

リニアコライダーの為の大電力高周波窓の開発

三浦 厚

博士 (工学)

総合研究大学院大学
数物科学研究科
加速器科学専攻

平成 5 年度
(1993) 学年暦

リニアコライダーのための大電力高周波窓の開発

目次

1. 序

1-1 リニアコライダーのための大電力高周波窓.....	1
1-2 高周波窓に必要な要素技術.....	3
1-3 大電力高周波窓の破壊現象.....	8
1-3-1 高周波窓の破壊例.....	8
1-3-2 マルチパクタによる誘電体の破壊と表面コーティング によるその抑制.....	10
1-3-3 内部欠陥による局所的な熱破壊.....	11
1-4 ピルボックス型高周波窓内の放出電子の軌道解析.....	15
1-4-1 高周波窓の電磁界分布.....	15
1-4-2 電子軌道解析の結果と考察.....	15

2. S-バンド100MW級高周波窓の開発..... 24

2-1 開発の方針.....	24
2-2 大電力高周波窓の材料に必要な性能.....	28
2-2-1 誘電損失.....	29
1) 焼結助剤による損失.....	31
2) 内部の空孔による損失.....	37
2-2-2 熱伝導率.....	37
1) 焼結助剤による熱伝導率の低下.....	41
2) 内部の空孔による熱伝導率の低下.....	41
2-2-3 機械的強度.....	42
1) 焼結助剤による機械的強度の変化.....	43
2) 内部の空孔による機械的強度の低下.....	43
2-2-4 内部構造の一様性.....	43
2-2-5 マイクロクラック.....	45
2-2-6 焼結助剤と内部空孔による破壊.....	45

2-3 高純度、低空孔率のアルミナ焼結体の開発.....	46
2-3-1 高純度アルミナ焼結体の製作と性能評価.....	49
1) 純度99.9%以上の高純度アルミナ焼結体の製造.....	49
2) 高純度アルミナ焼結体の性能評価.....	53
2-3-2 アルミナ焼結体内部の空孔除去.....	53
1) アルミナ焼結体の空孔率.....	53
2) HIP処理による空孔除去.....	56
3) 低空孔率アルミナ焼結体の性能評価.....	60
4) 内部の一様なアルミナ焼結体の製造.....	60
3. レゾナントリングを用いたアルミナ焼結体の大電力試験.....	64
3-1 試験の目的と方法.....	64
3-2 試験したアルミナ焼結体のパラメーター.....	65
3-3 試験装置.....	70
3-3-1 装置概要.....	71
3-3-2 高周波窓の構造.....	71
3-3-3 レゾナントリング.....	76
1) 装置構成.....	76
2) 真空排気装置.....	81
3) 冷却装置.....	82
3-3-4 計測装置.....	82
3-4 試験手順.....	84
3-5 試験結果.....	84
3-5-1 焼結助剤の変化によるアルミナ焼結体の耐電力比較.....	86
1) 内部の一様性と純度の変化によるアルミナ焼結体 の耐電力比較.....	86
2) 高純度アルミナ焼結体の温度上昇の再現性と 耐電力評価.....	92

3) 焼結助剤のMgOを含まない低誘電損失アルミナ焼結体の評価試験.....	92
4) 焼結助剤と耐電力の関係に関する考察.....	93
3-5-2 空孔率の異なる高純度アルミナ焼結体の試験結果.....	93
1) 貫通孔における放電とアルミナ焼結体の破壊.....	94
2) 空孔率の変化によるアルミナ焼結体の耐電力比較.....	94
3) 空孔率と耐電力の関係に関する考察.....	94
3-5-3 アルミナ焼結体表面のマルチパクタによる発光と高周波窓内部の電子運動.....	96
3-6 大電力高周波窓に使用する最適なアルミナ焼結体.....	101
4. 議論.....	103
4-1 焼結助剤と内部空孔による高周波損失	103
4-2 破壊する高周波窓の急激な温度上昇.....	107
4-3 アルミナ単結晶の破壊.....	109
4-4 今後の大電力高周波窓の開発	109
4-4-1 今後の材料開発.....	110
4-4-2 高周波窓の構造.....	111
4-4-3 TiNコーティング.....	111
4-4-4 接合技術.....	112
謝辞.....	113
参考文献.....	115
附録.....	122
A1 マルチパクタのシミュレーション.....	122
A1-1 シミュレーション計算方法.....	122
A1-2 計算結果.....	123
A2 誘電体の分極メカニズムと誘電体内部の電界.....	125
A2-1 分極メカニズム	125

	A2-2 誘電体内部の空孔に発生する電界.....	127
A3	アルミナ焼結体の複素誘電率測定.....	134
A4	レゾナントリングの動作原理.....	144
A5	試験装置追補.....	146
	A5-1 大電力高周波源.....	146
	1) パルス変調機.....	146
	2) クライストロン.....	146
	3) 低電力クライストロン励振回路.....	146
	A5-2 インターロック回路.....	147
	A5-3 計算機制御.....	148
A6	高周波窓構造の熱解析と測定.....	151
A7	損失因子、熱伝導率の温度依存性を考慮した アルミナ焼結体円板の温度分布.....	155

1. 序

1-1 リニアコライダーのための大電力高周波窓の開発

最近のTRISTANやSLCおよびLEP-IIなどにおける実験結果から重心系のエネルギーが200GeVを越えるエネルギー領域での電子、陽電子衝突型加速器を用いた実験研究の重要性がより明らかになってきた[文献1-1]。特に300～500GeVのエネルギー領域には、トップクォーク、ヒッグス粒子など素粒子の標準理論や超対称大統一理論を証明する各種の新粒子の存在が予想されている。現在、300GeV以上のエネルギー領域の物理を解明するため、Japan Linear Collider (JLC)、NLC (SLAC)、VLEPP (BINP)、CLIC (CERN)、DLC (DESY/THD)、TESLA (DESY他国際協力)等のリニアコライダー(線形衝突型加速器)計画が進められている[文献1-1]。リニアコライダー計画では目標とする衝突エネルギーとルミノシティー、加速器の全長、全消費電力等の条件の下で、ビームダイナミクスや種々の構成要素の開発状況を考慮にいれ、加速電場勾配は従来の線形加速器に比べ数倍高い値が最適とされている。例えばJLCの線形加速器ではS-band (2856MHz)を用いる場合には22MV/mを目指している[文献1-2]。これを実現するために出力が100MW級のクライストロンが必要であり、この時重心系のエネルギーを500GeV以上にするためには加速器全体として約千本のクライストロンが必要である。これらの大電力クライストロンの開発においてその寿命と最大出力電力を制限している要因は高周波窓の破壊であるといっても過言ではない。大電力高周波窓はクライストロンの真真空気密を保つためにその出力導波管部の直後に取付ける。しかしながら大型加速器に使用されるクライストロンの高周波窓は透過電力数十MWで破壊が起る事例が数多く報告されている。さらにクライストロンの寿命は数千から数万時間と有限なので、加速器の運転効率を高く保つためには運転を停止することなく寿命の尽きたクライストロンを交換する必要がある。この時導波管立体回路系と加速管の真空を保持したままクライストロンを交換するために、クライストロンと導波管の間にも大電力高周波窓を使用する(図1-1)。即ち加速器全体ではクライストロンの出力窓に加え数千個以上の大電力高周波窓が必要になる。リニ

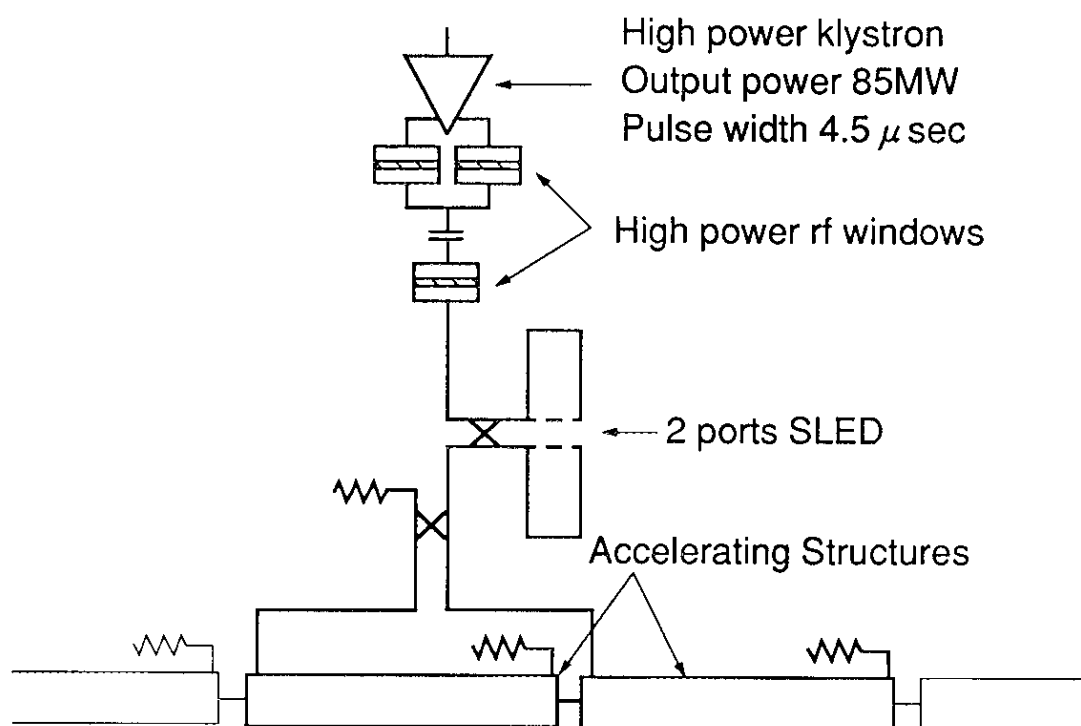


図 1-1 JLCの加速ユニット。高周波窓と立体回路系の配置を示す。

アコライダーを実現するためには100MW級のピーク電力で使用可能な信頼度の高い高周波窓の早期開発が必要不可欠となった。表1-1に本研究での大電力高周波窓の開発目標を示す。この開発目標はJLCに使用する大電力高周波源の要求に基づいて設定した[文献1-2]。表1-1において、本研究で達成した性能はアルミナ焼結体のみ改善して得られたレゾナントリングでの試験結果である。これはクライストロンの出力導波管に直接接続して長時間運転したものではない。

1-2 開発に必要な要素技術

図1-2に大電力クライストロンで一般に使用されるピルボックス型高周波窓の構造を示す。高周波窓は真空気密を行うために、円形導波管の中心を薄い誘電体円板で仕切り、その両端に矩形導波管を接続した構造をしている。誘電体は円形導波管内で不連続面となり高周波を反射させるが、矩形導波管との接続部分の不連続面で相殺するように構造設計を行う。この大電力高周波の開発に必要な要素技術は図1-3に示したように4項目に分けることができる。それは

- 1) アルミナ焼結体、ベリリア焼結体等の真空シールのための『誘電体材料』、
- 2) 誘電体表面におけるマルチパクタを抑制するためのTiN、CrO₂等の『表面コーティング』処理、
- 3) 電磁気学的な『窓構造』の設計(ピルボックス型、同軸導波管変換型等)、
- 4) 金属との接合に必要なメタライズ技術やロー付け技術等の『接合技術』、

である。大型加速器に使用する大電力高周波窓の開発は35年前にSLACの2-マイル線形加速器に使用した出力35MWクライストロンの高周波窓が破壊する事に直面し、それを解決するために本格的に開始された。これまでに多くの研究者によって各要素技術の開発と破壊のメカニズムについて研究が行われており、多数の有益な成果が得られている。これらの研究から誘電体材料は誘電損失が低く、熱伝導率が高く、

表 1-1 S バンド高周波窓の開発目標

		開発当初 (E3712)*	開発目標	達成**
最大透過電力	MW	43	100	300
パルス幅	μ sec	4.5	4.5	2.5
繰り返し	pps	50	150	50
入力VSWR	以下	1.03	1.02	1.05
帯域幅	MHz	± 50	± 50	± 30

* 本研究を始めた時点で最大出力電力を誇るクライストロン(E3712)の出力窓の性能

** 本研究においてアルミナ焼結体の改善のみで達成した高周波窓の性能。これはレゾナントリングでの試験結果である。

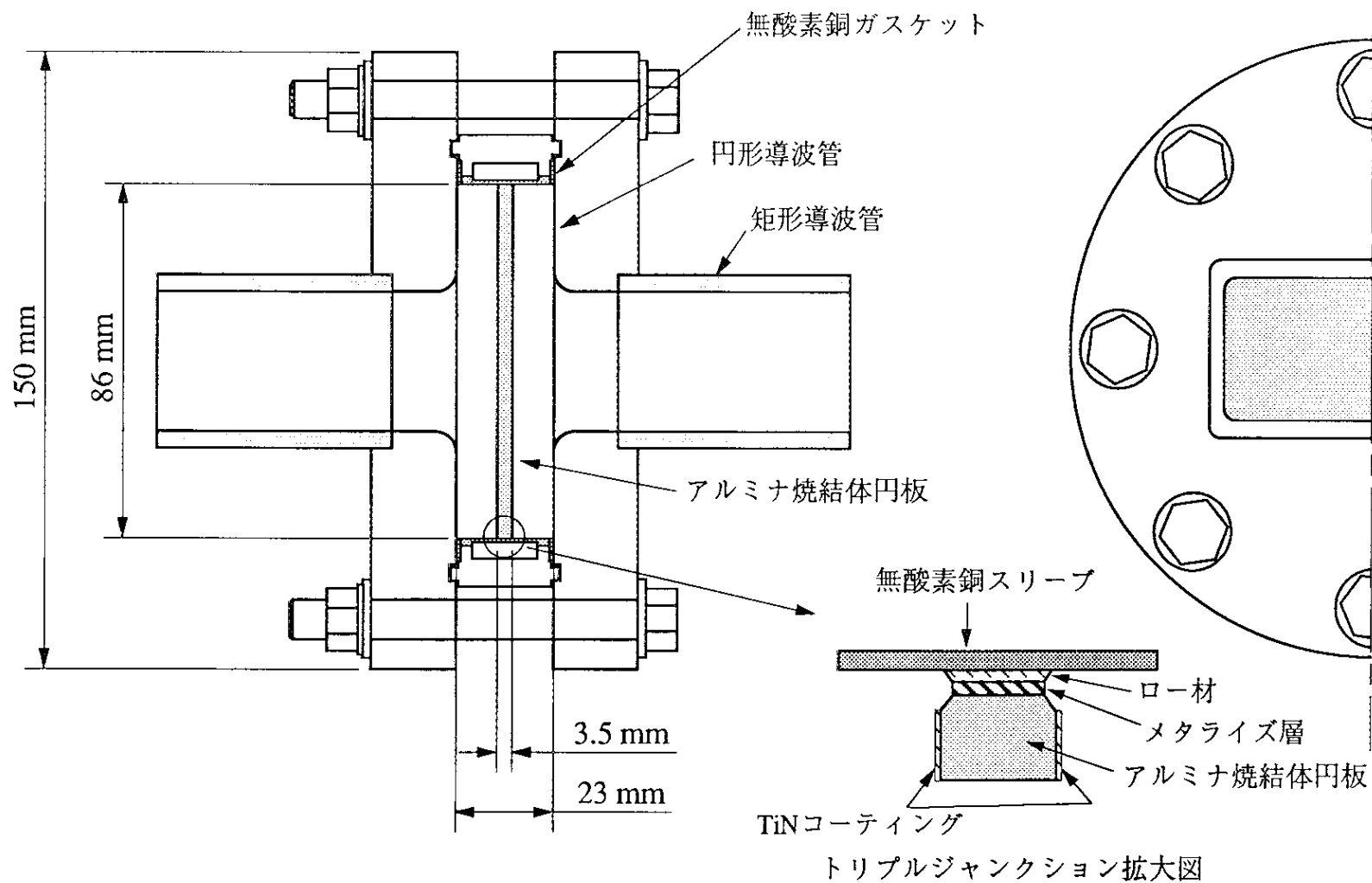


図1-2 ピルボックス型高周波窓の構造。ピルボックス型高周波窓は真真空密を行うための薄い誘電体円板で中心を仕切った円形導波管の両端に矩形導波管を接続した単純な構造をしている。誘電体は円形導波管内で不連続面となり高周波を反射させるが、矩形導波管との接続部分の不連続面で相殺するように構造設計を行う。アルミナ焼結体の接合部分(トリプルジャンクション)各層の境界は相互侵食して混合物になっている。

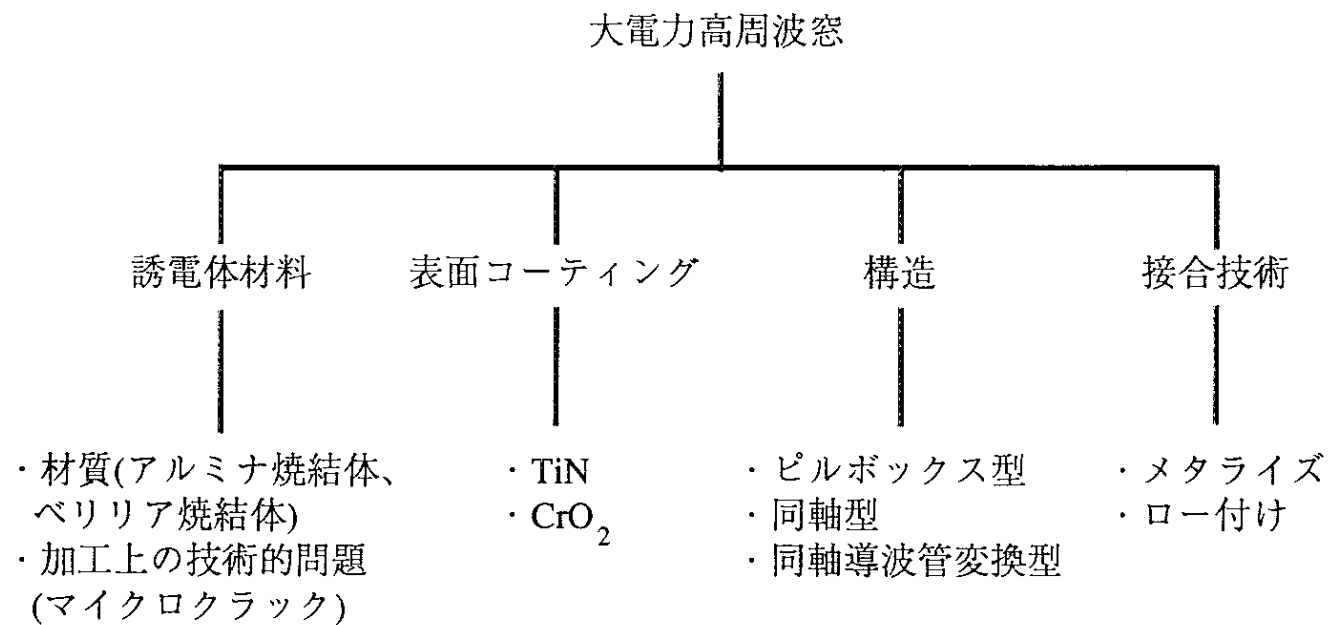


図1-3 高周波窓の開発に必要な要素技術。4項目に分けられ、各項目についてこれまでに多くの研究がなされてきた。有益な研究成果が数多く得られているが、百MW級の高周波窓を実現するためには解決しなければならない技術的な問題点が多く残されている。

そして機械的強度が強いという特性が望ましいということが明らかになってきた。SLACではいろいろな種類のセラミックについて大電力の評価試験を行いアルミナ焼結体とベリリア焼結体が最適であると報告している[文献1-3, 1-4]。またセラミック加工上の技術的な問題として、加工面に生じたマイクロクラックの部分で放電が発生し、破壊の原因になることが報告されている。

表面コーティングは破壊の主要因の一つであるマルチパクタを抑制するために用いられる技術である。コーティングの特性としては2次電子放出係数の低いこと、高周波損失(誘電損失だけでなく直流電気伝導による損失も含む)の小さいこと、高温でベーキングが可能であることおよび化学的に安定であること等が要求される。長年にわたり多くの研究者によっていろいろな種類のコーティングが試験され、現在ではTiNが最適であると報告されている[文献1-5, 1-6]。TiN膜厚の最適化の研究もSLACやKEK等で行われている[文献1-7]。最近ではCrO₂のコーティングの研究もSLACで行われている[文献1-8]。

高周波窓の構造としては先ず入力反射電力の小さい、広帯域の周波数特性を有するものが望ましいとされており、更に製作上の容易さから図1-2に示したようなピルボックス型と呼ばれる単純な構造が広く用いられている。最近では高周波窓の耐電力を向上させるために絶縁体部分の電界強度を弱めたり、マルチパクタを抑制する新しい構造の開発も行なわれている[文献1-9, 1-10]。

接合技術は金属と誘電体の接合に必要な技術で、一般には誘電体の接合部分をメタライズ(金属層を形成すること)し、ロー付けすることでそれを行ってきた。図1-2に示したように誘電体と高周波窓内壁(厚さ数mmの円筒形無酸素銅スリーブ)は通常金ロー付される。それは高周波窓とクライストロン本体の接続を900℃近くの高温で銀ロー付けにより行い、さらにクライストロン本体は内部の脱ガスを行うため高周波窓と共に600℃位の高温で1週間程の長時間ベーキングを行うためである。このトリプルジャンクションと呼ばれるロー付け部分は誘電体、メタライズ材、ロー材や無酸素銅が混ざりあった状態にあり、この部分に直接電界があると容易にスパ

ツタリングが起き、2次電子放出係数が増大してマルチパクタにより高周波窓が破壊することが報告されている[文献1-11]。

ここまで述べたようにこれまでに多くの有益な研究成果が得られてきたが、高周波窓の破壊は数十MWの透過電力で起り、その詳細なメカニズムは未だ明らかになっていない。そこで次節以下にこれまでに報告されている高周波窓のいろいろな破壊現象について観察を行い、そのメカニズムを再度考察する。

1-3 大電力高周波窓の破壊現象

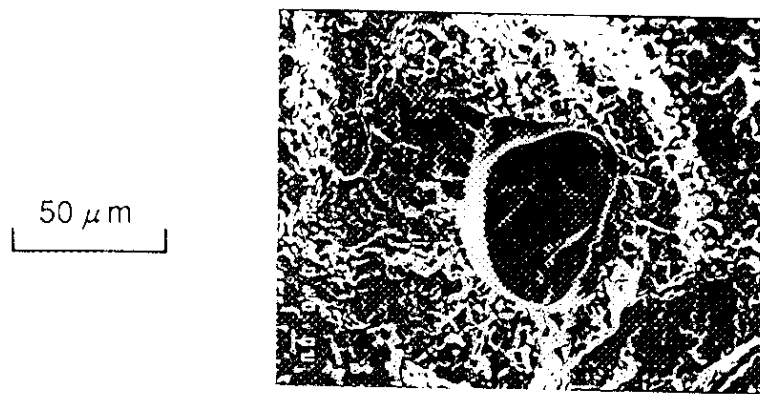
1-3-1 高周波窓の破壊例

大電力高周波窓の破壊は誘電体に貫通孔や亀裂が生じ、それにより真空機密が不能となり、高周波窓としての機能が失われる現象である。高周波窓の破壊は次の3つに分類される。それは

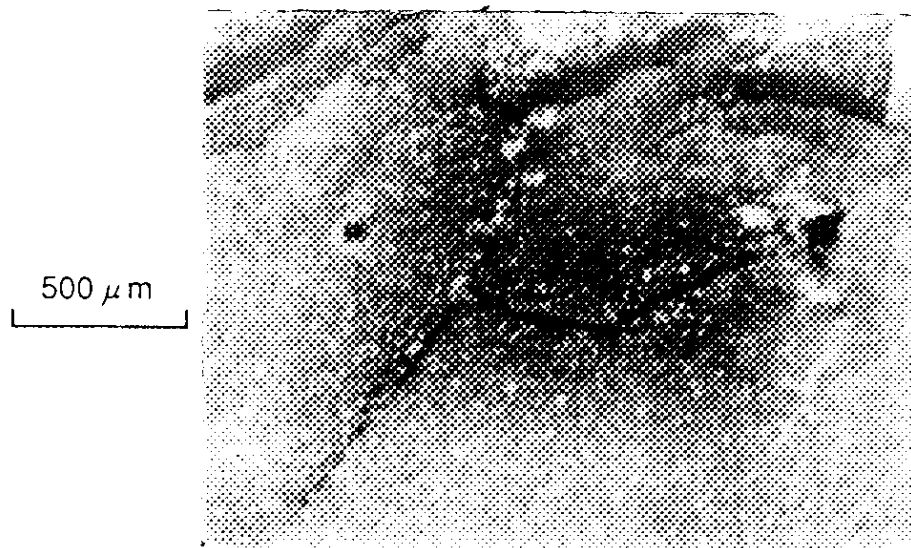
- 1) 貫通孔の発生、
- 2) 亀裂の発生、
- 3) 金属と誘電体の接合部不良による破壊、

である。大電力透過中にアルミナ焼結体に発生した貫通孔の例を写真1-1 (a) に示す。写真中央に見えるのが貫通孔でその周辺の白い部分は完全に熔融した後、再結晶化していることが観測される。大電力透過時に貫通孔周辺の部分は融点($2047.5 \pm 8.0^{\circ}\text{C}$ [文献1-12])を超える高温まで上昇していることがわかる。また貫通孔の発生した近傍のアルミナ焼結体表面には貫通孔にまではいたらないが、たくさんの熔融痕が見られることが多い。

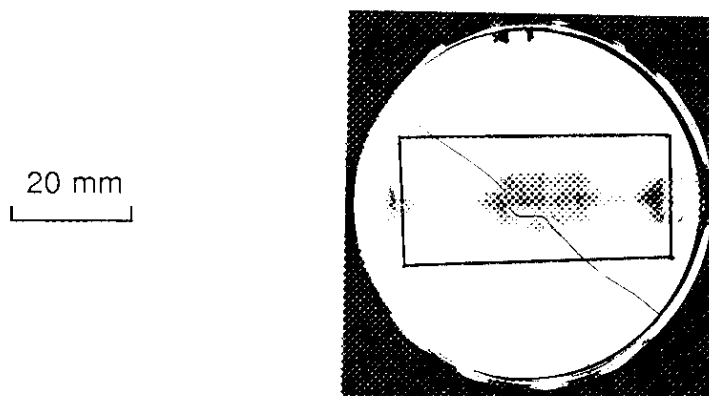
写真1-1(b)、(c)に大電力透過中に発生した亀裂の例を示す。亀裂の発生は(b)の場合のように熔融痕がある場合、その近傍に発生することが多い。この亀裂は熔融痕部分が局所的に高温になって熱歪、或いは熱衝撃によって生じたものと考えられる。



(a)



(b)



(c)

写真 1-1 破壊した窓の例。(a) 貫通孔。写真中央部分に貫通孔が見える。貫通孔の周囲の白い部分は溶融した後に再結晶化した部分。(b) 亀裂 その1。長さ数 cm の亀裂が複数存在する。写真中央の左右に見える2つの黒点 は溶融痕。(c) 亀裂 その2。内部の局所的発熱で生じたアルミナ焼結体の円板を寸断する亀裂。内部の溶融ヶ所は亀裂部分の凹部にある。写真中の黒 枠は矩形導波管の断面部分

また(c)の場合のように表面に溶融痕の無い場合でも亀裂が発生することがある。これは前述の溶融箇所がアルミナ焼結体内部に存在する場合とトリプルジャンクション部分で生じるスパッタや持続的な放電による局所的な発熱のために発生する場合が考えられる。アルミナ焼結体内部に溶融箇所がある場合、亀裂部分を破断し、顕微鏡で調べると内部に溶融痕が観測される。トリプルジャンクション部分の発熱は前述の金属と誘電体の接合部の不良によるもので、SLACの2マイル線形加速器で高周波窓が大量に使用されるようになって問題となった。この場合、トリプルジャンクション部分の発熱箇所はロー材のスパッター等により変色していることが報告されている[文献1-11]。これらはロー付を行う際の構造、ロー材料等を不適切に選択したことによる技術的な問題であり、現在ではSバンドにおいてはロー付技術やメタライズ技術の進歩により少なくなったケースである。

1-3-2 マルチパクタによる誘電体の破壊と表面コーティングによるその抑制

誘電体の破壊のメカニズムはこれまでの多くの研究成果から次第に明らかになりつつあるが、詳細なメカニズムは未だ解明されていない。高周波窓に大電力を透過させるとアルミナ焼結体表面で発光が見られることからマルチパクタ現象は高周波窓の破壊要因として早くから注目され、多くの研究がなされてきた[文献1-11]。マルチパクタとは1934年にP. T. Farnsworth氏によって初めて発見された現象である[文献1-13]。それは交番電界中の電子がある共振条件を満たす電極間で衝突を繰り返し、電極の二次電子放出係数が1より大きいとなだらかに電子の増殖が起り、ついには放電に発展する現象である。マルチパクタは電極が1枚の場合を1面性、2枚の場合を2面性と呼ぶ。マルチパクタによる誘電体の破壊はそれによって発生した電子が誘電体の表面に繰り返し衝突し、その熱エネルギーを発端として表面欠陥等の局所的に弱い部分から破壊されると考えられている[文献1-14,1-15]。この破壊を抑制するためにアルミナ焼結体表面に2次電子放出係数の低いTiN等を最適な膜厚でコーティングすることでアルミナ焼結体表面の発光が劇的に抑制され、高周波窓の耐電力は数

MWから数十MWに飛躍的に向上することが明らかになった[文献1-11]。その後もいろいろな種類のコーティングとその膜厚が研究され、マルチパクタの抑制の持続性、ならびに高周波損失の評価がなされてきた。

その一方で、容易に観測される高周波窓のマルチパクタとその電磁界との関係を明らかにする研究も行われていたが明快な解答は得られずにいた。これはピルボックス型高周波窓を通過する高周波の電磁界分布は円形導波管の基本波モード(TE_{11})のみと考えられていたため、高周波窓内部のマルチパクタによる電子軌道は誘電体の帯電を仮定した1次元の簡単なモデルであった。最近では構造体の3次元による電磁界解析を行うシミュレーションコードが急速に発達し、1990年にはピルボックス型高周波窓の電磁界分布がMAFIA (MAXwell's equations using the Finite Integration Algorithm)と呼ばれる計算機コードを用いて初めて明らかにされた[文献1-16, 1-17]。その結果、図1-4に示される様な円形導波管の TE_{11} モードと TM_{11} モードに似たモードが時間的に交互に表れることが明らかになった。さらにそれらの計算結果を用いてピルボックス型高周波窓内部での詳細な電子軌道シミュレーションが3次元でなされ、マルチパクタ電子のエネルギー分布等が世界で初めて明らかにされた[文献1-17]。これにより誘電体の破壊はマルチパクタを発端とし局所的に表面溶融や貫通孔が生じると考えられた現象は電磁気学の面からもそのメカニズムが明らかになった。またTiNコーティングについても膜厚やコーティング層の高周波損失等の系統的な研究が行われ[文献1-18]、マルチパクタの抑制法はほとんど確立された。

1-3-3 内部欠陥による局所的な熱破壊

現在、高周波窓の破壊はパルスクライストロンにおいては数十MW以上の領域で起るが、前節で述べたようにピルボックス型高周波窓のマルチパクタはアルミナ焼結体表面のコーティングによって効果的に抑制されることが確立された。しかしながら透過電力50MWを超える領域ではマルチパクタを抑制したにもかかわらず再び破壊の発生が報告されている。この事実からマルチパクタ以外にも破壊の要因があ

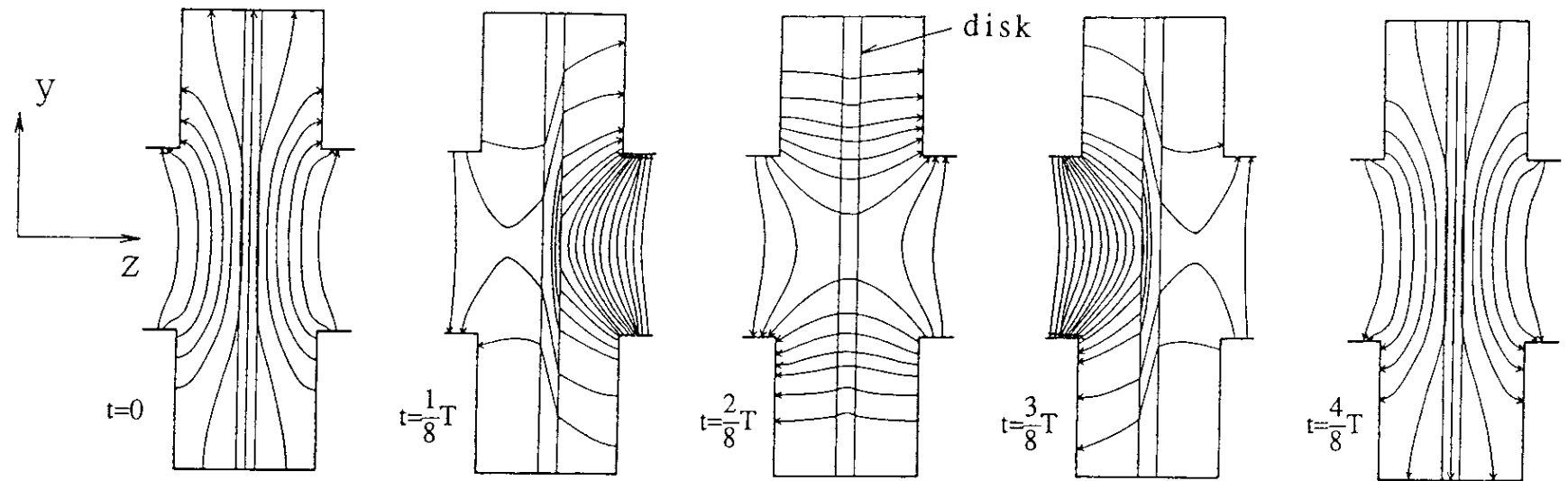


図1-4 ピルボックス型高周波窓を伝播する電磁場分布。各図は $\frac{1}{8}$ 周期毎の進行波分布を示しており、高周波は z 軸の正方向に伝播している。(文献1-16より転載)

ると考えた。そこでセラミック材料の内部構造に注目した。先ず従来から高周波窓に良く使用されているアルミナ焼結体の内部を電子顕微鏡で観察すると、写真1-2に観測されるように粒界間に直径数 μm の空孔が無数に存在することがわかった。またこれらの空孔の形状は全く無秩序である。もし誘電体内に空孔が存在すると分極作用によって空孔内の電界強度は強くなり、内部放電が起ることが考えられる。この放電は空孔の形状に強く依存する。また多晶体であるアルミナ焼結体の粒界間にはガラス質状の焼結助剤が存在する。もし焼結時にこれらの助剤が十分に拡散されず局所的に集中した部分があると、そこに高周波損失が集中することが考えられる。これらのことから100MW級の高周波窓の開発を目指す上で、既に確立されたコーティング技術に加え、内部構造についても改善することが透過電力を向上させる重要な鍵ではないかと考えた。

そこで先ず誘電体材料として従来からよく使用されるアルミナ焼結体について

- 1) 焼結後に粒界間に点在する内部の空孔、
- 2) 粒界間にガラス質状になって分布する焼結助剤、

について着目し、研究を行った。内部空孔と焼結助剤による破壊のメカニズムについては、

- 1) 内部空孔に電界が集中して内部放電を起し局所的な温度上昇が起る、
- 2) 焼結助剤による局所的な誘電損失の増加、
- 3) それらによって引き起される局所的な温度上昇によってさらに誘電損失と熱伝導率がそれぞれ局所的に増加および減少し、その結果、部分的に熱エネルギーが蓄積され熔融および熱歪による亀裂が発生する

モデルを仮定し、研究を行った。

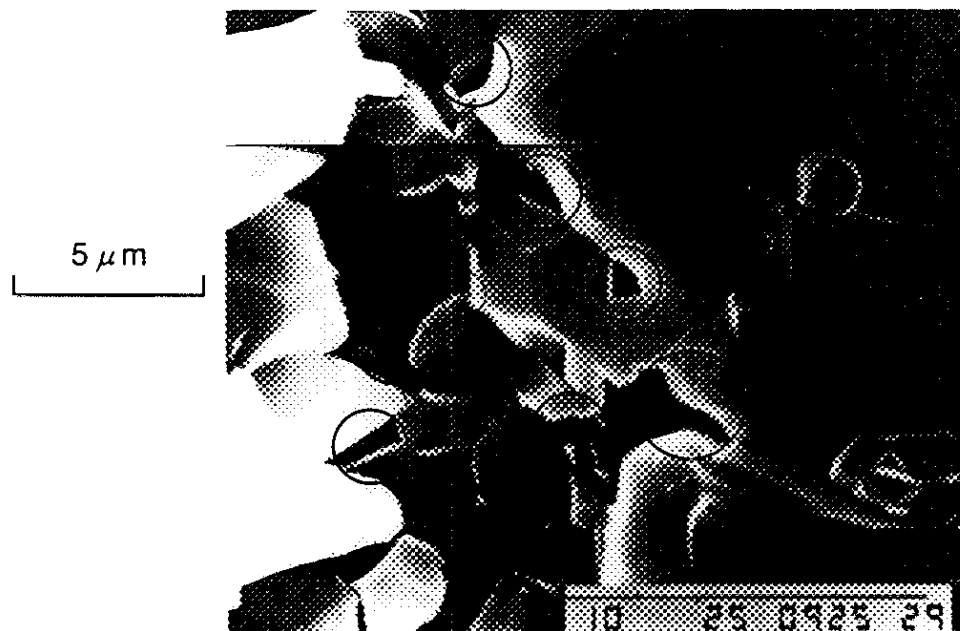


写真 1-2 アルミナ焼結体内部の空孔。純度99.5% のアルミナ焼結体の破断面写真。
図中の黒 丸は粒界間の空孔を示す。

1-4 ピルボックス型高周波窓の放出電子の軌道解析

本研究で使用するピルボックス型高周波窓を伝播する高周波の電磁界分布とピルボックス内部での電子軌道を理解するため、MAFIAを用いて高周波窓内部の電磁界分布を計算し、さらにその電磁界分布を使用して高周波窓内部の詳細な電子軌道の計算を行った。計算方法は1-3-2節で紹介した手法[文献1-16]を一部拡張した。詳細な計算方法と考慮した条件については附録A1を参照されたい。

1-4-1 高周波窓の電磁界分布

本研究で使用したピルボックス型高周波窓の構造を図1-5に示す。この構造について伝播する高周波の電磁界分布をMAFIAにより計算した。図1-6に電場分布の計算結果を示す。電界分布はアルミナ焼結体の円板に平行な円形導波管の基本波モード(TE_{11})と垂直な TM_{11} モードの様なモードが交互に表れることを再確認した。アルミナ焼結体表面に平行な電界強度はその中心部分で最も強く、また垂直な電場は矩形導波管と円形導波管の直角に折れ曲がる接続部分(図中の上下2ヶ所)が最も強いことがわかった。これらの電界強度は透過電力が100MWの時、アルミナ焼結体の表面に平行な成分は最大4.8MV/m、また垂直な電場は最大8.5MV/mである。それぞれの電界強度は透過電力の1/2乗に比例する。

1-4-2 電子軌道解析の結果と考察

1-4-1節で求めた電磁界分布を用いて電子軌道のシミュレーションを行った。図1-7に計算した電子軌道の一例を示す。図1-7において横軸はアルミナ焼結体表面に平行な座標、縦軸は表面に垂直な座標である。この軌道は入力電力を4MW、初期位相を130度、初期位置を $X=20\text{ mm}$ 、 $Y=1.3\text{ mm}$ 、 $Z=0.0\text{ mm}$ として計算した。この図から電子の飛程は高々数cmの範囲で、1面性のマルチパクタであることが分かった。この電子はアルミナ焼結体表面の異なった場所に5回衝突している。夫々の衝突点にお

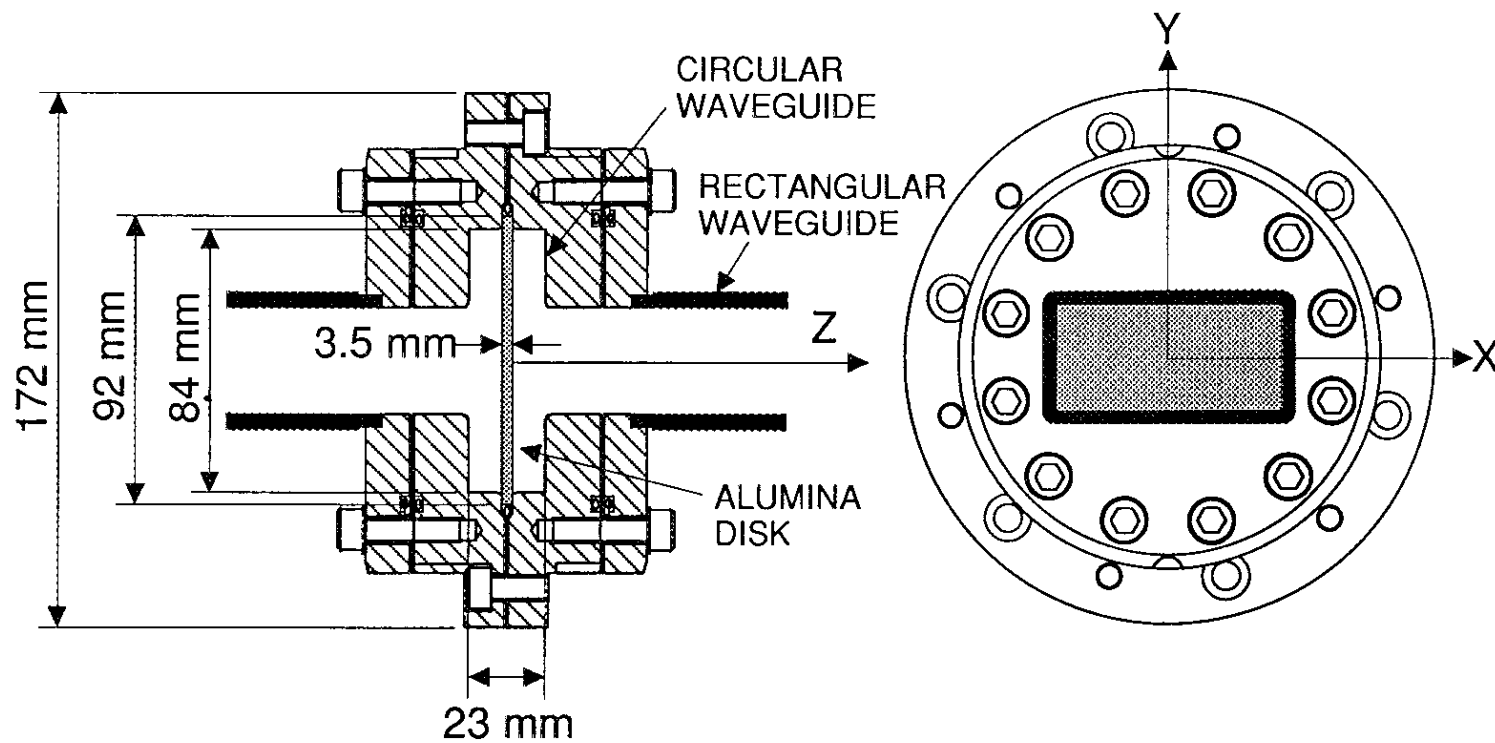
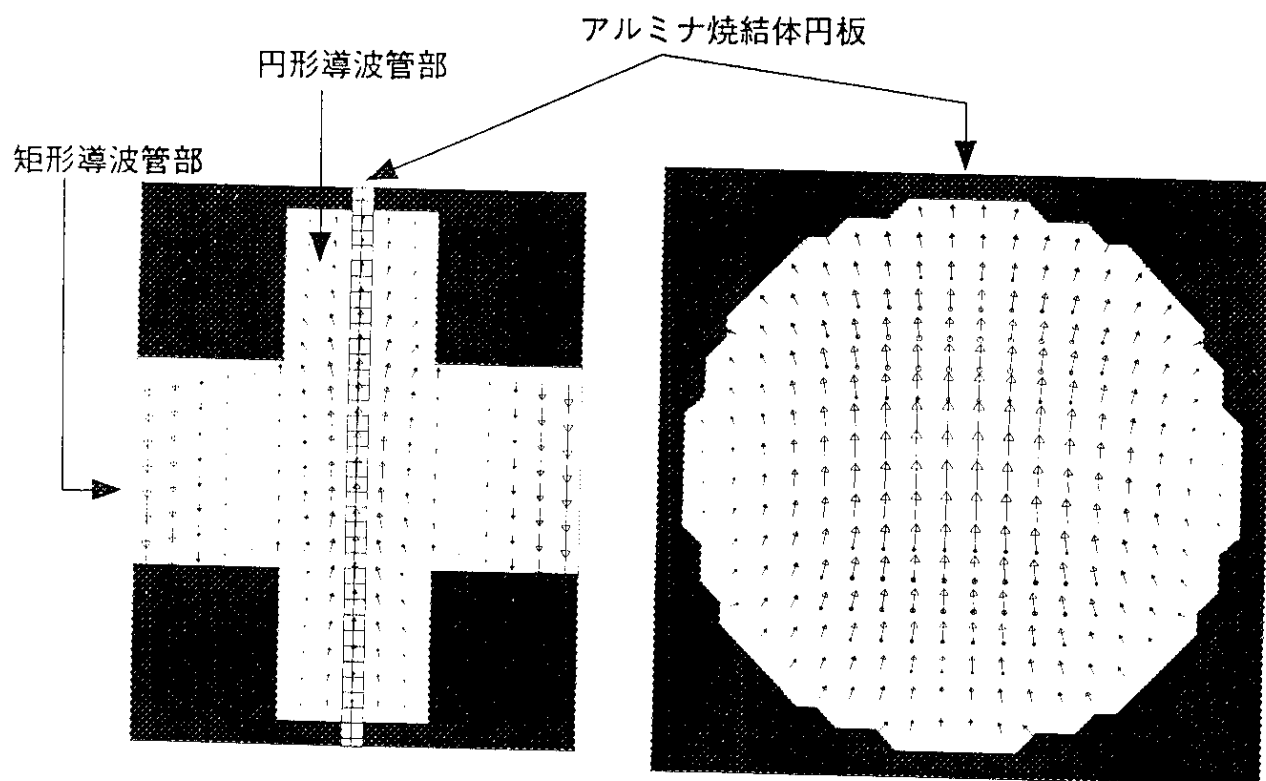
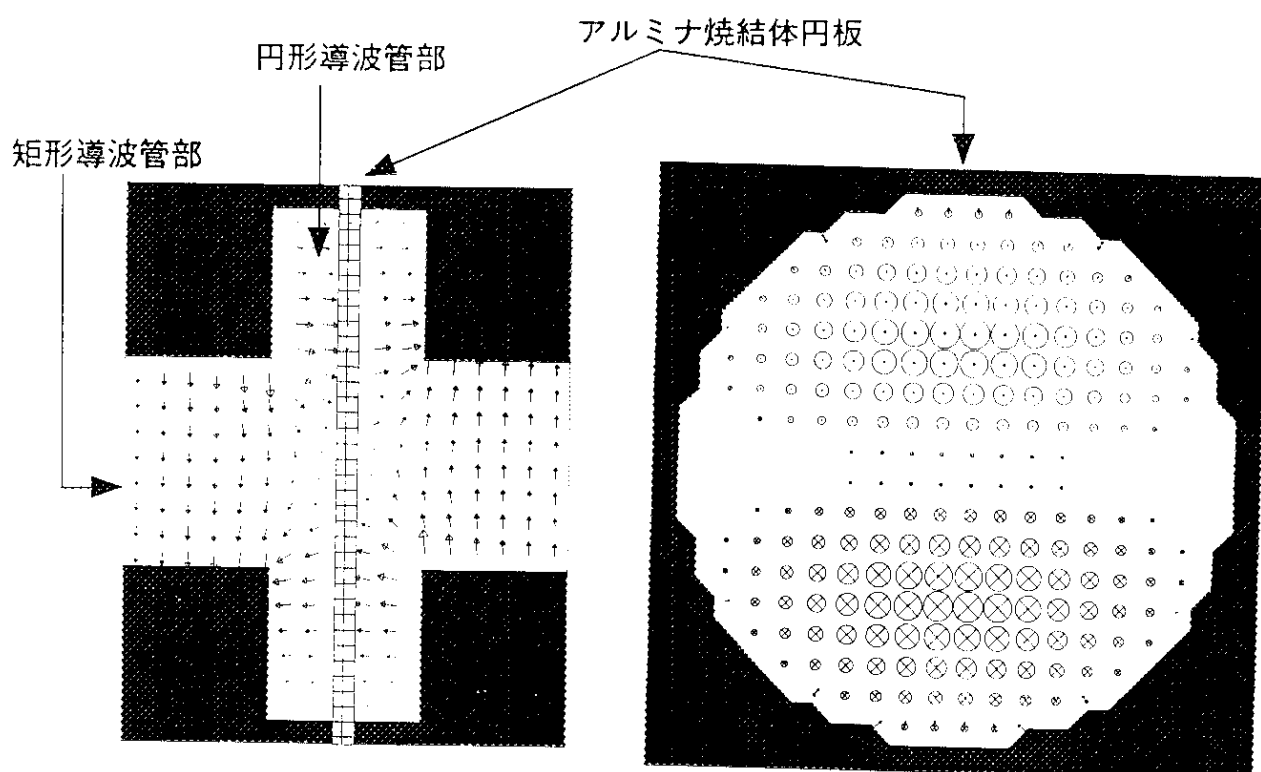


図1-5 電子軌道を計算した高周波の構造。本論文で大電力試験に使用した高周波窓である。窓の材料はアルミナ焼結体(誘電率10.4)を使用した。



(a) $\omega t = 0$



(b) $\omega t = \frac{\pi}{8}$

図 1-6 ピルボックス型高周波窓を通過する電磁界分布。(a)はアルミナ焼結体表面に平行な電場成分を持つ円形導波管の基本波モード(TE_{11})。(b)はアルミナ焼結体円板に垂直な電場成分を持つモード(TM_{11})。MAFIAを使用し計算した。

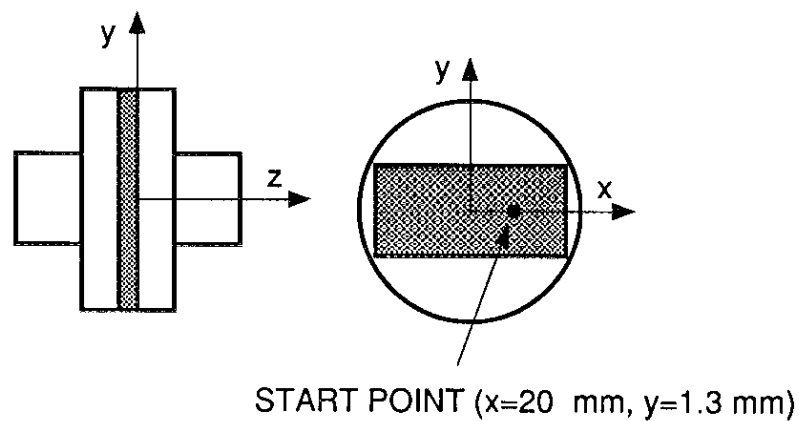
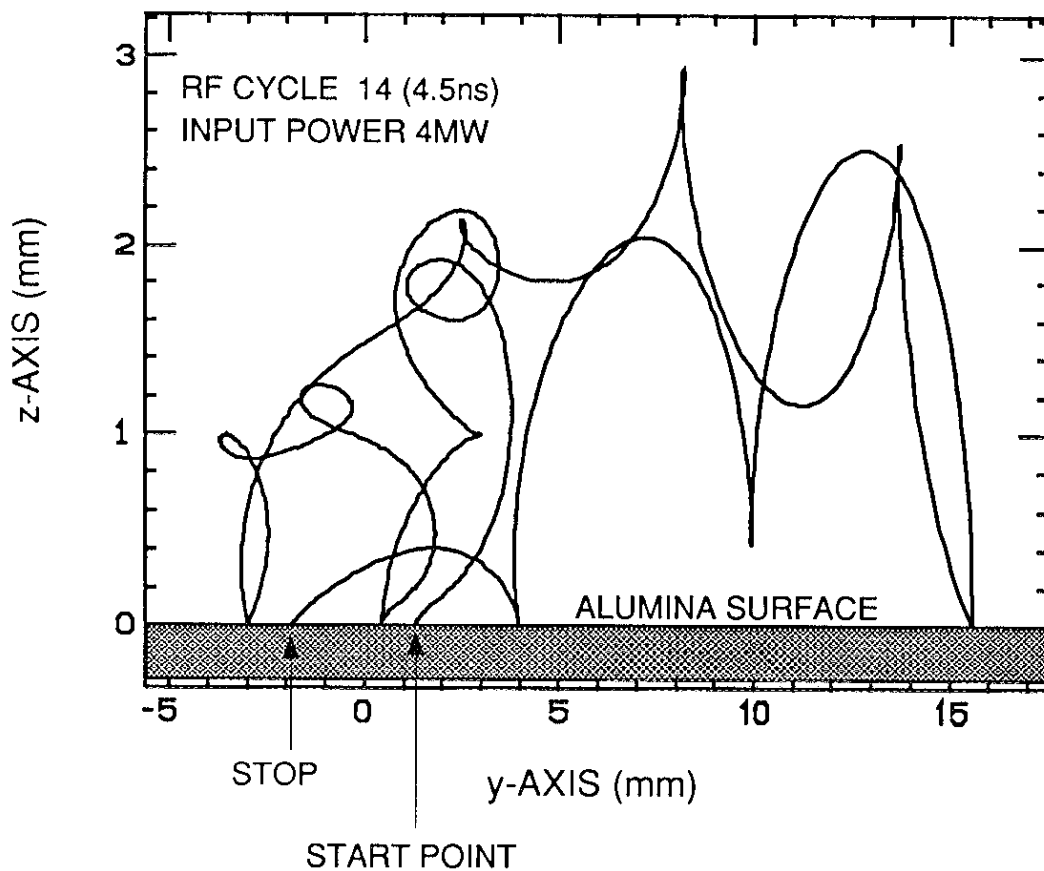


図1-7 典型的なマルチパクタ電子の軌道(YZ 平面への正射影)。X軸方向への飛程距離は2mm 程度でY 軸方向に比べほとんど動かない。計算の初期位相および初期位置はモンテカルロ法で決定している。この電子軌道の計算では初期位相は130度である。アルミナ焼結体表面で衝突した場合は衝突エネルギーによって2次電子放出係数を積算していく。

ける電子の入射エネルギーを計算して、図1-8に示した入射エネルギーによる2次電子放出係数を積算し、これを衝突によって発生した電子数とする。これをここでは衝突電子数と呼ぶ。この時アルミナ焼結体表面をMAFIAで電磁場分布を計算した時のメッシュの大きさと同程度の3.2mm角の正方形領域に分け、各衝突点を含む領域に衝突電子数を加えていく。次に衝突点から再度電子を出射して電子軌道の計算を続ける。モンテカルロ法で4万個の電子について初期位相と初期位置を決定して計算を重ねていくと、アルミナ焼結体表面での衝突電子数の密度分布ができあがる。図1-9に透過電力を増加していった時の、計算で求めた衝突電子数の密度分布(a1, a2, a3)と後述する大電力試験により観測した発光パターン(b1, b2, b3)を示す。計算した密度分布の白色部分は衝突電子数の密度が最も大きいところを示しており、これがマルチパクタの起っている部分に相当する。長方形の黒枠は接続した矩形導波管の断面形状である。これから分かるように観測した発光パターンと計算結果は良く一致することを確認した。図1-10にマルチパクタ電子の入射エネルギー分布を示す。図1-10から衝突エネルギーは最大でも数keV程度であることが分かる。一方、アルミナの蛍光は衝突電子のエネルギーがkeV領域で起ることが知られている。これらのことからアルミナ焼結体表面の発光はマルチパクタによる電子ビーム衝撃がもたらす蛍光によるものであると考えられる。

図1-9で興味深いことは、透過電力4MWと10MWのマルチパクタ領域を見ると、図1-6で示したアルミナ焼結体に垂直な電界強度が大きい部分ではマルチパクタによる発光が見られないことである。これはマルチパクタ電子が交番電界の半周期の間に飛程する距離はアルミナ焼結体に垂直な電界強度に比例するため、電界強度が大きくなると飛程電子がピルボックス内壁銅面に到達しそこでマルチパクタの共振が終端することが考えられる。このことはマルチパクタは常に起っているのではなく、夫々のピルボックスの形状によりある範囲の電界強度のときに発生することを意味している。ここで使用した高周波窓の電界強度を計算すると垂直電場が100～450kV/mの所でマルチパクタが起こっている。そのため透過電力が50MW以上になるとアルミナ焼結体表面の垂直電場は450kV/m以上になりマルチパクタの共振条件が満たされなくなると推察される。このことからこの透過電力より大きい所で起こ

る窓の破壊はマルチパクタが主たる要因ではないと考えられる。そこで本研究では大電力高周波窓を開発するうえで、アルミナ焼結体の内部欠陥による破壊のモデルについて考えることが最重要であると考えた。

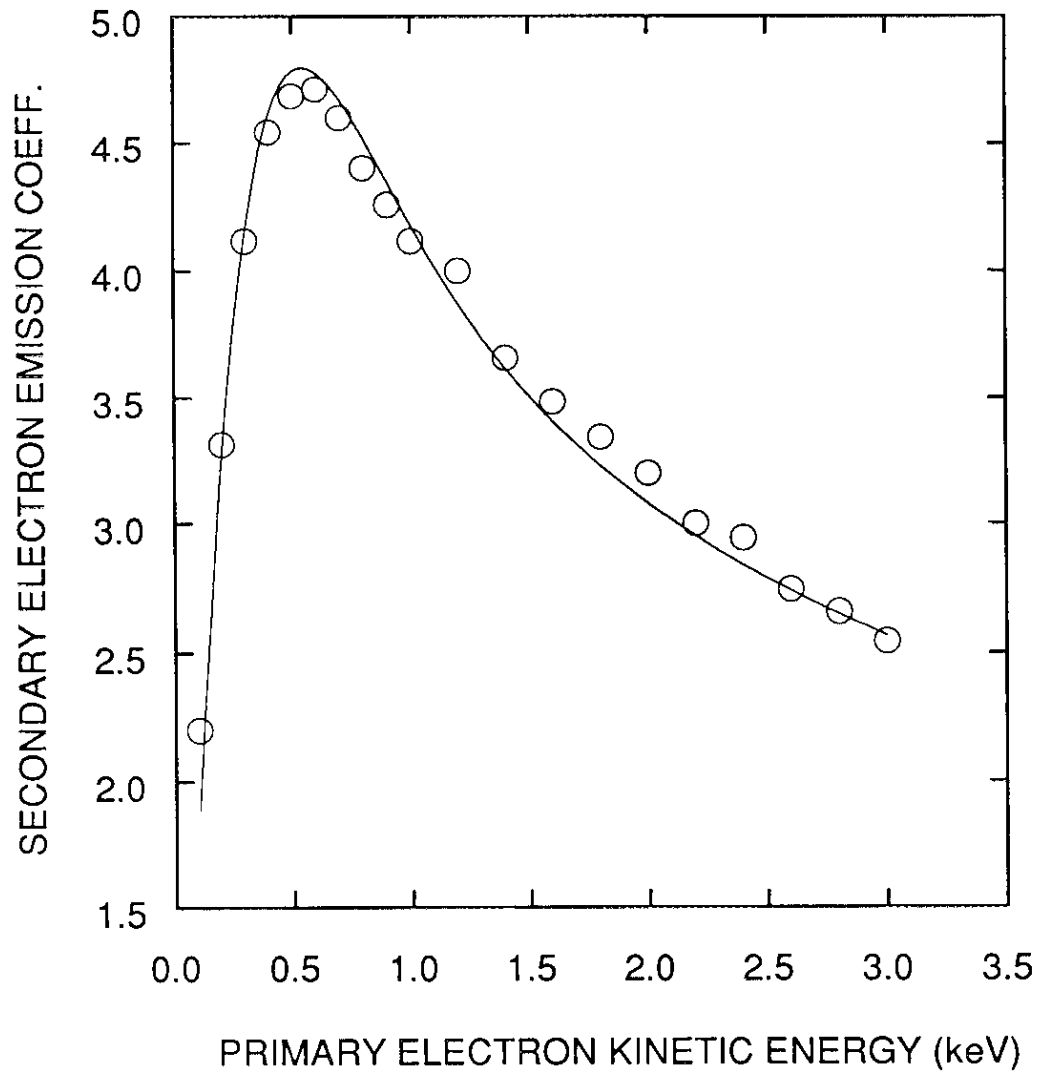


図1-8 入射エネルギー(横軸)を変化させたときの二次電子放出係数(縦軸)。図中の丸印はP. H. Dawson による測定値[文献1-19]、曲線はG. F. Dionne の2次電子放出のモデルから計算した(附録A1 参照)。

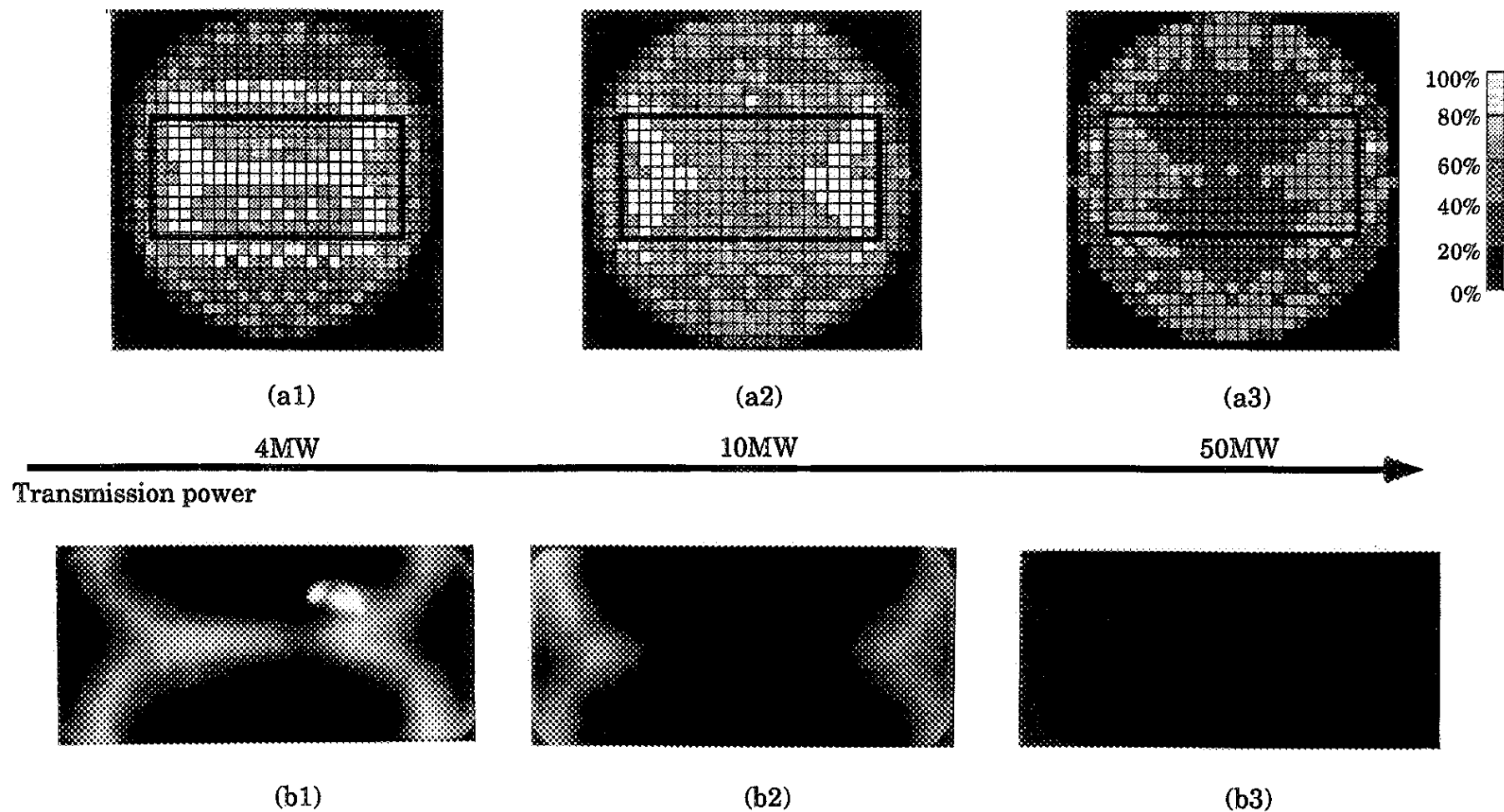


図 1-9 電子軌道の計算結果。(上) 計算で求めた衝突電子数の密度分布。白色の部分は最も衝突電子数の密度が大きく、マルチパクタの起っている部分に相当する。図中の黒枠は矩形導波管の断面を表す。(下) 大電力試験により観測された発光パターン。矩形導波管を通して観測しているため、計算結果で示した黒枠の部分のみ見える。

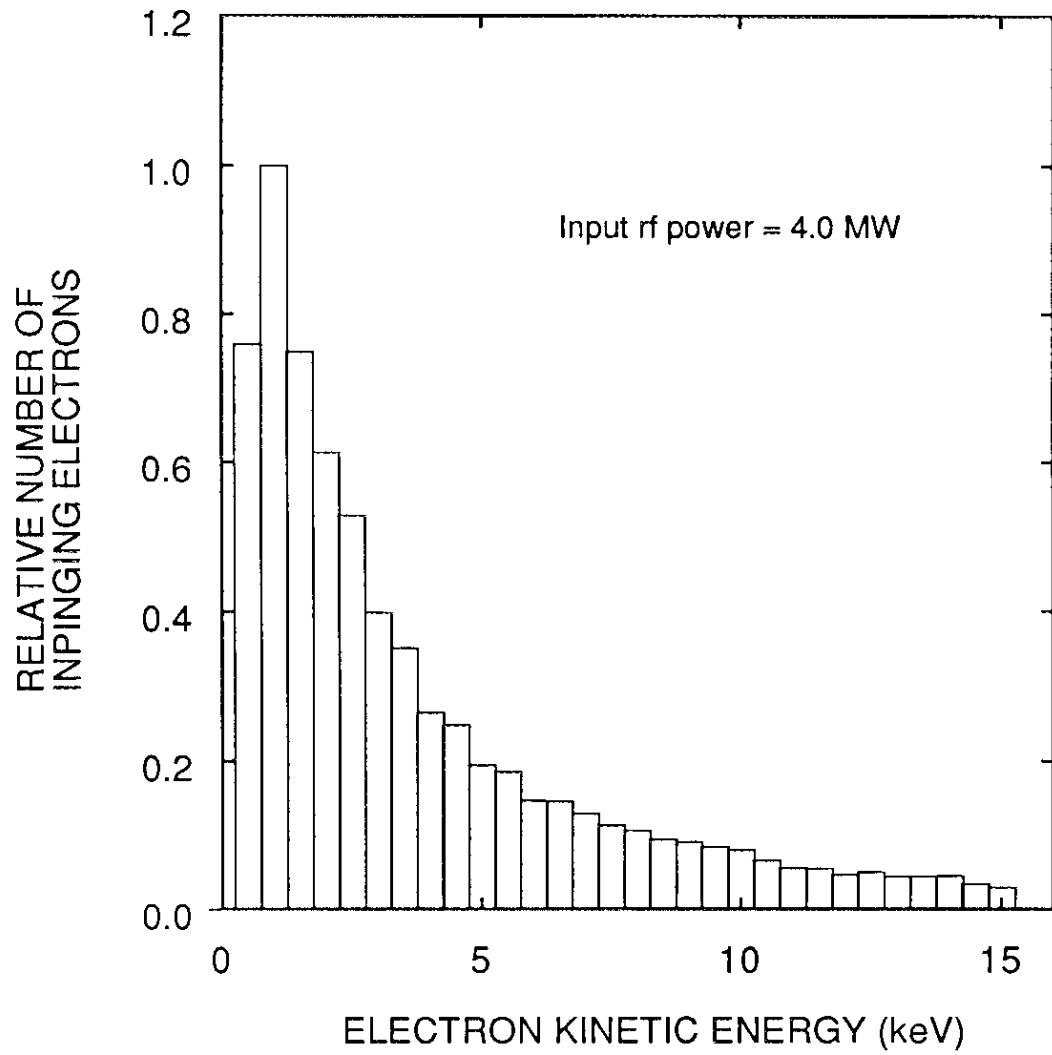


図1-10 アルミナ焼結体の全表面に入射する電子の入射エネルギー分布。横軸は入射電子の運動エネルギー、縦軸は入射電子数で、1keVの運動エネルギーを持つ電子の入射全数で規格化した。

2. S-バンド100MW級高周波窓の開発

2-1 開発の方針

図2-1に本研究の高周波窓の開発方針を示す。高周波窓は4種類の要素技術(材料、表面コーティング、構造、接合技術)で構成されていることを述べた。本研究ではアルミナ焼結体に含まれる焼結助剤と内部空孔による破壊を調査するため、図2-1に示したようにこれらの要素技術の内、材料にのみ着目し、さらにその材質として従来から最も良く使用されているアルミナ焼結体についてのみ開発と評価を行った。材質の改善による効果のみを評価できるように、図2-1に示したように材料以外のパラメータはできるかぎり従来と同じもの、或いは影響の無いようにすることを心がけた。即ち、

- 1) TiNコーティングの効果を分離するため、供試体は全てコーティング無しで大電力による評価試験を行い、
- 2) 高周波窓は従来型のピルボックスとし、構造的な改善・変更は全く行わず、
- 3) トリプルジャンクションによる破壊の影響を分離するために、全て機械的な組立て型(demountable type)の構造としてロー付けによる接合を行わず、
- 5) マイクロクラックでの放電による破壊についてもそれを避けて評価を行えるように、マイクロクラックの無いことを各製造工程と使用前に厳重に光学顕微鏡で確認した。

図2-2に本研究で用いた高周波窓の構造を示す。全て機械的な組み立て型になっているので、アルミナ焼結体だけを容易に交換でき、その改善のみによる効果を調べるためには大変適したものである。またこの構造は高エネルギー物理学研究所の2.5GeVリニアックで30MW級の高周波窓として10年以上も使用されている実績のあるものである[文献2-1]。アルミナ焼結体内部については空孔と焼結助剤の内部欠陥

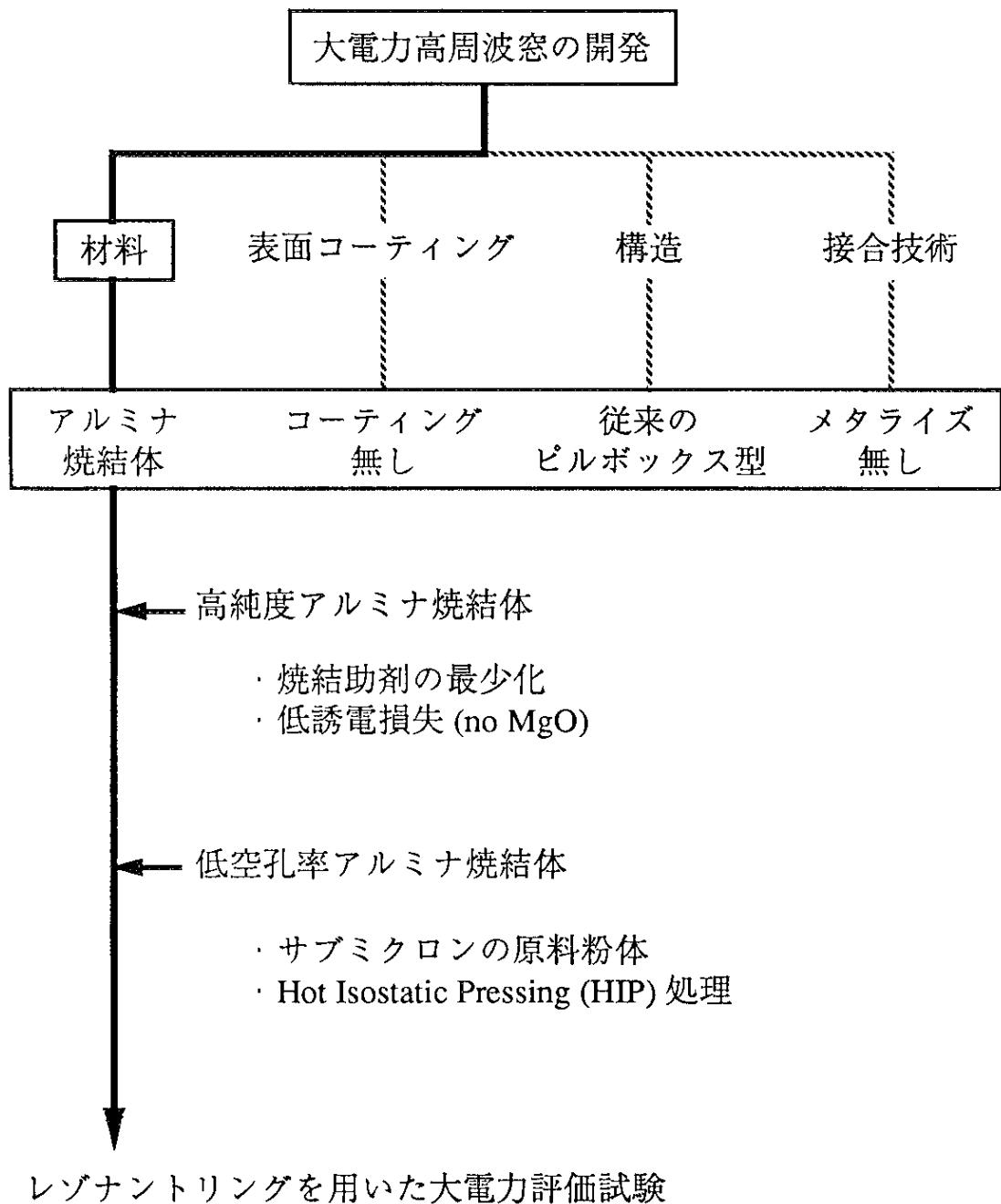


図2-1 大電力高周波窓の開発方針。本研究では図に示したように4つの要素技術の内材料にのみ着目し、材質はアルミナ焼結体のみの開発を行った。さらに破壊の要因であると考えた内部空孔と焼結助剤それぞれを減少させて破壊に及ぼす影響を調べた。大電力試験は破壊の素過程を調べるためにレゾナントリングを用いた。

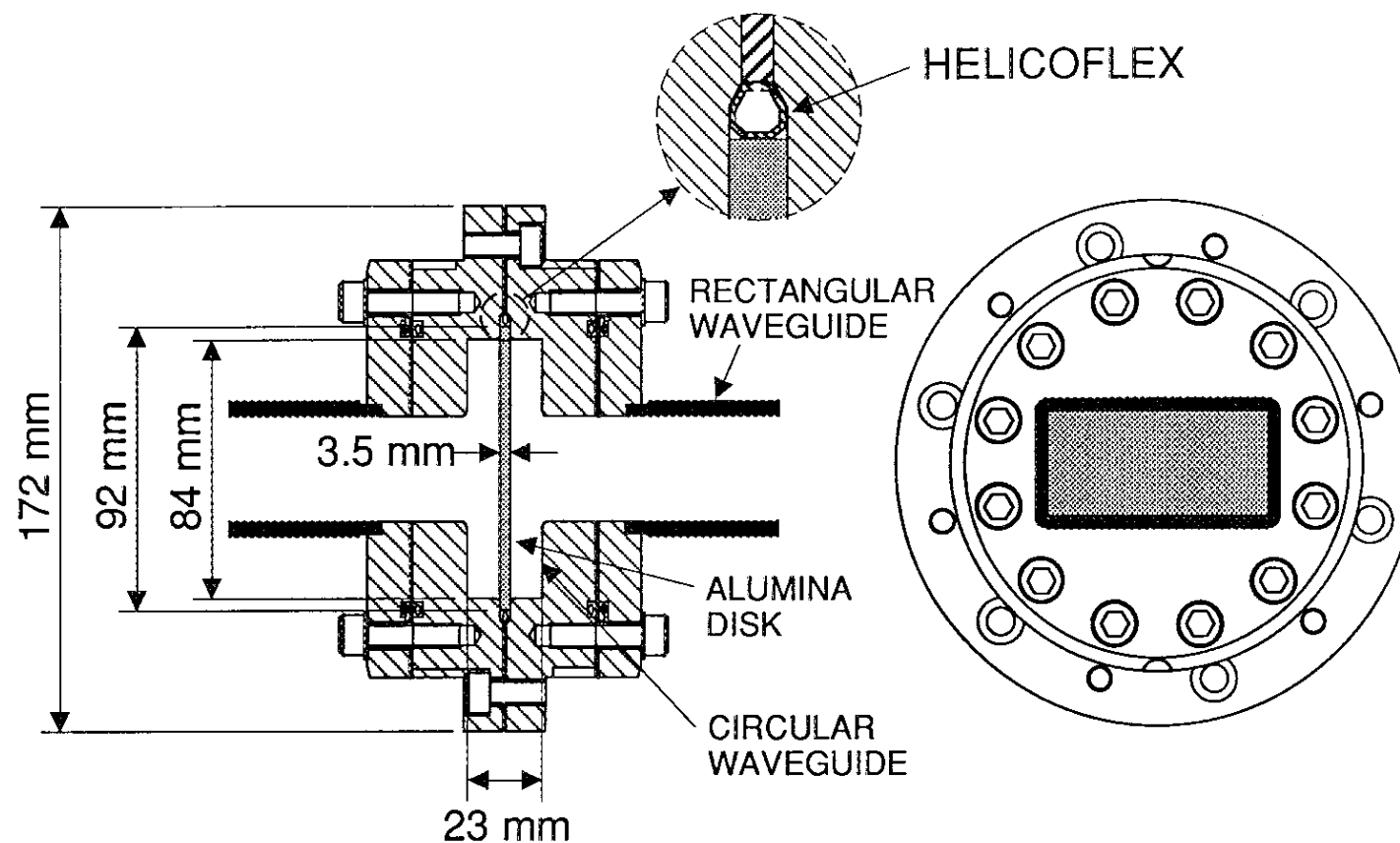


図 2-2 本論文で使用した高周波窓の構造。アルミナ焼結体のメタライズ技術の問題を考慮せずにその評価を行うために全て機械的な組立て型とし、真空シールにはヘリコフレックスを用いている。高エネルギー物理学研究所の2.5GeVのリニアックで長年使用されている実績のあるものである。

について着目し研究を行った。これらは局所的な温度上昇を起し、それぞれが破壊に影響を及ぼすと考えられる。そこでそれぞれの影響をできるだけ分離して評価するために、

- 1) 焼結助剤の出来るだけ少ない"高純度"アルミナ焼結体を製作し、
- 2) 次に空孔の出来るだけ少ない"低空孔率"のアルミナ焼結体の開発を行い、
- 3) さらに耐電力の向上を目指し、高純度で、かつ低誘電損失のアルミナ焼結体を得るために、焼結助剤の種類と混合比についても調査を行い、焼結助剤のMgOを全く添加しないで"従来より一桁低い誘電損失"のアルミナ焼結体についても開発を行い、
- 4) またこれらの内部欠陥がある領域に集中していると優先的にそこから破壊がおこると考えられるので"内部欠陥が一様に分布した"アルミナ焼結体の開発も行った。

これらをレゾナントリングと呼ばれる高周波増幅器を用いて最大310MWまでの大電力試験を行った。アルミナ焼結体は焼結助剤の量と種類、空孔率、内部構造の一樣性をパラメーターに耐電力の比較を行い、高周波窓に使用するための最も優れたアルミナ焼結体についての評価を行った。

本研究では先ず内部空孔と焼結助剤による破壊のモデルを考察するために、大電力高周波窓の材料に必要な性能と内部空孔および焼結助剤の関係について述べる。次に内部空孔と焼結助剤のそれぞれを減少させたアルミナ焼結体の開発とその性能評価について報告する。さらにこれらのアルミナ焼結体の大電力試験について述べ、最後に高周波窓の材料として最も優れたアルミナ焼結体の評価と破壊の素過程についての考察を行う。

2-2 大電力高周波窓の材料に必要な性能

これまでの多くの研究から、高周波窓の材料に必要な性能は、経験的に

- 1) 低誘電損失、
- 2) 高熱伝導率、
- 3) 機械的強度に優れること、
- 4) マイクロクラックの無いこと、

等が報告されている。これらの性能はアルミナ焼結体内部の空孔と焼結助剤の量と種類に大きく依存しており、本研究においてもこれらが少ない程その性能は向上することを確認した。材料内部の空孔や焼結助剤のところで局所的に温度が上昇すると、その部分の誘電損失は増加し、熱伝導率は低下する。その結果、高周波損失がその部分に集中し、発生した熱エネルギーはそこに蓄積されて回復不能な温度上昇が起り、熔融や熱歪による亀裂が発生することが考えられる。即ち高周波窓の材料として必要な性能は上記の他に

- 5) 内部空孔が可能な限り少ないこと、
- 6) 誘電損失を増加させるような焼結助剤が可能な限り少ないこと、
- 7) 内部空孔と焼結助剤等が局所的に集中していない一様な内部構造、

が重要であると考えた。そこで空孔率(アルミナ焼結体内部で空孔が占める体積割合)と焼結助剤の量および種類を変化させ、その時の誘電損失、熱伝導率、機械的強度の変化をあらかじめ文献によって調べた。それを次節以下に述べる。

2-2-1 誘電損失

誘電体に交番電場を加えると分極(原子内の原子核と電子雲の電気中心の変位や分子内の正負イオンの変位等)が起り、荷電粒子が交番電場によって振動する。その結果、電磁放射が起りエネルギーの損失が生じる。また誘電体の電気伝導度が高い場合、電気伝導による損失も生じる。一般に単位体積当たりの損失量 P は次式で表される。

$$P = \frac{1}{2} \omega \varepsilon \tan \delta E^2 \quad (\text{W/m}^3) \quad (2-1)$$

ここで ω は角周波数、 ε は誘電体の誘電率、 $\tan \delta$ は誘電正接、 E は電界強度である。ただし $\tan \delta$ は誘電損失によるもの $\tan \delta_{die}$ と電気伝導によるもの $\tan \delta_{res}$ に分けることができ、

$$\begin{aligned} \tan \delta &= \tan \delta_{die} + \tan \delta_{res} \\ &= \frac{\varepsilon''}{\varepsilon} + \frac{\sigma}{\varepsilon \omega} \end{aligned} \quad (2-2)$$

と書ける。ここで ε'' は誘電損率、 σ は電気伝導度、 ω は角周波数である。(2-1)式において $\varepsilon \tan \delta$ は物質による固有の値であり、損失因子と呼ばれている。これは温度の上昇に対して指数関数的に増加し、周波数に対して負の温度勾配を持つ。この性質は ε と $\tan \delta$ の温度と周波数依存性による。図2-3に温度と周波数を変化させたときのアルミナ焼結体の比誘電率 $\varepsilon' = \varepsilon / \varepsilon_0$ (ε_0 は真空の誘電率)と $\tan \delta$ の変化を示す。図2-3では横軸に温度を、縦軸に ε' と $\tan \delta$ を示している。複数ある曲線は周波数の依存性を示す。 ε' と $\tan \delta$ は共に温度に対して指数関数的に増加することがわかる。また ε' と $\tan \delta$ は周波数の増加に対して減少する。誘電率の温度依存性は分極のメカニズム(附録A2参照)によって異なる。原子やイオンの変位による分極の場合、誘電率の温度依存性は小さいが、結晶中に存在する格子空孔と会合した不純物イオンが外部

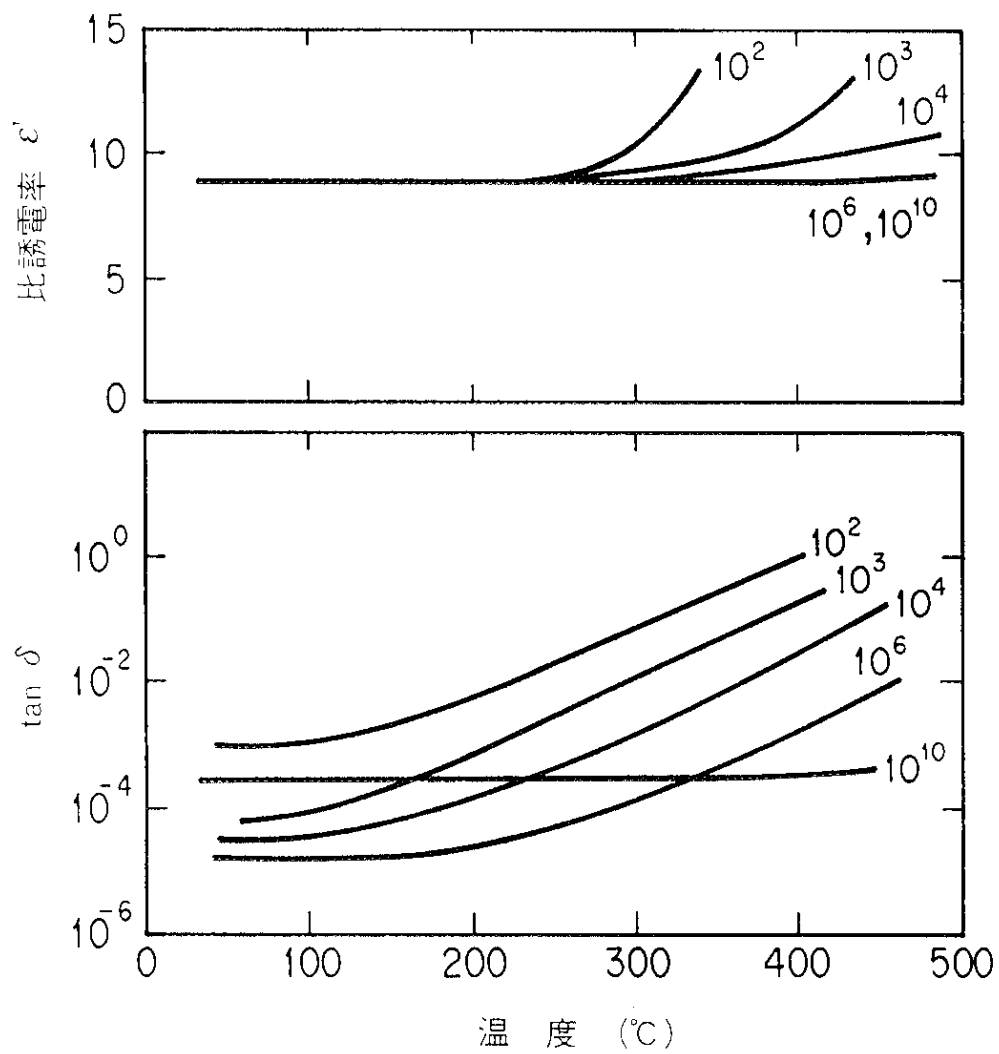


図 2-3 アルミナ焼結体の比誘電率および誘電正接の温度と周波数の依存性 (文献2-2より転載)

電界によって配向する分極の場合、温度上昇に対して不純物イオンの移動度が指数関数的に大きくなる。その結果、 ϵ' は温度の上昇に対して指数関数的に増加する。また ϵ'' は周波数の増加に対して階段状に減少する。周波数が高くなるとその周期が短くなり、分極に要する時間(中性位置から双極子に変位するまでに要する時間。分極のメカニズムによって異なる。)より短くなると分極が起らなくなるためである。 $\tan \delta$ の温度と周波数依存性は(2-2)式の第2項に示した電気伝導の効果によって決定される。(2-2)式の第1項に示した誘電損率は温度の依存性が少なく、周波数に対しても広い範囲で一定である。一般に絶縁体の電気伝導度は次式のような温度依存性を持つ。

$$\sigma = \sigma_0 e^{-W/kt} \quad (2-3)$$

ここで t は絶対温度、 σ_0 は $t \rightarrow$ 融点での電気伝導度で物質固有のものである。 W は伝導帯までのポテンシャル障壁の高さ、 k はボルツマン定数である。図2-4に絶縁体材料の電気伝導度の温度依存性を示す。横軸は温度の逆数、縦軸は電気伝導度を対数目盛りで表示している。図2-4と(2-3)式に示したように電気伝導度は温度に対し指数関数的に上昇するので、(2-2)式の $\tan \delta$ は温度に対して指数関数的に増加する。この結果、誘電体のある範囲に損失の高い部分が連続してあるとその部分の中心が最初に高温になり、温度が上昇し高周波損失がその部分に集中することが考えられる。

1) 焼結助剤による損失

高周波窓に使用されるアルミナ焼結体は微小な単結晶の集合体であり、単結晶の間(粒界)にはガラス質状の焼結助剤が分布している。アルミナ焼結体の誘電損失はこのガラス質の部分に大きく依存することが知られている[文献2-2]。図2-5に純度を変化させた時のアルミナ焼結体の物理的特性の変化を示す。本研究ではアルミナ焼結体の純度とは、アルミナの焼結助剤にたいする質量百分率であり、焼結体を構成しているアルミナ微結晶中の不純物、内部空孔および焼結の工程で混入する有機溶

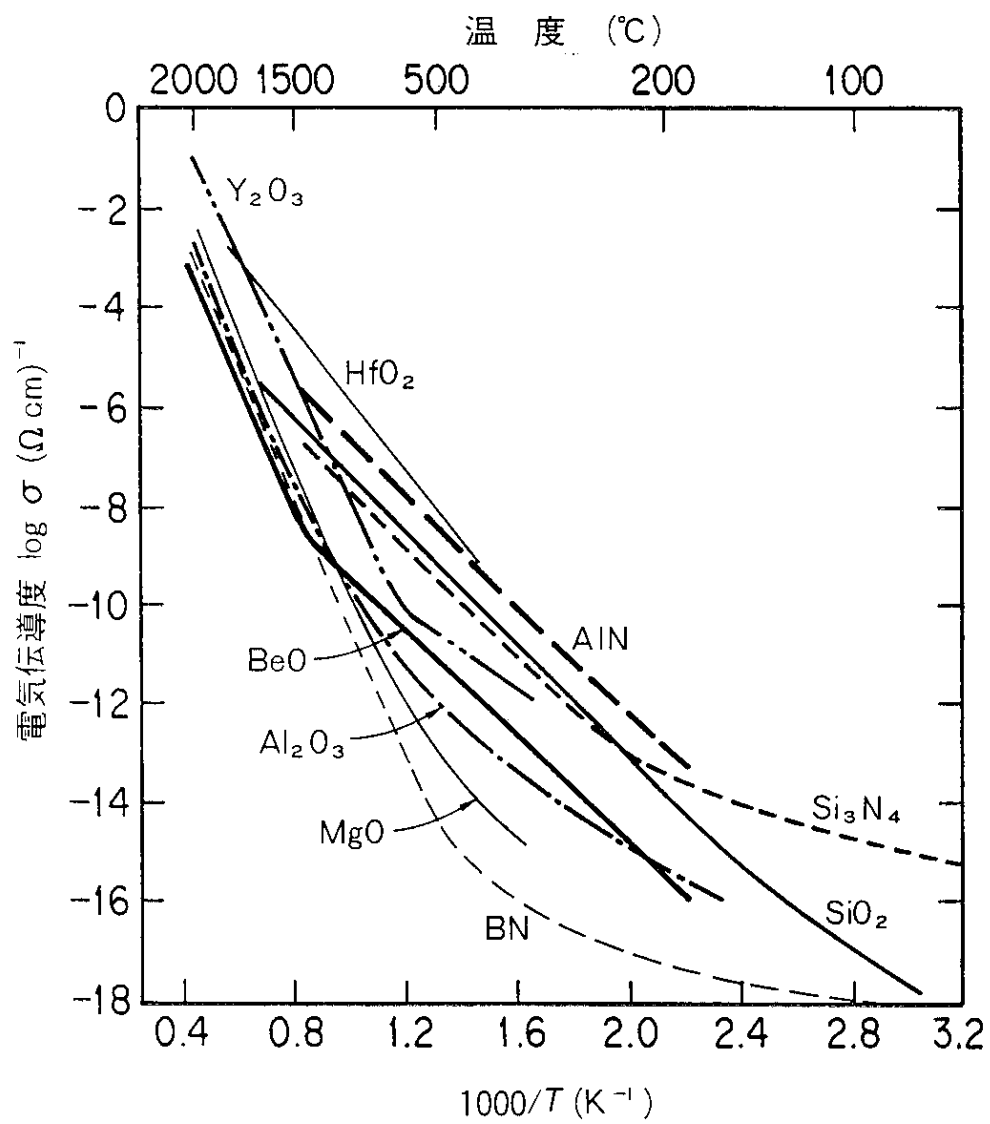


図 2-4 絶縁体材料の電気伝導度の温度依存性 (文献2-2より転載)

剤や大気中の埃等は含まないものとする。横軸はアルミナ焼結体の純度、縦軸は各特性の値を示す。図2-5において9番が誘電正接の変化で、純度が増加すると誘電正接は減少する。これは誘電損失を起すガラス質の部分が減少するためと考えられる。焼結助剤の誘電損失への寄与はRigterinkによって研究されている[文献2-3]。それによると焼結助剤として加えられたアルカリイオンがガラス質中を移動することで電気伝導として誘電損失に寄与しており、イオン半径の大きいものほどその寄与率は小さいと報告している。このアルカリイオンの移動度を下げるためガラス質層の結晶化を図ったアルミナ焼結体が製作され実際に誘電損失の低いことがわかっている[文献2-4]。またガラス質中でのアルカリイオンは2-2-1節で述べたように高温になる程動きやすいと考えられ、電気伝導として高周波損失の原因となる。実際にアルミナ焼結体の体積固有抵抗は図2-6に示すような温度特性を持っており、アルミナ焼結体の体積固有抵抗は温度上昇に対して指数関数的に低下することがわかる。通常、焼結助剤は複数の種類を混合して使用される。これらの割合を変化させた場合にも誘電正接は変化することが報告されている[文献2-2, 2-5]。経験的には焼結助剤の種類と混合比による誘電損失の変化はアルミナ焼結体の各製造メーカーや研究所で詳細にパラメータサーチが行われている。図2-7に純度96%のアルミナ焼結体について焼結助剤のMgO、SiO₂およびCaOの割合を変化させた時の誘電正接の変化を示す。図2-7中でBの領域が低誘電損失($\tan \delta = 0.001 \sim 0.0001$)の領域で、2つ存在することがわかる。このように誘電正接は焼結助剤の割合によって複雑な変化をすることがわかる。特に機械的強度を増加させる(粒径の成長を抑制する)ために一般に添加されるMgOは高温領域で焼結助剤中のイオン伝導度を大きくすることが報告されている[文献2-6]。ガラス質中のMg²⁺イオンを少なくすることで高温領域で焼結助剤中のイオンは動きにくくなる。そこで本研究では高温領域まで含めて低誘電損失なアルミナ焼結体を得るために、MgOを全く添加しないで、CaOとSiO₂の割合をパラメータに最も誘電損失の低いところを選んでアルミナ焼結体を製作することにした。この様に焼結助剤のMgOを全く添加しないで低誘電損失化を図ったアルミナ焼結体では室温、周波数10GHzで従来より一桁低い誘電正接(2.7×10^{-5})が得られている(2-3-2節)。

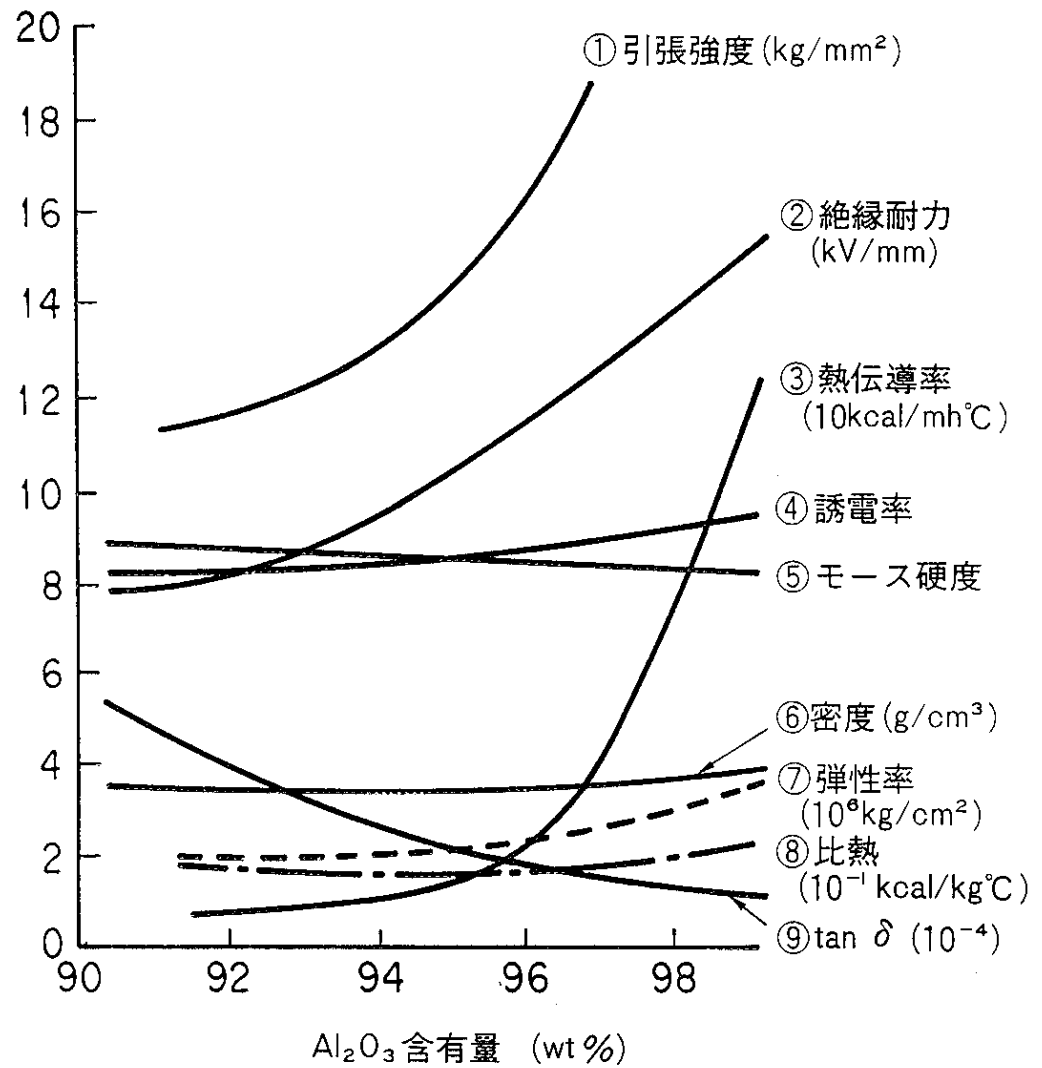


図 2-5 純度を変化させた時のアルミナ焼結体の物理的特性の変化(文献2-5より転載)

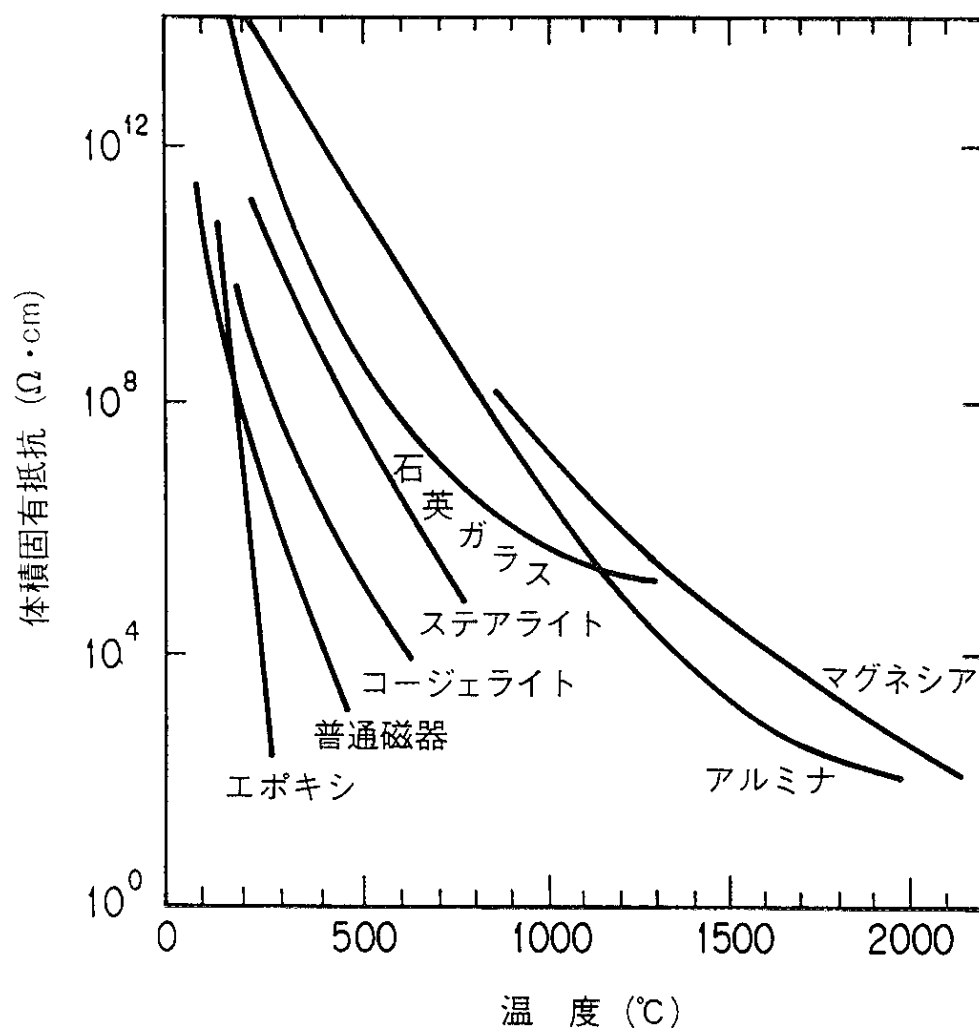


図 2-6 温度を変化させた時の絶縁体の体積固有抵抗の変化 (文献2-2より転載)

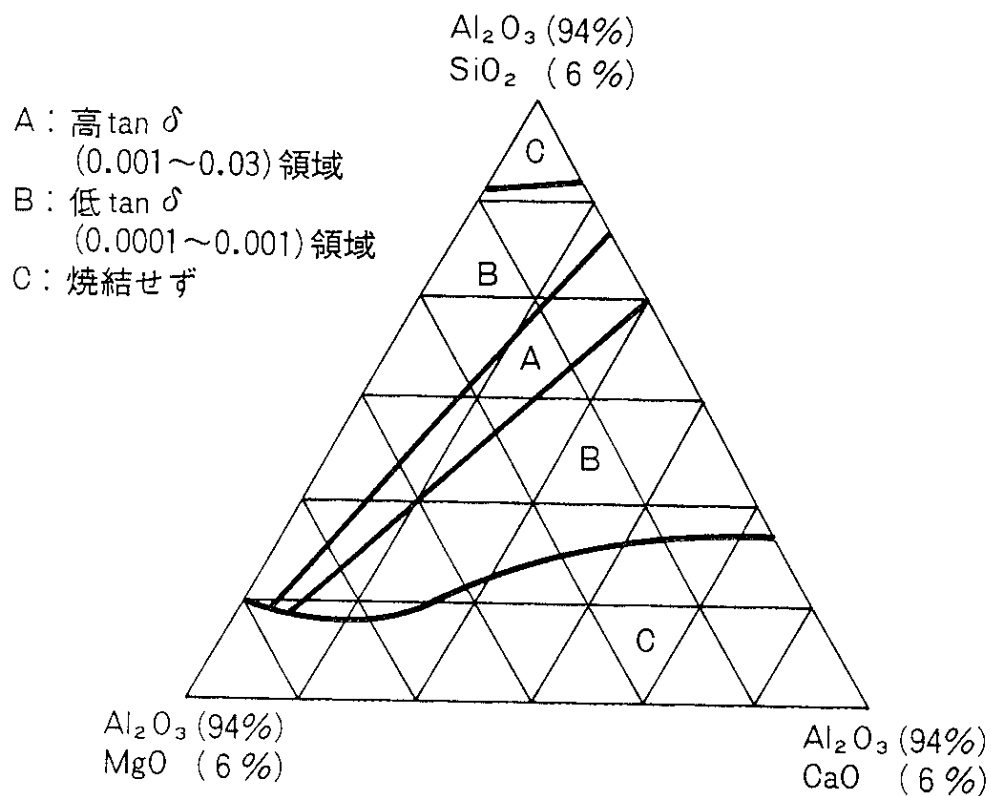


図 2-7 焼結助剤(MgO 、 SiO_2 および CaO)の割合を変化させた時の誘電正接の変化。焼結助剤の割合は誘電正接に対して複雑な寄与をしている。(文献2-5より転載)

2) 内部の空孔による損失

アルミナ焼結体内部の空孔の量を表す物理量として空孔率がある。空孔率とは単位体積あたりに占める空孔の体積比率(%)である。これまでにアルミナ焼結体の空孔率による比誘電率と誘電正接の変化について系統的な研究はなされていない。しかしながら比誘電率に関してはアルミナと空孔を2種類の誘電体として考えれば、複合誘電体(複数の誘電体を混合して得られる材料)の研究における成果を利用することができる。この手法を用いて比誘電率の大きい TiO_2 について比誘電率に対する空孔率の依存性が報告されている。図2-8に TiO_2 の比誘電率における空孔率依存性を示す。横軸は空孔率、縦軸は TiO_2 の比誘電率である。図中の点は実測値を示し、実線は理論計算による。実線が複数あるのは異なった空孔分布のモデルを用いている結果である。図2-8に示した様に空孔の分布状態によって空孔率の比誘電率への寄与の割合は異なる。実際には空孔は複雑な分布をしているため、同じ空孔率でも実測値にはばらつきがあることがわかる。しかしながら一般に、空孔はアルミナに比べ比誘電率が低いため、空孔率が高いほど比誘電率は減少する傾向にある。

空孔による損失として空孔内部での放電が考えられる。空孔内部では分極によって内部の電界強度が上昇し放電することが考えられる。図2-9に形の異なった空孔の内部電界を示す。図2-9に示した様に電界に平行な方向に狭いような長方形の空孔や半径の小さな円筒形の空孔では電界強度が強くなり低い透過電力でも放電の可能性がある。その結果、放電による空孔部分での局所的な温度上昇の確率が高くなると考えらる。

2-2-2 熱伝導率

誘電体中の熱伝導のプロセスは一般に連続体を通しての格子波の伝播か、またはフォノンと呼ばれる熱エネルギー量子の相互作用のいずれかと考えられている。熱伝導率は多くの物質において温度に比例して変化する。図2-10に絶縁体材料の熱伝

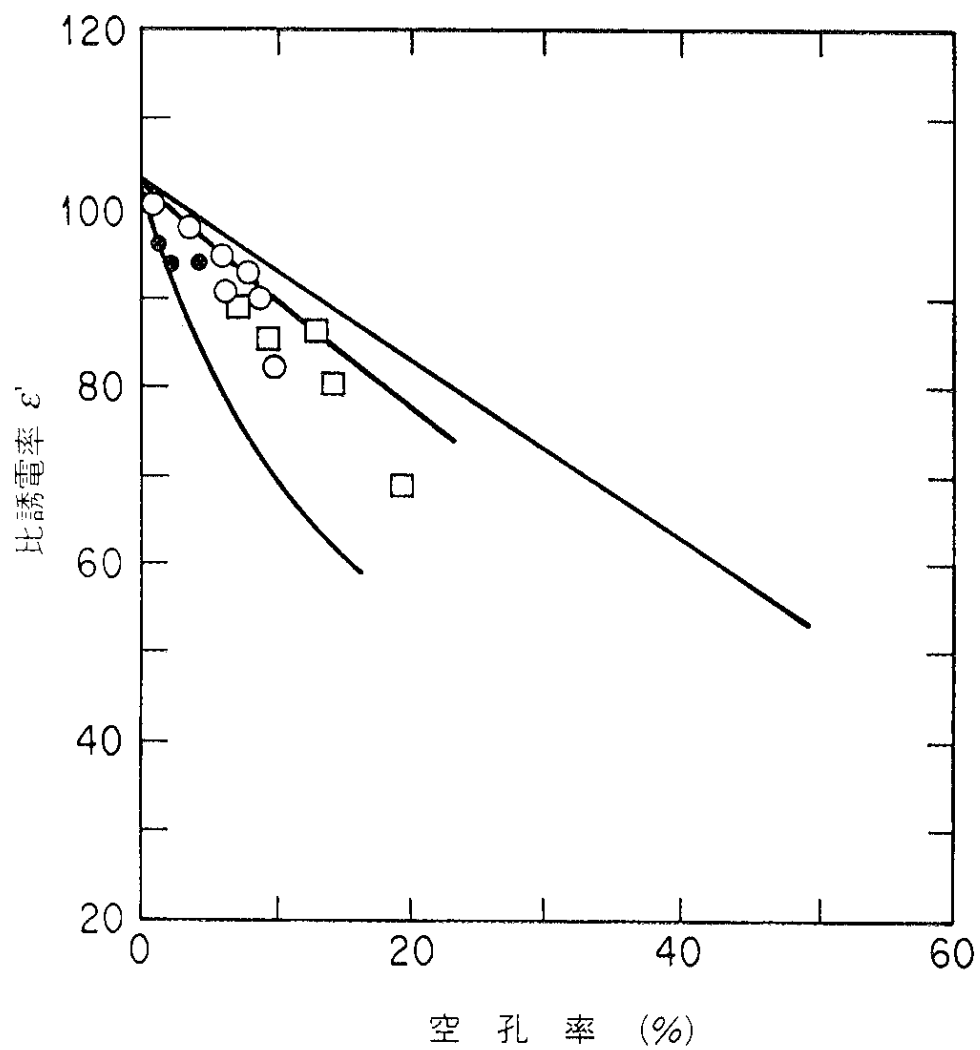
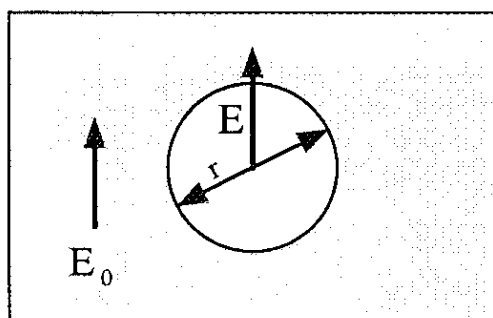


図 2-8 TiO_2 の比誘電率における空孔率依存性 (文献2-2より転載)

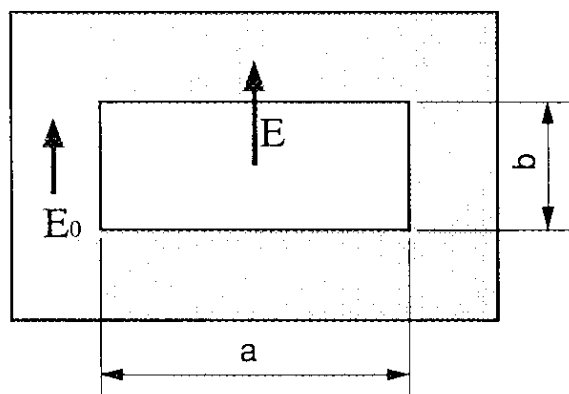
誘電体内部の空孔の形

空孔中心での電界強度



$$E = E_0 + \frac{P}{3\epsilon_0}$$

(a) 球形の空孔

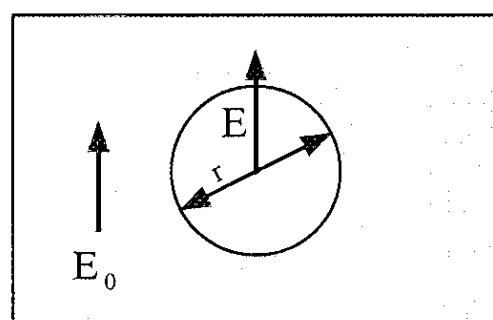


$$E = E_0 + \frac{2P}{\pi\epsilon_0 b} \frac{t}{\sqrt{1+4t^2}}$$

$$t = \frac{a}{b}$$

$$E \rightarrow \infty \quad (a = \text{const.}, b \rightarrow 0)$$

(b) 無限に長い長方形の空孔



$$E = E_0 + \frac{P}{2\pi r\epsilon_0}$$

$$E \rightarrow \infty \quad (r \rightarrow 0)$$

(c) 無限に長い円筒形の空孔

図 2-9 空孔の形による内部電界の違い。E は空孔中心での電界強度、E₀ は外部電界、ε₀ は真空の誘電率、P は分極ベクトルの大きさを誘電体の誘電率を ε とすると εE₀ に等しい。

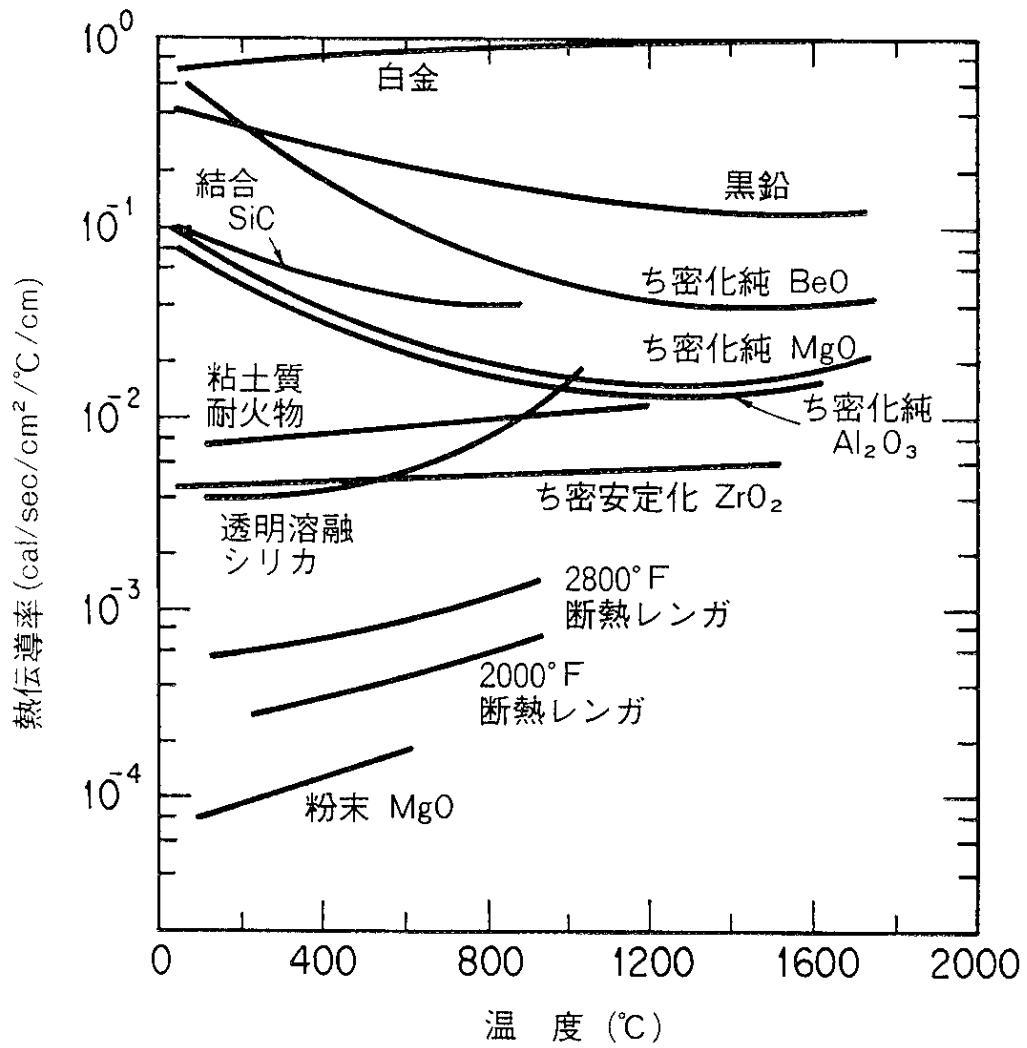


図 2-10 絶縁体材料の熱伝導率の温度依存性 (文献2-2より転載)

導率の温度依存性を示す。図2-10から温度に対して負の温度勾配を持つもの(Al_2O_3 、 MgO 、 BeO や SiC 等)と正の温度勾配を持つもの(ZrO_2 等)があることがわかる。一般に低温で高い伝導率を持つ物質は大きな負の温度勾配を持ち、低温で低い伝導率の場合は正の温度勾配を持つ。アルミナ焼結体の場合前者に続き温度上昇に対して熱伝導率は低下する。また図2-10からアルミナ焼結体の熱伝導は1400度付近から温度勾配の符号が反転している。これは温度が上昇するに従いアルミナ焼結体内部でのフォトン伝導と呼ばれる電磁氣的放射エネルギーによる熱伝達の寄与が大きくなるためである。フォトンによる熱伝導は絶対温度の4乗に比例して大きくなる。またフォトンの周波数は可視光に相当するため、アルミナ焼結体の透光率が上昇する程フォトンの熱伝導率に対する寄与は大きくなる。即ち透光率を増加させると高温で熱伝導率が大きくなり、その結果、局所的な熱エネルギーの蓄積を防ぐ効果がある。

1) 焼結助剤による熱伝導率の低下

アルミナ焼結体内部の焼結助剤等のガラス質層は格子波を著しく散乱させるため、高純度になる程熱伝導率は増加すると考えられる。先に示した純度によるアルミナ焼結体の物理的特性(図2-5)において3番は熱伝導率を示しており、純度の増加に従い著しく熱伝導率が増加することがわかる。

2) 内部の空孔による熱伝導率の低下

低温では空孔はアルミナと比較して低い熱伝導率をもつため、空孔率 $\chi(\%)$ が減少すると熱伝導率 λ は増加する。熱伝導率と空孔率の関係は次式で表される。

$$\lambda = \lambda_p \left(1 - \frac{\chi}{100} \right) \quad (2-4)$$

ここで λ_p は実測による熱伝導率である。ただし高温では空孔を横断する放射が影響をおよぼす。即ち空孔内で温度の高い方向から低い方向へ熱輻射が起り熱伝導率は増加する。この放射の効果は空孔のまわりが不透明の場合、空孔径と温度の3乗に比例することが計算されている[文献2-2]。ただし透光率が増すに従ってこの効果は相対的に弱くなり、フォトン伝導の効果(温度の4乗に比例)の方が支配的になる。即ち光を散乱する空孔を減らして透光率を増加させると、温度の4乗に比例するフォトンによる熱伝導の寄与率を大きくすることができる。このことで高温でさらに熱伝導度の低下を防ぐことができる可能性がある。

2-2-3 機械的強度

アルミナ焼結体の機械的強度は高周波窓の目的である真空保持に要する強度(大気圧による破裂がないこと)が要求される他、製作過程における加工とロー付による熱サイクルに耐えるものでなければならない。S-バンドで通常使用されるピルボックス型の高周波窓ではアルミナ焼結体の直径は83~86mm、厚さは3.0~3.5mmであり、この時アルミナ焼結体の機械強度は大気圧に対して十分強く特に問題は無い。熱応力による破壊は単結晶の場合理論的な破壊エネルギー ρ_{th} 、ヤング率 E 、熱膨脹係数、破壊表面エネルギー γ_s 、原子間距離 a と温度による。但し ρ_{th} は次式で表される。

$$\rho_{th} = \sqrt{E\gamma_s a} \quad (2-5)$$

セラミックのような焼結体の場合、粒界間に空孔やガラス質状の焼結助剤がありそこでの結合力は単結晶に比べて小さいため、(2-5)式で得られた破壊エネルギーは理論値に比べ1/100以下になるのが普通である。機械的強度は粒径、空孔率および温度に依存している。一般に粒径が大きくなると粒界間の空孔が大きくなり、また焼結後の熱歪が増加するので機械的強度は低下し、空孔率の増加によって指数関数的に低下する。また温度に関してはアルミナ焼結体では1000度まではあまり影響が無いが、それ以上では著しく低下することが報告されている[文献2-6]。

1) 焼結助剤による機械的強度の変化

焼結助剤は焼結性を向上させるために混入する。機械的強度は焼結助剤の種類と量によって大きく変化する。アルミナ焼結体の場合、 MgO は粒成長を抑制する働きがあり強度を増加させる機能があるが、熱伝導率を低下させる。また SiO_2 は焼結性を向上させるが機械的強度を低下させる。本研究では焼結助剤の種類については電気的性能(誘電損失の小さいもの)の向上を最優先した。それによる機械的な強度の低下は後述する Hot Isostatic Pressing (HIP)処理を施し空孔を除去することで、逆に従来品より機械的強度を増加させる事に成功した。

2) 内部の空孔による機械的強度の低下

アルミナ焼結体の内部空孔が増加するとその孔のため粒界間の機械的な結合力が低下し、その結果として機械的強度は減少する。図2-11にアルミナ焼結体の曲げ強度の空孔率依存性を示す。横軸は空孔率、縦軸は曲げ強度を示す。図中の丸印は測定点、実線は測定点を指数関数を用いて内挿したものである。2本の直線は異なった粒径での曲げ強度の変化を示す。空孔率の増加に対して曲げ強度は指数関数的に減少することがわかる。

2-2-4 内部構造の一様性

本研究での内部構造の一様性とは局所的に集中している焼結助剤や空孔といった内部欠陥が無く、焼結時の焼きむらが無いことである。これまでに述べてきたように焼結助剤や内部空孔がある小さな領域に集中している部分では局所的な誘電損失の増加や熱伝導率の低下が起り、その部分から優先的に回復不能な温度上昇が起り、破壊にいたると考えられる。これを防ぐためにアルミナ焼結体の内部構造を一様にすることは大変重要である。2-3節で述べるがこのアルミナ焼結体を得るためには高純度化、低空孔率化および原料粉体の微結晶化を図り、それが効果的であることを

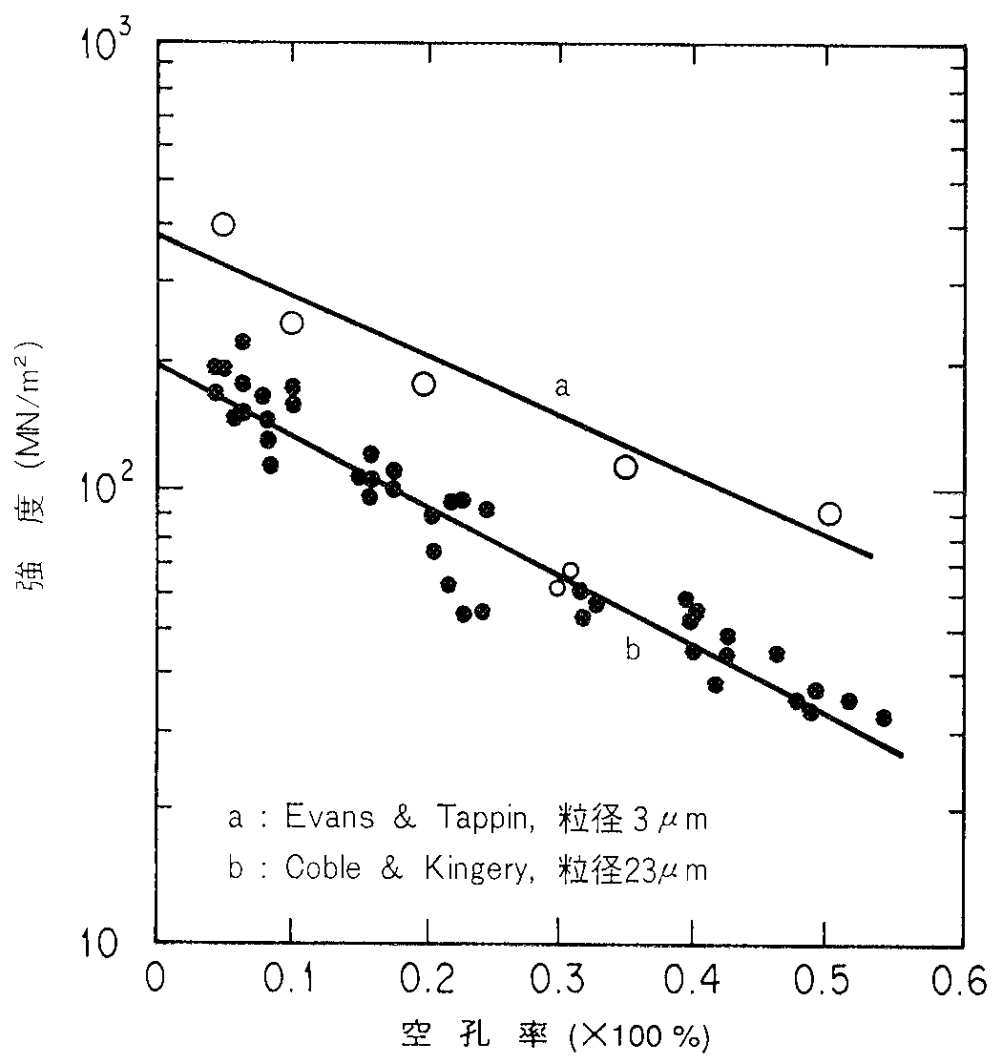


図 2-11 アルミナ焼結体の曲げ強度の空孔率依存性 (文献2-6より転載)

実証した。従来までのアルミナ焼結体では同一時期に製造されたものでも電気的な特性を測定するとそのばらつきが観測された。これは内部構造の一様性が低かったためと考えられる。これに対して本研究で開発したアルミナ焼結体ではこの問題は無視できるほど小さくなり、信頼性を格段に向上させることに成功した。

2-2-5 マイクロクラック

アルミナ焼結体の加工時に生じるマイクロクラックは表面に開口した空孔と同じと考えられ、そこには電界が集中し放電によって破壊が起ると考えられる。本研究ではアルミナ焼結体の内部空孔と焼結助剤による破壊のみを調べるために、マイクロクラックによる破壊は出来る限り防ぐ必要がある。マイクロクラックは部分的に粒界間の結合力が弱くなっている部分や、無理な切削加工によって過剰な応力が加わることで発生する。粒界間の結合度は原料粉体の粒径を小さくし、後述するHIP処理を行い内部空孔を除去することで向上する。また加工法についてもマイクロクラックが発生しない様十分に配慮して加工し、さらに各工程においても十分検査を行うことでマイクロクラックによる破壊を防ぐことが可能になってきた。

2-2-6 焼結助剤と内部空孔による破壊

これらの研究からアルミナ焼結体に必要なほとんどの性能に関して空孔と焼結助剤の影響が大きいことがわかった。これらを減少させることでアルミナ焼結体の基本性能は非常に向上することがわかった。また内部空孔や焼結助剤等がある領域に集中するとその部分の損失因子が大きくなり、温度は周囲に比べて上昇する。さらに損失因子、熱伝導率は温度が上昇するとそれぞれ指数関数的に増加および減少する。そのためその部分を発端として回復不能な温度上昇が起り、溶融や熱歪による亀裂などが発生して破壊にいたることが考えられる。

2-3 高純度、低空孔率のアルミナ焼結体の開発

内部空孔と焼結助剤はそれぞれ異なった機構で温度上昇を起し、破壊のメカニズムに関わっていると考えられる。即ち焼結助剤と内部空孔が破壊に及ぼす影響を分離して定量化するためには、それぞれを出来る限り少なくしてその影響を無くすことが大変重要になってくる。そこで本研究では高純度で低空孔率のアルミナ焼結体の開発を行った。

従来の高周波窓では純度99.5%程度のアルミナ焼結体がよく使用されている。写真2-1にこれらのアルミナ焼結体破断面の電子顕微鏡写真を示す。写真から明らかな様に、直径数 μm の空孔が無数に存在する。さらに各製造メーカーによって、空孔の数や焼結後の結晶粒径がまちまちである。これらの中で高周波窓の材料として最も適しているものは大電力試験により決定してきた。

また従来の高周波窓では純度99.9%のアルミナ焼結体は使用されていない。焼結助剤の非常に少ない純度99.9%のアルミナの焼結は通常の高純度のアルミナより高温で焼結を行わなければならない。ところが高温で焼結するとアルミナの粒径が増大し、粒界間の空孔数を増加させる傾向にある。その為と考えられるが、このような高温焼結した純度99.9%のアルミナ焼結体は純度99.5%程度のアルミナ焼結体に比べて耐電力が改善されないという試験結果も報告されている[文献2-7]。また現在でも高純度のアルミナ焼結体では金属と接合するためのメタライズ技術が確立されていないことも理由の一つである。

これまではアルミナ焼結体の空孔の除去や焼結助剤を減少させる効果的な手段はなかった。しかしながら最近では高純度で、粒径が $0.1\sim 0.5\mu\text{m}$ のアルミナ粉体を製造することが可能となってきた。これは高純度の金属アルミニウム棒を純水中で火花放電して得られた水酸化アルミナを1300度付近で焼成した原料粉体である。これを使用した純度99.9%のアルミナ焼結体の製作も可能になってきた。そこでこの粒径がサブミクロンの原料粉体を焼結した低空孔率の純度99.9%のアルミナ焼結体に



└ 10 μm x 400

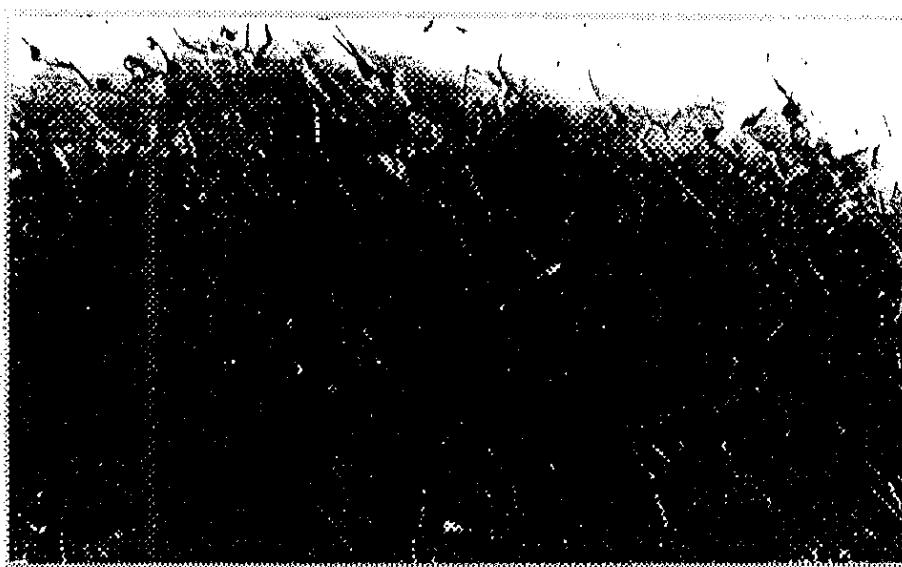
a) ウェスコー



└ 10 μm x 400

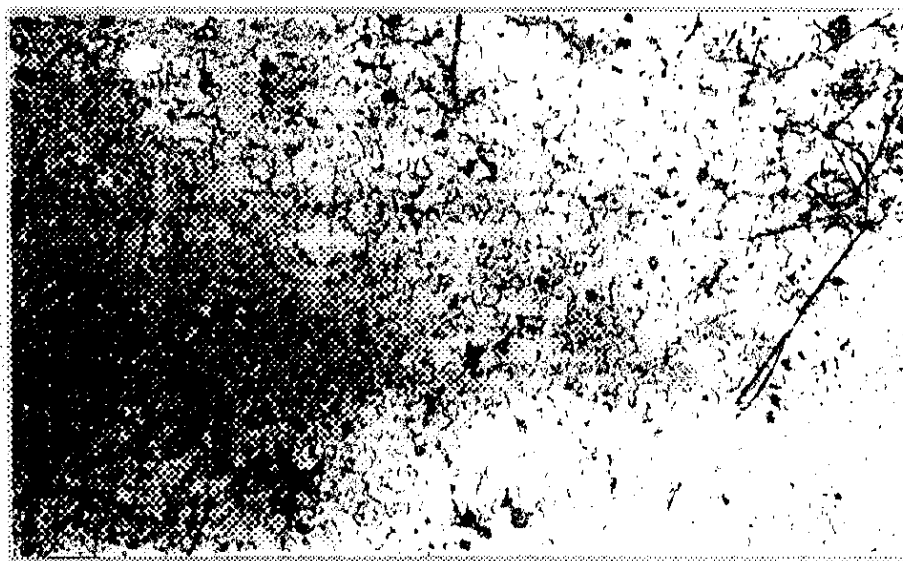
b) 京セラ

写真2-1 各メーカーのアルミナ内部写真



└─ 10 μ m x 400

c) クアーズ



└─ 10 μ m x 400

d) 日本特殊陶業

写真2-1 各メーカーのアルミナ内部写真

さらにHIP処理を施して、空孔の影響を除去したものについて評価を行なった。本節では高純度アルミナ焼結体の製造技術と物理的性質およびHIP処理技術と低空孔率アルミナ焼結体の物理的性質について述べる。

2-3-1 高純度アルミナ焼結体の製作と性能評価

1) 純度99.9%以上の高純度アルミナ焼結体の製造

アルミナ焼結体の製造過程を図2-12に示す。先ずアルミナは焼結時に粒界間のなじみをよくするため数%~数十%の焼結助剤を混入する。焼結体の物理的性質は焼結助剤の種類と量、原料粉体の純度と粒径および焼結温度、焼結時間等の焼結条件で決定される。表2-1に代表的な焼結助剤の種類と量を示す。その他に原料粉体には成形に必要な粘性をもたせるための水と有機溶剤も混入する。有機溶剤の種類は成形方法(スリップキャスト、押出成形法、射出成形法等)によって最適なものが決定される。表2-2に代表的な有機溶剤を示す。水や有機溶剤は仮焼きや焼結の過程で全て蒸発するように焼結の時間を最適化している。焼結助剤は焼結体の物理的性質を大きく左右するので、その種類と量はその使用目的によって決定される。

高純度(99.9%)で低空孔率(0.80%)のアルミナ焼結体の製作は前述のように焼結技術と高純度(99.99%)で超微粒粉体($<0.5\mu\text{m}$)製造技術の進歩により可能になった。超微粒粉体を使用することで99.9%の高純度でも焼結温度を低くすることが可能となり粒径成長も小さい。それで緻密で空孔も少ない高純度アルミナ焼結体ができるようになった。その破断面を写真2-2に示す。粒径はほぼ揃っており内部空孔も少ないことがわかる。

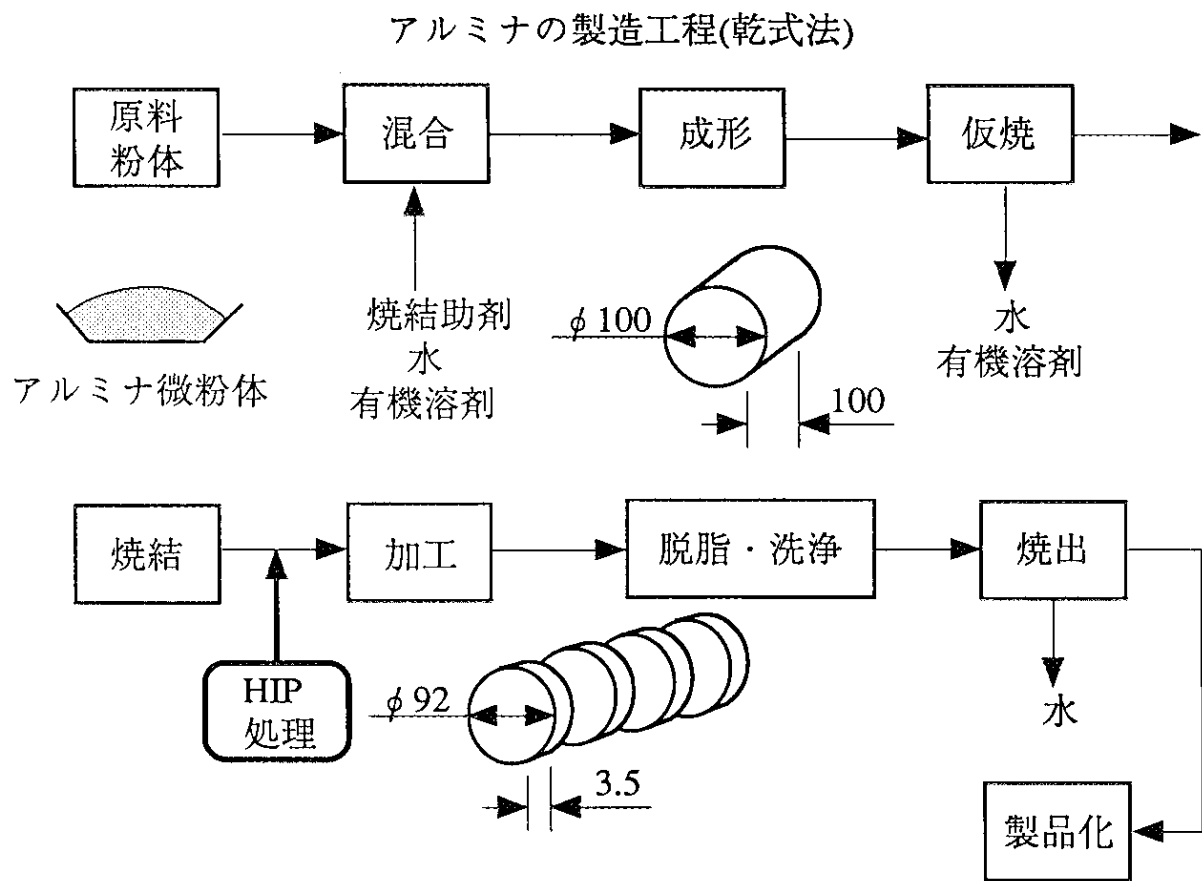


図2-12 アルミナ焼結体の製造過程

表 2-1 アルミナの焼結助剤の種類と添加する割合

	試料 A	試料 B
MgO	0.45	0.03
SiO ₂	0.03	0.03
Fe ₂ O ₃	0.01	0.03
Na ₂ O ₃	0.007	0.41
CaO	0.003	0.02

純度 99.5% 含有率 (重量%)

試料Aと試料Bはメーカーが異なる。

表 2-2 押出成形に用いられる有機溶剤の例

種類	作用	有機溶剤名
結合剤	生素地強度の増加	ポリビニルアルコール、メチルセルロース、デンプン
可塑剤	可塑性の向上	プロピレングリコール、グリセリン、トリエチレングリコール
湿潤剤	液体の表面張力の低下	ポリエチレングリコールのアルキルエーテル
溶媒	溶媒	水

× 2 1 0 0 倍
 ———→ 8 . 6 μ m



× 6 0 0 0 倍
 ———→ 3 μ m

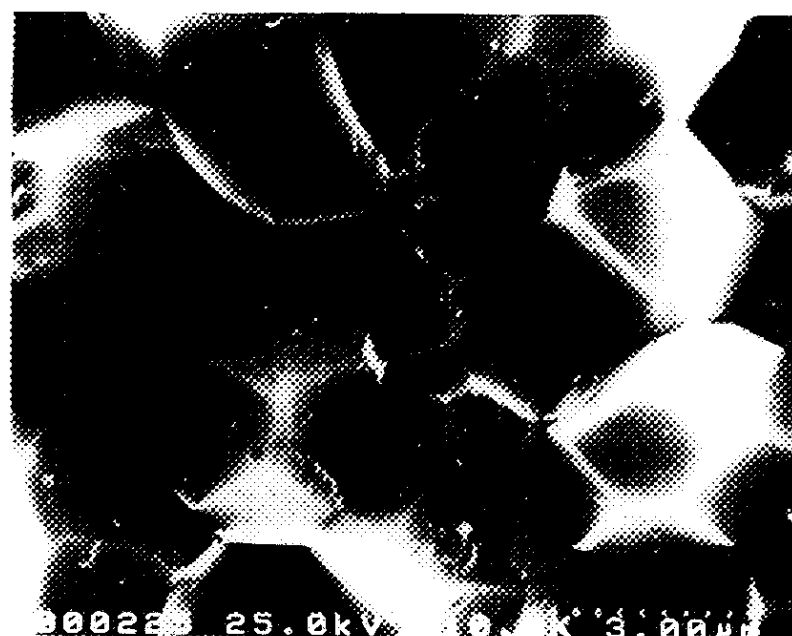


写真2-2 純度99.9% の低空孔率アルミナ焼結体の破断面写真 (日本セラテック製、同社提供)

2) 高純度アルミナ焼結体の性能評価

図2-13にアルミナ焼結体の純度による誘電正接の変化を示す。図2-13中で従来型はすべて日本特殊陶業によって製作された試料で、新型については本研究で新たに開発した高純度で低空孔率のアルミナ焼結体である。新型については誘電損失の最小化を図っていない日本鋼管株式会社(図中でNKKと表示)製作のものと誘電損失の最小化を図った神戸製鋼株式会社(図中でno MgOと表示)製作のものを示してある。図2-13に示したように従来型ではアルミナ焼結体の誘電正接は純度の増加と共に減少することがわかる。これは高純度化するに従い高周波損失の原因となる焼結助剤の含有量が減るためである。また2-2-1節で述べたように誘電正接は焼結助剤の種類により大きく異なることが分かった。これは同じ純度のアルミナ焼結体であっても焼結助剤の種類により耐電力に差が生じることを意味している。本研究では誘電損失に対する影響が大きく、かつ高温領域で損失を増加させるMgOに着目した。そこで同じ純度のアルミナにMgOを全く添加しないでその他の焼結助剤の割合を工夫すると、従来より誘電損失が一桁小さいアルミナ焼結体($\tan \delta = 2.7 \times 10^{-5}$ 、 $f = 1000\text{MHz}$)が得られることが分かった(図2-13)。本試験に用いた純度99.5%と99.9%のアルミナ焼結体の物理的性質を表2-3に示す。この複素誘電率は摂動法によって測定したものである(附録A2参照)。

2-3-2 アルミナ焼結体内部の空孔除去

1) アルミナ焼結体の空孔率

空孔率 χ はかさ密度(単位体積当たりの重さ g/cm^3) ρ_c を測定して次式から計算することができる。

$$\chi = \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_c} \right) \times 100 \quad (\%) \quad (2-6)$$

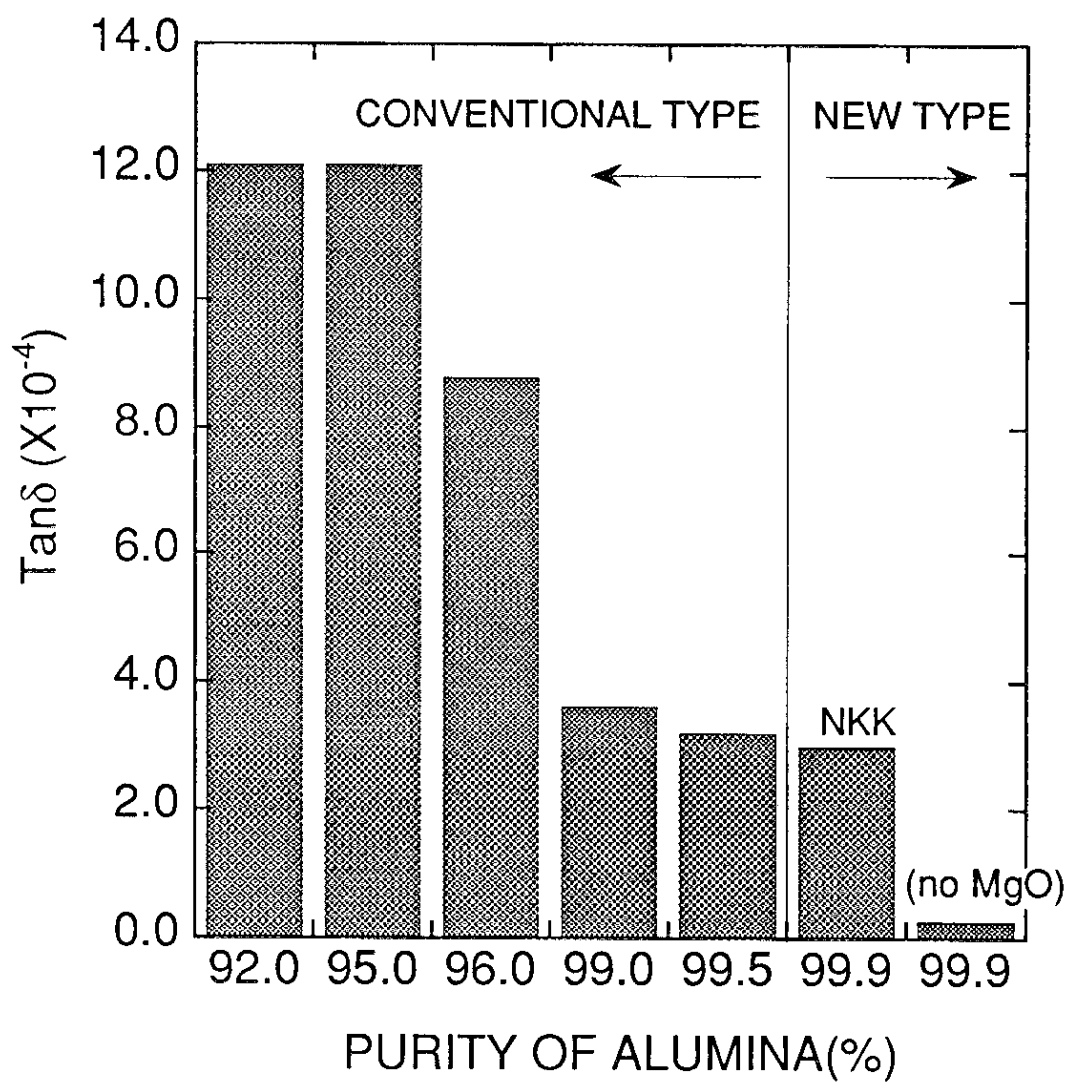


図 2-13 純度を変化させたときの誘電正接の変化従来型—日本特殊陶業、新型—NKK、KOBELCO(No Mg)製。従来型の測定は共同研究者の松本 浩氏、新型については筆者による(附録 A3 参照)。

表2-3 純度によるアルミナ焼結体の物理的性質の変化

純度		99.5%	99.9%	99.9% (Mg 無し)
熱伝導率	cal/cm h	0.060	0.070	0.075
比誘電率 ϵ		9.2±0.09	9.7±0.09	9.8±0.09
誘電正接 $\tan \delta$ at f=2853MHz	$\times 10^{-4}$	13.0±0.1	3.0±0.1	<0.5 0.27*±0.05
損失因子 $\epsilon \tan \delta$ at f=2853MHz	$\times 10^{-3}$	11.96	2.91	0.265

空孔率 0.50%

* at $f = 10.0$ GHz

99.5%と99.9%のアルミナ焼結体は日本鋼管製で、夫々の熱伝導率は同社提供。誘電正接の測定値は筆者による。99.9% (Mg 無し)は神戸製鋼製で、熱伝導率、誘電正接は同社の測定による。筆者の測定装置でもこのアルミナ焼結体の誘電正接が 0.5×10^{-4} 以下であることを確認した。

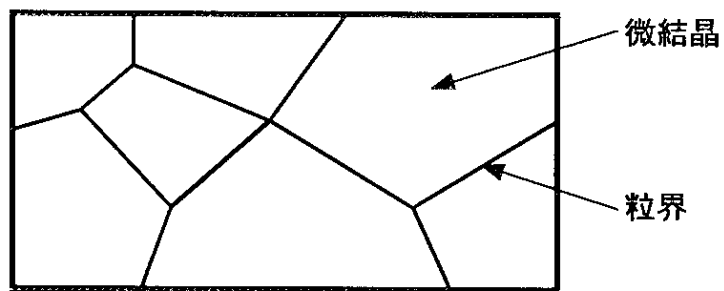
ここで ρ_0 はアルミナ単結晶のかさ密度を測定し、その値(3.9851 g/cm³)を用いた。また焼結時に空孔率を増減させる要素として

- 1) 原料粉体の粒径
- 2) 焼結温度

が上げられる。図2-14に示した様にアルミナ粒界間の空孔は焼結時の冷却工程において粒径の熱収縮による歪によって作られる場合と粒径が大きいアルミナ焼結体では成形時に既に存在する場合がある。そのため焼結時に生じる空孔を少なくするには原料粉体の粒径を小さくし、焼結温度を低くすることが本質である。

2) HIP処理による空孔除去

超微粒子の原料粉体を用いて、低い焼結温度で高純度(99.9%)のアルミナ焼結体を製造することが可能となった。しかしながら内部空孔を無視できる程少なくすることは現在の技術では不可能である。そこで空孔の影響を除いて、焼結助剤が破壊に及ぼす影響を調べるために、本研究ではさらにこのアルミナ焼結体にHIP処理を用いて空孔を減少させる事に成功した。HIP処理技術とは金属の機械的強度を増加させるために開発された技術であるが、高周波窓に使用する高純度アルミナ焼結体に応用するのは本研究が初めてである。ここでは図2-15に示される様に高温(1450度)、高圧(2000気圧)の不活性ガス(Arガス)中で等方的に圧力を加えアルミナ焼結体内部の空孔を外部へ除去したり、それを圧縮する方法である。この様な高温・高圧下ではアルミナ焼結体といえども固体相と液体相の中間状態になる。このため焼結体の粒径は増大するが、処理中に高圧を加えているため粒界間の空孔は排除される。この方法でアルミナ焼結体の空孔率はほとんど無視できるまで減少する。この方法でも結晶中の空孔を除去することは不可能であるが、その割合は極わずかである。写真2-3にHIP処理前後のアルミナ焼結体内部の電子顕微鏡写真を示す。写真中の丸印は空孔を表す。HIP処理後ではほとんど空孔の無いことが観測される。測定したかさ密度から計算すると空孔率は0.50%にすることに成功した。HIP処理は被処理体の表



焼結後の冷却

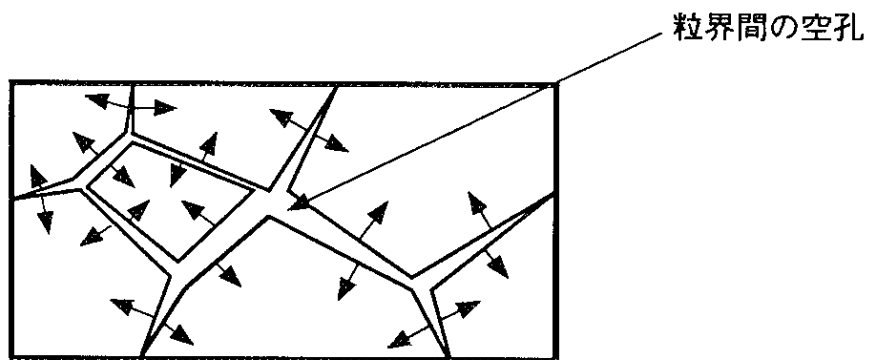
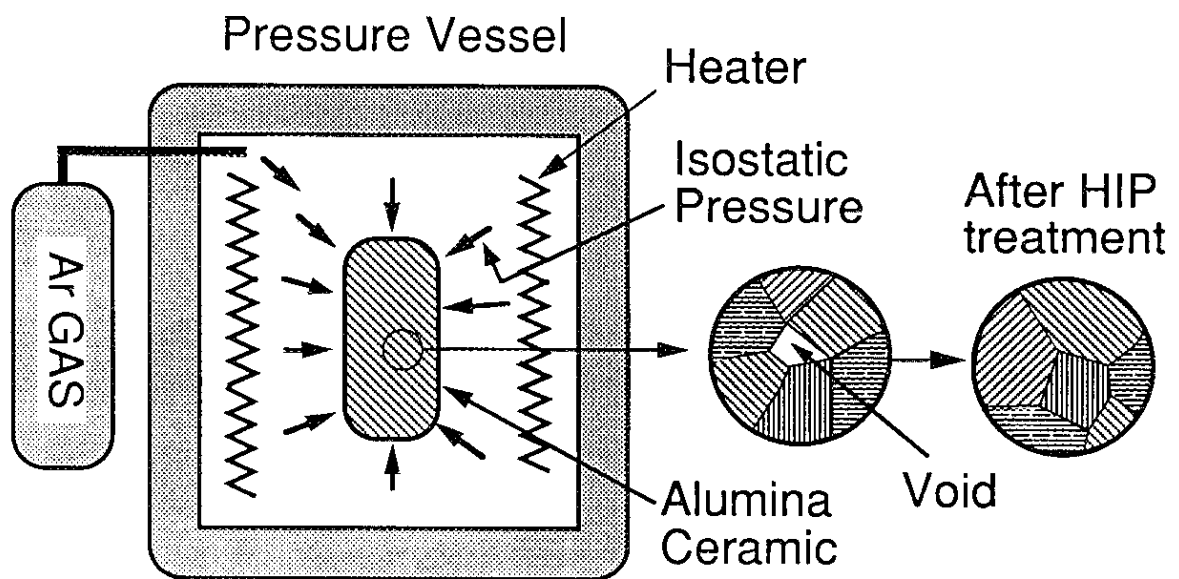
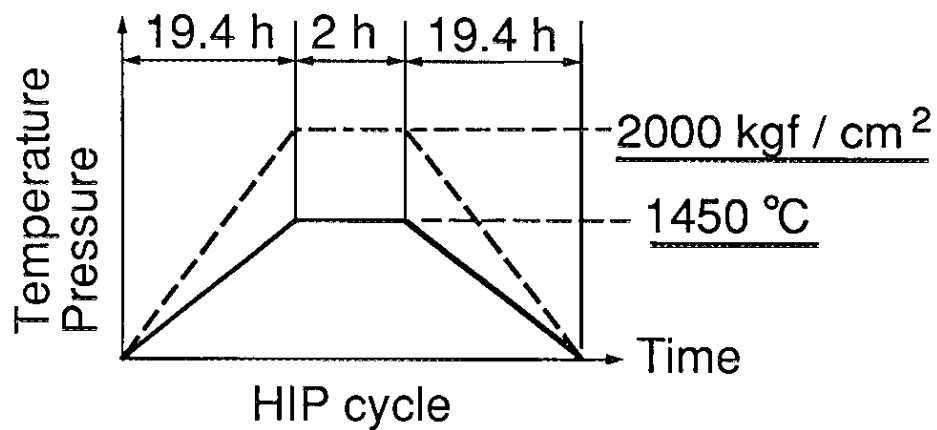


図2-14 内部空孔の生成過程



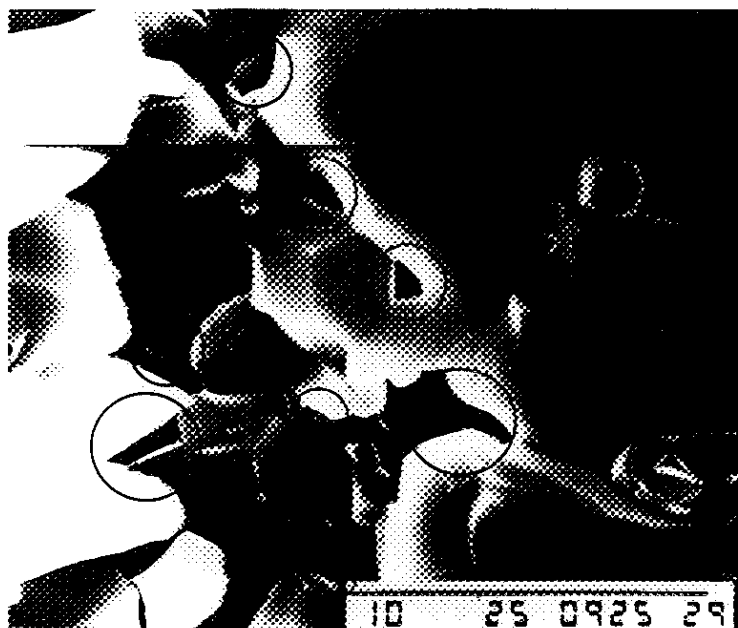
Set-up of HIP treatment



Time Schedule

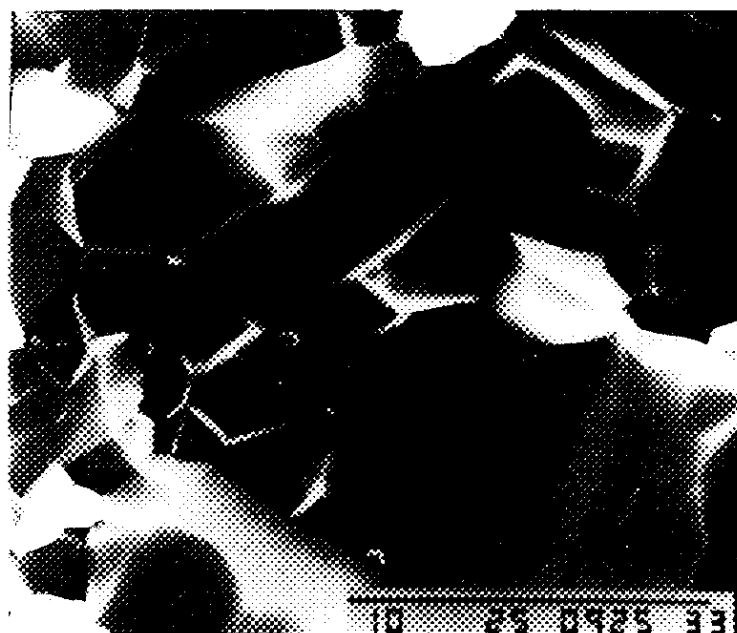
図2-15 HIP 処理の装置と工程

5μm



HIP 処理前

5μm



HIP 処理後

写真 2-3 HIP 処理前後のアルミナ焼結体波断面写真。HIP処理前の写真中の丸印は粒界間の空孔を示す。(日本鋼管(株) 提供)

面から均等に圧力を加えるため、表面上に開口している空孔は除去することはできない。本研究では図2-12に示したように直径100mm、長さ100mmのインゴットを焼結、HIP処理して表面を切削、加工し、直径92mm、長さ3.5mmの評価用試料を数十枚製作した。以下に低空孔率のアルミナ焼結体の物理的性質について述べる。

3) 低空孔率アルミナ焼結体の性能評価

表2-4にHIP処理前後のアルミナ焼結体諸特性を示す。HIP処理した低空孔率のアルミナ焼結体は光、熱などの伝導をさまたげる空孔が少ない。その結果透光性が増加し、表2-4に示したように熱伝導率も大きくなる。またアルミナの粒界間のなじみが改善するため機械的強度も増加する。

4) 内部の一樣なアルミナ焼結体の製作

焼結助剤や空孔といった内部欠陥が一樣に分布せずある領域に集中すると、その部分で局所的な発熱がさらに増加し回復不能な温度上昇が起り、その結果破壊を引き起すと考えられる。この集中した内部欠陥の有無を知る手段としてHIP処理が有効であることが分かった。HIP処理後、アルミナ焼結体の透光率は上昇するので集中した内部欠陥があると、その部分が黒雲のように見えるようになる。写真2-4にHIP処理した純度99.5%のアルミナ焼結体の透過光を観察した様子を示す。変色した部分がアルミナ焼結体の中心部に黒雲のように分布している。これに対して微粒径の原料粉体を用いて空孔を少なくし、純度を99.9%にしたアルミナ焼結体はこの様な黒雲が観察されたことは全く無かった。このことから黒雲のように見える部分は焼結助剤や空孔といった内部欠陥が集中したものと推測できる。純度99.5%のアルミナ焼結体ではこの黒雲が頻繁に観察された。これのない内部構造の一樣なアルミナ焼結体は全製作数のうち20%程度しか得られなかった。このことから従来の製造方法で製作されたアルミナ焼結体は内部の一樣が得られていなかったことが考えられる。さらにHIP処理後に中心部分が茶褐色に変色したり全体が黄色に変色する現

表2-4 HIP 処理前後によるアルミナ焼結体の物理的性質の変化

		HIP 処理前	HIP 処理後
空孔率 (括弧内は比重)	(%) (g/cm ³)	3.8 (3.834)	0.5 (3.965)
破壊強度	(kg/cm ²)	29.8	36.1
誘電率 ϵ (f=2853MHz)		9.2±0.09	9.7±0.09
誘電正接 $\tan \delta$ (f=2853MHz)	$\times 10^{-4}$	3.2±0.1	3.0±0.1
損失因子 $\epsilon \times \tan \delta$ (f=2853MHz)	$\times 10^{-3}$	2.94	2.91

アルミナ焼結体純度 99.5% 日本特殊陶業製

空孔率は(2-6)式を用いてかさ密度から計算した。かさ密度と破壊強度の測定は日本鋼管(株)によって行われた。誘電率と誘電損失は筆者の測定による。

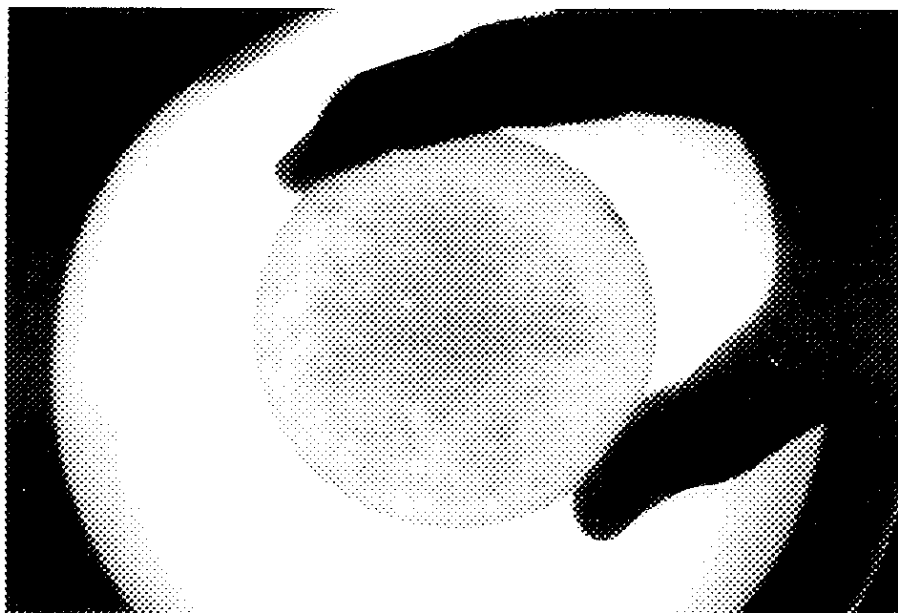


写真2-4 HIP処理した純度99.5%のアルミナ焼結体の透過光観察。裏側から光をあてて撮影した写真。変色した部分がアルミナ焼結体の中心部分に広がっている。この黒雲のように見える部分は焼結助剤や空孔等の内部欠陥が集中していると考えられる。この部分は損失因子が局所的に高くなり、破壊の原因となることが推測される。HIP処理によって空孔を無くし透光率を増加させることで局所的に不純物が集中したアルミナ焼結体を使用前に選別することを可能にした。

象が数多く見られた。これは焼結温度、焼結時間の最適化および焼結工程の管理を厳密にしていなかったため、焼きむらが起こったことが原因と考えられる。これについては茶褐色の部分が出来ないように焼結条件と焼結体の大きさについて最適化を行って解決した。このように内部構造の一様性を得るためには原料粉体を微小化して焼結助剤を均一に分布させ、焼結条件の最適化を行い、さらに焼結助剤を少なくさせることが有効であることをつきとめた。この透過光観察の方法で焼結助剤等が局所的に集中しているアルミナ焼結体を使用前に予め選別することが可能となった。これにより内部欠陥の分布状態による破壊への影響を減少させ、内部欠陥が一様に分布した状態で大電力試験を行うことを可能とした。このように内部の一様なアルミナ焼結体を作る上でも低空孔率化は有効であることがわかった。また供試体の高周波特性も従来のものに比べバラツキが少なく再現性が良いことを確認した。これにより材料の信頼性を格段に向上させることに成功した。

3. レゾナントリングを用いた高周波窓の大電力試験

3-1 試験の目的と方法

本試験の目的は、焼結助剤と内部空孔が破壊に及ぼす影響を出来るだけ分離して評価すること、および破壊の素過程の研究である。焼結助剤の量と種類、空孔率および内部構造の一様性をパラメーターにアルミナ焼結体の大電力試験を行い、高周波窓に使用するための最も優れたアルミナ焼結体の評価を行った。本試験の特徴は以下に示すものである。

- 1) 焼結助剤の量と種類、空孔率、およびそれらの分布状態を次の4パラメーター、
 - a) 焼結助剤の含有量(純度)、
 - b) 空孔率、
 - c) MgO(焼結助剤)の添加量、
 - d) 焼結助剤や内部空孔等の内部欠陥分布の一様性(透過光観察による黒雲部の有無)、

とし、低空孔率(0.50%)で焼結助剤の含有量と種類の影響を調査し、高純度(99.9%)で空孔率の影響を調べた。

- 2) 本試験で特に着目したのは局所的に集中した焼結助剤と内部空孔による回復不能な温度上昇である。アルミナ焼結体全体の温度上昇を高周波窓外壁の温度を測定することにより、間接的に測定した。
- 3) マルチパクタと破壊の関係を調べるため、アルミナ焼結体表面の発光について詳細な測定と分析を行った。
- 4) TiNコーティングの効果の影響を除くため、全ての試料にはコーティング処理を施していない。

- 5) 最大透過電力300MW迄のアルミナ窓の特性を調査する。その為にレゾナントリングを用いた[文献3-1]。
- 6) レゾナントリングは蓄積されるエネルギーが少なく、また高周波窓で放電が生じるとレゾナントリングの電気長が変化し電力の増幅が制限される。それでアルミナ焼結体に爆発的な破壊を生じさせないという自己抑制の特性を有し、高周波窓の試験に適している。

3-2 試験したアルミナ焼結体のパラメーター

本試験では前節で述べた4つのパラメーターを変化させて焼結助剤と内部空孔が破壊に及ぼす影響を出来るだけ分離して調べるために、表3-1に示した試料を準備して大電力試験を行った。図3-1に試料番号とパラメーターおよび損失因子を示す。低空孔率で焼結助剤の含有量と種類による影響を調べるため試料#1～#5は全てHIP処理を行い可能な限り空孔除去を行った。本研究では0.50%の空孔率となった。集中した内部欠陥(透過光で観測された黒雲部)による破壊を調べるため、同一純度(99.5%)で内部構造の一樣な試料#1と集中した内部欠陥がある試料#2の比較試験を行った。次に焼結助剤の含有量と耐電力の関係を調べるため高純度(99.9%)で内部構造の一樣な試料#3を試験し、試料#1との比較を行った。本研究で最も耐電力の大きいことが期待される、焼結助剤のMgOを全く添加しないで低誘電損失化を図った高純度アルミナ焼結体の評価と大電力透過時の温度上昇を測定するため、試料#4を試験した。高純度で低空孔率の内部構造が一樣なアルミナ焼結体(試料#3)の大電力透過時の温度上昇の再現性を調べるため、試料#3と同じパラメータの試料#5を試験した。試料#5は試料#3とは別の時期に製作したものである。次に大きな空孔による破壊の影響を調べるため、試料#3と同じアルミナ焼結体に図3-2に示すような直径500 μ mの貫通孔を10個開けた試料#6を試験した。最後にアルミナ焼結体の空孔率が破壊に及ぼす影響を調べるため試料#3と同じ材質にHIP処理をしないで空孔率を0.80%にした試料#7を製作し試料#3との比較を行った。写真3-1に試料#3と試料#7の表面写真を

表3-1 試験したアルミナ焼結体のパラメーターと試験結果

表面コーティング無し

試料 No.		#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7
純度	%	99.5	99.5	99.9	99.9	99.9	99.9	99.9
空孔率 (括弧内は比重)	% (g/cm ³)	0.5 (3.965)	0.5 (3.965)	0.5 (3.965)	0.5 (3.965)	0.5 (3.965)	0.5 (3.965)	0.8 (3.953)
MgO	%	0.19	0.19	0.06	0.00	0.06	0.06	0.06
$\epsilon \tan \delta$ f=2.853GHz	x10 ⁻³	11.96	11.96	2.94	0.265	2.94	2.94	3.10
集中した内部欠陥		無し	有り	無し	無し	無し	無し	無し
貫通孔の有無		無し	無し	無し	無し	無し	有り	無し

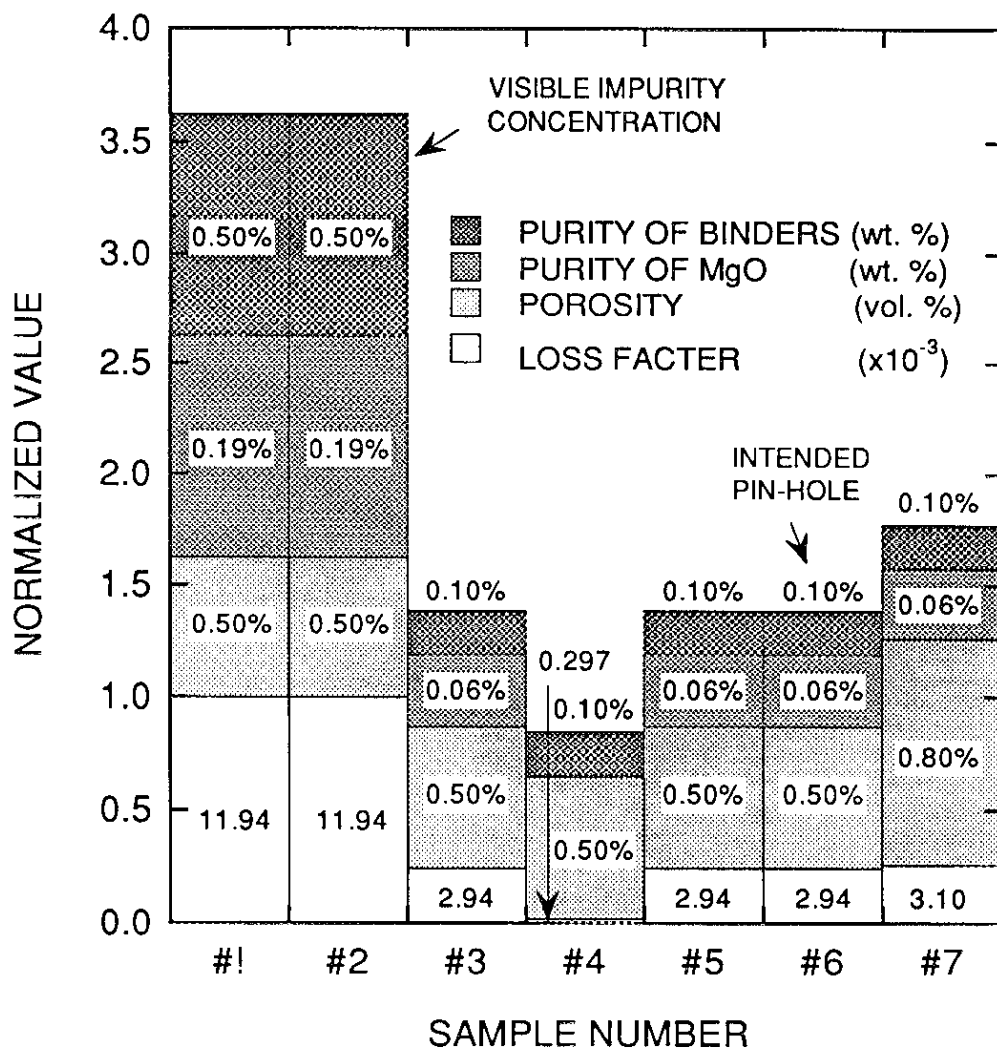


図3-1大電力試験を行ったアルミナ焼結体試料。試料#7を除いた全ての試料はHIP 処理を行い、空孔率を0.5% にした。試料#1と試料#2は純度99.5%で試料#2は集中した内部欠陥(透過光観察による黒雲部)の有るものである。試料#3、#5および#6は純度99.9%で#6は直径0.5mmの貫通孔を試験前に開けたものである。試料#4は純度99.9%で焼結助剤のMgOを全く添加しないで低誘電損失化を図ったものである。試料#7は純度99.9%でHIP処理を施さず空孔率を0.8%にしたものである。試料の詳細なパラメーターは表3-1に示した。

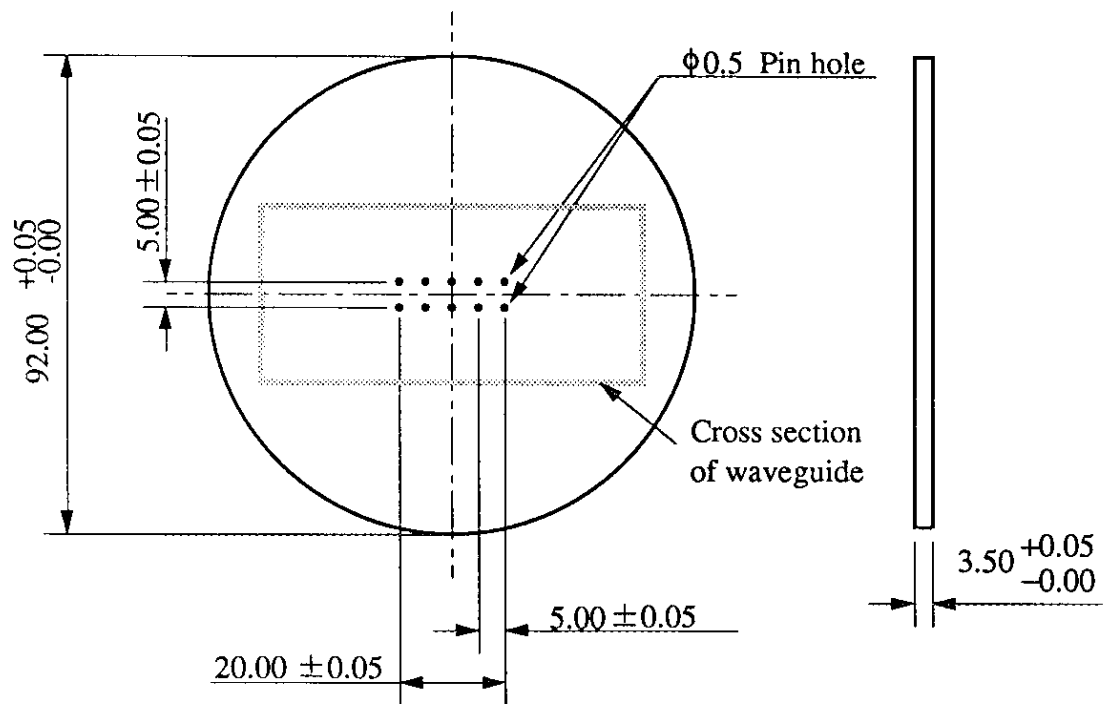
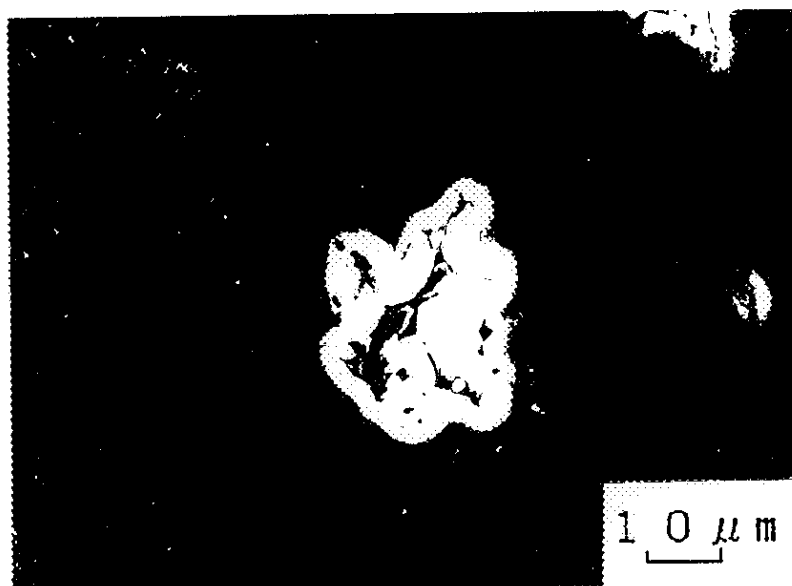
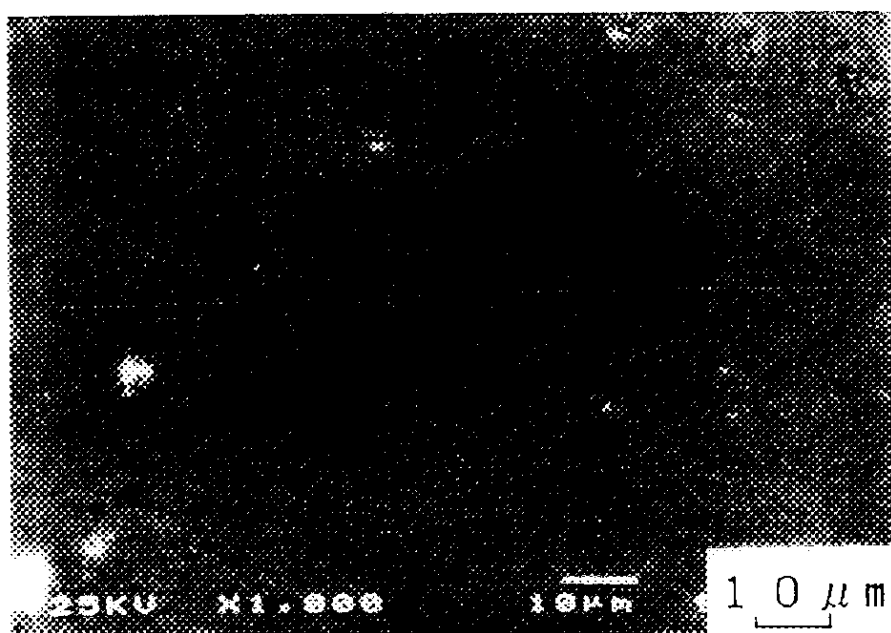


図3-2 試料#6 の貫通孔配置図



試料#7の表面写真(HIP処理前の高純度(99.9%)アルミナ焼結体の表面)



試料#3の表面写真(HIP処理後の高純度アルミナ焼結体の表面)

写真3-1 高純度(99.9%)アルミナ焼結体のHIP処理前後の表面写真。上は試料#7で下は試料#3である。

示す。試料#7の表面写真の中央に見えるのが直径約 $15\mu\text{m}$ の空孔である。この様に $0.1\sim 0.5\mu\text{m}$ の微粉体を用いたアルミナ焼結体は前章の写真2-2に示したように緻密にすることが可能であるが比較的直径の大きな空孔がまばらにできるのが特徴的である。しかしながら試料#3の写真に示したようにHIP処理を行うことでこれを除去することが可能である。

3-2 試験装置

本試験ではアルミナ焼結体に数百MWの高周波電力を透過させて、破壊の素過程を観測し、そのメカニズムを解明することも目的としている。その為には透過電力によって生じる破壊が爆発的に起らないような試験装置と破壊の観測システムを構築する必要がある。本研究で使用したレゾナントリングはその基本的性質から非常に都合が良い。それはレゾナントリングの周回電力が400MWと非常に大きな場合でも、リングに蓄積されるエネルギーはたかだかが40Joule/Pulse(クライストロン出力16MW、 $2.5\mu\text{s}$)と小さいことと、周回する高周波電力の位相が変化すると瞬間的に増幅率が制限されることが上げられる。大電力試験において、アルミナ焼結体に僅かな放電が発生すると、それによりレゾナントリング内の高周波の電気長が変化し、瞬間的に電力増幅が制限される。この自己抑制作用により試験試料に爆発的な破壊を生じることなく、その破壊の素過程を長時間にわたり観測することが可能となる。レゾナントリング以外の大電力高周波源としては、クライストロンを複数本使用し、出力合成したり[文献3-2]、高周波電力の時間圧縮装置(SLAC Energy Doubler, Binary Power Multiplier)[文献3-3, 3-4]による方法がある。これらは実際の使用状況に最も近い条件で十分な評価を行える利点がある。然しながら、いずれの方法も高周波源の蓄積エネルギーが1000Joule/Pulse(クライストロン出力400MW、 $2.5\mu\text{s}$)とレゾナントリングと比較して25倍も大きいことと、自己抑制機能がないので試験試料に放電が開始すると瞬間的に爆発的な破壊が生じる。その為、破壊の素過程を観測することは非常に困難である。これらの理由からアルミナ焼結体内部の空孔と焼結助剤に

よる破壊の素過程の研究とマルチパクタを発端とする破壊の詳細な観測等を行うためレゾナントリングを用いてアルミナ焼結体の評価試験を行うことにした。

3-2-1 装置概要

試験装置の概要を図3-3に示す。図3-3に示した様に高周波窓はレゾナントリングの周長の一部に挿入する。クライストロンの高周波電力はレゾナントリングを用いて増幅し最大410MWまでの運転を確認した。本研究では破壊の素過程をできるだけ時間的に分解して測定を可能にする装置を考案し構築した。大電力透過時にアルミナ焼結体表面で起るマルチパクタによる発光、アルミナ焼結体の内部空孔や焼結助剤による温度上昇、放電時に放射されるX線等の物理現象を観測、測定できるように各種計測装置を高周波窓の周辺に設置した。これらの計測器の時間分解能は全てパルス毎にnsオーダーで測定可能なものから数秒間の積分測定が可能なものまで整えた。さらに長時間の連続運転を可能にするため計算機プログラムによる制御を行った。以下に大電力高周波窓、レゾナントリング、評価装置の詳細について述べる。大電力高周波源(クライストロン、パルス変調器、低電力駆動系)と計算機制御系については附録A5を参照されたい。

3-2-2 高周波窓の構造

図3-4に本試験に用いた高周波窓の構造を、写真3-2にその外観を示す。前にも述べたがアルミナ焼結体の改善による効果のみを評価するため、全て機械的な組立て型(demountable type)の構造にし、試料だけを交換しその相対比較を行った。アルミナ焼結体のロー付けとメタライズの技術的な影響を避けて評価を行えるように、ピルボックス空洞の内側と大気およびアルミナ焼結体の左右の真空シールはヘリコフレックスにより行った。試料の大きさは直径92mm、厚さ3.5mmの円板で、その外円周部はヘリコフレックスの内側と接し、真空シールをするため鏡面仕上げにした。試料の両面の表面粗度は0.5～0.6Sである。この高周波窓の周波数特性を図3-5に示す。

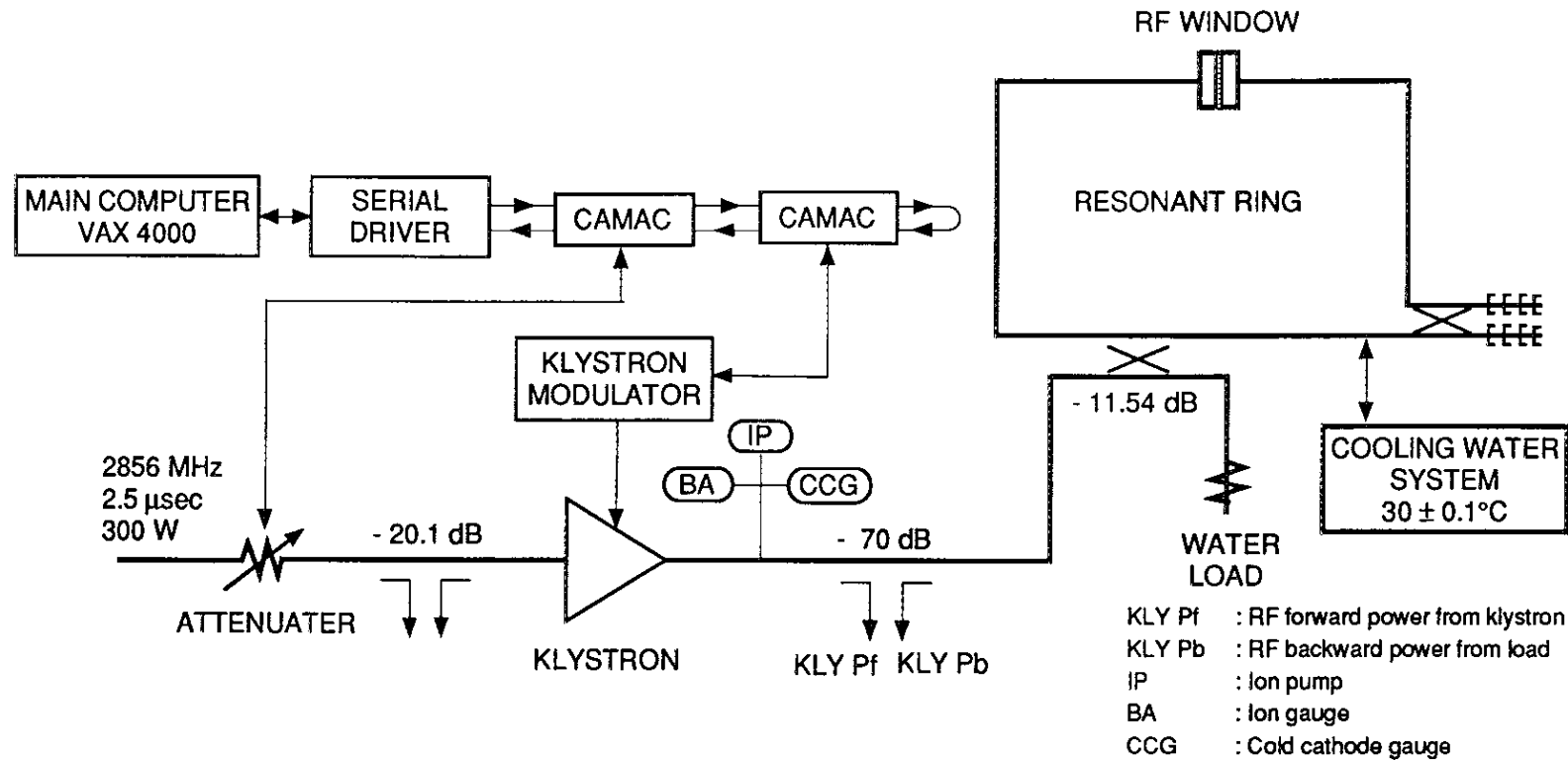


図3-3 試験装置の概要。本試験装置はレゾナントリング、高周波窓、大電力高周波源(クライストロン、パルス変調器と低電力駆動装置)および計算機制御系からなる。レゾナントリングの励振電力はクライストロンから供給する。クライストロンはパルス変調器から電力供給され、出力電力の増減は入力電力を可変減衰器で増減し行っている。高周波窓の評価装置の信号モニタ、パルス変調器制御および可変減衰器制御は計算機によって行うことができるようにし、長時間の連続自動運転をできるようにした。

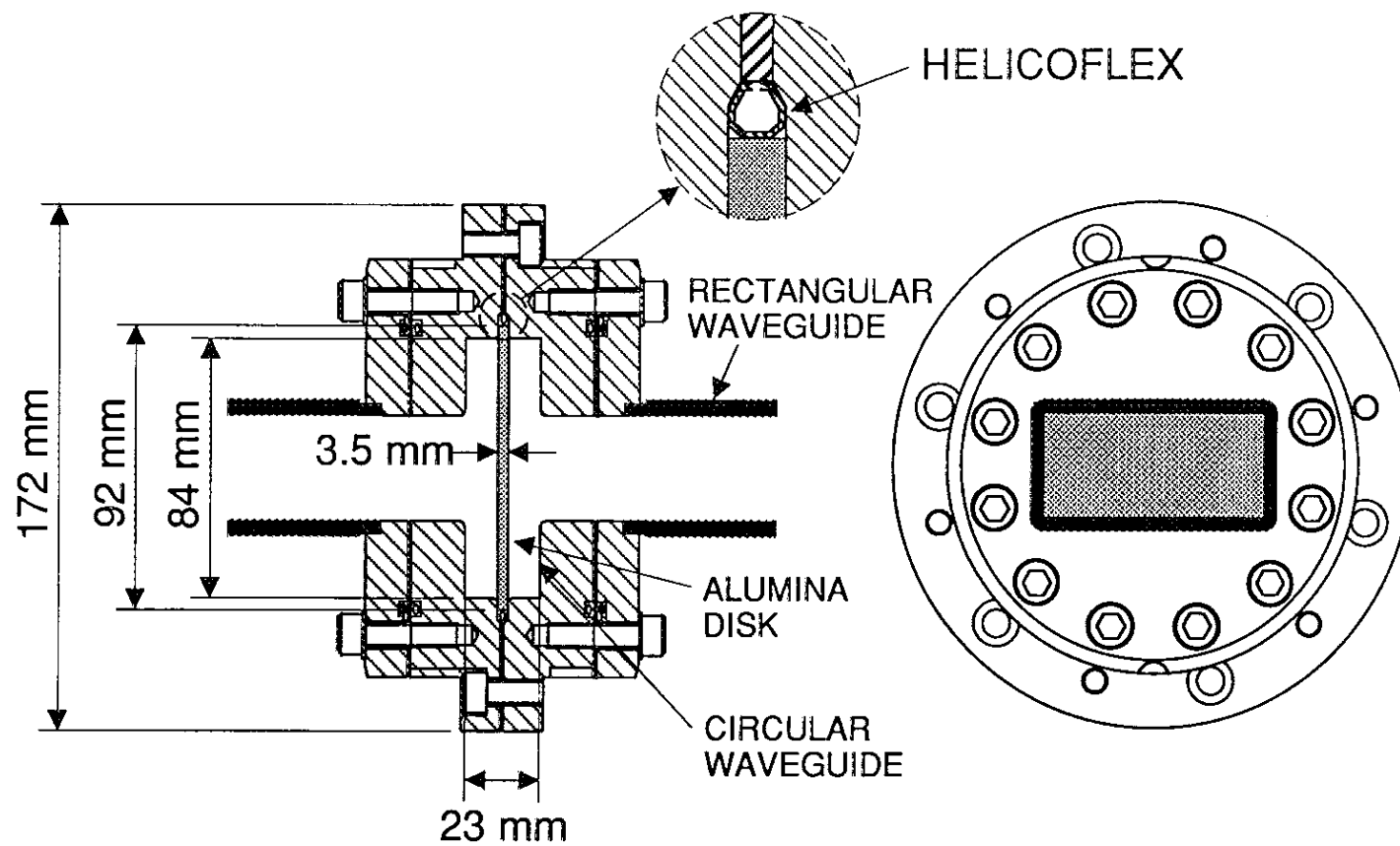


図3-4 高周波窓の構造

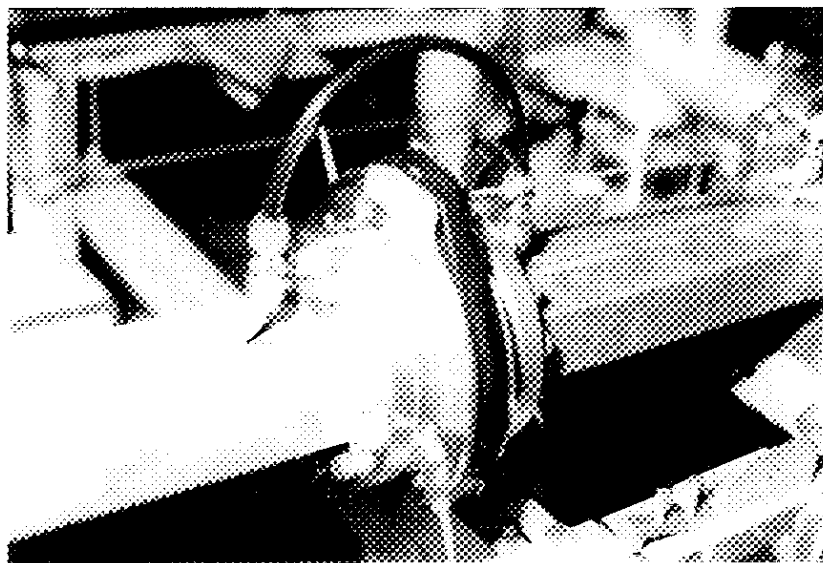


写真3-2 高周波窓の外観写真。上部にある白い発泡スチロールに下に熱電対を設置した。

►S₁₁
REF 1.0
50.0 m /
V 1.0601
hp

SWR

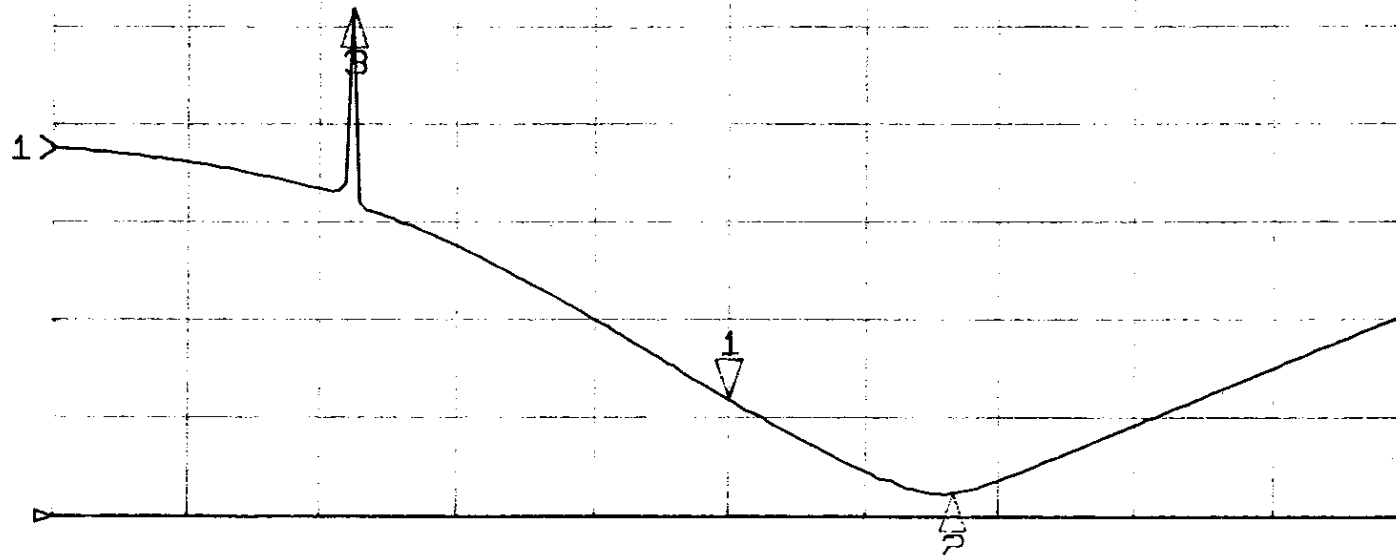
►MARKER 1
2.856 GHz
1.0601

MARKER 2
2.889 GHz
1.0123

MARKER 3
2.801 GHz
1.2599

C

SCALE
0.05 /div



CENTER 2.856000000 GHz
SPAN 0.200000000 GHz

23 JUN 92
20:26:30

図3-5 大電力試験に使用した高周波窓の入力VSWRの周波数特性

横軸は周波数(20MHz/div)、縦軸は入力VSWR(0.05/div)である。単純なピルボックス構造をしているので入力VSWR 1.05以下で±30MHzの広い帯域特性を有する。運転周波数(2856MHz。図中のマーカー1番。)より高い2889MHz(図中のマーカー2番)にVSWRの最小値があるのは、設計値より大きい誘電率のアルミナ焼結体を装着しているためである。図3-5中の2801MHz(マーカー3番)の共振はゴーストモードと呼ばれ、高周波窓の円筒導波管部分に共振するモードで、運転周波数に近いと円筒導波管部にエネルギーを蓄積しアルミナ焼結体の破壊の原因となると考えられている[文献3-5]。この高周波窓ではゴーストモードの共振周波数はそのQ値からみて十分離れていることがわかる。

3-2-3 レゾナントリング

1) 装置構成

図3-6に本試験で使用したレゾナントリングの構成を、写真3-3にその外観を示す。また表3-2にその諸パラメーターを示す。図3-6に示したようにレゾナントリングとは矩形導波管部品をリング状に接続したもので、その一部に高周波窓を挿入して大電力試験を行う。高周波窓の上下流にはアルミナ焼結体表面で起る発光を詳細に観測出来るように直径10mmの観測窓を設置した。高周波窓のピルボックス部は全ての試料で同じ物を使用しているため、試料毎のわずかな誘電率の違いで高周波窓の入力VSWRが必ずしも運転周波数で最小にならない。これを補正するため5スタブチューナーをリング内に設けた。リング内の進行波電力と放電時に発生する反射電力を観測するため夫々結合度が-70dBのベータホール型カップラーを設置した。クライストロン(東芝 E3712)出力は結合度-11.45dBの方向性結合器を通してレゾナントリングに供給され、ここでは反時計回りに周回を重ねる。レゾナントリングの全長を運転周波数の波長の整数倍になるように位相器で調整すると、リング内の進行波電力は周回を重ねるごとに新たに供給された電力と重畳され増幅する。図3-7にベータホールカップラで測定したレゾナントリング内の進行波波形(図中上)とクライストロン

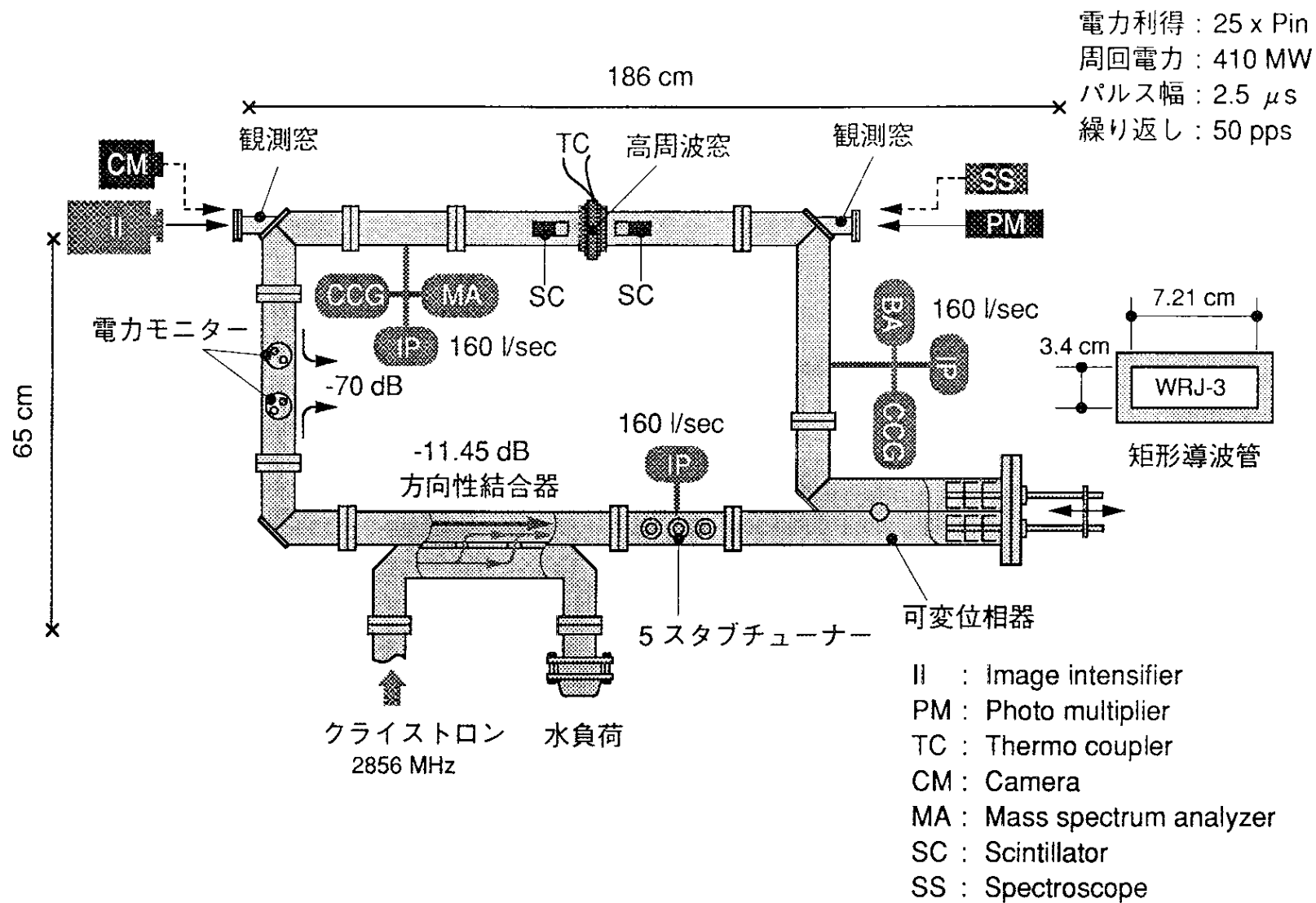


図3-6 レゾナントリングの構成と高周波窓の評価装置

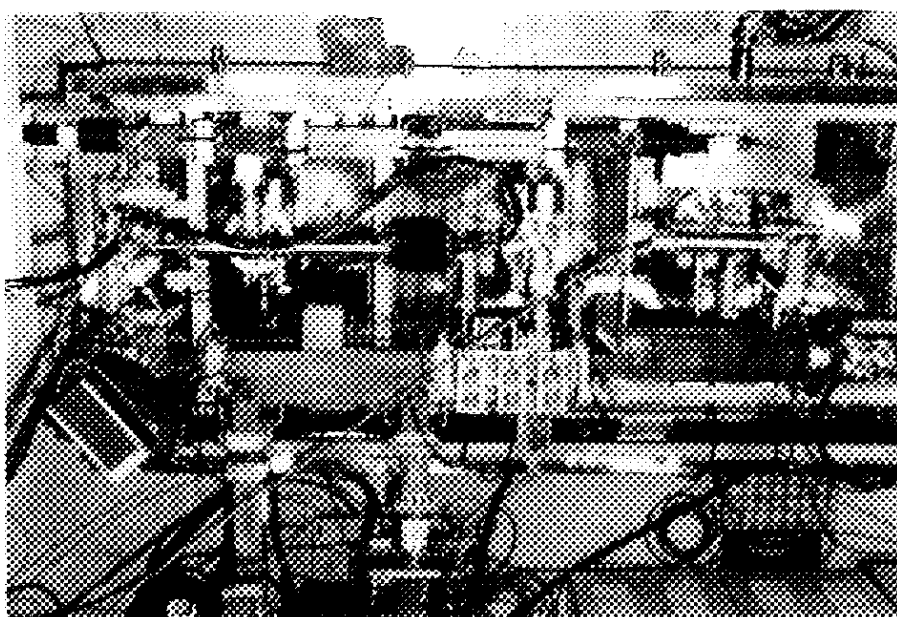


写真3-3 レゾナントリングの外観写真

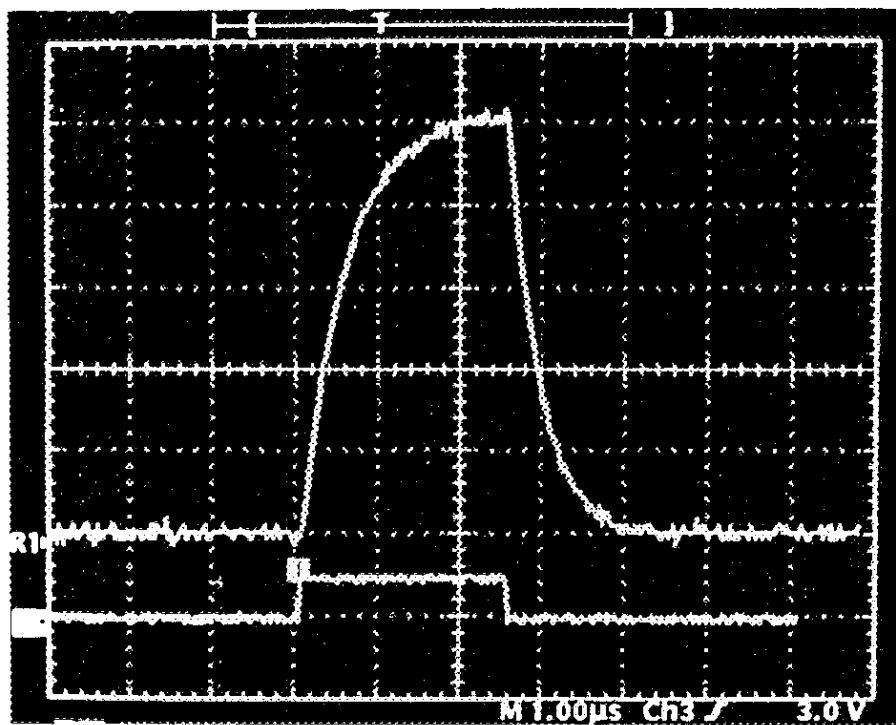


図 3-7 レゾナントリング内の進行波(上)とクライストロンの出力波形(下)。横軸は時間 ($1\mu\text{s}/\text{div}$)、縦軸は高周波電力(上 $80\text{MW}/\text{div}$ 、下 $30\text{MW}/\text{div}$)

表3-2 レゾナントリングの緒性能

最大励振電力	410 MW
入力電力	16.4 MW
電力増幅率	25 倍
最大パルス幅	4.5 μ s
最大繰り返し	50 pps
ループ全長	4.6 \pm 0.1 m
周回数 (2.5 μ s)	200
入力結合度	-11.54 dB
位相器可変範囲	\pm 180 deg.
高周波窓損失	0.06 dB
導波管損失	0.138 dB/turn

の出力波形(図中下)を示す。横軸は時間($1\mu\text{sec}/\text{div}$)、縦軸は高周波電力(上 $80\text{MW}/\text{div}$ 、下 $30\text{MW}/\text{div}$)である。図3-7に示した様にレゾナントリング内の進行波は時間とともに、つまり周回を重ねる度に足し合わされ、進行波電力は供給電力とリング内の高周波損失が釣り合うところまで増幅される。本試験装置では $2.5\mu\text{s}$ のパルス幅で25.6倍のピーク電力が得られるように設計した。レゾナントリングの詳細な基本原理は附録A4を参照されたい。装置のみでは最大 410MW の励振電力で安定に動作することを確認した。この励振電力は本研究で開発したアルミナ焼結体をベータホールカップラーの真空シール部に使用して初めて可能となった(附録A4参照)。高周波窓の評価試験はベータホールを改善する前に行ったので最大の励振電力は 310MW まで行った。

2) 真空排気装置

レゾナントリングを構成する導波管には周回する大電力高周波によってその狭面の上下に高電界が生じる。この電界による高周波放電を防ぐため、レゾナントリング内は超高真空に排気する必要がある。本研究に使用したレゾナントリングは排気速度 $160\text{ l}/\text{min}$ のイオンポンプ3台で $5.0\times 10^{-9}\text{ Torr}$ 以下の圧力に保った。真空度の正確な測定はB-Aゲージ(BAG)で行い、長時間の基底圧力の記録に使用した。レゾナントリングの運転中にアルミナ焼結体表面で起る放電等によって放出されたガスはリング内の真空度を急速に悪化させ、さらに放電を繰り返す原因となることが考えられる。それを防ぐために真空度の急激な変化に対して早い応答速度を持つコールドカソードゲージ(CCG)を用いて真空度をモニターし、 $1.0\times 10^{-7}\text{ Torr}$ 以上の圧力になった場合、瞬時に高周波電力の供給を停止させるようにインターロック回路を構築した。

3) 冷却装置

レゾナントリングは共振器であるためにその電力利得はリングの周長によって大きく変化する。リング周長は外気温の変化や導波管内壁の高周波損失による熱膨脹によって変化する。そのためリングの電力利得は図3-8に示した様な温度特性を持つ。図3-8で横軸はリング全体の平均温度、縦軸は室温(25度)で電力利得を最大になるように周長を調整した場合の電力利得を表している。電力利得の変動を±0.5%以下にするためにはレゾナントリング全体の温度を±0.9度に保つ必要がある。それでレゾナントリングを構成する導波管には全て冷却用の配管を取付け、リングの注水口の温度で 30.0 ± 0.1 度の精度に安定化した冷却水を10 l/minの流量で循環させた。また高周波窓から大気への放熱条件を一定にするため、この冷却水を用いて高周波窓周辺の外気温を一定にする装置を設置した。

3-2-4 計測装置

局所的に集中した焼結助剤と内部空孔による温度上昇を試料間で相対的に比較するため、アルミナ焼結体全体の温度を高周波窓の外壁に取付けた熱電対(Ar-Cr)により間接的に測定した。本試験ではこの結果を最も重要視した。破壊の主要因と考えられているマルチパクタによるアルミナ焼結体表面の発光パターンをリアルタイムで観測するため高周波窓の上流の観察窓にイメージインテンシファイアを設置した。マルチパクタによる発光はかろうじて目視できるような微弱な場合が多いので、イメージインテンシファイアの映像増強度(光増幅率)は最大7000倍のものを用了。アルミナ焼結体の電子衝撃による発光は310nm近辺の波長をピークとする紫外領域であるためこの波長領域も可視領域に変換するようにした[文献3-6、3-7]。また観察窓の材質にも紫外領域の光まで透過することのできるUV-サファイアを用いた。発光の時間依存性はマルチパクタの特性を調べる上で極めて重要な情報である。これには下流側の観察窓に紫外領域まで測定できる光電子増倍管を設置して測定した。これの応答速度は2.6nsであり、短時間の発光でも観測することができる。表面発光

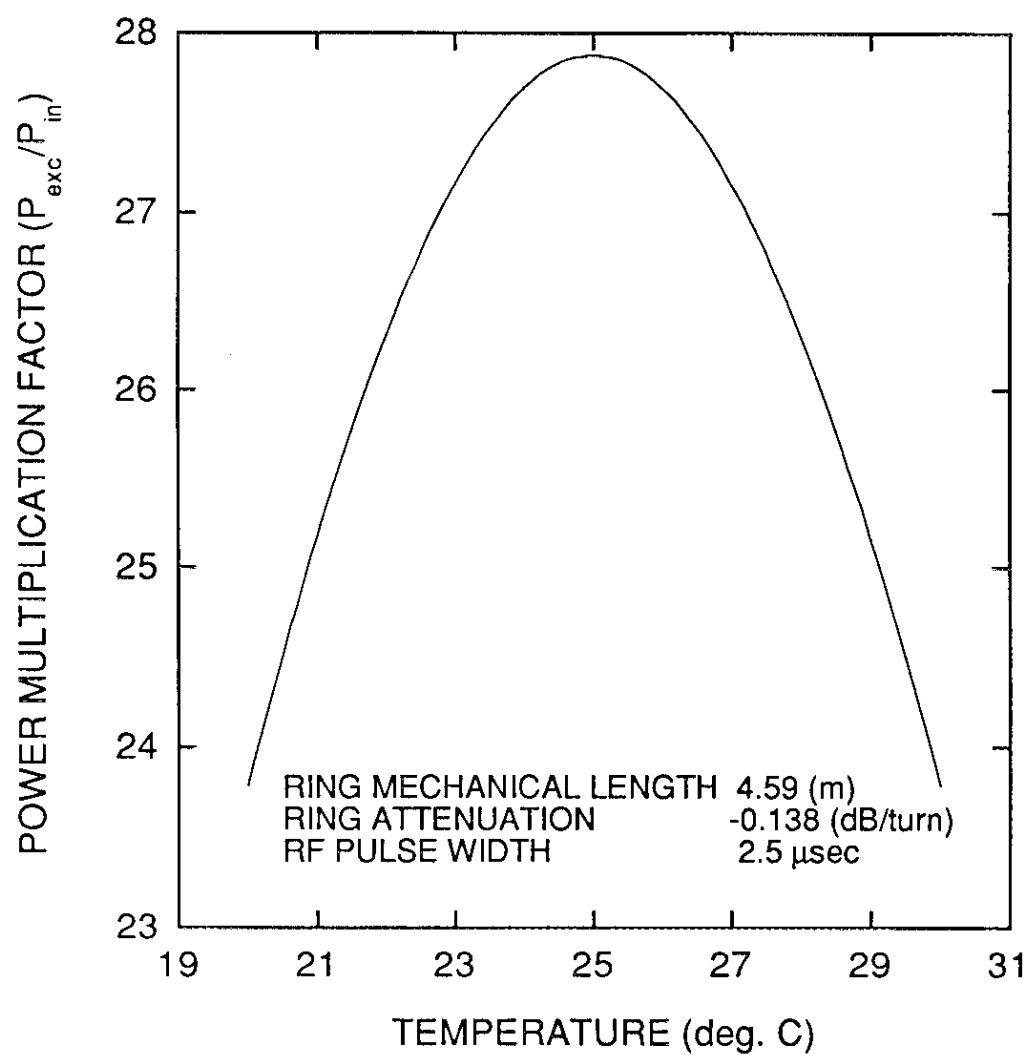


図3-8 レゾナントリングの電力利得の温度特性。室温(25度)で最大利得が得られるようにリングの電気長を調整した場合の計算値(銅の線膨脹係数 1.66×10^{-5} m を使用)

の時間積分はスチールカメラのシャッター時間を調整して行った。電子衝撃による発光成分の同定を行うため発光スペクトルは高周波窓下流側の観測窓に適時分光器を設置して測定した。高周波窓から発生するX線は内部の電子運動を理解するための重要な情報であるが、その時間依存性は高周波窓近傍の上、下流にシンチレーションカウンタを設けて測定した。またX線の積算量はサーベイメーターを用いて測定した。またアルミナ焼結体表面に吸着した気体分子や表面での放電によって放出されるガスの種類は質量分析器を用いて分析した。

3-4 試験手順

試験は次の手続きに従って進めた。

パルス幅は $2.5\mu s$ 一定とし、繰り返しは10pps、25pps、50ppsと順次上げた。そしてそれぞれの繰り返しに於て透過電力を徐々に上昇させ、その最大透過電力を300MWとした。

試験運転はリング内の圧力が 1×10^{-7} Torr以下、アルミナ焼結体表面の最大発光エネルギーが100mW以下およびリング反射電力が1MW以下の条件下で行った。放電等によりこれらの条件が瞬間的に満たされない場合でも瞬時に運転停止となるようにインターロック回路を構築した。

3-5 試験結果

本試験ではアルミナ焼結体の温度上昇を試料間で相対比較するため、高周波窓外壁の温度上昇について着目した。試験した試料のうち破壊したものは純度99.5%の試料#1と#2、および故意に貫通孔を開けた純度99.9%の試料#6である。図3-9にこれらの温度上昇を示す。横軸は透過平均電力、縦軸は高周波窓外壁の温度上昇である。同じ試料で複数の実線があるのは異なった繰り返しで行った試験結果である。試料

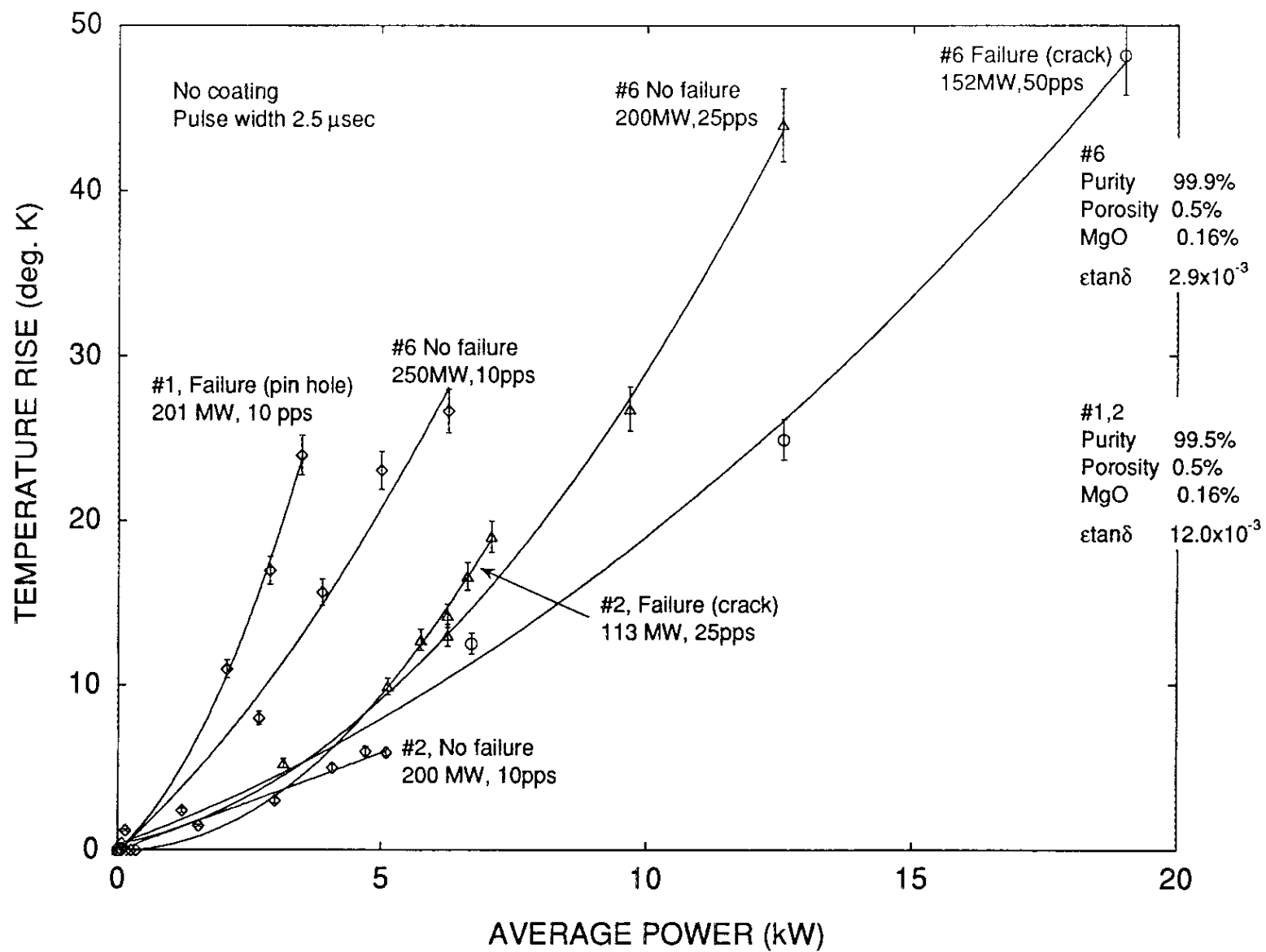


図 3-9 破壊した高周波窓の外壁の温度上昇。横軸は透過平均電力、縦軸は温度上昇である。これらは透過平均電力に対し直線的でなく急激に温度上昇することがわかる。

#2の繰り返し10ppsでの結果は透過平均電力の1次の線形関数で内挿し、それ以外については2次の線形関数で内挿した。破壊した試料の温度上昇は全て透過平均電力に対し比例ではなく急激に温度上昇をしていることが分かる。これに対して破壊しなかった試料#3、#4、#5、#7の温度上昇を図3-10に示す。これらの温度上昇は全て透過平均電力に比例していることが分かる。図3-11に全試料の最大繰り返し時における温度上昇を、表3-3にそれらのパラメーターと試験結果を示す。表3-3において温度勾配 $\Delta T / \Delta P$ (deg./kW) は透過平均電力1kW当たりの高周波窓外壁の温度上昇を示す。これは図3-11中の各直線の傾きに相当する。急激な温度上昇をした試料については最大の温度上昇値を平均透過電力で割った値を用いた。表3-3にはこの値が大きい順に上から並べてある。表3-3の説明と各試料の試験経過および各パラメーターと破壊との関係について項目別に次節以降に述べる。

3-5-1 焼結助剤の変化によるアルミナ焼結体の耐電力比較

1) 内部の一様性と純度の変化によるアルミナ焼結体の耐電力比較

集中した内部欠陥による破壊を観察するために、空孔率0.50%、純度99.5%の条件で内部構造の一樣な試料#1と透過光観察の方法で黒雲の見られた内部構造の一樣でない試料#2の試験を行った。また焼結助剤の量を変化させた時の耐電力の比較をするために、空孔率0.50%で内部構造の一樣な純度99.9%の試料#3を試験し、試料#1との比較を行った。

試料#1は最初の繰り返し10ppsの運転で、透過電力が100MWになったところで大きな放電(発光と圧力の上昇)が起った。その後は直径が約数cmの範囲内で同一部分の連続発光が持続し、それは透過電力によらず増大していった。その発光強度と高周波窓の外壁で測定した放射線強度は、外部から加えたアルミナ焼結体に平行な静磁場の大きさによって変化することが観測された。これは発光が電子等の荷電粒子の衝撃によるものであると推察できる。この透過電力では1-4節で触れたように、

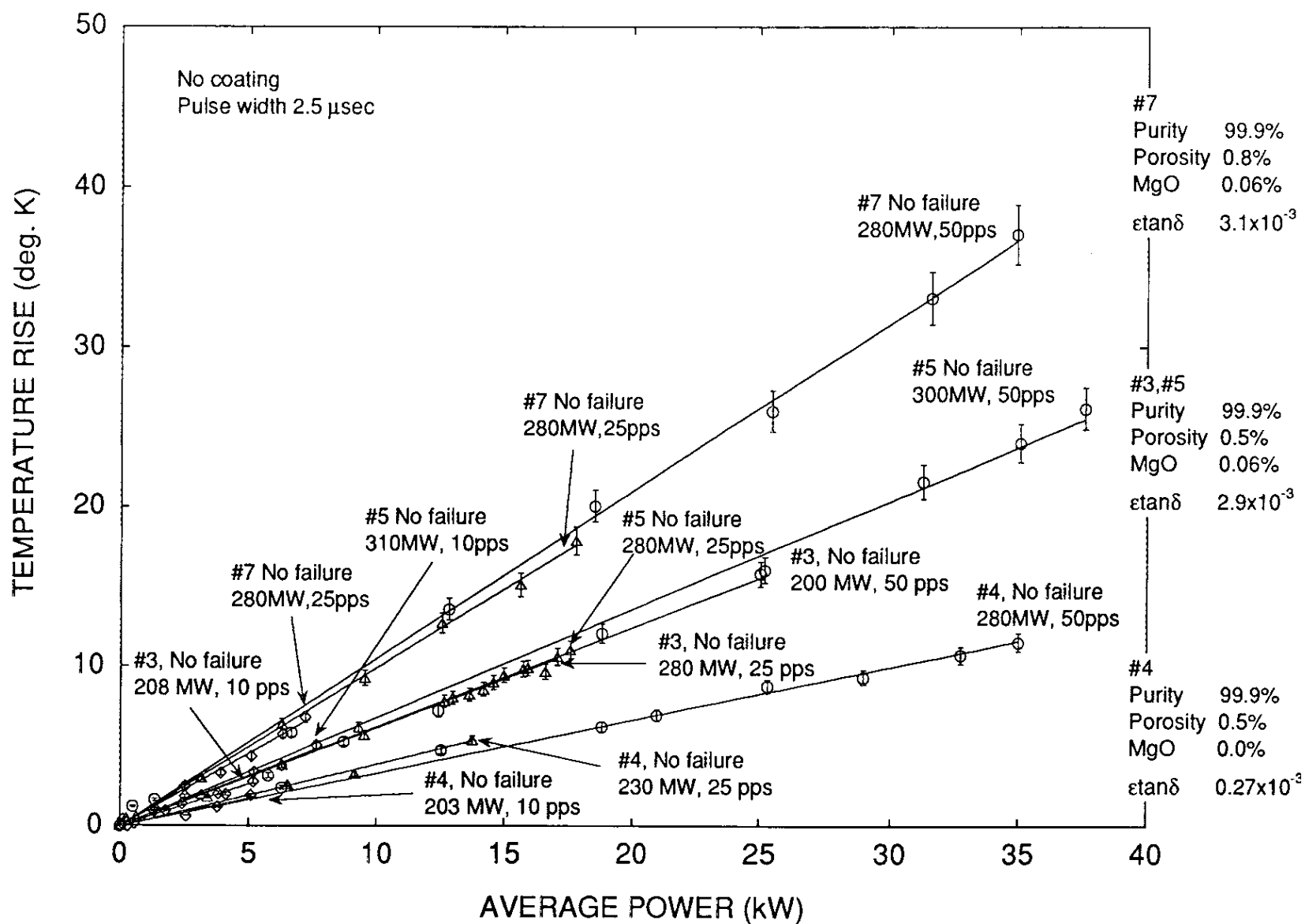


図 3-10 破壊しなかった高周波窓の外壁の温度上昇。横軸は透過平均電力、縦軸は温度上昇である。これらは透過平均電力に比例して温度上昇することがわかる。

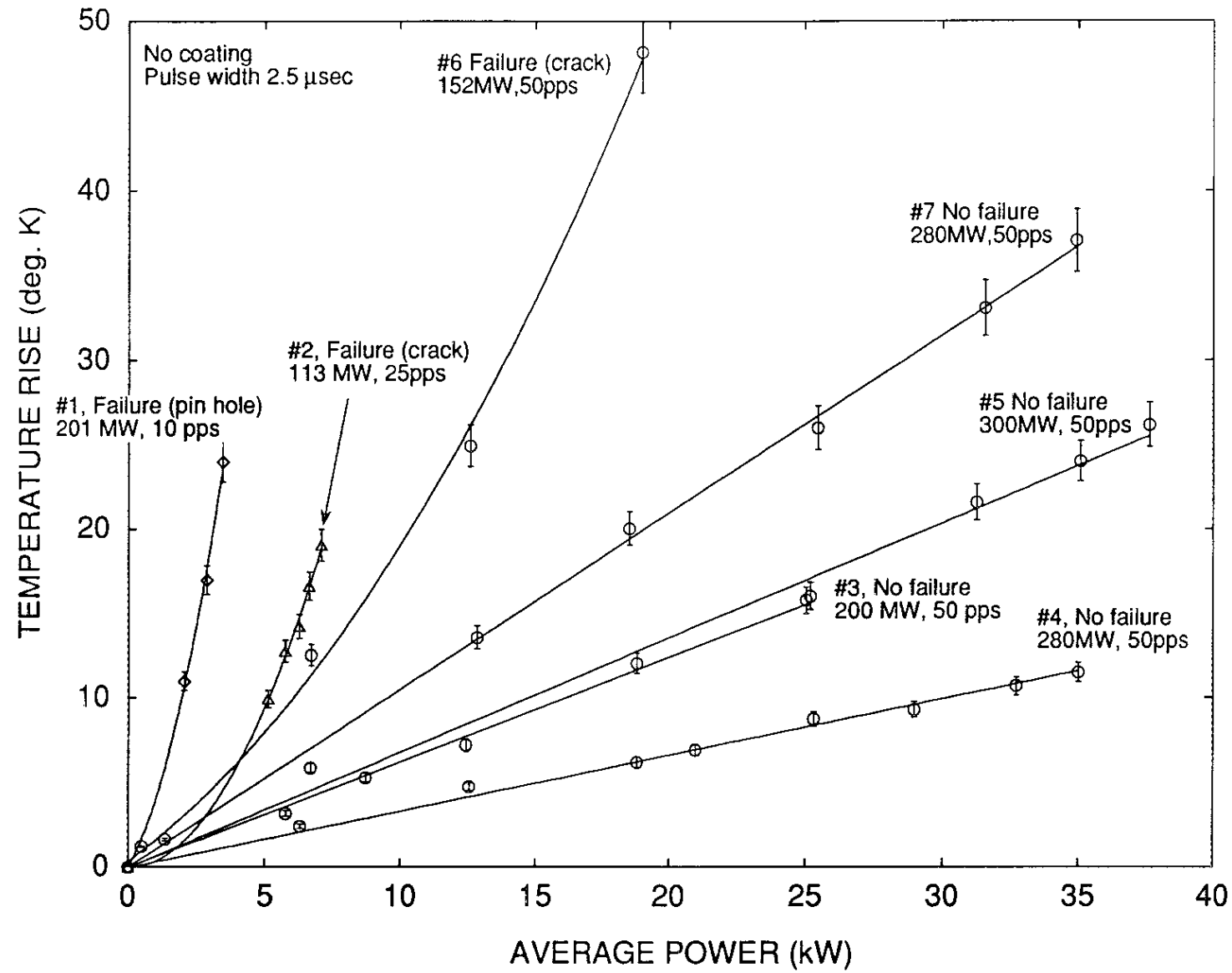


図 3-11 試験した高周波窓の外壁の温度上昇。横軸は透過平均電力、縦軸は温度上昇である。

表3-3 アルミナ焼結体のパラメーターと試験結果

純度 (wt. %)	MgO (wt. %)	空孔率 (vol. %)	$\varepsilon \tan \delta$ ($\times 10^{-3}$)	内部の 一様性	$\Delta T / \Delta P$ * (deg./kW)	破壊	最大透過 電力(MW)	試料番号	
99.5	0.19	0.5	11.96	有り	6.96	有り(貫通孔)	201	#1	
				無し	2.69 (1.156)**	有り(亀裂)	113 (204)	#2	
99.9	0.06	0.8	3.10	有り	1.05	無し	280	#7	
		0.5	2.94		0.69 (4.26)***	無し (有り、亀裂)***	300 (152)	#3,#5 (#6)***	
	0.00	0.5	0.265		0.32	無し	280	#4	

* 高周波窓外壁の温度上昇を平均透過電力で割った温度勾配。

** 括弧内は破壊しないで透過平均電力に対して直線的に温度上昇した時の温度勾配。

*** 括弧内は#6。直径0.5mmの貫通孔を開けて試験した試料。

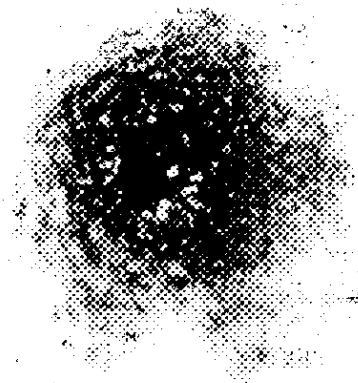
最大透過電力は破壊した試料については破壊したときの透過電力、破壊しなかった試料は運転した最大の透過電力を示している。

『通常のマルチパクタ』は起こらないので、この発光はアルミナ焼結体の表面の欠陥部に『局所的なマルチパクタ』が発生したと推察した。この試料は透過電力が200MWに到達したところで大放電を起し、破壊した。試験後に発光部分を光学顕微鏡で観察すると直径数十 μm 程の溶融したピンホールが無数にあり、さらに数cmの亀裂を発見した(写真3-4)。これらは『局所的なマルチパクタ』による電子衝撃が発端となって溶融と熱歪による亀裂が起り破壊したと考えられる。またこの発光点を熱源としていると考えられるが、高周波窓外壁の温度は平均電力に対し直線ではなく急激に上昇することを観測した(図3-9)。

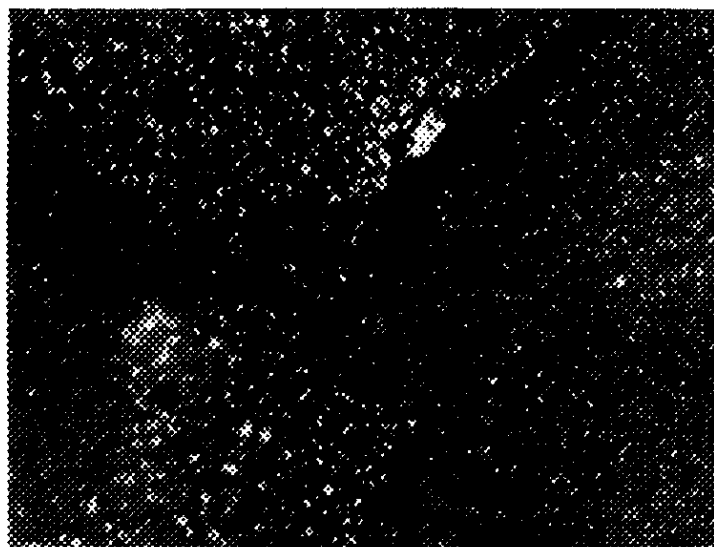
試料#2は試料#1と同じ純度であるが内部構造の一樣でない集中した内部欠陥(黒雲部)のあるものを選んだ。試料#2についてはアルミナ焼結体表面の局所放電が発生せず、繰り返し10ppsで204MW迄運転した時点では試料#1程の温度上昇は見られず、透過平均電力に対して直線的に温度上昇した。繰り返しを25pps迄上げ、透過電力を増加させると、113MWでアルミナ焼結体の円板を寸断する亀裂が発生し破壊した。表面には溶融痕が全く見られなく、亀裂した破断面を観測すると極在した内部欠陥に溶融痕が見られたため、この亀裂は『内部の局所発熱』によって熱歪が生じて発生したものと考えられる。この発熱のためこの試料においても高周波窓外壁の温度は平均電力に対し比例せず急激に上昇することを観測した(図3-9)。

高純度で低空孔率の試料#3は繰り返し10ppsで200MW迄運転した後、25ppsで280MW迄運転した。最後に50ppsに繰り返しを上げ200MW迄電力を上げた段階で試験を終了した。この試料は試料#1に比べ温度上昇が小さく、高周波窓外壁の温度は平均電力に対し直線的に増加した。試験中は放電も少なく、極めて安定に動作し、試験後のアルミナ焼結体表面には溶融痕や亀裂等は全く観測されなかった。

試料#2の試験結果から、集中した内部欠陥のあるアルミナ焼結体はその部分から破壊が起ることを明らかにした。これはアルミナ焼結体の耐電力を向上させるために内部構造の一樣性が重要であることを意味している。試料#1と#3の試験結果から、低空孔率のアルミナ焼結体では純度の高い程耐電力は向上し、表3-3から分かるよう



貫通孔部



亀裂

写真3-4 破壊(貫通孔)した試料#1 の表面拡大写真

に温度勾配が小さいことがわかった。これは焼結助剤を減少させると局所的な温度上昇を起す部分が確率的に少なくなるためと考えられる。

2) 高純度アルミナ焼結体の温度上昇の再現性と耐電力評価

試料#5は高純度で低空孔率な試料#3の温度上昇の再現性と、さらに大きな透過電力での破壊の有無を調べるために試験した。この試料は試料#3とは別のインゴットから製造されたものである。繰り返し10ppsで310MW迄運転した後、25ppsで280MW迄運転した。最後に50ppsに繰り返しを上げ300MW迄電力を上げた段階で試験を終了した。図3-10に示した様に試料#5の高周波窓外壁の温度上昇は試料#3を良く再現している。この様に高純度化した低空孔率の、さらに内部構造の一様なアルミナ焼結体では大電力試験における高周波窓の温度上昇を良く再現させることができ、アルミナ焼結体の性能の信頼性を向上できることを明らかにした。また本研究で開発した高純度で低空孔率のアルミナ焼結体は最大尖頭電力310MW、最大平均電力37.5kWでも破壊しないことを明らかにした。

3) 焼結助剤のMgOを含まない低誘電損失アルミナ焼結体の評価試験

試料#4は空孔率0.50%で、純度99.9%、さらに焼結助剤のMgOを全く添加しないで低誘電損失化を図ったアルミナ焼結体である。試料#4は繰り返し10ppsで203MW迄運転した後、25ppsで230MW、50ppsで280MW迄運転した。温度上昇は全ての試料のなかで最も小さく、最大電力280MW、繰り返し50ppsまで透過電力を上げたときも、安定に動作することを確認した。しかしながらこれは表面が梱包材の有機物により汚染されていた為、表面での放電が多発し、エージングに大変時間を要した。質量分析器で観測すると、放電時には全圧力の10～60%の炭素を含む気体(一酸化炭素と二酸化炭素)が放出された。そして試験後に窓枠には炭素と思われる黒色の微粒子が多量に付着してるのが発見された。しかしながら試験後のアルミナ焼結体表面には有機物汚染のパターンが焼き付けられたのが観測されたが溶融痕や亀裂は全く観測

されなかった。即ち表面の汚染はあったが、アルミナ焼結体そのものに問題はなく安定に運転された。内部構造が一様な低空孔率で高純度のアルミナ焼結体の場合、焼結助剤のMgOを添加しないで低誘電損失化を図ったアルミナ焼結体では大電力試験においてもアルミナ焼結体の温度上昇を効果的に抑制することが可能である事を明らかにした。

4) 焼結助剤と耐電力の関係に関する考察

空孔率を0.50%にした高密度のアルミナ焼結体の大電力試験を行って、高純度になるほどその耐電力が向上することを明らかにした。これは焼結助剤が耐電力に強く寄与していることを示している。表3-3から明らかなように、同一純度(99.9%)のアルミナ焼結体であっても、使用されている焼結助剤の混合比で同じ透過電力でも温度上昇に差ができることが分かる。更に、焼結助剤の中でMgOの含有量が少ない程、損失因子が低く、大電力試験でも温度上昇は低いことがわかる。本研究ではMgOを全く添加しない低誘電損失のアルミナ焼結体を製作した。これを大電力試験した結果、本研究で製作した試料のなかで、最も温度上昇が低くできることを実証した。焼結助剤によるアルミナ焼結体の温度上昇はそれらの量、種類、混合比および分布状態に依存し、そのメカニズムは複雑であることがわかる。本研究では微量な焼結助剤においてもこれらのパラメーターを出来る限り制御し、安定化することに務めた。その結果、高純度で低空孔率のアルミナ焼結体では大電力試験でも温度上昇の再現性があることがわかり、その信頼性を向上させることができた。

3-5-2 空孔率の異なる高純度アルミナ焼結体の試験結果

純度99.9%以上で、空孔率0.50%(試料#3、#5、#6)と空孔率0.80%(試料#7)の2種類について比較した。特に試料#6は大きな空孔による破壊の素過程を調べるため直径500 μ mの貫通孔を10個開けてある。

1) 貫通孔における放電とアルミナ焼結体の破壊

試料#6は写真3-5に示す様に、透過電力に関係無く貫通孔付近で放電していた。この放電による発熱と考えられるが、試料#3、#5と同じアルミナ材質であるにもかかわらず、繰り返し10ppsの運転時にすでに急激な温度上昇を示しており、貫通孔が無い場合に比べ温度上昇はかなり大きくなった。繰り返し10ppsで250MW迄運転した後、25ppsで200MW迄運転した。最後に50ppsに繰り返しを上げ、152MW迄運転した時点で貫通孔からアルミナ焼結体円板を寸断する亀裂が生じ破壊した。試験後各貫通孔部分を光学顕微鏡で観察すると熔融の後は見られなかった。アルミナの融点まで到達しなかったものの、貫通孔が局所的な発熱源となって熱歪による亀裂で破壊したものと考えられる。

2) 空孔率の変化によるアルミナ焼結体の耐電力比較

試料#7は試料#3、#5および#6と同じ焼結体であるがHIP処理をしていないもので、HIP処理をしたアルミナ焼結体に比べ空孔率は1.6倍上昇している。しかしながら表3-1に示した様に低電力で測定した試料#7の損失因子($\epsilon \tan \delta$)は試料#3、#5および#6に比べ1.05倍でほとんど変わらない。繰り返しを10ppsで280MW迄運転した後、25ppsで280MW迄運転した。最後に50ppsに繰り返しを上げ、280MW迄運転した段階で試験を終了した。図3-10に示したように高周波窓外壁の温度上昇は透過平均電力に比例するが、表3-3に示したようにその温度勾配はHIP処理した試料#3と#5に比べ1.57倍ある。試験した電力範囲では破壊する際に観測される急激な温度上昇は見られなかった。

3) 空孔率と耐電力の関係に関する考察

試料#6と#7の試験結果から、大電力運転では内部空孔が高周波窓の温度上昇に寄与していることを明らかにした。図3-9から試料#6は同じ平均電力でも繰り返しによ

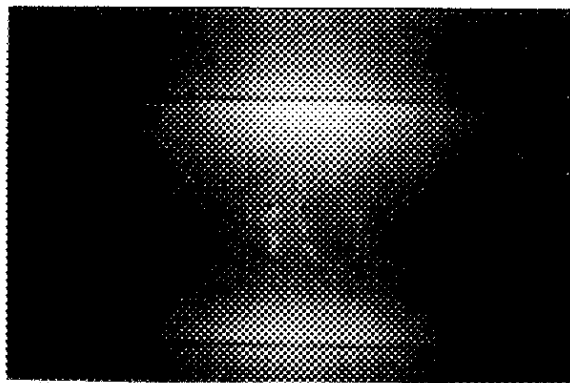


写真3-5 試料#6 の表面発光の様子。透過電力4MW。

って温度上昇が異なることがわかる。これは大きな空孔の場合、低い繰り返しの日ほど最大透過電力が大きいため、放電が起りやすく温度上昇が大きいと考えられる。この様に直径の大きな空孔内の放電は最大透過電力に依存していると考えられる。試料#7の試験結果から空孔に起因する温度上昇はある特色を持つことを明らかにした。これは空孔による大電力透過時の高周波損失は低電力測定では判別できないことである。それは試料#7の空孔率が#3と#5に対して1.6倍なのに対して損失因子は1.05倍であり低電力による測定で損失因子の空孔率依存性がほとんどないこと、HIP処理をしていない試料#7の損失因子が試料#3と#5に比べ1.05倍なのに対し温度上昇は1.52倍あることを考えると良くわかる。この性質は試料#7のような急激な温度上昇の起らないアルミナ焼結体でもいうことができる。試料#6では大電力透過時の高周波損失は最大電力に依存するが、図3-10に示した様に試料#7の温度上昇はほとんど繰り返しによる依存性がない。即ち平均透過電力のみに依存することを示している。この様に大電力透過時の高周波損失は空孔の形状、大きさおよび分布状態に依存しており、複数の損失メカニズムが同時に起っていることが考えられる。これらのメカニズムを解明することが今後必要である。しかしながら高周波窓の耐電力を向上させるためにはこれら空孔の形状、大きさ、分布状態を制御することは現時点で不可能である以上、HIP処理によって空孔率を減少させることが唯一の方法であると考えられる。

3-5-3 アルミナ焼結体表面のマルチパクタによる発光と高周波窓内部の電子運動

アルミナ焼結体破壊の要因と考えられているマルチパクタについてその電子衝撃による発光を詳細に観測し、破壊との関係を調べた。アルミナ焼結体表面の発光パターンをイメージインテンシファイアを用いて観測すると透過電力に依存してある決った発光パターンがあることがわかった。それはすでに1-4節で図1-9に示した。この発光パターンは計算したマルチパクタ電子の衝突電子数密度の分布と良く一致する。次にこの発光が電子衝撃によるものであることを調べるために発光スペクトラムの測定を行った。図3-12に測定した表面発光のスペクトラムを示す。横軸は波

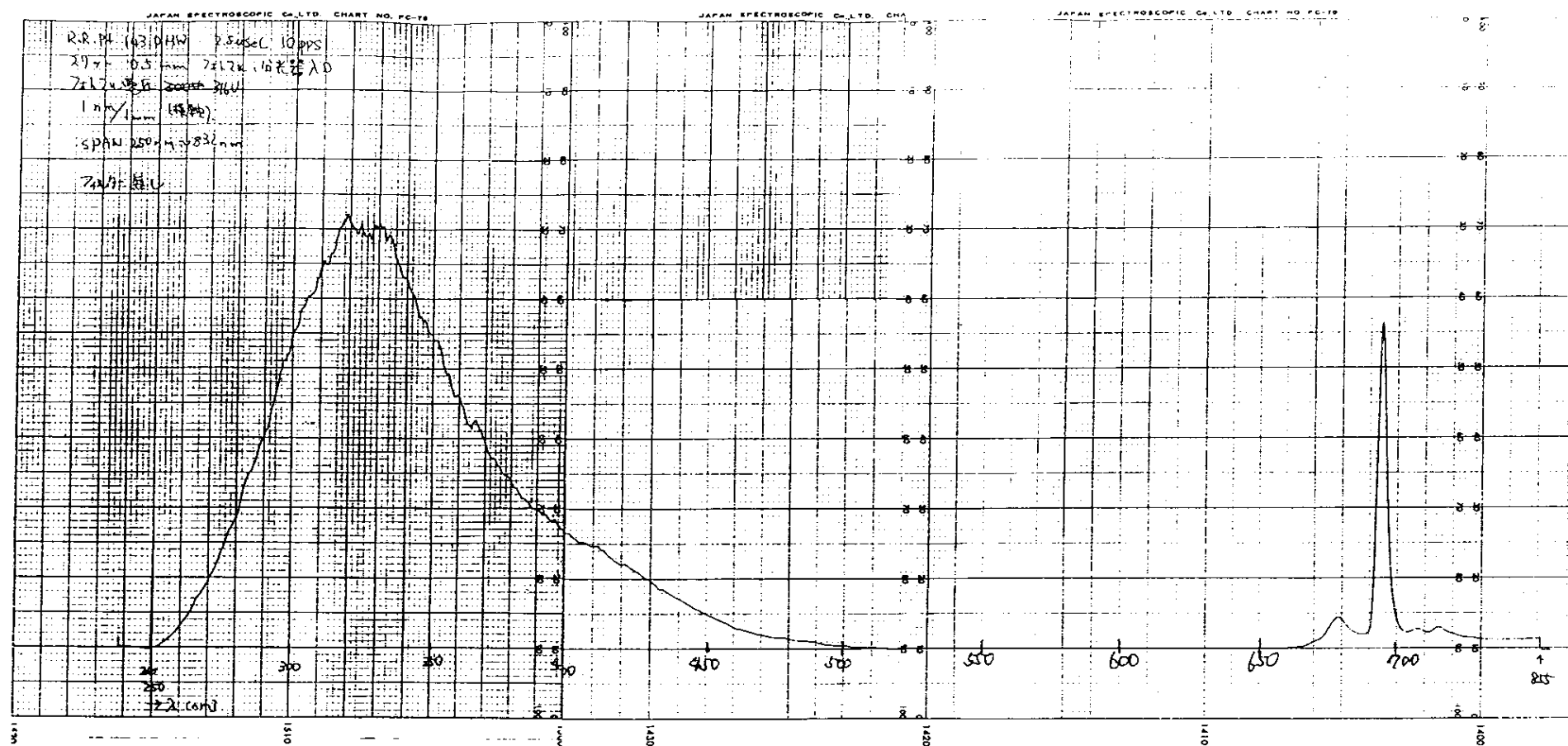


図3-12アルミナ焼結体表面からの発光のペクトラム。横軸は波長(1nm/mm)、縦軸は発光強度(任意単位)

長(1nm/mm)、縦軸は発光強度(任意単位-発光強度に比例した光電子増倍管の電圧)である。波長320nmを最大とする波長範囲の広い発光と694nmの波長範囲の狭い発光の2つが存在する。波長の短いほうの発光はアルミナ焼結体表面の電子衝撃による特有の発光成分(波長310nm近辺を最大とする波長範囲の広い発光)と一致し、アルミナ焼結体の発光は電子衝撃によるものであることを確認した[文献3-6, 3-7]。また波長694nmを最大とする発光は Cr^{+3} の不純物によるものである。さらに透過電力を上昇させて発光パターンを観測すると30~50MW以上の領域ではこのパターン発光が消滅することがわかった。これはある範囲の透過電力のところでマルチパクタが起っていることを示している。また発光が観測できる透過電力の最大値は試験した試料によって異なることがわかった。これは表面の汚れ或は帯電等により2次電子放出係数が異なるためであると考えた。図3-13にレゾナントリング内の進行波(上)と発光の時間依存性を光電子増倍管で観測した様子(下)を示す。横軸は時間(1 $\mu\text{sec}/\text{div}$)、縦軸は上は高周波電力(28MW/div)、下は光電子増倍管の出力電圧(500mV/div)である。この時の最大透過電力は100MWである。パルスの立ち上がり付近の低い透過電力領域で発光が始まり、透過電力が数十MWに達するまでの数百ns程度の短時間に発光が起っていることがわかる。同様な現象はパルスの立ち下がりでも起ることも図3-13から明らかである。以上の結果は1-4節で述べた本試験で使用した高周波窓ではマルチパクタは50MW以上の領域では起らないことの実験的証明になった。また透過電力が50MW以上の領域でもパルスの立ち上がり、立ち下がりの時に必ずマルチパクタ領域を通過しなくてはならない。このとき発生するマルチパクタを抑制するために、表面コーティングが重要であることを再確認した。

図3-14に放電が発生した時と安定な運転時のX線と発光の時間依存性を示す。放電時は発光とX線のパターンが一致しており、電子運動が盛んに行われていることがわかる。そして興味深いことに高周波パルスが終了した後も数百msもの間、電子の運動が継続しているのが観測される。これにはアルミナ焼結体表面の帯電が影響していると考えられる。一方、X線強度は発光と関係無く、透過電力に比例している。これはパルスの立ち上がり、立ち下がり時のマルチパクタ領域以外でもピルボ

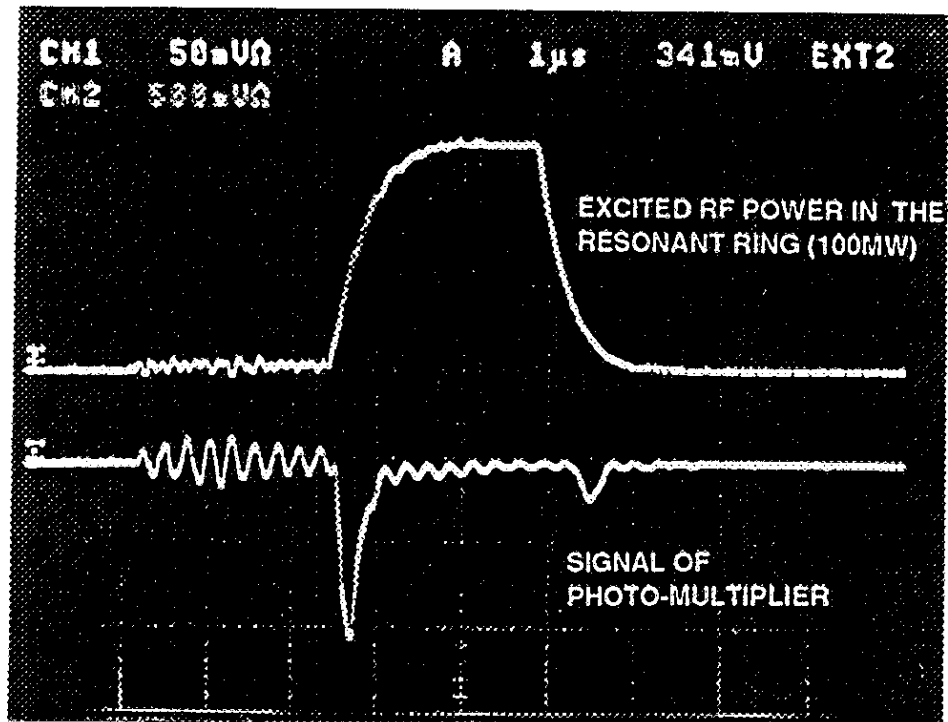
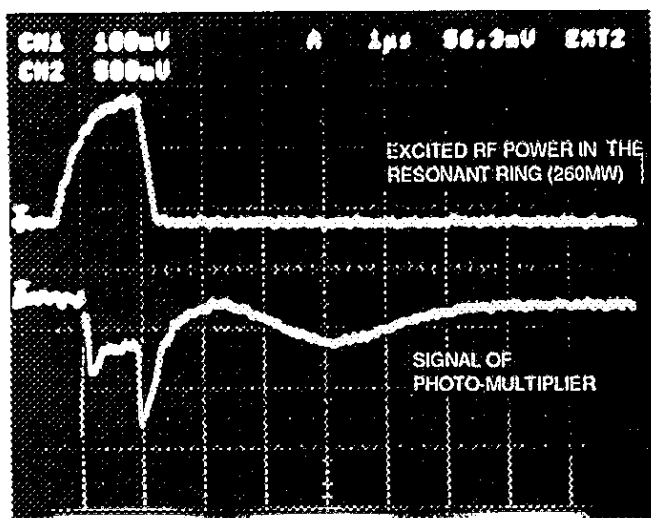
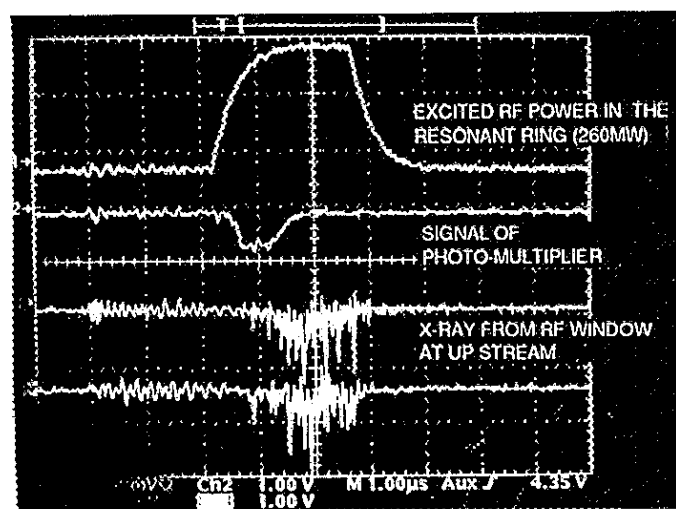


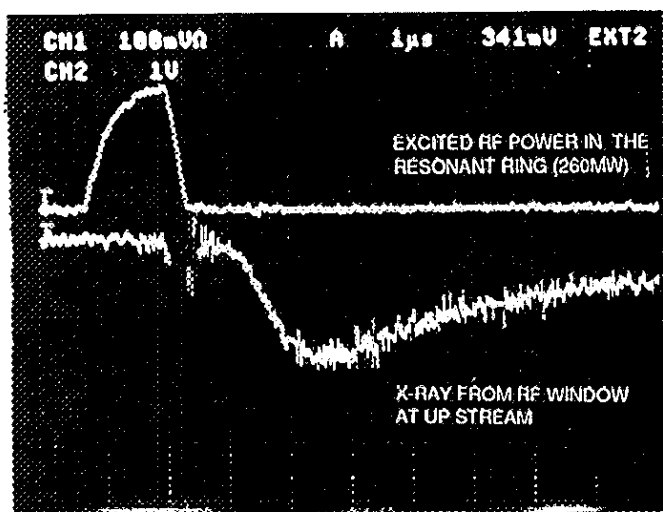
図3-13レゾナントリング内の進行波電力(上)と光電子増倍管で観測した試料#3の表面発光の時間依存性(下)。横軸は時間(1μsec/div)、縦軸は上-高周波電力(28MW/div)、下-発光強度(任意単位)



放電時の発光



定常運転時の発光とX線



放電時のX線

図 3-14 光電子増倍管とシンチレーションカウンタで観測した表面発光とX線の時間依存性とレゾナントリングの進行波電力。横軸は時間(1μsec/div)、縦軸はレゾナントリングの進行波電力-(118MW/div)、発光強度(任意単位)、X線(任意単位)

ックス内でさかんに電子運動が起っていることを示している。マルチパクタをしている領域での電子の運動エネルギーは数keV程度と小さいため、それによるX線はエネルギーが低く窓枠を貫通できないと考えられる。

3-6 大電力高周波窓に使用する最適なアルミナ焼結体

以上の試験結果から本研究で透過電力50MW級以上の大電力高周波窓に使用する最適なアルミナ焼結体について明らかにしたことおよびその成果について以下に示す。

- 1) 焼結助剤と内部空孔がそれぞれアルミナ焼結体の破壊に寄与している。焼結助剤が少ないほど破壊しにくく、それぞれが少ないほど温度上昇が小さい。
- 2) 高周波窓の温度上昇はアルミナ焼結体の損失因子が小さいほど低いことを明らかにした。損失因子は焼結助剤の種類と混合比によって変化するが、焼結助剤のMgOを添加せずに低誘電損失化を図り、大電力試験での温度勾配を小さくできる一つの解を見つけた。
- 3) 温度上昇は損失因子のみでなく空孔率の依存性もあり、空孔率が低いほど温度上昇は小さい。
- 4) 集中した内部欠陥のところから破壊が起る。内部構造の一様性は耐電力を向上するために重要である。
- 5) 純度99.9%のアルミナ焼結体にHIP処理を施し空孔率を0.50%に低減したアルミナ焼結体は最大透過電力300MW、透過平均電力37.5kWでも破壊しないことを明らかにした。これにより材料としては100MW級高周波窓完成のメドがついた。
- 6) 本研究で使用した高周波窓においては、マルチパクタは透過電力50MW以上の領域では発生しないことを、実験とシュミレーションにより明らかにした。

またその領域においてもパルスの立ち上がりと立ち下りの低い透過電力を通過する時に発生するマルチパクタを抑制するためにTiNコーティングが重要であることを再確認した。

4. 議論

4-1 焼結助剤と内部空孔による高周波損失

本研究により透過電力50MW以上の領域では内部空孔と焼結助剤が高周波窓の破壊要因になっており、大電力透過時の高周波損失に影響を与えることを明らかにした。本研究ではこれらが破壊におよぼす影響を出来るだけ分離して定量化することも目指した。3章の表3-3においてMgOの含有量および空孔率に着目し、それぞれを定量化して温度勾配との関係を類推する。ここでMgOの含有量が0.0%の場合の高周波損失が全て0.50%の空孔によるものと仮定する。まず表3-3から空孔率が0.50%で、直線的に温度上昇した試料について温度勾配 $\Delta T/\Delta P$ (deg./kW)を損失因子の2次関数で内挿する。MgO以外の焼結助剤の影響を除くために、焼結助剤と内部空孔の全く無いアルミナ単結晶のサファイアの損失因子(0.0234)をその内挿関数に代入すると焼結助剤の影響が全く無い場合の温度勾配0.315 (deg./kW)が得られる[文献4-1]。この温度勾配を0.50%の空孔のみによる高周波損失と考えると空孔率が0.0、0.5、0.8%の3点について温度勾配が計算できる。図4-1に温度勾配の空孔率依存性を示す。図4-1で横軸は空孔率、縦軸は温度勾配で各点の内挿曲線は2次関数を用いた。次にMgOの含有量による温度勾配への寄与について0.50%の空孔による寄与を除くと含有量が0.00、0.06、0.19%の3点が計算できる。図4-2に温度勾配のMgOの含有量依存性を示す。横軸はMgO含有量、縦軸は温度勾配を示す。3点の内挿は2次曲線を用いた。ただし含有量の0.19%の温度勾配は直線的に温度上昇した試料#2の繰り返し10ppsでの試験結果を用いた。試料#2は破壊したアルミナ焼結体であるのでこの温度勾配を破壊の限界と仮定すると、図4-1と図4-2から得られた内挿曲線を用いてアルミナ焼結体破壊のMgOの含有量と空孔率依存性を図4-3のように求めることができる。ただしこれは試料#4の温度勾配が空孔のみによると仮定した結果である。本研究では試料#4の温度勾配の内訳について明らかにしていない。これは試料#4と同じ焼結助剤で空孔率0.50%以下のアルミナ焼結体を大電力試験したり、本文中図2-6に示し

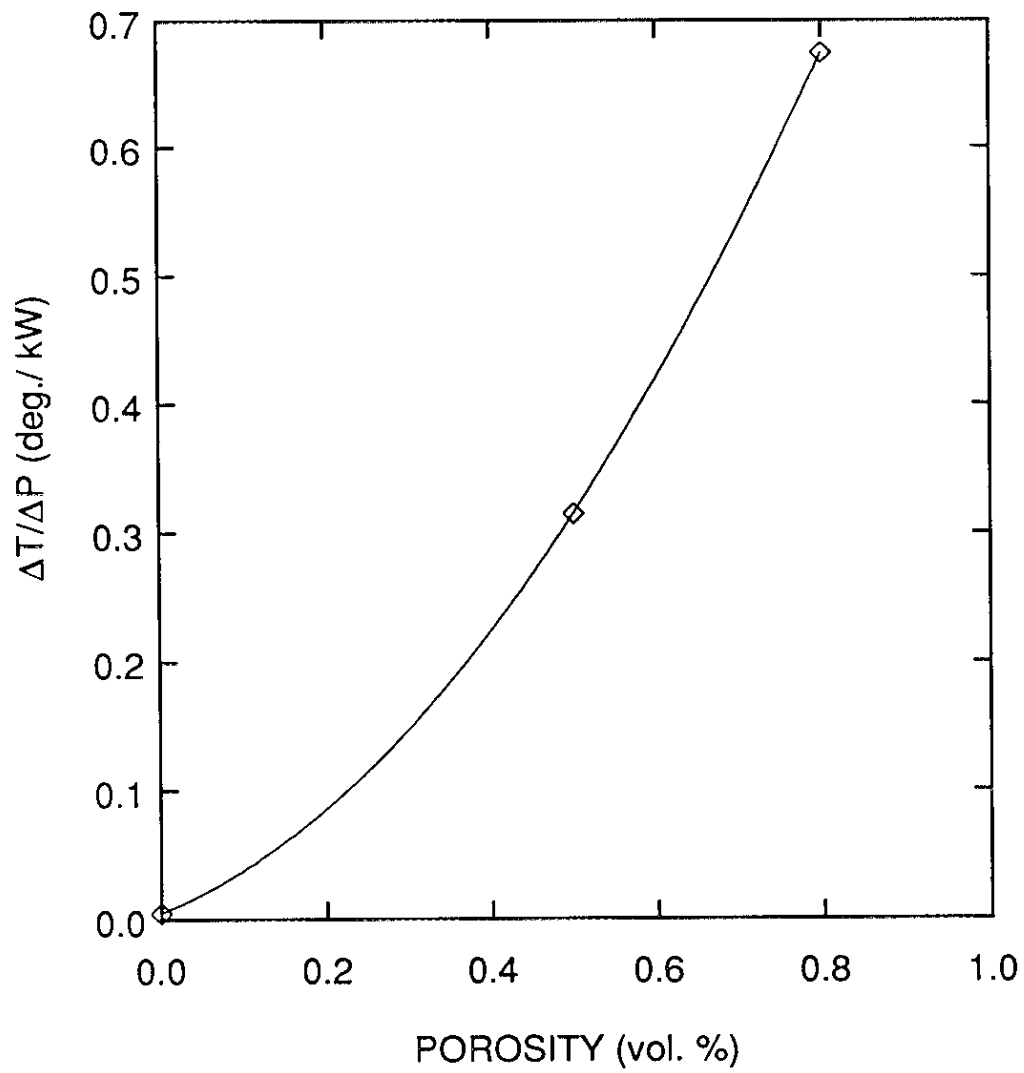


図 4-1 アルミナ焼結体の温度勾配の空孔率依存性

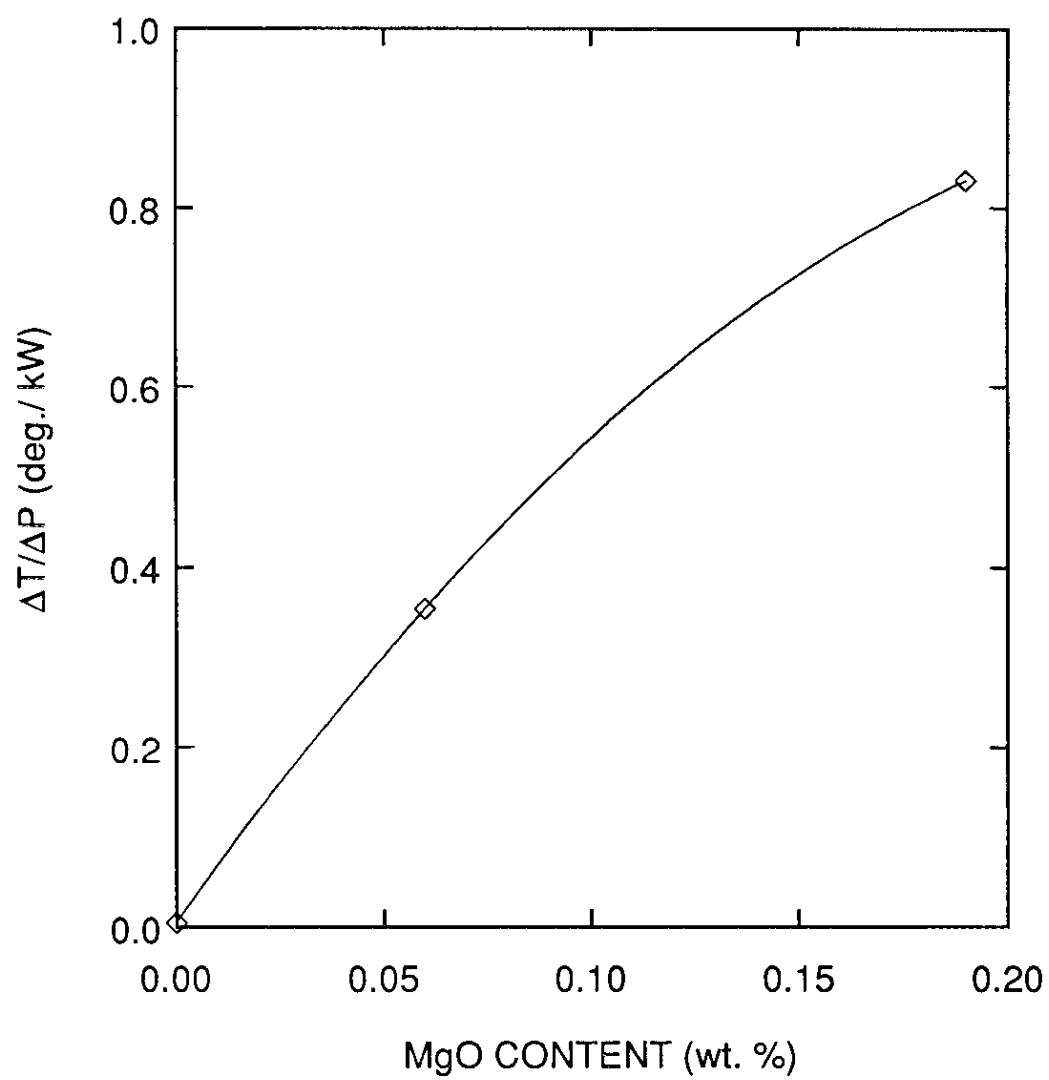


図 4-2 アルミナ焼結体温度勾配のMgO含有量依存性

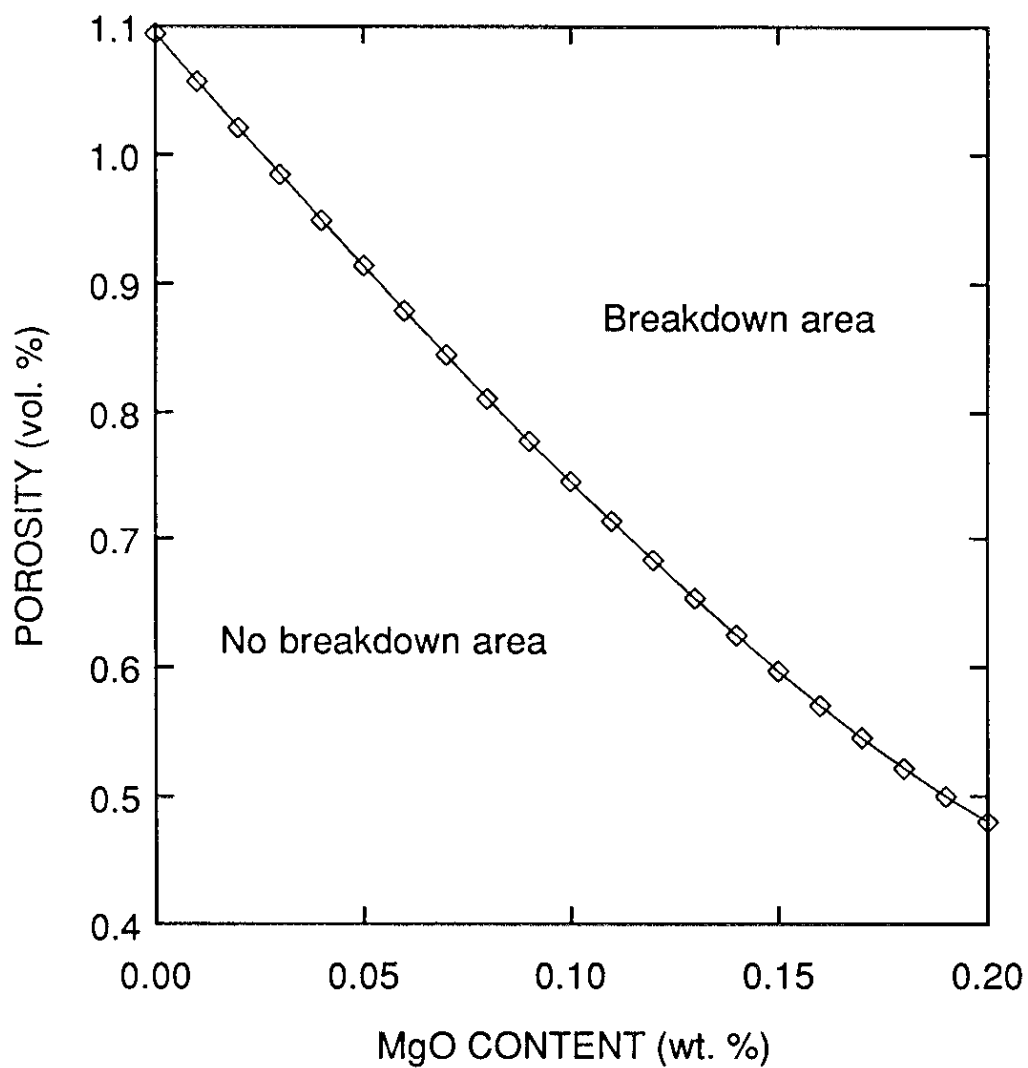


図 4-3 アルミナ焼結体の破壊に対するMgO含有量と空孔率依存性

たように焼結助剤のCaOを添加せずに低誘電損失化を行い、同じ誘電損失で焼結助剤の種類を変化させた場合の温度上昇の測定を行うと明らかになるであろう。後述するが粒形がサブサブミクロン($0.1\mu\text{m}$ 以下)の原料粉体を用いて焼結すると空孔率が0.13%のアルミナ焼結体が製作できることを確認しており、これを大電力試験する必要があると考える。さらにサファイアの大電力透過時の温度勾配を測定する必要がある。また焼結助剤による高周波損失のメカニズムについては未だ明らかになってはいない。焼結助剤やアルミナ単体では夫々に誘電損失は低い。これは明らかに混合による相互作用であると考えられる。今後これらのメカニズムの解明も必要であろう。空孔に関する損失については複雑なメカニズムの組合せであると述べた。その中で放電による損失の効果を調べるために、空孔内部に存在する気体の種類を電離しにくいSF₆等に変えて大電力試験を行うと明らかになるのではないかと推察される。これはアルミナの焼結をSF₆中で行う等の技術で可能となる。

4-2 破壊する高周波窓の急激な温度上昇

本文中図3-9から破壊するアルミナ焼結体の前兆として高周波窓の温度が非線形に急上昇する現象が特徴である。この現象を解析するためにアルミナ焼結体円板の温度上昇を計算した(附録A6)。熱伝導率と損失因子に温度依存性を考慮し、高周波窓には円形導波管のTE₁₁モードのみ伝播すると仮定した。さらに誘電損失は電界強度に依存せず、熱輻射の効果は無視できるものとした。またアルミナ焼結体円板の端面の境界条件は本研究で使用した高周波窓と同じとした(附録A5)。これらの条件でアルミナ焼結体円板の高周波損失を変化させた時のアルミナ焼結体中心と端版の温度を図4-4に示す。誘電損失が約120Wまでは中心の温度はほぼ直線的に上昇するが中心温度が約1000度を超えると回復不能な温度上昇がおこることがわかる。熱伝導率と損失因子が温度依存性を持つ場合、この様にあるしきい値を超えると回復不能な温度上昇が起ることがわかる。以上のモデルはアルミナ焼結体円板全体の発熱と円板端面からの熱放出(境界条件)を考慮した計算である。アルミナ焼結体円板のある領域に局所的に損失因子の高い部分があった場合、そこを中心として同様な現象

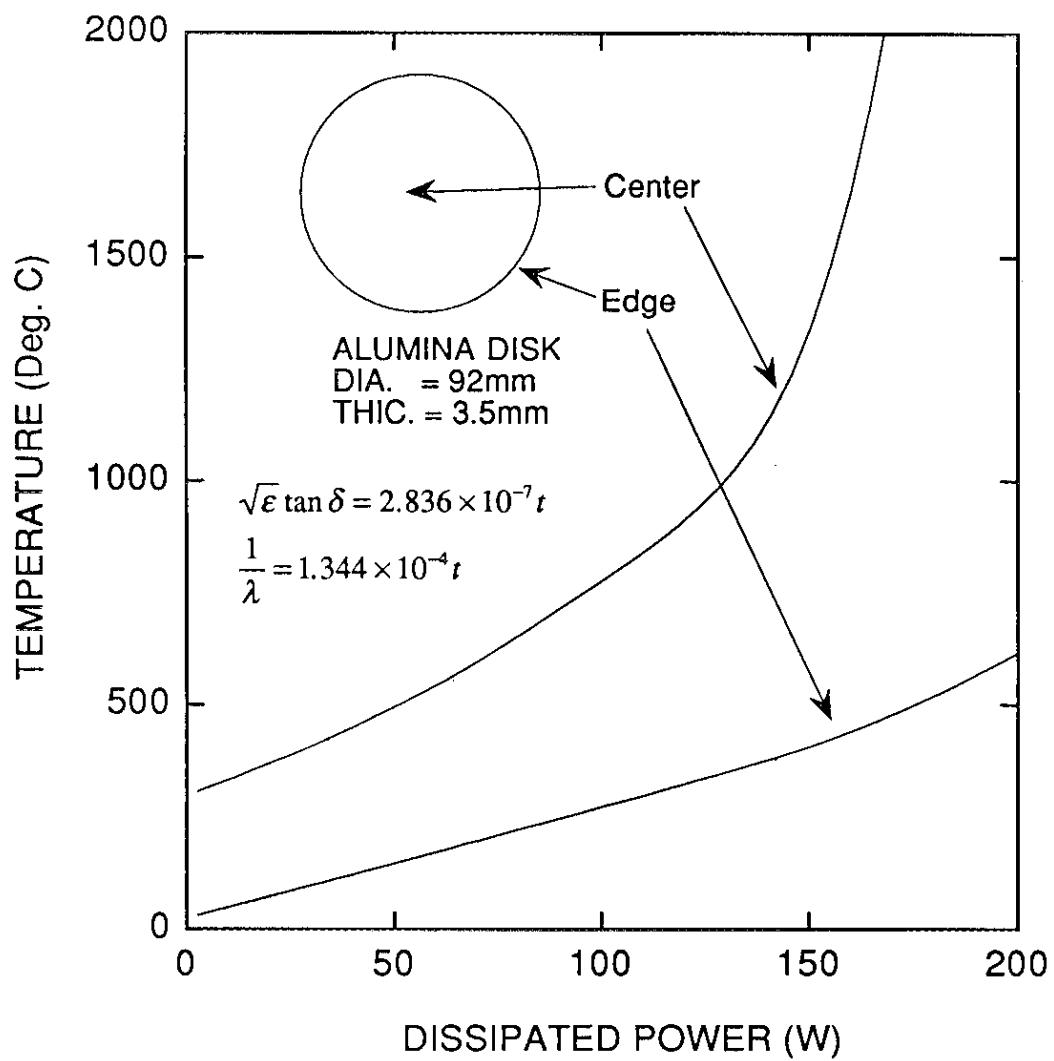


図 4-4 アルミナ焼結体円板の高周波損失を変化させた時のアルミナ焼結体円板の中心と端面の温度上昇

が起り、そこが支配的になってアルミナ焼結体の温度上昇を引き起すと考えられる。さらに局所的に高い損失因子を持った複数の欠陥部分が一箇所に集中しているような場合も同様に起りやすいと考えられる。これはアルミナ焼結体の一様性が非常に重要であることを示している。今回の計算結果はおおまかな仮定のもとに計算を行っているので大電力試験の結果と比較すると約半分の高周波損失しかない。計算機プログラムを用いて上記の仮定をなるべく実際のものに近ずければ一致していくものとする。特に高周波損失の電界強度依存性を考慮すれば、アルミナ焼結体の破壊箇所が表面に垂直な電界強度の強いところに集中していることが説明できる可能性がある。

4-3 アルミナ単結晶の破壊

焼結助剤と空孔を全く含まない一様なアルミナとして、その単結晶であるサファイアがある。サファイア円板はKEKやSLACで高周波窓材として既に試験されているが、耐電力はアルミナ焼結体に比べかなり低いことが報告されている。この原因は単結晶中に存在するFセンターと呼ばれる結晶欠陥による破壊であると報告されている[文献4-1]。Fセンター単結晶中にFセンターのできる割合は、製作上の問題から結晶の大きさに依存すると考えられる。アルミナ焼結体を構成する微結晶にFセンターの存在する確率は大変少ないため、単結晶に比べ多晶体であるアルミナ焼結体のほうが耐電力が大きいと考えられる。

4-4 今後の大電力高周波窓の開発

本研究により高周波窓の破壊はその透過電力により異なった要因で発生することを明らかにした。50MW 級までの高周波窓では主にマルチパクタの抑制を行う必要がある。さらにその電子衝撃による熱エネルギーの効率的な除去および表面近傍の欠陥の除去を行うことも考えなければならない。表面近傍の欠陥の除去にも高純度でHIP処理を施す手段は有効であると考えられる。これは特に低電力でCW運転をす

る高周波窓で重要になる。50MW級以上の高周波窓では局所的な高周波損失の増加と熱伝導率の低下による回復不能な温度上昇を抑制することが重要である。以下に今後の50MW級以上のパルス運転の高周波窓開発について項目別に述べる。

4-4-1 今後の材料開発

レゾナントリングによる大電力試験は破壊の素過程を調べることにあった。本装置はアルミナ焼結体で放電等が発生すると共振条件が満たされなくなり、急速に励振電力が減衰する。経験的には本装置で評価した電力の1/3がクライストロンの直接出力と等価であることが知られている。実機大電力高周波窓としての実用性を評価するためには今後、

- 1) クライストロンの直接出力による大電力試験、
- 2) クライストロンの最大出力による長期間の運転試験、

が必要である。また今後の新たな材料開発としては次の2つを考えている。

- 1) 粒径のさらに小さい($<0.1\ \mu\text{m}$)原料粉体を使用し、さらに内部の一樣な高純度(焼結体純度で99.99%)で低空孔率のアルミナ焼結体を製作する。粒径を小さくすることでHIP処理に必要な時間を短かくすることができる。この結果粒成長も少なくすることが可能となり、当然コストダウンも可能となる。この焼結助剤についてもMgOをできるだけ少なくし誘電損失の低減を行う。現在このアルミナの焼結は試験的に製作が可能になり、目視検査において透光率がさらに向上していることを確認した。
- 2) 高純度になるとメタライズが難しくなる。これまでに高純度のものが積極的に採用されなかった理由もそこにある。現在前に述べた高純度アルミナ焼結体(HIP処理済)のメタライズ技術も開発中で、第2回目のメタライズ層のせん断応力等の機械的強度の測定およびロー付試験等の性能試験中である。

4-4-2 高周波窓の構造

高周波窓の構造については世界の公的研究機関および民間企業で精力的に開発が行われている。その目的は1-2節でも述べたようにマルチパクタの抑制と誘電体部分に生じる電界強度を下げることである。50MW級以上の高周波窓では先にも述べたように局所的な高周波損失の増加を防ぐことが重要である。即ち電界強度が出来るだけ平均化され、さらに誘電体の発熱分布がほぼ均等になるような電界分布をした伝播モードを利用することが最も効果的であると考ええる。具体的にはアルミナ焼結体円板の中心よりも端面での電界強度が強い円形TE₀₁モードなどが考えられる。このモードを利用した高周波窓は、SLACですでに50MW級のX-バンドクライストロンに使用され、良好な結果が得られている。KEKにおいても同様な目的のために現在開発が進められている。高周波窓を通過する電界分布はMAFIA等の計算機コードを用いて計算可能であるので今後盛に行われていくものと考ええる。

4-4-3 TiNコーティング

TiNコーティングは2章 2-2節で述べたように長年にわたり多くの研究者により系統的な研究がなされており、膜厚等の最適化がおこなわれた。特に50MW以上で運転する場合はパルス立ち上がり立ち下がり時に生じる短時間のマルチパクタを抑制するだけで良く、コーティングの寿命はより一層伸びることが期待できる。しかしながら表面帯電による沿面放電や高周波加熱によってコーティングが部分的に蒸発することが起ることが報告されている[文献4-1]。これによって高周波窓の寿命が短くなることが考えられる。しかしながら具体的な解決策はまだ考えられていない。

4-4-4 接合技術

クライストロンの出力窓としてこのアルミナ焼結体を使用するためには金属との接合技術を確立する必要がある。現在でも接合法の殆どはロー付によって行われている。ロー付を行うためにはアルミナ焼結体のメタライズが必要である。接合強度の強いメタライズ層をアルミナ焼結体表面に形成するには、接着剤の役目をする高融点金属が焼結体表面から内部に浸透する必要がある。この浸透は焼結助剤等のガラス質の部分に生じるため、高純度になる程メタライズは難しい。本研究ではそのメタライズ技術の開発も行っており、ロー付技術とともに評価を行っている。開発中のメタライズの接着強度は純度99.5%のアルミナ焼結体のそれに比べて低いが、S-バンド用窓材の板厚では実用上問題にならないところまできている。しかしながら、トリプルジャンクションと呼ばれるアルミナ焼結体、メタライズ層およびロー付部では本研究で問題としたアルミナ焼結体の内部欠陥と同様に局所的な発熱を起すことはやくからSLACで問題とされている。このメカニズムについての本質的な研究は全くされていない。メタライズ層の部分は焼結体内部にメタライズ材が拡散しているため純度が減少している。この部分での高周波損失による破壊についても評価を行う必要がある。また最近では拡散接合の技術が発達し、それを用いたアルミナ焼結体と無酸素銅スリーブの接合が可能になってきた。この技術を利用した接合方法についても開発していきたい。

本研究ではアルミナ焼結体のみの改善によってこれまで技術的に難しいと思われていた100MW級の大電力高周波窓の完成に向けて、材質としてはメドをつけることができた。しかしながらここで述べてきたように大電力高周波窓の破壊とその抑止については全てを明らかにしたわけではなく、信頼性の高い大電力高周波窓を実現するにはまだ多くの技術的問題がある。

謝辞

本研究はJLC開発研究の一環として行われました。また本研究は松本 浩博士との共同研究として行われました。本研究遂行にあたり木村嘉孝教授に絶えず激励して頂きました。アルミナ焼結体の破壊のメカニズム解明の糸口は新竹積博士との議論によりつかむことができました。マルチパクタ現象の解析について山口 誠哉博士から貴重な助言を頂きました。実験装置の大電力高周波装置、制御およびモニターなどについては竹田誠之博士始め浦川順治博士、早野仁司博士、明本光生博士、内藤孝氏、大竹雄二氏、荒木栄氏およびJLC 開発グループの沢山の方々に大変御世話になりました。アルミナ焼結体破壊現象についてSLACのRichard S. CallinとW. Randy. Fowkes の各氏より多くの貴重な助言を頂きました。大電力試験に関しては高エネルギー物理学研究所の2.5GeV 電子線形加速器の方々、道園真一郎博士より貴重な助言および御協力を頂きました。また日本高周波 (株)の馬場斉氏には大電力高周波部品について助言を頂きました。

日本高周波(株) の篠原 己拔 社長には本研究を行うための貴重な機会と助言を頂き、深く感謝致します。また日本高周波(株)システム技術部の星事業部長、松本技師長、神田技術部長、永塚課長および技術部の皆様には本研究に専念できるように特別の御配慮を頂きました。同社デバイス技術部の鈴木部長、総務部の皆さん、その他たくさんの方々の同社社員の方々から暖かい励ましを頂きました。

アルミナ焼結体のHIP 処理および高純度セラミックの製作はそれぞれ日本鋼管(株)と日本セラテック(株)によりなされました。また低誘電損失アルミナ焼結体は (株) 神戸製鋼所により製作されました。またレゾナントリング試験にはATC(株)の松井隆明、森田成基並びに有限会社創エンジニアリングの須山昭夫、和知浩二の各氏に御助力を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

大電力試験の一部はDESYのGus Voss教授、Norbert Holtkamp博士および Martin Nagl、Bernhard Dwersteg、Manfred Sommerfeld の各氏の御協力を頂きました。これらの御協力に感謝致します。

最後に本論文作成に当たっては峠暢一博士および吉岡正和博士に御協力頂いたことに深く感謝致します。

参考文献

1. 章

- [1-1] A. Miyamoto (ed), "Proceedings of the Third Workshop on Japan Linear Collider (JLC)", KEK proceedings 92-13, December 1992 A/H/D
- [1-2] JLC group, "JLC-I", KEK report 92-16, December 1992 A/H/M
- [1-3] J. Jasberg and J. V. Lebacqz, "HIGH POWER MICROWAVE WINDOWS", Proc. fifth Int. Conf. on Hyperfrequency Tubes, Paris, September 1964
- [1-4] R.W. Bierce, W. R. Fowkes and J. Jasberg, "MATERIAL DESIGN AND PROPERTIES FOR USE IN HIGH POWER KLYSTRONS", SLAC-PUB-92,1965
- [1-5] A. R. Nyaiesh, E.L. Garwin et al., " Properties of Thin Anti-Multipactor Coatings for Klystron Windows" , SLAC-PUB-3760, 1985
- [1-6] R. Hayes, "Research on Microwave Window Multipactor and it's Inhibition", Final Report, Report # AD 256259, Eitel-McCullough Inc., San Carlos., June, 1964
- [1-7] R. S. Callin, Private Communication
- [1-8] S. Michizono Y. Saito, S. Anami, A. Kinbara et al., "Dielectric materials for output-window use in high-power klystrons", Proc. of the 16th Int. Sym. on Discharge and Electrical Insulation in Vacuum, 1992
- [1-9] A.Miura and H. Matsumoto, "DESIGN OF AN S-BAND HIGH-POWER PILLBOX-TYPE RF WINDOW", Proc. of 8th sym. of Acc. Tec. and Sience, 1991
- [1-10] S. Y. Kazakov, "Increaced Power RF-Window, BINP Preprint92-2, Protvino,1992
- [1-11] R. B. Neal, D. W. Dupon, H. A. Hogg and G. A. Loew, "THE STANFORD TWO MILE ACCELERATOR", W. A. Benjamin Inc., 1968
- [1-12] C. T. Lynch (ed), "Handbook of Material Science Vol. 1", CRC Press, p357~363, 1975
- [1-13] P. T. Farnsworth, "Television by Electron Image Scanning", Jour. of Franklin Institute, Vol. 218, No. 1306-30-31, p411, 1934

- [1-14] D. H. Preist, "On the Heating of Output Windows of Microwave Tubes by Electron Bombardment" IRE Trans. ED-8, p243, July 1961
- [1-15] Y. Saito, N. Matsuda, S. Anami, A. Kinbara, G. Horikoshi and J. Tanaka,
"Breakdown of Alumina RF Windows", IEEE Trans. on Electrical Insulation, VOL. 24
No. 6, December, 1989
- [1-16] T. C. Barts et al., "MAFIA a Three-Dimension Electromagnetic CAD System for
Magnets, RF Structure and Transient Wake Field Calculations", Proc. of the 1986
Linear Accelerator Conf., 1986
- [1-17] Y. Saito, S. Yamaguchi, S. Anami, S. Michizono, A. Kinbara and N. Matsuda,
"Breakdown of Alumina RF Windows", Proc. of the 14th International Sym. on
Discharge and Electrical Insulation in Vacuum, September, 1990
- [1-18] 道園 真一郎, "高周波窓の破壊とそのTiN 薄膜コーティングによる抑止に関する研究", 博士論文
- [1-19] P. H. Dawson, "Secondary Electron Emission Yields of Some Ceramics", Jour. of
Appl. Phys., VOL. 37, p3644, 1966

2. 章

- [2-1] A. Enomoto, H. Matsumoto et al., "PF 2.5GeV ACCELERATOR AND WAVEGUIDE CHARACTERISTICS", Proc. of the 7th Linear Accelerator meeting in JAPAN, p 165, 1982
- [2-2] W. D. Kingery, H. K. Bower and D. R. Uhlmann, "Introduction to Ceramics Second Edition", John Wiley & Sons Inc. New York, 1982
- [2-3] M. D. Rigterink, "Ceramic Electrical Insulating Materials", Jour. of American Ceramic Society Vol. 41 No.11, p501, 1958
- [2-4] NTK catalog
- [2-5] 齊藤 肇 監修, "ファイン・セラミックスの活用 (下)", 大河出版
- [2-6] 今中 治他 編, "セラミックス加工ハンドブック", 建設産業調査会
- [2-7] 道園 真一郎, "高周波窓の破壊とそのTiN 薄膜コーティングによる抑止に関する研究", 博士論文

3. 章

- [3-1] L. J. Milosevic and R. Vautey, "Traveling-wave Resonators", IRE Trans. Microwave Theory and Technique, Vol.6., p136-143, 1958
- [3-2] S. Takeda et al., "HIGH GRADIENT EXPERIMENT BY ACCELERATOR TEST FACILITY FOR JAPAN LINEAR COLLIDER", Proc. of the 1990 Linear Accelerator Conference, New Mexico, p141,1990
- [3-3] Z.D.Farkas et al., "SLED: A Method of Doubling SLAC's Energy" , Proc. 9th Int. Conf. on High Energy Accelalaters, p576 , Stanford, 1974
- [3-4] Z. D. Fakas, "Binary Peak Power Multiplier and Its Application to Linear Accelerator Design", IEEE Trans. MTT-34, p1036, 1986
- [3-5] M. P. Forrer and E. T. Jaynes, "Resonant Modes in Waveguide Windows", IRE Trans. Microwave Theory and Technique, Vol. 8, p147-150, 1960
- [3-6] 松田 七美男、斎藤 芳男他, "アルミナ高周波窓の二次電子放出及びカソードルミネッセンス", 第27 回真空に関する連合講演会プロシーディングス, p226, 1987
- [3-7] 松田 七美男、斎藤 芳男他, "アルミナ高周波窓の二次電子放出及びカソードルミネッセンス(2)", 第28 回真空に関する連合講演会プロシーディングス, p256, 1988

4. 章

- [4-1] 道園 真一郎, "高周波窓の破壊とそのTiN 薄膜コーティングによる抑止に関する研究", 博士論文

附録

- [A1-1] S. Yamaguchi, Y. Saito, S. Anami, S. Michizono, "Trajectory simulation of multipactoring electrons in an S-band pillbox RF window", IEEE Trans. NS-39 No2, April 1992
- [A1-2] G. F. Dionne, "Origin of secondary-electron-emission yield-curve parameters", Jour. of Appl. Phys., VOL. 46 (8), 3347, 1975
- [A1-3] R. R. Law, "The Delay Time of Secondary Emission", Division of Electron Physics, American Physical Soc., Paper No 21, 1951
- [A1-4] T. C. Barts et al., "MAFIA a Three-Dimension Electromagnetic CAD system for magnets, RF structure and Transient Wake Field Calculations", Proc. of the 1986 Linear Accelerator Conf., 1986
- [A1-5] P. H. Dawson, "Secondary Electron Emission Yields of Some Ceramics", Jour. of Appl. Phys., VOL. 37, p3644, 1966
- [A2-1] I. Bunget and M. Popescu, "PHISICS OF SOLID DIELECTRICS" MATERIAL SCIENCE MONOGRAPHS, No. 19, ELSEVIER SCIENCE PUBLISHER, 1984
- [A3-1] M. N. Afser., "Dielectrc Measurement of the Properties of Materials", IEEE Vol. 37 No.3, 1986
- [A3-2] K. Chodgaonkar, "A Free-Space Method for Measurement of Dielectric Constants and Loss Tangent at Microwave Frequency", IEEE Vol.37 No.3, 1989
- [A5-1] H. Yonezawa, S. Miyake, K. Gonpei, Y. Ohkubo, K. Ohya, T. Okamoto, H. Baba and S. Isagawa, "AN S-BAND 100MW PULSE KLYSTRON", Proc. of the 14th Linear Accelerator Meeting in Japan, p228, 1989
- [A5-2] Y. Ohkubo, N. Yamaguchi, K. Gonpei, H. Yonezawa, S. Miyake, K. Ohya, T. Okamoto, H. Baba, S. Isagawa, "100MW S-BAND KLYSTRON", Proc. of the 15th Linear Accelerator Meeting in Japan, p236, 1990

- [A5-3] H. Matsumoto, "リニアコライダーのための大電力パルス圧縮装置", 博士論文,
1990

附録

A1 マルチパクタシミュレーション

A1-1 シミュレーション計算方法

本研究に用いたピルボックス型の窓の構造は本分中図1-4に示した。計算方法は山口 誠哉博士が報告した手法[文献A1-1]を次の点について拡張した。

電子軌道計算に当り新たに磁場を考慮に入れ運動方程式、

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \frac{e}{m} \left[\mathbf{E} + \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B} \right) \right] \quad (\text{A1-1})$$

を積分した。ここで e/m は電子の比電荷、 \mathbf{E} と \mathbf{B} はそれぞれ電場と磁場を表す。さらに2次電子放出係数は G. F. Dionne の理論に基づき、

$$\eta = \frac{B}{\varepsilon} \left(\frac{An}{\alpha} \right)^{\frac{1}{n}} (\alpha d)^{\left(\frac{1}{n} - 1 \right)} (1 - \exp(\alpha d)) \quad (\text{A1-2})$$
$$d = \frac{E_p^n}{An}$$

を用いた[文献A1-2]。ここで B は2次電子の脱出確率、 ε は2次電子の生成エネルギー、 A と n は1次電子のエネルギー損失に関わる定数、 α は2次電子の吸収係数、 d は1次電子の侵入深さ、そして E_p は1次電子の入射エネルギーである。式(A1-2)において BAn/e と a は本分中図1-7に示す P. H. Dawson の2次電子放出係数の測定値を用いて最小自乗法で求めた[文献A1-5]。ここでの2次電子放出係数は空間への全放出立体角および全エネルギー分布を積分した値であるが、実際のシミュレーションでは2次電子

の放出角度と放出エネルギーを夫々90度と10eVの一定として計算している。また1次電子の入射から2次電子放出までの時間遅れを導入し、これを35psの一定値とした[文献A1-3]。

計算の具体的な手順を以下にまとめる。

- 1) 高周波窓を通過する進行波電磁場分布をMAFIA[文献A1-4]を用いて計算する。
- 2) 放出電子の初期位置および位相はモンテカルロ法により決める。
- 3) ルンゲ-クッタ-ギル法を用いて電子の運動方程式を積分する。
- 4) 電子軌道の計算は窓枠部の表面に衝突したら止める。
- 5) セラミック部に入射した場合、電子のエネルギーに応じた2次電子放出係数に従い放出電子を加算する。
- 6) 窓枠にもセラミック部にも入射しない場合は最大20周期まで追跡、計算する。

一つのパラメータセットについての計算は1次電子の放出粒子数を40000個とし、2次電子の放出速度とセラミック表面に対する放出角度はそれぞれ10eVおよび90度と一定にして行なった。この手法により、透過電力をパラメータにしてマルチパクタ領域の上限がどの当りであることを計算により求めた。

A1-2 計算結果

本分中図1-8に計算で求めた衝突電子数の密度分布および後述する大電力試験により観測された発光パターンを示す。図1-9から分かるように発光パターンとマルチパクタ領域は良く一致してる。図A1-4に典型的なマルチパクタ電子の軌道を示す。電子の飛程は高々数cmの範囲で、1面性のマルチパクタであることが分かる。本分中図1-10にマルチパクタ電子の入射エネルギー分布を示す。図1-10から衝突エネルギーは最大でも数keV程度であることが分かる。一方、アルミナの蛍光は衝突電子の

エネルギーがkeV領域で起ることが知られており、これらのことからアルミナ表面の発光はマルチパクタによる電子ビーム衝撃がもたらす蛍光によるものであると考えられる。

また特筆すべきことに本分中図1-9から透過電力50MW以上ではマルチパクタが起らないこともこれらの計算から分かった。これはマルチパクタ領域がアルミナに垂直な電場成分の強度分布に依存しているためと考えられる。計算によると垂直電場が100～450kV/mの所でマルチパクタが起っている。そのため透過電力が50MW以上になるとアルミナ表面の垂直電場は450kV/m以上になりマルチパクタの共振条件が満たされなくなる。即ち、この透過電力領域で起こるTiNコーティングを施した窓の破壊はマルチパクタが主たる要因ではないと言える。

A2 誘電体の分極メカニズムと誘電体内部の電界

A2-1 分極メカニズム

誘電分極のメカニズムは大きく分けて以下の四種類に分類される。

- 1) 原子核と電子雲の電気重心のずれによって起る原子分極
- 2) 多原子分子の分子内電荷分布のずれによるイオン分極
- 3) 有極性分子が回転し配向することにより起る配向分極
- 4) 複数の誘電体の界面で起る界面分極

これらの分極のメカニズムは多くの参考書に詳細に述べられているので1)の原子分極のメカニズムについてのみ紹介する。原子分極は外部電界 E_0 によって電子雲の電気重心のみが変位することである。交番電界中の原子分極とし次の調和振動子モデルを考える。

- 1) 平衡位置に弾性的に束縛された荷電粒子(電子雲の電気重心。以後電子と呼ぶ)の運動である。
- 2) 制動も電界も加わっていない状態では $\omega_0/2\pi$ なる固有振動数を持つ。
- 3) 電子の変位運動により電磁波が放射されエネルギーを失うため制動項が存在する。

このモデルから電子の満たすべき運動方程式は次式のようなになる。

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + 2\gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} + \omega_0^2 \mathbf{r} = e\mathbf{E}_i \quad (\text{A2-1})$$

ここで m 、 e はそれぞれ電子の質量と電荷、 \mathbf{r} は電子の平衡位置からの変位量、 γ は制動を表す定数、 \mathbf{E}_i は誘電体の内部電界である。内部電界がローレンツ電界で表される場合[文献A2-1]、次式が成り立つ。

$$\begin{aligned}\mathbf{P} &= N e \mathbf{r} \\ \mathbf{E}_i &= \mathbf{E}_0 + \frac{\mathbf{P}}{3\epsilon_0}\end{aligned}\tag{A2-2}$$

ここで \mathbf{P} は分極ベクトル、 N は単位体積当たりの振動子数、 ϵ_0 は真空の誘電率、 \mathbf{E}_0 は外部電界である。(A2-2)式を(A2-1)式に代入すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned}\frac{d^2\mathbf{P}}{dt^2} + 2\gamma\frac{d\mathbf{P}}{dt} + \omega_0'^2\mathbf{P} &= \frac{Ne^2}{m}\mathbf{E}_0 \\ \omega_0' &= \sqrt{\omega_0^2 - \frac{Ne^2}{m\epsilon_0}}\end{aligned}\tag{A2-3}$$

外部電界が $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_c e^{j\omega t}$ のような時間依存性を持つとすれば $\mathbf{P} = \mathbf{P}_c e^{j\omega t}$ であるから(A2-3)式に代入すると次式になる。

$$\begin{aligned}-\omega^2\mathbf{P}_c e^{j\omega t} + 2j\omega\gamma\mathbf{P}_c e^{j\omega t} + \omega_0'^2\mathbf{P}_c e^{j\omega t} &= \frac{Ne^2}{m}\mathbf{E}_0 e^{j\omega t} \\ \therefore \mathbf{P}_c &= \frac{Ne^2\mathbf{E}_0}{(\omega_0'^2 - \omega^2 + 2j\omega\gamma)m}\end{aligned}\tag{A2-4}$$

(A2-4)式を(A2-2)式に代入すると電子の運動方程式が解ける。

A2-2 誘電体内部の空孔に発生する電界

誘電体内部の電界は分極作用があるため近接する原子および分子分極による電界を外部電界に加えなければならない。その内部電界はローレンツによって求められており、多くの誘電体の教科書に紹介されている[文献A2-1]。図A2-1のように誘電体内部に半径 a の球を考え、球の中心の電界 E_i を、球内面に表れる分極電荷によるもの E_1 と、球面内の分極電荷によるもの E_2 に分離して考える。半径 a は球面に表れる分極電荷が球の中心から十分に離れていて巨視的に作用する境界となる様を選ぶ。この時球の中心の電界は次式で与えられる。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 \quad (\text{A2-5})$$

ここで \mathbf{E}_0 は外部電界である。球面内の分極分子が全く無秩序か或いは対称配列をしている場合もしくは空孔になっている場合 $E_2=0$ となって、(A2-5)式はローレンツによって求められた次式のようなになる。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \frac{\mathbf{P}}{3\epsilon_0} \quad (\text{A2-6})$$

ここで \mathbf{P} は分極ベクトルである。本文1-3-3節で紹介したようにアルミナ内部の空孔の形は全く無秩序である。空孔の形によって空孔内部に発生する電界は異なる。例えば図A2-2 (a)の様な無限に長い長方形の空孔があった場合を計算する。空孔内面の点 $P_2\left(X_2, Y_2 = \pm \frac{b}{2}\right)$ (長さ dX_2)の表面に現れる電荷 dQ は次式で表される。

$$dQ = \mathbf{P} \cdot \mathbf{n} \, dX = P dX \quad (\text{A2-7})$$

ここで \mathbf{n} は空孔内面に垂直な単位法線ベクトルである。外部電界に平行な面については表面電荷は0である。クーロンの法則から電荷 dQ が空孔内部の点 $P_1(X_1, Y_1)$ に与える電界 ΔE_1 は次式で表される。

$$\Delta E_1 = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{n} (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) dX}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^3} \quad (\text{A2-8})$$

$$|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1| = \sqrt{(X_2 - X_1)^2 + (Y_2 - Y_1)^2}$$

ここで \mathbf{r}_1 と \mathbf{r}_2 はそれぞれ点 P_1 と P_2 の位置ベクトル、 ϵ_0 は真空の誘電率である。空孔内面から点 P_1 に与える電界のX成分 E_{1X} は次式で求められる。

$$\begin{aligned} E_{1X} &= \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} (\Delta E_{1X})_{Y_2=\frac{b}{2}} dX_2 + \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} (\Delta E_{1X})_{Y_2=-\frac{b}{2}} dX_2 \\ &= \int_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{n} X dX}{4\pi\epsilon_0 \left[X^2 + \left(\frac{b}{2} - Y_1 \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} + \int_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{n} X dX}{4\pi\epsilon_0 \left[X^2 + \left(\frac{b}{2} + Y_1 \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} \\ &= \int_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \frac{PX dX}{4\pi\epsilon_0 \left[X^2 + \left(\frac{b}{2} - Y_1 \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} - \int_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \frac{PX dX}{4\pi\epsilon_0 \left[X^2 + \left(\frac{b}{2} + Y_1 \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A2-9}) \end{aligned}$$

ここで $X = X_2 - X_1$ とおいた。(A2-9)式は積分を行うと、

$$E_{1X} = \frac{P}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \left[\frac{1}{\sqrt{X^2 + \left(\frac{b}{2} - Y_1 \right)^2}} \right]_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} - \left[\frac{1}{\sqrt{X^2 + \left(\frac{b}{2} + Y_1 \right)^2}} \right]_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \right\}$$

$$= \frac{P}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{a}{2} - X_1\right)^2 + \left(\frac{b}{2} - Y_1\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{a}{2} + X_1\right)^2 + \left(\frac{b}{2} - Y_1\right)^2}} \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{a}{2} - X_1\right)^2 + \left(\frac{b}{2} + Y_1\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{a}{2} + X_1\right)^2 + \left(\frac{b}{2} + Y_1\right)^2}} \right\} \quad (\text{A2-10}),$$

である。ここで P は \mathbf{P} の大きさである。同様に空孔内面から点 P_1 に与える電界の Y 成分 E_{1Y} は、

$$E_{1Y} = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} (\Delta E_{1X})_{Y_2 = \frac{b}{2}} dX_2 + \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} (\Delta E_{1X})_{Y_2 = -\frac{b}{2}} dX_2 \\ = \int_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{n} \left(\frac{b}{2} - Y_1 \right) dX}{4\pi\epsilon_0 \left[X^2 + \left(\frac{b}{2} - Y_1 \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} + \int_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{n} \left(-\frac{b}{2} - Y_1 \right) dX}{4\pi\epsilon_0 \left[X^2 + \left(\frac{b}{2} + Y_1 \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} \\ = \int_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \frac{P \left(\frac{b}{2} - Y_1 \right) dX}{4\pi\epsilon_0 \left[X^2 + \left(\frac{b}{2} - Y_1 \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} - \int_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \frac{P \left(-\frac{b}{2} - Y_1 \right) dX}{4\pi\epsilon_0 \left[X^2 + \left(\frac{b}{2} + Y_1 \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} \\ = \frac{P}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \left[\frac{X}{\left(\frac{b}{2} - Y_1 \right) \sqrt{X^2 + \left(\frac{b}{2} - Y_1 \right)^2}} \right]_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \right. \\ \left. + \left[\frac{X}{\left(\frac{b}{2} + Y_1 \right) \sqrt{X^2 + \left(\frac{b}{2} + Y_1 \right)^2}} \right]_{-\frac{a}{2}-X_1}^{\frac{a}{2}-X_1} \right\}$$

$$\begin{aligned}
= \frac{P}{4\pi\epsilon_0} & \left\{ \frac{\left(\frac{a}{2} - X_1\right)}{\left(\frac{b}{2} - Y_1\right) \sqrt{\left(\frac{a}{2} - X_1\right)^2 + \left(\frac{b}{2} - Y_1\right)^2}} \right. \\
& + \frac{\left(\frac{a}{2} + X_1\right)}{\left(\frac{b}{2} - Y_1\right) \sqrt{\left(\frac{a}{2} + X_1\right)^2 + \left(\frac{b}{2} - Y_1\right)^2}} \\
& + \frac{\left(\frac{a}{2} - X_1\right)}{\left(\frac{b}{2} + Y_1\right) \sqrt{\left(\frac{a}{2} - X_1\right)^2 + \left(\frac{b}{2} + Y_1\right)^2}} \\
& \left. + \frac{\left(\frac{a}{2} + X_1\right)}{\left(\frac{b}{2} + Y_1\right) \sqrt{\left(\frac{a}{2} + X_1\right)^2 + \left(\frac{b}{2} + Y_1\right)^2}} \right\} \quad (A2-11),
\end{aligned}$$

である。ここで空孔内部の点 P_1 の電界強度は(A2-10)と(A2-11)式に外部電界 \mathbf{E}_0 を加えたものとなる。また外部電界があまり強くない場合、分極ベクトルは外部電界に比例し、

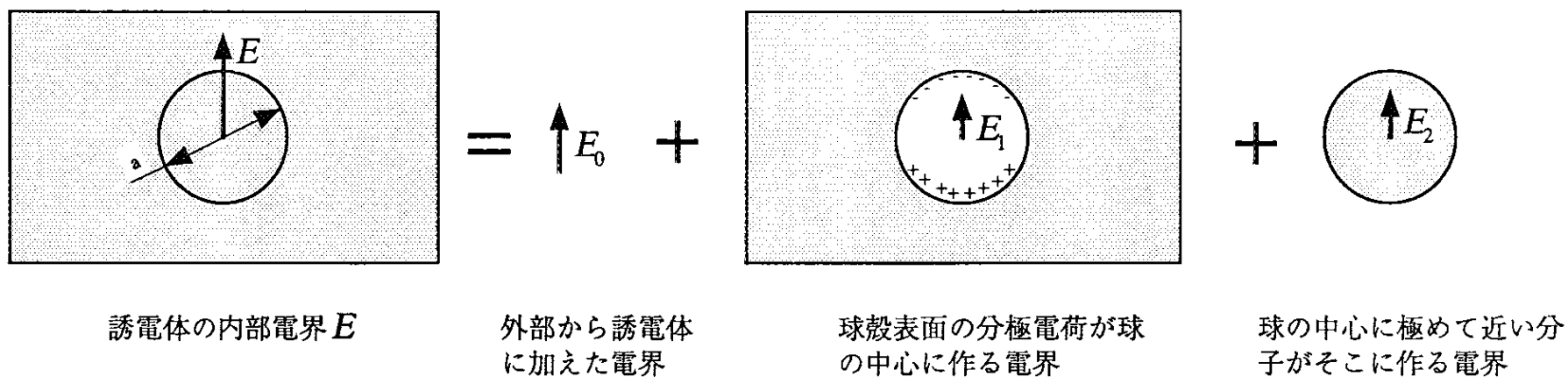
$$\mathbf{P} = (\epsilon - \epsilon_0) \mathbf{E}_0 \quad (A2-12)$$

と表せる。ここで ϵ は誘電体の誘電率である。

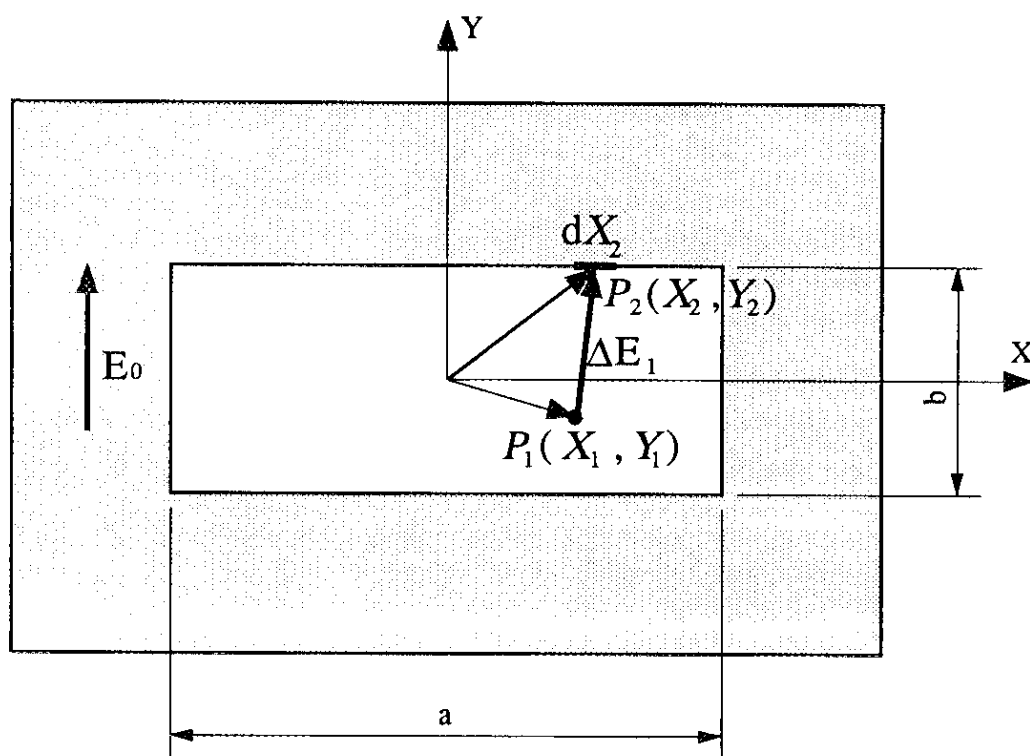
図A2-2の(b)に示される様な無限に長い円筒形の空孔についても長方形の場合と同様に計算することができ、次式のようになる。

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_1 &= \frac{P}{2\pi r \epsilon_0} \\
\therefore \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_0 + \frac{P}{2\pi r \epsilon_0} \quad (A2-12)
\end{aligned}$$

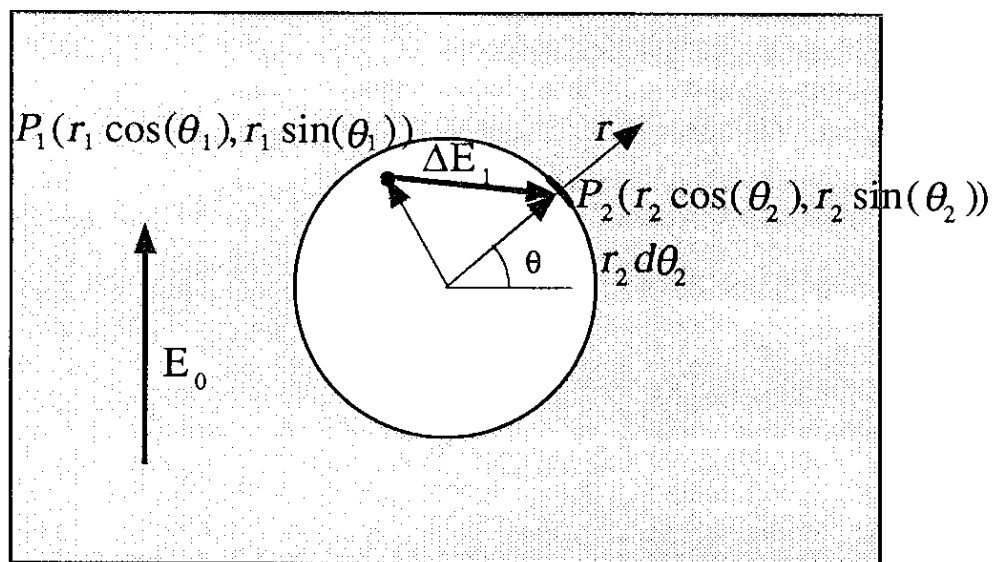
ここで r は円筒の内径である。円筒形空孔の中心の電界強度は半径に反比例する項が加わっており半径が無限小では電界強度は無限大になる。



図A2-1 ローレンツによる誘電体の内部電界の考え方。それは誘電体内部の点Pに生じる内部電界 E を、外部から加えた電界 E_0 と、点Pを中心とする半径 a の球孔表面の分極電荷が点Pに作る電界 E_1 と、球内部の分極電荷が点Pに作る電界 E_2 の和として求めるものである。 a は誘電体内部の分極電荷が点Pに作る電界が巨視的に見える範囲で最小になるように選ぶ。



(a)



(b)

図 A2-2 誘電体内部の空孔。(a) 無限に長い長方形の空孔、(b) 無限に長い円筒形の空孔

A3. アルミナの複素誘電率測定

複素誘電率の測定方法は容量法、反射波法、摂動法、フリースペース法など測定周波数や被測定物の種類によって数多く存在する[文献A3-1、A3-2]。測定周波数が1～10GHz帯で、低誘電率($\epsilon' < 10$)、中損失($\tan \delta = 10^{-4} \sim 10^{-2}$)の領域では摂動法が最も精度良く測定可能である。摂動法とは空洞共振器に被測定物を挿入し、共振周波数とQ値の変化から複素誘電率を求める方法である。アルミナ焼結体の比誘電率は ~ 10 、 $\tan \delta$ は $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 程度であるので、測定誤差1%以内で測定可能な無負荷Q値を求めると 1×10^4 以上となる。その値を取り得る最も単純な円筒空洞の TM_{010} モードを用いることにした。測定方法を以下に述べる。

図A3-1示したような棒状の試料を挿入した円筒共振空洞を考える。試料棒の複素誘電率を $\epsilon' + j\epsilon''$ とすると(A3-1)、(A3-2)式が成り立つ。

$$-\frac{f_0 - f_t}{f_0} = 1.855 \times (\epsilon - 1) \times \frac{\Delta V}{V} \quad (A3-1)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q_s} &= \frac{1}{Q_L} - \frac{1}{Q_0} \\ &= 2 \times 1.855 \times \epsilon' \times \frac{\Delta V}{V} \end{aligned} \quad (A3-2)$$

ここで f_0 、 Q_0 はそれぞれ空洞本体の共振周波数とQ値、 f_t 、 Q_t はそれぞれ試料棒挿入時の値、 ΔV は試料棒の体積、 V は空洞の体積、 Q_s は(A3-2)式で定義される値である。(A3-1)、(A3-2)式から複素誘電率を求める。ただし外部Qの誤差は非常に小さいので、次式より $1/Q_s$ を求めた方が精度がよい。

$$\frac{1}{Q_s} = \frac{1}{Q_L} \times \left(\sqrt{\frac{P_1}{P_2}} - 1 \right) \quad (A3-3)$$

ここで P_1 と P_2 はそれぞれ試料未挿入前後の空洞の挿入損失、 Q_L は試料未挿入時の負荷 Q である。(A3-1)、(A3-2)式は良く知られているパートベーションの式から得られる。

$$-\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{\frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) \int_{V_2} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 dV - (\mu_2 - \mu_0) \int_{V_2} \mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{H}_2 dV}{\varepsilon_0 \int \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 dV + \mu_0 \int \mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{H}_2 dV}}{\quad} \quad (\text{A3-4})$$

ここで ε_0 と ε_2 、 μ_0 と μ_2 は夫々試料と真空の誘電率と透磁率、 E_1 と E_2 は試料挿入前後の電場、 H_1 と H_2 は試料挿入前後の磁場、 V_1 は空洞の容積、 V_2 は試料の体積である。ここで TM_{010} モードを用いて中心軸上に十分に細い円柱の試料を挿入したとすると試料体積中に磁場が無く、試料棒挿入前後で電場分布の変化が無視できる。また分母の2項は夫々空洞の蓄積エネルギーの2倍に等しいので(A3-4)式は(A3-5)式に書き直せる。

$$-\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{\frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) \int_{V_2} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_1 dV}{2\varepsilon_0 \int \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_1 dV}}{\quad} \quad (\text{A3-5})$$

ここで TM_{010} モードの電場は E_z 成分のみであるからそれは

$$E_z = E_{010} J_0 \left(\rho_{01} \frac{r}{b} \right) \quad (\text{A3-6})$$

と書ける。ここで J_0 は0次のベッセル関数、 ρ_{01} は0次のベッセル関数1番目の根、 b は測定空洞の半径である。(A3-6)式を(A3-5)式に代入すると

$$-\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) \int_0^a \int_0^{2\pi L} \int_0^b E_{010}^2 J_0^2 \left(\rho_{01} \frac{r}{b} \right) r dz d\Phi dr}{2\varepsilon_0 \int_0^b \int_0^{2\pi L} \int_0^a E_{010}^2 J_0^2 \left(\rho_{01} \frac{r}{b} \right) r dz d\Phi dr}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) \int_0^a J_0^2\left(\rho_{01} \frac{r}{b}\right) r dr}{2\varepsilon_0 \int_0^b J_0^2\left(\rho_{01} \frac{r}{b}\right) r dr} \\
&= \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) \left[\frac{r^2}{2} \left\{ J_0^2\left(\rho_{01} \frac{r}{b}\right) + J_1^2\left(\rho_{01} \frac{r}{b}\right) \right\} \right]_0^a}{2\varepsilon_0 \left[\frac{r^2}{2} \left\{ J_0^2\left(\rho_{01} \frac{r}{b}\right) + J_1^2\left(\rho_{01} \frac{r}{b}\right) \right\} \right]_0^b} \quad (\text{A3-7})
\end{aligned}$$

が得られる。ここでaは試料棒半径でbに対して十分小さいとすると $\rho_{01}a/b \doteq 0$ を(A3-7)式に代入し

$$-\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) \frac{a^2}{2}}{2\varepsilon_0 \frac{b^2}{2} J_1^2(\rho_{01})} = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) a^2}{2\varepsilon_0 b^2 J_1^2(\rho_{01})} \quad (\text{A3-8})$$

が得られる。(A3-8)式に $J_1(\rho_{01})=0.51915$ を代入すれば(A3-1)と(A3-2)式が得られる。図A3-2に示すように実際の測定空洞ではアルミナを精度良く中心軸に設置するため共振空洞の両端面の中心に直径7mmの孔を開ける。この孔から電場がしみ出すため孔による摂動分を補正する必要がある。そこで共振空洞内部の電界を2次元の電磁界解析コード(SUPERFISH)で計算した。図A3-3に測定空洞の中心軸上の電場分布を示す。測定空洞の構造係数は電場²の積分に比例する為、空洞両端の電場勾配が大きく影響することがわかる。そこで(A3-5)式を書き変えると、

$$\begin{aligned}
-\frac{\delta\omega}{\omega} &= \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) \int_0^a \int_0^{2\pi L} E_{010}^2 J_0^2\left(\rho_{01} \frac{r}{b}\right) r dz d\Phi dr}{2\varepsilon_0 \int_0^b \int_0^{2\pi L} E_{010}^2 J_0^2\left(\rho_{01} \frac{r}{b}\right) r dz d\Phi dr} \\
&= \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) \frac{a^2}{2} 2\pi\varepsilon_0 \int_0^L E_{010}^2 dz}{\varepsilon_0 8W} = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_0) a^2 \pi\varepsilon_0 \int_0^L E_{010}^2 dz}{\varepsilon_0 4W}
\end{aligned}$$

$$= (\epsilon' + j\epsilon'' - 1) \frac{b^2 \pi \epsilon_0 \int_0^L E_{010}^2 dz}{4W} \frac{a^2}{b^2} \quad (\text{A3-9})$$

となる。ここでWは空胴の蓄積エネルギー、 E_{010} は空胴の中心軸上の電界強度でZの関数である。SUPERFISHにより計算されたWと、電場を数値積分した値

$$W = 3.999 \times 10^{-4} [\text{joules}] \cdot \int_0^L E_{010}^2 dz = 5.500 \times 10^{10} [\text{V}^2 / \text{m}] \quad (\text{A3-10})$$

を(A3-9)式に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \text{Re}\left(-\frac{\delta\omega}{\omega}\right) &= (\epsilon' - 1) \times 1.5677 \frac{a^2}{b^2} \\ \text{Im}\left(-\frac{\delta\omega}{\omega}\right) &= \frac{1}{Q_s} = \epsilon'' \times 1.5677 \frac{a^2}{b^2} \end{aligned} \quad (\text{A3-11})$$

(参考) 同じ方法で試料挿入用の孔が無いものを計算すると構造係数は1.85537となりよい精度であることがわかる。

測定条件を表A3-1に示す。TM₀₁₀モード空胴の寸法は共振周波数(2856 MHz)、複素誘電率の測定誤差が1%以内を目標に決定した。共振周波数は空胴内径のみで決めるので、空胴長さは無負荷Qが10⁴以上、近接モード(TE₁₁₁)が十分離れていること、試料棒の製作誤差を少なくするようになるべく短かくすること等から決定した。試料棒固定はドリル・チャック方式を使用して高精度位置決めが可能となった。空胴の高周波励振方式は電場、磁場の両方で行った。結合度の調整は電場結合はアンテナ長さを可変し、磁場結合はループの面積と角度により行った。試料棒の直径は無負荷Qの測定精度1%以内になるようにφ2mmとφ3mmおよびφ5mmとした。図A3-4に測定系を示す。空胴の無負荷Q₀は、良く知られている(A3-12)式から与えられる。

$$Q_0 = Q_L \cdot (1 + \beta_1 + \beta_2) \quad (A3-12)$$

ここで β_1 、 β_2 はそれぞれ空胴の入力、出力の結合度である。負荷 Q_L は透過波法、結合度 β は反射波法により測定した。

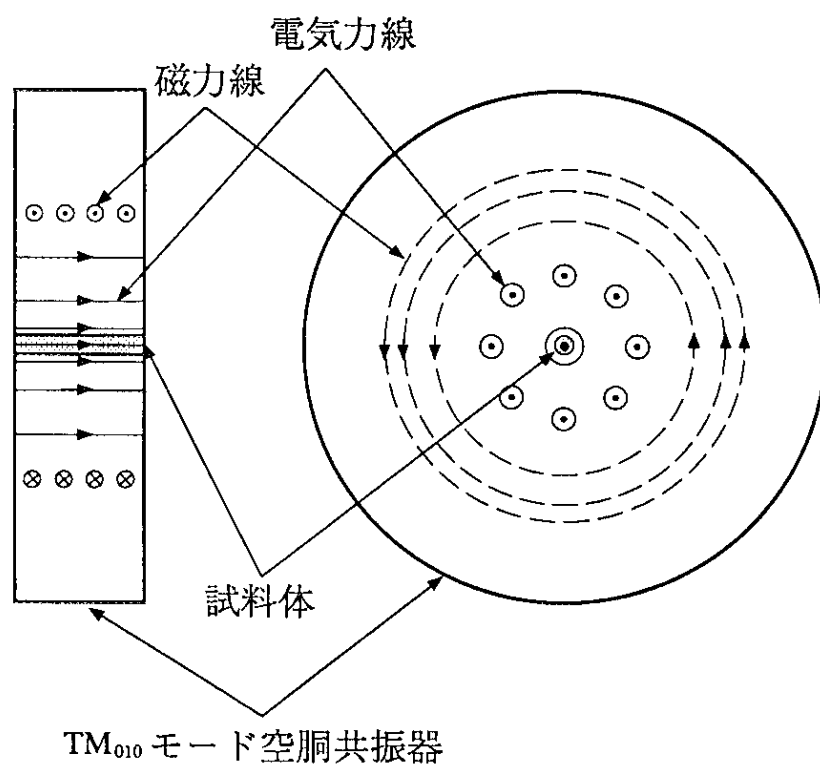
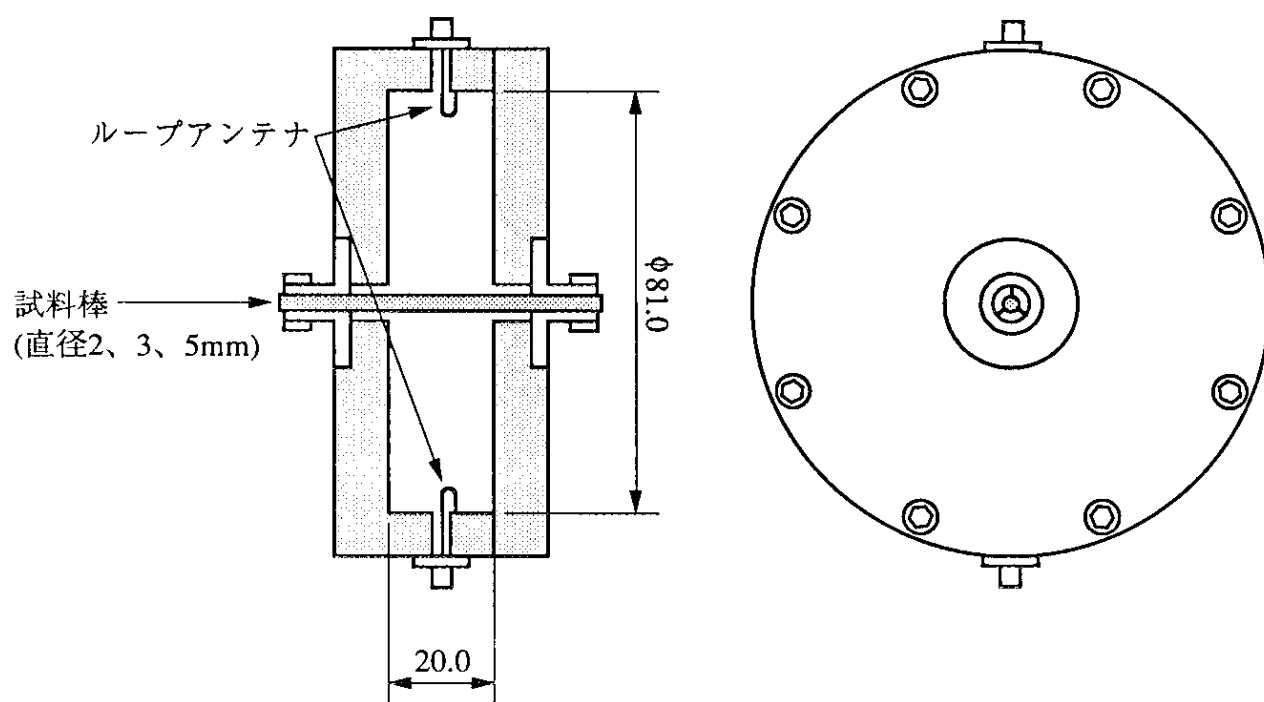
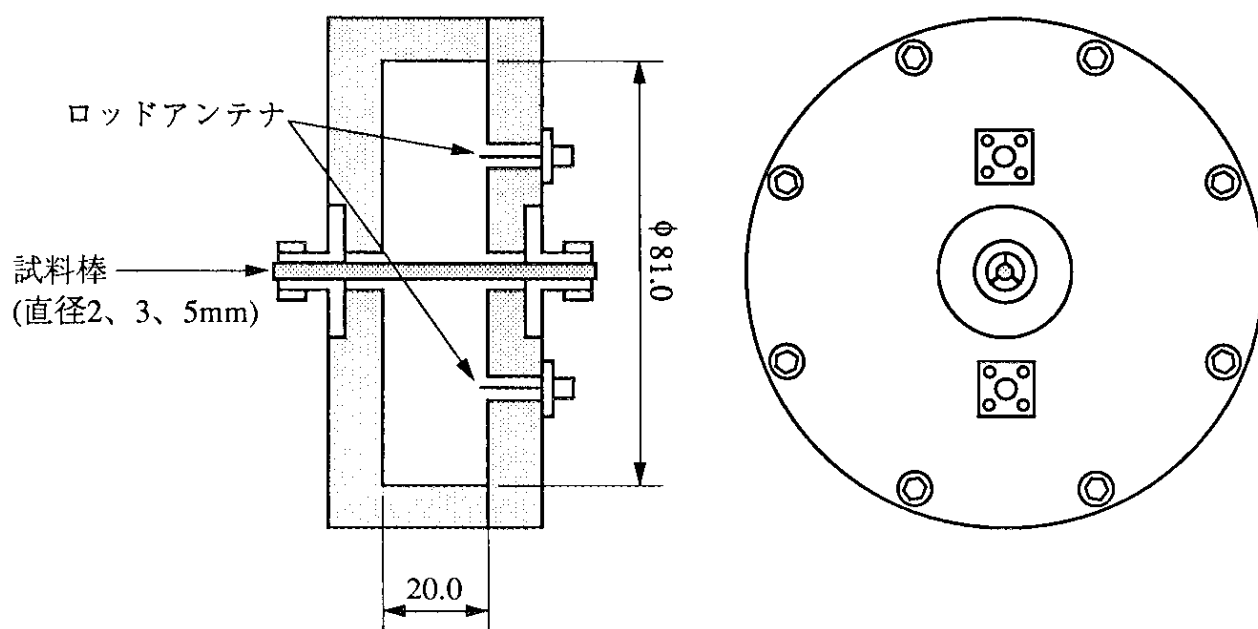


図 A3-1 試料を挿入した共振空洞 (TM₀₁₀モード)



(a) 複素誘電率測定用の磁場結合型空洞共振器(TM_{010} モード)



(b) 複素誘電率測定用の電場結合型空洞共振器(TM_{010} モード)

図A3-2 誘電率測定空洞

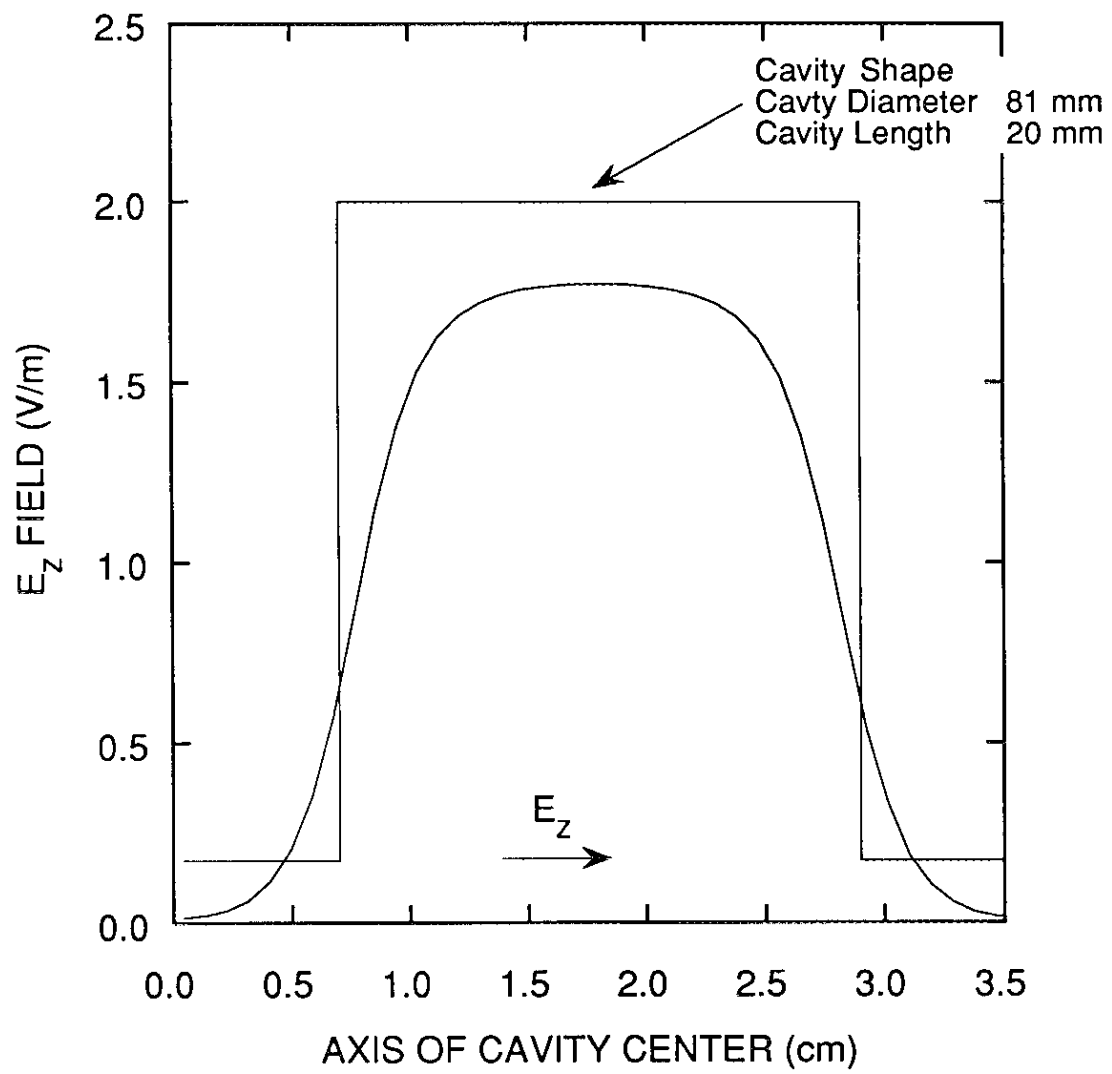
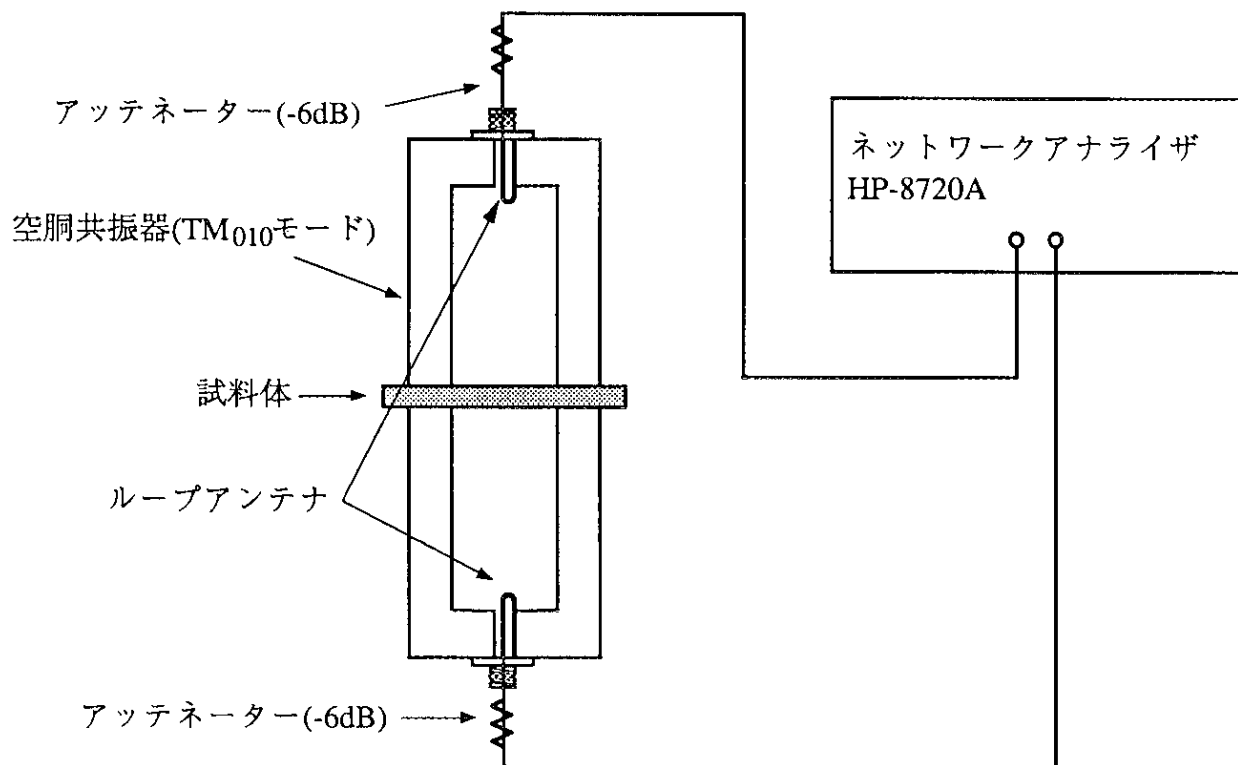


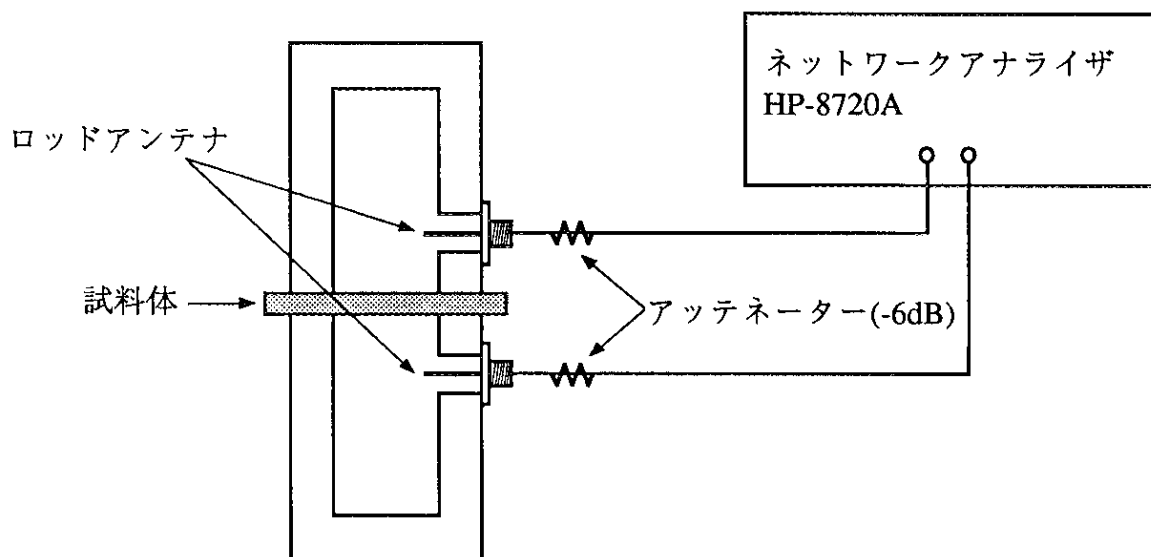
図 A3-3 共振空洞内部の電界強度(SUPERFISHによる計算)

表 A3-1 複素誘電率の測定条件

測定周波数 (MHz)	2856
測定モード	円筒TM ₀₁₀
空洞容積 (mm)	φ 81×20 (銅製)
負荷Q	5,000以上 (入力・出力の結合度は合わせて1以下)
試料棒固定方式	チャック式 中心軸ずれ 0.03mm 以下
結合方式	電場結合、磁場結合
測定試料	a) 窒化アルミ b) アルミナ(HIPなし99.8%以上)日本特殊陶業製 c) アルミナ(HIPあり 99.8%以上)日本特殊陶業製
試料棒直径 (mm)	2, 3, 5



a) 複素誘電率の測定系(磁場結合)



b) 複素誘電率の測定系(電場結合)

図A3-4 誘電率測定系

A4. レゾナントリングの動作原理

レゾナントリングは図3-1(3-1-1節)に示したように矩形導波管部品をレーストラック状にエンドレスになるように組み立てたものである。クライストロン出力はレゾナントリング内に挿入した入力用方向性結合器から供給され、リング内を本分中の図3-1では反時計回りに周回する。レゾナントリングの全長は4.6mあるので高周波電力は22.4nsで一周する。この時、一周してきた高周波電力とその時間に方向性結合器から入射した電力が足し合わされるように可変位相器を調整する。その最大の増幅率はリング内の減衰量で決る。以下にその基本原理の概要について述べる。

クライストロンの出力がレゾナントリングをN周した時の電圧利得 M_N は

$$\begin{aligned} M_N &= jC \cdot \sum_{n=0}^{n=N} T^n \cdot (1-C^2)^{\frac{n}{2}} \cdot \exp(-j\beta L_r) \\ &= jC \frac{\left\{ 1 - T^{(N+1)} \cdot (1-C^2)^{(N+1)/2} \cdot \exp(-j\beta L_r) \right\}}{1 - T\sqrt{1-C^2}} \end{aligned} \quad (\text{A4-1})$$

の有限級数和で与えられる。ここでの C はリングと信号源との結合度であり、 T はリングへの透過係数、 β は矩形導波管の伝播定数、 L_r はリングの周長である。本試験ではクライストロンの入力パルス幅は $2.5 \mu \text{ sec}$ であり、レゾナントリングを一周する時間に比べ十分長いので $N = \infty$ として電圧利得 M_∞ を計算すると(A4-1)式は

$$M_\infty = \frac{jC}{1 - T\sqrt{1-C^2}} \quad (\text{A4-2})$$

となる。最大の電圧利得を与える結合度 C_{opt} は

$$C_{opt} = \sqrt{1-T^2} \quad (\text{A4-3})$$

で与えられ、この時の最大電圧利得 M_{opt} は

$$M_{opt} = \frac{1}{\sqrt{1-T^2}} \quad (A4-4)$$

である。(A4-4)式で示した様にレゾナントリングの電圧利得は高周波窓を含めたレゾナントリング全体の高周波損失で決められる。本装置の場合、高周波窓を挿入しても電力増幅率(=電圧利得²)は25倍あり励振電力410MWの時でも16.4MWの入射電力ですむことになり、非常に効率がよいことが分かる。このため1パルス毎の高周波エネルギーは最大でも41(W/Pulse)となり、直接410MWを透過させた場合の1(kW/Pulse)と比べて1/25である。さらに、(A4-1)式から分かるようにレゾナントリングの最大電力は一周毎の高周波電力の正確な重ね合わせで成立する。本装置では200周後にレゾナントリングの最大電力に到達する。その間に高周波窓で放電が生じた場合はそこで位相が変化し電力増幅は停止され蓄積されたリング内の電力は素早く自動的に減衰する。このため供試体の急激な破壊をさせずに観察を行える利点があり、特に高周波窓の開発に適した装置である。

本装置の最大励振電力は高周波窓の試験時には310MWであった。これはリング内の高周波電力モニター用のベータホール型方向性結合器の破壊によるものである。ベータホール型方向性結合器にはベータホールと方向性結合器の間に真空シールのために純度99.5%のアルミナ円板が使用されており、レゾナントリングの励振電力が310MWを超えるとアルミナのピンホールが生じた。本研究の成果をフィードバックし、このアルミナ円板を純度99.9%のHIP処理したものに取り替えたことでこの破壊は抑制され、励振電力410MWが可能となった。またこの電力は世界で初めて達成された電力値で、共同研究者の松本浩氏による位相器、スタブチューナー、入力用方向性結合器等の大電力コンポーネント設計、製作がなければ、なし得なかったことをここに明記しておく。

A5 試験装置追補

A5-1 大電力高周波源

1) パルス変調機

クライストロン電源は通常のライン型変調器で構成しピーク電力272MW、出力電圧30kV、パルス幅 $4.5\mu\text{s}$ (flat top)、繰り返し25ppsで運転可能である。クライストロンの励振電圧は $4.5\mu\text{s}$ の平坦部をつくりだせるように16段のPFN(Pulse Forming Network)を使用した。電圧調整は $\pm 10\%$ の誘導電圧調整器(IVR)によって行った。表A5-1に主な性能を示す。またパルス変調器の出力電圧の変動は $\pm 1\%$ 以下になるようにIVRを自動運転している。パルス変調器にはクライストロンの印加電圧を安定化するためのde-Qing回路が設けてある。またこれらの制御は全てCAMACを介して計算機制御が行えるようにした。

2) クライストロン

S-bandクライストロン(TOSHIBA-E3712)はリニアコライダーの前段加速器の大電力マイクロ源として出力85MW、パルス幅 $4.5\mu\text{s}$ (ロングパルスモード)、あるいは100MW、 $1\mu\text{s}$ (ショートパルスモード)を目標に東芝電子管事業部と高エネルギー物理学研究所が1989年に開発に成功したものである[文献A5-1、A5-2]。表A5-2にクライストロンの主な性能を示す。

3) 低電力クライストロン励振回路

運転周波数の2856MHzはシンセサイザー方式の基準発信器の476MHzを6逡倍した。この運転周波数は反射型のPIN型マイクロ波スイッチで $2.5\mu\text{s}$ 幅のパルスに振幅整形

し、連続波で1W出力のトランジスタ・アンプ、600Wトランジスタ・アンプ、 $I \cdot \phi \cdot A$ モジュール(I :アイソレータ、 ϕ :位相器、 A :減衰器)を通過しクライストロンに入力した。クライストロン出力の増減は入力マイクロ波電力を計算機プログラムから $I \cdot \phi \cdot A$ モジュールを制御して行った。

A5-2 インターロック回路

本試験装置は計算機プログラムによる自動運転が可能であるが、これには信頼性の高い装置と適切なインターロック回路が不可欠である。ここでは機械式のリレー接点の開閉をインターロック信号として使用した。インターロック論理はリレーの励磁コイルの通電磁時に接点が閉じている場合を正常時とする、"正常時(閉)"と呼ばれる方式である。ここで使用したリレーは、作動速度は $<15\text{ms}$ 、無誘導負荷において24Vで1Aの接点容量を有するものを規格とした。本試験においてはインターロックの作動速度はトリガーパルスの繰り返し周波数の上限が50Hzなので20ms以下が望ましい。これを標準規格としてインターロックの必要な試験装置の全てに内臓させた。このインターロックシステムに柔軟性をもたすため標準のモジュールが開発されていた[文献A5-3]。これは1つのグループが8チャンネル入力の"OR"論理回路で形成し、その論理結果が1個のリレー接点のOPEN-CLOSE形式で出力されるものである。更にモジュールの各チャンネル(8CH)に接続した装置のインターロック接点出力のステータスは夫々、CAMACモジュール経由で計算機に取り込まれる。このステータス情報は計算機の端末とケーブルテレビ(CATV)で表示した。この方式により試験装置を構成する各機器は夫々に対応するインターロックレベルのモジュールに接続するだけで自動的にインターロック回路が構築され、同時に計算機への取込が終了する仕組みとなっている。実測したインターロックの平均的な応答時間は、装置によりリレーの個数が異なるので30ms~45msとなった。パルスの繰り返し周波数が50Hzの場合はインターロック条件を検出してから1~2パルス後に停止することになるが、本試験ではこれによる問題は生じなかった。

A5-3 計算機制御

オシロスコープを除く全てのハードウェアはCAMACモジュールを経由して主計算機(VAX4000)と接続される。装置のパラメーターの変更や試験データの取得、ならびに自動プロセッシングはそのプログラムを製作し行った。主計算機とCAMAC間は光ケーブルで5Mbit/secの転送スピードを有する"CAMAC ENHANCED SERIAL HIGHWAY"と呼ばれる規格で行った。試験装置を構成する個々のハードウェアとCAMAC間の信号伝達形式は、制御に必要な精度が10ビットまでは0～10V(又は0～5V)のアナログレベル信号とし、それ以上の精度についてはパラレルのデジタル信号で行った。夫々の機器のON-OFFステータスの取込はCAMACの24ビットパラレルの入出力規格で行った。

主トリガー信号はゼロクロス方式の電源同期で作動し、パルス毎のトリガー発生時間の変動は20ns以下になっている。主トリガーは分周回路により繰り返し周波数も可変できる。クライスロン変調器、マイクロ波パルス整形器、高速位相反転回路は全てこの主トリガーを基準に動作し、最適な時間関係になるように計算機プログラムから夫々独立に調整することが可能となっている。

表A5-1 パルス変調器の仕様

Operation mode	Long Pulse (85MW)	Short Pulse (100MW)	
Peak power output	135	200	MW
Average power output	32	22	kW
Output pulse voltage	25~26.7	28~29	kV
Output pulse current	7,370~6,900	8,933~8,625	A
Output impedance	3.4~3.9	3.1~3.4	Ω
Pulse flat top	4.5	1.0	μs
Rise time	0.8	0.8	μs
Pulse height deviation from flatness	1.0	1.0	% (p-p)
Pulse repetition rate	50	50	pps
Transformer ratio	1:15~1:16	1:15~1:16	

表A5-2 クライストロンの主な性能

Operation mode	Long pulse	Short pulse	
Frequency	2856	2856	MHz
Peak rf power	82	103	MW
RF pulse width	4.0	1.0	μs
Beam voltage	391	423	kV
Beam current	464	532	A
Efficiency	45.4	45.8	%
Perveance	2.0	2.0	$\times 10^{-6}$
Repetition rates	50	50	pps
Drive RF power	247	247	W
Gain	54.9	56.2	dB

A6. 高周波窓構造の熱解析と測定

本節では高周波窓構造の等価熱抵抗と自然対流での空気中への等価熱抵抗を夫々実験により求める。高周波窓内壁から外壁への熱伝導は3次元のラプラス方程式を解くことで求まるが、高周波窓の形状が複雑で異種金属どうし接触面や多くの空気層があるため、数値計算によって求めても精度は上がらない。また空気中への輻射熱等の問題もある。そこで図A6-1に示すような等価回路を考え、測定によって高周波窓枠の等価熱抵抗 R_{sus} と窓枠の放射熱抵抗 R_{rad} を求める。

実験装置を図A6-2に示す。アルミナに接する部分にヒーター線を巻き、等価熱抵抗 R_{sus} と R_{rad} をヒーターの温度と電力、高周波窓外壁の温度および室温を測定し求めた。測定結果を以下に示す。

測定結果 室温 25.5 度

高周波窓外壁温度	30.1	度
高周波窓内壁温度	41.8	度
ヒーター電力	6.88	W

R_{sus} と R_{rad} (総称して R と記述する。) は次式によって求められる。

$$\Delta T = R \cdot P \quad (A6-1)$$

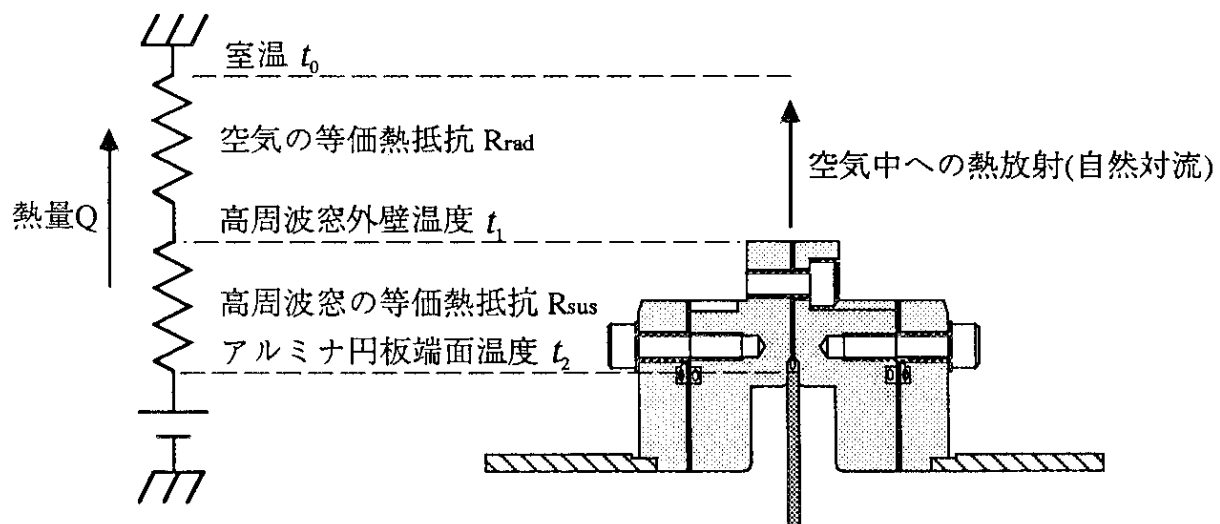
ここで ΔT は等価熱抵抗の両端の温度差、 P はヒーター電力である。(A6-1)式より R_{sus} は

$$R_{sus} = \frac{\Delta T}{P} = \frac{41.8(^{\circ}\text{C}) - 30.1(^{\circ}\text{C})}{6.88(\text{W})} = 1.70(^{\circ}\text{C} / \text{W}) \quad (A6-2)$$

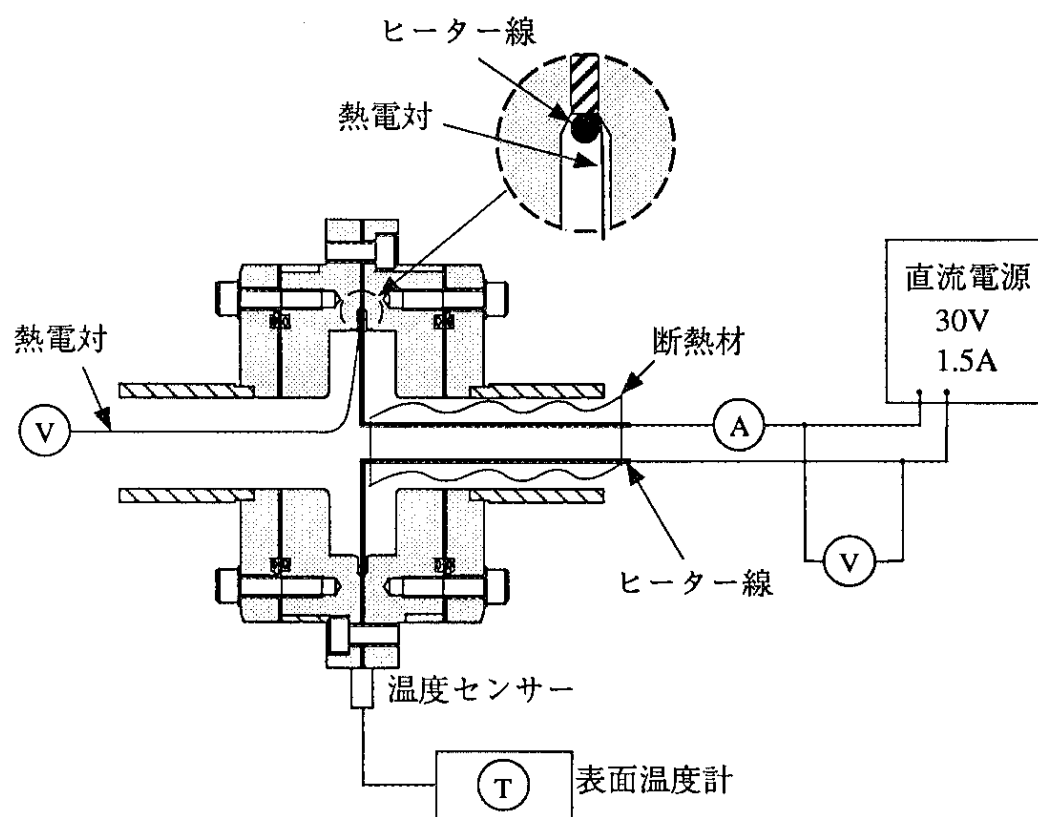
同様に R_{rad} は

$$R_{rad} = \frac{\Delta T}{P} = \frac{30.1(^{\circ}\text{C}) - 25.5(^{\circ}\text{C})}{6.88(\text{W})} = 0.669(^{\circ}\text{C} / \text{W}) \quad (\text{A6-3})$$

である。



図A6-1 高周波窓の等価熱抵抗



図A6-2 等価熱抵抗の測定装置

A7 損失因子、熱伝導率の温度依存性を考慮したアルミナ円板の温度分布

円形導波管が誘電体で満たされた場合の誘電損失による減衰定数 α_{die} は次式で表される。

$$\alpha_{die} = 8.686 \times \frac{\beta_g \sqrt{\epsilon}}{2} \times \tan \delta \quad (\text{dB / m}) \quad (\text{A7-1})$$

ここで β_g は誘電体が無い場合の導波管伝播定数、 ϵ 、 $\tan \delta$ はそれぞれ誘電体の比誘電率、誘電正接である。周波数 2.856GHz の時、 $\beta_g = \frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{2\pi}{0.1545[\text{m}]} = 40.668$ (円形導

波管半径 42mm、TE₁₁モード)であるから $\epsilon = 9.7$ 、 $\tan \delta = 3.0 \times 10^{-4}$ のときには $\alpha_{die} = 0.1650$ (dB/m) が得られる。アルミナの厚さは 0.0035m であるから誘電損失による電力損失 P_{die} は透過電力 P_{in} を用いて次式で表される。

$$\begin{aligned} P_{die} &= (1 - 10^{-2\alpha_{die}T/10}) \times P_{in} \\ &= (1 - 10^{-2 \times 0.0035 \times 0.1650/10}) \times P_{in} \\ &= 2.659 \times 10^{-4} \times P_{in} \end{aligned} \quad (\text{A7-2})$$

(2-3-1～2-3-4)節で述べたようにアルミナの誘電損失と熱伝導率は温度依存性を持っている。図A7-1に示される半径a、厚さTの等方性アルミナ円板の温度分布を計算する。アルミナ円板端面からの空気中への熱伝導は図A6-1に示される様な等価熱抵抗を考える。図中で R_{sur} 、 R_{rad} とあるのはそれぞれ高周波窓枠と空気中への等価熱抵抗を示しており、これらは実測により求め、それぞれ $R_{sur} = 1.70$ [W/deg.C]、 $R_{rad} = 0.669$ [W/deg.C] である(附録A6参照)。また高周波窓内壁は銅でメッキされているため電磁波を良く反射し、運転中は両面とも超高真空であるためアルミナ表面からの放射熱は無視できるものとする。アルミナの温度tは厚さ方向(Z)の位置依存性はないとし、 θ 方向についても対称性のため位置依存性はないものとする。よって温度tの熱伝導方程式はrのみの一次元となり次式で表される。

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + \frac{W}{\lambda} = 0 \quad (\text{A7-3})$$

ここでWは単位時間、単位体積当たりの発熱量、 λ は熱伝導率である。アルミナで消費される電力 P_{die} は円筒導波管が誘電体で満たされた場合の減衰定数から計算されて、次式で表される。

$$\begin{aligned} P_{die} &= (1 - 10^{-2 \times 8.686 \times \frac{\beta_g \sqrt{\epsilon}}{2} \times \tan \delta \times T / 10}) \times P_{in} \quad [\text{W}] \\ &= (1 - 10^{-8.686 \times \beta_g \times \sqrt{\epsilon} \times \tan \delta \times T / 10}) \times P_{in} \quad [\text{W}] \end{aligned} \quad (\text{A7-4})$$

ここで T はアルミナ円板の厚さ、 β_g は誘電体が無い場合の導波管伝播定数、 ϵ 、 $\tan \delta$ はそれぞれアルミナの比誘電率、誘電正接、 P_{in} は高周波窓を透過する平均高周波電力である。(A7-4)式からWは次式で表される。

$$\begin{aligned} W &= \frac{P_{die}}{V} \\ &= \frac{1}{4.1855} (1 - 10^{-8.686 \times \beta_g \times \sqrt{\epsilon} \times \tan \delta \times T / 10}) \times \frac{P_{in}}{V} \quad [\text{cal/sec/m}^3] \end{aligned} \quad (\text{A7-5})$$

ここで V はアルミナ円板の体積である。また室温以上の領域で、 $\frac{1}{\lambda}$ は温度 t の関数として次式で表せる。

$$\frac{1}{\lambda} = \kappa t \quad (\text{A7-6})$$

ただし、 t は絶対温度である。(A7-3)式に(A7-6)式を代入するとアルミナの熱伝達方程式は次式になる。

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + W \kappa t = 0 \quad (\text{A7-7})$$

(A7-7)式は $R = \sqrt{Wkr}$ とおくことにより次式になる。

$$\frac{d^2 t}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{dt}{dR} + t = 0 \quad (A7-8)$$

これは0次のベッセル微分方程式でその一般解は次式で表される。

$$\begin{aligned} t &= A \times J_0(R) + B \times N_0(R) \\ &= A \times J_0(\sqrt{Wkr}) + B \times N_0(\sqrt{Wkr}) \end{aligned} \quad (A7-9)$$

ここでA、Bは任意の定数、 $J_0(R)$ は0次のベッセル関数、 $N_0(R)$ は0次のノイマン関数である。(A7-9)式の第二項は $R=0$ で無限大の値を持つ特解であるから $B=0$ である。よって $r=a$ で $t=t_a$ とすると(A7-9)式は次式のようにになる。

$$t = \frac{t_a}{J_0(\sqrt{Wka})} J_0(\sqrt{Wkr}) \quad (A7-10)$$

さらに t_a は高周波窓枠と空気中への放射熱を考慮すると次式を満たさなければならない。

$$t_a = (R_{sus} + R_{rad})WV + (R_{sus} + R_{rad})P_{wall} + t_R \quad (A7-11)$$

ここで V はアルミナ円板の体積、 t_R は室温である。 P_{wall} は円形導波管部の壁電流による損失で次式で表される。

$$P_w = (1 - 10^{-2 \times T \times \alpha_w / 10}) \times P_{in} \quad (A7-12)$$

ここで T は円形導波管部の長さ、 α_w は円形導波管の減衰定数である。高周波窓の伝播モードを TE_{11} モードと仮定すると α_w は次式で表される。

$$\alpha_w = \lambda^{-\frac{3}{2}} \times (35.5 \times 10^{-5}) \times \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \frac{0.420 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}} \quad (\text{dB/m}) \quad (\text{A7-13})$$

ここで内径84 mmの円形導波管の遮断波長($\lambda_c = 143.22 \text{ mm}$)と周波数2.856MHzの波長($\lambda = 105.04 \text{ mm}$)を代入すると $\alpha_w = 0.0108 (\text{dB/m})$ が得られる。高周波窓の円形導波管長は0.024mであるから管壁による電力損失 P_w は平均透過電力を P_{in} とすると次式で表される。

$$P_w = (1 - 10^{-2 \times 0.024 \times 0.0108 / 10}) \times P_{in} = 1.194 \times 10^{-4} \times P_{in} \quad (\text{A7-14})$$

次に損失係数 $\sqrt{\epsilon} \tan \delta$ が次式の様な温度依存性を持つと仮定する。

$$\sqrt{\epsilon} \tan \delta = \alpha t \quad (\text{A7-15})$$

(A7-5)式より W は次式で表される。

$$\begin{aligned} W &= \frac{P_{die}}{V} \\ &= \left(1 - 10^{-2 \alpha_{die} \times T / 10} \right) \frac{P_{in}}{V} \\ &= \left(1 - 10^{-2 \times 8.686 \times \frac{\beta_s \sqrt{\epsilon}}{2} \times \tan \delta \times T / 10} \right) \frac{P_{in}}{V} \\ &= \left(1 - 10^{-8.686 \times \beta_s \times \sqrt{\epsilon} \times \tan \delta \times T / 10} \right) \frac{P_{in}}{V} \\ &= \left(1 - 10^{-8.686 \times \beta_s \times \alpha \times T / 10} \right) \frac{P_{in}}{V} \\ &= A(1 - e^{-\eta}) \end{aligned} \quad (\text{A7-16})$$

ここで $A = \frac{P_{in}}{V}$ 、 $\gamma = \beta_g \times \sqrt{\varepsilon} \times \alpha \times T/10$ 、 P_{in} は透過電力、 V はアルミナ円板の体積である。(A7-16)を(A7-7)式に代入すると次式が得られる。

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + A \kappa t (1 - e^{-\gamma}) = 0 \quad (A7-17)$$

上式は求積法によって求めることが不可能であるため、次の手続きに従って求めた。

- 1) アルミナ円板全体の平均損失係数 $(\sqrt{\varepsilon} \tan \delta)_{AV}$ を導入する。平均損失係数は次式で定義する。

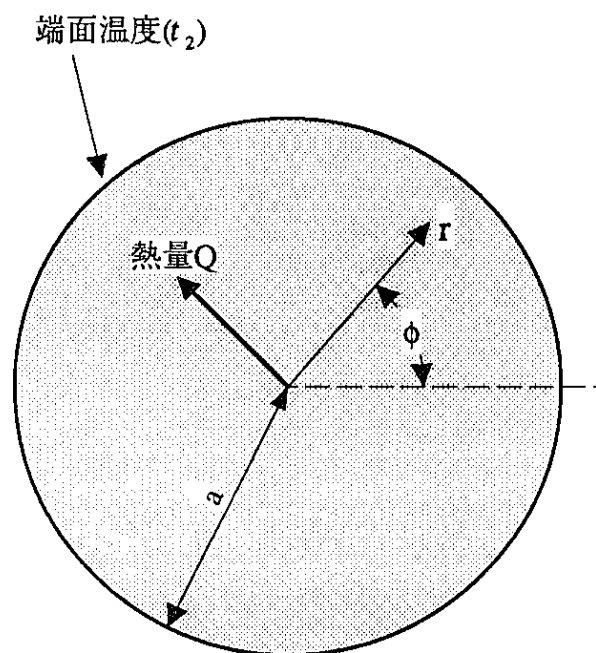
$$\begin{aligned} (\sqrt{\varepsilon} \tan \delta)_{AV} &= \frac{1}{V} \int_0^T \int_0^{2\pi} \int_0^a \sqrt{\varepsilon} \tan \delta \, r dr d\theta dz \\ &= \frac{1}{V} \int_0^T \int_0^{2\pi} \int_0^a \alpha t(r) r dr d\theta dz \end{aligned} \quad (A7-18)$$

ここで T 、 a はそれぞれアルミナ円板の厚さと半径、 V はアルミナ円板の体積である。

- 2) W は $(\sqrt{\varepsilon} \tan \delta)_{AV}$ を (A7-9) 式に代入して次式から求める。

$$\begin{aligned} W &= \left(1 - 10^{-8.686 \times \beta_g \times (\sqrt{\varepsilon} \tan \delta)_{AV} \times T/10} \right) \frac{P_{in}}{V} \\ &= \left(1 - 10^{-8.686 \times \beta_g \times (\sqrt{\varepsilon} \tan \delta)_{AV} \times T/10} \right) A \end{aligned} \quad (A7-19)$$

- 3) (A7-19) 式を (A7-14) 式に代入して W が温度依存性がないとして温度分布を計算する。
- 4) 3) で得られた温度分布を用いて (A7-15) 式から再度平均損失係数を計算する。
- 5) 1)～4) を温度分布が収束するまで繰り返す。



図A7-1 アルミナ円板の熱伝導