

大 阪 管 の 研 究 (その1)

—集 束 磁 界 の 影 響—

宮 脇 沢 美*

STUDY OF THE OSAKA TUBE, [PART I]

—The Infulence of Collector Magnetic Field—

Sawami MIYAWAKI

Magnetic field of Osaka tube is used to focus electron beam, but practically optimum figures is drawn out from the electrode construction of the tube or impressed voltage.

He has manufactured several vacuume tube for trial and studied on the infulence of magnetic field strength upon the output-power in the Osaka tube working as the detector.

1. 緒 言

近年, semi-conductor とか maser 等の研究の著しい発展により, 微弱 micro-wave の増幅検出が可能になり, 通信衛星による宇宙通信が実現した. 一方電子管においても, 雑音の低減のため fast wave を用いる parametric なものが出現した.

その内大阪管は, 現阪大名誉教授岡部金次郎博士が大阪帝大物理学教室で創製されたマイクロ波電子管で, 実験の結果非常に微弱な電波を検出し得ることが確認されている.

大阪管とは, 電極配置, 印加電圧を適当にし電子を往復運動させ, 且つ外部回路を適当に選んで電子の往復走行時間即ち電子周期と密接な関係のある周波数の振動を発生し得るようにした超高周波電子管のことである. 電子周期と大略等しいような振動を基本波振動と呼び, 状態により基本波が発生せずその周期が電子周期の整数分の1に大体等しいような振動が発生することがあり, これを倭小波振動と呼んでいる. 大阪管は本来 B-K 管を改良されたもので, 超高周波電圧の発生箇所を分割陽極片にして磁界をかけ, 直接陽極にとられる電子数を激減する(透過係数を極めて上昇させる)と共に超高周波電界を狭間隙に集中させ(間隙係数を高める)且つ電極配置を適当にして速度に無関係に往復電子と超高周波との位相を合せて何回も相互作用させ(多重走行可能)超高周波回路に電子の有していたエネルギーを与えようとするのが大阪管である.

大阪管の研究は, 阪大理学部, 産業科学研究所の両岡部研究室を中心に行われ, その能率を高めるため空洞付板極管構造の空洞大阪管が提案され, また非常に微弱な入力 ($V_A=100V$, $I_A=0.2\sim 0.3\mu A$, $\lambda=35cm$) で発振が行われることが確められた. その後, 産研岡部研究室の中谷氏により波長 40cm の空洞大阪管で19番目の高次倭小波が発生され, 極めて低い陽極電圧で発振することが見出された. 続いて同氏等により 1.8cm が発生され, 引続き Ohio 大学に於て植之原氏により 6 mm の発生が行われた. 発振大阪管は, その能率の良さ, 変調の容易さ, 調整の簡単さ等の利点を

* 中部工業大学助教授

有している。

また検波大阪管として用いる場合には、増幅作用を伴う²⁾ために検波感度が高く、特に微弱電波に対しては高次の倭小波ほど検波出力の弱まり方が少ないという秀れた性質をもっている。検波大阪管は、陽極電圧は発振大阪管と同様倭小波次数を満たす電圧で検波され、磁界はもともと電子集束のためにかけられているものであるが、実際には種々の影響が加わり、最適磁界を有するであろうことを見出した。これについては、静的な場合の大阪管の最適磁界に関する理論³⁾があるが、今回それをもとにして検波大阪管の磁界の影響を考察するために試作管を種々作り、実験を行ったので、その結果を報告し、今後の大阪管研究の一助としたい。

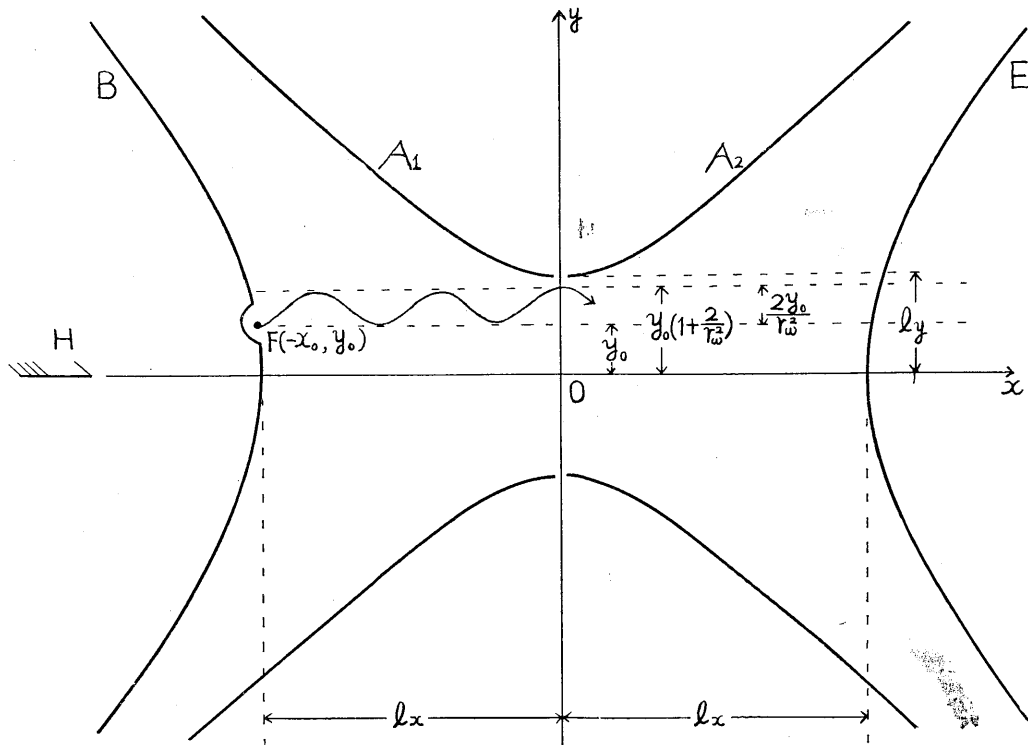
2. 検波大阪管の最適磁界に関する考察

大阪管の電極構造は第1図の如きもので、図は熱陰極に直角な断面を示し、 F は熱陰極、 A_1 、 A_2 は超高周波間隙をもつ分割陽極で正電位を与え、 B 及び E は通常零電位を保つ背電子極(Back-plate)，端電子極(End Plate)である。 H は加えるべき磁界の方向で、熱陰極から出た電子は B 、 E 間を往復運動する。

第1図に示す如き理想化した大阪管では、 x 方向の電子運動の等周期性を保つために、空間電荷を考慮しない場合拋物線電位分布が必要で、電極構造は双曲線状となり、次式で表わされる。

$$A_1, A_2 \text{ 極に対して } y^2 - x^2 = \frac{1-a}{a} l_x^2 \quad (1)$$

$$B, E \text{ 極に対して } x^2 - y^2 = l_x^2 \quad (2)$$



第1図

$$\alpha = \frac{V_0}{V_A} \quad (3)$$

但し、 V_A は陽極電圧、 V_0 は原点 0 の電圧で端電子極、背電子極は熱陰極の基準電位に等しくとり 0 [V] である。

さて、 x 、 y 方向について管内の電子の運動方程式を解くと、次式を得る。

$$x = -x_0 \cos \omega_e t \quad (4)$$

$$y = y_0 \left\{ 1 + \left(\frac{\omega_e}{\omega_m} \right)^2 (1 - \cos \omega_m t) \right\} \quad (5)$$

$$\omega_e^2 = \frac{2\beta V_0}{l_x^2}, \quad \omega_m^2 = (\beta B_0)^2 - \omega_e^2, \quad \beta = \frac{e}{m} \quad (6)$$

ここで、 B_0 は磁束密度、電子の電荷を $-e$ 、質量を m とし、初期位置は $(-x_0, y_0)$ 、初速度は零とする。電子の運動は、 x 方向には、(4) 式により角速度 ω_e で調和振動を行い、また回路にこれと同期した振動（基本波）、或は奇数倍の振動（倭小波）の発振エネルギーを与えるのが大阪管である。 y 方向には、(5) 式により、電子の運動範囲が次式の如く制限される。

$$y_0 < y < y_0 \left(1 + \frac{2}{r_\omega^2} \right) \quad (7)$$

$$r_\omega \equiv \frac{\omega_m}{\omega_e} \quad (8)$$

この間を角速度 ω_m で調和振動しており、その様子は第 1 図に示す通りである。 r_ω は磁界指数とよばれ、それは (8) 式で示す如く、 x 方向に電子が一往復する間に y 方向に何往復するかを表わしている。この時の y 方向の電子軌道の振幅 y_A は次式で与えられる。

$$y_A = \frac{y_0}{r_\omega^2} \quad (9)$$

さて、磁束密度 B_0 と磁界指数 r_ω の関係は、(6)、(8) 両式より、

$$B_0 = \frac{\omega_e}{\beta} \sqrt{r_\omega^2 + 1} \quad (10)$$

従って、磁界を増すと r_ω も増加するが、その r_ω は大阪管動作を有効にするためには、次の条件を満足するものでなければならないことを大阪工大の田教授により指摘された。³⁾

1) Backing Plate 及び End Plate での選択作用を有効にするために、その電極附近で電子速度が minimum になること。

2) Plate での選択効果をよくし、又超高周波間隙との相互作用を大きくするために、電子軌道は中央 y 軸上で y 変位が maximum になること。

以上 2 つの条件を満足するためには、 r_ω は次の数値でなければならない。

$$r_{\omega \text{ opt}} = 2, 6, 10, 14, \dots \quad (11)$$

この $r_{\omega \text{ opt}}$ を最適磁界指数といい、以上が田教授の理論の要点である。

この様にして $r_{\omega \text{ opt}}$ は決まるが、それ以外に磁界は元来電子集束の目的でかけられているのであるから、電子が陽極に捕えられないように次の条件を満たす $r_{\omega \text{ opt}}$ であることも勿論必要である。

$$y_0 \left(1 + \frac{2}{r_{\omega \text{ opt}}^2} \right) < l_y$$

$$\text{即ち } r_{\omega \text{ opt}} > \sqrt{\frac{2y_0}{l_y - y_0}} \quad (12)$$

結局 (11) 式の $r_{\omega \text{ opt}}$ のうちで, (12) 式を満足する最低の最適磁界指数 $r_{\omega \text{ opt min}}$ が存在することになる。

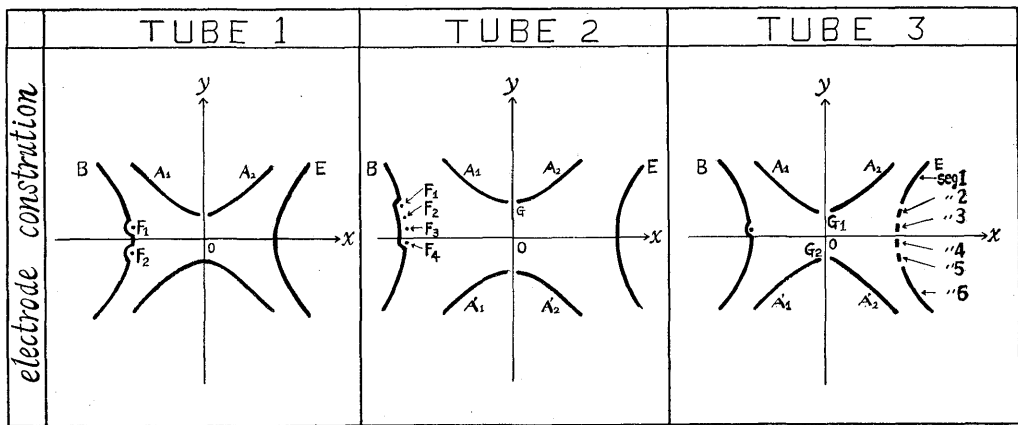
尚, r_{ω} に関して (6), (8) 両式より次式を得る。

$$V_0 = \frac{\beta l_x^2}{2(1+r_{\omega}^2)} B_0^2 \quad (13)$$

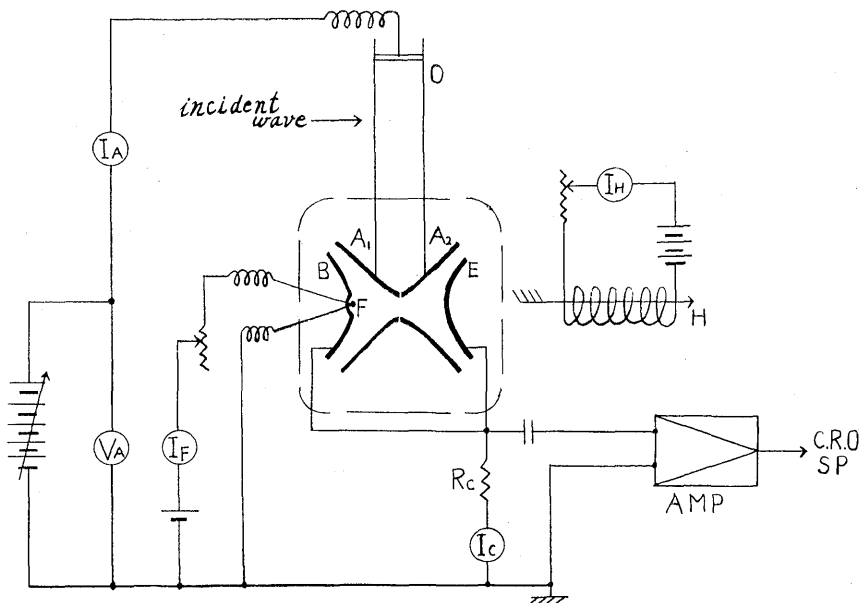
V_0 を与える (13) 式は両数方眼紙への原点の電圧 V_0 と磁束密度 B_0 の関係を, 磁界指数 r_{ω} をパラメータとして表わせば, 傾斜2の直線群となり実験結果の考察に便利である。

3. 試作管及び実験装置

試作管の電極形状は基本的には第2図に示す如き平板形で, Z 方向には或る長さ l_z で終端してい



第 2 図



第 3 図

る。その形状は(1),(2)両式により設計し、 α は原点0の熱陰極に対する電圧を高めるために、0.9を採用した。試作管はTable 1, 2, 3の3本で、個々の寸法を第1表に示し、表中の l_x , l_y , l_z は第1図に示される長さであるが、 l_z は電極のZ方向の長さを示している。詳細は実験結果のところで述べる。尚、電極材料は磁界中で使用するために、 M_0 板(0.18mm厚)を使い、熱陰極はW線(0.10mm ϕ)を使用した。基本的な大阪管直接検波の回路を第3図に示す。1000 c.p.sの正弦波信号で変調させたデシメータ波(別の大阪管で発振)が振動回路0(第3図参照)に入り、陽極間隙にて電子と相互作用をなし、検波された出力は接地点に対して集電子極(B, E両極)から取り出し、検波抵抗 $R_c(=1M\Omega)$ にかかる電圧をAMPで増幅し、C.R.O上の波形の振幅でもって検波出力の相対的な尺度とした。

3. 実験結果及び考察

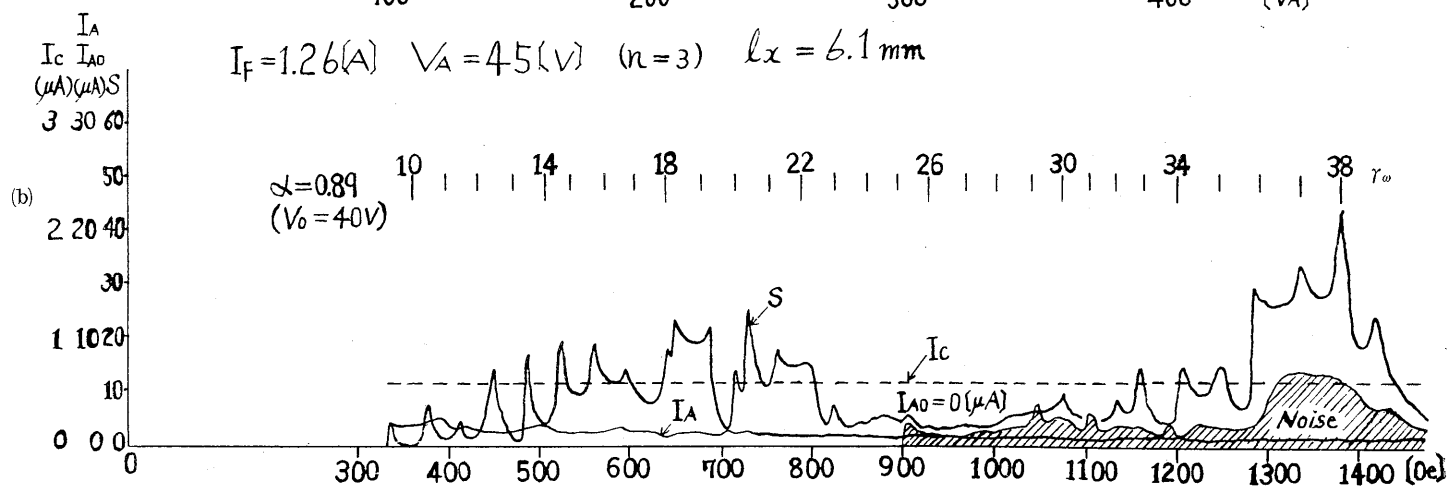
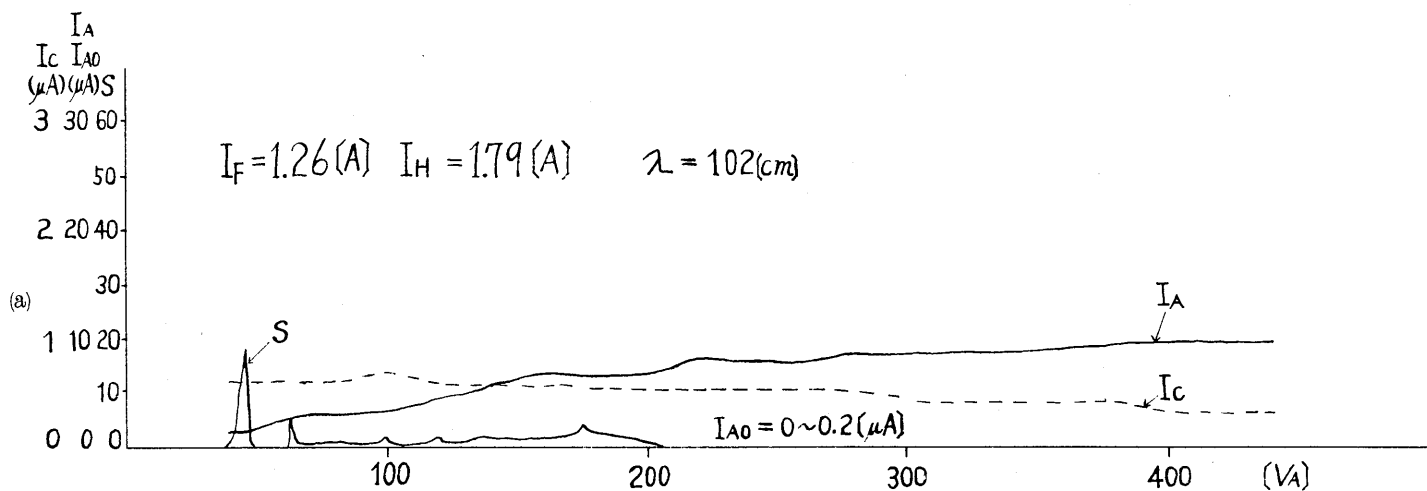
最適磁界指数についての実験結果を第4図(b)に示す。これに用いた試作管はTube 1で、第2図及び第1表に示す通り陽極間隙が片側だけにあるのは、より基礎的な実験結果を得るため、熱陰極は F_1 以外に $y < 0$ のところにも更に1本 F_2 を設けたのは、電子軌道と陽極間隙との関係を調べるためのものである。第4図は合理的な熱陰極 F_1 を使った場合で、同図の(a)は陽極電圧特性を表わし、(b)の上方に(13)式から計算した磁界指数 r_0 の尺度を記した。磁界 H による検波領域は、大きくみて1000Oeを境にして高磁界側と低磁界側の二つの検波領域に大別される。高磁界側では、 r_0 が整数値で検波出力の極大値と一致しているのに対して、低磁界側では、大略0.5ずれた整数値で検波出力の極大値と一致している。 r_0 が整数値をとるということは、電子が往復ともに同一軌道を通るということを意味する。これは磁界が強くなって r_0 が増すと、(9)式で与えられる電子軌道の y 方向の振幅 y_1 が非常に小さくなるので、選択作用の問題も超高周波間隙との相互作用の問題も近似的に考える必要がなくなり、ただ往復とも間隙と同じ相互作用を行える r_0 の整数値をとるものと思われる。

低磁界側で r_0 が半整数値をとることに対しては、次のように解釈出来ると考える。この場合の電子軌道は第5図に示す通り、熱陰極の位置より出発して、B, E間の一往復毎に同一軌道を通り、二往復してはじめて xy 面内で元の位置に戻る軌道となる。この際行きと帰りの遭遇点Pは、中央の間隔位置を通る y 軸より僅か1/8ピッチずれた点であり、この点を中心に電子が行きと帰りの際に超高周波間隙と相互作用を行っているように思われる。

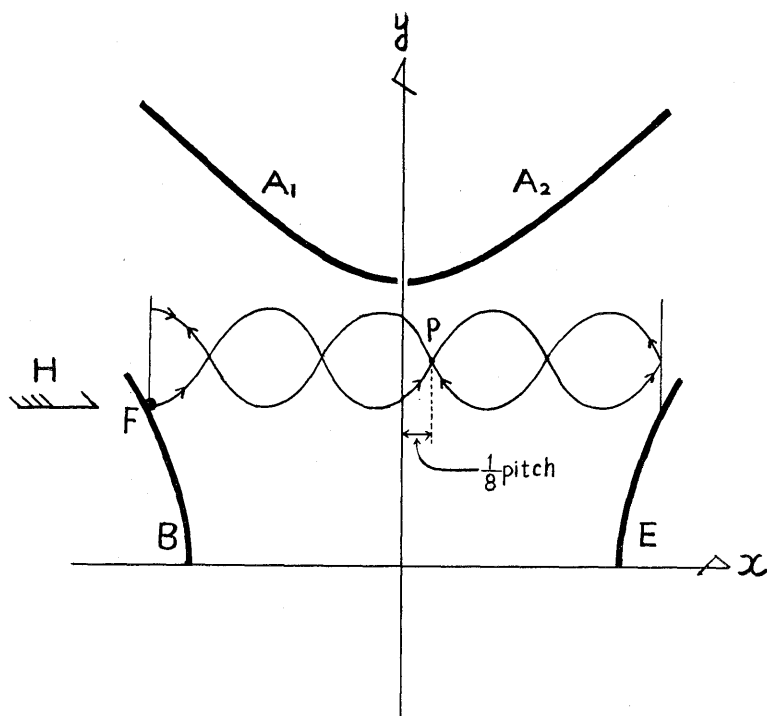
次に検波出来る最低磁界の実験を行った結果を第6図に示す。これに使用せるTube 2は、第2図及び第1表に示す如く、熱陰極の位置をBacking plate上で順次ずらして張った4熱陰極型大

第 1 表

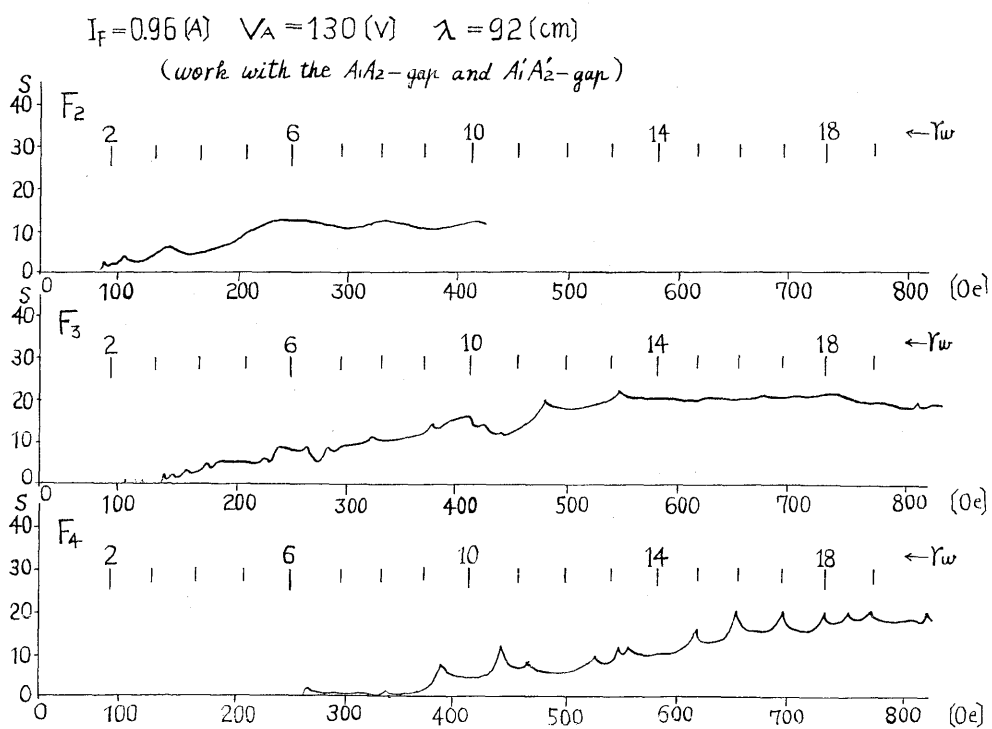
	TUBE 1	TUBE 2	TUBE 3
l_x	6.1mm	9.0mm	6.2mm
l_y	2.1mm	3.2mm	2.0mm
l_z	15.0mm	20.0mm	15.0mm
y_0	$(F_1)1mm, (F_2)-1mm$	$(F_1)-0.4mm, (F_2)0.8mm,$ $(F_3)1.8mm, (F_4)2.8mm$	



第 4 图



第 5 图



第 6 图

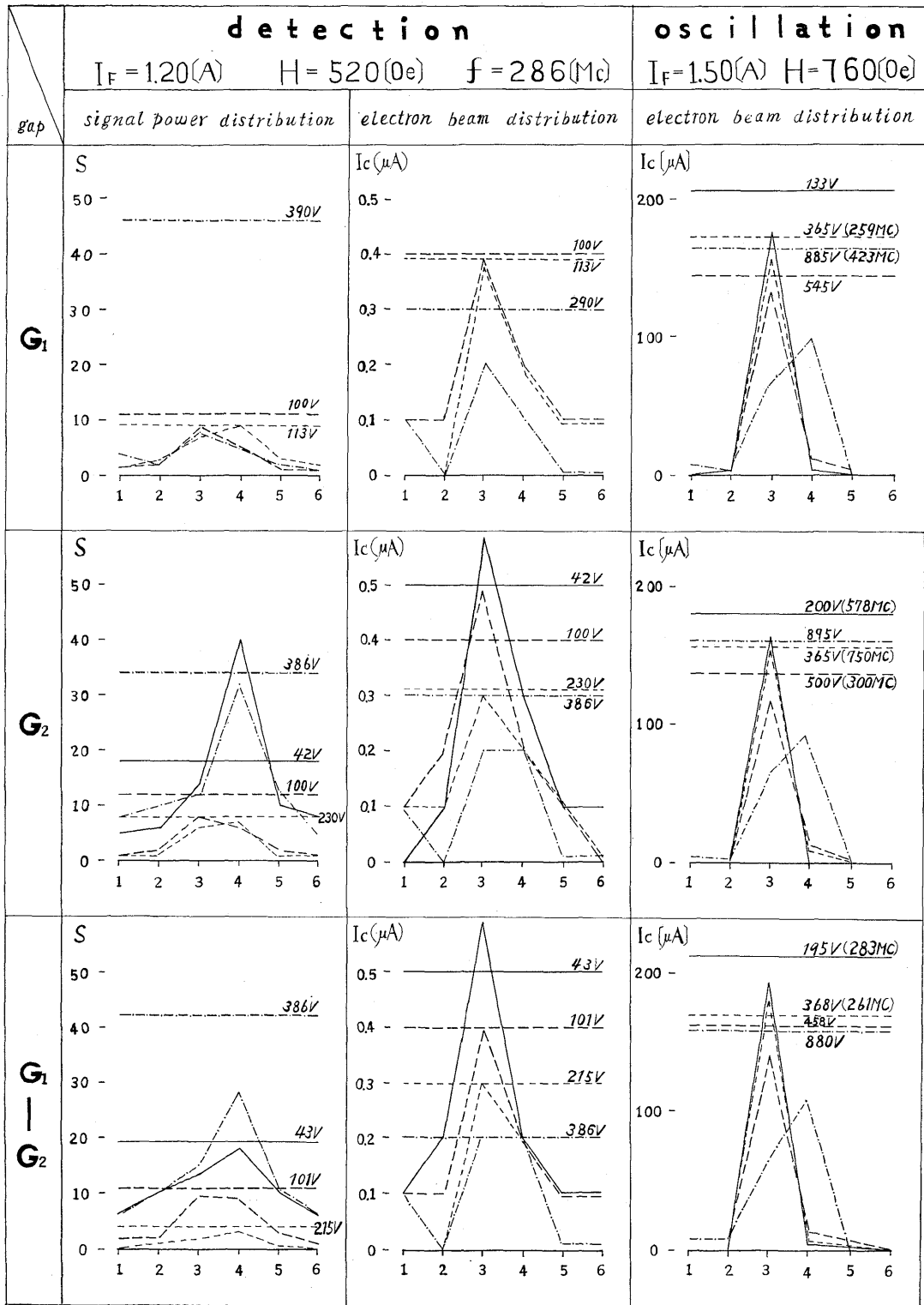
阪管である．第2表は，この各熱陰極の最小の最適磁界指数 $r_{\omega \text{ opt min}}$ を(11)，(12) 両式から求めたものである．ただし大阪管の熱陰極電流 I_F は磁界 H と直交するために互に直角方向に力が働き，熱陰極位置 y_0 は磁界 H とともにずれると考えられるが，その大きさを計算する

第 2 表

	y_0 (mm)	$r_{\omega \text{ opt min}}$
F_2	0.8	2
F_3	1.8	2
F_4	2.8	6

と，1000 Oe の磁界中で 1A の電流を流した熱陰極 2 cm（試作管に用いた熱陰極長）当り約 0.2g 重で，これ位ならば熱陰極支柱による張力の方が大で y_0 の H によるずれは無視出来ると考えられる．そこでこの実験結果の第6図について検討すると， F_3 の場合は磁界を次第に増して行くと $r_{\omega}=2$ は出ていないがその近くから検波されており，以下小さな検波出力の小山はあるが， $r_{\omega}=6$ ，10 で大きな山がみられる． F_4 については， $r_{\omega}=5$ あたりで僅かに検波されているが，顕著には $r_{\omega}=6.5$ から検波され，以下半整数値（低磁界側）或は整数値（高磁界側）の r_{ω} で検波出力が極大となっている．このようにして磁界を次第に強めていった時に，最初に検波出力を得る磁界の強さは第2表の $r_{\omega \text{ opt min}}$ に示す磁界の強さに殆んど一致している． F_2 ， F_3 ， F_4 全体としてみると， y_0 が増加するほど検波出力の極大になる r_{ω} は顕著に現われている．これは y_0 が増すと，(9)式で決まる y_A が同じ r_{ω} に対して大きくなるにもかかわらず陽極に捕えられない条件により制限され，電子の行動範囲が狭くなって条件が厳しくなるからだと思われる．また同じ熱陰極については，磁界が弱い場合には最適磁界指数の(11)式を満足しているが，磁界が強くなると r_{ω} は整数値が最適値となっている．これは前述の通り磁界が強くなって r_{ω} が増加すると，(9)式の y_A が急激に小さくなり電子ビームは薄板状になる結果，選択作用や相互作用の効果を大きくする磁界ということは考えなくてもよくなるからだと思われる．それが整数になるということは，往復共に同一の電子軌道をとって，同じ割合で回路にエネルギーを与えようとしているためと思われる．

以上は大阪管の最適磁界に関する理論を検波管として動作させた場合の結果からみたものであるが，実際の電子軌道を実験的に調べて(7)式の電子の y 方向の運動範囲を確める必要があるので，Tube 3を試作した．これは第2図に示す如く，End Plate を Z 軸に平行に6分割し，それぞれの分割片を上側（ステムと反対側）から順次 Seg 1, 2, …, 6 と名付けて，流入する電子流分布と取り出される検波出力分布を調べようとするものである．各分割片からのリード線を順次測定して行き，非測定分割片はまとめて測定分割片と大略同電位とした．またこの管の陽極間隙は上・下両陽極片に設けてあるが，特に上側陽極片の間隙 G_1 と下側の間隙 G_2 とを，それぞれ単独に，或は両方ともに超高周波間隙として働かせるように切り換えられ，残った間隙は管外で短絡して直流的に同電位とした．この実験結果を検波，発振ともにまとめて第3表に示す．表中の各図にある横線の値は各分割片を一括して，End Plate が分割されていない状態にして実験した値を示す．検波の場合，電子流分布は Seg. 3（第2図及び第1表 Tube 3 参照， x 軸より上）に集中し，検波出力分布は Seg. 4（ x 軸より下）に集中しており，全く対称的である．検波大阪管は一般に陽極電圧の低い空間電荷制限領域では，集電子極電流 I_c が極小の時検波出力 S は極大になる⁴⁾ので，上の分布はこ



第3表

れに関連したものと思われる。 I_0 は雑音出力 N とともに増大するが、この領域での特徴である。

電子流分布は、検波、発振ともに一致して Seg.3 に集中している。Seg.3 は熱陰極位置に対向しているのと、この場合の磁界指数に対する (9) 式の y_d が非常に小さいことから、電子の y 方向の運動範囲は一応 (7) 式のようになっていると推察されるが、更に詳しく調べようとするならば分割数をもっと増やす必要があるので、手作りの試作管によるこの方法は困難である。電子流分布が Seg.3 以外にも多少点在しているのは、その理論が静的なものであるのに対して、実際に動作させた場合には空間電荷によって電子が過剰エネルギーを得ることや、選択作用の影響、或は電極の Z 方向の長さ l_z のとり方、電極からリード線への導びき方による影響等によって理論通りに運動しない電子も当然考えられ、それらによって分布のばらつきを生ずるのであろう。また発振の場合に、陽極電圧が高くなると熱陰極と反対の領域にも電子が集中していることは注目すべきである。更に超高周波間隙の切り換えによって分布の変化があまりみられないことと、今迄²⁾の実験から片間隙の方が両間隙使用よりも検波感度の良い場合があること、熱陰極と反対側の陽極間隙でも検波されること等は、何か検波大阪管の機構上共通した重要な問題があると思われ、今後明らかにしなければならない。

4. 結 言

陽極電圧を一定にして磁界を変えた場合、弱い磁界では (11) 式の最適磁界指数で検波出力は極大となるが、磁界指数が約10以上の強い磁界になると、整数値または半整数値の磁界指数で検波出力は極大となる。これは、電子の y 方向の振幅が急激に小さくなるために (11) 式は近似的に考えなくてもよくなるからだと思われる。整数値または半整数値をとるということは、電子が何時も同じ割合で回路にエネルギーを与えようとしているためではないかと考える。その他電子軌道と超高周波間隙の関係を明らかにする必要がある。今迄理論的に考察されている大阪管内の電子の運動は静的であり、実際に動作させた場合には、電子の y 方向の運動範囲の (7) 式は多少異なるものと思われ、その解明は未解決の検波大阪管の問題に重要な手がかりとなるので、今後基礎的な実験データの集積が肝要である。終りに、本研究の実験は、昨夏関西大学において行ったもので、種々御配慮を賜った同大学工学部電気工学科主任教授片山佐一工学博士、いくつかの御指示を戴いた超高周波研究室森田正信理学博士並びに実験の遂行にあたり一方ならぬ御世話を下さった大東延久理学修士に厚く感謝します。

文 献

- 1) K. Okabe: *A New Electron Oscillator*, Nature Vol. 138, Oct. 1936.
- 2) 森田・大東: 大阪管のマイクロ波検波(その2) 昭和37年電気関係学会関西支部連合大会予稿
- 3) 田・西川: 大阪管における最適磁場の問題 昭和32年電気通信学会全国大会予稿
- 4) 森田・阿部・世良: 大阪管のマイクロ波検波(その1) 昭和29年電気三学会関西支部連合大会予稿

昭和40年2月9日受付