PNC ZY1604　95-001

限定資料

大出力クライストロンの高効率化に関する研究

—共同研究報告書—

技術資料		
開示区分	レポートNo.	受領日
Z	Y1604　95-001	1996.5.7

この資料は技術管理室保存資料です
閲覧には技術資料閲覧票が必要です
動力炉・核燃料開発事業団　技術協力部技術管理室

1995年3月

動力炉・核燃料開発事業団
大洗工学センター

京都大学原子エネルギー研究所

この資料は、動燃事業団の開発業務を進めるため、特に限られた関係者だけに配布するものです。従って、その取り扱いには十分注意を払ってください。なお、この資料の供覧、複製、転載、引用等には事業団の承認が必要です。また今回の配布目的以外のことには使用しないよう特に注意してください。

This document is not intended for publication. No public reference nor disclosure to the third party should be made without prior written consent of Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation.

本資料についての問合せは下記に願います。

〒107　東京都港区赤坂１－９－１３

動力炉・核燃料開発事業団

技術協力部・技術管理室

限　定　資　料
PNC
1995　　年 3 月

大出力クライストロンの高効率化に関する研究

平野耕一郎*、佐久間実*、吉川　潔**、
大西正視**、山本　靖**、督　壽之**

要　旨

本報告書は、京都大学原子エネルギー研究所と動力炉・核燃料開発事業団が、「大出力クライストロンの高効率化」に関して、共同で実施した研究結果を取りまとめたものである。

本研究の目的は、加速器による消滅処理システムにおいて、電子加速に必要な高周波エネルギー発生用大出力・定常クライストロンの高効率化を図るための技術に関連して、電子ビーム輸送の物理モデル、コード検討・改良、及び電子ビーム直接発電基礎実験の予備的検討を行うことである。

電子銃部設計では、差分法によるE-GUNコードが複雑形状の電子銃設計には不向きなため、京都大学が開発した有限要素法を用いたKUADコードの改造により電子銃解析コードを作成し、EGUNコードとの比較検討を行うと共に、大電力定常線形加速器用電子銃の最適設計を行った。

また、電子ビームと高周波電磁場との相互作用部のシミュレーションについては、昨年度に完成させた有限要素法を基礎とする高精度な計算モデル・計算アルゴリズムに基づき、実際にコード開発に着手し、各々のプログラムについて必要な精度と現実的な計算時間を得られるように計算モデルの改良を行った。

電子ビーム直接発電基礎実験用直接変換器の予備的検討では、1984 年から 1987 年にかけて小型クライストロンでのエネルギー回収実験を行った米国 varian 社を訪問し、文献調査では明確でなかったことを明らかにするとともに、実験における問題点を調べた。また、２次電子抑制方式などの検討を行った。

以上の個別コードを改良し、クライストロン管内における全体的電子ビーム動特性が求められる総合化されたコード開発が今後の課題である。

＊　動力炉・核燃料開発事業団大洗工学センター技術開発部先進技術開発室
＊＊　京都大学原子エネルギー研究所

COMMERCIAL PROPRIETARY
PNC
March, 1995

Study on High Efficiency High Power Klystron

Chicory Hirano*, Minoru Sakuma*, Kiyoshi Yoshikawa**,
Miasma Ohnish**, Hashish Yamamoto**, and Huskily Toku**

ABSTRACT

This paper is intended to examine and establish the methods to enhance overall efficiency of high power klystrons for the transmutation system, done collaboratively by Kyoto University and PNC.

We examined physics models and simulation codes for following items, and refined existing codes, and established a new algorithm:

(1) Electrons in the gun under space charge and magnetic fields,
(2) Interaction of electrons with RF fields in the klystron tube,
(3) Energy recovery from spent electron beam energy in collector.

The FEM-based electron gun code KUEGUN based on plasma direct convertor simulation KUNAITUS has developed and compared with the SLAC EGUN code which has been used for the designs of the electron gun for the PNC continuous high power electron accelerator. The KUEGUN code is found to be very effective and to be able to include more detail electrode geometries. The gun design has been improved using this code.

A new klystron simulation code based on the FEM-based algorithms developed last year has further developed. The each component program has examined its accuracies and required computational resources. Algorithms have been modified so that the codes can provide required accuracies within reasonable computation time. Some preliminary klystron tube simulations were also carried out and problems are identified for future studies.

---

* Frontier Technology Development Section
Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation
* * Institute of Atomic Energy, Kyoto University

目　次

1．まえがき 1

2．電子ビーム・電磁波相互作用における物理モデルの高度化の調査・検討 3

3．電子ビーム・電磁波相互作用コードの開発と輸送コードの高度化 6

4．電子ビーム直接発電基礎実験の予備的検討と定量化 15

5．考察 18

6．あとがき 19

引用文献 20

付録A　大電力定常線形加速器用電子銃の解析

付録B　クライストロン管における電子・高周波相互作用シミュレーション

付録C　Varian社におけるクライストロンの使用済み電子ビーム回収研究に関する調査

表・図 目 次

表3-1　Ｅ３１７８の設計仕様 21
表3-2　Ｅ３１７８の共振空洞間隔及び空洞パラメータ 21
図3-1　動燃電子銃の計算モデル 22
図3-2　KUEGUNコードによる計算例（電極付近での電界形状） 23
図3-3　陰極－ビーム放出面間距離と電子ビーム軌道 24
図3-4　第２電極形状のビーム軌道への影響 25
図3-5　陽極ゲート部突起形状のビーム軌道への影響 26
図3-6　電極形状・配置によりピアス電極効果を得た場合の計算結果 27
図3-7　外部磁場のない場合の粒子軌道 28
図3-8　一様な軸方向外部磁場中の粒子軌道 28
図3-9　円筒空洞個有値の計算値の接点数依存性 29
図3-10　共振空洞の基本モードの電気力線 30
図3-11　クライストロンシミュレーション結果（位相図） 31
図3-12　使用済み電子ビームのエネルギー分布 31
図3-13　クライストロンシミュレーション結果（電子の空間分布） 32

1．まえがき

我国が来るべき21世紀において世界の先進国として世界平和のために様々な分野で貢献することは国際的に強く期待されており、またそれは平和国家を標榜する日本国民だれしもの願いである。しかしながら、その活動、とりわけわが国に強く期待されている経済活動の基盤となるエネルギーの確保にかかわるいわゆるエネルギーセキュリティーの問題については、残念ながら未だ十分な答は出されていない。

現在の世界のエネルギー資源予測によれば、200年近い埋蔵量のある石炭以外の石油、天然ガスの可採年数はせいぜい40年、および60年程度と見積もられている。すなわち、21世紀においては、その全期間にわたって20世紀のようなエネルギー需給構造を維持することは不可能であり、さらに近年の化石燃料燃焼による地球温暖化抑制への要求とも関連して化石燃料依存からの脱却もより厳しく求められると考えられる。

このような状況にあって一次エネルギーのうち60％弱をも占める石油の100％を海外に依存している我国が将来にわたり持続的に発展し、かつ国際貢献が可能かどうかはいつにエネルギーセキュリティーの確保にかかっている。我国にとってこの歴史的ともいえる問題は他国とは比較にならぬほどの最も大きなアキレス腱となる可能性が高い。

我国のエネルギー長期政策によれば、2010年度には1989年度に較べエネルギーは32％と増加するが、石油は3％の微増に留まり、その石油代替を主として原子力、石炭、天然ガスに求めた見通しをたてている。しかし、天然ガス資源の寿命を考慮すれば、核融合や太陽エネルギーなどの新エネルギーを経済的に利用可能とする画期的技術が確立されない限り、原子力と石炭を21世紀の主要エネルギー源とする環境整合性の極めて高いエネルギーシステムを構築せざるを得づ、開発に長期間かかることを考慮すれば早急にそのシステム構築に着手しておくことが肝要である。もし幸いにして画期的新エネルギー源が開発されればその時点で組み込めば良い。

以上のような状況にあって、原子力エネルギー利用には、間断なき安全性向上の努力が求められており、核分裂で発生する放射性物質の処理や無害化はその最も重要な課題のひとつである。

なかでも、ＴＲＵと共に核分裂数の6％の確率で発生する放射性^{137}Csの処理技術の開発は緊急を要し、従来の原子炉による消滅処理法のほかにその処理時間が長いという欠点を克服する新しい方法として、高エネルギー陽子による核破砕や高エネルギー電子による(γ, n)反応を利用した核種変換による消滅方式の開発研究がオメガ計画として現在我国で進められている。

これらはいずれも粒子（電子）加速器を使用するが、従来加速器は学術研究や軍事研究といった経済性においてあまり制約されない分野で主として使用されてきた経緯があるため、使用の方法によっては経済性の成立しない場合が多い。

産業界において現在これら加速器を積極的に使用して利潤を上げている産業は極めて高い付加価値を生み出す半導体産業などわずかにすぎない。しかも、半導体産業で使用されるビームの特性は、量的なものよりどちらかと言えばむしろ質的なものに特化されており、同じ粒子

（電子）加速とはいえ、オメガ計画のようなビームの質とともに量的にもある程度の量（粒子束＝電流量）が要請されるものとは大きく異なる点を明確に認識しておく必要がある。

確かに消滅処理の価値は人類にとっては計り知れないほど高いものであるが、自由電子レーザーによる高効率同位体分離技術が開発されるまでは残念ながら消滅処理後のプロダクトは流通商品としては対象外で、現在のところ超ＬＳＩなどとは全く比較にならない。

この点に加速器による消滅処理方式の弱点が存在し、また、それ故に本方式の高効率化がその成立性に極めて緊密にかかわってくるといえよう。

本報告書は、上記オメガ計画のうち動力炉・核燃料開発事業団が担当している電子ビームによる放射性 ^{137}Csの消滅処理技術のうち加速器による消滅処理システムにおいて、高エネルギー電子発生に不可欠の高周波エネルギー発生用高出力・定常クライストロン管の高効率化に関する方法・技術について、平成６年度に京都大学原子エネルギー研究所と「大出力クライストロンの高効率化に関する研究」という課題で共同研究を行った結果についての報告を記したものである。

加速器による消滅処理ステムにおいては、電子を加速するための大電力・定常クライストロン管における未利用電子エネルギーの高効率電気エネルギー変換がシステム成立のためには不可欠である。

そこで、現状あるいは近未来技術を用いて大出力クライストロン管の高効率化を図るため、電子ビームの動特性を精度よく評価できる電子ビーム輸送コードにおける物理モデルの調査・検討、輸送コードの改良、および電子ビーム直接発電基礎実験の予備検討を行った。

2．電子ビーム・電磁波相互作用部における物理モデルの高度化の調査・検討

電子ビームのエネルギー回収効率は、コレクター部への入射電子のエネルギー分布・空間分布に強く依存するため、これら分布を精度良く求めることが必要である。特にマイクロ波との相互作用後の電子ビームの場合、電子ビームのエネルギーに広がりができると同時に、速度成分についても複雑な分布を示すと考えられ、単純な分布関数により与えることは困難である。このため、クライストロン全体のシミュレーションコードの開発を行うこととし、物理モデルの検討を行っている。

シミュレーションにおいては、計算領域をマイクロ波と電子ビーム間の相互作用の有無により、

(a) 電子銃部
(b) クライストロン電子・電磁場相互作用部
(c) コレクター部

の３つに分割することが可能である。(b)のクライストロン電子・電磁場相互作用部では、マイクロ波が存在するため電磁場は時間変化を考慮する必要があるが、(a), (c)では基本的に定常（あるいは周期的定常）問題として扱うことができる。

平成５年度に行った物理・計算モデルの検討・定式化に引き続き、今年度は (b) の電子ビーム・電磁波相互作用部について、計算コードを開発／問題への適用を行うことにより、明らかになった問題点（計算精度・計算時間など）について、物理／計算モデルの高度化・改良を行った。　以下に、行った調査・検討の概要を記す。（詳細については付録Ｂ参照）

(a)　ポテンシャル，ベクトルポテンシャル計算における空間離散化の高次化

電子ビームの空間電荷による電位 ϕ_b, およびビーム電流によるベクトルポテンシャル A_b は有限要素法を用いて計算する。前年度報告書では３角形１次要素を用いた空間の離散化方法を報告した。しかし、次の時間発展問題を解くための安定条件より、計算時間の制約から空間分割数に限界があり、１次要素では要素境界での電界の非連続性による電子ビーム軌道のフィラメンテイションが顕著であった。そこで、要素境界における電界が連続となる３角形２次要素を用いた有限要素法を採用することとした。

(b)　時間発展計算における安定条件

有限要素法を用いた空間の離散化により、ϕ_b, A_b は時刻 t に関する２階の常微分方程式となり、これをさらに１階の連立常微分方程式化したものと粒子の相対論的運動方程式を連立させて解くことにより解が求められる。このとき、この常微分方程式の解が安定であるためには、時間刻み幅 Δt をある上限よりも小さく選ぶ必要がある。安定条件は、空間格子の半径方向の刻み幅を Δr、軸方向の刻み幅を Δz とするとき、

$$c\Delta t < \frac{\Delta r \cdot \Delta z}{\sqrt{\Delta r^2 + \Delta z^2}} = h \tag{2.1}$$

で与えられる。この条件は、光速で伝搬する電磁波の間の伝搬距離が空間格子の大きさを越えないことに相当する。解析に際してはΔtを$c\Delta t = 0.7h$となるように選んだ。

(c)　共振空洞の作る電磁界成分（等価回路方程式）

共振空洞の作る電磁界については、共振周波数が動作周波数に最も近い基本モードのみが励起されると仮定すると、その電磁界は$\boldsymbol{E}_c = e_n \boldsymbol{E}_n, \boldsymbol{B}_c = \mu_0 h_n \boldsymbol{H}_n$で表され、その係数については、各時間ステップにおけるビーム電流i_bを検出することにより、等価回路の電圧V及び電流Iから求められる。しかし、クライストロンの共振空洞ではQ値が大きいため、等価回路方程式を直接解く方法ではV, Iの立ち上がりが遅く、周期定常解を得るためには膨大な計算時間を要する。例えば、アイドラ空洞の場合、等価回路方程式より、電流の立ち上がり時定数τは、$\tau = 2L/R = 2Q/\omega_0$となり、初期値を0とした場合、誤差が2.5%以内になる時間tはより、クライストロンの動作周期をTとして

$$t = 3.7\tau = 3.7Q/\pi f_0 \approx QT \tag{2.2}$$

となる。アイドラ空洞のQ値は数千程度であるから、周期定常解を得るためには数千周期の計算が必要となる。そこで、解の収束を速めるために、定常状態では、$dV/dt = 0,\ dI/dt = 0$であることより、等価回路方程式の解法において加速係数α $(\approx 20 \sim 100)$を導入して計算の高速化を図った。このとき、解が不安定にならないための条件は、

$$\omega\alpha\Delta t << 1 \tag{2.3}$$

であり、実際の計算においては、$\omega\alpha\Delta t = 0.3$としている。

○　ビームアドミッタンス計算

共振空洞の等価回路におけるビームによる等価回路電流源i_bは、ビームの電流密度を用いて表すことができる。ここで、i_bの動作角周波数ωのフーリエ成分を、上流の共振空洞との相互作用でビームが既に持っていた変調電流成分i_{bo}と、i_{bo}が空洞に励起した電磁界との相互作用によって新たに生じる変調電流成分i_{b1}（ビームローディング電流）の二つの電流成分に分けて考えることができる。このとき、ビームローディング電流は等価回路電圧が大きいほど、大きくなると考えらる。Vが小さい場合には、i_{b1}とVとの関係はほぼ線形でありビームアドミッタンスを用いて

$$-i_{b1} = Y_b V \tag{2.4}$$

と表されることが知られている。上式の関係が成り立つとき、等価回路は簡単化され、I, Vは

微分方程式を解くことなく求めることができ、計算時間を大幅に短縮できる。実際、本コードの開発において参考としているFCIコードでは V が大きくなる出力空洞以外ではこの方式により、I, V を与えている。

この式を用いる場合にはその成立する範囲を明確に知っておくことが必要であるので、入力空洞において高周波電源の出力を変化させて i_b とVを計算した。その結果、$V<50$kVの範囲では、この式がほぼ成立することが確認された。出力空洞では飽和出力1.2MWの場合230[kV]となることから、この式を用いることはできない。しかしながら、入力電力が極端に小さい場合にも、この式からの逸脱することも判明した。

以上の結果から、FCIコードで用いられている i_{b1} をビームアドミッタンス Y_b で置き換える方法は不適当であると考え、全ての共振空洞で等価回路方程式を解くこととした。その際、解の収束を早めるために上式よりの初期値を与えることとした。

３．電子ビーム・電磁波相互作用コードの開発と輸送コードの高度化

3-1　電子ビーム輸送コード

昨年度報告書８頁に述べたように、京都大学で従来より開発してきた有限要素法を用いたイオンビーム輸送コードを電子ビームを扱えるようにするためには、ＥＧＵＮコードとの比較では、

（１）　軌道計算における磁場の評価
（２）　ビーム電流による磁場の計算
（３）　ビームの質を評価するエミッタンスなどの計算
（４）　ビームの初期条件の計算

が、必要であった。　今年度は、８７年度版ＥＧＵＮコード（ソースプログラムの公開されている最終版）のソースコード及び利用の手引き[1]を詳細に検討し、必要なコードの開発（ＫＵＥＧＵＮ）を行った。　その結果、本コードは外部磁場の計算をのぞいて、上記問題に対しては、ＥＧＵＮコードと同等以上の性能を有するようになった。その他のコードの改良点およびこのコードを用いて行った動燃電子銃の解析について以下にまとめる。

3-1-1　コードの改良

(a)　　運動方程式におけるｒ－ｚ面とθ面の運動方程式の分離（相対論的運動）

前年度の共同研究報告書13頁に記載したラウス関数を用いたｒ－ｚ面とθ面の運動方程式の分離は、非相対論的運動の場合であり、質量が非常に小さく容易に光速度に近い速度に達する電子を扱うためには不適切であったので、再検討を行った。

電磁場中での荷電粒子の相対論的運動については、前年度報告書の電子・高周波相互作用計算コードの部分に記述してあるとおりであり、その運動方程式は同報告書 108 頁の式(4.11)により表すことができる。この式は電場のθ成分が存在しないことから、次のように簡単化される。

$$\dot{v}_r = \frac{q}{m\gamma}\left\{E_r + v_\theta B_z - v_z B_\theta - (\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{\beta})\beta_r\right\} + \frac{v_\theta^{\,2}}{r} \tag{3.1.1}$$

$$\dot{v}_\theta = \frac{q}{m\gamma}\left\{E_\theta + v_z B_r - v_r B_z - (\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{\beta})\beta_\theta\right\} - \frac{v_r v_\theta}{r} \tag{3.1.2}$$

$$\dot{v}_z = \frac{q}{m\gamma}\left\{E_z + v_r B_\theta - v_\theta B_r - (\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{\beta})\beta_z\right\} \tag{3.1.3}$$

一方、この系のラグランジアンＬは、

$$L = -mc^2\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} + qA\cdot v - q\phi \tag{3.1.4}$$

で表され、θの項を含まないので、各運動量P_θは保存される。

$$\begin{aligned} P_\theta = \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} &= -mc^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}\frac{-2v}{2c^2}\frac{2r^2\dot{\theta}}{2v} + qrA_\theta \\ &= m\gamma r^2\dot{\theta} + qrA_\theta \end{aligned} \tag{3.1.5}$$

よって、

$$v_\theta = r\dot{\theta} = \frac{1}{m\gamma}\left(\frac{P_\theta}{r} - qA_\theta\right) \tag{3.1.6}$$

(3.1.1)式を変形すると、

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{q}{m\gamma}\left\{E_r - v_z B_\theta - \beta_r\left(\beta_r E_r + \beta_z E_z\right)\right\} + v_\theta\left(\frac{qB_z}{m\gamma} + \frac{v_\theta}{r}\right) \tag{3.1.7}$$

右辺第２項は、

$$\begin{aligned} v_\theta\left(\frac{qB_z}{m\gamma} + \frac{v_\theta}{r}\right) &= v_\theta\left\{\frac{q}{m\gamma}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r}\right) + \dot{\theta}\right\} \\ &= v_\theta\frac{1}{m\gamma}\left\{m\gamma\,\dot{\theta} + \frac{qA_\theta}{r} + q\frac{\partial A_\theta}{\partial r}\right\} \\ &= v_\theta\frac{1}{m\gamma}\left\{\frac{P_\theta}{r^2} + q\frac{\partial A_\theta}{\partial r}\right\} \\ &= -v_\theta\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{1}{m\gamma}\left\{\frac{P_\theta}{r} - qA_\theta\right\}\right] \\ &= -\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial r}\left[\left\{\frac{1}{m\gamma}\left(\frac{P_\theta}{r} - qA_\theta\right)\right\}^2\right] \end{aligned}$$

と表される。　$E_r = -\partial\phi/\partial r$であるから、

$$\frac{dv_r}{dt} = -\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{q}{m\gamma}\phi + \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{m\gamma}\left(\frac{P_\theta}{r} - qA_\theta\right)\right\}^2\right] - \frac{q}{m\gamma}\left\{v_z B_\theta + \beta_r\left(\beta_r E_r + \beta_z E_z\right)\right\} \tag{3.1.8}$$

dv_z / dt についても同様の変形を行うことにより、解くべき方程式は、

$$\frac{dv_r}{dt} = -\frac{\partial u}{dr} - \frac{q}{m\gamma}\left\{v_z B_\theta + \beta_r\left(\beta_r E_r + \beta_z E_z\right)\right\}$$
$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{\partial u}{dz} - \frac{q}{m\gamma}\left\{v_r B_\theta + \beta_z\left(\beta_r E_r + \beta_z E_z\right)\right\} \qquad (3.1.9)$$
$$u = \frac{q}{m\gamma}\phi + \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{m\gamma}\left(\frac{P_\theta}{r} - qA_\theta\right)\right\}^2$$

となる。

(b)　電極下部における任意の部分の電界形状の拡大表示

幾つかの計算を行った結果、電極形状等の変化による電子ビームの軌道の変動には、電極下部における電界形状が大きく影響していることが明らかとなった。今回の解析対象では、電極部と電子銃全体との大きさに大きな差があるため、従来の電界形状出力プログラムでは電極下部の電界の細部について十分な情報が得られないという問題があった。そこで、電界形状表示プログラムを改造して、従来の電子銃全体の等電位線表示に加えて、任意の部分を拡大表示出来るようにした。この結果、次節で述べるような電極形状とビーム軌道に関する考察が得られた。

3-1-2　ＥＧＵＮコードを動燃電子銃解析に適用した場合の問題点

動燃電子銃の概要を図3-1に示す。　この電子銃では、平均電子電流が400mAと従来の加速器用電子銃に比較して２桁ほど大きく、また定常運転を目的としている。このため、ビームの制御は、熱的限界からビームを遮らず制御が可能なアパーチャグリッドを用いている。　また、実際の運転に当たっては、加速器のコンディショニングなどのために、電流値を徐々に増やしていく（尖頭電流で 100mA～400mA ）が要求されている。そこで、２段のアパーチャグリッドを用い、１段目のグリッド電圧の変化により引き出し電流値を制御し、２段目のグリッド電圧によりビームの収束力を制御することを目的としている。

動燃における基本設計は、ＳＬＡＣ(Stanford Liner Accelerator Center)開発のＥＧＵＮコードを用いて行われているが、電流制御またビーム収束において当初の目標値を得るには至っていなかった。また、実機の制作に当たり、より精密な解析をＥＧＵＮコードにより試みているが、ＥＧＵＮコードの各種制約により現実的な計算時間内でのパラメーターサーベイは行えていない。

動燃の大電力定常電子線形加速器用電子銃の解析をＥＧＵＮコードを用いて行った例を検討すると、問題点としては、

(1)　陰極－グリッド間距離が 2mm、電子ビーム半径 2mm に対して、総分割数等の制約から、メッシュ幅が 1mm となっており、陰極－グリッド間の電界やビーム内部での半

径方向の電界の計算精度に疑問がある。

(2) メッシュ間隔が 1mm であることから、電極厚さ(2mm)や端部形状の影響の評価が精度上困難である。

(3) EGUNコード自体、開発当時の計算機容量による制約のためか、こうした電極形状は正確に反映できないことから、グリッド／電極への電子ビーム衝突判定を甘くしてあり、計算結果の図面上においても明らかに電極と交差しているビームが出口まで計算されており、そのデータがエミッタンス等の評価にも誤って用いられている。

という問題点が明らかとなった。これらの問題点は基本的にはメッシュ幅を小さくすれば解決できることであるが、高電圧・大型の電子銃の解析・パラメーターサーベイを現実的な計算時間で行うためには、等間隔差分法より、有限要素法への転換が必要である。

3.1.3 動燃電子銃の解析結果[2)]（詳細は付録A）

○ 電位計算に必要な空間メッシュの細かさ

KUEGUNコードによる計算での電子引き出し部分の電位分布の拡大図を図 3-2 に示す。図より明らかなように、この部分の電界は電極厚さの影響を受けて乱れており、これによって、陰極側では発散力を、陽極側では収束力を受けている。 この付近では、まだ電子の速度も遅いため、電界より受ける影響が大きく、また電子の空間電荷も大きい。 このことから、電位分布を精度よく計算するためには、電極厚さに比べて十分に小さい空間メッシュが必要である。EGUNコードによる解析では、電極厚さ 2mm に対しメッシュ間隔 0.5mm であり、精度が不十分である。 KUEGUNによる計算では、0.05mm以下としている。

○ 電子放出面の位置

EGUN／KUEGUNコード共に、電子は陰極から一定の距離にある球面の等電位面よりその電位に応じた初速度で放出されると仮定している。設定できる陰極と電子放出面間の最低の距離は、１空間メッシュであるため、EGUNコードでの計算では0.5mm である。 この間隙では、電子の空間電荷が電位計算に反映されない。 そこで間隙を変化させたときのビーム軌道の変化を、そKUEGUNコードを用いて評価した。 その結果、図 3-3 に示すように、影響は無視し得ないものであり、間隙を十分に小さくする必要があることがわかった。 今後は、電子をその熱速度程度で電極表面より直接計算出来るように、軌道／空間電荷計算コードの精度を改善していく予定である。

○ 電極形状とビーム軌道

先に述べたように、電極厚さによる電位分布の歪みは、ビーム軌道に大きく影響する。 そこで、電極先端形状を変えたときのビーム軌道の振る舞いについての計算を行った。 その結果、電極先端形状の変化により、ビーム発散をある程度は押さえられることがわかったが、電極電位設定の影響が大きく一般的にどのような形状が最適かは一意的には定まらないことが判

明した

○　ピアス電極効果

動燃による基本設計では、陰極上部のフォーカス電極、第１電極、第２電極ともに陽極に向けて 67.5 度の傾きとなったいる。この形状はピアス型電子銃と呼ばれ、電極を傾けることにより電子ビーム外周部ので電位分布を、無限の半径を持つビームの中心部と同様として、平行ビームを引き出す方法である。67.5 度という角度が簡単なモデルによるものなので、実際に製作に当たっては各種制約条件の中で最適解を探す必要がある。そこで、第２電極形状・傾き　また　陽極側電極形状について、最適形状の探査を行った。　図 3-4～図 3-5 に計算例を示す。その結果、これらパラメーター日変化によっては、ビーム電流値／エミッタンスの劇的な改善は得られないことが明らかになった。

ビームのエミッタンス制御には引き出し直後が重要なことを考慮しつつ、結果の図面の詳細な検討を行った結果、フォーカス・第１・第２電極を同一形状として当初の形状では、陰極－第１電極間の電界形状が、目的のピアス電界となっていないことが明らかになった。そこで、陰極上部に電位ガードをつけるなどの形状を各種試してみた結果、当初設計から大きく異ならなくかつより収束の良いビームを得られる電極形状として図 3-6 に示すような形状を得た。この形状はフォーカス電極と第１電極の半径を変えることにより、陰極－第１電極間の電界形状をピアス電界としたものである。

○　電流制御範囲

第１・第２電極電位の変化による電流制御では、目標とする 100mA～400mA の電流可変範囲を得ることは不可能であることが明らかとなった。これは、第２電極から陽極部の電界形状は定格運転における大電流ビームに対応するため、電子の空間電荷による発散を押さえる集束電界としていることから、電流値が小さい場合には過集束となるためである。　また、一定の陰極温度のもとで引き出し電流を減らすためには第１・２電極電位を押さえて陰極表面での電界強度を小さくする必要があるために、この部分での電界レンズの形成に自由度がないためである。

計算結果より、陰極温度を一定に保ったままでアパーチャグリッド電圧変化により、制御可能な電流範囲は 10～400mA であり、陰極温度の変化により最低電流は 0.3mA 程度までは減少させうることを確認した。

3-2　電子ビーム・電磁場相互作用コード[3)]

クライストロンにおける電子ビームの運動を計算する際には、電子ビームと RF 空洞に立つ定在波との相互作用が重要になるので、電子の運動方程式と電磁界方程式を同時に解かなければならない。　すなわち、各時間ステップにおいて、電子ビームの電荷密度ρ、電流密度Jに

よって生じる電磁界$\boldsymbol{E}, \boldsymbol{B}$ を求め、さらにこれにRF空洞内の作る電磁界および外部磁界を加えた電磁界$\boldsymbol{E}_b, \boldsymbol{B}_b$ のもとで電子の運動方程式を解き、次の時間ステップの$\varrho, \boldsymbol{J}$ を計算し、この繰り返し計算を周期定常解が得られるまで行うことになる。

この過程は、膨大な計算機能力と時間を要求する事となるため、計算コードの開発にあたっては、個々の計算プログラムの妥当性と計算精度について十分な検討を行っていくことが必要である。

本年度は、前年度報告書に記載した計算モデルに基づいて計算コードの作成を行った。実際のクライストロンの解析を行う前に、コードの妥当性を確認するために、解析的に解の分かっている問題について計算を行い、結果を比較した。続いて、クライストロン管について初期的シミュレーションを行い、シミュレーションコード開発における課題を明らかにした。。以下にその概要を記する。（詳細については付録B参照）

3-2-1　計算コードの検証

(a)　共振空洞のないドリフトチューブ内のビーム軌道解析

共振空洞がない場合のドリフトチューブ内の電子ビーム軌道について、以下の２つの場合について計算を行い、解析解との比較検討により、電子運動解析およびビームの作る電磁界成分計算方法の妥当性を確認した。

○　外部磁場がない場合のビーム軌道

半径15mm、長さ120mmのドリフトチューブに、電荷密度および電流密度が半径方向に一様での平行ビームを入射した場合のビーム軌道解析結果例を入射ビーム半径10mmの場合についてを図3-7に示す。ビーム電流およびビームエネルギーは22A、90keVである。

電子の半径方向速度が軸方向速度に比べて十分小さい場合には、ビームの最も細い位置からの距離と、ビーム半径との間には、ビームの空間電荷効果による発散力とビーム自身の作る回転方向磁場による集束力を考慮した解析解が求められる[4]。これを用いて、ビームがドリフトチューブに当たる距離を求めるとこの図の場合には、100mmと計算される。数値計算による結果は100mmであり、理論値と良く一致している。

○　Brillouin集束ビーム

カソード上で磁場の法線方向成分が0であるような電子銃から入射された、電荷密度が一様な電子ビームは、軸方向の一様外部集束磁場が　$B_{fz} = \sqrt{2m_0\varrho / \varepsilon_0 e\gamma}$ で与えられ、ビーム自身が作る軸方向磁場が外部磁場に比べて十分小さいとき、Brillouin集束される。このとき、全ての電子が同じ角速度で回転し、外部磁場による集束力、空間電荷効果による発散力、および回転運動の遠心力が平衡して、ビーム半径を変えずに走行する[4]。図3-8に、ビーム電流22A、ビーム電圧90kV、ビーム半径10mmの電子ビームを、Brillouin集束条件磁場223[gauss]中に入射した場合の軌道解析結果を示す。ビーム半径は一定に保たれており、Brillouin集束されていることが分かる。

また、Brillouin集束ビームの場合には、スカラポテンシャルは解析的に求めることができ

る。その解析解と計算結果の比較検討も行い、良く一致しているを確認した。

(b). 共振空洞の固有モード計算

共振空洞の固有モードの計算結果を示す。解析解の分かっている空洞形状について計算した結果を示して計算精度および計算方法について考察した。

○ 解析解との比較

数値計算による解と解析解を比較して計算精度を確かめるために、導体で囲まれた半径1m、長さ 1m の円筒空洞の場合で固有モード計算を行った。この場合、固有値問題は解析的に解けて、基本 TM_{010}モードの固有関数は、

$$H_\theta = \frac{1}{\sqrt{\pi} J_1(k_{01})} J_0(k_{01} r) \tag{3.2.1}$$

で与えらる。ここにJ_1は一次の Bessel 関数、k_{01}は固有値で、零次の Bessel 関数J_0の一番目の零点k_{01}=2.40483である。

電磁界計算における偏微分方程式を、有限要素法における基底関数の線形結合で表される関数（重み関数）を掛けて内で体積積分すればマトリクス方程式が得られるが、この式には$1/r$の項が含まれるため、このままでは軸上で発散する。そこで、次に示す二通りの方法で積分を行い係数行列を計算した。

(A) 各三角形要素内でを重心での値を使って一定値として積分する。
(B) 偏微分方程式の両辺にrを掛けた式から定式化する。

方法(A),(B)それぞれで円筒空洞の基本モード TM_{010}モードの固有値を計算した場合の、計算に用いた節点数と固有値の関係を図 3-9 に示す。図から、方法(B)の方がより少ない節点数で精度が得られることが分る。さらに、方法(B)の場合で節点を軸方向および半径方向それぞれに 40 個、計 1600 個とった時の固有値の計算値は 2.40486 rad/m で、理論値 2.40483 rad/m に良く一致している。また、TM_{010}モードの各電磁界成分の半径方向分布の方法(B)による計算値および理論値を比較したところ、よい一致を得た。

○ 精度を得るために必要な節点数

図 3-10 に共振空洞の固有モード計算例の電気力線を示す。単純な円筒空洞の場合には要素分割の節点数 1600 個で 4 桁程度の精度が得られたが、実際のクライストロンの空洞の場合には形状が複雑であるのでより多くの節点が必要となる。

図 3-10 の形状の共振空洞について、十分な精度を得るのに必要な節点数を調べるために、節点数を変えて固有モード計算を行った。計算においては電界の集中する空洞間隙付近で分割を細かくした場合、および全領域で均等に分割した場合の二通りの要素分割方法を試

し、比較検討した。その結果、電界の集中する空洞間隙付近で分割を細かくする方法が短い計算時間でより良い計算精度が得られることが分かり、クライストロンの粒子シミュレーションに必要な3桁程度の共振周波数の計算精度を得るためには節点数約 3000 個以上が必要であることが分かった。

3.2.2. 電子・高周波相互作用解析例

E3718 クライストロンの設計仕様（表 3-1, 3-2）について、電子ビームと共振空洞との相互作用シミュレーションを入力空洞から出力空洞までの全領域でシミュレーションを行った結果を示す。

外部集束磁場については、実際にはドリフトチューブの下流では上流よりも磁場強度が強くなるように設計されているが、シミュレーションにおいては外部集束磁場は軸方向成分のみで一様で、450gauss とした。

図 3-11 に位相図を、図 3-12 に使用済みビームのエネルギー分布を示す。入力 12W に対して出力は 10.1kW、電力利得は 29.3dB と計算され、目標飽和出力 1.2MW、電力利得 50dB と比べて非常に悪い値となった。この原因として考えられるシミュレーション上の問題点をまとめると以下のようになる。。

(1) 各空洞の等価回路方程式を解く計算時間を、計算時間短縮のため動作周波数の 5 周期分（4nsec）で打ち切っているために、Q 値の高い第 3～5 空洞で解の収束が十分でないこと。

(2) 入射ビームの速度は Brillouin 集束ビームを仮定してビームの空間電荷ポテンシャルを考慮して与えたが、実際のビームがこのモデルからが離れていること。

(3) 外部集束磁場は一様に 450gauss としたが、実際には第 4 空洞から出力空洞付近では最大 500gauss となるように集束コイルが設計されていること。

(4) ドリフトチューブは実際にはテーパーしているが、現段階では単純円筒としてシミュレーションを行っていること。

(5) 図 3-13 に示した粒子の空間分布図から、入力空洞よりも下流において、クライストロンの動作周波数より高い周波数の変調成分があることが分かる。これは、時刻 $t=0$ において粒子を入射した際に励起された、ドリフトチューブ固有の伝搬モードである。実際のクライストロンでは、このような高周波はコレクター部分で減衰されていると考えられるが、現在の計算モデルには減衰項が入っていないため、出口境界(z=1.2m)での反射され、さらに電子と相互作用することで増幅されている。

これらの問題点の解決のためには、物理モデルの再検討とともに、総計算時間の制約のもとで、定常問題用の計算コードとの連携等により適切な初期値を与えるなどの計算手法

の高度化が必要である。

以上、現段階では、電子・高周波相互作用解析において誤差を生じたものの、ビームの運動解析、ビームの作る電磁界計算、共振空洞の固有モード計算については十分な精度が確認できたので、今後このコードを改良することによってクライストロンにおけるエネルギー回収計算は十分可能であると考える。

４．電子ビーム直接発電基礎実験の予備的検討と定量化

4-1　Varian社におけるクライストロンの使用済み電子ビームエネルギー回収研究の調査　（付録Ｃ参照）

平成４年度の共同研究報告書に述べたように、米国 Varian 社では 1984 年から 1987 年にかけて、ＮＡＳＡからの研究費により、通信衛星用の進行波管を対象に使用済み電子ビームからのエネルギー回収技術をＵＨＦテレビ放送用のクライストロン管に応用する研究開発が行われた[6]。この研究結果については、本共同研究に応用できる内容が多くあると考え、従来より文献調査を行ってきたが、発表されている論文では明確ではない点があった。そこで、京都大学の山本他が、米国スタンフォード大学で開催された自由電子レーザー国際会議に参加するために訪米した際に、同大学に隣接している Varian 社を訪問し、このエネルギー回収研究の責任者であったMcCune博士に疑問点を聞く機会を持った。

このミーティングの詳細は付録Ａのとおりであるが、要点をまとめると以下のようになる。　なお、ミーティング後、ＭＳＤＣクライストロン管を見る機会をいただいたが、写真撮影は許可されなかった。

○　試作・実験について

この実験開発計画により、試作された多段回収電極（ＭＳＤＣ）付きクライストロン管は１機のみであり、各コンポーネントの研究とシミュレーションによる設計で６０％台のエネルギー回収効率を得、クライストロンの総合効率を約２倍とした。　設計にあたってはコレクター部分以外は従来と同一とし、ＭＳＤＣの付加により逆流電子ビームの増加などクライストロンの動作に影響を与えないことを前提条件とした。

Varian 社として、その後、より動作周波数の広い汎用ＭＳＤＣ付きＵＨＦクライストロン管を開発に、現在までに約１００機を販売している。当初計画では、市場規模はこの２倍程度あると考えていたが、更新の場合にはクライストロン電源設備の更新も必要となることから、効率の大幅な向上にもかかわらずなかなか導入されていないとのことであった。

○　シミュレーションコードについて

Varian 社の内部コード（２ｄＲＦ）を改造して用いている。コードはクライストロン部分とコレクター部分の２つに分かれている。

○　最適化の範囲について

論文では、回収電極電圧の設定が等間隔であり、エネルギー分布に対した最適化が十分には行われているように思えない。　その理由を質問したところ、

(1)　電圧設定については、電源設備が複雑化／高価格化することを避けるために、実験

開始前から同一仕様の電源をスタックして使用する方針であった。電極形状およびガイド磁場の最適化のみを行った。

(2) 同じ理由から、電子ビーム加速電源以外の電源が必要となるようなコレクター電圧を設けることは検討していない。

(3) テレビ用クライストロン管の場合、波形が歪まない範囲での使用（SSB変調・A級増幅）であり、また変調度（画面上での明暗の割合）によりエネルギー分布が異なる。平均的な画像では使用済み電子ビームのエネルギー広がりはそれほどおおきくなく、平均的なエネルギー回収効率60%以上を目標とし、これを達成した。

(4) 最適化は、電極形状とrefocusing coilの電流について行い、ＲＦ出力の変動に対しては、refocusing coilの電流変化で対応した。

○　中心軸付近の電子ビームの影響について

円筒形状装置の中心軸付近では電界形状の制御が不可能である（対称軸であることより電界は軸に平行になる）ことより、この部分で電子ビームは電界により反射されクライストロン空洞部へと逆流する。Varian社の実験に関する論文ではシミュレーション結果図面で入射電子ビームが中心軸部で存在しない形状となっていた。この点の質問の結果、Variann社では従来型のクライストロン管の場合でもこの中心軸付近のビームの制御が困難であり、マイクロ波引き出し用ウィンドウへのビーム衝突による熱負荷を避けるために、中心軸にビームの存在しない中空電子ビーム銃を用いていることが判明した。

○　２次電子抑制について

２次電子抑制手法として用いているのは、

(1) 電子ビームを高電位側（後方）よりコレクターに入射させる

(2) 炭素膜コーティングによる２次電子放出係数の減少

の２点である。最大電圧が電子加速電圧であるため、最終段電極に多くの電子が前方より衝突するが２次電子放出係数が0.3程度であり、また放出された電子のほとんどが次の電極に向かうことから全体として大きな損失にならない。実験計画による試作クライストロン管では全コレクターに炭素膜コーティングを施したが、販売しているＭＳＤＣ付きクライストロン管は、最終段コレクターのみに炭素膜コーティングを行っている。

また、こうした問題の他に、実験においては、空洞形状でカットオフにしてあるマイクロ波が、コレクター部分にある程度存在し、コレクター電流を取り出す際に、マイクロ波成分の遮蔽が重要であったことなどをお聞きした。

4-2　原子過程による影響

従来型のクライストロン管内は原子過程による損失が問題とならないように、ベーキングと真空排気がが行われており、回収電極付きクライストロンにおいても、従来のクライストロン管と同程度の真空度が保てると仮定すると原子過程による損失は問題にならない

と考えられる。

4-3　２次電子放出抑制方式

コレクター電極からの電子の衝突により放出される２次電子が、コレクター部の電場により加速されるとエネルギー損失となる。そのため、２次電子の抑制は高効率エネルギー回収には不可欠である。　京都大学で行ってきたビーム直接発電機の実験・シミュレーションでは、低電位の電極にその電極電位より僅かに電位の低いメッシュ状格子を取り付けることにより、実効的２次電子放出量の低減を行いエネルギー回収効率の大幅な改善に成功している[5]。

今回のクライストロン管における電子ビーム回収部設計での２次電子抑制方法の基本としては、電子ビームを高負電位により反射させ高負電位側より電極に回収することにより、放出された２次電子が電界により電極に押し戻される形を採用した。その上で問題のある部分についてはビーム直接発電機同様の２次電子抑制策を取るのが最適であると考えられる。また、Varian 社で行われた２次電子放出係数の小さい物質で電極表面をコーティングする方法も有効であると考えられるが、対象としている大電力定常クライストロンの場合にはエネルギー回収を行った後でも、コレクター電極への熱負荷は比較的大きいと考えられるので、これらコーティングの強度についても十分に検討する必要がある。

5．考察

現在オメガ計画用に開発中のクライストロン（E3718）を高性能化するためには、コレクター回収効率を 60％以上にすれば、現在の目標値である高周波エネルギーへの総合変換効率 65%を 80％以上にも改善することが可能である。さらに回収効率を上昇できれば、究極的にはコレクターでの回収効率が 100％の時、高周波エネルギーへの理論最大変換効率は 98.6％となり、消滅処理システムは実用化へ大きく進展することができる。

これを実現するためには、精度の高い電子ビーム機器設計研究用計算コードが不可欠となる。電子ビームのエネルギー回収効率は、コレクター部への入射電子の速度（エネルギー・空間）に強く依存するため、これらの分布を精度良く求めることが必要となる。とくにマイクロ波との相互作用後の電子ビームの場合、電子ビームのエネルギーに広がりができると同時に、速度成分についても複雑な分布を示すと考えられるので、単純な分布関数により与えることは困難である。

このため、電子とマイクロ波の相互作用部を含むクライストロン全体のシミュレーションコードの開発は本研究目的には必須となる。

シミュレーションにおいては、計算領域をマイクロ波と電子ビーム間の相互作用の有無により、 (a) 電子銃部、(b) クライストロン電子・電磁場相互作用部、および (c) コレクター部、に分割することが現実的で、かつ可能である。 実際、(b)のクライストロン電子・電磁場相互作用部では、マイクロ波が存在するため電磁場の時間変化を考慮する必要があるが、 (a),(c)では基本的に定常（あるいは周期的定常）問題として扱うことができるので、電子ビームの特性評価に関する物理モデル、計算コードについても容易になる。

電子銃部やコレクター部用のコードでは、電場計算に２次元有限要素法（Finite Element Method：ＦＥＭ）による三角形要素を用いることで電極形状のより細かい入力（半自動分割）が可能となり、また比較的高いビームパービアンスのビームや、複雑形状の場合でも安定した計算を行うことが可能である。 本年度の電子銃部の解析により、ＥＧＵＮコードの適用限界が明らかになるとともに、有限要素法を用いたＫＵＥＧＵＮの優位性が明らかとなった。

クライストロン内の電子ビームと電磁波相互作用計算コードを開発し、コードの妥当性の評価を進めるとともに、実機のシミュレーションを試みてみた。 計算コードの開発においては、使用メモリーサイズまた計算時間を考慮して計算手法の工夫を行うことが極めて重要となっている。共振空洞に励起される電磁波を等価回路方程式により計算する方法により、計算時間を大幅に短縮できることを確認したが、更にこの等価回路方程式の解の収束を早める工夫が必要となっている。
また、このように共振空洞とドリフトチューブを分離した計算方法を用いているため、計

算領域（ドリフトチューブ）の形状が単純であること、またビーム径とチューブ径が大きく異ならないことから、現状では電磁界計算に３角形要素を用いることの優位性を引く出せていない。このことから、ビーム軌道計算の単純化により高速化が可能となる、長方形要素への移行も考慮する必要がある。

６．あとがき

本共同研究で行った「大出力クライストロンの高効率化」に関して、最初クライストロン管設計用シミュレーションコードを利用してコレクター入口における電子ビームの初期条件を求め、専らコレクターの最適化を行おうと試みた。そのため、既存コードの精度や、開放性を詳細に調査・検討したが、その結果、独自に開発する必要性のあることが明らかになった。　さらに、動燃においてはクライストロン管の大幅な性能改善が将来要請されるため、既存のコード取り扱い範囲を越える３次元コードへの拡張容易性を具備したコード開発を行う必要性がある。

これらの目的を達成するため、従来のコードではその実現が困難であった空間分割容易性、高精度性を備えた有限要素法を全般的に採用することとした。　さらに、各コードの汎用性を増すため可能な限り物理モデルに忠実なシミュレーションコードの作成、改良を心がけた。

差分法を用いたＥｇｕｎコードは長年にわたり電子ビーム管における電子銃部の設計で賞用されている。しかし、空間的等間隔分割制約のため複雑形状の電子銃設計には不向で、本研究では京都大学が開発した有限要素法によるＫＵＥＧＵＮコードによりこれを解決し、大電力定常線形加速器用電子銃の設計計算を行った。

電子エネルギーの回収効率に大きな影響を及ぼすクライストロン管における電子ビームと高周波電磁場との相互作用は、本研究では現在最も進んだ差分法によるＦＣＩコードを参考に、より自由度・３次元発展性の高い有限要素法コード開発のための高精度な計算モデル・計算アルゴリズムを昨年度完成させた。本年度は、これに基づき、計算コードの開発を行い、個々のプログラムの動作を解析解などとの比較検討により検証するとともに、その計算精度・特性を調べた。また、実際のクライストロン管の初期的シミュレーションを行うことにより今後の開発課題を明らかにした。

電子ビーム直接発電基礎実験に関しては、小型のＵＨＦテレビ送信所用の回収電極付きクライストロンを開発・製造している米国 Varian 社の訪問調査によりエネルギー回収実験における課題を明らかにし、今後の具体的検討の資料とした。

引用文献

[1] W.B. Herrmansfelt, EGUN - AN ELECTRON OPTICS AND GUN DESIGN PROGRAM: Stanford Linear Accelerator Center (1988)

[2] 塚原大輔, "有限要素法を用いた電子銃の特性解析", 京都大学工学部電気工学第二学科学士論文(1995).

[3] 増田　開, "クライストロン管における電子・高周波相互作用シミュレーション", 京都大学大学院工学研究科電気工学第二専攻修士論文(1995).

[4] S. Humphries, Jr., Charged Particle Beams (John Wiley & Sons, New Yorok, 1990).

[5] K. Yoshikawa, Y. Yamamoto, H. Toku, A. Kobayashi, T. Okazaki, DIRECT ENERGY RECOVERY FROM HELIUM ION BEAMS BY A BEAM DIRECT ENERGY CONVERTER WITH SECONDARY ELECTRON SUPPRESSORS: Fusion Technology, vol.15, pp.1541-1559(1989)

[6] E.W. McCune, A UHF-TV KLYSTRON USING MULTISTAGE DEPRESSED COLLECTOR TECHNOLOGY: Proc. of 1986 IEEE Electron Device Meeting(IEDM), 7.5, 1987

[7] T. Shintake, HIGH-POWER KLYSTRON SIMULATIONS USING FCI-FIELD CHARGE INTERACTION CODE: KEK Report(1990)

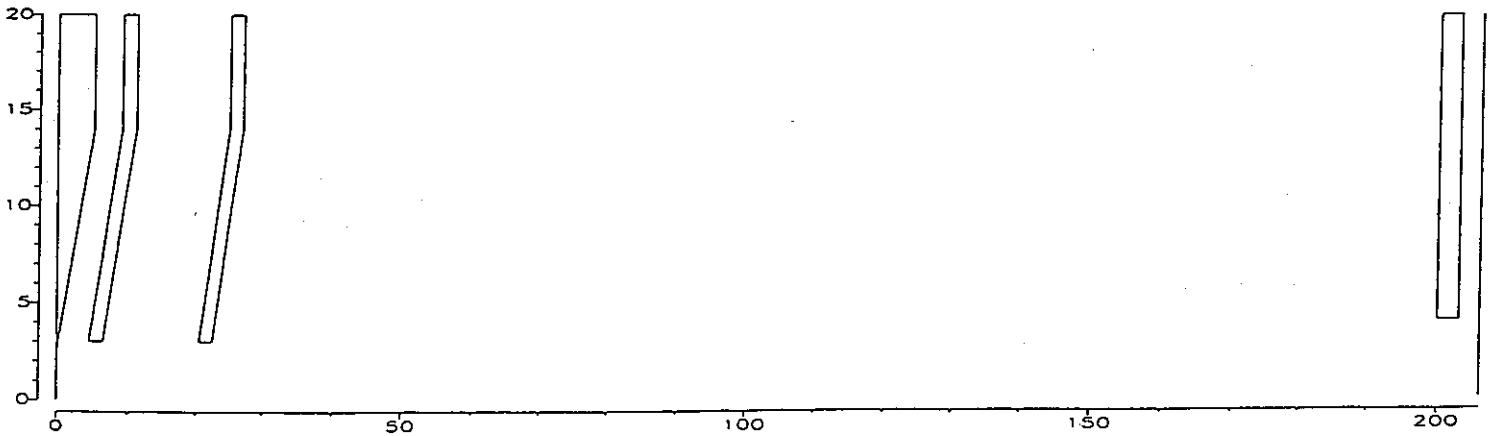
表3-1　　Ｅ３１７８の設計仕様

ビーム電圧	90 kV
ビーム電流	22 A
動作周波数	1.25 GHz
励振電力	12 W
目標飽和出力	1.2 MW
目標効率	65 %
飽和電力利得	50 dB
ビーム半径	10.5 mm
ドリフトチューブ半径	15 mm

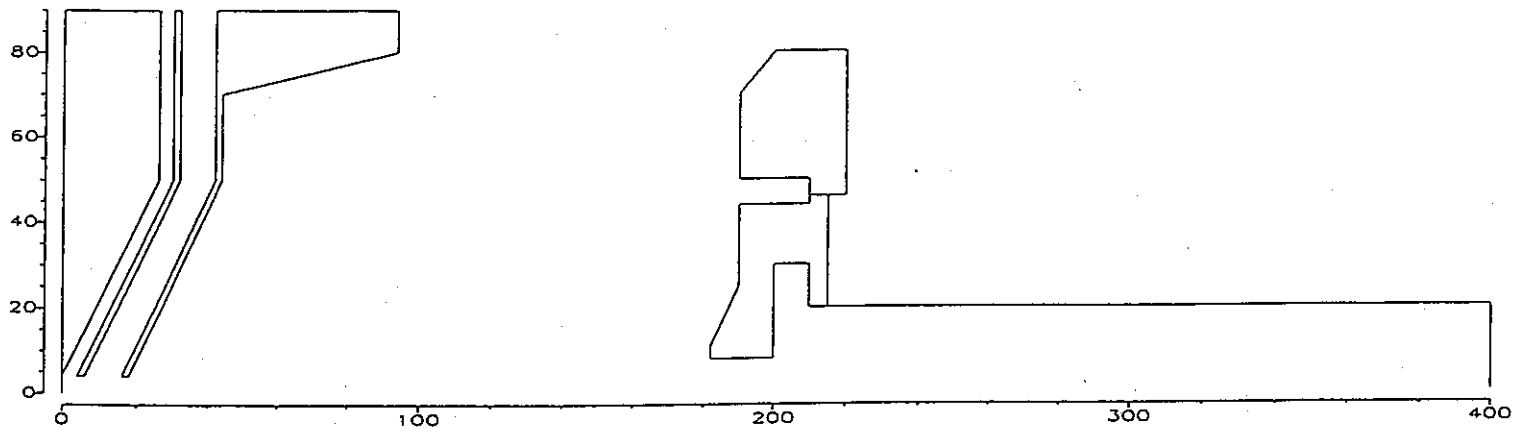
表3-2　　Ｅ３１７８の共振空洞間隔及び空洞パラメータ

	空洞間隔
入力～第２	120 mm
第２～第３	120 mm
第３～第４	380 mm
第４～第５	260 mm
第５～出力	120 mm

	空洞の離調周波数	空洞のＱ
入力	-1.6 MHz	550
第２	2.5 MHz	3000
第３	68 MHz	3000
第４	35 MHz	3000
第５	35 MHz	3000
出力	0 MHz	60



(a)　基本モデル



(b)　製作モデル

図3-1　　動燃電子銃の計算モデル

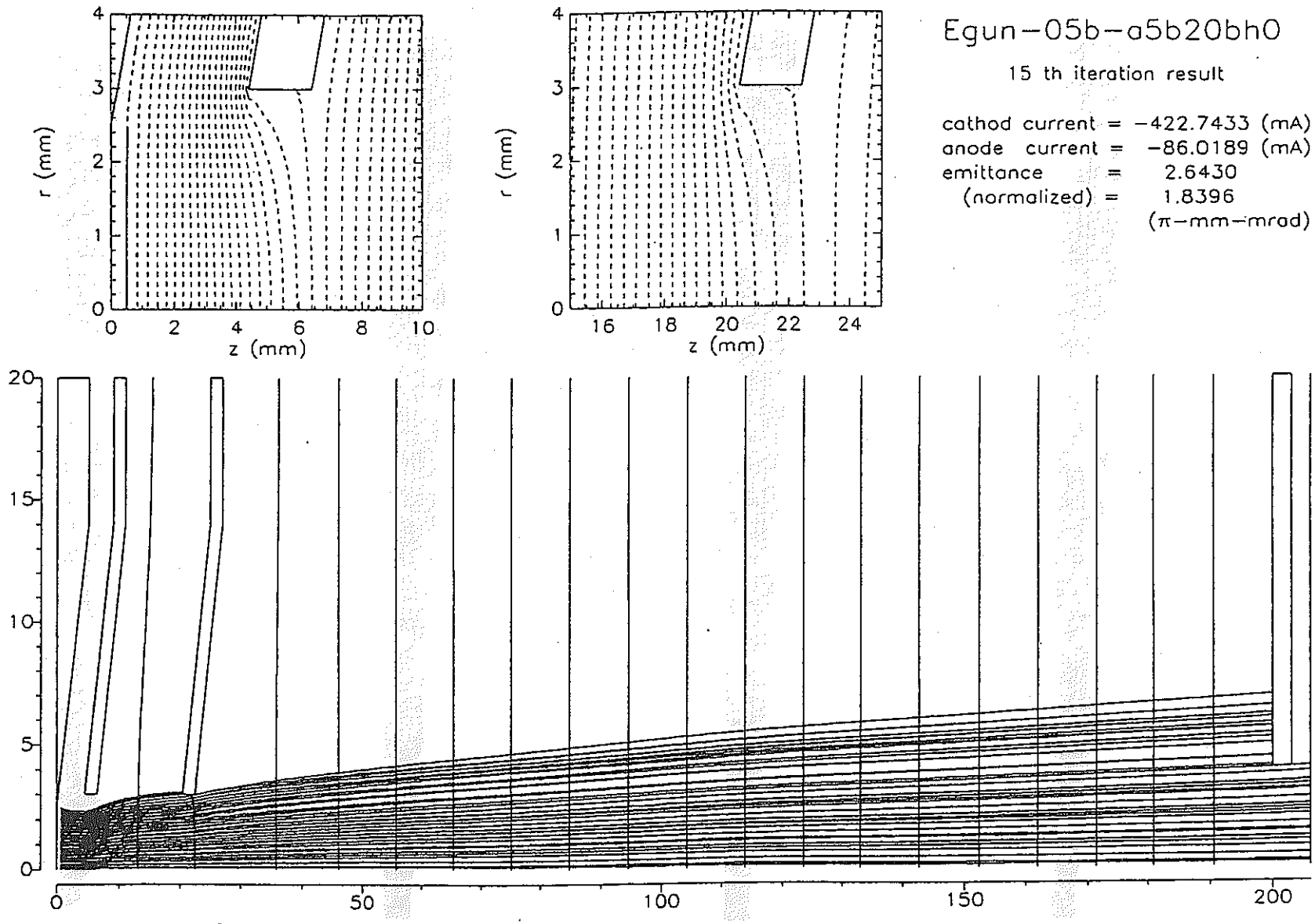
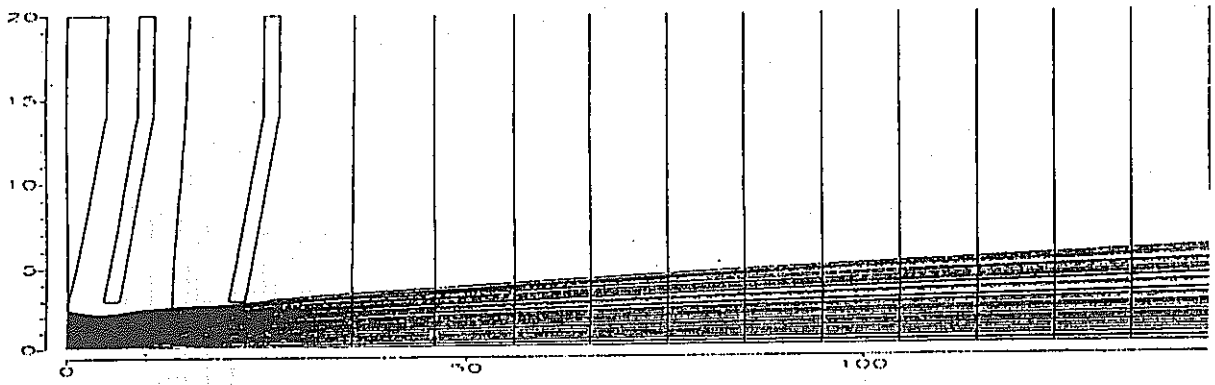
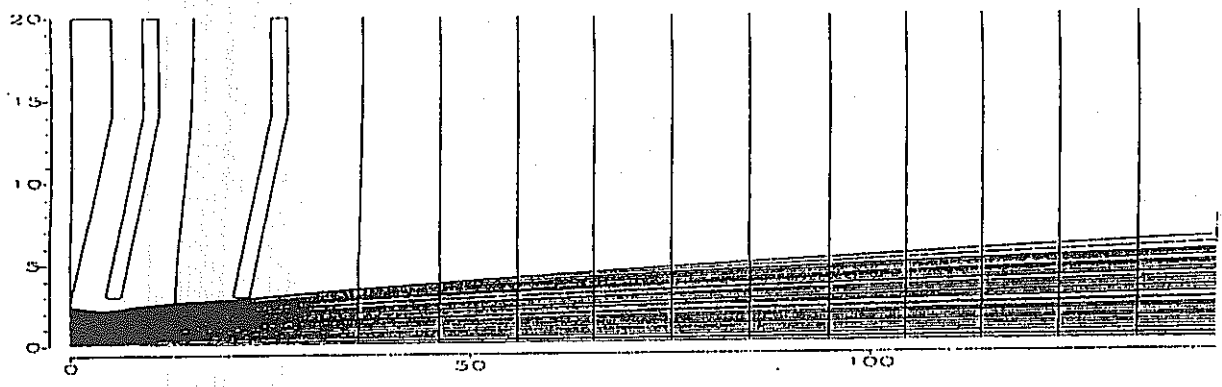


図3-2　KUEGUNコードによる計算例（電極付近での電界形状）

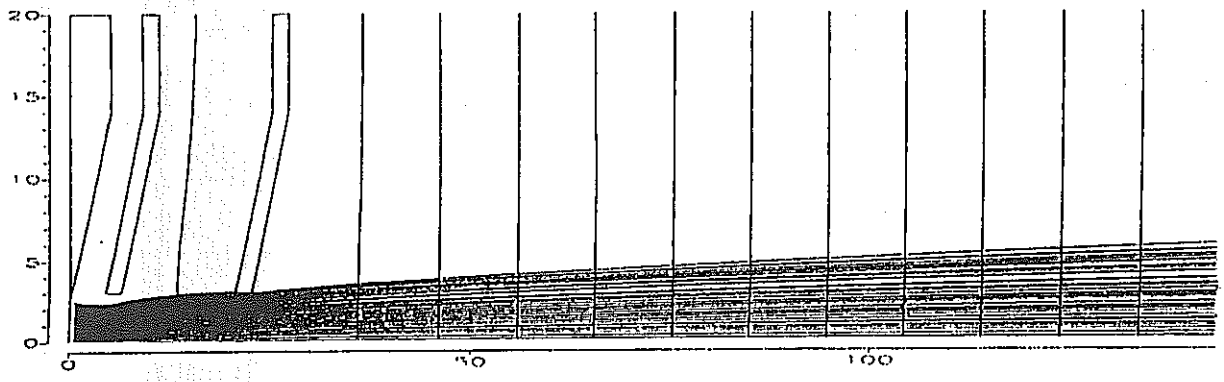
（I_b=400mA, V_1=5kV, V_2=20kV）



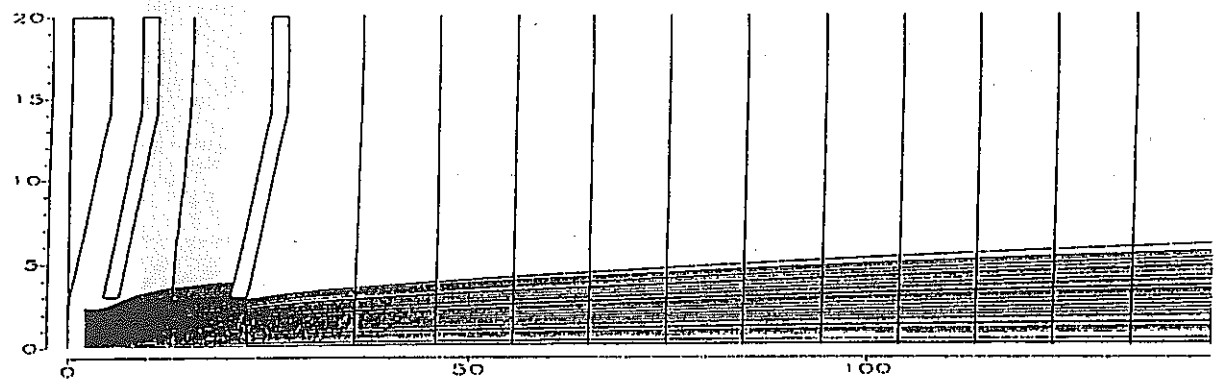
(a)　0.01 mm



(b)　0.10 mm

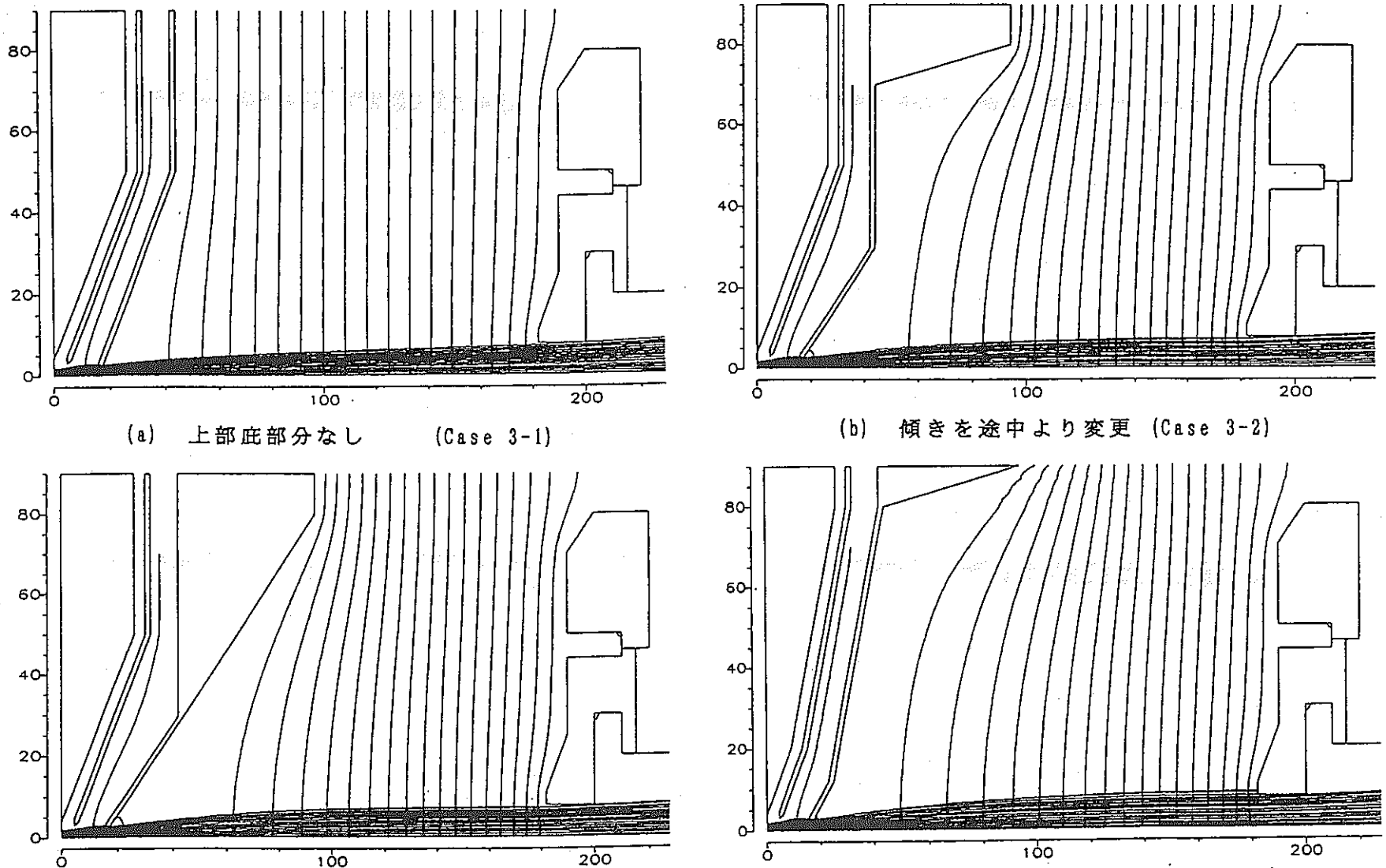


(c)　0.50 mm



(d)　2.00 mm

図3-3　　陰極－ビーム放出面間距離と電子ビーム軌道



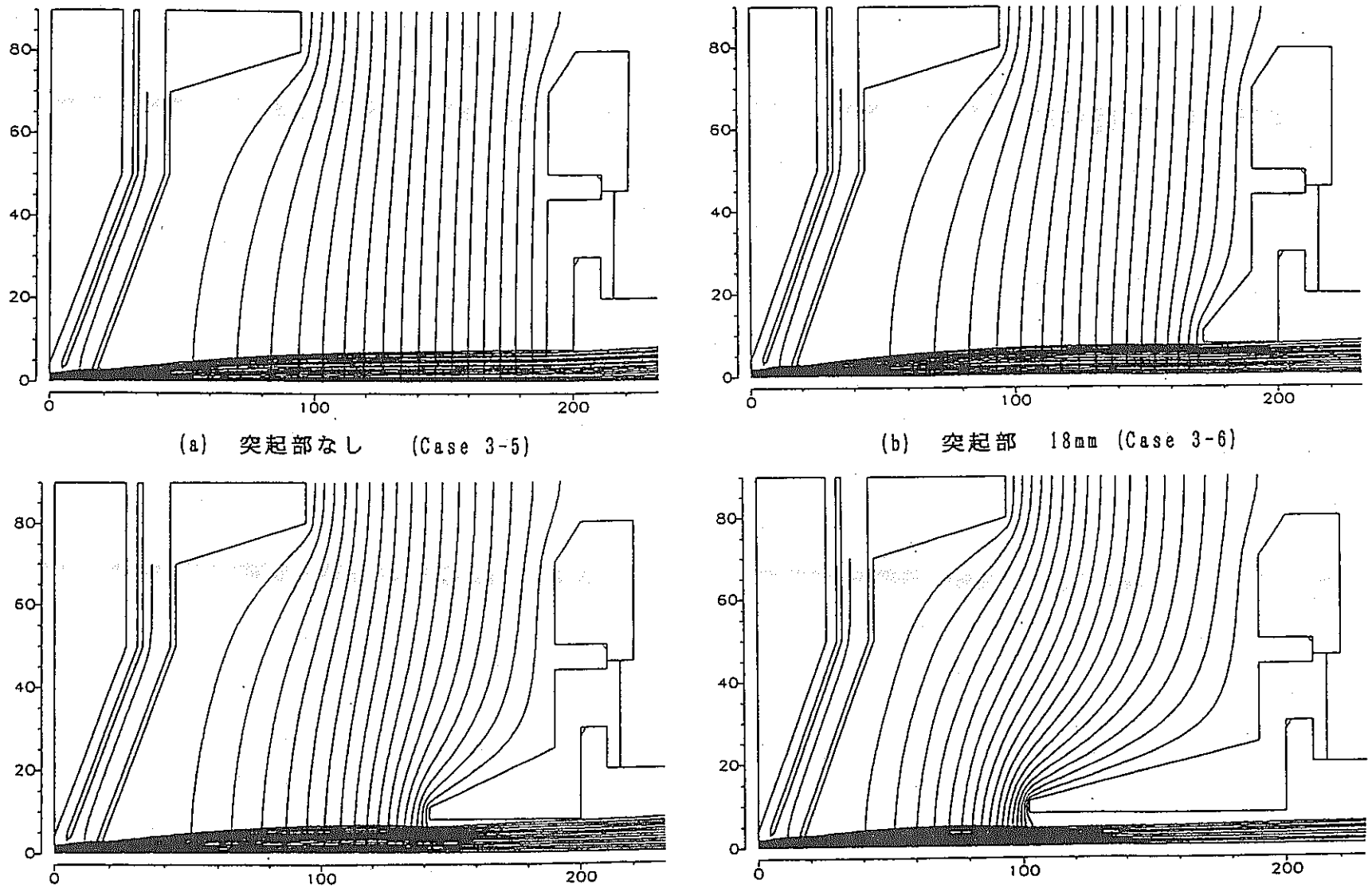
(a)　上部庇部分なし　　(Case 3-1)

(b)　傾きを途中より変更 (Case 3-2)

(c)　傾きを全体に大きく (Case 3-3)

(d)　庇部の一部を削除　(Case 3-4)

図3-4　　第２電極形状のビーム軌道への影響　(I_b=400mA)



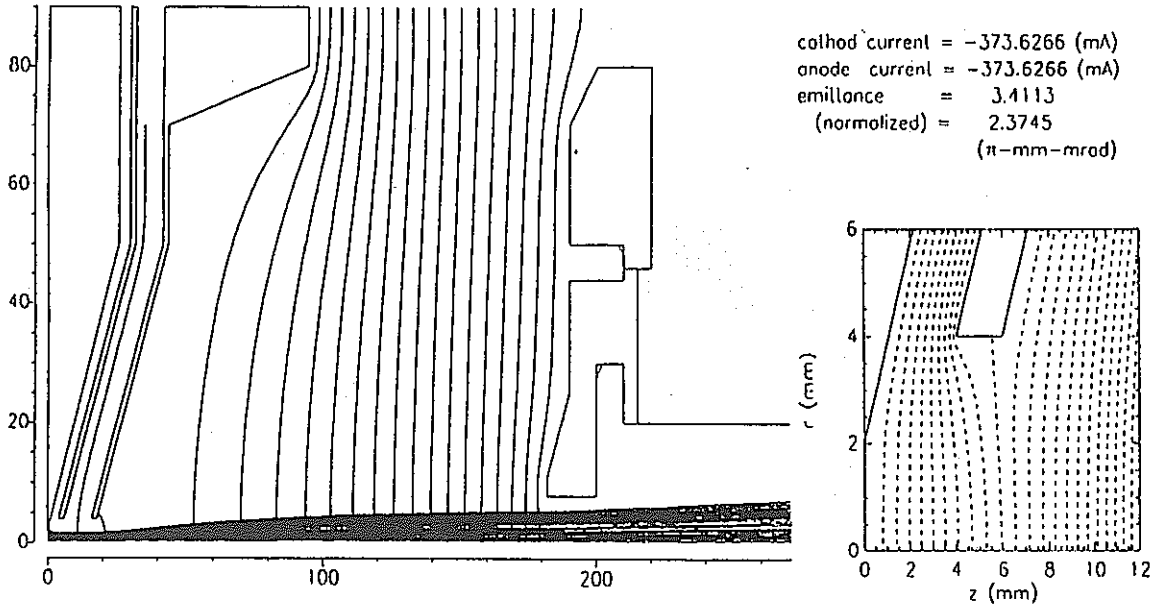
(a)　突起部なし　(Case 3-5)

(b)　突起部　18mm (Case 3-6)

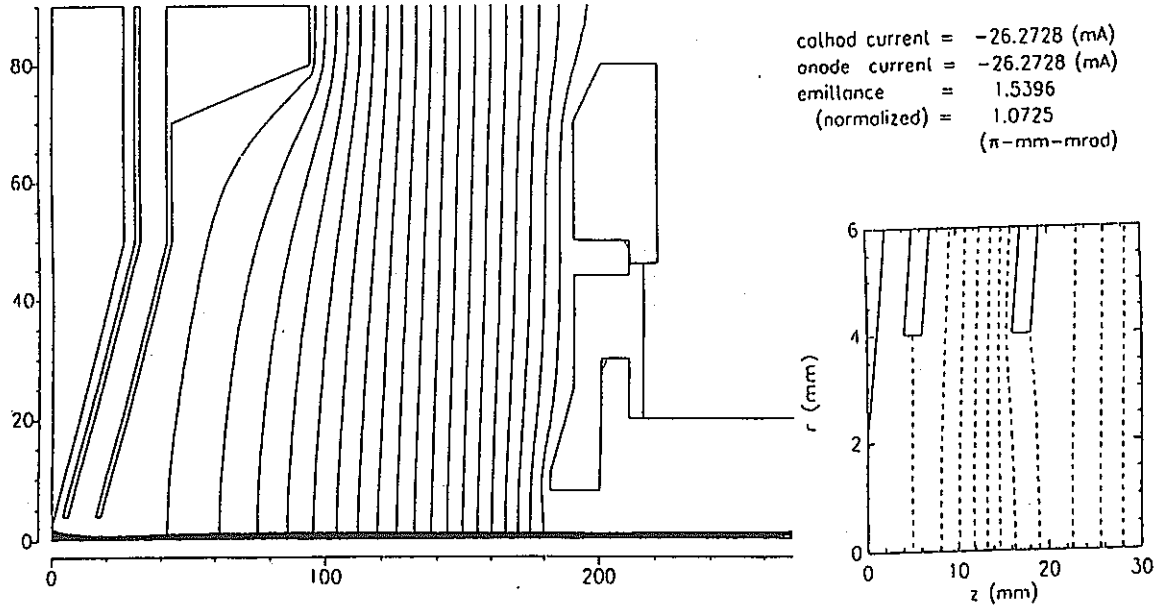
(c)　突起部　48mm (Case 3-7)

(d)　突起部　88mm (Case 3-8)

図3-5　陽極ゲート部突起形状のビーム軌道への影響　(I_b=400mA)



(a) Ib=400mA



(b) Ib= 25mA

図3-6　電極形状・配置によりピアス電極効果を得た場合の計算結果

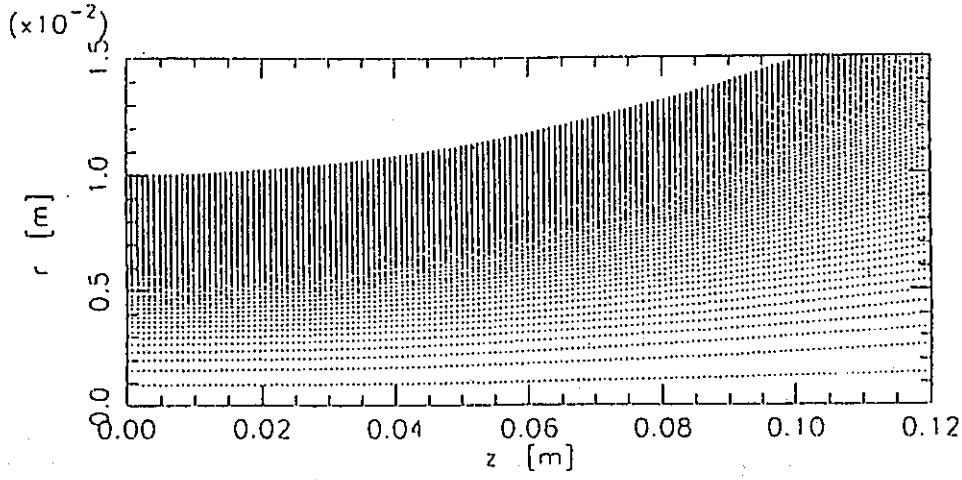


図3-7　　外部磁場のない場合の粒子軌道

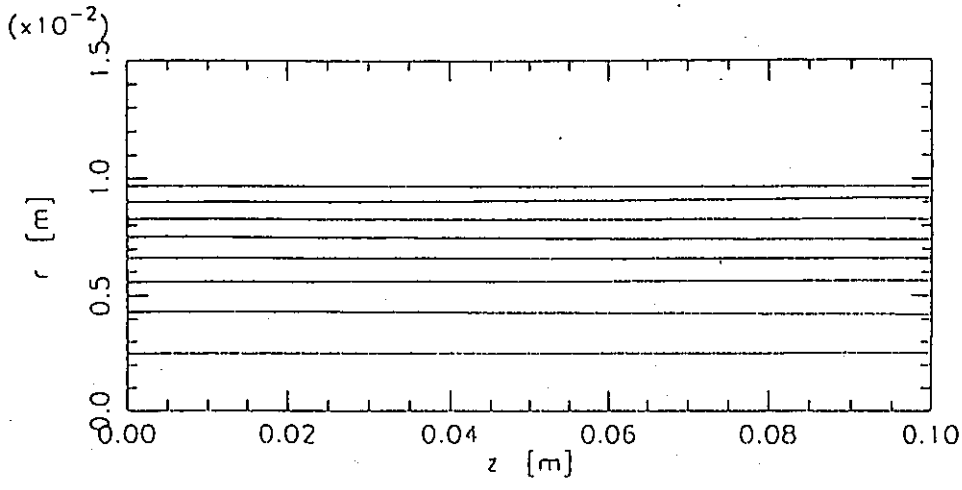


図3-8　　一様な軸方向外部磁場中の粒子軌道

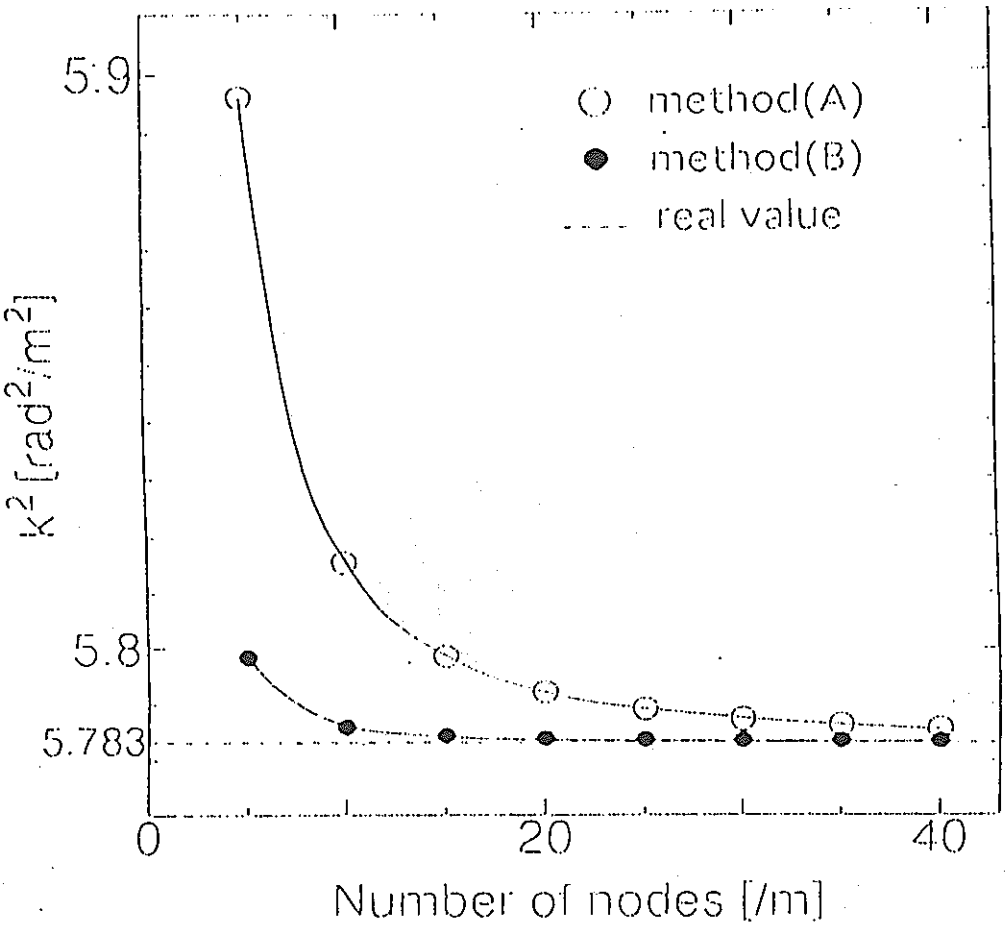


図3-9　　円筒空洞個有値の計算値の接点数依存性

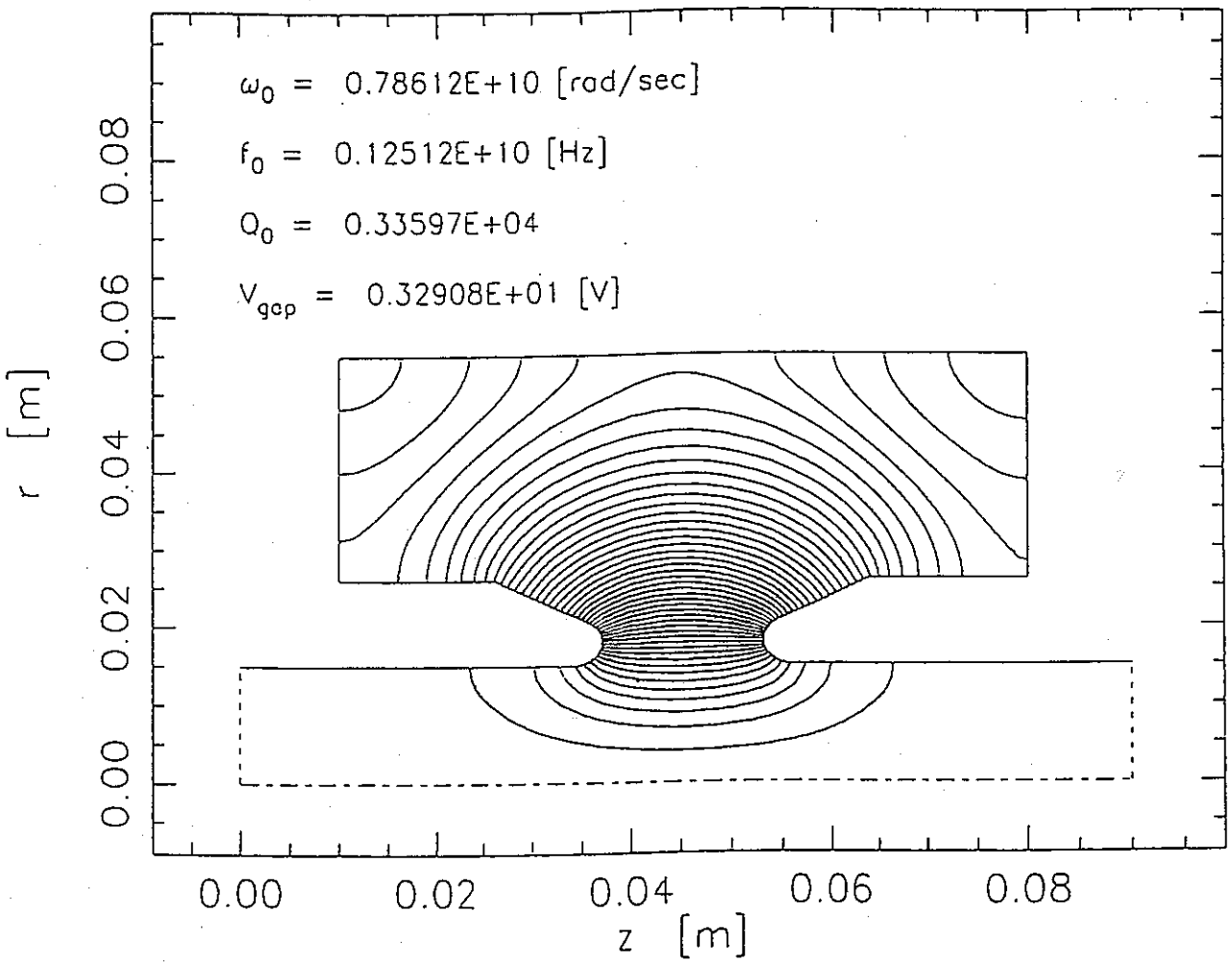


図3-10　共振空洞の基本モードの電気力線

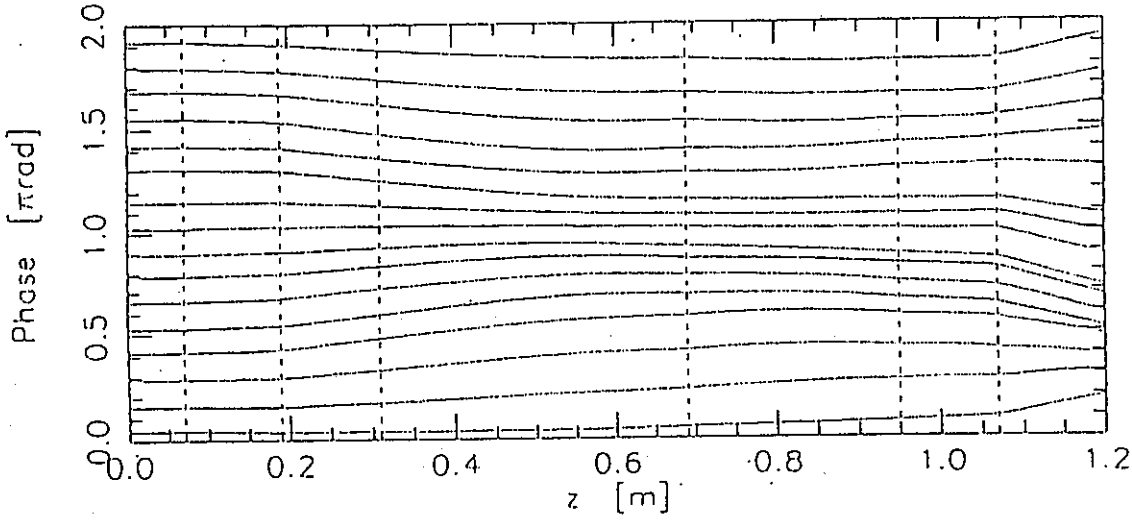


図3-11　クライストロンシミュレーション結果（位相図）

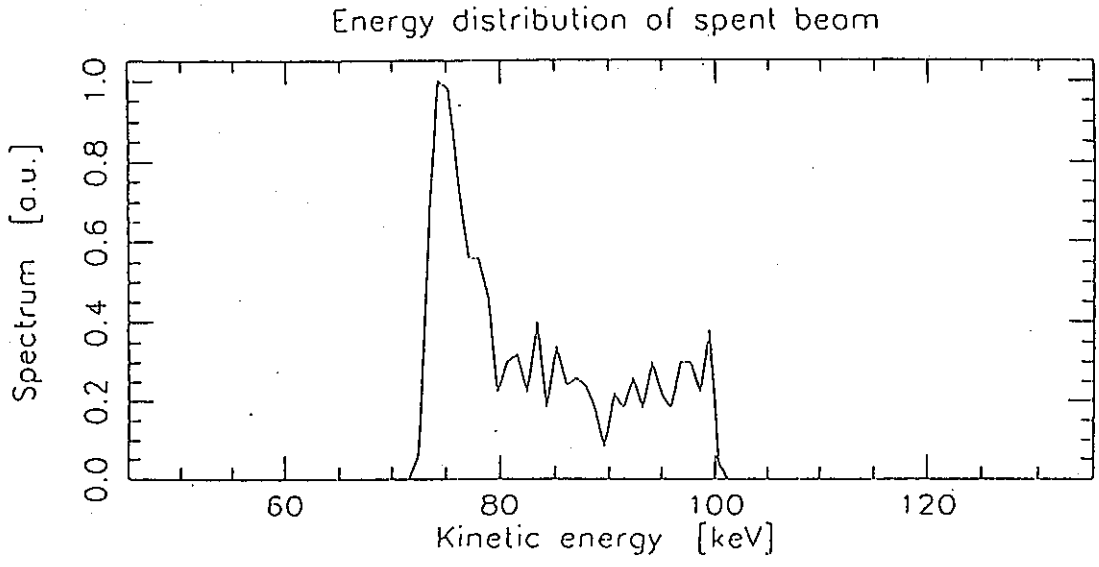


図3-12　使用済み電子ビームのエネルギー分布

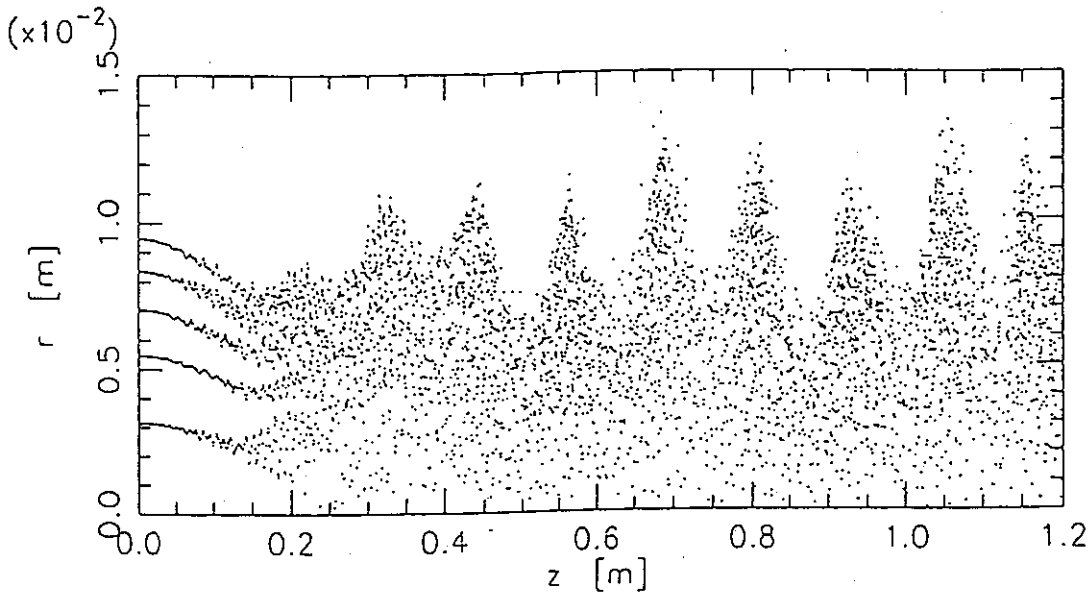


図3-13　クライストロンシミュレーション結果（電子の空間分布）

付録 A

大電力定常電子線型加速器用電子銃の解析

京都大学原子エネルギー研究所

山本　靖，塚原大輔

まえがき

動力炉・核燃料事業団において現在開発の進められている、大強度定常電子線加速器用電子銃について行った特性解析と形状の最適化について報告する。計算には、今回京都大学でクライストロン管の電子銃部・コレクター部の解析の用いるために開発を進めている（仮称）ＫＵＥＧＵＮコードを用いた。　また、従来より電子銃の解析に広く用いられているスタンフォード大学線形加速器研究センター（ＳＬＡＣ）で開発されたＥＧＵＮコードを使用することの問題点および結果の比較についても述べる。

この電子銃の特徴は、平均電流が 400mA と従来の加速器用電子銃に比べて約２桁ほど高く、また定常運転を目的としていることである。このため、ビームの制御は、メッシュグリッドでは熱的に限界に達してしまうため、ビームを遮らずに制御が可能なアパーチャグリッドを用いることとしている。また、運転にあたっては加速器のコンディショニングのために引き出し電流を、電子のエネルギー一定の状態（200keV）で、徐々に増やしていくことが要求されている（尖頭電流値で 100μA~400 mA）。このため、２段のアパーチャグリッドを用い、１段目のグリッド電圧を変化させることによって電流値を制御し、２段目のグリッド電圧の制御によりビーム径の収束力を制御することを目標としている。

１．計算コードの概要

電子銃の解析の基本となる式は以下の３式である。

$$\frac{d(\gamma m v)}{dt} = -e(\boldsymbol{E} + v \times \boldsymbol{B}) \tag{1-1}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = -\varrho / \varepsilon_0 \tag{1-2}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{J} \tag{1-3}$$

ここに、γはローレンツ係数で、次式で与えられる。

$$\gamma = 1 / \sqrt{1 - (v/c)^2} \tag{1-4}$$

図 1-1 にＥＧＵＮおよびＫＵＥＧＵＮの基本的な計算手順を示す。両コードの計算手順は基本的に同じであり、電子ビームの運動方程式と、ビーム自身の空間電荷を考慮した電場の方程式を交互に繰り返し解くことにより、定常解を求めるものである。また、電子ビーム自身の電流による自己磁場については次式で与えている。

$$B_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad \left[\mathrm{Wb/m^2}\right] \tag{1-5}$$

ここで電流値 I は、計算位置より内部（R 方向）の電流値である。実際の計算は、電子ビームを内部より順に追跡することによっており、ビームは層流であることを前提としている。また、ビームの θ 方向の速度に起因する軸方向磁界 B_z は、その影響が無視できるものと仮定する。

ＥＧＵＮコードとＫＵＥＧＵＮコードで大きく異なるのは、電界計算に用いる方法が、ＥＧＵＮコードでは等分割正方メッシュの差分法であり、ＫＵＥＧＵＮコードでは分割数可変の三角形要素を用いた有限要素法であることである。

動燃よりご提供いただいたサンプルデータを用いて、ＥＧＵＮコードにより行った初期解析より、このコードには次のような問題点が明らかとなった。

○　ｒ，ｚ両方向均一メッシュであり、
　　ｚ方向メッシュ数　ＺＬＩＭ　≦　３００
　　ｒ方向メッシュ数　ＲＬＩＭ　≦　１００
　の制限がある。（計算時間を考慮しなければ増加は可能）
　この結果、電子銃計算領域（206mm×20mm）を分割すると、ｚ方向メッシュの制限よりメッシュサイズが 1mm程度となり、電子の放出面（半径 2mm）が２メッシュとなる。

○　計算結果を見ると、境界が厳格に定義できていないため放出面の半径が
　2.5mmとなっている。

○　電子ビームが電極を通過する。
　　これは、コード開発当時の計算精度の制約によると考えられ、コード使用手引き書にも記載されていることであるが、ビームの電極への衝突の判定が行われていない。このため、出力図面上でも明らかに途中の電極に衝突しているビームも電極部を通過して、最終出口まで計算される。また、エミッタンス等の計算もこれらビーム軌道を含めて行われる。

ＫＵＥＧＵＮコードは、以前に核融合におけるプラズマ直接発電機のシミュレーションを目的として開発されたＫＵＮＡＩＴＡＳコードを、電子ビーム計算用に簡素化し、相対論やビームの自己磁場を考慮に入れるなどの改良を加えたものである。有限要素法を用いることで上記のような問題点を解決し、大きな領域を精度良く計算することが可能である。　また、今回の電子銃の計算にあたっては、新たに計算モデル内の任意の一部分を拡大し、そこでの等電位面の状態を詳細に表示する機能を付け加えた。これは、電子ビームの軌道は陰極近傍からアパーチャ電極付近の電界形状に大きく影響されるため、この部分の電界形状を知り、制御することが重要であること、また、この重要な領域が全計算領域に数％程度であり、全体の電位分布図からは詳細を知ることが不可能であることによる。

２．解析結果

２．１　大強度定常電子線形加速器用電子銃の計算のモデル

計算には、動燃よりいただいたデータを基本に図２－１および表２－１に示す２つのモデル（基本モデル、製作モデル）を用いた。基本モデルは、動燃で当初設計に用いられていたものより、製作モデルは実際の製作図面よりモデル化した。計算時間・精度等の制約により、ＥＧＵＮコードで扱えるのは基本モデルのみである。

そこで、基本モデルを用いて、電子銃の基本形状の特性解析とＥＧＵＮとＫＵＥＧＵＮの計算結果の比較検討を行った後、製作モデルについてＫＵＥＧＵＮコードを用いて性能改善のための検討を行った。

なお、基本モデルでは、ＥＧＵＮコードとＫＵＥＧＵＮコードの比較を行うために、陰極半径（2mm より 2.5mm），第１・２電極内径（2mm より 3mm）など幾つかの点で動燃の基本形状からの変更を行っている。

２．２　基本モデルに関する解析結果

(a)　ＥＧＵＮとＫＵＥＧＵＮコードの計算結果の比較

目標引き出し電流値を 400mA，200mA，50mA，1mA の場合について両方のコードで計算を行った。このときの電流値を制御するための入力パラメータ（第１・第２電極の電圧，陰極における電流密度）および計算結果（陽極到達電流，エミッタンス）を表２－２に示す。また、軌道計算結果を、400mA と 1mA の場合についてはそれぞれ図２－２，図２－３に示す。　陰極の電流密度は 2.2 A/cm^2（電流値で 432 mA）と設定した。これは、第１電極の電位を電源仕様の最大値である 5 kV としたときに引き出し電流が 400 mA になる条件から与えた。

図２－３に示されるように、電流値が 50mA 程度以下では第２電極の電位が非常に小さな値（数 kV 以下）となるため、第２電極から陽極にかけてビームは過集束となり軌道の制御は不可能となる。そこで、陰極温度の変化により陰極電流密度を減少させた場合についても計算を行った。電流密度を 0.2 A/cm^2（電流値で 39.3mA ）とした場合の結果を表３－２に示す。これより、陰極電流密度の変化により 100μA 程度までは制御可能であることが確認できた。

一方、ＥＧＵＮコードにとＫＵＥＧＵＮコードによる計算結果を比較すると、全体的にＫＵＥＧＵＮコードによる計算結果の方がビームの軌道が発散している。この理由としては、(1)ビーム放出面形状の問題と、(2)第１・第２電極下部付近のメッシュの粗さの問題が考えられる。

(b)　必要なメッシュの細かさの問題

引き出し部の電位分布の拡大図（図２－４）により等電位面の様子を見ると、電極の下部においては電極に厚さがあるために等電位面は乱され、ここを通る電子は陰極側では発散力を、陽極側で集束力を受けていることがわかる。電極の両側の電界強度を比較すると、陰極側の電界の方が強いためビームは結果として発散力を受けることになる。この付近では電子の速度も

遅いため、受ける影響も大きくなると考えられる。従って、この部分における電位分布／電界形状を正確に求めることが必要である。この点より両コードを比較すると、ＫＵＥＧＵＮコードでは図２－４の場合で電極下部のメッシュの数（ｒ方向）は第１電極１２０個、第２電極８７個であるのに対し、ＥＧＵＮコードの方ではどちらも６個である。このため、ＥＧＵＮコードでは第１・第２電極下部における等電位面の状態や、それによって電子が受ける力を正確に計算に入れることができていないと考えられる。

(c)　ビーム放出面の位置と形状

電極下部のメッシュの細かさは、陰極部でのビーム放出面の位置および形状もビームの軌道に大きな影響を及ぼす。両コード共基本的に電子放出面は陰極面から２メッシュの位置で、その場における等電位面の形状から自動的に算出される球面の一部として決定している。このとき、陰極と放出面との間の空隙については空間電荷効果が考慮にされないので、ビーム電流値が増えた場合に計算精度に問題があり、できるだけこの空隙を小さくする必要があると考えられる。

ＥＧＵＮコードでは均等メッシュであるため、総節点数（計算時間）の制約により、この例の場合には 2mm の位置で固定である。一方、ＫＵＥＧＵＮコードではこの部分のメッシュのみを細かくすることで、計算時間に大きな影響を及ぼすことなく、0.01 mm 程度には小さくできる。そこで、ＫＵＥＧＵＮコードを用いて、ビームの放出面の位置を変えた場合のビームの軌道に対する影響を調べた。計算結果を、図２－５（ビームの軌道）、図２－６（陰極付近の電位分布）に示す。電子放出面の位置の変化により、直後のビームの向きははっきり異なり、陰極面に近いほど軌道が集束する方向を向いているが分かる。これは図２－６の等電位面の様子から予想される結果に一致する。

以上より、陰極表面と放出面の隙間は無視できないものであることが明らかとなった。ＫＵＥＧＵＮコードでも最終的には陰極表面からビームの計算ができるように改良する予定である。

(d)　第１・第２電極の形状とビームの軌跡

図２－４に示されるように、第１・第２電極下部の電界は陰極側の方が陽極側よりも強いために等電位面が歪み、この部分でビームは発散力を受ける。そこで電極の左下の角を落とすことにより、この発散力を抑えることを試みた。角を落とす前後の結果を 図２－７(a), (b) に示す。比較すると、電位分布の拡大図に示すように、角を落とすことで第１・第２電極下部の等電位面の歪みは随分緩和されている。これにより、陽極到達電流・エミッタンス共に改善が見られる。しかし、第１電極については角を落とすことによって陰極から第２電極にかけてのビームの軌道が角を落とさない場合に比べてやや発散している。これは、等電位面が角に沿って緩やかなカーブを描くことでビームが受けていた集束力による効果の方が、角を落とすことによって発散力が減少することによる効果よりも大きいことを示している。そこで第２電極だけ角を落とした場合の計算を行った（図２－７(c)）。 その結果、僅かではあるがビームの集束は良くなることが分かった。

一方、ＥＧＵＮコードの入力・計算結果を検討し直したところ、ＫＭＥＳＨプログラムにより作成されたデータでは、電極の陰極側の角が切り落とされた形となっており、図２－７(b)に相当する計算となっていることが判明した。これが、前述の両コードの計算結果の比較にお

いてＥＧＵＮコードの方が集束が良かったことの理由のひとつであると考える。

以上より、ＥＧＵＮコードとＫＵＥＧＵＮコードでは各入力パラメータに対する出力結果の変化の傾向は同じであり、両者が同様の計算を実行していることが分かる。そのうえで、ＫＵＥＧＵＮコードでは、電極の付近などの複雑な等電位面のビームに対する影響も詳しく評価ができ、より精度の高いコードが実現できたと考える。

２．３　製作モデルに対する解析結果

(a)　第１・第２電極の電位によるビーム制御

引き出し電流値を約 400 mA～100 μA の場合について計算を行った。その結果の一覧を表２－４に、ビーム軌道の例を図２－８に示す。

基本モデルの場合と比較すると、陰極における電流密度を一定に保ったまま変化可能な引き出し電流値の範囲が、400mA～100 mA 程度より、400mA～10mA 程度までと広がっている。しかし、10mA 以下ではやはり陰極電流密度を変化させることが必要である。電流値の制御可能域が広くなった理由は、第２電極の右上部を庇状に延ばしたことで第２電極付近右側の電界が基本モデルに比べて弱くなったため、第２電極の電位が小さく場合にもビームが過度の集束力を受けなくなったためと考えられる。一方このことにより、引き出し電流が 400mA の場合にはビームの集束力が不足し、ビームが陽極ゲート部に衝突している。ている。そこで、電源仕様では最大 20kV である第２電極電圧を更に増加させた場合についても計算を行った。結果を表２－５、及び図２－９に示す。これより、この形状では、ビーム径を抑え陽極ゲート部に到達させるためには、第２電極電圧を 40 kV 以上与える必要があることが分かった。

(b)　第１・第２電極および陽極の形状とビームの軌道

基本モデルの場合と同様に、第１・第２電極先端の形状のビームの集束を調べた。角を落とす前と後の結果を 図２－１０(a), (b) に示す。図より、第１電極については角を落とすことによって等電位面の歪みが少なくなり若干ビームの集束は良くなっているが、第２電極については電極の左右の電界強度の差が著しく大きいため角を落とすことによって等電位面の歪みはかえって顕著になることが分かる。そこで、第１電極のみ角を落とし場合の計算を行った（図２－１０(c)）。この結果と最初の状態（同図 (a)）と比較すると、陽極に到達する電流値は陰極引き出し電流の 59 % から 66 % に増加していた。

次に、陰極でのビーム径は 2mm であることから、第１・第２電極の内径を 4mm から 3mm と小さく場合の計算を行った（図２－１１）。計算結果より、内径を小さくすることにより陽極到達電流値は 11 % 増加しており、軌道の収束効果が良くなっていることが分かる。しかし、一部のビームが第２電極に衝突している。電極先端からの高熱負荷の除去は困難であるため、この形状を単純に用いることはできない。

先に述べたように、第２電極外周部に庇があることで第２電極右側の電界が弱くなり、ビームは発散力を受けている。そこで、この部分の形状や第２電極の傾き、陽極ゲート部の形状などを変化させることによって発散効果の緩和を試みた。その結果を表２－６及び図２－１２，

２－１３に示す。計算結果より、第２電極の底部分の形状や傾きを変化させることによるビーム集束の改善は僅かであることが分かった。また、陽極ゲート部の突起は、第２電極付近の弱くなった電界を強くする目的で付加されたものであるが、その目的を果たすには図２－１３(a)のように、数十 mm 以上という大きさを必要とすることが分かった。これは、電界強度・回転時の相互干渉を考えると実現は困難である。

(c) 陰極およびガード部の形状とビームの集束力

ビームの集束性を改善するために、陰極より放出直後のビームの方向を内側に向けることで軌道を集束させることを考えた。このためには、ビームの放出方向を内向きにするには直接的には陰極表面を球面（凹面）にすればよいことが知られている。しかし、今回の電子銃の場合には定常運転でかつ長寿命の陰極を実現するために、陰極材料として LaB 6 の単結晶を用いる予定であり、陰極を凹面に加工するのは困難である。そこで陰極上部にガード電極を設けることで同等の効果が得ることを試みた。

計算結果の一例を図２－１４に示す。ガード電極を設けることによりビームの集束は格段に改善され、引き出し電流が約 400mA の電流の場合でも全電流をコレクタ電極に到達させることができた。ビームのエミッタンスの値も十分に小さい値を得られた。この形状を用いた場合問題となるのは、ガード電極と第一電極間距離（電界強度）であり、図に示した例でも、1.5mm程度間隙に5kVの電圧がかっかており、放電破壊の危険がある。

このように、ガード電極を設けることにより電子放出面での電界形状を制御することが、他の方法に比較して、ビームの特性改善に大きく寄与することが明らかとなったので、同様の効果を与える方法を種々試した結果、図２－１５に示すように、陰極上部の集束電極と第１・２電極の内径を変えることにより、ガード電極を設けた場合に近い効果が得られることがわかった。これは、陰極上部電極をビームに近付けることで、ピアス型電子銃の本来の効果が現れたことによると考えられる。　この場合、400 mA の電流値で最適化した形状でも小さな電流値を問題なく引き出せることも確認した（図２－１５(b)）。

まとめ

以上の解析結果をまとめると以下のようになる。

(1) ＥＧＵＮコードは、小型の電子銃の解析用に開発されたコードであり、今回の電子銃の様に、

- 電子ビームの通過領域に比べ他の部分が大きい
- 電子銃の縦横比が大きい

場合を精度良く計算することは困難であることが明確となった。使用する場合には、何らかの仮定をして、陰極からアパーチャ電極付近までの初期加速部のみ計算対象と必要がある。

(2) ＫＵＥＧＵＮコードによる電子銃の解析により、

○ アパーチャ電極電圧を変化させることで制御可能な電流値は 400 mA～10 mA 程度であり、これより小さな電流のビームを得るには陰極温度を変化させる必要がある。

○ 集束電極下部の等電位面の乱れによる発散効果を抑えるためには基本的に陰極側の角を落とすことが有効であった。また、ビーム電流 2mm に対してグリッド幅が 4mm ではレンズの効果が弱いため、電極を 3mm の位置まで下げることで集束効果を得ることができる。

○ ビームの収束に最も効果があるのは陰極上部にガード電極を設けることであり、400 mA の電流においても良好な軌道制御結果が得られ、またエミッタンスの値も 2～3 π -mm-mrad と非常に小さい。

○ ガード電極と同等の効果が得られる形状としては、陰極上部の電極形状によりピアス電極効果を引き出す方法がある。

ことなどが、明らかとなった。

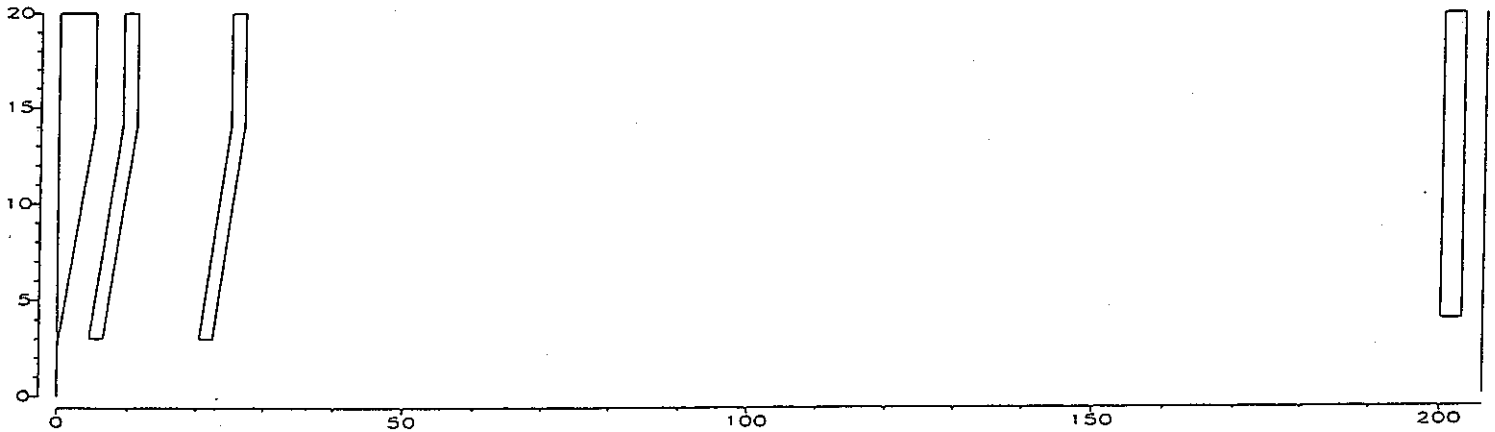
今後の課題としては、ＫＵＥＧＵＮコードを、ビームの軌道計算を直接陰極から始められるようにすることや、乱流のビーム軌道にも対応できるようにすることなどがある。

参考文献

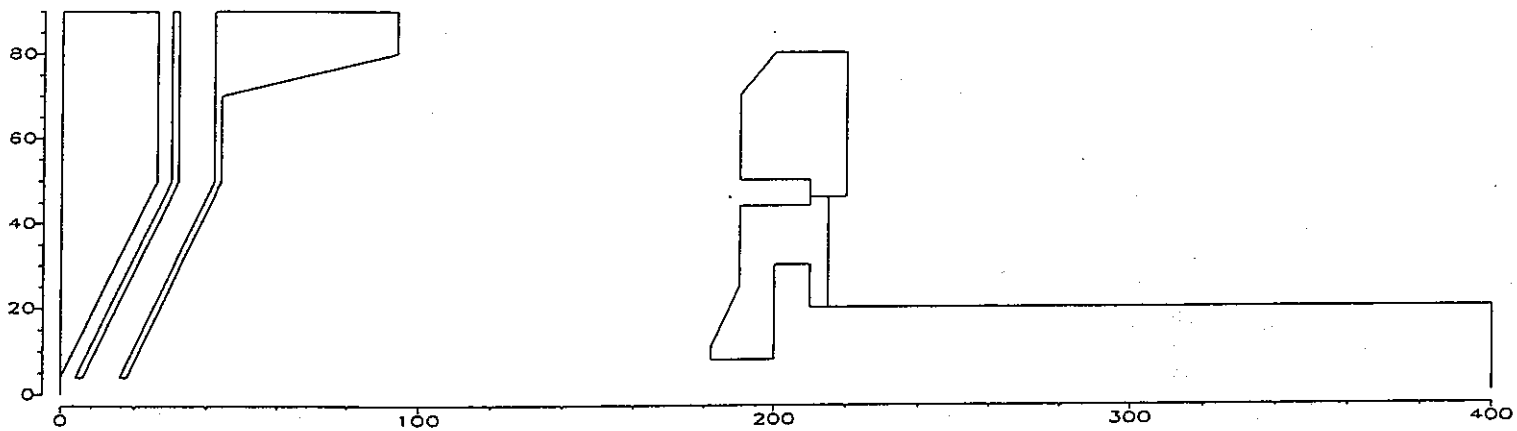
１） W.B.Herrmannsfeldt, EGUN-AN ELECTRON OPTICS AND GUN DESIGN PROGRAM(1988).

２） 山崎良雄、野村昌弘、　大強度ＣＷ電子線形加速器の電子銃の開発

（日本原子力学会「１９９４秋の大会」予稿集 Ｈ４３、1994）.
3） 吉川 潔、平野耕一郎 他、 大出力クライストロンの高効率化に関する研究 ー共同研究報告書ー(1994)
4） 香田伸司、 ベネチアンブラインド型プラズマ直接発電機の３次元解析、 京都大学大学院工学研究科電気工学第に専攻修士論文(1986).
5） Stanley Humphries,Jr, Charged Particle Beams, (John Wiley & Sons,Inc., 1990).
6） 菊地文雄、 有限要素法概説（サイエンス社、1980）.
7） 州之内治男、 数値計算 （サイエンス社、 1978）.

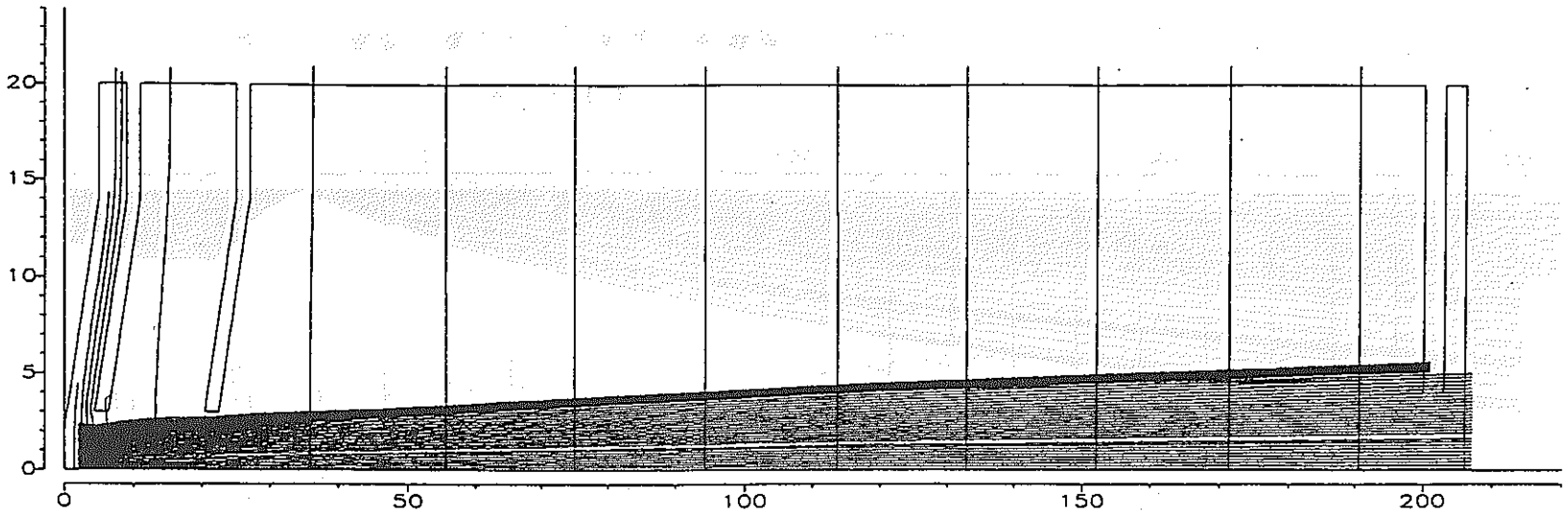


(a)　基本モデル

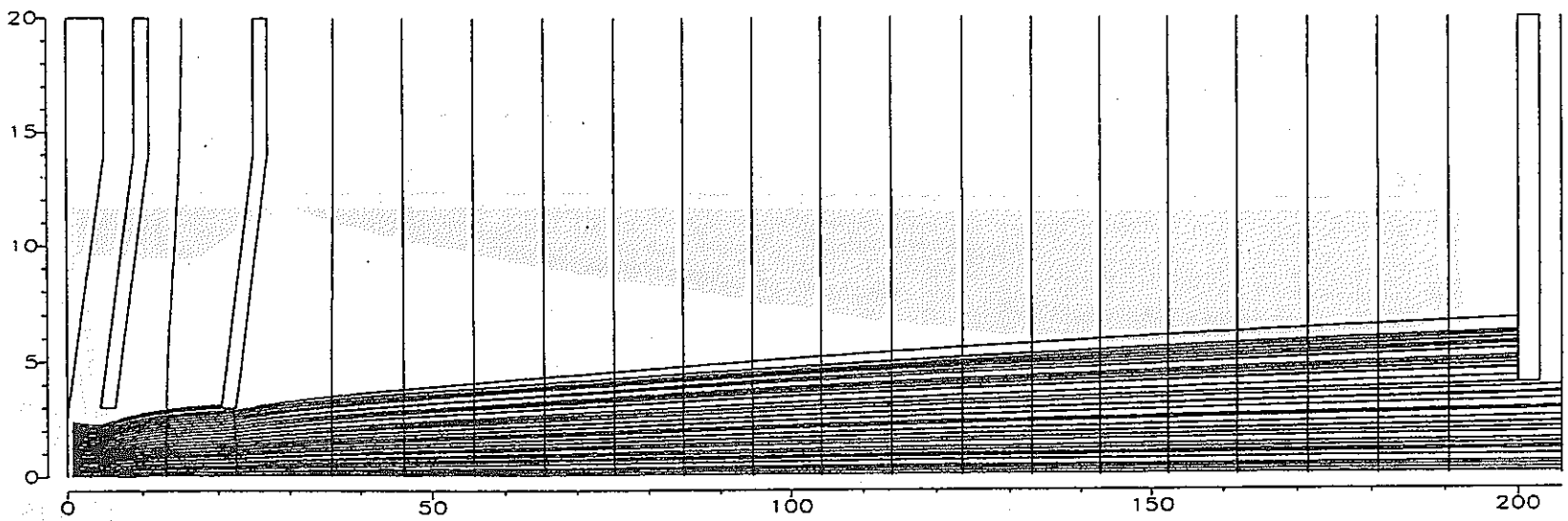


(b)　製作モデル

図2-1　電子銃の計算モデル

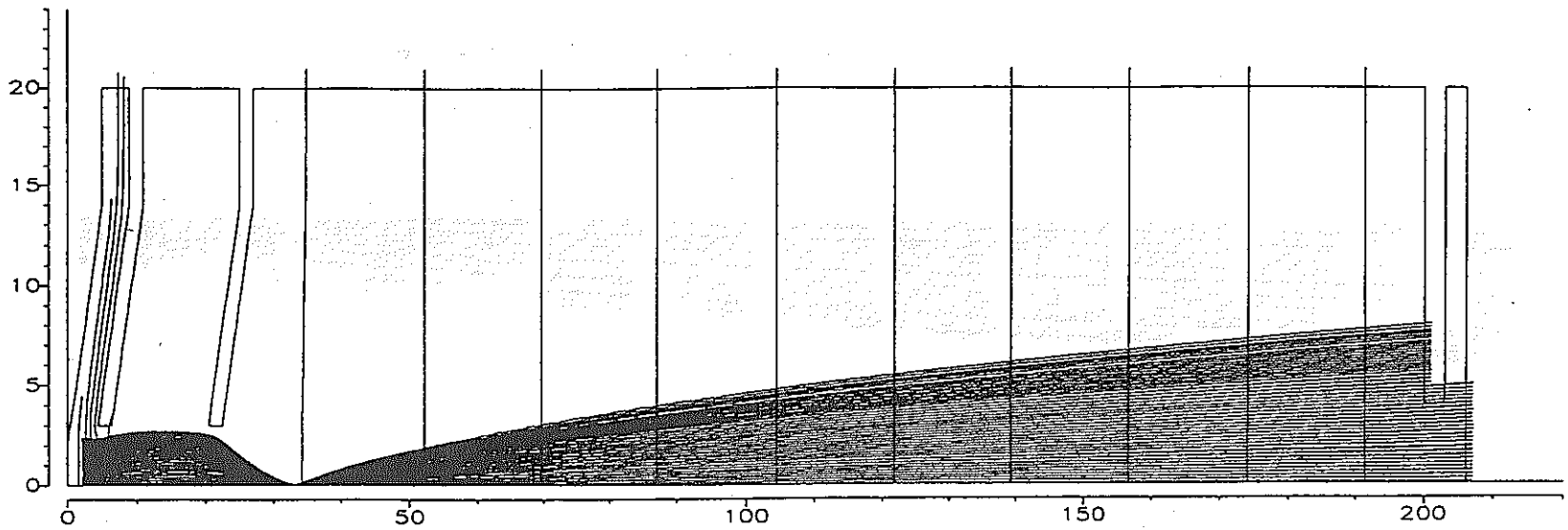


(a)　EGUN

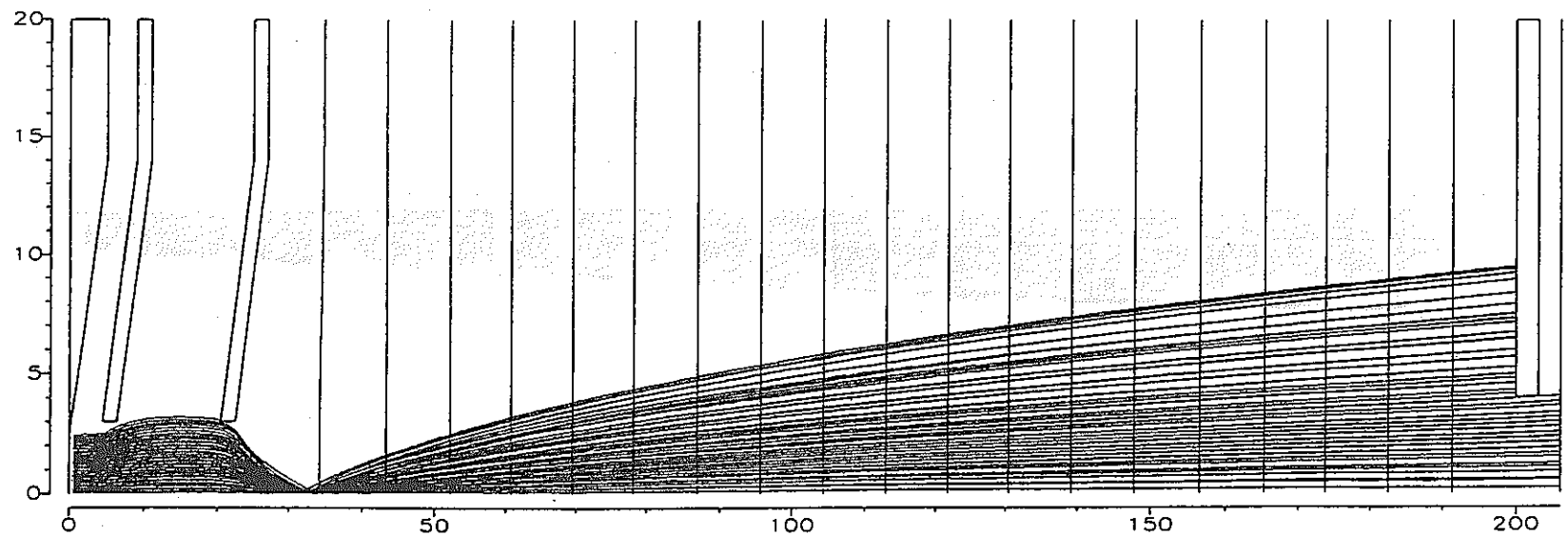


(b)　KUGUN

図2-2　電界と電子ビーム軌道の計算例（I_b=400mA, V_1=5kV, V_2=20kV）



(a) EGUN



(b) KUGUN

図2-3 電界と電子ビーム軌道の計算例（I_b=1mA, V_1=70V, V_2=400V）

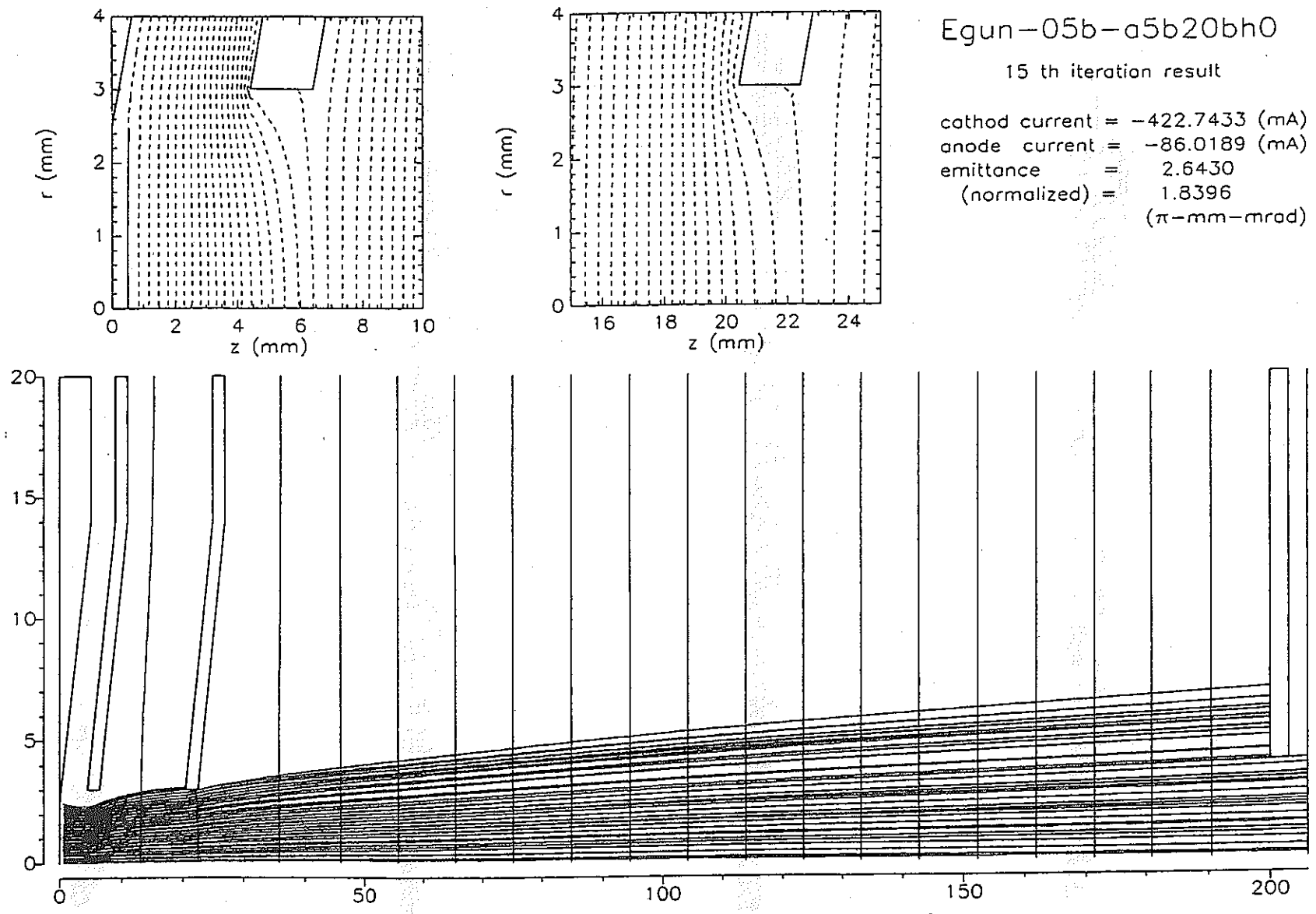
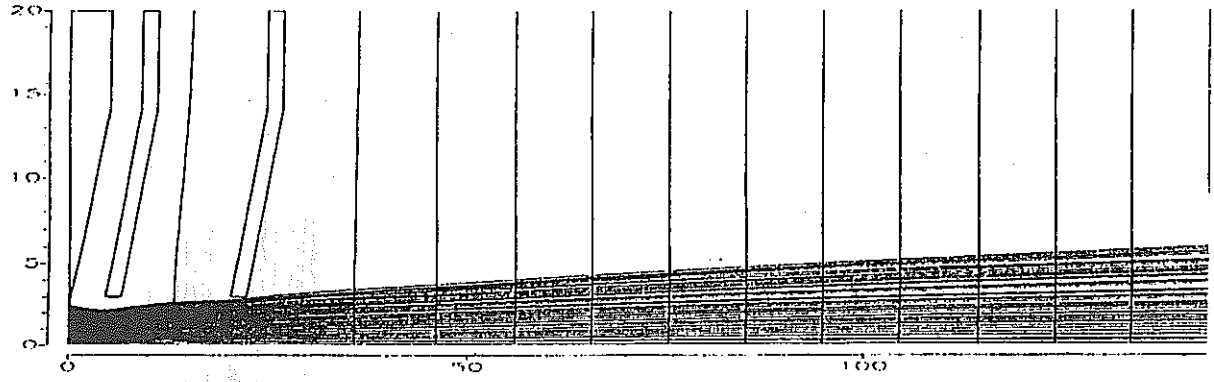
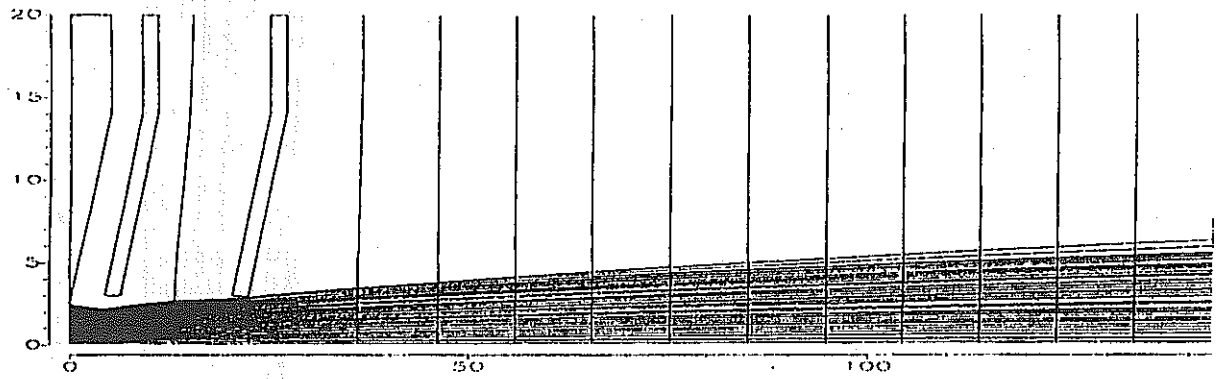


図2-4　KUEGUNによる計算例（電極付近での電界形状）

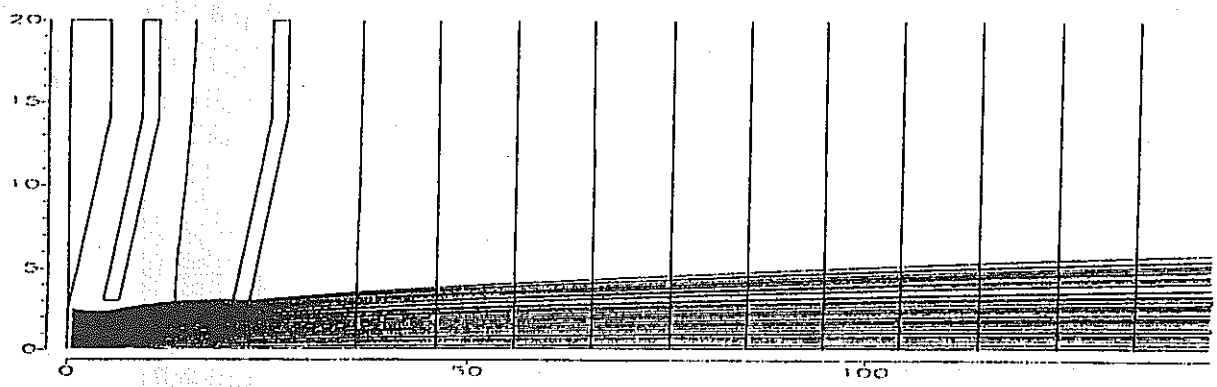
（I_b=400mA, V_1=5kV, V_2=20kV）



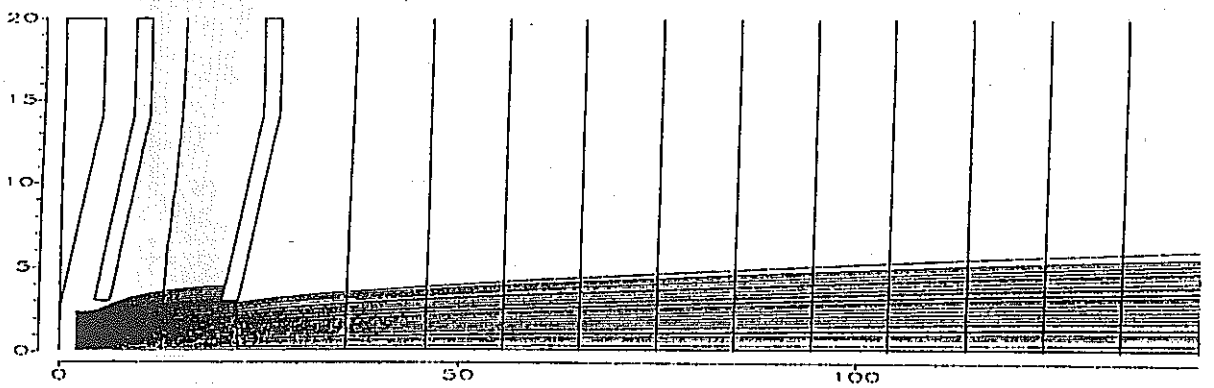
(a)　0.01 mm



(b)　0.10 mm

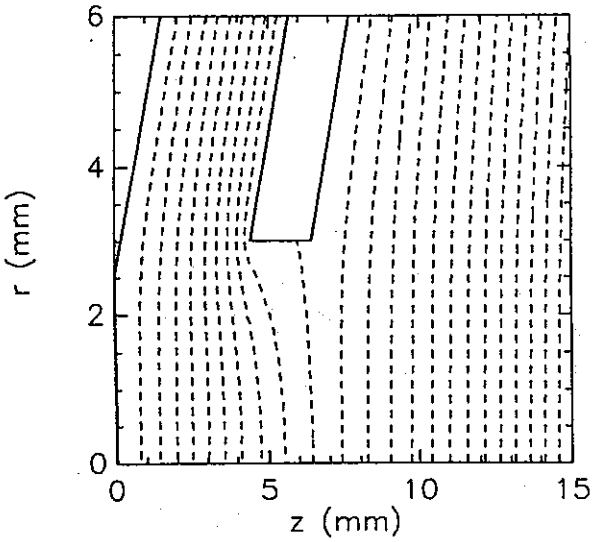


(c)　0.50 mm

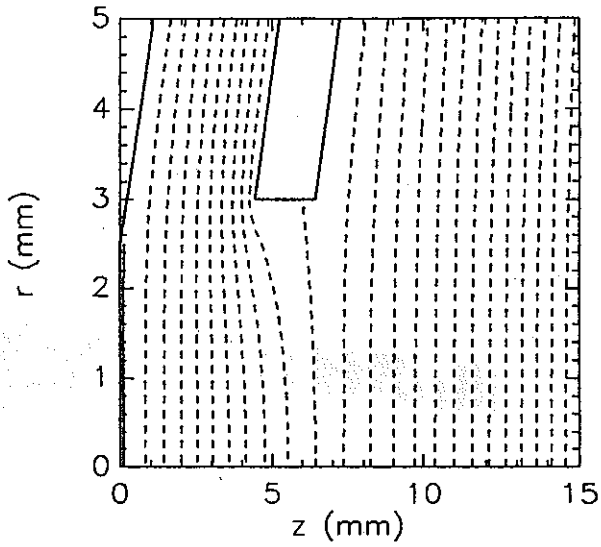


(d)　2.00 mm

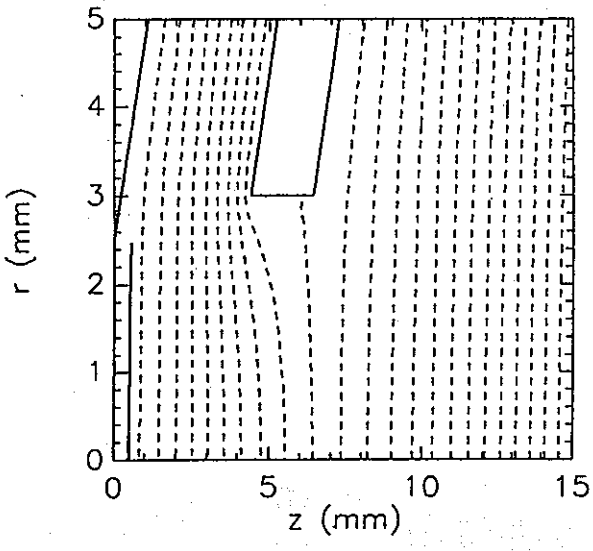
図2-5　陰極－ビーム放出面間距離と電子ビーム軌道



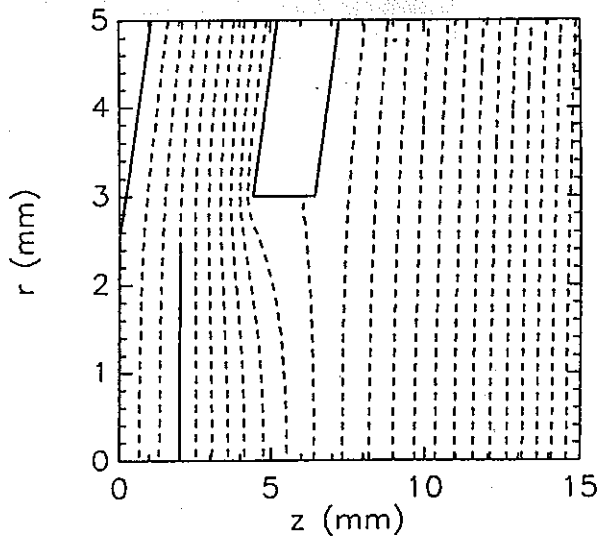
(a)　0.01 mm



(b)　0.10 mm

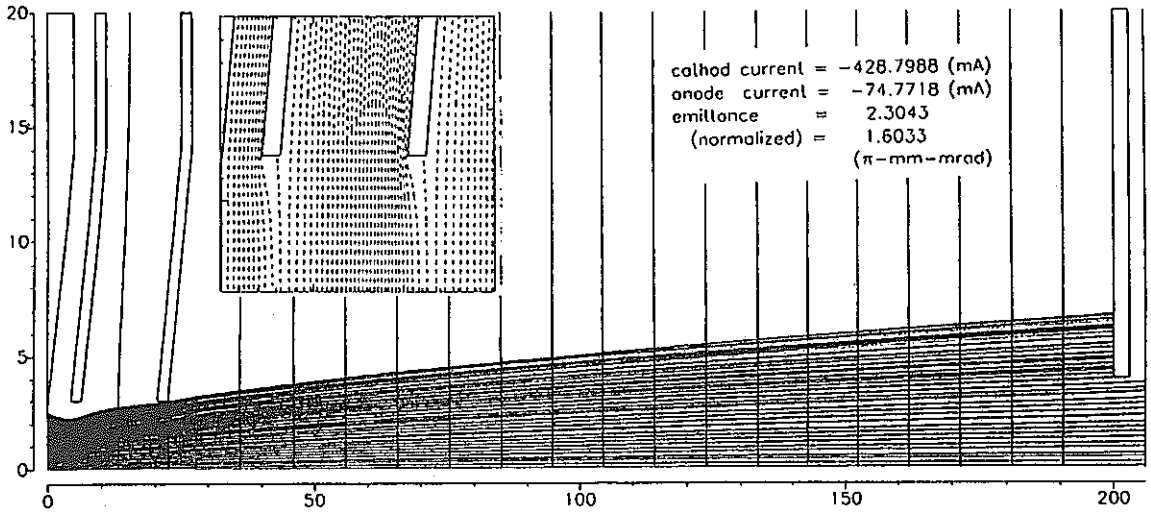


(c)　0.50 mm

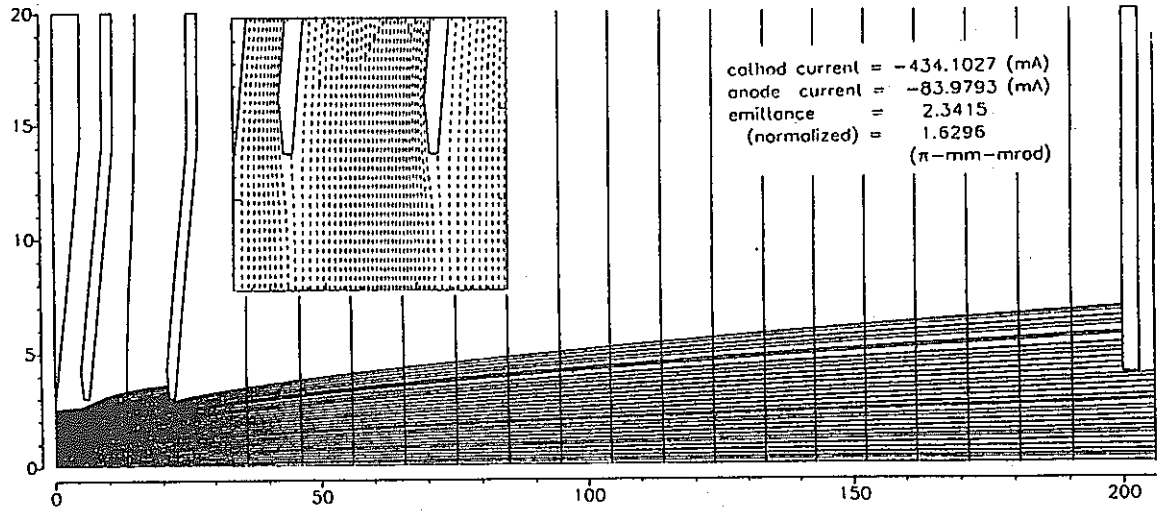


(d)　2.00 mm

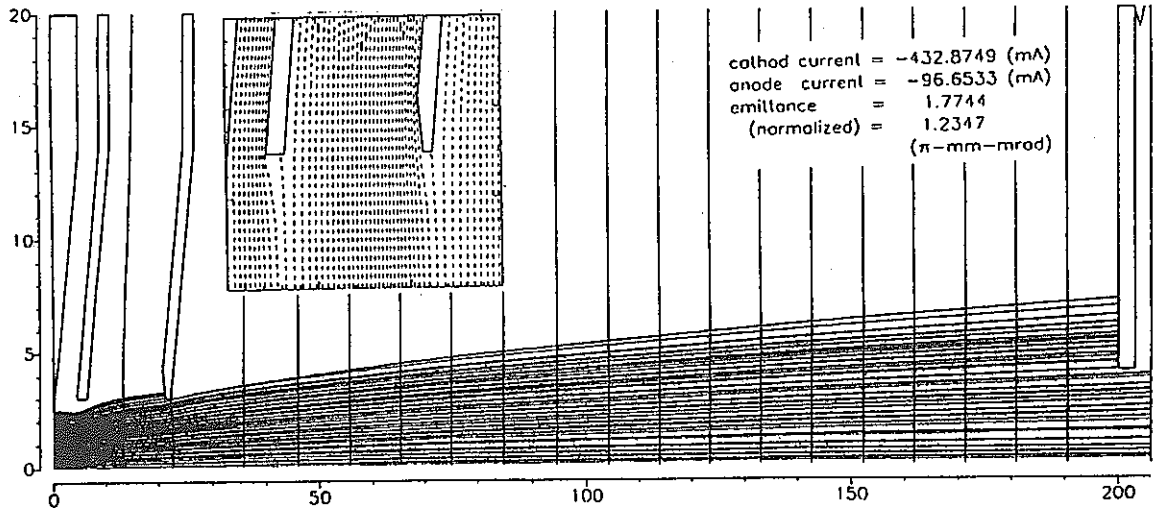
図2-6　陰極－ビーム放出面間距離と電子放出面形状



(a)　両電極とも角あり

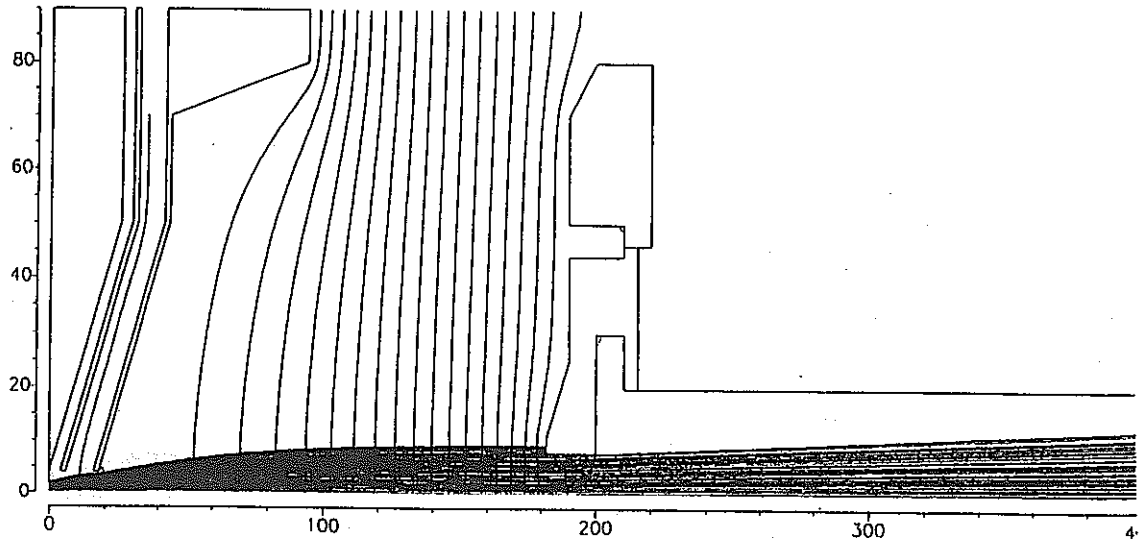


(b)　両電極とも角なし

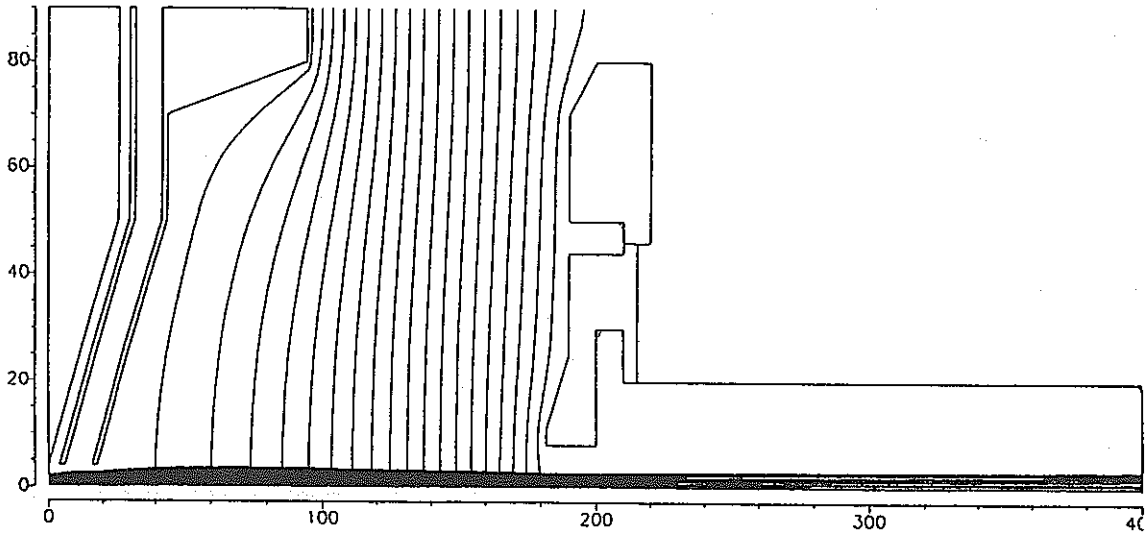


(c)　第１電極のみ角あり

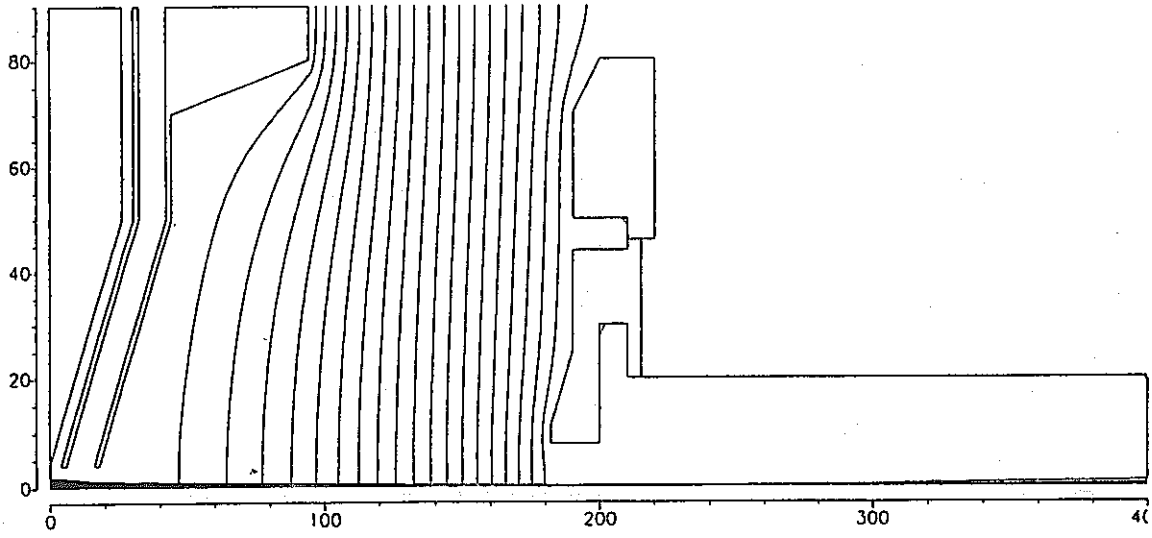
図2-7　第１・２電極先端部形状の電界・ビーム軌道への影響（I_b=400mA）



(a)　I_b=400mA,　V_1=5kV,　V_2=20kV

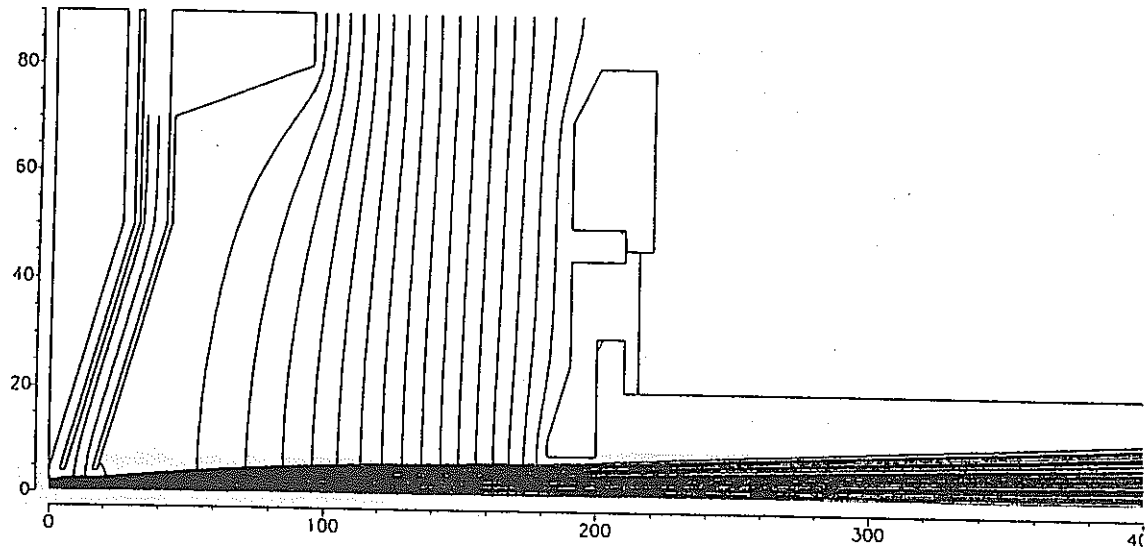


(b)　I_b=100mA,　V_1=1kV,　V_2= 5kV

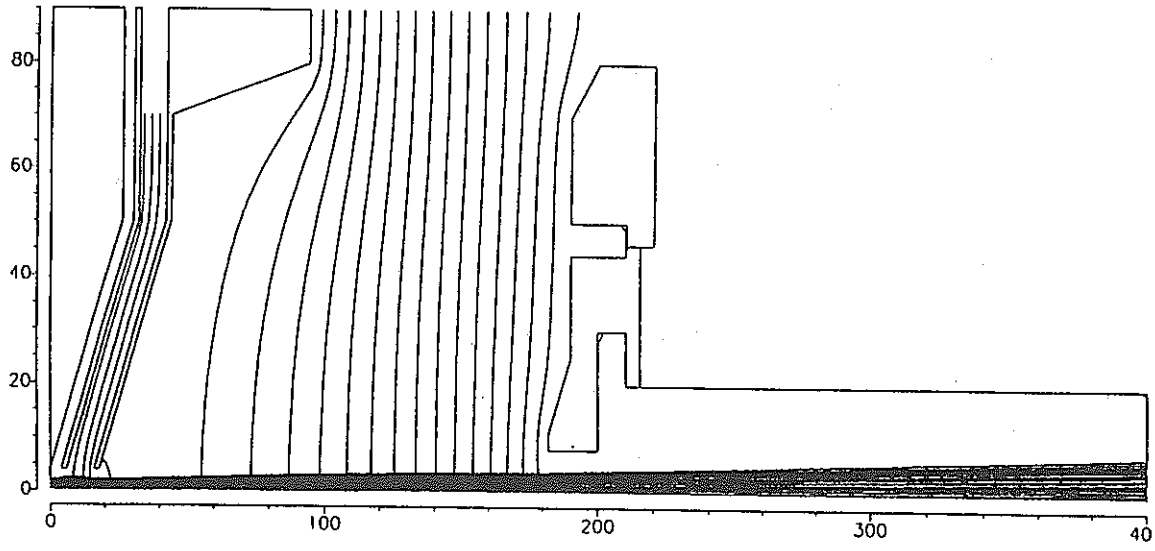


(c)　I_b= 10mA,　V_1=150V,　V_2=2kV

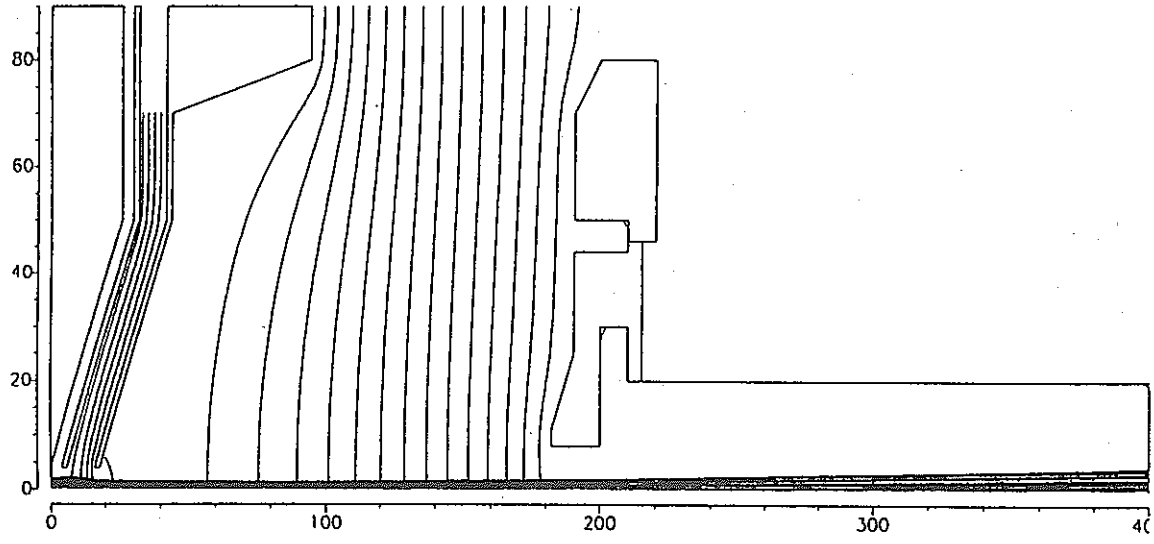
図2-8　電界と電子ビーム軌道の計算例（製作モデル）



(a)　V_2 = 30kV

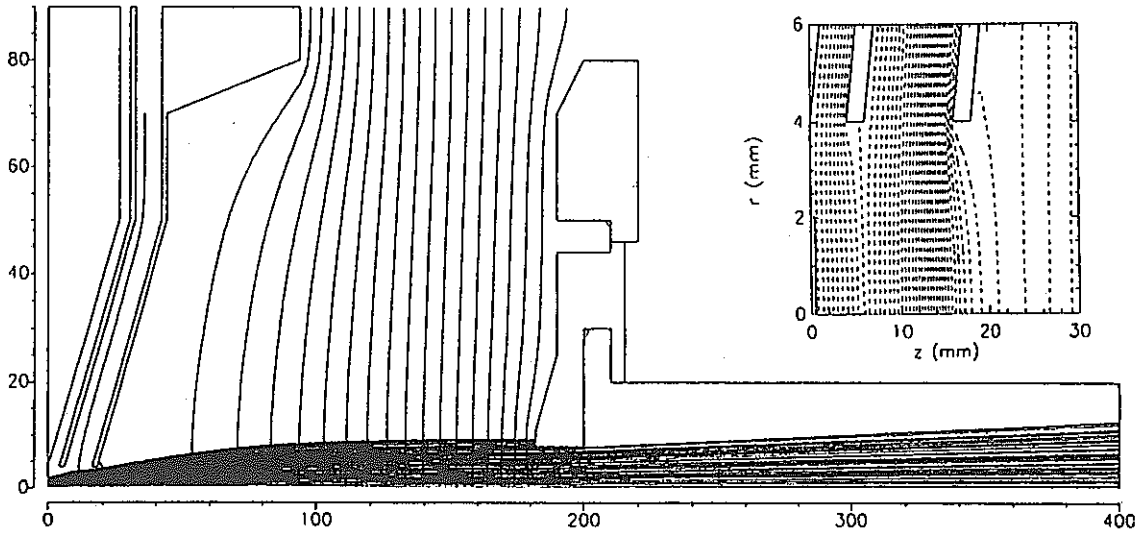


(b)　V_2 = 40kV

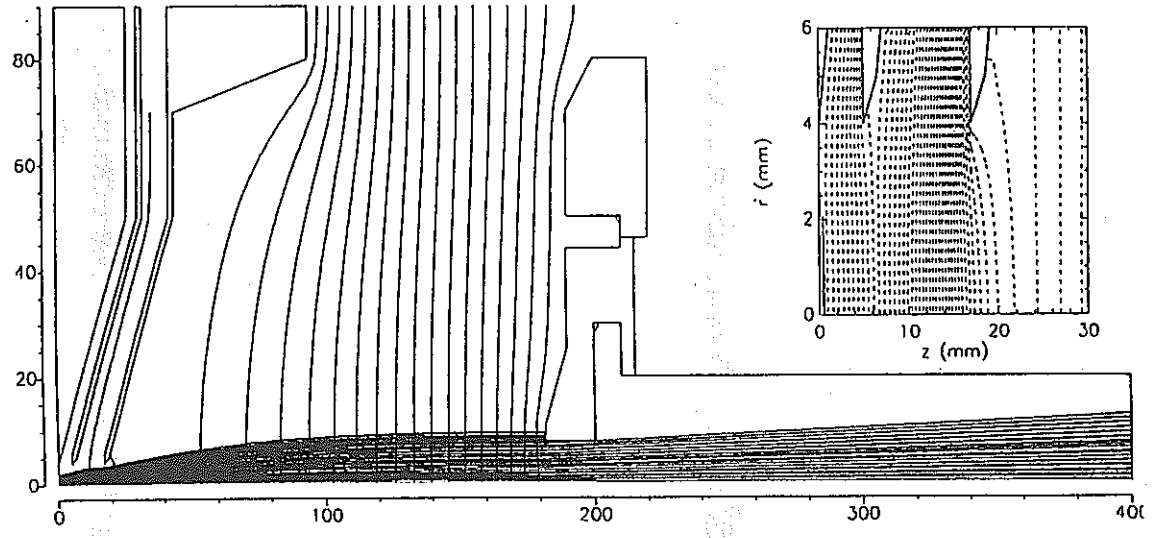


(c)　V_2 = 50kV

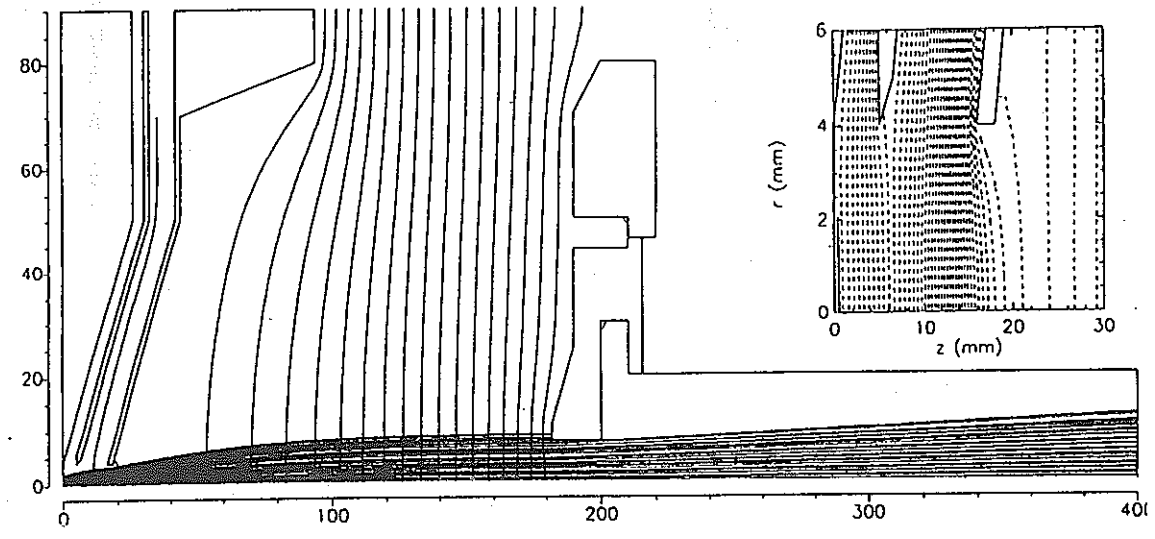
図2-9　第２電極電圧を増加させた場合の計算結果（I_b=400mA, V_1=5kV）



(a)　両電極とも角あり

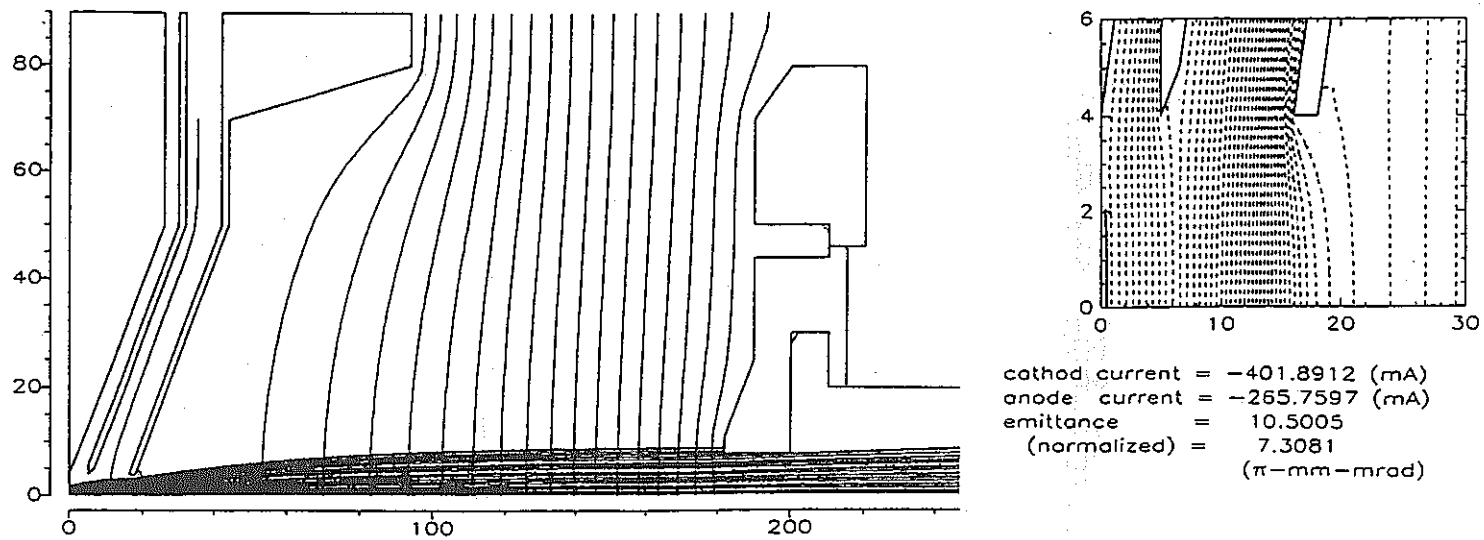


(b)　両電極とも角なし

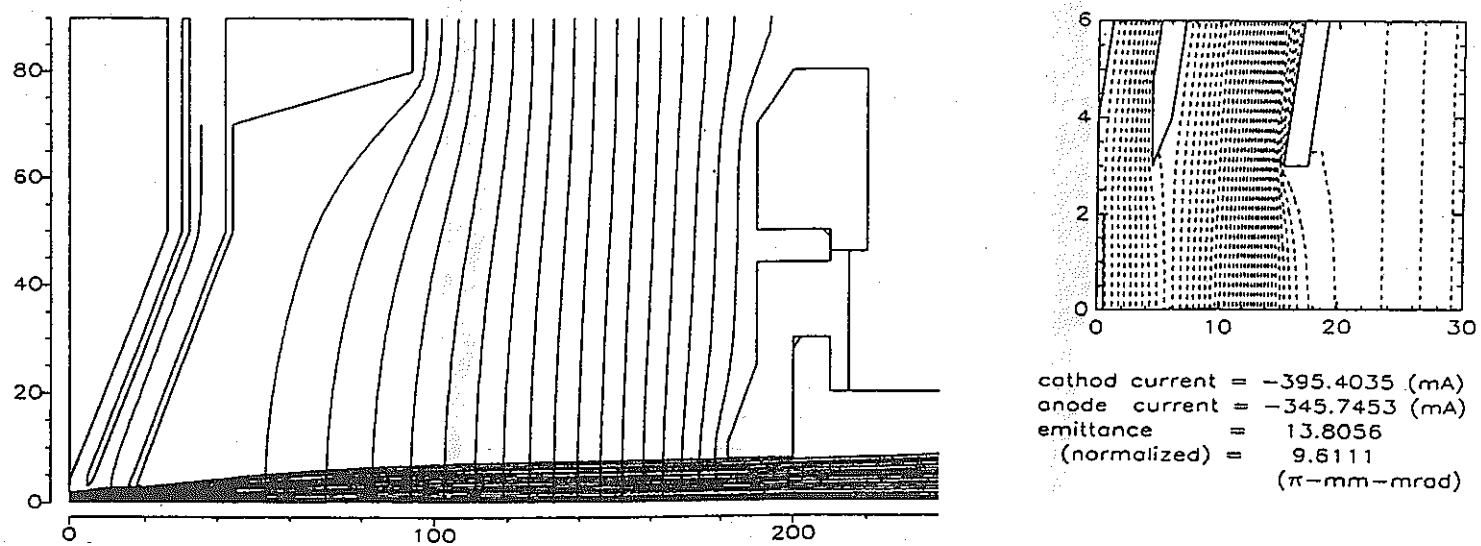


(c)　第１電極のみ角なし

図2-10　第１・２電極先端部形状の電界・ビーム軌道への影響（I_b=400mA）

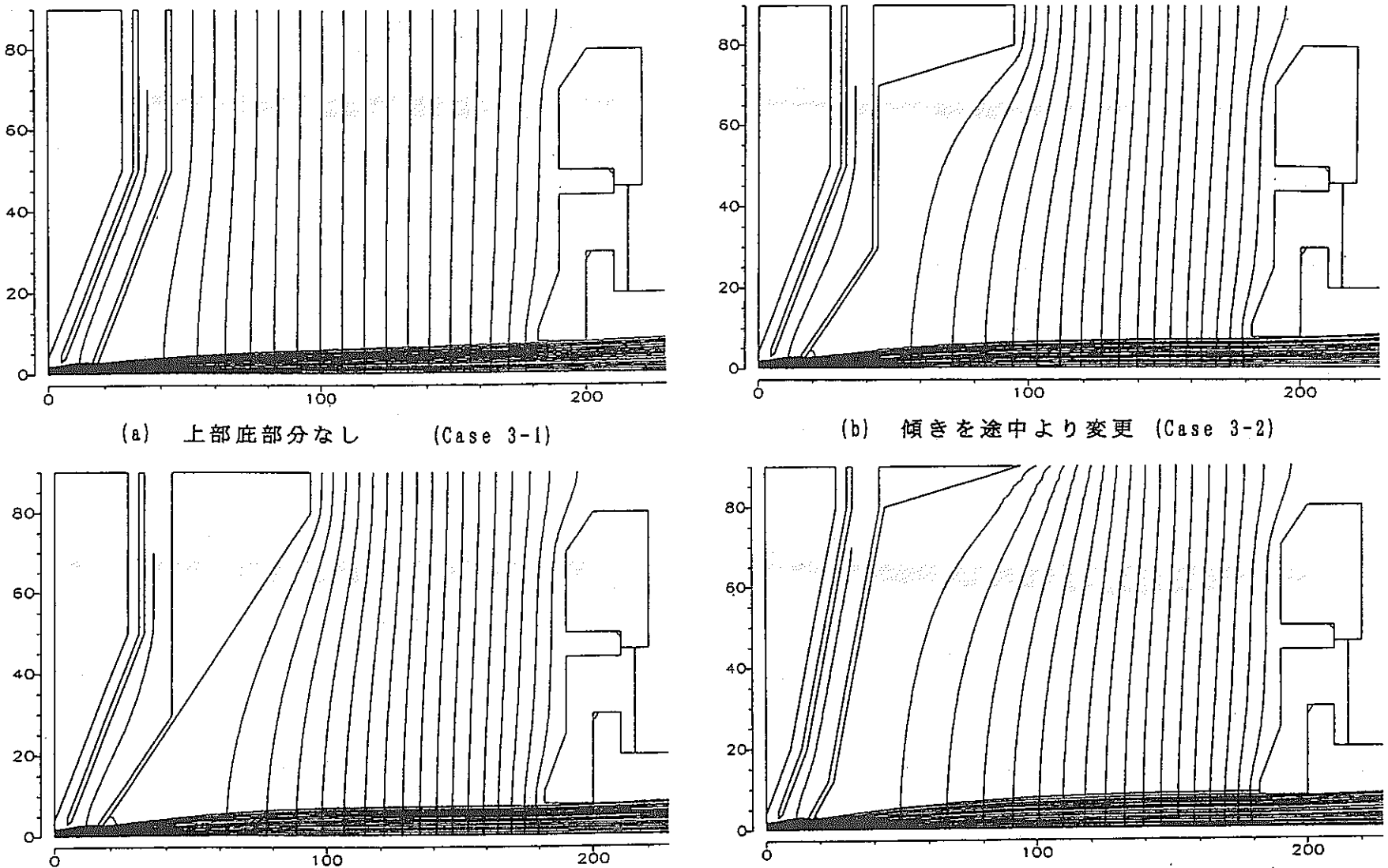


(a) 半径 4mm



(b) 半径 3mm

図2-11 電極半径のビーム集束力への影響 (I_b=400mA)



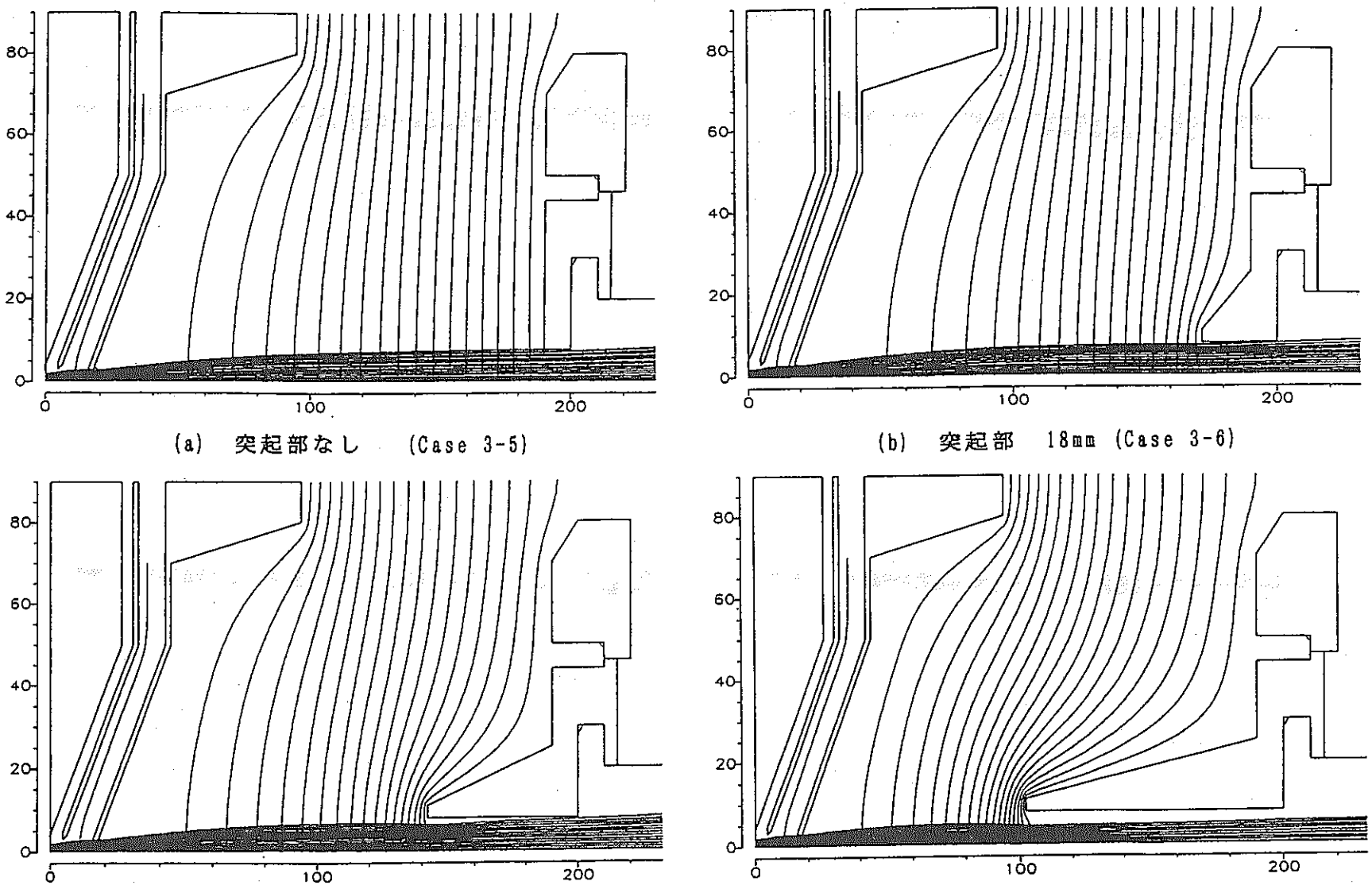
(a)　上部底部分なし　　(Case 3-1)

(b)　傾きを途中より変更 (Case 3-2)

(c)　傾きを全体に大きく (Case 3-3)

(d)　底部の一部を削除　(Case 3-4)

図2-12　第２電極形状のビーム軌道への影響（I_b=400mA）



(a) 突起部なし (Case 3-5)

(b) 突起部 18mm (Case 3-6)

(c) 突起部 48mm (Case 3-7)

(d) 突起部 88mm (Case 3-8)

図2-13 陽極ゲート部突起形状のビーム軌道への影響 (I_b=400mA)

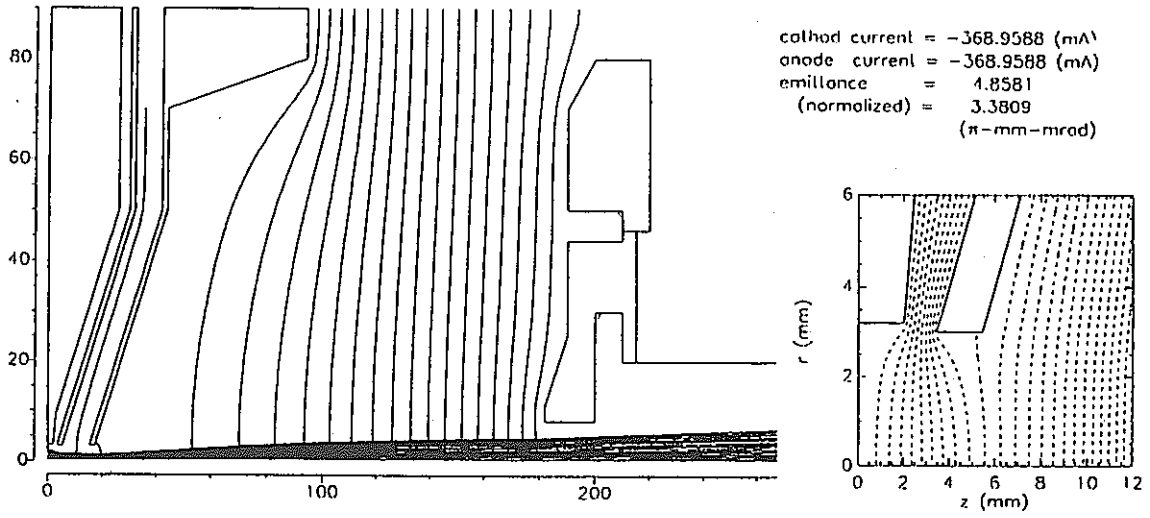
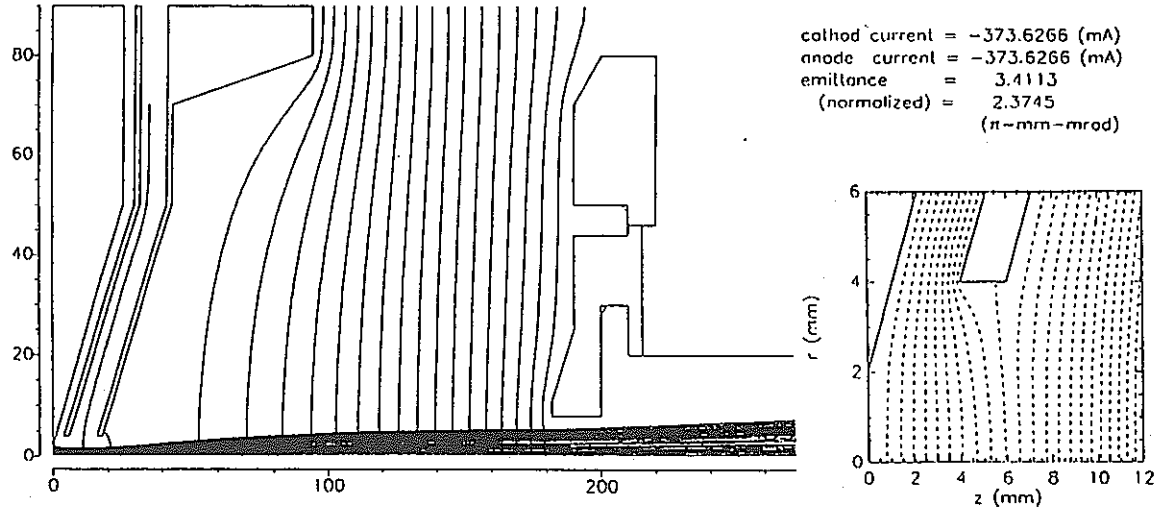
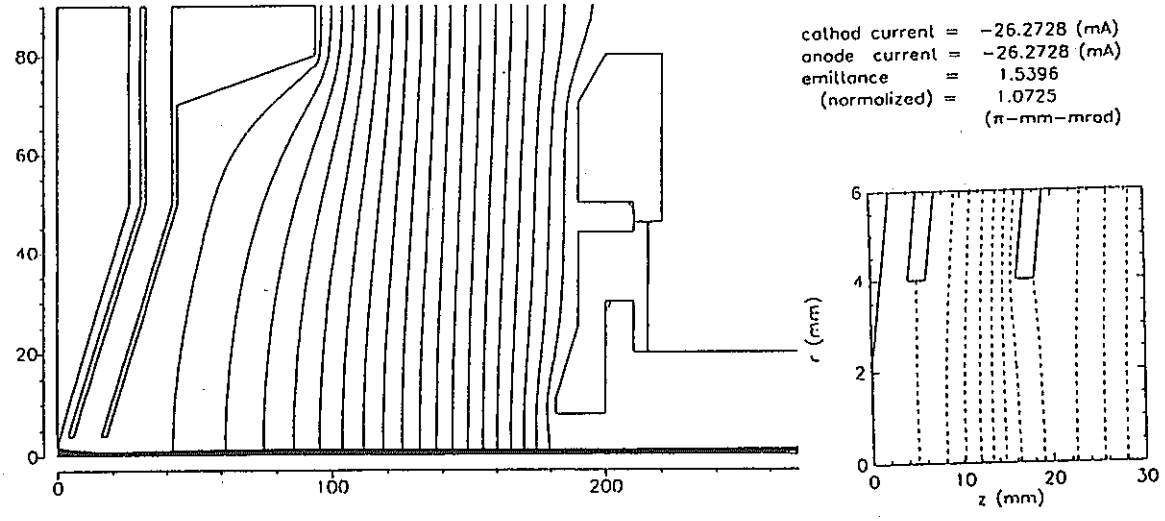


図2-14　陰極ガード電極を付加した場合の計算結果

（Ib=400mA，ガード電極幅2mm，半径3.2mm）



(a)　Ib=400mA



(b)　Ib= 25mA

図2-15　電極形状・配置によりピアス電極効果を得た場合の計算結果

付録B

クライストロン管における電子・高周波相互作用シミュレーション

京都大学原子エネルギー研究所

増田　開

目次

1.　解析方法　3
1.1　解析モデルおよび諸仮定　3
1.2　電子の運動　4
1.3　電子ビームの作る電磁界成分　4
1.3.1　境界条件　5
1.3.2　空間変数の離散化　6
1.3.3　時間発展　6
1.4　共振空洞の作る電磁界成分　7
1.4.1　固有モード計算　7
1.4.2　等価回路方程式　8
1.5　ビームの入射条件　10

2.　解析結果　11
2.1　共振空洞のないドリフトチューブ内のビーム軌道解析　11
2.1.1　外部磁場がない場合のビーム軌道　11
2.1.2　Brillouin集束ビーム　12
2.1.3　二次要素を用いた有限要素法の差分法に対する優位性　13
2.2　共振空洞の固有モード計算　14
2.2.1　解析解との比較　14
2.2.2　精度を得るために必要な節点数　15
2.2.3　共振周波数およびQ値の空洞形状による変化　15
2.3　電子・高周波相互作用解析　15
2.3.1　ビームアドミッタンス計算　16
2.3.2　アイドラ空洞離調変数の電子の集群に及ぼす影響　17
2.3.3　実機に対する適用　18

参考文献　20
図・表　21

1. 方程式および解析方法

1.1. 解析モデルおよび諸仮定

クライストロン内の電子の運動および電磁界は、電子の相対論的運動方程式およびMaxwell方程式で完全に記述される。しかし、例えば共振空洞の共振周波数で3桁程度の精度を得るためには、2.2.2節で後述するように、空間格子の節点が共振空洞1個につき3000個以上必要であり、クライストロンの全領域を格子に分割してMaxwell方程式を解く方法で充分な精度を確保するためには、莫大な計算時間、計算機容量を要する。

そこで、計算時間を短縮するために、電磁界の計算方法にFCI (Field Charge Interaction) コード[1]の手法を採用した。すなわち、電磁界 $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ を電子ビームの作る電磁界成分 $\boldsymbol{E}_b$, $\boldsymbol{B}_b$、共振空洞の作る電磁界成分 $\boldsymbol{E}_c$, $\boldsymbol{B}_c$、および外部収束磁場 $\boldsymbol{B}_f$に分けて考る。

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_b + \boldsymbol{E}_c \qquad (1.1)_1$$

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_b + \boldsymbol{B}_c + \boldsymbol{B}_f \qquad (1.1)_2$$

$\boldsymbol{E}_b$, $\boldsymbol{B}_b$は、共振空洞を除いた領域で、Maxwell方程式と等価なベクトルおよびスカラポテンシャルの波動方程式を解いて得る。一方、 $\boldsymbol{E}_c$, $\boldsymbol{B}_c$については、各共振空洞の固有モードの電磁界の形$\boldsymbol{E}_n(\boldsymbol{r})$, $\boldsymbol{H}_n(\boldsymbol{r})$ を予め計算しておき、各時間ステップにおいては、各共振空洞の等価回路方程式を解いてその大きさ$e_n(t)$,$h_n(t)$のみを計算する。すなわち

$$\boldsymbol{E}_c(\boldsymbol{r},t) = \sum_n e_n(t)\, \boldsymbol{E}_n(\boldsymbol{r}) \qquad (1.2)_1$$

$$\boldsymbol{B}_c(\boldsymbol{r},t) = \mu_0 \sum_n h_n(t)\, \boldsymbol{H}_n(\boldsymbol{r}) \qquad (1.2)_2$$

このような方法をとることによって、時間依存の変数の数を大幅に削減することができ、同じ計算機容量および計算時間でより精度の高い計算ができる。図1.1に基本的なフローチャートを示す。

次に、解析する上で導入した仮定を以下にまとめる。

①電子銃から入射されるビームはBrillouin集束されているとする。この仮定からドリフトチューブ入口におけるビームの入射条件と、ビームの作る電磁界成分 $\boldsymbol{E}_b$, $\boldsymbol{B}_b$の境界条件が与えられる。計算は電子銃部を除いたドリフトチューブ領域のみで行う。

②全ての物理量は軸対称であるとする。ただし粒子の運動については、回転方向の速度も取り扱う。すなわち、粒子の運動は図1.2に示したような粒子ringの軸方向の並進、半径の伸縮、および回転運動で表される。

③共振空洞には共振周波数が動作周波数に最も近いモード（基本モード）のみが励振され、その他の高次モードは基本モードに比べて小さく無視できるものとし、$\boldsymbol{E}_c$, $\boldsymbol{B}_c$が次式のように基本モードのみで表されるものとする。

$$\boldsymbol{E}_c = e_n \boldsymbol{E}_n \qquad (1.3)_1$$

$$\boldsymbol{B}_c = \mu_0 h_n \boldsymbol{H}_n \qquad (1.3)_2$$

1.2. 電子の運動

軸対称系において、粒子の位置を$\boldsymbol{r} = (r, z)$、速度を$\boldsymbol{u} = (u_r, u_\theta, u_z)$とすると相対論的運動方程式は次のようになる。

$$\frac{du_r}{dt} = \frac{q}{m_0 \gamma}\left(E_r + u_\theta B_z - u_z B_\theta - \frac{\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{u}}{c^2} u_r \right) + \frac{u_\theta^2}{r} \qquad (1.4)_1$$

$$\frac{du_\theta}{dt} = \frac{q}{m_0 \gamma}\left(E_\theta + u_z B_r - u_r B_z - \frac{\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{u}}{c^2} u_\theta \right) - \frac{u_r u_\theta}{r} \qquad (1.4)_2$$

$$\frac{du_z}{dt} = \frac{q}{m_0 \gamma}\left(E_z + u_r B_\theta - u_\theta B_r - \frac{\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{u}}{c^2} u_z \right) \qquad (1.4)_3$$

$$\frac{dr}{dt} = u_r \qquad (1.4)_4$$

$$\frac{dz}{dt} = u_z \qquad (1.4)_5$$

ただし、qおよびm_0は粒子ringの電荷および静止質量である。これらの常微分方程式を各粒子についてルンゲ・クッタ法で解く。

1.3. 電子ビームの作る電磁界成分

電子ビームの作る電磁界成分は、図1.3に示したような、共振空洞を除いた円筒空洞内で、次式で表される電磁ポテンシャルϕ_bおよび$\boldsymbol{A}_b$の波動方程式を解いて得られる。すなわち、電子ビームの電荷密度をρ、電流密度を$\boldsymbol{J}$、真空中の誘電率をε_0、透磁率をμ_0として

$$\nabla \cdot \boldsymbol{A} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \qquad \text{(Lorentz Gaugeの条件)} \tag{1.5}$$

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \tag{1.6$_1$}$$

$$\nabla^2 \boldsymbol{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \boldsymbol{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \boldsymbol{J} \tag{1.6$_2$}$$

右辺のρ, $\boldsymbol{J}$ は次式で計算される。

$$\rho = q \sum_{\nu} \frac{1}{2\pi r_\nu} \delta(r - r_\nu)\,\delta(z - z_\nu) \tag{1.7$_1$}$$

$$\boldsymbol{J} = q \sum_{\nu} \frac{1}{2\pi r_\nu} \boldsymbol{u}_\nu\,\delta(r - r_\nu)\,\delta(z - z_\nu) \tag{1.7$_2$}$$

ここに、qは粒子ringの電荷、δはDiracのデルタ関数である。

(1.6)式をそれぞれの境界条件のもとで解き、得られたϕ_b , $\boldsymbol{A}_b$を用いてビームの作る電磁界 $\boldsymbol{E}_b$, $\boldsymbol{B}_b$は次式で与えられる。

$$\boldsymbol{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} \tag{1.8$_1$}$$

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A} \tag{1.8$_2$}$$

1.3.1. 境界条件

(1) ドリフトチューブ壁（図1.3におけるΓ_1 ）

境界条件は、チューブ壁が完全導体であるとして$\boldsymbol{n} \times \boldsymbol{E}_b = 0$,$\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{B}_b = 0$およびLorentz gaugeの条件(1.5)式から与えられ、次のようになる。

$$\phi_b = \frac{1}{r}\frac{\partial(r A_{b,r})}{\partial r} = A_{b,\theta} = A_{b,z} = 0 \tag{1.9}$$

(2) ビーム入射面（図1.3におけるΓ_2 ）

クライストロンにおいては、Brillouin集束されたビームが電子銃から入射される。したがって、ビーム入射面における境界条件は$E_{b,\theta} = E_{b,z} = B_{b,r} = 0$およびLorentz gaugeの条件(1.5)式から与えられ、次のようになる。

$$\frac{\partial \phi_b}{\partial z} = A_{b,r} = \frac{\partial A_{b,\theta}}{\partial z} = \frac{\partial A_{b,z}}{\partial z} = 0 \qquad (1.10)$$

(3) ビーム出口（図1.3におけるΓ_3）

ビームの出口においては、電磁波が反射されることなく出口境界を通り抜ける条件（吹き流し条件）を与える。

$$\frac{d\phi_b}{dt} = \frac{\partial \phi_b}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial \phi_b}{\partial t} = 0 \qquad (1.11)_1$$

$$\frac{dA_b}{dt} = \frac{\partial A_b}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial A_b}{\partial t} = 0 \qquad (1.11)_2$$

1.3.2. 空間変数の離散化

ϕ_b，A_bの計算は三角形二次要素を用いた有限要素法で行った。二次要素を用いた理由は、電磁界成分 E_b, B_bがϕ_b，A_bの空間微分を用いて表されるので、ϕ_b，A_bの近似解を空間変数の二次補間関数で求め、E_b, B_bの近似解が要素間で連続となるようにするためである。この点については2.1.3節で考察する。

ϕ_b，A_bの計算領域を三角形要素分割し、ϕ_b，A_bの微分方程式(1.6)式の空間変数を有限要素法を用いて離散化すると、ϕ_b，$A_{b,r}$，$A_{b,\theta}$，$A_{b,z}$ それぞれについて、以下に示すような時刻tに関する常微分方程式が得られる。

$$L\,x + M\frac{dx}{dt} + N\frac{d^2x}{dt^2} = f \qquad (1.12)$$

ここに、空間格子の節点の数をm個として

x	:	ϕ_b，$A_{b,r}$，$A_{b,\theta}$ または $A_{b,z}$ の節点における値を縦に並べたmベクトル
f	:	ρ, J_r，J_θ または J_z によって決まる時間依存のmベクトル
L ,M ,N	:	$m \times m$ 定係数行列

1.3.3. 時間発展

二階の常微分方程式(1.12)式において $y = dx/dt$ と置くと

$$\frac{dx}{dt} = y \qquad (1.13)_1$$

$$\frac{dy}{dt} = N^{-1}(f - Lx - My) \qquad (1.13)_2$$

となり、一階の常微分方程式に帰着される。この(1.13)式と、粒子の相対論的運動方程式(1.4)式を連立させてルンゲ・クッタ法で解く。

(1.13)式の解が安定であるためには、時間刻み幅Δtをある上限よりも小さく選ぶ必要がある。安定条件は、空間格子の半径方向の刻み幅をΔr、軸方向の刻み幅をΔzとすると次式で表される。

$$c\,\Delta t < \frac{\Delta r\,\Delta z}{\sqrt{\Delta r^2 + \Delta z^2}} = h \qquad (1.14)$$

右辺のhは図1.4に示したような長さであり、安定条件は、光速cで伝搬する電磁波のΔt間の伝搬距離が空間格子の大きさを越えないことに相当する。解析に際してはΔtを$c\,\Delta t = 0.7\,h$となるように選んだ。

1.4. 共振空洞の作る電磁界成分

1.4.1. 固有モード計算

共振空洞の固有モードは、入力及び出力空洞では外部回路との接続があるため軸対称ではない。しかし、電子ビームと相互作用する軸付近ではほぼ軸対称であり、図1.5のような外部回路との接続のない空洞の固有モードで近似することが出来る。軸対称TMモードは以下のように与えられる。

境界面における法線方向微分を$\partial/\partial n$として、固有値問題

$$\nabla^2 H_{n,\theta} - \frac{1}{r^2} H_{n,\theta} + k_n^2 H_{n,\theta} = 0 \qquad \text{in} \quad \Omega \qquad (1.15)$$

$$\frac{\partial(r H_{n,\theta})}{\partial n} = 0 \qquad \text{on} \quad \Gamma_1 \qquad (1.16)_1$$

$$H_{n,\theta} = 0 \qquad \text{on} \quad \Gamma_2 \qquad (1.16)_2$$

の解$k_n, H_{n,\theta}$を用いて残りの成分は

$$E_{n,r} = -\frac{1}{k_n}\frac{\partial H_{n,\theta}}{\partial z} \qquad (1.17)_1$$

$$E_{n,z} = \frac{1}{k_n r} \frac{\partial(r H_{n,\theta})}{\partial r} \qquad (1.17)_2$$

$$E_{n,\theta} = H_{n,r} = H_{n,z} = 0 \qquad (1.17)_3$$

で与えられる。

計算領域を三角形一次要素に分割し、境界条件(1.16)式のもとで(1.15)式の変数を有限要素法を用いて離散化すると、次式の行列の固有値問題に帰着される。

$$\boldsymbol{M}\,\boldsymbol{x}_n = k_n^2\,\boldsymbol{N}\,\boldsymbol{x}_n \qquad (1.18)$$

ここに、格子の節点数をm個として

$\boldsymbol{x}_n$　：　節点における$H_{n,\theta}$の値を縦に並べたmベクトル

$\boldsymbol{M}, \boldsymbol{N}$　：　$m \times m$行列

である。(1.18)式を乗べき法で解いて$k_n, H_{n,\theta}$を得る。

1.4.2.　等価回路方程式

(1.3)式の係数e_n, h_nは、図1.6に示すような等価回路の電圧v及び電流iを用いて

$$e_n = \frac{v}{\sqrt{k_n}} \quad , \quad h_n = -\frac{i}{\sqrt{k_n}} \qquad (1.19)$$

で与えられる。したがって、各共振空洞の等価回路方程式を各時間ステップにおいて次式で与えられるi_bを検出しながら解けばe_n, h_nが得られる。

$$i_b = -\frac{1}{\sqrt{k_n}} \int_a \boldsymbol{J} \cdot \boldsymbol{E}_n \, dV \qquad (1.20)$$

しかし、クライストロンの共振空洞ではQ値が大きいため、等価回路方程式を直接解く方法ではv, iの立ち上がりが遅く、周期定常解を得るためには膨大な計算時間を要する。例えば、アイドラ空洞の場合、等価回路方程式は

$$i + C R \frac{di}{dt} + L C \frac{d^2 i}{dt^2} = i_b \qquad (1.21)$$

であるから、iの立ち上がり時定数τは

$$\tau = \frac{2L}{R} = \frac{2Q}{\omega_0} \tag{1.22}$$

となり、初期値を$v = i = 0$とした場合、iの誤差が2.5%以内になる時間tは$exp(-t/\tau) = 0.025$ より、クライストロンの動作周期をTとして

$$t = 3.7\,\tau = \frac{3.7\,Q}{\pi f_0} \fallingdotseq Q\,T \tag{1.23}$$

となる。アイドラ空洞のQ値は数千程度であるから、周期定常解を得るためには数千周期の計算が必要となる。そこで、解の収束を速めるために、以下に述べるような方法を用いた。

出力空洞の等価回路方程式において

$$v(t) = v_0 + Re[\,V(t)\,exp(\,j\,\omega\,t\,)\,] \tag{1.24$_1$}$$
$$i(t) = i_0 + Re[\,I(t)\,exp(\,j\,\omega\,t\,)\,] \tag{1.24$_2$}$$
$$i_b(t) = i_{b,0} + Re[\,I_b(t)\,exp(\,j\,\omega\,t\,)\,] \tag{1.24$_3$}$$

とおくと、i_0 ,v_0 ,I ,V についての方程式

$$v_0 = \frac{R\,i_{b,0}}{1 + R\,G} \tag{1.25$_1$}$$

$$i_0 = \frac{i_{b,0}}{1 + R\,G} \tag{1.25$_2$}$$

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{G + j\,\omega\,C}{C}\,V - \frac{1}{C}\,I + \frac{1}{C}\,I_b \tag{1.26$_1$}$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{L}\,V - \frac{R + j\,\omega\,L}{L}\,I \tag{1.26$_2$}$$

が得られる。ここに、ω はクライストロンの動作角周波数である。(1.26)$_1$式右辺のI_b は、各時刻tにおいて次式で与える。

$$Re[I_b] = \frac{2}{T}\int_{t-T}^{t} i_b\,cos(\omega\,t)\,dt \tag{1.27$_1$}$$

$$Im[I_b] = -\frac{2}{T}\int_{t-T}^{t} i_b\,sin(\omega\,t)\,dt \tag{1.27$_2$}$$

(1.25),(1.26)式を解いて、(1.24)$_1$,(1.24)$_2$式でv,iを与えればよい。ここで、定

常状態ではv, iは角周波数ωの成分しか持たないとすると$dV/dt = dI/dt = 0$であるので、加速係数αを用いて(1.26)式の代わりに

$$\frac{dV}{dt} = \alpha \left(-\frac{G + j\omega C}{C} V - \frac{1}{C} I + \frac{1}{C} I_b \right) \qquad (1.28)_1$$

$$\frac{dI}{dt} = \alpha \left(\frac{1}{L} V - \frac{R + j\omega L}{L} I \right) \qquad (1.28)_2$$

を解いてもI, Vの最終値は変わらない。αを大きくとれば解の収束は速くなるが、αを大きくしすぎると解が不安定になる場合がある。安定条件は、粒子運動解析の時間刻み幅をΔtとして、

$$\omega \alpha \Delta t \ll 1 \qquad (1.29)$$

である。解析に際しては$\omega \alpha \Delta t = 0.3$とした。この時、$\alpha$は20～100程度（$\Delta t$の選び方による）となる。

1.5. ビームの入射条件

電子の速度$\boldsymbol{u}$の回転方向成分u_θについて、系が軸対称であることから次式の正準角運動量の保存が成り立つ。

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = m_0 \gamma r u_\theta - e r A_\theta = C \qquad (1.30)$$

ここに、Lは電磁場中の電子のLagrangian、Cは定数である。クライストロンの電子銃のカソード上では法線方向磁場が存在しないので$A_\theta = 0$であり、また$u_\theta = 0$であるので、(1.30)式の定数$C = 0$である。また、ビーム自身の作る軸方向磁場が一様外部磁場B_{fz}に比べて小さく無視できるとすると、$A_\theta = B_{fz} / 2r$であるので入射電子の回転方向速度は次式で与えられる。

$$u_\theta = \frac{e B_{fz}}{2 m_0 \gamma} r \qquad (1.31)$$

次に、入射電子の運動エネルギーE_kは、電子銃の加速電圧$-V_0$によるエネルギー$e V_0$（>0）よりも空間電荷ポテンシャル$\phi(r)$（<0）だけ小さくなる。u_θが光速に比べて十分小さい場合には、電子の軸方向エネルギーE_{kz}は

$$E_{kz} = E_k - \frac{1}{2} m_0 u_\theta^2 = e V_0 + e \phi(r) - \frac{1}{2} m_0 u_\theta^2 \tag{1.32}$$

である。外部収束磁場B_{fz}が2.1.2節で後述するBrillouin集束条件を満たし、電子がBrillouin集束されているとすると、ϕは容易に計算できる。このとき、E_{kz}は粒子の半径方向入射位置によらず一定値となり、次式で与えられる[2)]。

$$E_{kz} = e \left[V_0 + \frac{\rho\, r_b^2}{4\, \varepsilon_0} \left\{ 1 + 2\, ln\left(\frac{r_w}{r_b}\right) \right\} \right] \tag{1.33}$$

ここに、ρはビームの電荷密度、r_bはビーム半径、r_bはドリフトチューブの半径である。このE_{kz}を使って、軸方向速度u_zを次式から与えた。

$$1 + \frac{E_{kz}}{m_0\, c^2} = \left[1 - \left(\frac{u_z}{c}\right)^2 \right]^{-1/2} \tag{1.34}$$

また、半径方向速度$u_r = 0$とした。

2. 解析結果

2.1. 共振空洞のないドリフトチューブ内のビーム軌道解析

本節では、共振空洞がない場合のドリフトチューブ内の電子ビーム軌道解析例を示し、電子運動解析およびビームの作る電磁界成分計算方法の妥当性について考察する。

2.1.1. 外部磁場がない場合のビーム軌道

半径15mm、長さ120mmのドリフトチューブに、電荷密度ρおよび電流密度Jが半径方向に一様で$J_r = J_\theta = 0$の平行ビームを入射した場合のビーム軌道解析結果を図2.1(a)～(c)に示す。入射ビーム半径はそれぞれr_b =10,6.4,1.5[mm]、ビーム電流およびビームエネルギーはいずれの場合も22A、90keVである。

電子の半径方向速度u_rが軸方向速度u_zに比べて十分小さい場合には、ビームの最も細い位置（一般的に$u_r = 0$の位置）からの距離zと、ビーム半径$R(z)$との間には、ビームの空間電荷効果による発散力とビーム自身の作る回転方向磁場による集束力を考慮して、次の関係が成り立ついことが知られている[3)]。

$$z = \frac{R(z)}{\sqrt{2\,K}} \frac{f(x)}{x} \tag{2.1}$$

ここに、$z = 0$でのビーム半径をR_0、ビーム電流をI、電子のLorentz係数をγ、軸方向速度を$\beta_z = u_z / c$として

$$x = \frac{R}{R_0} \tag{2.2$_1$}$$

$$f(x) = \int_1^x \frac{dy}{\sqrt{\ln y}} \tag{2.2$_2$}$$

$$K = \frac{e I}{2 \pi \varepsilon_0 m_0 (\beta_z \gamma c)^3} \tag{2.2$_3$}$$

である。また、$f(x) / x$は$x = 2.35$のとき最大値1.085をとる。

このことから、図2.1(a)～(c)の場合、ビームがドリフトチューブに当たる距離はそれぞれ100,110,86mmと計算され、(b)の場合が最長（$x = 2.35$）である。これに対し、数値計算による結果はそれぞれ100,114,91mmであり、理論値と良く一致している。

2.1.2. Brillouin集束ビーム

カソード上で磁場の法線方向成分が0であるような電子銃から入射された、電荷密度ρが一様な電子ビームは、軸方向の一様外部集束磁場B_{fz}が

$$B_{fz} = \sqrt{\frac{2 m_0 \rho}{\varepsilon_0 e \gamma}} \tag{2.3}$$

で与えられ、ビーム自身が作る軸方向磁場が外部磁場に比べて十分小さいとき、Brillouin集束される。このとき、全ての電子が同じ角速度で回転し、外部磁場B_{fz}による集束力、空間電荷効果による発散力、および回転運動の遠心力が平衡して、ビーム半径を変えずに走行する[2)]。

図2.2(a)に、ビーム電流22A、ビーム電圧90kV、ビーム半径10mmの電子ビームを、Brillouin集束条件磁場$B_{fz} = 223$[gauss]中に入射した場合の軌道解析結果を示す。ビーム半径は一定に保たれており、Brillouin集束されていることが分かる。次に、図2.2(b),(c)にそれぞれ$B_{fz} = 200, 250$[gauss]の場合の軌道解析結果を示す。いずれの場合も外部磁場がBrillouin集束条件を満たさないため、ビーム半径が一定に保たれず軌道は波打つ。

次に、Brillouin集束ビームの場合には、スカラポテンシャルϕ_bは解析的に解けて、ビーム半径をr_b、ドリフトチューブ半径をr_wとして次式で求められる。

$$\phi_b(r) = \begin{cases} -\dfrac{I}{2\pi\varepsilon_0 u_z} \ln\left(\dfrac{r_w}{r}\right) & (r > r_b) \\ -\dfrac{I}{2\pi\varepsilon_0 u_z}\left[\ln\left(\dfrac{r_w}{r_t}\right) + \dfrac{1}{2}\left\{1-\left(\dfrac{r}{r_b}\right)^2\right\}\right] & (r < r_b) \end{cases} \tag{2.4}$$

図2.3に、Brillouin集束ビーム図2.2(a)の場合のϕ_bの半径方向分布の計算値および理論値を示す。図より、計算値と理論値は良く一致していることが分かる。

2.1.3. 二次要素を用いた有限要素法の差分法に対する優位性

1.4.2節で述べたように、クライストロンの粒子シミュレーションをする場合には、共振空洞のQ値が良いために膨大な計算時間を要する。例えば、動作周期が1nsec（周波数1GHz）の場合には、1.4.2節で述べたような方法で収束を早めたとしても、最低100nsecの計算が必要となる。これに対し、時間刻み幅Δtには(1.14)式で与えられる上限がある。ドリフトチューブ半径（通常は15～20mm）の刻み幅Δrを0.5mmとし、ドリフトチューブ長（0.5～1m）の刻み幅ΔzをΔrよりも十分大きくとったとすると、Δtの上限は1.7psecとなり、計算ステップ数は60000ステップ以上となる。また、$\Delta r / \Delta z$を一定に保ちながらΔrを1/2にすると、節点数は2^2倍、計算ステップ数は2倍となり、計算時間は2^3倍になる。このような事情から、クライストロンのシミュレーションでは半径方向節点数を多くとれない。この場合、一次要素を用いた有限要素法や、差分法では次に述べるような問題が生じる。

半径15mm、長さ100mmの外部磁場のないドリフトチューブに、ビーム電流22A、ビームエネルギー90keVの平行ビームを入射した場合について、電磁ポテンシャルの計算に一次要素および二次要素を用いてビーム軌道解析を行った。いずれの場合も節点数約300個、$\Delta r = 0.5$[mm]、$\Delta z = 10$[mm]で解析した。ただし、要素の大きさは、図2.4(a)に示すように二次要素は一次要素の倍である。二次要素の場合の要素分割図を図2.4(b)に示す。また、$\Delta t = 1.2$[psec]である。それぞれの軌道解析結果を図2.5(a),(b)に示す。

ポテンシャルの計算を一次要素で行った場合、図2.5(a)のように解析軌道が幾つかの束になる、いわゆるフィラメンテーションが生じる。これは、スカラポテンシャルϕ_bを一次補間関数で近似したために$\partial\phi_b / \partial r$が要素間で不連続となり、要素間の境界線が分水嶺となって電子軌道が分かれたためと考えられる。二次要素を用いた図2.5(b)の場合にはこのような現象は見られない。直角三角形一次要素を用いて均等要素分割した場合には、離散化マトリクス方程式(1.12)式は中央差分法の差分方程式と同一のものになるので、差分法でポテンシャルを計算した場合にも一次要素の場合と同じ問題が生じる。したがって一般に、ポテンシャルを解いて電磁界を与える場合には、二次要素を使った有限要素法の方が一次要素を使った場合や差分法よりも、同じ節点数のもとでより精度が高いと言える。

2.2. 共振空洞の固有モード計算

本節では、共振空洞の固有モードの計算結果を示す。まず、解析解の分かっている空洞形状について計算した結果を示して計算精度および計算方法について考察し、次に、空洞形状を変えた時の共振周波数の変化の様子を示す。

2.2.1. 解析解との比較

数値計算による解と解析解を比較して計算精度を確かめるために、導体で囲まれた半径1m、長さ1mの円筒空洞の場合で固有モード計算を行った。この場合、固有値問題(1.15),(1.16)式は解析的に解けて、基本TM_{010}モードの固有関数H_θは、

$$H_\theta = \frac{1}{\sqrt{\pi}\ J_1(k_{01})} J_1(\ k_{01}\ r\ ) \qquad (2.5)_1$$

で与えらる。ここにJ_1は一次のBessel関数、k_{01}は固有値で、零次のBessel関数J_0の一番目の零点k_{01} =2.40483である。またE_r ,E_zは次式で与えられる。

$$E_r = 0 \qquad (2.6)_1$$

$$E_z = \frac{1}{\sqrt{\pi} J_1(k_{01})} J_0(\ k_{01}\ r\ ) \qquad (2.6)_2$$

偏微分方程式(1.15)式に、有限要素法における基底関数の線形結合で表される関数（重み関数）を掛けてΩ内で体積積分すればマトリクス方程式(1.18)式が得られるが、(1.15)式にそのまま重み関数を掛けて体積積分すると左辺第二項が軸上で発散する。そこで、次に示す二通りの方法で積分を行い(1.18)式の係数行列$\boldsymbol{M}$, $\boldsymbol{N}$を計算した。

(A) 各三角形要素内で$1/r$を重心での値を使って一定値$1/r^{(e)}$として積分する。

(B) (1.15)式の両辺にrを掛けた式から定式化する。

方法(A),(B)それぞれで円筒空洞の基本モードTM_{010}モードの固有値k^2を計算した場合の、計算に用いた節点数と固有値の関係を図2.6に示す。図から、方法(B)の方がより少ない節点数で精度が得られることが分る。また、方法(B)の場合で節点を軸方向および半径方向それぞれに40個、計1600個とった時の固有値kの計算値は 2.40486rad/mで、理論値2.40483rad/mに良く一致している。

次に、図2.7にTM_{010}モードの各電磁界成分の半径方向分布の方法(B)による計算値および理論値を示す。計算値と理論値は良く一致している。

なお、方法(B)では係数行列Mが非対称になり計算機メモリの点で不利であるが、精度を確保するために、以後の固有モード計算は全て方法(B)で行った。

2.2.2. 精度を得るために必要な節点数

図2.8に共振空洞の固有モード計算例の電気力線を示す。2.2.1節のような単純な円筒空洞の場合には要素分割の節点数1600個で4桁程度の精度が得られたが、実際のクラ　マトロンの空洞の場合には形状が複雑であるのでより多くの節点が必要となる。

図2.8の形状の共振空洞について、十分な精度を得るのに必要な節点数を調べるために、節点数を変えて固有モード計算を行った。図2.9に示すように電界の集中する空洞間隙付近で分割を細かくした場合（分割方法A）、および図2.10に示すように全領域で均等に分割した場合（分割方法B）の二通りの要素分割方法について、共振周波数計算値の節点数による変化の様子を図2.11に示す。

図から、方法Aの場合には節点数約3000個で共振周波数の計算精度が3桁程度あることが分かり、節点を3000個以上とればクライストロンの粒子シミュレーションに必要な精度が得られる。また、方法Bの場合と比べると分かるように、このような境界の形状が複雑で電界がある部分集中するような問題に対しては、不均等要素分割が有効であり、差分法よりも有限要素法が適していると言える。

2.2.3. 共振周波数の空洞形状による変化

各共振空洞の共振周波数の動作周波数からのずれ（離調周波数）は、電子の集群に大きな影響を及ぼす。そこで、共振空洞の重要なパラメータである共振周波数を、空洞形状を変化させて計算した。

図2.12に、基本となる空洞形状（E3718クライストロンの第2空洞）を示す。図2.12の形状を基本に、空洞間隙（図中のz_g）および共振空洞半径（図中のr_c）を変化させて、共振周波数を計算した。空洞間隙z_gを変化させた場合の共振周波数を図2.13に、共振空洞半径r_cを変化させた場合の共振周波数を図2.14に示す。

離調周波数は動作周波数の数%の範囲で調節されるので、図2.13より空洞間隙の0.5mmの変化を再現する数値計算精度が必要であることが分かるが、共振周波数の計算値は空洞間隙の0.5mmの変化に対して滑らかに変化しており、今回作成したコードは必要な計算精度を有していると言える。

2.3. 電子・高周波相互作用解析

本節では、E3718クライストロンの設計仕様（表2.1,2.2）を例にとって、電子ビームと共振空洞との相互作用シミュレーション結果を示す。

外部集束磁場については、実際にはドリフトチューブの下流では上流よりも磁場強度が強くなるように設計されているが、シミュレーションにおいては外部集

束磁場は軸方向成分のみで一様で、450gaussとした。

2.3.1. ビームアドミッタンス計算

共振空洞の等価回路図1.6におけるビームによる等価回路電流源i_bは、ビームの電流密度を用いて(1.20)式で表された。ここで、i_bの動作角周波数ωのフーリエ成分I_bを、上流の共振空洞との相互作用でビームが既に持っていた変調電流成分I_{b0}と、I_{b0}が空洞に励起した電磁界との相互作用によって新たに生じる変調電流成分I_{b1}（ビームローディング電流）の二つの電流成分に分けて考えることができる。すなわち、

$$I_b = I_{b0} + I_{b1} \tag{2.7}$$

等価回路電圧Vが大きいほど、ビームローディング電流I_{b1}は大きくなると考えらる。Vが小さい場合には、I_{b1}とVとの関係はほぼ線形でありビームアドミッタンスY_bを用いて

$$-I_{b1} = Y_b V \tag{2.8}$$

と表されることが知られている。ここで、(2.8)式の左辺に負符号が付くのは、等価回路でi_bとvを同じ向きに定義したことによる。

さて、もしもI_{b1}とVの間に(2.8)式の関係が成り立てば、例えばアイドラ空洞の等価回路は図2.15に示したようになり、I, Vは

$$I = \frac{1}{1 + (R + j\omega L)(Y + j\omega C)} I_{b0} \tag{2.9$_1$}$$

$$V = \frac{R + j\omega L}{1 + (R + j\omega L)(Y + j\omega C)} I_{b0} \tag{2.9$_2$}$$

から得られるので微分方程式(1.26)式を解く必要はなくなり、計算時間を大幅に短縮できる。実際、FCIコードではVが大きくなる出力空洞以外では(2.9)式からI, Vを与えている。

そこで、(2.8)式が成り立つかどうかを調べるために、入力空洞において高周波電源の出力を変化させてI_bとVを計算した。入力空洞においては直流ビームが入射されるので$I_{b0} = 0$であるから$I_b = I_{b1}$である。

図2.16にVを基準位相にとった時のVに対する$Re[I_b]$, $Im[I_b]$の変化の様子を示す。図から、Vが50kV以下のときには(2.8)式の関係がほぼ成り立つことが分かり、

$$Y_b = 1.54 + 1.07j \ [\times 10^{-6}/\Omega] \tag{2.10}$$

と計算される。しかし、出力空洞では飽和出力1.2MWの場合V = 230[kV]となり、(2.9)式でI,V を与えることはできない。また、入力空洞においても、入力電力が12kWの場合は、シミュレーションの結果V = 3.2[kV]で

$$-\frac{I_b}{V} = 1.66 + 0.316\,j \neq Y_b \tag{2.11}$$

となり、V が極端に小さい場合にも(2.9)式でI,V を与えることができないことが分かった。

以上の結果から、FCIコードで用いられているI_{b1} をビームアドミッタンスY_b で置き換える方法は不適当であると考え、全ての共振空洞で(1.26)式を解くこととした。ただし、解の収束を早めるために、I,V の初期値を(2.9)式から与えた。

2.3.2. アイドラ空洞離調周波数の電子の集群に及ぼす効果

動作角周波数ω の共振角周波数ω_0 からのずれ

$$\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \tag{2.12}$$

が1に比べて十分小さいとき、図1.6に示したアイドラ空洞の等価回路のビームから見たアドミッタンスY は良く知られるように次式で表される。

$$Y = \frac{1}{R}\left(1 + j\,2\,Q_0\,\delta\right) \tag{2.13}$$

したがって、ビームからアイドラ空洞を見た場合、$\delta > 0$ならキャパシティブ、$\delta < 0$ならインダクティブとなる。したがって、アイドラ空洞の共振周波数ω_0 を動作周波数ω よりも高周波数側に離調させておけばアイドラ空洞はインダクティブとなり、集群（バンチ）した電子の前半は減速、後半は加速位相となり、さらにバンチングが進むことになる。

そこで、シミュレーションコードの妥当性を定性的に調べるために、第3空洞の離調周波数を設計仕様通り+68MHzにした場合と、逆に低周波数側に-68MHz離調させた場合についてシミュレーションを行い比較した。

図2.17(a)に第3空洞を+68MHz離調させた場合の、(b)に-68MHz離調させた場合の位相図をそれぞれ示す。図中の点線は左から順に入力、第2、第3空洞の位置を示している。図から分かるように、高周波数側に離調させた場合には第2および第3空洞において、バンチの前半の遅い粒子（位相図π～2π）は減速され、バンチの後半の速い粒子（位相図0～π）は加速されていることが分かる。逆に、第3空洞

を低周波数側に離調させた場合には、第3空洞でバンチの前半が加速、後半が減速され、電子ビームが離群されていることが分かる。

以上のシミュレーション結果の傾向は、本節冒頭に述べた理論に適合する結果であり妥当な結果であると言える。しかし、その絶対値については不明であるので、今後実験結果との比較が必要である。

2.3.3. 実機に対する適用

E3718クライストロンの場合について、入力空洞から出力空洞までの全領域でシミュレーションを行った。図2.18に位相図を、図2.19に使用済みビームのエネルギー分布を示す。入力12Wに対して出力は10.1kW、電力利得は29.3dBと計算され、目標飽和出力1.2MW、電力利得50dBと比べて非常に悪い値となった。この原因として考えられるシミュレーション上の問題点を以下にまとめる。

(1) 各空洞の等価回路方程式を解く計算時間を、計算時間短縮のため動作周波数の5周期分（4nsec）で打ち切ったために、図2.20に示した第3空洞の等価回路電圧および電流の時間発展に見られるように、特にQ値の高い第3～5空洞で解の収束が悪く、このために計算誤差を生じたと考えられる。

(2) 1.5節で述べたように、入射ビームの速度はBrillouin集束ビームを仮定してビームの空間電荷ポテンシャルを考慮して与えたが、このモデルが誤っていたことが考えられる。例えば、ビーム電圧を5kV高い95kVの場合でシミュレーションした場合には、電力利得はさらに悪く23dBと計算され、入射ビーム条件の誤差の出力電力に与える影響は大きい。

(3) 外部集束磁場は一様に450gaussとしてシミュレーションを行ったが、実際には第4空洞から出力空洞付近では最大500gaussとなるように集束コイルが設計されている。このために、実際よりもビームが広がり、空洞との相互作用に誤差を生じたことが考えられる。

(4) 実際にはドリフトチューブはテーパーしているが、現段階では単純円筒としてシミュレーションを行った。

(5) 図2.21に示した粒子の空間分布図から、入力空洞よりも下流において、クライストロンの動作周波数より高い周波数の変調成分があることが分かる。これは、時刻$t = 0$において粒子を入射した際に励起された、ドリフトチューブ固有の伝搬モードである。このことは当初から予測されたので、初期に入射する粒子の電荷をビーム電流から計算される値よりも小さくして、徐々にその電荷を増やす方法をとったが、出口境界が適切でなかったために、入口付近で励起された高周波が出口境界で反射され電子と相互作用をすることによ

って増幅されたと考えられる。実際のクライストロンでは、このような高周波はコレクター部分で減衰されると考えられ、実際には起こらない現象であるので、この現象が粒子の運動に誤差を生じたと考えられる。

(1)の解決策としては、単に等価回路方程式を追う時間を長くすることが考えられるが、実際には計算時間の問題から困難であり、軌道解析解を導入するなどして計算時間を短縮する必要がある。

(2)の問題については、例えばまず共振空洞のない場合で電子銃部を含めた領域で定常問題を解き、これを初期条件として高周波との相互作用を解くなどして、電子銃部も合わせて解く必要がある。

(5)の問題については、FCIコードでは出力空洞より下流のビームの運動は問題にしていないため、出力空洞の下流で電磁界の減衰項を与えることによってこの問題に対処している。しかし、本研究の目的は使用済み電子ビームの速度分布および空間分布を知ることであるから、FCIコードの方法をとることはできない。この問題は、やはりまず定常解を解いてそれを初期条件とすることでかなり改善されると予想されるが、最終的にはエネルギー回収コレクター部も含めた領域で解析することが必要であると考えられる。

今後は、以下にまとめたようなコードの改良を行う予定である。

(1) 計算時間を短縮するために、要素分割を四角形二次要素に変更する。
(2) 粒子の回転方向速度成分を正準角運動量の保存から直接計算することにより、計算時間および計算機メモリを節約する。
(3) 電子銃部解析コード（KUEGUNコード）を用いて計算した入射条件を導入する。
(4) 外部集束磁場を計算し、導入する。
(5) 実際のテーパーしたドリフトチューブ形状を考慮する。

現段階では、電子・高周波相互作用解析において誤差を生じたものの、ビームの運動解析、ビームの作る電磁界計算、共振空洞の固有モード計算については十分な精度が確認できたので、今後このコードを改良することによってクライストロンにおけるエネルギー回収計算は十分可能であると言える。

参考文献

1) T. Sintake, "HIGH-POWER KLYSTRON SIMULATIONS USING FCI-FIELD CHARGE INTERACTION CODE", KEK-Report (1990)

2) S. Humphries, Jr., Charged Particle Beams (John Wiley & Sons, New York, 1990) 10.3.

3) S. Humphries, Jr., Charged Particle Beams (John Wiley & Sons, New York, 1990) 5.4.

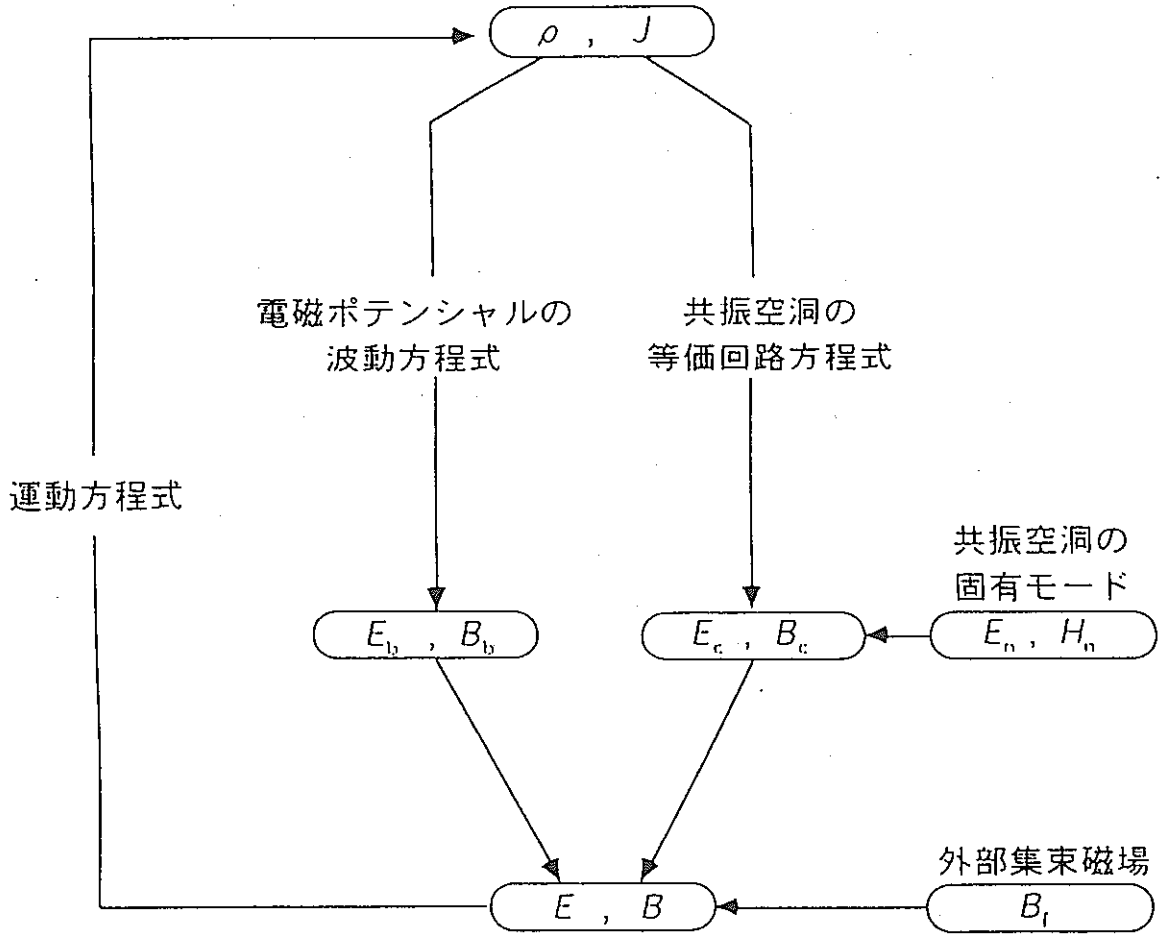


図1.1　基本的なフローチャート

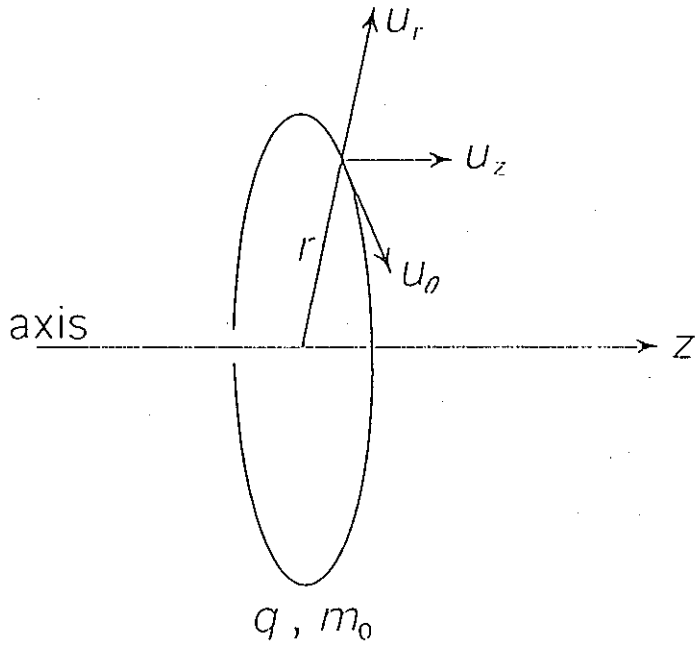


図1.2　粒子運動解析モデル

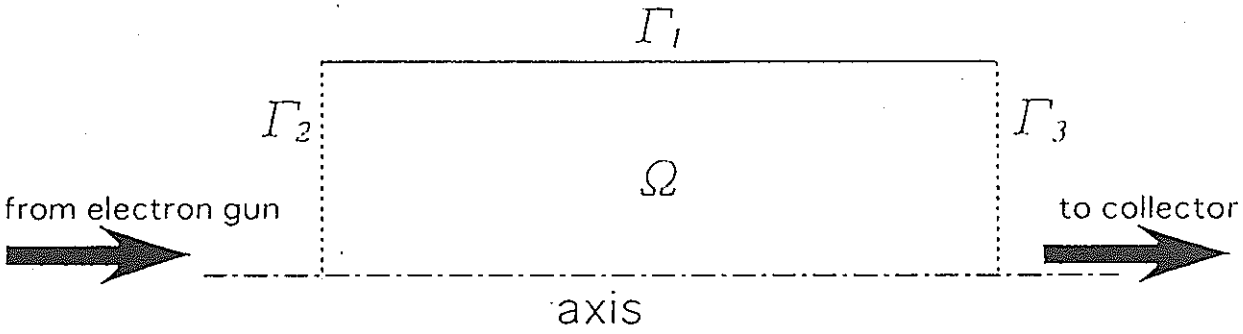


図1.3　ビームの作る電磁界成分計算領域

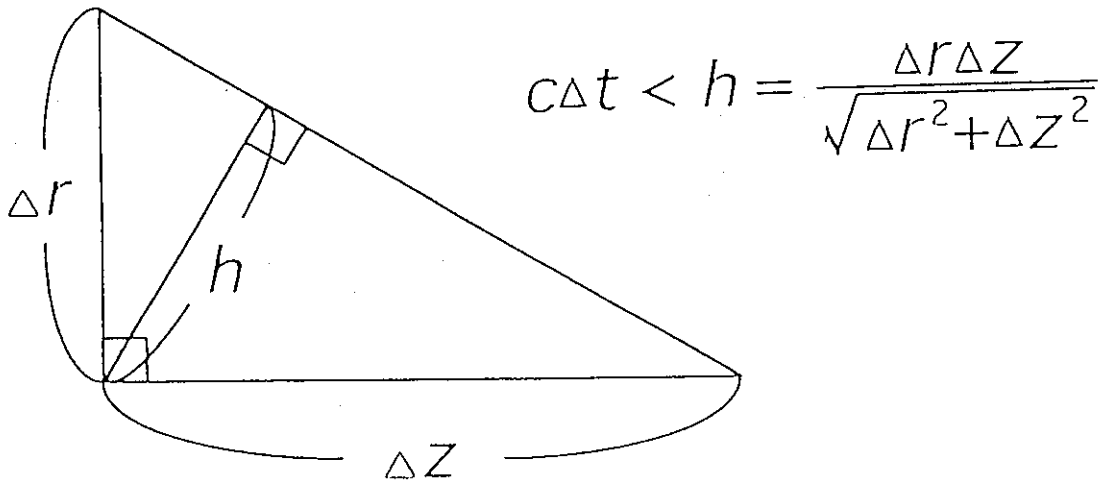


図1.4　電磁ポテンシャル計算の安定条件
（時間刻み幅Δtに関する制限）

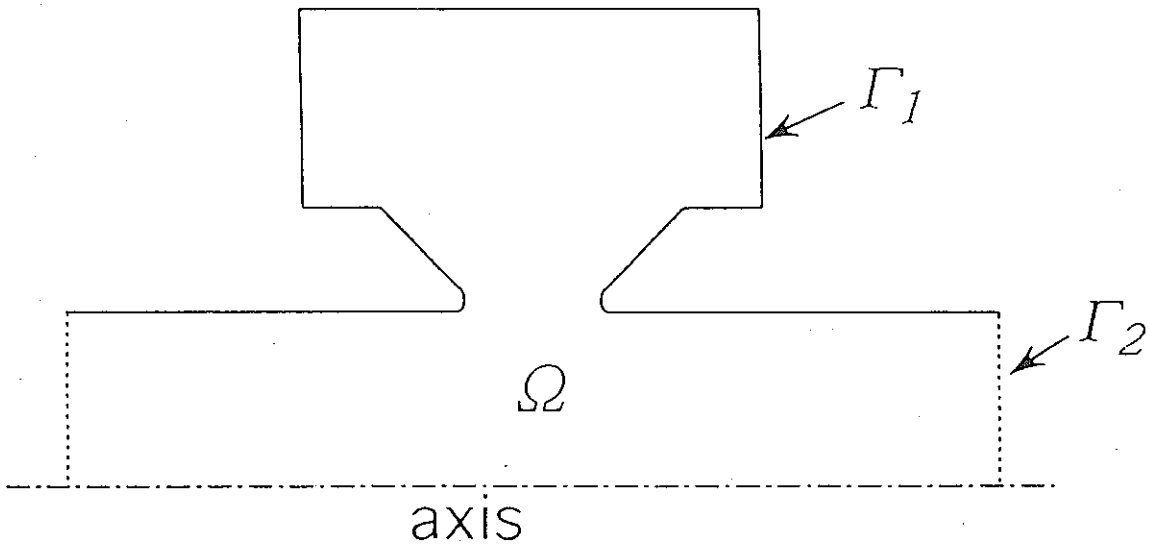
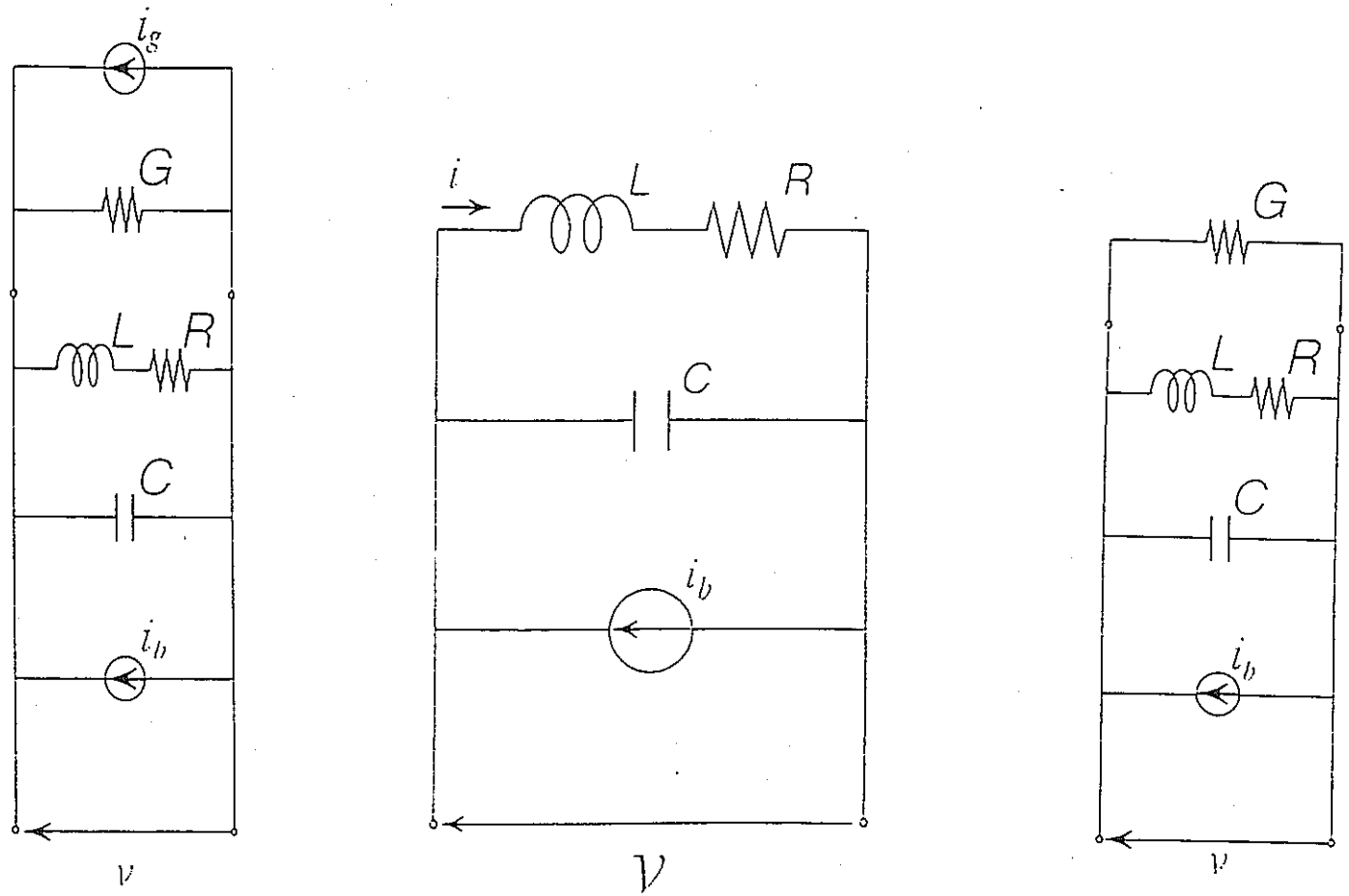
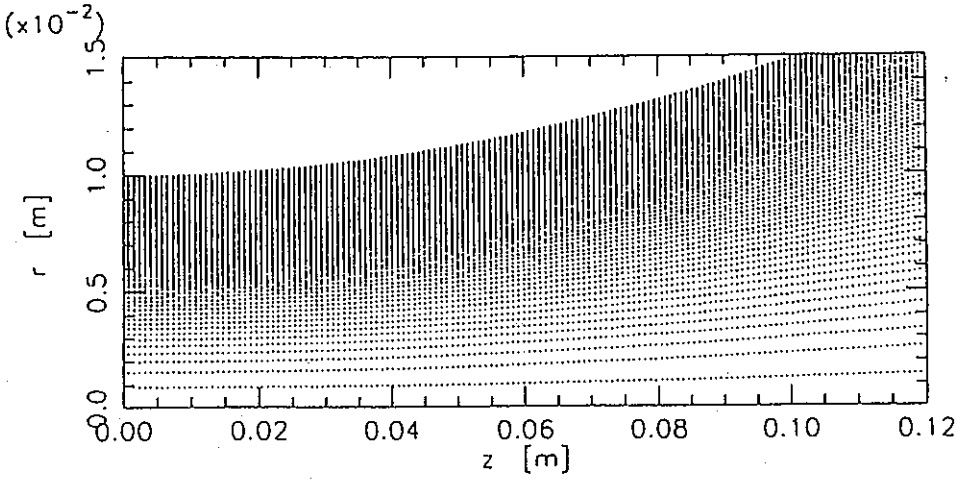


図1.5　共振空洞の固有モード計算領域

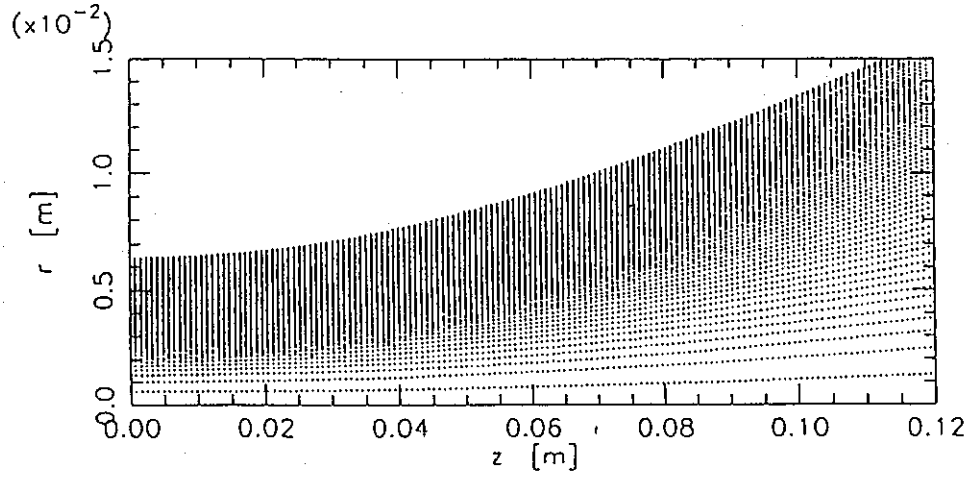


(a) 入力空洞　　(b) アイドラ空洞　　(c) 出力空洞

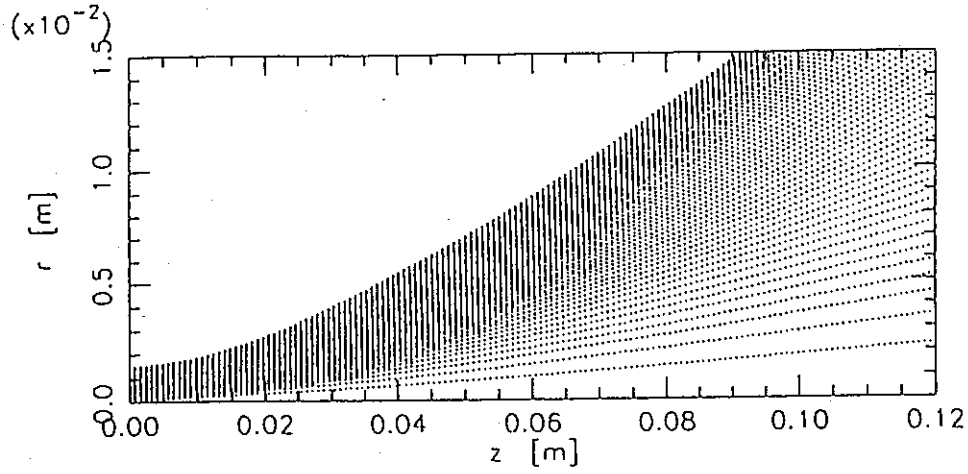
図1.6　共振空洞の等価回路



(a) 入射ビーム半径10mmの場合

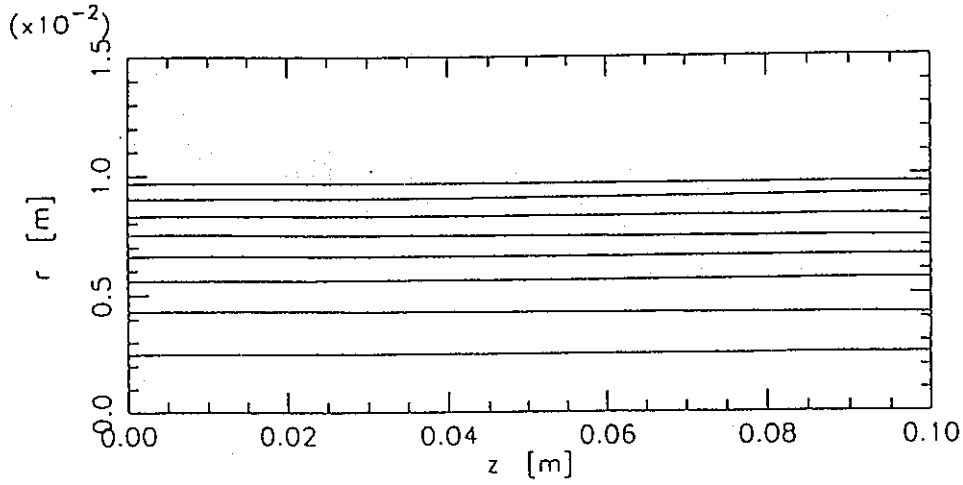


(b) 入射ビーム半径6.4mmの場合

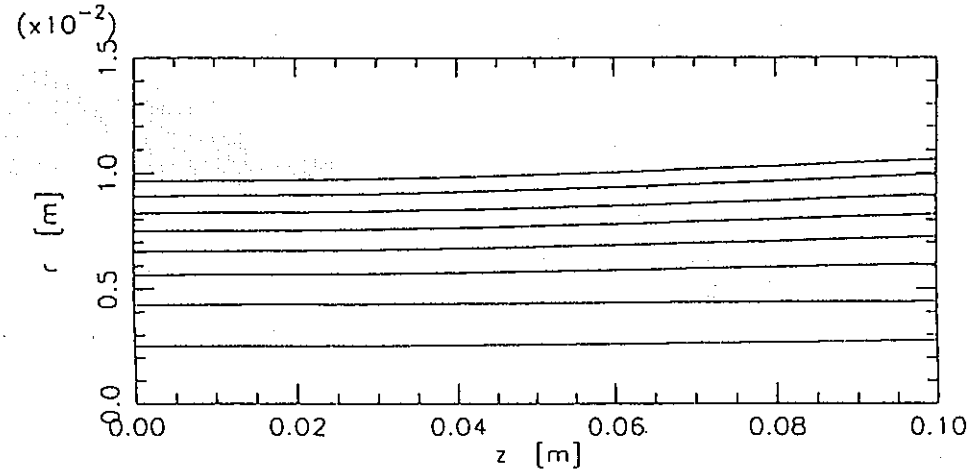


(c) 入射ビーム半径1.5mmの場合

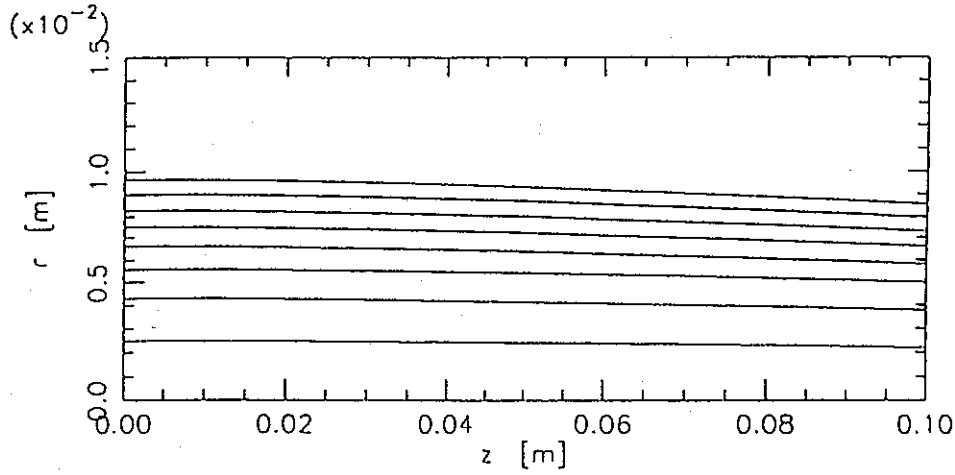
図2.1　外部磁場のない場合の粒子軌道



(a) 223gauss (Brillouin集束条件) の場合



(b) 200gaussの場合



(c) 250gaussの場合

図2.2 一様な軸方向外部集束磁場中の粒子軌道

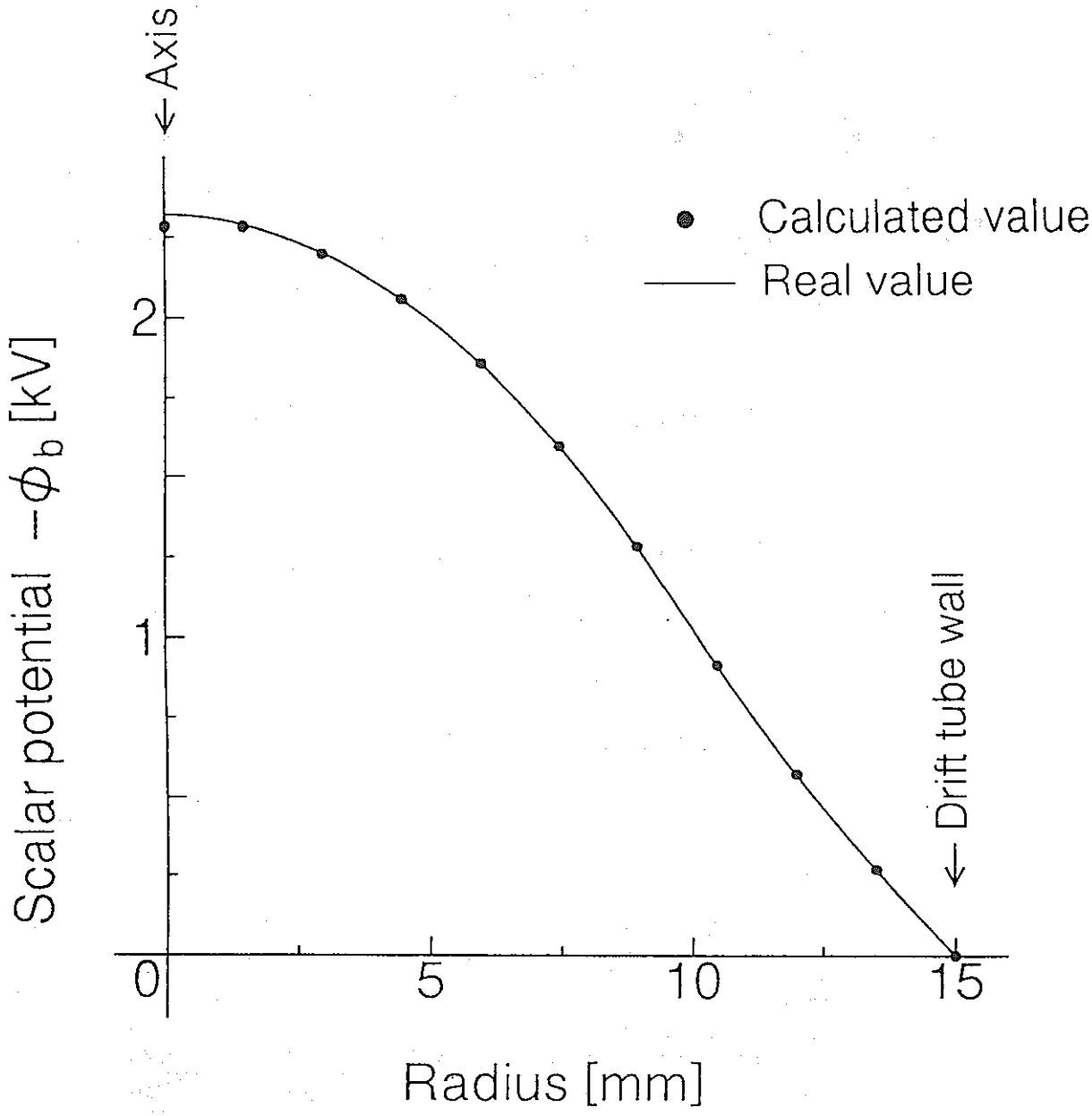
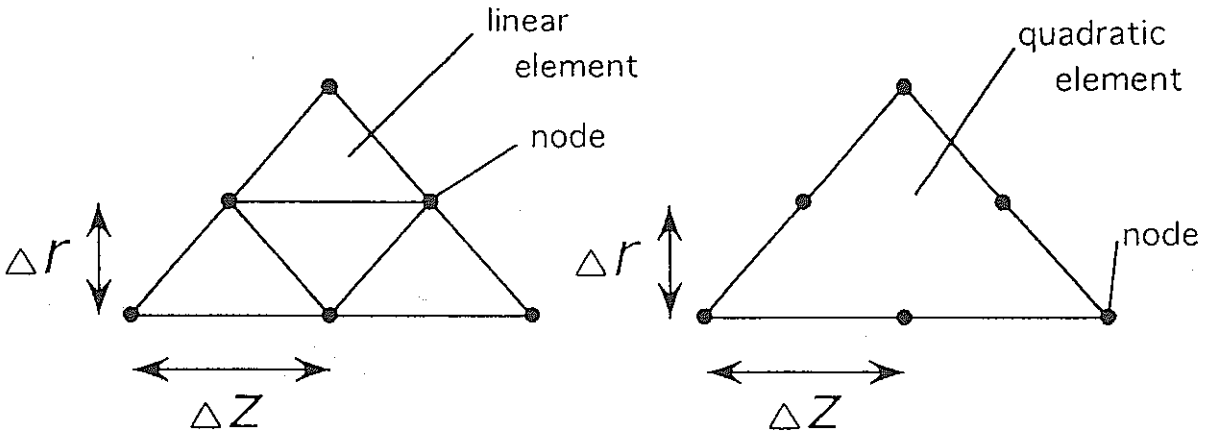
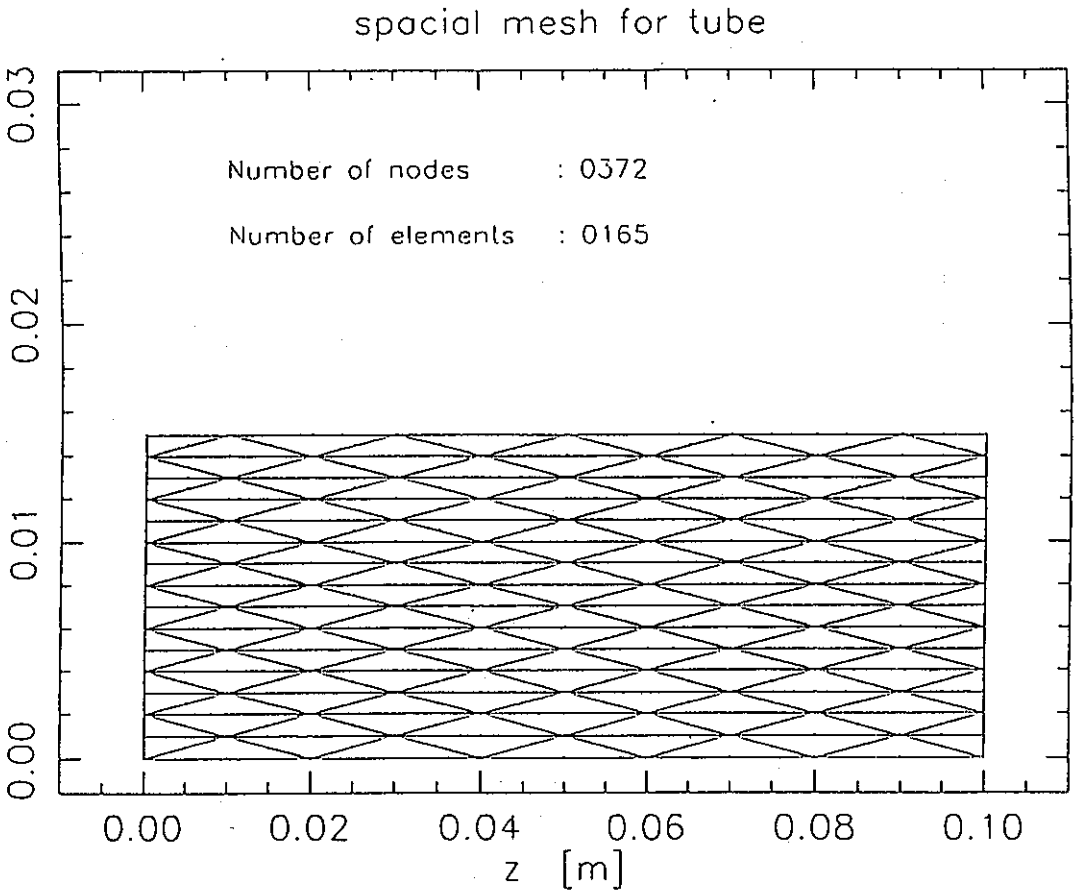


図2.3　Brillouin集束ビームの作るスカラポテンシャル

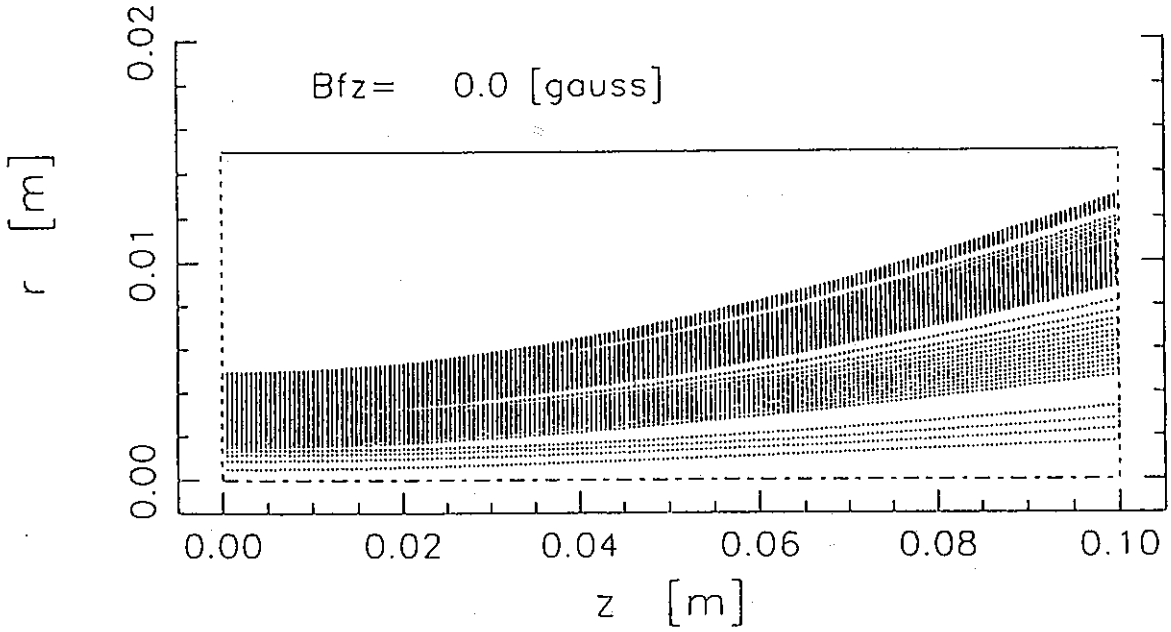


(a) 三角形一次要素および二次要素の節点配置

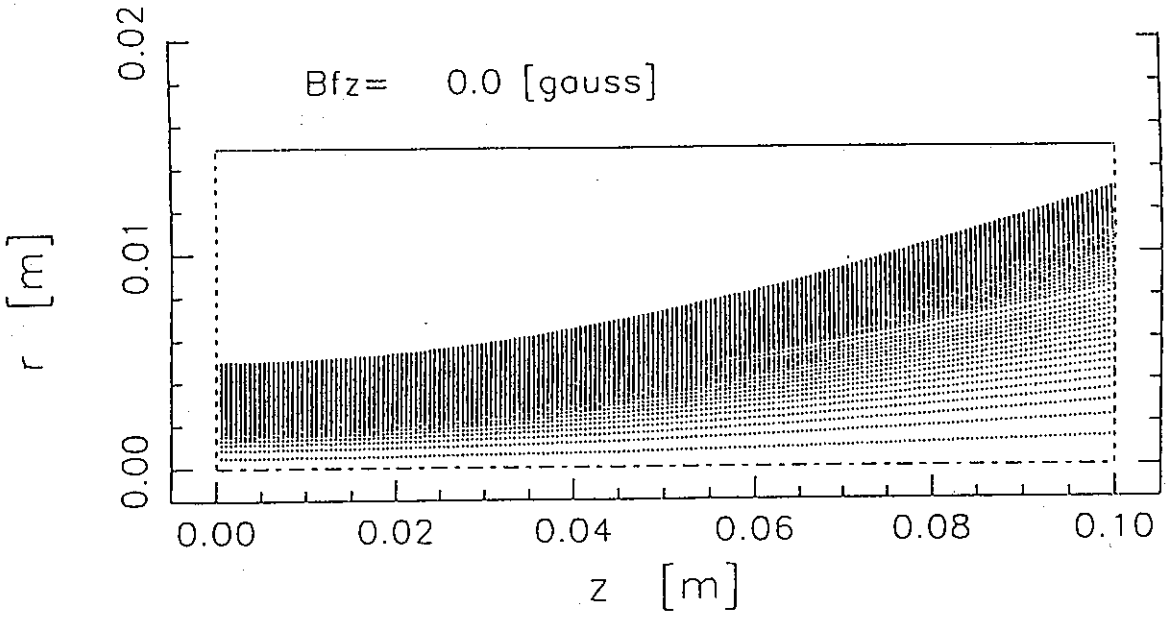


(b) 解析に用いた三角形二次要素分割図

図2.4 要素分割図



(a) 一次要素を用いた場合



(b) 二次要素を用いた場合

図2.5 外部磁場がない場合の電子軌道

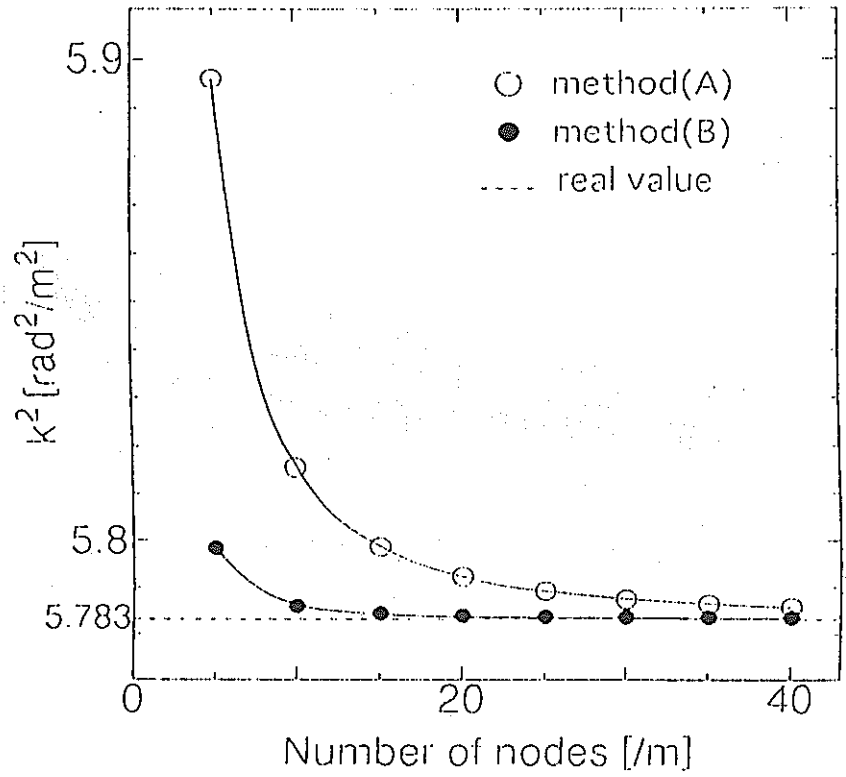


図2.6　円筒空洞固有値の計算値の節点数依存性

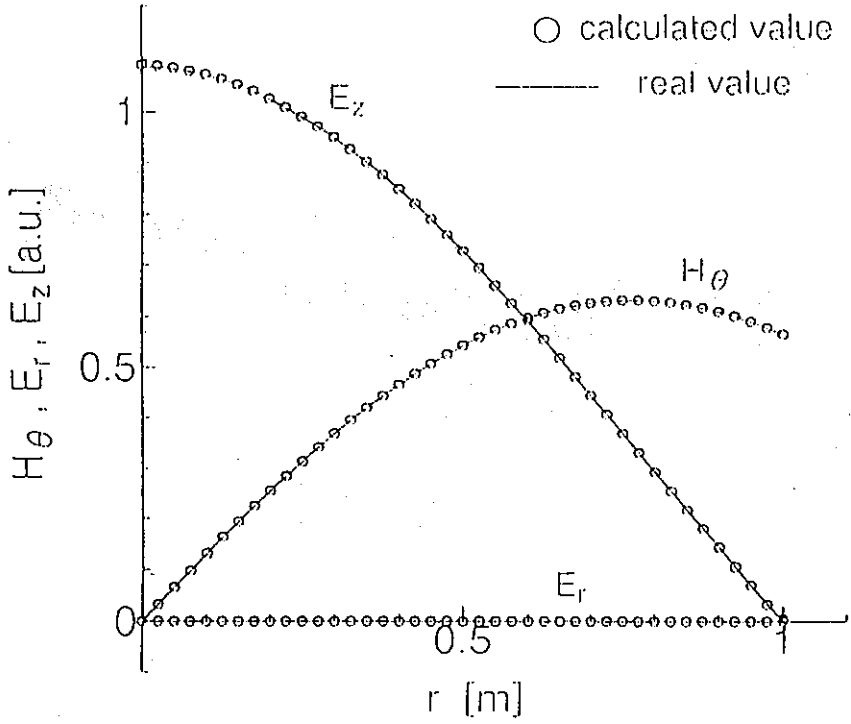


図2.7　円筒空洞TM_{010}モード電磁界強度の半径方向分布

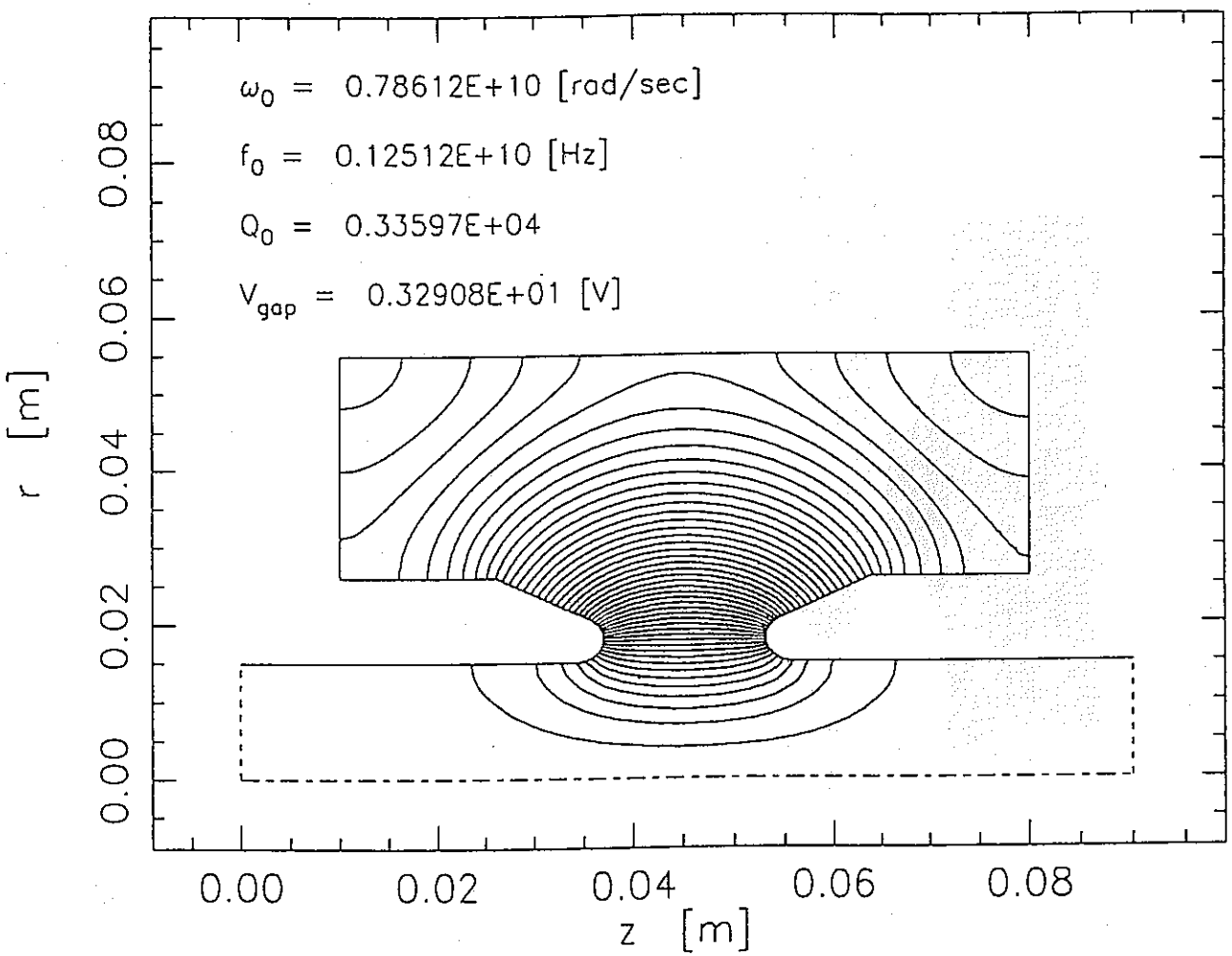
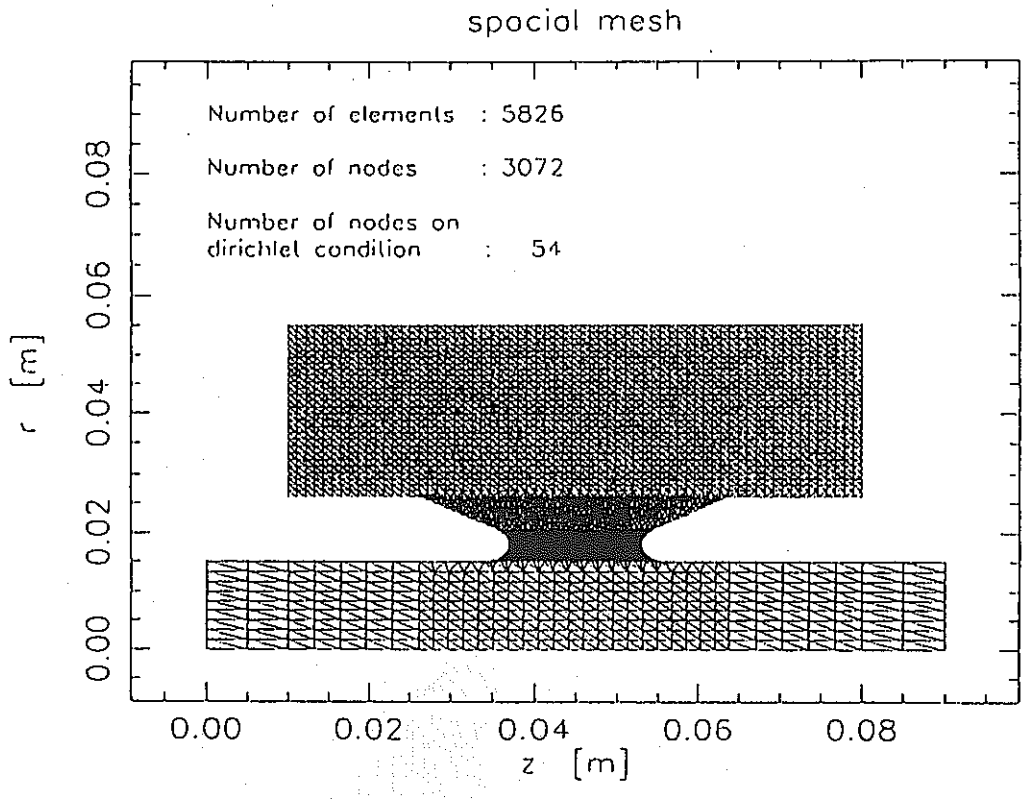
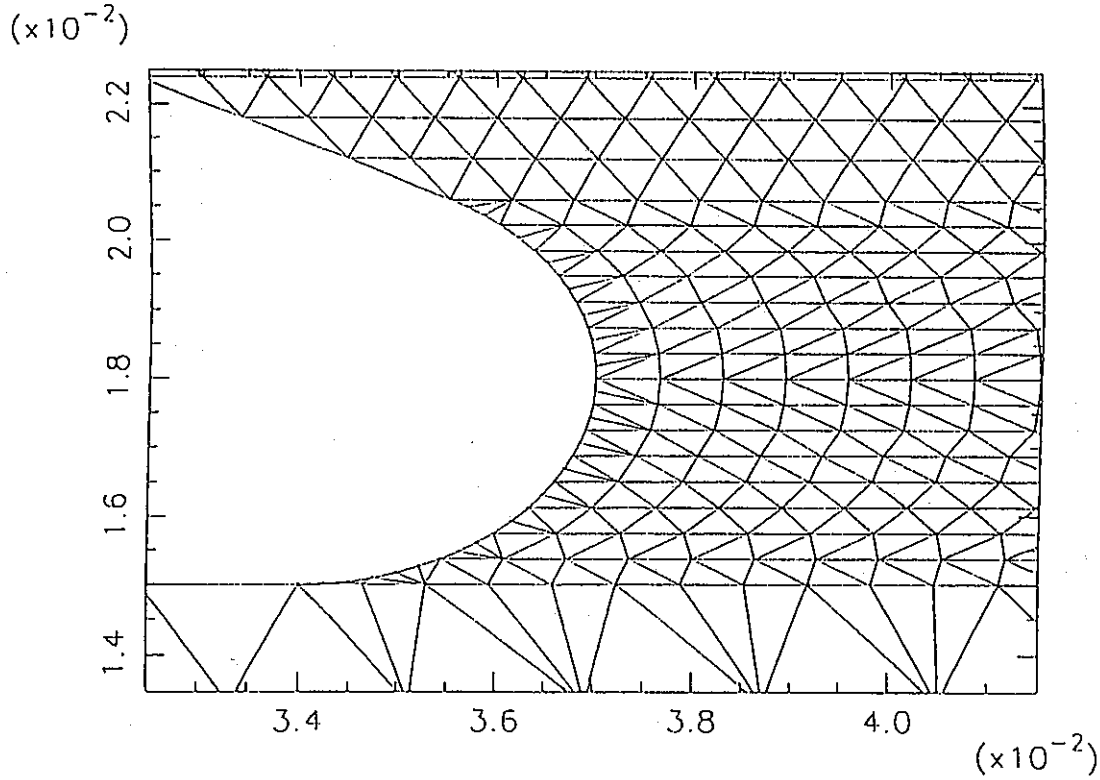


図2.8　共振空洞の基本モードの電気力線

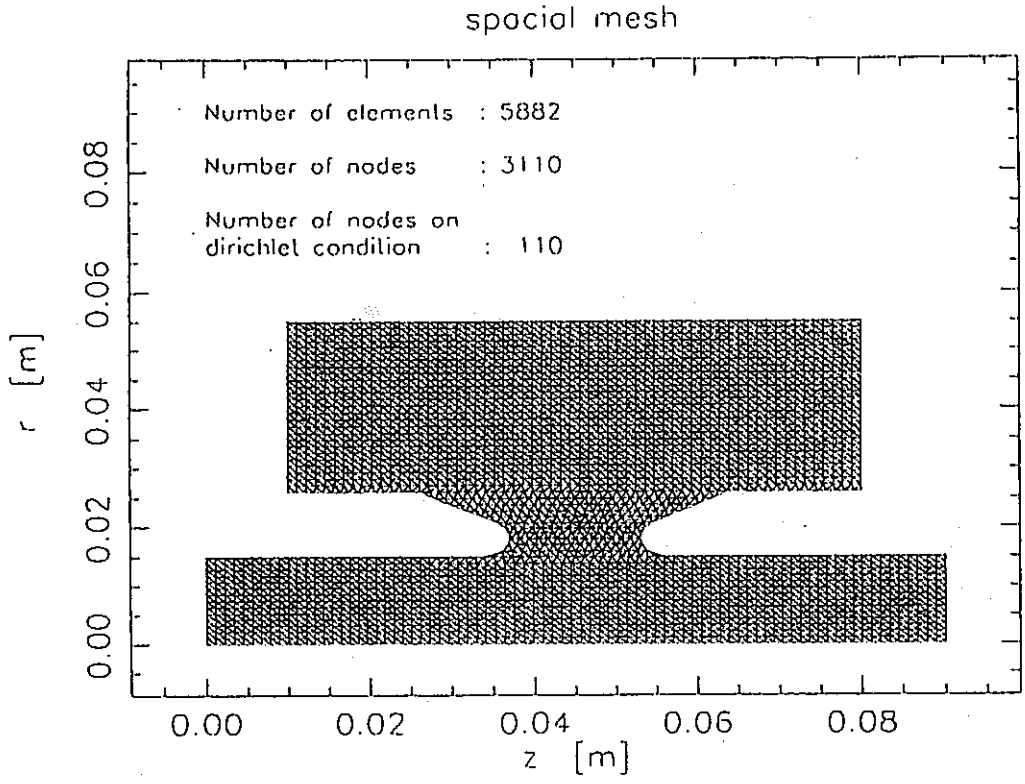


(a) 全体図

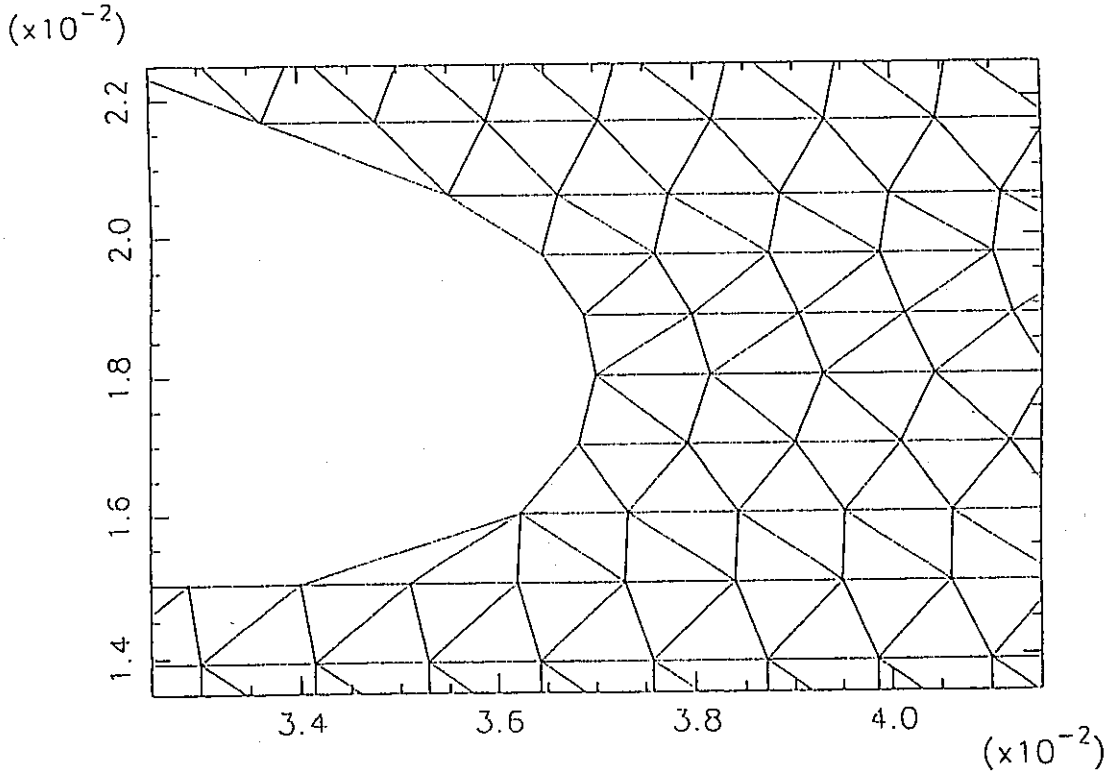


(b) 空洞間隙付近拡大図

図2.9 要素分割図



(a) 全体図



(b) 空洞間隙付近拡大図

図2.10 要素分割図（均等分割）

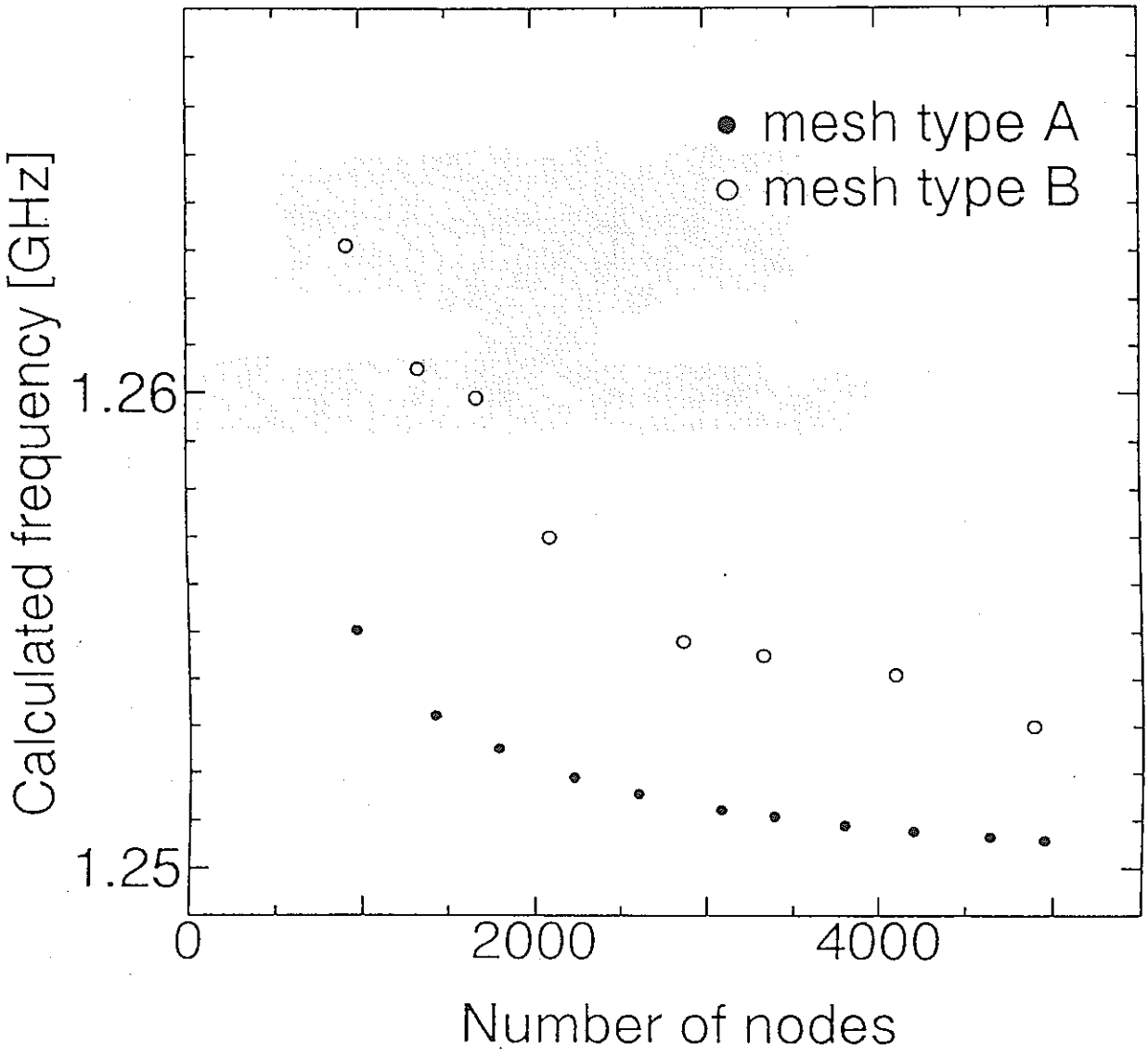


図2.11　共振周波数計算値の節点数依存性

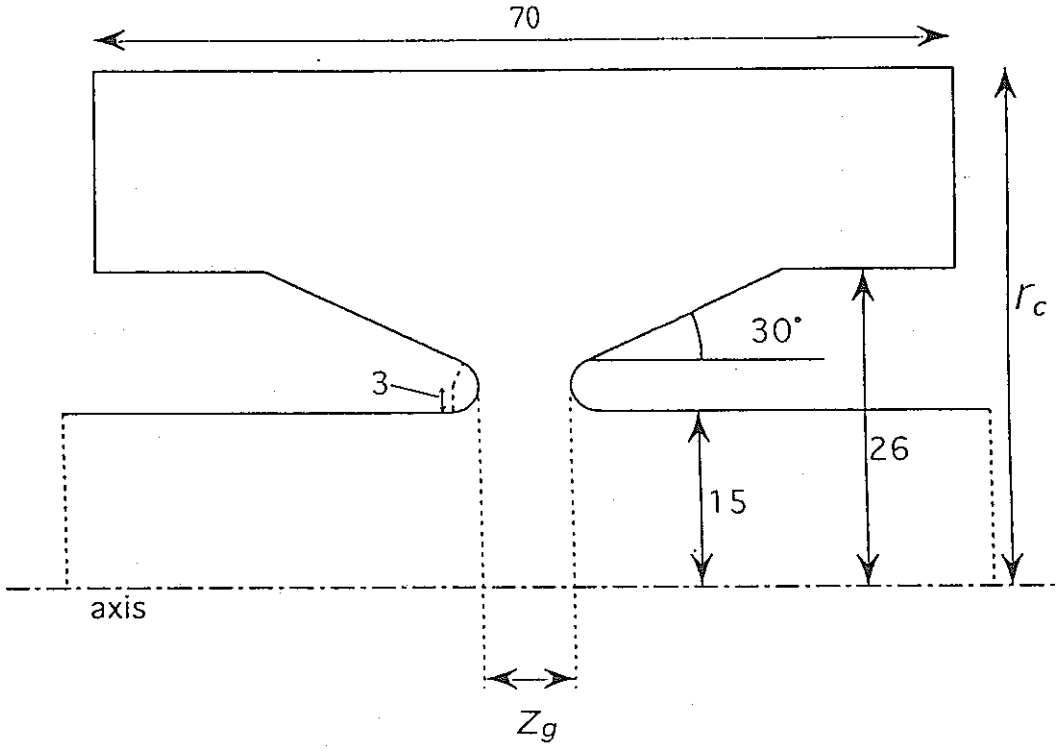


図2.12　共振空洞形状（E3718、第二空洞）

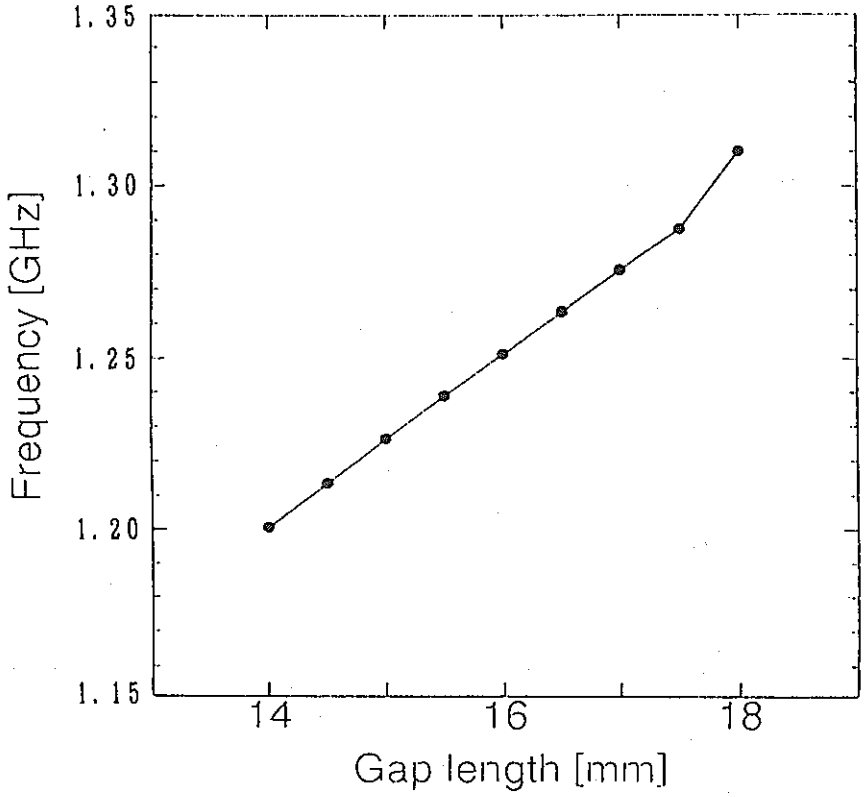


図2.13　共振周波数の空洞間隙長依存性

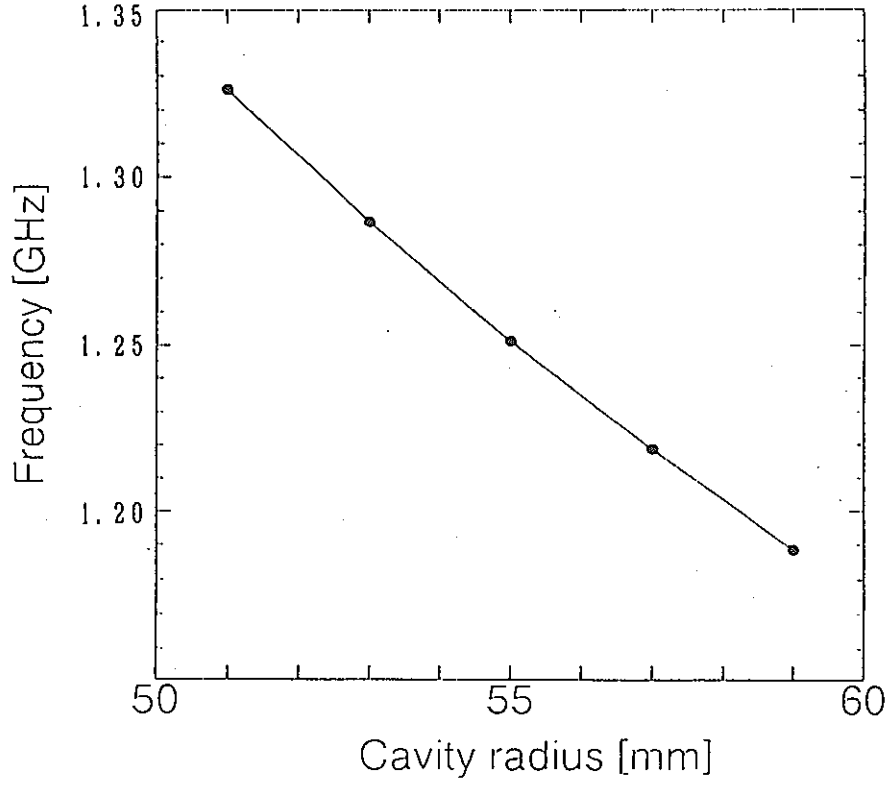


図2.14　共振周波数の空洞半径依存性

表2.1　E3718の設計仕様

ビーム電圧	90 kV
ビーム電流	22 A
動作周波数	1.25 GHz
励振電力	12 W
目標飽和出力	1.2 MW
目標効率	65 %
飽和電力利得	50 dB
ビーム半径	10.5 mm
ドリフトチューブ半径	15 mm

表2.2　E3718の共振空洞間隔および空洞パラメータ

空洞間隔	
入力～第2	120 mm
第2～第3	120 mm
第3～第4	380 mm
第4～第5	260 mm
第5～出力	120 mm

	空洞の離調周波数	空洞のQ
入力	-1.6 MHz	550
第2	2.5 MHz	3000
第3	68 MHz	3000
第4	35 MHz	3000
第5	35 MHz	3000
出力	0 MHz	60

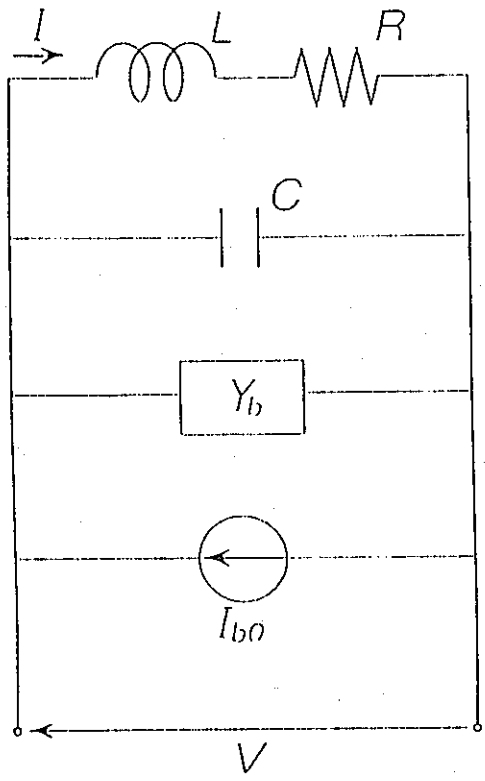


図2.15　ビームアドミッタンスY_bを用いた場合のアイドラ空洞の等価回路

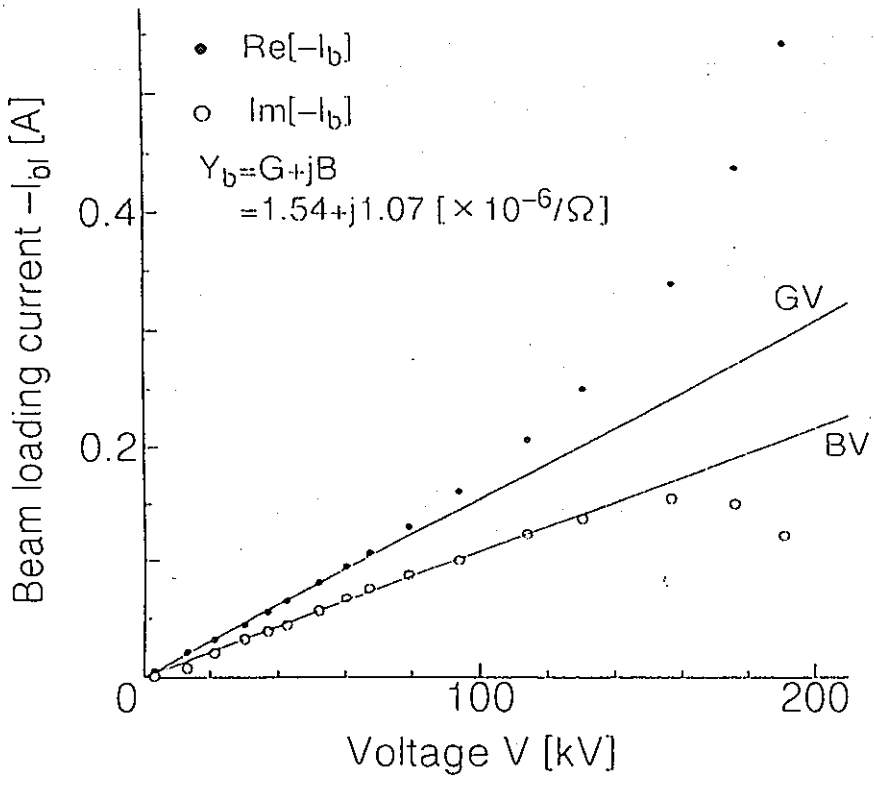
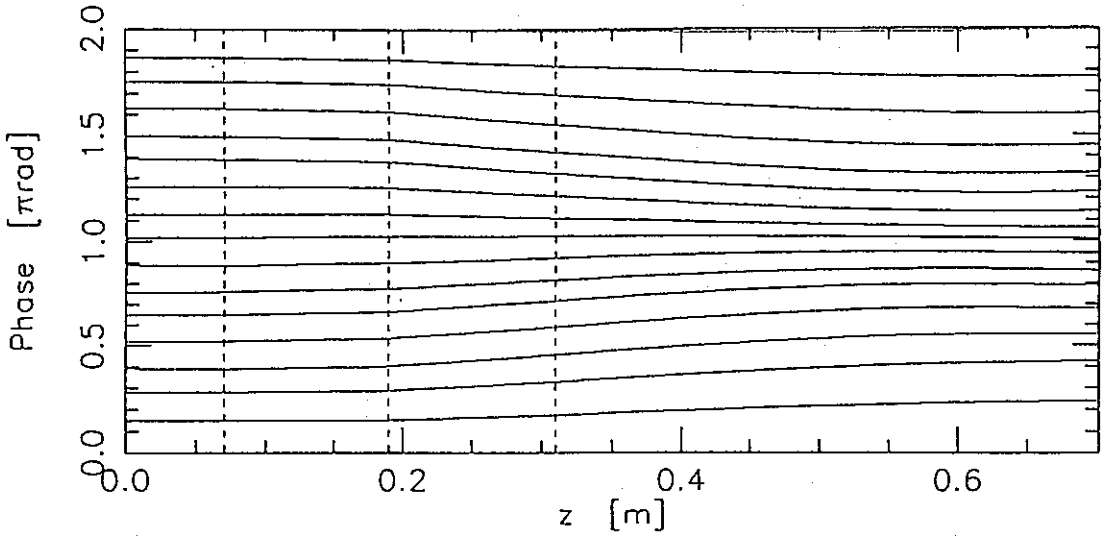
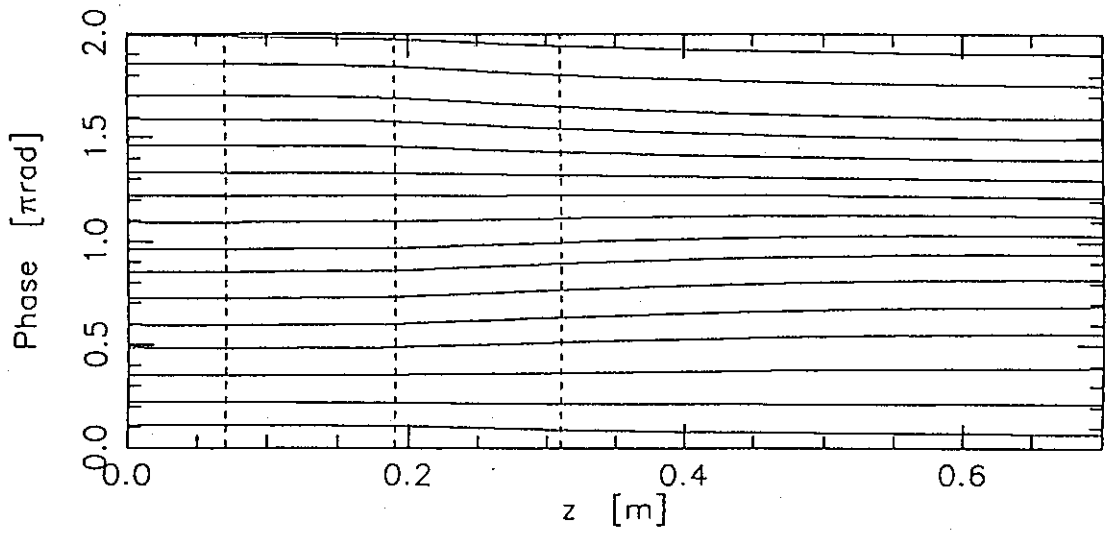


図2.16　ビームローディング電流の電圧依存性



(a) 第3空洞を高周波数側に+68MHz離調させた場合



(b) 第3空洞を低周波数側に-68MHz離調させた場合

図2.17 位相図

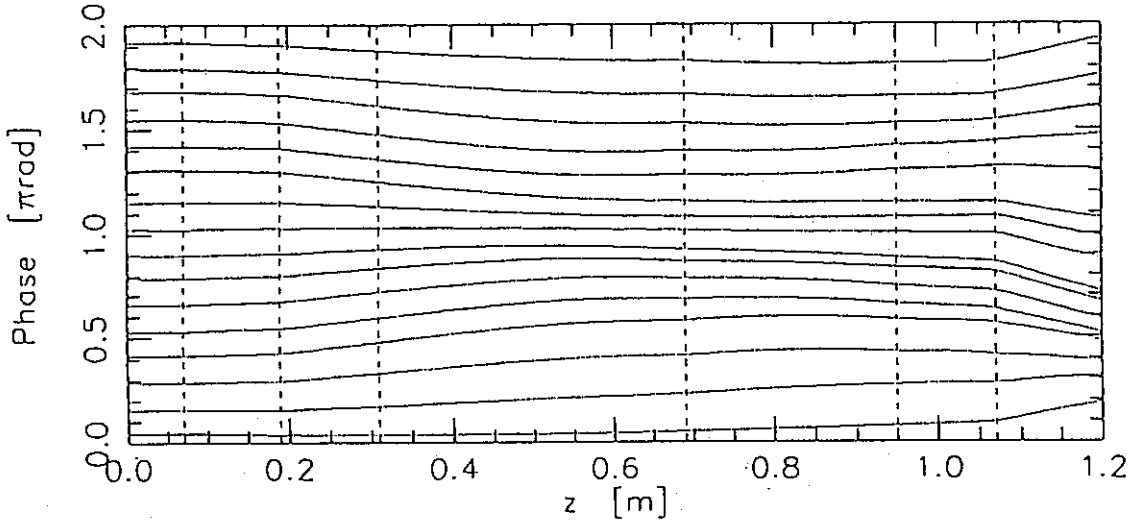


図2.18　位相図

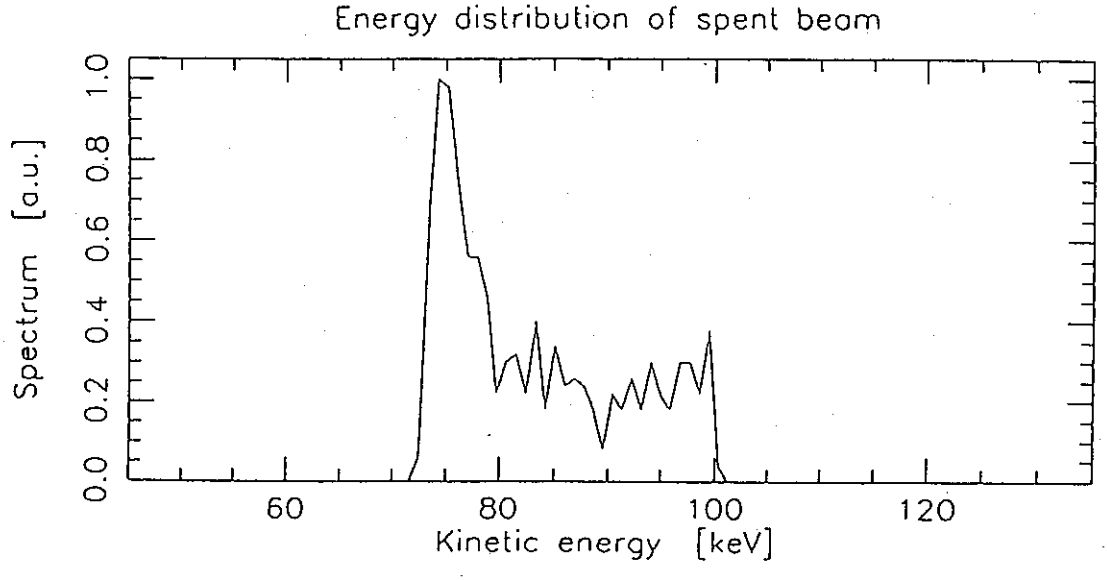


図2.19　使用済み電子ビームのエネルギー分布

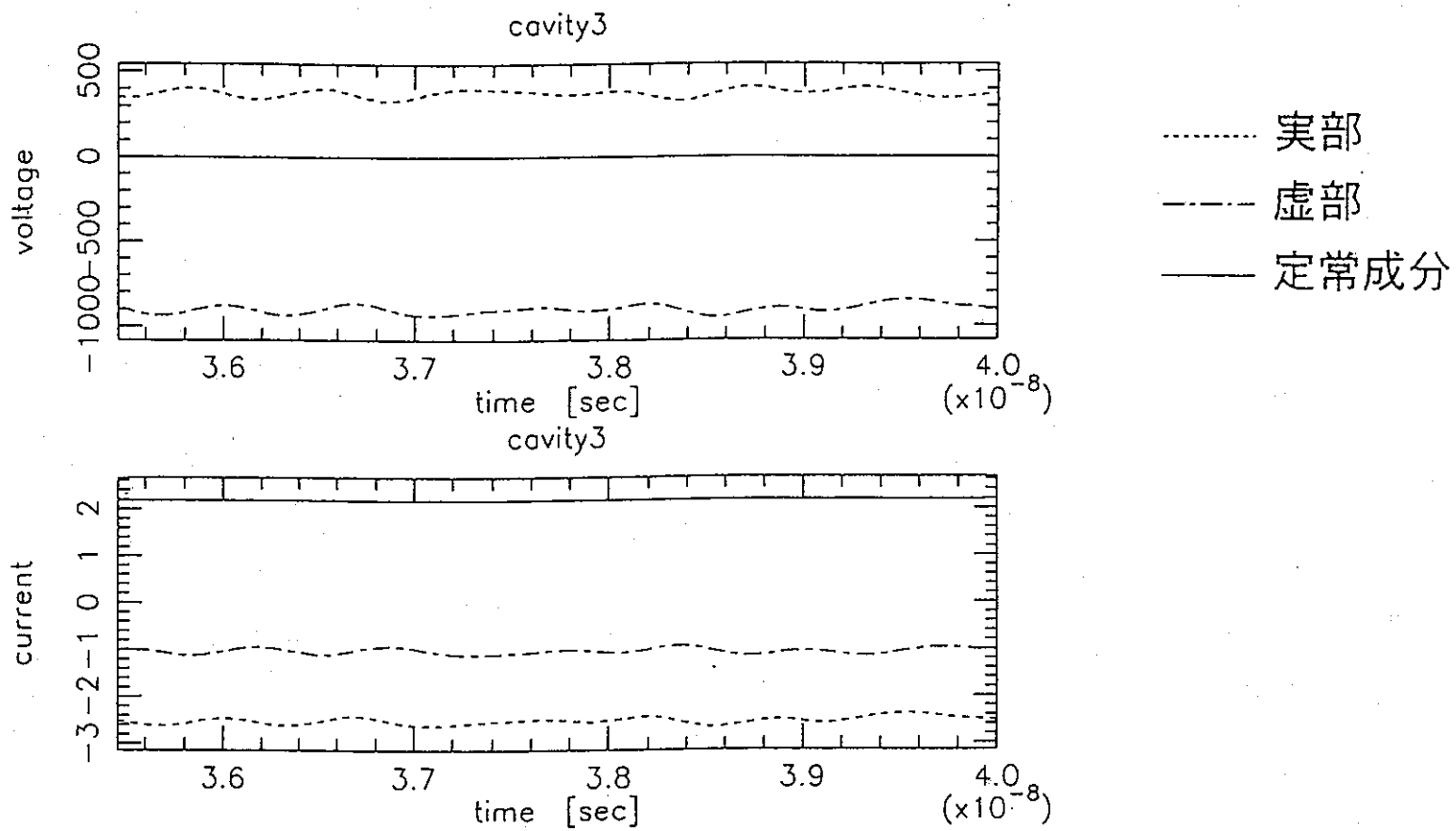


図2.20　第3共振空洞の等価回路電圧および電流の時間発展

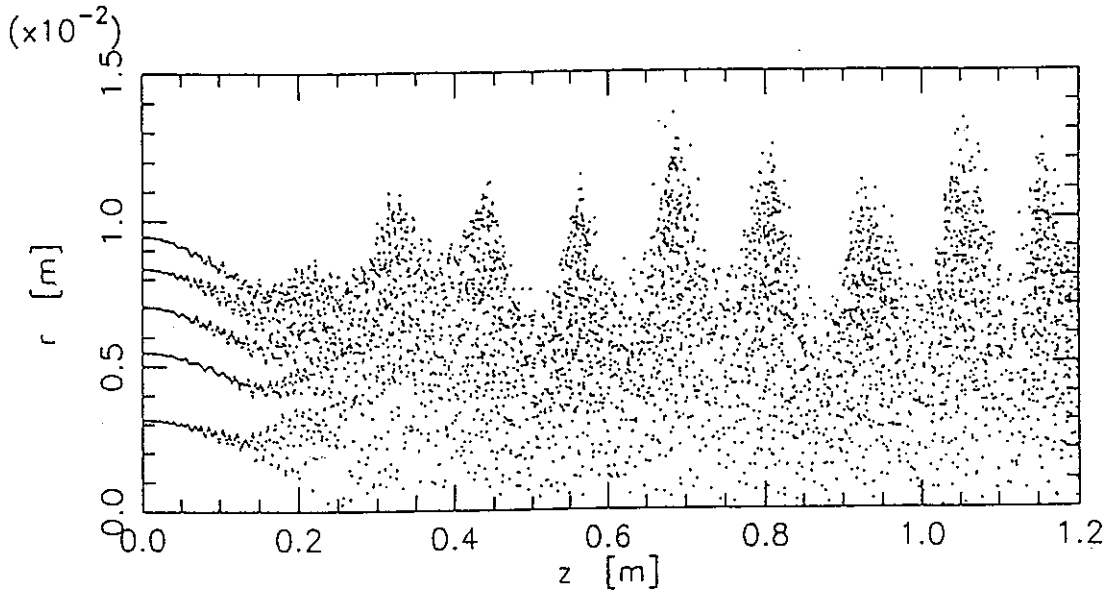


図2.21　電子の空間分布（r-z面）

付録C

Varian社におけるクライストロンの使用済み電子ビームエネルギー回収研究に関するの報告

京都大学原子エネルギー研究所
山本　、　増田

昨年8月23日に米国Varian社のMcCune氏を訪問し、約1時間のミーティングを行った。その目的は、'86及び'87に論文報告のあった、Varian社テレビ放送用60kWクライストロンにおける使用済み電子ビームのエネルギー回収に関する研究と、その後の進展状況について調査し、不明瞭な点を明らかにすることであった。

ミーティングには、京大からは山本、増田が、Varian社からは以下の三人が出席した。

Earl W.McCune	Senior Scientist, Medium Power Klystron Engineering
Fred I.Friedlander	Maneger, Analytical Services Reserch & Development Group
Kevin L.Felch , Ph.D.	Maneger, Source Development Team Gyrotron Engineering

本レポートは、Varian社におけるクライストロンの使用済み電子ビームエネルギー回収研究についての報告である。なお、Varian社においては既に、多段回収電極コレクター（MSDC）付き60kW定常クライストロンを商品化しているとのことであった（fig.1）。

1　Varian社におけるMSDC付きクライストロン開発研究の概要

MSDC付きクライストロン開発は、UHFテレビ放送用クライストロンの高効率化を目的として、NASAとVarian社の共同研究として1984から1987年にかけて行われた。開発研究の対象とされたクライストロンは、最大出力 60 kW、動作周波数 750 ～800MHz であった。高効率化の研究はMSDCについてのみ行われ、共振空洞形状などのクライストロン本体の最適設計は研究の対象にはしていなかったとのことである。また、MSDCの最適設計は電極形状に対してのみ行われ、回収電圧の最適化は行われていない。

MSCDC開発研究は、クライストロン部およびMSDC部の数値シミュレーションによる電極形状の最適化、MSDCの回収電極面の炭素被覆による二次電子抑制技術開発の両面から行われ、最終的には、実機においてあらゆるRF出力の動作に対して60％近い回収効率を達成している。

2　クライストロン内の電子軌道解析計算について

クライストロン内の電子軌道解析は、Varian社が独自に開発した'2dRF'コードで行われた。このコードでは、空間二次元、速度三次元が扱われている。また、クライストロン部とMSDC部はそれぞれ独立に計算されている。

2dRFコードを用いた軌道計算による、使用済み電子ビームの速度分布を fig.2に示す。

3　MSDCの設計について

fig.3 はMSDCの形状を、fig.4 は回収電源回路を示したものである。

概要でも述べた通り、先ず回収電圧がfig.2 の速度分布から適当に決定され、以後はMSDC形状と、MSDCの前に取り付けられた'refocusing coil'の電流のみが最適化の対象となった。その理由は、

- 電源のコストの面から、同一の電源で各段の回収電圧を与えた。また、電子銃の電源より低電位の回収電極は置いていない。

- クライストロンの使用目的として、様々なRF出力で動作させることを必要としていた。RF出力の変化に対しては、refocusing coilの電流を変えることで対応した。

とのことであった。このために、fig.5 の電子軌道計算においては、最終電極に電子が当たったり、一つの電極に電子が集中している。このことは、我々の場合の1.2MWという大出力の場合

には、二次電子放出や電極での発熱の点から致命的な問題になりかねないが、varian社の場合には 60kW と小出力であったため、さほど問題にはしていなかったようである。二次電子放出の問題に対してはむしろ、fig.6 にあるような低い二次電子放出係数の炭素被覆を、MSDCの大面積に施す技術を開発することで対応したとのことである。

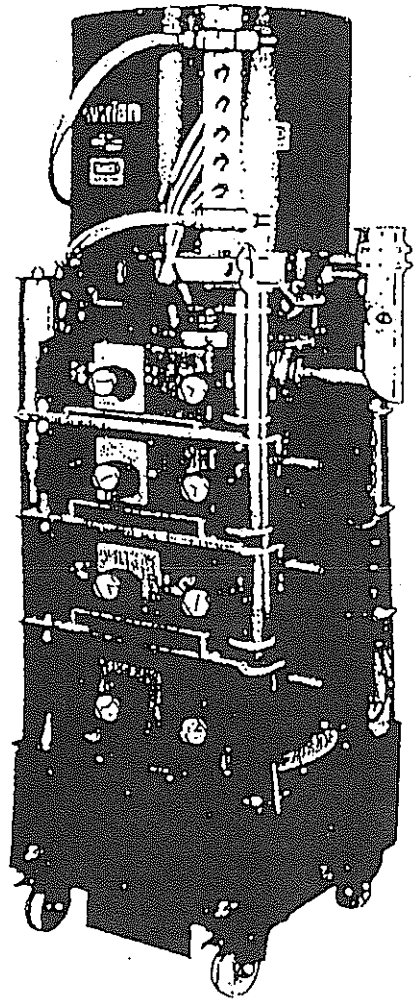
4 エネルギー回収実験結果

MSDCによる使用済み電子ビームエネルギーの回収実験で達成された総合効率及び回収効率をfig.7 、fig.8 に示す。飽和出力での動作では、回収効率約 55% で総合効率約 65% が達成されている。また、当初の目的通り、広範囲の動作条件に対して同等な回収効率が得られている。

varian

TECHNICAL DATA

VKP-7990
MULTISTAGE
DEPRESSED COLLECTOR
KLYSTRON AMPLIFIER
470-810 MHz



DESCRIPTION

The VKP-7990 is an external, four-cavity, liquid- and air-cooled klystron, especially designed for UHF-TV transmission. Fitted with appropriate cavity boxes, a single tube covers the entire UHF-TV frequency range, 470 to 810 MHz. The design features a multistage depressed collector (MSDC), providing the means for attaining very high operating efficiency. The VKP-7990 operates in standard "collector-up" external cavity magnet assemblies. Cooling is provided by liquid for the collector and air for the cavities, body, and the magnet assembly.

FEATURES

High Efficiency — Use of the multistage depressed collector provides for collection of various electron groups leaving the rf structure at their exit velocities. This leads to a much lower spent-beam power loss for the same output ratings and the achievement saturated efficiency on the order of 75%. With the implementation of beam pulsing techniques, the Figure of Merit (FOM), which is the ratio of peak-of-sync output power to average dc input power, can reach 1.3 or more.

Ample Bandwidth — 1 dB bandwidth of at least 6 MHz is readily attained and varies no more than ± 1 dB over the full black to white amplitude range and from -1 MHz to +5 MHz from carrier.

Modulating Anode — Provides the means for optimally adjusting visual beam current and for aural service when a common beam power supply is used. In visual service, conventional mod-anode pulsing can be applied for additional power savings.

Anode Control Electrode (ACE) — Low voltage beam pulsing using the ACE electrode is easily accomplished by holding the mod-anode at a constant voltage, applying fixed bias to the ACE during the video interval and pulsing to cathode potential for each sync interval. Pulse voltages of only a few hundred volts are required for ACE pulsing compared with thousands of volts necessary for mod-anode pulsing. The reduced pulsing voltage allows the use of totally solid-state modulators with their greater reliability. The ACE terminal, located on the cathode assembly, can be easily tied electrically to the cathode for conventional mod-anode control and pulsing.

5038 1963 2.5M

Printed in U.S.A.

varian
microwave power tube division • 611 hansen way • palo alto • california • 94303

figure 1.

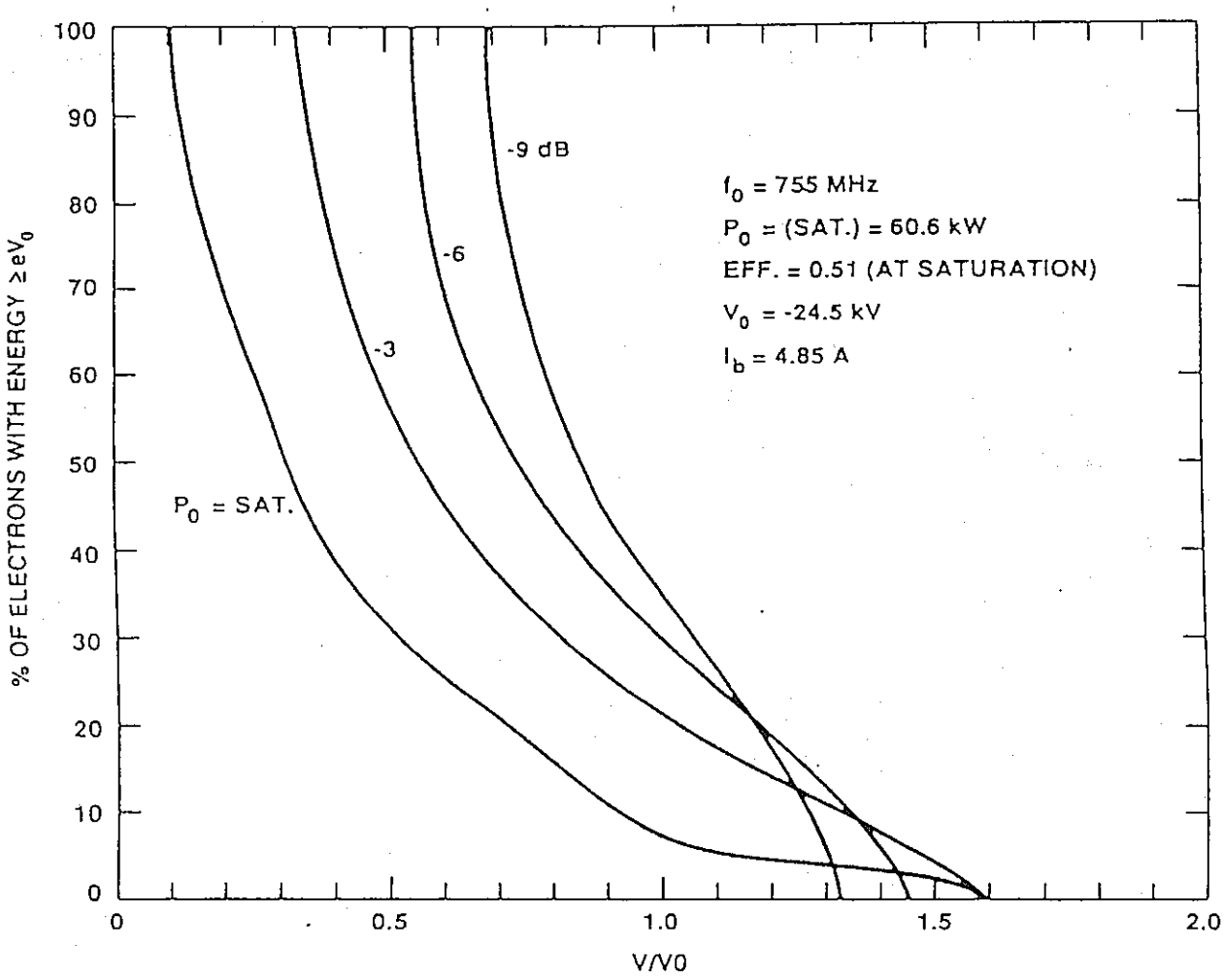


FIGURE 2. CALCULATED ENERGY DISTRIBUTION OF THE SPENT BEAM FOR THE VKP-7555 KLYSTRON

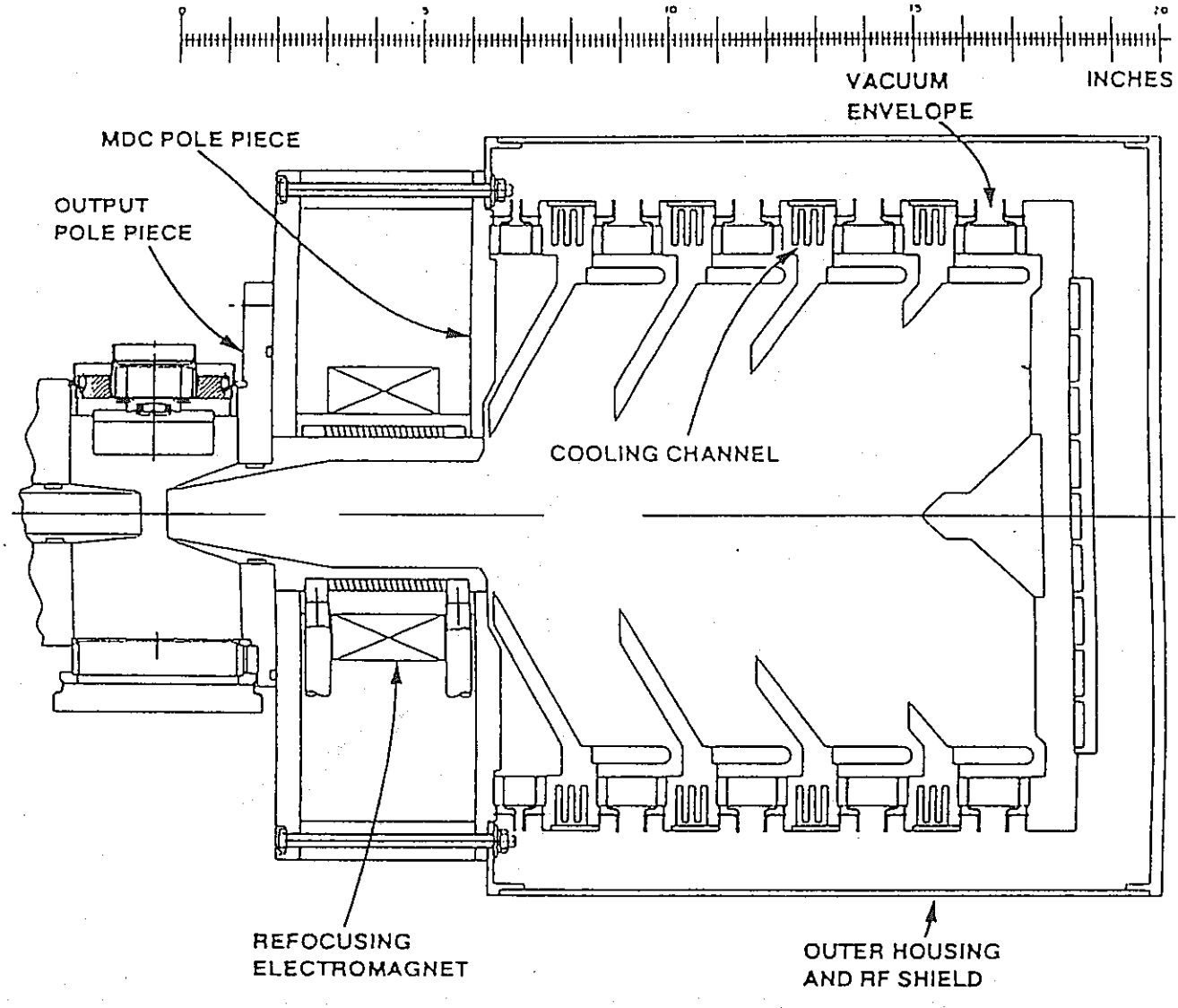


FIGURE 3 . UHF-TV MDC DESIGN FOR EXPERIMENT #1

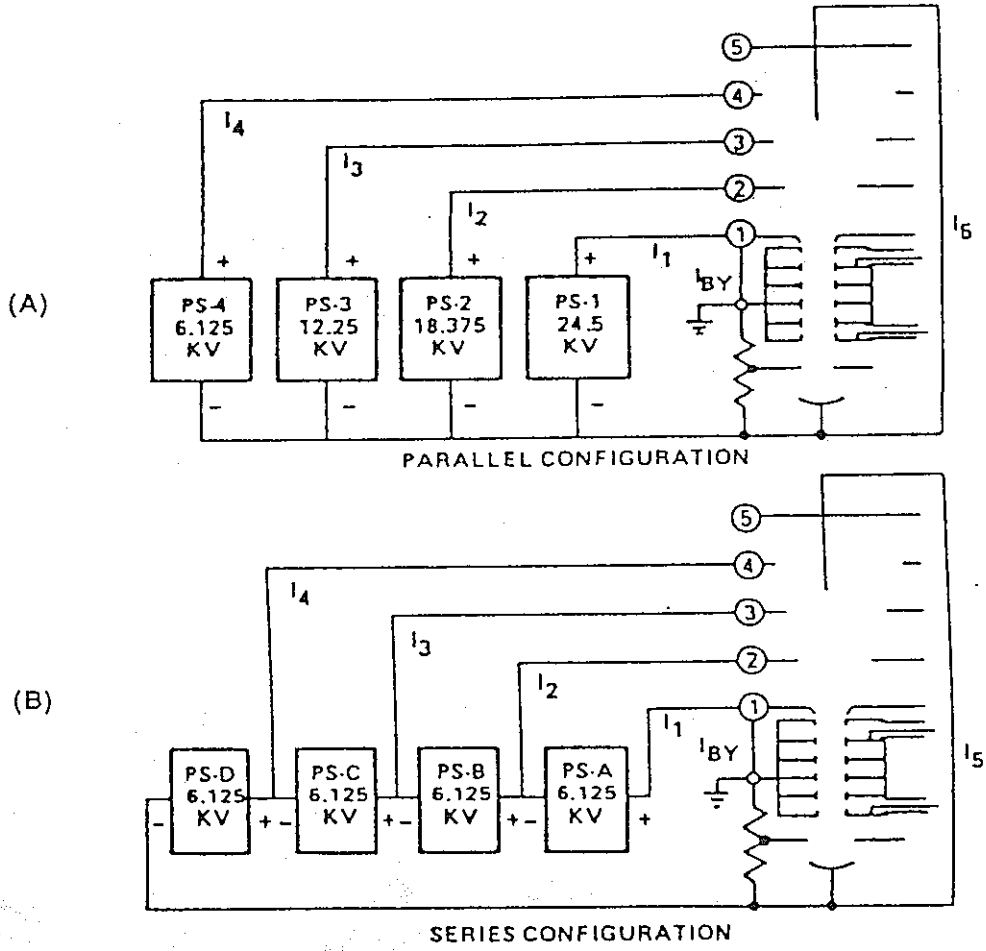


FIGURE 4. KLYSTRON AND MDC POWER SUPPLY SCHEMATICS

90% SATURATION DESIGN 4G (3177)
HGUN 9/4/85 ITERATION 6

COLLECTOR PERFORMANCE (WITHOUT SECONDARY ELECTRON EMISSON LOSSES)

ELECTRODE	V	I	P(COLL)	P(DISS.)
5	0	5.044E-01	1.236E+04	6.063E+03
4	-6125	2.716E-01	4.991E+03	1.365E+03
3	-12250	7.760E-01	9.506E+03	3.530E+03
2	-18375	1.242E+00	7.605E+03	6.008E+03
1	-24500	2.056E+00	0.000E+00	1.079E+04

TOTAL DISSIPATED POWER = 2.676E+04
TOTAL RECOVERED POWER = 3.446E+04
SPENT BEAM POWER = 6.122E+04
COLLECTOR EFFICIENCY = 56.29
ELECTRONS RETURNED TO BODY = 5

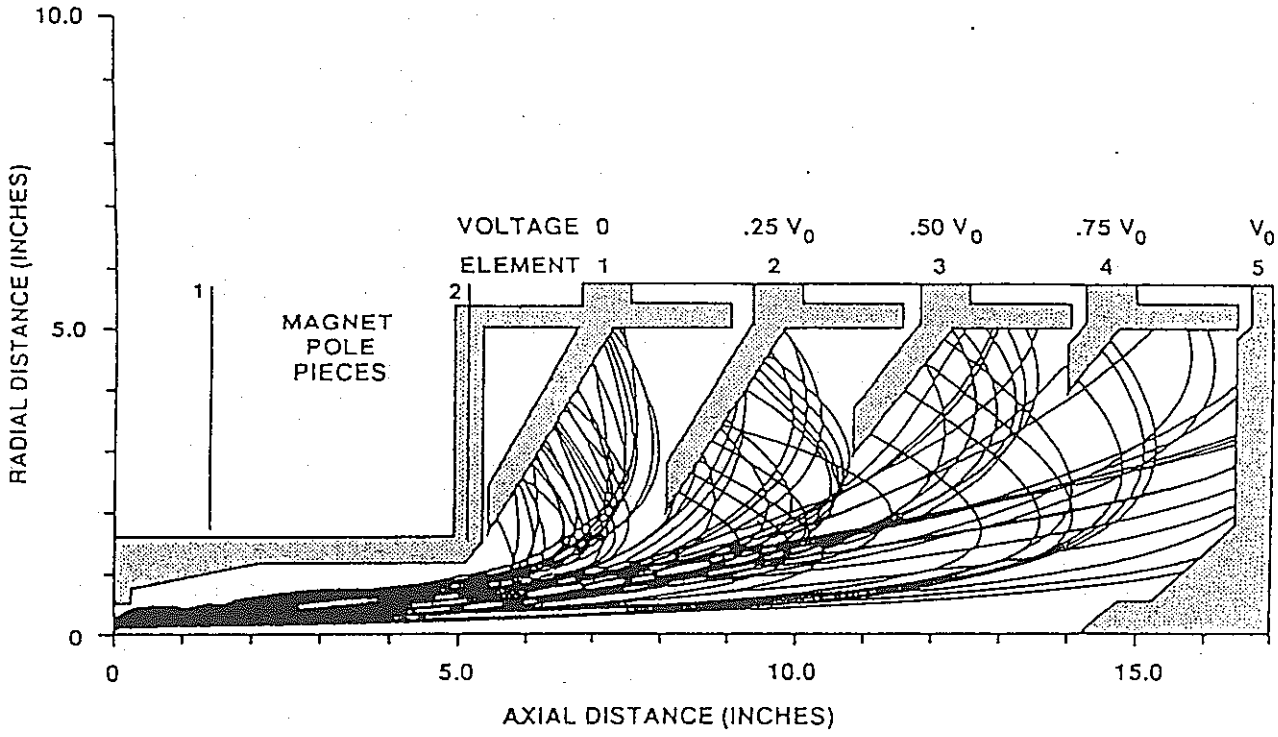


FIGURE 5. ELECTRON TRAJECTORIES FOR 90% SATURATION OUTPUT

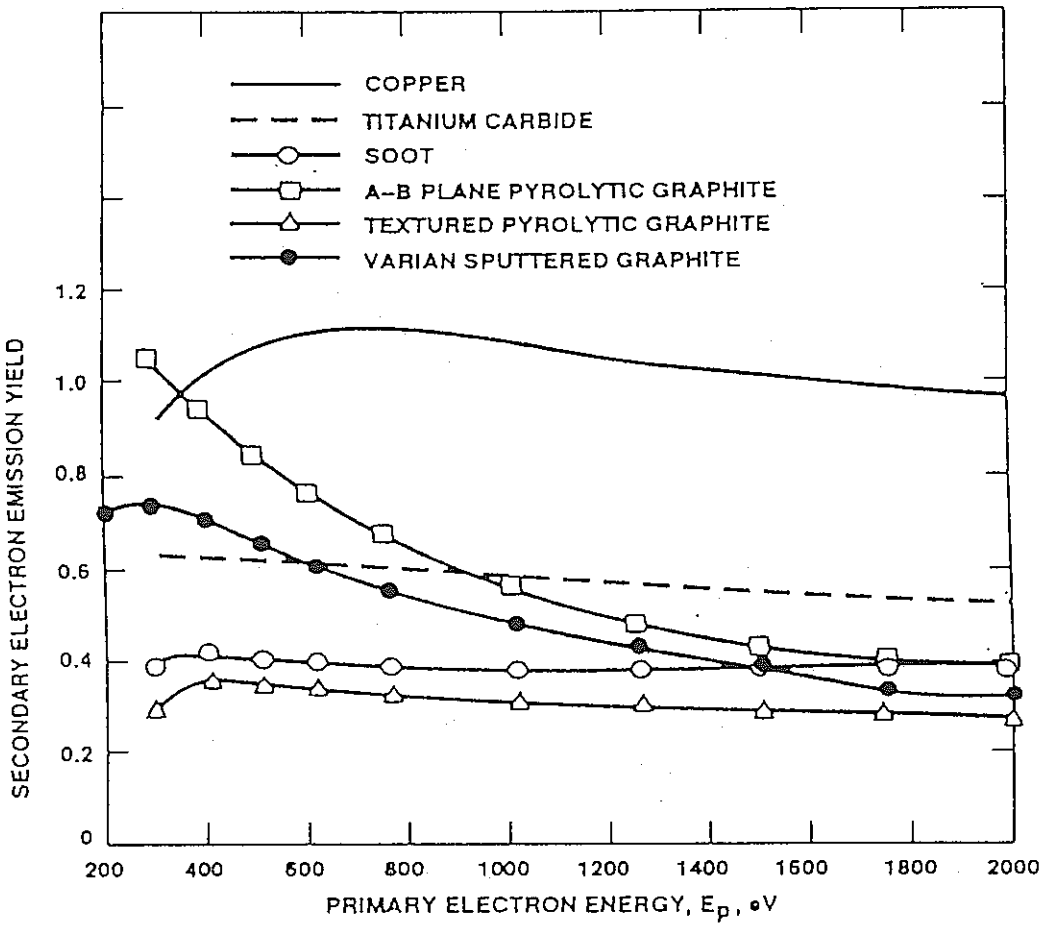


FIGURE 6 . SECONDARY ELECTRON EMISSION YIELD AS A FUNCTION OF PRIMARY ELECTRON ENERGY

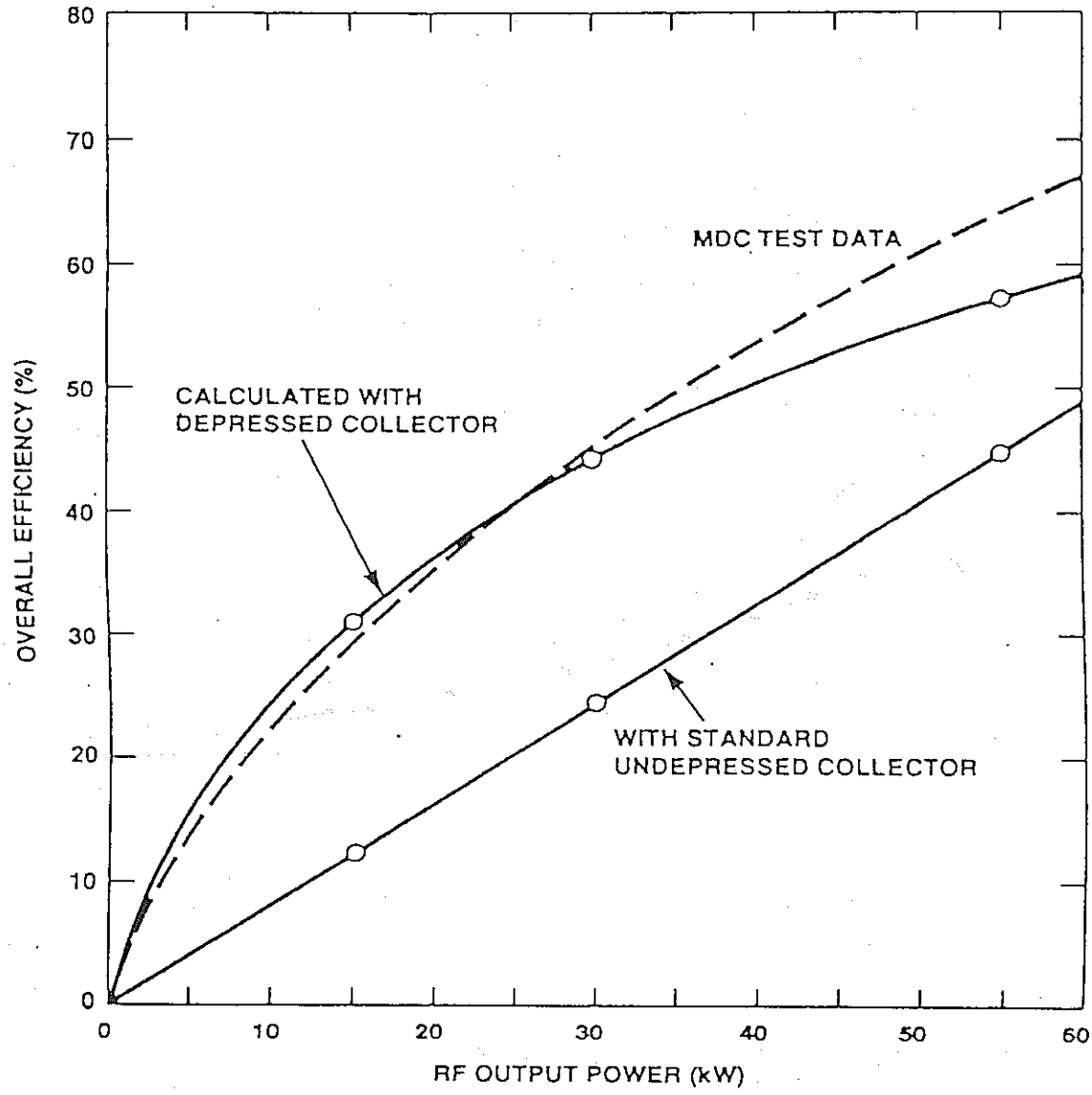


FIGURE 7. OVERALL TUBE EFFICIENCY AS A FUNCTION OF RF OUTPUT POWER

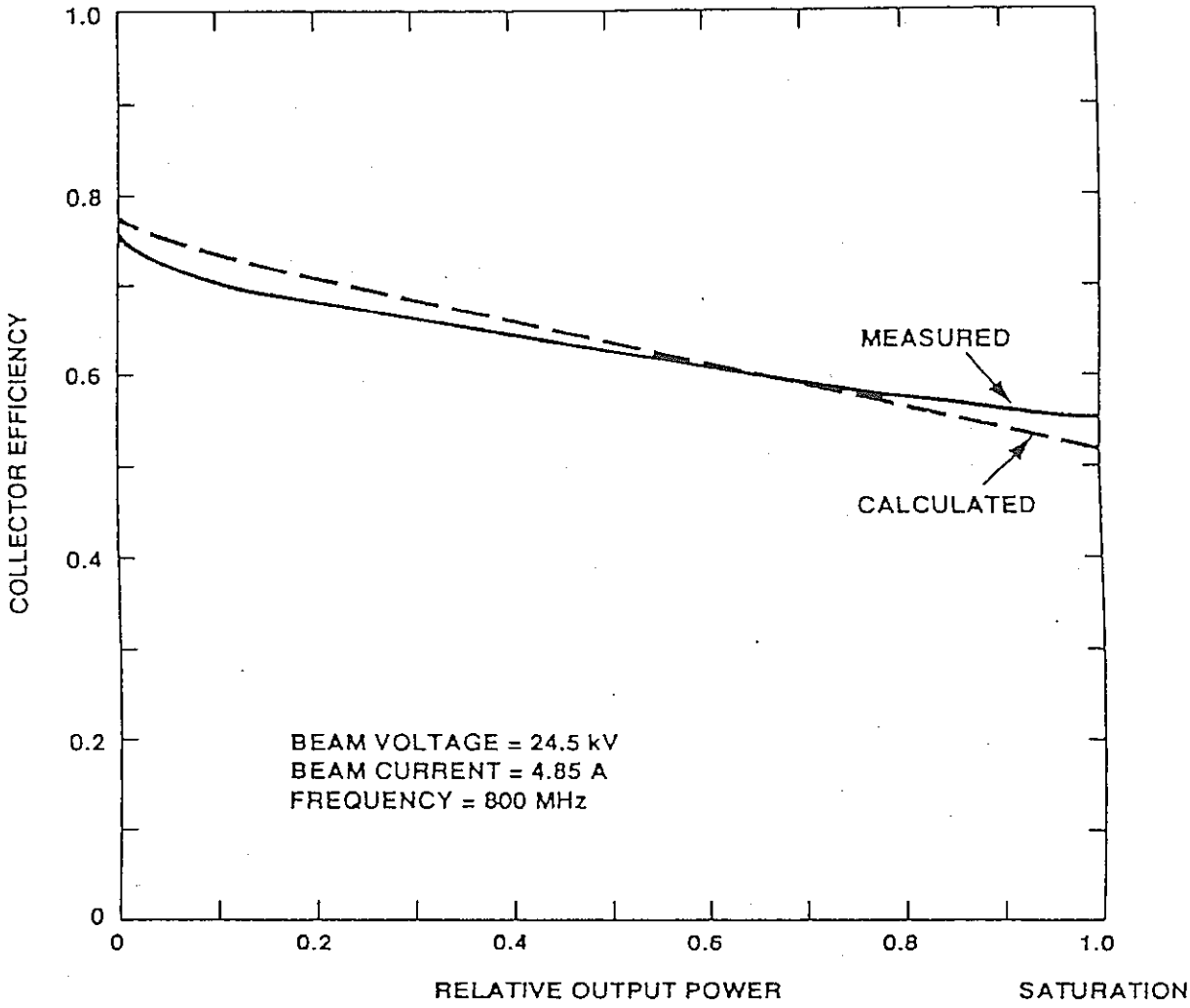


FIGURE 8. MDC KLYSTRON COLLECTOR EFFICIENCY AS A FUNCTION OF RELATIVE RF OUTPUT