U.D.C. 621.384.6

レフレツクス・クライストロンに関する二三の考察

橋本一二* 沢田良嘉** 鈴木喜久***

Observations on Reflex Klystron

By Katsuzi Hashimoto
Mobara Works, Hitachi, Ltd.
Ryoka Sawada and Yoshihisa Suzuki
Central Research Laboratory, Hitachi, Ltd.

Abstract

Many researchers have published their reports on the reflex klystron up to the present, but in almost all cases they have failed to give the experimental datum concerned with cavity gap.

The writers found in their experimental study that the electron-transit time of cavity gap has the optimum value, when the electron beam current and the Q value of cavity resonator are held constant.

Then they calculated the electron impedance at the time of electrons flowing into the repeller of the reflex klystron the results of the calculation showed that the electron conductance could be in negative infinity when the high frequency voltage on the gaps became zero. This character might be utilized in practical uses.

The article also includes a part of research which is presently under way concerning an electron oscillating tube similar to the reflex klystron but with cathode and repeller kept in high frequency field.

〔I〕 緒　　言

レフレックス・クライストロンは周知の如く糎波領域の発振電源として必要欠くべからざるものであり、その仂作機構に就いても多くの研究が発表されているので、これ以上理論的研究は実用上不必要の感がある。然し一方レフレックス・クライストロンは所謂電子振動管の基本的なものであつて、多くの電子振動管はレフレックス・クライストロンの変形とも考えらるので、この仂作機構に就いて更に細部の点に関し調査解析を行つて置くことは有意義なことゝ思われる。

この報告では上記の観点に従つて取敢えず次記の三点に就いて調査した。

(A) レフレックス・クライストロンの空洞間隙に関する実験的及び理論的考察

(B) レフレックス・クライストロンに於て陰極から出た電子がリペラー(反射電極)に流入する場合の考察

(C) 特殊構造の電子振動管に就いて

次にこれらの各項目に就いて順次説明する。

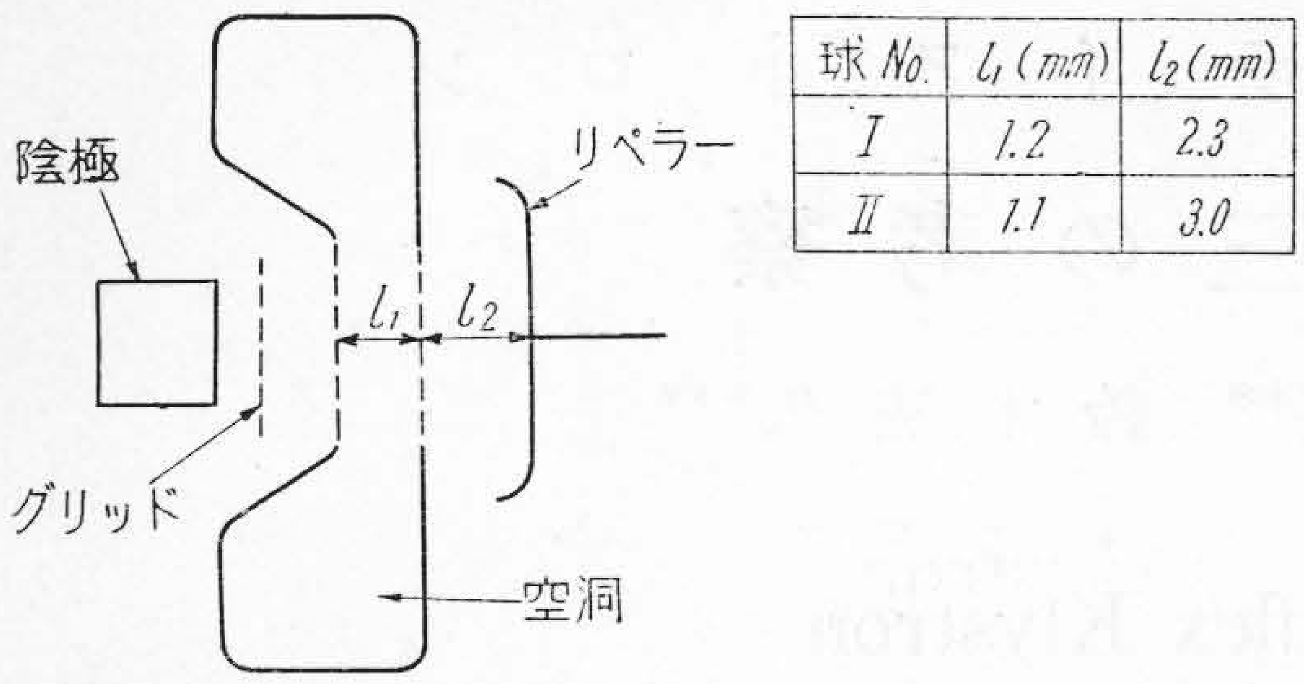
〔II〕 レフレツクス・クライストロンの空洞間隙に就いて

現在クライストロンの空洞間隙の電子走行時間は出来るだけ小さい方が良いと考えられる場合と、ある特定の値例えば高周波振動の同期を T とすると $T/4$ 又は $T/2$ がよいと考えられる場合とがある。これはいづれも条件によるものであるが、我々は先づ実験的にこれを確かめたので次に述べる。

(1) 実　　験

空洞間隙を任意に変えて実験することは困難なので空洞の電位を変えてその間隙内の電子走行時間を変化させた。只その時通常のクライストロンでは電子流の量も同

* 日立製作所茂原工場
** *** 日立製作所中央研究所



第1図　実験用クライストロンの構造概略

Fig. 1.　Model Structure of Experimental Klystron

時に変化してしまうので**第1図**の如く陰極の前にグリッドを挿入して電流が一定になるようにした。**第1表**はその結果を示す。電子流は 100 μsec, 100 c/s のパルスで平均値は 1 mA とした。

これによれば明らかに空洞電位に適当な点がありそれは発振モードによつて異つている。又リペラー空間を電子が一往復する時間 τ_ϕ も $(n+3/4)T$ (n は整数) ではなくモードにより変化している。

こゝで τ_θ, τ_ϕ の値は電位分布を直線的と仮定して次式により算出したものである。

$$\tau_\theta = 1.68\times10^{-8}\frac{l_1}{\sqrt{V_0}}\text{sec},$$

$$\tau_\phi = 1.68\times10^{-8}\times2\times2l_2\sqrt{\frac{V_0}{(V_0-V_R)^2}}\ \text{sec}$$

l_1: 空洞間隙　cm　　l_2: リペラー間隙　cm

V_0: 空洞電圧 Volt　　V_R: リペラー電圧 Volt

第1表は単なる一例であるので、このような測定を更に球及び空洞を変えて行い、**第1表**で◎印を附したように最適値と思われる点だけで整理すると**第2表**のようになる。

第 1 表　空洞電圧を変化させた場合のクライストロンの発振

発振波長 11.2 cm

(振動周期 $T=3.73\times10^{-10}$ sec)

2,600 MC 用空洞及び実験球 No. II 使用

Table 1.　Oscillation of Klystron when the Cavity Voltage is Changed

Oscillating wave length: 11.2 cm

(Oscillating period $T=3.73\times10^{-10}$ sec)

A cavity for 2,600 MC and test tube No. II are used

空洞電圧 (V)	空洞間隙の電子走行時間 (τ_θ)	発振するリペラー電圧 (V)	リペラー空間を一往復する電子走行時間(τ_ϕ)	発振の強さ検波電流 (μA)
100	$0.50T$ ($^1/_2T$)	−50	$3.59T$	0.3
150	$0.41T$	−8	$4.19T$◎	0.7
150	$0.41T$	−35	$3.59T$	3.0
200	$0.35T$	0	$3.84T$	0.6
200	$0.35T$	−28	$3.35T$◎	3.6
200	$0.35T$	−97	$2.56T$	6.5
250	$0.31T$	−7	$3.32T$	2.3
250	$0.31T$	−84	$2.81T$	8.6
300	$0.29T$	−67	$2.70T$	>10
350	$0.27T$	−48	$2.54T$◎	>10
400	$0.25T$ ($^1/_4T$)	−27	$2.54T$	7.3
500	$0.22T$	−2	$2.41T$	2.8
500	$0.22T$	−220	$1.68T$◎	>10
600	$0.20T$	−185	$1.68T$	0.5
700	$0.19T$	なし		
800	$0.18T$	なし		
900	$0.17T$	なし		
1,000	$0.16T$	なし		

第 2 表　クライストロンの発振点

Table 2.　The Cscillating Points of Klystron

空洞	モード n / 球No.	0		1		2		3		4	
		τ_θ	τ_ϕ	τ_θ	τ_ϕ	τ_θ	τ_ϕ	τ_θ	τ_ϕ	τ_θ	τ_ϕ
4,000 MC	I					$0.34T$	$2.55T$	$0.41T$	$3.28T$		
	II										
2,600 MC	I					$0.31T$	$2.54T$	$0.37T$	$3.25T$		
	II			$0.22T$	$1.68T$	$0.29T$	$2.70T$	$0.35T$	$3.35T$	$0.40T$	$4.20T$
1,800 MC	I			$0.22T$	$1.69T$	$0.28T$	$2.55T$				
	II			$0.19T$	$1.62T$						
800 MC	I	$0.06T$	$0.51T$	$0.21T$	$1.65T$						
	II	$0.04T$	$0.35T$								
平均		$0.05T$	$0.43T$	$0.21T$	$1.66T$	$0.31T$	$2.59T$	$0.38T$	$3.31T$	$0.40T$	$4.20T$

第2表に於て τ_θ, τ_ϕ の平均値に就いてまとめて見ると次のようになる。

τ_θ	$0.05T$	$0.21T$	$0.31T$	$0.38T$	$0.4T$
τ_ϕ	$0.43T$	$1.66T$	$2.59T$	$3.31T$	$4.2T$
$\tau_\theta+\tau_\phi$	$0.48T$	$1.87T$	$2.90T$	$3.69T$	$4.6T$

上の表によつて τ_θ, τ_ϕ に最適値があることは偶然でないことが分る。又 $\tau_\phi=(n+3/4)T$ よりもむしろ $\tau_\theta+\tau_\phi=(n+3/4)T$ のとき発振が強い。

こゝでこのような整理の仕方をした場合、リペラー空間に於ける電子流のフオーカス、空間電荷及びリペラーにとられる電子等のために誤差が入つてくるがこれらの値は一応の目安にはなると思う。

(2) 考　　察

この問題に対する筆者等の解析の結果を先づ述べて見る。この場合厳密な計算を行うことは非常に複雑になるので適当な近似を用いるがこれは必らずしも妥当でなく、仮定又は目的によつては異つた結果にも到着することがあるが、その一部を示していると思う。我々は空間電荷を省略し、高周波電圧を空洞の直流電圧に比して極く小さいとし、又電子はニュートンの運動方程式に従うものとした。又電子の運動は一往復だけとし、発振の可能性は最初小さい高周波電圧 $V_1\sin\omega t$ が存在していた時負抵抗が発生するか否かによつて定まるものとする。

(a) **第2図**に於て1箇の電子の運動を考えると、v_0を第一のメッシュに入る電子の速度、m 及び $-e$ をそれぞれ電子の質量及び電荷とすれば

$$\frac{1}{2}mv_0^2=eV_0 \quad \text{であるから}$$

$$v_0=\sqrt{\frac{2eV_0}{m}} \quad \text{.........................}(1)$$

③ の空間に於ける電子の運動は

$$m\ddot{x}=e\frac{V_1\sin\omega t}{l_1} \qquad \therefore\quad \ddot{x}=\frac{av_0}{2\tau_\theta}\sin\omega t \quad \text{....}(2)$$

$$\text{但し}\quad a=\frac{V_1}{V_0}\ll1,\quad \tau_\theta=\frac{l_1}{v_0}$$

この電子は $t=t_2$ に於て $x=l_1$ にあり、その速度は $x=-v_0(1-\delta)$ であつたとする。即ち電子がリペラー空間で反転して第2メッシュに入る時速度変調を受けているので $\delta(\delta\ll1)$ だけ速度が変化していると考えたものである。

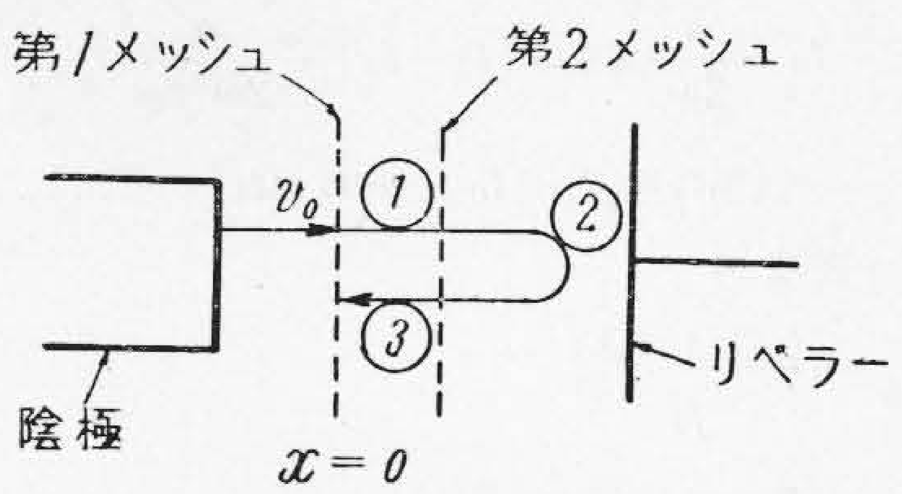
(2) 式を積分して

$$\dot{x}=-v_0(1-\delta)-\frac{av_0}{2\omega\tau_\theta}\cos\omega t_2 \quad \text{.............}(3)$$

$$x=l_1-v_0(1-\delta)(t-t_2)-\frac{av_0}{2\omega\tau_\theta}(t-t_2)\cos\omega t_2$$

$$-\frac{av_0}{2\omega^2\tau_\theta}(\sin\omega t-\sin\omega t_2) \quad \text{.............}(4)$$

こゝで時刻 t に於て電子の位置が $x=0$ より l_1 迄の



第2図　電子の運動を示す図
Fig. 2.　Motion of Electron

間に（空洞間隙の中に）あるように t_2 の範囲をとると、その範囲は t と $(t-\tau)=t_{20}$ の間であるとする。但し

$$\tau=\tau_\theta(1+\varDelta)=\frac{l_1}{v_0}(1+\varDelta),\quad \varDelta\ll1$$

これを (4) 式に代入すると t_2 が逆算されるが、その場合 δ, $\varDelta$, a の二乗以上を省略すれば

$$t_{20}=t-\tau_\theta-\tau_\theta\delta-\frac{a}{2\omega}\cos\omega(t-\tau_\theta)$$

$$+\frac{a}{2\omega^2\tau_\theta}\times\{\sin\omega t-\sin\omega(t-\tau_\theta)\} \quad \text{......}(5)$$

即ち t_{20} に第2メッシュに入つた電子は時刻 t に於ては第1メッシュに到達する。

次に ② の空間に於て t_2 にリペラー側から第2メッシュに入つて行くものは t_1に第2メッシュからリペラー側にきたものとする。このときの電子の運動は

$$m\frac{d^2x}{dt^2}=-e\frac{V_0-V_r}{l_2}$$

であるから

$$t_1=t_2-\frac{2v_0(1-\delta)}{B} \quad \text{...................}(6)$$

但し　$x=l_1$ で

$$\dot{x}=v_0(1-\delta) \quad \text{......................}(7)$$

$$\text{又}\qquad B=\frac{e(V_0-V_R)}{ml_2}$$

次に ① の空間に於ては t_1 に第2メッシュに達するものは t_0 に第1メッシュを出発したものとする。③ の空間と同様にして

$$\ddot{x}=\frac{av_0}{2\tau_\theta}\sin\omega t$$

$$\therefore\quad \dot{x}=v_0(1-\delta)-\frac{av_0}{2\omega\tau_\theta}(\cos\omega t-\cos\omega t_1) \quad ..(8)$$

$t=t_0$ に於ては $\dot{x}=v_0$ であるから

$$\delta=\frac{a}{2\omega\tau_\theta}(\cos\omega t_1-\cos\omega t_0) \quad \text{...........}(9)$$

又 (8) 式から

$$x=l_1+v_0(1-\delta)(t-t_1)+\frac{av_0}{2\omega\tau_\theta}(t-t_1)\cos\omega t_1$$

$$-\frac{av_0}{2\omega^2\tau_\theta}(\sin\omega t-\sin\omega t_1)$$

$$\text{又}\qquad t_0-t_1=-\frac{l_1}{v_0}(1+\varDelta'),\quad \varDelta'\ll1$$

とおいて近似計算により

$$t_0=t_1-t_0-\frac{a}{2\omega}\cos\omega(t_1-t_0)+\frac{a}{2\omega^2\tau_\theta}\times\{\sin\omega(t_1-t_0)-\sin\omega t_1\}\ \dots\dots(10)$$

(6), (9) 式より

$$t_1=t_2-\frac{2v_0(1-\delta)}{B}=t_2-\frac{2v_0}{B}\left\{1-\frac{a}{2\omega\tau_\theta}(\cos\omega t_1-\omega t_0)\right\}$$

$$t_0=t_2-\frac{2v_0}{B}+\frac{av_0}{B\omega\tau_\theta}\left\{\cos\omega\left(t_2-\frac{2v_0}{B}\right)-\cos\omega\left(t_2-\frac{2v_0}{B}-\tau_\theta\right)\right\}-\tau_\theta+\frac{a}{2\omega}\cos\omega\left(t_2-\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}\right)+\frac{a}{2\omega^2\tau_\theta}\left\{\sin\omega\left(t_2-\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}\right)-\sin\omega\left(t_2-\frac{2v_0}{B}\right)\right\}\ \dots\dots(11)$$

(b) 以上により1箇の電子の運動が記述されたが、クライストロンとして必要な電子は時刻 t に於て①と③の空間にある電子である。時刻 t に於て③の空間にある電子は先に述べたように $t_2=t$ より $t_2=t_{20}$ 迄の電子である。これを (5), (11) 式により t_0 の値に変換すれば近似的に次のようになる。

$$t_0=t-\frac{2v_0}{B}+\frac{av_0}{B\omega\tau_\theta}\left\{\cos\omega\left(t-\frac{2v_0}{B}\right)-\cos\omega\left(t-\frac{2v_0}{B}-\tau_\theta\right)\right\}-\tau_\theta+\frac{a}{2\omega}\cos\omega\left(t-\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}\right)+\frac{a}{2\omega^2\tau_\theta}\left\{\sin\omega\left(t-\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}\right)-\sin\omega\left(t-\frac{2v_0}{B}\right)\right\}\ \dots\dots(12)$$

$$t_{00}=t-2\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}+\frac{a}{2\omega}\left\{-\cos\omega(t-\tau_\theta)-\cos\omega\times\left(t-\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}\right)+\cos\omega\left(t-\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}-\tau_\theta\right)\right\}+\frac{a}{2\omega^2\tau_\theta}\left\{\sin\omega t-\sin\omega(t-\tau_\theta)\right\}+\frac{av_0}{B\omega\tau_\theta}\times\left\{\cos\omega\left(t-\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}\right)-\cos\omega\left(t-2\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}\right)\right\}+\frac{a}{2\omega}\cos\omega\left(t-2\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}\right)+\frac{a}{2\omega^2\tau_\theta}\left\{\sin\omega\left(t-2\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}\right)-\sin\omega\left(t-\tau_\theta-\frac{2v_0}{B}\right)\right\}\ \dots\dots(13)$$

又③の空間に於けるこれらの電子の速度を t と t_0 で表わすため (3), (9), (10), (11) 式より a の2乗以上を省略して計算すれば

$$\dot{x}_{③}=-v_0+\frac{av_0}{2\omega\tau_\theta}\left\{\cos\omega(t_0+\tau_\theta)-\cos\omega t_0-\cos\omega t+\cos\omega\left(t_0+\tau_\theta+\frac{2v_0}{B}\right)\right\}\ \dots\dots(14)$$

即ち (13) 式の t_{00} より (12) 式の t_0 の間に第1メッシュに入つた電子は時刻 t に於て $x=0$ より $x=l_1$ の間に（空洞間隙に）あつて、それぞれ第1メッシュに入つた時刻 t_0 により位置及び速度が決定されて、その速度は (14) 式によつて表現される。第1メッシュを t_{00} から t_0 迄の間以外に通過した電子は時刻 t に於てこの空間に存在しないと考える。即ち $\delta\ll1$ であつて over bunching は起らない場合とする。

(c) 以上は電子が空洞間隙にリペラー側からもどつてくるものに就いて計算したのであるが、更にカソードから新らしく入つてくるものに就いても考えなければならない。

即ち①の空間に於ける電子に就いて③の空間の場合と同様な計算を行えば次の如くなる。

$$t_{01}=t-\frac{l_1}{v_0}-\frac{a}{2\omega^2\tau_\theta}\{\sin\omega t-\sin\omega(t-\tau_\theta)\}+\frac{a}{2\omega}\cos\omega(t-\tau_\theta)\ \dots\dots(15)$$

$$\dot{x}_{①}=v_0-\frac{av_0}{2\omega\tau_\theta}(\cos\omega t-\cos\omega t_0)\ \dots\dots(16)$$

こゝで t_{01} より t の間に第1メッシュに入つて来た電子は時刻 t に於て $x=l_1$ より $x=0$ の間にあり、その入つて来た時刻 t_0 によつて (16) 式で与えられる速度をもつ。

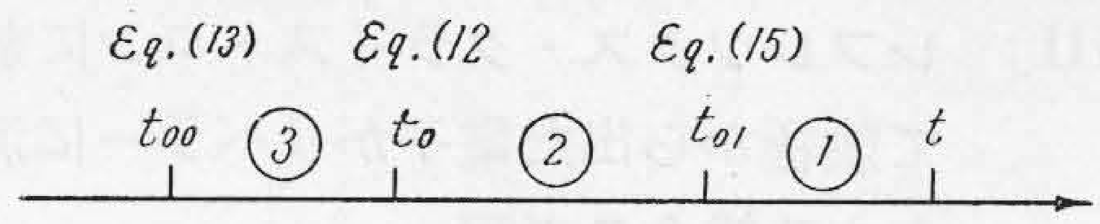
(d) 以上をまとめて見ると各時刻に第1メッシュに入つた各電子は時刻 t に於て**第3図**のような状態となる。

第3図に於て①と③の空間に於けるすべての電子によつて空洞に誘導される電流 I_i は次式により計算される。

$$I_i=\int_{t_{01}}^{t}\frac{\dot{x}_{①}}{l_1}I_0dt_0+\int_{t_{00}}^{t_0}\frac{\dot{x}_{③}}{l_1}I_0dt_0$$

a の二乗以上を省略して近似計算を行つて

$$I_i=I_0\left\{\frac{2a}{2\omega^2\tau_\theta^2}(1-\cos\omega\tau_\theta)\sin\omega t-\frac{a}{2\omega\tau_\theta}\sin\omega\tau_\theta\sin\omega t+\left(\frac{a}{2\omega^2\tau_\theta^2}\sin\omega\tau_\theta-\frac{a}{2\omega\tau_\theta}\cos\omega\tau_\theta-\frac{a}{2\omega\tau_\theta}\right)\cos\omega t\right\}$$
$$+I_0\Big[\frac{av_0}{B\omega\tau_\theta^2}\left\{2\sin\left(\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)-\sin\left(2\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)-\cos\omega\frac{2v_0}{B}\right\}\sin\omega t+\frac{av_0}{B\omega\tau_\theta^2}\left\{2\cos\left(\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)-\cos\left(2\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)-\cos\omega\frac{2v_0}{B}\right\}\cos\omega t$$
$$+\frac{a}{2\omega\tau_\theta}\times\left\{2\sin\left(2\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)-\sin\omega\tau_\theta-2\sin\left(\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)\right\}\times\sin\omega t+\frac{a}{2\omega\tau_\theta}\left\{2\cos\left(2\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)-\cos\omega\tau_\theta-2\cos\left(\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)-1\right\}\cos\omega t$$
$$+\frac{2a}{2\omega^2\tau_\theta^2}\left\{1-\cos\tau_\theta+\cos\omega\frac{2v_0}{B}+\cos\left(2\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)-2\cos\left(\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)\right\}\times\sin\omega t+\frac{2a}{2\omega^2\tau_\theta^2}\left\{\sin\omega\tau_\theta-\sin\omega\frac{2v_0}{B}-\sin\left(2\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)+2\sin\left(\omega\tau_\theta+\omega\frac{2v_0}{B}\right)\right\}\cos\omega t\Big]$$



第3図　電子位置と時刻の関係

Fig. 3. Relation of Electron Position and Time

この電流 I_i と空洞にある高周波電圧 $V_1 \sin \omega t$ とからコンダクタンス分を求めると次の如くなる。

$$\frac{1}{R}=\frac{I_0}{V_0}\Big[\beta^2\Big\{1-\cos(\theta+\phi)+\frac{\phi}{2}\sin(\theta+\phi)\Big\}-\frac{1}{a}\{\sin\theta+\sin\phi+(1-2\cos\theta)\sin(\theta+\phi)\}\Big] \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(17)$$

但し　$\theta=\omega\tau_\theta,\quad \phi=\omega\frac{2v_0}{B},\quad \beta=\sin\Big(\frac{\theta}{2}\Big)\Big/\frac{\theta}{2}$

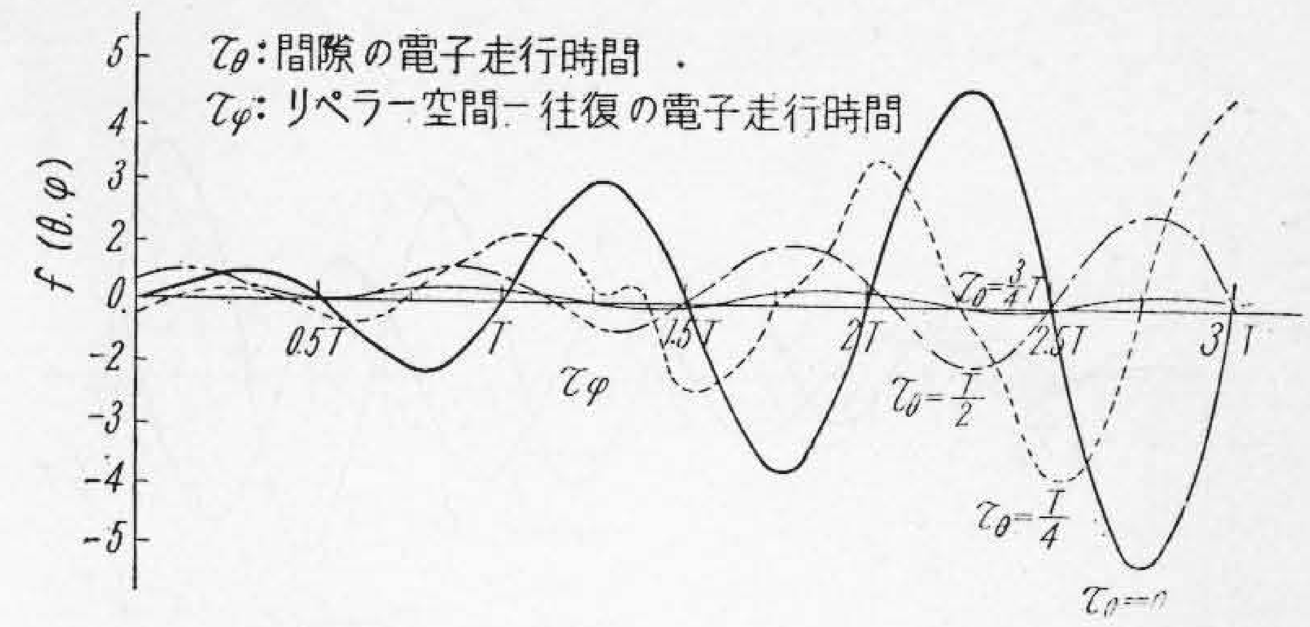
こゝでコンダクタンス分が大きく負になれば発振するわけである。今 $1/R=I_0V_0f(\theta,\phi)$ と於て $f(\theta,\phi)$ を図示すれば**第4図**の如くなる。同様にサスセプタンス分も計算出来るがこゝでは省略する。

第4図により負の大きい値になるのは $\theta\to 0$ のときであつて一般にいわれている如く空洞間隙は小さい方がよいということが確認出来る。これは直流のコンダクタンス I_0/V_0 が一定の場合に成立し、間隙の電子走行角 θ をかえるのに l_1 又は ω を変化させた場合に相当する。又実験のクライストロンのように θ が相当大きい時にはリペラー空間の電子走行角 ϕ は $(n+3/4)T$ からずれることはこの図からも明らかである。

（e）　前記の実験の如く I_0 を一定にして V_0 を変化させて θ をかえた場合には $f(\theta,\phi)$ の函数のみでコンダクタンスの大きさを考えることは出来ない。この場合には (17) 式を変形して

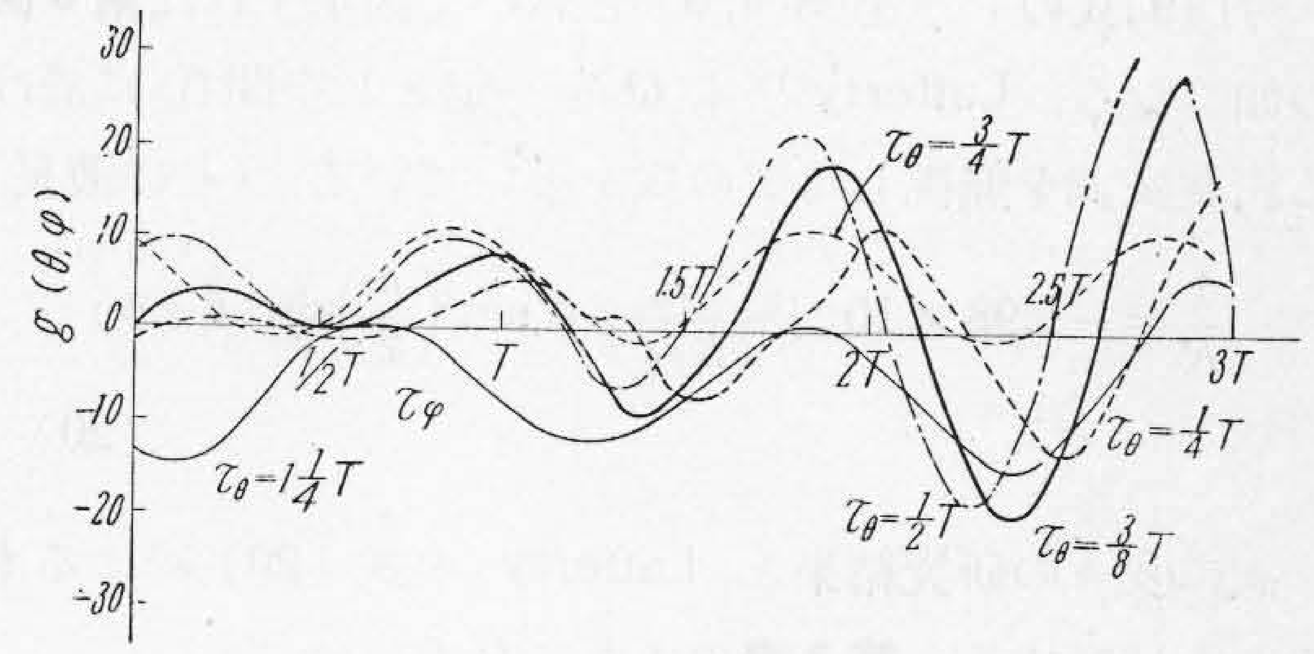
$$\frac{1}{R}=\frac{2eI_0}{m\omega^2 l_1^2}\Big[4\sin^2\Big(\frac{\theta}{2}\Big)\Big\{1-\cos(\theta+\phi)+\frac{\phi}{2}\sin(\theta+\phi)\Big\}-\theta\{\sin\theta+\sin\phi+(1-2\cos\theta)\sin(\theta+\phi)\}\Big] \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(18)$$

今〔　〕内を $g(\theta,\phi)$ と於て図示すれば**第5図**の如くなる。これによれば発振の可能性は $\theta\to 0$ よりもむしろ θ は $T/4$ 又は $T/2$ の間の値をとつた時である。即ち空洞電圧には周波数、電流、空洞間隙が一定のとき最適値が存在するということで、このことは前の測定によつて確められている。然しその数値には多少差があるがこれは近似計算のためと思われる。只この図では θ が特に大きく $1\frac{1}{4}T$ というような値になつた時も強く発振の可能性があることを示しているが、実験では発振を認め得なかつた。これはこのような値にするために間隙を大きくすれば $f(\theta,\phi)$ のグラフによる事となり発振の可能性がなく、又空洞電圧 V_0 を余り低くすると電流を大きくしない限り出力及び空洞内の高周波電圧の点から発振が検出出来ないためである。



第4図　電子インピーダンス（コンダクタンス分）直流コンダクタンスが一定の場合

Fig. 4. Electron Impedance (Conductive Component), when the D.C. Conductance is Constant



第5図　反射型クライストロンの電子コンダクタンス直流電流 I_0 が一定の場合

Fig. 5. Electron Conductance of Reflex Klystron when the D.C. I_0 is Constant

（f）　次に空洞の並列インピーダンスを考慮した場合を考える。こゝで空洞のコンダクタンスを正確に計算して適用することは困難なので空洞の Q を一定と考え、又間隙の静電容量によるインピーダンスの Q 倍がこの空洞の平列インピーダンスであるとする。このときの発振可能の条件は次の如くなる。

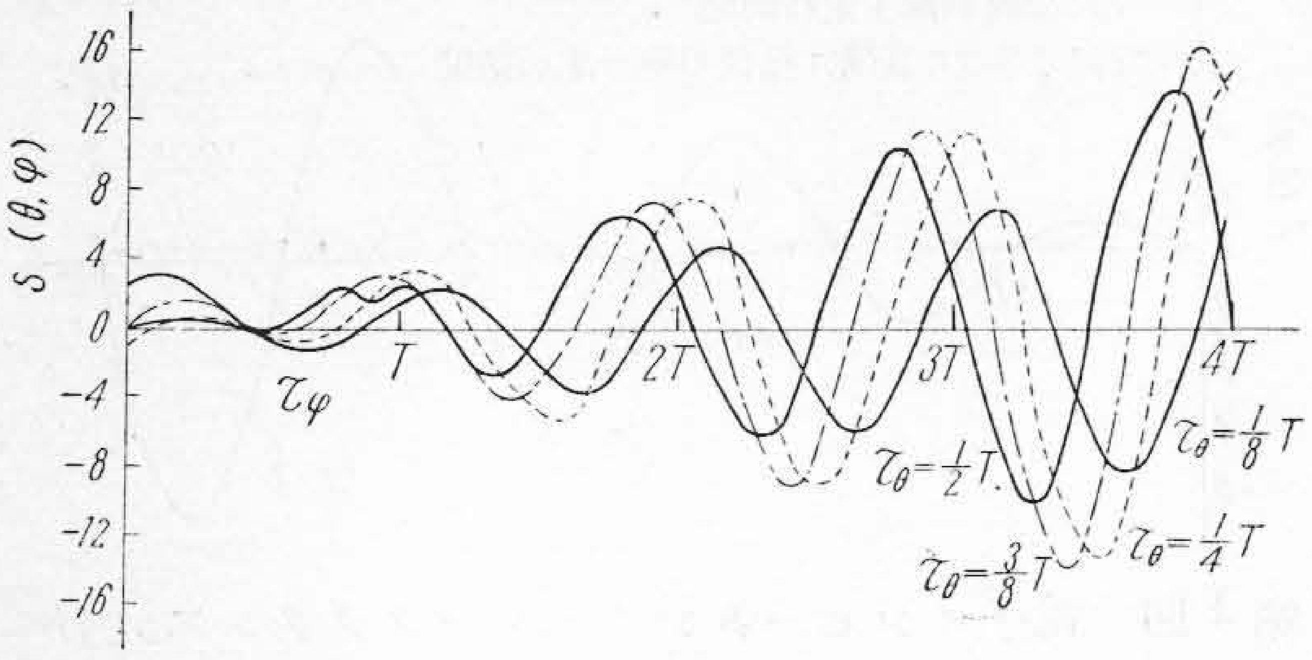
$$\frac{\omega C}{Q}>\Big|\frac{1}{R}\Big|$$

こゝで $C=A/4\pi l_1$, 又 A は空洞間隙の静電容量を形成している面積である。従つて上式は次の如く表わされる。

$$\frac{A}{4\pi Q}<\Big|\frac{1}{R}\cdot\frac{l_1}{\omega}\Big|=|S|$$

こゝで $A/4\pi Q$ は仮定により一定であるから S の値（電子流のコンダクタンスに相当する）が負に大きくなつた時発振の可能性がある。(17) 式により

$$S=\frac{I_0}{\omega^2}\sqrt{\frac{2e}{mV_0}}\Big[\beta^2\Big\{1-\cos(\theta+\phi)+\frac{\phi}{2}\sin(\theta+\phi)\Big\}-\{\sin\theta+\sin\phi+(1-2\cos\theta)\sin(\theta+\phi)\}\Big] \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(19)$$



第6図　電子コンダクタンス、Q が一定の場合
Fig. 6. Electron Conductance, when the Q Value is Constant

今(19)式の〔 〕を $S(\theta,\phi)$ とおいて図示すれば**第6図**の如くなる。Lafferty[1] も Q を一定とし空間①に於ける密度変調を無視して次の式を導いている。(λ は波長)

$$\frac{1}{R}=-1.98\times10^{-17}\frac{I_0}{(l_1/\lambda)^2}\phi\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\sin(\theta+\phi) \qquad \text{..............(20)}$$

次に我々の研究結果と Lafferty の式 (20) によるものとを比較すると**第3表**のようになる。

第3表から判ることは $n=0$ の時の $\theta+\phi$ は我々の計算も亦 Lafferty の計算も共に実測値と異なるが $n=1$ 以上では何れも大体よく実測値と一致していることである。又 $n=1$ 以上の場合 θ 及び ϕ のそれぞれの値は我々の計算値の方が実測値に近い。何れにしても小信号理論であること及び誘導率[2]等を無視してあるので確定的なことはいえぬが、**第3表**又は**第6図**により各モードに対する最良の θ 及び ϕ の値の目安をつけることが出来ると思う。

〔III〕 レフレツクス・クライストロンに於て陰極から出た電子がリペラーに流入する場合の考察

レフレックス・クライストロンのリペラー電位を 0V 附近又は正電位にしてもよく発振することは周知であるが、この場合の解析としては岡部教授の発表[3]したものがある。然しこの方法では空洞間隙の電子走行時間を考えていないこと及び電子コンダクタンスが求められない不便がある。我々は前記の方法と異なる方法で基本波に対する電子インピーダンス、出力及び能率を求めたので以下に述べる。

(1) 解　析

第1図のレフレックス・クライストロンに於て、陰極の電位を O, 空洞の直流電位を V_0, 又反射電極の電位は計算を簡単にするために OV とする。又空洞共振器の間隙 G_1, G_2 の間には微小の高周波電圧 $V_1\sin(\omega t+\theta/2)$ があるものとする。然るときは G_2 と反射電極間の電子の運動の式から(6)式を求めたと同様に次の式が得られる。

$$x=v(t-t_1)-\frac{eE}{2m}(t-t_1)^2 \qquad \text{..........(II·1)}$$

但し　x: 時刻 t の電子の置位
t_1: 電子が格子 G_2 を出るときの時刻
E: G_2 と反射電極間の電場 $E=V_0/l_2$
v: G_2 を出る電子の速度

今電子が G_2 を出て反射電極側に行き反転して再び G_2 にもどる迄の時間を求めるために (II·1) 式で $x=0$ とおくと、このとき $t-t_1=\tau$ とおいて

$$\tau=v\frac{2m}{eE} \qquad \text{........................(II·2)}$$

第 3 表　負の電子コンダクタンスが最大になる τ_θ と τ_ϕ の関係
Table 3. Relations of τ_θ and τ_ϕ in which the Negative Electron Conductance Becomes Max.

		$n=0$	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$
Lafferty による	τ_θ	$0.39T$	$0.46T$	$0.48T$	$0.48T$	$0.49T$
	τ_ϕ	$0.42T$	$1.30T$	$2.28T$	$3.27T$	$4.26T$
	$\tau_\theta+\tau_\phi$	$0.81T$	$1.76T$	$2.76T$	$3.75T$	$4.75T$
筆者等の計算 **第6図**による	τ_θ	$0.10T$	$0.27T$	$0.30T$	$0.38T$	$0.40T$
	τ_ϕ	$0.70T$	$1.55T$	$2.50T$	$3.40T$	$0.42T$
	$\tau_\theta+\tau_\phi$	$0.80T$	$1.82T$	$2.80T$	$3.78T$	$0.46T$
実測値 **第3表**による	τ_θ	$0.05T$	$0.21T$	$0.31T$	$0.38T$	$0.40T$
	τ_ϕ	$0.43T$	$1.66T$	$2.59T$	$3.31T$	$4.20T$
	$\tau_\theta+\tau_\phi$	$0.48T$	$1.87T$	$2.90T$	$3.69T$	$4.60T$

格子 G_2 を出るときの電子の速度 v は普通次の如く表わされる。

$$v=v_0(1+\gamma\sin\omega t_1) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 3)$$

但し　v_0: 電子が G_1 に入るときの速度

$$\gamma=\frac{1}{2}\beta a, \quad \left(\beta=\frac{\sin\theta/2}{\theta/2}, \quad a=\frac{V_1}{V_0}\right)$$

従つて (II・2) 式を角度で表わすと

$$\omega\tau=\phi(1+\gamma\sin\omega t) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 4)$$

但し ϕ はリペラー空間②を電子が一往復する走行角。

今間隙 l_1 が余り大きくないとすると、G_1 に入る電子流が I_0 ならば G_2 を出る電子流も近似的に I_0 である。電子が G_2 を出るときの時刻を t_1, $x=x_1$ の位置を通るときの時刻を t とすれば G_2 を t_1+dt_1 に出た電子はこの面を $t+dt$ に通る。一方 t_1 と t_1+dt_1 の間に G_2 を出る電荷は I_0dt_1 となり、これは dt 時間内に $x=x_1$ の面を通る電荷 I_bdt に等しい。従つて

$$I_0dt_1=I_bdt$$

又は

$$I_b=I_0\left(\frac{dt_1}{dt}\right)_{x=x1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 5)$$

今 $x_1=0$ とすると、これは G_2 を出た電子が②空間を一往復したことを示す。このとき普通の動作では電子流に集束現像により高周波成分があらわれ、その成分の基本波は (II・5) 式を Fourier Series で表わした場合の基本波に相当する。従つて

$$I_b=I_{rb}\sin\omega t+I_{xb}\cos\omega t \ldots\ldots\ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 6)$$

の形で表わされる。但し

$$I_{rb}=\frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} I_0\left(\frac{dt_1}{dt}\right)\sin\omega t\, d\omega t$$

$$I_{xb}=\frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} I_0\left(\frac{dt_1}{dt}\right)\cos\omega t\, d\omega t$$

今の場合は反射電極の電位を OV としたので、G_2 を出た電子のうち間隙内で加速されたものは全部反射電極に流れ込み、減速されたものは全部戻つて来るので、積分の範囲は1∼の半分でよい。従つて上式は t を消去して次の如くなる。

$$I_{rb}=\frac{I_0}{\pi}\int_\pi^{2\pi}\sin\{\omega t_1+\phi(1+\gamma\sin\omega t_1)\}d\omega t_1 \ldots (\mathrm{II}\cdot 7)$$

$$I_{xb}=\frac{I_0}{\pi}\int_\pi^{2\pi}\cos\{\omega t_1+\phi(1+\gamma\sin\omega t_1)\}d\omega t_1 \ldots (\mathrm{II}\cdot 8)$$

積分の結果は

$$I_{rb}=\frac{-2I_0}{\pi}J_0(\phi\gamma)\cos\phi \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 9)$$

$$I_{xb}=-I_0J_1(\phi\gamma)\sin\phi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 10)$$

但し J_0 及び J_1 はそれぞれ第一種の零次及び一次の Bessel 函数である。電子流の基本波成分の振幅はこの2つの電流の Vector sum であるから

$$I_b=I_0\sqrt{4/\pi^2\{J_0(\phi\gamma\}^2\cos^2\phi+\{J_1(\phi\gamma)\}^2\sin^2\phi}$$
$$\times\sin(\omega t-\phi-\pi/2) \ldots\ldots\ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 11)$$

(11) 式は反射電極側から G_2 にもどる電子による電流は G_2 を出るときの速度変調より $\phi+\pi/2$ だけ位相が遅れていることを示す[(4)]。(II・11) 式の電子流が間隙を通るときの Induced current I_i はこの I_b の振幅に間隙係数 β をかけ,位相を $\theta/2$ だけ遅くらしたものであるから

$$I_i=I_0\beta\sqrt{4/\pi^2\{J_0(\phi\gamma)\}^2\cos^2\phi+\{J(\phi\gamma)\}^2\sin^2\phi}$$
$$\times\sin(\omega t-\phi-\theta/2-\pi/2) \ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 12)$$

然るにこれは速度変調を規準にとつてあるので、高周波電圧 $V_1\sin(\omega t+\theta/2)$ と比較すると $\theta+\phi+\pi/2$ だけ位相が遅くれている。従つて I_i を Active component I_R と Reactive component I_X に分けると

$$I_R=-I_0\beta\sqrt{4/\pi^2\{J_0(\phi\gamma)\}^2\cos^2\phi+\{J_1(\phi\gamma)\}^2\sin^2\phi}$$
$$\times\sin(\theta+\phi)$$

$$I_X=-I_0\beta\sqrt{4/\pi^2\{J_0(\phi\gamma)\}^2\cos^2\phi+\{J_1(\phi\gamma)\}^2\sin^2\phi}$$
$$\times\cos(\theta+\phi)$$

(II・12) 式で示めされる I_i は空洞共振器に induce する電流であるから、空洞から見た電子流は admitance $Y_e=-I_i/V_1$ をもつた発電機と等価になり

$$Y_e=\frac{1}{R_e}+\frac{1}{jX_e}=-\frac{I_R}{V_1}-j\frac{I_X}{V_2}$$

とかける。今の場 susceptance 分は周波数変調等に必要であるがこれ以上の吟味はやめて conductance 分 g_e にのみ着目すると

$$g_e=\frac{1}{R_e}\frac{I_0}{2V_0}\frac{\beta^2}{\gamma}\sqrt{\begin{array}{l}4/\pi^2\{J_0(\phi\gamma)\}^2\cos^2\phi\\ \quad+\{J_1(\phi\gamma)\}^2\sin^2\phi\end{array}}$$
$$\times\sin(\theta+\phi) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 13)$$

発振している状態では空洞の並列抵抗 R は R_e に等しいので、発振電力を P とすると

$$P=\frac{V_1^2}{2R}=\frac{I_RV_1}{2}=\frac{-V_1}{2}I_0\beta$$
$$\times\sqrt{\begin{array}{l}4/\pi^2\{J_0(\phi\gamma)\}^2\cos^2\phi\\ \quad+\{J_1(\phi\gamma)\}^2\sin^2\phi\end{array}}\sin(\theta+\phi)$$
$$=-I_0V_0\gamma\sqrt{\begin{array}{l}4/\pi^2\{J_0(\phi\gamma)\}^2\cos^2\phi\\ \quad+\{J_1(\phi\gamma)\}^2\sin^2\phi\end{array}}$$
$$\times\sin(\theta+\phi) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 14)$$

能率を η とすると、これは直流入力 I_0V_0 で P をわることにより

$$\eta=-\gamma\sqrt{4/\pi^2\{J_0(\phi\gamma)\}^2\cos^2\phi+\{J_1(\phi\gamma)\}^2\sin^2\phi}$$
$$\times\sin(\theta+\phi) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (\mathrm{II}\cdot 15)$$

(2) 結果に対する検討

(a) 電子コンダクタンスに就いて

反射電極に電子がとられない普通の状態のクライストロンの電子コンダクタンスは次の如くなる[(5)]。

$$g_e=\frac{-I_0\beta^2\phi}{2V_0}\frac{2J_1(\phi\gamma)}{\phi\gamma}\cos(\theta+\phi+\pi/2) \ldots (\mathrm{II}\cdot 16)$$

これは近似度の点に於ては本報告の (II・13) 式に相当するものである。

今 (18) 式に於て γ は非常に小さく、即ち高周波電圧 V_1 を小さくすると $J_1(\phi\gamma)\fallingdotseq\phi\gamma/2$ となるから

$$g_e=\frac{J_0}{2V_0}\beta^2\phi\sin(\theta+\phi)\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(\mathrm{II}\cdot16)'$$

となつて電子コンダクタンスは γ に無関係即ち高周波電圧 V_1 に無関係となり、一定の値になる。

一方 (II・13) 式に於て $\gamma\to0$ とすれば $J_0(\phi\gamma)\to1$, $J_1(\phi\gamma)\to0$ となるので

$$g_e=\frac{I_0}{2V_0}\cdot\frac{\beta^2}{\gamma}\cdot\frac{2}{\pi}\mathrm{ccs}\,\phi\sin(\theta+\phi)\ \ldots\ldots\ldots(\mathrm{II}\cdot13)'$$

となり $\gamma\to0$ とすれば、g_e は無限大になり、このことは高周波回路のインピーダンスが非常に低くても発振の可能性を示す。即ち特別な場合には高周波回路に無関係に一定の周波数で発振することになる。

以上のことは常識的には一応不可能のように思われるが、次のように考えるならば容易に理解される。

今の場合反射電極の電位を約 OV としたので、電子の速度に Maxwell の分布がないとすれば、G_1, G_2 間に高周波電圧がないときは G_2 をを出て反射電極側にとび込む電子は全部反射電極にとられるか又は全部 G_2 側にもどる。然るに間隙に微小の高周波電圧が発生すると加速された電子は全部反射電極にとられ、減速された電子は全部戻つてくることになり、微小の高周波電圧により不連続的に電子流に有限の高周波成分が出現することになる。即ち高周波電圧が小さくなると電子コンダクタンスが無限大になることが予想される。

又所謂 BK 振動に於ては高周波回路に無関係な周波数で発振することが知られているが、この発振機構に就いては今迄明確でなかつたが、上記のことからこの現象を理解することが出来る。

(b) 能率に就いて

反射電極に電子がとられない場合のクライストロンの能率は (II・16) 式から次の如くなる。

$$\eta=-2\gamma J_1(\phi\gamma)\sin(\phi+\gamma)\ldots\ldots\ldots\ldots(\mathrm{II}\cdot17)$$

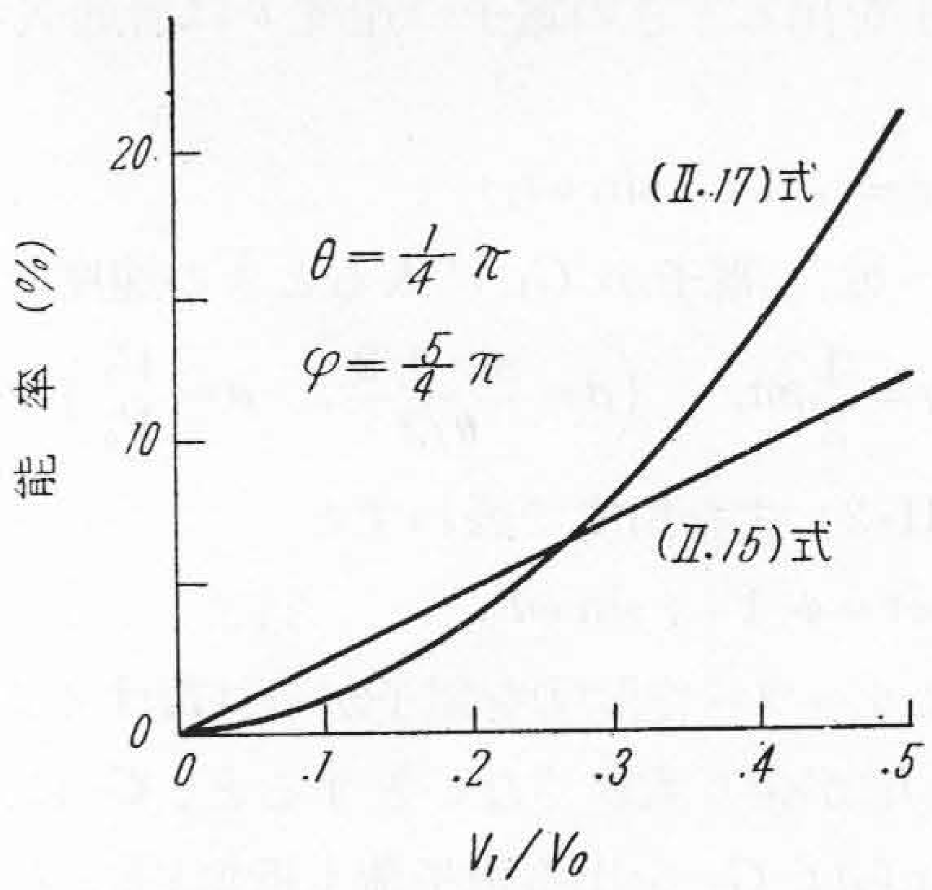
反射電極に電子がとられる場合の能率は (II・15) 式で表わされるが、この式に於て η が正になるには $\sin(\theta+\phi)$ は負であることが必要である。従つて今 $\sin(\theta+\phi)$ が負の最大になる $\theta+\phi$ の最も小さい値として

$$\theta+\phi=2\pi\times\frac{3}{4}$$

$$\theta=\frac{1}{4}\pi$$

$$\phi=\frac{5}{4}\pi$$

の場合を例にとり (II・15) 式と (II・17) 式から求めた η を計算すると**第7図**の如くなる。この図によれば高周波電圧 V_1 が小さくなると、電子が反射電極にとられる状態の方が能率がよくなることが判る。このことは (II・17) 式では η は γ が小さいときは γ^2 に比例し (II・15) 式では γ に比例することから容易に予想される。



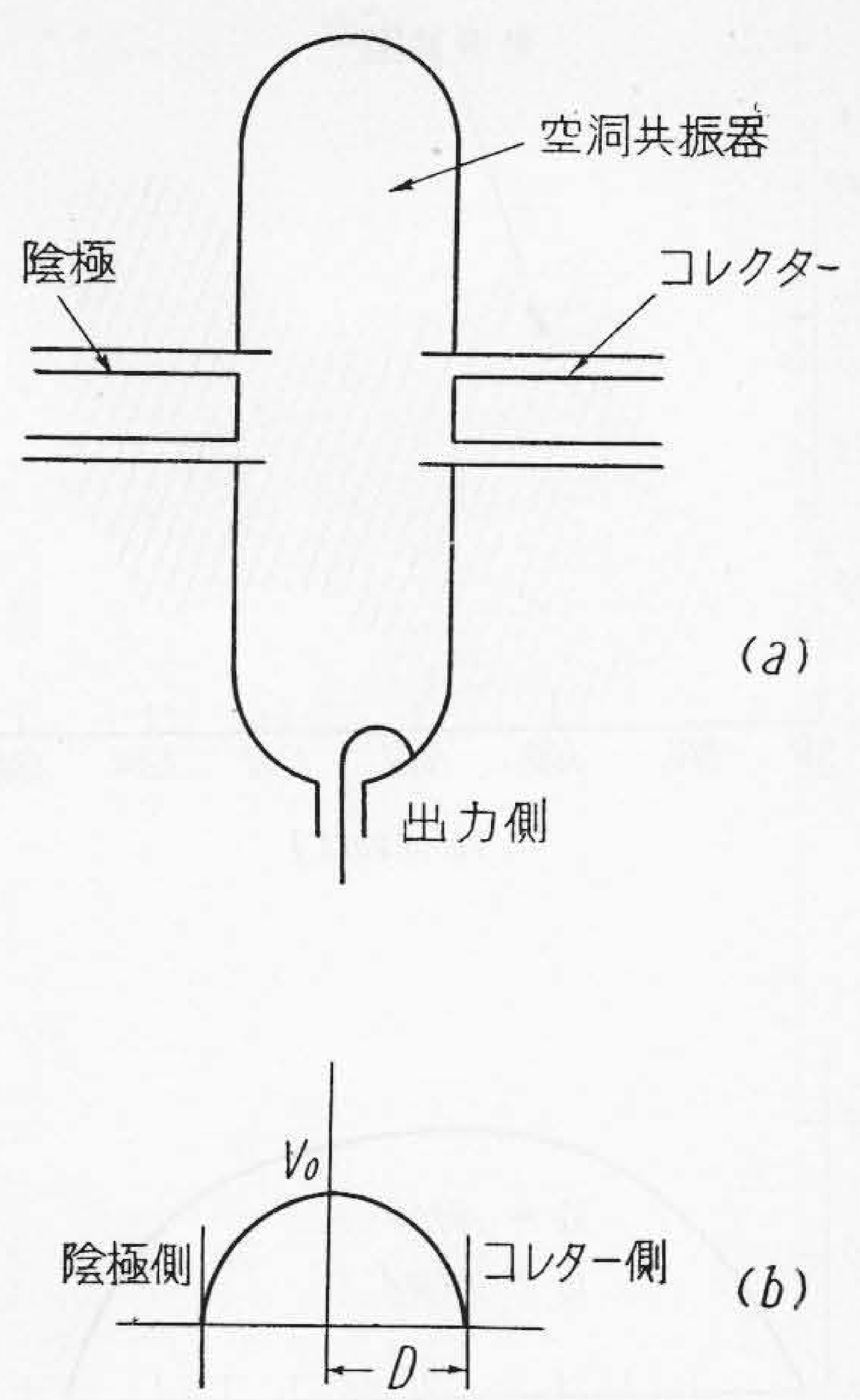
第7図　リペラーに電子が流れる場合 ((II・15) 式) と流れない場合 ((II・17) 式) の能率

Fig. 7. Efficiency of the Cases in which Electrons Flow into Repeller (Eq. (II・15)) and not Flow (Eq. (II・17))

〔IV〕 特殊構造の電子振動管に就いて

こゝで電子振動管と称するのは電子がある区間を通過又は往復運動する際高周波電界の影響を受け速度変調されて負の電子コンダクタンスを生じ発振するものをいい例えばレフレックス・クライストロン、空洞大阪管及び Retarding Field Oscillator[(6)] 等である。これら三者のうち前二者は原則として陰極及び反射電極には高周波電界が作用せず又三番目のものは反射電極のみに高周波電界が作用しているものである。この報告で特殊電子振動管と称するのは前記のものと構造は非常に類似しているが、高周波電界は陰極にも又反射電極にも作用しているものであり、その概略の構造は**第8図**のようになつている。このような構造の電子振動管は仮りに発振するとすれば、先づ電子の通路にこれをさえぎるグリッドがないこと及び陰極と反射電極をそれぞれ空洞と適当に高周波的に結合することにより電波の漏洩が少いことなどが考えられる。又構造も簡単であり反射電極の電位をある程度正にしても動作するならばこの反射電極を適当の大きさにして電子衝撃による損失にも耐えるように出来る。次にこのような構造のものが発振の可能性があるかどうか解析してみる。

先づ計算を簡単にするために、反射電極の電位がほゞ OV のときのみを考える。このときの軸上の電位分布は中央部が最高で大体の形は**第8図** (b) のようになるであろう。更に直流的電位分布を抛物線的と仮定すると電位分布の式は次のようになる。



第8図　特殊電子振動管の構造と電位分布

Fig. 8.　Structure and Potential Distribution of a Special Electron Oscillation Tube

$$V_x = V_0 - \frac{V_0}{D^2}x^2 \quad \text{.................(III·1)}$$

$$\therefore \quad E = -\frac{\delta V_x}{\delta_x} = \frac{2V_0 x}{D^2} \quad \text{.............(III·2)}$$

原点を陰極面に移せば

$$E = \frac{2V_0}{D^2}(x-D) \quad \text{.................(III·3)}$$

次に反射電極（又はコレクター）と陰極間の高周波電位分布は直線的であるとすると、この空間中の1箇の電子に対する運動方程式は次のようになる。

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{2eV_0}{D^2}(x-D) + \frac{eV_1}{2D}\cos\omega t \quad \text{....(III·4)}$$

初期条件として、$t=t_0$ に於て $x=0,\ \dot{x}=0$ として解を求めると次のようになる。

$$x = L\Big[1-\cos\omega_0(t-t_0) + \frac{a}{4}\,\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2-\omega^2}\Big\{\cos\omega t - \cos\omega t_0\cos\omega t_0(t-t_0) + \frac{\omega}{\omega_0}\sin\omega_0 t\sin\omega_0(t-t_0)\Big\}\Big] \quad \text{...........(III·5)}$$

但し　$a = \frac{V_1}{V_0},\quad \omega_0^2 = \frac{2eV_0}{mD^2},\quad \omega \neq \omega_0$

従つて

$$\frac{dx}{dt} = D\Big[\omega_0\sin\omega_0(t-t_0) + \frac{a}{4}\,\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2-\omega^2}\{-\omega\sin\omega t + \omega_0\cos\omega t_0\sin\omega_0(t-t_0) + \omega\sin\omega t_0\cos\omega_0(t-t_0)\}\Big] \quad \text{...........(III·6)}$$

又 $x=2D$ なる位置にある電子に着目して、それが $t=t_{00}$ に陰極を出たものとすれば

$$t_{00} = t - \frac{\pi}{\omega_0} + \varDelta$$

とかくことが出来る。

このように全空間に存在する各種の速度をもつた電子により両極に誘導される電流 I_i は

$$I_i = \int_{t_{00}}^{t}\frac{1}{2D}\,\frac{dx}{dt}\{I_0 + I_1\cos\omega t_0\}dt_0 \quad \text{.....(III·7)}$$

こゝで I_0 は高周電界がないとき陰極から出る一定の電子流であつて実際にはこのような直流電流が存在するためにはコレクターはある程度正電位であることが必要であろう。又 I_1 は高周波電界のために陰極から出る電子流が高周波の周期に従つてわずか変動するとしたときの変動電流を表わす。

(III·7) 式に於て $t-t_0=\tau$ とすれば

$$I_i = \int_0^{\frac{\pi}{\omega_0}-\varDelta}\frac{1}{2D}\{I_0 + I_1\cos\omega(t-\tau)\}L\Big[\omega_0\sin\omega_0\tau + \frac{a}{4}\,\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2-\omega^2}\{\omega_0\cos\omega(t-\tau)\sin\omega_0\tau + \omega\sin\omega(t-\tau)\times\cos\omega_0\tau - \omega\sin\omega t\}\Big]d\tau \quad \text{...............(III·8)}$$

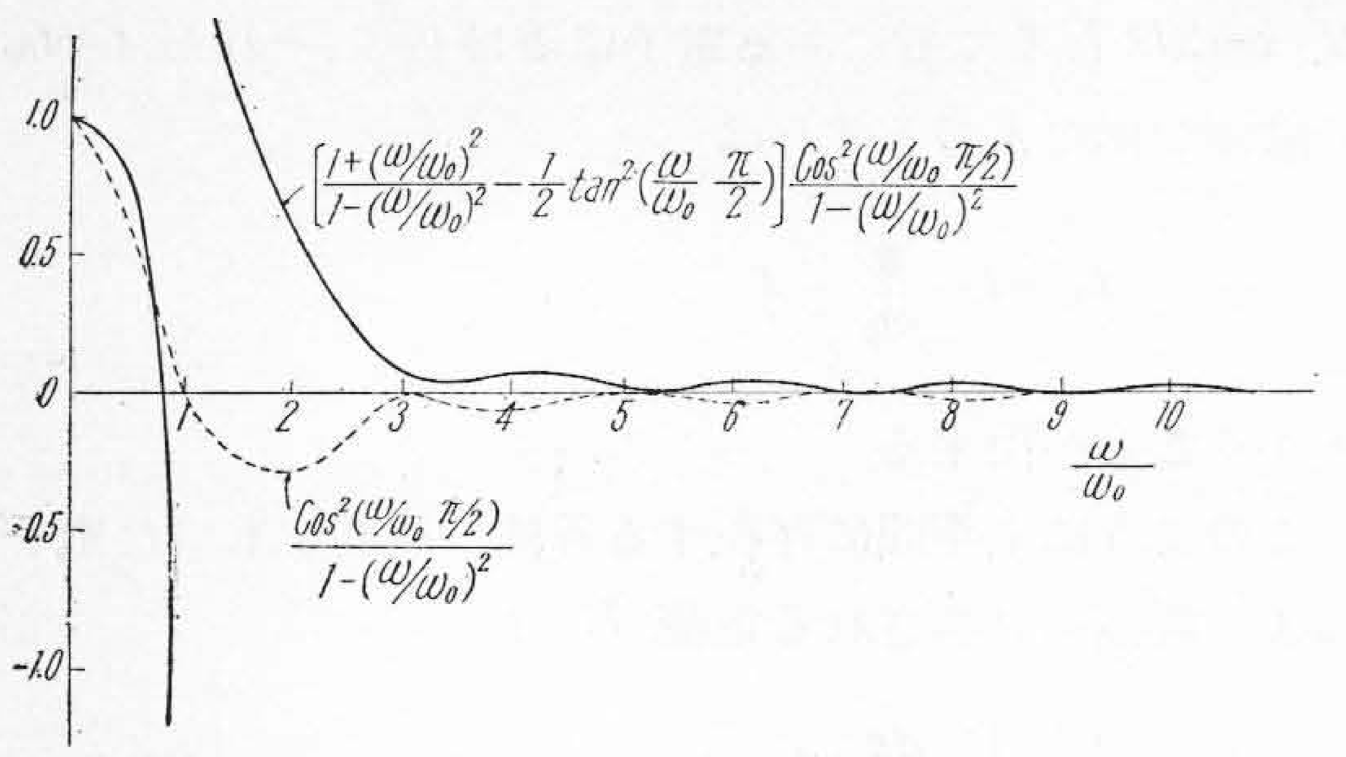
$a \ll 1,\ I_1/I_0 \ll 1,\ \cos\omega_0\varDelta \fallingdotseq 0$ として近似計算すると

$$\begin{aligned} I_i = \frac{1}{2}\Big[&2I_0 + \frac{\omega_0 I_0}{2}\Big(\frac{1}{\omega_0+\omega} + \frac{1}{\omega_0-\omega}\Big)\Big(1+\cos\frac{\omega}{\omega_0}\pi\Big)\cos\omega t \\ &+ \frac{a}{4}\,\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2-\omega^2}\omega_0 I_0\frac{1}{2}\Big(\frac{1}{\omega_0+\omega} + \frac{1}{\omega_0-\omega}\Big)\Big(1+\cos\frac{\omega}{\omega_0}\pi\Big) \\ &\times\cos\omega t + \frac{a}{4}\,\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2-\omega^2}\omega I_0\frac{1}{2}\Big(\frac{1}{\omega_0-\omega} - \frac{1}{\omega_0+\omega}\Big) \\ &\times\Big(1+\cos\frac{\omega}{\omega_0}\pi\Big)\cos\omega t - \frac{a}{4}\,\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2-\omega^2}\,\frac{\omega}{\omega_0}I_0\pi\sin\omega t \\ &+\sin\omega t\Big\{\Big(\frac{\omega_0 I_1}{2} + \frac{a}{4}\,\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2-\omega^2}\omega_0 I_0\Big)\int_0^{\frac{\pi}{\omega_0}-\varDelta}\sin\omega t\sin\omega_0 \\ &\times\tau d\tau + \frac{a}{4}\,\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2-\omega^2}\cdot I_0\int_0^{\frac{\pi}{\omega_0}-\varDelta}\cos\omega\tau\cos\omega_0\tau d\tau\Big\}\Big] \end{aligned} \quad \text{...........(III·9)}$$

この交流分のうち高周波電圧と同相のもの（$\cos\omega t$ のかゝつた項）よりコンダクタンスを求めれば

$$\frac{1}{R} = \frac{\cos^2(\omega/\omega_0\cdot\pi/2)}{1-(\omega/\omega_0)^2}\Big[K + \frac{I_0}{4V_0}\,\frac{1+(\omega/\omega_0)^2}{1-(\omega/\omega_0)^2} - \frac{I_0}{8V_0}\tan^2\Big(\frac{\omega}{\omega_0}\,\frac{\pi}{2}\Big)\Big] \quad \text{.............(III·10)}$$

但し　$I_1 = KV_1$



第 9 図　特殊電子振動管の電子コンダクタンス

Fig. 9.　Electron Conductance of a Special Electron Oscillation Tube

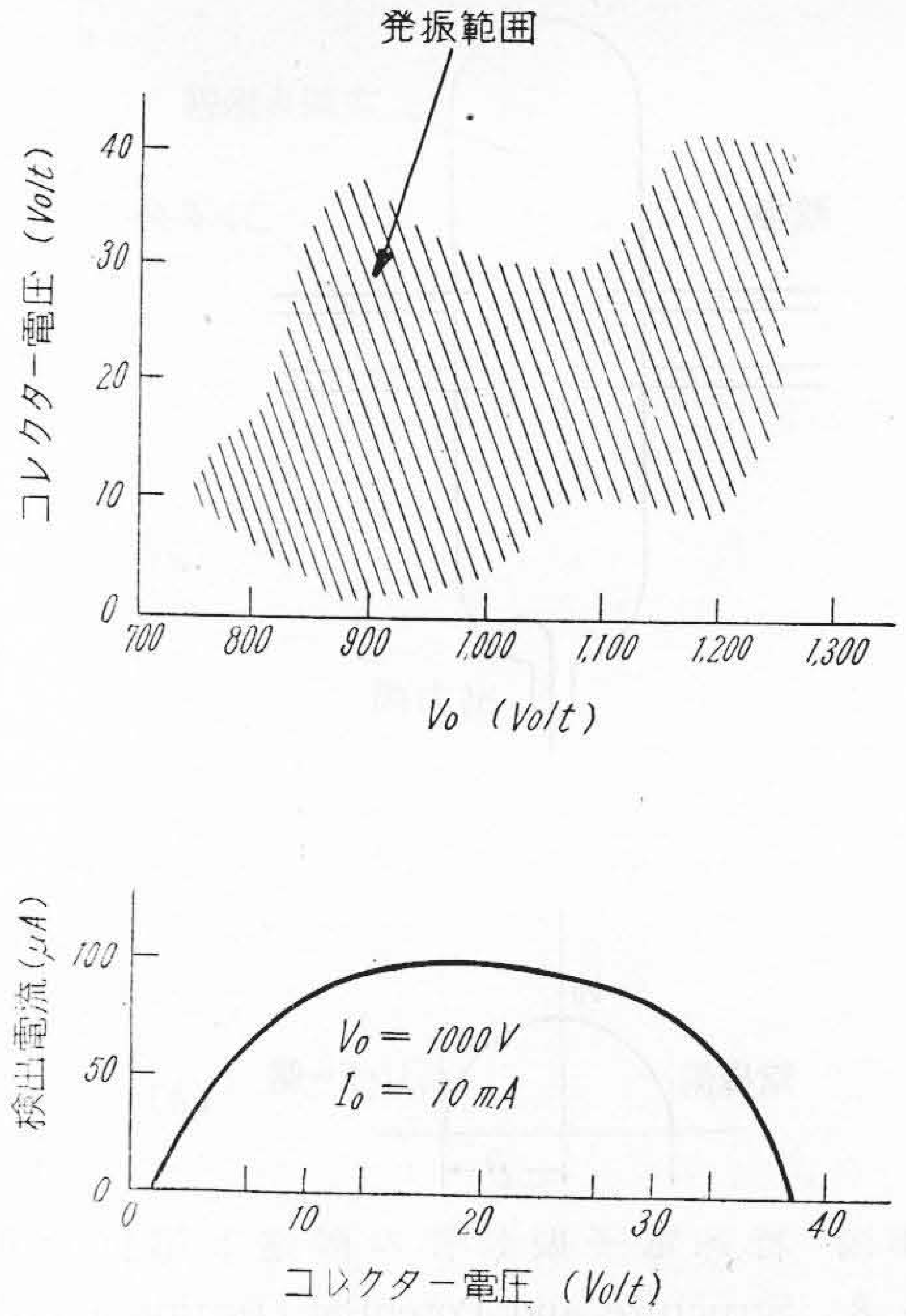
(III・10) 式の〔　〕内の第 1 項は陰極から出る電子の密度変化によるものであり、他は速度変化による電子コンダクタンスである。これを図示すれば**第 9 図**の如くなり、各項共 ω/ω_0 を適当にすれば負になる範囲があつて発振の可能性を示している。

現在**第 9 図**に近い構造のものを数種試作して実験中であるが**第10図**はそのうちの発振特性の一例であつて、この場合にはレフレックス・クライストロンに於てリペラーに電子が流れ込む場合の発振と類似の特性を示している。

実際の試作管に於ては解析のときの仮定のように電位分布を抛物線的によることは困難であり又往復振動をなす電子もあるため解析通りでないことが問題であるが、今後更に研究を進める予定である。

〔V〕 結　　　言

レフレックス・クライストロンに就いては多くの研究が発表されているが、空洞間隙に関する実験は余り発表されていなかつた。この報告では空洞間隙に就いて理論的に又実験的に調査して、レフレックス・クライストロンの特性改善又は設計に役立たせることが出来るようになつた。又レフレックス・クライストロンに於て電子が反射電極に流入する場合の動作に就いては従来研究が少かつたので更に解析を行い、電子コンダクタンスが非常に大きくなる場合があることを示した。このことは今迄も空洞の Q の低い場合にはリペラー電圧が負であるよりも正電位の方がよく発振することからも予想され、又電子コンダクタンスが非常に大きくなる性質は今後利用の道があると思われる。



第 10 図　特殊電子振動管の発振特性

Fig. 10.　Oscillation Character of a Special Electron Oscillation Tube

更にレフレックス・クライストロンに類似した電子振動管に就いて解析と実験を行つたが、これに就いては今後尚研究を行う予定である。

終りにこの研究は主として日立製作所茂原工場に於て行つたものであり又昭和27年度文部省試験研究費を受けたことを附記する。

参 考 文 献

(1) J.M. Lafferty: I. R. E. Vol. **35**, No. 9, p. 913 (1947)
(2) 宇田: 第 24 回電気三学会連合大会講演要旨 E. 107 (昭 25-4)
(3) 岡部: 超高周波電子管 (高周波科学論叢) 47 (昭 24-5)
(4) 宇田: 超高周波電子管 (高周波科学論叢) 83 (昭 24-5)
(5) 宇田、池内: 電気通信学会誌 Vol. **33**, No. 10, p. 532 (昭 25-10)
(6) J. J. Ebers: I. R. E. Vol. **40**, No. 2, p. 138 (1952)