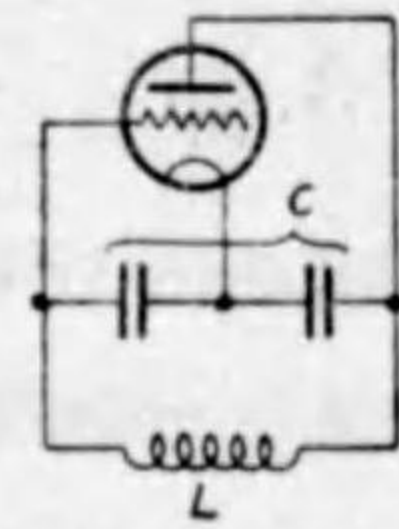
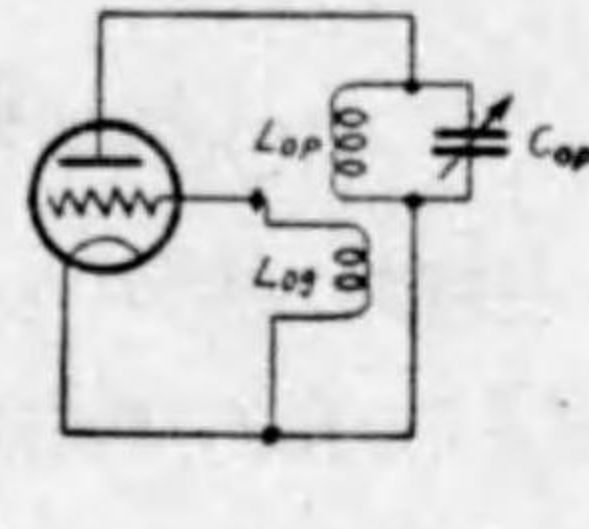


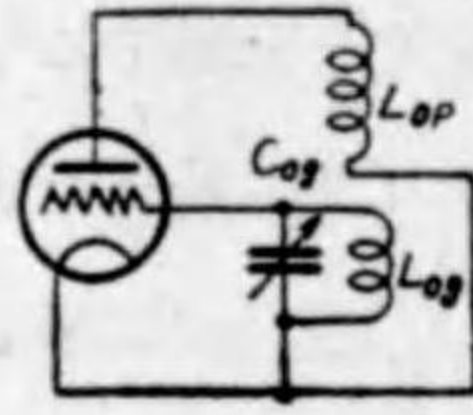
たものである。Colpitts 回路 (第 47 圖) は同じく陽極側に同調回路をおき、同調コンデンサーの電圧の一部を、容量分壓器によつて反位相にして、グリッドに饋還したものである。又第 48 圖に示す回路は、同調陽極回路と稱し、同調回路のコイルと、電磁的に結合されたコイルの端子電圧をグリッドに饋還したものである。第 49 圖は、同調グリッド回路といひ、グリッド側に同調回路を入れ、陽極の出力から電磁的に、グリッドに反結合する方式である。第 50 圖は Meissner 回路と稱し、これは一つの獨立した同調回路に陽極、グリッド側共に電磁的に結合されて居る。



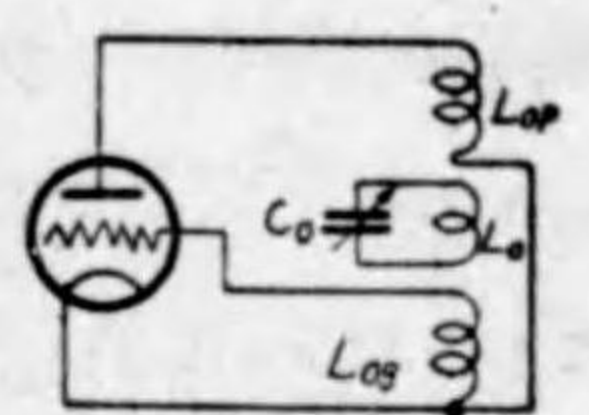
第 47 圖



第 48 圖

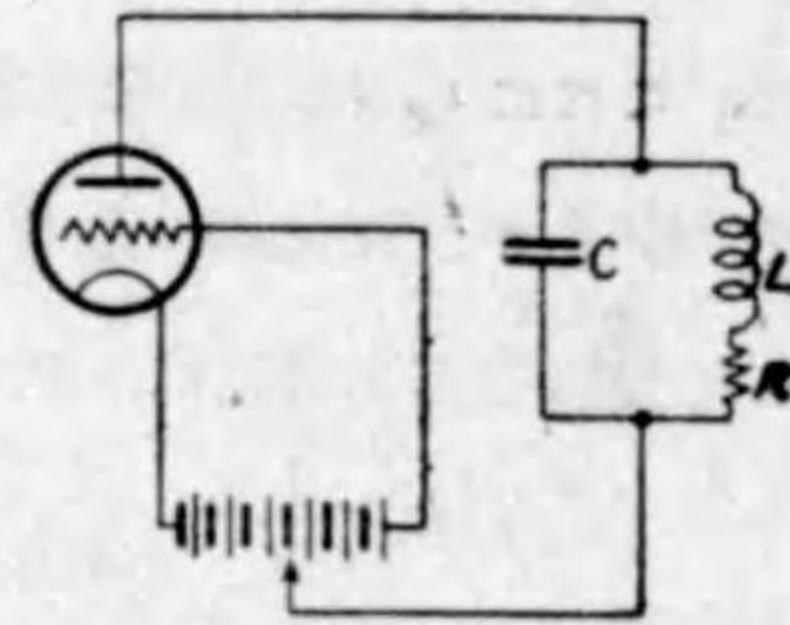


第 49 圖



第 50 圖

以上の所謂反結合發振の他、三極真空管はその二次電子放出特性を利用して、ダイナトロン發振をおこすことが出来る。即ち第 51 圖の如く接続すれば、同調回路の抵抗と、ダイナトロンの負抵抗とが相補つて振動電流が發生する。



第 51 圖

この場合の發振條件は

$$\rho = \frac{L}{CR} \dots\dots\dots(59)$$

である。ここに $|\rho|$ は負抵抗の絶対値である。發振周波数は

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \dots\dots\dots(60)$$

である。回路定数を適當に選ぶことにより、數 c/s の低周波から 20 MC 位の高周波まで發振が可能である。

この發振法は、反結合を有してゐないので、周波数の安定度が高い長所がある。

第 7 章 多極真空管とその特性

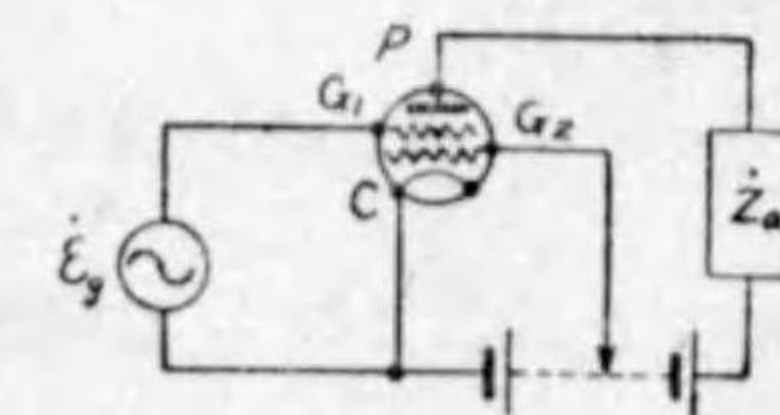
第 1 節 四極真空管

陰極と陽極の間に、二個のグリッドを挿入したものが、普通用ひられてゐる四極真空管である。これは原理上、三極真空管に今一個のグリッドを追加した形で、この新に入れたグリッドは、第 1 グリッド即ち三極管としてのグリッドの働きを助けて、特性の改善をはかるものである。

さて陰陽兩極間に、二個のグリッドを挿入するとすれば、二通りの方式が考へられる。即ち二個のグリッドのうち陽極に近いものを、正規の制御用グリッドとし、陰極に近い方のものを補助グリッドとして使ふか、或ひはその逆に、陰極に近いものを制御グリッド、陽極に近い方のものを補助グリッドとして使ふかである。前者を空間電荷グリッド (Space charge grid) 四極管、後者を遮蔽グリッド (Screen grid) 四極管といふ。なほ四極管で、五極管と同様の改善された特性を有するビーム出力管がある。

1.1 空間電荷グリッド四極管

真空管の陰陽兩電極の間で、空間電荷の最も多く存在するところは、三極真空管のところ述べて如く、陰極の附近である。故にこの部分に正電位を作れば、空間電荷に最も有効に働きかけて、陰極附近に集積する空間電荷を、外方に駆ることが出来る。空間電荷グリッド四極管の第 2 グリッドは、この作用を行はせるためのもので、第 52 圖に示す通り、これを直接電源に結び、常に一定の正電圧を加へておく。さうすればこの第 2 グリッドの



第 52 圖

作用で、陰極附近の空間電荷が減り、電子は陽極へと通り易くなるから、低い陽極電圧で充分所期の陽極電流を得ることができ、且つプレート抵抗が低くなる。

三極管の場合にならつて、各電極の作用を静電的に考へ、本真空管と等價の二極管に與へるべき陽極電壓を求めてみる。 e_p を陽極電壓、 e_{g1} を外側の第1グリッドの電壓、又これらが組合はされて、第1グリッドの位置にあると假定した等價二極管の陽極電壓を e_{a1} とすれば、三極管におけると同様にして、

$$e_{a1} \cong e_{g1} + \frac{q_{pe}}{q_{e g1}} e_p \dots\dots\dots(61)$$

但し、 q_{pe} は陽極陰極間の静電誘導係數、 $q_{e g1}$ は同じく、外側の第1グリッドと陰極間の静電誘導係數である。

次に第1、第2兩グリッドと陰極とにつき、第1グリッドに e_{a1} 、第2グリッドに e_{g2} なる電壓を與へたとすると、この場合における等價二極管の陽極電壓 e_{a2} (陽極を空間電荷グリッドの位置にありとす) は

$$\begin{aligned} e_{a2} &\cong e_{g2} + \frac{q_{e g1}}{q_{e g2}} e_{a1} \\ &= e_{g2} + \frac{q_{e g1}}{q_{e g2}} e_{g1} + \frac{q_{e g1}}{q_{e g2}} \cdot \frac{q_{pe}}{q_{e g1}} e_p \\ &= e_{g2} + \frac{e_{g1}}{\mu_2} + \frac{e_p}{\mu_2 \mu_1} \dots\dots\dots(62) \end{aligned}$$

ここに $\mu_1 = \frac{q_{e g1}}{q_{pe}}$ で陽極、第1グリッド及び陰極よりなる三極管の増幅率にあたり、又 $\mu_2 = \frac{q_{e g2}}{q_{e g1}}$ は第1、第2兩グリッドと、陰極と幅率に相當する値である。

故に陰極より出る總電子流 i_e は

$$i_e = G_1 \left(e_{g2} + \frac{e_{g1}}{\mu_2} + \frac{e_p}{\mu_1 \mu_2} \right) \dots\dots\dots(63)$$

の形となる。この i_e は陽極に流入する i_p と第1、第2兩グリッドへの i_{g1} と i_{g2} の和で

$$i_e = i_p + i_{g1} + i_{g2} \dots\dots\dots(64)$$

この中 i_{g1} 即ち制御グリッドに流れる電流は、普通の三極管におけると同様に、

無視出来るが、 i_{g2} の方は空間電荷グリッドに常に正電位が加はつてゐる故、輕視するわけにゆかぬ。然し e_{g2} は直接電源に結ばれて固定してゐるから、制御グリッド電壓 e_{g1} の變化に對する電流の變化量を考ふる場合には、 i_{g2} の變化を考慮の外において實用上差支へない。即ち

$$\Delta i_p = \left(\frac{di_t}{de_{g1}} \right) \Delta e_{g1} + \left(\frac{di_t}{de_p} \right) \Delta e_p = g_m \cdot \Delta e_{g1} + \frac{1}{r_p} \cdot \Delta e_p \dots\dots(65)$$

但し $g_m = \left(\frac{di_t}{de_{g1}} \right)_{e_p} = \left(\frac{di_p}{de_{g1}} \right)_{e_p}$: 相互コンダクタンス.....(66)

$$r_p = \frac{1}{\left(\frac{di_t}{de_p} \right)_{e_{g1}}} = \frac{1}{\left(\frac{di_p}{de_p} \right)_{e_{g1}}} : \text{プレート抵抗} \dots\dots\dots(67)$$

又この場合の綜合増幅率 μ は

$$\mu = - \left(\frac{de_p}{de_{g1}} \right) = \left(\frac{di_p}{de_{g1}} \right) = \left(\frac{di_t}{de_{g1}} \right) = \mu_1 \dots\dots\dots(68)$$

μ , g_m 及び r_p の間には明らかに

$$\mu = g_m r_p \dots\dots\dots(69)$$

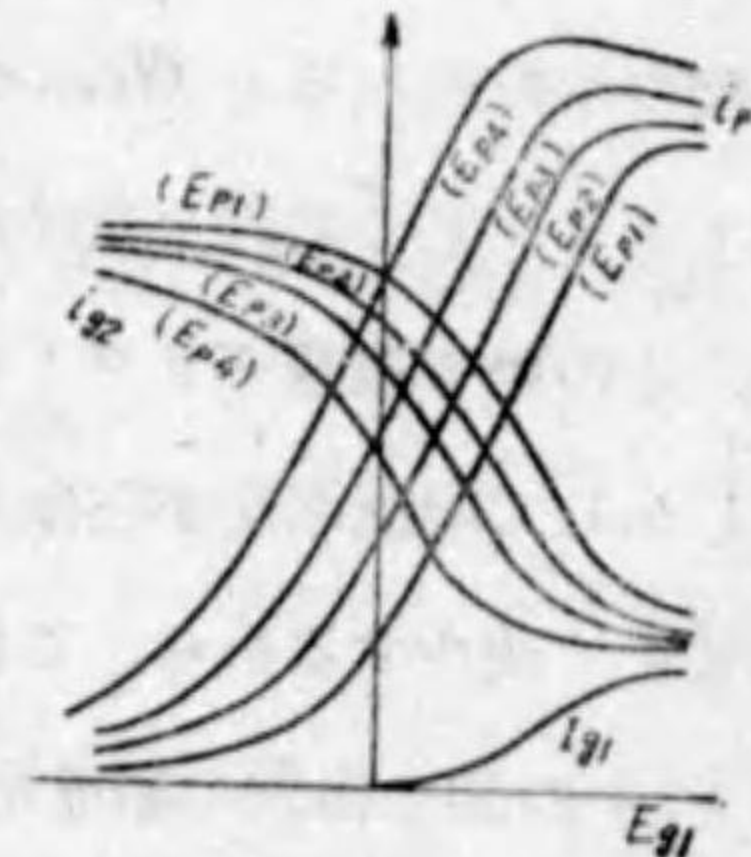
この種の四極管では、陰極が内側の第2グリッドの位置まで進出して來たやうな事情になるから、プレート抵抗が減じて、相互コンダクタンスが増す。

(65) 式に於いて Δe_{g1} が微小振幅の交流電壓 $\dot{\epsilon}_{g1}$ ならば Δi_p , Δe_p も交流波形となり、これらをそれぞれ \dot{i}_p , $\dot{\epsilon}_p$ で表はすと

$$\dot{i}_p = g_m \left(\dot{\epsilon}_{g1} + \frac{\dot{\epsilon}_p}{\mu} \right) \dots\dots\dots(70)$$

となる。

第53圖は、空間電荷グリッド四極管の特性の一例である。即ち第2(空間電荷)グリッドの電位 e_{g2} を一定とし、陽極電壓をパラメーターにとつて i_p , i_{g2} 及び i_{g1} の關係を測定したものである。制御グ

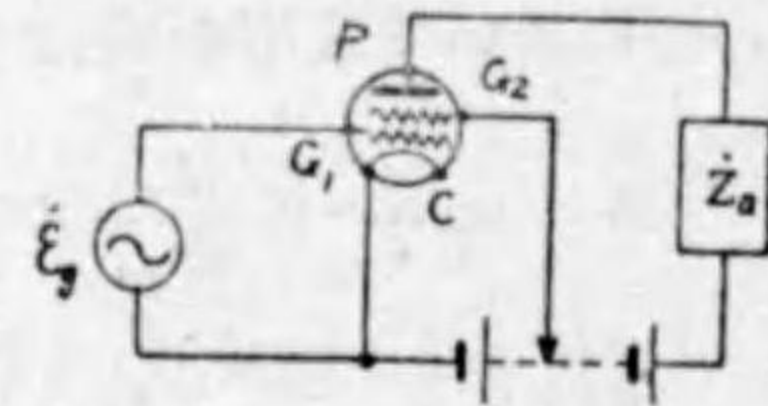


第53圖

グリッド電位が充分負のところでは、陽極電流は流れず、空間電荷グリッドにはほぼ一定の電流が流入してゐる。 e_{g1} が正の方へ寄つて行くにつれて i_p は増加し、 i_{o2} は次第に減少してゆく。 $e_{g1} > 0$ に及んで i_{o1} は初めて流れ出す。パラメータ e_p が高ければ i_p は大、よつて i_{o2} は小となる。

1.2 遮蔽グリッド四極管

四極管の内側のグリッドを、制御グリッドとして使ひ、外側のグリッドは直接電源に結んで、常時一



第54圖

定の電圧 ($e_{g2} < e_p$) を加へるやうにした真空管を、遮蔽グリッド真空管といふ。かくすれば陽極より發する電氣力線は、大部分この第2グリッドに終り、その網の目を抜けて、内側の第1グリッドに及ぶものは極く僅少となる。即ち第1グリッドと陽極とは、この第2グリッドによつて靜電的に遮蔽されるわけである。この意味から、第2グリッドを遮蔽グリッドと呼ぶ。

この遮蔽グリッドは直接電源に結ばれて、一定の電壓に保たれてゐるから、内側グリッドの電壓に変化があつても、或ひは陽極の電壓に変化があつても、各電氣力線は互に他の影響を受けない。換言すれば、陽極電壓變化の反作用が、制御グリッド側に及ばず、また制御グリッド電壓の變化は、陽極空間(第2グリッドと陽極との間)の電界分布に影響を與へない。即ち陽極と制御グリッドの間の靜電容量 C_{g1p} が、著るしく微小となる。(かかる四極管は大型のもので $C_{g1p} < 1 \mu\mu F$ 、小型のものになると $C_{g1p} < 0.01 \mu\mu F$ 程度である)。しかして陰極から出發して、第1グリッドで制御を受けた電子は、主として遮蔽グリッドによる電界で加速され、その勢で遮蔽グリッドの網の目を通過して陽極に至る。

しかして陽極電壓が陰極面上に及ぼす靜電作用が、この第2グリッドに遮られて著しく減少するから、これを制御グリッドの陰極面に對する靜電効果に比較すると、その間に格段の相違があり、従つて通常の三極管に比べると、増幅率が甚だ大きくなる。又プレート抵抗も甚だ大きくなる。増幅率について數式をもつて當

つてみると、次の如くである。

陽極電壓 e_p 、第2(遮蔽)グリッド電壓 e_{g2} 、第1(制御)グリッド電壓 e_{g1} の時の等價二極管(陽極の位置は、内側制御グリッドのところ)の陽極電壓は

$$+ \frac{q_{c g 2}}{q_{c g 1}} e_{g 2} + \frac{q_{c g 2}}{q_{c g 1}} \cdot \frac{q_{p c}}{q_{c g 2}} e_p$$

$$= e_{g 1} + \frac{e_{g 2}}{\mu_2} + \frac{e_p}{\mu_1 \mu_2} \dots \dots \dots (71)$$

但し $\mu_1 = \frac{q_{c g 2}}{q_{p c}}, \mu_2 = \frac{q_{c g 1}}{q_{c g 2}}$

従つて陰極よりの電子流 i_i は

$$i_i = G_2 \left(e_{g 1} + \frac{e_{g 2}}{\mu_2} + \frac{e_p}{\mu_1 \mu_2} \right)^{\frac{3}{2}} \dots \dots \dots (72)$$

故に綜合増幅率 μ は

$$\mu = - \left(\frac{d e_p}{d e_{g 1}} \right)_{i_p} = \frac{d i_i}{d e_{g 1}} = \mu_1 \mu_2 \dots \dots \dots (73)$$

$q_{c g 2} > q_{p c}$ 故 $\mu_1 > 1$, 又 $q_{c g 1} > q_{c g 2}$ 故 $\mu_2 > 1$, この兩者の積たる μ が μ_1 或は μ_2 より甚だ大きいことは當然で、實際 μ は100~1,000位になる。

e_p の微小變化 Δe_p 、 $e_{g 1}$ の微小變化 $\Delta e_{g 1}$ に對する陽極電流の變化量 Δi_p は

$$\Delta i_p = \left(\frac{d i_i}{d e_{g 1}} \right) \Delta e_{g 1} + \left(\frac{d i_i}{d e_p} \right) \Delta e_p$$

$$= g_m \Delta e_{g 1} + \frac{1}{r_p} \Delta e_p \dots \dots \dots (74)$$

この $\left(\frac{d i_i}{d e_{g 1}} \right)_{e_p}$ 即ち g_m は三極管の場合と變るところがないが、前述の通り r_p の方は著しく大 ($10^5 \sim 10^6 \Omega$) となる。 μ, g_m, r_p の間に

$$\mu = g_m r_p \dots \dots \dots (75)$$

の關係あることも言を俟たぬ。

$\Delta i_p, \Delta e_p, \Delta e_{g 1}$ を、それぞれ微小振幅の交流電流及び、電壓 $\dot{i}_p, \dot{e}_p, \dot{e}_{g 1}$

で代置すると (74) 式は次の形で表される。

$$\dot{g}_p = g_m \dot{e}_{g1} + \frac{1}{r_p} \dot{e}_p \dots\dots\dots(76)$$

さて遮蔽グリッド四極管の構造には、遮蔽グリッドが

(i) 陽極を包むか (第 55 圖 (a))

(ii) 制御グリッド側を蔽ふか (第

55 圖 (b)), (iii) 第二グリッドを他

の電極に比し著しく長大にするか

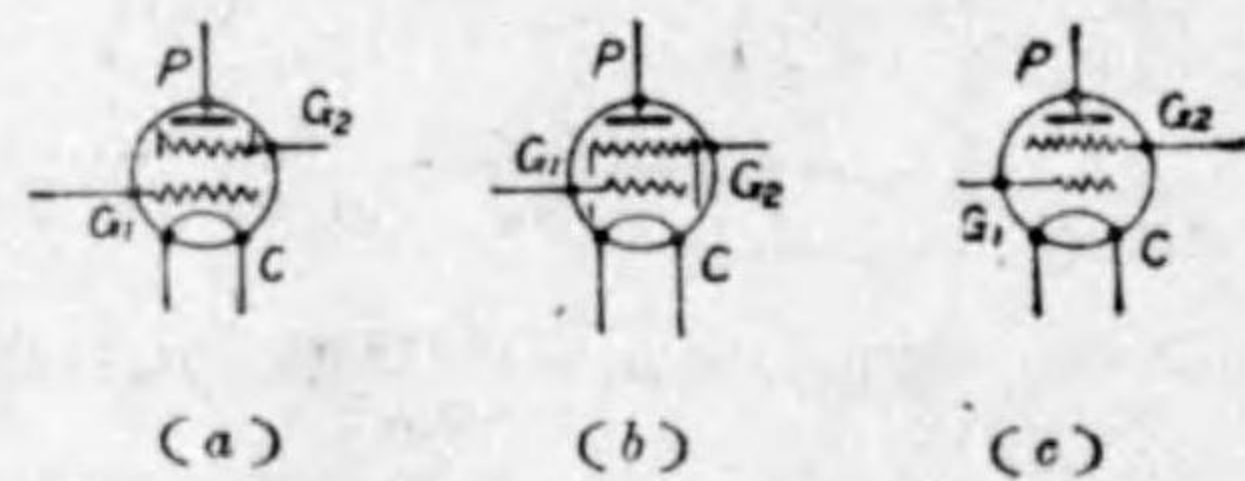
(第 55 圖 (c)) の方法がある。(i)

は日本及び米國の小型真空管、(ii) は歐洲型真空管に、(iii) は大型の真空管に見受けられる。

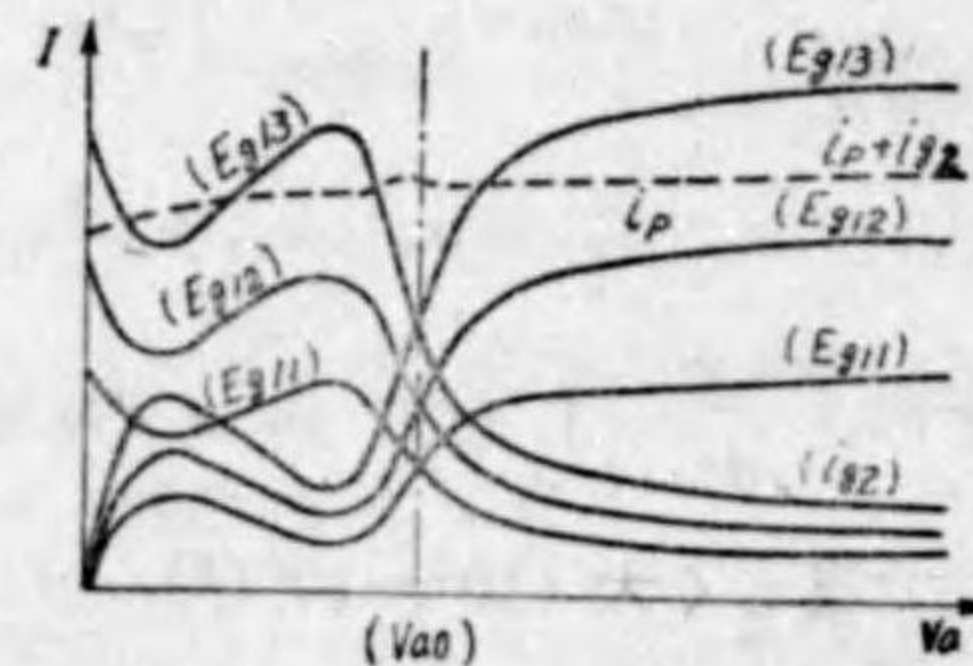
尙この遮蔽グリッド四極管に於いては、 $i_p - e_{g1}$ 特性を一體に $e_{g2} < 0$ の範圍に片寄せる目的から $\mu = \mu_1 \cdot \mu_2$ の中 μ_2 を比較的小さくとり、 μ_1 の方を大きくしてゐる。この爲には、内側の第 1 グリッドの網の目を比較的粗に、外側の遮蔽グリッドの方の目を密にする必要がある。この要求は前の空間電荷グリッド四極管の場合と逆であるので、同一四極管を空間電荷グリッド式に使つたり、又或る場合には遮蔽グリッド用として使ふ、即ち兩者兼用にすることは不得策である。

さて遮蔽グリッド四極管の特性曲線は、普通の三極管に比べると非常に變つてゐる。第 56 圖に示すものは、 e_{g2} を一定とし、 e_{g1} をパラメーターとして電子流對陽極電壓の關係を示したものである。陽極電壓の比較的低い邊での曲線の起伏は、二次電子放出

があるためである。即ち陽極電壓が第 2 グリッドより低い範圍では、陽極面から放出される二次電子は、より高電壓の第 2 グリッドに吸収され、それだけ陽極電



第 55 圖



第 56 圖

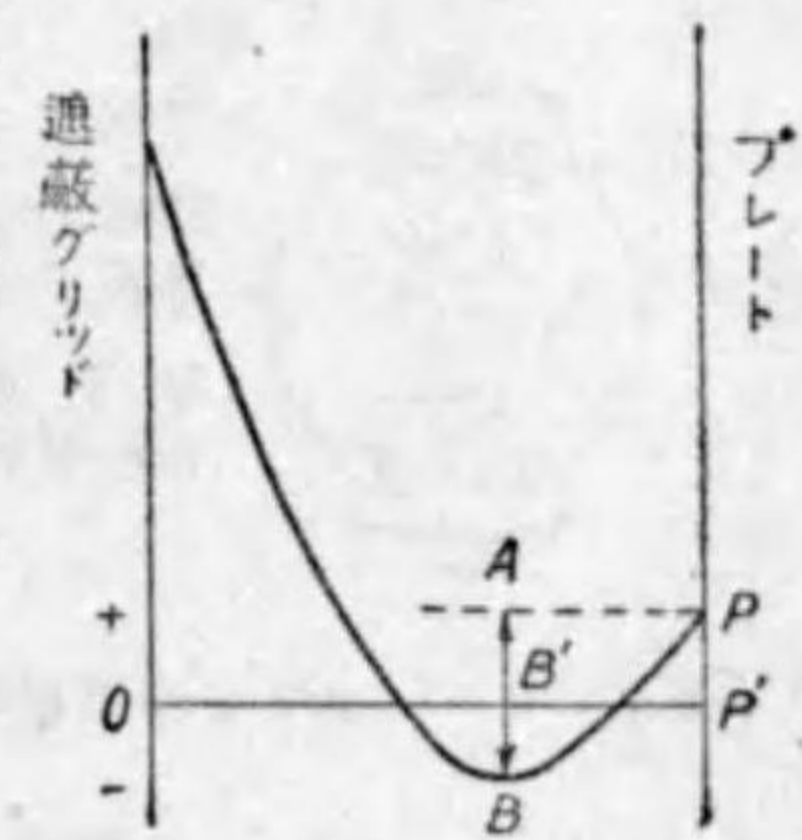
流は減少し、第 2 グリッド電流は増加することになる。二次電子放出の割合は、一次電子の速度により變化し、陽極電壓が 10 V 位になると、殆んど出なくなるので、特性曲線に山を生ずることになる。陽極電壓が第 2 グリッド電壓より高くなると、陽極から放出する二次電子は、最早や第 2 グリッドに捕へられずして再び陽極に歸る。のみならず逆に第 2 グリッドの表面から出る二次電子が陽極にとられ、遮蔽グリッド電流はそれだけ減少し、電流値が負になることもあるが陽極電流は増加する。

以上により、この種の四極管では動作域が特性不規則でない $e_p > e_{g2}$ の範圍に限定されることが分る。これが遮蔽グリッド四極真空管の缺點である。

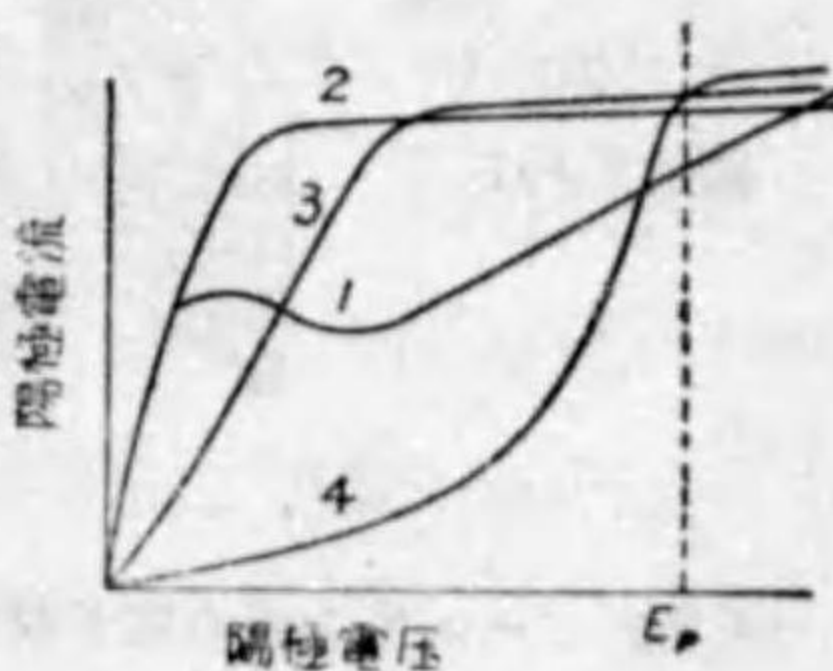
1.3 ビーム出力管

第 2 節で述ぶる如く、五極管は第 3 グリッドを挿入して、陽極と第 2 グリッドとの間に充分低い電位の谷を作ることにより、二次電

子放出による四極管特性の起伏をなくしたものであるが、ビーム出力管は空間電荷を利用して、理想的な特性を得んとしたものである。即ち空間電荷は負電荷電子の集合體であるから、濃厚な空間電荷が存在すれば、その邊の電位は降下する。即ち第 57 圖に示すやうに、空間電荷の増加に伴つて、最初直線状であつた兩極間の電位分布の中央部分は、漸次低くなり、遂には最低電位の部分を生ずる。かくして遮蔽グリッド或ひは陽極から放出された二次電子は、これに阻まれて元の電極に戻る他ない。従つて二次電子放出現象は、現れないこととなる。さて遮蔽グリッド四極管に於いて、他の寸法を一定にしたまま、單に陽極と遮蔽グリッド間の距離を變へると、第

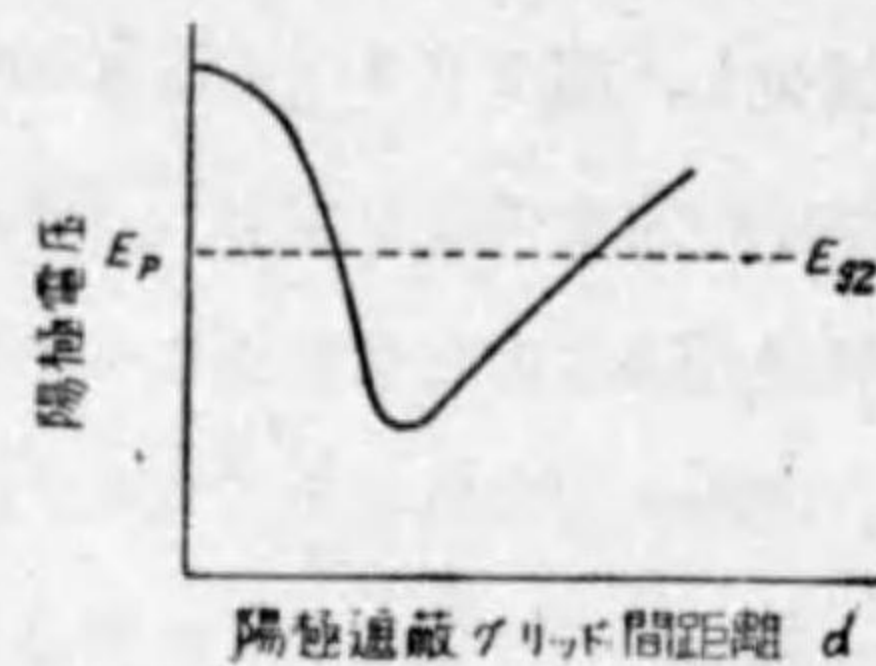


第 57 圖



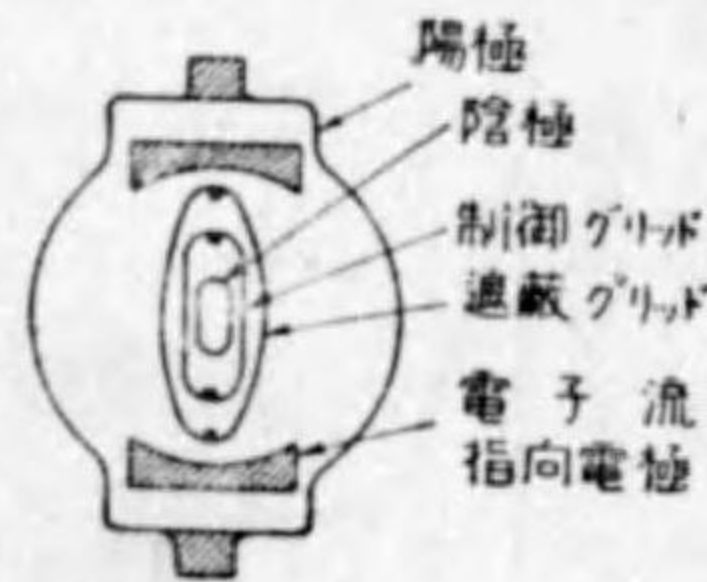
第 58 圖

58 圖の如き現象が起る。1, 2, 3, 4 は順次に距離を遠くした結果で、1 ではまだ二次電子の影響が見られるが、2 は理想的四極管と似た特性を示し、更に距離が大となれば、今度は特性曲線は次第に右の方に移動し、電流變化の形も緩かとなつてくる。4 では最低電位



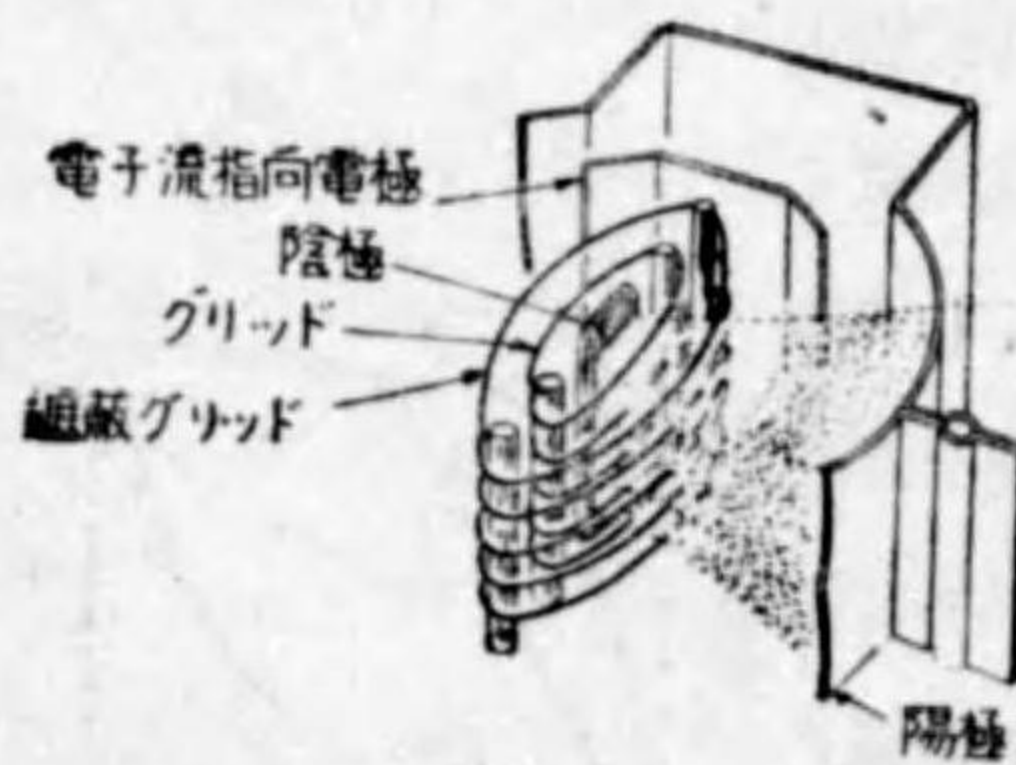
第 59 圖

点が、陰極電位以下に下つたため、陽極電流は 3/2 乗の法則に従ふこととなる。陽極と遮蔽グリッド間の距離 d と電流の飽和しはじめる陽極電圧との間には、第 59 圖の如き関係があり、これに相当した、最適距離と稱すべき点がある。この型の四極管は長距離管と稱し、第 3 グリッドを必要としない五極管、或ひは二次電子現象を抑制した四極管と呼ぶことが出来る。しかるにこの最適距離は相當に大であ



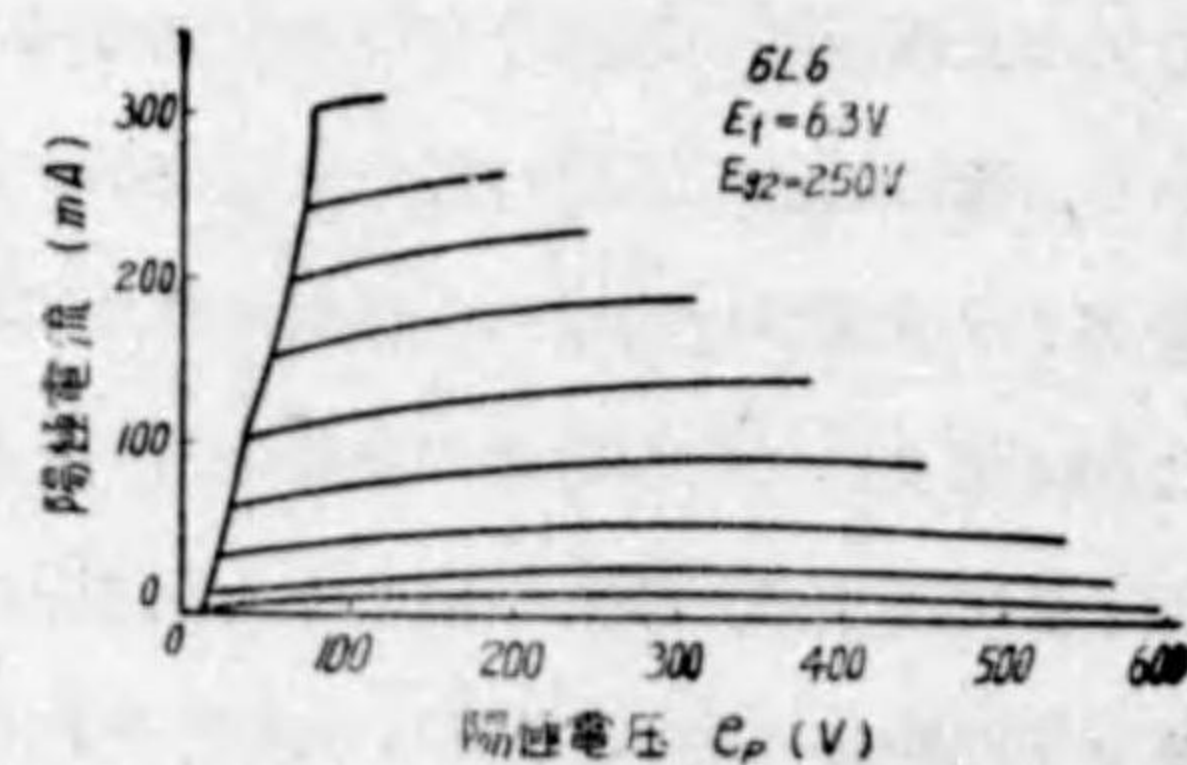
(a) ビーム出力管の電極配置

つて、普通の小型真空管にそのまま應用することは困難である。最適距離を小にする方法は、空間電荷の密度を増加すればよい。即ち電極の形を適當に選び、電子を集束すれば、濃厚な空間電荷を作ることが出来る。しかもこの方法によれば、電極間の距離をさほど増加しなくてもよい。第 60 圖はかく



(b) ビーム出力管の電子指向状態

第 60 圖



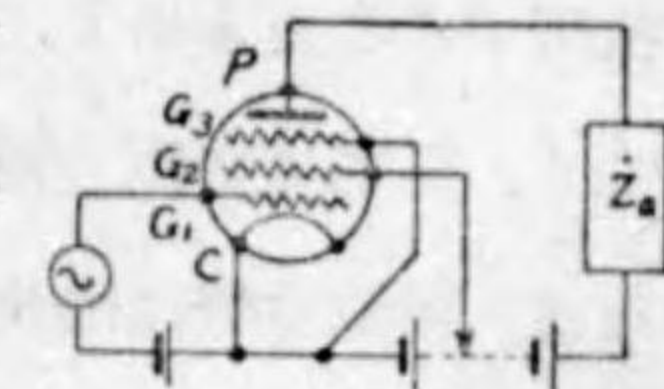
第 61 圖 ビーム出力管 6L6 の特性

の如き構造の新しい四極管 6L6 の電極配置を示すもので、制御グリッドと、遮蔽グリッドとは楕圓形をなし、傍らにある電子集束電極と共に、陽極の一方向に向つて電子を集束する。制御及び遮蔽グリッドは、同一の捲数を有し、互に重ね合はされてゐるから、電子レンズが構成され、電子流は陰極を含む平面内に於いても集束される。

かかる構造の結果として、6L6 の特性曲線は第 61 圖に示す如く、二次電子の影響は完全に除去され、理想的四極管の特性に近く動作も非常によい。

第 2 節 五 極 眞 空 管

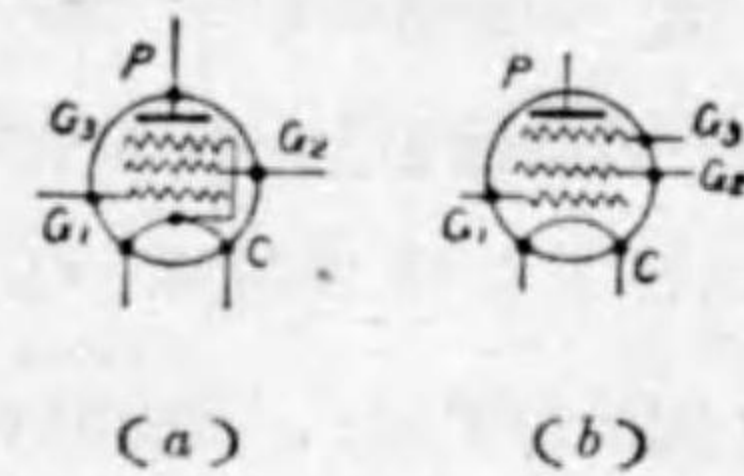
五極真空管は、遮蔽グリッド四極管における遮蔽グリッドと、陽極との間に更に一個のグリッドを追加したもので、陰陽兩極と三個のグリッドと、都合五個の電極を有する。この第 3 グリッドは前節で述べた遮蔽グリッド四極管に、二次電子放出の影響があつて、その特性が陽極電圧の低い處で起伏を生じ、この邊が使ひものにならぬ缺點を有するので、これを改良せんがために増設されたものである。即ち陽極と遮蔽グリッドの間に、グリッドを一個増設して、これを第 62 圖に示す通り、陰極に接続する。然らば遮蔽グリッド、或は陽極から放出された二次電子は、これに阻まれて又元の電極に戻る外ない。しかし陰極か



第 62 圖

ら陽極へと飛行する電子は、遮蔽グリッドの高電位で加速されてゐるから、この第 3 グリッドの網の目をも、よく通過することが出来、一旦ここを通り抜けさへすれば、そこに陽極電界が存在して、忽ち陽極へと吸収される。この意味から、新に設けた第 3 グリッドを抑制グリッド (Suppressor grid), 又は地氣グリッド (Earth grid) と名づける。かくして特性曲線の起伏は、見事になくなり、陽極電圧が低くてもよいやうになつた。即ち陰極から出た電子を陽極へと驅る原動力が、三極管では陽極電圧であつたが、五極管では、遮蔽グリッド電圧がこれ

を行ひ、陽極はこの遮蔽グリッドで加速されて、抑制グリッドの網の目を潜り抜けて来た電子を收容すれば宜い。故に陽極電圧が相當低くなつても働くからその



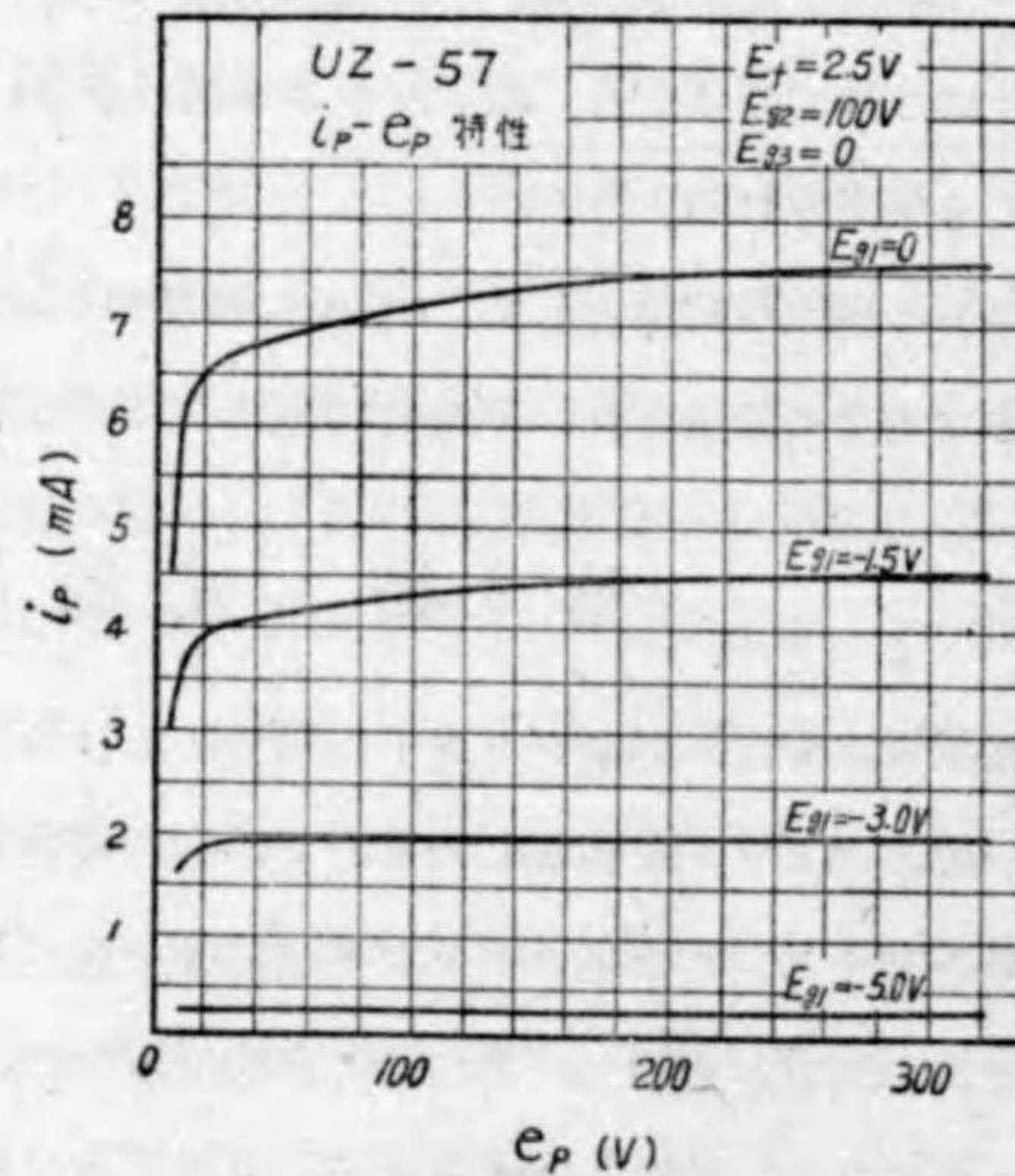
第 63 圖

動作範囲が、普通の遮蔽グリッド四極管よりも廣い、また遮蔽グリッド電圧を充分にあげて、電子を驅ることが出来るので、陽極回路の能率はそれだけ高い。

五極管の第3グリッドは、第63圖 (a) の如く、管内で陰極に接續することもあり、又 (b)

の如く、外部で陰極と結んで使ふこともある。

なほ五極真空管には使用目的から、高周波増幅(電圧増幅)或ひは検波用と終段の出力用(電力増幅)と、二種類あつて、遮蔽グリッド即ち第2グリッドの構造に多少の相異がある。前者は増幅率が大で、遮蔽効果を充分にあげる必要がある。後者は増幅率はさほど高くなく遮蔽グリッドの構造も簡單で宜しい。五極管の特性の一例は、第64圖に示す通りである。



第 64 圖

第 8 章 受信用真空管の種類

第 1 節 二極真空管

受信用二極真空管には、次の種類がある。

- (1) 整流用二極管 (2) 検波用二極管

先づ整流用二極管には、半波整流用及び兩波整流用があり、全波整流用は、半波整流用二組を、同一容器内に収めたものである。半波整流用としては 12F, 80B, 81 (以上直熱型) 及び 1-V, 12Z3 (以上傍熱型) 等があり、全波整流用としては 80, 5Z3 (以上直熱型) 及び、6Z4, 25Z5 (以上傍熱型) 等がある。25Z5 は、トランスレス受信機用倍電圧型整流管である。

次に検波用二極管としては、6H6 がある。これは複二極金屬真空管で検波専用管であるが、二極管と増幅管とを同一容器内に収めたものに、55, 85, 2A6, 75, 2B7, 6B7 等がある。

第 2 節 三極真空管

三極真空管は、早くより受信機に廣く使用された。初期に於いては、201A, 199 等の、トリウム-タングステンフィラメントのものが使用されたが、後に酸化物被覆フィラメントの 112A が盛んに使用され、三極管全盛時代を作つた。その後エリミネーター受信機の出現と共に、傍熱型陰極のものが多數使用されるやうになつた。この當時の三極管は、所謂一般用と稱するもので、何れの用途にも用ひられるものであつたが、最近にはその改善が行はれた他に抵抗増幅用のもの、電力増幅用のものが發達した。

現在用ひられてゐる三極真空管の主なるものは、次の通りである。

109, 110, 166B 30, 31, 40 等は電池用で 56, 27B 26B, 37, 76, 12A,

等は一般用, 31, 71 A, 45, 2A3, 6A3 等は電力増幅用の代表的なものである。

第3節 多極真空管

3.1 四極真空管

前述の如く, 空間電荷グリッド四極管, 遮蔽グリッド四極管及びビーム出力管の三種類がある。

空間電荷グリッド四極管は, 内部抵抗が比較的小さく, 低い動作電圧で働くところから携帯用の受信機の如く, 高い電圧を自由に得られない場合に用ひて便利である。

111 や 111 B 等がこれである。

遮蔽グリッド四極管は, 特性上の缺點即ち二次電子放出に基く特性の起伏のため, 次第に五極管におき代へられんとしつつある。現在 22, 32 (電池式) 及び 24 B, 35, 36 等がある。

ビーム出力管は電力感度極めて大きく, 五極管の場合に大なるところの奇数高調波が減り, 遮蔽グリッド電流が激減する等, 特性上優秀な点が多く, 出力管として将来極めて有望である。ビーム出力管の特性は, 既に第61圖に示した如く, 非直線歪を増すことなく, 陽極電圧の低い部分まで利用し得る。6L6 の大きさは普通の受信管と大差はないが, 一個で 11.5 W, プッシュプルにすれば最大 60 W の出力を與へることが出来る。

なほ動作は三極管であるが, 電極数四つを備ふる電力増幅用の二グリッド四極管がある。これは二つのグリッドの接ぎ方を變へることによつて, A 級増幅にもまた B 級増幅にも用ひられる真空管である。即ち第1グリッドを制御グリッドとし, 第2グリッドを陽極と一緒に接続すると, 増幅率の低い一つの三極管が出來, 適當なバイアスを與へて A 級増幅に使用する。又二つのグリッドを一緒にし

て, 制御グリッドとすると増幅率の高い一つの三極管が出来る。これはバイアスを與へずして用ひる B 級増幅に適する。この種の真空管には 46, 49 等がある。

3.2 五極真空管

四極真空管の缺點を除去した五極真空管は, 現在非常に廣く用ひられてゐる。前述の如く, 高周波増幅或ひは檢波用五極管と, 終段電力増幅用の二種類ある。

高周波増幅或ひは檢波用の五極管は, 陽極制御グリッド間の静電容量の小なる點, 内部抵抗の高い點に於いて, 遂に四極管に勝つてゐる。現在あるものは, 134 (電池式), 57, 58, 77, 78, 6C6, 6D6, 6J7 (金屬管), 6K7 (金屬管), 44 等である。

終段電力増幅用の五極管は, 第三高調波が比較的多く出る缺點はあるが, 同一の無歪出力を得るのに三極管に比して, その數分の一のグリッド入力電圧で足りるので, 受信機設計上非常な貢獻を與へてをり, 多く實用に供されてゐる。

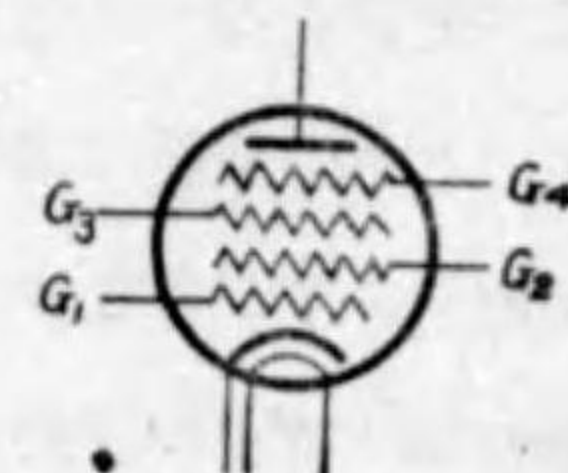
133, 169, 169 B, 38 (以上電池式), 41, 42, 43, 47 B, 2A5, 6A4, 89, 6F6 (金屬管) 等がある。

なほ3グリッド可變特性の五極管に 59 がある。これは第2, 第3グリッドを陽極に接続して, 三極 A 級増幅に, また第1と第2グリッドとを結び, 第3グリッドを陽極に結び, 三極 B 級増幅に, また普通に五極管として A 級増幅にも用ひることが出来る。

3.3 六極管

陰極と陽極との間に, 四個のグリッドを配置した六極管は, スーパーヘテロダイ

ン式受信機の混合管として使用される。第65圖に於いて, 陰極とグリッド G_1, G_2 とは發振用三極管部分を形成し, G_3 は遮蔽グリッド, G_4 は制御グリッドで, G_3 には正電位を與へる。従つて發振部分の三極管を假想的陰極と考へれば,



六極管は一種の空間電荷グリッド四極管と見做すことが出来る。三極管部分で周波數 f_1 を發振し, 制御グリッドに周波數 f_2 なる入力信

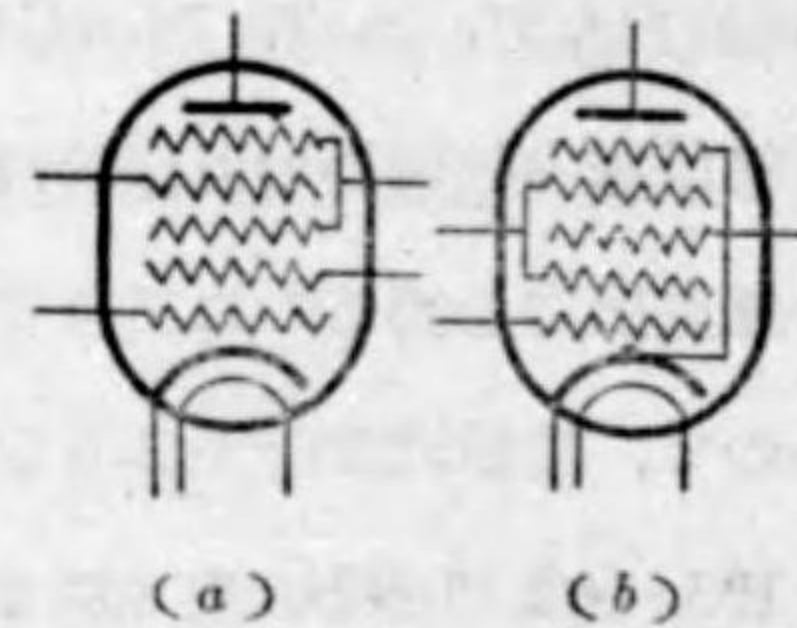
第65圖 六極管

號を與へれば、陽極回路には、 $f_2 - f_1$ なる中間周波數の電流分を生ずる。故にこれをスーパーヘテロダインの混合管または周波數變換管として用ひることが出来るわけである。獨逸では、この種の管が實用に供されてゐる。

3.4 七極管及び八極管

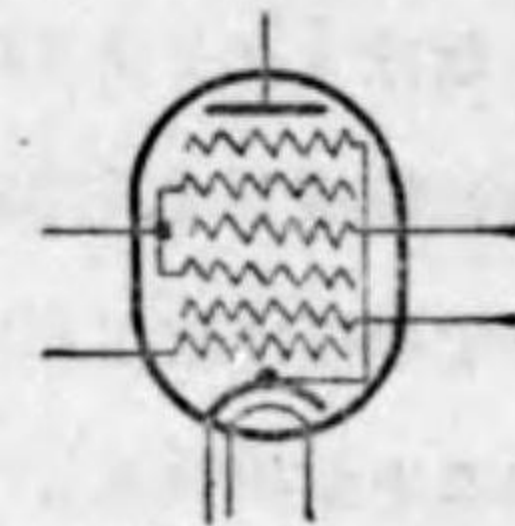
前節の周波數變換用六極管は、制御グリッド(G_4)プレート間の容量が大きく、三極管の有する缺點を有するが故に、これを補償するために、陽極と制御グリッドとの間に一極を挿入した七極管、更にこの遮蔽グリッドと陽極との間に一極を挿入して、これを陰極に結んだ八極管が作られ、何れも混合管として愛用されてゐる。即ち七極管は一種の四極管、八極管は五極管を考へればよい。

我が國及び米國では専ら七極管、歐洲では八極管が實用に供されてゐる。第66圖は七極管の電極配置、第67圖は八極管の電極配置を示す。



第 66 圖 七 極 管

以上のやうな周波數變換用真空管に於いて、中間周波出力電流と入力信號電壓との比を、變換コンダクタンスと稱し、かやうな真空管の性能を比較するのに重要な定數としてゐる。



第 67 圖 八 極 管

さて七極管及び八極管は放送波長の程度では、回路を簡單にすることが出来て、便利であるが、20 m 以下の短波になると、變換コンダクタンスの値が減少し、且つ感度を上げようとするれば、發振周波數の變動を生ずる傾向がある。最近この缺點を防ぐ爲に、局部發振器を別に設けて、これを供給する周波數變換用七極管が作られた。第66圖 (b) は、その電極配置を示す。第1グリッドに入力信號、第3グリッドに局部發振電壓を與へ、第2及び第4グリッドは遮蔽グリッド、第5グリッドは制御グリッドである。

七極管で、我が國に多く用ひられてゐるものは、2A7、6A7 である。

3.5 可變増幅率真空管

三極管に於いて制御グリッド、陰極間の距離、又はグリッドの線間距離を不均一ならしめれば、その特性は幾つかの三極管の重疊したものと考へられる。かやうな真空管の特性は、その増幅率及び相互コンダクタンスが動作點、即ち制御電壓の大きさによつて變化するので、これを可變増幅率真空管といふ。

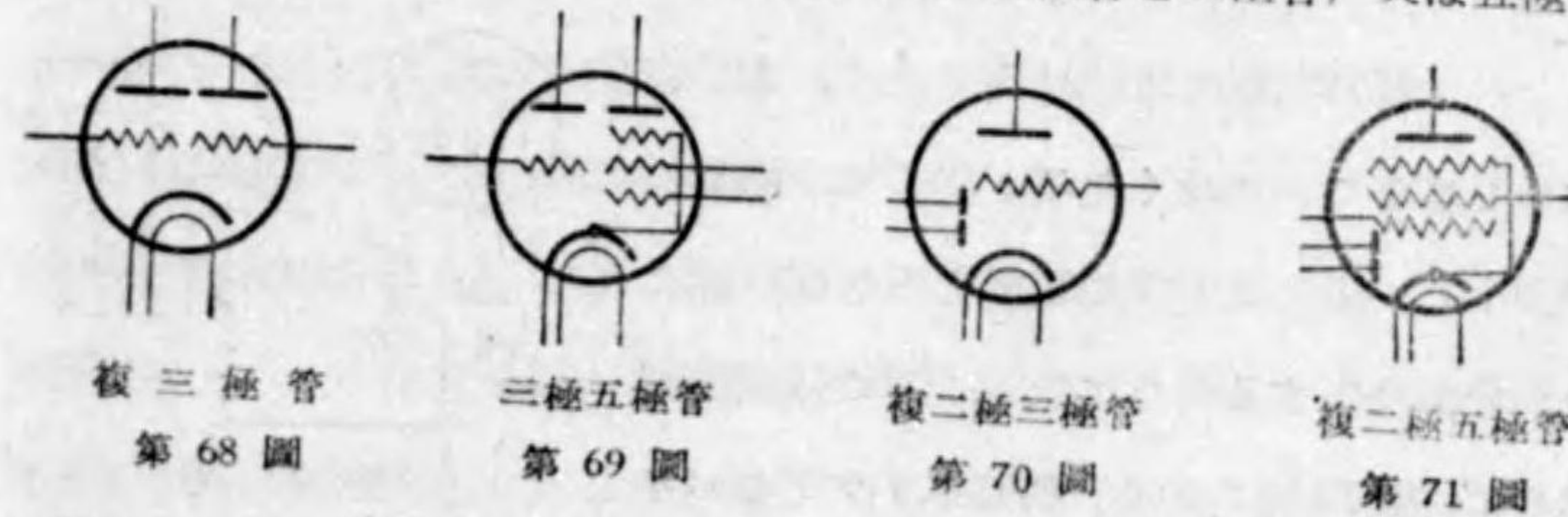
かやうな特性は、四極以上の多極管に多く實用され、小なる信號に對しては増幅度を大きく、大なる入力信號に對しては増幅度を小さく、結局信號電壓の大小に拘らず、一定の増幅をなし得ること、即ち自動音量制御を行ふことが可能であるので高周波または中間周波増幅管に用ひられてゐる。

134 (電池式) 35, 58, 39, 78, 6K7 (金屬管) 等は可變増幅率真空管である。

第 4 節 複 合 管

多數の真空管を使用する最近の受信機では、真空管の占める容積を減少させる目的、又は真空管相互間の距離を減らす爲に、二個または三個の真空管要素を、同一容器内に封入した方が便利である。これが所謂複合管または組合管であつて、使用上の便宜以外に、理論的に興味あるものではない。

例へば三極管二個 (第68圖)、又は四極管二個を同一容器内に入れたもの、三極管と五極管の組合せ (第69圖)、或は二個の二極管と三極管、又は五極管を共



通の陰極の周圍に配置した複二極三極管 (第70圖)、複二極五極管 (第71圖) 等が作られてゐる。複二極三極管及び複二極五極管の複二極管の一方は檢波器、他は自動音量制御用の整流器として使用せられ、或は又二つを並列に接続して、檢

波と音量制御を兼ねさせることも出来、また検波に用ひる場合に二つの二極管を用ひて、兩波整流を行はせることが出来る。而して三極管、又は五極管は増幅に用ひられる。

現在多く用ひられてゐる複二極三極管は、55, 75, 85, 2A6 等で、複二極五極管は 2B7, 6B7 等である。

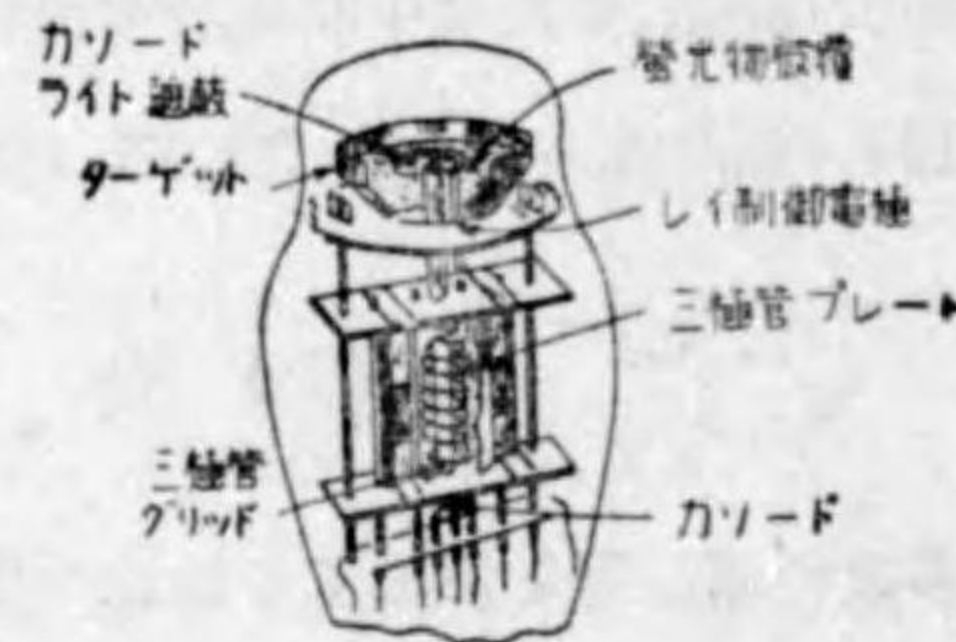
附、同調指示管 自動音量制御を行ひ得る受信機に於いて、受信電波に同調してゐるか否かを示すのに用ひられる、特殊の眞空管が作られてゐる。第72圖に示す如く、三極管の上に小型の陰極線管が配置

せられ、これには三極管部から延長して來た陰極、三極管の陽極に接続された電子束制御電極、並びに螢光物質を塗布した摺鉢型のターゲットがある。陽極とターゲットの間に抵抗 R を入れ、ターゲットに正電位を與へれば、

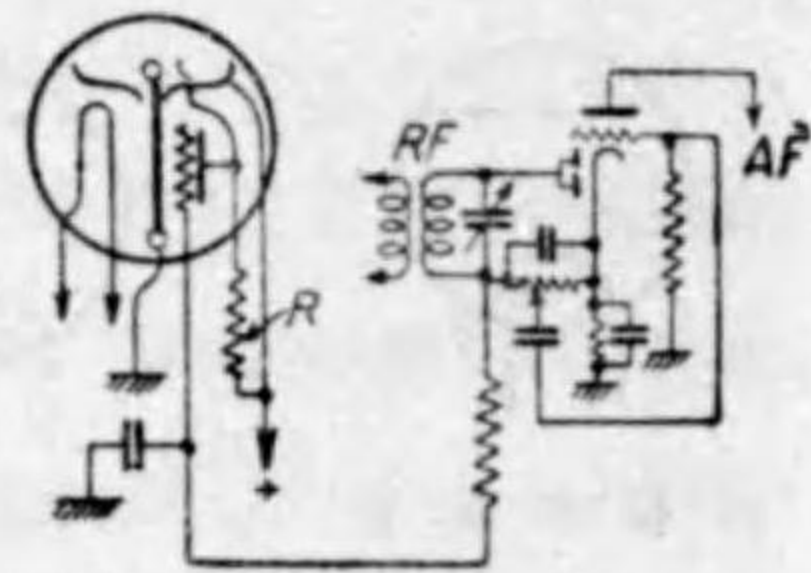
レイ制御電極の電位は、陽極電流による R の電壓降下だけターゲットの電位より低くなり、その電位に応じて、陰極からターゲットに向ふ電子を偏光せしめる。かやうにして、制御電極の背後にあるターゲットに、螢光を發しない扇形の部分が出来

るから、電子制御電極の電位は高くなり、電子束を偏光せしめることが少くなる。従つて、扇形の角度が減少し、更に充分偏倚電壓を増せば、遂には影の部分が消失するやうになる。その代表的回路を示せば、第73圖の如く、制御グリッドのバイ

アス電壓を自動音量制御からとればよい。かやうな同調指示管を、通稱マジックアイ（魔法の目）と呼んでゐる。



第 72 圖



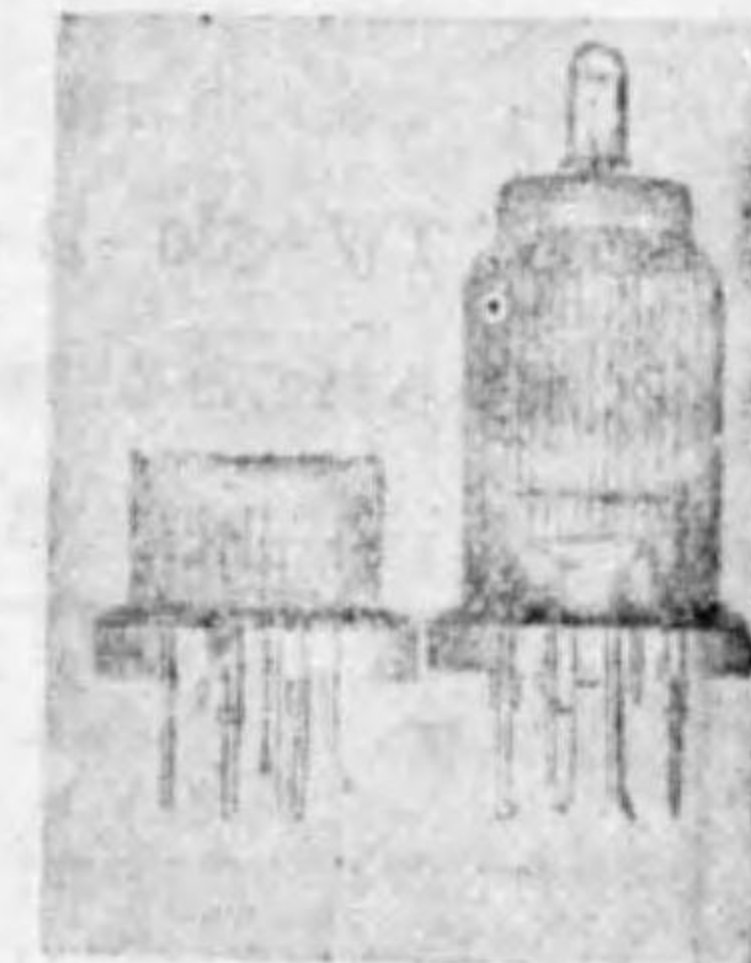
第 73 圖

第 5 節 金属眞空管

はじめ英國で、Catkin と稱する受信用眞空管が作られたが、これは送信用眞空管の水冷式銅陽極を小型にし、空氣冷却を行ふ考案であるが、銅管と硝子との接合は、多量生産を要する場合には不適當なので、間もなく餘り用ひられなくなつた。

これに代つて出現したものは、全金属眞空管であつて、水冷式や Catkin 型の如く、陽極をそのまま眞空容器とするのでなく、兩極を圍む外圍器として、ガラスの代りに金属を使用するものである。この方式によるものは、導線を封入する部分だけに極めて少量のガラスを用ひ、他は全部鐵を用ひる。ガラスと接合する部分には、フェルニコ (Fernico) 又はコバル (Kovar) と稱する、高温度に於いて硝子と膨脹係數の等しい合金を使用し、これを鐵製のヘツダーに抵抗熔接を行ふ。ガラス型では、ガラスのステムを用ひるが、全金属型では、ヘツダーをステムの代りに使用し、この上に電極を組立て、鐵製の外廓を被せて、合せ目を抵抗熔接によつて完全に眞空を保つやうに封する。

金属眞空管は、第74圖にその構造を示す如く、從來の眞空管に比し、非常に密に出来てをり、また電極の取付けが丈夫に出来てゐるため、機械的に因る雑音の發生が少い。また電極の導入線が短いため、電極間の静電容量が少くなり、周波數の高い場合にも都合がよい。なほ金属管の外圍器は、容器として



第74圖 金属眞空管の X線寫眞

第9章 送信真空管

第1節 二極真空管

最近熱陰極水銀蒸氣整流管の進歩が目覚ましく、送信機には整流用二極真空管は餘り使用されぬ傾向にある。但し特殊の目的のためには、電壓降下の小なるものが研究されてゐる。

第2節 三極真空管

大型管中現在最も多く、且つ出力大なるものが製作されてゐる。小出力のものは空冷式、大出力のものは水冷式に作られてゐる。

水冷式電力増幅管としては、組立式 500 KW のものが英國で作られ、我が國でも、400 KW (TW-514-A) のものが試作された。我が國で現在實用に供されてゐる最大のものは、UV171 (出力 150 KW) である。

また近來、短波大出力管に対する要求が多くなり、この方面の三極真空管も作られてゐる。TW-530-B (60KW) は最も出力の大きい優秀品である。

多く用ひられてゐる三極真空管をあげれば、第4表の如くである。

第4表 送信用三極真空管一例

| 名 稱 | フィラメント | | 公稱出力 (W) | 増幅率 | 相互コンダクタンス ($\mu\Omega$) | 備 考 |
|---------|--------|-------|-------------------|-----|---------------------------|-----|
| | 電壓(V) | 電流(A) | | | | |
| SN-146 | 13.0 | 25.0 | 1,500 | 10 | 3,300 | |
| SN-161 | 22.0 | 25.0 | 3,000 | | | |
| SN-167 | 24.0 | 75.0 | 20×10^2 | 10 | 4,700 | 水 冷 |
| UV-169 | 33.0 | 210 | 150×10^3 | 28 | 23,000 | 水 冷 |
| UV-171 | 43.0 | 500 | 350×10^3 | 14 | 3,000 | 水 冷 |
| UX-202A | 7.5 | 1.25 | 8 | 8 | 1,600 | |
| UV-203A | 10.0 | 3.25 | 75 | 23 | 3,500 | |

| | | | | | | |
|---------|------|------|------------------|----|--------|-----|
| UV-204A | 11.0 | 3.85 | 350 | 24 | 4,000 | |
| SV-205A | 11.0 | 8.0 | 800 | 13 | 7,500 | |
| UV-207B | 22.0 | 52.0 | 15×10^3 | 56 | 7,000 | 水 冷 |
| UV-211A | 10.0 | 3.25 | 75 | 12 | 4,000 | |
| SV-609 | 19.0 | 52.0 | 5×10^3 | 25 | 3,600 | 水 冷 |
| UV-849 | 11.0 | 5.0 | 500 | 22 | 6,300 | |
| UV-851 | 11.0 | 15.5 | 1,250 | 19 | 14,000 | |

第3節 多極真空管

3.1 四極真空管

水晶發振器の緩衝器、中介増幅器、變調器等に中和回路を要せずして使用し得るので賞用されてゐる。出力は一般に最大 1.5 KW 位までであるが、特殊の水冷式構造にしたもので、3.5 KW のものが作られてゐる。第5表は、四極真空管の例を示す。

第5表 送信用四極真空管一例

| 名 稱 | フィラメント | | 公稱出力 (W) | 増幅率 | 相互コンダクタンス ($\mu\Omega$) | 備 考 |
|---------|--------|-------|----------|-----|---------------------------|-----|
| | 電壓(V) | 電流(A) | | | | |
| UV-812 | 10.0 | 6.0 | 250 | 170 | 1,550 | 0.4 |
| UV-814 | 10.0 | 3.25 | 50 | 140 | 1,250 | 1.1 |
| UV-822 | 11.0 | 75 | 3,500 | 180 | 1,500 | |
| UX-860 | 10.0 | 3.25 | 125 | 280 | 1,300 | 0.3 |
| UV-861 | 11.0 | 10 | 750 | 270 | 1,900 | 0.3 |
| UX-865E | 7.5 | 1.2 | 10 | 32 | 640 | |

ビーム出力管 ビーム出力管が、電力増幅管として優秀なことは前にも述べた通りであるが、現在出力數ワット乃至 250 W 位のもので作られてゐる。ビーム出力管は、送信用としては高周波増幅、周波數選倍、發振または變調用として性能良好である。

3.2 五極真空管

管内静電容量に依る自勵振を中和法によらずに防ぐので四極管は絶大なる成功

を収めたが、陽極電圧が遮蔽グリッド電圧より低い所では二次電子放出のため特性が頗る亂れるので、陽極電圧振幅の大きい、従つて能率のよい増幅には用ひられない。この缺點を補ふ爲に遮蔽グリッドと陽極の間に抑制グリッドを入れた五極管が發達して送信用に盛に用ひられるやうになつた。

送信用五極管の抑制グリッドは初期には陰極と同電位におくやうにされてゐたが、この電圧を正又は負に変化させることによつて、その送信管の發振出力又は増幅出力を略々直線的に且

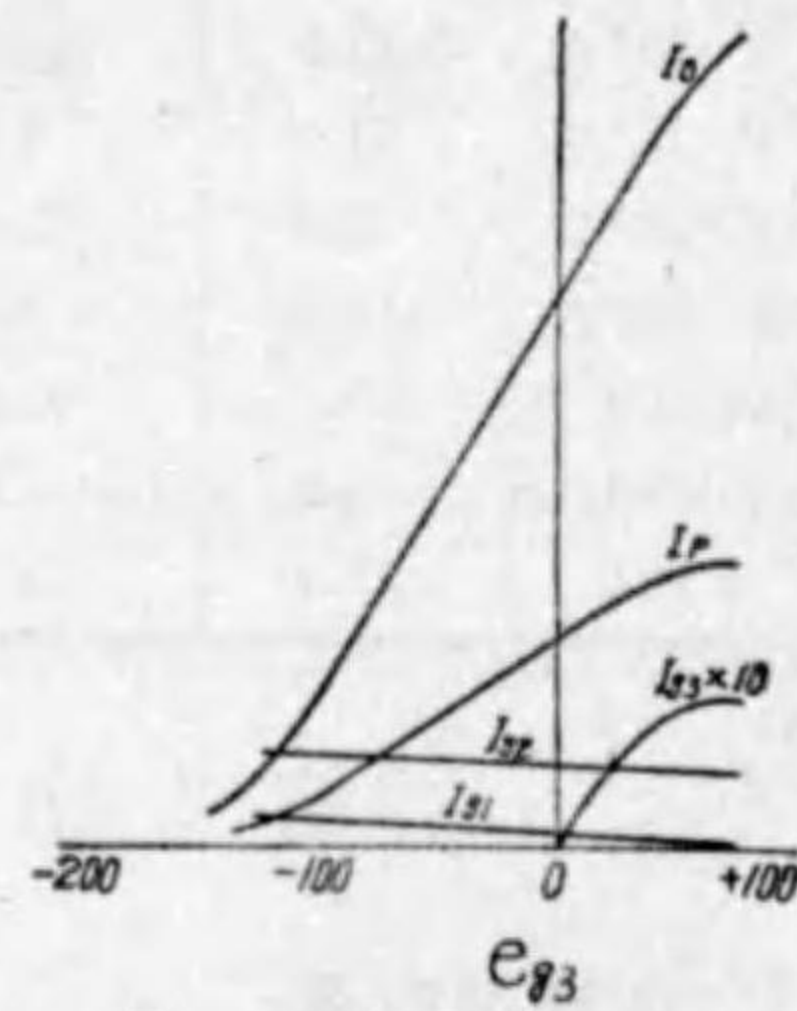
つ廣い範圍に変化させ得ることといふことが見出されるに及び、抑制グリッドに音聲入力を加へて變調を行ふ、所謂抑制グリッド變調が行はれるやうになつた。この方法による

第 6 表 通信用五極真空管の一例

| 名 稱 | フィラメント | | 出力 (W) | 増 幅 率 | 相互コンダクタンス ($\mu\Omega$) |
|---------|--------|-------|--------|-------|---------------------------|
| | 電壓(V) | 電流(A) | | | |
| UY-510A | 10.0 | 1.25 | 25 | 200 | 2,700 |
| UY-510B | 6.0 | 1.05 | 15 | 230 | 2,700 |
| UY-511B | 7.5 | 3.0 | 60 | 1,300 | 3,200 |
| UV-1083 | 10.0 | 6.0 | 210 | 120 | 1,100 |
| UV-1085 | 10.0 | 5.0 | 200 | 870 | 3,800 |

と音聲入力が頗る僅少で完全な變調が得られるから、從來相當な容積を占めた音聲周波増幅器、變調器等が省略され、送信機を頗る小型にすることが出來て便利などところからこの目的の送信用五極管が發達しつつある。

この種五極管としては UY-510A, UY-510B, UY-511B, UV-1083, UV-1085, UV-1087, MC-538-C, MC-539-A, MC-543-A, MD-546-C, MC-555-A, MC-643-D 等がある。



第 75 圖 五極管抑制グリッド變調特性

I_a = 振動電流
 I_p = 陽極直流電流
 I_{g2} = 遮蔽グリッド電流
 I_{g1} = 制御グリッド電流
 I_{g3} = 抑制グリッド電流

第 10 章 超短波用真空管

近年波長 10m 以下 (30MC 以上) の所謂超短波が通信用その他テレビジョン等に頗る注目されて來て、これに對する特別な真空管が作られるやうになつた。

真空管の動作すべき周波数が、極めて高くなれば、電極の構造につき次の諸點を考慮しなければならぬ。

(i) 回路形成 外部回路の定數を、なるべく小さくしなければならないが、電極自體が静電容量、誘導等を有するから、使用周波数は、電極引出線を硝子部分で短絡した場合より大ならしめ得ない。従つて周波数を、大ならしめんとすれば、出来るだけ電極配置の形成する静電容量、誘導等を小さくする必要がある。

(ii) 電子の飛翔時間 普通の高周波では、電子の有する運動の慣性は問題にならないが、超短波に於いては、電子の飛翔時間は交流の周期に比して閉却し得なくなる。例へば、陽極に任意の超高周波の電位を加へた場合に、その位相は電子が陰極から、陽極まで飛翔する時間内に變つてしまふ。

今飛翔時間を T , 使用周波数を f とすれば、 $\theta = f \cdot T \cdot 360$ を飛翔角と名づけ、この角だけ電位の位相は進むことになる。二個の平板型電極に、電位差 V ボルトが與へられ、その間の距離を d cm とすれば、飛翔時間 T は、空間電荷の閉却し得る場合には

$$T = 3.36 \times 10^{-8} \times \frac{d}{\sqrt{V}} \text{ 秒} \dots\dots\dots(77)$$

空間電荷の制限を受ける場合には

$$T = 5.04 \times 10^{-8} \times \frac{d}{\sqrt{V}} \text{ 秒} \dots\dots\dots(78)$$

となる。圓筒電極の場合には、 r_a をその半径とすれば、

$$T = f(r_a \cdot r_0) \frac{r_a}{\sqrt{V}} \text{ 秒} \dots\dots\dots(79)$$

で與へられる。ここに r_0 は陰極の半径、 $f(r_a, r_0)$ は r_a, r_0 の函数である。故に T を小ならしめんとすれば、電極間の距離 d を狭め、電圧 V を高くしなければならぬ。従つて超短波に於いて大出力を得ることは、甚だ困難となつてくる。

(iii) **入力コンダクタンス** 超短波を取扱ふ場合に、特に留意すべきことは、電極またはこれに接続する導體を流れる電流は、真空中を運動する電子の静電誘導によつて生ずるといふことである。まづグリッドに適當なバイアスを有する、三極管について考へる。グリッドに超高周波電位が與へられてゐない場合、又は低周波の場合には、交流グリッド電流は流れない。これはグリッドを通過する電子流によつて、グリッドに誘起される電荷の總和が零に等しくなる爲と考へられる。しかるにグリッドに超高周波電位が加へられてゐる時は、電子飛翔時間の影響により、グリッド電位の或る位相に對し、グリッドの兩側の空間にある電子密度は、同一でなくなる。即ちグリッドに誘起する電荷の和は、零でなくなり、交流グリッド電流が流れることになる。換言すれば、超高周波電位をグリッドに與へる時は、陰極グリッド間に、コンダクタンスを生ずる。計算の結果によれば、その入力コンダクタンスの値は

$$g = \frac{gm\theta_{fo}^2}{180} [9 + 44\epsilon + 45\epsilon^2 - \frac{2}{\beta} (17\epsilon + 35\epsilon^2 - 11\epsilon^3 - 29\epsilon^4) + \frac{20}{\beta^2} (\epsilon^2 - 2\epsilon^4 + \epsilon^6)] \dots\dots\dots (80)$$

ここに $\beta = \sqrt{\frac{e_p}{e_s} + 1 - \left(\frac{\theta_{pg}}{\theta_{fo}}\right)^2}$

$$\epsilon = \frac{\theta_{pg}}{\theta_{fo}}, \quad e_s = \frac{1}{1 + \mu} (e_p + \mu e_g)$$

θ_{fo}, θ_{pg} : 陰極グリッド間、及びグリッド陽極間の電子飛翔角

以上の考察は、四極管または五極管にも適用される。

第 1 節 負グリッド電位發振用眞空管

以上により、負グリッド電位發振用(反結合發振用)眞空管の具備すべき條件は

- (i) 電子飛翔時間を、出来るだけ短くすること
- (ii) 電極間容量、導線の自己及び相互誘導をなるべく小さくすること
- (iii) 電極内の渦流損失、支持絶縁物の誘電體損失を極限すること

等である。即ち波長を短くするには、電極構造と眞空管自體の容積をなるべく小さく、使用電圧を高くしなければならぬ。これに従ひ、電極の熱放散をよくすることが必要になり、導線の引き出し方も、大いに注意が拂はれるやうになつた。

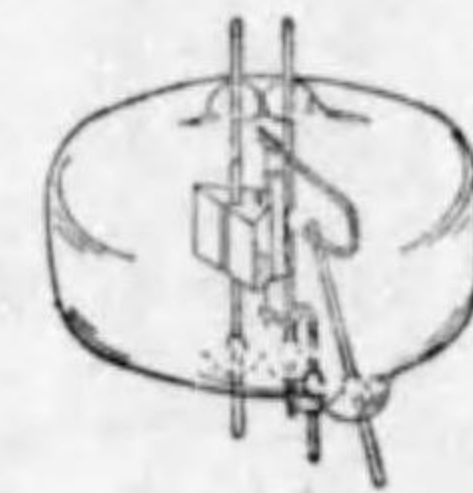
受信眞空管としては、管の寸法を極度に小さくすることによつて、導線のインダクタンス、電極間容量を減少させたところの「エーコン・チューブ」と稱せられるものがある。この代表的なものは、UN-955 で發振管として使用の場合、50 cm の波長で 0.135 W の出力を出し得る。UN-954 は同様超小型の五極管で、超短波の増幅及び檢波に適してゐる。

送信眞空管としては、空冷式では、SX-852 (出力 100 W), UV-853 A (出力 750 W), UV-854 及び TD-542 A (出力 290 W), TC-552-A (出力 50 W) 等がある。

RCA-833 は、陽極にタングラムを使用したもので、波長 2 m で 150 W の出力を得る。1 m 以下の波長に使用する目的で作られた



第 76 圖 極超短波用三極管



第 77 圖 極超短波用三極管

Western の 316-A は、第 76 圖の如きもので、50 cm で數ワットの出力を得る。なほ米國では、第 77 圖に示す如く、電極を硝子の兩側に引き出した構造のものが作られ、20 cm で 2 W, 13 cm で 1 W の出力を得たといはれてゐる。

次に水冷式の超短波眞空管としては、現在 SN-610, SN-209 等がある。

第 2 節 正グリッド電位發振用真空管

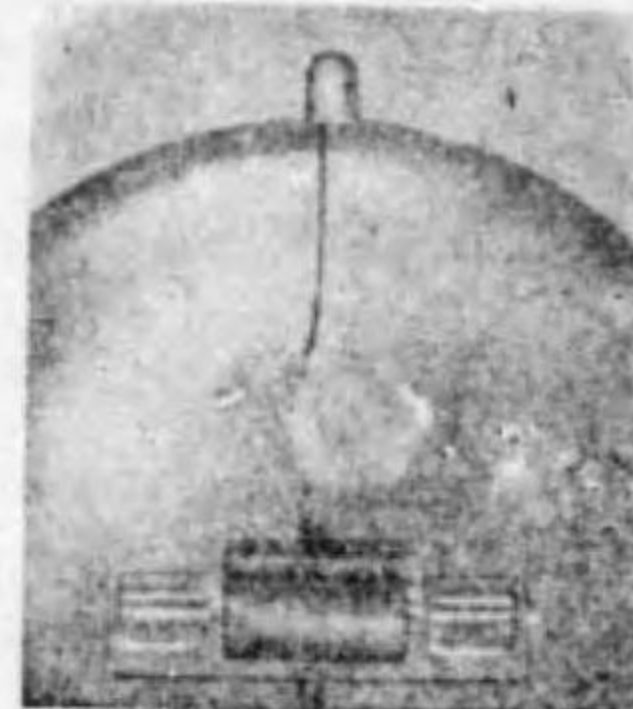
この方法は、所謂 Barkhausen 及び Kurz 兩氏によつて發見せられた電子振動發生法であつて、制動電界法ともいふ。即ち三極管のグリッドに、高い正電位を與へて電子を加速し、陽極に低い正電位、又は負電位を與へて減速せしめ、かくして、陽極グリッド間の空間に電子の往復運動を行はせて、振動勢力を外部に取出さんとするものである。

この型の管の構造上、重要な要素となるものは、グリッド材料、寸法、構造、陽極の寸法、陽極の直径とグリッド直径との比率等である。

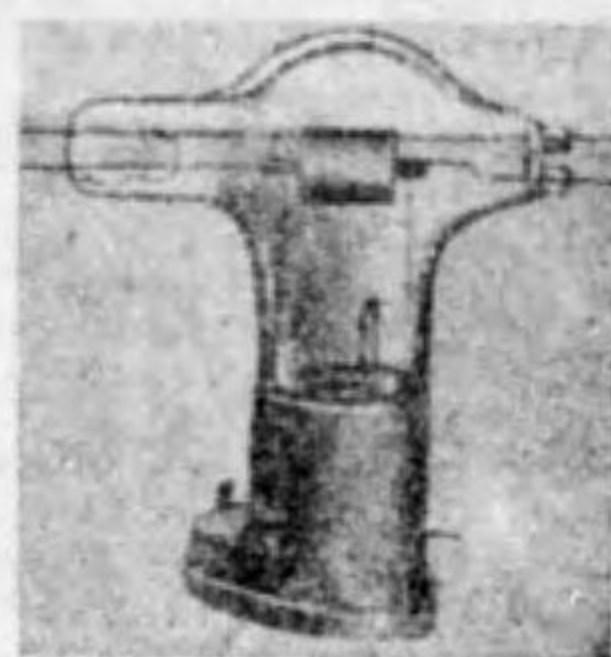
この種類の真空管には、SN-603 (第 78 圖)、また米國 GE 製作の、第 79 圖の如きもの、フェイ、サムエル兩氏試作の第 80 圖の如きものがある。第 80 圖のものは、グリッドの兩端に放熱板を有し、許容損失約 160 W、波長 50~60 cm で最大約 6~7 W の出力を得る。



第 78 圖



第 79 圖 SN-603



第 80 圖

しかし、能率は低く高々 6% 程度に過ぎない。特に短い波長を出すには、グリッドをスパイラルにしたものがよいが、能率は極めて悪く、1% 位に低下する。

以上の如く、正グリッド電位發振方式は、デシメートル波の發生には使用し得るが、出力の増大を圖るには、餘り適當でない。

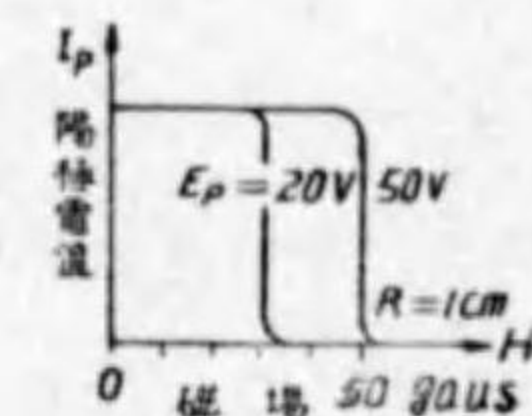
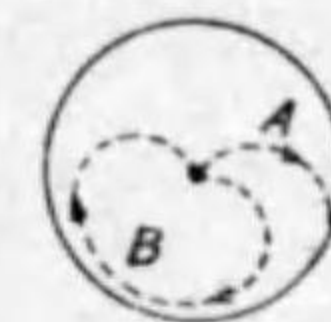
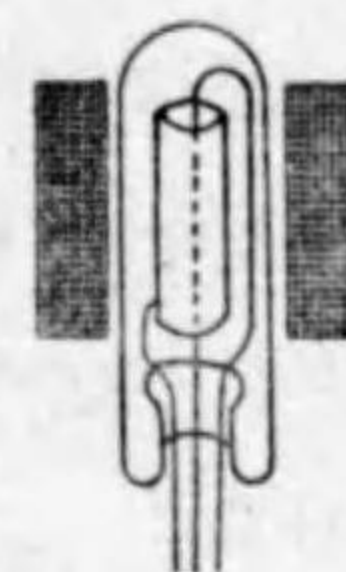
第 3 節 マグネトロン

波長 1m 前後の超短波發振法として、現在相當有力視されてゐるものは、二極真空管に磁場を加へ振動を發生させる方法であつて、マグネトロンとして知られてゐる。マグネトロンは、極めて短い波長を強力に發生し得る點に於いては、前記正グリッド、及び負グリッド發振管の追隨を許さぬ特徴があるが、缺點としては、大きな磁界を必要とすることである。

3.1 A 型マグネトロン

マグネトロンの最初のもは、Hull 氏が考案した陽極を分割せぬ二極管であつた。圓筒型の陽極の周圍に電線を巻き、電流を通じ、磁界を作ると、電子流は磁界によつて曲げられる。

而して磁界が弱い時は、第 81 圖 A のやうに電子流は陽極に達するが、それが強



くなると B のやうに陽極

第 81 圖

に達しなくなる。かく、陽極電流が急激に減少する臨界磁界の強さは

$$H_c = \frac{6.72\sqrt{E_p}}{r_a} \dots\dots\dots(81)$$

ここに E_p : 陽極電壓 (V), r_a : 陽極の内面半径 (cm), H_c : 磁界の強さ (ガウス)

今磁界の強さを H_c 附近の一定値に保ち、陽極陰極間に振動回路を接続して得られる超短波振動は、外部回路にはあまり影響されぬ純粹の電子振動であつて、その波長は

$$\lambda = \frac{C}{H} \dots\dots\dots(82)$$

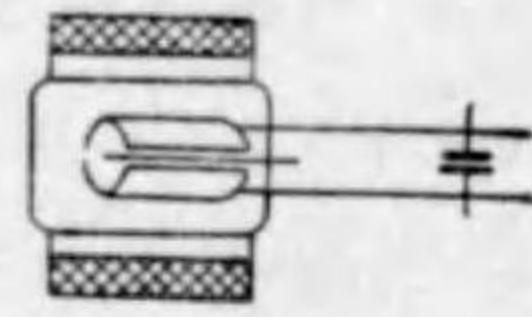
で與えられる。 C は理論的には 10,700、實驗的には岡部氏によつて 13,000 なる値が與へられてゐる。この振動機構は、Barkhausen-Kurz 振動に類似し、電子の放射状分速度が、交流勢力に變換せられると考へられる。能率は B-K 振動管より少々良いが、最高 15% を超えない程度である。

かやうな振動状態は、磁電管振動發生の基本的のもので、これを便宜上 A 型振動と呼ぶ。A 型振動の出力を増加せしむる方法は、陽極を二分割、または多分割にして、振動回路を兩陽極間に接続することである。

波長を短くするには、磁界の強さを増して、同時に陽極半径を小さく、陽極電圧を高くする。10 cm 以下の短い波長には、A 型振動が好適である。

3.2 B 型マグネトロン

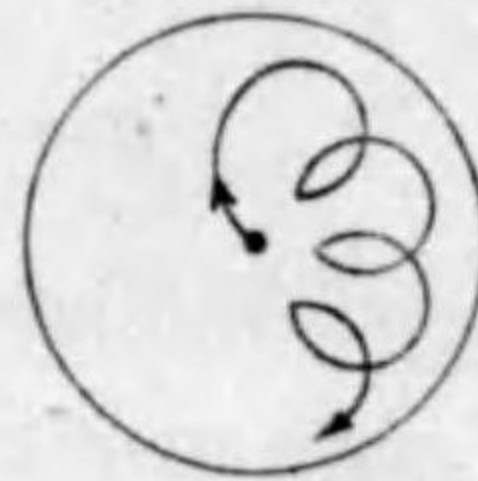
第 82 圖に示す分割陽極磁電管の發振回路で磁界の強さを臨界値より大にすれば、波長が外部回路で定まるやうな A 型とは異なる電子振動を發生し得る。これを B 型振動と名づける。この振動發生の状態を調べてみるのに、陽極電圧一定の場合には、波長は磁界の強さを増すほど長くなり、磁界が一定の場合には、陽極電圧に反比例して短くなることを認められる。即ち波長は



第 82 圖

$$\lambda = K \frac{H}{E} \dots\dots\dots(83)$$

で與へられ、A 型振動とは、著しく異つた種類のものであることが判る。理論及び實驗の結果によれば、B 型振動發生の場合、電子は第 83 圖に示す如く、旋回運動を行ひながら、陰極の周圍を運行してゐることが確められた。この場合旋回運動を閉却し、陰極の周圍を運行する電子の角周波数を計算すれば



第 83 圖

$$\omega = \frac{E}{H_r} \dots\dots\dots(84)$$

を得る。ここに E は電界の強さである。陽極對数を P_p とすれば、發生振動の角周波數 ω は

$$\omega = P_p \omega \dots\dots\dots(85)$$

である。これより發生波長は

$$\lambda = \frac{K_1 r_a^2 H}{p E_p} \dots\dots\dots(86)$$

であることが計算し得られる。K₁ は實驗定數で 1.000~1.100 なる數値をとるものである。

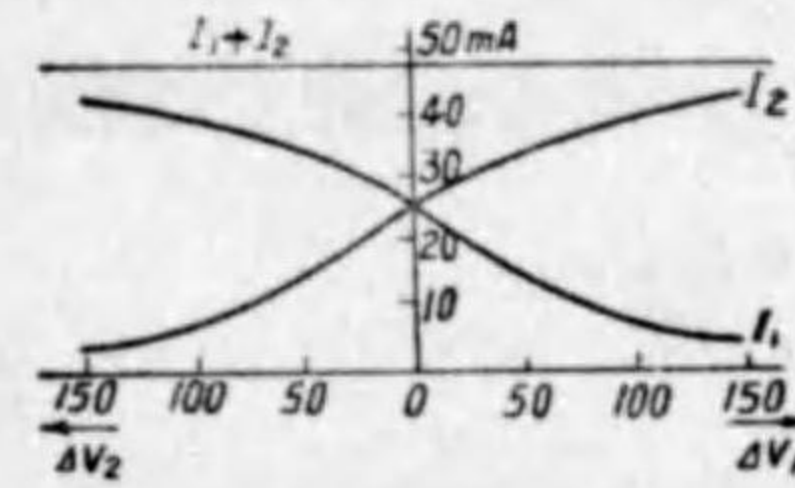
デシメートル波、及びメートル波を發生するには、製作上の理由から、現在四分割が最も適當であると考へられ、能率も數十%以上に達するものが作られるやうになつた。

大出力を得るために、種々の水冷式陽極が考案されてゐる。

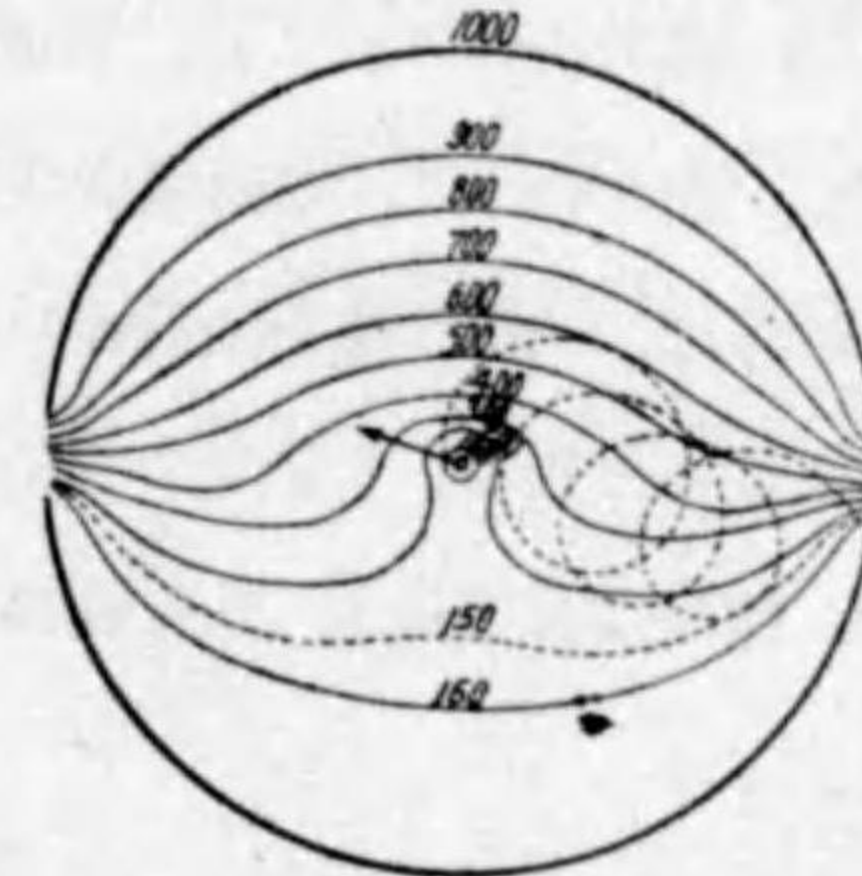
3.3 負抵抗型マグネトロン

多分割マグネトロンの一對の陽極間に、

第 84 圖に示す如き、靜的の負抵抗が現



第 84 圖 マグネトロンにおける負抵抗特性



第 85 圖 電子の通路

れることがある。これを利用して、ダイナトロンと同じく發振させることが出来る。電子の通路は、第 85 圖に示す如くで、總て低電位の陽極に到達することが實驗的にみられる。

この型は、B 型より長波長を發生する。

3.4 特殊マグネトロン

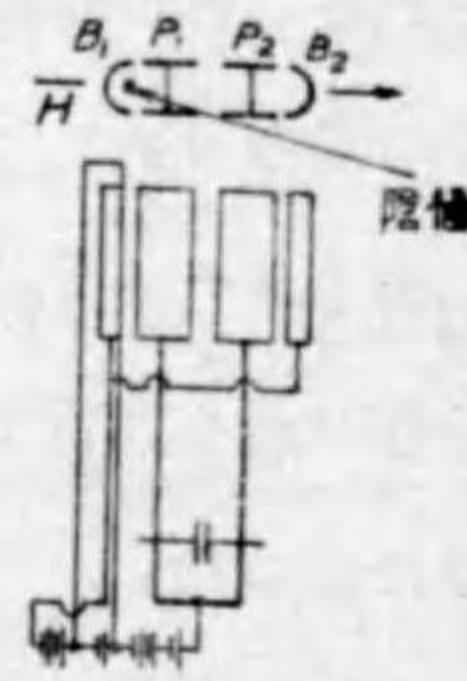
a. ビームマグネトロン 第 86 圖は、岡部氏創案のビームマグネトロンで、非分割圓筒形陽極の兩端に分割した補助電極を有し、振動回路は補助電極間に接続する。磁界は普通のマグネトロンと同様軸方向に加へるが、補助電極には負電位



第 86 圖 ビームマグネトロン

を興へて、これより交流勢力を取出す點が、普通のマグネトロンと異なる。このマグネトロンの勝れた點は、陽極の水冷を容易に行ひ得ることである。

b. 大阪管 第87圖は、岡部氏考案の大阪管と稱するもので、電極 P_1, P_2 に正電位、 B_1, B_2 に負電位または僅少の正電位を興へ、矢の方向に磁界を加へる。この場合、磁界の作用は普通の磁電管とは異り、電子を集束して、電極 B_1, B_2 間に往復運動を行はせる。發振波長は、 P_1, P_2 に接続された外部回路で決定されるが、回路を一定として P_1, P_2 の電壓を變化すれば、振動強度最大なる電壓が見出される。この電壓の値と波長との關係は、一般の電子振動管の場合に類似し、 B_1, B_2 を往復する周期が波長を興へることになる。大阪管の勝れた點は、補助電極を利用して變調を行ひ得ることで、能率は目下最大 20~30% の程度である。



第87圖 大阪管の電極配置

第11章 放電管

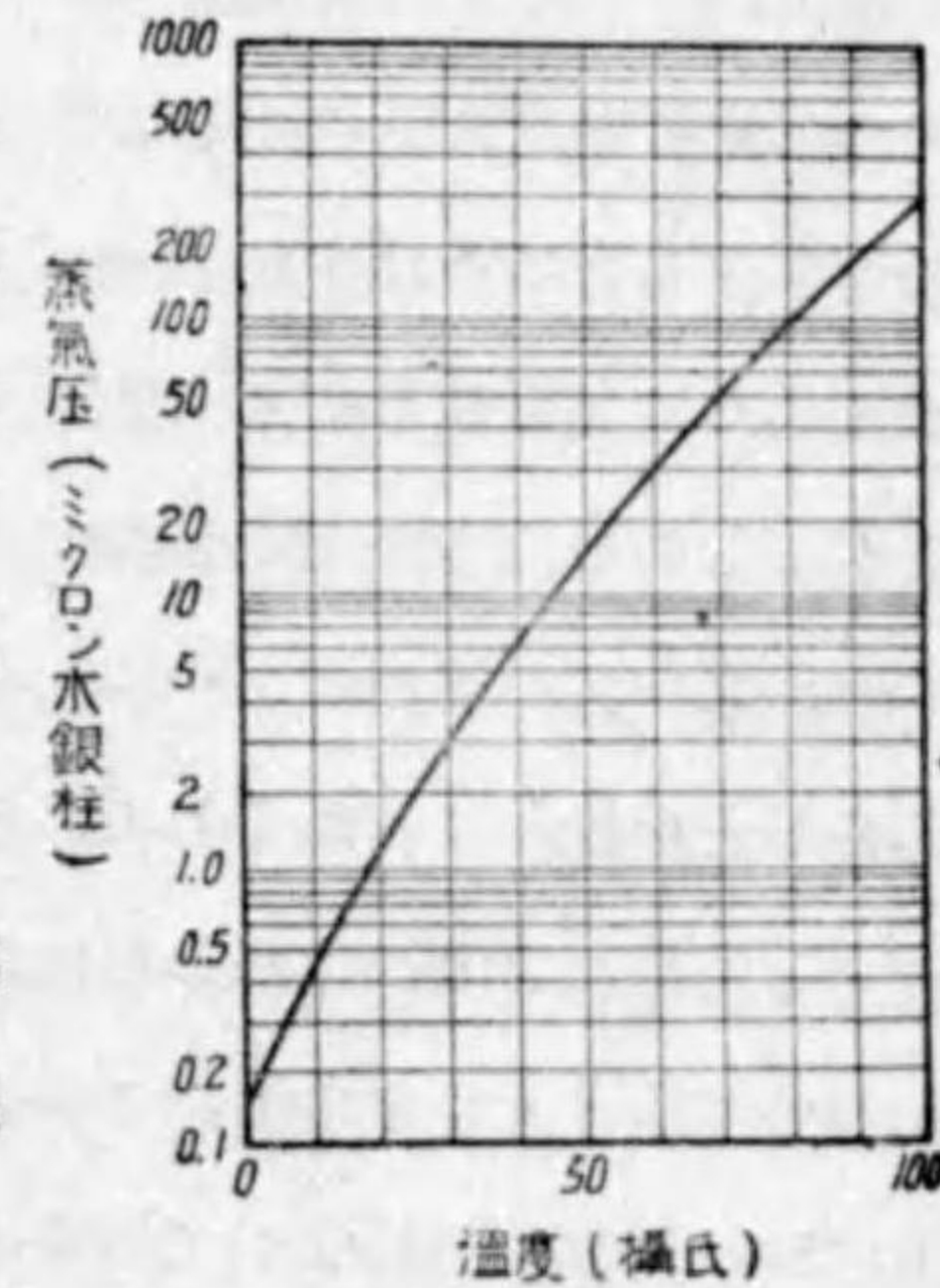
今まで述べて來た真空管は、管内の真空度を出来るだけ良好にしたもので、管内残留瓦斯の壓力は、 10^{-3} mm Hg、或はそれ以下で、管内の荷電體は電子のみと見做し得るものである。かかる真空管は、動作が安定で特性曲線は再現可能である。しかし乍ら、電子のみを電氣の傳導體に用ふる時は、管内の電氣傳導は、所謂空間電荷により制限を受けるために、管内電壓降下が大となる。しかるに、管内に適當なガス又は蒸氣を存在せしむる時は、ガス分子が電子によつて衝突イオン化され、發生した陽イオンが電子による空間電荷の効果を中和するために、管内の電壓降下は小さくてすむ。放電管はかやうな點で真空管に優るから、整流管その他の用途に於いて獨自の應用があり、今後益々發展するものと考へられる。

第1節 整流管

1.1 ガス及び水銀入熱陰極整流管

熱陰極の二極管に、アルゴンの如き不活潑性ガスを適當な壓力に封入するか、又は水銀の滴を封入すれば、管内電壓降下の小さい整流管が得られる。水銀を封入した場合には、管内の水銀蒸氣は溫度によつて變る。即ち管内の溫度の最も低いところに、水銀が液狀として存在し、管内はその溫度における飽和蒸氣によつて滿される。第88圖は、溫度と水銀の蒸氣壓との關係を示したものである。

さて水銀を封入した二極管の陽極電壓と、



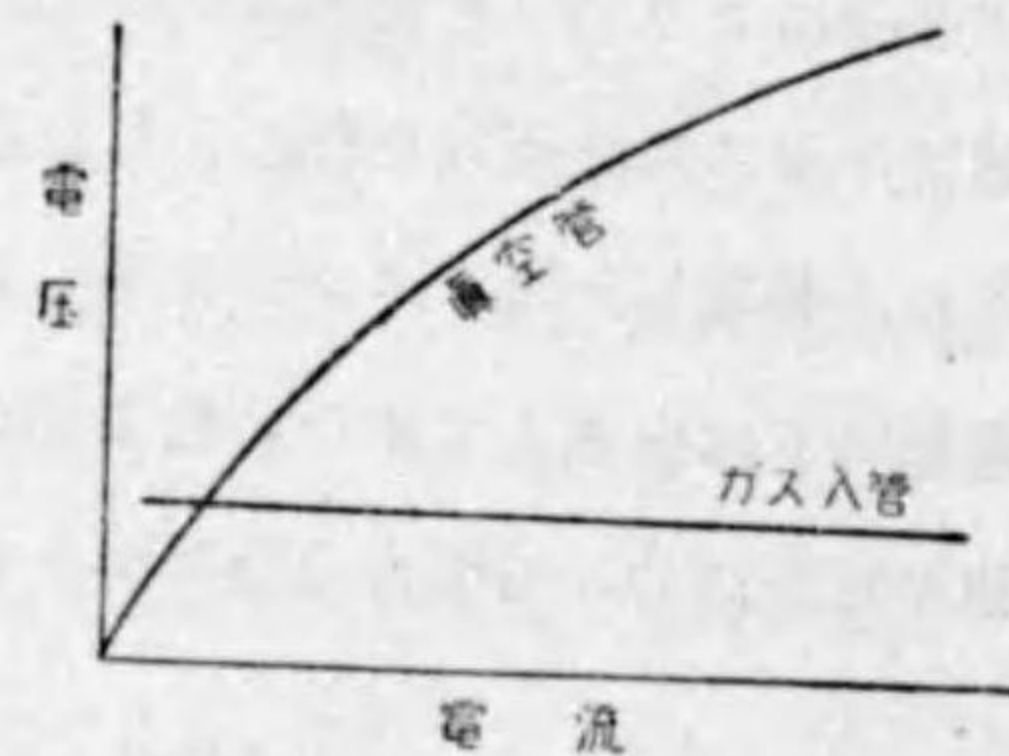
第88圖

陽極電流の関係を考ふるに、陽極電圧を 0 から 8 V 位まで上昇すると、僅かな陽極電流が流れる。この電流は、暗流と稱し、水銀を封入しない場合よりも小さいこともある。この範囲では陰極から出た電子は、陽極に向ふ途中でガス分子に衝突するため、進行を妨害され、しかもこれをイオン化するには不十分である。更に陽極電圧をあげて、12 V 乃至 15 V になると、管内の放電は弧光にまで發展し、陽極電流は急激に増大して、非常に大きな値となる。しかして熱陰極の放出電流が充分大きい時は、陽極負荷を變へることにより、陽極電流は變化するが、陰極、陽極間に加はる電圧は殆んど變化しない。かかる陽極電圧對陽極電流特性を、眞空管と比較したのが、第 89 圖である。

管内の電氣傳導が弧光にまで發達する經過は、次の如くである。即ち陽極電圧を次第に高くして行くと、電極間の電場が、電子にイオン化速度を與へるに充分な値とな

り、電子はガス分子に衝突して、これをイオン化する。發生した陽イオンは陰極に向つて進むが、電子に比して非常に重いから、その運動はおそく、従つて全電流に寄與するところは少い。しかし電極間の空間に存在する時間が長いから、電子による負の空間電荷を打消す効果が大きく、非常に大きな電子電流の流れるのを可能ならしめる。例へば、陽極に於いて發生した一個の水銀イオンは、229 個の電子を、又一個のアルゴン・イオンは、102 個の電子を、陰極から陽極に向つて流れしめるといはれる。かくして、充分に陽イオンが發生すると、その空間電荷を中和する作用により、陰極からは餘分の電子が放出され、それが更に衝突イオン化を行つて陽イオンを作り、この過程が繰返されて弧光放電にまで發展し、管内の電流は、外部負荷によつて制限される値まで増大する。

この整流管に於いて、熱陰極として用ひられるものは、酸化物被覆陰極で、直



第 89 圖

接加熱型と間接加熱型とあるが、間接加熱型の方が多く用ひられてゐる。

ガス入管に於いては、衝突イオン化によつて生じた陽イオンは、陰極に向つて突進し、陰極表面に衝突する。そして衝突の際に有する運動量が過大の時は、陰極表面を崩壊せしめる危険がある。しかし都合のよいことには、陽イオンが陰極をたたく迄に加速される電位差が或値以下の時には、陽イオン衝突によつて、實際上陰極面は損傷されない。この値

第 7 表

を陰極崩壊電圧といひ、ガスによつて多少異なる値をとる。第 7 表は、トリウム・タングステン陰

| | Ne | A | Hg |
|-----------|------|------|------|
| 陰極崩壊電壓(V) | 27 | 25 | 22 |
| ガス電離電壓(V) | 21.5 | 15.7 | 10.4 |

極について實驗した値で、酸化物陰極の場合には、これより少し高い値となる。この表には陰極電圧の他に、瓦斯の電離電圧をも示してある。表から判るやうに電離電圧は、陰極崩壊電圧の 40~50% であるから、陰極を損傷することなく、ガスのイオンによつて、空間電荷の中和作用を充分利用し得ることは、實際上好都合のことである。

整流管は、一般に陽極電圧が負の半サイクルの間、管は電流を通さない状態にあることが必要である。この半サイクルにおいて、電極間に最大の電圧が加はるが、ガス或ひは水銀封入熱陰極二極管においては、電圧が高いと逆方向に弧光放電を生ずることがある。これを逆弧と稱し、整流を不完全ならしめる。一般に與へられた管においては、逆弧の生ずる電圧は、ガスの壓力に逆比例する。

封入ガスの壓力が低すぎると、陽イオンの發生が少く、電子の空間電荷効果を打消す作用が弱くなつて、管内の電圧降下が大きくなり、陰極の崩壊電圧以上になると、これを破壊する危険があるが、壓力が高過ぎると、逆弧電圧が低くなる。従つて封入するガスの壓力には、或る範圍の適當な値が存在する。アルゴンの場合には、通常 150 乃至 500 ミクロン程度の壓力が用ひられる。水銀を封入した場合には、蒸氣壓は溫度によつてきまるから、使用溫度範圍が管内電圧降下と、逆

弧電圧とから制限を受けることになる。通常使用範囲では、水銀滴の温度は、 20°C と 80°C の間にある。

一般に、水銀封入管の方が管内電圧降下が小さく、且つ逆弧電圧が高いから広く用ひられる。ガス入管は、温度によつて性質が變らない特徴を持つが、封入ガスが、次第に管壁や陽極に吸収されて壓力が低下し、従つて使用中に、次第に性質が變ることがある。

ガス入管には、現在タンガー整流管の名稱で、次のやうなものが作られてゐる。TN-2, TN-5, TN-15, TN-30, TS-5, TR-2 等である。

熱陰極水銀整流管には、受信用としては、HX-82, HX-83 等あり、送信用としては、HX-966, HX-966 B, HV-972, HV-972 B, HX-951, HV-951 B, HV-952, HV-954, HV-956, HV-957, HV-969 等が作られてゐる。

1.2 水銀整流器

陰極として、水銀溜を用ふる整流器であつて、小型のものから大型の、多相整流のものまである。最も簡単な形は、陽極と水銀溜とを、金屬または硝子の密閉された容器中に設けたものである。水銀整流器の水銀溜は、冷たい状態では電子の放出をなし得ないから、これを起動させるには、陽極に電圧をかける以外に、なんらかの方法によつて弧光放電を起す必要がある。

弧光が生じて動作してゐる状態では、水銀溜の表面に明るい輝點が生じ、これが高速度で、不規則運動をするのが見える。これを陰極點と呼ぶ。水銀の蒸氣、並びに金屬水銀が陰極點からはねとばされて、この部分に高い壓力を生ずる。従つて、この部分における電子と、水銀分子との衝突が頻繁に起る。

水銀整流器と熱陰極水銀封入管との差異は、陰極の現象にあるだけである。陰極點における電流密度は、約 $4,000\text{ A/cm}^2$ である。その温度は約 200°C で、熱電子を放出するには温度が低すぎる。それで弧光放電は電界放出によつて維持されるものと考へられてゐる。

水銀溜陰極の特徴は、電流容量の大きい點にある。負荷電流を増すと、陰極點の数がふえる。通常最大許容電流は、電子放出からではなく、加熱とか、逆弧とかの條件によつて制限される。

弧光を起動するには種々の方法があるが、多くは水銀溜と補助電極との間に、弧光を生ぜしめる如き機構を備へてゐる。この場合、弧光は水銀溜と補助電極との間に、別の電源から電流を通ずることによつて保持される。

第2節 グリッド制御放電管

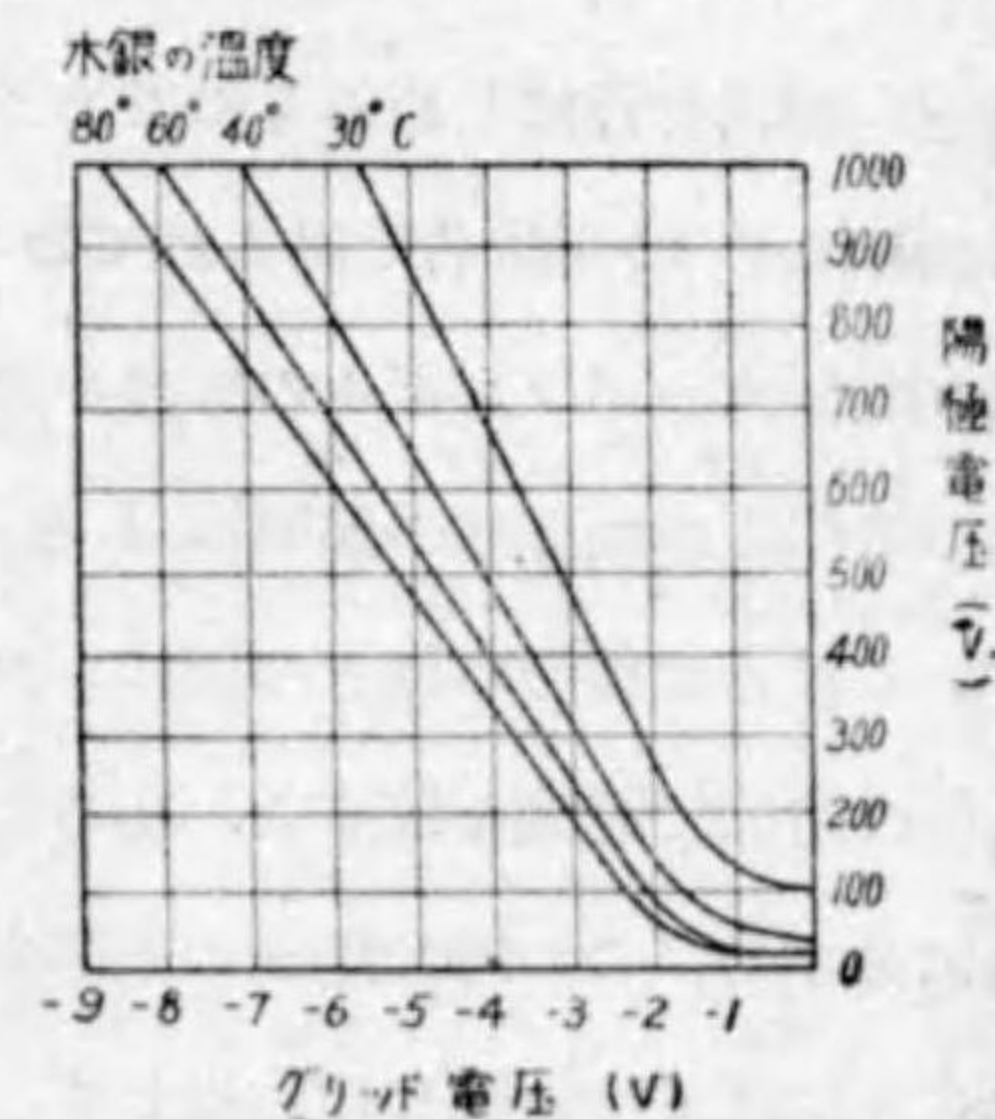
ガス又は水銀入二極管に、制御電極を挿入して、管の起動を制御するものが、グリッド制御放電管である。通常サイラトロンと呼ばれてゐるが、これは G. E 會社の商品名である。

陰極には、熱陰極のものと、水銀溜型のものとある。制御グリッドは、陰極と陽極とを完全に仕切つてゐる。

前述の如く、熱陰極と陽極との間に、弧光放電が生ずるには、陽極内の空間に陽イオンが発生する必要があるが、電子電流が、陽極電圧によつて定まる或る最小値以上にならねば弧光を生じない。グリッド制御放電管は、制御グリッドによつて、起動前の電流を制御することによつて、

放電開始を制御するものである。弧光放電を開始する際のグリッド電圧を、臨界グリッド電圧と稱し、これと陽極電圧との關係を、通常起動特性と呼ぶ。第90圖は、水銀入グリッド制御放電管の、起動特性の一例であつて、温度によつて蒸氣壓が變るために、起動特性も變化する。

かく制御グリッドは、放電の開始を制御す



第90圖

ることは出来るが、一旦放電を開始すると、陽イオンが制御電極の周囲に集まり、それにより電界を打消すため、制御力を失ひ、陽極電圧を零または負にする迄は、陽極電流を遮断することは出来ない。

陽極電圧を、電離電圧以下に下げて、放電が停止すると、陽イオンがグリッドの周囲の空間から消失して、グリッドは再び制御作用を回復する。グリッドが制御作用を回復する迄の時間を、消イオン時間と稱し、管の構造、ガス壓力、陽極電流密度によつて異なるが、大體 10~1,000 マイクロ/秒の程度である。

また弧光の開始にも、ある時間を要するのであつて、これをイオン化時間と呼ぶ。

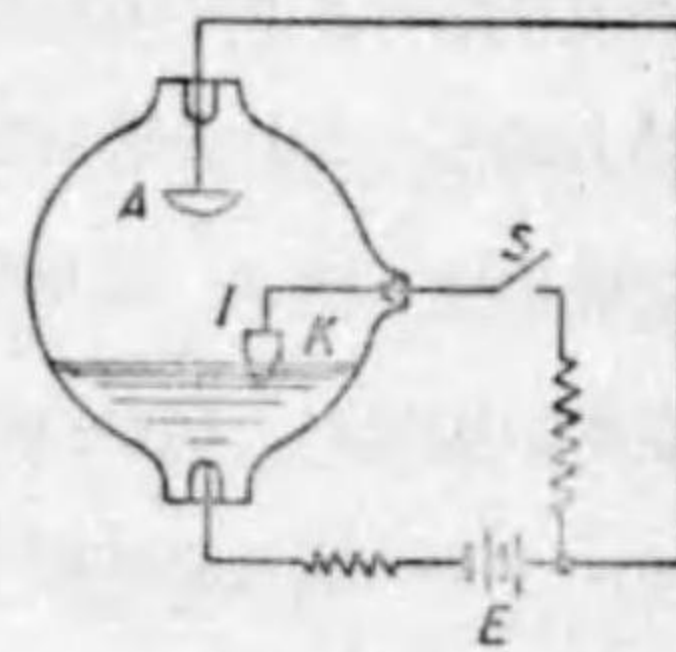
グリッド制御放電管は、真空管に比し非常に豊富な陽極電流を得られ、現在實用に供されてゐる最大容量のもので、100 A 程度のももある。W 社のグリッド・グロー管も、グリッド制御放電管の一種である。

グリッド制御放電管の應用としては、整流回路の制御用、鋸齒状波形發振管、或は直流電源の場合の陽極電流の遮断等に使用される。

第 3 節 點弧制御放電管

グリッドを有せず、水銀陰極とその中に挿入された半導體の點弧極とを以つて、陽極の起動を行はしめるものである。Westinghouse 社によりイグナイトロン (Ignitron) の商品名で出されてゐる。第 91 圖は、その構造を示し、水銀溜陰極

K 中に、カーボランダムの如き半導體の高抵抗物質によつて作られた棒狀の點弧極 I を、一部分浸して置く。これと水銀溜陰極との間に、カーボランダムから水銀の方向に電流を流すと、小さな火花が水銀との界面に發する。この時に陽極の電圧が正であれば、小さな火花は直に陰極點まで生長して、陽極との間に弧光



第 91 圖

放電を開始する。この間の時間は、數マイクロ秒である。イグナイトロンは熱陰

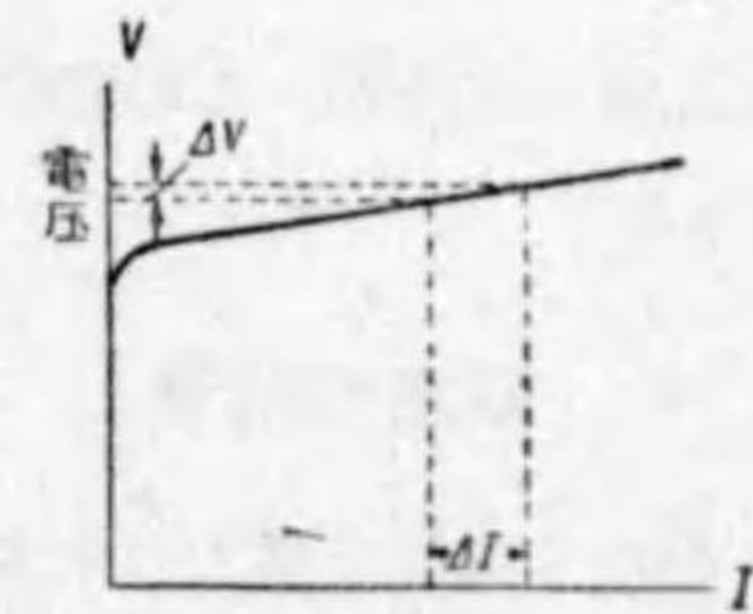
極に比し、スイッチを入れると同時に管が使用出来ることと、水銀整流器と同様に、電流の過負荷に耐へる點ですぐれてゐるが、點弧極に完全なものが得られないことと、高電壓に耐へない缺點を持つ。

第 4 節 冷陰極放電管

4.1 定電壓放電管

一般に距離の小さい一對の電極間に、暈光放電を起してゐる時には、放電電流の或る範圍内に於いて、管内電壓降下は電流に殆んど無關係な一定値を持つものである。定電壓放電管は、この性質を利用して、電源電壓または負荷電流の變動に對して殆んど無關係な、一定電壓を得る如き目的に使用される放電管である。

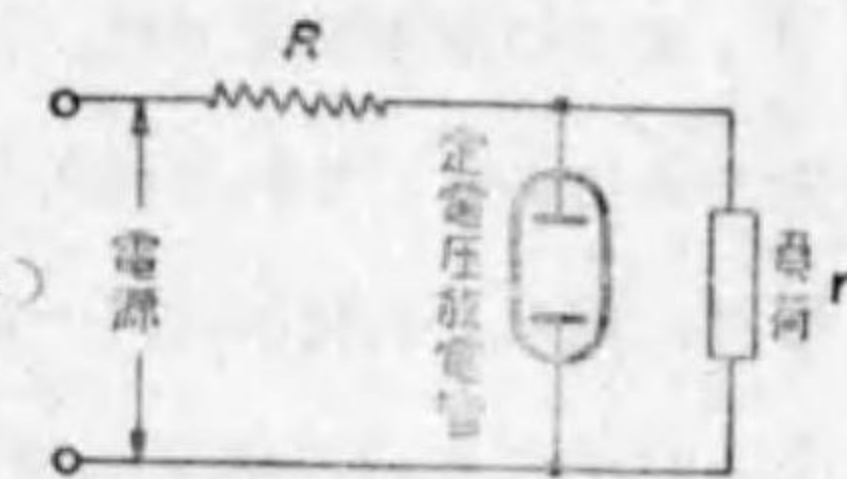
第 92 圖は、放電電流と電極間電壓との關係を圖示したもので、これが水平であれば、放電電流の如何にかかはらず、電極内電壓は一定であるが、實際には多少の傾斜を持つてゐる。今 ΔI の電流變化に對して、電極間電壓に ΔV なる變化が起るとすれば、微小なる電流變化に對して放電管は



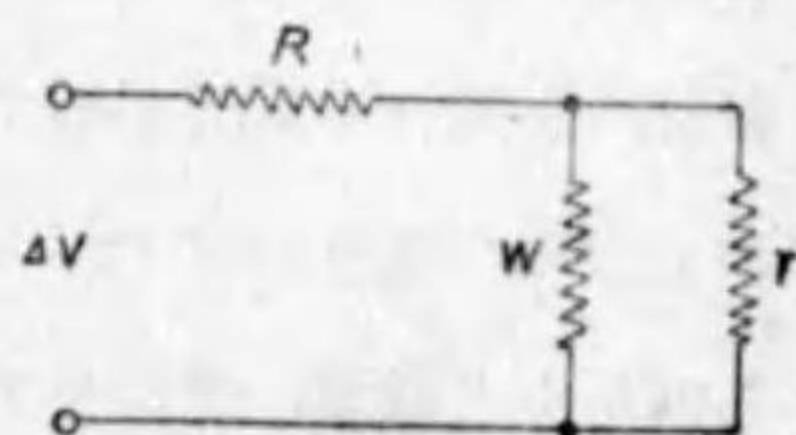
第 92 圖

$$W = \frac{\Delta V}{\Delta I} \dots\dots\dots(87)$$

なる抵抗として働く。 $W=0$ であれば、特性は (a) 水平で電壓調整管として理想的であり、 W の値の、大きいほど性能が低下する。通常 W は數十オームの程度である。



放電管を、第 93 圖 (a) の如き回路に用ひた (b) 場合を考へる。直列抵抗 R は、その兩端に生ずる電壓降下が、大體放電管の電極間電壓と、



第 93 圖

同じ位になるやうに選ぶ。従つて、電源電圧は、負荷電圧の約 2 倍を必要とするわけである。

いま電源電圧が ΔV だけ變動したとすると、微小な電圧變化に對しては、放電管は W なる小さい抵抗として働くから、變化部分に對しては第 93 圖 (b) の等價回路が成立し、變動電壓 ΔV の大部分は、 R なる抵抗中で消費されて負荷電圧の變動は

$$\Delta V' = \Delta V \frac{\frac{WR}{W+R}}{R + \frac{WR}{W+R}} \cong \Delta V \frac{W}{W+R} \dots\dots\dots(88)$$

となる。例へば、 $R=1,000 \Omega$ 、 $W=40 \Omega$ の時には、變動は $\frac{40}{1040} \cong 0.04$ 即ち 4% になる。放電管には、許容される最大電流と、最小電流とがあり、使用の際には放電電流が、この間の値になるやうに、電源電圧と直列抵抗とを選ばねばならぬ。

4.2 安定抵抗管

鐵線を適當な壓力の水素中に入れ、これに電流を通ずる時は、第 94 圖の如き電

壓電流特性を得る。圖に見る如く、 V_1 から

V_2 までの電壓範圍では、電流は實際上一

定であるから、これを利用して電源電圧の

變動に殆んど無關係に、一定の電流を流す

ことが出来る。第 94 圖の如き特性は、鐵が或

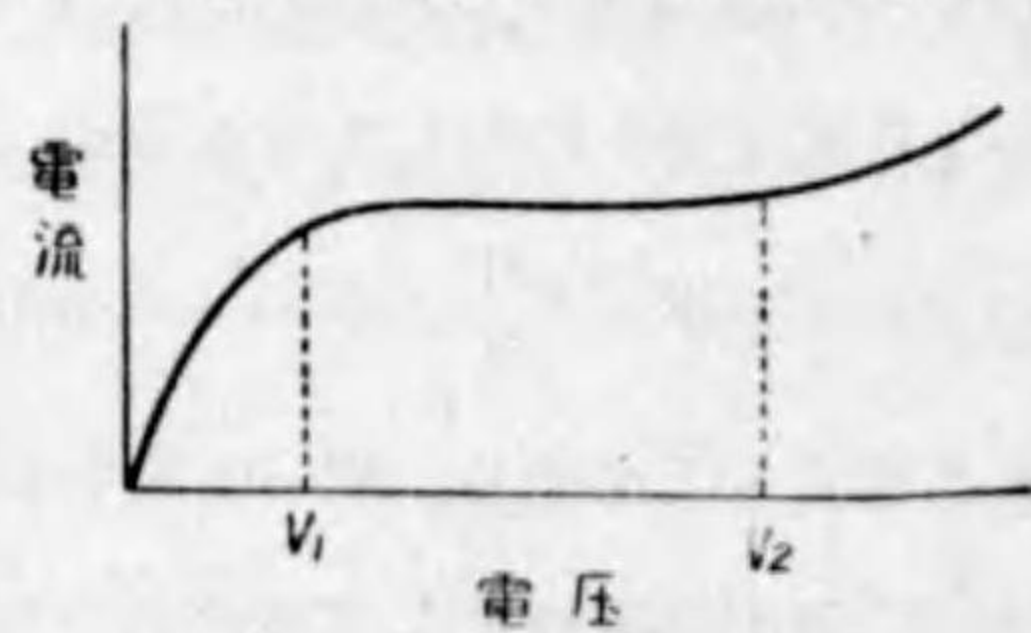
る溫度になると、急に抵抗の溫度係數が大になることに基く。電源電壓が増して、

鐵線内を流れる電流が増すと、鐵線の溫度が上昇する。しかるに溫度の上昇に依

つて鐵線の抵抗が増すから、電流は減少せねばならぬ。かくして電壓の上昇に對

して殆んど電流は變化せず、圖の如き特性が得られる。

以上の如く安定抵抗管は、溫度上昇によるフィラメント抵抗の變化を利用した



第 94 圖

ものであるから、スイッチを入れてから定常状態

に達する迄に數分間を要する。しかしてスイッチ

を入れた瞬間には、安定抵抗管の抵抗が小さいた

めに、極めて大きな電流が流れる。これを防ぐた

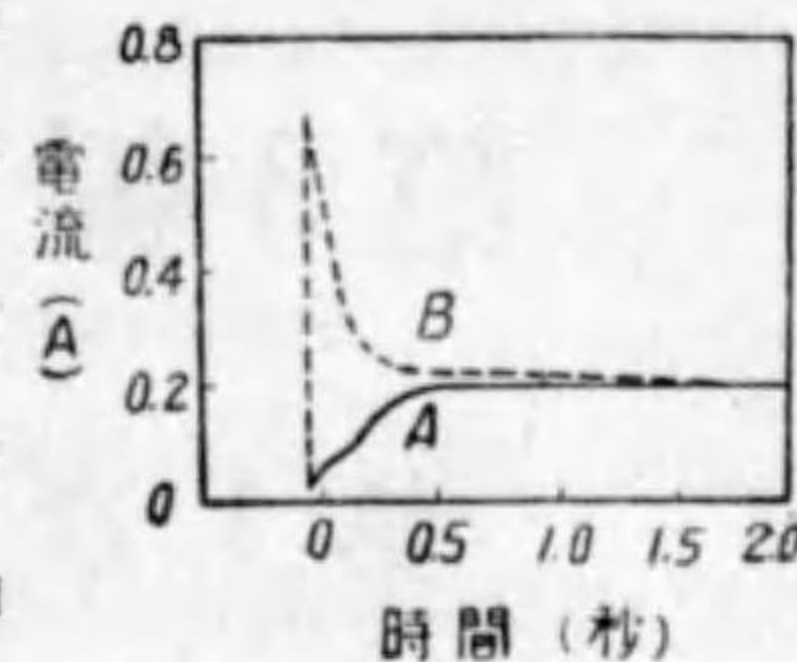
めに、安定抵抗管と直列に、酸化ウラニウムの如

き溫度係數負の抵抗を接続し、スイッチを入れた

瞬間、電壓の大部分をこれに分擔させるものがある。この場合溫度が高くなる

と、酸化ウラニウムの抵抗は小さくなる。第 95 圖は酸化ウラニウムを用いた場

合 (A) と、用ひない場合 (B) との電流を示すものである。



第 95 圖

第3編 真空管回路

第1章 増幅回路

第1節 増幅器とその分類

1.1 真空管増幅器

真空管はグリッドに殆んど電力を消費することなしに、グリッドに加へた電圧により、大なるプレート電流を制御することが可能である。即ちグリッドに微小なる電圧を加へることにより、プレート側より大なる出力を得ることが出来る。しかもその操作には惰性がなく、且つ機械的或ひは光學的の増幅装置の到底及ばざる大なる増幅度が得られ、また極めて廣範圍の周波數に使用し得るものである。

1.2 増幅器の分類

増幅器は種々なる見地より分類出来るが、ここでは増幅すべき目的、使用周波數、及び動作状態による三方面より分類することとする。

a. 増幅すべき目的による分類

増幅器の増幅すべき目的、即ち電圧の増幅を主たる目的とするか、或ひは電力の増幅を主たる目的とするかにより、次の如く分類出来る。

(イ) 電圧増幅器 (Voltage amplifier)

(ロ) 電力増幅器 (Power amplifier)

b. 使用周波數による分類

増幅器はその使用周波數、或ひは周波數帯により、一般にその回路形態を異にする。従つてその使用周波數により、大略次の四つに大別することが出来る。

(イ) 直流増幅器 (Direct current amplifier)

(ロ) 可聴周波増幅器 (Audio-frequency amplifier)

(ハ) 無線周波増幅器 (Radio-frequency amplifier)

(ニ) 映像周波増幅器 (Video-frequency amplifier)

即ち直流電圧、或ひは電流の變化を増幅する増幅器が直流増幅器であり、可聴周波即ち 10,000 c/s 以下の交流を増幅する増幅器が、可聴周波増幅器 (低周波増幅器ともいふ) であり、10,000 c/s 以上の無線周波の増幅器が、無線周波増幅器 (高周波増幅器ともいふ) である。映像周波増幅器は、テレビジョンの映像信號の周波數、即ち數サイクルから數メガサイクルに及ぶ周波數の電圧を、増幅する増幅器である。

c. 動作状態 (グリッド電圧の加へ方) による分類

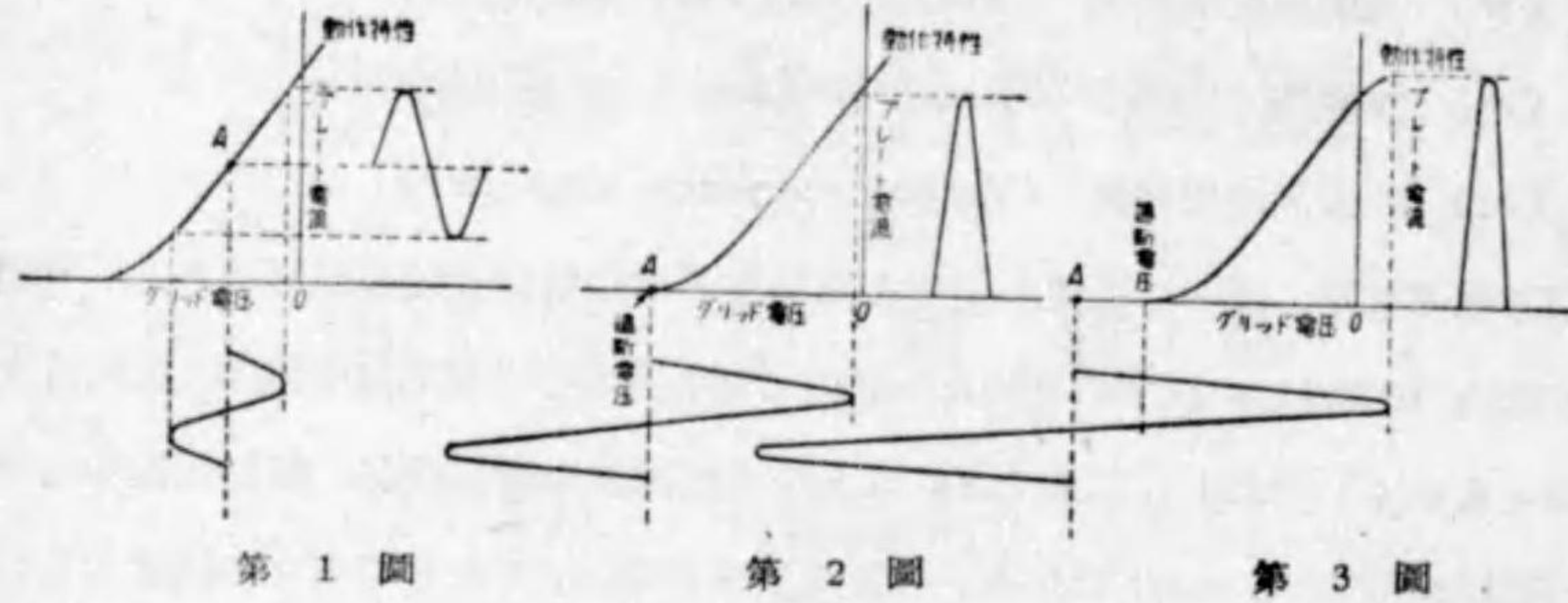
増幅器は又グリッド偏倚電圧、及びグリッド交流電圧の加へ方により、次の三種類に分類することが出来る。

(イ) A 級増幅器 (Class A amplifier)

(ロ) B 級増幅器 (Class B amplifier)

(ハ) C 級増幅器 (Class C amplifier)

A 級増幅器は、特性の直線部のほぼ中央に、動作基點がくるやうにグリッド偏倚電圧を選び、グリッド電圧が正にならぬやうにグリッド交流電圧を選んで、グリッド電圧の波形と同一の波形のまま、プレート側に増幅せんとするものである (第1圖参照)。B 級増幅器は、動作基點を特性の最下部近くになる如くグリッド偏倚電圧を選び、グリッド交流電圧の正の半サイクルのときにのみ、プレート電流を流すやうにする。プレート電流は歪んだ形となるが、プレート側に負荷として同調回路を接続することにより、基本周波數のみを取出すことが出来る。B 級増幅器は、出力が入力電圧の自乗に比例する増幅器である。A 級増幅器では、グリッドに交流の勵振電圧を加へない場合でも、動作基點に相當するプレート電流が流れてゐるが、B 級増幅器では、その値が零に近いので、A 級に比し能率が宜



しい。即ち A 級では理論的最大能率 50% なるに對し、B 級では最大能率 78.5% になし得る (第2圖参照)。A 級と B 級との中間の偏倚電壓をグリッドにかけ、グリッド交流電壓は特性の彎曲部に互るところまでかけて、プレート電流はグリッド入力電壓の 360 度近く流すものを AB 級増幅器と稱し、プッシュプル接続を行ひ、可聴周波の電力増幅器として使用される。

C 級増幅器は、グリッド偏倚電壓を、プレート電流零の點 (遮斷電壓) 以上に負の方に定め、即ちプレート電流の流れる位相角を、180 度より小なる値として、グリッド交流電壓の半サイクルの尖頭部分のみ、プレート電流が流れるやうにする。C 級増幅器は、出力がプレート電壓の自乗に比例して變化するもので、最も能率の好い増幅器である (第3圖参照)。

A, B, C 級増幅器の原理並びに使用法を、眞に理解することはここでは困難であるから、後節に至つて充分の諒解を得ることとしよう。

次節以下、先づ (b) の分類法により大別して進めて行くこととする。

第2節 可聴周波増幅器

2.1 三極真空管の三定數、動作特性及び等價回路

a. 三定數

三極真空管の三定數については、既に真空管編において學ばれたことと思ふか

ら、ここではその詳細は述べぬこととする。三極真空管の三定數、即ち増幅定數 (Amplification constant), 相互コンダクタンス (Mutual conductance), プレート抵抗 (内部抵抗) (Plate resistance) は次式をもつて定義出来る (第4圖参照)。

$$\begin{aligned} \text{増幅定數 } \mu &= -\left(\frac{\partial E_p}{\partial E_g}\right)I_p = \text{const} \\ &= \frac{E_{p2} - E_{p1}}{E_{g2} - E_{g1}} = \frac{\Delta E_p}{\Delta E_g} = \frac{\Delta E_p}{AB} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{相互コンダクタンス } g_m &= \left(\frac{\partial I_p}{\partial E_g}\right)E_p = \text{const} \\ &= \frac{I_{p2} - I_{p1}}{E_{g2} - E_{g1}} = \frac{\Delta I_p}{\Delta E_g} = \frac{BC}{AB} \end{aligned}$$

$$\text{プレート抵抗 } r_p = \left(\frac{\partial E_p}{\partial I_p}\right)E_g = \text{const} = \frac{E_{p2} - E_{p1}}{I_{p2} - I_{p1}} = \frac{\Delta E_p}{\Delta I_p} = \frac{\Delta E_p}{AB}$$

しかして三定數の間には、次の重要な關係がある。

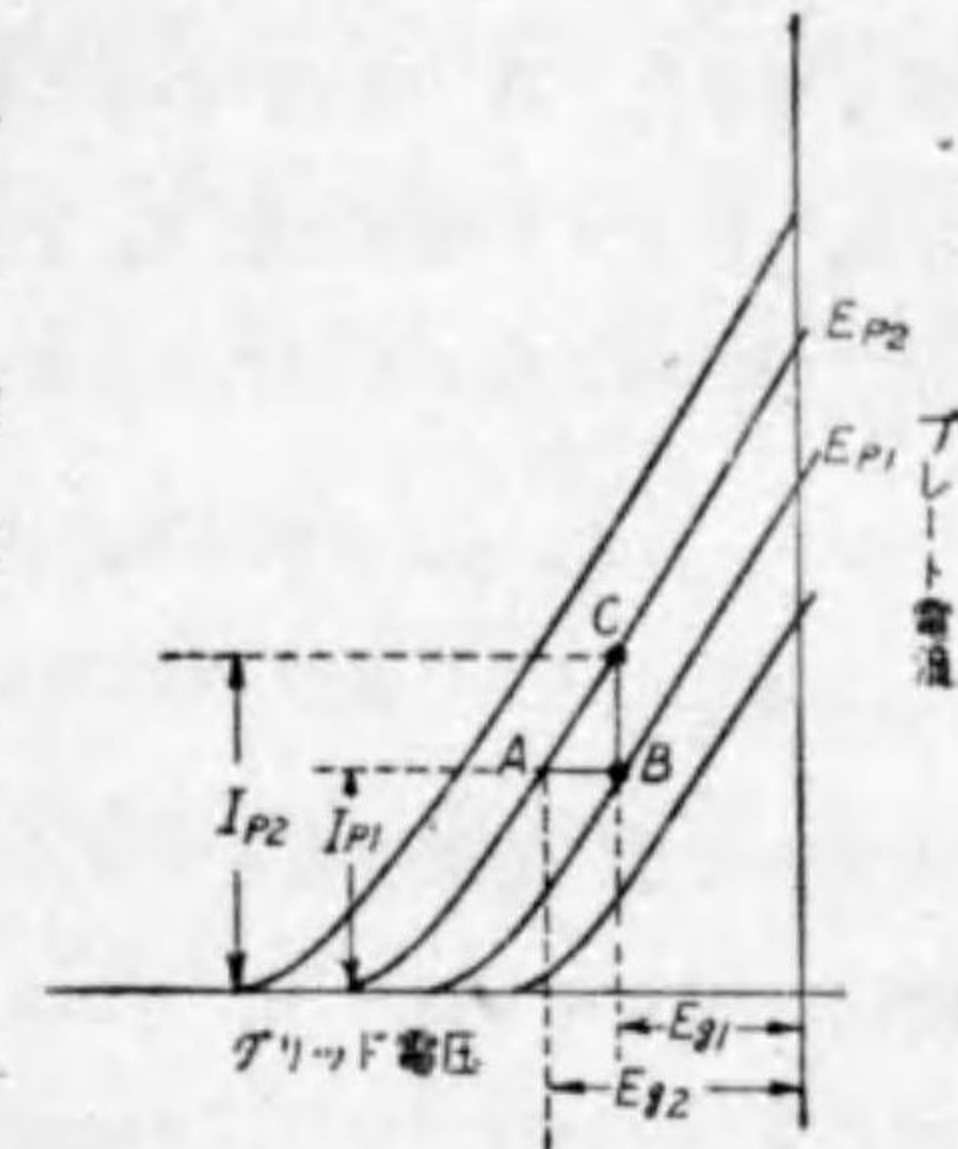
$$\mu = g_m r_p \dots \dots \dots (1)$$

即ち $g_m r_p \frac{1}{\mu} = 1$ $g_m r_p D = 1$

D = 逆増幅定數, 支配率 (Durchgriff)

b. 動作特性と等價回路

今迄取扱つて來た特性は、三極真空管のプレート側になんら負荷がない靜特性 (Static characteristic) であつたが、實際問題として真空管を動作せしめる上には、プレート側に負荷を入れなければならぬ。今負荷として R_p を挿入しプレート電流 I_p が流れたとすれば、プレートにはプレート電源電壓より、 $R_p I_p$ なる電壓降下だけ低い電壓がかかるわけで、もはや靜特性をもつて動作を取扱ふことが出来なくなる。即ちかかる負荷を挿入した場合の特性のことを、動作特性(或



第4圖

ひは動特性) (Dynamic characteristic) といふ。

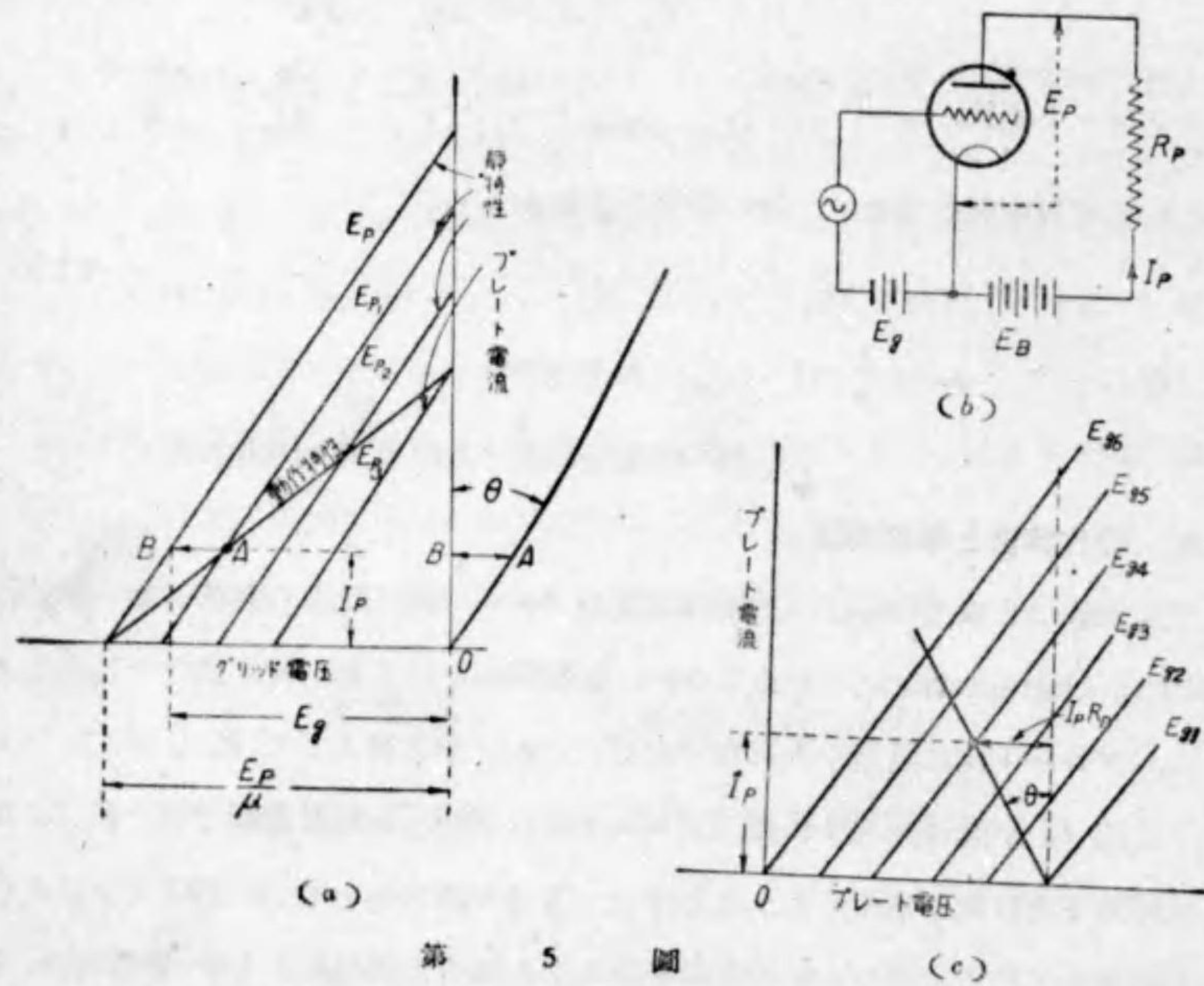
今最も簡単に、第5圖(a)の如く静特性が直線なるものとし、プレート電圧を E_p とし、グリッド偏倚電圧 E_g を加へたとき I_p だけプレート電流が流れたとすれば、静特性は圖より明らかなる如く

$$I_p = g_m \left(\frac{E_p}{\mu} - E_g \right) \dots\dots\dots(2)$$

にて表される。

この場合には、電源電圧とプレート電圧とは等しいわけである。ところが(b)圖の如く、プレート側に R_p といふ負荷抵抗を接続したとし、これに I_p なる電流が流れたとすれば、プレート電圧は電源電圧 E_N から $I_p R_p$ を引いたものとなる。即ち

$$E_p = E_N - I_p R_p$$



第 5 圖 (c)

となる。

即ちプレート電圧が、 $I_p R_p$ だけ低い E_{p1} の静特性上の A 点に移る。即ち AB の値は $I_p R_p$ を、グリッド側に換算した値であるから $\frac{I_p R_p}{\mu}$ に相当する。故に $\frac{I_p R_p}{\mu}$ に相当する値だけ右方に移した点を結ぶと、第5圖(a)に示す如き動作特性が得られる。なほ豫め(a)圖右方に示す如く、 $\theta = \tan^{-1} \frac{\mu}{I_p} = \tan^{-1} \frac{R_p}{\mu}$ なる直線を求めて、それと縦軸との距離より動作特性を畫くことが出来る。第5圖(c)の如き、プレート電圧對プレート電流特性なれば、 $\theta = \tan^{-1} R$ により動作特性を求め得る。

次に(2)式を負荷ある場合につき考慮して、 $E_p = E_N - I_p R_p$ 及び $\mu = g_m r_p$ を代入すれば

$$I_p = \frac{1}{r_p} \{ (E_N - I_p R_p) - \mu E_g \} \dots\dots\dots(3)$$

を得。今グリッド電圧を ΔE_g だけ變化して、プレート電流が ΔI_p だけ變化したとすれば

$$I_p + \Delta I_p = \frac{1}{r_p} \{ E_N - (I_p + \Delta I_p) R_p - \mu (E_g - \Delta E_g) \} \dots\dots\dots(4)$$

となる。

(4)式より(3)式を引いて ΔI_p を求めると

$$\Delta I_p = \frac{\mu \Delta E_g}{r_p + R_p}$$

となる。

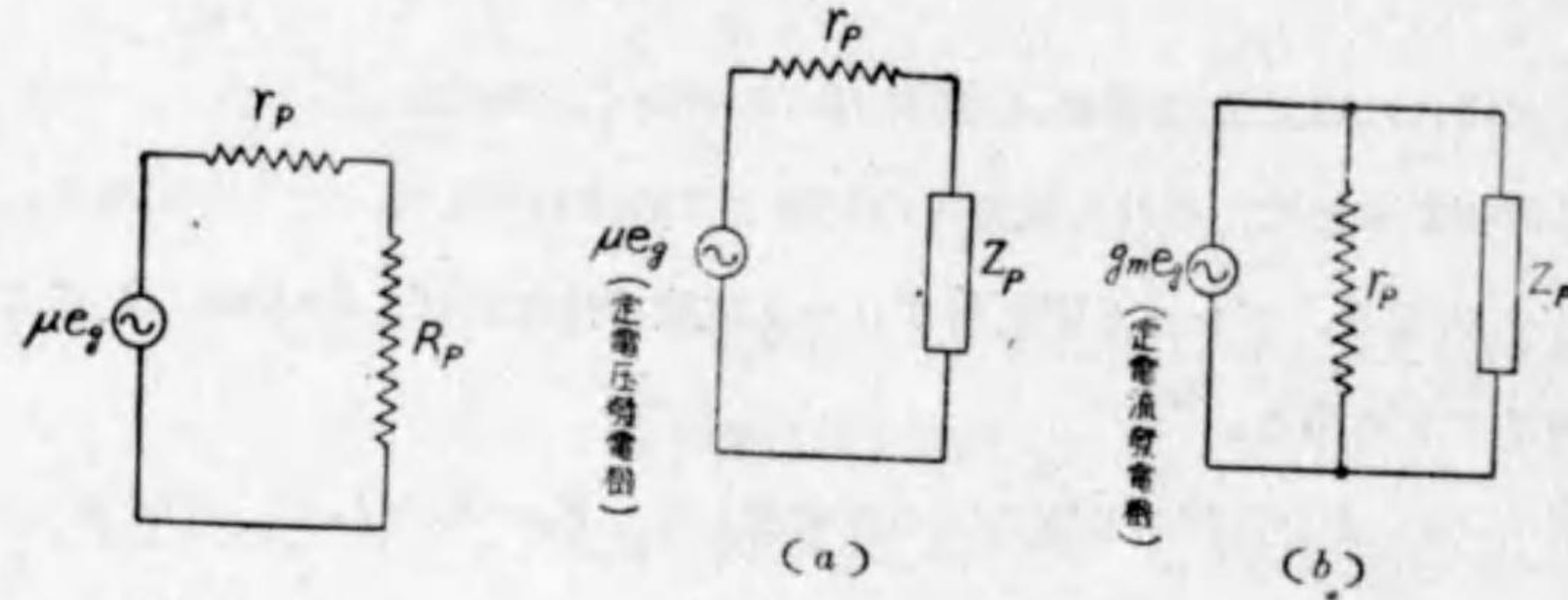
上式に於いて ΔI_p , ΔE_g は交流電圧の實効値として i_p , e_g をもつて表しても差支へないから上式は又

$$i_p = \frac{\mu e_g}{r_p + R_p} \dots\dots\dots(5)$$

となる。

即ち(5)式は、 μe_g なる起電力を有する發電機に、その内部抵抗 r_p に直列に

R_p なる負荷抵抗を接続した場合に流れる電流が i_p であることを意味するもので、第5圖(b)に示した回路は交流部分のみを考へれば、第6圖に示す如き回路として考へられる。 R_p を Z_p の如きインピーダンスにおき變へても交流部分に對しては、(5)式と同形の(6)式が成立する。



第6圖

第7圖

$$i_p = \frac{\mu e_g}{r_p + Z_p} = \frac{\mu}{(r_p + R_p) + jX_p} e_g \dots\dots\dots (6)$$

即ちこの場合には、上式より明らかな如く、動作點の軌跡は(交流理論参照)楕圓となる。

第7圖(a)は、定電壓發電機 (Constant voltage generator) としての等價回路 (Equivalent circuit) であるが、 g_m が一定とみられる場合においては(6)式を變形して

$$i_p = \frac{\mu e_g}{r_p + Z_p} = g_m e_g \frac{r_p}{r_p + Z_p} \dots\dots\dots (7)$$

を得。即ち第7圖(b)の如き定電流發電機 (Constant current generator) とした等價回路が考へられる。實際問題として周波數が高くなれば、電極間容量を考慮に入れねばならなくなつて、等價回路は更に複雑となる(第3節参照)。

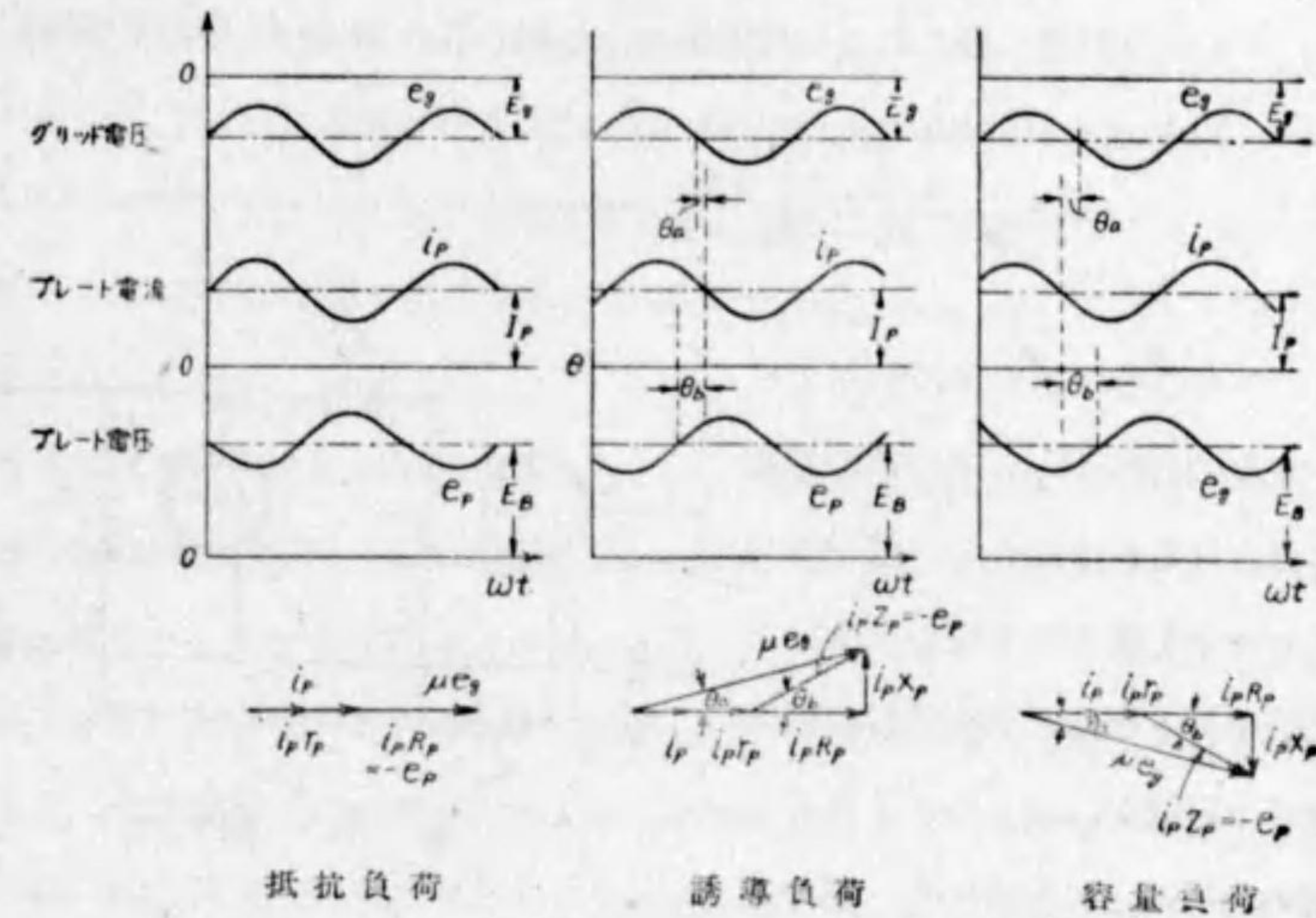
交流プレート電壓を e_p とすれば、 $e_p = -i_p Z_p$ にて表せるから、(6)式より

$$i_p = g_m \left(e_g + \frac{e_p}{\mu} \right) = \frac{1}{r_p} (e_p + \mu e_g) \dots\dots\dots (8)$$

を得る。上式は真空管においてグリッド電流が流れず特性の直線部分において動

作してゐる場合の、プレート電流 i_p を表示する重要な式である。

最後に往々にして諒解し難いとみられる e_g, i_p, e_p の位相關係につき、一言しておく。今プレート側に抵抗 R_p を接続した場合を考へれば、グリッド電壓が正の方向に増加すればプレート電流 I_p は同相に増加するが、プレート電壓は $I_p R_p$ だけ減少するわけで、恰度 180° 位相が異なるわけである。第8圖について、今一度(6)式の位相關係を充分に諒解することとしよう。



第8圖

2.2 抵抗結合増幅器

真空管のグリッドにある微小な交流電壓を加へると、プレート負荷端子には、何倍か増幅された交流電壓が生ずるが、これだけの電壓でまだ不十分なきには、さらにその電壓を別の真空管のグリッドに入れて増幅する。必要に応じて何段にもかかることを繰返すわけで、このやうに多數の増幅段を設けた増幅器を多段増幅器といふ。この場合に、二つの真空管を結合するのに、第一段目のプレートの負荷インピーダンスとして、いかなる種類のインピーダンスを接続して次段への

結合を行ふかによつて、次の三つに分類出来る。

- (a) 抵抗結合増幅器 (Resistance coupled amplifier)
- (b) チョーク結合増幅器 (Choke coupled amplifier)
- (c) 変圧器結合増幅器 (Transformer coupled amplifier)

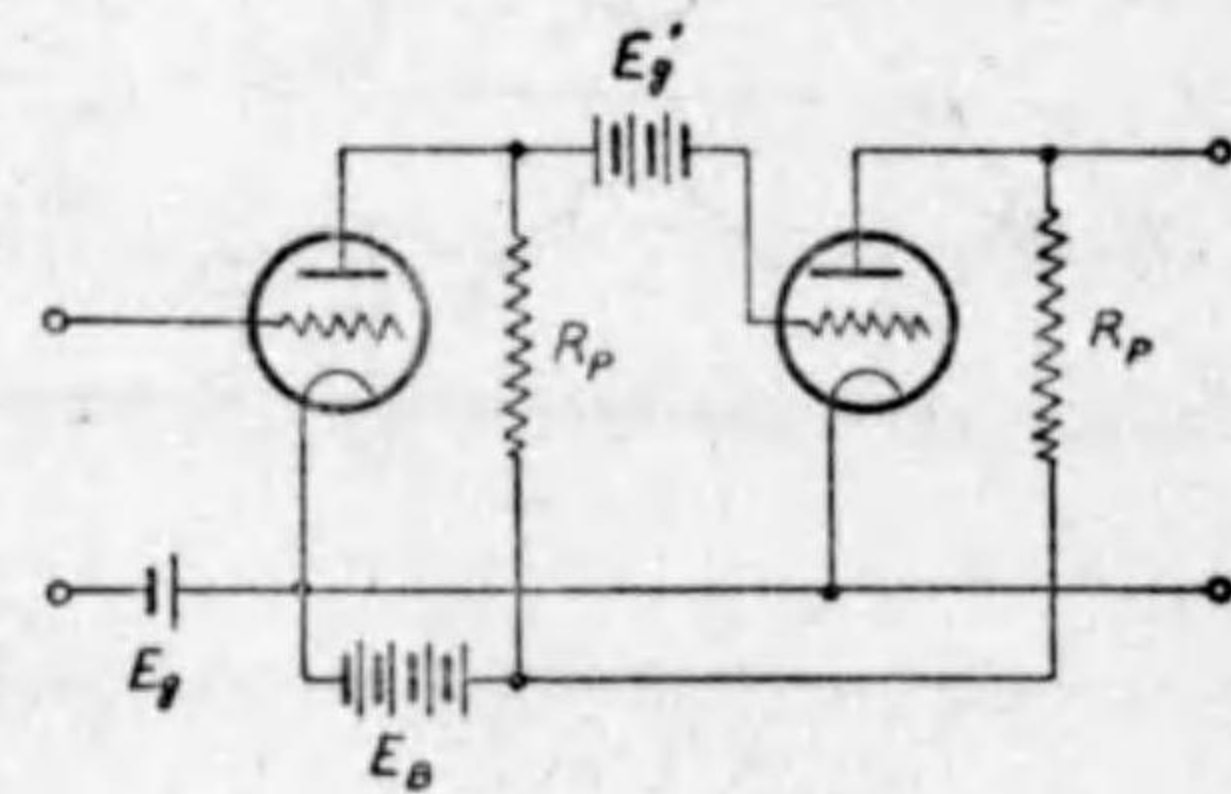
まづ抵抗結合増幅器から、その動作を考へてみよう。

プレート側に抵抗 R_p を負荷した増幅器のグリッドに e_p なる交流電圧を加へる時、プレート回路に得られる交流電圧は、 $i_p R_p$ であるからその電圧増幅度 (V.A.) (Voltage amplification) は (5) 式より明らかに

$$(V.A.) = \frac{i_p R_p}{e_g} = \frac{\mu R_p}{r_p + R_p} \dots\dots\dots (9)$$

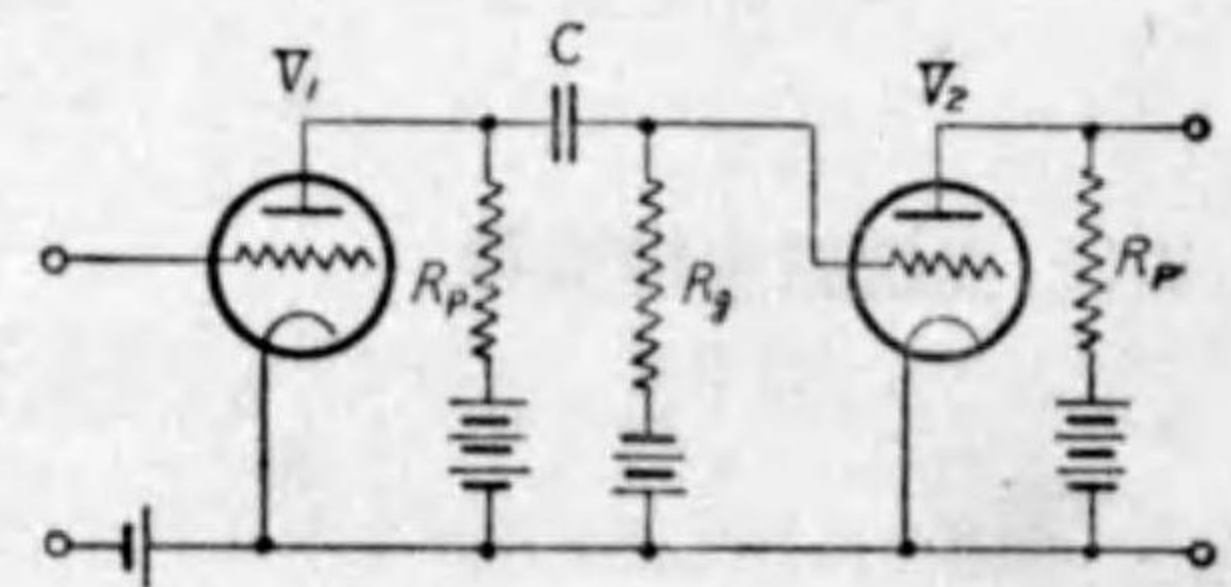
となる。

故にかかる増幅器を n 段使用すれば、理論的には (V.A.) ^{n} だけの増幅度が得られるわけである。第一段目のプレートを直ちに次段のグリッドに接続するときは、第一段目の直流プレート電圧が二段目のグリッドに直接かかることになるから、第9圖



第 9 圖

の如く E_g なる電池を接続して負の電圧を加へておかねばならない。ところがこの結線は後述する直流増幅器として用ひられるが、別に電池を要し實用上不便な點が多いので交流



第 10 圖

電圧のみを増幅したい場合には、一般に第10圖の如き接続が専ら使用せられる。

第10圖において、 R_p は真空管 V_1 の負荷抵抗 (Load resistance or coupling resistance) で、 V_1 のプレート直流電源の通路をなすと共に、この端子に V_1

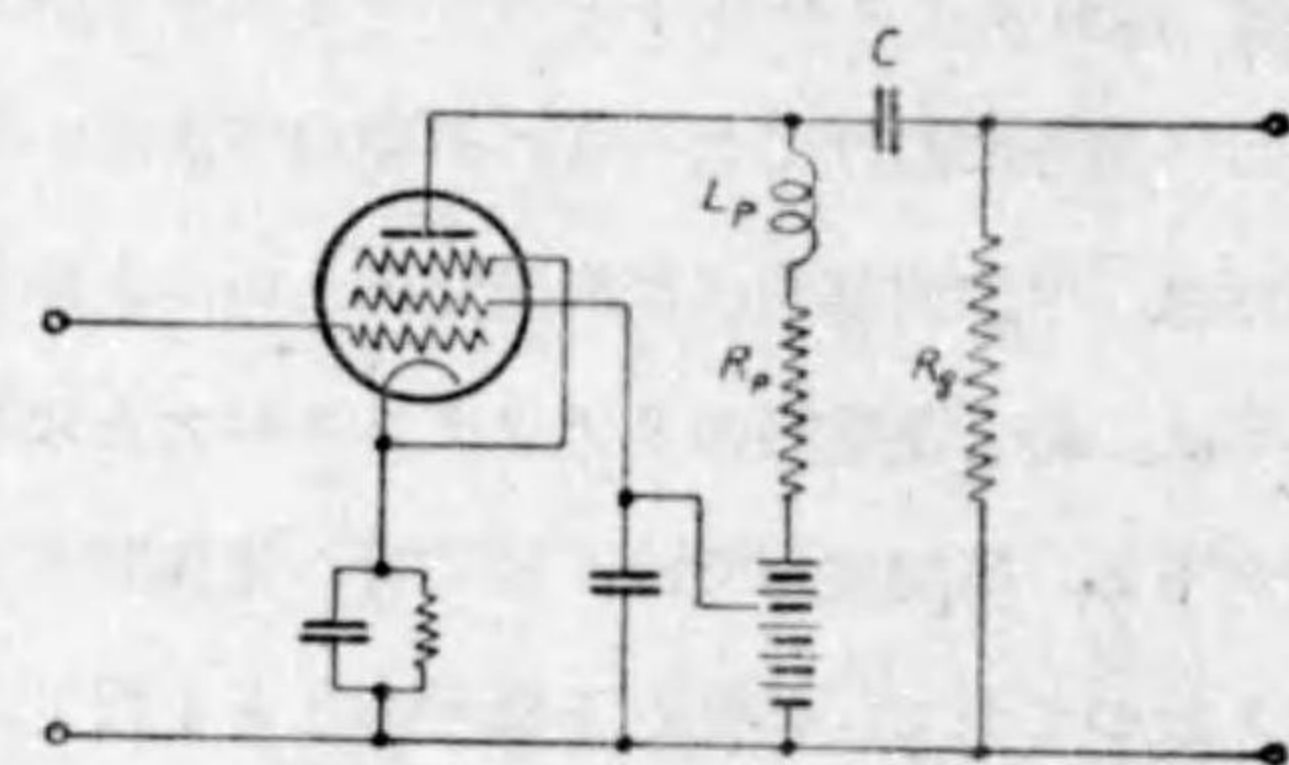
により増幅された交流電圧が生ずるわけである。蓄電器 C は、 V_2 のグリッドに V_1 のプレート直流電圧がかからぬやうに阻止し、 V_1 のプレートと V_2 のグリッドとを結合するので、これを阻止蓄電器または結合蓄電器 (Blocking or coupling condenser) と稱せられる。 R_g はグリッド漏洩抵抗 (Grid leak resistance) と稱せられるもので、 V_2 管のグリッドにグリッド偏倚電圧を加へる通路となり、同時にグリッドに蓄積された電子を逃がす通路をなすものである。そこで V_1 のプレート側に増幅された交流電圧は C と R_g にかかり、 R_g にかかる電圧が次段の V_2 により増幅されるのであるから、 R_p に比し C と R_g とよりなるインピーダンスは大きくする必要があり、同時に次段に有効に使用される交流電圧は R_g 端子の電圧であるから、 C のリアクタンスは R_g の抵抗に比し小でなければならない。

可聴周波増幅器に於いて問題となるのは、増幅度とその周波数特性並びに至と雑音であるが、まづ増幅度の周波数特性を考へてみる。周波数特性を論ずる場合、大體 3,400 サイクル以下と 400 サイクル乃至 2,000 サイクルと 2,000 サイクル以上の三部分にわけて考へるのが便利であるから、説明の便宜上それぞれに低周波部、中周波部並びに高周波部といふ名稱をつけることとする。低周波部に於いては、結合蓄電器のリアクタンスが大となるから、その値が適當でない増幅度が下る。高周波部では、真空管の電極間の容量、及び回路要素の分布容量が問題となつて来て、特性が下降することとなる。しかし乍ら、真空管並びに回路要素の選定よろしければ抵抗結合増幅器は 10,000 サイクル程度までなれば段数が餘り多くない限り相當良好なる特性が得られる。抵抗結合増幅器は、最も周波数特性の良好なもので、かつ至、雑音の原因となる部分の少ない増幅器である。ただ増幅度の點は、後述の結合法に比し劣る。

最後に、回路定数の選定に對する注意を一言しておく。回路定数の決定は、真空管及び電源電圧並びに使用周波数により、異なることはいふまでもない。まづ

プレート負荷抵抗 R_p の値であるが、これは (9) 式の示す如く、 μ 及び r_p が一定の場合には、大なるほど増幅度を増すことになるが、あまり大なる値を選ぶと、プレート電源電圧の増加が著しくなり、かつ一般の場合のやうに同電圧が一定の場合には、實際プレートにかかる電圧が低下して、特性の曲線において動作するため歪を生ずることになる。しかし乍ら、餘り大なる値でなければ R_p を増加すると、プレート電流が減じてプレート抵抗 r_p が増加することになり、また動作特性が平行に近づいて相反する作用をするから、その変化はさほど critical のものではない。次に C 及び R_g の値であるが、これは前述の如く R_p に対し負荷の影響のないやうに、充分大なるインピーダンスを有するやうにせねばならぬが、餘り $R_g C$ なる時定数が大きいと、動作が不安定になる。 C にはなるべく漏洩抵抗の高い良質のものを使用せぬと、漏洩電流のために次段のグリッドを正にする危険がある。又いふまでもなく、増幅すべき最低周波数において、 R_g の抵抗に比し、充分小なるリアクタンスを有するものでなければならぬ。

以上述べた抵抗結合増幅器は、増幅器として最も周波数特性が良好なもので、広い周波数範囲に使用し得るものであるが、周波数が高くなると、前述の如く真空管の電極間の容量及び回路要素の分布容量のために特性が劣化する。こ

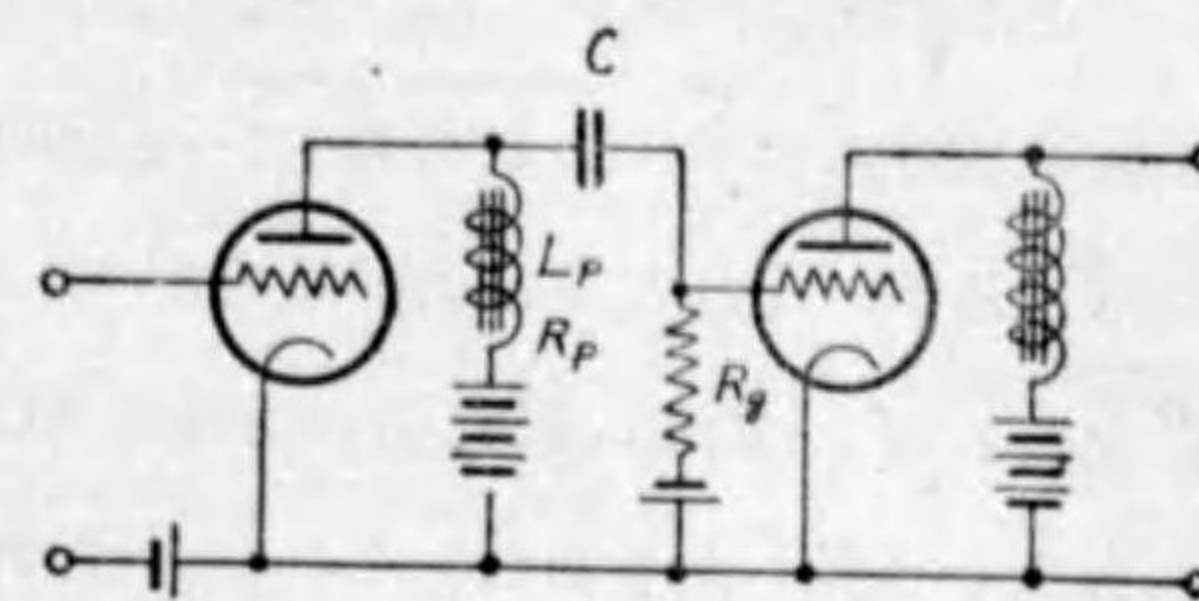


第 11 圖

の影響を避けるために、真空管として電極間容量の小なるものを選定し、回路要素の選定にも意を配し、一段の増幅度を下げ使用し、且つ適当な補償法を行へば極めて高い周波数まで一様に使用しうる唯一の結合方式で、映像周波増幅器として、數メガサイクルに至る増幅に使用される (第 11 圖参照)。

2.3 チョーク結合増幅器

第 10 圖の回路のプレート負荷抵抗 R_p を、第 12 圖の如く塞流線輪 (Choke coil) L_p におき換へたものが、即ちチョーク結合増幅器で、前者に比し、 L_p の直流抵抗が小であるから同じプレート直流電圧を得る

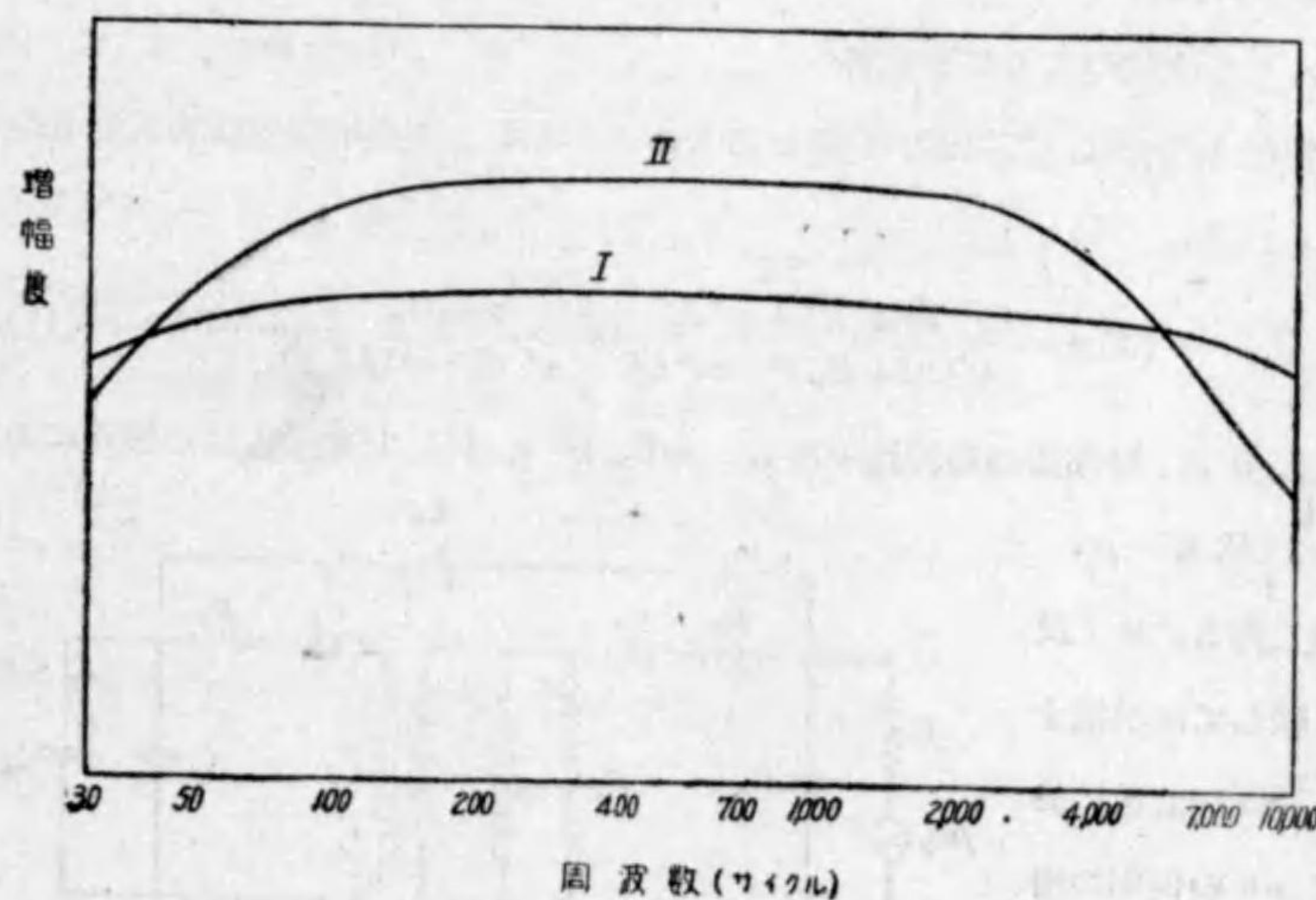


第 12 圖

のに、電源電圧が低くてすむ利點がある。この場合の増幅度は

$$(V.A.) = \frac{\mu \sqrt{R_p^2 + \omega^2 L_p^2}}{\sqrt{(r_p + R_p)^2 + \omega^2 L_p^2}} \cdot \frac{\mu \omega L_p}{\sqrt{r_p^2 + \omega^2 L_p^2}} \dots \dots \dots (10)$$

となる。但し、上式における R_p は L_p 中の抵抗分であつて、通常 r_p に比し充分小なるものである。上式において明らかな如く、増幅度式中に ωL_p といふ周波数に依つて變化する項が入つてゐるから (9) 式と異なり、増幅度が周波数に依つて變化することを意味してゐる。しかし乍ら、 ωL_p が r_p に比し充分大き



第 13 圖

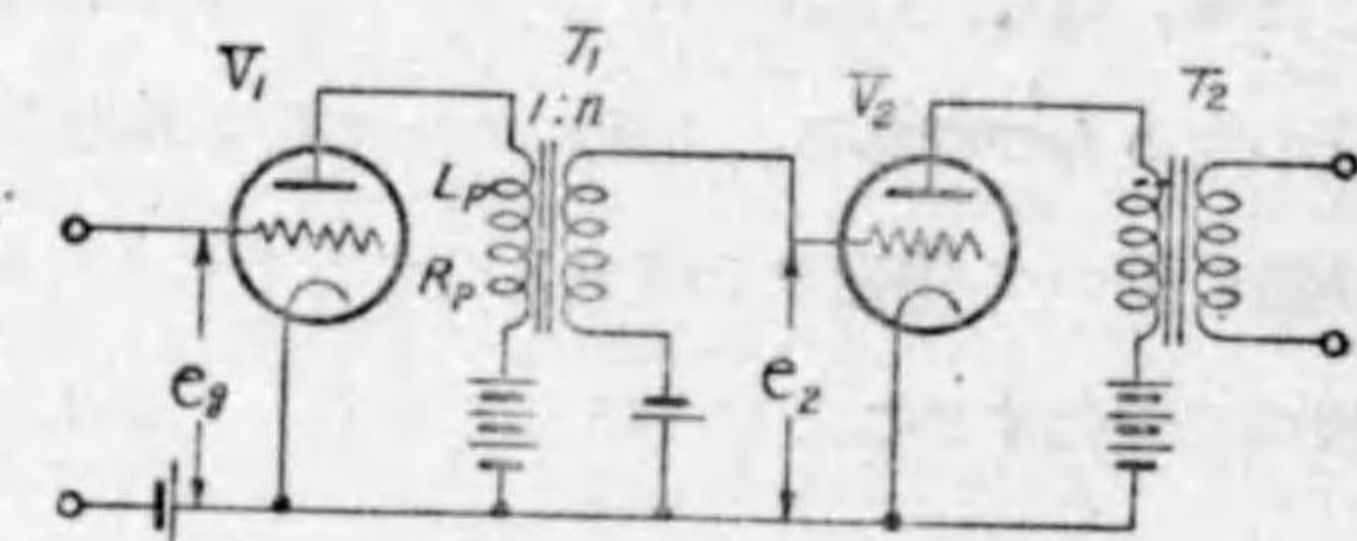
ければその影響は少ない。 L_p の値は 2.2 における R_p と同様、増幅すべき最低周波数における要求により定まるが (第 13 圖参照) L_p を大にすれば低周波部の利得は上るが、それだけ分布容量も増加して、高周波部の特性が早く下降することになる。第 13 圖は、抵抗結合増幅器 (D) と、チョーク結合増幅器 (D) との特性の傾向を比較したものである。後者は増幅度が一樣の範囲は狭いが、中周波部の増幅度は前者より高い。高周波部の下るのは L_p の分布容量のためである。

C 及び R_p の選定法は、抵抗結合増幅器の場合と大體同様である。

2.4 變壓器結合増幅器

變壓器結合増幅器とはプレート負荷として變壓器を使用する増幅器で、その二次側を次段のグリッドに接続する

もので、第 14 圖はその回路を示すものである。變壓器巻線に分布容量なく、漏洩インダクタンスもなく、且つ次段の入力容量も考へ



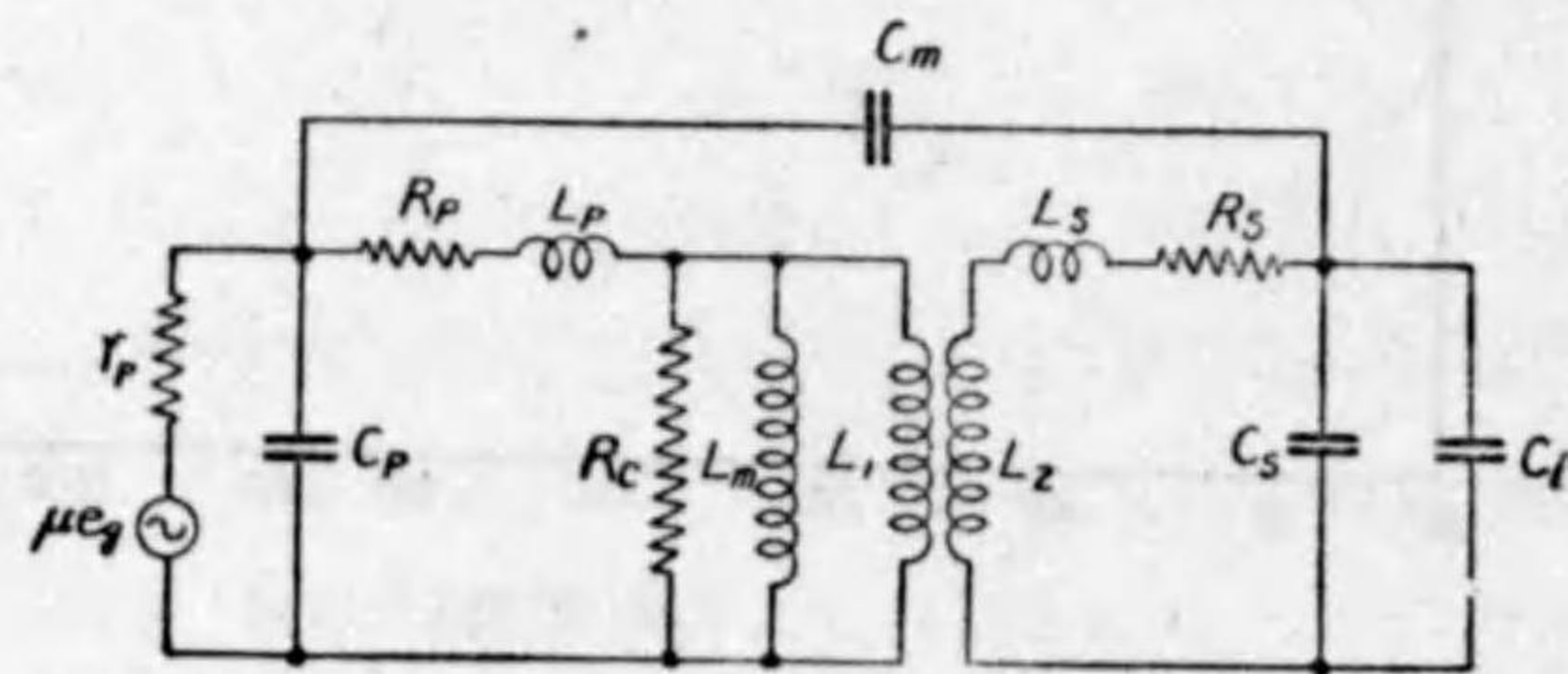
第 14 圖

る必要な場合は、二次側が開路せるものとみなし、電圧増幅度は次式をもつて與へられる。

$$(V.A.) = \frac{\mu n \sqrt{R_p^2 + \omega^2 L_p^2}}{\sqrt{(r_p + R_p)^2 + \omega^2 L_p^2}} \cdot \frac{\mu n \omega L_p}{\sqrt{r_p^2 + \omega^2 L_p^2}} \dots \dots \dots (11)$$

但し n は、變壓器の巻線比である。 ωL_p が r_p に比し充分大なる極限においては、 $(V.A.) \rightarrow \mu n$

に達し得る。故に設計に際しては増幅すべき最低周波数において μn の何%の増幅度を要求するか



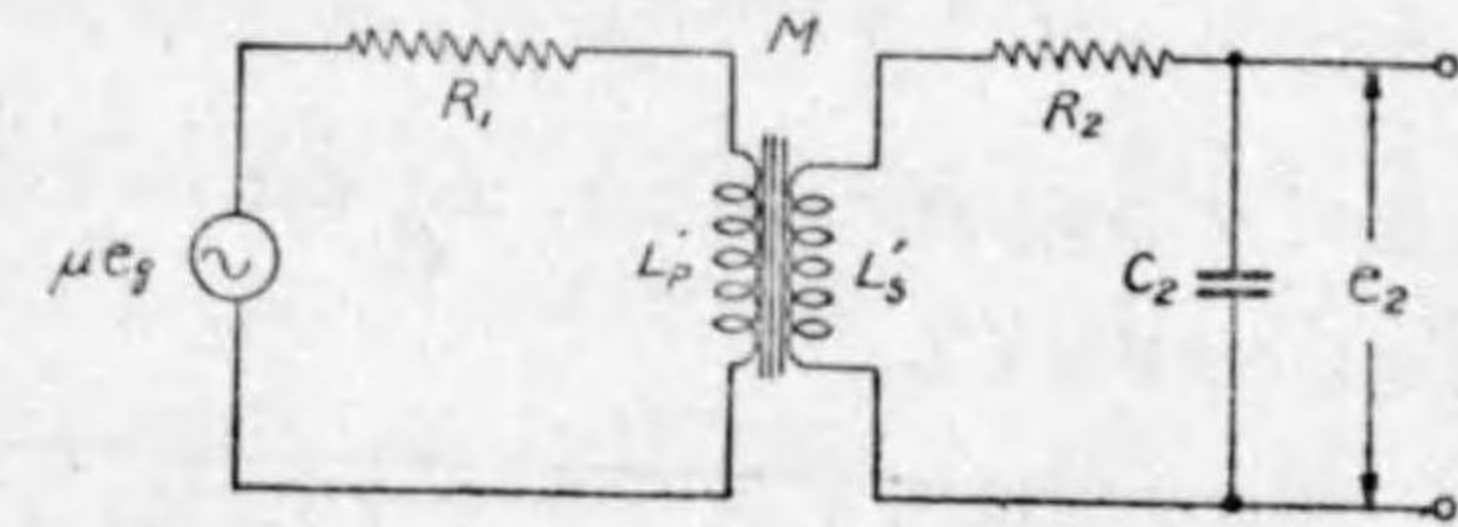
第 15 圖

依つて L_p の値を定める。

ところが実際には周波数が高くなると、巻線の分布容量や漏洩インダクタンスが特性の上に大きな役割を演ずることになる。第 15 圖は、第 14 圖の如き變壓器結合増幅器の詳細な等價回路で、同圖における要素を説明すると、 r_p は V_1 のプレート抵抗、 R_p 及び R_s はそれぞれ一次及び二次線輪の抵抗、 L_p 及び L_s は一次及び二次線輪の漏洩インダクタンス、 C_p 及び C_s は一次及び二次線輪の分布容量、 R_c 及び L_m は鐵損及び勵磁電流を表す抵抗並びにインダクタンス、 L_1 及び L_2 は電流電壓を變換し、一次二次間の位相を變化せしめる假想インダクタンス、 C_m は一次二次巻線間實効相互容量である。

第 15 圖は、動作の説明には餘りにも複雑であるから、これを第 16 圖の如く簡

單化して考へてみる。第 16 圖において、 R_1 はプレート抵抗と一次側全抵抗との和を示し、 R_2 は、二次側の全抵抗を示す。 L'_p 及び L'_s は複



第 16 圖

素インダクタンスの實數部を示し、 C_2 は、二次巻線の分布容量、次段の真空管の入力容量及び C_m を二次端子に換算した容量の總和と考へる。しかして、一次側の C_p は省略する。しかる時 $\frac{e_2}{e_g}$ を求めると

$$(V.A.) = \frac{e_2}{e_g} = \frac{\mu n k}{\sqrt{\left[1 - (1 - k^2) \frac{\omega^2}{\omega_2'^2}\right]^2 + \left[\frac{2\delta_1}{\omega} - 2 \frac{\delta_1 + \delta_2}{\omega} \frac{\omega^2}{\omega_2'^2}\right]^2}} \dots \dots \dots (12)$$

を得る。ここに $k = \text{結合係数} = \frac{M}{\sqrt{L_p L_s}}$

$$\omega_2' = \frac{1}{\sqrt{L_s C_s}}$$

$$\delta_1 = \frac{R_1}{2 L_p'} \quad \delta_2 = \frac{R_2}{2 L_s'}$$

上式において、分母は二項より成るが、第二項が零となる周波数においては

$$(V.A.) \doteq \mu n \dots\dots\dots (13)$$

となり、この周波数 f_1 を第一共振周波数と呼ぶ。この周波数は、大體中周波数部において起るが、周波数特性上には表れてこない。次に (12) 式において第一項が零となる周波数 f_2 は、第二共振周波数と稱せられ、その角速度を ω_2 をもつて表せば

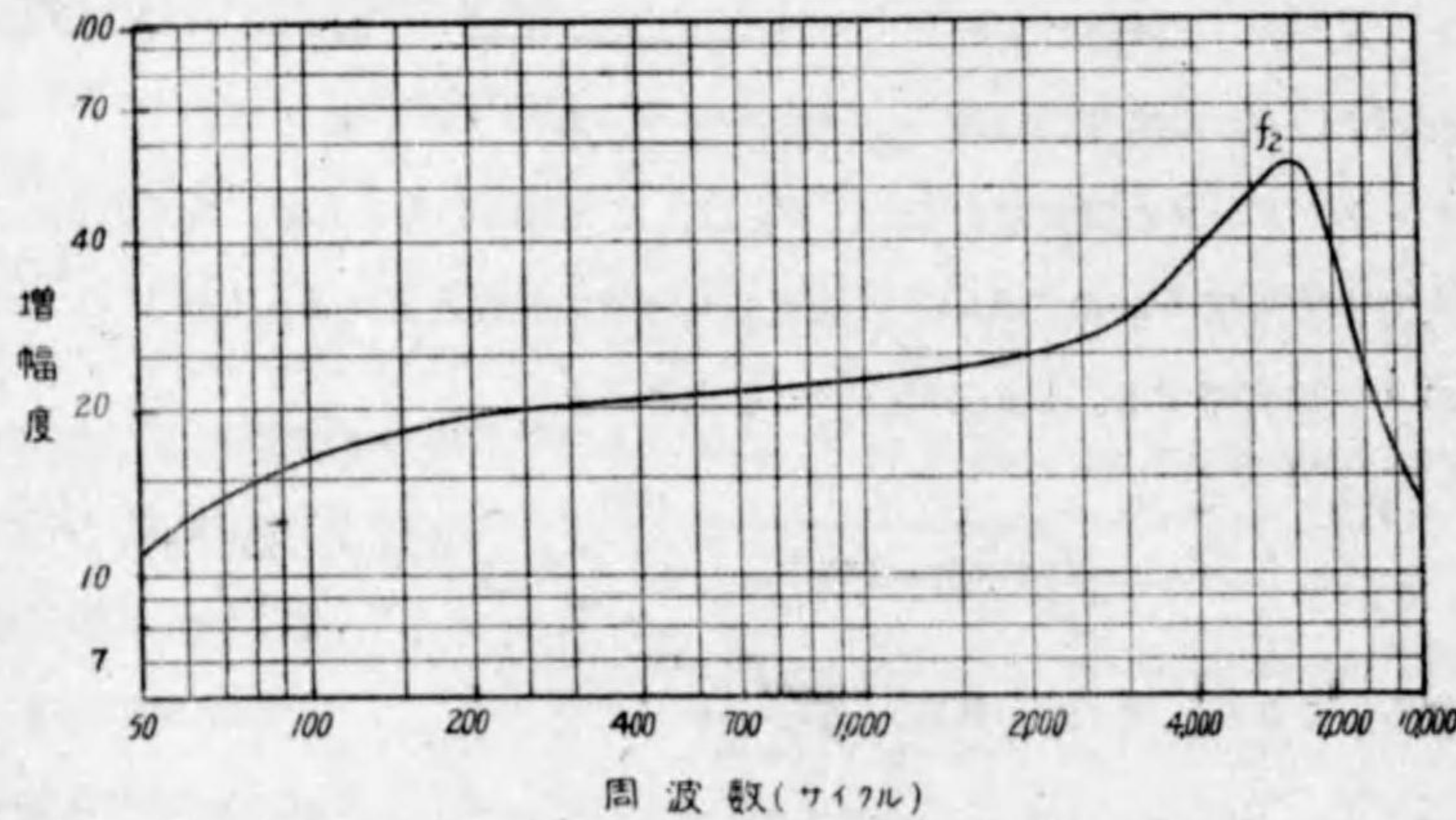
$$\omega_2 = \omega_1 \frac{1}{\sqrt{1-k^2}} = \frac{1}{\sqrt{(1-k^2)L_1C_2}} \dots\dots\dots (14)$$

となる。

従つて電圧増幅度 (V.A.) は

$$(V.A.) \doteq \mu nk \frac{\omega_1 \sqrt{1-k^2}}{2(\delta_1 + \delta_2)} \dots\dots\dots (15)$$

となり、この周波数においては、増幅度は μn の數倍となり、その周波数特性上に著しく表れてくる。



第 17 圖

第 17 圖は變壓器結合増幅器の周波数特性の一例であるが、圖中の 6,000 サイクル附近の尖頭値は、第二共振周波数の點で、變壓器結合増幅器の設計に際し、是

非とも考慮せねばならぬ點である。要するに、第二共振は漏洩リアクタンスと等價容量との直列共振により生ずるものであるから、第二共振周波数を可聴周波より高い周波数に持ちきたすためには、漏洩リアクタンス及び等價容量を減少させるやうな變壓器の設計を行はねばならない。以下この第二共振周波数の異常増幅性を中心として、少しく變壓器結合増幅器の周波数特性を考へてみよう。真空管としてプレート抵抗の低いものを選べば(一般に μ が減少することになるが)、低周波部の相對増幅度は増加するが、第二共振點における異常増幅性が著しく表れる。第二共振點の増幅度を外部的に補正するには、二次側(場合により一次側)に減幅抵抗 (damping resistance) を挿入して行ふ場合もあるが、この場合には勿論増幅度をすつと下げて使用することになる。變壓器の構造上よりいへば、線輪を分割して巻く分割巻の方法が良好で、これには種々なる方法があり、また種々の注意が必要であるが、ここには詳細を省略することとする。要するに使用線(二次線輪に抵抗線を使用すると、第二共振點の増幅度が下げられる)、層間絶縁材料、巻線法、巻間、引出線の接続法、鐵心の材料並びに形状等々の要素により、特性が左右される。

なほ直流を變壓器の一次線輪に流すと、直流磁化のためにインダクタンスが減じ低周波部分の特性が悪くなるので、抵抗を接続して蓄電器できつて一次線輪に直流を流さぬやうにすることもある。又二次線輪の分布容量のために特性が下降するのを防ぐため、特に多少の漏洩インダクタンスをもつて、第二共振を故意に起させることもある。變壓器の巻線比は、高くなるほど良好な特性を得ることが困難となるもので、5對1以上になれば、特に設計に注意しなければならない。

2.5 可聴周波電力増幅器

(a) 單一真空管による A 級可聴周波電力増幅器最大出力の條件

今迄は電壓増幅器として電壓増幅度について考へて來たが、ここでは電力増幅に就いて考へてみる。先づ第 18 圖の如き、抵抗負荷の場合の R_p に消費される

電力を求めてみる。グリッドに交流電圧 e_g を加へた場合の、交流プレート電流 i_p は (5) 式より

$$i_p = \frac{\mu e_g}{r_p + R_p}$$

故に R_p に消費せられる電力を P とすれば

$$P = \frac{1}{2} i_{pm}^2 R_p = \frac{1}{2} \frac{\mu^2 e_{gm}^2 R_p}{(r_p + R_p)^2} \dots\dots\dots (16)$$

となる。

i) グリッド交流電圧 e_g が一定の場合の最大出力の条件

(16) 式に於いて e_g が一定であるから、 R_p を変化して P の最大を求めればよい。即ち

$$\frac{\partial P}{\partial R_p} = \frac{1}{2} \mu^2 e_{gm}^2 \frac{(r_p + R_p)^2 - 2R_p(r_p + R_p)}{(r_p + R_p)^3} = 0 \dots\dots\dots (17)$$

即ち、 P の最大の条件は

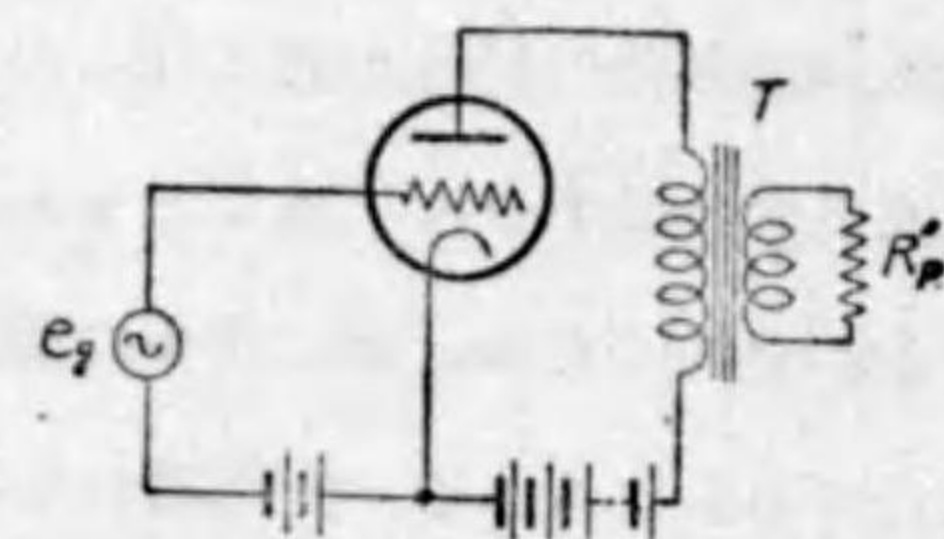
$$r_p = R_p \dots\dots\dots (18)$$

となる。最大出力の値を P_m を以つて表せば

$$P_m = \frac{1}{8} \mu^2 e_{gm}^2 = \frac{(\mu e_{gm})^2}{2 r_p} \dots\dots\dots (19)$$

となる。

ところで負荷抵抗 R_p が r_p と相當の差異のある場合は、第19圖の如き整合變壓器を用ひ、巻線比 n を $n = \sqrt{\frac{r_p}{R_p}} \dots\dots\dots (20)$ に定めて整合する必要がある。

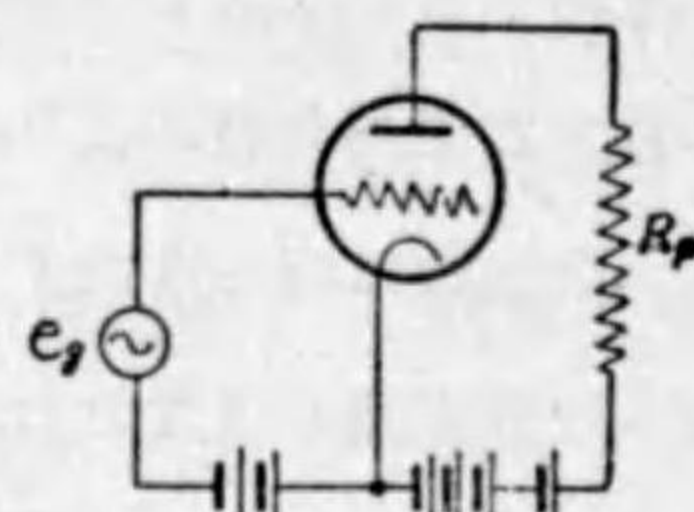


第19圖

ii) 無歪最大出力の条件

次に真空管並びにプレート電源電圧が與へられたる場合、無歪の範囲においてその真空管が出し得る最大出力は、いかなる条件の下に得られるかを考へてみる。

まづ無歪なるためには、次の二つの条件を必要とする。

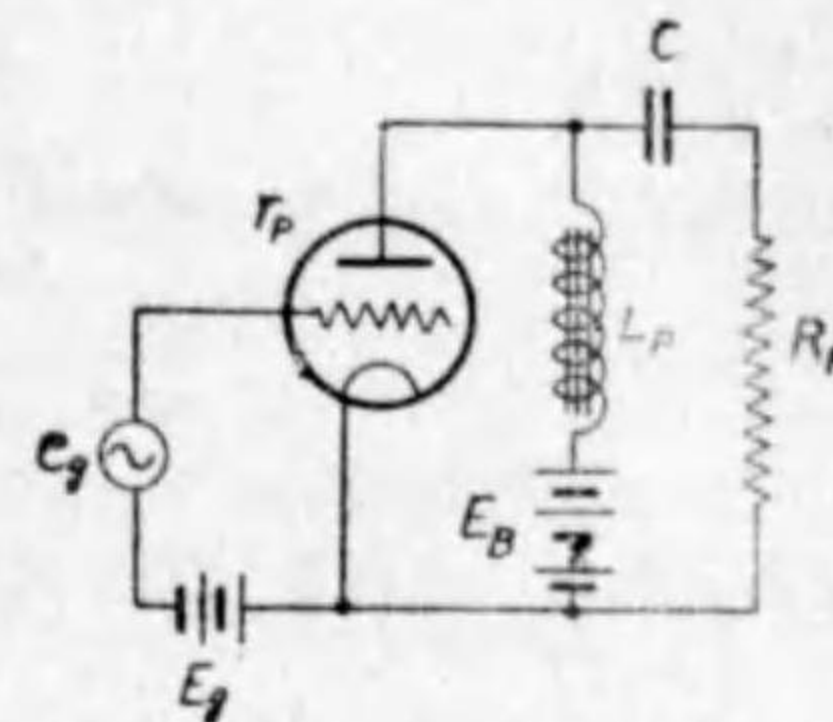


第18圖

(I) プレート電流の最小値は、特性の直線部分にあること。

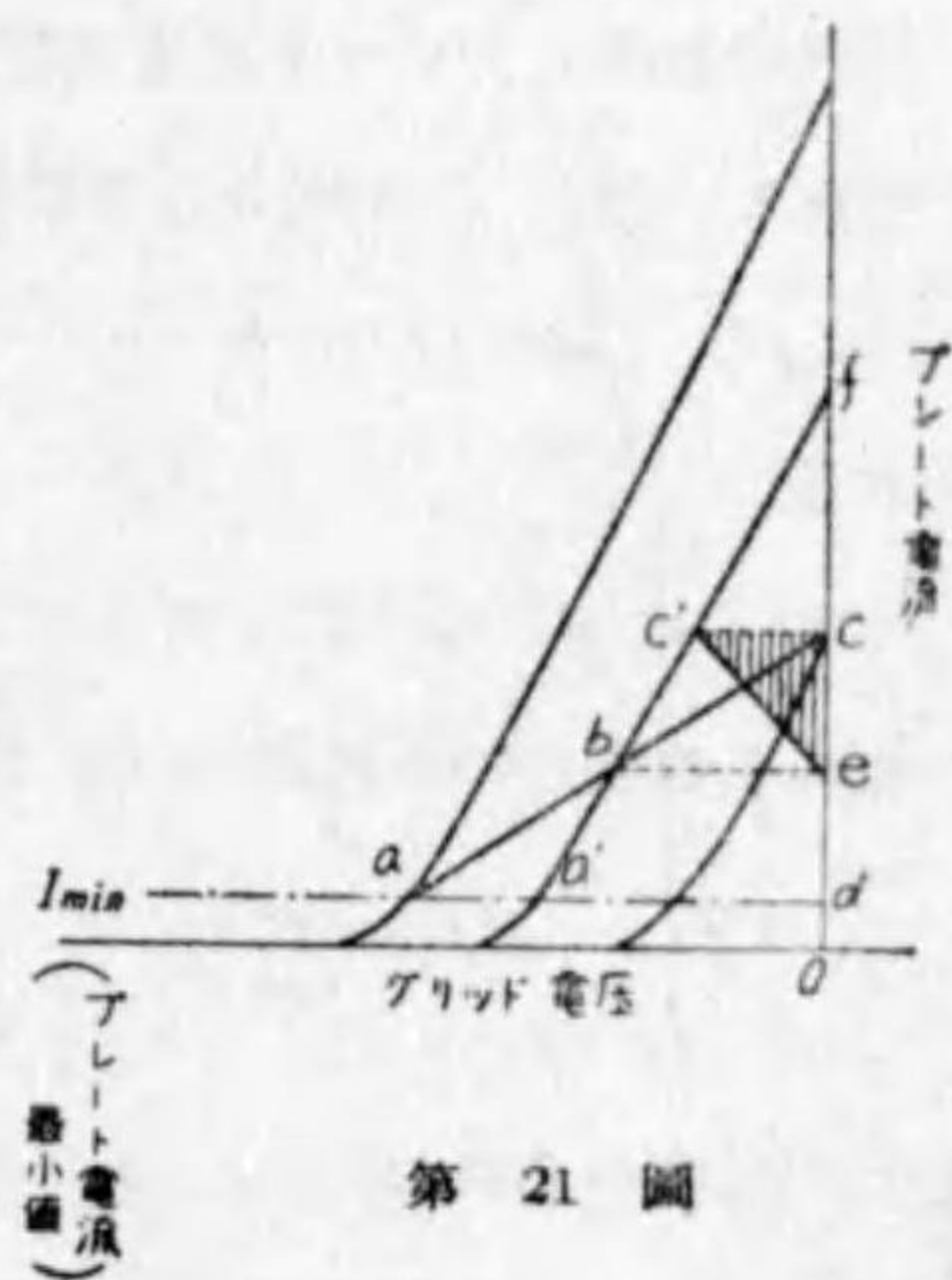
(II) グリッド電圧の振幅は、負の範囲にあること。

かかる場合無歪最大出力の条件を求むるに二つの異つた場合、即ち直列饋電の場合と並列饋電の場合が考へられるが、ここでは後者即ち第20圖の如き並列饋電の場合を考へることとする(兩者はその条件を異にする)。並列饋電の場合には負荷抵抗 R_p が變化しても、プレート直流電圧は變化しない。



第20圖

第21圖により、無歪最大出力の条件を求むることとしよう。上の無歪の条件 (I) より、特性の曲つた部分は歪を生ずるから、プレート電流は I_{min} 以下にならぬやうにする。(II) の条件から、グリッド電圧の振幅が正にならぬやう、即ち df 線より右にこぬやうにする。プレート直流電圧 E_p ($\doteq E_B$) は負荷抵抗に左右されず一定で、動作特性は abc にて與へられ、動作基点 b は ac の中點である。



第21圖

今交流の出力を P とすれば

$$P = \frac{1}{2} i_{pm} e_{pm} \dots\dots\dots (21)$$

にて與へられる。

しかるに、交流プレート電流の振幅 i_{pm} は ce であり、 e_{pm} は $\mu \times aa'$ 即ち $\mu \times ce'$ であるから

$$P = \frac{1}{2} ce \times \mu \times ce' \dots\dots\dots (22)$$

となる。

即ち出力は、三角形 $e'c$ の面積に比例し、この三角形を出力三角形といふ。

しかるに

$$e'c = \frac{cf}{g_m} = cf \times \frac{r_p}{\mu}$$

$$ec = \frac{1}{2} dc$$

であるから、これを(22)式に代入すれば

$$P = \frac{1}{4} r_p \times dc \times cf \dots\dots\dots(23)$$

を得る。

真空管並びにプレート直流電圧は、與へられてゐるのであるから $dc+cf$ は一定である。故に P が最大なる條件は

$$dc = cf \dots\dots\dots(24)$$

である。

即ち c は df の中點となる。

故にこの場合の負荷抵抗 R_p は

$$R_p = \frac{e_{pm}}{i_{pm}} = \frac{cf \times r_p}{\frac{1}{2} dc} = 2r_p \dots\dots\dots(25)$$

を以つて與へられる。

即ちプレート負荷抵抗 R_p を、真空管のプレート抵抗の二倍に選定した場合に最大出力が得られる。その場合の最大出力の値を、 P_m を以つて表せば

$$P_m = \frac{1}{4} r_p (dc)^2 = \frac{1}{16} r_p (df)^2 = \frac{1}{16} \frac{E_B^2}{r_p} \dots\dots\dots(26)$$

となる。

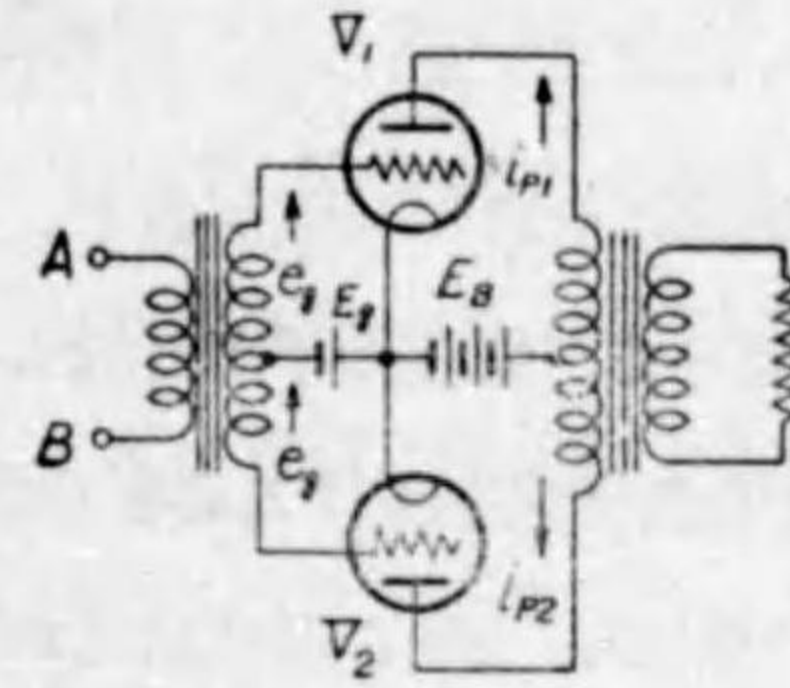
グリッド電圧 e_{gm} は

$$e_{gm} = be = \frac{3}{2} e'c = \frac{3}{2} \frac{cf}{g_m} = \frac{3}{4} \frac{df}{g_m} = \frac{3}{4} \frac{E_B}{\mu} \dots\dots\dots(27)$$

上式は、グリッド交流電圧の振幅を示すと同時に、この場合のグリッド偏倚電圧の値を示すものである。

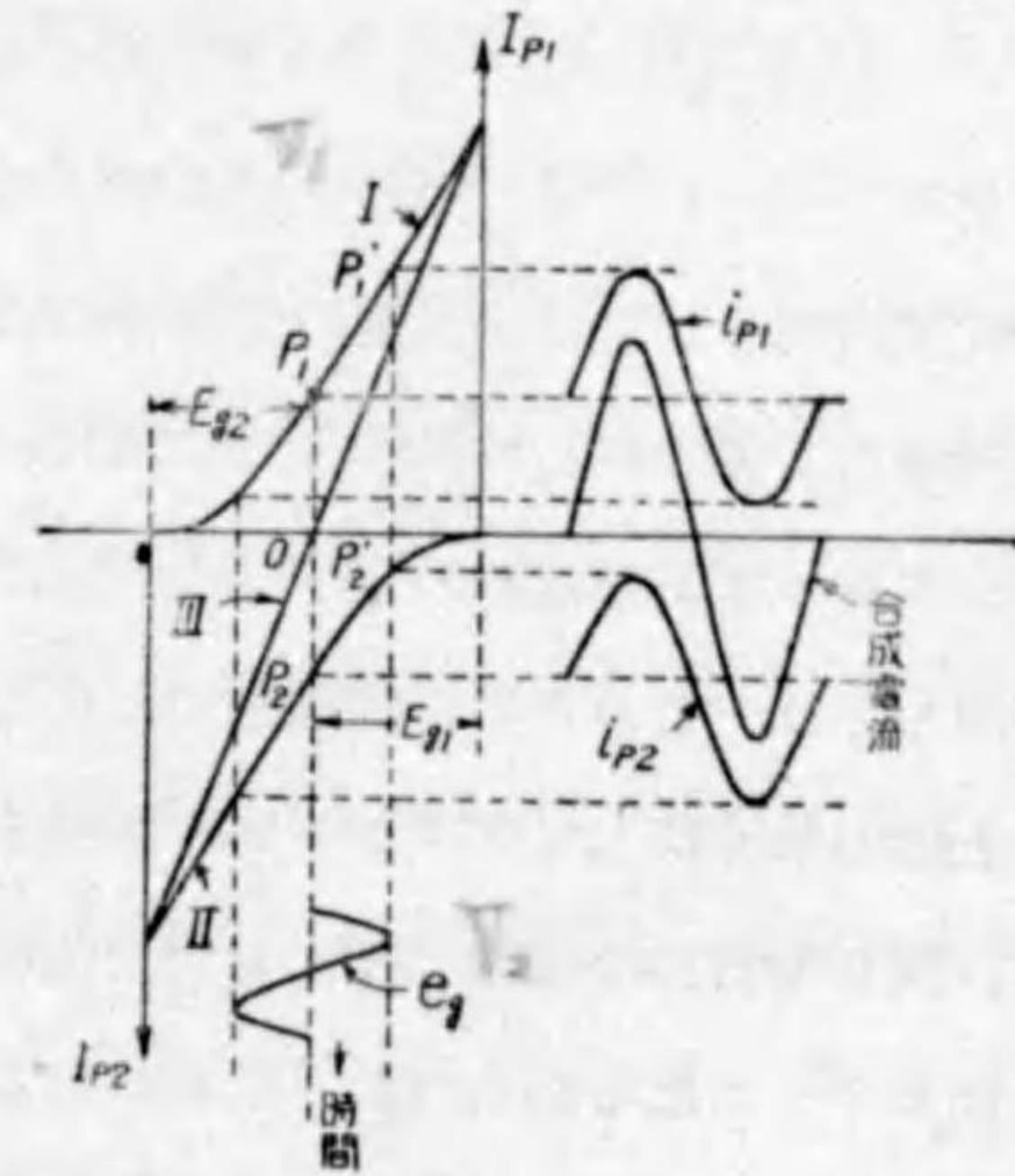
(b) プッシュプル増幅器 (A級, B級, AB級)

以上述べ来たつたところから諒解できるやうに、真空管の出力には一定限度があり、それ以上グリッド勵振電圧を上げては出力は増さず、かへつて歪が大きくなつて了ふ。かかる歪を減少すると同時に、出力を増加する接続にプッシュプル接続 (Push-pull connection) がある。第22圖の如く、同一の特性を有する二



第22圖

個の真空管を、對稱に接続せしめたるもので、その動作機構は次の第23圖において諒解できる。第23圖の曲線 I は V_1 管の動作特性、II は V_2 管の動作特性を逆向きに畫いたもので、III はその合成の動作特性を示すものである。即ち第22圖において入力電圧を AB より加へると、或時間には各グリッド電圧が矢の如くなるが、その時間には各管の動作特性上から見れば、正負相反する方向にグリッドが勵振されるわけであるから、第23圖に於いて、 V_1 管は P_1 から P_1' の方へ、 V_2 管は P_2 から P_2' の方へ變化する。従つて、プレート電流も V_1 管は増加し、 V_2 管は減少する。ところが各管のプレート電流は、變壓器の一次側を反對に流れてゐるのであるから、交流に對しては同位相といふことになり、結局動作特性 III が得られ、合成電流は、第23圖の如くなる。即ちプッシュプル接



第23圖

即ちプッシュプル接

續においては、二個の真空管は直流に対しては並列に、交流に対しては直列に動作する。

今簡単に考へて各管のプレート交流電圧をそれぞれ i_{p1}, i_{p2} とし、グリッド交流電圧を e_g とし、その特性を全く同一のものとして冪級数に展開すれば、

$$i_{p1} = a_1 e_g + a_2 e_g^2 + a_3 e_g^3 + \dots$$

$$i_{p2} = -a_1 e_g + a_2 e_g^2 - a_3 e_g^3 + \dots$$

となり、合成電流 i_p は

$$i_p = (i_{p1} - i_{p2}) = 2(a_1 e_g + a_3 e_g^3 + \dots) \dots \dots \dots (28)$$

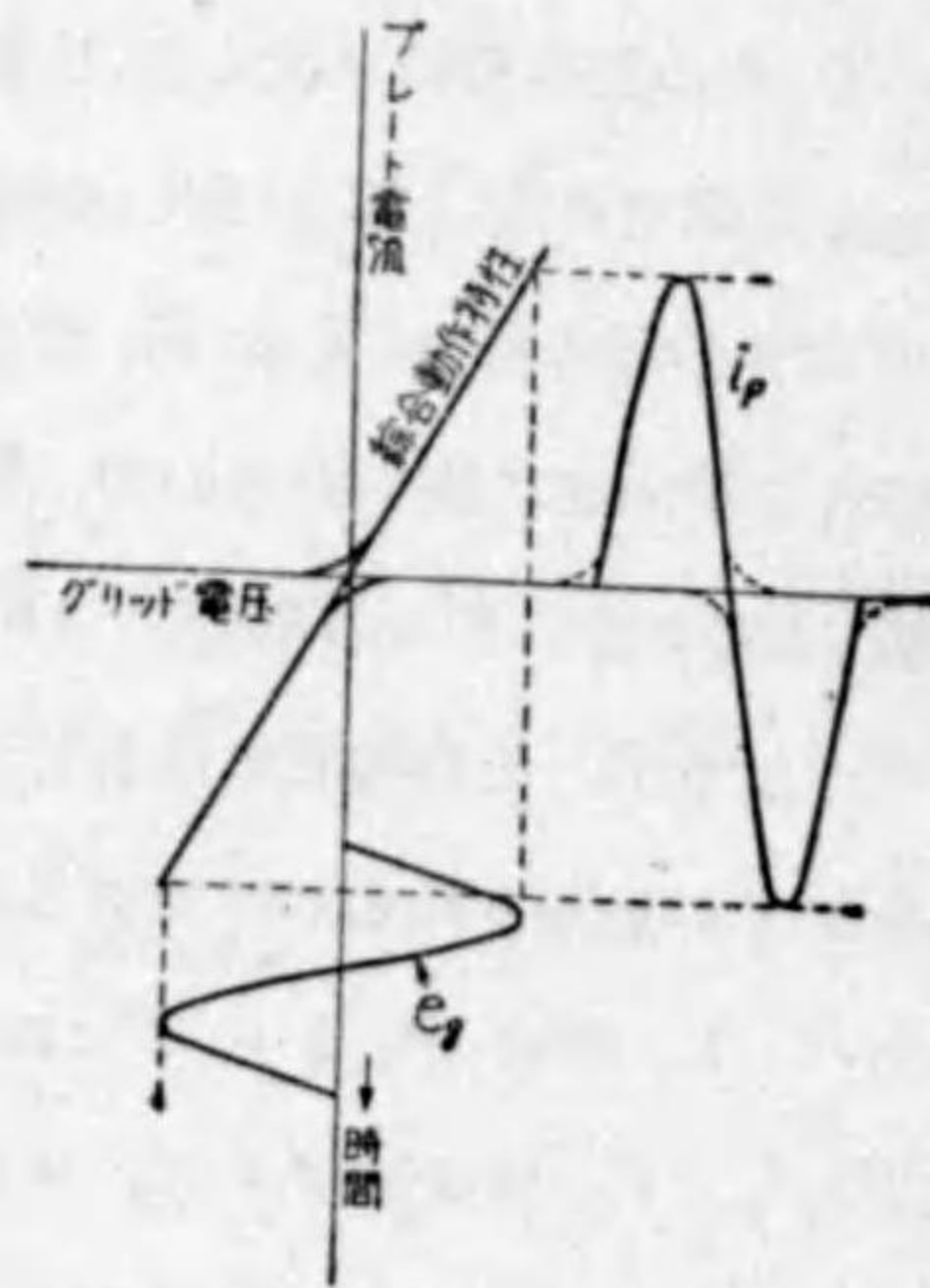
となり、歪として最も問題となる第二高調波が、出力に表れぬ利点がある。

実際問題としては、二個の真空管の特性が全く同一で、完全に平衡を採ることが困難なる場合があるから、かかる場合には適当な補償装置を設ける必要がある。

プッシュプル増幅器の今一つの利点は、出力側変圧器の一次の直流磁化が互に打消しあひ、このための磁気飽和にならないことである。

上述の如くにしてプッシュプル接続を行へば、偶数番目の高調波は殆んど出力側に消去されるやうになるから（最も問題になる第二高調波が減少できるから）、この接続を用ふれば、大出力を要する場合等は、必ずしも各真空管を A 級で動作させなくとも差支へないことがわかる。

即ち出力側に選波回路を設けない可聴周波増幅器においては、単一真空管の場合には、かならず A 級において動作させねばならぬが、プッシュプル接続にすれば B 級増幅が可能である。ゆゑに出力の大なる受信機の出



第 24 圖

力増幅器、或ひは送信機の變調増幅器のやうな場合には、B 級プッシュプル増幅を行つて能率を上げることが行はれる。第 24 圖はこの場合の動作を示したものであるが、圖の如く各真空管のプレート電流は整流された形になるが、合成されたものは正弦波形をなす。

勿論、前述の AB 級として動作させることも出来る。

2.6 歪と雑音の問題

歪及び雑音の問題は、決して可聴周波増幅器のみの問題ではなく、あらゆる真空管回路につきまふ問題で、廣くいへば放送無線工学全體の問題である。故に各編に亙つて、この問題は取扱はれることと思ふし、本編に於いても各處に於いてこの問題に觸れるから、ここではほんの定義をのべる程度にしておく。歪には位相歪、周波数歪、非直線歪等があるが、増幅器の用途に依つて、如何なる歪を最も重要視すべきかが決定される。一般の可聴周波増幅器として音聲を取扱ふものでは映像周波におけるやうに、位相歪は多くの場合問題になつてこない。周波数歪は、既に再三述べて來た通り、周波数の差異による増幅度の相違で、これは屢々問題になる。非直線歪は、特性が非直線のために生ずる歪で、入力側に存在しなかつた高調波が出力側に現れてくる。この種の歪の量を示すのに、通常、歪率(クリルファクター Klirrfaktor)なる言葉が使用されてゐる。

$$\text{歪率 } k = \frac{\sqrt{p_2^2 + p_3^2 + \dots}}{p_1} \dots \dots \dots (29)$$

- ここに p_1 …… 基本波の振幅
- p_2 …… 第二高調波の振幅
- p_3 …… 第三高調波の振幅

次に雑音の問題であるが、これまた極めて多岐に亙るので、ここでは簡単に定義のみを掲げることとする。

a. ハム (hum)

交流電源をもつて動作する増幅器において、フィラメントの交流加熱や、プレート電源装置の濾波回路不完全のため、或ひは漏洩静電場または電磁場の爲に、出力側に電源周波数及びその二倍の周波数を生ずる。これをハムといふ。

b. マイクロホンの雑音 (microphonic noise)

真空管のソケットを通して機械的に、或ひは空間を通して、音響的に真空管に機械的の衝撃が加へられると管内に雑音を生じ、これが増幅されて出力に現れる。これをマイクロフォンの雑音と稱する。この雑音の対策としては、真空管の機械的構造を堅固にするか、クッションソケットに入れるか、また真空管を外氣と遮断した箱内に収めること等により軽減出来る。

真空管増幅器は、又後述する反結合作用により種々なる雑音を生ずるが、かかる雑音に就いては、ここには一切觸れぬこととし、最後に真空管内の雑音を簡単に説明しておく。

c. 真空管内部雑音

(イ) 霰射雑音 (ショット雑音 shot noise)

真空管のカソードから出た電子流は、一連の粒子の集りから出来てゐるのであるから、電子流従つてプレート電流には微小の變動が生ずる。かかる現象を霰射作用 (Shot effect) と稱し、このために生ずる雑音を霰射雑音といふ。

(ロ) フリツカー雑音 (Flicker noise)

真空管において、熱電子放出面の電子放出の時間的變動に依つて生ずる雑音で、酸化物被覆フィラメントを使用する真空管において著しい。

(ハ) 熱的擾亂雑音 (Thermal agitation noise)

真空管のプレート抵抗内に生ずる上述の熱的擾亂雑音をいふ。

2.7 負饋還増幅回路

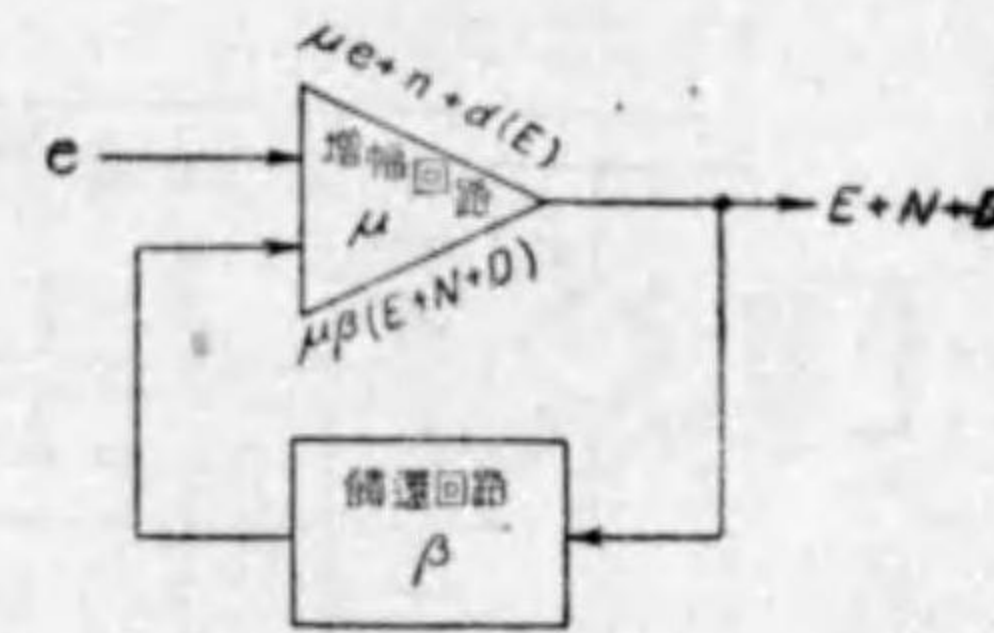
増幅器の出力側の勢力の一部を、入力側に戻すことを饋還 (feed-back) といふが、その饋還すべき電壓、電流の大きさ並びに位相に依り、増幅器の出力は増減す

る。

この饋還作用は、大いに利用される場合もあり、除去するのに相當の苦心を要する場合もある。無線周波増幅器における再生中和は、この作用の両面を利用したものであり、可聴周波増幅器における Singing, howling 或ひは motorboating 等は、欲せずして起る有害な饋還作用である。

増幅器はその増幅段数を増すと共に、とかく不安定となり自己發振を起し易い。そこで適當なる負の饋還を増幅回路に應用し、増幅器の安定度を増し、周波数特性を改善し、同時に歪並びに雑音を軽減せんとす負饋還増幅回路が考案され、大いに利用方面を見出してゐる (饋還増幅器の安定度の問題に關しては、H. Nyquist の有名な理論的研究がある。また負饋還増幅回路を實際に初めて應用したのは、H. S. Black で1934年に發表してゐる。何れにしてもこの種回路の研究は種々行はれて、從來あまり考へられなかつたこの回路の利點が、種々と明らかにされるに至つた)。

第25圖について、負饋還増幅回路の動作を考へてみる。今 μ を増幅回路の増幅率、 β を饋還回路 (パツシブ回路) の減衰率とする。饋還せざる場合の信號入力電壓を e_0 とし、出力側に生じた信號電壓を E_0 、雑音の電壓を N_0 、高調波歪の電壓を D_0 とすれば、次式が成立する。



第25圖

$$E_0 + N_0 + D_0 = \mu e_0 + n + d(E_0) \dots \dots \dots (30)$$

上式において、 n は饋還せざる場合の雑音の出力電壓、 $d(E_0)$ は高調波歪出力電壓であるが、前者は信號には無關係のものとし、後者は出力信號電壓のみによつて定まるものとする。次に β 回路を動作せしむれば、 μ 回路の入力は

$$e_0 + \beta(E + N + D)$$

となり、出力を $E + N + D$ をもつて表せば

$$E+N+D = \mu(e_0 + \beta(E+N+D)) + n + d(E) \dots\dots\dots(31)$$

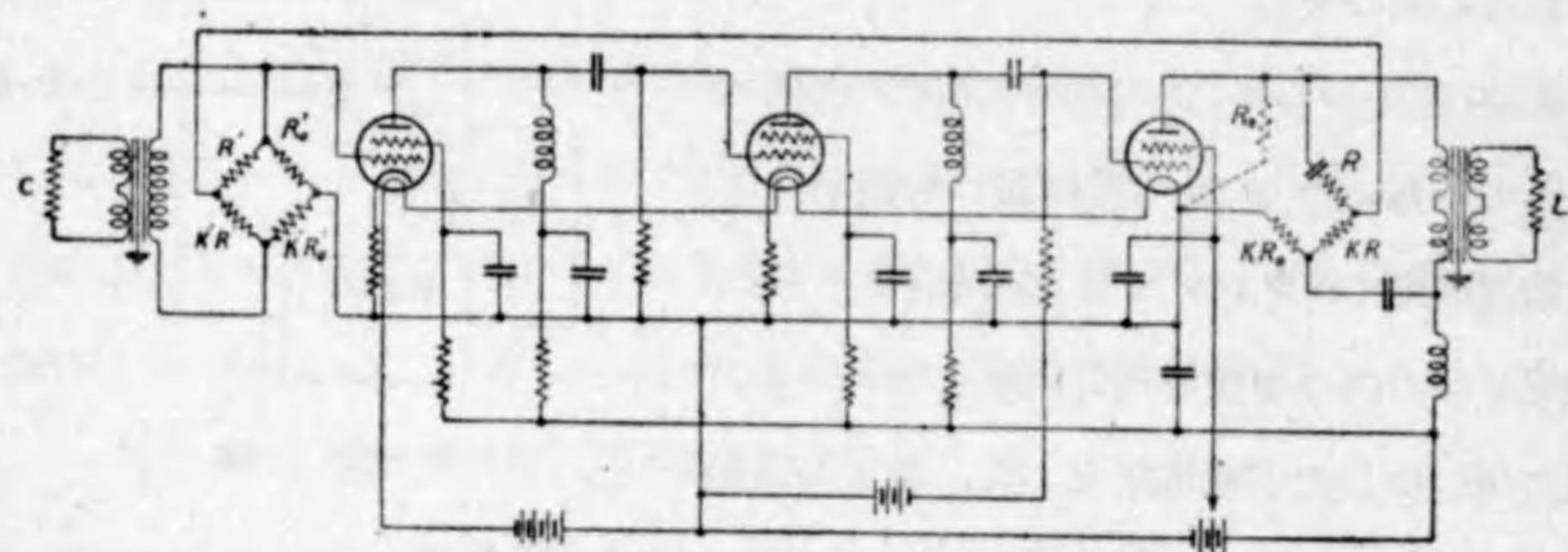
となる。従つて

$$E+N+D = \frac{\mu e_0}{1-\mu\beta} + \frac{n}{1-\mu\beta} + \frac{d(E)}{1-\mu\beta} \dots\dots\dots(32)$$

を得る。

即ち $\frac{\mu e_0}{1-\mu\beta}$ は饋還せる場合の信号の出力電圧で、 $\frac{\mu}{1-\mu\beta}$ は増幅度を表す複素数比である。 $|1-\mu\beta| > 1$ の場合には増幅度は μ より小となる。又この場合には、雑音も高調波歪も減少することになる。

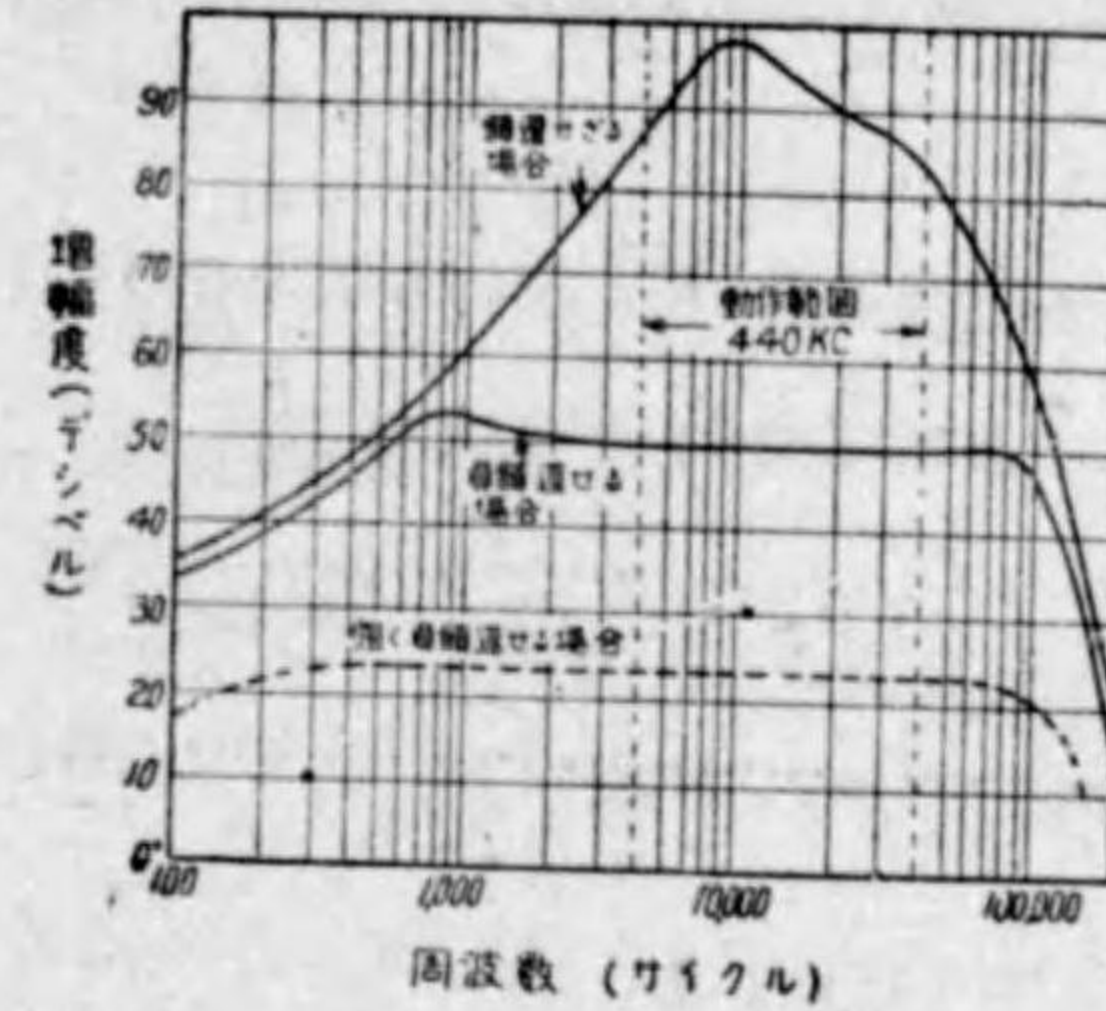
要するに、高調波歪は出力のみに左右されると考へれば、同じ出力電圧に対して（饋還を行ふ場合には、入力信号電圧を $(1-\mu\beta)$ 倍してやる） $\frac{1}{1-\mu\beta}$ となり、雑音の方は信号對雑音比が、同じく両方の場合の同一の出力に対して、後段に生じた雑音は $(1-\mu\beta)$ 倍に改善され、前段に生じた場合は同じといふことになる。



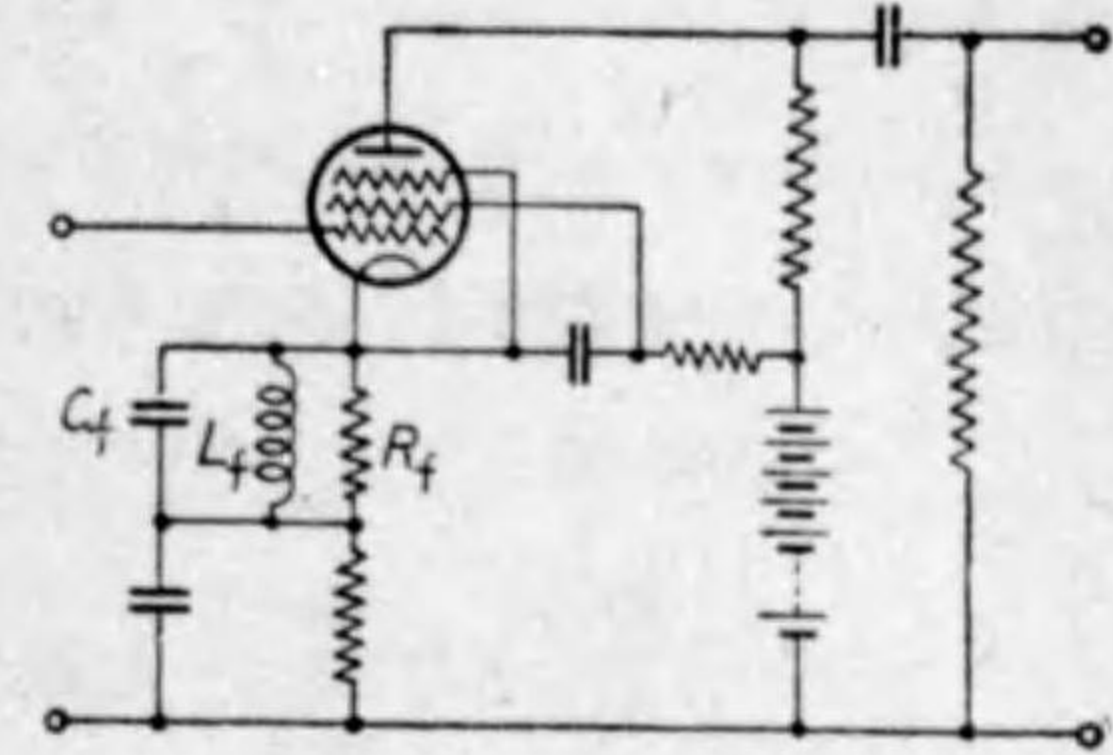
第 26 圖

第 26 圖は、H. S. Black の使用した回路で、第 27 圖はその周波数特性を示したものである。

第 28 圖は、單一五極管の増幅器のプレート回路と、グリッド回路に共通であるバイパス回路に利用した卑近な一例であるが、周波数特性が如何にして改善されるかが諒解できるであらう。



第 27 圖

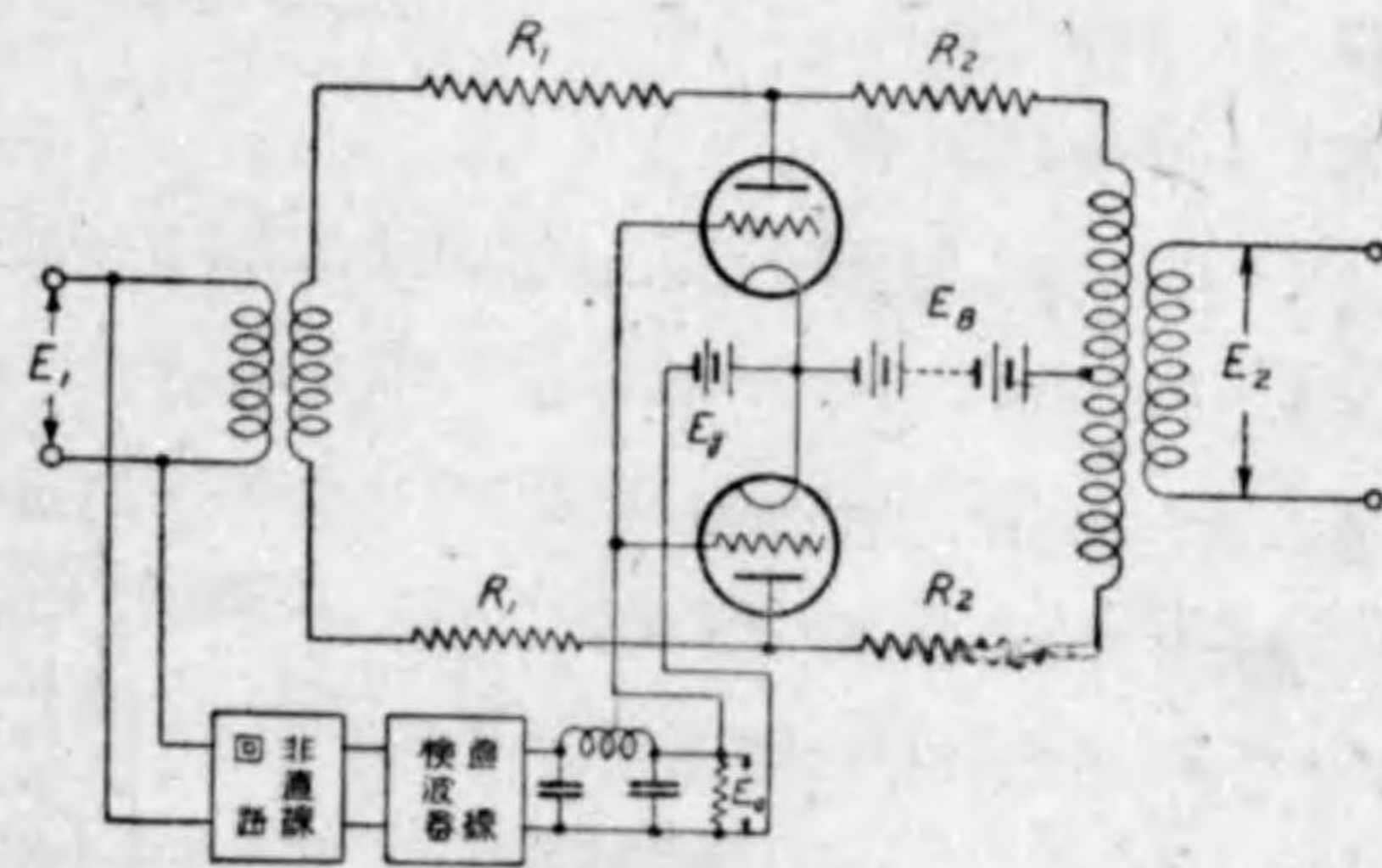


第 28 圖

2.8 壓伸増幅回路

壓伸増幅方式は無線電話における空電に対する救済法として、1934年に R. C. Mathes 及び S. B. Wright に依り發表せられたもので、送信側で信号を一定の關係をもつて壓縮し、受信側で逆の關係で伸張して、元の状態に復せしむる自動装置で、これにより、信号對雑音比を改善せんとしたものである。

壓縮に使用する増幅器を、壓縮増幅器 (Compressor) といひ、伸張に使用する増幅器を伸張増幅器 (Expander) といひ、兩者を總稱して壓伸増幅器 (Compandor) といふ。



第 29 圖

第 29 圖は壓縮増幅器の接続圖で、 R_1, R_2 に比し真空管のプレート抵抗 r_p が小なるものとすれば、出力電圧 E_2 は r_p に比例すると見られるから

$$E_2 = k_1 E_1 r_p \dots\dots\dots(33)$$

となる。

今グリッドバイアス E_g が、恰度プレート電源電圧 E_p を打ち消すやうにしてあれば、プレート電流 I_p は E_0 のみによりて定まり、

$$I_p = k_2 E_0^s \dots\dots\dots(34)$$

$$\therefore r_p = \frac{dE_p}{dI_p} = \mu \frac{dE_0}{dI_p} = \frac{1}{k_2 s E_0^{s-1}} \dots\dots\dots(35)$$

s は真空管の設計上定められる。(33) 及び (35) より

$$E_2 = \frac{k_1 E_1}{k_2 s E_0^{s-1}} \dots\dots\dots(36)$$

となる。今

$$E_0 = k_4 E_1^t \dots\dots\dots(37)$$

なる関係があるとすれば、(36) と (37) より

$$E_2 = k E_1^{\frac{t-s+1}{t}} \dots\dots\dots(38)$$

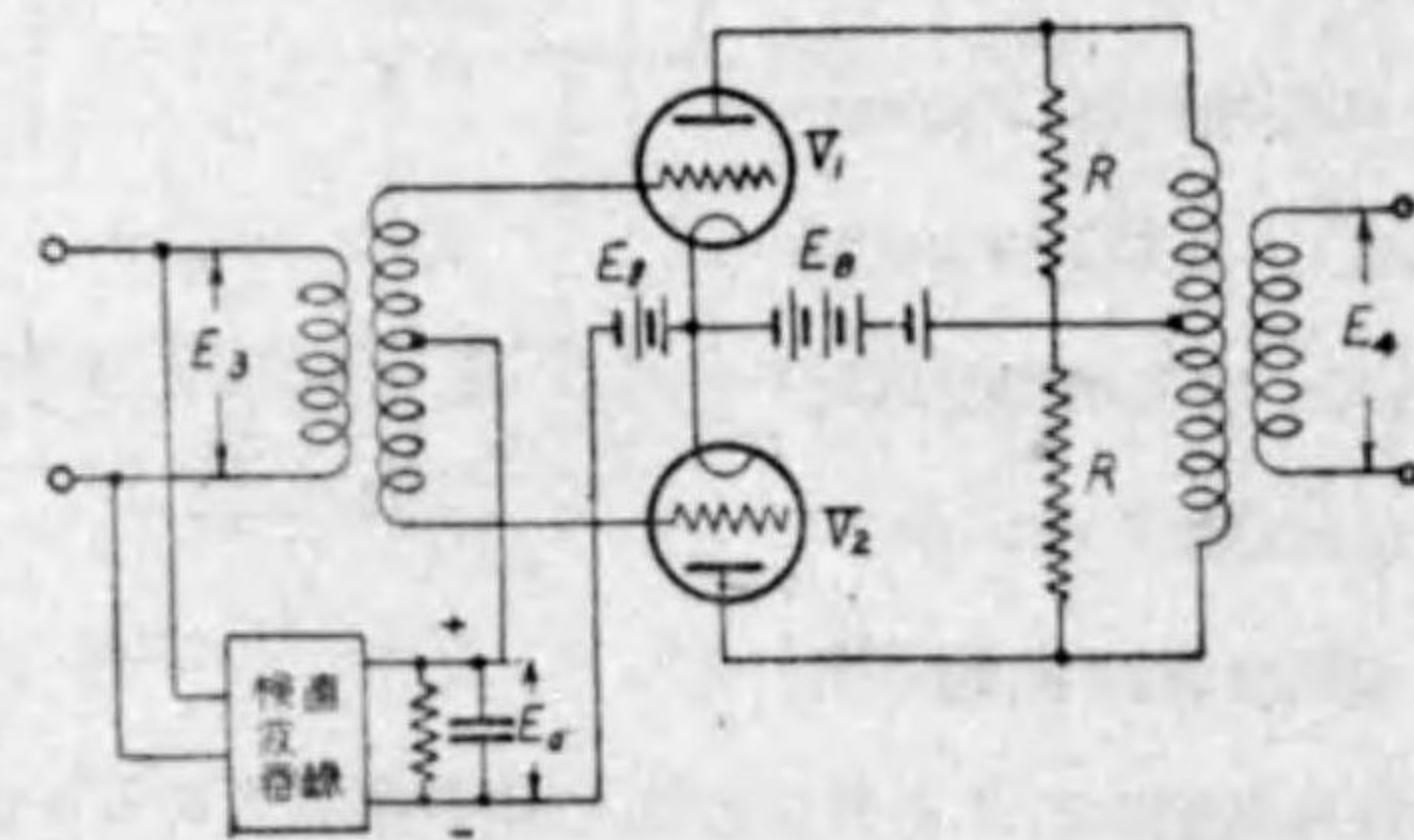
を得。

若し $t=s=n$ ならば

$$E_2 = k E_1^{\frac{1}{n}} \dots\dots\dots(39)$$

となる。

即ち出力電圧は入力電圧の $\frac{1}{n}$ 乗に比例する。デシベルで表した入力と出力の変化の比は $\frac{1}{n}$ で、 $\frac{1}{n}$ が即ち壓縮比である。第30圖は、伸張増幅器の回路を示すもので若し抵抗尺が制御真空管のプレ



第 30 圖

ート抵抗に比し小なれば

$$E_4 = \frac{k_1 E_3}{r_p} \dots\dots\dots(40)$$

となる。

直線整流器では $E_0 = k_2 E_3$ の如き関係にあるから、前と同様にして

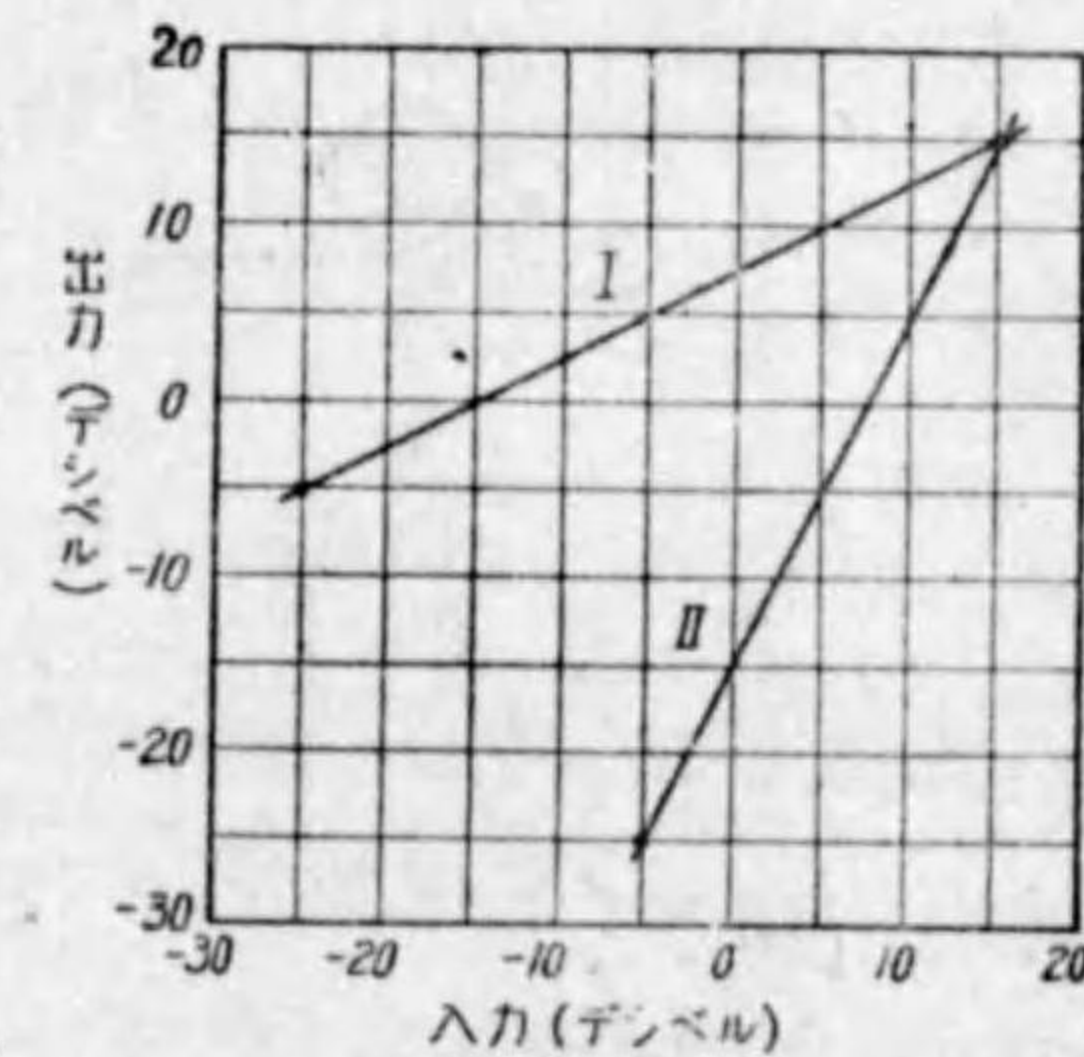
$$r_p = \frac{1}{k_3 E_0^{n-1}} = \frac{1}{k_4 E_3^{n-1}} \dots\dots\dots(41)$$

$$E_4 = k E_3^n \dots\dots\dots(42)$$

となる。

式(42)は(39)と恰度反対で n が即ち伸張率を示す。

第31圖は $n=2$ の場合の壓縮器並びに伸張器の實驗特性で、入力出力共に1ミリワットを、0デシベルとしたものである。15デシベルのところでは、利得及び損失がないことがわかる。



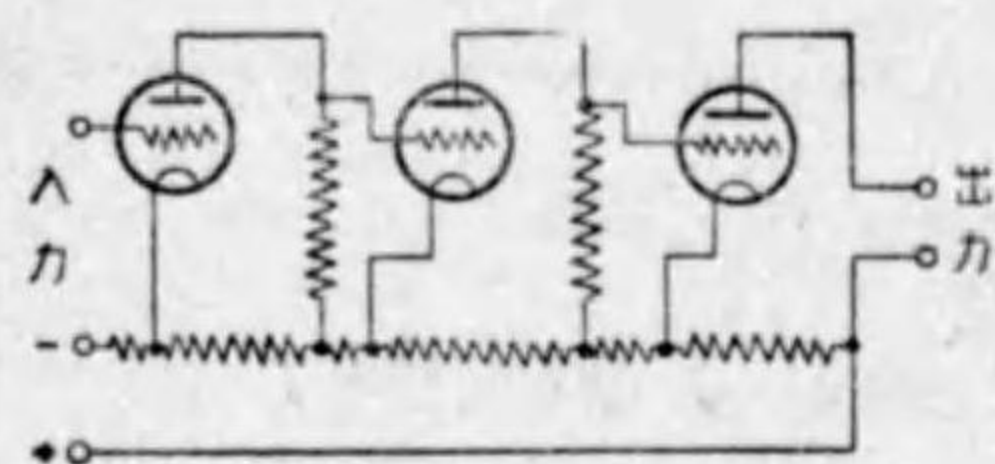
第 31 圖

2.9 直流増幅器

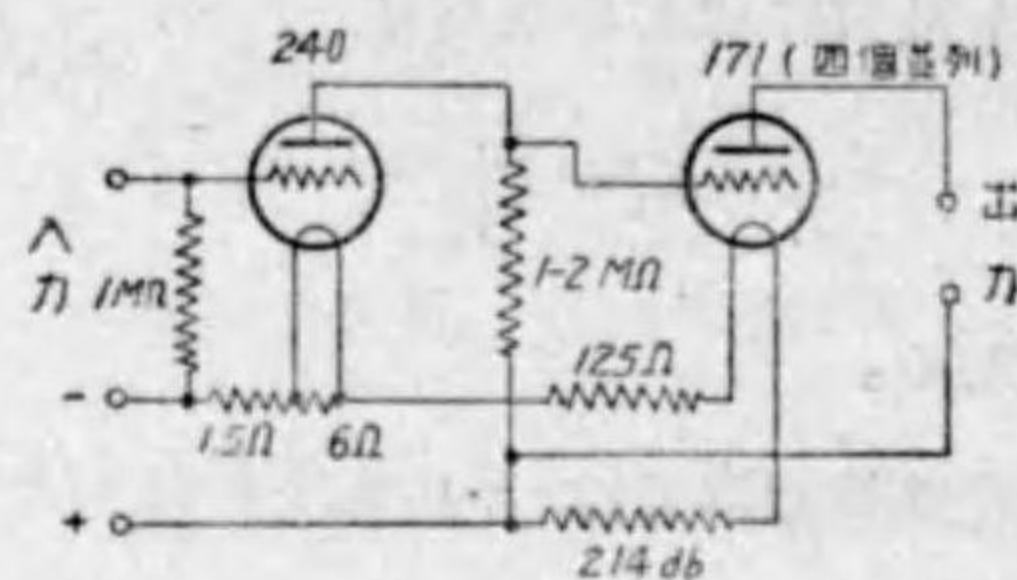
直流の電流或ひは電圧を増幅する増幅器を、直流増幅器といひ、測定方面にその用途が廣い。今迄述べて来た増幅器では、直流の重疊してゐる交流を蓄電器なり變壓器なりによつて、容易に取出すこと出来たが、直流の變化はこれらの装置では、一般に取出すことが出来ない。故にこの場合には、第10圖の如き抵抗容量結合方式は採用出来ず、第9圖の如き直接結合方式に依らねばならない。

第32圖より第35圖までは、直流増幅器の回路例を示すものである。

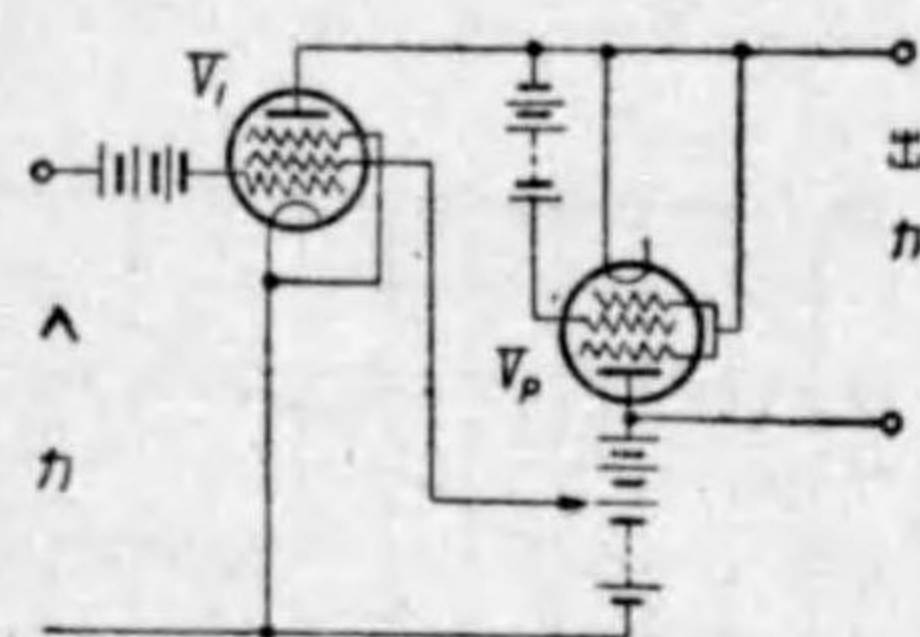
直流増幅器の電源には、特に變動なきやうに注意を要し、且つ一方多少の變動にも影響なきやうに回路を考慮する必要がある。直流増幅器を多數に組立てるに際しては、電池の數をなるべく減するやうに工夫せねばならぬ。



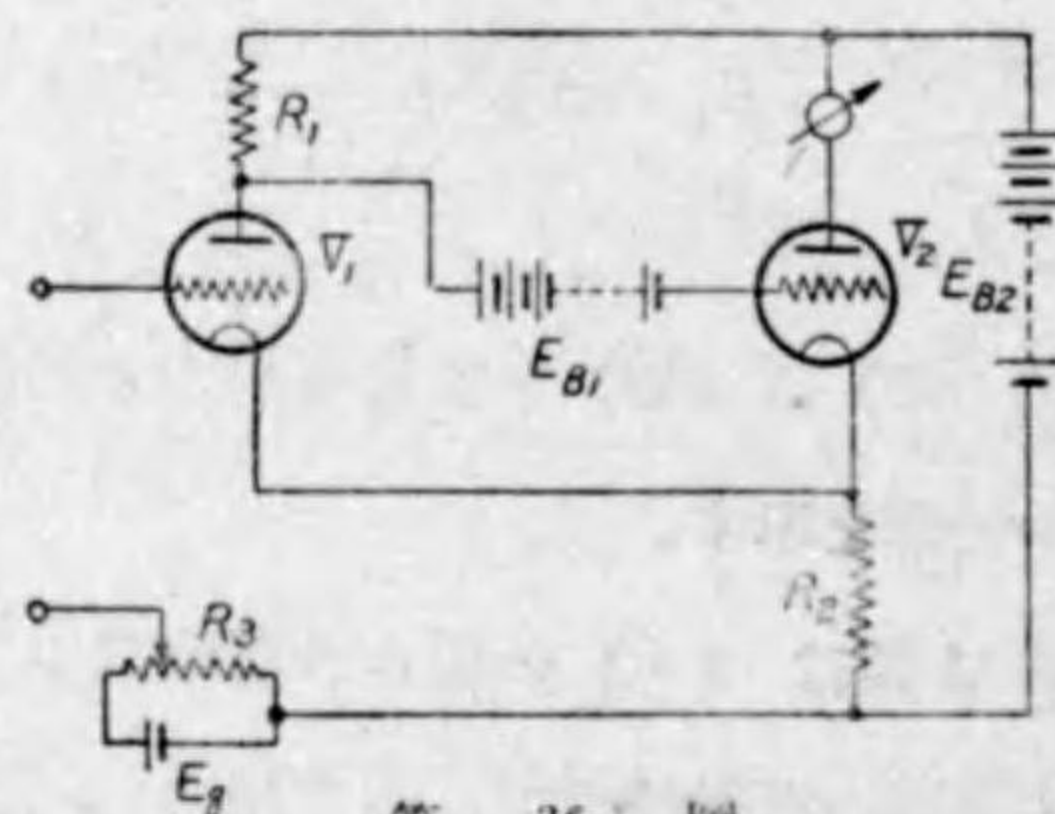
第 32 圖



第 33 圖



第 34 圖



第 35 圖

第 32 圖は Loftin-White 式の直接結合増幅器で、第 33 圖は、Morecraft が Duddell オツシログラフに使用すべく設計せるもので、500 Ω の抵抗負荷で 5,000 サイクルまで電圧増幅度 31 を得てゐる。

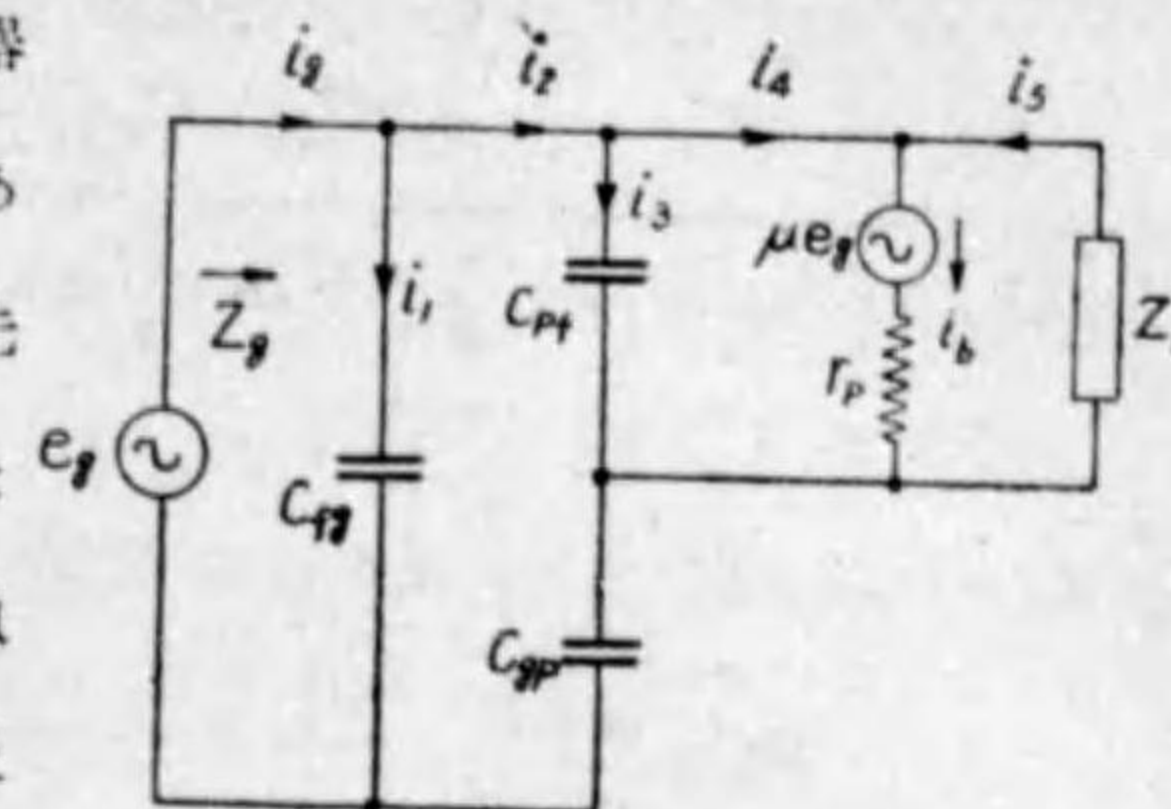
第 34 圖は、Horton の使用した回路の原理を示したもので、結合用抵抗として五極管を使用したもので、安定度もよく、増幅度も可成り高いものが得られる。第 35 圖は、Colebrook が高感度の真空管電圧計として設計した、直流増幅器である。

第 3 節 無線周波増幅器

3.1 プレート、グリッド間の容量の影響

前節 2.1 に示した真空管増幅器の等価回路には、電極間の容量や回路要素並びに配線の分布容量や、漂遊容量に就いては何等考慮しなかつた。可聴周波増幅の場合には、電極間の容量はさほどまで重要な考慮すべきものではなかつたが、こ

れより述べようとする無線周波増幅器では、常に十分に念頭におく必要があるもので、無線周波増幅器に入るに先立ち、一應その影響を考へて見ることとする。即ちこれら容量は真空管の負荷と相関聯して、真空管の入力容量及び入力抵抗に異變を來たし、或る場合



第 36 圖

には發振を起すに到るものである。以下の説明においては真空管のプレート、グリッド間の容量を C_{pg} 、グリッド、カソード間の容量を C_{gf} 、プレート、カソード間の容量を C_{pf} を以つて表すこととする。

第 36 圖は、これら電極容量を合せ考へた場合の等価回路を示すもので、同圖に於いて、 Z_p は負荷インピーダンスを示すものである。各電流を圖示せる如く定め、キルヒホッフの法則を用ふれば、次の七つの式が得られる。

$$\begin{aligned}
 \mu e_g &= i_6 r_p + i_5 Z_p \\
 i_6 &= i_4 + i_5 \\
 i_5 Z_p &= -\frac{i_5}{j\omega C_{pf}} \\
 i_2 &= i_3 + i_4 \\
 \frac{i_1}{j\omega C_{gf}} &= \frac{i_3}{j\omega C_{pf}} + \frac{i_2}{j\omega C_{pg}} \\
 i_g &= i_1 + i_2 \\
 e_g &= \frac{i_1}{j\omega C_{gf}}
 \end{aligned}
 \tag{43}$$

上の七つの式より、六つの未知量を消去して i_g を求めて

$$Z_g = \frac{e_g}{i_g}$$

に代入すれば次式が得られる。

$$Z_p = \frac{r_p(C_{gp} + C_{pf}) - \frac{j}{\omega} \left(1 + \frac{r_p}{Z_p}\right)}{\mu C_{gp} + C_{fo} + C_{gp} + \frac{r_p}{Z_p}(C_{fo} + C_{gp}) + j\omega r_p(C_{fo}C_{gp} + C_{fo}C_{pf} + C_{gp}C_{pf})} \dots\dots\dots(44)$$

今 $Z_p = R_p + jX_p$ とし, $a, b, c, d,$ を以つて次の諸量を示す時は Z_0 は

$$Z_0 = \frac{a + jb}{c + jd} \dots\dots\dots(45)$$

の形となる。

即ち

$$\left. \begin{aligned} a &= R_p(C_{gp} + C_{pf}) + \frac{X_p}{\omega r_p} \\ b &= X_p(C_{gp} + C_{pf}) - \frac{R_p}{\omega r_p} - \frac{1}{\omega} \\ c &= \frac{R_p}{r_p}(\mu C_{gp} + C_{fo} + C_{gp}) + C_{fp} + C_{gp} \\ &\quad - \omega X_p(C_{fo}C_{gp} + C_{fo}C_{pf} + C_{gp}C_{pf}) \\ d &= \frac{X_p}{r_p}(\mu C_{gp} + C_{fo} + C_{gp}) + \omega R_p(C_{fo}C_{gp} + C_{fo}C_{pf} + C_{gp}C_{pf}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(46)$$

従つて

$$Z_0 = r_0 + jX_0 \dots\dots\dots(47)$$

とすれば

$$\left. \begin{aligned} r_0 &= \frac{ac + bd}{c^2 + d^2} \\ X_0 &= \frac{bc - ad}{c^2 + d^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(48)$$

を以つて表される。

ところでプレート負荷インピーダンス Z_p が, 抵抗のみの場合, 即ち $Z_p = R_p$ の如き場合と容量的リアクタンスを有する場合, 即ち $Z_p = R_p - j\frac{1}{\omega C_p}$ の如き形となる場合には, r_0 (即ち上記の $ac + bd$ の値) は常に正の値となり, 勢力を r_0 により消費する形となるが, プレート負荷インピーダンスが誘導的リアクテ

ンスとなる場合, 即ち $Z_p = R_p + j\omega L_p$ の如き形にて表される場合には, r_0 の分子は

$$R_p C_{gp}^2 + \left(\frac{R_p^2}{r_p} + \frac{\omega^2 L_p^2}{r_p}\right)(\mu C_{gp}^2 + C_{gp}^2 + \mu C_{gp} C_{pf}) - \frac{\mu L_p}{r_p} C_{gp} \dots\dots\dots(49)$$

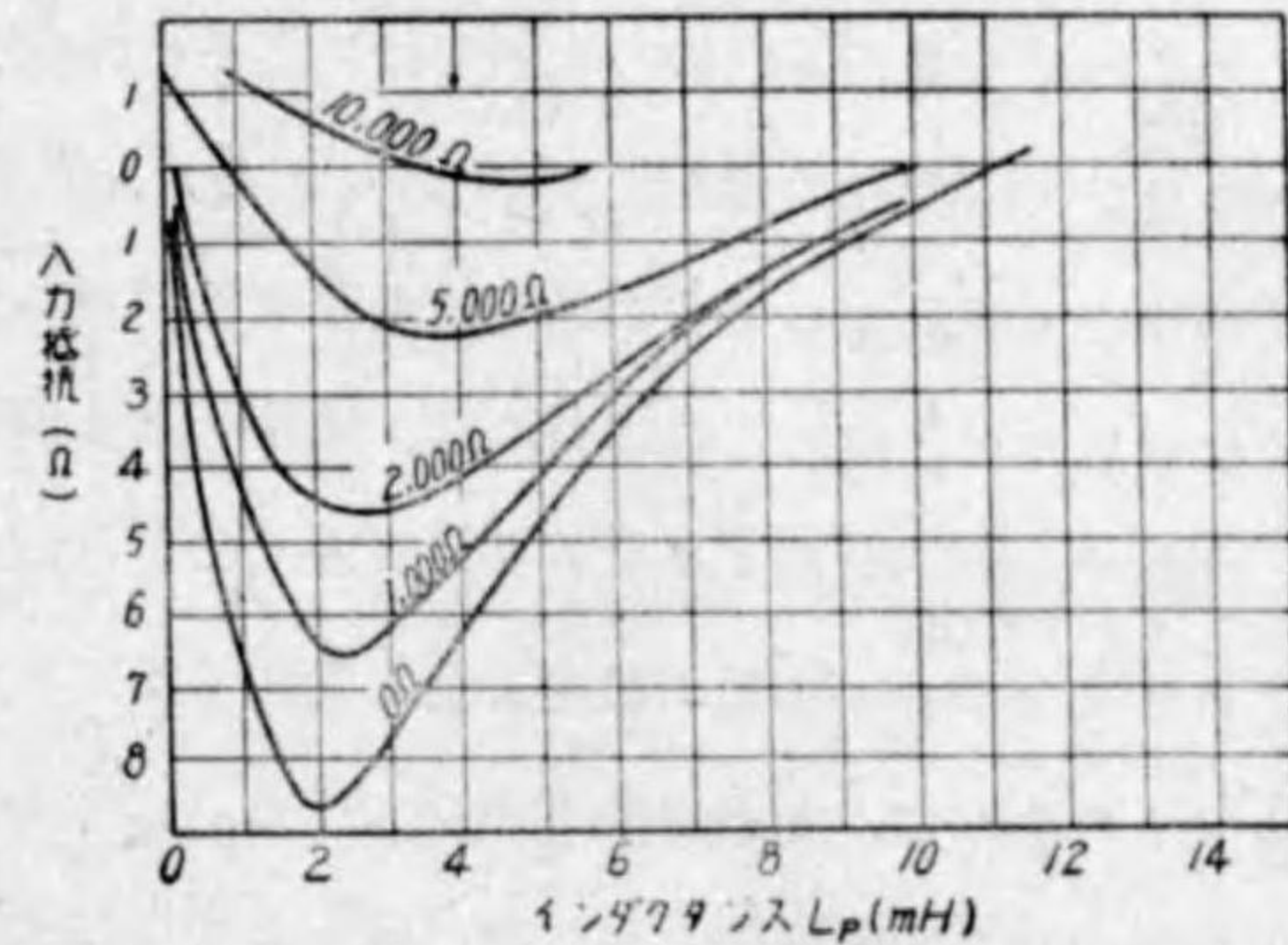
となり, この値は

$$\mu L_p (R_p^2 + \omega^2 L_p^2)(\mu C_{fo} + C_{gp} + \mu C_{pf}) + R_p r_p C_{gp} \dots\dots\dots(50)$$

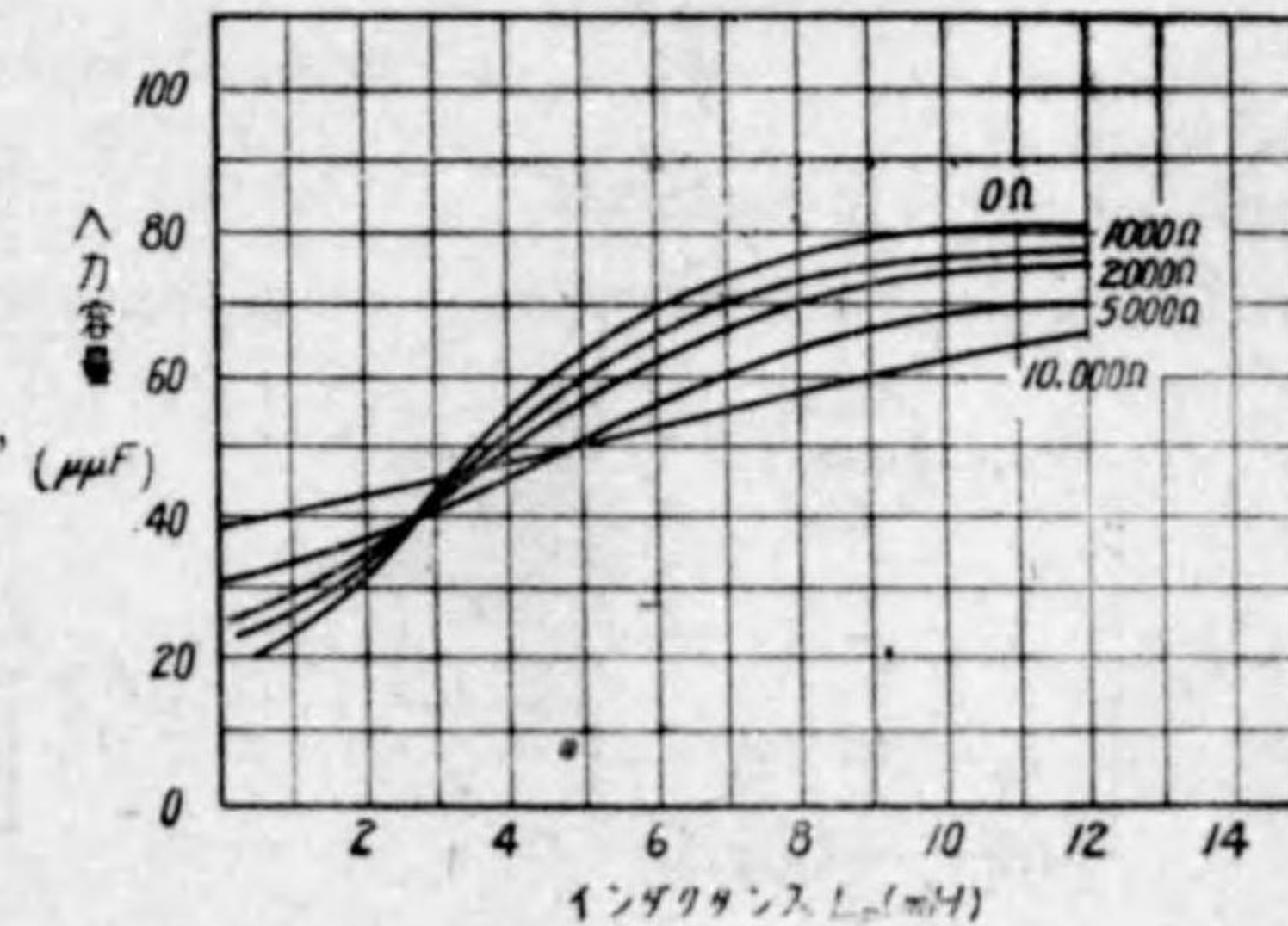
となる場合には, r_0 の分子, 従つて r_0 の値は, 零または負となる。即ち結論と

して得られるところは, プレート負荷が誘導的状态にある場合には, 入力抵抗が負抵抗となる場合があるといふことで, 換言すればこの場合には再生作用を生ずることになり, グリッド回路の抵抗を補償して餘りあれば発振を起すことを示すものである。したがつて

C_{gp} は, 極めて重要な役割を演ずるわけで, 遮蔽グリッド四極管は三極管に比し, C_{gp} が極めて小さいので, 無線周波増幅管として大いに利用されるわけである。なほ上式よりもわかることであるが, 負荷により r_0



第 37 圖



第 38 圖

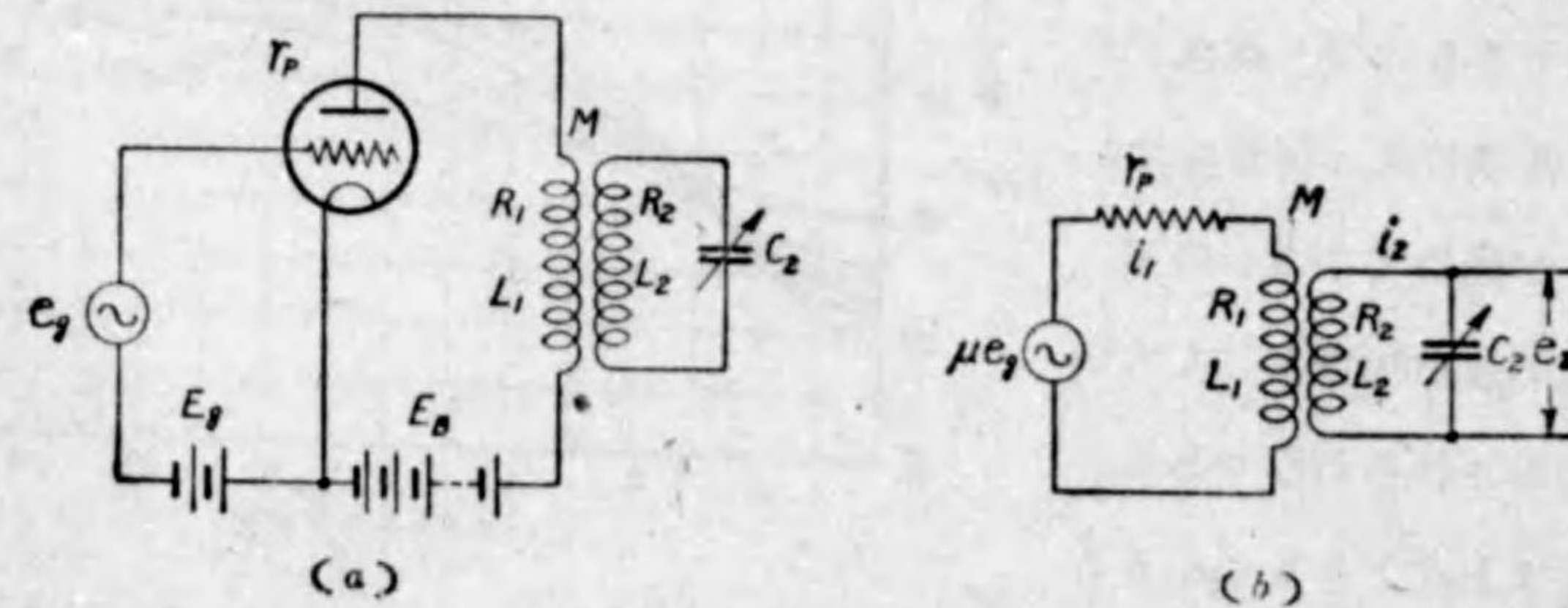
及び X_p の値は種々変化するわけであるが、第37圖及び第38圖は L_p の種々なる値に對し、 r_p 及び C_p の値をとつたもので、この圖をよく記憶しておくことは無線周波増幅器を取扱ふ上に、種々と便利な場合が多い。

3.2 無線周波増幅回路

無線周波増幅器においても、前節同様電圧増幅と電力増幅とにわけて考へることとし、先づ信號電壓の小なる A 級増幅の場合として、電圧増幅を考へる。

無線周波においては、回路構成要素の漂遊容量がきいてきて、前節の2.2乃至2.4に使用して來たと同様のものでは、多くの場合プレート負荷として高い値がとれない。勿論鐵心等は使用出来ない。ところが無線周波の電圧増幅の場合には、多くの場合可聴周波の場合の如く、増幅を希望する最高と最低の周波數の比が大きくなる。故にこの場合には、同調回路を利用して、真空管のプレート抵抗に匹敵する高い負荷インピーダンスとすることが出来る。同調回路を利用すれば、或る部分の分布容量や漂遊容量を活用することが出来るし、且つ選擇性を得んとするためには、是非必要となつてくる。

以下無線周波増幅回路としては、最も必要な二次同調型の回路の解析を行ふこととする。第39圖(a)の如き回路を考へ、 R_1, L_1 をそれぞれ一次側の抵抗及びインダクタンスとし、 R_2, L_2 を二次側のそれらの値とし、同圖(b)の如き等置回路として方程式を求むれば



第 39 圖

$$\left. \begin{aligned} \mu e_g &= \{(r_p + R_1) + j\omega L_1\} i_1 - j\omega M i_2 \\ j\omega M i_1 &= \left\{ R_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) \right\} i_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (51)$$

を得。上式より i_2 を求むれば

$$i_2 = \frac{-\mu e_g \cdot j\omega M}{\left\{ (r_p + R_1) R_2 - \omega^2 (L_1 L_2 - M^2) + \frac{L_1}{C_2} \right\} + j \left\{ (r_p + R_1) \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) + \omega L_1 R_2 \right\}} \dots\dots\dots (52)$$

となる。

ところで二次電圧 e_2 は $e_2 = j \frac{1}{\omega C_2} i_2$ であるから電圧増幅度 (V.A.) は、次式をもつて與へられる。

$$(V.A.) = \frac{e_2}{e_g} = \frac{\mu \frac{M}{C_2}}{\left\{ (r_p + R_1) R_2 - \omega^2 (L_1 L_2 - M^2) + \frac{L_1}{C_2} \right\} + j \left\{ (r_p + R_1) \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) + \omega L_1 R_2 \right\}} \dots\dots\dots (53)$$

今 C_2 を變化して、 i_2 の最大、従つて (V.A.) の最大の條件を求むれば、上式の j の項が零となつた時で、次式によりその周波數が定まる。

$$\frac{1}{\omega C_2} = \omega \left(L_2 + L_1 \frac{R_2}{r_p + R_1} \right) \dots\dots\dots (54)$$

ところが r_p は R_1, R_2 に比し極めて大なる値を有するから、上式は

$$\frac{1}{\omega C_2} \doteq \omega L_2$$

となり、 ω は

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \dots\dots\dots (55)$$

にて與へられる。

従つて (V.A.) は

$$(V.A.) = \frac{\mu M}{r_p R_2 + \omega^2 M^2} \dots\dots\dots (56)$$

となる。

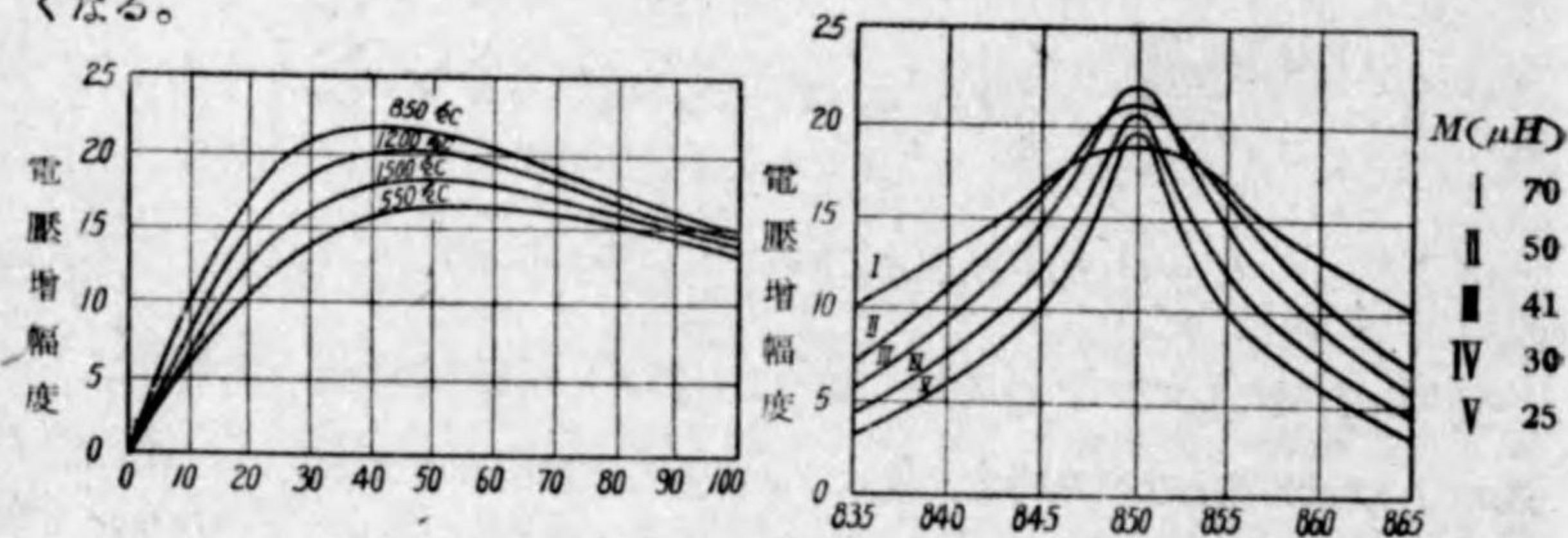
ところで $\frac{d(V.A.)}{dM} = 0$ として (V.A.) を最大ならしめる M を求むれば、

$$\omega M = \sqrt{r_p R_2} \dots\dots\dots (57)$$

を得る。この場合の (V.A.) は次式を以つて與へられる。

$$(V.A.)_{max} = \frac{\mu \omega L_2}{2\sqrt{r_p R_2}} \dots\dots\dots (58)$$

即ち (V.A.)_{max} の値は真空管の定数 μ , r_p に関係すると共に、 L_2 と R_2 に依つて左右され、実際にはその要求は相反する傾向にあるが、許容される範囲に於いて L_2 を大ならしめて、その実効抵抗 R_2 を小ならしめればこの値は大きくなる。



相互インダクタンス (μH)
($L_2 = 205 \mu H$, $r_p = 8,800 \Omega$, $\mu = 8.7$)

第 40 圖

周波数 (kc)

第 41 圖

第 40 圖は、 M と電圧増幅度の關係を示すが、圖の如く最良の M の値より小さい方には、急激に増幅度は減少する。同圖は四つの周波數に就いてとつてあるが、500 kc より 1,500 kc の間において、 R_2 は約 4Ω より 25Ω の間に變化してゐる。

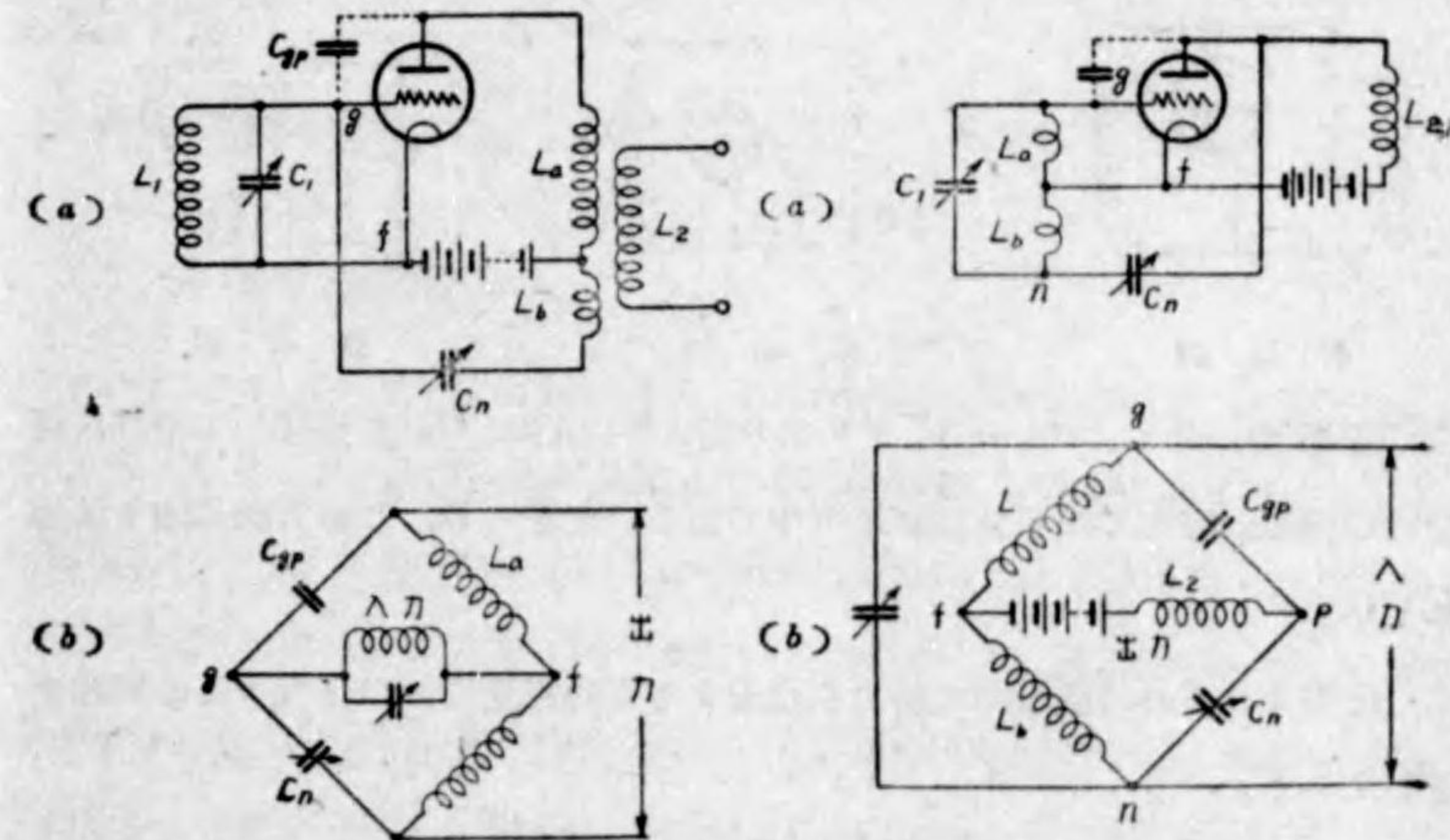
第 41 圖は、前圖と同一の裝置において、 M の値と選擇度曲線の關係を示したもので、 M を減少すれば電圧増幅度は下がるが、選擇度はよくなることがわかる。

3.3 中和回路

3.1 において示した如く、プレート、グリッド間の容量 C_{gp} のために、再生作用を生じ發振を起すに至ることを述べたが、實際問題として、無線周波増幅器はこのために不安定となり易いから、この影響を中和するために中和回路を設けて、安定を得る方法を講じなければならない。受信機の高周波増幅器には、 C_{gp} の極めて小さい遮蔽グリッド真空管が使用されて來て、現在この回路は一般に使用されないが、三極管を使用してゐる送信機の増幅器には、現在も使用されてゐるもので放送所編に於いて實際方面の詳細な講述があることと思ふ。第 42 圖は、Hazeltine の考案せる回路でプレート側コイルの中點を、プレート回路としてフィラメントに導き、他端より C_n なる中和蓄電器 (neutralizing condenser, ニュートロドン neutrodon) を通して逆相の電壓をグリッドへ饋還してゐる。同圖は書き改めると (b) の如く電橋の形となり、

$$\frac{L_a}{L_b} = \frac{C_n}{C_{gp}} \dots\dots\dots (59)$$

の場合に平衡がとれて、入力と出力とが無關係となつて、入力側の調節は出力側



第 42 圖

第 43 圖

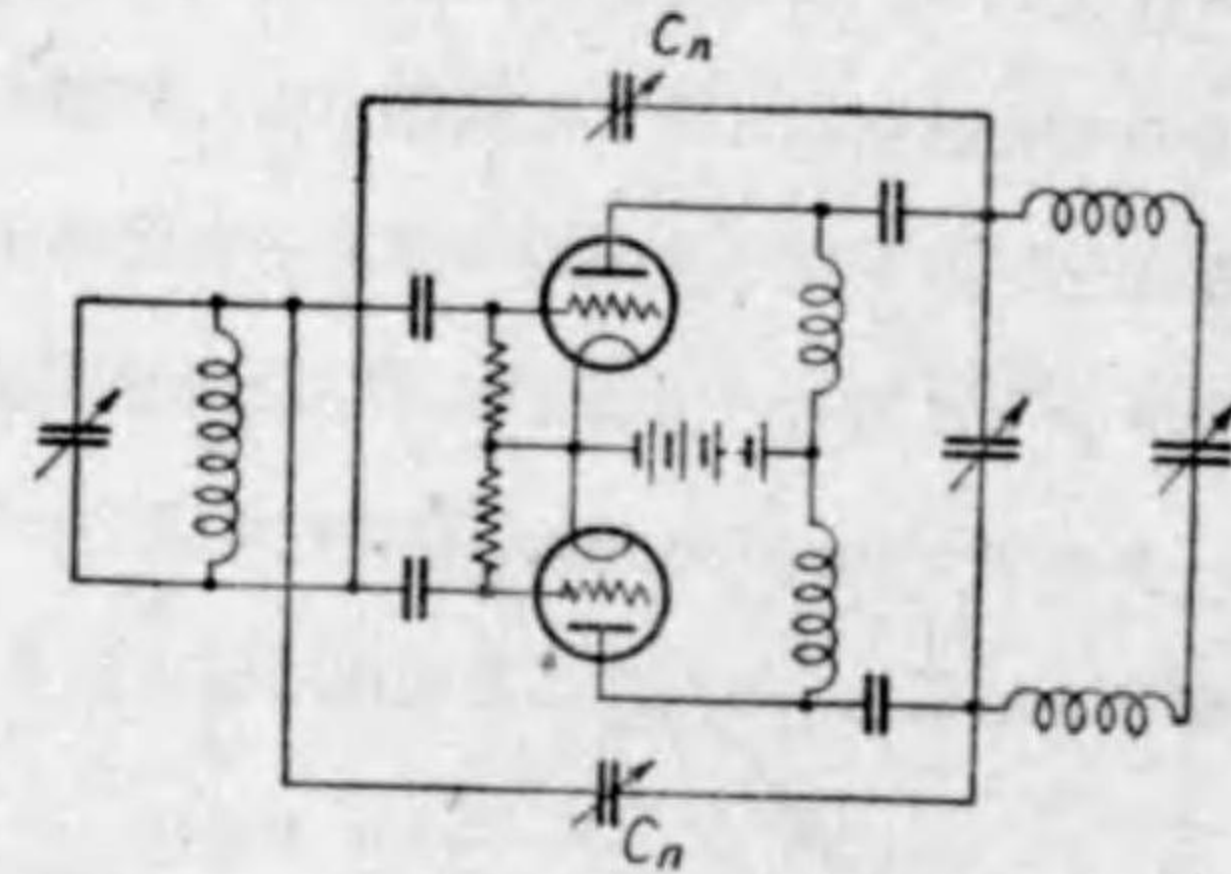
に影響せず、出力側の調節は、入力側に影響せぬこととなり、増幅器として安定になる。

第43圖は、Riceの考案になるもので、同様(59)式の条件に於いて回路は平衡がとれて、自動発振が起らぬやうになる。かかる回路には、その他種々なものがあるが、また第44圖の如くブツシュブル接続の中和回路も使用される。

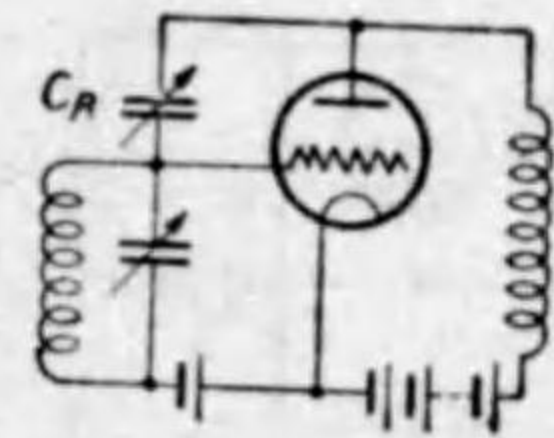
3.4 再生増幅

増幅器に於いて、プレート側の勢力の一部をグリッド側に還し、即ち正の饋還を行つて回路の減衰を減殺し、増幅度を大ならしめたものである。

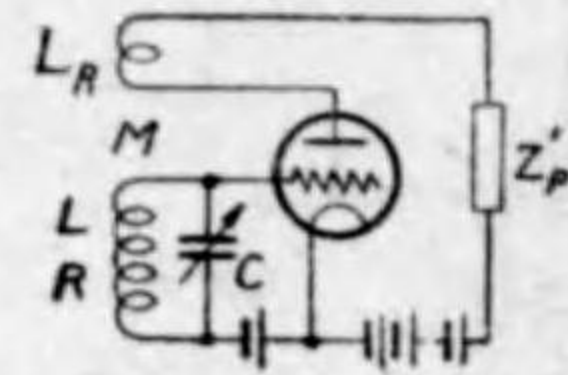
上述の如く(プレート、グリッド間の容量の影響の項参照)プレート回路が誘導的であれば、プレート、グリッド間の容量により、入力コンダクタンスを負になし得るのである



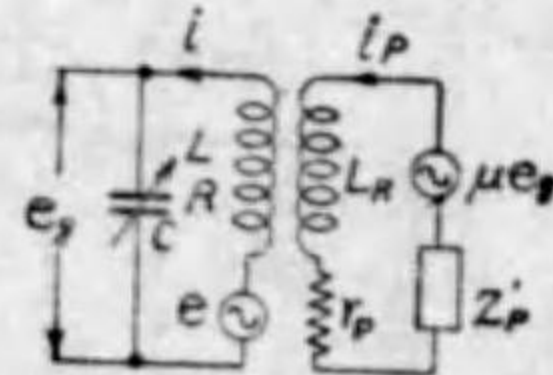
第44圖



第45圖



第46圖



第47圖

から、第45圖の如く、プレート、グリッド間に外部的にCRを接続してやれば再生を行ひ得る。即ちこの場合は容量再生である。実際には、この方法は餘り使用されない。

多く使用されるのは電磁的に勢力を饋還する電磁再生で、以下少々この問題を考慮してみる。

尤も實際問題としては、多くの場合検波器に再生増幅を附加して使用するから、

第四章において更に詳述することとする。

以下第46圖に示す如き、電磁再生の場合の解析を行つてみよう。第48圖は、この等価回路である。

Lに誘起された電圧をeとし、プレート外部回路の全インピーダンスをZpとする。

$$Z_p = R_p + jX_p$$

$$\left[R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \right] i - j\omega M i_p = e \dots\dots\dots(60)$$

$$-j\omega M i + (r_p + R_p + jX_p) i_p = \mu e_g \dots\dots\dots(61)$$

$$e_g = -j \frac{1}{\omega C} i$$

以上三式より $i = \frac{e}{Z}$ を解けば

$$Z = \left\{ R - \frac{\left(\frac{\mu M}{C} - \omega^2 M^2\right)(r_p + R_p)}{(r_p + R_p)^2 + X_p^2} \right\} + j \left\{ \omega L - \frac{1}{\omega C} + \frac{\left(\frac{\mu M}{C} - \omega^2 M^2\right) X_p}{(r_p + R_p)^2 + X_p^2} \right\} \dots\dots\dots(62)$$

を得。

上式において、通常 $\frac{\mu M}{C} > \omega^2 M^2$ であるから、再生により回路の實効抵抗は減少し、正のリアクタンスは増加することとなる。

3.5 中間周波増幅器

スーパーヘテロダイン受信機においては、増幅度安定度選擇度の改善を行ふために、後述するヘテロダインの原理により、受信機内に局部發振器を設けて、入力無線周波のスペクトラムを、その成分の關係を變化せしめることなく、超可聴周波數に移動せしめる。この超可聴周波數のことを、中間周波數 (Intermediate frequency) といひ、その増幅器のことを、中間周波増幅器といふ。この中間周波増幅器としては、一般に帯域濾波器の特性を持たせる。放送受信の場合には、中

中間周波数としては、古くは 50 kc 乃至 60 kc が使用されたこともあるが、現在では 175 kc, 465 kc 程度のものが最も多い。又オールウェーブ受信機で獨逸あたりでは 1,600 kc といふ高い周波数を選ぶものもある。短波、超短波受信の場合には、周波数変換も二段三段と行ふこともあり、中間周波数も極めて高い値となる。又テレビジョン受像機のやうな場合の中間周波増幅器は、廣帯域型となるがこれは次項に譲り、ここでは通過帯域幅の狭い普通のもののみを取扱ふ。

第48圖は、通常使用される中間周波増幅回路を示すもので、 R_1, R_2 はそれぞれ L_1, L_2 に含まれてゐる抵抗である。このやうに二個の同調回路を結合する方法は、単一同調回路を用ふる方法より、同調曲線の頂部を平坦に爲し得ると同時に、曲線の兩側を急傾斜にし得る利點がある。第49圖は、周波数に対して増幅度を示したものである。増幅度は、次式が成立つ場合（臨界結合）最大となる。

$$\omega^2 M^2 = R_1 R_2 \dots\dots\dots(63)$$

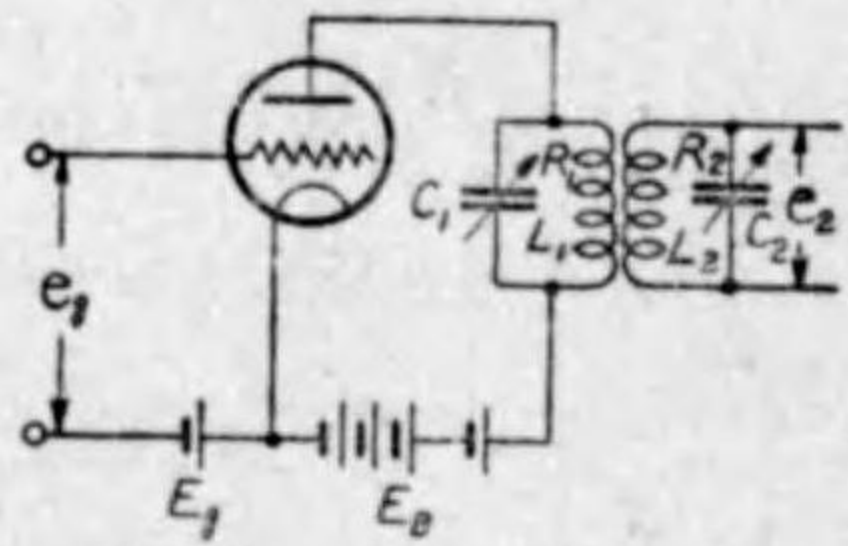
或ひは $k^2 = \frac{1}{Q_1 Q_2} \dots\dots\dots(64)$

ここに

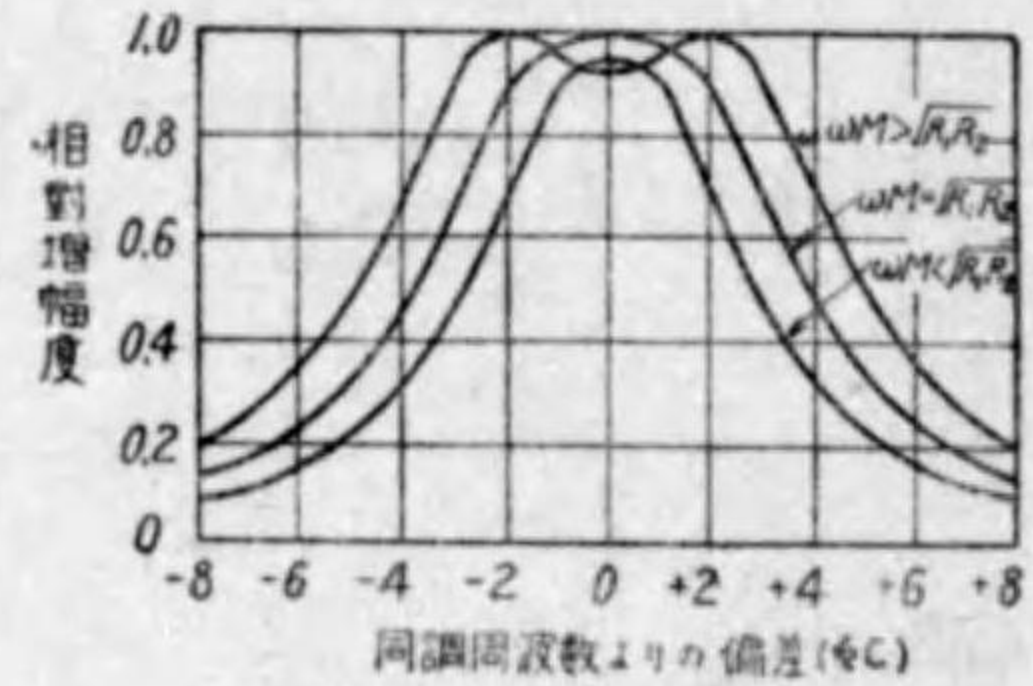
$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}, \quad Q_1 = \frac{\omega L_1}{R_1}, \quad Q_2 = \frac{\omega L_2}{R_2}$$

今一次及び二次回路が、同一周波数に同調されてゐる場合を考えると、この場合には通過帯域の幅は M により變化し、臨界結合以下の場合には、唯一つの峰しか現れないが、それ以上になると双峰を生じ、その場合峰に當る周波数と、同調周波数との間には、次の關係がある。

$$\left(\frac{f_1 \text{ or } f_2}{f_r}\right) = \frac{1}{\sqrt{1 \pm k \left[1 - \frac{1}{2k^2} \left(\frac{1}{Q_1^2} + \frac{1}{Q_2^2}\right)\right]^{1/2}}} \dots\dots\dots(65)$$



第 48 圖



第 49 圖

但し f_1 及 f_2 は峰を生ずる周波数、 f_r は同調周波数である。

Q_1 と Q_2 が非常に大なる場合には

$$\left(\frac{f_1 \text{ or } f_2}{f_r}\right) = \frac{1}{\sqrt{1 \pm k}} \dots\dots\dots(66)$$

これらの式で +, - の符號は、それぞれ同調周波数より低い方の峰(f_1)と、高い方の峰の周波数(f_2)を示す。増幅度 (V.A.) は

$$(V.A.) = \frac{\mu M}{C_2 \sqrt{A^2 + B^2}} \dots\dots\dots(67)$$

但し

$$A = R_2 [R_1 + r_p (1 - \omega^2 L_1 C_1)] - \omega (L_1 + r_p R_1 C_1) \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) + \omega^2 M^2$$

$$B = \omega R_2 (L_1 + r_p R_1 C_1) + [R_1 + r_p (1 - \omega^2 L_1 C_1)] \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right) + \omega^3 M C_1 r_p$$

もし $\omega L_1 = \frac{1}{\omega C_1}$, $\omega L_2 = \frac{1}{\omega C_2}$ ならば

$$(V.A.) = \frac{\mu M}{C_2 \sqrt{(R_1 R_2 + \omega^2 M^2)^2 + \left(\omega L_1 R_2 + r_p \frac{R_1 R_2 + \omega^2 M^2}{\omega L_1} \right)^2}} \dots\dots\dots(68)$$

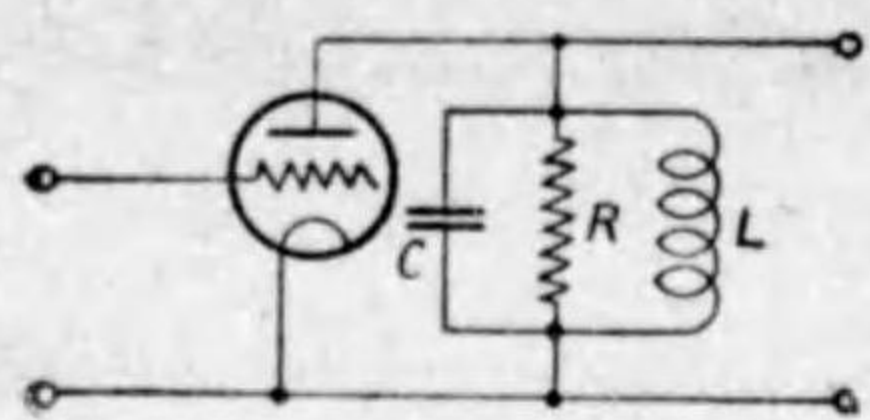
となる。

なほ最近のスーパーヘテロダイン受信機では、中間周波増幅器において、上述の M を機械的に變化するか、或ひは同調回路に可變抵抗を挿入するかして、その通常帯域幅を調節し、同時に感度を變へ、受信機の感度、忠實度、選擇度を要求に應じて適宜變化せしめる可變選擇度装置を附屬せしむるものが使用されてゐる。この装置に関しては、受信機編において詳述されることと思ふ。

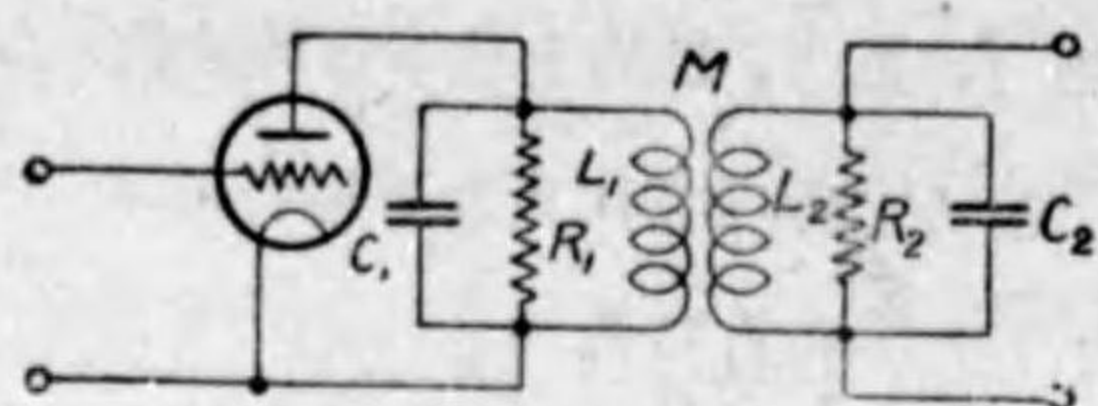
3.6 廣帯域増幅器

テレビジョン等における變調波の如く、變調周波数の周波数範圍の極めて廣い變調波、即ち搬送周波数に対する變調周波数の比が相當大なる變調波の増幅を行ふ増幅器を、廣帯域増幅器といふ。即ち廣帯域増幅器に於いては、側波帯に対する充分なる通過帯域を有し、しかも鋭い遮斷特性を有することが必要である。

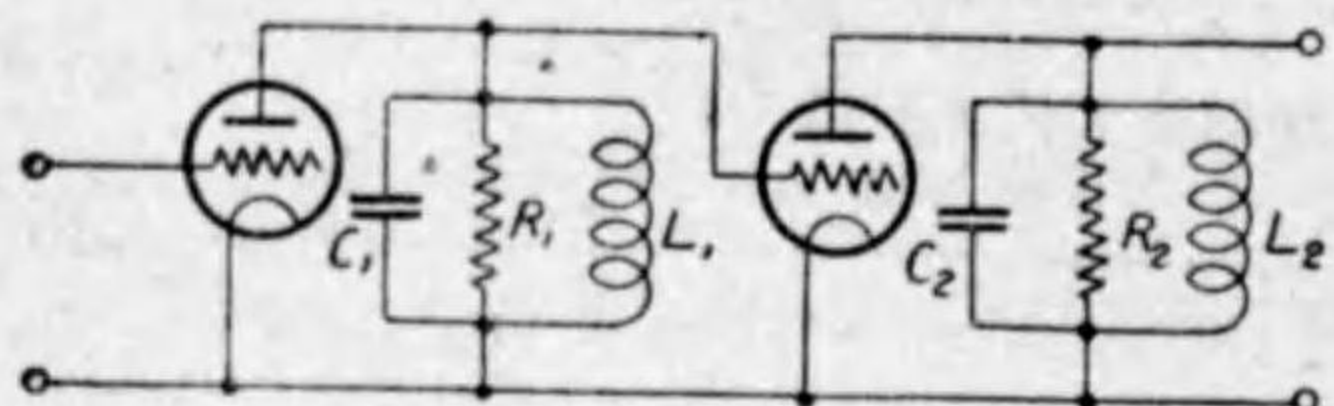
廣帯域増幅器回路として用ひられる回路には、次の如きものが考へられる。



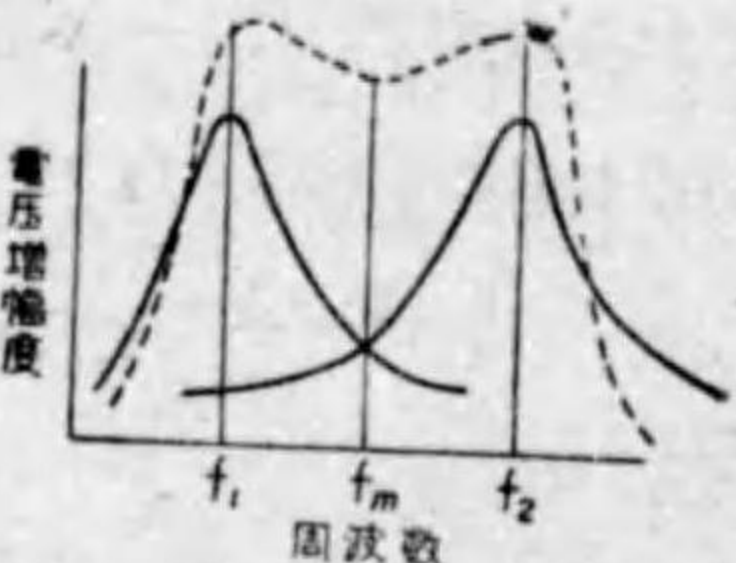
第 50 圖



第 51 圖



第 52 圖

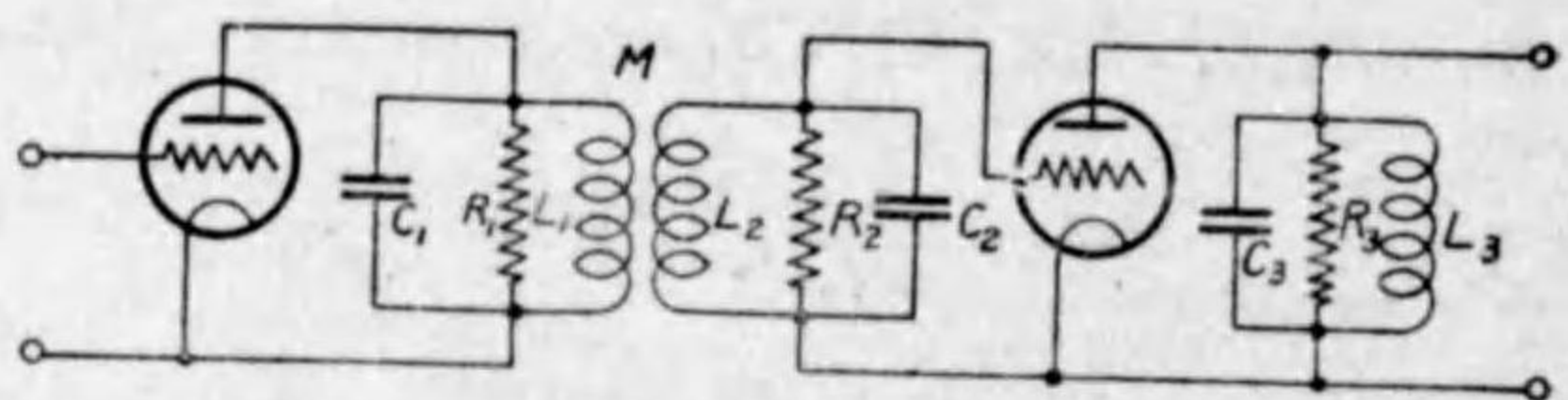


第 53 圖

(a) 第 50 圖の

如く、単一同調回路に大なる減幅を與へて、その同調特性を

平坦にする方法。



第 54 圖

(b) 第 51 圖の如く、同一の同調周波数を有する二つの回路を結合せしめて、双峰を生ぜしめ、その特性の頂部を平坦にする方法。

(c) 第 52 圖の如く、異なる同調周波数を有する単一同調回路を數段組合はせて、その綜合特性を、第 53 圖の如くする方法。

(d) 第 54 圖の如く、(a) (b) の方法を組合はせる方法。

等種々なる方法がある。

今最も簡單なる、単一同調回路の場合につき考へてみる。真空管のプレート抵抗 r_p が R に比し、充分大なるものとすれば、増幅度 (V.A.) は

$$(V.A.) = \frac{g_m R}{\sqrt{1 + \frac{(1-X^2)^2}{X^2 Y^2}}} \dots (69)$$

となる。

但し

$$X = \omega^2 LC, \quad Y = \frac{L}{CR^2}$$

同調點に於いては $X=1$ なる故、上式は

$$(V.A.) = g_m R \dots (70)$$

となり、同調點に於いては増幅度は g_m 及び R に比例することがわかる。増幅度は同調點附近では、大體對稱とみなし得る。

今或る周波數における増幅度と、同調點における増幅度の比を S で表すと

$$\frac{1}{S} = \sqrt{1 - \frac{(1-X^2)^2}{X^2 Y^2}} \dots (71)$$

となる故

$$Y = \frac{(1-X^2)}{X \sqrt{\frac{1}{S^2} - 1}} = \frac{n}{f_r \sqrt{\frac{1}{S^2} - 1}} \dots (72)$$

$$\text{但し } f_r = \sqrt{f_a f_b} \quad f_b - f_a = f_n$$

しかるに $Y = \frac{L}{CR^2} = \frac{1}{\omega_r CR}$ であるから

(72) 式より

$$CR = \frac{\sqrt{\frac{1}{S^2} - 1}}{2 \pi f_n} \dots (73)$$

が得られる。

(73) 式は、 S を一定とすれば、 R は C 及び f_n に反比例することを示すものである。即ち通過帯域の幅及び同調周波數に對する兩端周波數における増幅度低下の比が定まれば、自ら CR の積は同調周波數に無關係に定まる故、大なる利得を得るためには、 R を大にして C を小にすればよい。このことは第 51 圖乃至第 54 圖の場合についても、 f_c に對して f_n が充分小なれば近似的にいひ得ることである。

實際の場合 C の最小値は、真空管の電極間容量及び配線の漂遊容量に依つて

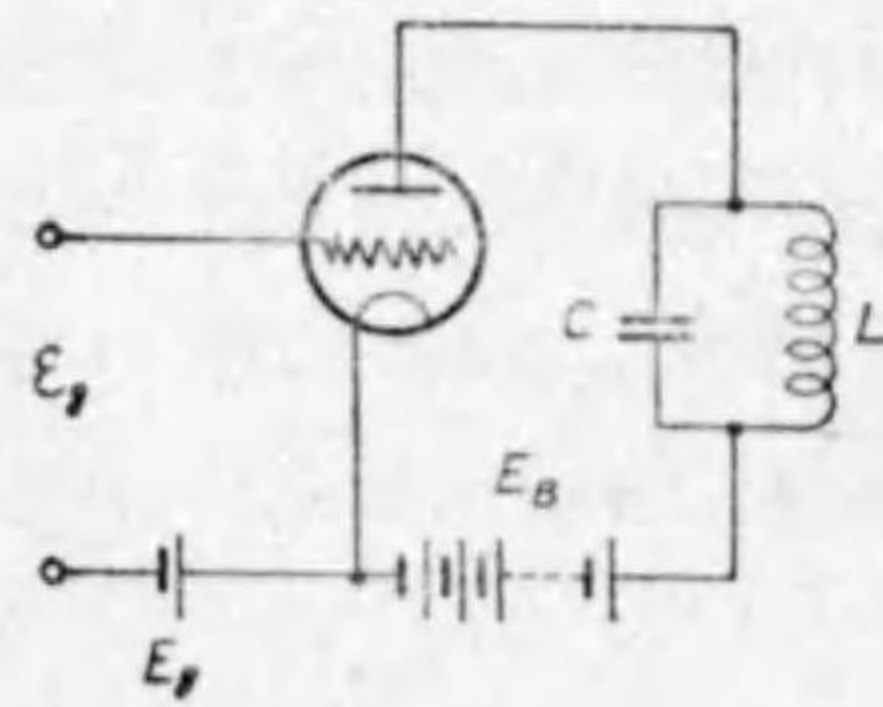
制限を受けるわけで、大體 $10 \mu\mu F$ 以下にはなし得ない。それ故、単一同調回路を使用する場合は、次の段の真空管のグリッド、カソード間の容量も、これにやはり結局 $20 \mu\mu F$ 以上になるのが普通である。しかるに第51圖の如き結合同調回路を使用すれば、最小容量が前者の半分になし得るといふ點でも優れてゐる。

3.7 無線周波電力増幅器

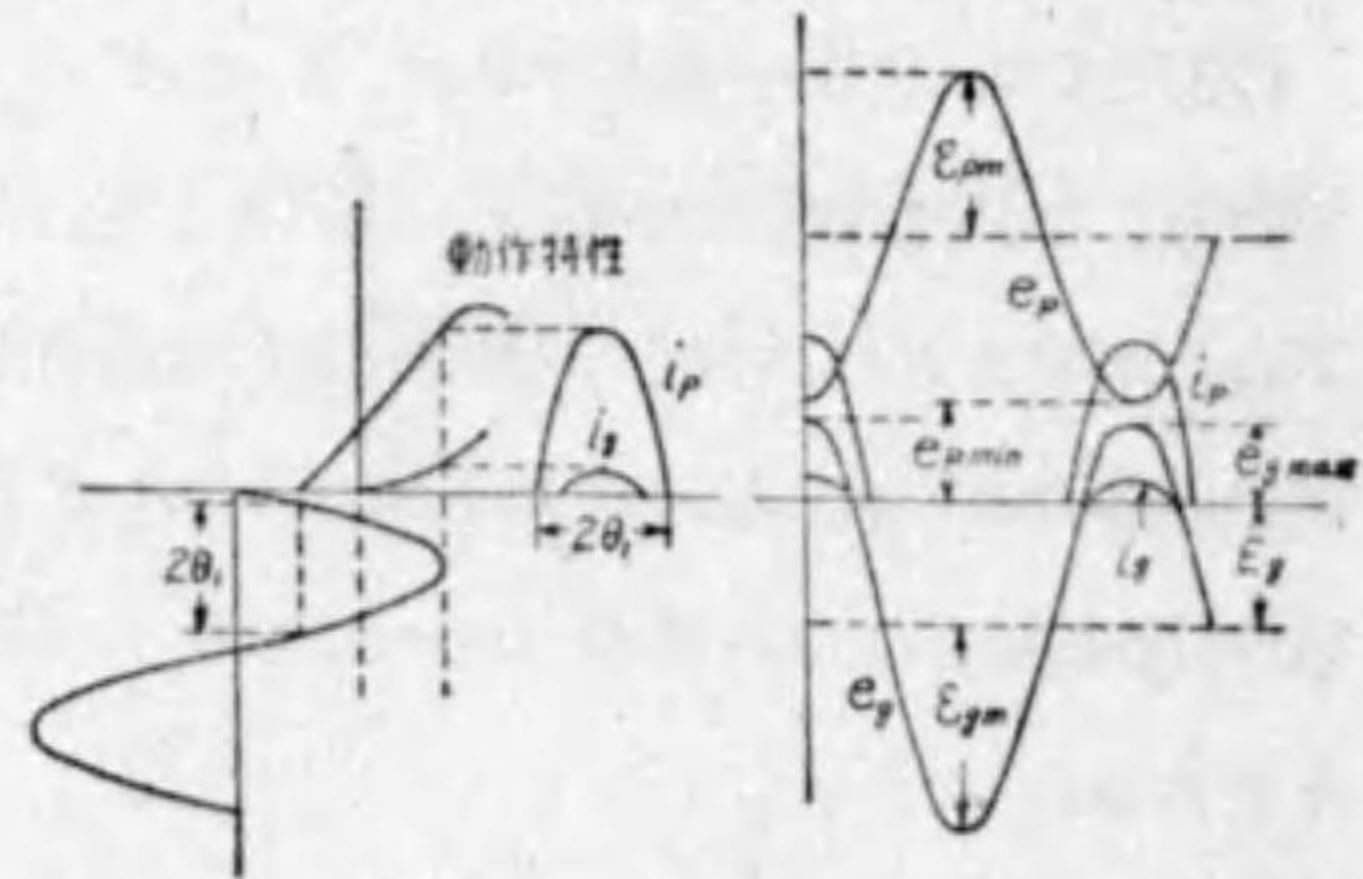
受信機における無線周波の増幅器は、その目的が電圧増幅であり、動作もA級であるが、送信機に於いて搬送波或ひは變調波を増幅する場合には、出來得る限り大なる電力の出力を得て、しかも能率よく増幅しようといふのであつて、能率の悪いA級は使用されずB級或ひはC級の増幅器が使用される。B級増幅器は搬送波及び變調波の増幅に使用され、變調波の大電力増幅にはB級プッシュプル増幅器(B級直線増幅器)が専ら使用される。

C級増幅器は、搬送波増幅器及び被變調増幅器として使用される。唯無線電送受信機の場合には、全段に使用して差支へない。B級及びC級増幅器に関しては既に第一章の初めに一寸觸れたが、更に少々立入つてその動作を考へてみることにする。

第55圖は、無線周波増幅器の基本回路プレート回路には同調回路が挿入されてゐる。第56圖は、C級増幅器における電壓電流の關係を示すものである。プレート電流の波形は歪んでゐるが、プレート回路のタンク回路は基本波に同調し



第 55 圖



第 56 圖

て純抵抗の高いインピーダンス R_L になつてをり、高調波に對しては低い値となつてゐるから、同調回路に現れた電壓はほぼ正弦波に近い。

かかる増幅器の一般的解析を行ふことは、極めて困難であるから、動作を理解するに實用上、差支へない程度の假定を設けて取扱ふより他はない。

第1章に於いて述べた如く、特性を直線とみなす時はプレート電流 i_p は $i_p = g_m(e_g + \frac{e_p}{\mu})$ を以つて決定される。

しかる時は

$$i_p = g_m(\mathcal{E}_{st} \cos \theta - E_{st}) \dots \dots \dots (74)$$

となる。ここに

$$\mathcal{E}_{st} = \mathcal{E}_{gm} - \frac{I_1 R_L}{\mu}$$

$$E_{st} = E_g - \frac{E_R}{\mu}$$

プレート電流の基本波の振幅を I_1 とすれば

$$I_1 = \frac{2g_m}{\pi} \int_0^{\theta_1} \cos \theta (\mathcal{E}'_{st} \cos \theta - E_{st}) = \frac{\mu \mathcal{E}_{gm}}{R_L + \frac{\pi}{\theta_1} \frac{\sin 2\theta_1}{2} r_p} \dots \dots \dots (75)$$

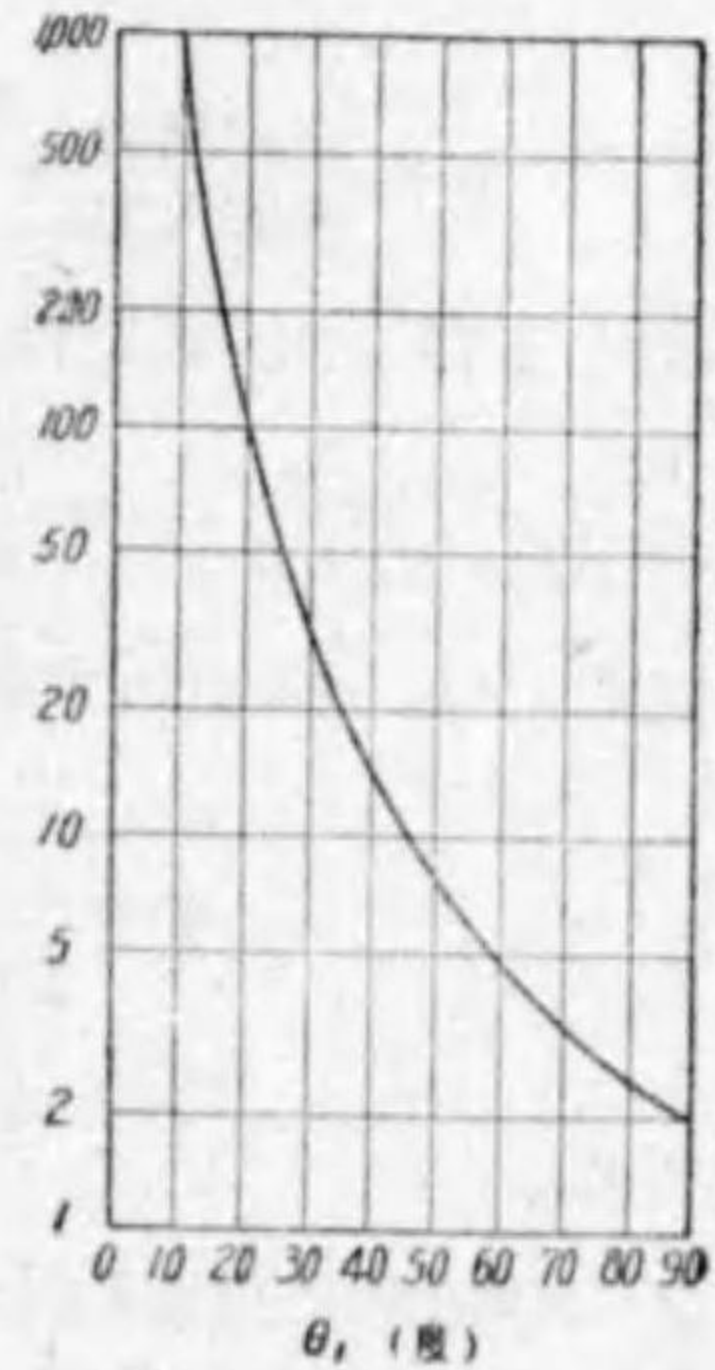
即ち

$$I_1 = \frac{\mu \mathcal{E}_{gm}}{R_L + \beta r_p} \dots \dots \dots (76)$$

但し $\beta = \frac{\pi}{\theta_1 - \sin \theta_1 \cos \theta_1}$

βr_p はC級増幅器の皮相抵抗で、第57圖は θ_1 と β との關係を示すものである。B級の時は $\beta=2$ となる。即ち θ_1 が一定に保たれるならば、 I_1 はグリッド電圧 \mathcal{E}_g に比例する。故にもし E_g を一定にすると \mathcal{E}_g の如何なる値に對しても θ_1 の値を一定に保つべき E_g の値は恰度遮断電壓にした時で、即ちB級増幅器の場合である。

次にプレート電流の直流分 I_R を求めると



第 57 圖

$$I_N = \frac{g_m}{\pi} \int_0^{\theta_1} (\mathcal{E}_{st} \cos \theta - E_{st}) d\theta = \frac{\mathcal{E}_{st} g_m}{\pi} (\sin \theta_1 - \theta_1 \cos \theta_1) \dots\dots(77)$$

故に、

$$\frac{I_1}{I_N} = \frac{\theta_1 - \sin \theta_1 \cos \theta_1}{\sin \theta_1 - \theta_1 \cos \theta_1} \dots\dots(78)$$

を得。

グリッド調振電圧が増すと、プレート電圧最小値 e_{pmin} は小さくなって来る。しかるにプレート負荷は、基本波に対して 抵抗として働くわけであるから、プレート電圧の最小のときにグリッド電圧は最大となる。故に e_{pmin} 以上に e_{gmax} がなれば(überspannter Zustand 過電圧状態)二次電子が生じ、グリッド電流は増加し不都合を來たす。故に最大 $e_{gmax} = e_{pmin}$ でそれ以上には出来ない。即ち $\mathcal{E}_{gm} - E_g = E_N - I_1 R_L$ 以上には出来ない。即ちこの条件を満足する \mathcal{E}_{gm} の値を求めれば、次の如くなる。

$$\mathcal{E}_{gm} = \frac{(\mu+1)(R_L + \beta r_p)}{\mu\{(\mu+1)R_L + \beta(1 - \cos \theta_1)r_p\}} E_N \dots\dots(79)$$

さてプレート能率 η は

$$\eta = \frac{\text{交流出力}}{\text{直流入力}} = \frac{I_1^2 R_L}{2 E_N I_N} \times 100 = \frac{I_1 R_L}{2 E_N} \times \frac{I_1}{I_N} \times 100 \dots\dots(80)$$

(76) 及び (78) 式を代入すれば

$$\eta = \frac{\mu \mathcal{E}_{gm} R_L}{2 E_N (R_L + \beta r_p)} \times \frac{\theta_1 - \sin \theta_1 \cos \theta_1}{\sin \theta_1 - \theta_1 \cos \theta_1} \times 100 = \frac{\mu \mathcal{E}_{gm} R_L}{E_N (R_L + \beta r_p)} \times A \dots\dots(81)$$

更に (79) 式を代入すれば

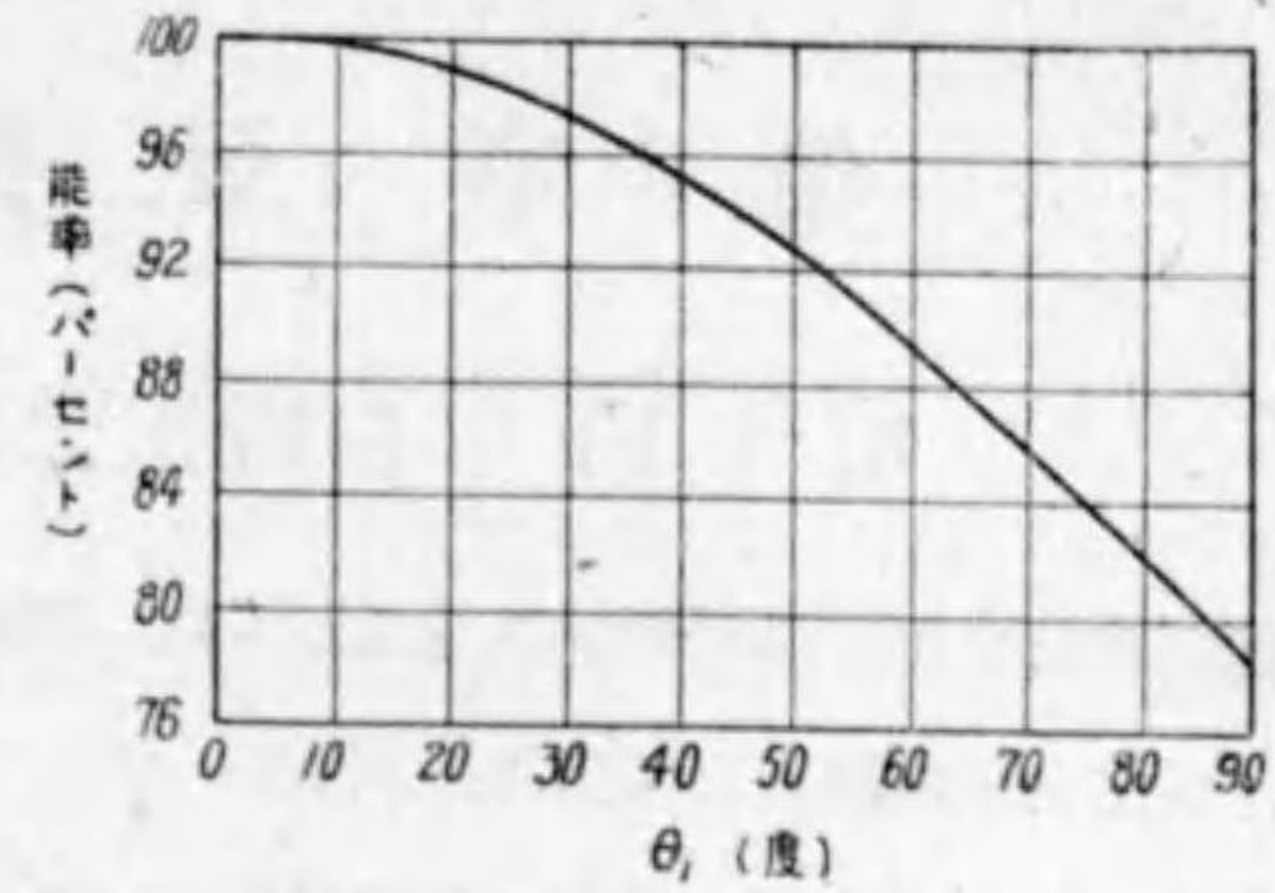
$$\eta = \frac{50 \times \frac{I_1}{I_N}}{1 + \frac{\beta(1 - \cos \theta_1)}{(\mu+1)R_L} r_p}$$

となる。

A は理論的に到達し得べき最大能率で、この値は第58圖の如くなり、 θ_1 の減少と共に増加する。 $\theta_1 = 90^\circ$ の B 級の場合には $\eta = \frac{\pi}{4} = 78.5\%$ まで達するこ

ととなる。

送信機の電力増幅器に關しては、極めて種々なる問題があり、殊に放送機が漸次電力を増加しつつある現在に於いては、これに關する問題は多々ある。これらに關しては、放送所編を参照せられたい。



第 58 圖

第2章 發振回路

第1節 自勵振公式とその吟味

真空管はまた他の機器を以つてしては、到底及び難い廣い周波數の範圍に互つて、安定な發振器として利用出来る。

前章に於いて述べた如く、増幅器において出力側の勢力の一部を入力側に饋還することにより、振動が発生する。

増幅器の場合には、グリッド制御電力は外部より供給されるわけであるが、この制御電力は、發電機の場合の勵磁電力のやうなもので、ごく僅かで足りるもので、振動が起れば他より勢力の供給がなくとも、それ自身で供給出来るもので、即ち、自勵發振器として動作し得るものである。以下この自勵發振の條件に就いて、少々立入つて考へてみよう。

増幅器のグリッドに交流電壓 e_g を加へれば、プレート側に増幅された e_p なる交流電壓を生ずる(第59圖参照)。即ち増幅度を B を以つて表せば

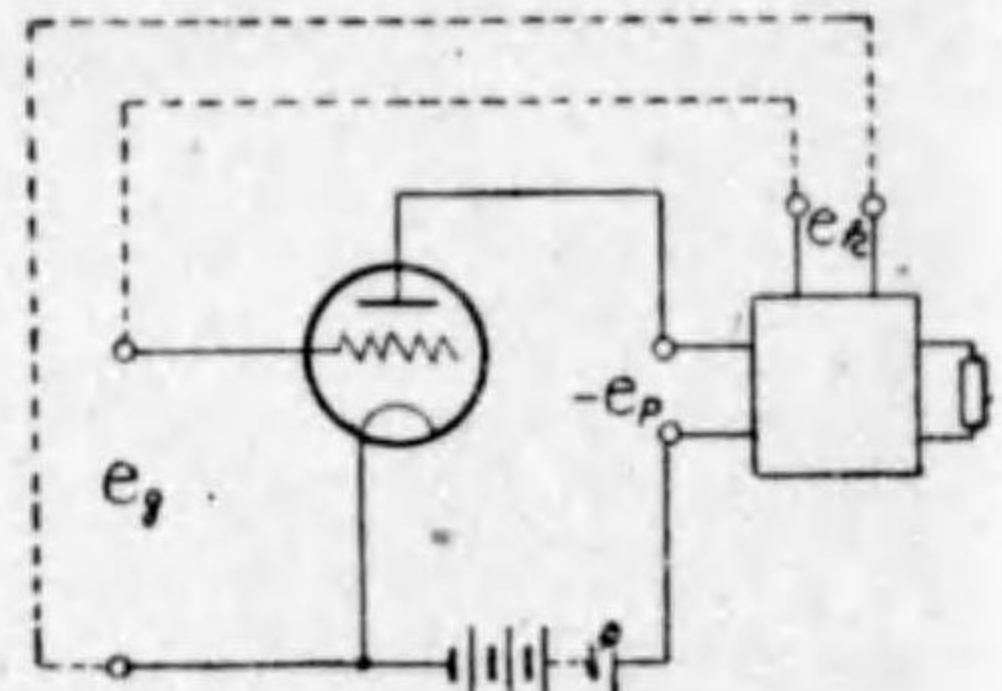
$$e_p = -Be_g \quad \text{即ち} \quad B = -\frac{e_p}{e_g} \dots (82)$$

となる。

負の符號は e_p が e_g と、恰度殆んど反對の位相にあるからである。今適當な回路を設けて、プレート側よりその勢力の一部を饋還して、 e_g と恰度位相と大いさを一にする e_k を得る時は、(電源開閉器を閉じた瞬間に熱擾亂等に基づき振動を發生し、これが増幅されまた饋還され條件宜しければ定常状態に達する。)

$$k = -\frac{e_k}{e_p} \dots (83)$$

故に定常状態に於いては、 $e_k = e_g$ となり (k を反結合係數といふ。)



第59圖

$$k = \frac{1}{B} \quad \text{又は} \quad kB = 1 \dots (84)$$

となり、これが一般的な自勵振の公式となる。

即ち B が極めて大なる場合、即ち増幅度の極めて大なる時には、 k が極めて小なる値を以つて上式が成立することはいふまでもないことと思ふ。

今若し真空管が、特性の直線部分に於いて動作し、グリッド電流が流れぬとすれば

$$i_p = g_m \left(e_g + \frac{e_p}{\mu} \right)$$

にて表されることは前述の通りである。

又プレート電壓 e_p は

$$e_p = -i_p Z_p$$

故に上式より

$$B = -\frac{e_p}{e_g} = \frac{\mu Z_p}{r_p + Z_p} \dots (85)$$

これに(84)式に代入して、自勵振公式を求むれば

$$k = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{g_m Z_p} \dots (86)$$

となる。

これ即ち、Barhausen の示した自勵振公式で上式中 μ 及び g_m は真空管の特性に依つて定まる量であり、この中 μ は真空管の幾何學的寸法により定まり、 g_m は動作點により定まるものと考へられる。一方 k 及び Z_p の値は、回路の性質によつて定まる量である。

若し上式にて表はされるよりも、 k の値が小さいとすれば、 e_g の値も小さくなり、それによつて生ずる e_p も小さくなり、従つて饋還される e_g が小さくなつて、 e_p も小となり、振動は消滅することとなる。反對に k が $\left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{g_m Z_p} \right)$ より大なる値であれば、振幅は増大して行き、最終の振幅に達する。

振幅の増大する時は、特性の曲部に達し平均相互コンダクタンスは減少し、且

グリッド電流が流れることにより制限を受け、平衡状態に達する。

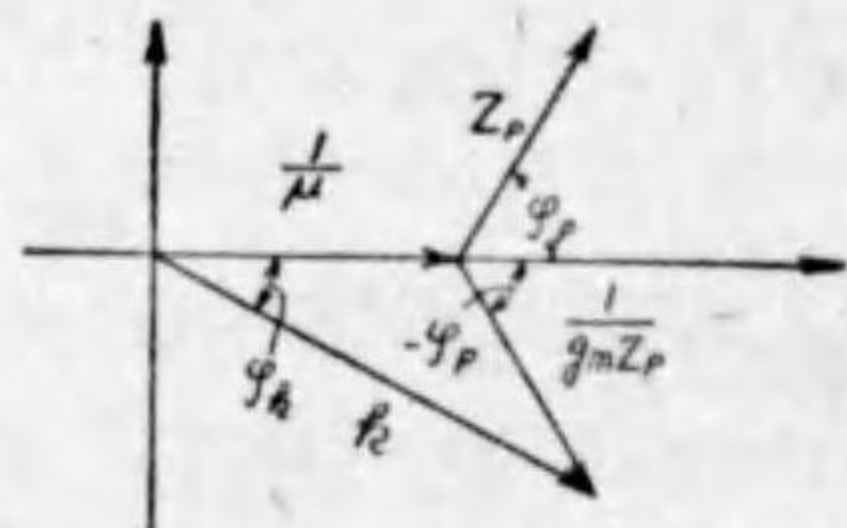
要するに g_m 及び μ が大きい真空管で、 Z_p を大にすれば、振動は容易に起り得るわけである。

(86) 式に $r_p = \frac{\mu}{g_m}$ を代入すれば

$$k = \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{r_p}{Z_p} \right) \dots\dots\dots (87)$$

となり、 Z_p が、 r_p に比し充分大なる値とすれば、 k はほぼ $\frac{1}{\mu}$ に等しくてよいが、 Z_p が純抵抗で、 r_p と等しいとすれば、 $k = \frac{2}{\mu}$ となり、 Z_p が r_p に比し小さければ k の値を大にして反結合を密にしなければ、自動振を起し得ない。即ち r_p と Z_p との比は、重要な値である。

次に (86) 式に就いて、各量の位相関係を考へてみよう。真空管の定数 g_m 及び μ は、周波数が極めて高くない限り、位相角は零と見られる。 Z_p の位相角は誘導的、容量的或ひは純



第 60 圖

抵抗となるにつれて、0 より ±90 度の間に變化する。

故に $\frac{1}{g_m Z_p}$ は $\frac{1}{Z_p}$ と同一の位相角を有し、 k は $\frac{1}{\mu}$ と $\frac{1}{g_m Z_p}$ とのベクトル和となる。第 60 圖は、即ち自動振公式のベクトル圖を示すものである。

今第 61 圖の如き接続に於いて、各符號を圖の如く定めて自動振公式をあてはめてみる。

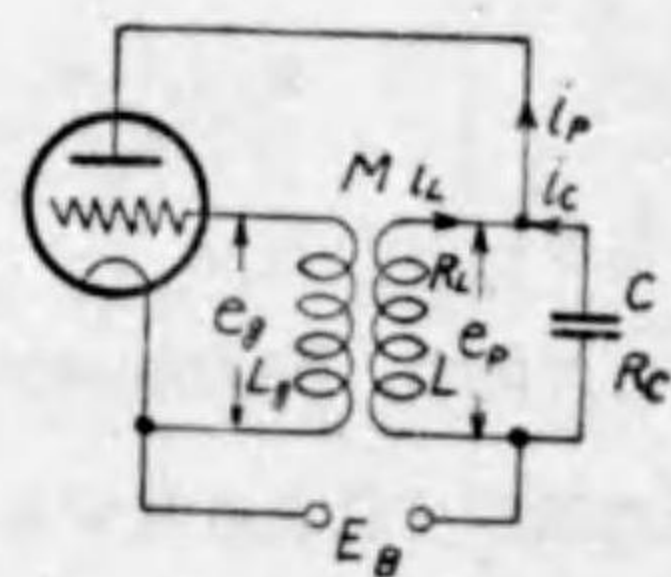
グリッド電流を省略すれば

$$e_g = j\omega M i_L, \quad -e_p = (R_L + j\omega L_L) i_L$$

自動振公式を書き改めると

$$k = \frac{j\omega M}{R_L + j\omega L_L} \dots\dots\dots (88)$$

$$k = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{g_m Z_p} = \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{r_p}{Z_p} \right)$$



第 61 圖

$$Z_p = \frac{(R_L + j\omega L)(R_C - j\frac{1}{\omega C})}{(R_L + j\omega L) + (R_C - j\frac{1}{\omega C})}$$

$$\therefore \frac{j\omega M}{R_L + j\omega L} = \frac{1}{\mu} \left\{ 1 + r_p \frac{(R_L + j\omega L) + (R_C - j\frac{1}{\omega C})}{(R_L + j\omega L)(R_C - j\frac{1}{\omega C})} \right\}$$

$$(j\omega M)(R_C - j\frac{1}{\omega C}) = \frac{1}{\mu} \left\{ (R_L + j\omega L)(R_C - j\frac{1}{\omega C}) + r_p \left\{ (R_L + j\omega L) + (R_C - j\frac{1}{\omega C}) \right\} \right\} \dots\dots\dots (89)$$

實數部と虚數部をそれぞれ等しくおけば、

$$\therefore \frac{M}{C} = \frac{1}{\mu} \left\{ \frac{L}{C} + r_p(R_L + R_C) + R_L R_C \right\} \dots\dots\dots (90)$$

$$\omega M R_C = \frac{1}{\mu} \left\{ \omega L R_C - \frac{R_L}{\omega C} + r_p \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \right\} \dots\dots\dots (91)$$

(90) 式は振動の振幅を定め、(91) 式は周波数を定めるものである。

式 (90) より

$$M = \frac{L + R_L C r_p}{\mu} \dots\dots\dots (92)$$

を得。

(91) 式にプレート同調回路の同調周波数 $\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ を代入すれば、

$$\omega_r^2 = \frac{1 + \frac{R_L}{r_p}}{1 - \frac{R_L}{r_p} \left(\frac{\mu M}{L} - 1 \right)} = \frac{1 + \frac{R_L}{r_p}}{1 - \frac{R_C}{|Z_p|}} \dots\dots\dots (93)$$

上式の分子は1より大にして、分母は1より小である ((90) 式より $\frac{\mu M}{L}$ は正)。

即ち

$$\omega > \omega_r$$

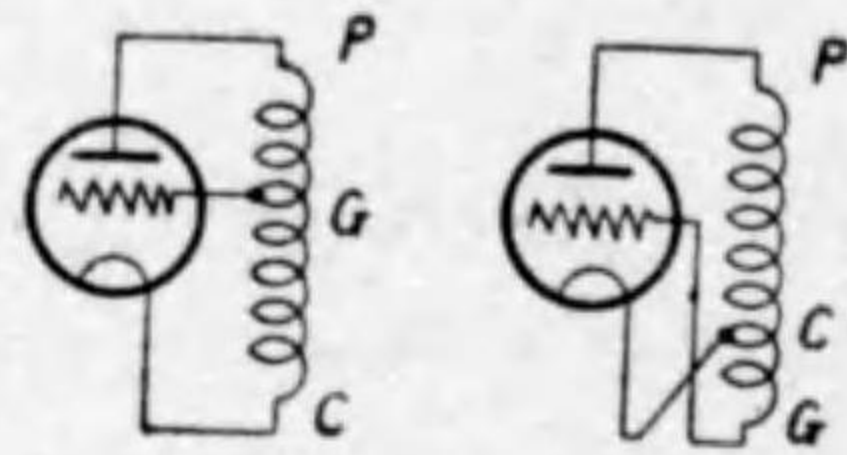
となる。 C に損失なきものとすれば

$$\omega = \omega_r \sqrt{1 + \frac{R_L}{r_p}} \dots\dots\dots(94)$$

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{1 + \frac{R_L}{r_p}} \cdot \frac{1}{LC} \dots\dots\dots(95)$$

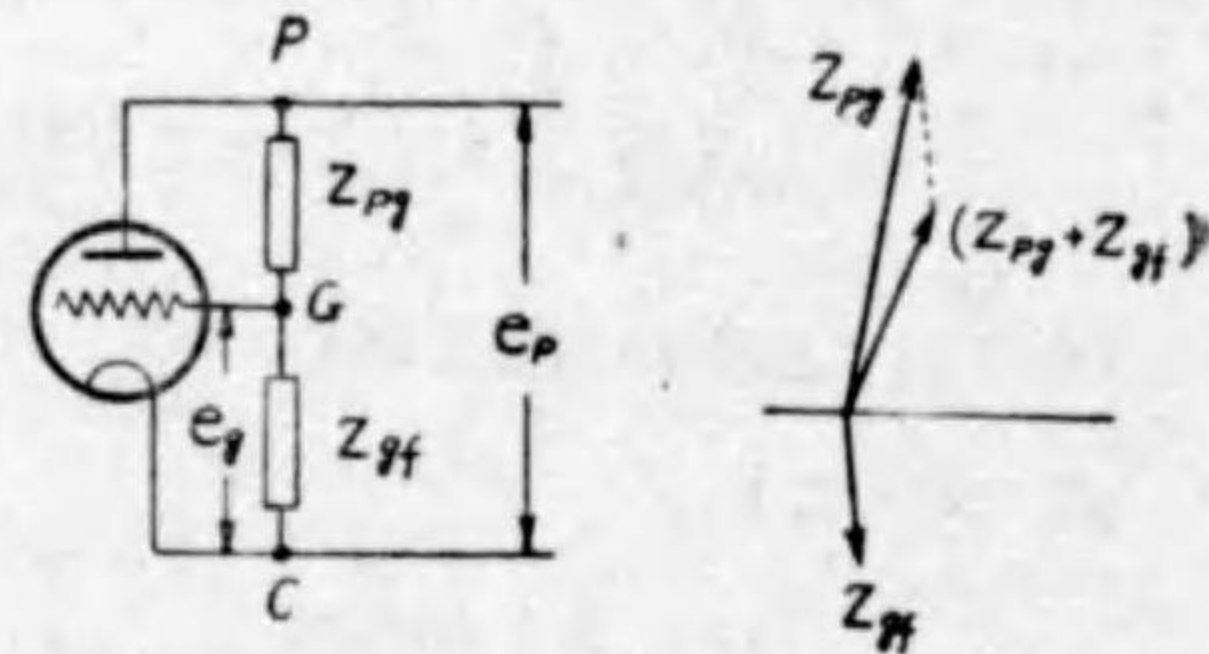
即ちこれが発振周波数である。

以上変圧器型の自動振回路の解析を行つたが、更に見方を變へて概念的に考へてみると、反結合係数 k は持続振動が起る場合には、常に正でなければならぬ。即ち、 e_p と e_g の位相は反對でなければならぬ。



(a) (b)
第 62 圖

即ち第 62 圖 (a) のやうな結線法では駄目で、(b) のやうにせねばならぬ。更に P と G との實効交流電圧が、 P と C との間の實効交流電圧より大きくなければならぬ。



(a) (b)
第 63 圖

第 63 圖 (a) の如き電圧分割型の接続(グリッド電流はなきものとす)に於いては

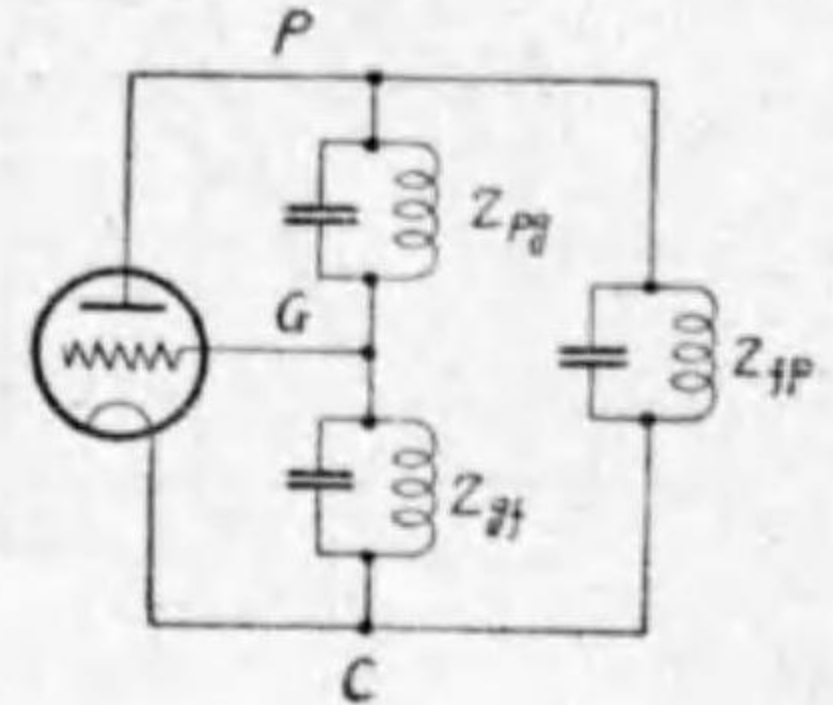
$$k = -\frac{e_g}{e_p} = -\frac{Z_{gf}}{Z_{gf} + Z_{pg}} \dots\dots\dots(96)$$

となる。

故に k が正なる爲には、 Z_{gf} と Z_{pg} とは同種のインピーダンスでは不可で、一方が誘導性なれば、他方は容量性のものでなければならぬ。しかして $Z_{pg} + Z_{gf}$ は Z_{gf} とは反對に近い位相で、 Z_{pg} と同じ方向となることが必要であり、 Z_{pg} は Z_{gf} より大でなければならぬ。第 63 圖 (b) は即ちこの場合のベクトル圖を示したものである。各インピーダンスの抵抗分が小なるものであれば、 k の位

相角は殆んど零に近いものとなる。

第 64 圖は更に一般の場合で、 Z_{pg} 、 Z_{gf} 、 Z_{fp} を接続したもので、この相互間には誘導的結合はないものとする。しかる時は上述の原理により、次の二つの場合に發振が起る。



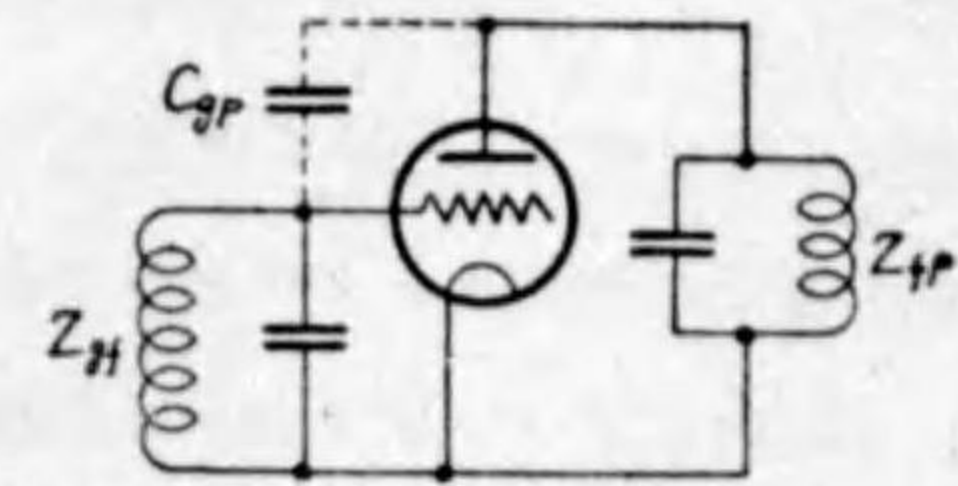
第 64 圖

(a) Z_{pg} が誘導性の場合、即ち $\omega < \omega_{pg}$ の場合。この場合には、 Z_{gf} 及び Z_{fp} は容量性でなければならぬ。即ち、 $\omega > \omega_{gf}$ 及び $\omega > \omega_{fp}$ となり、 ω_{pg} は ω_{gf} 及び ω_{fp} より大でなければならぬ。即ち、發振周波数は ω_{pg} と ω_{gf} 及び ω_{fp} の大なる方の間にある。

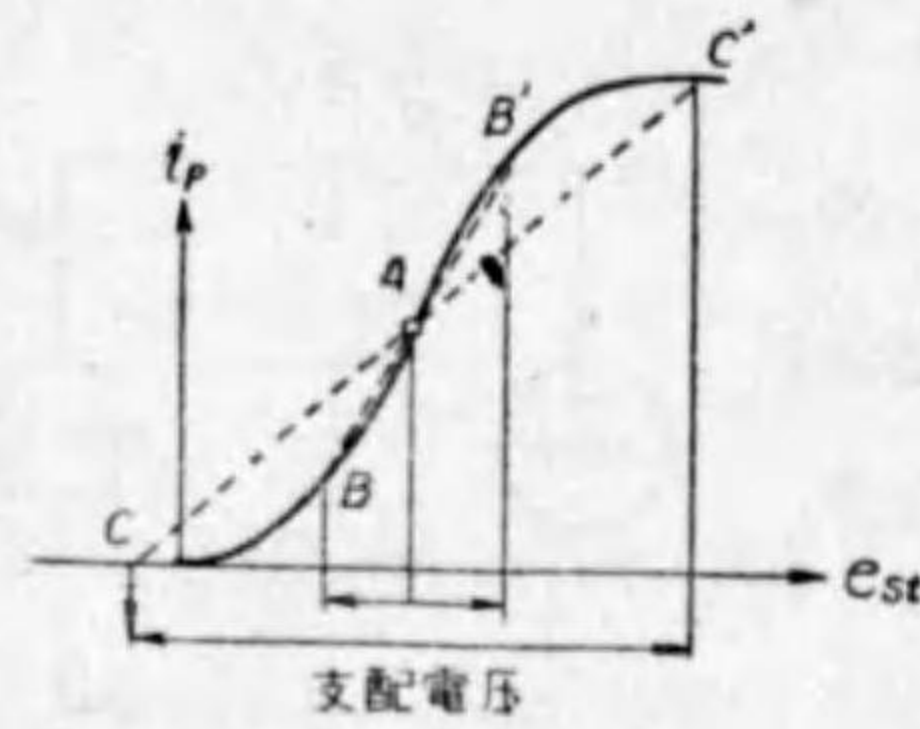
(b) Z_{pg} が容量的の場合、即ち $\omega > \omega_{pg}$ の場合。この場合には、 Z_{gf} 及び Z_{fp} は誘導性でなければならぬ。即ち $\omega < \omega_{gf}$ 及び $\omega < \omega_{fp}$ となり、 ω_{pg} が ω_{gf} 及び ω_{fp} より小なる時に發振する。即ち發振周波数は、 ω_{pg} と ω_{gf} 及び ω_{fp} の小なる方の間にある。

これに反して、 ω_{pg} が ω_{gf} と ω_{fp} との間にある場合には、自動振は起り得ない。

第 65 圖は、實際に屢々使用されるフート・キューン回路 (Huth-Kühn 回路) と稱せられるもので、 C_{pg} は外部結線を行ふものでなく、真空管のプレート・グリッド間の容量を示すものである。この回路に就いて、上述の條件を考へてみると、この場合には Z_{pg} は C_{pg} なる容量であるから Z_{gf} 及び Z_{fp} は誘導的でなければならぬ。即ちこのことは、前章 3.1 に於いて述べた如く、無線周波増幅器の場合に屢々この條件が満足されて發振を起すもので、この爲に中和を行つたり遮蔽グリッド管を使用するわけである。即ち前述の如く、プレート側の同調回路の同調周波数が



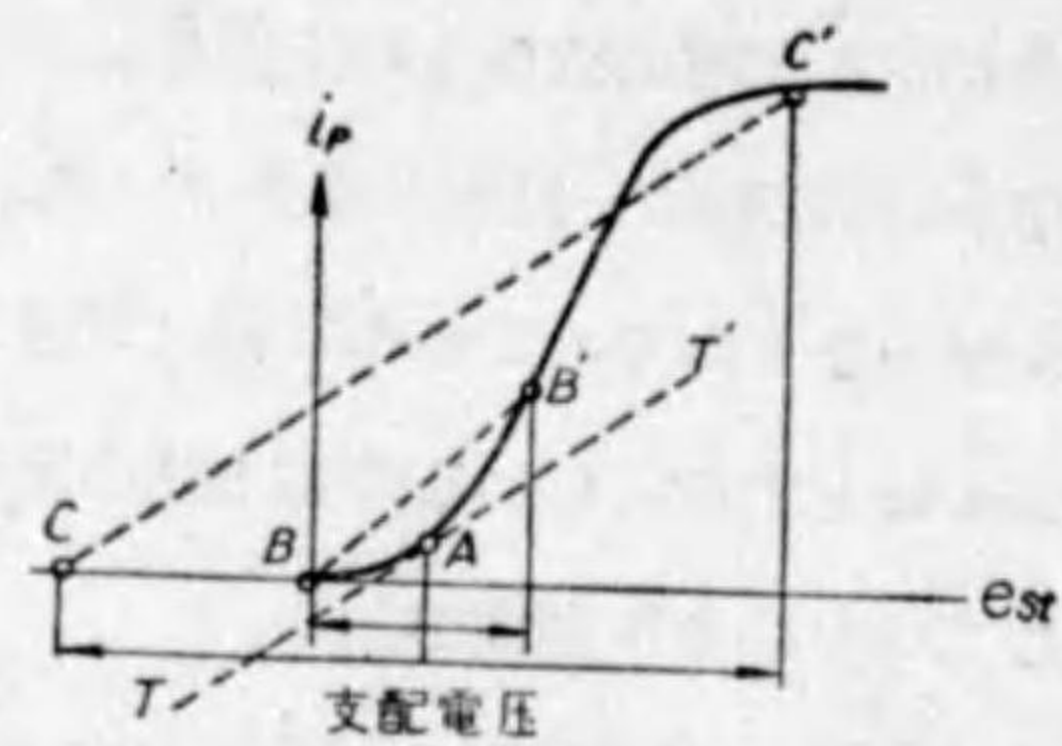
第 65 圖



第 66 圖

グリッド側のそれよりも高い時にのみ發振を起すものである。

次に振動の開始に關して少々述べることにする。先づ k を充分小なる値に選んで、自動振の起らぬ状態にしておく(第61圖の場合なれば L_0 線輪と L 線輪とを十分離しておく)。しかして k を漸次大きくして行くとする。この場合に二つの異なる場合があるのであつて、即ち第66圖のA點の如く特性の傾斜の大なる點、即ち g_m の大なる點に働作基點をおくか、第67圖Aの如く傾斜の小なる點、即ち g_m の小なる點に働作基點を定めるかである。前者の場合には、A點の g_m が殆んど g_m の最大附近にあるのであるから、比較的小さい k の値で發振は開始するが、振幅が増せば平均の相互コンダクタンスの値は減少するから、結局振幅は餘り増大しないこととなる。即ちこの場合には微小なる振幅の振動に對して、最大の相互コンダクタンを有してをり、更に k の値を増加すれば、振幅も増し(平均相互コンダクタンスは振幅が増大すれば BB' 、 CC' と連続的に減少する)、次に k を減少すれば、振動の振幅は連続的に零まで減少するのであつて、 k の各一つの値に對し、唯一の定まつた振動状態が存在する。これに反して後者の場合には g_m の小なる値にあるから、發振は普通起り難い。それで充分 k を大にして發振せしむれば、振幅が増すと平均相互コンダクタンスは増加するから、急激に振幅は増大して、大なる振幅の點に於いて振動は持續することになる(TT' より BB' を越へ TT' と同傾度の CC' に到達する)。次にこの状態より k を減



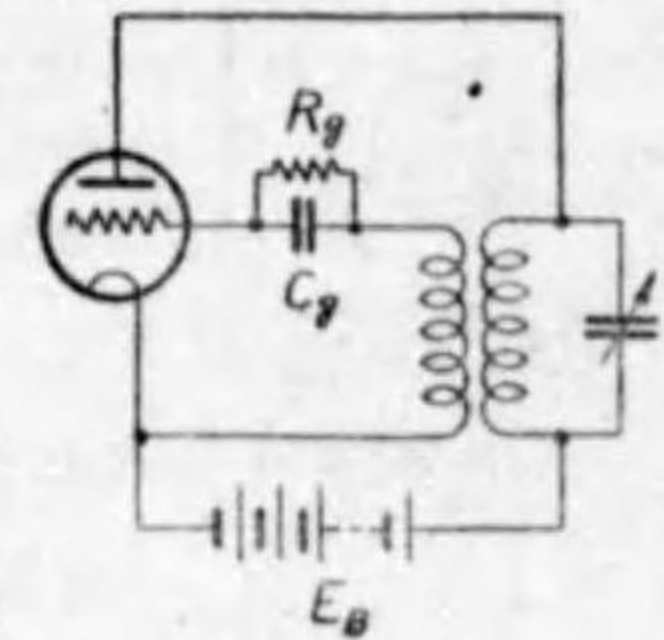
第 67 圖

少してくると、振幅が小となつても平均傾度は大となるから振動はつづくが、平均傾度の最大値を越せば、振動は急に消滅する。即ちこの場合には、ある k の値に對し二つの状態が存在する。

しかして前者の場合を、軟發振の状態といひ、後者の場合を、硬發振の状態といふ。

さて振動の開始後、振幅の増大に對してこの振幅を制限するものは、電流の飽和による平均相互コンダクタンスと、グリッド電流の振幅の増大の爲のグリッド電流による損失なることを述べて來たが、實際問題として、かかる最終状態にまで放置しておくことは真空管の壽命を短縮し、或ひは破壊に導くもので極めて危険であり、且つ能率が極めて悪いものである。従つて振幅の生長と共に、グリッドに負のバイアス電壓をかけて行けば能率よく動作出来る。無振動状態に於いて、負のバイアス電壓を多くかけておくことは起振が困難であるから、最初は g_m の大なるA級として動作せしめ、漸次C級に導く方法が望ましい。これを自動的行ふ爲に通常使用されてゐるのは、グリッド回路に抵抗と蓄電器とを並列に接続せるものを挿入する方法で、第68圖はその回路を示すものである。

第68圖において、 C_g はグリッド蓄電器、 R_g はグリッド漏洩抵抗と稱せらるるもので、起振に際してはグリッド偏倚電壓の値は零であるが、振動が起り振幅が増すと、グリッド電壓が正の部分に於いてグリッド電流が流れ、その平均値電流 I_g が R_g を流れて、 $I_g \times R_g$ に相當するだけの負の偏倚電壓がグリッドにかかる。



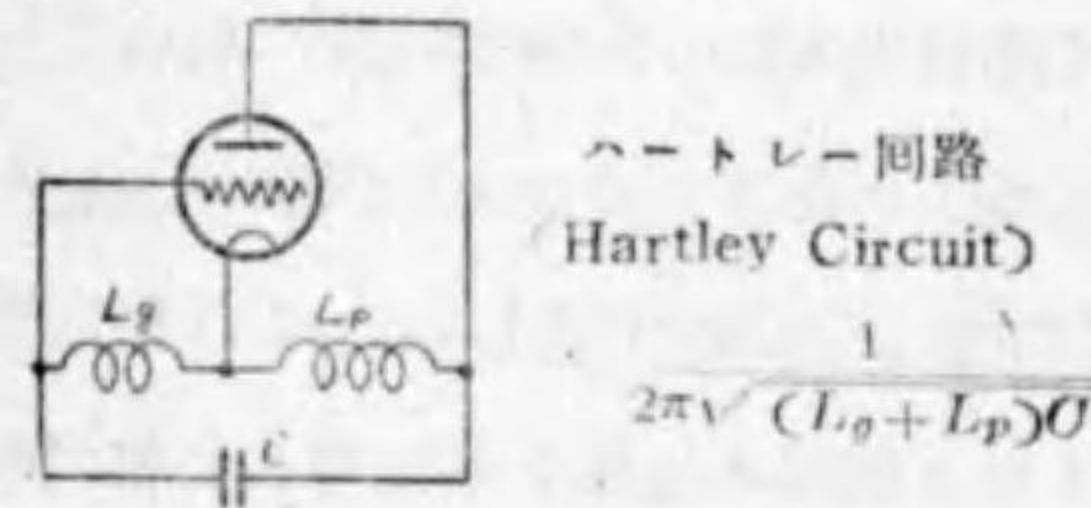
第 68 圖

しかしてグリッド電流は C_g を充電し、グリッド電壓が負の場合には、 C_g 端子の電壓により R_g に放電し、これを繰返して、漸次グリッドは負になりC級の動作に向つて進み、適當なところで落着く。 C_g は高周波に對して充分小なるインピーダンスになるやう、且つ真空管の入力容量より大きく選ばねばならぬ。

ただ余りこの値が大きいと、後述する間歇振動を起すことになり、その値は制限を受ける。

第2節 各種発振回路

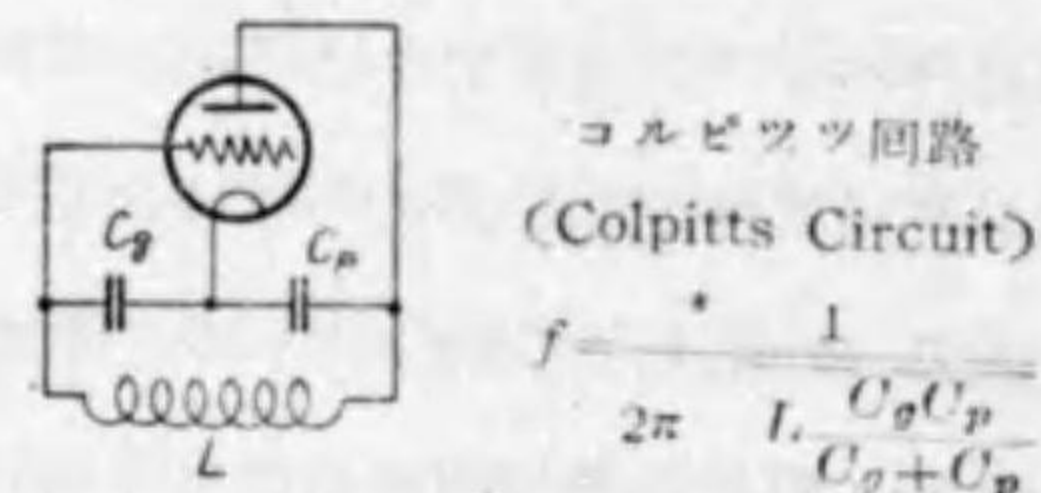
自動振発振器は、要するに上述の自動振公式を満足するやうな接続を行へばよいのであつて、その接続法も種々に考へられるわけである。以下具体的な事項として、普通に使われる回路の數例を掲げてみる。これらは今迄取扱つて來た自動振の考へ方からみれば、殆んど同一なものやうであるが、各回路にはそれぞれ通常考案者の名前が附せられたり、或ひは特に名稱が與へられてをり、それぞれ特徴がある。



ハートレー回路
(Hartley Circuit)

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_g + L_p)C}}$$

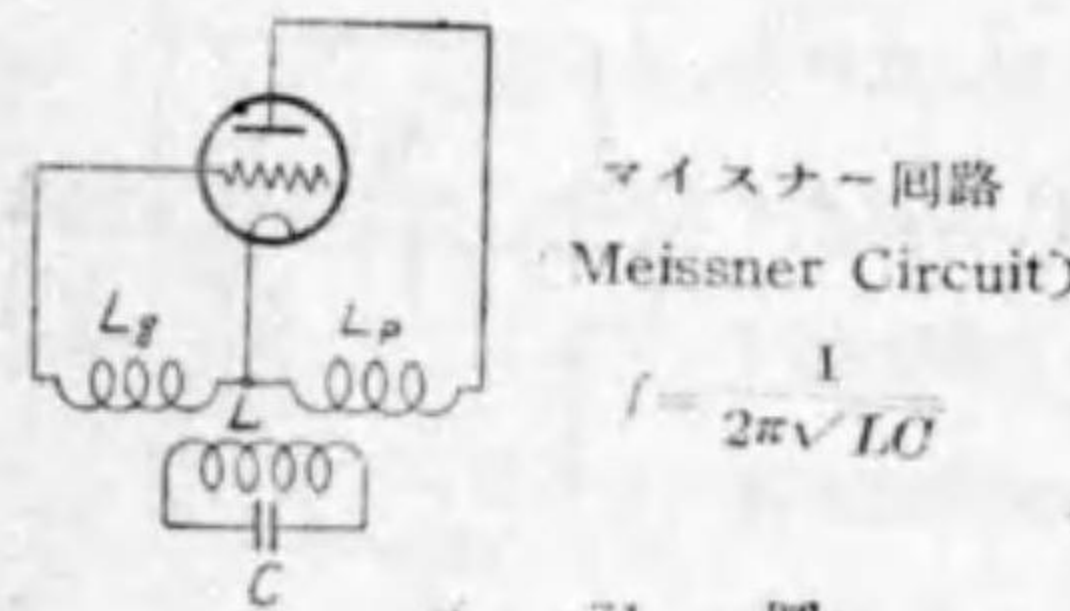
第 69 圖



コルピッツ回路
(Colpitts Circuit)

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \frac{C_g C_p}{C_g + C_p}}}$$

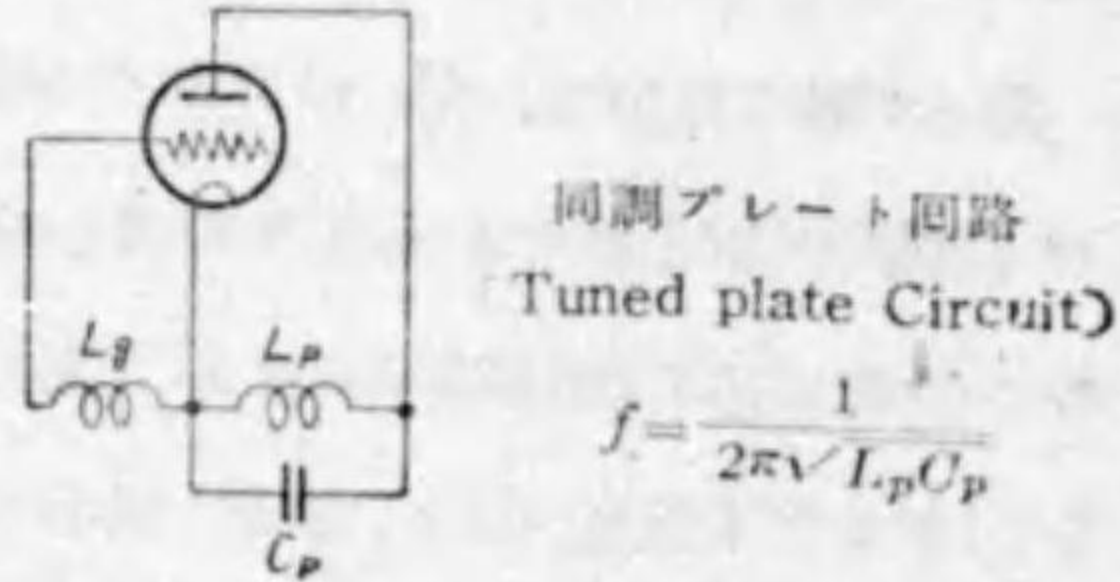
第 70 圖



マイスナー回路
(Meissner Circuit)

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

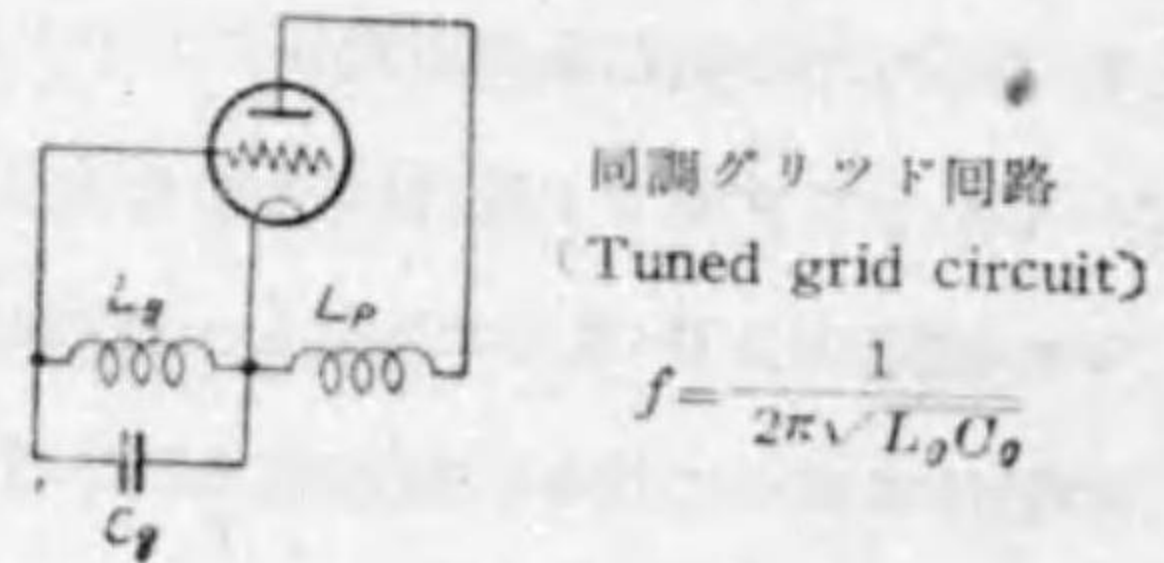
第 71 圖



同調プレート回路
(Tuned plate Circuit)

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_p C_p}}$$

第 72 圖



同調グリッド回路
(Tuned grid circuit)

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_g C_g}}$$

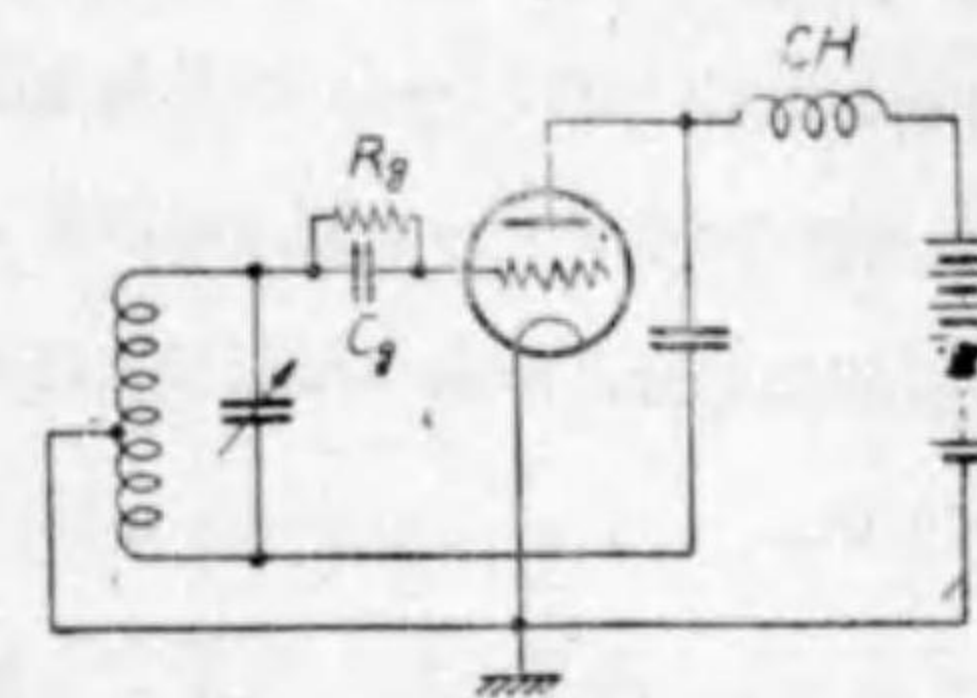
第 73 圖

第69圖、乃至第71圖に示す回路の名は、それぞれ考案者米國人 R. U. L. Hartley、英國人 E. H. Colpitts、獨逸人 A. Meissner の名をとり、ハートレー回路 (Hartley circuit)、コルピッツ回路

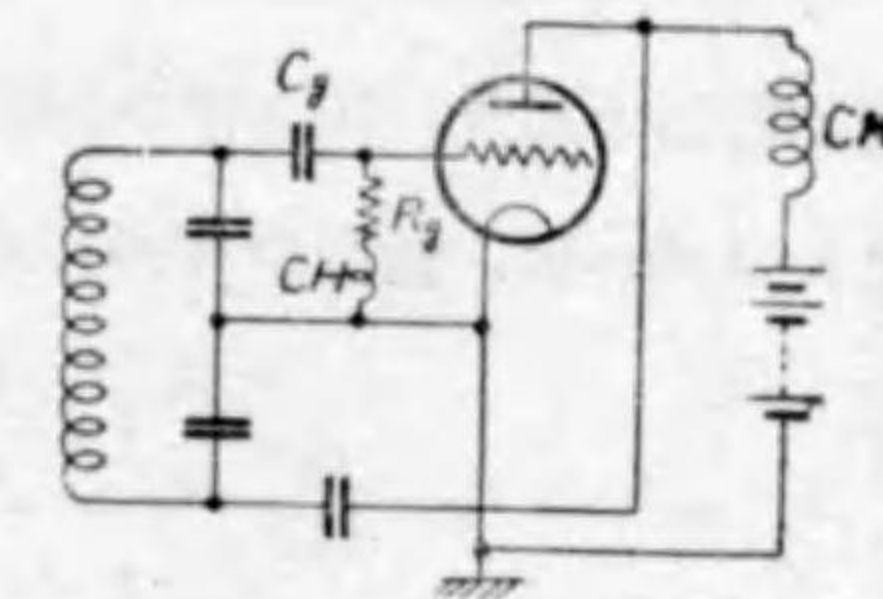
(Colpitts circuit)、及びマイスナー回路 (Meissner circuit) なる名稱が與へられてゐる。第72圖及び第73圖は、それぞれ同調プレート回路 (Tuned-plate circuit)、同調グリッド回路 (Tuned-grid circuit) と稱せられてゐる。前掲のフート・キューン回路は、これらと同様に、同調プレート・同調グリッド回路 (Tuned-plate tuned-grid circuit) ともいはれる。この中ハートレー回路等は、最もよく使用されるものである。

更にこれらの回路に於いて、プレート電源を加へる方法には、増幅器の場合と同様、並列饋電法と直列饋電法とがある。第74圖より第76圖までは、その實例を示したもので、第74圖はハートレー回路に於いて並列饋電を行つたもの、第75圖はコルピッツ回路における並列饋電、第75圖はハートレー回路における直列饋電の場合の接続を示したもので、CH は直流の抵抗は低く、發振周波數には高いインピーダンスを與へる塞流線輪を示すものである。

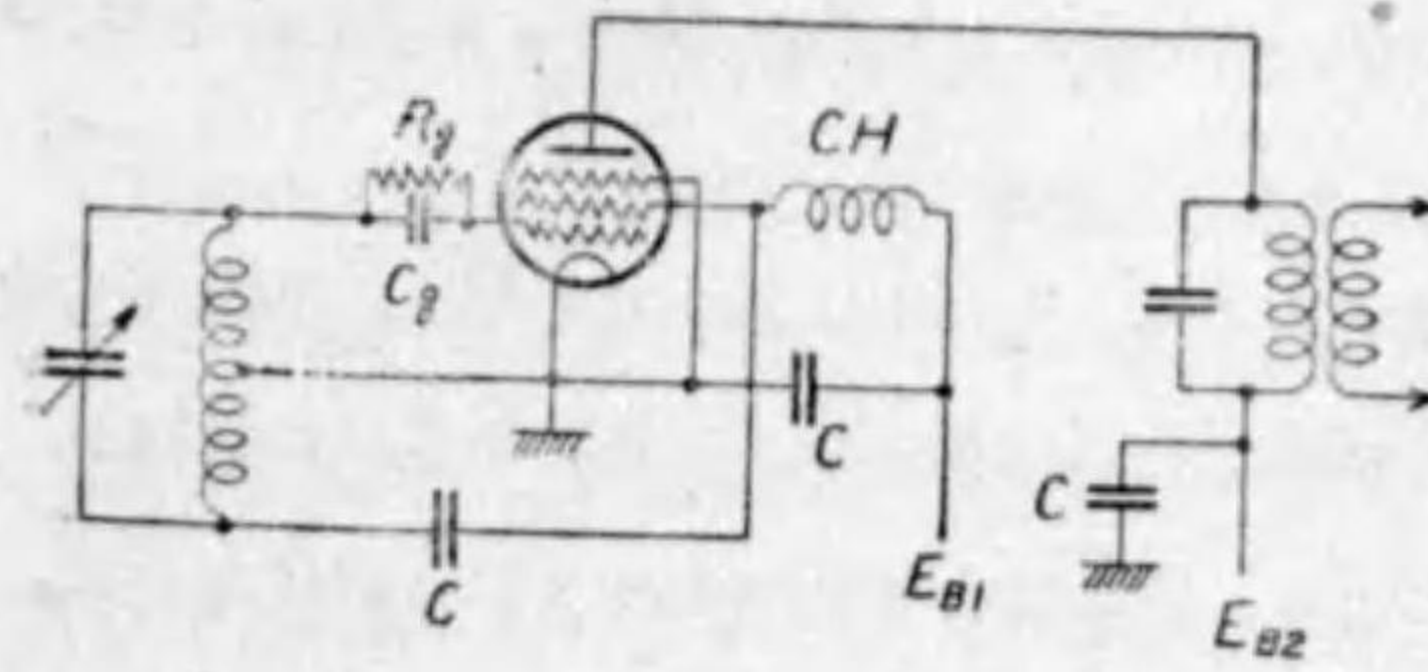
また四極管五極管に於いては、第77圖に



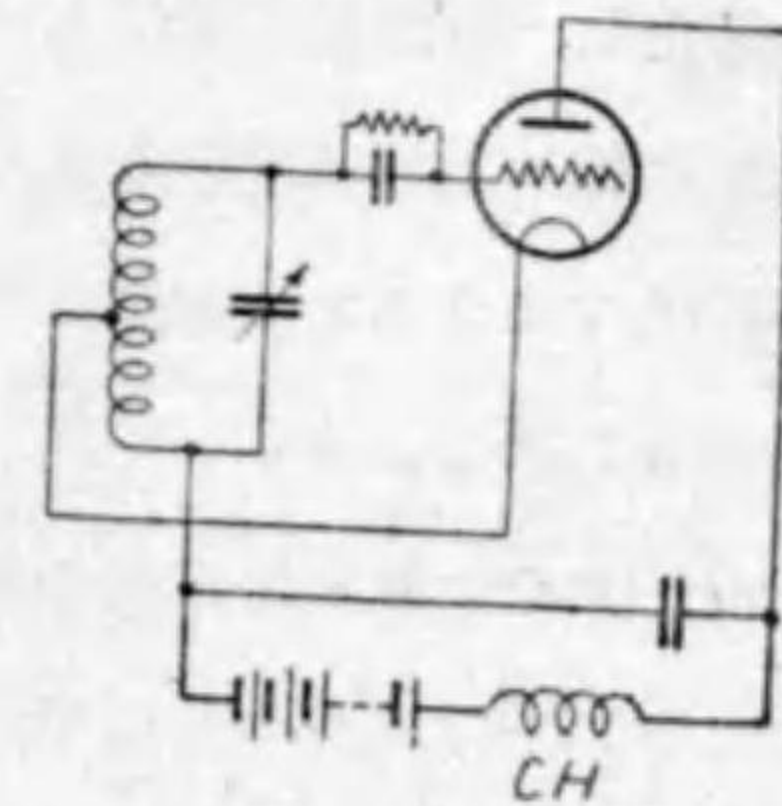
ハートレー回路發振器
並列饋電
第 74 圖



コルピッツ回路發振器
並列饋電
第 75 圖



第 77 圖



ハートレー回路發振器
直列饋電
第 76 圖

す如き電子結合発振器 (Electron coupled oscillator) が用ひられる場合がある (電子結合に関しては、第4章に於いて述べる)。この場合には、圖の如くカソード、制御グリッド及び遮蔽グリッドを以つて三極管としての発振器を形成し、遮蔽グリッドは、この場合発振器のプレートとして動作してゐる。しかしてカソードを出て、プレートに至る電子流はこれにより制御せられる。発振器の負荷は、圖の如くプレート側より取出すもので、この場合には真空管の負荷の部分と発振器の部分とが別々になつてゐるので、負荷の影響が少なく、周波数の安定度がよい。

第3節 発振周波数の變動とその安定法

発振器の発振周波数は、大體同調回路の同調周波数により定まるが、実際には同調回路の損失、真空管の各電極の電圧、二次回路の負荷等によつて變化する。これは例へば、前掲の (93) 式即ち

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = \frac{1 + \frac{R_L}{r_p}}{1 - \frac{R_C}{|Z_p|}} \quad \text{よりも明らかなことである。}$$

真空管のフィラメント電圧、及びプレート電圧の變動は真空管の内部抵抗の變化を來たし、發振周波数に大いに影響する。元來電源電圧の變動は、發振器の動作状態に種々なる改變をなすもので、極力一定に保つやうにせねばならぬ。

一般にフィラメント電圧の増加は、 ω を大ならしめ、プレート電圧の上昇は ω を減少せしめる。

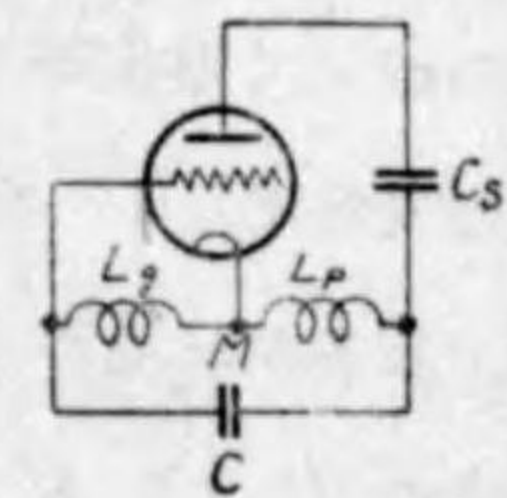
次に、タンク回路の定数の變化であるが、これもいふまでもなく、發振周波数に大なる影響を興へるもので、その要素たる容量インダクタンス並びに抵抗が、溫度、濕度或ひは機械的振動等により、その値を變化せぬやうにせねばならぬ。この爲には溫度により定数の變化せぬ材料並びに構造を選ぶとか、溫度を一定に

保つ装置を設けるとか、或ひは機械的振動に對しては装置を堅固にし、且つ振動を興へぬやうにせねばならぬ。このことは水晶等の恒周波發振器を使用した送信機に於いても、増幅段にはタンク回路を使用してゐるから注意すべきである。

次に負荷の影響であるが、これは直接發振器から電力を取り出さんとして、出力を要求すれば發振器に反作用を及ぼし、發振周波数は大いに變動する。即ち出力の要求は、發振周波数の變動を大ならしめる。故に發振周波数の安定を第一とする現在の送信機では、低電力の恒周波發振器を設け、出力を多少犠牲にし増幅段を多數設けて負荷に接続し、なるべく反作用を受けぬやうにしてゐる。

發振周波数の安定といふ點から、高い Q の値を有するタンク回路を設けることが極めて必要なことである。後述の水晶發振器等は、その一例である。また真空管の動作並びに電圧の變化による發振周波数を、同調回路

の同調周波数に一致せしめることも一法である。この爲に Llewellyn は、プレート又はグリッドに適當なリアクタンスを接続をする方法に關し、種々なる回路につきその値を算出してゐる。第78圖はその一例で、 C_s の値は



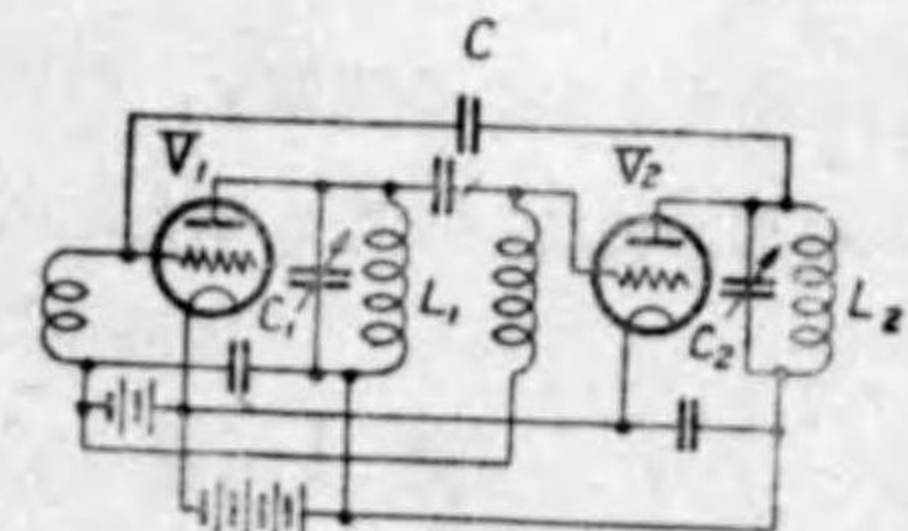
第78圖

$$C_s = C \left(\frac{L_p + L_g + 2M}{L_p + L_g \left(\frac{L_p + M}{L_g + M} \right)^2 - 2M \frac{L_p + M}{L_g + M}} \right) \dots\dots\dots(97)$$

となる。

また r_p に直列に抵抗を挿入して、 r_p の變動による影響を少くすることも出来る。その他種々なる考案があるが、更に一例として Gunn の方法を擧げる。第79圖は、その

回路でこの方法では多くのセクションを有する濾波器を使用して、周波数の變動を抑制せんとするもので、圖に於いて L_1, C_1 及び L_2, C_2 は、



第79圖

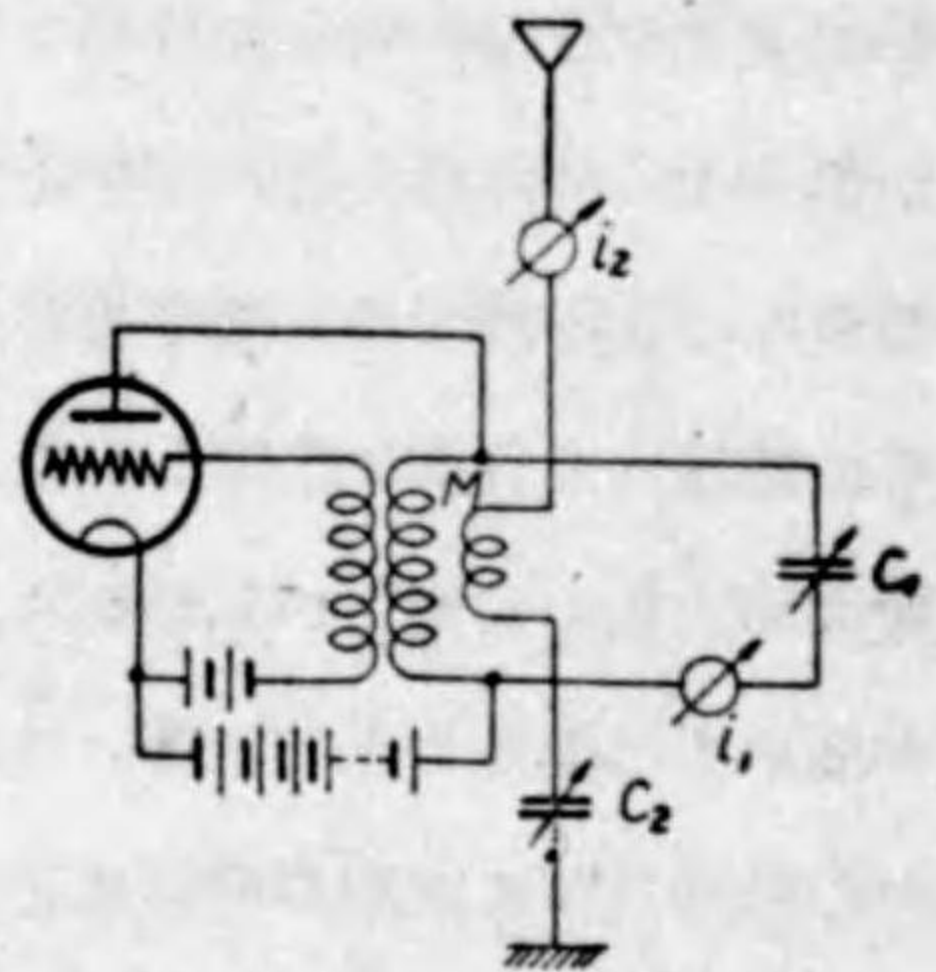
そのセクションを示し、 V_2 管のプレート側より C を通して、 V_1 管のグリッド

に饋還する接続になつてゐる。即ち V_2 管は V_1 管のプレート側の電圧を増幅し、位相を 180° 變へて V_1 管のグリッドに供給してゐる。

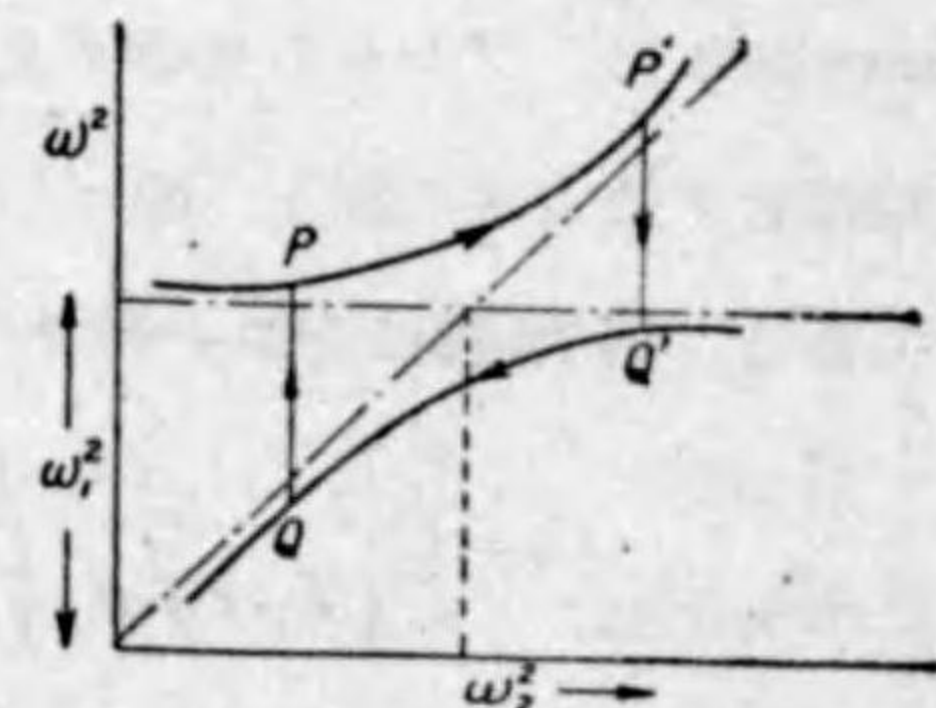
引込現象 (チーエン現象 Zieherscheinungen)

次に結合振動回路における、一つの異常現象である引込現象を説明しておく。

今第80圖の如く發振器の負荷として、發振器の同調周波數に近い固有振動周波數を有するアンテナ回路を接続し、アンテナ回路と振動回路との結合が密な場合、 C_2 を大なる値から漸次減少せしめると(即ち ω_2 なる二次アンテナ回路の角周波數を増して行く)、第81圖のごとく發振周波數 ω は、最初は二次回路の反作用なく一次振動回路の ω_1 に等しい値であるが、更に C_2 を減少してゆくと、 ω は圖の P より P' に相當して變化し、 P' に於いて突然 Q に跳躍的に下降する。更に C_2 を減少して行くと、下の曲線に従つて ω に近づいてゆく。その點より反對に、 C_2 を増して ω_2 を減少してゆくと ω は $Q'Q$ に沿つて變化し、 Q に至つて ω は P 迄急激に上昇する。しかして又、左へ ω_1 に接近してゆく。かかる現象を、引込現象といふのであつて、結合が粗なる時、また二次回路の抵抗が大なる場合には、この現象は現れない。



第 80 圖



第 81 圖

第4節 發振器の出力と能率

發振器の出力及び能率は、前述の電力増幅器の場合における考へ方が、大體應用出来るものである。増幅器におけると同様、その動作状態は A 級 B 級 C 級

に相當する状態が考へられるわけである。ただ電力増幅器の場合との相違は、これは前述したところであるが、その起振に際しては、 A 級に近い状態でなければならぬことで、振動の生長と共に C 級に導くやうにする自動的にバイアス電圧をかけるやうにすることである。また發振器の場合には、反結合によりグリッド振電力を、その出力より供給せねばならぬ。

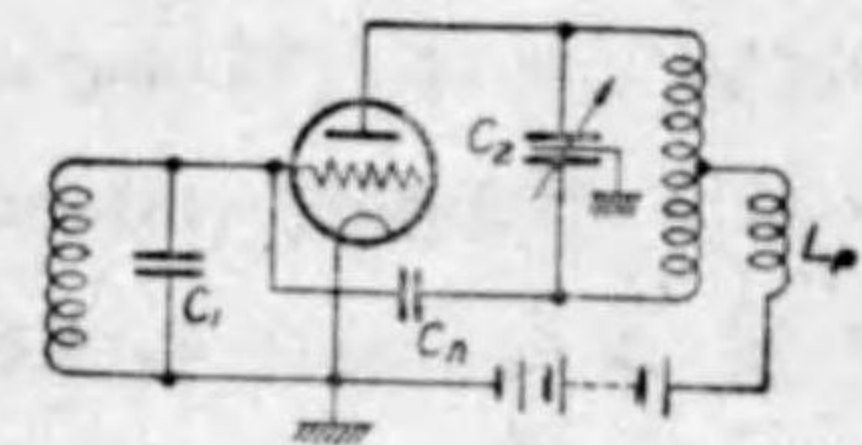
今 A 級として、プレート交流電流の振幅 i_p を飽和電流値 I_p の半分を選んでし、プレート負荷端子電圧の振幅が、直流電源電圧 E_n まで利用したとすれば、交流出力は $\frac{1}{4} I_p E_n$ となり、直流入力は $\frac{1}{2} I_p E_n$ であるから、プレート能率は恰度 50% となる。實際には、かかる動作状態では 50% の能率を得ることは困難であり、能率を増す爲には、 B 級又は C 級にて動作させねばならない。

いづれにしても發振器の場合には、發振周波數の安定といふことが重要な問題であり、この爲に出力や能率を犠牲にせねばならぬ場合がある。

第5節 發振器における異常現象

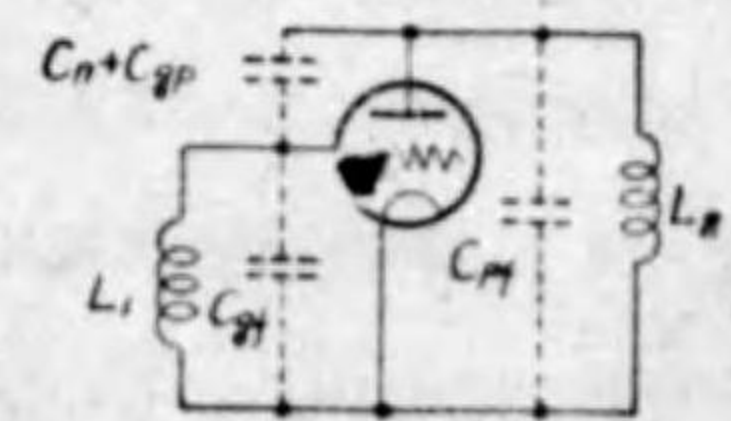
5.1 寄生振動 (Parasitic oscillation)

發振器或ひは電力増幅器に於いて、真空管の容量、導線のインダクタンス、チョーク等の爲に、所要の振動以外の周波數に對して、發振條件が満足されて發振を起すことがある。この振動を寄生振動(Parasitic oscillation)といふ。



第 82 圖

一例を挙げれば、第82圖の如き C 級増幅器で、高い周波數に於いて第83圖の如き、同調プレート・同調グリッド發振回路となつて發振し Parasitic oscillation を起す。即ち L_1, L_2 は導線のインダクタンスで C_1, C_2 を短絡に接地し、中和蓄電器もこの



第 83 圖

Parasitic oscillation には中和の用をなさぬ。即ち G

グリッド同調回路の同調周波数に於いて、プレート回路が誘導的リアクタンスとなれば、寄生振動を起すわけである。これは寄生振動のほんの一例であるが、この種の振動の発生を防ぐためには、グリッドに直列に抵抗を挿入するか、プレートに直列にチョークを入れることにより、その発生を防ぐことが出来る。しかし乍ら寄生振動は、回路並びに動作状態によりその趣を異にするから、場合場合により対策を考慮せねばならぬ。寄生振動は以上の他種々なるものが起り、大なる発振器、又は電力増幅器における有害なる一現象で、この爲に真空管の壽命を短かくすることになる。寄生振動に関しては、放送所編に於いて實際問題に就いて詳細な講述がある筈である。

5.2 發振中絶 (Blocking)

發振器に於いてグリッド電流が逆流し、 R_g のためにグリッドが正電位となり、プレート電流が急激に上昇して、發振が停止することがある。これをブロッキング (Blocking) といふ。これは、グリッドの二次電子放出が甚しい爲に起るのである。換言すれば、グリッドが二次電子放出し易い真空管の構造のものを使用し、また放出し易い状態 (Überspannter Zustand 過電圧状態) にて、真空管を動作せしめるために起るのである。このためにプレート損失が増加し、真空管を破損せしめることもある。

5.3 間歇振動 (Intermittent oscillation)

グリッド漏洩抵抗 R_g 並びに蓄電器 C_g を使用した發振器に於いて、 $R_g C_g$ の時定数 (Time constant) を過大に選定すると (元來振動振幅の減少に對しては、バイアスが減少せねばならぬのであるが)、 C_g の放電が間に合はず、グリッドは負のままになつて振動が停止してしまふ。振動が停止すると R_g を通して放電が起り、再び發振が起る。即ちかかることを繰返し振動が間歇的に起る。これを間歇振動といふ。その振動の周期は、 $R_g C_g$ の時定数に關係するもので、可聴周波数範圍に入る場合が屢々ある。かかる振動の発生に對しては $R_g C_g$ の値を

下げること、即ち C_g または R_g を減少することにより取り去ることが出来る。發振器の場合における C_g は、真空管の入力容量よりも大で、高周波に對して充分低いインピーダンスを興へるやう大なる方がよいのであるが、この振動の発生によつて制限を受けるわけである。

第6節 恒周波發振器

真空管發振器は、上述の如く種々なる原因のために周波数の安定度に乏しい。一般の送信機に於いては長時間に亙り、周波数の變動なきことが必要なことはいふまでもなく、このためには周波数制御を行つた恒周波發振器が、是非共必要になつてくる。恒周波發振器としては壓電氣發振器、音叉發振器、磁歪發振器、更に短波、超短波に於いては共振線や、橢圓體周波数安定器等が周波数制御に用ひられてゐる。

現在我國の放送用送信機は熊本を除く全部が、水晶發振器を使用してゐる。

6.1 壓電氣發振器

水晶の如き結晶體に機械的壓力を加へると、或る方向に起電力 (電氣的偏極) を生ずる。この現象をピエゾ電氣的直接效果 (Direct piezo-electric effect) といふ。また反對に或る方向に起電力を加へると、機械的の歪を生ずる。この現象をピエゾ電氣的逆效果 (Converse piezo-electric effect) といふ。しかしてこの兩現象を總稱して、ピエゾ電氣效果 (壓電氣效果) (Piezo-electric effect) といふ。

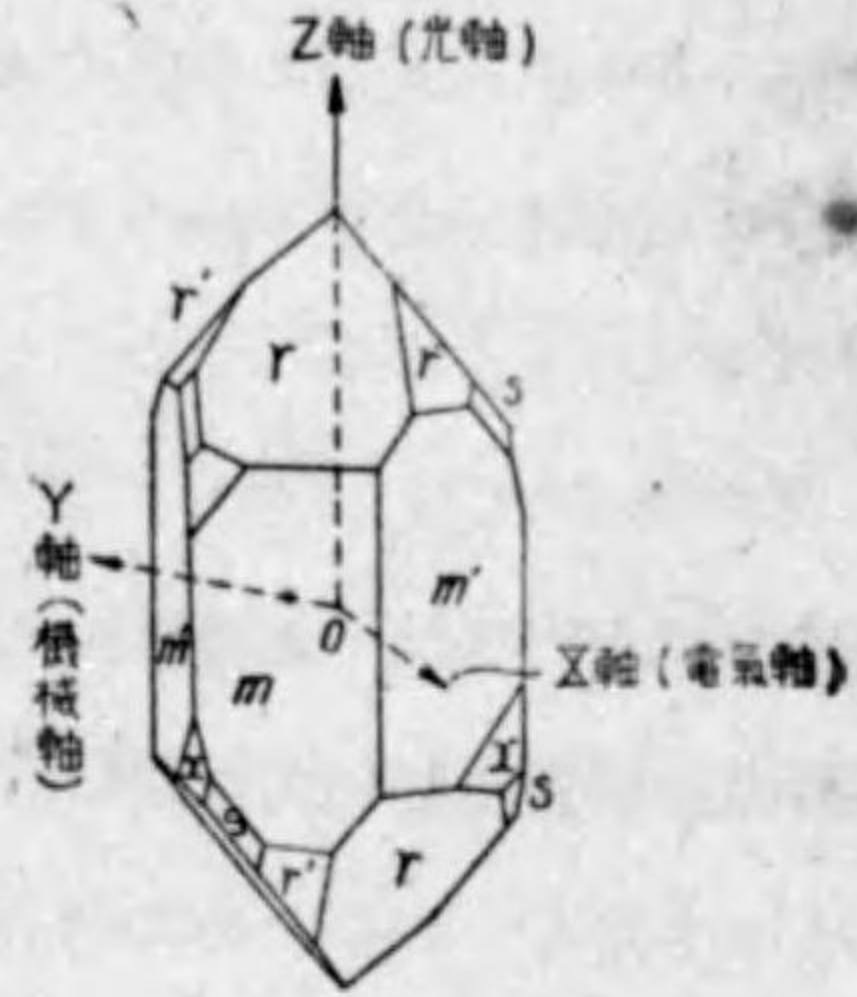
壓電氣效果を利用して恒周波の發振を起さしめる真空管發振器を、壓電氣發振器 (Piezo-electric oscillator or Piezo oscillator) といふのであつて、壓電氣結晶の振動子を發振器回路の一部として用ひ、その共振周波数の不變性を利用して、真空管發振器の周波数制御を行ふものである。

壓電氣結晶としては種々なるものがあるが、高周波發振器に使用せられてゐる

ものは、水晶 (Quartz) と電気石 (Tourmaline) である。

(a) 水晶発振器

第84圖は、水晶の結晶(水晶の結晶形には右水晶と左水晶があるが、いずれの結晶も同じ種類の面が表れる。圖は左水晶を示すものである)を示すもので、主軸(Z軸、光軸)に垂直な面は六角形で、その内角はいずれも等しく、その邊に平行な120°の角度をなす三つの軸がX軸(電気軸)で、これらと90°の角度をなす三つの軸が、Y軸(機械軸)である。水晶板は、その切り方で種々なる



第84圖

名稱が興へられてゐる。通常使用されるものの名稱を挙げると、X cut 板といふのは又 Curie cut 板とも稱せられ、X 軸に垂直に截つたものをいひ、Y cut 板は Y 軸に垂直に截つたものをいふ。R cut 板及び R' cut 板はそれぞれ第84圖 r 面及び r' 面に平行に截斷した板をいふ。

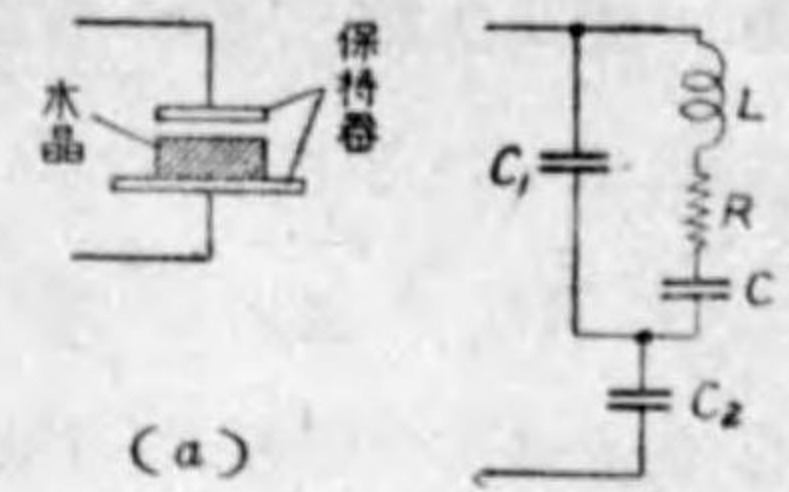
かくして截り取つた振動子の固有振動数であるが(詳細に關しては古賀氏著「壓電氣と高周波、及び松村氏著「ピエゾ電氣と其の應用」を参照されたい)、厚味振動の場合(固有振動数が大體厚味によつて定まる振動)には、大體次式を以つて興へられる。

$$\left. \begin{aligned} X \text{ cut の場合} & f = \frac{2.86 \times 10^6}{t} \\ Y \text{ cut の場合} & f = \frac{1.96 \times 10^6}{t} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (98)$$

但し t は厚さを耗で表したものである。

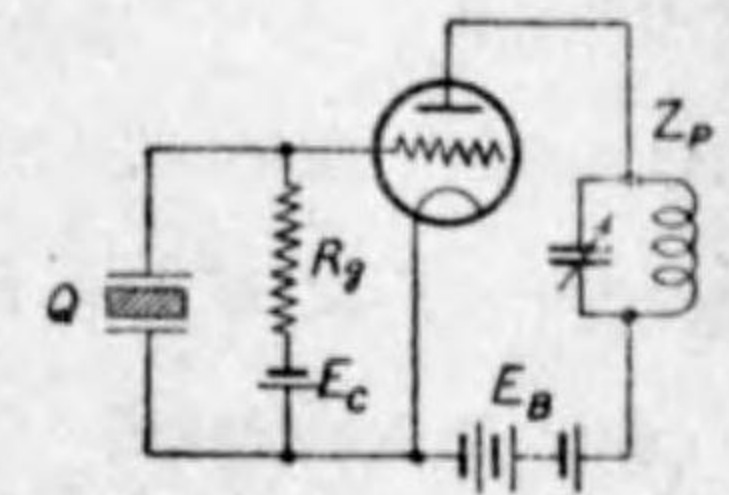
かかる壓電氣振動子は電氣回路に使用される場合、第85圖(b)の如き等價電氣回路で表される。(同圖(a)は實形を示したものである)。同圖に於いて C₁ は振動子振動せざる場合の誘電率、及び電極の面積等で決定される靜電容量を示

し、L、C、R は振動子の振動に關係する電氣的等價定數で、C₂ は電極と振動子間の靜電容量を示す。しかして L の値は極めて大きく C は極めて小さい値であるから、Q の値は極めて大なるものが得られる。



第85圖 (b)

かかる振動子を第86圖の如くグリッドとカソード間に接續すれば、前述のフート・キューン回路となり、プレート回路が誘導的であれば(振動子の同調周波数よりプレート同調回路の周波数が高ければ)、C_{pp} による饋還に依り發振する(振動子がプレート・グリッド間に接續すれば容量的でなければならぬ)。

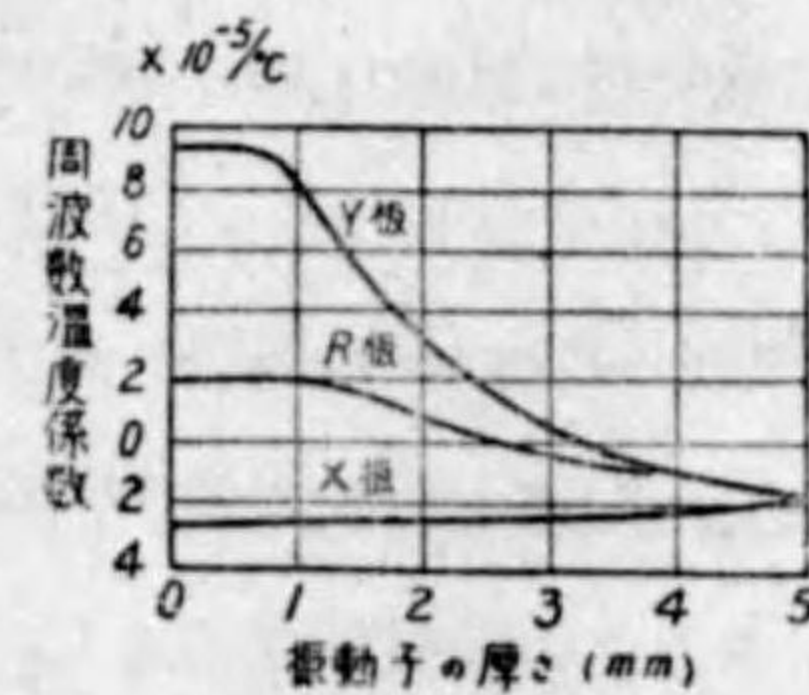


第86圖

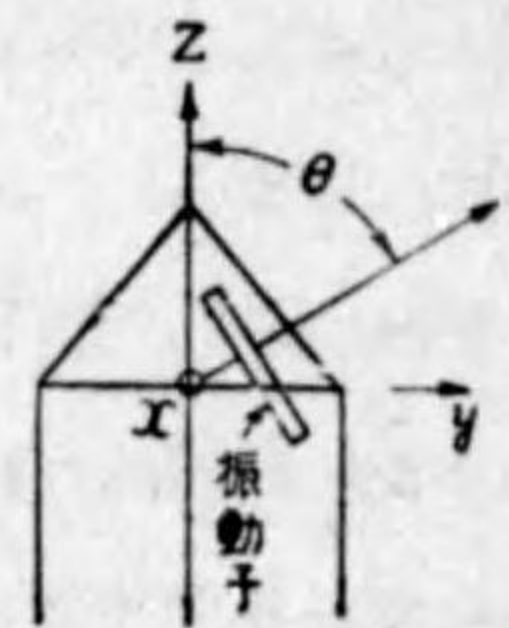
振動子の Q は極めて大で周波数の安定度よく、發振周波数は、水晶の固有周波数に極めて近いものである。

前述の如く、現在の放送機には周波数安定度の高いこの水晶發振器が使用されてゐるが、周波数確度に対する要求は極めて嚴密であり、水晶發振器に於いても、周波数變動に対する考慮を充分に拂はねばならぬ。水晶發振器の發振周波数に影響するものとしては温度、プレート回路要素、グリッドリーク、振動子と電極間隙、真空管の電極間容量、電源電壓等が考へられるが、最も問題となるのは、振動子が受ける温度の影響である。

第87圖は、25×30耗の寸法の、振動子の周波数温度係數の一例を示すものである。圖より明らかなる如く、その截り方により温度係數は種々異なるものである。更に第88圖の如く、X 軸の周りに廻轉し板面の垂線と Z 軸に對する傾きを θ とすると、振動子の周波数温度係數は第89圖の如く變化する

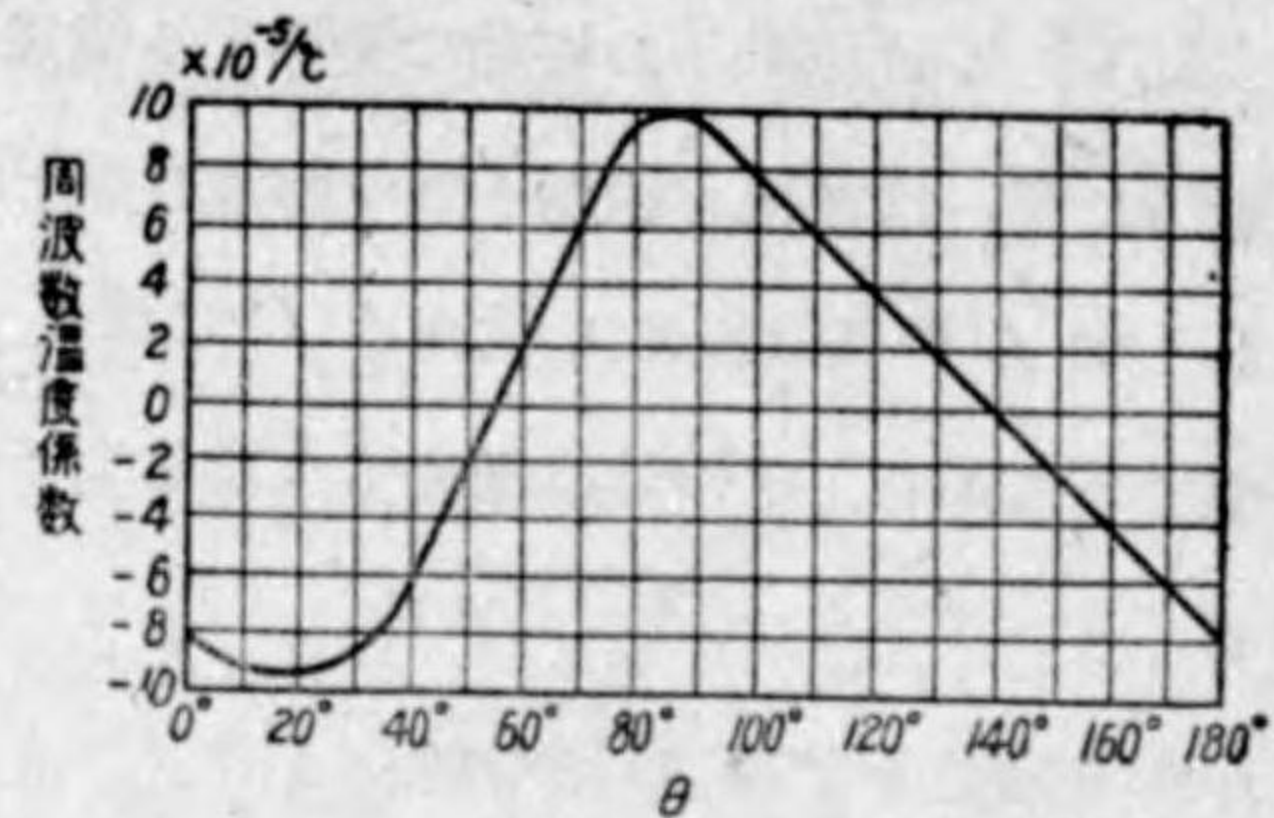


第87圖



第88圖

(第87圖及び第89圖は古賀氏の
 実験に依る)。圖に明らかな如く、
 $\theta=55^\circ$ 及び $\theta=138^\circ$ の點に於い
 て、周波数温度係数が零で最も都
 合がよい。前者は AT-cut、後
 者は BT-cut 又は YT-cut と稱せ
 られてゐる。我國の放送機の水晶



第 89 圖

發振器には、R 板及び YT 板が多く使用されてゐる。

(b) 電氣石發振器

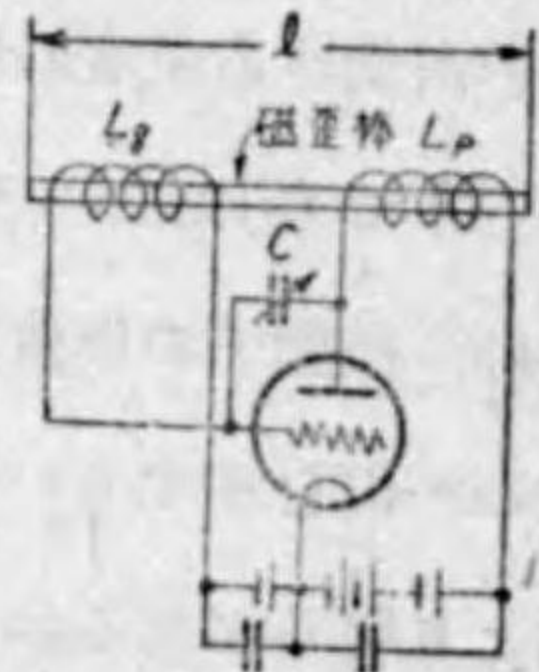
水晶の代りに電氣石を使用した壓電氣發振器で、電氣石は水晶に比し波長定數
 が小であるから、超短波の方面に使用される。現在 Zeiss 會社で製作してゐる
 發振器用の電氣石の振動子は、Z 軸に垂直な板面のもの (Z-cut 振動子) である。

6.2 磁歪發振器

ニッケル、インバー、ニクロム等の金屬を磁界内におくと、恰も水晶に電界
 を加へたる場合の如く機械的歪を生ずる。又これらに機械的歪を加ふれば、導磁
 率が變化する。かかる現象を、磁歪または磁氣收縮 (Magnetostriction) といふ。

真空管發振器の反結合に、この磁歪現象を呈する棒を使用した發振器を、磁歪
 發振器または磁氣收縮發振器 (Magnetostriction oscillator) といふ。

第90圖は、その接続圖 (Pierce の回路) を示すもので
 あるが、回路はハートレー回路と似てゐるが、 L_p , L_g 線
 輪を流れるフィラメントよりの放射電流により、磁化され
 る方向は同一であることが注意すべきである。



第 90 圖

磁歪振動子は、棒の縦振動を利用するもので、その固有振動數は次式を以つて
 與へられる。

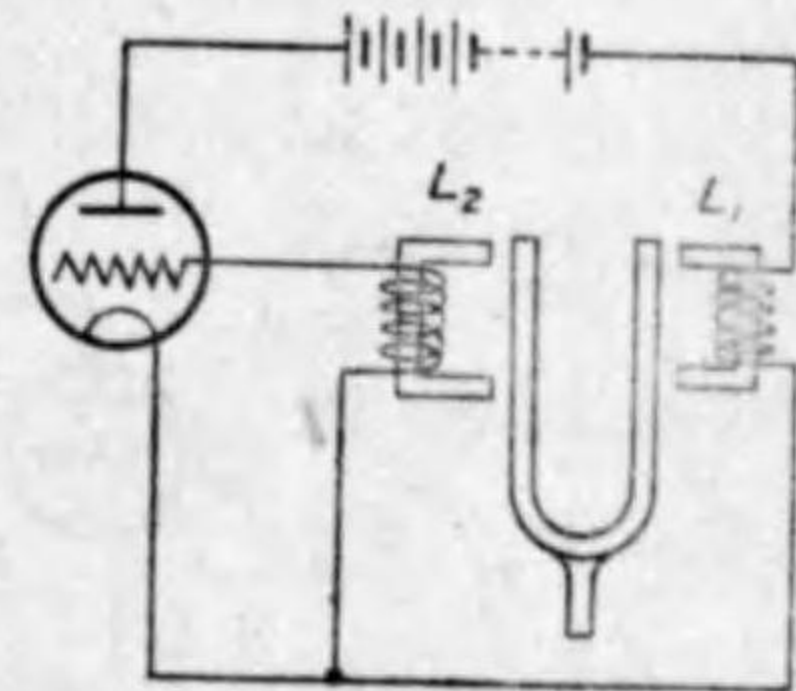
$$f = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \frac{v}{2l} \dots\dots\dots(99)$$

ここに l = 棒の長さ ρ = 密度
 E = 彈性係數 v = 彈性波の傳播速度

磁歪發振器は、大體 500 サイクル程度より 300 キロサイクル程度までの周波數
 に使用される。

6.3 音叉發振器 (Tuning fork oscillator)

これは音叉の固有周波數を以つて、周波數制御
 を行ふ發振器で、第91圖はその回路を示すもので
 ある。今プレート電流の變化により L_1 中磁束が
 變化し、音叉が振動して、 L_2 の磁束が變化すれ
 ば、 L_2 即ちグリッドに電壓が発生し持續振動を
 起す。



第 91 圖

音叉發振器の發振周波數は可聽周波數範圍であるから、高い周波數を得るには
 高調波をとつて使用される。

第7節 超短波發振器

以上述べ來つた反結合發振器に於いては、發振周波數が高くなるに従ひ、真
 空管の電極間容量その他の爲に、 L , C を平行的に變化せしめることが難かしく
 なり、自動振公式を満足せしむることが漸次困難となつてくる。即ち 10 m 以下
 の超短波範圍の發振を行ふ場合には、特に工夫が必要となつてくる。更に電子の
 管内の走行時間が問題になつて來て、増幅率が複素數となり、その實數部が減じ、
 反結合發振器に於いては、1 m 以下の發振は殆んど不可能となり、これ以下の波
 長のものを得るには、制速電場または制速磁場により、電子の振動を行はしめる
 電子振動、又はマグネトロン振動を利用することとなる。

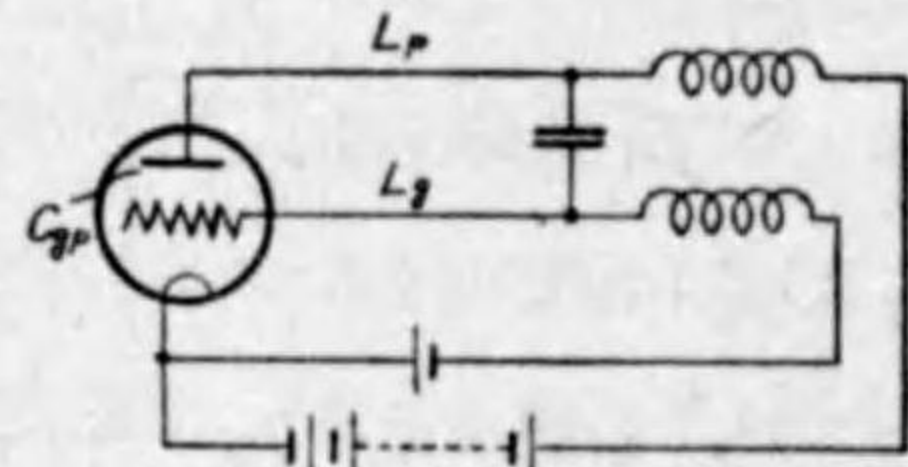
7.1 反結合接続発振器

10 m 以下の波長の発振器として反結合接続による場合には、真空管の選擇、回路の接続、導線の導き方に特別の注意が必要である。更に前述の如く 1 m 以下に於いては、この方式では急激に能率が低下し、また起振が困難となる。

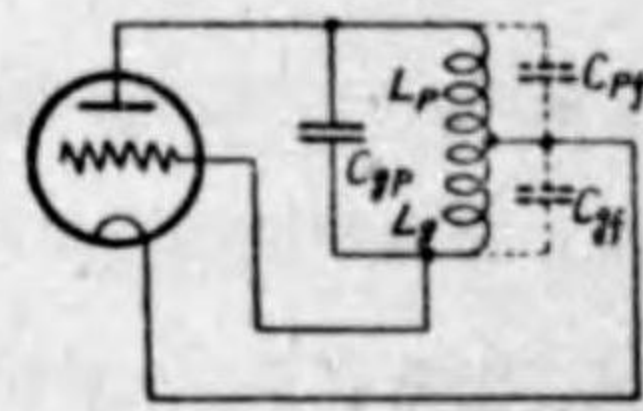
結局電極間の容量、電子の管内走行時間の問題より考へて、真空管は極めて要領よく小形にすることが有利で、前述の椽實型真空管もその一例であるが、更に出力の大なる超短波用真空管も種々製作されてゐる（真空管講座参照）。

故に波長の短くなつた場合は、第 92 圖に示す如く、振動回路は極めて短いプレート導線 L_p 、グリ

ッド導線 L_g と、電極間容量 C_{gp} をもつて形成せしめる。



第 92 圖



第 93 圖

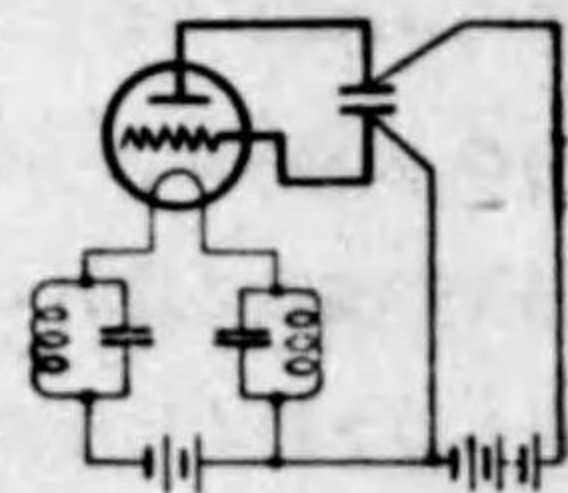
第 93 圖はこの接続

を解析してわかりよく書いたものである。

かかる反結合超短波発振器の發振波長の短縮に關しては、1916.7 年頃より約 10 年間の間に White, Gutton, Tonly, Huxford, Southworth, Holleman 等々多くの人々により企てられ考究されて來た。勿論當時は、真空管の技術も今日に比すれば遙かに劣る時代で、ただ波長の短いことを競つて研究したもので、ここに一々回路を示すまでもないことと思ふ。

今日に於いては、真空管製作技術は當時に比し格段の進歩が行はれ、回路の研究も進み、超短波關係の種々なる事項も明らかとなり、實用時代に入つて安定なる發振と大なる出力とが要求せられてゐる。

超短波發振回路で注意すべき一つの事柄は、塞流線輪で往々して塞流線輪が塞流作用をせず、反つて真空管電極



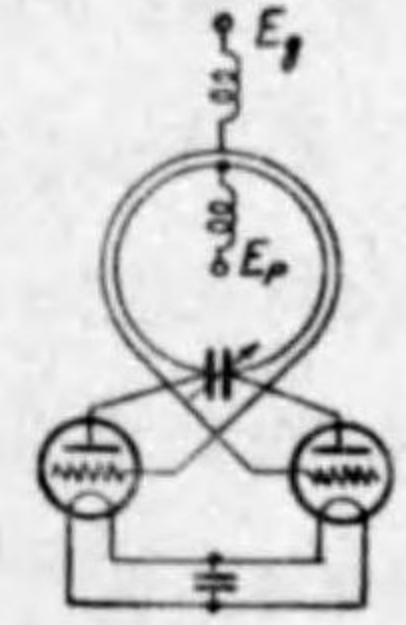
第 94 圖

往々して塞流線輪が塞流作用をせず、反つて真空管電極

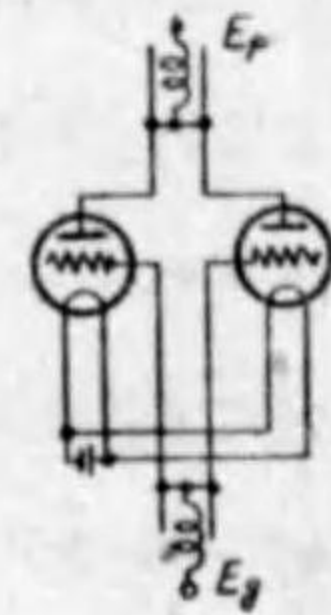
間の容量と相俟つて寄生振動を起す。殊に考へねばならぬのはフィラメント導線で、フィラメントの接続點は定つてをり、とかく振動回路を形成し易い。この影響を避ける爲に Bergmann は第 94 圖に示す如く、フィラメント回路に塞流線輪の代りに巻數の少いコイルと並列に、可變蓄電器よりなる同調回路を挿入して、發振波長に合はせることに依つて、振動強度を増し充分な塞流作用を得てゐる。

反結合接続發振器に於いて、動作を安定にして出力を増大せしめるには、プツシュプル接続法によるのがよい。かくすればプレートグリッド間の容量が直列になつて、波長も短縮でき發振も容易になる。

第 95 圖は Mesny の回路で、第 96 圖は Holborn の回路である。Mesny の回路ではグリッド・プレート電壓を逆相にするためには、線輪を交叉せしめる必要がある。しかし交叉せしめなくとも發振する。



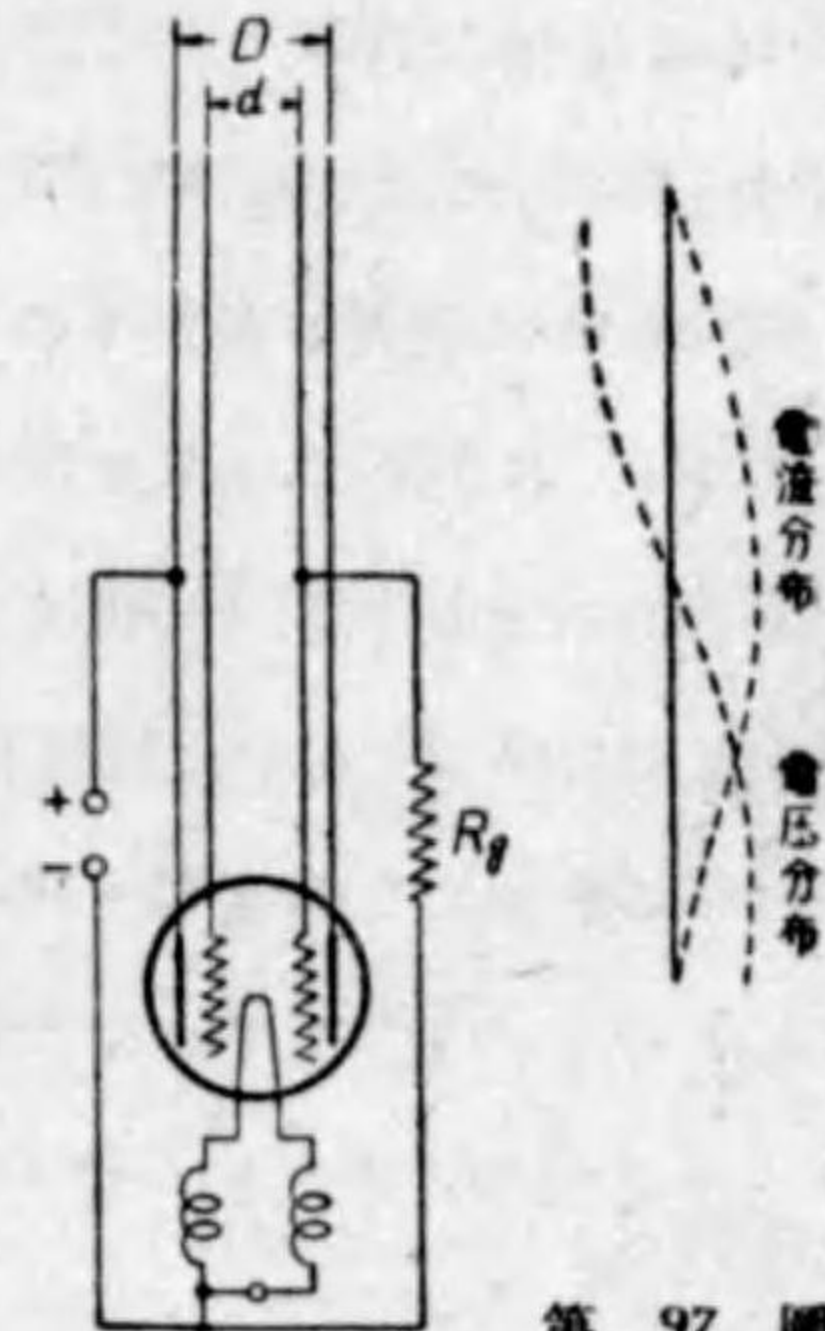
第 95 圖



第 96 圖

第 97 圖は、Mouromtseff 及び Noble の考案になる同心圓筒を使用した定常波發振器で、直径 D cm 及び d cm の圓筒が三極管のプレート及びグリッドに續いた形になつてゐる。

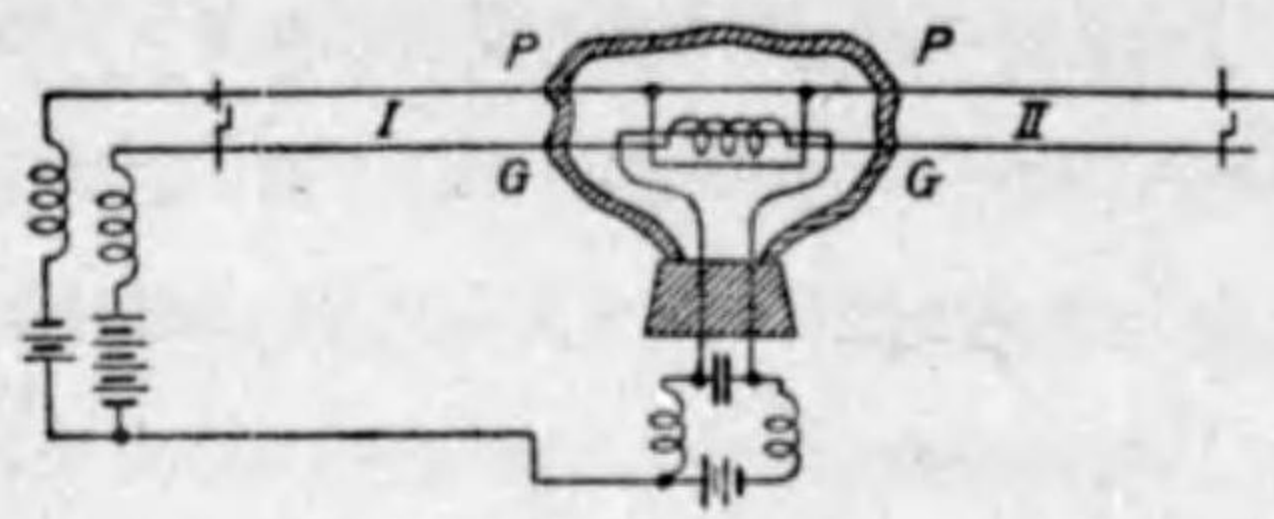
この管は端が開放されてをり、同圓右の如く定常波が現れ、波長は管長の二倍になり、インダクタンスや靜電容量には左右されぬこととなるから極めて都合がよい。



第 97 圖

7.2 電子振動發振器

波長が 1 m 以下になつてくると、前述の如く管内の電子の飛翔時間が問題になつてくる。即ち電子の慣性を考へなければならぬこととなる。



第 98 圖

同心圓筒状に電極が配置せられた三極管に於いて、第98圖の如くグリッドに正の高い電圧をかけ、プレートにファイラメントと等電圧か、或ひは僅かな負位に接続すると、ファイラメントから放出された電子はグリッドにより加速され、グリッドとプレートの空間に飛込み、この空間に於いては漸次制動されて、プレート附近に於いて速度は零となり、再びグリッドの方向に加速されて走り、グリッドを通り抜けて、再びファイラメントに向ひ、同じく減速されて遂に停止して、又グリッドに向ふといふやうに、グリッドを中心とする電子の振子運動が起る(第99圖参照)。

かかる振動の周期は單に真空管の電極の寸法と、電極に加へた電圧のみに關係し、外部回路には無關係である。この種の振動は Barkhausen 及び Kurz により、1920年に発見されたもので、この振動のことを Barkhausen-Kurz 振動または BK 振動或ひは單に電子振動 (Electron oscillation) と稱せられてゐる。

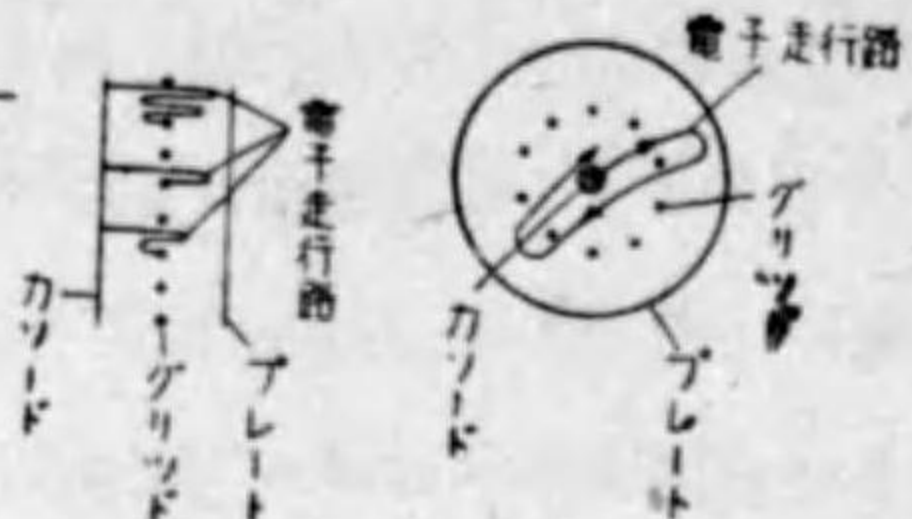
Barkhausen は第100圖の如く、グリッド G が恰度中央にあるやうな P, G, F の平行電極を考へ、電子の初速度を零とし、又プレートに於いても速度零と考へて、波長式

$$\lambda = \frac{1,000 d_p}{\sqrt{E_g}} \dots\dots\dots (100)$$

を導いた。

若しプレートに負の電位が與へられた場合は、プレートに到達する前に戻つてくるから、そこまでの距離を d_p' とすれば、

$$d_p' = d_p + (d_p - d_g) \frac{E_p}{E_g - E_p}$$



第 99 圖



第 100 圖

にて與へられ

$$\lambda = \frac{1,000}{\sqrt{E_g}} \cdot \frac{d_p E_g - d_g E_p}{E_g - E_p} \dots\dots\dots (101)$$

となる。ここに

λ = 波長(㎝)

E_g = グリッド電圧(ボルト) E_p = プレート電圧(ボルト)

d_g = グリッド直徑(㎝) d_p = プレート直徑(㎝)

即ち、與へられた真空管に対しては

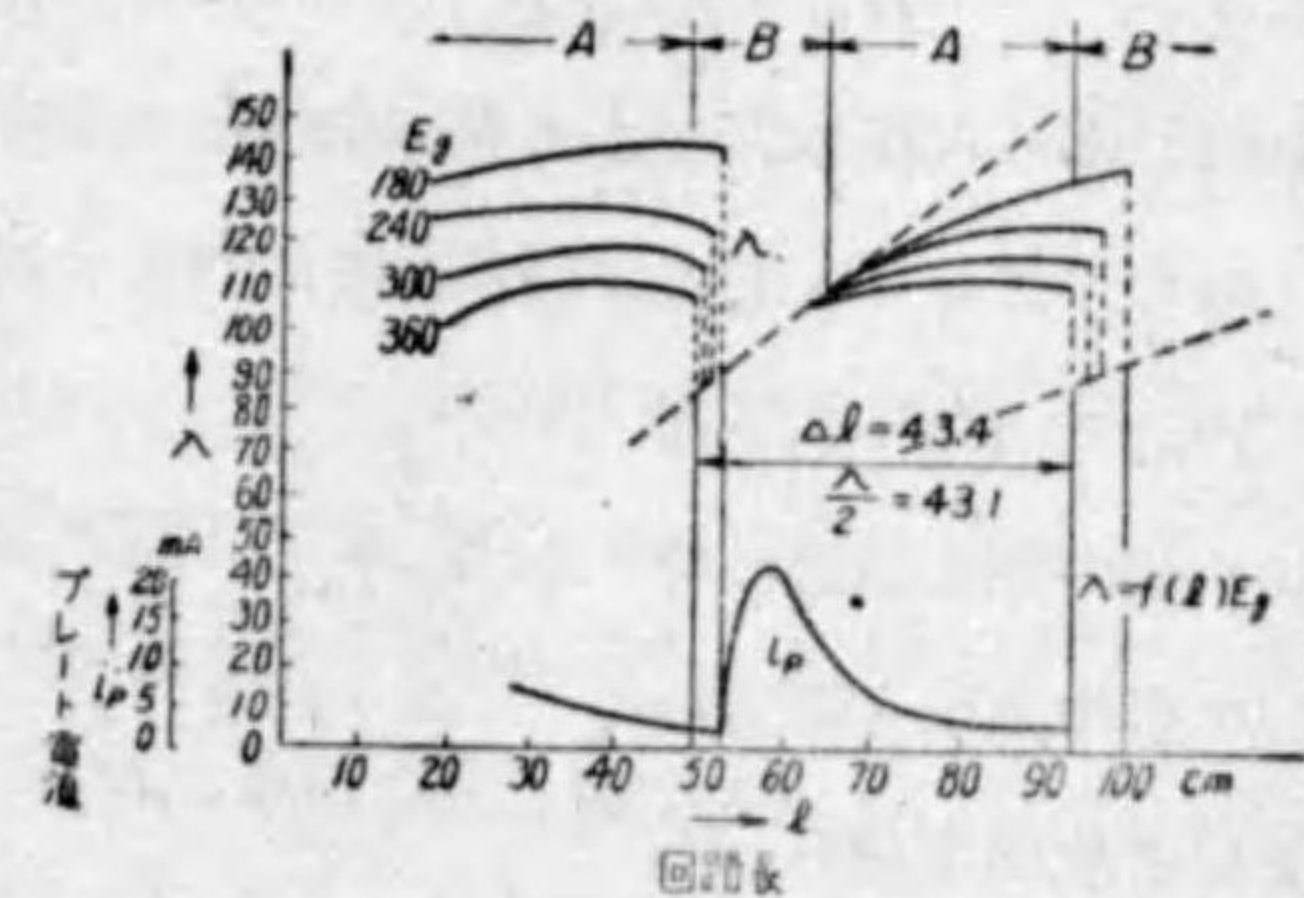
$$\lambda \approx E_g = \text{Const}$$

が成立する。

さて以上の如き大ざつばな説明のみを以つてしては、何故に電子が同期的に整然と持續運動を行ふかといふことが判らぬ。又プレート電流を負にするにも拘らず、プレート電流が實際流れるし、また發振波長が、外部回路に影響を受けてゐることも解決出来ぬ。しかし乍ら Barkhausen の発見後、今日までこの方面には實に多數の研究者により、或ひは理論的に或ひは實驗的に研究されて種々興味ある結果が提出されて、發振機構も漸次明らかとなつて來てゐるが、未だ上述の第一の問題に關しては、充分な解決が與へられてをらない。

Barkhausen が B-K 振動を発見して數年後、Gill 及び Morrell が外部回路に依つて波長が定まり、殆んど

電極の電圧とは無關係とみられる電子振動の存在することを発見した。而してこれを、G-M 振動と名付けられた。ところがその後の Hollmann 氏等の研究により、B-K 振動と G-M 振動との關係が明らかにせられた。



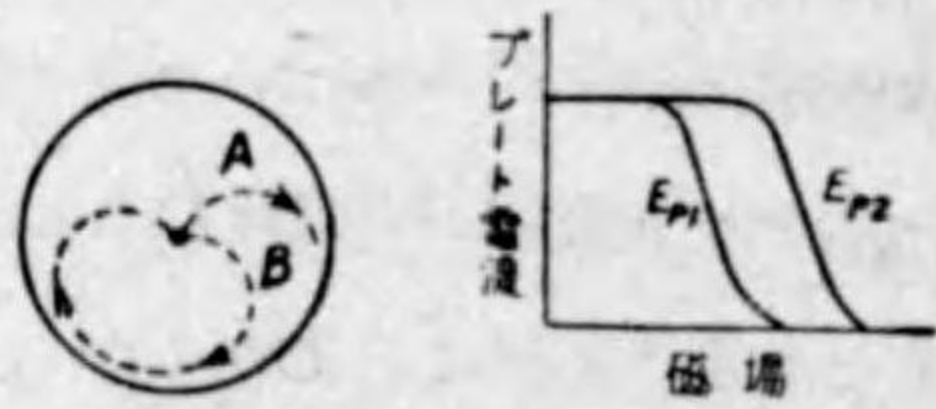
第 101 圖

第101圖は、Hollmannにより実験せられたデータであるが、これは種々なるグリッド電圧に對し、回路長 l を變化して、波長並びにプレート電流の變化を測定せるもので、圖に明らかな如く、 A の範圍では BK 振動、 B の範圍では GM 振動が起る。即ち A の範圍では l に無關係であるが、 E_g に左右される。而して $\frac{\lambda}{2}$ を以つて繰返してゐる。勿論 B の振動の方が強勢に出る。

BK 振動の波長式により與へられるより、更に波長の短い振動の存在が Potapenko により見出され、倭小波 (Zwergwellen) と名付けられてゐる。倭小波は必ずしも高調波でない。

7.3 マグネトロン發振器

電子の運動と直角なる方面に、磁界を作用せしめると、その電子は運動方向と直角なる加速度を受けることは、すでに真空管の講座に於いて學ばれたことと思ふ。



第102圖 第103圖

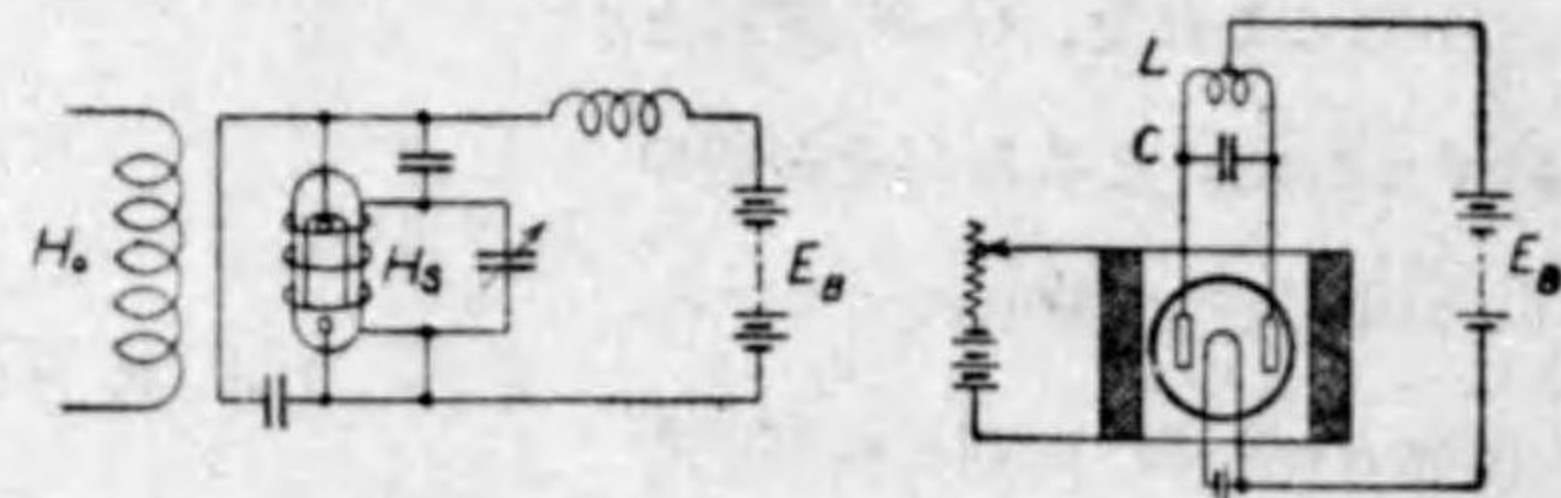
即ち同筒型陽極マグネトロンに於いて、軸方向に磁界を加へると、フィラメントを出た電子は磁場の作用により通路を曲げられ、若し磁界が臨界磁界以上になれば、第102圖 B の如く、電子はプレートに達せずして再びフィラメントに歸へる。しかして臨界磁界 H は

$$H = \frac{6.72}{R} \sqrt{E_p} \dots\dots\dots(102)$$

を以て與へられる。ここに R は陽極の半徑である。

即ち、プレート電流は磁場の値に對して第103圖の如く變化する。

1921年 Hull は、第104圖の如き回路に於いて動作上最も都合のよい直流固定磁界 H_0 を設け、他にマグネ

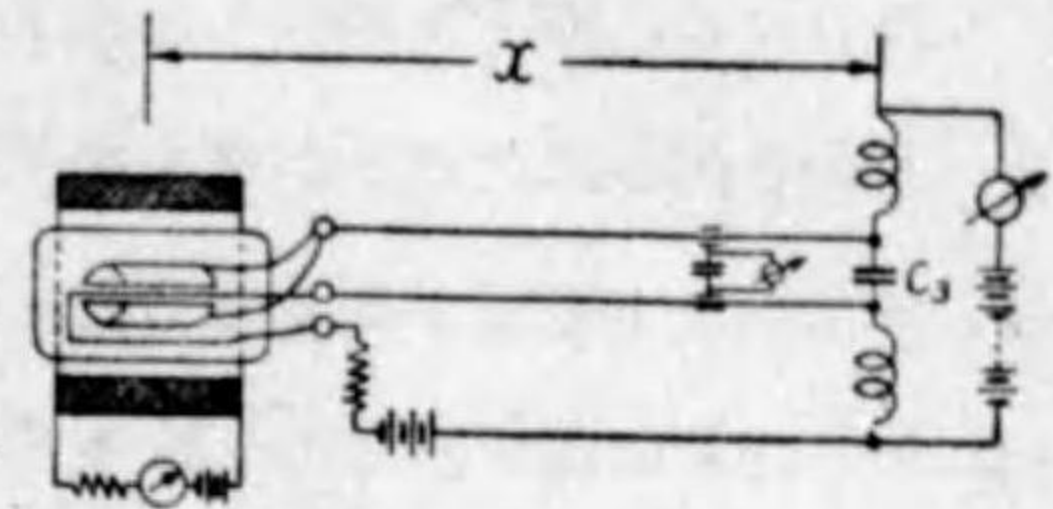


第104圖 第105圖

ロン自身のプレート振動電流に依つて制御磁界 H_c を生ぜしめ、これと並列に蓄電器を入れて、周波數を定めて振動を起させた。

更に1924年には、Habannが第105圖の如く分割したプレート間に同調回路を接続し、この間の負性抵抗を利用して、振動を發生せしめてゐる。

以上は、比較的波長の長いものであるが、1928年に岡部氏は分割した同筒状プレートを有するマグネトロンを使用して、第106圖の如き接続に於いて、波長3mのものを得てゐる。而してその波長はカソードから出た電子が曲線を描いて、再びカソードに戻るまでの時間に關係し、外部振動回路には殆んど關係なきことが見出された。



第106圖

波長は大體

$$\lambda = \frac{13,000}{H} \text{ cm} \dots\dots\dots(103)$$

で表される。

我國では、この振動のことを A 型振動と呼ばれてゐる。

一方外部回路に依つて、振動の周期が定められる所謂 B 型振動の存在も明らかにせられてゐる。 B 型振動は、 A 型振動に比し波長は長くなるが、出力を大にすることが出来る特徴がある。

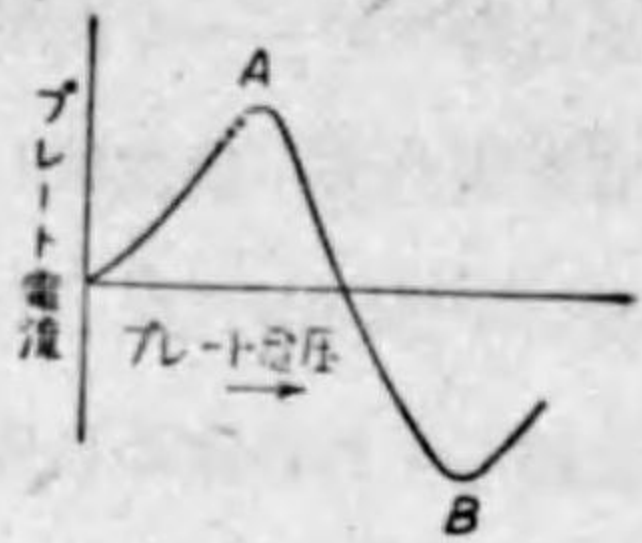
マグネトロン發振器は、前述の電子振動發振器に比し、出力大にして超短波發振器として最も將來あるものとして、期待されてゐる。

マグネトロンに關しては、我國に於いて研究が盛に行はれてをり、最近には大飯管、ビーム磁電管、區劃磁電管等種々なる考案がある。

第8節 特殊發振器

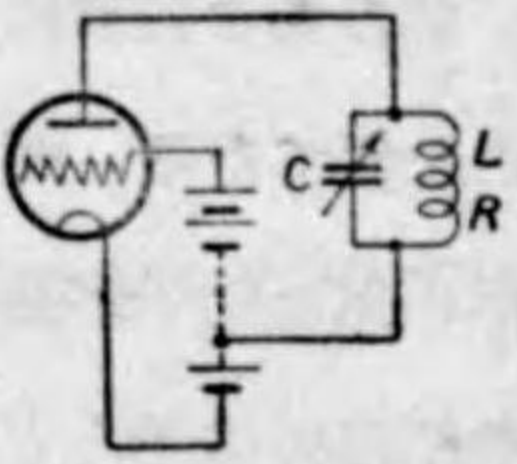
8.1 ダイナトロン發振器

三極管のグリッドに高い電圧を加へておき、プレート電圧を零より段々に増加して行くと、第107圖の如く、ABの範圍ではプレート電圧が増加すると、プレート電流が減少する。即ちグリッドが相當の高電位にあるため、格子を通過した電子の一部分及びプレートより出る二次電子がグリッドに戻つて来て、プレート電流が減少する。



第107圖

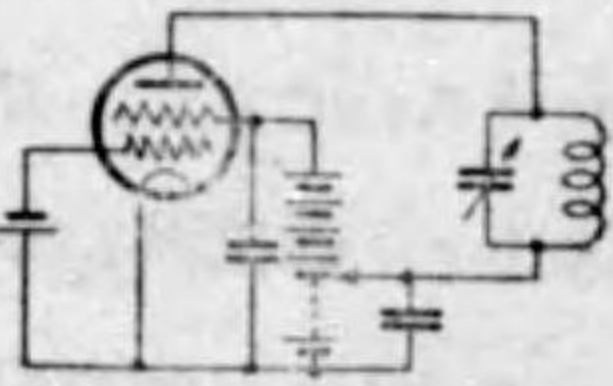
しかしてプレート電圧が高くなると、一次電子はより大なる速度でプレートに衝突し、そのために益々多量の二次電子を放射して、プレート電流は益々減少することになる。即ちプレート回路よりみた特性は、負の抵抗を表すこととなる。この負の抵抗を利用して、第108圖の如くプレート外部回路にL, Cよりなる振動回路を挿入すれば、結線の正の抵抗 $\frac{L}{CR}$ が、真空管の負抵抗の絶対値 $|\rho|$ より大きくなれば發振するわけで、その場合の發振周波数 f は大體次式にて與へられる。



第108圖

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L} - \frac{1}{2\rho C}\right)^2} \div \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \dots\dots(104)$$

かくの如き、ダイナトロン特性を利用した發振器を、ダイナトロン發振器 (Dynatron oscillator) といひ、測定方面に應用が廣い。第109圖は、四極管の場合の接続を示すものである。

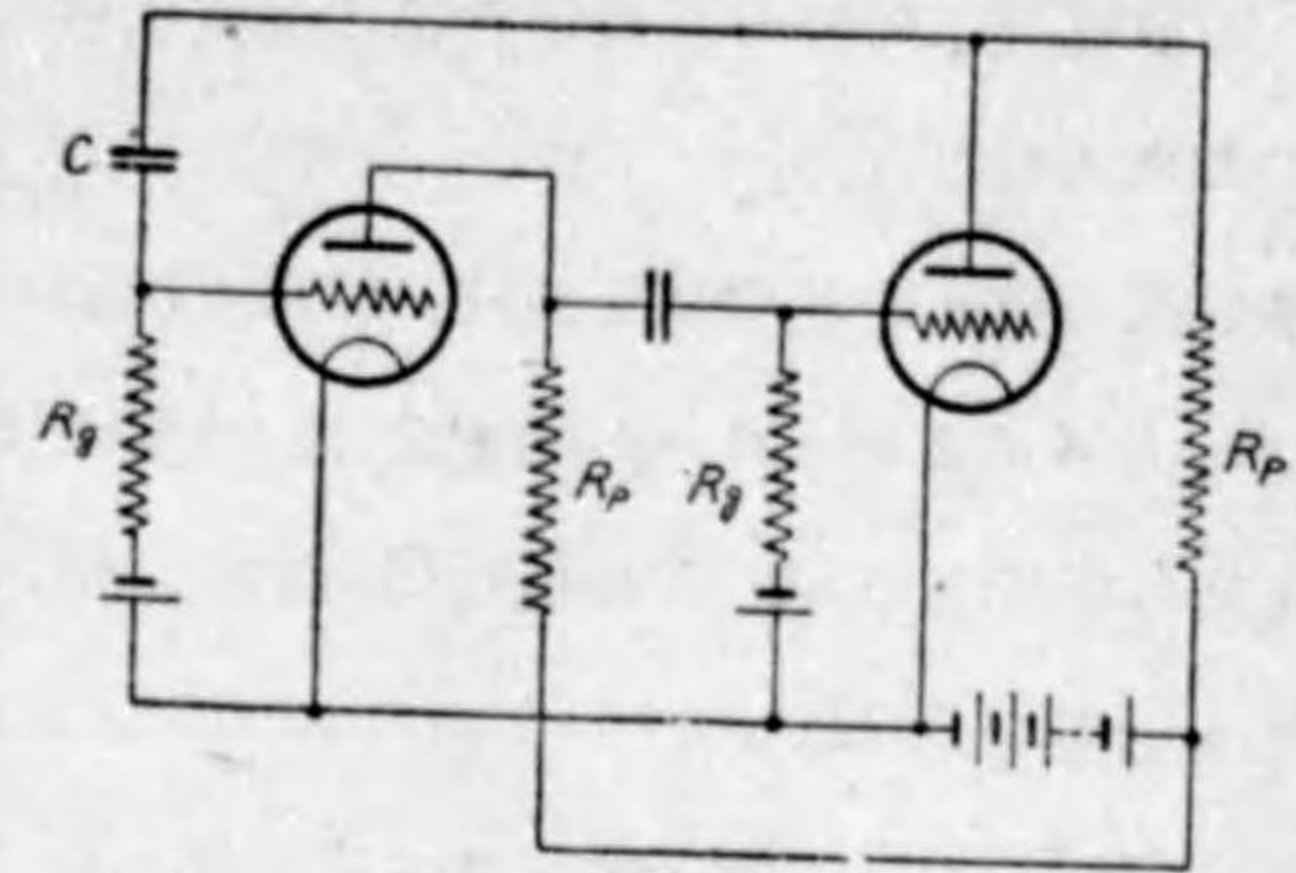


第109圖

8.2 弛張振動發振器

平衡状態の、急激な轉位に依つて起る弛張振動 (Relaxation oscillation) の發振器としては、ネオン發振器やカリトロン等があるが、ここには代表的なマルチバイブレーター (Multivibrator) に就いて説明することとする。第110圖は、その回路を示すもので、圖の如く二段の抵抗結合増幅器に於いて、二段目の出力

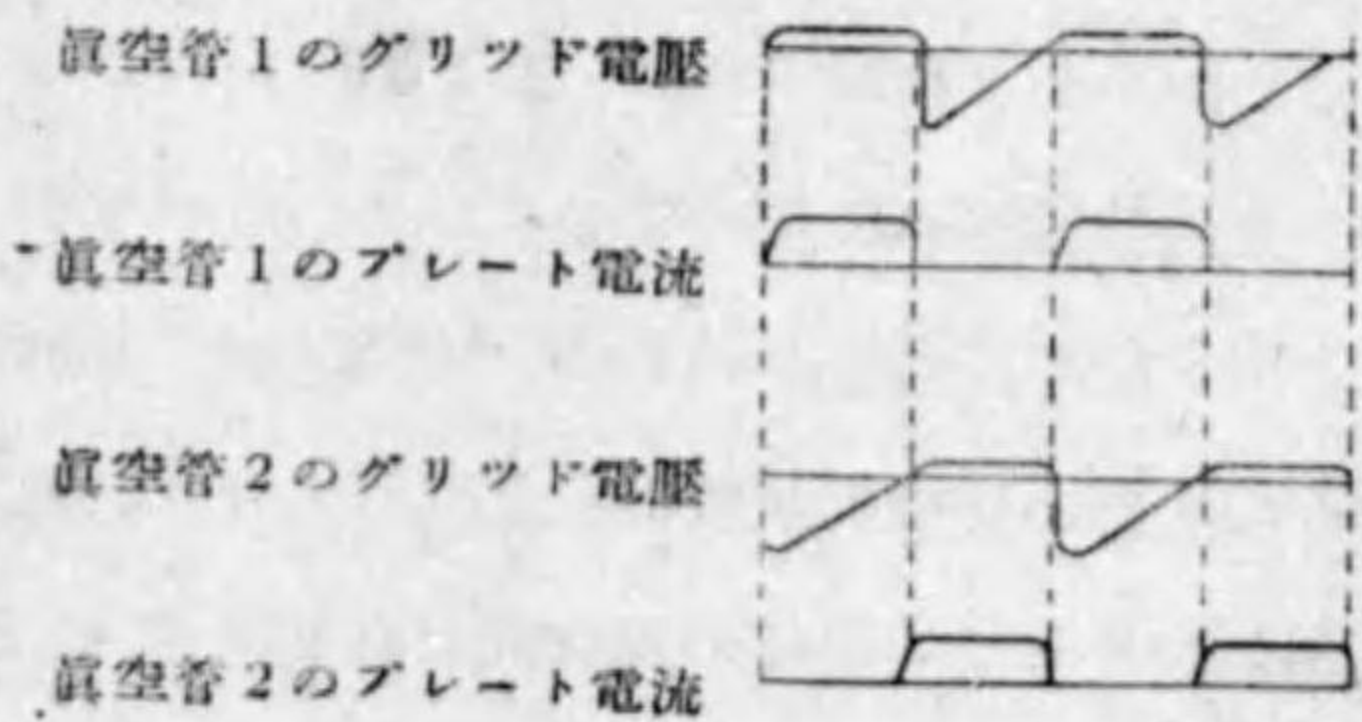
側を一段目のグリッドに饋還する如き接続、即ち各段が、互に饋還し合ふやうな接続になつてゐる。かかる接続に於いては、互に他の真空管によつて、恰度 180° 度の位相差が與へられて饋還されるから、振動の發生に都合のよい條件となる。



第110圖

今或る瞬間に、二段目の真空管のプレート電流が増加したとすると、 R_p による電壓降下の爲にプレート電圧が減じ、従つて一段目のグリッド電圧が下る。故にこれが増幅されて、一段目の真空管のプレート電流は減じ、プレート電圧は上昇することとなる。従つて充電電流の爲に二段目のグリッド電圧は増加して、二段目のプレート電流の増加に拍車をかける。即ち第二段目のグリッドは益々正になり、プレート電流は極めて大なる値となる。この操作が瞬間的に起る。即ち、一方の真空管のプレート電流の微小な増加は、急激に加速され、一方の蓄電器は充電され、他方の蓄電器は放電する。遂に第二の真空管のプレート電流は、飽和値に達し、第一の真空管のプレート電流は、零になつて了ひ、増幅作用は失はれて了ふ。對稱接続に於いて、かかる不平衡は安定でなく、従つて負に充電された第一真空管グリッドは、 R_g を通じて放電するその早さは CR_g の積によつて定まる。そこで再び増幅作用を得る

やうになると、第一真空管のプレート電流は急激に増加して、第二真空管のプレート電流は零になる。しかしてまた、第二真空管のグリッド蓄電器は R_g を



第111圖

通して放電し、かかることを繰返すこととなる。結局電流電圧の波形は、第111圖の如きものとなる。

即ち出力電圧の波形は正弦波ではなく、極めて多数の高調波を含むものである。

マルチバイブレーターの周波数は、大略グリッド蓄電器と、抵抗の値に依つて定まるものであるが、その他の回路常数の値、真空管の特性、電極の電圧等によつても影響を受ける。

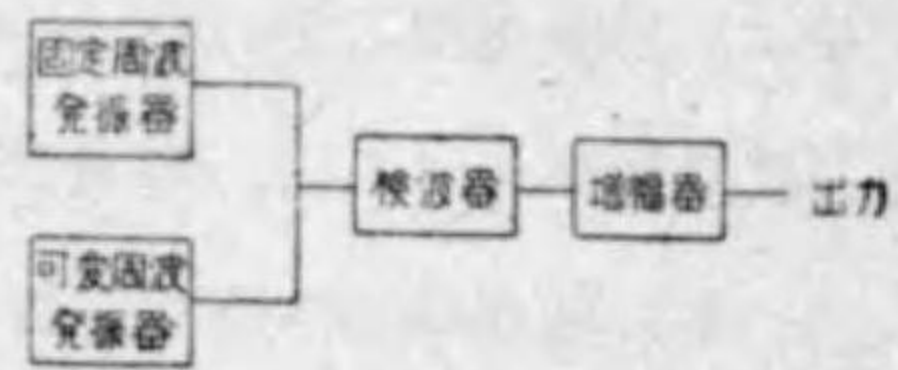
基本周波数は、大體毎分1サイクル位から上の方は、抵抗結合増幅器として良好に動作し十分な増幅度が得られる周波数までのものが得られる。

マルチバイブレーターは、高調波を極めて多数含むから、出力側に選擇回路を設ければ、高周波を取り出すことが出来る。また基本周波数に近い周波数で外部より勵振して制御すれば、その入力周波数の、適當な高調波を取出すことが出来る。

8.3 唸周波發振器 (ビート周波發振器)

可變周波数の發振器としては、第2節に示したごとく回路接続を使用するとき、その振動回路の常数を變化すればよいのであるが、實際問題として、可聽周波の可變周波數發振器の場合には、インダクタンスも容量も大きくなり、出力電壓もなかなか一定にすることが困難であり、step by step の變化は不便な場合が多い。

故に容易に連続的に變化でき、且つ出力も一定にしたいやうな場合には、第112圖の如く二つの高周波發振器を設けておき、そのビートを

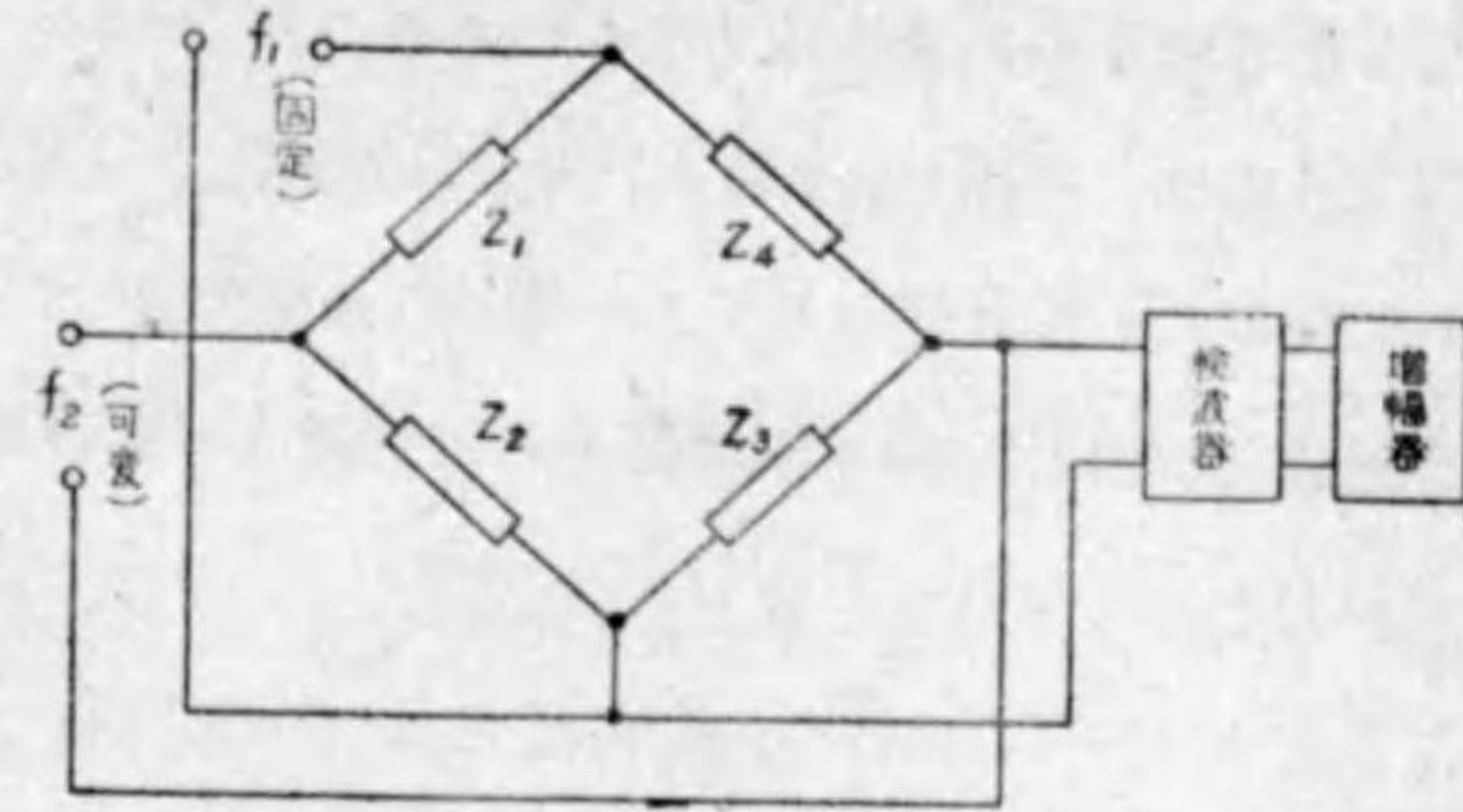


第 112 圖

取り出す唸周波發振器 (Beat frequency oscillator) が便利である。即ち、一方の發振器の發振周波数を一定にしておき、他方の發振器の周波数を變化して、これを檢波してその差の周波数を取り出せばよい。例へば一方の發振周波数を 100 kc にしておき、他方は 100 kc より 110 kc まで變化し、その差を取るやう

にすれば、0 乃至 10,000 サイクルの周波數出力が得られる。

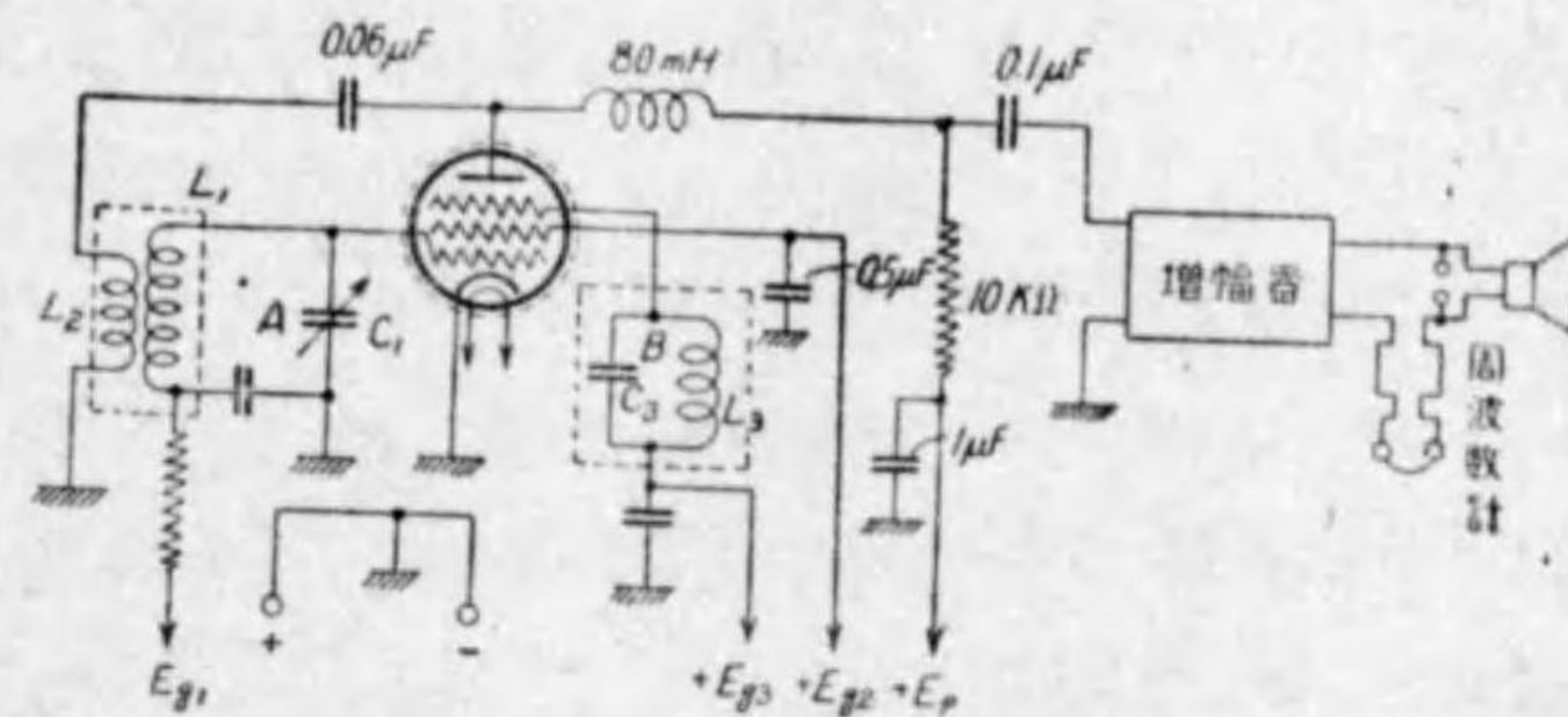
この發振器に依れば、30 サイクル乃至 10,000 サイクル程度の可聽周波も、連續的にしかも設計宜しきを



第 113 圖

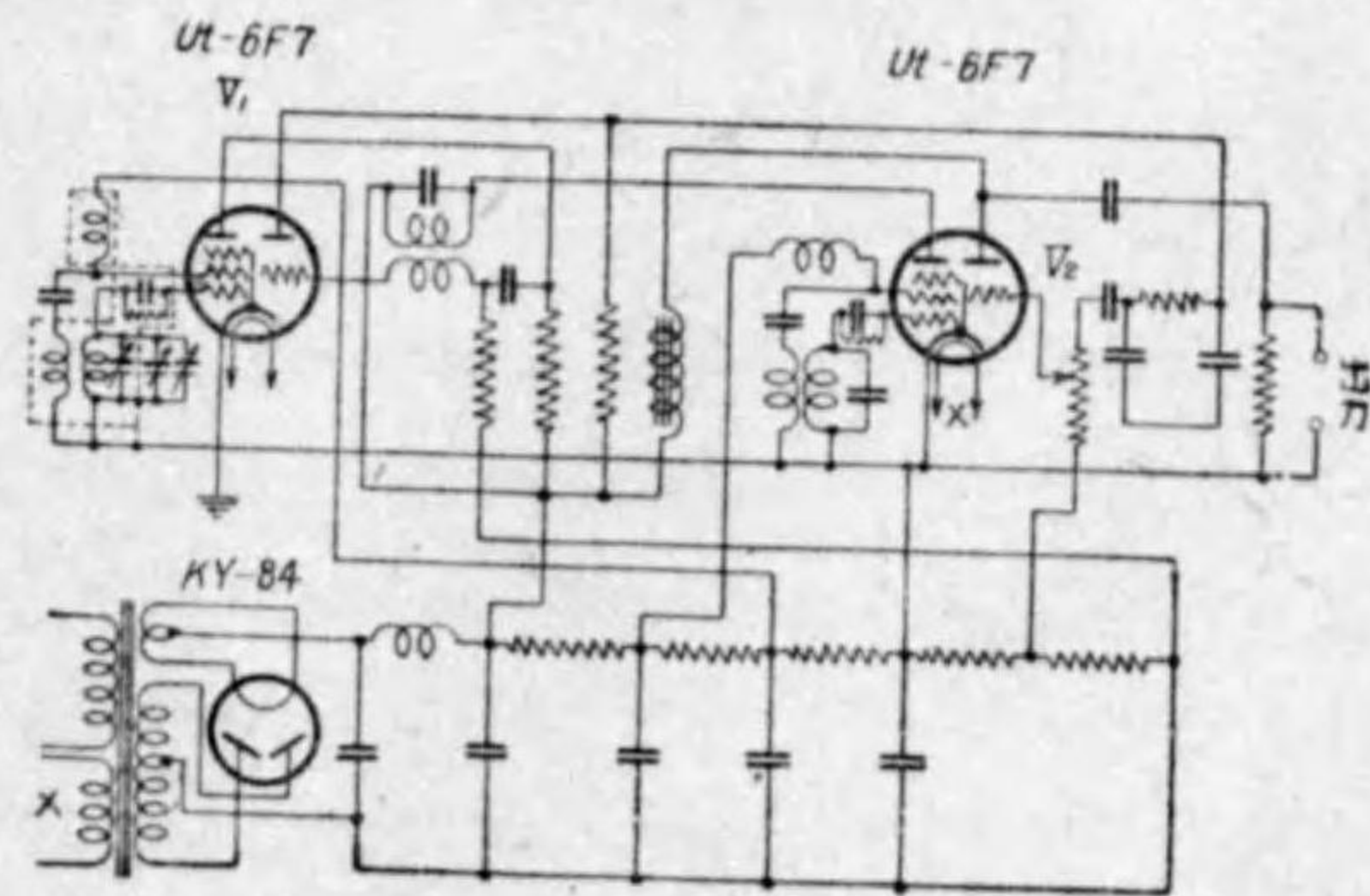
得れば、殆んど出力電壓を一定にすることも出来る。唯二つの高周波發振器の發振周波數が接近して來た場合には、相互干涉のため前述の引込の現象が起り易いから、この爲には中介増幅器を設けた方がよい。また第113圖の如く、蓄電器または抵抗で適當な電

橋を作つて接続してやれば、電橋が平衡した状態では相互干涉が避けられる。



第 114 圖

なほ参考の爲に、少々變つた手輕な唸周波發振器の配線をかかげておく。第114圖は、單一五極管に於いてダイナトロン機構による發振と、反結合機構による發振を同時に發生せしめ、同一管に於い



第 115 圖

て電子結合により混合検波せるものである。

第115圖は、三極五極管 6F7 を二個使用し、その五極管部分を高周波發振管として使用し、檢波管として、一方の三極管部分を、出力増幅器として、他の三極管部分を使用し、84 を整流管とした交流式の携帶用唸周波發振器である。

第3章 變調回路

第1節 變調の概念と變調波の性質

變調とは、ある持續振動波の振幅、或ひは周波數、或ひは位相を信號波に應じて變化せしめることである。持續正弦波電流 $i = I \sin(\omega t + \phi)$ に於いては、 I なる振幅と ω なる角速度従つて周波數 f と ϕ なる位相との三つの要素を含み、この三つの要素を、信號に應じて變化せしめる場合が考へられるわけで、 I なる振幅を變化せしめるものが、振幅變調 (Amplitude modulation)、 f なる周波數を變化せしめるものが、周波數變調 (Frequency modulation)、 ϕ なる位相を變化せしめるものが、位相變調 (Phase modulation) である。

これらのうち振幅變調が最も普通のものであるから、暫く振幅變調のみを考へることとする。

第116圖 A の如き持續正弦波を、B の如き信號正弦波を以つて、或る變調装置により變調すれば、C の如き變調せられた波、即ち變調波 (Modulated wave)

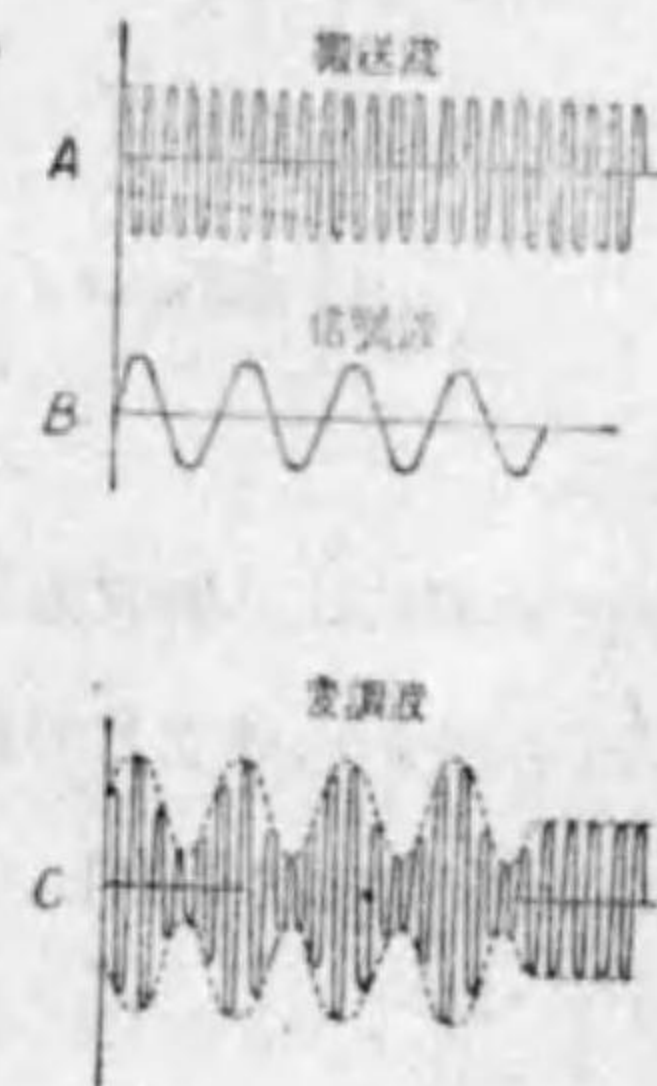
(被變調波の方がよいと考へられるが通常變調波と稱せられてゐる) が得られる (ここでは變調を行ふ方法のことを考へないでおく)。

この場合 A なる持續波を、搬送波 (Carrier wave) といひ、その周波數を搬送周波數 (Carrier frequency) といふ。又 B なる信號波即ち變調する波の周波數を、變調周波數 (Modulation frequency) といふ。

いま搬送波電流を i_c 、信號波電流を i_s とし

$$i_c = I_c \sin \omega_c t, \quad i_s = I_s \sin \omega_s t$$

にて與へられるものとすれば、C なる變調波 i は



第116圖

$$i = I_c \left(1 + \frac{I_s}{I_c} \sin \omega_s t \right) \sin \omega_c t$$

$$= I_c (1 + m \sin \omega_s t) \sin \omega_c t \dots\dots\dots(105)$$

の如き形にて表される。

上式に於いて m は変調の深さの程度を表すもので変調度 (Modulation degree) と稱せられる。

即ち上式より明らかな如く変調波の振幅の最大値は $\sin \omega_s t$ が 1 のときであるからその値は $I_c(1+m)$ であり、最小値は $\sin \omega_s t$ が -1 のときであるから $I_c(1-m)$ となる。 m は 1 より大には出来ない (m を 1 より大にすることは、これを過変調といふ) 搬送波の振幅より大なる信号波で変調することで、変調波の envelope は信号波形と異なり、かかる変調波からは原信号波を忠實に取出すことが出来なくなる。

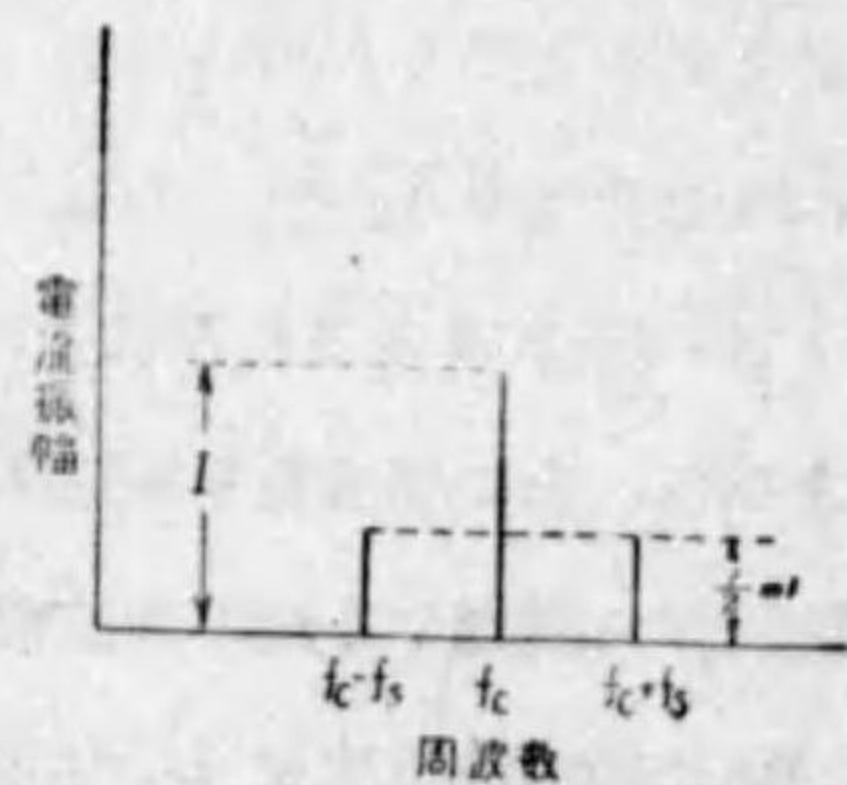
上式の右邊を書き直すと

$$i = I_c \left[\sin \omega_c t + \frac{m}{2} \cos(\omega_c - \omega_s)t - \frac{m}{2} \cos(\omega_c + \omega_s)t \right] \dots\dots\dots(106)$$

となる。

即ち変調波は、周波数が $\frac{\omega_c}{2\pi}$, $\frac{\omega_c + \omega_s}{2\pi}$, $\frac{\omega_c - \omega_s}{2\pi}$ 即ち f_c , $f_c + f_s$, $f_c - f_s$ の三つの波から成立してゐることがわかる (第 117 圖参照)。上式の第一項は、振幅 I_c なる搬送波を示し、第二項第三項は、振幅が同じく $\frac{mI_c}{2}$ で、 m 即ち信号波の振幅によりその振幅を變化するもので、第二項は、 $f_c - f_s$ なる周波数を有し下側帯波と稱せられ、 $f_c + f_s$ なる周波数を有する第三項は、上側帯波と稱せられる。第一項は搬送波で信号波に無関係であるが、第二項及び第三項の側帯波は、信号波の振幅並びに周波

数に応じてその振幅、並びに周波数を變化するものである。即ち信号波の周波数



第 117 圖

が音聲の如くにある周波数帯域に互るときは、側帯波もそれに相當する周波数帯域を持つことになる。

いま搬送波電流 $i = I_c \sin \omega_c t$ が、抵抗 R 中にて消費される電力 P_c を求めると

$$P_c = \frac{I_c}{T} \int_0^T i^2 R dt = \frac{I_c^2 R}{T} \int_0^T \sin^2 \omega_c t dt = \frac{I_c^2 R}{2} \dots\dots\dots(107)$$

となる。次に變調波電流 $i = I_c(1 + m \sin \omega_s t) \sin \omega_c t$ の場合につき求めると、

$$P_m = \frac{1}{T} \int_0^T i^2 R dt = \left(\frac{I_c^2}{2} + \frac{I_c^2 m^2}{8} + \frac{I_c^2 m^2}{8} \right) R = \frac{I_c^2 R}{2} \left(1 + \frac{m^2}{2} \right) \dots\dots\dots(108)$$

となる。

即ち上側帯波及び下側帯波の電力は、それぞれ $\frac{I_c^2 m^2}{8} R$ であつて、搬送波電力の $\frac{m^2}{4}$ 倍である。即ち $m=1$ の場合を考へてみると搬送波電力は、 m に関係なく $\frac{I_c^2 R}{2}$ であるが、上側帯波及び下側帯波の電力は、それぞれ $\frac{I_c^2 R}{8}$ となる。即ち兩側帯波の電力は全電力の $\frac{1}{3}$ で、搬送波は全電力の $\frac{2}{3}$ を占めることになる。

いま式 (107) 及び式 (108) より $\frac{P_m}{P_c}$ を求めると

$$\frac{P_m}{P_c} = \left(1 + \frac{m^2}{2} \right) \dots\dots\dots(109)$$

となる。故に變調波電流の實効値 I_{me} は、搬送波電流の實効値を I_{ce} とすれば

$$I_{me} = I_{ce} \sqrt{1 + \frac{m^2}{2}} \dots\dots\dots(110)$$

に與へられる。即ち變調せられることに依つて實効値は増加して $\sqrt{1 + \frac{m^2}{2}}$ 倍になる。 $m=1$ の場合には $\sqrt{\frac{3}{2}}$ 倍になる。

次に位相變調波について少々考へてみよう。前にも述べた如く、位相變調は搬送波の位相を信号波に應じて變化せしめるもので、位相變調波電流を圖示すれば、第 118 圖の如くなり、電流 i は



第 118 圖

$$i = I_c \sin(\omega_c t + m_p \sin \omega_s t) \dots\dots\dots(111)$$

の如き形にて表される。即ち振幅は大體一定で、その位相が $m_p \sin \omega_s t$ によつて變化する。

m_p が小なる場合には、 i は近似的に

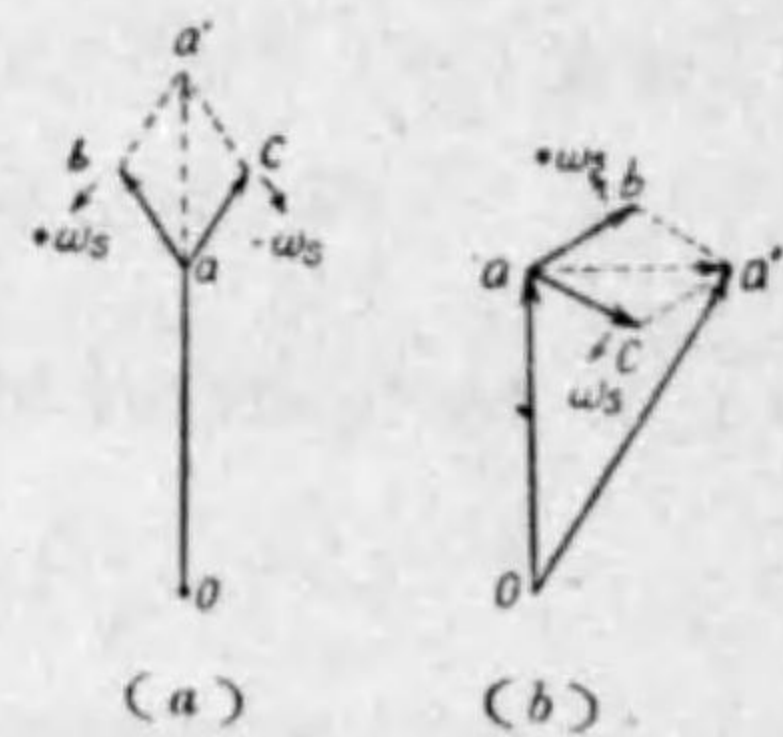
$$i \doteq I_c \left\{ \sin \omega_c t - \frac{m_p}{2} \sin(\omega_c - \omega_s)t + \frac{m_p}{2} \sin(\omega_c + \omega_s)t \right\} \dots\dots\dots(112)$$

にて表される。側帯波は、搬送波周波数の兩側に對稱に數多く出るが、 m_p の小なる上式の場合には、兩側に二つの側帯波が生ずるわけである。

周波數變調は搬送波の振幅を一定にしておき、その周波數を信號波に應じて變化せしめるもので、圖面及び式の上では、上記の第117圖及び式(112)と同一の形で表される。

更に變調の概念の理解を深める爲に、ベクトル圖を以つて上述の振幅變調、位相變調及び周波數變調を考へてみよう。振幅變調波は、前述の如く角速度が ω_c で I_c なる振幅を有する搬送波と、振幅が $\frac{mI_c}{2}$ で角速度が $\omega_c - \omega_s$ 及び $\omega_c + \omega_s$ なる兩側帯波に分たれるのであるから、 ω_c を静止せりとする面を考ふ

れば、第119圖(a)に於いて、 oa (I_c) を搬送波のベクトルとすれば側帯波 ab 及び ac ($\frac{mI_c}{2}$) は ω_s なる同一の速度で、互に反對方向に廻轉するものと考へられる。即ち ab 及び ac 兩ベクトルの合成は、常に oa 線上にあり、その大きさは a を中心として上下に $2ab$ だけ變化する。即ち變調波は、 oa 線上を $oa \pm 2ab$ の間に變化する。



第 119 圖

これに對し位相變調波の場合には、第119圖(b)の如くなり、兩側帯波ベクトルの合成は、搬送波 oa と直角なる方向に生ずる。即ち振幅變調も伴ふが、 m_p が小なればその影響は少い。周波數變調の場合も結果は全く同様で、ただ位相變調波の場合には、信號波が最大の時に側帯波の合成ベクトル aa' が最大となるに

對し、周波數變調波の場合には、信號波最大のときに aa' は零になり、負から正になる變化量の最大のときに aa' は最大となるのである。

第2節 變調の理論

變調の理論を數學的に詳細なる解析を行ふことは、極めて複雑となり、かつ困難であるから、ここでは如何にして振幅變調波が得られるかといふ筋道を、簡単に説明することとする。

いま電流 i と、電壓 e とが

$$i = \alpha e + \beta e^2$$

にて表されるが如き回路に、

$$e = E_c \sin \omega_c t + E_s \sin \omega_s t$$

なる電壓を加へると電流 i は次式で表される。(即ち $E_c \sin \omega_c t$ なる搬送波に、 $E_s \sin \omega_s t$ なる信號波を重ねて加へる。)(e の振幅は小なるものとし、インピーダンスの影響なきものとする。)

$$\begin{aligned} i &= \alpha(E_c \sin \omega_c t + E_s \sin \omega_s t) + \beta(E_c \sin \omega_c t + E_s \sin \omega_s t)^2 \\ &= \alpha(E_c \sin \omega_c t + E_s \sin \omega_s t) + \frac{1}{2} \beta(E_c^2 + E_s^2) - \frac{1}{2} \beta(E_c^2 + E_s^2) \cos 2\omega t \\ &\quad + \beta E_c E_s \{ \cos(\omega_c - \omega_s)t - \cos(\omega_c + \omega_s)t \} \dots\dots\dots(113) \end{aligned}$$

ω に同調してゐる回路より得られる電流は、上式より ω に近いもののみを取り、(ω_c は ω_s に比し充分大なる値である)

$$\begin{aligned} i &= \alpha E_c \sin \omega_c t + \beta E_c E_s \{ \cos(\omega_c - \omega_s)t - \cos(\omega_c + \omega_s)t \} \\ &= \alpha E_c (1 + m \sin \omega_s t) \sin \omega_c t \dots\dots\dots(114) \end{aligned}$$

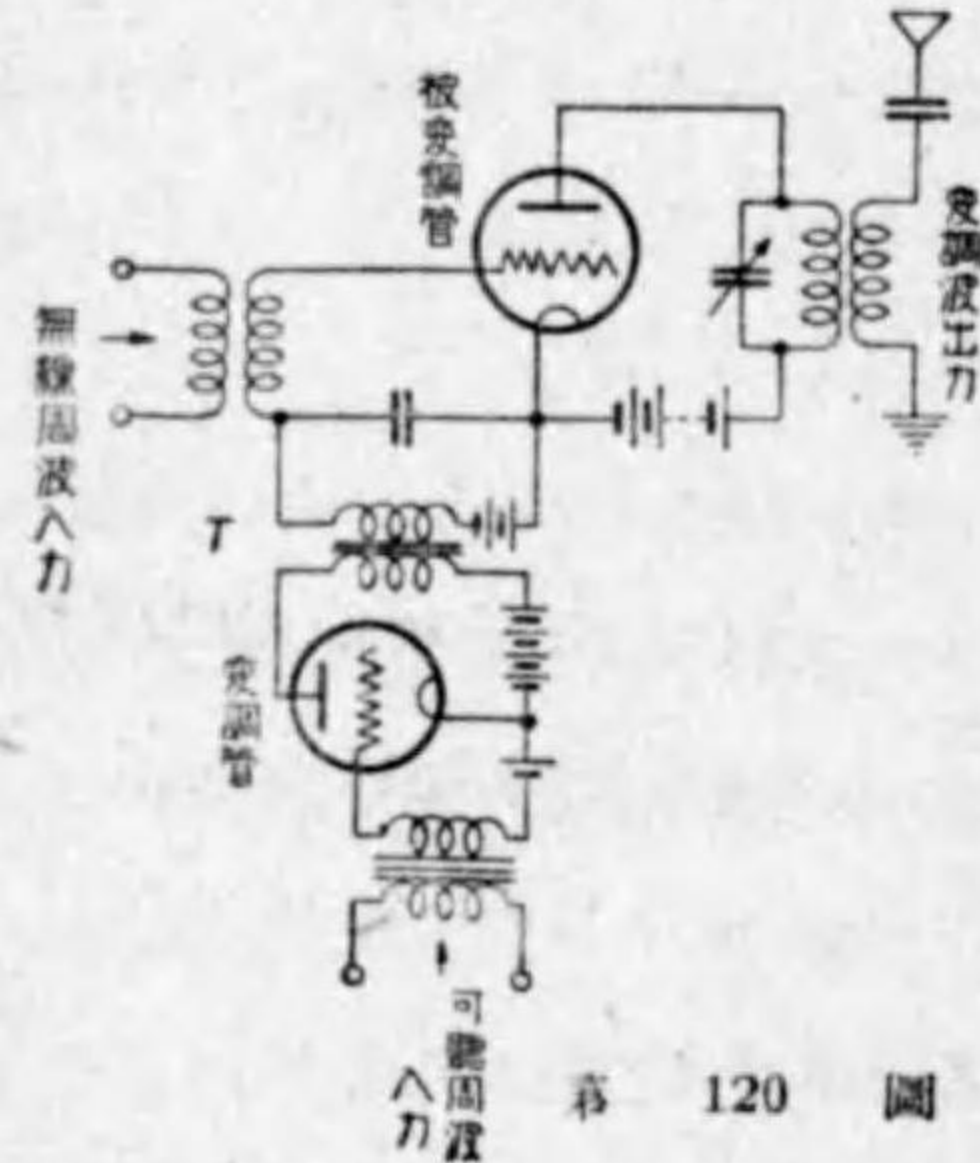
となる。ここに

$$m = \frac{\beta E_s}{\alpha}$$

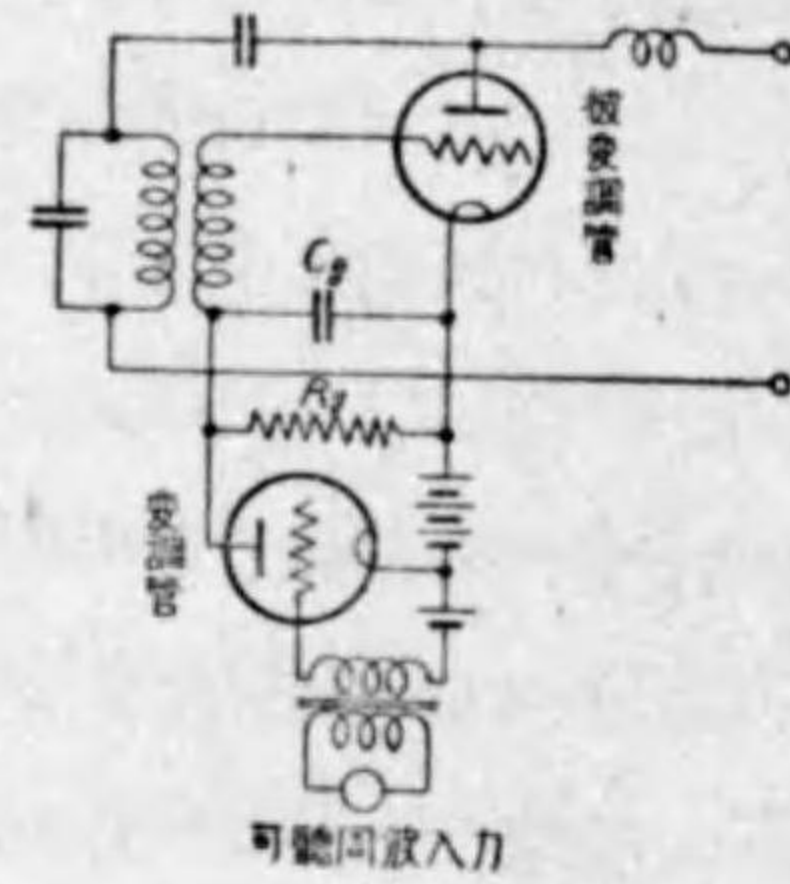
これは、前掲の(105)式と同一の形をなすものである。

第3節 グリッド変調

変調を行ふ場合には、発振器を直接変調する方法と、発振器に依つて制御せられた高周波増幅器を変調する方法がある。発振器またはC級高周波増幅器のグリッドバイアス電圧を、変調周波数の電圧で変化せしむれば出力電流はそれに應じてその振幅を変化し、振幅変調波出力が得られる。かかる変調法を、グリッド変調 (Grid modulation) といふ。



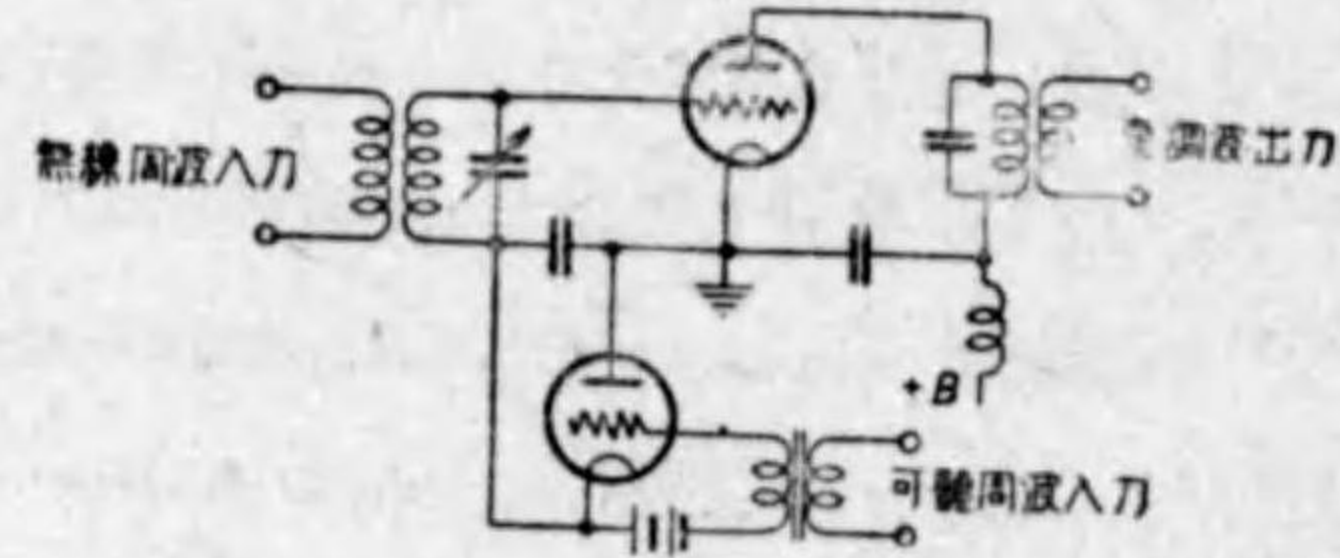
第 120 圖



第 121 圖

第120圖は、変圧器 T を使用して増幅管を変調した場合、第121圖は抵抗 R_p を用ひて発振管を変調した場合である。

更に次の第122圖に示す如く変調電流により、増幅管(或は発振管)のグリッド・リーク値を変化せしめるグリッド変調法がある。これをグリッド・リ



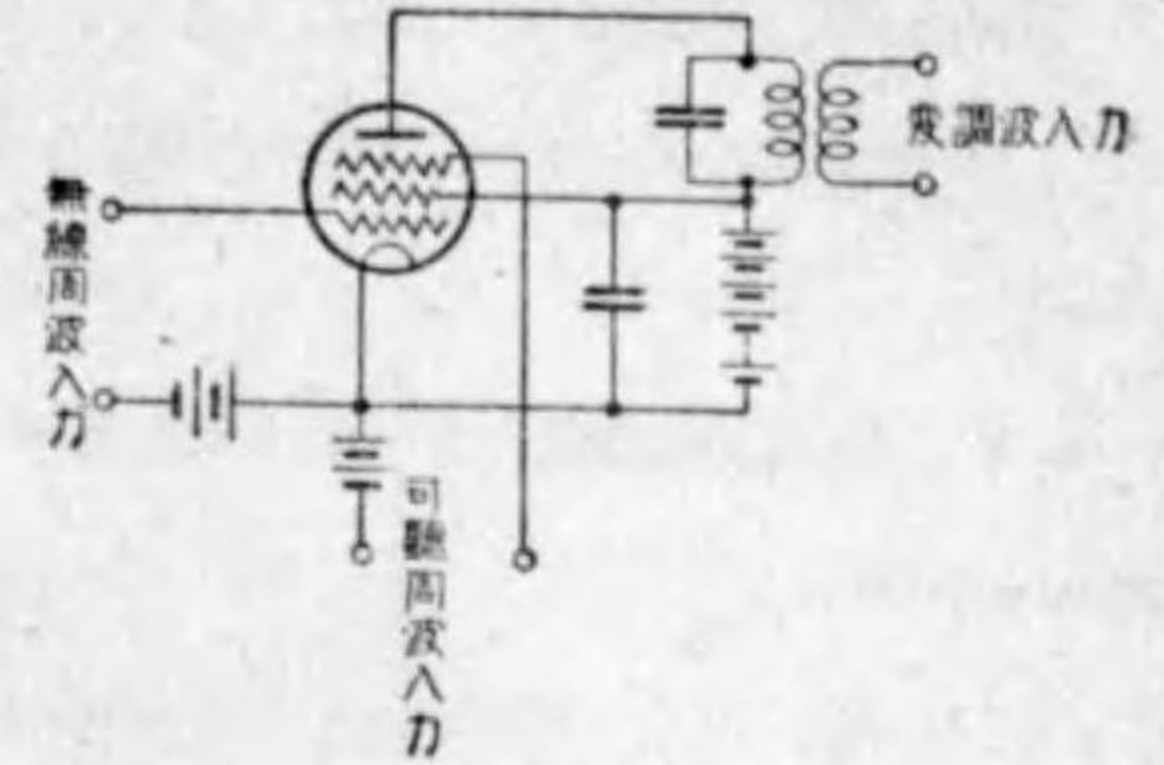
第 122 圖

ーク変調 (グリッド直流変調) といふ。即ち圖に於いては、グリッド・リークとしては変調管内部抵抗が用ひられてをり、この値が変調周波数の電圧により、制御せられるわけである。

抑制グリッド変調 (Suppressor

grid modulation)

五極管に於いて変調を行ふ場合上述の方法も出来るし、又次のプレート変調法も出来るが、抑制グリッドによつて変調を行ふことも出来る。これは、



第 123 圖

第123圖の如く抑制グリッドに負の偏

倚電圧をかけておき、これに信號電圧を重ねるものである。

この方法は、小型の送信機では最近盛に用ひられてゐる。

第4節 プレート変調

プレート変調 (Plate modulation) は、発振管またはC級増幅管のプレート直流電圧に、可聴周波電圧を重ねることに依つて行ふ変調法である。

プレート変調法には定電流変調法 (Constant current modulation) と、定電圧変調法 (Constant potential modulation) とがある。

4.1 定電流変調

この変調法は第124圖に示す如く、変調管と被変調管のプレートは、電源より

高インピーダンスの塞流線輪 C

H を経て、並列に接続されてお

るから、変調管のプレート電流

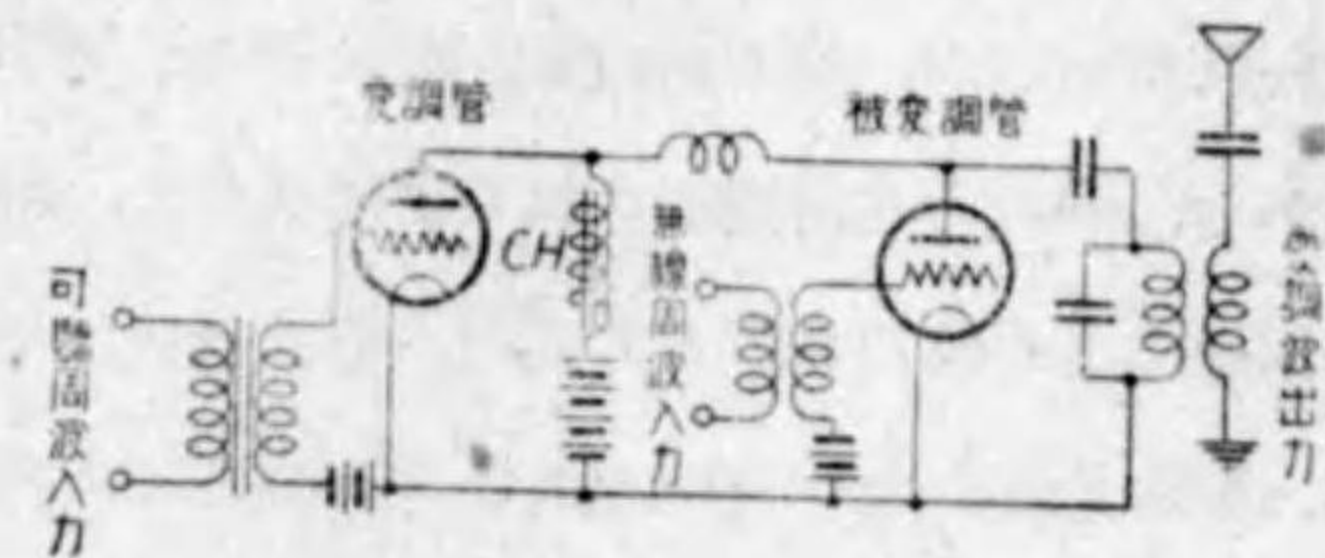
が増加したときは、被変調管の

プレート電流が減少し、プレー

ト電流の和はほぼ一定である。この変調法は R. A. Heising により考案された

もので、ハイシグ変調 (Heising modulation) と呼ばれる。又チョーク変調

(Choke modulation) ともいふ。この場合には、塞流線輪で可聴周波電圧を加

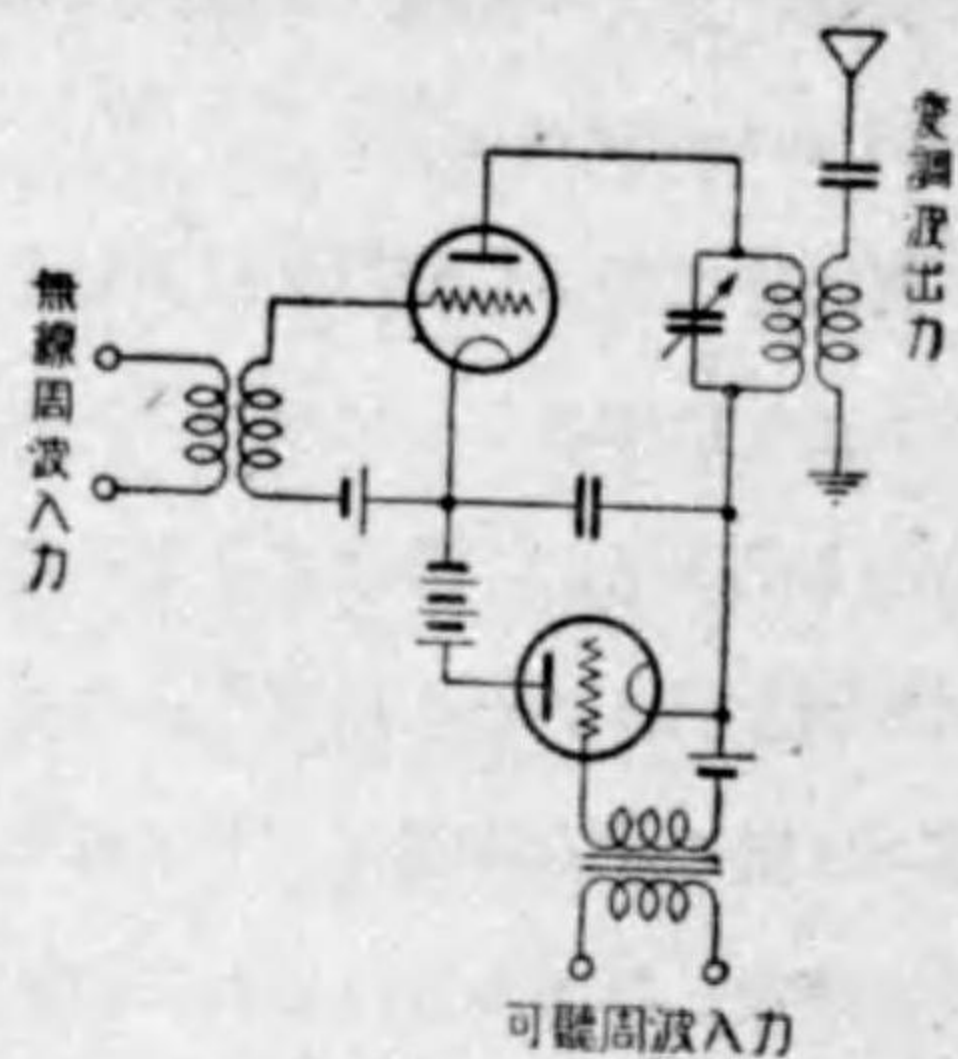


第 124 圖

へてゐるが、變壓器を使用してよく、その場合は電流勵磁効果はたがひに打消すことになる。

4.2 定電壓變調 (Constant potential modulation)

第125圖の如く、變調管と被變調管のプレート回路を、電源を通じて直列に接続して行ふ變調法で、直列變調 (Series modulation) とも稱せられる。低周波回路に塞流線輪を要せず、周波數特性は良好であるが、一方のフィラメントが大地に対して、高電位におかねばならぬ缺點がある。



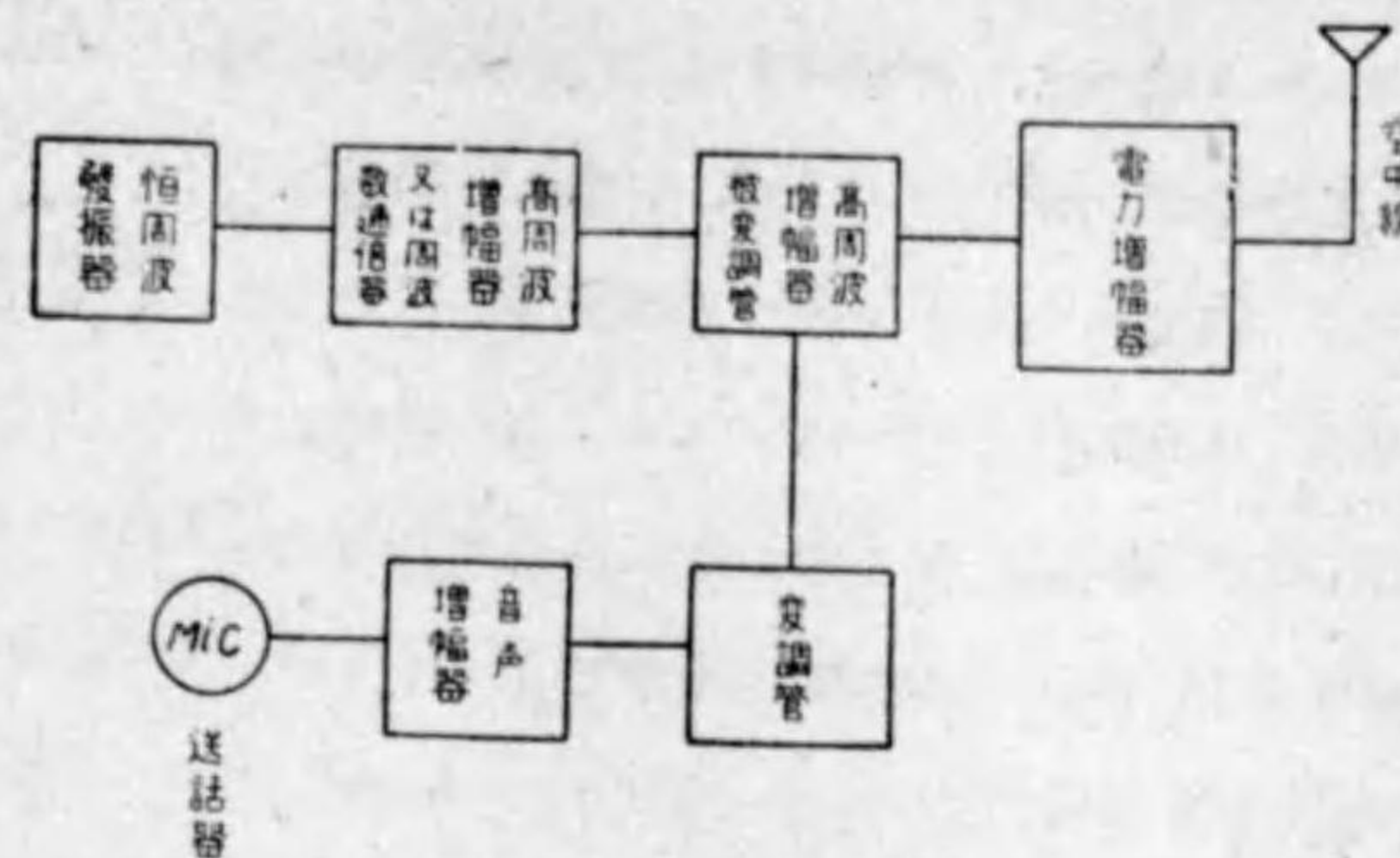
第 125 圖

第5節 變調の實際

以上普通に使用される各種變調方式の概略を述べたが、實際方面の各種の問題に關しては、放送所編に於いて詳述あることと思ふから、ここには省略することとする。

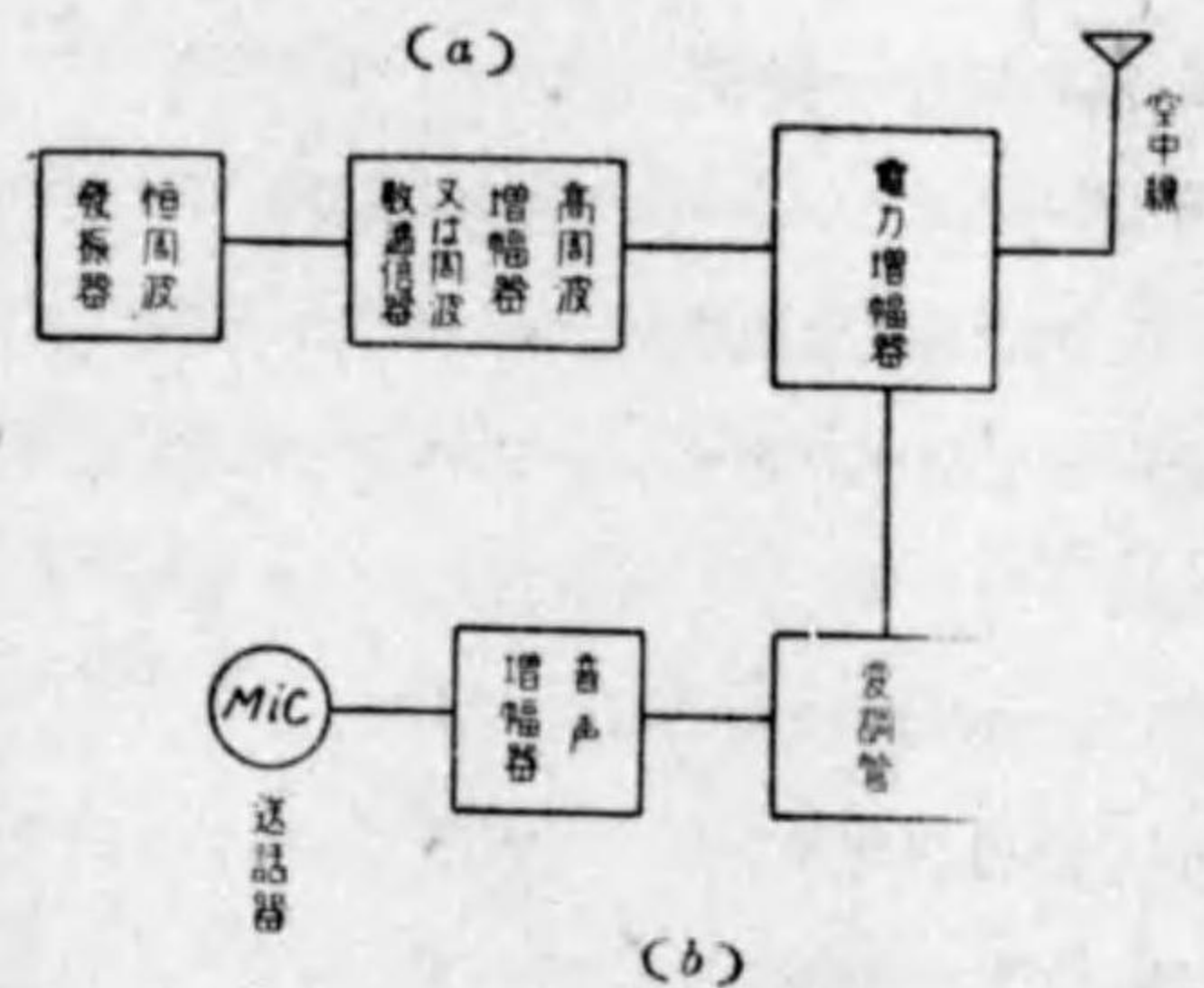
上記の變調方式に於いて、制御グリッド變調法は、變調電力が極めて少なくてすむ利點があるが、餘り高い變調度は得られず、また被變調管のプレート能率が悪いから、大電力送信機には餘り使用されぬ。抑制グリッド變調方式は、最近小型送信機によく使用される方式で、その性質は大體制御グリッド變調と類似であるが、中和を要しない利點がある。發振器におけるプレート變調法は、試験室用の發振管としては便利なものであるが、變調のために搬送波周波數が變化する。即ち周波數變調を生ずる不利がある。C級増幅器のプレート變調法は放送機に於いて最もよく使用される方式で、プレート能率もよく、變調特性もよいが、ただ變調電力を多く要する。

さて送信機に於いて原則としては變調を行ふ段階は、發振器より最終段増幅器までの間のいかなる段階に於いても差支へはないわけであるが、それぞれの要求を考慮して決定さ



(a)

れるわけである。それで放送機等に於いては、變調を低電力増幅段に於いて行ひ、その變調波をB級電力増幅器で増幅して空中線に送る場合と、最終電力増幅器を變調(プレート變調)する場合とを區別して、前者を低電力變調法 (Low power modulation), 後者を高電力變調法 (High power modulation) と稱してゐる。



(b)

第 126 圖

第126圖 (a) は前者, (b) は後者の接続を示すものである。

第6節 變調の諸變形

大電力の送信機が製作されてくるにつれ、能率向上といふことが屢々問題になつて來てゐる。送信機に於いて能率向上の主眼となるものは、最終電力増幅器にある。以下大電力變調方式の能率改善を主眼とした、二三の變調方式の變形に就いて略述することとする。

6.1 B 變調

プレート変調は、被變調管は比較的高能率に動作してゐるが、變調管の方がA級にて動作してゐると、電力が大なる場合に能率が悪いので、これに第127圖の如くB級プッシュプル増幅器を使用すれば、變調波の入力がない場合には電力が少なくてすみ、総合能率が向上出来る。

これをB變調(B-modulation)といふ。

6.2 シレー變調

シレー變調(Chireix modulation, Outphasing modulation)方式といふのは、位相變調波は振幅がほぼ一定で、能率よく動作せしめ得られるから、二つの位相變調波を合成して、一つの振幅變調波を得るといふ原理に依るもので、巴里及びルクセンブルグの放送機に於いて採用されてゐる。

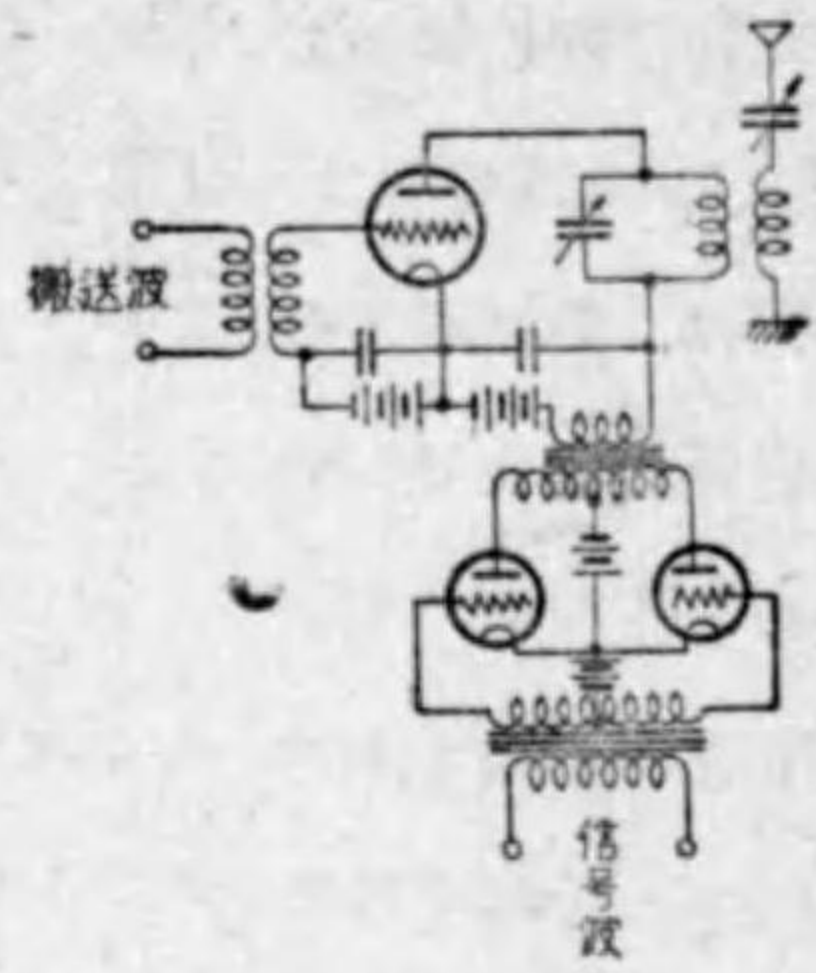
第128圖(a)はその原理を説明したもので、變調せられた場合の二つの高周波電圧のベクトルをOA及びOA'とすれば、その合成はOBを以つて表される。

今變調に依つてベクトルの位相が α_n だけ各反對方向に變化すれば、合成ベクトルは位相に變化はなく、振幅がODとなる。即ちOA, OA', OC, OC'をEにて表せば、合成電圧 E_R は

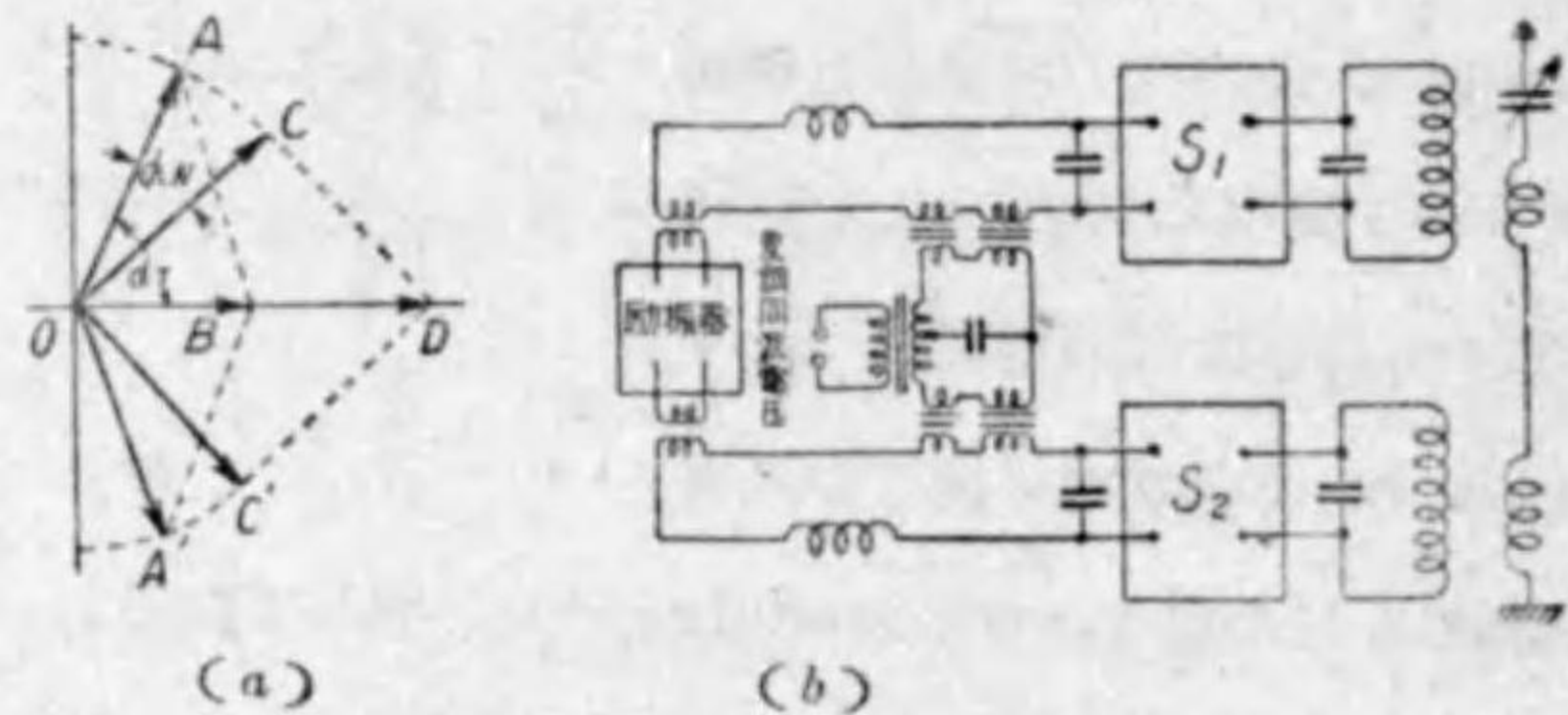
$$E_R = 2E \cos(\alpha_T - \alpha_n) \quad \text{にて表される。}$$

若し $\alpha_T = 90^\circ$ なれば、 $E_R = 2E \sin \alpha_n$ となる。

同圖(b)は、この變調方式の大體の接続を示したものである。



第127圖



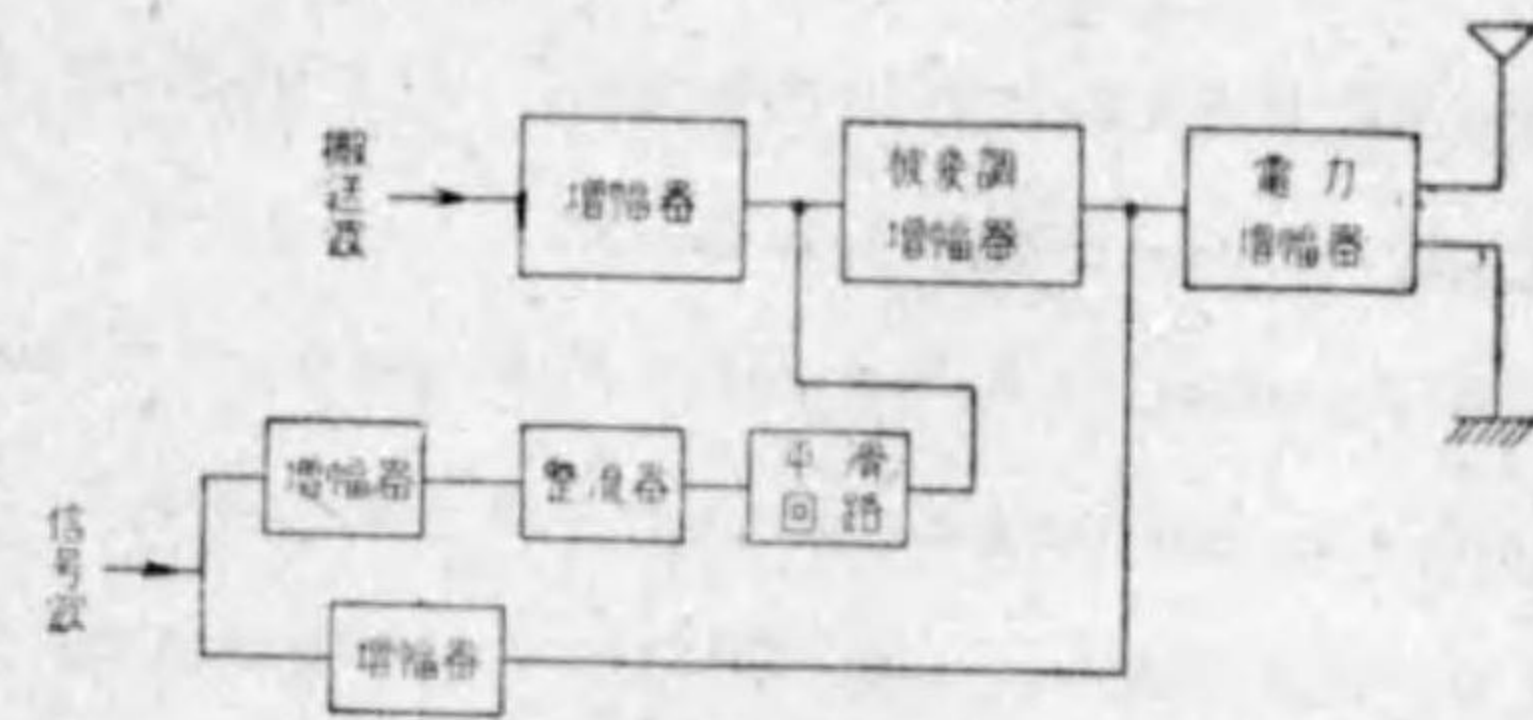
第128圖

6.3 浮動搬送波方式

搬送波電力は、全電力の大きな部分を占めてをり、通常の變調方式によれば、變調周波電壓に無關係に搬送波を出してゐる。放送の場合でも、放送時間中無聲の間隙がかなりある。

かかる不経済を防ぐ一つの方法が浮動搬送波方式(Floating carrier system)である。即ちこの方式では變調波の振幅により、搬送波の振幅を變へる。即ち變調度を、或る一定値に保つておく。例へば變調度を、常に100%一定にしておく。信號のない時は搬送波も送らない。即ち搬送波を自動的に制御して、無用な電力の輻射をなるべく少なくするものである。かかる電波を受信する場合、検波器に直線検波器を使用すれば、検波電流が變調波振幅に比例するから差支へないが、自乗検波器の場合には検波電流が變調度と搬送波振幅の自乗との積に比例するから(次章参照)、強弱が一層強められて都合が悪い。その他の缺點もあつて、100%に搬送波を制御することは一般には好ましくない。それ故、變調周波電壓のない場合にも、搬送波にある一定の値を保たしておく。

かかる方式を実施するには、第129圖の如く、變調周波電壓を整流平滑して得た直流電壓を利用して、例へば被變調増幅管のグリッド電圧を變化して、搬送波を制御すればよい。



第129圖

6.4 搬送波除去方式

變調波中の搬送波部分は、一般に變調によつて周波數、振幅、位相等は影響を受けない。信號を傳へる分は、側波帯の部分である。

しかるに前述の如く、變調度100%の振幅變調波における電力中搬送波は、そ

の $\frac{2}{3}$ を占めてゐる。そこで搬送波を除去して送信すれば、電力の節約が出来る。

搬送波を除去するには、通常平衡變調器 (Balanced modulator) を使用する。第130圖はその接続を示すものである。

圖の如き接続に於いて、搬送波を A より送り、信号波を B より送る。即ち搬送波は、二個の真空管に同一位相に送り、信号波は二つのグリッドに、恰度反對の位相で加はるやうにする。しかる時、

出力側のセンタータップを有する變壓器により、C に生ずる出力は、グリッドに同相に加へられた電圧は互に打消し、 180° の位相差を以つて加へられたものは、加はるやうに働く。

今第130圖の如き接続に於いて各真空管のグリッド電圧 e_g と、プレート電流 i_p との間に

$$i_p = \alpha e_g + \beta e_g^2 + \dots$$

の関係がありとし、これに上述の如く A より搬送波 B より信号波を加ふれば、各真空管のプレート電流 i_{p1} , i_{p2} は、

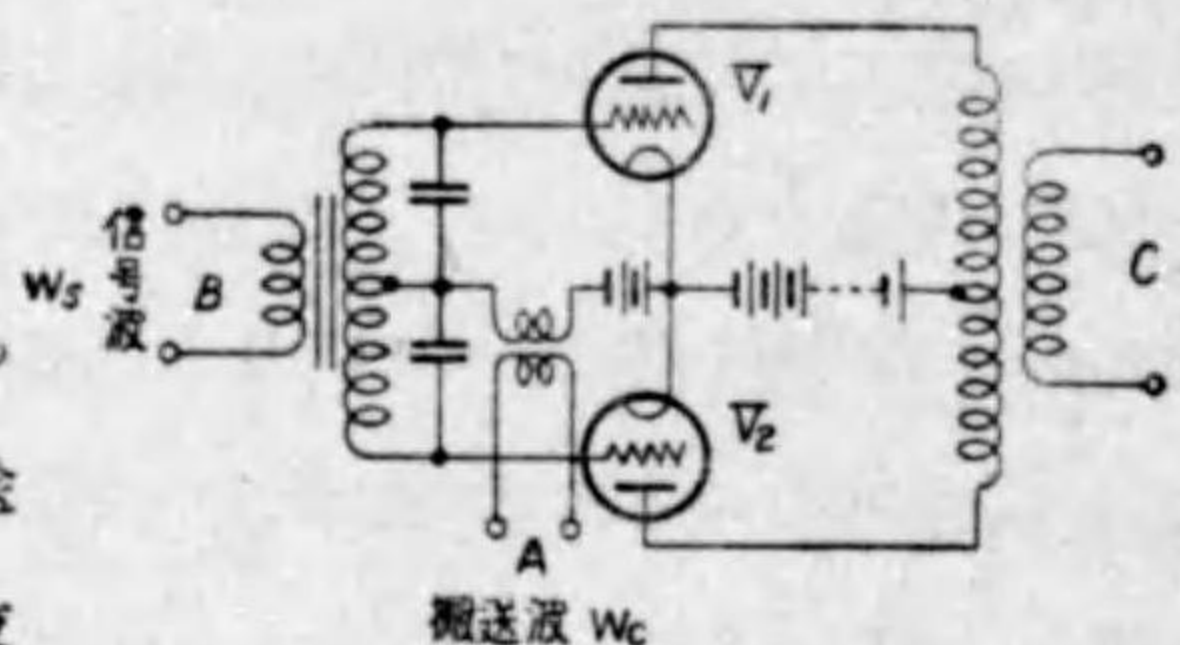
$$\left. \begin{aligned} i_{p1} &= \alpha(E_s \sin \omega_s t + E_c \sin \omega_c t) + \beta(E_s \sin \omega_s t + E_c \sin \omega_c t)^2 + \dots \\ i_{p2} &= \alpha(-E_s \sin \omega_s t + E_c \sin \omega_c t) + \beta(-E_s \sin \omega_s t + E_c \sin \omega_c t)^2 + \dots \end{aligned} \right\} 115)$$

となり、出力電流 $i_{p1} - i_{p2}$ 中には、 ω_c の項が含まれてをらぬ。 ω_s 及び $\omega_c - \omega_s$, $\omega_c + \omega_s$ が出力に生ずる。故にかかる變調器を使用すれば、搬送波を消去して、側帯波のみを出力に取出すことが出来る。

かかる搬送波を除去せる電波を受信する場合には、受信地點に於いて、送信機と同一の搬送波を加へてやらねばならぬ不便があるので、放送には使用されない。

6.5 単一側波帯方式

上述の如く、信号を傳達するものは側帯帯であり、我々の目的の爲には一方の



第 130 圖

側帯帯があればよい。かくの如き、一方の側帯帯のみを送る方式を、単一側帯帯方式 (Single side band system) といふ。

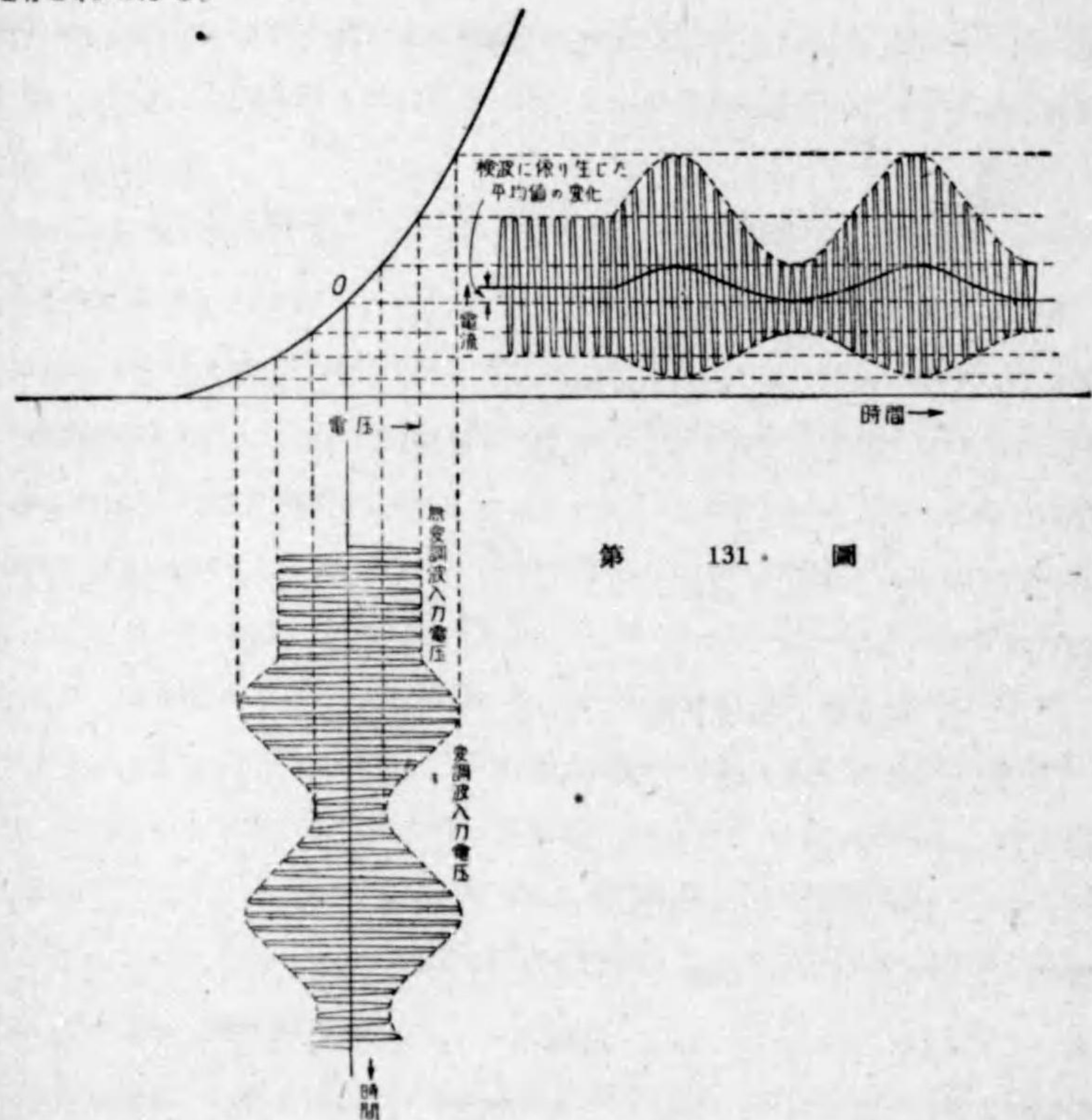
この方式によれば、電力の経済と共に周波数帯の節約が出来、また雑音を減少出来る。

この方式には、搬送波を除去するものと、搬送波を同時に送るものがあり、前者に於いては受信に際して、搬送波を局部的に発生せしめる必要がある。

第4章 検波回路並びに整流回路

第1節 検波の概念

検波 (Detection) とは、廣義には電波の到来、即ち高周波の存在を検知することの意味に使用されるが、現在では多くの場合、變調なる操作を受けて来た高周波中より、もとの信號波を取り出す操作、即ち復調 (Demodulation) の意味に使用されてゐる。



第 131 圖

高周波電圧を電圧電流の特性が非直線なる部分に於いて、動作する適當なる装置に加ふれば、平均値零なる電圧より平均値の有限なる電流を得べく、即ち平均値の變化を指示する装置を用ふれば、高周波の存在なり振幅なりを知り得べく、また振幅變調波をその装置に加ふれば、信號波に従つてその大きさを變化する如き脈動する直流電流を得る故、適當なる濾波装置により、信號波相當部分のみを取出すことが出来る(第131圖についてこの概念を了解されたい)。かかる装置を、検波器 (Detector) といふ。

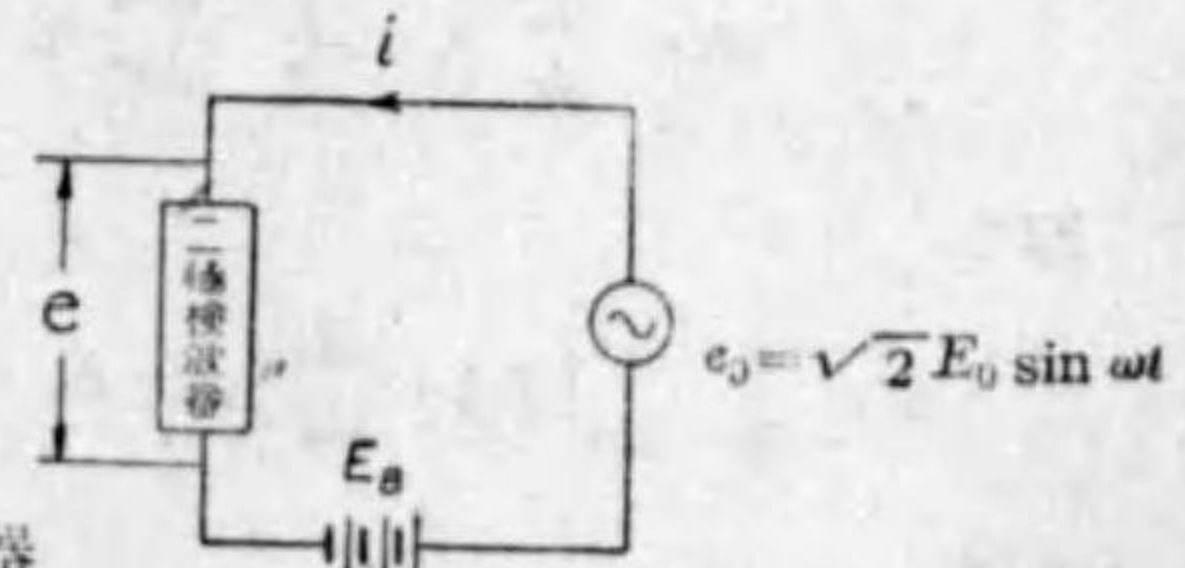
周波數變調波より、元の信號波を取出す場合には、上記の如き操作のみにては得られず、この場合にはその前に適當な周波數辨別回路に入れて、周波數の變化を振幅の變化になほす必要がある。

第2節 検波理論

検波は上述の如く、非直線性インピーダンスを有する装置により行ふものであるから、その理論を一般的に數式を以つて示すことは極めて困難である。故に實用上差支へない適當な假定を設けて取扱ふより他ないが、ここでは簡単に上述の検波の概念を更に明確にする爲に、圖を主とし數式を従として説明することとする。以下の理論に於いては、入力交流電圧は微小なものとし、電流電壓の關係は拋物線と考へることとする。

2.1 負荷なき二極検波器

先づ最も簡単な二極検波器 (鑽石検波器でも二極真空管検波器でも宜い) を考へ、第132圖の如く、これに無變調交流電圧 $e_0 = \sqrt{2} E_0 \sin \omega t$ を加へた場合を考へてみよう。しかして、この二極検波器の電流電壓の特性は

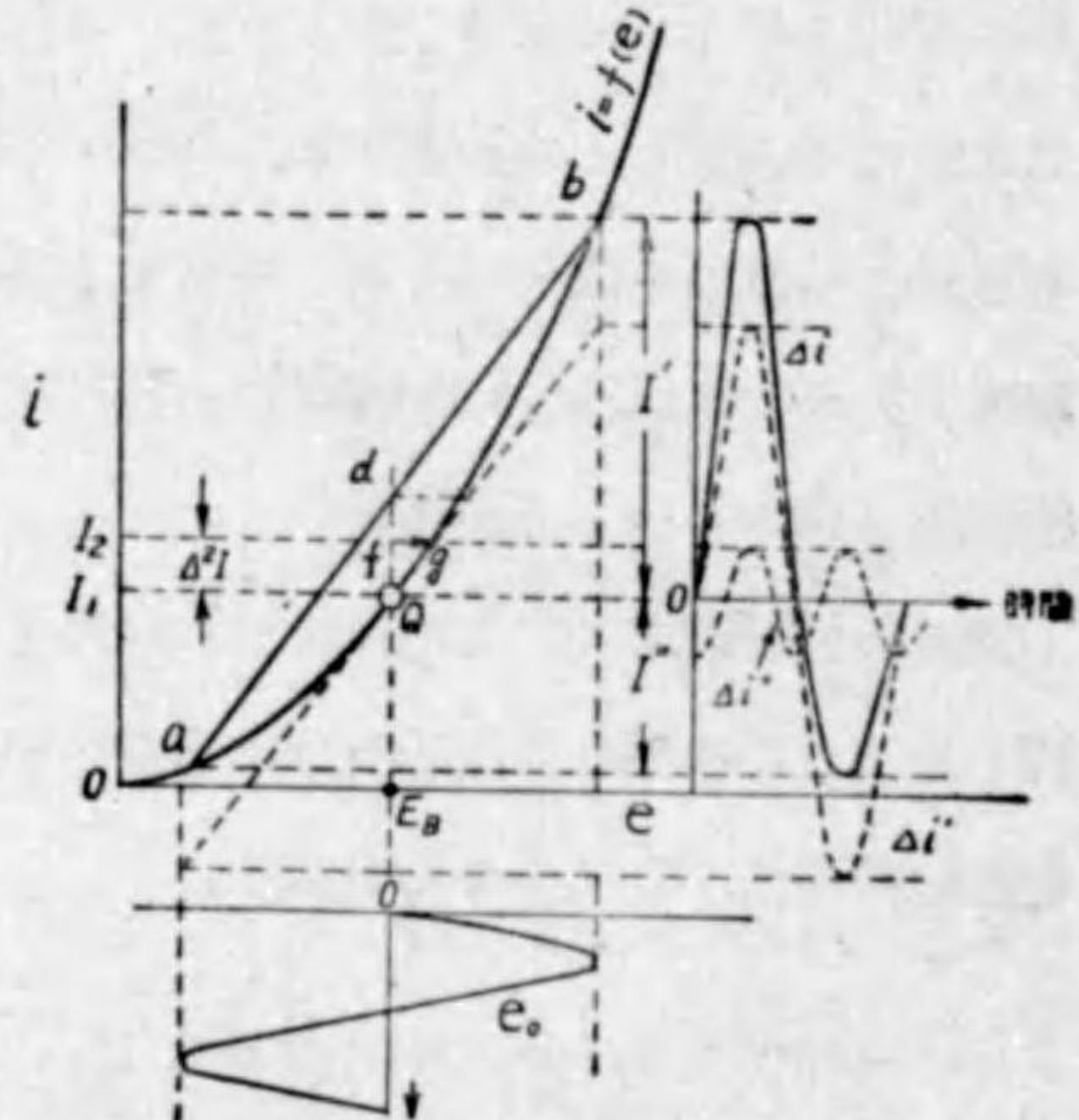


第 132 圖

$$i=f(e) \dots\dots\dots(116)$$

を以つて表されるものとする。\$E_R\$ は直流の偏倚電圧で、動作基點を定めるものである。即ち第133圖は、かかる検波器の動作を示す圖面である。

即ち圖の如く、\$E_R\$ により動作基點 \$Q\$ が定まる (\$e_0\$ が零の場合の電流 \$I_1\$ は \$I_1=f(E_R)\$ で定まる)。これに \$e_0\$ を重疊すると、電流 \$i\$ は次式で表されることになる (なほ負荷がない場合であるから、\$E_R\$ 及び \$e_0\$ はそのまま検波器端子にかかる)。



第 133 圖

$$i=f(E_R+\sqrt{2}E_0 \sin \omega t) \dots\dots\dots(117)$$

これを第133圖に就いて見ると、正弦電圧 \$e_0\$ による電流の變化 \$\Delta i\$ は圖の右方に示す如く特性が直線でない爲、\$I_1\$ よりの變化は上下同じでない (即ちこの電流の平均値は零でない)。\$i=f(e)\$ なる特性を拋物線と假定してあるから、この \$Q\$ 點よりの電流の變化 \$\Delta i\$ を數學的に求めることが出来て、次式の如き形で表される。(これはテーラーの定理といふ定理で求められるのである。)

$$\Delta i = \frac{di}{de} e_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2i}{de^2} e_0^2 \dots\dots\dots(118)$$

即ち

$$\Delta i = \frac{1}{2} \frac{d^2i}{de^2} E_0^2 + \frac{di}{de} \sqrt{2} E_0 \sin \omega t - \frac{1}{2} \frac{d^2i}{de^2} E_0^2 \cos 2\omega t \dots\dots(119)$$

となる。

即ち \$\Delta i\$ は、三つの項より成ると考へられる。

- (a) 第一項 $\frac{1}{2} \frac{d^2i}{de^2} E_0^2$ この項は、第133圖における \$I_2 - I_1 = \Delta^2 I\$ に相當するもので、検波における最も重要なものである。即ち検波により、平均値がこれだけ變化したとみて宜しい。
- (b) 第二項 $\frac{di}{de} \sqrt{2} E_0 \sin \omega t$ この項は圖の \$\Delta i'\$ に相當するもので、入力電圧と同じ周波數のものであるが、平均値は零である。
- (c) 第三項 $-\frac{1}{2} \frac{d^2i}{de^2} E_0^2 \cos 2\omega t$ この項は、周波數は入力電圧の周波數の二倍で、その振幅は \$\Delta^2 I\$ と等しい。圖の \$\Delta i''\$ はこれを示すものである。しかし乍ら、これも平均値は零となり、検波に於いては重要なものではない。

要するに検波における最も重要な項は第一項で、つまり \$e_0\$ を加へたことにより、直流電流は \$I_1\$ より \$I_2\$ に變化した。即ち電流の平均値が \$\Delta^2 I\$ だけ變化したのである ($\frac{1}{2} \frac{d^2i}{de^2} E_0^2$ は時間に依つて變化しない。即ち平均値も同じ値である)。即ちこの検波のために生じた平均値の變化は印加電圧 \$E_0\$ の自乗に比例し、且つ検波器自身の特性により定まる $\frac{d^2i}{de^2}$ に比例する。この \$\Delta^2 I\$ に、検波器の内部抵抗とも考へられる $\frac{de}{di}$ を乗じたものを \$[\Delta^2 E]\$ とすると

$$[\Delta^2 E] = \Delta^2 I \times \frac{de}{di} = \frac{1}{2} \frac{\frac{d^2i}{de^2}}{\frac{di}{de}} E_0^2 \dots\dots\dots(120)$$

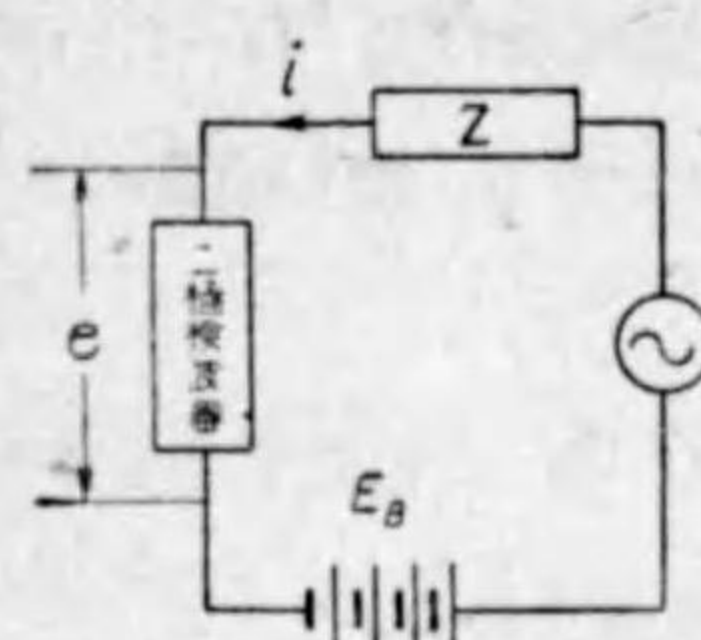
にて表され、これは検波に依つて生じた假想の直流電圧を示すものである。第133圖に於いて \$fg\$ はこの電圧を示すものである。

なほ證明は省略するが、拋物線特性による検波に於いては、第133圖の \$\Delta i\$ の \$I_1\$ よりの振幅 \$I'\$ 及び \$I''\$ は次式の關係にある。

$$\frac{I' - I''}{4} = \Delta^2 I \dots\dots\dots(121)$$

\$f\$ は \$Qd\$ の中點にある。

2.2 負荷ある二極検波器



第 134 圖

次に第 134 圖の如く、検波回路に負荷インピーダンス Z がある場合に就いて考へてみる。第 135 圖は、この場合の動作圖を示すものであるが、圖は簡單のため

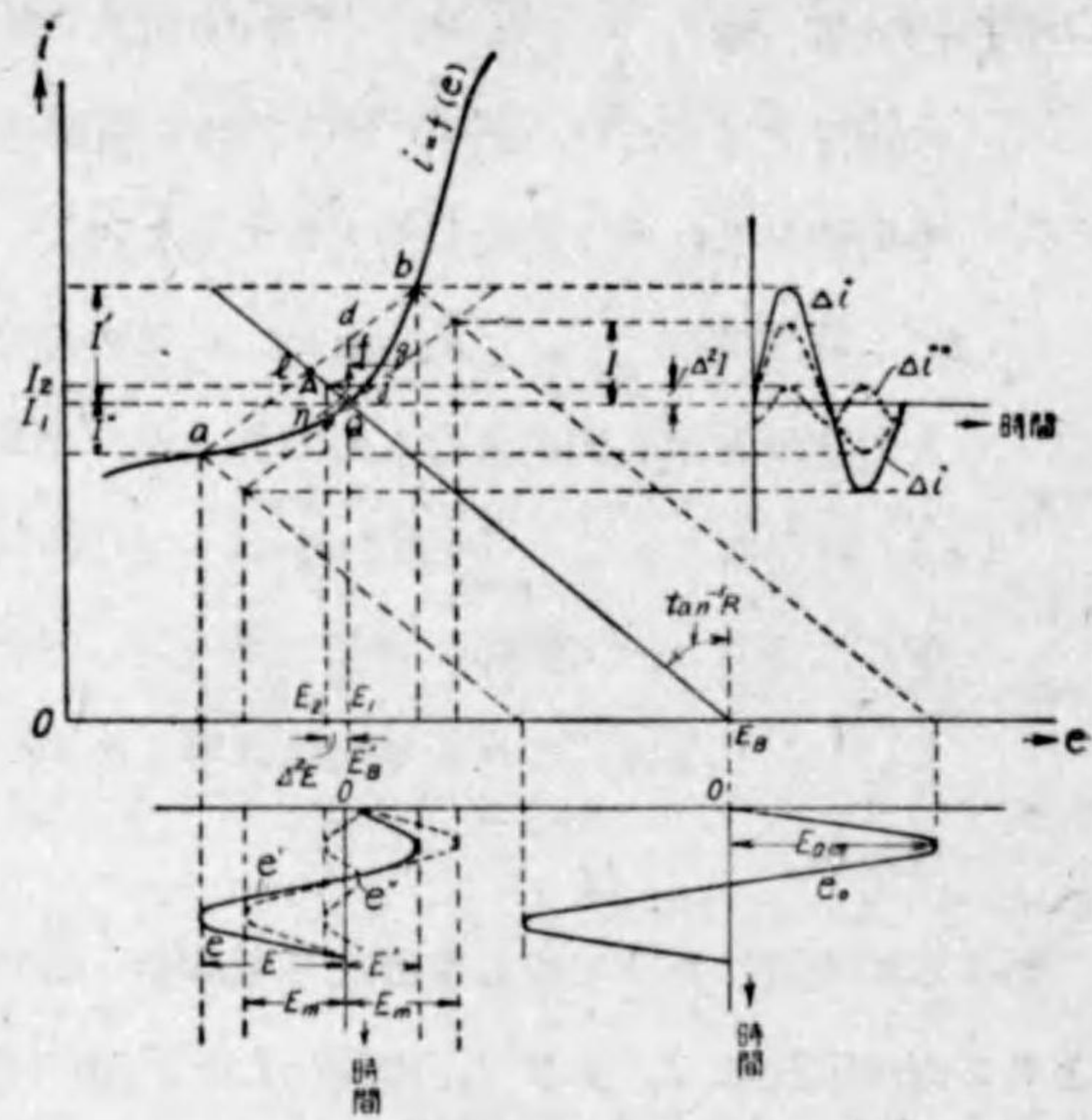
負荷を抵抗と考へ高周波に対しても直流に対しても、その値を R としてある。

この場合は、第 133 圖の場合と異なり、直流電圧 E_B はそのまま検波器端子にかからず、 R による電圧降下があるから、 E_B における垂線と $\tan^{-1} R$ なる角をなす抵抗負荷直線と検波器の特性 $i=f(e)$ との交点 Q に相當する電圧 E'_B がかる。即ち動作基點における電流 I_1 は $I_1=f(E'_B)$ にて與へられる。故にこの E_B に交流電圧 e_0 を重疊すれば、圖より明らかな如く、検波器端子にかかる電圧は e の如くなり、前例と異なり E'_B を中心とした振幅は等しくなる。この場合の $\Delta^2 I$ 及び $[\Delta^2 E]$ は次の如くなる。(計算は省略する)

$$\Delta^2 I = \frac{r}{r+R} \cdot \frac{1}{2} \frac{d^2 i}{de^2} E^2 \dots\dots\dots(122)$$

$$[\Delta^2 E] = \frac{1}{2} \frac{\frac{d^2 i}{de^2}}{\frac{di}{de}} E^2 = (\text{Det } E)_a E^2 \dots\dots\dots(123)$$

上式に於いて $(\text{Det } E)_a$ は二極管における電圧検波係數 (Voltage Detection



第 135 圖

Coefficient) と稱せられるもので、検波器自身の特性により定まるものである。

又 E は第 135 圖の E_m の電圧の実効値を示すもので Z が $Z=R_0+jX_0$ に表される時は E_0 との間には大體次の關係がある。

$$E = \frac{r}{\sqrt{(r+R_0)^2 + X_0^2}} E_0$$

即ち一定の E_0 に対して E を大ならしむる爲には、高周波インピーダンス Z を出來得る限り小ならしめる必要がある。

この場合の検波により生じた假想電壓 $[\Delta^2 E]$ は検波器及び負荷に生じた電圧の和であつて、第 115 圖に於いては Qd の中點 f より Q 點における切線に引いた fg 或ひは Ql の中點 A より切線に引いた Aj に等しい。しかして検波器端子に生ずる假想電圧は A_n を以つて表される。

2.3 變調波を加へた場合

今迄は變調せられざる電圧を加へた場合を考へて來たが、實際問題としては第 1 節に述べた如く變調波電圧を加へる場合が多いので、この問題が更に重要なものである。今前と同様の装置に

$$e_0 = \sqrt{2} E_0 (1 + m \sin \omega_s t) \sin \omega_c t$$

なる電圧を加へたとすると、前述の電流 $\Delta^2 I$ は直流分の他に變調周波數と二倍の變調周波數分が生じてくる。即ちこれらをそれぞれ $\Delta^2 I$, $(\Delta^2 I)\omega_s$, $(\Delta^2 I)2\omega_s$ を以つて表せば結果は次の如くなる。

$$\left. \begin{aligned} \text{直 流 分} \quad \Delta^2 I &= \frac{1}{r+R} (\text{Det } E)_a \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) E^2 \\ \text{變調周波數分} \quad (\Delta^2 I)\omega_s &= \frac{1}{r+Z\omega_s} (\text{Det } E)_a \sqrt{2} m E^2 \\ \text{二倍の變調周波數分} \quad (\Delta^2 I)2\omega_s &= \frac{1}{r+Z2\omega_s} (\text{Det } E)_a \frac{m^2}{2\sqrt{2}} E^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots(124)$$

假想電壓も同様に

$$\left. \begin{aligned} \text{直 流 分} \quad & [\Delta^2 E] = (Det E)_d \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) E^2 \\ \text{變調周波數分} \quad & [\Delta^2 E]_{\omega_s} = (Det E)_d \sqrt{2} m E^2 \\ \text{二倍の變調周波數分} \quad & [\Delta^2 E]_{2\omega_s} = (Det E)_d \frac{m^2}{2\sqrt{2}} E^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(125)$$

この場合我々が求めんとするのは變調周波數の部分で二倍の變調周波數分のも

のは第二高調波に相當する

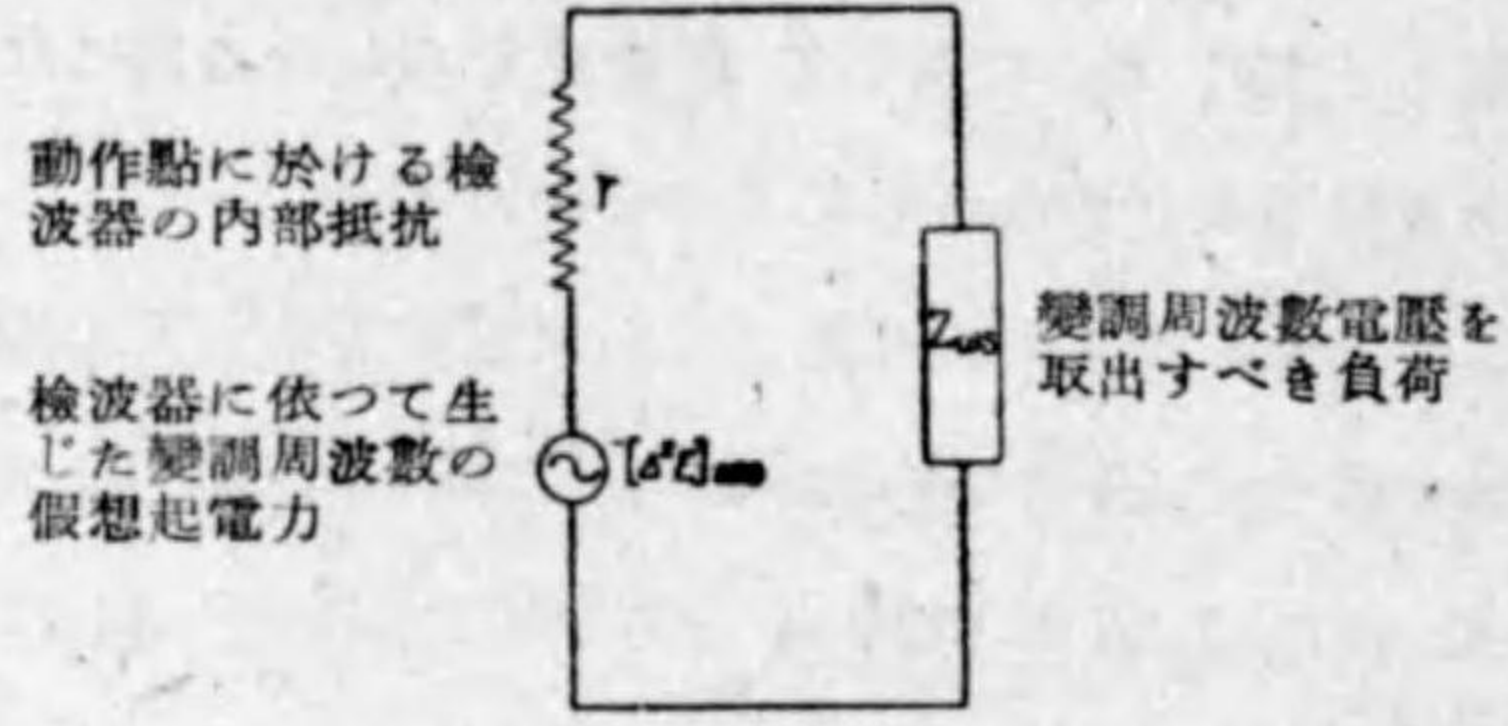
歪の部分で、これはなるべ

く少い方がよいが、拋物線

檢波に於いては理論的には

上記の値のものが生ずるの

である。*



第 136 圖

變調周波數の假想等價電壓 $[\Delta^2 E]_{\omega_s}$ はこの場合變調度 m に比例する。かかる檢波器の變調周波數における等價回路は第 136 圖の如きものとなる。

2.4 三極管檢波器

三極管檢波器による檢波もその概念に於いては、全く上述の二極檢波器の場合

と同一である。二極檢波器の場合より多くの關係要

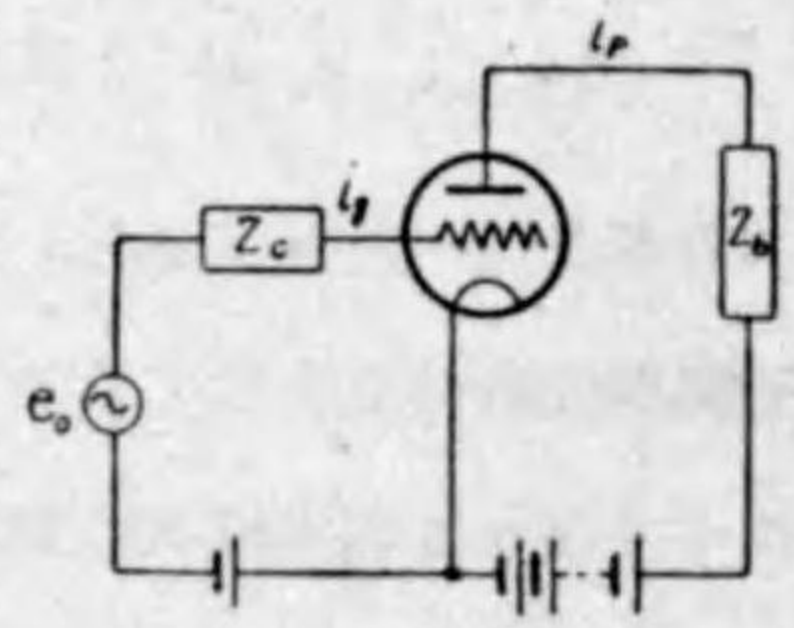
素が入つて來て、第 137 圖の如くグリッド並びにプ

レート回路にインピーダンスを有する三極管檢波回

路の一般的取扱を數式的に行ふことは適當な假定を

設けるとしても複雑になつてくる。三極管における

檢波方式には、二つの方式がある。即ちグリッド電



第 137 圖

*計算は省略してあるが二極檢波器の理論を了解された方には後述の第 5 節第 6 節とを併讀されれば了解出来ることと思ふ。更に檢波の理論の詳細を學ばんとする方は下記の書を参照されたい。

Chaffee, Theory of thermionic vacuum tubes (1933) pp. 480—587

無線工学ポケットブック 第 10 編 檢波器

壓とグリッド電流の特性の非直線性を利用するグリッド檢波（グリッド側にのみついて考へれば、二極檢波器と同じである）とグリッド電壓とプレート電流との特性の非直線性を利用するプレート檢波とがある。いま變調波電壓 $e_0 = \sqrt{2} E_0 (1 + m \sin \omega_s t) \sin \omega_s t$ を加へた場合のグリッド檢波及びプレート檢波の場合の前と同様の檢波により生ずる假想等價電壓を示すと次式の如くなる。

(a) グリッド檢波

$$\left. \begin{aligned} \text{直 流 分} \quad & [\Delta^2 E_p] = -\frac{R_c}{r_g + R_c} (Det E)_g \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) E_0^2 \\ \text{變調周波數分} \quad & [\Delta^2 E_p]_{\omega_s} = -\frac{(Z_c)_{\omega_s}}{r_g + (Z_c)_{\omega_s}} (Det E)_g \sqrt{2} m E_0^2 \\ \text{二倍の變調周波數分} \quad & [\Delta^2 E_p]_{2\omega_s} = -\frac{(Z_c)_{2\omega_s}}{r_g + (Z_c)_{2\omega_s}} (Det E)_g \frac{m^2}{2\sqrt{2}} E_0^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(126)$$

$(Det E)_g$ は、二極檢波器の場合の式 (123) の $(Det E)_d$ に相當するもので、グリッド檢波における檢波係數で、真空管の特性のみに關係するものである。

E_0 はグリッドにかかる高周波電壓の自乗平均平方根値で E_g と E_0 の關係は二極檢波器の場合の E と E_0 との關係と同じである。

(b) プレート檢波

$$\left. \begin{aligned} \text{直 流 分} \quad & [\Delta^2 E] = (Det E)_p \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) E_0^2 \\ \text{變調周波數分} \quad & [\Delta^2 E_p]_{\omega_s} = (Det E)_p \sqrt{2} m E_0^2 \\ \text{二倍の變調周波數分} \quad & [\Delta^2 E_p]_{2\omega_s} = (Det E)_p \frac{m^2}{2\sqrt{2}} E_0^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(127)$$

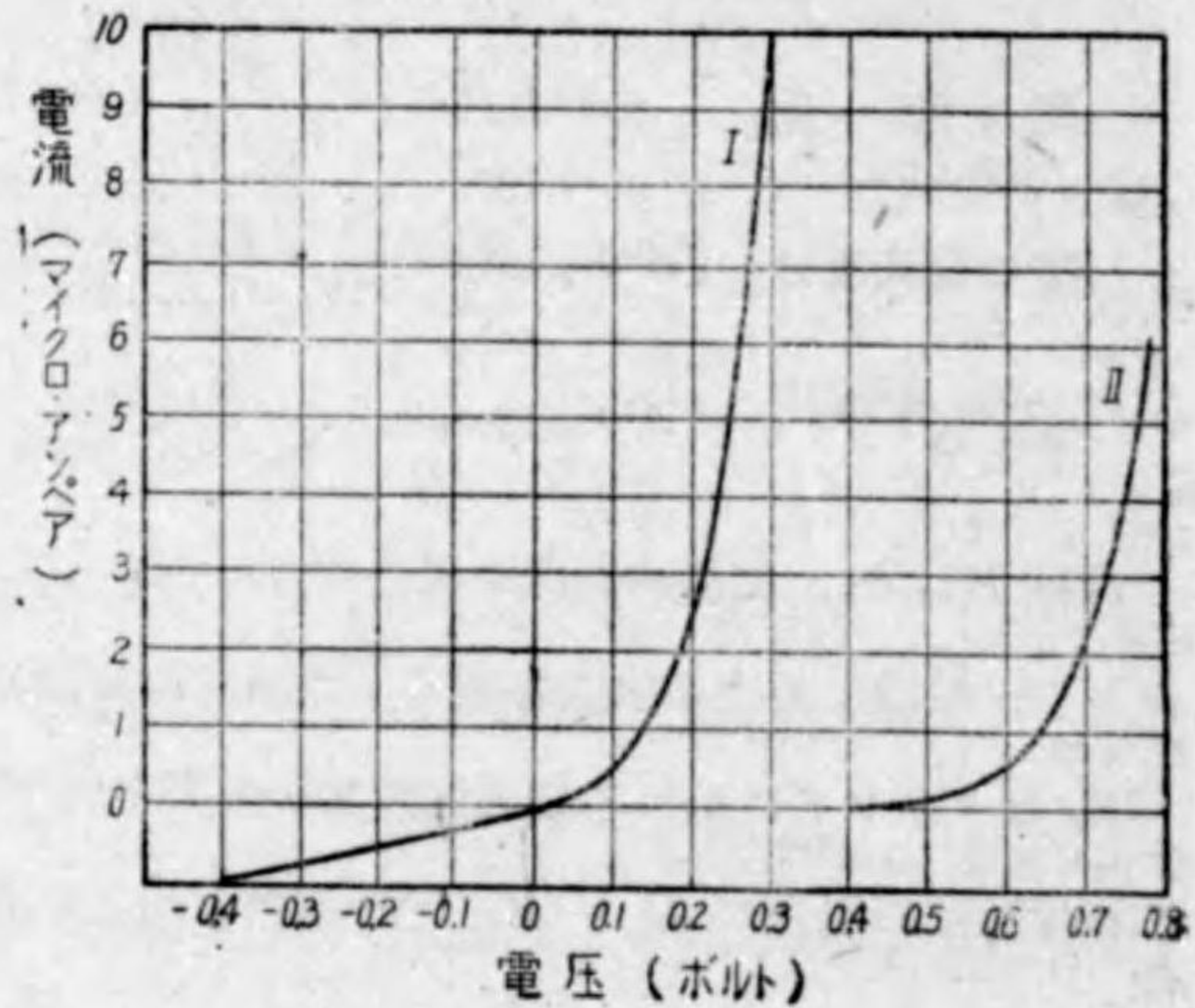
$(Det E)_p$ はプレート檢波の場合の檢波係數で大體真空管の特性によつて定まるものである。

要するに、いづれの場合にも必要なのは變調周波數分であるが、この値は電壓檢波係數及び變調度に比例し、グリッドにかかる高周波電壓の自乗に比例するものである。

第3節 鑛石檢波器

檢波器としては古くはコヒーラー (Coherer), 磁氣檢波器 (Magnetic detector), 電解液檢波器 (Electrolytic detector), 毛細管檢波器 (Capillary detector) 等が使用されたが, 現在では鑛石檢波器 (Crystal detector) と真空管檢波器のみ用ひられてゐる。鑛石檢波器の理論は前節に記述した二極檢波器の理論がそのまま適用出来る。

或る種の鑛石を金屬または他の鑛石と組合せて, これに電圧を加へると, その極性に依つて電流の大き即ち抵抗が著しく相違する。即ち電圧と電流との關係は第138圖に示す如くで, この非直線特性の適當な部分を利用して檢波を行ふこと



第 138 圖

が出来ゝ。即ち第139圖の如き接続を行へば, 受話器に信號電圧を取出すことが出来る。一次側線輪を空中線及び接地に接続すれば最も簡単な受信機が出来上るわけである。これが即ち鑛石檢波器で真空管檢波器の發達以前には最も良好な檢波器として使用された。



第 139 圖

しかしてこの鑛石の組合せとしては紅亞鉛鑛と黃銅鑛, 方鉛鑛 (ガレナ) と銅針, カーボランダムと銅針等種々なるものがある。

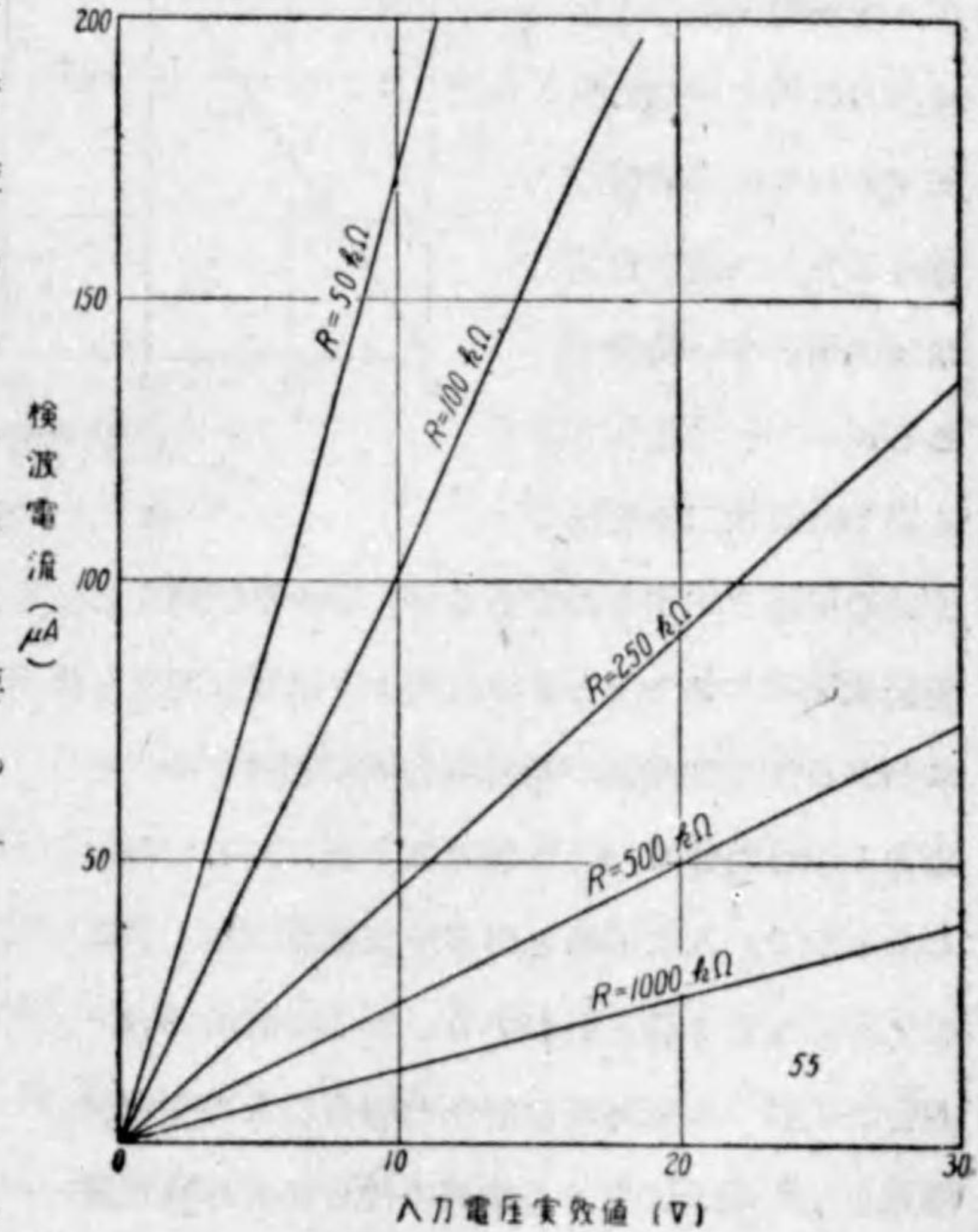
昔は觸針を動かして接觸點を變化して感度の調節を行つたが, 現在では機械的振動に對してくるひのない, 感度調節を要しない固定鑛石が使用されてゐる。

第138圖は鑛石檢波器の特性を示すものであるが, IIの如き特性を有するカーボランダム檢波器の場合には, 屈曲點が電壓零の點でないから豫め偏倚電圧を加へて, 感度最大の點に動作點を持ち來らす必要がある。

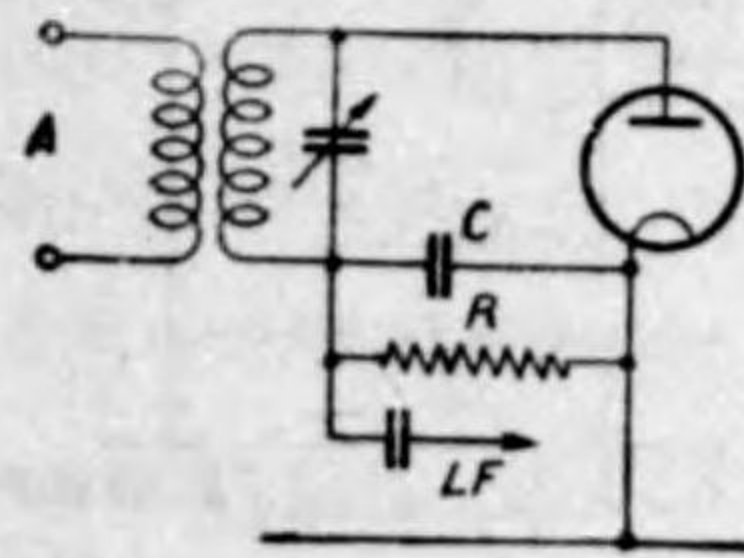
尙この他スーパーヘテロダイン受信機の第二檢波器等として酸化銅整流器を使用する場合もある。

第4節 二極管檢波

真空管檢波器として二極管檢波器 (Diode detector) は最も簡單なものであるが, 感度を最大にすることが必須の條件であつたから, 真空管檢波器としては感度のよい三極管乃至は五極管が使用されてをり, 二極管は檢波器としては殆んど使用されなかつたが, 最近の受信機では感度補償は他の處で比較的容易に行ひ得るから, 感度の問題よりも振幅の相當大なる電圧に對しても, 歪の少い檢波法が要求される場合があり, 且つ自動音量調節装置を附加す



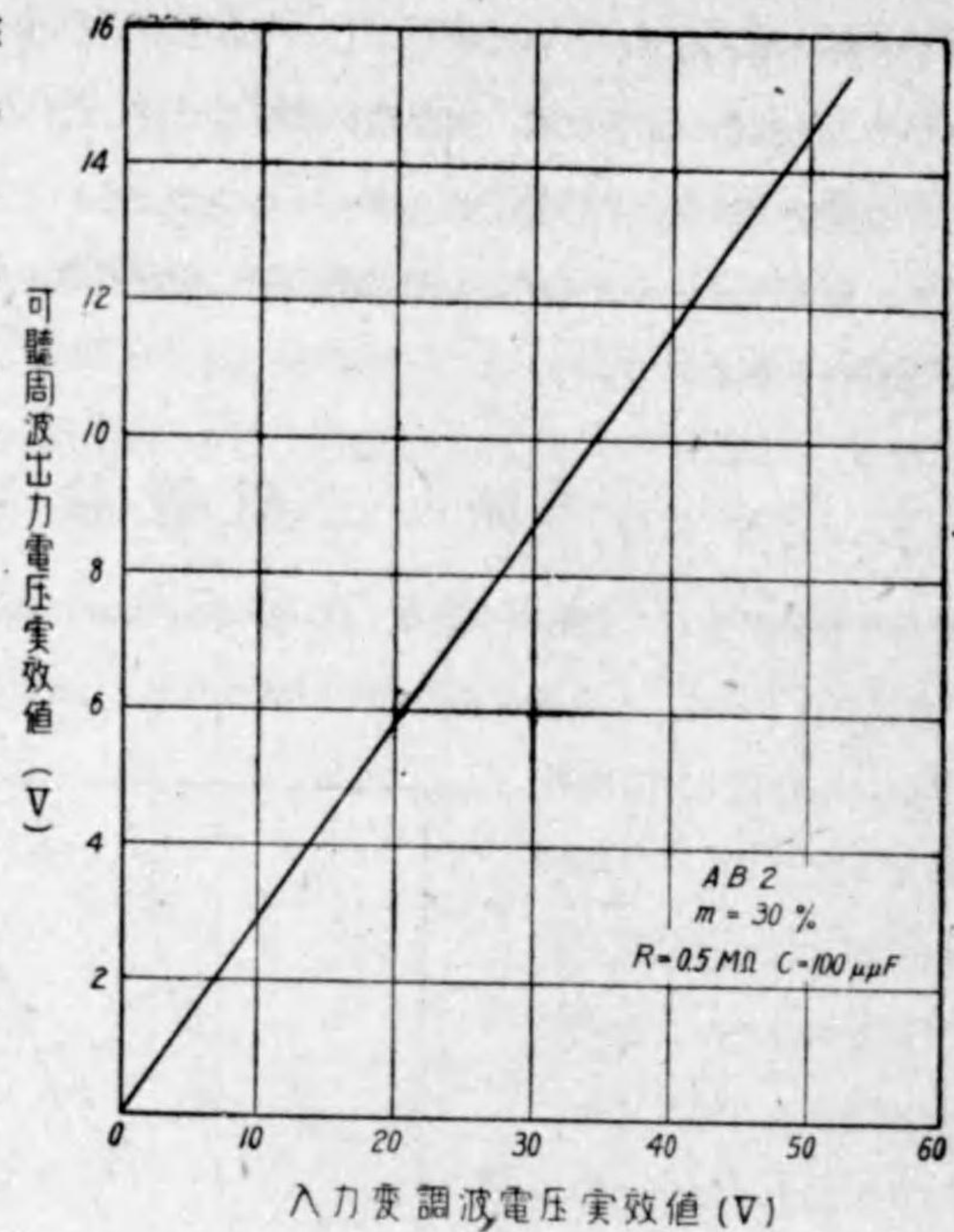
第 141 圖



第 140 圖

る受信機が増加して来たため、かかる目的の爲に（例へばスーパーヘテロダイン受信機の第二検波器として）二極管検波が賞用されてゐる。

二極管検波は多極管検波に比し感度は劣るが、比較的振幅の大なる入力に對し、次に説明する如き直線的検波特性を有し、歪の發生原因個所が少い特徴がある。

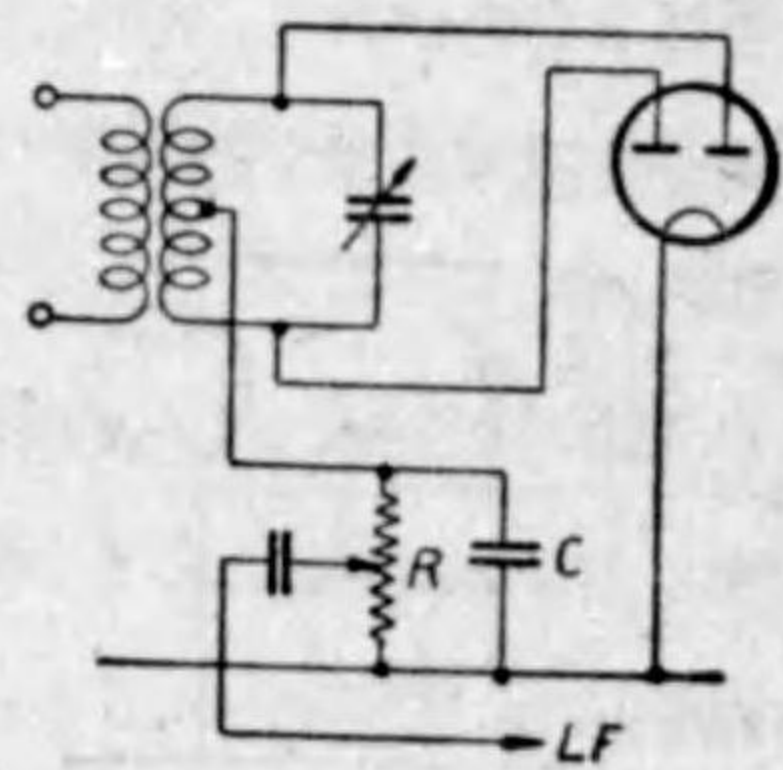


第 142 圖

第 140 圖は二極管検

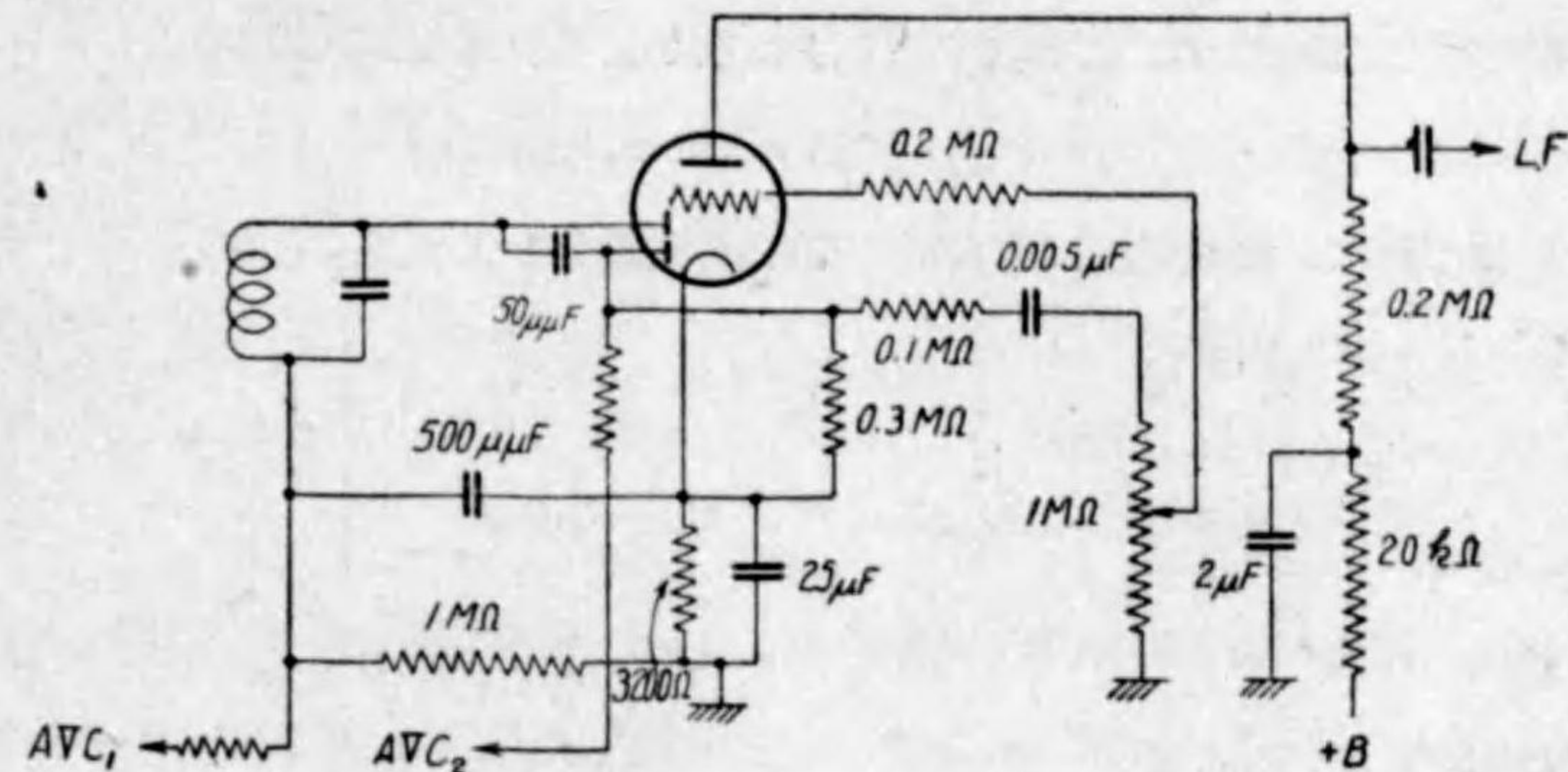
波器の接続を示すものであるが、もはや説明する迄もないことと思ふが、Aより變調波電圧を加へるときは負荷より信號波電圧を取出すことが出来る。第 141 圖

はかかる二極管検波器に無變調高周波電圧を加へた場合の動作特性で、R の種々なる値に對して測定したもので、入力電圧と出力検波電流は殆んど直線的關係にあることがわかる。第 142 圖は 30% の變調を行つた變調波を加へた場合の入力變調波電圧と R 端子に生ずる検波に得られた可聴周波電圧の關係を示すものである。



第 143 圖

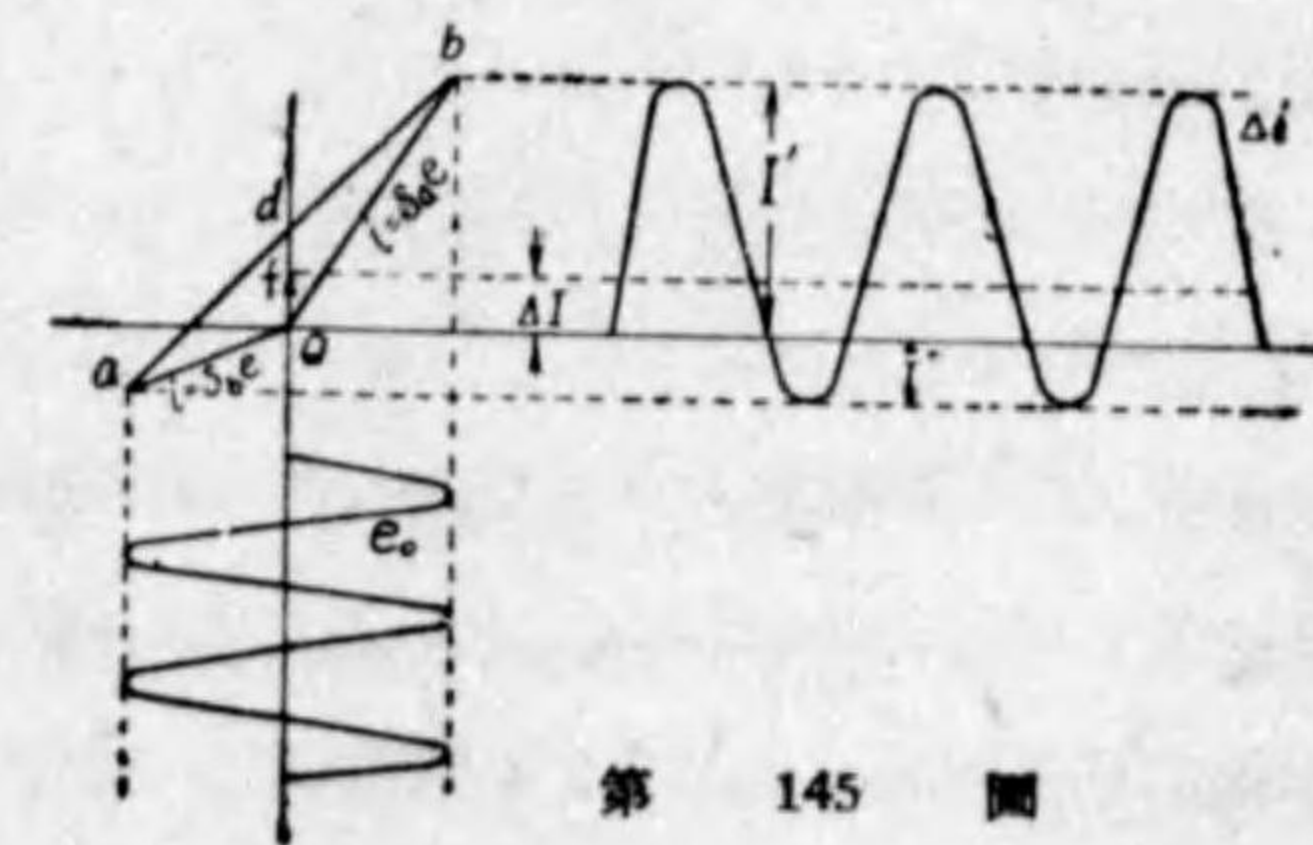
更に實際にはプレートに二個有する複二極管がよく使用されるのであつて、第 143 圖はこれを使用して全波整流型の接続を行つた檢波回路例を示すものである。この複二極管はかかる使用法他に、一方のプレートは通常の復調の目的に使用し、他方のプレートは、自動音量調節用の直流電圧を得るのに屢々使用される。更にこの複二極管とカソードを共用にした三極管或ひは五極管と同封し檢波して得られた電圧を同一管に於いて増幅する複二極三極管或ひは複二極五極管も使用されてゐる。第 144 圖は複二極三極管の回路接続用を示すもので、やや複雑であるが實例として回路常數を入れて参考に供する。



第 144 圖

直線檢波

檢波器の檢波出力が入力電圧の振幅に比例する如き檢波法を直線檢波 (Linear detection) といひ、檢波器により再現された可聴周波 (信號波) 出力が入力の變調せられた無線周波電圧の變調波形に正確に一致するものをいふ。



第 145 圖

いま特性が第 145 圖の aQb の

如き検波器、即ち Q 点を中心として正の方にはコンダクタンス S_a 即ち $i = S_a e$ なる直線的特性を有し、負の方には $i = S_b e$ なる直線的特性を有する理想的の検波器を考へる。かかる検波器の Q 点に圖の如く $e_0 = \sqrt{2} E_0 \sin \omega t$ なる電圧を加ふれば圖の如き電流 Δi を得るが、この場合の検波電流 ΔI は ((2.1) 及び第133圖参照)

$$\Delta I = \frac{1}{\pi} (I' - I'') = \frac{\sqrt{2}}{\pi} (S_a - S_b) E_0 \dots\dots\dots(128)$$

となり、 ΔI は $\frac{2}{\pi} Qd$ となる (前述の 2.1 拋物線検波の場合は $\frac{1}{\pi}$ でなく $\frac{1}{4}$ となつてゐる)

即ち検波電流は E_0 に比例することになる。これに變調波電壓

$$e_0 = \sqrt{2} E_0 (1 + m \sin \omega_s t) \sin \omega_c t$$

を加ふれば、検波電流は直流分と變調周波數分とより成り

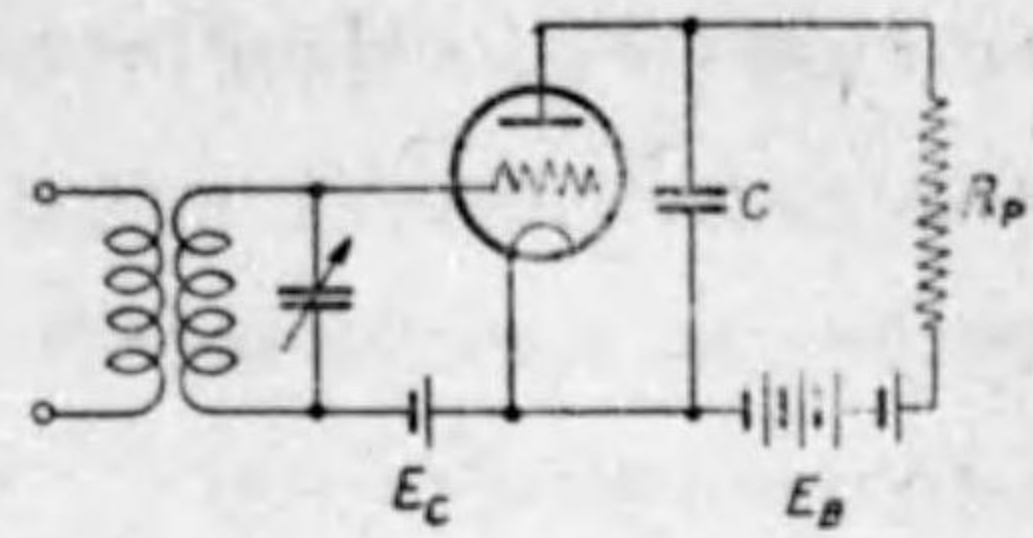
$$\left. \begin{array}{l} \text{直 流 分} \quad \Delta I = \frac{\sqrt{2}}{\pi} (S_a - S_b) E_0 \\ \text{變調周波數分} \quad (\Delta I) \omega_s = \frac{\sqrt{2}}{\pi} (S_a - S_b) m E_0 \end{array} \right\} \dots\dots\dots(129)$$

となり、前述の拋物線検波の場合の如く $2\omega_s$ の項は出てこず、完全なる信號波の再生を行ひ得るもので、 m 及び E_0 に比例した出力を得る故かかる特性を有する検波器に於いては直線検波が行ひ得る。實際問題としてはかかる理想的特性を得るといふことは困難であるが、前述の二極管検波及び後述のパワー検波に於いては入力電圧を大ならしめ、回路常數を適當に選擇して直線検波に近からしめる検波法を行ふものである。

第5節 プレート検波

グリッド電壓對プレート電流特性の非直線部分を利用して行ふ検波法をプレート検波 (Plate detection) といふ。その接続は第146圖の如く、グリッドには負の偏倚電壓を加へてグリッド電流は流れぬやうにして、グリッド電壓對プレート

電流特性の彎曲部に動作基點を定める。而して、これに變調波電壓を加へれば (前掲の第131圖の横軸をグリッド電壓とし、縦軸をプレート電流と考へればよい)、プレート平均電流は信號波に従つて變化する故



第146圖

(第131圖右方)、プレート側に濾波器を設けて信號波を取出すことが出来る。かかる三極管 (四極管、五極管でも勿論同じであるが) による検波法は上述の二極管検波器よりもはるかに感度がよく、微小電壓を検波することが出来る。(2.4) に示した如く、到來電波が微弱なものに対しては、自乗検波を行ふとみられるから検波器の出力は、大體入力電壓の自乗に比例すると考へられる。従つて第二高調波の歪も出てくる。

一般に検波器における要求は感度が良好で、周波數歪が少いといふことであるが、このプレート検波の場合のこれらの要求に対しては次の條件が與へられてゐる。

(a) 感度大なるための條件

$$(r_p \times C \times \omega_c \gg 1)^2 \dots\dots\dots(130)$$

(b) 周波數歪小なるための條件

$$(r_p \times C \times \omega_s \ll 1)^2 \dots\dots\dots(131)$$

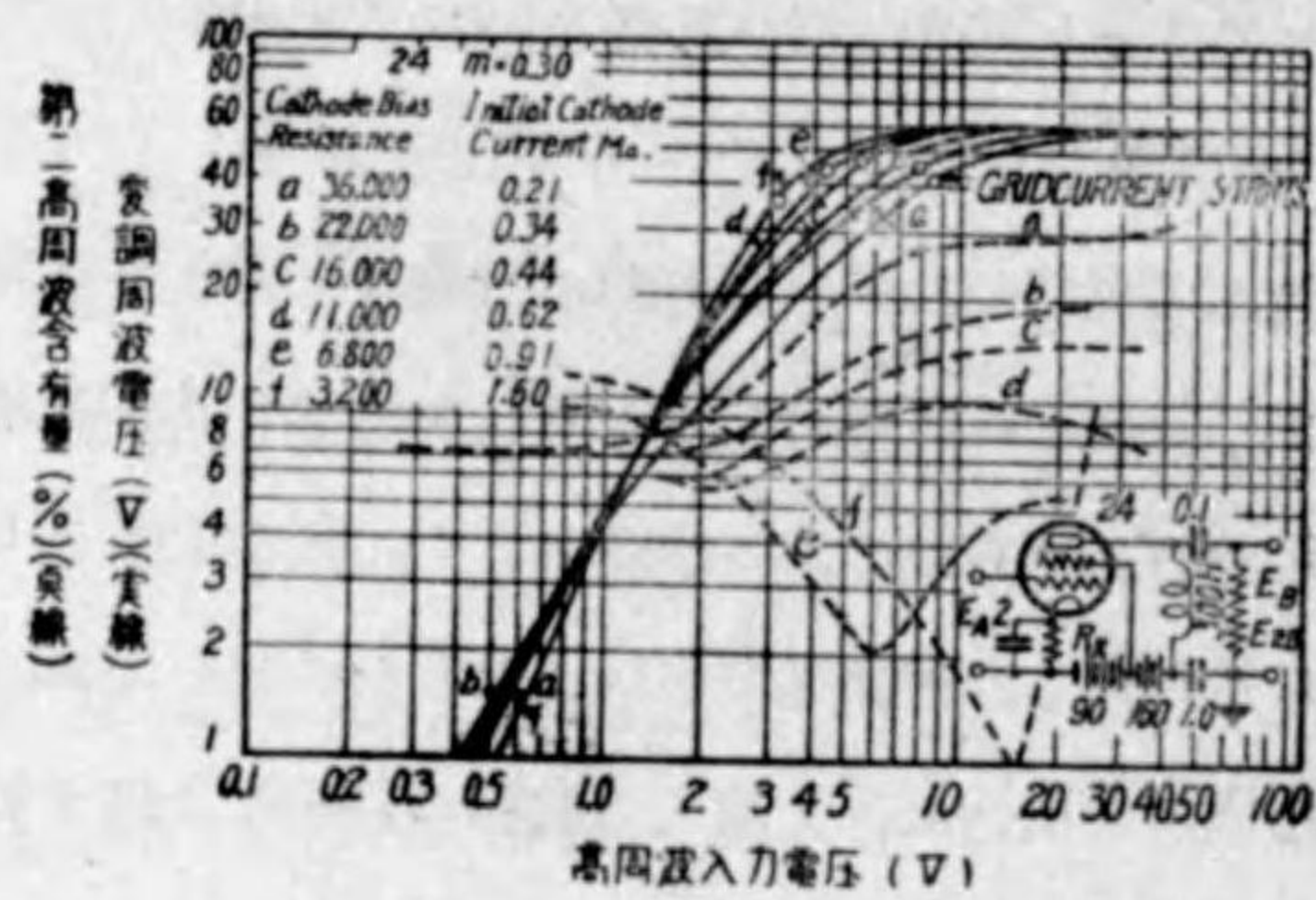
但 C は第146圖に示す如き、プレート側の高周波側路蓄電器の容量を示すものである。

即ちプレート側の側路蓄電器の容量 C は検波感度を増すためには、大なる値を選定せねばならぬが、一方これが可聴周波の側路となつては、周波數歪を増すことになるから小さい値を選ばなければならない。結局 C は兩方を考慮して決定せねばならない。

プレート検波は次のグリッド検波に比しやや感度が劣るが、歪の點では後者が

グリッド側とプレート側の両方にその発生原因を有するに對し、前者はプレート側のみであるから比較的入力が大なる場合にも割合に歪が少ない利點がある（一般論として）。故に感度は多少悪くても（実際には大した相違はないが）歪の少ない検波が行ひたい時にはプレート検波が使用される。

第147圖は真空管24のプレート検波特性を示したもので、自動バイアス電圧を使用せるもので、その抵抗値を種々變化した値をとつてある。點線は出力中の第二高調波の含有量を示したものである。

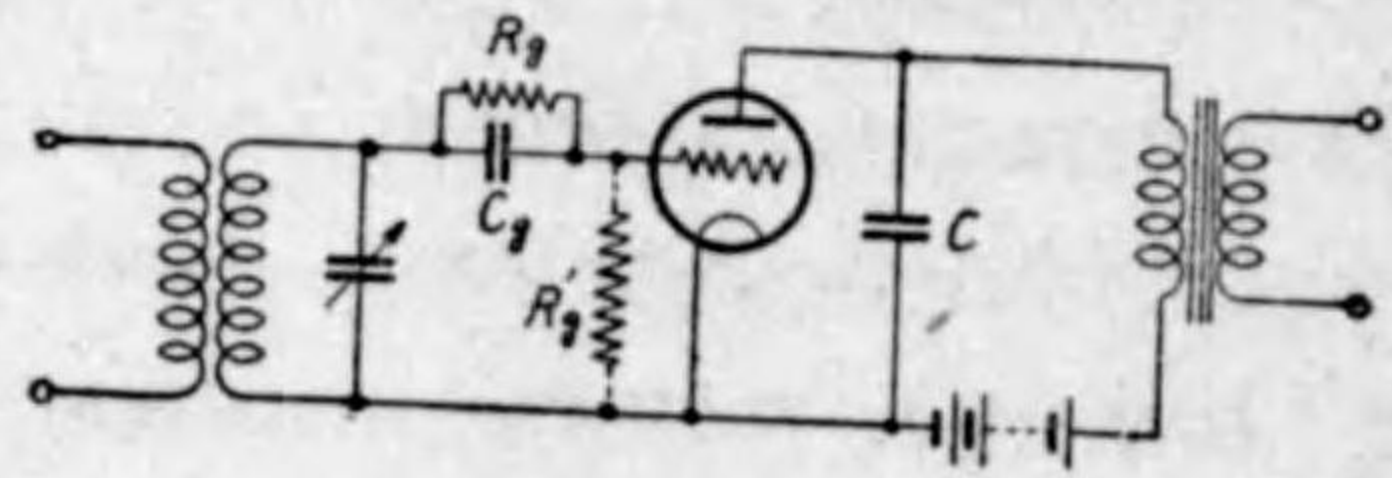


第147圖

第6節 グリッド検波

第148圖はグリッド検波 (Grid detection) の場合の接続を示すものである。

グリッド検波に於いては、グリッド電圧對グリッド電流特性の、非直線部分を使用するものであるから、プレート検波の場合と異なり、グリッド

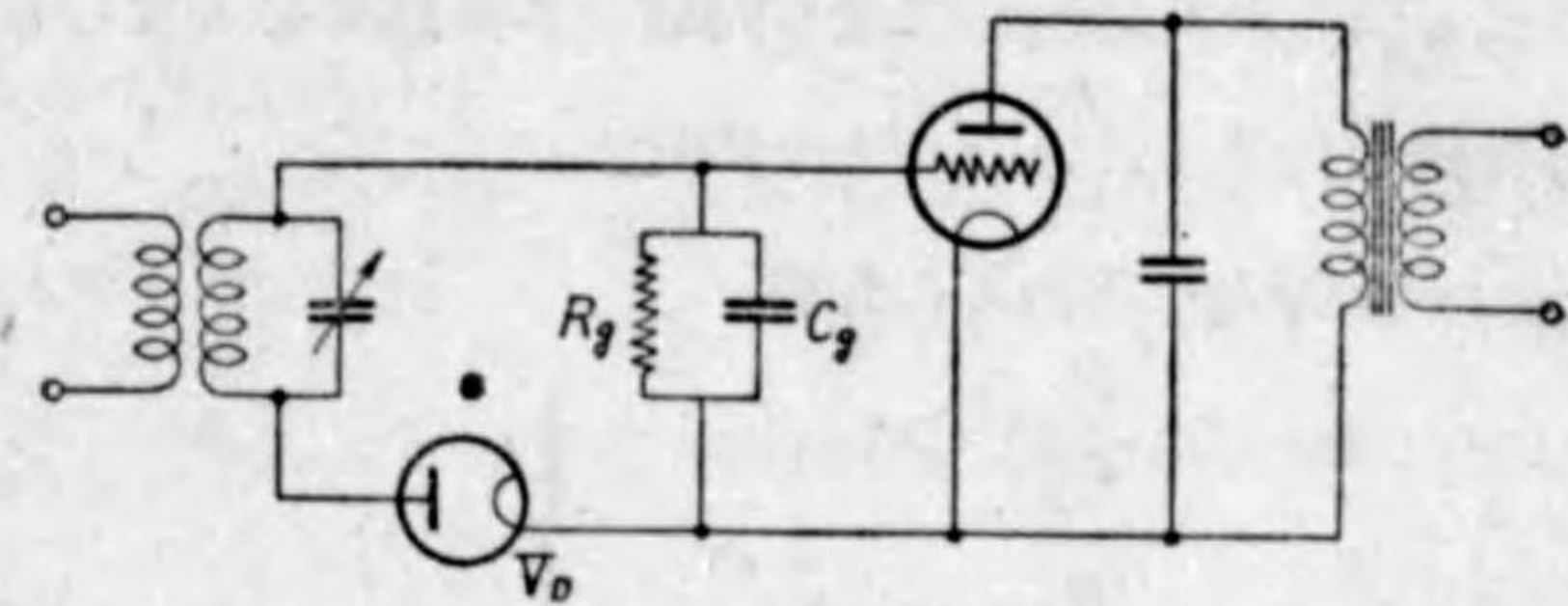


第148圖

電流を流すことになる。従つてグリッド検波の場合には第146圖の如く、 E_c といふ負の偏倚電圧は接続せず、寧ろ直熱型陰極の場合には、グリッド歸線をフィラメントの正の端子に接するやうにする。第146圖と第148圖との今一つの相違は、後者の場合にはグリッドに直列に、グリッド漏洩抵抗 R_g とグリッド蓄電器 C_g とが接続されてゐることである。即ち C_g により高周波の電圧は殆んど電圧

降下なしに、グリッドにかかるやうにする。 R_g はグリッド回路の負荷抵抗で、グリッド電流が流れれば、これによつて、グリッド電壓對グリッド電流特性上の動作基點が定まり、また高周波電圧が加はつて検波電流を生ずれば、 R_g 端子には検波電圧を生ずる。 R_g はまた同圖 R_g' の如くグリッドとカソードの間に入れてもよい(高周波電圧が零の時には C_g を通して放電する)。要するにグリッド検波では、グリッド回路は二極検波器の場合と同様であつて、検波はグリッド回路に於いて行はれ、 R_g 端子に生じた可聴周波電圧がプレート側に増幅されるのである。即ち第148圖は第

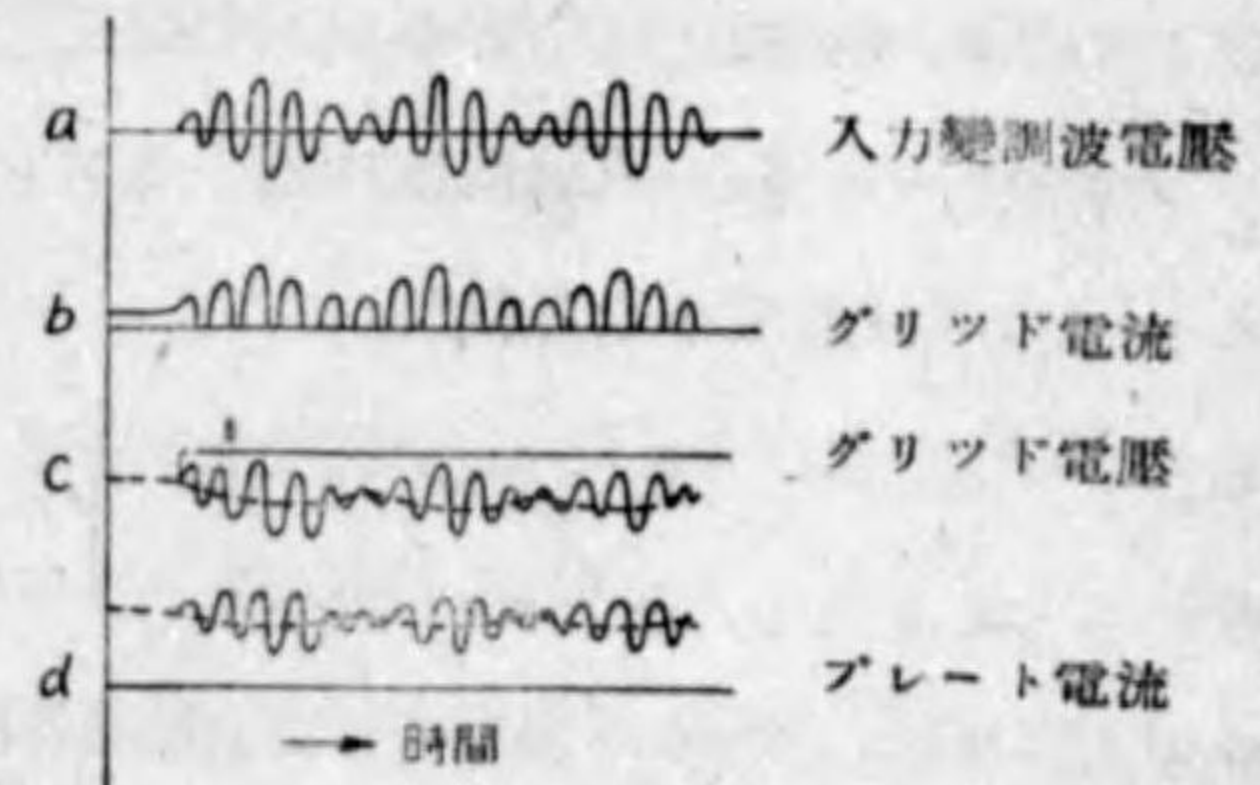
149圖の如く考へることが出来る。即ちグリッド検波器は検波と増幅とを同一管に於いて行つてゐると考へられ



第149圖

るのであつて、グリッド回路は検波器として最良の状態におき、グリッド電壓對プレート電流の特性は、増幅器としての最良の状態におかねばならぬ。

更にその機構を第150圖を以つて説明すれば、 a の如き變調波電圧を加へると、グリッド電流は b の如く流れ、グリッド電流の大なる時には R_g による電圧降下のために、グリッド電圧は下るからグリッド電圧は c の如くなり、平均電圧は點線のやうになる。従



第150圖

つてプレート電流 (グリッド電圧とプレート電流の特性は、直線部分におかれてあるから) は d の如く變化する。即ちグリッド検波に於いては検波によりプレート平均電流は減少する(プレート検波の場合には増加した)。即ちグリッド検波

に加算すべきプレート検波は負の特性でなければならぬから（飽和電流）一般にはプレート検波の起らぬやう、グリッド側を最良の検波状態にプレート側を最良の増幅状態におくことが必要である。

グリッド検波の場合も、プレート検波と同様入力電圧が小なる限り大體検波により得られる變調周波數分の出力は、入力高周波電壓（詳しくはグリッド入力電壓）の自乗に比例し、且つ變調度 m に比例する（127 式に示した通り）。

次にグリッド検波の場合につきプレート検波の場合の（130）、（131）式に相當する式、即ち検波器として最も問題である感度を大ならしめ、周波數歪を小にする條件式を計算すると次のやうになる。

(a) 感度大なるための條件

$$\left. \begin{aligned} \frac{C_g}{C_p} &\gg 1 \\ \frac{R_g}{r_g} &\gg 1 \\ \frac{Z_s}{r_p} &\gg 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (132)$$

但し C_p = 高周波に對する真空管等價入力容量
 r_g = 真空管等價入力抵抗
 Z_s = 可聴周波に對するプレート負荷インピーダンス

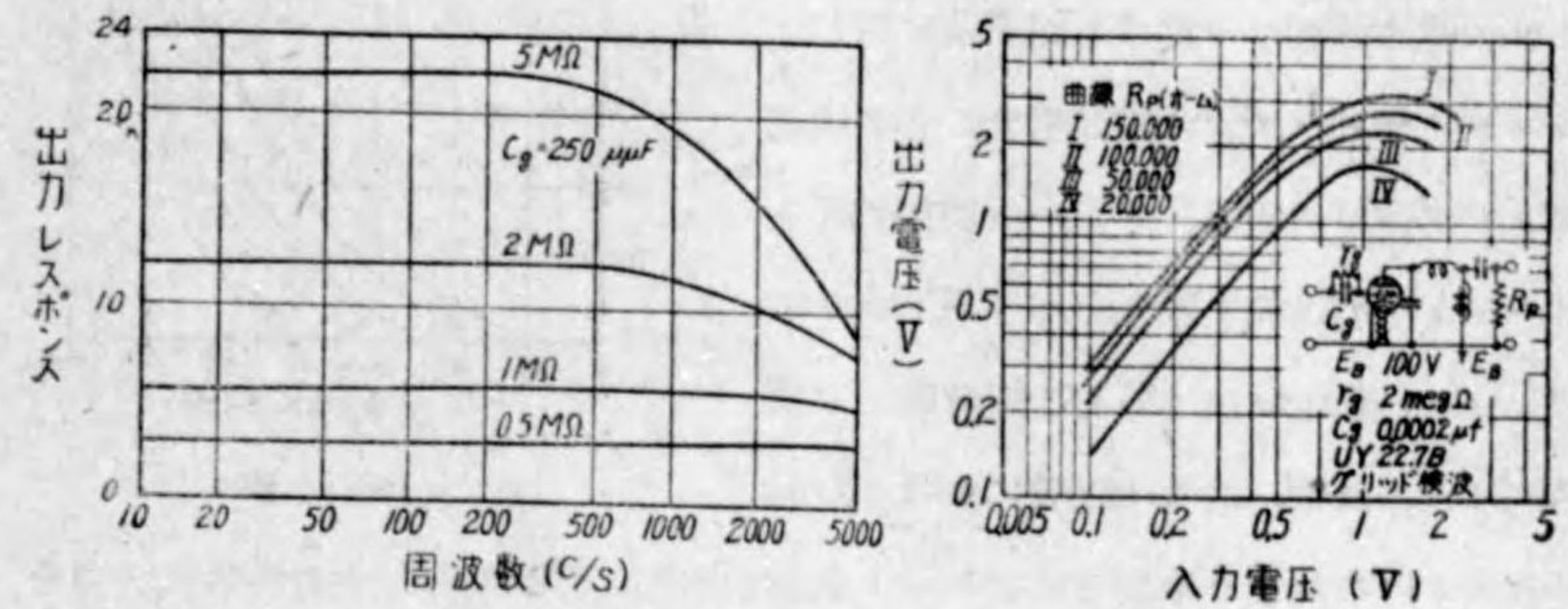
(b) 周波數歪小なる條件

$$\left. \begin{aligned} (r_p C_p \omega_s)^2 &\ll 1 \\ (r_p C \omega_s)^2 &\ll 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (133)$$

上式の詳しい吟味は省略するが、要するに感度及び周波數歪に R_g 及び C_g の値が大いに關係するのであつて、 R_g を大ならしむれば感度はよくなる。しかし R_g が餘り大きいと C_g の放電が遅くなつて高可聴周波部分の特性が悪くなる（第151圖参照）。又 C_g も大なる方が感度はよくなるが、餘り大きいと周波數歪を増すことになる。放送電波の検波の場合には C_g は $100 \mu\mu F$ から $300 \mu\mu F$ 、 R_g

は $0.5 M\Omega$ 至乃 $2 M\Omega$ 程度のものを使用する。

第152圖は種々なるプレート負荷に對する真空管 227 B のグリッド検波特性を示したものである。



第 151 圖

第 152 圖

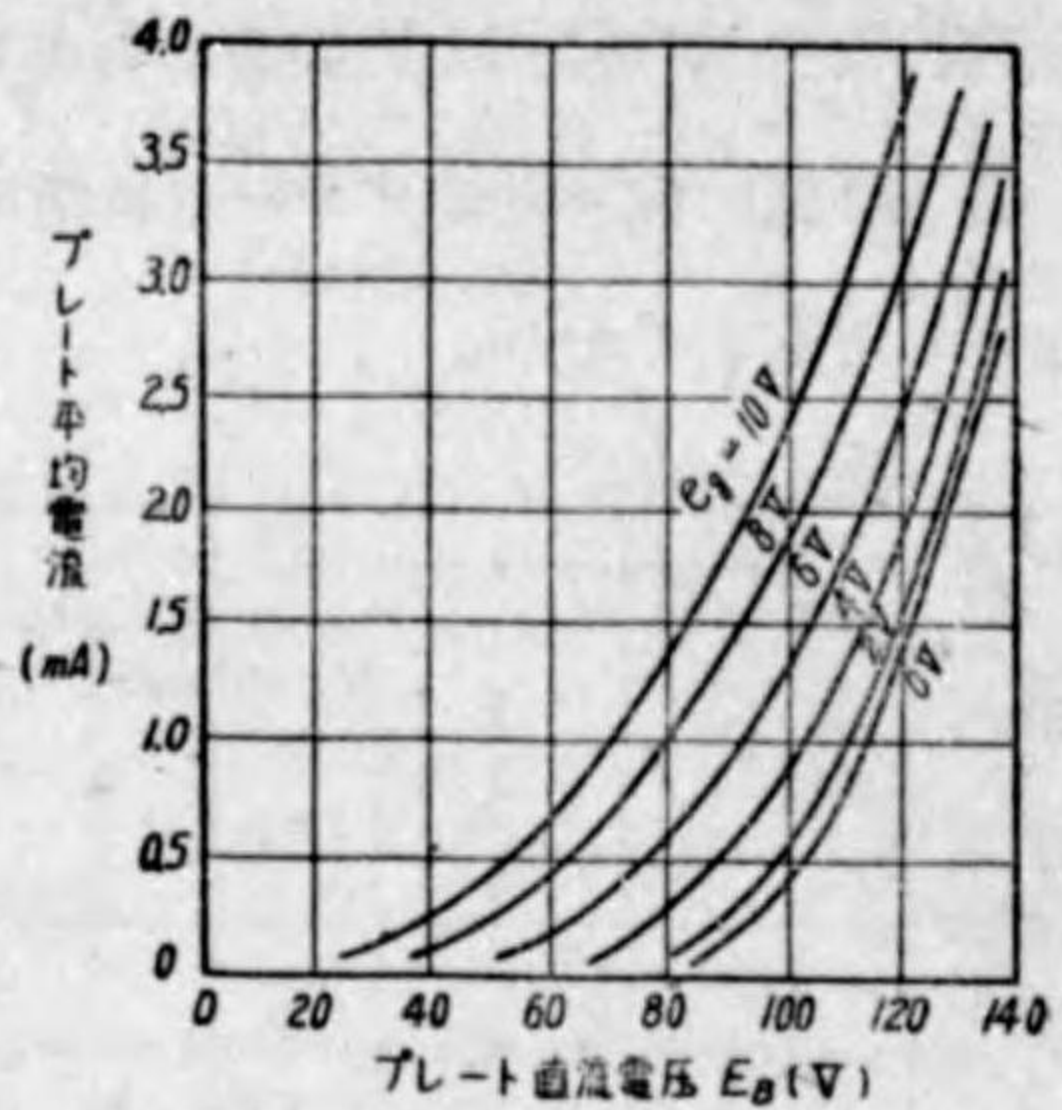
第7節 パワー検波

以上の如く到來電波の微弱なる場合には、グリッド検波に於いても、プレート検波に於いても、出力はほぼ入力電壓の自乗に比例する故、自乗検波に於いて出力の歪の尺度となるものは第二高調波量である。しかしてこの量は入力電壓及び變調度の自乗に比例して増加する。この他、變調を深くした場合や入力電壓の大になつた場合には、種々の原因による歪が混入してくる。

故にかかる歪を避けるため、信號電壓を大ならしめ、一方電源電壓並びに回路常數を適當に選定し、その半波の大部分を特性曲線の直線部分にくる如く、即ち前に説明した直線検波の状態に近からしめる如く動作基點を定め、これにより検波する方法をパワー検波といふ。以下プレート検波並びにグリッド検波につき、入力電壓の大になつた場合の取扱ひを行ふこととする。

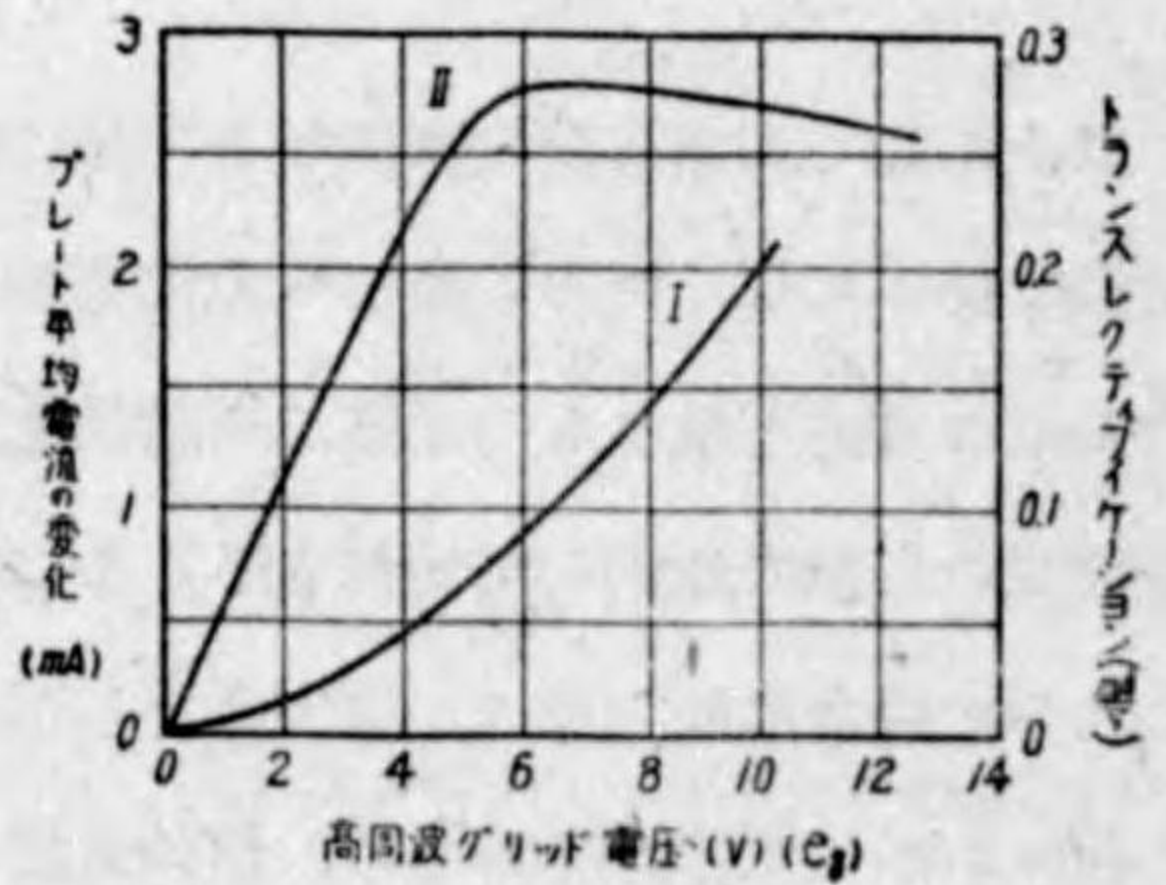
實際問題として入力の大なる場合には、二次以上の項が省略出來ず、理論的取扱ひは仲々困難であつて、或る程度の實驗的結果にまつ他はない。

検波状態を探求することは、前述の如く入力電圧に対し平均電流の変化を求むることである。今プレート検波管において、グリッド偏倚電圧を一定にし高周波に対しプレートインピーダンス零の場合、各高周波グリッド電圧に対し、プレート電源電圧とプレート平均電流の関係を示す Transrectification diagram (第153圖参照) を實驗的に求めれば、恰も増幅管における静特性の如くにこれより検波管にプレート負荷があり、變調波を加へた場合につきその動作状態を知ることが出来るのである。



第 153 圖

第154圖において曲線Ⅰはこの Transrectification diagram より一定のプレート電圧に対し、高周波グリッド電圧と平均プレート電流の増加との関係を求めたもので、6V 以下においてはほぼ入力電圧の自乗に比例し、それ以上においては直線的に変化する。また同圖の曲線Ⅱはプレート電圧一定の場合の $\frac{\partial I_{p0}}{\partial e_{gm}}$ の値即ち Transrectification の値をグリッド電圧に對してとつたもので、これが水平の部分においては直線検波が得られるわけである。



第 154 圖

一般に四極管、五極管は検波感度はよいが、グリッド電圧が増すと飽和が早く、グリッド電流が流れるからパワープレート検波を行ふ場合は三極管の方がよい。

グリッド検波管においては入力電圧が増すと、プレート検波作用を生じ、急激

に至るが増すが、グリッド蓄電器並びに漏洩抵抗を適當に選び、プレート電圧を高めることによりパワー検波を行ひ得る。グリッド検波は感度最良の状態にて使用する場合プレート検波に比し、グリッド電圧が増すと歪が増すが、回路常數及び電圧の選定によりプレート検波に劣らぬ直線的検波をも行ひ得る。プレート検波作用を避けるためプレート電圧を高め、プレート回路に高い抵抗を挿入し、検波電圧により自動的にプレート電圧を大にするのもよい。

Terman はグリッド・パワー検波において、次の條件が満足し得る範囲においてはパワー検波を行ひ得ることを示してゐる。(次式の誘導は簡単に出来るが省略する)

$$\frac{X}{R_g} \geq \frac{m}{\sqrt{1-m^2}} \dots\dots\dots(134)$$

但し X は變調周波數に對する實效グリッド蓄電器 (真空管入力容量を含む) のリアクタンスとする。

グリッドパワー検波においては C_g は $50 \mu\mu F$ 乃至 $100 \mu\mu F$, R_g は $0.2 M\Omega$ 乃至 $0.5 M\Omega$ 程度に選ぶ。

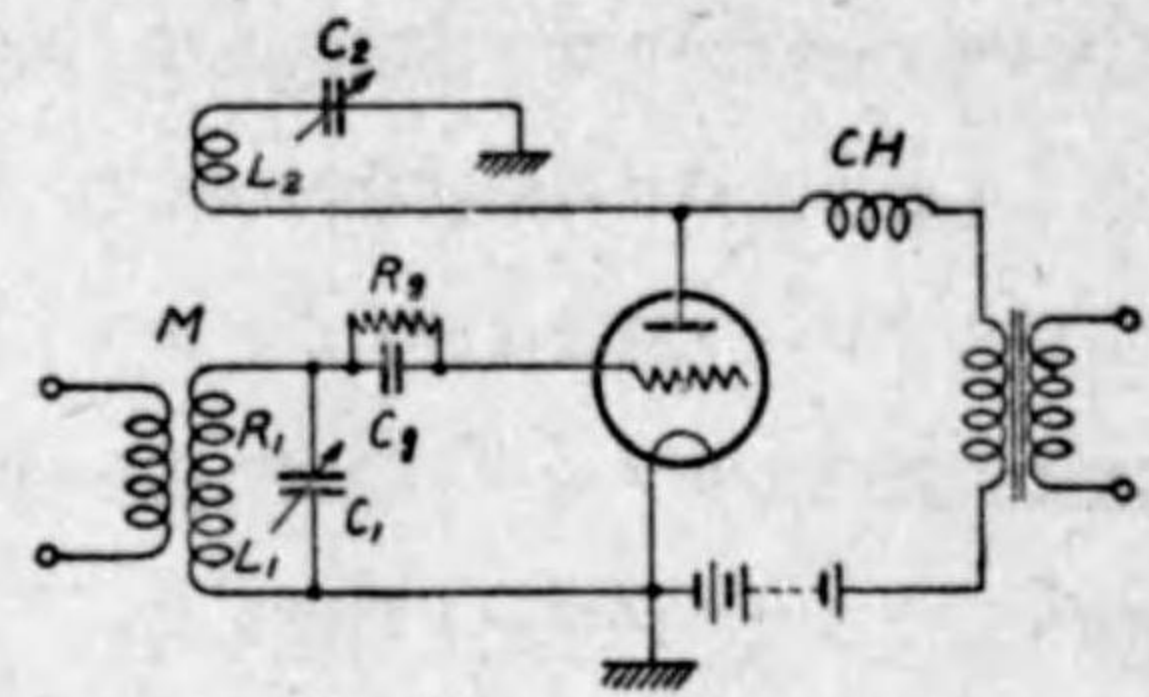
第8節 再生検波

検波器に高周波の再生増幅作用 [再生検波器 (Regenerative detector) に於いても再生に關しては無線周波増幅器と同様である。第一章第三節 (3.4) 参照] を附加した検波の一變形である。即ちプレート回路よりグリッド回路へ電磁的或は容量的に高周波勢力の一部を饋還し、入力回路の損失を補償し、入力回路の實效抵抗を減少せしめ、實效入力誘起電圧を大となし、感度並びに選擇度を増加せしめる検波法である。

第155圖は再生検波回路の一例で、プレート回路に再生用線輪 L_2 (Tickler coil, Reaction coil, Feedback coil) を挿入し、同調線輪 L_1 との間に適當な

相互インダクタンス M を持たせ、再生調節用蓄電器 C_2 を調節して恰度發振しようとする状態におくのである。

即ち同調線輪の抵抗、グリッドコンダクタンスによる損失、及び圖の接続では一般に高周波に對しプレート側は容量的であるからグリッド、プレート間の容量のための入力回路の減幅等を L_2 による負抵抗により緩和せんとするものである。



第 155 圖

勿論前述の如く再生により入力回路の實効リアクタンスを変化させ、僅かながら同調周波數を変化せしめる。

圖に於いては再生度を C_2 により變化せしめてゐるが、その他 M を調節する方法、可變抵抗を再生線輪と直列或ひは並列に入れて調節する法、プレート電壓を變化し、プレート抵抗を變化して調節する方法等、種々な調節法がある。

何れにしても再生檢波法は發振の起り始まらうとする相當際どいところで、受信するのであるから何等かの調節を必要とする。

また再生檢波管は發振するとき、軟い發振状態に入ることが必要で、硬い發振を起し易いプレート檢波管に再生を附加する場合は、軟い發振状態に導くよう工夫せねばならぬ。

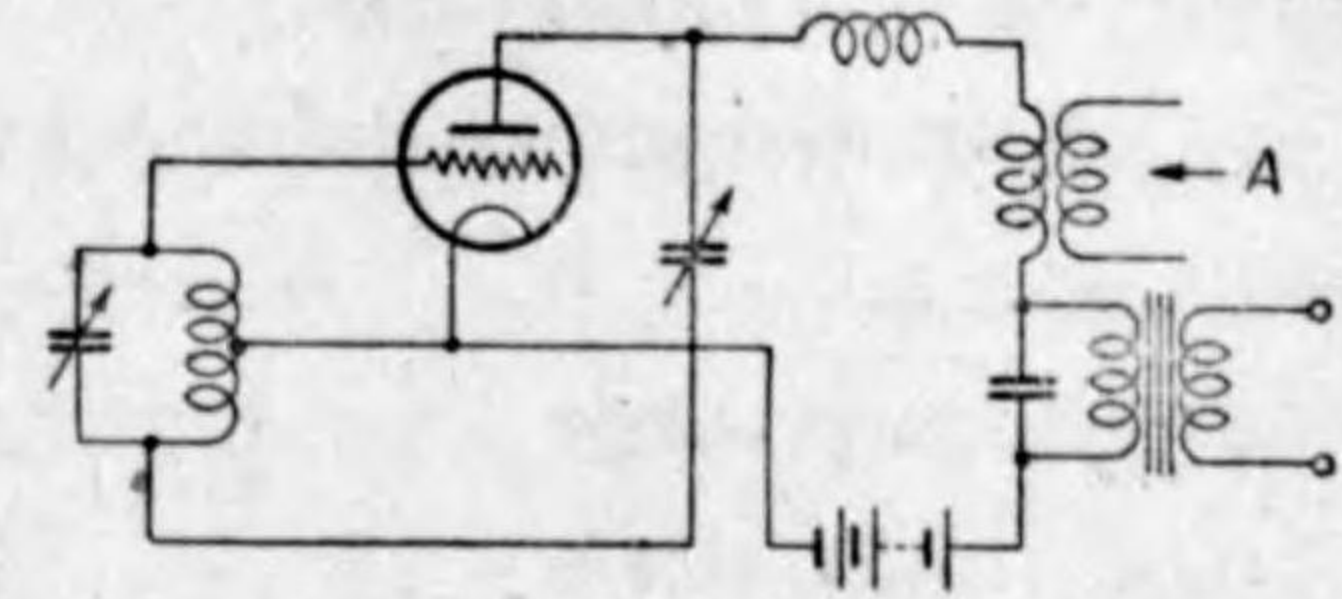
再生檢波法は受信機の感度並びに選擇度を増す最も安價な方法であるため、現在我國の放送聴取用受信機の大半が、この檢波法を採用してゐる。従つて所謂再生障害の悪影響が甚しい。依つて適當な逆再生法をほどこした種々なる無妨害式の再生檢波法が考究されてゐる。

また一方放送聴取用受信機の如く、受信周波數帯の廣いものにあつては、その周波數範圍に於いて、一樣なる感度並びに選擇度を得るやうに、再生回路を設計せねばならぬ。第155圖の如き回路に於いて C_2 と直列に適當なる抵抗を挿入す

るのもその一例である。

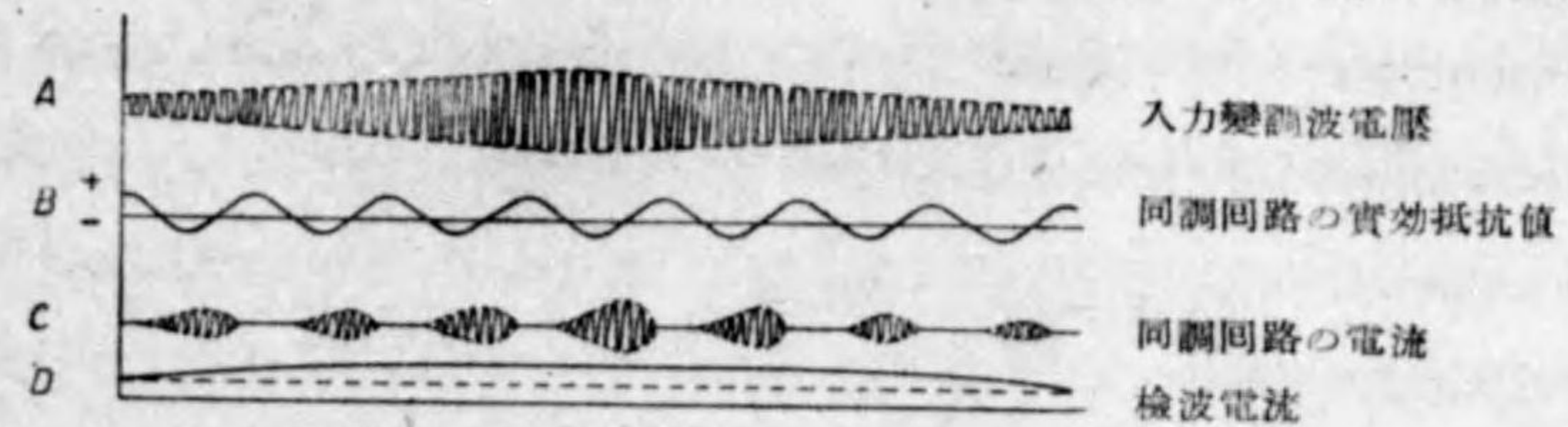
第9節 超再生檢波

上述の再生檢波法に於いては充分の感度を増し、選擇度を高める爲には再生度を高めて、正に局部發振が起らうとする相當際どいところまでもつて行かねばならない。これがため同調回路の實効抵抗は極めて零に近いので、檢波回路の些少の状況の變化で發振を起し



第 156 圖

易く、發振を起すとそのままになつて檢波作用を失つてしまふ場合がある。超再生檢波 (Super-regenerative detection) といふのは、この缺點を除くもので、再生度を周期的に變化させ發振を起したり停めたりするのであつて、回路の實効抵抗は交互に正負となり、その平均は極めて零に近い小さなものとする。第156圖はかかる超再生檢波の檢波回路を示すもので、回路接続は再生檢波の場合と同様であるが、唯この場合には再生檢波の場合と異なり、實際に發振せしめるのであつて、その發振を上述のやうに A より超可聴周波數の電壓を入れて制御するわけで、この周波數のことを瞬滅周波數 (Quenching frequency) といふ。



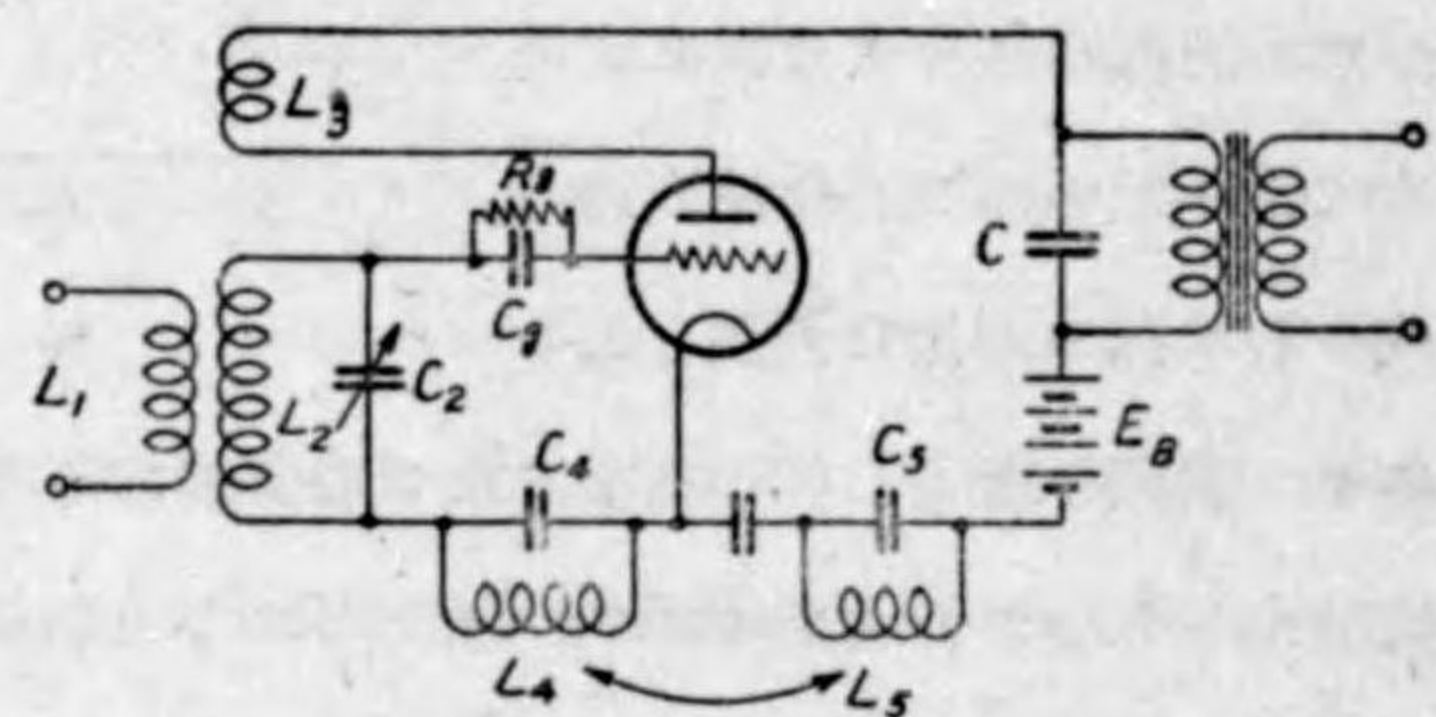
第 157 圖

今第157圖 A の如き變調された高周波電壓を第156圖のグリッド同調回路に加へると、その回路は B の如く瞬滅周波數に相當して實効抵抗が變化してゐる

が、同回路の振動電流は到来電波の強弱により変化するわけで、つまり同圖 C の如くなる。故にこれを検波した検波電流は D の如く、入力電圧に従つて変化することになる。第156圖の回路に於いては瞬減発振器(Quenching oscillator)を別に設けてあるが、これは検波管自身によつて第157圖の如く $L_4 C_4$ 及び $L_5 C_5$ を設けて起すことも出来る。

一般には瞬減周波数を低くすれば感度は増すが、入力が大となつても検波電流は増加しなくなる。

超再生検波法は高い増幅性を有し感度はよいが、選択性はよろしくない。また本検波法は到来電波のないとき、或ひは極めて微弱なる場合は、間歇振動が不揃に発生するた
めに特有の雑音を発生する。



第 158 圖

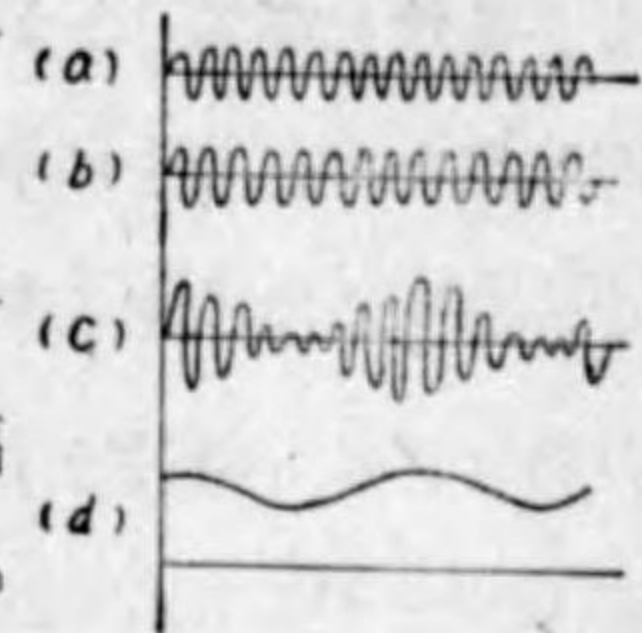
ところが入力が入力以上大となると、間歇振動の開始点及び最小初期振幅が揃へられる爲に雑音が発生しなくなる。一般に雑音の大なる時の方が感度もよいのであつて、雑音對信號比を小にする如き除去法を考慮せねばならぬ。超再生検波の雑音発生の原因並びに除去法に關しては種々議論のあるところである。

要するに超再生検波は放送用受信機には現在使用されてをらぬが、短波或は超短波用の受信機の検波器に賞用されてゐるものである。

第10節 ヘテロダイン検波

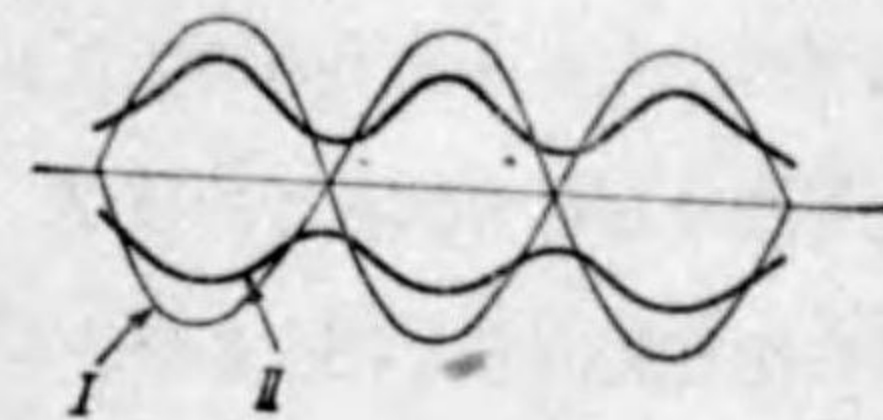
到来電波の周波数に近接せる周波数の電波を局部的に發振せしめ、これを重疊、検波するときは、その兩電波の差の周波数の検波電流が得られる。かかる検波法をヘテロダイン検波といふ。

即ち第159圖(a)に示す如き $e_1 = \mathcal{E}_1 \sin \omega_1 t$ に對して、僅か周波数の異なる(b)の如き $e_2 = \mathcal{E}_2 \sin \omega_2 t$ を重疊すれば、同圖(c)の如き振動が得られ、その Envelope は $\omega_1 - \omega_2$ の周波数を有し Envelope の振幅の瞬時値は $\sqrt{\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_2^2 + 2\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2 \sin(\omega_1 - \omega_2)t}$ を以つて與へられる。故にこれを検波すれば(d)の如き差周波数のものを取出すことが出来る。



第 159 圖

第160圖のIは $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$ の場合 II は $\mathcal{E}_1 = \frac{1}{2}\mathcal{E}_2$ の場合の Envelope を示したものである。即ち兩波の振幅が等しい様な場合には上下

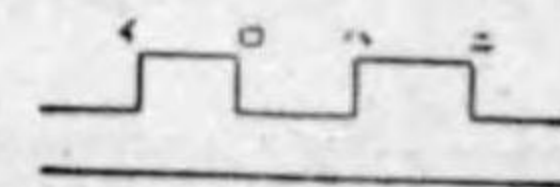


第 160 圖

兩側に亘つて縁邊の波形は正弦波をなすが、片側の Envelope は正弦波にはならない即ち検波しても歪を生ずることになる。即ち一方の振幅が他に比して大なれば片側の Envelope は正弦波に近づく。

検波は自乗検波を行へば $\omega_1 - \omega_2$ の出力は \mathcal{E}_1 と \mathcal{E}_2 の相乗積に比例して先づ歪なき検波電圧を得ることが出来る。 \mathcal{E}_2 を増加すれば検波電流は増加するがある値を超へれば却つて減少する。直線検波を行ふ場合には局部振動電圧を充分に大にする必要がある。

A1 電波受信の場合には通常の検波法では第161圖の如



第 161 圖

き検波電流が得られるが、受話器ではイロハニの點でクリツクが開えるのみで信號を諒解出来ない。故に上記のヘテロダイン検波法により $\omega_1 - \omega_2$ を適當な可聴周波数に選んでおけば、よく諒解することが出来る。また振幅變調波受信のスーパーヘテロダイン受信機に於いては、 $\omega_1 - \omega_2$ を超可聴周波なる中間周波に選んでおく。しかる時入力電圧は變調されてゐるから $\omega_1 - \omega_2$ なる唸周波の振幅は入力變調波の如く振幅を變化する。つまりこの中間周波を搬送波とした變調波が得られる。かかる周波数變換を行へば増幅も容易となり選擇

度もよくなし得る。しかし乍ら上記の操作は無線周波のスペクトラムを、その成分の関係を變化せず中間周波に移動せしめるのみであるから、信號波を取出すためには更に檢波する必要がある。

ヘテロダイン檢波は上述の如く局部發振器電壓を第162圖の如く適當な方法で

重疊し檢波するもので、檢波法はグリッド

檢波でもプレート檢波でも差支ないわけ

であるが、ただ普通の檢波法と異り局部發振

器を設ける必要があるわけ、檢波管とは

別に局部發振器を設ける場合を他勵ヘテロ

ダイン檢波 (Separate heterodyne detection)

といひ、(單にヘテロダイン檢波と

もいふ) 局部發振を檢波管自身以つて行はせる場合はオートダイン檢波または自

勵ヘテロダイン檢波 (Autodyne detection or self-heterodyne detection)

といふ。

第163圖はオートダイン檢波回路の一例であ

るが、これは全く再生檢波回路の接続と同様で

ある。

唯この場合には再生度を強めて ω_2 なる局部發振をおこさしめ、到來電波 ω_1

と喰りを生ぜしめてこれを檢波するのである。

即ちこの場合には C_1, L_1 の入力回路は到來電波には完全に同調してをらない。

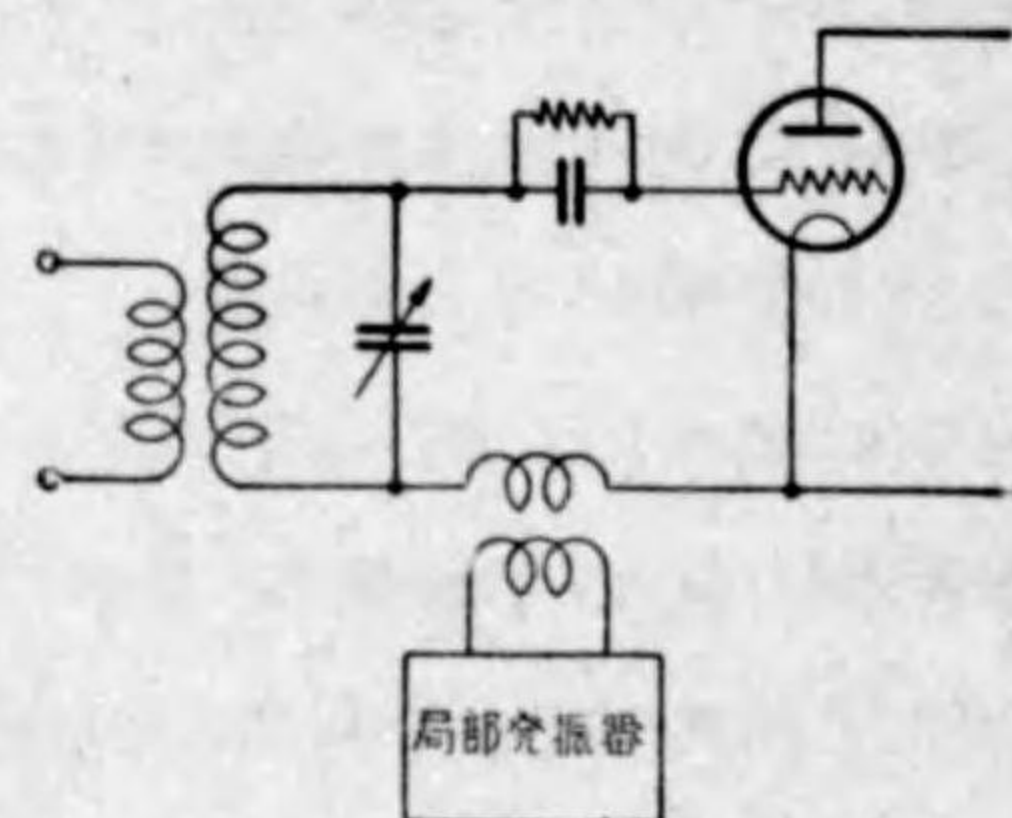
これを同一にすれば喰音は消失する。この範圍に於いて行ふ檢波をホモダイン檢

波 (Homodyne detection) といふ。

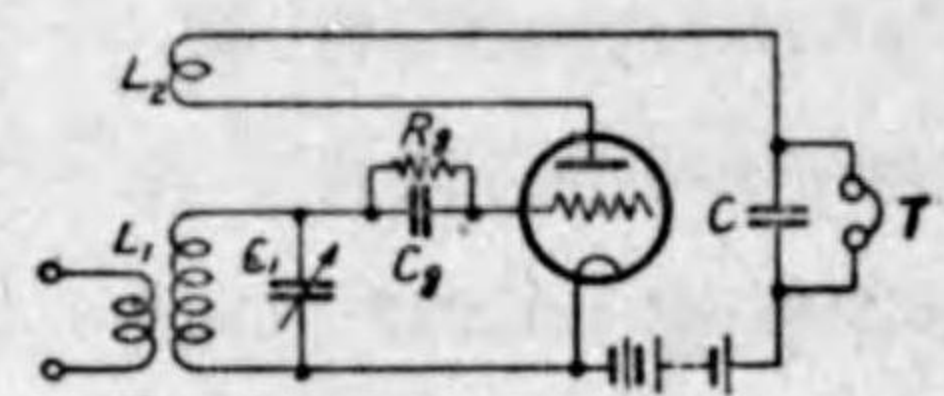
スーパーヘテロダイン受信機の周波數變換管

スーパーヘテロダイン受信機の周波數變換管 (第一檢波) として數年前より電

子結合 (Electron coupling) を利用するやうに設計せられた種々なる真空管が



第 162 圖



第 163 圖

製作されてゐる。

第164圖は六極管 6L7 の接続圖

を示すものであるが、圖に於いては

恰も前述の抑制グリッド變調の場合

の如く、局部發振器電壓を抑制グリ

ッドに加へて電子流を抑制して出力

側に中間周波を得てゐる。

更に今一つのグリッドを設けて、

局部發振を自己の真空管にて行ふ五格子變換管 (Pentagrid converter) が、こ

の目的のために屢々用ひられてゐる。かかる電子流を直接制御する電子結合法を

使用することは、結合

度が周波數に依り變化

することなく、また種

々なる漏洩結合がなく

て具合がよい。

第165圖は周波數變

換用五格子真空管の回

路例で、真空管は五個のグリッドを有し

陰極に近いものより第一第二の順序に呼

べば、第一グリッドは發振グリッド、第

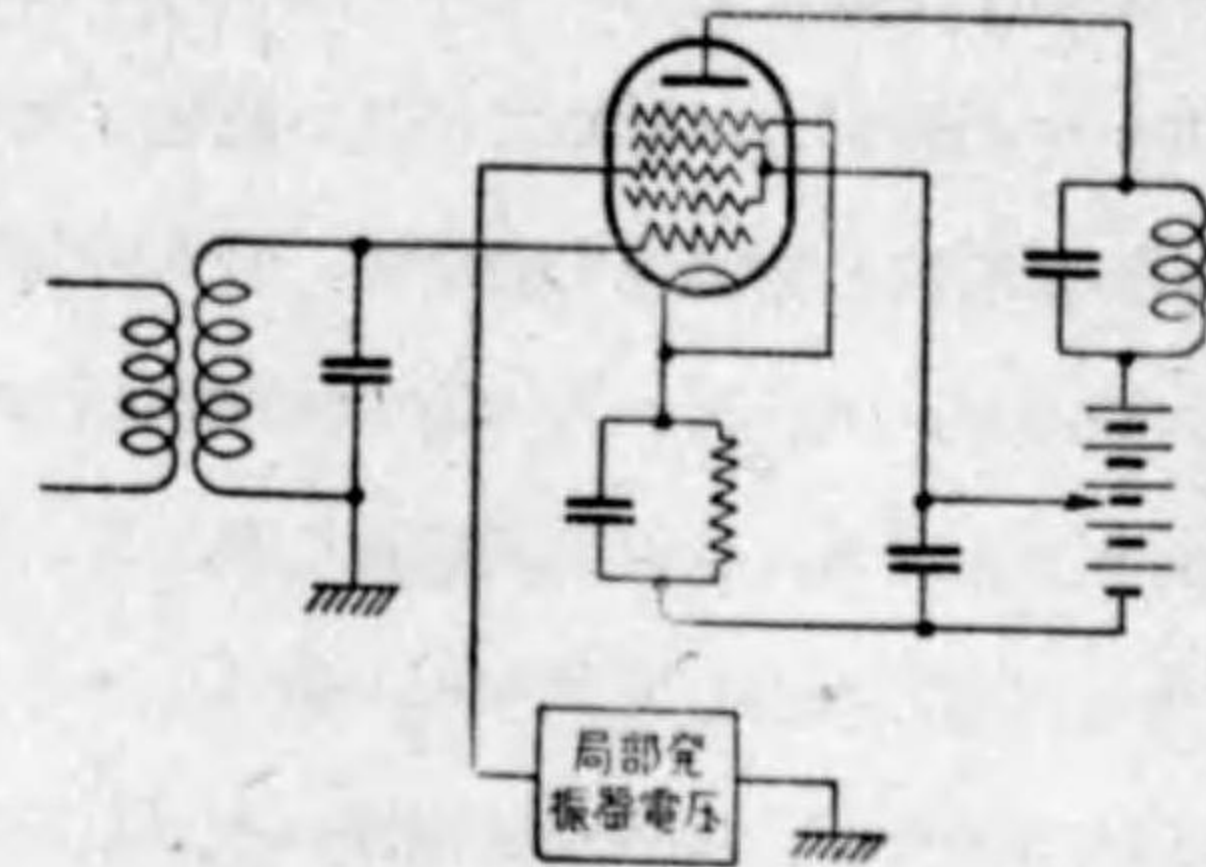
二グリッドは發振プレートで、この二つ

のグリッドに於いて局部振動を發振せし

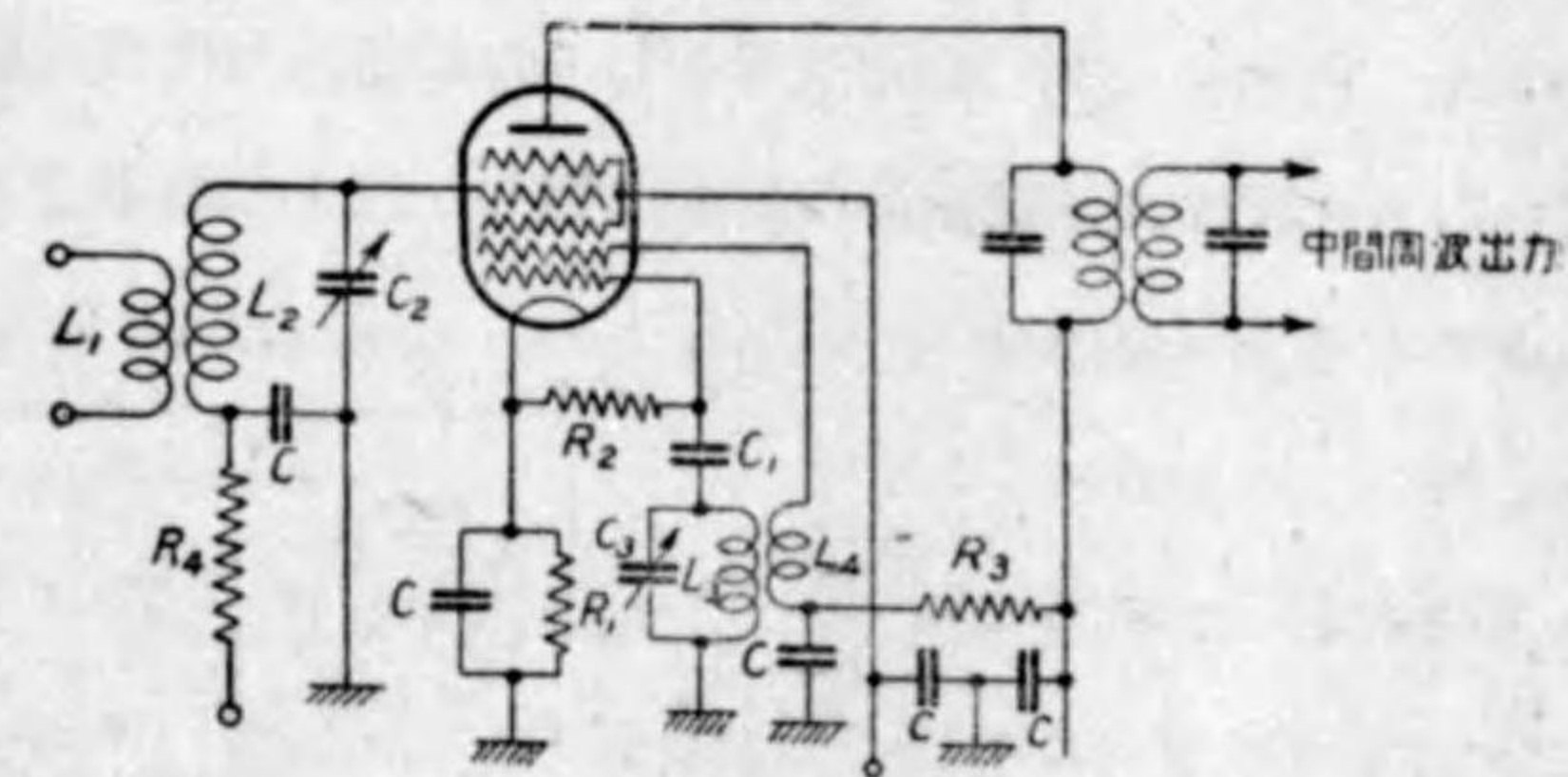
める。第四グリッドは入力電壓を加ふべ

きグリッドで、第三グリッド並びに第五

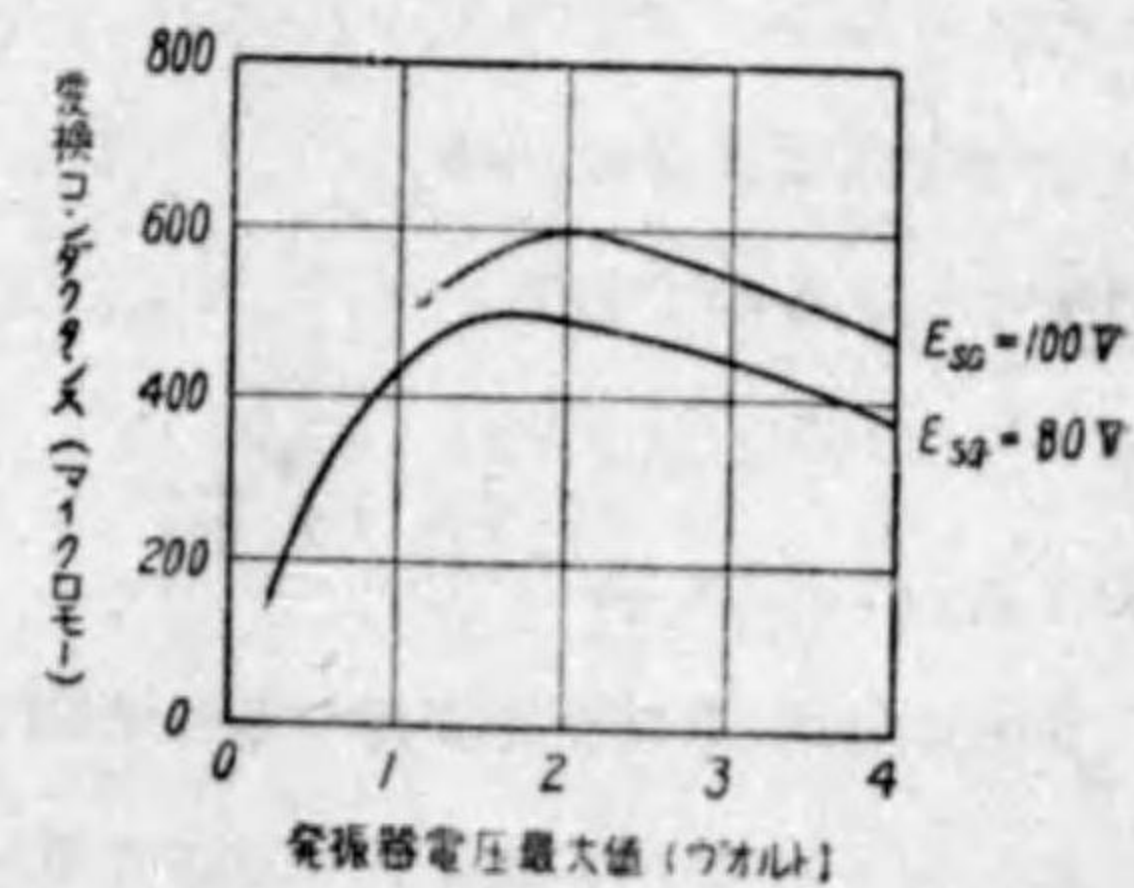
グリッドは遮蔽グリッドである。陰極よ



第 164 圖



第 165 圖



第 166 圖

り出た電子流は、第一グリッド並びに第四グリッド電圧により制御される。第二グリッドの制御力は極めて小さい構造となつてゐる。

かかる周波数変換管に於いて、恰も増幅管における相互コンダクタンスに相当する変換コンダクタンス (Conversion conductance) が用ひられる。即ち変換コンダクタンスとは中間周波数に對して、プレート負荷インピーダンス零の場合、單位入力電圧に對してプレート側に生ずべき中間周波電流を表すもので、これを g_c にて表せば、中間周波電流は次式を以つて表される。

$$i_p = \frac{g_c}{1 + g_i R_p} e_4 \dots\dots\dots(135)$$

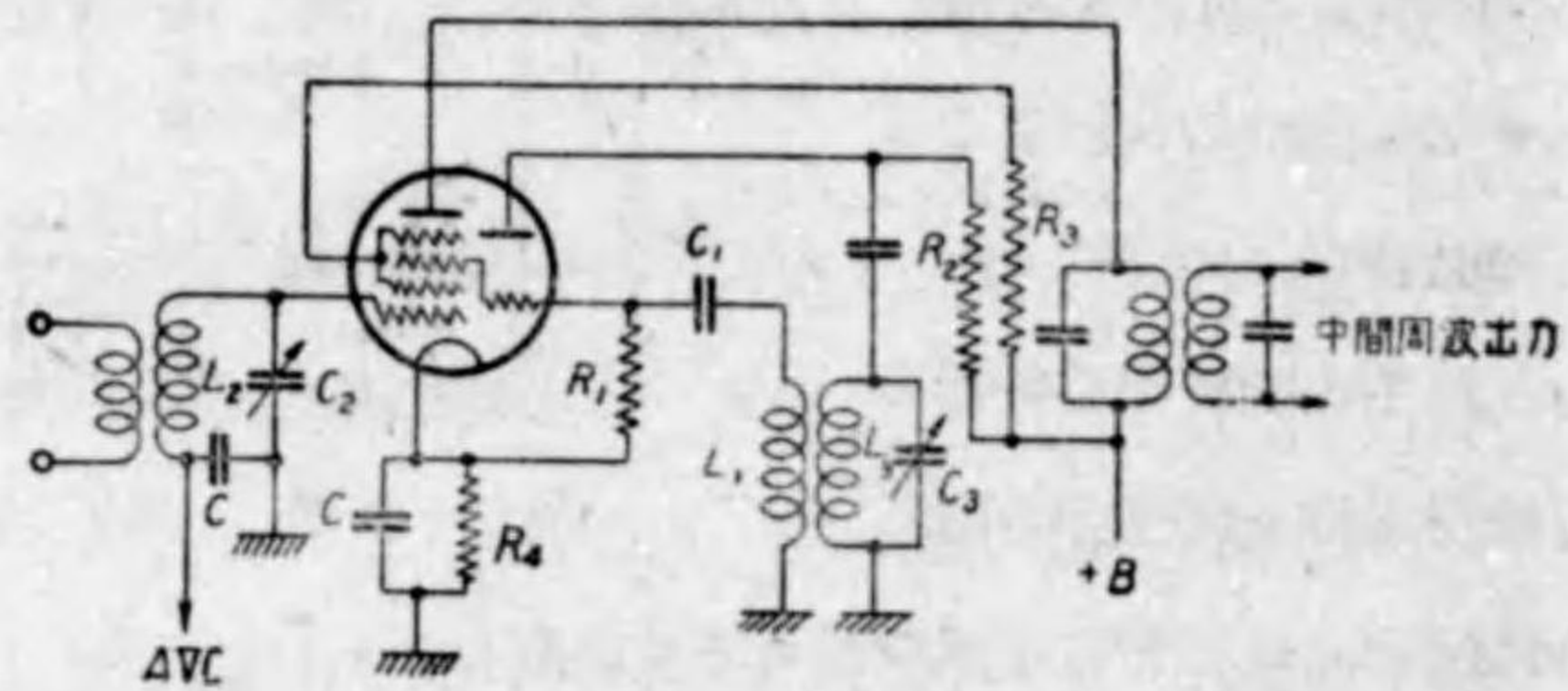
e_4 は第四グリッド電圧

R_p はプレート負荷抵抗

g_i は検波器としての實効内部抵抗の逆数

第166圖は局部發振器の電圧に對し、二つの遮蔽グリッド電圧に對する變換コンダクタンスの値を示したものである。

第167圖は歐洲に於いてスーパーヘテロダイン受信機によく使用されてゐる三極五極管の周波数變換管の回路例を示すものである。



第 167 圖

第11節 整流回路

整流管並びに送受信機の電源に關しては、それぞれ他編に詳述されることと思ふから、ここには整流平滑回路に就いて簡単に述べておきたいと思ふ。

整流した出力電圧 v はいふまでもなく、直流電圧とは可成りの懸隔がある。即ち

今二三の例に就いてその値を示せば次の如くなる。

(a) 單相半波の場合

$$v = V_m \left[\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2} \sin \omega t - \frac{2}{3\pi} \cos 2\omega t - \frac{2}{15\pi} \cos 4\omega t \dots \right] \dots(136)$$

(b) 單相全波の場合

$$v = V_m \left[\frac{2}{\pi} - \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos 2n\omega t}{(2n-1)(2n+1)} \right] \dots\dots\dots(137)$$

(c) 三相半波の場合

$$v = \frac{3V_m}{\pi} \sin \frac{\pi}{3} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos 3n\omega t}{1-9n^2} \right] \dots\dots\dots(138)$$

(d) 三相全波の場合

$$v = \frac{6V_m}{\pi} \sin \frac{\pi}{6} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos 6n\omega t}{1-36n^2} \right] \dots\dots\dots(139)$$

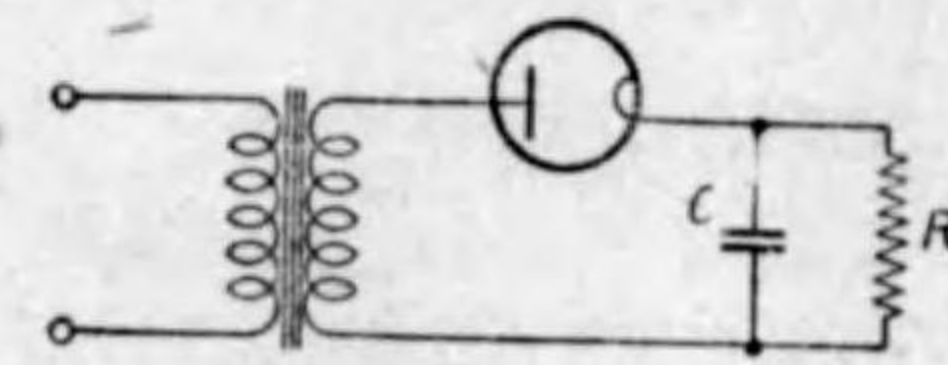
何れにしても、かかる脈動する直流では、そのまま真空管の電源として使用することは出来ない。故に平滑回路を必要とする。まづ最も簡単な單相半波整流管の出力に、第168圖の如き負荷抵抗 R と並列に蓄電器 C を接続した場合に就いて考へる。

即ち第168圖の如く、蓄電器 C を接続すれば、正の半サイクルに於いて C は充電され、その電荷は徐々に放電されて負荷抵抗 R に電流を供給するから、負荷端子の電圧は、第169圖 AB の如く變化して、やや平滑されることになる。この場合 $\frac{\Delta V_d}{V_d} = \delta$ 脈動率と稱する。

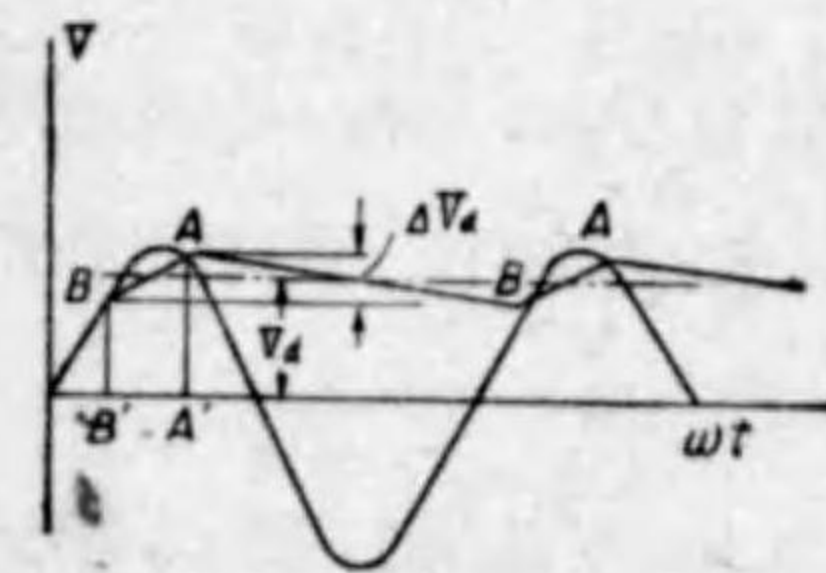
今端子電圧を v とすれば放電電流 i は

$$i = -C \frac{dv}{dt}$$

C が充分大きければ負荷電流はほぼ一定とみられるから、周期 T の間に於いては ($A-B$ の時間は周期にほぼ等しい)



第 168 圖



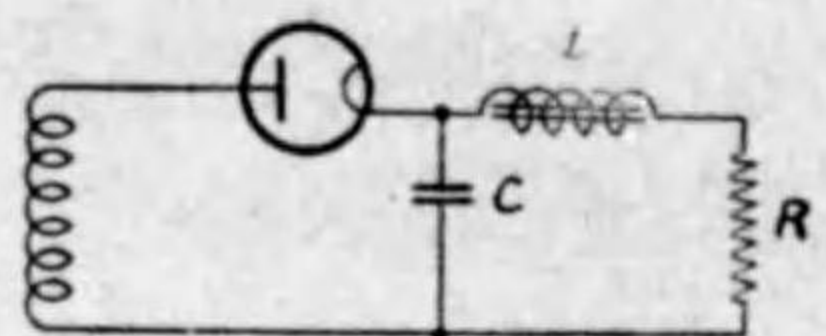
第 169 圖

$$\Delta V_d = \frac{iT}{C} = \frac{i}{C} \frac{2\pi}{\omega} \quad (T = \frac{2\pi}{\omega})$$

$$\therefore \delta = \frac{\Delta V_d}{V_d} = \frac{i}{V_d} \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\omega CR} \quad \dots\dots\dots(140)$$

故に C の大なるほど脈動は小になり、また周波数の高いほど脈動は小となる。全波整流の場合には脈動率は半分となる。

更に脈動を減少せしめる爲には、第170圖に示す如く、負荷抵抗 R と直列に塞流線輪を接続する。



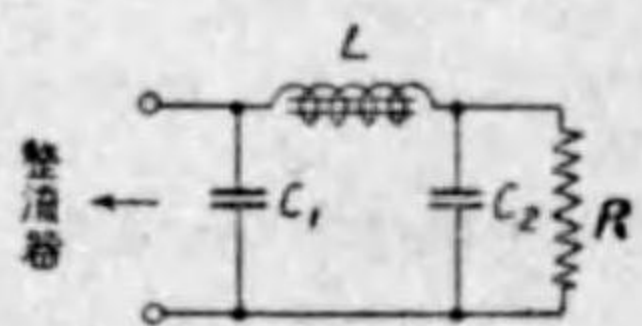
第 170 圖

この場合の脈動率 δ は

$$\delta = \frac{2\pi}{\omega C \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \quad \dots\dots\dots(141)$$

となる。

第170圖の回路では負荷よりみた電源のインピーダンスが高くなるから第171圖では更に C_2 なる蓄電器を入れてある。

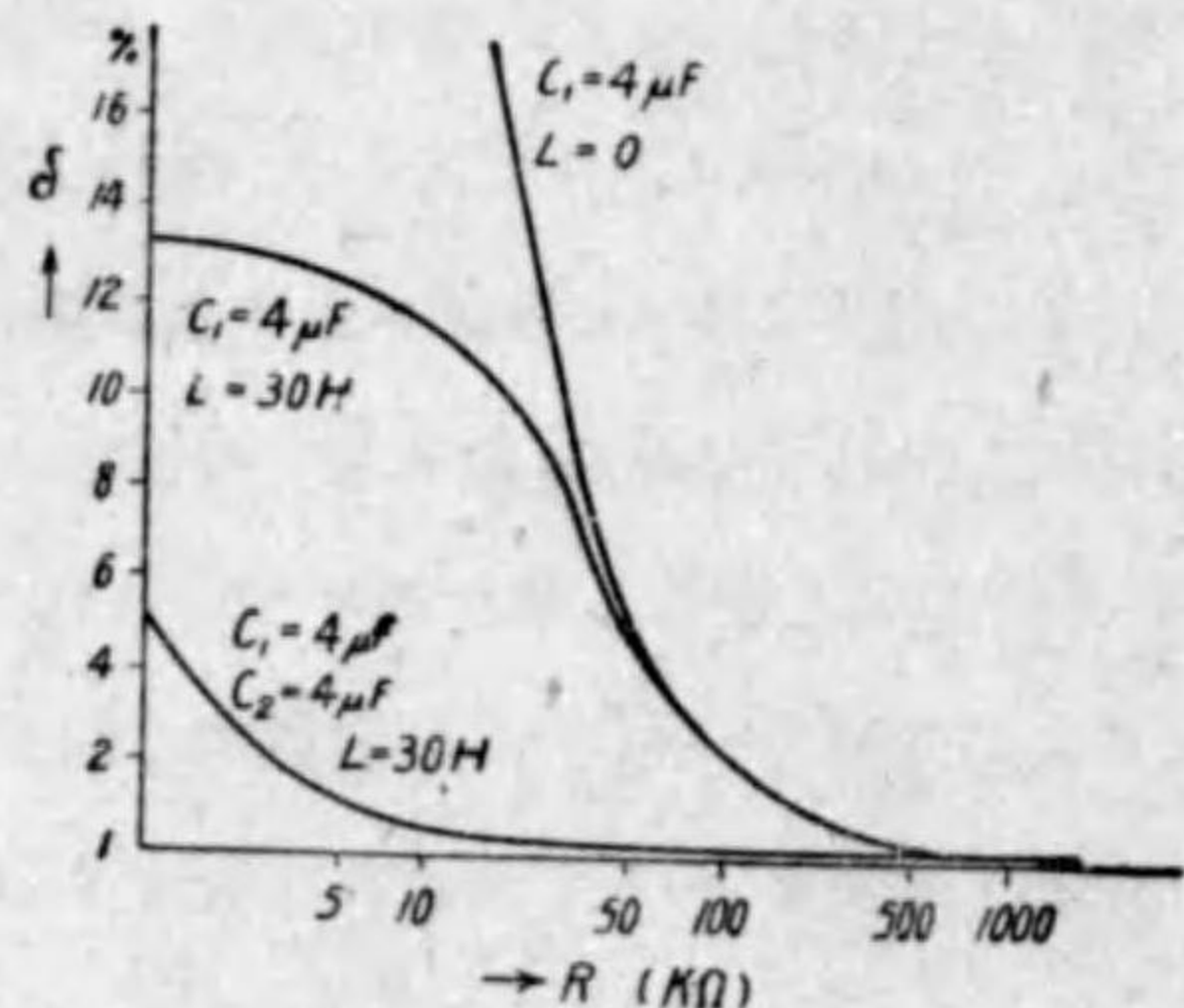


第 171 圖

この場合の脈動率 δ は

$$\delta = \frac{2\pi}{\omega C_1 \sqrt{\omega^2 L^2 + R^2 (1 - \omega^2 L C_2)}} \quad \dots\dots\dots(142)$$

第172圖は上述の三つの平滑回路の δ の値の変化を、負荷抵抗 R に對して示したものである。

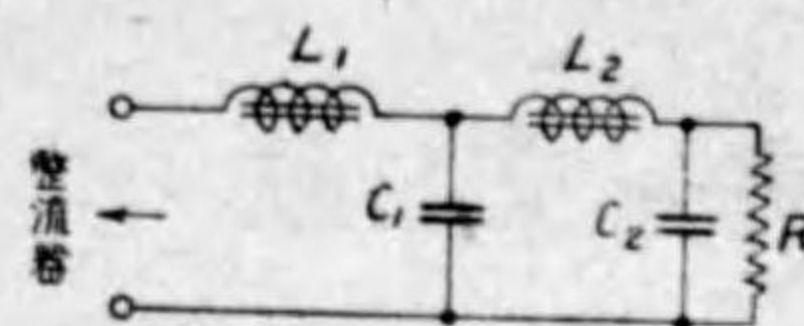


第 172 圖

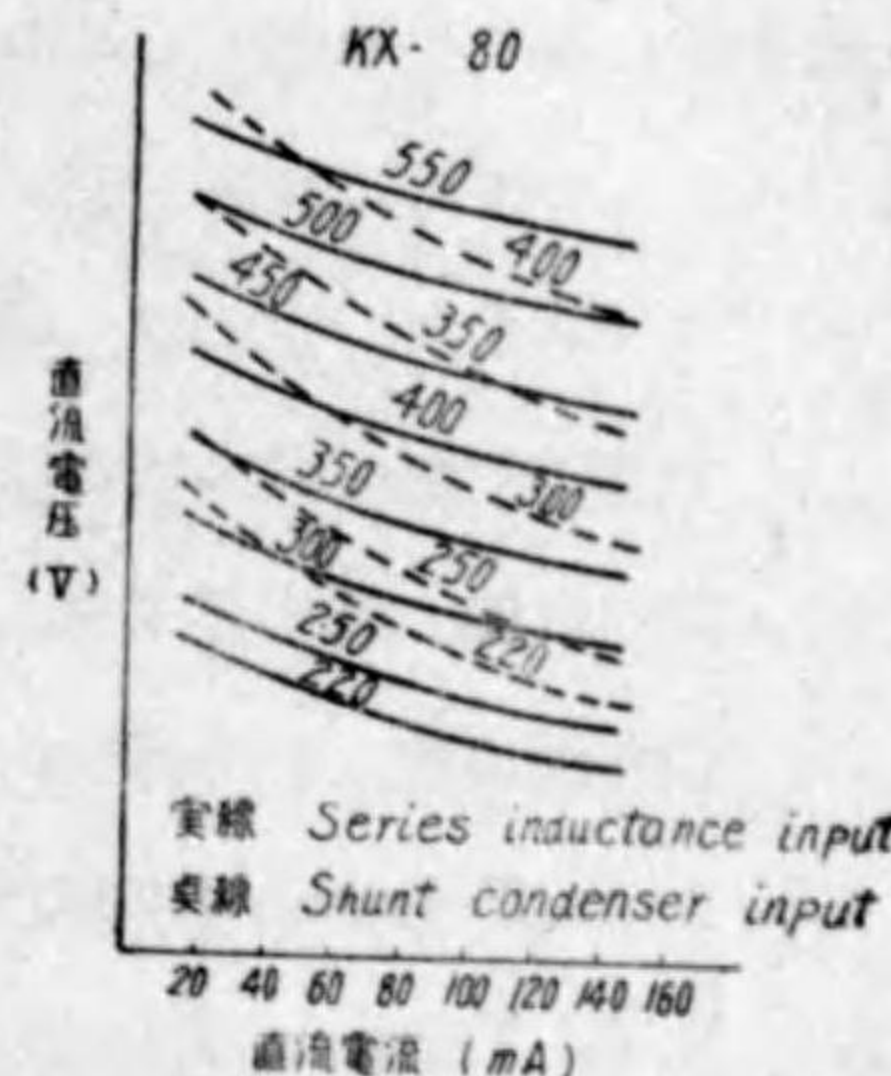
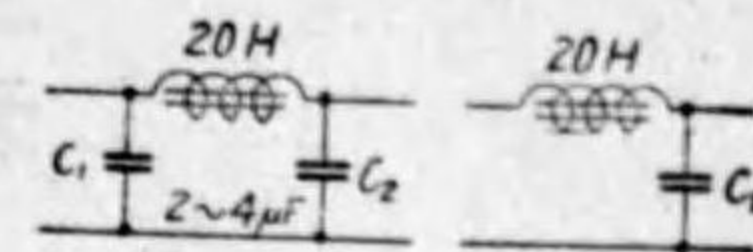
以上の平滑滤波回路は、整流管のすぐ後に蓄電器を入れてある。即ち Shunt

Condenser input の場合であるが、整流管が瓦斯入管であるやうな場合、多相の場合、単相でも電力の大きい場合には、第173圖の如く整流管のすぐ次にイン

ダクタンスを接続する Series inductance input の濾波器を使用する。



第 173 圖



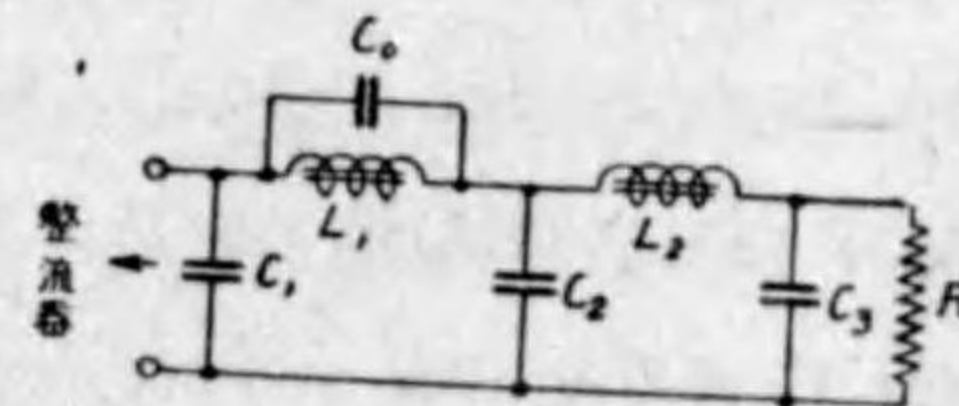
第 174 圖

Shunt condenser input の平滑回路は Series inductance input のものに比し、第174圖の如く同じ交流電圧に比し出力直流電圧は高く出来るが、電圧變動率が悪く、整流尖頭電流が大きいため、低電力である受信機の電源等の場合にのみ用ひられる。第173圖の場合の脈動率 δ は次式にて與へられる。

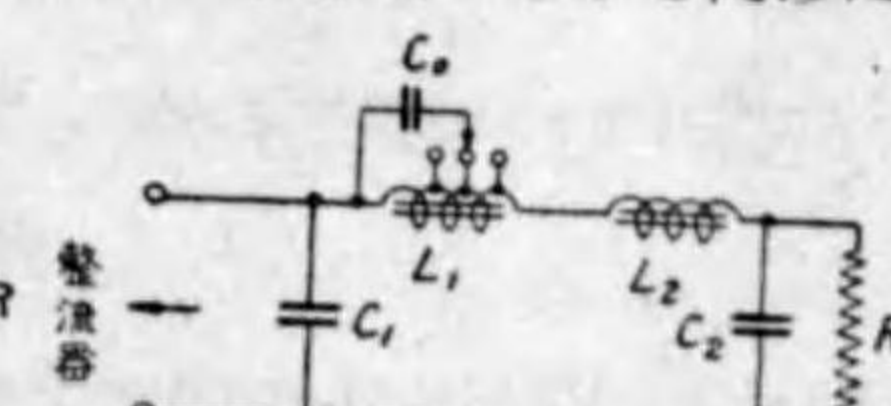
$$\delta = \frac{4}{3} \frac{R}{\sqrt{R^2 (1 - \omega^2 L_2 C_2)^2 (1 - \omega^2 L_1 C_1)^2 + \omega^2 C_1^2 \left(\frac{L_1 + L_2}{C_1} - \omega^2 L_1 L_2 \right)^2}} \quad \dots\dots\dots(142)$$

また特定の周波数を抑制して脈動を少くし、濾波器を有効ならしめるために、

第175圖のやうに L_1 に並列に C_0 を接続して並列同調回路に

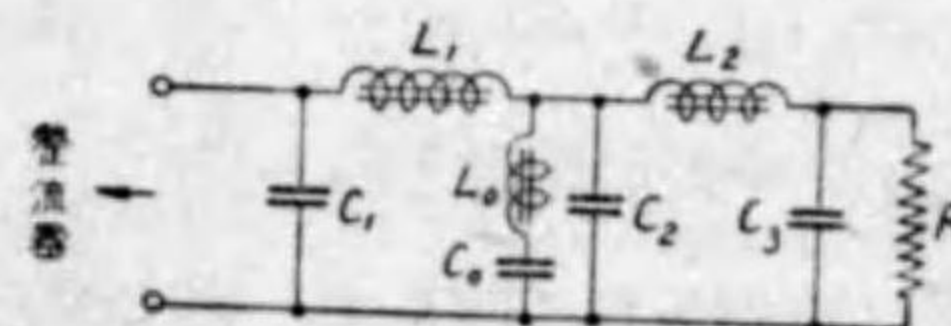


第 175 圖



第 176 圖

し、その周波数に同調する方法がある。更に第176圖の如くタップを設けておけば便利である。



第 177 圖

又177圖は $L_0 C_0$ を同周波数に直列同調においたもので、かやうにしても負荷端子電圧の脈動率を減少することも出来る。

参考文献

本編執筆に際して参考とした主なる圖書、及び更に進んで真空管回路を研究される方々にとつての、良書と思はれるものを次に掲げておく。

- (1) 千葉茂太郎, 真空管, (昭和八年)
- (2) 千葉茂太郎, 真空管回路, (昭和十二年)
- (3) 濱田成徳, 真空管工学, (上下), (昭和十三年)
- (4) 楠瀬雄次郎, 安達嘉一, 無線通信工学, (昭和十二年)
- (5) F. E. Terman, Radio engineering, (1937)
- (6) F. E. Terman, Fundamentals of radio, (1938)
- (7) W. L. Everitt, Communication engineering, (1937)
- (8) E. L. Chaffee, Theory of thermionic vacuum tubes, (1933)
- (9) K. Henney, The radio engineering handbook, (1935)
- (10) R. Mesny, Radio-électricité générale, Tome II, (1935)
- (11) H. Barkhausen, Lehrbuch der Elektronen-röhren und ihrer technischen auwendungen, Bd. I (1931) Bd. II (1933)
Bd. III (1935) Bd. IV (1937)
- (12) F. Vilbig, Lehrbuch der Hochfrequenz technik, (1937)

以上はみな良書と思ふが、受信機関係方面の方々が真空管回路を研究される場合には、(8)の Chaffee の書、送信機関係方面の方々が研究されるには (7)の Everitt の書が適當と思ふ。

更に本編各章に關して、更に進んで研究をされる方々には、次の圖書並びに雑誌が参考となることと思ふ。

第1章

- (1) 永井健三, 通信用變壓器, 電學誌, 綜合報告, (昭和六年十月)
- (2) G. Koehler, The design of transformers for audio-frequency amplifiers with preassigned characteristics. Proc. I. R. E. vol. 16, p. 1742, Dec., (1928)
- (3) H. S. Black, Stabilized feed-back amplifiers, B. S. T. J., vol. 13, p. 1, Jan., (1934)
- (4) H. Nyquist, Regeneration theory, B. S. T. J., vol. 11, p. 126, July, (1932)
- (5) R. C. Mathes, S. B. Wright, The compandor, B. S. T. J., vol. 13, p. 315, July, (1934)
- (6) J. M. Horton, The use of a vacuum tube as a plate feed impedance, J. Franklin Inst vol. 216, Dec., (1933)
- (7) W. L. Everitt, Optimum operating conditions for class c amplifiers, Proc. I. R. E., vol. 22, p. 152, Feb., (1934)
- (8) I. E. Mouromtseff, H. N. Kozanowski, Analysis of the Operation of vacuum tube as Class C amplifiers, Proc. I. R. E. vol. 23, p. 752, July, (1935)

第2章

- (1) D. C. Prince, F. P. Vogdes, Vacuum tube as oscillation generator. G. E. Review, June, p. 320, Oct., p. 501, (1927), Feb., p. 97, mar., p. 147, July, p. 388, Dec., p. 678, (1928), may, p. 288, (1929)
- (2) F. B. Llewellyn, Constant frequency oscillator. Proc., I. R. E.

- vol. 19, p. 2063, Dec., (1931)
- (3) 古賀逸策, 壓電氣と高周波, (昭和十二年)
- (4) 森田 清, 超短波, (昭和十三年)
- (5) 宇田新太郎, 超短電波の發生と其の應用, 電學誌, 綜合報告, (昭和六年三月)
- (6) H. E. Hollmann, Physik und Technik der ultrakurzen Wellen, Bd. I, Bd. II, (1936)

第3章

- (1) 福田義雄, 變調の理論と其の實際, 電試調報, 第84號, (昭和七年)
- (2) H. Roder, Amplitude, Phase and Frequency modulation. Proc. I. R. E., vol. 19, p. 2145, (1931)
- (3) L. F. Gaudernack, A phase-opposition system of amplitude modulation, Proc., I. R. E. vol. 26, p. 983, Aug., (1938)
- (4) P. P. Eckersley, Asymmetric side band broadcast transmission · J. I. E. E. vol. 77, p. 517, (1935)
- (5) W. H. Doherty, A new high efficiency power amplifier for modulated wave, Proc. I. R. E., vol. 24, p. 1163, (1936)

第4章

- (1) F. E. Terman, Some principles of grid-leak grid-condenser detection, Proc. I. R. E., vol. 16, p. 1384, oct., (1928)
- (2) S. Ballantine, Detection by grid rectification with the high vacuum triode. Proc. I. R. E., vol. 16, p. 593, may, (1928)
- (3) F. H. Colebrook, The rectification of small radio frequency po-

- tential differences by means of triode valves, E. W., vol. 2, p. 865, p. 946, (1925), vol. 3, p. 34, p. 90, (1926)
- (4) F. E. Terman, N. R. Morgan, Some properties of gridleak power detection Proc. I. R. E., vol. 18, p. 2160, Dec., (1930)
- (5) S. Ballantine, Detection of high signal voltages, Proc. I. R. E., vol. 17, p. 1153, (1929)

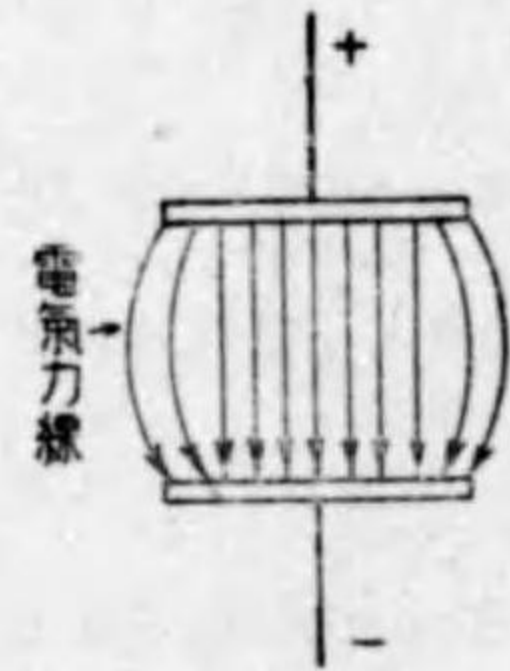
第4編 放送電波の傳播

第1章 電波の分類

第1節 電波の概念

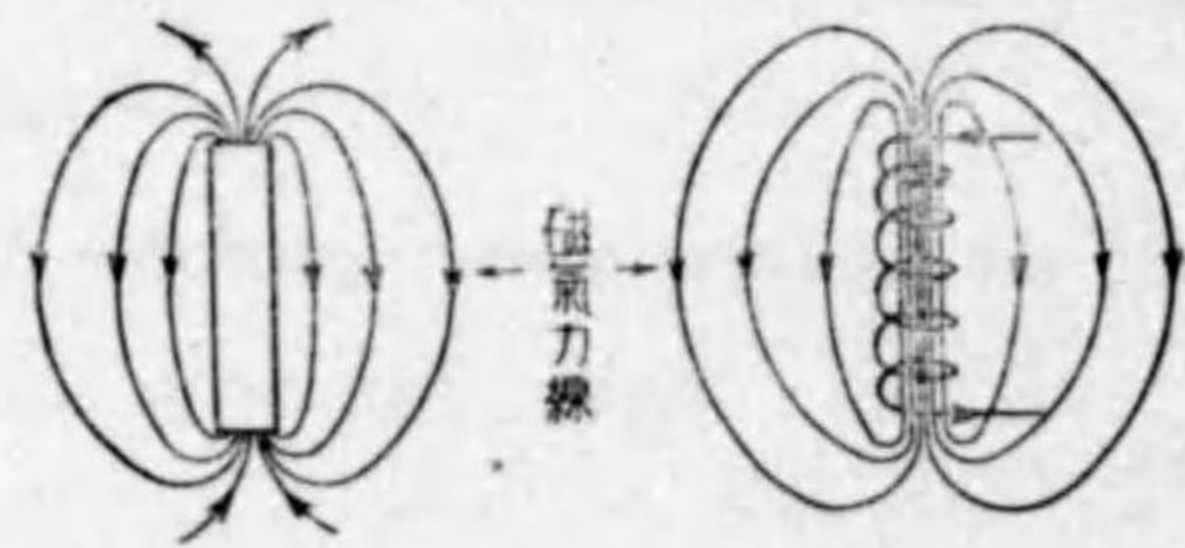
電氣や磁氣の現象を説明するのに力線なるものを用ひると大變に便利である。

蓄電器に電壓が加はつてゐる場合には、第1圖のやうにその正電壓の方から負電壓の方に電氣力線が通つてゐると考へる。また磁石があればその北極から南極に磁氣力線が通つてゐると考へる。電氣工學で明らかな通り、電流の通つてゐるコイルは磁石と同じ働きをするから、やはりコイルの場合にも磁氣力線が生じてゐる(第2圖)。一般に電壓があるところには電氣力線があり、電流がある附近には磁氣力線が生じてゐると考へて差支へない。従つて電壓、電流の兩者があれば、電氣力線と磁氣力線の兩者が一緒に生じてゐる。



第1圖

次にこれらの電氣力線や磁氣力線の數は、それを生ぜしめる電壓や電流の強さに比例する。又その方向は電壓電流の符號によつて變化する。従つて若し、直流電壓を蓄電器に加へておけば、蓄電器には方向も、數も一定の電氣力線が生じてをり、又コイルに直流を流しておけばそこに生ずる磁氣力線は數も方向も常に一定である。しかし、これらにもし交流電壓を加へたり、交流を流したりすれば、生ずる電氣力線、磁氣力線は元の交流



第2圖

電氣や磁氣の現象を説明するのに力線なるものを用ひると大變に便利である。蓄電器に電壓が加はつてゐる場合には、第1圖のやうにその正電壓の方から負電壓の方に電氣力線が通つてゐると考へる。また磁石があればその北極から南極に磁氣力線が通つてゐると考へる。電氣工學で明らかな通り、電流の通つてゐるコイルは磁石と同じ働きをするから、やはりコイルの場合にも磁氣力線が生じてゐる(第2圖)。一般に電壓があるところには電氣力線があり、電流がある附近には磁氣力線が生じてゐると考へて差支へない。従つて電壓、電流の兩者があれば、電氣力線と磁氣力線の兩者が一緒に生じてゐる。

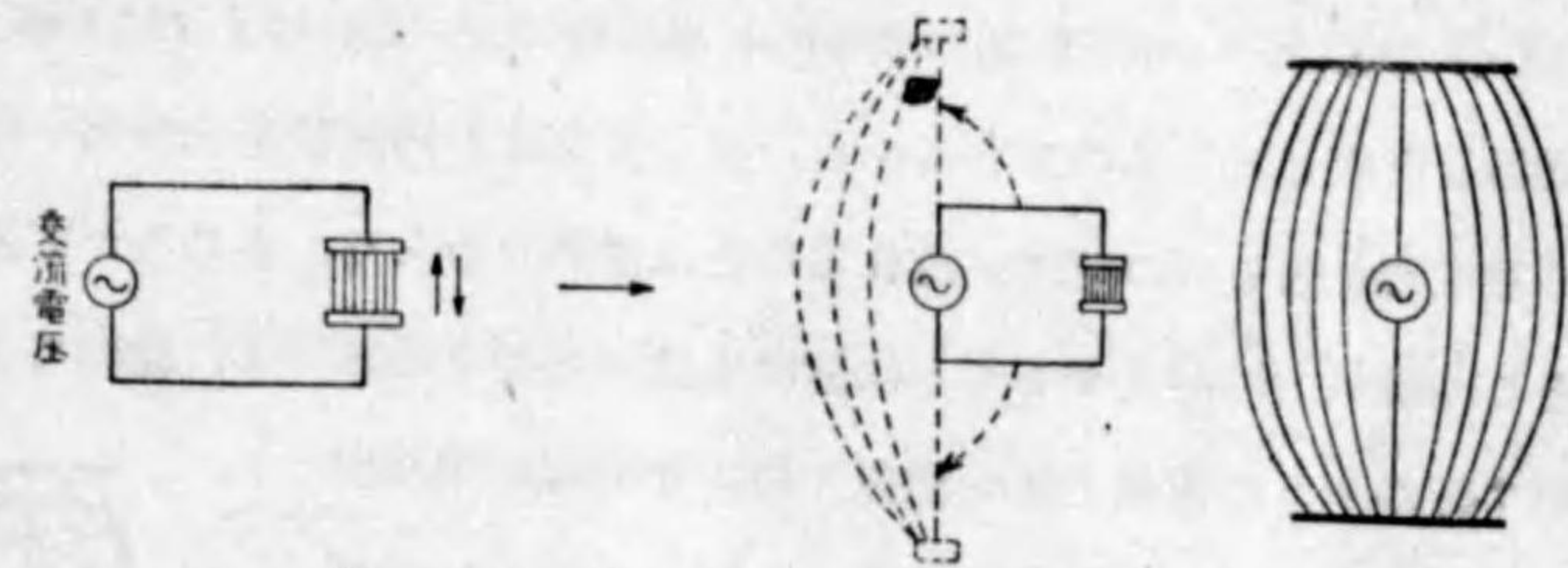
次にこれらの電氣力線や磁氣力線の數は、それを生ぜしめる電壓や電流の強さに比例する。又その方向は電壓電流の符號によつて變化する。従つて若し、直流電壓を蓄電器に加へておけば、蓄電器には方向も、數も一定の電氣力線が生じてをり、又コイルに直流を流しておけばそこに生ずる磁氣力線は數も方向も常に一定である。しかし、これらにもし交流電壓を加へたり、交流を流したりすれば、生ずる電氣力線、磁氣力線は元の交流

に従つて數や方向が變化するのである。

蓄電器に交流電壓を加へた場合でも、その周波數が例へば 10,000 c/s 以下程度の低い場合には、單に電氣力線の數が變つたり、方向が變つたりする程度で、直流を加へた場合と根本的に異なる現象は起らないのであるが、交流の周波數がある程度高くなると、電氣力線がちぎれて蓄電器から離れ、他に飛び出すやうになる。このちぎれて飛び出した電氣力線が即ち電波である。併しかやうに蓄電器から飛び出す電氣力線の數は周波數だけでなく、蓄電器の構造によつても著しく違ふもので、もつと具體的にいふと、蓄電器の二枚の極板の間隔が離れてゐるほど飛び出し易い。

そこで電波をよく出す目的のためには、第3圖に示すやうに蓄電器の極板を上下に引離し

て、その中間から電力を供給するのである。

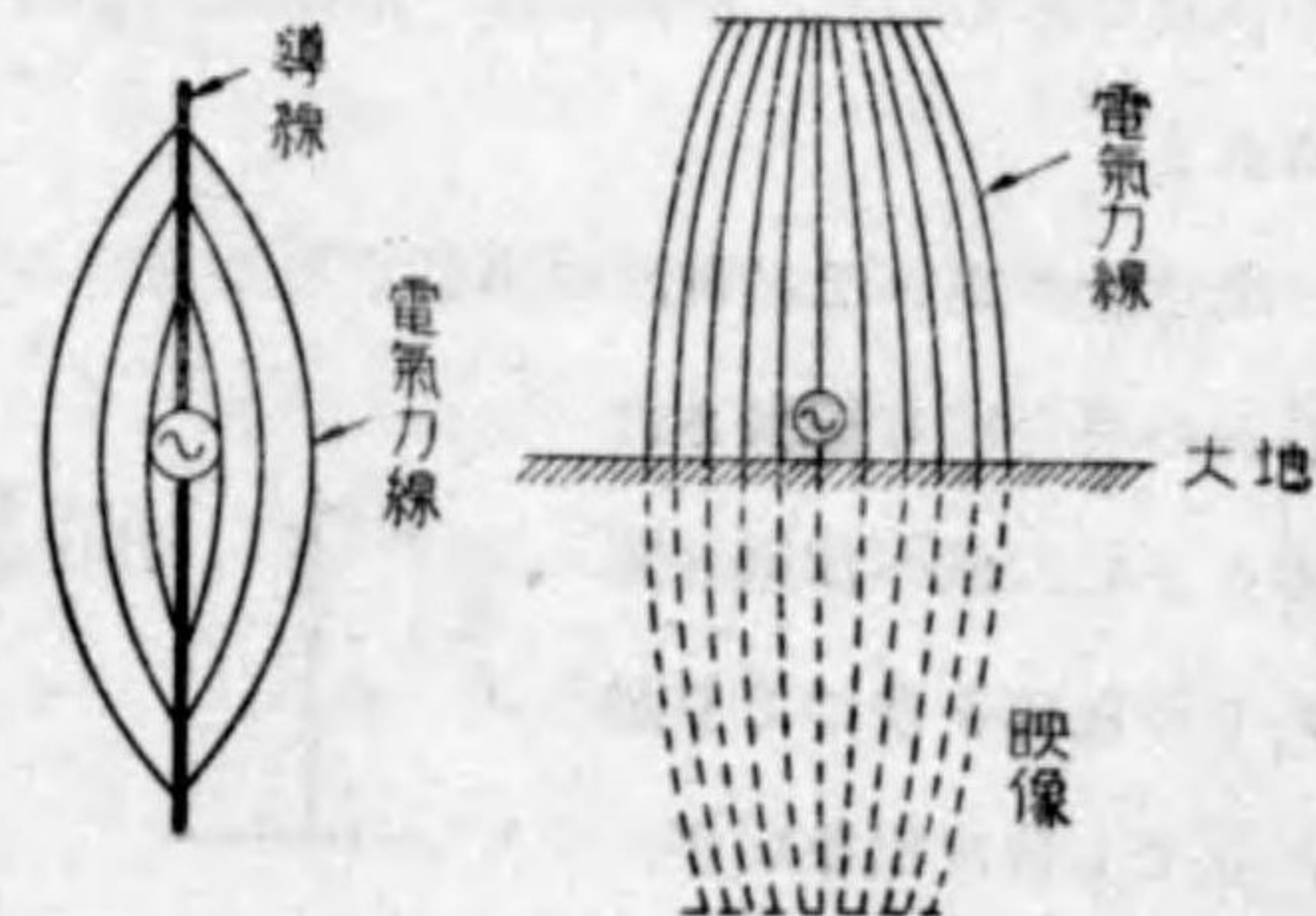


第3圖

第4圖

かへると第4圖の如くで、これが即ち電波を出すための空中線である。上下の極板は金屬の板である必要はなく、

要するに上下の間に靜電容量を持ちさへすればよいから、これには一般に數條の水平に張つた線を用ひる。また垂直の線同志の間にも靜電容量は存在するから、或る場合には上下の極板はなくても差支へないのであつて、この場合には

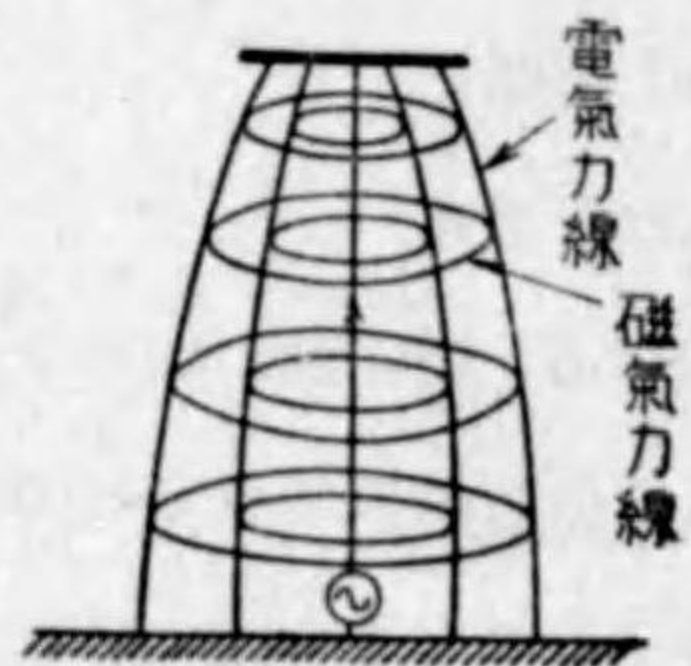


第5圖

第6圖

第5圖の如き形となり、これが空中線として最も簡単なものである。また大地は電氣的には鏡のやうな性質を有し、従つて空中線の恰度半分を大地につなく（これを接地と稱する）と、全體として全く第4圖の如き空中線と同じ働きをする。即ち上半から出た電氣力線は、下半にも同じ空中線があるものと思つて第6圖に示したやうに、普通の場合と同様に生ずるのである。これは考へやうによつては空中線の下極板が極めて大きいものと考へてもよい。かやうに空中線を地球にむすびつけることはマルコニが始めて考へたので、この型のものを“マルコニ・アンテナ”とも稱する。

かやうに空中線から電氣力線が生ずることは、そこに電圧が存在するが故であるが、垂直導體の中には勿論電流も流れてゐる。兩端開放の電線に電流が流れるといふことは、一寸不思議のやうにも思はれるが、それは上下に極板があつて、蓄電器を形成してゐるのであるから、従つて交流の周波数が充分高い場合には、この蓄電器を通しての電流が流れることは當然であらう。ところが電流が流れるとそこに磁氣力線が生ずることは前にも述べた通りであつて、従つて空中線からは第7圖のやうに電氣力線と磁氣力線とが同時に飛び出し、しかもその方向は恰度直角になつてゐる。かやうに一般に電波といつてゐるものは電氣力線と磁氣力線の合成であるから、正確には“電磁波”と稱されるのである。

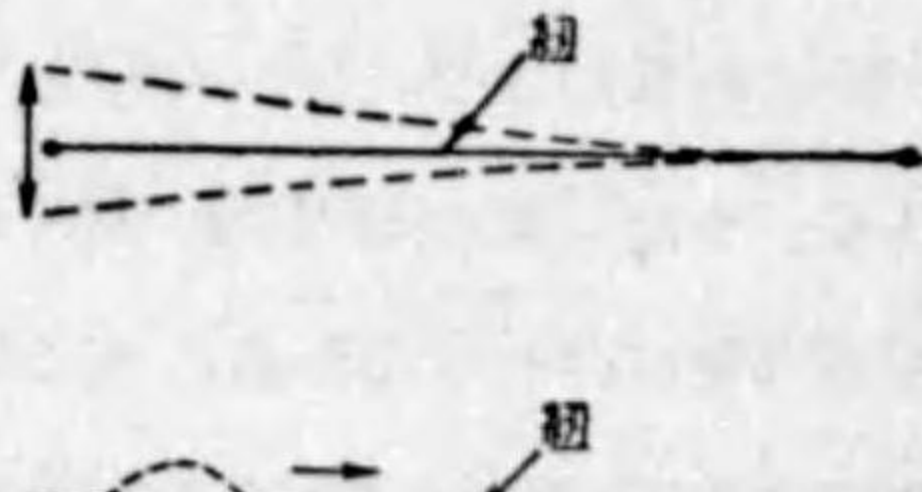


第7圖

周波数が高いほど電波が出易くなるといふ現象は、音波の場合にも經驗されることで、例へば第8圖のやうな棒をゆつくり動かしても音は出ないが、これをたたいて早く振動



第8圖



第9圖

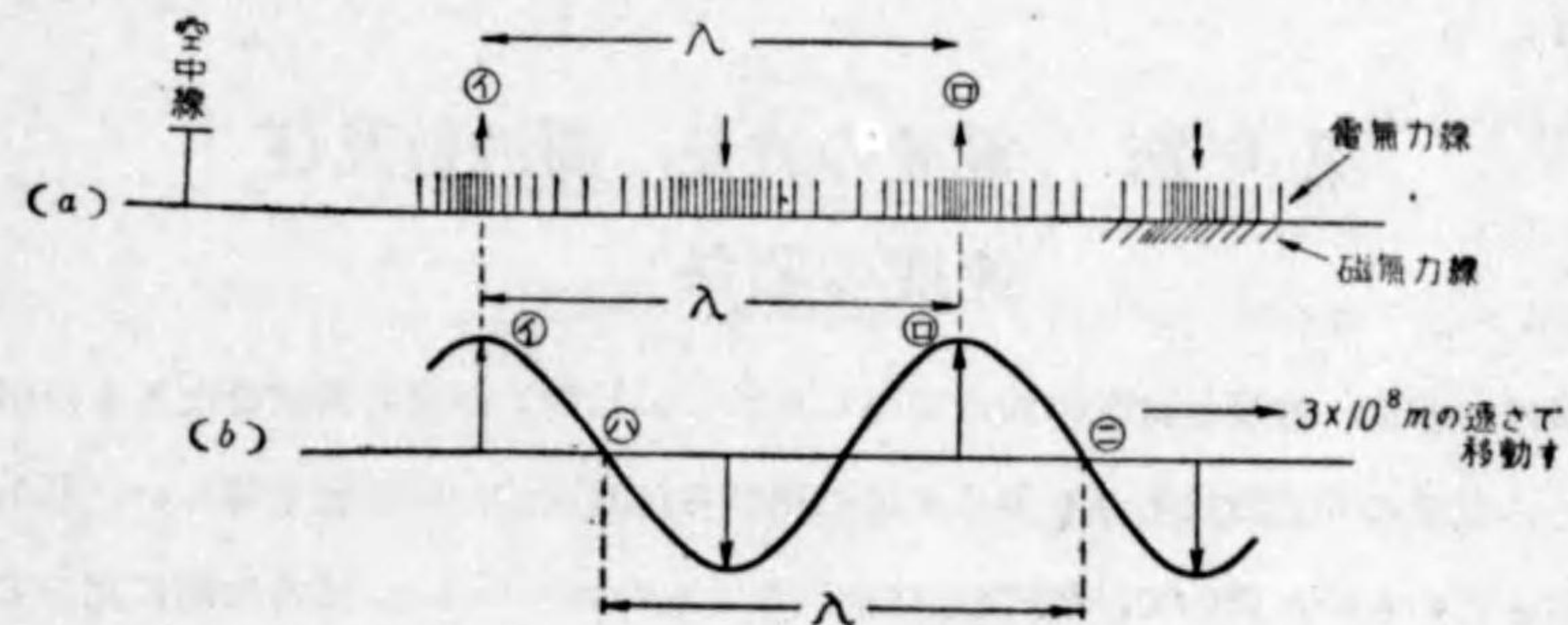
させると音が生ずる。また第9圖のやうな紐を引張つてゆつくり上下に動かしても波動は生じないが、これを早く振れば前方に波の形が傳はつて行くといふやうなことも、大體に於いて似た現象である。

さて、以上で電波の出る時のことは大體お話したが、出て了つた電波が如何なる形で傳はつてゆくかを次に述べよう。前に述べたやうに電波は電氣力線と磁氣力線とから成るが、これらは直角で又その数は全く等しいことが判つてゐる。即ち電氣力線を E とし、磁氣力線を H とすると

$$E(\text{靜電單位}) = H(\text{電磁單位})$$

であるから、普通考へる場合には一方だけについて考へる。

空中線から出る電氣力線は、空中線に加はる高周波電壓によつて常に變化するから、これを圖に描いてみると第10圖(a)のやうになつてゐる。即ちあるとこ



第10圖

ろでは力線の数が多く、或るところでは少い。また密度が高いところだけに目をつけてみると、同じやうな密度でも、その方向は順次に變る。即ちもう少し詳しくいふと、或るところでは上向の力線が多いが、次第にその数が減り結局零となり、更にさきの方では力線が下向となり、その数が次第に増加して下向の力線の密度が最大となり、又この数が次第に減少して再び上向の力線が生ずる。そしてかやうな配列の力線が一定の速度で、空中線から四方に傳はつてゆくのである。

また正確にはこれに第10圖(a)右方のやうに磁氣力線が伴つてゐるのである。

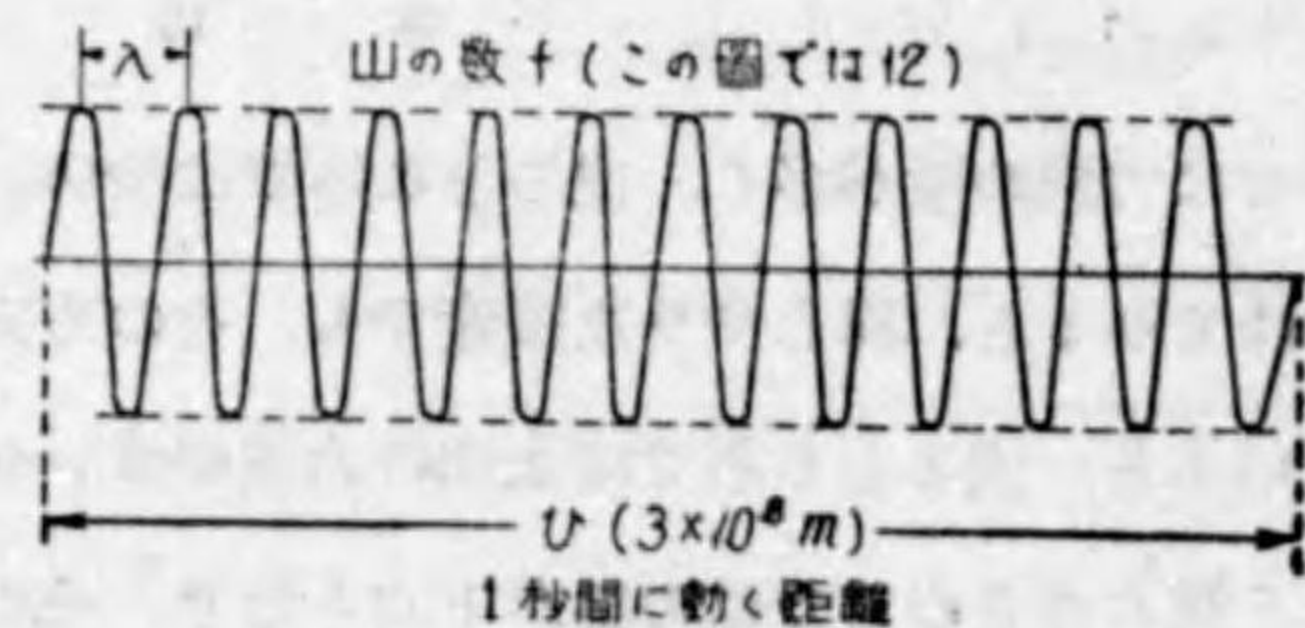
第10圖(a)は電波の形をあだかも目で見たやうに畫いたものであるが、説明に際し、一々かやうな線を澤山かくことは厄介であるから、その代りに第10圖(b)のやうな畫き方をする。即ち横軸の上下に力線の數及び方向をかくのである。これは電波の形をそのまま書いたものでないから混同してはならぬ。

要するに電波はかやうな配列をしたまま、一方向に移動するのであるが、その速さは毎秒 3×10^{10} 厘 = 3×10^8 米である。

次に電波には波長なるものがある。電波の波長とは何かといふと、第10圖(a)(イ)(ロ)に示してある通り、一方向の力線の密度が一番大きい二點間の距離である。これは第10圖(b)に就いても同様(イ)(ロ)で示される。また力線が零となる點を間を一つおいて測つてもよい。第10圖(b)の(ハ)(ニ)はこれを示す。

第2節 電波の波長、周波數及び速度の關係

電波の速度と波長とは既に前に説明した。しかし尙この他に周波數なるものがある。電波の周波數はそれを發生するに用ひられた交流の周波數と等しい。しかし電波そのものに就いて、周波數とは如何なるものかといふと、或る地點に立つて電波を眺めてゐた場合、一秒間に眼の前を過ぎる電波の山の數が即ち電波の周波數である。ところが山と山との間隔は前述の如く一波長であつて、又一秒間に通過する電波の長さが即ち電波の速度である(第11圖)から、結局



第 11 圖

$$〔速度〕 = 〔山の間隔〕 \times 〔山の數〕$$

なる關係があることは明らかで、従つて

$$速度(v) = 波長(\lambda) \times 周波數(f)$$

といふ關係が得られる。これが即ち三つの性質をつなぐ關係式で、速度は常に一定(毎秒 3×10^8 米)であるから、波長または周波數のいずれかが判れば、他の一方が計算出来るのである。

注意 1. 速度と波長とは同じ單位で表すこと。

2. 周波數はサイクルで表すこと(キロサイクルの場合には、これを1,000倍しサイクルに直して計算する)。

例. $\lambda = 300$ m なる電波の周波數は

$$f = \frac{3 \times 10^8}{300} = 1,000,000 \text{ c/s} \\ = 1,000 \text{ kc/s}$$

$f = 1,500$ kc/s なる電波の波長は

$$= \frac{3 \times 10^8}{1,500 \times 1,000} = 200 \text{ m}$$

第3節 電波の種類

電磁波なるものは空中線から出る電波だけではなく、紫外線、赤外線、可視光線、X線等もこれに屬する。而してかやうな差異は、すべて周波數の違ひによつて生じ、同じ電磁波でも周波數が異なるために種々の違つた性質を現すのである(第1表参照)。

しかし吾々が今必要なのは無線に使ふ電波であるから、今假りにこれを通信用電波と呼ぶこととすると、その用途や、傳播特性を考慮し大體次のやうに分類される。

| 種別 | 波長 | 周波数 |
|-----|----------------------|---------------------|
| | 10 ⁹ 以上 | 10 ⁰ 以下 |
| | 10 ⁸ 以上 | 10 ¹ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁷ 以上 | 10 ² 以下 |
| 通信用 | 10 ⁶ 以上 | 10 ³ 以下 |
| 長波 | 10 ⁵ 以上 | 10 ⁴ 以下 |
| 高周波 | 10 ⁴ 以上 | 10 ⁵ 以下 |
| 超短波 | 10 ³ 以上 | 10 ⁶ 以下 |
| 短波 | 10 ² 以上 | 10 ⁷ 以下 |
| 超短波 | 10 ¹ 以上 | 10 ⁸ 以下 |
| 短波 | 10 ⁰ 以上 | 10 ⁹ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻¹ 以上 | 10 ¹⁰ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻² 以上 | 10 ¹¹ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻³ 以上 | 10 ¹² 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻⁴ 以上 | 10 ¹³ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻⁵ 以上 | 10 ¹⁴ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻⁶ 以上 | 10 ¹⁵ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻⁷ 以上 | 10 ¹⁶ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻⁸ 以上 | 10 ¹⁷ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻⁹ 以上 | 10 ¹⁸ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻¹⁰ 以上 | 10 ¹⁹ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻¹¹ 以上 | 10 ²⁰ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻¹² 以上 | 10 ²¹ 以下 |
| 電力用 | 10 ⁻¹³ 以上 | 10 ²² 以下 |

1 表

通信用電波の分類

| | 周波数 (kc/s) | 波長 (m) |
|--------|--------------|-----------|
| 長波 | 100 以下 | 3,000 以上 |
| 中波 | 100—1,500 | 3,000—200 |
| 中短波 | 1,500—6,000 | 200—50 |
| 短波 | 6,000—30,000 | 50—10 |
| 超短波 | 30,000 以上 | 10 以下 |
| (極超短波) | 300,000 以上 | 1 以下 |

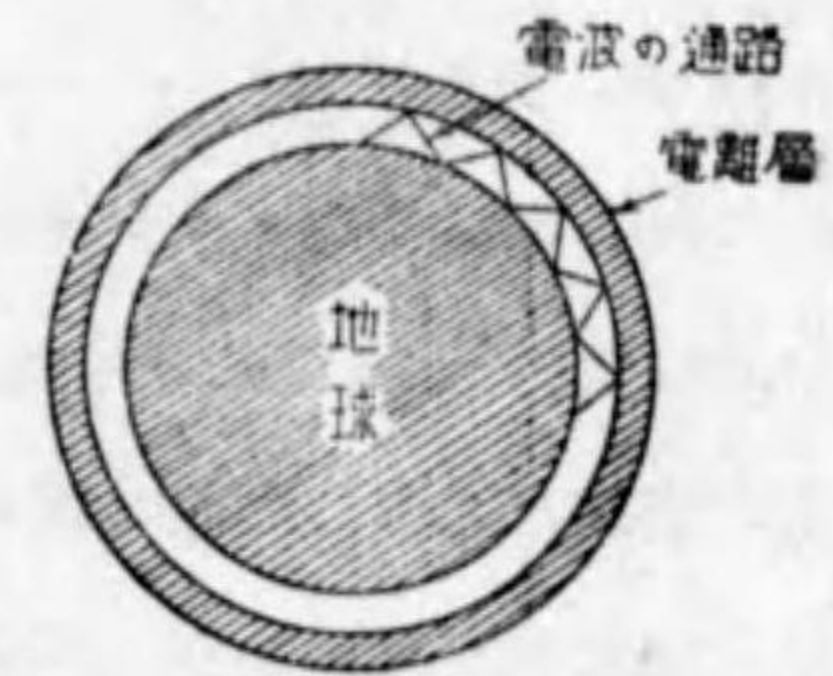
第 2 表

第 2 章 電離層の構造と性質

第 1 節 電離層の発見せられた動機

最初に Maxwell が電磁波なるものの存在を予測し、且つ光もその一種であるとしたが、後に Herz はこれを実験的に証明した。しかるに電波が光と同じ性質を有するとすれば、その進行は直線的であつて、例へば電波が地球の反対側に到達するといふやうな現象は一寸説明し難い。しかしすべての波動には廻折現象と稱し、波長に比べてあまり大きくない物體に對しては、その影にまで進む性質もあり、この現象によつて多少は地球に沿つて傳播することも考へられるが、實際はこれよりも遙かに強く地球の反射側に到達するのである。これを説明すべく Kennelly や Heaviside といふ人達が電離層なるものの存在を豫想した。この電離層はその後存在が確認せられ、電波の傳播に對して非常に重要な役割を演じてゐることが判り、今では Kennelly-Heaviside

層といふ名をつけられて、誰でもその存在を疑はぬやうになつたのである。即ち電波は地球から離れようとしても上空に電氣的な鏡の如き層がある(第 12 圖) から、反射して再び地表に歸り來り、また地表で反射して上昇しこれを繰返して、減衰によつて消滅するまで傳播を續けるのである。



第 12 圖

第 2 節 電離層の構造

地球の上空は第 13 圖に示す如き層をなし、所謂大氣は電離層、成層圈、對流圈に分けられる。對流圈といふのは、地上 10 乃至 12 km の範圍で、雲や雨等吾人が地上から觀測し得る氣象現象は、ここに現れるのである。對流圈では、地表か

らの高さが増すとともに次第に温度は低くなる。しかしてその上の成層圏以上では温度は一定となつてしまふ。

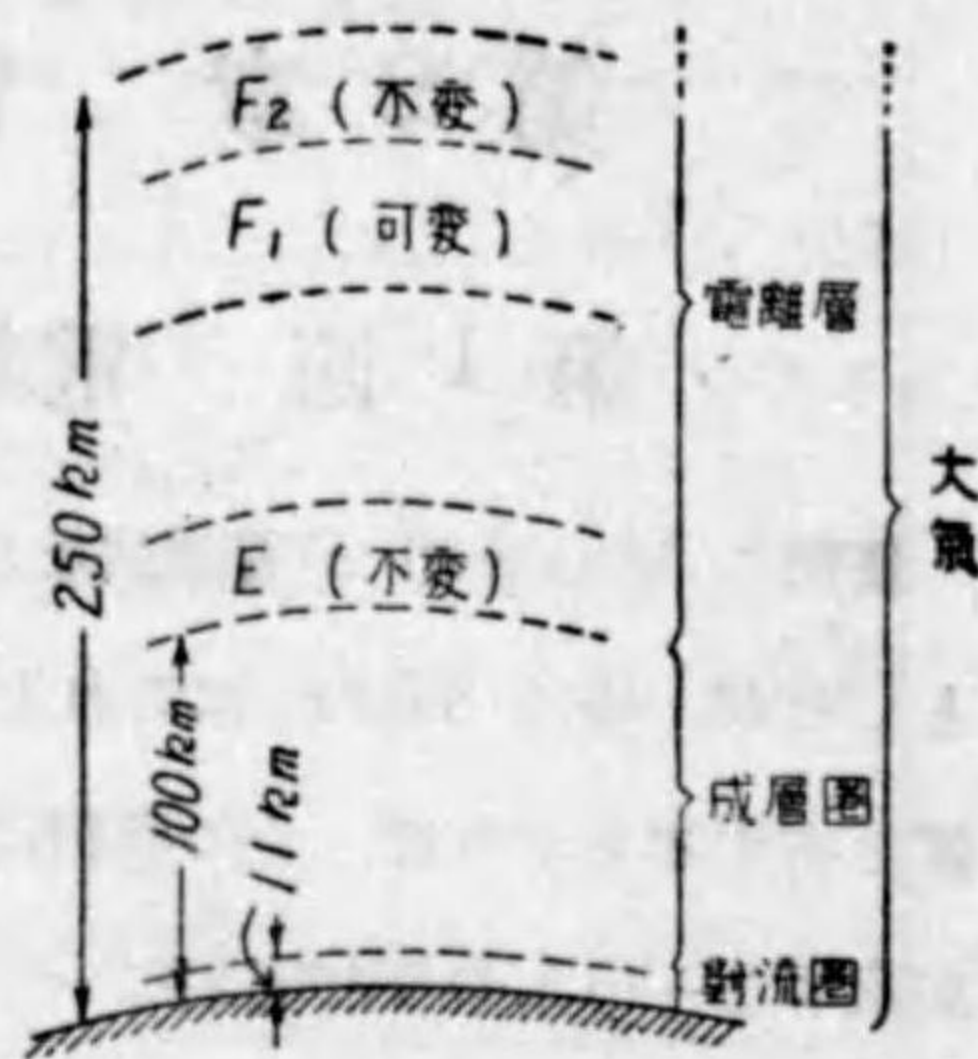
成層圏の上方 80 km 位から大氣中の氣體が電離されイオンが現れてくる。これ以上を電離層と稱する。電離層は最初一つの層と考へられてゐたが、その後研究の進歩と共に、層に二つの區別のあることが認められた。そして下の方の地上 100 km 位にあるものを E 層といひ、又その上の 200 km から 300 km 位のところにあるものを F 層と稱する。これらの層は更にこまかく分けられるが、その中で最も明瞭なものは F を二つに分けて F_1 及び F_2 層と呼ぶ。

これら電離層のイオン密度の高さに對する分布は大體第 14 圖に示す如くであるが、E 層の密度は太陽の光線の強さに比例し、夜間は太陽光線がないから、日没と共に電子密度は漸次減少して、日が出るとまた多くなる。F 層の方は晝間は F_1 、 F_2 層に分れてゐるが夕方になると F_1 層が消えて F_2 層と一致してしまふのである。

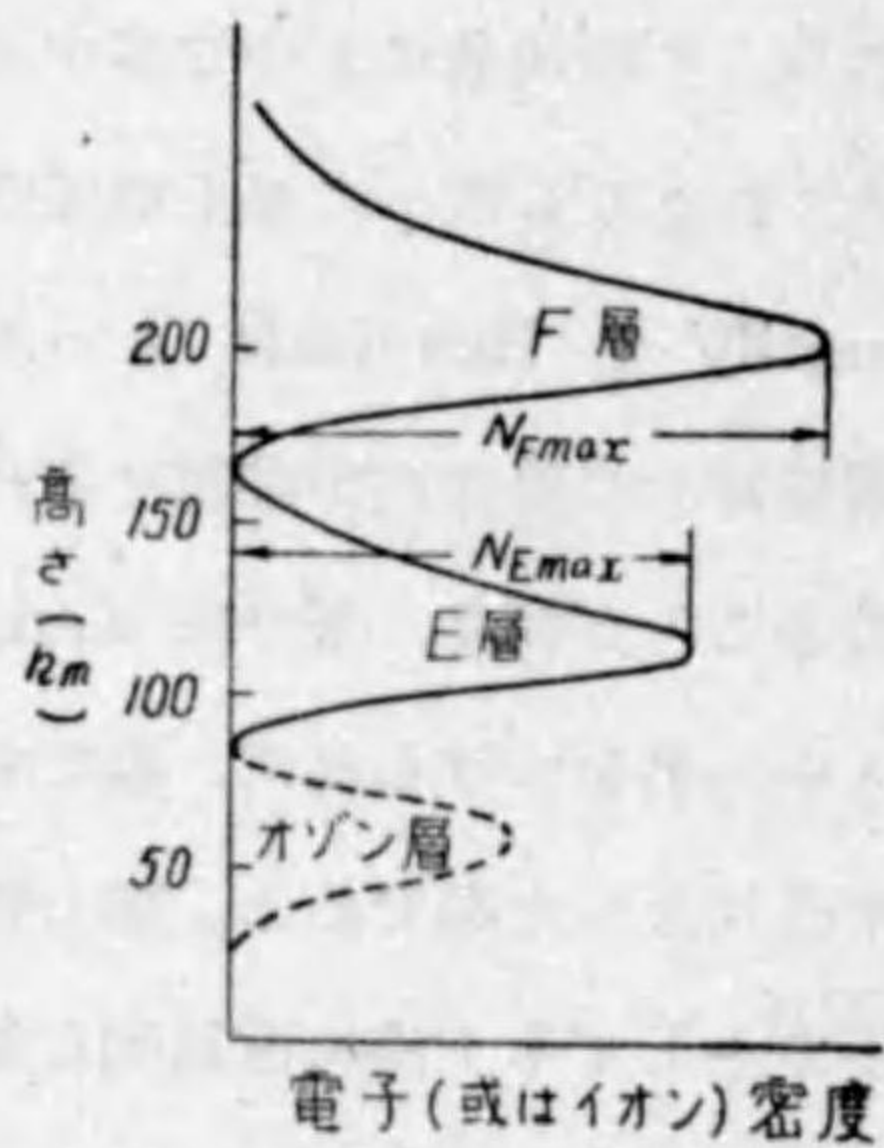
第3節 電離層の電波に對する作用

電離層に電波が到來すれば、ここに次の如き四種の現象が起る(第 15 圖参照)。

- (1) 反 射
- (2) 屈 折



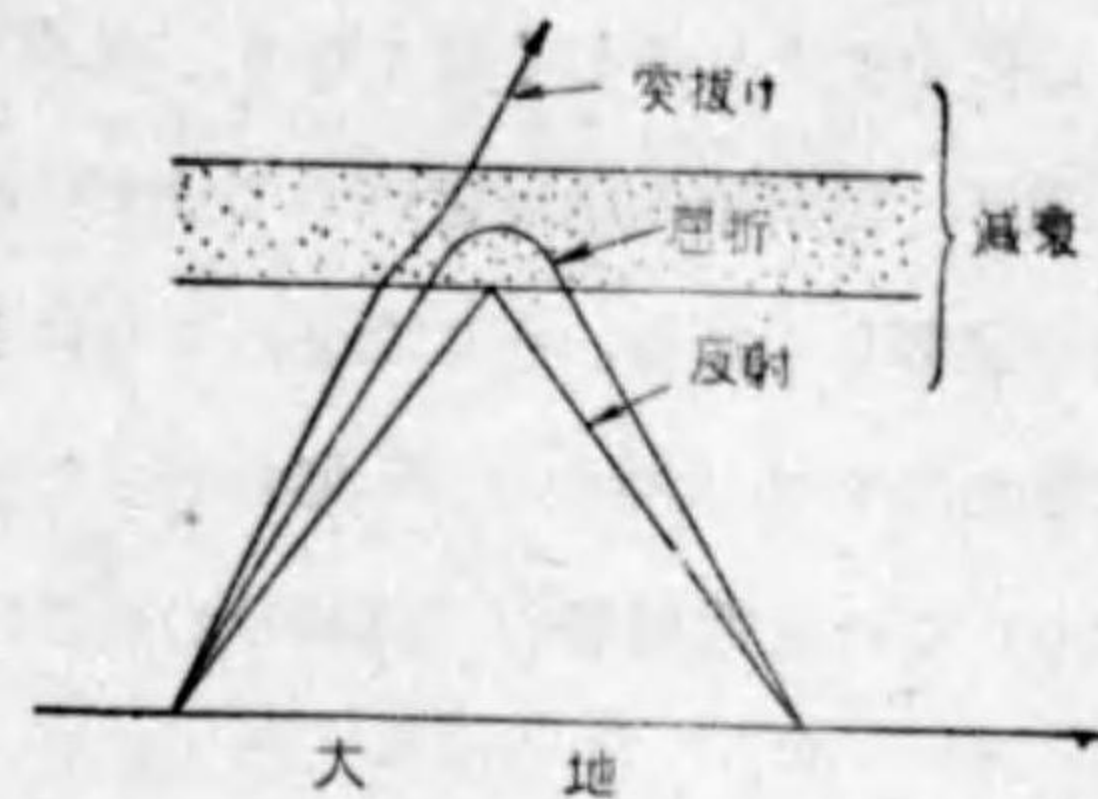
第 13 圖



第 14 圖

- (3) 突 抜 け
- (4) 減 衰

反射といふのは、電離層の下部に到達するや否や、殆んど光と同じに直ちにここから下に引返す場合で、屈折は多少電波が電離層の中に侵入し、イオンの作用によつて次第にその進行方向を變へ再び



第 15 圖

地上に向ふに到る場合で、またその“屈折”が充分でない場合には電離層の上側に達し、遂にこれを“突抜け”てしまふ。電波の傳播に際し、この何れの現象が起るかは、晝夜により、また電波の波長によりて異なるのであつて、これに就いては後から更に詳しくお話しする。又かやうな何れの現象にも“減衰”を伴ふものであつて、即ち電離層から出る時の電波は、入る時の電波よりも或る程度弱くなつてゐるのである。この減衰の程度は一定ではなく、種々の條件によりて異なるのである。

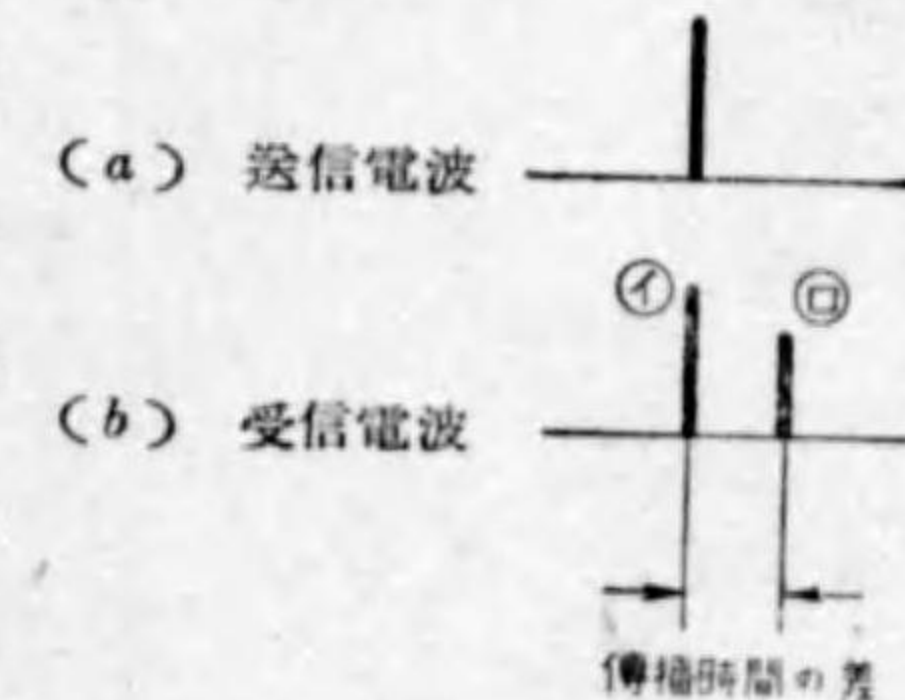
第4節 電離層高の測定

電離層の高さを測定するには、現在ではイムパルス法といふ方法が一番廣く用ひられてゐる。これは送信機から第 16 圖(a)

のやうな非常に短時間の電波を發射するのであつて、これを受信所で受信し高速度記録器で記録すると、第 16 圖(b)のやうな圖が得られる。

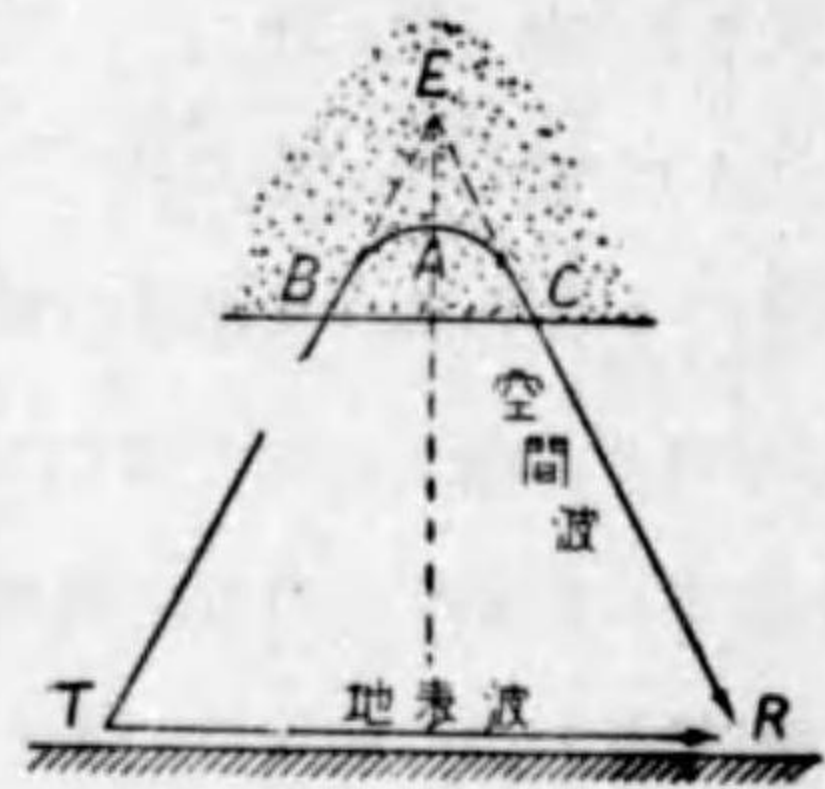
Ⓐは地表波を示し、Ⓑには空間波が現れてゐる。

即ち空間波は傳播の距離が長いから少し遅れて到達するのである。従つて逆にこの時間の遅れから距離の差、従つてまた層の高さが計算されるのであるが、第 17 圖の電離層中、BAC を傳播する時の電波の速



第 16 圖

度は空气中よりも少しく遅くなり、 BAC を傳はる時間と、空气中の速度を以つて BEC を傳はる時間とが等しくなる。そこで上のやうにして計算して得た高さは大地から E 迄の高さを表すこととなり、これを電離層の“見掛けの高さ”と稱する。



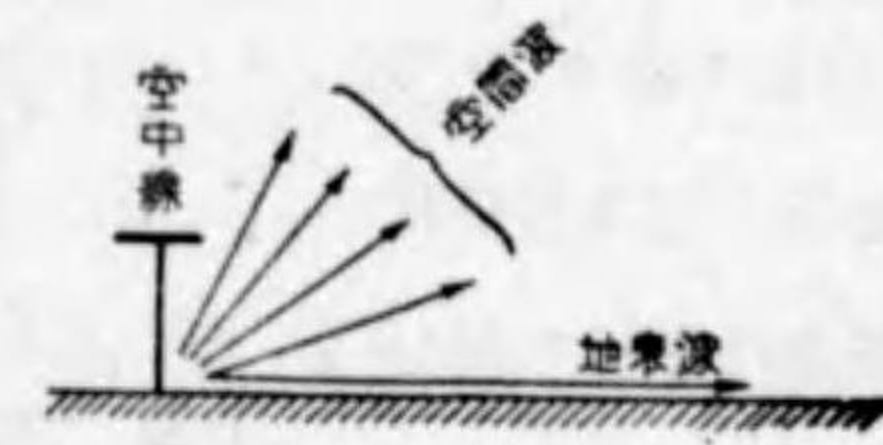
第 17 圖

かやうにして電離層の高さを測定する場合、波長によつて電離層への侵入の程度が違ふので、上の見掛けの高さも波長によつて多少違つた値となるのである。

第3章 波長による電波傳播の差異

第1節 概 説

電波の傳播狀況を調べるに際しては、地表を傳はる地表波と空間に飛び出す空間波とは別々に考へねばならぬ(第18圖)。

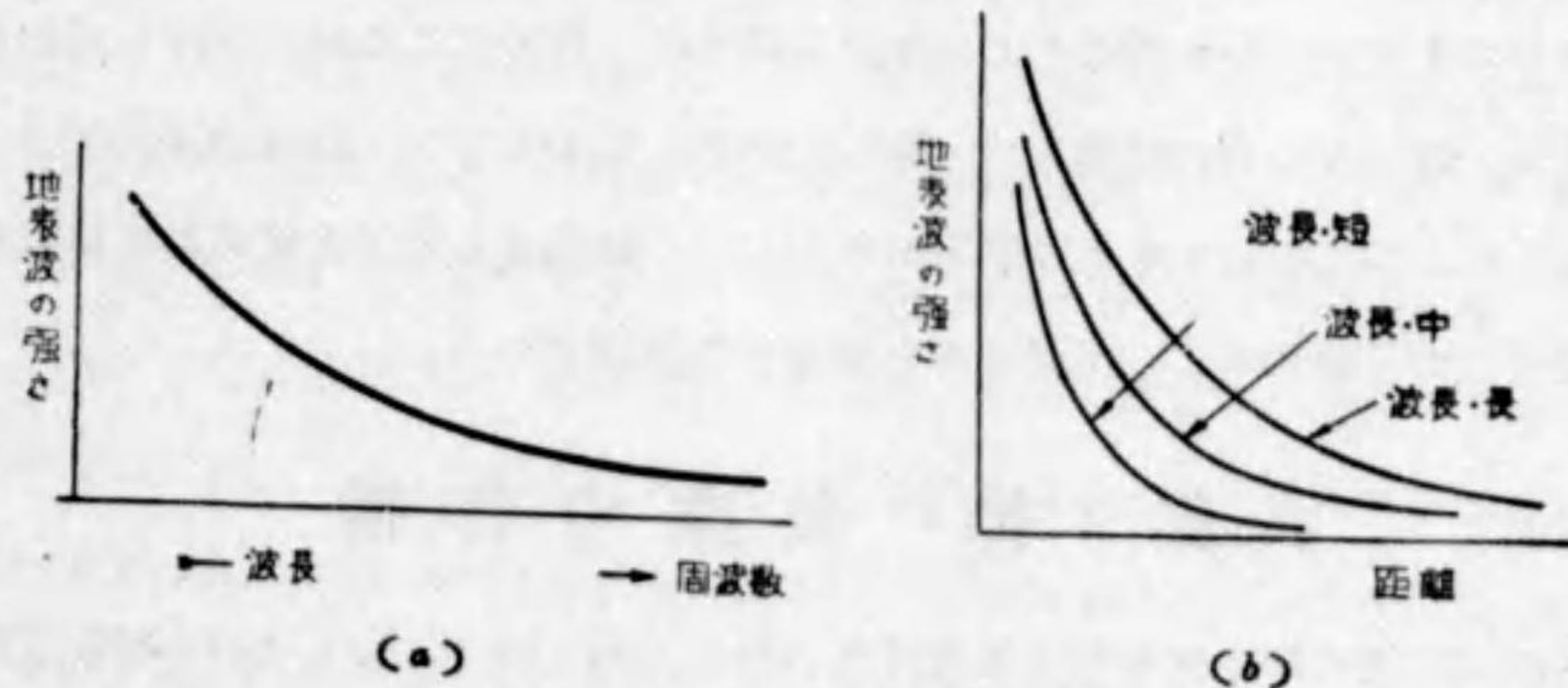


第 18 圖

それは地表波は専ら大地の影響を受けるのに対し、空間波は大地には無関係で、専ら前に述べた上空電離層の影響を受け、その性質のみによつて傳播狀態が決せられるからである。そこで傳播狀態と波長との關係を調べる

のにも、先づ地表波と波長との關係、次に空間波と波長との關係といふ風に分けて考へる必要がある。

地表波は大地の抵抗によりて減衰するもので、その減衰の程度は波長によりて異なり、波長が短くなる程、換言すれば周波数の高くなるほど減衰が大きい。従つて一定の電力を出し距離一定のところを受信する場合の波長(または周波数)と地表波の強さの關係は第19圖(a)のやうになる。

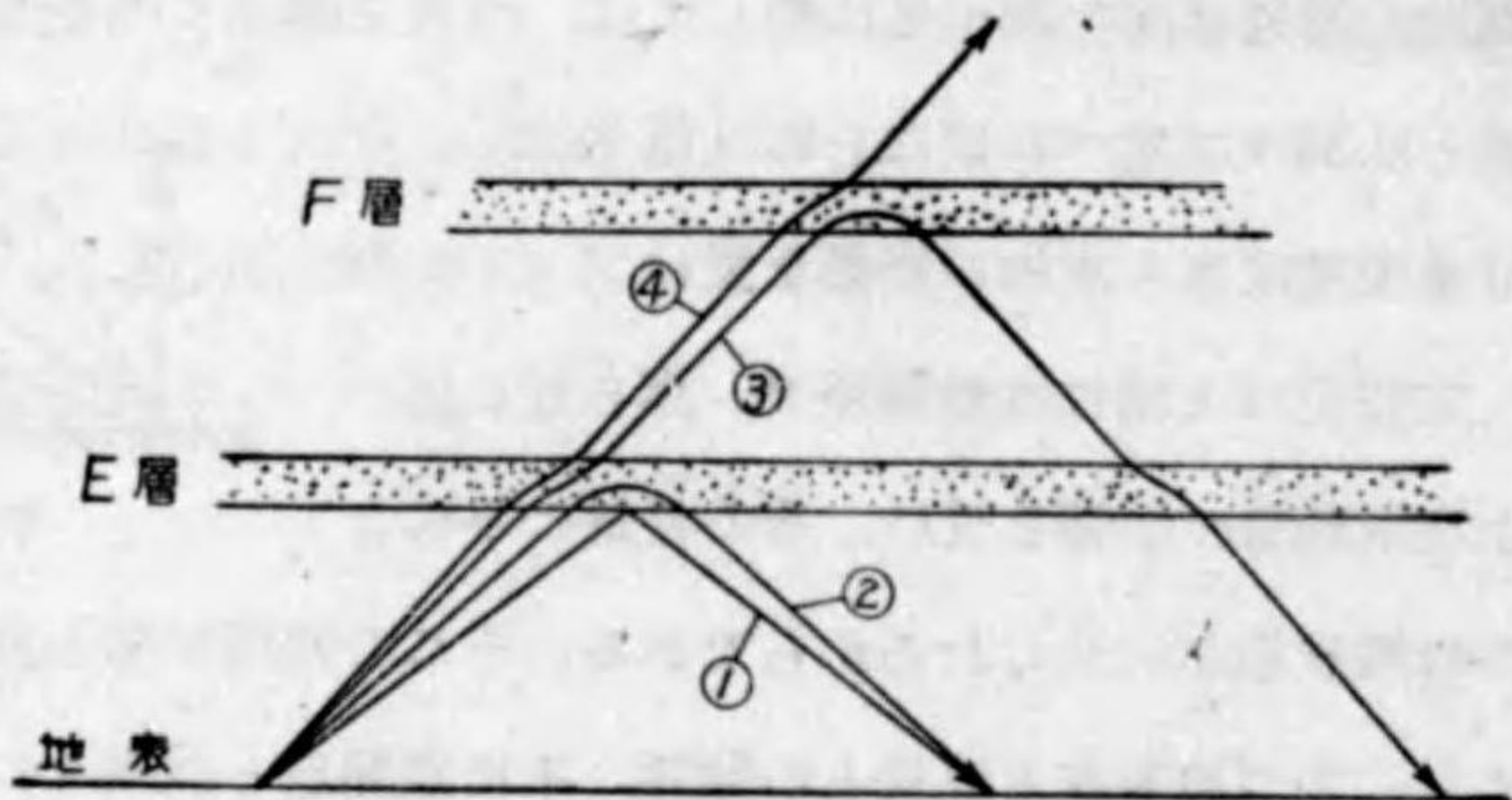


第 19 圖

地表波の強さは電波が擴がるために弱くなる以上に、大地の抵抗によるエネルギーの消費のために弱くなるが、これは上にも述べたやうに波長が短い程その弱まり方が大きいから、距離と電波の強さとの關係は波長によつて、第19圖(b)に示す如く違つてくるのである。

次に空間波の傳播と波長とは如何なる關係にあるかといふと、地表波の場合の如く簡單ではなく、

第20圖に示すやうになる。即ち長波は電離層の下面に於いて、光の鏡における如く反射されるが、中波は②のやうに所謂屈折して再び下降し、短波になると③の如くE層は突抜けてしまふ。しかるにF層はE層よりも



| | E層 | F層 |
|-------|-----|-----|
| ① 長波 | 反射 | |
| ② 中波 | 屈折 | |
| ③ 短波 | 突抜け | 屈折 |
| ④ 超短波 | 突抜け | 突抜け |

第20圖

Iオンの密度が高いからここでは遂に屈折され、初めてここから下降して来るのである。超短波に到れば更にF層をも突抜けて、遂に宇宙に逸し去るのである。

波長によつて何故かやうに異なるかといふと、結局或る電子密度における電離層の屈折力が、波長によつて異なることが根本の原因である。

第2節 長波の傳播

長波は前述の如く地表波の強度が強いから、陸上300軒、海上1,000軒程度迄は地表波のみと考へて差支へない。それ以上となると空間波の影響が現れてくる。

地表波を計算するには種々の式があるが、それらは何れ第6章で説明する。長波の空間波はE層によつて反射され、地上に歸つてくるものであるが、E層は太陽の影響を受けて電離してゐるものであり、その電離度は夜間の方が著しく小となる。従つてE層に當つた空間波の反射の様子は晝間と夜間で異り、一般に夜間の方が反射状態がよいが、波長の長い電波程晝間も夜間もよく反射されて遠距離に達する。ただ晝夜間の移り目では反射状態が悪く、遠距離に於ける受信感度は著しく悪くなる。これは日出、日没時の現象として知られてゐる。

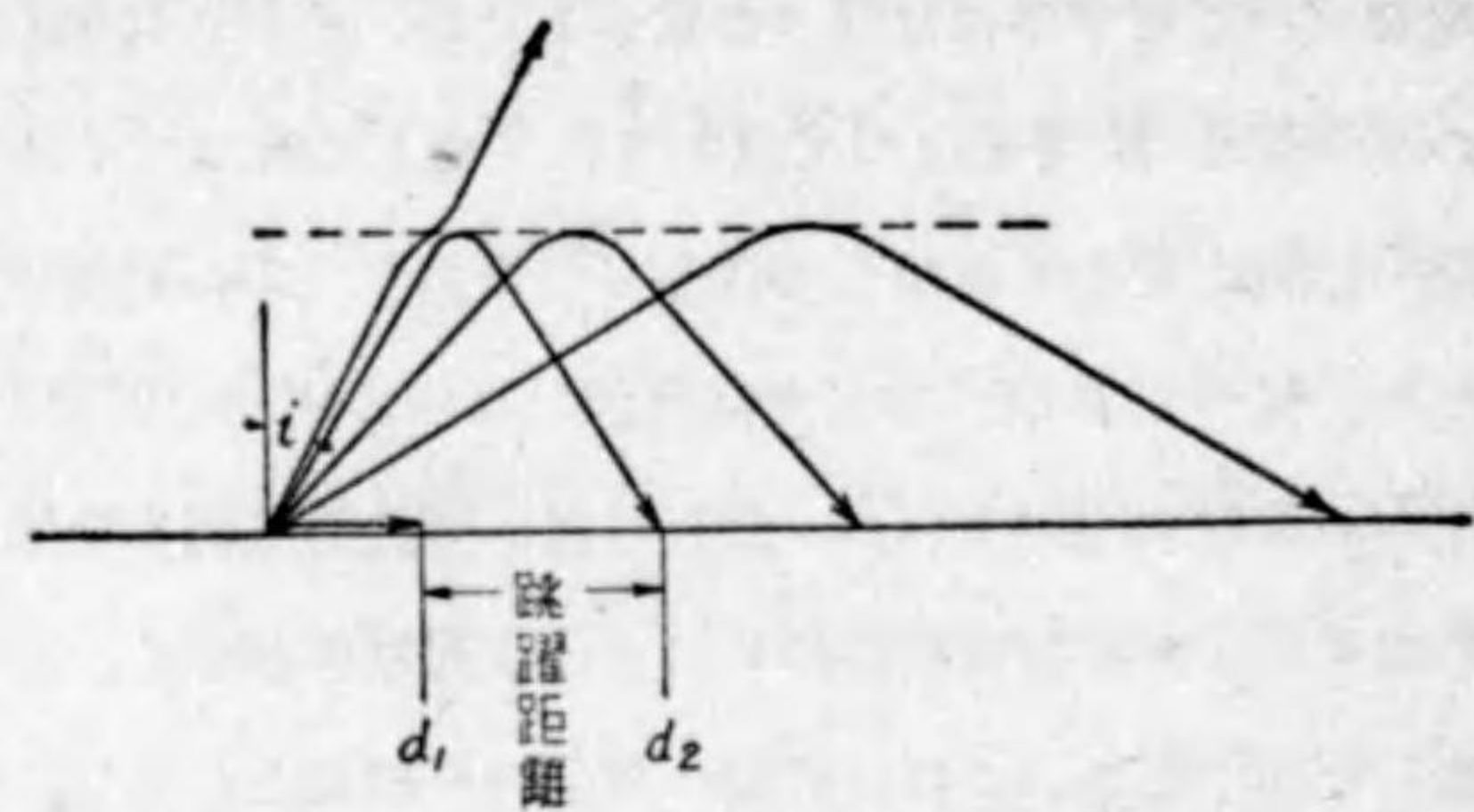
第3節 短波の傳播

Marconiが無線通信を初めてから當分の間は、空間波といふものに気がつかず、従つて地表波が直ちに消滅する短波は殆んど全く顧られなかつたが、偶々アマチュアが短波の不思議な傳播に気がついて、専門家もその重要性を認め研究を進めた結果、この意外に強い電波の正體は、空間波なることが判つた。即ち短波に於いては、地表波は直ちに減衰して消滅してしまふが、空間波は第20圖③のやうにE層を突抜けて極めて強くF層から屈折して下降して来るのである。

このE層突抜けに際し、波長が長過ぎると減衰が大きいし、また波長が短か過ぎると、F層の屈折力が不十分で電波は宇宙に逸散し去る。随つて短波を通信に用ひる場合には、最も適當なる波長が存在する。しかし電離度は四季、晝夜によつて異なるから、短波の波長はその時々(大體は晝夜)に分けて切換へて使用するのである。

長波の場合の如く地表波を受信する場合には、これに影響を與へる大地の状態は常にほぼ一定であるから、受信感度も安定で、従つて計算から大體求めることも出来るが、短波では電離層を頼りとしてゐる空間波を受信するのであるから、長波の場合と異つた種々の現象が起る。先づ第一が“跳躍現象”であつて、第21圖に於いて種々の角度で上空に發射される空間波の電離層における屈折状態を考へてみると、ある角度迄は大體同様に屈折されるが、それ以上、入射角(i)が小さ

くなると、電波は電離層に深く侵入し、遂にこれを突き抜けるに至る。しかる時は d_1 なる距離迄は地表波が到達し、又 d_2 から遠い距離には空間波が下降してくるが、 d_1 から



第 21 圖

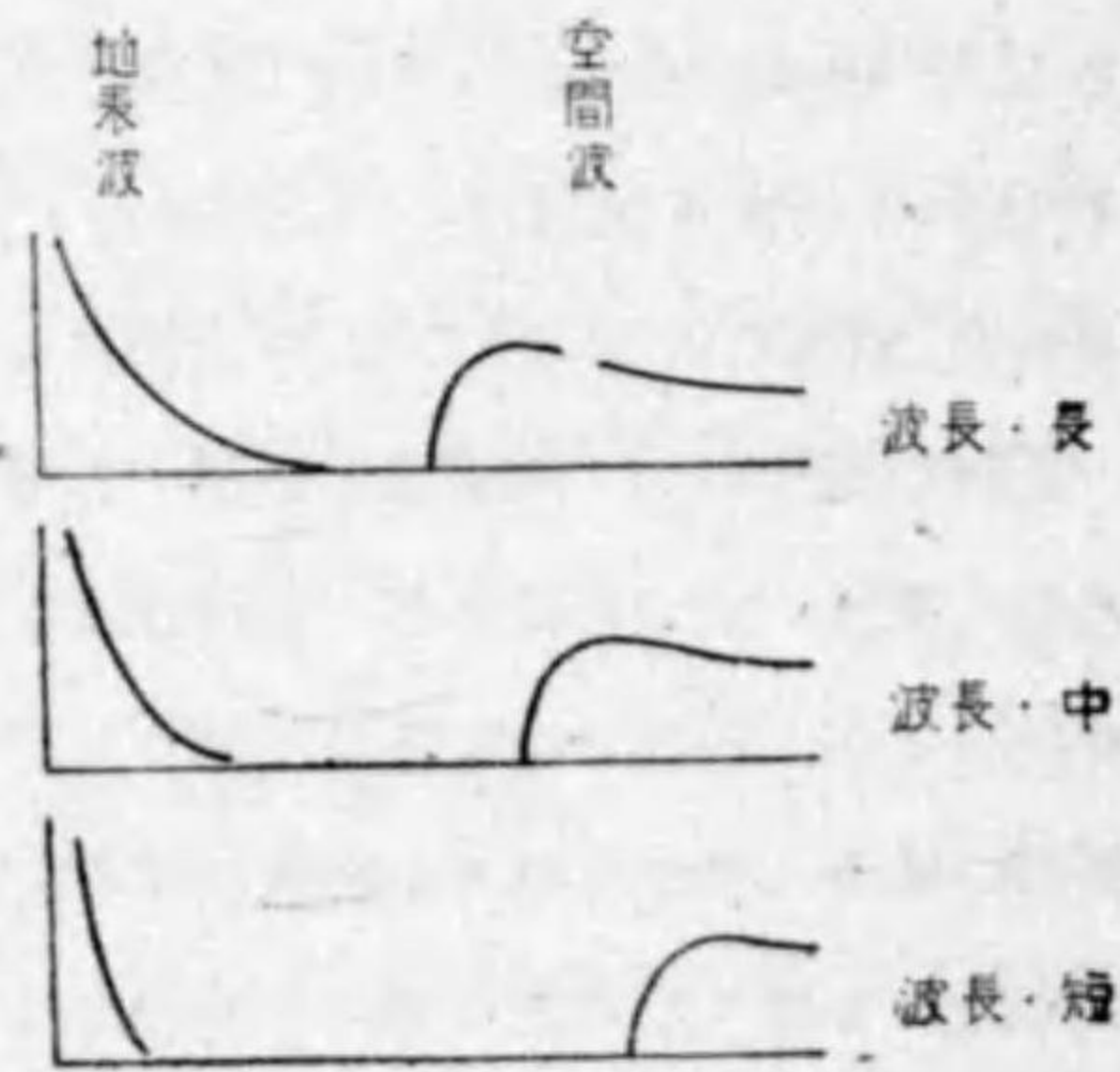
d_2 迄の間には全く電波は到達せず、この範囲では受信不能に陥る。この距離を“跳躍距離”と稱する。

この範囲でも併し電波が全く来ないわけではなく、不安定ではあるが、多少の受信感度を有することもある。これは第22圖に示すやうに電波の反射の時には、多少不規則な“散乱現象”を伴ふから、跳躍距離内にも電波が到達するのであるが、併しこの電波は何方の方向からくるとも限らず、方向が極めて不安定である。従つて、電波を受けて方向を定める所謂“方向探知”は、跳躍距離の中では全く不可能となるのである。



第 22 圖

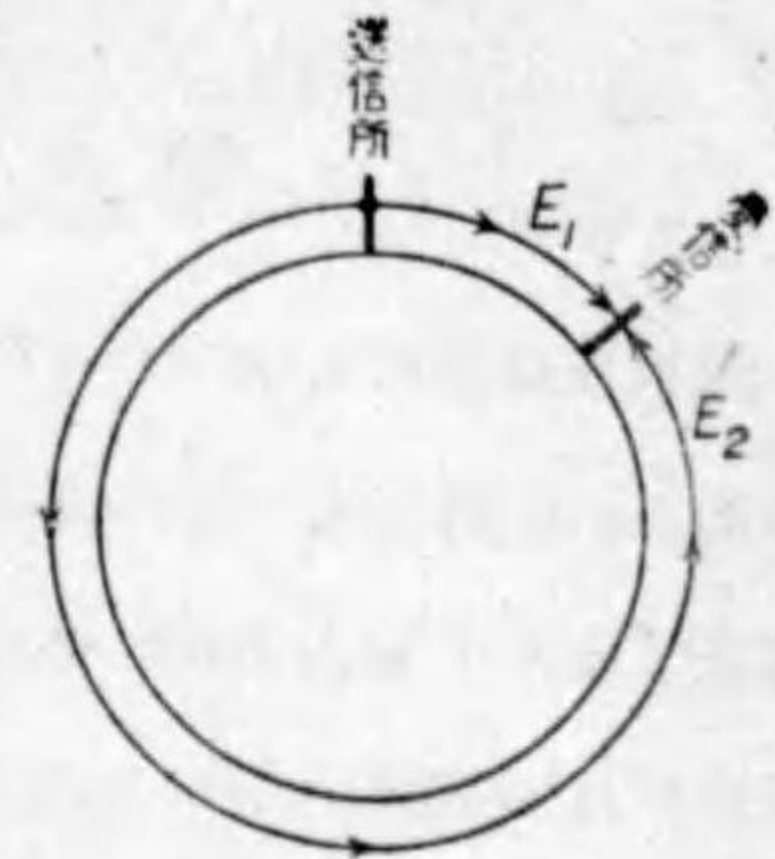
なほ跳躍距離は第23圖に示される如く、波長が短くなる程大きくなるものである。



第 23 圖

また短波の受信に際しては“反響(エコー)”なる現象がある。これは第24圖に就いて E_1 は一番近い距離を通

つて来た電波であるが、この他に地球の反対側を廻つてくる E_2 のやうな電波も存在するので、これを受信すると宛かも“こだま”のやうな現象を生ずる。これは受信状態に悪い影響を及ぼすが、空中線から一方向だけしか電波を出さない單向空中線を用ひれば、或る程度避けられる。



第 24 圖

この他に短波にはフェーディングなる現象もあるが、これは放送波にもある現象であるから、後に第7章で詳しく述べることにする。

第4節 放送波の傳播

放送波は 550 から 1,500 kc/s 迄の電波で、前の分類によると中波に屬する。これの傳播は本講義の主題であつて、後に章を改めて詳しく述べることにし、ここでは長波及び短波と對應してその根本性質を示しておく。

長波は陸上 300 軒程度の距離では、地表波が強く空間波が弱いものであるに對し、短波は地表波が弱くて空間波が強いものであることは前にも述べたが、放送波は恰度この中間に存在するもので、即ち晝間、電離層の電離状態が強いときには、空間波はここで凡て吸収されて、受信感度は大部分地表波によつて支配される。これは長波の傳播状態に類似してゐる。しかるに夜間になると、電離層のイオンの数が減少し、電波を屈折するのに恰度適當した状態となる。従つて夜間は少しく遠距離(約 100 軒以上)になると大部分が空間波であつて、これは短波の状態に似てをり、やはりフェーディングが存在する。

要するに放送波は晝間は長波、夜間は短波の傳播状態を爲すものと考へれば宜しい。

第5節 超短波の傳播

超短波は前にも述べたやうに、 E, F の兩層を突抜けて宇宙へ逸散するものであるから、空間波は一般に存在しない。但し波長10米附近では時により、空間波の存在することもあるが、本來の超短波は空間波のなきものと考へて宜しい。即ち超短波は地表波のみによつて傳播するものである。

前に電波は光と同じく電磁波の一種であつて、違ふのはその波長が遙かに長いことであることを述べたが、従つて波長が短くなると、その性質は益々光と類似してくる。超短波はそのため直進性といふ性質が著しく現れ、例へば建物や山の裏側には光と同じやうな影を生じ、その部分では受信状態が甚だしく悪化する。このために超短波はまた“準光波”とも呼ばれる。

以上のことはいひかへると、超短波は所謂“見通しの距離”しか良好に到達しないこととなり、その到達範囲が非常に限定される。しかしこれには次のやうな特徴がある。

1. 空間波がないから受信状態が安定である。
2. 遠距離に傳播しないから、他に混信妨害を及ぼすことが少い。
3. 周波数が高いから、變調周波数を高くすることが出来る。
4. 空中線の能率が非常によい(空中線の大きさが小さくてすむ)。
5. 空電その他の雑音の影響が少い。

かやうな特徴があるため、地方的の送信に利用され、また特に(3)の特徴があるために、テレビジョン放送に超短波は絶對的に必要なものとなつてゐる。

超短波に關しては最早や後では述べないから、超短波の強さ(電界強度を求めると)もここで纏めて擧げておかう。超短波の電界強度を求めるのには種々の公式があるが、次に一番よく用ひられるものだけに就いて説明を加へることとする。

先づ超短波の電界強度に關して大切なことを二三述べると、

- i) 受信地點における電界強度は直接波と地面からの反射波との合成である。
- ii) 地面の反射に際しては振幅の變化はなく位相のみが 180° 變化する。
- iii) 半波長の長さの空中線から輻射される電界の強さは、空中線に直角の方向に於いては

$$E = 60 \frac{I}{R} \text{ V/m}$$

但し I = 空中線電流 (A)

R = 空中線からの距離 (m)

で表される(第4章の理論によりて)。

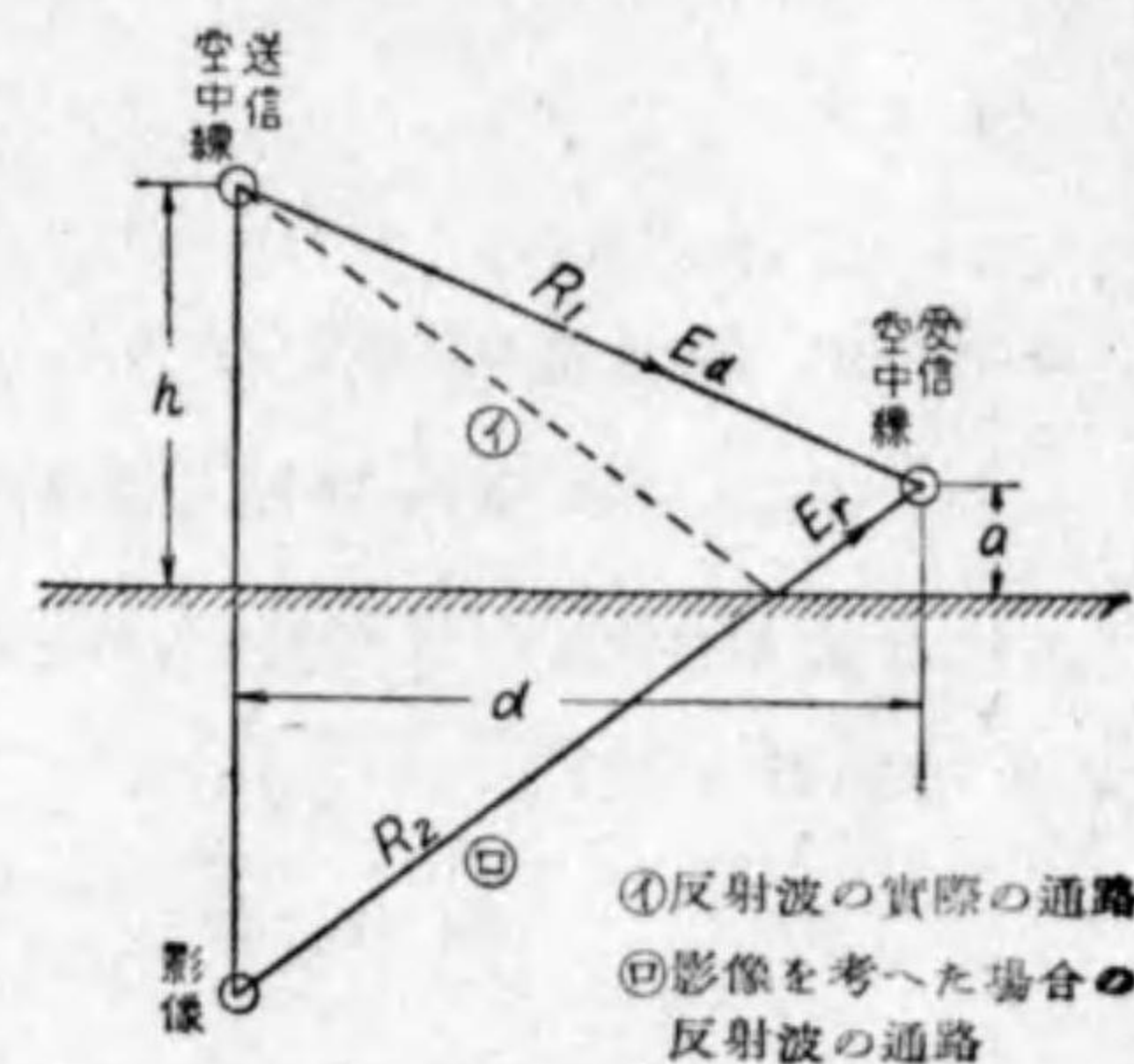
これらの中で(ii)は近似的のものであるが、空中線からの距離が遠い時には相當確實で、また水平空中線からの電波に對しては近距離でもかなり正確に適用出来る。

これらの事柄を利用すると、空中線から地上距離が d (m)なる地點の電界強度は、第25圖を参照して

$$E = 60 I \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} e^{-j\phi} \right)$$

なることがわかる。但し ϕ は直接波と反射波の傳はる距離が異なるために生ずる位相差である。従つて ΔR をその距離の差とすると、

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta R = \frac{2\pi}{\lambda} (R_2 - R_1)$$



第 25 圖

しかるに距離が充分遠くなると

$$\begin{aligned} R_2 - R_1 &= \sqrt{d^2 + (a+h)^2} - \sqrt{d^2 + (h-a)^2} \\ &= d \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{a+h}{d}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{h-a}{d}\right)^2} \right\} \\ &\doteq d \left\{ \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{a+h}{d}\right)^2 \right] - \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h-a}{d}\right)^2 \right] \right\} \\ &= \frac{2ha}{d} \end{aligned}$$

となり、 ϕ が小なる場合には

$$e^{-j\phi} = 1 - j\phi$$

となることを利用すると、 E は結局

$$E = \frac{60I}{R} (j\phi) \quad (R_1 \doteq R_2 = R \text{ とおく})$$

即ち

$$\begin{aligned} |E| &= \frac{60I}{R} \phi = \frac{60I}{R} \frac{2\pi}{\lambda} (R_2 - R_1) \\ &= \frac{60I}{R} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{2ha}{R} \end{aligned}$$

ここで更に $R \doteq d$ なる関係を入れると

$$|E| = 60I \frac{4\pi ha}{\lambda d^2} \text{ V/m}$$

但し h, a, λ は何れも m で表すものとする。又この式を空中線からの輻射電力 $W = 72 \times I^2$ で表すと、

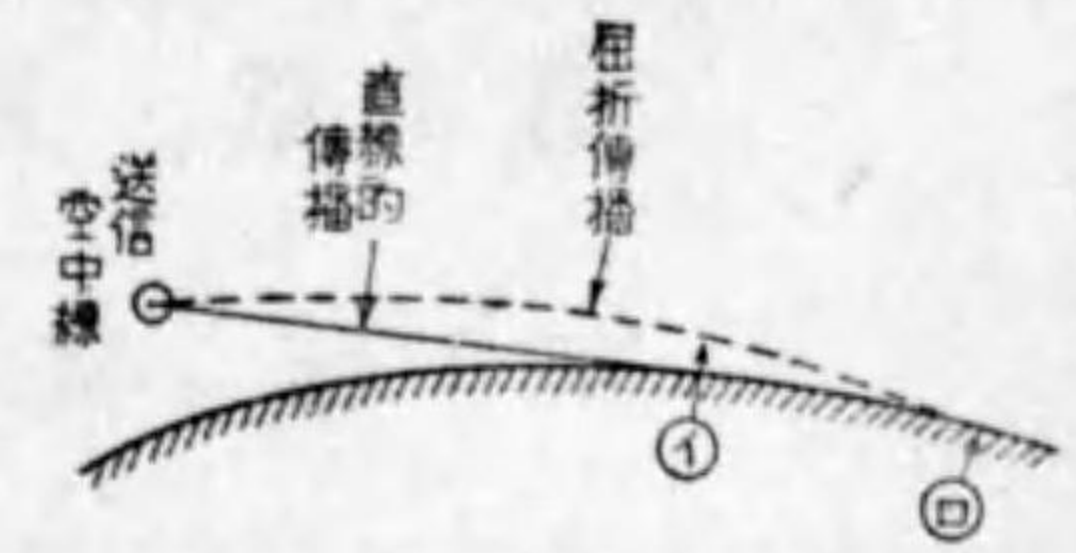
$$|E| = 7\sqrt{W} \frac{4\pi ha}{\lambda d^2} \text{ V/m}$$

となる。ここに輻射電力 W はワットで表すものとする。なほ輻射電力なるもの
 ①意味については次章を参照されたい。

この式は大地の反射が規則的に生じてゐる場合であるが、実際には起伏がある
 から異り、また受信地点の附近に障礙物があれば勿論結果は違つてくる。

地勢が不規則の場合には、上式は大體の平均を示すものと考へればよい。

また見通しの距離以上に於いては廻折現象によつてのみ電波は到達するから、第26



第26圖

圖に於いて①の如き地點以上では急激に電
 界強度が減少する。但し、実際には超短波は眞の直進をなすのではなく、地上の
 空氣密度が、上に行くに従ひ稀薄となるために、多少下方に彎曲した通路（第26
 圖参照）に従つて傳播する。その結果、直進すると考へた時よりも見通しの距離
 は多少増加するのである。どれ位増加するかは氣壓の分布等によつて變るので一
 概にはいへないのである。

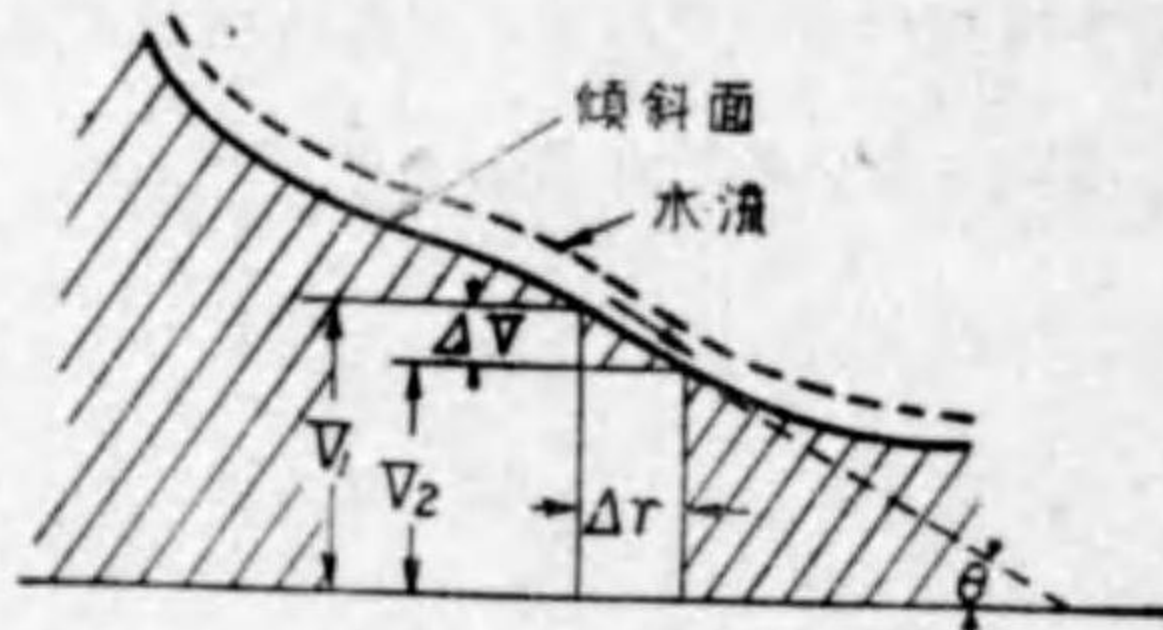
第4章 電波の輻射

第1節 電位及び電界の強さ

電波の輻射は常識的にも説明は出来るけれど、正確な関係を求めるには、やはり正攻法をとつて多少の式を用ひなければならぬ。それには先づ電位なる觀念から擷まねばならぬ。

電位に似たもので目によく見えるのは水位である。例へば第27圖のやうな傾

斜面に水が流れてゐるとする。高さより低きにつくといふ言葉もある通り、水は當然上から下に流れる。各部分分に於いて水を流さうとする力は何によりて働くかといふと、その原因は各部に水の高さ即ち水位といふものがあるからである。しかし若し各部の水位が同じであれば水は流れない。即ち水を流す力は水位の差である。しかし同じ差があつても、短い距離の間に一定の水位の差を生ずると、長い距離で初めてそれだけの水位の差を生ずるとでは、水を流す力は當然前の方が強い。従つて水を流す力は傾斜面の傾斜によりて生ずるといふことが判る。この傾斜は次のやうにして表される(第27圖参照)。



第27圖

$$\text{傾斜} = \frac{\Delta V}{\Delta r} (= \tan \theta) \quad (\Delta r \text{ の間の平均傾斜})$$

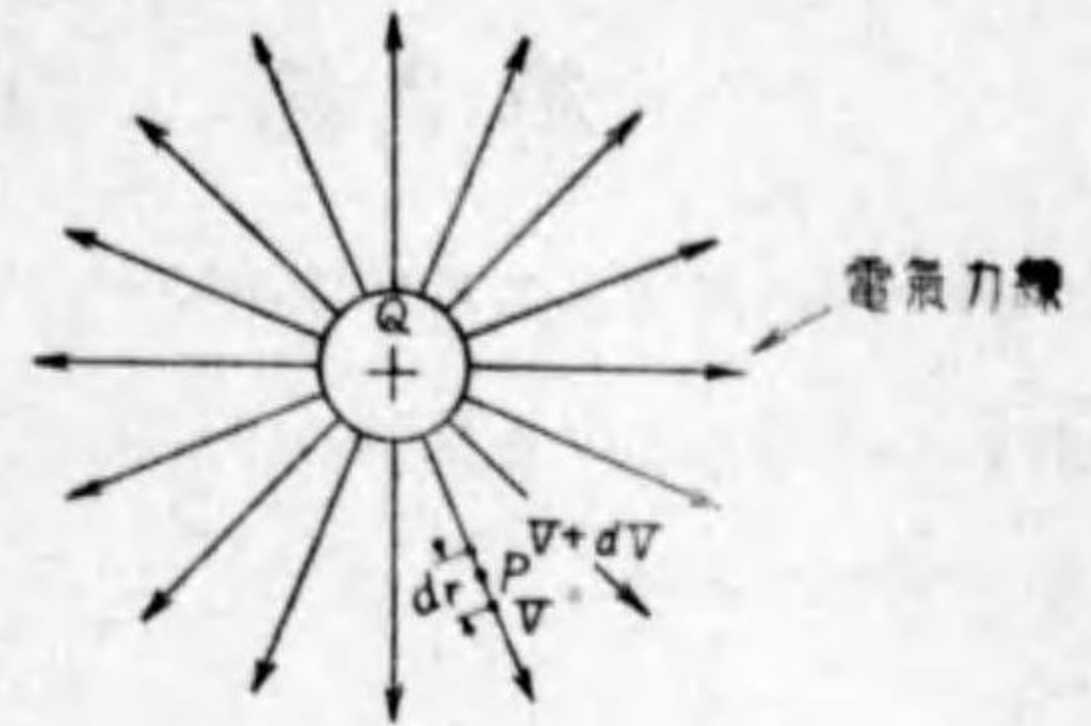
$$= \frac{dV}{dr} \quad (\text{一點における傾斜})$$

$$\text{或一點における水を流す力} \propto \text{傾斜}$$

$$\propto \frac{dV}{dr}$$

電氣の方でもこれと非常に似た現象がある。即ち電氣力線を通さうとする力の

根本を爲すものは、水位に對應する電位である。更に正確にいふと電位の傾度があつて初めて電氣力線が生ずる。電位の高いところから、電位の低い方向に力線の生ずること、宛かも高所から低所へ水流の生ずると類似してゐる。電氣工學に於いて明らかなやうに、一個の Q なる電荷の附近の P 點における電位は(第28圖)



第28圖

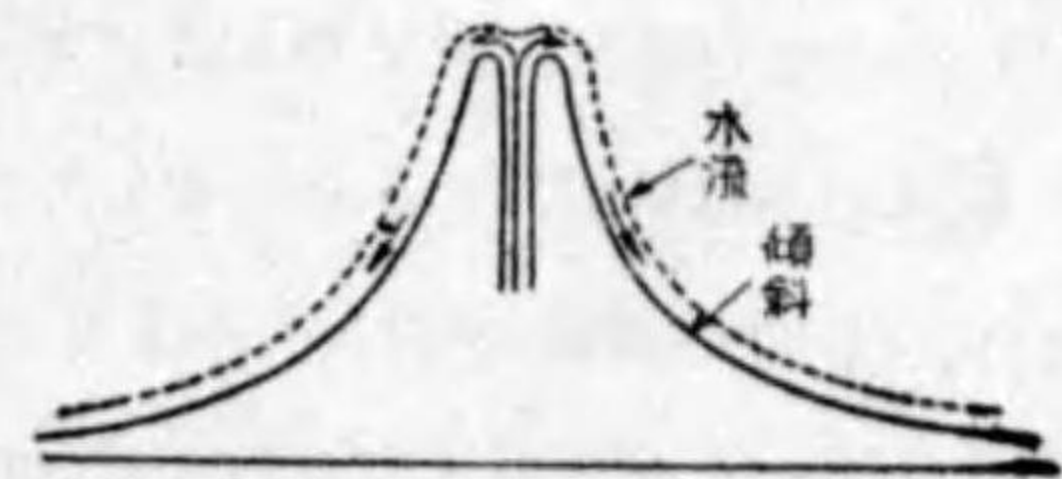
$$V = \frac{Q}{r}$$

で表される。 r は Q と P 點との距離である。しかして電氣力線の數は適當な單位を用ひれば、この電位の傾斜に等しい。即ち

$$\begin{aligned} \text{電界の強さ} = \text{電氣力線の數} &= \frac{dV}{dr} \\ &= (-) \frac{Q}{r^2} \end{aligned}$$

水の流れには傾斜が重要で、傾斜さへ一定であれば、全體として水位の高低は水流に全く影響がないのと同様に、電氣の方でも電位そのものは、全體として高くても低くても差支へなく、その差が問題になる。仍つて電氣の方ではこの差を“電位差”と稱して専ら用ひ、また特にヴォルトで表した電位差を Voltage と稱する。

上のやうな Q の廻りの電界と相似の水流は第29圖の如きものであつて、その水位が r に反比例し、傾斜即ち水を流さんとする力は r^2 に反比例してゐる。大體富士山の頂邊から水が吹き出してゐる場合を想像

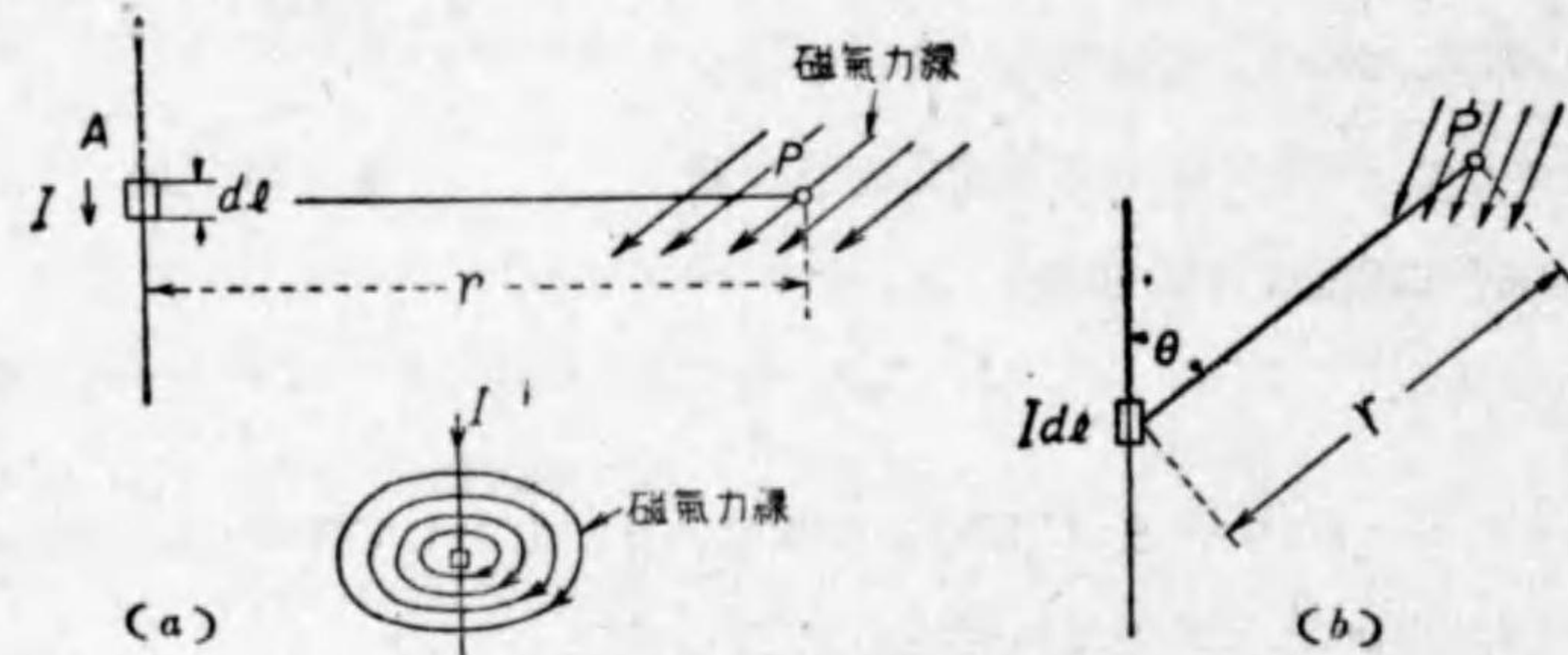


第29圖

すればよい。即ち中心に近い方は流れが強く、擴がるに従つて弱くなる。

第2節 磁位及び磁界の強さ

磁力線の通るところには磁位がある。従つて磁石の附近にも磁位があるが、われわれは磁石よりも電気の方が直接必要なのであるから、電流の附近の磁界に就いて考へてみる。



第30圖

電気磁気學によつて、 I なる直流を流してゐる dl なる短い導線(第30圖(a))の附近にある P 點では、次のやうな磁位が存在することを教へられる。

$$U = \frac{Idl}{r}$$

この場合にも磁界の強さ、即ち磁氣力線の數は、磁位の傾度に等しい。即ち、方向を考へなければ

$$\text{磁界の強さ } H = \frac{dU}{dr} = \frac{Idl}{r^2}$$

これは即ち電気工學で習ふ“ビオ・サバールの法則”である。

しかし磁界が電界のときと著しく異なることは、 H は $\frac{dU}{dr}$ によつて定まりはするが、 H 即ち磁氣力線の方向は、 r の方向と直角(第30圖(a))なることである。これは少しく變なやうにも思はれるが、電気と磁氣の相互關係における根本原理であるから、何とも止むを得ぬことである。

上に擧げた磁位及び磁界の式は、電流が直流の場合のものであるが、 dl に交流

が流れてゐる場合の電位は、前式の I の代りに交流の大きさ $I \sin \omega t$ を入れればよいから、

$$U = \frac{(I \sin \omega t) dl}{r}$$

であつて、また磁界の強さは、これを r に就いて微分すればよいこと、前と同様である。即ち $(I \sin \omega t) dl$ は r と無關係であるから、定數として取扱ひ、單に $\frac{1}{r}$ のみを微分すればよい。仍つて、この場合にも方向(符號)を考へなければ

$$H = \frac{(I \sin \omega t) dl}{r^2}$$

以上は導線と直角で、 dl を含む平面内における磁位及び磁界の強さであるが、これと θ なる角度を爲す方向で、 dl から r なる距離にある點の磁位及び磁界の強さ(その點の附附の磁氣力線の密度)は(第30圖(b))、

| | 直 流 | 交 流 |
|-------|-------------------------------|--|
| 磁 位 | $\frac{Idl}{r} \sin \theta$ | $\frac{(I \sin \omega t) dl}{r} \sin \theta$ |
| 磁界の強さ | $\frac{Idl}{r^2} \sin \theta$ | $\frac{(I \sin \omega t) dl}{r^2} \sin \theta$ |

○如く、すべてに $\sin \theta$ を乗すればよい。

第3節 誘導電磁界と輻射電磁界

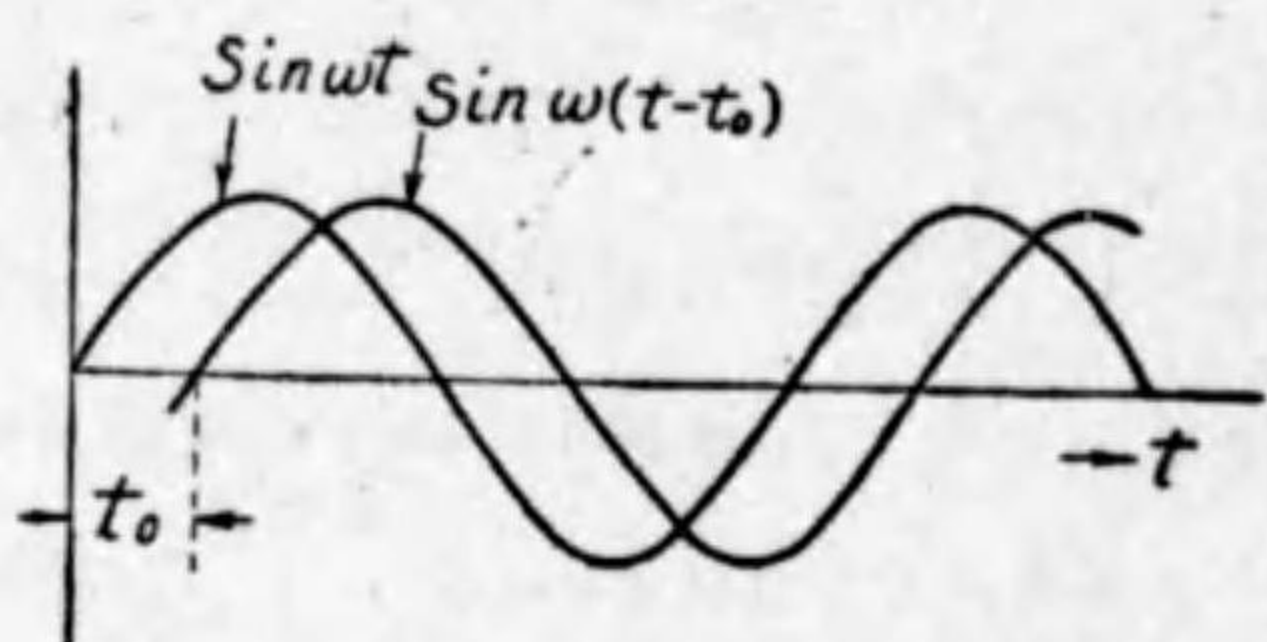
交流が流れてゐる導線の周囲の磁位は、

$$U = \frac{(I \sin \omega t) dl}{r} = \frac{Idl}{r} \sin \omega t$$

なることは前にも述べた通りである。しかしこれは r が小さい範圍に限られるのであつて、 r が大きい時には少し式を變へねばならぬ。それは電気的作用が傳はるのは瞬間的ではなく、 v なる有限の速度を持つてゐるからである。即ち第30圖(a)に於いて、 P なる點では A なる點の變化を、或る t_0 なる時間の後に感受するのである。従つて P 點の磁位は、

$$U = \frac{Idl}{r} \sin \omega(t-t_0)$$

で表される。 $\sin \omega(t-t_0)$ なる函数は第31圖をみてもわかる通り、 $\sin \omega t$ よりも t_0 だけ遅れた同じ形の函数を示してゐる。しかして t_0 とは何かといふと、 A から P まで電氣作用が傳はるに要する時



第 31 圖

間で、従つて v を速度とすると $\frac{r}{v}$ となる。従つて P 點の磁位は、

$$U = \frac{Idl}{r} \sin \omega\left(t - \frac{r}{v}\right)$$

となる。

しかし今知りたいのは P 點における磁氣力線の密度即ち磁界である。磁界が磁位の傾度なることは、磁位の形が如何に複雑な場合でもいへることである。即ち(以下 H の符號は考へぬこととする)

$$H = \frac{dU}{dr} = Idl \frac{d}{dr} \left(\frac{\sin \omega\left(t - \frac{r}{v}\right)}{r} \right)$$

この微分を行ふには次の公式を用ひればよい。

$$(1) F(x) = F_1(x) \cdot F_2(x)$$

とすれば

$$\frac{dF(x)}{dx} = \frac{dF_1(x)}{dx} F_2(x) + \frac{dF_2(x)}{dx} F_1(x)$$

$$(2) F_1(x) = F_3(F_4(x))$$

$$= F_3(y), \quad y = F_4(x)$$

とすれば

$$\frac{dF_1(x)}{dx} = \frac{dF_3(y)}{dy} \cdot \frac{dy}{dx} = \frac{dF_3(y)}{dy} \cdot \frac{dF_4(x)}{dx}$$

即ち上の公式で $x=r$ とすれば

$$F(r) = \frac{\sin \omega\left(t - \frac{r}{v}\right)}{r}$$

$$F_1(r) = \sin \omega\left(t - \frac{r}{v}\right)$$

$$F_2(r) = \frac{1}{r}$$

$$F_3(r) = \sin(y)$$

$$y = F_4(r) = \omega t - \frac{\omega r}{v}$$

であるから

$$\frac{dF(r)}{dr} = \frac{dF_1(r)}{dr} \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2} \sin \omega\left(t - \frac{r}{v}\right)$$

しかるに

$$\frac{dF_1(r)}{dr} = \cos \omega\left(t - \frac{r}{v}\right) \times \frac{dF_4(r)}{dr} = \cos \omega\left(t - \frac{r}{v}\right) \left(-\frac{\omega}{v}\right)$$

であるから結局

$$\frac{dF(r)}{dr} = \frac{1}{r^2} \sin \omega\left(t - \frac{r}{v}\right) + \frac{1}{r} \frac{\omega}{v} \cos \omega\left(t - \frac{r}{v}\right)$$

となり、従つて磁界の強さは

$$H = \left| \frac{dU}{dr} \right| = Idl \left[\frac{1}{r^2} \sin \omega\left(t - \frac{r}{v}\right) + \frac{1}{r} \frac{\omega}{v} \cos \omega\left(t - \frac{r}{v}\right) \right]$$

で表される。なほ $\frac{\omega}{v} = \frac{2\pi f}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}$ であるから更に

$$H = Idl \left[\frac{1}{r^2} \sin \omega\left(t - \frac{r}{v}\right) + \frac{1}{r} \frac{2\pi}{\lambda} \cos \omega\left(t - \frac{r}{v}\right) \right]$$

とも表される。第一の項と第二の項とは位相が 90° 違ふが、今その振幅だけを考へると、

$$H_1 = Idl \frac{1}{r^2}$$

$$H_2 = Idl \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{r}$$

この両者は

$$\frac{1}{r^2} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{r} \quad \text{即ち} \quad r = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{6}$$

のとき振幅が等しくなり、それより近距離では H_1 が大、また遠距離では H_2 が大となる。第32圖にその大體を示してある。 r が非常に近いときに前節のビオ・サバールの式

$$H \rightarrow H_1 = \frac{Idl}{r^2} \sin \omega t$$

に一致する。これらのうち

H_1 を “誘導磁界”

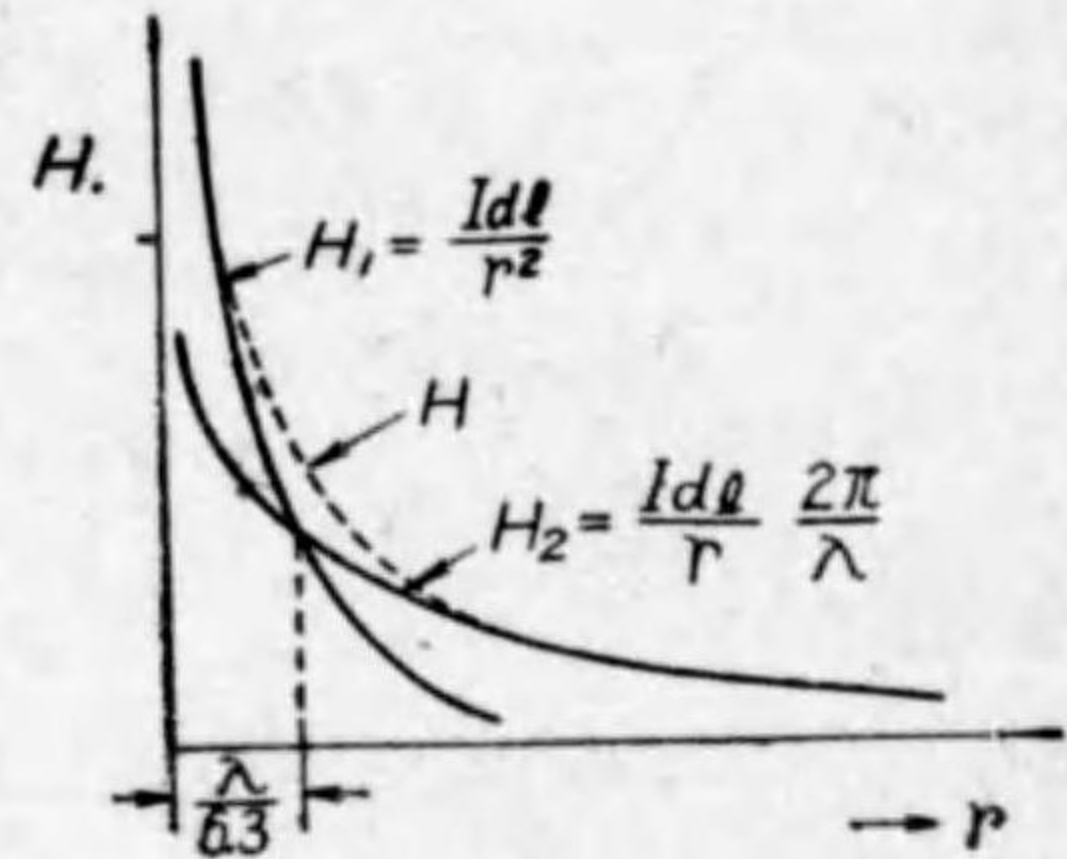
H_2 を “輻射磁界”

と稱する。

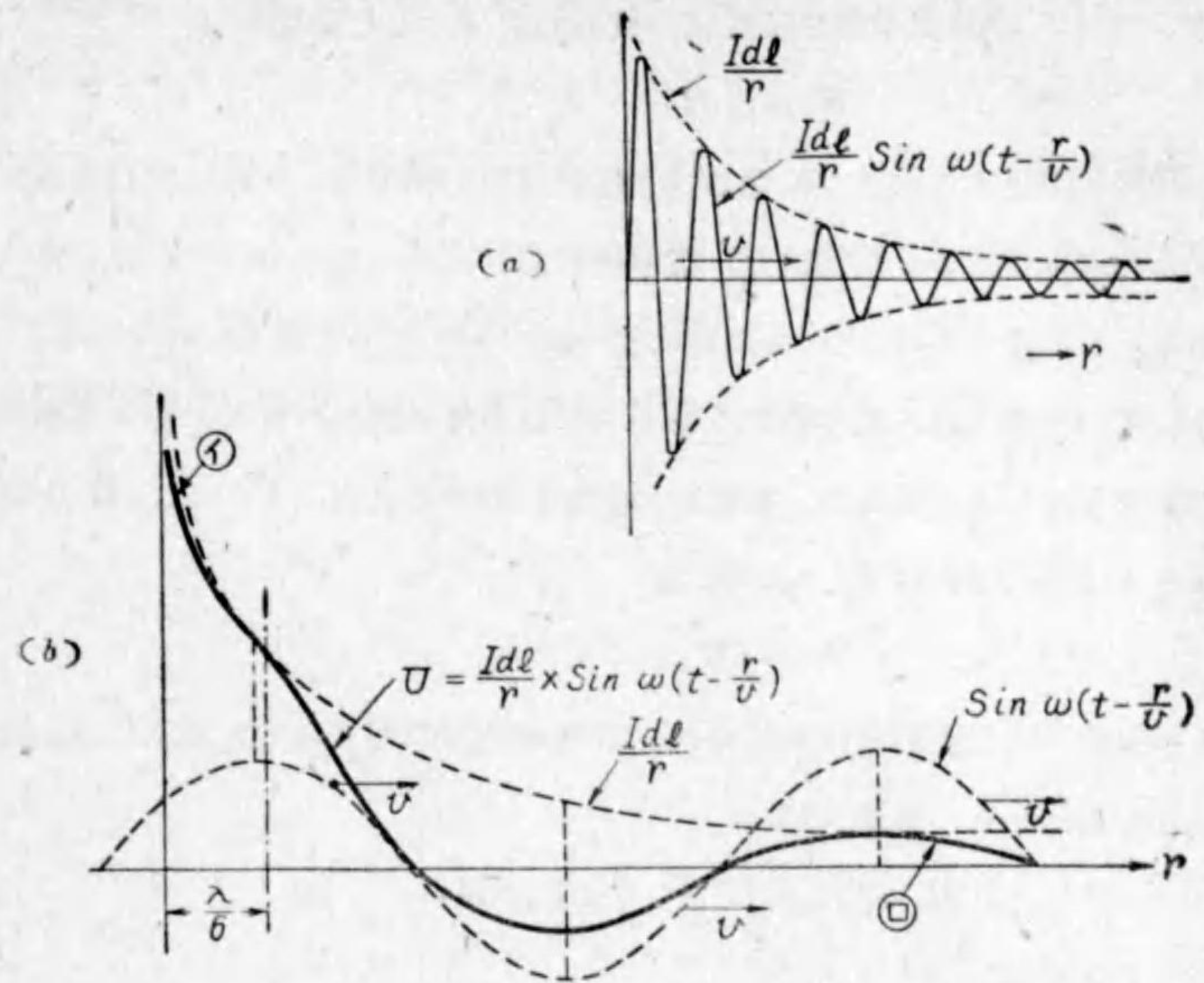
誘導磁界と輻射磁界をいさ少しく物理的に説明すると、第33圖(a)は第30圖(a)のAから飛び出す磁位の形である。即ち $Idl \sin \omega t$ なる波形が $\frac{1}{r}$ なる係数の爲に、次第に振幅が減少しながら四方に擴がつてゆくのである。

第33圖(b)は第33圖(a)の空中線に近い部分を擴大して描いたものであるが、 H は各点におけるこの磁位の傾度であつて、 $r = \frac{\lambda}{6}$ 以下では、この傾度は大體に於いて r の變化に原因し、それが誘導磁界を形成する。又 $r = \frac{\lambda}{6}$ 以上では r の變化よりも、正弦波形の變化の方が大きく、磁界は主としてこれに原因する。これを輻射磁界と稱するのである。

H の式を見れば判る通り、空中線からは $\sin \omega t$ 即ち $I \sin \omega t$ と同位相の磁力線の他に $\cos \omega t$ 即ち $I \sin \omega t$ と 90° 位相の違つた磁力線(輻射磁界)が飛



第 32 圖



$$\textcircled{a} \text{の部分の傾度(誘導磁界)} = \left[\sin \omega t \times \left(\frac{1}{r} \text{の傾度} \right) \right]$$

$$\textcircled{b} \text{の部分の傾度(輻射磁界)} = \left[\frac{1}{r} \times \left(\sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) \right) \right]$$

第 33 圖

び出す。一般に導線に抵抗があれば、そこに電力を消費するが、磁力線が出ても初めのサイクルで生じた磁界のエネルギーは、次の半サイクルにはまた導線の中に戻るので、平均すれば電力の消費はないのである。これは電流 $I \sin \omega t$ とそのために生じた磁力線の反抗起電力(空中線から生じた磁力線の数を時間に對して微分せるもの)とが 90° の位相を有することを意味する(第1編第1章「交流電力」参照)。しかし磁力線の中に若し電流と 90° の位相を有する成分がありとすれば、このための反抗起動力は電流と同位相となり、従つて恰度回路内に抵抗があると同時に、そこに電力が消費されるに至る。この電力は即ち輻射となつて、空中線から外に流れ出したのである。輻射電力は空中線の形によつて異なるが、これ

を W_r とし、空中線を流れる電流の実効値を I_a とした場合

$$W_r = I_a^2 R_r$$

なる関係を満足する如き R_r なる値を輻射抵抗と稱する。これは輻射電力と等しい電力を消費するやうな抵抗を、空中線回路内に入れた場合のその値を示すものである。この値もまた W_r と同様に空中線の形によりて異なるものである。

今述べた事項は、空中線のうちの dl なる極く短い一部分に對する磁界の強さを計算したものであるが、實際の空中線に對する磁界 (H_a) は、 H を空中線の長さだけ積分すれば宜しい。即ち、

$$H_a = \int H$$

また誘導磁界は近距離だけに限られ、吾々が通信の方で必要とするのは、特に輻射磁界であるから、實際上は

$$H_a = \int H_2 = \int \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{r} I \cos \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) dl$$

として宜しい。

この積分は空中線上の電流の分布、即ち l と I との関係が判れば計算出来るものである。

かやうにして磁界の強さが判れば

$$H(\text{電磁單位}) = E(\text{靜電單位})$$

なる関係を利用して直ちに電界の強さも判る。實際の空中線に就いての計算は、空中線の講義のところである筈である。

本章は大分式を用ひて説明したから理解し難い部分があるかも知れぬが、大體の要點を摘記すると、

1. 空中線の周囲の電磁界は誘導電磁界と輻射電磁界とから成る。
2. 誘導電磁界は $\frac{\lambda}{6}$ 以下の近距離に於いて大きい。
3. 輻射電磁界は $\frac{\lambda}{6}$ 以上の遠距離に於いて大きい。仍つて實際の通信は輻射電磁界のみを利用するものである。

4. 電氣工學では磁力線の生ずるためには、電力の消費はないと考へてゐるが、無線通信における如く、周波數が高い場合には輻射電磁界が相當大きくなるために、宛かも空中線回路内に抵抗をつないだのと同様に電力の消費を生ずる。

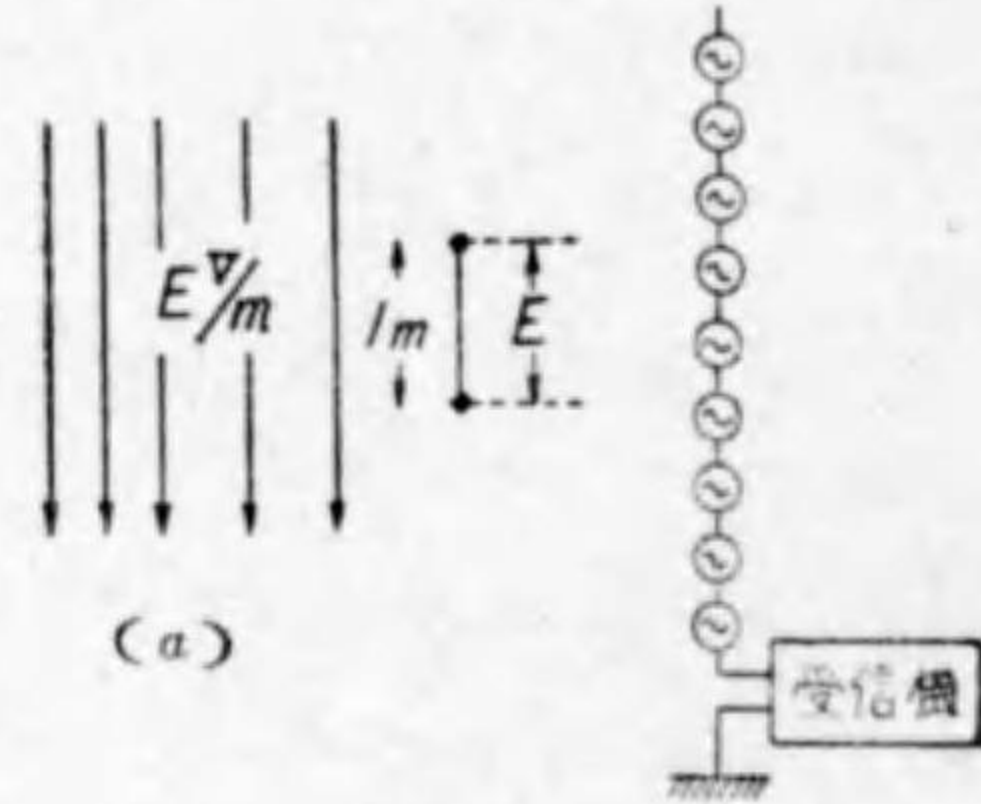
その相當する抵抗の値を輻射抵抗と稱する。

5. 輻射電力及び輻射抵抗の大きさは空中線の形によつて異なる。

第5章 電波の受信

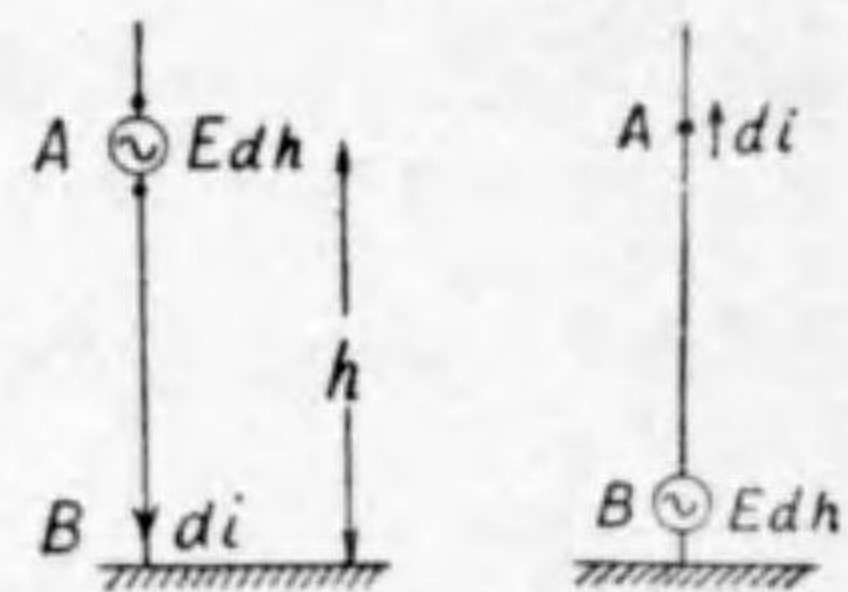
第1節 垂直空中線による受信

電波の強さを表すのにヴォルト毎米 (V/m) なる単位を用ひる。これは E V/m なる電波の強さのところ一米の導體を電氣力線と平行におけば、その兩端に E ヴォルトなる電壓を發生するといふことを意味する(第30圖(a))。但しこの單位は餘りに大き過ぎて實際使用に不便であるから、その1,000分の1を mV/m 、1,000,000分の1を $\mu V/m$ と稱して實用する。



第34圖 (b)

今 EV/m なる電波の強さ(これをまた電界強度といふ)の中に、高さ h_0 なる垂直空中線をおいた場合、その下部につないだ受信機のアンテナ、アースの端子間に何ヴォルトの電壓が加はるかを考へてみよう。この場合 h_0 なる長さの兩端には Eh_0 なる電壓が加はつてゐるが、その基部に何ヴォルトの電壓が現れるかは自ら別個の問題となる。それは垂直空中線の各部には第34圖(b)のやうに、無数の小電壓が分布して誘起してゐるものと考えられるが、下の小電壓は直接受信機に加はるに反し、上方の電壓は垂直空中線を傳つて來て受信機に加はるがため、その途中で位相がおくれ、全體の電壓をそのまま加へあはせる(即ち $E \times h_0$) より、受信機に加はる電壓は小さくなるからである。



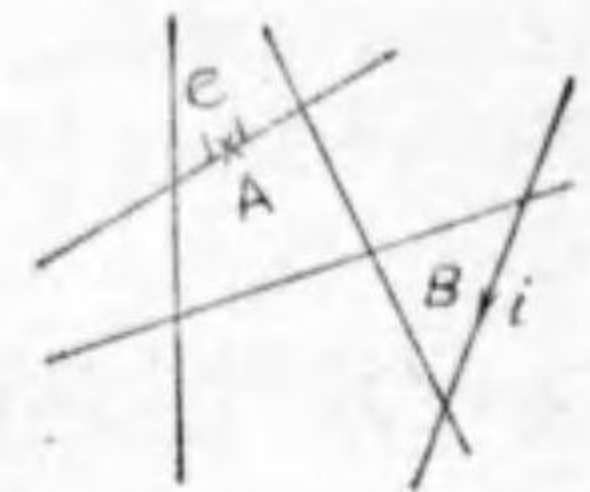
第35圖

いま空中線の途中に dh なる短い長さをとつて考へると(第35圖(a))、電波のためにこれに加

はる電壓は Edh である(1米につき E であるから)。この Edh によつて基部に流れる電流を di とし、この di の大きさを求めることにする。これを求めるのに次の可逆定理を用ひる。

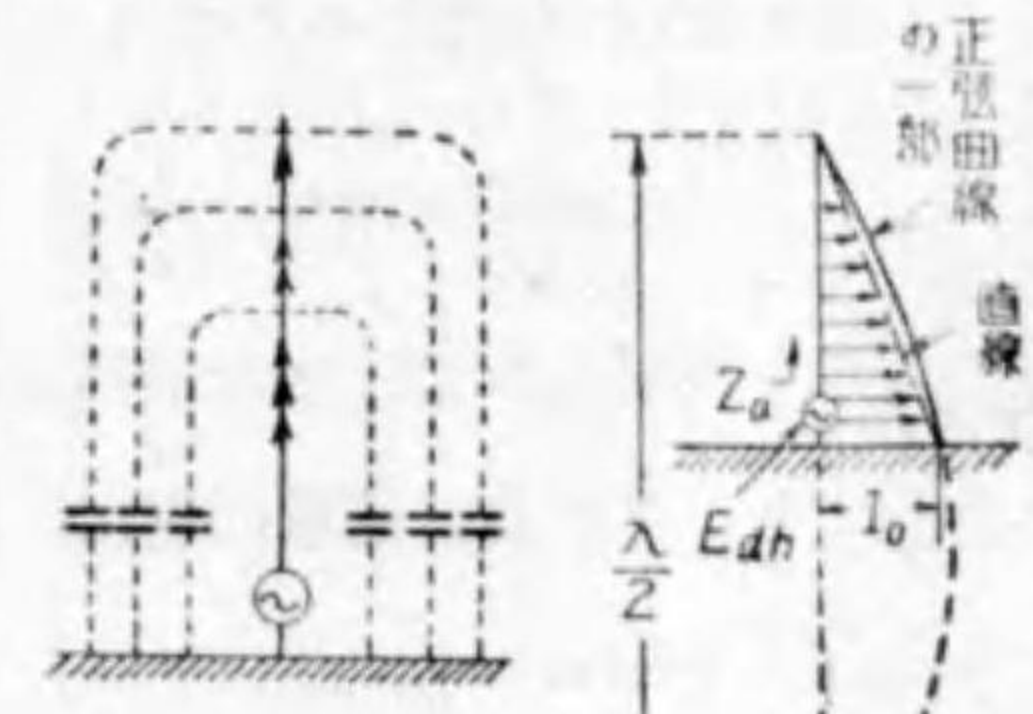
可逆定理

第36圖に示す如き任意の回路網に於いて、任意の二點 A, B を選び、 A に e なる電壓を加へたる時に、 B に i なる電流が流れたとせば、若し B に e なる前と同じ電壓を加へたならば、 A に i なる前の B におけると同じ大きさの電流が流れる。



第36圖

この定理を用ひると、第35圖(a)は第35圖(b)の如くなるのであつて、結局基部に Edh なる電壓を加へた時に高さ h のところに流れる電流を求めればよい。一般に基部に電壓を加へた場合に空中線に流れる電流は第37圖に示すやうに分布容量に流れる分流のために基部で最大で上方に行くに従ひ次第に大きさが減り、頂部に於いては零になる。その電流の大きさを横の方向に描いてみると、第38圖の如く理論上零電流と零電流との間隔が $\frac{\lambda}{2}$ なる正弦曲線の一部を以つて表される。



第37圖

第38圖

しかし一般に受信空中線は高さが低いから、この電流の減り方は大體直線的と考へても差支へない。兎も角いづれにしても、いま基部の電流を I_0 とすれば、一般に高さ h の部分の電流は

$$di = I_0 f(h)$$

で表すことが出来、 $f(h)$ は空中線が長ければ正弦函数、また短かければ近似的に直線函数とみて差支へない。又 I_0 は Edh なる電壓を基部に加へた場合、同じ

基部に流れる電流で、基部から測つた空中線のインピーダンスを Z_a とすれば

$$I_0 = \frac{Edh}{Z_a}$$

として表される。しかば h なる高さの部分に加はつた Edh なる電壓によつて基部に流れる電流は

$$di = I_0 f(h) = \frac{Edh}{Z_a} f(h)$$

となる。従つて各部分に同時に Edh なる電壓が分布して加はつた場合には、これらを合成すればよく、従つて

$$I_a = \sum di \rightarrow \int_0^{h_0} \frac{Edh}{Z_a} f(h) = \frac{E}{Z_a} \int_0^{h_0} f(h) dh$$

となる。この積分の中は基部の電流を1とした場合の電流の分布形を積分し、その面積を求めることを意味してゐる。例へば第39圖のやうに三角形の場合には

$$\int_0^{h_0} f(h) dh = \text{面積} = \frac{1 \times h_0}{2} = \frac{h_0}{2}$$

となることは明らかで、また形が正弦形になればこれより多少大き目になる。簡單の爲に三角形のみに就いて考へると、この場合

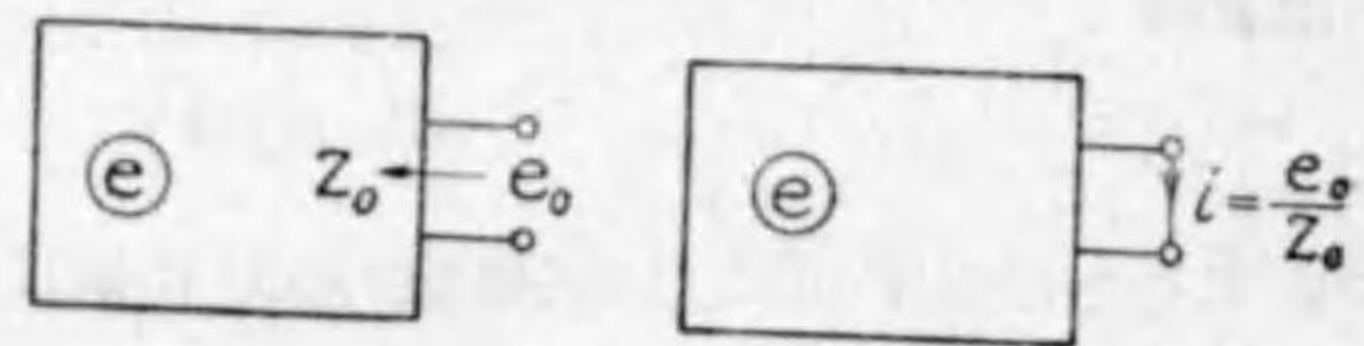
$$I_a = \frac{E}{Z_a} \frac{h_0}{2}$$

なる合成電流が空中線の基部に生ずる。

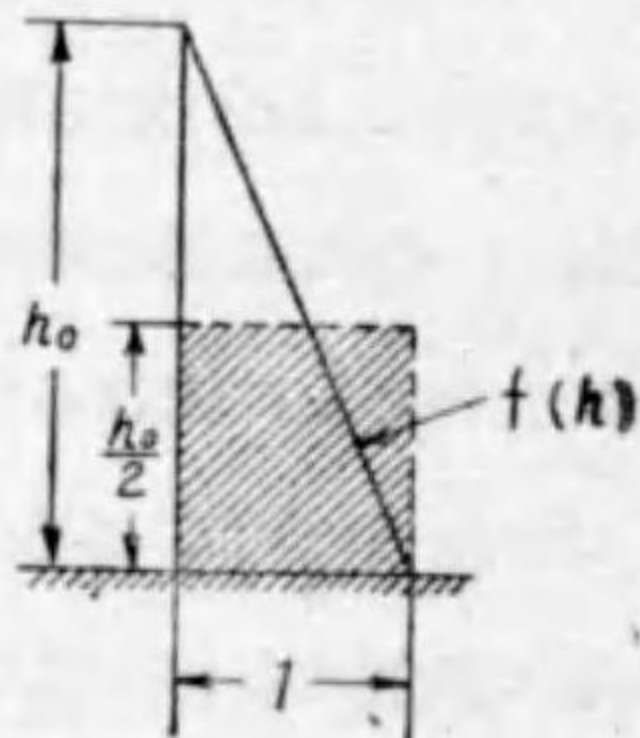
しかば今もし空中線の基部を開路したならば、どれだけ電壓が現れるであらうか。これは次のテブナンの定理によりて簡單に求められる。

テブナンの定理 (1)

第40圖に示す如き内部に電源を含む任意の回路網から二線を引出した時、その両端



第40圖



第39圖

に現れる電壓が e_0 で、又この二點から回路網のインピーダンスを測定したとき Z_0 なる値を得たとせば、この二點を短絡した時には、そこに

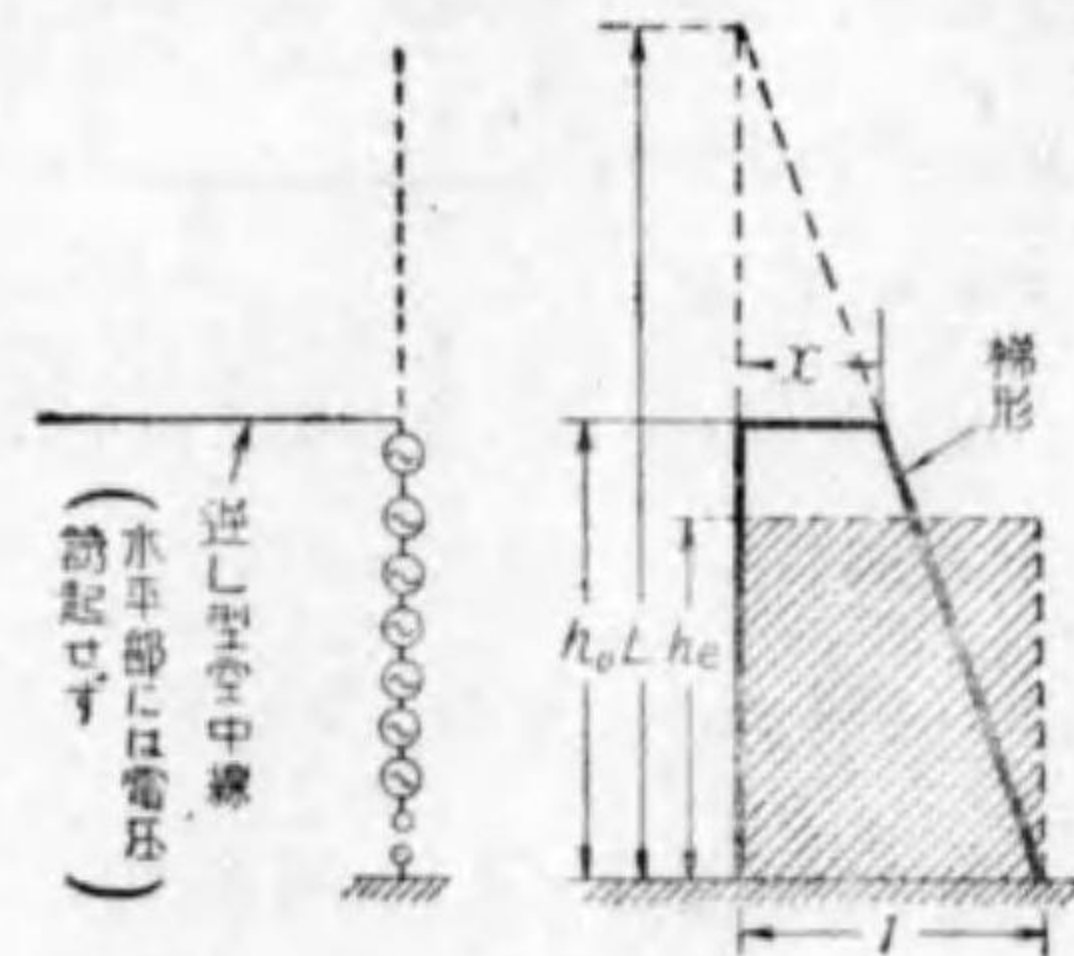
$$i = \frac{e_0}{Z_0}$$

なる電流が流れる。又は逆に i なる電流が流れてゐる部分を切れば、その兩端には $i \times Z_0$ なる電壓が現れる。

この定理を利用すると、今 I_a なる電流の流れてゐる基部を開路すれば、そこからみた空中線のインピーダンスは Z_a であるから、そのとき生ずる電壓 E_a は

$$E_a = i \times Z_0 = I_a \times Z_a = \frac{E}{Z_a} \times \frac{h_0}{2} \times Z_a = E \times \frac{h_0}{2}$$

となる。即ち空中線の上下兩端には、電波によつて $E \times h_0$ なる電壓が加はつてゐるにもかかはらず、基部にはその半分の電壓しか現れない。更にいひかへると高さは h_0 であるが、實效的には $\frac{h_0}{2}$ の高さしかないことになる。この實際よりも小さい實效的高さを實效高 h と稱する。實效高は電流分布が直線的となるやうな短い空中線の場合には $\frac{h_0}{2}$ となるが、正弦分布になればもつと大きくなり、また第41圖のやうに頭部に水平部分をつけたものでは、電流の分布は梯形となる(電流は尖端まで流れるが、誘起電壓は垂直部分にのみ生ずるから、可逆の定理によつて電流を積分する場合に、その上限を h_0 にとるのである。即ち上に述べた面積といふのは、電壓の存在する部分における電流分布の面積をとる)か



第41圖

ら、 h は更に h_0 に近くなる。即ち第41圖に示してある記號を用ひると、

$$\text{面積} = \frac{1+x}{2} \times h_0 = 1 \times h \quad \left(x = \frac{L-h_0}{L} \right)$$

仍つて

$$h_r = h_0 \frac{1 + \frac{L-h_0}{L}}{2} = h_0 \frac{2 - \frac{h_0}{L}}{2} = h_0 \left(1 - \frac{h_0}{2L}\right)$$

若し水平部分がなければ $L=h_0$ であるから、 $h_r = \frac{h_0}{2}$ となり、前の結果に一致する。又 $L=2h_0$ の時には

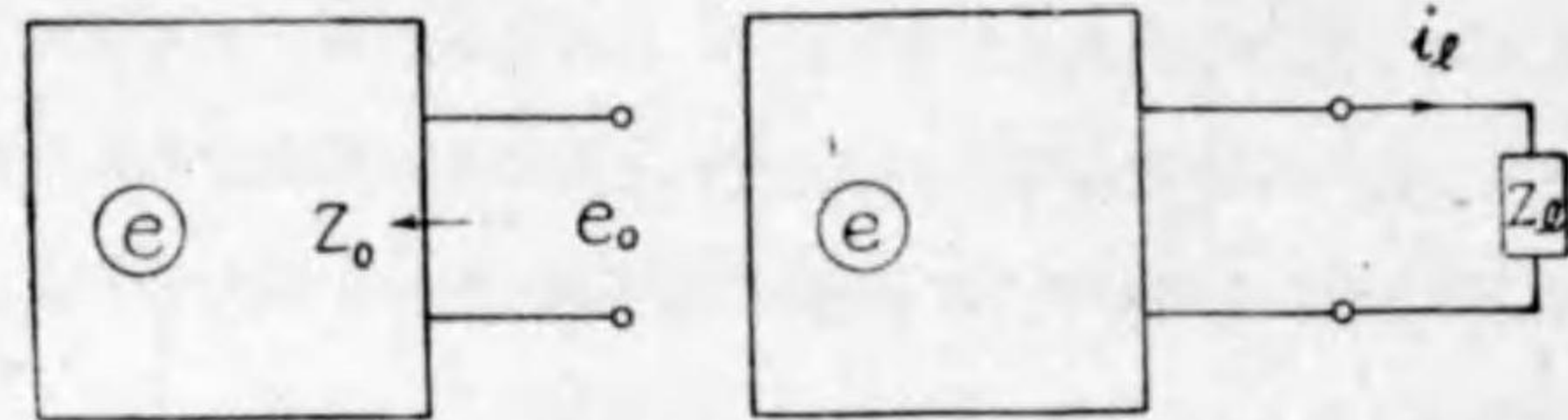
$$h_r = 0.75 h_0$$

となり、 L が長くなるほど h_r は h_0 に近づく。

次に空中線に受信機のやうな任意の負荷を接続した場合の計算は、次のテブナンの定理 (2) を用ひると便利である。

テブナンの定理 (2)

第42圖の如き開路電壓 e_0 なる端子に任意のインピーダンス Z_i を



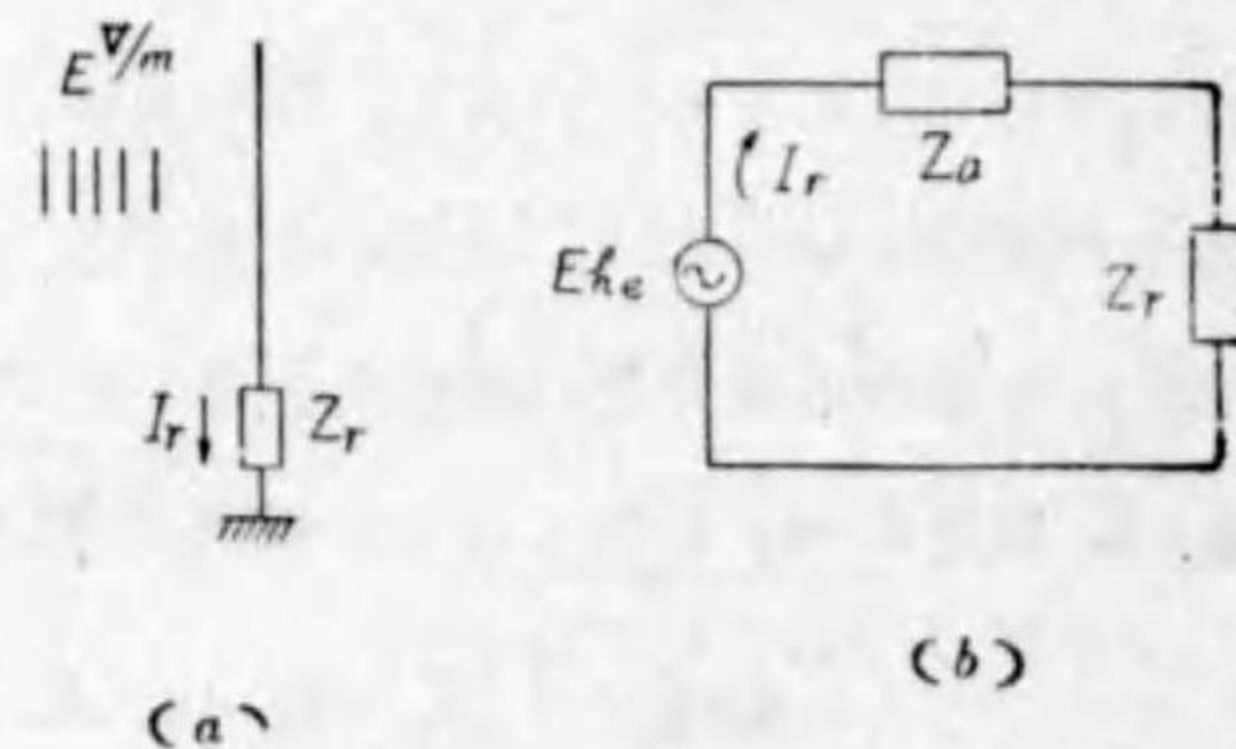
第 42 圖

つないだ場合には、その端子から回路網の中を見た時のインピーダンスを Z_0 とすれば

$$i_i = \frac{e_0}{Z_0 + Z_i}$$

となる (各量はベクトル量とす)。

従つて空中線の基部に例へば受信機 Z_r をつなぐ場合 (第43圖 (a)) には、前述の如く開路電圧 Eh_r 、内部インピーダンス Z_0 であるから、



第 43 圖

受信機に流れる電流は、

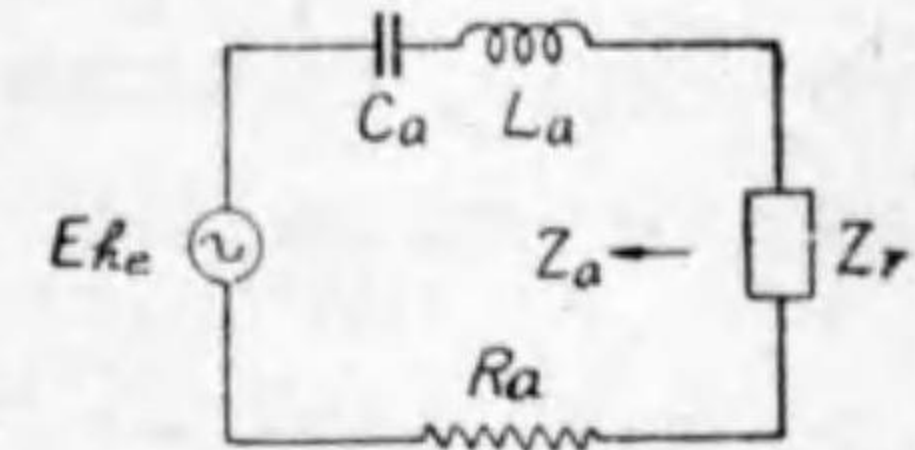
$$I_r = \frac{Eh_r}{Z_0 + Z_r}$$

となり、これは第43圖 (b) の如き回路の場合と同じ関係である。かやうな、同じ状態を表し、計算に便利なる如く簡單化された回路を“等價回路”といふ。

Z_0 なるインピーダンスは、空中線の基部から測定した空中線のインピーダンスであるが、これは R, L, C から成り立ち、一般に

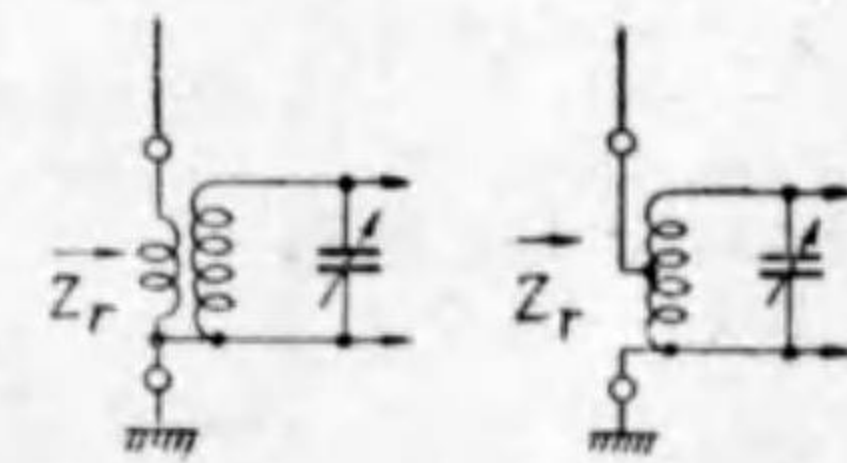
$$Z_0 = R_0 + j\left(\omega L_0 - \frac{1}{\omega C_0}\right)$$

として表され (第44圖)、 L_0 や C_0 の大きさは、空中線が大きくなるほど大きくなると思へて大體差支へない。又 R_0 は大部分接地の抵抗からなる。



第 44 圖

また受信機のインピーダンスは第45圖の如きものであるが、これに就いては他の機會に述べることもあると思ふから、ここでは述べない。



第 45 圖

第2節 棒型空中線による受信

電波を受信するのに、電氣力線と平行に垂直空中線をおく方法と、磁氣力線がその中を通るやうなコイルをおいて受信する方法とがある (第46圖)。

前者に對しては既に前節で説明したが、本節では後者について述べる。



第 46 圖

今第47圖の如き一捲

きのコイルの中を磁氣線が通ると、コイルに電壓が誘起されるが、この電壓は總

磁力線の變化の早さに比例するのである。また兩者とも電磁單位(または靜電單位)にとれば

$$[\text{誘起電壓}] = [\text{總磁力線の變化の早さ}]$$

となる。磁力線の變化の早さは $\frac{d\Phi}{dt}$ によつて表されるから、一捲きのコイルに生ずる受信電壓は

$$E_{r1} = \frac{d\Phi}{dt}$$

となることが判る。しかるに磁界の強さ H は、單位面積を通る磁氣力線の數、

即ち磁氣力線の密度であるから、 A をコイルの面積とすると

$$\Phi = AH$$

なることは容易に判る。又或る地點における電磁波は、時間的に正弦變化をしてをり、 H_m を磁界の最大値とすると

$$H = H_m \sin \omega t \quad (\omega = 2\pi f)$$

と表されるから、結局

$$E_{r1} = \frac{d}{dt} (AH_m \sin \omega t)$$

となる。式中 A, H_m は一定の數であるから、

$$E_{r1} = AH_m \frac{d}{dt} (\sin \omega t) = AH_m \omega \cos \omega t = 2\pi f AH_m \quad (\cos \omega t = 1 \text{ の時})$$

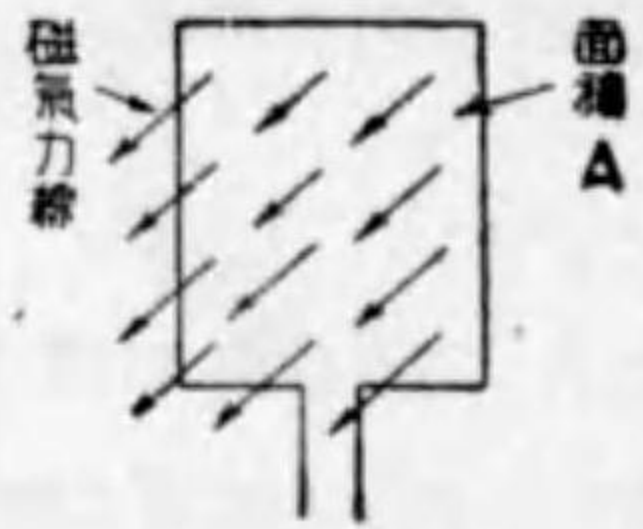
が E_{r1} の値となる。又一捲きではなく、捲回数 N のコイルの場合には、 E_{r1} が N 個直列に加はるから(第48圖)

$$E_r = NE_{r1} = 2\pi f AN H_m$$

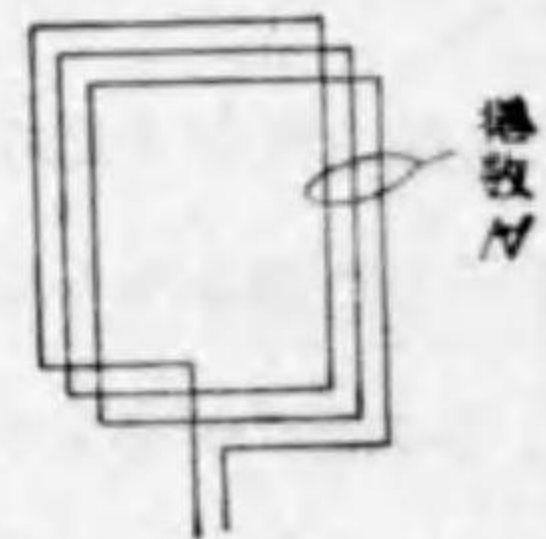
となり、更に

$$f = \frac{v}{\lambda}$$

なる關係を入れると、



第47圖



第48圖

$$E_r = 2\pi v \frac{AN H_m}{\lambda}$$

の如き關係も得られる。また磁氣力線と電氣力線との關係に關しては

$$E(\text{靜電單位}) = H(\text{電磁單位})$$

といふことを前に述べたが、實用上は E も H も共に電磁單位(または靜電單位)

で表すのが便利であるから、かくすると

$$E = v \times H \quad (E \cdot H \text{ ともに電磁または靜電單位})$$

なる關係もある。これを上式に入れると、

$$E_r = 2\pi \frac{AN E_m}{\lambda}$$

但し、 E_m は電界強度の最大値である。また若し E_m を實効値とすれば E_r も實効値で出てくる。上記の計算に於いて、單位としては

$$E_m \dots \dots \dots V/m$$

$$A \dots \dots \dots m^2$$

$$\lambda \dots \dots \dots m$$

$$E_r \dots \dots \dots V$$

を用ひればよい。

又この E_r と同じ出力電壓を得べき垂直空中線の實効高を“棒型空中線の實効高”と稱するのであるが、 E_r と E_m と h_e の間には

$$E_r = h_e E_m, \quad \text{即ち} \quad h_e = \frac{E_r}{E_m}$$

なる關係があるから、従つて棒型空中線の實効高は

$$h_e = 2\pi \cdot \frac{A \cdot N}{\lambda}$$

となり、單位は全く前と同様である。例へば

$$A = 1 m^2$$

$$N = 5$$