UDC 621.373.121.11.026.446.029.53

論文

56-A17

LC 共振器間の非断熱的エネルギー輸送を用いた大電力高周波発振器の検討

准員 佐藤 一 憲 (東工大)

正員 南 一 男 (東工大)

1. ま え が き

核融合研究においては周波数が数 MHz 程度、出力が 1MW 以上の大電力高周波発振器が盛んに使用される。このような発振器はプラズマの RF 加熱⁽¹⁾、カスプやミラーの損失の高周波封じ込め⁽²⁾、高ベータプラズマの動的安定化⁽³⁾などの研究に必要である。これらの用途に供する発振器には種々の方式のものがあ

り、大きく次の 3 種類に分けることができる。

(1) 電子管による場合、出力数 kW 以上の連続発振が可能で、放送用発振管などが用いられる。例えば、1960 年代にプリンストン・プラズマ研究所では、ステラレータのイオン・サイクロトロン加熱の研究で電子管 Machlett-8618(周波数 25MHz, 出力 6MW, 時間幅 10ms) が用いられた⁽⁴⁾。電子管発振器は安定な出力を得ることができ、一般に連続発振に適しているが、1MW 以上の出力を得るためには大規模な装置となる。

(2) ケーブル放電による方法 多数のコンデンサを並列に用いて、進行波を作り出すものである。Lietti 氏らによって開発された recurrent line generator は、3MHz, 数百 MW という巨大な RF パルスを生ずる⁽⁵⁾。多くのギャップ・スイッチを用いるため、エネルギー損失および投入時期の制御などが問題となりパルス幅に限界がある。

(3) コンデンサ放電による方法 嶋田氏らにより開発された方法である⁽⁶⁾。真空ギャップ・スイッチ

の高速しゃ断特性を利用して負荷共振器にエネルギーを次々に供給することにより振動を持続させるものである。周波数 1MHz, 出力 10MW, 時間幅 20 μ s の発振に成功している。この方式は簡便に大電力 RF パルスを得る優れた方法であるが、ギャップ・スイッチの投入時期の制御が必要であり、より長いパルス幅を得るには困難を伴う。

本研究は投入時期の制御を全く必要としない新しい発振方式の可能性を検討したものである。すなわち、可変インダクタンスを用いて電源側共振器の共振周波数を時間的に変化させることにより、一方向的に RF エネルギーを移動させ、負荷共振器の電気振動を持続させようとするものである。検討の結果、従来困難であった 1MHz 以上の比較的高い周波数での動作が可能であることなどの利点を有することがわかった。

以下、第 2 章は本方式の原理を示し、第 3 章では原理を確かめるため実現可能なパラメータを与えて数値計算を行ない、発振器としての性能を求めた。第 4 章では可変インダクタンスの概念設計を行ない、実現可能な出力などを算出した。また、第 5 章には結論をまとめた。

2. RF エネルギーの非断熱的輸送の原理

<2-1> 共振回路の共振周波数とエネルギー

第 1 図のような回路において、インダクタンス L を緩やかに時間的に変化させたときの系のエネルギーについて考える。次のような量 a を導入する。

$$a = \sqrt{C/2}(V + j\omega LI)$$

ここで、 ω : 回路の共振角周波数

$$aa^* = (CV^2 + LI^2)/2$$

ここで、 a^* : a の複素共役量

であって、これは系のエネルギーを示す。第 1 図の回

Nonadiabatic Energy Transfer between Coupled L-C Resonators and its Possible Applications to High-Power Pulse Generation. By Ikken Sato, Associate & Kazuo Minami, Member (Department of Electrical and Electronic Engineering, Tokyo Institute of Technology).

佐藤一憲: 准員, 東京工業大学工学部電気電子工学科
南 一男: 正員, 東京工業大学工学部電気電子工学科

第 1 図 可変インダクタンスを含む
LRC 回路

Fig. 1. LRC circuit with a variable inductance.

路方程式より次式を得る。

$$\frac{da}{dt} = \left(-j\omega - \frac{R}{2L} + \frac{1}{2\omega} \frac{d\omega}{dt} \right) a - \left(-\frac{R}{2L} + \frac{1}{2\omega} \frac{d\omega}{dt} \right) a^* \quad (1)$$

系のエネルギーを E とすると、(1)式より

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= a \frac{da^*}{dt} + a^* \frac{da}{dt} \\ &= \left(-\frac{R}{L} + \frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dt} \right) E \quad (2) \end{aligned}$$

となる。(2)式を積分すると次式が与えられる。

$$\frac{E}{\omega} = A \exp \left(- \int \frac{R}{L} dt \right) \quad (3)$$

ここで、 A は時刻 $t=0$ における E/ω の値である。 $R=0$ のときには(3)式の右辺は定数となり、 E と ω は明らかに比例する。すなわち、時間と共にインダクタンスを減少させ、共振周波数を増大させるには、外部から仕事を加えなければならない。これは力学における断熱定理 (Adiabatic theorem) と類似の関係にある。ところで、もし共振周波数のほぼ等しい他の共振器が大きなリアクタンスを介して結合されている場合には E/ω はもはや保存せず、高周波エネルギーは一方的に移動する。本論文では、これを非断熱的輸送と呼ぶ。

〈2.2〉 共振器間の非断熱的エネルギー輸送

第 2 図のように、2 個の共振回路を小容量のコンデンサ C_0 で結合した場合を考える。両共振器の周波数が異なるとき、その周波数の差によるビート周波数で両共振器はエネルギーを交換する。両者の周波数が等しいとき、ビート角周波数は $\varepsilon\omega$ となる。ここで $\varepsilon = C_0/C$ であり、 ω は固定周波数共振器の共振角周波数

第 2 図 共振器 2 個の回路

Fig. 2. Two coupled resonators.

である。更に ω_1 を可変周波数共振器の共振角周波数として、これを可変とする。固定周波数共振器には最初エネルギーがないものとする。 $\omega_1 \simeq \omega$ のとき可変周波数共振器のエネルギーは、水が低きに流れるように固定周波数共振器に移る。すなわち、 ω_1 を時間的に緩やかに変化させ ω と交差させると、一定量のエネルギーが負荷へ注ぎ込まれる。これが本方式の基本原則であって、これにより高周波エネルギーの一方的な輸送が可能である。

次にエネルギーの輸送効率 η を計算する⁽⁷⁾⁽⁸⁾。簡単のため両共振器は一定時間 $(\sqrt{2\pi}/(d\omega_1/dt))$ の間だけ周波数が一致すると仮定し、最初に可変周波数共振器だけにエネルギーがあったものとする。 η は次式で与えられる (付録参照)。

$$\eta = 1 - \exp \left\{ - \frac{\pi \varepsilon^2 \omega^2}{2} \left/ \left(\frac{d\omega_1}{dt} \right) \right. \right\} \quad (4)$$

この効率は現実の可変周波数とは異なったモデルを用いて導いたものであるが、数値計算で求められる値と良く一致しており、輸送効率のおおよその性質を表わしていると考えられる。すなわち、可変周波数共振器の角周波数の変化速度 $d\omega_1/dt$ が小さいほど効率は良くなる。

以上の論議は、固定周波数共振器に最初にエネルギーがない場合であるが、固定周波数共振器側に最初に何らかのエネルギーが存在した場合には、両共振器の電流および電圧の位相差が問題となってくる。すなわち、周波数交差時の位相差が小さいほどエネルギーの輸送が起こりやすくなる。例えば、固定周波数共振器の位相が初期において 90° 進んでいる状態からスタートした場合には、効率は 90% を越える。

3. 発振器の数値計算

〈3.1〉 共振器 2 個の場合のエネルギー輸送

第 2 図の回路の方程式をたてる。電圧、電流にそれぞれ $\sqrt{C}$ 、 $\sqrt{L}$ をかけて次元を (ジュール)^{1/2} に変換する。ここで、 C 、 L はそれぞれ固定周波数共振器のコンデンサ容量とインダクタンスである。また、時間を $T = t/2\pi\sqrt{LC}$ とすることによって規格化する。可変および固定周波数共振器の周波数をそれぞれ f_1 、 f として、 f_1 が時間に比例して変化するものと仮定する。 f_1 は次式で表わされる。

$$f_1 = f(S + KT) \quad (5)$$

ここで、 S : f_1 の初期値の f に対する比、

K : f_1 の変化率を与える定数

(5)式を用いると回路方程式は次式のようにになる。

第 1 表 規格化量および代表的物理量

Table 1. Normalizing quantities and typical examples in physical dimensions.

	規格化のための量	例
時 間	$T_N = 2\pi\sqrt{LC}$	1MHz で目盛 1 は $1\mu s$
エネルギー	$E_N = (1/2)CV^2$	$0.24\mu F$, $10.9kV$ で目盛 1 は $14.3J$
電 力	$P_N = fCV^2$	1MHz, $0.24\mu F$, $10.9kV$ で目盛 1 は $28.5MW$

$$\frac{dI_{L1}}{dT} = -2\pi V_1(S + KT)^2 + \frac{2KI_{L1}}{S + KT} \quad (6)$$

$$\frac{dV_1}{dT} = -2\pi \left(\frac{C_0}{C+2C_0} I_L - \frac{C+C_0}{C+2C_0} I_{L1} \right) \quad (7)$$

$$\frac{dI_L}{dT} = 2\pi V \quad (8)$$

$$\frac{dV}{dT} = 2\pi \left(-\frac{C+C_0}{C+2C_0} I_L + \frac{C_0}{C+2C_0} I_{L1} \right) \quad (9)$$

連立方程式(6)～(9)を数値計算すると系のエネルギーの時間変化などを求めることができる。以後に示す数値計算結果の図においては、時間、エネルギー、消費電力について、第1表のような規格化を行なっている。

第3図は、 $S=0.8$, $K=0.003 \times 2\pi$, $C_0/C=0.08$ とした場合のそれぞれの共振器に蓄えられる RF エネルギーの時間変化を示したものである。時刻 $t=0$ において可変周波数共振器のコンデンサだけに蓄えられていたエネルギーは、両共振器の周波数の交差（矢印で示す）に伴い固定周波数共振器へ移動している。この図において、横軸は時間、縦軸はエネルギーを示す。例えば、 $f=1MHz$ の場合に時間目盛はそのまま μs

第 3 図 可変周波数共振器および負荷共振器間のエネルギー輸送

Fig. 3. The energy transfer between the variable frequency resonator and the load resonator.

を表わす。微細なエネルギーの変動はカップリング・コンデンサ C_0 とのエネルギーのやりとりを示すもので、時間的に緩やかなエネルギーの変動は両共振器の周波数の差により生ずるものである。可変周波数共振器の周波数を決定するパラメータ K, S を色々に変化させて数値計算を行なった結果、次のようなことがわかった。

可変周波数共振器の周波数が増加して固定側と交差しても、あるいは逆に減少して交差してもエネルギーは他方へ移動する。すなわち、交差前に可変側にエネルギーがあれば固定側へと移動し、固定側にあった場合は可変側へと移動する。

〈3・2〉 共振器 3 個の場合 第4図はさきに示した第2図の回路の固定周波数共振器のインダクタンスに直列に、この共振器の Q 値が 50 になるような抵抗 R をそう入した場合の R における消費電力の時間変化を表わしたものである。規格化は第1表のように行なっている。電源の共振器が 1 個の場合、このように出力は時間と共に大きく変化する。発振器として利用するためには、一定時間にわたって出力が一定に保たれることが必要である。

そこで、第5図のように 3 個の共振器から成る回路を考える。この図において、左側から順に電源共振器 1、電源共振器 2、負荷共振器と呼ぶことにする。電源共振器 1 および 2 の周波数はともに時間的に変化する

第 4 図 抵抗に消費される電力の時間変化

Fig. 4. Time history of the power dissipation.

* 第 5 図 共振器 3 個の回路

Fig. 5. Three coupled resonators.

るものとし、最初にこれらにエネルギーを蓄えておくものとする。各々の周波数が時間差をもって負荷共振器の周波数と交差するようにする。また、電源共振器どうしの周波数の交差は起こらないようにする。このようにすると、負荷共振器における出力が一定となる時間を長くすることができる。第5図の回路の方程式は前出の規格化により、次のように表わされる。

$$\frac{dV}{dT} = 2\pi \left(\frac{CC_{01}}{C_1+C_{01}} I_{L1} + \frac{CC_{02}}{C_2+C_{02}} I_{L2} - I_L \right) / \left(C + C_{01} + C_{02} - \frac{C_{01}^2}{C_1+C_{01}} - \frac{C_{02}^2}{C_2+C_{02}} \right) \equiv \delta \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{dV_1}{dT} = \frac{C_{01}}{C_1+C_{01}} \delta + \frac{2\pi C}{C_1+C_{01}} I_{L1} \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{dV_2}{dT} = \frac{C_{02}}{C_2+C_{02}} \delta + \frac{2\pi C}{C_2+C_{02}} I_{L2} \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{dI_L}{dT} = 2\pi \left(V - \frac{I_L}{Q} \right) \dots\dots\dots (13)$$

$$\frac{dI_{L1}}{dT} = -2\pi \left(V_1 + \frac{I_{L1}}{Q_1} \right) / (S_1 + K_1 T)^2 + \frac{2K_1 I_{L1}}{S_1 + K_1 T} \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{dI_{L2}}{dT} = -2\pi \left(V_2 + \frac{I_{L2}}{Q_2} \right) / (S_2 + K_2 T)^2 + \frac{2K_2 I_{L2}}{S_2 + K_2 T} \dots\dots\dots (15)$$

ただし、

$$Q = \frac{\sqrt{L/C}}{R}, \quad Q_1 = \frac{\sqrt{L/C}}{R_1}, \quad Q_2 = \frac{\sqrt{L/C}}{R_2}$$

$$S_1 = f_1(0)/f, \quad S_2 = f_2(0)/f$$

$$K_1 = \left(\frac{df_1}{dT} \right) / f, \quad K_2 = \left(\frac{df_2}{dT} \right) / f$$

簡単のため、 $C_1=C_2=C$ として Runge-Kutta-Gill 法により連立方程式(10)~(15)を数値計算すると、共振器のもつエネルギーや抵抗で消費される電力を求めることができる。当然予想されるように、出力の特性は Q , Q_1 , Q_2 やその他のパラメータに依存する。

第6図は $Q=Q_1=Q_2=100$ として K_1 , K_2 , S_1 , S_2 などを色々に変えた場合のうち、発振器として最も良好な結果を得たときの各共振器のエネルギーの時間変化を示したものである。(a), (b)図はそれぞれ $C_{02}=0$, $C_{01}=0$ において一方の電源共振器だけを用いた場合である。また、(c)図は両方の電源共振器を用いた場合であり、この結果から2個の山が重なって平坦な出力が得られる様子を見ることができ、期待した効果を上げていることがわかる。負荷の Q 以外の

第6図 それぞれの変可周波数共振器および両方からのエネルギー輸送

Fig. 6. Energy transfer from each variable frequency resonator and from both ones.

パラメータを固定して、 Q のみを変化させた場合の出力特性を調べたが、その結果次のようなことが言える。 Q の値が小さいと出力のピーク値は大きくなるが、その時間的変動が著しくなり持続時間は短くなる。逆に Q が大きいと出力のピーク値は小さいが持続時間は長くなる。これらのつり合いから、 $Q=50$ 程度のときが最も有用であると思われる。

第7図は、第6図(c)のパラメータの中の Q だけを50に変えた場合の出力の時間変化を示したものである。例えば、負荷共振器の共振周波数1MHz、両電源共振器のコンデンサ容量0.24μF、充電電圧10.9kVとすると、出力の平均は440kW、持続時間は24μsとなる。第3表から、負荷で消費されるエネルギーは

第 7 図 負荷共振器における出力
Fig. 7. The output power at the load resonator.

第 2 表 種々の周波数での出力と持続時間
Table 2. The optimal output power and the time width for various frequencies.

周波数 f (MHz)	充電電圧 V (kV)	コンデンサ容量 C (μ F)	出力 P (kW)	持続時間 τ (μ s)
1	10.9	0.24	440	24
2	21.8	0.06	880	12
4	43.6	0.015	1,760	6
8	87.2	0.00375	3,520	3

10.56 J となり、電源から負荷への輸送効率は約 40% となる。この効率はあまり高いとは言えないが、エネルギーを一時的に高周波振動の形で蓄えるために失われる部分が生ずるのはやむを得ない。従来方法⁽⁵⁾⁽⁶⁾では、例えば 24 μ s の持続時間を得るには 10 回程度のギャップ・スイッチ投入を行わなければならないのに対し、本方式によれば最初の 1 回だけで済むという顕著な利点がある。

各共振器のコンデンサの容量を変えることにより種々の周波数の発振器を作ることができるが、可変インダクタンスのコアの体積を一定にすると磁束の吸収能が一定となり、コアにおける最大磁束密度を一定値以下にするためには、電源共振器に蓄えるエネルギーを一定値以下にしなければならない。すなわち、 $CV^2/2$ が制限される。ただし、 V はコンデンサの充電電圧である。第 6 図において、第 1 表からわかるように出力は周波数に比例し、持続時間は反比例する。このことから種々の周波数を想定した場合、第 2 表のような発振器が可能となる。本方式を用いると、このように高い周波数の発振器が可能である。ただし、あまり周波数が高くなるとインダクタンスにおける損失が増加し、共振器の Q が低下する。このため周波数には上限があり、現在のフェライトでは 4 MHz 程度と考えられる。

4. 可変インダクタンスの概念設計

前章に述べたことから、可変インダクタンスを用いると負荷共振器にエネルギーを補給し電気振動を持続できる。そこで、本方式を用いるとどのような出力の高周波発振器が可能であるかを考えてみる。それには、まず実現可能な可変インダクタンスの性能が問題となる。現在、加速器の分野では同軸空洞の周波数を変調するために、大形の大電力フェライトが用いられている⁽⁹⁾。例えば、国立高エネルギー物理研究所では、12 GeV 陽子シンクロトン用に東芝製の大型フェライト・コアが用いられている⁽¹⁰⁾。フェライトは数 MHz の動作周波数において低損失の特性を持つ。この特性を本方式による大電力高周波発振器に利用することを想定して以下の概念設計を行なう。

よく知られているように、可変インダクタンスは磁束密度の変化による高周波フェライトの増分透磁率の変化を利用する⁽¹¹⁾。第 8 図のようなトーラス状の磁気回路を考える。可変インダクタンスの巻線に相当するのは外側の導体部分であり、その高周波電流の方向は図中の矢印の方向である。高周波電流による磁束は大半径の方向に生じ、この方向ではコアにギャップが存在することになる。実際にはフェライト・ディスクをトーラス状に並べる。制御電流はコアの中空部分を通して環状に流れる。このようにすると、高周波電流および制御電流の作る磁束は互いに垂直になり、両回路間では相互誘導を生じない。制御電流を時と共に緩やかに増大させるならば、コアの透磁率は時間と共に減少し、インダクタンスもそれに比例して減少する。

第 8 図 可変インダクタンスの形状およびフェライト・コアのギャップ

Fig. 8. A schematic view of toroidal variable inductor, and the air-gap of the ferrite core.

導体に流れる高周波電流が大き過ぎると、それによってコアの透磁率が変化してしまい非線形ひずみを生ずる。これを防ぐためには、高周波電流の作る磁気回路にギャップが存在するほうが磁束吸収能が増し、好都合である。他方、制御側については余分な制御エネルギーを使わないようギャップなしのほうが良い。

さて、コアの具体的な設計を考えてみる。大半径 R 、小半径の内径 r_1 、同じく外径 r_2 、高周波側から見た磁気回路のギャップ比を g 、フェライト・コアの比透磁率の初期値を μ_s とする。まず、高周波側のインダクタンスを求める。高周波側の導体の面電流の総和を I_s とすると次式が得られる。

$$2\pi l \{1 + (\mu_s - 1)g\} H_s = I_s \quad (16)$$

$$\text{ただし, } l = R - r \cos \varphi$$

第9図のように考えると次式が成立する。

$$\begin{aligned} \Phi_s &= \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} \mu_0 \mu_s H_s r d\varphi dr \\ &= \mu_0 \mu_s \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} \frac{I_s r d\varphi dr}{2\pi (R - r \cos \varphi) \{1 + (\mu_s - 1)g\}} \end{aligned}$$

よって、

$$L_s = \frac{\mu_0 \mu_s}{1 + (\mu_s - 1)g} \{ \sqrt{R^2 - r_1^2} - \sqrt{R^2 - r_2^2} \} \quad (17)$$

次に、制御巻線のインダクタンスを求める。コアの外側には磁束が漏れないものとし、また簡単のためアスペクト比 R/r が十分1より大きいものと仮定して直線状の円筒で近似する。第10図から L_c は次式で

第9図 高周波巻線のインダクタンス

L_s の計算

Fig. 9. Calculation of the inductance L_s of the RF winding.

第10図 制御巻線のインダクタンス L_c の計算

Fig. 10. Calculation of the inductance L_c of the control winding.

表わされる。

$$L_c = \mu_0 \mu_s (1 - g) R \ln(r_2/r_1) \quad (18)$$

可変周波数共振器の周波数が固定周波数共振器のそれに対し、0.9 倍から出発し 1.1 倍まで変化するようにする。そのためには、可変インダクタンスは初期値の 2/3 に減少しなければならない。 $R=0.5\text{ m}$ 、 $r_1=0.1\text{ m}$ 、 $r_2=0.2\text{ m}$ 、 $g=0.3$ 、 $\mu_s=100$ とすると、(17) 式より $L_s=0.13\text{ }\mu\text{H}$ となる。負荷共振器の周波数を 1 MHz とすると、初期の周波数が 0.9 MHz となればよいから $C_s=0.24\text{ }\mu\text{F}$ となる。ただし、 C_s は可変周波数共振器のコンデンサ容量である。高周波電流によるフェライト中の磁束密度の最大値を 200 G とすると、高周波側のインダクタンスに蓄えられるエネルギーの最大値 E_s は次式より求められる。

$$E_s = \frac{B^2}{2\mu_0} V_g + \frac{B^2}{2\mu_0 \mu_s} V_f \quad (19)$$

ただし、 V_g : ギャップの体積、 V_f : フェライトの体積

従って、 $E_s=14.3\text{ J}$ である。 L_s が 2/3 に減少するためには、 μ_s の初期値を 100 とした場合、これが 4.3 程度に減少しなければならない。そのために必要な制御磁界は 7,700 AT/m である。この制御磁界を発生させるために必要なエネルギーをヒステリシスループから求めると 390 J となる。また、(18) 式より L_c を求めると 30.5 μH である。

第3表 高周波パルス発振器の概念設計

Table 3. Conceptual design of an RF pulse oscillator.

	記号	設計値	単位
高周波回路			
コンデンサ容量	C_s	0.24(0.015)	μF
充電電圧	V_s	10.9(43.6)	kV
コンデンサエネルギー	$(1/2)C_s V_s^2$	14.3	J
周波数		0.9~1.1(3.6~4.4)	MHz
フェライト・コア			
大半径	R	0.5	m
小半径	r_1 (内径)	0.1	m
	r_2 (外径)	0.2	m
ギャップ比	g	0.3	—
初期比透磁率	μ_s	100	—
RF 磁束密度	B_m	0.02	T
体積	V_f	0.207	m^3
制御回路			
コンデンサ容量	C_c	2.08(0.13)	μF
充電電圧	V_c	20(80)	kV
コンデンサエネルギー	$(1/2)C_c V_c^2$	416	J
周波数		20(80)	kHz
性能			
出力	P	440(1,760)	kW
周波数	$\omega/2\pi$	1(4)	MHz
持続時間	τ	24(6)	μs

制御電流を容量 C_e のコンデンサの放電によって発生させることを考える。制御電流が最大に達するまでの時間を $10\mu\text{s}$ とするには C_e, L_e によって決定される周期の $1/4$ が $10\mu\text{s}$ よりもやや大きくなければならない。そこで、制御回路の初期における周波数を 20kHz とする。従って $C_e=2.08\mu\text{F}$ となる。制御回路のコンデンサの充電電圧 V_e とすると、 $C_e V_e^2/2 > 390$ でなければならない。そこで $V_e=10\text{kV}$ とすると、改めて制御エネルギーは $E_e=416\text{J}$ となる。また、高周波回路のコンデンサの充電電圧は、 $C_e V_e^2/2=14.3$ より $V_e=10.9\text{kV}$ となる。第7図から出力の平均は 440kW 、持続時間は $24\mu\text{s}$ となる。

以上をまとめると可変インダクタンスの概念設計は第3表のようになる。ただし、同表において () 内は負荷共振器の周波数を 4MHz とした場合であり、() のない項目については 1MHz の場合と同じである。また、 Q については電源を 100 、負荷を 50 としている。

5. ま と め

複数個の共振器をカップリングさせると、周波数の交差に伴いエネルギーの非断熱的輸送を生ずる。このエネルギー輸送を用いた新しい方式による発振器について検討した結果、その実現が可能であることがわかった。

本方式の最大の特長は、投入時期の制御の必要が全くないことであり、従来困難であった 1MHz 以上の比較的高い周波数の発振器が可能なことである。本方式に不可欠の発振周波数を時間的に変化させるメカニズムについては、フェライト・コアを用いたトーラス状の磁気回路により実現が可能である。また、フェライト・コアの体積を増加させることにより、より大きな出力を得ることも可能であり、本方式による大電力高周波発振器が極めて有望であることがわかった。

最後に、御指導をいただきました東京工業大学工学部 林 泉教授に深く感謝いたします。

(昭和55年5月22日受付)

文 献

- (1) T. Obiki, et al.: *Phys. Rev. Letters*, **39**, 812 (1977)
- (2) T. Watari, et al.: *Phys. Fluids*, **21**, 2076 (1978)
- (3) E. Hotta, et al.: *Proc. of the 3rd Topical Conf. on Pulsed High Beta Plasma*, 239 (1976)
- (4) H.M. Hill, Jr.: *Cathode Press*, **25**, 28 (1968)
- (5) A. Lietti: *Plasma Phys.*, **20**, 59 (1978)
- (6) 嶋田・林: 電学論A, **95**, 173 (昭50-4)
- (7) C. Zener: *Proc. Roy. Soc. (London)*, **137**, 696 (1932)

- (8) H.C. Yen, et al.: *IEEE Trans. Magnetos.*, **MAG-13**, 504 (1977)
- (9) 横山: 東芝レビュー, **25**, 1 (昭45)
- (10) 菊池・高橋: 科学, **45**, 239 (昭50)
- (11) E.C. Snelling: *Soft Ferrites-Properties and Applications* (1969)

付 録

第2図の回路について回路方程式をたて、次のような a_1, a_2 を導入する。

$$a_1 = \sqrt{C/2}(V_1 + j\omega_1 L_1 I_1)$$

$$a_2 = \sqrt{C/2}(V + j\omega L I)$$

回路のエネルギーの急やかな変化は次式で与えられる。

$$\frac{da_1}{dt} = \varepsilon_{11} a_1 + \varepsilon_{12} a_2 \dots\dots\dots (\text{付1})$$

$$\frac{da_2}{dt} = \varepsilon_{21} a_1 \dots\dots\dots (\text{付2})$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{11} &= \frac{1}{2} \frac{d\omega_1}{dt} \\ \varepsilon_{12} &= -j \frac{\varepsilon \omega}{2} \\ \varepsilon_{21} &= -j \frac{\varepsilon \omega_1}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (\text{付3})$$

ただし、 $\varepsilon = C_0/C$

ω_1 を ω に交差させるわけであるが、〈2・1〉節で述べたように系のエネルギーも変化し、そのままでは輸送効率は計算できない。そこで、現実とは異なるが次のようなモデルを考える。可変周波数共振器の角周波数は $\omega_1 = \omega \exp(-j\alpha t^2)$ で変化するものとする。 α は ω_1 の変化速度に対応する正数である。すなわち、 ω_1 は $|t| \leq \sqrt{\pi/2\alpha}$ の時間内において ω に一致し、両共振器はエネルギーを交換する。 $|t| > \sqrt{\pi/2\alpha}$ ではビート周波数が大きいのでエネルギー交換は起こらない。(付1)~(付3)式より次式を得る。

$$\frac{d^2 a_i}{dt^2} + j\alpha t \frac{da_i}{dt} + \beta^2 a_i = 0 \quad (i=1, 2) \dots\dots\dots (\text{付4})$$

ここで、

$$\begin{aligned} \beta^2 &= -\varepsilon_{12}\varepsilon_{21} \\ &= \varepsilon^2 \omega^2/4 \quad (\text{一定}) \end{aligned}$$

(付4)式を初期条件

$$\begin{aligned} |a_1(t \rightarrow -\infty)| &= 1 \\ |a_2(t \rightarrow -\infty)| &= 0 \end{aligned}$$

の下で解くと、

$$|a_2(t \rightarrow \infty)|^2$$

が求める輸送効率である。

$$a_2 = U \exp(-j\alpha t/4)$$

$$z = \sqrt{\alpha} t \exp(-j\pi/4)$$

により、(付4)式を変数変換すると次式を得る。

$$\frac{d^2 U}{dz^2} - \left(p + \frac{z^2}{4}\right) U = 0 \quad \dots\dots\dots (\text{付5})$$

ここで、

$$p = -(n+1/2)$$

$$n = j\beta^2/\alpha \equiv j\gamma$$

である。(付5)式は放物柱関数 $U(p, z)$ を与える微分方程式である。(付5)式の独立解のうち、初期条件

$$|a_2(t \rightarrow -\infty)| = 0$$

を満たす a_2 として $U(-p, -jz)$ を選ぶ。 a_1 に対して初期条件

$$|a_1(t \rightarrow -\infty)| = 1$$

が成立するように積分定数を定めると次式を得る。

$$|a_2(t \rightarrow \infty)|^2 = \frac{2\pi\gamma \exp(-\pi\gamma)}{\Gamma(1+j\gamma)\Gamma(1-j\gamma)}$$

$$= 1 - \exp(-2\pi\gamma) \quad \dots\dots (\text{付6})$$

次に、 γ の具体的な表式を与える。第2図の回路を線形とみて $d/dt = j\Omega$ とおき、共振周波数を求めると次のようになる。

$$\Omega^2 = \frac{1}{2} \{(\omega_1^2 + \omega^2) \pm \sqrt{(\omega_1^2 + \omega^2)^2 + 4\varepsilon^2 \omega_1^2 \omega^2}\} \quad \dots (\text{付7})$$

ここで、 $\varepsilon \ll 1$, $\omega_1 = \omega$ とおくと共振周波数は $\Omega = \omega(1 \pm \varepsilon/2)$ となる。従って、ビート周波数 $\Delta\Omega = \varepsilon\omega$ となる。 γ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \gamma &= \beta^2/\alpha = -\varepsilon_{12}\varepsilon_{21}/\alpha \\ &= \varepsilon^2 \omega^2 / 4 \left(\frac{d\omega_1}{dt} \right) \quad \dots\dots\dots (\text{付8}) \end{aligned}$$

これを(付6)式に代入すると次式を得る。

$$\eta = 1 - \exp \left\{ -\frac{\pi \varepsilon^2 \omega^2}{2} \left/ \left(\frac{d\omega_1}{dt} \right) \right. \right\}$$