

1. 緒言

真空中におかれた固体の表面が関与する放電現象は、その発生を支配する様々な因子が複雑に絡み合っ
て影響を及ぼしあうため、現象そのものを明確に記述
したり、また、簡単な過程で発生機構を説明できない
ことが多い。この事情は「摩擦の科学」と非常に良く
似ており、物理学者が一旦迷路に踏み込むと生還を期
しがたい分野の代表例として、「真空中の放電」が
「泥沼の科学」と呼ばれる理由となっている。実用上
の問題点として多くの分野で技術者たちが直面して
いるにも拘らず、なかなか発展を見ないのも、特に現代
は科学が職業化していることから、成果がただちに現
われない分野は敬遠されてしまうということと無縁で
はないであろう。科学の大きい発展が歴史的にみられ
る17世紀からの約200年間は、科学する心が、ヨー
ロッパの貴族の趣味であった。このことは、現象に対
する好奇心がいかに大切な動機であるかを示している
(メシの心配がないという精神的ゆとりと、エリート
であるという矜持も彼らは持っていたが。)。体系づ
けられた真空放電の科学は上に述べたことから類推で
きるように存在し得ないわけであるが、今回の講座で
は、それでも多くの先達が経験してきたことのうち多
少なりとも特徴的な基礎項目について概観し、次に、

筆者が加速器の運転や設計を通じて関わってきた放電
現象について、例を挙げて述べる。但し例といっても
現象の把握と、基礎過程の想像に多くの苦勞を費やし
てきたので、現象の解明や、抑止法の開発が完全にで
きたわけではなく、この状態は、筆者が定年を迎える
ときも(10年や20年はあつという間である)変わらない
であろう。加速器の開発研究において、しかしなが
ら、放電現象の解明とその対策は現在死活問題となり
つつあるので、本講座により、多くの人々に興味をも
ってもらい好奇心をそそることができれば、幸甚であ
る。

2. 真空中の放電

2-1 真空の絶縁性

真空という概念を表現するとき、通常、圧力(つ
まり空間を飛び回っている気体分子が容器の壁を押す
単位面積あたりの力、単位は $N/m^2=Pa$ 、または、 $Torr$
)をもちいるが、気体分子が空間を飛ぶ様子そのもの
を用いて真空の程度を示すことがある。分子がお互い
に衝突を繰り返すとき、1つの衝突から次の衝突まで
に走る距離は、1つの分子に注目すれば衝突毎に異な
るが、その平均値は、気体の種類と密度を定めればあ

	分子量 M_t	λ [m] 圧力1Paにて		分子直径 [Å]	平均速度 [m/s]
		0°C	25°C		
H ₂	2.016	$1.13 \cdot 10^{-2}$	$1.21 \cdot 10^{-2}$	2.74	1782
D ₂	4.027	1.13	1.21	2.74	
He	4.002	1.8	1.9	2.18	
CH ₄	16.03	0.50	0.53	4.14	630
H ₂ O	18.02	0.40	0.43	4.60	
Ne	20.18	1.3	1.4	2.59	
N ₂	28.03	0.60	0.65	3.75	
Air	28.96	0.61	0.66	3.72	468
O ₂	32.00	0.65	0.70	3.61	
Ar	39.94	0.64	0.69	3.64	
CO ₂	44.00	0.40	0.43	4.59	380
Kr	82.9	0.49	0.53	4.16	
Xe	130.2	0.36	0.39	4.85	
Hg	200.6	0.47	0.50	4.26	178
電子	$5.49 \cdot 10^{-4}$				

表1
気体分子の平均自由行程と
平均速度

る一定値として与えられる。これを平均自由行程 λ という。 λ は、分子の直径を σ 、分子の空間密度を n とすれば、

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi n \sigma^2}$$

となる。気体の密度 n は気体の状態方程式で圧力 P と温度 T により

$$P = nkT$$

と関係づけられるので

$$\lambda = \frac{2.33 \times 10^{-20} T}{P [\text{Torr}]} [\text{cm}]$$

或は、

$$\lambda = \frac{3.11 \times 10^{-24} T}{P [\text{Pa}] \sigma^2} [\text{m}]$$

と表わされる。表1に、 λ の代表的な値を挙げた。

10^{-3} Torrの圧力で空気の場合平均自由行程はおよそ5cm(室温)である。また、平均自由行程が λg である気体中の電子の平均自由行程 λe は、およそ、

$$\lambda e = 5.7 \lambda g$$

で表わされる。

λg や λe が、考えている容器や、パイプ、また電極間距離など系の代表的寸法 D よりも充分大きいとき、気体分子はほとんどお互いに衝突せずに容器壁や対向電極に到達する。このことが、絶縁の手段として真空を用いることの一つの理由である。つまり、電子やオンが電極で発生してもそれが空間で他の気体分子と衝突せず、二次的な荷電粒子の増殖を起こさないように、圧力を低くするのである(磁場を与えることにより電

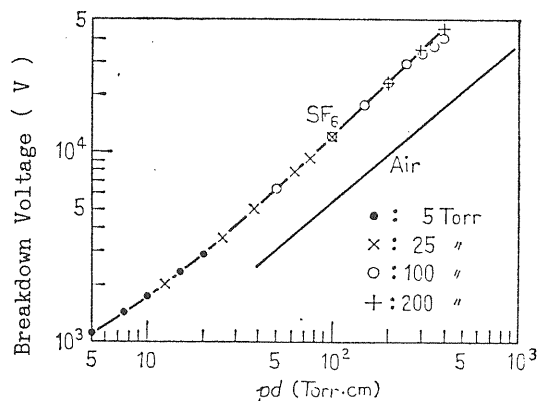


図1. 大気圧以下の圧力領域での、 SF_6 ガスの絶縁破壊電圧 [V] と $P \cdot d$ [Torr·cm] の関係。

荷をまげわざわざ衝突確率を大きくして放電を発生させることもある。→ECR放電洗浄など)。従って、充分低い圧力下(高真空, 超高真空)で発生する放電(breakdown, discharge, spark, arc, flashover等の言葉で表現される)は、電極間での荷電粒子等の直接的なやりとりであり、それは固体の表面状態に強く支配される現象となる。

2-2 Paschenの法則

圧力の高い領域(数Torr~数気圧)での気体の圧力と放電(対向電極間のDC耐電圧)については、1889年のPaschenの法則が有名で、放電が発生する電圧 V_b が圧力 P とギャップ(間隙)長 d の積に比例し、気体の種類に依存するが電極材料に依存しないことを

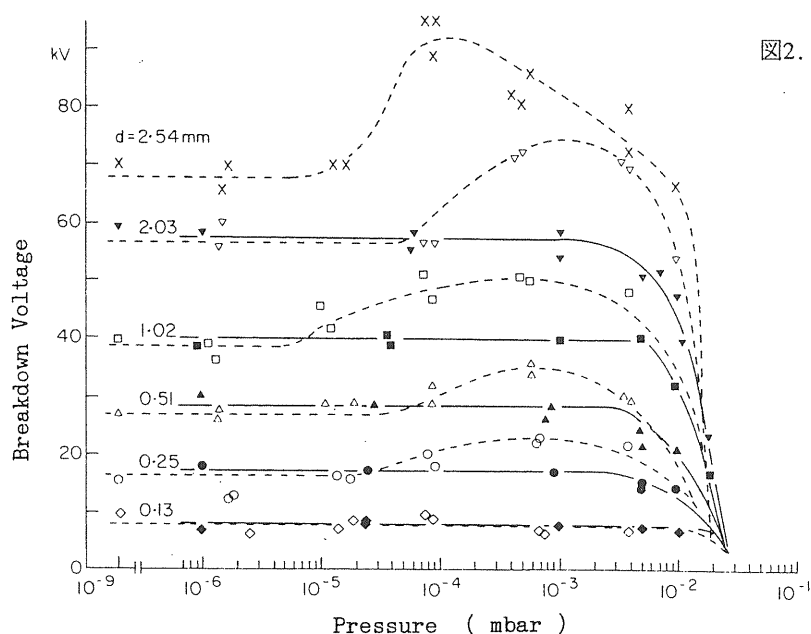


図2. Paschen minimumが見られる圧力よりも更に低い圧力領域での、絶縁破壊電圧。残留ガスは空気、電極は銅、 d は電極ギャップ間距離。

----- はDC, ——— はAC.

示している(V_0 [kV]= $0.376 \times 0.12 P \cdot d$, 図1). これは, 電極から飛び出した電子やイオンが対向電極に達するまでに衝突する気体分子数が多くなるほど, 荷電粒子を二次発生させるのに大きいエネルギーを持っていなければならないからであり, 上に述べた平均自由行程が短くても(1気圧では μ m程度)それが持続的放電に発展しにくくなるからである. 圧力を低くして行くと V_0 は下がっていくが, $P \cdot d$ が10Torr \cdot cm以下程度では V_0 は電極の様子にも影響を受け始めここで最低値(Paschen minimumと呼ばれる)を示し, さらに 10^{-4} Torrより低い圧力になってくると, さきに述べた理由から再び V_0 は上昇し圧力に依存しない値となる(図2参照).

Paschenの法則は $P \cdot d > 10^{-3}$ Torr \cdot cm以上では高周波にまで拡張できる. このときは, V_0 は $P \cdot d$ と $f \cdot d$ の2つのパラメーターの関数となる. 詳しくは述べないが, 例えば空気の場合,

$$f \cdot d \text{ [MHz} \cdot \text{cm]} < 6 \times 10^3 \text{で,}$$

$$1 < P \cdot d \text{ [Torr} \cdot \text{cm]} < 10 \text{では,}$$

$$V_0 = V_{00} \{ 1 + 1.20 \times 10^{-5} (f \cdot d)^{2/3} / (P \cdot d) \}$$

が経験的に得られている. 但し,

$$V_{00} = 37.6 \times P \cdot d + 432 / (P \cdot d).$$

2-3 真空中の高周波放電 (マルチパクタ)

Paschen minimumが観察されるよりさらに圧力が低い系におけるような放電のうち, 特に高周波電場内で発生する特徴的なものにマルチパクタ現象がある. これは図3に示すようにまずA電極に電子が衝突し, 二次電子を放出させることから始まる. この時B電極が正であれば放出された二次電子はBに向かって加速され衝突し, やはり二次電子を放出する. 従ってAB間を電子が飛行する時間と交播する電界の周期(通常半周期の奇数倍の時間)が同期すれば, 繰り返し持続的に電流が流れる. 特に二次電子放出係数が1より大きい場合は両極間をゆきかう電子は増殖し絶縁破壊に

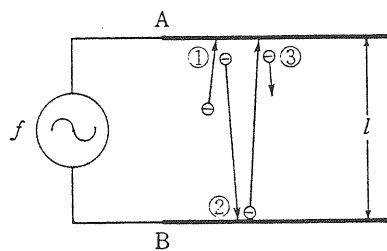


図3. 二面性マルチパクタが発生する仕組みの模式図. 放出される二次電子が増殖される.

到る. この現象は, 周波数 f , 電極間隔 d , 及び電圧 (高周波電力とインピーダンスの積の平方根) がちょうど適当な関係(一種の共鳴状態)になったとき発生する(図4). このマルチパクタは, 2つの導体間で発生するもので, 二面性マルチパクタと呼ばれる. 加速器では, これは高周波空洞や伝送路でしばしば見かけるが, 多くの場合導体表面の油分子の汚染により二次電子放出係数が1より大きくなっていることが原因で, コンディショニングにより発生をある程度抑えることができる. 又, DCバイアスを印加して電子の往復運動を制限することによっても防止できる.

高周波空洞の表面電場を論ずる際などに Kilpatrick の放電限界という言葉を使うことがある. これはもともと, 金属表面から放出される電流 I は, 後述するような電界放出によるもの

$$E^2 \exp(-k_1/E), \quad E \text{ は表面電界強度}$$

と, そこを衝撃するイオンのエネルギー W との積に比例する, つまり

$$I = k_2 W E^2 \exp(-k_1/E)$$

と考えることに基づく. そしてこれがある値 I_c を越えたとき絶縁破壊が発生すると仮定すれば, その時の k_1 , k_2 は今までの実験結果(直流, 交流, 高周波)から

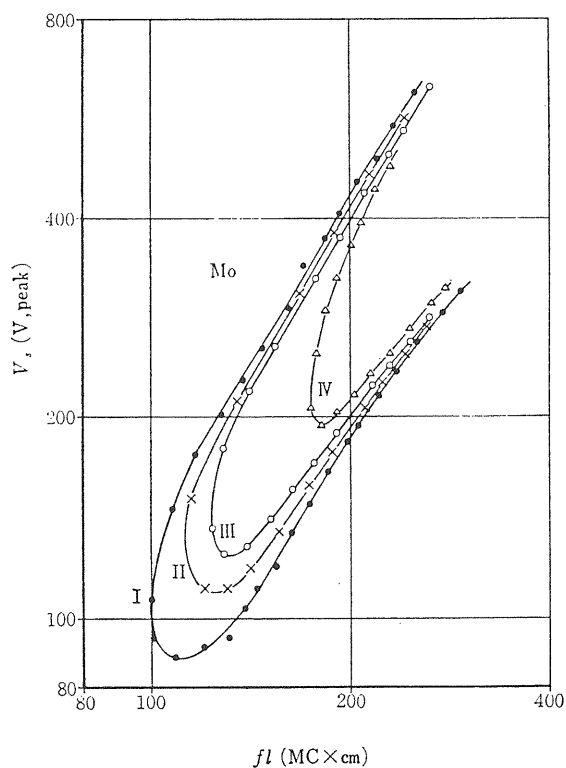


図4. 二面性マルチパクタの起きる領域. コンディショニングによりMo表面の汚染が除去され, I \rightarrow IVへとマルチパクタの発生領域が狭くなっていく.

経験的に

$$k_1 = 1.7 \times 10^5 \text{ (V/cm)}, \quad k_2 = 1.8 \times 10^{14}$$

と求められる。これを更に、金属二極間に高周波電場（周波数 f ）が印加されたときに拡張するわけであるが、その際 I_c を決めている W は、二極間をマルチパクタするイオンの最大エネルギーであるというモデルを用いる。こうすると、絶縁破壊電界 E と印加する高周波の周波数の間に

$$E \text{ (MV/m)} = 25 [f \text{ (GHz)}]^{1/2}$$

の関係が成立し、これを一つの目安として、空洞の設計等を行なうことが多い。現在のところこのような絶縁破壊電界の周波数依存性についてはっきりと確認される実験はそれほど系統的になされていないが、何よりも大切なことはこの式の有用性を論ずるよりはむしろ実際にイオンがマルチパクタしているのかを直接確認し、電子の放出の素過程と絶縁耐圧との関係を調べることであると思われる。

図5のように、絶縁体（誘電体）表面に平行に高周波電場が存在する場合もやはりマルチパクタ現象が起きることがある。これは、一面性（single-surface）マルチパクタと呼ばれ、上に述べた二面性のものに比べて解析は単純ではなく、又、電子の平面上での飛程に制限がないので共鳴的な現象でもない。さらに絶縁体表面上で起きるため、電荷（正、負に限らず）の蓄積を生じることも特徴的である。絶縁材料としてよく用いるアルミナは後でも述べるように二次電子放出係数が大きく、一旦電子が表面に入射すると電子を放出するとともに正の帯電を生じやすい。これは、表面に平行な高周波電場中で動き回る放出二次電子を表面に引き寄せ、さらに電子衝撃による二次電子の発生を促し電子を増殖させる。図6は、二次電子放出係数 δ の入射電子エネルギー依存性を模式的に示したもので

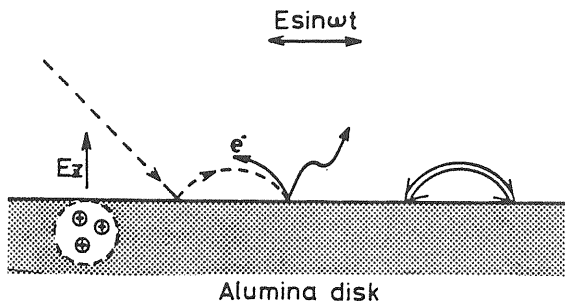


図5. 一面性マルチパクタの模式図.

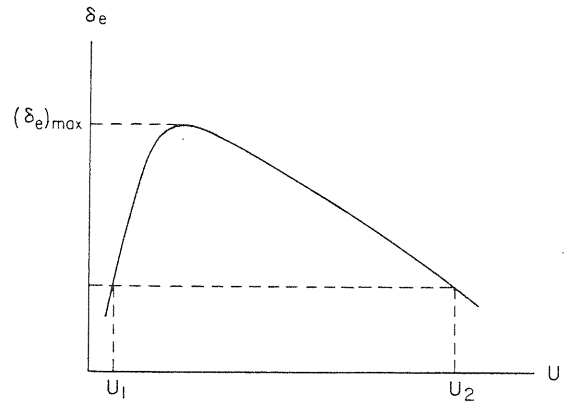


図6. 二次電子放出係数 (δ_e) の入射電子エネルギー (U) 依存性. $U_1 < U < U_2$ では、 $\delta_e > 1$ であるため正の帯電を、 $U < U_1$ 、 $U > U_2$ では、負の帯電を生ずる。

ある。 δ が1より大きい領域のエネルギーで電子が入射すると、そこからは $\delta > 1$ で電子が放出されるが、正に帯電するため次にそこに入射する電子のエネルギーは相対的に高いものとなり、二次電子放出係数は前回と異なってくる。このようなことを繰り返してその後マルチパクタは定常状態になるはずである。これは絶縁体表面上での一面性マルチパクタの特徴であり、このような定常状態（電子の入射と放出が帯電を介してつりあっている）が続くうちに電子入射の影響を受けて誘電体の絶縁破壊が進行する。又、帯電は正だけでなく負（例えば入射電子エネルギーが高く δ が1より小さいとき）の場合もあり、表面上で複雑となる。これらは表面での放電（帯電が緩和されるとき）の原因となり、やはり絶縁破壊のきっかけとなる。これらについては、実例を挙げて、第4章で説明する。

2-4 ギャップ放電と沿面放電

真空中の放電現象は大別すれば、ギャップ放電と沿面放電に分類される。ギャップ放電は、基本的には向かい合う金属（導体）間に発生するもので、例えば真空スイッチの電極間、クライストロン等の電子銃（カソード-アノード間）、又、加速管や高周波空洞で起きるものがある。直流の場合はこの2つの電極間には電位差により電界が生ずるが、高周波の場合は電位差によってではなく導波管や空洞のように内部に存在する電磁波によって電界が生ずる。ギャップに放電

表2 真空中のギャップ放電の絶縁破壊電圧(めやす)

ギャップ間隔	理論的 理想的 (F-N)	よくコンディショニング された実験室的	実際の部品 加工ひずみ 清浄度の不均一性	電子銃の周り 温度上昇 Ba付着	パルス (1 μ sでは DCの \sim 2倍)
1mm	\sim 5000kV (間隔に よらない)	50kV	30kV	10kV	\sim 20kV
1cm		300kV	200kV	100kV	\sim 200kV

が発生するときの電圧を絶縁破壊電圧 (breakdown voltage V_b) という。後章で述べるように V_b は、材料、表面状態やギャップ間の距離、印加電圧の形態等によって様々に変化するが、およその目安を表2に示した。

沿面放電は、この電極間に絶縁物である誘電体をおいた場合その表面で発生するもので、例えば、真空スイッチの電極支持棒、電子銃の高圧絶縁碍子の真空内表面、クライストロンや空洞の入出力高周波窓表面で起きる。やはり沿面放電開始電圧を絶縁破壊電圧 (breakdown Voltage 又は flashover voltage V_s) と言い、材料や表面状態で大きく変化するが、一般にギャップ放電の破壊電圧より低い(表3)。通常誘電体(主としてアルミナセラミックや石英等)はメタライズ処理(Mo—Mnを焼き付けたり、Ti等の活性金属をコーティングする)の後、ろう付(braze)により金属と接合する。この接合部はTriple Junction(金属と誘電体と真空の接点(図7))と呼ばれ、ろう材から電子を放出し易いため放電を誘起する。前章で述べた二面性マルチバクタはギャップ放電に、又、

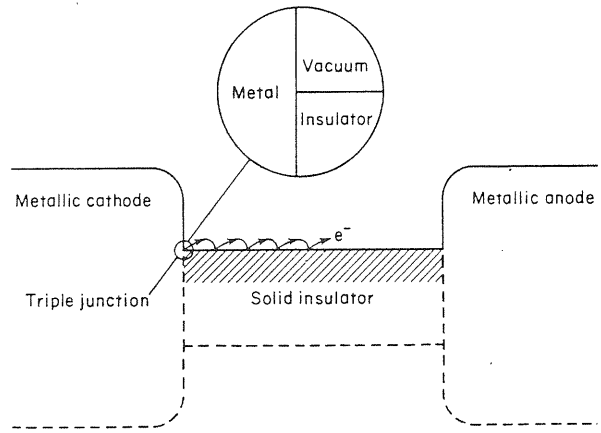


図7. Triple Junction. 電子はろう材(銀、金、銅、インジウム等)から放出され易く、図のように誘電体上をhoppingしながら陽極へ向かう。

表3. 種々の絶縁材料の沿面放電開始電圧。

絶縁物材料	表面状態	長さ(mm)	直径(mm)	電圧(kV) \pm 10%
熔融石英	非常に平滑	22.5	12.0	65
7740 バイレックス	〃	22.5	12.5	45
同上シリコン焼付	〃	22.5	12.5	56 \sim 73
ソーダガラス	〃	22.5	12.5	40
857 AJ ガラス	〃	22.0	\approx 13	6 \sim 17
ステアタイト	かなり平滑	22.5	13.0	50
ルチル	〃	22.5	15.0	40
バリウムチタナイト	〃	15.0	15.5	8
ジルコニウムダイオキサイド	〃	22.5	11.1	40
ポリスチレン	平滑	22.5	12.5	75
テフロン	〃	22.5	14.0	50
イオウ	粗	23.0	\approx 45	45

実験条件：トラップ付油拡散ポンプで 10^{-5} Torrまで引き、ゲッターで 10^{-7} Torrにする。

一面性マルチパクタは沿面放電に属する。

以下第3章では、ギャップ放電の基本的特徴と実例について述べ、又、沿面放電については第4章で高周波窓の絶縁破壊例を中心に説明する。

3. ギャップ放電

3-1 前駆電流とコンディショニング

真空中で金属電極間に印加する電圧を上昇させていくとき、そこに流れる電流（微小）を測定すると、通常図8に示されるような結果が得られる。電圧に対して単調に増加していく電流を前駆電流（prebreakdown current）或は暗電流（dark current）と言う。ある電圧で突然電流が急増するが、これが絶縁破壊（breakdown）である。この放電電流は、電荷担体の大量の移動によるものでギャップ間インピーダンスは、外部抵抗により制限される値にまで低下する。この時の電圧 V_b が絶縁破壊電圧であるが、この V_b の値も、前駆電流の平均的値も、系の運転履歴（operational history）によって大いに異なる。前駆電流は、特にその電極表面が「処女」の場合頻繁に微小放電（micro discharge）と呼ばれるスパイク状の不安定な様子（「雑音状」）を呈する。これは、非常に慎重に表面の清浄化を行なった（化学処理や、加熱脱ガス）場合も必ず初期においては現われるものであり、一種の絶縁破壊ではあるが、これを繰り返すことにより（つまり、低い電圧から徐々に上昇させていくうちに） V_b は本来得られるであろう最終的な最大値となり、さらにI-V曲線もなめらかとなる。この効果をコンディショニングと言う。逆に言えば、この微小放電の過程を経ない場合は V_b は最初から低い値となり、それは最後まで相当の値には到達しない。勿論こうして到達した最大の V_b は、電極材料や電圧の印加条件によって個々に異なるが、非常によくコンディショニングが行えたとして、DCの場合、 $\sim 5 \times 10^7$ V/m以上の電界強度に対応する破壊電圧が得られる。（但し後に述べる理想的な真空ギャップでのそれは $\sim 6.5 \times 10^9$ V/m程度である。）微小放電の発生そのものが高周波位相の乱れや加速粒子のエネルギーの不安定性を誘発するような加速器等では、このコンディショニングは特に重要である。つまり大きい V_b を確保するだけでなく、なめらかなI-V曲線を得ることが加速器運転にとっては必要だからである。

コンディショニングに於ける微小放電は、主として電子の突発的な放出やほこりなどの微粒子（

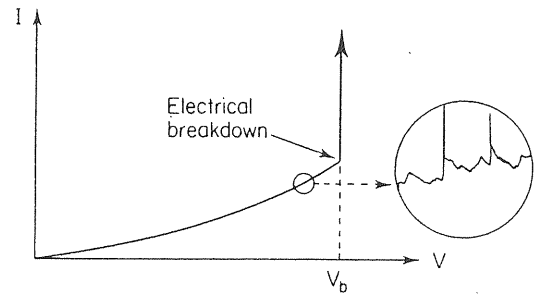


図8. 電極間に高電圧を印加していったときに通常見られる電流-電圧特性. 円内は、微小放電によるスパイク状の電流変化。

microparticle) の表面からの遊離が原因であるが、さらに、ベーキングによる加熱脱ガス処理で排除できず表面に局部的（例えばgrainboundaryや気孔）に残っているガス分子の放出、又、電極上の汚染分子層からの正イオンや負イオンの発生とその増殖などの寄与もあると言える。図9は、Sバンド大電力用導波管系のコンディショニングの際の、残留ガス分圧の変化の様子である。図中では微小放電による分圧のスパイク状の変化は示してないが（平均的圧力変化のみを表示してある）、実際にはコンディショニングの最終段階（約10時間を要して30MWの電力に至るまで、導波管の内部は最大5.2kV/mmの電界強度）近くまでは微小放電は頻繁にみられる。高周波投入時に増加するガス種としては、 H_2 、CO、メタン等の炭化水素が顕著である。又、 H_2O は減少の傾向を示すが、長い時定数で徐々に分圧が上がることもある。これらの結果は、電子衝撃により吸着水分子が解離（ $H+OH$ ）し、汚染分子のCの化合物と結合し、 H_2 、CO、 CH_4 等として脱離していくことを示しており、これにより表面を清浄化しながらコンディショニングが進展していくことがわかる。

いままで述べたようなコンディショニングに於いては、多くの場合外部回路抵抗により微小放電のスパイク電流の大きさを制限したり、或は、高周波系などでは、圧力の上昇（スパイク電流に比例すると考えられる）が大きくなりすぎないように投入電力を制限しながら進めていく。この方法は、current conditioningと呼ばれ、処女表面に対しては最も有効であり広く使われる。これに対して、表面の汚染分子層を更に積極的に除去するために glow-discharge conditioning 法が使

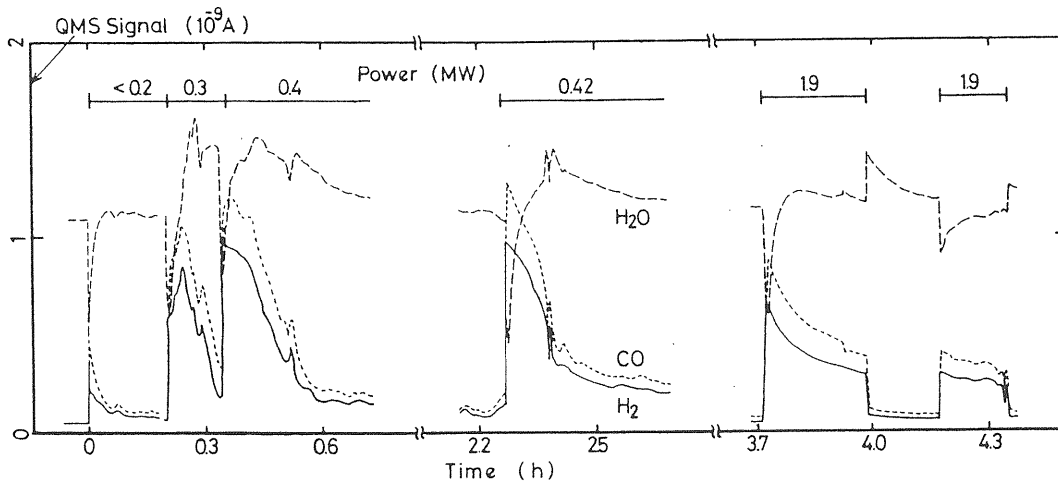


図9. 高周波真空導波管系に見られる、コンディショニングの例。四重極質量分析計で測定した残留ガス分圧 ($\text{H}_2\text{O}, \text{CO}, \text{H}_2$) の変化の様子。

われることがある。これはガスを導入し (10^{-3} Torr程度の圧力) 電離イオン化して汚染分子をスパッタするもので、ガスとしてはHeや N_2 が効果があると言われている。上記2つの方法は電極表面の微細構造を変える程の高いエネルギーを持った粒子の衝突は起こらないので、電子放出が集中的におきやすい陰極表面上の突起等は除去できない。このためアルゴンガスを用いた ($\sim 10^{-3}$ Torr程度の圧力) Gas conditioning や、 V_0 より高い電圧を印加 (over-stress) してアークを発生させる spark conditioning (spot-knocking) が、このような陰極上の電子放出点 (emission site) を除去するのに有効な場合もある。しかし、これらは後で述べる様な長ギャップ ($\sim \text{mm}$ 以上) のシステムではそれほど効果は期待できず (長ギャップ放電は、陽極の表面状態の影響が大きい)、又、conditioning 条件が微妙であるため電極表面全体にわたって及ぼす影響が必

ずしもよいとは限らないことがある (Gas conditioningでは表面粗度の増加等は金属表面電気伝導率を低下させてしまうし、他の電子放出点をつくり出してしまうこともある)。尚、現在のところいずれのコンディショニングについても基本的なメカニズムは完全には明らかになっておらず、適切なコンディショニングを得るためには原子レベルでの解明が必要である。

3-2 電子放出機構と絶縁破壊

真空中に置かれた金属表面からは、熱電子 (thermionic emission (ショットキー効果が重畳されることもある))、電界放出 (field emission) 電子、光電子、更にはエキソエレクトロン等が放出される (表4)。その放出率や、放出される際の運動エネルギー

Emission type	$E=2 \times 10^9$ V/m	$E=5 \times 10^9$ V/m
Thermionic	2.2×10^1 (2000K) 3.0×10^4 (3000K)	2.2×10^1
Schottky	4.2×10^5 (2000K) 2.1×10^8 (3000K)	1.2×10^8 9.7×10^9
Field	4.7×10^9	3.9×10^9

表4 電子放出電流密度(A/m^2)

$$\phi = 4.5\text{eV}$$

は固体中の電子の存在していたエネルギー準位や、仕事関数で決まる。放電現象に置いては電界放出電子が主として影響している。電界放出電流は、表面からのトンネル現象によって発生し理論的にはFowler-Nordheimの式により、表面電界強度E[V/m]と仕事関数 ϕ [eV]から、電流密度j[A/cm²]が、

$$j = \frac{1.54 \times 10^{-6} E^2}{\phi} \exp\left[\frac{-6.83 \times 10^7 \phi^{3/2} \theta(y)}{E}\right]$$

$$y \approx 3.8 \times 10^{-4} \sqrt{E/\phi}$$

$$\theta(y) \approx 0.956 - 1.06y^2$$

で求められる。

トンネル現象は電界強度Eが大きくなると、表面のポテンシャル障壁が薄くなり電子が浸み出しやすくなることである(図10)。非常に大まかな近似では、電子(固体中のフェルミ準位にいる)の波動関数の揺らぎ Δx (これは運動量揺らぎ $\Delta p = \Delta(2m\phi)^{1/2}$ と、 $\Delta x \Delta p > h/2\pi$ の関係にある。)が障壁の厚さと同程度になればほとんど自由にすり抜けてくるので、これから理想的な金属表面での絶縁破壊電界 E_b ($E_b \sim \phi/\Delta x$)が評価できる。金属の仕事関数は電極に使用されているものの多くについて4.5eV程度であり、これから、 E_b とその時のjを見積れば

$$E_b \sim 6 \times 10^9 \text{ V/m}, \quad j \sim 10^9 \text{ A/m}^2$$

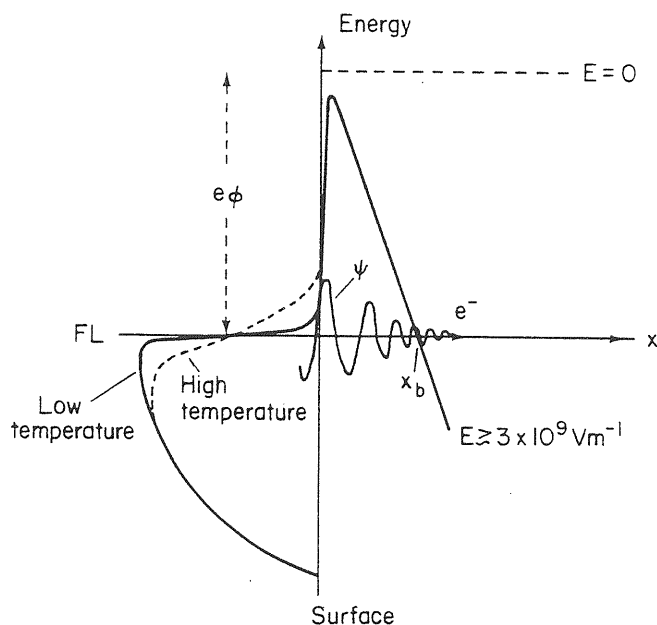


図10. 電子の電界放出の模式図. 金属固体内の電子がポテンシャル障壁を浸み出していく。

程度となる。しかし、実際には前に述べた(表2)様によくconditioningされた系でも E_b はこの理想的な状態よりも2桁程度低い値にとどまり、又、後で述べるように、絶縁破壊は電極間距離に依存し表面電界強度よりはむしろ電圧により決まる(total voltage effect)ことが多い。つまり、絶縁破壊は単に電界放出される電子の数の多い少ないだけで論じられるものではない。絶縁破壊に至るまでの前駆電流についても、やはり実際にはこの式で見積られるよりはるかに大きい値であり、又、電極間距離に強い依存性を持つことが通常観測される(図11)。

前駆電流が大きい値を持ち、絶縁破壊時の表面電界強度が理想的な金属表面に比べて低くなる原因の一つは、金属表面上の微小突起の存在による局所的な電界強度の増加である。この効果を示すパラメーターとして電界増倍係数 β を導入するとF-N式は、

$$\log(i/V^2) = -2.84 \frac{d\phi^{3/2}}{\beta V} + \frac{46}{\phi^{1/2}}$$

$$-5.81 + \log(\beta^2 Se/\phi d^2)$$

と書き換えられる。但し、 Se は実効的に電子を放出していた領域である。これを用いて、測定された前駆電

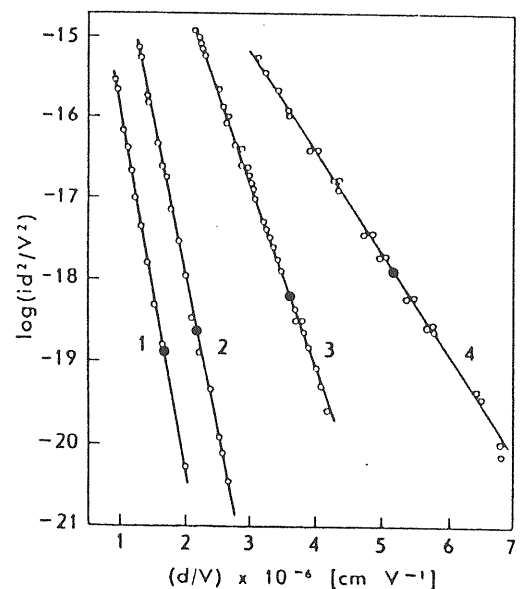


図11. 表面電界強度と電界放出電流密度. タングステンの平行電極. 極間距離は0.05 (1), 0.25 (2), 1.02 (3), 4.06 (4) mm. ●印は電流密度50nA/cm²の点。

流の値から β を見積ると、数～数100となることが多い。実際にこのような突起の存在も確認されており、ここからの放出電流は放電の基礎過程のうちの1つの重要な要素であると言える。しかしながら注意しておくべき点は放電現象は必ずしも β の大小だけで解釈することはできないということである。特に絶縁破壊の電極間距離依存性についてはこれでは説明できない。又、F-N式から見積られる β があまりにも大きすぎることから、放電に寄与する表面からの電子放出機構について、金属からの電界放出以外の過程も考えられている。実際例えば、金属表面に存在する非金属絶縁物（酸化皮膜や不純物等）も、電子放出点となることが実験的に確かめられている。この場合、絶縁物中の伝導体（通常電子は存在していない）が外部電界によって金属のフェルミレベルまで傾斜し、そこに金属からトンネルしてなだれ込んでくる電子が絶縁物中に正孔を雪崩的に生成する（図12）。このためさらに傾斜が大きくなりより電子が流入してくる。これらの電子は絶縁物中の電界で加速されここから放出され易くなる。電極表面では実際に汚れや不純物等の吸着物が存在するのであるから、この過程で放出される電子は金属から電界放出される電子に対して無視できない程度のものであると考えられる。

3-3 電極間距離の影響 (Total Voltage Effect)

図11に示すように、ギャップに印加する電圧を変化させたときの前駆電流の測定を、ギャップ間隔（電

表5 表面の電界強度及び極間電圧V
(図11で電流密度 $i=50\text{nA/cm}^2$ の時)

電極間距離 d(cm)	表面電界強度 E(MV/m)	電極間印加電圧 (kV)
0.406	19	77
0.102	28	28.1
0.025	45	11.3
0.005	58	2.9
理想的なF-N式 (dによらない)	1500	

極間距離d) の異なる場合について比較すると、dが大きいほど電流が流れ易くなる傾向があることがわかる。図11の●印は、 50nA/cm^2 の電流密度を示すが、この時の表面の電界強度E及び極間電圧Vは表5のようになる。これからもわかるように、ギャップ間の距離dを大きくしていったときそこに流れる前駆電流を一定に保つためには、表面電界強度を減少させていかなければならない。絶縁破壊電圧 V_b についても同様なことが言えて、破壊時の表面電界強度 $E_b=V_b/d$ は、dについて減少する傾向となる。通常この現象は、

$$V_b \propto d^\alpha = Kd^\alpha$$

で表わされ、total voltage effectと呼ぶ。 α やKについてはいままでも多くの実験がなされており、様々にばらつきはあるが、よくコンディショニングされた系では直流連続電圧印加時でおよそ次のように結論づけられている。

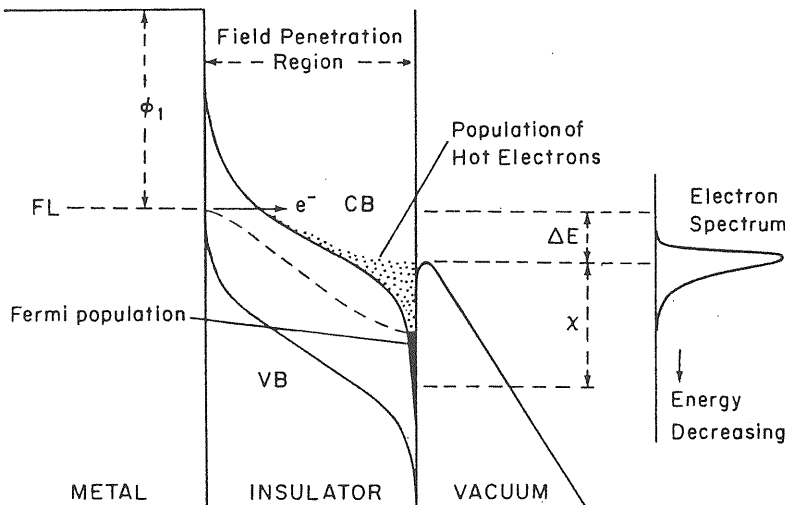


図12. 金属表面に付着した絶縁物（誘電体）を通しての電子の電界放出。

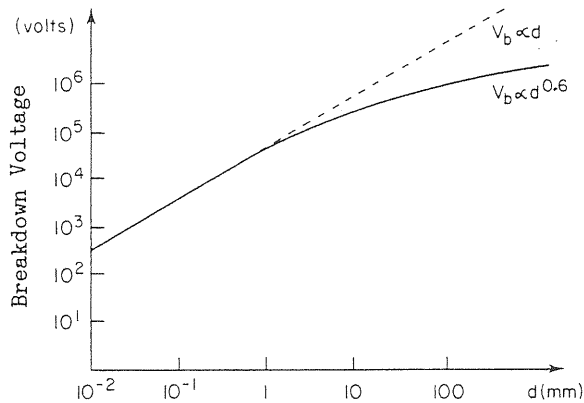


図13. 絶縁破壊電圧とギャップ間隔の関係.

$d < \sim 0.5\text{mm}$ (これを small gap (短ギャップ) とする) では $\alpha = 1$ ($V_b = E_v \sqrt{d}$) となり (つまり絶縁破壊は表面電界強度で決まる.),

$$V_b [\text{kV}] = 60 \sim 80 \times d [\text{mm}]$$

となる. 又, d がそれより大きく $d > 2\text{mm}$ (これを large gap (長ギャップ) という) では

$$V_b [\text{kV}] = 40 \sim 45 \times d^\alpha [\text{mm}], \alpha \sim 0.4 \sim 0.6$$

となる (図13). 1つの電極で放出された荷電粒子が加速され他方に到達するときまでに得るエネルギーは電界強度ではなく両極間の電圧によって決まる. 従って長ギャップにおいて絶縁破壊が表面電界強度の大小で表現できなくなり, ギャップ間に加わる全電圧に依存するのは, この時の放電が単に荷電粒子の放出機構によって始まるのではなく, 対向電極への粒子の衝突が影響を与えているからだと考えられる. このような意味で, これを total voltage effect と呼んでいる.

3-4 印加電圧の形態の影響

今までは主として電極間に印加する電圧が直流の連続の場合を考えてきたが, 実際には, AC, RF, インパルス (衝撃電圧), パルス (矩形波) 等様々な形態で電圧は印加される. 絶縁破壊の過程は, 時間的には $\sim 10^{-8} \sim 10^{-9}\text{s}$ 程度の現象 (前駆電流の絶縁破壊時に於ける急峻な立ち上がり時間は 10^{-8}s 程度であることが多い.) である. 図14に示すように, ステップ状電圧に対しては絶縁破壊現象は遅延時間 t_d と転流 (遷移) 時間 t_c を持つ. 従ってこのような有限な時定数を持つ現象に対しては, 上に述べたような印加電圧の形態は影響を与える. 又, 外部回路と負荷のインピーダ

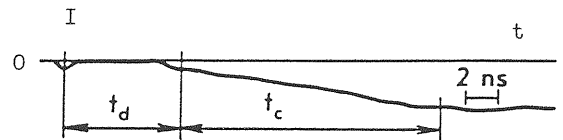


図14. 絶縁破壊時に流れる電流の時間変化. ギャップ間隔 0.5mm , 印加電圧 50kV .

ンスとの組合せの様子によっても電圧の印加状態 (変位電流の介在が事態を複雑にする) は時間的に複雑になり破壊電圧 V_b も単純ではないことは予想できる. 現在のところこれらの V_b に対する影響を系統的に表現するような形式は完成されてはいない. ここでは, 経験的に得られた結果の一部を紹介する.

a) 印加電圧が正弦波で周波数がそれほど高くない場合, 一般には直流に比べて多少 V_b は上昇するが, 電極材料やコンディショニングの違い (ACとDCでの) の方が影響が大きい. 又, 破壊電圧のギャップ間隔依存性についてはやはり直流の場合と同様で短ギャップでは d に比例し長ギャップでは d^α に比例することが多くの材料で確かめられており, 放電機構そのものに, 直流の場合とそれほど差異はないと考えられている. 周波数の高い場合 (MHz, GHz) はほとんど実験がなされていないのが現状であるが, 周波数の低い場合に比べ長ギャップに於いても, それ程 α が小さくならない傾向が認められている. 例えば, MHzの程度で

$1 < d < 3.5\text{mm}$ の時,

$$V_b [\text{kV}] = 31 \times d^{0.7} [\text{mm}]$$

や, 2800MHz で $d = 5\text{mm}$ の場合は直流の時より V_b が大きくなる傾向が観察されている.

b) インパルス (衝撃) 電圧は, 波頭長 (rise time) $10 \sim 20 \mu\text{s}$, 波尾長 (fall time) $1 \sim \text{数ms}$ の三角波の形をしたもの (或はそれに類似したもの) を指すがこの印加電圧に対しても V_b の d への依存性がみられ, 1例として

$d < \sim 1.5\text{mm}$ で

$$V_b [\text{kV}] \sim 40d [\text{mm}],$$

$d > \sim 2\text{mm}$ で

$$V_b [\text{kV}] \sim 64d^{0.5} [\text{mm}]$$

という結果も得られている.

DCからインパルスまでの結果をまとめると表6のようになる.

c) 矩形状で, 特に非常に立ち上がりの早い (ns程度) パルス電圧を印加した場合に発生する放電は, 放電発生機構そのものを研究するために調べられてい

表6 Vb:絶縁破壊電圧(印加電圧の形態による影響)
[単位kV]

	DC	低い周波数	高い周波数	インパルス
短ギャップ	60~80d (d<0.5mm)	DCに比べ 10%程度よい あまりかわらない		40 d d<1.5mm
長ギャップ	40~45d ^α α=0.4~0.6 (d>2mm)	DCと あまりかわらない α~0.3程度のことも ある	31d ^{0.7} (1<d<3.5mm) 直流の時より大(d~5mm) (2800MHz)	64 d ^{0.5} d>2mm

る。実用的に絶縁破壊電圧を議論する場合、通常パルス係数 (K_p) を用いることが多い。 K_p は、パルス電圧印加時の絶縁破壊電圧を直流連続印加時のそれで割ったものである。矩形状のパルスの幅が 10^{-4} ~ 10^{-7} sの範囲で K_p は最大1.7程度の値を持つことが知られている。つまり連続的に印加するときよりも V_b は大きくなる。尚、パルスの立ち上がり時間が早くなるほど、破壊電圧 V_b が大きくなるが、但し、この時に電圧印加から放電開始に到る遅延時間もより短くなる傾向がある。

3-5 金属材料と表面処理

なめらかに仕上げられ、慎重に表面を清浄にし、よくコンディショニングされた系では、絶縁破壊電圧は電極の金属材料そのものに依存してくる。今まで行なわれた多くの実験から（つまりそれだけ多くばらつきがあったので実験は人々により繰り返して行なわれてきた。今も行なわれている。）、電極として適している材料は、ステンレス鋼、チタンであり、その逆は銅やニッケルである。但し、使用する用途や環境で

の材料も長所や短所を持つため、このことのみによって材料選択を行なうことができないのは勿論である。電極に適するといわれている金属に共通して言えることは、まず物理的に硬いことであり、 H_v （ビッカース硬度）が300以上を持ち、融点や分子間の結合力が高いことを特徴としている。しかしこれは十分条件ではなく、腐食に強いことや、超高真空中でのガス放出速度が低いことも必要である。更に、表面に非金属等の不純物が偏析しにくいことも重要である。これは、粒界には特に不純物や酸化物の偏析が集中し、電子放出点となりやすいからである。

しかしながら同じ材料であっても、金属の微細構造特に結晶粒界構造は、製造法や鍛造、圧延の過程で大きくかわり、このため偏析を促したり、粒界に吸蔵するガス分子の量を大きく変化させ、電子衝撃やイオン衝撃の際のガス放出量を左右する。真空処理無酸素銅と通常の製法で得られた無酸素銅の、微細構造を図15に、イオン衝撃による水素と酸素の放出の様子を図16に示す。又、へらしぼりや切削等の機械加工による応力歪は、例えばステンレス鋼では加熱脱ガス処理後オーステナイトからマルテンサイトへの組織変態を促

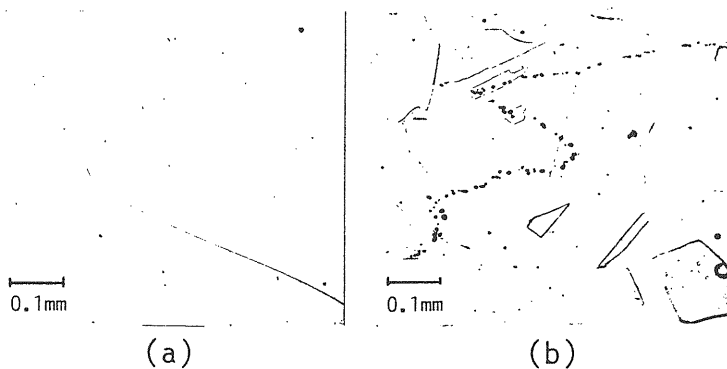


図15. 無酸素銅の微視構造。

- (a) : 真空処理. H_2 は0.3ppm.
 - (b) : 通常の製法. H_2 は1ppm.
- 黒く見える点は気孔 (pour) で、水素吸蔵が多い場所。

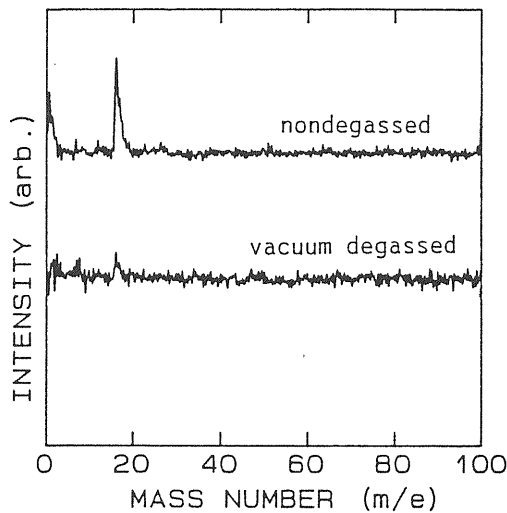


図16. 無酸素銅をArイオンスパッタしたときに放出されるガス（二次イオン質量分析（負イオン）スペクトル）. 真空処理したものは、水素、酸素の放出が少ない.

す. これは組織中のCrの欠乏及び炭素の偏析を促し耐腐食性を劣化させる. つまり材料の組織や構造は素材から使用に至るまでの全ての過程の影響を受けて耐絶縁性を劣化させることが多く, 最終的な化学清浄処理による表面の清浄化（微粒子や炭化水素系の汚染の除去）に注意を払うだけでは不十分と言える.

3-6 放電の基礎過程

実験から経験的に得られたギャップ放電に関する特徴をいままで述べてきたが, これらの結果から類推され, 又, 実験的にも場合に依りて確かめられてきた放電機構の基礎過程について, 現在提唱されているものを述べる. まず, 絶縁破壊に至る過程で重要な役割を果たす主なものとして次のような項目が挙げられている.

- ・陰極からの電界放出電子
- ・陰極表面上の非金属（絶縁誘電体）吸着物や被膜
- ・電子, イオン, 光の二次的放出
- ・金属微粒子, 不純物（絶縁体）微粒子
- ・電界による起立力の効果
- ・ガスの放出

そしてこれらがそれぞれ複雑に影響しあい絶縁破壊へと至るといわれている. その機構については大まかに分類すれば陰極開始（説）型と陽極開始（説）型があり, 現在のところ, 前者は電子放出が基礎過程で, 後

者は陽極からの微粒子（microparticle, cramp）の飛来が基礎過程であると考えられている.

- a) 電子放出を基礎過程とするもの
（electron emission based）

陰極表面に存在する微小突起（microprotrusion）はそこでの電界が増幅され（先に述べた β ）, 電界放出点（emission site）となり放出電流が集中する. これにより, その突起が蒸発して絶縁破壊に至る. この場合絶縁破壊は陰極表面の電界強度にのみ依存し, total voltage effectはないことになり, 従って, 主として短ギャップ放電の現象を説明できる. これを陰極開始説（cathode initiated breakdown）と呼ぶ.

又, この突起から放出された電子が陽極に与える効果が大きく, 絶縁破壊に至る場合を陽極開始説（anode initiated breakdown）と呼ぶ. 図17に示すように, 電子衝撃を受ける陽極状の表面の領域（これをhot spot或はanode spotという）では, 局所的に温度が上がり, 融点にまで近づくので, 蒸気圧は高くなりイオン化し易くなって, 絶縁破壊に至る. 又, この際分子の蒸発だけでなく, 蒸発寸前の分子の集合体（clump）も飛び出し, 途中で蒸発分子となり絶縁破壊を誘起する事もある（melting shower）. これは次に述べる微粒子放出を基礎過程とする機構に属する. いずれにしても, 陽極に十分なエネルギーを供給する（陰極の突起が蒸発するより以前に）場合に, 陽極開始型の放

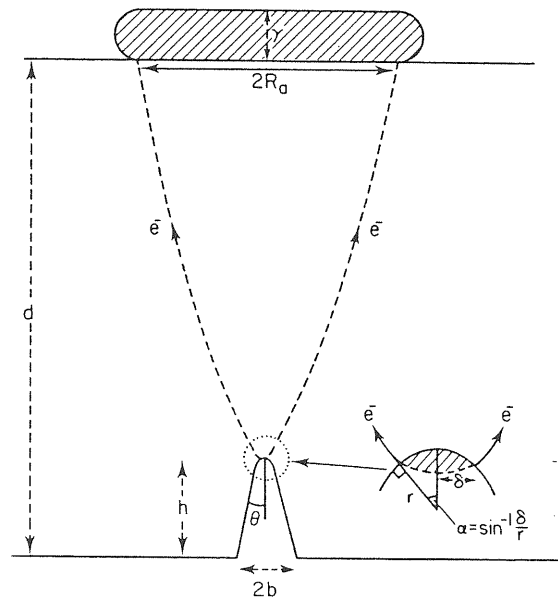


図17. 陰極の電子放出点（emission site）に対応してできる, 陽極上の hot spot（anode spot）.

電となる。従って陰極から放出された電子が加速され高い入射エネルギーを持って陽極を衝撃する事が必要で、前に述べた長ギャップ放電に於ける total voltage effect は、これにより説明できる。

図18は陰極上に生じた電界放出点とその電流により自己発熱して、先端部で融けたと思われるものである。これは実は長ギャップの実験で得られたものである。陽極から飛来した微粒子が陰極面に衝突し突起を生成し、その突起から電子を集中して放出した結果このような形状になったと考えられる。図19は、長ギャップ放電での陽極表面の様子である。hot spot とと思われる部分の表面溶融や微粒子の抜けと考えられる穴が見える。このように、放電は複数の機構が重なりあって起きている。

b) 微粒子が要因となるもの

(clump理論, microparticle based)

長ギャップ放電の機構を説明するために提唱されたもので、最初から電極表面に存在する一次微粒子と、微小放電や絶縁破壊の結果生成されたり、一次微粒子の衝撃により発生したりする二次的な微粒子が考えられる。

一次微粒子は、陰極や陽極表面に緩く付着しているか、或は表面に埋まり込んでいる金属や絶縁体（誘電体）であり、使用前の表面処理を行なって取り除いても実際の電極表面では皆無とはならない。金属微粒子の場合電圧印加時に真電荷が誘起されるのでそれらは電界中で必ず力を受け、それが付着力より大きい



図18. 陰極（銅）上にできた電子放出点。先端が溶融している。倍率260倍。

と帯電したまま表面から脱離する。従って電極間中で加速され対向電極に衝突する。誘電体微粒子の場合は、外部電界により分極するであろうが電氣的に中性で平等電界中では力を受けない。しかし、微視的にみれば電極表面上は金属の凹凸や自己の分極の影響で不平等電界となっており、やはり電氣的に力を受け表面から遊離すると考えられる。又、もし電子等の荷電粒子の衝撃を受ければ容易に帯電するので、加速もされる。このような一次微粒子が電極に衝突し、表面にクレーターをつくったり、さらにそこから二次微粒子（二次電子やイオンも勿論であるが）を発生させる。これを

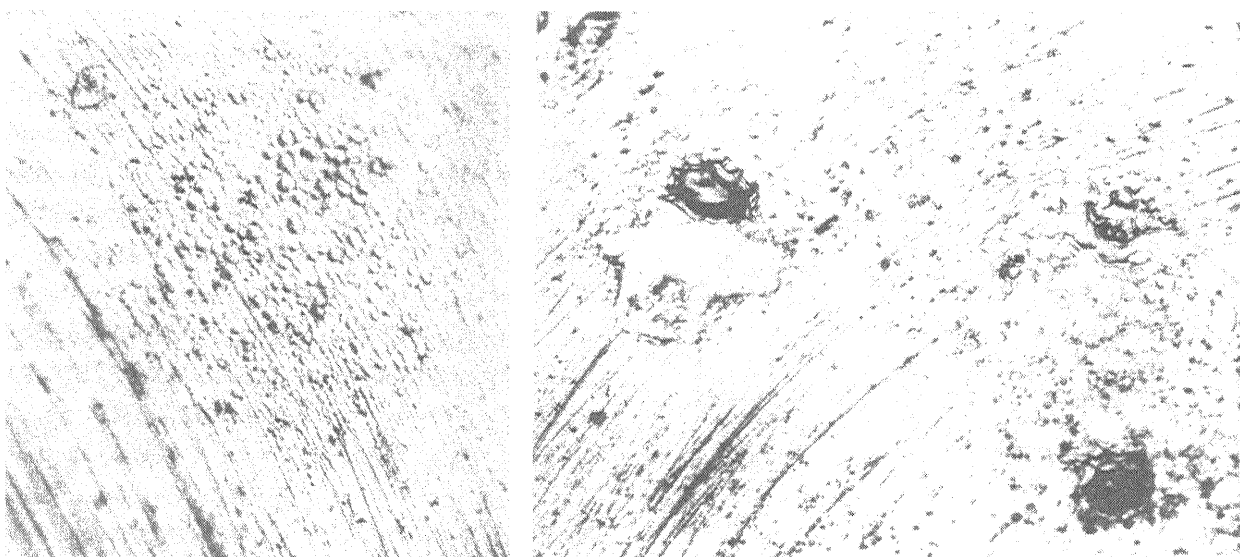


図19. 長ギャップ放電での陽極（鉄）上の hot spot . 倍率260倍。

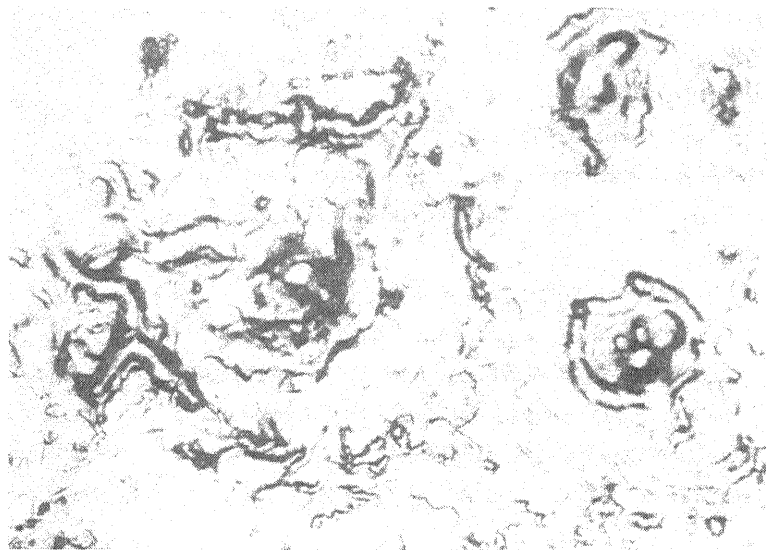
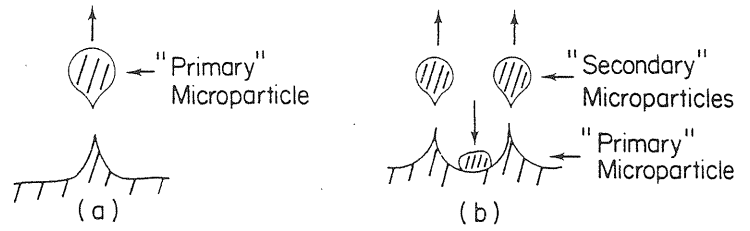


図20. 微粒子の衝突によって起きる coronet (冠) 効果. 長ギャップ放電で陽極 (鉄) 上に生じたもの. 倍率260倍.

コロネット効果という (図20). そして, これら一次および二次微粒子がギャップ間で, ある分布以上になると絶縁破壊へと至ると考えられている.

3-7 加速器での実例 (クライストロンの電子銃)

高エネルギー物理の分野では, さらに高い加速エネルギーで実験を行なうために高周波源の大電力化が要請されている. このため大電力クライストロンの試作や試験が行なわれているが, 特にクライストロン内部で発生する放電や, 出力部での誘電体破壊現象は, このクライストロンを開発していく上での大きい障害となっている. ここでは, クライストロンの電子銃部分, 特に陽極と, 集束電極 (ウェネルト) の間の放電について説明する. 出力部 (高周波窓) での誘電体破壊現象については, 4章で沿面放電として説明する.

図21は, Sバンド30MWパルスクライストロンの電子銃部の模式図である. カソード (熱陰極電子源) と陽極間に印加する電圧は, 最高270kV, パルス幅3.5μsである. 又, ビーム電流は260A程度になるようパービアンスが設計されている. 集束電極はカソードと同電位であり, ステンレス鋼でできている (表面最高電界強度は244kV/cm). 陽極は無酸素銅製で最も表面電界強度の強い部分で280kV/cmの値を持つ. カソードはバリウム酸化物型 (動作温度~850℃) や, バリウム含侵型 (動作温度~1050℃) が用いられてい

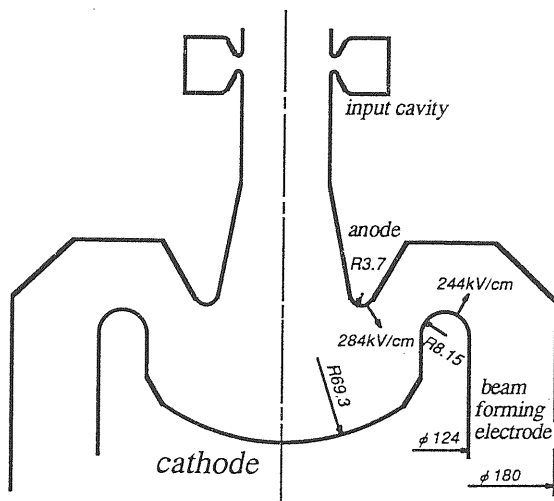


図21. 大電力クライストロンの電子銃部.

る。クライストロンとして組み立て後約150時間、温度520℃でベーキングを行ない脱ガスを行なっている。酸化物型カソードの場合、コンバージョンと呼ばれる(CO₂)の脱ガス処理をこのベーキングの初期に行なう。含侵型カソードの場合は、ホットショットと呼ばれる加熱をベーキングの後半に行なう。いずれも電子源としてのカソードの活性化のための処理である。こうしてつくられたクライストロンは、約100時間のコンディショニングの後、加速器の高周波源として運転に供せられる。

運転中にしばしば管内で放電が発生し、内部の圧

力がスパイク状に上昇(10⁻⁹Torrから10⁻⁷Torr以上)する事があり、頻繁におき始めると印加電圧を下げざるを得なくなるが、それでも放電が止まらなくなる(耐電圧劣化)と使用を停止することになる。これは、積算運転時間が1000時間に満たないうちに起きることもあるが、4000~5000時間で使用不能となる場合が多い。通常のカソードの寿命(電子放出量が減少し、動作温度を上昇させても空間電荷制限領域でクライストロンを運転できなくなるまでの時間)は20000~30000時間であるので、このような短い時間で絶縁破壊電圧が低下してしまうことは問題である。図22は、

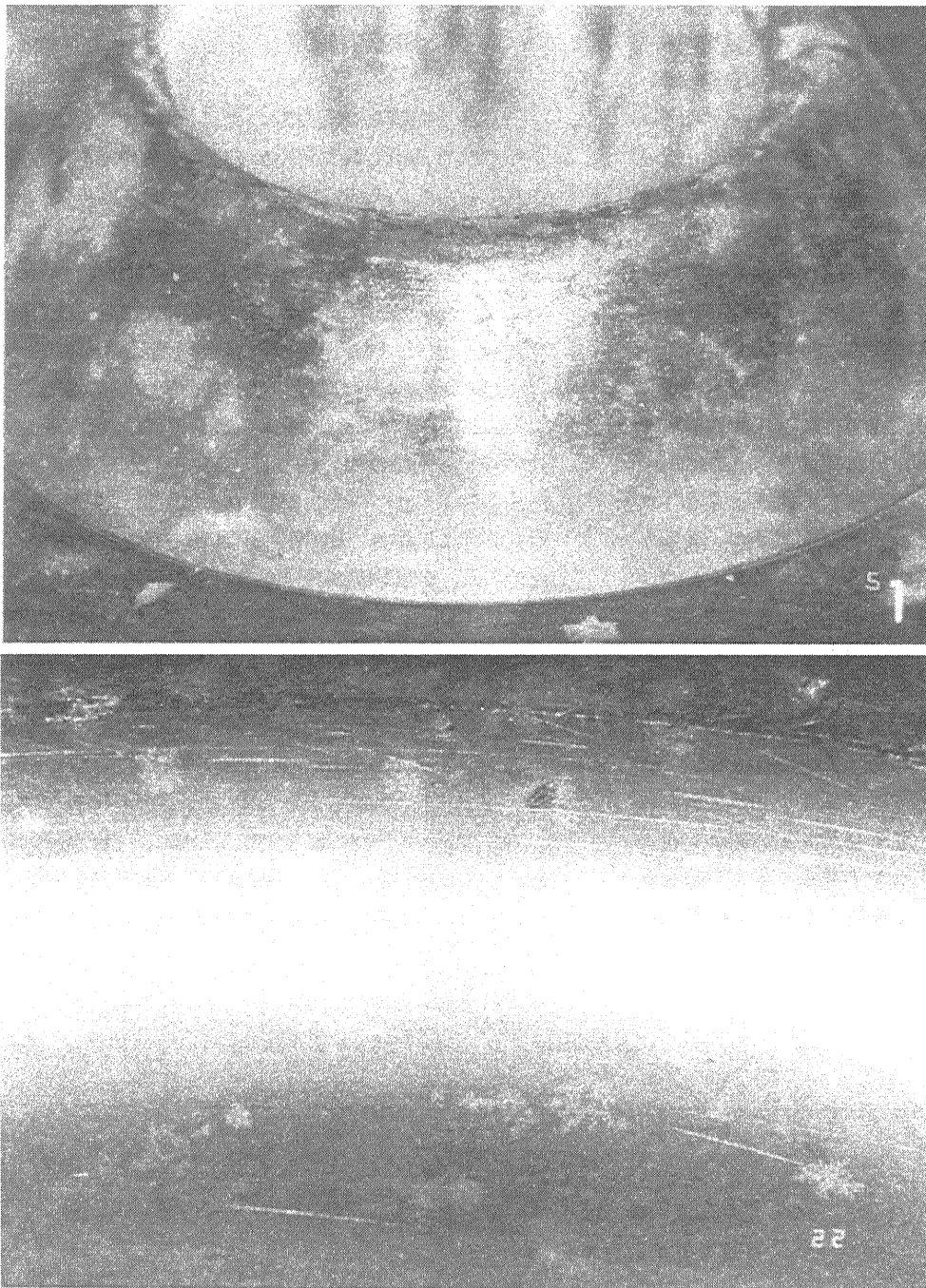


図22. 耐圧劣化したクライストロンの電子銃。陽極(上)と、収束電極(下)の表面。

このようなクライストロンを分解したときの、電極の様子である。陽極表面にバリウム化合物の付着物が多くみられ一部はげ落ちたりしている様子がわかる。又、集束電極上にも陽極表面上ほどではないがやはり同様の被膜が存在し、更に、放電痕もみられる。集束電極上に陽極材料である銅の付着は認められなかった。コンディショニングにそれほど時間を費やさないうまま、高い電圧を印加（300kV/cm以上）した場合短い時間（100時間程度）で絶縁破壊が起きるが、この時は集束電極上に銅の蒸着膜が局部的にみられることがある。これは前節で述べた陽極上のhot spotからの銅の微粒子の飛来によるものと考えられる。

このような長ギャップ放電は、今までにも述べたように、微粒子が要因となる場合が多いが、特に陽極表面上のバリウム化合物（非金属）の付着は長時間のクライストロンの運転により粉体状（flaky）の膜に成長して、遊離しやすいと考えられる。陽極の（集束電極も）表面電界強度は一様でないことは、更に遊離をたやすくするであろう。ステンレス鋼の集束電極はバリウムの被膜におおわれており（仕事関数が低い）カソードの熱放射で温度も高いため（高温であるが故にバリウム化合物の付着確率が低く被膜は薄い）、電子の放出は単なる常温のステンレス鋼のものより大きくなると考えられる。集束電極上にみられるリヒテンベルグ図形状の放電痕は、放出電流が局部的に集中して被膜（半導体的性質）を破壊した結果と考えられる。集束電極からこうして放出された電子は、陽極に衝突して（実際、この時発生すると思われるX線がクライストロン運転時に観察される。）、その薄膜を加熱するだけでなく帯電させたり、イオン化して遊離を促し絶縁破壊へと至ると考えられる。このようなことから、クライストロン電子銃部での放電は、熱電子源であるカソードからのバリウム化合物の蒸発と、それらが陽極及び集束電極に付着することがそもそもの始まりであり、こうして、集束電極からの余分な電子放出や、陽極からの微粒子放出が原因となって絶縁破壊を起こし、耐電圧劣化へと進展していくと解釈され

る。バリウム含侵型のカソードは、酸化物型に比べてその動作温度は高いが蒸発量は一般に少ないので、このような放電が少なくなることが期待される。実際にこれを用いて製造したクライストロンでは、確かに放電回数が減少し（酸化物カソードを持つクライストロンのそれに比べて1/10以下）、又、X線の発生量も少なくなっていることが運転結果からわかった。更に、1000時間運転後のクライストロンの内部を観察しても、陽極上のバリウム化合物の付着量や、集束電極上の放電痕数も非常に少ないことが確かめられた。

4. 沿面放電

4-1 沿面放電の特徴

真空中の誘電体表面での放電については、いままですその基礎過程を調べるための実験がそれほど多くなされておらず、あまり明らかでない点が多い。最も単純な放電機構としては、一般には、図7に示すようなTriple Junctionからの電子放出が初期過程と言われている。放出された電子が誘電体を衝撃すると二次電子が発生するが、そこに生じた正の帯電はさらにこのTriple Junctionからの電子の放出を助ける。更に発生した二次電子は次々と誘電体表面を衝撃しながらその数を増やし絶縁破壊に至る（図23）。しかしながらギャップ放電と比べて最も特徴的なことは、こうして、起きた絶縁破壊は、単に負荷インピーダンスの減少だけでなく、必ず誘電体そのものに非可逆的な物性上の変化（変質）を与え誘電破壊を発生させてしまう点である。

誘電破壊（dielectric breakdown）は、通常、熱破壊（ion process）と電気破壊（electron avalanche process）に分類される。実用的な絶縁材料はガラスやアルミナなどイオン結合を持つ化合物が多いが、外部の強い電界でイオン伝導が生じ発熱し、局所融解に到るものを熱破壊と言ひ、過程の時定数が数秒の桁であることや、破壊電圧が温度依存性を持つことを特徴

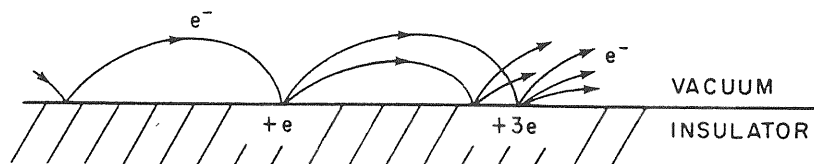


図23. 沿面放電の模式図。二次電子を放出し、電荷の蓄積を生じながら電子がhoppingしていく。

とする。これに対して、早い時定数 (10^{-8} 秒の桁) で破壊が起きる現象は、誘電体結晶格子中のわずかな伝導電子 (少なからず存在する。完全結晶は世の中に存在しない。) が、電界により加速され、格子イオンと衝突し次々と電子を増殖することによって考えられており、電気破壊と呼ばれている。実際の沿面放電の際には外部からの電子衝撃により伝導イオン (あるいは格子欠陥) を発生させたり局所的帯電の結果電子雪崩を誘起させたりして、これらの組合せにより誘電破壊が起きているとみなしてよいであろう。

以下の節では、クライストロンの出力部等に使用されるアルミナ高周波窓の絶縁破壊現象を実例として、高周波電界中での沿面放電や誘電破壊について説明する。

4-2 高周波窓とインピーダンス整合

一般に高周波窓とは、真空容器であるクライストロンや共振空洞を大気圧から遮断し、高周波電力を内部に供給したり、外部に取り出す「仕切り」の部分のことを言う。窓を挿入すべき伝送路の形状に応じて図24に示すような同軸型、方形導波管型のものや、さらには円形導波管型やレッヘル型もある。仕切り板である窓材としては、アルミナセラミックを用いることが多いが、ガラスやベリリヤあるいはプラスチック等も用途に応じて使用されることがある。

インピーダンス整合は、電源からの高周波電力の供給を効率よく行なうためだけでなく、反射波によって生ずる定在波をなるべく小さくする目的もある。それは、定在波の腹の部分では電界強度が高く、誘電損失による局所的発熱や放電の原因となるからである。

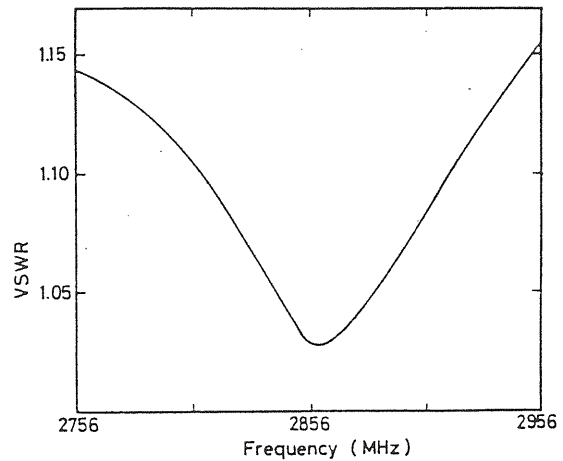


図25. ピルボックス型高周波のVSWR測定結果.

整合の方法は、例えば図24のピルボックスタイプでは、アルミナ (比誘電率 ϵ_r は1GHzで約10) 円板表面での反射波 (媒質の誘電率の変化による) と、円筒導波管と方形導波管のつなぎ目で生ずる反射波 (幾何学的形状の変化による) が互いに打ち消しあうように円筒の径と長さ、及びアルミナ円板の厚さを決める。円筒の長さは、管内波長のおよそ1/4程度 (このとき、アルミナ円板は真空に置き換えると $\epsilon_r^{1/2}$ 倍の厚さに相当する) になるが、実際は電圧定在波比 (VSWR) を測定しながら最適値を求める。図25は、このようにして製作した2856MHz用ピルボックス型窓のVSWRを測定した結果の一例である (円筒導波管の直径85mm, 長さ27mm, 方形導波管34mm×72.1mm, アルミナ円板の厚さ3.5mm)。窓の良否の判断には、このような

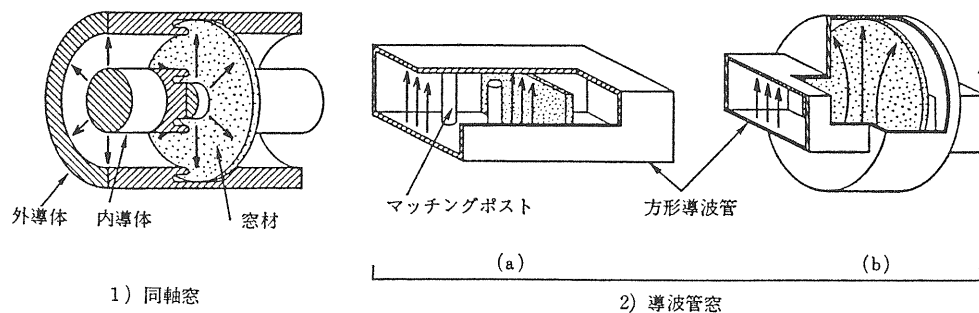


図24. 高周波窓の例。矢印は電気力線を示す。インピーダンス整合は、それぞれ1)外導体と内導体に切り込みを入れる、2)(a)マッチングポスト (支柱)をおく、2)(b)円筒部の直径及び長さを調節する。2)(b)はピルボックス型。

VSWRの周波数特性から以下のような考慮を加えることも必要である。望ましい窓としては、まず使用する周波数を中心として広い周波数帯域でVSWRが小さく、又、なめらかな曲線を持たなければならない。帯域が狭かったり、曲線にくびれ（ゴーストモードと呼ばれる）があると、これは大きいQ値を持つことに相当し、局部的に窓付近に蓄積されるエネルギーが大きくなり、電界強度が上昇して放電や発熱の増加につながるからである。勿論、窓から先の負荷側（高周波結合器や共振空洞等）もそれ自身インピーダンス整合がなされていないと、そこからの反射波により窓は影響を受けてしまう。尚、このようにしてインピーダンスを整合しても、窓付近では幾何学的形状の複雑さから電場のモード歪を生じ、局部的に電界強度が増加し放電することがある。特に大電力ではこの点が問題となる。

4-3 高周波窓の破壊とルミネセンス光

大電力クライストロンや導波管に用いるアルミナ高周波窓は、特に尖頭値の大きいパルス電力が通過する場合に貫通孔が発生して破壊に到る例が多い。これは、連続高周波電力（CW）用の窓の破壊が主にクラックが発生して割れて破壊することに比べて特徴的である。図26はピルボックス型のSバンド大電力用高周波窓絶縁破壊（誘電破壊）の例であり、アルミナセラミック表面にできた貫通孔の顕微鏡写真である。尖頭値電力30MW、パルス幅3.5 μ s、繰り返し10ppsで累計4000時間の運転を行なった後のものである。孔の縁及び周辺部ではアルミナが溶融しており、局部的に表面温度が上昇したことがわかる。そしてこのような貫通孔はほとんどの場合、この表面溶融から始まり、内部へと枝別れしながら進行して行く。

実際に高周波電力が窓を通過しているときの様子を導波管に取り付けた覗き窓から観察するとアルミナ高周波窓が青白く発光することがわかる。明るさは裸眼で辛うじて確認できる程度の場合が多いが、局部的に非常に強く発光することがあり、その部分は、アルミナ表面が溶融していることが見いだされる。つまりアルミナの発光の強度と表面の加熱溶融は極めて緊密な関係を持つのである。

図27は、アルミナ高周波窓の発光のスペクトルである。330nm付近に半値幅100nm程度の幅の広いピーク、694nmに輝線が現われるのが特徴である。波長330nmの発光の減衰の時定数（life time）を測定したところ、およそ10msであることがわかった。半値幅の広い事とこのような長い時定数を持つことを考え

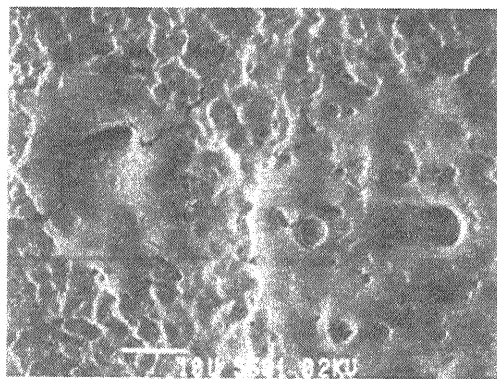
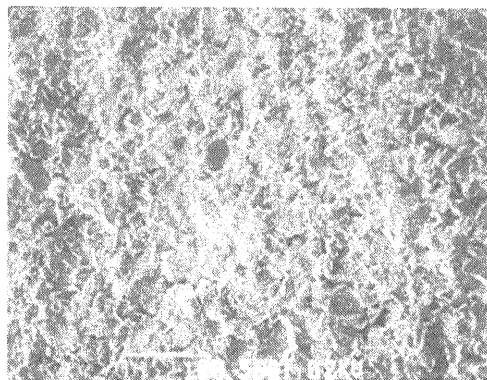


図26. アルミナ高周波窓の破壊例。一番上の図は、表面が溶融していない場所。

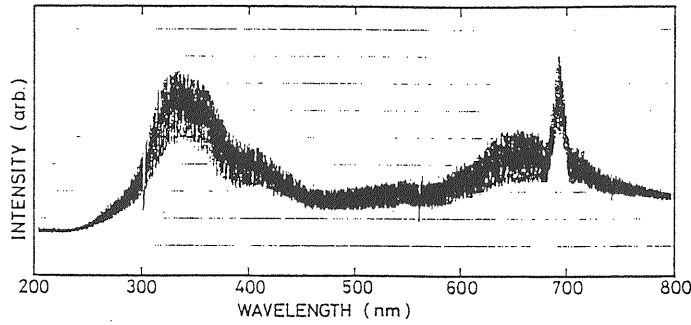


図27. アルミナ高周波窓からの発光のスペクトル。

合わせると、この発光は、アルミナ表面に吸着したガス分子の励起スペクトルではないと言える。また694nmの輝線はアルミナ特有の、Cr不純物の寄与による励起スペクトル(ルビー光)に一致する。これらから、発光はアルミナセラミック固体の蛍光(ルミネセンス)であると結論される。

更に、アルミナセラミック窓材に電子線を照射し、その時に放出される光(カソードルミネセンス)の分光測定を行なった。測定に使用した装置は、図28に示すような走査型電子顕微鏡に分光器を取り付けたものである。入射電子ビームは12nA連続照射とし、試料面を30度傾斜させて波長200~800nmの範囲を測定し

た。図29に、得られたカソードルミネセンスのスペクトルを示す。やはり300nm付近の幅広いピークと694nmのCr³⁺の輝線を持ち、図27の高周波電力通過時のアルミナ窓の発光スペクトルと相似である。このことより、高周波電力通過時のアルミナ窓の発光は、電子衝撃によるアルミナ固体のルミネセンスであると言える。又、電子の入射エネルギーが高いほど、カソードルミネセンス強度が高くなることも確かめられた。

従って、以上の実験事実から、先に述べた強い発光点が表面加熱熔融部分と対応しているのは、その局所表面への電子衝撃が高いエネルギーで起きており、ルミネセンス強度及び電子衝撃による加熱が大きいと

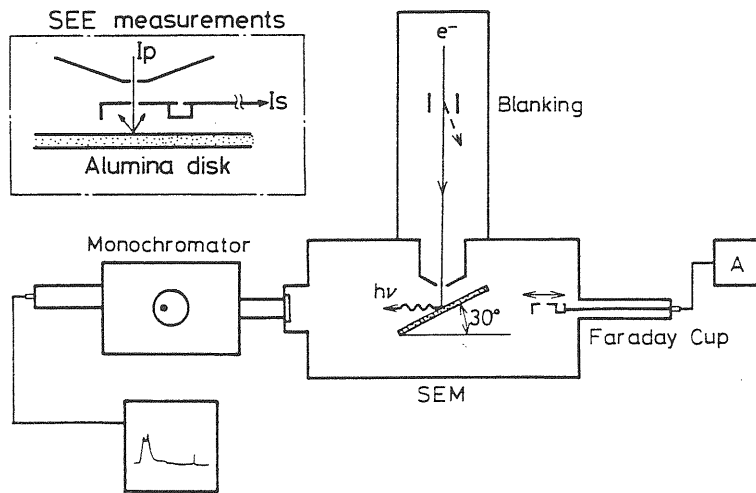


図28. カソードルミネセンスと2次電子放出係数を測定するための走査型電子顕微鏡。

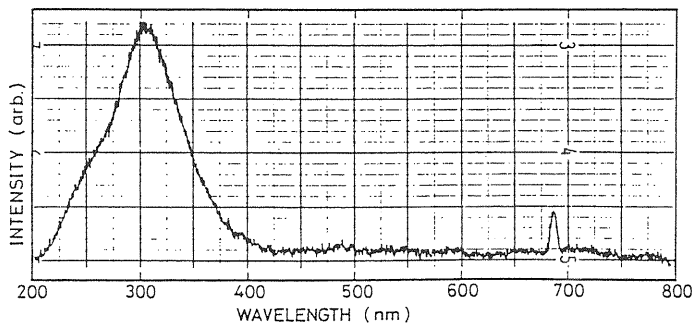


図29. アルミナ高周波窓のカソードルミネセンス。一次入射電子エネルギーは10 keV。

いうことの現れであると解釈できる。但し、ルミネセンス強度の高い発光点の有無に拘らず窓を通過する伝送電力は測定範囲内では変化しなかったことから、アルミナ表面の微少部分を溶融させるのに必要な高周波電力はそれほど大きくなくても充分であると言える。このことは、いわゆる負荷（つまり高周波窓）のインピーダンスは殆ど変化してはず、電気的絶縁破壊があらわには見えないが、誘電体の変質は微少ながら進展していることを示している。このような溶融や孔が、ある程度の範囲に広がることにより負荷としての絶縁破壊が起きるのである。

4-4 二次電子放出とマルチパクタ

一般にアルミナセラミックは二次電子放出係数 σ (Secondary electron emission coefficient, SEEC) の大きい物質で、一次電子入射エネルギー (E_p) の広い範囲にわたり σ は1より大きい値を持つ。従って、高周波電場中のアルミナ窓表面では、上に述べた電子衝撃過程に、2章3節で述べたようないわゆるマルチパクタ現象（一面性のマルチパクタ）が関与する。実際のアルミナ窓材がどの程度の二次電子放出係数を持つのか、又、更に高周波電力通過中に表面でマルチパクタ現象が本当に起きているかどうかは以下の実験で調べることが可能である。

二次電子放出係数 σ の測定は、カソードルミネセンス測定に使用した走査型電子顕微鏡に、ファラデーカップを取り付けて行なった（図28参照）。絶縁物であるアルミナの帯電の影響を避けるためパルス法を用いた。入射電流パルスは100pA×1msである。図30に測定結果を示す（図中の○印）。一次電子入射エネルギー (E_p) が約1.5keVの時に $\sigma=6.9$ で最大となり E_p が30keV以上でも σ は1より大きい値を持っていることがわかる。

TiNは一般に低い σ を持つので、これをコーティングすることによりアルミナ窓表面からの電子放出を

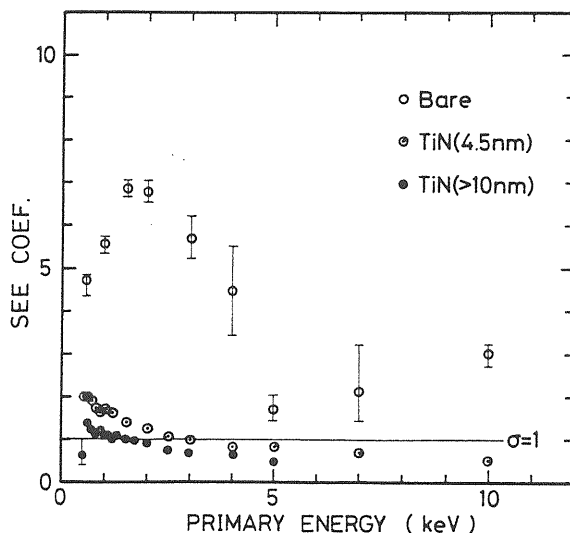


図30. アルミナ高周波窓材の二次電子放出係数。

減らすことが期待される。図30には4.5nm, 10nmの膜厚のTiNコーティングをしたアルミナ窓材の σ の測定結果も示してある。TiNコーティングにより明らかに σ が減少し、更に E_p が2~3keV以上で σ は1以下になっている。高周波電力通過中にアルミナ窓表面でマルチパクタが起こるとすれば、その時のアルミナ表面を衝撃する電子のエネルギーは、高周波電力が30MWの場合最大10keV程度であると見積られる。従って、TiN薄膜をコーティングしたアルミナ表面では入射電子エネルギーが10keV以下でも σ が減少するのでマルチパクタが抑制されるはずである。

アルミナ窓表面の1/4の部分にTiN薄膜を4.5nmコーティングして、高周波電力試験したときの発光の様子を図31に示す。TiNに覆われた部分とは暗く、覆われていない部分との発光強度の差が顕著に認められる。これから、高周波電力通過時に、アルミナ窓表面では二次電子の関与するマルチパクタ電子衝撃が起きており、 σ の小さいTiN薄膜コーティングはこれを抑制す

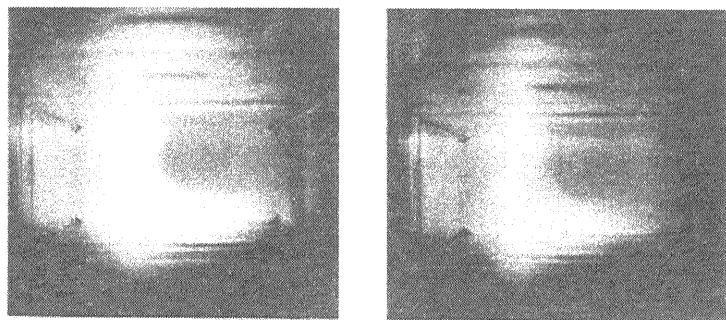


図31. TiNを表面にコーティングしたアルミナ高周波窓の発光の様子。右上1/4がコーティング箇所。高周波電力は8MW（左）と25MW（右）。

るものであると結論される。

尚、実験後窓を取り出し観察した結果、コーティングしていない表面には発光パターンに対応した黄色い着色が認められたが、コーティングを施した部分は色の変化がなかった。この着色は、電子衝撃により生成された色中心であると考えられる。このことから、マルチバクタ電子衝撃は、アルミナのルミネセンスを生ずるだけでなく、アルミナ表面に先に述べたように誘電体の変質を与えていることがわかる。

4-5 電子衝撃の影響とアルミナの微視的構造

図32は大電力試験後取り出したアルミナ窓表面の、溶融部分とそうでない部分のカソードルミネセンス測定の結果である。溶融したアルミナ表面では、そのルミネセンススペクトル上の400nm付近に、新しいピークが出現することがわかる(300nmにあったピークが320nm側にシフトしているのも認められる。)。400nmに現われたピークは、アルミナ結晶中にできた酸素の欠陥によるものである。又、入射電子エネルギーを高くしてもこのピーク強度はそれ程増加しないことからこの欠陥は表面近傍のみに特有のものと思われ

れる(通常入射電子エネルギーを高くすると、固体侵入深さが増加し、発光強度は増加する:バルク効果)。高周波が窓を通過している際にも、マルチバクタによるルミネセンス発光がおきているときは、その発光強度が増加する前から既に、そのスペクトル上に400nmのピークが現われ始めることが観測された。つまり、マルチバクタ電子衝撃は、アルミナの表面に酸素の欠陥を生成してしまうことがわかる。これは、微視的にみれば、その部分ではもはやアルミナ結晶は完全な誘電体ではないことを示しているのであり、従って、イオン伝導による発熱、この場合は高周波電界による $\tan \delta$ 損失は高くなると考えられる。こうして、マルチバクタ電子衝撃から始まりアルミナの局所的な熱的誘電破壊が進展して、表面溶融、貫通孔の発生へと到るものと結論づけられる。

一般にアルミナセラミックは、結晶粒内や結晶粒界に微視的な気孔を持ち、又、粒界には焼結助材(SiO_2 , MgO , CaO)を含む。図33はクライストロンの高周波窓を始め、真空管の碍子など、真空用の絶縁材料としてよく用いられる高純度アルミナセラミックの顕微鏡による観察例である。試料表面はダイヤモンドペーストで研磨し、リン酸を滴下して焼結助材のエツ

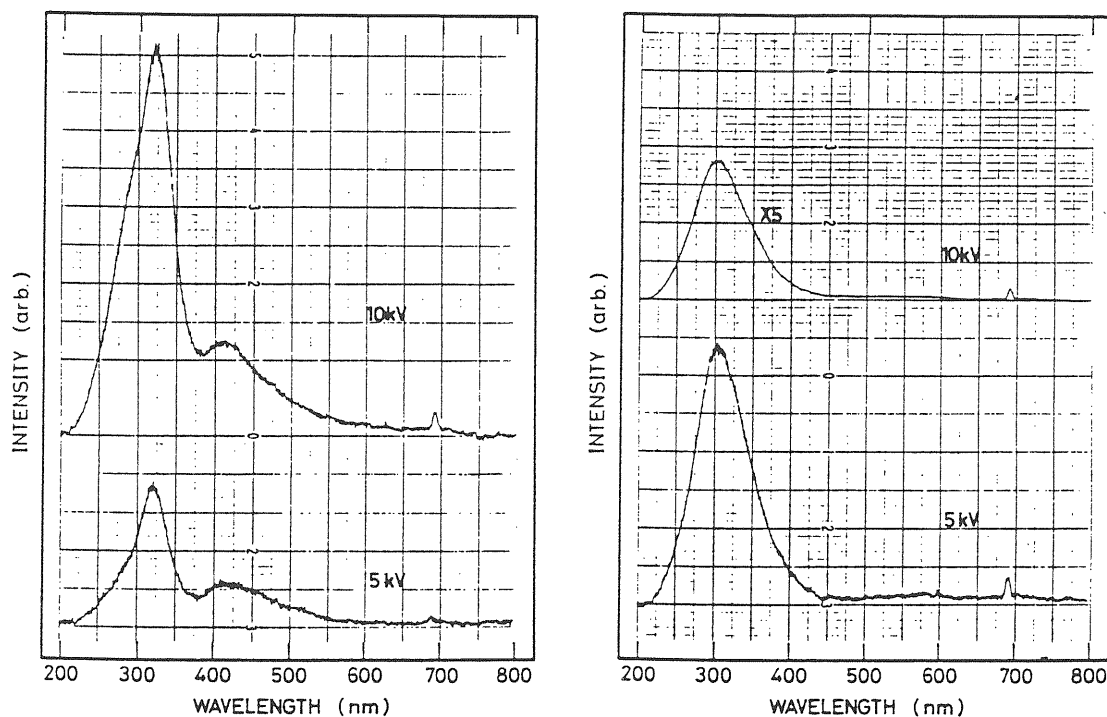


図32. アルミナ高周波窓のカソードルミネセンス. 表面溶融箇所(左)と、変質していない表面(右)。

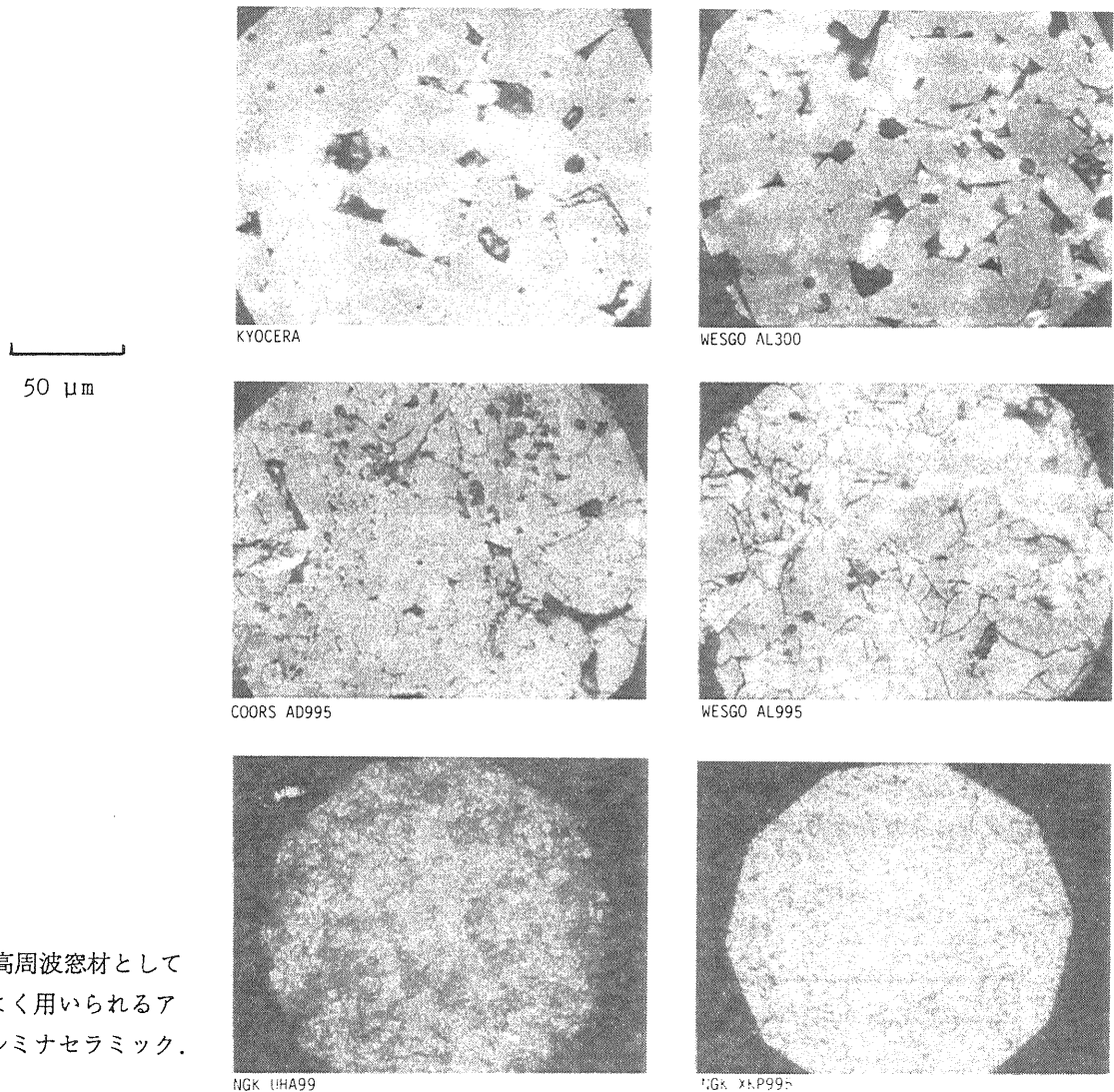


図33. 高周波窓材としてよく用いられるアルミナセラミック.

チングを行なっている。カタログ上ではこれらのセラミックの純度、 $\tan \delta$ 、気孔率等にさほどの差はないが、写真からわかるように、粒界や粒内に気孔を含むもの、粒径が不均一のもの、粒界に焼結助材が多いもの（粒界の線が太く見える）等、微視的構造は様々である。これらの微視的特異点は上に述べたように局所的な $\tan \delta$ の増加により誘電強度を低下させ、特に温度が上がるほど誘電破壊を起こす核となりやすいと考えられる。実際、高周波窓として使用したところ、気孔が少なく、緻密で、粒界も均一（ $1\sim 2\mu\text{m}$ ）であり、更に焼結助材の少ないものの方が破壊例が少ないという結果を得ている。従って、窓材としてのアルミナセラミックを選択する際にはカタログ上の値だけではなく、その微視的構造も調べ、緻密な焼結構造を有することを確認するのが重要であると言える。尚、アルミナをはじめとしてセラミック一般は、高純度・高密度

になるほどメタライズが難しくなる傾向にあるので、実装行程にも注意を払う必要がある。

4-6 帯電と放電

今まで述べたことから、アルミナ高周波窓で発生するマルチパクタの抑制は、続いて引き起こされる誘電体の破壊を防止するためにも必要不可欠であることがわかる。TiN薄膜のコーティングはこれに対して効果があることも4-4で確認された。この膜厚は、使用する周波数に対して最適な値を有する。薄膜形成を行なう場合、数nm程度の厚みを持つ蒸着膜は通常不連続島状構造を持つ。図30に示された4.5nmと10nmの薄膜はそれぞれ、不連続、連続薄膜であることがAES（オージェ電子分光）によりわかった。従って、4.5nmのTiN薄膜をコーティングしたアルミナ表面が

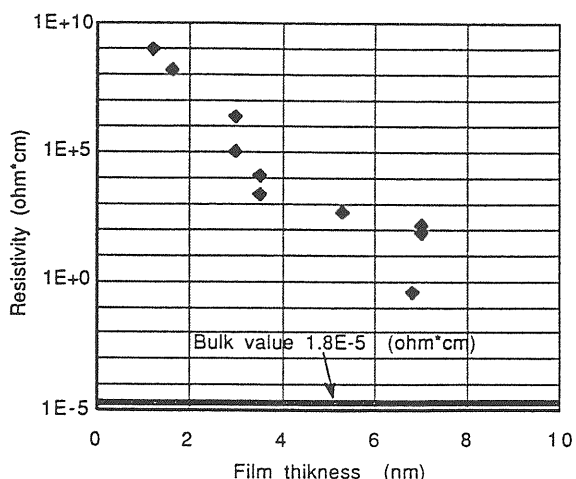


図34. アルミナ窓表面にコーティングされたTiN薄膜の電気抵抗率。

らの二次電子放出量が多いのは、TiNに覆われていない領域が少なからず存在していることに起因すると考えられる。よって、二次電子放出を少なくするだけの目的であるのなら、コーティングする膜の厚さは厚い（従って連続薄膜）方が有利である。しかしながら、TiNは導電性物質であるので、連続膜をコーティングしたアルミナ窓では、高周波窓を通過させたときの高周波損失による発熱や反射が発生する（実際には、周波数によっては連続膜であっても厚くなり過ぎない限り損失が少ない場合もある。）。図34は、アルミナの表面にコーティングしたTiN薄膜の電気抵抗率を示したもので、それが膜厚にたいして指数関数的に減少するのがわかる。結局、最適な膜厚はこれらを考慮して、実際の大電力試験を行なって発熱、発光、反射、破壊全てから総合的経験的に決めることが多い。例えば、Sバンドピルボックス型窓では、最適な膜厚は2.5～5nmであると言われている。

こうしてコーティングによりマルチパクタを抑制



図35. TiNをコーティングしたアルミナ高周波窓表面で見られる放電の様子。

して大電力で高周波窓を使用するとき、その効果はどの程度の電力に対してまで有効であるのだろうか。限界はあるのだろうか、あるとすればどのような絶縁破壊が沿面放電として発生するのであろうか。

図35は、TiNコーティングを施したアルミナ窓をレゾナントリング（Resonant Ring, Travelling Wave Resonator）を用いて200MW以上の大電力試験を行なっている時に、しばしば見られた放電の様子である。このようなリヒテンベルグ図形状の発光が観察されるときは、リング内に反射波が発生し、又、真空も劣化して、圧力の上昇が起き、窓でのインピーダンスがこの放電により変化する、つまり絶縁破壊がおきることがわかる。何回かの放電後は、リング周回電力を低くしても図形の中心と思われる場所に発光点が現れ、やはりアルミナ表面の溶融がおきる。このリヒテンベルグ図形の発光は、アルミナ表面上に局所的に蓄積した正もしくは負の電荷が突然移動して帯電が緩和されるときに、その電荷が表面近傍のアルミナを励起してルミネセンスを発生させたものと考えられる。

更に詳しく調べるためにサファイア（アルミナ単結晶で表面は光学研磨してあり、このような放電が発生した場合残されたその影響が観察し易いはず）の窓を用いて大電力試験を行なった結果が図36である。こ

図36. TiNをコーティングしたサファイアの高周波窓の発光。手前の面は左上1/4が、又、向こう側の面は右上1/4がコーティングしていない場所。コーティング部分ではほとんど発光しない。

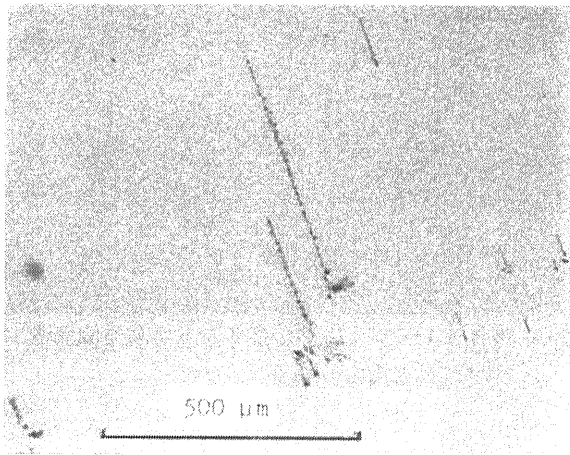


図37. TiNコーティングのないサファイア表面に現われた thermal etching (電子衝撃により加熱され、etch pitが生じた)。

のサファイア窓は表裏それぞれ3/4の領域のみTiN薄膜をコーティングしてあり、図から明らかなようにコーティングが施されていない領域はマルチパクタによりルミネセンス強度が高く、なおかつ発光点が数個存在している。発光点が溶融していることは実験後確認されたが、更にコーティングが施されていない表面では全体にわたって温度が上昇していることが、図37に示されるようなthermal etchingが認められたことにより確かめられる。

サファイアの大電力試験に於いても、やはりしばしばアルミナセラミック窓の時と同様のリヒテンベルグ図形状の発光がみられる。そして図38から顕著にみとれるのはこの放電はTiNのコーティングが施された表面で起きているということである。更にこのリヒテンベルグ図形状の発光に対応して、図39に示される

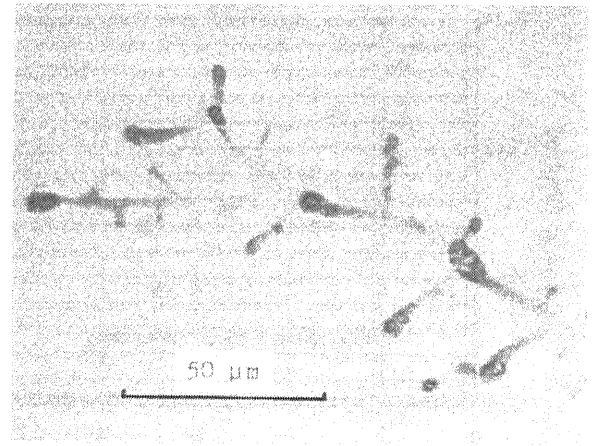


図39. サファイア窓表面に見られる放電痕。図38のリヒテンベルグ図形状が現われた場所 (TiNコーティングを施してあった部分)。

ようなサファイア表面の放電痕跡が観察された。これらの実験結果は、次のように解釈される。TiN薄膜は二次電子放出を減少させマルチパクタを抑制するが、更に大電力の高周波に対してはこのようなコーティングを施したアルミナ表面でも局所的帯電が発生し、蓄積した電荷は不連続構造といえども多少の導電性を持つTiN上で移動して緩和される。そしてこのときアルミナのルミネセンス発光を励起するだけではなくそれを溶融するだけのエネルギーを持っている。帯電は、アルミナ表面が完全にTiNで覆われていないことによる二次電子放出が原因と考えられるが、更に、このようなリヒテンベルグ図形状の放電が起こるのは、電荷の蓄積が表面上で不均一であったからであろう。固体の結晶の不完全さ、つまり格子欠陥などは、電荷を束縛する効果があると言われている。従って、さきに述

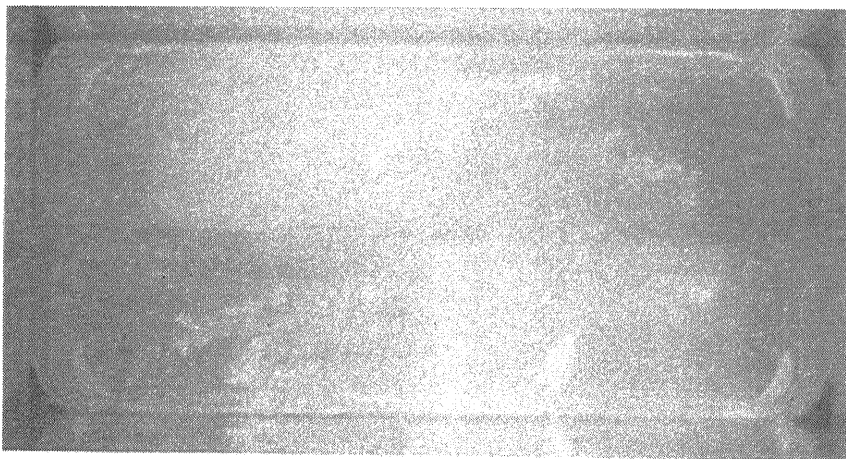


図38. TiNコーティングしたサファイア窓の表面で発生した放電。

べた電子衝撃によりつくられるアルミナ結晶中の酸素の欠陥，或は，元々存在していた欠陥の分布が表面で一様ではないことが，局所的帯電の誘因と思われる。

5. 参考書

R.V.Latham,"High Voltage Vacuum Insulator: The Physical Basis",Academic Press Inc.,1981

J.M.Lafferty,Editor,"Vacuum Arcs: Theory and Application" John Wiley & Sons,1980

G.A.Mesyats,D.I.Proskurovsky,"Pulsed Electrical Discharge in Vacuum" Springer-Verlag,1989

6. あとがき

真空中の放電現象について，このようにとりとめもなく曖昧な文章を書かざるを得なかったのは，決して

て筆者の未熟さだけの問題ではないと弁明したい。気中のガス放電についてはある程度現在までの実験結果が理論的に体系づけられているのに対し，真空中の放電はとにかく実験結果が落ちつかないのである。真空中の固体表面の関与する現象は，実は，放電だけにとどまらず，触媒作用，吸着現象，ガス放出，摩擦等，様々な分野で未解決となっている問題が多い。これは1つには，完全単結晶のごく小さい表面領域であればともかくも，ある程度の大きさをもつ実用材料の表面状態を性格づけし（characterization）制御する（controlling）のは非常に難しいからだと考えられる。逆に言えば，この2つを上手に行なうことが表面現象の解析には最も大切と思われる。真空中の放電という泥沼を前にして百年河清を待つわけにはいかない。しかし，あまりにも途方もない。この絶望感は，真空放電に対する秘かな愉しみを与える。