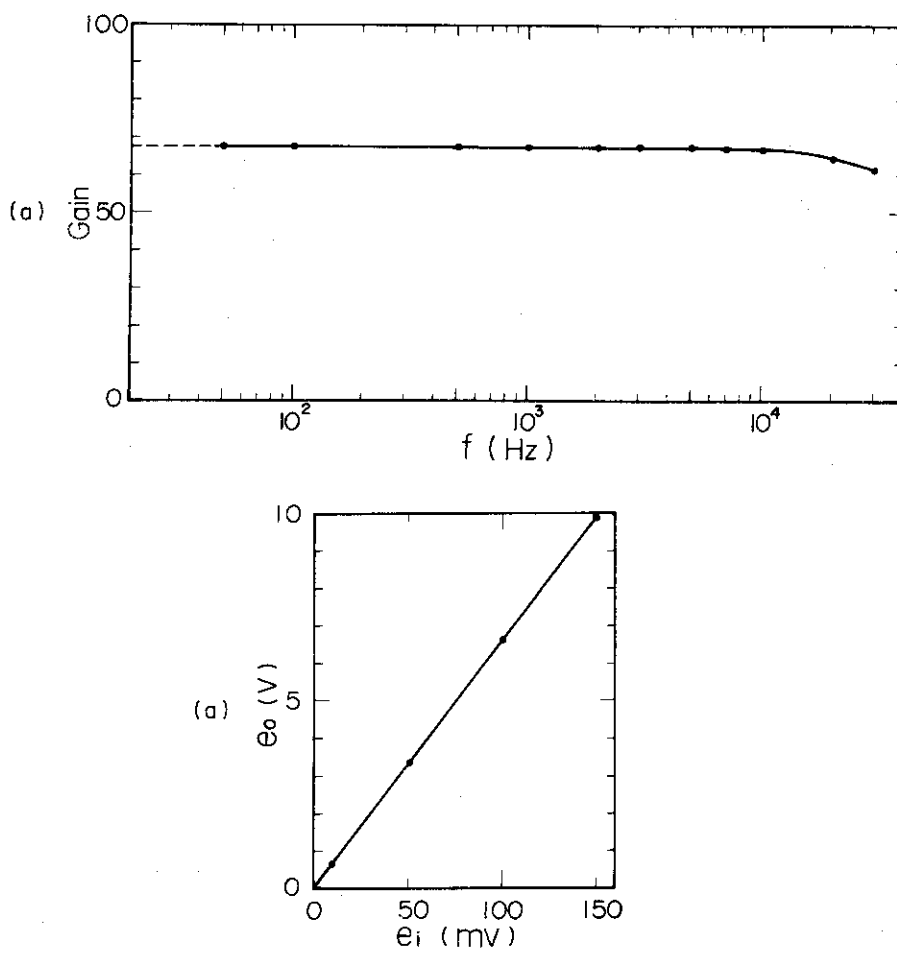
第2図 測定系のブロックダイアグラム



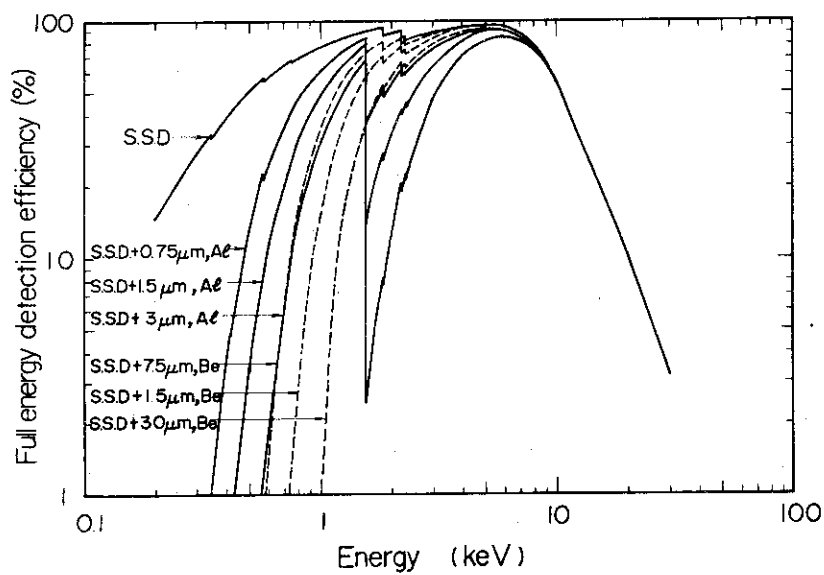
第 3 図 SSDに印加した電圧 V_s に対する漏洩電流 I_e (a)および静電容量 C_s (b)の依存性



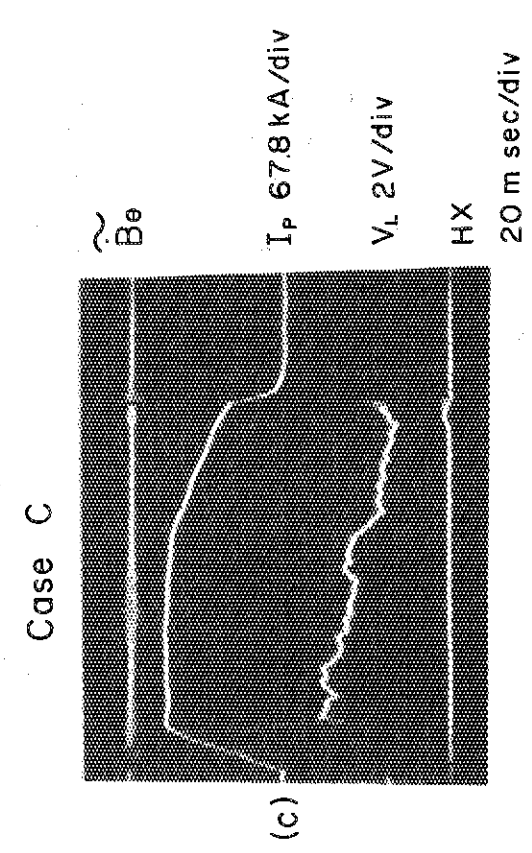
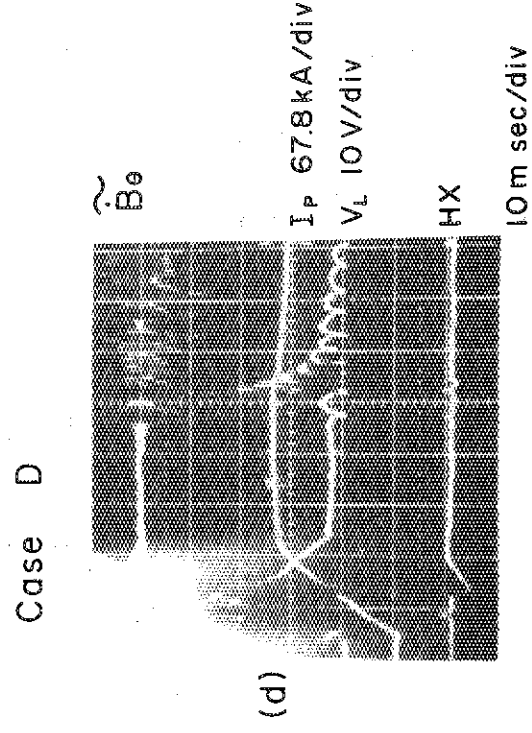
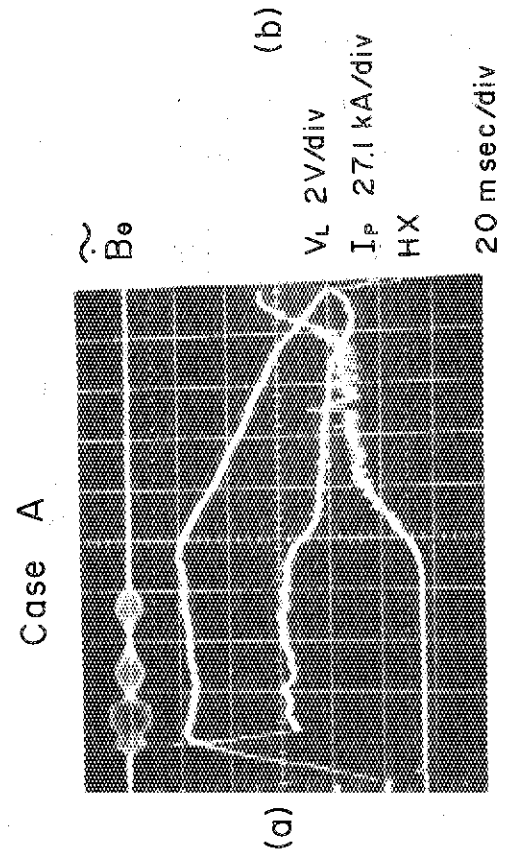
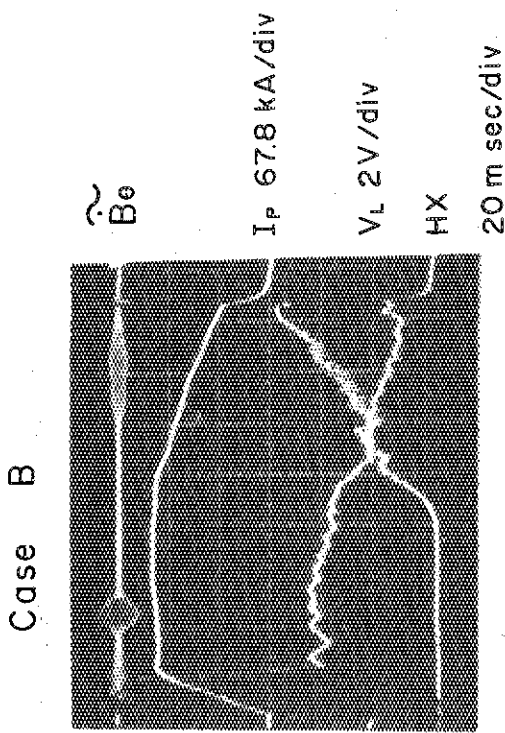
第 4 図 各チャンネルの感度の相対比を調べるためのブロックダイアグラム



第5図 前置増巾器の周波数特性(a)および利得(b)

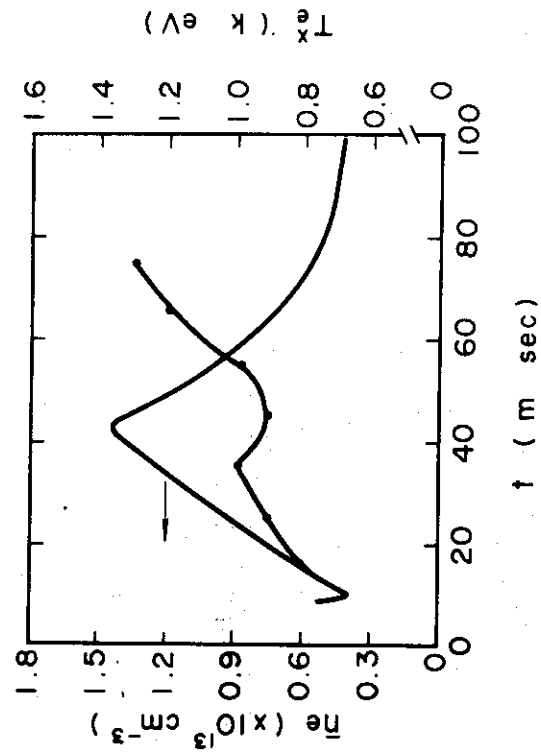


第6図 AlおよびBe膜の厚さをパラメータにした光子のエネルギーに対するSSDを含めた感度

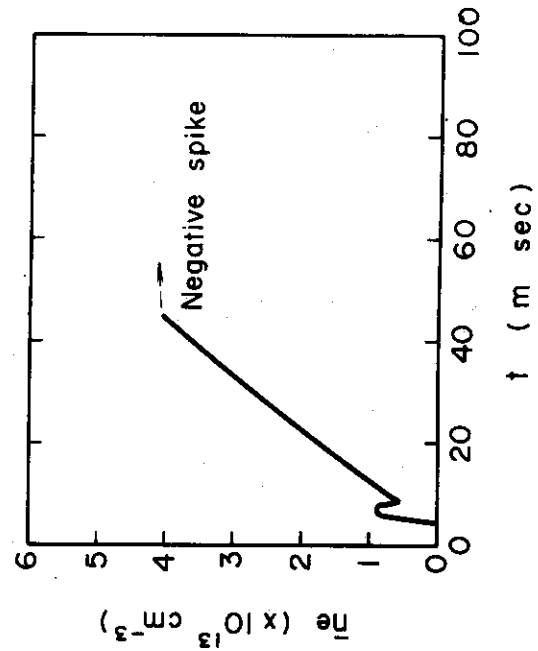


(d)

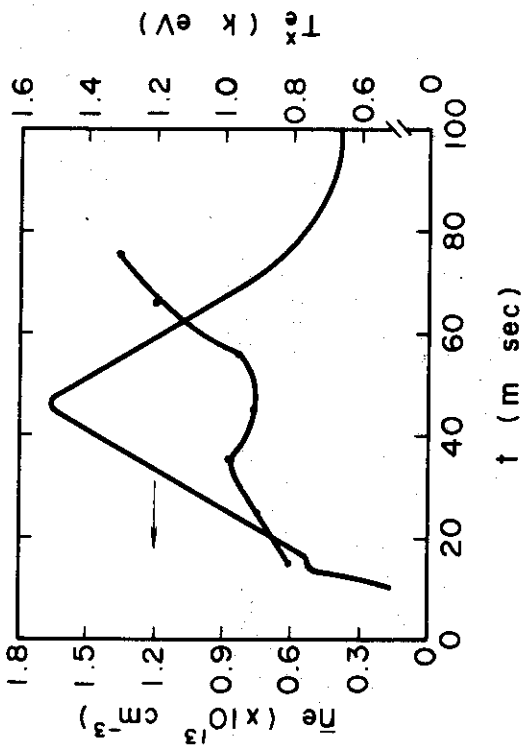
第7図 代表的放電特性のオシログラム写真。ここで \tilde{B}_0 はポロイダル磁場の微分波形、 I_P はプラズマ電流、 V_L は1ターンの電圧、HXは硬X線によるNaI出力を示す。



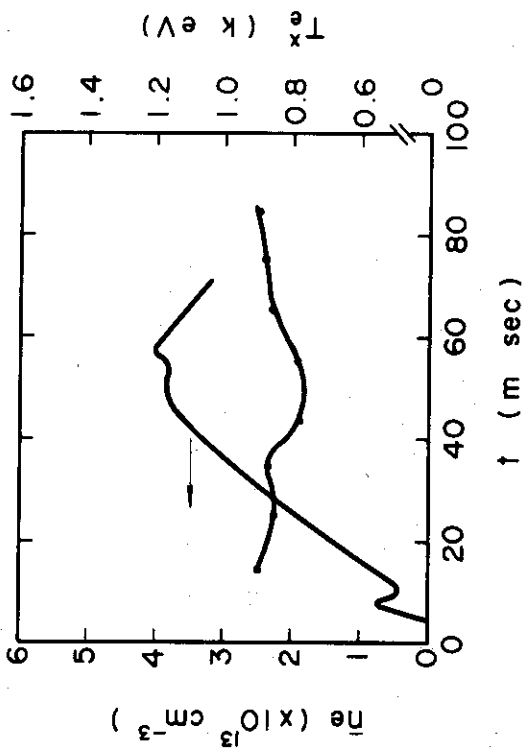
(b)



(d)

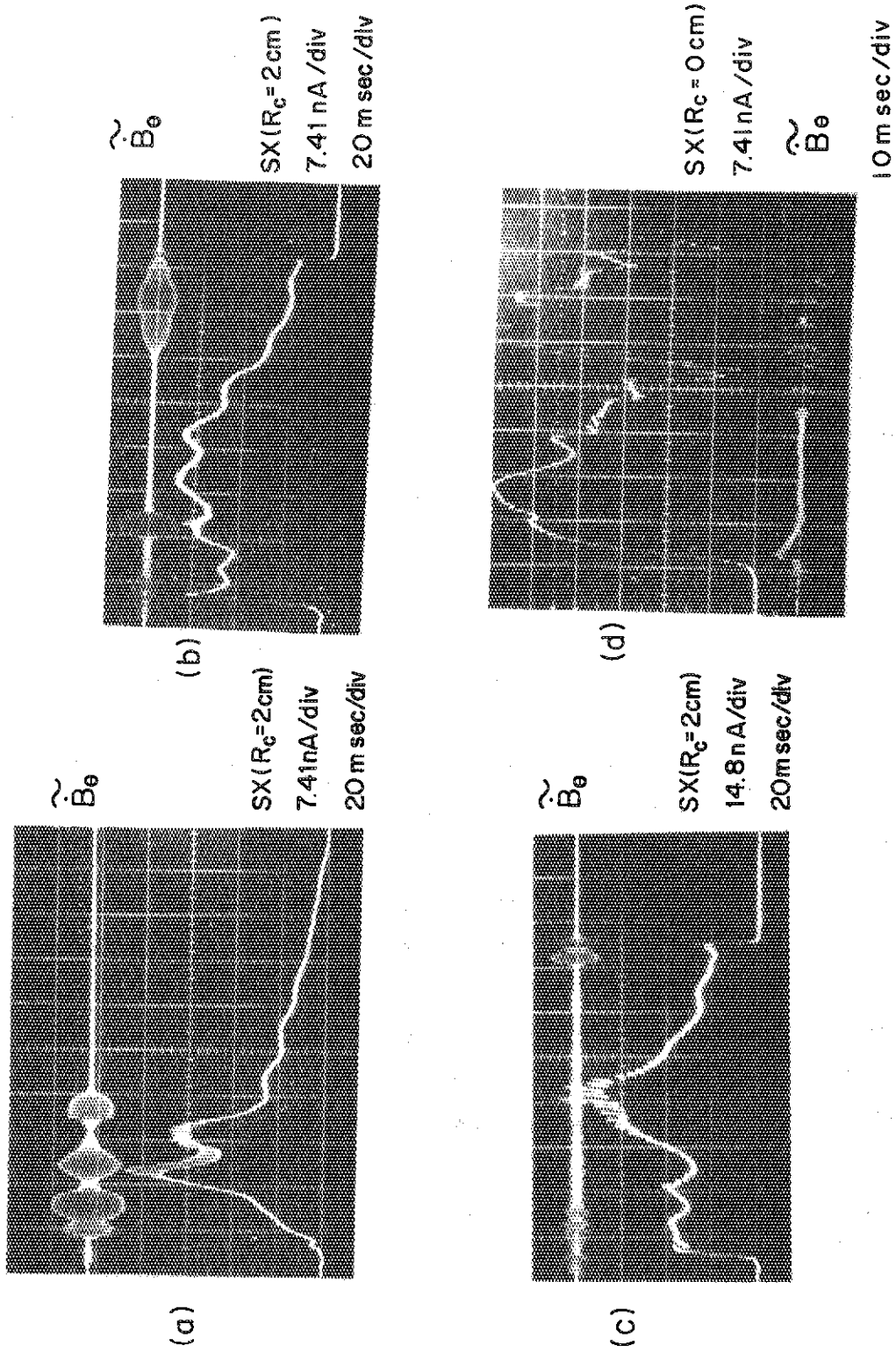


(a)

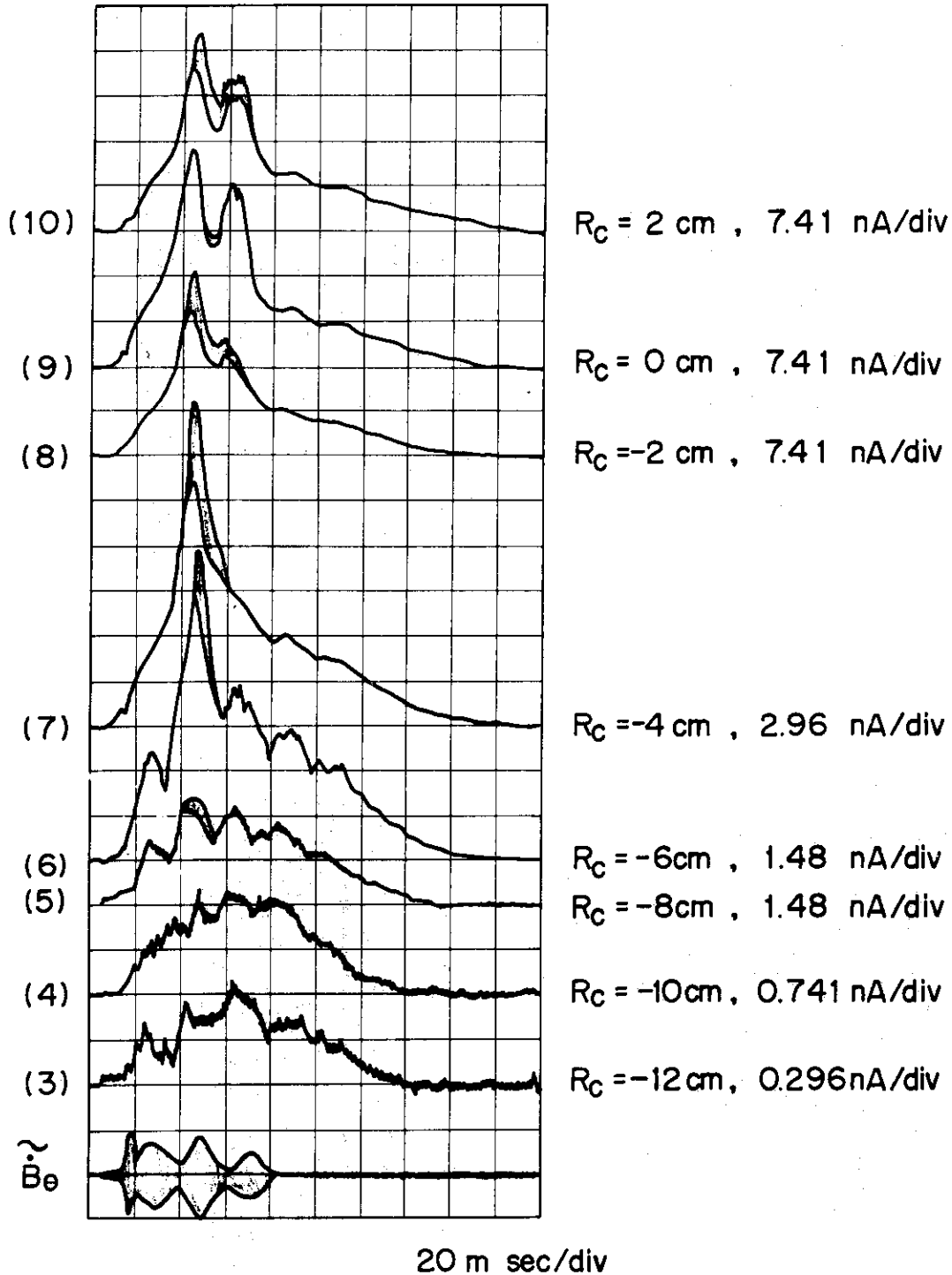


(c)

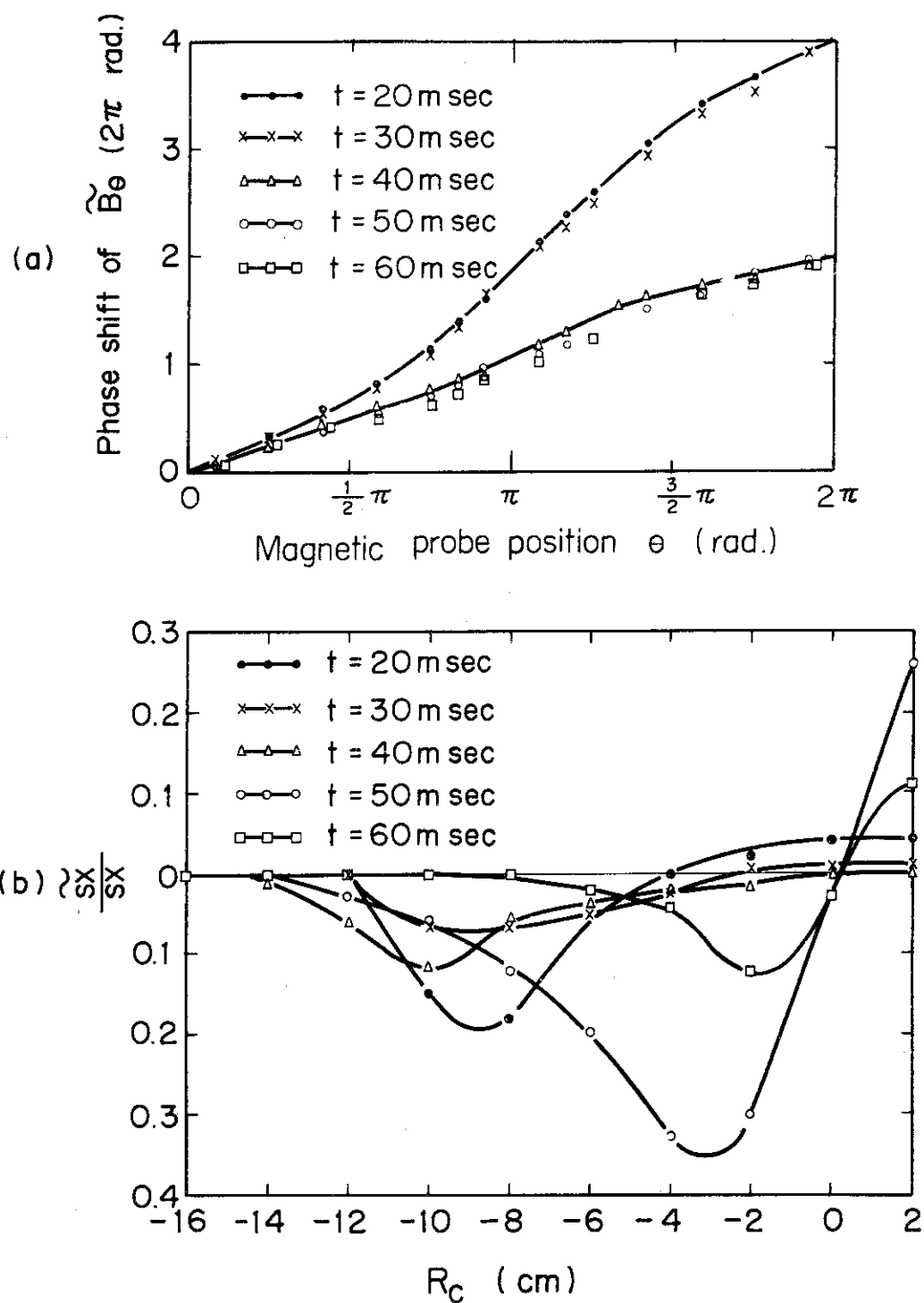
第 8 図 各ケースにおける平均電子密度 \bar{n}_e および電子温度 T_e の時間依存性



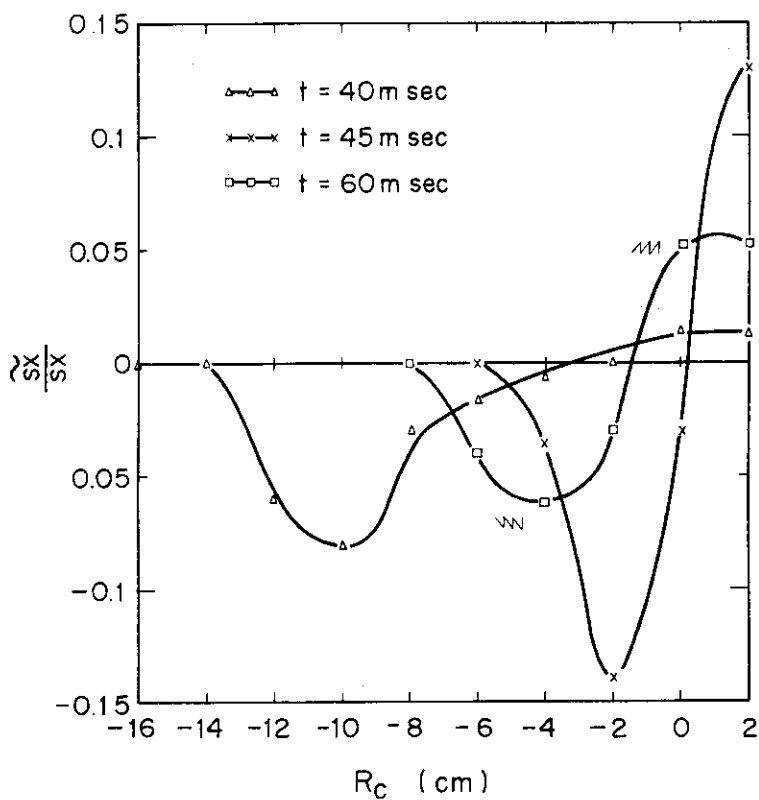
第9図 各ケースにおけるSSD出力の時間変化のオシログラム写真



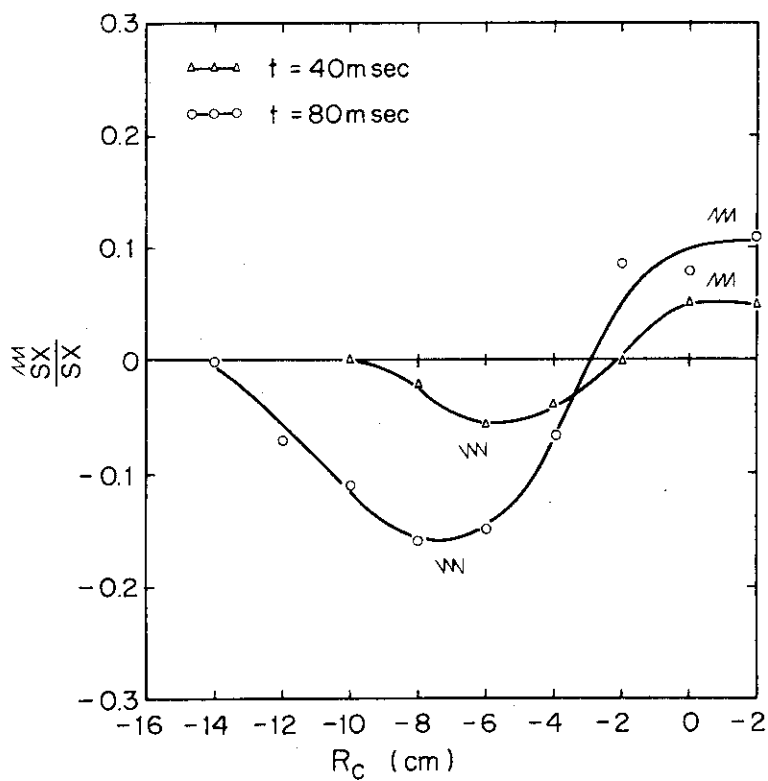
第10図 ケース AにおけるSSD出力の時間変化のオシログラム写真



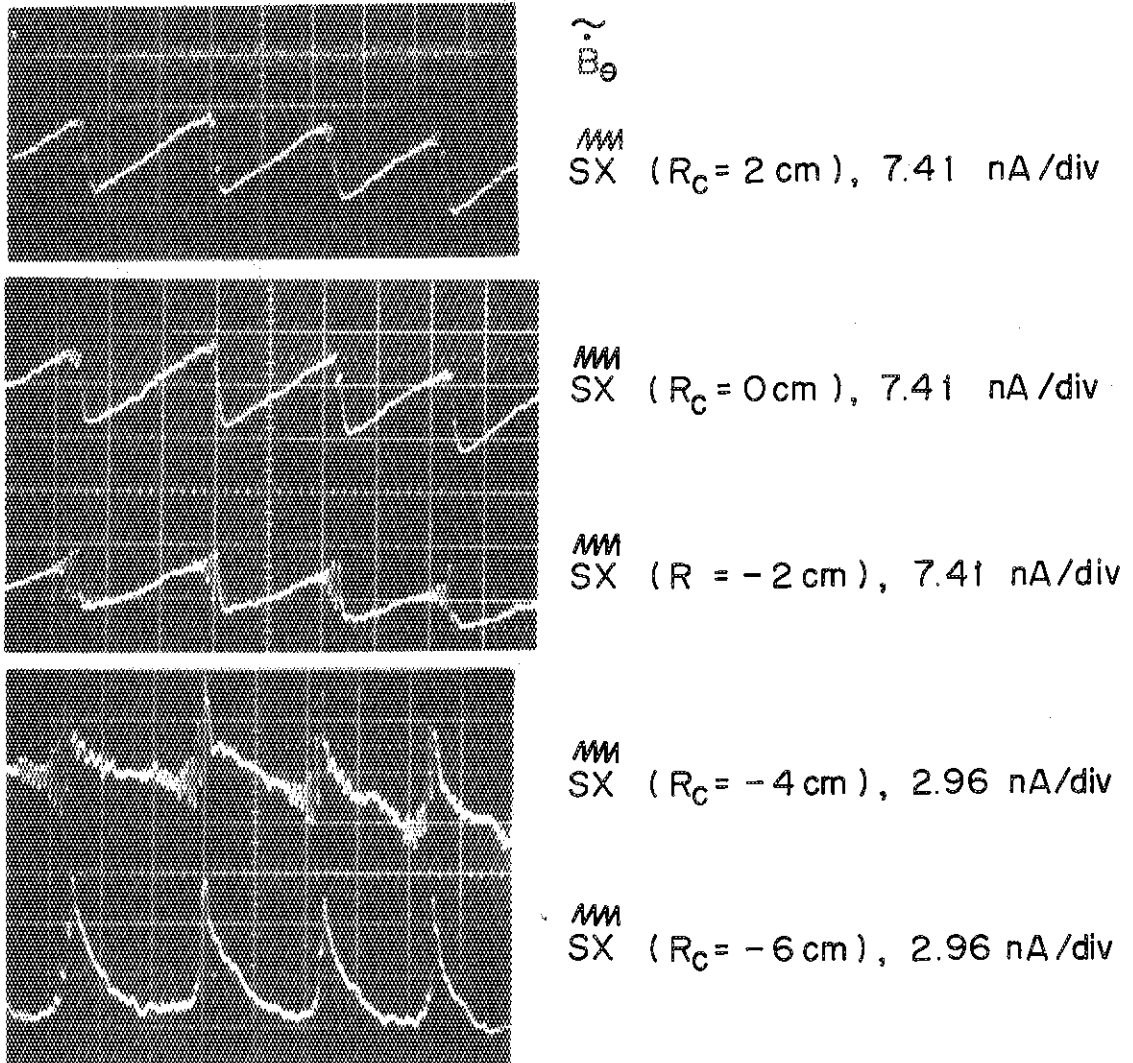
第11図 ケース Aにおけるポロイダル磁場の振動成分の位相変化(a)および軟X線の振動成分の R_C 依存性



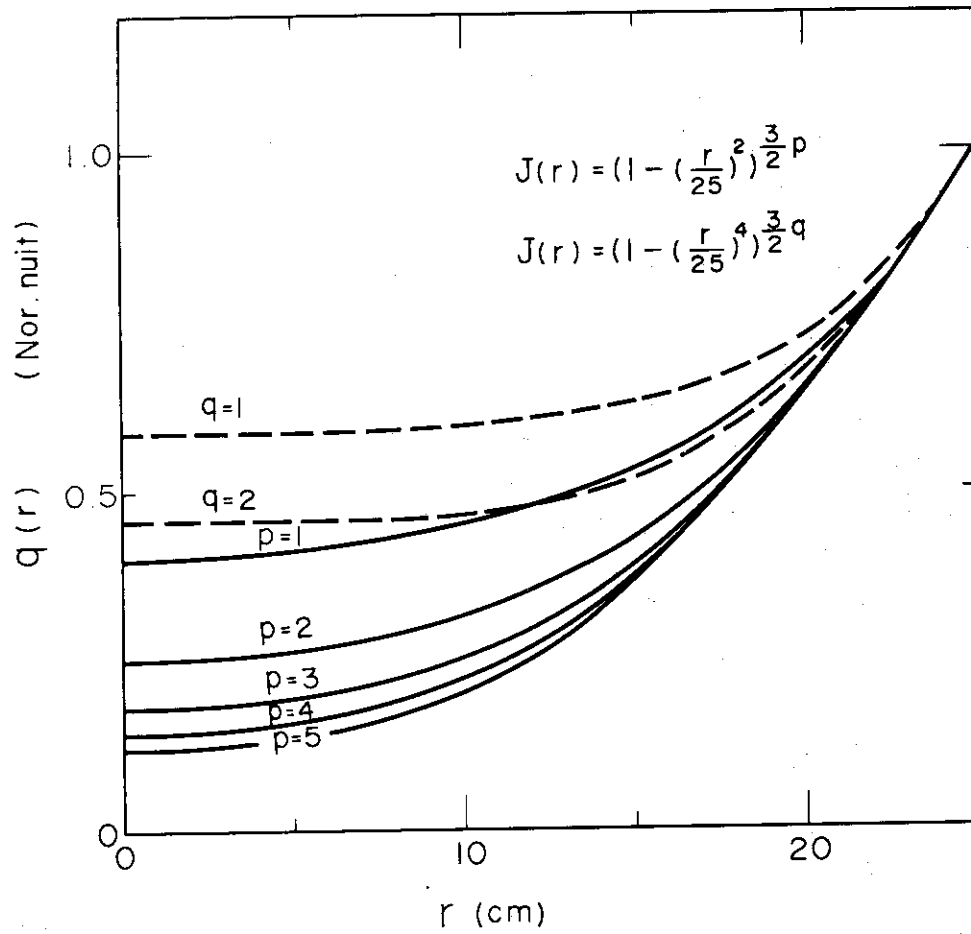
第12図 ケースBにおける軟X線成分の R_C 依存性



第13図 ケースCにおける軟X線成分の R_C 依存性



第14 図 内部スパイク振動の拡大図(ケースC $t = 80 \text{ msec}$)
 掃引時間 : 1 msec/div



第15図 電流分布を仮定して求めた安定係数の分布

付 録

振動を

$$\tilde{A} = \tilde{A}(r) \cos(\omega t + m\theta) dx \quad (1)$$

とおくと、プラズマを断面にわたって見込んだ振動 \tilde{A} は次のように書くことができる。

$$\bar{A} = \int_{-L}^L \tilde{A}(r) \sin m\theta dx \quad (2)$$

ここで $\tilde{A}(r)$ 、 m を与えることによって \bar{A} を求め、測定した振動のモード数 m の同定を行なう。
付第1図に示した座標系において

$$x = r \cos \theta \quad (3)$$

$$y = r \sin \theta = R_0 \quad (4)$$

である。(4)式より

$$dy = dr \sin \theta + r \cos \theta d\theta = 0$$

$$dr = - \frac{R_0 \cos \theta d\theta}{\sin^2 \theta} \quad (5)$$

(3)式より

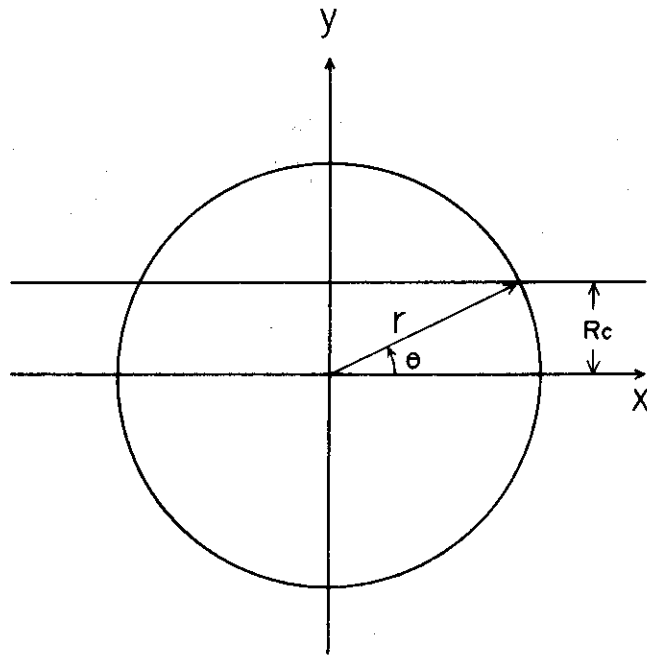
$$dx = dr \cos \theta - r \sin \theta d\theta = - \frac{-R_0}{\sin^2 \theta} d\theta \quad (6)$$

したがって、(2)式は

$$\bar{A} = \int_{-L}^L \tilde{A}(r) \sin m\theta dx = -2R_0 \int_{\theta_0}^{\pi/2} \tilde{A}(r) \sin m\theta \frac{1}{\sin^2 \theta} d\theta \quad (7)$$

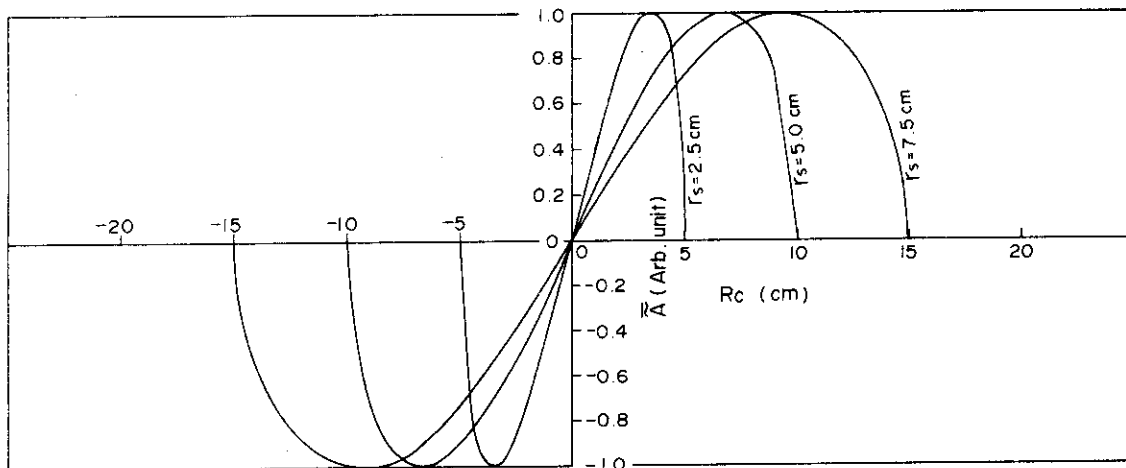
となる。ここで、プラズマ半径を a とすれば、 $\theta_0 = \sin^{-1} R_0/a$ である。

(7)式を解析的に解くことは困難であるので、 $\tilde{A}(r) = \sin r \pi/r_s$ とにおいて、数値的に \bar{A} の R_0 依存性を求めると付第2図のようになる。付第2図(a)(b)はそれぞれ $m=1$ および $m=2$ の場合の \bar{A} の R_0 依存性である。

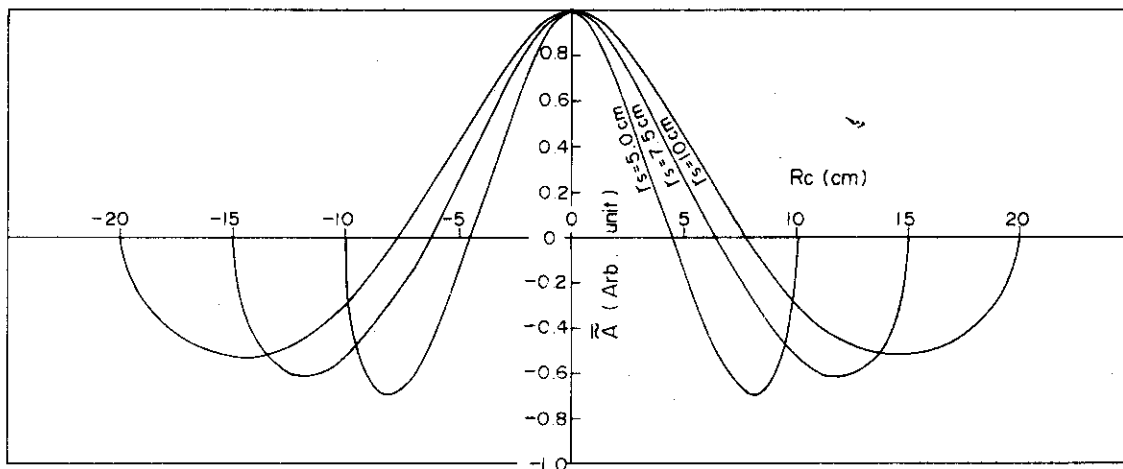


付第1図

(d)



(b)



付第2図