

Title	電子ビームアナライザーに関する研究
Author(s)	稲邑, 清也
Citation	大阪大学, 1968, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2637
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

電子ビームアナライザーに関する研究

1968年

稲 邑 清 也

内 容 梗 概

本論文は、第1編と第2編にわかれており第1編においては新しく提案した電子ビームアナライザ-についてその原理，測定理論，性能，応用方法について論じてある。第2編においてはこの電子ビームアナライザ-を用いて実際に電子銃の研究に応用する例としてピアース形電子銃の電極の変形の影響について本ビームアナライザ-による測定結果と理論計算とを比較検討している。

第1編第1章においては、より高性能の電子銃を作るために有効な資料を得るには、動作中の電子銃からの電子ビームの特性を精密に測定することが必要であることを述べて電子ビームアナライザ-の必要性を明らかにしている。特に電子軌道の進行方向を定量的に測定できることや、非層流性 (Non-laminarity)の検出ができる装置が必要であることを述べて本研究の目的を明確にしている。

第2章においては、これまでに現われたいろいろな形式のビームアナライザ-について述べている。種々の目的に応じて秀れたものはあつたが、電子軌道の進行方向の定量的測定ができ、Non-laminarity を検出し、また電子流密度分布と電子流線の間関係を明らかにしたものはなかつたことを述べている。

第3章においては、これらの測定が可能であるところの筆者の設計による新しい形式のビームアナライザ-についてその原理，構造および周辺装置の試作結果を述べる。

第4章においては、このビームアナライザ-を用いる測定理論に関することを扱う。

第5章においては、本ビームアナライザ-による電子ビーム特性の測定方法を詳細に述べ、測定例を挙げている。電子流密度分布，最確電子軌道勾配，偏向電圧対ファラデーゲージ電流特性などの測定結果から電子流線の作図，第4章の理論計算に基づいた Non-laminarity の検出，総合的な電子ビーム特性の評価について述べている。

第6章においては、電子銃の研究のために本ビームアナライザ-をどのように利用すべきかについて2とおりの方法を述べた後、本アナライザ-の性能の限界について述べている。最確電子軌道勾配電子流線の決定，Non-laminarity の検出に伴う誤差を理論的に解明し、その量についても触れている。ビームアナライザ-の性能向上のための方法について述べる。

第7章は第1編の結論で第1編の研究成果を総括して述べるとともに電子ビームアナライザ-の将来の課題について述べている。

第2編第1章においては、電子銃の特性に影響を与える因子のうち、特に高電力の電子ビームを射出するものにおいては熱による電極の変形の問題，真空度の低下による正イオンの空間電荷の中和の問題が著しいことを述べる。そこで、これらの因子の影響をさぐり対策をたてる必要があることから第2編の研究の目的を明らかにする。

第2章では第1章であげた2つの因子のうち電極の傾斜の問題を理論的に扱う。平行平板二電極間の空間電荷制限流からとつたビアース型電子銃において陰極および陽極の傾斜が電子ビームの特性にどのような影響を与えるかについて理論計算を行なう。

第3章においては、実際に動作中の電子銃が正イオンによる影響、熱による電極の移動の影響などを受けていることを明らかにし、実験結果から定量的にこれらの影響を検出している。さらに陰極および陽極の傾斜角度の測定方法について述べている。

第4章においては、本ビームアナライザ-を用いて第3章で扱った問題を実際の電子銃で測定した結果を理論計算の結果と比較しつつ述べる。また、理論計算では解明の困難なノンラミナ-性についてもその興味ある実験結果を明らかにする。

第5章は、第2編の研究成果のうち特に重要なものを総括して述べると共に、電子ビームアナライザ-の応用方法について将来への方向、課題について述べる。

以上のように本論文は電子ビームの性質の本質により深く立ち入り、より高性能の電子銃を設計するために必要な資料を提供せんとするものである。解析的な設計理論、電解槽、抵抗回路網、デジタル電子計算機、従来の電子ビームアナライザ-などからは得られないような有益な資料(特に Non-laminarity に関する資料)が得られるものであり、さらに論文中で明記したようなビームアナライザ-の改良により性能を向上させれば、電子ビーム形成装置の設計のためにますます貢献し得るものであると考えられる。

なお、本論文の一部は電気四学会連合大会⁽⁵⁾、日本応用物理学会学術講演会⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾、日本学術振興会第132委員会⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾、電気通信学会雑誌⁽¹⁴⁾に発表してある。

目 次

内容梗概

第1編 新しい電子ビームアナライザ-による電子ビ-ム特性の測定方法に関する研究.....	1
第1章 緒 論.....	1
第2章 従来のビ-ムアナライザ-.....	3
2.1 序 言.....	3
2.2 電子流密度分布を測定できるビ-ムアナライザ-.....	3
2.3 横方向速度を測定できるビ-ムアナライザ-.....	4
2.4 結 言.....	6
第3章 新しいビ-ムアナライザ-の原理と構造および自動化装置.....	7
3.1 序 言.....	7
3.2 原理と構造ならびに設計の推移.....	7
3.3 自動化装置と周辺装置.....	13
3.4 結 言.....	17
第4章 測 定 理 論.....	19
4.1 序 言.....	19
4.2 軸近傍における横方向速度に対する電流密度分布.....	19
4.3 偏向電圧対アラデーケ-ジ電流特性 ($V_d - I_F$ 特性) の理論計算.....	22
4.4 最大入射角を考慮した $V_d - I_F$ 特性.....	30
4.5 一般化した $V_d - I_F$ 特性の計算.....	31
4.6 ビ-ム倍率 M について.....	35
4.7 結 言.....	37
第5章 本ビ-ムアナライザ-による電子ビ-ム諸特性の測定方法と測定結果の例.....	38
5.1 序 言.....	38
5.2 供試電子銃の構造と基礎的特性.....	38
5.3 電子流密度分布.....	38
5.4 最確電子軌道分配.....	42
5.5 $V_d - I_F$ 特性.....	44
5.6 Non-laminarity の検出.....	47
5.7 電子流線の作図.....	54

5.8	測定結果に対する総合的判定と考察	57
5.9	結 言	58
第6章	本ビームアナライザ-の応用方法と性能の限界	59
6.1	序 言	59
6.2	電子銃研究への本ビームアナライザ-の応用方法	59
6.3	最確電子軌道勾配の測定に伴う誤差	61
6.4	電子流線の決定に伴う不確定性	62
6.5	Non-laminarityの度合の検出に伴う誤差	62
6.6	本ビームアナライザ-の性能向上のための改良点と技術的問題	63
6.7	結 言	64
第7章	結 論	66
第2編	本ビームアナライザ-の電子銃研究への応用に関する研究	67
第1章	緒 論	67
第2章	電極の傾斜が電子ビームの特性に与える影響の理論計算	69
2.1	序 言	69
2.2	摂動法による理論計算	69
2.2.1	原方程式	69
2.2.2	陰極における境界条件を満足せる摂動解	70
2.2.3	陽極における境界条件	72
2.2.4	電位分布	74
2.2.5	電子流密度分布	74
2.2.6	電子軌道の勾配	76
2.3	陽極孔の影響のみを考慮した電子軌道の勾配	76
2.4	計算結果の数値例	77
2.5	Iveyの解法による計算	79
2.6	部分傾斜と全体傾斜との比較	81
2.7	電極の傾斜許容角度	84
2.8	結 言	84
第3章	電子ビーム特性に影響を与える諸因子の検出および電極傾斜角度の測定方法	85
3.1	序 言	85
3.2	正イオンの空間電荷中和作用の検出	85

3.3	熱によるウエーネルト電極の移動の検出	83
3.4	陰極の傾斜角度の測定方法と測定誤差	83
3.5	陽極の傾斜方法とその測定	91
3.6	結 言	92
第4章	電極の傾斜が電子ビーム特性に与える影響の測定と理論計算との比較	93
4.1	序 言	93
4.2	陰極の電子放出面の傾斜による電子ビーム特性の変化	93
4.2.1	電子流密度分布	93
4.2.2	最確電子軌道勾配	97
4.2.3	ビーム発散角の非対称性	99
4.2.4	Non-laminarityの度合	102
4.3	陽極の傾斜による電子ビーム特性の変化	104
4.3.1	電子流密度分布	104
4.3.2	最確電子軌道勾配	106
4.3.3	ビーム発散角の非対称性	108
4.3.4	Non-laminarityの度合	109
4.4	陰極および陽極の傾斜によるパービアンスの変化	111
4.5	ウエーネルト電位の影響	111
4.6	結 言	113
第5章	結 論	115
謝 辞		117
文 献		118

第 1 編 新しい電子ビーム・アナライザによる電子ビーム特性の
測定方法に関する研究

第1編 新しい電子ビーム・アナライザ-による 電子ビーム特性の測定方法に関する研究

第1章 緒 論

本論文の第1編及び第2編は筆者が大阪大学大学院工学研究科博士課程電子工学専攻に在学中、菅田研究室において電子ビームの応用に関する研究に従事したが、この中で行なつた電子ビームアナライザ-についての研究をまとめたものである。

一般に何らかの新しい装置を開発したり、既存の装置に改良を加えたりする場合、試作した装置の性能を詳しく調査することは如何なる手段で設計されたものであれ、必要欠くべからざる事である。その調査が装置の機能の本質をついたもので詳細なほど、その資料の価値が高められる。そしてより高性能の装置を開発する基礎となり得る。このような意味において調査を行なうための測定装置が課す役割は重要なものと言わなければならない。

ところでクライストロン、進行波管および後進波管のような超高周波電子管、また電子ビーム加工、熔接、サーモプラスチックレコーディングなどにおける電子ビームは、ブラウン管や電子顕微鏡における電子ビームとは異なり、高電流密度を要求する。そればかりではなく、微細な作業を行なわしめるためには極めて細い電子ビームにしほらなければならないが、そのように集束する前の電子ビームとしては質のよい、電流密度が一様でラミナー性のよく保たれた特性が要求される。このような電子ビームを発生させる電子銃については種々なものがあるが、代表的なものとして、1940年にJ.R. Pierce が提案したPierce形電子銃がある。⁽¹⁾ このPierceの設計理論は解析的に解の知られている比較的単純な空間電荷流(LangmuirとBlodgettにより発表された平行平板二極管同心円筒二極管、および同心球二極管における空間電荷流⁽²⁾⁽³⁾でいずれも電子軌道は直線である。)を利用して設計することができる。

このような手段を用いて製作された電子銃から出ている電子ビームの良否を判定する方法としては、陽極孔を通るビーム電流と陰極電流との比(透過率)の大小や、電流密度分布の特性をもつてすることが広く行なわれてきた。しかし電子ビーム中の電子流線に乱れのない層流(laminar flow)であるかどうかを知るにはそれだけでは充分ではない。電子流線の乱れは電子銃の電極系がもついわゆる電子光学的収差、陰極からの熱電子放出初速度分布、また電子が磁界レンズの磁界中入射するときの不適當な条件などの要因によつて起るが、これらの因子を全て取り入れて理論計算することはできない。また先に述べた諸装置においてもこれらの全ての因子を取り入れて模擬することはできない。したがつてこれらの方法では成し得ない処をできるだけ精密な実験によつて行なわなければならない。特に大電力ビームを射出する加工用または蒸着用電子銃は熱膨張のための電極変形、真空度の低下に

よる正イオンの影響などのために、設計通りの電子ビームを得られない状態にある。そこで動作中の電子銃からどのような電子ビームが射出されているかを測定し、さらに進んだ電子銃設計の資料とすることが必要なのである。

今までにもこのような目的で種々のビームアナライザ-が提案されている。⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾⁽²¹⁾⁽²²⁾⁽²³⁾⁽²⁴⁾
⁽²⁵⁾ 電流密度分布ばかりでなく、横方向速度成分（半径方向速度成分）を測定できるものも提案されてはいるが、それはあくまでも相対的な資料を得られるにすぎない。⁽²¹⁾⁽²²⁾⁽²³⁾⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾ そこで横方向速度を定量的に測定できる電子ビームアナライザ-を開発する必要が痛感されていた。

これに対し筆者はビーム中の任意の場所の電流密度分布，ビーム断面の直径線分上の電子の半径方向速度 v_r とを同時に測定し、ひいては laminar flow であるかどうかをも確かめ得るという目標で新しい形式のビームアナライザ-を設計した。特に理論的解析から Non-laminarity を検出することは従来困難とされてきただけにその必要性は大きい。本アナライザ-はこれを可能にしている。本編の第3章から第6章まではこのビームアナライザ-による電子ビーム特性の測定方法に関する研究成果を論述したものである。

第2章においては今まで現われてきた種々のビームアナライザ-について機能別に分けて概観を行ない、本ビームアナライザ-の生れてきた地盤を明らかにする。第3章では本ビームアナライザ-の必要性を説き、自動化装置を含めた周辺装置とともに試作したビームアナライザ-の原理と構造について述べる。第4章はこのビームアナライザ-による測定理論であつて偏向電圧対フラデーケージ電流特性を、熱初速度分布が Maxwell 分布すると仮定して計算し、電子ビーム中の電子軌道がいろいろな姿態にあることを考慮して測定に関する理論づけを行なっている。第5章は本ビームアナライザ-で得られる電子ビームの諸特性の具体的な測定方法と測定例を述べたものである。Non-laminarity の検出方法は第4章の理論計算の結果を用いており、また最確電子軌道勾配のデータから電子流線の作図方法をも述べ、本ビームアナライザ-独自の電子ビーム特性記述方法を記している。

第6章では本ビームアナライザ-を電子銃の研究のためにどのように役立てるかについて筆者の考えを明らかにした後、測定に伴う誤差や不確定性について論述する。

最後に本ビームアナライザ-の性能向上のための対策について論じる。

第7章では本編の研究成果をまとめるとともに将来のビームアナライザ-のあるべき方向を考察する。

第2章 従来のビームアナライザ

2.1 序 言

一般に電子銃のタイプとして、最終的に同じ電力密度の電子ビームを要求するにしても2通りに分けることができる。高加速電圧、小電流（150kV, 数十～数百 μ A）で最初から細いビームを射出するものと、比較的低電圧大電流（10kVのオーダーで100～200mA）で陰極面積大でパービアンスの大きな電子銃から射出させたものを細くしぼるものである。前者は多くヘアピン形のタングステンフィラメント陰極を用い、電子顕微鏡の電子銃や、Steigerwaldの電子銃⁽²⁶⁾ Brick and Bruckの電子銃⁽²⁷⁾などがあげられる。後者はクライストロン、進行波管、後進波管、低電圧大電流の電子ビーム加工機などに用いられるもので、多くはPierce形電子銃である。いままでであらわれたビームアナライザは後者に属する電子銃を対象としている。

いままでにいろいろな特徴を持ったビームアナライザが現われ、その時点における要求を満たしているようである。論文として残されたものの中から代表的なものを取り上げてその原理、特徴、性能などについて述べ、筆者のビームアナライザの生れてきた地盤を明らかにするのが本章の目的である。

いままでに現われてきたビームアナライザを機能別に分けると2つのグループがある。それは電子ビームの特性を電流密度分布からのみとらえようとするものと、1歩進んで電子の進行方向に着目し、横方向速度をなんらかの方法でとらえようとしているものとの2通りである。対象とする電子ビームの幾何学的、電気特性からどの方法が有効であるということは一概には言えないが、電子の横方向速度を定性的にしる測定できるものの方がより詳しく、本質に近づいた情報が得られると言える。2.2では前者について、2.3では後者についてそれぞれ代表的なものをあげる。

2.2 電子流密度分布を測定できるビームアナライザ

電子ビームの軸に直角な平面を断面とし、その面における電子流の密度分布を測定できるビームアナライザは多くある。筆者の知るものを代表的に年代順であげると、A. Ashkin (1957)⁽¹⁵⁾ 菅田・寺田 (1958)⁽¹⁶⁾、藤井 (1958～1961)⁽¹⁷⁾、戸田・建石 (1961)⁽¹⁸⁾、M. Arnaud (1963)⁽¹⁹⁾、G. J. Butterworth (1965)⁽²⁰⁾ などである。

A. Ashkinの電子ビームアナライザ⁽¹⁵⁾は磁界中での電子ビームの電流密度分布を測定できるものである。収束型Pierce電子銃からの電子ビーム全体を磁界中でとらえ、2対の互いに直角な平行平板の中へ通している。その偏向板により2300c.p.s程度の音声周波数で静電偏向させたのち、ピンホールでサンプルしてコレクタに集める。そしてオツシロスコープの縦軸、横縦にそれぞれの対の偏向板の偏向電圧を与え、コレクタ電流に比例した電圧で輝度を変化させて電流密度分布のP.P.I表示を得ている。オツシロスコープの横軸にのみ偏向電圧を与え、縦軸にコレクタ

- 電流に比例した電圧を与えてA表示を得ている。加速電圧は1.5 kV、ビーム直径は0.07インチ(約17.8mm)、ピンホールの直径は0.002インチ(約0.05mm)である。データは写真または映画でとつていて直観に訴え、定量的な測定は行なっていない。このアナライザの特徴は磁界中での測定ができること、偏向板の前にキャビティを設けて変調させた電子ビームを測定し得ることである。このようなことができるのは電子ビーム全体を偏向させているため、機械的な可動部分がなく、細長くてソレノイドの中に納まるからである。欠点は誤差が大きいこと、定量測定ができないことである。論文の終りには横方向速度の測定への応用範囲拡大の意向を述べている。

菅田・寺田らの測定装置⁽¹⁶⁾は中空円筒ビームの電流密度を測定するものである。集束磁界中で電子ビームの断面の任意の位置にファラデーケージを機械的に移動させて電子を採集している。加速電圧600V、陰極の内径12mm, 外径13.38mm, パービアンス $1.78 \times 10^{-6} \frac{A}{\sqrt{\frac{3}{2}}}$ の電子銃を測定している。ファラデーケージのピンホールは0.5mmである。特徴は装置が簡便であることと、定量測定が可能であることである。

藤井の測定装置⁽¹⁷⁾はピエゾ振動子により駆動される振動ターゲット電極にピンホールを設け、これによつて電子ビームをサンプリングして電流密度を測定するものである。ピンホールはビーム軸に直角な平面(xy平面とする)上で振動し、x方向の走査周波数が70~80c.p.s, y方向に0.2c.p.s(これは機械的振動による)で有効走査線数が15~40本である。A. Ashkinの方法と同じようにブラウン管上でA表示とP.P.I表示を得ている。特徴は偏向板を必要としないので陽極孔に近い場所での測定ができることである。短所は装置が複雑すぎること、ピエゾ振動子が損傷を受けやすいこと、誤差が大きいことである。

戸田・建石のビームアナライザ⁽¹⁸⁾は暗箱中で電子ビームを一旦蛍光板にあてて発光させ、それを光学レンズで大気中に拡大像を作る。その像面を走査用ピンホール(直径0.2mm)で走査して得た光の強弱を光電子増倍管に入れている。そしてP.P.I表示とA表示で電流密度分布を示している。長所は装置が簡便であること短所は蛍光板を用いているため、電流密度の大きな場合は測定できぬこと。電流密度と蛍光輝度との関係が線形でない処では定量測定が不便になることである。

G. J. Butterworth⁽²⁰⁾の測定装置は0.075mmφのタングステン線に蛍光塗料をぬり、電子ビーム中にビーム軸に直角に入れて発光部分を望遠鏡で定量測定をするものである。また、先端のみが電子にあたるプローブを入れる方法も用いている。特徴は細い線を用いているために電子ビーム中の電位の攪乱が少いことである。短所は電流密度に比例した量が取れないこと、2次電子の影響を受けることである。

2.3 横方向速度を測定できるビームアナライザ

電流密度分布を軸距離を変化させてビーム断面上で測定していけば、電子ビームの寸法の軸方向

の変化は知り得るのであるが、電子ビームの内部の性質を知ることは困難である。そこで電子ビームの内部の電子の進行方向または横方向速度を何らかの方法でとらえようとする試みが成されている。筆者の知るところのものを年代順にあげると、C.C.Cutlerら(1955)⁽²¹⁾⁽²²⁾, K.J.Harker(1957)⁽²³⁾, R.D.Frost⁽²⁴⁾ら(1962), B.J.Climer(1962)⁽²⁵⁾などである。

C.C.Cutlerら⁽²¹⁾⁽²²⁾のものはピンホールカメラの動作原理を電子ビーム中で応用したものである。電子ビームを0.01インチ(0.254mm)のピンホールを有する第一のサンプリング板でサンプルしたのち、それを一定軸距離を保つた後で第2のサンプリングピンホールとコレクターで採集するものである。第2のサンプリングをする代りにその位置に蛍光板を置いて像を直観的に見るができるようにもしてある。この方法と理論計算とから熱初速度分布による横方向速度が電子ビームのひろがりを与える影響を詳細に研究している。その他に電子ビームの特性を左右する因子を取り上げ、電子銃改良のための資料を得ている。供試電子銃は収束形ピアース銃で加速電圧1kV, 電流3~14mA, 最小のビーム径は0.025インチ~0.075インチ(0.635mm~1.905mm)である。この装置の特徴は簡単であるのに得られる情報量が大きいことである。測定方法、データの分析方法において秀れ参考になる処が非常に多い。欠点といえば、最確電子軌道勾配の定量測定ができないことで、これは以下のビームアナライザについても言えることである。

K.J.Harkerの測定装置⁽²³⁾は磁界中の電子ビームのNon-laminarityを検出するものである。電子ビームを磁界中でピンホールでサンプルしその電子を蛍光板にあてて発光させるといふ簡単なものである。電子は磁界中でらせん運動を行なうのでピンホール位置と蛍光板の距離を調節することにより、蛍光板上にいくつもの同心のリングが現われる。これによりピンホールへいくつもの異なつた角度で入射してくる電子をはつきりと観測できるようにしたものである。長所はNon-laminarityを検出できるところにあるが、短所としてピンホールが軸上になければならないこと、磁界中の電子ビームを対象としてNon-laminarityを検出していることである。

R.D.Frostのビームテスタ⁽²⁴⁾は2つに分割したファラデーケージを用いるものである。サンプリング板のピンホール(直径0.006インチ、約0.15mm)でサンプルしたビームを電氣的に絶縁して左右に分割したファラデーケージへ入れてやる。ピンホールはこの2つのファラデーケージの分割線のすぐ前にあつて、電子の進行方向により、いずれかのファラデーケージに多くの電流が流れる。この電流の差により、電子の進行方向を推定するようになつている。これにより、電子ビームが発散しているか、すなわちそのピンホール位置にて電子が軸にむかつて横方向速度を持つているか、反対に外側への横方向速度を持つているかを知ることができる。長所は装置が簡単であること、小型にできること、両方のファラデーケージの電流の和を取るによりすぐに電流密度分布を測定できることである。短所は相対的かつ定性的な測定しかできず、応用範囲が限られてし

まうことである。このビームテスターを用いて電子銃の電極を cut and try 方式で改良し、パービアンズ $5 \times 10^{-8} \text{ A} / \sqrt{V}^{3/2}$, 収束比 1000 にもおよぶ高パービアンズ, 高収束比の電子銃を得たと報告している。

B. J. Climer の測定装置⁽²⁵⁾は前述した Cutler らの装置を改良したと思われるものでやはり 2 つのピンホールから成っている。Pierce 銃を対象としており、その陽極には陽極孔が開いていず、幅 1 mm の直線状スロットを刻んである。そのスロットに沿つてすぐ後に第 1 のピンホール (0.15 mm ϕ) を持つたサンプリング板があり、その後同心の三重構造になつたフララデーケージを備えている。一番外側のフララデーケージは 2 次電子防止の役目、中間のフララデーケージは第 1 のピンホールに入射した全ての電子を採集できるようになつており、電流密度分布を測定するためのものである。長所は電流密度分布を測定できることであつてあとは Cutler らの装置⁽²¹⁾⁽²²⁾とあまり変わらない。

2.4 結 言

2.2 , 2.3 で述べたいまままでのビームアナライザ-においてはその機能にはそれぞれの特色と短所を持つているが共通する欠点をあげると次のようなことである。

1. 比較的陰極面積の大きい Pierce 形電子銃を対象としていること。
2. 電子加速電圧が 1.5 kV 程度までで低加速電子ビームを測定していること。
3. 電子ビーム中の電子の進行方向の定量測定が行なわれていず、電子流線に着目していないこと。
4. 電流密度分布と電子流線の間に対応関係には着目していないこと。
5. 磁界中の特殊な場合を除いて Non-laminarity をはつきりとは検出できないこと。収差を検出しているものはあつても推定によるものであつて、電子軌道の交叉というとはえ方はしていない。

また前般に測定値に対する精度の検討を行なつていず、その装置の価値づけが不十分で、電子銃一般に対してどの程度の応用範囲を持つているかをはつきりさせていないことがあげられる。

第3章 新しいビームアナライザの原理と構造および自動化装置

3.1 序 言

大阪大学工学部電子工学教室菅田研究室で要求されたビームアナライザは比較的低電圧電流陰極面積の大きいPierce形電子銃(10kV, 200mA程度, 陰極直径10mm程度)の特性を測定するのが目的であつた。この電子銃をより高性能にするため、できるだけ精密で多くの情報の得られる測定装置が必要であつたが、いままでにあらわれたビームアナライザでは不十分で、どうしてもラミナ性のチェックのできるものが望まれた。

特に理論的解析からNon-laminarityを論ずることは従来困難とされてきただけに必要性は大きい。

電子ビームにラミナ性が保たれているかどうか調査する場合、ラミナ性が崩れ、電子軌道の交叉が起つている個所で電流密度を測定しただけでは判定できない。またいままでのビームアナライザの測定方法のように横方向速度を相対的・間接的に測定しただけでは電子軌道の交叉を検出することはできない。

陰極面を直角に出発した電子による軌道をnormal path, 熱初速度のために陰極をある横方向速度を持つて出発した電子の軌道をthermal pathと名づけることにする。これらnormal pathとthermal pathあるいはthermal path同志の交叉は電子ビームのあらゆる場所で起つているはずである。とすれば厳密な意味でのラミナ性の保たれている電子ビームはあり得ないことになる。そこでnormal path同志の交叉がない時にラミナ性が保たれていると定義することにしてノンラミナ性を検出することになるのであるが、このnormal pathの進行方向を定量的に測定すれば可能ではないかと考えられるのである。

これを実現しようとしたが、3.2以下で述べる筆者の設計した新しい形式のアナライザである。このビームアナライザは同時に電流密度をも測定できることも長所の1つである。

3.2 原理と構造ならびに設計の経移

図1に試作したビームアナライザの断面を示す。上面は電子ビーム中の電子をサンプルするためのピンホールを持つ厚さ1mmのモリブデン板である。ピンホールの上部の径は0.1mm, 下部は0.5mmとしてある。

このピンホールからその下の平行平板中に入った電子に適当な偏向電圧をかけ、最下部にあるフラダージェの入口にその電子が入るように調節する。この入口はスリットで幅が0.5mm, 長さが20mmである。この偏向電圧の大きさや符号とによりピンホールでサンプルされた電子の運動方向(ビーム軸に対する傾き角 θ)を知ることができる。偏向板とフラダージェとの間にはスリットを持つたしゃへい用円板電極を置き、適当に偏向されていない電子や2次電子がフラダ

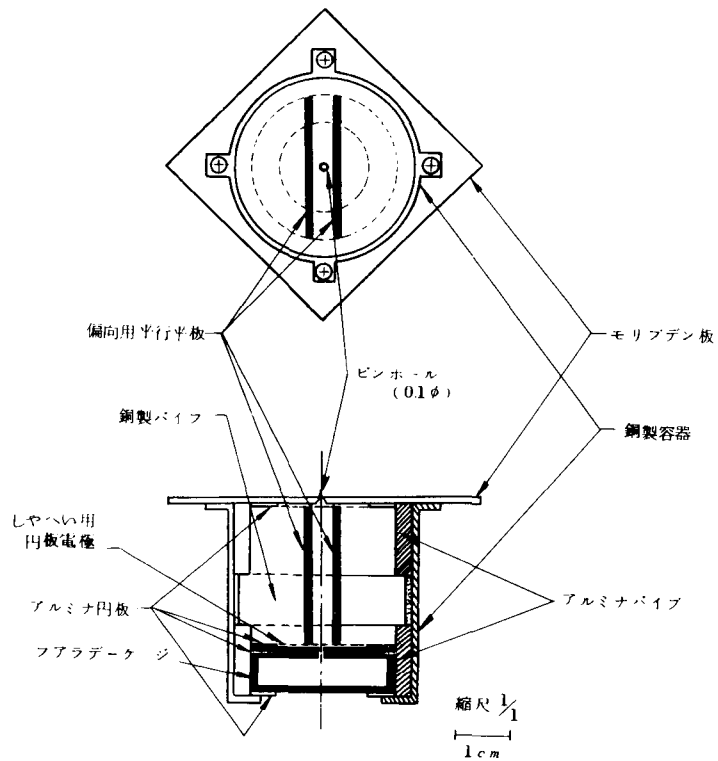


図1. フアラデーケージと偏向板をそなえたビームアナライザー

ケージに入らないようにしてある。フアラデーケージとの間には2次電子防止のための5~10ボルトのバイアスをかけている。

電子がピンホールから偏向板の対称軸に対して θ の角度で入射したものとし、それが偏向されて再び軸上にもどる条件は、 Vd を偏向電圧、 d を平行平板の間隔、 L_{eff} を偏向板の有効長とすると、

$$\tan \theta = \frac{1}{4} \frac{L_{eff} Vd}{d V_a} \quad (1)$$

の関係がある。試作したビームアナライザーでは $L_{eff} = \eta L$ で $\eta = 0.95$ (この値は後に述べる電解槽実験から得られた電子軌道の作図結果によつて求められた。), $L = 24\text{mm}$, $d = 4\text{mm}$, である。 $V_a = 1.5\text{ kV}$ のときは、

$$\tan \theta = 0.95 \times V_d \times 10^{-3} \quad (2)$$

ゆえに偏向電圧を調整してフラデーケージに入る電子流が最大になるようにし、そのときの V_d を読むことによつて $\tan \theta$ を求めることができる。

縦軸にフラデーケージへの電流、横軸に偏向電圧をとつてプロットした1例を図2に示す。この曲線の極大点の V_d を用いて式(2)から計算される速度がピンホールでサンプルした電子がもつ半径方向速度の最も確からしい値である。これをこれから最確電子軌道勾配と呼び、この極大点での V_d を V_{dm} と称することにする。またこのときの θ を θ_m とする。

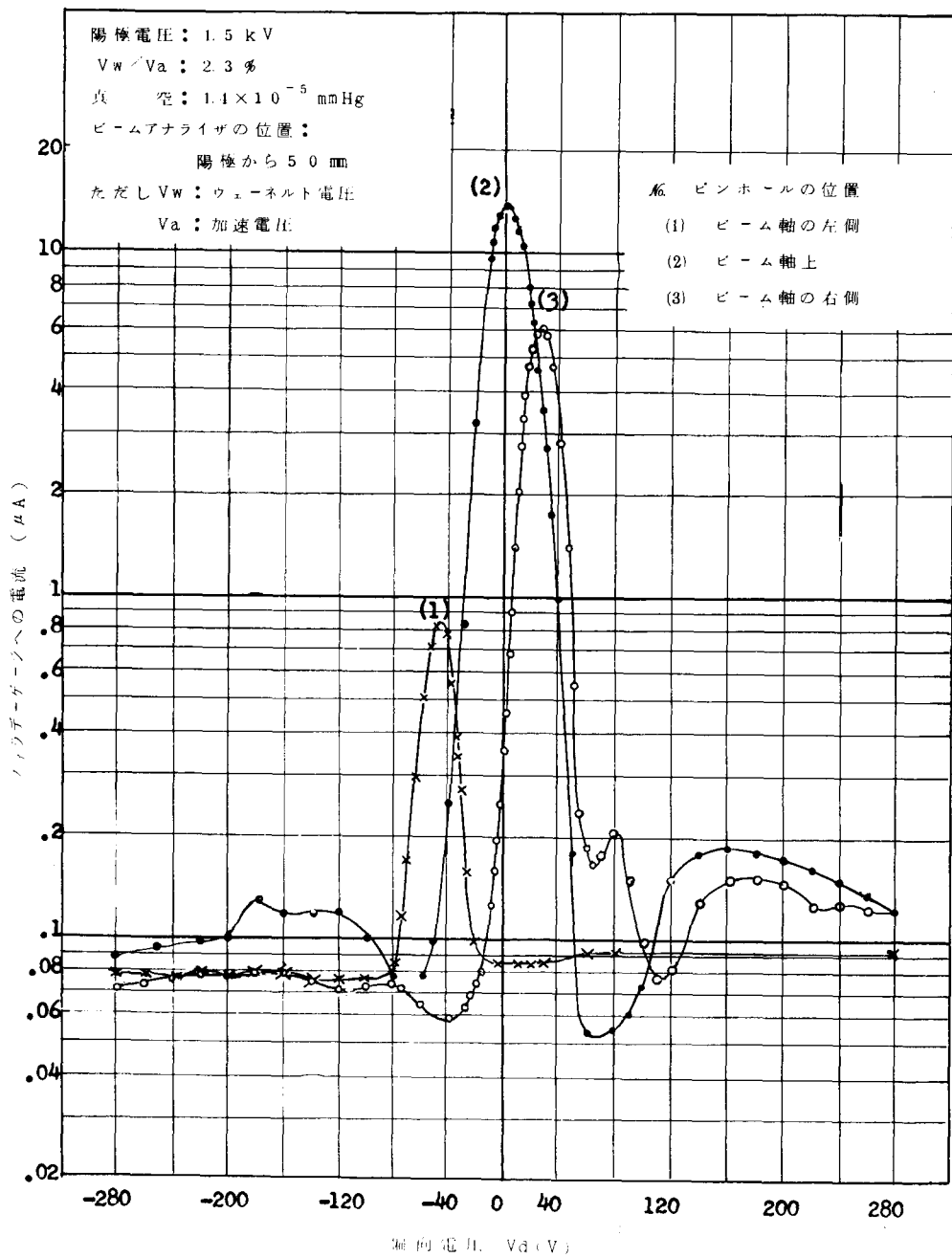
偏向電圧の与え方はモリブデン板の電位すなわち加速電位に対して左右の偏向板に対称に与えている。偏向板系の60倍のモデルの電解槽実験によつて得られた等電位線と電子軌道を図3に示す。

図1のようなアナライザ-を長さ18cmのア-ムに取り付け、その首ふり運動を用いてビ-ムの断面を走査させている。このア-ムは真空中で自由にその長さを伸縮でき、外部からビニオン軸を回転させて操作する。

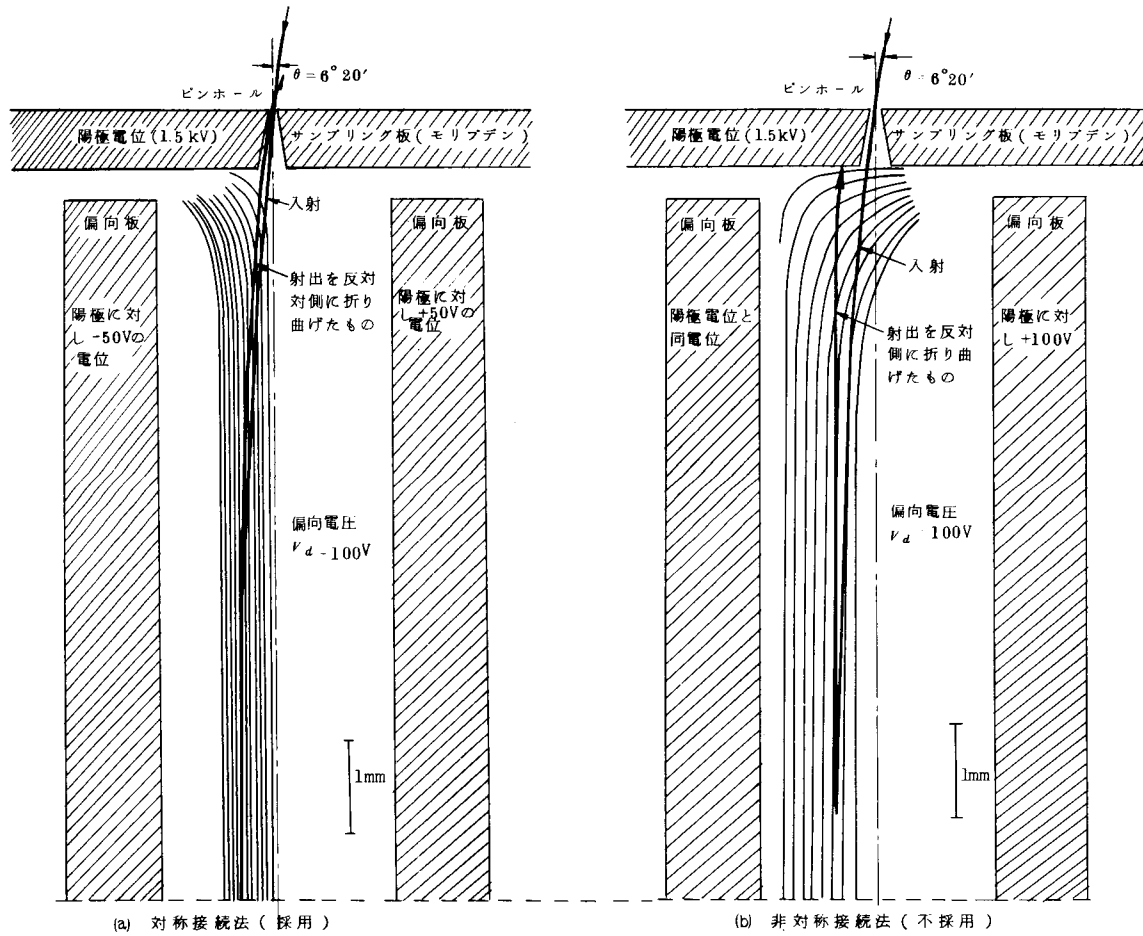
図4には装置の概略を示す。なおこの図には描いていないが、ビ-ムアナライザ-を自動的に1cmずつ上下できる機構が備えられている。詳しくは次の3.4で述べる。首ふり運動は周期が16秒、すなわち1回の走査に8秒前後の時間とした。ビ-ムアナライザ-の位置はポテンシオメータ-を用いて読むようになっている。この電圧を適当なスケ-ルでXYレコーダ-のX軸に入れる。Y軸にはアナライザ-のピンホールを通過した電子流の全部を入れて、ビ-ム断面の電子流密度分布曲線を描かせるようにしてある。このときは、ビ-ムアナライザ-中の全電極に到達する電子流をY軸に導いている。ピンホールの走査軌跡は円弧であるが、その半径を18cmともすればビ-ムの最大半径が2cmとした場合でも直線(したがつて直径方向走査)に充分近似できる程度のものである。ビ-ムアナライザ-を取りつけた軸はそのまま、上下することができ、モ-ター-により電子銃からの距離を1cmずつ自動的に変化できるようにしてある。

図1のような試作を行なうまでには、いろいろな案を経てきたが、このような結果に寸法を落着かせた理由は次のようなものである。

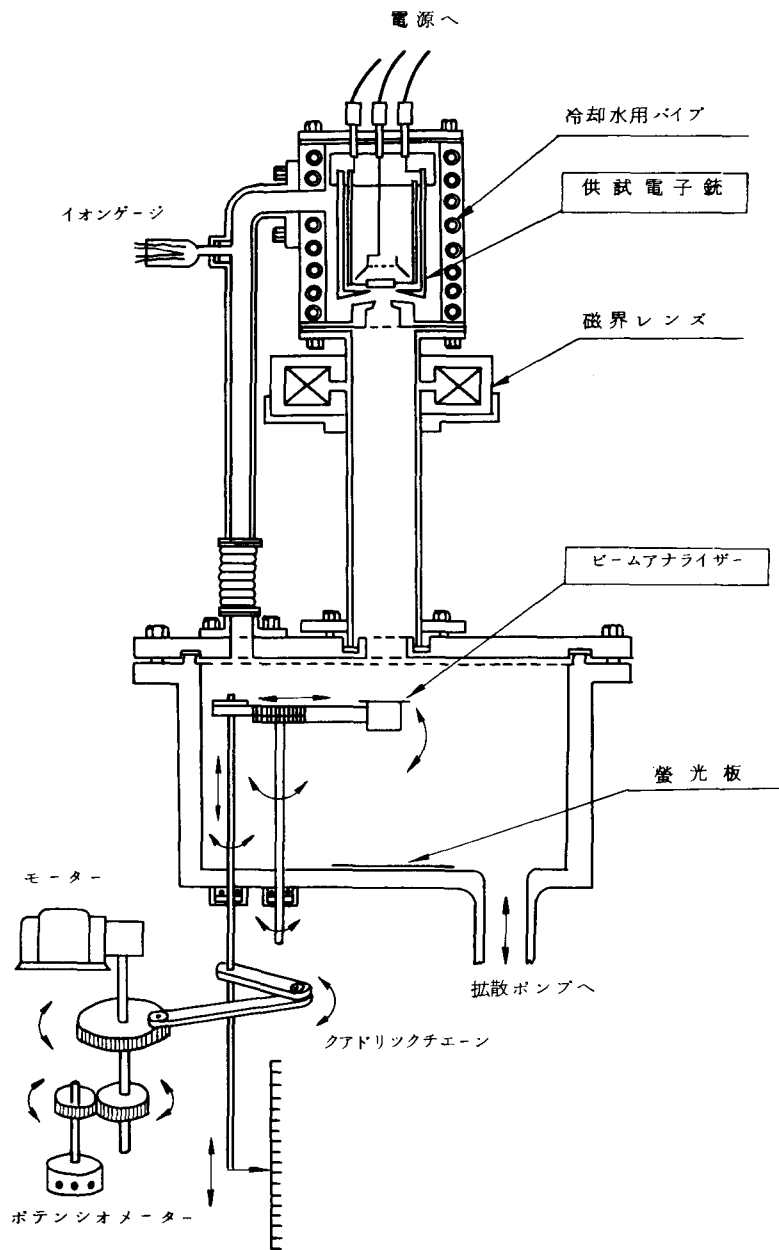
1. このような d/L を選んだ理由は供試電子銃から出る電子ビ-ムの拡がりをおおむね空間電荷効果と陽極孔のレンズ効果とから推定し、拡がり角を最大に見積つた時でも測定範囲に入るようにした。
2. ピンホールの径は工作上と、電子流測定計器上の理由からきめた。
3. スリットの幅をピンホール径より大きくしたのは、工作上的の理由もあるが、フラデーケージへ入る電子流を大きくした方が測定器具をえらぶ上で有利と解したからである。
4. 真空容器内でのアナライザ-の可動範囲をできるだけ大きくするために小型となるようにした。



図・2 ビームアナライザの偏向電圧に対するファラデーケージ電流特性



図・3 偏向板系の電位分布と電子軌道の例 (上半分のみを示す)



図・4 全体の装置の概略。ただし、ビームアナライザの自動上下機構は描いていない。電子銃はビームアナライザのある容器へ直接取付けることができるようになっている。

3.3 自動化装置と周辺装置

3.2では電子ビーム中の任意の点の電子密度のみならず、その点を通る電子流線の方向角をも測定し得るビームアナライザ-について試作結果を説明した。ここではこのアナライザ-による方向角の測定を自動化する装置の試作結果と、ビーム軸方向距離に1cmずつ自動的に上下する装置について説明する。

この自動記録装置が生れる前までは最確電子軌道勾配 $\tan \theta_m$ を測定するとき、アナライザ-をビームのある断面上で連続的に走査させていたのではなかつた。ある点に静止させて測定し、そのすぐ近くの点へピンホールを移動させて測定するといった方法で得られたデータをグラフにプロットしていた。これでは1つの状態のビームを測定するのに多くの時間を必要とした。その間にビームの状態が変化しないように配慮せねばならず、それが測定誤差の原因ともなつた。そこでこの $\tan \theta_m$ をもビーム中の位置の関数として直接XYレコーダ-上に連続的に記録できるようにし、測定の迅速化とともにこのアナライザ-の用途を更に広げるために自動化を行なつた。

この測定装置はいわゆる閉ル-ブ系の自動制御系を用いているため安定度と再現性において秀れ、XYレコーダ-上に描かせた場合、ペンの太さの誤差の範囲内で充分な再現性が得られた。

図5に示したようにアナライザ-を電子ビームにある断面に沿つて走査すると流線の方向角 $\tan \theta_m$ は連続的に変化するから偏向板に印加せねばならない V_{dm} も連続的に変化する。アナライザ-がビーム断面上にどのような位置にあつても常にサンプルされた電子の $\tan \theta_m$ に相当する V_{dm} が偏向板にかかるようにしてやればよい。

さて仮にビームアナライザ-を電子ビーム中のある一点に静止させて偏向電圧を変化させれば、フラダ-ケー-ジへの電流 I_F は図2でも示したように図6のようになる。

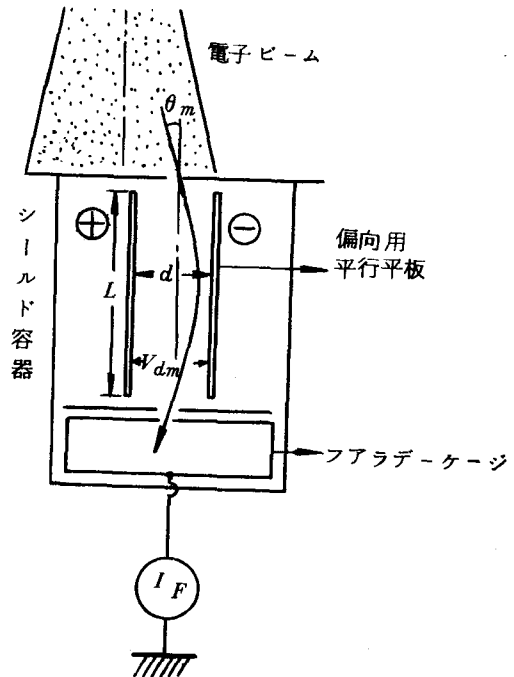


図5. 電子ビーム中のピンホールの位置により θ_m が変わるので偏向電圧も変えてやらなければならないことを示す。

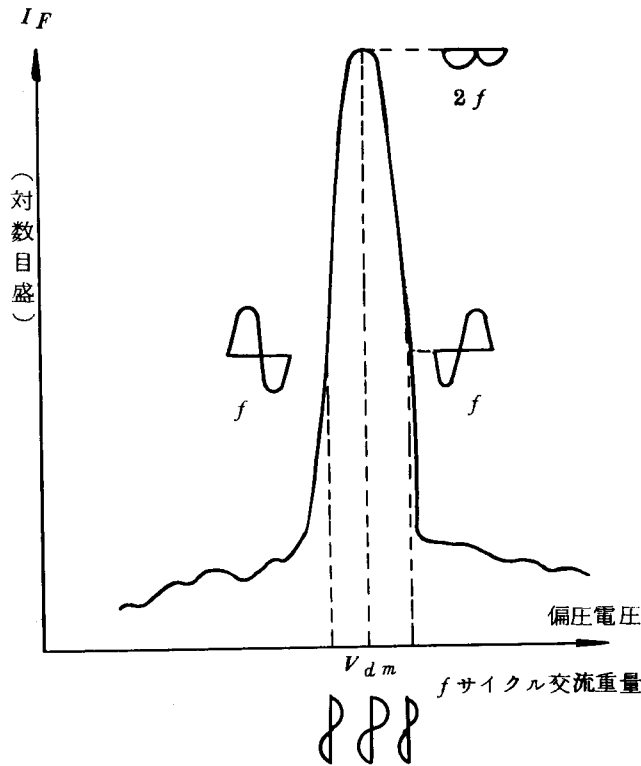


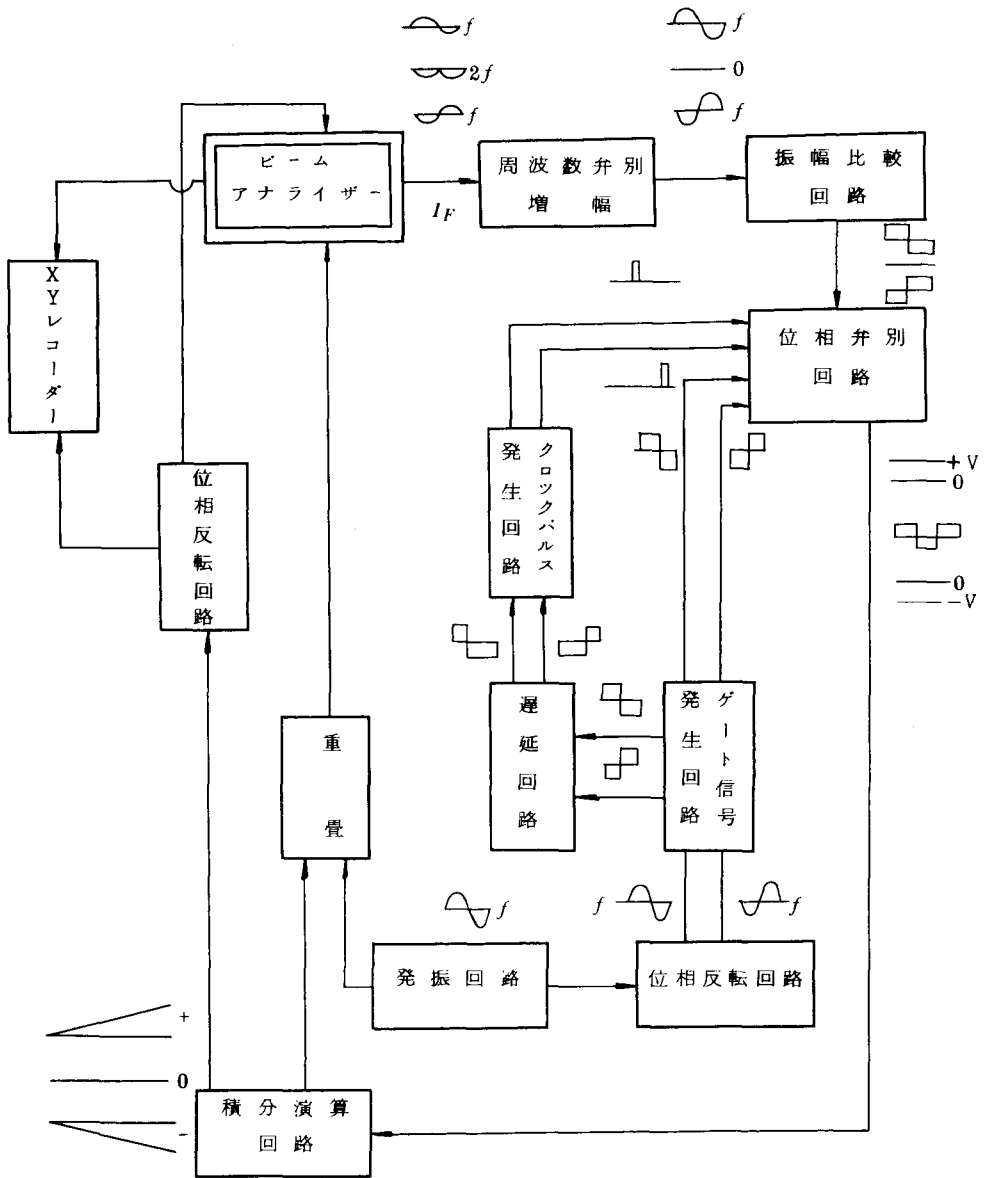
図6. 偏向電圧に f サイクルの交流を重畳してやるとカーブの場所により異なつた波形を得る。

この I_F が最大になる V_d が $\tan \theta_m$ に相当する V_{dm} となる。そこでこの I_F がいつでも最大になるように偏向電圧をかけるようにする。図6のように偏向電圧に1ボルト程度の交流を重畳する。すると I_F にも同じ周波数 f の交流が重畳される。この I_F に重畳される電流の位相は偏向電圧が V_{dm} より大であるか小であるかによつて(図6では右であるか左であるかによつて)正反対となる。そして I_F が最大のところすなわち V_{dm} のところでは I_F に重畳される交流は最小となるほかにその周波数成分の基本波は $2f$ とな

る。故に偏向電圧に重畳する交流の位相と I_F に重畳されて出てくる交流電流の位相との比較を行ない、 V_{dm} を測定することができる。

このような V_{dm} の検出方法を用いることにしてビームアナライザ-をビーム断面上に走査させて、XYレコーダ-のX軸にはピンホール-の位置をY軸には偏向電圧 V_{dm} を与えれば、直接に $\tan \theta_m$ の連続的な記録をすることができる。

図7は全体のブロックダイアグラムである。まずビームアナライザ-のファラデー-ケージに流れる電流を電圧に変え、直流分をカットした上でさらに周波数弁別を行なつて $2f$ 分をカットする。しかるのち増幅し、振幅比較回路で雑音分より大きい信号分のみを位相信号(矩形波)になおし、次段の位相弁別回路への入力とする。位相弁別回路はこのほか基準位相信号(ゲートパルス)および適当な時間遅れを持つクロックパルスを必要とする。それらは発振回路よりの出力を位相反転させて0相および π 相の2つの信号としゲート信号発生回路で矩形波になおしたものを一方は直接位相弁別回路に入れる。他方は遅延回路を通して適当な時間遅れを持たせてクロックパルス発生回路



図・7 $\tan \theta_m$ 自動測定装置のブロックダイアグラム

でクロックパルスを発生させて位相弁別回路の入力とする。また一方発振回路からの出力は偏向電圧に重畳させる。位相弁別回路を経て出てきた矩形波は低速度形アナログ電子計算機で積分させてその出力を偏向電圧とする。位相弁別回路により、偏向電圧に重畳された交流の位相と I_F に重畳されて出てくる交流の位相との比較が行なわれ、同相のときは積分器の入力の時間平均が正、逆相のときは負となり、最適 V_d に平衡してしまいうまで積分を続けて増加または減少を行なわしめる。偏向電圧はアース電位すなわち加速電極（またはモリブデン板）の電位に対して等量異符号の電位にしておかなければならないので（すなわち対称接続法をとっているの）積分演算回路の出力を位相反転させて重畳回路からの出力とともにビームアナライザの2つの偏向板にかける。

回路の詳細は省略することにして回路構成のあらましを述べると次のようになる。

1. 周波数弁別および増幅回路

並列T形フィルタに掛けて2f分をカットして、エミッタ接地の2段増幅をしてある。

2. 振幅比較回路

前段からの出力は相当雑音を含むと考えられるのである雑音レベル以上の振幅を持つ信号のみを矩形波にする。シュミットトリガーとしての2安定マルチバイブレーターを用いてある。トランジスタ-2SB223を2個、ダイオードSD18を2個用いてある。

3. 位相弁別回路

入力信号波が基準信号と同相であるかに従って3種類の信号を出す。フリツプフロツプマルチバイブレーターを用いてある。2SB223を2個、ダイオードを6個用いてある。

4. 積分演算増幅器および位相反転器

ビームアナライザがビーム断面上を走査している間演算を続行し、演算結果を保持していなければならないから、低速度形アナログ計算機の演算増幅器を用いた。線形保持出力はプラスマイナス100ボルトである。電子管式で12AX7, 6U8, 6BQ7Aを用いた日立製の既製品である。

5. 発振回路

発振周波数1050c.p.sでタマン形のRCフリツジ発振器である。ピーク幅が4Vのものを得た。2SB223を2個使用している。

6. 位相反転回路

発信回路からの出力を0相およびπ相の2つの正弦波に分割する。位相分割形位相反転を行ない、2SB223を1個用いてある。

7. ゲート信号発生回路

位相反転回路からの0相およびπ相の正弦波を0相およびπ相のゲート信号用矩形波に変える。シュミットトリガーを2回路用い、使用トランジスタ-は2SB223を2個、ダイオード2個

である。

8. 遅延回路

クロックパルスに必要なパルスの時間遅れを得る。単安定マルチバイブレータ - 2 回路で、2SD25 を 2 個、ダイオードを 3 個用いてある。

9. 重畳回路

トランス結合とした。

以上の回路のうち、トランジスタ回路とこれに供給する定電圧電源とは 1 つのシャーシに納めてしまい、非常に小形のものとなった。演算増幅器に供給する電源は +220V, +300V, -400V の 3 種類が必要で、これらの定電圧源は電子管式なので全体の装置の殆どを占めてしまう。

なお操作盤にもうけたスイッチの切換により、電子流密度分布と $\tan \theta_m$ を 1 つの XY レコーダで重ねて描けるようにしてある。

測定例は第 5 章 5.3 の図 30 で示す。

本ビームアナライザはビーム軸に沿って上下に動かせるようになっている。手で大気中から任意の位置にセットできるが、測定の迅速さをかく不便があるのでモーター駆動により、自動的に 1 cm ずつ上下するようにしてある。操作は上へ（陽極に近い方へ）動かすか、下へ（陽極から遠ざかる方へ）動かすかの撰択スイッチと押ボタンスイッチでやる。押ボタンスイッチを少し押し離すと自動的に 1 cm だけ上あるいは下へ移動して止まる。機構は次の通りである。ねじをきざんだ太い心棒をモーターで回転させる。このスクリーンに通されているメネジを持つた筒が上下するようにしてある。この筒にはビームアナライザの走査用のモーター、ギア、ポテンシオメータをのせたボディが連結されており、一緒に上下する。スクリーンのピッチが 5 mm なのでこれが 2 回転するとボディがビームアナライザとともに 10 mm 動くようになっている。スクリーンが 2 回転すると丁度モーターのスイッチが切れるように、ギアとカムとドアスイッチを用いて配線してある。真空容器から出ているビームアナライザの軸と、ボディの軸とはフレキシブルジョイントで連結して、軸の傾きがあつても真空もれのないようにしてある。

3.4 結 言

本章においては本ビームアナライザの設計の目的、長所、原理と構造およびこれに附随して設計試作した自動化装置について説明した。

3.2 においては横方向速度の定量的測定は、Non-laminarity の検出と電子流密度分布曲線との対応性をつかむことの 2 点から必要なことを説いた。そして本ビームアナライザの長所は

これが可能であることを述べた。3.2では本アナライザ-の原理と構造を試作されたものについて述べ、そのような寸法を取つた理由を述べた。3.3では電子ビ-ムの時間的变化による測定誤差を減少させるための迅速さと簡便さのために必要となつた自動化装置について述べた。これはトランジスタ化されたパルス回路と積分器よりなる閉ル-ブ系の自動制御系である。XYレコ-ダ-上の最確電子軌道勾配をビ-ム断面の直径線分上位置の関数として自動的に記録できるようにしたものである。またビ-ムアナライザ-の走査面の電子ビ-ムの軸方向に等間隔に自動的に移動させる装置についても説明した。自動記録装置はXYレコ-ダ-のペンの太さの範囲内の誤差で充分に働き、上下機構も満足な動作をする。

第 4 章 測定理論

4.1 序 言

第 3 章では本ビームアナライザ-により横方向速度と電子流密度分布の 2 つの特性を測定できることを示したが、本章では偏向電圧対ファラデー-ケージ電流の特性を測定することにより得られる情報を解析する。電子の陰極での横方向速度が Maxwell 分布するという仮定のもとに normal path の交叉する状態はどのような状態かを明示し、この理論から Non-laminarity の検出を行なう準備をする。

4.2 においては電子ビームのある点において電子の横方向速度に対して電流密度がどのような分布特性を示すかについて述べる。これは陰極における熱初速度分布が Maxwell 分布すること、電子流密度分布は一様であることなどの仮定に立っている。

4.3 は本ビームアナライザ-を用いる時の測定に関する理論計算であつて 4.2 の結果を用いて偏向電圧対ファラデー-ケージ電流特性 (V_d-I_F 特性) を求める。

4.4 では軸から離れた電子ビーム位置における V_d-I_F 特性を計算したものである。軸から離れた処でも実用上、軸近傍における V_d-I_F 特性を適用できることを示す。

4.5 においては、4.2 から 4.4 での結果を用いて、normal path が交叉してピンホールへ入射した場合の理論を述べる。重ね合わせの原理から V_d-I_F 特性の理論的予想を行い、ノンラミナ-性の検出の可能性を示唆する。

4.6 では 4.2 から 4.5 で用いているビーム倍率 M についてその測定方法と実測例を述べる。これは Non-laminarity の検出に伴う誤差 (第 6 章 6.5 で扱う) と関係の深いものである。

4.2 軸近傍における横方向速度に対する電流密度の分布

Cutler-Hines⁽²²⁾ に倣つて解析を進め、次のような仮定を行なう。

1. thermal path 以外はラミナ-性が保たれていること。すなわち normal path 同志はクロスしない。
2. normal path の収束または発散の角度は微小とする。
3. ビーム断面における軸方向電界は一様である。
4. 半径方向電界は軸からの半径距離に比例する。
5. 陰極面における電子の横方向速度は Maxwell 分布をする。

半径方向の座標 μ を用いる。⁽²²⁾ 軸上では $\mu = 0$ で、陰極端を横方向速度ゼロで出発した電子のたどる軌道は $\mu = 1$ 、陰極面を直角した電子は $\mu =$ 一定 ($0 \leq \mu \leq 1$) の軌道をたどるものとする。 $\mu = 1$ に対応する軸からの距離を r_e とする。この r_e は軸方向距離によつて変化する。 r をある

電子の半径位置とし、 μ = 一定の面を横切るものであるとする。この r は軸方向距離 z の関数であつて陰極を横方向速度をもつて出発した電子の軌道を記述するものとする。

$$r = \mu r_e \quad (3)$$

微分して

$$\frac{dr}{dt} = \frac{d\mu}{dt} r_e + \mu \frac{dr_e}{dt}$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} = r_e \frac{d^2\mu}{dt^2} + 2 \frac{d\mu}{dt} \frac{dr_e}{dt} + \mu \frac{d^2r_e}{dt^2} \quad (4)$$

仮定4により

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \mu \frac{d^2r_e}{dt^2} \quad (5)$$

$$\therefore r_e \frac{d^2\mu}{dt^2} = -2 \frac{dr_e}{dt} \frac{d\mu}{dt} \quad (6)$$

$$\therefore \frac{d\left(\frac{d\mu}{dt}\right)}{\frac{d\mu}{dt}} = -2 \frac{dr_e}{r_e} \quad (7)$$

積分して

$$\ln \left(\frac{d\mu}{dt} \right) = -\ln r_e^2 + \ln r_{e1}^2 + \ln \left(\frac{d\mu}{dt} \right)_1 \quad (8)$$

ここで添字1は任意の面における値を示す。陰極では0をつけることにする。逆対数を取り、

$$\frac{d\mu}{dt} = \left(\frac{d\mu}{dt} \right)_1 \frac{r_{e1}^2}{r_e^2} \quad \dots \dots (9)$$

図8のようにビームが収束または発散しているとき、thermal path が normal path と交差するときの角度が異なってくる。ビームが収束しているときは横方向速度分布の幅に増加をきたす。このことを(9)式を用いて定量的に

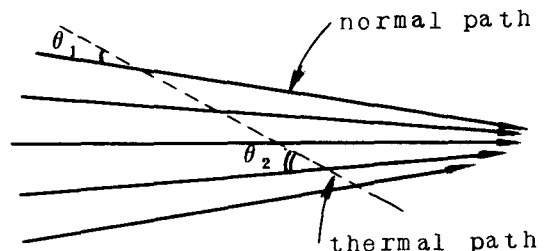


図8. 電子ビームが収束しているとnormal pathを横切るthermal pathの相対角度が大きくなっていく。上図では $\theta_1 < \theta_2$

証明しよう。基準断面を陰極とすると(9)式は

$$\frac{d\mu}{dt} = \left(\frac{d\mu}{dt}\right)_c \frac{r_c^2}{r_e^2} \quad \text{----- (9 a)}$$

$r_e \frac{d\mu}{dt}$ は thermal path の normal path に対する横方向速度をあらわし、 $r_c \left(\frac{d\mu}{dt}\right)_c$ は陰極における横方向速度をあらわしているから

$$r_e \left(\frac{d\mu}{dt}\right) = v_{Te} \quad , \quad r_c \left(\frac{d\mu}{dt}\right)_c = v_{Tc}$$

とおくと、 v_{Te} は陰極を v_{Tc} の横方向速度で出発した電子の t 秒後において横切る normal path ($\mu = \text{一定}$, $d\mu/dt = 0$) に対する横方向速度をあらわしている。(9 a) 式より

$$\frac{v_{Te}}{v_{Tc}} = \frac{r_e \left(\frac{d\mu}{dt}\right)}{r_c \left(\frac{d\mu}{dt}\right)_c} = \frac{r_c}{r_e} \quad (10)$$

r_e/r_c を文献(1)の P. 112 で定義されている倍率 M と同じものにとることができるから

$$\frac{v_{Te}}{v_{Tc}} = \frac{1}{M} \quad (11)$$

以上は半径方向の横方向速度についてのみ議論であるが、 x 、 y 両方向の横方向速度についても同じことが適用できる。何故ならば陰極における横方向速度 v_{cx} 、 v_{cy} に対する電流密度分布が次式のように表わせるからである。

$$dj_c = j_c \frac{m}{2\pi k T} e^{-\frac{m}{2kT}(v_{cx}^2 + v_{cy}^2)} dv_{cx} dv_{cy} \quad (12)$$

すなわち v_r のみならず、 v_{cx} 、 v_{cy} についても同じような電流密度分布をするからである。ここでは j_c は陰極における電流密度、 m は電子の質量、 k はボルツマンの定数、 T は陰極の温度である。

(11)式より $z = z$ の断面での任意の normal path に対する thermal path の横方向速度は陰極における横方向速度の $1/M$ 倍であることが判る。よつて $z = z$ における横方向速度に対する電流密度分布は

$$dj_z = \text{const} \cdot e^{-\frac{m}{2kT} M_z^2 (v_x^2 + v_y^2)} dv_x dv_y \quad (13)$$

ここで M_z は $z = z$ におけるビーム倍率 M であつて無収差でかつラミナ-フローの場合には M_z^2 は電流密度に逆比例する。 v_x, v_y は、 $z = z$ の断面での任意の normal path に対する thermal path の横方向速度の x 成分、 y 成分である。

4.3 偏向電圧対ファラデーケージ電流特性 ($V_d - I_F$ 特性) の理論計算

ここでは、4.2の仮定が成立つものとして、ビームアナライザ-を電子ビーム中のある位置に固定した場合の $V_d - I_F$ 特性を求める。ピンホールには大きさがあるため、その面積中に採集される電子の normal path の進行方向にはばらつきがあり、また熱初速度の影響も異なつてくるのであるが、この節では簡単のため、normal path の進行方向は一様であり、かつ熱初速度の影響もそれらの normal path については同じであるとして解析することにする。すなわち、ピンホールに入射してくる normal path は微小角度 θ_m のみを有しており、ビーム倍率 M は一定であるとする。

図9のように電子銃系の座標とは独立にビームアナライザ-内部の座標 r, φ, z または x, y, z, X, Y, Z を用いている。 r はビームアナライザ-の軸 z 軸または Z 軸からの半径方向距離で、ピンホールの中心が $r = 0$ である。 xy 平面はピンホールのある平面、 XY 平面はスリットのある平面である。

ピンホールの中の任意の点 P より電子が(13)式で与えられるような横方向速度で入射し、この分布特性はピンホール中の位置 r, φ には無関係とする。4.2での仮定より、normal path の速度 v_n はその z 方向の速度 v_{nz} に等しいとおけるので

$$\frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2) = \frac{1}{2} m (v_{nz} \tan \theta_t)^2$$

ここで θ_t は thermal path の normal path に対する角度である。

$$\text{しかるに} \quad \frac{1}{2} m v_{nz}^2 = eV_a \quad \text{だから}$$

$$\frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2) = eV_a \tan^2 \theta_t$$

よつて(13)式より、点 P を通過する電子による XY 平面上の任意の点 Q における電流密度分布は

$$dj_p(R) = (\text{const}) \cdot e^{-\frac{eV_a}{kT} M^2 \tan^2 \theta_t} \cdot d\theta_t \quad (14)$$

ここで

$$\tan \theta_t = \frac{\sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \Phi}}{L} \quad (15)$$

である。いま

$$\frac{eV_a}{kT} \frac{M^2}{L^2} \Rightarrow K \quad (16)$$

とおくと(14)式は次式となる

$$dj_p(R) = (\text{const}) \cdot e^{-K(R^2 + r^2 - 2Rr \cos \Phi)} r dr d\Phi \quad (17)$$

ピンホールの面積全体から入射する電子による点Q上の電流密度分布は、 r 、 Φ についての積分を行なつて求め得る。

$$j(R) = (\text{const}) \cdot \int_0^{r_1} \int_0^{2\pi} e^{-K(R^2 + r^2 - 2Rr \cos \Phi)} \cdot r dr d\Phi \quad (18)$$

$$= (\text{const}) \cdot 2e^{-KR^2} \int_0^{r_1} r \cdot e^{-K \cdot r^2} \cdot \int_0^\pi e^{2KRr \cos \Phi} d\Phi \cdot dr \quad (19)$$

しかるに

$$\int_0^\pi e^{2KRr \cos \Phi} d\Phi = \pi I_0(2KRr) \quad (20)$$

ここで $I_0(2KRr)$ は第1種ゼロ次変形ベッセル関数

よつて

$$j(R) = (\text{const}) \cdot 2\pi e^{-KR^2} \int_0^{r_1} r e^{-Kr^2} I_0(2KR \cdot r) dr \quad (21)$$

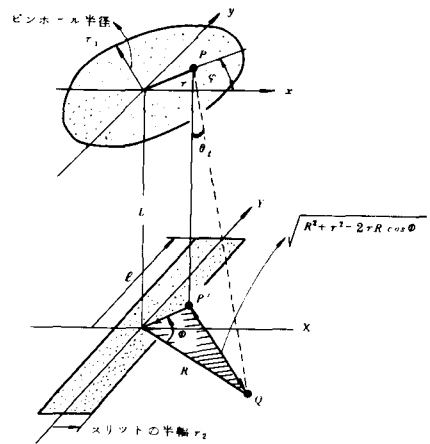


図9. スリットのある遮蔽用電極上の電流密度分布を求めるための図 ($\theta_n \doteq 0$ の場合)

ここで

$$f(R) \equiv 2\pi \int_0^{r_1} r e^{-Kr^2} I_0(2KRr) dr \quad (22)$$

とおくと

$$j(R) = (\text{const})'' e^{-KR^2} f(R) \quad (23)$$

ここで e^{-KR^2} はピンホールの中心から入ってきた電子のみによる効果、すなわちピンホールの大きさを無視した場合の因子である。 $f(R)$ はピンホールの大きさを考慮したためにかけてやらなければならない因子である。前者のみの因子を考慮した電流密度分布

$$[j(R)]_{r=0} = (\text{const})'' e^{-KR^2} \quad (24)$$

を R についてプロットした例を図10の曲線(1)に示す。ただし、 $K = 3.72 \times 10^6$ ($1/m^2$)としてあり、これは $V_a = 1.5$ kV, $L = 24$ mm, $T = 2300$ °K, $M = 0.52$ のときの値である。 M がこれより大きくなつた場合、 K が大となるから曲線(1)よりも分布の幅がせまくなり、 R はさらに小さい値までしか考えなくてよい。

図10より R は最大 2 mm までを考えれば充分であることが判る。温度が低くなつても、倍率 M が大となつても K が大となつても分布の幅がせまくなるので充分である。

そこで $R < 2$ mm の範囲内で因子 $f(R)$ はどのように振舞うかを調査する。 $r_1 = 0.05$ mm であり、 $K = 3.72 \times 10^6$ ($1/m^2$) とすると

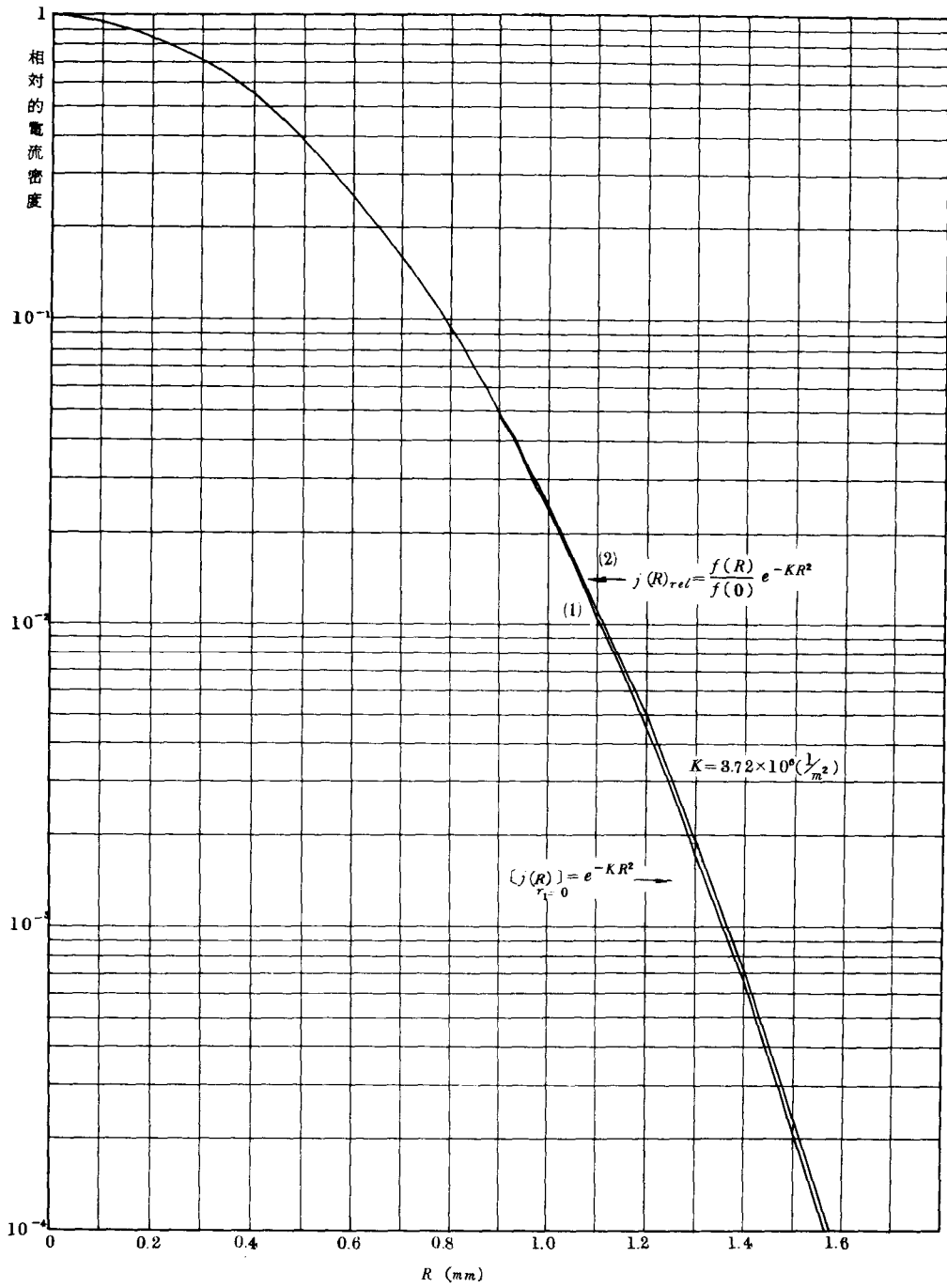
$$KRr_1 < 0.37, \quad Kr_1^2 \ll 1 \quad \text{であるので}$$

$$\begin{aligned} \int_0^{r_1} r e^{-Kr^2} I_0(2KRr) dr &\doteq \int_0^{r_1} r (1 + K^2 R^2 r^2) dr \\ \therefore \frac{1}{2\pi} f(R) &\doteq \frac{r_1^2}{2} \left(1 + \frac{r_1^2}{2} K^2 R^2\right) \end{aligned} \quad (25)$$

よつて $R < 2$ mm では(22)式の $f(R)$ は単調増大である。いま(23)式と(24)式の両分布特性を比較するために

$$j(R)_{r_{el}} = e^{-KR^2} \frac{f(R)}{f(0)} \quad (26)$$

すなわち $j(R)$ が最大となる $R=0$ にて $j(0)_{r_{el}} = 1$ となるように $f(0)$ で規格化する。(25)式より(26)式は、



図・10 ビームアナライザのXY平面上の相対的電流密度分布の例。
最大値を1としてある。

$$j(R)_{rel} \doteq e^{-KR^2} \left(1 + \frac{r_1^2}{2} K^2 R^2\right) \quad (27)$$

$$\therefore j(R)_{rel} \doteq e^{-KR^2} \quad (28)$$

となつて $f(R)$ の寄与は非常に小さい。しかも (26) 式に代入すると $R = 2 \text{ mm}$ ともなれば e^{-KR^2} の項が $j(R)_{rel}$ に寄与するのは 10^{-5} 以下のオーダーでしかない。図 10 の曲線(2)にて $j(R)_{rel}$ をプロットしてあるが殆んど重なり合つてしまう。

以上のように $1 \gg \frac{1}{2} r_1^2 K^2 R^2$ であるとき充分な近似で

$$j(R) = (\text{const})'' e^{-KR^2} \quad (29)$$

とおくことができる。

4.2 で述べた仮定から入射電子は全て等しい軸方向速度を持つと充分な近似で言える。だから偏向板で偏向される偏向量は全ての電子について等しく、 XY 平面上では同一の偏向量 x_d を得ると充分な近似で言える。但し偏向方向はスリットに直角な方向であつて

$$x_d = \frac{1}{4} \frac{L_{eff}}{d} \frac{V_d}{V_a} \cdot L = L \cdot \tan \theta_t \quad (30)$$

便宜上、図 11 のように X' 軸に平行に平行移動 x_d を考えて、スリットを通過するファラデーケージ電流 I_F を求める。先ず I_F が偏向量 x_d に対して変化するかを求める。

(29) 式の R を図 11 における R' におきかえて次のような積分をすれば求まる。

$$I_F = (\text{const})'' \int_{-\ell}^{\ell} \int_{x_d - r_2}^{x_d + r_2} e^{-K(X'^2 + Y'^2)} dX' dY' \quad (31)$$

$$= (\text{const})'' \int_0^{\ell} e^{-KY'^2} dY' \int_{x_d - r_2}^{x_d + r_2} e^{-KX'^2} dX'$$

$$= (\text{const})'' \frac{\pi}{2K} \text{erf}(\sqrt{K}\ell) \left[\text{erf} \left\{ \sqrt{K}(x_d + r_2) \right\} - \text{erf} \left\{ \sqrt{K}(x_d - r_2) \right\} \right]$$

(31a)

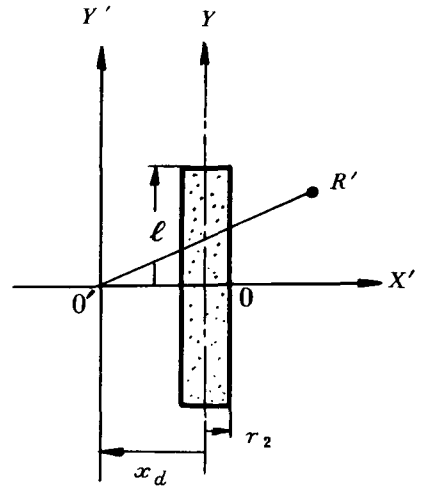
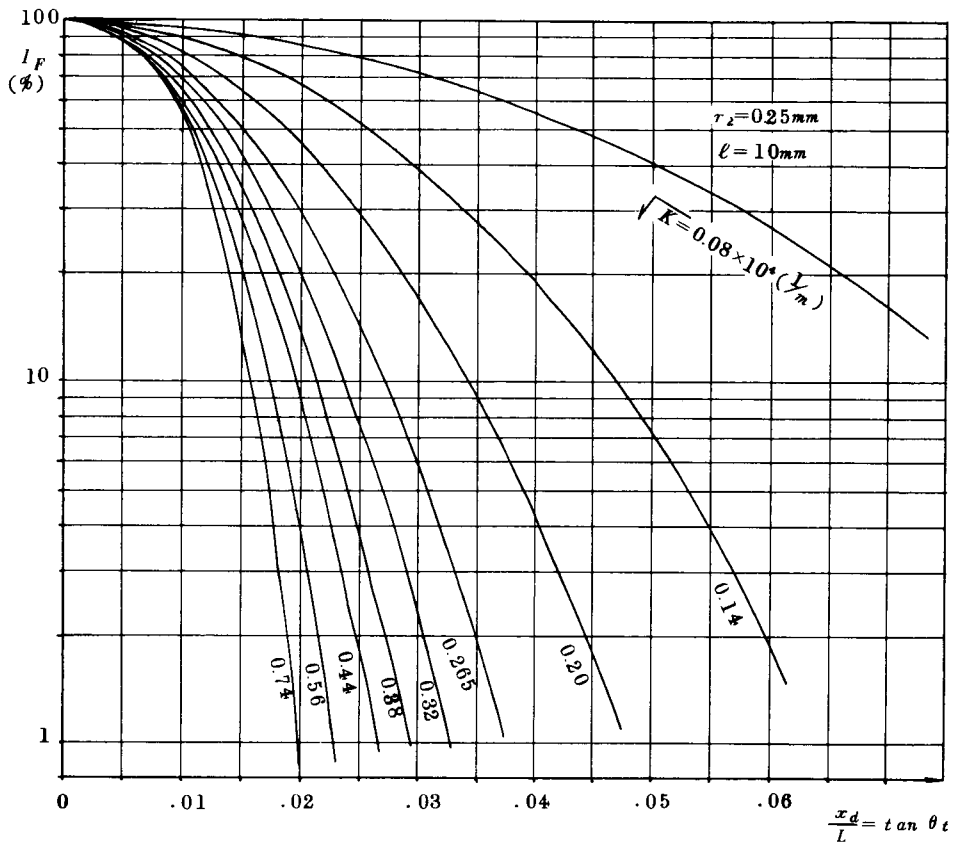


図 11. XY 平面上でスリットが偏向量 x_d だけ X' 軸に平行に平行移動したと考える。

ビームアナライザ-の寸法、電子ビ-ムの加速電圧 V_a が与えられているとする。ビ-ム倍率 M が判れば(16)式より K が求まる。すると(30)式より x_d が偏向電圧 V_d の関数として求まる。よつて(31a)式の I_F は M をパラメ-タとする V_d の関数となる。図12に $x_d/L = \tan \theta_t$ に対する I_F の相対値を \sqrt{K} をパラメ-タとして示してある。このグラフにより V_d-I_F 特性を読みとることができる。

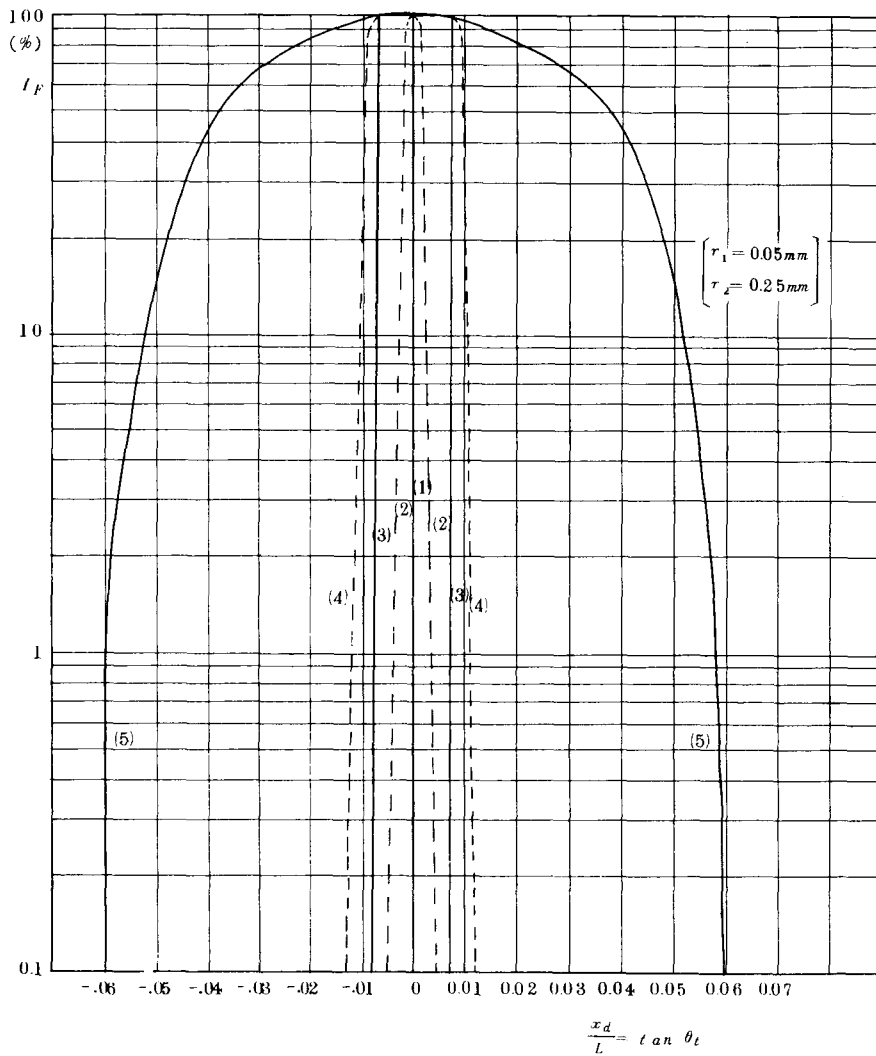


図・12 x_d/L に対する I_F の相対値を \sqrt{K} をパラメ-タとして示したもの

偏向量 x_d は(30)式で偏向電圧 V_d の関数であり、 \sqrt{K} は(16)式より M の関数であるから、 M が与えられればこのグラフより、 V_d-I_F 特性を知ることができる(但し $r_2 = 0.25 \text{ mm}$, $l = 10 \text{ mm}$)。

図・13(a) 熱初速度分布を考慮しない場合の I_F の $\frac{x_d}{L}$ に対する変化

- | | | |
|---|---|-----------------------------------|
| <ul style="list-style-type: none"> (1) ピンホール, スリットの大きさとも無視(無限小) (2) ピンホールの大きさのみ考慮 ($r_1=0.05mm$) (3) スリットの幅のみを考慮 ($r_2=0.25mm$) (4) ピンホール, スリットの大きさを考慮 (5) 一様な角度分布で ($-0.06 \leq \tan \theta_i \leq 0.06$) で入射した場合, スリットの幅を考慮 | } | 同一の入射角分布
で入射した場合
(すなわち平行入射) |
|---|---|-----------------------------------|



図・13(b) 熱初速度分布を考慮した場合の I_F の $\frac{x_d}{L}$ に対する変化。スリットの幅による影響を示したもの。

(6) 熱初速分布を考慮。スリットの幅無限小

(7) " " " 0.5 mm とした場合

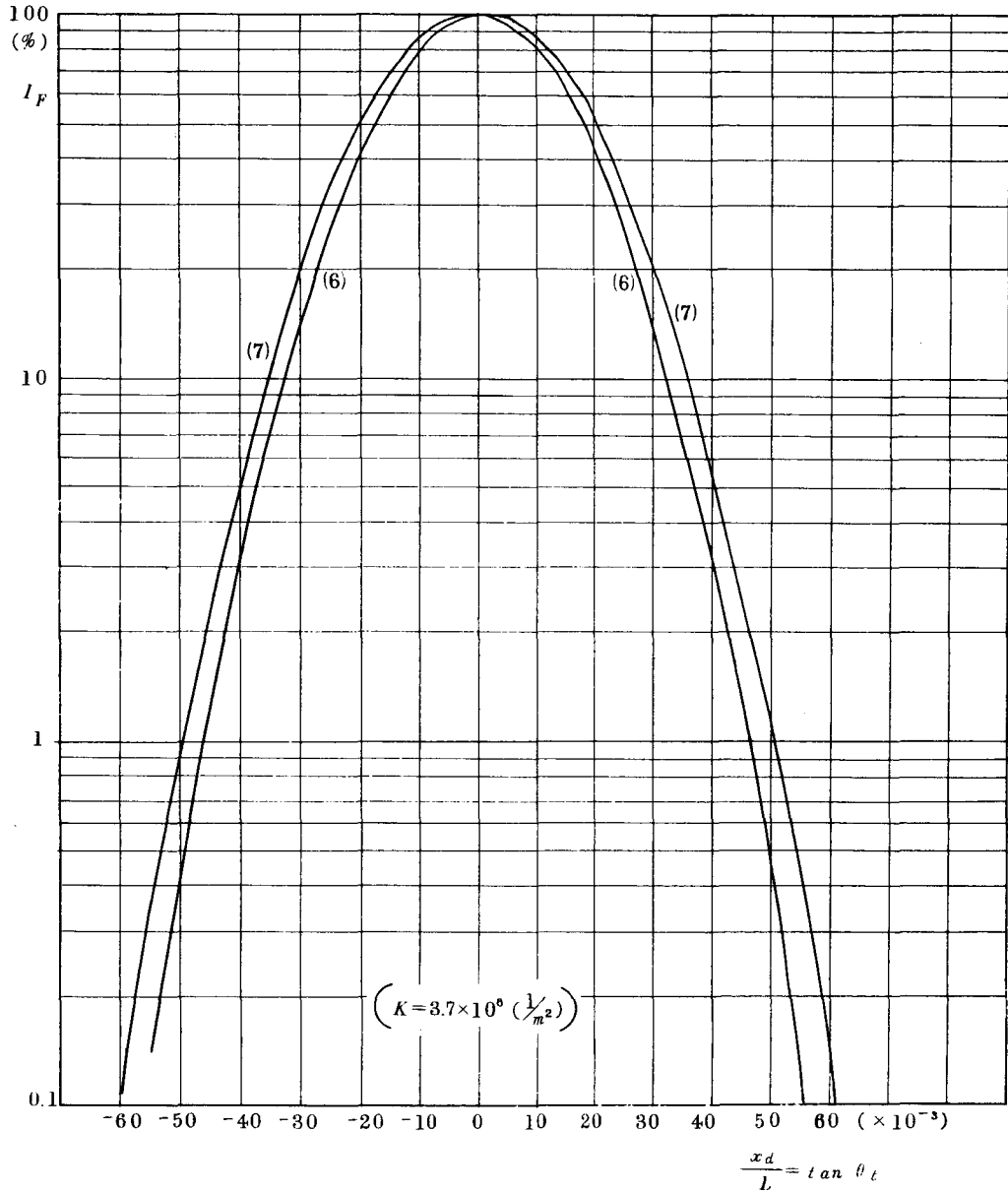


図13(a)は熱初速度分布を考慮しない時の I_F 対 x_d/L をプロットしたものであつてピンホールの大きさ、スリットの幅が I_F-V_d 特性にどのような影響を持つかを示すものである。図13(b)は熱初速度の分布を考慮した場合スリットの幅がどのように効いてくるかを示したものである。スリットの幅により V_d-I_F 特性の幅が広がっていくことが判る。

4.4 最大入射角を考慮した V_d-I_F 特性

陰極半径が無限大で全ての電子が陽極を通過できるものであれば軸外においても軸近傍と全く同じ V_d-I_F 特性を有する。実際の場合には入射電子の入射角は $\tan\theta$ の最大値でカットされる。よつてスリット面上すなわちXY平面の電流密度分布もある偏向量のところでカットされ、それより大きい偏向量をもつ電子はなくなる。このために V_d-I_F 特性もカットされるが、スリットの幅の影響でなだらかに減少することになる。

(図14参照)そしてピンホールの位置が軸から離れるに従つて非対称性が著しくなる筈であるが、実際には4.3でも述べてきたように、 V_d の大きな処では I_F は非常に小さくなつてしまうので、これが判らなくなつてしまひ実際にかかるのは軸近傍における V_d-I_F 特性と殆んど変わらないものとなる。

軸外における正確な V_d-I_F 特性の表現式は次のようになる。

$$\left\{ \begin{array}{l} x_d = \frac{1}{4} \frac{L_{eff}}{d} \frac{V_d}{V_a} \cdot L \\ r_p : \text{ピンホールの半径位置} \\ r_e : \text{陰極端を出発したnormal pathの半径} \\ R_{max} = L \cdot [\tan\theta_p]_{max, r_p=0} \end{array} \right.$$

とするとき

$$I_F = \text{const} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{K}} \int_{\frac{r_p - r_e}{r_e}}^{\frac{x_d + r_e - r_p}{r_e}} e^{-KX'^2} \text{erf}(\sqrt{K} \sqrt{R_{max}^2 - (X' - \frac{r_p}{r_e} R_{max})^2}) dX' \quad (32)$$

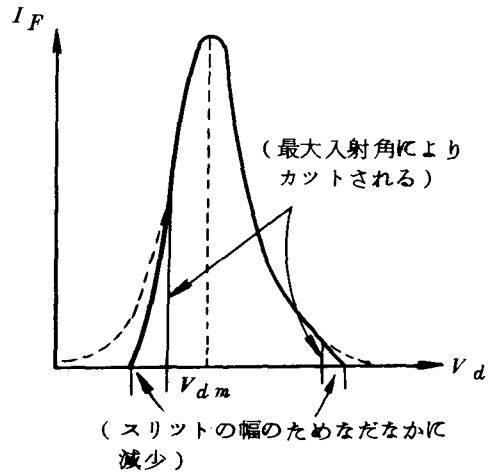


図14. 軸から離れたところの V_d-I_F 特性の概念図誇張して示してある。

ここで X' は積分変数である。

この式を筆算により求めることは困難であり、計算機による数値積分をしなければならない。しかし先に述べたように実際には(31a)式のような式でまにあうので、労の割に益が少なくなる。したがってこの式はここまでにとどめておく。

4.5 一般化した $Vd-I_F$ 特性の計算

4.3, 4.4で求めた $Vd-I_F$ 特性の解析はピンホールに入射するnormal pathの角度は単一でかつ電流密度はピンホールの面積の中で一様と仮定した。実際にはいろいろな角度を持つたnormal pathがいろいろな電流密度で入射してくる。ここでは実際の入射条件にあてはまる一般化した $Vd-I_F$ 特性を重ね合わせの原理から導く。

ここで M の定義をはつきりさせておく。単にビームの倍率またはcompression ratioといった概念を切りすて、(4)式のようにnormal pathに対するthermal pathの横方向速度が陰極を出たあとにどのように変化していくかということにあらわす比に着目することにする。換言すればビームの束の太さの変化ではなく、もつと微視的に電子軌道に着目して、normal pathとthermal pathの間の相対的な横方向速度を考えることにするのである。そしてノンミナなる電子ビームに適用を可能にせしめるのである。

(31a)式の I_F はnormal pathに対するthermal pathの角度 θ_t と M の関数とみなせるから、

$$I_F = I_F(\theta_t, M) \quad (33)$$

とおくことができる。この $I_F-\theta$ 特性は図15のようなものになる。これはnormal pathの入射角が 0° に対する特性である。これをnormal pathが任意の入射角 θ_n で入射してきた場合に拡張しよう。

4.3, 4.4でのべてきたようにnormal pathの入射角度が最大入射角より小さい角度範囲では微小な入射角度とみなしてよいからnormal path入射角 0° に対する特性をそのまま θ_n だけ θ 軸に平行移動させたものとみることができる。

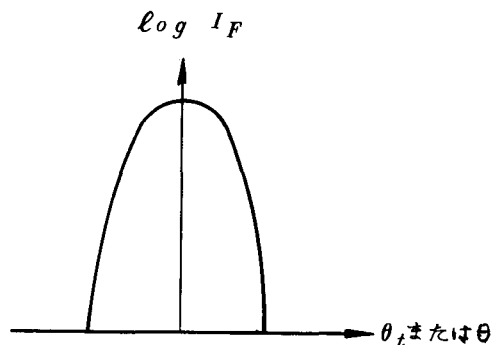


図15 $I_F = I_F(\theta, M)$ の概念図

$$I_F = I_F(\theta - \theta_n, M) \quad (34)$$

ここで θ はthermal pathのZ軸に対する角度である。すなわち、

$$\theta - \theta_n = \theta_t \quad (35)$$

この特性は図16のようになる。

このような I_F がさまざまな θ_n に対して連続して分布し、しかもその間に M も変化しているかもしれない。そこでこのような elementary current を次のように書くことにする。以下に出てくる $I_{F,g}$ 、 I_F は全て最大値が1となるように規格化した量であるとする。

$$dI_{F,g} = I_F(\theta - \theta_n, M(\theta_n)) d\theta_n \quad (36)$$

実際のファラデーケージ $I_{F,g}$ はこのような elementary current を連続的に重ね合わせたものと考えられる。normal path の入射角度 θ_n に対しても電流密度の強度変化が考えられるから次のような式で表現できる

$$I_{F,g} = \int_{\theta_{n\alpha}}^{\theta_{n\beta}} g(\theta_n) dI_{F,g} \quad (37)$$

ここで $g(\theta_n)$ は θ_n に対する重み関数である。normal path の入射角が図17のように $\theta_{n\alpha}$ から $\theta_{n\beta}$ まで連続的に分布しているものとする、

$$I_{F,g} = \int_{\theta_{n\alpha}}^{\theta_{n\beta}} g(\theta_n) dI_{F,g} = \int_{\theta_{n\alpha}}^{\theta_{n\beta}} g(\theta_n) I_F(\theta - \theta_n, M(\theta_n)) d\theta_n \quad (38)$$

(38)式は $I_{F,g} - \theta$ 特性であるが、(1)式または(30)式を用いて

$$\begin{aligned} \tan \theta &= \frac{1}{4} \frac{Leff}{d} \frac{Vd}{Va} & , & \quad \tan \theta_n = \frac{1}{4} \frac{Leff}{d} \frac{Vdn}{Va} \\ \tan \theta_{n\alpha} &= \frac{1}{4} \frac{Leff}{d} \frac{Vdn\alpha}{Va} & , & \quad \tan \theta_{n\beta} = \frac{1}{4} \frac{Leff}{d} \frac{Vdn\beta}{Va} \end{aligned}$$

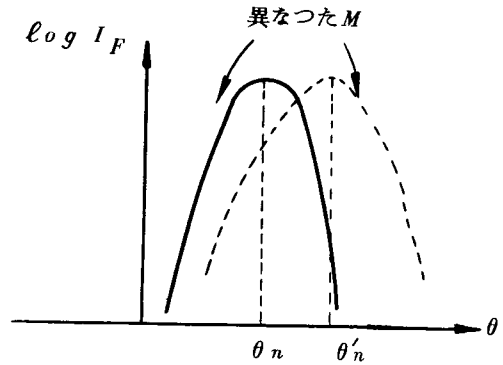


図16. $I_F = I_F(\theta - \theta_n, M)$ の概念図

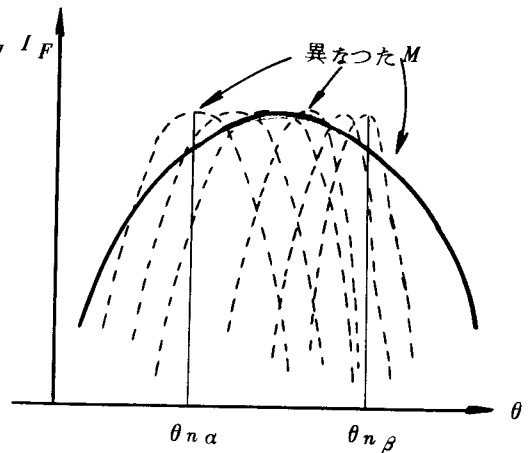


図17. 異なった M を持つ $I_F - \theta$ 特性がnormal path θ_n に対して $\theta_{n\alpha}$ から $\theta_{n\beta}$ まで連続的に分布する時、これらを合成した $I_F - \theta$ 特性は実線のようになる。

と書きなおして $Vd, Vdn, Vdn\alpha, Vdn\beta$ を用いると

$$I_{F,g} = \int_{Vdn\alpha}^{Vdn\beta} g(Vdn) I_F(Vd - Vdn, M(Vdn)) dVdn \quad (39)$$

これは一般化された $Vd - I_{F,g}$ 特性を示している。

(38)式または(39)式の適用性について特別な場合から順番に考えていくことにする。

(38)式において

(i) $g(\theta_n) = 1, M(\theta_n) = \text{一定の場合}$

$$I_{F,g} = \int_{\theta_{n\alpha}}^{\theta_{n\beta}} I_F(\theta - \theta_n, M) d\theta_n \quad \text{-----} \quad (38a)$$

この場合はピンホールに入射してくる normal path が入射角が $\theta_{n\alpha}$ から $\theta_{n\beta}$ まで一様の強度の電流密度で分布している場合である。

図18のように一定 M の同じ形をした曲線をピーク値 $\theta_{n\alpha}$ から $\theta_{n\beta}$ まで一様に重ね合わせて $I_{F,g}$ が得られる。実際に電子ビームのどのような状態がこの場合に適用できるかを考えてみよう。

$g(\theta_n) = 1$ ということは入射する normal path の角度範囲 $d\theta_n$ の運ぶ電流密度が θ_n に依存せず一定ということを示している。このことは図19で示したように $\theta_{n\beta} - \theta_{n\alpha}$ の角度範囲の normal path が陰極で $\tau\alpha - \tau\beta$ の範囲から出発したものとすると、この陰極の $\tau\alpha - \tau\beta$ の範囲では電流密度は一定であるということを示している。また $M(\theta_n)$ が一定ということは図19で示すような normal path からなる流管を考えると、陰極面の流管断面積に対するピンホール面における流管断面積の比すなわち流管の圧縮率が角度範囲 $\theta_{n\beta} - \theta_{n\alpha}$ で一様であることを示している。

したがって陰極における電流密度が一様であり、かつ normal path の線束密度が一様で重な

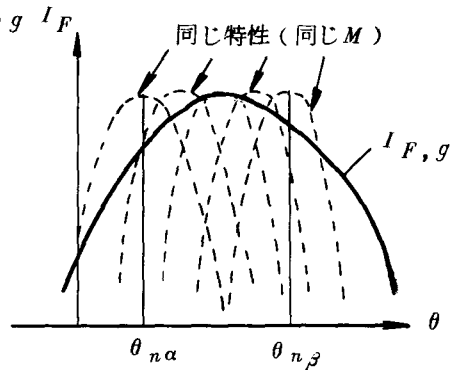


図18. $g(\theta_n) = 1, M(\theta_n) = \text{一定の場合}$ の重ね合わせの概念図。点線が elementary current の特性で実線が合成された特性を示す。

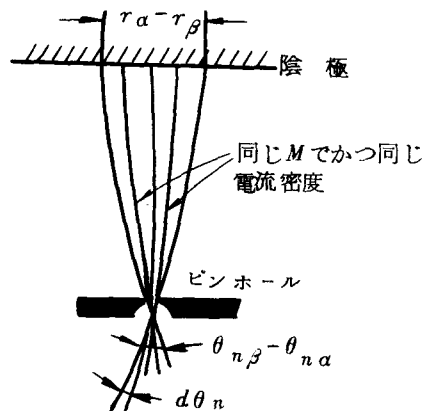


図19. $g(\theta_n) = 1, M(\theta_n) = \text{一定}$ をあらわす概念図

り合っている場合がこの(i) $g(\theta_n) = 1, M(\theta_n) = \text{const}$ に相当する。

(ii) $g(\theta_n) = 1, M(\theta_n) \neq \text{const}$ の場合

陰極における電流密度は一樣であるが図20で示すようにnormal pathの線束密度が一様性を失ってピンホールに重なり合つて入射している場合に相当する。異なつた M でピンホールに入射するのは、陰極の広い領域を出発するnormal pathがピンホール面のある狭い領域に集中するような場合に起りやすい。例えばピンホール面でクロスオーバーができてきているような場合に生じやすい。 $Vd-I_F$ 特性の重ね合わせは図17のようになり、

$$I_{F,g} = \int_{\theta_{n\alpha}}^{\theta_{n\beta}} I_F(\theta - \theta_n, M(\theta_n)) d\theta_n \quad (38b)$$

として表現できる。

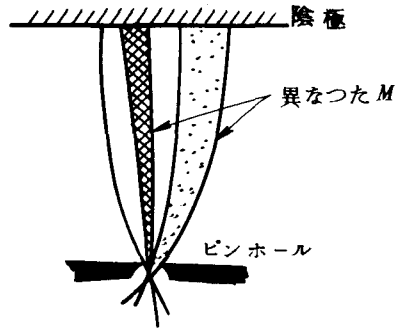


図20. $M(\theta_n) \neq \text{一定}$ を示す誇張した概念図

(iii) $g(\theta_n) \neq \text{一定}, M(\theta_n) = \text{一定}$ の場合

この場合のnormal pathの概念図は図19とは変わらないがおのおのの流管の運ぶ流量に相当する電流が異なつているという点がちがつている。これは陰極における電流密度が一様でなくなつてくる場合に生じる。陽極孔の影響のために陰極中央部の電流密度が減少していたり、陰極温度の不均一のために部分飽和がおこり温度制限領域に入つて電流密度が減少しているような場合に相当する。

(iv) $g(\theta_n) \neq \text{一定}, M(\theta_n) \neq \text{一定}$ の場合

(iii)の場合において流管の圧縮率の一様性をも失つた場合に相当する。normal pathの概念図は図20のように書きあらわされるが、この図において更におのおのの流管の運ぶ流量も異なつているのがこの場合である。具体的な例としては、陰極の電流密度の異なつている電子ビームを集束させてクロスオーバーをつくつたところへピンホールを持つてきたような場合があげられる。

4.6 ビーム倍率 M について

$V_d - I_F$ 特性を決定するパラメータのうち電子ビームの幾何学的特性を代表しているものにビーム倍率 M がある。 $V_d - I_F$ 特性の理論値を求める時、この M も理論値を用いるのが理想的であるがこれは現実問題として困難である。そこで電流密度分布特性の実測値から計算する方法を考える。

M としては次のようなものが考えられる。

$$\textcircled{1} \quad M_B = \frac{r_{eB}}{r_c}$$

$$\textcircled{2} \quad M_h = \frac{r_{eh}}{r_c}$$

$$\textcircled{3} \quad M' = \sqrt{\frac{j_c}{j_p}}$$

(40)

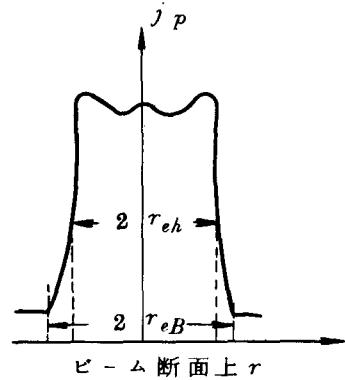


図 2.1. ビーム断面上の電流密度分布曲線のデータからビーム半径 r_{eh} と r_{eB} をとる

ここで r_c は陰極の電子放出面の半径、 r_{eh} 、 r_{eB} は図 2.1 で示したようにビーム断面上における電流密度分布曲線の半減値幅とバンクグランド減値幅であり j_c 、 j_p はそれぞれ陰極面上で平均した電流密度および M を求めようとするピンホール点における電流密度である。実際にはこれらの M_h 、 M_B 、 M' の 3 つの値は

一致しない。図 2.2 において電子銃のウエーネルト電圧 V_w またはこれの加速電圧に対する比 V_w/V_a に対してのこれら 3 つの値の変化例を示している。 M_h と M' とは最適ウエーネルトポテンシャルに近づくにつれて一致していくのが判る。しかし M_B と M_h との間の差は縮まらない。これは thermal path の影響でビーム断面上の電流密度分布曲線 (図 2.1) のすそがゆるやかになるためである。

ここで 4.5 で考えた 4 つのケースのおおのについて真の M と M' の間には如何なる関係があるかを考察してみよう。

(i) $g(\theta_n) = 1$, $M(\theta_n) = \text{一定の場合}$

陰極における電流密度分布が一様であり、 M も一定なのであるから $M = M'$ となる筈である。ビーム断面での電流密度分布は一様だとは限らないが、ピンホール上の M は M' で定義されるものに等しい。

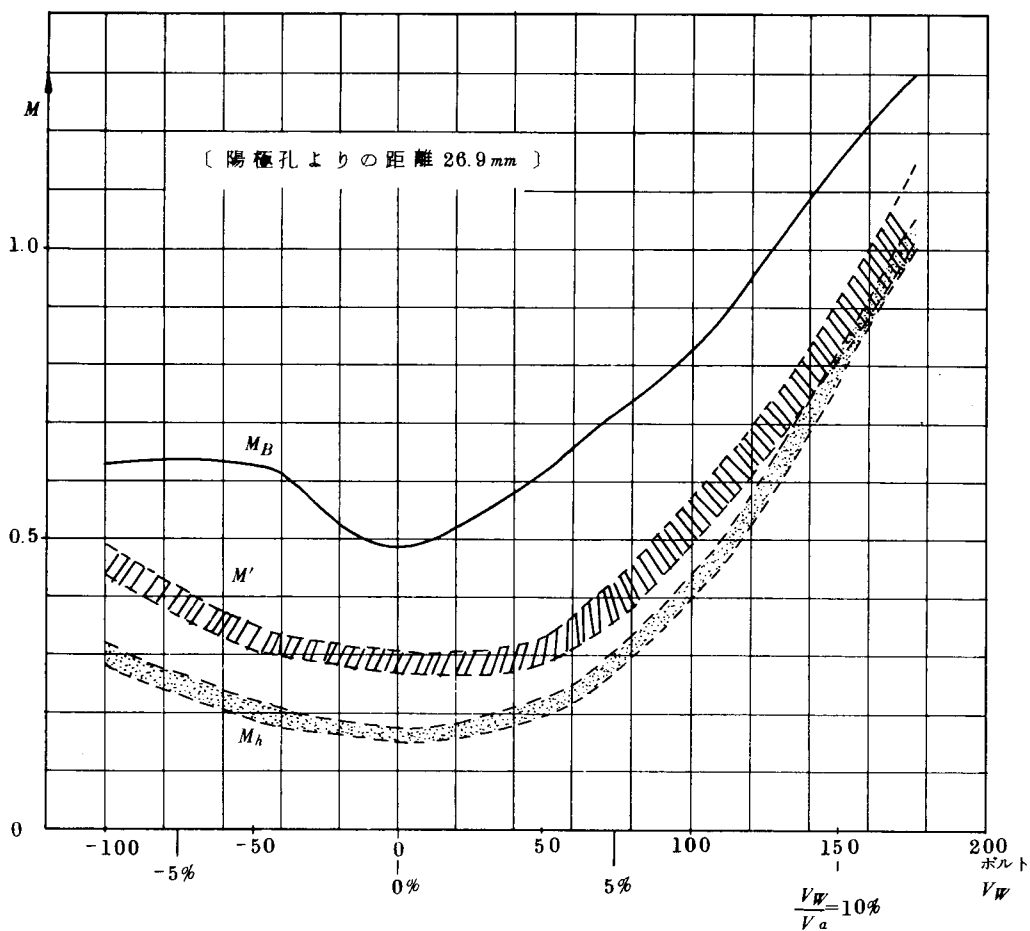
(ii) $g(\theta_n) = 1$, $M(\theta_n) \neq \text{一定の場合}$

陰極における電流密度分布が一様であるが、 M はノーマルパスの角度 θ_n に対して変化している場合である。(40) で定義される M' はこの M の平均値に相当することになる。実際に入射して

いる normal path の M が最小値 M_α から最大値 M_β まで分布しているとする $M_\alpha < M' < M_\beta$ である。

(iii) $g(\theta_n) \neq \text{一定}$ $M(\theta_n) = \text{一定}$ の場合

陰極における電流密度分布の一様性が失われているのであるからピンホールに入射している normal path が陰極のいずれの場所を出発したものかということ、その場所における電流密度の値が判らない限り、 $M = M'$ とすることはできない。普通陰極における平均の電流密度を取つて M' を求めているのであるから M' をもつて M に等しいとおくことはできなくなる。しかし陰極における電流密度の最小値と最大値が判つているとき、これを用いて求めた M'



図・22 電子銃のウェーネルト電圧 V_W に対する M_h, M_B, M' の実測値

を M'_{\min} , M'_{\max} とすると $M'_{\min} < M < M'_{\max}$ となる。

(iv) $g(\theta_n) \approx 1$, $M(\theta_n) \approx \text{一定}$

真の M が実測された M_h , M_B , M' との間でどのような関係にあるかを確かむことはできない。

(40式)の3つの M がほぼ一致するときは、その値は信頼できる。しかし一致が良くないときは、 M の値の測定誤差の程度を示しているものと解釈すべきである。

4.7 結 言

この章で得られた結果を総括すると次のようになる。

1. 陰極における熱初速度分布が Maxwell 分布すること、normal path 同志は交叉しない、などの仮定の上で、ビーム中の任意の点で電子の進行方向角度に対する電流密度分布の式(14式)が成立つ。この式にはパラメータとしてビーム倍率 M を含んでいる。
2. 単一の入射角度を持つた normal path が thermal path を伴なつて入射してきた場合の本ビームアナライザの $V_d - I_F$ 特性が(31a)式のように求められた。この式にはアナライザの寸法が含まれているほか、陰極温度 T 、ビーム倍率 M を含んでいる。これを図示したものが図12で、パラメータ \sqrt{K} , α_d などは(16式), (30式)で与えられる。この図と(31a)式は normal path の入射角が 0° に相当するものである。
3. 最大入射角を考慮した正確な単一入射角の $V_d - I_F$ 特性は(32式)のように求められたが、電子軌道の勾配が微少であるという仮定が充分になり立つときは実用上(31a)式を使つて差支えない。
4. (31a)式のような normal path が入射角 0° で thermal path を伴なつて入射してきた場合の $I_F - \theta_t$ 特性を用いて、重ね合わせの原理から実際の入射条件に即した $I_F - \theta$ 特性または $V_d - I_F$ 特性の表現式を計算した。(38式または39式)のようにあらわされる。この一般化した式を4つの特殊なケースに分類し、実際に電子ビームのどのような状態に適用できるかを考察した。
5. ビーム倍率 M は純粋な理論値を求められぬので、ビーム断面上の電流密度分布曲線から実験的に得る方法を採用しなければならない。 M_h , M_B , M' の3つの値が取れるが、これらの値と真の M の値との間には5.6で分けた4つのケースについてちがつた関係がある。これらの3つの値でできる数値の幅の中に M の真値が含まれ得る場合とそうでない場合とが考えられる。3つの M の値がほぼ一致するときはその値は信頼できる。しかし一致がよくない時は M の測定誤差の程度を示しているものと解釈すべきである。

第5章 本ビームアナライザ-による電子ビ-ム特性の測定方法と測定結果の例

5.1 序 言

これまでの章で本ビ-ムアナライザ-の特徴，原理，測定理論を述べてきたが，本章ではこれらに基づいて電子ビ-ムの具体的な測定方法と測定結果の例を述べる。5.2においては測定を行なった電子銃の構造と基礎的なデータを示す。5.3から5.8にわたって電子流密度分布特性、最確電子軌道勾配、 $Vd-I_F$ 特性、Non-laminarityの検出、電子流線の作図についてその測定方法と例を述べる。5.8では測定結果に対する総合的考察と判定を行なう。

5.2 供試電子銃の構造と基礎的特性

Pierceの設計理論を用いて平行電子ビ-ムを発射するように設計し製作された供試電子銃を図23で示す。平板陰極が正しくその形を保つように厚さ1.5mmのTaの円板を用いて主陰極が作られている。ウエ-ネルト電極は陰極面より3mm陽極側に出て位置されている。主陰極加熱は電子衝撃式によっているがその電子源とする副陰極は径0.6mmのTaのフィラメントを無誘導に巻いてある。副陰極に対するウエ-ネルト電極(サブウエ-ネルト電極と名づける)にも適当な電位を与え得るようにしてある。陰極直径は10mm，陰極陽極間距離は14.5mm，陽極直径は9.85mmである。

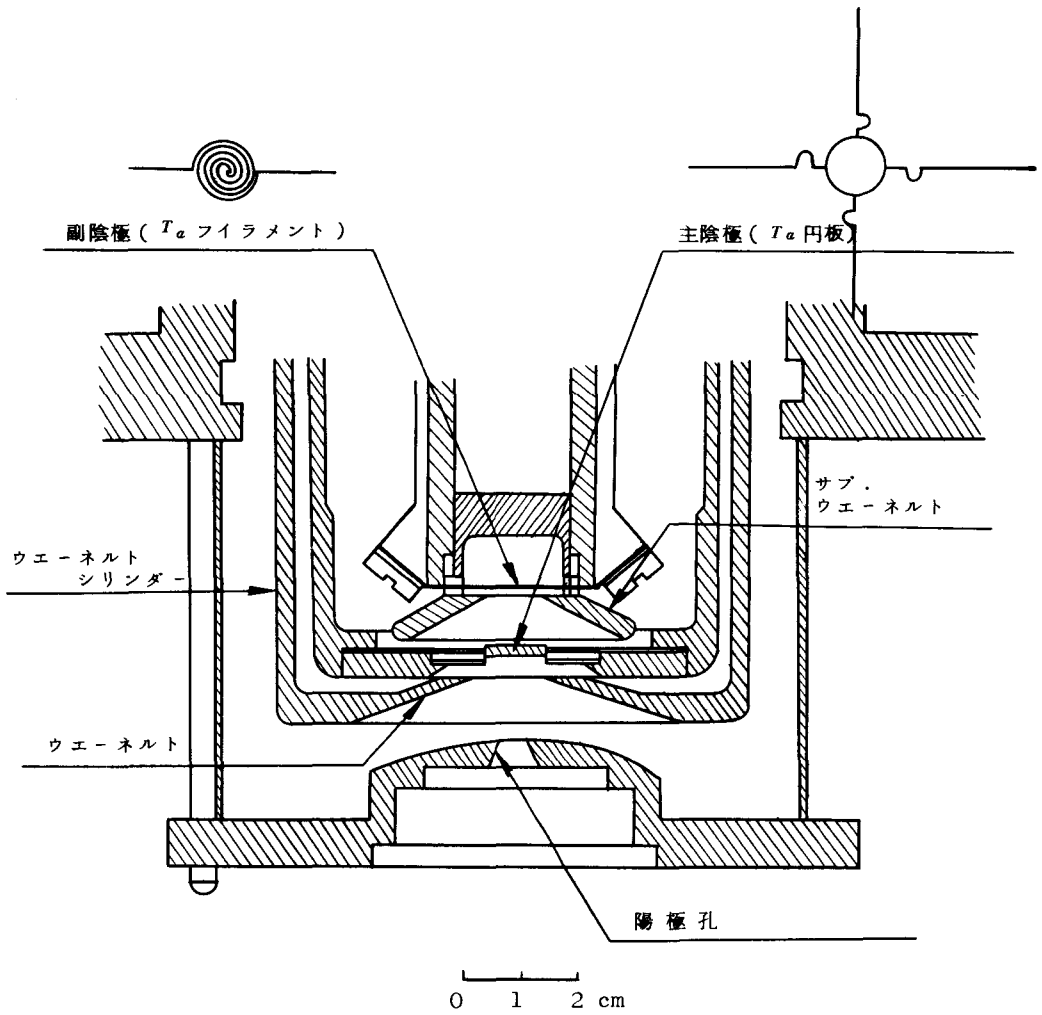
この電子銃の電圧電流特性は図24に示されている。

図25はウエ-ネルト電位の陽極電位に対する比 V_w/V_a を横軸にしてビ-ム電流の透過率の変化を示したものである。 V_w/V_a が適当なときに透過率が最大となっている。この場合の透過率とは陽極孔を通るビ-ム電流の陰極電流に対する比である。陽極孔を通る全てのビ-ムをもれなく採集するため、大きなカーボン製のフラダ-ケースを用い、十分な容量を持つ蓄電池で2次電子防止のため96Vのバイアスをかけて測定している。

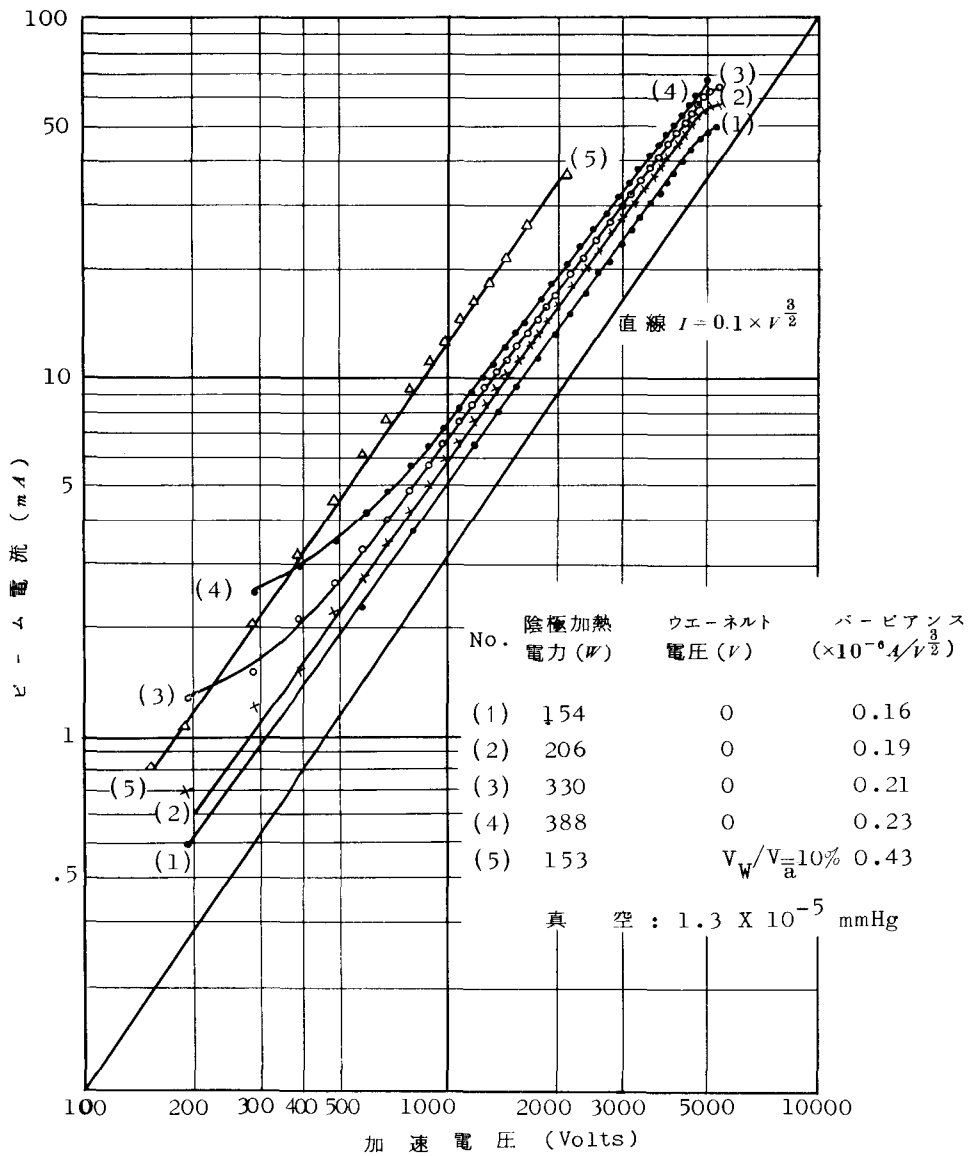
5.3 電子流密度分布

この測定方法は第3章の3.3で述べたとおりである。たゞ注意を要するのはピンホールがビ-ム断面の直径線分上を走査するようになければならないことである。この注意は最確電子軌道勾配、 $Vd-I_F$ 特性の測定の際にも行なわなければならない。同じ条件の電子ビ-ムにおいてXYレコーダ-上に図26のような曲線をえがかせて、ビニオン軸とラックによりビ-ムアナライザ-のア-ムの長さを加減して分布曲線の横幅が最も広くなつた時が直径線分上にあると見做す。

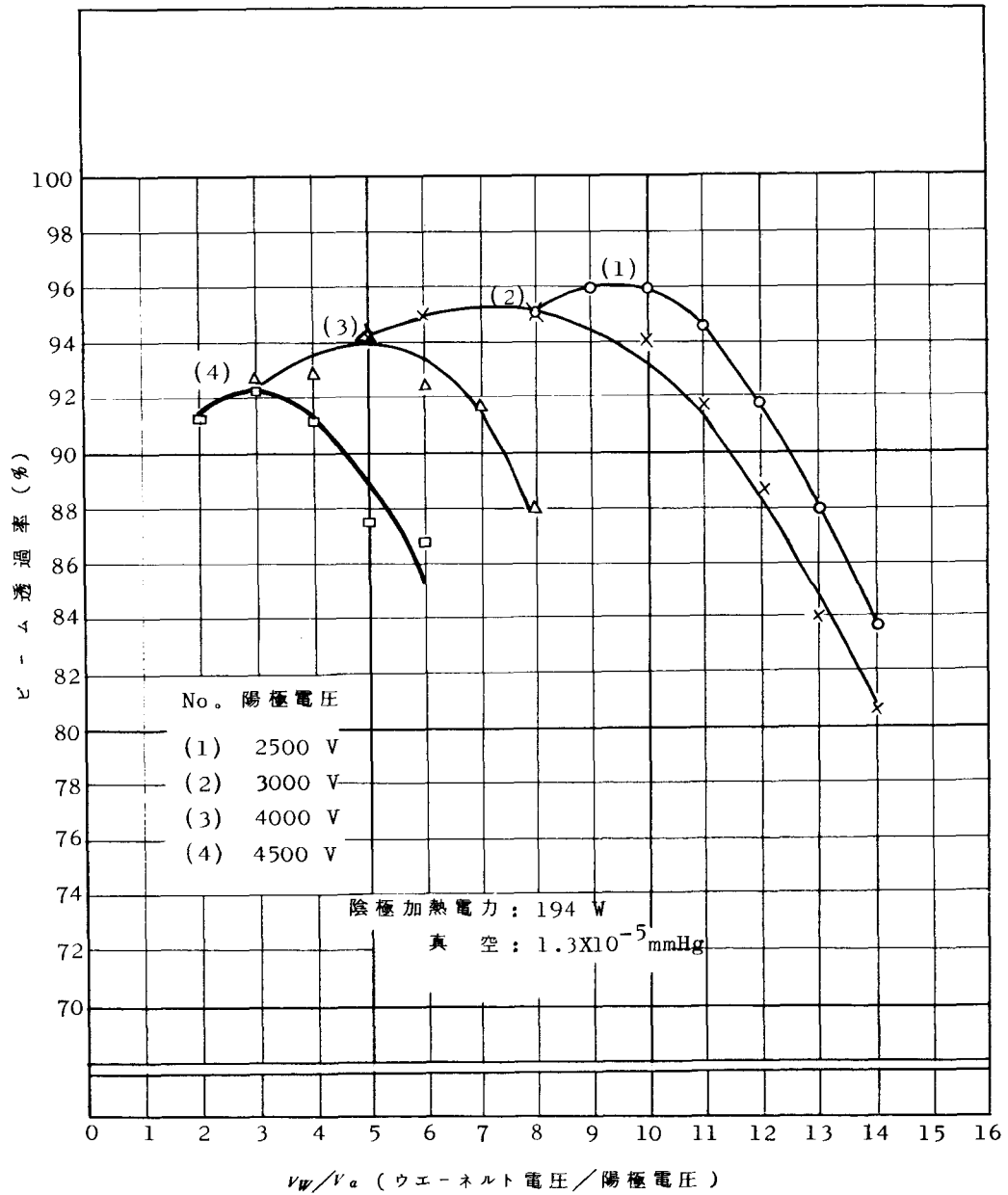
図26は陽極孔より28mm離れたビ-ム断面上の電子流密度分布曲線を測定したものの一例である。この供試電子銃は陰極から平行直線ビ-ムを出すように行われているのであるから、その電子ビ-ムの電流密度分布曲線は矩形となることが望ましい。完全な空間電荷制限状態内でウエ-ネルト電圧



図・23 供試電子銃の断面図



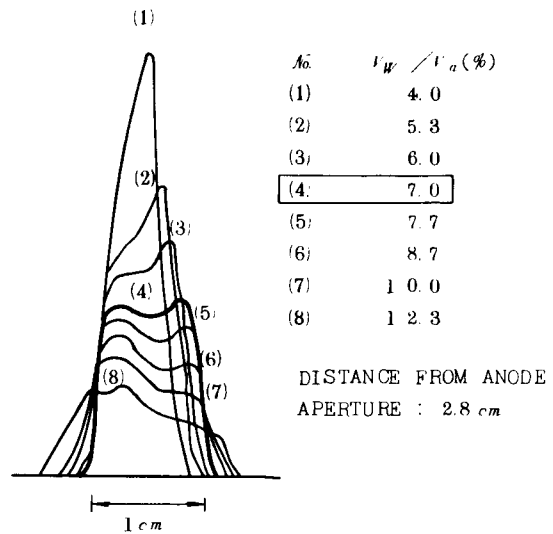
図・24 供試電子銃の加速電圧対ビーム電流特性



図・25 供試電子銃のウエーネルト電位対透過率特性

を適当な値にするとほぼ矩形分布にすることができた。しかし中央部にくぼみができることは避けられない。これは後に詳しく触れるが陽極孔の影響により、陰極中央部での電流密度が低下すること。レンズ作用の収差によるものであることが考えられる。(29)(30)

ビーム軸に沿って陽極から次第に遠ざけていつた時の電流密度分布曲線の変化は図28にて示している。



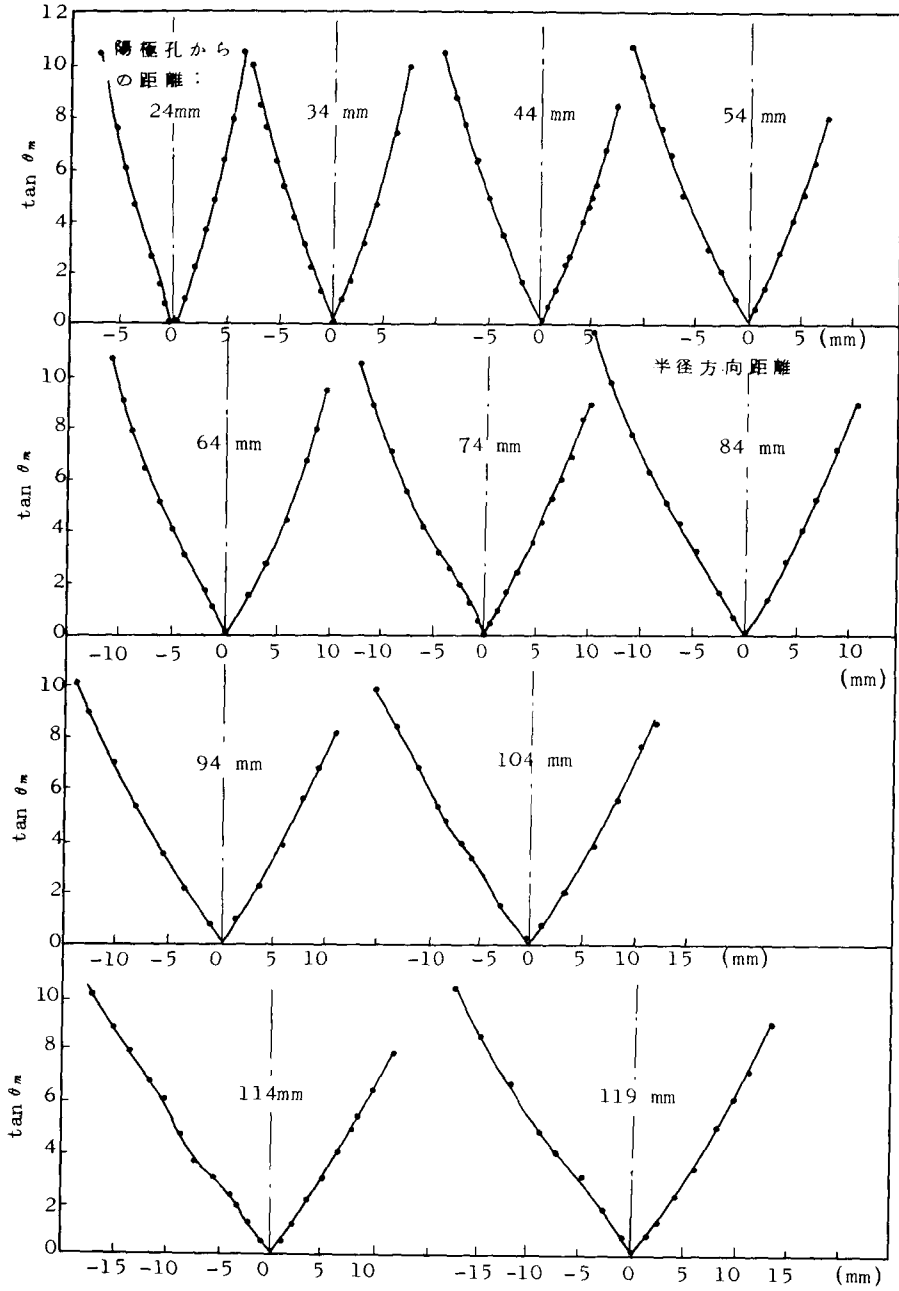
5.4 最確電子軌道勾配

自動測定装置を用いないで測定する方法は第3章3.2と3.3の冒頭で述べたとおりである。自動測定装置を用いた測定方法は次の通りである。

図26. 電子流密度分布曲線の例

1. ビームアナライザ-の位置をビーム軸上で最も陽極に近い所にセットする。
2. 電流密度分布曲線をえがかせてピンホールがビーム上の直径線分上を走査するようにア-ムの長さを加減する。
3. 電流密度分布曲線をえがかせてのち、XYレコ-ダ-のY軸のみを切換えて、偏向板にかかる偏向電圧を適当なスケ-ルで示すように調整する。
4. 自動化装置を働かせたまま、積分回路に乾電池で適当な初期値を与えて、偏向電圧を適当に変化させる。偏向電圧が $V_d - I_F$ 特性のピーク値をとらえると、レコ-ダ-のペンがトラップされて動かなくなる。この時勿論、ピンホールはビーム中にあり、電流密度分布曲線のえがかれている範囲内にペンがきているものとする。そしてペンは記録紙から離れたままでこのトラップを行わしめる。トラップされたらペンを記録紙につけ、X軸を動かしていつて最確電子軌道勾配を電流密度分布曲線の上へえがいていく。ここで注意を要するのは積分器に与える初期値が大きすぎたり、積分のはやさがかはやすすぎたりすると、 $V_d - I_F$ 特性のピークを通りすぎてしまつてトラップしないときがある。初期値は0.5ボルト以下にする必要があり、また積分器の帰還抵抗をボリュームにして調節できるようにしておくて便利である。
5. ある断面上の測定が終つたら、自動上下機構の操作ボタンを押して1 cm 下の断面にて同じような測定を行なつていく。
6. 最下段の断面まで測定し終つたらもう一度最上段で測定し、ビ-ムの時間的变化がなかつたかど

$\times 10^{-3}$



図・27 最確電子軌道勾配 $\tan \theta_m$ の測定例

うかを確認する。

図 27 は自動測定装置を用いなくて測定した最確電子軌道勾配をプロットした例である。中央の $\tan\theta_m = 0$ (ビームの中心軸)の左右で $\tan\theta_m$ の符号は逆になる。図 27 は絶対値のみをプロットしたものである。

図 28 は自動測定装置を用いて測定した例である。手動で行なった測定のデータと比べると、曲線の凹凸がこまかに出て、データの詳細度が上つている。

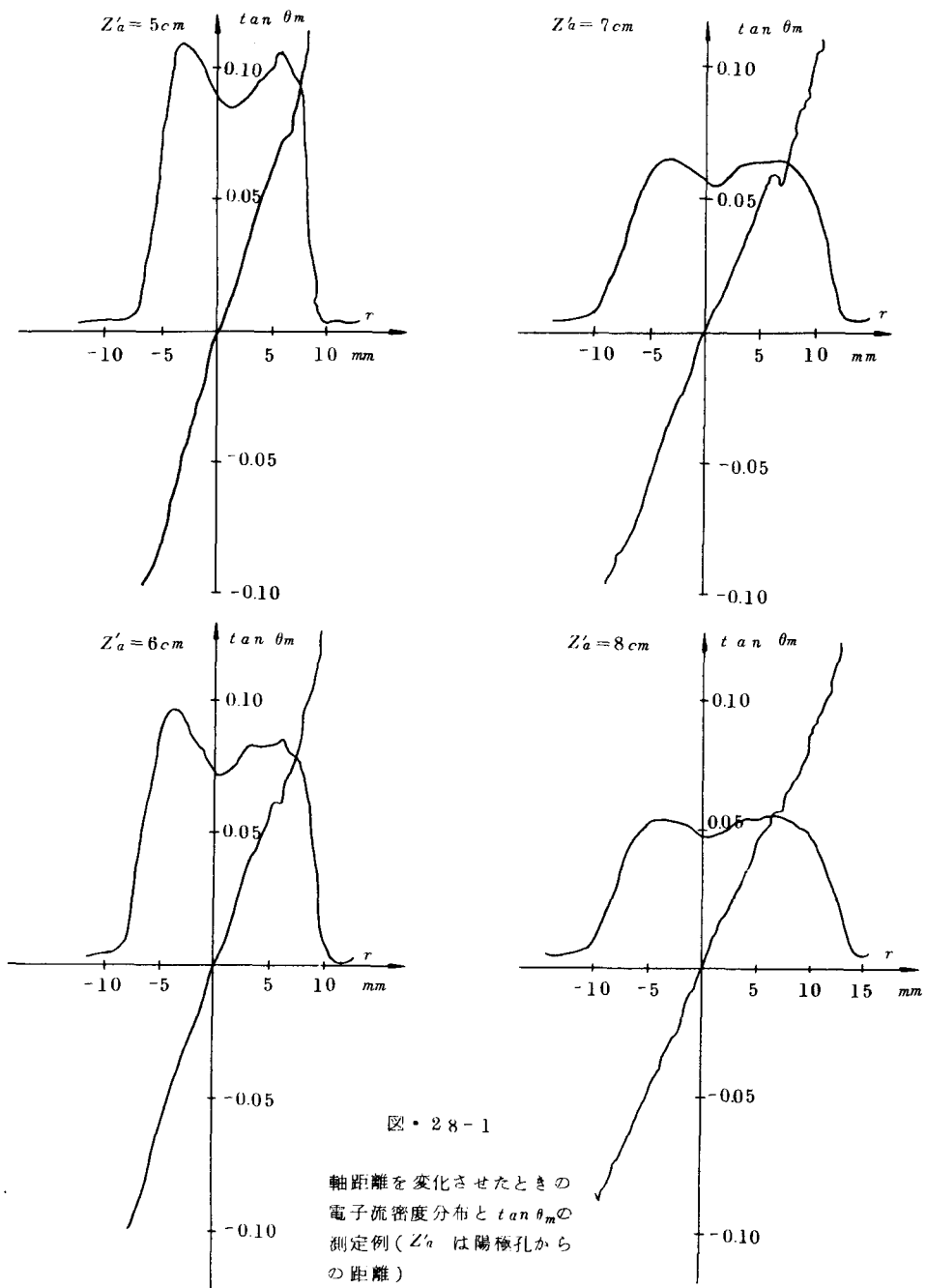
磁界レンズで電子ビームを集束したあとの断面でこの $\tan\theta_m$ を測定してみると、 $\tan\theta_m$ の曲線は図 27 や図 28 のような単調増大の曲線ではなく、途中で減少した増加するような個所があらわれてくる。図 29 がその例である。ビームはまだ集束されつつある段階なので、図 28 とは逆にビーム軸の左側が正で右側が負の軌道勾配を有しているのが判る。図 29 であらわれているような顕著な凹凸は明らかに磁界レンズの収差のためであろうと考えられる。

5.5 $Vd-I_F$ 特性

任意のビーム位置での $Vd-I_F$ 特性を測定することができる。第 3 章の図 2 がその例ではあるがこのような広範囲の Vd で測定する必要はなく、ピーク値の 10% 程度の I_F まで測定すれば充分である。図 30 は $Vd-I_F$ 特性を XY レコーダ-上で描かせた例である。この図の左上に $Vd-I_F$ 特性のとられたピンホール位置を示すために電流密度分布曲線、最確電子軌道勾配をも同時に同じ記録紙上で描かせている。

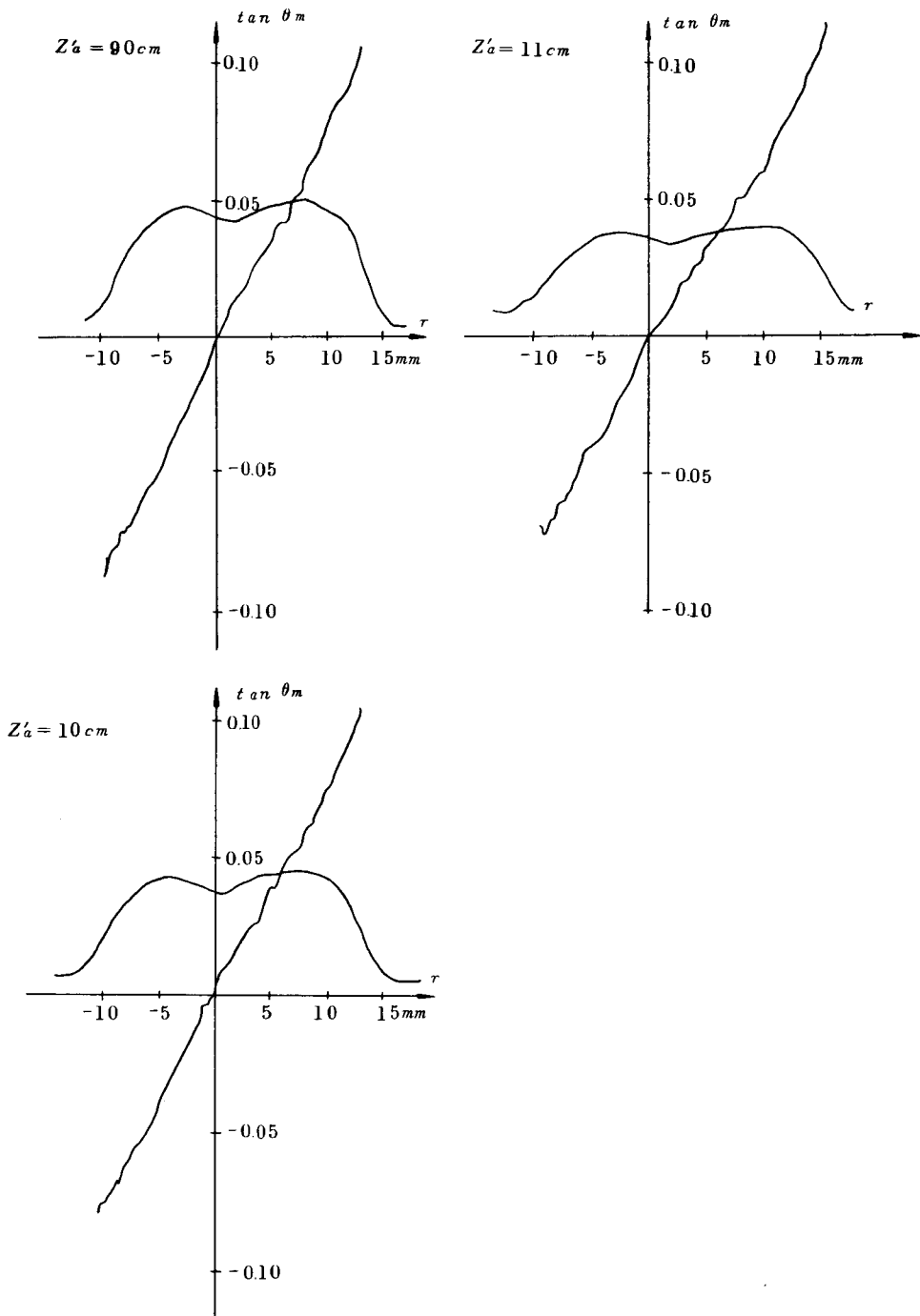
図 30 のように I_F を線形目盛でみると $Vd-I_F$ 特性は正規分布に近い形となり、対数目盛でみると図 2 や図 31 のように放物線に近い形となる。

なお図 30 において(3)と(5)を比べてみると、ピーク値においての大小はピンホールを通過する電流と I_F-Vd 特性の両者には矛盾が生じるかに見える。しかし I_F-Vd 特性の(5)のピークは(3)より小さくても曲線がよりブロードであるので、ピンホールを通過する電流が(3)より(5)の方が大きいことを十分に説明できる。



図・28-1

軸距離を変化させたときの
電子流密度分布と $\tan \theta_m$ の
測定例 ($Z'a$ は陽極孔から
の距離)



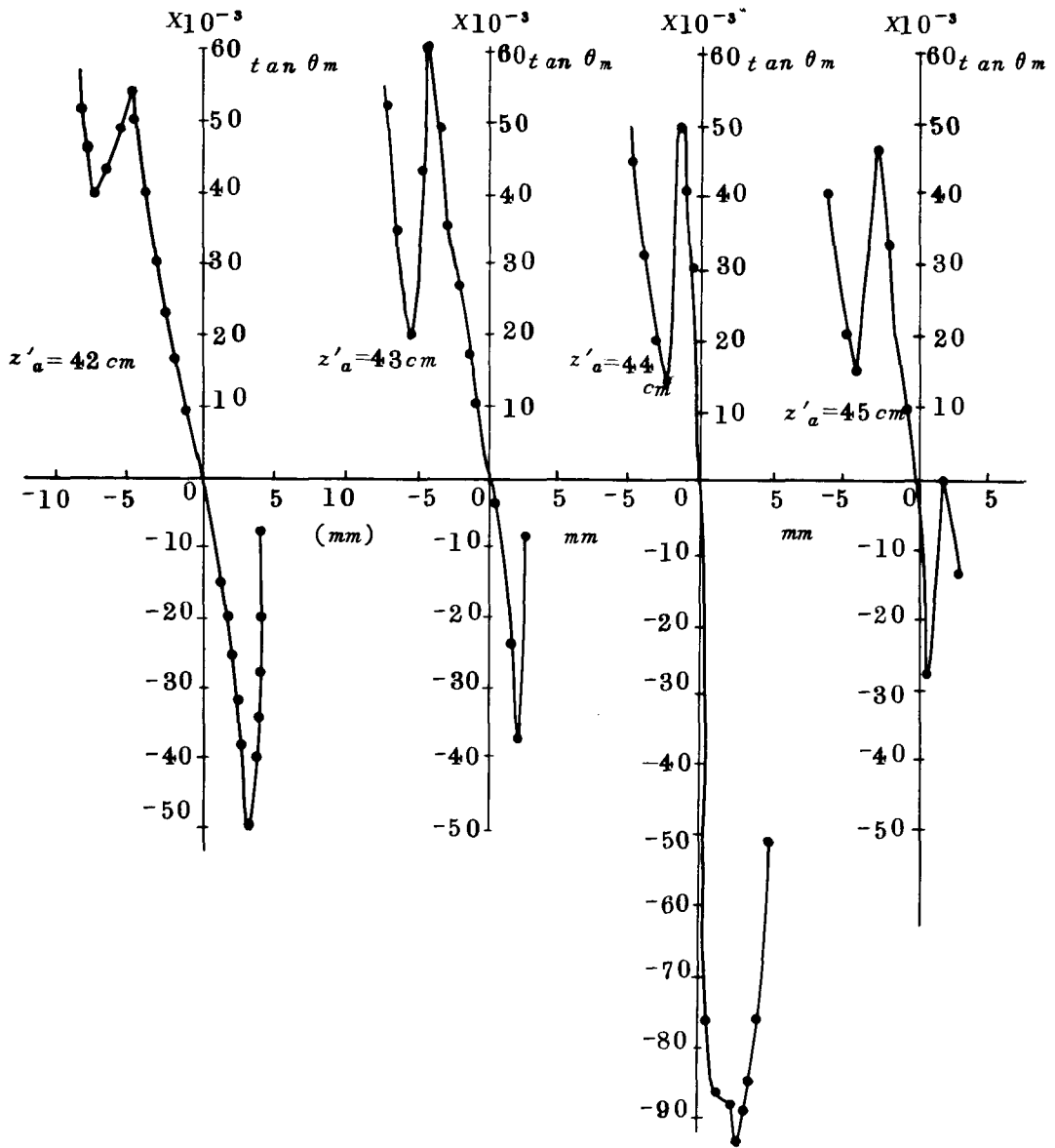
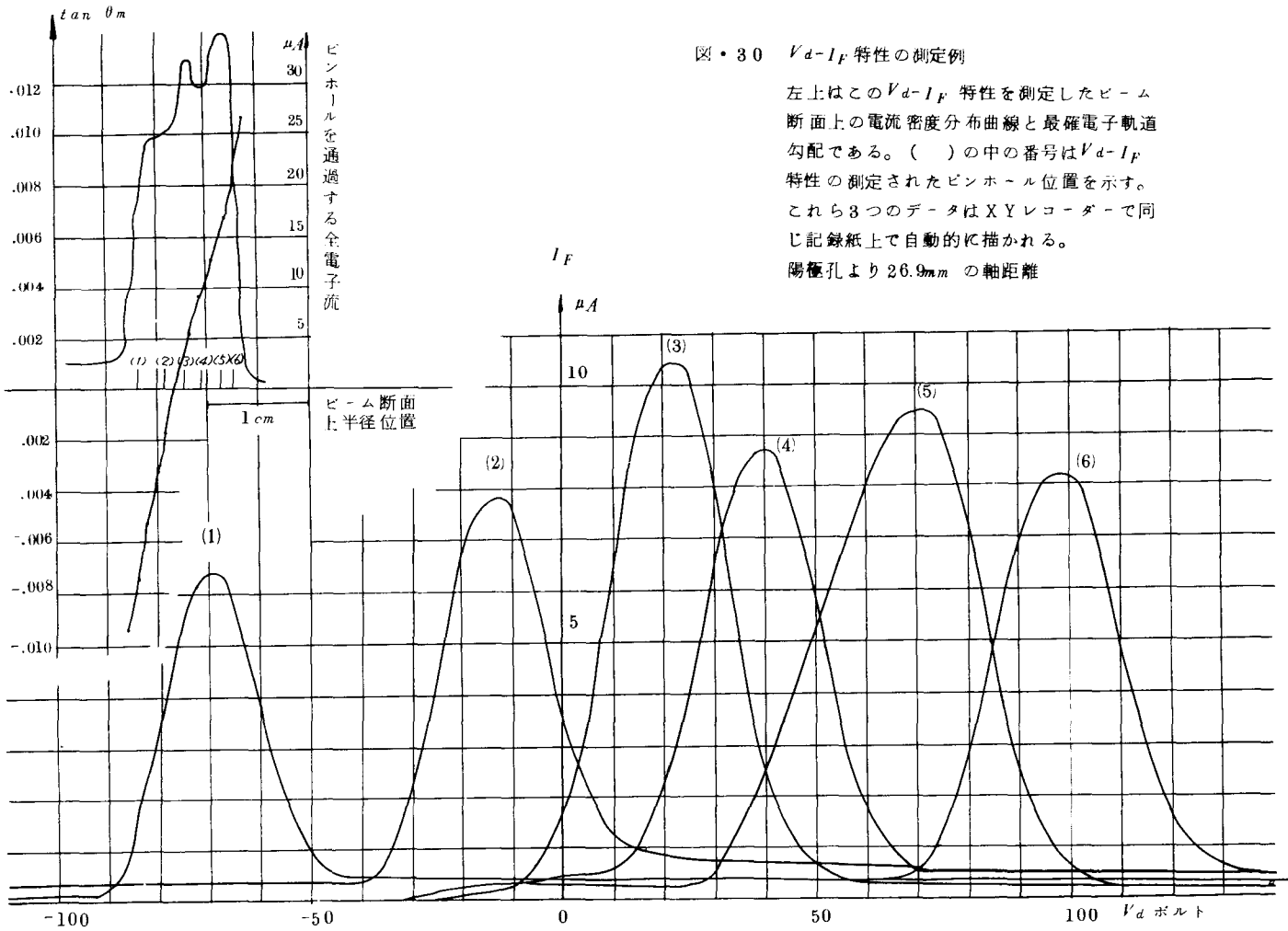


図 2.9. 電子ビームを磁界レンズで集束した後の最確電子軌道勾配曲線の例 (z'_a は陽極からの距離)

5.6 Non-laminarity の検出

第 3 章 3.2 でも述べたようにここでの Non-laminar とは normal path 同志の交叉によるものであるとする。

第 4 章 4.5 において normal path 同志が交叉してピンホールに入射してきた場合 $V_d - I_F$ 特



図・30 V_d-I_F 特性の測定例

左上はこの V_d-I_F 特性を測定したビーム断面上の電流密度分布曲線と最確電子軌道勾配である。() 中の番号は V_d-I_F 特性の測定されたピンホール位置を示す。これら3つのデータはXYレコーダーで同じ記録紙上で自動的に描かれる。陽極孔より26.9mmの軸距離

性はどのようになるかについて論述した。

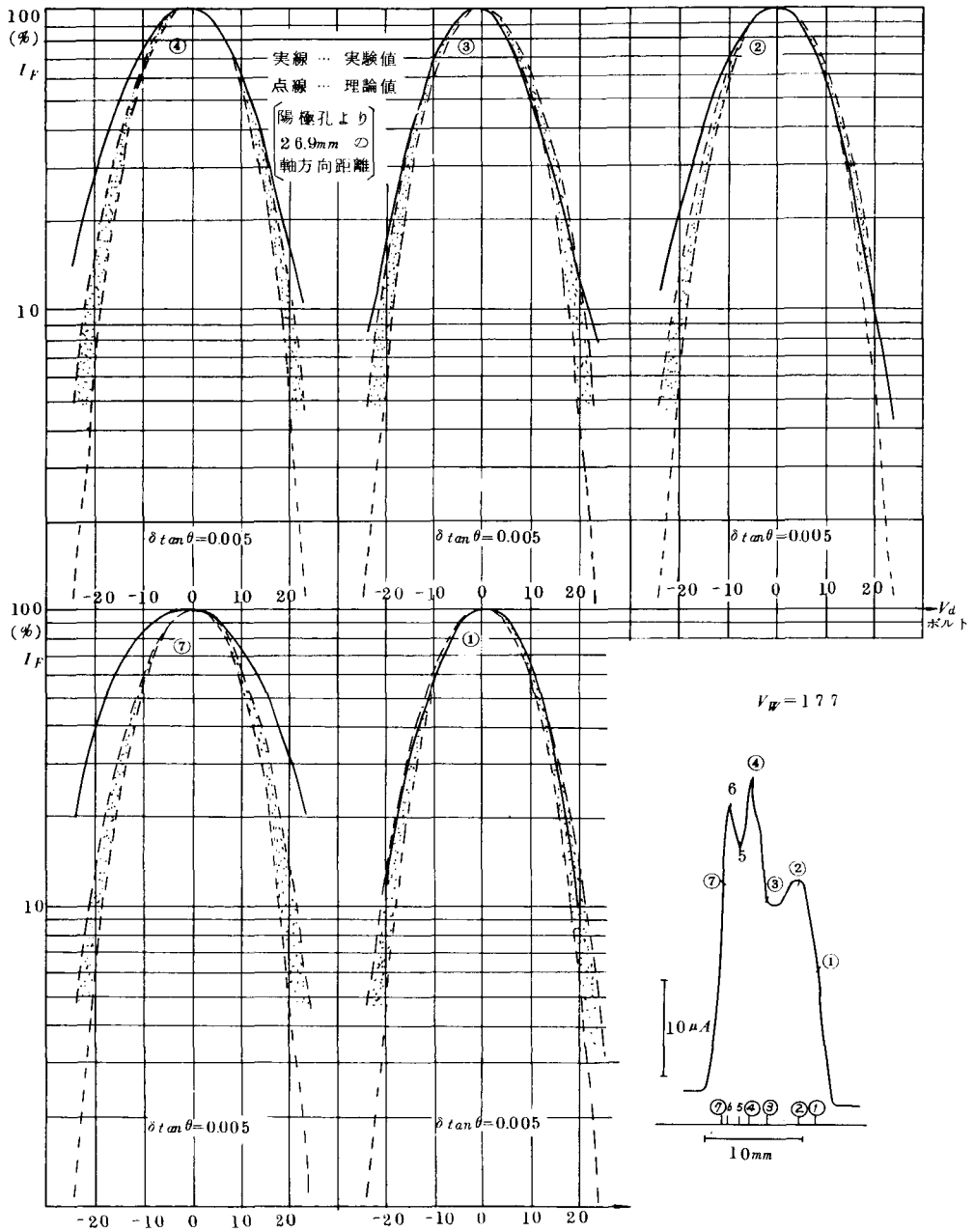
4つのケースに分けて考えたが基本的な考え方は thermal path を伴った normal path がさまざまな角度で連続的な重なり合つて入射してきているということである。すなわち Non-laminarity を電子軌道 (normal path) が離散的に交叉しているという見方をしないで連続的にある角度範囲で superpose されているのだという考え方をしている。後者は前者をより一般化したものであり、電子ビーム内の実情に即した考え方と言える。このような考え方からピンホールに入射してきている normal path の重なり角度の範囲 (4.5の(38)式の積分の上限と下限の差 $\theta_{n\beta} - \theta_{n\alpha}$) をもつて Non-laminarity の度合とする。

図31は $Vd - I_F$ 特性の実験値と normal path が1本としたときの計算値 (4.3参照) とを比較して示した例である。実験値が計算値の帯の中に入る場合と入らない場合とがある。入らない場合においては計算値よりも大であることはあつても小であることはないのである。数多くのデータを取つた結果全部について認められた。実験値が normal path が1本としたときの計算値よりも分布の幅において広がっているというこの現象は4.5で説明することができる。図32はこのことを具体的に示したものである。すなわち図32の $I_F - Vd^2$ 特性において理論値の重ね合わせの勾配を実験値の勾配に $Vd^2 < 800$ ぐらいで近づけることができる。厳密には理論曲線は近軸近似を用いているからそれからのずれを全部 nonlaminarity に帰すことはできない。しかし近軸近似がかなりよい近似になつていることは、他の面で最近の種々の実験で確かめられていることであるので少なくとも大略の現象の説明には十分であろう。

ところで図31から観察されることとして、

1. ビーム断面上の電流密度分布曲線において、ビーム端近くの極大値にピンホールを置いた処の $Vd - I_F$ 特性では、実験値曲線の方が normal path が一本としたときの計算値曲線よりもブロードになつている。
2. 上記のような電流密度分布曲線の両肩にあたるところで極大値が出ている場合、高い極大値にあたる所の方が低い方のそれにあたる所よりも実験曲線と理論曲線との差が大きい。
3. 電流密度分布曲線の中央部附近の極大点での $Vd - I_F$ 特性においては上記のような現象は少なくなる。

上のような1, 2, 3の現象は筆者の数多くの実験により一貫して認められている。これらの現象は次のように説明できる。実験曲線が理論曲線よりブロードになつている場所ではラミナ-性がくずれてきており、さまざまな角度で normal path が連続的に重なり合つているのである。1, 2 (21)(29)(13)の現象は、陽極孔のレンズ作用の収差のために caustic (集線) ができていることを示しており、3の現象はラミナ-性がくずれて電流密度が極大になつているのではなく、CutlerとHinesが



図・31-1 $V_d - I_F$ 特性の実験値と単一入射角度の理論値。

○の中の番号は右下の電流密度分布曲線上でのビーム位置の対応関係を示す。理論値が帯状で示されていることと $\delta \tan \theta$ については第6章6.5を参照のこと。

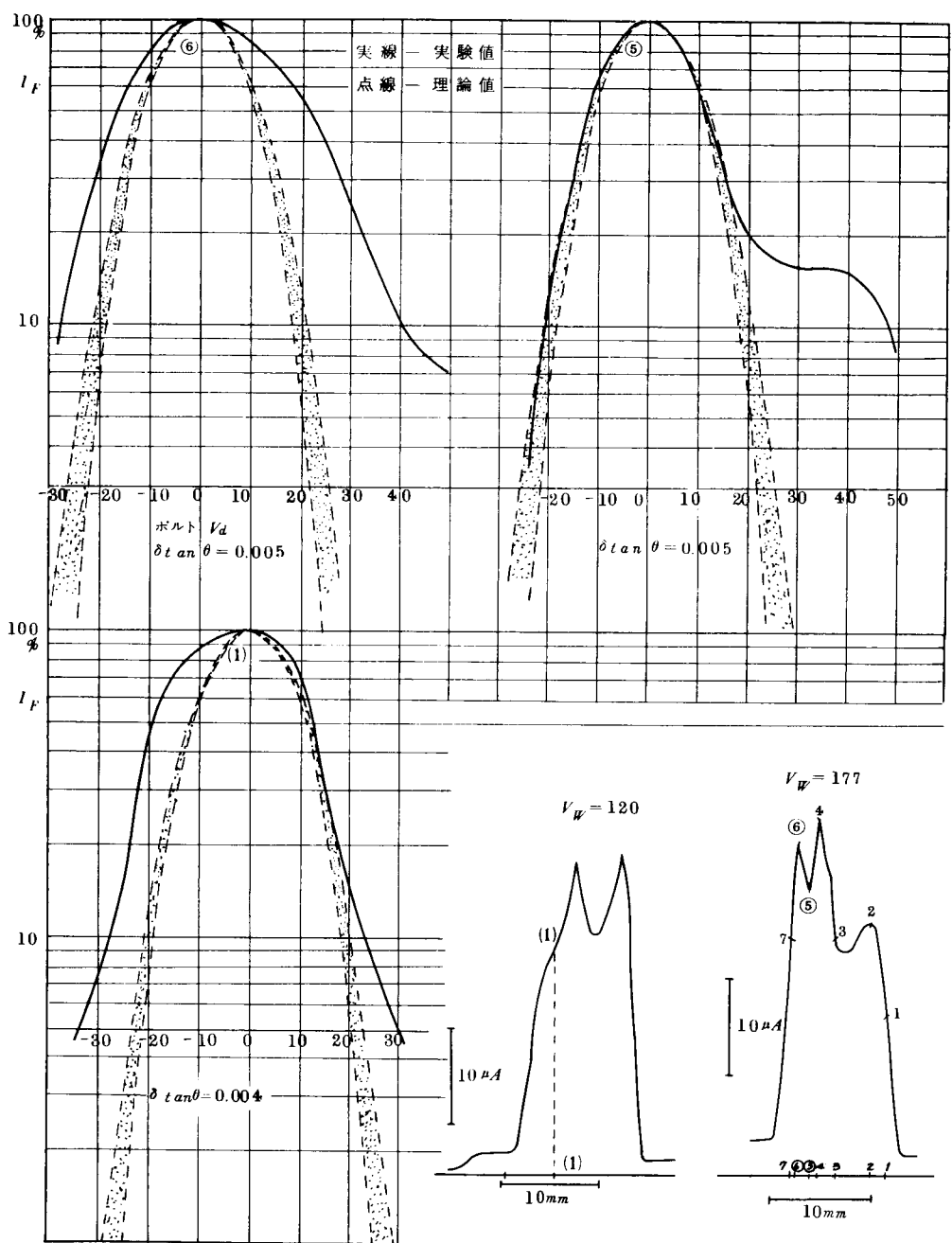
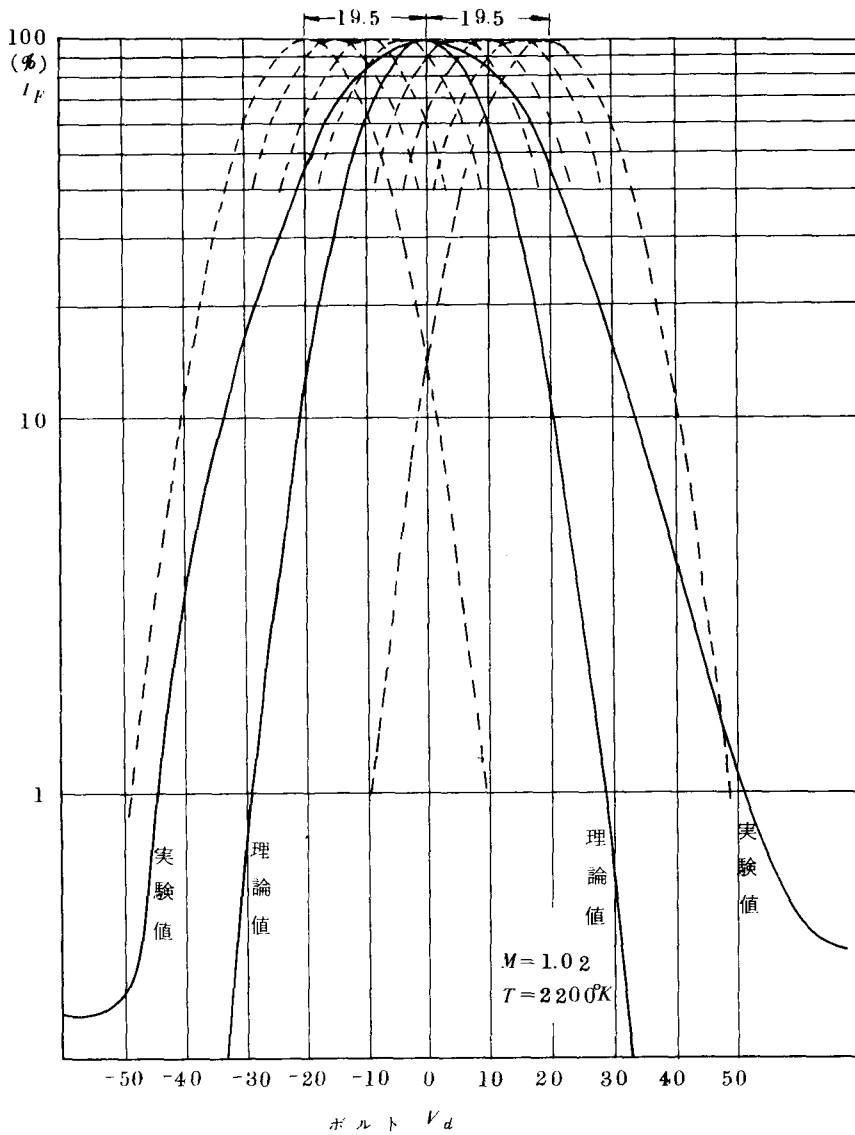
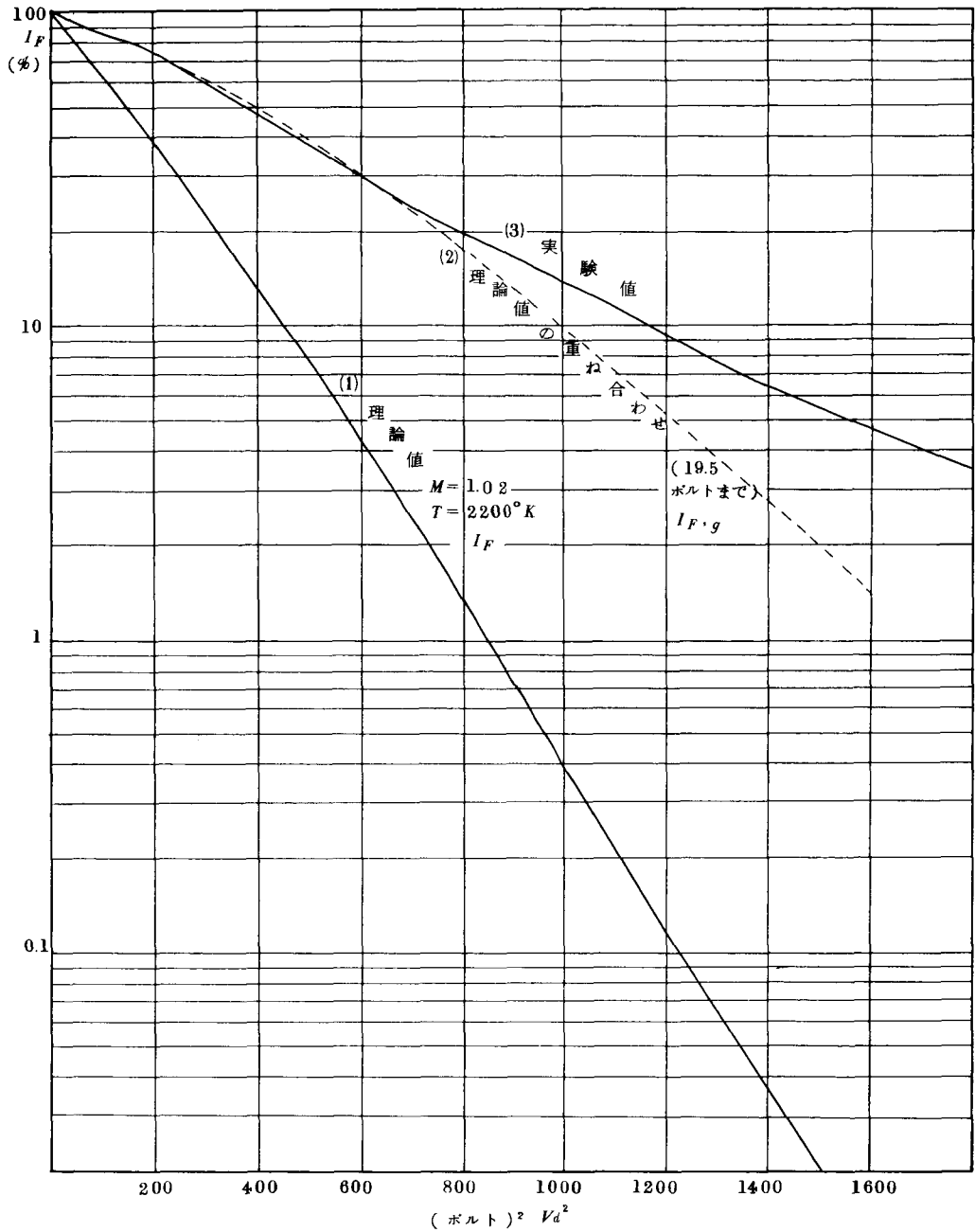


図 • 31 - 2



図・32-1 単一入射角の理論値曲線をある角度範囲で連続的に重ね合わせると実験値曲線に近づけることができる。この方法は4.6のケース(i)に基づいており、(38a)式において θ_{na} 、 $\theta_{n\beta}$ がそれぞれ-19.5、19.5ボルトに対応する角度である。(-0.0195 および 0.0195 ラジアン)。〔陽極孔より26.9mmの軸距離での理論値および実験値である〕



図・32-2 前項の V_d-I_F 特性を横軸を V_d^2 として示した図。

(1)のような単一人射角の理論値曲線を角度幅 ± 19.5 ボルトで連続的に重ね合わせると(2)のような曲線となり、実験値曲線(3)に近い曲線を得ることができる。 ± 19.5 ボルトは ± 0.0195 ラジアンに相当。

指摘しているようにイオン中和の影響のために電流密度が極大となつていと説明できる。⁽²¹⁾

Non-laminarity の度合すなわち重なり角度範囲は図32 で示したように検出できる。

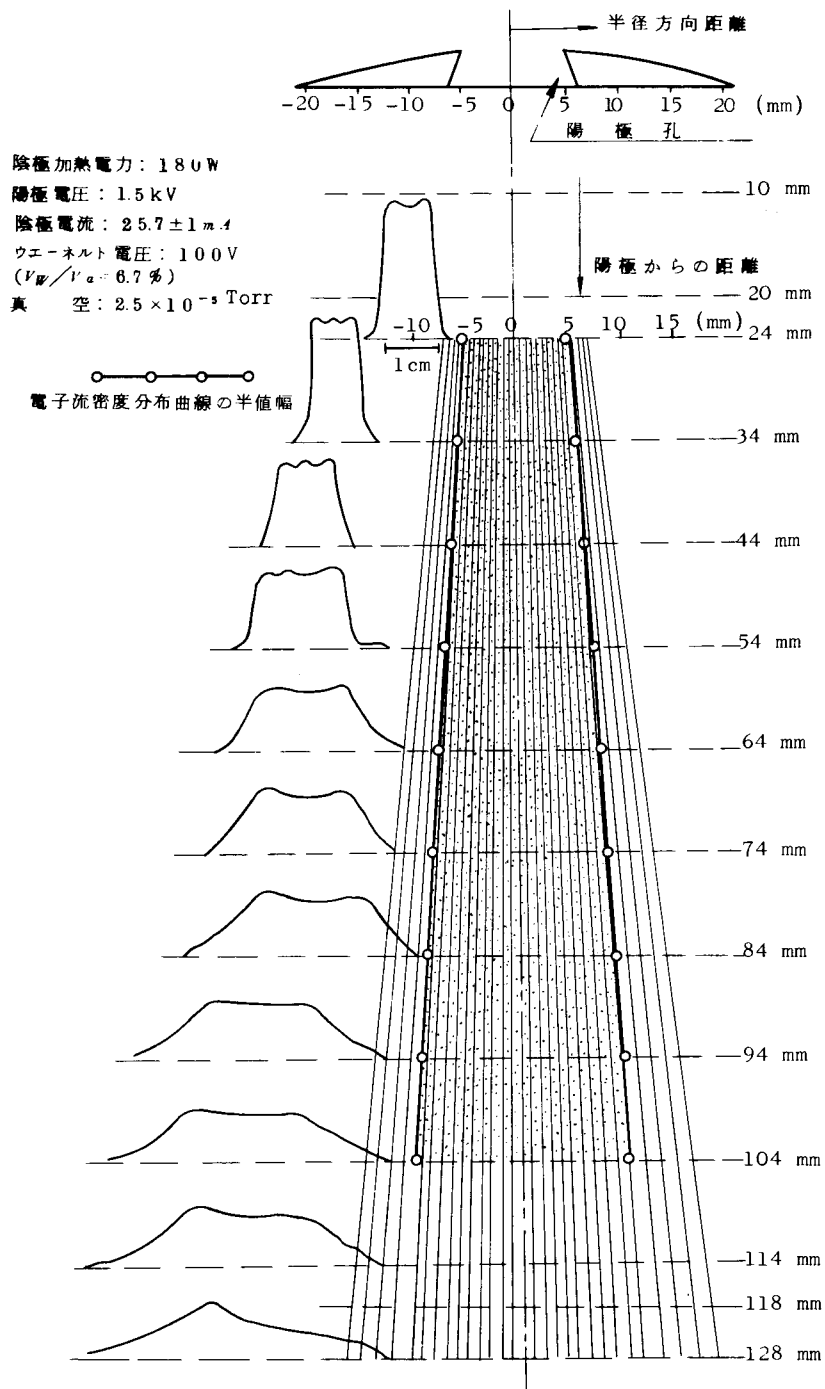
なお、この Non-laminarity の測定には分解能といったものがある。このことについては第6章6.4で詳述する。

5.7 電子流線の作図

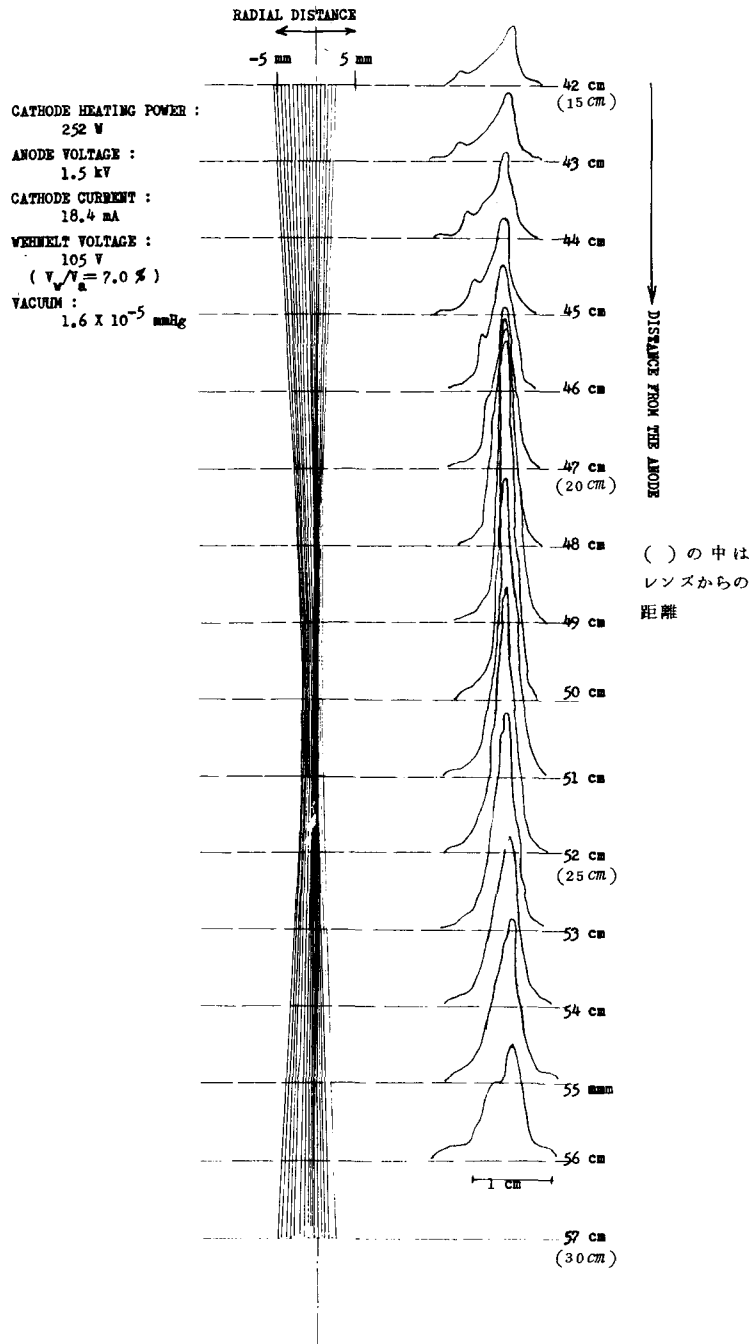
図29や図30のように電子軌道の最確勾配の半径位置に対する曲線がビーム軸の1cm間隔に判ると、このデータをもとにして、速度ベクトルをつなぎ合わせていく要領で電子流線を追跡し、作図することができる。縦軸と横軸を同じスケールで作図すると折角の最確電子軌道勾配のデータの詳細を生かすことができなないので、横軸を縦軸の5倍ほどに拡大して作図するとよい。また縦軸は実際の2倍以上の尺度であらわすとよい。図33はこのようにして作図した結果を、見易いように縦軸、横軸同じ倍率になおしたものの一例である。各断面における電流密度分布曲線をも同時に記入し、その曲線の半値幅（ビーム半径に対応させている）を○印で電子流線の作図の中に示している。電子流線とこの半値幅曲線とはよく対応しながら変化していることが判る。

磁界レンズを用いて集束したビームについても同様な作図を行なつたが、図34はその例である。電子銃の時間的な特性変化がレンズのために拡大されて電子流線の時間的変動となつてあらわれるので（詳細は5.8の脚註2)参照）陽極孔直後からの電子ビームの作図結果よりも詳細さは失われやすい。

磁界レンズで集束した場合には図34からも判るように電子銃の軸と磁界レンズの軸とが合わないところから電子流密度分布曲線は矩形分布からはずれてくること、および非対称性の著しいことが判る。



図・33 電子流線の追距結果と電子流密度分布曲線の一例



図・34 磁界レンズで集束したビームの電子流線の追跡結果と電子流密度分布曲線の一例

5.8 測定結果に対する総合的判定と考察

ある供試電子銃についての測定結果から、この電子銃に対して総合的に判定をなし、どのような欠点と改良すべき点があるかを考察しなければならない。その前にデータの分析を行う。本章に述べた測定例については、判定と考察をも一緒にのべると次のようになる。

1. 図24の陽極電圧対ビーム電流特性で注目すべきは主陰極に与える加熱電力を大にするほどバービアンスが大きくなっていくことである。

原因は熱膨張のために陰極が陽極側にせり出し、陰極陽極間の距離が縮まるためであろうと考えられる。副陰極と主陰極の間の特性からも同様の現象が見出され、特にフィラメントが時間的経過とともに主陰極側へたれ下がり陰極加熱電力が次第に大きくなっていくことが認められた。

2. 図24で陽極電圧の低い所でビーム電流が3/2乗則からずれて多くなっている。陰極以外からの熱電子放出が考えられる。
3. 図25からは陽極電圧を大きくするにつれて、 V_w/V_a の適当値は小さい方に移動する。このことから陽極電圧大となるにつれて主陰極の端部に部分飽和があらわれて次第に空間電荷制限領域からはずれてくることが考えられる。
4. 図26から判るように、ウエーネルト電位を適正值（脚註1参照）より小さくすると3電極系によるレンズ効果が生じ分布曲線が尖がってくる。
5. 図26，図31，5.6で述べたことから判るように陽極孔の影響が著しくあらわれている。
6. 図34，5.7でも述べたように、磁界レンズと電子銃の軸のずれがある。
7. 電源電圧の変動が、磁界レンズを通つたあとの電子ビームに大きな影響を与えている。
（脚註2参照）
8. 5.6および第2編第3章でも述べるように真空度のよくないことのために正イオンの空間電荷中和の影響がある。

~~~~~

### \* 脚註(1)

設計された陰極とウエーネルト間の距離に対しては、正常なピアース形電子銃として動作させるためにある電位 $V_w$ がきまる。しかし動作中には熱によつてこの間隔が移動するのでこの $V_w$ の値も変る。この $V_w$ の時に電子銃は最もピアース形電子銃に近い動作をする。具体的には電流密度分布が最も矩形分布に近くなるような値である。このときの $V_w/V_a$ を適正值と呼ぶことにする。

### \* 脚註(2)

この理由はレンズに入射するときの電子軌道の入射角度がわずかの時間的変動を受けていても

レンズを通つたあとではそれが拡大されてあらわれるということである。これは加速電圧の時間的変動がレンズの焦点距離の変動をもたらしているため（焦点距離は加速電圧によつて変る）、レンズのない場合に比べて二重の影響を電子ビーム与えているためである。ほかにビームの走路長が長くなつているために、拡散ポンプの油の突沸によるイオンの影響がレンズのない場合に比べると大きいこともある。磁界レンズの励磁電流の変動は記録器による調査では無視できるものであつた。

以上のようにいろいろの因子がこの供試電子銃の特性に影響を与えていることが判る。これらの因子については第6章6.2でまとめて列記してあるが、この電子銃については特に、熱膨張による電極の変形、正イオンの効果の影響が著しい。データには特に記してないが、陰極の電子放出面の傾斜、陽極と陰極の相対的な傾き、などがこの電子銃に著しいことが判つた。これらのことについては第2編で詳しく取扱つている。

## 5.9 結 言

本章においては本ビームアナライザ-を用いての測定方法と測定例について示した。本ビームアナライザ-で測定できる電子ビームの特性はビーム軸に直角な任意の断面内の電子流密度分布曲線と、最確電子軌道勾配の曲線、また任意の点での偏向電圧対アラデー-ケ-ージ電流特性である。いずれも試作した装置を用いてXYレコ-ダ-上にえがかせることができる。これらのデータをもとにして電子流線の追跡作図とNon-laminarityの検出ができることを示した。陽極孔を出たすぐあとの電子ビームについてと磁界レンズによつて集束された電子ビームについて測定例と作図および検出例を述べた。これらの資料から得られた情報は5.8に列記したとおりである。これらのうち熱による電極の変形と真空度の低下による正イオンの空間電荷中和の影響については第2編で定量的に取扱う。

Non-laminarityの検出は第4章における理論を用いて行なつたもので第6章、第2編において更に詳しく述べるつもりである。

## 第6章 本ビームアナライザ-の応用方法と性能の限界について

### 6.1 序 言

これまでの章においては本ビームアナライザ-が従来のビームアナライザ-に比して秀れた点、測定理論、測定方法、測定例についてのべてきた。しかしこのアナライザ-を実際の電子銃の設計にどのように役立てるかについて明らかにしていないので本章ではまずこのことについて述べる。またこのアナライザ-は全ての電子ビームに対して同じような性能を発揮するものではなく対象とする電子ビームの電氣的幾何学的特性によつて性能が左右される。本章ではこの点を取りあげて性能の限界について述べ、性能向上のために改良すべきところ、対象とする電子ビームによつてどのような対策を施せばよいかについて述べる。

6.2では応用方法について述べビームアナライザ-のあり方について明らかにする。6.3, 6.4, 6.5では最確電子軌道勾配, 電子流線, Non-laminarity の度合のそれぞれに伴う誤差や不確からしさについて述べる。特に6.4においてはthermal pathを伴つたnormal pathがnormal path同志で重なり合つて交叉しながらピンホールに入射してきた場合、測定誤差とは根本的に異なる不確からしさがあることを述べる。6.6においては6.3から6.5で述べてきたことをもとにして本ビームアナライザ-の性能を向上させ、応用範囲を拡げるにはどのような点を改良すべきかについて検討し、技術的な問題との接点を明らかにする。

### 6.2 電子銃研究への本ビームアナライザ-の応用方法

本ビームアナライザ-はより性能のよい電子銃を設計するための資料を提供するものであることを主張したが、ここでは実際にどのような手順でその役割をはたせるかについて述べる。普通電子銃とはレンズ系(磁界レンズ, 静電レンズ)を含まないものを言うが、これらを含めたビーム形成装置全体を対象とする場合も考えられるから、ここでいう電子銃とはこの広義の意味を持つと解釈してもよいことにする。

ビームアナライザ-の使用方法には大別して次の2通りがあると考えられる。

1. ある特定の定格または仕様の電子銃を設計するために用いる。
2. 電子銃一般、またはある種類に属する電子銃群(例えば平行平板間の空間電荷制限電流より取つたピア-ス形電子銃)を対象し、それらに共通する資料を得ようとする場合。

上のおおのの使用方法に対してまた次の2通りが考えられる。

- A. ビームアナライザ-による測定結果のみを資料として用いる場合。
- B. 他の装置(電解槽, 抵抗回路網アナログ, デジタル電子計算機など)と組合せて用いる場合。

1.の方法はR. D. Frost<sup>(24)</sup>が提唱する使用方法で、ある性能を要求する電子銃を得ようとする場合に、Cut and Try 方式でその性能に近づけていくというやり方である。ブロックダイアグラムで示すと図35のようになる。

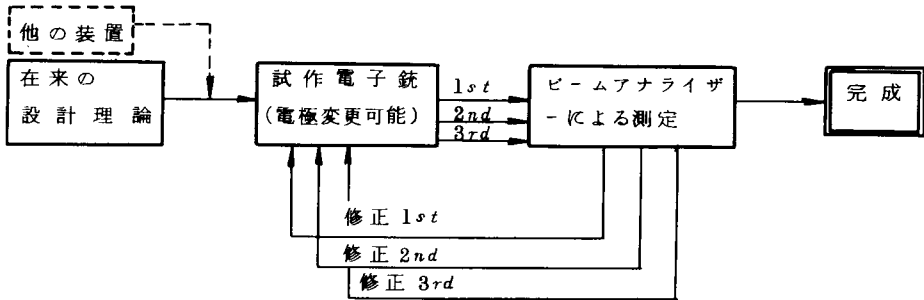
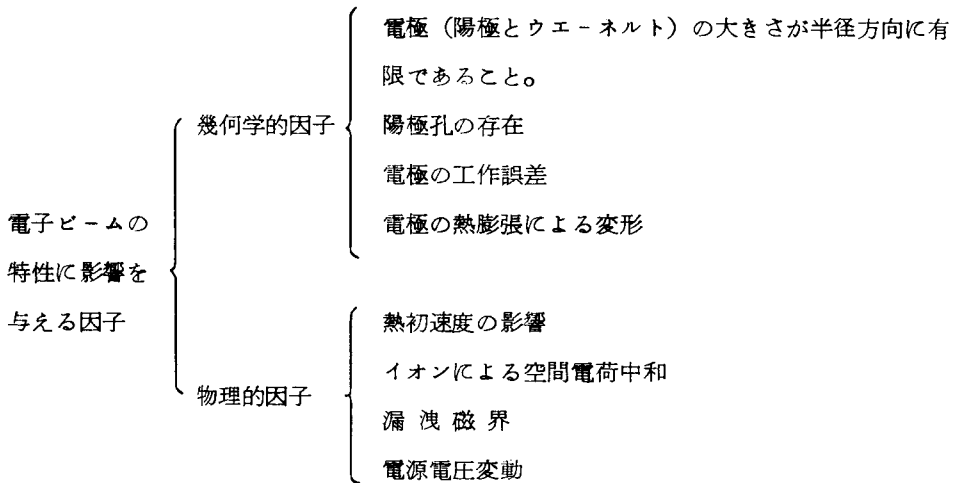


図35. ビームアナライザの応用方法1のブロックダイアグラム

2.としては(イ)従来の設計理論，他の装置，理論的解析のなかで総合的に含まれ得なかつた因子を検出する。(ロ)その因子の影響を定量的に掘み従来の設計方法にフィードバックしてやる。の2段階があると考えられる。ここにおける因子とは例をピアース形電子銃にとれば次のものが上げられる。



ビームアナライザで測定する電子ビームはこれら全部の因子の影響を受けているものを考えねばならないからある特定の因子の影響がどれだけであるかを分離して知ることはできない。それで理論的な計算や他の装置との併用で行う。図36はこの場合の方法をブロックダイアグラムで示したものである。

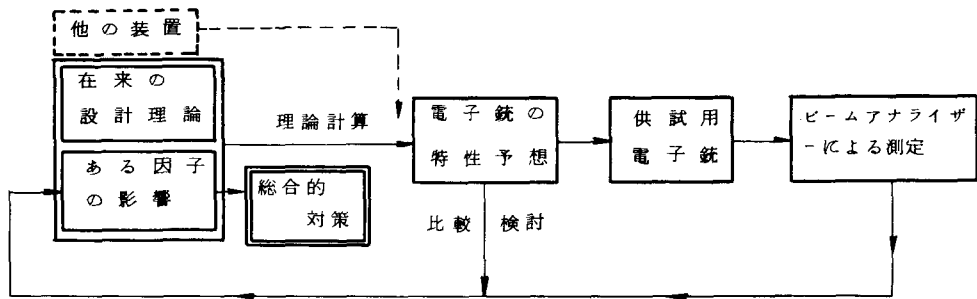


図3.6. ビームアナライザ-の使用法2.のブロックダイアグラム

この場合に重要なのは理論計算においてあるタイプの電子銃によくあてはまる一般性のあるモデルを採用すべきことである。またある因子の影響の度合を知りたいのであるから、その因子独自の計測方法（例えば電極の移動度、また真空度などの計測方法）を確立させておくことが大切である。

本論文第2編におけるビームアナライザ-の広用法はこの2の方法によるものである。

### 6.3 最確電子軌道勾配の測定に伴う誤差

第3章3.3で述べたように最確電子軌道勾配  $\tan \theta_m$  は図2および図30のような  $Vd-I_F$  特性のピークにおける  $Vd$  から(1)式によつて求まる。この  $\tan \theta_m$  の測定にはある誤差が伴うが、それには次のような因子が作用しているものと考えられる。

1.  $Vd-I_F$  特性のピーク附近の尖鋭度。
2.  $I_F$  の時間的変動。これには電子ビームまたは電子銃自身の時間的な変動が原因となっている。
3.  $I_F$  の測定精度。
4.  $Vd$  の測定精度。

1.の因子は第4章4.3の  $Vd-I_F$  特性の理論計算からも判るように、ビームアナライザ-のピンホルルの大きさ、偏向板の  $d/L$ 、スリット幅が大きき原因となっている。特に試作したビームアナライザ-においてはスリット幅の影響の大きいことが図13(b)からも判る。

この1~4の因子を含めた誤差の量をみつめるmeasureとして  $Vd-I_F$  特性の90%減値幅  $\Delta Vd_{90}$  を採用する。その理由は

1.  $I_F$  の測定誤差が最大 5% におさえ得ること。
2.  $I_F$  の時間的変動が電子ビーム測定時間内において ± 5% 以内におさえ得ること。
3.  $V_d$  の測定精度を ± 0.5 V 以内に押え得、1, 2, 3 の因子に比べれば省略してもよいこと。

この  $\Delta V_{d,90}$  は第 5 章で述べた供試電子銃を試作ビームアナライザで測定したデータからすると  $\tan \theta_m$  の誤差範囲 ± 0.0015 ~ ± 0.003 となる。ただし磁界レンズで集束した電子ビームを測定するとき、ビームの細くなっているところではこれらの値より大きな誤差を伴う。

#### 6.4 電子流線の決定に伴う不確定性

第 4 章 4.5 で述べたようにピンホールに入射する電子はいろいろな姿態をもっている。しかしここで共通する考え方は thermal path を伴って normal path がさまざまな角度で連続的に重なり合つて入射しているということである。thermal path を伴った単一の入射角を持った normal path のみが入射してきていれば最確電子軌道勾配をもつて電子流線の勾配と決定できるであろうが、実際にはどうしてもこのように単純には考えることができず上記のような重ね合わせが起つていると考えねばならない。

この場合、重ね合わせの生じている角度範囲だけ電子流線の勾配の決定には不確からしさを有しているとみななければならない。これは 6.3 で述べた測定誤差とは質を異にするものであつて、ビームアナライザの寸法 (例えばピンホール, スリットの大きさ, 偏向板の  $d/L$ ) に関係なく、電子ビームの特性そのものに起因するものである。この不確からしさをあらわす量として第 5 章 5.6 における重ね合わせ角度の範囲をとることとする。この量は勿論は Non-laminarity の度合と数値的に一致する。

#### 6.5 Non-laminarity の度合の検出に伴う誤差

第 5 章 5.6 で述べたように単一入射角を仮定した  $V_d - I_F$  特性の理論値と実験値とを比較することにより重ね合わせの角度を検出し Non-laminarity の度合を知ることができる。しかしある角度 (最小角度) より小さな角度を検出することはできない。その主な原因はビーム倍率として、近似的な方法で得た実験値を用いているために生じる。第 4 章 4.6 で述べたように  $M$  はある幅をもつた値として表現しなければならないが、この  $M$  を用いて単一入射角の  $V_d - I_F$  特性の理論値を図 3-1-1, -2 のようにプロットするときある幅をもつた帯状のものとして表現せねばならない。しかもこの帯の中に真の  $M$  の値に相当するものが入っているかどうかは 4.5 で述べた 4 つのケースによつてちがう。この帯のために検出し得る最小角度が生じるのである。この帯の幅を偏向電圧に換算したものを図 3-7 のように  $\delta V_d$  とおくとこの  $\delta V_d$  が小さい場合には単一入射角の理論値を実験値との間の差異はこまかい所まで識別できるのであるが、大きい場合には万一重ね合わせが生じていてもこの  $\delta V_d$  に隠されてしまい、検出され得ない。 $\delta V_d$  より大きな差異があつてはじめてこの差異が検出され得

るのである。この  $\delta V_d$  を次式にしたがつて入射角の幅  $\delta \tan \theta$  に換算したものが Non-laminarity の検出の際の誤差である。

$$\delta \tan \theta = \frac{1}{4} \frac{L_{eff}}{d} \cdot \frac{\delta V_d}{V_a} \quad (41)$$

$\delta \tan \theta$  の具体的な数値例は第 5 章 5.6 におけるデータ例図 38 において示してある。大略 0.004 ~ 0.005 位の値となつている。

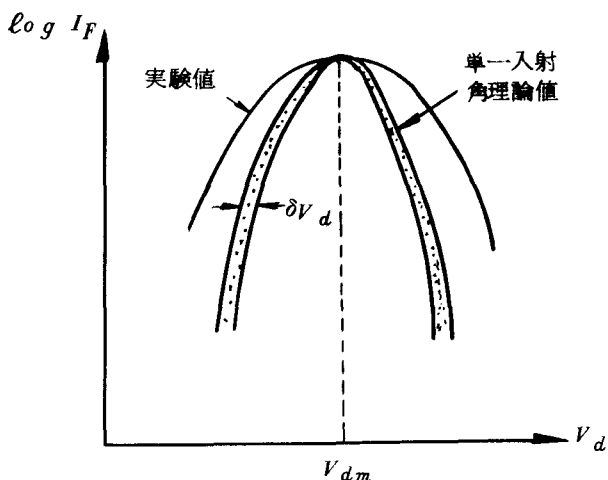


図 37. ある幅をもつた  $M$  を用いているために  $V_d - I_F$  理論値 (単一入射角) は帯状に表現せねばならない。

#### 6.6 本ビームアナライザの性能向上のための改良点と技術的問題

6.2 から 6.5 で述べてきたことから、本アナライザでは  $V_d - I_F$  特性をより尖鋭なものにすることが性能向上のための鍵であることが判る。勿論、 $V_d - I_F$  特性の尖鋭度は熱初速度分布の影響のために限界があるのであるが、その限界に到達し得るまで、ビームアナライザの諸元を改良するという意味である。加速電圧  $V_a$  を大きくすることにより、 $V_d - I_F$  特性は同じ陰極温度にて尖鋭なものにすることもできる。かような意味である。

第 4 章での計算結果 (31a) 式, (30) 式, (16) 式や図 12 から次のようなことを行えばよいことが判る。

1. 偏向用平行平板の間隔に対する長さの比  $L/d$  を大きくする。
2. 加速電圧を大きくして使用する。(前述の意味において)
3. ピンホールの径, スリットの幅をせまくする。

上の 3 つの事柄はどこまでも可能という訳にはいかず、それぞれに制限がある。

1. に対しては  $L/d$  を大きくしすぎると軸道勾配の測定範囲がせばめられてしまうという制限がある。ピンホールに入射し、スリットを通過し得る最大の入射角は

$$\theta_w \doteq \frac{2d}{L} \quad (42)$$

で与えられる。したがつて  $L/d$  を大きくして測定精度を増そうとすれば測定範囲がせまくなる。しかしこれは次のような工夫により克服できる。 $L$  が同じで  $d$  の少しずつ異なる幾つかの偏向板を用意しておき、発散角または収束角の小さなビームを対象とするときは測定範囲はせまくても測定精度を

上げたいのであるから  $d$  の小さな偏向板をビームアナライザ-にはめ込み、発散角または収束角の大きいビームを対象として測定範囲を広げたい時は  $d$  の大きな偏向板をはめこめばよい。すなわち測定の目的に応じて適当な偏向電極をはめこめばよい。

2. に対してはピンホールを有するサンプリング板が加熱されて変形または熔融するという限界がある。サンプリング板は本アナライザ-ではモリブデンを用いているが(厚さ 1mm)、経済的に許される限り、もつと厚いタングステン板を用いればよい。しかし  $V_a$  と陰極温度  $T$  の間のスクーリングが確立されれば設計値以上に加速電圧を上げなくてもよいであろう。

3. に対しては加工技術、工作精度の問題がある。

ビームアナライザ-自身の製作の際の工作精度を上げることが、性能向上のための重要な要素であるそれには、

- 4. ビームアナライザ-の構成部分そのものの工作誤差を少なくする。
- 5. マウンティングの際の寸法のずれを極力抑えること。特にピンホールとスリットの中心を結ぶ直線が平行平板でなければならない。

4., 5. に共通に重要な壁となるのはアルミナ絶縁物の工作精度である。これさえよくできれば 4., 5. ともに改善されるはずである。

## 6.7 結 言

本章において述べたことを総括すると、

1. 電子ビームアナライザ-の応用方法について大別して2通りあり、1つは電子銃一般に共通して使える資料を得ようとするものであり、1つはある特定の性能の電子銃を得るために直接のよりどころとして用いるものである。前者は理論計算や他の装置と組み合わせ用いると多大の効果を発輝する。後者は単独で用いて十分に効果を上げることができるもので今後の電子銃設計の新しい方向を示すものであらうと考えられる。
2. 最確電子軌道勾配  $\tan \theta_m$  の測定誤差は  $Vd - I_F$  特性の尖鋭度により左右される。これはビームアナライザ-の寸法、特にスリットの幅が大きな因子となつている。本アナライザ-の寸法では  $\pm 0.0015 \sim \pm 0.03$  位の誤差となる。
3. 電子流線の決定に対して電子ビームの特性そのものに起因する不確定性が伴う。これは thermal path を伴つた normal path がある範囲に連続的に交叉し重ね合わされているためである。  
ビームアナライザ-自身の特性には関係のない量で、この重ね合わせの量が不確定性を示す量である。数値的に Non-laminarty の度合と一致する。
4. Non-laminarty の度合の検出には電子ビーム倍率  $M$  に由来する誤差が附随する。これは実



験値曲線と比較する単一normal path の理論値曲線に純粋理論値 $M$ を代入できず、電流密度の測定結果より得られた近似値を用いるために生ずる。軌道勾配に換算して0.004～0.005の値となる。

5. 本ビームアナライザ-の改良すべき点として、測定する電子ビ-ムの寸法に応じて偏向板の $L/d$ をかえてやること、ピンホール、スリットの寸法をできるだけ小さくすること、サンプリング板を耐熔融性で厚いものにして高加速電圧で測定できるようにすることなどである。またビ-ムアナライザ-の構成部品の寸法公差を少なくし、軸合わせの面においても厳密なものを作ることが必要である。

以上のようにビ-ムアナライザ-は動作中の電子ビ-ムを対象としているため、その測定誤差は電子ビ-ム自身の特性によつても大きくなつたり小さくなつたりする面がある。抵抗回路網による電子軌道の追跡のように条件が単純化され、理想化されているのは異なり、性能に影響を与える因子が多くあるのが特徴である。

しかし実際に動作中の電子ビ-ムを対象としている事自体に意義があり、抵抗回路網シミュレータ-による電子軌道などでは得られない資料が多く取れるという点で存在価値のあるものである。6.2でも述べたような応用方法があるが、特に抵抗回路網による電子軌道と本アナライザ-による電子軌道とを比較検討することが、電子銃設計の資料を得る面で非常に有効な方法と考えられる。

本ビ-ムアナライザ-からは第1章から述べてきたようにある電子ビ-ムから電子流密度と電子軌道勾配の2つの独立した量を測定することができるのであるが、この2つの量の間には当然ある密接な関係があり、ビ-ムアナライザ-から得られたデータにもこのことが反映されていなければならない筈である。測定された電子流密度と、作図された電子流線との間の対応関係を調査することは、このビ-ムアナライザ-の存在価値をより高めることから、また電子ビ-ム内部をより詳しく調査するという面からも非常に興味ある問題である。今後に残された課題である。

## 第 7 章 結 論

本編第 2 章より第 6 章までにおいて筆者によつて設計され、試作された新しい形式のビームアナライザ-について従来のビームアナライザ-との比較、原理、測定理論、測定方法と測定例、応用方法、性能の評価にわたつて研究成果を述べてきた。それぞれの章の結言において総括を行なつていたので本章では本編で得られた結果を特に重要なものから取り上げて大局的立場から論ずることとする。

本ビームアナライザ-の特徴は電子流線の追跡作図ができるということと Non-laminarity の検出ができることであるが、これらは供試電子銃を測定することにより充分に生かされた。特に Non-laminarity に関する調査は理論的な解析から非常に困難とされてきただけに意義が大きいものと考えられる。ウエーネット電位を適正值よりはずした場合、レンズを通つたあとのビームについてラミナ-性がくずれることが判明し、また適正值にセットしても陽極孔の影響による Non-laminarity がビームの外側部分にて観察された。

ビームアナライザ-はシュミレータ-や理論解析のようにある仮定の上に立つた電子ビームのモデルを取扱うのではなく、あらゆる因子を総合的に含んでしまつている実在の電子ビームを測定、解析するという点において強味がある。このため応用方法は直接的に電子銃と 1 対 1 で用いる他に、在来の理論や装置と組み合わせたり、新しい理論計算を行なつた場合のチェックの手段としても用いることができる。

従来のアナライザ-も含めて本アナライザ-は比較的陰極面積の大きなピア-ス型電子銃からの加速電圧の低い電子ビームを対象としているが、これからは高エネルギーで細い電子ビームを高精度で測定し得るようなものが望まれる。一定の直流電圧で加速し、ビームの軸方向の速度が一応そろつてゐるという電子ビームでは本アナライザ-で充分な測定が可能である。しかしマイクロ波加速や磁界加速による電子ビームでは軸方向のエネルギー解析も必要になつてくる。この場合では本アナライザ-のように静電偏向にたよらず、磁界による偏向でビームのエネルギーを振り分け、スリットに通過させて、アナライズするというような方法も有効になるであろう。

電子ビームを用いる装置においてはどのような場合でも電子ビームの特性がその装置の鍵になつてゐると考えられるが、これを向上させるための手段としてビームアナライザ-を用いることはビーム形成装置設計に費やす労力と時間を軽減させるためにも重要であることを主張する。たゞ電子ビームのどのような特性が強く要求されるかによつてビームアナライザ-の形式をかえ、その特性をできるだけ精密に測定し得るようにして適確なデータの分析が行なえる必要がある。

第 2 編 本ビームアナライザーの電子銃研究への  
応用に関する研究

## 第2編 本ビームアナライザの電子銃研究への応用に 関する研究

### 第1章 緒 論

電子銃から発射される電子ビームの特性は、電子銃とその近辺の電位分布と電位、陰極の温度分布、熱初速度、磁界によつて決まってしまう。電子ビームの特性に影響を与える因子を第一編第6章6.2で述べたように分ける方法もあるが、このように電位、磁界陰極の温度分布、初速度の4とおりの分け方も考えられる。このうち電位、特に等電位曲面が電子ビームの幾何学的特性を殆んど左右することは周知のことである。Pierce の設計理論、電解槽、抵抗回路網などはこの等電位曲面または曲線が電子ビーム特性を一義的に決定するという考え方で進められてきたものである。この電位分布は電極の幾何学的形状もさることながら電子ビーム自体がつくる負の空間電荷を中和する正イオンの影響がある。これらの因子については多くの研究者達によつて取り上げられ、独自の仕事がなされている。また、電子ビームの特性に影響を与える因子のうち高電力の電子銃においては熱による電極の変形が特に大きな作用をしている。

この問題については、K. Amboss が同心球二極管からとつたPierce形電子銃について理論計算を行なつている。<sup>(4)</sup>その計算方法と結果は有益であるが、実験的検証が正確に行なわれておらず、電子流密度分布、電子流線、Non-laminarity について測定していないのである。精密な測定装置による理論の検証が行なわれればこの計算結果はいつそう有用なものとなるであろう。

筆者は、同様の問題について平行平板二極管から取られたPierce形電子銃について理論計算を行なつた。これはポアソンの方程式を摂動法で解いたものである。デジタル電子計算機により数値例を出してその結果をビームアナライザによる電子ビーム測定の結果と比較した。そのためには電極の傾斜角度を測定する必要があるが、電子銃を動作させ加熱されたままの陰極をカセットメーターで観測するという方法を用いて解決している。測定結果は電子流密度分布、電子軌道勾配のみならず、Non-laminarity, ビームの非対称性についても興味を得ることができた。

第2編は、これらの研究成果をまとめたもので電子ビームの特性の設計値からのずれという点に着目し、電極の傾斜の影響について筆者の設計した本ビームアナライザの1応用方法として述べてある。全部で5章よりなつている。

第2章では、平行平板二極管系の空間電荷流からとられたピアース形電子銃において陽極または陰極の傾斜が電子ビームに与える影響について理論的に行なつた計算について論述する。

第3章においては、本ビームアナライザを用いて電子ビームの特性に影響を与えている熱による電極の移動と正イオンによる空間電荷中和の因子を検出した結果について述べる。そして熱による陰極の電子放出面の傾斜と工作の際に生じやすい陰極アセンブリーに対する陽極の傾斜角度の測定方法

について述べ、第4章における研究の準備とする。

第4章においては、陰極の電子放出面と陽極の傾斜が電子ビームの諸特性に与える影響を本ビームアナライザーを用いて実験的に行なつた研究の成果について述べる。第2章において行なつた理論計算の結果と比較すると共に、理論計算では困難とされているところの本ビームアナライザー独自のラミネーションの検出結果についても述べる。

第5章では、本編において得られた研究成果を総括する。

## 第2章 電極の傾斜が電子ビームの特性に与える影響の理論計算

### 2.1 序 言

ピアース形電子銃の設計理論にはいまでも述べてきたように動作中の電子ビームの特性を左右するすべての因子がおり込まれているわけではない。入っていない因子の中でも熱初速度の影響、空間電荷のイオン中和の問題などは数多くの人達によつて取扱われてきた。しかし幾何学的因子のうちでも工作誤差や熱による電極の変形の影響の因子については文献は少ない。Kurt AmbossはConical Flowのピアース銃について電極変形が電子ビームの特性に与える影響を解析している。<sup>(4)</sup>これはLangmuir-Blodgettにより与えられた同心球かく間の空間電荷制限流<sup>(3)</sup>において2球かくの中心がずれるという摂動を与えてその近似解を求めている。しかしこの場合、陰極の電子放出面もビーム形成電極も一緒になつて(すなわち陰極アセンブリ全体が)陽極に対して傾くという仮定のもとに立っている。しかし実際には動作中高温となる陰極の電子放出面のみが変形しやすく、また工作の際マウンティングの困難な個所でもある。本計算はこれを試みているが、空間電荷制限流において陰極変形の境界条件を入れることは極めて困難である。(Ambossも陽極における境界条件のみを入れて陰極変形の影響を推定するという方法を取っている。)

本章では、無限平行平板間の空間電荷制限電流から取られる円断面ソリッドビームを得るためのピアース形電子銃について次のような手順で陰極の電子放出面の傾斜の影響を求めた。

1. 無限の広さを持つ陽極平板の部分が傾斜した影響を図・1のモデルで摂動法で解く。
2. 陽極の全体傾斜の影響と陰極の全体傾斜の影響を図・7のモデルで求め、両者を比較する。
3. 2の結果と1の結果とから陰極の部分傾斜の影響を推定する。

この方法によると、すべての傾斜角度に対する厳密な解が要求される場合には問題になるかも知れないが、傾斜角度が小さくしたがつて第1次の摂動法で計算される範囲内では充分な近似が得られるものと考えられる。なお、ここでは陰極面上の電流密度分布の変化のみではなく、陰極、陽極間の任意の点での電流密度、軌道の勾配、電位分布を与える式を積分形式で導いておき、あとはデジタル電子計算機でその積分を行ない、数値解を得るという方法をとっている。

### 2.2 摂動法による理論計算

#### 2.2.1 原方程式

$V$ を電子の速度、 $\phi$ を電位、 $\rho$ を空間電荷密度、 $\epsilon_0$ を真空中の誘電率、 $j$ を電子流密度、 $\eta$ を電子の比電荷とすると、電子のエネルギー式、ポアソンの方程式、電流連続の式は次のようになる。

$$\begin{cases} |\mathcal{V}|^2 = 2\eta V & (1) \\ \nabla^2 V = \frac{\rho}{\epsilon_0} & (2) \\ \text{div } \dot{\mathbf{j}} = \text{div } \rho \mathcal{V} = 0 & (3) \end{cases}$$

ここで、同じ電位の点では電子は同じ速度を有すること、磁界がかかっているという条件から、 $\mathcal{V}$ はスカラー量 $W$ に対して次のように書ける。(31)

$$\mathcal{V} = \nabla W \quad (4)$$

(1), (2), (3), (4)を連立させると次式を得る。

$$\nabla \{ \nabla^2 |\nabla W|^2 \} \nabla W = 0 \quad (5)$$

図・1のようなモデルを考え、円筒座標を用いる。第1次の摂動を考え perturbation parameter (32) を  $\lambda$  とすると

$$W(r, \theta, z) = W_0(z) + \lambda W_p(r, \theta, z) \quad (6)$$

ここで、 $W_0(z)$ は無摂動解、 $W_p$ は摂動解である。

(6)で  $\lambda = 0$  として(5)に代入して解くと

$$\left. \begin{aligned} W_0 &= \frac{3}{5} K^{\frac{1}{2}} z^{\frac{5}{3}} \\ K &= 2\eta V_p \cdot \frac{1}{z a^{\frac{4}{3}}} \end{aligned} \right\} \text{--- (7)}$$

ここで、 $V_p$ は陽極電圧、 $z_a$ は陰極陽極間距離である。

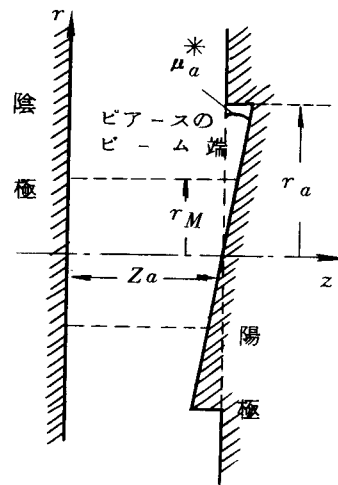
(7)から電位を求めると

$$V = V_p \left( \frac{z}{z_a} \right)^{\frac{4}{3}}$$

となり、無限平行平板二電極間の空間電荷伝導をあらわしている。

### 2.2.2 陰極における境界条件を満足せる摂動解

(6)を(5)に代入して(7)を用いると、次のような4階の偏微分方程式が得られる。ただし、 $\lambda^2$ 以上のべきの項は省略してある。



図・1 無限平行平板二電極系の空間電荷制限流で陽極が半径  $r_a$  で傾斜したモデルを示す。

$$\frac{9}{2} z^2 \frac{\partial^4 W_p}{\partial z^4} + 12z \frac{\partial^3 W_p}{\partial z^3} + 2 \frac{\partial^2 W_p}{\partial z^2} + \frac{6z}{r} \frac{\partial^2 W_p}{\partial r \partial z} + 6z \frac{\partial^3 W_p}{\partial r^2 \partial z} + \frac{9}{2} \frac{z^2}{r} \frac{\partial^3 W_p}{\partial z^2 \partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial W_p}{\partial r} + \frac{\partial^2 W_p}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 W_p}{\partial \theta^2} + \frac{6z}{r^2} \frac{\partial^3 W_p}{\partial z \partial \theta^2} + \frac{9}{2} \frac{z^2}{r^2} \frac{\partial^4 W_p}{\partial z^2 \partial \theta^2} = 0 \quad (8)$$

ここで  $W_p(r, \theta, z) = H(z) I(r) \Theta(\theta)$  (9)

と変数分離すると、 $m^2, n^2$  を分離定数として

$$\begin{cases} 8z^2 H'''' + 8zH'''' + \left(\frac{4}{3} - 3m^2 z^2\right) H'' - 4m^2 z H' - \frac{2}{3} m^2 H = 0 & (10) \\ r^2 I'' + r I' + (m^2 r^2 - n^2) I = 0 & (11) \\ \Theta'' = -n^2 \Theta & (12) \end{cases}$$

(11)の解は  $I = J_n(mr)$  (第1種  $n$  次ベッセル関数)

(12)の解は  $\Theta = k \sin(n\theta + \alpha)$  ( $k, \alpha$  は定数)

(10)の解を Frobenius の方法で解いていくと

$$H = A_1 z^{\frac{5}{3}} F_1(mz) + A_2 z F_2(mz) + A_3 z^{\frac{2}{3}} F_3(z) + A_4 F_4(z) \quad (13)$$

ここで

$$F_1(mz) = 1 + .06061(mz)^2 + .001706(mz)^4 + .00002720(mz)^6 + \dots$$

$$F_2(mz) = 1 + .0238(mz)^2 + .00084(mz)^4 + .00001594(mz)^6 + \dots$$

$$F_3(z) = 1 + z + .1000(mz)^2 + .0606m^2 z^3 + .0040(mz)^4 + .00027m^4 z^5 + \dots$$

$$F_4(z) = 1 + z + .2500(mz)^2 + .0833m^2 z^3 + .013095(mz)^4 + .002948m^4 z^5 + \dots$$

(14)

陰極における境界条件は  $z = 0$  で  $\frac{\partial H}{\partial z} = 0$  であるからそのためには

$$A_2 = A_3 = A_4 = 0$$

でなければならない。よつて

$$H = A_1 z^{\frac{5}{3}} F_1(mz) = Az^{\frac{5}{3}} F(mz) \quad (15)$$



かくして陰極における境界条件を満足せる  $W_p(r, \theta, z)$  として次のように書ける。

$$W_p(r, \theta, z) = \int_0^\infty \int_0^\infty A_m B_n z^{\frac{5}{3}} F(mz) J_n(mr) \sin(n\theta + \alpha) m dm dn \quad (16)$$

ここで  $A_m, B_n$  は陽極における境界条件によつて決定される  $m$  および  $n$  に対する重み関数である。ところで  $\theta$  の値は回転によつて  $\theta$  が  $2\pi$  だけ増したときは空間のもとの点に戻つてゐるからはじめにおける値に等しくなければならない。よつて  $n$  は整数である。また、

$$H_m = A_m z^{\frac{5}{3}} F(mz) \quad (17)$$

とおくと(6), (7), (16)より

$$W(r, \theta, z) = \frac{3}{5} K z^{\frac{5}{3}} + \lambda \int_0^\infty H_m \sum_{n=0}^\infty B_n J_n(mr) \sin(n\theta + \alpha) m dm \quad (18)$$

### 2.2.3 陽極における境界条件

(1), (4), (6)にて  $\lambda$  の2次以上の項を無視して  $V = \Phi$  を求めると

$$\Phi = \frac{1}{2\eta} \left[ \left( \frac{dW_0}{dz} \right)^2 + 2\lambda \frac{dW_0}{dz} \frac{\partial W_p}{\partial z} \right] \quad (19)$$

上式に(18)を代入して

$$\Phi_0 = \frac{1}{2\eta} \left( \frac{dW_0}{dz} \right)^2 = \frac{1}{2\eta} K z^{\frac{4}{3}} \quad (20)$$

とおくと

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = 1 + 2\lambda K^{-\frac{1}{2}} z^{-\frac{2}{3}} \int_0^\infty \frac{\partial H_m}{\partial z} \sum_{n=0}^\infty B_n J_n(mr) \sin(n\theta + \alpha) m dm \quad (21)$$

陽極面が図・2のように  $r \leq r_a$  の範囲内で傾くものとする。

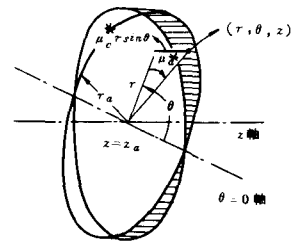
傾き角を  $\mu_a^*$  ラジアンとして傾いた陽極面の  $z$  座標

$z_{a,p}$  を求めると

$$z_{a,p} = z_a + r \sin \theta \cdot \tan \mu_a^* \quad (22)$$

$$\tan \mu_a^* = \mu_a \quad \text{とおくと}$$

$$z_{a,p} = z_a + \mu_a r \sin \theta \quad (23)$$



図・2 陽極が半径  $r_a$  だけ  $\theta = 0$  軸を支点にして  $\mu_a^*$  の角度傾斜したと考える

(23) を (21) に代入して  $\mu_a^2 \doteq 0$  ,  $\mu_a \lambda \doteq 0$  の条件を用いると (何故ならば第1次の摂動のみを考えるから)

$$\frac{\Phi(\tau, \theta, z_a, p)}{\Phi_0(z_a)} = 1 + 2\lambda K^{-\frac{1}{2}} z_a^{-\frac{2}{3}} \int_0^\infty \left[ \frac{\partial H_m}{\partial z} \right]_{z=z_a} \sum_{n=0}^\infty B_n J_n(mr) \sin(n\theta + \alpha) + \frac{4}{3} \frac{\mu_a}{z_a} r \sin \theta \quad (24)$$

電極の位置が変わってもその電極上の電位が変わらないという条件 (陽極における境界条件)

$$\Phi(\tau, \theta, z_a, p) = \Phi_0(z_a) \quad (25)$$

を (24) に代入すると次式を得る。

$$\sum_{n=0}^\infty B_n \sin(n\theta + \alpha) \int_0^\infty \left[ \frac{\partial H_m}{\partial z} \right]_{z=z_a} J_n(mr) m dm = -\frac{2}{3} \frac{K^{\frac{1}{2}}}{\lambda} \frac{\mu_a}{z_a^{\frac{1}{3}}} r \sin \theta \quad (26)$$

(26) が  $\theta = 0$  を含むすべての  $\theta$  と  $r$  につき成立つためには  $\alpha = 0$  でかつ  $n = 1$  でなければならぬ。よつて  $B_1 = 1$  ,  $B_n = 0$  ( $n \neq 1$ ) とし、それに対する  $A_m$  を決定する。

$$\int_0^\infty \left[ \frac{\partial H_m}{\partial z} \right]_{z=z_a} J_1(mr) m dm = -\frac{2}{3} \frac{K^{\frac{1}{2}}}{\lambda} \frac{\mu_a}{z_a^{\frac{1}{3}}} r \quad (27)$$

Hankel 変換<sup>(33)</sup>を行なうと

$$\left[ \frac{\partial H_m}{\partial z} \right] = -\frac{2}{3} \frac{K^{\frac{1}{2}}}{\lambda} \frac{\mu_a}{z_a^{\frac{1}{3}}} \int_0^\infty r \cdot J_1(mr) r dr \quad (0 \leq r \leq r_a) \quad (28)$$

ここですべての寸法を  $r_a$  で規格化し

$$R = \frac{r}{r_a}, \quad Z = \frac{z}{r_a}, \quad Z_a = \frac{z_a}{r_a}, \quad R_M = \frac{r_M}{r_a}$$

とする。なお、パラメータ  $R_M$  は次のような意味を持つ。すなわち  $R_M$  の値を変えてやることにより、傾斜を行なわしめる半径の大きさを規定することができる。

$R_M = 1$  とすれば、ビーム端の半径一杯の電極を傾斜させたことになる。 $R_M$  を 1 より小さくしていくにつれて電極の傾斜部分の半径がビーム端半径よりも大きくなり、 $R_M \rightarrow 0$  とすれば全体傾斜に近づくという効果を与えることができる。また、 $R_M/Z_a = r_M/z_a$  は設計しようとするピアース銃のパービアンスを規定する。パービアンスは  $r_M/z_a$  の 2 乗に比例する。

このような規格化を行なうと (28)は

$$\left(\frac{\partial Hm}{\partial Z}\right)_{Z=Za} = -\frac{2}{3} \frac{K^2}{\lambda} \frac{\mu_a}{Z^{\frac{1}{3}}} \int_0^1 R \cdot J_1(mR) R dR \quad (29)$$

しかるに  $\int_0^1 R \cdot J_1(mR) R dR = \frac{J_2(m)}{m}$  であり (34)

$$\left(\frac{\partial Hm}{\partial Z}\right)_{Z=Za} = Am \left[ \frac{5}{3} Z_a^{\frac{2}{3}} F(mZa) + mZ_a^{\frac{5}{3}} F'(mZa) \right] \text{から} \quad (31)$$

$$\therefore Am = -\frac{2}{3} \frac{K^2}{\lambda} \frac{\mu_a}{Z_a} \frac{1}{\frac{5}{3} F(mZa) + mZ_a F'(mZa)} \frac{J_2(m)}{m} \quad (32)$$

ここで  $F(mZ) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k (mZ)^{2k}$  (33)

$$a_0 = 1, \quad a_n = \frac{9n^2 - 3n + 2}{n(n+1)(3n+2)(3n+5)} \cdot a_{n-2} \quad (34)$$

以上のように陽極における境界条件から  $Am$ ,  $Bn$  が定まった。これを (17) を用いて (18) に代入すれば  $W(r, \theta, z)$  が決定されるから、電位  $V$ , 電流密度  $\vec{j}$ , 電子軌道の勾配  $\frac{dR}{dz}$  などを (1), (2), (3), (4) を用いて求めることができる。

#### 2.2.4 電位分布

(21) に  $Bn$  を代入した式

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = 1 + 2\lambda K^{\frac{1}{2}} Z^{-\frac{2}{3}} \int_0^{\infty} \frac{\partial Hm}{\partial Z} J_1(mR) \sin \theta \cdot m dm \quad (35)$$

に (17), (32) により  $Am$  を代入すると

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = 1 - \frac{4}{3} \frac{\mu_a}{Za} \sin \theta \int_0^{\infty} \frac{\frac{5}{3} F(mZ) + mZF'(mZ)}{\frac{5}{3} F(mZa) + mZaF'(mZa)} J_1(mR) J_2(m) dm \quad (36)$$

が得られる。この式の積分を実行すれば任意の点  $(r, \theta, z)$  における電位が求まる。

#### 2.2.5 電子流密度分布

$\vec{R}$ ,  $\vec{\theta}$ ,  $\vec{Z}$  をそれぞれ  $R$ ,  $\theta$ ,  $Z$  方向の単位ベクトルとすると電流密度の定義により

$$\vec{j} = \rho V = \epsilon_0 \nabla^2 \Phi \cdot \nabla W = \epsilon_0 \nabla^2 \Phi \left[ \frac{\partial W}{\partial R} \vec{R} + \frac{\partial W}{\partial Z} \vec{Z} + \frac{1}{R} \frac{\partial W}{\partial \theta} \vec{\theta} \right] \quad (37)$$

ところで、 $\nabla^2 \Phi$ は(36)式と Bessel 関数に関する漸化式<sup>(28)</sup>を用いれば、

$$\frac{\nabla^2 \Phi}{\nabla^2 \Phi_0} = 1 + \lambda K^{-\frac{1}{2}} Z^{-\frac{4}{3}} \sin \theta \int_0^\infty \left( \frac{9}{2} \frac{\partial^3 H m}{\partial Z^3} + \frac{6}{Z} \frac{\partial^2 H m}{\partial Z^2} - \left( \frac{1}{Z^2} + \frac{9}{2} m^2 \right) \frac{\partial H m}{\partial Z} \right) J_1(mR) m dm \quad (38)$$

$\vec{j}$ を $R, \theta, Z$ 方向成分に分け、その大きさをそれぞれ $j_R, j_\theta, j_Z$ とする。そして、無擾動の時の電流を

$$j_0 = \epsilon_0 \nabla^2 \Phi_0 \frac{dW_0}{dZ} = \epsilon_0 \nabla^2 \Phi_0 \cdot K^{\frac{1}{2}} Z^{\frac{2}{3}} \quad (39)$$

とおくと、(38)を(37)に代入して $\lambda^2 \div 0$ として

$$\frac{j_Z}{j_0} = 1 + \frac{9}{2} \lambda K^{-\frac{1}{2}} Z^{\frac{4}{3}} \sin \theta \int_0^\infty \left( \frac{\partial^3 H m}{\partial Z^3} + \frac{4}{3Z} \frac{\partial^2 H m}{\partial Z^2} - m^2 \frac{\partial H m}{\partial Z} \right) J_1(mR) m dm \quad (40)$$

これに(17), (32)より $Am$ を代入すると

$$\frac{j_Z}{j_0} = 1 - 3 \frac{\mu_a}{Z a} \sin \theta \int_0^\infty \frac{\frac{10}{9} \{ F(mZ) + 7mZF'(mZ) \} + (mZ)^2 \{ \frac{19}{3} F''(mZ) - mZF'''(mZ) - \left( \frac{5}{3} F(mZ) + mZF'(mZ) \right) \}}{\frac{5}{3} F(mZa) + mZa F'(mZa)} J_1(mR) J_2(m) dm \quad (41)$$

同様に $j_R/j_0, j_\theta/j_0$ を求めると次のようになる。

$$\frac{j_R}{j_0} = -\frac{2}{3} \mu_a \frac{Z}{Z a} \sin \theta \int_0^\infty \frac{J_2(m) F(mZ)}{\frac{5}{3} F(mZa) + mZa F'(mZa)} \left[ mJ_0(mR) - \frac{1}{R} J_1(mR) \right] dm \quad (42)$$

$$\frac{j_\theta}{j_0} = -\frac{2}{3} \mu_a \frac{Z}{Z a} \frac{\cos \theta}{R} \int_0^\infty \frac{J_2(m) F(mZ)}{\frac{5}{3} F(mZa) + mZa F'(mZa)} J_1(mR) dm \quad (43)$$

$$\text{ただし } |\vec{j}| = j = \sqrt{j_R^2 + j_\theta^2 + j_Z^2} \quad (44)$$

2.2.6 電子軌道の勾配

$$\begin{aligned}
 \frac{dR}{dZ} &= \frac{dR}{dt} = \frac{v_R}{v_Z} = \frac{\partial W}{\partial R} \\
 &= \left[ \lambda \sin \theta \int_0^\infty Hm \frac{dJ_1(mR)}{dR} m dm \right] \left[ K^{\frac{1}{2}} Z^{\frac{2}{3}} + \lambda \int_0^\infty \frac{\partial Hm}{\partial Z} J_1(mR) \sin \theta \cdot m dm \right]^{-1} \\
 &= \left[ \lambda K^{-\frac{1}{2}} Z^{-\frac{2}{3}} \sin \theta \int_0^\infty Hm \frac{dJ_1(mR)}{dR} m dm \right] \left[ 1 + \lambda K^{-\frac{1}{2}} Z^{-\frac{2}{3}} \int_0^\infty \frac{\partial Hm}{\partial Z} J_1(mR) \right. \\
 &\quad \left. \sin \theta \cdot m dm \right]^{-1} \tag{45}
 \end{aligned}$$

いま摂動項が無摂動項に比して小なる場合を扱っている故、 $[1 + \lambda \dots]^{-1}$  を無限級数に展開して  $\lambda^2$  以上のべきの項を省略すれば、

$$\frac{dR}{dZ} = \lambda K^{-\frac{1}{2}} Z^{-\frac{2}{3}} \sin \theta \int_0^\infty Hm \frac{dJ_1(mR)}{dR} m dm - \lambda^2 K^{-1} Z^{-\frac{4}{3}} \sin \theta \int_0^\infty \dots dm \int_0^\infty \dots dm \tag{46}$$

となつて  $\lambda^2$  の項がでてくるからこれも省略して

$$\frac{dR}{dZ} = \lambda K^{-\frac{1}{2}} Z^{-\frac{2}{3}} \sin \theta \int_0^\infty Hm \frac{dJ_1(mR)}{dR} m dm \tag{47}$$

これに (17), (32) により  $A_m$  を代入して Bessel 関数の漸化式を用いれば

$$\frac{dR}{dZ} = \frac{2}{3} \mu_a \frac{Z}{Z_a} \sin \theta \int_0^\infty \frac{F(mZ) J_2(m)}{\frac{5}{3} F(mZ_a) + mZ_a F'(mZ_a)} \left[ \frac{1}{R} J_1(mR) - m J_0(mR) \right] dm \tag{48}$$

2.3 陽極孔の影響のみを考慮した場合の電子軌道の勾配

ビアース銃において陽極孔が存在する場合の摂動解が電位分布、陰極における電流密度分布、パービアンスの変化において求められている。<sup>(30)</sup> しかし電子軌道の勾配においては求められていないのでここで求めてみる。この場合  $r, z$  は陽極孔の半径 ( $R'_M$  とする) で規格化されている。方程式は回転対称形なので  $\theta$  ( $\theta$ ) の項がなくなり、他は全部一致する。陽極孔における境界条件で決定される係数 (32) 式に相当する) は

$$A'_m = \frac{1}{2} \frac{K^{-\frac{1}{2}}}{\lambda} \frac{1}{\frac{5}{3} F(mZ'_a) + mZ'_a F'(mZ'_a)} \left[ 4S \frac{J_2(m)}{m^2} - \frac{1}{2\pi Z'_a} \frac{J_{\frac{3}{2}}(m)}{m^{\frac{3}{2}}} \right] \tag{49}$$

ここで  $S$  はパービアンズによつて決まる定数で文献 (35) で与えられている。前節と同じ手続きで電子軌道の勾配  $dR'/dZ'$  を求めてみると

$$\frac{dR'}{dZ'} = \lambda K^{-\frac{1}{2}} Z' \int_0^{\infty} A'_m F(mZ') \frac{dJ_0(mR')}{dR'} m dm \quad (50)$$

ベッセル関数の漸化式および  $J_{\frac{3}{2}} = \sqrt{\frac{2}{\pi m}} (\frac{\sin m}{m} - \cos m)$  (33) を用いて (49) を (50) に代入すると

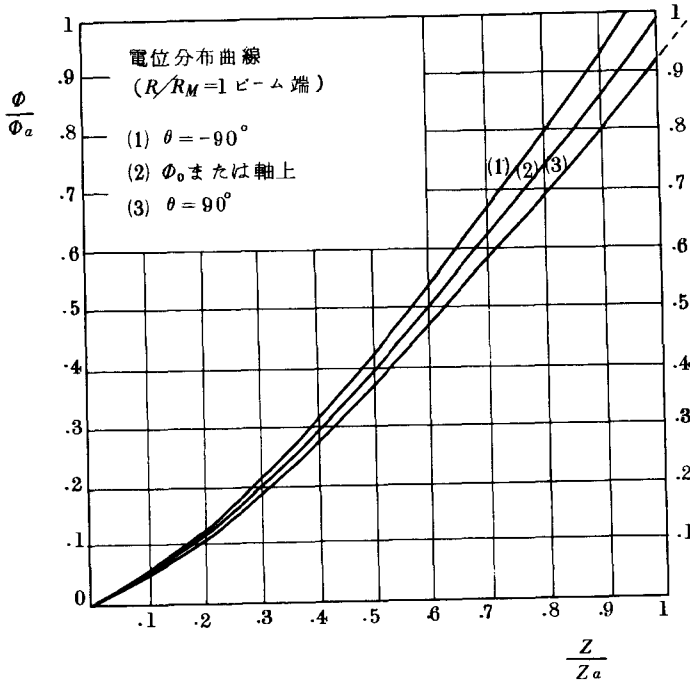
$$\frac{dR'}{dZ'} = \frac{Z'}{2} \int_0^{\infty} \frac{F(mZ') J_1(mR')}{\frac{5}{3} F(mZ'a) + mZ'a F'(mZ'a)} \left[ 4S J_2(m) - \frac{1}{\pi Z'a} \left( \frac{\sin m}{m} - \cos m \right) \right] dm \quad (51)$$

なお、 $R, Z, Z_a$  などに ' をつけたのは陽極孔のみの影響を考えた場合という意味を持たせるためである。

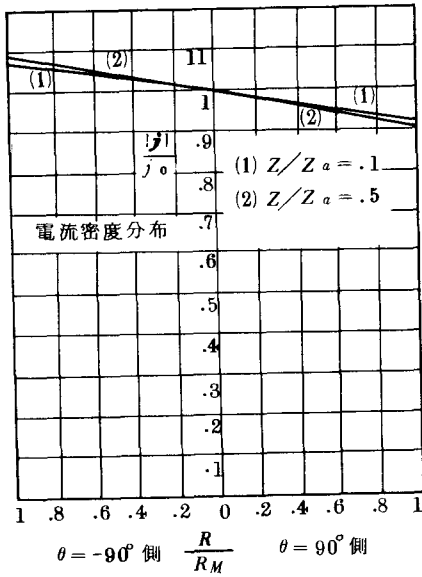
#### 2.4 計算結果の数値例

(36), (41), (42), (43), (48), (51) の積分を任意の  $(R, \theta, Z)$  で行なえば、その点における電位分布, 電子流密度分布, 電子軌道の勾配の諸量が求まる。ただし、 $(R, Z)$  の取り方,  $R_M$  の値いかんによつては被積分関数が変数  $m$  を  $m \rightarrow \infty$  としても 0 に漸近せず、積分が求まらない処も出てくる。 $R_M = 0.3$ ,  $Z_a/R_M = 3$  の場合について積分を行なつたので結果の例として図・3, 図・4, 図・5, 図・6 にて電位分布, 電子流密度分布, 電子軌道などを示す。ここでは傾き角を  $\mu_a^* = 10^\circ$  とした。このように大きな傾き角をとつたのは小さな角度をとつたのでは諸量の変化がわずかで見にくいというためである。第1次の摂動較であるので諸量は傾斜を与える変数  $\mu_a = \tan \mu_a^*$  の1次式で表わされる。よつてただ1つの  $\mu$  に対する諸量を求めておけば他の  $\mu$  に対する量は求めうる。

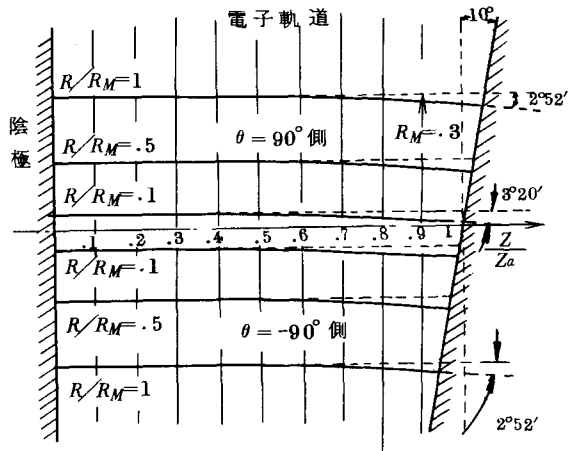
なお、積分はNEAC2206デジタル電子計算機により Simpson の公式を用いて行なつた。



図・3  
 $R_M=0.3$ ;  
 $Z_a=3$  の場合の  
 $R/R_M$   
ビーム端と軸上の  
電位分布曲線  
ただし傾斜角  $10^\circ$



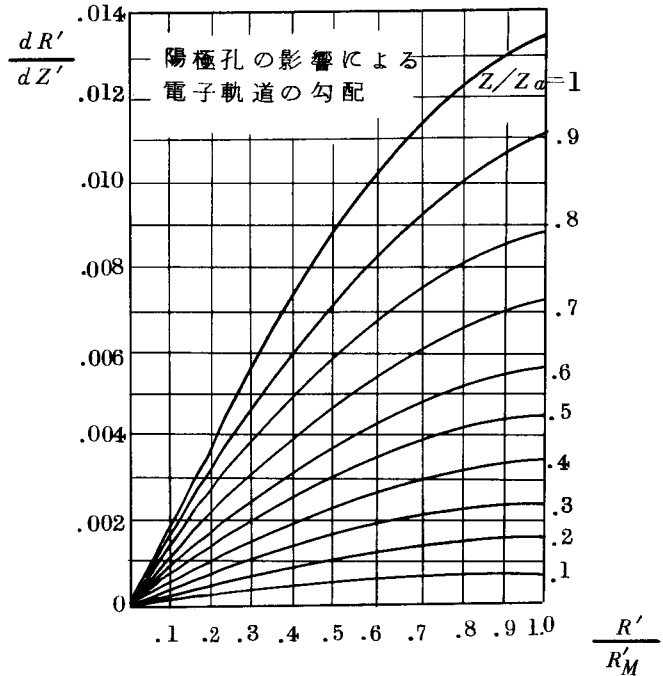
図・4 図・3 と同じ条件における  
ビーム断面上の電流密度分布



図・5 図・3 と同じ条件における  
電子軌道，電子軌道勾配の  
結果から作図で求めたもの

図・4から判るように、電流密度分布では  $R_M = 0.3$  で  $\pm 10\%$  程度の変化である。後述する全体傾斜に対応する Ivey の解<sup>(36)</sup> によれば  $15\%$  強である。 $R_M$  をもつと小さくして全体傾斜の効果を与えれば Ivey の解に近づいていくものと考えられる。電位分布の変化においては Ivey の解のものと殆んど一致した値を示した。電子の軌道の勾配は傾斜角のほぼ  $1/3$  の傾きを受けることが判つた。

図・6からも判るように陽極孔の影響による電子軌道の勾配の変化が Pierce の計算値<sup>(1)</sup> に比べて少ない値となつている。この原因として次のような事柄が考えられる。この計算のモデルは陽極孔を出たあとの等速空間を陽極と同じ半径をもつ無限の長さの空洞としているが、実際にはアパーチャであること、電子は陽極孔を通過した後においても軌道の変化を受けるはずなのに陽極孔直前までの軌道の変化しか計算していないことの2つである。ところで陽極孔の影響による電子軌道の勾配は半径方向距離に対して直線的には変化しない。すなわち球面収差を生じせしめていることが本計算から判る。



図・6 陽極の影響のみを考慮した場合の勾配。半径方向距離に対して線形に大きくなりず曲線となつている。

### 2.5 Ivey の解法による計算<sup>(36)</sup>

Ivey は図・7 のような扇形2面電極間の空間電荷制限流を解いて、電位、電流密度、電子軌道の諸量を無限級数の形で導いている。

$$f(\theta) = 1 + 0.02667\theta^2 + 0.002343\theta^4 + \dots \quad (52)$$

$$f_2(\theta) = 1 + \frac{35}{2} \frac{2}{75} \theta^2 + 52 \cdot \frac{29}{12305} \theta^4 + \dots \quad (53)$$



とするとき、電位分布は

$$\frac{V}{V_a} = \left(\frac{\theta}{\alpha}\right)^{\frac{4}{3}} \frac{f(\theta)}{f(\alpha)} \quad (54)$$

電流密度の変化は

$$j = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V_a^{\frac{3}{2}}}{(r\alpha)^2} \frac{\sqrt{f(\theta)}}{[f(\alpha)]^{\frac{3}{2}}} f_2(\theta) \quad (55)$$

電子軌道は

$$r = r_0 \exp(\cdot 3 \theta^2 + \cdot 013636 \theta^4 + \dots) \quad (56)$$

これらの解を座標変換を行なうことにより、いままで述べてきたような陽極傾斜、陰極の傾斜の場合についてあてはめてみよう。

図・8(a),(b)のように図・7を書きな  
おし、次のような座標変換を行なう。

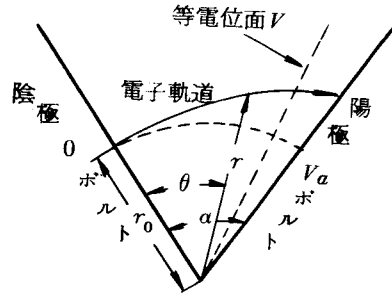
$$\frac{Z_a}{R_M} = n, \quad \frac{Z}{Z_a} = \nu, \quad \frac{R}{R_M} = \mu \quad (57)$$

とおくと図・8(a)のような陰極傾斜の場合、図・7の $\theta, r, r_0$ はそれぞれ

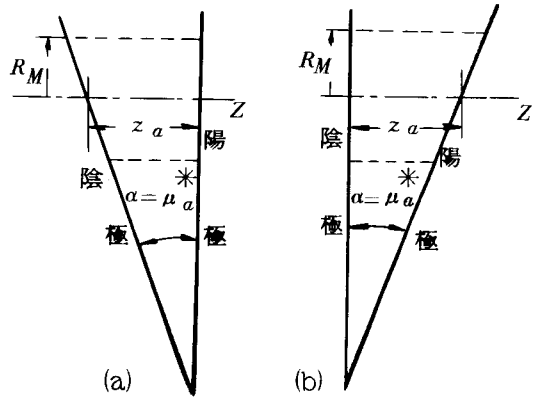
$$\theta = \alpha - \tan^{-1} \left\{ \frac{n(1-\nu)\tan\alpha}{n+\mu\tan\alpha} \right\} \quad (58)$$

$$r = \frac{(1-\mu)Z_a}{\sin(\alpha-\theta)} \quad (59)$$

$$r_0 = \frac{Z_a}{\sin\alpha} \left(1 + \frac{\mu}{n} \tan\alpha\right) \quad (60)$$



図・7 Iveyの計算モデル



図・8 図・7のモデルに座標変換を加えて陰極および陽極の全体傾斜の場合を考える。(a)と(b)は座標の取り方のみが異なる。

図・8(b)のような陽極傾斜の場合には

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta = \tan^{-1} \left( \frac{n\nu \tan \alpha}{n+\mu \tan \alpha} \right) \quad (61) \\ \tau = \frac{\nu Z_a}{\sin \theta} \quad (62) \\ r_0 = Z_a \left( \frac{1}{\tan \alpha} + \frac{\mu}{n} \right) \quad (63) \end{array} \right.$$

これら(58), (59), (60)のグループと(61), (62), (63)のグループをそれぞれ陽極傾斜, 陰極傾斜の場合に応じて(54), (55), (56)に代入してやると電位分布, 電流密度, 電子軌道勾配を求めることができる。

傾斜角 $\alpha = \mu_a^* = 10^\circ$ の場合についてデジタル電子計算機を用いて電子流密度, 電子軌道を設計しようとする電子銃のパービアンズに対して計算した。図・9, 図・10の曲線(1), (2)はこれらの値から傾斜を与えない場合のそれぞれの値を差し引いた変化分のみを示したものである。

## 2.6 部分傾斜と全体傾斜との比較

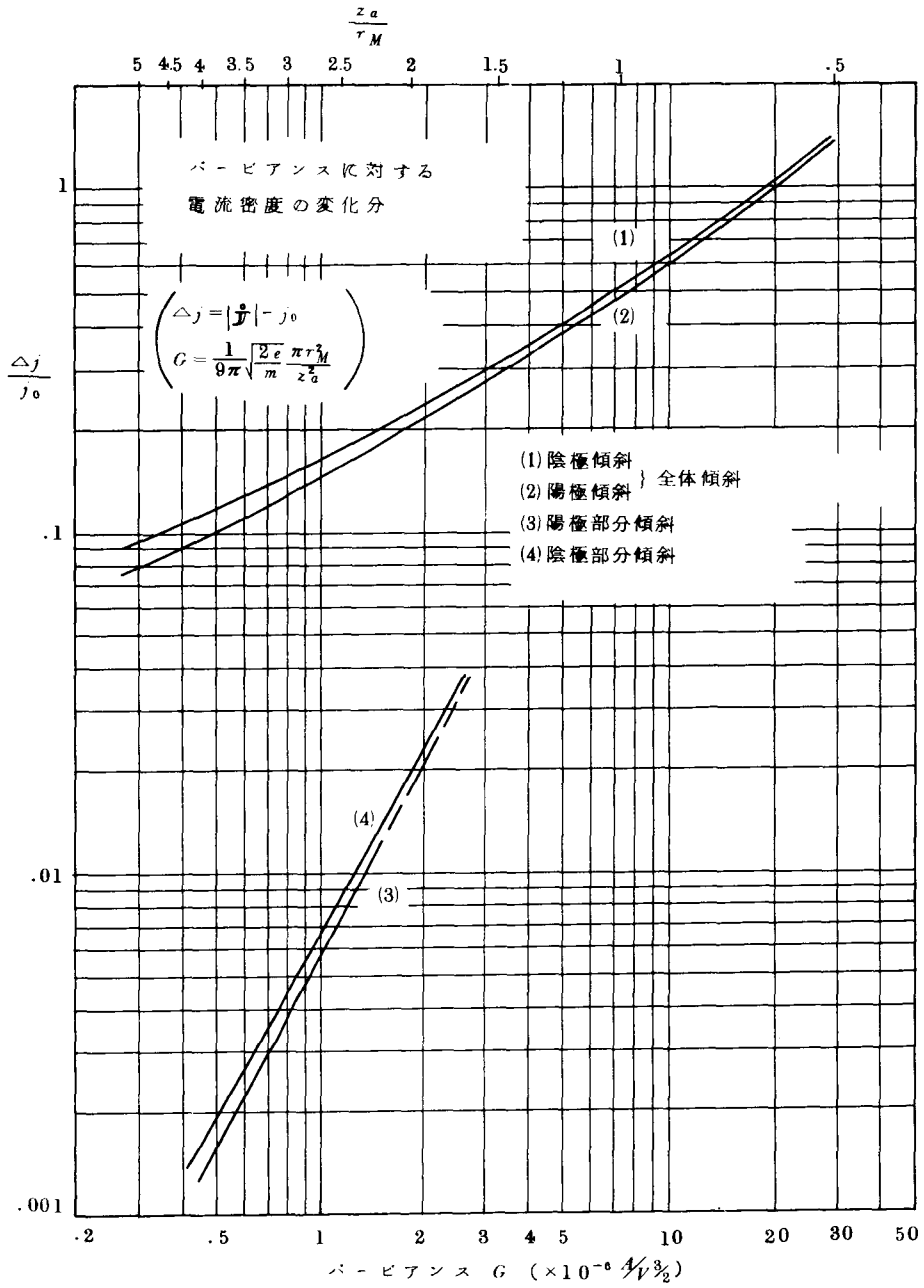
図・9, 図・10の曲線(3)は陽極の部分傾斜の場合の摂動解すなわちピアースの電子銃において陽極がビーム端一杯のところまで傾斜した場合における諸量の変化分である。曲線(4)はあるパービアンズにおいて曲線(2)に対する曲線(1)の比を求め, それに曲線(3)の値をかけていつた値をプロットしたもので, 陰極の部分傾斜すなわち陰極の電子放出面だけの傾斜の影響を推定したものである。

なお, これらの曲線はみな $Z_a = 10$ とした場合の計算値である。

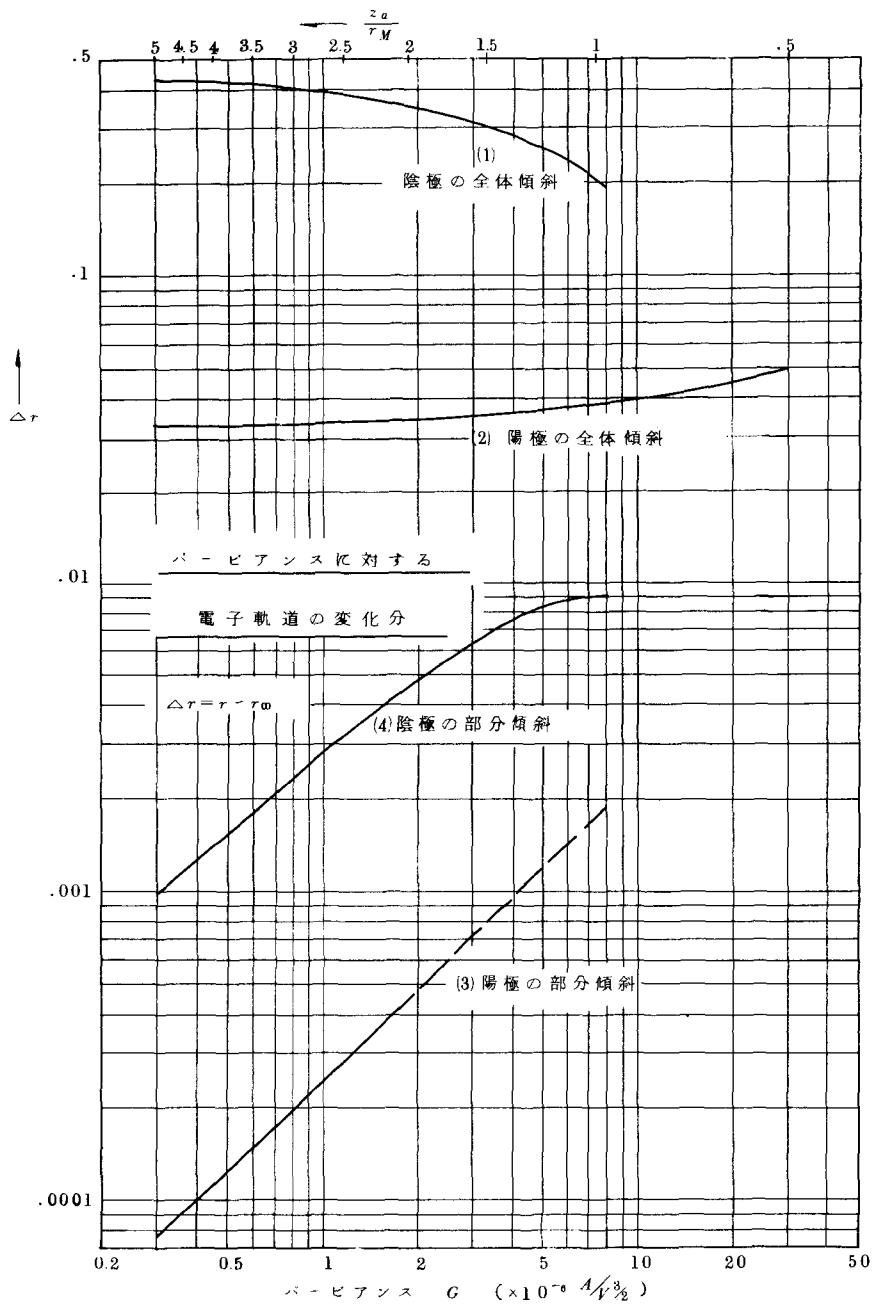
図・9, 図・10のいずれの場合においてもパービアンズ大にすれば, 曲線(3)は曲線(1)に, 曲線(4)は曲線(1)に漸近していく傾向を持っている。

これらは, パービアンズを大にすることは $r_M$ を大, すなわちビーム端半径の占める大きさを大にしていくことに相当するから, 部分傾斜が全体傾斜に近づいていくということを意味している。

だから, 電流密度の変化分, 電子軌道の変化分の諸量の計算結果においてもこのことがあらわれてきているのである。



図・9 電子銃のバービアンズに対する電流密度の変化分、ただし傾斜角度  $10^\circ$  の場合でビーム端、陽極における値である。全体傾斜、部分傾斜の説明は本文参照



図・10 パービアンスに対する電子軌道の変化分。ただし傾斜角は  $10^\circ$  でビーム端，陰極より陰極陽極間距離の80%の距離での値である。

## 2.7 電極の傾斜許容角度

図・9 , 図・10 を別の角度から見れば、電流密度あるいは電子軌道の変化分をある値以下に押えたいとき、どれだけの傾斜角度以内におさめて電子銃を製作せねばならぬかを求めることができる。図・9 , 図・10 は電極の傾斜が $10^\circ$ の場合であるが、傾斜角度の小さい場合の諸量の変化分は傾斜角度に比例して増減するとみなしてよいから、任意の微小角度における諸量の変化分を求めることができる。

図・9 , 図・10 の計算結果によると、陰極の電子放出面のみ傾斜許容角度は陰極アセンブリー全体の傾斜許容角度よりも大きくてもよいことが判る。また、パービアンスの大きな電子銃を作ろうとするほど、傾斜許容角度を小さくしなければならないことが判る。例えば陰極の電子放出面の傾斜許容角度を問題にする場合、パービアンスを2倍にしたければ電子流密度の変化を一定におさえる時傾斜許容角度は3.6分の1にしなければならず、電子軌道の変化分を一定におさえる時、1.7分の1の傾斜許容角度にしなければならない。陰極アセンブリー全体についてはこれよりやや大きめの傾斜許容角度でよいことが判る。

## 2.8 結 言

陰極の電子放出面あるいは陰極アセンブリー全体、また陰極の傾斜が電子流密度分布、電子軌道に与える影響を定量的に知るために摂動法による解、全体傾斜に対する解を求めることによつて、電子銃のパービアンスに対して計算した。図・9 , 図・10 が計算結果を図示したものである。これらの図は傾斜角が $10^\circ$ の場合であるが、傾斜角が小さい場合においては諸量の変化分は傾斜角に比例して増減するとみなしてよいから、任意の微小傾斜角のときの変化分を求めることができる。

なお、電子軌道に変化をきたした場合には、厳密には半径方向のビーム端位置における境界条件をも考えてやらねばピアース銃を模擬できない訳であるが、明らかにこれは第2次の摂動の範囲に入るので省略した。

### 第3章 電子ビーム特性に影響を与える諸因子の検出および電極傾斜角度の測定方法

#### 3.1 序 言

本章では、電子ビーム特性に影響を与える多くの因子のうちで空間電荷を中和する正イオンの影響、熱による電極の移動の検出について扱う。

前者においては、正イオンの中和作用因子を考えていない、負の空間電荷のみによる電子ビームの等速空間での拡がりの理論値 (universal spread curve<sup>(85)</sup>) とビームアナライザーによる測定結果を比較することによって正イオンの空間電荷中和を検出しようとするものである。

後者は、まず最適ウエーネルト電位が理論値と実験値とではずれることから陰極ウエーネルト間距離が動作中の電子銃では熱膨張のために室温状態とは異なつた寸法になることを検出する。それから、陰極が高温に熱せられると電子放出面が傾斜するのを外部から観察する方法を述べる。また、電子銃の工作の際、特に電子銃取付け部において起りがちな陽極の傾斜をも問題にし、第4章における研究の準備として陽極傾斜を故意に起させたときの測定方法について述べる。

#### 3.2 正イオンの空間電荷中和作用の検出

電子ビームの発散については多くの研究がなされている。<sup>(1)</sup>

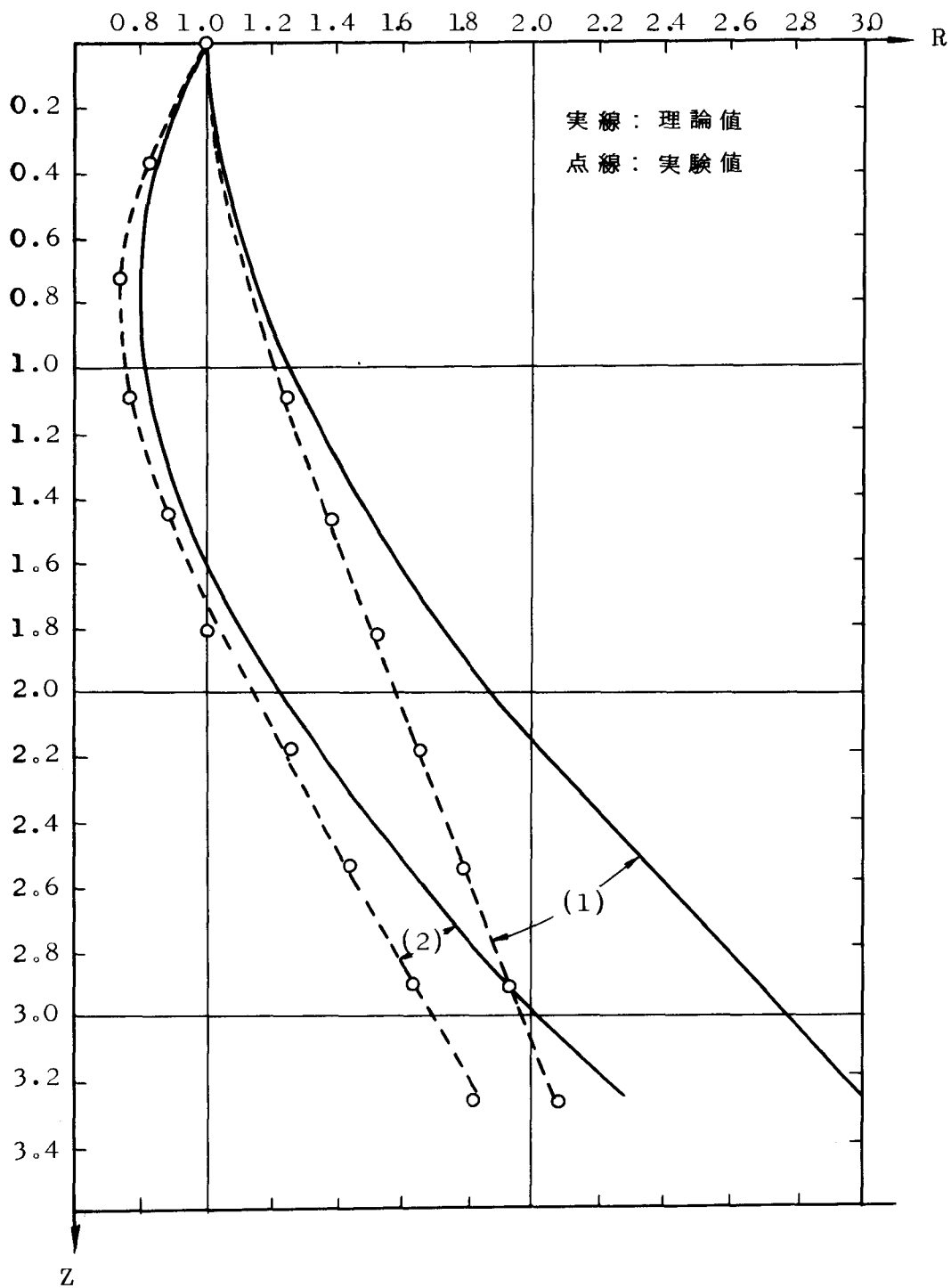
いま熱初速度による電子ビーム端のひろがり、電子ビーム自体が作る磁界の影響を無視することにする。前者は、電子加速電圧が低いほど顕著にあらわれ、後者は高いほど多くあらわれるがこれから扱う1.5kVの加速電圧の電子ビームは中間帯にあるので無視してもよいと考えられる。ただし、熱初速度の影響はビーム断面における電流密度分布曲線においてその部分がなだらかに減少していることからかなりあらわれていると考えられるが、半値幅でビーム端を定義して考えるので大差はないはずである。

空間電荷による互いの反発力のために電子ビームが広がる効果のみを考えた理想真空中の電子ビーム半径の変化は文献(1)で与えられている。原点の半径 $r_{e0}$ を基準として半径 $R_e = r_e / r_{e0}$ と軸上距離 $Z$ との間には次の関係がある。<sup>(1)</sup>

$$R_e = \frac{r_e}{r_{e0}}, \quad Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{c} \frac{e}{m_0}} \frac{I}{\pi} \frac{Z}{r_{e0}} \quad (64)$$

$$Z = \int_1^{R_e} \frac{dR_e}{\sqrt{\log R_e + (R'_e)'^2}} \quad (65)$$

図・11の実線は(4)式から得られた理論値の曲線である。



図・11 ビームの発散に対する理論値と実験値との比較

曲線(1)は  $R'e_0 = 0$  の場合、曲線(2)は  $R'_0 = -0.046$  の場合である。点線は電子流密度分布曲線においての半減値幅をビーム半径として用いてプロットした実験値である。(1)の  $R'e_0 = 0$  の場合は陽極孔を出た直後を原点として選んだもので陽極孔のレンズ作用による発散の作用を、ウエーネルト電位を少し少めに与えることにより減少せしめて得られたものであり、<sup>(脚注)</sup>(2)の  $R'e_0 = -0.046$  の場合は磁界レンズを通過せしめた後でまだ集束の段階にある部分を原点に取つたもので、両者とも電流密度分布が一様になつている部分で原点をとつている。

図・11 から判るように実験値の方が理論値よりも発散度が少くなつている。これは  $10^{-5}$  Torr 台の真空度であるため残留ガスが電離されて生じた正イオンが電子の空間電荷を中和している効果によるものと考えられる。<sup>(37) (38) (39)</sup>

仮りに陽イオンの密度がビーム中で一様であると仮定して平均のイオン密度を計算してみよう。 $\rho$  を軸上単位長さ当りの電荷密度とすると

$$I = \rho v \tag{66}$$

これを (64) 式に代入し、曲線(1)のような  $R'e_0 = 0$  とおいた式とを組み合わせると  $v = \sqrt{2\eta Va}$  とおくと

$$\rho = \frac{\pi r_{e0}^2}{\sqrt{2\eta Va}} \frac{\{F(R_e)\}^2}{\frac{\mu_0}{c} \frac{e}{m_0}} \frac{1}{Z^2} \tag{67}$$

$$\text{ただし } F(R) = \int_1^R \frac{dR_e}{\sqrt{\log R_e}} \tag{68}$$

曲線(1)のような拡がり方をするために必要な電子電荷密度は  $z = 0.1 \text{ m}$  ( $Z = 3.64$ ) で  $r = 0.67 \times 10^{-2} \text{ m}$  ( $R = 2.24$ ) であるから式 (67) より  $4.3 \times 10^{-10}$  クーロン/ $m$  を得る。ビーム電流 (実測値) から計算した電子電荷密度は  $1.0 \times 10^{-10}$  クーロン/ $m$  である。故にイオンによつて中和されている電子電荷密度はこれらの差  $5.7 \times 10^{-10}$  クーロン/ $m$  となり、中和率<sup>(40)</sup> は

$$\frac{5.7 \times 10^{-10}}{1.0 \times 10^{-10}} = 0.57 \tag{69}$$

57% となる。

このような加速電圧が 1.5 kV 程度で空間電荷効果が大きいと考えられる場合にでも正イオンの中和率はかなり大であることが判るが、ビーム電流の小さい割合に加速電圧の高い電子銃からのビームでは電子の空間電荷は殆んど正イオンにより中和されており、等速空間においては  $10^{-5}$  Torr

〔脚注〕 この場合、陽極孔より出てきた電子ビームのラミネーション性は保証できない。



台の真空度では完全に中和されているのではないかと推定できる。以上の推定はこれまでのイオン中和に関する計算, 実験データ(たとえばSpangenberg らのもの)<sup>(37)</sup>からも妥当である。

### 3.3 熱によるウエーネルト電極の移動の検出

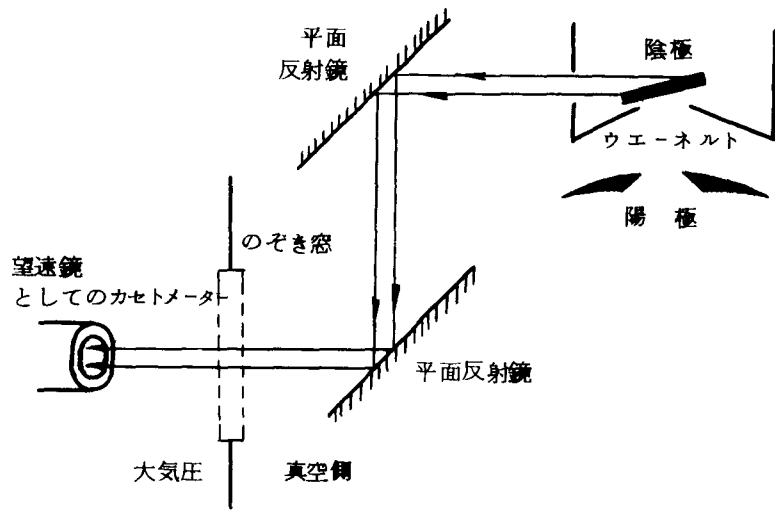
第1編第5章5.2で説明した供試電子銃はウエーネルトの上面エッジ(円孔面)が陰極面より室温で3mm だけ陽極側に位置されているが、動作状態では熱膨張のためにこの間隔は移動していることが十分に考えられる。この推定は陰極加熱電力を変えて陰極温度を変えてやるとパービアンズが変化するという現象や(第1編第5章5.8の項目1.参照)透過率も変化するという現象が観察されたことから行なわれる。室温において最適ウエーネルト電位を空間電荷制限領域内にあるものとして電位分布の $\frac{1}{3}$ 乗法則より計算すると

$$V_W = 0.123 V_a \quad (70)$$

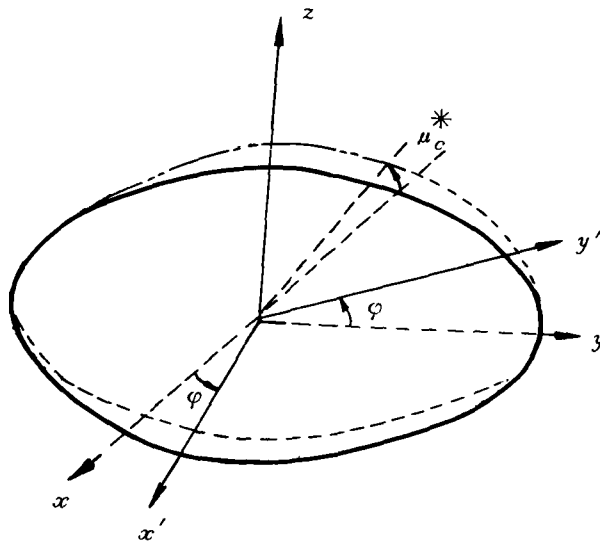
の場合にて最適となるはずであるが、実験結果では $V_W = 0.067 \sim 0.1 V_a$  が得られ、陰極加熱電力によつて変化するのである。この変化から電極変形の度合を推定することができる。上記の場合について計算してみると陰極平面とウエーネルトエッジの間隔が3.0mm であつたものが2.1mm から2.6mm にせばめられていることが判つた。このようにせばめられているという結果は、陰極加熱電力を極端に大きくして長時間経させるとウエーネルトと陰極が電氣的に短絡し、接触している現象が認められたことから裏付けられるのである。

### 3.4 陰極の傾斜角度の測定方法と測定誤差

電子銃の側面にのぞき穴を開けて円板状陰極の上部平面を側面より観察した。真空容器内に2面の平面反射鏡を取付け、のぞき窓を介して大気中に据付けたカセットメーターを望遠鏡動作にして陰極を観察した。陰極が傾斜するとその上部平面が楕円となつて見えるがその周の座標の最大値を測定して傾斜角と回転角を知る。(図・12 参照) 傾斜していない陰極面上部の平面を $xy$ 平面とし、いま $y$ 軸を軸として陰極面が $\mu_c^*$ だけ傾斜したとする。 $xy$ 平面上にあり $x$ 軸より $\phi$ だけずれた角度をもつ $x'$ 軸を軸(光軸)としてこれを観測した場合、傾斜角 $\mu_c^*$ と回転角 $\phi$ は次のように求まる。(但し途中の計算は省略する。)



図・12 陰極傾斜の観察方法の概略図



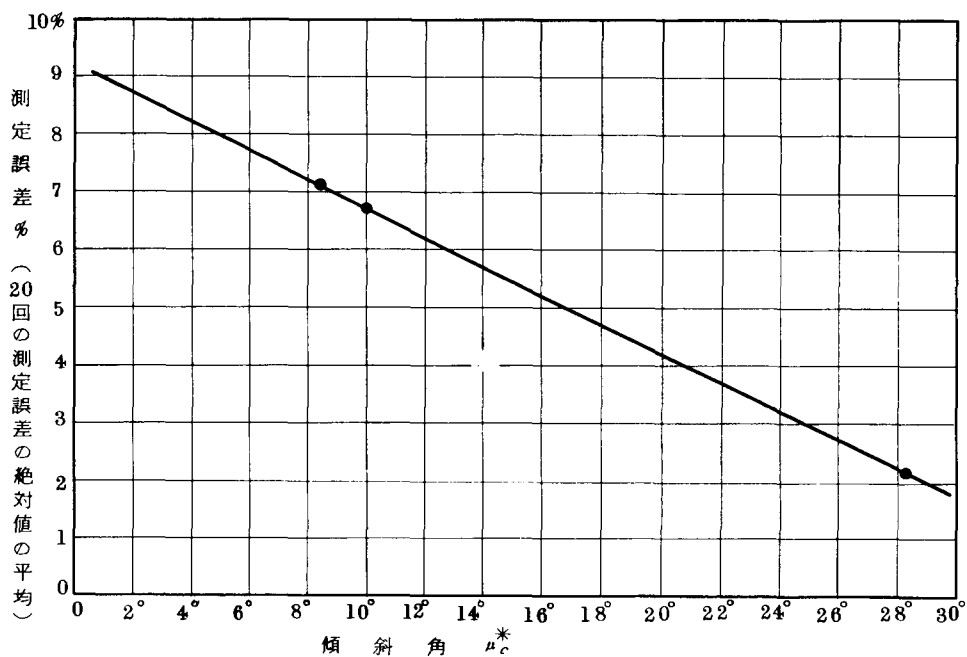
図・13 陰極上部平面のふかん図

$$\sin \mu_c^* = \frac{|z|_{max}}{r_c} \quad (71)$$

$$\sin \varphi = \frac{\sqrt{r_c^2 - |y'|_{max}^2}}{|z|_{max}} \quad (72)$$

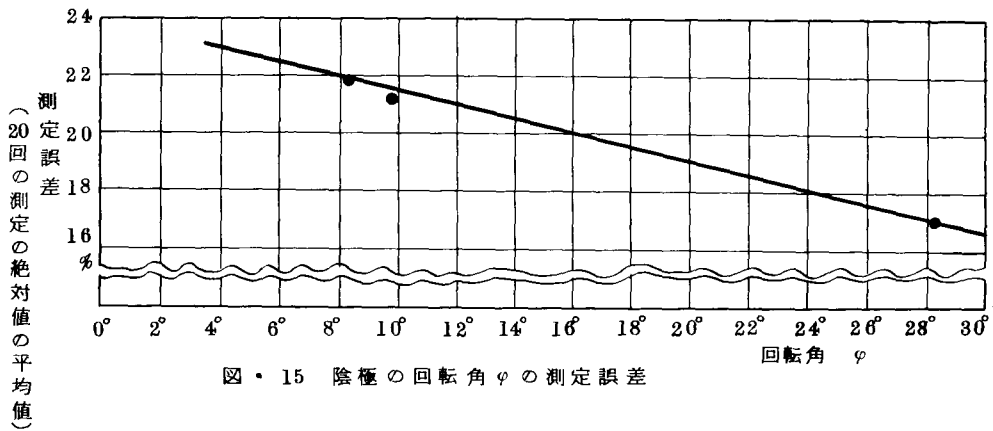
ここで  $r_c$  は陰極の幾何学的半径,  $|z|_{max}$  は観察される楕円の高さ  $2|z|_{max}$  の半分,  $|y'|_{max}$  はその横幅  $2|y'|_{max}$  の半分である。

図・14 と図・15 にこのようにして測定した  $\mu_c^*$  と  $\varphi$  の誤差を示す。ただしこの場合の基準値はカセットメーターを至近距離より顕微鏡として観察し測定したものである。公式 (71) と (72) によつてはいない。



図・14 陰極の傾斜角  $\mu_c^*$  の測定誤差

図・14 と図・15 とを比較すれば判るように  $\varphi$  の方が  $\mu_c^*$  より測定誤差が大きい。しかし、陰極加熱において  $\mu_c^*$  の時間的変化よりも  $\varphi$  の時間的変化が格段に小さい。また室温から高温に移つた時  $\varphi$  の変化は  $\mu_c^*$  の変化よりずっと少ない。

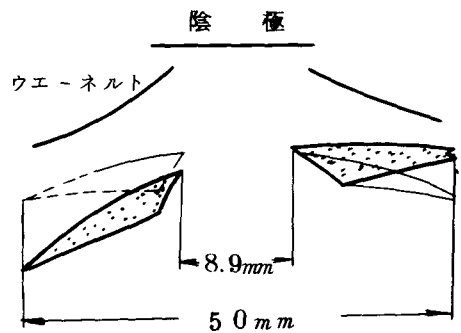


図・15 陰極の回転角  $\phi$  の測定誤差

すなわち、陰極は加熱されると傾きやすいがあまり回転しない。

### 3.5 陽極の傾斜方法とその測定

傾斜させた陽極とは直径が 50 mm のもので、ピアース形電子銃の設計理論にしたがつた電極形状を有し直径 8.9 mm の陽極孔が開いている。(第 1 編第 5 章 5.2 の図・25 参照)この陽極の全直径は陽極孔の 5.62 倍陰極の電子放出面の 5.22 倍である。陰極の傾斜の場合は電子放出面のみの傾斜で部分傾斜に相当するものであつたのに対し、陽極傾斜の場合は電子ビームの径の 5 倍以上の直径をもつ陽極全体を傾斜させている。傾斜は図・16 のように陽極孔の中心の陰極からの距離が変らぬように保ち(すなわち陽極の陰極からの平均距離が変らぬようにして)傾斜させる。傾斜軸は陰極傾斜の場合と同じようにビームアナライザのピンホールの走査直線と Z 軸とが定める平面に垂直でかつ陽極孔の中心をとる直線である。



図・16 陽極の傾斜範囲

この陽極傾斜においては、傾斜角度を変えたいときそのたび電子銃の分解と組み立てをやらなくてもよいので欲しい傾斜角度が容易に得られる。

また、熱膨張によつて陽極傾斜角度が変化することがないので室温における傾斜角度をノギスで測定しておいて高温における場合に当てはめてもくいちはないものと考えられる。

### 3.6 結 言

本章では、測定の対象とした供試電子銃からの電子ビームが電極の変形、移動による影響と真空度がよくないために生ずる正イオンの空間電荷中和の影響を強く受けていることから、これら1つ1つの因子について検出した例を述べた。3.2, 3.3で述べた現象は、これ以外の実験データにおいても裏付けられている。例えば、真空度を故意に悪化させていくと電子電流が次第に増加し、電子銃内の電位分布がかなり変化しているらしいことが認められた。このような電子電流の増大は $10^{-3}$  Torrの真空度に入ると $10^{-5}$  Torr台の時の2倍位の値に達した<sup>(8)</sup>これは等速領域において電離された正イオンが陽極孔における侵透電界のために加速領域内に選ばれて電位分布を変えて電子電流を増大させるのだという従来の理論<sup>(37) (38) (40)</sup>では説明のつかないほど大きな値である。正イオンが負の空間電荷を中和しているだけではなく、加速領域内で $\alpha$ プロセス<sup>(41)</sup>が起つていると推定できるのである。<sup>(8)</sup>

電極の熱による移動については電子ビームの特性の測定中、終始筆者を悩ませた問題である。第4章においては、この問題を積極的に取りくんで行なつた研究について述べているが、これまでも示されたデータでこの電極の変形の影響を受けているらしいと推定できるものはある。例えば第1編図・30, 図・31のデータでは電流密度分布にかたよりを生じさせ、電子流線も対称ではない。

これらの問題を積極的に取扱うためには電極の移動度を測定できる方法を確立させておかねばならないが3.4, 3.5ではこの問題について述べた訳である。

## 第4章 電極の傾斜が電子ビームの特性に与える影響の測定と理論計算との比較

### 4.1 序 言

第2章においては、電極の傾斜が電子ビームの特性に与える影響の理論的な計算を行なつたがこれを実験的に検証することは、本ビームアナライザの応用方法の1つとして役立たせることになる。本章においては、陰極の電子放出面の傾斜および陽極の傾斜が電子ビームの断面における電流密度分布、最速電子軌道勾配、ビーム発散角の非対称性、Non-laminarityの度合の諸特性に与える影響についてビームアナライザによる測定結果を述べ理論計算と比較し得るものを行ないながら論述する。

陰極の電子放出面の傾斜角のつけ方は第3章3.4において述べた方法で行なつており、傾斜を与えた軸はビームアナライザの走査直線とビーム軸が決定する平面に垂直でかつ陰極の中心をとる直線である。陽極の傾斜の与え方は第3章3.5で述べた方法により、傾斜軸は3.5でも述べたようにビームアナライザの走査直線とビーム軸とが決定する平面に垂直でかつ陽極孔の中心をとる直線である。

### 4.2 陰極の電子放出面の傾斜による電子ビーム特性の変化

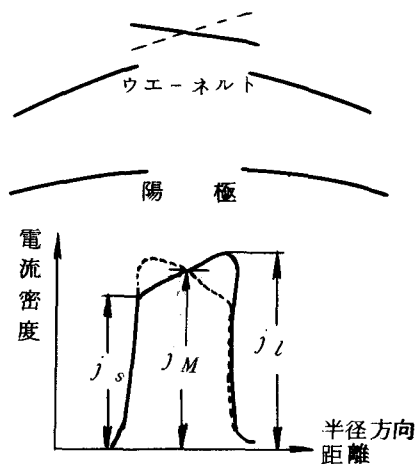
#### 4.2.1 電子流密度分布

筆者の行なつた理論計算によると第2章において図・4でも示したが、陰極傾斜に対する電流密度分布の変化を定性的に示すと図・17のようになるはずである。すなわち、陰極面において陽極から遠ざかる側が電流密度が小さく、陽極に近づく側において大となるはずである。

いま次の量を取る。

$$r_c = \frac{(j_l - j_M) / j_M}{(\text{陰極の傾斜角度})} \quad \left\{ \frac{1}{\text{degree}} \right\} \quad (73)$$

ただし 
$$j_M = \frac{j_l + j_s}{2} \quad (74)$$



図・17 陰極傾斜に対する電流密度分布曲線の予想図

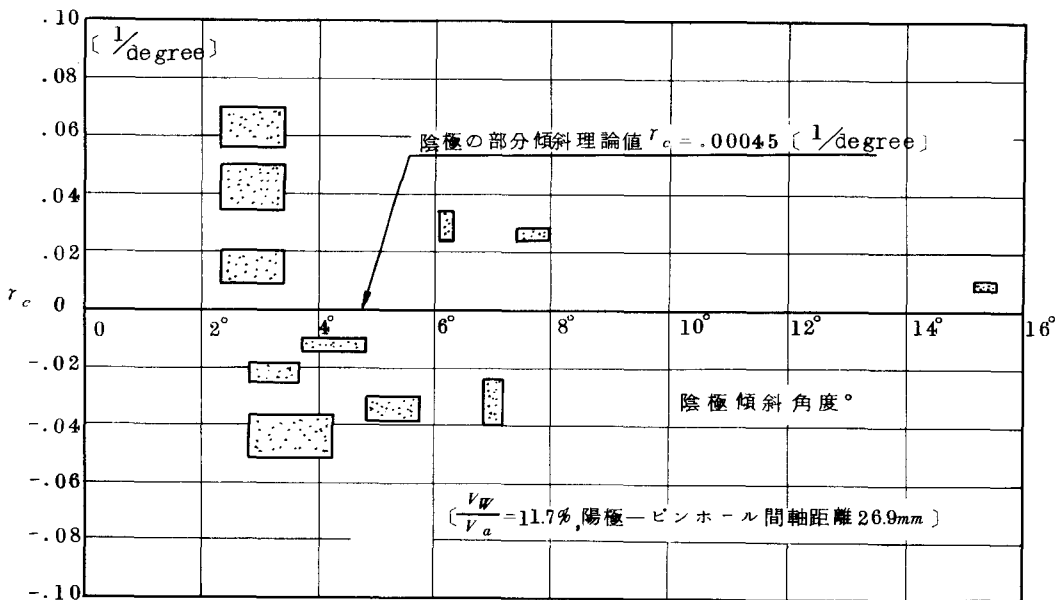
そして、理論計算からの予想図と同じ方向に電流密度分布の肩の上り下りが生じている場合には $r_c$ は正の値とし、反対方向に肩が上り下りしている場合には $r_c$ が負の値として実験結果を表現する

ことにする。なお、電流密度分布曲線の中央部に山が生じたりした場合には、これを無視して  $j_s$  と  $j_l$  を決めることにし  $j_s$  と  $j_l$  を判然と読むことのできぬ実験データは除外することにする。

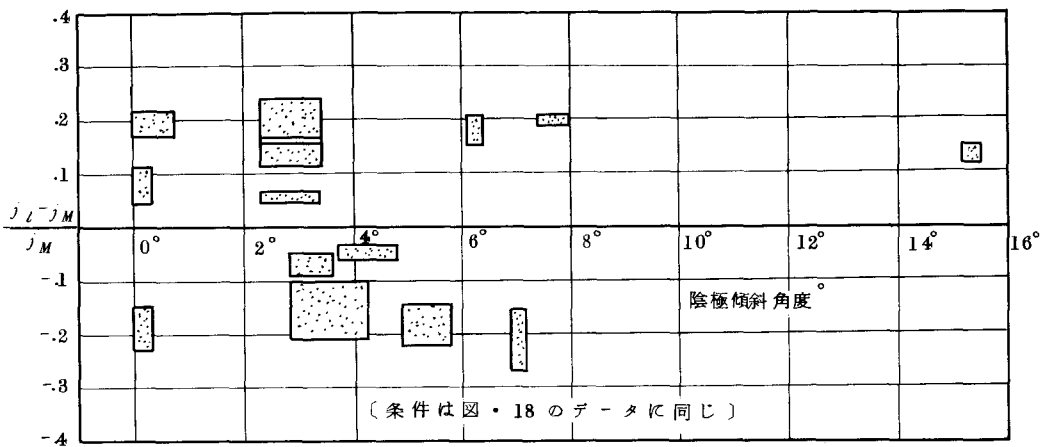
$j_M$  は中央部における実験データではなく、(74)式で定義されるものである。

図・18 は  $r_c$  の測定値と理論値を陰極傾斜角度に対してプロットしたものである。この場合の理論値とは次のようなものである。すなわち、第2章において摂動法で行なつた理論計算では電流密度分布における変化分は陰極または陽極の傾斜角度に比例して増加するという結果がでているがこのときの比例定数に相当するものが、 $r_c$  の理論値である。図・18 から判るように実験値には理論計算から予想されるような傾向がなく、ばらつきの大きいものであることが判る。

図・19 は (73)式の分子のみ  $(j_l - j_M) / j_M$  をプロットしたもので傾斜角度が  $0^\circ$  に近いものも示しているが、これらのばらつきは陰極の傾斜角度に無関係なように見える。これらのことから陰極傾斜が電流密度の変化に与える影響よりも他の原因による影響が大きく現われているように見える。なんとすれば、もし陰極傾斜の影響が大きいものならば、ばらつきが大きくとも定性的に一貫したなんらかの傾向が見出せるはずだからである。しかし、これらのデータはビームアナライザの走査面が傾斜させた陰極面に平行なのではなく、固定した陽極側に平行な面であることに留意せねばならない。すなわち、傾斜させた陰極を基準にしてみた現象ではないからである。もし、陰極面を基準にしてビームアナライザの走査面を傾斜角に応じて傾けて測定することが可能であ



図・18 陰極傾斜角度に対する  $r_c$  の実験値と理論値

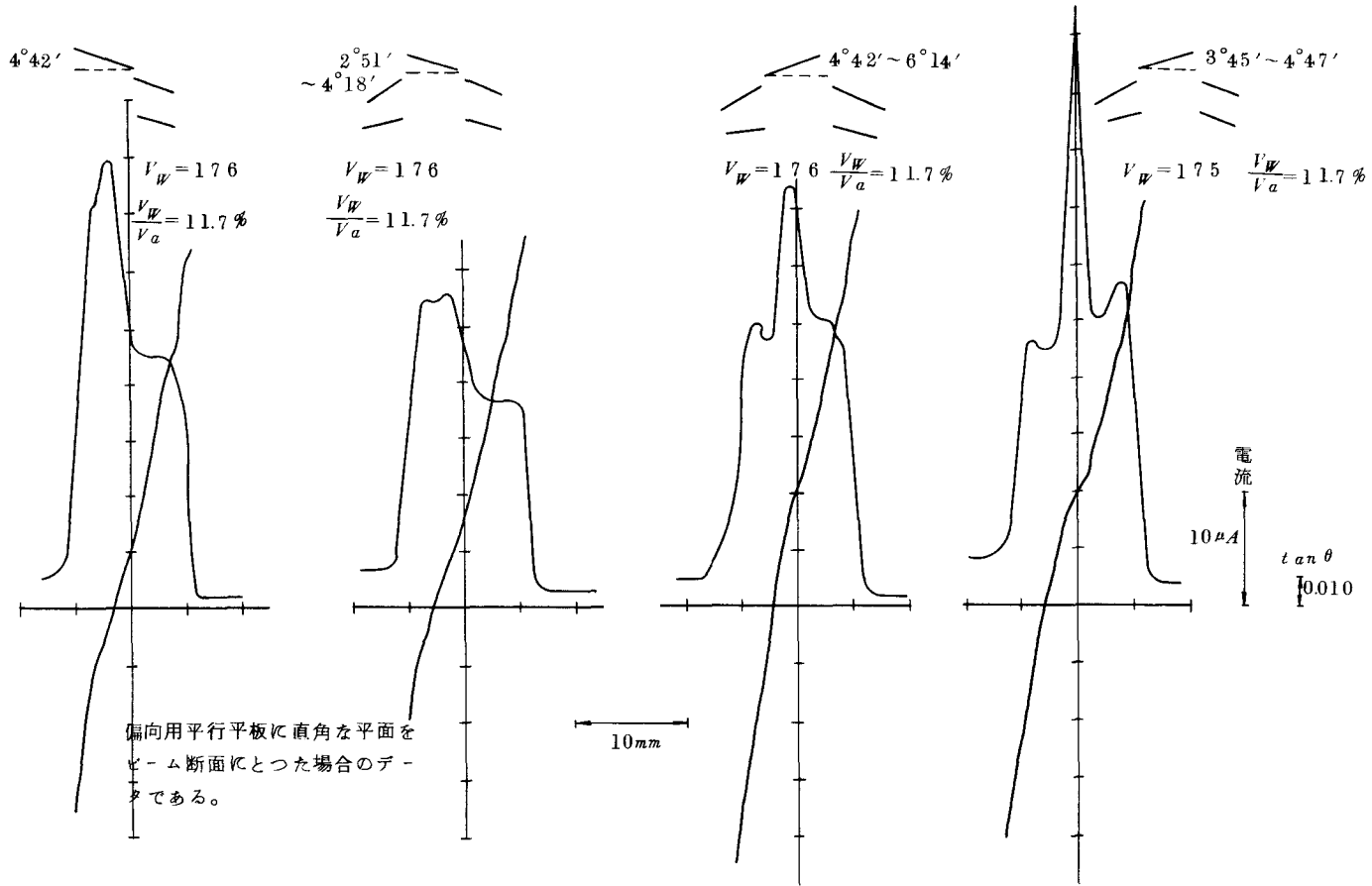


図・19  $(j_L - j_M) / j_M$  を陰極傾斜角度に対してプロットした図

つたならば上に述べたようなばらつきは少くなり、もつと一貫性のあるデータがでてくる可能性が考えられる。

さて、このばらつきが生じた原因としては次のようなものが考えられる。実験を行なうに際し陰極の傾斜角度を変化させるためには電子銃を1つ1つの部分品にまで分解して陰極に傾斜をつけてまた組立てるのであるが、そのとき多くのビスやナットを締める個所がある。常にすべての個所で一定の力で締められるものならばよいが、どうしてもその力には不均一が生じる。その力のアンバランスが分解、組立てのたびにちがった方向にさまざまな量で生じる。このために電子銃を加熱させると冷たい状態で正常な電極配置であつたものでも、陰極、ウエーネット、陽極の3つの電極の幾何学的な軸にずれができてくるのである。そのずれの方向と量が実験の回数をあらためるたびごとに、すなわち分解、組立、加熱、冷却のサイクルのたびごとに異なり、三軸のずれが互いに強調されたりあるいは相殺されたりして作用し、電流密度に影響を与えていることが考えられるのである。しかし、残念なことに加熱中に観測したものは陰極の電子放出面の陰極固定部に対する変形のみであつて、これら三電極系の軸のずれについては観測することができなかった。電流密度分布においては結果的にこれらの影響が現われ、ばらつきの原因になつていると考えられる。図・20に電流密度分布の実験データの例を示す。

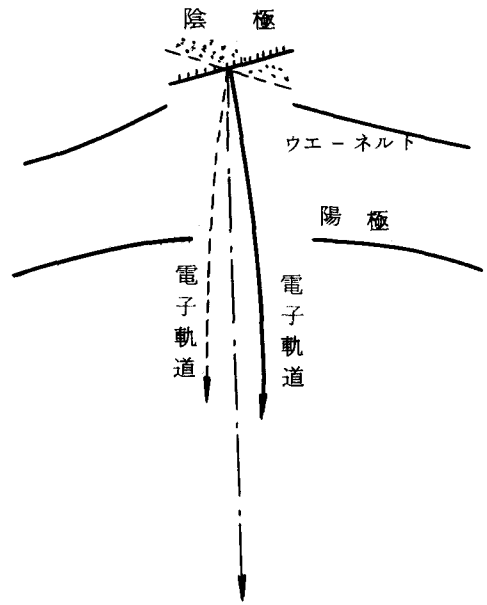




図・20 陰極傾斜（電子放出面のみ）に対する電流密度分布  
 と電子軌道勾配  $\tan \theta$  のデータ例  $V_a = 1.5 kV$  ,  
 陽極より  $26.9 mm$  の軸距離

#### 4.2.2 最確電子軌道勾配

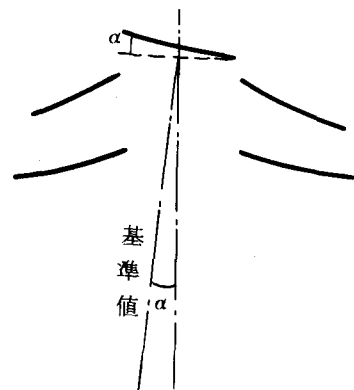
電子軌道は陽極孔のレンズ作用と空間電荷の反発力のために発散し、図・20でも示したように(第1編第5章の図・27, 図・28, 図・29, 図・33にも示した)その勾配はビーム断面上の位置によつて異なっている。第2章で述べた理論計算によると、定性的に示せば図・21のように陰極傾斜の方向によつて電子軌道が異なってくる。



図・21 陰極傾斜の方向によつて電子軌道の勾配のむきが異なる。

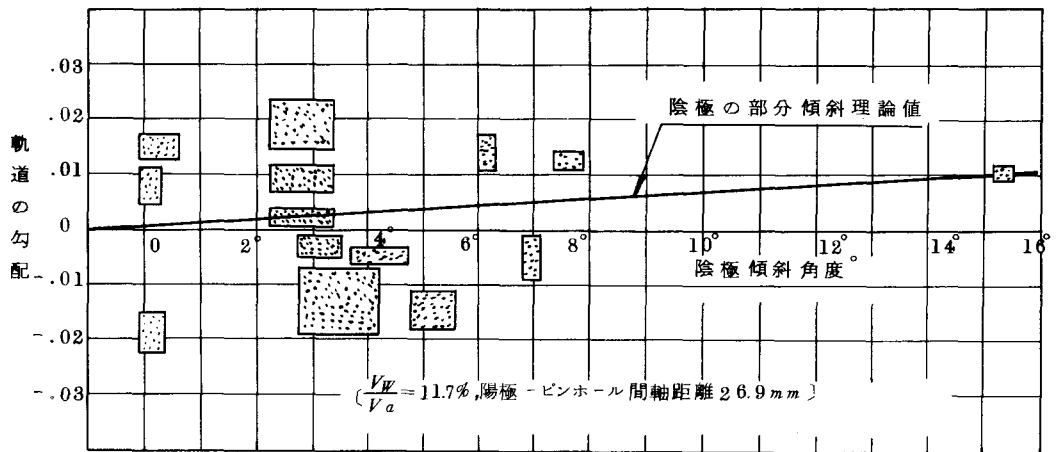
図・22は陽極孔の軸を基準にとつた時の陰極の傾斜角度に対するビーム断面中央部の軌道の勾配であつて理論値と実験値がその方向において合致するものは正の領域に、また反対方向に勾配をもつものは負の領域にて示した。図・18と同じように示したものである。ただ傾斜角度でわつて正規化していないところのみが異なる。この図・22のみを見てみ

てみると実験値は陰極傾斜角度に無関係で理論値を裏付ける傾向はなんら見出せないように見える。しかし、この同じデータを傾斜させた陰極面に垂直な直線(法線)を基準として、プロットした図・23を見ると、実験値には傾斜角度に対するはつきりした相関関係があり、しかも理論値を裏付ける傾向を有していることが判る。図・24は傾向させた陰極面の法線と陽極孔の軸との間の関係を示すもので、陽極孔の軸は陰極の傾斜角度の正接( $-\tan \alpha$ )の勾配を有することになる。図・23は図・22のデータに( $-\tan \alpha$ )を加えたものをプロットしてある。

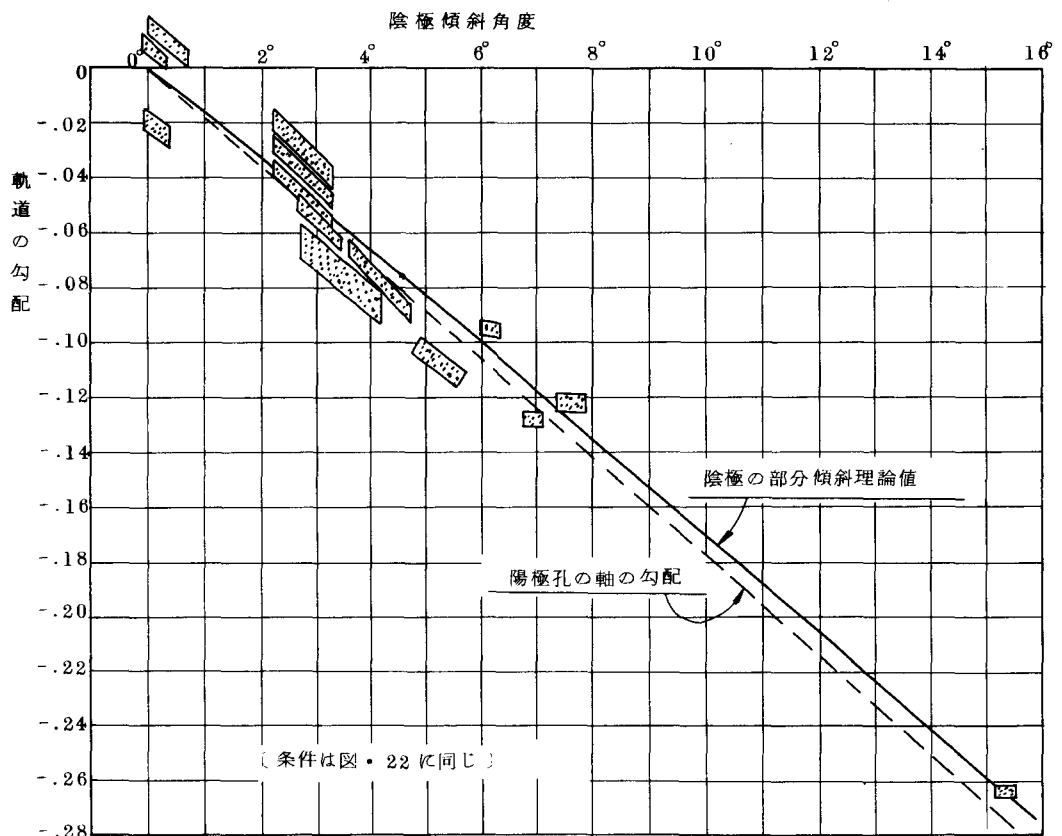


図・24 傾斜させた陰極の軸を基準軸にするための操作

ところで図・18と図・22とを比較してみると $r_c$ と軌道の勾配の符号と量は定性的な対応関係にあることが判る。このことから電流密度分布と電子軌道の勾配とは無関係ではなく、対応関係を保つて変化していると言える。この事実は4.2.1で述べたばつきの原因の推測を更に裏付けるものであり、注目すべき事柄であると考えられる。



図・22 陰極の傾斜角度に対するビーム中心における電子軌道の勾配。  
理論と方向が一致するデータは正の方向，反対の実験データは負の方向にとつてある。陽極の軸を基準軸にとつてある。

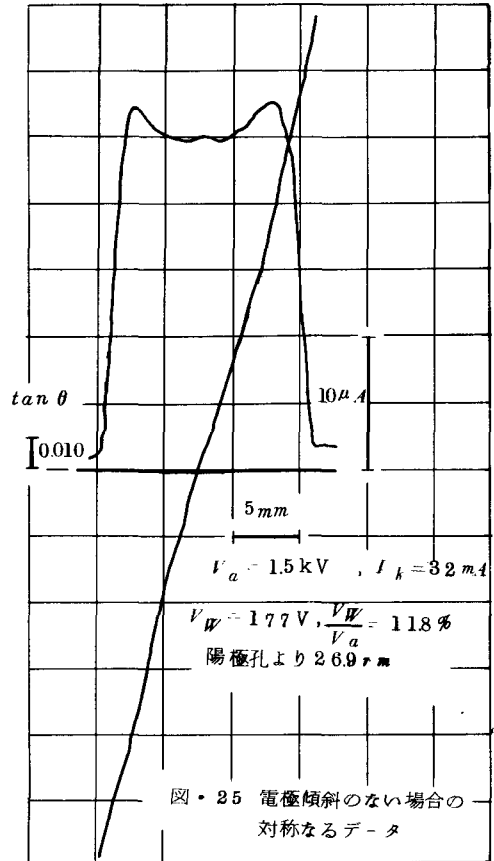


図・23 傾斜させた陰極面の軸を基準とした軌道の勾配

#### 4.2.3 ビーム発散角の非対称性

電極を傾斜させないときのビーム断面に対する電子軌道の勾配は図・25のようにほぼ対称なものが得られるが、陰極を傾斜させたり、傾斜した場合、図・20からも判るよう中心線に対してその絶対値が対称に変化していない。

この非対称性の程度を知る手段として、ビーム中心から左右に一定の距離をおいたところの電子軌道の勾配をとる。そしてこの一定距離として5 mm という値をとることにする。その理由は、もしビーム端における値をとったとしてもビームの太さが異なる場合はその中心からの距離が異なるため、比較ができなくなるからである。この左右の一定距離における勾配の絶対値を陰極を傾斜させない時の同じ位置の勾配の絶対値と比較し、左右それぞれの次のような差をとる。



$$c[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, r} = \left| [\tan \theta_m]_{r=5, r} \right|_{\text{陰極傾斜}} - \left| [\tan \theta_m]_{r=5, r} \right|_{\text{傾斜なし}} \quad (75)$$

$$c[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, l} = \left| [\tan \theta_m]_{r=5, l} \right|_{\text{陰極傾斜}} - \left| [\tan \theta_m]_{r=5, l} \right|_{\text{傾斜なし}} \quad (76)$$

ただし、ここで添字  $c$  は陰極傾斜を、 $r$  は右方傾斜を、 $l$  は左方傾斜を示す。

$c[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, r}$  と  $c[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, l}$  とを陽極から 26.9 mm 離れたビーム断面における実験データについて調査してみると

$c[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, r} > 0$  であるときは  $c[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, l} < 0$  であり、  
 $c[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, r} < 0$  であるときは  $c[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, l} > 0$  であることが判つた。

ただし、電極の電位はすべて同じ条件であるデータについて言えることである。

ところでピンホールがビーム断面を走査しながら作る直線（厳密には円弧の一部である）とz軸とで作る平面を平面 $\pi$ と名づけると陰極の傾斜はこの平面 $\pi$ に垂直な直線を軸として与えてある。この平面 $\pi$ を紙面においたとき、陰極の右端を上方に持ち上げて傾斜させたとき（右方傾斜）と左端を上方に持ち上げて傾斜させたとき（左方傾斜）とでは陰極傾斜の方向は反対となる。

（図・17 または図・21 参照）いま $\delta c$ なる量を考え

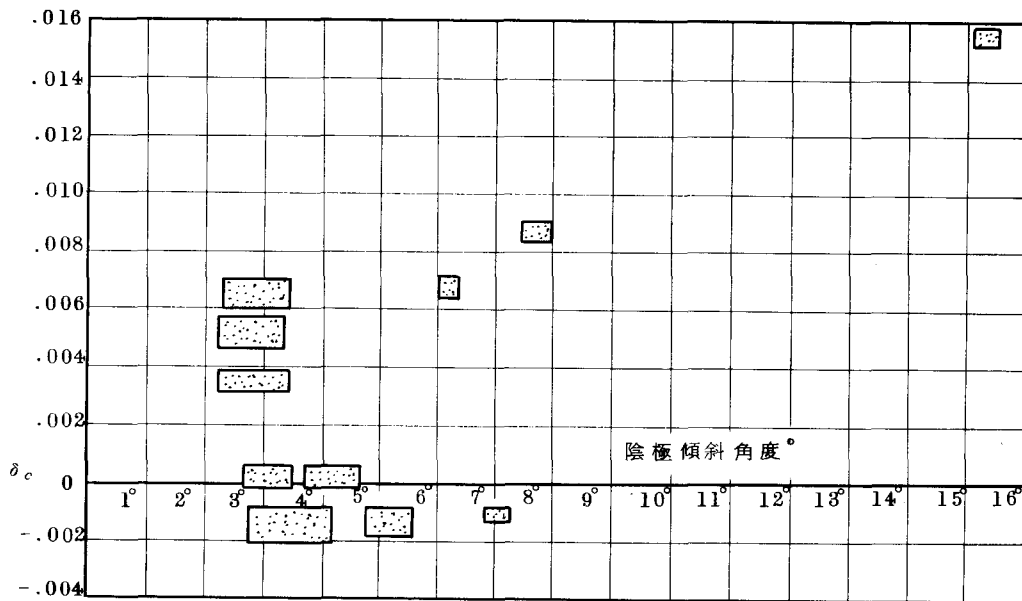
$$\left\{ \begin{array}{l} \text{右方傾斜} \\ \text{---} \end{array} \right\} \text{のとき } \delta c = \left| c[\Delta t \tan \theta_m]_{r=5, r} \right| - \left| c[\Delta t \tan \theta_m]_{r=5, \ell} \right| \quad (77)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{左方傾斜} \\ \text{---} \end{array} \right\} \text{のとき } \delta c = \left| c[\Delta t \tan \theta_m]_{r=5, \ell} \right| - \left| c[\Delta t \tan \theta_m]_{r=5, r} \right| \quad (78)$$

のように定義することにする。

このように $\delta c$ を定義しておく、右方傾斜の場合と左方傾斜の場合とで $\delta c$ の符号に共通の意味を持たせることができる。

図・26 は陰極の傾斜角度に対する $\delta c$ をプロットしたものである。



図・26 陰極傾斜角度に対する $\delta c$ の変化・陽極より26.9mmの軸距離

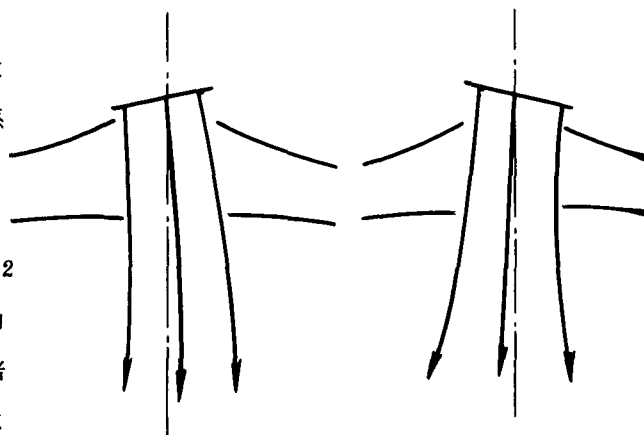
図・26 をみると、かなりのばらつきはあるが $\delta c$ と陰極傾斜の間には相関関係があることが認められる。図・18 , 図・19 , 図・22 などと比べてみるとよく判るが $\delta c > 0$ となるデータの方が $\delta c < 0$ となるデータよりも数が多く、しかも $\delta c > 0$ の絶対値の大きいものはあるが $\delta c < 0$ の絶対値の大なるものはない。そして陰極傾斜角度が大なるにつれて $\delta c$ が大きくなっていくことが認められる。また、この $\delta c$ の1つ1つのデータの大小関係は図・18 , 図・19 図・22 の電流密度の変化, 軌道の勾配の変化のデータにおいて個々の長方形の位置が定性的に対応していることが判る。

これらのことから次のような事柄が言える。すなわち陰極を右方に傾斜させるとビームの発散角は右方が左方よりも大となり、左方に傾斜させると左方が右方より大となる。そしてこの度合は陰極傾斜角度を増大させると大きくなる。

図・27 は陰極の傾斜の方向とビーム発散角の非対称の方向の対応関係の概略を示したものである。

ところで、ばらつきの原因はここでも4.2.1にて述べたことがそのままあてはめ得ると考えられる。しかも先に述べたように個々のデータの対応関係からこの原因の推測を更に裏付けるものと考えられるのである。

例えば図・18 , 図・19 , 図・22 図・26 のデータにおいて陰極傾斜角 $7^\circ$ における諸量と $7.7^\circ$ における諸量を比べてみると $7^\circ$ における諸量は負の値をもち、 $7.7^\circ$ における諸量は正の値を持つている。これは次のように説明できるのである。図・18 ,



図・27 陰極傾斜の方向を変えるとビーム中心の軌道勾配を基準にとつても左右の発散角の大小が逆になり非対称性の方向が変わる

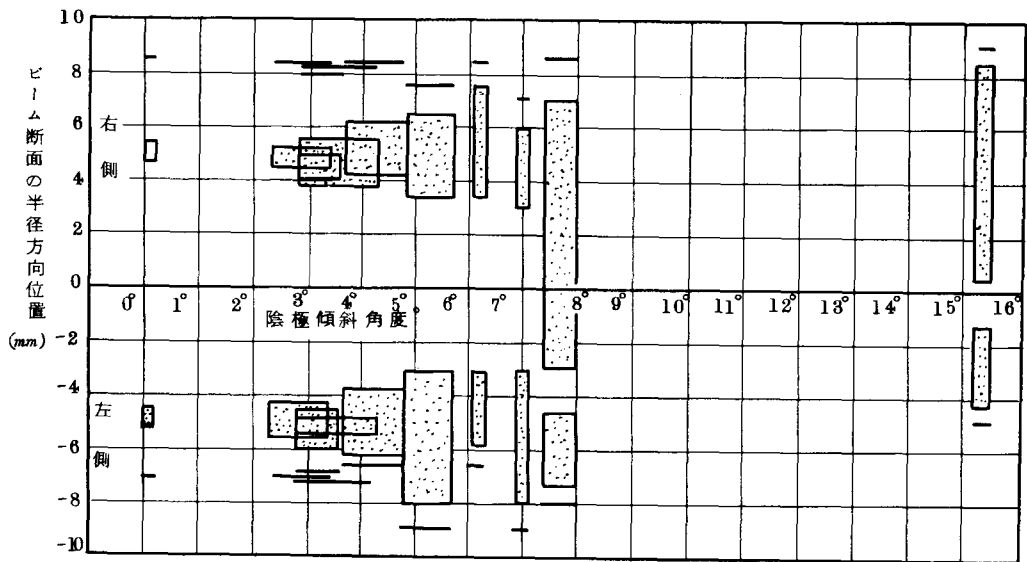
図・19 , 図・22 , 図・26 の4つのデータは、1回の傾斜角度に対して同時に行なつた実験で得られたものであるので、三電極系の軸のずれの影響がどのデータにも一貫して共通に現われているのである。三電極系の軸のずれは電子放出面の傾斜の効果を打消すように働くばかりではなく、強調するように作用している場合もあるであろう。この方向と程度に応じて図・18 , 図・19 , 図・22 , 図・26 のデータに著しいバラツキが現われると考える。すなわち、 $7.7^\circ$ における諸量は陰極の電子放出面を $7.7^\circ$ 傾けただけの影響がそのままこれらの測定値として現われているが $7^\circ$ における値は陰極の電子放出面を $7^\circ$ 傾けたという影響の他に4.2.1で述べた

ような観測され得なかつた三電極系の軸のずれがあつて、これが陰極の電子放出面の影響を打消すような方向に働いているということである。

#### 4.2.4 Non-laminarityの度合

筆者の設計による本ビームアナライザは、Non-laminarityの検出が行なえることは第1編第5章でも述べた。陰極を傾斜させるとNon-laminarityの現われる範囲とその度合がどのように変わるかを調査した。電極を傾斜させるとさせない場合に比べてNon-laminarityの現われる範囲が拡がりかつその度合も大きくなることが認められた。以下これらのことを定量的かつ客観的表示法で述べる。

図・28は陰極傾斜角度に対してNon-laminarityの検出される範囲がどのように変わるかを示したもので、同一ビーム断面、同じ電極電位から取られたデータによる比較である。縦軸はビーム断面の半径位置で、 $r > 0$ の部分が電流密度分布曲線の右側、 $r < 0$ の部分が左側にあ



図・28 Non-laminarityの検出された、ビーム断面半径方向距離上における位置とその範囲。—は電流密度分布曲線上のバックグラウンド減値でビーム端半径を表現したものである。(陽極孔より28.9mmの軸距離)

たる。この図はビーム断面のどの位置においてどれだけの範囲でNon-laminarityが現わ

れたかを示している。範囲の広さを縦軸にとつてゐるのではない。

なお、この Non-laminarity の検出は第 1 編第 5 章で述べたようにビーム半径位置の連続的な場合で得られるのではなく、あるとびとびの discrete な点で  $V_d - I_F$  特性を測定して得られるものである。これらの点と点との距離が短いほど、きめのこまかい詳しい情報が得られるが、一方ひとつの条件の電子ビームに対する実験について時間がかかるため、状態が変化するかそれがある。そのため情報に一定のあらさが伴う。図・28 のデータは 1 つの条件の電子ビームについてビーム半径の 5 ~ 8 個所の点で  $V_d - I_F$  特性を測定して得られたものである。したがつて図・28 には縦軸に  $\pm 1 \text{ mm}$  程度の誤差を含んでいるものと見なければならぬ。

さて、図・28 から判るように陰極傾斜角度の増大に伴い、Non-laminar となる部分の範囲が増大してくることが判るが、注目すべきことは傾斜角  $0^\circ$  のときみられる部分が徐々に拡がっていくという傾向にあることである。実は、傾斜を与える方向により左右のアンバランスの大小関係も変つてゐるのである。また、傾斜角の増大につれてビームの中央付近へと範囲が拡がっていく傾向にある。これは陽極孔による収差の他に陰極の傾斜そのものが原因となる非層流流性が加わり、上記のような現象が現われたと考えられる。

図・29 は、Non-laminarity の度合をあらわす normal path の勾配の重ね合わせ

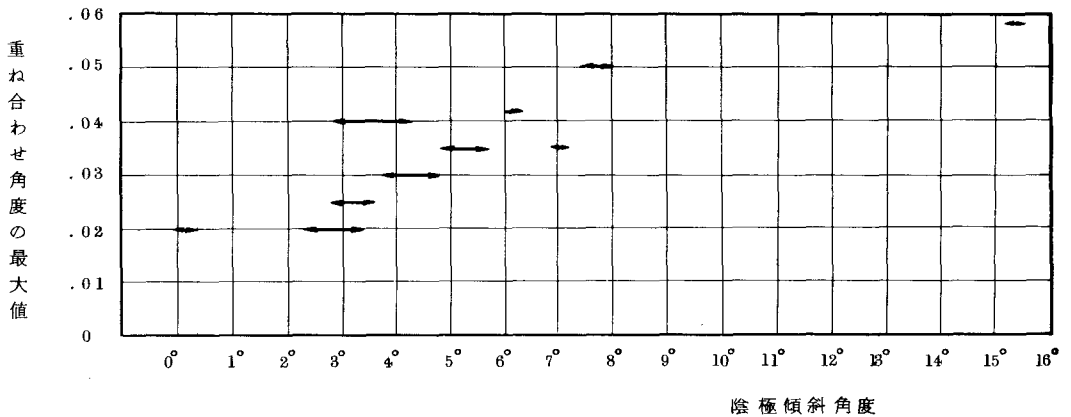


図 29. 陰極傾斜角度に対する Non-laminarity の度合をあらわす軌道勾配の

重ねあわせ角度の変化，陽極より 26.9mm の軸距離

せの範囲のうちで最も大きく検出された値を陰極傾斜角度に対してプロットしたものである。傾斜角度の増大にもない Non-laminarity の度合が増大していることが認められる。ばらつきの生じた原因としては電子ビーム自身によるものより  $V_d - I_F$  特性の測定をビーム断面上



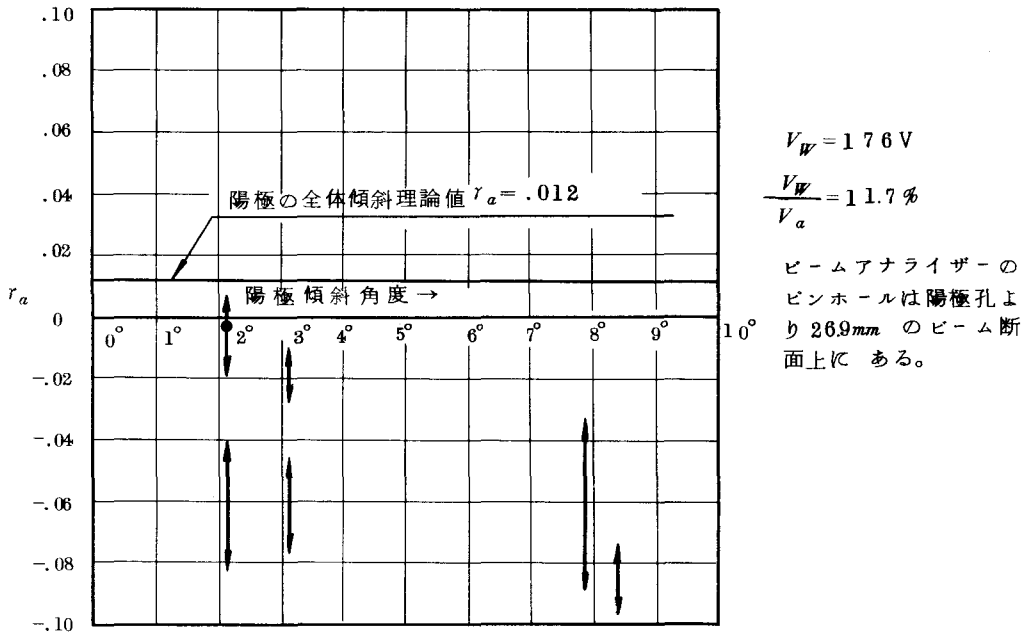
で限られた数の点でしか行なわなかつたためであることが上げられる。

#### 4.3 陽極の傾斜による電子ビーム特性の変化

##### 4.3.1 電子流密度分布

4.2.1 で定義した同じ形式の量  $r_a$  を定義する。(78) 式において分母の陰極傾斜角度となつて  
いる処が陽極の傾斜角度に書きかえたものが  $r_a$  である。その他の定義に付随することわり書き  
も同じである。

図・30 は実験データから取つた  $r_a$  の値と理論値を陽極傾斜角度に対してプロットしたもの  
である。この図は実験値は理論計算から予想されるとまったく反対の傾向にあることが判る。

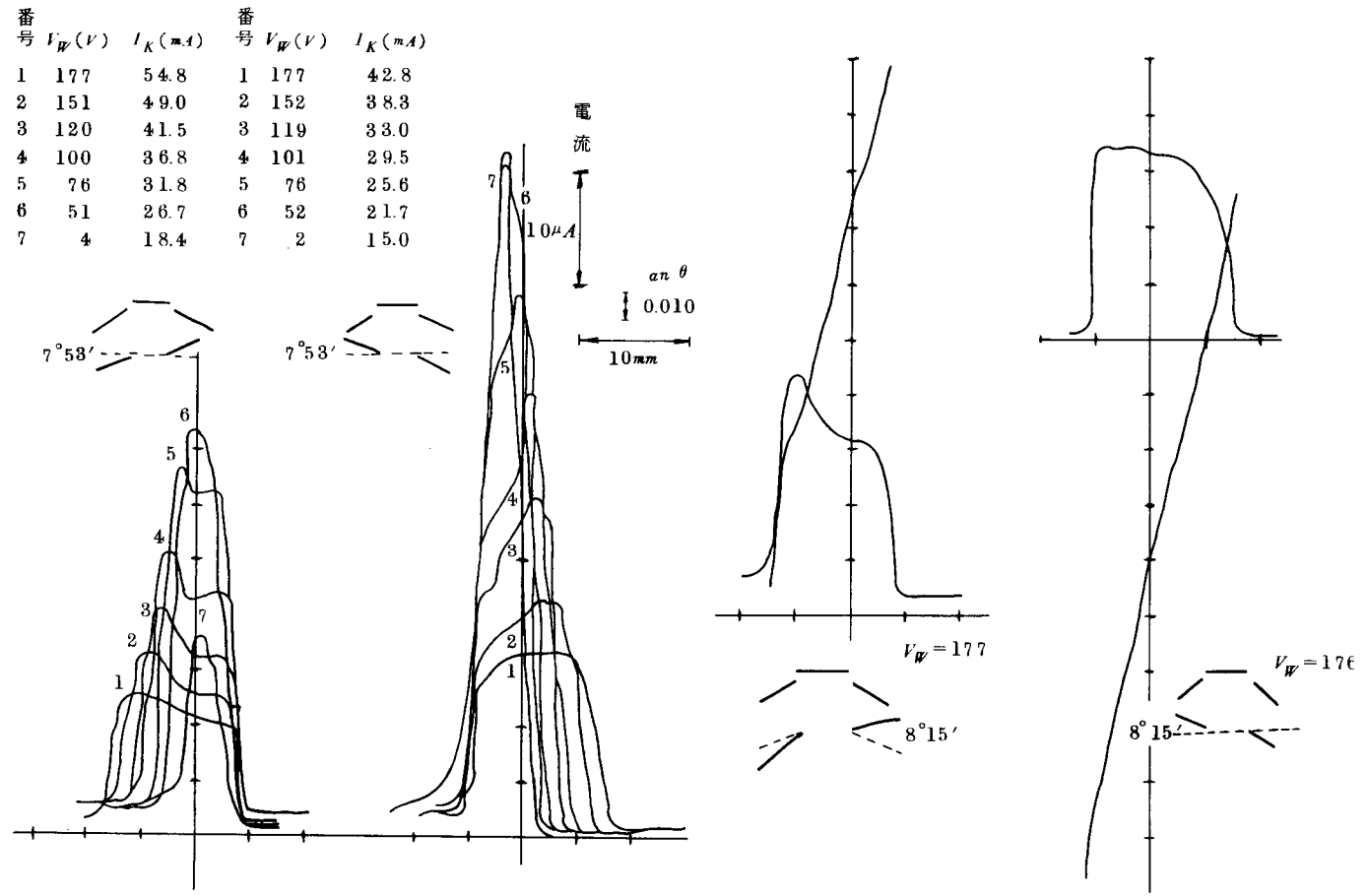


図・30 陽極傾斜角度に対する  $r_a$  の実験値と理論値

陰極傾斜の場合には傾斜角度に無関係なばらつきが多く  $r_a$  と傾斜角度の間に相関関係がなかつ  
たが、この場合ははつきりした相関関係が出ている。このように理論計算と反対の傾向の実験デ  
ータが出た理由については次のように考えられる。

理論値からくる  $r_a$  は陽極面での値である。

陽極面では  $r_a > 0$  であるはずであるが陽極面から離れると図・36 にも示したようにレンズ作



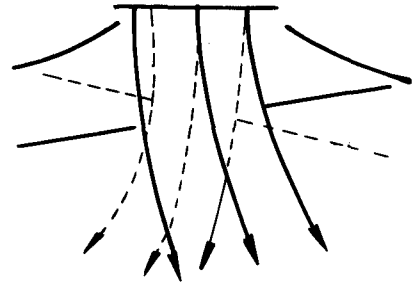
図・31 陽極傾斜に対する電子流密度分布および  
電子軌道の勾配の変化(陽極孔より26.9mmの軸距離)

用は Bの方が大きい。(4.3.3 参照)したがって陽極面から離れて測定した実験値はビーム B側で急速に抜がるので  $r_a < 0$  となつてあらわれるのである。

図・31 に電流密度分布曲線の例を示す。左の3つのデータからは陰極と陽極の近くなつている側の電流密度が小さく、反対側で大きくなつてゐることが判る。しかし右端の1つのデータはやや反対の傾向を有している。

#### 4.3.2 最確電子軌道勾配

陽極を傾斜させたときの電子軌道の変化は理論計算によると定性的に図・32のような傾向を示す。すなわち右方に傾斜させれば右方に曲がり、左方に傾斜させれば左方に曲がる。実験値はこの曲がる方向については理論による予想と同じであつた。



図・32 陽極傾斜の方向によつて電子軌道配が変る

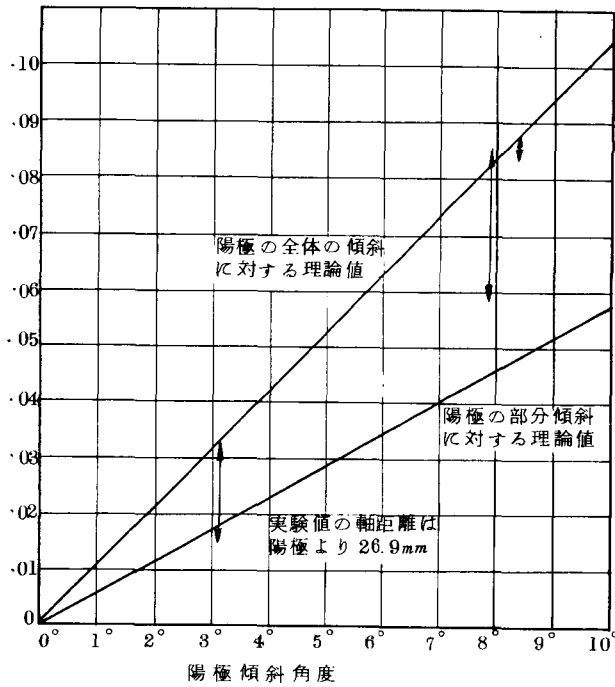
図・33 はビーム中央部における軌道勾配の実験値と理論値を陰極の軸を基準として示したものである。

図・34 は同じ実験値と理論値を傾斜させた陽極の軸を基準として示したもので、陰極傾斜の場合の図・23 と同じ要領でプロットしたものである。図・33 と図・34 の2つの図から次のようなことが導き出せる。

1. 実験値は全体傾斜に対する理論値と部分傾斜に対する理論値との間にある。
2. 理論値、実験値ともに電子軌道の勾配の変化分は陽極の傾斜角度以内に納まつている。
3. 理論値は傾斜角度に比例して増加するが実験値の方は傾斜角度の増大につれて増え方も大きくなつていく傾向にある。

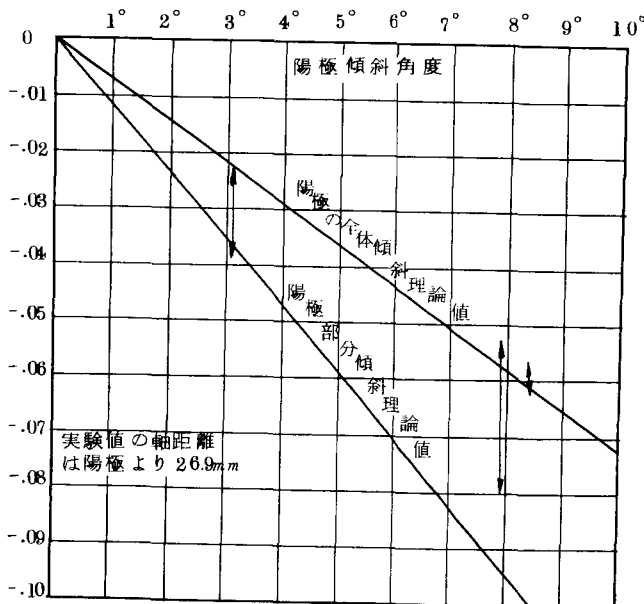
図・31 の実験データ例を見ると右の2つの図において最確電子軌道勾配  $\tan \theta_m$  のビーム断面に対する特性が陽極傾斜の方向によつて著しく変つてゐることが判る。

ビーム中央における電子軌道の勾配  
(陰極の軸を基準とした場合)



図・33 陽極傾斜角度に対する電子軌道勾配変化、陰極の固定軸を基準としてみた場合

中央部の電子軌道勾配  
陽極の軸を基準とした場合の電子ビーム



図・34 陽極傾斜角度に対する電子軌道勾配の変化、傾斜させた陽極の軸を基準とした場合

### 4.3.3 ビーム発散角の非対称性

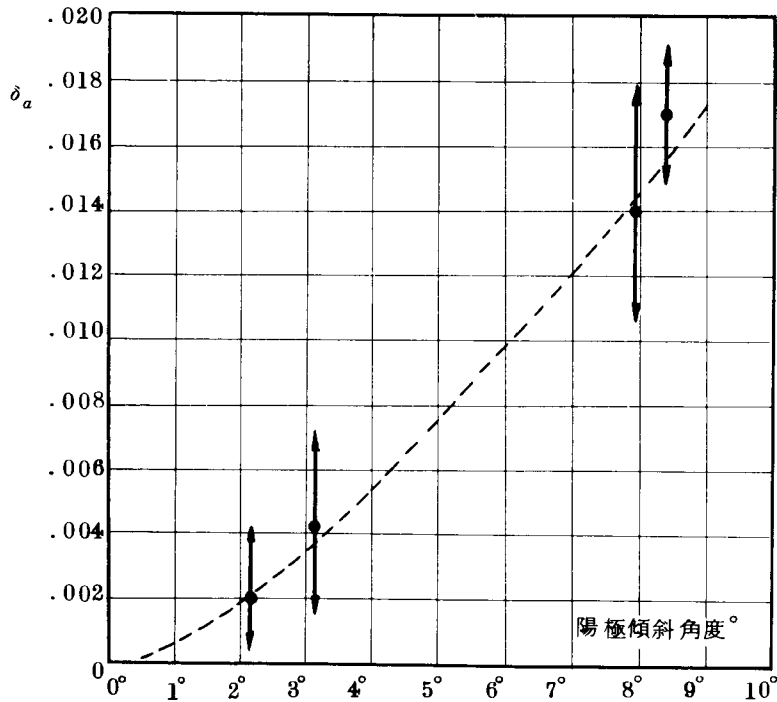
陽極を傾斜させたときも陰極を傾斜させたときと同じようにビーム発散角の非対称性が認められた。図・31からも判る。ここで4.2.3にて定義した $\delta_c$ とまったく同じような $\delta_a$ を定義する。(75), (76)において添字 $c$ を $a$ にかえ、陰極傾斜を陽極傾斜にかえる。このようにして定義した ${}_a[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, r}$ と ${}_a[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, \ell}$ についてビーム断面における実験データを調査してみると、4.2.3において成立したのと同じように

${}_a[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, r} > 0$  であるときは  ${}_a[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, \ell} < 0$  であり、

${}_a[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, r} < 0$  であるときは  ${}_a[\Delta \tan \theta_m]_{r=5, \ell} > 0$  である。

ことが判つた。(77), (78)式で添字 $c$ を $a$ に変えて $\delta_a$ を定義するが、この時陽極の右方傾斜とは右側を上方に持ち上げた場合(図・32の実線が示す)左方傾斜とは左方を上方に持ち上げた場合(図・32の点線が示す)に相当する。図・36にも左方傾斜と右方傾斜の区別を示してある。

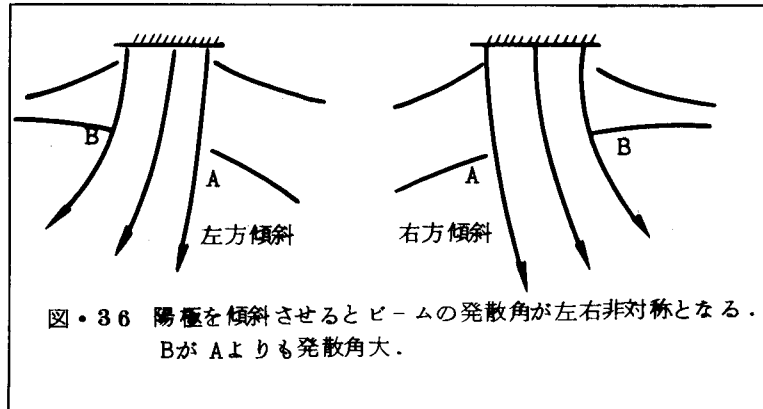
図・35はこの $\delta_a$ を陽極傾斜角度に対してプロットしたものである。明らかに傾斜角度の増大に伴って $\delta_a$ が正で増加していくことが判る。陰極傾斜の場合の図・26に比べると大略2倍の大きさを持ち、増加のしかたは線形ではなく2次導関数正であることも認められる。



図・35 陽極傾斜角度に対する $\delta_a$ の変化・陽極孔より26.9mmの軸距離

図・35 より言えることは次のとおりである。すなわち、陽極を右方に傾斜させた場合、もちろんビーム中心の軌道は右方に曲げられるがビーム中心の右側の軌道の方が左側の軌道より強く右方に曲げられ、かつまた左方に陽極を傾斜させた場合には左方の曲げられる方が右方のそれよりも大きいということである。これは、陽極孔のレンズ作用からも説明され得る。

図・36 に誇張した概念図を示す。



#### 4.3.4 Non-laminarity の度合

4.2.4 で陰極を傾斜させた場合のNon-laminarity の度合のめやすとしての軌道勾配の重ね合わせの範囲を示した。陽極傾斜の場合についてもこれと同じ調査を行なった。ただ、今度の場合は、傾斜の方向によつてNon-laminarity の現われる範囲の片寄りのはつきりが出てきたのでこれを明示できるように図を改良する。図・28 の場合、縦軸の正負は単にビーム断面の半径方向位置の右側か左側かを区別するのにすぎなかつたが、図・37 では傾斜方向に対応させることにする。すなわち、右方傾斜の場合は右側を正とし左側を負とする。左方傾斜の場合は左側を正とし右側を負とする。この方法でビーム断面上の半径位置をあらわしておくと、正の部分がいつでも陽極の傾斜の方向と同じ側であり、負の部分がその反対側となる。

図・37 はこのようにして定義した縦軸でNon-laminarity の現われるビーム断面上の位置と範囲を陽極傾斜角度に対してプロットしたものである。

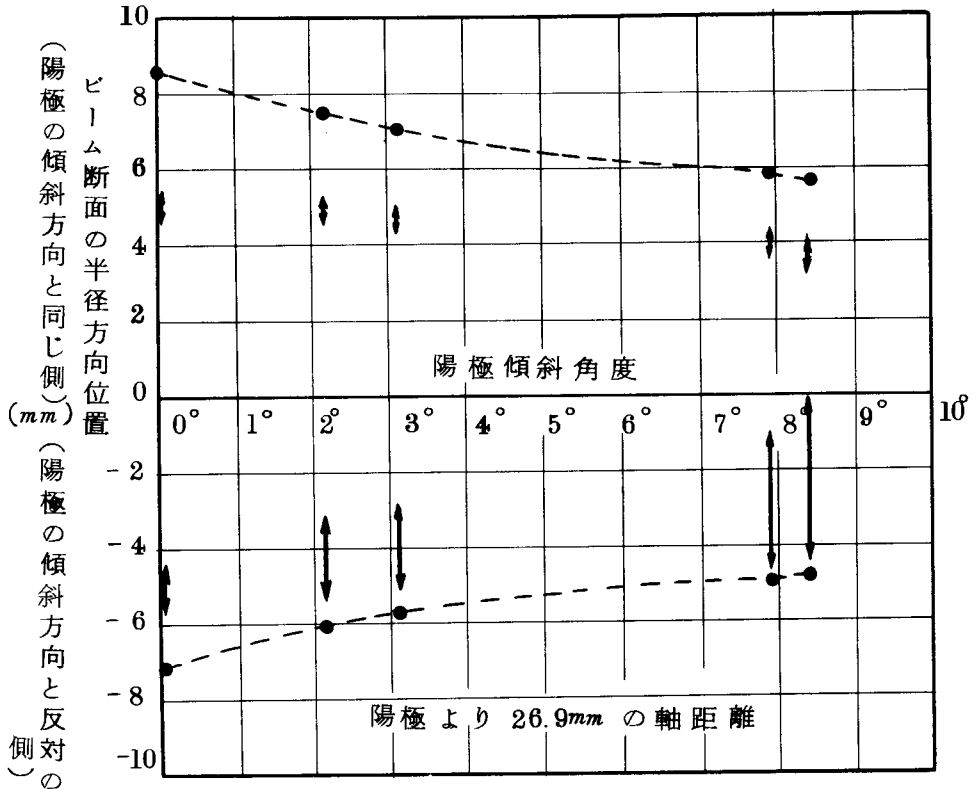
この図(図・37)から判ることは

1. Non-laminarity は傾斜方向と同じ側よりも反対側の方に多く現われている。
2. 陽極傾斜角度の増大につれて傾斜方向と反対の側におけるNon-laminar な範囲が大きくなり、同じ側ではあまり変らない。
3. 傾斜角度の増大につれて、ビーム断面の中央付近へとNon-laminar な部分が拡がっていく。

なお、図・37 においてビーム端に近い場所でNon-laminarity の検出されない部分の

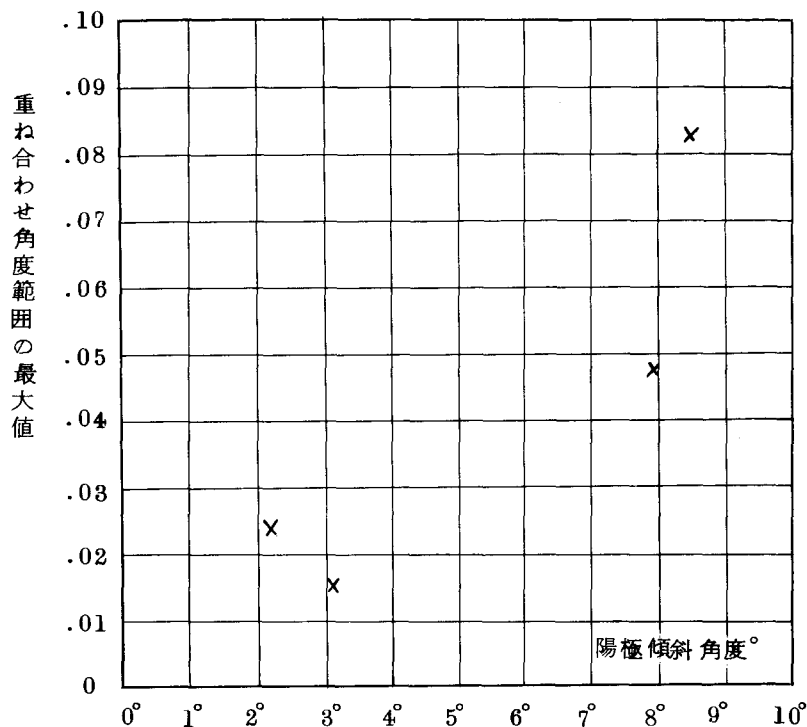
あるのは、この部分は laminar であるということではない。

第1編の第6章6.5に述べたような理由で Non-laminarity の検出が困難であつたということである。



図・37 Non-laminarity の検出されたビーム断面の半径方向位置とその範囲……は電流密度分布のバックランド減値でビーム端をあらわしたものである。

図・38 は陰極傾斜角度の場合の図・29 と同じように Non-laminarity の度合を示すものとして採用した軌道分配の重ね合わせの角度範囲の中で最大のものを各陽極傾斜角度についてプロットしたものである。この図から判るように傾斜角度の増大につれて Non-laminarity の度合も大きくなる。そして重ね合わせ角度範囲の最大値は陽極の傾斜の方向と反対の側にて現われたものである。図・36 で説明するならば右側の右方傾斜の図においてはビームの左側においてまた左側の左方傾斜の図においてはビームの右側において Non-laminar となる度合が大きく、しかも Non-laminar となる部分の範囲が広いのである。



図・38 陽極傾斜角度に対する Non-laminarity の度合 (重ね合わせ角度範囲の最大値)。

なお、陽極から 26.9mm の軸距離

#### 4.4 陰極および陽極の傾斜によるパービアンスの変化

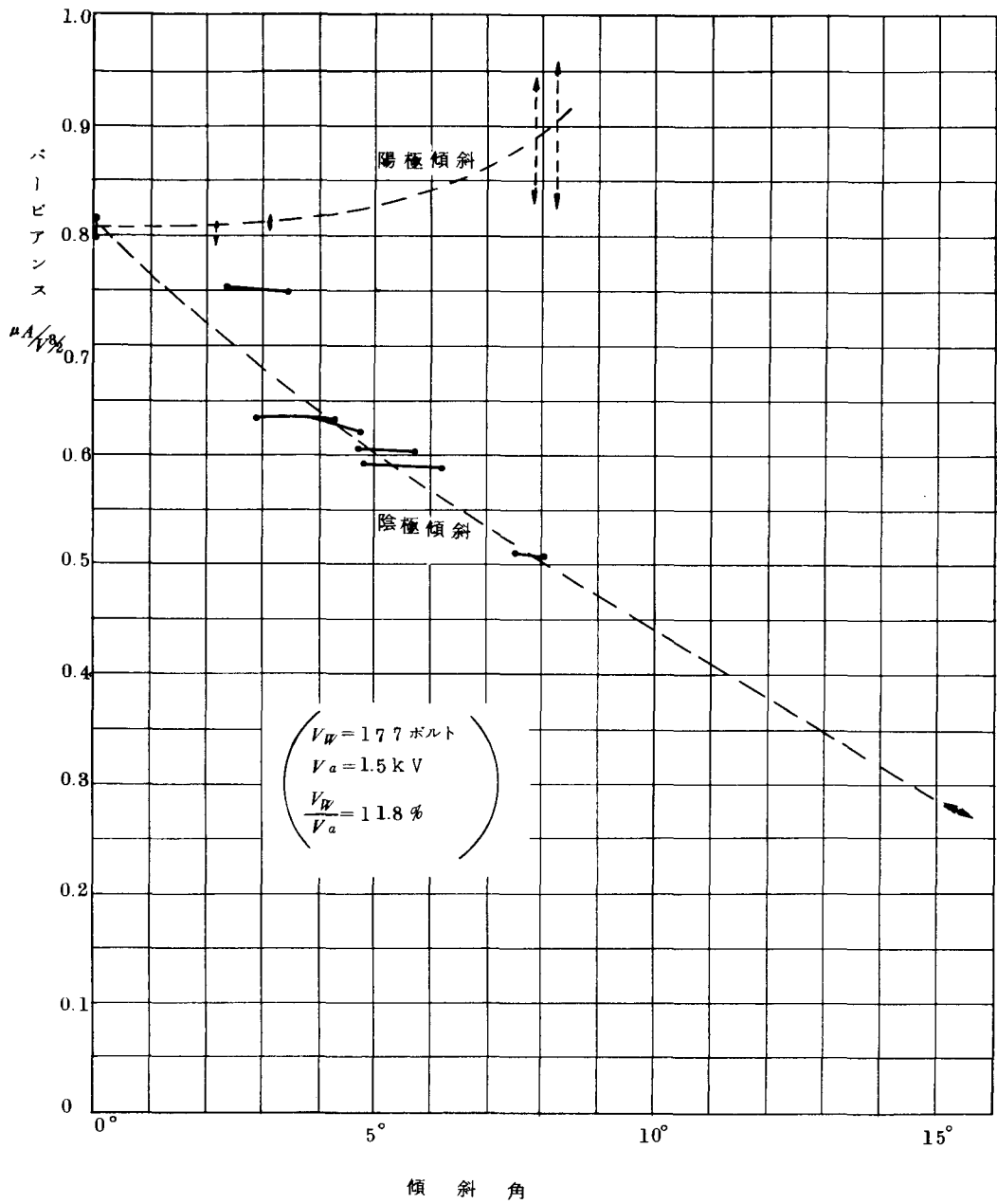
図・39 に陰極および陽極の傾斜角に対するパービアンスの変化を示す。陰極傾斜では傾斜を与えることはすなわち陰極、陽極間の平均距離を増大させることになっているのでパービアンスの減少が著しいことが認められる。陽極傾斜の場合、陰極、陽極間の平均距離が変わらないように傾斜させてあるが、パービアンスは陰極、陽極間の距離の二乗に反比例するので距離が短くなった部分の効果が長くなった部分の效果に打勝つてパービアンスが大きくなっていくことが認められる。

#### 4.5 ウェーネルト電位の影響

陰極または陽極を傾斜させるとウェーネルト電位が電子ビーム特性に与える影響に変化が生ずることが認められた。詳述すれば長くなるので省略するが、最も大きな変化は電子軌道の勾配に与える影響である。このために結果的に電流密度分布にも影響を与えている。

例えば、図・31 の左側の 2 つの電流密度分布のデータは陽極傾斜においてウェーネルト電位が





図・39 陰極および陽極の傾斜に対するパービアンの変化

与える影響を記録したものである。ウエーネルト電位の大小により傾斜角度のつける方向に対してはビームの中心位置のずれること。そのずれ方の方向が異なっていることが容易に判る。このことは電子軌道の勾配が変化していることに他ならない。ウエーネルト電位を適正值よりも小さくしていくと傾斜させた方向と反対の側が少しずつけずられていくことが認められるのであるが、ウエーネルトのもつレンズ作用が陽極の傾斜のために非対称に働いていることが判るのである。陰極傾斜の場合にも陽極傾斜の場合ほど顕著ではないが同じような現象が認められた。

#### 4.6 結 言

この章において述べてきた実験結果に考察を加えて得られる結論をまとめてみると次のようになる。

電子流密度分布、最確電子軌道勾配に共通に言えることであるが、これらのデータは傾斜させた方の電極と固定させた方の電極の二つの電極の軸を基準にして見る必要がある。このうち電子流密度分布の方はビームアナライザの走査面を傾斜させた電極の平面に平行になるように調整して測定しないかぎり、傾斜させた電極の軸を基準にして見ることは不可能であるが最確電子軌道勾配の方は固定軸を基準にして測定しておいたデータを傾斜軸を基準軸にした値に換算してやるのでこのことが可能であった。以上のように電子流密度分布曲線のデータは陰極を傾斜させた場合は固定した陽極を基準にしており陽極を傾斜させた場合には陰極を基準にしたものになっている。

4.2.1で述べたように陰極傾斜のデータ(図・18, 図・19)が非常にばらつきの大きいものになったことは上の理由によるものと考えられる。

また、最確電子軌道勾配とビームの非対称性のデータにも関連づけて4.2.3のおわりの方で述べた。

結論として言えることは

1. 電子流密度分布曲線には陰極の電子放出面の傾斜ばかりではなく、陰極、ウエーネルト、陽極の三電極の相互の軸のずれが影響を与えている。このことは、陰極傾斜の場合の最確電子軌道勾配、ビームの非対称性のデータにも一貫して現われている。
2. 陰極の傾斜に対する最確電子軌道勾配のデータ(図・23)から得られる結論として次のようなことが上げられる。実験値はかなりのばらつきはあるが陰極傾斜角度に対して一貫した傾向をもつて変化し、理論計算による値を定量的に裏付けている。そしてこのばらつきの方向と量は電流分布の実験値とはつきりした対応関係を持ち、三電極系の軸のずれが電子ビーム特性に大きな影響を与えていることを裏付けている。
3. 陰極の傾斜がビームの非対称性に与える影響にも一貫性が認められ、2.で述べたと同じ結論に到達する。

4. 陰極傾斜が電子ビームの Non-laminarity に与える影響については、4.2.4 , 図・28 図・29 でも述べたように陰極傾斜角度を増大させるにつれて大きくなることが判つた。陽極孔による収差の他に陰極傾斜そのものが原因となつて電子ビームに Non-laminar となる部分を増加させ、また normal path の交叉の度合も大きくなつてゐることが認められた。
5. 陽極傾斜が電子ビームの最確電子軌道勾配に与える影響については 4.3.2 で述べたように、ほぼ理論計算の結果を定量的に裏付けている。(図・34 参照)その影響の度合は陰極を傾斜させた場合よりは少く、ほぼ半分の値である。(図・28 と図・34 を比較)
6. 陽極傾斜が電子ビームの発散角に与える非対称性は陰極傾斜の場合よりも一貫しておりかつ顕著である。ほぼ2倍程度の作用をする。(図・26 と図・35 を比較)これは陽極孔のレンズ作用による発散の効果が陽極傾斜により非対称に強められたり、弱められたりするためである。このことは陽極傾斜に対する電子流密度の変化の実験結果にもあらわれている。(4.2.1 参照)
7. 陽極傾斜が Non-laminarity に与える影響は陰極傾斜の場合にて認められたのと同じように傾斜角度を増すにつれて大きくなる。すなわち Non-laminar となる部分が増え、その重なり角度の度合も大きくなる。Non-laminar となる度合の最大値は陰極傾斜のときのものよりも大きい。(図・37 と図・38 参照)
8. 陽極傾斜が電子ビームの特性に与える影響のうちで最も顕著なものはビームが曲げられてしまうことと、陽極孔のレンズ作用が非対称に現われることである。
9. パーピアンスは電極の傾斜によつて大きな影響を受ける。電子放出面の傾斜はパーピアンスを減少させ、陽極の傾斜は増大させる。(図・39 参照)
10. 電極を傾斜させるとウエーネルトが電子ビームにおよぼす作用に変化を受ける。特に顕著なのは、ウエーネルト電位を適正值以下にしたときビームの軌道が傾斜方向により曲げられてしまうことである。

## 第 5 章 結 論

本編においては、電子ビームの特性に影響を与える因子のうち熱による電極の移動と正イオンによる空間電荷中和の問題について研究成果をのべた。特に前者において電極を傾斜させたとき、電子ビームは本来あるべき特性からどのようにずれるのかという見方で取扱い、電子流密度分布、電子軌道勾配の変化分を理論的に摂動法で計算し、ビームアナライザによる測定をも行なつて比較した。

特に理論的な計算が困難であるとされている Non-laminarity についての資料を得ることができた。その他にも本ビームアナライザは電極による影響について詳しい資料を提供した。

本編で得られた研究結果のうち特に重要と思われるものを列記すれば次のとおりである。

1. 平行平板二電極系より取つたピアース型電子銃について電極の傾斜が電子流密度、電子軌道勾配におよぼす影響を理論的に計算したところ、陰極の全体的傾斜、部分的な傾斜、陽極の全体的傾斜、部分的傾斜の4つの場合について電子銃の寸法、傾斜角度の関数として求めることができた。その結果によると、傾斜角度の小さいときは電流密度、電子軌道の変化分はほぼ傾斜角度に比例し、かつバービアンスが大きい電子銃ほど多くの影響を受けることが判つた。
2. 真空度が  $10^{-5}$  Torr 台において電子ビームによつて電離された正イオンが電子の負の空間電荷を中和し、電子ビームの発散を減少させていることが判つた。  
中和係数を実験的に求めることができた。
3. 陰極が高温に熱せられるため、ウエーネット電極との間隔が熱膨張により縮められて最適ウエーネット電位が減少することが判つた。この他に陰極の電子放出面の傾斜が光学的方法で観察された。
4. 電子銃の高温となる部分にビスヤナットで締める個所があると、電子ビームの特性に非常に悪い影響を与える。熱膨張のための電極変形が締めつける力の不均衡によりいろいろな形で起り、電子ビームに複雑な影響を与えてしまう。できるだけ可動部分の少ない電子銃を作ることが安定な電子ビーム特性を得るために必要であることが判つた。
5. 電子軌道の勾配が電極傾斜によつて受ける影響について理論計算による結果を定量的に裏付けることができた。
6. 電極の傾斜により、バービアンスも大きな変化を受けることが判つた。また、ウエーネット電位の効き方が電極の傾斜によつて変つてくることも判つた。
7. 陰極の傾斜は、電子ビームの広範囲にわたつてラミナ性を犯すが、その軌道交叉の角度幅は陽極傾斜の場合に比べて少い。しかし陽極の傾斜はラミナ性の犯される範囲は少いが、軌道の交叉する角度幅は大きいことが判つた。

以上の研究成果は、第1編第6章6.2で述べたビームアナライザの応用方法のうちの1つの例として実行した結果得られたものである。本編では理論計算と併用して行なつていので得られた資料を

他の同一タイプの電子銃にも共通に適用できる。特に軌道勾配については理論と実験とはよく一致しているので理論計算の結果を他の寸法の電子銃にあてはめ得る。

ところで、本編の研究は著者の設計によるビームアナライザの特徴を生かしたものではあるがまだまだ本ビームアナライザの特徴を利用した研究が行ない得るはずである。例えば、正イオンの空間電荷中和による電子軌道の変化を定量的に測定することは、電子銃設計の問題ばかりではなく電子ビームそのものの性質を究明する上にも興味ある問題である。また、高収束型のピアース型電子銃を out and try 方式で本ビームアナライザを駆使して行なうことは、第1編、第6章、6.2で述べたように本ビームアナライザを単独で用い、その特徴を最大限に利用できるものである。

ある装置の性能を調査するとき、その性能の本質に迫り詳しい情報の得られる測定装置の課す役割は非常に重要である。このような測定装置によつてこそ次の更に高性能の機器が開発され得る足がかりが与えられる。このような意味において第1編、第7章の結論にも述べたような更に用途の広げられた、電子ビームの機器の要求を満足するビームアナライザの出現を期待するものである。

## 謝 辞

本研究は、大阪大学工学部電子工学教室において菅田栄治教授の御指導の下に行なわれたものである。同教授の懇篤なる御指導と絶え間ない御鞭撻、さらに種々の御配慮の結果達せられたものである。ここに衷心より感謝する次第である。寺田正純教授、裏克己教授には筆者のおち入りがちな誤りの御指摘と有益なる御批判を頂いた。両教授に心から感謝の意を奉げる。

本研究に際しては卒業研究として次の諸氏の協力を賜わつた。心から御礼申し上げる。

牛尾誠夫      山崎淳治      新居和男      大西智明

なお、実験装置の製作にあつて大阪光音電気株式会社に多くの御配慮を頂いた。心から感謝申し上げます。

本研究について御討論頂いた電子ビーム談話会、日本学術振興会荷電粒子ビーム委員会の諸氏に謝意を表す。

最後に中村勝吾教授、金鉉佑助手、横家弘重助手、その他の菅田研究室のメンバーの方々にも謝意を表す。

## 文 献

- (1) J.R.Pierce ; "Theory and design of electron beams", D.Van Norstand Company, Inc., Princeton(1954)
- (2) I.Langmuir and K.Blodgett ; "Currents Limited by Space Charge between Coaxial Cylinders," Phys.Rev.22, p.347, (1928)
- (3) I.Langmuir and K.Blodgett ; "Currents Limited by Space Charge between Concentric Spheres," Phys.Rev.,24, p.49, (1924)
- (4) K.Amboss ; "The Effect of Tolerences in Conical Flow Pierce Guns I-The Perturbed Flow Within the Gun" IEEE Trans ED-12 June 1965 pp 313~321
- (5) 菅田, 稲邑, 牛尾 ; "ビームアナライザ-による加工用電子銃の特性の測定について" 電気四学会連合大会予稿 昭和39年4月
- (6) 菅田, 稲邑 ; "電子ビームアナライザ-による電子銃の研究" 応用物理学関係連合講演会予稿 昭和39年3月
- (7) 菅田, 稲邑 ; "電子ビームアナライザ-による電子銃の研究II" 応用物理学会講演会予稿 昭和39年11月
- (8) 菅田, 稲邑 ; "電子銃の低真空中諸特性" 応用物理学関係連合講演会予稿 昭和40年4月
- (9) 稲邑, 菅田 ; "ピア-ス形電子銃の工作許容誤差の摂動法による計算" 応用物理学会講演会予稿 昭和41年10月
- (10) 菅田, 稲邑, 牛尾 ; "電子ビームアナライザ-による電子銃の研究" 荷電粒子ビーム研究会資料 昭和39年2月
- (11) 菅田, 稲邑 ; "電子ビームアナライザ-による電子銃の研究第2報" 荷電粒子ビーム研究会資料 昭和39年9月
- (12) 菅田, 稲邑, 山崎 ; "電子ビームアナライザ-の自動化第1報" 荷電粒子ビーム研究会資料 昭和40年5月
- (13) 稲邑, 菅田 ; "ピア-ス形電子銃の工作許容誤差の摂動法による計算" 応用物理学会講演会予稿 昭和41年11月  
資料 荷電粒子ビーム研究会
- (14) 菅田, 稲邑 ; "新しい電子ビームアナライザ-とその電子銃研究への応用" 電気通信学会雑誌 昭和41年5月号 p.p 876~882
- (15) A.Ashkin ; "Electron Beam Analyzer", J. A. P. 28 No.5 May 1957 p.p 564~569

- (16) 菅田, 寺田 ; "中空円筒ビームの電流密度分布の測定について" 電気四学会連合大会  
昭和33年
- (17) 藤井忠邦 ; "ビエソ振動子を用いた電子ビームの電流密度分布の直視方法" 電気通信学会雑誌  
44, 1, p.66 (昭和36-01)
- (18) 戸田, 建石 ; "電子ビームアナライザ-の一方式" 電気四学会連合大会 昭和36年
- (19) M.Arnaud ; "Electron Beam Current Density Analyzer,"  
Microwaves 1963 p.p.555~559
- (20) G.J.Butterworth ; "Beam Profile and the Potential Depression  
of Strip Electron Beams" International Journal of Electronics  
March 1965 p.p. 235~241
- (21) C.C.Cutler and J.A.Saloom ; "Pin-hole Camera Investigation  
of Electron Beams", Proc.IRE, 43, p. 299 (March 1955)
- (22) C.C.Cutler and M.E.Hines ; "Thermal Velocity Effects in  
Electron Guns", Proc.IRE, 43, p. 307 (March 1955)
- (23) Kenneth J.Harker ; "Nonlaminar Flow in Cylindrical Electron  
Beams", J.A.P 28 No.6 June 1957
- (24) R.D.Frost, O.T.Purl, H.R.Johnson ; "Electron Gun for forming  
solid beams of high perveance and high convergence", Proc IRE  
50, 8, (Aug. 1962)
- (25) B.J.Climer ; "Electron Current Densities and Transverse  
velocities in Pierce Emission Systems", Electronics and Con-  
trol, p. 385 (Dec. 1962)
- (26) Steigelwald, K.H., "Ein Neuartiges Strahlerzeugungs-System für  
Electronen-Mikroskope", Optik, Vol.5, p. 469 Nov.~Dec 1949
- (27) Bricka, M. and Bruck, H., "Sur Un Nouveau Canon Electronique Pour  
Tubes A Haute Tension", Annales Radioelectricite Vol.3,  
p. 339 Oct 1948
- (28) Watson ; "On the Treatise and the Theory of Bessel Functions"
- (29) K.Amboss ; "The Effect of the Anode Aperture in Conical  
Flow Pierce Guns", J.Electronics and Control, Vol.13, Dec.  
1962 pp 545~572
- (30) 西田, 浜田, 寺田 ; "電子銃の特性に対する陽極孔の影響" 電気通信学会雑誌 昭和38年12月号



- (31) Stuart, G. A., and B. Meltzer, "Perturbation Analysis of Stationary Dense Electron Flow and a Space-Charge-Limited Triode" J. Electronics and Control, Vol. 3, July 1957, pp 51~62
- (32) 寺沢寛一編「自然科学者のための数学概論」応用編 p. 191~
- (33) Sommerfeld ; "Partial Differential Equations in Physics" p. 110
- (34) Batesman ; "Tables of Integral Transforms p. 22
- (35) K.R.Spangenberg ; "Vacuum Tubes", Mc Graw Hill Co., (1948)
- (36) Henry F. Ivey ; "Space-Charge-Limited Currents between Inclined Plane Electrode" J.A.P. Vol.23, No. 2 Feb 1952
- (37) L.M.Field, K.Spangenberg and R.Helm ; "Control of Electron Beam Dispersion at High Vacuum by Ions" Elec. Commun. 24, 101 (1947)
- (38) 朴, 裏, 浜田, 寺田, 菅田 ; "電子ビームにおける空間電荷のイオン中和" 日本学術振興会荷電粒子ビーム委員会 No.37A-50 昭和37年
- (39) B.H.Wadia ; "Calculation of Electron-Beam Divergence at Medium Gas Pressures" J. of Elect & Cont 6 No. 4 p307 (1959)
- (40) 渡辺 寧 ; "空間電荷伝導論" 修教社 p. 83 (1950)
- (41) エンゲル ; "電離気体" コロナ社 (1957)