

受理 55.12.20

ポッケルス素子を用いた電界測定法と
放電現象計測への応用

昭和55年12月22日

指導教官

河野照哉教授

電気博士

3558

日 高 邦 彦

ポッケルス素子を用いた電界測定法と 放電現象計測への応用

目 次

第1章 緒言	1
第2章 ポッケルス素子を用いた電界測定法	4
2.1 基本的な原理、装置構成	4
2.1.1 ポッケルス効果	4
2.1.2 ポッケルス素子を用いた電界測定の原理	6
2.1.3 実験装置	9
2.2 ポッケルス素子の選択	12
2.2.1 望ましいポッケルス素子の特性	12
2.2.2 本研究で利用した素子	14
2.3 ポッケルス素子の応答特性	17
2.3.1 出力の線形性	17
2.3.2 雷インパルス状電界に対する応答波形	17
2.3.3 直流電界に対する応答波形	21
2.4 任意方向から電界が加わる場合への対応	22
2.4.1 円偏光の利用	22
2.4.2 楕円偏光入射による影響	23
第3章 コロナ放電空間の電界測定	31
3.1 ポッケルス素子に電荷が付着した場合における 測定電界の補正	31

3.1.1	誘電体の電荷付着過程	32
3.1.2	測定電界の補正法	37
3.1.2.1	電界方向が既知の場合	37
3.1.2.2	電界方向が未知の場合	40
3.1.3	ポッケルス素子に付着した電荷の影響	44
3.2	実験方法	48
3.3	正極性雷インパルス電圧印加時の結果	50
3.4	正極性開閉インパルス電圧印加時の結果	55
3.5	負極性雷インパルス電圧印加時の結果	63

第4章	隔壁効果	65
4.1	これまでの研究	66
4.2	実験方法	69
4.2.1	ギャップ構成及び印加電圧	69
4.2.2	測定手法	69
4.3	フラッシオーバ電圧	71
4.3.1	棒対平板電極における結果	71
4.3.2	棒対棒電極における結果	73
4.3.3	球ギャップにおける結果	75
4.4	正極性インパルス電圧印加時の隔壁効果	76
4.4.1	コロナ放電電荷量及びコロナ放電形態	76
4.4.2	平板電極中心部の電界	82
4.4.3	隔壁裏面上の電界	85
4.4.3.1	隔壁裏面上電界分布の α 及び印加電圧による変化	85
4.4.3.2	隔壁裏面上電界分布の時間変化	89
4.4.4	フラッシオーバ機構	92
4.4.4.1	一般的なフラッシオーバ機構	92
4.4.4.2	半球棒電極に雷インパルス電圧を印加した時のフラッシオーバ機構	96

4.5	隔壁効果におけるフラッシュオーバー電圧の理論計算	106
4.5.1	計算の前提	106
4.5.2	印加電圧とコロナ放電電荷量の関係	107
4.5.3	コロナ放電電荷量と隔壁上の広がり半径	110
4.5.4	フラッシュオーバー電圧の計算法	111
4.5.5	フラッシュオーバー電圧の計算値と実測値の比較	112
4.6	負極性インパルス電圧印加時の隔壁効果	117
4.6.1	コロナ放電電荷量及びコロナ放電形態	117
4.6.2	平板電極中心部の電界	119
4.6.3	フラッシュオーバー機構	122
4.6.3.1	雷インパルス電圧を印加した時のフラッシュオーバー	122
(1)	印加電圧 157 kV における放電現象	122
(2)	印加電圧 175 kV における放電現象	126
(3)	印加電圧 189 kV における放電現象	128
4.6.3.2	開閉インパルス電圧を印加した時のフラッシュオーバー	130

第5章 結 言 - - - - - 132

付 録 - - - - - 139

A1	ポッケルス素子内の屈折率及び偏波方向の算出	139
A1.1	屈折率楕円体	139
A1.1.1	屈折率楕円体の定義及び使い方	139
A1.1.2	屈折率楕円体の定式化	139
A1.1.3	簡単な計算例	141
A1.2	任意方向から電界が加わった場合の解析	143
A1.3	第2章 (2.26) 式の証明	148

A2	圧電振動の解析	151
A3	ダイバータギャップ	160
A4	磁界中の放電	164
A4.1	実験方法	164
A4.2	実験結果	164
A5	各種電極形状における放電	168
A5.1	実験方法	168
A5.2	フラッシオーバ電圧	169
A5.3	コロナ放電形式とコロナ放電電荷量	171
	謝 辞	177
	著者の発表論文リスト	179
	参考文献	181

測定量	測定器	特 長	問 題 点
印加電圧	分圧器	長年の技術の蓄積により完成度が高い。	放電空間中の情報は得られない。
放電電流 及び電荷量	回路に挿入した抵抗やコンデンサー	手軽に放電現象に対応した電流や電荷量を測れる。	空間的な分布はわからない。
放電の発光 形態	静止カメラ、イメージングカメラ (ICC)、光電子増倍管 (PM)	空間中の放電進展形態を観察できる。特に ICC や PM では時間分解した観察が可能。	定量的な情報が得にくい。
電極上の 電界	フィールドミル、容量性プローブ	放電機構を探るのに必要な電界の情報が直接得られる。プローブ法は速い現象にも追従できる。	金属表面に測定場所が限られる。
空間の電位	静電プローブ	直流コロケ場の空間中電位が測定可能。	直流領域に適用が限られる。
放電発光の スペクトル分析	分光測定器	非接触で放電空間中のエネギー、粒子密度に関する情報が得られる。	エネギー、荷電粒子密度を求めるのに、計算機を用いた後処理が必要。
電子密度	レーザー干渉計	非接触で放電空間中の電子密度が測定可能。	測定可能な密度が $10^{13}/\text{cm}^3$ 以上であり、ストリーマ中の電子密度を測るのは困難。
空間の電界	ボックルス素子	空間の電界を電氣的に絶縁された形で測定できる。応答性能もよい。	過去にこの測定法を用いた実績がない。

表 1.1 高電圧工学で用いられる各種測定器の特長及び問題点

第1章 緒言

低い電圧では現われず、高い電圧になって初めて現われるような現象、即ち電圧に対して非線形な挙動を示す現象を対象とするのか、高電圧工学である。この非線形な挙動を支配する要因は数多くあり、高電圧工学の歴史は古いにも拘らず、十分解明されていない事象も多い。従って、工学的な応用の立場からは、実験的な検証が重視される。また、現象解析の立場からは、複雑な現象を理解するために、現象に関する情報をいろいろな角度から蓄積していく必要がある。2つの立場において共通していることは、ものを計測する技術が基礎になるという点である。計測技術の進歩なくしては、高電圧工学の発展は望めない。

高電圧工学の分野で取り扱う、主な測定量について、測定器の特長及び問題点をまとめたものが、表1.1である。電圧、電流の測定器は長年研究され、それを用いることによって、多くの成果を挙げてきた。しかし、電圧、電流の情報だけでは、複雑な高電圧現象（放電現象）を解き明かすことはできない。他の測定量を計測する試みもなされているが、それぞれの測定技術には、一長一短があり、必ずしも完成度は高いとはいえない。

高電圧現象を研究する上で、欠くことのできない情報の一つは、電界の情報である。電界のうち、静電界に関しては、電荷重畳法、有限要素法などの電界計算手法の発達により、かなり正確に知ることができるようになってきた。しかし、空間電荷が存在する場合のような電界を直接測定したりすることも多く、この方面の手法の発達は、まだ不十分の感がある。電界測定法とし

ては、回転型電界測定器(フィールドミル)⁽²¹⁾や分割電極型の容量性フロー⁽²⁰⁾を用いる方法が知られているが、導体表面など、使用範囲が限られている。(表1.1参照) また、空間の電界ではないが、電位を測定する静電探針⁽¹²⁾にしても、針の電位を調整する零位法をとるため、直流場以外の適用は困難である。従って、測定環境を乱すことなく、応答特性も良く、かつ簡便な空間電界の測定法が望まれている。

本論文では、電気光学効果の範ちゅうに入るポッケルス効果を利用した、空間電界の測定法を提案し検討を行なった。ポッケルス効果をもつ結晶、即ちポッケルス素子に、電界が印加されると、素子内を伝搬する光の偏光状態が変化する。このことを利用し、空間電界を測定しようとするものである。

ポッケルス効果は、19世紀末に Pockels 氏により、発見された。⁽²²⁾ポッケルス効果の工学的な応用は、主に光通信で用いる光変調器においてなされた。⁽²³⁾また、電力用変成器や、高電圧の測定器にも、ポッケルス効果が応用されている。^{(13)~(18), (22)~(26)}

これらの測定器は、電圧の情報を、電氣的に絶縁された光の形で伝送できる利点を有している。ポッケルス素子を誘電体と見なし、素子内部の電界分布を研究した例もある。⁽²⁷⁾

本研究では、過去の応用例を一步進め、空間の電界、特に、空間電荷が存在する場の電界を測定するために、ポッケルス効果を用いた。ポッケルス素子を用いた電界測定法は、次の利点を有している。

- (1) 情報伝送媒体が光であるため、測定点が電氣的に絶縁できる。
- (2) 電界から光への情報変換をポッケルス素子自身が行なうので、特別な変換器が不要である。
- (3) 良好な応答特性が期待できる。
- (4) 空間電荷が存在する空間の電界も、測定値に適当な補正を

加えることによつて、求めることができる。

放電現象が生じている空間の電界を直接測定した例は、過去なかったといつてよい。そこで、ポッケルス素子を用いた電界測定法により、放電空間の電界を測定した。インパルス電圧を印加した不平等電界中の放電を、測定対象に選んだ。測定の結果、放電中の電界が時間的、空間的に変化していく様子を、明らかにすることができた。

不平等電界中に薄い絶縁体を挿入すると、絶縁体がない時に比べ、フラッシュオーバー電圧が著しく変化する。こうした現象は、隔壁効果と呼ばれている。この隔壁効果の研究にも、ポッケルス素子を用いた電界測定法を利用した。その結果、他の測定量の結果と合わせ、隔壁効果を定量的に検討することができた。また、測定結果をもとに、正極性インパルス電圧印加時のフラッシュオーバー電圧を理論的に予測する方法も提案した。

著者自身の興味が、放電現象の解析に向きかざったので、本論文においては、電界測定法の記述より、放電現象の記述の方に、重点が置かれた傾向がある。その点を、お断りしておく。

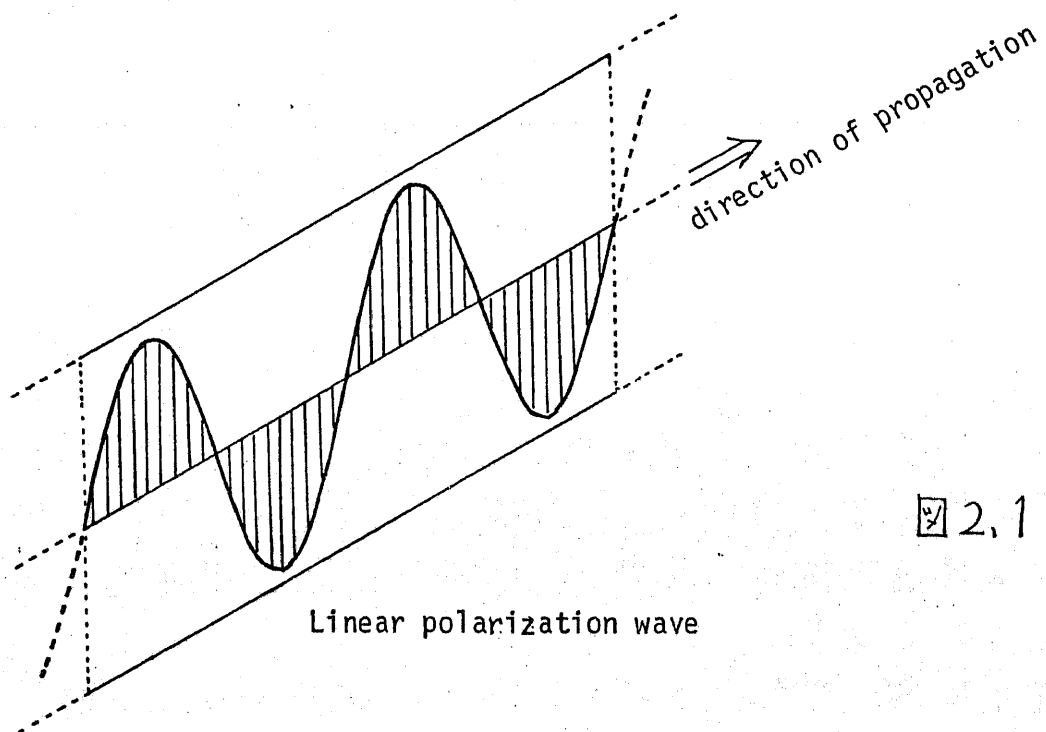


図2.1 直線偏波

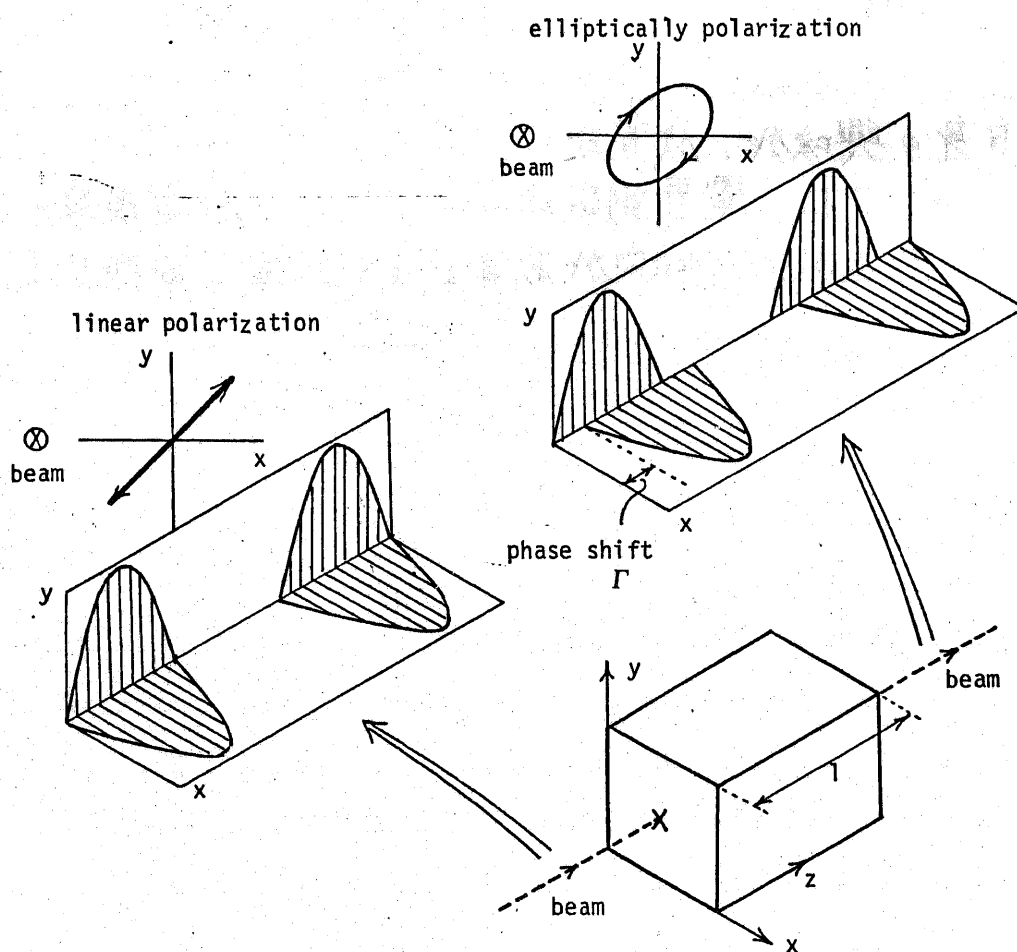


図2.2 複屈折の機構

第2章 ポツケルス素子を用いた電界測定法

2.1 基本的な原理、装置構成

2.1.1 ポツケルス効果

光は、横波成分しかもたない電磁波である。ある方向に進む、光の電磁波については、Maxwell の方程式を満たす解が2種類許されている。つまり、2つの方向に直線偏波した波が許されている。直線偏波とは、横波の振動がある一定方向を向いている波である。(図2.1参照、偏波として光の電界ベクトルを考えるとする。)

ここで、図2.2 に示すような、結晶中を2方向に進む光を考えてみる。結晶中では、 x 及び y 方向に直線偏波して進み、結晶に入る時点では、2つの偏波の位相が相等しいとする。各偏波の伝搬速度(位相速度) v は、偏波方向に対応した屈折率 n によって定められる。

$$v = \frac{c}{n} \quad \text{--- (2.1)}$$

(c : 真空中の光速)

x 方向に偏波した波に対する屈折率 n_x と y 方向に偏波した波に対応する屈折率 n_y が異なると、2つの偏波の位相速度も違ってくる。(偏波方向によって屈折率が異なる状態を、一般に複屈折と呼んでいる。) その結果、光が結晶を出る時点を見ると、2つの偏波に位相差が生じる。この位相差の大きさを、実際に求めてみる。各偏波を複素表示すると次のようになる。

$$\begin{aligned} x \text{ 方向に偏波した波 } e_x &= e^{j(\omega t - k_x z)} \\ y \text{ 方向に偏波した波 } e_y &= e^{j(\omega t - k_y z)} \end{aligned} \quad \dots (2.2)$$

ω : 光の角周波数

k_x, k_y : 波数

$$k_x = \frac{\omega}{v_x} = \frac{\omega}{c} n_x$$

$$k_y = \frac{\omega}{v_y} = \frac{\omega}{c} n_y$$

$z = 0$ 即ち、光が結晶を入射した時点では位相差はない。

$z = l$ 即ち、光が結晶を出る時点の位相差 Γ は、

$$\begin{aligned} \Gamma &= k_x l - k_y l \\ &= (n_x - n_y) \frac{\omega}{c} l \end{aligned} \quad \dots (2.3)$$

で表わされる。

ある種の結晶中では、(2.3)式の中にある屈折率 n_x や n_y が、結晶に印加された電界に依存して変化する。これが、電気光学効果である。特に、屈折率が、電界の1乗に比例して変化する場合を、Pockels (ポッケルス) 効果と呼んでいる。また、屈折率が、電界の2乗に比例して変化するものを、Kerr (ケルナー) 効果である。ポッケルス効果が存在する場合には、一般に、

$$(n_x - n_y) = n_0^3 r_p E \quad \dots (2.4)$$

n_0 : 電界が印加されていない時の屈折率

r_p : ポッケルス係数

E : 印加電界

の関係が成立する。ここでいう印加電界 E は、結晶内部に現われる電界を指す。(2.3)式の位相差は、(2.4)式を用いると、

$$\Gamma = n_0^3 r_p \frac{\omega}{c} l E \quad \dots (2.5)$$

となり、更に変形して、

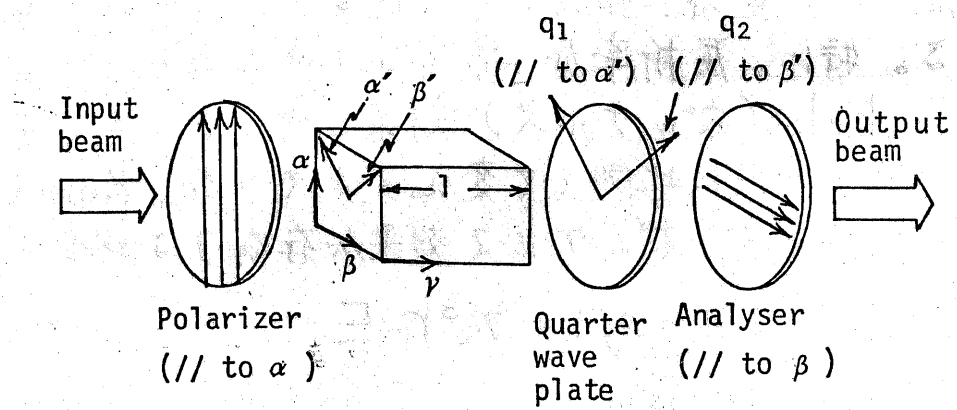


図2.3 偏波間の位相差の測定

$$P = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_p E \quad \dots (2.5)'$$

λ : 光の波長

とも表わせる。位相差は、電界に比例して変化する。従って、ポッケルス効果をもつ結晶において、位相差を測定すれば、結晶に印加されている電界を求めることができる。ポッケルス効果をもつ結晶を、ポッケルス結晶またはポッケルス素子と呼ぶ。

2.1.2 ポッケルス素子を用いた電界測定の実理

前節の記述より、2つの方向を向いた偏波間の位相差が測定できれば、ポッケルス素子に印加された電界を知ることができる。それを具体的にこなうために、以下のような方法を用いる。

図2.3を参照しながら説明を進める。結晶中で許容される2つの偏波方向は、 α' 及び β' 軸方向とする。 α' 軸、 β' 軸と 45° の角度をなす、 α 方向に直線偏波した光（直線偏光と呼ぶ）を、偏光子 P によりつくる。結晶の z 方向に入射した光は、 α' 、 β' 2方向に偏波して進む。入射面、つまり $z=0$ における2つの偏波 $e_{\alpha'}$ 、 $e_{\beta'}$ は、位相差がないので、

$$e_{\alpha'}(z=0) = a e^{j\omega t} \quad \dots (2.6)$$

$$e_{\beta'}(z=0) = a e^{j\omega t}$$

(a : 振幅)

と表示できる。また、入射光強度 I_i は次式で表わせる。

$$I_i = |e_{\alpha'}|^2 + |e_{\beta'}|^2 = 2a^2 \quad \dots (2.7)$$

結晶を出る地点、($x=l$)では、2つの偏波の間に(2.3)式で示されるような位相差が生じる。

$$\text{位相差 } \Gamma = (n_{\alpha'} - n_{\beta'}) \frac{\omega}{c} l \quad \dots (2.8)$$

従って、 α' 及び β' 方向の偏波は、

$$e_{\alpha'}(x=l) = a e^{j\omega t} \quad \dots (2.9)$$

$$e_{\beta'}(x=l) = a e^{j\omega t} e^{\Gamma}$$

で表示される。(共通の位相項は省略した。)

結晶を出た光は、 $\frac{1}{4}$ 波長板Q及び検光子Aを通過していくが、まず、 $\frac{1}{4}$ 波長板がない場合を考えておく。検光子は β 方向の偏波成分しか透過しないように配置されている。検光子を透過した光 e_{β} は、(2.9)式で表わされる $e_{\alpha'}(x=l)$ 、 $e_{\beta'}(x=l)$ のそれぞれの α 成分の和である。即ち、

$$\begin{aligned} e_{\alpha} &= \cos 45^{\circ} \cdot e_{\alpha'}(x=l) - \sin 45^{\circ} \cdot e_{\beta'}(x=l) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - e^{j\Gamma}) e^{j\omega t} \quad \dots (2.10) \end{aligned}$$

となる。この検光子から出てきた、出射光の強度 I_o は、

$$\begin{aligned} I_o &= |e_{\alpha}|^2 = e_{\alpha} \cdot e_{\alpha}^* \\ &= \frac{a^2}{2} (1 - e^{j\Gamma})(1 - e^{-j\Gamma}) \\ &= a^2 (1 - \cos \Gamma) \\ &= 2a^2 \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \quad \dots (2.11) \end{aligned}$$

である。出射光と入射光の強度比は、(2.7)式と(2.11)式より次式で表わされる。

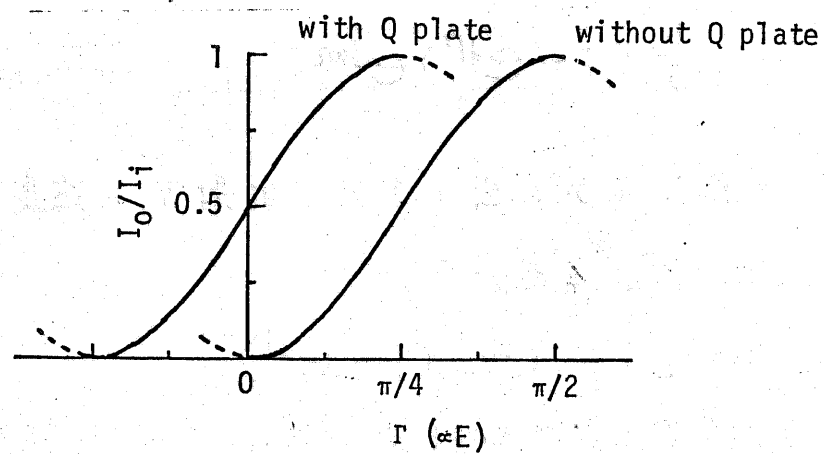


図2.4 結晶伝搬中に生じた偏波間の位相差 Γ と出力の関係

$$\begin{aligned}\frac{I_o}{I_i} &= \frac{1}{2} (1 - \cos \Gamma) \\ &= \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \quad \dots (2.12)\end{aligned}$$

この光の強度比を、以後の記述の中で単に光出力と呼ぶ場合がある。

次に、 $\frac{1}{4}$ 波長板の役割について述べておく。 $\frac{1}{4}$ 波長板は、直交する特定方向の偏波成分間に、 $\frac{1}{4}$ 波長分の位相差、即ち $\frac{\pi}{2}$ の位相差を与えるものである。図2.3の中の、 ξ_1 軸方向の偏波成分と、 ξ_2 軸方向の偏波成分間で、 $\frac{\pi}{2}$ の位相差が生じる。図2.3において、 α' 軸及び β' 軸方向の偏波の間に $\frac{\pi}{2}$ の位相差を与えるように、 $\frac{1}{4}$ 波長板を配置する。つまり、 ξ_1 軸と α' 軸、 ξ_2 軸と β' 軸を一致させる。その結果、 $\frac{1}{4}$ 波長板を通過した光は、 Γ の位相差の他に、 $\frac{\pi}{2}$ の位相差が加えられることになる。 $\frac{1}{4}$ 波長板を含めた、最終的な、出射光と入射光の比は、(2.12)式の Γ を $(\Gamma + \frac{\pi}{2})$ に置換えたものになる。よって、

$$\begin{aligned}\frac{I_o}{I_i} &= \frac{1}{2} (1 + \sin \Gamma) \\ &= \sin^2 \left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \quad \dots (2.13)\end{aligned}$$

になる。位相差 Γ と $\frac{I_o}{I_i}$ の関係を、図2.4に示す。 $\frac{1}{4}$ 波長板を用いた結果、 Γ の原点付近において、 Γ と光出力の間に近似的な線形性が成立するようになっていた。丁度、 $\frac{1}{4}$ 波長板は、光学的にバイアスを加え、線形性がよくなるように動作点を移動させる働きをしている。

光出力の変化分 $\Delta(\frac{I_o}{I_i})$ は、 Γ が小さい範囲で、 Γ に比例する。

$$\Delta \left(\frac{I_o}{I_i} \right) = \Gamma \quad \dots (2.14)$$

また、ポックルス効果があれば、(2.5)'式が成立する。よって、

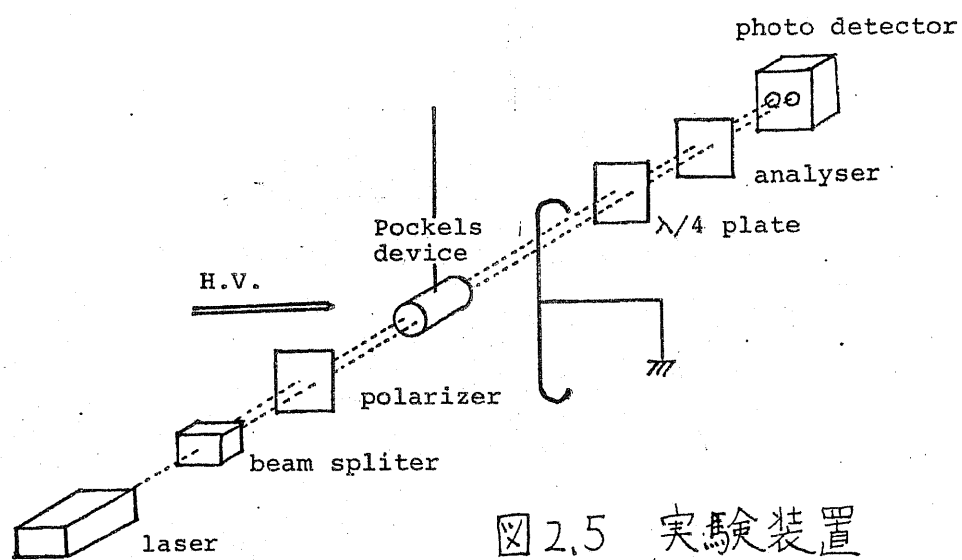


図 2.5 実験装置

$$\Delta \left(\frac{I_0}{I_i} \right) = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_p E \quad \dots (2.15)$$

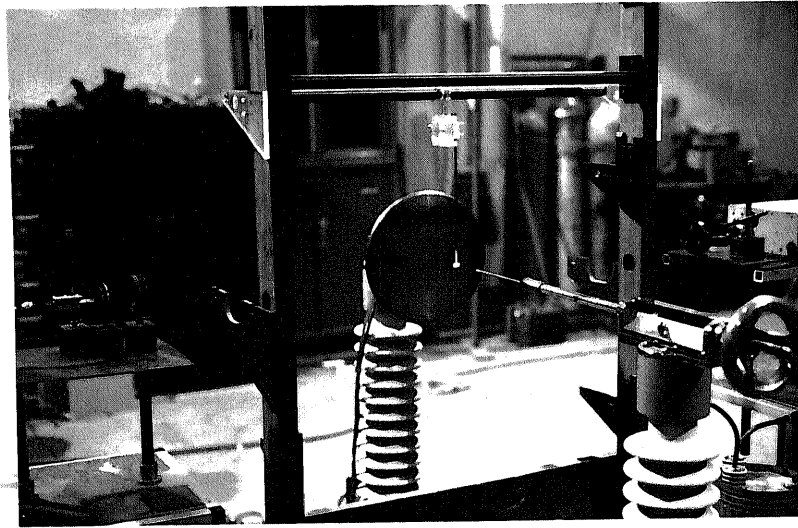
が得られる。従って、検光子を通過した光の強度変化を測定することにより、結晶に印加された電界 E を知ることが出来る。

実際にポッケルス素子を用いて、電界を測定する場合には、素子（結晶）のどの方向に光を通過させると、効率よくポッケルス効果を利用できるか、また、その時、光の偏波方向がどの方向を向くか、を検討しなければならぬ。これらの検討は、屈折率楕円体という概念を用いてなされる。本論文は、ポッケルス効果そのものの研究を対象とするものでなく、ポッケルス効果の利用を主目的としている。そこで、本文中では、屈折率楕円体を用いて解析した結果だけを示し、直ちに電界測定へ応用できる形でまとめた。解析に必要な理論及び、解析手順については、付録 A1 で解説を行なった。更にくわしい理論的背景については、光学関係の成書^{(8)~(11)}を参照されたい。

2.1.3 実験装置

実験に使用した装置を、図 2.5、図 2.6 に示す。光源としては、He-Ne ガスレーザー（日本電気製、直線偏光出力、定格出力 3mW なり 5mW）を用いた。He-Ne レーザは、レーザーとして現在もっとも普及し、取扱いが簡単であるとされている。レーザーは、鉄板製のシールドボックス内に納められ、インパルス電圧発生装置や放電ギャップから発生する雑音に対して、保護されている。シールドボックスには換気扇が取り付けられ、内部の温度上昇を防いでいる。レーザーの電源から進入する雑音を除

(a) 装置全景

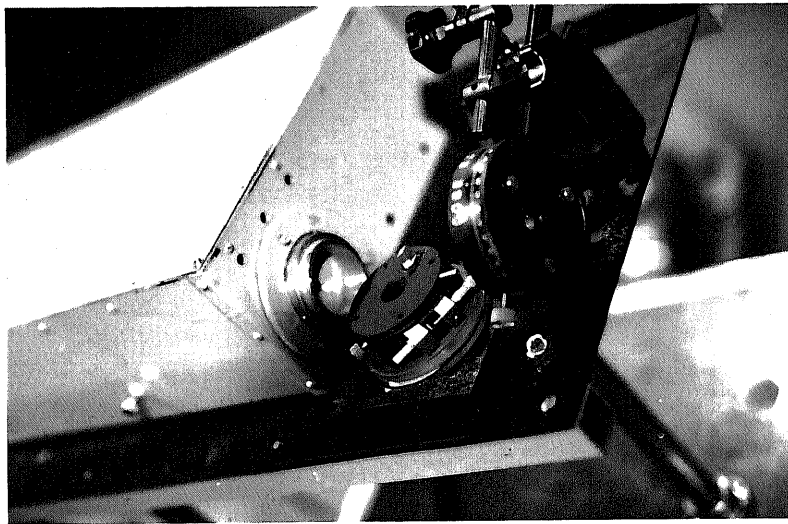


← 発光部

↑
受光部

↑
ポッケルス素子

(b) 発光部



← 偏光子なし、
1/4波長板

↑
レーザ

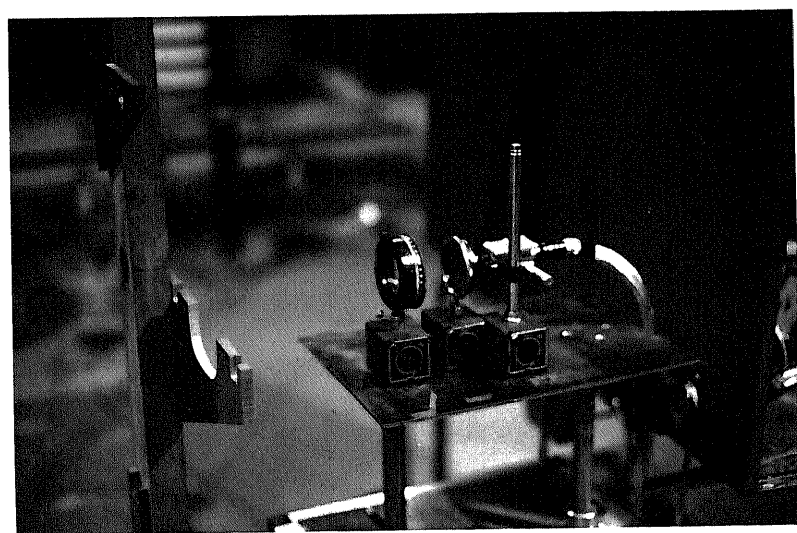
↑
ビームスプリッター

図 2.6 実験装置



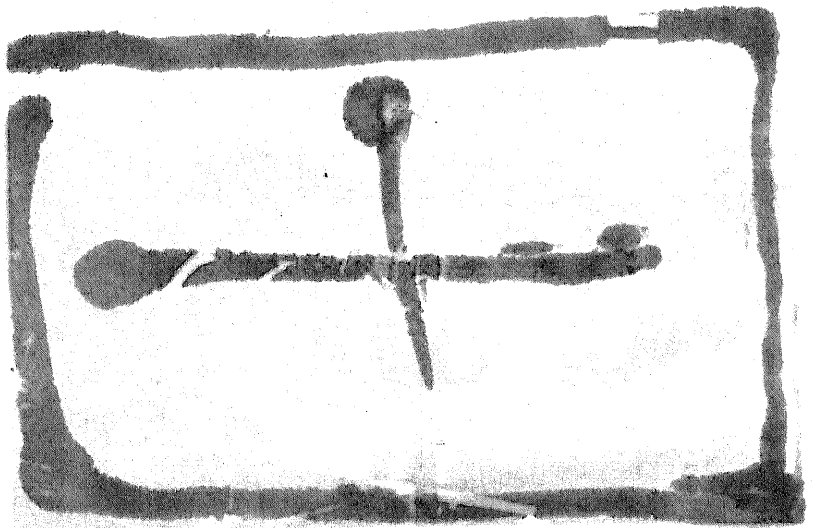
(c) ポッケルス素子と
支持装置

(ポッケルス素子を
針対平板電極間に
挿入したところ)



(d) 受光部

↑ 受光素子
↑ 検光子
↑ $\frac{1}{4}$ 波長板



去するため、電動発電機を利用し、商用電源線から切離した形で、レーザに電源が供給されている。He-Neレーザから出た光は、必要に応じて、ビームスプリッターにより、平行な2本のビームに分けられる。2本のビームの間隔は、3mm、3.5mm、4mmの中から選択できる。2本のビームを用いることにより、ポッケルス素子内の2ヶ所で、同時に電界を測定することができる。

偏光子、検光子は、ともに偏光板である。受光部には、光電子増倍管ないし、PINフォトダイオードを用いた。光電子増倍管としては、浜松テレビ製1P21及びR446を用い、陽極供給電圧を定格の $\frac{1}{2}$ 程度にして使用した。PINフォトダイオードとしては、浜松テレビ製S1188-01及びS1190-01を用いた。本研究の初期には、光電子増倍管を用いた。しかし、ショットキー雑音が比較的大きく、測定妨げになるので、より雑音の少ない、PINフォトダイオードを使用して、実験の大部分は行なわれた。

Point-group symmetry	Material	Pockels effect $2\pi n^3 r_p / \lambda_0$ (10^{-5} cm/V)	Specific dielectric constant	Specific resistance ($\Omega \cdot \text{cm}$)	Piezoelectric constant (10^{-12} C/N)	Natural birefringence	Note
3m	LiNbO ₃ LiTaO ₃	40 ~ 300	$\epsilon // c \sim 50$ $\epsilon \perp c \sim 100$	$\sim 10^{16}$	—	exist*	Strong light beam yields photo-damage
$\bar{4}2m$	ADP KDP	~ 30	$\epsilon // c \sim 20$ $\epsilon \perp c \sim 50$	$10^{10} \sim 10^{14}$	~ 30	exist	brittle
32	quartz	~ 1	~ 4	large	~ 2	exist but small	Rotary polarization exists.
$\bar{4}3m$	ZnS ZnTe	30 ~ 80	7 ~ 10	$10^7 \sim 10^8$	~ 3	none	High quality crystal is not place on the market.

$\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$, c : optic axis

* If laser beam is transmitted along optic axis, natural birefringence does not occur.

表2.1 代表的なポッケルス素子の特性比較

2.2 ポッケルス素子の選択

2.2.1 望ましいポッケルス素子の特性

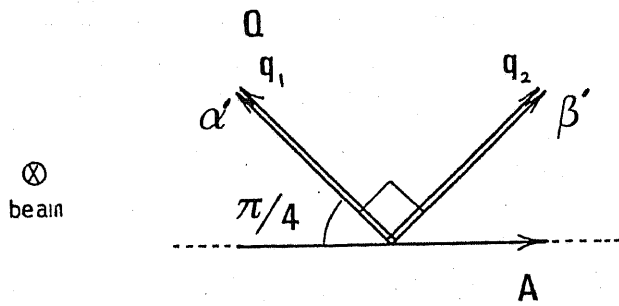
ポッケルス素子を選択する場合、今までは主にポッケルス効果が大きいことだけを基準に、結晶を選んできた。しかし、空間の電界を測定するときには、他の特性についても検討する必要がある。代表的なポッケルス素子について、その特性を比較したものが、表2.1である。空間の電界を測定する場合、次のことが要求される。

- ① ポッケルス効果が大きい。
- ② 測定する場所の電界を乱さないため、測定空間の媒質の誘電率に近い結晶が好ましい。気中で測定する場合は、誘電率が小さい方がよい。
- ③ 直流又は低周波の電界に対し、素子の抵抗率や表面漏れ抵抗が、素子周辺の電界を乱す恐れがある。よって、それらの抵抗は高い方がよい。
- ④ 圧電定数が大きいと、2.3.2節で述べたような、素子の固有振動数に等しい振動波形が信号波形に重畳してくる。よって、圧電定数は小さい方がよい。
- ⑤ 自然複屈折がない。

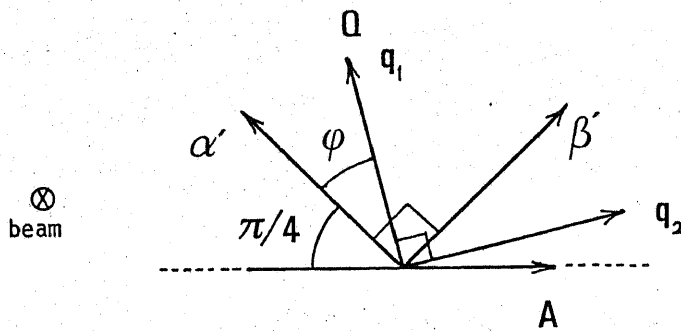
自然複屈折とは、電界が印加されなくても複屈折を生じ、2種の偏波方向の間に自然に位相差が表われる現象である。自然複屈折があると、(2.5)式で表わされる位相差は、

$$\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_n \quad \dots (2.16)$$

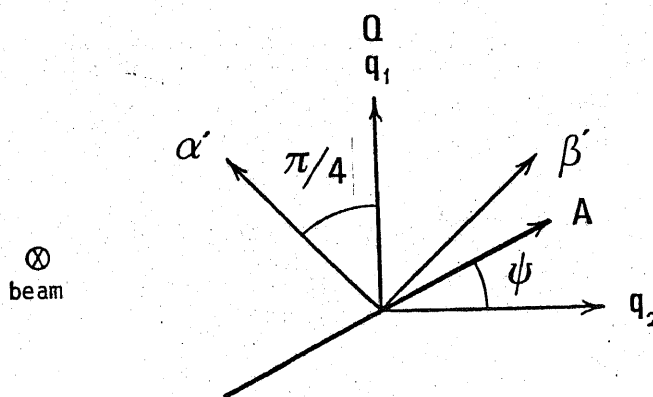
$$\left(\Gamma_e = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_p E \right)$$



(a) 自然複屈折がない場合の
各光学素子の方向



(b) 検光子の方向は固定し
1/4波長板の主軸を回転
して補償する方法



(c) 1/4波長板の主軸は固定し
検光子の方向を回転して
補償する方法

α', β' : Two allowed directions of polarization
in Pockels crystal.

A : Analyser

Q : Quarter wave plate

図2.7 自然複屈折の補償

となり、印加電界 E による項 Γ_e の他に、自然複屈折によって生じる位相差 Γ_n が加わる。従って (2.13) 式で表わされた光出力、 I_o/I_i は、

$$\frac{I_o}{I_i} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_p E + \Gamma_n \right) \right\} \quad \text{---(2.17)}$$

に変更される。(2.13) 式では、 $E=0$ 近傍で E の変化に対して、近似的に線形関係が成立っている。一方、(2.17) 式では、 Γ_n だけ位相差が新たに加わるため、必ずしも E の変化に対し、近似的な線形関係が保てなくなる。ただし、このような場合でも、 $\frac{1}{4}$ 波長板の主軸方向 (η_1 軸や η_2 軸)、または検光子の方向を回転することにより、位相差 Γ_n を打ち消すことが可能である。

まず、検光子は回転させず、 $\frac{1}{4}$ 波長板だけを回転して調整する方法について述べる。図 2.7 (b) において、 $\frac{1}{4}$ 波長板の η_1 軸とポッケルス素子の α 軸、及び η_2 軸と β' 軸が一致している状態 (図 2.7 (a) に示したものの) か、自然複屈折のない時の測定で用いたものである。この状態から、 η_1 軸、 η_2 軸を φ だけ回転した時の光出力 I_o/I_i は

$$\frac{I_o}{I_i} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \sqrt{\cos^2(2\varphi) + \sin^4(2\varphi)} \cdot \sin(\Gamma_e + \Gamma_n + \theta) \right\} \quad \text{---(2.18)}$$

$$\theta = \tan^{-1} \frac{\cos 2\varphi}{\sin^2 2\varphi}$$

になる。従って、 $\Gamma_n + \theta = 0$ が成立するように、 φ を調整すれば、自然複屈折によって生じる位相差 Γ_n を補償できる。

次に、検光子を回転して、調整を行う方法について述べる。この場合は、 $\frac{1}{4}$ 波長板をあらかじめ、図 2.7 (a) の状態から $\pi/4$ だけ回転して、図 2.7 (c) のようにしておく。図 2.7 (c) において、検光子を透過する偏波成分の方向 ψ を変化すると、その時の光出力 I_o/I_i は、

$$\frac{I_o}{I_i} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \sin \left(\Gamma_e + \Gamma_n + 2\psi + \frac{\pi}{2} \right) \right\} \quad \cdots (2.19)$$

となる。よって、 $\Gamma_n + 2\psi + \pi/2 = 0$ が成立するように ψ を調整すれば、自然複屈折によって生じる位相差 Γ_n を補償できる。

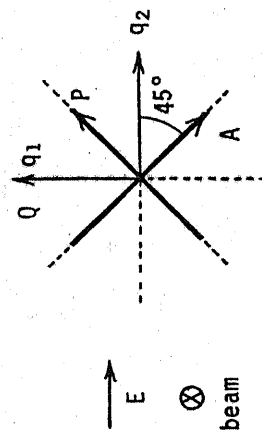
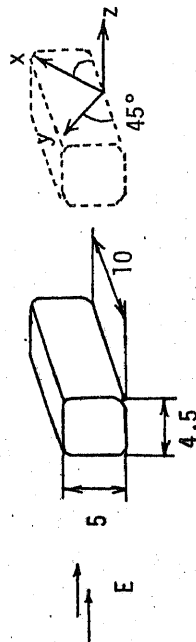
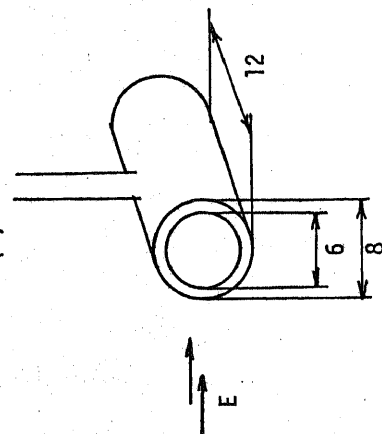
上記の自然複屈折の補償法によって、光の出力と印加電界との間に、近似的な線形関係をもたせることができる。2種の補償法を比較すると、 $\lambda/4$ 波長板を回転する方法では、光出力を表わす式で \sin の項に係数かっている (2.18 式参照) のに対し、検光子を回転する方法では、その係数が 1 である。(2.18) 式で \sin の項にかかる係数は 1 より小さい。従って、電界に対する感度を上げる意味では、検光子を回転する方法 (図 2.7(c) の方法) の方が望ましい。

以上のように、自然複屈折は補償することができるとは、自然複屈折の状態は、温度によっても変化する欠点を有している。その結果、温度変化に対応して補償量も変えなくてはならない。この点から、元来自然複屈折が小さい素子を選んだ方が、取り扱いやすいといえる。

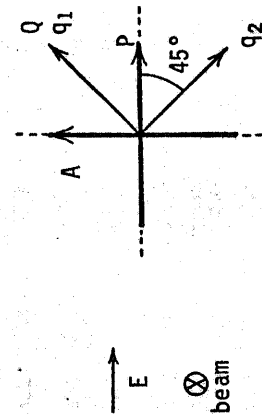
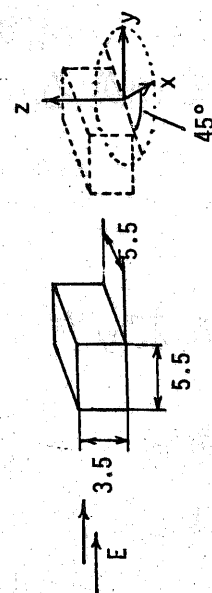
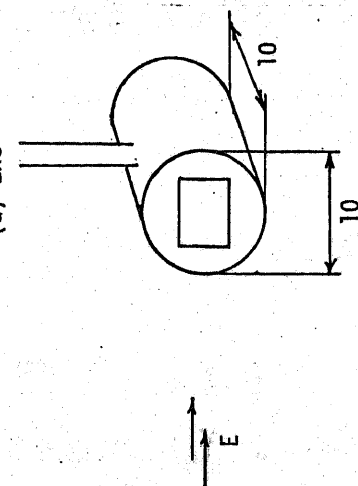
2.2.2 本研究で使⽤したポッケルス素子

前節で示した、電界測定用のポッケルス素子として望ましい特性を全て満足するものは、現在の所ない。そこで、何種類かのポッケルス素子を用意し、それぞれの素子を比較しながら研究を進めた。使⽤した素子は、 LiNbO_3 , KDP ($\text{K}_2\text{H}_2\text{PO}_4$), ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$), ZnS , 水晶である。 ZnS で代表される半導体は、ポッケルス効果の基礎的な検討⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾がなされたものの、実用化はされていなかった。しかし、前節で述べた望まし

(b) KDP and ADP



(a) ZnS

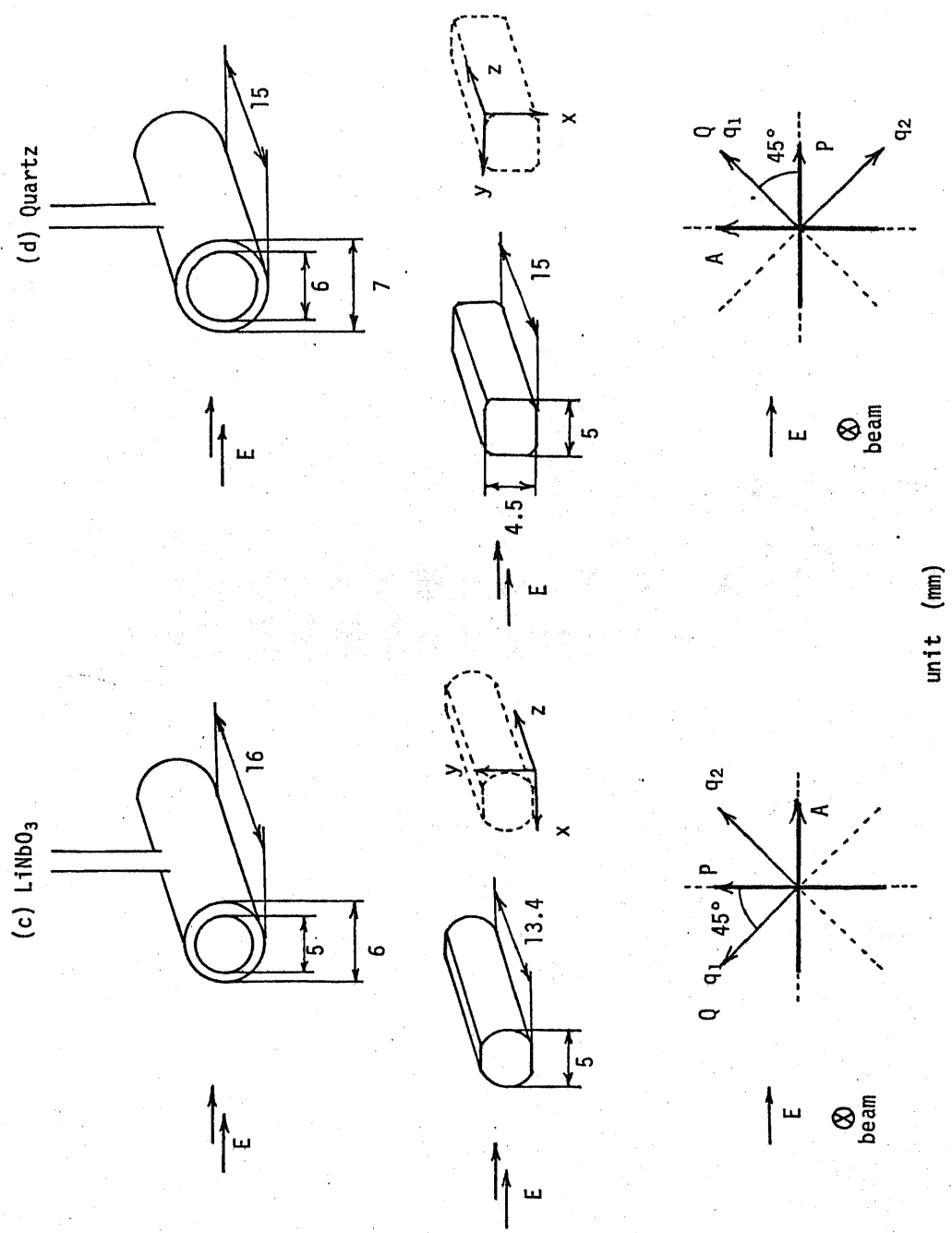


P : Polarizer

Q (q_1, q_2) : Quarter wave plate

A : Analyser

unit (mm)



⑧ 円偏光を
ポッケルス素子に
入射した時の、
検光子Pの向き
も、本図と同じ。

図2.8 ポッケルス素子、ホルタニの形状及び偏光板、1/4波長板の方向

い特性に合致する点が多いので、 ZnS も採用した。

使用した素子の形状、寸法、結晶軸の方向、及びこれらの素子を電界測定に用いた時に設定する、偏光板（偏光子、検光子）や $\frac{1}{4}$ 波長板の方向を、図2.8に示す。素子によっては、直線偏光でなく、円偏光を入射した方が、より有利になるものがある。（この点は、2.4.1節で詳述する。）その場合にも、検光子の方向は、図2.8と同じである。

ポツケルス素子を空間に固定する必要がある。そこで、直径4mmのベークライトなりしアクリルの丸棒を支持棒にもつ、アクリル製ホルダーをつくり、そのホルダーの中に素子を納め空間に保持した。使用したホルダーの形状、寸法は、図2.8に示されている。

第4章の隔壁効果の実験においては、ポツケルス素子をホルダーに入れず、直接隔壁に取り付けて用いた場合もあった。

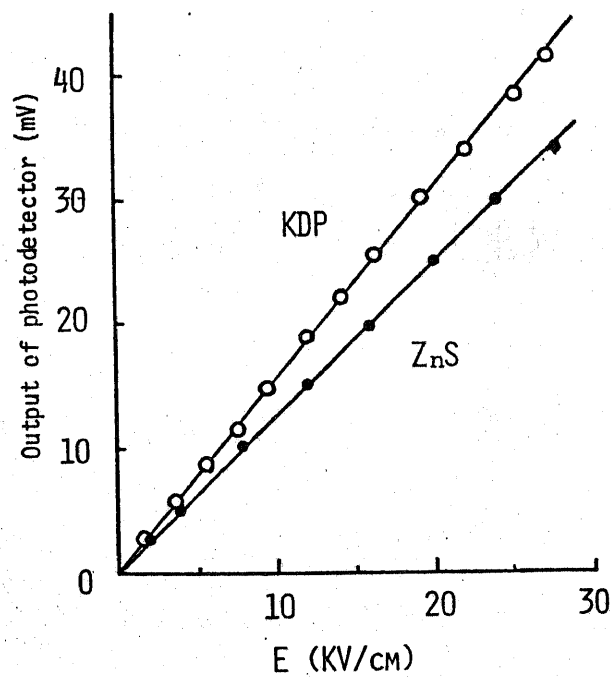


図2.9 印加電界と受光部出力

2.3 ポッケルス素子の応答特性

本節では、印加電界の大きさに対応して、受光部出力がどの程度線形的に変化するか、また、印加電界波形にどのように追従するかを検討してみることにする。ポッケルス素子を平行平板電極（ギャップ長 $3\text{ cm} \sim 4\text{ cm}$ ）の間に挿入して、実験を行なった。

2.3.1 出力の線形性

ZnS 及び KDP をポッケルス素子として用い、印加外部電界と受光部出力電圧の関係を調べた結果が、図 2.9 である。電界が、 30 kV/cm 近くなるまで、電界と受光部出力電圧の間に線形関係が成立していることがわかる。ポッケルス素子を用いて、電界測定をする場合には、事前に図 2.9 のような電界と出力電圧の校正曲線をつくり実験を行なった。

2.3.2 雷インパルス状電界に対する応答波形

平行平板電極に $(1.5 \times 48)\mu\text{s}$ の雷インパルス電圧を印加し、雷インパルス状電界をつくった。この電界をポッケルス素子で測定した時の、出力波形を図 2.10 に示す。図 2.10 の出力波形において、波高値以降に振動波形が重畳しているのが見られる。この振動波形成分を除けば、印加電界に対し、出力は追従しているといえる。振動成分は、 ZnS の方が KDP に比べて小さいことがわかる。振動波形が発生する原因としては、逆圧電効果で結晶の固有振動が起こり、その結果光弾性効果を通じて、光

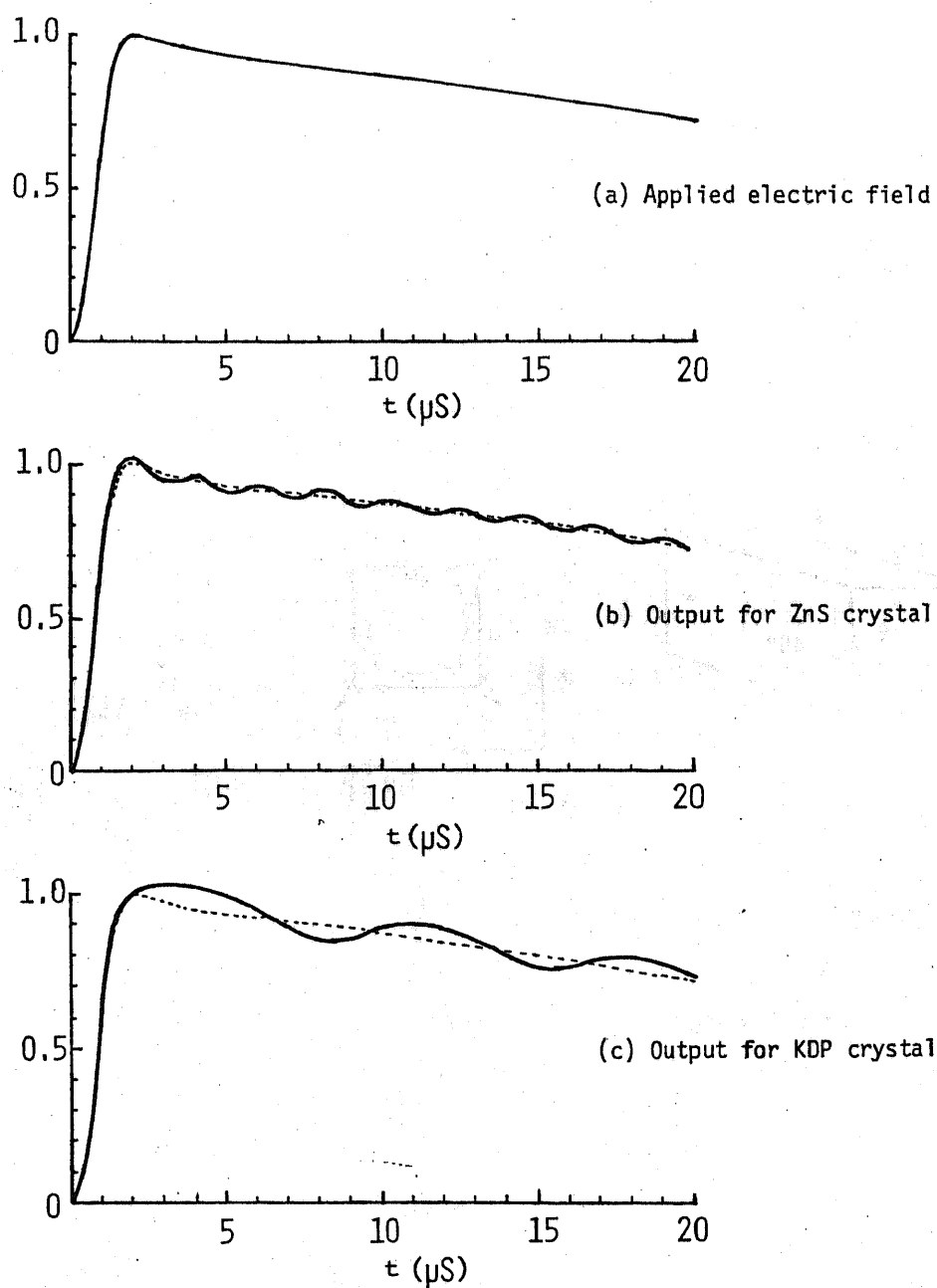
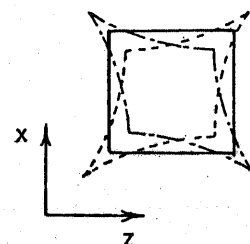
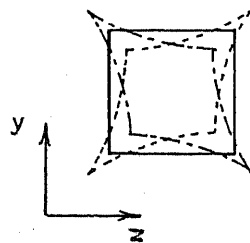
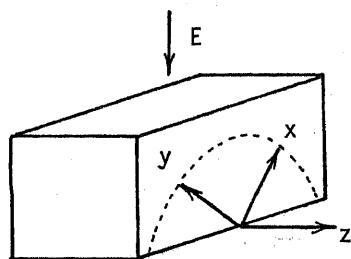


図2.10 電インパルス状電界を印加した時の
応答波形

(a) ZnS



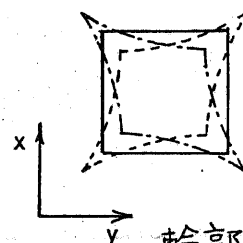
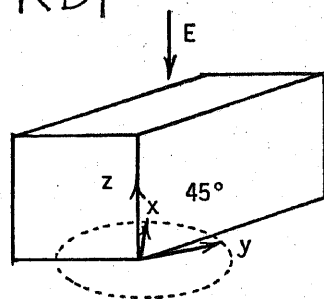
輪郭すべり振動

$$f = \frac{170}{D} \text{ kHz}$$

$$D = \frac{1w}{\sqrt{1^2 + w^2}}$$

$1, w$: 輪郭の辺の長さ (cm)

(b) KDP



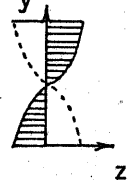
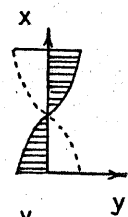
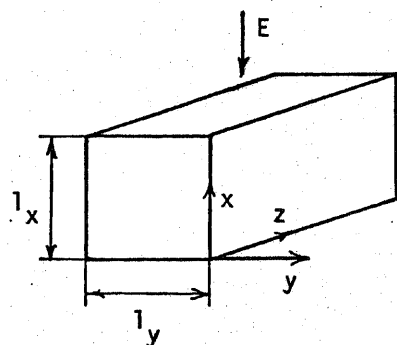
輪郭すべり振動

$$f = \frac{92}{D} \text{ kHz}$$

$$D = \frac{1w}{\sqrt{1^2 + w^2}}$$

$1, w$: 輪郭の辺の長さ (cm)

(c) LiNbO_3



すべり振動

$$f = \frac{224}{l_x} \text{ kHz}$$

$$f = \frac{199}{l_y} \text{ kHz}$$

l_x, l_y : (cm)

図 2.11 圧電振動のモード及び振動数

出力の振動となったことが挙げられる。

逆圧電効果で生じる結晶の固有振動（以下、圧電振動と呼ぶことにする。）については、付録A2で検討を行なった。ここでは、その結果を用いる。圧電振動のモード及び振動数を、図2.11に示す。 ZnS では、 x 軸に沿った辺と z 軸に沿った辺、または、 y 軸に沿った辺と z 軸に沿った辺に基因する、輪郭すべり振動が生じる。一方、 KDP でも、 x 軸に沿った辺と y 軸に沿った辺に基因する、輪郭すべり振動が生じる。実際の素子の輪郭は、理論的に予測できる輪郭すべり振動の輪郭とは一致していない。従って、図2.11中の D の値を明確にすることはできない。しかし、使用したポッケルス素子の寸法は、 ZnS と KDP で大きくは変わらないので、 D の値も同程度であると仮定できる。圧電振動の振動数 f は、 ZnS で $17\% D_{(\text{cm})}$ kHz 、 KDP で $92\% D_{(\text{cm})}$ kHz となっている。よって、 D の値が同程度ならば、圧電振動の振動数は、 ZnS の方が高くなることが予測される。図2.10中の実験結果を見ると、確かに ZnS の方がより高い周波数の振動を伴っており、上記の予測と一致している。

受光部出力の振動波形が圧電振動によるものであることを、より明確にするため、直方体の LiNbO_3 の結晶を用い実験を行なった。出力波形を、図2.12に示す。印加電界は、立ち上がり時間が

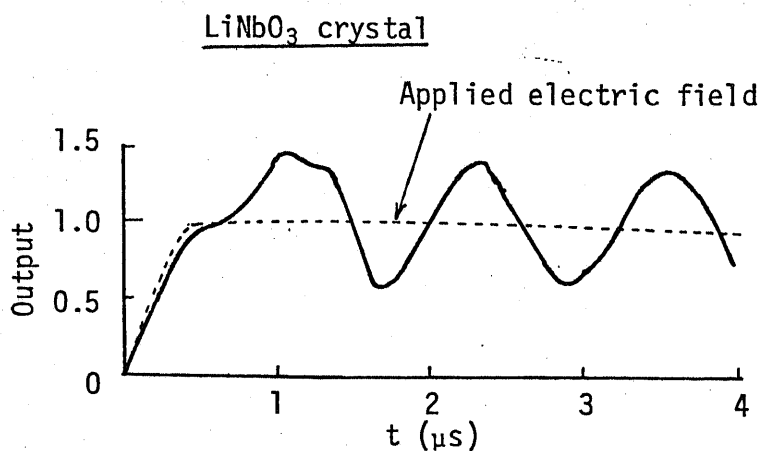


図2.12
 LiNbO_3 における
応答波形

雷インパルスより速いものを用いた。出力波形の振動成分の周期は、 $1.25 \mu\text{s}$ 程度であり、振動数にして 800 kHz 程度である。 LiNbO_3 で発生する圧電振動モード、振動数は、図 2.10 (c) に示した。結晶の寸法は、x 軸方向の長さ l_x が 3 mm 、y 軸方向の長さ l_y が 2.5 mm である。この結晶では、x 軸及び y 軸に沿ったそれぞれ振動が生じ、振動数はそれぞれ、

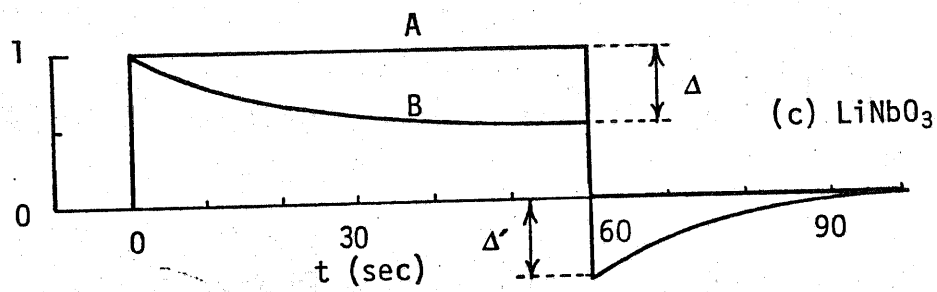
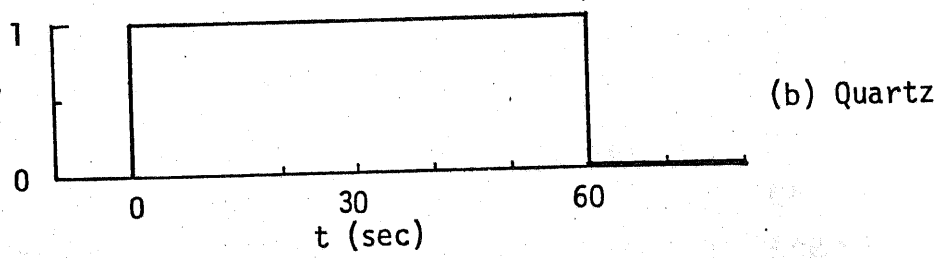
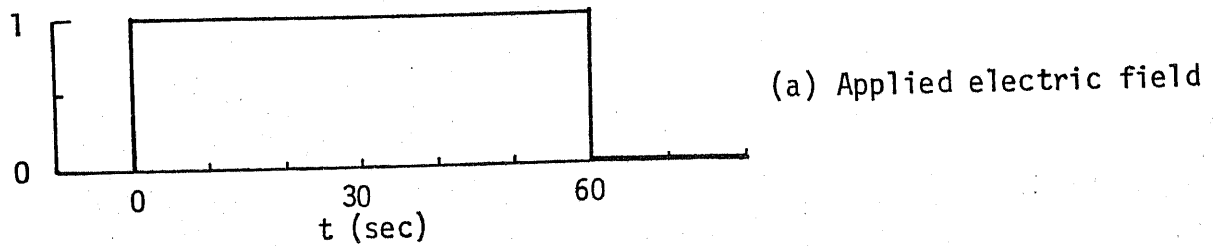
$$f_x = \frac{2235}{l_x} = 745 \text{ kHz}$$

$$f_y = \frac{199}{l_y} = 797 \text{ kHz}$$

となる。これらの振動数は、受光部出力で観測された振動数とほぼ一致する。

以上の点から、受光部出力に現われる振動成分は、圧電振動に原因があると断定できる。

一般に、ポッケルス効果は、 GHz 程度の周波数域をもつ印加電界に対しても十分追従するほど、速い応答性能をもっている。しかし、素子の圧電振動の振動数が測定希望の周波数域に近い場合は、上述のような現象が生じるので十分注意する必要がある。振動の抑制や、圧電定数の小さい素子の選択は、本論文の測定方式を高精度なものにするための今後の課題となろう。



A : initial stage

B : after application of strong laser beam

図2.13 直流電界を印加した時の応答波形

2.3.3 直流電界に対する応答波形

ポッケルス素子に直流電界を加えた時の、受光部の出力波形を図2.13に示す。同図は、直流電界を60秒印加した時の結果である。ポッケルス素子としては、抵抗率が高い、水晶及び、 LiNbO_3 を用いた。水晶は、印加電界に追従した出力波形になっている。10分間直流電界を印加しても、同様の出力波形を示す。

一方、 LiNbO_3 の場合には、素子に6mWのレーザ光を当てて、しばらくの間は、図2.13(c)中の波形Aになり、印加電界に追従した出力を示している。しかし、数時間レーザ光を照射した後、同じ直流電界を印加すると、図2.13(c)中の波形Bのような応答をする。電界印加直後から、光出力が低下し始める。レーザ光を照射している時間が長い程、出力の低下が大きくなる。また、波形Bでは、印加電界を零にする直前の光出力の低下 Δ と、零にした直後に負の方向に現われる光出力($-\Delta'$)において、ほぼ $\Delta = \Delta'$ の関係がある。

LiNbO_3 素子の場合に、光出力の低下が生じる理由を考えておく。印加電界を切る前後で、 $\Delta = \Delta'$ の関係があることから、素子内に電荷が発生し、その影響かでしていると推定される。素子内に、電荷があることを仮定してみる。電界印加前には、素子内で均一に、電荷が分布している。電界が印加されると、素子内で、電荷が移動し始める。電荷は、素子内の電界を弱めるような方向に移動する。光出力は、素子内の電界に比例して変化するので、電荷の移動と共に、光出力は低下することになる。外部電界が素子内部に形成する電界を E_{in} とすると、図2.13(c)波形Bにおいて、素子内電荷が作る逆向きの電界は、 $-\Delta \cdot E_{in}$ と表わせる。その時、外部電界を零にしても、電荷が作る電界 $-\Delta \cdot E_{in}$ が残るため、 $-\Delta \cdot E_{in}$ に対応した光出力が観測され

ることになる。これにより、図2.13(c)で $\Delta \approx \Delta'$ になることが説明できる。電荷は、その後拡散し、内部電界が零の元の状態に戻る。

以上のように、素子内の電荷を仮定すれば、観測結果を説明することかできる。素子内に電荷が発生する原因としては、 LiNbO_3 における光学的な損傷 (phot. damage) が挙げられる。光学的損傷とは、強いレーザー光を照射すると、結晶構造に変化をもたらす現象である。この時、不純物準位にトラップされていた電子等が、放出されると考えられる。これが、素子内の電荷の発生源になると推定される。

なお、6 mW のレーザー光を 3 mW に減光して用いると、光出力の低下が現われるまでの時間が長くなる。また、レーザー照射後、時間をかくと、また元の状態に回復し、図2.13(c)の波形Aのような光出力を得ることができる。従って、できるだけ弱いレーザー光を用い、電界測定時以外には、レーザー光を照射しないようにすれば、直流電界の測定に LiNbO_3 を利用することかできる。

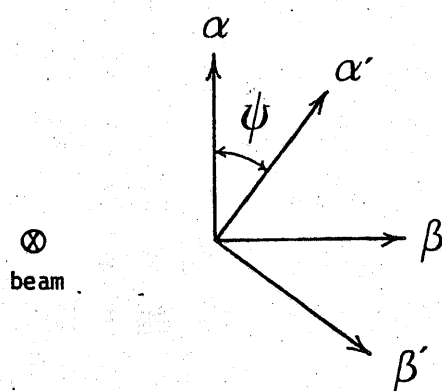
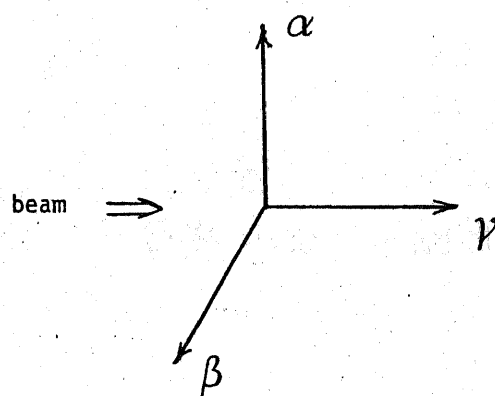
2.4 任意方向から電界が加わる場合への対応

2.1節で述べた方法により、電界の方向があらかじめわかっている場合には、電界の測定が可能である。しかし、一般には、電界の方向が未知の場合の方が多い。そこで、任意方向から電界が加わることを考慮して、測定系を設計する必要がある。この点を、2.4.1節で検討し、円偏光の素子への入射が有効であることを述べる。次に、2.4.2節では、入射円偏光が理想的な状態からはずれ、楕円偏光になった場合について、検討した結果を述べる。

2.4.1 円偏光の利用

ポッケルス結晶に任意の方向から電界が加った時、屈折率がどう変化するか、という点について計算した例は、ほとんど見当たらない。そこで、主なポッケルス結晶について、通常利用される光入射方向から光を入射した場合の、屈折率変化及び結晶内の偏波方向（屈折率楕円体の主軸方向に一致する）を計算した。各結晶間で比較しやすいように、図2.4で示した α, β, γ 座標系を定義し、光が γ 軸に平行に入射したとして、結果をまとめた。計算結果を、表2.2に示す。表2.2において、 x, y, z 軸は、結晶に固有な軸（結晶軸と呼ばれている）である。

表2.2を見ると、結晶の種類によって、屈折率や結晶内の偏波方向がそれぞれ異なっていることがわかる。また、電界の方向によっても、それらの値、方向が変化することかわかる。結晶に電極を設け、電界方向を制御できる時は問題ないが、電極がなく、任意の方向から電界が加わる場合は、結晶の設計や入射光の偏光方向の選択に、注意を払う必要がある。



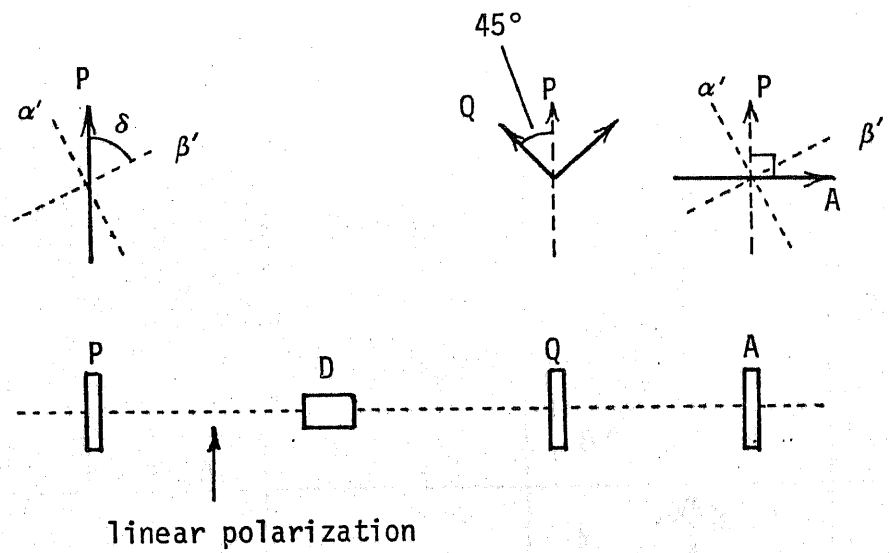
α', β' : 結晶内の
偏波方向

図2.14 座標系の定義

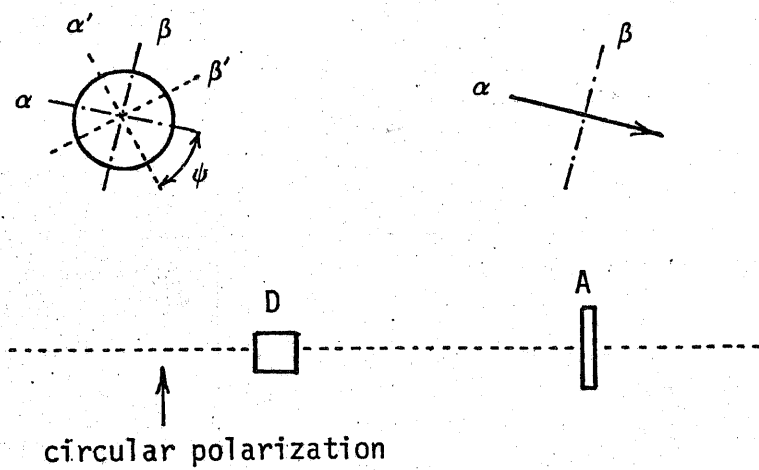
点群 (及び例)	結晶軸の対応	屈折率差 ($ n_\alpha - n_\beta $)	結晶内の偏波 方向 ($\tan \psi$)	図2.15(b)の方式で 測定できる電界方向
$\bar{4}3m$ (ZnS) (ZnTe)		$\frac{n_o^3}{2} r_{41} \sqrt{E_\alpha^2 + 4E_\beta^2}$	$\frac{2E_\beta}{\sqrt{E_\alpha^2 + 4E_\beta^2} - E_\alpha}$ \sim $\frac{-2E_\beta}{\sqrt{E_\alpha^2 + 4E_\beta^2} - E_\alpha}$	E_β
$\bar{4}2m$ (ADP) (KDP)		$(n_o - n_e) - \frac{n_o^3}{2} r_{63} E_\alpha$	~ 0 (ほぼ α 軸方向) $\sim \infty$ (ほぼ β 軸方向)	— (α)方式で E_α が測定できる)
$3m$ (LiNbO ₃) (LiTaO ₃)		$n_o^3 r_{22} \sqrt{E_\alpha^2 + E_\beta^2}$	$\frac{\sqrt{E_\alpha^2 + E_\beta^2} + E_\beta}{E_\alpha}$ \sim $-\frac{\sqrt{E_\alpha^2 + E_\beta^2} - E_\beta}{E_\alpha}$	E_α
32 (水晶)		$n_o^3 r_{11} \sqrt{E_\alpha^2 + E_\beta^2}$	$\frac{\sqrt{E_\alpha^2 + E_\beta^2} + E_\alpha}{E_\beta}$ \sim $-\frac{\sqrt{E_\alpha^2 + E_\beta^2} - E_\alpha}{E_\beta}$	E_β

⑧ r_{ij} : ホッケルス係数, ψ : 図2.14参照

表2.2 主なホッケルス素子の屈折率及び偏波特性



(a) の方式 (直線偏光入射)



(b) の方式 (円偏光入射)

P : Polarizer, A : Analyser
Q : Quarter wave plate, D : Pockels device

図2.15 電界測定の方法2における
偏光板、 $\frac{1}{4}$ 波長板の配置

光学系の文献によると、ポッケルス素子で光の変調を行う場合、図2.15(a)のような構成で実験を行なう。この装置構成は、2.1節で示したものと同一である。素子への入射光としては、素子内で許される2つの偏波方向、 α' 、 β' に対し、それぞれ45度となす向きに偏波した直線偏光を用いる。図2.15(a)において $\delta = 45$ 度に相当する。しかし、許される2つの偏波方向が印加電界の方向で変化すると、 $\delta = 45$ 度が保てなくなる。この時の入射光と出射光の強度比 I_o/I_i は、(2.13)式からはずれ、次式のようになる。

$$\frac{I_o}{I_i} = \sin^2 \delta \cos^2 \left(\delta - \frac{\pi}{4} \right) + \cos^2 \delta \sin^2 \left(\delta - \frac{\pi}{4} \right) + \frac{1}{2} \sin 2\delta \sin \Gamma \quad \text{---(2.20)}$$

$$\Gamma \propto (n_{\alpha'} - n_{\beta'})$$

知りたい電界の大きさに関する Γ だけでなく、 δ の関数にもなっている。従って、出力光の強度 I_o を測定しただけでは、電界の大きさを一義的に決定することはできない。ポッケルス素子に任意方向の電界が加わる場合に対して、図2.15(a)の方式には、おのずから限界があるといえる。

上述の問題点は、円偏光をポッケルス素子に入射し、素子からでてきた光を検光子に通すという方法で、解決できる。(図2.15(b)参照) 円偏光とは、直交する偏波成分の間の位相差が $\pi/2$ であるようなものを指す。(光偏波ベクトル先端の軌跡は円を描く。) 円偏光の場合には、直交するどの方向をとっても、偏波成分の絶対値は等しく、 $\pi/2$ の位相差が存在する。

円偏光がポッケルス素子に入射した時、素子内の偏波方向、 α' 、 β' 軸方向の偏波成分は、次式で表わせる。

$$e_{\alpha'} = a e^{j\omega t}$$

$$e_{\beta'} = a e^{j\frac{\pi}{2}} e^{j\omega t}$$

円偏光を用いるため、 α' 及び β' 軸方向成分の絶対値 a が等しくなる。図2.15(a)の方式では、直線偏光を用いるため、 α' 、 β' 軸に45度をなす直線偏光以外は、 α' 及び β' 軸方向成分の絶対値が等しくならない。そのため、(2.20)式の第1及び第2項が現われてしまう。

円偏光が入射し、その光がポッケルス素子をでる時点では、 α' 及び β' 軸方向の偏波成分 $e_{\alpha'}$ 、 $e_{\beta'}$ は、次式のようになっている。

$$e_{\alpha'} = a e^{j\omega t}$$

$$e_{\beta'} = a e^{j(\Gamma + \frac{\pi}{2})} e^{j\omega t}$$

($e_{\alpha'}$ 、 $e_{\beta'}$ に共通の位相は省略してある。)

Γ : ポッケルス素子中で生じた位相差

この光を、 α 軸方向を向いた検光子に入射する。検光子を通過した光の強度 I_o と入射光の強度 I_i の比は、

$$\frac{I_o}{I_i} = \frac{1}{2} (1 + \sin 2\psi \sin \Gamma) \quad \text{--- (2.21)}$$

ψ : α 軸と α' 軸のなす角度

(図2.14、図2.15(b)参照)

で表わすことができる。

ここで ψ 、 Γ について考えてみる。例えば、43mの結晶を取り上げてみる。表2.2を参照すると、

$$\Gamma \propto (n_{\alpha'} - n_{\beta'}) = \frac{n_o^3}{2} r_{41} E_{\beta} \sqrt{k^2 + 4} \quad \text{--- (2.22)}$$

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{2}{\sqrt{k^2 + 4} - k} \right) \quad \text{--- (2.23)}$$

$$k = \frac{E_{\alpha}}{E_{\beta}}$$

が得られる。

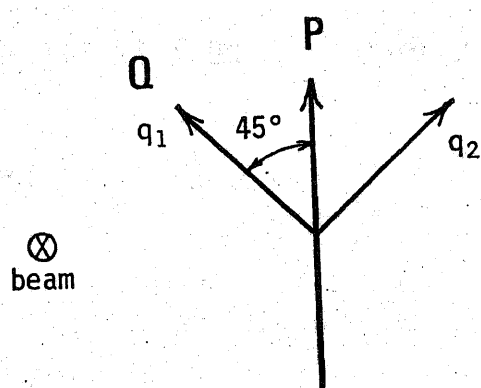


図2.16 円偏光のつくり方

ここで、 $\sin \Gamma \doteq \Gamma$,

$$\sin 2\psi = 2 \sin \psi \cos \psi ,$$

$$\sin \psi = \frac{\left(\frac{2}{\sqrt{k^2+4}-k}\right)}{\sqrt{1+\left(\frac{2}{\sqrt{k^2+4}-k}\right)^2}}$$

$$\cos \psi = \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{2}{\sqrt{k^2+4}-k}\right)^2}}$$

を用いることにより、次式を得る。

$$\sin 2\psi \sin \Gamma \doteq n_0^3 r_{41} E_\beta \quad \dots (2.24)$$

よって、 $\frac{I_o}{I_i} = \frac{1}{2} (1 + \zeta n_0^3 r_{41} E_\beta) \quad \dots (2.25)$
(ζ : 定数)

となり、 ψ に依存しなくなる。(2.25) 式の結果は、一般の場合にも証明できる。(付録 A 1.3 節参照)

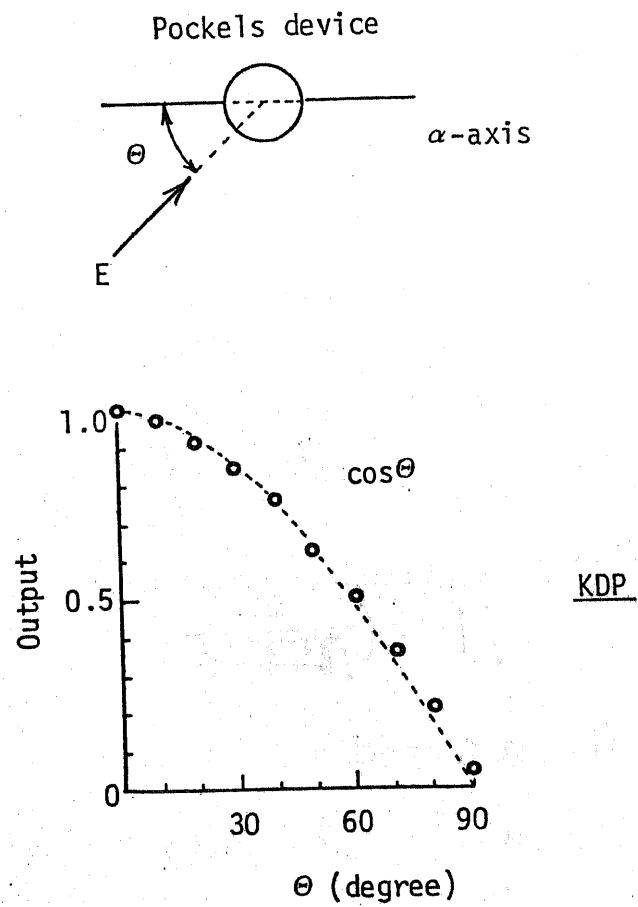
図 2.15(b) の方式を用いた時の、入射光と出射光の強度比 I_o/I_i は、一般に、

$$\frac{I_o}{I_i} = \frac{1}{2} (1 + \zeta n^3 r_p E') \quad \dots (2.26)$$

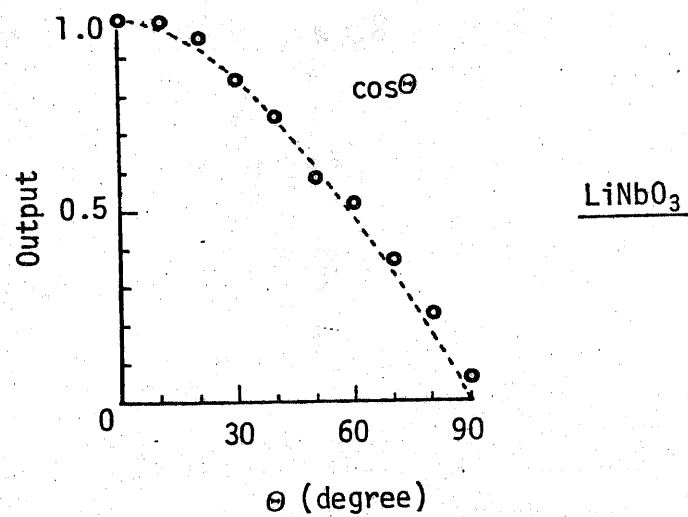
E' : 特定方向の電界成分, ζ : 定数

で表わせる。

以上の結果から、円偏光を入射する図 2.15(b) の方式により、ある特定方向の電界成分だけを選択的に測定できる。表 2.2 に測定できる電界方向を明記した。 α 軸、 β 軸は素子に固有の結晶軸であるから、素子の向きを変えることにより、測定したり電界方向を選択することができる。



(a) 直線偏光入射で、特定方向の電界成分が測定できる場合



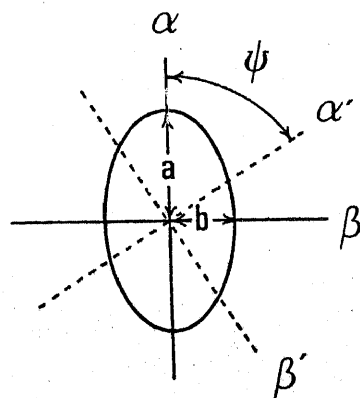
(b) 円偏光入射で、特定方向の電界成分が測定できる場合

図2.17 電界方向による光出力の変化

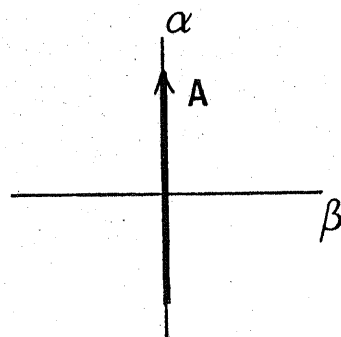
円偏光は、偏光板と $\frac{1}{4}$ 波長板を用いることによって、つくることができる。円偏光をつくる時の、偏光板の方向及び $\frac{1}{4}$ 波長板の主軸方向は、図2.16のようになる。(図2.16は前のページに掲載)

印加される電界の方向が変わっても、結晶内の偏波方向が変化しない場合は、ポッケルス素子に直線偏光を入射する図2.15(a)の方式で、特定方向の電界成分が測定できる。表2.2では、 $4 \times m$ の結晶(KDPやADP)がそれに該当する。このような場合、及び円偏光入射によって特定方向の電界成分が測定できる場合の両者について、印加電界の方向を変えながら、電界測定を行なった。印加電界の方向の変化は、平行平板電極をポッケルス素子に対し傾けることで行なった。その結果を図2.17に示す。素子が測定する電界の方向を $\theta = 0$ とし、 $\theta = 0$ の時の光出力で、すべての出力を規格化してある。印加電界の大きさは一定で、電界の印加方向だけが変化している。従って、特定方向($\theta = 0$ の方向)の電界成分が測定できるならば、 θ の変化に対し、 $\cos \theta$ で光出力は変わるはずである。測定結果を見ると、ほぼそのことが確認できる。

第3章以降の実験では、表2.2に基づき、素子の種類に応じて、図2.15の(a)の方式及び(b)の方式を使い分けた。なお、円偏光入射の(b)の方式を本研究で使用した時の、各素子ごとの検光子の向きは、図2.8で示した検光子の向きと同一である。



(a) Elliptically polarized light



(b) Orientation of analyser

A : analyser

図 2.18 入射楕円偏光と結晶内の偏波方向 α' , β' 及び、検光子の方向

2.4.2 楕円偏光入射による影響

直線偏光は比較的つくりやすいが、完全な円偏光は得にくい場合が多い。また、印加電界がないにもかかわらず、ポツケルス素子内を通過中に円偏光かきずれてくる場合も、観測された。そこで、これらの状況を、理想的な円偏光かきはずれた楕円偏光状態のものが、素子に入射したという状況に置き換えて考えてみたい。

楕円偏光においては、偏波ベクトル（2つの偏波成分を合成したもの）の先端は、楕円形を描く。楕円の主軸方向の偏波成分絶対値を a 及び b とする。（図2.18(a)参照）この楕円偏光が、ポツケルス素子に固有な軸 α , β 及び、素子内の偏波方向 α' , β' に対して、図2.18(a)で示したような偏光状態になって入射したとする。また、検光子の方向は、図2.18(b)のように仮定した。

この時、入射光強度 I_i と、検光子を通過して出てきた光の強度 I_o との比は、

$$\frac{I_o}{I_i} = \frac{1}{a^2 + b^2} \left\{ a^2 + \frac{1}{2}(a^2 - b^2) \sin^2 2\psi \cdot (\cos \Gamma - 1) + ab \sin 2\psi \sin \Gamma \right\} \quad \dots (2.27)$$

となる。円偏光（即ち $a = b$ の状態）入射ならば、(2.27)式の $\{ \}$ 内第2項が現れず、前節(2.21)式と一致する。 I_o/I_i の Γ に対する変化分 $\Delta(I_o/I_i)$ が、できるだけ Γ に比例して変化するのが望ましい。つまり、

$$\Delta \left(\frac{I_o}{I_i} \right) \propto \Gamma \quad \dots (2.28)$$

という線形関係が成立する方が望ましい。

そこで、(2.27)式において、 b^2/a^2 の値を変化させた時、(2.28)式で表わされた線形関係かきどの程度ずれてくるかを計算した。

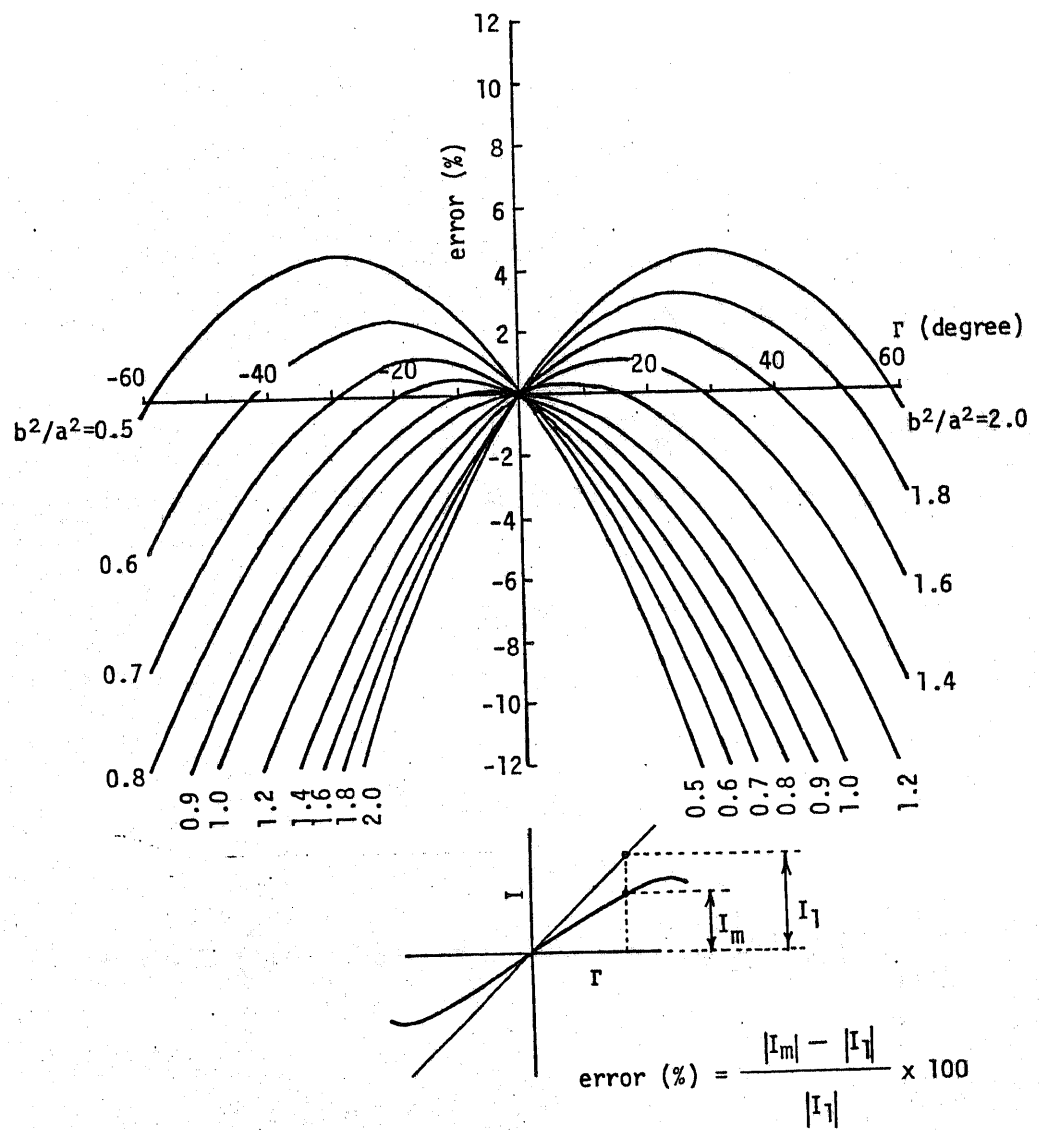


図2.19 楕円偏光入射時における光出力の線形性からのずれ

その結果を、図2.19に示す。 ψ は簡単のため $\pi/4$ にした。 a^2 及び b^2 という値は、ポッケルス素子に電界を印加しないうちに、検光子をそれぞれ、 α 軸及び β 軸方向に向けると、観測される光の強度である。従って、測定可能な値である。

本研究で用いた素子においては、 25 kV/cm 程度の外部印加電界に対し、 Γ は $10 \sim 20$ 度変化する。 $\Gamma = 0 \sim 20$ 度の範囲において、線形性のずれが、3%以内にはいるのは、 $b^2/a^2 = 0.9 \sim 1.8$ である。また、 $\Gamma = -20 \sim 0$ 度の範囲において、線形性のずれが、3%以内にはいるのは、 $b^2/a^2 = 0.6 \sim 1.1$ である。従って、 Γ が -20 から $+20$ 度の間で変化する時に、光出力を Γ に対してほぼ線形的に変化させるには、 b^2/a^2 の値を 0.9 から 1.1 にしなければならぬ。ただし、 Γ が正なりし負のみで変化する、言い換えると、単極性の電界しか存在しない場合には、許容される b^2/a^2 の範囲は、かなり広くなる。

Γ が正の方向だけに変化する場合に、 b^2/a^2 が 0.9 より小さいと線形性はよくない。このような時には、検光子の方向を 90 度回転する、つまり、 α 軸方向を向いていた検光子を β 軸方向に向けなおすと、線形性は改善される。改善後の線形性のずれは、 b^2/a^2 の逆数で示されるところを見ればよい。例えば、初め $b^2/a^2 = 0.5$ なら、 0.5 の逆数である 2.0 を用い、図2.19上の $b^2/a^2 = 2.0$ で示される曲線で検討すればよい。ただし、改善の前後で、光出力の振幅の極性は逆転する。

第3章 コロナ放電空間の電界測定

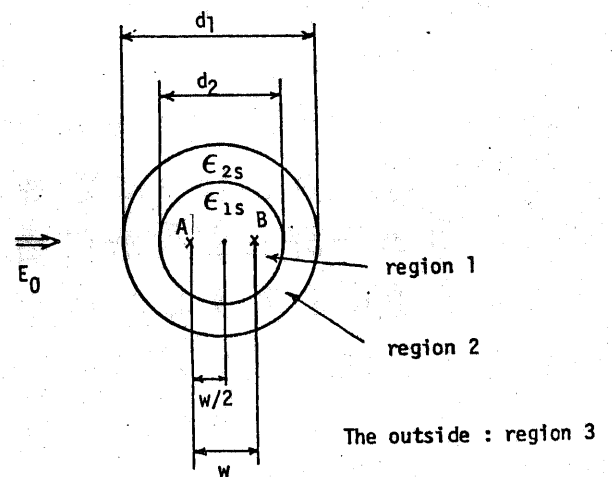
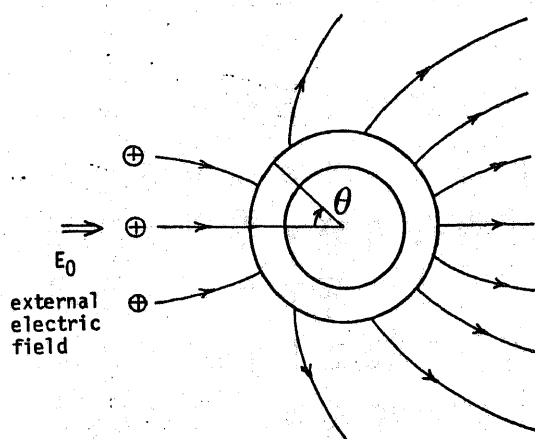
3.1 ポツケルス素子に電荷が付着した場合における測定電界の補正

空間電荷がない状態の電界、すなわち静電界は、ポツケルス素子を第2章に述べた方法で用いれば、容易に測定できる。

それに対し、ポツケルス素子を空間電荷が存在する場に挿入すると、素子に電荷が付着することが考えられる。その結果、素子に付着した電荷によってつくられる電界が、外部電界に重畳した形で測定される。従って、測定した電界から、付着電荷による電界の影響を除去し、真の測定点における電界を求める必要がある。

球なりし、円柱形の誘電体が、均一な電界中に置かれると、誘電体内部では、どの点も等しい電界になる。その状態で、誘電体表面の一部に電荷が付着すると、誘電体内部の電界は場所によって違いを示すようになる。この誘電体内部で生ずる電界の相違を測定し、これによって、測定電界を補正して真の空間電界を得ようとするのが、本研究の基本的な考え方である。放電している空間全体が、均一な電界であるとはいえないが、ポツケルス素子は比較的小さいので、素子周辺に限れば、近似的に外部電界の均一性が保たれていると、仮定できるであろう。

3.1.1 節では、まず誘電体への空間電荷の付着過程について検討してゐる。次に、3.1.2 節では、3.1.1 節の結果を利用した、測定電界の補正法を示す。最後に、3.1.3 節において、実際に素子に付着した電荷が、どのような影響を与えているかを検



Cross section of cylinder is depicted.

図3.1 2層構造をもつ円柱形のポッケルス素子

討する。

3.1.1 誘電体 ϵ の電荷付着過程

誘電体表面に付着する電荷の様子が把握できれば、付着電荷が誘電体内部につくる電界を評価することが可能になる。そこで、誘電体 ϵ の電荷付着過程を調べてみることにする。

誘電体 ϵ の電荷付着に関する理論的な解析は、最近、増田、鷺津両氏によってなされた⁽³¹⁾。増田氏らが解析に当たって設定した仮定は、従来のものに比べきわめて合理的であると考えられる。その仮定は、次の通りである。

- (i) 誘電体は、均一な電界中におかれており、その空間には、単一極性の空間電荷が存在している。
- (ii) 誘電体 ϵ の電荷の付着は、電荷が電気力線に沿ってドリフト運動することによって生じる。
- (iii) 誘電体表面の抵抗率は十分大きく、誘電体表面での電荷移動は生じない。

本論文では、増田氏らが研究した、誘電体 ϵ の電荷付着過程の解析手法を利用することにした。増田氏らは、誘電体球において解析を行なっている。ここでは、まず初めに、図3.1に示した、2層の誘電体からなる無限長の円柱に、彼らの解析手法を適用してみる。図3.1に示した円柱形は、本研究で使用したポッケルス素子及びそのホルダーの形状(第2章、図2.8参照)の第一近似とみなせる。

文献(31)によれば、誘電体 ϵ の電荷付着過程は、次の順序で解析が進められている。

- ① 問題の定式化
- ② 各種変数の規格化
- ③ 級数展開による解法
- ④ 最終的に計算機で解くべき方程式の作製

この順序にならうって、説明を行なう。数式の表記法は、文献(31)にできるだけ、一致するようにした。

本論文で仮定した円柱表面においては、次式で与えられる電荷連続の式が成立する。

$$\frac{\partial \sigma(\theta, t)}{\partial t} = -\rho \kappa F(\theta) E_r(\theta) \quad \dots (3.1)$$

$$F(\theta) = \begin{cases} 0 & \text{for } \theta \text{ where } E_r(\theta) > 0 \\ 1 & \text{for } \theta \text{ where } E_r(\theta) \leq 0 \end{cases} \quad \dots (3.2)$$

ところで、 θ : 図3.1に示した角度

$\sigma(\theta, t)$: 円柱単位長さ当たりの表面電荷密度

ρ : 空間電荷の密度

κ : イオンの移動度

$E_r(\theta)$: 円柱表面にかける外部電界の法線成分

である。上記の式は、電気力線が円柱にはいる所だけに、電荷が蓄積していくことを示している。

次のような、変数の規格化が行なわれる。ただし、添字 n は、規格化された表現であることを示す。

$$\text{距離 } r \text{ について: } r = (d_2/2) r_n \quad \dots (3.3) \textcircled{a}$$

$$\text{時間 } t \text{ について: } t = (2\pi\epsilon_0 / \kappa \rho) t_n \quad \dots (3.3) \textcircled{b}$$

$$\text{円柱単位長さ当たりの電荷量 } Q \text{ について: } Q = (\pi\epsilon_0 d_2 \rho E_0) Q_n \quad \dots (3.3) \textcircled{c}$$

$$\text{円柱単位長さ当たりの電荷密度 } \sigma \text{ について: } \sigma = (2\pi\epsilon_0 \rho E_0) \sigma_n \quad \dots (3.3) \textcircled{d}$$

$$\text{電界 } E_r \text{ について: } E_r = (\rho E_0) E_{rn} \quad \dots (3.3) \textcircled{e}$$

ただし、
$$P = \frac{2 E_{25} \{ E_{15} + E_{25} + (E_{15} - E_{25}) k^2 \}}{(E_{15} + E_{25})(E_{25} + 1) + (E_{15} - E_{25})(E_{25} - 1) k^2},$$

$$k = d_1 / d_2,$$

E_{15} 及び E_{25} は、それぞれ図 3.1 に示した領域 1 及び領域 2 における比誘電率である。また、 E_0 は外部電界である。

(3.3) 式を (3.1) 式に代入することにより、規格化された表現をもつ、電荷連続の式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma(\theta, t_n)}{\partial t_n} &= -F(\theta) E_{rn}(\theta) \\ &= -F(\theta) \{ E_{\text{ext}}(\theta) + E_s(\sigma_n, \theta) \} \quad \dots (3.4) \end{aligned}$$

ただし、 $E_{\text{ext}}(\theta)$: 外部電界によって生じる電界の法線成分(規格値)
 $E_s(\sigma_n, \theta)$: 円柱表面に付着した電荷によって生じる電界の法線成分(規格値)

である。

次に、 σ_n , E_s , E_{ext} を級数展開する。無限長円柱を対象としているので、2次元問題として扱え、更に、設定した問題の対称性を考慮すると、次のように級数展開できる。

$$\sigma_n(\theta, t_n) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m(t_n) \cos m\theta \quad \dots (3.5)$$

$$E_s(\theta, \sigma_n) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m(t_n) \cos m\theta \quad \dots (3.6)$$

$$E_{\text{ext}}(\theta) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m(t_n) \cos m\theta \quad \dots (3.7)$$

A_m, B_m, C_m : 級数展開の係数

ここで、 $E_{\text{ext}}(\theta)$ は、解析的に解ける。即ち、

$$E_{\text{ext}}(\theta) = -\cos \theta \quad \dots (3.8)$$

となる。

領域1と領域2(図3.1参照)の境界及び、領域2と領域3の境界における、電位の連続性と電束の法線成分の連続性を考慮することにより、(3.4)式は、(3.5)～(3.7)式の展開係数を要素にもつ、マトリックス表示の方程式に変換される。

$$\frac{\partial A(t_n)}{\partial t_n} = -K(t_n) [C + B(t_n)]$$

$$= -K(t_n) [C + D \cdot A(t_n)] \quad \dots (3.9)$$

$$A = \begin{bmatrix} A_0 \\ A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad \dots (3.10), \quad B = \begin{bmatrix} B_0 \\ B_1 \\ B_2 \\ B_3 \\ \vdots \end{bmatrix}, \quad C = \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad \dots (3.11)$$

$$K = \begin{bmatrix} & & & \\ & & & \\ \cdots & & K_{ij} & \\ & & & \end{bmatrix} \quad \left\{ \begin{array}{l} K_{00} = \frac{\theta_0}{\pi} \\ K_{0j} = \frac{\sin j \theta_0}{j \pi} \\ K_{li} = \frac{\sin 2l \theta_0}{2l \theta_0} + \frac{\theta_0}{\pi} \\ K_{ij} = \frac{\sin (i+j) \theta_0}{(i+j) \pi} + \frac{\sin (i-j) \theta_0}{(i-j) \pi} \quad (i \neq j) \end{array} \right.$$

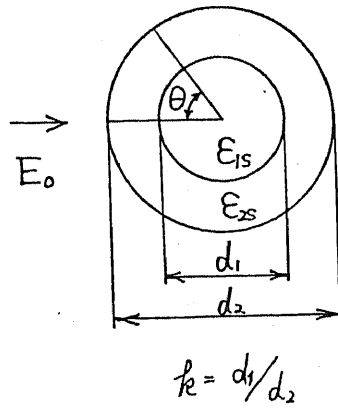
θ_0 は $E_r(\theta) = 0$ になる θ の値を示す。

... (3.12)

$$D = \begin{bmatrix} & & & 0 \\ & & & \\ \cdots & & D_{mm} & \\ & & & \\ 0 & & & \end{bmatrix} \quad \left\{ \begin{array}{l} D_{00} = 2\pi \\ D_{mm} = 2\pi \frac{(\epsilon_{1s} + \epsilon_{2s}) - (\epsilon_{1s} - \epsilon_{2s}) k^{2m}}{(\epsilon_{1s} + \epsilon_{2s})(\epsilon_{2s} + 1) + (\epsilon_{2s} - 1)(\epsilon_{1s} - \epsilon_{2s}) k^{2m}} \quad (m \neq 0) \\ k = d_1 / d_2 \end{array} \right.$$

... (3.13)

球又は円柱の断面



$$k = d_1/d_2$$

単層の場合は ϵ_{1s} のみ
($d_1 = d_2$)

解くべき微分方程式

$$\dot{A}(t_n) = -K(t_n) [C + D A(t_n)]$$

$$A = \begin{bmatrix} A_0 \\ A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ \vdots \end{bmatrix}, C = \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix}, K = \begin{bmatrix} \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & K_{ij} & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix}, D = \begin{bmatrix} \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & D_{mm} & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix}$$

	球誘電体		円柱誘電体	
	単層	2層	単層	2層
電荷密度 の 級数展開	$\sigma_n(\theta, t_n) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m(t_n) P_m(\cos \theta)$ $P_m(\cos \theta) : \text{ルジャンドル級数}$		$\sigma_n(\theta, t_n) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m(t_n) \cos m\theta$	
変数 の 規格化	$r = \left(\frac{d_2}{2}\right) r_n$ $t = (4\pi\epsilon_0 / \rho\kappa) t_n$ $Q = \pi\epsilon_0 d_2^2 \rho E$		$r = \left(\frac{d_2}{2}\right) r_n$ $t = (2\pi\epsilon_0 / \kappa\rho) t_n$ $Q = \pi\epsilon_0 d_2 \rho E$	
P の 値	$\frac{3\epsilon_{1s}}{\epsilon_{1s} + 2}$	$\frac{(\epsilon_{1s} + 2\epsilon_{2s}) \{3\epsilon_{2s} + 2(\epsilon_{1s} - \epsilon_{2s})k^3\}}{(\epsilon_{1s} + 2\epsilon_{2s})(\epsilon_{2s} + 2) + 2(\epsilon_{1s} - 1)(\epsilon_{1s} - \epsilon_{2s})k^3}$	$\frac{2\epsilon_{1s}}{\epsilon_{1s} + 1}$	$\frac{2\epsilon_{2s} \{\epsilon_{1s} + \epsilon_{2s} + (\epsilon_{1s} - \epsilon_{2s})k^2\}}{(\epsilon_{1s} + \epsilon_{2s})(\epsilon_{2s} + 1) + (\epsilon_{1s} - \epsilon_{2s})(\epsilon_{2s} - 1)k^2}$
K_{ij} の 値	$K_{ij} = \frac{2i+1}{2} \int_x^1 P_i(x) P_j(x) dx$ $x = \cos \theta_0$ $\theta_0 : E_r(\theta) \text{ が } 0 \text{ になる } \theta \text{ の値}$		(3.12) 式	
D_{mm} の 値	$\frac{4\pi(m+1)}{m\epsilon_{1s} + m + 1}$	$\frac{4\pi(m+1) \{m(\epsilon_{1s} + \epsilon_{2s}) + \epsilon_{2s} - m(\epsilon_{1s} - \epsilon_{2s})k^{2m+1}\}}{\{m(\epsilon_{1s} + \epsilon_{2s}) + \epsilon_{2s}\} \{m\epsilon_{2s} + m + 1\} + m(m+1)(\epsilon_{1s} - 1)(\epsilon_{1s} - \epsilon_{2s})k^{2m+1}}$	$\frac{m=0}{2\pi}$ $\frac{m \neq 0}{2\pi}$ $\frac{2\pi}{\epsilon_{1s} + 1}$	(3.13) 式

円柱表面の単位長さ当りに付着する総電荷量 Q_n (規格化された値) は、次式で与えられる。

$$Q_n = \int_{-\pi}^{\pi} \sigma_n d\theta = 2 \int_0^{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} A_m(t_n) \cos m\theta d\theta = 2\pi A_0 \quad \dots(3.14)$$

(3.9) 式を解くことにより、円柱上の電荷付着の様子を知ることが出来る。

以上の所では、2層構造をもつ円柱誘電体に関して説明をしてきた。実際のポッケルス素子を見ると、2層構造をもつ誘電体球のほうが、より良い近似になる場合もあるかもしれない。そこで、円柱及び球形誘電体について、単層の場合、2層の場合を含め、電荷付着の解析に必要な式を導出した。その結果を、表3.1にまとめておく。いずれも、解くべき式の形は、(3.9)式と同じで、単に係数が異なるだけである。

← 表3.1 球及び円柱形誘電体に付着する空間電荷の解析

3.1.2 測定電界の補正法

2層構造をもつ円柱形ポッケルス素子を用いた場合について、前節の電荷付着過程を仮定した、測定電界の補正法を示す。

3.1.2.1 電界方向が既知の場合

外部電界が、図3.1に示した $\theta = 0$ の方向から加わったとする。図3.1中に図示した、2点A及びBにおける電界を E_A, E_B とする。A点とB点は、円柱の軸に対して対称な位置にある。 E_A, E_B の測定は、ポッケルス素子のA、B2点にレーザ光を通過させることにより、行なう。

E_A, E_B は、前節で解析した電荷付着過程では、次のように表わせる。

$$E_A = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4\pi \epsilon_{25}}{(\epsilon_{15} + \epsilon_{25})(\epsilon_{25} + 1) + (\epsilon_{15} - \epsilon_{25})(\epsilon_{25} - 1)k^{2m}} P E_0 A_m \left(\frac{w}{2}\right)^{m-1} \quad \dots (3.15)$$

$$E_B = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4\pi \epsilon_{25}}{(\epsilon_{15} + \epsilon_{25})(\epsilon_{25} + 1) + (\epsilon_{15} - \epsilon_{25})(\epsilon_{25} - 1)k^{2m}} P E_0 A_m \left(\frac{w}{2}\right)^{m-1} \cos(m\pi) \quad \dots (3.16)$$

A_m : (3.5)式の展開係数

k, P, E_0 : (3.3)式参照

w : A点とB点間の距離

電界の補正は、 E_A 及び E_B と、(3.14)式でもとめた Q_n の間に成立つ関係を用いてなされる。ポッケルス素子内の電界 E_A, E_B は、2つの電界成分に分けて考えることができる。その一つは、外部電界だけに依存する成分であり、他の一つは、素子に付着した電荷によって生じる電界の成分である。このことから、

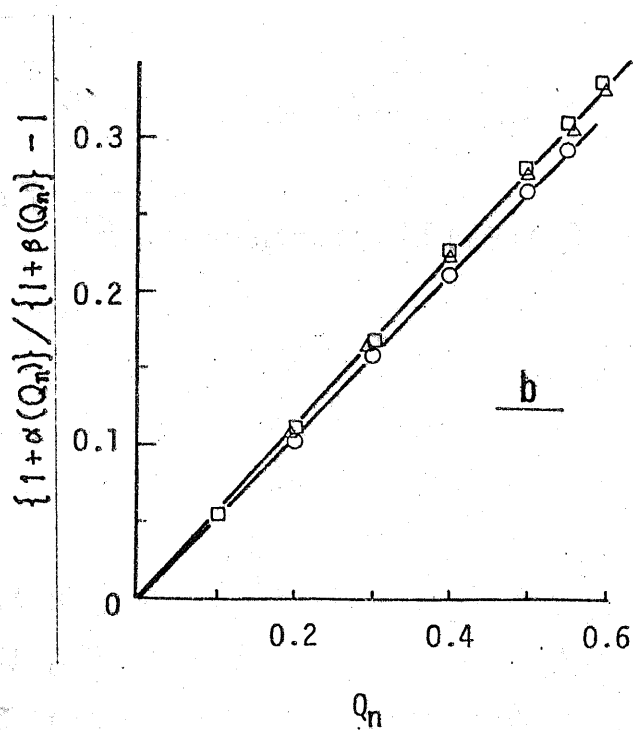
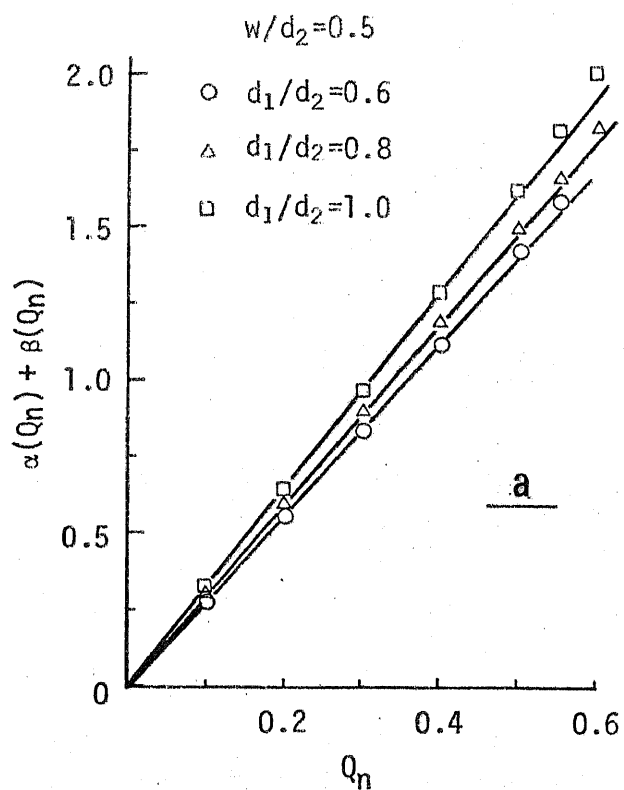


図 3.2 $\alpha(Q_n) + \beta(Q_n)$ 及び $\{1 + \alpha(Q_n)\} / \{1 + \beta(Q_n)\} - 1$ と Q_n との関係

E_A, E_B は次のように書くことができる。

$$E_A = E'_0 \{ 1 + \alpha(Q_n) \} \quad \dots (3.17)$$

$$E_B = E'_0 \{ 1 + \beta(Q_n) \} \quad \dots (3.18)$$

ところで、 E'_0 は、

$$E'_0 = \frac{4E_{zs}}{(E_{is} + E_{zs})(E_{zs} + 1) + (E_{is} - E_{zs})(E_{zs} - 1)k^2} E_0 \quad \dots (3.19)$$

であり、外部電界 E_0 によつて、素子内に生じる電界を表わしている。また、 $\alpha(Q_n)$ 及び $\beta(Q_n)$ は、素子に付着した電荷によつて生じる電界の、 E'_0 に対する割合を示している。

$\alpha(Q_n)$ 及び $\beta(Q_n)$ は、前節 (3.9) 式を解くことによつて得ることが出来る。(3.9) 式を、 $A(t_n=0)=0$ の初期条件のもとで、計算機を用い解いた。

まず、 $E_{is}=20$ 、 $E_{zs}=3$ の場合に限つて話を進めることにする。

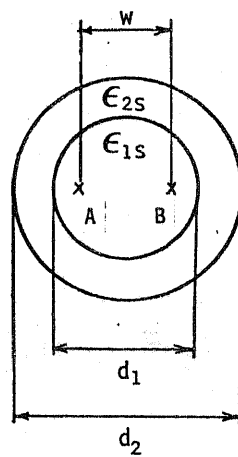
$\alpha(Q_n) + \beta(Q_n)$ 及び $\{1 + \alpha(Q_n)\} / \{1 + \beta(Q_n)\} - 1$ の値が、 Q_n とどのような関係にあるかを示したものが、図 3.2 である。2 つの値は、 $Q_n = 0.5$ 以下では、 Q_n と線形関係にあることが、図 3.2 よりわかる。このような線形性は、図 3.2 で示した以外の、 w 、 E_{is} 、 E_{zs} でも確認された。従つて、次式の関係が成立する。

$$\alpha(Q_n) + \beta(Q_n) = k_{c1} Q_n \quad \dots (3.20)$$

$$\{1 + \alpha(Q_n)\} / \{1 + \beta(Q_n)\} - 1 = k_{c2} Q_n \quad \dots (3.21)$$

k_{c1} 、 k_{c2} : 定数

(3.17)、(3.18)、(3.20) 及び (3.21) 式を組み合わせたことにより、外部電界 E_0 は、次式で表わせるようになる。



$$\epsilon_{1s} = 20$$

$$\epsilon_{2s} = 3$$

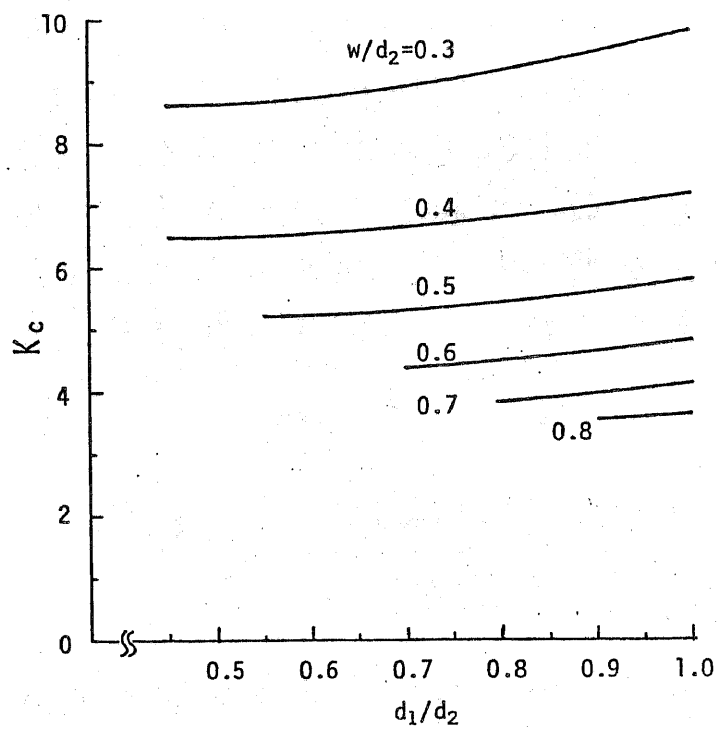


図3.3 電界補正係数 K_c の値

$$E_0 = P' \frac{E_A + E_B}{K_c (E_A/E_B - 1) + 2} \quad \text{--- (3.22)}$$

$$\text{ここで } P' = \frac{(E_{15} + E_{25})(E_{25} + 1) + (E_{15} - E_{25})(E_{25} - 1)k^2}{4E_{25}}$$

$$K_c = k_{c1}/k_{c2}$$

である。

K_c の値がわかれば、 E_A 、 E_B から、外部電界 E_0 をとめることができる。実際にポッケルス素子を用いて、電界を測定する場合には、空間電荷がない状態で既知の電界を印加し、印加電界と受光部出力の較正を行なう。較正曲線を使って得た A 点や B 点の電界値は、ちょうど $P'E_A$ 、 $P'E_B$ に相当する。従って、 P' を事前にもとめておく必要はなく、較正曲線から得た A 点及び B 点の電界を E'_A 、 E'_B とすれば、次式によって E_0 をとめることができる。

$$E_0 = \frac{E'_A + E'_B}{K_c (E'_A/E'_B - 1) + 2} \quad \text{--- (3.23)}$$

K_c の値を、電界補正係数と呼ぶことにする。 K_c の値をまとめると、図 3.3 になる。電界補正係数 K_c は、 E_{15} (ポッケルス結晶の比誘電率に対応する) を 8 から 100 まで、また E_{25} (ホルター部の比誘電率に対応する) を 3 から 6 まで変化させても、最大 6% 程度しか変化しない。従って、図 3.3 で示した、 K_c の値を一般の場合に適用しても、その時に現われる誤差は、小さいと見なせる。

K_c の値は、 $d_1/d_2 (=k)$ の値にそれ程大きく依存しないので、 d_1/d_2 の値が正確にともまない場合でも、電界の補正は十分行なえる。例えば、実際のポッケルス結晶においては、必ずしも

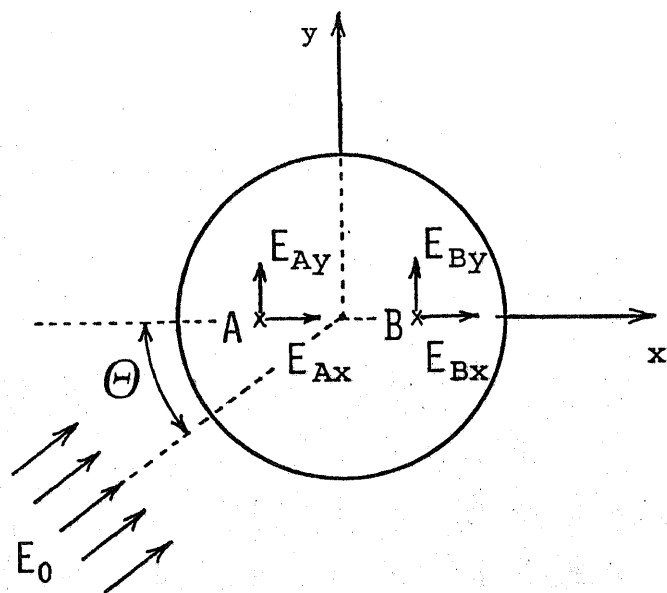


図3.4 任意方向から電界が加わる
場合の電界の補正

円柱形に加工することができず、等価的な d_1/d_2 を定義する必要に迫られる場合がある。このような場合でも、 d_1/d_2 の値の取り方によって、 K_c は大きく変わるないので、 d_1/d_2 値の決定に、過度に注意を払う必要はないだろう。

以上の測定電界の補正は、外部電界 E_0 がステップ状に加わった状態での、誘電体への電荷付着過程をもとになされている。そこで、時間の原点から t_m まで直線的に電界が上昇し、 t_m で E_0 に到達し、 t_m 以後 E_0 を保つような状況を設定してみた。その時、 K_c の値がどの程度変化するかを検討した。空気中のイオン（移動度 $\mu = 1 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$ ）を対象にすると、電荷密度 ρ が 10^9 個/cm^3 では、 $t_m = 3500 \mu\text{s}$ で約 3%、 $t_m = 7000 \mu\text{sec}$ で約 5%、 $\rho = 10^{10} \text{ 個/cm}^3$ では、 $t_m = 350 \mu\text{s}$ で約 3%、 $t_m = 700 \mu\text{sec}$ で約 5%、それぞれ、 K_c の値が図 3.3 の値より減少することかわかった。ここで用いた電荷密度の値は、コロナ放電をしているギャップにおいて予想される値である。⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾ ただし、ストリーマ内部では、1~2 桁更に高い密度も予想される。 $10^9 \sim 10^{10} \text{ 個/cm}^3$ 程度の電荷密度領域であれば、開閉インパルス状電界（ t_m が $200 \mu\text{s}$ 程度に相当）が印加された場合でも、図 3.3 に示した K_c の値が十分利用できる。

3.1.2.2 電界方向が未知の場合

ポッケルス素子内の電界測定点 A, B に対し、外部電界が、図 3.4 に示すような方向から加わったことを考える。素子への電荷付着過程は、3.1.1 節 (3.9) 式を解くことにより、知ることができる。この点は、前節と変わるところはない。ただ、外部電界方向と、素子内の電界測定位置の関係が、前節と異なる

$$d_1/d_2 = 0.8$$

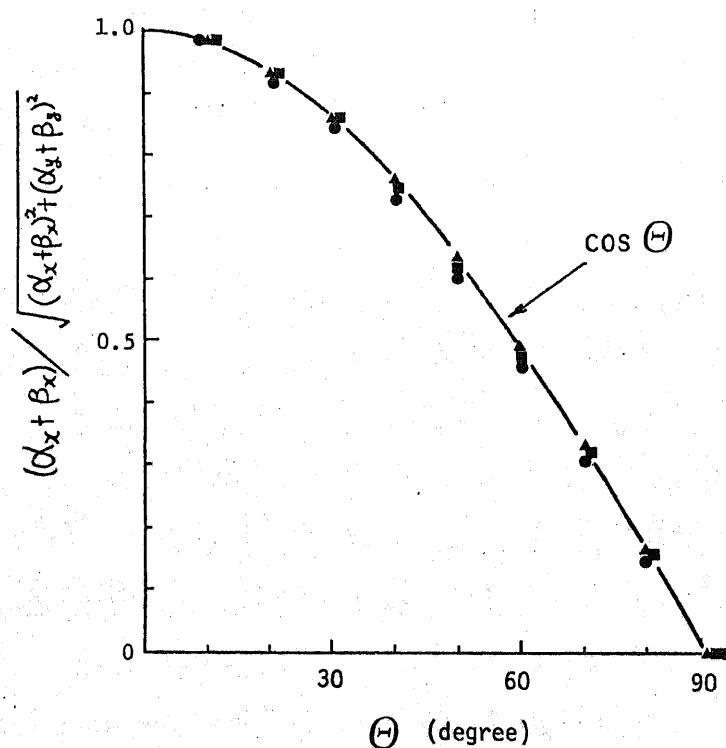
$$w/d_2 = 0.3$$

$$\epsilon_{1S} = 20, \epsilon_{2S} = 3$$

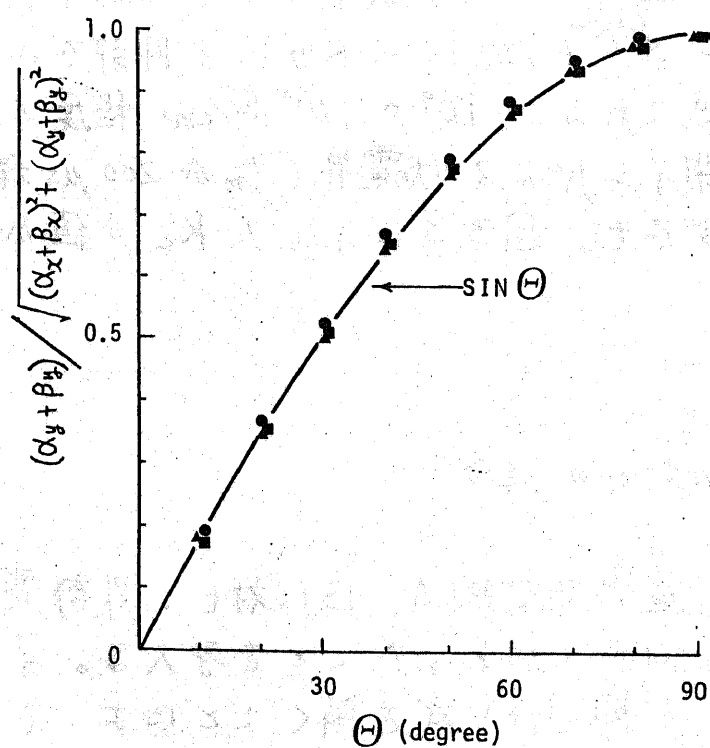
$$\blacktriangle Q_n = 0.2$$

$$\blacksquare Q_n = 0.4$$

$$\bullet Q_n = 0.6$$



a



b

図3.5

$$\frac{\alpha_x + \beta_x}{\sqrt{(\alpha_x + \beta_x)^2 + (\alpha_y + \beta_y)^2}} \text{ 及び } \frac{\alpha_y + \beta_y}{\sqrt{(\alpha_x + \beta_x)^2 + (\alpha_y + \beta_y)^2}} \text{ と } \theta \text{ の関係}$$

だけである。A点における、x軸及びy軸方向の電界成分 E_{Ax} , E_{Ay} (図3.4 参照) と、B点における、x軸及びy軸方向の電界成分 E_{Bx} , E_{By} から、 E_0 及び電界の方向 θ を、以下のようにしてもとめることができる。

E_{Ax} , E_{Ay} , E_{Bx} , E_{By} を、(3.17)式、(3.18)式と同様に、2つの成分に分けて示すと、次式になる。

$$E_{Ax} = E_0' \{ \cos \theta + \alpha_x(Q_n) \} \quad \cdots (3.24)$$

$$E_{Ay} = E_0' \{ \sin \theta + \alpha_y(Q_n) \} \quad \cdots (3.25)$$

$$E_{Bx} = E_0' \{ \cos \theta + \beta_x(Q_n) \} \quad \cdots (3.26)$$

$$E_{By} = E_0' \{ \sin \theta + \beta_y(Q_n) \} \quad \cdots (3.27)$$

$\alpha(Q_n)$, $\beta(Q_n)$ の持つ意味は、(3.17)式、(3.18)式のところで述べたものと同じであり、ただ、x軸ないしy軸方向成分であることを示すために、x, y の添字をつけた。式が煩雑になるのを避けるため、 $\alpha_x(Q_n)$ を α_x , $\alpha_y(Q_n)$ を α_y , $\beta_x(Q_n)$ を β_x , $\beta_y(Q_n)$ を β_y と略記する。

$\frac{\alpha_x + \beta_x}{\sqrt{(\alpha_x + \beta_x)^2 + (\alpha_y + \beta_y)^2}}$ 及び $\frac{\alpha_y + \beta_y}{\sqrt{(\alpha_x + \beta_x)^2 + (\alpha_y + \beta_y)^2}}$ と θ の関係を調べると、

それぞれ、ほぼ $\cos \theta$, 及び $\sin \theta$ で変化することがわかた。結果の一例を図3.5に示す。よって、

$$\frac{\alpha_x + \beta_x}{\sqrt{(\alpha_x + \beta_x)^2 + (\alpha_y + \beta_y)^2}} = \cos \theta \quad \cdots (3.28)$$

$$\frac{\alpha_y + \beta_y}{\sqrt{(\alpha_x + \beta_x)^2 + (\alpha_y + \beta_y)^2}} = \sin \theta \quad \cdots (3.29)$$

という近似ができる。

一方、(3.24) ~ (3.27)式より、次式が成立する。

$$\frac{E_{Ay} + E_{By}}{E_{Ax} + E_{Bx}} = \frac{2 \sin \theta + \alpha_y + \beta_y}{2 \cos \theta + \alpha_x + \beta_x} \quad \dots (3.30)$$

従って、(3.28)、(3.29)式の関係と、(3.30)式に代入することにより、

$$\frac{E_{Ay} + E_{By}}{E_{Ax} + E_{Bx}} = \tan \theta \quad \dots (3.31)$$

が得られる。つまり、A、B两点における電界の、x成分とうしの和と、y成分とうしの和の、比をとることにより、 θ をもとめることが出来る。

$$\text{次に、} \frac{\alpha_x + \beta_x}{\cos \theta}, \frac{\alpha_y + \beta_y}{\sin \theta}, \left(\frac{\cos \theta + \alpha_x}{\cos \theta + \beta_x} - 1 \right), \left(\frac{\sin \theta + \alpha_y}{\sin \theta + \beta_y} - 1 \right)$$

と Q_n の関係を調べた。その結果、これらの値は、前節、図3.2に示したものと同程度に、 Q_n と線形関係にあることが確認された。従って、(3.20)式、(3.21)式と同様に、次式が成立する。

$$\frac{\alpha_x + \beta_x}{\cos \theta} = k_{c1}^x Q_n \quad \dots (3.32)$$

$$\frac{\alpha_y + \beta_y}{\sin \theta} = k_{c1}^y Q_n \quad \dots (3.33)$$

$$\left(\frac{\cos \theta + \alpha_x}{\cos \theta + \beta_x} - 1 \right) = k_{c2}^x Q_n \quad \dots (3.34)$$

$$\left(\frac{\sin \theta + \alpha_y}{\sin \theta + \beta_y} - 1 \right) = k_{c2}^y Q_n \quad \dots (3.35)$$

$k_{c1}^x, k_{c1}^y, k_{c2}^x, k_{c2}^y$ は定数

前節と同様、受光部出力と印加電界の校正曲線から求めた電界を、 $E_{Ax}, E_{Ay}, E_{Bx}, E_{By}$ にダッシュをつけた、 $E'_{Ax}, E'_{Ay}, E'_{Bx}, E'_{By}$

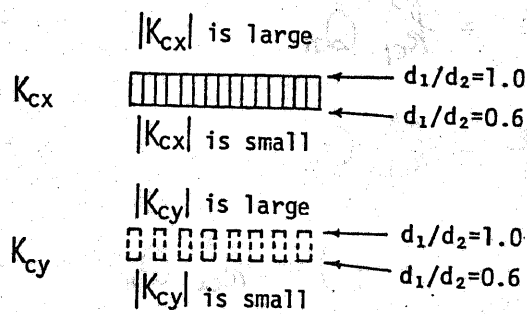
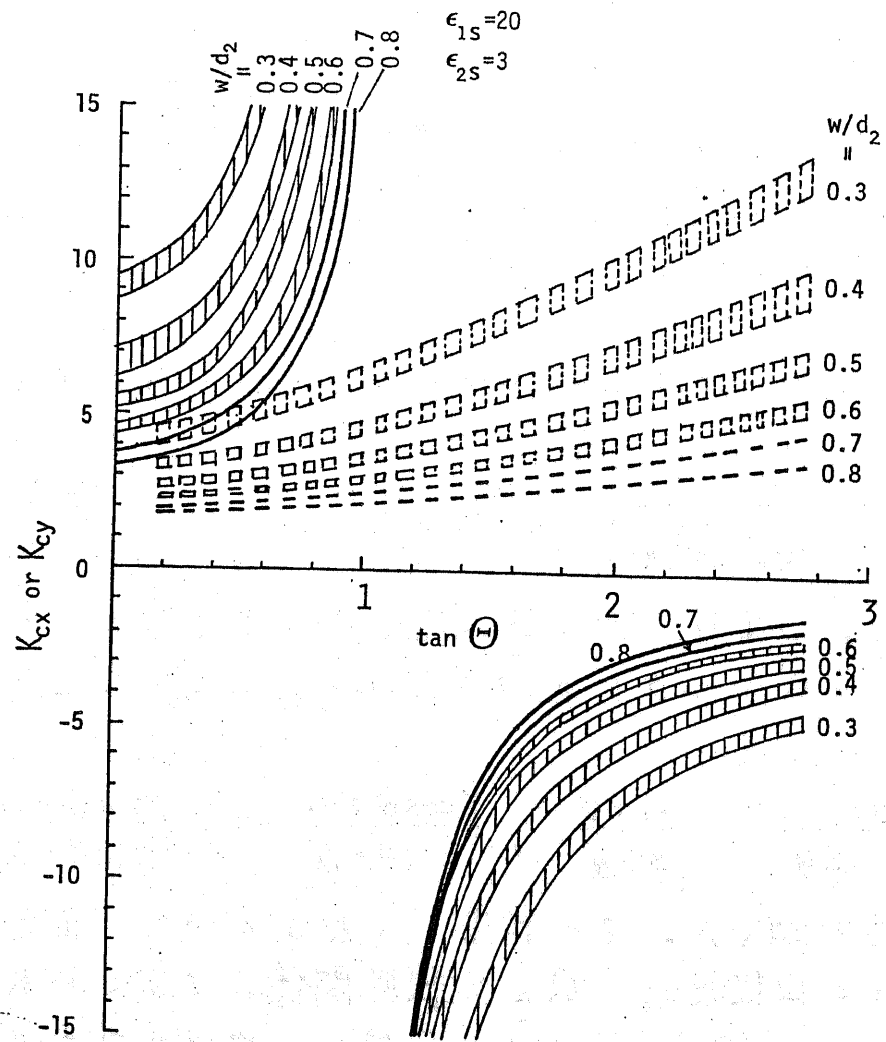


図3.6 電界補正係数 K_{cx} , K_{cy} の値

で示すことにする。(3.24) ~ (3.27) 式及び (3.32) ~ (3.35) 式を組み合わせることにより、最終的に次式が得られる。

$$E_0 \cos \theta = \frac{E'_{Ax} + E'_{Bx}}{K_{cx} (E'_{Ax}/E'_{Bx} - 1) + 2} \quad \dots (3.36)$$

$$E_0 \sin \theta = \frac{E'_{Ay} + E'_{By}}{K_{cy} (E'_{Ay}/E'_{By} - 1) + 2} \quad \dots (3.37)$$

ただし $K_{cx} = \frac{p_{c1}^x}{p_{c2}^x}$, $K_{cy} = \frac{p_{c1}^y}{p_{c2}^y}$ である。

また、(3.31) 式の E_{Ax} 等を、 E'_{Ax} 等に変換して、

$$\frac{E'_{Ay} + E'_{By}}{E'_{Ax} + E'_{Bx}} = \tan \theta \quad \dots (3.38)$$

が得られる。

(3.36) 式、(3.37) 式から外部電界 E_0 の x 軸方向成分 $E_0 \cos \theta$, y 軸方向成分 $E_0 \sin \theta$ がもとめられる。ここで、 K_{cx} , K_{cy} の値を示すと、図 3.6 になる。図 3.6 を見てわかるように、 K_{cx} , K_{cy} は、 $\tan \theta$ の関数になっている。従って、まず (3.38) 式で $\tan \theta$ をもとめ、その $\tan \theta$ の値に相当する K_{cx} , K_{cy} を探し、(3.36)、(3.37) 式の補正を行なうことになる。

θ の値は $\tan \theta$ の値からとまるので、 $E_0 \cos \theta$ と $E_0 \sin \theta$ のいずれか一方がわかれば、他は θ の値から計算できる。特に、 $\tan \theta = 1$ 即ち $\theta = 45$ 度付近では、 K_{cx} は非常に大きな値になり、(3.36) 式からとめた $E_0 \cos \theta$ は、誤差が大きくなると考えられる。その場合には、まず、(3.37) 式により $E_0 \sin \theta$ をもとめ

No.	Applied voltage	Charged object
1	Lightning impulse	ZnS + holder
2	Lightning impulse	Metal sphere
3	Switching impulse	KDP + holder
4	Switching impulse	Metal sphere

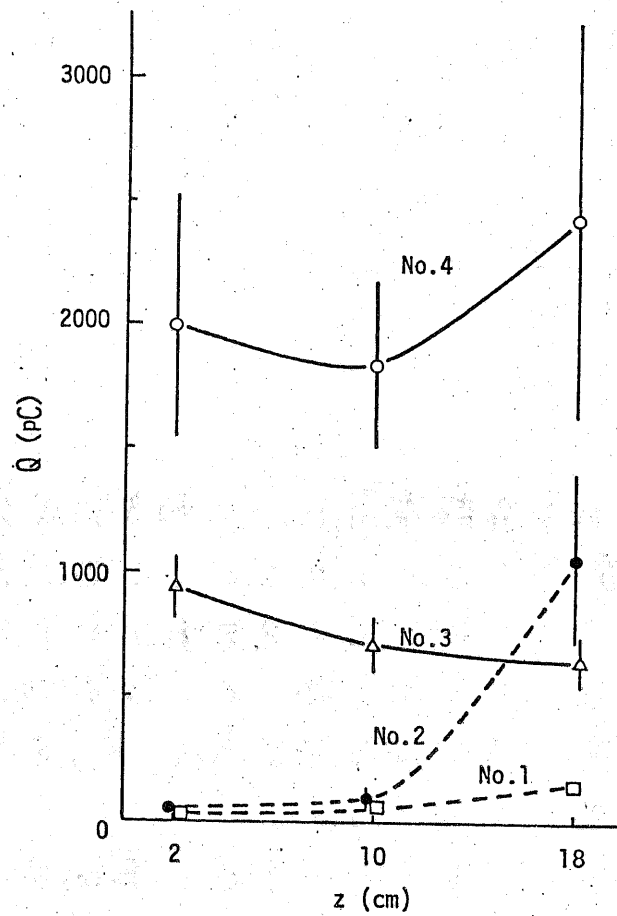


図3.7 金属球及びホッケルス素子に付着した電荷量

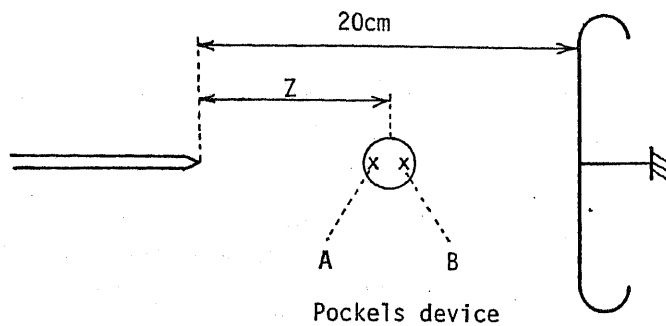
その値を、 $\tan \theta$ の値で割り、 $E \cos \theta$ の値をもとめた方がよい。
 K_{cx} , K_{cy} の、 ϵ_{is} や ϵ_{zs} による変動、電界の立ち上がり時間 t_m による変動は、前節で述べた K_c の場合と同程度である。よって、一般的な場合に、図 3.6 で示した値を利用してよいと考えられる。

ポッケルス素子は、第 2 章 2.4 節で述べた方法を用いることにより、ある特定方向の電界成分を測定することが出来る。つまり、ポッケルス素子を用い、 x 軸方向、 y 軸方向を分離して電界測定することが可能である。その結果、上記の補正法が利用できる。

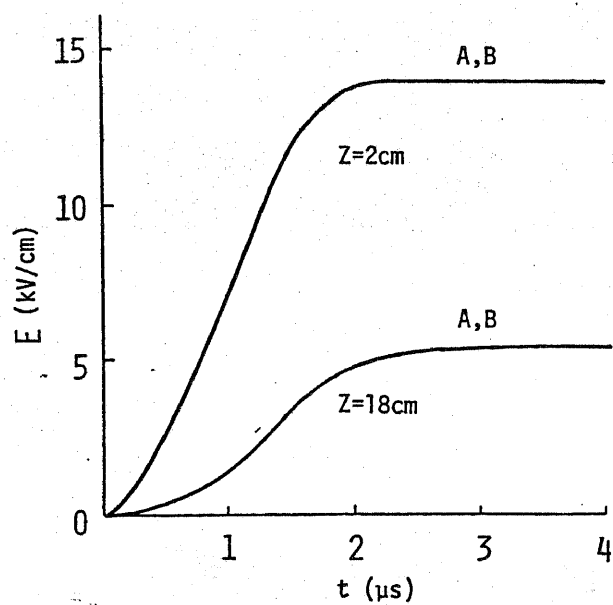
3.1.3 ポッケルス素子に付着した電荷の影響

まず初めに、金属球及びポッケルス素子を、コロナ放電が生じている空間に挿入し、付着する電荷の総量を測定した。金属球は、直径 1.2 cm であり、ナイロン製の細い糸でつり下げられた。ポッケルス素子は、 ZnS 及び KDP を用い、第 2 章図 2.8 に示したホルダーに納めて支持した。金属球及びポッケルス素子は、ギャップ長 20 cm の針対平板電極のギャップ軸上に置かれた。針電極に加えた電圧は、 $(1.5 \times 48) \mu s$ の正極性雷インパルス電圧、 $[200 \times 2000] \mu s$ の正極性開閉インパルス電圧である。なお、素子等に付着した電荷量は、ファラデーケージで測定を行なった。

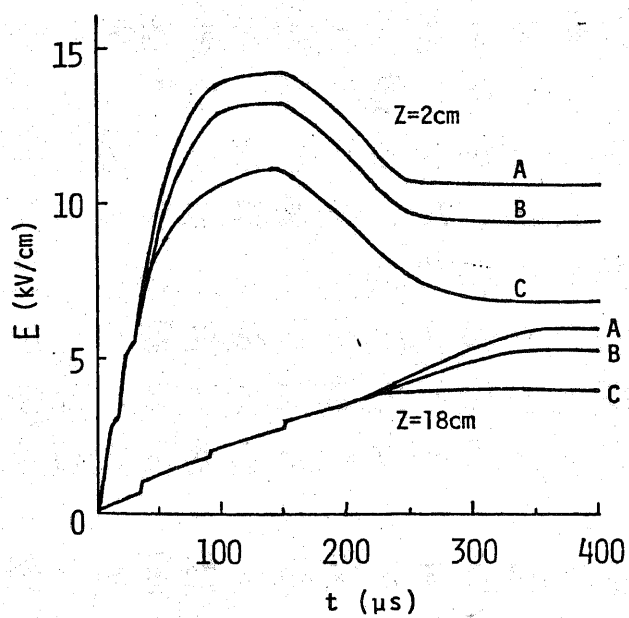
金属球やポッケルス素子に付着する電荷の総量が、針対平板電極間の挿入位置でどのように変化するかを示したものが、



(a) Lightning impulse voltage



(b) Switching impulse voltage



A : measured at the point A
 B : measured at the point B
 C : correction value

図3.8

針対平板電極間における電界の時間変化

図3.7である。図3.7中のポッケルス素子に付着した電荷量は、次のようにして求めた。まず、ポッケルス素子（結晶及びホルダー）と支持棒、両方に付着した電荷量を測定し、次に、支持棒だけを配置して付着電荷量を測定した。両者の差をとったものが、図3.7で示した値である。この値は、ポッケルス素子部分だけに付着した電荷量と見なすことができる。金属球の場合も、金属球だけに付着した電荷量を測定して示した。

図3.7は、雷インパルス電圧を印加した時に比べ、開閉インパルス電圧を印加した時の方が、付着電荷量が大きくなっていることを表わしている。つまり、電界が印加されている時間が長いほど、付着電荷量が大きいことを示している。これは、空間電荷（主に正イオン）が、電界の印加時間に応じ、ドリフトによって付着したことを意味すると思われる。

2本の平行レーザー光をポッケルス素子に入射し、図3.1に示した、A、B2点の電界測定を行なった。ZnSポッケルス素子を用いて、雷インパルス電圧印加時の針対平板電極間の電界を測定した。また、KDPポッケルス素子は、開閉インパルス電圧印加時の電界測定に用いた。測定結果の一例を、図3.8に示す。ここでは、ギャップ軸に平行な電界成分を測定した。ZnS素子において、 $w/d_2 = 0.3$, $d_1/d_2 = 0.5$ を仮定すれば、測定電界の補正係数 K_c は、8.7になり、一方KDP素子において、 $w/d_2 = 0.38$, $d_1/d_2 = 0.56$ を仮定すれば、 K_c は7.0になる。測定電界の補正が必要な場合は、これらの K_c の値を用いて補正を行なった。

図3.8において、針対平板電極に雷インパルス電圧が印加された時には、ポッケルス素子内の2地点の電界に差がなり、のに対し、開閉インパルス電圧印加時には、明確な差が見られる。2地点の電界の差は、素子に空間電荷が付着することによって

	E_A, E_B を用い (3.38)式から求 めた Q_n の値	素子への付着電荷量 を用い (3.3)式から 求めた Q_n の値
$z=2\text{cm}$	0.32	0.30
$z=10\text{cm}$	0.38	0.35
$z=18\text{cm}$	0.38	0.38
注	$k_2=0.4$ を使用。 E_A, E_B は $t=40\mu\text{s}$ の値を使用。	ホッケル素子(ホルダー 部を含めて)の長さを 1.2cm と仮定。 E_0 の 値は、 E_A, E_B の値を用 い補正して算出した値を 使用。

表3.2 2つの方法により求めた Q_n
の値の比較

生じる。従って、ポッケルス素子に付着する電荷は、雷インパルス電圧印加時に比べ、開閉インパルス電圧印加時の方が、多いことを示している。このことは、図3.7で示した付着電荷量の測定結果と一致している。

ポッケルス素子に付着した電荷量について、更に検討を加えてみる。3.1.1節で定義した Q_n の値は、 A 及び B 点での電界 E_A 及び E_B から計算することが可能である。(3.14), (3.18), (3.21)の各式を用いると、次式が導出できる。

$$Q_n = \frac{E_A/E_B - 1}{k_{c2}} \quad \dots (3.38)$$

また、 Q_n の値は、ポッケルス素子に付着した電荷量 Q を用い、(3.3)③式からもとめることもできる。

針電極からの距離 z が、2cm, 10cm, 18cm, の場合につき、2つの方法でもとめた Q_n の値を比較したものが、表3.2である。(3.3)③式を用いて Q_n を計算する時に、外部電界 E_0 の値を必要とする。 E_0 の値は、 E_A , E_B を用い、補正して得た値を使用した。従って、 Q_n の値を完全に独立した2つの方法から算出したとはいいがたい。また、電界や電荷量の測定値には、2割程度のバラツキがあり、表3.2に示した値の有効数字2桁目までを比較することは意味がない。表3.2に記された値を比較するに当たり、以上のような問題点が指摘できるが、全般的な傾向を眺める限り、2つの方法でもとめた Q_n の値は、互いに一致していると判定してよいだろう。

ここで行なう判定結果に基づけば、ポッケルス素子には、3.1.1節で考えた電荷付着過程で電荷が蓄積していると思わせる。従って、ポッケルス素子をコロナ放電空間中に挿入して電界を測定する場合に、前節までに述べた測定電界の補正法を適

用することは、一応妥当であると考えられる。

次節以降では、各種ユロウ放電空間の電界測定を行なった。その測定において、ポッケルス素子に空間電荷の付着が認められた場合には、3.1.2節で提案した補正法を用い、電界を補正した。ギャップ軸上の電界は、ほとんど軸に平行な成分しかない。その時には、3.1.2.1節の補正法を適用した。ギャップ軸以外での電界は、ギャップ軸に平行な電界成分と軸に垂直な電界成分を測定し、3.1.2.2節の補正法を利用してもとめた。

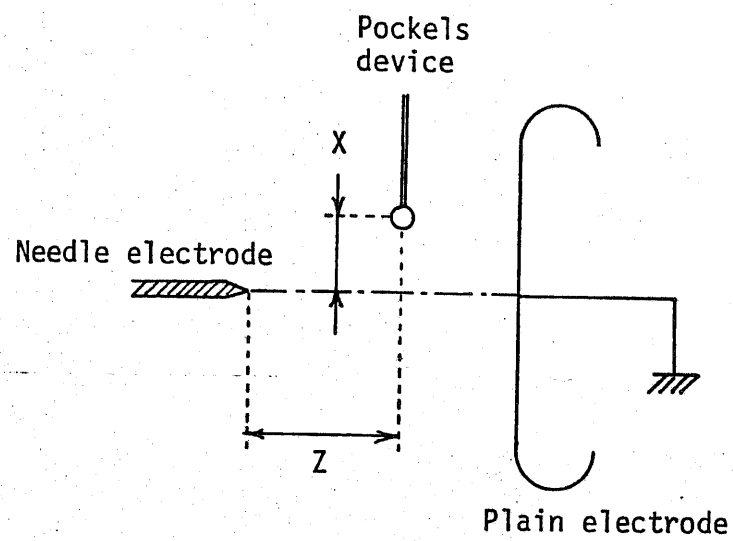


図3.9 ポッケルス素子による電極間の電界測定

3.2 実験方法

ポッケルス素子を、図3.9に示すように配置し、電界の測定を行なった。電界を測定した電極系は、針対平板電極である。針電極は、黄銅丸棒の先端を先端角30度の円錐形に仕上げたものである。平板電極の外径は30 cmである。ポッケルス素子には、平行な2本のレーザ光を通し、素子内の2ヶ所の電界を測定した。同一の電界測定位置において、針対平板電極に電圧を10～30回印加して測定を行なった。各試行において、素子内の2ヶ所の電界を比較し、付着電荷の影響が見られる場合には、3.1.2節で示した補正に基づき、測定電界の値を補正した。補正して得た各試行ごとの電界を平均した値が、本論文中には用いられている。各試行における測定値の変動は、最大で50%を越えるものもあったが、多くの場合は、10～20%程度であった。各電界測定位置で得た結果を、合成することにより、ギャップ間の電界分布をもとめた。

ポッケルス素子に付着した電荷が残留した場合、その電荷が次の電界測定時に影響を及ぼす恐れがある。そこで、各試行ごとに、素子に付着した電荷の除電を行なった。除電の方法としては、ネオニートランスで交流コロナ放電を発生させ、そこでできた電荷を扇風機の風にのせて素子へ送る方式を採用した。この方式により、素子に残留する電荷を数pC以下にすることができた。

ポッケルス素子を針対平板電極間に挿入することによる、フラッシュオーバー電圧の変化を調べた。負極性雷インパルス電圧を針電極に印加し、ポッケルス素子を針電極近くに配置した場合には、フラッシュオーバー電圧が、素子がない時と比べ、その時

の標準偏差の2〜3倍程度、値が低くなった。それ以外の場合
は、フラッシュオーバー電圧の標準偏差以下の変動が観測されるに
過ぎなかった。従って、ポッケルス素子を挿入したことによる
放電への影響は、大々ないと思われる。

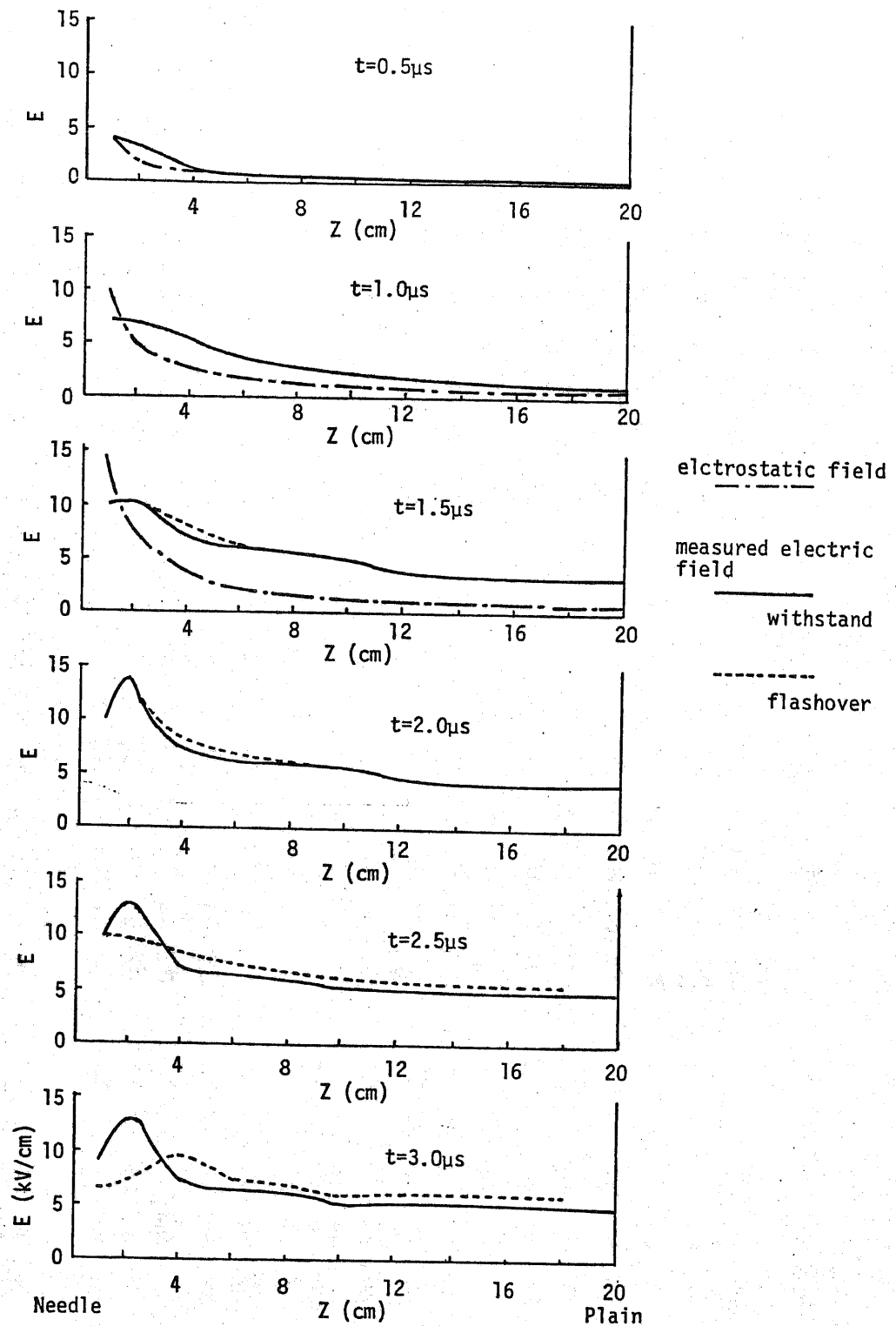
次節以降で、測定結果を示す。

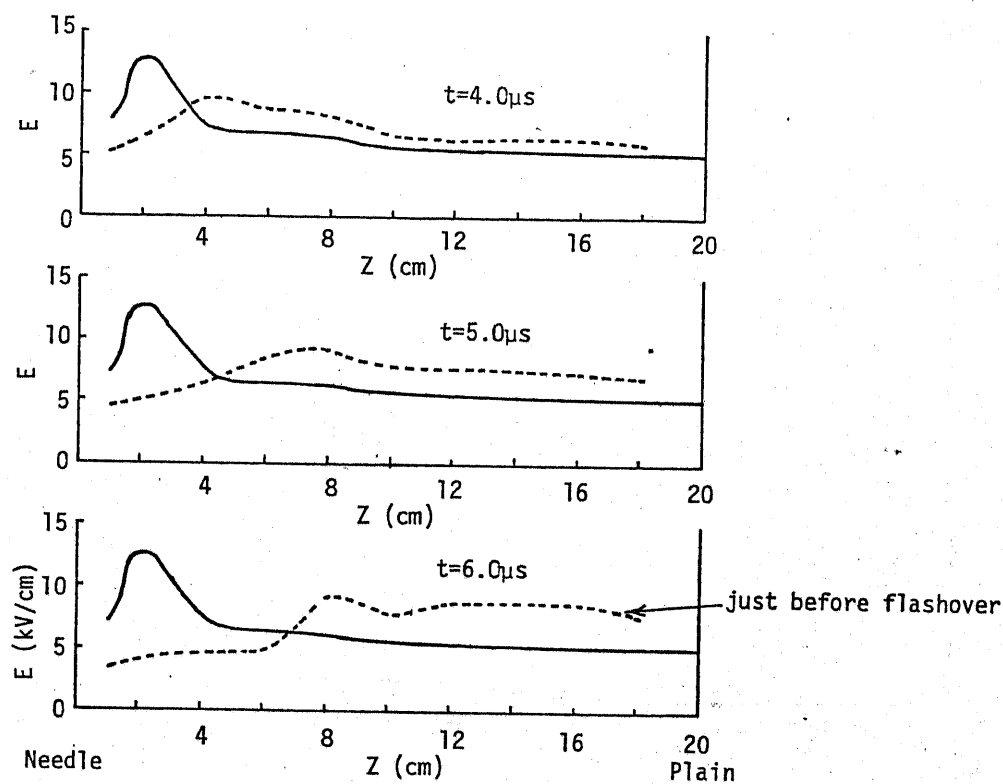
3.3 正極性雷インパルス電圧印加時の結果

ギャップ長 20 cm の針対平板電極において、針電極に正極性雷インパルス電圧 $(1.5 \times 48)\mu\text{s}$ を印加した。ギャップ軸上の電界分布が、電圧印加開始以降、時間的にどのように変化するかを測定した。結果を図3.10に示す。50%フラッシュオーバー電圧に相当する 125 kV 及び、その値よりフラッシュオーバー電圧の標準偏差の3倍だけ低い、 109 kV を、それぞれ印加した時の結果を図示されている。電界は、 1 cm 及び 2 cm 間隔で測定した。

まず、 125 kV を印加した時の結果を見ておく。電圧印加開始後の時間 t が $0.5\mu\text{s}$ の時点では、 $z=2\text{ cm}$ の付近で静電界とわかかな差があるが、他はほとんど相違がない。ここでいう静電界は、空間電界がない時にギャップ間に現われた電界を指し、数値計算によりもとめた値である。 $t=0.5\mu\text{s}$ 時の空間の電界が、静電界とあまり変わらないということは、コロナ放電がほとんど発生していないことを示している。 $t=1\mu\text{s}$ 、 $t=1.5\mu\text{s}$ と進むにつれて、測定電界と静電界の差は、きりしてくる。つまり、コロナ放電が生いていることを示している。 $z=1\text{ cm}$ では、静電界より低く、 $z=2\text{ cm}$ から平板電極までは、静電界より高くなっている。

印加電圧が 125 kV 、図3.10(a)では、フラッシュオーバーに移行する場合と、フラッシュオーバーに至らない場合に分けて、電界分布が図示してある。両者の電界分布の違いは、 $t=2\mu\text{s}$ 以降で明確になっている。フラッシュオーバーに移行する場合は、針電極付近から電界が低下しはじめ、その電界が低下した領域が、時間と共にギャップ中央に進んでいる。それに対応して、ギャップ中央から平板電極にかけての電界は、上昇している。針電極から進展してきた電界の低下した領域と、電界が上昇する領域の境

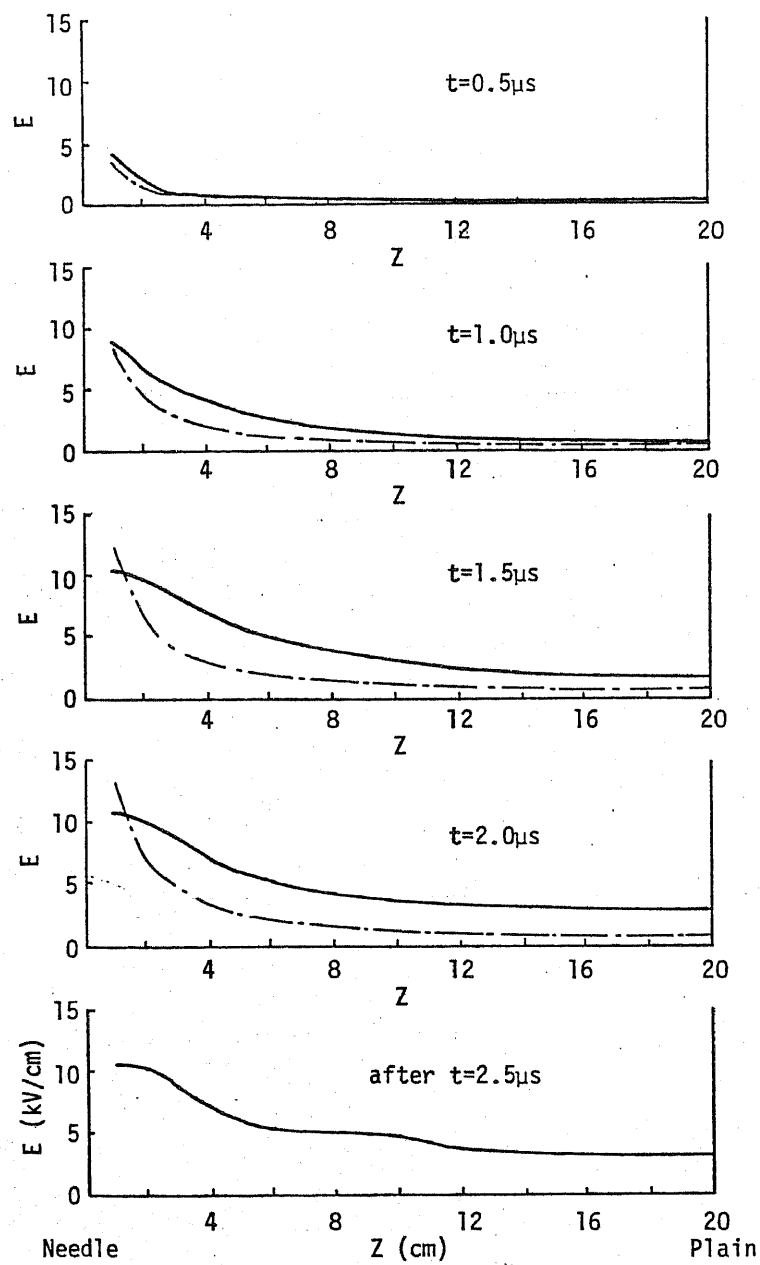




(a) $V=125$ kV (50% FOV)

図3.10 ギャップ軸上電界分布の時間変化
(正極性雷インパルス電圧印加時の針対平板電極)

* (b)図は次ページ



(b) $V=108\text{ kV}$ (50% FOV -3σ)

図3.10 キップ軸上電界分布の時間変化

* 前ページからの続き

目の電界が、もっとも高くなっている。これと電界分布と実際の放電状態との対応は、後ほど検討したい。

一方、フラッシュオーバーに至るな場合、 $z=2\text{cm}$ にピークをもつ電界分布で、 $t=3\mu\text{s}$ 以降は分布がほとんど変化しない。つまり、 $t=3\mu\text{s}$ 以前にコロナ放電は停止していることを示している。

印加電圧が 108 kV の場合(図3.10(b))を見てみる。電界は、印加電圧が 125 kV の時に比べ、全体的に低めである。また、針電極近傍 $z=1\text{ cm}$ での電界の降下も、観測されたり。電界が最大になる $t=2.5\mu\text{s}$ 以降の電界分布は、 $V=125\text{ kV}$ でフラッシュオーバーに至るな場合の $t=1.5\mu\text{s}$ の分布とほぼ同じである。このように、 $V=108\text{ kV}$ では、 $V=125\text{ kV}$ に比べて、コロナ放電がまだ十分発生しているなと判断できる。

次に、 $V=125\text{ kV}$ を印加した時の放電を、イメージコンバータカメラ及び静止カメラで観測した結果を、図3.11に示す。フラッシュオーバーに移行する場合、しない場合共に示した。なお、フラッシュオーバー時には、針対平板電極に並列に設置したダイバータギャップ(付録A3参照)を動作させ、針対平板電極に流れるアーク電流を極力抑えた。これは、アーク放電によって発生する強い光を、イメージコンバータカメラに入射させないために行なった。発光を観測した結果を、電界分布の測定結果と比較しながら、検討を行なう。

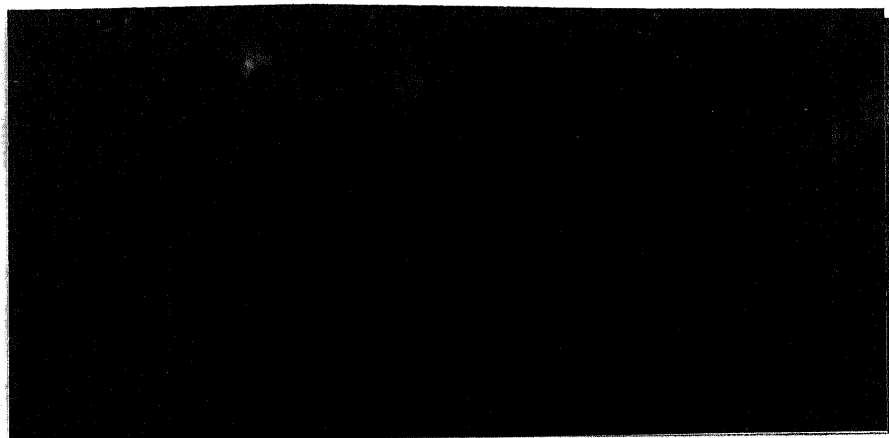
まず、フラッシュオーバーしない場合についてみておく。イメージコンバータカメラで写した写真によれば、 $t=2\mu\text{s}$ で針電極先端に輝光が見える程度である。静止写真において観察される弱い発光部分をみても、針先から 2 cm 程度しかストリーマは伸びていない。一方、電界分布では、 $z=2\text{ cm}$ 付近に電界のピークが生

(a) withstand

needle

$z=0\text{cm}$

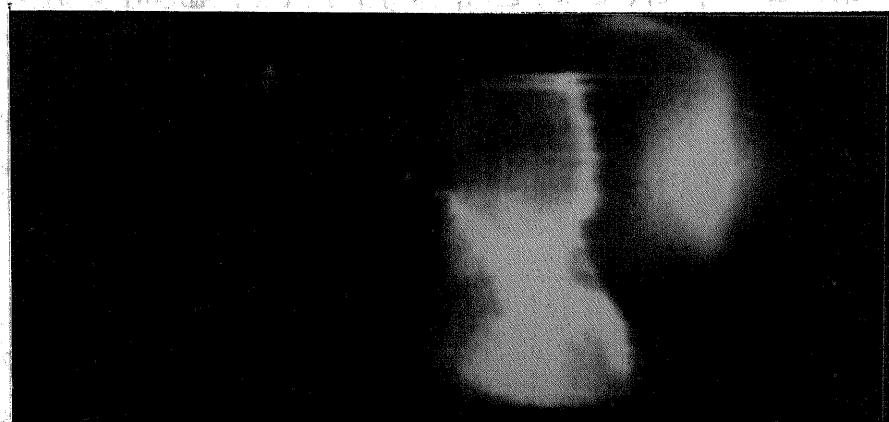
10cm



(b) flashover

$z=0\text{cm}$

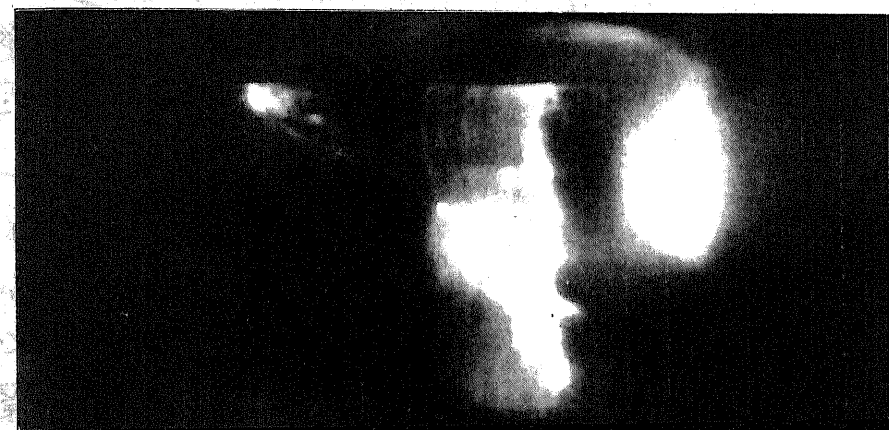
10cm



(c) flashover

$z=0\text{cm}$

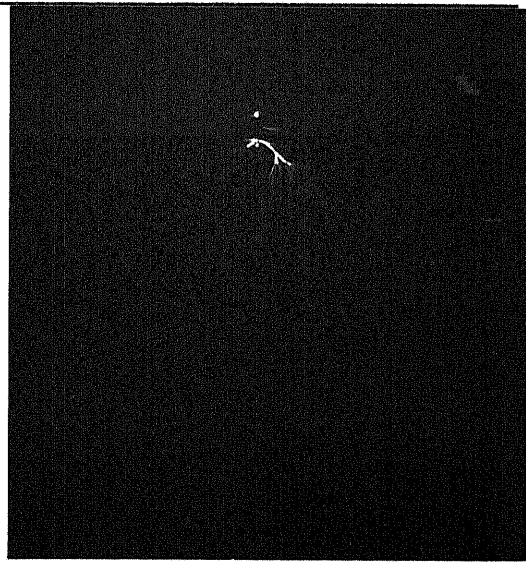
10cm



0 2 4 6 8
 $t (\mu\text{s})$

z=0cm

10cm

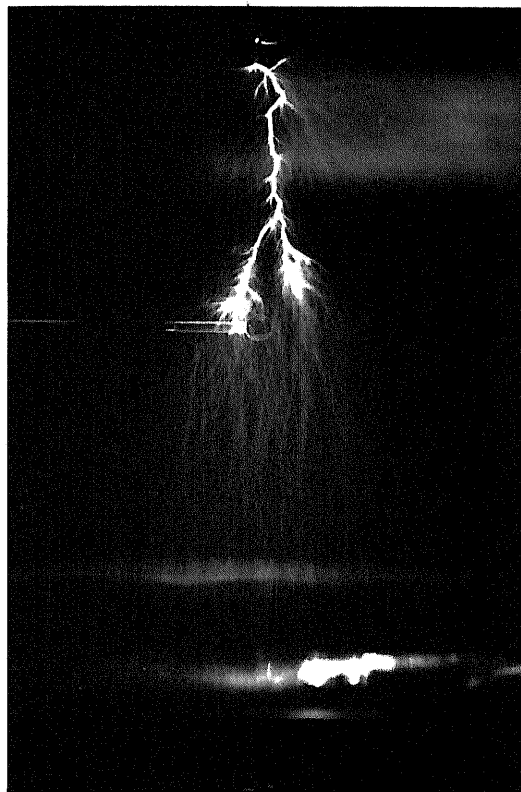


(d) withstand

z=0cm

10cm

20cm



(e) flashover

図 3.11 針対平板電極間に生ずる放電の流し撮り写真
及び、静止写真
(正極性雷インパルス電圧印加時)
($G=20\text{cm}$, $V=125\text{kV}$)

い、 $t=3\mu\text{s}$ 以降分布に変化が見えなくなる。電界が最大になる部分が、ストリーマの先端に対応していると考えられる。フラッシュオーバーしない場合は、ストリーマの進展がこのように抑えられている。

次に、フラッシュオーバーに移行する場合を検討してみる。イメージコンバータカメラによる観察結果をまとめておくと次のようになる。

- ① 全路破壊。3~4 μs 前に、針電極から平板電極方向に向けて、発光が進展する。この発光をリーダ先端と呼ぶことにする。
- ② リーダ先端が針電極から約6cm進展した時点で、まず、リーダ先端の前方(2~7~10cm)から強い発光が始まり、リーダ先端と平板電極間が強い発光で橋絡される。その後全路破壊に導かれている。リーダ先端から平板電極までの強い発光は、いわゆるファイナルジャンプに相当するものとも考えられる。また、この強い発光に対応して、針電極とリーダ先端の間でも、発光が見られる。

ギャップ長20cm程度のギャップでも、リーダは観察され、その進展形態は1m程度の長ギャップ放電と変わらない、という報告がある⁽³³⁾。また、10m程度のギャップにおけるリーダ進展及び、ファイナルジャンプを経由した全路破壊過程⁽³²⁾を見ても、図3.11に示した流し撮り写真と類似点が多い。従って、今回観測した発光の進展は、リーダ先端の進展であると断定できる。

リーダ内部の電界は、 $500\text{ V/cm} \sim 1\text{ kV/cm}$ とされている⁽³²⁾。本研究で測定した電界は、 5 kV/cm 弱である。これは、必ずしも、ポックルス素子の所をリーダが通過せず、近傍を通過したためとも考えられる。つまり、リーダ周辺の電界を測定したと推定される。今後、リーダ内部の電界を測定しようとする場合には、

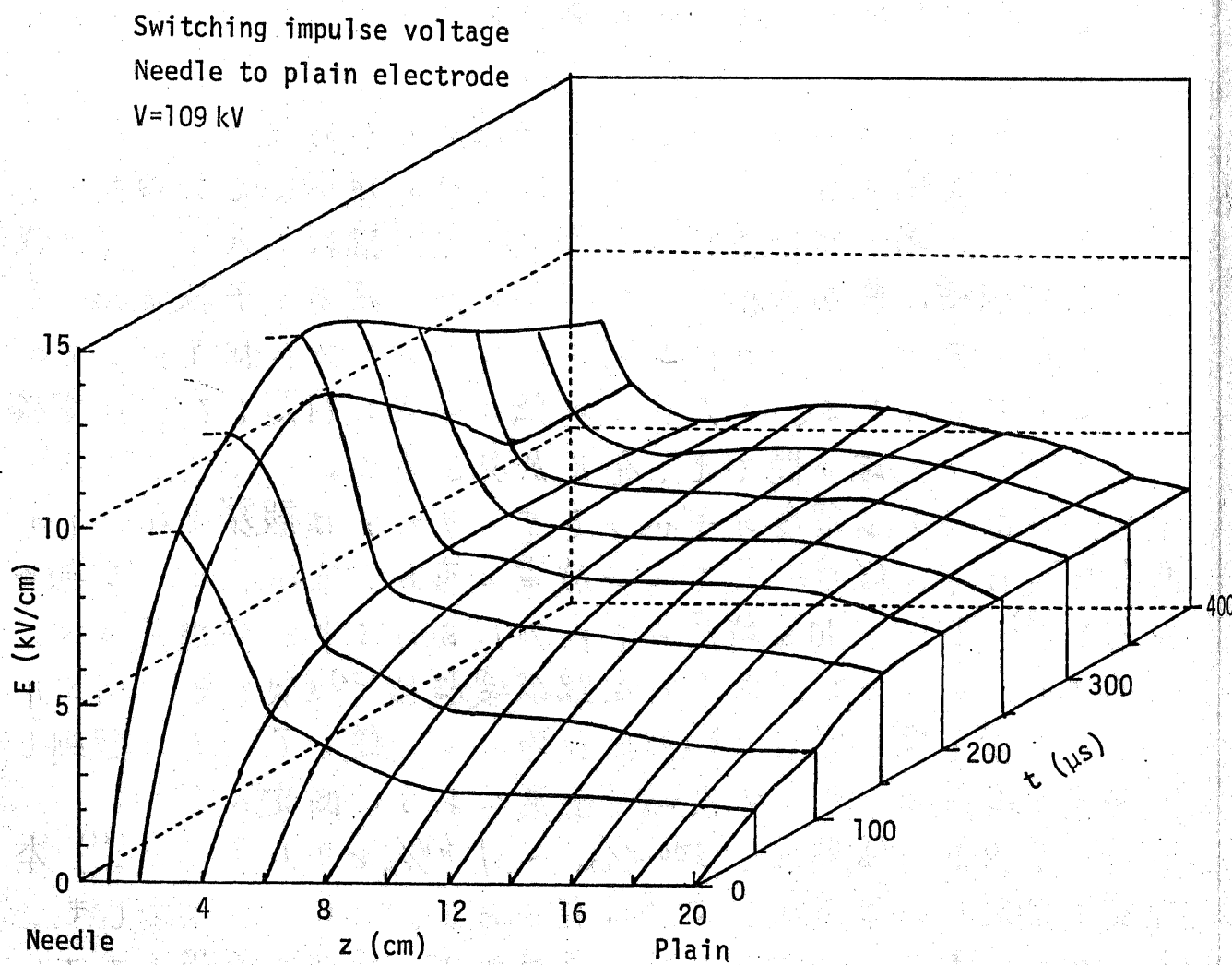


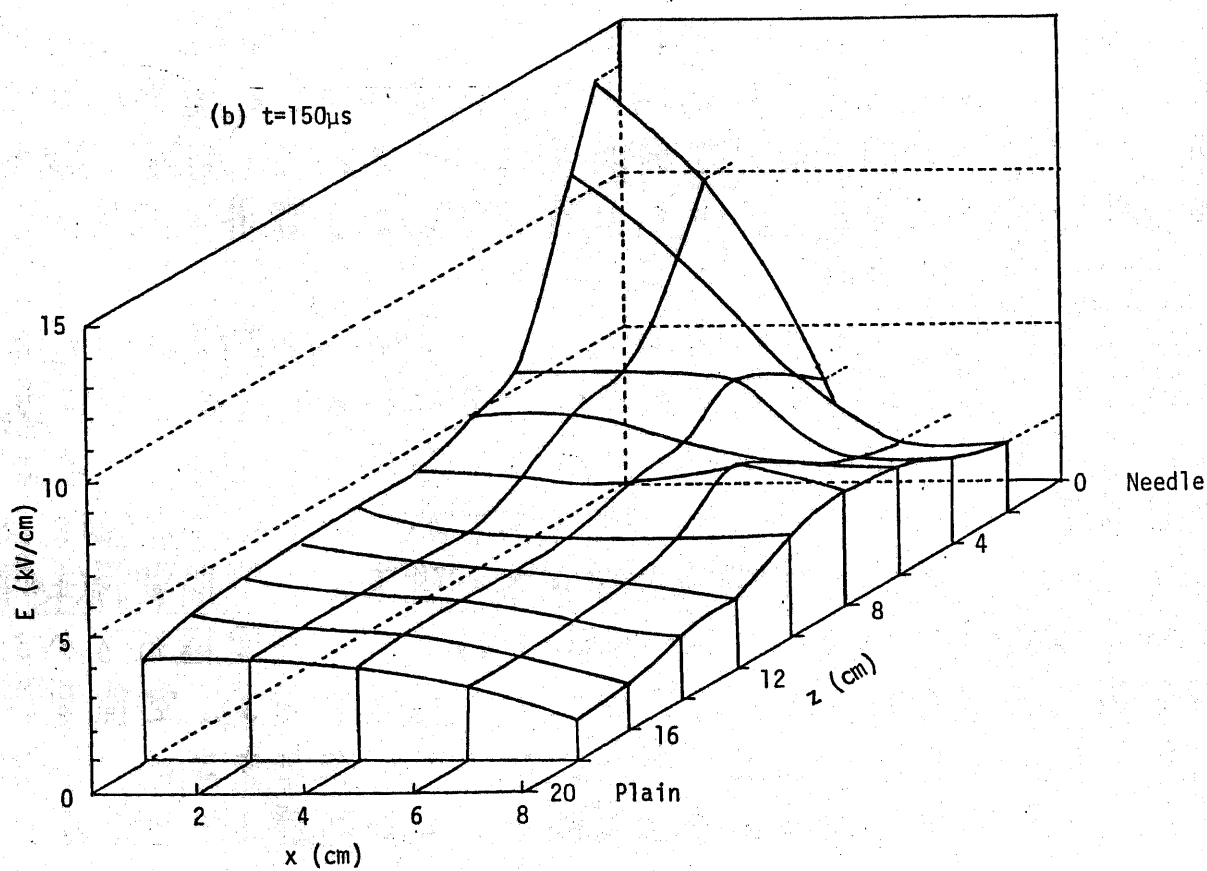
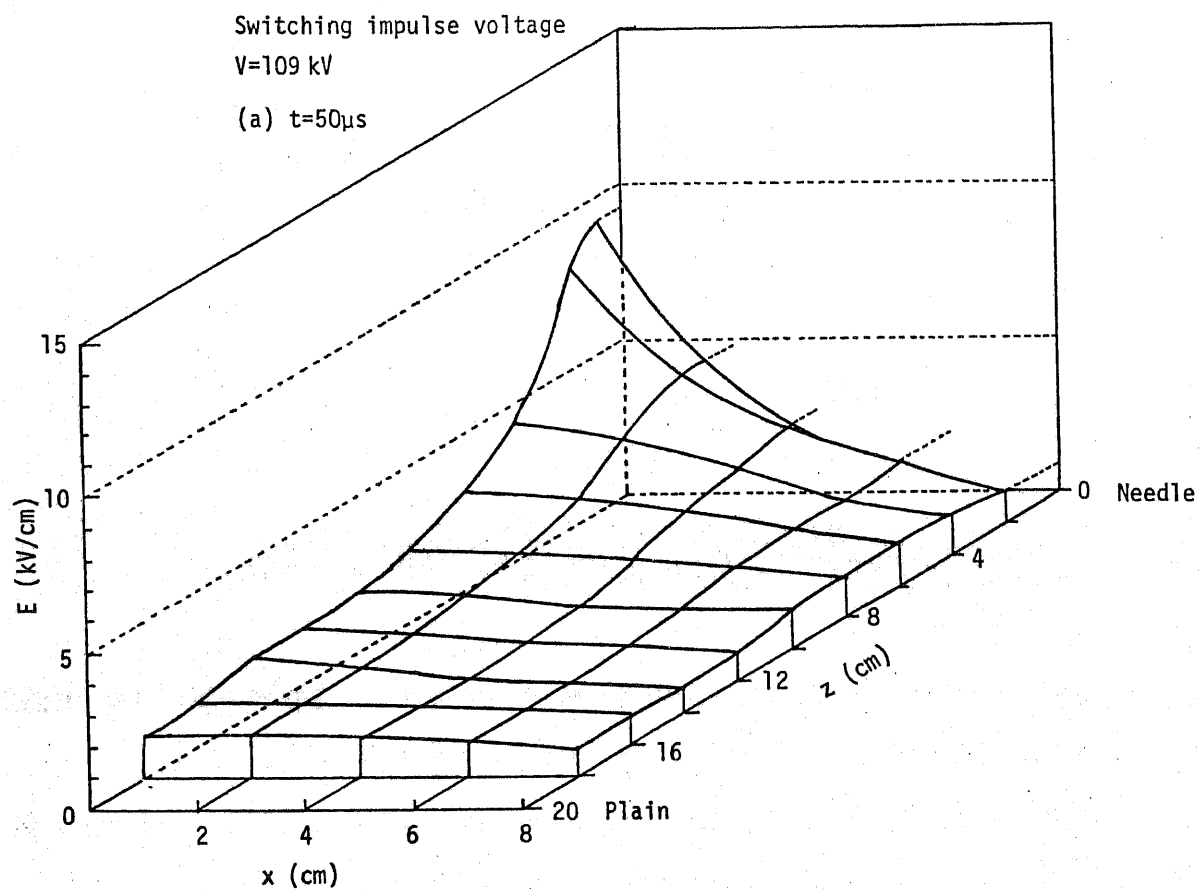
図 3.12 50%フラッシュオーバー電圧印加時におけるギャップ軸上
電界分布の時間変化
(正極性開閉インパルス電圧印加時の針対平板電極)

リーダがポッケルス素子を通過したのを写真等で判定し、通過した時だけを選び、検討する必要があるだろう。

3.4 正極性開閉インパルス電圧印加時の結果

ギャップ長 20 cm の針対平板電極において、針電極に正極性開閉インパルス電圧、 $+[200 \times 2000] \mu\text{s}$ を印加した。このギャップのフラッシュオーバー電圧 109 kV を印加した時の、ギャップ軸上電界分布の時間変化を、図 3.12 に示す。電界は、ギャップ軸上 1 ないし 2 cm 間隔で測定した。図 3.12 にあって、針電極近傍 ($z=1 \sim 2$ cm) は、 $150 \mu\text{s}$ までに急激に電界が上昇し、それ以後電界は降下しはじめる。一方、 $z=4$ cm から平板電極までの電界は平坦であり、ほとんど同じような時間変化をする。その部分の電界は、針電極近傍に比べて、くりと上昇している。電界の上昇は、 $t=400 \mu\text{s}$ ないし $500 \mu\text{s}$ まで続く。

3.1.3 節、図 3.8 の結果を見ると、 $z=18$ cm の所では、 $t=250 \mu\text{s}$ の時点で、初めて付着電荷の影響がではじめている。つまり、空間電荷は、 $t=250 \mu\text{s}$ で $z=18$ cm まで到達している。一方、針電極近傍では、その時点で、電界降下が生じている。(図 3.12 参照) このことから、針電極近傍電界の降下は、空間電荷(正の電荷の数から負の電荷の数を差し引いた正味の空間電荷を指す)が、針電極の方から平板電極方向に移動したために生じたと推定できる。空間電荷の大部分はストリーマ先端に集中していると仮定すると、 $t=250 \mu\text{s}$ には、ストリーマ先端が平板電極近くまで到達したと見なせる。



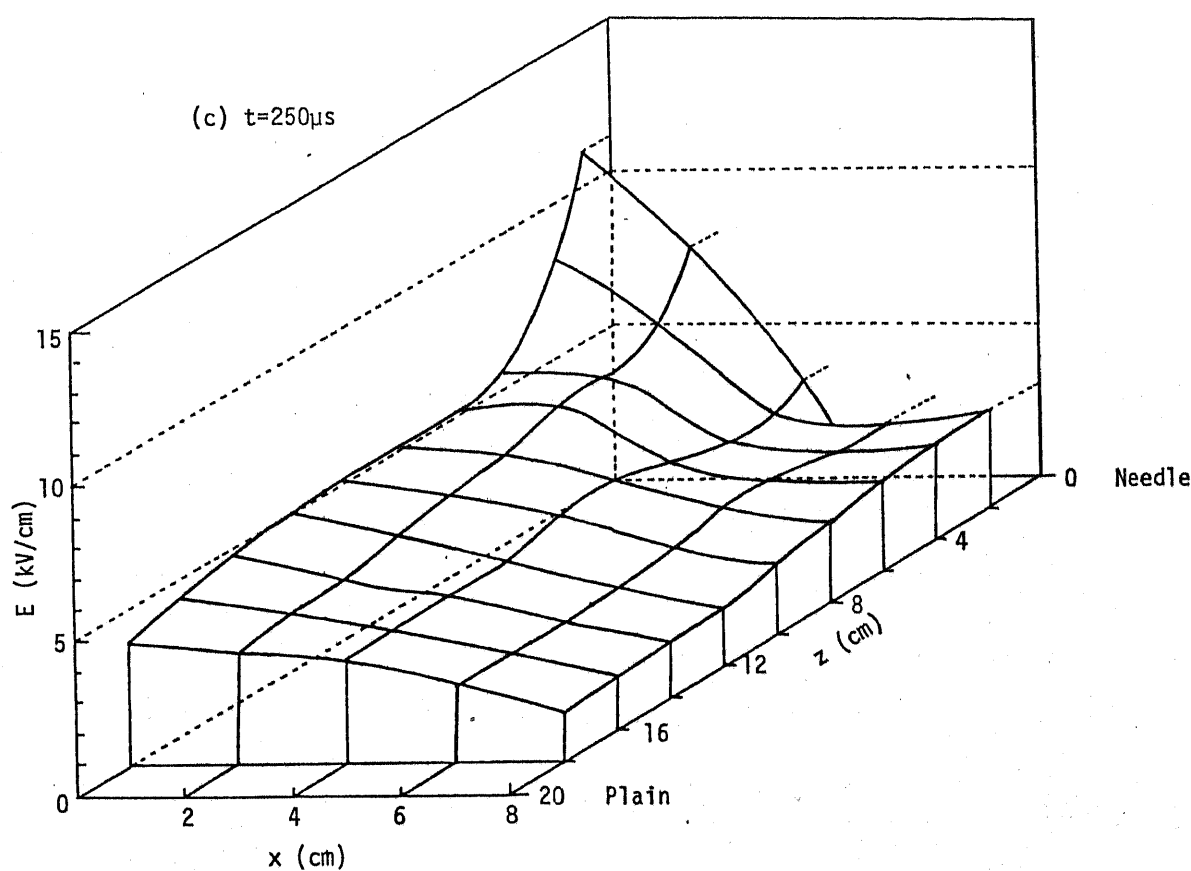


図3.13 空間的な電界分布の時間変化
(正極性開閉インパルス電圧印加時の針対平板電極)

コロナ放電の発光(後に図3.14で示す)を見ると、時間の問題は別にして、確かにストリーマが平板電極に到着していることがわかる。ストリーマが平板電極に到達した時点では、針電極近傍は、比較的導電性が高いストリーマの幹の部分におかれ、その結果、電界の低下がもたらされたとも考えられる。

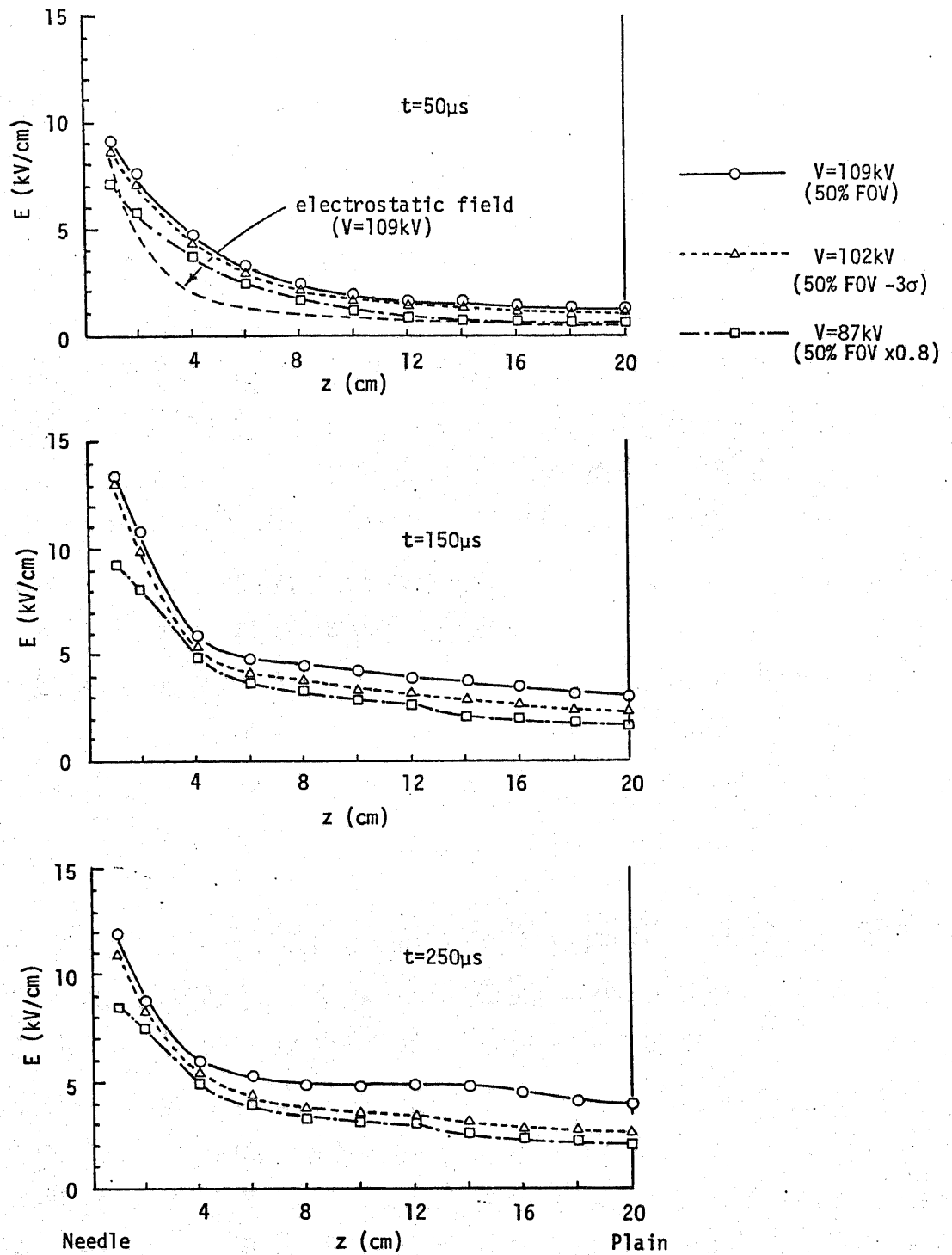
フラッシュオーバーが発生する時間を調べると、 $260 \pm 45 \mu\text{s}$ になる。従って、上記の推定から、ストリーマが平板電極に到達した頃に、フラッシュオーバーが発生したと考えることが出来る。

フラッシュオーバーに移行する場合も、しない場合も、図3.12に示した電界分布の変化を示す。フラッシュオーバーは、ある時点で、電界が急変して完結する。この電界急変時には、前節の雷インパルス電圧印加時と同様、数 μs の間にリーダの出現、進展があるかもしれない。本研究では、フラッシュオーバー直前の数 μs だけを選択して観測することはできなかった。この点を今後解決していく必要がある。

ギャップ軸上を含め、空間の電界分布が時間的に、どのように変化するかを示したものが、図3.13である。 $t=50 \mu\text{s}$ から $t=150 \mu\text{s}$ まで変化する間に、針電極近傍の電界が特に上昇している。また、 $t=150 \mu\text{s}$ から $t=250 \mu\text{s}$ まで変化する間に、針電極近傍の電界が降下し、一方、 $z=4 \text{ cm}$ から平板電極にかけて全体的に電界が上昇している。これらの電界変化は、ギャップ軸上の電界変化から予想されるものと一致している。電界が高い部分は、針電極先端から、半径3~4 cmの範囲に限られていることもわかる。

印加電圧による、電界分布及び放電の発光形態の違いを図3.14に示す。コロナ放電の発光をみると、109 kV 印加時には、ストリーマが平板電極まで到着している。ストリーマのうち、

Switching impulse voltage
Needle to plain electrode



(a) キャップ軸上の電界分布

図3.14 印加電圧による電界分布及びコロナ放電発光形態の変化

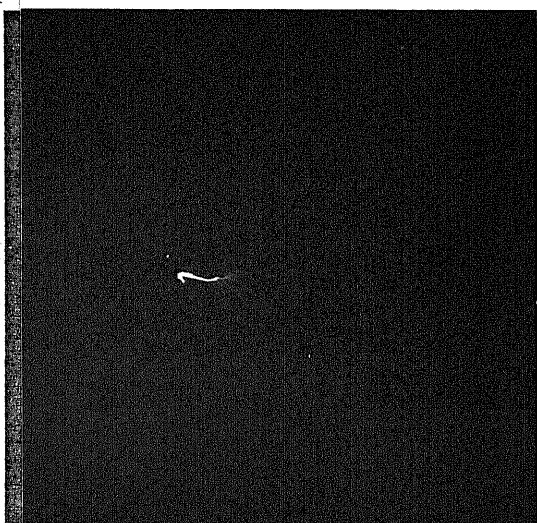
z=0cm 10 20



V=109kV



V=102kV



V=87kV

(b) コロナ放電の静止写真

特に明るく見える部分が、針電極から約4 cmまで伸びている。

この部分は、電界が高い部分に対応している。(図3.12、図3.13も参照)フラッシュオーバー電圧(109 kV)から7 kV低い102 kVの印加電圧では、ストリーマは、針電極先端からわずかにしか進展していない。

電界分布をみると、 $t = 50 \mu\text{s}$ では、印加電圧による差はほとんどない。 $t = 150 \mu\text{s}$ で差が現われはじめている。 $t = 250 \mu\text{s}$ において、印加電圧109 kVと102 kVを比べると、 $z = 4 \text{ cm}$ まではほとんど差がないが、 $z = 4 \text{ cm}$ から平板電極の間では、 2 kV/cm 程度の差が見られる。この部分の電界の差は、静止写真からわかるように、この部分にストリーマが存在するかどうかの差に対応している。従って、フラッシュオーバーの移行は、 $z = 4 \text{ cm}$ から平板電極にかけての電界が、ストリーマによって上昇するかどうかにより大きく影響されていると断定できる。

ストリーマが平板電極に到達した時、 $z = 5 \text{ cm}$ の所から平板電極まで、 $4 \sim 5 \text{ kV/cm}$ の電界になる。この電界は、一般に予想されているストリーマ内部の電界に近い。しかし、本研究の測定では、ある特定のストリーマ内部の電界ではなく、まわりに多数のストリーマが存在する部分の電界を測定したといった方が適切であろう。

ギャップ長20 cmの棒対平板電極において、平板電極上に電界測定プローブを複数個配置し、その測定結果から、空間の電界分布を予測した例がある。⁽³⁴⁾この実験は、河村氏によって行われた。棒電極は、先端が直径3 mmの半球状になっている。また、印加電圧は開閉インパルス電圧で、値は88.2 kVである。本節で取り上げた実験条件と比べると、電極形状では差があるが、印加電圧においては一致するものがある。河村氏の予測結果と

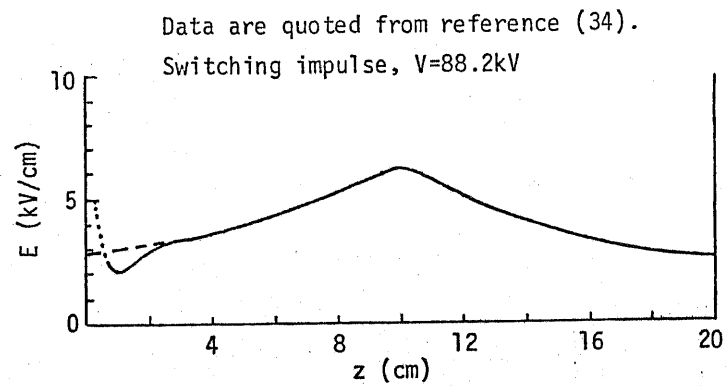
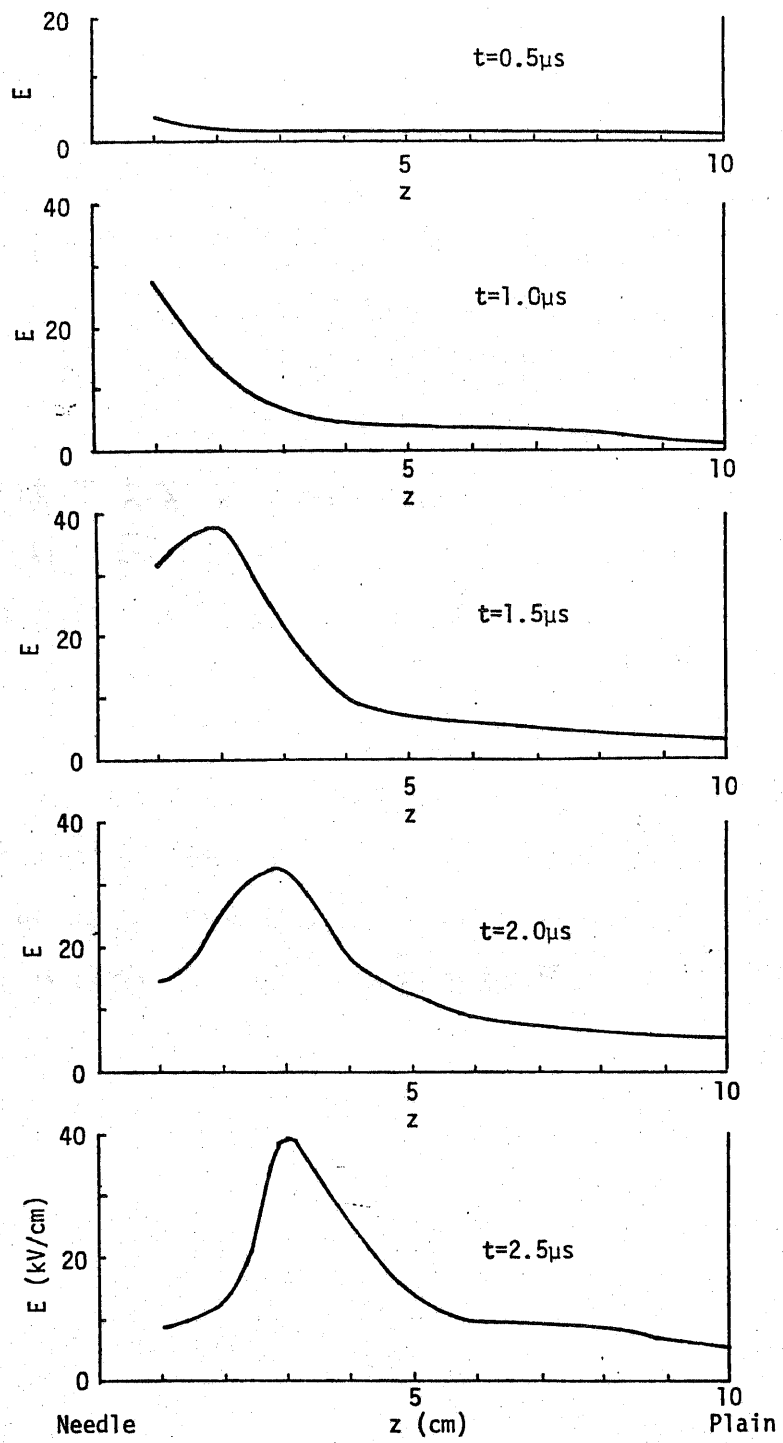


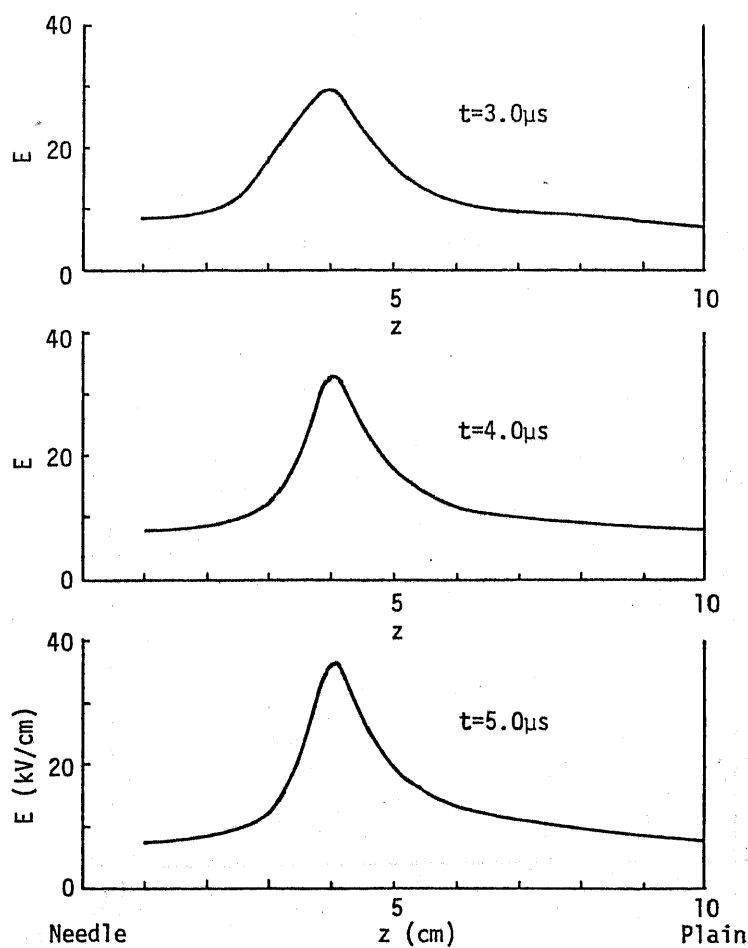
図3.15 河村氏らによる電界計算により予測した電界分布

本節の結果を比較してみたい。河村氏の予測結果を、図3.15に示す。彼らは、電界計算をもとに予測を行なっている。電界の計算に当たっては、棒電極先端から4 cm 離れた所に中心をもつ球状の範囲に分布した正電荷群を仮定し、半径6 cmを越えた部分には電荷がないとしている。電荷密度は、棒電極先端から周辺に向かって、指数関数的に減少する分布を想定している。

図3.15と図3.14 ($t=250\mu s$, $V=87kV$)を比較すると、棒電極近傍及びギャップ中央で、相違が見られる。棒電極付近における予測計算結果は、ややありまちな点も見られるので、ここでは、ギャップ中央における電界の相違について考えておく。実際のコロナ放電を考えると、個々のストリーマの長さは千差万別である。1本のストリーマの内部ないし周辺は、例えば図3.15で示されるような電界分布になっても、長さか異なるストリーマがいくつも存在する地点で電界測定を行なうと、次のようなことが生じるであろう。つまり、種々のストリーマの電界分布が重なりあって、極大値等を示さないう平坦な電界分布が測定されることが予想される。こういうことが、ギャップ中央における電界の予測計算値と実測値の違いとなっていて現われたと思われる。

(a) $V=157$ kV



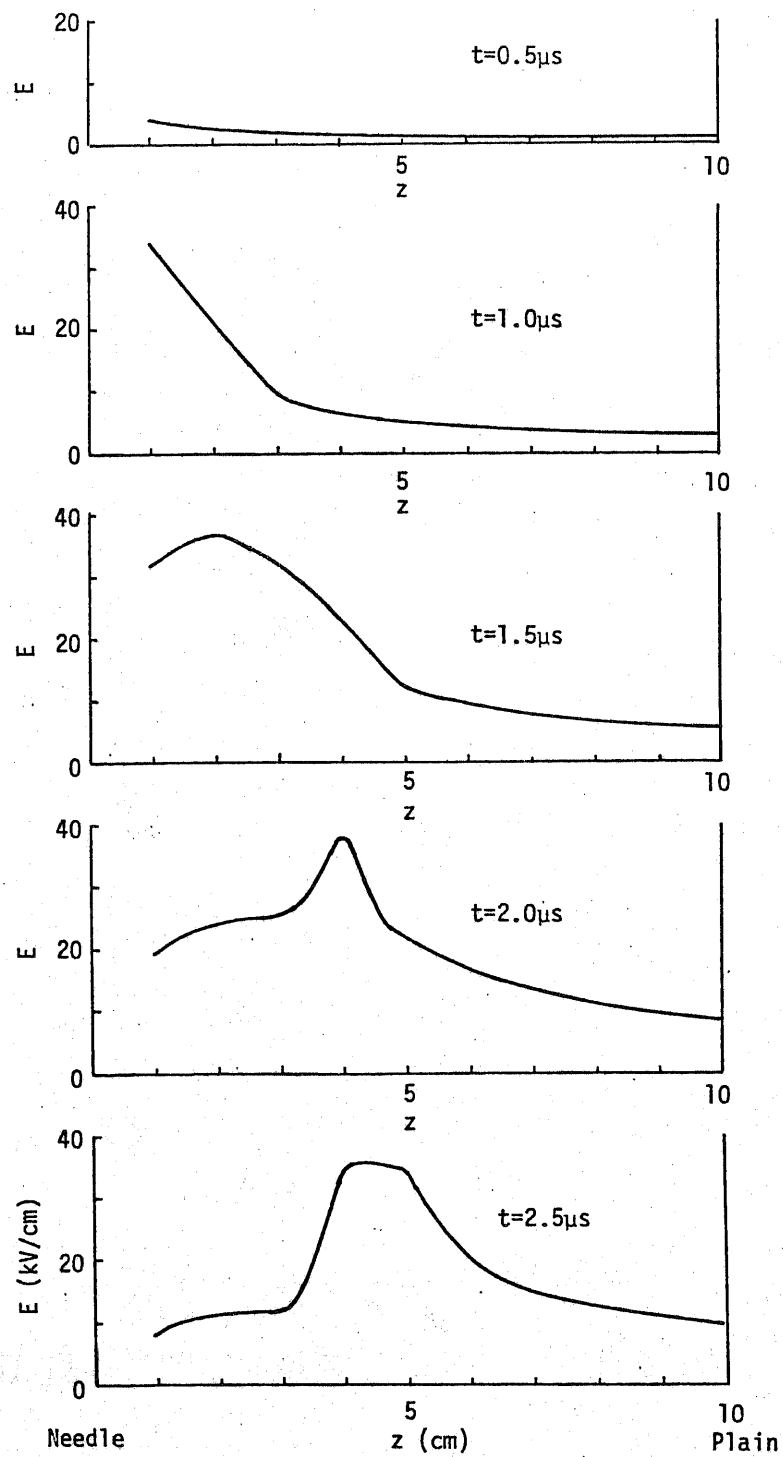


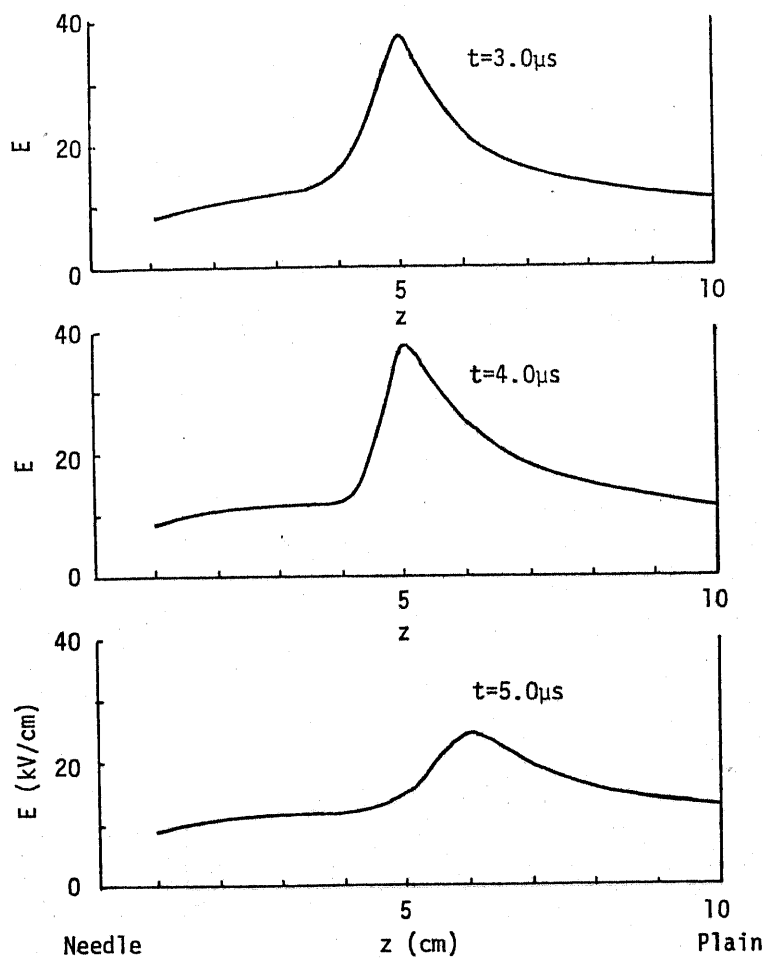
(a) $V = 157 \text{ kV}$ (50% FOV - 5.5σ)

図3.16 ギャップ軸上電界分布の時間変化
(負極性雷インパルス電圧印加時の針対平板電極)

* (b), (c) 図は次ページ以降に掲載

(b) $V=175$ kV

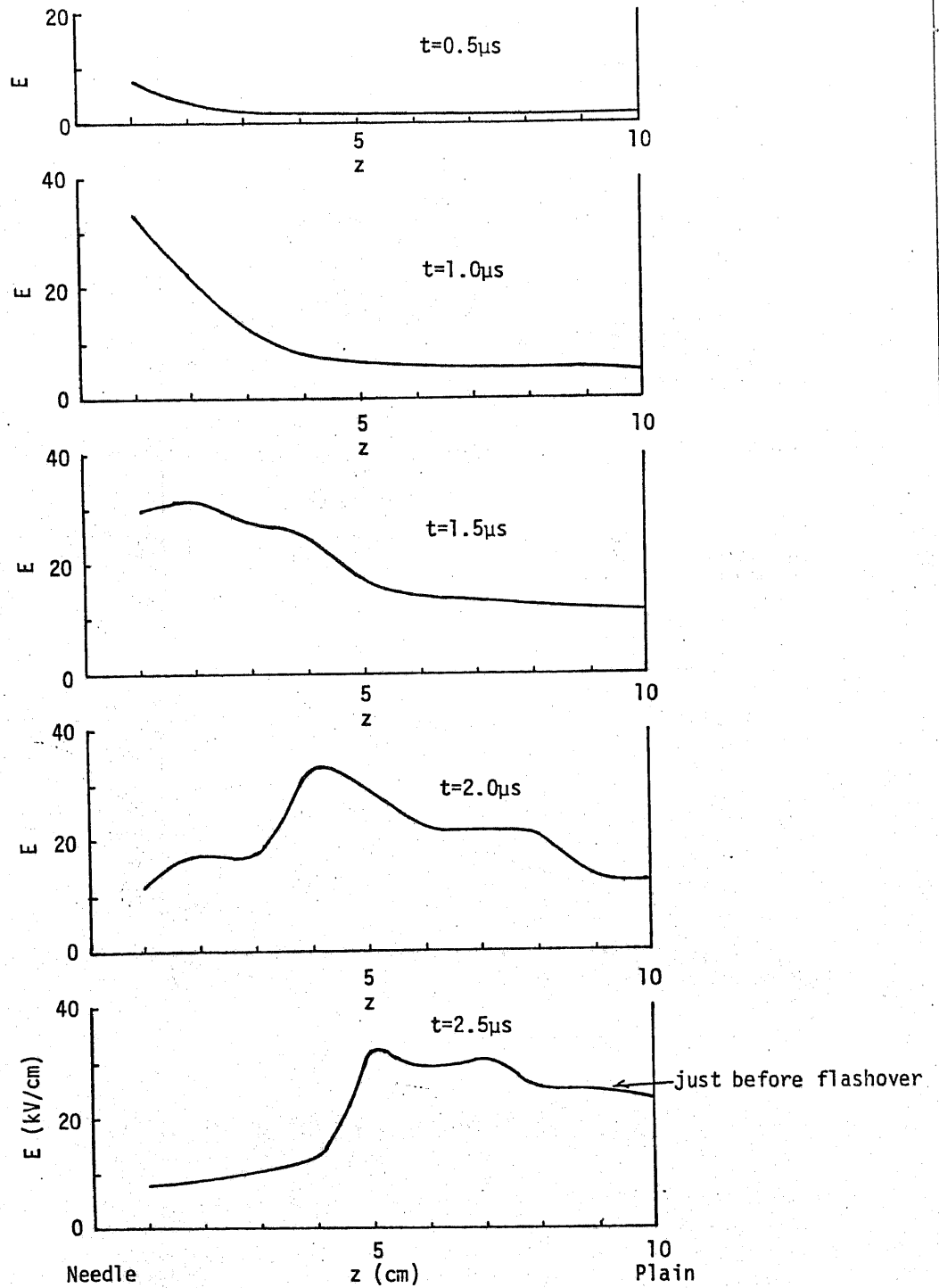




(b) $V = 175 \text{ kV} \text{ (50\% FoV - 2.5\sigma)}$

図3.16 ギャップ軸上電界分布の時間変化(続き)

(c) $V=190\text{ kV}$



(c) $V=190\text{ kV}$ (50% FOV)

図3.16 キヤップ・軸上電界分布の時間変化(続き)

3.5 負極性雷インパルス電圧印加時の結果

ギャップ長 10 cm の針対平板電極において、針電極に負極性雷インパルス電圧、 $-(1.5 \times 48) \mu\text{s}$ を印加した。3種類の印加電圧、157 kV、175 kV、190 kV を印加して、ギャップ軸上の電界測定を行なった。190 kV は、使用したギャップのフラッシュオーバー電圧である。電界測定は、ギャップ軸上 1 cm 間隔で行なった。測定結果を、図 3.16 に示す。いづれの印加電圧においても、針電極付近の電界は、 $30 \sim 40 \text{ kV/cm}$ に上昇したのち、 10 kV/cm ないしそれ以下に低下している。その電界が低くなった領域より、その前方にある高電界部は、時間と共にギャップ中央に進展していく。ギャップ中央に進んでいく部分は、負極性のストリーマなりし、リーダに対応していると考えられる。ストリーマなりしリーダの先端に形成される高電界は、正極性インパルス電圧を印加した時に見られたものに比べ、きわめて高い値を示している。高電界部は、 $V=157 \text{ kV}$ では 4 cm、 $V=175 \text{ kV}$ より $V=190 \text{ kV}$ では 5 cm まで進展している。高電界部分が進展した距離は、 $V=175 \text{ kV}$ と $V=190 \text{ kV}$ で大きな違いはない。また、高電界部の電界は、 $V=190 \text{ kV}$ に比べ、むしろ $V=175 \text{ kV}$ の方が少し高い。一方、フラッシュオーバーが発生する時点 $t=2.5 \mu\text{s}$ での、ギャップ中央・平板電極間の電界を比べると、両印加電圧で、明確な違いが認められる。特に、平板電極付近の電界は、 $V=175 \text{ kV}$ では 10 kV/cm であるのに対し、 $V=190 \text{ kV}$ では 25 kV/cm に達している。

次に、イメージコンバータカメラで放電を観察したので、その結果を図 3.17 に示す。針電極からギャップ中央に進展するような発光は、観測できなかった。この原因として、今回使用したイメージコンバータカメラの感度が高くない、ことが、一つ挙げ

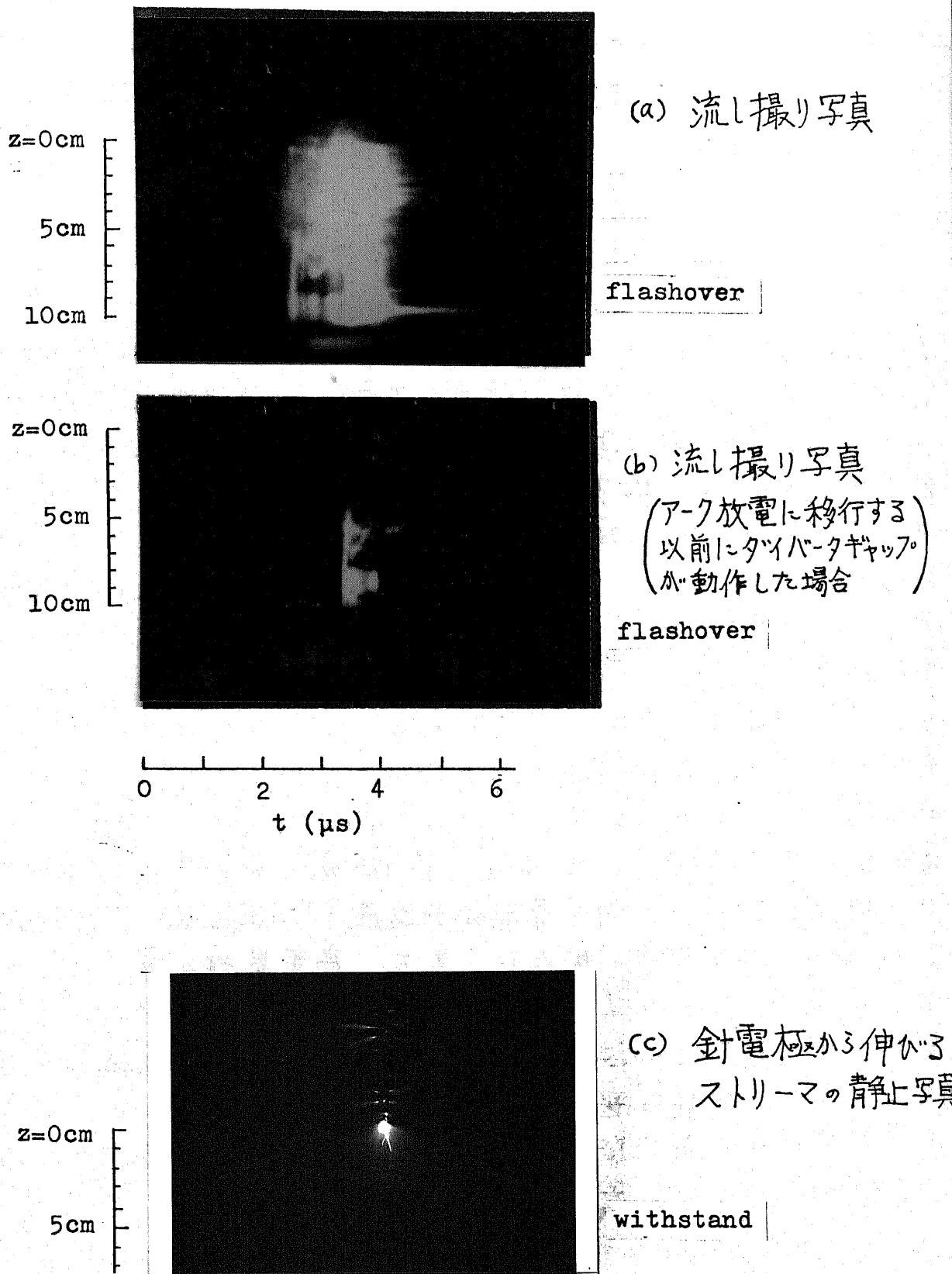


図3.17 フラッシュオーバー電圧印加時の放電現象

(G=10cm, V=190kV)

られる。図3、17より、次の点が指摘できる。

① 全路破壊直前、約 $0.5\mu\text{s}$ 前にあって、平板電極からギャップ中央($z=5\text{cm}$)にまで伸びる発光が観察される。これは、正極性ストリーマと考えられる。この発光がみられる時に、針電極先端も発光している。

② その後、平板電極から伸びたストリーマによる発光は一度消え、また $0.2\mu\text{s}$ 位たつて、同じ位の長さの発光が現われる。ただし、その場合、発光部の途中1ないし2ヶ所は暗くなっており、発光が2ないし3分割されているように見える。こうした発光が、1ないし2回あって、全路破壊に至る。

電界分布の測定結果によれば、フラッシュオーバー(全路破壊)直前には、平板電極近傍の電界が 25 kV/cm を越えるような高い値になっていた。このような比較的高い電界によって、正極性ストリーマが平板電極から発生したと考えられる。

第4章 隔壁効果

いろいろな種類の誘電体を組み合わせたものを複合誘電体と呼び、実用機器の絶縁は、この複合誘電体によってなされている。従って、複合誘電体における放電現象の把握は、工学的に必要欠くべからざる事柄である。

複合誘電体系の基本的な構成の一つに、気中の電極間へ板状の誘電体を挿入したものがあす。その中でも、電界の不平等性が強い電極配置（例えば、針対平板電極）の場合には、薄い絶縁紙を挿入しただけで、電極間のフラッシュオーバー電圧が著しく影響を受ける。このような現象を隔壁効果と呼んでいる。正極性の放電に対しては、隔壁を用いることにより、隔壁がない時のフラッシュオーバー電圧を大きく向上させることができる。この点において、工学的に応用する価値が十分ある。

実用機器の設計に当っては、薄い絶縁紙よりは、誘電体自身の絶縁耐力も期待できる、厚みのある材質を隔壁として用いた場合に興味が向けられる。しかし、本研究においては、以下の理由により、主に絶縁紙を隔壁として採用した。複合誘電体系のフラッシュオーバー機構を考える上で、考慮しなければならぬ最大の要因は、誘電体の界面及びその周辺にある空間電荷のふるまいである。絶縁紙を隔壁として用いると、絶縁紙の存在は他の誘電体と同様、空間電荷の挙動に影響を与えるが、紙自身の絶縁耐力は、複合誘電体系全体のフラッシュオーバーには大きな影響を与えないであろう。従って、絶縁紙の利用は、空間電荷の作用だけを抽出して考察できる利点を有しているといえる。

隔壁効果の研究を発展させる上で、ポッケルス素子を用いた電界測定法が有効な手段になっているので、本論文の一章を隔壁効果に当てることにした。

4.1 これまでの研究

著者が調べた範囲で、隔壁効果に関する研究のうち、最も古いものは、Roth 氏の著書「Hochspannungstechnik」(1927年)に記されている、Steinmetz 氏の実験である。⁽⁵⁵⁾ Steinmetz 氏は、ギャップ長 22.8 cm の球対球電極(球径 6.4 mm) にフレスボードを挿入して実験を行なった。その結果、50 Hz の交流電圧に対するフラッシオーバ電圧が、隔壁を挿入しない時と比べ 1.8 倍になったと報告している。

Marx 氏は、より広範囲の実験条件で隔壁効果の研究を行なった。⁽⁵⁶⁾ 直流、交流、及びインパルス電圧を針対平板電極に印加し、電極の間で、隔壁(紙又はフレスボード)の位置を変えながらフラッシオーバ電圧を測定した。隔壁の挿入により、フラッシオーバ電圧が著しく上昇するのは、針電極に正極性の電圧が印加された場合であることを示した。

Roser 氏は、針対平板電極に隔壁を挿入した時、隔壁と平板電極の間に平等電界を形成する状況が生じ、その平等電界の強さによってフラッシオーバ電圧が決まることを示唆した。⁽⁵⁷⁾

1930 年頃になされた、Marx 氏及び Roser 氏の研究が、本格的な隔壁効果の初めとされている。

1950 年代になつて、Norinder 氏⁽⁵⁸⁾ が隔壁を有するギャップの放電発光を静止写真で捕えた。また、Tikhodeev 氏⁽⁵⁹⁾ が平板電極に流れ込む直流コロナ電流が、隔壁の大きさでどう変化するかを調べた。しかし、これらの研究も、その後継続された様子はない。

1960 年代末になり、本学名誉教授である鳳氏を中心に、インパルス電圧の波形の違いによる隔壁効果の変化に着目し、研究が再開された。更に、私の所属する河野研究室で研究が継続さ

れている。隔壁の材質はクラフト紙である。横山氏⁽³⁶⁾及び福永氏⁽³⁷⁾は、その流れの中で、波頭長によらずどんな正極性インパルス電圧でも、フラッシュオーバー電圧が上昇する隔壁効果があり、開閉インパルス領域で特に効果が大であることを見いだした。福永氏は、隔壁効果のフラッシュオーバー機構にも触れ、ストリーマが隔壁を貫通する形式及び、隔壁に付着した空間電荷と平板電極によって生じる準平等電界によるフラッシュオーバー形式を提案している。また、石丸氏は隔壁を2枚挿入した場合を取り上げ、2枚目の隔壁の効果はあまりないことを指摘した。

犬石、奥村両氏は、雷インパルス、直流、交流の各電圧に対する紙の隔壁効果を研究した。⁽³⁸⁾⁽³⁹⁾ 基本的には、Roser氏の考え方で実験事実が説明できるとしている。隔壁が著しく針電極に近い場合は、隔壁表面の電荷の広がりか局部的に限られるため、また、隔壁が非常に平板電極に近い場合は、針電極から隔壁上に供給される電荷は少なく、針電極・隔壁間の分担電圧だけで系全体のフラッシュオーバー電圧が決まってしまうため、それぞれ、Roser氏の考え方がずれ結果が生じると推測している。

Remde, Boecker 両氏は、厚さ0.2〜1.2 cmの厚紙を用いた実験をし、フラッシュオーバーは、隔壁上の沿面放電を介して完結すると報告している。⁽⁶⁰⁾ また、隔壁の厚さ及び大きさによるフラッシュオーバー電圧の変化を、実験式として導いている。

最近では、板状の誘電体(例えばベークライト板)を隔壁とした研究も、いくつか発表されている。Awad氏は、汚損された隔壁について実験を行なっている。⁽⁶²⁾ その中で、隔壁表面の導電率が汚損や吸湿により高くなると、隔壁によるフラッシュオーバー電圧の上昇がなくなることを見出している。高野氏⁽⁴³⁾、吉田氏⁽⁵¹⁾は、ベークライト製の隔壁の大きさと、フラッシュオーバー電圧の関係を各種実験条件で調べている。棒対棒電極に板

状隔壁を挿入した場合、隔壁の大きさを増すとフラッシュオーバー電圧も上昇するか、その大きさがギャップ長の約2倍以上になると大きさを増しても、フラッシュオーバー電圧はほとんど上昇しなくなることを報告している。

その他、石橋氏は、不平等電界中に金属隔壁を置いて交流のフラッシュオーバー電圧を調べている。この場合も、誘電体隔壁と同様、隔壁の位置でフラッシュオーバー電圧が大きく変動することを示した。⁽³⁵⁾ただし、変化の仕方は誘電体の場合に比べ、かなり複雑である。

著者が集めた隔壁効果に関する文献を、参考文献(35)から(64)に示した。

隔壁効果の研究を顧みると、定量的な議論が必ずしも十分なされていないように思われる。この点か、本研究で隔壁効果を取り上げた一つの理由になっている。

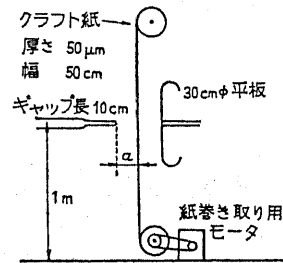


図4.1 実験装置の概略図

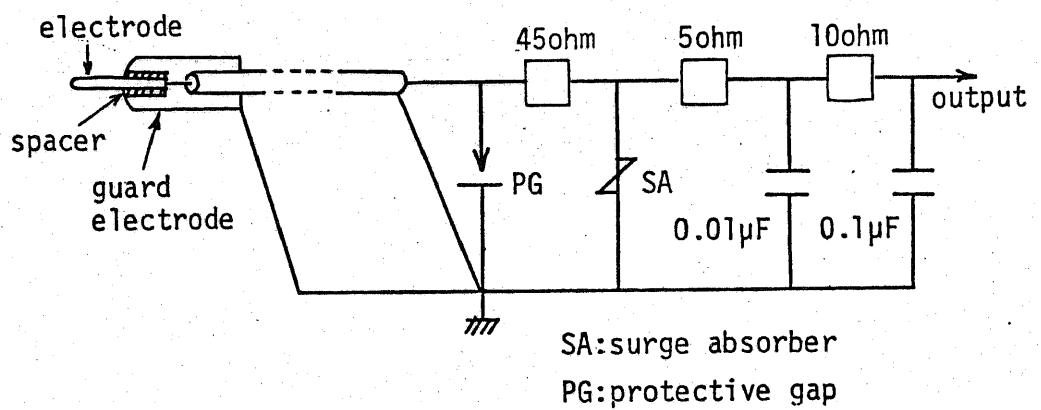


図4.2 コロナ放電電荷量の測定回路

4.2 実験方法

4.2.1 ギャップ構成及び印加電圧

実験装置の概略を図4.1に示す。電極系の放電路に垂直に絶縁用クラフト紙を配置した。クラフト紙は厚さ 0.05 mm 、幅 50 cm で、残留電荷の影響を避けるため、1回の放電ごとにモータで巻取られ、常に新しいものを使用するようにした。隔壁の絶縁耐力が大きいと、隔壁上の沿面放電が裏側にまわり込んでフラッシオーバに至るか、ここでは紙自身の絶縁耐力が結果に影響を与えない薄いものを選んだ。この程度の紙では、2枚重ねても後述のフラッシオーバ特性に変化はなく、紙を貫通したフラッシオーバ放電路になる。

棒電極としては、 6 mm φの黄銅丸棒先端を半球又は、先端角 30 度の円錐に加工した、半球棒電極及び針電極を用いた。

その他に、外径 16 mm 、肉厚 1 mm の黄銅管の端面を、刃先角 40 度に仕上げた、円筒刃形電極を使用した。

印加電圧は、インパルス電圧である。インパルス電圧の波形としては、雷インパルス及び開閉インパルスの代表として、 $(1.5 \times 48)\mu\text{s}$ 、 $[360 \times 6000]\mu\text{s}$ を用いた。

4.2.2 測定手法

コロナ放電電荷量の測定は、棒電極を接地側に置き、放電電流をコンデンサーで積分することで行なった。(図4.2参照)その際、平板電極に負極性インパルス電圧を印加し、等価的に棒電極から正極性放電が生じるようにした。負極性放電を調べる時は、逆に平板電極へ正極性インパルス電圧を印加した。

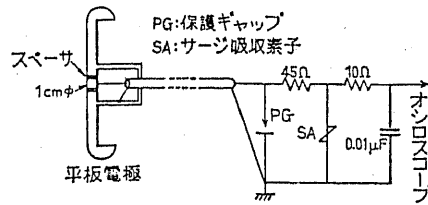


図4.3 平板電極上電界の測定回路

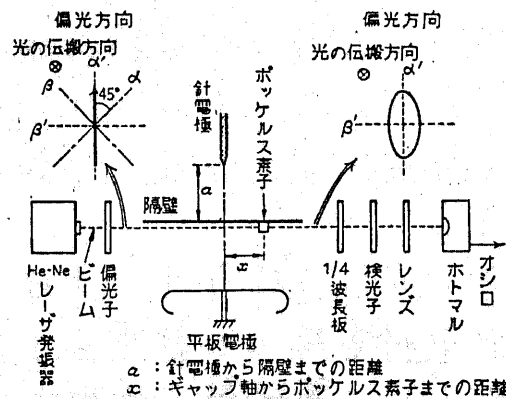


図4.4 ポッケルス素子を用いた
隔壁裏面上の電界測定

(ポッケルス素子の種類によっては、円偏光を入射した)

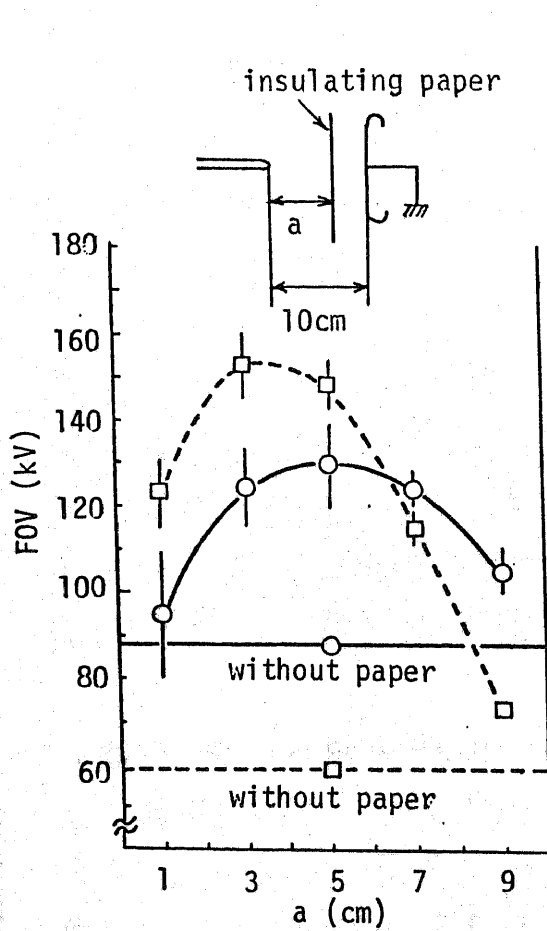
平板電極中心部に、直径1cmの分割電極形の容量性フローを設け、平板電極上の電界測定を行なった。測定回路を図4.3に示す。この方法によれば、フローに流れ込む変位電流をコンデンサで積分することにより、瞬時電界が測定可能である。⁽²⁰⁾

ポッケルス素子を用いて、隔壁を有するギャップの電界測定を行なった。まず、図4.4に示したように、ポッケルス素子を針電極側から見て隔壁の裏側に配置し、隔壁裏面上の電界を測定した。この場合、ポッケルス素子を固定する必要上、厚さ1mmの亚克力板を隔壁に用いた。

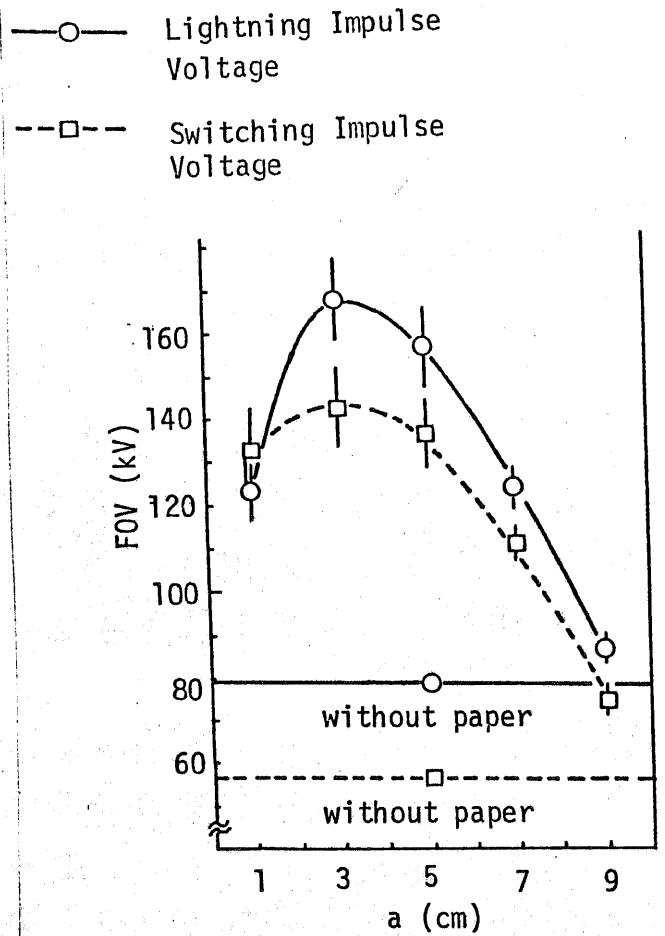
隔壁にクラフト紙を用いた時と亚克力板を用いた時では、フラッシュオフ時の放電形態は異なる。クラフト紙の場合には放電路が隔壁を貫通してフラッシュオフに至るのに対し、亚克力板の場合には放電路が亚克力板をまわり込むようなフラッシュオフの形態になる。しかし、隔壁が亚克力板の場合に、コロナ放電電荷量や平板電極上電界を測定し、これらの値を隔壁がクラフト紙の場合と比べると有意な差はなかった。従って、亚克力板とクラフト紙の違いは、インパルス電圧領域のコロナ放電に大きな変化をもたさないと考えられる。よって、フラッシュオフが発生する状態においても、フラッシュオフに至る直前までのコロナ放電に関しては、クラフト紙や亚克力板という隔壁材質による差はないとして検討を進める。隔壁裏面上の電界測定結果を、隔壁にクラフト紙を用いた場合の放電機構の考察にも利用することにする。

その他、ポッケルス素子を亚克力製ホルダーに納めた、第2章、図2.8のような測定器を、クラフト紙隔壁と平板電極の間に配置して、電界の測定も行なった。

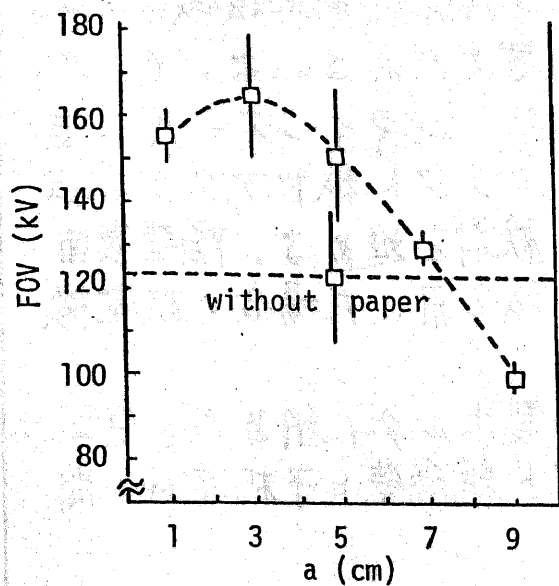
放電の発光は、静止カメラ、イメージコンバータカメラ、光電管を用いて、観測した。静止カメラ（F1.2のレンズ使用）の



(a) Semisphere electrode



(b) Needle electrode



(c) Cylindrical edge electrode

図4.5

絶縁紙隔壁の位置による
正極性フラッシュオーバー電圧の変化

フィルムとしては、コダック社製 Tri-X を用い、増感現象処理をした。イメージコンバータカメラは、Quantrad 社製 model 1D model 5B を使用した。光電管は、発光地点から約 50 cm 離れた所に配置し、光電管前面には 3 mm のスリットを置いた。

4.3 フラッシュオーバー電圧

4.3.1 棒対平板電極における結果

平板電極を接地し、正極性電圧を各種棒電極に印加した場合、50 % フラッシュオーバー電圧（以下、単にフラッシュオーバー電圧と呼ぶ）が、クラフト紙（以下、紙ないし絶縁紙と呼ぶ）隔壁の位置でどのように変化するかを示したものが図 4.5 (a), (b), (c) である。縦軸はフラッシュオーバー電圧、横軸は棒電極から紙までの距離 d を表わしている。図 4.5 (a) には半球棒電極を用いた時の、(b) には針電極を用いた時の、また (c) には円筒刃形電極を用いた時のフラッシュオーバー電圧をその標準偏差と共に示してある。

半球棒電極では、 $(1.5 \times 48) \mu\text{s}$ のインパルス電圧（以下、雷インパルス電圧と呼ぶ）を印加すると、 d の値が増加するにつれて、半円形状にフラッシュオーバー電圧が変化する特性をもっている。一方、 $[360 \times 6000] \mu\text{s}$ のインパルス電圧（以下、開閉インパルス電圧と呼ぶ）を印加した場合は、 d の値によるフラッシュオーバー電圧の変化が、雷インパルス電圧の場合に比べ大きい。一般に、正極性開閉インパルス電圧による棒対平板電極のフラッシュオーバー電圧は、電圧波頭長に対し V 特性を示し低い値になるのが特徴である。それに対し、隔壁効果で d の値が小さい時

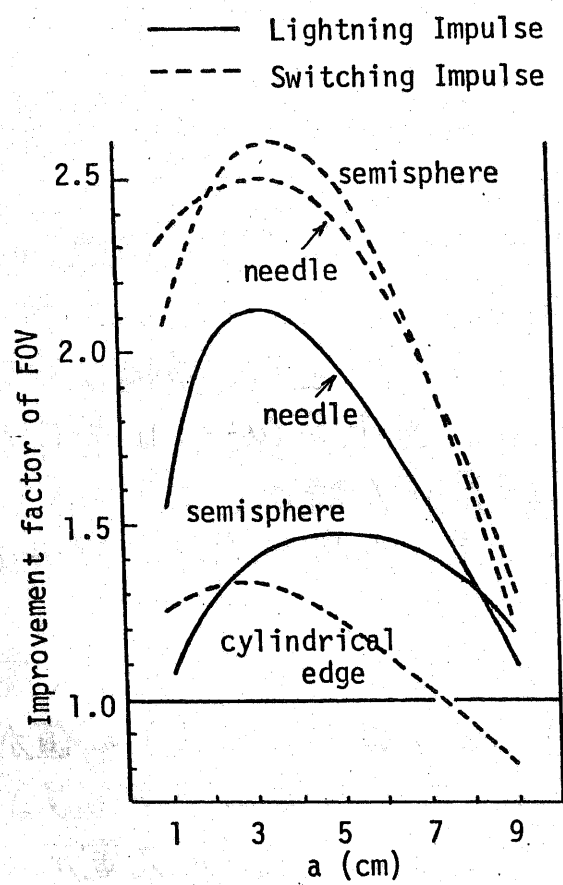


図4.6 正極性フラッシュオーバー電圧改善度

には、開閉インパルス電圧印加時のフラッシュオーバー電圧が、雷インパルス電圧の場合より高くなっている。このことは、鳳氏らによって見いだされ⁽³⁷⁾、隔壁効果を再検討する一つのきっかけになった。

針電極は半球棒電極と異なり、雷インパルス電圧印加時のフラッシュオーバー電圧の方が、開閉インパルス電圧印加時より全体的に高くなる傾向がある。このような電極先端形状による著しい変化は、本研究によって初めて明らかにされたことであり、先端から発生する空間電荷によって、フラッシュオーバー電圧が大きく影響されていることを推測させる。この点か、コロナ放電電荷量や電界を定量的に測定する動機になった。

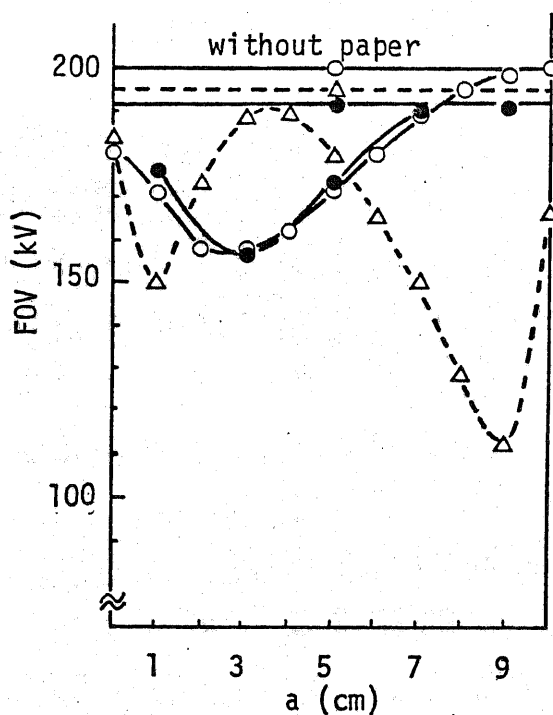
開閉インパルス電圧を印加した円筒刃形電極の場合、紙を挿入しない（以下、紙なしと略記する）時のフラッシュオーバー電圧が他の電極に比べてかなり高い。しかし、紙を挿入すると他の電極と同様の特性を示すようになり、してしまうことかわかる。特に紙が平板電極に近い $d = 9 \text{ cm}$ では、紙なし時に比べてフラッシュオーバー電圧が低下している。

図4.5の結果をもとに、紙を挿入した時のフラッシュオーバー電圧を、紙なし時の値で割算した値をフラッシュオーバー電圧改善度と定義し、隔壁効果の現われ具合を図示したものが図4.6である。紙なしのフラッシュオーバー電圧が低い、開閉インパルス電圧印加時の半球棒電極や針電極において、フラッシュオーバー電圧改善度が特に高くなっているのが特徴である。

一方、紙の挿入位置 d によるフラッシュオーバー電圧の変化を見ると、雷インパルス電圧を半球棒電極に加えた場合を除いて、 d の値が棒電極寄りの約 3 cm 程度で極大値をとることかわかる。

ギャップ長 10 cm 以外の結果は、4.5.5節、図4.36 (a), (c) に示されている。同図においても、 d の値がギャップ中央より棒電

applied voltage electrode
 —○— Lightning impulse, Semisphere
 —●— Lightning impulse, Needle
 - -△- - Switching impulse, Semisphere



Note: Standard deviation of FOV is about 5-10 kV.

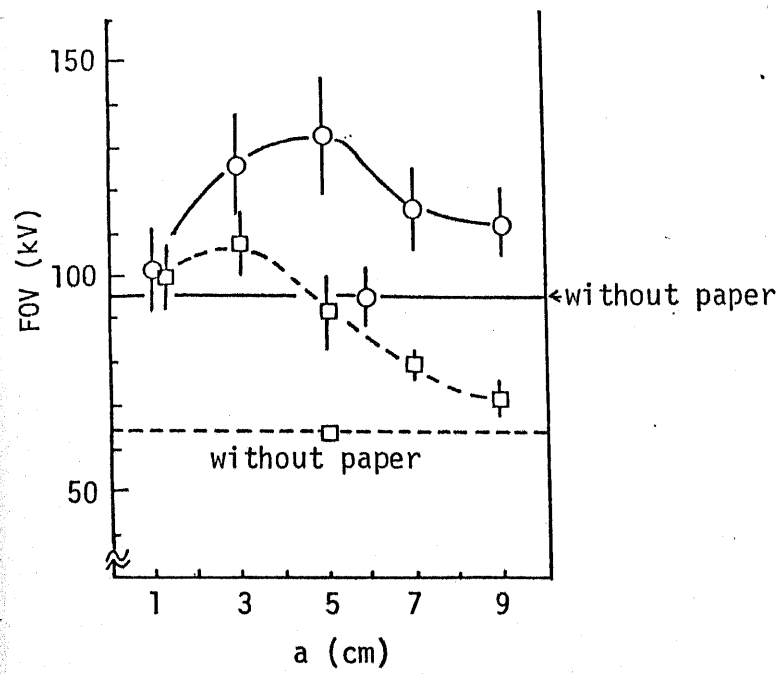
図4.7 隔壁の位置による負極性フラッシュオーバー電圧の変化

極に近い所で、フラッシオーバ電圧が極大になっている。

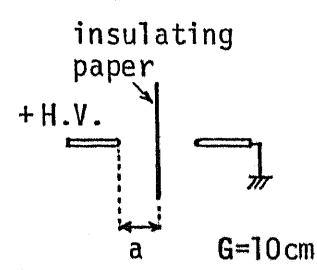
次に負極性インパルス電圧を印加した時の結果を図4.7に示す。負極性電圧の場合は、正極性と異なり、紙を挿入することによってフラッシオーバ電圧が低下している。また、紙の挿入位置によるフラッシオーバ電圧の変化が、2種のインパルス電圧波形で大きく異なっている。雷インパルス電圧では、 d の値が2〜3cmで最小値をとり、以後 d の値が増加するにつれて、紙なしのフラッシオーバ電圧に漸近していく。この場合、半球棒電極と針電極による電極形状の差はほとんどない。一方、開閉インパルス電圧印加時では、 d の値が1cm及び9cmで極小、3〜4cmで極大となっている。開閉インパルス電圧印加時の $d=1\sim 9$ cmで表われた、山なりのフラッシオーバ電圧の変化は、正極性電圧印加時の結果と似た様相を呈している。

4.3.2 棒対棒電極における結果

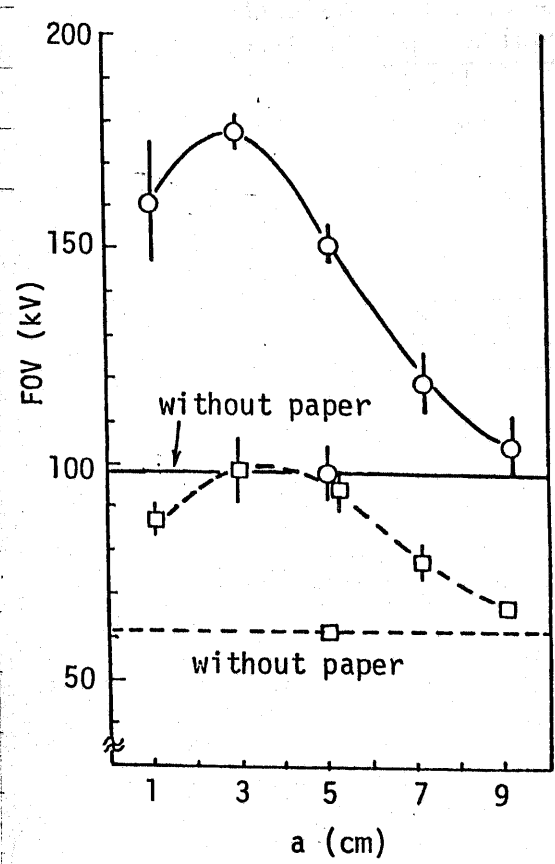
棒電極として、半球棒電極又は針電極を用い、棒対棒電極を構成し、隔壁効果を調べた結果を図4.8に示す。紙なし時のフラッシオーバ電圧は、正極性棒対平板電極に比べ、10〜20%程度高い。雷インパルス電圧を印加した時の結果を見ると、正極性棒対平板電極におけるフラッシオーバ電圧特性と変化の傾向も、また絶対値も近いことがわかる。一方、開閉インパルス電圧印加時のフラッシオーバ電圧は、正極性棒対平板電極の時に比べ安い値を示している。開閉インパルス電圧が印加された時には、棒対平板電極の時ほど大きなフラッシオーバ電圧改善度を望めない。しかし、最大1.6倍程度のフラッシオーバ電圧



(a) Semisphere electrode



—○— Lightning Impulse
--□-- Switching Impulse



(b) Needle electrode

図4.8
棒対棒電極における
隔壁効果

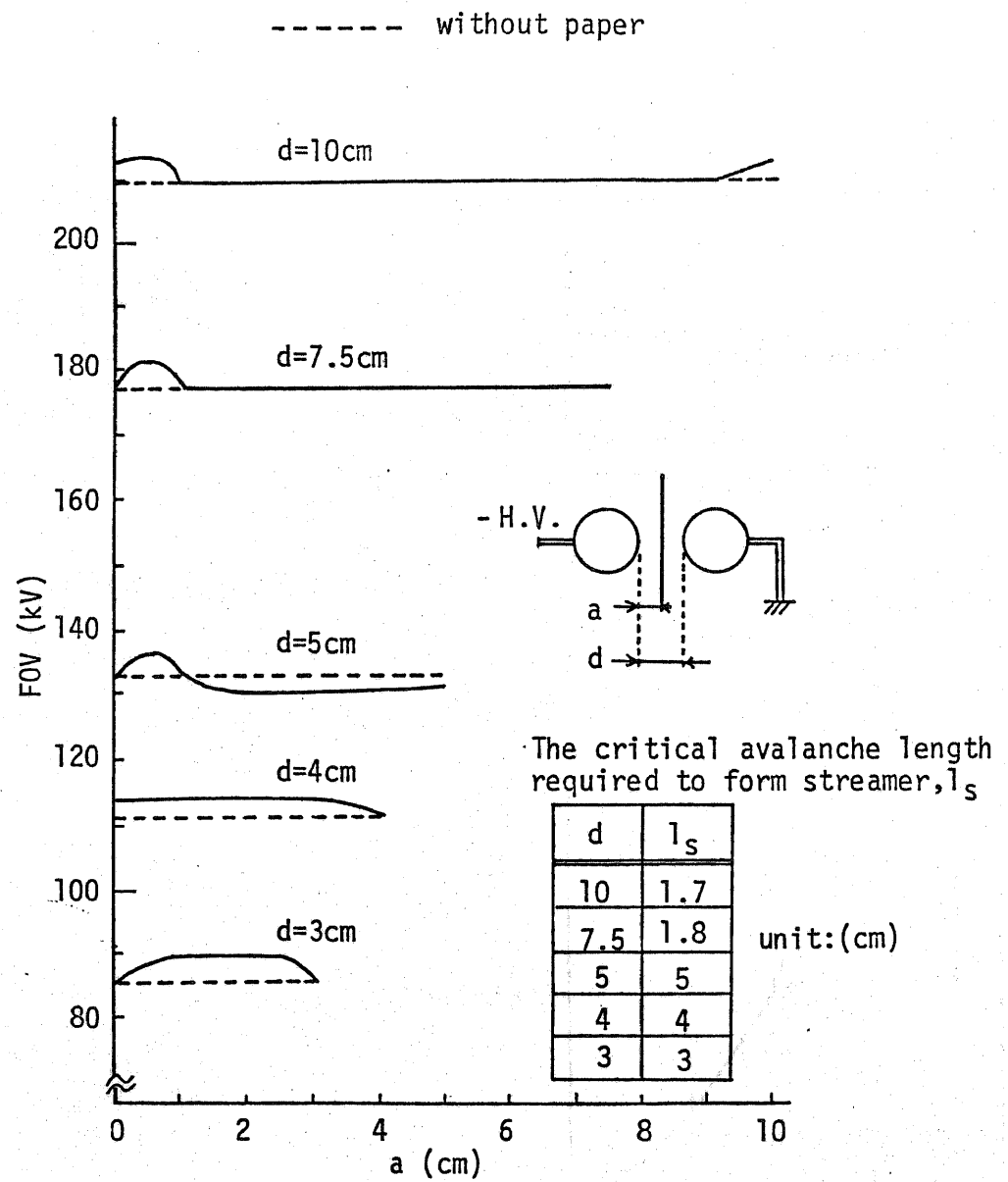


図4.9 球対球電極における隔壁効果

改善度は依然存在している。

4.3.3 球ギャップにおける結果

不平等電界中の隔壁効果と比較する意味で、球ギャップにも紙を挿入して実験を行なった。一般には、平等電界中では隔壁効果がないとされている。しかし、ストリーマになる前の電子なだれの状態で、その動きを抑制すれば、隔壁の作用がでてくるのではないかと推測した。電子なだれを電極上から出発させるため、負極性雷インパルス電圧を印加して実験を行なった。結果を図4.9に示す。フラッシオーバ電圧の上昇は確かに大きくなく、ギャップ長が増加すると紙なし時のフラッシオーバ電圧と等しくなる領域が大部分を占めてしまう。ここで、フラッシオーバ電圧の上昇がなくなる隔壁位置に注目して、少し検討してみたい。ギャップ長が3ないし4cmの時は、全領域でフラッシオーバ電圧の上昇がみられる。ギャップ長が5cm以上になると、フラッシオーバ電圧の上昇は、その値が陰極から1cmの所でなくなってしまう。これらの結果を検討するために、各ギャップ長におけるストリーマ転換距離を求め、図4.9に付記した。ストリーマ転換距離の定義は以下のようなものである。陰極を出発した電子は、陽極方向に進むにつれて衝突電離によって増倍する。この状態を電子なだれと云う。電子なだれがある距離進展し、増倍した電子の数がある閾値以上になるとストリーマに転換する。このストリーマに転換するまでの電子なだれの進展距離を、ストリーマ転換距離と呼んでいる。ここでは、実効電離係数を陰極からギャップ軸に沿った積分路で積分し、積分値が20になった所でストリーマの転換が生じると仮定した。図4.9中の

ストリーマ転換距離の計算値 l_s を見ると、ギャップ長 5cm を境に、それ以下では l_s がギャップ長に等しく、それ以上では l_s が 2cm 以下になってしまうのかわかる。隔壁を挿入したことによりフラッシュオーバーが上昇する領域は、ストリーマ転換距離とほぼ対応している。すなわち、電子がたれの状態で進展する領域に隔壁を挿入した場合には、多少隔壁の効果が発現されるが、ストリーマに転換した所では隔壁の効果は全くなくなってしまうといえる。球ギャップのように、平等電界に近くギャップ全体で高い電界が維持される所に、隔壁を挿入しても、隔壁によってストリーマの進展を抑制できないと断定できる。

4.4 正極性インパルス電圧印加時の隔壁効果

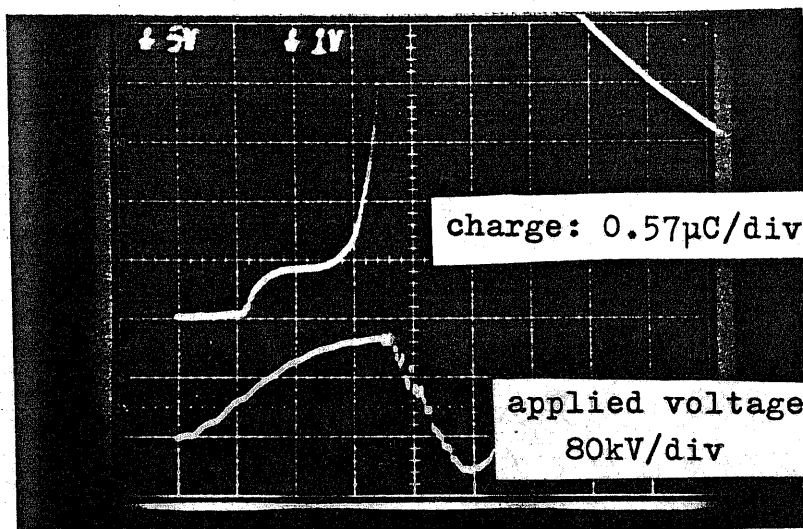
本節では、ことわりがない限りギャップ長 10cm の棒対平板電極について検討がなされている。

4.4.1 コロナ放電電荷量及びコロナ放電形態

棒対平板電極において、棒電極から発生するコロナ放電電荷量を測定した。その結果を以下に示していく。4.2.2節で述べたように、コロナ放電電荷量の測定は、フラッシュオーバー電圧の測定とは逆に棒電極側を接地して行なった。平板接地時に比べ電界に及ぼす大地面の影響が異なり、フラッシュオーバー電圧も若干変化することが予想されたので、念のため測定をした。その結果は、図4.5に示した傾向にはほとんど変化なく、絶対値で最大 10 kV 程度の差が見られたにすぎなかった。

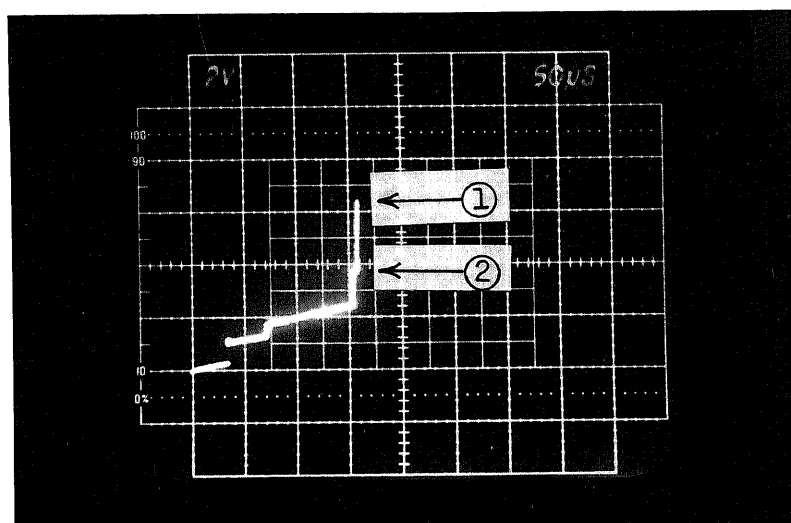
図4.10 コロナ放電電荷量の時間変化

(正極性インパルス電圧印加時)



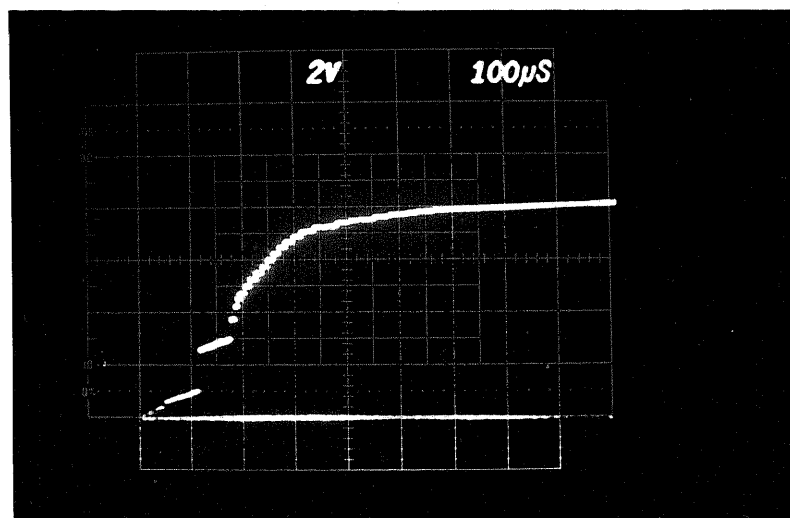
(a) lightning impulse
semisphere electrode
 $a=5\text{cm}$, $V=130\text{kV}$
flashover

500nsec/div



(b) switching impulse
semisphere electrode
 $a=5\text{cm}$, $V=140\text{kV}$
flashover

0.23pC/div, 50ps/div

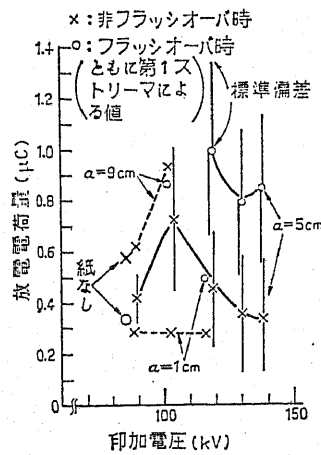


(c) switching impulse
needle electrode
 $a=5\text{cm}$, $V=132\text{kV}$
withstand

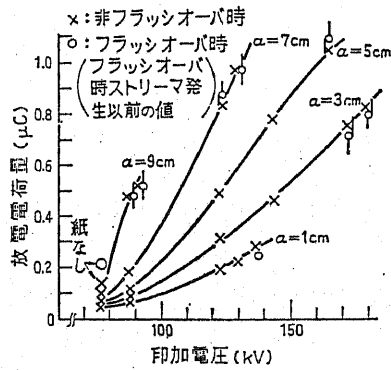
0.23pC/div, 100ps/div

まず、コロナ放電電荷量の時間変化に触れておく。雷インパルス電圧印加時の半球棒電極の例を図4.10 (a) に示す。時間について放電電荷量が2回大きく変化し、2度目の増加でフラッシュオーバーに至っている。初めの電荷量変化の段を第1ストリーマ、フラッシュオーバーに至る時に観察される電荷量変化を第2ストリーマと呼ぶことにする。なお、フラッシュオーバーしない場合は、第1ストリーマによる放電電荷量しか観測されなり、例が大多数である。図4.10 (c) は、開閉インパルス電圧印加時の針電極の例で、小さな電荷量の段がいくつも見られる。フラッシュオーバーは途中の電荷量の段、なりし電荷量が最大になつた所で生じる。途中の段でフラッシュオーバーした時の例を図4.10 (b) に示す。雷インパルス電圧印加時の針電極、開閉インパルス電圧印加時の半球棒電極も、図4.10 (c) と同様な変化をする。以上、雷インパルス印加時の半球棒電極だけが二度のコロナ放電でフラッシュオーバーしているのに対し、ほかの場合は多数のコロナ放電の後にフラッシュオーバーするという違いを有している。

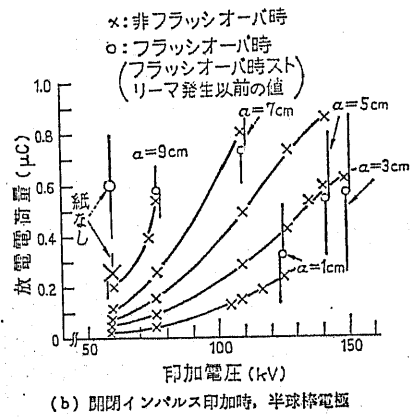
次に、コロナ放電電荷量が、印加電圧及び紙の位置でどのように変わるかを示すと、図4.11になる。コロナ放電電荷量を測定する場合、空間電荷がギャップ間を完全に渡り切つた時に初めて真の放電電荷量が観測される。従つて、ギャップ中に紙を挿入すると、空間電荷の移動が妨げられ、測定値は真の放電電荷量を示さなうことになる。測定値の補正については、堀井氏が検討を加えており⁽⁶⁵⁾ 空間電荷の分布とその電荷が存在する地点の静電位がわかれば、真の放電電荷量が算出できる。空間電荷の移動がすべて紙によつて妨げられるとした場合、測定値と真の値の差が最大になる $d = 1\text{cm}$ では、真の放電電荷量は測定値の2.5倍程度になる。これと同様の補正を行なつた後でも、定性的な議論に変更が生じないので、本節におけるコロナ放電電



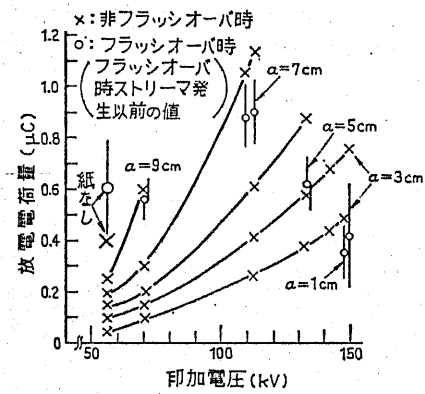
(a) 雷インパルス印加時, 半球棒電極



(c) 雷インパルス印加時, 円すい棒電極



(b) 閉閉インパルス印加時, 半球棒電極



(d) 閉閉インパルス印加時, 円すい棒電極

図4.11 印加電圧及び隔壁の位置による
コロナ放電電荷量の変化

荷量は、測定値をもつて話を進める。電荷量の測定において、電極1の充電電流成分がコロナ放電電流成分に重畳した形で観測される。図4.11のコロナ放電電荷量測定値は、この充電電流成分を除去した値になっている。

フラッシュオーバーした場合、全路破壊に導くストリーマ発生時には急激な電荷量増加が生じる。この最終的なストリーマ(以下フラッシュオーバー時ストリーマと呼ぶ)による電荷量を測定するのは不可能である。特に、電荷量変化が激しい波頭部でフラッシュオーバーした図4.10(b)のような場合、図中①までがストリーマでそれ以後アークに移行するとも考えられるが、オシロの輝度で①の点は大きく変わる恐れもある。従って、ここではフラッシュオーバー時の電荷量として、フラッシュオーバー時ストリーマが発生する以前の値(図4.10(b)中の②の点)を取ることにした。一方、雷インパルス印加時の半球棒電極の場合は、第2ストリーマの電荷量を捕えにくいので、第1ストリーマによる電荷量をもって、フラッシュオーバー時の電荷量とした。

図4.11(a)は、雷インパルス電圧印加時の半球棒電極の場合である。放電電荷量の標準偏差は $\sigma = 5 \text{ cm}$ の場合だけ示した。 $\sigma = 5 \text{ cm}$ で代表されるように、ある一定の印加電圧に対し放電電荷量のはらつきが大きいことが特徴である。第1ストリーマは印加電圧波頭部で発生し、その電荷量は発生時刻が遅いほど大きな値になる傾向がある。よって、第1ストリーマの発生時刻の大幅な統計的変動が、そのまま電荷量のはらつきになって現われたと考えられる。(この点は、4.4.4.2 節でも触れることにする。)

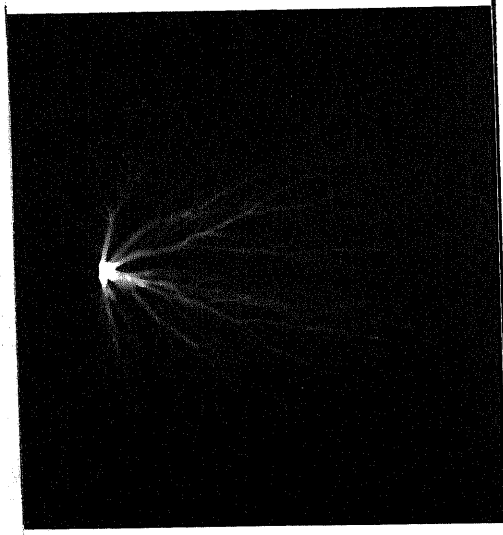
図4.11(b)～(d)より、間欠的に多数のコロナが発生する場合は、どれも似たような特性を示すことがわかる。印加電圧を上げると放電電荷量は急激に増加し、 σ の値が大きい程その傾向

rod
↓

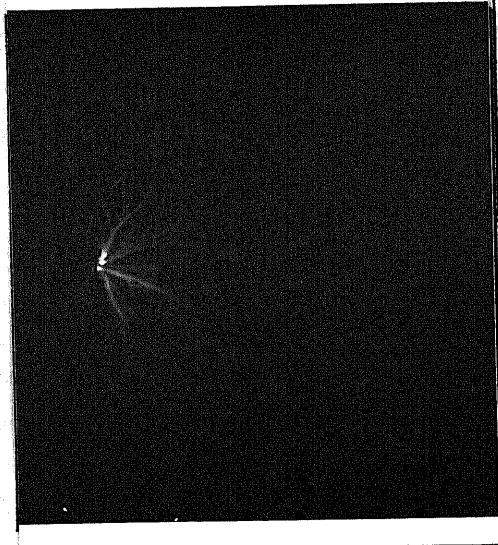
plain (gap length = 10cm)
↓

(a-1)

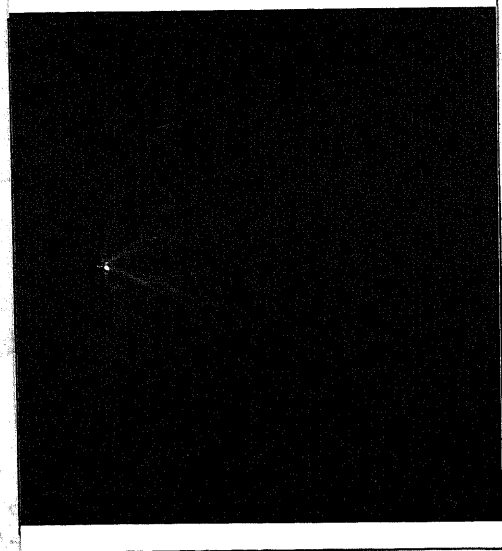
lightning impulse
semisphere electrode
V=88kV



without barrier



a=3cm



a=7cm

(a) 紙なし時のフラッシュ・バ電圧を印加した時における
ストリーマの進展 (a-1) 及び (a-2)

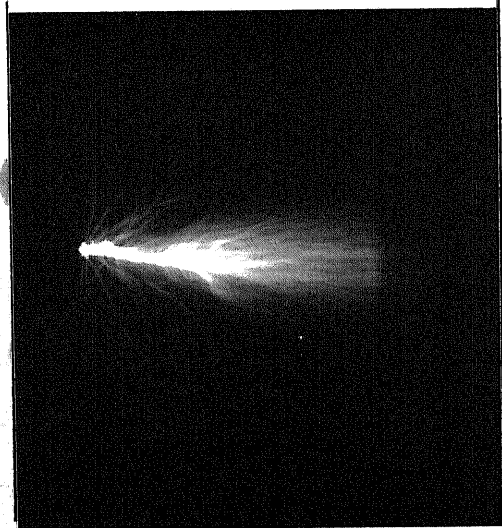
図4.12 コロナ放電の発光形態
(図4.12 は 5ページに渡って続く)

(a-2)

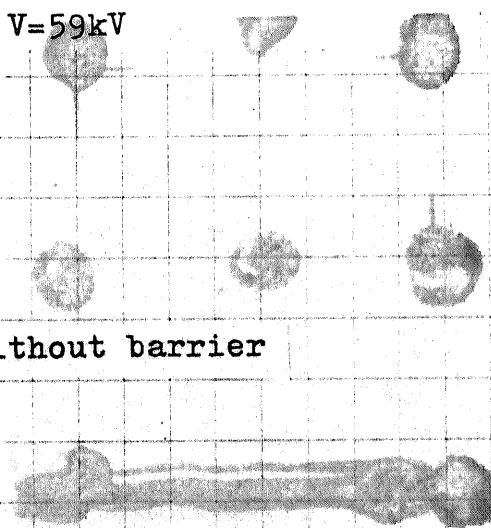
switching impulse

semisphere electrode

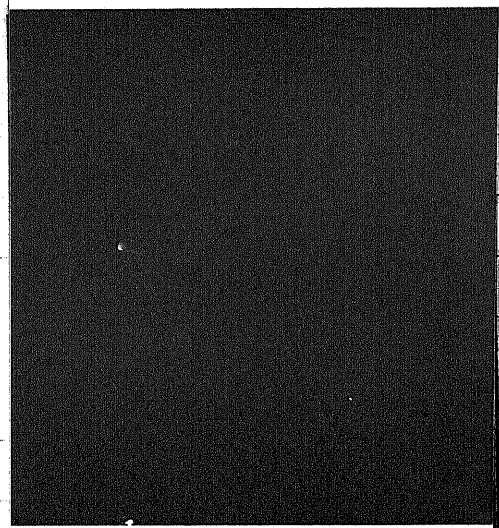
$V=59kV$



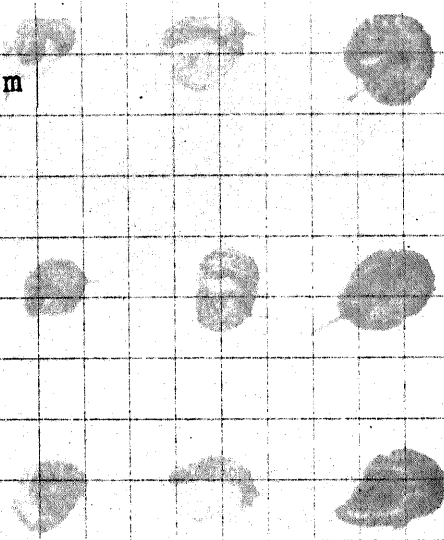
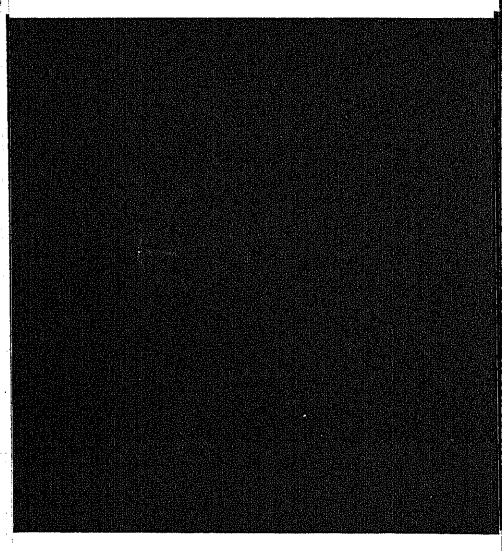
without barrier



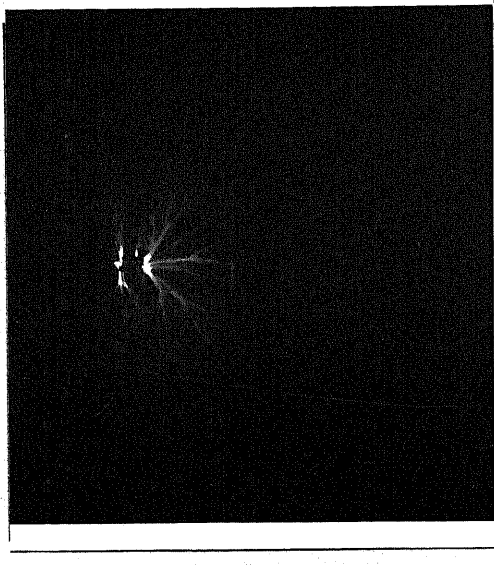
$a=3cm$



$a=7cm$

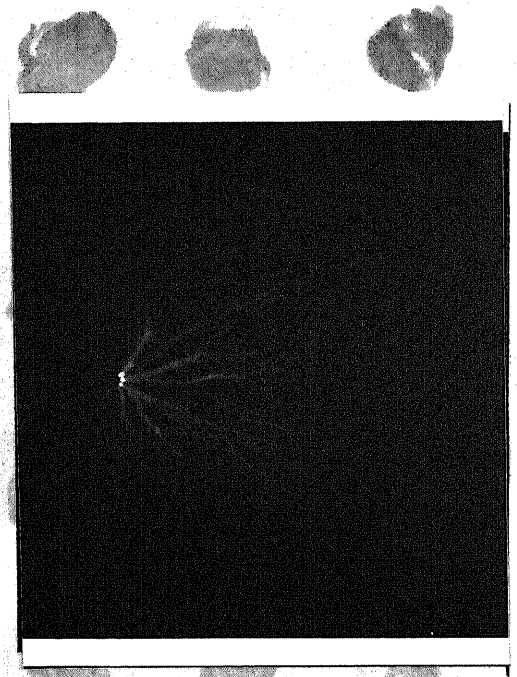


(b-1)
lightning impulse
semisphere electrode

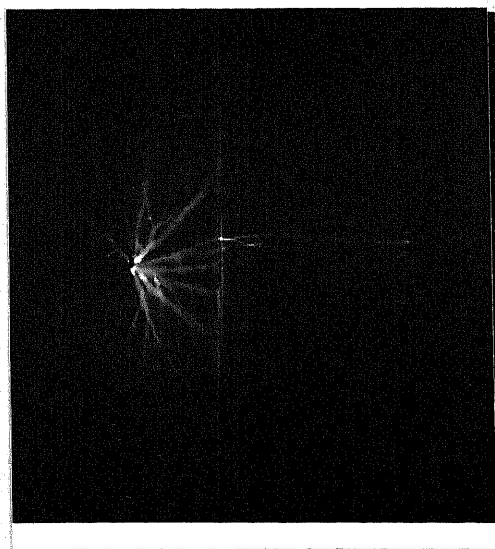


$a=3\text{cm}$, $V=125\text{kV}$

Streamer does not penetrate
barrier.

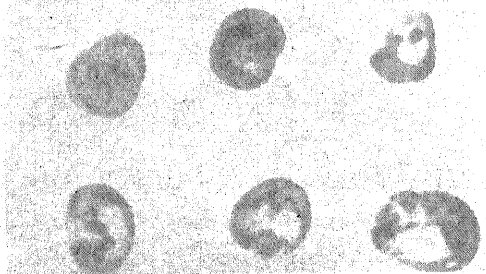


$a=7\text{cm}$, $V=124\text{kV}$

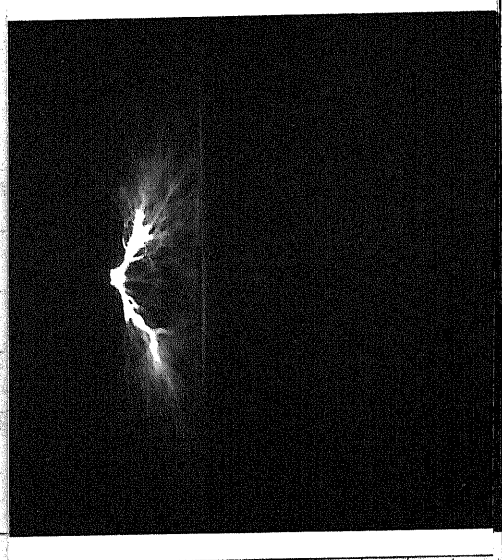
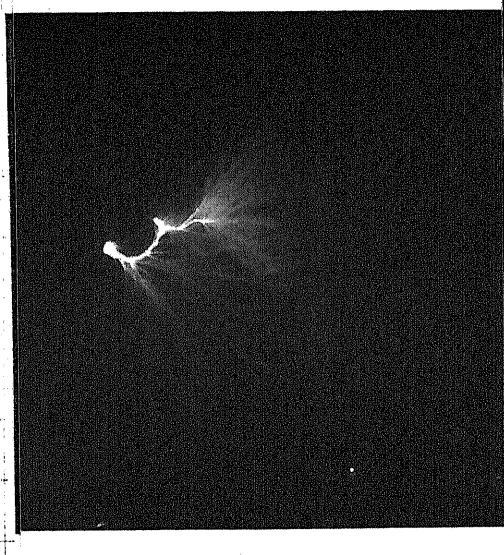


$a=3\text{cm}$, $V=125\text{kV}$

Streamer penetrates barrier.



(b-2)

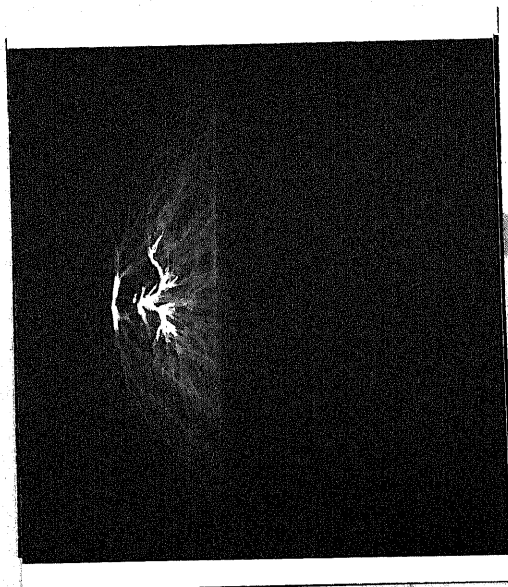
switching impulse
semisphere electrode $a=3\text{cm}, V=154\text{kV}$  $a=7\text{cm}, V=115\text{kV}$

(b)各隔壁の位置におけるフラッシュオーバー電圧を印加した時のストリーマの進展 (b-1) ~ (b-4)

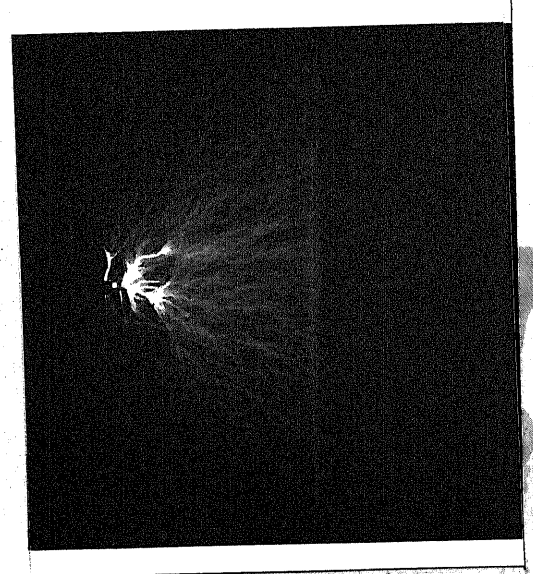
図4.12 コロナ放電の発光形態 (続き)

(b-3)

lightning impulse
needle electrode



$a=3\text{cm}, V=168\text{kV}$



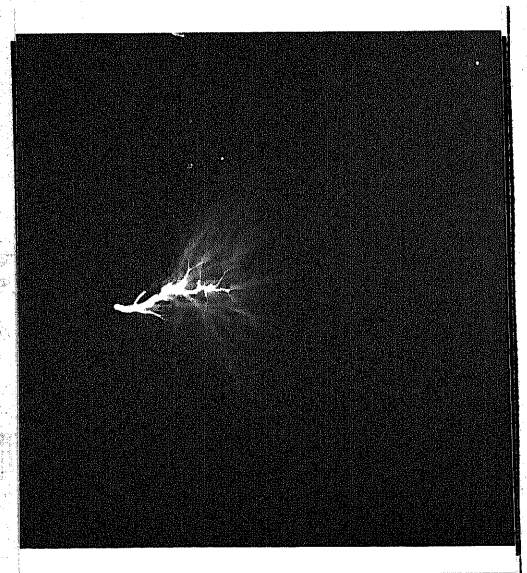
$a=7\text{cm}, V=124\text{kV}$

(b-4)

switching impulse
needle electrode



$a=3\text{cm}, V=145\text{kV}$



$a=7\text{cm}, V=113\text{kV}$

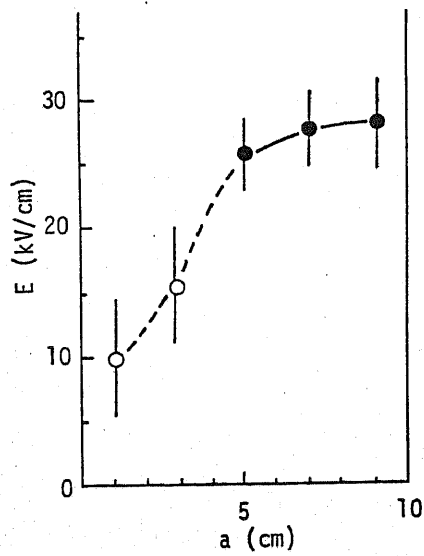
図4.12 コロナ放電の発光形態 (続き)

が著しい。言い換えると、同じ印加電圧を加えた場合、 α の値が小さい、即ち紙が棒電極に近い時程放電電荷量が小さくなっている。これは、先に発生した空間電荷が紙に付着し、それによつて棒電極側の電界を緩和する作用が、 α の値が小さい時ほど大きいと考えられる。開閉インパルス電圧印加時の α の値が小さいところでは、フラッシュオーバー時の電荷量のばらつきが大きく、また電荷量がフラッシュオーバーしない時に比べ小さい例を見ることが出来る。このような場合には、図4.10(c)のような例が多く、放電電量決定法に問題があるかもしれない。従つて、今後各種問題を考察する時には、測定値として信頼性が高い非フラッシュオーバー時のコロナ放電電荷量を中心に考えていくことにする。

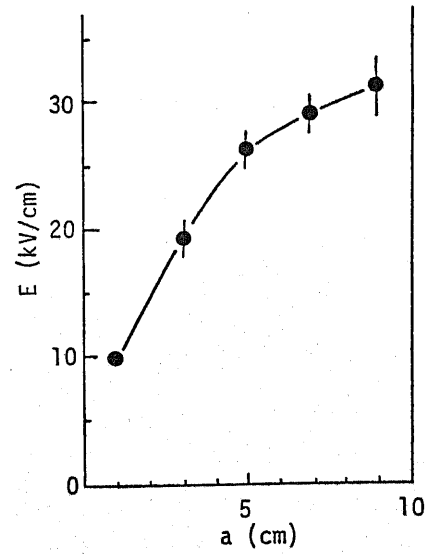
隔壁を挿入した時、ストリーマの進展がどのように影響を受けるか、静止写真を撮り観察を行なつた。撮影した写真のうち代表的なものを図4.12に示す。いずれも、フラッシュオーバーに至らなかった時のコロナ放電の写真である。

隔壁がないとフラッシュオーバーが生じうる状態において、隔壁を挿入するとストリーマの進展がどの程度抑制されるかを、図4.12(a)で見してみる。隔壁がない場合には、ストリーマは平板電極に到達している。それに対して、隔壁がある場合には、ストリーマが最も進展しても隔壁表面までで、隔壁を越えて平板電極に達することはない。隔壁によるストリーマ進展の抑制効果が明確に現われている。特に、開閉インパルス電圧印加時には、ストリーマの進展が極端に抑えられている。

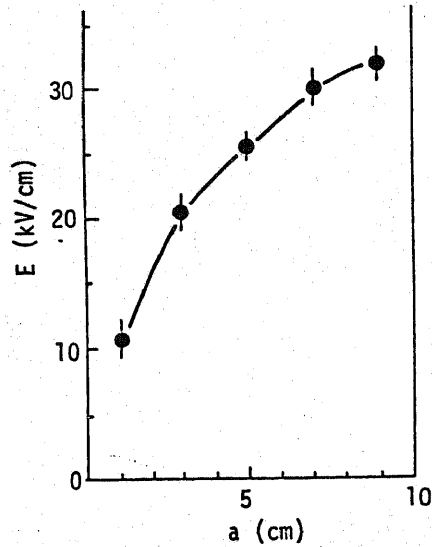
各隔壁の位置で、フラッシュオーバー直前にはどの程度ストリーマが進展しているかを示したものが図4.12(b)である。半球棒電極に雷インパルス電圧を印加した時に、ストリーマが隔壁を



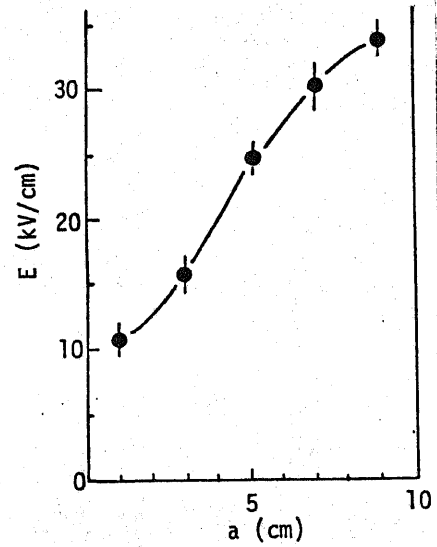
(a) Lightning impulse
Semisphere electrode



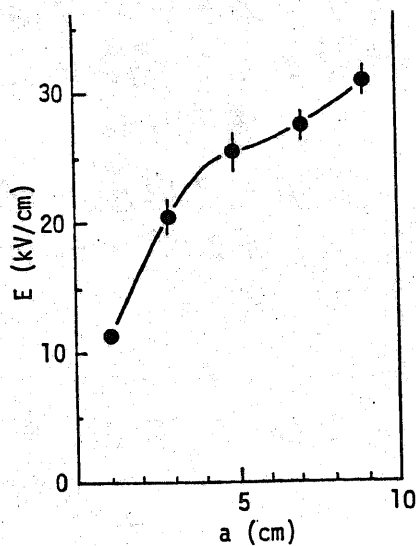
(b) Lightning impulse
Needle electrode



(c) Switching impulse
Semisphere electrode



(d) Switching impulse
Needle electrode



(e) Switching impulse
Cylindrical edge electrode

図 4.13

フラッシュオーバー電圧印加時に
あける 平板電極中心部の
最大電界

貫通して平板電極に達する例が、まれに見られる。(この隔壁を貫通する現象は、4.4.4.2 節で詳しく取上げる。)しかし、それ以外の場合には、ストリーマは隔壁の所で進展を止められ、隔壁と平板電極間にストリーマは見えない。つまり、フラッシュオーバーに至る直前まで、隔壁はストリーマが平板電極に到達するのを阻止している。このような隔壁によるストリーマ進展の抑制効果が、フラッシュオーバー電圧の上昇をもたらしていると考えられる。

4.4.2 平板電極中心部の電界

平板電極中心部の電界は、図4.10で示したコロナ放電電荷量の時間変化と相似な変化を呈する。フラッシュオーバー電圧を印加した時の平板電極中心部の最大電界を、隔壁の位置ごとに示したものが図4.13である。これらの電界値には、フラッシュオーバーした場合も、しない場合も含んでいる。ただし、フラッシュオーバーした場合の値は、フラッシュオーバーに至る直前の最大電界である。その値が明確に定義できない場合は、測定結果から除外した。 $d = 7\text{cm}$, 9cm については、フラッシュオーバー時及び非フラッシュオーバー時の区別をして、表4.1に測定結果をまとめた。

以上の測定結果から、 $d = 7\text{cm}$, 9cm においては、フラッシュオーバー電圧印加時に平板電極上最大電界が 30 kV/cm 程度になっていることがわかる。更に、表4.1は、電界が 30 kV/cm を越えた程度のところで最終的なフラッシュオーバーに至り、フラッシュオーバーしない時はそれより低い値にとどまっていることを示している。これらの結果は、電極形状、印加電圧波形によらず共通している。

electrode	applied voltage	a=7cm		a=9cm	
		flashover	withstand	flashover	withstand
semisphere	lightning impulse	31±4	25±4	32.5±3	24±4
	switching impulse	30.5±2.5	28.5±0.5	33±1	30.5±0.5
needle	lightning impulse	30±1	28±0.5	33±2	29±1
	switching impulse	30±2	28.5±0.5	34±2	32.5±0.5
cylindrical edge	switching impulse	28.5±2	26±0.5	30.5±2	29.5±0.5

*unit : kV/cm

表4.1 フラッシュオーバー時及び非フラッシュオーバー時による
平板電極上最大電界の相違

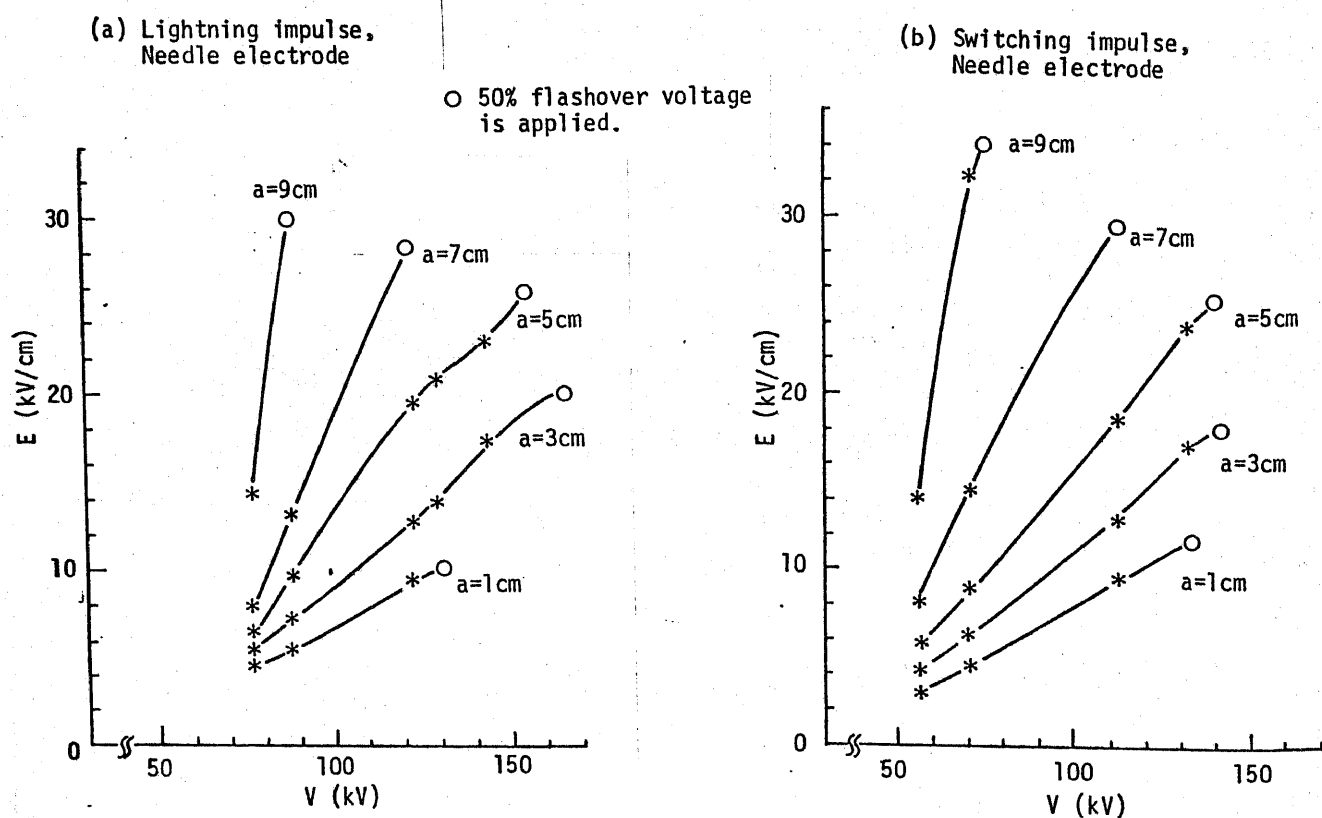


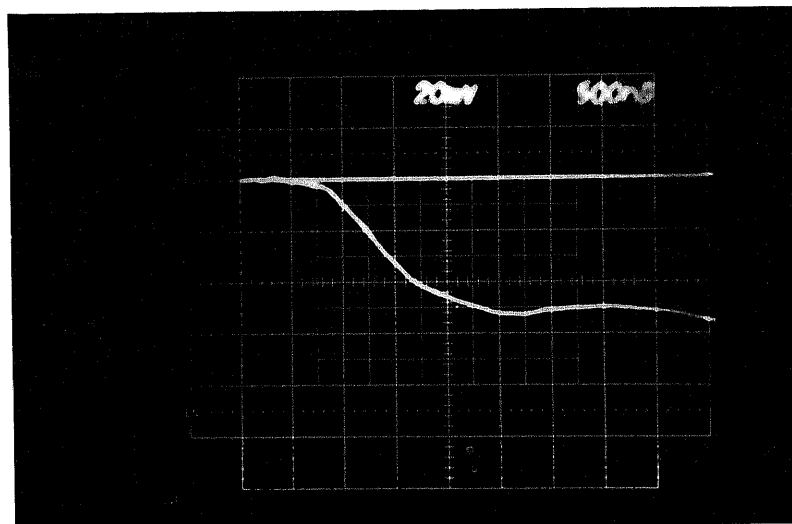
図4.14 印加電圧による 平板電極上最大電界の変化

上記の事実から、隔壁が平板電極に近いときのフラッシュオーバー時には、平板電板上で 30 kV/cm 程度の電界が必要であることが判明した。この電界の値は平等電界中のフラッシュオーバー電界に相当するわけで、従来から予測されてきた、電荷が隔壁に付着し、その電荷と平板電極によって平等電界に近い状態を形成したうえでフラッシュオーバーに至る、という考え⁽⁵⁾を裏付けている。

$d = 5 \text{ cm}$ では 25 kV/cm 、 $d = 3 \text{ cm}$ では $15 \sim 20 \text{ kV/cm}$ 、 $d = 1 \text{ cm}$ では 10 kV/cm という値が、フラッシュオーバー電圧印加時の代表的な値である。

図4.13(a)、雷インパルス電圧印加時の半球棒電極において、 $d = 1 \text{ cm}$ 、 3 cm の測定値だけは、白ぬきの印になっている。これは、フラッシュオーバー以前に電界値を示すオシロスコープのビームが振切れ、フラッシュオーバー直前の電界測定が不可能であり、そのため非フラッシュオーバー時のみの値を示しているからである。オシロスコープのビームが振切れる原因は、真電荷が電界測定用フローに直接飛込むことにある。真電荷の平板電極への到達は、フラッシュオーバー時ストリーマ発生以前に、すでにストリーマが棒電極・隔壁間だけでなく、隔壁を越えて隔壁・平板電極間にも存在していることを示唆している。こうした例は、雷インパルス電圧印加時の半球棒電極で、 d の値が小さく、しかもフラッシュオーバー時に特有である。

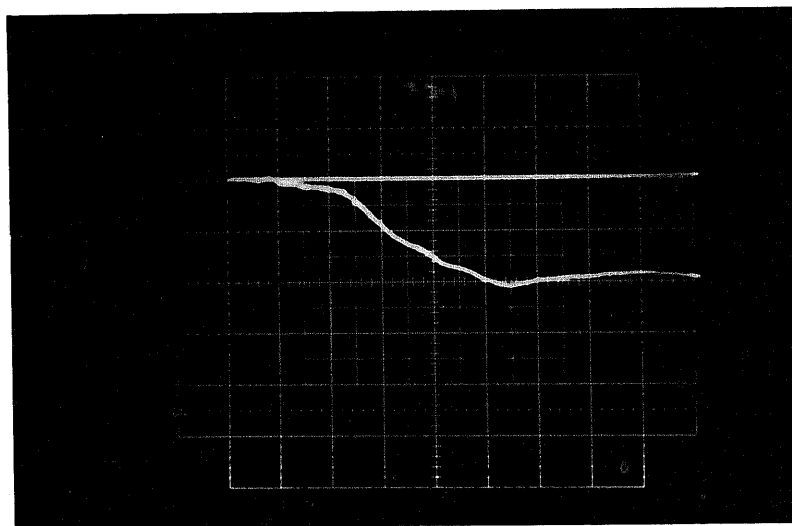
印加電圧によって、平板電極中心部の最大電界がどのように変化していくかを、図4.14に示した。印加電圧の上昇に伴い、電界も増加し最終的には図4.13に示した値へ漸近していく。



(a) Lightning impulse
 $a=7\text{cm}$, $x=0\text{cm}$,
 $V=123\text{kV}$

12.4kV/cm/div

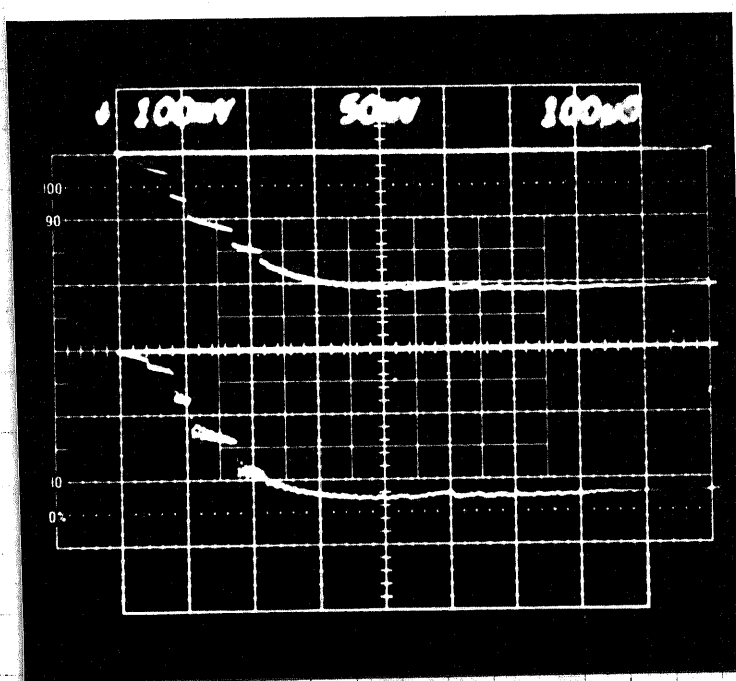
500nsec/div



(b) Lightning impulse
 $a=7\text{cm}$, $x=6\text{cm}$,
 $V=123\text{kV}$

12.4kV/cm/div

500nsec/div



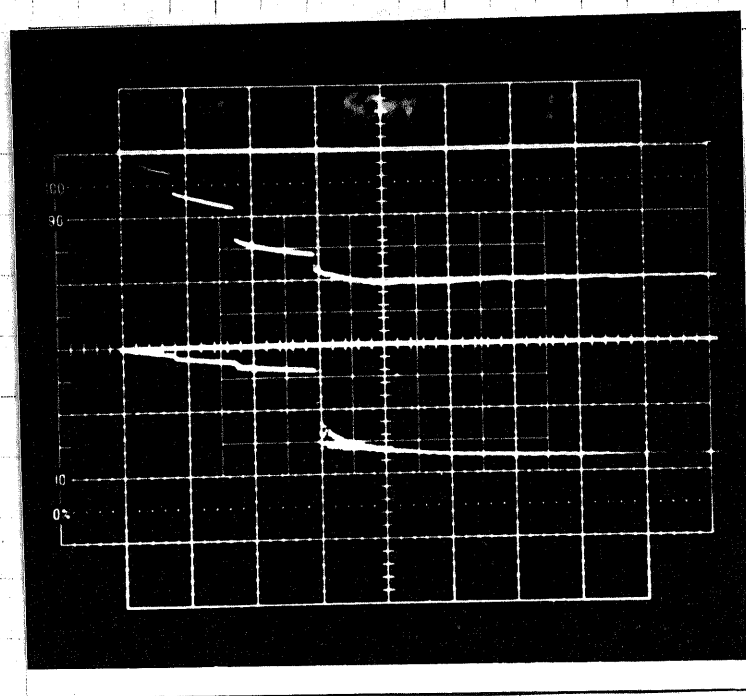
(c) Switching impulse

 $a=7\text{cm}, x=0\text{cm},$ $V=113\text{kV}$

平板電極中心部の電界

 14.4kV/cm/div

隔壁裏面上の電界

 14.5kV/cm/div $100\mu\text{s/div}$ 

(d) Switching impulse

 $a=7\text{cm}, x=8\text{cm},$ $V=113\text{kV}$

平板電極中心部の電界

 14.4kV/cm/div

隔壁裏面上の電界

 14.5kV/cm/div $100\mu\text{s/div}$

図4.15 隔壁裏面上の電界測定波形

4.4.3 隔壁裏面上の電界

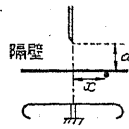
ポッケルス素子を用いて、隔壁裏面上の電界を測定した。本節の実験では、棒電極として針電極を用いた。受光部出力波形の例を、図4.15に示す。針電極から隔壁までの距離を d 、また図4.4に示したようにギャップ軸から電界測定位置までの距離を x とし、 $d = 7\text{ cm}$ で2種類の x について比較した。図4.15 (a), (b)は雷インパルス電圧を印加し、 ZnS 素子で電界を測定した場合である。2章、2.3節で触れたような、圧電振動に起因する振動成分が、若干信号に重畳している。しかし、電界は $x = 0\text{ cm}$ の方が高く、また電界が大きく上昇し始める時点が、 $x = 0\text{ cm}$ では電圧印加開始後 $0.8\text{ }\mu\text{s}$ 、一方 $x = 6\text{ cm}$ では $1.2\text{ }\mu\text{s}$ と遅れていることが明確に識別できる。

図4.15 (c), (d)は、開閉インパルス電圧を印加し、ADP素子を用いて測定したときの例である。(c), (d)図には、平板電極中心部の電界も併せて示した。測定結果を見ると、間欠的なコロナ放電に対応し電界が段階的に上昇している。特に $x = 8\text{ cm}$ における隔壁裏面上の電界は、最終のコロナ放電時に大きく変化しているのかわかる。従って、図4.15 (d)の例においては、隔壁上 $x = 8\text{ cm}$ 付近の空間電荷の供給は、印加電圧が最高値に近づく $300\text{ }\mu\text{s}$ の時点で主になされたと推定できる。

次に各種条件で隔壁裏面上の電界を測定したので、その結果をまとめておく。測定した電界は、全電界のうちギャップ軸に平行な成分の値である。

4.4.3.1 隔壁裏面上電界分布の d 及び印加電圧による変化

隔壁裏面上の電界分布が d の値や印加電圧でどのように変わるかを測定した。時間的に変化する電界の最終値をとって示す

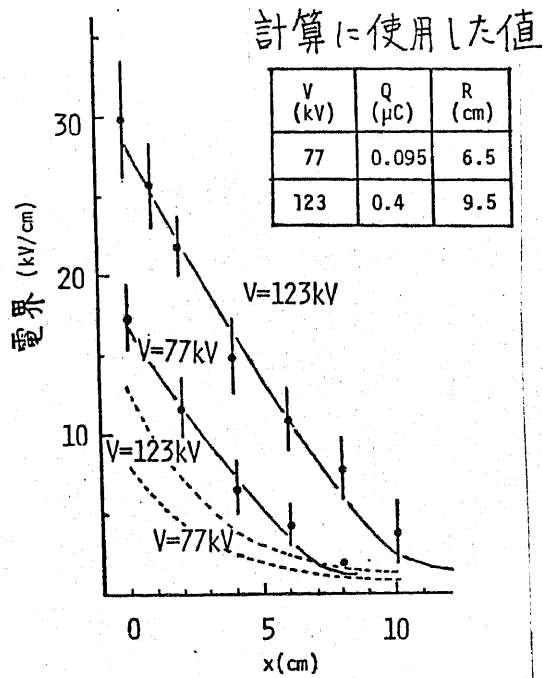


隔壁
隔壁裏面上
の電界

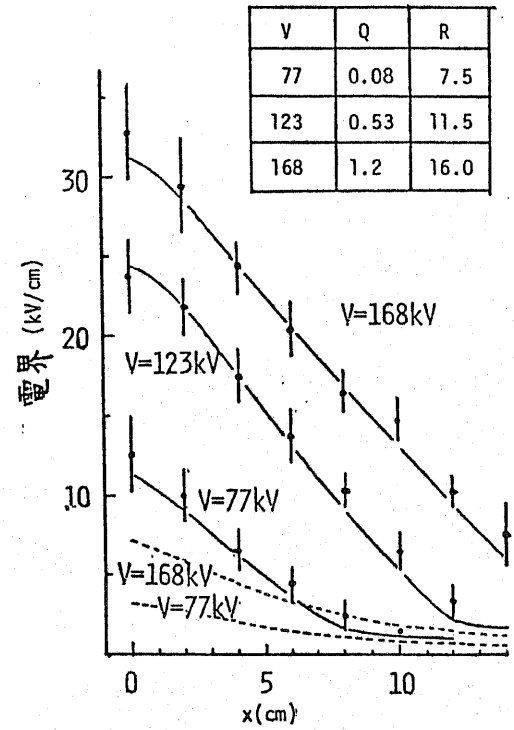
標準偏差
実測値
計算値

静電界: - - - -

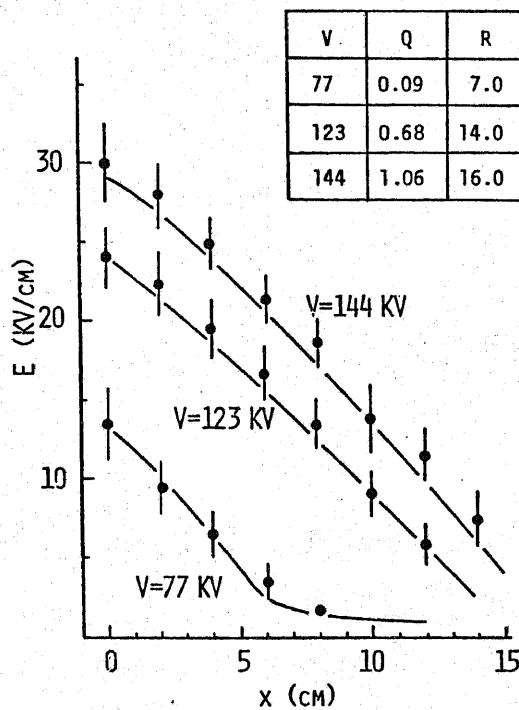
(a) Lightning impulse
 $a=1\text{cm}$



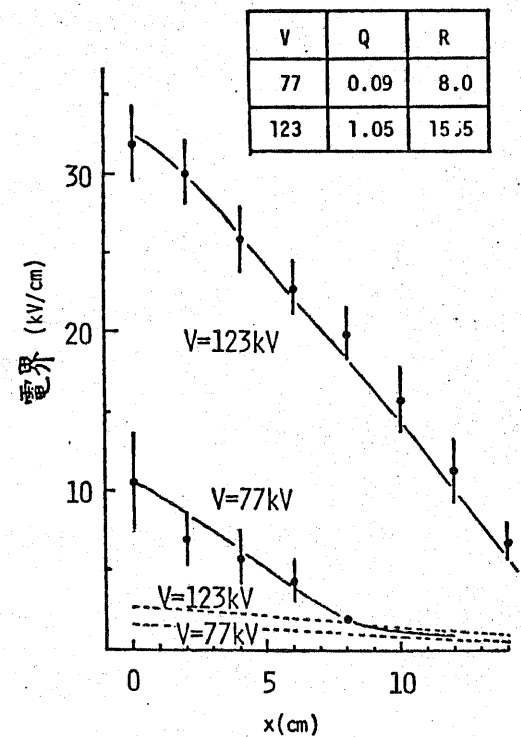
(b) Lightning impulse
 $a=3\text{cm}$



(c) Lightning impulse
 $a=5\text{cm}$



(d) Lightning impulse
 $a=7\text{cm}$



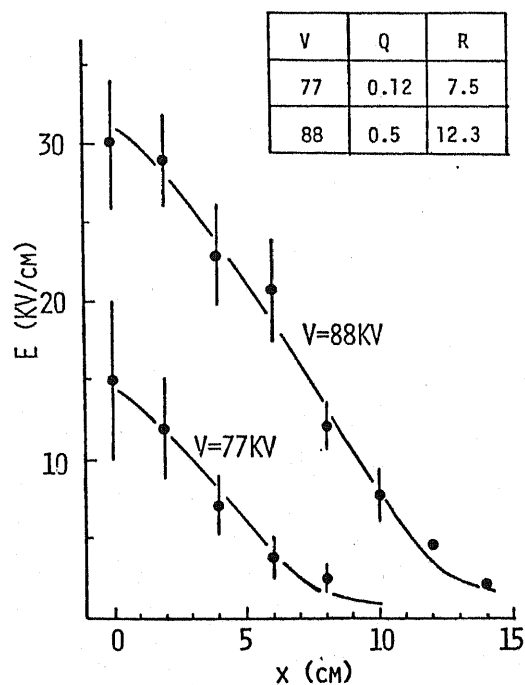
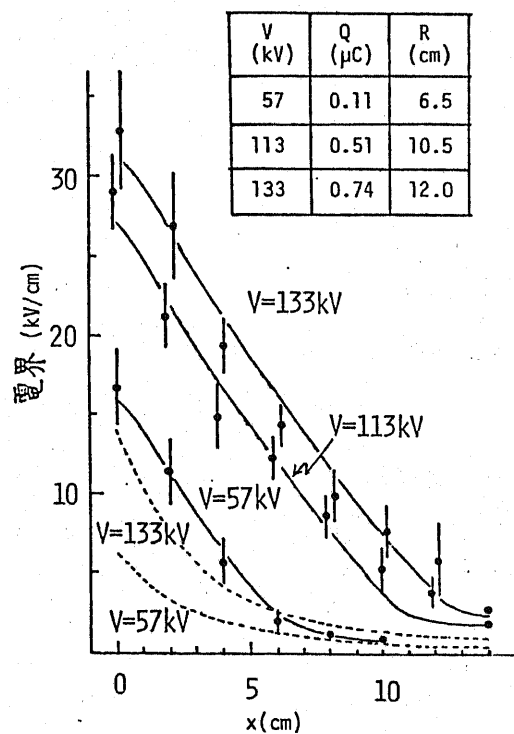
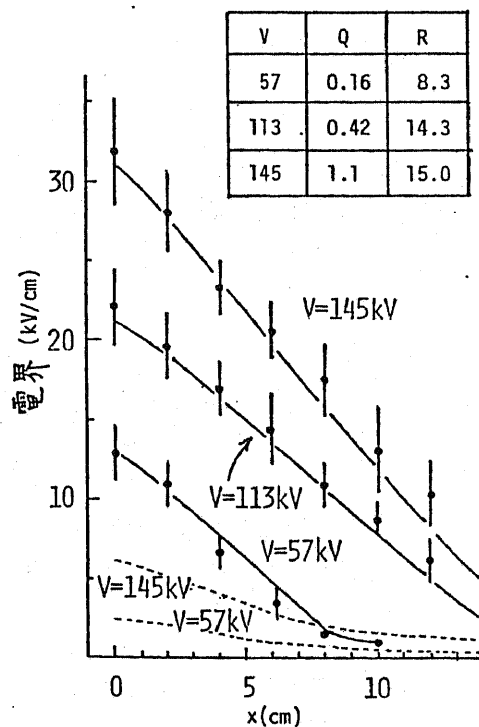
(e) Lightning impulse
 $a=9\text{cm}$ 

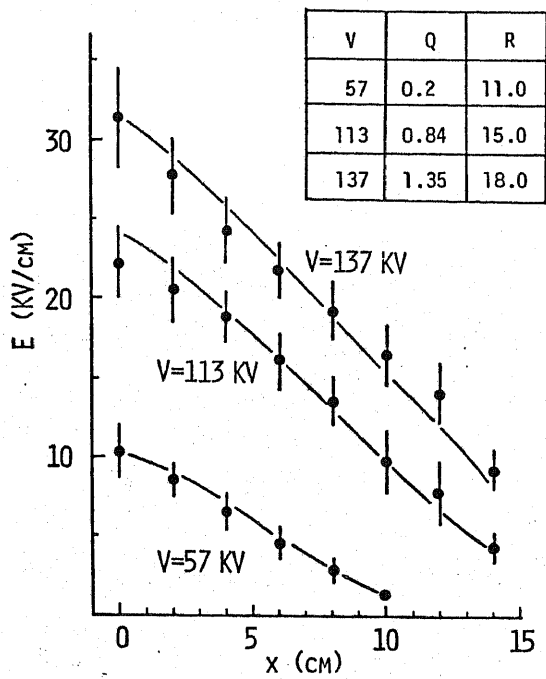
図4.16

隔壁裏面上電界分布の
印加電圧 および Q の値
による変化

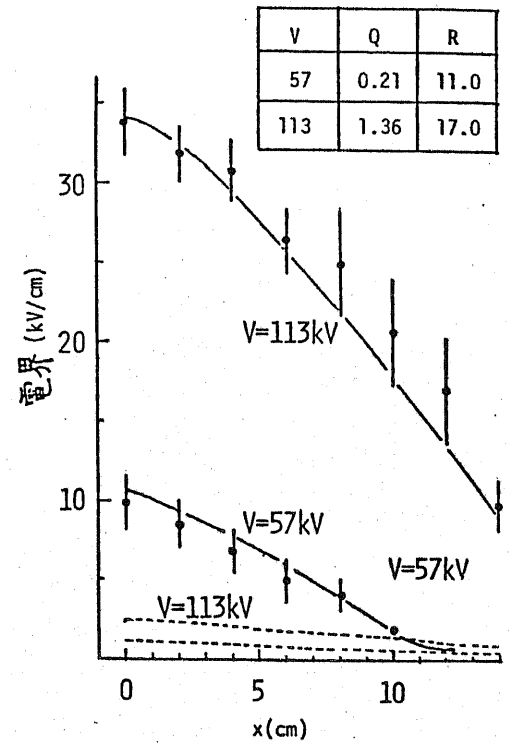
((a) 図 から (j) 図まで
ある)

(f) Switching impulse
 $a=1\text{cm}$ (g) Switching impulse
 $a=3\text{cm}$ 

(h) Switching impulse
a=5cm



(i) Switching impulse
a=7cm



(j) Switching impulse
a=9cm

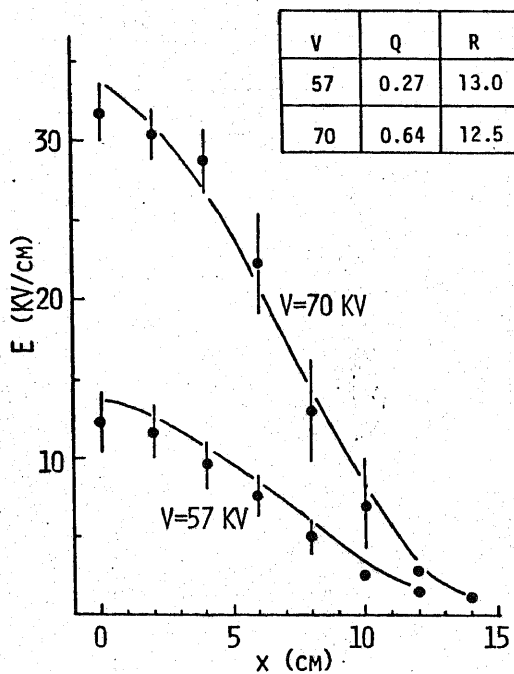


図4.16

隔壁裏面上電界分布の印加
電圧およびQの値による変化
(続き)

と、図4.16になる。(a)～(e)図は、雷インパルス電圧印加時の、また、(f)～(j)図は、開閉インパルス電圧印加時の結果である。

各グラフごとの最大の印加電圧値は、そのグラフで取り上げた a の値の位置 γ 、隔壁としてクラフト紙を挿入した場合のフラッシュオーバー電圧に対応している。例えば、図4.16(b)で示した印加電圧のうち、 $V=168$ kV という値が、クラフト紙を $a=3$ cmに挿入し雷インパルス電圧を印加した時のフラッシュオーバー電圧である。また、隔壁をギャップに挿入しない時のフラッシュオーバー電圧は、雷インパルス電圧を印加した場合は77 kV、開閉インパルス電圧を印加した場合は57 kVである。(図4.5 参照)

なお、図4.16では、コロナ放電により生じた空間電荷などの程度電界に影響を及ぼすかを見るため、主な印加電圧における静電界の値を破線で示した。本節で用いた静電界は、針対平板電間に隔壁及び空間電荷がない場合の電界のうち、ギャップ軸に平行な成分の値である。静電界は電荷重畳法により数値計算で求めた。

図4.16を見ると、いずれの場合も、 $x=0$ cm 即ち隔壁中心部から x の大きい隔壁周辺方向に向かうに従って、ほぼ直線的に電界が降下していることがわかる。また、 a の値が小さく隔壁が針電極に近いほど、 x による電界の降下の割合が大きくなっている。

次に、実測した値と静電界を比べると、実測値の方が静電界よりかなり大きな値を示していることがわかる。 $a=1$ cm のギャップ軸(即ち $x=0$ cm)付近の静電界はもとより高いが、その場合でも実測した値は静電界の2倍以上になっている。従って、コロナ放電によって発生した空間電荷が、隔壁付近の電界形成に非常に大きな影響を与えていると断定できる。

図4.16の結果から隔壁上の電荷分布を予測するため、半径 x

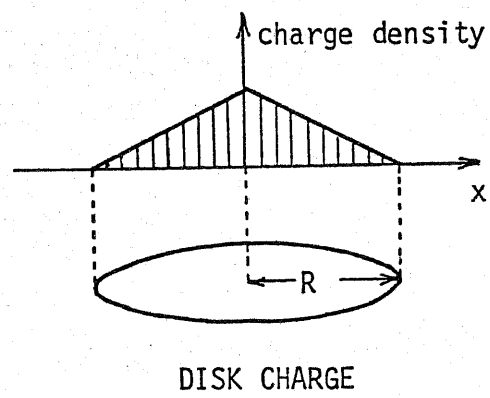


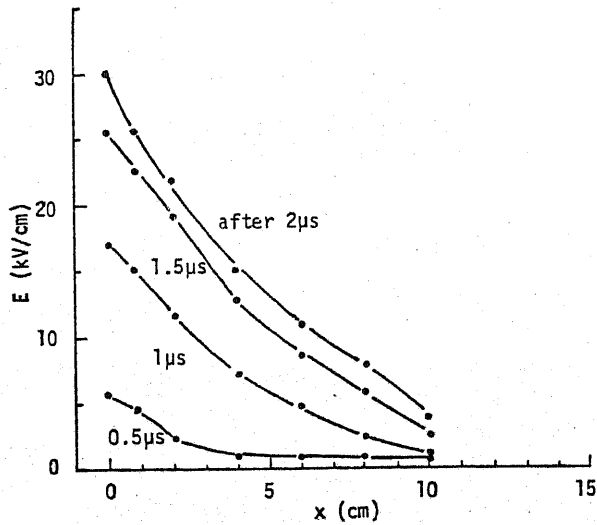
図4.17 隔壁上の電荷を模擬した
円板電荷

に対し電荷密度が直線的に減少し、かつ電荷量総量がコロナ放電電荷量に等しい円板電荷を想定してみる。(図4.17参照)

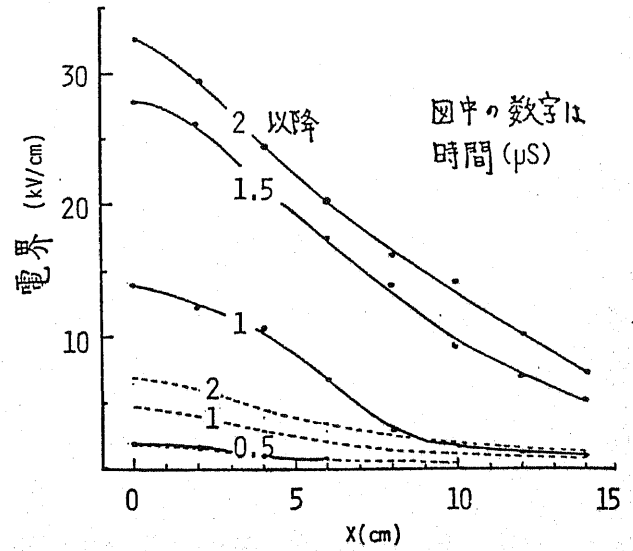
この円板電荷が隔壁の位置にあると仮定し、測定位置の電界を数値計算した結果が、図4.16の実線で示した曲線である。コロナ放電電荷量 Q としては、図4.11で示した測定を、実際の放出電荷量にするため、文献(65)に従って補正したものをを用いた。また、円板電荷の半径 R (即ち $x=R$ のところで電荷密度が零になる)は、コロナ放電電荷量と平板電極中心部の電界から計算される R の値をもとに、ギャップ軸付近で実測電界とほぼ一致する値を採った。図4.16より、 x の大きいところで電界実測値が計算値に比べやや高くなる傾向を見いだせるが、その差は小さく、電界分布の全体的な形状においては、実測値と計算値は一致するとみなせる。従って、隔壁上には計算値を求める際仮定した電荷分布で電荷が付着したと考えられる。つまり、隔壁上では中心部から周辺方向に向かつて、電荷密度がほぼ直線的に減少する図4.17のような電荷分布になっていると推定できる。

その他、クラフト紙を隔壁とした時のフラッシュオーバー電圧を印加すると、いずれの場合も、隔壁中心部の電界が $30 \sim 34 \text{ kV/cm}$ に達していることが、図4.16から理解できる。そのような状況においては、隔壁・平板電極間の隔壁裏面付近からストリーマが発生する可能性が十分ある。4.4.1節における、コロナ放電の発光観察からわかるように、針電極から伸びたストリーマは、隔壁によってその進展を阻害されている。しかし、フラッシュオーバー電圧程度の電圧が印加されると、隔壁・平板電極間にストリーマが新たに生成され、最終的には針電極側のストリーマと結合し、ギャップ全体のフラッシュオーバーに至るという推定が、上記の測定結果から導出できる。

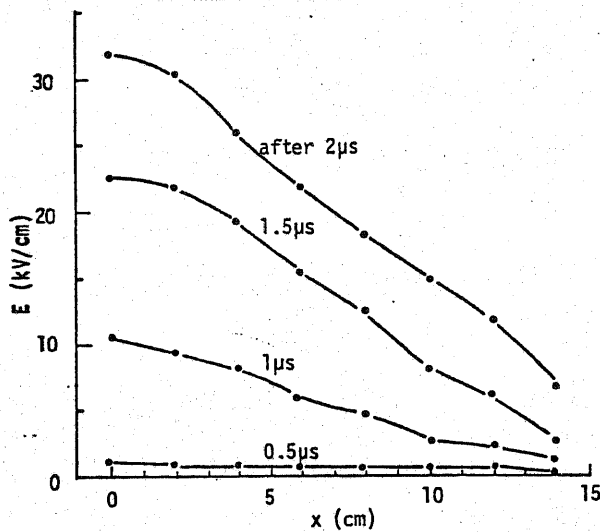
(a) Lightning impulse
a=1cm, V=123kV



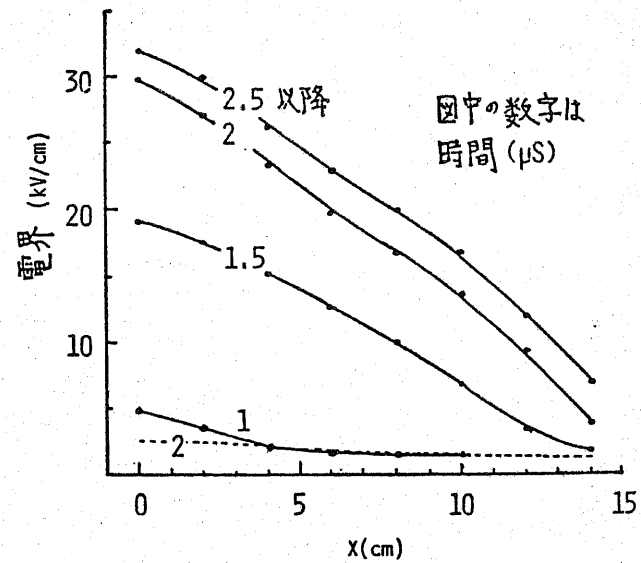
(b) Lightning impulse
a=3cm, V=168kV



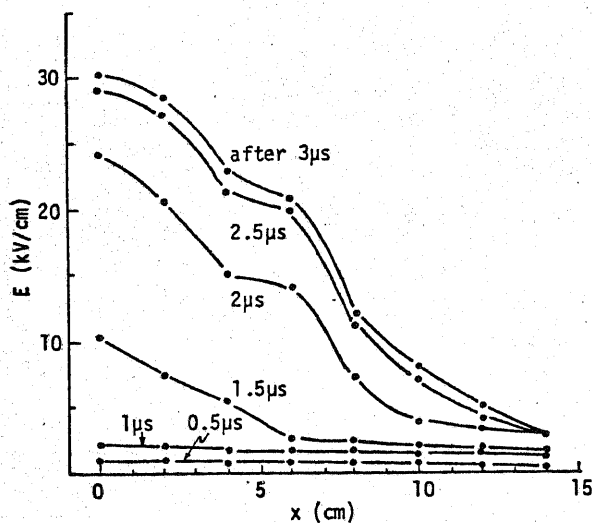
(c) Lightning impulse
a=5cm, V=150kV



(d) Lightning impulse
a=7cm, V=123kV



(e) Lightning impulse
a=9cm, V=88kV



—●—
measured electric field

electrostatic field

図4.18

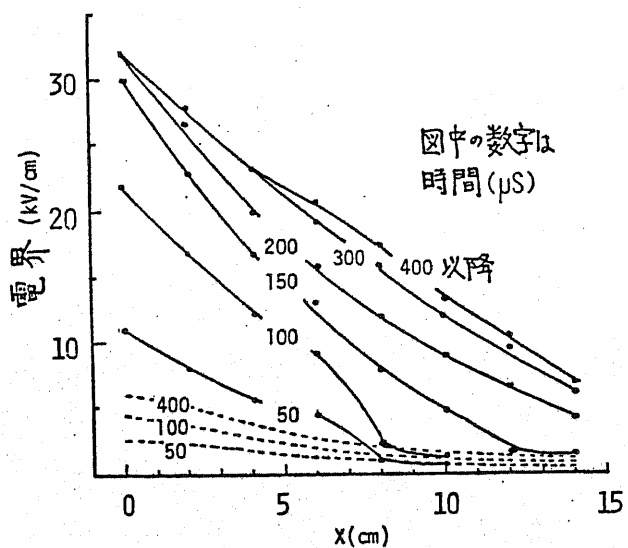
隔壁裏面上電界分布の時間変化

(a)図から(e)図までである。(f),(g)は次のページに掲載)

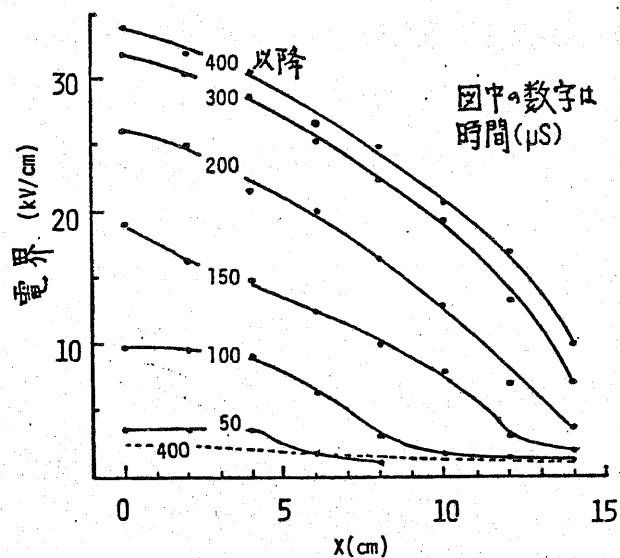
4.4.3.2 隔壁裏面上電界分布の時間変化

クラフト紙隔壁のフラッシュオーバー電圧を印加したとき、隔壁裏面上の電界分布が時間的にどう変化するかを検討した。まず測定位置を固定して実験を繰返し、平均的な電界の時間変化を求めた。次に、電界を測定する位置を変え、同様の測定を行なった。このようにして得られた種々の測定位置での結果をまとめ、電界分布の時間変化として示したものが、図4.18である。図4.18(a)～(e)は雷インパルス電圧印加時の、また(f)～(g)は開閉インパルス電圧印加時の結果である。印加電圧は、それぞれの隔壁位置にクラフト紙を挿入した場合のフラッシュオーバー電圧である。図4.18には、電圧印加後の主な時点における静電界の値も示した。

雷インパルス電圧印加時の結果を検討してみる。まず、実測した電界と静電界を比較すると、 $d = 3\text{ cm}$ の例からわかるように、 $0.5\mu\text{s}$ の時点では実測値と静電界は一致している。つまり、電圧を印加し始めて $0.5\mu\text{s}$ たった時点では、コロナ放電がまだ発生していないと考えられる。 $1.0\mu\text{s}$ 程度経過すると、コロナ放電で生じた電荷による電界の上昇が隔壁中心部($x = 0\text{ cm}$)付近で始まっている。次に、実測した電界について、各隔壁位置の間で比較してみたい。各隔壁位置に共通して言えることは、電界分布はほぼ相似のまま電界が上昇していることである。隔壁の位置で異なる点は、 d の値が大きい、つまり隔壁が平板電極近くにある場合には、電界の上昇速度が遅く、また最大電界に達する時間も遅い。最大電界に達するまでの時間は、 $d = 1\text{ cm}$, 3 cm , 5 cm で $2\mu\text{s}$, $d = 7\text{ cm}$ で $2.5\mu\text{s}$, $d = 9\text{ cm}$ で $3\mu\text{s}$ である。この結果を、クラフト紙を隔壁としたときのフラッシュオーバーまでの時間遅れと比較してみる。フラッシュオーバーまでの時間遅れ



(f) Switching impulse
a=3cm, V=145kV



(g) Switching impulse
a=7cm, V=113kV

—●— measured electric field
----- electrostatic field

図4.18 隔壁裏面上電界分布の時間変化 (続き)

a (cm)	1	3	5	7	9
time lag of flashover (μ s)	1.8 ± 0.2	1.8 ± 0.3	2.2 ± 0.4	2.5 ± 0.5	2.8 ± 0.5

表4.2 各隔壁位置におけるフラッシュオーバーまでの時間遅れ
(雷インパルス電圧印加時)

a (cm)	1	3	5	7	9
time lag of flashover (μ s)	160 ± 50	180 ± 50	190 ± 50	450 ± 200	460 ± 150

表4.3 各隔壁位置におけるフラッシュオーバーまでの時間遅れ
(開閉インパルス電圧印加時)

は、表4.2のようになる。これより、隔壁裏面上の電界が最大になる時点で、ほぼフラッシュオーバーが起きていることがわかる。隔壁が針電極から遠くなると、フラッシュオーバーまでの時間遅れが大きくなることは、奥村氏⁽³⁹⁾によっても観測されているが、隔壁位置による時間遅れの差は、隔壁付近の電界が最大になるまでの時間の違いによって生じるものと考えられる。

次に、図4.18 (f), (g)の開閉インパルス電圧印加時の結果を調べてみる。実測した電界と静電界を比較すると、電圧印加後50 μ s 経過した時点で、既に隔壁中心部では、実測値の方が静電界より高くなっている。つまり、50 μ s 以前にコロナ放電が開始し、隔壁付近の電界に影響しているのがわかる。また、電界の実測値について、 $a = 3$ cm と $a = 7$ cm を比較すると、次の点から明らかになる。 $a = 7$ cm では、雷インパルス電圧印加時と同様、隔壁裏面上で一様に電界が増加している。一方、 $a = 3$ cm では、150~200 μ s で隔壁中心部だけがほぼ最大電界に達し、 x の大きい隔壁周辺部ではそれより遅れて電界が最大に達している。 $a = 3$ cm において、隔壁中心部の電界だけに注目すれば、印加電圧上昇途中の200 μ s 程度でもフラッシュオーバーする可能性があると思われる。実際クラフト紙を隔壁としたときのフラッシュオーバーまでの時間遅れは、表4.3のようになっている。隔壁中心部の電界が最大値に達するまでの時間が、フラッシュオーバーまでの時間遅れと対応していることがわかる。

雷インパルス及び開閉インパルス電圧印加時の結果を合わせて考えると、次のことが言える。クラフト紙を隔壁とした場合のフラッシュオーバーは、隔壁裏面の電界のうち特に中心部の電界が最大になる時点で起きている。この結果は、隔壁裏面の中心付近の電界が上昇するため、隔壁・平板電極間にストリーマが発生し、ギャップ全体のフラッシュオーバーに移行するという、前節

4.4.3.1 節で述べた考えを支持している。

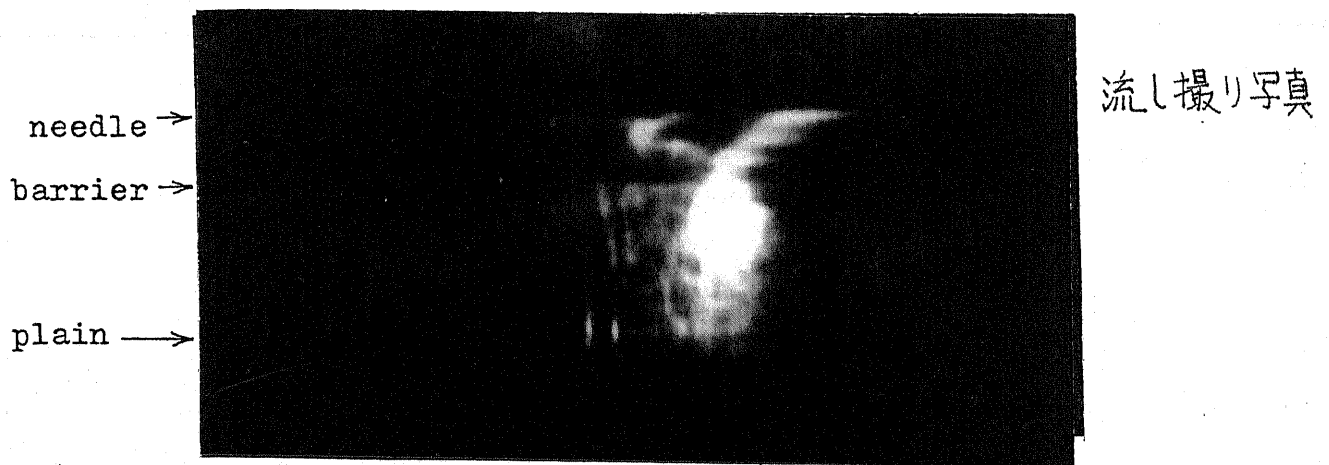
4.4.4 フラッシュオーバー機構

絶縁紙隔壁を有するギャップがフラッシュオーバーするか否かは、隔壁・平板電極間の電界の大きさで左右されるという点が、前節までの測定によって明らかになった。その結果、低い電圧ではストリーマはすべて隔壁での進展を阻止されるが、フラッシュオーバー電圧以上になると、隔壁・平板電極間の電界が強くなりその部分にもストリーマが発生し、ギャップ全体がストリーマで橋絡され全路破壊に至るという推定が可能になった。本節では、更にイメージコンバータカメラによる観察をまじえ、フラッシュオーバー機構の考察を進めることにする。

正極性インパルス電圧を印加した時の隔壁効果の中で、半球棒電極に雷インパルス電圧が加わった場合だけは、他の実験条件下に比べ、種々の観測結果において明確な相違が見られた。従って、雷インパルス電圧印加時の半球棒電極においては、フラッシュオーバー機構も他と異なると考えられる。この点は、4.4.4.2 節で触れることにする。他の一般的な場合は、4.4.4.1 節で取り上げることにする。

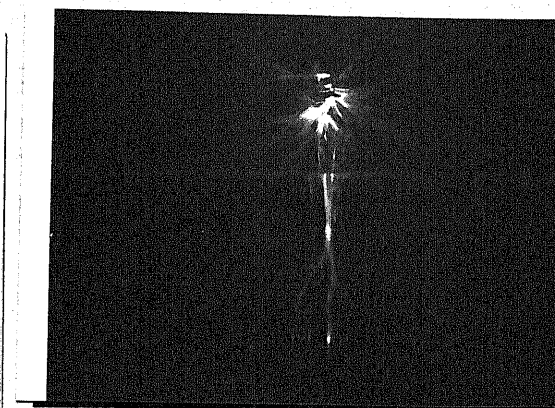
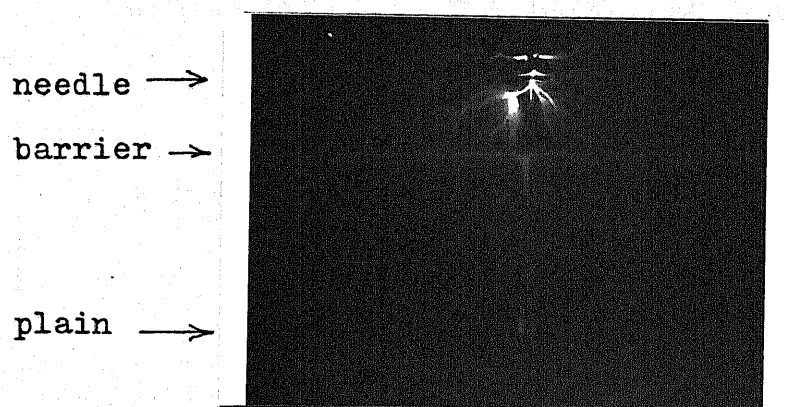
4.4.4.1 一般的なフラッシュオーバー機構

フラッシュオーバー直前の放電をイメージコンバータカメラで観察した。アークに移行した後の発光の強さは、ダイバータギャップを用いて、抑えてある。隔壁を有する針対平板電極に雷イン



1 2

$t (\mu s)$



静止写真

(a) Lightning impulse, $a=3cm$, $V=168kV$

図 4.19 フラッシュオーバー時に見られる放電の流し撮り写真
及び 静止写真 ((b) 図は次のページ)

パルスを印加した場合の放電を、流し撮り写真で捕えたものが図4.19である。ここでは、隔壁が針電極に近い場合として $d=3$ cm, 平板電極に近い場合として $d=7$ cm をとり上げた。イメージコンバートカメラの感度はあまり高くないので、針電極から発生するストリーマ（図4.12に示されている放電）は、ほとんど写っていない。

図4.19には、静止写真も同時に示した。静止写真からわかるように、放電路が複数あり、空間的にも広がりを見せている場合がある。従って、ある輝光が直線状に進展するとは異なり、1枚の流し撮り写真上で、発光の時間的变化を正確に把握するのは難しい。そこで、多数の流し撮り写真を取り、相互に比較し、平均的な観察結果を以下に述べることにする。また、流し撮り写真と対応するように、フラッシュオフ時の紙・平板電極間の電界を、ポッケルス素子により測定した。その結果を、図4.20に示し、これも合わせて検討を行う。

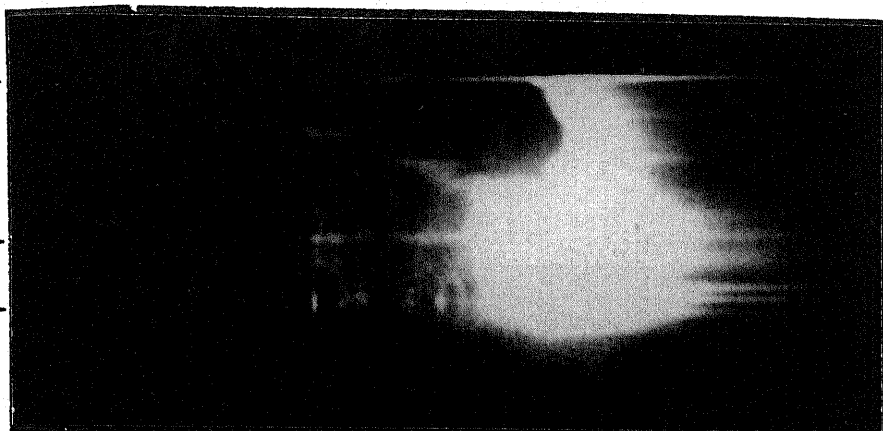
まず、隔壁位置 $d=3$ cm（図4.19(a)）における観察結果をまとめておく。

- ① 全路破壊の約 $0.3 \sim 0.4 \mu\text{s}$ 前に、紙・平板電極間でストリーマの発光が見られる。特に、平板電極上の輝点の発光が強くなっている。紙・平板電極間のストリーマに対応して、針電極から紙隔壁の方に向けて発光（リーダと呼ぶことにする）が進展しはじめる。
- ② 針電極から出発したリーダが紙に近づくと、まず紙・平板電極間の紙付近から強い発光が現われる。その強い発光領域がギャップ全体に広がり、全路破壊に至る。全路破壊に至る直前で、ダイバートギャップが働いた場合は、紙・平板電極間だけに強い発光がみられる。
- ③ 非フラッシュオフ時には、針先に弱い発光だけが観察される。

needle →

barrier →

plain →



needle →

barrier →

plain →



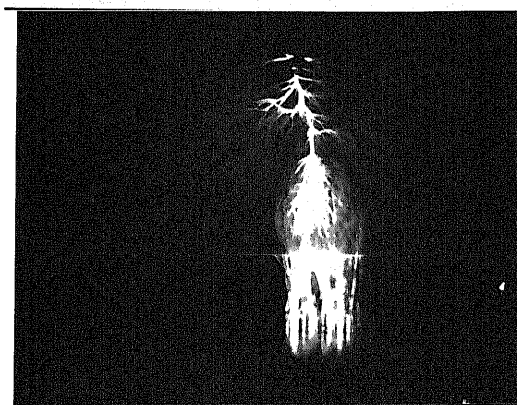
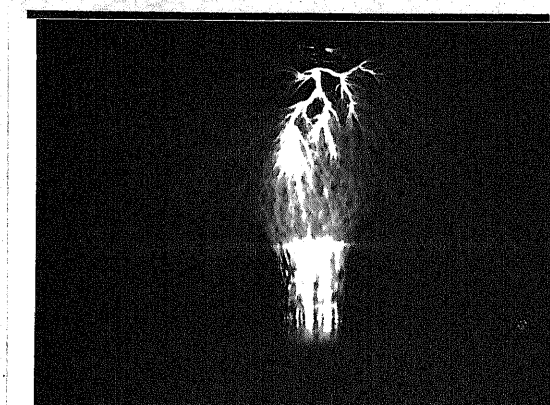
アーク放電に移行
する以前にダイバータ
キャップが動作した
場合

2 3
 $t(\mu s)$

needle →

barrier →

plain →



(b) Lightning impulse, $a=7\text{cm}$, $V=123\text{kV}$

図4.19 フラッシュオーバー時に見られる放電の流し撮り写真
及び 静止写真 (続き)

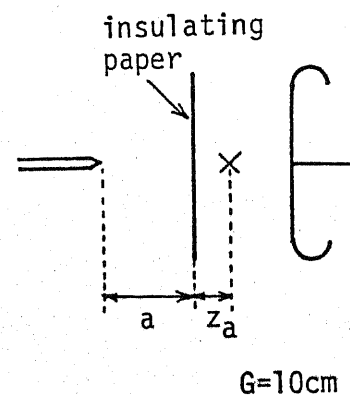
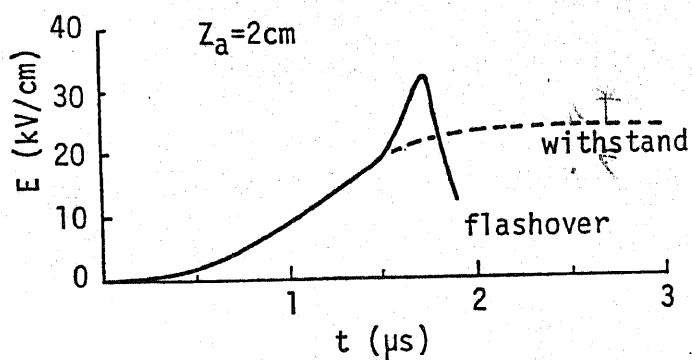
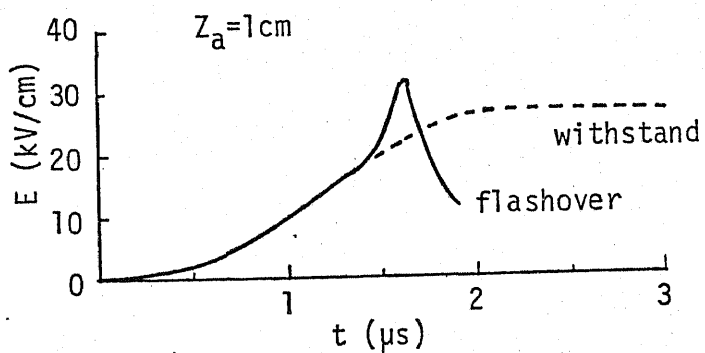
紙・平板電極間の電界 (図4.20 (a))を見ると、一度電界が上昇したのち大きく低下し、その直後にフラッシュオーバーに移行している。ここで見られる電界の低下は、電界測定点からストリーマ内部なりし近傍に入ったことを示していると考えられる。従って、電界測定結果も、フラッシュオーバーに先行して紙・平板電極間にストリーマが現われたことを支持している。

次に、 $d = 7\text{ cm}$ の観測結果をまとめておく。(図4.19 (b) 参照)

- ① 全路破壊の約 $0.6 \sim 0.7\ \mu\text{s}$ 前に、紙・平板電極間にストリーマが発生する。それと同時に、針電極前方 2 cm 位の所から、紙に向かってリーダが進展開始する。この時、紙・平板電極間のストリーマとリーダ先端を結ぶような、弱い発光も観察できる。その後、針先端も発光を開始している。
- ② リーダがギャップ中央付近に到達した時、その先端と平板電極の間で強い発光が生じ、全路破壊に至っている。
- ③ 非フラッシュオーバー時には、針先端の発光も、は、まり写らない。電界の測定値 (図4.20 (b)) を見ると、フラッシュオーバー時には、紙・平板電極間のストリーマ発生に対応する電界の低下が認められる。ただし、 $d = 3\text{ cm}$ の場合程、大きな電界の低下ではない。

$d = 3\text{ cm}$ 及び $d = 7\text{ cm}$ に共通している点は、フラッシュオーバー直前に、紙・平板電極間で明確なストリーマ発生が見られ、そのストリーマに呼応してリーダが、針電極方向から隔壁に向かって進展していることである。紙・平板電極間のストリーマの発光は、リーダ先端の発光程度に強く、また、紙・平板電極間は、完全にストリーマで橋絡されている。紙・平板電極間のストリーマ発生と、リーダ進展開始は、どちらが時間的に先行しているかを明確に見極めるのは難しい。しかし、紙・平板電界間

(a) Lightning impulse
 $a=3\text{cm}$, $V=168\text{kV}$



(b) Lightning impulse
 $a=7\text{cm}$, $V=123\text{kV}$

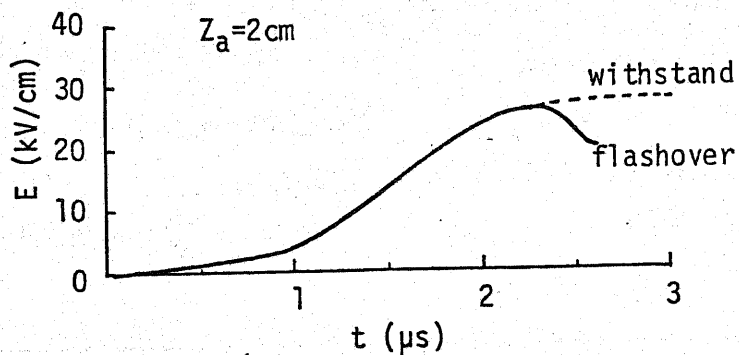
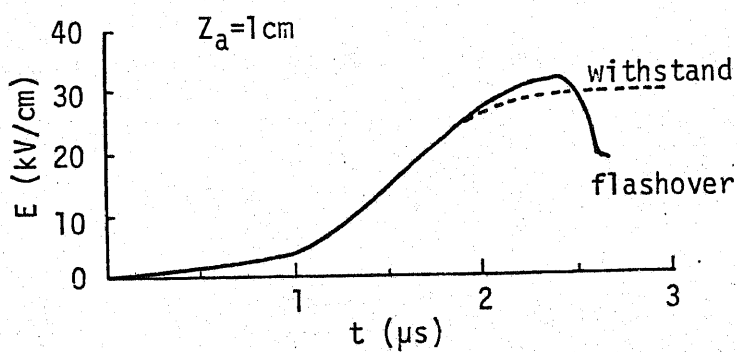


図4.20

フラッシュオーバー直前にあける
 隔壁・平板電極間の電界

の電界測定結果と合わせて考えると、一つの推定が可能である。すなわち、紙・平板電極間にストリーマが発生したために、隔壁付近で電位が急に低下し、その結果リーダ先端付近の電界が上昇し、進展が開始したと考えることができる。隔壁付近の電位の低下というのは、等価的に平板電極が隔壁に近づきギャップ長が縮まると考えればよい。

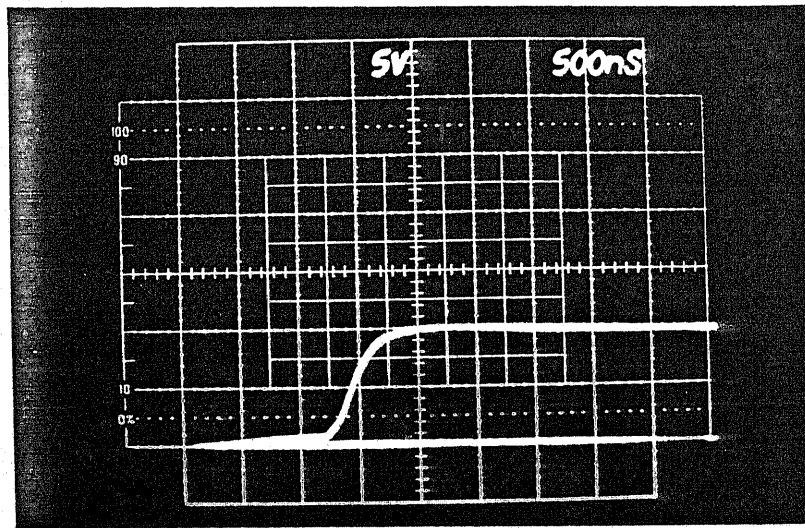
一方、非フラッシュオーバー時には、フラッシュオーバー時に見られる、紙・平板電極間のストリーマ発生は見られない。

以上の観測及び検討から、紙・平板電極間がストリーマにより橋絡され、それが誘因になりフラッシュオーバーに移行すると結論できる。本節の結果は、前節までに述べてきた推定を裏付けている。

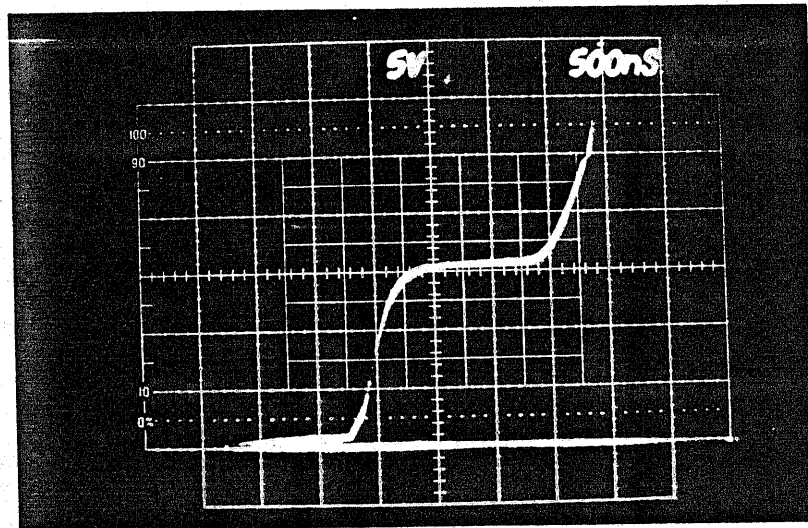
隔壁を有する棒対平板電極のフラッシュオーバー機構を、最終的にまとめておくと、次のようになる。

- ① 棒電極から発生したストリーマは、隔壁で進展を阻止され、隔壁を越えて、平板電板に到達することはできない。
- ② 棒電極から発生したコロナ放電電荷（ストリーマの集合体がコロナ放電である）が隔壁に付着し、隔壁・平板電極間の電界は上昇する。
- ③ 隔壁・平板電極間のうち、隔壁付近の電界が 30 kV/cm 程度になると、そこからストリーマが発生し、隔壁・平板電極間はストリーマで橋絡されてしまう。それに呼応して、棒電極近傍からリーダが隔壁の方向へ進展しはじめる。
- ④ リーダがある程度進展した段階で、リーダ先端と紙・平板電極間ストリーマの間に結合が生じ、全路破壊、即ちフラッシュオーバーに移行する。

上記のフラッシュオーバー機構に基づき、フラッシュオーバー電圧を



(a) withstand $0.57 \mu\text{C}/\text{div}$



(b) flashover $0.57 \mu\text{C}/\text{div}$

Lightning impulse, Hemisphere electrode,
 $a=9\text{cm}$, $V=102\text{kV}$

図4.21 コロナ放電電荷量の時間変化

定量的に検討することは、4.5 節で行なうことにする。

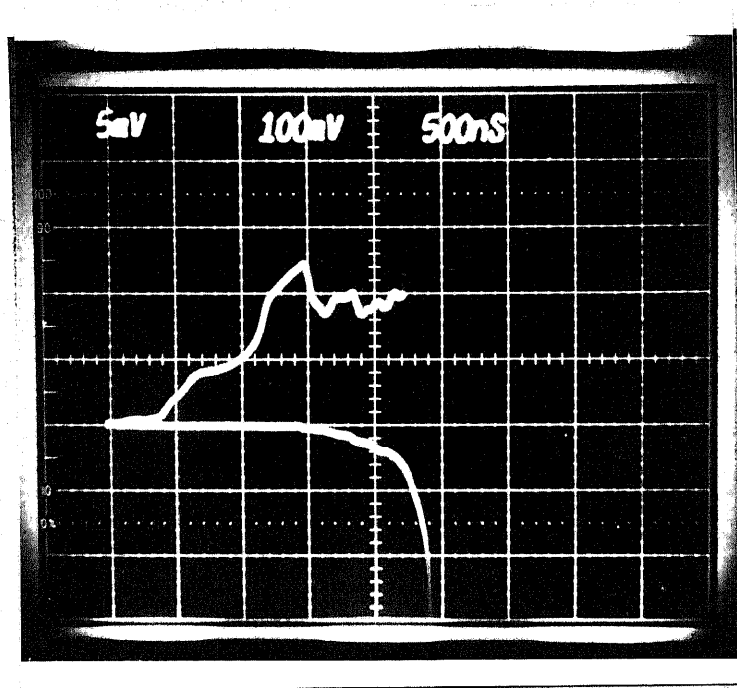
4.4.4.2 半球棒電極に雷インパルス電圧を印加した時のフラッシュオーバー機構

半球棒電極に雷インパルス電圧を印加した場合だけは、他の実験条件と異なる放電特性を示す。(ここでいう他の実験条件とは、雷インパルス電圧印加時の針電極、開閉インパルス電圧印加時の半球棒電極、針電極、刃形電極である。) 主な相異点次の通りである。

- ① 隔壁を挿入したことによるフラッシュオーバー電圧上昇の割合が他に比べ小さい。
- ② パルスのコロナ放電が、1度ないし2度しか発生しない。
- ③ フラッシュオーバーしない場合でも、隔壁—平板電極間にストリーマが発生する例が見られる。

このような放電特性の違いは、4.4.4.1 節で述べたフラッシュオーバー機構だけでは説明できない部分が存在することを示している。そこで、雷インパルス電圧を半球棒電極に印加した場合だけに着目し、フラッシュオーバーを決定する要因について検討を行なうことにする。

コロナ放電電荷量の時間変化は、図4.10に示したが、新めて図4.21に示しておく。フラッシュオーバーしない場合は、電荷量変化の段が1つだけであり、フラッシュオーバーする場合は2つ目の段からでてくるのである。初めの段を、第1ストリーマ、後の段を第2ストリーマと呼ぶことにする。フラッシュオーバーには、第2ストリーマが欠かせないものになっているといえる。また、光電管により発光状態を観察すると、第1段か第2ストリーマに



electric field:
14.4kV/cm/div

light

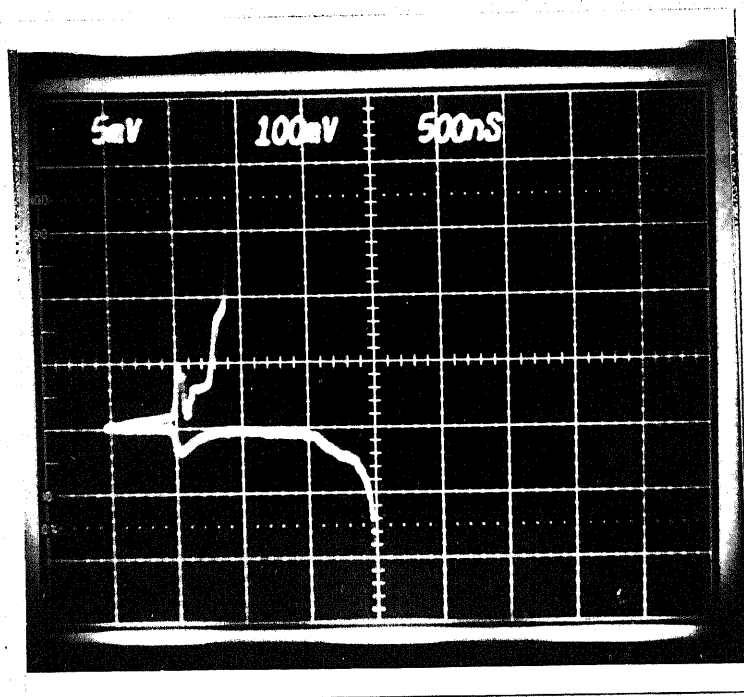
Lightning impulse
Semisphere electrode
 $a=9\text{cm}$, $V=110\text{kV}$

図4.22 平板電極上の電界及び隔壁・平板電極間の発光の時間変化（隔壁が平板電極に近い場合）

対応する発光を見ることが出来る。

第1ストリーマ及び第2ストリーマが、どう進展し、またその時、平板電極上の電界はどうなるかを観測した。隔壁位置が $d = 7\text{ cm}$ ないし 9 cm の場合の代表的な結果を、図4.22に示す。図中、上側の波形は平板電極中心部の電界を、また下側の波形は紙・平板電極間の発光状態を表わしている。発光は光電管で観測した。図4.22を詳しくみてみる。まず、電圧印加後 $t = 0.4\text{ }\mu\text{s}$ までは、電界かわずかに増加する。これは、静電界分である。次に、 $t = 0.4\text{ }\mu\text{s}$ で第1ストリーマが発生し、電界が急上昇する。この場合、紙・平板電極間には発光が見られず、第1ストリーマは紙隔壁を越えるほどには進展してない。その後少し休止期がある。その後、 $t = 1\text{ }\mu\text{s}$ で第2ストリーマによる電界の急上昇がある。 $t = 1.5\text{ }\mu\text{s}$ で、紙・平板電極間にも発光が現われる。発光が観測された時、電界が少し低下する。最終的に $t = 2.2\text{ }\mu\text{s}$ で強い発光が生じフラッシュオーバーに至る。この時電界の信号が画面から振切れるのは、真電荷が電界測定用フローブに飛び込むためである。以上のように、第1ストリーマは隔壁で進展を阻止されるが、第2ストリーマが進展し、ある値の電界になると紙隔壁・平板電極間にも発光が現われ、フラッシュオーバーに移行する、というのが $d = 7\text{ cm}$ ないし 9 cm の場合の特徴である。紙・平板電極間に発光が現われフラッシュオーバーに至るようになる平板電極上電界の閾値は、約 30 kV/cm である。(4.4.2節の表4.1参照) フラッシュオーバーしない場合は、第1ストリーマ発生のみで、紙・平板電極間の発光も見られないうか、大多数である。隔壁が平板電極近くにある時の放電状態は、4.4.4.1節で述べた一般的な場合と類似する点が多い。

一方、隔壁位置が $d = 1\text{ cm} \sim 5\text{ cm}$ における、代表的な平板電極上電界及び紙・平板電極間の発光の観測結果を、図4.23に示す。



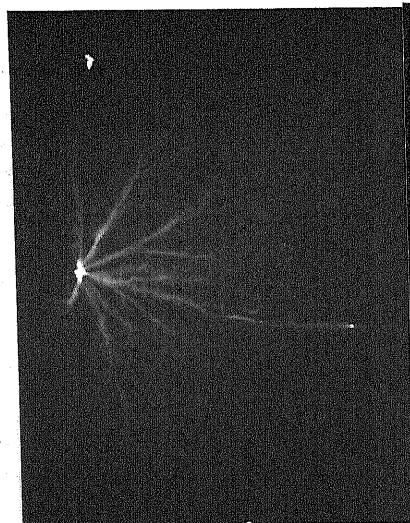
Lightning impulse
Semisphere electrode
 $a=5\text{cm}$, $V=136\text{kV}$

図4.23 平板電極上の電界及び隔壁・平板電極間の発光
の時間変化
(隔壁がキャップ・中央ないし半球棒電極に近い場合)

図4.22と同様、まず静電界のみの部分がある。 $t=0.5\mu s$ の時点で、第1ストリーマによる電界の上昇が見られる。この時点で、紙・平板電極間に発光が現われ、第1ストリーマの段階で既にストリーマが紙・平板電極間に存在していることがわかる。平板電極上の電界の信号は、一度減少し、その後画面から振切れている。これは、電界測定用フローラに真電荷が流入したためである。第1ストリーマ出現時に、紙・平板電極間にストリーマが発生しても、それだけではフラッシュオーバーに至らず、第2ストリーマの出現を待ってフラッシュオーバーに移行している。非フラッシュオーバー時には、紙・平板電極間に発光を観測する例はほとんどなく、また、は、きりとした第2ストリーマの発生もない。これらの事実は、第1ストリーマが発生した時点で、紙・平板電極間にストリーマが出現した場合のみフラッシュオーバーが生じ、ストリーマが出現しない場合はフラッシュオーバーに至らないことを示している。この点か、隔壁がギャップ中央ないし、半球棒電極近くにある場合の特徴である。

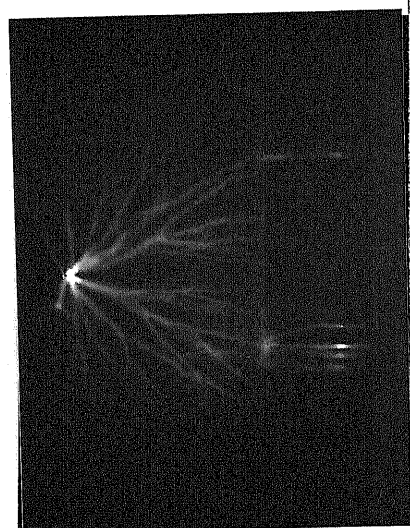
第1ストリーマが発生した時、そのストリーマが隔壁を貫通して平板電極に到達したのか、それとも、第1ストリーマは隔壁の所で進展を阻止され、隔壁・平板電極間には新たにストリーマが発生したのかは、現在の所不明である。というのは、静止写真で紙・平板電極間のストリーマを捕えた例（わずかな例数しかないか）について検討してみると、次のような場合が出てくる。（図4.24参照）

- ① 半球棒電極から伸びてきたストリーマが、そのまま隔壁を貫通して平板電極に到着しているように見える場合。
- ② 一つのストリーマでギャップが橋絡されているように見えるが、隔壁の部分で進展方向が変わっている場合。
- ③ 隔壁に到達したストリーマが明確でないのに、隔壁・平板電極



$a=5\text{cm}$

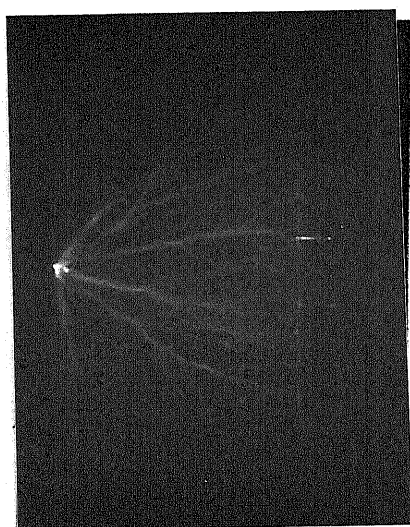
← 半球棒電極から伸びてきたストリーマが、そのまま隔壁を貫通して平板電極に到着しているように見える場合。



$a=7\text{cm}$

← 隔壁の部分で進展方向が変わっている場合。

← 1本のストリーマが隔壁に到達し、それに続く隔壁・平板電極間のストリーマは、枝分れている場合。



$a=9\text{cm}$

↙ 隔壁に到達したストリーマは、明確でないのに、隔壁・平板電極間のストリーマは、明るく発光している場合

図4.24

隔壁・平板電極間に現われる
ストリーマ

Lightning impulse
Semisphere electrode

a	flashover	withstand
1cm	100%	5%
3cm	100%	5%
5cm	90%	7%
7cm	28%	5%
9cm	7%	5%

表4.4 第1ストリーマ発生時に、隔壁・平板電極間でストリーマが観測される割合とフラッシュオーバーとの関係

間のストリーマははきり観察される場合。

④ 一本のストリーマが隔壁に到達し、それに続く隔壁・平板電極間のストリーマは、何本かに枝分れしている場合。

従って、これだけの観察結果だけでは、半球棒電極から進展してきた第1ストリーマと、隔壁・平板電極間のストリーマが一体のものか否かは、判定できな。

ここで、第1ストリーマ発生時における隔壁・平板電極間のストリーマ出現と、フラッシュオーバーの関係を改めて検討しておく。表4.4に、隔壁・平板電極間のストリーマ出現の割合と、フラッシュオーバーの成否との関係を示した。 $d = 1\text{cm}, 3\text{cm}, 5\text{cm}$ では、第1ストリーマ発生時に隔壁・平板電極間にもストリーマが存在することが、フラッシュオーバーに直接結びついている。一方、 $d = 7\text{cm}, 9\text{cm}$ では、第1ストリーマ発生時における隔壁・平板電極間ストリーマの存在と、フラッシュオーバーの成否との間に、強い相関関係は見られない。

第1ストリーマが発生し、その時隔壁・平板電極間にストリーマが存在しても、ただちにフラッシュオーバーに結びつくわけではないことは、前述した。しかし、それらの放電路は、前節4.4.4.1節で述べた隔壁・平板電極間のストリーマ同様、隔壁付近の電位を低下させ、リーダと呼ばれるかもしれない第2ストリーマを誘発させる。また、放電路自体が、第2ストリーマの導電路をもたずとも考えられる。こうした意味で、隔壁・平板電極間のストリーマは重要であり、結果的にフラッシュオーバーの移行を導いている。これらの作用が、隔壁がギャップ中央ないし、半球棒電極近くにある場合に、顕著に表われているといえる。

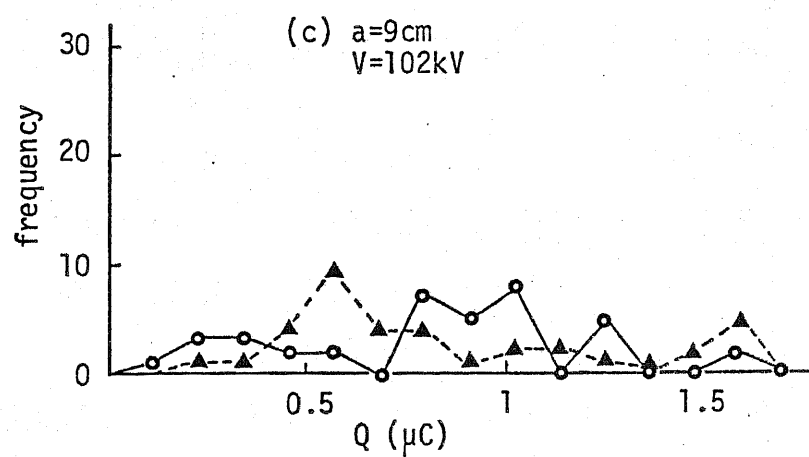
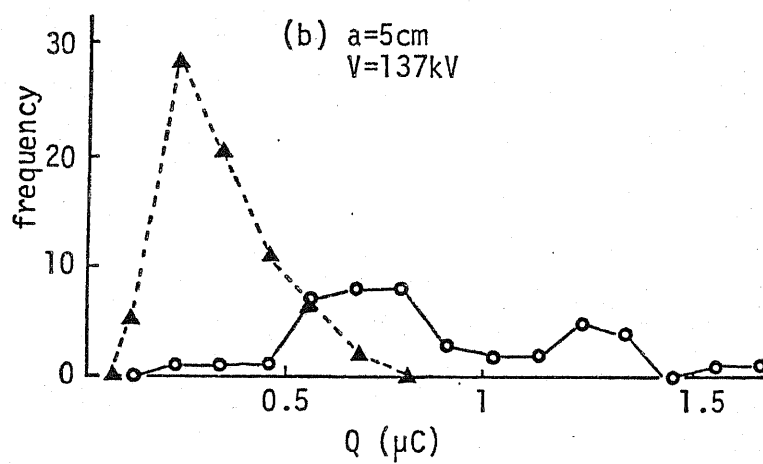
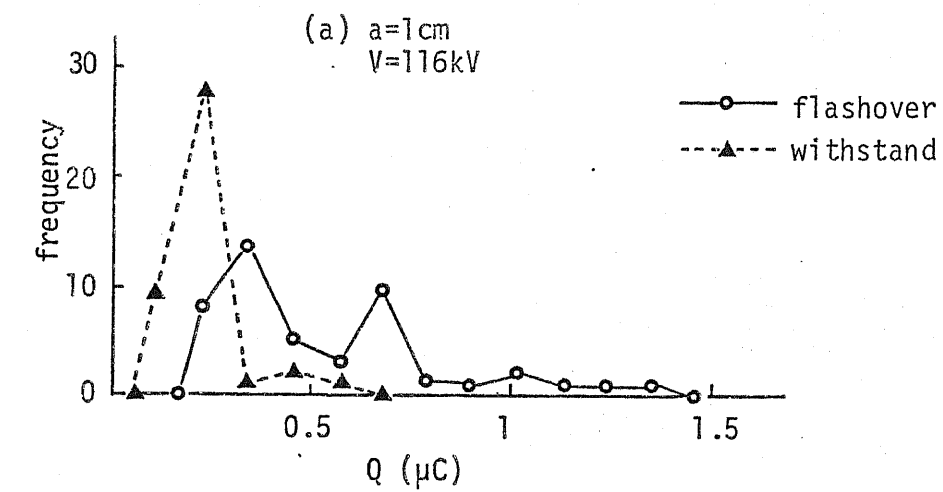


図4.25 フラッシュオーバー時及び非フラッシュオーバー時
における 第1ストリーマ放電電荷量の相違

第1ストリーマ発生時における、隔壁・平板電極間ストリーマの出現が、どのような要因で決定されるかを考えてみたい。

図4.25に、第1ストリーマによって放出される電荷量の大きさと、フラッシュオーバーの成否との関係を示す。同図は、フラッシュオーバーした場合としない場合による、電荷量頻度分布の差を表わしている。 $d = 1\text{cm}, 5\text{cm}$ では、フラッシュオーバー時と非フラッシュオーバー時で、電荷量頻度分布の山に差がでている。つまり、第1ストリーマに対応して隔壁・平板電極間にもストリーマが観測される、即ちフラッシュオーバーする時は、第1ストリーマのもつ放電電荷量が大きくなっている。一方、 $d = 9\text{cm}$ の場合は、電荷量頻度分布とフラッシュオーバーは特に相関が見られな。表4.4の結果も合わせて考えると、隔壁が平板電極近くにある場合のフラッシュオーバー決定要因は、第2ストリーマの方にあると断定できる。

以後、第1ストリーマの挙動がフラッシュオーバーに大きな影響を与える、 $d = 5\text{cm}$ 以下の場合に限って、話を進めることにする。

第1ストリーマ全体がもつ放電電荷量が大きいと、隔壁・平板電極間にストリーマが出現している。この理由を簡単に考えてみたい。第1ストリーマがもつ正味の正電荷は、大部分ストリーマ先端にあると推定される。電荷の広がる範囲が同じ程度で、電荷量が大きければ、それらの電荷によってつくられる電界は強くなる。つまり、第1ストリーマ先端と平板電極間の電界が強くなる。第1ストリーマ先端は、隔壁に到達しているので、隔壁・平板電極間の電界が強くなるとも言換えられる。こうした状況は、第1ストリーマが隔壁を貫通するにしても、また、隔壁・平板電極間に新たにストリーマが発生するにしても、いずれも現象が生じやすい条件を作りだしている。

上述の定性的な説明では、第1ストリーマの放電電荷量が

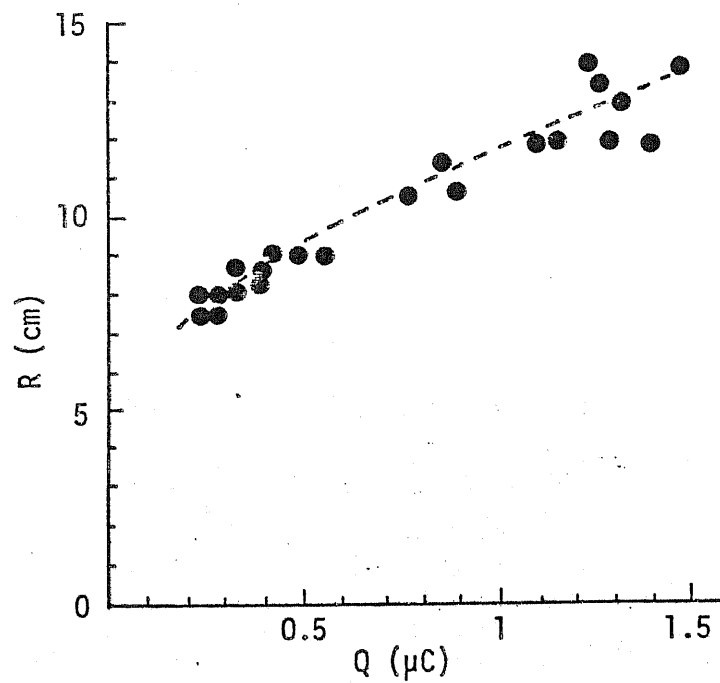


図4.26 第1ストリーマの放電電荷量 Q と隔壁上の放電広がり半径 R

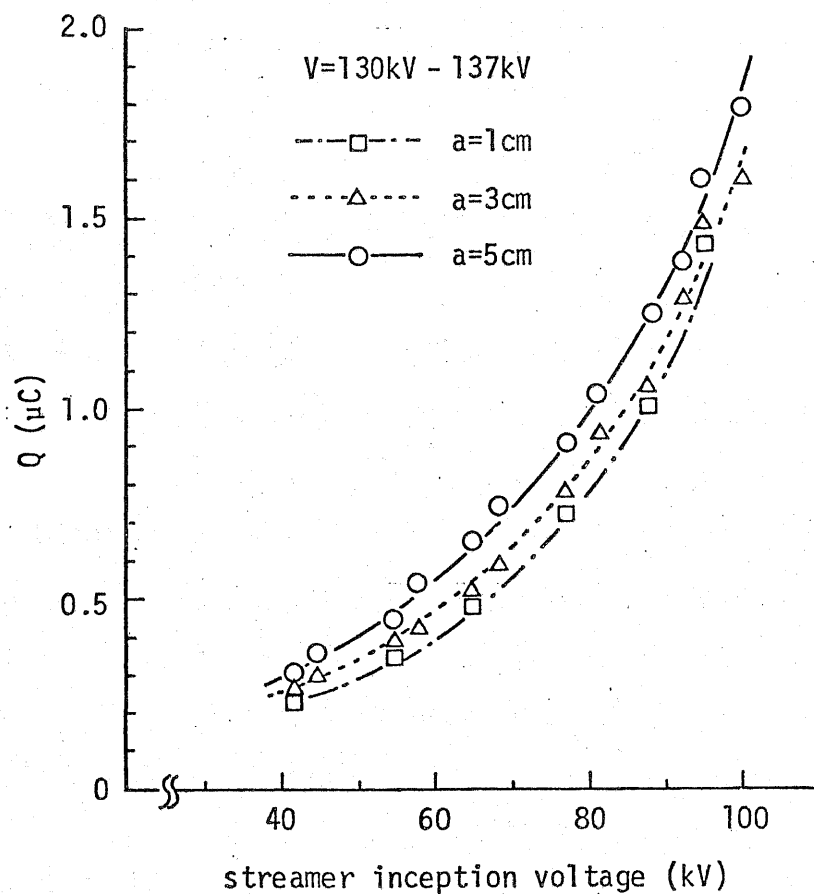


図4.27 第1ストリーマ発生時の瞬時印加電圧と放電電荷量

きくても、電荷の広がる範囲が同程度である、いいかえると、電荷密度が増加することを、暗に仮定した。この点を検証しておく。第1ストリーマ放電電荷量と隔壁上でのストリーマの広がり半径の関係を示したものが図4.26である。隔壁上でのストリーマの広がり半径は、隔壁にアクリル板を用い、カストフィギアをとって観測を行なった。図4.26より放電電荷量が2倍になっても、広がり半径は1.3倍程度にしかなるないことがわかる。つまり、電荷量が増加すると、隔壁上の電荷密度も増加することになる。よって、上述した仮定は正しいといえる。

次に、第1ストリーマの放電電荷量は、何によって変化するかを見ておく。第1ストリーマが発生した時の瞬時印加電圧と放電電荷量の間には、図4.27に示すような関係がある。図4.27より、両者の間には、密接な関係があることがわかる。第1ストリーマが遅れて発生し、その時の瞬時印加電圧が大きい程、放電電荷量が入きい。dの値が、1 cm, 3 cm, 5 cm と増すにつれて、同じ、ストリーマ発生時の瞬時印加電圧に対し、放電電荷量がやや大きくなる傾向にあるが、その差は小さい。

第1ストリーマの電荷量頻度分布が、印加電圧(ピーク値)でどのように変わるかを見たものが、図4.28である。ここでは、印加電圧が、102 kV, 116 kV, 137 kV, の場合を示した。印加電圧102 kVでは、電荷量が広い範囲にわたって分散している。印加電圧が、116 kV 及び 137 kV の場合は、同じような分布型を示し、印加電圧による差はほとんどなくなっている。

図4.28の分布の中で、ある電荷量に対し、どの位の割合でフラッシュオーバーが生じているかを、図4.29に図示する。放電電荷量が入きい程、フラッシュオーバーする確率が高くなっている。これは、図4.25からも予測されるところである。

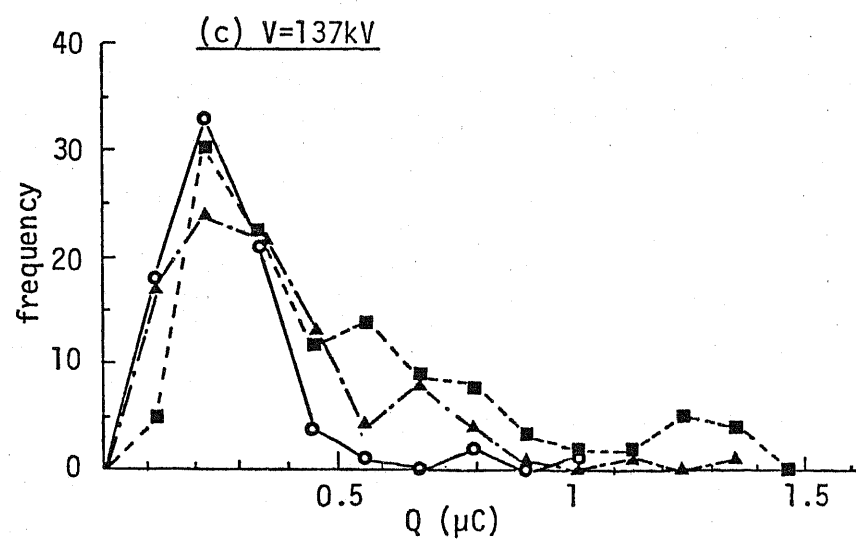
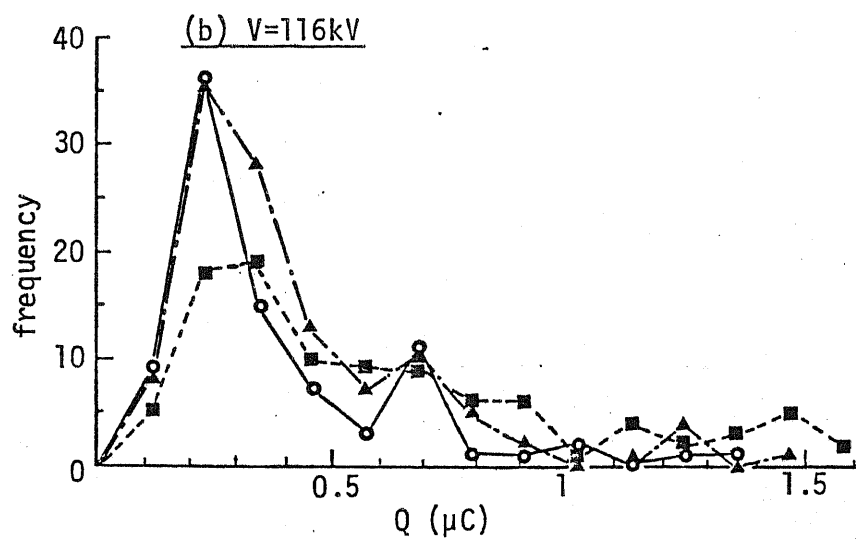
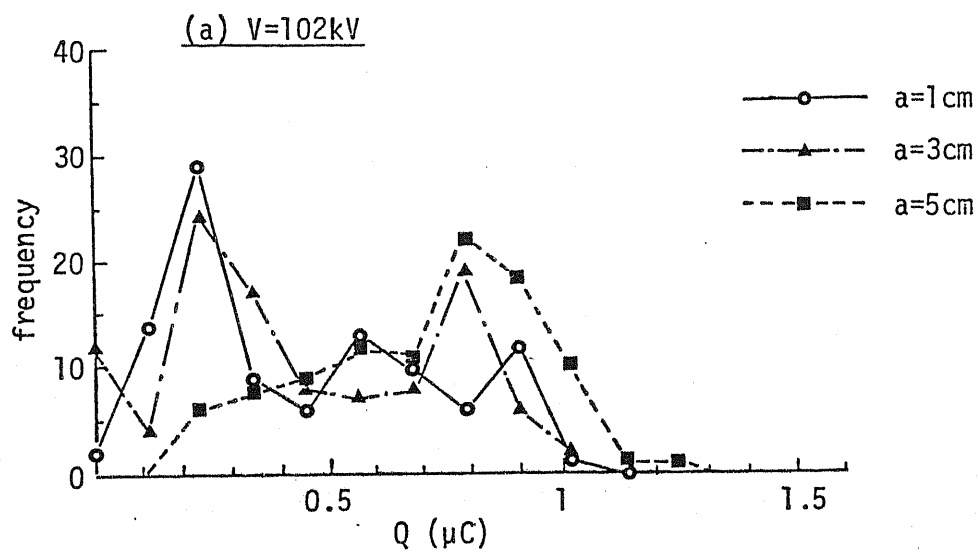


図 4.28 印加電圧及び隔壁位置による第1ストリーマの放電電荷量の変化

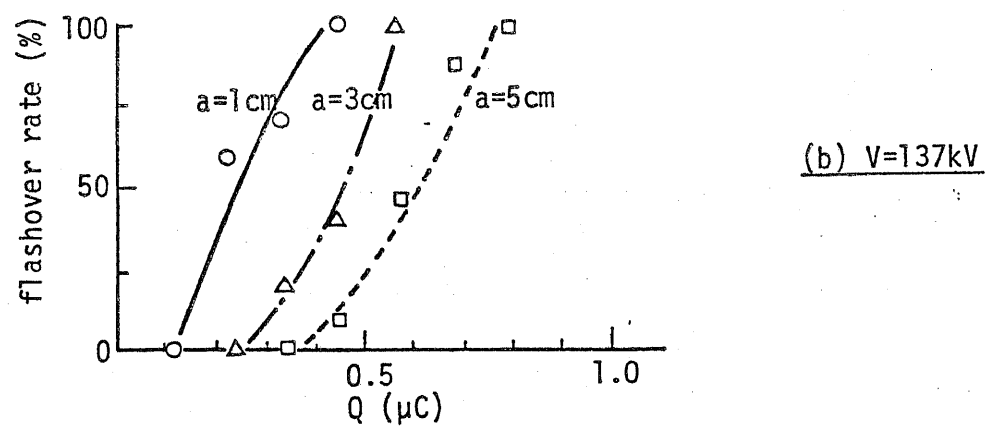
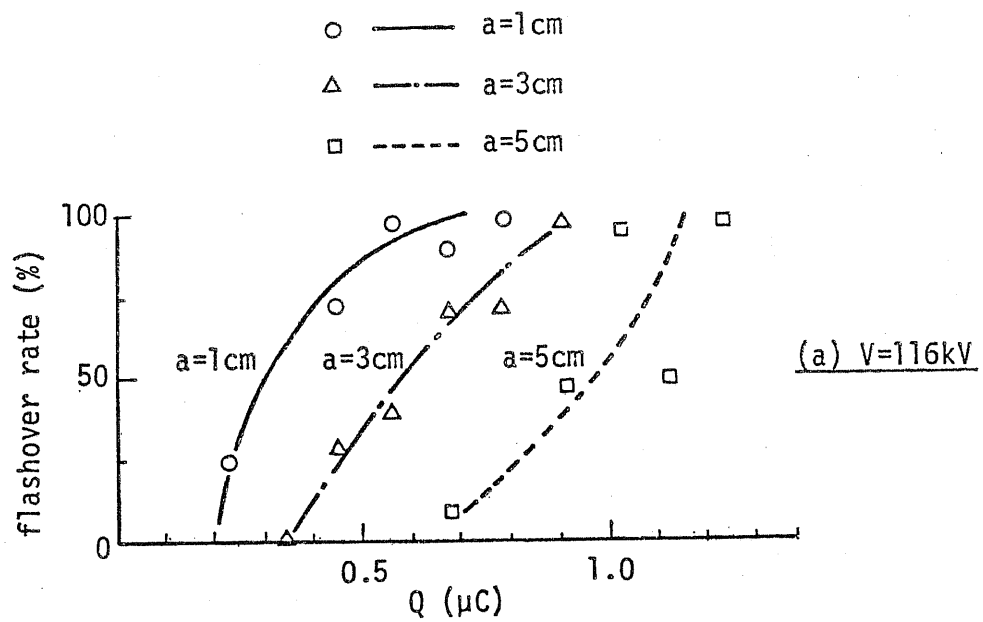


図4.29 第1ストリーマの放電電荷量とフラッシュオーバー率

図4.29では、印加電圧が高くなると、電荷量が小さい所でもフラッシュオーバー率が高くなる。これは、印加電圧の上昇につれ、静電界が上昇し、その結果フラッシュオーバー率が増加していると解釈できる。つまり、隔壁と平板電極間の電界は、ストリーマがもつ電荷量と静電界の両者で決定されるので、電荷量が同じでも、静電界の増加がフラッシュオーバー率の増大をもたらしている。

その値が大きいく程、フラッシュオーバー率の曲線が、電荷の大きい方に移行している。(図4.29参照) その値が増す程、隔壁付近の静電界が減少する結果、フラッシュオーバーするためには、より大きな放電電荷量を必要とすることを示唆していると思われる。

第1ストリーマ発生時における、隔壁・平板電極間のストリーマ出現を決定する要因についてまとめておく。

第1ストリーマのもつ放電電荷量が、隔壁・平板電極間のストリーマ出現に大きな影響を与え、その電荷量が大きいく程、隔壁・平板電極間にストリーマが発生しやすくなる。この放電電荷量は、第1ストリーマが発生する時点の印加電圧に依存し、瞬時印加電圧が高い程、大きな電荷量になる。また、隔壁・平板電極間のストリーマ出現は、その部分の静電界、特に隔壁付近の静電界の強さにも強く依存する。

印加電圧がある程度以上高くなると、ある値の放電電荷量かどの位の割合で発生するかは、印加電圧値によらなくなる。(図4.28参照) それにもかかわらず、印加電圧の上昇によって、フラッシュオーバー率が増加するのは、印加電圧上昇につれ静電界が上昇することに基因する。また、隔壁位置によるフラッシュオーバー電圧の変化も、隔壁位置における静電界によって説明ができる。

以上のように、隔壁付近の電界(隔壁に付着した電荷がづく

る電界と静電界を合成したもの)に基づき、フラッシュオーバーを考察できることが判明した。この点においては、4.4.4.1節でなされた考察と、本質的に変わることはないと考えられる。ただし、一般の場合には、多数回のストリーマ発生によってもたされた放電電荷が、蓄積して空間の電界を形成するが、半球棒電極に雷インパルス電圧を印加した場合には、最初のストリーマによる電荷量だけで電界が決定されてしまう、という相違がある。後者においては、一回しか生じない事象を統計的に考察しなければならず、確定論的にフラッシュオーバー機構を規定するのは、むずかしいといえる。

最後に、隔壁が平板電極に近い場合について触れておく。この場合には、前述のように、第1ストリーマだけで、フラッシュオーバーの成否を決定できない。第2ストリーマの発生を待って、その時点で隔壁・平板電極間の電界が強くなり、ストリーマが出現した場合にフラッシュオーバーに至っている。隔壁・平板電極間の電界を形成する、第1及び第2ストリーマの電荷と静電界が、フラッシュオーバーを支配していると考えられる。

4.5 隔壁効果におけるフラッシュオーバー電圧の理論計算

正極性インパルス電圧印加時における隔壁効果について、4.4節で検討を行なった。本節では、4.4節で得られた、コロナ放電電荷量や隔壁上での電荷の広がり具合などについて、実験結果を整理し、それに基づき隔壁を有する針対平板電極のフラッシュオーバー電圧を理論的に算出してみた。更に、理論計算の有用性をみるため、各種実験状況下のフラッシュオーバー電圧を推定し、実測値と比較した。

4.5.1 計算の前提

4.4.4.1節の考察により、隔壁・平板電極間にストリーマが発生するとギャップ全体のフラッシュオーバーが生じ、そのストリーマが発生しないとフラッシュオーバーに至るなりと断定できる。言い換えると、フラッシュオーバー電圧以下では、ストリーマはすべて隔壁で進展を阻止されるが、フラッシュオーバー電圧以上が印加されると、隔壁・平板電極間にもストリーマが発生し、ギャップ全体がストリーマで橋絡されフラッシュオーバーに至るわけである。このようなフラッシュオーバーの機構をもとに、計算を行なう。

コロナ放電電荷が隔壁に付着したことを考えると、ある印加電圧で、どの位の電荷量が、どの位の広がりをもつて、どういふ形に分布するかを知れば、隔壁・平板電極間の電界は計算できる。その電界から、ストリーマが発生できるかどうかを判定できる。判定の結果、ストリーマが発生可能な場合は、フラッシュオーバーが生じると見なす。電荷の分布形については、4.4.3節の隔壁裏面上の電界測定結果により、ギャップ軸から周辺方向へ向かって密度が直線的に減少する分布が妥当であろう。他の諸量

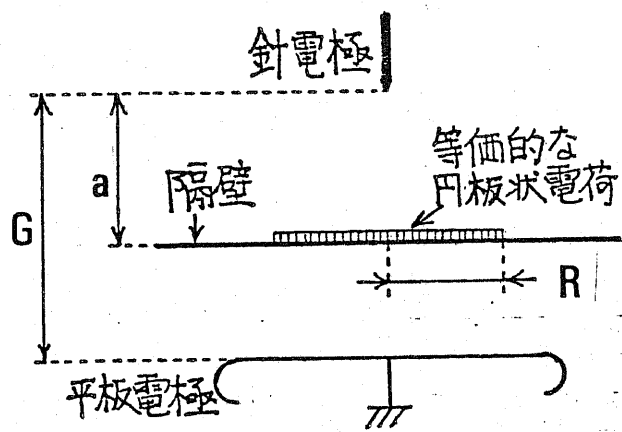


図4.30 ギャップの構成

に付いては、4.5.1 節、4.5.2 節で関係式を導いておく。なお、本節の計算において仮定した、ギャップの構成、空間電荷の状態を図4.30 に示しておく。

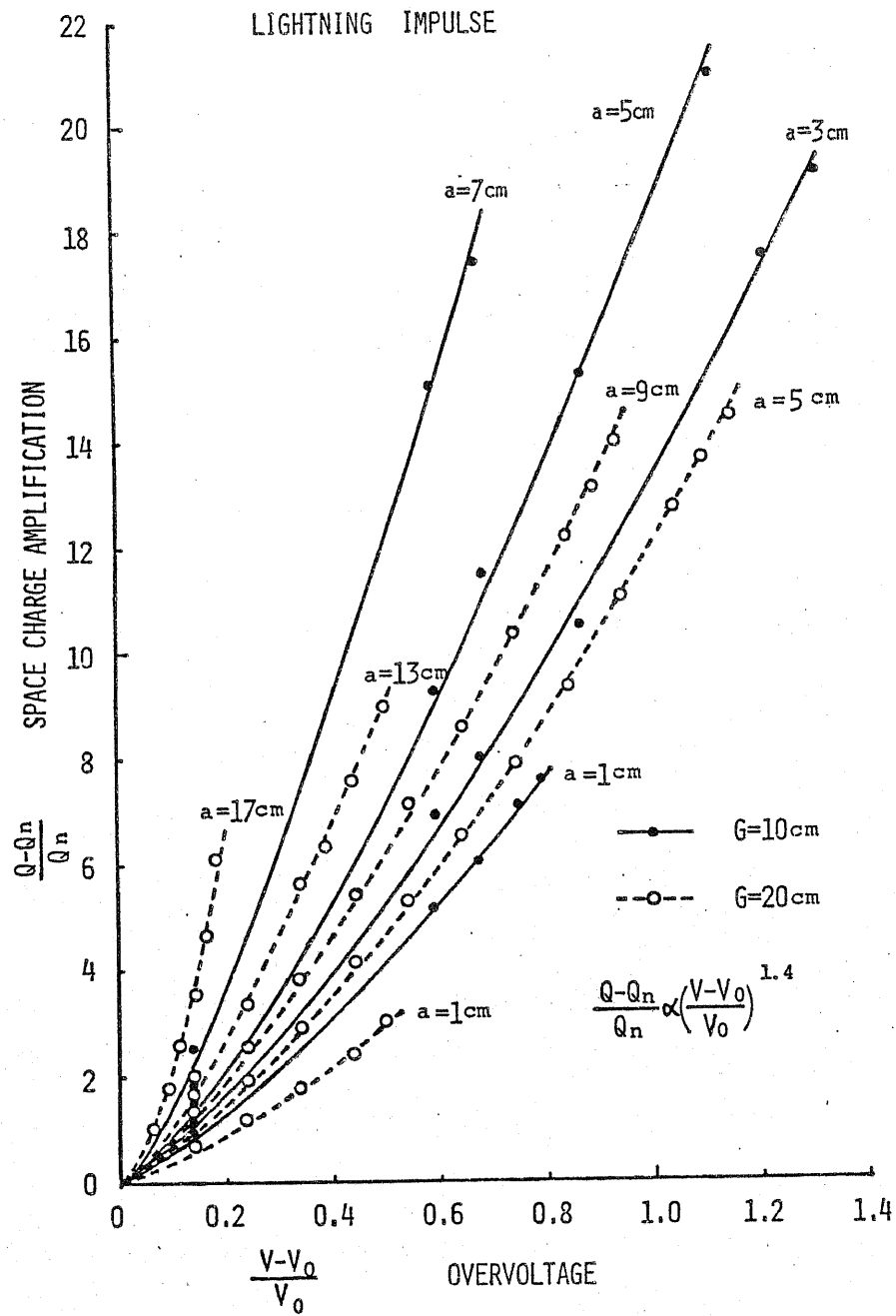
4.5.2 印加電圧とコロナ放電電荷量、関係

コロナ放電電荷量の測定値は、4.4.1 節において示した。針電極を用いた場合について、印加電圧 V とコロナ放電電荷量 Q の関係を整理すると図4.31 になる。4.4.1 節の結果に、ギャップ長 20 cm にして測定した時の結果が追加されている。ただし、ここで用いたコロナ放電電荷量は、電荷が隔壁に付着したことを想定し、文献(65)に従って測定値に補正を加え、真の放電電荷量に修正した値である。図4.31 (a) は雷インパルス電圧印加時の、また (b) は開閉インパルス電圧印加時の結果である。図中、横軸は隔壁を挿入しない時（紙なしと略記する）のフラッシュオーバー電圧 V_0 を基準にした過電圧率を示す。一方縦軸は、次に定義される電荷量 Q_n を基準とした、 $(Q - Q_n)/Q_n$ という規格値（以下、放電電荷量増倍率と呼ぶ）を表わす。基準量 Q_n としては、隔壁を挿入しないギャップに V_0 を印加した時測定されるコロナ放電電荷量を用いるのが適当と考えた。更に、その中でも測定が容易なフラッシュオーバーしない時の電荷量 Q_0 を用い、 Q_0 の $1/2$ の値をもって、 Q_n と定義した。つまり、単なる針対平板電極に V_0 を印加して、 Q_0 を測定し、その値を 2 で割ったものが Q_n である。なお、隔壁が存在する時、 V_0 を印加すると、その時の電荷量は、 $0.3 Q_0$ から $0.8 Q_0$ になるので、 Q_n は妥当な規約基準値になるう。

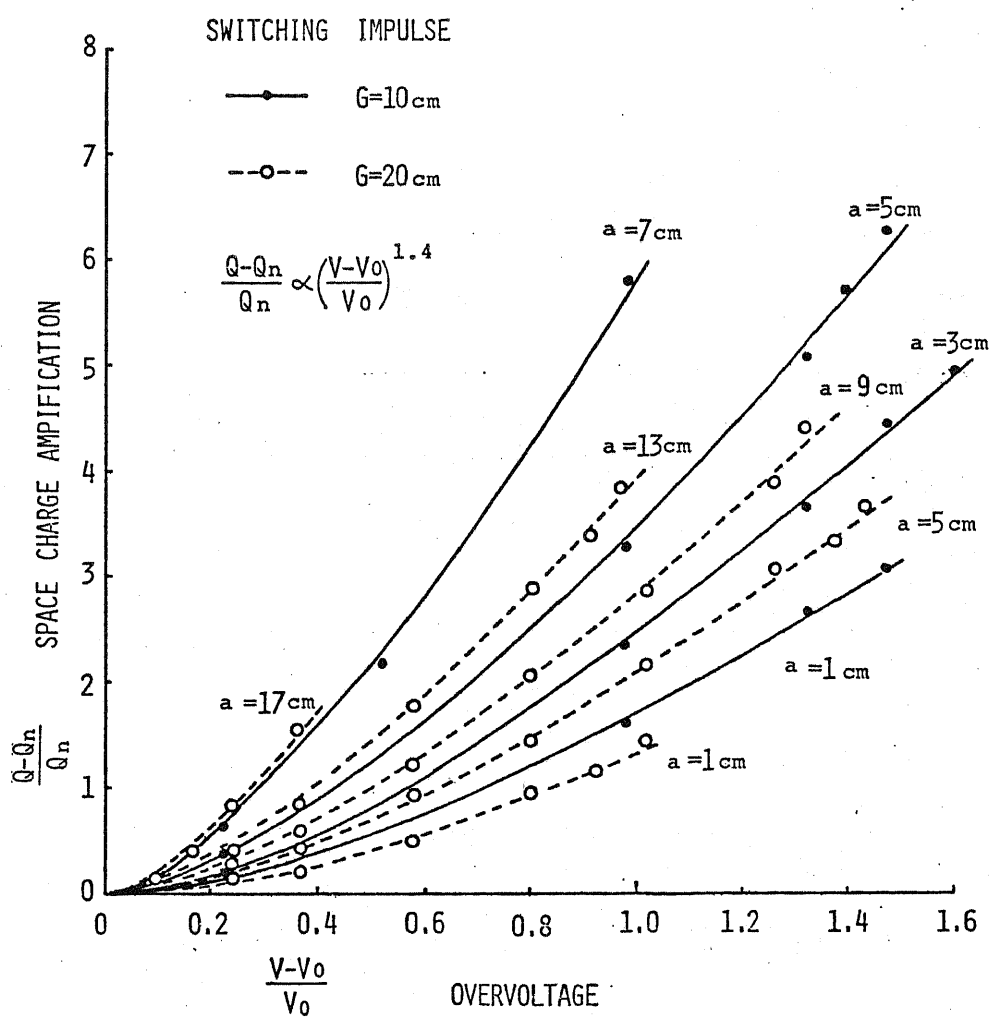
各々の値において、測定値を次式で整理することを考える。

$$\left(\frac{Q - Q_n}{Q_n} \right) = K \left(\frac{V - V_0}{V_0} \right)^\beta \quad (4.1)$$

K, β : 定数



(a) 雷インパルス電圧印加時



(b) 開閉インパルス電圧印加時

図 4.31 過電圧率 $\left(\frac{V-V_0}{V_0}\right)$ と 放電電荷量増倍率 $\left(\frac{Q-Q_n}{Q_n}\right)$

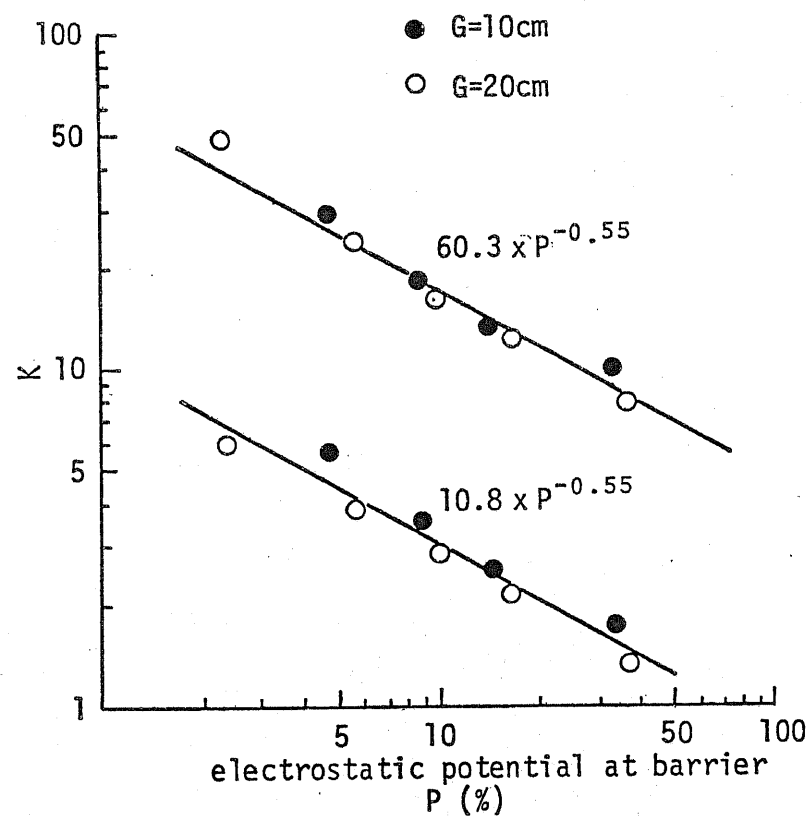


図4.32 隔壁位置の幾何学的静電位 P と定数 K の関係

最小二乗法（東大大型計算機センター内にある、最小二乗法標準プログラム "SALS" を用いた）により、 β を推定すると、1.2 ～ 1.6 程度になる。そこで、 β を 1.4 に固定し、(4.1) 式にあてはめて計算した結果が、図 4.31 中の実線及び破線で表わした曲線である。

図 4.31 では、ギャップ長 10 cm, 20 cm 2 の場合を示したか、ギャップ長の違いを考慮せずに、過電圧率と放電電荷量増倍率の関係を取扱うため、幾何学的静電位の概念を導入してみる。ここでいう幾何学的静電位は、ギャップ軸上の静電位を考え、ギャップ間に単位の大さの電圧を加えた時、隔壁の位置に現われる静電位を指す。隔壁位置の幾何学的静電位 P と、(4.1) 式中の K の関係を図 4.32 に示す。図中の実線は、

$$K = k P^{-\alpha} \quad \cdots (4.2)$$

（ P ：隔壁位置の幾何学的静電位（%）， k, α ：定数）の形で近似し、最小二乗法で定数を決して得たものである。 α の推定値は、雷インパルス電圧印加時で 0.56、開閉インパルス電圧印加時で 0.55 であった。そこで、簡便のため、共に $\alpha = 0.55$ にした。図 4.32 において、実際の K の値と (4.2) 式で表わされた値は、必ずしもうまく一致しているとは言えないが、大略の傾向は表わしている。(4.1) 式に、(4.2) 式を代入すると、最終的に、過電圧率と放電電荷増倍率の関係は、

$$\left(\frac{Q - Q_n}{Q_n} \right) = k P^{-0.55} \left(\frac{V - V_0}{V_0} \right)^{1.4} \quad \cdots (4.3)$$

で表現できる。定数 k は、雷インパルス印加時 60.3、開閉インパルス電圧印加時、10.8 になる。

実測値及び、(4.3) 式を合わせて考えると、過電圧率と放電電荷量増倍率について、次のことがいえる。

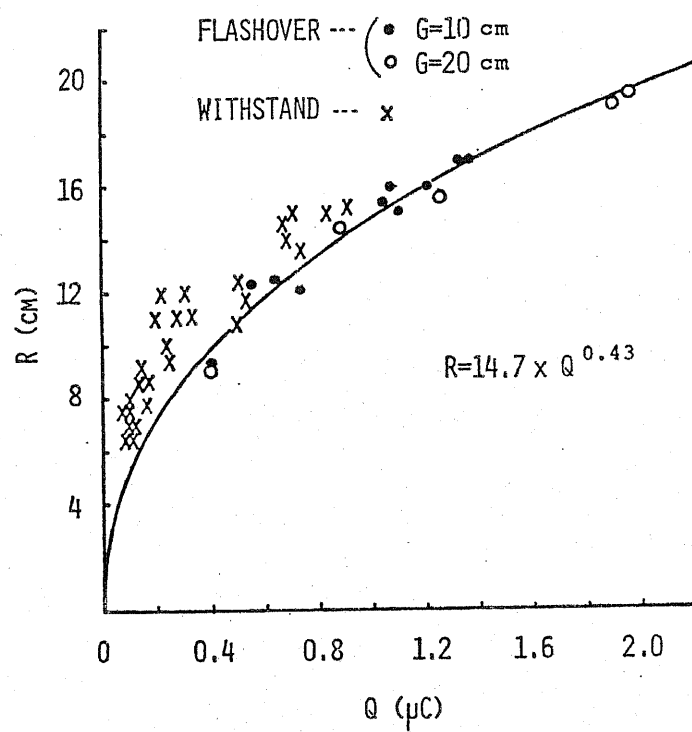


図4.33 コロナ放電電荷量 Q と 隔壁上での放電電荷の広がり半径 R

- ① 過電圧率に対する放電電荷量増倍率の変化の形態は、雷インパルス電圧印加時と開閉インパルス電圧印加時で、相似である。ただ、変化の比例係数が雷インパルス電圧印加時に大きくなる。
- ② 過電圧率と放電電荷量増倍率の関係は、幾何学的静電位を用いると、ギャップ長を考慮せずに、統一的に取扱うことができる。

4.5.3 コロナ放電電荷量と隔壁上の広がり半径

隔壁上での放電電荷の広がり半径を、4.4.3節で用いた等価的な円板電荷の半径 R で代表させることにする。(図4.17参照) コロナ放電電荷量 Q と広がり半径 R の関係をまとめると、図4.33になる。フラッシオーバ電圧以下の測定結果は、フラッシオーバ電圧印加時に比べ、隔壁上の電荷によってつくられる電界が弱くなるような領域にあることがわかる。即ち、同一の広がり半径に対して、フラッシオーバ電圧に満たない電圧が印加された時の方が、電荷量は小さくなっている。フラッシオーバ電圧印加時の値だけを用い、 R は Q の累乗で表わせるとして、最小二乗法近似を行った結果、次式を得ることができた。

$$R = 14.7 Q^{0.43} \quad \dots (4.4)$$

$$R [\text{cm}] \quad , \quad Q [\mu\text{C}]$$

(4.4) 式の関係は、図4.33の中で実線で示されている。(4.4) 式から求めた Q 、 R を使って計算した円板電荷による電界は、実測した Q 、 R から得た電界に比べ、不当に低い値を見積もることはない。従って、(4.4) 式を用いて電界の計算を行なうことにする。

▲ Lightning Impulse Voltage

△ Switching Impulse Voltage

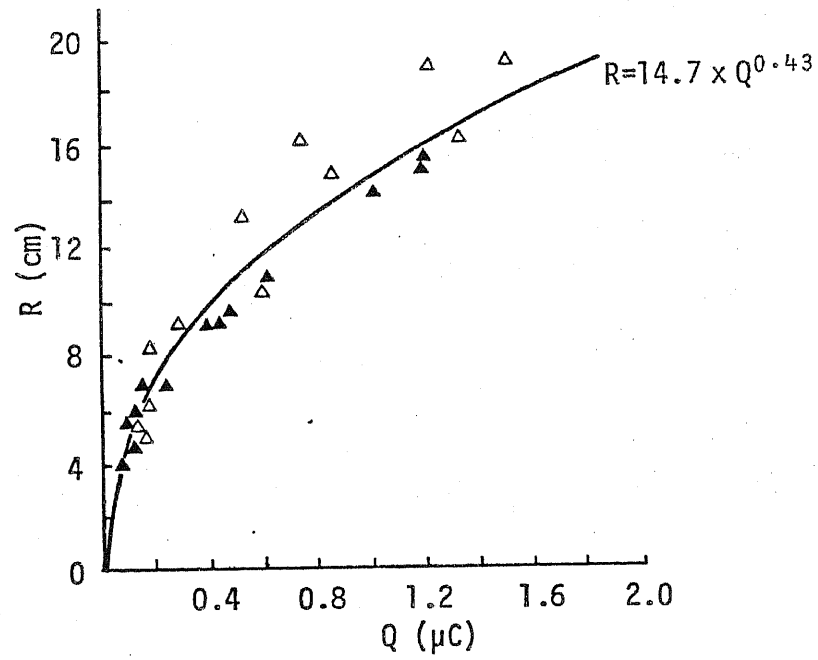


図4.34 ダストフィクサーにより観察した隔壁上の広がり半径 R

今まで用いた R は、隔壁裏面上の電界測定結果から求めた広がり半径である。ここで、ダストスギア法により、隔壁上での放電広がり半径を測定した結果を、図 4.34 に示す。ダストスギア法で測定した広がり半径も、(4.4) 式近傍にあることが確認できる。

4.5.4 フラッシュオーバー電圧の計算法

4.5.2 節及び 4.5.3 節の結果を用いれば、隔壁・平板電極間の電界が計算できる。そこで、この電界からストリーマが発生するかどうかを判定する方法について述べておく。判定を行なう特性値として、電離指数を採用した。電離指数は、実効電離係数を電界方向に沿った積分経路で積分することによって得られる。一般に、空気中では電離指数が 20 になるとストリーマが発生するとわれている。しかし、Pedersen 氏⁽⁶⁶⁾によれば、電離指数が 10 でもストリーマが発生すると指摘している。従って、本論文では、ストリーマ発生判定基準として、電離指数が 10 及び 20、両方の場合を検討した。

実効電離係数 α_{eff} は、Harrison 氏⁽⁶⁷⁾の実験値を次式で近似した。

$$\alpha_{\text{eff}} = 0.138 (E - 21.4)^2 - 0.958 \quad \dots (4.5)$$

$\alpha_{\text{eff}} [1/\text{cm}]$, $E [kV/\text{cm}]$: 電界

本論文で用いる電離指数 I は次のように計算される。

$$I = \int_l \alpha_{\text{eff}} dl \quad \dots (4.6)$$

l : 隔壁・平板電極間のギャップ軸に沿った積分経路

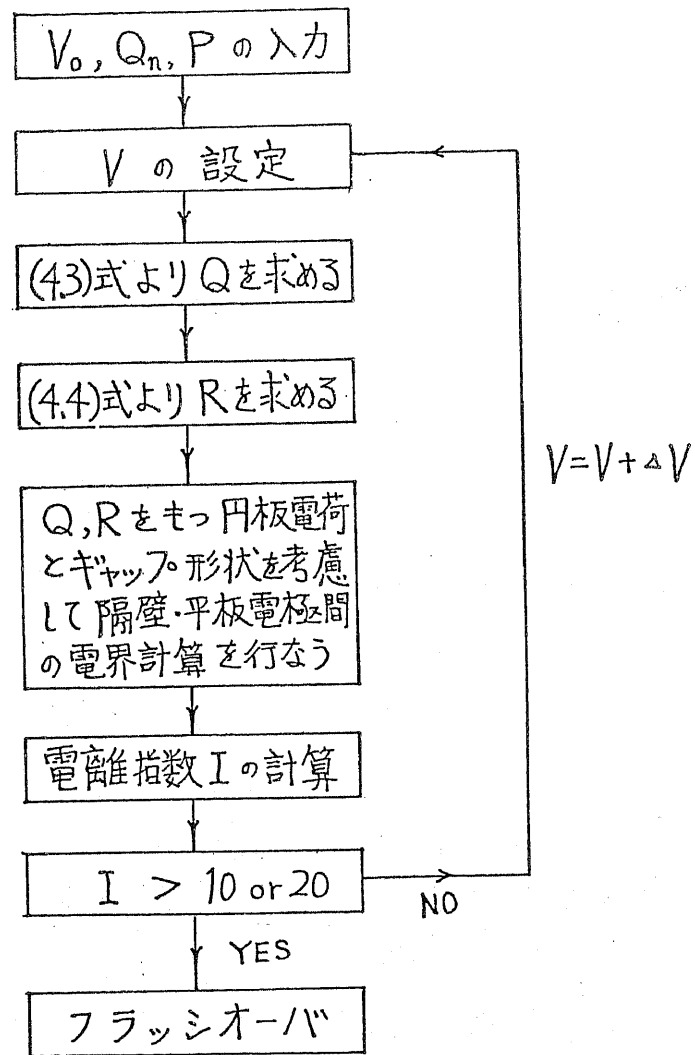


図4.35 フラッシュオーバー電圧を計算する手順

電離指数 I が 10 ないし 20 になった時点で、隔壁・平板電極間にストリーマが発生し、その結果フラッシュオーバーが生じると判定する。

フラッシュオーバー電圧の計算手順を、図4.35にまとめておく。

4.5.5 フラッシュオーバー電圧の計算値と実測値の比較

(4.3)式、(4.4)式が今回測定しなか、た条件下でも成立すると仮定し、種々の実験状況における隔壁効果のフラッシュオーバー電圧を計算してみた。

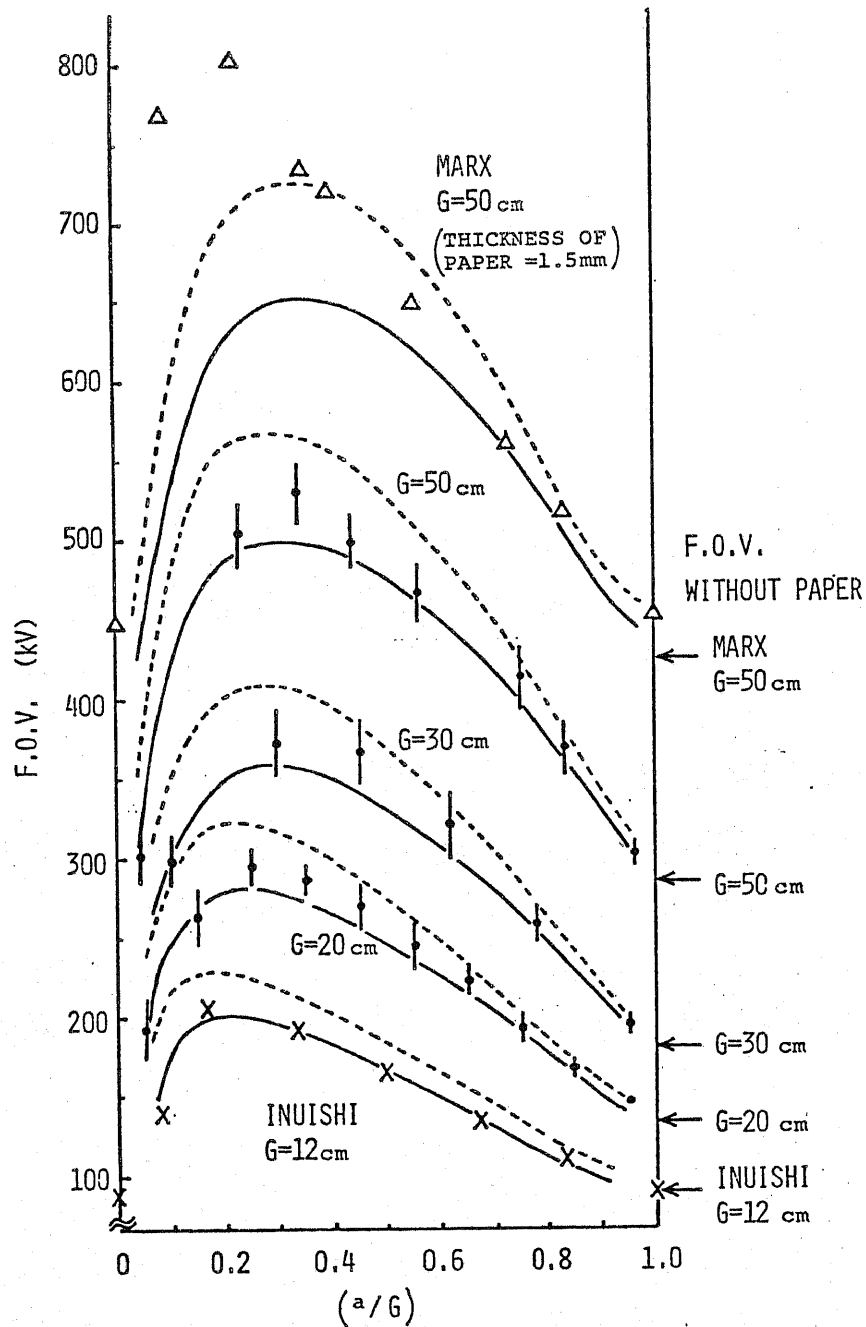
まず、ギャップ長による隔壁効果の現われ方の違いを見たものが、図4.36である。図中、横軸は、針電極と隔壁の間の距離 a をギャップ長 G で規格化した値で示した。図4.36 (a) (b) は、雷インパルス電圧を印加した時の、また (c) は、開閉インパルス電圧を印加した時の結果である。電離指数が 10 になる判定条件でフラッシュオーバー電圧を計算した結果が、実線であり、20 になる判定条件で計算した結果が、破線である。Marx 氏⁽⁵⁶⁾ や 犬石氏⁽³⁹⁾ の実測値に対しても、計算値を求めてみた。理論計算に必要な V_0 の値は実測値を用いた。ギャップ長 10 cm, 20 cm 以外の Q_n の値は、以下に述べる推定法に従って求め、フラッシュオーバー電圧の計算を行なった。ギャップ長 10 cm, 20 cm における Q_n の値は、 V_0 の値に対してほぼ比例関係にある。よって、他のギャップ長での Q_n としては、ギャップ長 10 cm 及び 20 cm における Q_n と V_0 の関係を直線で外挿し、求めたいギャップ長の V_0 に対応する Q_n の値を採用した。この Q_n の値は、図4.36 中に示されている。

コロナ放電電荷量 Q とフラッシュオーバー電圧 V_0 の関係は、付録 A5.3、図 A5.9 にも示されている。同図 (a) にあるように、電

LIGHTNING IMPULSE

● Δ X measured
 ----- I=20
 ——— I=10

calculated



(a) 雷インパルス電圧印加時 (キャップ長が長い場合)

図 4.36 隔壁を有するキャップのフラッシュオーバー電圧、
 理論計算値と実測値の比較

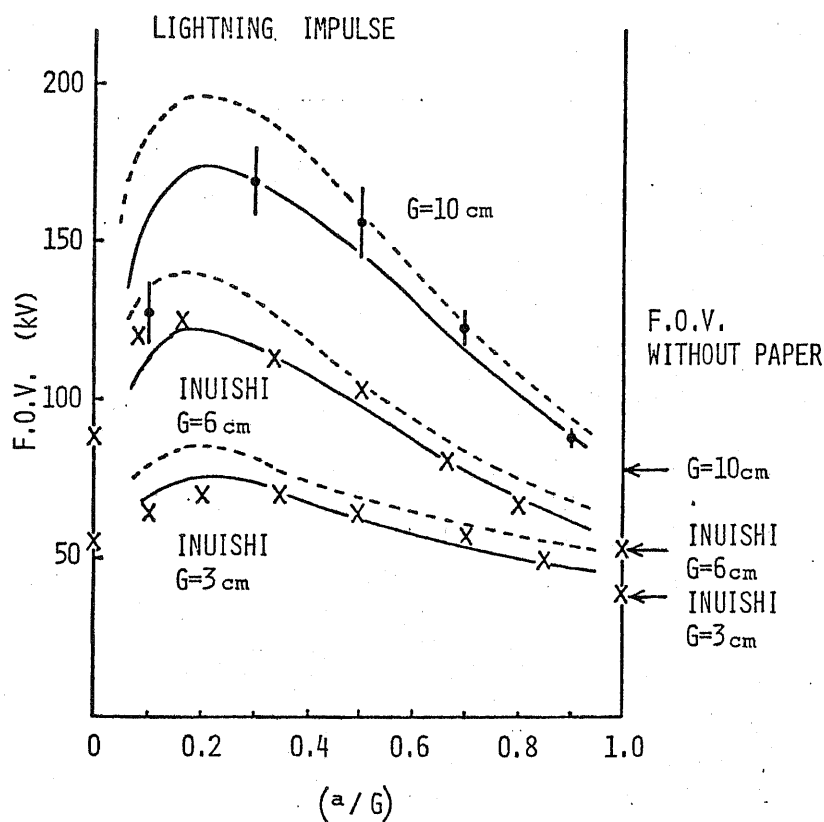
[* (a)、(b)、(c) の 3つの図から構成されている]

Lightning impulse voltage

Needle electrode

	V_0 (kV)	Q_n (μC)
Marx's data, $G=50\text{cm}$	424	0.38
$G=50\text{cm}$	284	0.26
$G=30\text{cm}$	180	0.16
$G=20\text{cm}$	140	0.125
Inuishi's data, $G=12\text{cm}$	90	0.078
$G=10\text{cm}$	77	0.065
Inuishi's data, $G=6\text{cm}$	52	0.041
Inuishi's data, $G=3\text{cm}$	38	0.028

計算に使用した値



(b) 雷インパルス電圧印加時 (キャップが長か短い場合)

Switching impulse voltage
Needle electrode

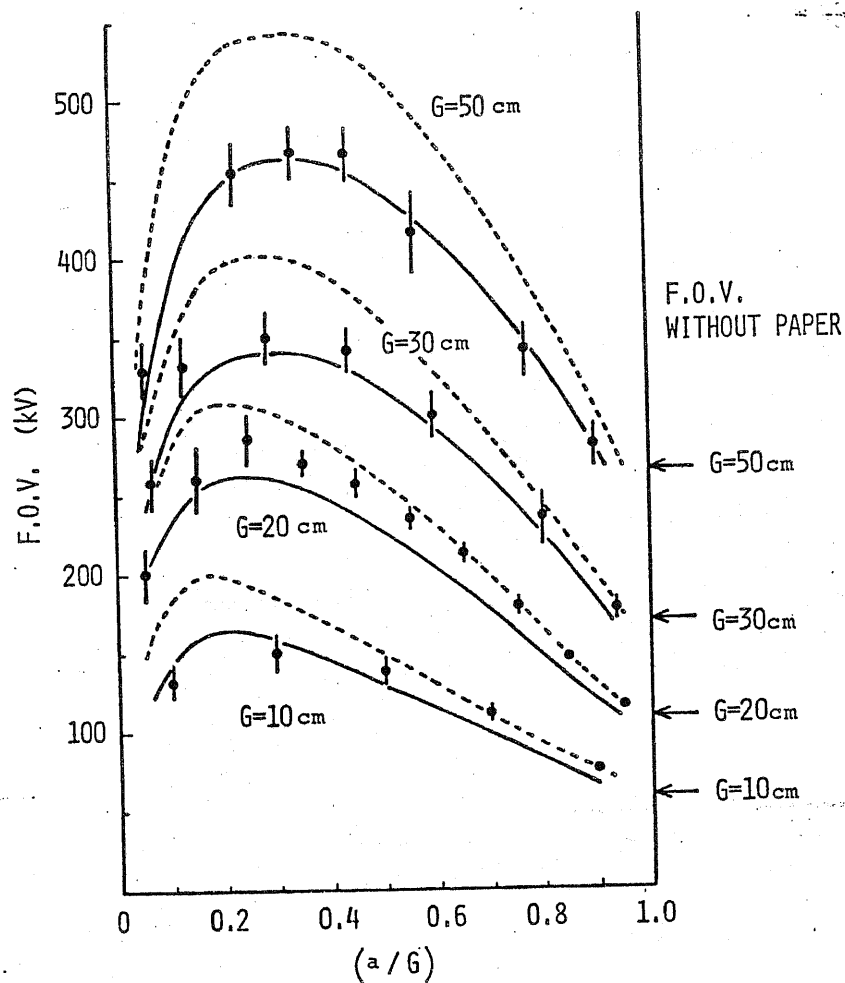
	V_0 (kV)	Q_n (μC)
G=50cm	263	1.03
G=30cm	167	0.64
G=20cm	107	0.4
G=10cm	57	0.2

計算に使用した値

SWITCHING IMPULSE

● measured
 --- I=20
 — I=10

calculated



(c) 開閉インパルス電圧印加時

図4.36 隔壁を有するキャップのノラッシュオーバー電圧、理論計算値と実測値の比較 (続き)

極先端が針状の場合には、印加電圧波形によらず Q と V_0 が比例関係にある。

なお、電極系の構成は、ギャップ長 10 cm , 20 cm では針対平板電極であるが、他のギャップ長では、針電極対大地である。Marx 氏や犬石氏が用いた針電極形状は、あまり明確でないので、Marx 氏の場合は、本研究と同一形状の電極を、犬石氏の場合は、直径 1 mm の針電極を、それぞれ仮定した。

図 4.36 において、Marx 氏の実測値を除いて、他の実測値は、電離指数が 10 ないし 20 になる条件から求めた計算値とほぼ一致している。また、フラッシュオーバー電圧が最大になる隔壁の位置が、ギャップ長の増加につれ、ギャップ中央付近に移ってくる傾向も、計算値は明確に表わしている。

Marx 氏の用いた紙の厚さは 1.5 mm で、本研究での紙厚 0.05 mm , 犬石氏の紙厚 0.08 mm と比べて非常に厚い。そのため、フラッシュオーバー機構が本論文で考えていたものと、違ってくることを予想される。ヤーク板等、厚い隔壁を用いると、隔壁上の沿面放電や、隔壁の外側を回り込む放電を介してフラッシュオーバーに至り、その時のフラッシュオーバー電圧は、 $\alpha = 0$ の所で最大になる⁽⁴⁴⁾。Marx 氏の実測値を見ると、フラッシュオーバー電圧が最大になる α の値が、計算値に比べてかなり零に近くなっている。これは、厚さ 1.5 mm の紙になると、ヤーク板等の隔壁効果と類似してくることを示している。その他、同じギャップ長 50 cm でありながら、Marx 氏と本研究の紙なし時フラッシュオーバー電圧 V_0 は、大きく違っている。このことから、針電極の形状が本論文で想定したものと、大幅に異なっていたとも考えられる。

次に、針電極以外の、半球棒電極、円筒刃形電極についても

	V_0 (kV)	Q_n (μC)
Lightning impulse voltage, Semisphere electrode, $G=10\text{cm}$	88	0.29
Switching impulse voltage, Semisphere electrode, $G=10\text{cm}$	59	0.135
Switching impulse voltage Cylindrical edge electrode, $G=10\text{cm}$	123	1.0

計算に使用した値

● measured
 - - - $I=20$) calculated
 — $I=10$)

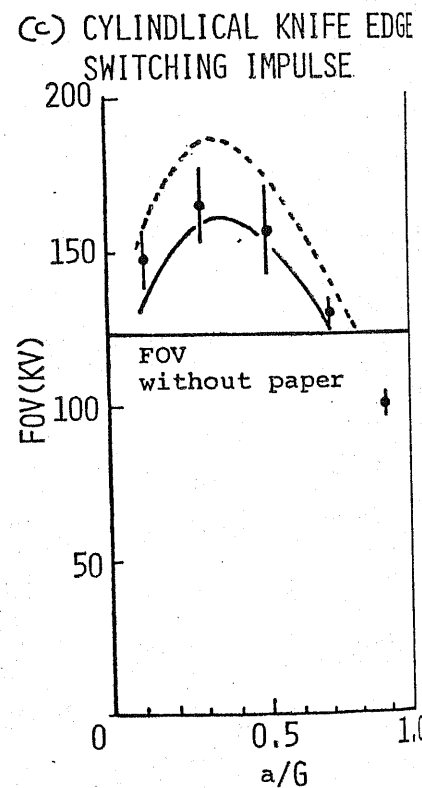
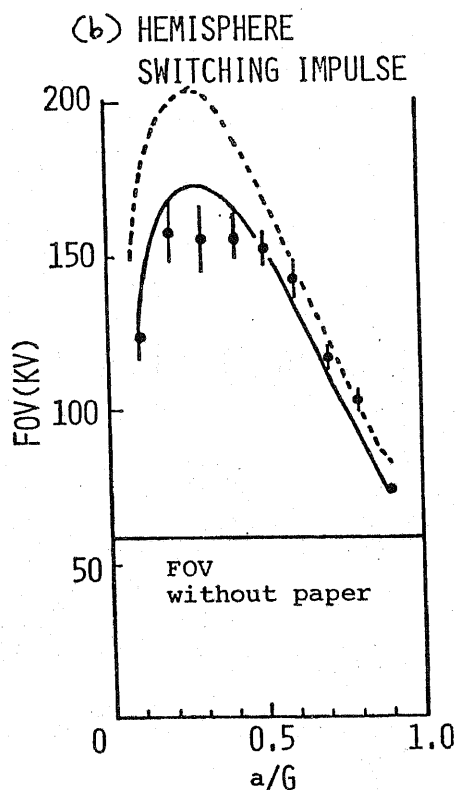
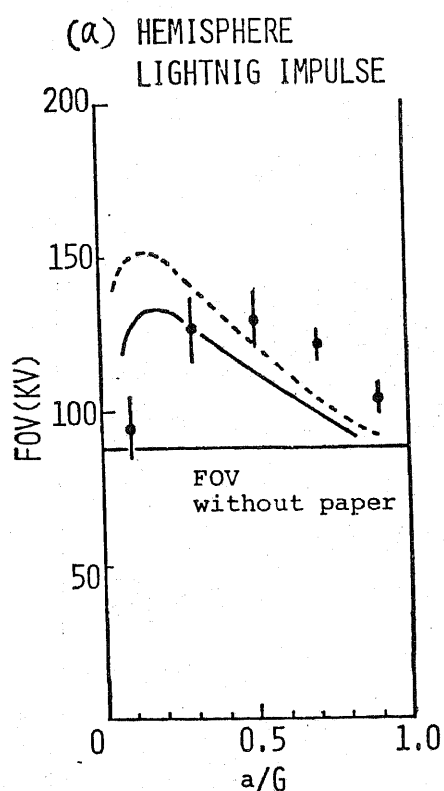


図 4.37 針端以外の電極形状をもつギャップの隔壁挿入時、フラッシュオーバー電圧、理論計算値と実測値の比較

針電極と同様の手順で計算を行なった。その結果を図4.37に示す。

雷インパルス電圧印加時の半球棒電極の場合に、フラッシュオーバー電圧が最大になる隔壁位置が、実測値と計算値の間でずれている。半球棒電極に雷インパルス電圧を加えると、4.4.4.2節で述べたように、針電極とは異なり、1回ないし2回のパルスのようなコロナ放電しか生じない。コロナ放電形態が特異な場合に、本論文の計算手法を適用するのは、やや無理があるかもしれない。

開閉インパルス電圧印加時の半球棒電極及び円筒刃形電極の場合は、一応、実測値は計算値によって推定されていると見ることが出来る。コロナ放電形態は、両者とも、針電極の場合とよく似ている。

上記計算において、 Q_n の値を推定して用いた場合も多い。そこで、 Q_n の値を変動させた時、フラッシュオーバー電圧計算がどの程度変化するかを調べてみた。その結果、 Q_n の値が20%変動しても、フラッシュオーバー電圧は、最大6%程度しか変化しないことを確認した。従って、 Q_n の推定誤りが、フラッシュオーバー電圧にそれほど大きく影響しないと断定できる。

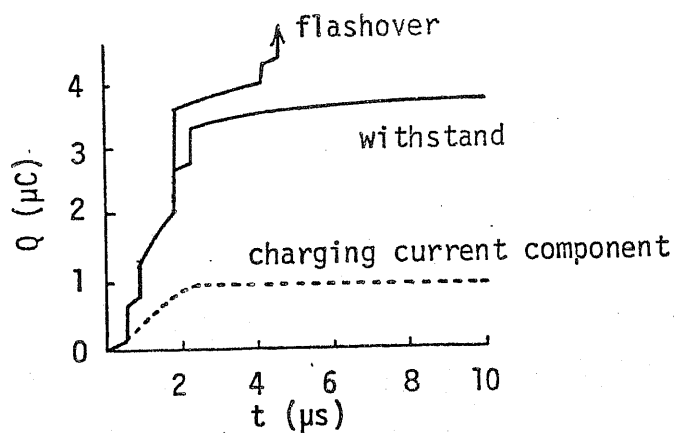
以上、コロナ放電が間欠的または連続的に発生する電極をもつ、隔壁が薄い場合の隔壁効果におけるフラッシュオーバー電圧は、本論文の計算法により理論的に求められることがわかった。フラッシュオーバー電圧の推定値としては、値を過大評価になり意味において、電離指数が10になる判定条件で計算した値を採用のが望ましいだろう。

最後に、絶縁紙隔壁を有するギャップに特有のフラッシュオーバー電圧特性について、定性的な説明を付け加えておく。

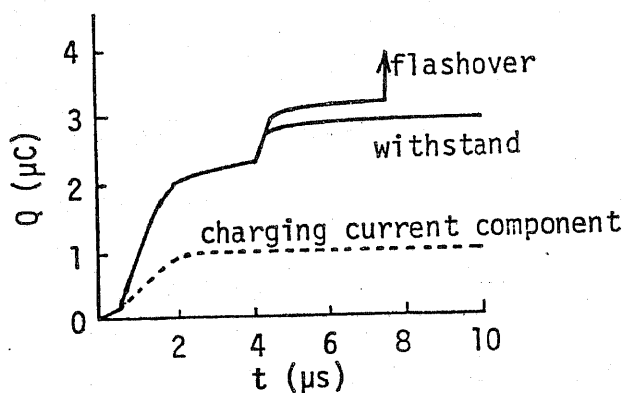
フラッシュオーバーが生じるか否かは、隔壁に付着した放電電荷

によってつくられる電界と、印加静電界の相互作用により決定される。隔壁が棒電極に近い場合は、コロナ放電電荷量が少なく(図4.11、図4.31参照)、これによる電界は小さいが、一方隔壁近傍の印加静電界は大きい。逆に、隔壁が平板電極に近い場合は、静電界は小さいが、放電電荷量が多く、それによって電界が強くなる。いずれの場合も、隔壁付近、特に隔壁裏側の電界が強くなる要素をもっている。従って隔壁裏面と平板電極の間でストリーマが発生しやすく、フラッシュオーバー電圧はあまり上昇しない。それに対して、ギャップ中央ないし、棒電極寄りに隔壁を配置すると、その位置における印加静電界及び、付着電荷による電界共にあまり大きくなりため、隔壁・平板電極間にストリーマが発生しにくくなり、フラッシュオーバー電圧が最大になる。

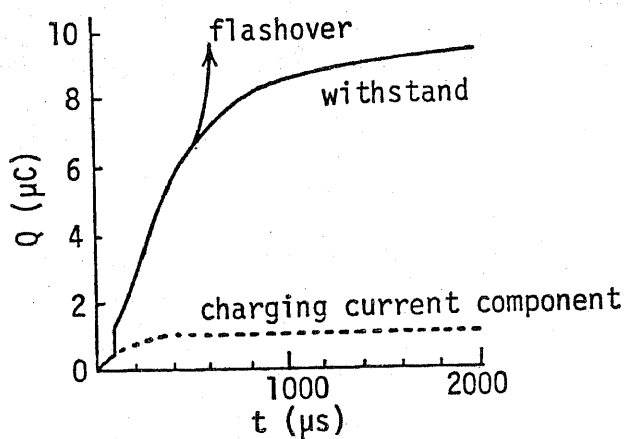
電極形状、印加電圧波形によるフラッシュオーバー電圧の違いは、コロナ放電電荷量の差に起因する。一例として、ギャップ長10cmの針対平板電極をとり上げると、放電電荷量は同じ印加電圧において、雷インパルス電圧印加時に比べ、開閉インパルス電圧の方が多い。(図4.11参照) よって、フラッシュオーバー電圧は、ほぼ隔壁の位置によらず、開閉インパルス電圧印加時の方が低くなっている。



(a) Negative lightning impulse
Semisphere electrode
 $a=3\text{cm}$, $V=157\text{kV}$



(b) Negative lightning impulse
Needle electrode
 $a=3\text{cm}$, $V=157\text{kV}$



(c) Negative switching impulse
Semisphere electrode
 $a=3\text{cm}$, $V=190\text{kV}$

図4.38 コナ放電電荷量の時間変化
(負極性インパルス電圧印加時)

4.6 負極性インパルス電圧印加時の隔壁効果

本節では、ギャップ長 10 cm のギャップに限って検討がなされている。

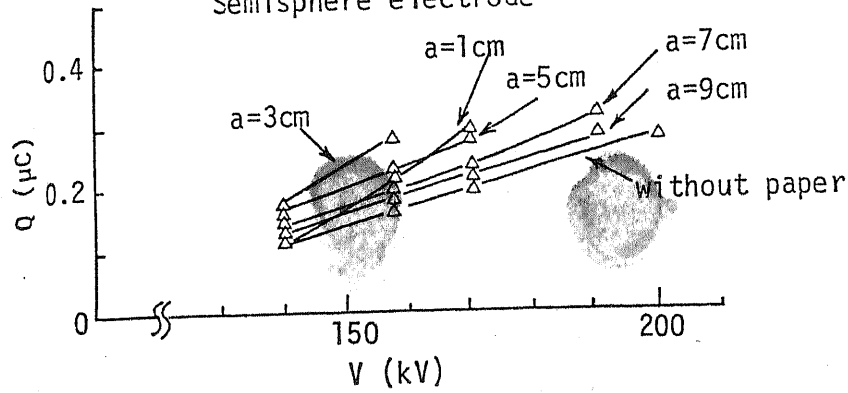
4.6.1 コロナ放電電荷量及びコロナ放電形態

コロナ放電電荷量の時間変化を示したものが、図 4.38 である。半球棒電極に正極性雷インパルス電圧を印加した場合には、電荷量放出が大きいコロナ放電が、1 回程度しか生いなかた。それに対し、負極性雷インパルス電圧を印加した場合には、小さなパルス性放電が何度か生じている。(電荷量が階段状に増加しているの指して、そう表現した。) 針電極に雷インパルス電圧を印加した場合には、連続的にコロナ放電が発生している部分が見られる。開閉インパルス電圧を印加した時には、ステップ状に電荷量が増えることはなく、連続的なコロナ放電で電荷が放出されている。

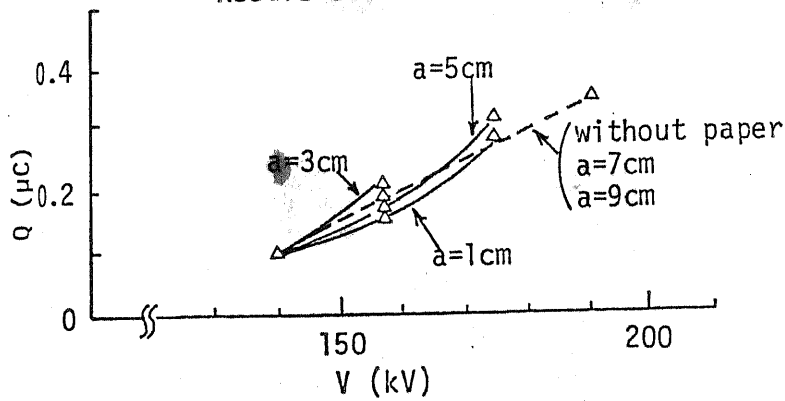
コロナ放電電荷量が、隔壁の位置及び印加電圧でどう変化するかを示したものが、図 4.39 である。負極性雷インパルス電圧を印加した時の放電電荷量は、正極性インパルス電圧や、負極性開閉インパルス電圧を印加した時に比べ、値が小さい。また、隔壁位置による差も小さく、紙なし時の電荷量と同程度である。電極形状による差が小さいのも特徴である。

負極性開閉インパルス電圧印加時の放電電荷量は、紙なし時に非常に大きな値を示すが、紙を挿入することにより電荷量が極端に減少していることがわかる。隔壁による放電電荷量の抑制効果は、この値が小さくなる程、大きくなっている。この傾向は、正極性インパルス電圧の場合と同一である。

(a) Negative lightning impulse
Semisphere electrode



(b) Negative lightning impulse
Needle electrode



(c) Negative switching impulse,
Semisphere electrode

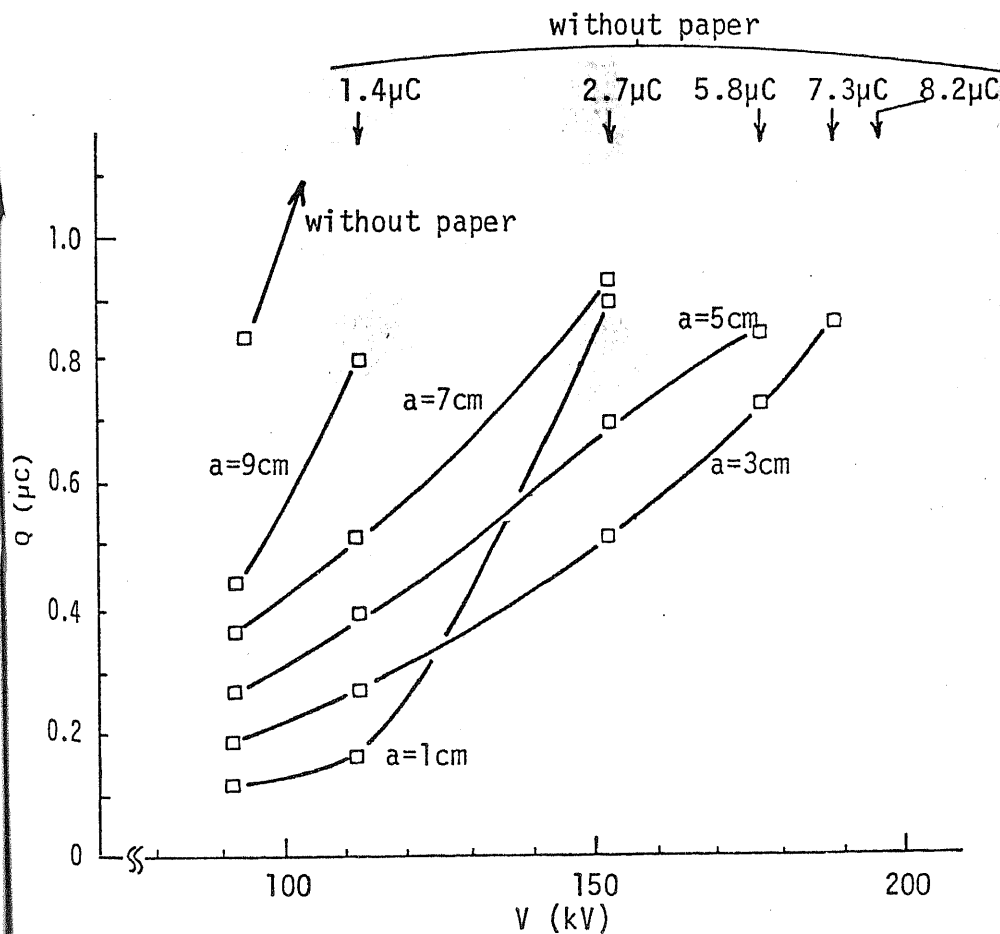
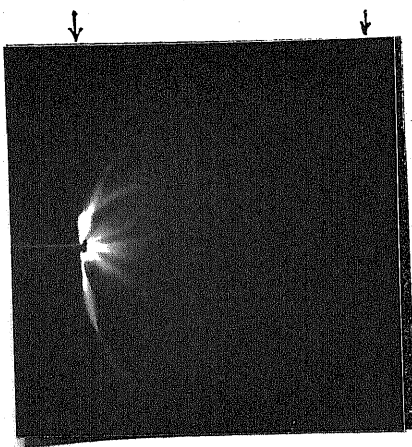


図 4.39

印加電圧及び隔壁
位置によるコロナ
放電電荷量の変化

semisphere
electrode

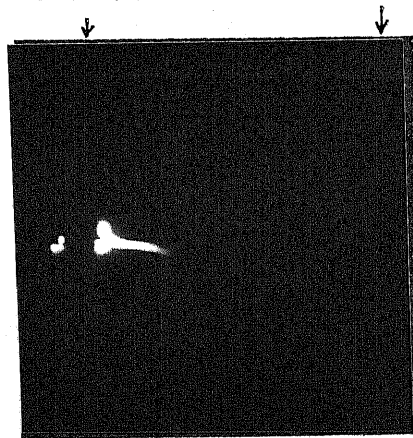
plain
electrode



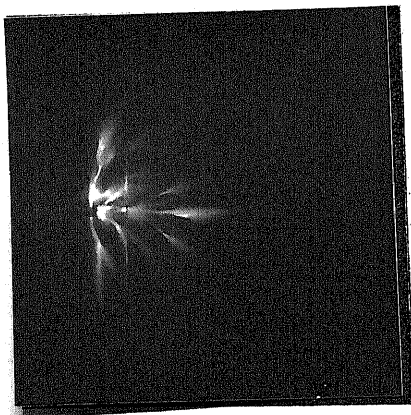
(a-1)
without
barrier
V=168kV

semisphere
electrode

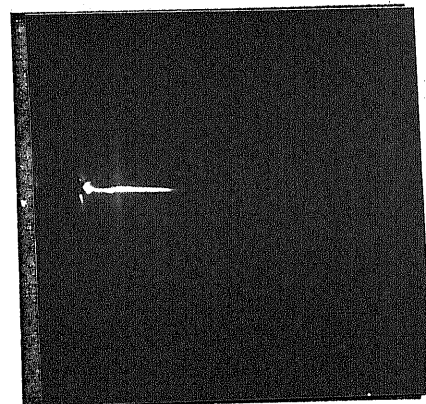
plain
electrode



(b-1)
without
barrier
V=150kV



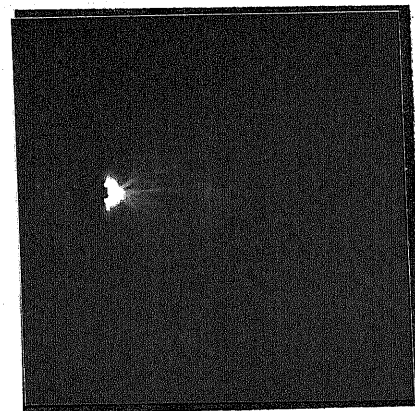
(a-2)
a=1cm
V=168kV



(b-2)
a=1cm
V=150kV



(a-3)
a=5cm
V=168kV



(b-3)
a=3cm
V=190kV

(a) Lightning impulse
Semisphere electrode

(b) Switching impulse
Semisphere electrode

図4.40 コロナ放電の発光形態
(負極性インパルス電圧印加時)

コロナ放電の発光形態を図4.40に示す。正極性インパルス電圧を印加した時に比べ、静止写真に写っているストリーマの伸びは大きくない。隔壁を有するギャップに負極性インパルス電圧を加えた時の特徴は、隔壁が棒電極に近い場合に、隔壁を貫通しているように思われるストリーマが観察されることである。

図4.40 (a.2), (b.2) は、その様子を示している。雷インパルス電圧印加時には、約 $d = 5 \text{ cm}$ 以下の領域で、開閉インパルス電圧印加時には、約 $d = 1 \text{ cm}$ 以下の領域で、それぞれ隔壁を越えて進展するストリーマが、フラッシュオーバーの有無にかかわらず観察される。この隔壁を越えて進展するストリーマの伸びは、同じ値の印加電圧を加えた隔壁がない場合のストリーマの伸びより大きくなっている。((a.1) と (a.2), 及び (b.1) と (b.2) 参照)

d の値が大きい所で、雷インパルス電圧を印加した場合に観察されるストリーマの進展形態は、隔壁のないギャップにおける進展形態とほぼ一致している。(図4.40 (a.1) と (a.3) 参照)

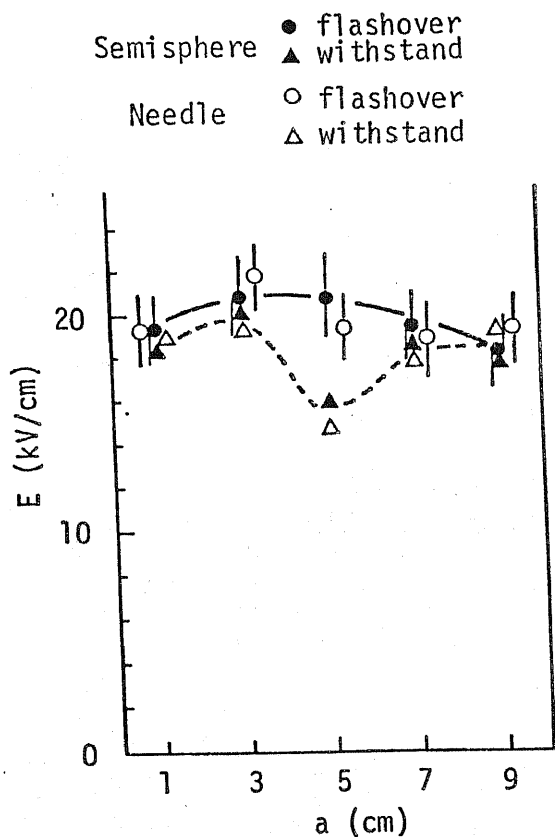
開閉インパルス電圧を印加した場合には、 d の値が 3 cm ないし 5 cm において、隔壁のないギャップの時と異なるコロナ放電形態が見られる。隔壁がない時は、太く明るい発光が見られるのに対し、 $d = 3 \text{ cm}$ ないし 5 cm の時は、電極先端だけが明るく発光し、その先にひげ根状のストリーマが観察される。((b.1) と (b.3) 参照)

4.6.2 平板電極中心部の電界

各隔壁の位置において、フラッシュオーバー電圧が印加された時に測定される、平板電極中心部の最大電界を示したものが、

図4.41 である。

(a) Negative lightning impulse



(b) Negative switching impulse

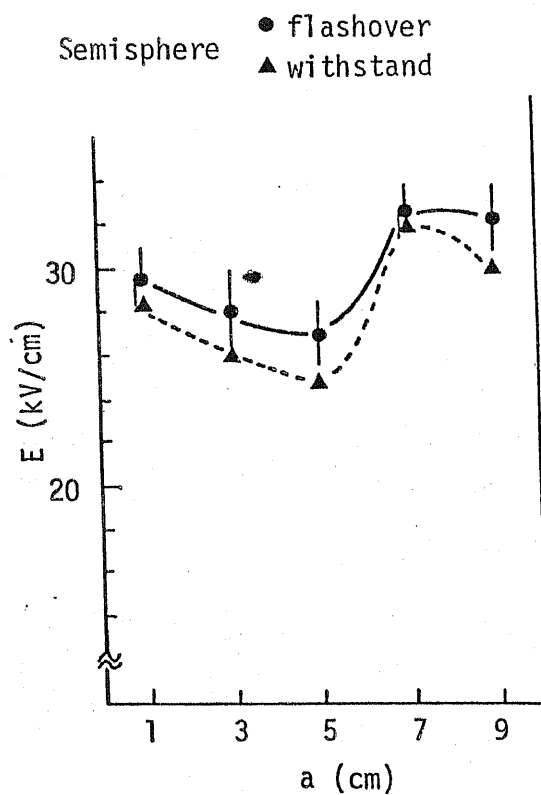


図 4.41 フラッシュ-バ電圧印加時における 平板電極上の最大電界

Negative switching impulse voltage
Semisphere electrode

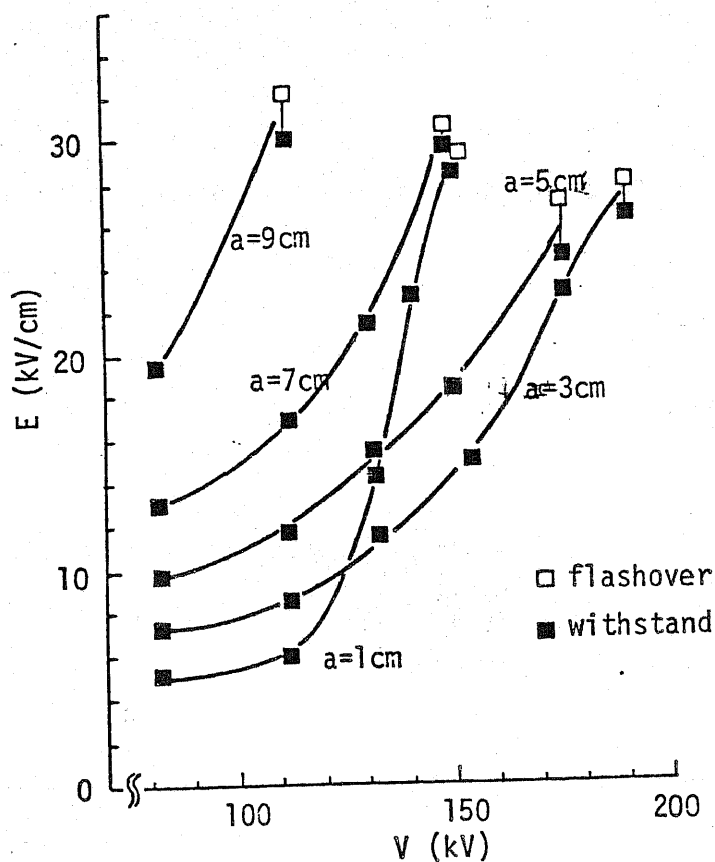


図 4.42

印加電圧による平板電極上の最大電界の変化

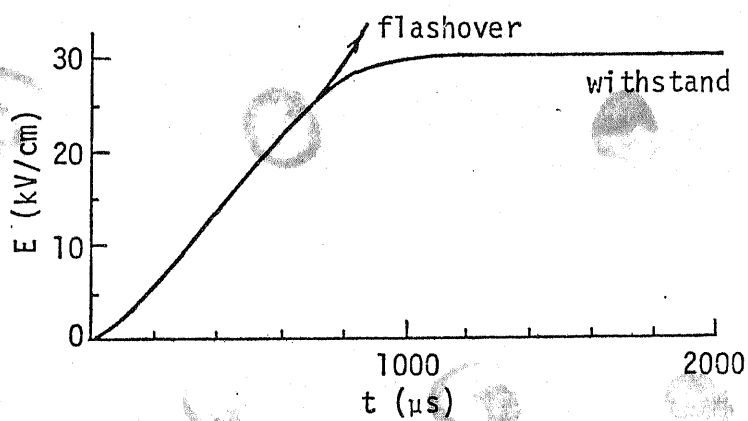
フラッシュオーバーが生じる条件下においては、雷インパルス電圧印加時に、約 20 kV/cm 、開閉インパルス電圧印加時に $26 \sim 30 \text{ kV/cm}$ の電界が観測されている。雷インパルス印加時には、電極形状による電界値の差がほとんどない。開閉インパルス電圧を印加した時に観測される 30 kV/cm 程度の値は、正極性インパルス電圧印加時で、特に隔壁が平板電極に近い場合に観測された値（4.4.2 節、図 4.13 参照）と共通している。

開閉インパルス電圧印加時の平板電界上最大電界が、印加電圧でどのように変化するかを示すと、図 4.42 になる。印加電圧の上昇に伴い、平板電極上の電界も上昇し、電界が 30 kV/cm に近い値になった所で、フラッシュオーバーが生じている。

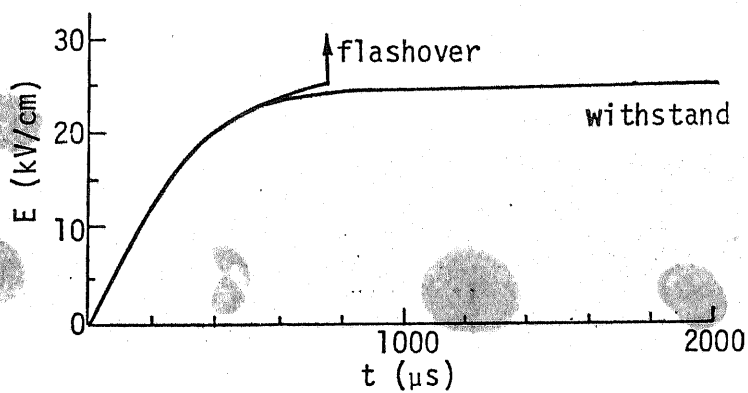
平板電極上電界の時間変化を図 4.43 に示す。同図より、電界が最大に達する時点で、フラッシュオーバーに移行していることがわかる。 $d = 1 \text{ cm}$ において、 $t = 800 \mu\text{sec}$ で信号が画面からはみだしているが、ここでフラッシュオーバーに至ったわけではなから。実際にフラッシュオーバーが起きるのは、 $2000 \mu\text{sec} \sim 3000 \mu\text{sec}$ である。 $t = 800 \mu\text{sec}$ の時点で、真電荷が電界測定用フローフに流入したため、測定不能になったと考えられる。他の d の値においては、信号が急増する時点とフラッシュオーバーへの移行は一致している。

負極性開閉インパルス電圧印加時には、平板電極上電界が 30 kV/cm 程度になる条件が成立して、フラッシュオーバーが生じている。この点から、正極性インパルス電圧印加時と同じようなフラッシュオーバー機構が想定できる。

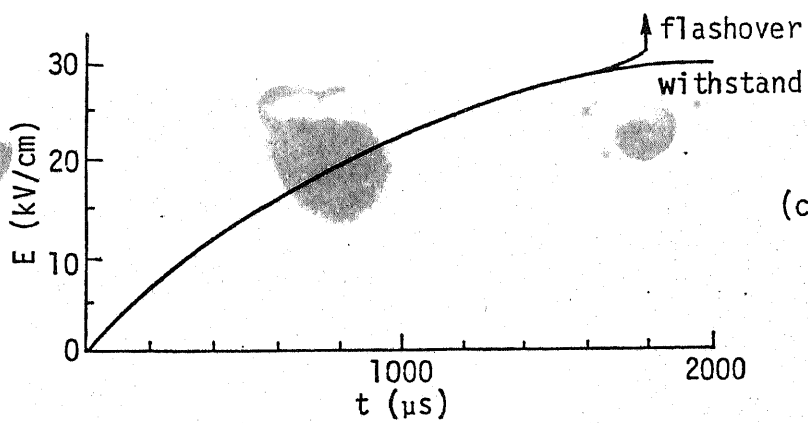
Negative switching impulse



(a) $a=1$ cm
 $V=150$ kV



(b) $a=5$ cm
 $V=180$ kV



(c) $a=9$ cm
 $V=112$ kV

図4.43 平板電極上電界の時間変化

needle →

barrier →

plain →



(a)

needle →

barrier →

plain →



(b)

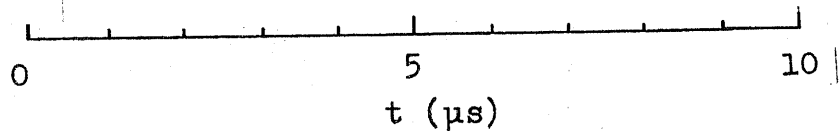
needle →

barrier →

plain →



(c) (アーク放電に移行する前に、クイバークギャップが動作した例)



Negative lightning impulse, $V=157\text{kV}$

図 4.44 隔壁を $a=3\text{cm}$ に挿入した時 おける
フラッシュオーバー時の 流し撮り写真

4.6.3 フラッシュオーバー機構

負極性インパルス電圧を印加した棒対平板電極に、隔壁を挿入すると、フラッシュオーバー電圧は低下してしまう。フラッシュオーバー機構を考察しながら、その原因を探ることにする。

4.6.3.1 雷インパルス電圧を印加した時のフラッシュオーバー

半球棒電極を用いた場合と針電極を用いた場合で、フラッシュオーバー電圧やコロナ放電電荷量、及び平板電極上電界の特性に、明確な差は認められな。そこで、針電極を代表させて、話を進めることにする。

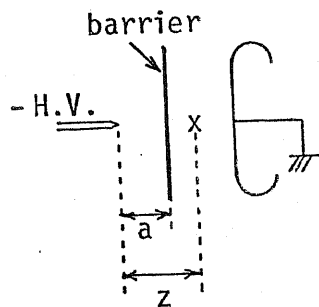
$d = 3 \text{ cm}$ におけるフラッシュオーバー電圧 157 kV 、 $d = 1 \text{ cm}$ 及び 5 cm のフラッシュオーバー電圧に近い 175 kV 、 $d = 7 \text{ cm}$ のフラッシュオーバー電圧 18.9 kV 、以上3つの印加電圧について、イメージコンバータカメラによる観察及びポッケルス素子による電界測定に基づき、検討を行なう。

(1) 印加電圧 157 kV における放電現象

$d = 3 \text{ cm}$ に隔壁を挿入した場合に、特にフラッシュオーバー電圧が低下する。この点に着目して、検討してみたい。まず、隔壁位置 $d = 3 \text{ cm}$ におけるフラッシュオーバーを、イメージコンバータカメラで捕えたものを、図4.44に示す。

イメージコンバータカメラによる観察結果をまとめておく。

- ① 電圧印加後 $3 \sim 5 \mu\text{s}$ 経た時、ストリーマが隔壁を貫通する。特に隔壁を貫通し、さらに進展した部分の発光が強くなっている。この貫通は、非フラッシュオーバー時、フラッシュオーバー時

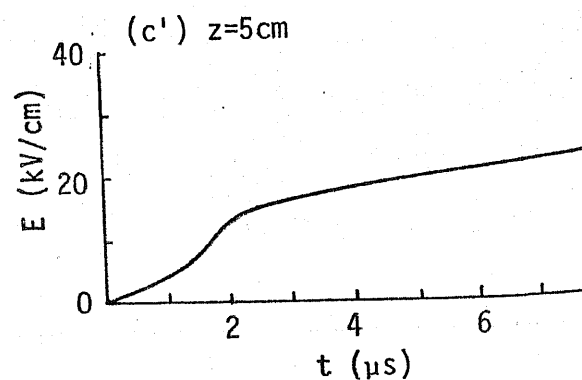
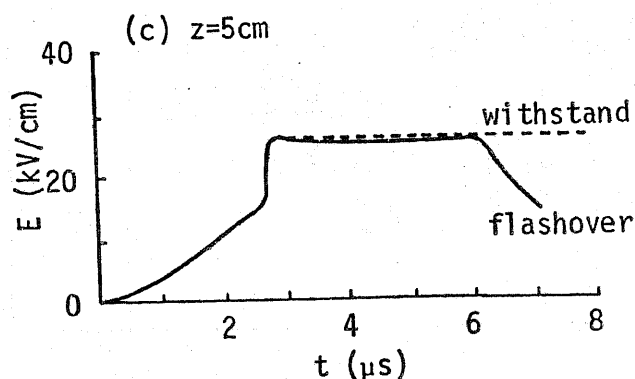
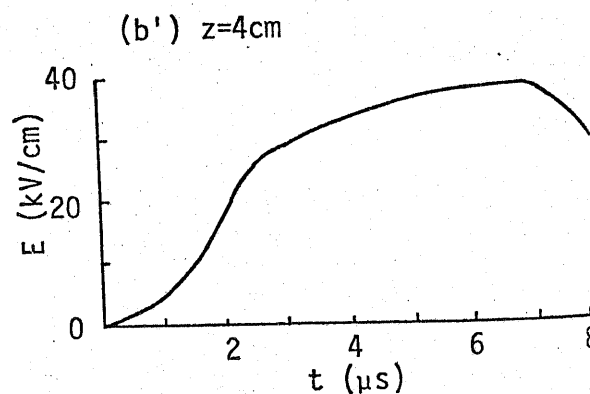
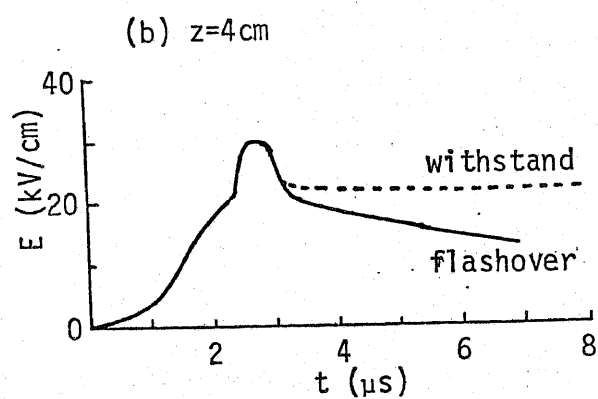
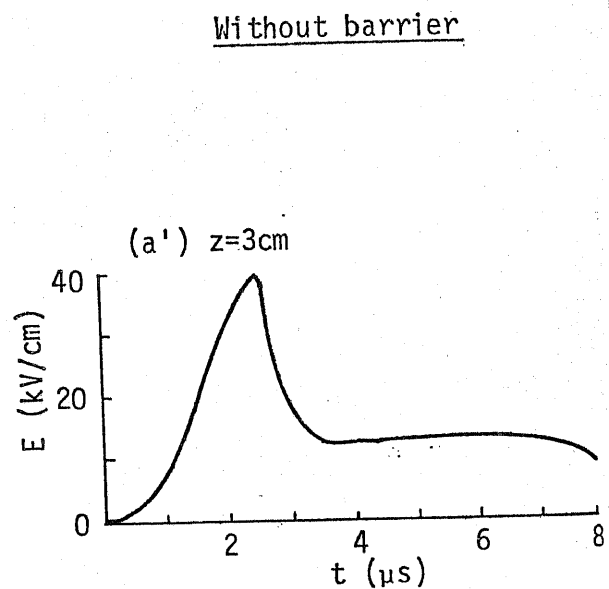
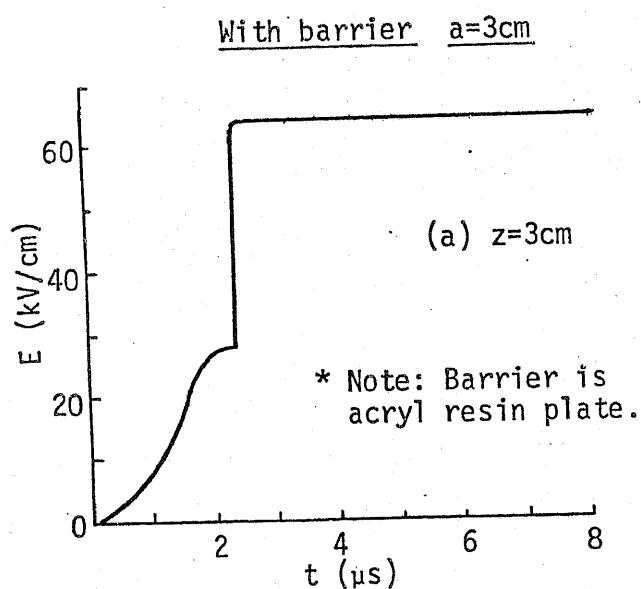


Gap length = 10cm
x : Pockels device

図4.45 キャップ構成

図4.46 $a=3\text{cm}$ に隔壁がある場合と
ない場合の空間電界の相違

$V=157\text{kV}$



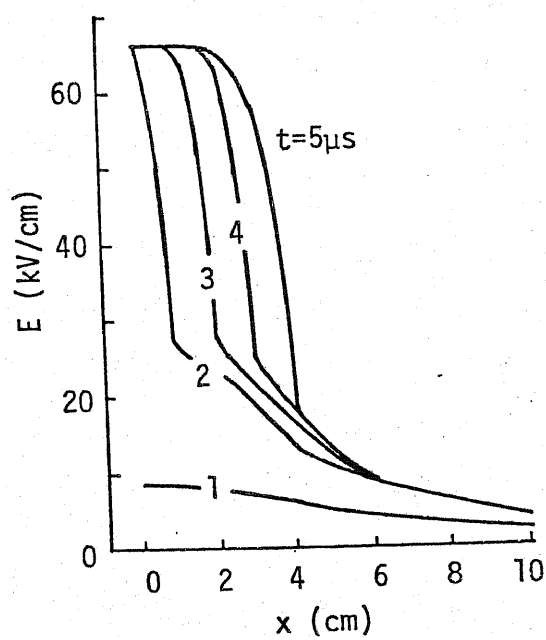
共に生じる。

- ② ストリーマが隔壁を貫通して、数 μs 経過した後、平板電極からギャップ中にストリーマ（正極性ストリーマと考えられる。）が発生する。（非フラッシュ時には観察されない。）それと同時に、針電極先端に発光が見られる。その後、 $1\mu\text{s}$ 程度たつて全路破壊に至る。

ギャップ中にボックルス素子を配置（図4.45参照）し、電界測定を行なった。その結果を図4.46に示す。比較の意味で、隔壁のないギャップにおける、電界測定結果も示してある。 z は針電極から電界測定点までの距離である。結果を以下にまとめておく。

隔壁裏面（ $z=3\text{ cm}$ ）の電界測定はアクリル隔壁にボックルス素子をつけて行なった。隔壁裏面上の電界は、針電極から発生したストリーマが隔壁上に到達した時点で、急激に増加し 60 kV/cm を越える値になっている。電界の急上昇が生じたのは、ストリーマが隔壁に到達した時と断定した根拠を、ここで説明しておく。隔壁がない状態で測定した、 $z=3\text{ cm}$ の電界を見ると、電界は $t=2.5\mu\text{s}$ でピークに達し、その後急激に低下している。これは、 $t=2.5\mu\text{s}$ にストリーマ先端が $z=3\text{ cm}$ まで到達し、その後 $z=3\text{ cm}$ の地点は、ストリーマ中に入ったことを示していると考えられる。隔壁がある場合も、 $t=2.5\mu\text{s}$ で電界が急変しているので、上記のように断定した。隔壁裏面上の電界が、急激に上昇した後、低下しないのは、隔壁としてアクリル板を用いたので、図4.44に見られるような、ストリーマによる隔壁貫通が阻止され、アクリル板上に電荷が蓄積したためと思われる。

$z=4\text{ cm}$ での測定電界は、ピーク値に達した後、低下している。これは、ストリーマが隔壁を貫通した後、 $z=4\text{ cm}$ の部分



Negative lightning impulse
 $V=157 \text{ kV}$
 $a=3 \text{ cm}$

Note : Acryl resin barrier
 is used.

図4.47 隔壁を $a=3 \text{ cm}$ に挿入した場合の
 隔壁裏面上電界分布

もストリーマの中に入ったことを示していることと推定できる。一方、隔壁がない場合における同じ位置の電界は、電界の低下が見られず、ストリーマはここまで到達していないことを示している。

$z = 5 \text{ cm}$ での測定電界は、ストリーマが隔壁を貫通した後、かなり高い値になっている。これは、ストリーマ先端がこのあたりまで、進展してきていることを示すと考えられる。この現象は、隔壁がない場合には見られない。

以上のことから、ストリーマが隔壁に到達し貫通する際に、ストリーマをより長く進展させる要因が発生していることと推定できる。

ここで、隔壁があるために、負極性ストリーマの進展が促進される原因を考えておくことにする。千葉氏⁽⁶⁸⁾や大賀氏⁽⁶⁹⁾が行なった研究によれば、負極性ストリーマは、局所的な電荷の集中があり、電界の集中があると、進展が促進されると解釈できる現象が見つかっている。隔壁に負極性ストリーマが衝突した時点において、局所的に電荷の集中が生じる可能性がある。また、ストリーマが絶縁紙隔壁を貫通する際、紙の繊維組織中を通るため、ストリーマ径が小さくなり、電界が局所的に上昇する可能性がある。これらの原因により、ストリーマ進展長が伸びたと推定できる。一方、負極性ストリーマの進展方向前方に存在する負の電荷の影響も考えられる。隔壁がない自由空間を進展するストリーマを考えると、ストリーマ前方にある負の空間電荷はストリーマ先端の電界を弱め、進展を抑制する。しかし、隔壁があると、ストリーマ前方の負の空間電荷の移動が阻止され、隔壁・平板電極間には、負電荷のない空間が形成される。そのため、隔壁に到達した以降の負極性ストリーマの進展は、隔壁がない場合に比べて容易になると考えられる。ここで述べた、いくつかの推定を検討するに足りる測定結果は、

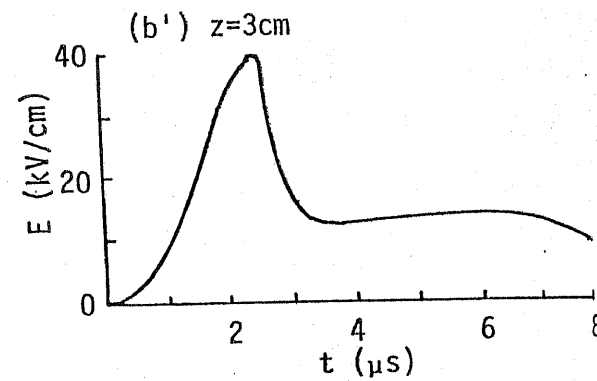
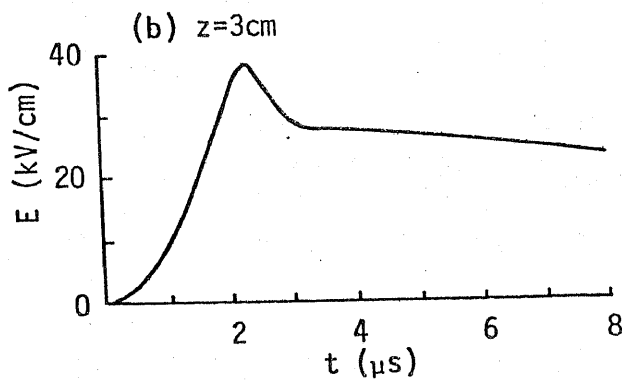
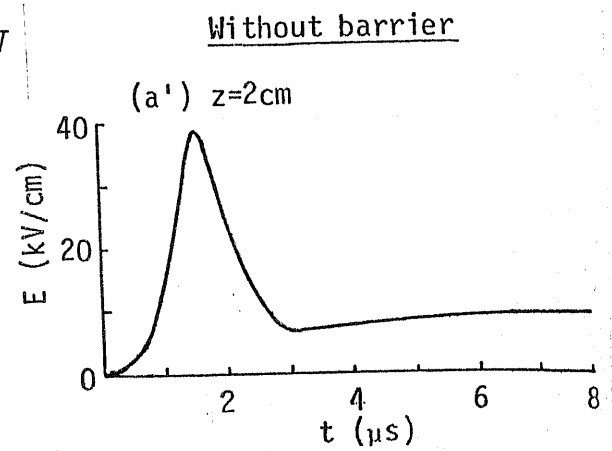
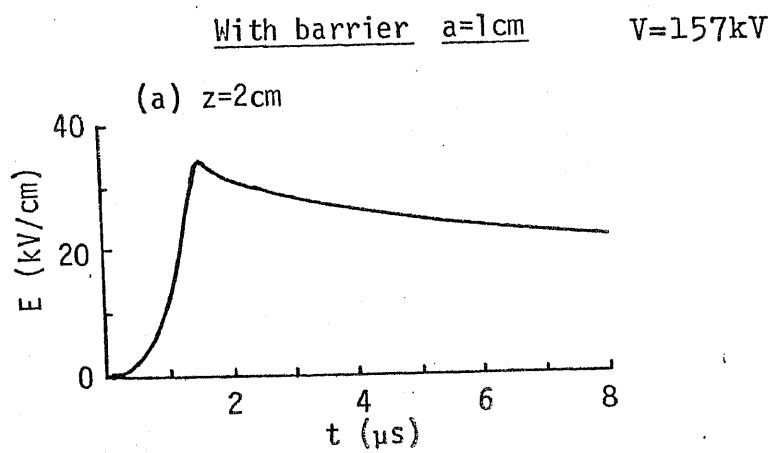


図4.48 $a=1\text{cm}$ に隔壁がある場合とない場合の空間電界の相違
(印加電圧 157kV)

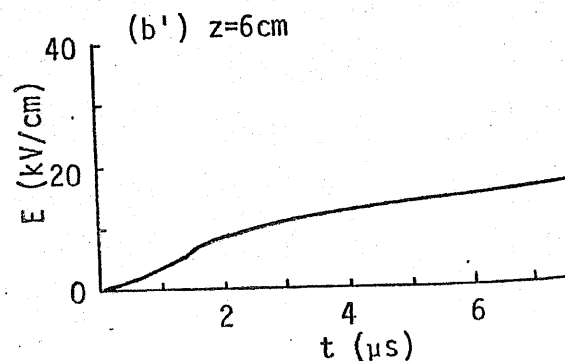
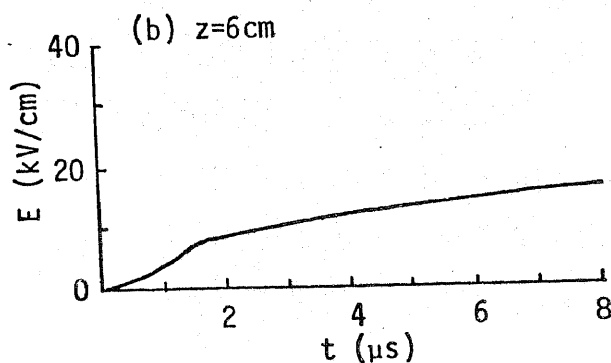
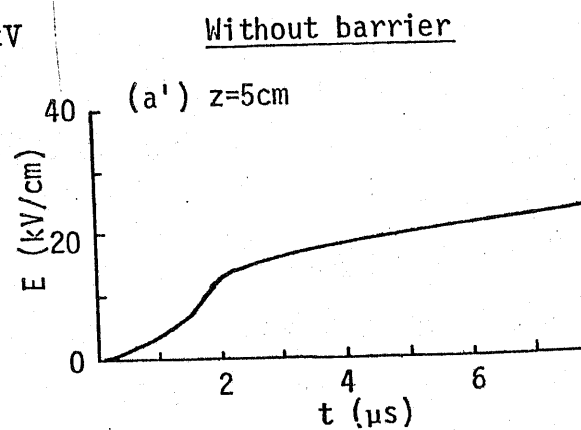
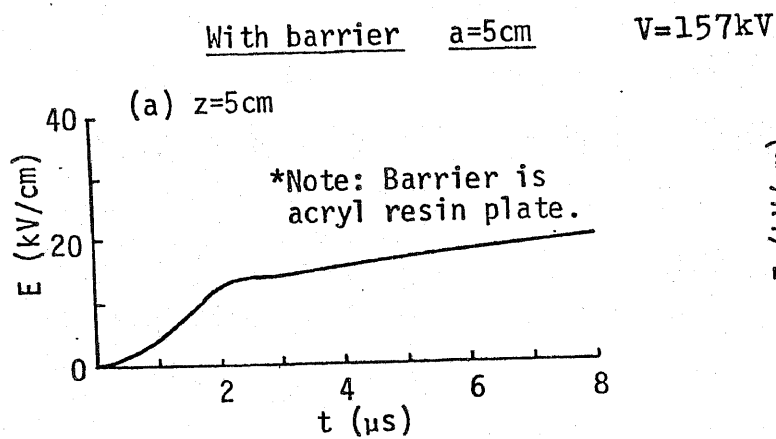


図4.49 $a=5\text{cm}$ に隔壁がある場合とない場合の空間電界の相違
(印加電圧 157kV)

現在の所なり。今後の研究を待ちたい。

$a = 3 \text{ cm}$ に隔壁がある場合の、隔壁裏面上の電界分布について、簡単に触れておく。電界分布の時間変化を図4.47に示す。隔壁はアクリル板であるため、前述のようにストリーマは隔壁を貫通しない。従って、隔壁がクラフト紙の場合に表われる電界分布は、図4.47と、多少異なると思われる。しかし、電界の絶対値は別にして、ストリーマが隔壁に到達し、電界が急上昇する範囲が、半径 4 cm ($r = 4 \text{ cm}$) までに限られるという傾向は、絶縁紙隔壁の場合も同じであると推定される。正極性コロナ放電中に隔壁を挿入した時には、隔壁全体にわたって電界が上昇していく。それに対し、図4.47の例では、隔壁中央部だけにストリーマが集中している。こうした、正極性と負極性の放電形態の相違が、隔壁効果の現われ方にも影響を与えていると考えられる。ストリーマが隔壁の一部に集中的に到達し、隔壁を貫通する場合には、隔壁によってフラッシュオーバー電圧を上昇させる効果はなくなってしまうといえる。

次に隔壁を $a = 1 \text{ cm}$ に挿入した場合の、電界測定結果を図4.48に示す。隔壁がある場合は、ない場合に比べ、電界急増後に生じる、降下の部分が顕著でなりこかわかる。つまり、隔壁がある場合には、 $r = 2 \text{ cm}$ ないし 3 cm まで、ストリーマの幹の部分が十分到達していないと推定できる。隔壁を $a = 1 \text{ cm}$ に挿入したときには、ストリーマの進展をやや抑制する効果かてている。従って、印加電圧 157 kV では、フラッシュオーバーに至ることはない。

最後に、隔壁を $a = 5 \text{ cm}$ に挿入した場合の電界測定結果を、図4.49に示す。隔壁の有無による電界の差は、大きくない。

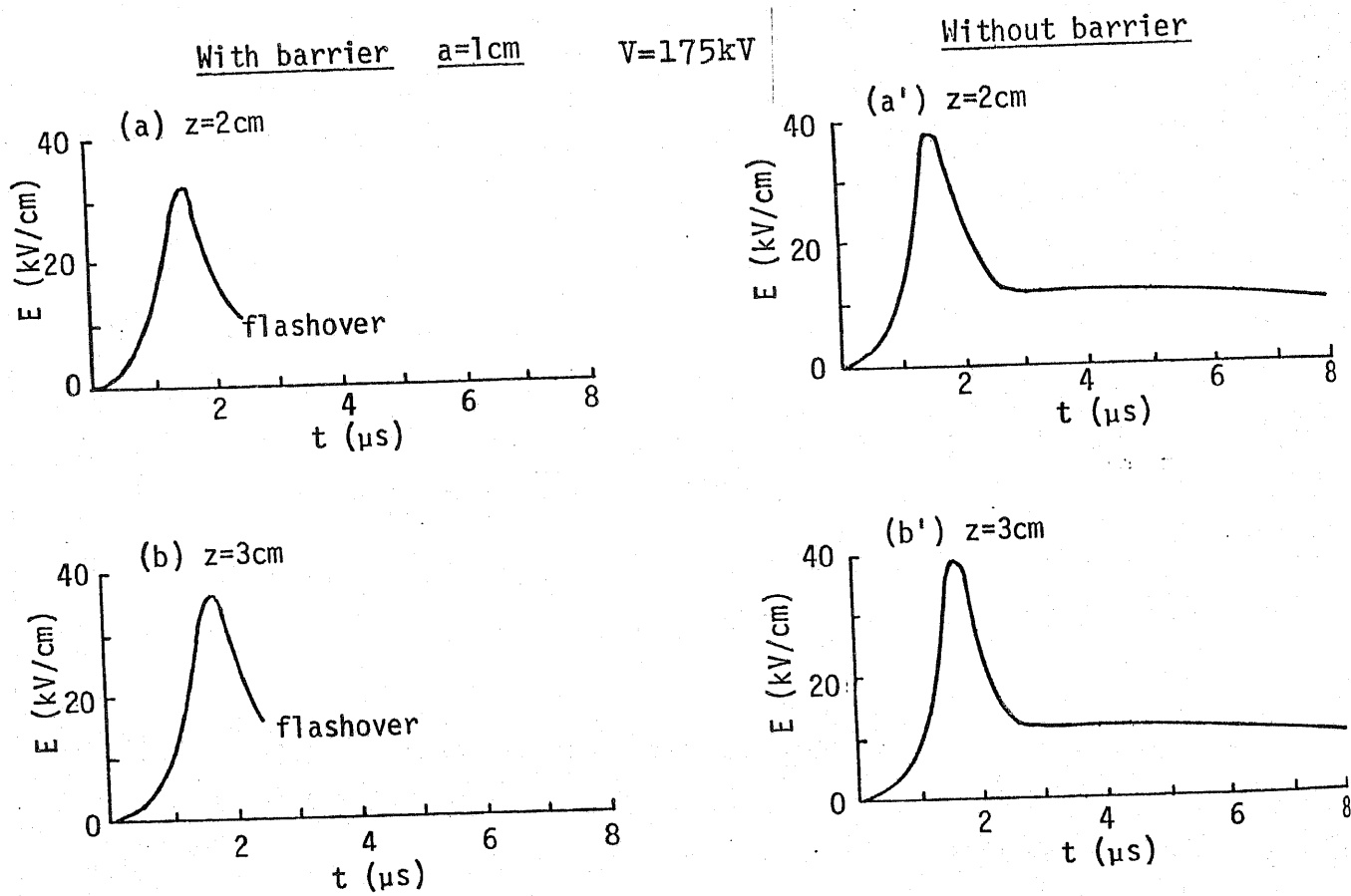


図4.50 $a=1\text{cm}$ に隔壁がある場合とない場合の空間電界の相違
(印加電圧 175kV)

ストリーマが隔壁まで進展してゐないので、隔壁による作用が現われなゐといえる。

(2) 印加電圧 175 kV における放電現象

まず、 $d = 1\text{ cm}$ に隔壁を挿入して電界を測定した結果を、図4.50に示す。 $t = 2.5\mu\text{s}$ までは、隔壁の有無による電界の差はほとんどない。隔壁がない時は、この印加電圧でフラッシュオーバーすることはない。しかし、ポッケルス素子を、 $z = 2\text{ cm}$ なり、 $z = 3\text{ cm}$ に挿入すると、隔壁がない場合でも、 $t = 2.5\mu\text{s}$ 前後でフラッシュオーバーする例が見られる。これは、ポッケルス素子を挿入したために、放電が若干変化したことを示している。こうした場合に、隔壁の有無による電界変化の差を論じるのは、少し無理があるかもしれない。

次に、 $d = 5\text{ cm}$ の場合を見ておく。電界測定結果を図4.51に示す。 $z = 6\text{ cm}$ 及び 7 cm でストリーマの通過がみとめられると、フラッシュオーバーが生じている。ストリーマが隔壁に到達した時点 ($t = 5\mu\text{s} \sim 6\mu\text{s}$) で、ストリーマの進展を助長する効果が現われた場合に、フラッシュオーバーに移行しているといえる。隔壁の有無による電界の差は、 $z = 7\text{ cm}$ で明確に示されている。

最後に、 $d = 7\text{ cm}$ における結果を示すと、図4.52になる。ストリーマが隔壁まで到達してゐないと推測され、隔壁の有無による差はない。

With barrier $a=5\text{cm}$

$V=175\text{kV}$

Without barrier

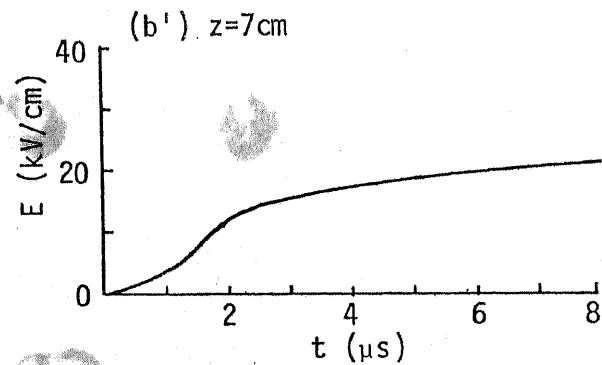
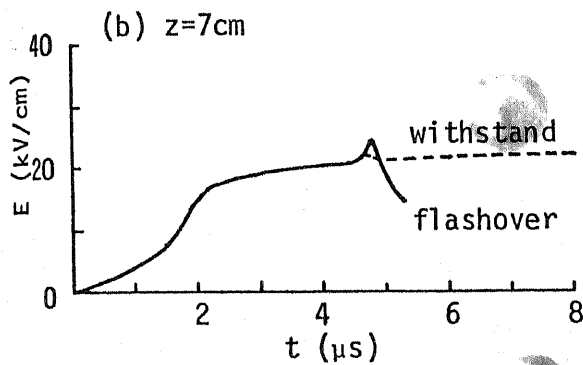
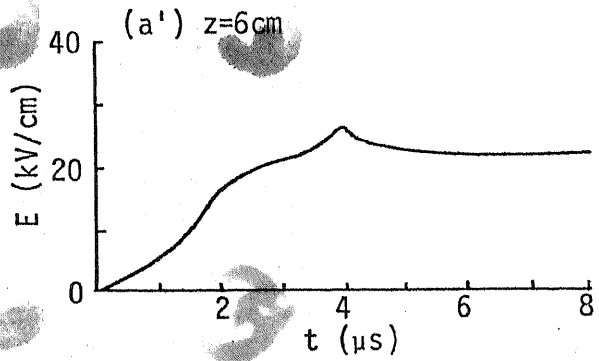
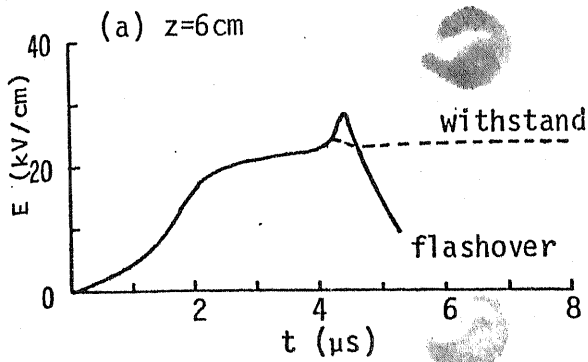


図4.51 $a=5\text{cm}$ に隔壁がある場合とない場合の空間電界の相違
(印加電圧 175kV)

With barrier $a=7\text{cm}$

$V=175\text{kV}$

Without barrier

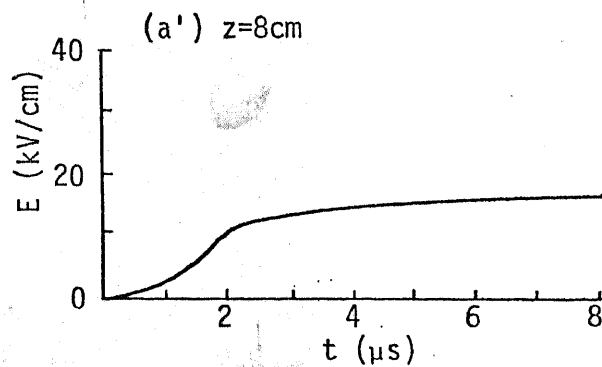
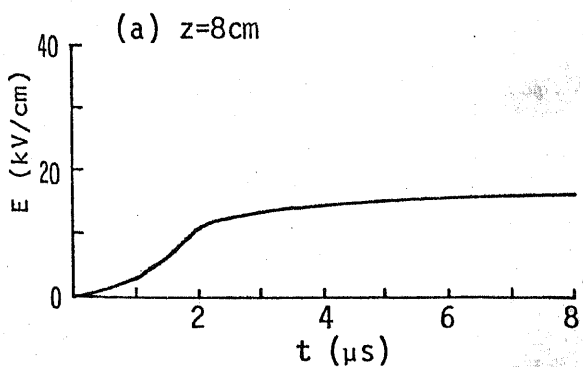
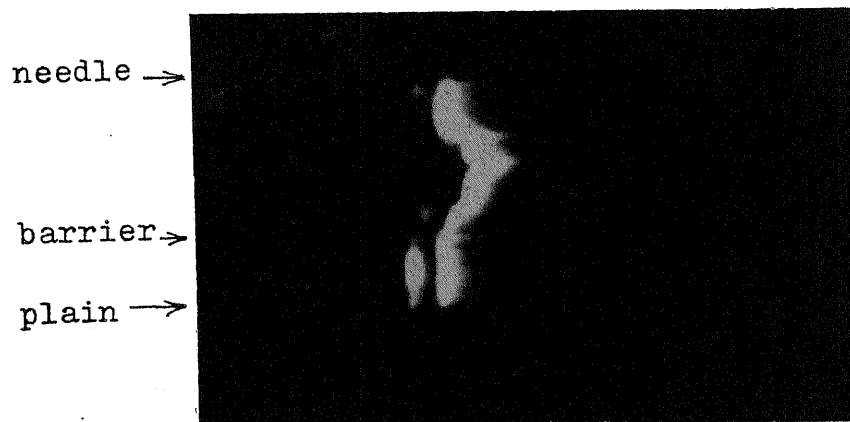
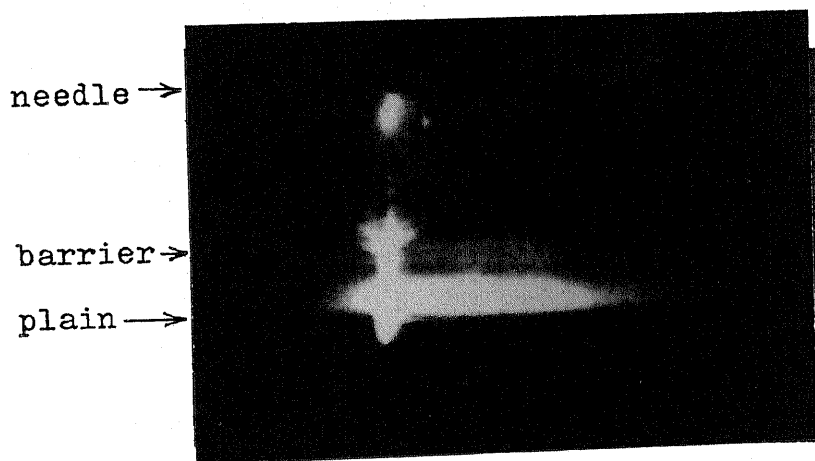


図4.52 $a=7\text{cm}$ に隔壁がある場合とない場合の空間電界の相違
(印加電圧 175kV)



(a) 流し撮り写真

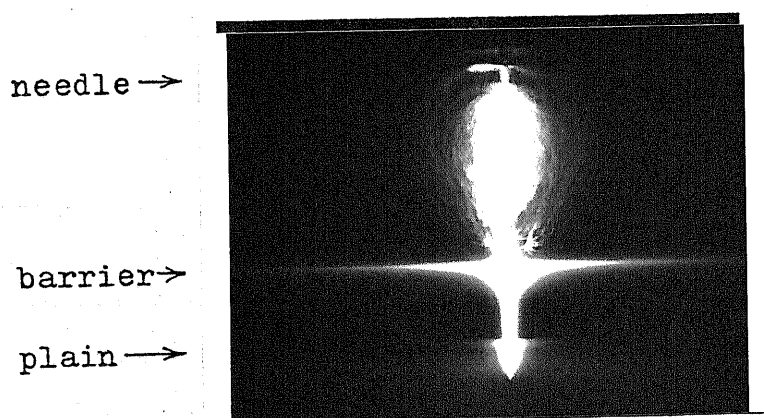


(b) 流し撮り写真

(アーク放電に移行
する以前にダイバ-ク
ギャップが動作した
例)

0 5

$t (\mu s)$



(c) 静止写真

Negative lightning impulse, $V=189kV$

図4.53 隔壁を $a=7cm$ に挿入した時における
フラッシュオーバー時の放電

(3) 印加電圧 189 kV における放電現象

$d = 7 \text{ cm}$ に隔壁を挿入した時に観察される、フラッシュオーバー直前の現象を図 4.53 に示す。図 4.53 は、イメージコンバータカメラを用いて撮影した流し撮り写真である。同図より、全路破壊の約 $0.5 \mu\text{s}$ 前に、隔壁と平板電極間にストリーマ（正極性ストリーマと考えられる）が発生し、強く発光している。そのストリーマは、隔壁を越えて更にギャップ中央まで伸びている。ただし、その部分の発光は、隔壁・平板電極の発光に比べ弱い。また、この時針電極先端にも発光が見られる。こうした現象が生じる前の、針電極から伸びる負極性ストリーマは、イメージコンバータカメラの感度が低く、捕えることができなかった。平板電極から正極性ストリーマが発生し、その後全路破壊に移行する過程は、3.5 節の図 3.17 に示した、隔壁がない場合と特に変わる所はない。

隔壁がない時（フラッシュオーバー電圧は 190 kV である）に比べ、フラッシュオーバー電圧が低下する場合に共通して観測される点をまとめておく。繰返し言及するが、明確にフラッシュオーバー電圧の低下を示すのは、隔壁がギャップ中央なりし、棒電極極よりに挿入された時である。共通していえるのは、棒電極性から出発した負極性ストリーマが隔壁に到達し、隔壁を貫通した後、ストリーマの進展が助長される点である。

隔壁がない時には、ストリーマの進展長の増大は、印加電圧の上昇でなされる。一方、隔壁がある場合には、低い印加電圧でも、隔壁貫通時にストリーマの進展が助長され、高い電圧を印加したのと同じ効果がでてくる。その結果、隔壁があると、低い電圧でフラッシュオーバーすることになる。

隔壁があると常にフラッシュオーバー電圧が低下するわけではない。つまり、負極性ストリーマが隔壁に到達して、はじめてストリーマ進展の促進作用が現われ、低い電圧でもフラッシュオーバーに至る。本節の測定結果及び3章3.5節の測定結果において、印加電圧157kVでは、負極性ストリーマは $z = 3\text{ cm}$ には到達しているが、 $z = 5\text{ cm}$ には到達していないことがわかる。その場合には、 $d = 3\text{ cm}$ ではフラッシュオーバーが生じ、 $d = 5\text{ cm}$ ではフラッシュオーバーに至っていない。同様に、印加電圧175kVでは、ストリーマは $z = 5\text{ cm}$ には到着しているが、 $z = 7\text{ cm}$ には到着していない。その結果、 $d = 5\text{ cm}$ ではフラッシュオーバーが生じ、 $d = 7\text{ cm}$ ではフラッシュオーバーに至っていない。これらの結果は、ストリーマが隔壁に到達した時に、ストリーマ進展の促進作用が現われることを支持している。

負極性ストリーマが隔壁に到達しなければ、ストリーマ進展の促進作用が生じないので、隔壁が棒電極から遠くにある、ストリーマが到達しない場合には、隔壁がない時のフラッシュオーバー電圧と同程度になってしまう。

以上に述べたことから、隔壁をギャップ中央ないし棒電極寄りに挿入した時にフラッシュオーバー電圧が低下し、隔壁を平板電極近くに挿入した時にフラッシュオーバー電圧が低下しない理由になると考えられる。 $d = 1\text{ cm}$ に隔壁を設けると、より低い電圧でストリーマは隔壁に到達し、フラッシュオーバー電圧も更に低下するように思われる。しかし、(1)項で観測されたごとく、あまり隔壁が棒電極近くにあると、隔壁がストリーマ進展を抑制する作用が現われ、予想した程、フラッシュオーバー電圧が低下しなくなっている。

4.6.3.2 開閉インパルス電圧を印加した時のフラッシュオーバー

負極性開閉インパルス電圧を印加した時における、種々の測定結果は、正極性インパルス電圧を印加した時の測定結果と共通する点が多い。即ち両者の間において、

(i) $a = 1\text{cm} \sim 9\text{cm}$ における、隔壁位置によるフラッシュオーバー電圧の変化が相似である。(図4.5と図4.7参照)

(ii) コロナ放電電荷量の印加電圧に対する変化が相似である。(図4.11と図4.39参照)

(iii) 平板電極上か 30 kV/cm 程度になるとフラッシュオーバーする現象が見られる。(図4.13と図4.41参照)

という関係がある。従って、隔壁効果におけるフラッシュオーバー機構も、正極性の場合と同様であると考えられる。

フラッシュオーバー電圧以下では、ストリーマは隔壁で進展を阻止されて、隔壁を越えて進展することはない。そして、隔壁にコロナ放電電荷が蓄積し、隔壁・平板電極間にもストリーマが発生する条件が成立した時に、フラッシュオーバーに移行する。と

いうのが、正極性における一般的なフラッシュオーバー機構であった。

同いような状況が負極性開閉インパルス電圧印加時において、も生じると推定される。この推定に基づき、隔壁を挿入したためにフラッシュオーバー電圧が低下する現象を考えてみることにする。コロナ放電の発光観察により、負極性ストリーマが隔壁を貫通するのは、 a の値が 1cm 以下の時だけである。それ以外の場合は、負極性ストリーマの伸びは数 cm 程度で、ストリーマ先端と隔壁との間(隔壁がない場合には、平板電極との間)では、ドリフトで電荷が移動していると思われる。隔壁がない場合には、空間電荷は単にドリフトで平板電極まで流れているだけなので、局所的な電界の歪をつくることはない。しかし、隔壁を

挿入して、電荷の移動を妨げ、なおかつ隔壁上に電荷を蓄積していくと、隔壁付近の電界が高くなり、ある閾値以上になるとその部分にストリーマが発生する可能性がでてくる。新たに発生したストリーマの長さだけ、等価的にギャップ長が短くなると同じ効果があるため、低い印加電圧でも、フラッシュオーバーが生じることになる。

隔壁がない状態で、負極性開閉インパルス電圧を印加した時には、多量のコロナ放電電荷が放出される。隔壁を挿入することにより、負の空間電荷が平板電極方向へドリフトすることを抑えられ、棒電極付近の電界が緩和される。その結果、隔壁がない場合に比べ、放出されるコロナ放電電荷量が抑制されることも事実である。しかし、空間電荷が隔壁付近に蓄積し、隔壁・平板電極間の電界が強められる作用の方がより顕著になるため、フラッシュオーバー電圧の低下を招いていると断定できる。

正極性開閉インパルス電圧を円筒刃形電極に印加した時にも、他の電極形状に比べ、より多くの電荷放出が観測される。この円筒刃形電極の場合も、 $d = 9\text{cm}$ では、隔壁がない時に比べ、フラッシュオーバー電圧が低下する。つまり、負極性開閉インパルス電圧印加時と同様の現象が生じているといえる。

以上のことから、大量のコロナ放電電荷放出を伴う状況においては、隔壁がもつ、電荷蓄積による局所的な電界強化作用にも注意を払う必要があると、指摘できる。隔壁効果を工学的に应用する際にも、対象とするギャップにおいて発生するコロナ放電電荷量を評価し、フラッシュオーバー電圧などの程度変動するか検討していかなければならないだろう。

第5章 結 言

放電現象を解析するために、従来から、電圧、放電電流、放電電荷量、電極表面の電界、放電発光の形態等が、測定及び観測されてきた。しかし、空間電荷が存在する場の電界を測定する方法はなかつた。そこで、本論文では、ポッケルス素子を用いて、空間の電界を測定する方法を提案し、インパルス電圧を印加した放電空間の電界を実測した。

以下、本論文で得られた結論を具体的に示すことにする。まず、ポッケルス素子を用いた空間電界の測定法について、検討を加えた。

- (1) レーザ、ポッケルス素子、光学素子（偏光板、 $\frac{1}{4}$ 波長板）、受光素子、で測定系が構成され、ポッケルス素子を測定点に配置することによって、電界測定ができる。
- (2) 本測定法は、情報伝送媒体が光であるため、金属性プローブとは異なり、測定点が電氣的に絶縁できる。また、電界から光への情報変換をポッケルス素子自身が行なうため、特別な電気回路は不要である、という特徴を有している。
- (3) 空間電界を測定するためのポッケルス素子としては、ポッケル効果が大きい、誘電率は測定空間の媒質の誘電率に近い、抵抗率が大きい、圧電定数が小さい、自然複屈折が大きい、などの特性をもった合わせたものが最適である。
- (4) 空間の電界が、少なくとも 30 kV/cm までは、電界と受光部出力は、ほぼ正比例する。
- (5) ポッケルス素子を用いて、立上かりの速いインパルスから、直流までの電界を測定することができる。ただし、高い周波数の電界に対しては、圧電振動に基因する振動が、受光部出

カ波形に重畳する。従って、圧電定数の小さい素子が望ましい。また、直流分に対しては、素子の抵抗率が低いことや、素子内の不純物から発生する電荷が障害になり、正確な電界測定ができないことがある。

(6) 本研究で使ったポッケルス素子の中で、すべての電界周波数帯域に対し、良好な応答特性を示すものはなかった。立上りの速いインパルス状電界に対しては、 ZnS 素子が、立上りの遅い、開閉インパルス状電界に対しては、 ZnS 、 KDP 、 ADP 、 $LiNbO_3$ の各素子が、直流電界に対しては、水晶、 $LiNbO_3$ の素子が、それぞれ最も良好な応答特性を示した。現時点では、測定電界の周波数に応じて、素子を使い分ける必要がある。

(7) 円偏光のレーザ光をポッケルス素子に入射することで、素子に固有な特定方向の電界成分を測定できることがわかった。

空間電荷が存在する場に、ポッケルス素子を配置した時、問題になる点は、ポッケルス素子に空間電荷が付着し、その付着電荷がつくる電界が、空間の電界に重畳した形で測定されてしまうことである。付着電荷の影響を補正し、真の空間電界をもとめる方法について検討した。

(8) ポッケルス素子に付着する電荷の状態を理論的に計算し、その結果から、測定電界を補正し、真の空間電界をもとめる方法を提案した。

(9) ポッケルス素子中の対称な位置にある、2箇所(A点及びB点)の電界を測定し、その2つの測定電界と、素子の形状及びA、B点間の距離で決まる補正係数を用い、真の空間電界をもとめる。

(10) ポッケルス素子に付着した電荷量と、理論的に予測した付着

電荷量は、ほぼ一致する。従って、本論文で提案した測定電界の補正法は、空間電荷が存在する場の電界測定に利用できると考えられる。

インパルス電圧を印加した針対平板電極間に生じる放電現象を、ポッケルス素子により観測した。

正極性雷インパルス電圧を針電極に印加した場合には、

- (1) フラッシュオーバー前に現われる、リーク進展に対応する電界変化が観測された。リーク先端部分で電界が最大になり、リークの幹の部分周辺では、低い電界になっている。電圧印加後、時間と共に、電界が高い部分及びその後方にある低電界部が針電極からギャップ中央に向かって進展する。この進展は、イメージコンバータカメラで捕えた発光進展と一致する。リーク先端がギャップ中央付近まで進展すると、リーク先端・平板電極間の電界が上昇し、ファイナルジャンプを経て全路破壊に至る。

- (2) フラッシュオーバーしない場合には、(1)項で述べた現象は見られない。針電極近傍に電界の高い部分が生じるが、時間が経過しても、あまり電界分布に変化はなく、放電が発発でないことがわかる。

正極性開閉インパルス電圧を針電極に印加した場合には、

- (3) 針電極先端周辺（ギャップ長 20 cm に対して、針電極から 3~4 cm の領域）に高い電界の部分が生じ、この部分の縁から平板電極までは、ほぼ平坦な電界分布になる。フラッシュオーバー電圧に相当する電圧が印加された時には、その平坦な部分の電界は、 5 kV/cm 程度になり、一方、放電の発光を観察すると、ストリーマが存在していることが判明した。

- (14) フラッシュオーバー電圧印加時と、それより少し印加電圧が低い時を比べると、針電極周辺より、(13)項で述べた電界が平坦な部分における電界の差の方が大きい。フラッシュオーバー電圧印加時に、平坦部の電界が高くなっている。この電界が平坦な部分の電界の大きさが、フラッシュオーバーの可否に影響を与えていると考えられる。

負極性雷インパルス電圧を針電極に印加した場合には、

- (15) 針電極付近の電界は、 30 kV/cm へ 40 kV/cm に上昇した後、 10 kV/cm 以下に低下する。この低電界領域及びその前方に発生する高電界部は、ギャップ中央に向かって、時間と共に進展していく。これらの現象は、印加電圧の大きさによらず生じる。ただし、印加電圧が高い程、ギャップ中央への進展がやや長くなる。
- (16) フラッシュオーバーする時は、フラッシュオーバー直前にギャップ中央と平板電極間の電界が、 25 kV/cm 程度に達する。一方、フラッシュオーバー直前には、平板電極から伸びる正極性ストリーマの発光が観測される。従って、ギャップ中央と平板電極間の高い電界によつて、平板電極から正極性ストリーマが誘発され、それと、針電極から伸びた負極性ストリーマが結合し、フラッシュオーバーに至ると考えられる。フラッシュオーバーしない時は、ギャップ中央、平板電極間の電界上昇がない。

不平等電界中に絶縁紙隔壁を挿入すると、フラッシュオーバー電圧が著しく変化する隔壁効果の研究を行なった。本研究では、印加電圧としてインパルス電圧をとり上げた。フラッシュオーバー機構の解明のために、ポッケルス素子を用いた電界測定法を利用した。

棒対平板電極において、棒電極側に正極性電圧を印加した場

合の隔壁効果の研究結果は、次の通りである。

- (17) 隔壁を挿入することにより、フラッシュオーバー電圧は上昇する。フラッシュオーバー電圧が上昇する割合は、隔壁がなり時のフラッシュオーバー電圧が低い開閉インパルス電圧印加時の方が、電インパルス電圧印加時に比べ、大きい。隔壁をギャップ中央から、やや棒電極寄りに挿入した時、フラッシュオーバー電圧は最大になる。
- (18) コロナ放電電荷量は、同じ印加電圧においては、隔壁が棒電極に近い程、小さく、隔壁に付着した電荷による、棒電極・隔壁間の電界緩和が現われている。
- (19) 隔壁付近の電界及び、隔壁上の電荷密度は、ギャップ軸から隔壁の周辺方向に向か、て、直線的に減少する。
- (20) フラッシュオーバー電圧印加時には、隔壁・平板電極間のうち、隔壁中心付近の電界が、 30 kV/cm に達する。また、隔壁中心付近の電界が最大になる時点で、フラッシュオーバーに移行する。
- (21) 特殊な場合を除いて、フラッシュオーバーしない場合には、隔壁・平板電極間にストリーマは存在しない。フラッシュオーバー直前の放電を観察すると、隔壁・平板電極間にストリーマが現われ、そのストリーマと、棒電極から伸びてきたリークが最終的に結合し、フラッシュオーバーに至っている。
- (22) (20)、(21)項の測定結果から、隔壁効果の一般的なフラッシュオーバー機構を知ることができる。即ち、棒電極から発生したストリーマは、隔壁で進展を阻止され、隔壁を越えて平板電極に到達できない。棒電極から発生するコロナ放電の電荷が隔壁に蓄積し、隔壁・平板電極間の電界は上昇する。隔壁・平板電極間の、隔壁付近で電界が 30 kV/cm 程度になる条件が成立すると、その部分からストリーマが発生し、隔壁・平板電極間を橋絡する。最後に、棒電極から進展してきたリークと、隔壁・平板電極

間のストリーマが結合し、フラッシュオーバーに至る。

(23) (22) 項の考察を利用して、隔壁・平板電極間にストリーマが発生できる、電界の条件が成立した時、フラッシュオーバーすると仮定し、また各種測定量の定式化をした後、フラッシュオーバー電圧の理論計算を行なった。その結果、各種ギャップ長、印加電圧波形、電極形状において、理論計算値が、フラッシュオーバー電圧実測値と、ほぼ一致することか判明した。

(24) 隔壁が棒電極に近い場合は、隔壁付近の静電界が高いことか、また、隔壁が平板電極に近い場合は、コロナ放電電荷量が多いことか、それぞれ主因となつて、隔壁付近の電界が強くなり、フラッシュオーバー電圧は、隔壁が近い時に比べてあまり上昇しない。それに対し、隔壁が棒電極からギャップ長の20〜40%の距離にあると、静電界、コロナ放電電荷量、共に小さくなく、隔壁・平板電極間にストリーマが発生しにくいので、フラッシュオーバー電圧は最大になる。

棒対平板電極において、棒電極に負極性インパルス電圧を印加した場合の隔壁効果の研究結果は、次の通りである。

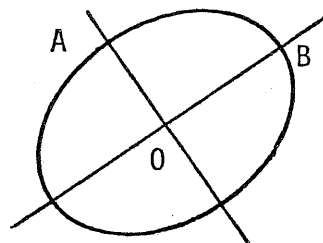
(25) 隔壁を挿入することにより、フラッシュオーバー電圧は低下する。雷インパルス電圧印加時には、棒電極から少し離れた所に隔壁を置くと、フラッシュオーバー電圧が最低になる。一方、開閉インパルス電圧印加時には、隔壁を棒電極なりし平板電極近傍に挿入すると、フラッシュオーバー電圧は極小値をとり、ギャップ中央から、やや棒電極寄りに挿入すると、フラッシュオーバー電圧は極大値をとる。

(26) 雷インパルス電圧印加時には、棒電極から進展してきたストリーマが、隔壁に到達し、更に隔壁を貫通する。電界測定の結果、ストリーマが隔壁を貫通する際に、ストリーマをより

長く進展させる要因が発生していると推定できることがわかった。このため、隔壁があるとフラッシュオーバー電圧は低下する。

(2) 開閉インパルス電圧印加時には、棒電極から発生するコロナ放電電荷量が多い。隔壁がない場合には、電荷がドリフトで移動し平板電極に流れ込む。しかし、隔壁を挿入すると、電荷が隔壁に蓄積することになり、隔壁付近に局所的な電界の歪をつくってしまう。その結果、隔壁を挿入することにより、フラッシュオーバー電圧が低下する。

⊗
light



Intersection of the index ellipsoid

\vec{OA} , \vec{OB} : Direction of polarization

$|OA|$, $|OB|$: Index of refraction

図A1.1 屈折率楕円体の中心を通る断面

付 録

A1 ポッケルス結晶内の屈折率及び偏波方向の算出

A1.1 屈折率楕円体

A1.1.1 屈折率楕円体の定義及び使い方

原点と楕円体表面の距離が屈折率を表わすような楕円体を、屈折率楕円体と呼んでいる。屈折率楕円体を用いて、屈折率及び光の偏波方向をもとめる方法は、以下の通りである。

入射光の入射方向に垂直で、屈折率楕円体の中心（座標原点）を通るような平面で、屈折率楕円体を切る。切り口は、図A1.1のような楕円である。結晶内部では、偏波方向は特定の2方向しか取り得ない。この方向は、楕円の主軸方向に限られる。

つまり、図A1.1で、紙面に垂直に進む光は、結晶中では、偏波方向として、OA方向、OB方向の2つをもつ。また、それぞれの偏波に対する屈折率は、 $|OA|$ 、 $|OB|$ （OA間及びOB間の長さ）で与えられる。

A1.1.2 屈折率楕円体の定式化

外部電界が存在する時の屈折率楕円体は、次のように表記さ

れる。

$$\alpha_1 x^2 + \alpha_2 y^2 + \alpha_3 z^2 + 2\alpha_4 yz + 2\alpha_5 xz + 2\alpha_6 xy = 1 \quad (\text{A1.1})$$

x, y, z 軸は、結晶に固有の座標軸である。正確にいうと、結晶の主誘電座標軸である。

電界 E が 0 の時には、

$$(\alpha_1)_{E=0} = \frac{1}{n_x^2}, \quad (\alpha_2)_{E=0} = \frac{1}{n_y^2}, \quad (\alpha_3)_{E=0} = \frac{1}{n_z^2}$$

$$(\alpha_4)_{E=0} = (\alpha_5)_{E=0} = (\alpha_6)_{E=0} = 0 \quad \dots (\text{A1.2})$$

を満足する。 n_x, n_y, n_z は、結晶に固有の屈折率である。

各 α_i ($i=1\sim6$) における、印加電界 E (E_x, E_y, E_z) に対する、線形的変化 $\Delta(\alpha_i)$ は次のように定義できる。

$$\begin{pmatrix} \Delta(\alpha_1) \\ \Delta(\alpha_2) \\ \Delta(\alpha_3) \\ \Delta(\alpha_4) \\ \Delta(\alpha_5) \\ \Delta(\alpha_6) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad \dots (\text{A1.3})$$

6行3列の行列 $[r_{ij}]$ は、1次電気光学係数テンソルと呼ばれている。各要素 r_{ij} が、ポッケルス係数(1次電気光学係数)である。 r_{ij} の値は、文献(8)~(11)に示されている。

電界が存在する場合の、(A1.1)式における α_i は、

$$\alpha_i = (\alpha_i)_{E=0} + \Delta(\alpha_i) \quad \dots (\text{A1.4})$$

となる。

A1.1.3 簡単な計算例

KDPという結晶を取り上げてみる。この結晶は、点群 $\bar{4}2m$ という結晶族に属している。文献(8)を調べると、

$$n_x = n_o, \quad n_y = n_o, \quad n_z = n_e,$$

$$(r_{ij}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix}$$

であることがわかる。よって、屈折率楕円体は次式で表わせる。

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_x yz + 2r_{41}E_y xz + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad \dots (A1.5)$$

この楕円体の主軸は、電界がなければ、 x, y, z 軸であるが、電界が印加されると、 x, y, z 軸がずれてしまう。よって、入射光に対する印加電界の影響を調べるためには、電界が存在するもとの、新しい主軸方向と、それに対応する屈折率をもとめる必要がある。

ここで、 $E_x = E_y = 0$, $E_z = E_z$ と仮定、光を z 軸から入射したという条件に限定して考えてみる。電界に関する条件から、

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad \dots (A1.6)$$

が得られる。また、入射光の条件から、平面 $z = 0$ による楕円

体の切断面を考えこにする。切断面における楕円の式を求めると、(A1.6)式に $z=0$ を代入)

$$\frac{x^2+y^2}{n_0} + 2r_{63} E_z xy = 1 \quad \dots (A1.7)$$

になる。

x, y 軸を 45 度回転した軸を、 x', y' 軸と定義し、(A1.7)式を x', y' 座標系で書き直すと、次式が得られる。

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{63} E_z\right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} - r_{63} E_z\right) y'^2 = 1 \quad \dots (A1.8)$$

(A1.8)式より、 x', y' 軸が、新しい主軸になることがわかる。

この楕円の長軸、短軸の長さ、即ち屈折率を $n_{x'}, n_{y'}$ とすると、

$$\begin{cases} \frac{1}{n_{x'}^2} = \frac{1}{n_0^2} + r_{63} E_z \\ \frac{1}{n_{y'}^2} = \frac{1}{n_0^2} - r_{63} E_z \end{cases} \quad \dots (A1.9)$$

が得られる。 $r_{63} E_z \ll \frac{1}{n_0^2}$ の関係があるので、これを利用して $n_{x'}, n_{y'}$ を求めると、次式のようになる。

$$\begin{cases} n_{x'} = n_0 - \frac{n_0^3}{2} r_{63} E_z \\ n_{y'} = n_0 + \frac{n_0^3}{2} r_{63} E_z \end{cases} \quad \dots (A1.10)$$

$$\left(\text{ここで } \frac{1}{\sqrt{1 \pm \beta}} \doteq 1 \mp \frac{\beta}{2} \quad (\beta \ll 1) \text{ という近似式} \right)$$

を用いた。

(A1.10)式を、第2章(2.8)式に適用すれば、次式の関係が得られる。

$$\text{位相差} = \Gamma = (n_y - n_x) \frac{\omega}{c} l = \left(\frac{n_0^3}{2} r_{63} \frac{\omega}{c} l \right) \cdot E_z \quad \dots (A1.11)$$

(A1.11) 式より、位相差 Γ をもとめれば、電界 E_z を知ることができる。

A1.2 任意方向から電界が加わる場合の解析

楕円体ないし楕円を表わす式から、主軸の長さ及び主軸の方向を、一般的にもとめる方法について、簡単に述べておく。

主軸の長さ及び主軸の方向をもとめる問題は、

$$a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + 2a_{12}xy + 2a_{13}xz + 2a_{23}yz = 1 \quad (A1.12)$$

を

標準形

$$b_1x'^2 + b_2y'^2 + b_3z'^2 = 1 \quad (A1.12')$$

に変換する問題と等価である。従って、

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{12} & a_{22} & a_{23} \\ a_{13} & a_{23} & a_{33} \end{pmatrix} \quad (A1.13)$$

で表わされる対称行列 A の固有値及び固有ベクトルをもとめる問題に帰着される。

A の固有値が、標準形 ((A1.12)' 式) の係数 b_1, b_2, b_3 になる。従って、 A の固有値が、主軸の長さの 2 乗の逆数に相当する。また、固有値 b_1, b_2, b_3 に対応する固有ベクトルを P_1, P_2, P_3 とすると、次式が成立する。

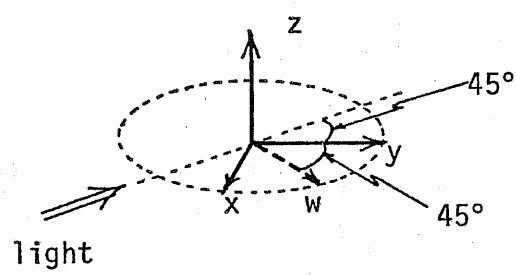


図 A1.2 結晶軸と光の入射方向

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = (P_1 P_2 P_3) \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} \quad \dots (A1.14)$$

従って、 P_1, P_2, P_3 が主軸の方向を示す。

これらのことを用いて、任意方向から電界が加わった時の、結晶内の屈折率、偏波方向をもとめることができる。

以下、点群 m (ZnS や $ZnTe$ がこの群に属する) の結晶を例に挙げて計算を行なうことにする。ポッケルス係数 r_{ij} のテンソルは、

$$(r_{ij}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix} \quad \text{で示され、また、} n_x = n_y = n_z = n_0$$

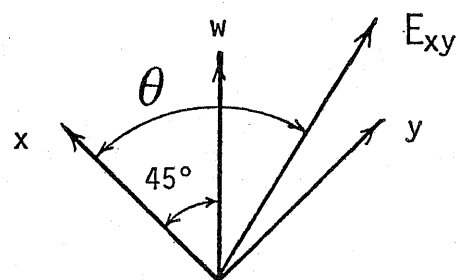
の関係がある。従って、屈折率楕円体の式は、

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2r_{41}(E_x yz + E_y xz + E_z xy) = 1 \quad \dots (A1.15)$$

となる。 x, y 軸から45度傾いた方向から、光が入射した場合を考えてみる。(図A1.2 参照) x, y を、図A1.2中の w に座標変換する。 $x = y = w/\sqrt{2}$ の関係を用いると、(A1.15)式は、

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{41} E_z\right) w^2 + \frac{1}{n_0^2} z^2 + \sqrt{2} r_{41} (E_x + E_y) wz = 1 \quad \dots (A1.16)$$

に変形される。(A1.16)式は、屈折率楕円体を入射光に垂直な面で切った時の、切り口の楕円を表わしている。(A1.16)式を次式で示す標準形にすることを考える。



図A1.3 結晶軸と電界の方向

$$\frac{w'^2}{n_w'^2} + \frac{z'^2}{n_z'^2} = 1 \quad \dots (A1.17)$$

$1/n_w'^2$ 及び $1/n_z'^2$ は、次式の固有方程式を解き、その根、即ち固有値 η をもとめることにより算出できる。

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{n_0} + r_{41} E_z - \eta & \frac{1}{\sqrt{2}} r_{41} (E_x + E_y) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} r_{41} (E_x + E_y) & \frac{1}{n_0} - \eta \end{vmatrix} = 0 \quad \dots (A1.18)$$

(A1.18)式を解くと、

$$\eta = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{2}{n_0^2} + r_{41} E_z \right) \pm r_{41} \sqrt{E_z^2 + 2(E_x + E_y)^2} \right\} \quad \dots (A1.19)$$

になる。従って、 $1/n_w'^2$ 及び $1/n_z'^2$ は

$$\begin{cases} \frac{1}{n_w'^2} = \frac{1}{n_0} + \frac{1}{2} r_{41} E_z + \frac{1}{2} r_{41} \sqrt{E_z^2 + 2(E_x + E_y)^2} \\ \frac{1}{n_z'^2} = \frac{1}{n_0} + \frac{1}{2} r_{41} E_z - \frac{1}{2} r_{41} \sqrt{E_z^2 + 2(E_x + E_y)^2} \end{cases} \quad \dots (A1.20)$$

と表わせる。ここで、 $r_{41} E \ll \frac{1}{n_0^2}$ の関係を用いて、 n_w' 及び n_z' を算出すると、

$$\begin{cases} n_w' = n_0 - \frac{n_0^3}{4} r_{41} E_z - \frac{n_0^3}{4} r_{41} \sqrt{E_z^2 + 2(E_x + E_y)^2} \\ n_z' = n_0 - \frac{n_0^3}{4} r_{41} E_z + \frac{n_0^3}{4} r_{41} \sqrt{E_z^2 + 2(E_x + E_y)^2} \end{cases} \quad \dots (A1.21)$$

となる。

ここで、 x, y 平面内の電界 E_{xy} について考えておく。(図A1.3 参照) E_x, E_y と E_{xy} の関係は

$$\begin{cases} E_x = E_{xy} \cos \theta \\ E_y = E_{xy} \sin \theta \end{cases} \quad \dots (A1.22)$$

となるので、 $(E_x + E_y)$ は次式で与えられる。

$$E_x + E_y = E_{xy} (\cos \theta + \sin \theta) = \sqrt{2} E_{xy} \cos(\theta - \frac{\pi}{4}) \quad \dots (A1.23)$$

一方、 w 軸方向の電界成分 E_w は、

$$E_w = E_{xy} \cos(\theta - \frac{\pi}{4}) \quad \dots (A1.24)$$

である。よって、(A1.23)式と(A1.24)式から

$$E_x + E_y = \sqrt{2} E_w \quad \dots (A1.25)$$

が得られる。これを (A1.21) 式に代入することにより、最終的に

$$\begin{cases} n_w = n_0 - \frac{n_0^3}{4} r_{41} \{ E_z + \sqrt{E_z^2 + 4E_w^2} \} \\ n_z = n_0 - \frac{n_0^3}{4} r_{41} \{ E_z - \sqrt{E_z^2 + 4E_w^2} \} \\ n_z - n_w = \frac{n_0^3}{2} r_{41} \sqrt{E_z^2 + 4E_w^2} \end{cases} \quad \dots (A1.26)$$

が導出される。 n_w , n_z が結晶内の屈折率である。屈折率は、 E_z 及び E_w の関数になっている。つまり、光の伝搬方向に垂直な電界成分だけで、屈折率は決定され、光の伝搬方向に平行な電界成分には依存しない。(図A1.2参照) このことは、他の種類の結晶についてもいえる。

(A1.16)式で表わされる楕円の主軸方向、即ち結晶内の偏波方向は、固有値 η に対する固有ベクトルをもとめることにより得られる。固有ベクトル $\begin{pmatrix} w \\ z \end{pmatrix}$ は、次式よりとまる。

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{41} E_z - \eta \frac{r_{41}}{\sqrt{2}} (E_x + E_y) \right) \begin{pmatrix} w \\ z \end{pmatrix} = 0 \quad (A1.27)$$

固有値 $\eta = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{2}{n_0^2} + r_{41} E_z \right) \pm r_{41} \sqrt{E_z^2 + 4E_w^2} \right\}$ に対して、

$$\frac{z}{w} = - \frac{E_z - \sqrt{E_z^2 + 4E_w^2}}{2E_w} \quad \dots (A1.28)$$

固有値 $\eta = \frac{1}{z} \left\{ \left(\frac{z}{\eta_0} + r_{41} E_z \right) - r_{41} \sqrt{E_z^2 + 4E_w^2} \right\}$ に対して、

$$\frac{z}{w} = - \frac{E_z + \sqrt{E_z^2 + 4E_w^2}}{2E_w} \quad \dots (A1.29)$$

か、それぞれ得られる。(A1.28)式、(A1.29)式をもとめるにあたり、(A1.25)式の関係が利用されている。(A1.28)式及び(A1.29)式が、固有ベクトルの方向、即ち結晶内で許される偏波方向を示している。

以上のようにして、任意の方向から電界が加わった場合の、屈折率や、結晶内の偏波方向が計算できる。これらの計算結果をまとめて示したものが、第2章表2.2である。

蛇足ながら、楕円体の式、(A1.12)式の係数からなる行列 A (A1.13) 式参照) における、固有値、固有ベクトルの求め方を示しておく。固有値は、次式の固有方程式を解くことによってもとまる。根 η が固有値である。

$$\det (A - \eta I) = \begin{vmatrix} a_{11} - \eta & a_{12} & a_{13} \\ a_{12} & a_{22} - \eta & a_{23} \\ a_{13} & a_{23} & a_{33} - \eta \end{vmatrix} = 0 \quad \dots (A1.30)$$

\uparrow
単位行列

固有ベクトルは、次式の η に、(A1.30)式の根 η_1, η_2, η_3 をそれぞれ代入して、解くことによってもとまる。

$$(A - \eta E) x = 0 \quad \dots (A1.31)$$

(A1.31)式の解 x が固有ベクトルである。

A1.3 第2章 (2.26) 式の証明

屈折率楕円体を、中心を通る面で切った時の切り口は、一般に、

$$ax^2 + by^2 + 2cxy = 0 \quad \dots (A1.30)$$

$$a = \frac{1}{n^2} + rE$$

$$b = \frac{1}{n'^2} + r'E'$$

$$c = r''E''$$

(n : 屈折率、 r, r', r'' : ホッケルス係数)
 E, E', E'' : 電界

で表わすことができる。次の固有方程式から固有値 η を求める。

$$\begin{vmatrix} a-\eta & c \\ c & b-\eta \end{vmatrix} = 0 \quad \dots (A1.31)$$

(A1.31) 式を解いて、

$$\eta = \frac{(a+b) \pm \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2}}{2} \quad \dots (A1.32)$$

となる。ここで、(A1.32) 式の複号において、+の時を η_1 、
 -の時を η_2 とする。

次に、固有ベクトルの方向 (即ち、結晶内の偏波方向) をもと
 める。

$$\begin{pmatrix} a-\eta & c \\ c & b-\eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = 0$$

において、 $\eta = \eta_2$ を代入して、解くと、

$$\frac{y}{x} = \frac{-(a-b) + \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2}}{2c} \quad \dots (A1.33)$$

となる。 $\frac{y}{x}$ が、固有ベクトルの方向を表わす。

ここで $\tan \psi = \frac{y}{x}$ とすると、

$$\begin{cases} \sin \psi = \frac{\frac{-(a-c) + \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2}}{2c}}{l} \\ \cos \psi = \frac{1}{l} \end{cases} \quad \dots (A1.34)$$

$$l = \frac{(a-c)^2 + 4c^2 - (a-b)\sqrt{(a-b)^2 + 4c^2}}{2c^2}$$

という関係が導かれる。

(A1.32) 式を書きなおすと、

$$\eta = \frac{1}{n^2} + \frac{1}{2}(rE + r'E') \pm \frac{1}{2}\sqrt{(rE - r'E')^2 + 4(r''E'')^2} \quad \dots (A1.35)$$

となる。 $rE, r'E', r''E'' \ll \frac{1}{n^2}$ の関係を用いると、

$$\begin{cases} \frac{1}{\eta_1} = n + \frac{n^3}{4} \left\{ (rE + r'E') - \sqrt{(rE - r'E')^2 + 4(r''E'')^2} \right\} \\ \frac{1}{\eta_2} = n + \frac{n^3}{4} \left\{ (rE + r'E') + \sqrt{(rE - r'E')^2 + 4(r''E'')^2} \right\} \end{cases} \quad \dots (A1.36)$$

が得られる。 $1/\eta_1, 1/\eta_2$ は、結晶内の屈折率を表わしている。

従って、結晶内を伝搬する光の、偏波方向間の位相差 Γ は、 $\Gamma \propto 1/\eta_2 - 1/\eta_1$ で示される。ここで、 $\Gamma \ll 1$ の近似を用いると、

$$\sin \Gamma \propto \frac{1}{\eta_2} - \frac{1}{\eta_1} = \frac{n^3}{2} \sqrt{(rE - r'E')^2 + 4(r''E'')^2}$$

$$\therefore \sin \Gamma \propto \frac{n^3}{2} \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2} \quad \dots (A1.37)$$

となる。次に、(A1.34) 式、(A1.37) 式を利用して、 $\sin 2\psi \sin \Gamma$

の値を、計算しておく。

$$\sin 2\psi \cdot \sin \Gamma = 2 \sin \psi \cdot \cos \psi \cdot \sin \Gamma \propto \frac{-(a-c) + \sqrt{(a-c)^2 + 4c^2}}{l^2} \times \frac{\eta^3}{2} \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2}$$

$$\therefore \sin 2\psi \cdot \sin \Gamma = \zeta n^3 c \quad \dots (A2.38)$$

(ζ : 定数)

となる。

ところで、円偏光をポッケルス素子に入射した場合の、測定系の出力光強度 I_o と、入力光強度 I_i の比、 I_o/I_i は、第2章、(2.21) 式より、

$$\frac{I_o}{I_i} = \frac{1}{2} (1 + \sin 2\psi \sin \Gamma) \quad \dots (A2.39)$$

で示される。よって、(A2.39) 式に、(A2.38) 式を代入すると、

$$\frac{I_o}{I_i} = \frac{1}{2} (1 + \zeta n^3 c) = \frac{1}{2} (1 + \zeta n^3 r'' E'') \quad \dots (A2.40)$$

(ζ : 定数)

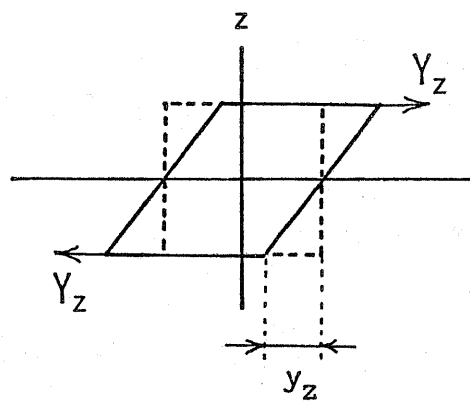
が導出できる。ただし、 $c = r'' E''$ の関係を用いた。

$$\frac{I_o}{I_i} = \frac{1}{2} (1 + \zeta n^3 r'' E'') \quad \dots (A2.41)$$

(A2.41) 式が、証明すべき、第2章 (2.26) 式である。

(以上、証明終わり)

(A2.41) 式より、円偏光入射で測ることかできる電界方向は、(A2.30) 式において、 α, γ の係数として表われた電界方向 E'' であることがわかる。



図A2.1 すべり応力とすべり歪

A2 圧電振動の解析

一般に、弾性体においては、応力と歪みとの間で次式の関係が成立する。

$$\begin{pmatrix} X_x \\ Y_y \\ Z_z \\ Y_z \\ Z_x \\ X_y \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & & & & & C_{26} \\ C_{31} & & & & & C_{36} \\ C_{41} & & & & & C_{46} \\ C_{51} & & & & & C_{56} \\ C_{61} & & & & & C_{66} \\ \vdots & & & & & \vdots \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_x \\ y_y \\ z_z \\ y_z \\ z_x \\ x_y \\ \vdots \end{pmatrix} \quad \dots (A2.1)$$

応力 Π
ステイフネス定数
歪み S

$$\begin{pmatrix} x_x \\ y_y \\ z_z \\ y_z \\ z_x \\ x_y \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} & S_{15} & S_{16} \\ S_{21} & & & & & S_{26} \\ S_{31} & & & & & S_{36} \\ S_{41} & & & & & S_{46} \\ S_{51} & & & & & S_{56} \\ S_{61} & & & & & S_{66} \\ \vdots & & & & & \vdots \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X_x \\ Y_y \\ Z_z \\ Y_z \\ Z_x \\ X_y \\ \vdots \end{pmatrix} \quad \dots (A2.2)$$

歪み S
コンプライアンス定数
応力 Π

応力 X_x, Y_y, Z_z 、歪み x_x, y_y, z_z は、それぞれ、 x 軸、 y 軸、 z 軸方向に発生する、法線応力及びそれに対応する歪みである。他の応力、歪み、例えば、 Y_z, y_z は、図 A2.1 に示すような、すべり応力やすべり歪みに対応している。つまり、添字の α で

示される Z 軸に垂直な、Y 及び X 軸方向のすべりを表わしている。

一方、圧電性結晶体においては、応力が作用し、歪みが発生する時に、電界が生じる。また、逆に、電界中においては、歪みが生じ、応力が発生する。

圧電性結晶体における、応力及び歪みと電界との関係は、次式で表わされる。

$$\Pi = - \begin{pmatrix} e_{11} & e_{21} & e_{31} \\ e_{12} & \vdots & e_{32} \\ e_{13} & \vdots & e_{33} \\ e_{14} & \vdots & e_{34} \\ e_{15} & \vdots & e_{35} \\ e_{16} & e_{26} & e_{36} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad \text{--- (A2.3)}$$

応力 圧電 e 定数 電界

$$S = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{21} & d_{31} \\ d_{12} & \vdots & d_{32} \\ d_{13} & \vdots & d_{33} \\ d_{14} & \vdots & d_{34} \\ d_{15} & \vdots & d_{35} \\ d_{16} & d_{26} & d_{36} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad \text{--- (A.3)}$$

歪み 圧電 d 定数 電界

種々の結晶における、スライフネス定数、コンプライアンス定数、圧電 e 定数、圧電 d 定数は、文献(9),(11)に示されている。

水晶 (点群 32) を例に、圧電振動を考えてみる。

水晶の圧電 e 定数は $\begin{pmatrix} e_{11} & 0 & 0 \\ -e_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & e_{14} & 0 \\ 0 & -e_{11} & 0 \end{pmatrix}$ 、ステイフネス定数は $\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & -C_{14} & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ C_{14} & -C_{14} & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & C_{44} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & C_{66} \end{pmatrix}$

で表わされる。ここで、 x 軸方向から電界 E_x を加えると、(A2.3)式より、

$$\begin{cases} X_x = -e_{11} E_x \\ Y_y = e_{11} E_x \\ Y_z = -e_{14} E_x \end{cases} \quad \cdots (A2.5)$$

で示される応力を発生する。まず、応力 X_x について考える。

この X_x は、(A2.1)式の関係を用い、

$$X_x = C_{11} x_x + C_{12} y_y + C_{13} z_z + C_{14} y_z$$

と表わせる。従って、応力 X_x は、ステイフネス定数 C_{11} によって関係付けられる、歪み x_x を生み出す。即ち、 x 軸方向に高周波電界を印加すると、 X_x , x_x で形成される弾性波が発生する。 x 軸方向の結晶の大きさを l_x とすれば、

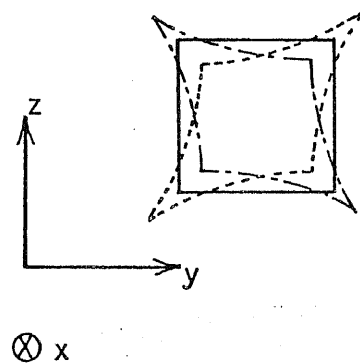
$$\frac{\lambda}{2} = l_x \quad \cdots (A2.6)$$

なる波長入をもつ、定在波が生じる。弾性波の伝搬速度 v は、

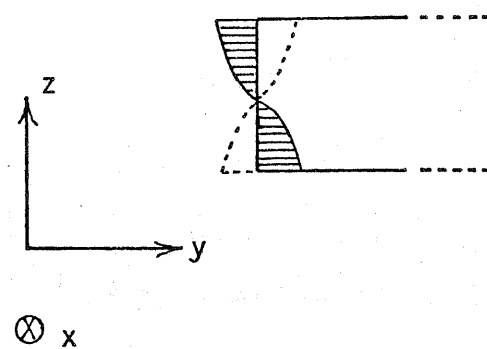
$$v = \sqrt{\frac{C}{\rho}} \quad (\text{又は } v = \sqrt{\frac{1}{S\rho}}) \quad \cdots (A2.7)$$

C : ステイフネス定数 S : コンプライアンス定数

ρ : 結晶の密度



(a)
輪郭すべり振動



(b)
すべり振動

図A2.2 圧電振動モード

で表わされる。 λ と ν は、周波数 f との間には

$$\lambda = \frac{\nu}{f} \quad \dots (A2.8)$$

という関係がある。従って、(A2.8)式に (A2.6)式と (A2.7)式を代入して、次式を得ることができる。

$$f = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{C}{\rho}} \quad \left(\text{又は } f = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{1}{s\rho}} \right) \quad \dots (A2.9)$$

ただし、(A2.9)式では、一般性をもたせるため、 l_x の代りに、 l を用いた。この周波数 f が、圧電振動の周波数、即ち振動数である。上述の例では、 l に l_x を、また C に C_{11} を代入すれば、(A2.9)式より、圧電振動の振動数かきとまる。

次に、(A2.5)式中の Y_y について考えてみる。(A2.1)式を利用して、

$$Y_y = C_{12} x_x + C_{11} y_y + C_{13} z_z - C_{14} y_z$$

となり、 Y_y 、 y_y に基づく振動が発生する。 Y の振動数は、(A2.9)式で、 $l = l_y$ (y 軸方向の結晶の長さ)、 $C = C_{11}$ としたもので表わされる。

(A2.5)式のすべり応力 Y_z は、(A2.1)式の関係から、

$$Y_z = C_{14} x_x - C_{14} y_y + C_{44} y_z$$

が得られ、 C_{44} で示される定数をもって、すべり歪み y_z と対応づけられる。 Y_z 、 y_z により、 y 軸、 z 軸方向の輪郭が、極端に描けば、図 A2.2 (a) のように変形する振動が生じる。このような振動を輪郭すべり振動と呼ぶ。振動数 f は次式で示される。

$$f = \frac{1}{2D} \sqrt{\frac{C}{\rho}} \quad \left(\text{又は } f = \frac{1}{2D} \sqrt{\frac{1}{s\rho}} \right) \quad \dots (A2.10)$$

$$D = \frac{lw}{\sqrt{l^2 + w^2}}$$

l, w : 輪郭の辺の長さ

ただし、この例で、 y 軸方向の長さが z 軸に比べて十分長い場合、ないしは、 x 軸方向の長さが他に比べて十分長い場合は、単なるすべり振動（図A2, 2 (b)）が生じる。その時の振動数は、(A2.9)式の l を、 z 軸方向の長さにしたものになる。

なお、これらの振動（結晶内の応力、歪み）は、次式で表わされる屈折率楕円体の変形を引き起こし、最終的に、透過光の振動になって現われる。この屈折率楕円体の変形が、光弾性効果である。

$$\begin{pmatrix} \Delta(\alpha_1) \\ \Delta(\alpha_2) \\ \Delta(\alpha_3) \\ \Delta(\alpha_4) \\ \Delta(\alpha_5) \\ \Delta(\alpha_6) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{13} & \pi_{14} & \pi_{15} & \pi_{16} \\ \pi_{21} & & & & & \pi_{26} \\ \pi_{31} & & & & & \pi_{36} \\ \pi_{41} & & & & & \pi_{46} \\ \pi_{51} & & & & & \pi_{56} \\ \pi_{61} & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \pi_{66} \end{pmatrix} \cdot \Pi \quad \cdots (A2.11)$$

\vdots
 ピエゾ光学係数 応力

$$\begin{pmatrix} \Delta(\alpha_1) \\ \Delta(\alpha_2) \\ \Delta(\alpha_3) \\ \Delta(\alpha_4) \\ \Delta(\alpha_5) \\ \Delta(\alpha_6) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & p_{15} & p_{16} \\ p_{21} & & & & & p_{26} \\ p_{31} & & & & & p_{36} \\ p_{41} & & & & & p_{46} \\ p_{51} & & & & & p_{56} \\ p_{61} & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & p_{66} \end{pmatrix} \cdot S \quad \cdots (A2.12)$$

\vdots
 光弾性係数 歪み

$\Delta(\alpha_i)$ ($i=1\sim 6$) は、付録A1の(A1.1)式で示した屈折率楕円体の各係数 α_i の変化分を表わす。

次に、 ZnS 、 KDP 、 $LiNbO_3$ の各ボックセル結晶について、圧電振動のモード及び振動数を、具体的に算出してみる。各種定数の値は、文献(11)中に記されていたものを使用した。

まず、 ZnS は点群 $\bar{4}3m$ の結晶であり、

$$(e_{ij}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & e_{14} & 0 \\ 0 & 0 & e_{14} \end{pmatrix}, \quad (S_{ij}) = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} \end{pmatrix} \quad \text{となる。}$$

本研究においては、 x 軸及び y 軸方向から電界が印加される状態で、 ZnS を用いた。そのような時、次式が成立する。

(A2.2)式、(A2.3)式参照)

$$\begin{cases} Y_z = -e_{14} E_x \\ Z_x = -e_{14} E_y \\ Y_z = S_{44} Y_z \\ Z_x = S_{44} Z_x \end{cases} \quad \dots (A2.13)$$

振動モードは、 y 軸と z 軸なし、 z 軸と x 軸を輪郭とする、輪郭すべり振動である。振動数は、(A2.10)式より計算するとかでできる。 $S_{44} = 21.68 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ 、 $\rho = 4 \text{ g/cm}^3$ を用いて、

$$f = \frac{170}{D} \quad [\text{kHz}] \quad \dots (A2.14)$$

$D [\text{cm}]$

を得る。

同様に、KDP (点群 $42m$) においては、 e_{ij} , S_{ij} は、

$$(e_{ij}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & e_{14} & 0 \\ 0 & 0 & e_{14} \end{pmatrix}, \quad (S_{ij}) = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{12} & S_{13} & 0 & 0 & 0 \\ S_{13} & S_{13} & S_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{66} \end{pmatrix} \text{で示される。}$$

本研究では、主に Z 軸方向から電界が印加されている。そのことを考慮すると、次式の関係を得ることができる。(A2.2)式、(A2.3)式参照)

$$\begin{cases} X_y = -e_{14} E_z \\ X_z = S_{66} X_y \end{cases} \quad \dots (A2.15)$$

X_y , X_z に起因する振動が生じる。つまり、振動モードとしては、 X 軸と Y 軸を輪郭とする、輪郭すべり振動である。振動数は、(A2.10)式より計算できる。 $S_{66} = 164 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$, $\rho = 1.803 \text{ g/cm}^3$ を用いて、

$$f = \frac{91.9}{D} \quad [\text{kHz}] \quad \dots (A2.16)$$

$D [\text{cm}]$

と表わせる。

最後に、 LiNbO_3 (点群 $3m$) について計算しておく。 e_{ij} , S_{ij} は、

$$(e_{ij}) = \begin{pmatrix} 0 & -e_{22} & e_{13} \\ 0 & e_{22} & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{33} \\ 0 & e_{15} & 0 \\ e_{15} & 0 & 0 \\ -e_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (S_{ij}) = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{13} & -S_{14} & 0 & 0 \\ S_{13} & S_{13} & S_{33} & 0 & 0 & 0 \\ S_{14} & -S_{14} & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 2S_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2S_{14} & * \end{pmatrix} \text{で示される。}$$

$* = 2(S_{11} - S_{12})$

本研究では、 x 軸方向から主に電界を印加した。そのことを考慮すると、次式の関係を導出することができる。(A2.2)式、(A2.3)式参照)

$$\begin{cases} Z_x = -e_{15} E_x \\ X_y = e_{22} E_x \\ Z_x = S_{44} Z_x \\ x_y = 2(S_{11} - S_{12}) X_y \end{cases} \quad \dots (A2.17)$$

Z_x , Z_x に起因する振動、 x_y , X_y に起因する振動が生じる。本研究で用いた結晶、特に第2章、2.3.2節で利用した結晶は、 x 軸、 y 軸方向に比べ、 z 軸方向が非常に長くできている。従って、振動モードとしては、すべり振動(図A2.2(b)参照)が生じる。

Z_x , Z_x によるすべり振動の振動数は、(A2.9)式よりもとまる。 $S_{44} = 10.8 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$, $\rho = 4.64 \text{ g/cm}^3$ を用い、

$$f = \frac{223.5}{l_x} \quad [\text{kHz}] \quad \dots (A2.18)$$

l_x : x 軸方向の長さ [cm]

と表わせる。同様に、 x_y , X_y による、すべり振動の振動数は、

$2(S_{11} - S_{12}) = 13.58 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$, $\rho = 4.64 \text{ g/cm}^3$ を用い、

$$f = \frac{199}{l_y} \quad [\text{kHz}] \quad \dots (A2.19)$$

l_y : y 軸方向の長さ [cm]

と表わせる。

以上の計算をもとに、(A2.11)式 ないし (A2.12)式を利用すれば、屈折率楕円体かどの程度変化するかを検討できる。更に、その結果から、ポッケルス素子を用いた電界測定系の受光部の信号に現われる、振動波形の振幅も評価できる。しかし、著者が調査した範囲では、ポエソ光学係数 π_{ij} や光弾性係数 p_{ij} は十分測定されていらないようである。従って、本論文では、圧電振動の振動数に限って、検討を進めた。ただし、圧電定数や d 定数が大きければ、屈折率楕円体の変形も大きく、その結果受光部出力の振動波形の振幅も増大することは、(A2.3)、(A2.4)、(A2.11)、(A2.12) 式から、簡単に予測される。

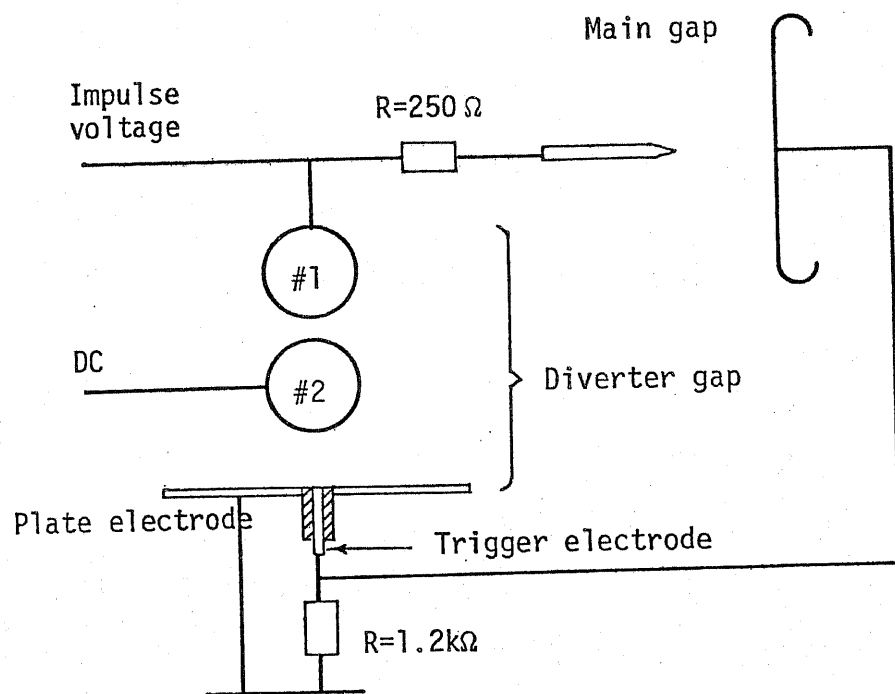
A3 ダイバータギャップ

放電現象、特にコロナ放電の弱い発光を、イメージコンバータカメラで観測する場合、カメラのしぼりは最大限開放しておく。このような使用状態において、観測している放電がフラッシュオーバーに移行することがある。その時には、当然、フラッシュオーバー時に発する強い光が、イメージコンバータカメラの陰極表面に入射する。その結果、陰極表面に多大な損傷をもたらすと思われる。陰極表面の損傷は、イメージコンバータカメラにとっては、致命的なものになるので、絶対に避けなければならぬ。

フラッシュオーバー時の強い光をカメラに入れないようにする方策としては、次のものが考えられる。

- ① フラッシュオーバーに同期してカメラのシャッターを閉じる。
- ② 放電ギャップに直列抵抗を挿入して、アーク電流を制限し、発光を弱くする。
- ③ 主放電ギャップ並列するさい断ギャップを用い、主放電ギャップではフラッシュオーバーを生じさせない。
- ④ フラッシュオーバーに同期して、主放電ギャップに並列なギャップを働かせ、主放電ギャップのアーク電流を、並列ギャップの方へ転流する。(この並列ギャップを、ダイバータギャップと呼ぶことにする。)

①の方策は、機械的なシャッターでは、シャッターが閉じるまでの時間がかかりすぎるので、対策にならない。また、高速な、ポッケルスシャッター、カーシャッターにおいても、口径が小さく、光の波長によって消光比が異なる、立上りの速い印加電圧は



図A3.1 タイバータギャップの構成

ルスを作る必要がある、等の問題点がある。②の方策は、直列抵抗の値が大きいと、その抵抗によって放電の様子が変わる恐れがある。③の方策は、主放電ギャップがフラッシュオーバーに移行する可能性がある場合も、ない場合も、いずれも、さし断ギャップで印加電圧をさし断してしまう。従って、主放電ギャップのフラッシュオーバー直前に生じる現象までを、明確に捕えることはできない。

以上のものに対して、④の方策は、フラッシュオーバーが開始するのを検知してから、ダイバータギャップに転流をするので、転流以前の放電形態は、なんの影響も受けない。従って、フラッシュオーバー直前までを十分観測することができ、イメージコンバータカメラの陰極も傷つけずにすむ。

きわめて簡便に取り扱えるダイバータギャップとして、本研究では、図A3.1に示すギャップを用いた。主放電ギャップに流れる電流がある程度以上になると、トリガ電極で放電が開始し、それが引き金になって、ダイバータギャップが動作し始める。普通用いられるトリガギャップは、図A3.1の#2の球電極がないものである。#2の球電極がないものでも、印加電圧の波頭部分で主放電ギャップがフラッシュオーバーに移行する場合は、有効に動作する。しかし、波尾でフラッシュオーバーに移行する場合には、不向きであることがわかった。不向きの理由は、ダイバータギャップを印加電圧ピーク値で自爆させずに、なおかつ印加電圧が下がった状態で、確実に動作させ、転流成功に導かなければならないという、困難な命題をかかえていることにある。実際に、 $(1.5 \times 48) \mu\text{s}$ の電圧を印加した時、約 $6 \mu\text{s}$ でフラッシュオーバーが生じる放電ギャップを用い、実験を行なった。この時、#2の球電極がないダイバータギャップを有効に働かせるには、#1の球対平板電極、単独で20%程度のフラッシュオーバー率(自爆率とも

いえる。)をもつように、井1球・平板間のギャップ長を調整する必要があった。これでは、さし断ギャップとあまり変わらないといえる。

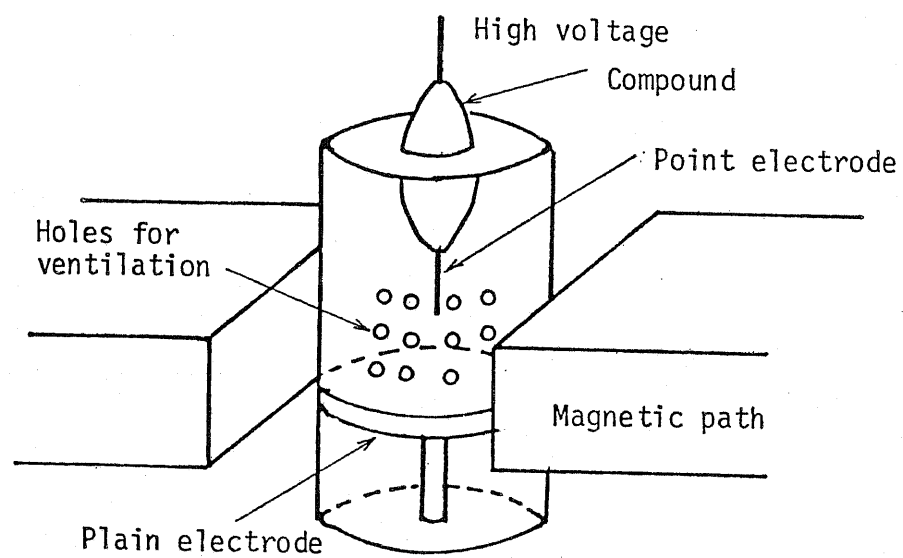
改めて、図A3.1のタイバータギャップの説明にもとる。井2球電極に、直流電圧を加えておく。主放電ギャップの電流が増大すると、トリカ電極と平板電極間の電圧が増加し、放電が発生する。その放電がトリカになり、井2球・平板電極間が、まず橋絡する。この時、井1球・井2球間には、印加電圧のほとんど全電圧が加わるので、ここも橋絡し、井1球・平板電極間に電流が流れ始める。よって、主放電ギャップに流れていた電流を、タイバータギャップ側に、分流又は転流ができる。

このタイバータギャップの特徴は、次の通りである。

- ① 井2球・平板電極間のフラッシュオーバーは、井2球に加わる直流電圧だけで決定される。つまり、印加電圧の大小に依らず、主放電ギャップのフラッシュオーバー開始信号をもとに確実に動作できる。
- ② 井1球・井2球間に加わる電圧は、井2球・平板電極間が橋絡して いる時には、印加電圧から直流電圧を引いた電圧であり、また、橋絡時には、印加電圧全部になる。つまり、瞬時に、直流電圧分だけ、井1球・井2球間の電圧が上昇し、その部分のフラッシュオーバーが確実に起きる。この場合も、印加電圧の瞬時値の大小に、ほとんど影響なく、動作する。

井1球、井2球、平板電極、各電極間のギャップをできるだけ短かくし、なおかつ、直流電圧をできるだけ高くなるようにすれば、それだけ、主放電ギャップのアーク電流を速かに転流できる。本研究では、直流電圧は、印加インパルス電圧の約 $\frac{1}{2}$ とし、

井1球と井2球の距離及び井2球と平板電極の距離は、ほぼ等しくとり、実験を行なった。その結果、主放電ギャップのフラッシュオーバーによって発生する光量を、ダイバータギャップのなり時の $\frac{1}{100} \sim \frac{1}{1000}$ に減少することかできた。また、印加インパルス電圧の波尾で、フラッシュオーバーに移行する場合でも、有効に動作することを確認した。



図A4.1 実験装置

A4 磁界中の放電

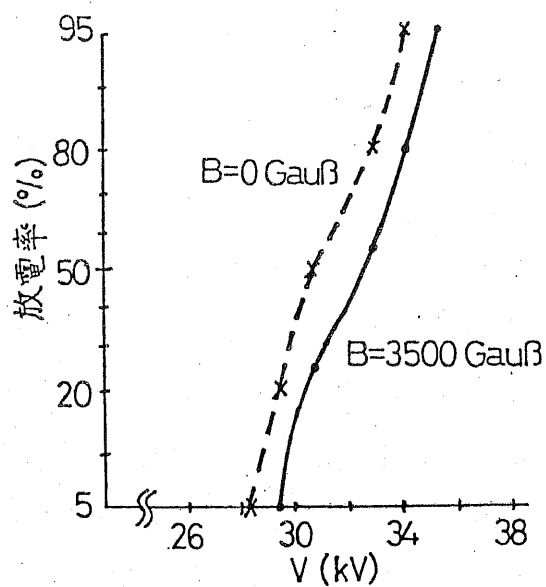
電界に直交するような形で磁界を加えると、フラッシュオーバー電圧の上昇が見られる。その理由として、直交する電界と磁界の中では空間電荷の電界方向への運動が妨げられ、等価的に気圧が上昇する⁽⁷⁰⁾、及び等価的に電界が減少する⁽⁷¹⁾ということが挙げられている。ただ、従来の実験、理論は主に低気圧で平等電界に近い所に限られ、大気圧中のコロナ放電に対する磁界の影響についてはあまり顧みられなかった。大気圧中では粒子間の衝突が頻繁で磁界の作用が効きにくいということがその根拠になっている。しかし、超電導機器の進歩により、強い磁界が存在する状態での絶縁を考えると、不平等電界、大気圧中の放電特性も調べておく必要があると考え実験を行なった。

A4.1 実験方法

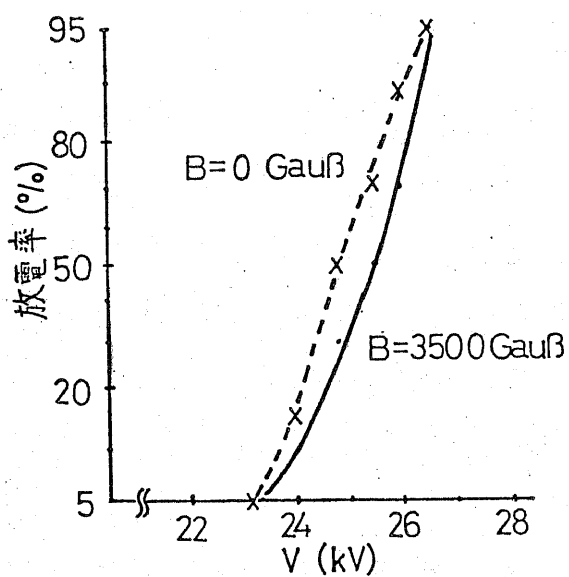
針電極として、もめん針を用い、直径6 cmの黄銅製平板電極と対峙させた。ギャップ長は2 cmで実験を行なった。実験装置の概略を図A4.1に示す。電極を囲む器壁の影響及び電磁石からの熱の影響を減らすため、器壁面に穴をあけ扇風機で微風を送ることにより換気を行なった。図A4.1の如く磁路を設け、磁界がギャップ軸に垂直になるようにした。印加電圧波形は、雷インパルス電圧 $(1.5 \times 48) \mu s$ 、開閉インパルス電圧 $(150 \times 3600) \mu s$ 、直流電圧の各々正、負両極性及び、交流である。

A4.2 実験結果

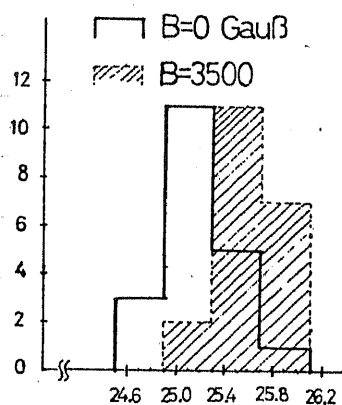
まず、正極性の各種電圧及び交流電圧のフラッシュオーバー電



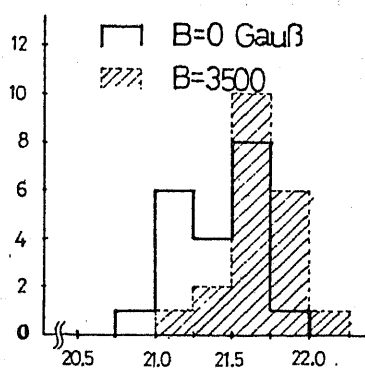
図A4.2 正極性雷インパルス電圧
印加時の放電率曲線



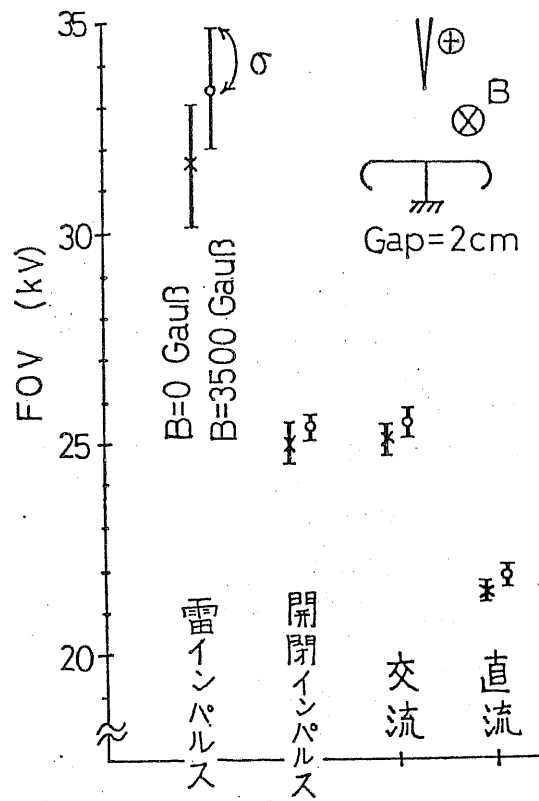
図A4.3 正極性開閉インパルス電圧
印加時の放電率曲線



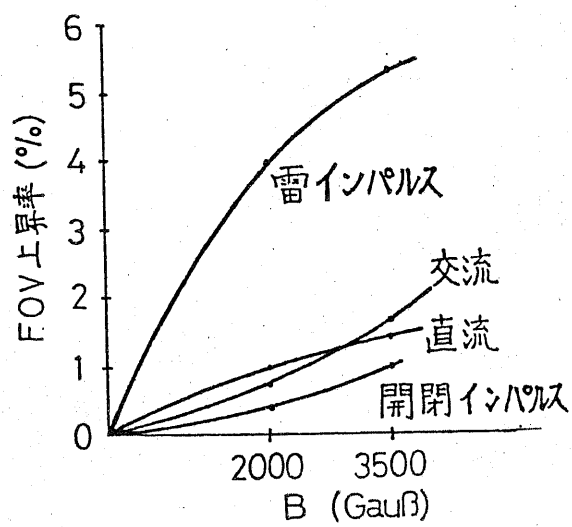
図A4.4 交流電圧印加時の
フラッシュオーバー電圧頻度分布



図A4.5 正極性直流電圧印加時の
フラッシュオーバー電圧頻度分布



図A4.6 磁界中のフラッシュオーバー電圧



図A4.7 磁界によるフラッシュオーバー電圧上昇率の変化

圧について述べる。雷インパルス電圧を印加し、 3500 Gau\beta の磁界が存在する場合としない場合の放電率曲線の差を示したものが図A4.2である。この図において、磁界が加わると放電率曲線が電圧の高い側に移動するのが認められる。即ちフラッシュオーバー電圧が 2 kV 程度上昇したわけである。

開閉インパルス電圧を印加した時の結果を、図A4.3に示す。磁界の有無による放電率曲線の違いは雷インパルス電圧程は、きりせず、磁界が存在する場合に 50% フラッシュオーバー電圧が 1 kV 弱上昇するにとどまっている。

交流を印加した場合のフラッシュオーバー電圧の頻度分布を、図A4.4に表わした。山なりの分布曲線が、磁界を加えることで電圧の高い方にずれている。

直流電圧印加時の結果が、図A4.5である。交流と同様、磁界の有無により頻度分布に差が見られる。

以上4波形のフラッシュオーバー電圧及び、その標準偏差を磁界の有無で比較したものを図A4.6に示す。また、磁界の大きさによるフラッシュオーバー電圧上昇率の変化を図A4.7に示す。フラッシュオーバー電圧上昇率とは、磁界がない場合のフラッシュオーバー電圧を基準にして、磁界を加えるとその値が何%上昇するかを表わしたものである。フラッシュオーバー電圧の上昇は、磁束密度 3500 Gau\beta に対していずれの波形も標準偏差程度で、上昇率にして、雷インパルス電圧 5% 強、その他の波形 $1 \sim 2\%$ になる。これらの値は必ずしも大きいとはいえないが、図A4.7により磁束密度を増せば、フラッシュオーバー電圧は更に上昇することが期待できる。

磁界を電界に直交させると、荷電粒子は電界方向からずれた方向に運動するため、等価的に圧力が上昇したのと同じ結果になる。あるいは、等価的に電界が減少したとも見なせる。

電子の運動からまた、等価的な圧力の上昇、電界の減少について、次式で計算ができる。(70)(71)

$$P' = P \{1 + C(H/P)^2\}^{1/2}, \quad C = (e/m \cdot \nu)^2$$

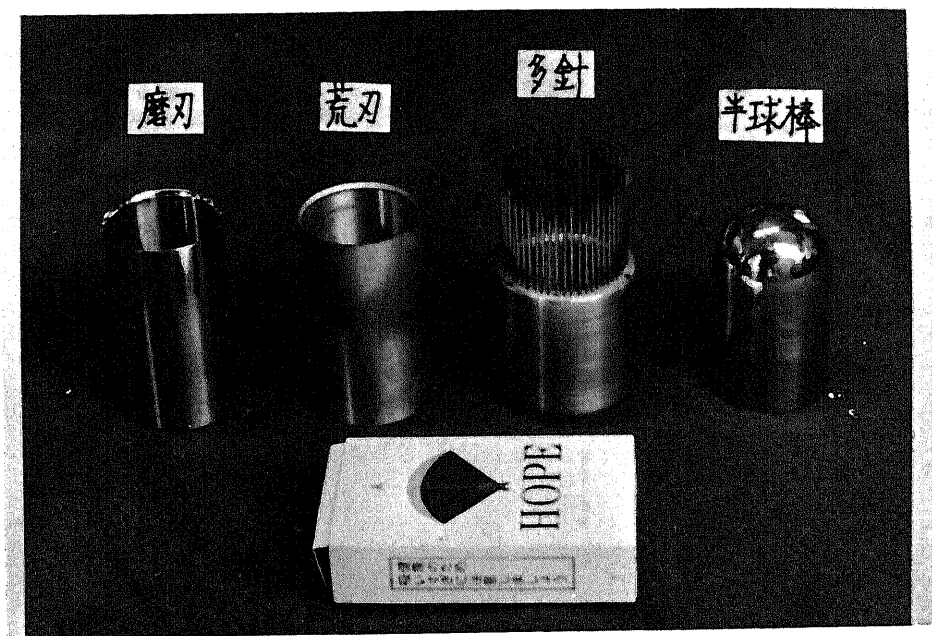
P, P' : 磁界を加える前後の圧力, H : 磁界
 e : 素電荷量, m : 電子の質量, ν : 電子の衝突周波数

$$E' = E \{1 - \Omega^2 / (\Omega^2 + \nu^2)\}, \quad \Omega = e \cdot B / m$$

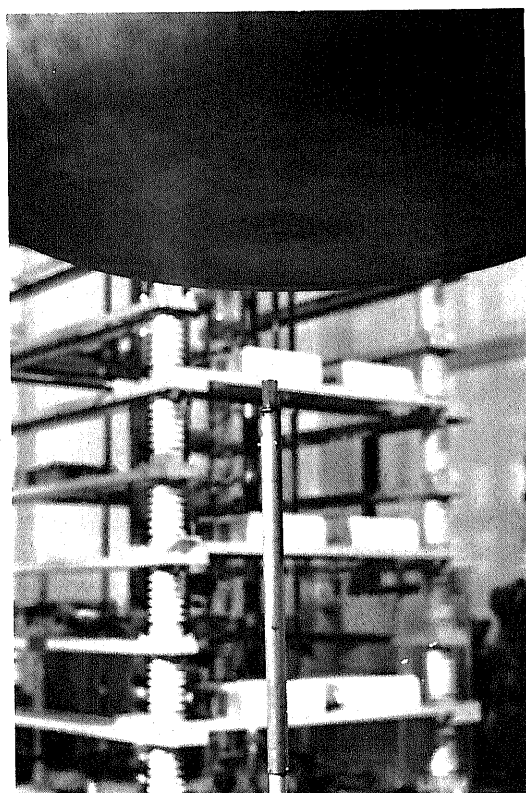
E, E' : 磁界を加える前後の電界, B : 磁束密度

本実験の条件下では、針電極近傍の圧力や電界の変化は1%にも満たない値である。従ってこれだけの数字だけで、実験結果をすべて解釈することは困難で、荷電粒子が流されることによる空間電荷分布の変化等も考慮する必要があると思われる。

一方、負極性の電圧に関しても同様の実験を行なった。その結果は、放電率曲線やフラッシュオーバー電圧の頻度分布における明確な差が認めにくく、また磁界中のフラッシュオーバー電圧の上昇が1%未満で、正極性に比べ磁界の効果が小さいことがわかった。



図A5.1 各種形状をもつ電極



← 平板電極

図A5.2 電極配置

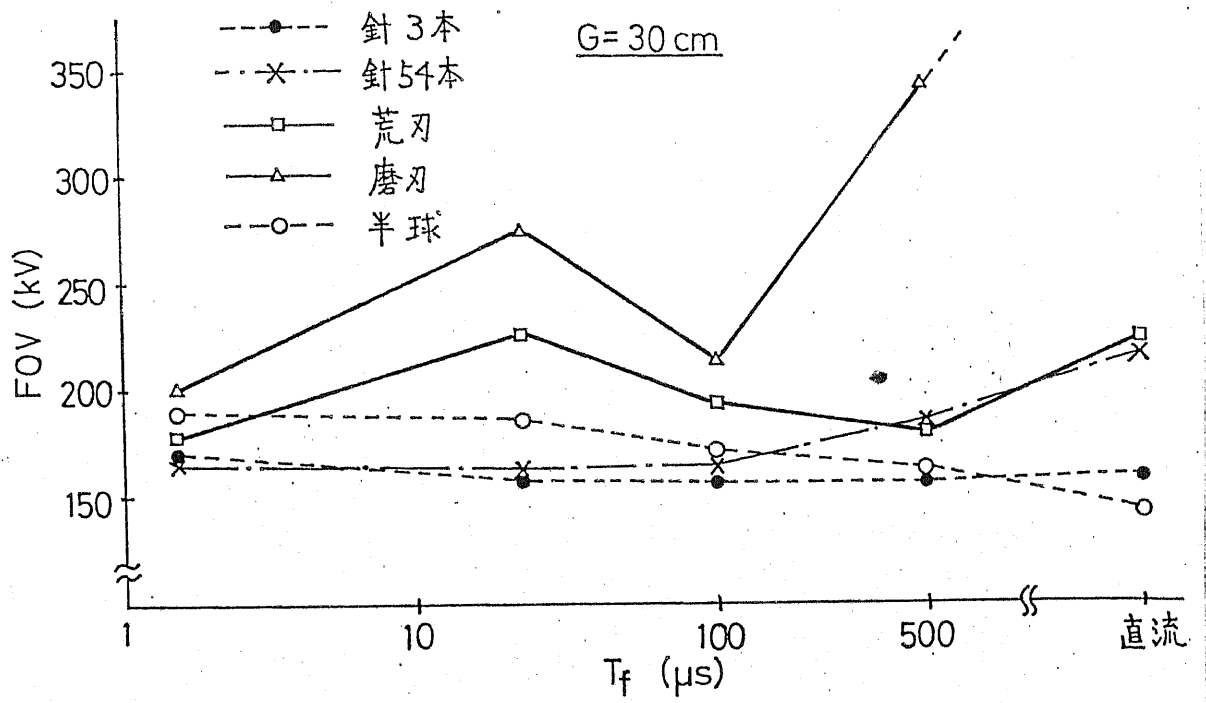
A5 各種電極形状における放電

不平等電界中における放電現象の研究は、多くの場合、針電極や棒電極を用いて行なわれてきた。特殊な形状をした電極については、本多氏が刃形電極を⁽⁷²⁾、石黒氏が小突起付き球ギャップを⁽⁷³⁾取り上げて研究がなされてきた。しかし、それら特殊形状電極を用いた実験は、限られた電圧波形でしかなされておらず、特に開閉インパルス領域の波形については不明な点が多い。そこで、形状が異なるいくつかの電極を製作し、フラッシュオーバー電圧やコロナ放電電荷量に関する基礎的なデータの蓄積を行なった。

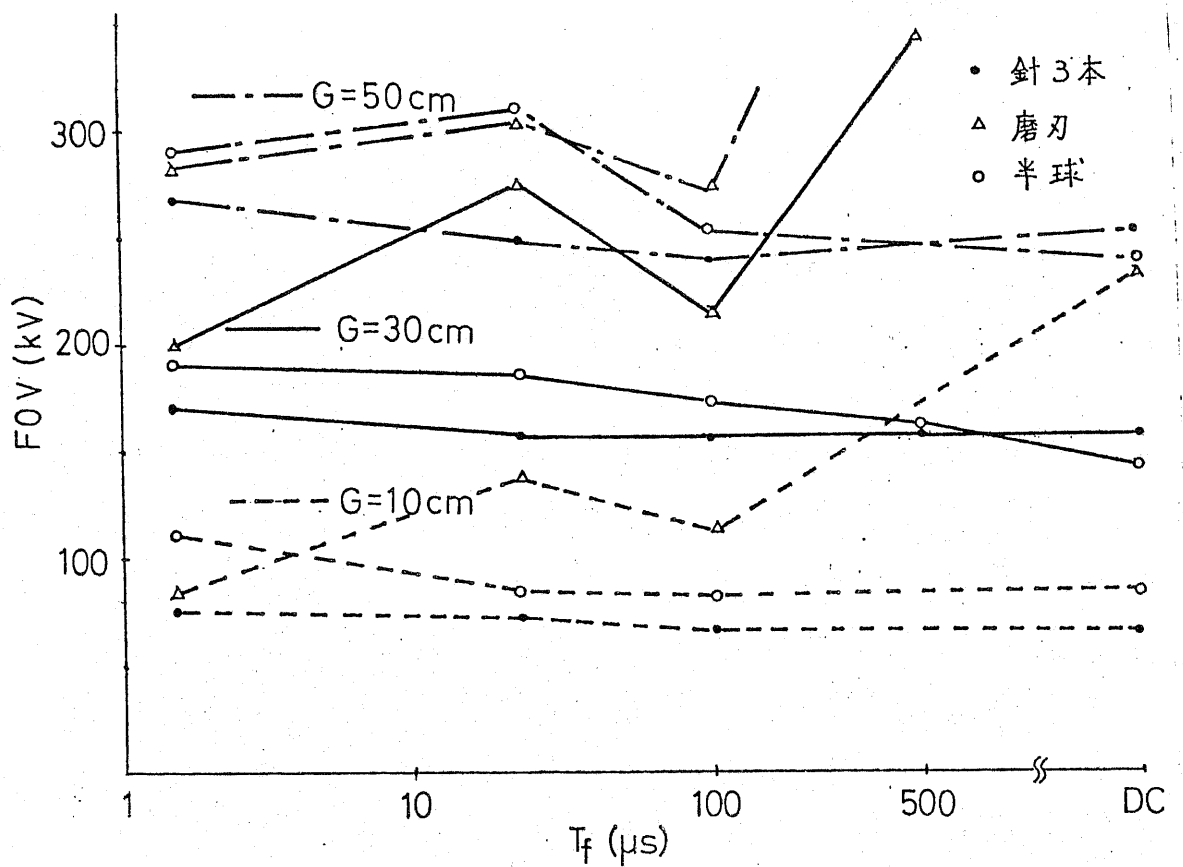
A5.1 実験方法

電極として使用したものは、図A5.1に示す円筒刃形電極、多針電極、半球棒電極である。電極材質は黄銅である。これらの電極と、直径1.5mの平板電極を組み合わせ、不平等電界を構成した。円筒刃形電極としては、刃先部分を鏡面仕上げした「磨刃」と略称するもの、及び400番の紙やすりで仕上げした「荒刃」と略称するものの2種を用いた。400番の紙やすりで仕上げたものは、0.06mm程度のきずが残っている。多針電極は円周上に針を並べ、針の本数が増すにつれ円筒刃形電極に形状が近づくようにしている。本文中では、針の本数に応じ「針3本」ないし「針54本」というように略記した。半球棒電極は、円筒刃形電極や多針電極と比較する意味でこれらの電極の外径と同じ大きさの直径をもっている。半球棒電極は「半球」と略記されている。

図A5.2に示すように、平板電極を上にし、各種形状をもつ電極を下、即ち大地側に配置した。大地側に配した電極と



(a) ギャップ長 30 cm



(b) 各種ギャップ長

図A5.3 印加電圧波頭長によるフラッシュオーバー電圧の変化

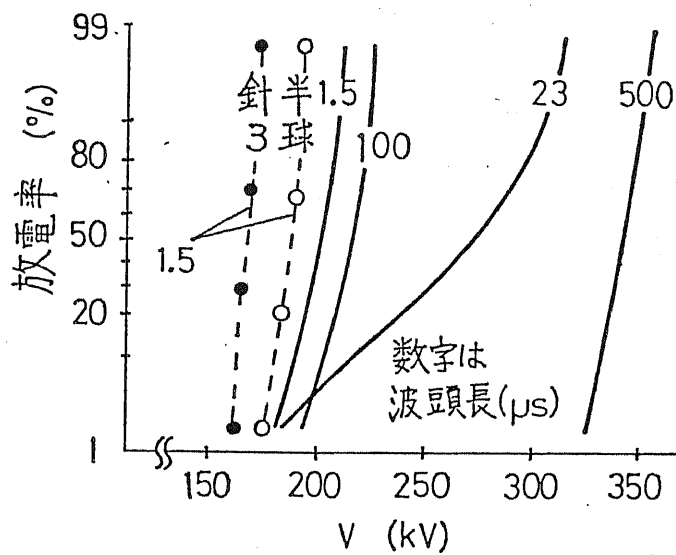
接地の間に、コンデンサなりし抵抗を設け放電電荷量や放電電流の測定を行なった。本研究の主な目的は、正極性コロナ放電に関するデータを得ることにあるので、平板電極に負極性電圧を印加し、各種形状をもつ電極の電位が相対的に正になるようにした。

A5.2 フラッシュオーバー電圧

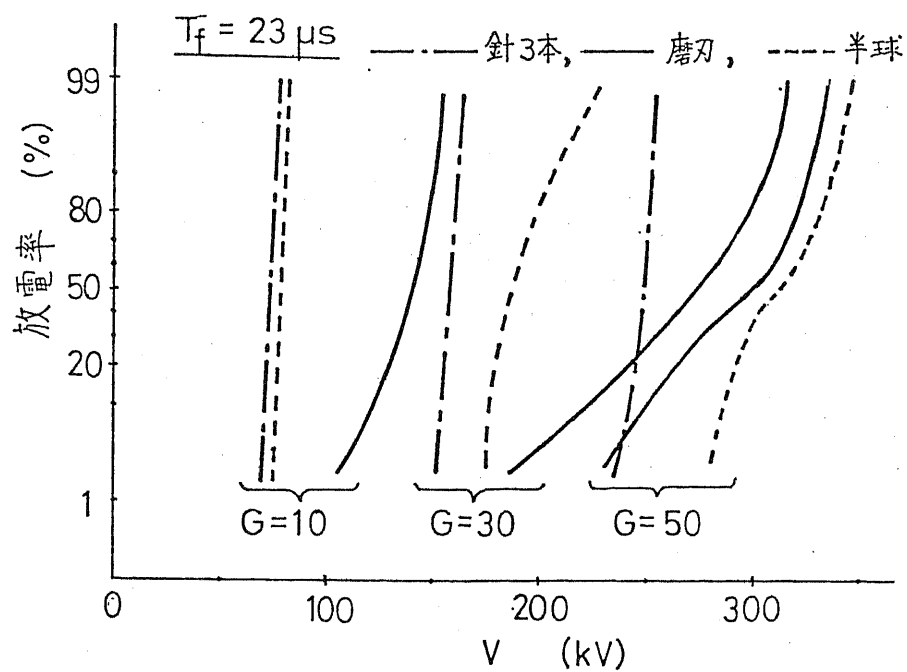
印加電圧波形の規約波頭長 T_f によるフラッシュオーバー電圧 FOV の変化を、図A5.3(a)及び図A5.3(b)に示す。図A5.3(a)はギャップ長 G が 30 cm の結果であり、図A5.3(b)は針3本、磨刃、半球につき3種類のギャップ長における結果を比較したものである。2つの図から見いだせる点を以下に列挙する。

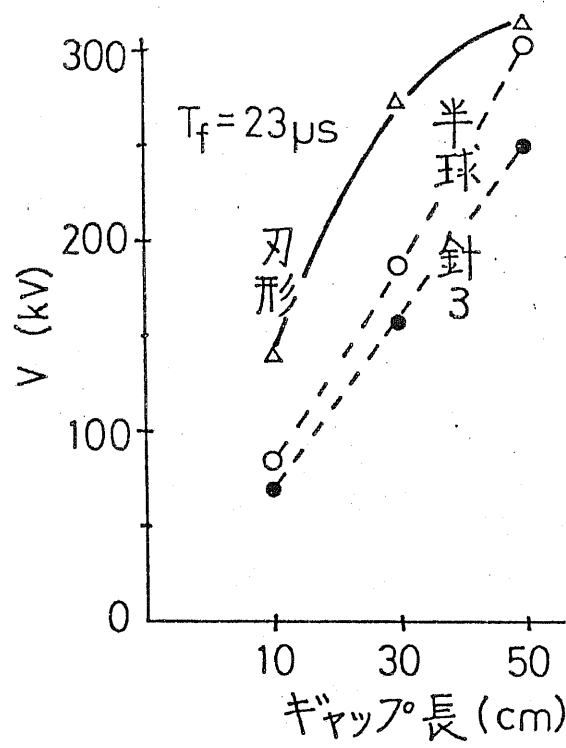
- ① $T_f = 1.5 \mu s$ では、電極間の差が小さい。
- ② 磨刃は、 $T_f = 500 \mu s$ 及び直流で FOV が非常に高くなる。
($G = 10 \text{ cm}$ の直流 FOV は、同一ギャップ長の 25 cm 中球ギャップの FOV に匹敵する。)
- ③ 荒刃と磨刃との間には、はっきりとした差が現われている。刃形電極では表面状態のわずかな差が、 FOV に大きく影響を及ぼしている。
- ④ 針3本は、 T_f に関して平坦な FOV の特性を有している。
- ⑤ 磨刃、荒刃の FOV は、 $T_f = 23 \mu s$ で極大値を示している。 $G = 50 \text{ cm}$ の半球も同様の傾向を示している。
- ⑥ 半球は、多くの場合、針3本より高い FOV を有している。結局、針3本の FOV がもっとも低くなっている。
- ⑦ 針54本の FOV は、針3本と荒刃の FOV のほぼ中間に位置している。

放電率曲線において差が見られたものをいくつか取り上げ



図A5.4 刃形の放電率曲線

図A5.5 波頭長 $23 \mu\text{s}$ の電圧を印加した時の放電率曲線



図A5.6 ギャップ長によるフラッシュオーバー電圧の変化
(波頭長 $23 \mu s$)

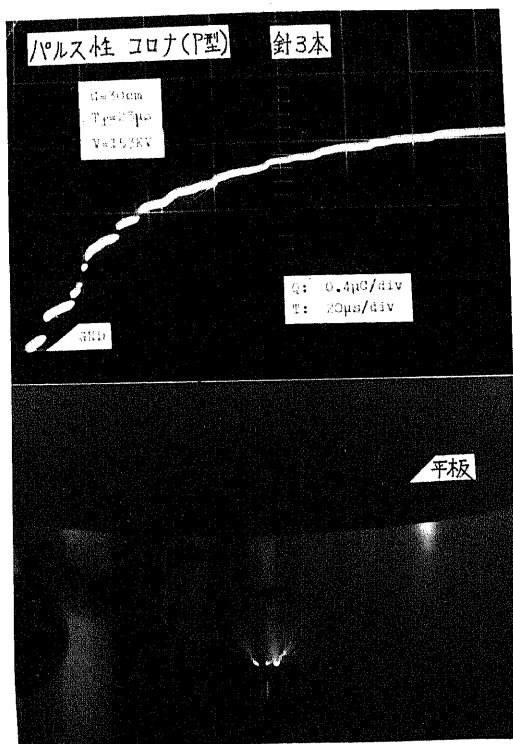
てみる。図A5.4 に示すのは、磨刃、ギャップ長30cmの例である。 $T_f = 23\mu s$ を除いて、急な勾配をもつ直線状の放電率曲線になっている。一方 $T_f = 23\mu s$ だけは、 $T_f = 1.5\mu s$ 、 $100\mu s$ に表われる低い電圧と、 $T_f = 500\mu s$ に表われる高い電圧をつなぐような形をした、勾配が非常にゆるやかな放電率曲線になっている。このように放電率曲線の勾配がゆるやかになる例は、 $T_f = 23\mu s$ において特有で、図A5.5 に見られる如く、磨刃(すべてのギャップ長)及びギャップ長50cmの半球に存在する。その他、荒刃においても観測された。以上に共通している点は、FOVが極大値をとる所で、放電率曲線が勾配がゆるやかになることである。つまり、 $T_f = 23\mu s$ でのFOVの上昇は、同時にFOVの分散の増加を伴っていると指摘できる。

ギャップ長によるFOVの変化を示したものが図A5.6 である。ここでは、代表例として $T_f = 23\mu s$ の場合を図示した。磨刃は図A5.6 からわかるように、ギャップ長に対し、FOVが飽和する特性をもっている。この傾向は、他の波頭長にも共通していえる。ただ、その飽和の程度は $T_f = 23\mu s$ 程大きくなり。その他の電極は、ギャップ長に対しほぼ直線的にFOVが増加している。

A5.3 コロナ放電形式とコロナ放電電荷量

コロナ放電時における、放電電荷量及び放電電流の時間変化を観測した結果、それはいくつかの特徴的な形式に分類できることがわかった。代表的な例を、コロナ放電の静止写真と共に図A5.7 に示す。

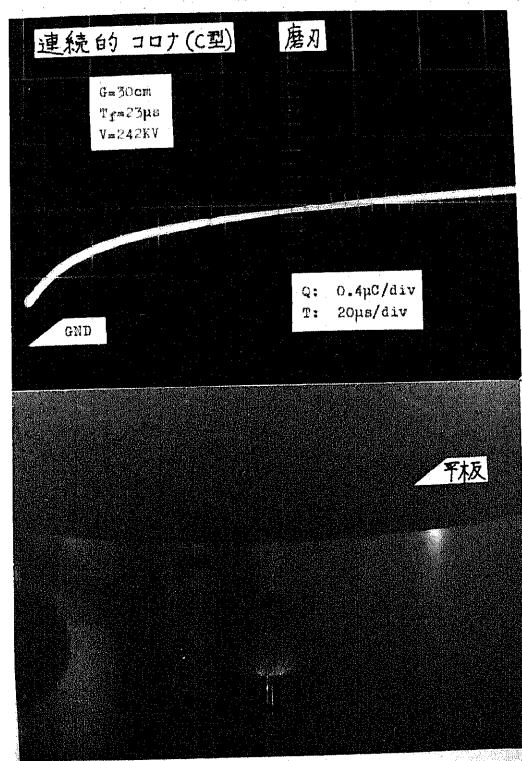
まず、針3本に代表されるコロナ放電形式が挙げられる。インパルス電圧を印加した時、パルス性放電が数多く発生するもので、ストリーマも比較的長く伸びている。(図A5.7(a))



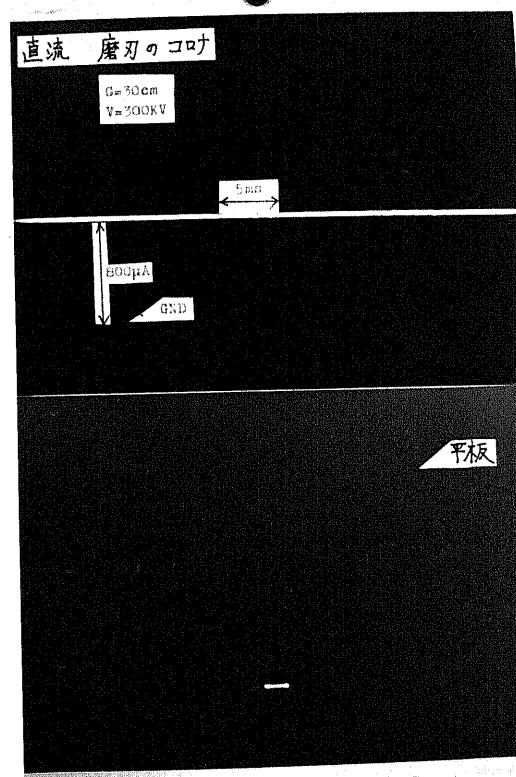
(a) インパルス電圧印加時、針3本



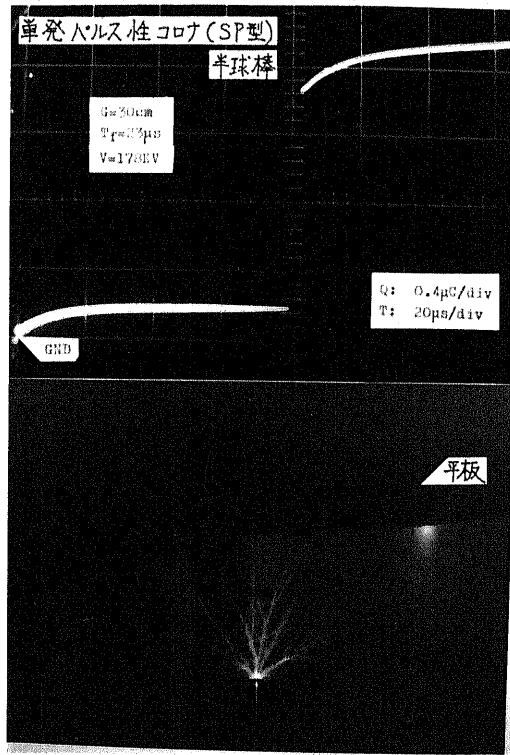
(a') 直流電圧印加時、針3本



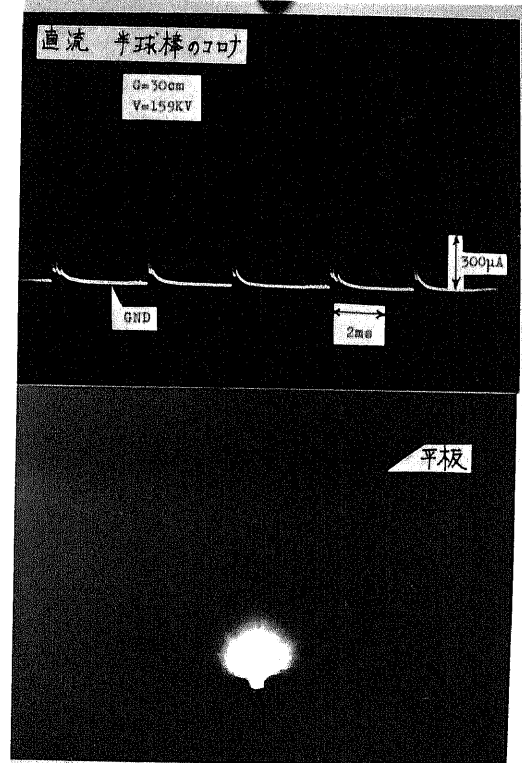
(b) インパルス電圧印加時、磨刃



(b') 直流電圧印加時、磨刃



(c) インパルス電圧印加時、半球棒



(c') 直流電圧印加時、半球棒

図A5.7 コロナ放電における放電電荷量及び放電電流の時間変化と、放電の発光形態

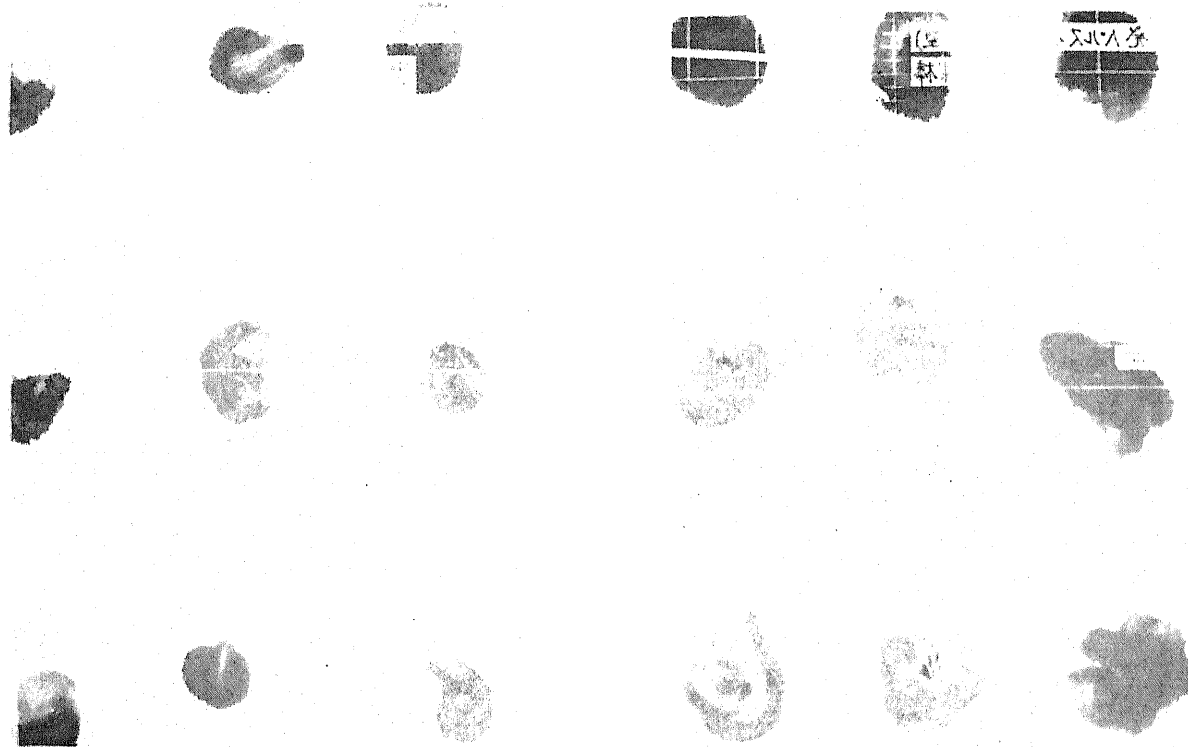


表 A5.1 コロナ放電形式の比較

インパルス電圧印加時の コロナ放電形式		直流電圧印加時の コロナ放電電流
多数のパルス性コロナ放電	↔	直流成分 + パルス成分
単一のパルス性コロナ放電	↔	パルス成分のみ
連続的なコロナ放電	↔	直流成分のみ

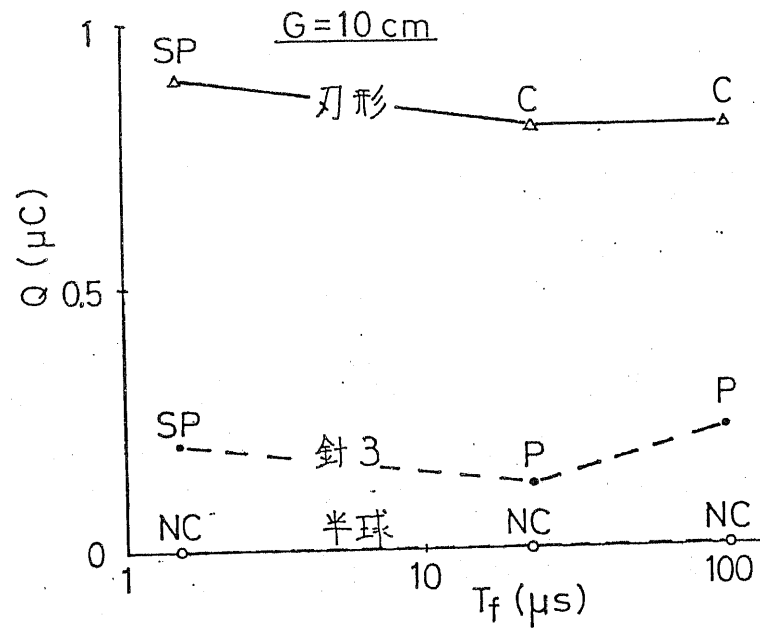
このような放電形式をパルス性コロナ(P型)と呼ぶことにする。直流電圧を印加すると、直流成分にパルス成分が重畳したような放電電流が観測される。また、この場合フラシコロナが1本の針からよく伸びていることがわかる。(図A5.7(a'))

次に磨刃で代表されるコロナ放電形式がある。インパルス電圧を印加すると、印加直後にパルス性放電があり、その後連続的な電荷の放出を伴うコロナ放電に移行している。コロナ放電の発光は、電極の縁周辺に見られる。このような放電形式を、連続的コロナ(C型)と呼ぶことにする。直流電圧が印加されると、直流成分だけの放電電流、即ちグロー放電が生じ、発光も電極の縁(刃先の部分)だけに限られている。(図A5.7(b)及び、図A5.7(b')参照)

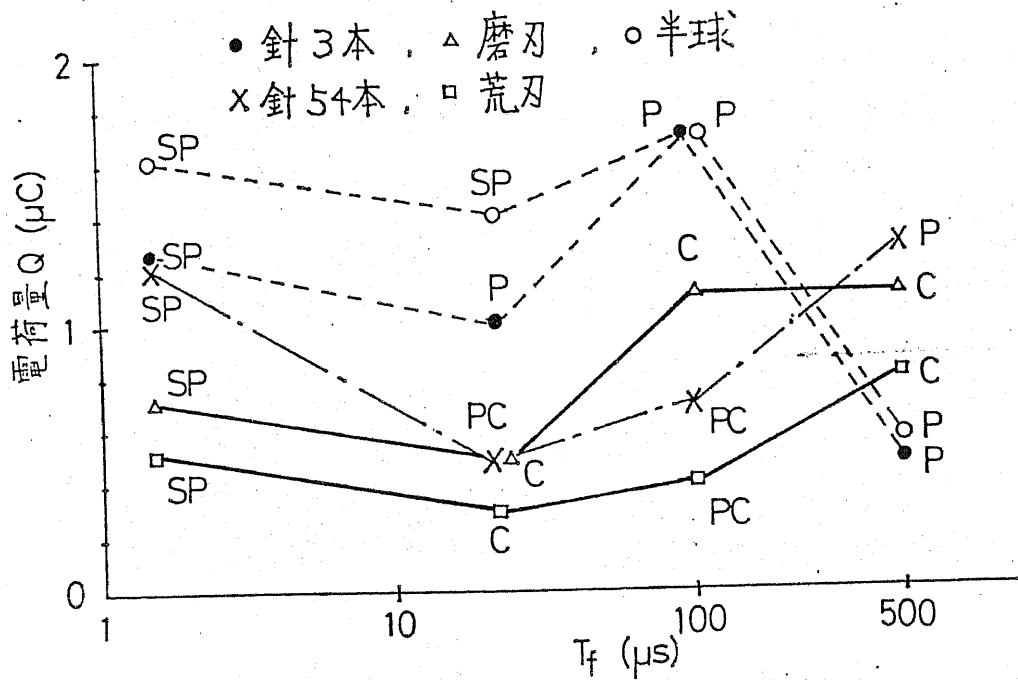
第3に半球に代表されるコロナ放電の形式がある。インパルス電圧を印加した時、大きな電荷量発生を伴うパルス性放電が1回だけ観測される。ストリーマの伸びは、他のコロナ形式に比べきわめて大きく、平板電極近くまで到達している。この放電を、単発パルス性コロナ(SP型)と呼ぶことにする。直流を印加した場合には、直流成分のなりパルス成分だけの放電電流が観測され、扇状の発光が見られる。(図A5.7(c)及び、図A5.7(c')参照)

今までの記述でわかるように、インパルス電圧を印加した時のコロナ放電形式と、直流電圧を印加した時の放電電流の変化との間には対応関係がある。それを表A5.1にまとめておく。

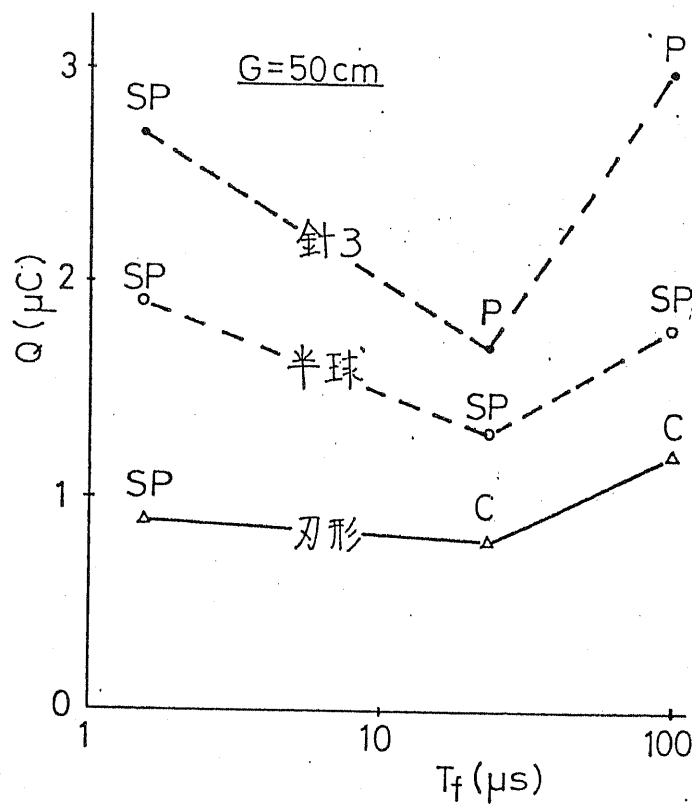
インパルス電圧印加時のコロナ放電形式は上記のもののほか、フラッシュオーバー以前にコロナ放電が一度も観測されない場合もあった。これを無コロナ型(NC型)と呼ぶことにする。



(a) キヤップ長 10cm



(b) キヤップ長 30cm

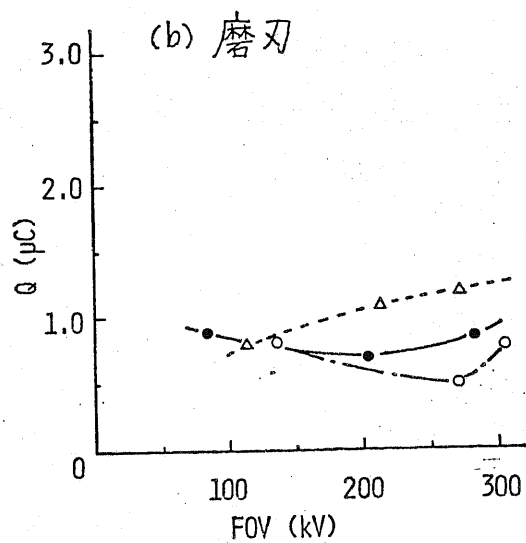
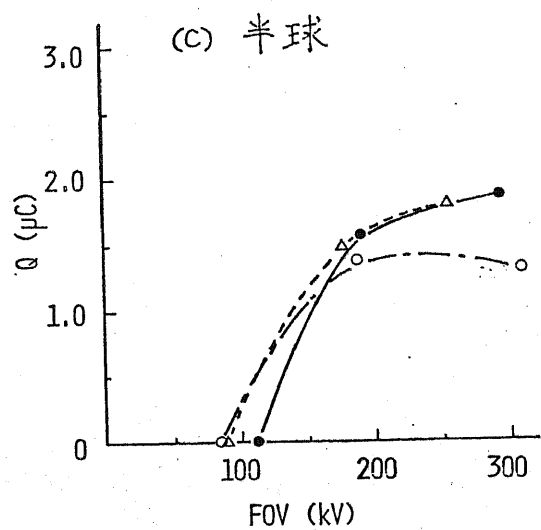
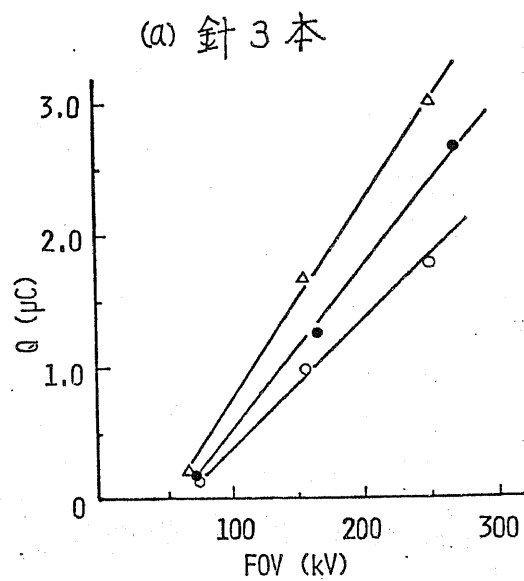


(c) ギャップ長 50 cm

図A5.8 インパルス電圧波頭長によるコロナ放電電荷量及び、コロナ放電形式の変化

(コロナ放電形式)

- P: パルス性コロナ, C: 連続コロナ,
- SP: 単発パルス性コロナ, NC: 無コロナ
- PC: P型, C型の混在



- $T_f = 1.5 \mu\text{s}$
- $T_f = 23 \mu\text{s}$
- △ $T_f = 100 \mu\text{s}$

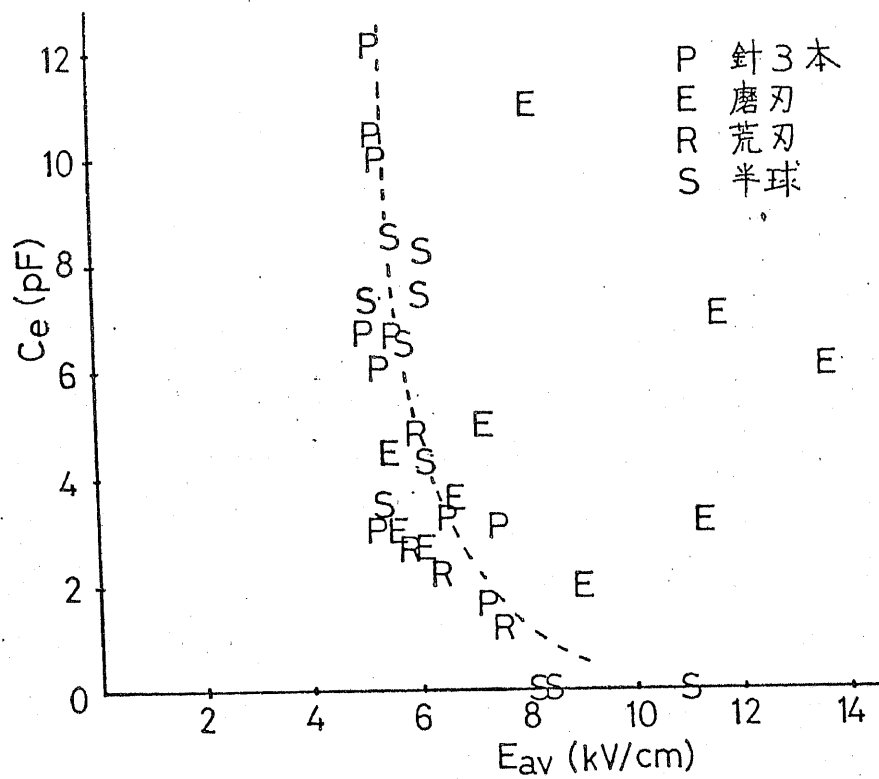
図A5.9 フラッシュオーバー電圧
とコロナ放電電荷量

また、パルス性コロナ(P型)と連続的コロナ(C型)が混在するものもあった。これをPC型と略記する。

以上のように分類されたコロナ放電形式と、コロナ放電電荷量 Q がインパルス電圧の波頭長でどう変化するかを示したものが図A5.8である。ここでいうコロナ放電電荷量は、50%フラッシュオーバー電圧近傍の電圧を印加した時の、非フラッシュオーバー時に観測される放電電荷量を意味する。フラッシュオーバーする場合も、非フラッシュオーバーとほぼ同じ放電電荷量の時間変化をし、ただ全路破壊に至る直前に電荷量が急増する。従って、上で定義したコロナ放電電荷量は、全路破壊直前までの放電電荷量と一致すると見てよい。図A5.8から明らかになる点を以下に列挙しておく。

- ① $G = 10 \text{ cm}$ を除いて、多くの場合パルス性コロナ(P型)の方が、連続コロナ(C型)に比べ放電電荷量が大きい。
- ② $T_f = 1.5 \mu\text{s}$ では電極によらず単一パルス性コロナ(SP型)である。
- ③ $T_f = 23 \mu\text{s}$ では放電電荷量が小さくなる。
- ④ P型系の方が、C型系に比べFOVが低い。

ギャップ長が増すにつれて、フラッシュオーバー電圧も上昇する。では、そのフラッシュオーバー電圧の上昇と共に、コロナ放電電荷量はどのように変化するのだろうか。それを示したものが図A5.9である。電極種類の差が、図A5.9(a)～(c)には、きり現われている。針3本はフラッシュオーバー電圧の上昇に比例して、コロナ放電電荷量も増加している。磨刃はフラッシュオーバー電圧が変化しても、ほぼ一定のコロナ放電電荷量を維持している。半球は、フラッシュオーバー電圧に対して飽和する特性を有している。



図A5.10 フラッシュオーバー時の平均電界 E_{av} と 等価容量 C_e

コロナ放電電荷量から印加電圧の影響を除くため、放電電荷量を印加電圧で割った等価容量 C_e (次元が容量の単位になるのでこう呼ぶことにする。) を考えてみる。また、印加電圧をギャップ長で除した平均電界 E_{av} を考え、これと等価容量 C_e の関係を図示すると、図A5.10になる。ただし、同図では印加電圧がフラッシュオーバー電圧に等しい場合だけが描かれている。つまり、フラッシュオーバー時の平均電界 E_{av} と等価容量 C_e の関係が図示されている。磨刃を除いて、 C_e がある程度大きくなると E_{av} は 5~6 kV/cm に固定され、 C_e に依存しなくなる。図A5.10 からわかる。また C_e が $0 pF$ に近づくと E_{av} が増加している。これらを言い換えると、磨刃を除く他の電極は、ある程度放電電荷量が出るようになれば、フラッシュオーバー時の平均電界は電極によらずほぼ等しくなり、その平均電界が増大するのは放電電荷量がきわめて小さい場合に限られている、ということになる。 $E_{av} = 5 \sim 6 kV/cm$ という値は、不平等電界中のフラッシュオーバー電圧を予測するのによく用いる値である。従って、磨刃のような特殊な例を除いて、 $C_e = 3 \sim 4 pF$ を越える電極は、不平等電界の典型的なものと考えてよいだろう。一方、磨刃の占める位置を図A5.10で見ると、 C_e が大きい所でも E_{av} が高くなっている。これから、磨刃は適当なコロナ放電電荷量がフラッシュオーバー電圧の上昇に必要なことがわかる。

謝 辞

本研究は、指導教官である本学教授、河野照哉先生の細部に渡る有益な御指導があって、はじめて出来たものであります。心から厚く、御礼申し上げます。

研究を進めるに当たり、本学助手、千葉政邦先生に御助力をいただきました。深く感謝致します。

研究室の先輩である、農工大助教授、高橋雄造先生、東洋大学助教授、加藤正平先生、本学生産技術研究所講師、藤田博之先生、以上の方々には、数多く有益な御助言をいただきました。心から謝意を表します。特に、藤田先生とは、公私に渡り、兄弟のようにお付き合いいただき、楽しい大学院生活を送ることができました。

研究室の大学院生の皆様方、秋田調氏（現在、電力中央研究所）、ウィチェン・ヤンチャワッタナポン氏（現在、タイ国に帰国）、松本聡氏、中西邦夫氏、には、実験を手伝っていただくなど、大変お世話になりました。心より感謝いたします。

共同実験者として、4名の卒論生の協力を得ました。松本隆宇氏（現在、河村研大学院生）、西山千里氏（現在、電源開発）、芝田克明氏（現在、通産省）、大槻博司氏、それぞれの方に、厚く感謝いたします。

ポッケルス素子の入手、装置の製作に当たっては、学内関係者、学外の製造会社の方々にも、親切な御支援を賜りました。

各種実験装置の工作に当たり、御指導、御助力をいただきました、電気工学科工作室、香取昌氏、渋谷武夫氏に、心から御礼を申し上げます。

ポッケルス素子の入手に際し、ZnS結晶では、本学教授、

青木昌治先生に、 LiNbO_3 結晶では、富士通研究所システム部長、山下午慶氏に、格別の御配慮をいただきました。深く感謝をいたします。

ポッケルス効果の理論及びその応用に関して、大変有益な討論をしていただきました、東電学園教授、大野豊先生、住友電気工業技師長、木原登喜夫氏、本学生産技術研究所技官、横山幸嗣氏、本学助手、村井徹氏、本学講師、菊地和朗先生、本学宇宙航空研究所講師、保立和夫先生の皆様方に、心より御礼を申し上げます。

ポッケルス素子への電荷付着の解析に当っては、親友でもある、鷺津正夫氏から数多くの助言をいただきました。心から、感謝をいたします。

以上の方々の絶大なる御支援に、少しでも恩返しをすべく、今後とも、一步一步着実に研究活動が続けて参りたいと思います。

著者の発表論文リスト

(1) 学位論文

- 卒業論文：ストリーマの進展における隔壁効果
東京大学 昭和51年3月
- 修士論文：特殊状況における不平等電界中の放電現象
東京大学 昭和53年3月

(2) 学会論文発表

- 日高、河野：正極性インパルス印加時における空間電荷と隔壁効果、
電気学会論文誌 A分冊、99巻、313頁 (昭和54年)
- 日高、河野：ホッケルス素子を用いたインパルス領域の電界測定法と
隔壁効果への応用、電気学会論文誌 A分冊、
100巻、401頁 (昭和55年)
- 日高、河野：絶縁紙隔壁を挿入したキャップにおけるフラッシュ-
電圧の理論計算、電気学会論文誌 A分冊、
100巻、12号、研究開発ノート 掲載予定

(3) 学会大会発表

- 加藤、河野、日高：誘電体形状の自動設計、
昭和51年電気学会全国大会 969
- 日高、河野：棒-平板キャップにおける隔壁効果(付着電荷
の定量的検討)、
昭和51年電気関係学会東海支部連合大会 20
- 日高、河野：磁界中の放電現象—大気圧、不平等電界中の
フラッシュ-電圧特性—、
昭和52年電気学会全国大会 117
- 松本、日高、千葉、河野：特殊電極におけるフラッシュ-電圧と
前駆放電々荷量、
同上 133

- 日高、松本、千葉、河野：特殊電極におけるフラッシュオーバー電圧と
前駆放電々荷量（その2），
昭和52年電気学会東京支部大会 23
- 日高、河野：棒-平板ギャップにおける隔壁効果（平板上の
電界及び光の測定），
昭和53年電気学会全国大会 73
- 日高、千葉、河野：ホッケルス素子を用いた空間電界の測定
（隔壁効果研究への応用例），
昭和54年電気学会全国大会 153
- 日高、芝田、福島、河野：ホッケルス素子を用いた空間電界の
測定（その2），
昭和55年電気学会全国大会 134
- 日高、大林規、河野：負極性インパルス電圧印加時の隔壁効果
（ホッケルス素子を用いた電界の測定）
昭和56年電気学会全国大会 投稿中

論文発表予定

- Hidaka, Kouno : A measuring method of electric field in
space charge by means of Pockels device

参考文献

全般的な参考書

- (1) 鳳、関口、河野 「電離気体論」 電気学会 (昭44)
- (2) 鳳、木原 「高電圧工学」 共立出版 (昭49)
- (3) 河野 「高電圧工学」 朝倉書店 (昭51)
- (4) 電気学会編 「絶縁試験法ハンドブック」 (昭46)
- (5) 電気学会編 「放電ハンドブック」 (昭49)
- (6) フォリンツ 「電界計算法」 増田、河野訳 朝倉書店 (昭49)
- (7) J.M.Meek, J.D.Craggs : "Electrical Breakdown of Gases", John Wiley & Sons ('78).

* * * * *

- (8) A.Yariv : 「光エレクトロニクス基礎」 多田、神谷訳 丸善 (昭49)
- (9) 結晶工学ハンドブック編集委員会編 : 「結晶工学ハンドブック」 共立出版 (昭46)
- (10) 応用物理学会光学懇話会編 : 「結晶光学」 森北出版 (昭50)
- (11) 小川 : 「結晶物理工学」 裳華房 (昭51)
- (12) 御所 : 静電探針の特性 電学誌 87-6 1179 (昭42)
- (13) 藤井他 : レーザによるPTの基礎実験, 昭44 電気四学会連合大会 1/33
- (14) 斎藤他 : レーザによる電力用電流電圧測定, 生産研究 28 262 (昭51)
- (15) 笹野 : 超高压送電線におけるレーザによる電流、電圧の測定法, 電学論 93-B 501 (昭48)
- (16) 大野 : 電気の正体が見えるパワーオプトロニクス, OHM 77.6 87 (昭54)
- (17) 斎藤 : レーザによる電力用電流電圧測定装置に関する基礎研究 東大生産技術研究所報告 28 1 (昭55)
- (18) 浜崎他 : 光応用電界センサ, 信学会技報 OQE80-4 (昭55)
- (19) 青木他 : ZnTe の一次電気光学効果 応用物理 37 616 (昭48)

- (20) E.D.Hamouda : Space-charge fields of point-plane discharges in air and nitrogen, Proc.IEE 117, 653 (1970)
- (21) R.T.Waters et al : Electric field and current density in the impulse corona discharge in a rod/plane gap, Proc. Roy. Soc. 304 A 187 (1968)
- (22) R.E.Hebner et al : Optical methods of electrical measurement at high voltage levels, Proc. of IEEE 65, 1524 (1977)
- (23) R.Malewski : Application of an optical method for high voltage measurements, Canadian communications & EHV conference, 110 (1972)
- (24) S.Crepaz & R.Manigrasso : High voltage measurements with Pockels cells, International high voltage symposium '75, 3.1-02, 199 (1975)
- (25) A.J.Rogers : Method for simultaneous measurement of current and voltage on high-voltage lines using optical technics, Proc.IEE, 123, 957 (1976)
- (26) A.J.Rogers : Optical methods for measurement of current and voltage at high voltage, Electr.Review, 201, 33 (1977)
- (27) J.E.Thomson : Investigation of surface flashover mechanisms, U.S. Department of Commerce, PB-297 193 (1979)
- (28) F.Pockels : " Lehrbuch der Kristalloptik", Leipzig, Teubner (1906)
- (29) I.P.Kaminow & E.H.Turner : Electrooptic light modulators, Proc. of the IEEE, 54, 1374 (1966)
- (30) S.Namba : Electro-optical effect of zinblende, J. of Opt. Soc. of America, 51, 76 (1961)
- (31) S.Masuda & M.Washizu : Ionic charging of a very high resistivity spherical particle, J. of Electrostatics, 6, 57 (1979)
- (32) Les Renardières Group : Research on long air gap discharges at Les Renardières, Electra No.35, 49 (1974)
- (33) 赤崎 他 : 長ギャップにおける放電進展の写真観測,
放電研究, NO.71 78 (昭43)
- (34) 河村 他 : 気中ギャップの空間電荷分布に関する研究
放電研究会資料 ED-79-60 (昭54)
- (35) 石橋 他 : 不平等電界における空気の交流火花破壊電圧におよぼす金属
隔壁の影響, 電学誌 82 1081 (昭37)
- (36) 鳳 他 : 衝撃電圧破壊に及ぼす隔壁の効果,
電学会 東京支部大会 14 (昭44)
- および 横山 : 衝撃絶縁破壊に及ぼす隔壁の影響,
東京大学卒業論文 (昭44)

- (37) 鳳 他 : 開閉インハルス破壊に及ぼす隔壁の効果,
電学会 全国大会 72 (昭49)
- および 福永 : 開閉インハルス破壊に及ぼす隔壁の効果,
東京大学 修士論文 (昭49)
- および 石丸 : インハルス放電における隔壁の効果,
東京大学 卒業論文 (昭49)
- (38) 奥村, 大石 : 複合誘電体の絶縁破壊に於ける隔壁効果,
絶縁材料研究会資料 EIM-75-31 (昭50)
- (39) 奥村, 大石 : 不平等電界における隔壁効果, 電学論 96-A 127 (昭51)
- (40) 日高, 河野 : 棒-平板ギャップにおける隔壁効果 (付着電荷の定量的検討),
昭51 電気関係学会東海支部連合大会 20
- および 日高 : ストリーマの進展における隔壁効果,
東京大学 卒業論文 (昭51)
- (41) 日高, 河野 : 棒-平板ギャップにおける隔壁効果 (平板上の電界及び光の測定),
昭53 電学会 全国大会 73
- (42) 奥村 他 : 針対平板ギャップに於ける隔壁上の電荷測定,
昭53 電学会 全国大会 74
- (43) 夏目 他 : 気中棒ギャップにおける絶縁ハリヤの効果,
昭53 電学会 全国大会 75
- (44) 高野 他 : 気中棒ギャップにおけるハリヤ効果とその放電形態の観察,
放電研究会資料 ED-78-35 (昭53)
- (45) 高木 他 : 気中ハリヤ絶縁の電圧推定法,
昭54 電学会 全国大会 114
- (46) 高木 他 : イメージコンバータカメラによるハリア絶縁の放電観察,
昭54 電学会 全国大会 115
- (47) 奥村 : 隔壁効果における破壊遅れ時間の測定,
昭54 電学会 全国大会 116
- (48) 日高 他 : ホッケルス素子を用いた空間電界の測定 (隔壁効果研究への応用) , 昭54 電学会 全国大会 153

- (49) 日高、河野：正極性インパルス電圧印加時における空間電荷と隔壁効果，
電学論 99-A 127 (昭54)
- およみ 日高：特殊状況における不平等電界中の放電現象，
東京大学 修士論文 (昭53)
- およみ 西山：ストリーマ進展に及ぼす隔壁効果，
東京大学 卒業論文 (昭53)
- (50) 曾我 他：気中ギャップにおけるハリア効果，昭54 電学会北海道支部会 115
- (51) 吉田 他：気中ハリア絶縁による耐圧向上の検討，電学論 100-B 57 (昭55)
- (52) 曾我 他：気中ギャップにおけるハリア効果(第2報)，昭55 電学会全国大会 127
- (53) 日高、河野：ホッケルス素子を用いたインパルス領域の電界測定法と
隔壁効果への応用，電学論 100-A 401 (昭55)
- (54) 日高、河野：絶縁紙隔壁を挿入したギャップにおけるフラッシュオーバー電圧
の理論計算，電学論 100-A 掲載予定 (昭55)
- (55) A.Roth : Hochspannungstechnik, Berlin, Julius, Springer (1927)
p.178
- (56) E.Marx : Der Durchschlag der Luft im unhomogenen elektrischen Felde
bei verschiedenen Spannungsarten, E.T.Z. A33, 1161 (1930)
- (57) H.Roser : Schirme zur Erhöhung der Durchschlagspannung in Luft,
E.T.Z. B17, 411 (1932)
- (58) H.Norinder & O.Salka : Screens in long discharge gaps, Arkiv für
Fysik, 6, 151 (1952)
- (59) N.N.Tikhodeev : Effect of incomplete barrier in electrical discharge;
new experiments and advances in theory, Soviet Physics
Technical Physics, 3, 358 (1958)
- (60) H.E.Romde & H.Boecker : Voltage-current characteristics during propagation
of a surge breakdown of a point-to-plate gap with insulating
barrier, IEEE 71 TP-616-PWR, 271 (1971)
- (61) A.Sévingny et al : Floating barrier influence upon point-to-plane
breakdown, IEE Conference Publication No.188, 438 (1976)
- (62) M.Awad & H.Böhme : Durchschlagspannung inhomogener Funkenstrecken
mit verschmutzten Barrieren, Electric 31, 35 (1977)
- (63) reference (7), page 484
- (64) T.Kouno : Breakdown of composite dielectrics, IEEE EI-15, 259 (1980)
- (65) 堀井：空間電荷注入により電極上へ静電誘電される電荷，
昭57 電気学会全国大会 102

- (66) A. Pedersen : Calculation of spark breakdown or corona starting voltages in nonuniform fields, IEEE PAS-86, 200 (1967)
- (67) M.A. Harison & R. Geballe : Simultaneous measurement of ionization and attachment coefficients, Phys. Review 91, 1 (1953)
- (68) 千葉 他 : 大気中負極性沿面放電の光学的観測,
放電研究会資料 ED-76-39 (昭51)
- (69) 大賀 : 負極性衝撃電圧による沿面放電の性質,
放電研究会資料 ED-72-18 (昭47)
- (70) H.A. Blevin & S.C. Haydon : The townsent ionization coefficients in crossed electric and magnetic fields, Aust. J. Phys. 11, 18 (1958)
- (71) J.C. Paul : Conduction in liquid dielectric in presence of electric and magnetic field, International High Voltage Symposium '75, 4.1-07, 608 (1975)
- (72) 本多 : 刃形電極の交流火花特性, 理研彙集 7 543 (昭3)
- (73) 石黒 : 小突起を有する火花間隙に対する紫外線照射効果,
電学会論文集 3 353 (昭17)
- (74) 藤田 : 直流無ハルス性正針コロナ場の簡便電界計算法,
電学論 100-A 323 (昭55)