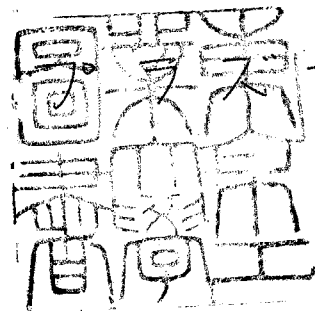


論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	大電力高周波発振器の開発と高温プラズマへの適用
Title(English)	
著者(和文)	嶋田隆一
Author(English)	ryuichi shimada
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第763号, 授与年月日:1975年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第763号, Conferred date:1975/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

大電力高周波発振器の開発
と高温マへの適用



東京工業大学

田 隆 一

目 次

	PAGE
第1章 緒論	1
1.1 核融合研究における大電力高周波発振器の役割	1
1.2 従来の大電力高周波発振器	9
1.3 本研究の意義	11
第2章 大電力高周波発振器の原理	14
2.1 発振原理	14
2.2 発振条件	15
2.3 発振効率	20
2.4 予備実験	23
2.5 直列共振法による発振	28
第3章 大電力高周波発振器の建設	32
3.1 発振出力	32
3.2 主振動回路	34
3.3 充電用振動回路	34
3.4 トリガーパルス回路	39
3.5 制動回路	46
3.6 制御回路	46
第4章 大電力高周波発振器の運転	48
4.1 発振出力、効率	48
4.2 マルクスゼネレーターの再使用	51
4.3 まとめ、今後の問題点	52

オ5章	ガス絶縁プラズマへの適用	53
5.1	はじめに	53
5.2	ガス絶縁プラズマの特徴	55
5.3	ガス絶縁プラズマの核融合の可能性	56
5.4	ガス絶縁プラズマの実験	62
5.4-1	目的	62
5.4-2	予備電離法	62
5.4-3	装置	64
5.4-4	実験結果	72
5.5	まとめ	80
オ6章	プラズマの動的安定化	81
6.1	はじめに	81
6.2	動的安定化の機械的モデル	81
6.3	プラズマの動的安定化	84
6.4	正放電プラズマの動的安定化の実験	90
6.4-1	目的	90
6.4-2	実験装置	92
6.4-3	実験結果	101
6.5	まとめ	107
オ7章	結論	108
謝辞		110
参考文献		111

内容梗概

この論文は、「大電力高周波発振器の開発と高温プラズマへの適用」と題し、プラズマを加熱、安定化する目的で新方式の発振法を開発し、その原理に基づき発振器を建設し、 1 MHz 、 2 MW 、 $10\mu\text{s}$ の発振出力を得た。また、もしこの種の大電力高周波発振器を用いてガス絶縁プラズマを加熱した場合、多くの利点があることを示し、さらに実際に3放電の動的安定化実験に用いて、その効果を示したもので7章よりなっている。

第1章「緒論」では、核融合への人類の期待が高まりつつあり、また、核融合炉の実現を議論できるようになった現在、大電力高周波技術の開発こそ、核融合の成否となる。ところが、従来の大電力高周波技術は、その要求にたじらぬものではなく、その開発がいかに必要であるかを述べ、また、そのような状況の中でのこの研究の意義について述べている。

第2章「大電力高周波発振器の原理」では、真空ギャップの強い絶縁回復特性を利用し、コンデンサ放電の振動エネルギーをタンク回路へ移送することによって、連続発振させる発振方法を提案し、さらに、発振させるための条件、効率などを求め、この方法の発振器の設計基準を導き、これらを実証するべく予備実験を行った。その結果、真空ギャップがこの発振器の要求を、十分満たすこと、発振理論どおり動作することを明らかにしている。

第3章「大電力高周波発振器の建設」では、第2章の設計基準に基づき、 16 MW 、 $30\mu\text{s}$ 、 1 MHz を目標とした発振器を建設したその詳細について述べている。さらに、この方法による長時間発振を実現するために、真空ギャップの性質をさらに利用し、一度放電したコンデンサを数 $10\mu\text{s}$ 後に再び放電させることができれば、ある一定数のコンデンサ放電回路を次々放電し、それを順次再充電し、そのすべてが放電したとき、最初のコンデンサが、充電完了の状態であれば、このコンデンサ放電回路群は連続して動作し、発振時続

時間は電源のみの問題となることを提案し、これを実証するため、10 台の真空ギャップによるマルクスゼネレーターを建設し、それぞれ数 $10 \mu\text{s}$ ごとに動作するようにトリガー方式等を開発したことについて述べている。

オ4章「大電力高周波発振器の運転」では、10 台のマルクスゼネレーターを1度ずつ動作させ、直列共振法、並列共振法それぞれについて発振器の出力、効率を求め、 1 MHz , 2 MW , $10 \mu\text{s}$ の発振出力を得たことを示し、また、再充電法により10 台のマルクスゼネレーターを3回ずつ放電させ、ピーク 1 MW , $90 \mu\text{s}$ の発振が得られ、しかもこれらの値は定格の半分の電圧で運転している状態の値であり、この発振法の可能性を十分示したことが述べられている。

オ5章「ガス絶縁プラズマへの適用」では、大電力高周波をプラズマに適用した場合、最大の問題である放電管壁での放電を除去する方法として、ガス絶縁プラズマを提案し、ガス絶縁プラズマに今回開発した、大電力高周波発振器を適用した場合の種々の利点、可能性を考察し、さらに次の事を実験的に明らかにした。すなわち、高周波電力のシールド効果がないこと、高温プラズマの安定保持、プラズマ中への不純物の侵入阻止等を確かめたことについて述べている。

オ6章「プラズマの動的安定化」では、今回開発した発振器も動的安定化に適用する方法とその効果を実験的に明らかにした。すなわち、動的安定化の効果を顕著に観測するべく設計された放電装置を建設し、プラズマガンにより初期プラズマを作り、そのプラズマに電流を流して、 $m=1$ の kink インスタの成長率を、高周波電流の有る無しについて調べ、その結果、動的安定化の効果を確かめたことが述べられている。

オ7章「結論」では、以上各章の結果を、総括している。

第1章

緒 論

1. / 核融合研究における大電力高周波発振器の役割

制御熱核融合反応を新しいエネルギー源として、それもかなり本命的なエネルギーとして考える見方は、もはや定着しているように思われる。そして、限りある地球と云々されエネルギー源の涸渇が憂えられ、石油ショックが直接の脅威となるに及んで、エネルギー源としての核融合の開発が、単なる未来技術の域を超えて、具体的日程をふまえての緊急性を帯びてきている。

制御熱核融合反応が実現された際には、現在の石油燃料は不用となり、核分裂反応による放射能汚染の心配もなく、その恩恵は、測り知れない。この核融合反応を実現する上で、最も有力な手段の一つに強力な高周波電磁界の適用がある。

高周波電磁界を単独で、または静磁界と併用すると、プラズマの加熱および安定保持の面において、静磁界では得られない種々な可能性が得られることが多数の理論家によって示されている。それにもかかわらず、現在までのところ、実験面において成果の見るべきものが少ないのは、一つに大電力高周波発振器の製作が技術的に極めて困難であったと言っても、過言ではないだろう。

高温プラズマを静磁界（準定常磁界）で閉じ込める方法は現在までに、トポロジカルに、できくした感がある。このような磁場配位により高温プラズマの閉じ込めに困難を感じた場合、高周波電磁界を応用しようという考えは、当然おろそかすべきである。すでに1958年、ジュネーブにおける第2回原子力平和利用国際会議において、Balter氏等⁽¹⁾が、一般的な考察を行っている。この論文によると、高周波磁界を用いると確かに静磁界とは異った磁場配位が得られる。しかも、プラズマの加熱、安定化にも有用であると考えられる。しかし、これに必要な莫大な高周波エネルギーを考えると現在の技術では実現困難

というのが結論であった。

制御熱核融合における高周波電磁界の応用は大別して次の様である。

- ① 高周波電磁界によるプラズマの加熱
- ② 高周波電磁界による閉じ込め、安定化

安定化に関しては、静磁界の欠点を補う補助的なものである。

最近の核融合研究においてもっとも有望視されているのは、トコマック方式によるものである。ソビエトのクルチヤトフ研究所(モスクワ)におけるT-3装置以後、世界中でトコマック方式の装置が、続々と建設されている。日本でも、原子力研究所において、JFT-2の成功により、1980年を目標に、臨界プラズマ試験装置JT-60の計画がある。アメリカでは、原研のJFT-2と臨界プラズマ試験装置の中間位の大きさのPLTという装置が、来年完成予定である。ソ連では、やはり臨界プラズマ条件をぬらしたT-20という計画が、発表されており、ECはイギリスのカラム研究所を中心に臨界プラズマを目標とするJETという計画を、進めている。

しかし、これで核融合制御のすべての問題が解決したわけではなく、なを解決すべき重要問題が残されている。すなわち、トコマック方式で用いられているジュール加熱の方法はすでに到達温度においてほぼその限界に達していると考えられる。さらに数千万度以上までの第2段階の加熱が必要であり、この具体的な手段として、中性粒子入射加熱法と高周波電磁界を用いる法の2つが、有望視されている。また、粒子の温度および密度をさらに上昇させた場合に新しい不安定性が現われてくることは当然予想されるので、これにも高周波電磁界を用いて、閉じ込めを強化し、安定化を図ることの必要性が生じる可能性が大きい。

① 高周波電磁界によるプラズマの加熱

高周波によってプラズマ中のイオンまたは電子を加熱する場合の原則的なエネルギーの流れは、プラズマ密度が小さい場合を除き、次の様になる。

外部高周波電磁界 → プラズマ中波動 → 粒子エネルギー
(結合回路) (緩和)

したがって、加熱効果を高めるには、外部から注入する高周波と波動との結合が良いことが必要になる。プラズマ中では、プラズマ粒子密度、 $k_{\parallel}$, $k_{\perp}$, ω (温度) などの諸物理量との関係を規定するいわゆる「分散関係」を満たす波動だけがあまり減衰しないで伝搬できるわけであるから、外部電磁界の ω , $k_{\parallel}$ などを波動のそれに一致させてやると、その波動を強く励起できる。(共鳴)

波動から粒子へのエネルギーの変換は、サイクロトロン減衰およびランダウ減衰などの非衝突減衰と、波動を担っている荷電粒子間の衝突の2種の物理機構によって生ずる。サイクロトロン減衰を積極的に利用するには、静磁界が弱い場所に向けてサイクロトロン波を伝搬させる。磁界の強さが低下するとサイクロトロン周波数 Ω も低下し、ついには波動の周波数よりも下がるが、この領域では波動は伝搬できない。したがって、 $\omega = \Omega$ を満たす磁界の場所で波動は、反射されるか、吸収されるはずである。実際には粒子のサイクロトロン運動に共鳴し、波動のエネルギーは粒子の運動エネルギーに交換されることが知られている。この様な磁界は、海の波が、海岸の砂浜でつぶされることから、「ビーチ(Beach)磁界」と言われる。この様に、伝搬領域から非伝搬領域へ、波動を送りこむことにより、その境界で波動のエネルギーを粒子のエネルギーに交換する方法は、磁界の変化のみに限らない。

次に、加熱に関する各種波動の利用について簡単に述べる。

- (1). 電子サイクロトロン波。普通、電子サイクロトロン周波数 Ω_e の近傍のマイクロ波を、その電界が、静磁界に直交するようプラズマ中に導入する。サイクロトロン共鳴の条件を満たす磁界強度がプラズマ中のどこかに存在すれば、高温の電子が得られる。6.4 GHz, 5 kW程度のマイクロ波で、数百 $k_B T$ (2) にも及ぶ高温の電子を得られるが、肝心のイオンは、数 eV 止まりである。加熱は、サイクロトロン周波数の n 倍、または n 分の1でも有効である。ホイッ

スラー波を利用することもある。

(2) イオンサイクロトロン波 電子サイクロトロン波の場合と原理的に大差はないが、プラズマと外部高周波との結合が強くないので励起係を、波動の $k_{\parallel}$, ω に合わせて、結合共鳴させて、結合を高める。STIX形のコイルを用いてプラズマと結合させる。アメリカのプリンストン大学では、ステラレータ-C装置を用いて、25 MHz, 2 MW 程度の高周波発振器を用いて、局部ビー4磁界では3 keVの加熱が得られる⁽³⁾。又、低密度のプラズマでは、プラズマ柱を平板電柱ではさみ、高周波電界を印加して、静電的なイオンサイクロトロン波が得られ、イオンをkeV程度に加熱できる⁽⁴⁾。

(3). 圧縮性アルフベン波 プラズマの密度が、充分高い場合 ($> 10^{14}/cc$) には、 $\omega \approx \Omega_i$ の周波数領域でも、圧縮性のアルフベン波が励起でき、この波のランダウ減衰を利用してイオンの加熱を行うことができる。

(4). Lower hybrid波 共鳴の周波数は、電子サイクロトロン周波数 Ω_e とイオンサイクロトロン周波数 Ω_i との幾何平均 $\sqrt{\Omega_e \Omega_i}$ の近傍で、普通、数10 MHz の領域となる。最近のトコマックの加熱は直接行えるという点から、最近、特に強い関心をもたれている⁽⁵⁾。第5回IAEA国際会議(東京)の、アメリカ・STトコマックの報告によると⁽⁶⁾、25 MHz, 70 kWの入力で、イオン温度が、100 eV上昇し、発振器から、プラズマの波動への変換効率は90%であった。

以上、加熱についてまとめると、核融合を実現させるためには、高温、高密度のプラズマを、長時間、閉じ込めて置く必要がある。現在のトコマックも、加熱については、第2段階の加熱が必要であり、それは高周波電磁界の応用が有望である。そして、炉としての立場から考えると、第1にイオンを、よく加熱すること、第2に、あまり周波数が高くないこと。これは、表皮効果による電力損、プラズマに対する高周波給電の方法、大電力発振器の問題に関係し、MHz程度以上に高くなることは好ましくない。

② 高周波電磁界による閉じ込め、安定化。

高周波電磁界のみを用いた閉じ込めにおいては、高周波放射場（マイクロ波など、空間分布を作る程の超高周波領域では、電界の圧力が磁界の圧力と等しい。）によってプラズマを、閉じ込める問題については、今回、この論文の目的と、周波数が異なるので、簡単に原理のみ述べる。高周波の周波数（ ω ）が電子のサイクロトロン周波数より高い場合、粒子に対する高周波の力学的効果は、

$$U_{ir} = (e^2/4m\omega) \overline{E_{ir}^2} \quad \text{-----} (1.1)$$

で表わされ、保守的なポテンシャル場になって表現される。 E_{ir}^2 に適当な分布を与えれば、電子は U によって閉じ込められる。

高周波放射能によって、プラズマを閉じ込めるには、D.H.F 帯の球空洞を用いて、TE₁₁₀モードを励起し、このモードを回転させることによって中心に、極小値をもつポテンシャル場を作り出すことが、できる。

高周波電磁界と静磁界との併用による閉じ込めは、ミラー・カスプなどの開放形装置の開口部に高周波をかけて、プラズマ損を防ぐために用いられる。この場合 (1.1) 式は、

$$U_{ir} = \frac{e^2 \overline{E_i^2}}{4m(\Omega^2 - \omega^2)} \quad \text{-----} (1.2)$$

ただし、 $\Omega = eB_0/mc$ 、 B_0 静磁界 となる。実験例として、名大プラズマ研の TP-D II を用いての佐藤氏等の実験が、あげられる。カスプ磁界からのプラズマの漏れをイオンサイクロトロン近傍での周波数を用いて、抑制する実験を行い、線カスプに対しては、漏れを大巾に抑制できることを示した。

高周波電磁界によるプラズマの安定化は、プラズマの不安定性を打ち消すように、プラズマの状態を変化させる負帰還法もあるが、ここでは除いておく。これは、100 ~ 150 kW の不規則振動を、0.1 ~ 1 W のマイクロ波、ビームによって抑制する⁽⁷⁾ことができる。

高周波による安定化は、 $\text{low } \beta$ においては、動的ずり磁界 (Dynamic Magnetic Shear) による安定化が考えられる。オ 1. 1 図に示すように、定常磁界 に向って波長の長い不安定性が生じ、電荷分離 (±q) が起こるとする。プラズマ中に交流電流を流して、 $\tilde{B}_\phi$ を発生させ、磁力線を時間的に振って磁力線に沿う電子の流れによって、正負の電荷を短絡することを考える。それが起こるためには、

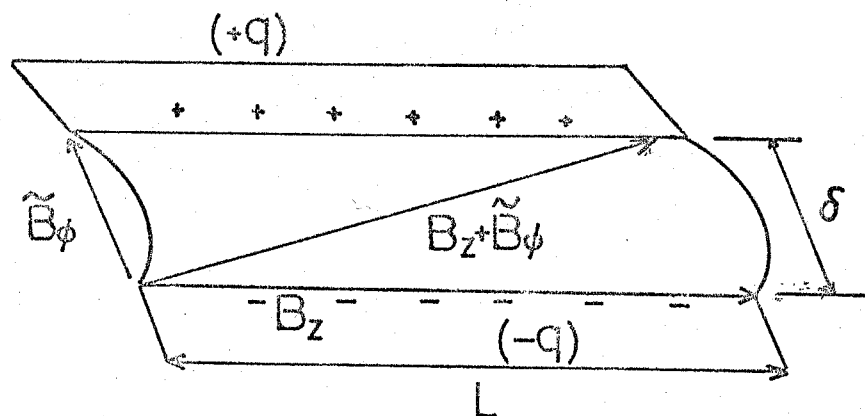
$$\text{i) } \omega > \Omega$$

$$\text{ii) } v_e / \omega > L$$

$$\text{iii) } \tilde{B}_\phi / B_z \geq \delta / L$$

の 3 条件が、満足されれば良いであろう。条件 i) は イオンが磁力線に凍結されて動かない条件であり、ii) は、熱速度の電子がイオン過剰領域まで動くための条件であり、iii) は、磁力線が十分に振れるための条件である。

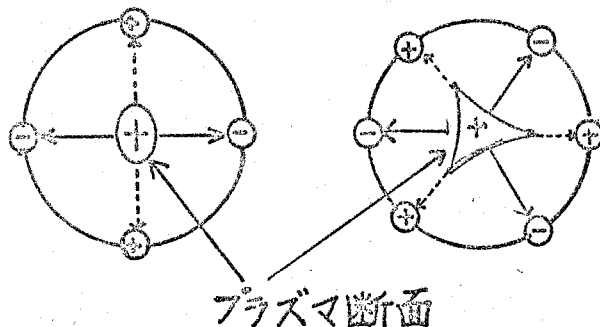
Dubovoy 氏等⁽⁸⁾ は、ペニング放電プラズマ ($n = 10^{12}/\text{cc}$) 中に 5MHz , $0 \sim 100\text{A}$ の電流を流して、ドリフト波の安定化を試みた。プラズマの直径と長さは、それぞれ 4cm , 40cm であるが、 $B_z = 1.2\text{kG}$, 2.2kG に対して、 $I = 10\text{A}$, 20A でプラズマの密度変動は減り始め、非常に有効であった。トーラスについても、トロイダルドリフトを高周波ずり磁界で、局所的に除去する研究がなされている。リゼエトの P-O 装置では、⁽⁹⁾ 単純トーラス磁界にプラズマ表面で 250G に達する 0.7MHz の高周波 4 極磁界を加えている。



オ 1. 1 図

MHD的不安定性を高周波電磁界で抑制することは、早くから、提案され、動的安定化とは、これと呼ぶのが普通である。 $\beta = 1$ のプラズマ、例えば、Zピン4に高周波多極磁界を加えた場合、オ1、2図の様に、ある瞬間における各電流導体とプラズマに働く力が示してあるが、プラズマを押す力と引っ掛かる力が交互に存在する。これらの力は時間的に変化する、その周波数が充分大きいとプラズマはどの方向についても安定であることができる。

Borzunov 氏等⁽¹²⁾は、0.5 MHz ~ 1.2 MHz の電流を各バーあたり 25 kA まで流すことにより、放電電流 100 kA までの Z ピン4の変形を防いだ。また Forman 氏等⁽¹³⁾は、4本のロッドに、0.7 MHz, 13.7 kA の電流を流して、 $m = 0, 1$ のインスタを(波長 5 ~ 12 cm のもの)、成長速度を $1/3$ にした。これは、理論と一致した。



オ1.2図

(14)(15)(16)

Weibel 氏は、Zピン4とthetaピン4を重ね合わせた回転磁界ピン4で閉じ込めと動的安定化とを、同時に行おうとしている。 β を高く、プラズマの境界を、Short Boundaryにするとプラズマ中のインスタは起こらないと期待できる。しかし、放電管壁でのシールドにより Weibel 氏の場合、プラズマの寿命は、1.7 μ s にしか達していない。これらの実験において障害となるのは、高周波電磁界と壁からのガス放出のために、プラズマ容器の壁の表面で放電が起きて高周波が、シールドされてしまうことである。

壁面での放電を除くするのは、さめめて難しい問題であろう。

現在、核融合をめざして、種々の装置が研究されているが、その中でMeyer氏とSchmidt氏によって提案された高ベータトラス(M & S)⁽¹⁷⁾に関する方法は、これまでの直線ピンチで得られた成果をそのまま引き継ぎ、しかもその欠点である端損失を防ぐ方法として、着目され、Scyllac計画を始めとして大きな計画が進んでいる。M & S平衡(高ベータステラレーター)では、「良い範囲」と「悪い範囲」が交互に生じ、MHD的不安定性が、抑えられず動的安定化が本質的に重要である。

磁気軸上にふくらみのある直線ピンチで生じる不安定性を高周波定在波で安定化する実験、Scylla IIIとIVで $m=1$ 不安定(K-Sモード)⁽¹⁸⁾に交流電流 $\tilde{I}_z$ を加えて動的安定化を行う実験や、理論的検討では、Wesson氏とHass氏⁽¹⁹⁾が、周期的な直線ピンチ磁界で動的安定化できる条件を示し、交流電流 $\tilde{I}_z$ を加える場合については、Ribe氏等の検討も行われている。⁽²⁰⁾ Ribe氏等によるScyllac計画は、5-m, 8-m 120°トロイダルセクターの実験を経て、才5回IAEA国際会議(東京)⁽²¹⁾において直径8mの大型トラスによる実験結果も報告している。⁽²²⁾

最後に、制御熱核融合の成否は、超高真空技術、強磁界発生技術、大電力高周波技術の開発に強く依存しており、そのなかで、核融合制御のために必要であろう技術開発は、ほとんど大電力の高周波電源に関係したものであろう。

1 2 従来の大電力高周波発振器

制御熱核融合における大電力高周波発振器の役割は、非常に大きなものがあると、前節で述べたが、従来の大電力高周波発振器を見るとあまりにその開発が遅れており、述べるところが少ないのが残念である。プラズマ・核融合の実験において用いられて来た大電力高周波発振器には、次の三つの方法がある。

- 1) 真空管を用いる方法
- 2) コンデンサ放電による方法
- 3) ケーブル放電による方法

1) 真空管を用いる方法

送信用真空管を用いて、大電力発振させる。現在、普通に作られる送信管の出力は、C.Wで 500kW程度で、これをパルス動作させて、C.Wの10倍程度の出力を発振できる。真空管の出力は、陽極損失の許容熱入力で決まり、パルス動作では、カソードよりの電子のエミッションで決まる。多数の真空管を、並列運転して、出力の合成により大出力を発生させることもできるが、周波数を低くしなければならない。20 ~ 200 KHz、50 MW (パルス動作) 級の真空管発振器を開発している。ソビエトでは、860 MW、数10 msの発振器をもっている。フランスでも同様な努力が、始まっている。真空管式の発振は、古い歴史をもち、今後も大電力発振の主流であるかもしれない。しかも、カソードの研究等により、例えば、エレクトロンボンバードメントカソードの開発、半導体からの電子放出によるカソードなどの研究は、真空管の出力を大いに増大させるであろう。

VHF帯における発振は、マグネートロン、クライストロン、進行波管により、現在でも、数GW (パルス動作) も実現できる。特に Kapitza 氏の Planotron⁽²³⁾ は、数GW、連続も可能であると思われる。

ii) コンデンサ放電による方法

コンデンサを充電し、そのエネルギーをインダクタンスへ放電すると、リソキングによる振動をするが、その出力は非常に大きなものである。しかし、その振動は、単調に減衰し、持続時間が短い。持続時間を長くするためには、 Q の高い振動回路にすることが重要であり、現在までの高ベータプラズマの動的安定化の実験は、この方法で行っている。

iii) ケーブル放電による方法

1965年 Weibel 氏の発明による発振器で、⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾ 1969年の論文によると、⁽²⁶⁾ 30M W, 持続 3 μ s, 3 MHz の発振器である。

その発振原理を簡単に述べる。

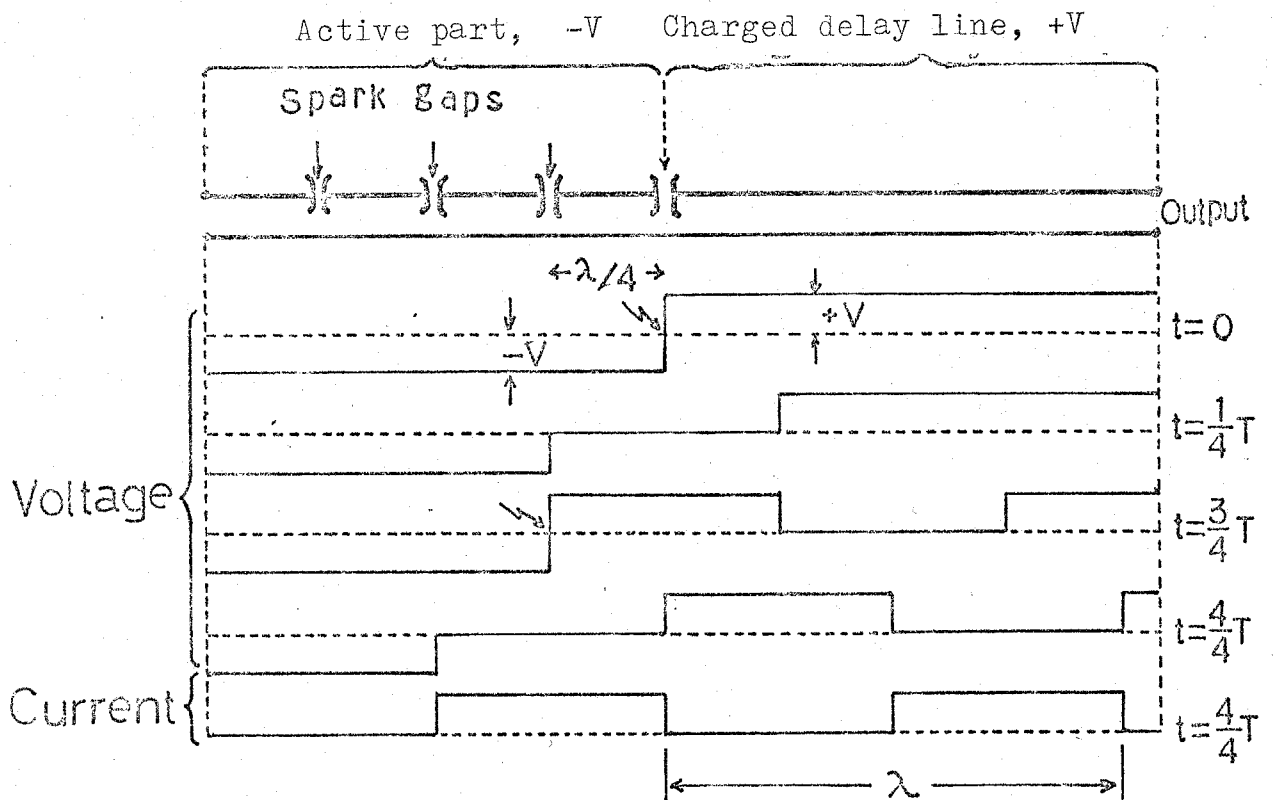


図 1.3 四

図 1.3 四のように、Active line を $-V$ に充電し、Charged delay line を $+V$ に充電し、Active line のギャップを次々と時間間隔 $\frac{3}{4}T$ で、投入するとパルス状の波が、line を伝搬する。発振の持続時間は、本

質的に line の長さによって決まる。

1.3 本研究の意義

核融合の歴史を考えると現在は、まさにその転機にあると考える。

トカマックはプラズマ電流装置の頂点にあるが、それは、ミラー、Ioffe等の研究から出発し、内部導体系プラズマ閉じ込めの研究成果をとり入れ、今や、SFX (Scientific Feasibility Experiment) で制御核融合の可能性も議論できるようになった。そもそも、磁場によりプラズマを空間的に閉じ込めて、反応させる核融合は、本質的に非定常である。プラズマは拡散時間の間に、磁場により作られた容器から逃げてしまう。そのため核融合をおこさせるためには、プラズマに増加的なエネルギーの注入、つまり、加熱の必要がある。トカマックのように加熱と閉じ込めが、同時におこる場合については、よく調べられているが、核融合温度までの加熱(オーム加熱)を考えると、研究は、これからである。

前節で述べたように、制御熱核融合の成否は、超高真空技術、強磁界発生技術、大電力制御技術に強く依存している。その中で、核融合制御のために必要であろう技術開発は、ほとんど大電力高周波技術に關係したものであろう。

およそ、核融合の研究に携われる工学者で、新方式による大電力発振方法の開発を夢みない者はないであろう。事実、前節で述べたように従来の大電力高周波発振器は、将来の核融合炉への適用は、しかも、現在の実験的規模の要求に対しても充分ではない。また、その発展性も疑問である。

著者は、制御熱核融合への技術的隘路を突破すべく、新方式の発振器の開発を1970年の5月より始め、新方式の発振器のすべての可能性を理論的・実験的に追求して、これはまさに、多くの核融合研究者の待ち望んでいた発振器であると、確信する。

発振器の開発を決定したとき、このようなMW、GWの発振器の原理は、で

き上がって見ると、極めて簡単であろう。複雑なはずがないと予測したが、事実、その原理は、非常に簡単に理解できるものである。すなわち、「弁慶とつり鐘」の話思い出すと、弁慶は、つり鐘を力いっぱい押し、微動だにしなかったのに、義経は、小指一本で大きく動かしたのである。彼は、つり鐘の振れる周期に同期して、運動量を注入したのであり、柱時計の振り子が振動するのも同じ原理である。これこそ、すなわち、著者の開発した発振法、すなわち、並列共振法、直列共振法とよく一致する。

コンデンリ放電という高電圧、大電流の現象を利用し、さらにマルクスジェネレーター、(衝撃電圧発生器)という高電圧工学の最大の武器を駆使し、これらに真空ギャップという最近のシリコン精製技術、高真空技術の進歩による高純度の電極を、高真空中に封入した、新しい回路素子に応用した時、まさに、真のパワーエレクトロニクスの夜明けとも言えるべきMW, GWの電力を、MHzの周波数で、制御できるようになった。

真空ギャップ、真空スイッチは、これまでにも、核融合をめざした大電力制御に用いられ、開発されてきた。しかし、その真空ギャップの真の利点は、封じ切り真空ギャップ、スイッチが、始めて示した。最近の技術進歩により、高純度の金属を高真空中に封入し、一般の送配電系統に、10年以上の間、使用できる真空スイッチが可能となった。これらの真空ギャップは、ギャップ長、1mmで120kVの耐圧があり、数100kAの電流を、20V程度の電圧降下で、導通し、電流通過後、アークの真空中への拡散により、数 μs で元の絶縁を回復する。

本研究において、著者は、ここに述べたように、大電力高周波発振器を開発し、さらに、ガス絶縁プラズマへの適用を研究し、ガス絶縁プラズマの予測されていた諸利点を実験的に示すことに成功し、ガス絶縁プラズマこそ、今回、開発した大電力高周波発振器によって加熱されるに最適であり、推算によれば、今回の発振器を power up した100MWのもので、充分核融合の可能性を調べる事ができる。また、今回製作した発振器は、この方法の可能性を調べる

ため、基礎的資料収集のことが主目的であるが、 Σ 放電プラズマの動的安定化に、その出力を送り、その効果を示すことができた。

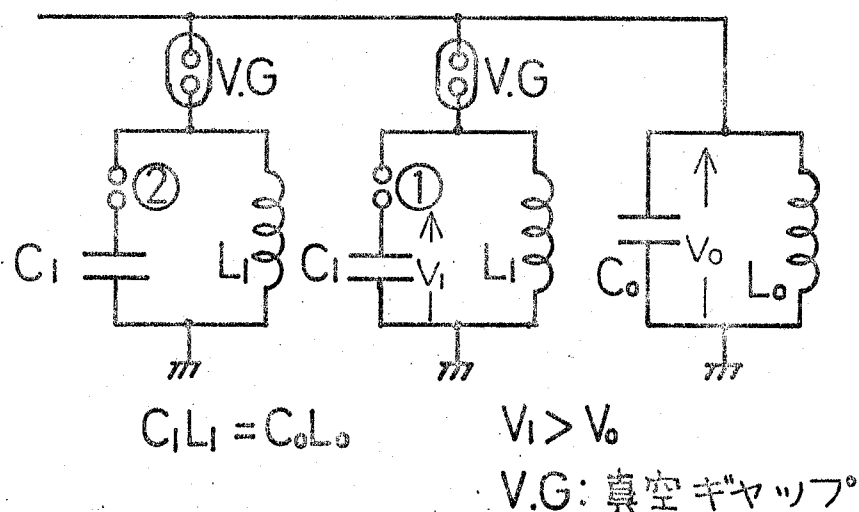
本論文は、以上のゴトき目的と経過で行われた研究の結果が、まとめて述べられている。

第2章 大電力高周波発振器の原理

2.1 発振原理

真空ギャップを用いた高周波発振器の原理は次の様である。

第2.1図に示すように、 C_0, L_0 よりなるタンク回路と並列に、 C_1, L_1 よりなる多数のコンデンサ放電回路（以後、充電用振動回路と呼ぶ）を、真空ギャップ（ V, G ）で結ぶ。この時、タンク回路と充電用振動回路の振動周期は等しくなるように $L_0 C_0 = L_1 C_1$ とし、かつ V, G は V_0 以下の電圧では放電しないように、ギャップ長を調整しておく。 C_0, C_1 の端子電圧はそれぞれ V_0, V_1 とし、ギャップ①をトリガーして導通させると、真空ギャップには $V_1 - V_0$ の電圧が、かかり、 $|V_1 - V_0| > |V_0|$ ならば真空ギャップが自己破壊する。この時 C_1 の電荷は真空ギャップを通り、 C_0 をパルス的に充電する。パルス充電が完了すると、 $V_0 = V_1$ となり、真空ギャップには電流は流れなくなる。また、充電用振動回路とタンク回路とは同一の周波数、および位相で振動する。したがって、真空ギャップにはしばらくの間、ほとんど電圧がかからない。このように電圧および電流がほとんど零の状態では、真空ギャップは急速に絶縁を回復し（回復時間、 $(27)(28)$ 数 μS ）充電用振動回路はタンク回路から切り離される。



第2.1図

負荷にエネルギーを消費し、振動が減衰してきたら、タンク回路の振動に位相を合わせて、ギャップ②をトリガーすると同じ動作をしてタンク回路へ、エネルギーが注入される。このように充電用振動回路を多数用意して、次々レギュップをトリガーすれば、タンク回路は連続して振動する。

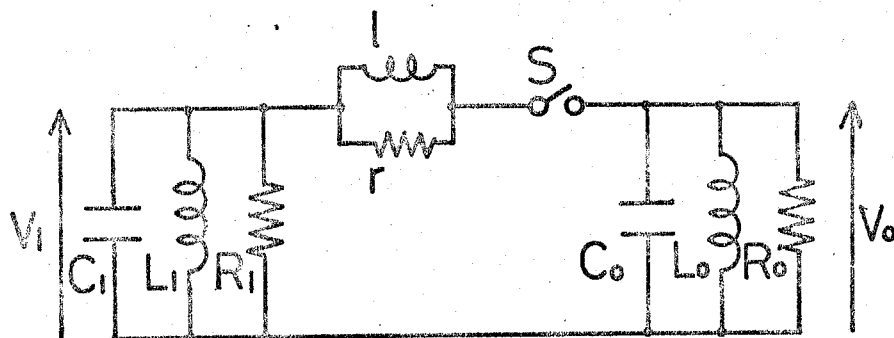
2.2 発振条件

真空ギャップをスイッチとして考え、発振条件、効率を考えて見る。

※ 2.2図に示すように、 C_1 の電圧を V_1 、 C_0 の電圧を V_0 、 R_0 は発振器の負荷、 R_1 は充電振動回路の Q を表わし、 L 、 r は充電用振動回路とタンク回路との間のインダクタンス、抵抗とすると、回路方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{L_1} \int V_1 dt + C_1 \frac{dV_1}{dt} + \frac{1}{R_1} V_1 + \frac{1}{r} (V_1 - V_0) \\ + \frac{1}{l} \int (V_1 - V_0) dt = 0 \quad \text{-----} (2.1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{L_0} \int V_0 dt + C_0 \frac{dV_0}{dt} + \frac{1}{R_0} V_0 + \frac{1}{r} (V_0 - V_1) \\ + \frac{1}{l} \int (V_0 - V_1) dt = 0 \quad \text{-----} (2.2) \end{aligned}$$



充電用振動回路

タンク回路

ここで簡単にするために、 $C_0 R_0 = C_1 R_1$ とする。

(1)式に $L_1 C_1$ 、(2)式に $L_0 C_0$ をかけて、辺々加え合せた式と、(21)式から、(22)式を引いた式に次の変換を行なう。

$$C_1 V_1 + C_0 V_0 = y_1 \quad \text{-----} (2.3)$$

$$V_1 - V_0 = y_2 \quad \text{-----} (2.4)$$

その結果、次の方程式が得られる。

$$\frac{d^2 y_1}{dt^2} + \frac{1}{C_1 R_1} \frac{dy_1}{dt} + \frac{1}{C_1 L_1} y_1 = 0 \quad \text{-----} (2.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 y_2}{dt^2} + \left(\frac{1}{C_1 R_1} + \frac{1}{C_1 R} + \frac{1}{C_0 R} \right) \frac{dy_2}{dt} \\ + \left(\frac{1}{C_1 L_1} + \frac{1}{C_1 L} + \frac{1}{C_0 L} \right) y_2 = 0 \quad \text{-----} (2.6) \end{aligned}$$

(25)、(26)のように、この回路の V_1 、 V_0 はそれぞれ独立な2つの振動 y_1 、 y_2 の合成で表わせる。

(25)、(26)の一般解を

$$y_1 = A_0 \varepsilon^{i\omega_1 t}$$

$$y_2 = B_0 \varepsilon^{i\omega_2 t} \quad \text{-----} (2.7)$$

と表わす。複素数振幅 A_0 、 B_0 は初期条件によりきまる。

V_0 に注目すれば、(23)、(24)より、

$$V_0 = \frac{1}{C_0 + C_1} (y_1 - C y_2) \quad \text{-----} (2.8)$$

のように y_1, y_2 の2つの振動の合成であるから.

$$V_0 = \{A_0 \varepsilon^{i\omega_1 t} - C_1 B_0 \varepsilon^{i\omega_2 t}\}$$

$$= \frac{1}{C_0 + C_1} \{A_0 - C_1 B_0 \varepsilon^{i(\omega_2 - \omega_1)t}\} \varepsilon^{i\omega_1 t} \quad \text{---(2.9)}$$

C_0 の電圧は第2.3図のように予想される。 $\varepsilon^{i(\omega_2 - \omega_1)t}$ の振動を $\varepsilon^{i\omega_1 t}$ の振動より、はるかに早く減衰するようにし、 t を決めることができる。

発振条件を求めるために、スイッチ投入直後の電圧は、第2.3図に示すように、平均的に、

$$V_0 = \frac{1}{C_0 + C_1} A_0 \varepsilon^{i\omega_1 t} \quad \text{-----(2.10)}$$

と考える。

$$A_0 \text{ は初期条件より, } A_0 = y_1(t=0) = C_1 V_1(t=0) + C_0 V_0(t=0) \quad \text{-----(2.11)}$$

$V_1(t=0), V_0(t=0)$ はスイッチ投入時の瞬時電圧を表わす。 V_0 は $C_0 L_0$ で決まる振動数で振動し、スイッチの投入時の位相により、(2.11)式の C_0 の電圧の瞬時値 $V_0(t=0)$ は変動する。スイッチ投入時の V_0 の位相を ϕ とすると、その時の C_0 の電圧は、 $V_{0m} \varepsilon^{i\phi}$ 、位相 ϕ のときスイッチを投入し、投入直後、振幅が増大する条件は、

$$\text{投入直後の振幅} - \text{投入以前の振幅} > 0$$

$$\left| \frac{1}{C_0 + C_1} A \varepsilon^{i\omega_1 t} \right| - \left| V_{0m} \varepsilon^{i\omega_1 t} \right| > 0$$

(2.10)式, (2.11)式より.

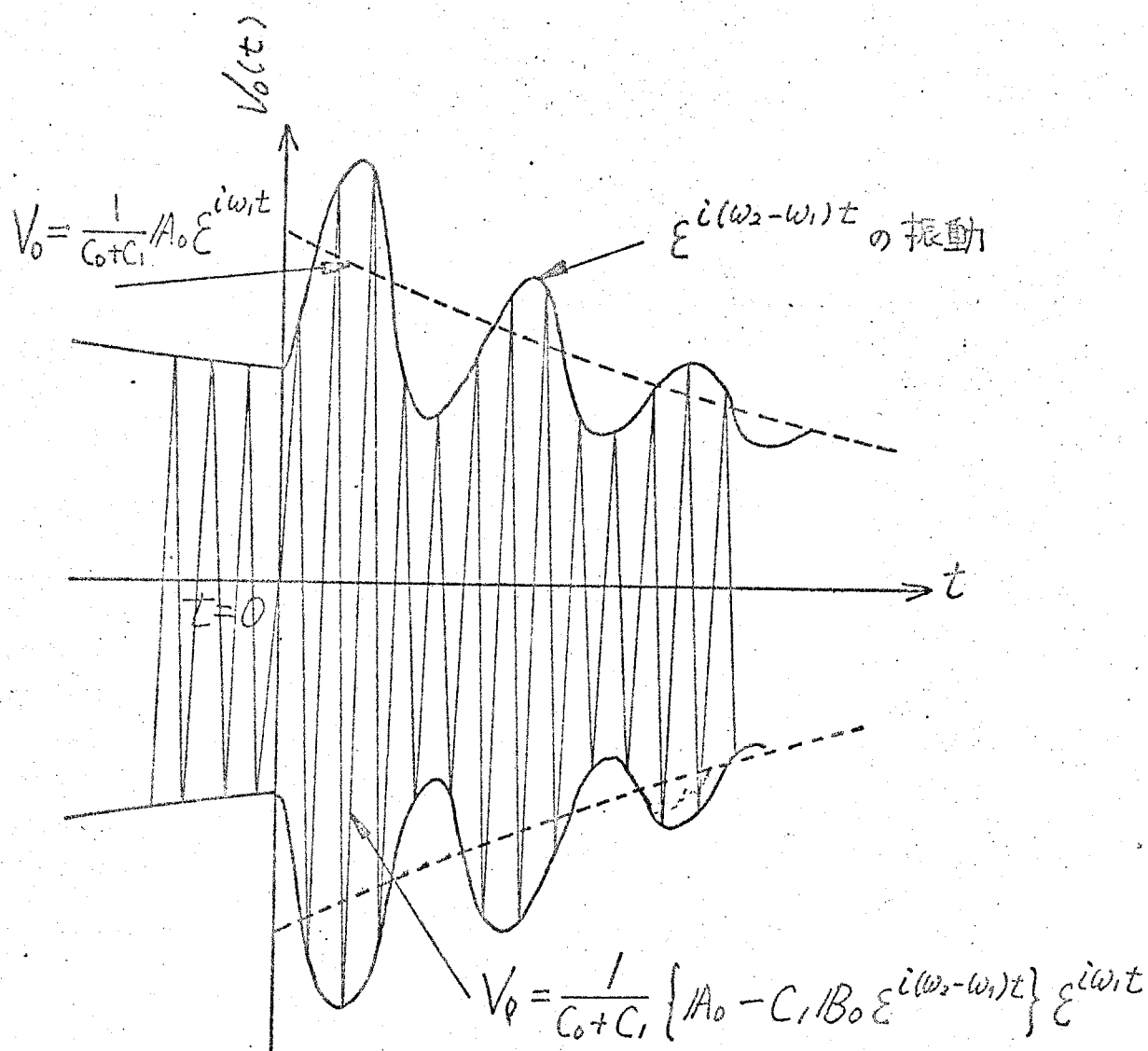


図 2.3
 タンク回路コンデンサ C_0 の電圧。

$$\frac{1}{C_0 + C_1} (C_1 V_1 + C_0 V_{om} \cos \alpha) - V_{om} > 0 \quad \text{-----} (2.12)$$

そこで $\frac{C_1}{C_0} = c$, $\frac{V_{om}}{V_1} = k$ と変換して

振幅が増大する c, k の条件は.

$$\cos \alpha > 1 + c - \frac{c}{k} \quad \text{-----} (2.13)$$

となり、 c をパラメーターにとると図 2.4 図のようになる。位相差 α_c より小さな位相差の時、スイッチを投入すればよい。

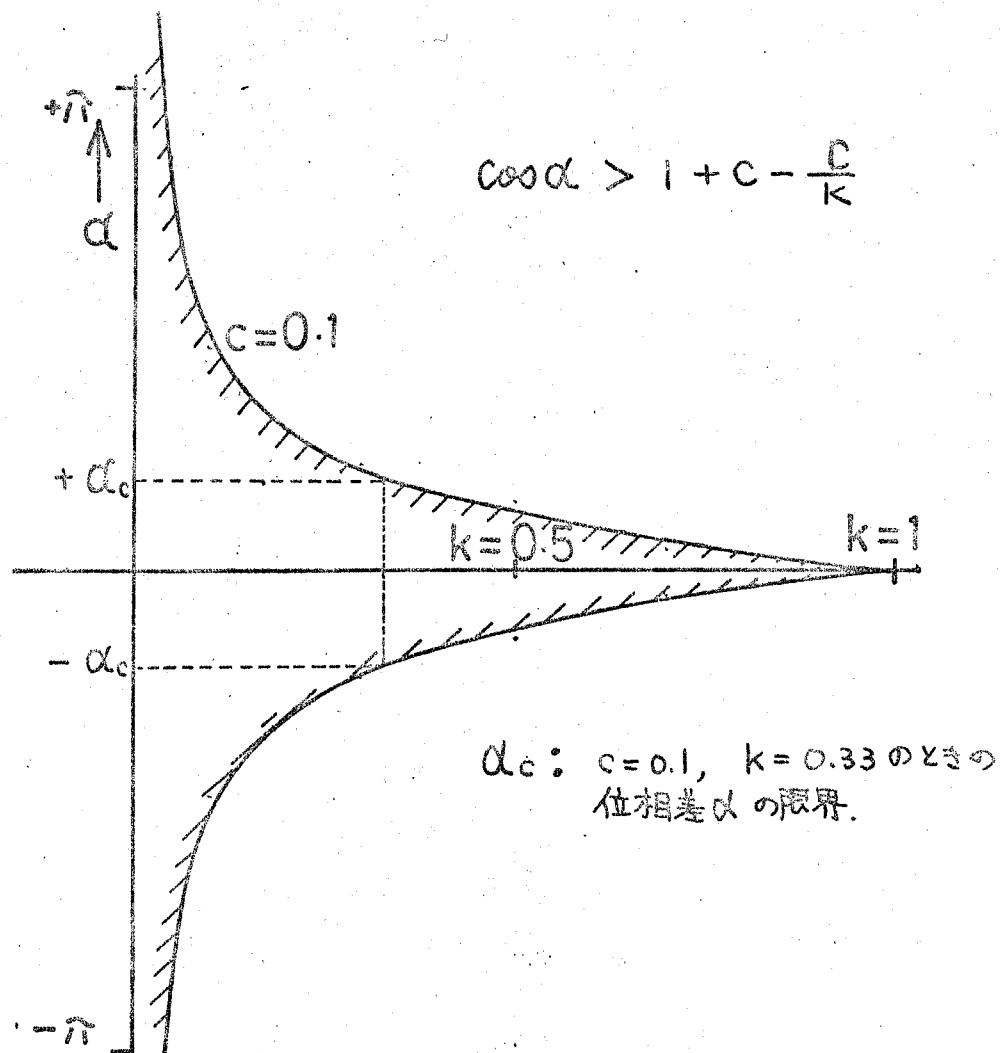


図 2.4 図

※2.4図の示すように、スイッチの投入位相差の要求は k が大きくなる(V_0 の振動が成長する)にしたがって、きびしくなり、 V_0 の振動周期を T とするとスイッチ投入のジッターは $T \times \frac{1}{2}\pi$ 以下にしなければならぬ。技術的にギャップスイッチの投入のジッターをいかに小さくできるかが、この方式の発振周波数の上限を決めると思われる。

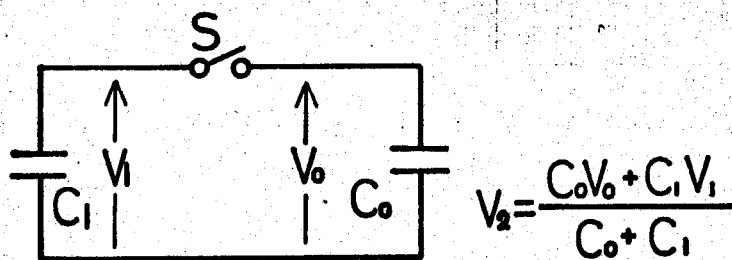
$\alpha = 0$ で投入することは、もっとも効率よくタンク回路の振動が増大し、ジッターは、効率を落しすことになる。

(2.13) 式右辺が、 -1 以下の条件では、全ての α で振幅が増大することを示している。これは、いかなる位相の時に、スイッチを投入しても C_0 の振動が増大し、ランダムな位相のパルスによる発振の可能性を示している。

スイッチを投入した後の振幅は、投入直前($t=0$)の V_1 , V_0 の大きさのみによって決まり、これは充電されたコンデンサ相互充電と同じことが、行なわれていることが、わかる。振動のエネルギーは直流的なコンデンサーの充電と同じように充電できる。(※2.5図

2.3 発振効率

コンデンサ C_1 に充電されたエネルギーのどれだけが、高周波振動となって、負荷に供給されるかを考えて見る。



V_0 : C_0 に残った電圧。

V_1 : C_1 に充電された電圧。

V_2 : スイッチ S を投入した後の電圧

※2.5図

振動のエネルギーの移動は、コンデンサからコンデンサへの充電と同じであることは、すでに述べた。オ2.5図のように、パルス充電後の C_0 の端子電圧を V_2 とすると、

C_0 に増加したエネルギーは

$$\frac{1}{2} C_0 (V_2^2 - V_1^2)$$

であり、入力エネルギーは、 $\frac{1}{2} C_1 V_1^2$ である。

したが、発振効率

$$\text{発振効率} = \frac{C_0 \text{に増加したエネルギー}}{\text{入力エネルギー}}$$

$$\eta = \frac{C_0 (V_2^2 - V_1^2)}{C_1 V_1^2} \quad \text{-----} (2.14)$$

となる。これは、オ2.6図に示すように、

$$k = \frac{1}{C+2} \quad \text{のとき、最大の効率} \eta = \frac{1}{C+2}$$

となるような二次曲線である。

共振効率 η

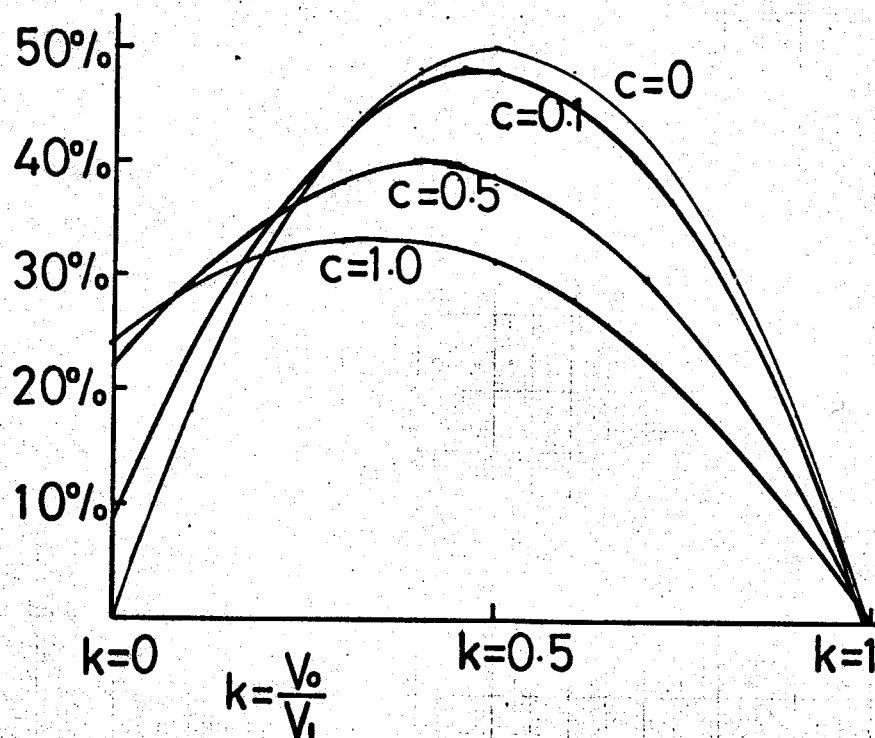


図 2.6

2. 4 予備実験

真空ギャップは、非常に絶縁回復特性が良いことは、すでに多くの文献⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾に示されているが、著者の要求に対する条件の実験がなく、従来のデータは、すべて数ms以上、定常的に数百Aの電流を流した後の回復特性である。ここでは数 μ s、パルス的に電流値も数kA流した時の回復特性が、必要である。次のようなことを、確かめるために、予備実験を行った。

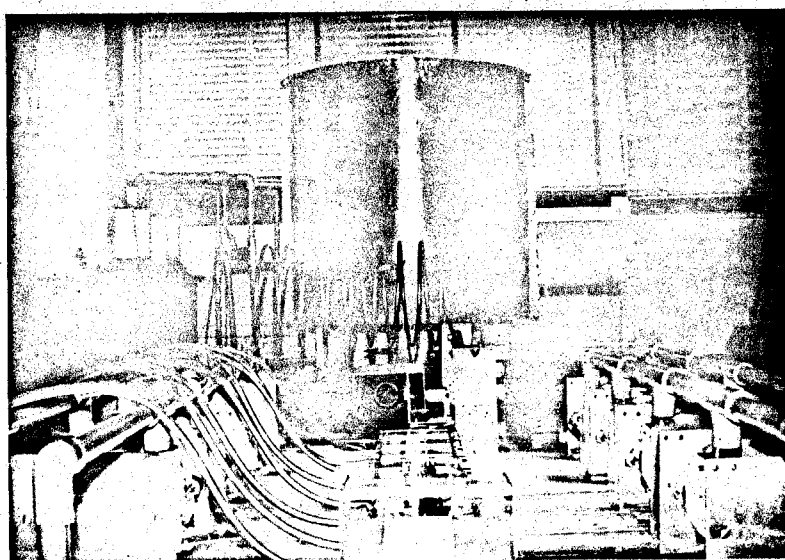
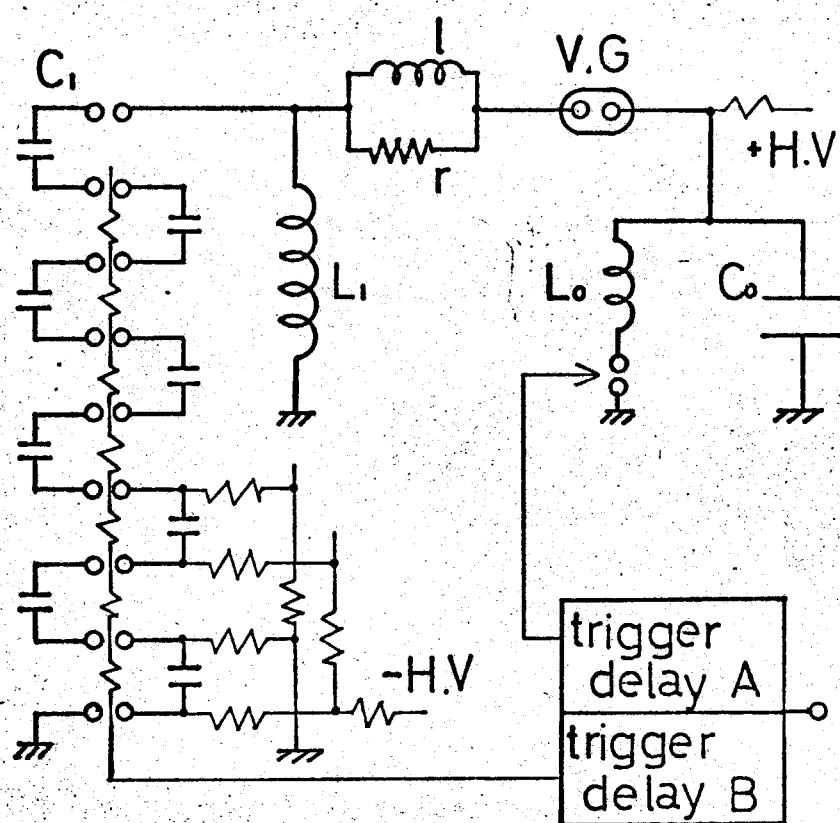
(1) ギャップスイッチ、真空ギャップの投入位相が、ジッターを充分小さく制御できるか。

(2) タンク回路の振動を増大させることができるか。

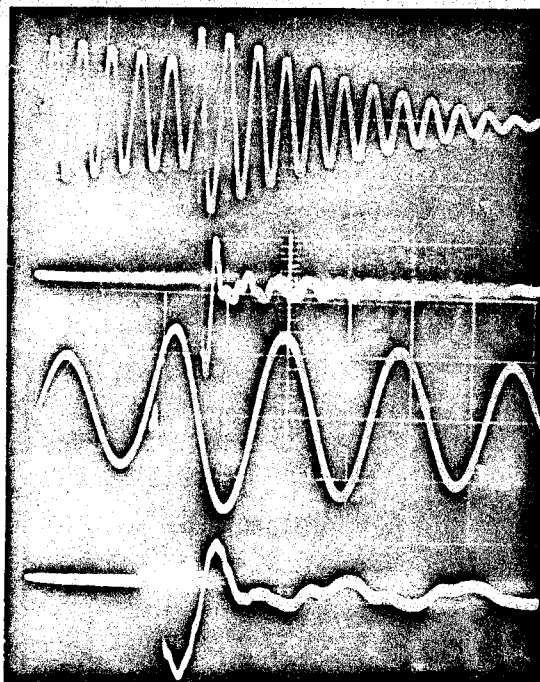
(3) タンク回路の振動を増大した後、真空ギャップが、絶縁を回復して充電用振動回路を切り離すか。

以上3つのことを、実験するためや2.7図の回路で予備実験を行った。タンク回路は Q を高くして、振動を長く持続させたいので C_0 は Q の高いマイカコンデンサ、 L_0 は半同軸円筒コイルで、 $C_0 = 45000 \text{ pF}$ 、耐圧45kV、 $L_0 = 0.55 \mu\text{H}$ 、共振周波数/MHzである。充電用振動回路の Q は、高い必要はないが、電流電圧の立ち上がりを速くして、真空ギャップを自己破壊させねばならない。 C_1 は40000 pF、耐圧20kVのマイカコンデンサを、8段積みしたマルクスゼネレーターで、発生電圧は、160kV、 L_1 は5 μH である。マルクスゼネレーターのギャップの始動は、電解歪型を採用し、8段目のギャップまでトリガーを、かけた。

真空ギャップは、SVS-27、ステンレス製25mm ϕ の球ギャップをベローズでギャップ長を可変できるようになっている。真空度は 10^{-6} Torr以下でガラス管に、封じ切られている。 L は5 μH 、 R は5オームから、50オームまで、可変できる。



为2.7回. 予備実験回路



I_a 1.5 KA/div

I_b 1.0 KA/div

Π_a 1.5 KA/div

Π_b 1.0 KA/div

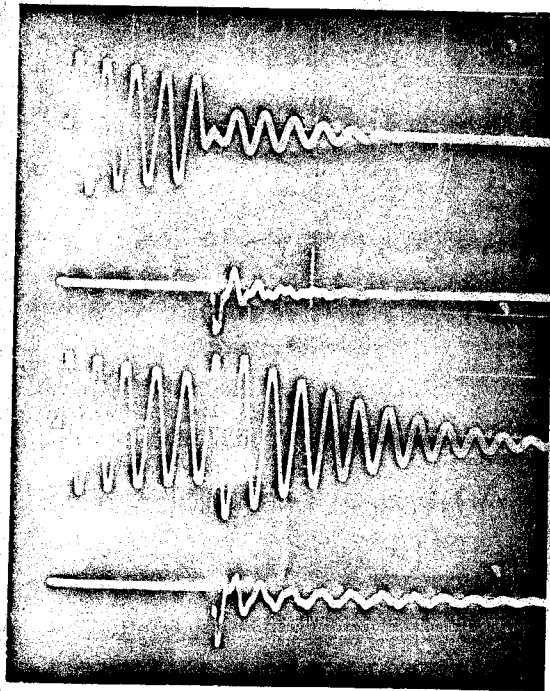
$I_{a,b}$ 2 μ S/div

a. L_o の電流

b. 真空ギャップの電流

$\Pi_{a,b}$ 0.5 μ S/div I と同じ条件で時間
掃引を拡大した。

2.8 図



I_a 1.5 KA/div

I_b 1.0 KA/div

Π_a 1.5 KA/div

Π_b 1.0 KA/div

$I_{a,b}$ 最っても振動を減衰する
位相で投入した。

$\Pi_{a,b}$ 最っても振動を増大する
位相で投入した。

2.9 図

実験は、タンク回路をトリガーAで振動させ、適当な時間遅れで、トリガーBによりCのマルクスゼネレーターを始動する。

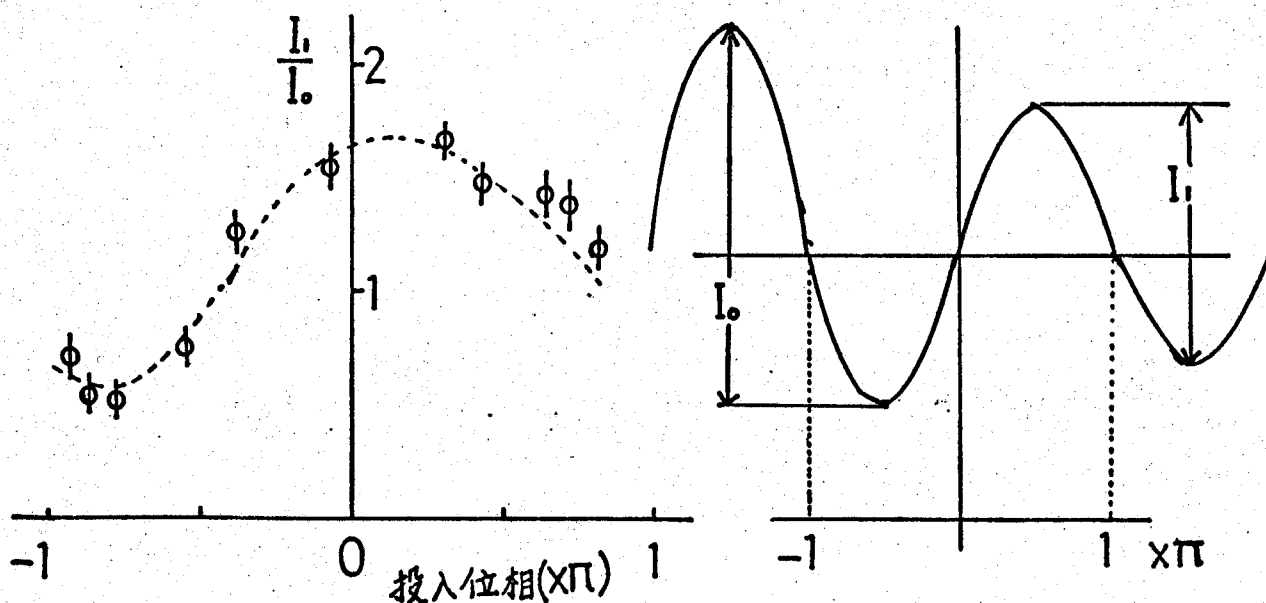
オ2.8図のように、周期、位相を変えずにエネルギーが移動し、振動が増大している。オ2.8図のⅡbの真空ギャップ電流によると、 $0.8\mu\text{s}$ で真空ギャップは、切れている。その後、続く電流は 100A 程度で残留イオンによる電流と、考えられる。オ2.9図は投入する位相により、タンク回路の振動が増大、または、減少することを示している。また、 $L_0C_0 = L_1C_1$ の条件から、 L_1 を $\pm 20\%$ 変化させても、真空ギャップは、確実に切れることがわかった。このような条件で、真空ギャップは非常に速く絶縁を回復し、発振器の要求を満たすことが、実験的に示された。

さらに投入位相と波形の増幅度の大きさをプロットすると、オ2.10図のようにサイン波形の上にある。これは(2.10)式より

$$V_o = \frac{1}{C_o + C_1} A \varepsilon^{i\omega t}$$

$$= \frac{1}{C_o + C_1} (C_1 V_1 + C_o V_{om} \cos \alpha) \varepsilon^{i\omega t} \quad \text{--- (2.15)}$$

であることを証明する。波形の増大、減少は投入時の電圧の大きさのみに、よることが、わかる。

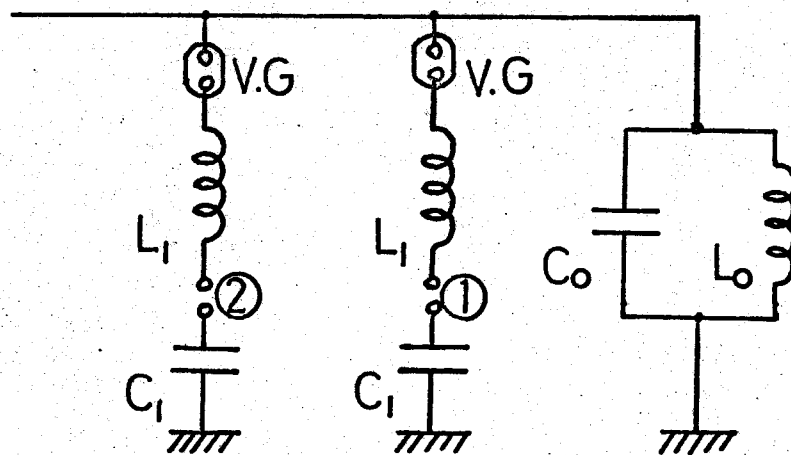


オ2.10図

2.5 直列共振法による発振

2.1～2.4まで述べたろ法を充電用振動回路が並列共振回路であるので、これを並列共振法による発振と呼ぶ。

2.4の予備実験において、真空ギャップの強力な絶縁回復力が実験的に示され、さらに、後に述べるが、マルクスゼネレーターのギャップを、すべて真空ギャップで構成する真空ギャップマルクスゼネレーターを使用したとき、このギャップの絶縁回復力は、さらに強力となる。そこで今まで述べてきた並列共振法による発振の他に、直列共振による発振の可能性もある。直列共振法の基本回路は、オ2.11図のようである。

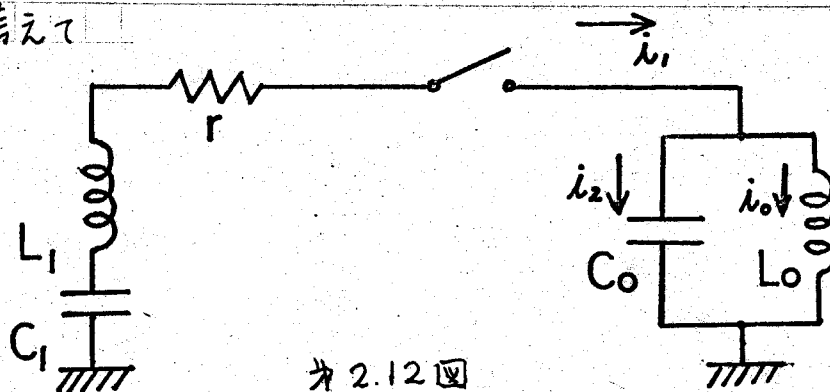


オ2.11 図

$C_0 L_0$ よりなるタンク回路と並列に、 C_1, L_1 からなる多数の充電用振動回路を真空ギャップで結ぶ。オ2.1図と異なり充電用振動回路は直列共振回路となっている。①をトリガーする=とにより、電流パルスが、 V, G を通して、タンク回路を励振する。充電用振動回路のサージインピーダンスをタンク回路のそれより大きくしておくと、真空ギャップ、 V, G は充電用振動回路の放電電流が、減衰した所で強力な絶縁回復力により消滅してしまう。

次に②をトリガーすることによって、同じようにタンク回路は、励振され、連続して振動する。

直列共振法の充電用振動回路は、V.Gを自己破壊させるためにどうしても、タンク回路より高インピーダンスになるため、タンク回路へと流れる励振電流は、ほとんど C_1 により決定されると考えてよい。そこで、オ2.12図のように考えて



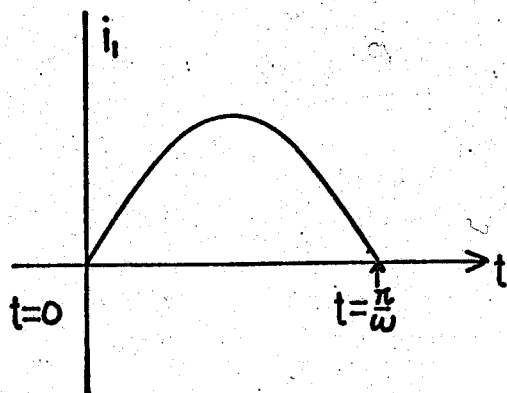
オ2.12図

$$L_0 \frac{di_0}{dt} = \frac{1}{C_0} \int i_2 dt \quad i_0 + i_2 = i_1$$

$$L_0 \frac{di_0}{dt} + \frac{1}{C_0} \int i_0 dt = \frac{1}{C_0} \int i_1 dt \quad \text{---(2.16)}$$

$$\frac{d^2 i_0}{dt^2} + \frac{1}{L_0 C_0} i_0 = \frac{1}{L_0 C_0} i_1 \quad \text{---(2.17)}$$

i_1 は C_1 , L_1 , r を変化させることにより、多種の波形が考えられるが、ここでは、オ2.13図のような波形を考える。



オ2.13図

$$t < 0, \quad \frac{T}{2} < t \quad i_1 = 0$$

$$0 < t < \frac{T}{2}, \quad i_1 = I_m \sin \omega t$$

※ 2.13 図の波形は、後の実験で得られた波形とよく一致している。

2.17 式は、初期条件として、スイッチ S が、閉じる前の電流を

$$i_{o,t < 0} = I_0 \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad \text{-----} (2.18)$$

とすると、2.17 式の一般解は、

$$i_o = I_0 \cos(\omega_0 t + \alpha) + \frac{\omega_0^2 I_1}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) \quad \text{----} (2.19)$$

ここで $\omega \rightarrow \omega_0$ とすると ロビタルの定理より ⁽³⁰⁾

$$i_o = I_0 \cos(\omega_0 t + \alpha) + \frac{\omega I_1 \pi t}{2} \sin(\omega_0 t - \frac{\pi}{2}) \quad \text{----} (2.20)$$

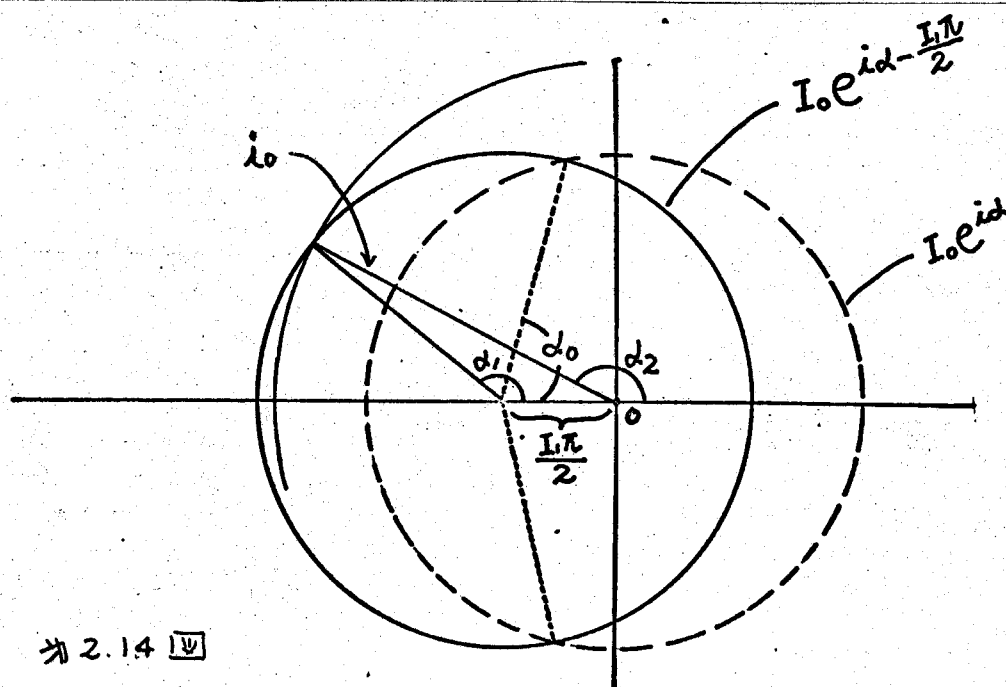
スイッチ S を投入した後 $\frac{T}{2}$ 秒のちの i_o は (2.20) 式へ $t = \frac{\pi}{\omega_0}$ を代入して

$$i_o = I_0 \cos(\omega_0 t + \alpha) + \frac{I_1 \pi}{2} \sin(\omega_0 t - \frac{\pi}{2}) \quad \text{-----} (2.21)$$

$$= I_0 \cos(\omega_0 t + \alpha) + \frac{I_1 \pi}{2} \cos \omega_0 t$$

$$= I_0 e^{i(\omega_0 t + \alpha)} - \frac{I_1 \pi}{2} e^{i \omega_0 t}$$

$$= (I_0 e^{i\alpha} - \frac{I_1 \pi}{2}) e^{i \omega_0 t} \quad \text{-----} (2.22)$$



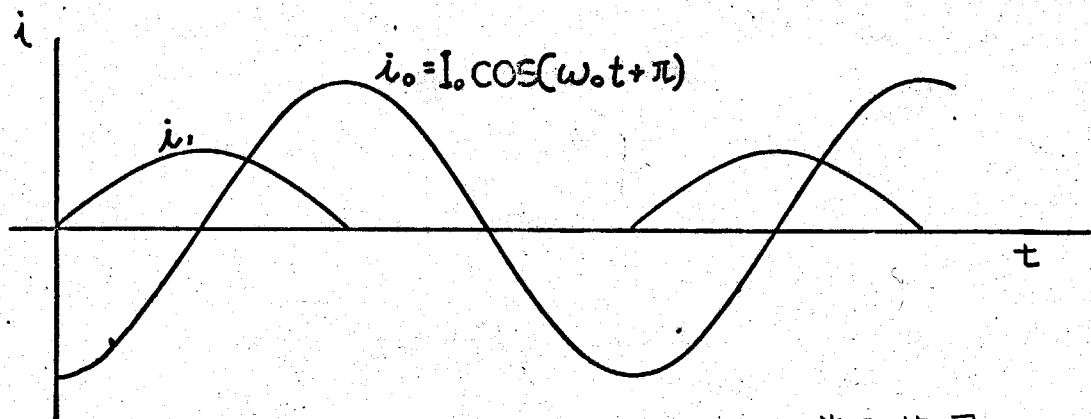
※ 2.14 図

$\alpha = \alpha_1$ のときに スイッチ S を投入すると $\frac{\pi}{\omega}$ 秒後に i_0 は.

$$i_0 = \left| I_0 \varepsilon^{i\alpha_1} - \frac{I_0 \pi}{2} \right| \varepsilon^{i(\omega_0 t + \alpha_2)} \quad \text{-----} (2.23)$$

i_0 が増大するとき、すべての位相は、 $\alpha_2 = \pi$ に近づくとする。これは、 C_0 L_0 回路の振動数がスイッチ S の投入位相により変化できることを示す。 $\alpha_1 = \pi$ のとき、最大の増幅となり、 i_0 の位相は、変わらない。

オ2.15図に最大の効率でタンク回路を励振するパルス列の位相関係を示す。



オ2.15図

振動が、増大する条件は、オ2.14図より

$$\pi - \alpha_0 < \alpha_1 < \pi + \alpha_0 \quad \text{-----} (2.24)$$

$$\text{ここで } \alpha_0 = \cos^{-1} \frac{I_0 \pi}{4 I_0} \quad \text{-----} (2.25)$$

第3章 大電力高周波発振器の建設

3.1 発振出力

予備実験の結果をもとに、プラズマの動的安定化、加熱用大電力高周波発振器を建設した。発振周波数は動的安定化用に 1MHz とした。大直径 50cm 、小直径 1cm のトーラス状プラズマに 10kA の高周波電流を流して動的安定化するためには、プラズマのインダクタンスを $0.5\mu\text{H}$ 、トーラス装置全体の 1MHz に対する Q を 10 とすると、 16MW の発振出力が必要となる。

式2.6図の効率のグラフより C_1 と C_0 の比を 0.1 ($c=0.1$) にとると

$K=0.33$ のとき 効率 $\eta=0.44$ となる。

したがって、 16MW の出力を得るための V_1 は次式から求められる。

$$16\text{MW} = \frac{1}{2} C_1 V_1^2 \times 0.44 \times \frac{1}{T_d} \quad \text{----- (3.1)}$$

ここで T_d はマルクスゼネレーターの放電時間間隔である。

$$T_d = 1\mu\text{s}, \quad C_1 = 5.000\text{pF} \quad \text{とすると} \quad L_1 = 5\mu\text{H}.$$

3.1式より

$$V_1 = 120\text{KV}.$$

よって

$$C_0 = 50.000\text{pF} \quad V_0 = 40\text{KV}.$$

$$L_0 = 0.5\mu\text{H}$$

適合負荷抵抗 R_0 は 50Ω でタンク回路の Q は 15 となる。

真空ギャップは 120KV で自己破壊し、 40KV で破壊しないようにギャップ長を調節する。この調節は自己破壊電圧の不安定な真空ギャップにとっても

きわめて容易な条件である。

将来この方式の発振器を長時間発振させるためには、マルクスゼネレーターの数をふやす必要がある。もしも、一度放電したマルクスゼネレーターを再使用することができれば、ある一定数以上のマルクスゼネレーターをくりかえし、放電させることにより、長時間の発振が可能となる。著者は消弧力の強力な真空ギャップを使用して、短時間に再充電して、再使用することのできるマルクスゼネレーターを開発した。又3.1図に示すように、真空ギャップにより構成されたマルクスゼネレーターを10台用いて、1MHz, 16MW, 30μsの発振を目標とした大電力高周波発振器を建設した。

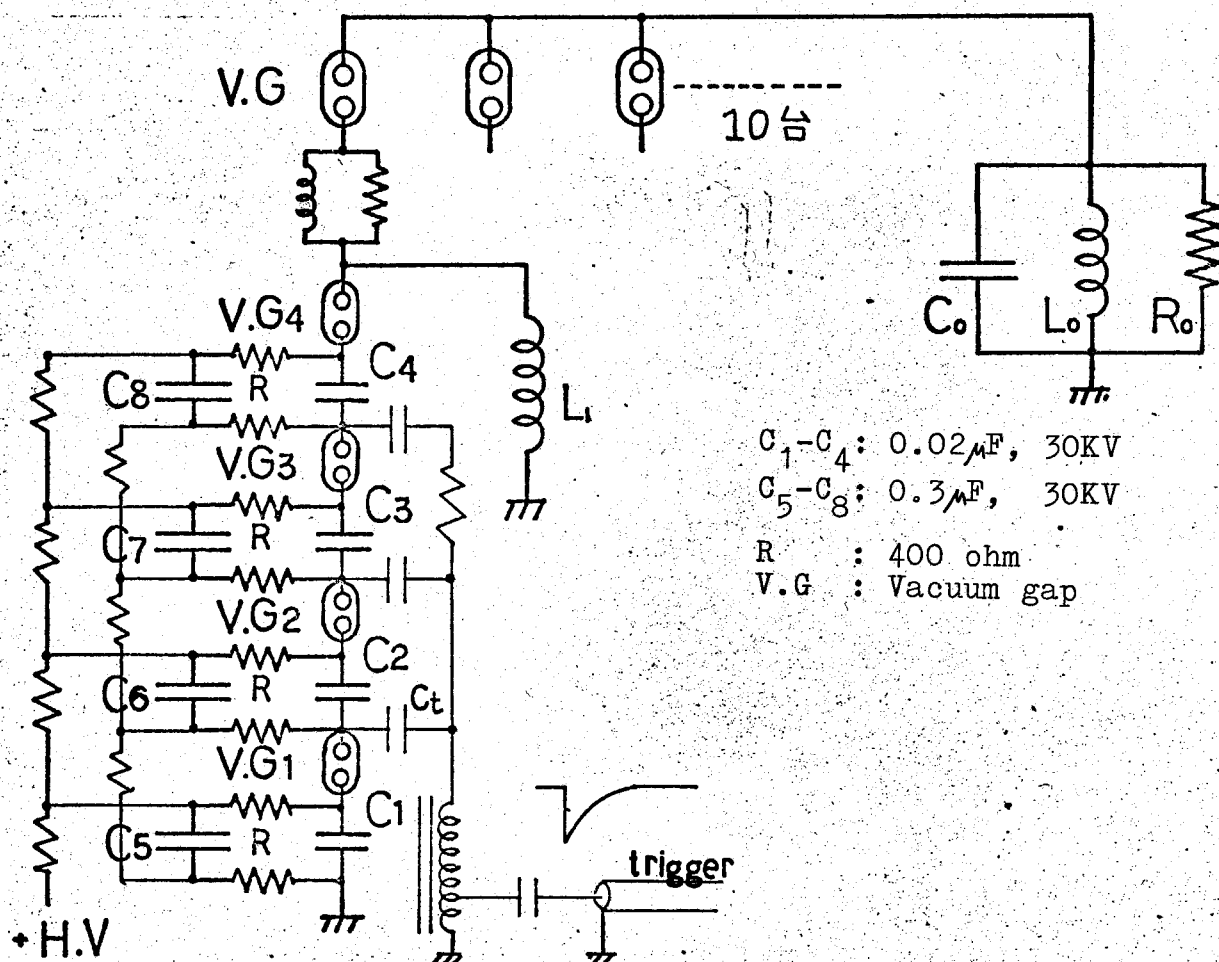


図 3.1.4

3.2 主振動回路 (タンク回路)

※3.1図の主振動回路 C_0, L_0 は Q を高くして、効率よく負荷に出力を供給したい。そのため L_0 のコイルは同軸円筒コイルを用いる。(※3.3図)

L_0 : 内部円筒 直径 10 cm の銅板製

外部円筒 直径 1 m のアルミ板製

長さ 1 m

インダクタンス $L_0 = 0.48 \mu\text{H}$

C_0 : コンデンサ C_0 はマイカコンデンサで製作上円筒コイルをまとえるために3個並列にして用いる。

C_0 : 45.360 pF , 45 kV 耐圧

共振周波数 1 MHz

R_0 : 負荷として並列に50 Ω をつなぐと $Q=15$ となる。

これは50 Ω 同軸ケーブルで出力を取り出すのに便利

である。タンク回路の Q は無負荷時 170 (教Vの

オシレーターにより実測)であるからタンク回路効率

は91%となる。

3.3 充電用振動回路

※3.1図に示すように0.02 μF , 耐圧30 kV の油入紙コンデンサ4段積

のマルクスゼネレーターである。従来のマルクスゼネレーターは気中ギャップまたはトリガー付き気中ギャップで構成されているが、ここでは封じ切り真空ギャップを用いる。真空ギャップの強力な絶縁回復特性により、一度放電したのち、 $10 \sim 20 \mu s$ で再びマルクスゼネレーターを放電することができる。

$C_1 \sim C_4$ には抵抗を通して再充電できるように、再充電用コンデンサ $C_5 \sim C_8$ が結合されている。真空ギャップはダイヤフラムによりギャップ長さを可変できる。

従来のマルクスゼネレーターではジッターを小さく動作させるために、気中ギャップにトリガーピンが設けてある。ところがこの真空ギャップマルクスゼネレーターは放電後の絶縁回復をよくするために、真空ギャップにはトリガーピンはなく、すべて過電圧によって自己破壊させる。すなわち、図3.1図に示すようにコンデンサの2段目、3段目、4段目に充電電圧と逆極性のパルス電圧を与えて、 $V.G_1$ から $V.G_4$ へと順次自己破壊させる。

トリガーには充電された50 nFの放電をパルストランスで3倍に昇圧して、90 kV のパルスを得ている。なお、トリガーパルスコンデンサ C_t は 100 pF で十分である。このトリガー方式により、この発振器の要求を十分満足する始動特性が得られる。

i) コンデンサ $C_1 \sim C_4$

衝撃大電流放電用ペーパーコンデンサで

$C_1 \sim C_4 = 0.02 \mu F, \pm 20\%$ 耐圧 30 kV (定格)

放電周波数 1 MHz

残留インダクタンス 120 nH

$\tan \delta$ 5% 以下 (1 MHz)

日本コンデンサ工業 K.K 製

ii) 再充電用コンデンサ $C_5 \sim C_8$

オイルコンデンサ: $C_5 \sim C_8 = 0.3 \mu\text{F}$. 耐圧 30 KV.

このコンデンサーは一般仕様のもので十分である。(日コン製)

$0.02 \mu\text{F}$ へ3回再充電するとコンデンサのエネルギーは半分に、
電圧は70%になる。

iii) 再充電抵抗

衝撃放電用コンデンサ $C_1 \sim C_4$ が放電したうち、再充電用コン
デンサ $C_5 \sim C_8$ より充電するための充電抵抗で充電の時定数は、
 200Ω で $4 \mu\text{s}$, 400Ω で $8 \mu\text{s}$. となる。それぞれ
 $20 \mu\text{s}$ 後、 $30 \mu\text{s}$ 後にマルチスセネレーターは放電可能となる。

iv) 充電抵抗

充電抵抗は $10 \text{ M}\Omega$ と非常に大きくとてある。これは、真空
ギャップの性質からアーク維持電流以下では、アークを維持で
きず、自己破壊しないことを利用し、ギャップがすべて自己破
壊したとき以外に各ギャップに部分的に流れる電流は $1 \sim 10$
A 以下にするべきである。

v) 真空ギャップ (お3.5回)

SW-27 ステンレスの球面ギャップでギャップ長はダイヤフ
ラムにより $0 \sim 0.8 \text{ mm}$ 変化できる。ガラス管中に封じ切りにな
っている。

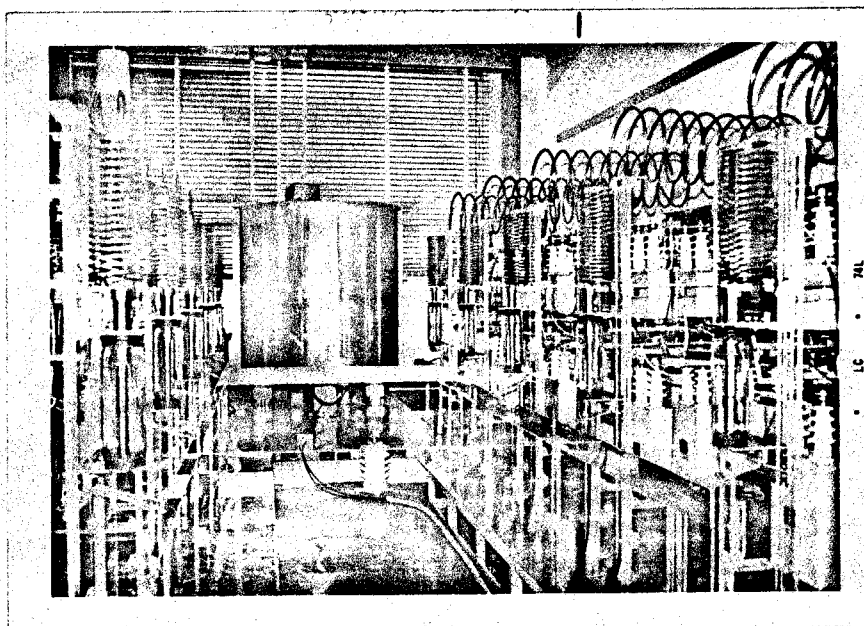
vi) L_1 コイル $L_1 = 5 \mu\text{H}$.

直径 10 mm 銅パイプ

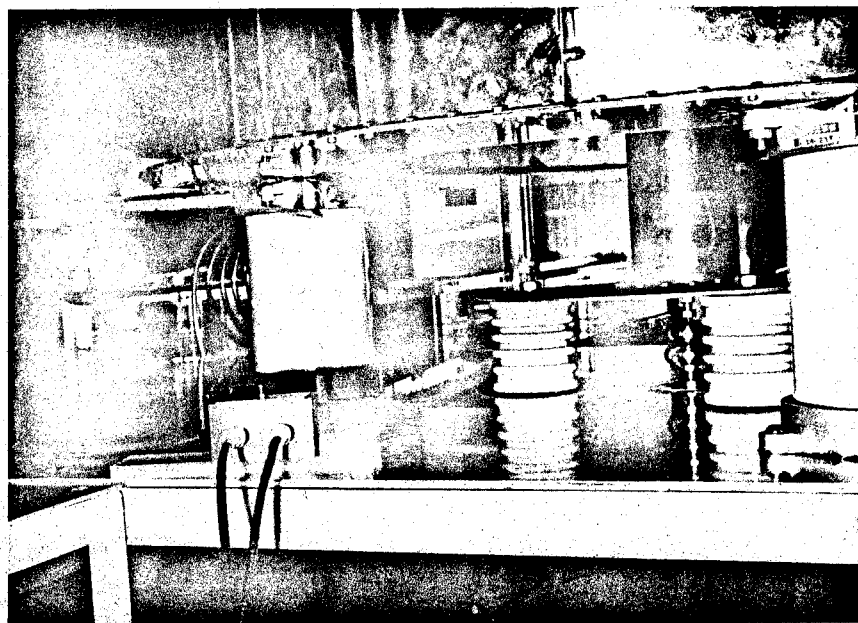
コイル直径 20 cm

軸方向長さ 72 cm

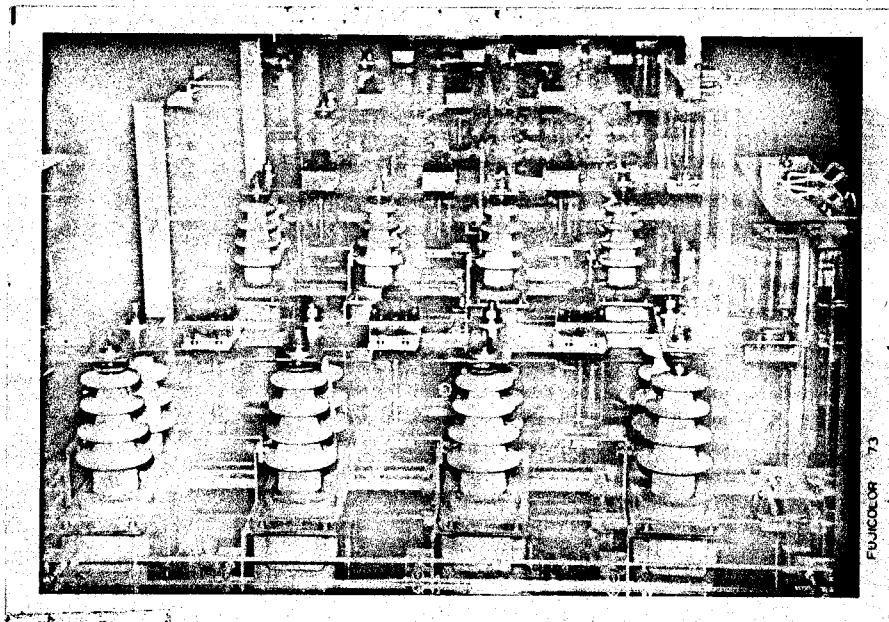
ピッチ 8 cm 巻数 9



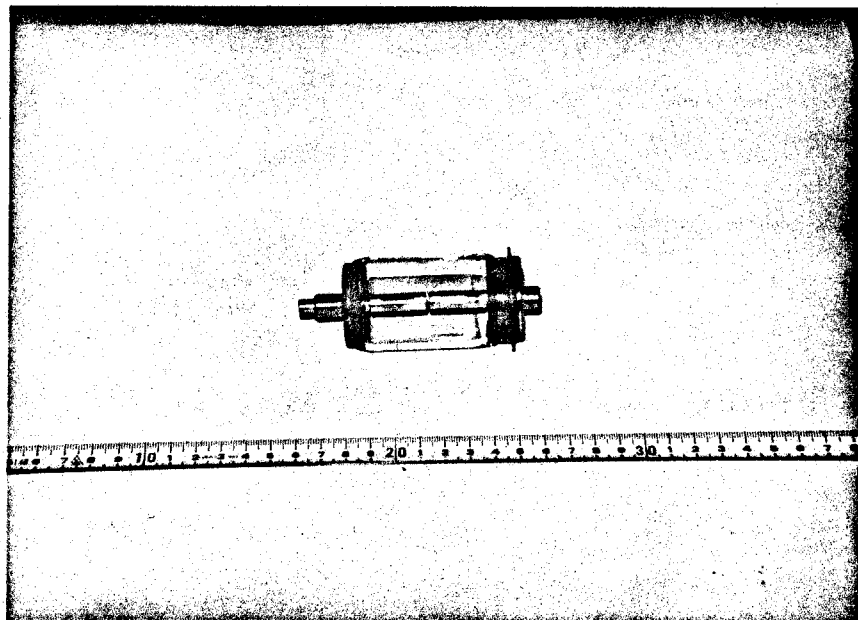
为3.2回 装置全景



为3.3回 タンク回路下部



カ3.4図 マルクスゼネレーター



カ3.5図 真空ギャップ

3.4 トリガーパルス発生回路

1台のマルチジェネレータを $10 \sim 30 \mu\text{s}$ 間隔で3回放電させるために、
 図3.6図に示すようなトリガー回路を作った。

3.4.1 スタートパルサーおよび単安定マルチバイブレーター

制御部よりスタートパルスによりパルス幅の長い負パルスを得て、次々と
 遅延して30発のトリガーパルスを生じさせようとするものである。単安定マ
 ルチバイブレーターは、IC SN7400NのNAND回路で作製した。パルス
 幅は、 $350 \mu\text{s}$ である。図3.7図にこの回路図を示す。

3.4.2 IC による遅延回路

図3.8図に2パルス分の遅延回路を示す。実際はこの回路が15台連結され
 ている。回路の基本となるのは図3.5図のNAND回路およびRCの積分回路
 とシュミットトリガー回路とからなっている。

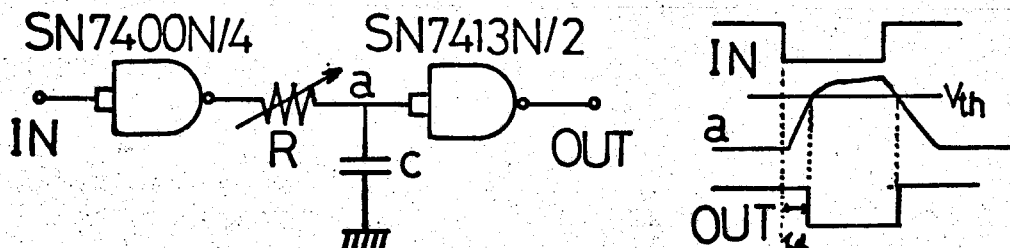
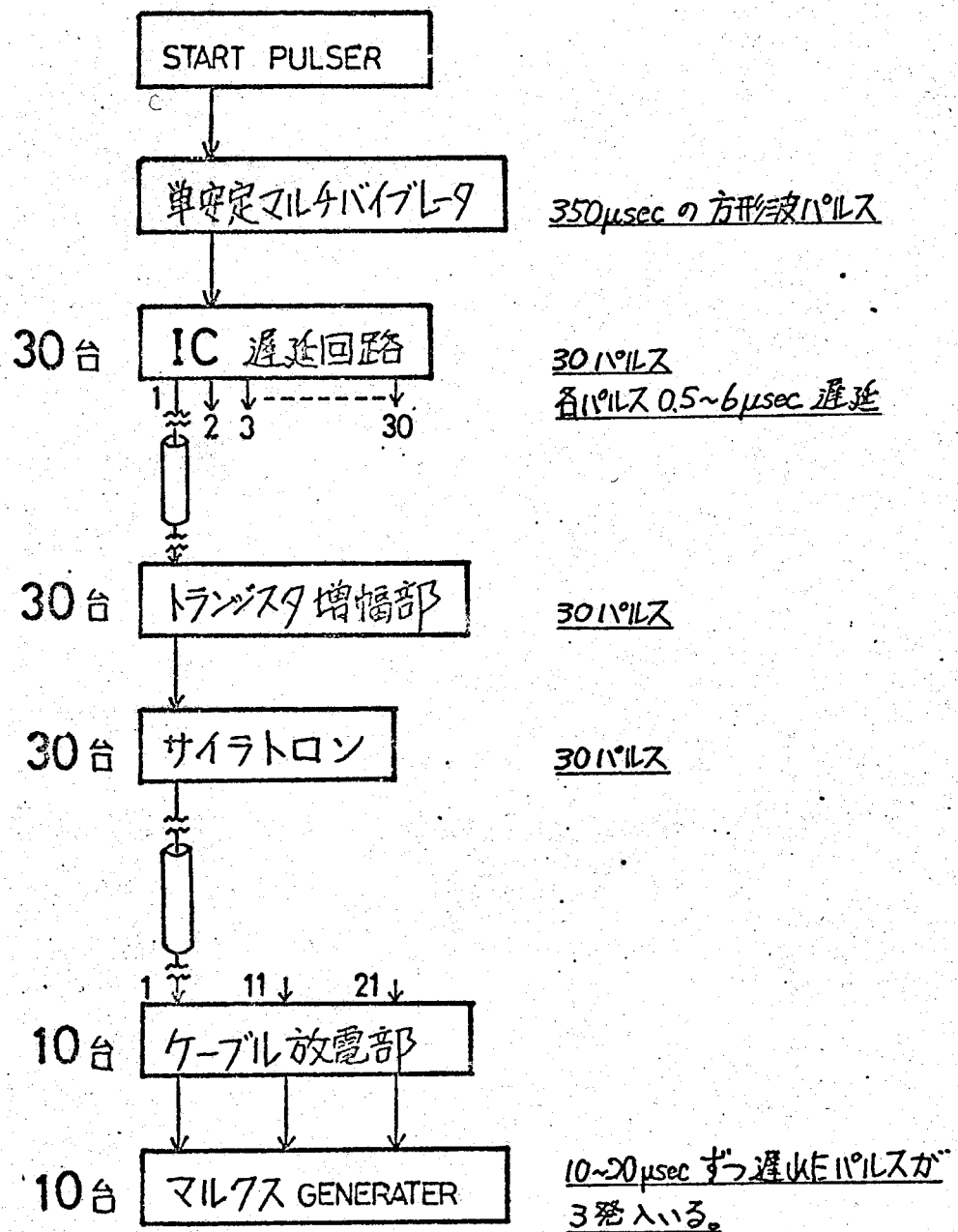
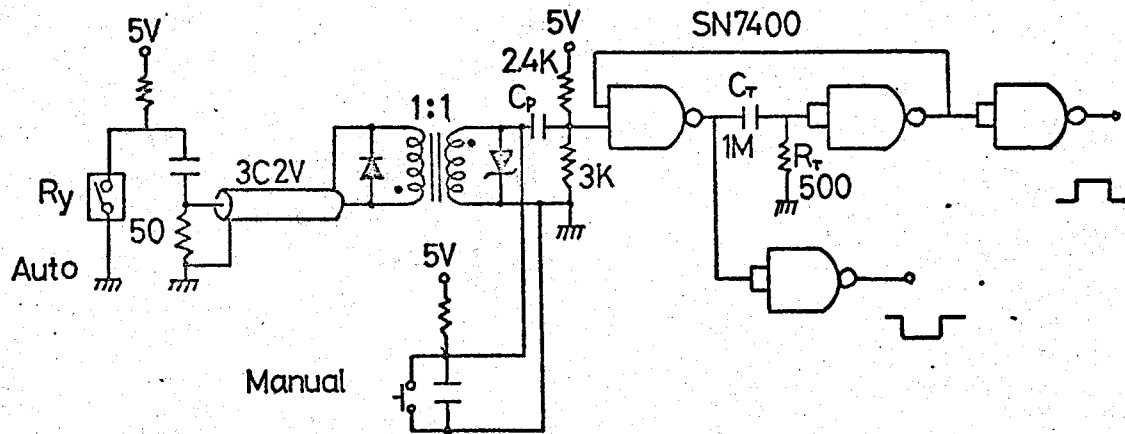


図3.5図

すなわち、RC回路でa点での電圧の立ち上がりを変え、スレッホ
 ルド電圧を利用して遅延時間を得るものである。Rを変化することで遅延時間
 を可変できる。立ち上がり 20 ns ジッターなし、遅延時間 $0.5 \sim 6 \mu\text{s}$ の
 パルスを得た。これによりスイッチングトランジスタ 2SC269 を駆動する。
 スイッチは単独動作のチェック用であり、トランジスタの動作確認のため、
 発光ダイオードを取りつけた。パルストランスにはリンキング吸収用にクラン
 プダイオードを入れた。



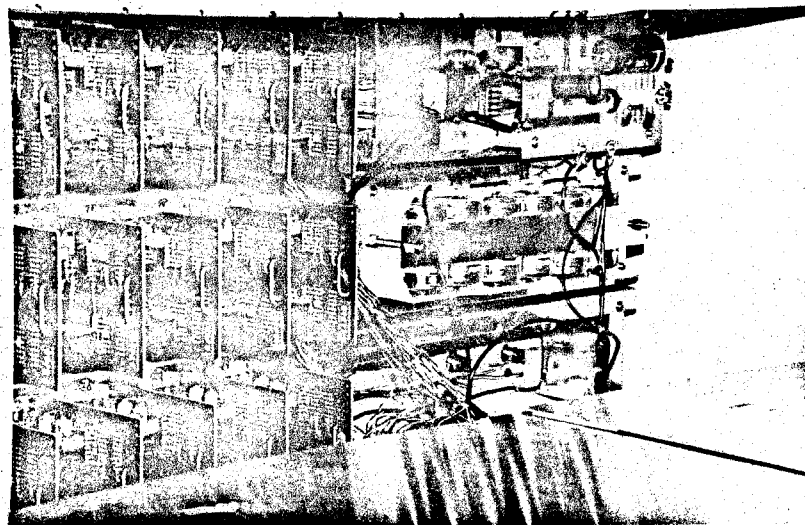
オ 3.6回 トリガー回路系統図



スタートパルサー

単安定マルチバイブレータ

オ 3.7 図

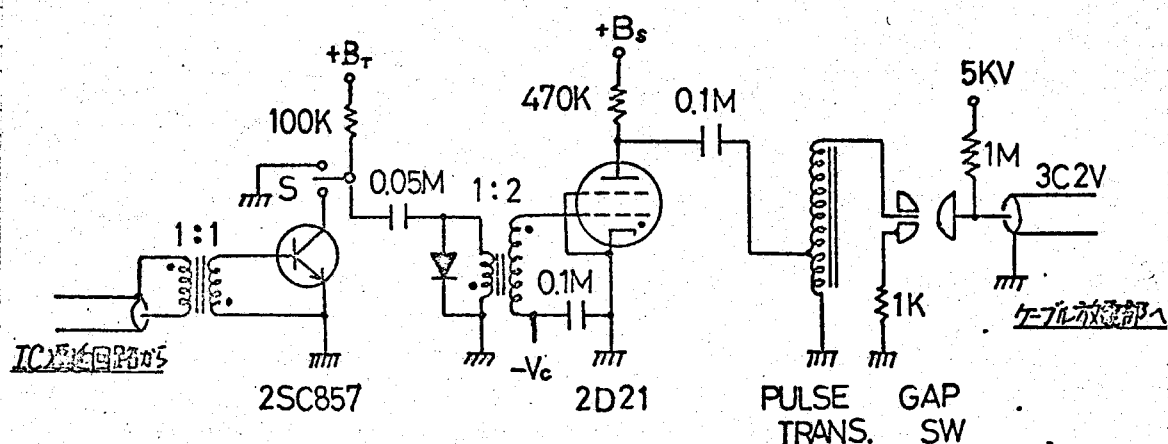


遅延回路

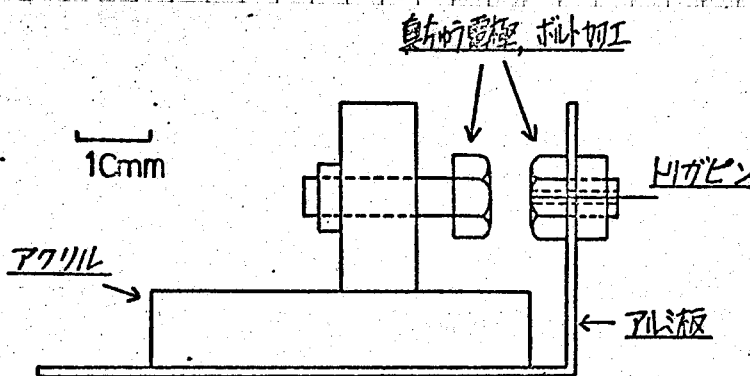
3.4.3 サイラトロン部

回路図をオ3.9図に示す。これが30台用いられ、ICからの数Vパルスとトランジスタおよびパルストランスで増幅し、サイラトロンを駆動し、パルストランスで昇圧し、5KVの気中ギャップをトリガーし、次のケーブル放電部を駆動する5KVのトリガーパルスも発生する。

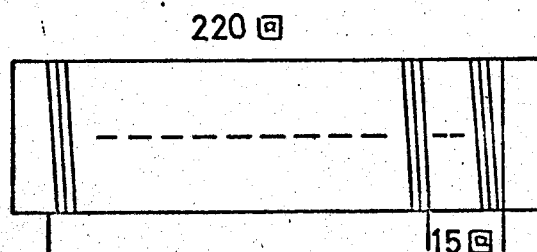
サイラトロンの陽極電圧は600Vで定格より100V大きくしてある。
 +B_Tは35V、バイアスV_bは25Vを使用した。ギャップスイッチパルストランスはそれぞれオ3.10図、オ3.11図に示す。



オ3.9図



オ3.10図



オ3.11図

- 巻線：外径38mm中塩化ビニルパイプ
- 巻線：0.5mm中ホルマール線
- コア：棒状ライトM材 数本

3.4.4 ケーブル放電部

※3. 13図に示すように逆極性に充電されたケーブルを気中ギャップ^ア

(a)で遅延パルス発生器よりのトリガーパルスにより導通させると

(A),と(B)のケーブル間の放電によりパルスが発生し、ケーブル

(A)を通してパルストランスへ伝搬する。気中ギャップは導通後、

1msは導通状態にあるので、気中ギャップ(a)の導通により、ケーブ

ル(B)も1k Ω を通して+30KVに充電される。充電電流は数10A

であるのでギャップの導通は維持される。次に適当な遅延時間の後に、

(このときはすでに(B)への充電が完了している。)気中ギャップ(b)

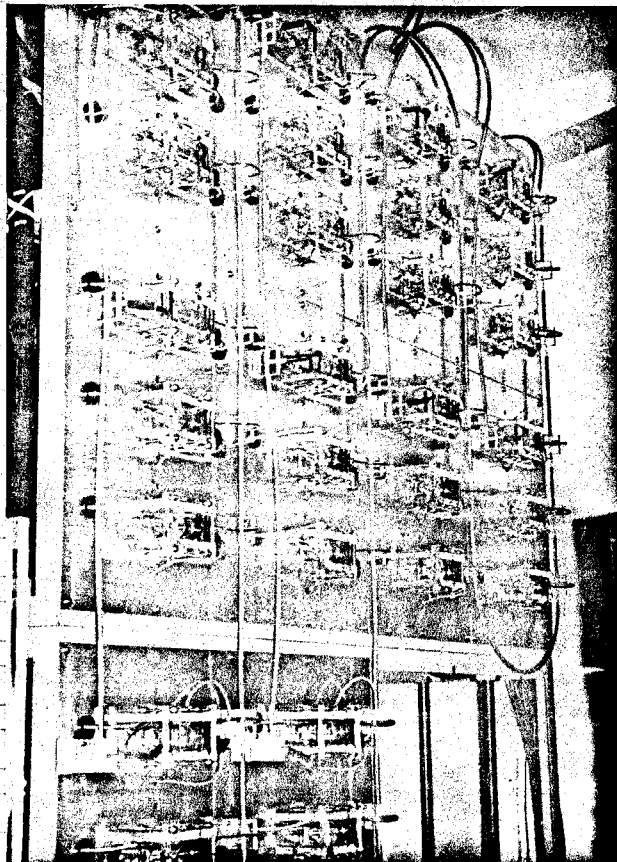
を遅延パルス発生器よりのトリガーパルスで導通させると(B), (C)

のケーブル放電によりパルスがケーブル(B), 気中ギャップ(a),

ケーブル(A)を通してパルストランスへ伝搬する。気中ギャップ(c)

も同様にして、結局、10~30 μ s間隔にパルスをもつ発、パルストラン

スに発生させることができる。



ケーブル放電部

※3.12図

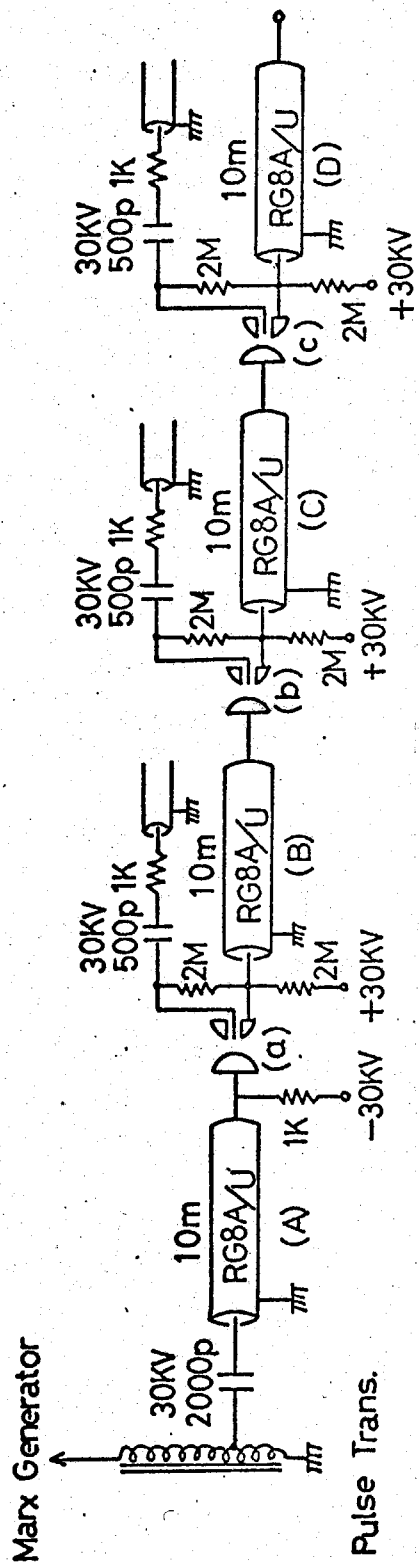


図 3.13 ゲーデル放電部 (1台分)

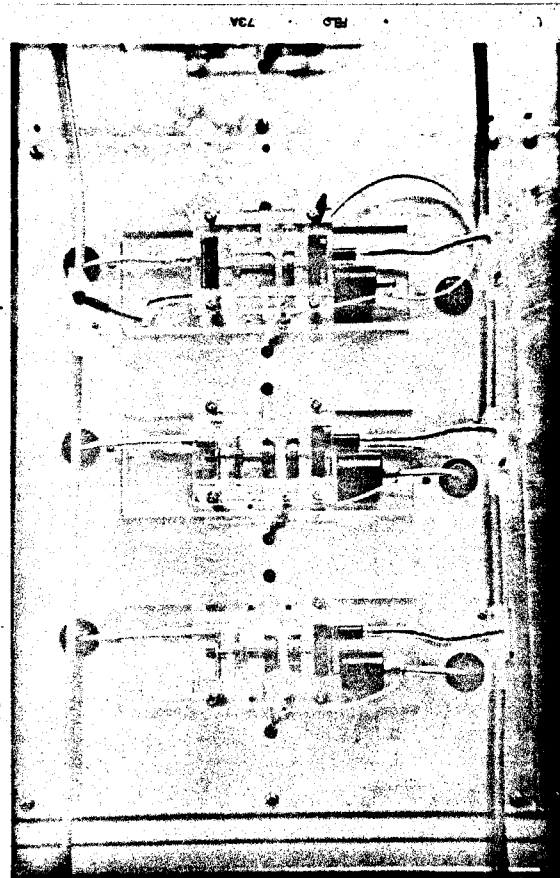


図 3.15 ケーブル放電カメラシステム

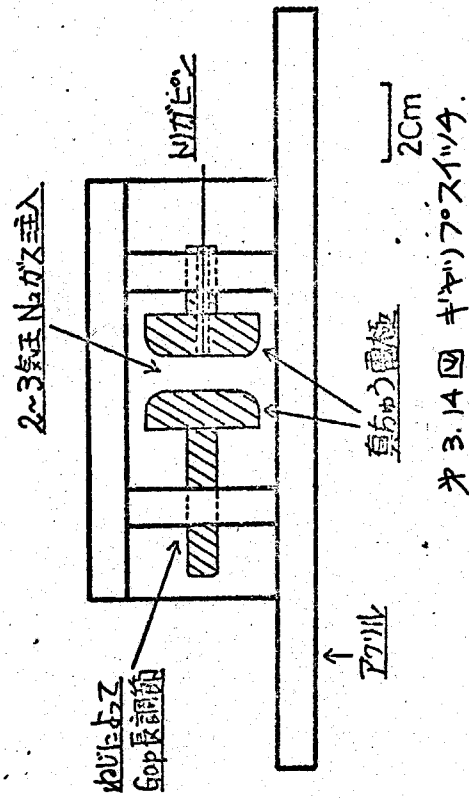


図 3.14 ケーブル放電カメラ

3.5 制動回路

タンク回路と充電用振動回路の間にあ、 T 、タンク回路励振電流の振動を早く減衰させるために用いるこの回路は発振の効率にはあまり変化を与えず、真空ギャップを早く回復させる働きがある。

r : 100Ω $l = 24cm$ の高抵抗で耐圧 $120KV$ のものである。

L : 大 $12\mu H$ 巻線コイル

直径 $6mm$ の銅パイプを $95mm$ $l = 30cm$ 20巻
使用にあたり、 r は T を固定し、 l を変化させる。

3.6 制御部

系統図をオ 3.16 図に示す。各マルクスゼネレーターの充電は別個にコントロールパネルにおいてスイッチにより ON-OFF される。シーケンスコントローラーにより、一定のシーケンスをくりかえし、自動運転させることができる。

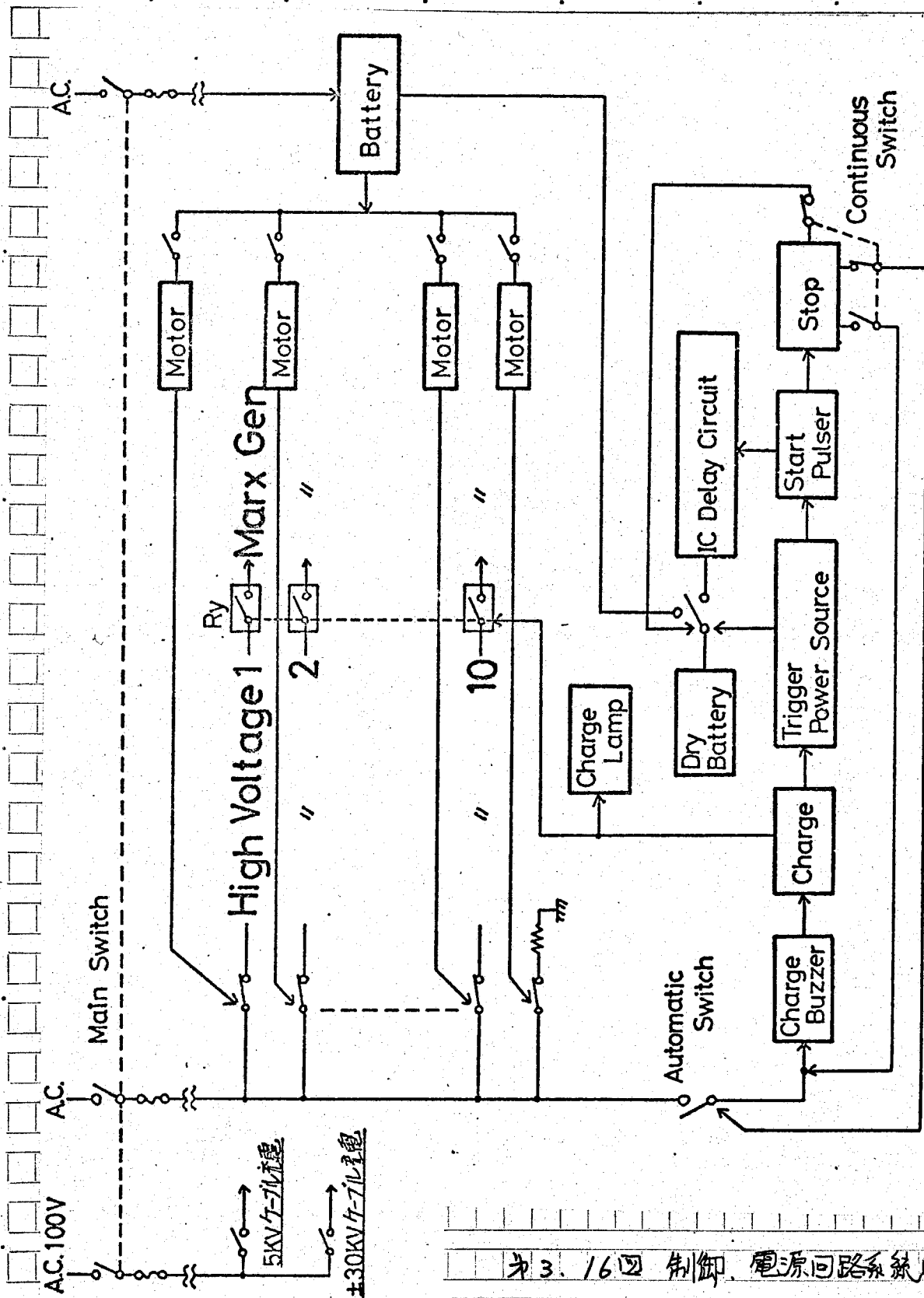


図 3.16 制御電源回路系統図

第4章 大電力高周波発振器の運転

4.1 発振出力、効率

発振器の運転はまず、直列共振法により、行、た。直列共振法と並列共振法は、インダクタンスを取り付け、取りはずすことにより、簡単に交換できる。

直列共振法は回路が単純であり、調節が容易である。しかも、マルクスゼネレータからタンク回路への結合線路のインダクタンスと第4.1図に示すように、1部と見なすことができ、今回の運転の場合、 R_0 がドミナントの非振動的放電であるから、このインダクタンスが無視できる利点がある。

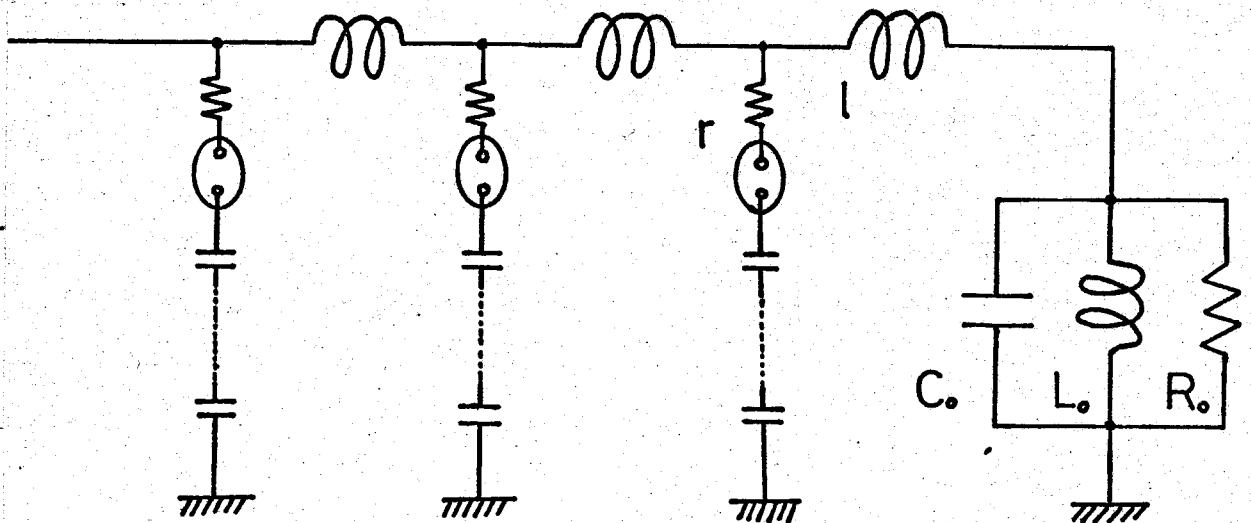


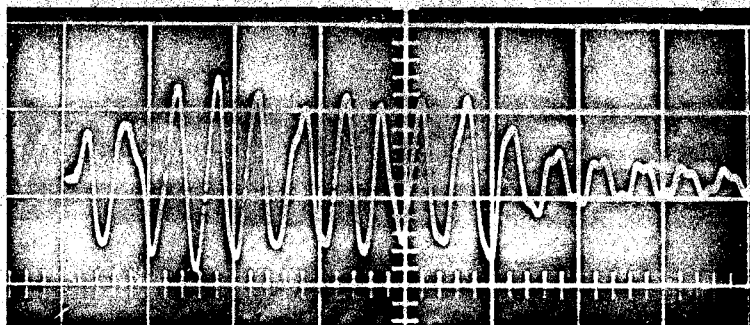
図4.1回

10台のマルクスゼネレータを動作させ、タンク回路に高周波出力を発生させ、タンク回路と並列につないだ抵抗に振動電流を流し、その波形から、出力発振効率を測定した。

R_0 に流れる振動電流波形を第4.2図に示す。これは、充電電圧17kV、放電間隔1 μ sで10台のマルクスゼネレータを1回ずつ動作させた。

その結果、1M Ω 、2.18MW、持続時間10 μ sの高周波出力が得られた。

コンデンサ充電エネルギーから高周波出力への変換効率 $\eta = 18.9\%$ である。



Current waveform at 1.0 MHz
in 50-ohm load, 250 A/div,
time scale 2 μ sec/div.

2.18 MW

充電々圧

17 kV

 $\eta = 18.9\%$

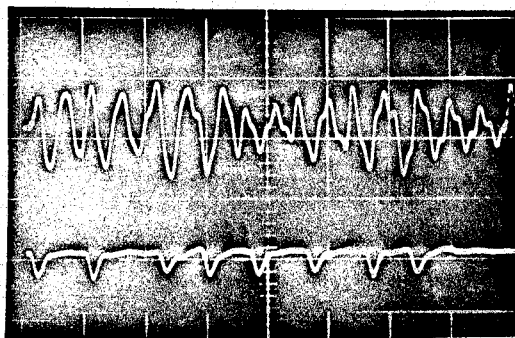
放電間隔

2 μ S

第4.2図

オ4.3図は、充電々圧13 kV、放電間隔2 μ S、8台のマルクスゼネレータを動作させた、発振出力は1 MHz、0.93 MWで効率は27.6%である。

オ4.4図はマルクスゼネレーター1台だけ動作させた場合の負荷抵抗電流、真空ギャップ電流である。真空ギャップ電流は、オ2章の2.5の仮定とよく一致することを示している。

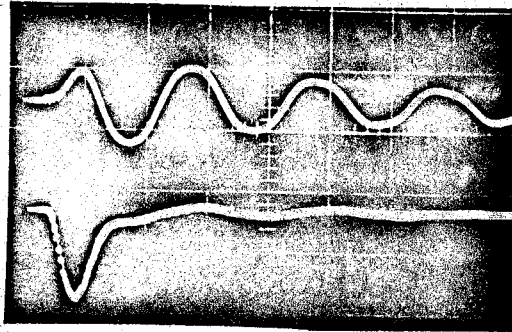
0.93 MW , $\eta = 27.6\%$

充電々圧 13 kV

放電間隔 2 μ S

第4.3図

250 A/div. 2 μ S/div.



R. 電流波形 250 A/div.

真空ギャップ電流波形

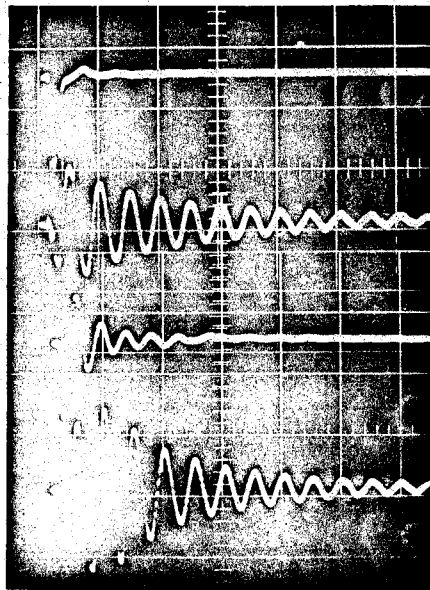
500 A/div.

0.5 μ s/div.

第4.4図

並列共振法による発振は、オ3.1図に示す回路で行われた。 $l = 3\mu\text{H}$, $r = 100\Omega$ で行われた。しかし、マルクスゼネレーターからタンク回路までの線路のインダクタンスが大きく、近いマルクスゼネレーターでは $2\mu\text{H}$ 、遠いものは $5\mu\text{H}$ もあった。このインダクタンスの存在はオ2章で述べたが、発振の効率に対してはなんの変化もあたえないが、タンク回路へ振動のエネルギーの移動する速さに大きな変化もあたえる。予備実験においてはこのインダクタンスは l , r に対して無視できる程小さいため、振動のエネルギーの移動する速さは急激であった。

オ4.5図は、コンデンサ充電電圧と同じ状態でマルクスゼネレーターを1回動作させ、直列共振法と並列共振法を比較したものである。直列共振法は、 $1\mu\text{s}$ 程度で、エネルギーの移動は終っている。



真空ギャップ電流

直列共振法

R. 電流

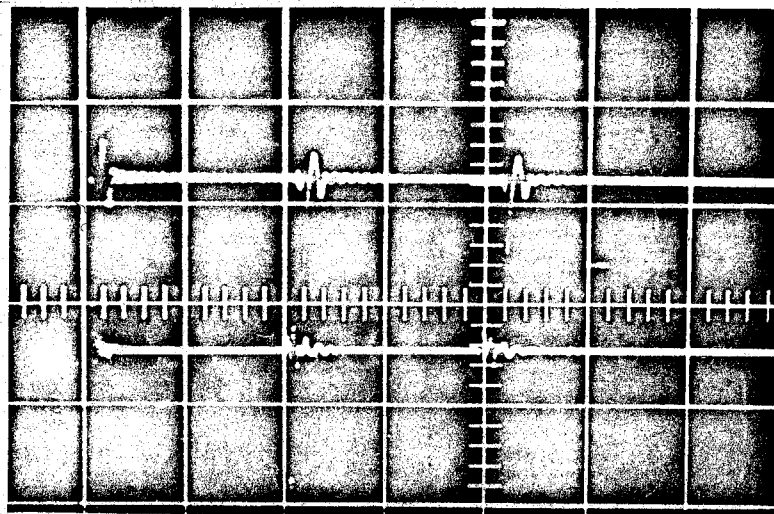
並列共振法

第4.5図

並列共振法においては、タンク回路の振動が最大になるまで、 $2\mu\text{s} \sim 3\mu\text{s}$ かかる。効率には波形の大きさをからみてわかるように、並列共振の方が、大きいのであるがマルクスゼネレーターを $1\mu\text{s}$ 毎に放電させると1台のマルクスゼネレーターがそのエネルギー全部を放たないうちに次のマルクスゼネレーターが放電し、お互いの干渉により、効率が落ちることが予想され、充電電圧 15kV 、放電間隔 $1\mu\text{s}$ で出力約 2MW 、効率 20% である。

4.2 マルクスゼネレーター再利用

マルクスゼネレーターのギャップも絶縁回復力の強い真空ギャップにあることにより、1回放電した後、数 $10\mu\text{s}$ 後に再び再充電して再利用することができ、図4.6はコンデンサー充電電圧 15kV 、トリガーケーブル放電電圧、 $\pm 15\text{kV}$ で $20\mu\text{s}$ 毎に3回放電させた場合のマルクスゼネレーターの出力電流とトリガーパルスの波形を示したものである。2回目、3回目は再充電用コンデンサー $C_5 \sim C_8$ の電圧がおちて来るため出力電流が小さくなっている。



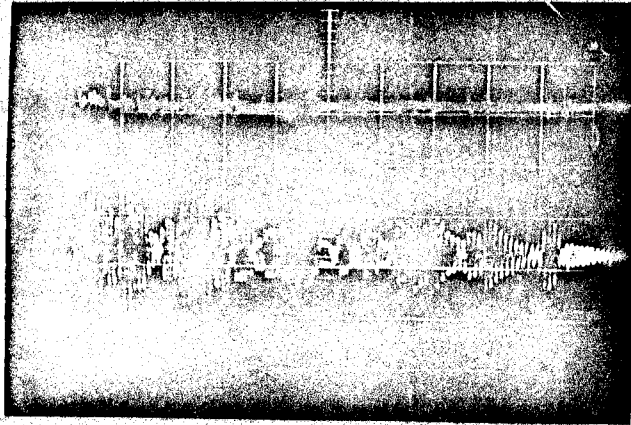
マルクスゼネレーター
出力電流

トリガーパルス

$10\mu\text{s}/\text{div.}$

第4.6図

10 台のマルクスゼネレーターを $3\mu\text{s}$ 間隔で放電させ、これを 3 回繰り返すと、ピーク 1MW 、持続時間 $90\mu\text{s}$ の発振が得られた。



真空ギャップ電流

R。電流波形

$10\mu\text{s}/\text{div.}$

第 4.7 図

第 4.7 図に示すように、各マルクスゼネレーターの制御がうまく行かず、電氣的雑音により、遅延回路やパルス増幅部の誤動作があり、波高値のそろった発振波形は得られていない。

4.3 および、今後の問題点

多数のマルクスゼネレーターを順次動作させることにより、強力な連続発振に成功した。この方式は、 MW 級の大電力発振器の製作に適しており、今回の試作的発振器でも、 1MHz 、 2MW の出力が得られている。しかも、この値は基礎的資料収集の都合から、安全性をみてマルクスゼネレーターを定格の $\frac{1}{2}$ の電圧で運転している状態での値である。真空ギャップは現在までのところ、 $10,000$ 回以上の使用に十分耐えているが、電極材料として現用の SUS-27 を最適と考えていない。将来の長時間発振を考えると、電極の寿命の問題が、一番大きい。

第5章 ガス絶縁プラズマへの適用

5.1 はじめに

大電力高周波発振器が今回開発され、その出力をプラズマに与える時、⁽³¹⁾とも大きな問題は、いかに効率よくプラズマに高周波電流を流すかである。大部分のプラズマは磁場により閉じ込められているが、そのプラズマの周りには弱電離したプラズマや、中性気体があり、さらにその外側には放電管壁がある。

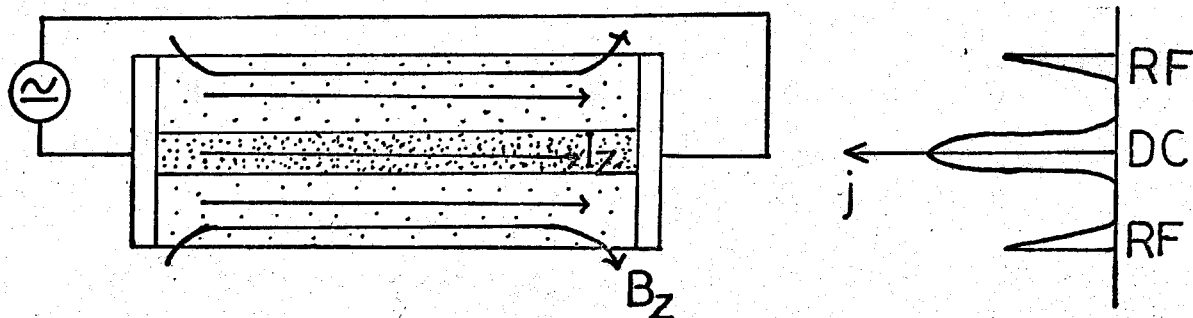


図 5.1

このようなプラズマに高周波電流を流そうとすると、高周波電流は閉じ込められた高温プラズマに流れなく、表皮効果により、より外側の弱電離プラズマや、放電管壁に流れようとする傾向がある。これは高周波のシールド効果となり、目的のプラズマに効率よく高周波を流せなくなる。また壁での放電は、不純物の原子を多くプラズマ中に侵入させることになる。一度、外側で放電が起こると、その部分の電気伝導率が上がり、この傾向はますます強くなる。

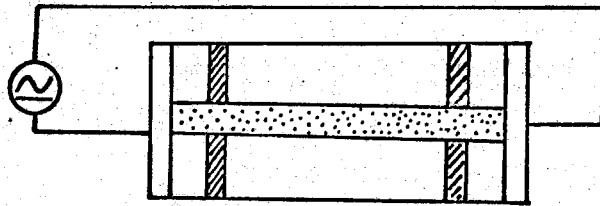
この対策として次のような方式が考えられる。

(1) リミッターによる方法

(2) Short Boundary な完全ピンチプラズマの実現

(3) プラズマの周りに高密度の中性ガスを配して、プラズマの周りの電気伝導度を低くする。

(1)の方法は、放電管内に絶縁物でできた板を置き、プラズマ電流は、その絶縁板の中心の穴を通り、流れることになる。この方法は確実に放電管壁から



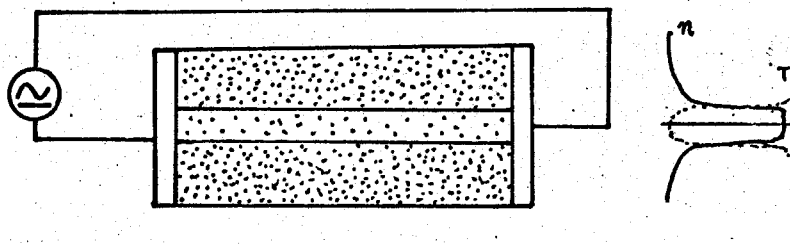
プラズマをはなすことができるが、絶縁板は放電管壁のかわりになっただけで、根本的な解決にはならない。この方法を進めて、磁場で、絶縁板のかわりをさせようと

※ 5.2 回

というのが磁気リミッターであるが、磁場は閉じ込め磁場との干渉により、プラズマ閉じ込めや、プラズマ発生条件も変わってくる心配がある。

(2)の方法はプラズマの周りの弱電離のプラズマもできるだけ少なくするために、予備電離を強力にして、立ち上がりの早い磁場によって、プラズマを発生させるものである。これにより高周波電流が効率よくプラズマに流れれば、プラズマの閉じ込め、加熱の両面において最も望ましいことである。

(3)は、現在まで多く研究されてきたプラズマ閉じ込め方法とまったく趣きを異にしており、プラズマの周りを高密度の中性ガスでおおったものである。このプラズマ閉じ込めの特徴は次節で述べるが、中性ガスの Break down 電圧は、圧力が高くなれば、それに従って高くなり、高周波の電界によっても Break down しなくなる可能性がある。また、プラズマの周りは中性ガスにより冷却されるので、電気伝導度が上がり、電流はプラズマ中のみ流れる効果(熱的ピンチ)が起こると予想される。このようなガス絶縁プラズマは現在のプラズマ研究の主流から大きくはずれているが、大電力高周波発振器によるプラズマ加熱を考えた場合、非常に大きな利点をもっている。



※ 5.3 回

5.2 ガス絶縁プラズマの特徴

近年の主流になっている核融合装置では一般にプラズマの周囲の気体は非常に希薄であり、近似的にこれを真空とあつかっている。一方プラズマ周囲に高密度の中性気体を配して、積極的にその熱絶縁の働きを利用しようとする方法が考えられる。この着想は1960年 Alfvén の提案⁽³²⁾⁽³³⁾ 以来いくつかの検討が報告されている。^{(32)~(50)} 高密度ガス中の核融合プラズマには次のように予測される特徴がある。

(1) 高温プラズマの安定保持

高温プラズマの周囲の高密度中性ガスを旋回させることにより、プラズマを安定に保持できる可能性がある。旋回流によるアーチの安定化は、古くから電気工学の分野で知られており、またソビエトの Kapitza⁽³⁵⁾⁽³⁶⁾ はこの方法により $T_e = 100 \text{ eV}$, $T_i = 10 \text{ eV}$ のプラズマの安定保持に成功したと報告している。また中性気体が MHD 的不安定性の成長率を著しく減少させることが理論的にも示されている。⁽⁴⁹⁾

(2) 容器壁保護およびプラズマの純粋性保持

プラズマと容器壁間の高密度の気体がプラズマからの高温の荷電粒子、さらには中性子を防ぎ、また容器壁からの不純物原子がプラズマに侵入するのを防ぎ、Radiation loss を最少限にすることが出来る。

(3) 核融合エネルギーの取り出し

核融合反応によって生じた高温の荷電粒子は、周囲の中性気体との衝突によって、そのエネルギーを与える。この加熱された中性

気体をタービンに導き、その熱エネルギーから核融合の出力を取り出すことができる。⁽³⁶⁾

(4) プラズマへの燃料(重水素)の供給と灰ガス(ヘリウム)の排出が自動的に行われる。

以上のようにガス絶縁方式は核融合発電炉にとって重要な利点を多く持っている。それにもかかわらず、今まで本方式に関する研究があまり行われていない。理由は、一つには真空絶縁プラズマの発展が目覚しかったこと、核融合炉側からの条件がまだ問題にされていなかったこと等が考えられるが、もっとも大きな理由は高密度中性気体中のプラズマはその中性気体による冷却作用が大で、プラズマが高温にならないのではないかという懸念がある。だからと言えよう。事実、従来の報告ではプラズマ温度はほとんど数eVじまりである。最近この問題に関する論文が多く発表されている。^{(46)~(48)(50)}

5.3 ガス絶縁プラズマの核融合への可能性

熱損失はガス絶縁プラズマにとって最大の問題である。これに対し、Alfvén と Smars⁽³²⁾ は強い縦磁場によってプラズマ内、またはプラズマと中性ガスとの熱伝導率を下げれば熱損失は大きくなり、加熱量がある値より大きくなるとプラズマ中心温度は無限に上昇することを示した。

中性気体に囲まれた半径 r_0 のプラズマ柱を考える。オ5.4図に示すように $r < r_0$ では単位長当り熱量 Q で加熱されている。

プラズマの熱伝導率を K とすると

$$Q = -2\pi r_0 K \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_0} \quad \text{----- (5.1)}$$

$r_0 < r < r_1$ では

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(2\pi r K \frac{dT}{dr} \right) = 0 \quad \text{----- (5.2)}$$

$$Q = \frac{2\pi}{\ln(r_0/r)} \int_0^T K dT \quad \text{----- (5.3)}$$

であることがわかる。中性気体の温度は 0°K とした。

もしも $\int_0^T K dT$ が有限であれば臨界の Q があり、それ以上の熱量をプラズマへ注入すればプラズマの中心温度が上昇し、核融合温度まで達する。

$\int_0^T K dT$ が有限かどうかは $K(T)$ の形によって決まり、 $K(T)$ の温度変化は図 5.5 図のようになっている。

T_1 は $\omega_e \tau \approx 1$ のところである。

これにより Q_b を計算すると

図 5.6 図のようになると Alfvén

と Småns は推算している。

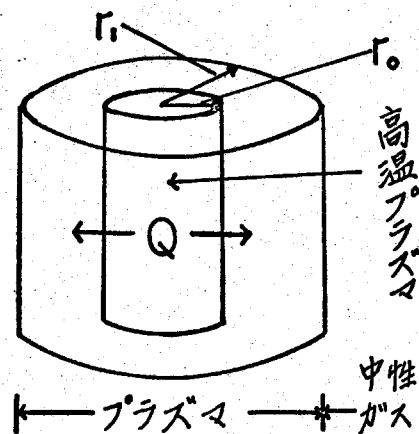


図 5.4

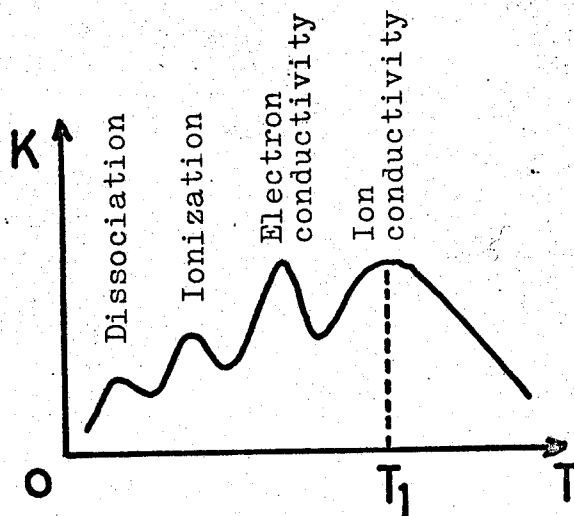


図 5.5

$$T = 2 \times 10^8 \text{ } ^\circ\text{K} \quad n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

縦磁場	1 万 ガウス	10 万 ガウス
T_1	$4 \times 10^5 \text{ } ^\circ\text{K}$	$1.6 \times 10^5 \text{ } ^\circ\text{K}$
Q_b	600 kW/cm	24 kW/cm

図 5.6

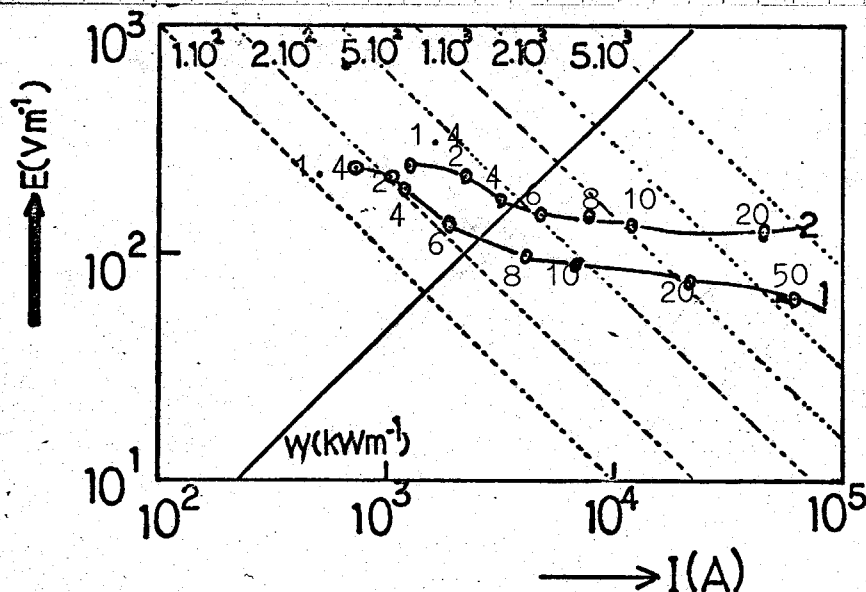
$K(T)$ の大きさ、形は正確には、理論的にも実験的にも決定されていないが T_1 を越えると K は $T^{-5/2}$ で減少し、 $\int_0^T K dT$ が有限であることは多くの論文の一致するところである。

オランダのユトハースグループの Verboom⁽⁵⁰⁾ によると

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rK \frac{dT}{dr}) = -E_z J_z \quad \text{--- (5.4)}$$

を数値計算して、 $I_z - E_z$ 特性、温度分布を求めた。

Volt-Current 特性はオ5.7図のようになる。



Voltage-current characteristic. • = axial temp. in $10^4 \cdot K$

1 $B_z = 1T, R = 5cm, p = 10 \text{ torr}$

オ5.7図 2 $B_z = 1T, R = 5cm, p = 100 \text{ torr}$

この図より、 $20 \sim 50 \text{ kW/cm}$ で $20 \sim 50 \text{ eV}$ を得ていることがわかり、この表は、従来の大気圧中放電のアークの温度と一致している。そして、 $\int_0^T T dT$ を有限とする熱量をプラズマに入力させるには、 $10^5 A$ 以上の電流を必要とする。この電流を $R = 5 \text{ cm}$ のプラズマに流すと電流力は中性ガス反より、はるかに大きくなり、MHD的不安定 (Kink Instability) を起すと思われる。

高気圧ガス絶縁プラズマの実験はプラズマ発生、加熱電流の周波数により大きく二つに分けることができる。

ソビエトの Kapitza のグループはマグネトロンによるマイクロ波を、オランダのユトハースのグループは準定常大電流放電を用いている。マグネトロンは発振効率もよく、定常的にプラズマを観測でき、将来、連続炉として考えられる。現状はマイクロ波の波長によるプラズマの大きさが $\lambda/2$ 以上にできなくプラズマへの入力を増大させると分裂してしまい、Kapitza 自身もその論文⁽³⁵⁾中にこの方法の限界を述べている。Kapitza の考えによる核融合炉は発振器の周波数を 23 MHz に低くして、プラズマの長さ 650 cm, 半径 65 cm のプラズマを約 6 MW の出力で加熱して、実現される。⁽³⁶⁾

ユトハースでは準定常大電流による加熱を目的としているが MHD 的な力が大きく作用し、ガス絶縁プラズマの最大の利点と思われる安定化がそこなわれる。また電流によるジュール加熱はプラズマが高温になるとプラズマの抵抗が下り、効率のよい加熱はできない。

この二つの方法の利点、欠点を考えるとその中間に位置するラジオ周波数によるガス絶縁プラズマの加熱が大きな可能性をもてくる。

ここでは、周波数を 1 MHz 程度の RF 電流を用い、プラズマを動的安定化、動的平衡により MHD 的安定を増し、表皮効果による抵抗の増大で効率よく、プラズマを加熱する方法を考えてみる。

一般にプラズマを加熱する目的で RF を用いる提案は古くからあるが実際にプラズマに強力な RF 電界をかけようとするときプラズマの周りの中性ガス、弱電リプラズマにシールドされて、目的のプラズマに RF 電力が行かない。ガス絶縁プラズマではプラズマの周りを高密度の中性ガスで囲まれているため、電気的に絶縁され、効率よくプラズマが加熱される。

GAS-INSULATED PLASMA DEVICE

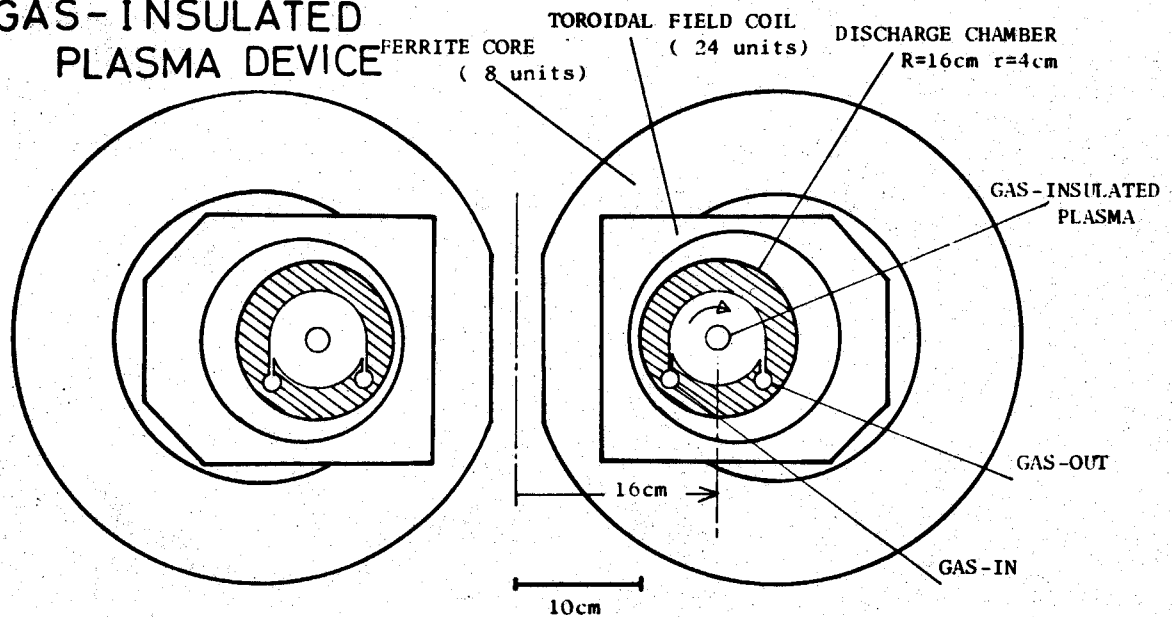


図5.8 図

図5.8図に示すような、トロイダルガス絶縁プラズマ加熱実験装置を考えて
1MHz、100MWの発振器による加熱の可能性を試算する。

中性高密度気体の旋回流により放電管の中心に安定化されたトロイダルガス
絶縁プラズマを1万ガウス以上の縦磁場を加え、発振器により誘導加熱する。

図5.8図のプラズマに単位長さあたり1MW消費させるためのプラズマ電流
は

$$a = 1 \text{ cm}, \quad \frac{\beta_s \hat{I}}{2\pi a} = 10^6, \quad \beta_s = \frac{1}{c} \sqrt{2\pi \omega \eta_s}$$

$$T_e = 10^6 \text{ K}, \quad \omega = 2\pi \times 10^6 \text{ rad/s}, \quad \beta_s = 2.5 \text{ m}\Omega^{(35)}$$

$$\hat{I} = 30 \text{ kA}$$

Te が 10^5 K をこえると Anomalous Skin effect の効果が表れると思われる。これは表皮抵抗の増大となつて、より少いプラズマ電流でよいかもしれない。

プラズマのインダクタンス $L_p = 0.22 \mu\text{H}$

最大電流エネルギー $L_p \tilde{I}^2 = 200 \text{ Joul}$

9 プラズマの Q は $Q = 2\pi \times \frac{200}{100} = 12$

トランスのワ-ターン電圧は 60 kV となる。

これは 100 MW の真空ギャップ大電力高周波発振器の負荷条件によく適合する。もっとも、ガス絶縁プラズマに関しては未知の事柄が多く、これからの研究に待つ所が多い。

5.4 ガス絶縁プラズマの実験

5.4.1 目的

ガス絶縁プラズマの実験はその予備電離が⁽⁴⁸⁾難かしい。無電極トロイダルアーク放電を高気圧中で行うことがオの目標となる。オランダのユートハースグルーブは⁽⁵⁴⁾⁽⁵⁵⁾⁽⁵⁵⁾数十 Torr の気圧において成功している。オるにガス絶縁プラズマの大きな利点と思われる安定保持の実験的研究を行う。オるに大電力高周波発振器で加熱する際に効率よくプラズマ表面に電流が流れるかを調べる。以下に要約すると

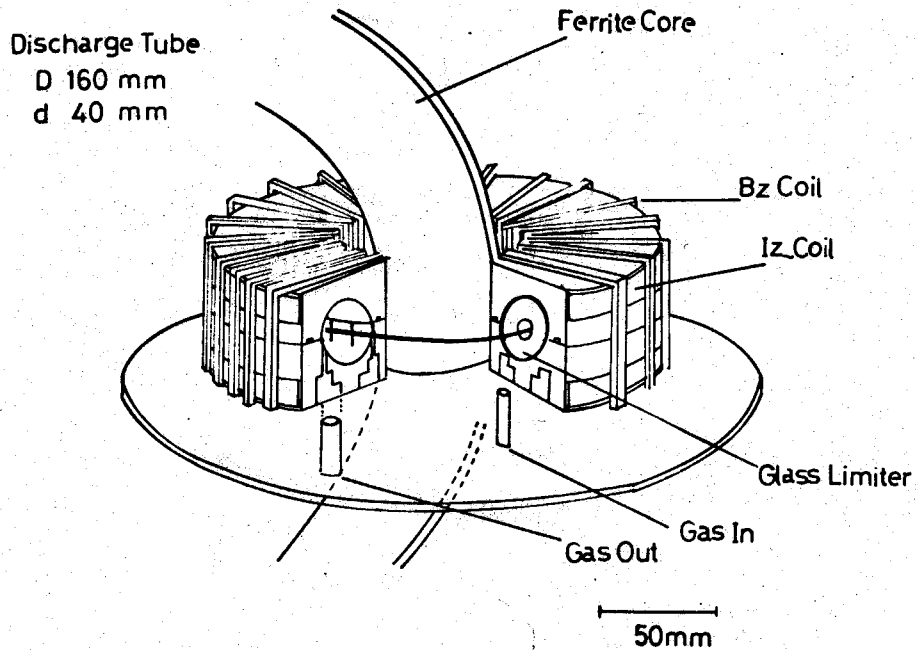
- (1) トロイダル状の放電管にガスの旋回流を作るとことができるか。
- (2) ガスの旋回流中に予備電離されたプラズマが管壁にふれずに安定に存在するか。
- (3) トロイダル状のプラズマに大電流を流して、プラズマの安定性を観測する。
- (4) 高周波電流がルールドせずに効率よくプラズマに流れるか。

5.4.2 予備電離法

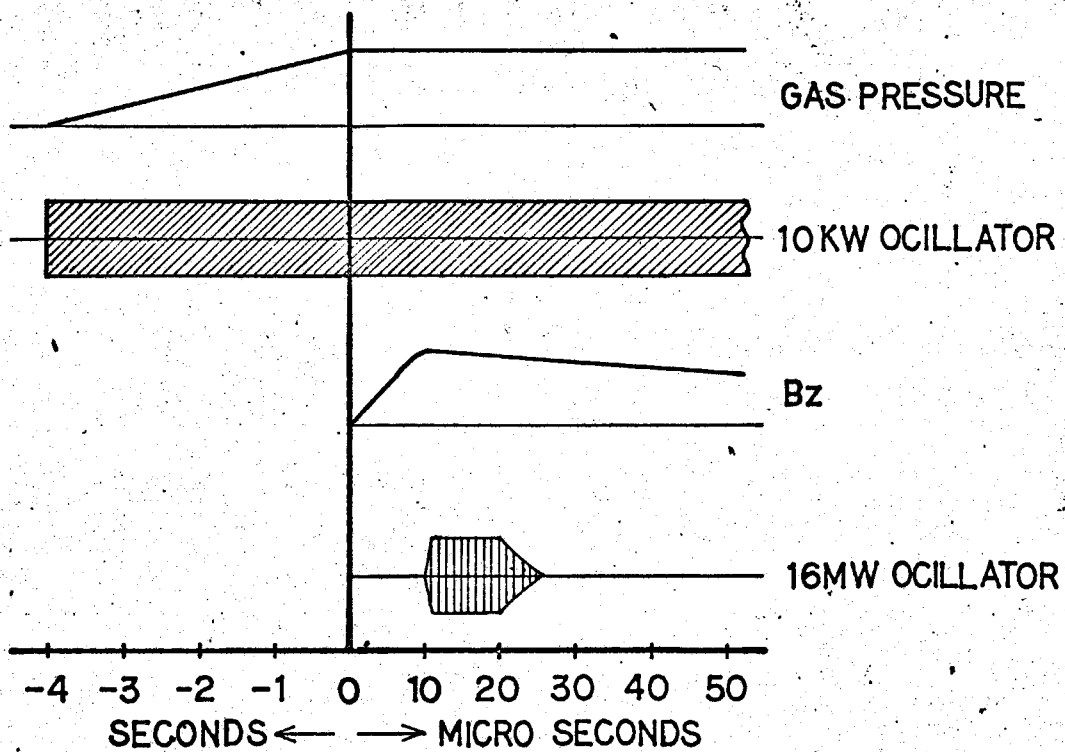
高気圧プラズマの実験の難しさは一つに予備電離の困難さにある。特に無電極トロイダル放電を行おうとすると、ワーターン電圧は大気圧では数 MV を必要とする。これは不可能である。ここでは次のような方法でかなり高気圧において予備電離することに成功した。

無電極で放電しやすい低気圧 (100 mTorr) で誘導によつて、トロイダルプラズマを発生させ、それを維持するに充分な出力の高周波発振器でプラズマを維持しながら、放電管内に気流を吸き込み、徐々に気圧を上昇させていく。このとき、気流を旋回させ、高気圧になると生じるプラズマの浮力を打ち消し、プラズマを予備電離の状態に、放電管の中心近くには、数秒間安定に発生させる。

5.9 図に概略図を、5.10 図にタイムシーケンスを示す。



5.9 図



5.10 図

5.4.3 装置

オ5.9図に示したように放電管を交叉してトロイダルフェライトコアを配置した。これはプラズマとの結合を大きくするためである。

1) 放電管

この放電管は内部にトロイダル状の旋回流を作るために多くのノズルが必要である。この点が従来のプラズマ装置の放電管と大きく異なる。オ5.11図に示すように、上、下2部によりなり、下部には、内側と外側に接線方向にそれぞれ吹き出し用穴 $\phi 15\text{mm}$ を32ヶ、排気用穴として 2.0mm 32ヶを設けてある。材質はアクリル樹脂を用いる。これは透明なので光学測定が容易、加工が容易、絶縁物である等の利点がある半面、熱に弱い欠点がある。

アクリルの熱に弱い欠点を補うため、ガラスリミッター、シリコンコーティング等の工夫がしてある。

・ ガラスリミッター

2.6mm厚のパイルックスガラスに 15mm の穴をあけ、リングによって放電管に密着させている。放電管内に 45° 間隔に8枚配置し、プラズマの半径は数mmと予想されるのでプラズマのリミッターにふれる心配はないが(旋回流の効果があれば)プラズマがこわれる時、すなわち旋回流が乱れたり、電流、磁場がなくなる時に、プラズマがアクリル放電管の表面を打つ心配がある。

・ シリコンコーティング (Silicon coating)

信越シリコン社製 KE103RTVを 0.1mm の厚さに放電管内面に塗布した。

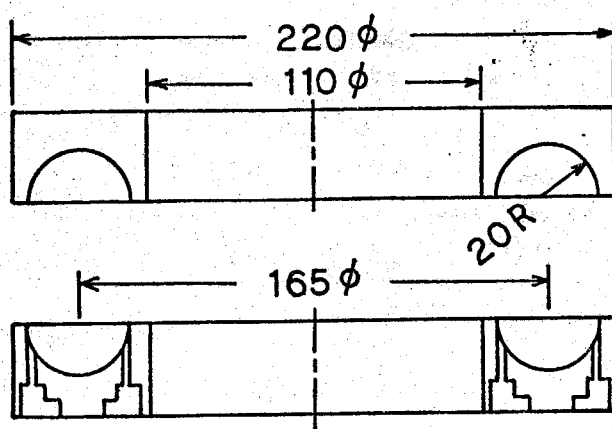


図 5.11 放電管

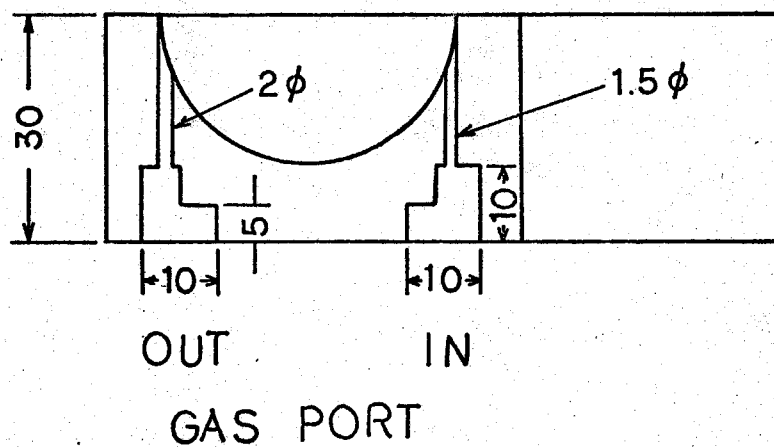


図 5.12 ガスノズル

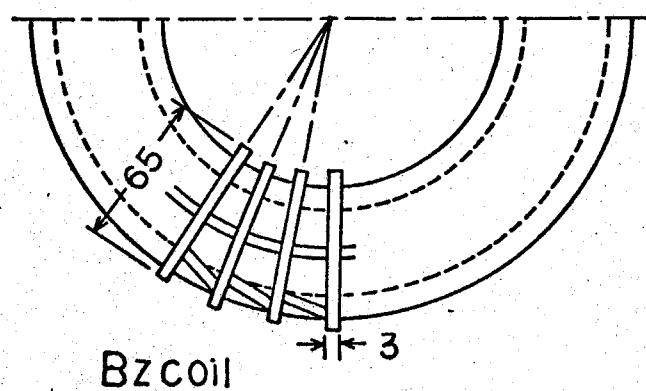


図 5.13 Bzコイル

2) B_z 磁場コイル

図 5.14 図に示すように、32 ターンのヘリカル巻きであり、放電管の支持になっている。ヘリカル巻線が作るトロイダル方向電流を打ち消すためのリターンコイルが設けられている。また、疎巻になっているが、プラズマの直径が 1 cm 以下と仮定すると、表面での B_z 磁場の z 方向の変動は数%以下である。

3) フェライトコア

この装置の大きな特徴は、大型フェライトコアの使用である。フェライトコアの使用は励磁インダクタンスを大きくし、プラズマに効率よく電流が流れる。

外径 41 cm

内径 24 cm 厚さ 2.5 cm

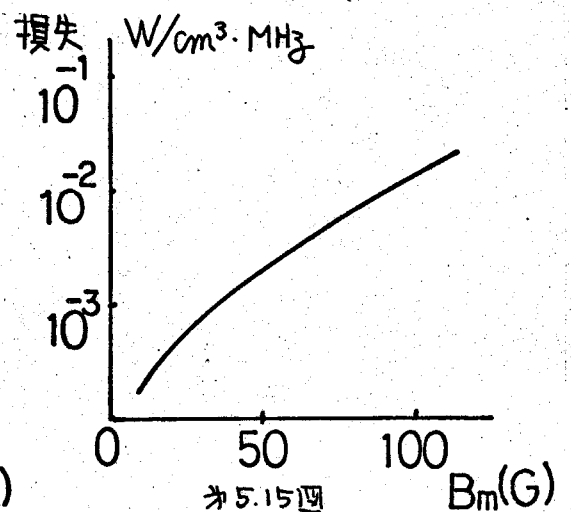
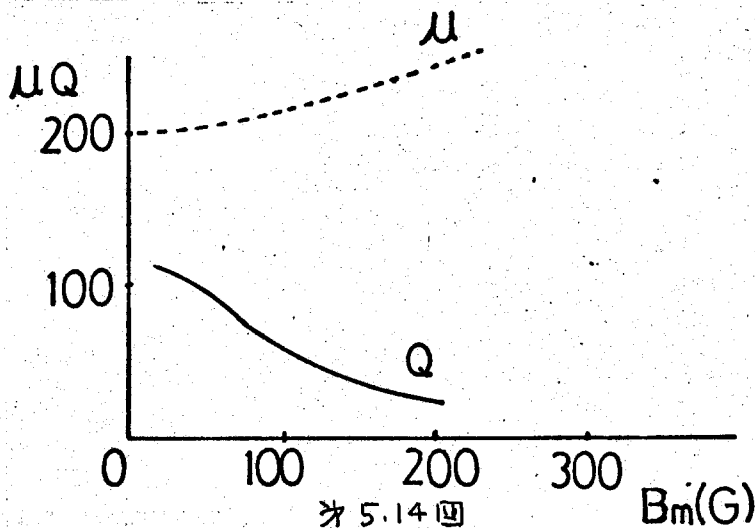
初透磁率 μ_i 200

残留磁化状態の透磁率 μ_r 160

Q (1 MHz) 200

$Q < 50$ となる磁束密度 (3 MHz) [G] 140

50 Oe の磁場に対する磁束密度 3300



4) コンデンサーバンク

B_z 磁場発生用コンデンサーバンクで電流最大時にクローバーする。2.2 μF のコンデンサー (耐圧 30 kV, インダクタンス 200 nH) を 2 台用いている B_z 磁場は以下の式より求まる。

$$B_{z\max} = (CV^2\mu_0V')^{\frac{1}{2}}$$

C: コンデンサ容量 44 μF

V: コンデンサ充電圧 30 kV

V': 磁場体積 2260 cm^3

$B_{z\max}$ は 1.4 wb/m^2 となる。 B_z コイルのインダクタンスは、計算: 実測とも 8.9 μH 。外部回路のインダクタンスは 2 μH 程度である。磁場の立ち上りは、 $2.1 \times 10^5 \text{wb}/\text{m}^2\cdot\text{s}$ である。

クローバー回路は decay time 100 μs 以上の磁場を作る。

5) 予備電離用高周波発振器

真空管式、自励発振、入力 10 kW (3 秒定格) の発振器である。トロイダル方向のプラズマワントーン電圧を高くするため、周波数は高い方が良いが、フェライトの特性により、3 MHz とした。Fig. 5.16 図に回路図を示す。プラズマワントーン電圧を最大限大きくするために、プラズマに効率的に電流が流れるように、放電管の外側に巻いたコイルをタンク回路のインダクタンスにした。プラズマ電流を検出し、発振器の出力をコントロールするように、グリッドバイアスをフィードバック制御している。

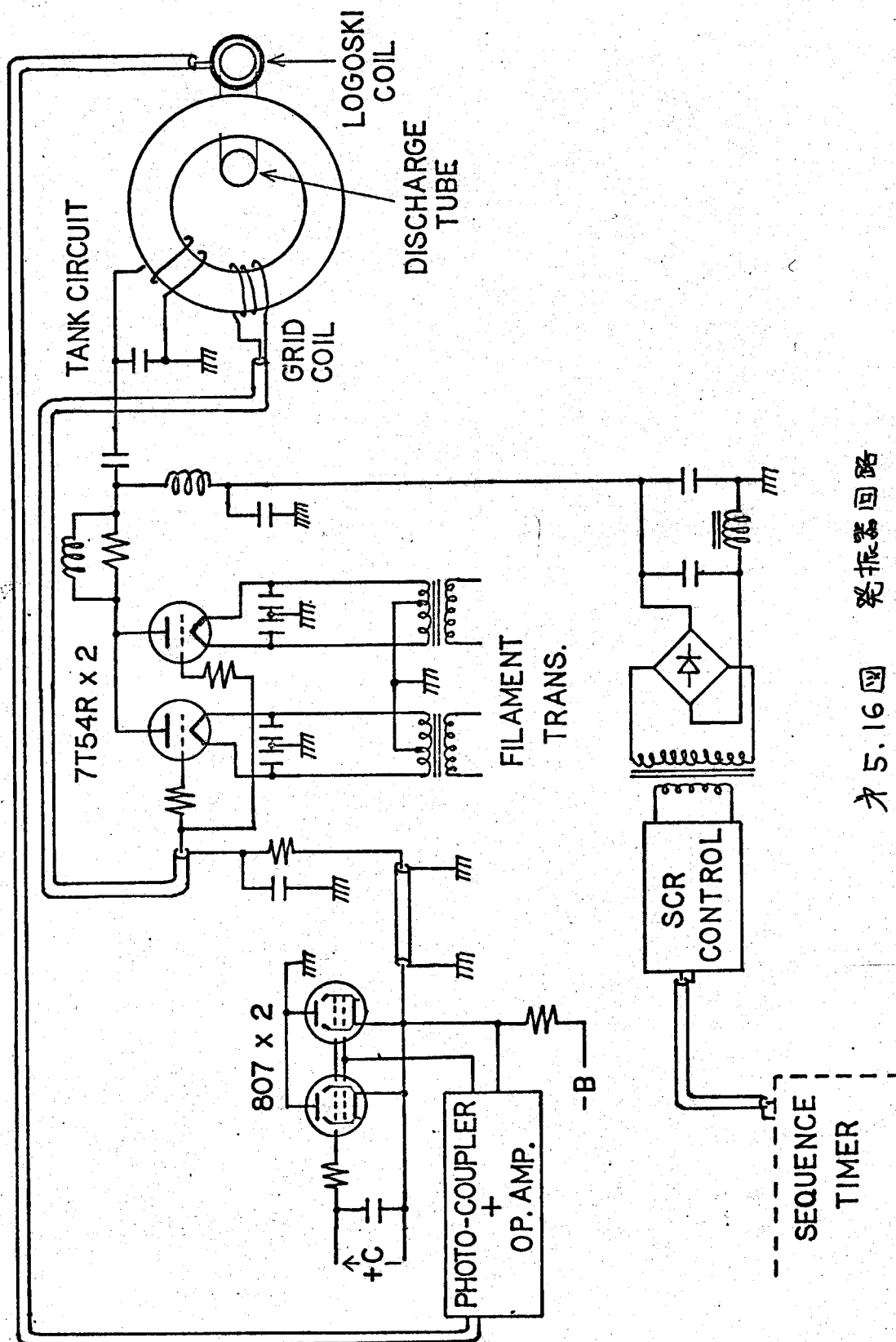
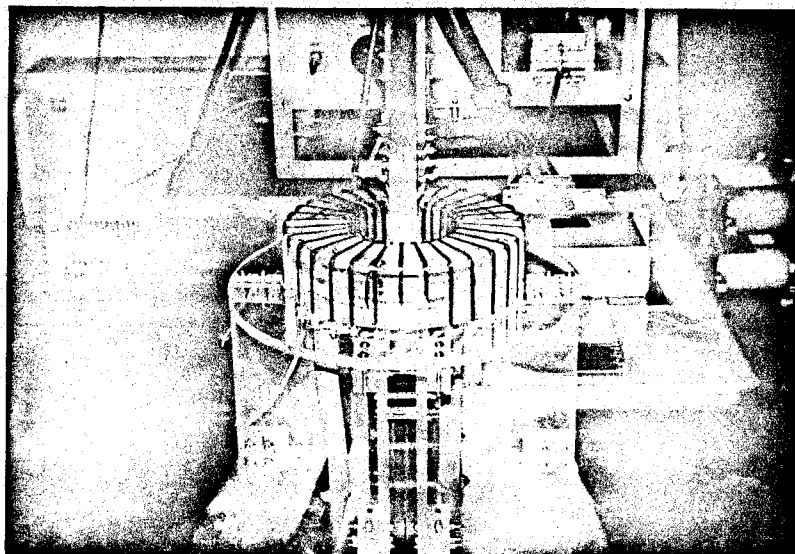
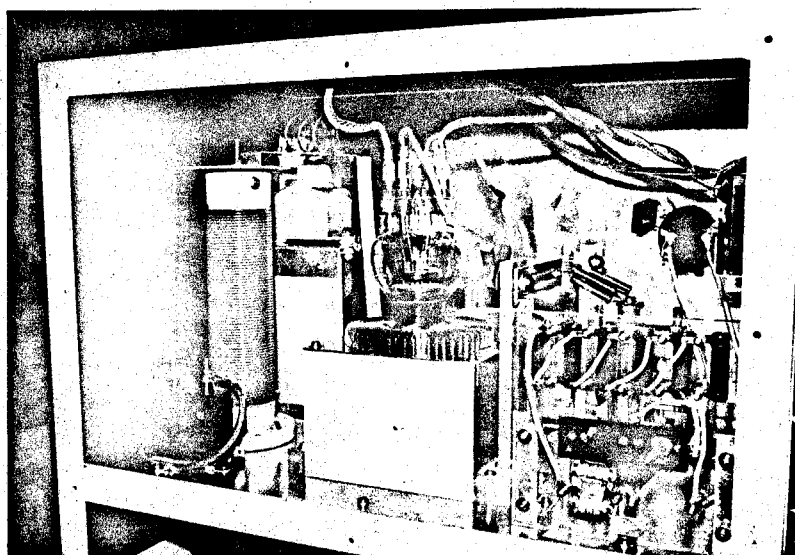


图 5.16 四 管振荡器回路



为 5.17 回 放電管



为 5.18 回 光管

6) 気流制御装置

浮力によるプラスマのドリフトを抑えるために旋回流を用いる
が、そのために必要な速度は

$$\Omega_g = (g/a)^{\frac{1}{2}} \dots\dots$$

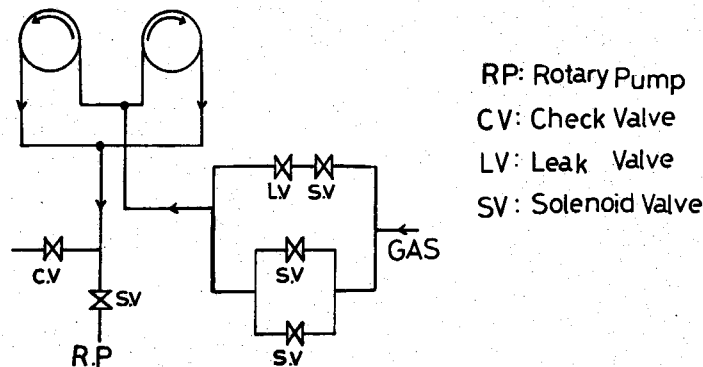
Ω_g : 気流の回転角速度

a : プラズマ半径

壁面付近の気流速度 V_w は $V_w = r_w \Omega_g \dots$

r_w : 放電管半径

この気流制御装置は、才5.19図に示すように、150 l/minの排気速度を持つ、ロータリーポンプで排気し、初期圧100 mTorrで放電を開始し、L.Vを開放し、放電管内にガスを流入させる。ロータリーポンプの回転数を変えることで放電管内の旋回流の回転速度で変え、リークバルブを変えることで、管内の気圧を変えることができる。

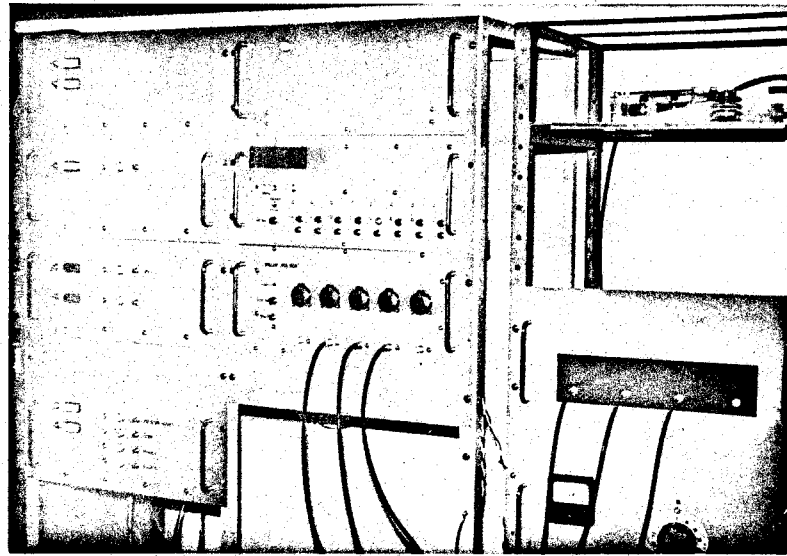


Gas flow diagram

才5.19図 気流制御ダイヤグラム

7) 制御装置

※5.20図に示す、シーケンスコントローラで、すべての動作が行われる。0~100秒まで10ms間隔でコントロール時間が設定できる。



※5.20図 シーケンスコントローラ

5.4 実験結果

1) 予備電離 I

前節で述べた予備電離法による無電極トロイダルプラズマの予備電離を行、た。10kW, 3MHzの発振器により初期圧100mTorr付近のHeガスを誘導電界により放電させ、気流を吹き込みつつ、気圧を上昇させた。

しかし、気流速度を調整し、発振器出力を最大にしても、この装置の場合30 Torrまでしか気圧を上昇できなかった。このとき、発振器入力とプラズマのワンターンの電圧と気圧との関係を図5.21図に示す。また図5.22図に電流値を示す。

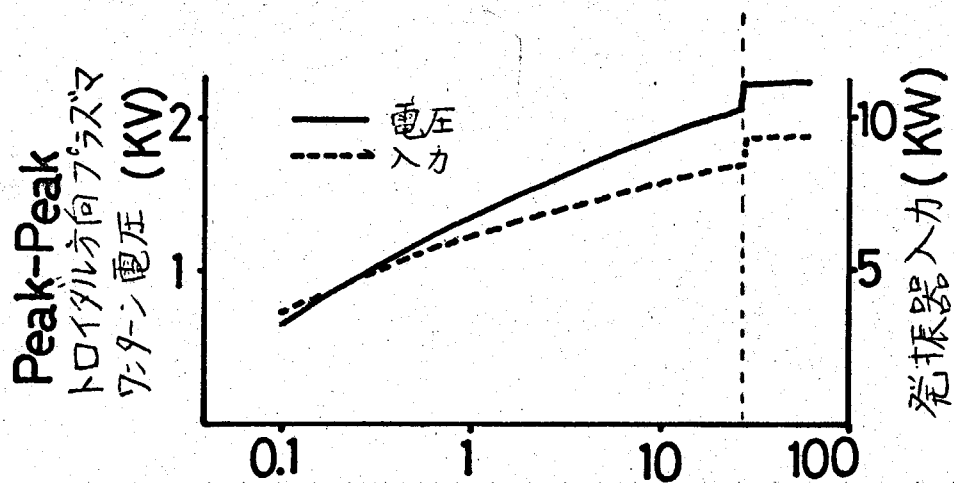


図5.21

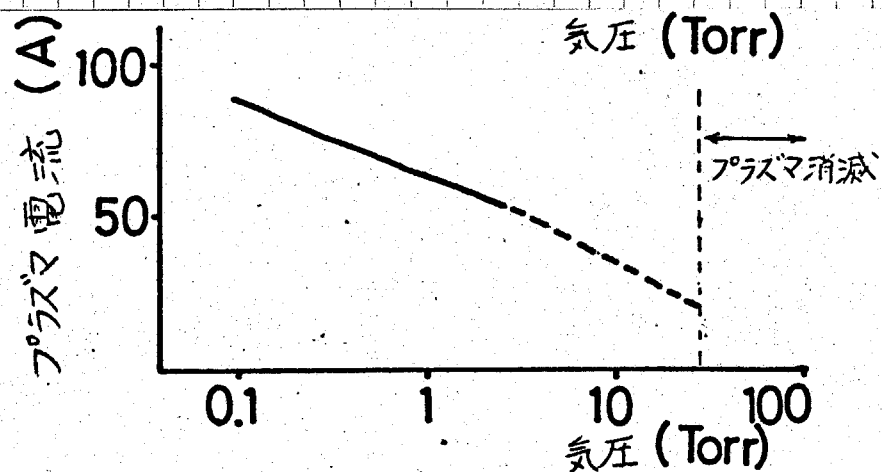


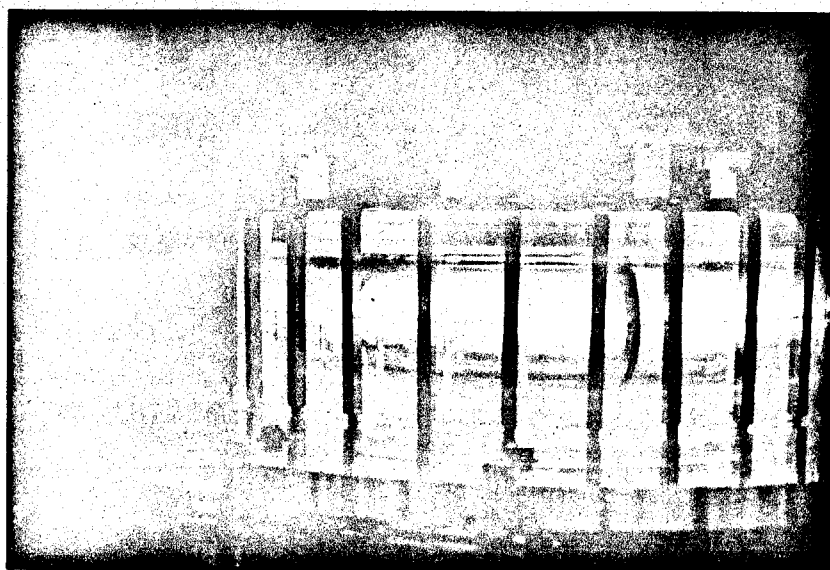
図5.22

定性的にわかったことは、10 Torr を超すと気流の効果が表れ、気流の微妙なコントロール無しには、放電を 30 Torr まで維持できない。が 5.21 図に示すように気圧が高くなるにしたがって、ワーターン電圧が必要となり、これはフェライトコアの損失を増し、発振器の出力の限界であるワーターン電圧でプラズマが消滅している。しかし、さらに高気圧にするには発振器の出力を大きく、推算によれば、100 kW 程度あれば大気圧まで維持できる見通しがたった。

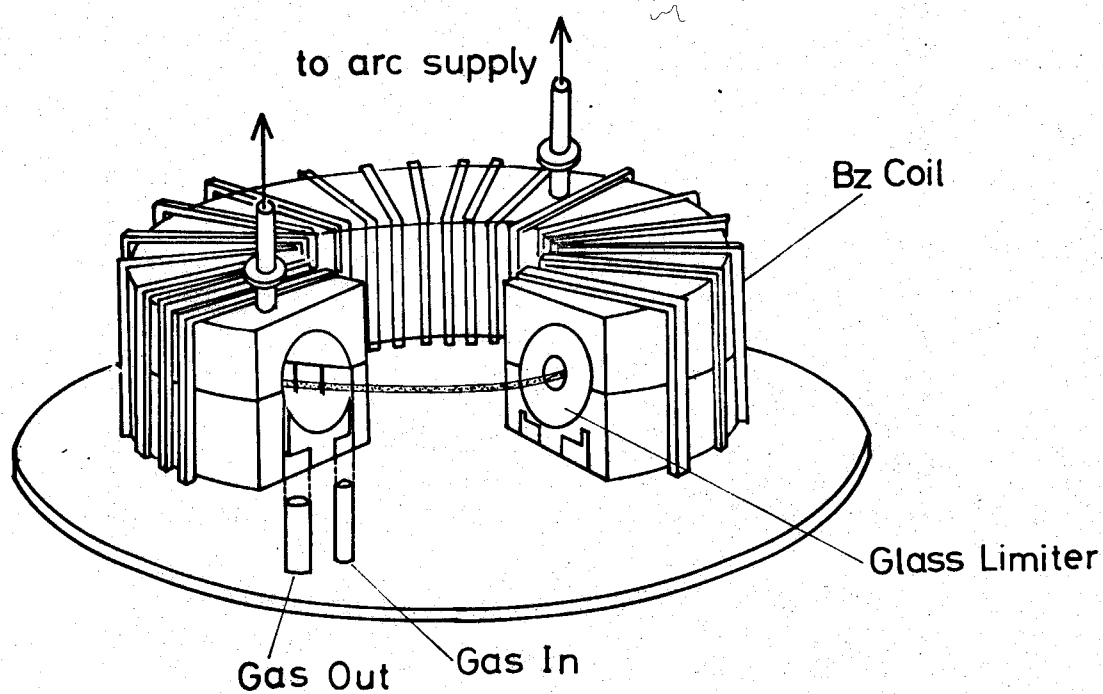
予備電離 II

30 Torr ではまだ完全なガス絶縁プラズマの性質を示さないで、より高気圧で放電を維持するように、電極を放電管内に挿入して、 180° のセクターとして実験を行った。電極はが 5.24 図に示すように 5 mm のパイプスガラス管中に、タングステンの針を挿入し、放電管内には旋回流を乱さないように、上方から挿入した。が 5.24 図に概略図を示す。

- この電極間に数 kV、数 10 A の高周波電流を流すことにより 100 Torr 付近で我々の目的とした予備電離プラズマを作ることができた。この予備電離プラズマに 10 kA、トロイダル磁場を 1.5 kG をかけて、プラズマの安定性等、ガス絶縁プラズマの性質を調べた。が 5.23 図、が 5.26 図に予備電離されたプラズマの静止写真を示す。

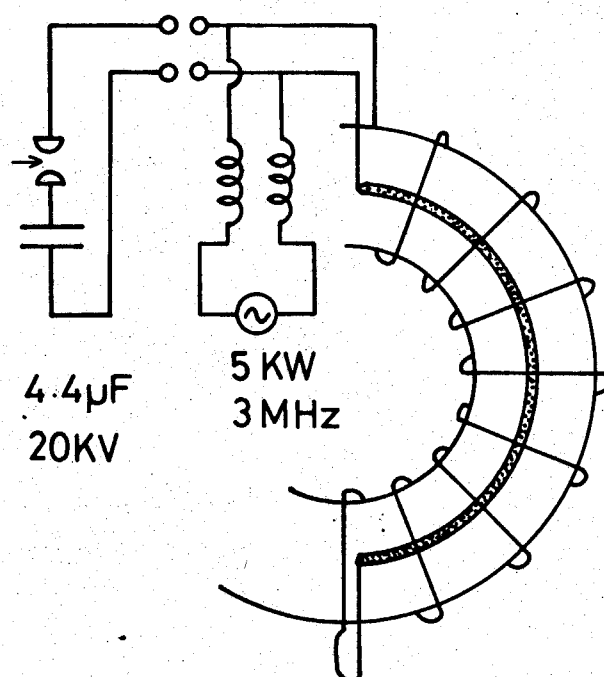


が 5.23 図 30 Torr の無電極放電

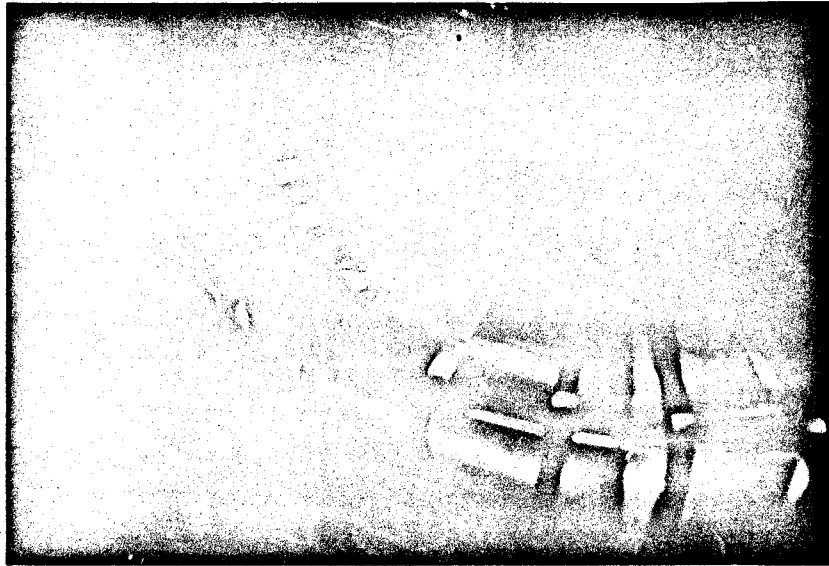


→ 5.24 図

R	80 mm
r	20 mm
P ₀	20 mm Torr ~ 150 Torr
B _t	1.5 KG
I _p	6 KA
T / 2	25 μS
Vortex speed	< 200 rps



→ 5.25 図



FUJICOLOR CD-74

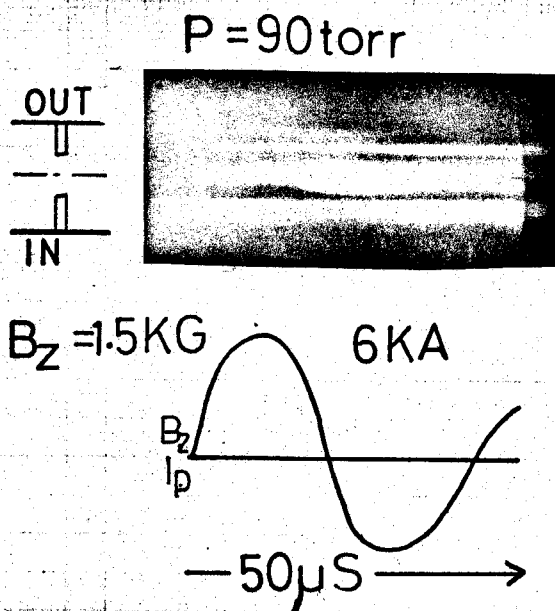
Heガス

 $P = 146 \text{ Torr}$ $I_p = 40 \sim 60 \text{ A (p-p)}$

が5.26回

2) ガス絶縁プラズマのMHD的不安定性の成長率

高周波発振器によりプラズマを作り、ノズルより気流で旋回流を作り、徐々に気圧を高め、旋回流、気圧が安定した後(放電開始より1.4秒後)が5.26図に示すような波形の電流をかけた時の放電管上方より見た、流し撮り写真である。流し撮り写真を撮る時のスリットはリミッターとリミッターの中間で、図中、“IN”、“OUT”とあるのはトロイダル放電管を含む半面において、放電管内の内側の壁(トロイダル中心に近い壁)外側の壁(トロイダル中心から遠い壁)のことである。



が5.27回

図5.27は気圧を90 Torrにして、ストリーク時間を $50\mu\text{s}$ にしたものである。電流、磁場がある間は極めて安定で、リミッターから離れているが、電流、磁場が小さくなると、プラズマは膨張を始め、リミッターにあたって管状に光っている。これは、かなりの高温、高密度のプラズマであることを示している。

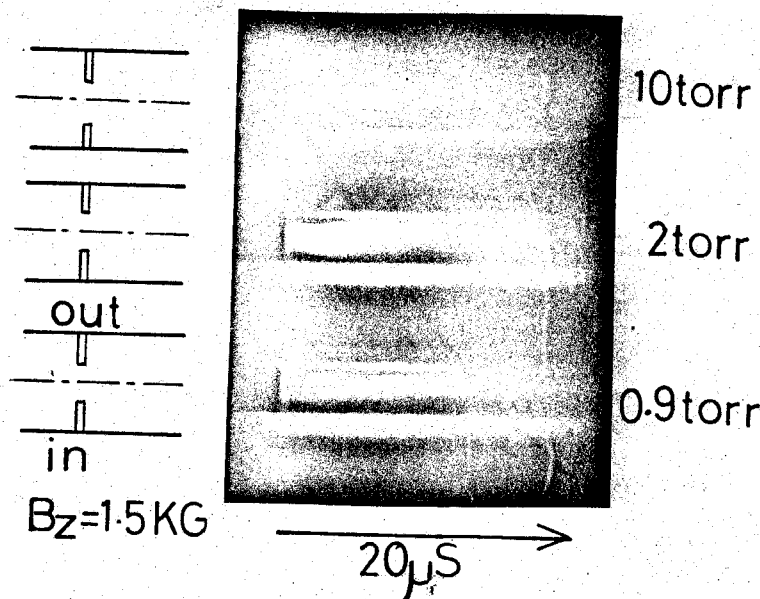


図5.28

図5.28からわかるように、気圧が高くなると外側へのプラズマのドリフト速度が遅くなる。0.9 Torrにおいては始めから、リミッターにプラズマが接しており、明るく輝いている。20 μs の間にピンチして外側にドリフトして、外側のリミッターにあたるとプラズマが消滅している。

2 Torrでは、始めからプラズマがリミッターにあたると明るく輝いているが、20 μs のストリーク時間内に消滅することはない。

10 Torrでは、全くリミッターにふれず、20 μs の間極めて安定である。高気圧になるに従って、プラズマからの発光が減少している。これはプラズマの不純物が少なくなったことを示す。図5.28により、中性気体がプラズマに及ぼす安定化効果は極めて大きいことがわかる。

単純トロイダルピンチのドリフト速度を、ストリーク写真より測定し、そのグラフをFig. 5.29に示す。

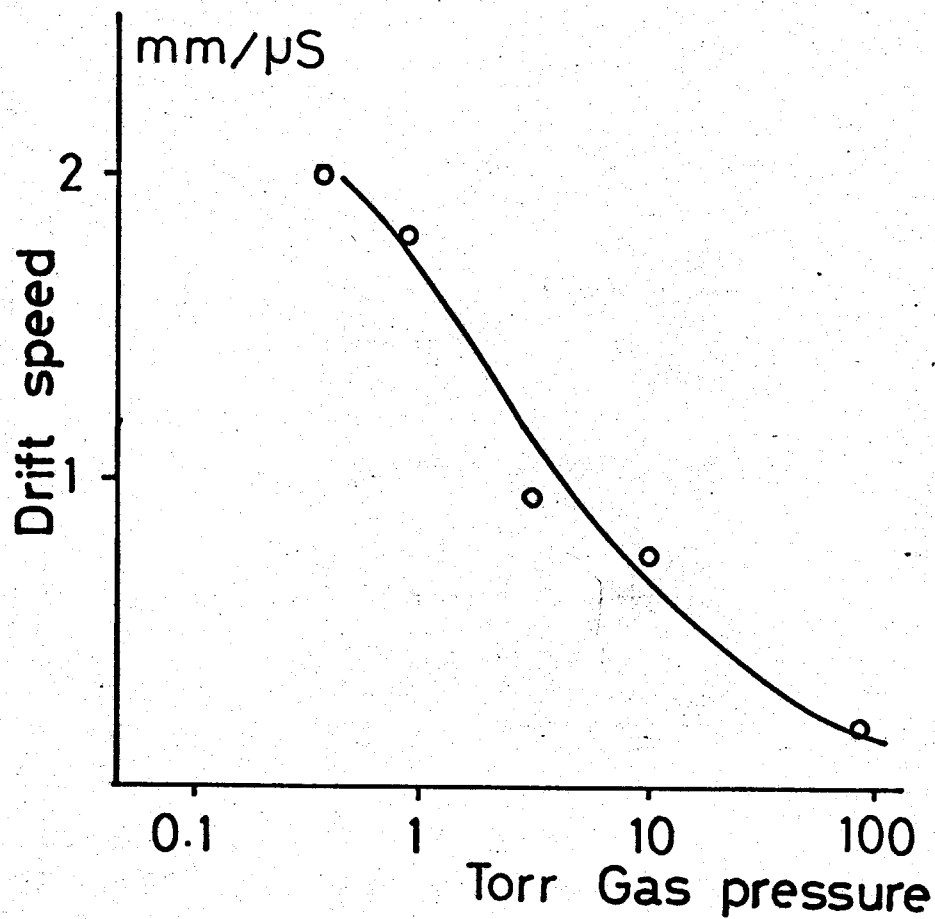


Fig. 5.29

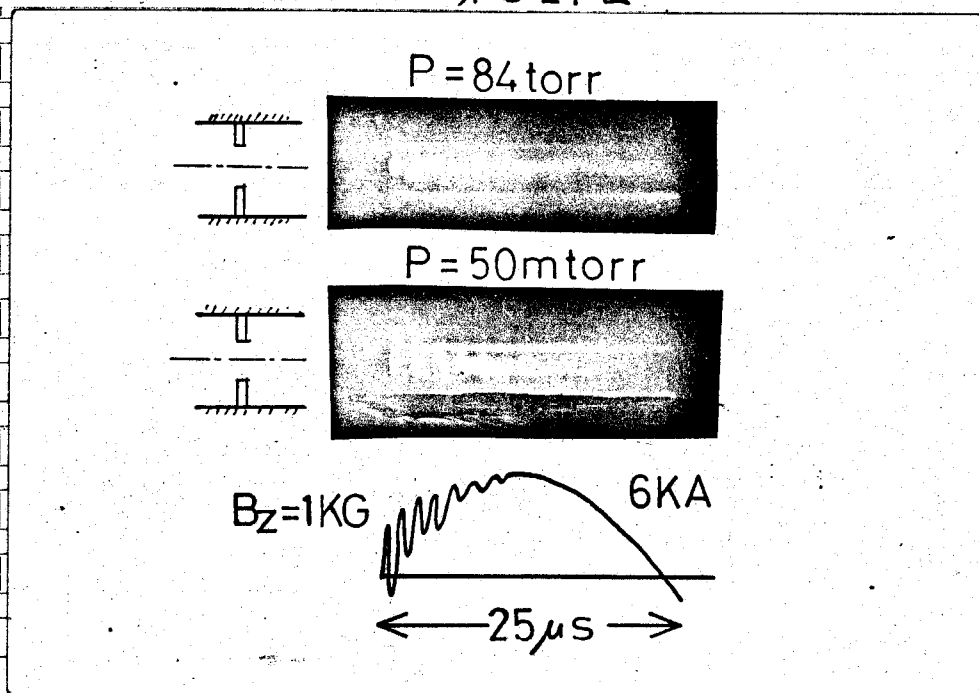


Fig. 5.30

図5.30図は高周波電流を重ねさせた場合である。50 mTorr では、放電管全体に（特にリミッター内が強く）高周波電流が流れている。

84 Torrでは高周波電流は、完全にリミッターから離れ、プラズマ中を流れている。また、高周波電流がない場合より、安定であり、高周波電流による動的安定化効果がみられる。

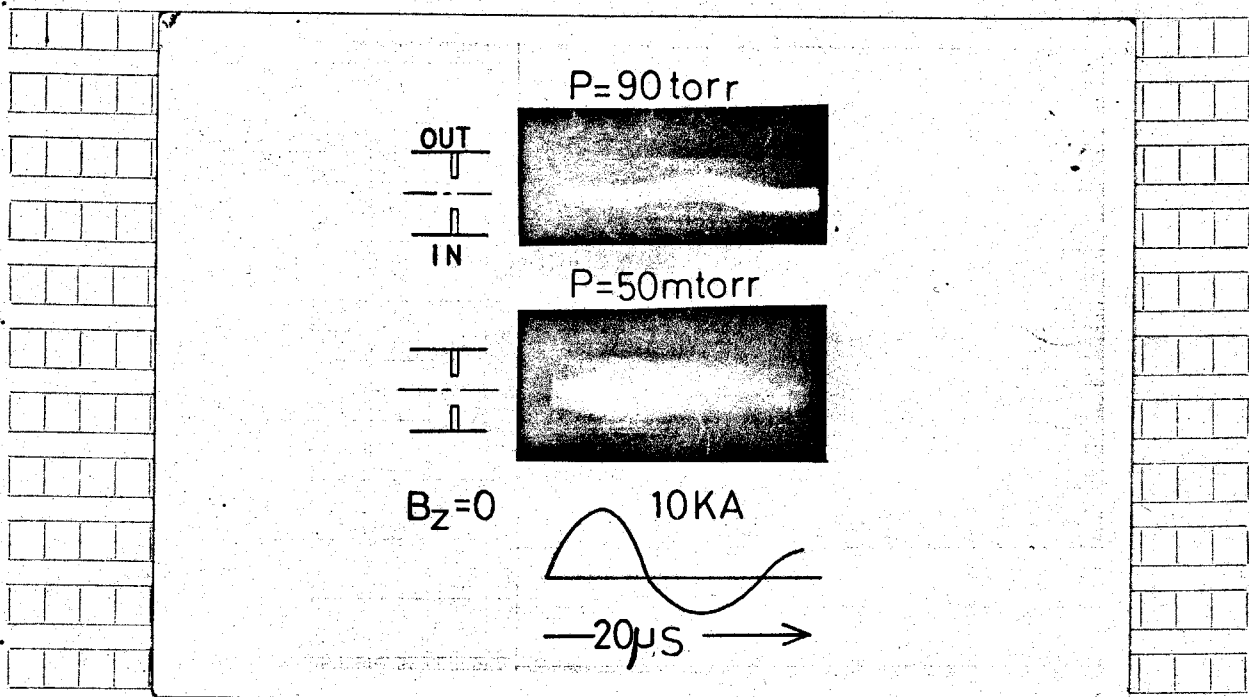


図5.31図

図5.31図はトロイダル方向磁場（ B_z ）をなくし、またプラズマ電流を大きくしたものである。

90 Torrにおいてプラズマは電流が、零になるまではリミッターからも、完全に離れて安定であるが、電流0でリミッターに近づいて、輝いている。その後はリミッターからの不純物で光が強いが、かなり安定である。外部磁場がなくとも安定である。

50 mTorrでは、プラズマはすぐにリミッターにあたり、一度消滅し、再び発生する。これをくり返している。

この図5.31図のプラズマの電子温度をモノクロによって求めた。これは、ヘリウムが発するスペクトル輝線（ $4686 \text{ \AA}$ と $5015 \text{ \AA}$ ）の強度比の測定によ

るものである。又 5.31 図の場合、 B_z 磁場がない状態で $P = 50 \text{ mTorr}$ で、 $T_e = 4.5 \text{ eV}$, $P = 90 \text{ Torr}$ で、 $T_e = 4.3 \text{ eV}$ であった。

この測定は、中性ガス中のプラズマの熱損失はそれほど大きくないことを、定性的に示すものである。

○ 3) まとめ

この実験の目的である、大気圧中のトロイダルプラズマは予備電離用の、高周波発振器の出力が不足し、30 Torr までしか維持できなかった。しかし、オランダのユトハースグループは 6 Torr 程度で、いまだ旋回流の効果を実験できずにいるので、これは大きな成果である。さらに高気圧にするには、ワンタール電圧の必要なこと、100 kW 程度の発振器が必要なこともわかった。

トロイダルの放電管内に電極を挿入し、180° のセクターとして実験を行い 100 Torr 付近のガス絶縁プラズマの性質を示す気圧で、プラズマの安定性を観測した。これによると 20 μs の間には、ほとんど不安定は成長しない状態であることがわかった。高周波電流を重ねるとガス絶縁プラズマは、期待どおり、効率よく電流が流れることを実験により確かめた。また、プラズマ電流のみの状態でプラズマの温度を測定した結果、低気圧中でも、高気圧中でもあまり温度差がないことがわかった。

5.5 まとの

ガス絶縁プラズマに今回開発した大電力高周波発振器を適用した場合の種々の利点、可能性を実験的に研究した。以下要約すると

① 大電力の高周波をプラズマにかけるとき、もっとも大きな問題である高周波電力のシールド効果が、ガス絶縁プラズマにはないことが実験的に確かめられた。

② ガス絶縁プラズマの種々の期待される特長、(1) 高温プラズマの安定保持、(2) プラズマの純粋性保持 等が実験的に確かめられた。

③ ガス絶縁プラズマと真空絶縁プラズマの電子温度を比較し、ほとんど同じ温度であることが光学測定により確かめられた。

④ ガス絶縁プラズマの予備電離法が開発された。

⑤ トロイダル放電管内に旋回流を発生させ、その旋回流の中心に予備電離されたプラズマが、ガスにより安定に閉じ込められることが確かめられた。

⑥ 今回の実験により将来、大気圧中で、100MW程度の真空ギャップによる大電力高周波発振器によって加熱して、ガス絶縁プラズマの核融合の可能性も十分実験しうる方法が見いだされた。

第6章 プラズマの動的安定化

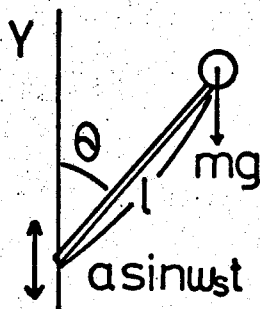
6.1 はじめに

制御熱核融合によるエネルギーは人類の夢であるが、それを実現するために多くの研究者が、非常な努力を続けている。その多くの研究者は CTR (Controlled Thermo-nuclear Reactor) は磁場による閉じ込めで実現されると信じてきた。ところが現在は、その他の方法、例えば前の章で述べたガス絶縁プラズマや特に最近レーザーによる方法は、その核融合の可能性を十分に示している。しかし、まだ大部分の核融合研究者は、磁界による閉じ込めによって核融合は実現されると信じている。

プラズマの閉じ込めを、静磁界 ($\vec{B} = 0$) によって実現することは究極的な核融合炉の実現の点からは、かなり本質的な要請であるが、一方、閉じ込めの実現という観点からは、高周波電磁界を併用、またはそれを単独で使用するとは、静磁界では得られない多くの可能性を提供するものであり、それによって得られる閉じ込め配位に与えられる自由度は、見方によっては、石器時代^{(57)~(61)}に、金属が導入された事と似た感ずる程である。

6.2 動的安定化の機械的モデル

(1) The Inverted Pendulum



運動方程式は、

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} - (k^2\epsilon - \epsilon \sin \tau) \sin \theta = 0 \quad (6.1)$$

$$\tau = w_s t \quad \epsilon = \frac{a}{l} \quad k^2 = \frac{g}{l w_s^2} = \frac{\omega_0^2}{\omega_s^2}$$

で表わせる。

$\theta = 0$ の付近で式 (6.1) を、線形化すると

$$\frac{d^2\theta}{dT^2} - (k^2\epsilon^2 - \epsilon \sin \tau)\theta = 0 \quad \text{-----} (6.2)$$

これは、Mathieu 方程式となり、解はよく知られている。

$\epsilon \ll 1$ で安定解が得られるのは

$$k^2 < \frac{1}{2} \quad (\omega_0^2 > 0) \quad \text{のときである。} (6.3)$$

また、(6.2) 式は、

$$\frac{d^2\theta}{dT^2} - (\epsilon^2 F_e - \epsilon \tilde{F}_1)\theta = 0 \quad \text{-----} (6.4)$$

$\epsilon^2 F_e$ の力は、振動のないときの力

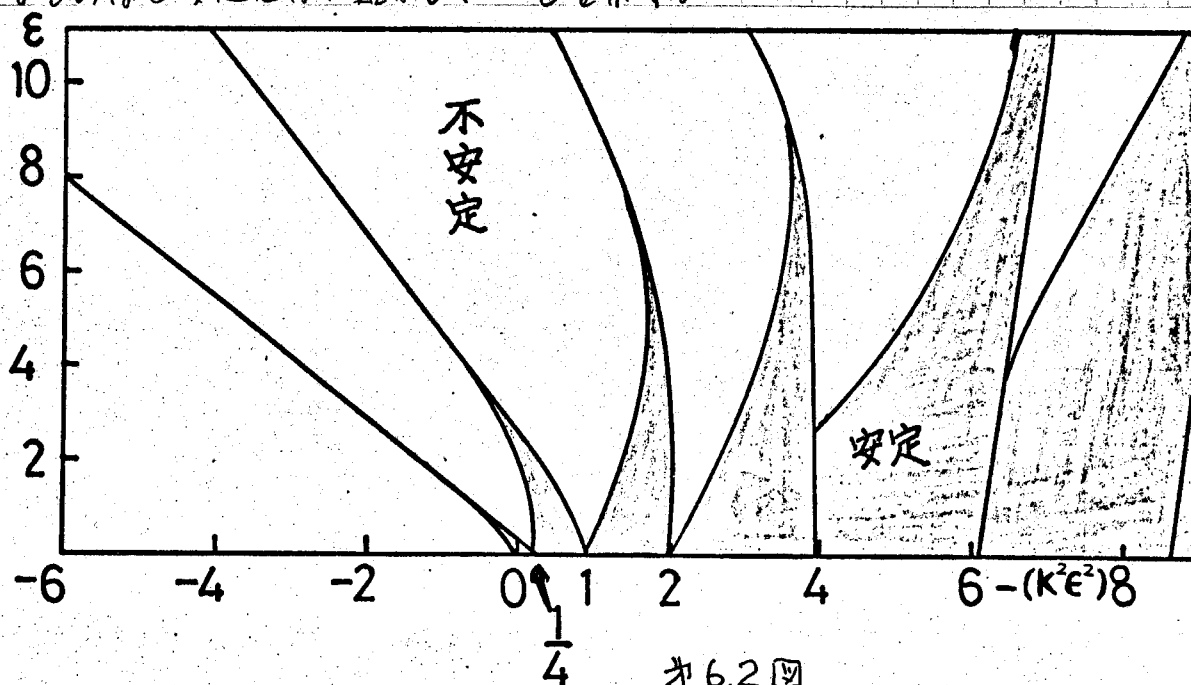
$\tilde{F}_1$ は、振動による力

stable である条件は、 $\overline{\tilde{F}_1^2} - F_e > 0 \quad \text{-----} (6.5)$

$\overline{\tilde{F}_1^2}$ は、1 周期の平均の力である。

$|W_0| \doteq \frac{n}{2} W_s$ $n=1, 2, 3$ の場合は、パラメトリック振動を、励振する。この条件のときは、エネルギーの発散が入力エネルギーより小さいと不安定となる。

このモデルから解るように、成長率の遅い不安定ほど、安定化するニとが、難かしい。これは、直感と大いに異なる所であり、逆立ち振り子では、しの大さなもののほど安定化は、難かしいニを示す。



2) 流体における問題

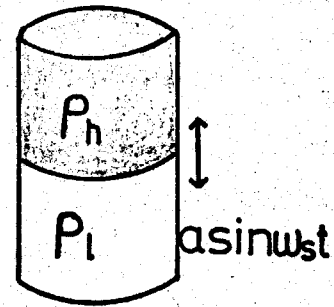
マウ化カリウムの水溶液の動的安定化によって、レイリー・テイラーの不安定性を抑える研究が、Wolf 氏等⁽⁶²⁾によって行なわれた。オ7.3図に示す様に上に重い流体、下に軽い流体を置き、それを上下に加速度を加え、安定化の実験を行った。Wolf 氏によれば、安定条件は

$$\alpha \omega_s^2 \geq \frac{2g^2}{\alpha \Omega^2} \quad \text{----- (6.6)}$$

$$\Omega^2 = \frac{2\pi g}{L} \frac{\rho_h - \rho_l}{\rho_h + \rho_l} \quad \text{----- (6.7)}$$

L は、パートバージョンの波長、 ρ は 流体の密度

振動の周波数 ω_s 、 $\Omega \rightarrow 0$ に近づくとき条件は厳しくなる。これは、逆立ち振り子のしが大きくなったことに相当する。



オ7.3図

6.3 プラズマの動的安定化

TokamakやScrew pinchのようにプラズマに電流を流すことによって、平衡を得る装置は、必ず、磁気流体的不安定性を示すため、なんらかの安定化方法を考へる必要がある。一般的には^{(13)(18)~(21)(63)(64)}導体壁による安定化であるが、さらに、積極的に動的安定化が有効な手段となる。

このような装置における主な磁気流体不安定性は、 $m=1$ ヘリカルモードである。このモードに対する動的安定化は特にTokamakの高ベータ化にも有効な方法となる。また、加熱の面においてもより多くの電流をプラズマに流し、プラズマをより高温にする。現在のTokamakにおいては、ベータ値を上げるために、主としてアスペクトレシオ R/a を小さくする試みがなされている。が、理論的なベータ値の限界は、 $\beta \sim \frac{a}{R} \frac{1}{q^2}$ 、ここで q はヘリカルモードに対するSafety factorであり、多くの装置では、 $q > 3$ に取られている。 q の値を動的安定化によって1に近づければ、効率良く、ベータ値を上げることも可能である。

6.3-1 プラズマ柱が $m=1$ ヘリカルモードに変形した場合に於ける⁽⁶⁵⁾

電流が流れているプラズマ柱の主なMHD的不安定性は、 $m=1$ ヘリカルモードであることは、すでに述べた。ここでは、このモードのみについて考える。

$m=1$ モードに対してはトーラスの曲率効果は無視できるので、取り扱いが簡単になるという理由から、ここでは直線状の系で考える。トーラス効果は、軸方向に周期性を持つということによって考慮される。これは、不安定性の波長が、トーラスの円周の整数分の1に等しい場合のみ不安定なモードとなる。

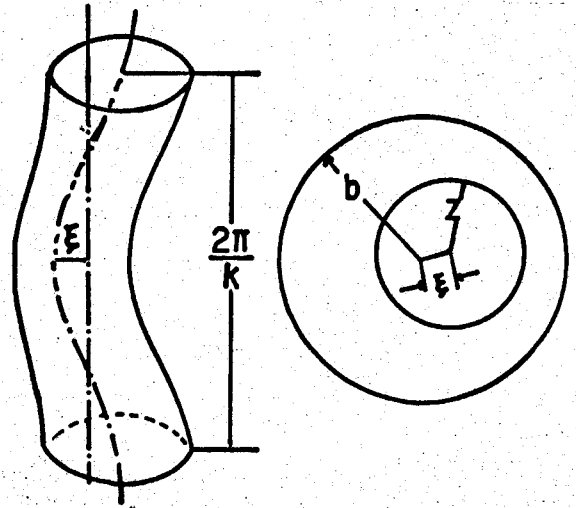
(i) 平衡状態

プラズマ柱は、半径 a の円柱状であり、軸方向に一様な外部磁場 B_0 の中に置かれている。そしてプラズマ柱は半径 b の導体壁によって取り囲まれており、プラズマの表面には、 I_p なる電流が流れている。(Sharp boundary Model)

ii) $m=1$ ヘルカル・モード

プラズマの中心軸は、平衡の位置よりだけずれた状態を考える。

オ6.4図に示す様にプラズマの中心柱は半径が ϵ でピッチ $2\pi/k$ のらせん状になっている。この様ならせん状(つる巻線)は、接線が一定の方向に定角をなしている。結局、一定の曲率、一定の振率をもっている。プラズマの中心軸にのった座標系 (ρ, φ, S) を用いる。



オ6.4図

この系に対する磁気ポテンシャルを ϕ とすると、 ϕ はラプラスの方程式より

$$\nabla^2 \phi = 0$$

$$B = \nabla \phi$$

から求められる。 ϵ は小さく、 k も小さい長波長においては、6.7式は、

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \varphi^2} + k \sin(\varphi - kS) \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial S^2} + \rho \frac{\partial \phi}{\partial S} k k \sin(\varphi - kS) = 0$$

----- (6.8)

k は曲率 $= k^2 \epsilon$ となる。

ここで、 ϕ は、零次近次のポテンシャルと一次近似のポテンシャルの和であるからプラズマ外部について考えると、

$$\phi^e = \phi_0^e + \phi_1^e(\rho, \varphi, S) = B_0 S + a \varphi B_a + \phi_1^e \text{ ----- (6.9)}$$

6. 9 式を 6. 8 へ代入して.

$$\frac{\partial^2 \phi_e}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi_e}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \phi_e}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \phi_e}{\partial s^2} = -K^2 \xi \left[\frac{a}{\rho} B_a + \rho B_0 K \right] \sin(\varphi - Ks) \quad \text{-----} (6.10)$$

ここに $\phi_e = \psi_e(\rho) \sin(\varphi - Ks)$ とおくと ψ_e は変形ベッセル関数

$$\psi_e(\rho) = \left\{ C I_1(K\rho) + D K_1(K\rho) + K\rho B_0 + \frac{a}{\rho} B_a \right\} \xi \quad \text{-----} (6.11)$$

である。

プラズマ内部も同様に.

$$\psi_i(\rho) = \left\{ A I_1(K\rho) + K\rho B_i \right\} \xi \quad \text{-----} (6.12)$$

以上のように ξ に関して、一次のオーダーまで考慮したポテンシャルが求められた。ここで A, C, D は定数であり、プラズマ表面と導体壁での境界条件によって決められる。ここでは、

$$n \cdot [B] = 0 \quad \text{-----} (6.13)$$

$$[B] = B_e - B_i \quad (\rho = a)$$

これで ξ に関する一次の項までの磁界が求められたことになる。

次にプラズマ柱に働く単位長さあたりの力を求める。

プラズマ柱に働く力 f は

$$f = -\frac{1}{2\mu_0} (B_e^2 - B_i^2)_{\rho=a} \quad \text{-----} (6.14)$$

この力をプラズマの周りを一周たし合わせると平衡軸方向の力となり、プラズマ柱の単位あたりの ξ 方向の力 $F(\xi)$ は、今、長波長の $m=1$ モードを考え

ているので $ka \ll 1$, $kb \ll 1$ である。

$$\beta = 2\mu_0 P / B_0^2 \quad \text{より} \quad B_i^2 = (1 - \beta) B_0^2$$

とおきかえれば、

$$F(\xi) = -\frac{\pi}{\mu_0} \left[2 \frac{a^2}{b^2} B_a^2 + (2 - \beta)(ka)^2 B_0^2 - 2ka B_a B_0 \right] \xi \quad \text{----- (6.15)}$$

と書くことができる。この力の第1項は、プラズマ電流の導体壁による Image Force であり、プラズマ柱の安定化力を示す。第2項は $m=1$ モードに対する縦磁場の shear 効果を表わし、安定化力を示す。第3項はプラズマ電流と縦磁場によるローレンツ力であり、 $m=1$ モードを成長させる。

iii) $m=1$ ヘルカルモードの動的安定化

簡単のため、導体壁のない場合、($b \rightarrow \infty$) を考える。

運動方程式は、

$$\pi a^2 \rho_0 \frac{d^2 \xi}{dt^2} = -\frac{\pi}{\mu_0} \left[(2 - \beta) k^2 a^2 B_0^2 - 2ka B_a B_0 \right] \xi \quad \text{----- (6.16)}$$

となる。 ρ_0 は、プラズマの質量密度である。この $m=1$ モードが安定であるためには、

$$F_\xi < 0 \quad \text{----- (6.17)}$$

$$\text{より} \quad (2 - \beta) k^2 a^2 B_0^2 - 2ka B_a B_0 > 0 \quad \text{----- (6.18)}$$

$k = \frac{1}{R}$ とすると、

$$\frac{a B_0}{R B_a} > \frac{2}{2 - \beta}$$

これを書き換えると、

$$q \equiv \frac{a B_0}{R B_a} > \frac{1}{1 - \frac{\beta}{2}} \quad \text{----- (6.19)}$$

この関係式は、 k - S limit を示す。 $\text{low } \beta$ では、 $q > 1$ 、 $\text{high } \beta$ では、 $q > 2$ が、 $m=1$ ヘルカルモードの安定条件になる。

k - S limit 以上の電流を流す場合は、 $m=1$ ヘルカルモードは、安定化されない。このような場合において、 $m=1$ モードを安定化する有力な手段として、動的安定化がある。これにはいろいろな方法が提案されているが、その中で最も簡単で有力な方法は、プラズマ電流に高周波電流を重ねさせる場合である。

6. 16式において、 B_a を $B_a + \tilde{B} \cos \omega t$ と置き換えると、

$T = \omega t / 2$ と変数変換すると

$$\frac{d^2 \tilde{\zeta}}{dT^2} + \left\{ \frac{4}{a^2 \omega^2} \frac{B_0^2}{\mu_0 \beta} \left\{ (2-\beta) k^2 a^2 - 2 k a \frac{B_a}{B_0} \right\} - \frac{8}{a^2 \omega^2} \frac{B_0^2}{\mu_0 \beta} \frac{\tilde{B}}{B_0} \cos 2T \right\} \tilde{\zeta} = 0 \quad \text{----- (6.20)}$$

ここで

$$\alpha = \frac{4 V_A^2}{a^2 \omega^2} \left\{ (2-\beta) k^2 a^2 - 2 k a \frac{B_a}{B_0} \right\}$$

$$\gamma = \frac{4 V_A^2}{a^2 \omega^2} k a \frac{\tilde{B}}{B_0}$$

$$V_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} \quad \text{アルフベン速度}$$

結局、良く知られたマシュー方程式となり、

$$\frac{d^2 \tilde{\zeta}}{dT^2} + (\alpha - 2\gamma \cos 2T) \tilde{\zeta} = 0 \quad \text{----- (6.21)}$$

パラメータ (α, γ) によって、安定解、不安定解が得られる。

6. 21式が 安定な解をもつためには、

$$\omega > \frac{4VA}{R} \left\{ q^{-1} - 1 + \frac{1}{2}\beta \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \text{-----}(6.22)$$

$$\frac{\hat{B}}{B_0} > \frac{4a}{R} \left\{ q^{-1} - \frac{2-\beta}{2} \right\} \quad \text{-----}(6.23)$$

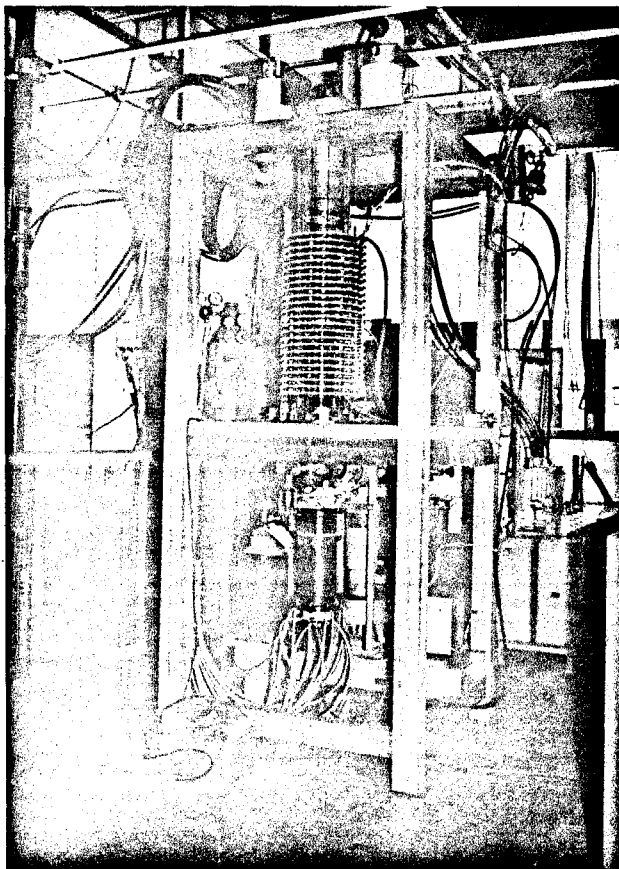
が得られる。6. 23よりわかるように高周波発振器の出力は大きなものが要求される。しかし、導体壁の効果を考えると、6. 23の条件はかなり大巾に緩和されると思われる。

6.4 Z放電プラズマの動的安定化の実験

6.4-1 はじめに

今回の実験の目的は、真空ギャップによる大電力高周波発振器を用いて、プラズマの動的安定化の基礎的な実験を行うことである。そのため、プラズマ実験装置の中で最も単純で、動的安定化の効果を観測しやすいZ放電装置を用いた。^{(66)~(72)}

大電力高周波をプラズマに適用した場合起る種々の問題点とこのZ放電装置により、予備的に実験し、将来のトロイダル装置の動的安定化のステップとする。オ1の問題は、いかにして大電力の高周波をZ放電装置に導き、プラズマといかに結合させるか。オ2の問題は、オ5章でも述べたとおり、プラズマの周りの弱电離プラズマや、放電管壁での高周波放電によるシールド効果の除去。オ3の問題は、プラズマ自身のDynamicな動きによるプラズマの安定性、平衡に与える影響が動的安定化の効果より大きくないこと、これらの要求を満たすためにプラズマガンで、プラズマを打ち込み、そのプラズマに電流を流す方式のZ放電装置を建設した。(オ6.5回)



← 高周波回路

← Z放電部

← プラズマ ガン

第6.5図 装置全景

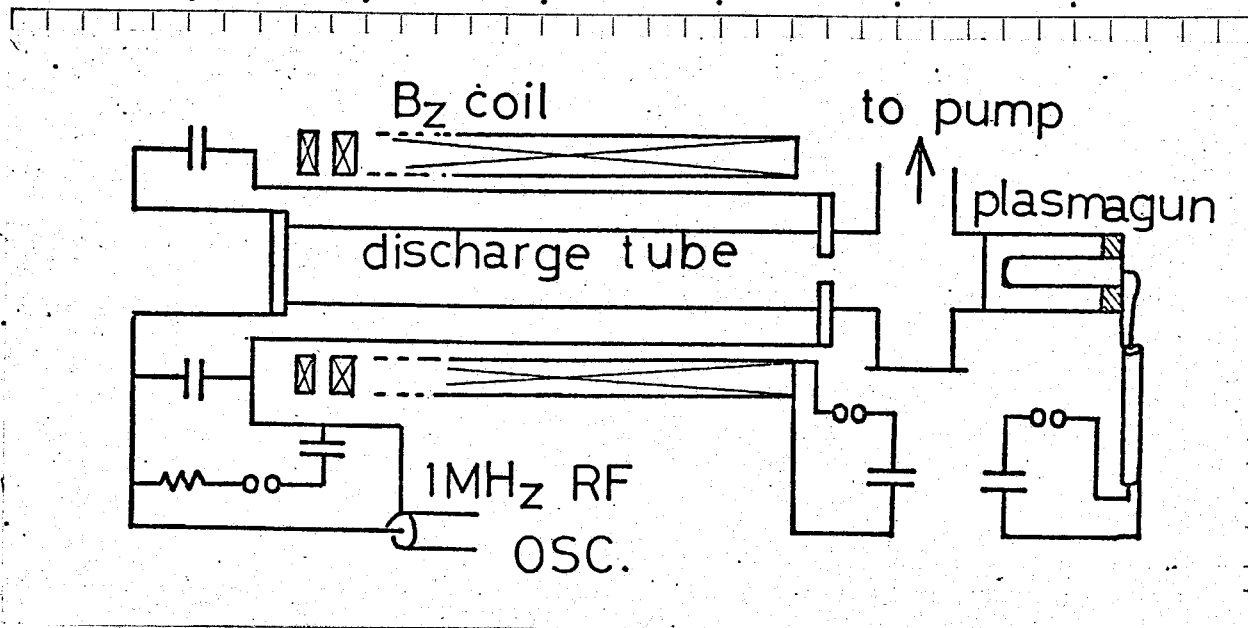


図 6.6 Schematic diagram of apparatus

図 6.6 図に示すように、プラズマガンによってプラズマを発生させ、プラズマガンの電磁力により、プラズマは加速され、電極に作られたリミッターから放電管内に打ち込まれ、放電管内の縦磁場により、すぐに流れて、他方の電極までプラズマが到達したとき、I 電流のコンデンサを放電し、放電を行う。放電管内はあらかじめ、高真空の状態にしてあるから、放電時には、プラズマの周りには弱電離プラズマはなく、また、放電管壁はきれいな状態であるから、高周波電界による放電や、シールド効果は起らないと思われる。また、プラズマの密度、半径はプラズマガンにより決まり、前節で述べた、 $m=1$ 不安定性の運動方程式中 (6.16) の $\pi a^2 p_0$ が一定となり、I 電流に RF の電流を重ね、プラズマの動的安定化のモデル化された実験を行うことができる。

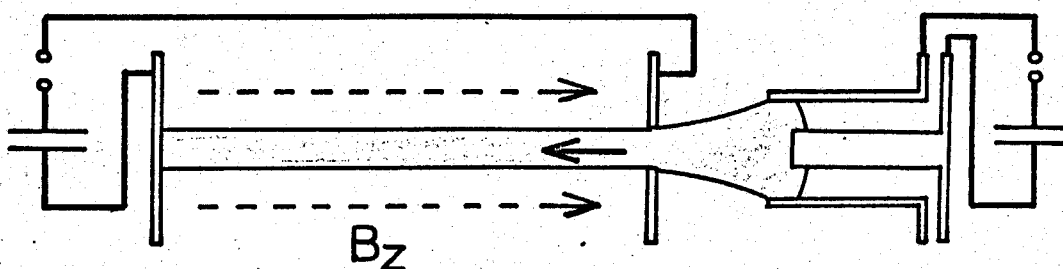


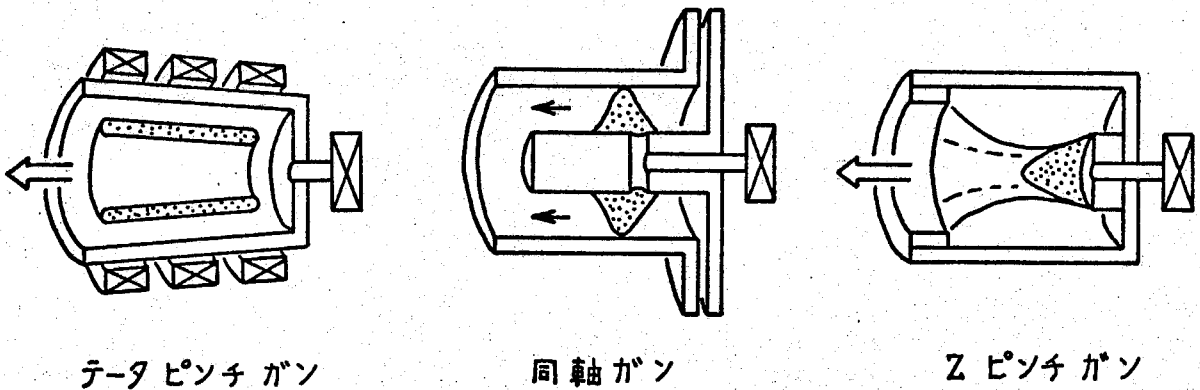
図 6.7 Plasma is initially produced by means of the plasma gun.

6.4-2 実験装置

① プラズマガン

プラズマガンは、高速電磁弁により少量のガスを高真空中へ放出し、そのガスがプラズマガン内に適度に拡散した時、プラズマガンに電界をかけ、ガスを電離し、高温、高密度のプラズマを作る。さらにこのプラズマに流れる電流により、プラズマは加速され、プラズマガンから打ち出される。

プラズマガンは大別すると次のようになる。★6.8図に示すように



★6.8図

テータピンチガンは無電極放電であり、テータピンチのZ方向の磁場の不均一により、一方向へ押し出される。プラズマの温度は1 keVが限界である。

有電極のガンは同軸状のMather Type と、Zピンチ型のFillpov Type があり、プラズマの温度は10 keVまで行く。

本装置では、Z放電管内に初期プラズマを形成させるためにプラズマガンを使用するので、ガンからのプラズマの温度や、密度にはあまり期待しなかった。

同軸プラズマガンは使用した経験もあり、その技術は以前から確立しているので、これを比較的低エネルギーで用いて、安定したプラズマ源とした。

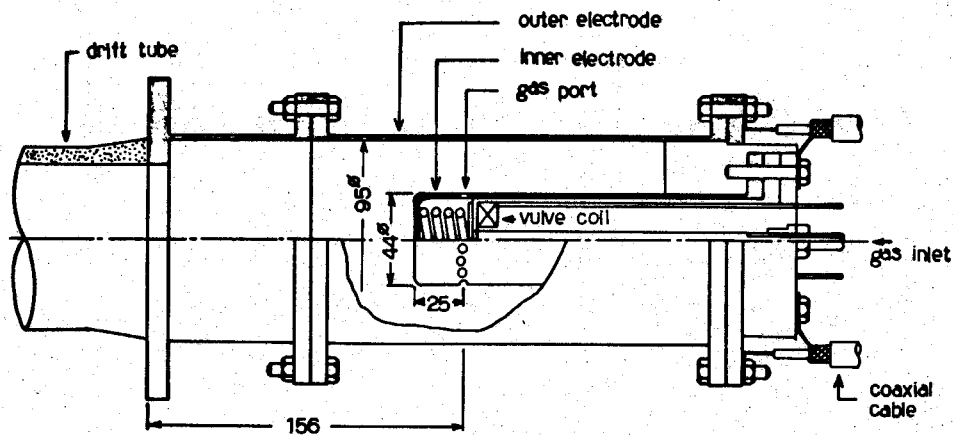


図 6.9

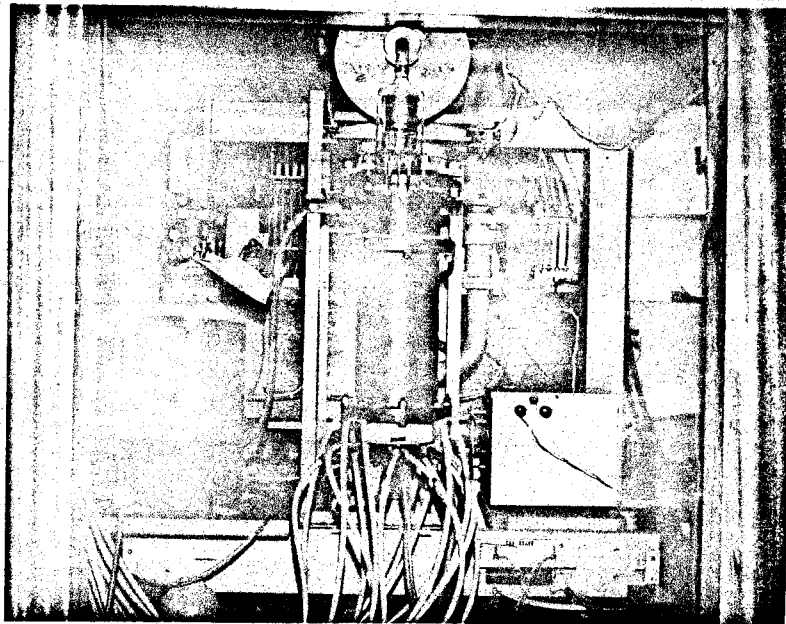


図 6.10

プラズマガン

ガスバルブ駆動用には、 $12\mu\text{F}$ 、 4.3KV のコンデンサの放電により、駆動コイルに電流を流し、その電流の作る磁場のうず電流により、 2mm 厚のアルミ円板を反発駆動し、ガスだの内の He ガス (0.2cc) を放出する。プラズマガンの電源には、 $4.4\mu\text{F}$ のコンデンサを 15KV で使用し、ガスバルブ Bank の発火後、 $150\mu\text{s}$ でガン Bank を発火させている。

② B_z コイル

B_z コイルはプラズマの観測が容易にできるように、スリット状のコイルである。また、プラズマの動きに対して十分に定常的な磁場であるようにマルチターンのコイルとし、インダクタンスを多くする。

コイルは25巻きの半層巻きで、コイルの1巻、2巻の巻棒がそれぞれ電流トランスとなり、コイルの発生する磁場を増強するようになっている。

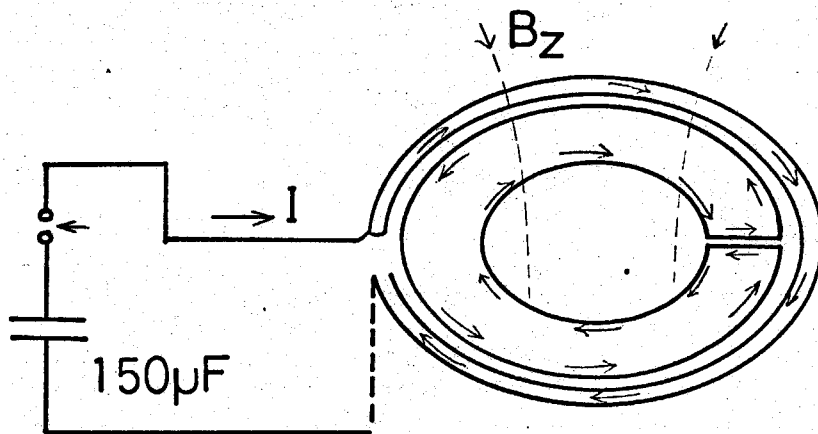
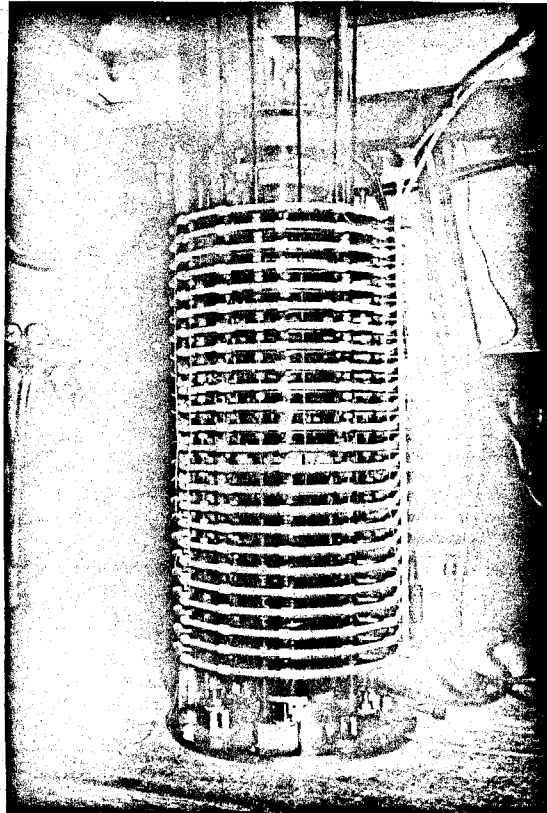


図 6.11



B_z コイル

図 6.12

③ I_Z 回路

B_Z 磁場の大きさが、コンデンサーバンクの充電エネルギーによって概略決定されている。また、装置の大きさも決定されているので、この装置の $K-S$ limit を計算してみる。

トーラス装置の $K-S$ limit の q ファクターは、 $q(a) = \frac{aB_Z}{RB_a}$

B_a はプラズマ表面の θ 方向の磁場。

R はトーラスの主半径で、Z 放電の場合は、Z 方向の最大の波長と一致する。

トーラスの最大波長 ($2\pi R$) = Z 放電の最大波長 ($2L$)

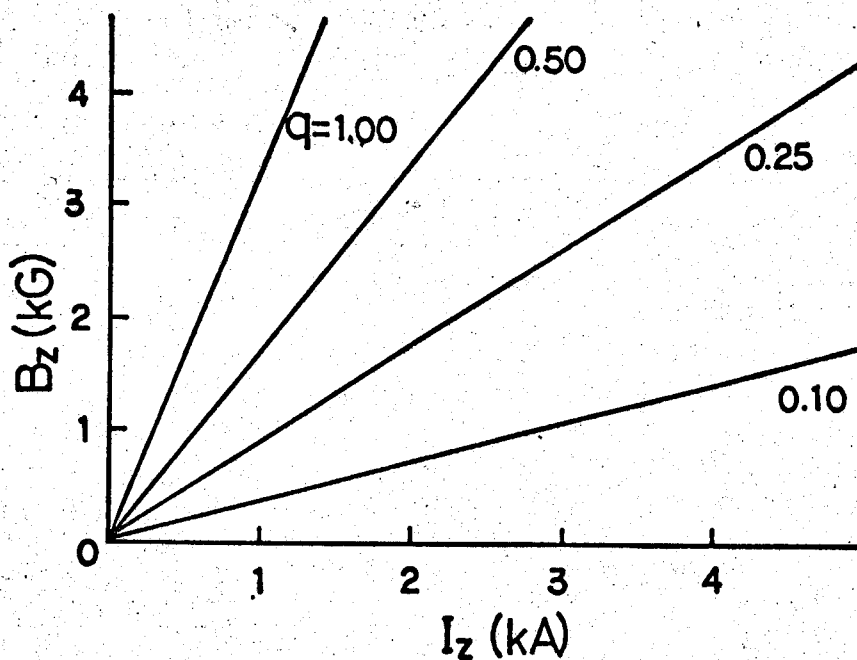
$$\therefore R = \frac{L}{\pi}$$

よって、Z 放電装置の $K-S$ limit の q は

$$q = \frac{\pi a B_Z}{L B_a}$$

$$B_a = \frac{\mu_0 I_Z}{2\pi a} \quad \text{より}$$

$$q = \frac{(\pi a)^2}{\mu_0 L} \cdot 2 \cdot \frac{B_Z}{I_Z} \quad \dots (6.24)$$



$$a = 1 \text{ cm}$$

$$L = 50 \text{ cm}$$

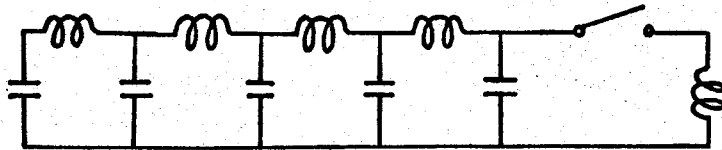
$$K-S \text{ limit}$$

$$\text{Fig. 6.13 (a)}$$

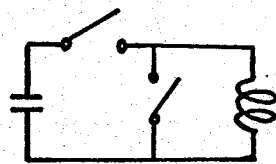
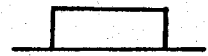
Ⅰ電流は、 $q=1$ 付近で数mAである。このような比較的小電流でコンデンサー放電で得るのは簡単である。電流波形は、方形波は理想的であるが、コンデンサー放電はそのままではサイン状の波形になり、集中定数の遅延回路を用いる。クローバー回路によりサイン状の波形をクランプする方法もよく用いられる。(カ6.14回)

今回、新しく開発した電流源は、コンデンサ放電を用い、その放電が抵抗的な放電の場合、模擬的なクローバー波形になることを利用したものである。

- 9 L, C, R直列回路において $R=2Z_0$, $Z_0=\sqrt{\frac{L}{C}}$, で臨界制動状態となり、それ以上の抵抗では非振動的となる。(カ6.15回)



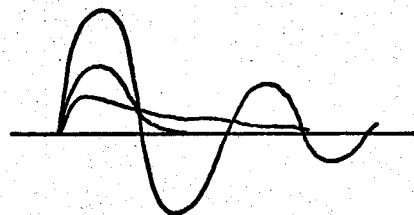
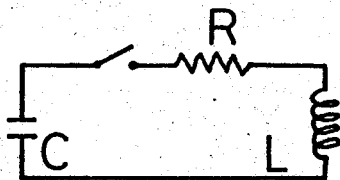
遅延回路



クローバー回路

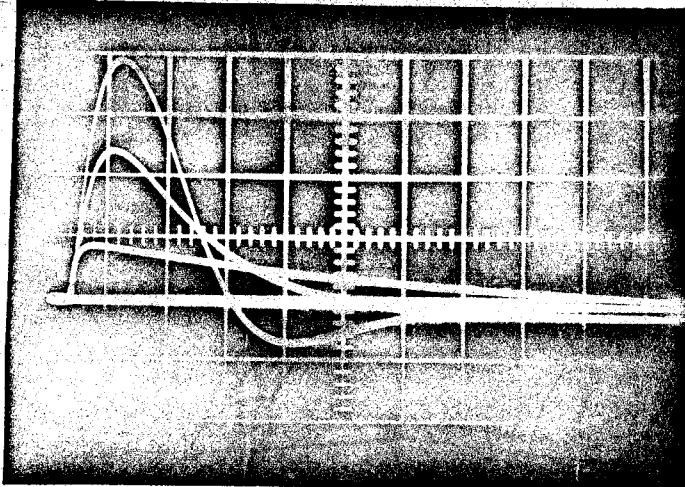


カ6.14回



カ6.15回

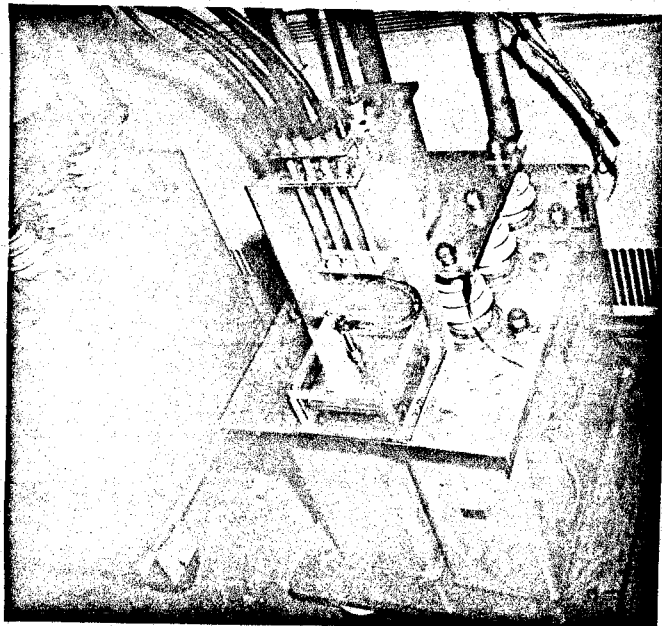
このような抵抗が主な回路においては、電流の decay Time は、 RC で決まり、電流の立ち上りは、 C と L により決まる。第 6.16 図により、わかるように電流の立ち上りの割合は一定であるから $(\frac{dI}{dt})_{t=0}$ は一定) 抵抗が注の回路の方が、電流最大値までの時間 (立ち上り時間) は短くなっている。



抵抗の変化による
 I_z 電流波形の変化

5 μ S/div 1.12 KA/div

第 6.16 図



I_z Bank と 溶液抵抗

第 6.17 図

④ ガイドフィールド

プラズマガンよりのプラズマを効率よく、Z放電管内に導き、またプラズマの温度を下げないように、ガイドフィールドをプラズマガンとZ放電管の間に置いた。磁場の強さは、500 G 程度必要であるが、Z放電の電極内にも、ガイドフィールドがしみ込む必要がある。しみ込み時間は、数10 ms である。ガイドフィールド電源としては、その数倍の時間、磁界を維持しなければならない。

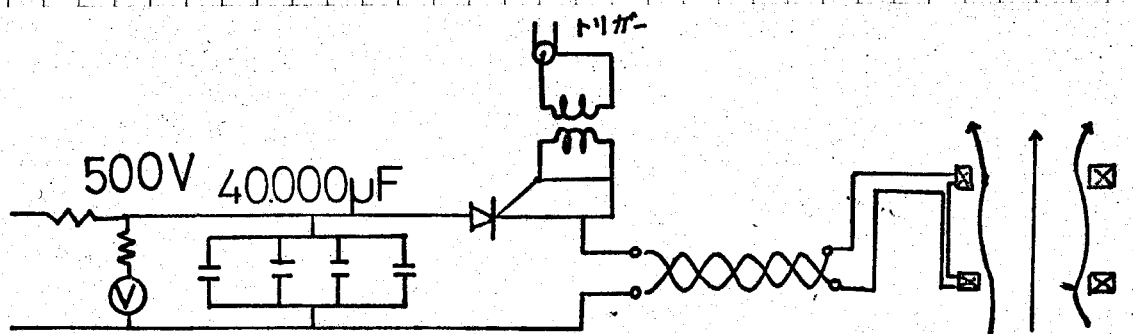
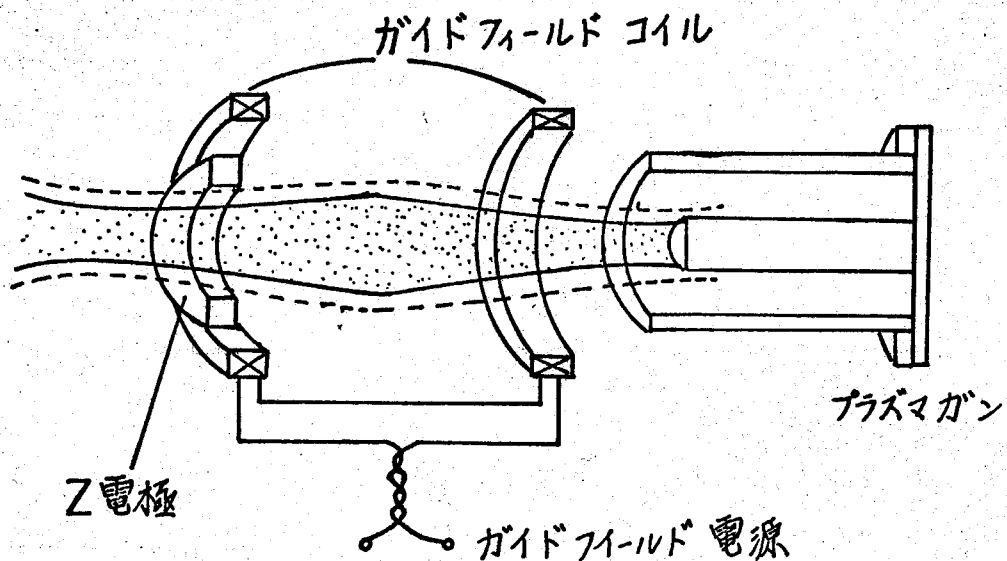


図 6.18 回

- ガウスメーターによる実測により、中心部の磁界 100 G , 持続時間 500 ms が得られた。

⑤ RF 回路

この実験装置の目的の一つは、高周波電流を効率よくプラズマに流すことである。すでに大電力高周波発振器は完成し、タンク回路に数 MW の出力を発生しているが、RF 電力の輸送は電力の大小にかかわらず、技術的に種々な困難がともなう。今回開発した真空ギャップ大電力発振器は発振時間が短いため、RF 電力の輸送に通常のインピーダンスマッチング回路を用いると、インピーダンスマッチング回路は、エネルギーの蓄積をともない、定常的な発振回路では、その働きを行うが、パルス的な発振に用いるとピーク出力を小さくし、その持続時間は長くなる傾向である。そこで次のように考えて、充電装置と RF 発振器とを結合した。

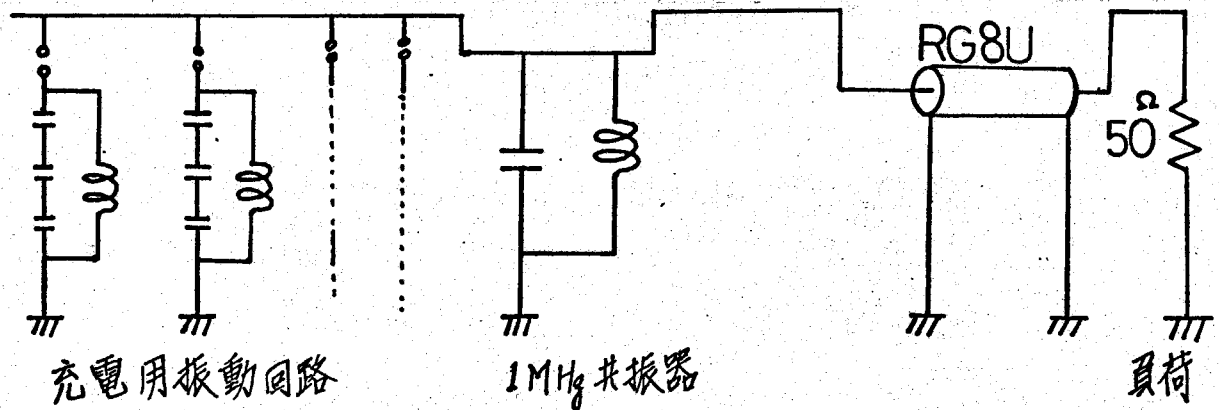


図 6.19

図 6.19 は、発振器の運転試験回路である。50 Ω の負荷に流れる電流を測定して発振出力を計算した。50 Ω の負荷は、ケーブル RG 8/u のインピーダンスと等しいから、RG 8/u の長さに無関係に 1 MHz の電力が負荷に供給できる。RG 8/u の損失は、20 m 程度の長さではほとんど無視できる。また数 MW の電力の移送が短時間 (数 10 μs) であるならば、RG 8/u で可能であり、耐圧によって決まると思われる。図 6.19 の 1 MHz 共振器を、プラズマエールとした共振器に置きかえると最も効率が良い。そこで、RG 8/u の入力と、出力とを入れかえて、50 Ω の負荷に充電用振動回路の電流パルスを送り、RG 8/u の末端に、共振回路を置き、そのインダクタンスの一部は、プラズマ

となる。一般の発振器の出力回路とケーブルに対して逆に取り付けた回路となる。

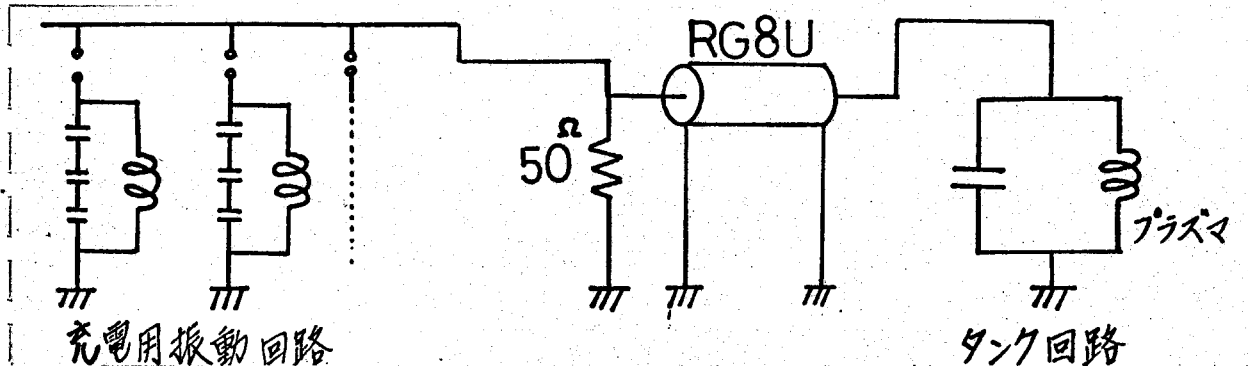
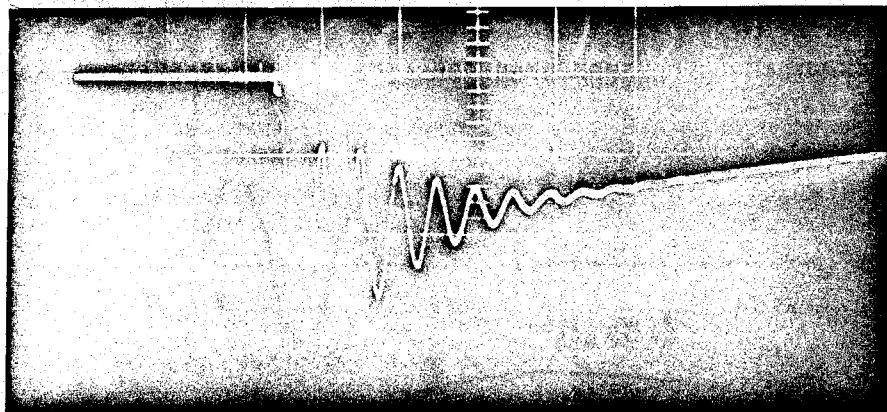


図 6.20 図

図 6.20 の回路で 20 m はなれたタンク回路を駆動できた。この回路はプラズマのインダクタンスが変化しても、それに追従して充電用振動回路のパルス間隔をプログラムすれば、常に共振の状態を維持でき、この発振器の特長をいかすことができる。



Marx Gen.

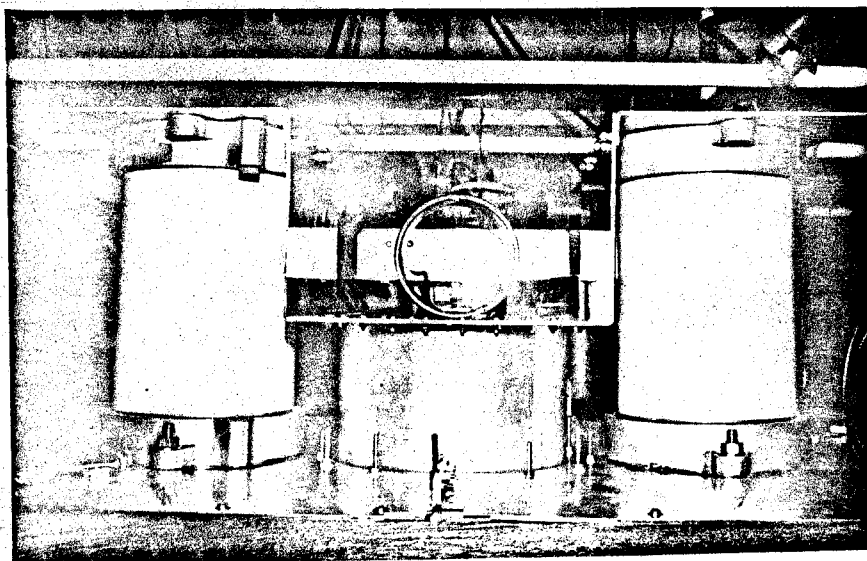
3 units

15KV. charge

$I_L + I_{\sim}$

1.1 KA/div

2μS/div



タンク回路

図 6.21 図

6.4-3 実験結果

① 初期プラズマ

プラズマガンより打ち込まれたプラズマの密度、電子温度を測定した。プラズマはZ放電の下部電極となるリミッターの直径2cmの穴より流れ込む。Z放電管内は数kGの B_z 磁場があり、磁場にも、ほぼ2cmのまゝ、上部の電極までプラズマは垂直に柱となる。

ガスバルブ用コンデンサの放電、 B_z 磁場発生用コンデンサの放電、プラズマガンコンデンサ Bank の放電のタイミングは、プラズマの各パラメーターに大きく依存し、特にガスバルブの始動からプラズマガンの発火までの時間は、大きな影響がある。本実験の場合のタイムシーケンスは次のようである。

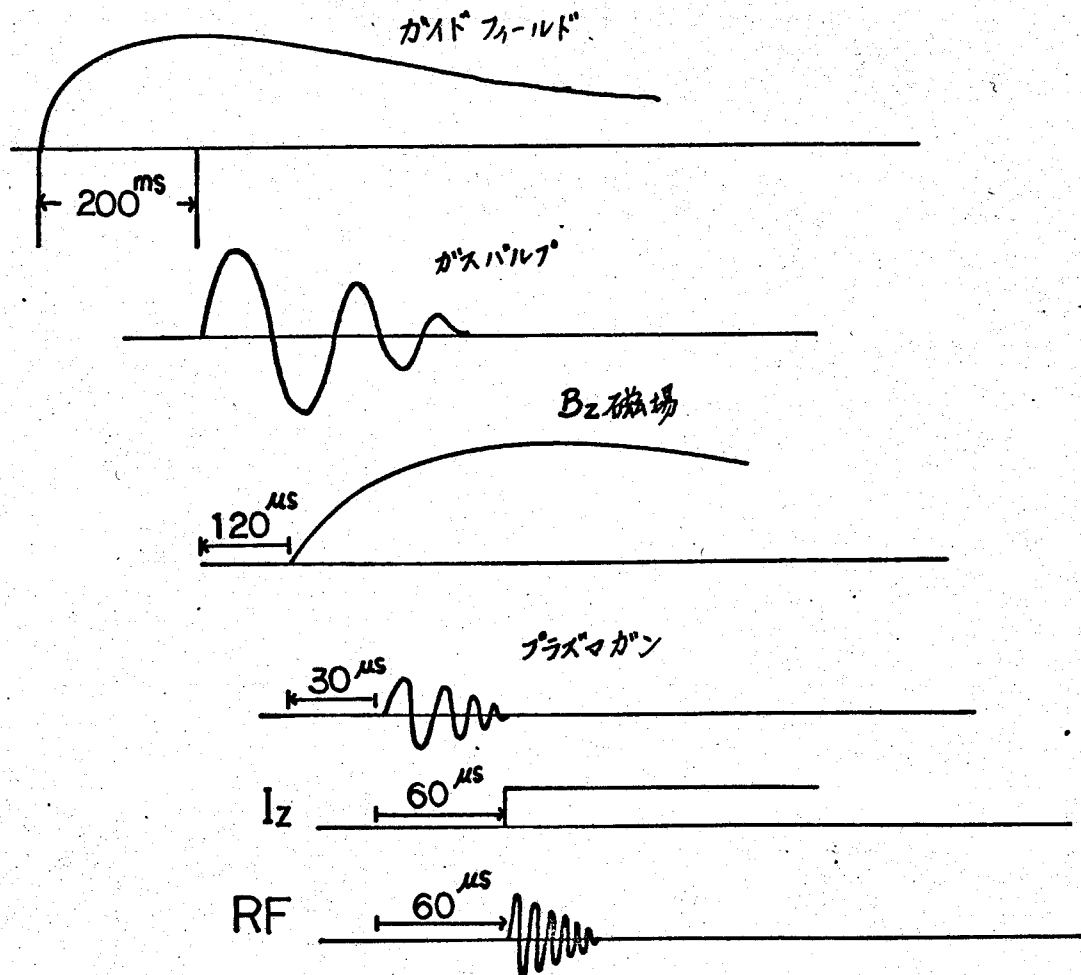


図 6.22 図 タイムシーケンス

I_z をプラズマに流し始める時のプラズマの密度、電子温度は本実験の初期プラズマとなり、そのだいたいのパラメータを知っておく必要がある。そこで次のような複探針によ、プラズマの密度、電子温度を求めた。

測定した時刻は、プラズマガンが発火した後 $60\mu\text{s}$ 、 $70\mu\text{s}$ である。この時刻は、プラズマガンの電流が減衰し、ミ放電管内のプラズマが非常に良い再現性を示す時である。図 6.23 に複探針の電圧、電流特性を示す。

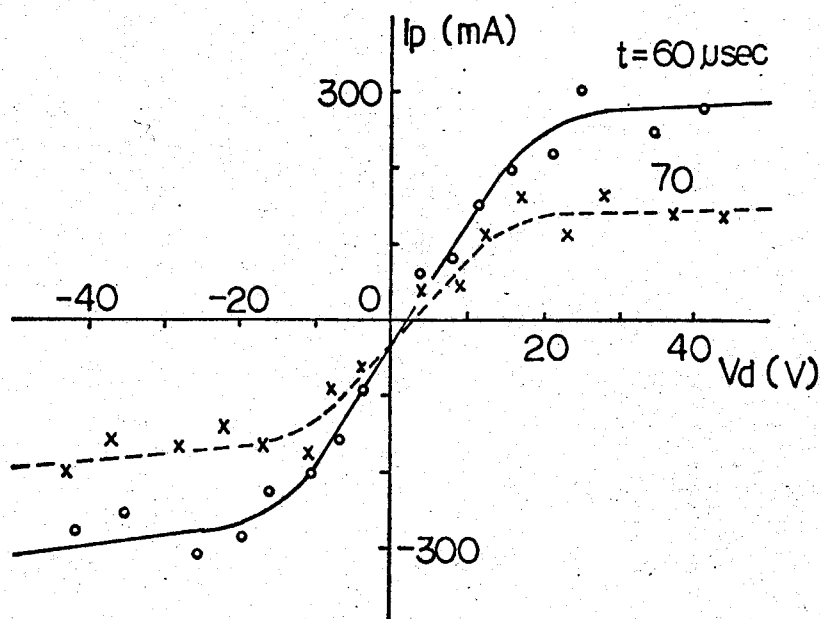
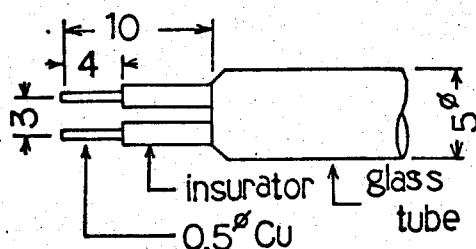


図 6.23 複探針の電圧電流特性



複探針

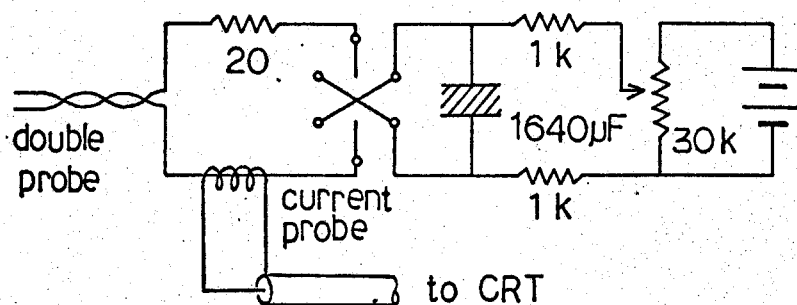


図 6.24 測定回路

電子密度は、

$$p_s = Aen \left(\frac{kT}{2\pi M} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ より}$$

$$M = 6.69 \times 10^{-24} \text{ g}$$

$$TP = 8 \text{ eV}$$

$$A_s = 0.516 \times 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ より 求めることができる。}$$

以上を表にまとめると、表 6.25 図のようになる。

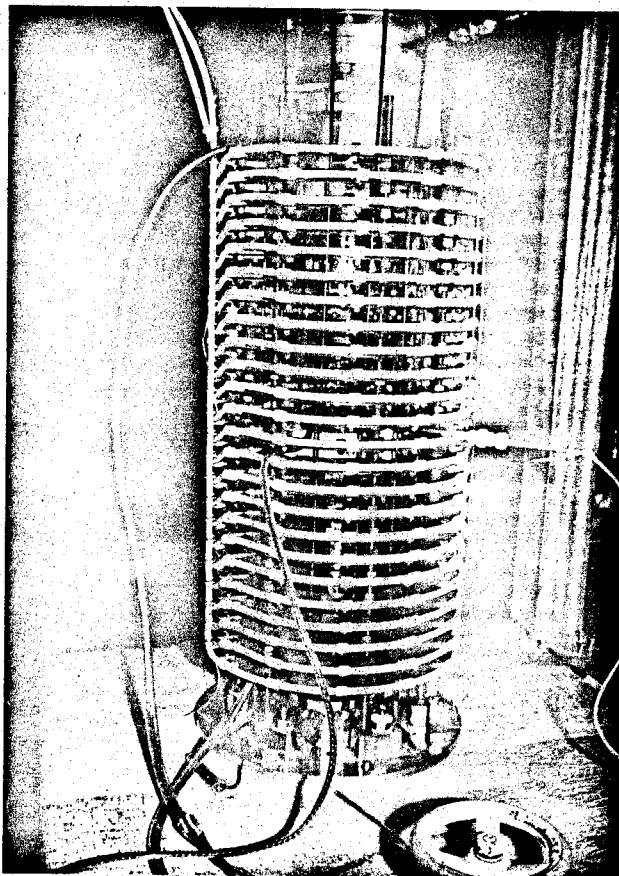
	T_e : (対数法)	T_e : (等価抵抗法)	Density
60 micro sec. after	8.4 eV	9.43 eV	6.74×10^{13}
70 micro sec. after	8.1 eV	7.05 eV	7.06×10^{13}

表 6.25 図

② Kinkインスタの成長率と動的安定化の効果

プラズマガンで打ち込まれた初期プラズマに I_z 電流を流して、プラズマの半径方向の動きを、高速度カメラのストリーク写真、サインコサインコイルにより測定した。 I_z 電流を流すタイミングは、図6.22 に示すとおりである。ストリーク写真は放電管の中央にスリットを置き、そこからもれる光を、高速度カメラのイメージンバーター管のカソードに集光し、光電子に変換して、その電子を電氣的に変向させ、ストリークさせて、プラズマの半径方向の時間的変位が観測できる。

$\sin$, $\cos$ コイルは、放電管の周りに一周して巻いたロゴスキーコイルの一種である。このコイルはプラズマ電流の作る B_θ 磁場を検出し、しかも B_θ 磁場に対する感度が θ の関数となっていて、 $\sin \theta$, $\sin 2\theta$ の関数になっているものをそれぞれ、 $m=1$ の $\sin$ コイル、 $m=2$ の $\sin$ コイルと呼ぶ。 $m=1$ コイルはプラズマの放電管中心軸からの変位を検出することができる。

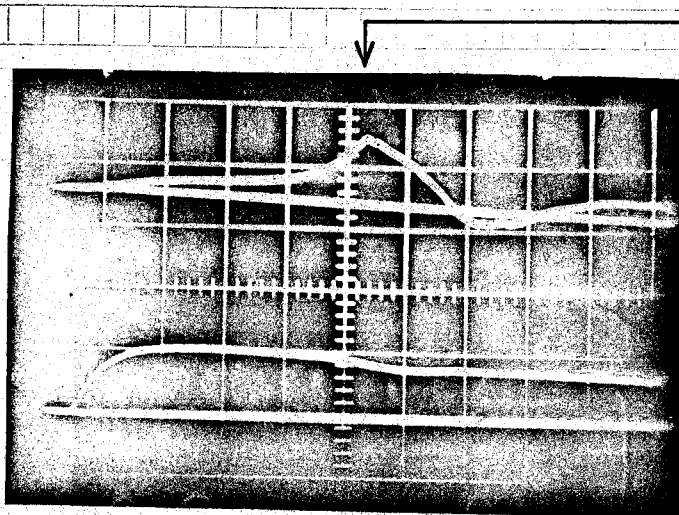


← $\sin 2\theta \cos 2\theta$ コイル

← 静電プローブ
← $\sin \theta \cos \theta$ コイル

図 6.26

サイニコサイニコイルによる変位は、カ6.27 図に示されるように、時間に関してエクスポネンシャルに動いて壁にあた、ていふのがわかる。



the plasma hits
the wall

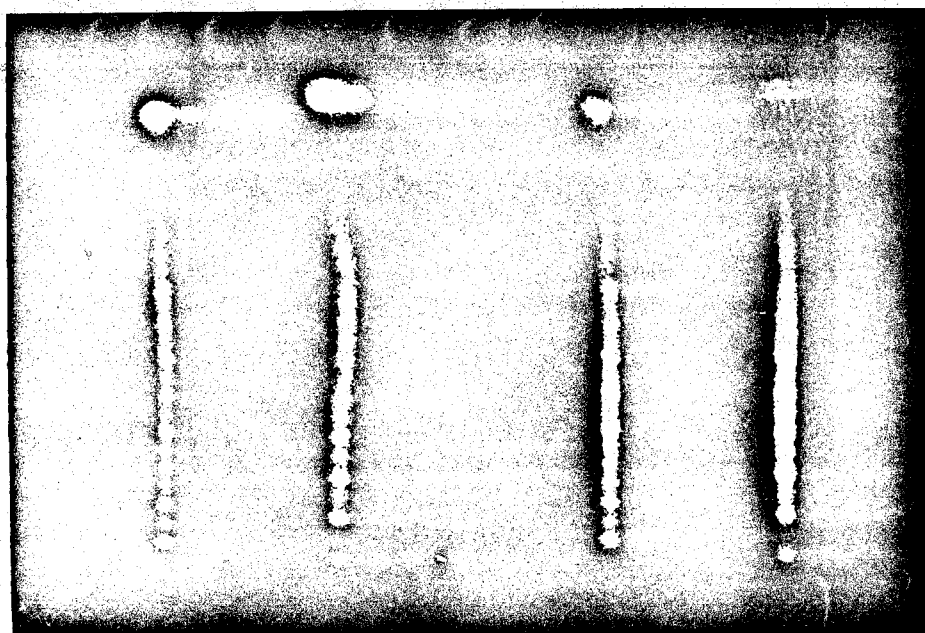
0.5V-25mm/div

840A/div

Plasma Current

$B_z = 2.5 \text{ KG}$ $1 \mu\text{S/div}$

カ6.27 図



RFあり.

plasma gun

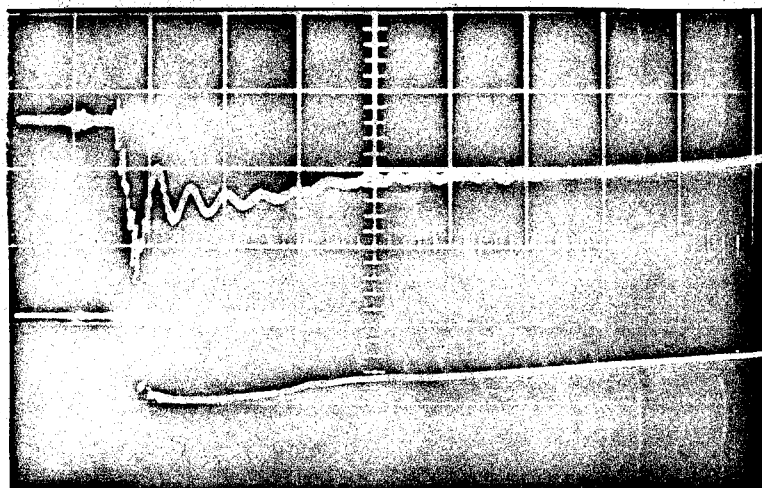
1.4 μS

0.7 μS

ステレオ フレミニク 写真 exposure time 500 nS

カ6.28 図

※ 6.29 図はプラズマ電流波形で (下) は RF なし、(上) は RF 電流も重畳した場合である。



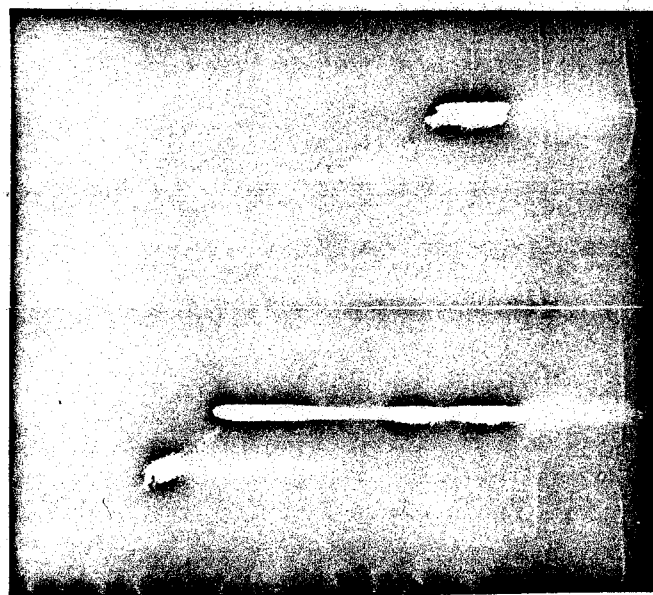
2.1 KA/div.
2 μ S/div.

(上) RFあり

(下) RFなし

※ 6.29 図

Wall



RFあり

RFなし

8 μ S

ストリーク写真

※ 6.30 図

※ 6.30 図に示されるように、プラズマ kink インスタの成長率が、約 1/2 に減少したことを示している。

6.5 まとめ

本研究で開発された大電力高周波発振器を高温プラズマの動的安定化に適用した場合の効果を実験的に明らかにした。以下要約すると

① 動的安定化の効果を顕著に観測するべく設計された放電装置を建設した。

② 真空ギャップを用いた大電力高周波発振器の出力をプラズマに効率よくかける方法を開発し、プラズマに高周波電流を流すことができた。

③ ガンによって打ちこまれたプラズマは、複探針による測定で、 $T_e = 8\text{eV}$, $n_e = 7 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ であり、リミッターの直径のプラズマ柱を形成している。この初期プラズマ発生法は、大振幅の高周波電界をプラズマにかけた際に、最大の問題となる放電管壁のシールド効果をまぬがれることが、実験により確かめられた。

④ プラズマに $K-S$ limit の5倍程度の電流を流し、 $m=1$ の Kink 不安定性をストリーク写真によって観測し、高周波電流を重ねることにより安定化されることが示された。

第7章 結論

今まで述べた結果を総括すると

I メガワット級の高周波発振を実現する新方式の発振方法を考案し、予備的実験において、理論的、実験的にその可能性を調べた。

II 予備実験の成果に基づき、 1MHz 、 16MW 、 $30\mu\text{s}$ の出力を目標とした大電力高周波発振器を建設した。

III 短時間(数 $10\mu\text{s}$)で再充電し、再び使用可能となるマルクスゼネレーターを開発し、これを用いれば、長時間の発振が可能となることを示した。

IV 直列共振法、並列共振法それぞれについて、発振器の出力、効率を求め、 1MHz 、 2MW 、 $10\mu\text{s}$ の発振出力を得た。また再充電法により、ピーク 1MW 、 $90\mu\text{s}$ の発振が得られた。しかもこれらの出力は定格の半分の電圧で運転している状態での値である。

V 大電力の高周波をプラズマに適用する際、もっとも大きな問題となるシールド効果をガス絶縁プラズマにおいて除去できることを示した。

VI ガス絶縁プラズマの期待されていた諸性質、プラズマの安定保持、不純物の除去等を実験的に示し、将来、 100MW 程度の真空ギャップを用いた大電力高周波発振器によって加熱して、ガス絶縁プラズマの核融合の可能性を十分実験する方法を提案した。

Ⅶ 本研究で開発した発振器を用いて、動的安定化の実験を行う目的で、その効果を顕著に観測するべく設計された、又放電装置を建設した。

Ⅷ プラズマに $K-\delta$ limit 以上の電流を流し $m=1$ kink 不安定性をストリーク写真によって観測し、高周波電流を重ねることにより安定化されることを示した。

以上のように、新方式の大電力高周波発振法を開発し、その原理に基づき発振器を建設し、高温プラズマの加熱、安定化についての応用について述べた。

本研究が人類の英智の最大の挑戦とも言うべき、核融合開発の進展にいまさかなりとも貢献する所があれば、幸いである。

謝 辞

本研究を行うにあたり、終始温い御指導、御鞭達を賜った、林泉教授に厚く御礼申し上げます。また、真空ギャップを快く試作してくださった、日本無線 K.K., 真空部次長の中平宗雄氏、大電力放電に耐えるマイカコンデンサを製作していただいた、双信電機 K.K. の下村豊司氏、大型フェライトコアを提供してくださった、東芝、総研の横山氏に深く感謝します。装置の製作、実験に熱心に協力下さった、林研究室の学部卒研究生、米沢秀和君、中村啓太郎君、林成男君、吳漢文君、修士課程の佐々木賢次君、堀田栄喜君に感謝の意を表する。また本研究を遂行するに際し、あらゆる点でお世話になった、技官、妹尾義文氏、助手、入沢寿逸氏 ならびに林研究室の皆様から心から感謝いたします。

REFERENCE

(1) J.W.Butler et al; 2nd. Conf. Geneva 324 (1958)

(2) 名大プラズマ研. Annual Rev. (1965 - 1966)

(3) H.Yamato et al; Phys. Fluids 10 756 (1967)

(4) T.Sato et al; J.Phys. Soc. 23 378 (1967)

(5) M.E.Oakes et al; Annals of Phys. 41 339 (1967)

(6) J.Adan et al; 5th Conf. Tokyo A3-2 (1974)

(7) I.B.Fainberg et al; JETP 25 189 (1967)

(8) L.V.Pabovoy et al; Novosibirsk J-9 (1968)

(9) R.A.Demirkhanov et al; Novosibirsk J-7 (1968)

(10) S.M.Osovets; JETP 12 221 (1961)

(11) E.S.Weibel; Phys. Fluids 3 946 (1960)

(12) N.A.Borzonov et al; Novosibirsk Conf. J-12 (1968)

(13) P.R.Forman et al; Phys. Fluids 14 684 (1971)

(14) E.S.Weibel; Saclay Conf. 1047 (1968)

(15) E.S.Weibel et al; Plasma Physics 9 401 (1967)

(16) I.R.Jones et al; Plasma Physics 10 213 (1968)

(17) 関口 一丸. プラズマ物性工学.

(18) H.A.B.Bodin et al; 3rd Conf. Utrecht 23,27,76 (1969)

(19) R.F.Gribble et al; 3rd Conf. Utrecht 23, 27,79 (1969)

(20) J.A.Wesson & F.A.Hass; Phys. Fluids 12 1271 (1969)

(21) F.L.Ribe & W.B.Riesenfeld; Phys. Fluids 11 2035 (1968)

(22) G.A.Sawyer et al; 5th Conf. Tokyo E1-2 (1974)

(23) P.L.Kapiza; High Power Microwave

(24) P.Keller; Helv. Phys. Acta. 38 328 (1965)

(25) A.Lietti; Rev. Sci. Inst. 36 13 (1965)

- (26) A.Lietti; Rev. Sci. Inst. 40 473 (1969)
- (27) J.A.Rich & G.A.Farrall; Proc. IEEE 52 1293 (1964)
- (28) J.M.Lafferty; Proc. IEEE 54 23 (1966)
- (29) C.W.Kimblin; Proc. IEEE 59 546 (1971)
- (30) ランダウ-リフッツ カ学 P74.
- (31) G.Becker; Madison Conf. CN-28/ B-9 (1971)
- (32) H.Alfvén & E.A.Smårs; Nature 188 801 (1960)
- (33) E.A.Smårs & R.B.Johansson; Phys. Fluids 4 1151 (1961)
- (34) C.M.Braams; Phys. Rev. Letters 117 470 (1966)
- (35) P.L.Kapitza; Sov. Phys. JETP 30 973 (1970)
- (36) P.L.Kapitza; Sov. Phys. JETP 31 197 (1970)
- (37) B.Lehnert; Munchen Conf. C1-1 (1972)
- (38) C.G.Falthammer; Phys. Fluids 4 1145 (1961)
- (39) B.Lehnert; Nuclear Fusion 8 173 (1968)
- (40) S.G.Alikhanov Nuclear Fusion 10 13 (1970)
- (41) G.K.Verboom et al; Nuclaeer Fusion 13 69 (1973)
- (42) G.S.Murty; Arkiv. Fysik 19 511 (1961)
- (43) S.P.Talwar et al; Plasma Physics 5 243 (1963)
- (44) E.Minard & J.A.Jerloun; 4th Conf. CN-24/ G-8 (1968)
- (45) A.G.Elifimov; Sov. Phys. Tech. Phys. 17 592 (1972)
- (46) H.H.Berghahn et al; 4th Conf. CN-24/ G-9 (1968)
- (47) H.W.Piekar et al; Appl. Sci. Res. 23 393 (1971)
- (48) E.A.Smårs; ARKIV FoR FYSIK B-29 m-9 97 (1964)
- (49) W.Manheimer et al; Phys. Fluids 16 1126 (1973)
- (50) G.K.Verboom; Plasma Physics 11 703 (1969)
- (51) E.S.Weibel; Phys. Fluids 10 741 (1967)

- (52) A.B.Pippard; Physica XV vol-2 45 (1949)
- (53) M.J.Kofoed; Phys. Fluids 12 1290 (1969)
- (54) F.C.Schuller et al; Pheno. Ionized Gas (1974) 3.2.9.3
- (55) J.Lok et al; Pheno. Ionized Gas (1974) 3.2.9.4
- (56) R.W.Polman; Pheno. Ionized Gas (1974) 3.2.8.1
- (57) C.J.Watson; Saclay Conf. (1968)
- (58) S.M.Osovets et al; Calham Conf. (1965)
- (59) A.M.Andrianov et al; Sov. Phys. Tech. Phys. 1331 (1969)
- (60) H.L.Boyen; J. Appl. Phys. 2296 (1969)
- (61) H.A.Blevin; J. Appl. Phys. 3899 (1969)
- (62) G.H.Wolf; Z. Physik 227 291 (1969)
- (63) G.Berge; Nuclear Fusion 12 99 (1972)
- (64) R.L.Morse & W.R.Riesenfelt; Plasma Physics 10 543 (1968)
- (65) 渡辺、船戸、藤野、長尾、核融合研究 27-5 (1972)
- (66) N.A.Bobyrev et al; Sov. Phys. Tech. Phys. 8 887 (1964)
- (67) N.A.Bobyrev et al; Sov.Phys. Tech. Phys. 11 316 (1966)
- (68) S.M.Osovets et al; Sov. Phys. JETP 21 715 (1965)
- (69) E.I.Pavlov et al; Sov. Phys. JETP 24 59 (1967)
- (70) R.F.Gribble; 3rd Europ Conf. Utrecht (1969)
- (71) I.R.Jones; Phys. Rev. Letters 17 135 (1972)
- (72) I.R.Jones et al; 5th Europ Conf. Grenoble 49 (1972)

本研究に関する発表文献

(1) 嶋田 ほか 「プラズマ閉じ込め、加熱用大出力RF発振器」

昭和47年電気全国大会 (116)

(2) 嶋田、米沢、林 「大電力高周波発振器」

プラズマおよび制御熱核融合に関する技術研究会 (4)

IPPJ-DT-36 Feb. (1973)

(3) 嶋田、米沢、林 「大電力高周波発振器」

1972. 3, 日本物理学会、春の分科会 (8pR8)

(4) 嶋田、中村、林 「プラズマ閉じ込め、加熱用大電力高周波発振器」

昭和48年電気全国大会 (119)

(5) 嶋田、佐々木、中村、林 「大電力高周波発振器」

プラズマおよび制御熱核融合に関する技術研究会 (5)

核融合研究 30巻 その1

(6) 嶋田、佐々木、林、林 「プラズマ安定化、加熱用大電力高周波発振器」

1974. 4, 日本物理学会、春の分科会 (3pKa9)

(7) 嶋田、佐々木、林、林 「高周波発振器による大気圧プラズマの実験」

1974. 4, 日本物理学会、春の分科会 (3pKa10)

(8) 嶋田、佐々木、林、林 「大電力高周波発振器」

プラズマおよび制御熱核融合に関する技術研究会 (6)

核融合研究 31巻

(9) 嶋田、佐々木、林、林 「高周波発振器による大気圧プラズマの実験」

プラズマおよび制御熱核融合に関する技術研究会 (6)

核融合研究 31巻

(10) 嶋田、林 「真空ギャップを用いたメガワット高周波発振器」

電気学会雑誌 投稿中

(11) R. Shimada et al; " Experiment on the Stability of

Gas-Insulated Plasma in the Toroidal Vortex Flow "

Physical Review Letters To be published