

## レーザドップラ法による水中放電における気泡発生 の研究

その他（別言語等） のタイトル	A Study of Bubble Generation on Underwater Discharge by Laser Doppler Method
著者	中尾 好隆, 竹島 徳幸, 松尾 正孝, 服部 耐吉
雑誌名	室蘭工業大学研究報告. 理工編
巻	9
号	2
ページ	399-413
発行年	1977-12-10
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10258/3660">http://hdl.handle.net/10258/3660</a>

# レーザドップラ法による水中放電における気泡発生の研究

中尾好隆・竹島徳幸\*・松尾正孝・服部耐吉

## A Study of Bubble Generation on Underwater Discharge by Laser Doppler Method

Yoshitaka Nakao, Noriyuki Takeshima,  
Masataka Matsuo and Taikichi Hattori

### Abstract

The bubble generation is one of the important events in the study of underwater discharge. In this report, it is described that a laser Doppler system is capable of measuring bubble velocities under impulse voltage application.

The principle of the laser Doppler method is based on the frequency shift of a laser beam occurred when it is scattered from a moving particle. Although such a technique has been used with success to measure the velocities of stream under aerodynamic or hydrodynamic conditions, the application of this technique to underwater discharge is more difficult owing to a number of factors and it is necessary to develop another method. By using this laser Doppler system, the bubble velocity and the beat inception time are measured in water under several electrical conditions. The effects of concentration of the solution, polarity, peak value and tail time of the impulse voltage on the bubble velocity and the beat inception time are discussed.

### 1. ま え が き

水中ギャップにインパルス電圧を印加する場合の放電現象については液体誘電体の絶縁破壊現象の一環として、あるいは放電成形などの工学的応用面から数多くの研究が行なわれてきた。しかしながらこの放電現象は非常に複雑でなお不明の点も多い。水中針対平板ギャップに全路破壊にいたらないインパルス電圧を印加すると微小気泡（以下、気泡と略記する）が発生する。電解質溶液の絶縁破壊機構を考える上でこの気泡の発生機構を解明することは極めて重要であると思われる<sup>(1)(2)</sup>。一般に液体の絶縁破壊現象の光学的研究方法としてはシュリーレン法、泡箱、カー効果などを利用することが多いようであるが、ここではレーザドップラ法を使用して気泡の発生進展状態を研究する。

レーザドップラ法、つまり光領域でのドップラ偏移周波数の検出は1964年のY. Yeh, H. Z. Cumminsに始まる<sup>(3)</sup>。従来の流速測定は染料の投入により行なわれてきたが、0.05 cm/sec程度以下の速度では染料分子の拡散のため測定が不正確となる。そこで彼らはこれ以下の流速を

---

\* 東京芝浦電気株式会社

測定する方法としてレーザドップラ法があることを述べ、実際に 0.007 cm/sec 程度までの速度測定に成功した。レーザドップラ法の持つ有利な特性としては次の事項があげられる。

- (1)レーザ光を使用した無接触測定であるため、被測定物に与えるじょう乱が少ない。
- (2)mm/sec から超音速領域まで測定が可能で、速度測定範囲が広い。
- (3)直線性が良く校正する必要がない。
- (4)光学系を適当に選ぶことにより、高い空間分散能が得られる。
- (5)時間応答性が高く、瞬時速度を測定できる。
- (6)直交 2 方向あるいは 3 方向の同時測定が可能である。
- (7)流体内に速度が異なる粒子が含まれるような 2 相流の検出が可能である。

以上のような特性を生かし、レーザドップラ法は液体や気体の流速測定にめざましい成果をあげてきた。しかし気泡の速度測定への応用はいくつかの要因により困難性が増す。たとえば気泡は本実験の場合針先端近傍で 10 m/sec 程度の速度を持ち、空間的にも時間的にも急激に速度が変化してゆく。またそれぞれの気泡は異なった速度成分を持つと考えられる。しかも速度測定に必要な散乱粒子は気泡自身であるため、散乱粒子の濃度を適正にすることができない。さらに測定器の周波数範囲も考慮すれば、通常のレーザドップラ法光学系および信号処理系は使用不可能で、この目的に合致した光学系および信号処理系を構成することが必要となった。

本報告は気泡の速度測定を行なうために最適なレーザドップラ法光学系および信号処理系を構成し、これを使用して気泡の発生進展状態を種々の電氣的条件下で実験的に研究したもので、合わせてレーザドップラ法の基礎的理論についても報告する。

## 2. レーザドップラ法の理論

### 2. 1 ドップラ効果

移動する粒子による散乱光の周波数が、入射光のそれから偏移する現象がドップラ効果である。このドップラシフトをヘテロダイン法によって検出し、それを速度測定に応用したものがレーザドップラ法である。したがってレーザドップラ法の取り扱いでは、まず移動粒子による光散乱の過程を調べることが必要となる。このような散乱過程は均質媒質内を伝播する電磁波に対してガリレイ変換を 2 回施すことで記述できることを L. Lading が示している<sup>(4)</sup>。レーザ光の電場ベクトルは波動関数の一般形で表わすと(1)式で与えられる。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (1)$$

ここで  $\mathbf{E}_0$  は電場の最大振幅、 $\mathbf{k}$  は波数ベクトル、 $\mathbf{r}$  は位置ベクトル、 $\omega$  は角周波数、 $t$  は時間である。Fig. 1 に示すように時刻  $t=0$  に光源 S より見て  $\mathbf{r}_1'$ 、観測点 Q まで  $\mathbf{r}_2'$  の位置にある速度  $U$  で移動する粒子は、時刻  $t=t$  には S および Q からそれぞれ  $\mathbf{r}_1$ 、 $\mathbf{r}_2$  の位置に移動する。したが

$$(2)$$

って次の各式が得られる。

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}'_1 + \mathbf{U}t \tag{2}$$

$$\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}'_2 - \mathbf{U}t \tag{3}$$

(2)式を(1)式に代入すると(4)式が得られる。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j\{\mathbf{k}_i \cdot (\mathbf{r}'_1 + \mathbf{U}t) - \omega t\}} \tag{4}$$

ここで  $\mathbf{k}_i$  は入射光の波数ベクトルである。粒子の位置においては  $\mathbf{r}'_1 = 0$  であるから、入射ビームの電場ベクトルは(5)式で与えられる。

$$\mathbf{E}_p = \mathbf{E}_0 e^{j(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{U}t - \omega t)} \tag{5}$$

したがって粒子に記録された角周波数  $\omega_p$  は(6)式で示される。

$$\omega_p = \omega - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{U} \tag{6}$$

次に波数ベクトル  $\mathbf{k}_s$  で与えられる散乱光を考える。(3)式を(1)式に代入して同様に計算を進めると、散乱光の角周波数  $\omega_s$  は(7)式で示される。

$$\omega_s = \omega_p + \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{U} \tag{7}$$

(6)式を(7)式に代入するとドップラ公式が得られる。

$$\omega_s = \omega + (\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{U} \tag{8}$$

右辺第2項  $(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{U}$  がドップラシフトである。

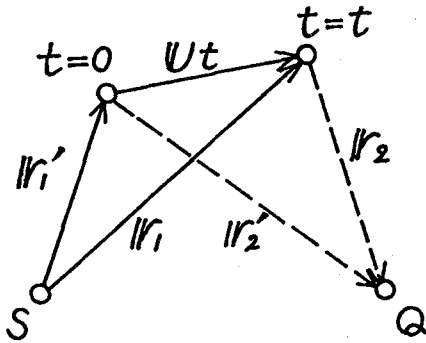


Fig. 1 A beam being scattered by a particle

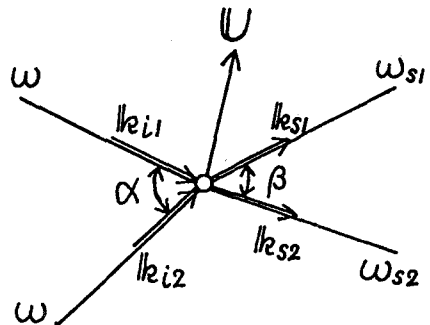


Fig. 2 Two beams being scattered by a particle

次に1個の粒子によって散乱される2本のレーザビームを考える。Fig. 2で  $\mathbf{U}$  は粒子の速度ベクトル、 $\omega$  はレーザ光の角周波数、 $\omega_{s1}$ 、 $\omega_{s2}$  は散乱光の角周波数、 $\mathbf{k}_{i1}$ 、 $\mathbf{k}_{i2}$  は入射光の波数ベクトル、 $\mathbf{k}_{s1}$ 、 $\mathbf{k}_{s2}$  は散乱光の波数ベクトル、 $\alpha$ 、 $\beta$  はそれぞれ2本の入射光、2本の散乱光のなす角である。(8)式から2本の入射光が1個の移動する粒子によって散乱される場合の散乱光の

角周波数はそれぞれ次の各式で与えられる。

$$\omega_{s1} = \omega + (\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{i1}) \cdot \mathbf{U} \tag{9}$$

$$\omega_{s2} = \omega + (\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k}_{i2}) \cdot \mathbf{U} \tag{10}$$

光ヘテロダイン法によってドップラシフトを検出するので両者の差を求めると

$$\begin{aligned} \Delta\omega &= \omega_{s1} - \omega_{s2} \\ &= \{(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2}) - (\mathbf{k}_{i1} - \mathbf{k}_{i2})\} \cdot \mathbf{U} \end{aligned} \tag{11}$$

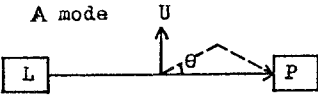
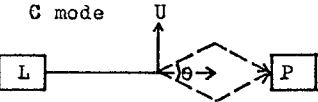
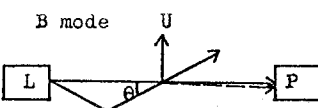
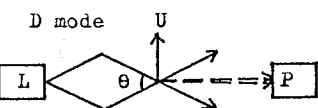
となる。

### 2. 2 レーザドップラ法の分類

レーザドップラ法は1964年 Y. Yeh と H. Z. Cummins によって最初に実験が行なわれて以来多くの研究者によって実験的にまた理論的に研究されてきた。この間多くの光学系が提案されている。近年数人の研究者によってレーザドップラ法光学系の分類が行なわれているが<sup>(6)</sup>~<sup>(7)</sup>どの場合も明確な定義は行なわれていないようである。

レーザドップラ法光学系を分類する上で、本質的な因子は2つ考えられる。第1の因子はシ

Table 1 Classification of laser Doppler method

Optical mixing Incident beam	Scattered beam and reference beam $k_{s1} = k_{i1}$ exclusive or $k_{s2} = k_{i2}$	Scattered beam and another scattered beam $k_{s1} \neq k_{i1}$ and $k_{s2} \neq k_{i2}$
Single $k_{i1} = k_{i2}$ and $k_{s1} \neq k_{s2}$	A mode 	G mode 
Dual $k_{i1} \neq k_{i2}$ and $k_{s1} = k_{s2}$	B mode 	D mode 

- L : Laser
- P : Photo detector
- U : Particle velocity
- $\theta$  : Angle between the beams
- > : Incident beam (Reference beam)
- - - - -> : Scattered beam

シングルビーム入射か、あるいはデュアルビーム入射かという入射光の数である。第2の因子は散乱光（ドップラシフトを受けている光）と参照光（ドップラシフトを受けていない光）の光混合か、あるいは散乱光と他の散乱光（前者とは別のドップラシフトを受けている光）の光混合かという光混合の方法である。**Table 1**はこの分類法に従ってレーザドップラ法光学系を4種の配置に分類したもので、合わせて分類条件を波数ベクトルで表現している。A型、B型は共に参照光を使用するので通常同じ名称が与えられ、参照光型 (Local-oscillator heterodyne arrangement, Reference beam mode) と呼ばれる。C型は対称型 (Symmetric heterodyne arrangement) と呼ばれる。D型は差動型 (Differential heterodyne arrangement, Fringe mode) と呼ばれ、他の型よりもすぐれているという結論が理論的にまた実験的に確かめられている<sup>(4)</sup>  
(6)(8)。

### 2. 3 ドップラ周波数と粒子速度の関係

さらにデュアルビーム入射の場合について計算を進める (**Fig. 3**)。この場合には  $\mathbf{k}_{i1} \neq \mathbf{k}_{i2}$  and  $\mathbf{k}_{s1} = \mathbf{k}_{s2}$  になる条件があるので、 $\mathbf{K} = \mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2}$  とすると(1)式は(12)式となる。

$$\Delta\omega = \mathbf{K} \cdot \mathbf{U} \tag{12}$$

粒子速度は光速よりも非常に小さいので  $k_{s1} \cong k_{s2} \cong k$  であり ( $k$  はレーザ光の波数ベクトルの絶対値)、また **Fig. 3** から  $K = 2k \sin(\theta/2)$  となるので(13)式が得られる。

$$\Delta\omega = 2k \sin \frac{\theta}{2} \cdot U \cos \varphi \tag{13}$$

ここで  $\varphi$  は  $K$  と  $U$  のなす角であるが、通常のレーザドップラ法光学系では  $\varphi = 0$  となるように配置する。

$$\Delta\omega = 2k \sin \frac{\theta}{2} \cdot U \tag{14}$$

(14)式は媒質の屈折率  $n$ 、真空中のレーザ光の波長  $\lambda_0$ 、ビーム交差角  $\theta$ 、粒子速度  $U$  で表わすことができる。ドップラ周波数を  $f_D$  とすると

$$f_D = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{2nU}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2} \tag{15}$$

となる。

シングルビーム入射の場合にも  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2}$  として同様に計算を進めると、最終結果は(15)式で与えられる。

### 2. 4 干渉縞の解析

コヒーレントなレーザビームが交差する焦点領域には干渉縞が形成される。M. J. Rudd が示唆したように、この干渉縞から(15)式を求めることもできる<sup>(5)</sup>。

**Fig. 4** から(16)式が得られる。

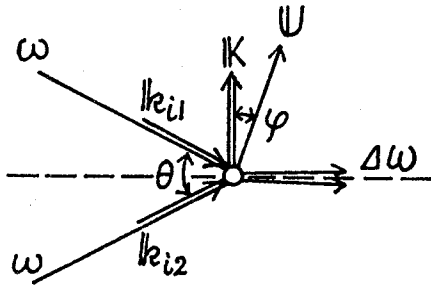


Fig. 3 Geometry of dual incident beam arrangement

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{\lambda/2}{b}$$

ここで $\theta$ はビーム交差角,  $\lambda$ はレーザ光の波長,  $b$ は干渉縞の間隔である。ドップラ周波数はこの干渉縞が粒子によって横切られる割合に対応するので, 粒子が速度  $U$  で干渉縞に対して垂直に移動する場合のドップラ周波数  $f_D$  は(17)式で与えられる。

$$f_D = \frac{U}{b} = \frac{2nU}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2} \quad (17)$$

(17)式は(15)式と同じものである。粒子速度  $U$  は(18)式で示される。

$$U = \frac{f_D \lambda_0}{2n \sin \frac{\theta}{2}} \quad (18)$$

### 3. 実験装置

レーザドップラ法光学系および信号処理系を Fig. 5 に示す。He-Ne ガスレーザ (18 mW, TEM<sub>00</sub> モード) から出たレーザ光はレンズ  $L_1$  によって集光される。その焦点にピンホール P を置く。P を通過したレーザ光は逆に拡がり, レンズ  $L_2$  によって水槽中で再び集光される。 $L_2$  の前方にはダブルピンホール DP があるので, 2 本のレーザビームが水槽中で焦点を結ぶと同時に自動的に交差することになる。この光学系は差動型であるため, 2 本の直接透過光はアパーチャ A で遮ぎられ, これらの間の散乱光のみがフォトマルに入射する。フィルタ F はノイズとして作用するコロナ光を減衰させるために設置する。フォトマル出力に含まれるビート信号をバンドパスフィルタで選択し, DC アンプで増幅して, シンクロスコープで測定する。この光学系のビーム交差角は約  $0.6^\circ$  で, 非常に小さな値を採用している。焦点領域の大きさは約 0.3 mm で, ここに形成される干渉縞の間隔は約 0.06 mm である。このシステムを使用することにより数 10 m/sec 程度までの速度を測定できる。なお気泡速度測定に先立ちモータに取り付け

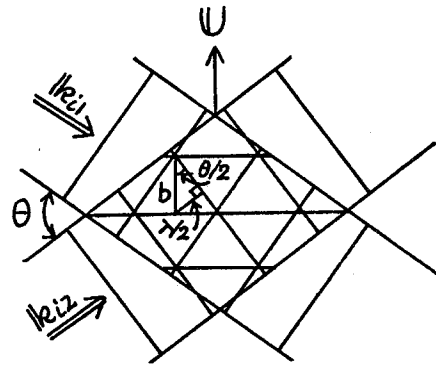


Fig. 4 Interference fringe for two intersecting beams

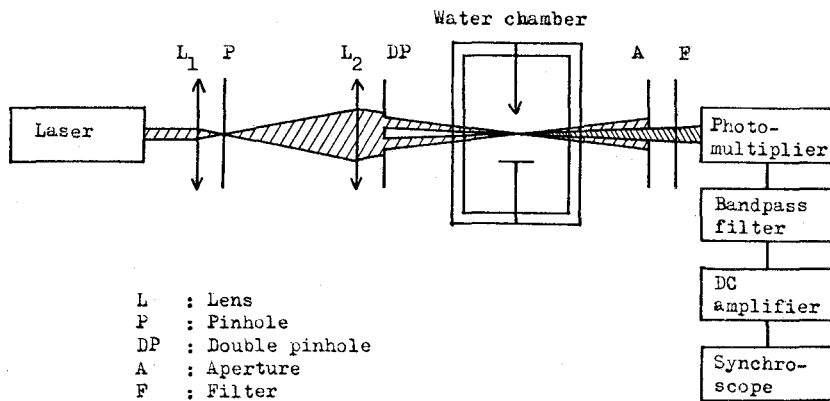


Fig. 5 Optical and analyzing system of laser Doppler method

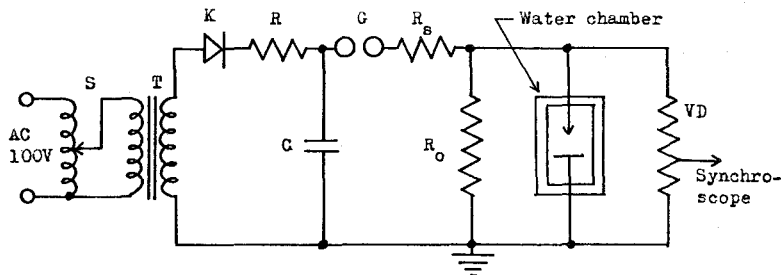


Fig. 6 Experimental circuit

たファンの速度をレーザドップラ法および回転数から求める方法により測定したところ、両測定法から求めた速度はかなり良く一致し、構成したレーザドップラ法光学系および信号処理系で速度を測定することができることが確かめられた。

インパルス電圧発生回路を Fig. 6 に示す。水槽は幅 140 mm、奥行き 100 mm、深さ 100 mm のアクリル製容器で、光の透過面はオプティカルパラレルを使用している。針電極は市販のきぬ針 13 号を用い、針先端が絶縁物より 1.5 mm 程度出るように設置した。平板電極は直径 50 mm のロゴスキー型ステンレス電極を用いた。

#### 4. 実験結果

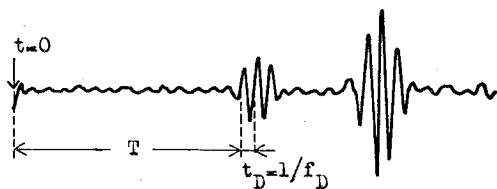
水中針対平板ギャップにインパルス電圧を印加すると、ギャップ間に微小気泡が発生する。この気泡の発生進展状態をレーザドップラ法を使用して種々の条件下で測定した。

##### 4. 1 記号および用語の定義

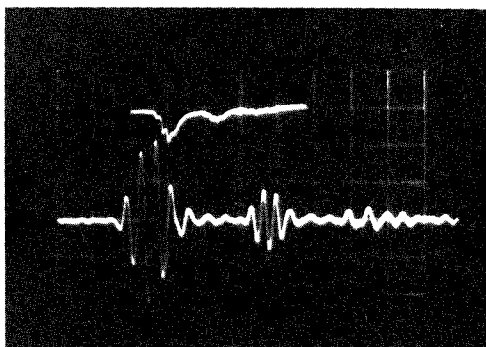
(1)U 気泡速度 (m/sec) ヒート信号の周期  $t_D$  からドップラ周波数  $f_D$  を求め (Fig. 7), これを(9)式に代入して計算した速度をいう。

$$U = \frac{f_D \lambda_0}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \quad (19)$$





(a) Schematic pattern of the beat signal



(b) Oscillogram of the beat signal

Fig. 7 Typical beat signal

Upper : Photomultiplier output 0.5msec/div, 2V/div  
 Lower : Filtered output 0.2msec/div, 0.2V/div  
 Delay time 1msec, Filter 9kHz HP 200kHz LP, DC Amp. 0.2V/full

ここで  $\lambda_0$  は真空中におけるレーザ光の波長,  $\alpha$  は空気中におけるビーム交差角である。なお水中において速度を測定する場合にはレーザビームの屈折が生じ, (18) 式をそのまま使用するわけにはいかない。水槽をレーザドップラ法光学系の光軸に垂直に置いた場合について解析すると (19) 式が得られる。

- (2)  $T$  ビート開始時間 ( $\mu\text{sec}$ ,  $\text{msec}$ ) インパルス電圧印加後, 最初のビート信号が現われるまでの時間をいう (Fig. 7)。  $U$  と  $T$  の関係を明らかにするために, 実際には電圧印加の時間から  $t_D$  を読み取る時間までの時間間隔を  $T$  としている。最も早いビート開始時間とは,  $L$  を変えて  $T$  を測定しその中で最も時間が短い  $T$  をいう。
- (3)  $L$  針先端から焦点領域までの距離 (mm) 針先端と焦点領域 (速度の測定点) を三次元的に一致させた後, 針を光軸と垂直方向にそして両者を離す向きに水平移動した距離をいう。
- (4)  $N$  溶液の濃度 (N)
- (5)  $V$  インパルス電圧の波高値 (kV) なお正極性にインパルス電圧を  $V_+$ , 負極性インパルス電圧を  $V_-$  で示す。
- (6)  $T_t$  インパルス電圧の波尾長 ( $\mu\text{sec}$ )
- (7)  $g$  ギャップ長 (mm)

なおデータは次のようにして取った。  $T$  の早い気泡にハイパスフィルタを合わせ, 同一条件で 10 枚以上のオシログラムを撮影した。各オシログラムから  $T$  と  $t_D$  を読み取り,  $T$  の早いものから 4 組を選択して最終的なデータとしてまとめた。  $U$  および  $T$  は平均値を求めてグラフにプロットした。

#### 4. 2 濃度の影響

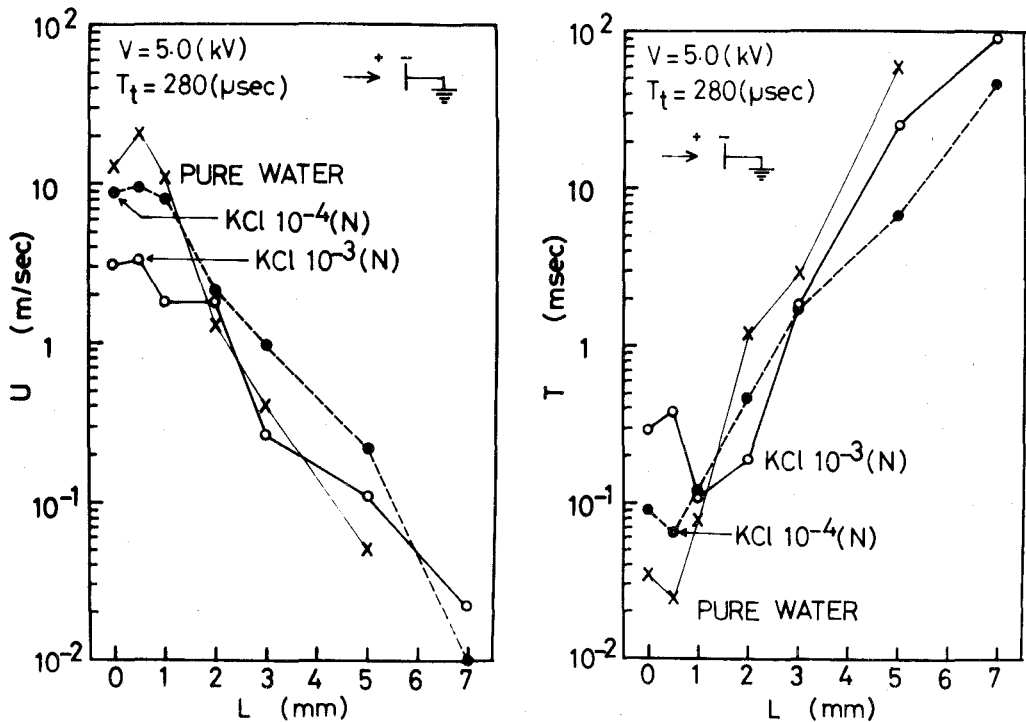
Fig. 8 は  $V_+ = 5.0 \text{ kV}$ ,  $T_t = 280 \mu\text{sec}$  のインパルス電圧を水中針対平板ギャップ ( $g = 10 \text{ mm}$ ) に印加して,  $N$  を①  $\text{KCl } 10^{-3}$  規定 (N) 溶液②  $\text{KCl } 10^{-4}$  規定溶液③イオン交換水 (Pure

water) と変えた場合の U-L 特性および T-L 特性である。この電気的条件下ではいずれの N の場合でもコロナが発生しており、N が濃いほどコロナの光強度および進展長が大きいことを肉眼で確認した。また気泡の発生量も同様に N が濃いほど多い傾向が認められる。

Fig. 8 から、針先端近傍の U は  $\text{KCl } 10^{-3}\text{N}$  が 3 m/sec,  $\text{KCl } 10^{-4}\text{N}$  が 9 m/sec, イオン交換水が 20 m/sec 程度であり、N が濃いほど U が小さいことがわかる。また最も早い T は  $\text{KCl } 10^{-3}\text{N}$  が  $110 \mu\text{sec}$ ,  $\text{KCl } 10^{-4}\text{N}$  が  $60 \mu\text{sec}$ , イオン交換水が  $20 \mu\text{sec}$  程度であり、N が濃いほど T が遅くなっている。しかし L が 1 ~ 3 mm の範囲では N が濃いほど T が早く、シュリレン法による実験結果<sup>(1)</sup>と定性的に一致した。なお針先端近傍に U および T が逆転するあるいはほぼ一定となる領域が存在する。この領域は  $\text{KCl } 10^{-3}\text{N}$  で L が 0 ~ 2 mm,  $\text{KCl } 10^{-4}\text{N}$  で 0 ~ 1 mm, イオン交換水で 0 ~ 0.5 mm 程度の範囲であり、N が濃いほど大きくなっている。

#### 4. 3 極性の影響

Fig. 9 は  $\text{KCl } 10^{-4}\text{N}$ ,  $V=5.0 \text{ kV}$ ,  $T_t=280 \mu\text{sec}$ ,  $g=10 \text{ mm}$  を一定として、インパルス電圧の極性を変えた場合の U-L 特性および T-L 特性である。正極性は針正電位, 平板接地で負極性は平板正電位, 針接地とした。



(a) Bubble velocity U versus distance between the needle tip and the focal volume L

(b) Beat inception time T versus distance between the needle tip and the focal volume L

Fig. 8 Effects of concentration on bubble velocity and beat inception time

この条件の場合、Uにはほとんど極性効果が現われていない。しかしTに違いが認められ、Lが0～2 mmの範囲では正極性のTよりも負極性のTの方が早く、これもシュリーレン法による実験結果と定性的に一致した<sup>(1)</sup>。最も早いTは正極性で60  $\mu\text{sec}$ 、負極性で40  $\mu\text{sec}$ 程度である。またこの場合にも針先端近傍でUおよびTが逆転するあるいはほぼ一定となる領域が認められる。正極性、負極性共にLが0～2 mm程度の範囲であるが、両者を比較すると負極性の領域の方が正極性のそれよりも若干大きいようである。

#### 4. 4 波高値の影響

Fig. 10はKCl  $10^{-4}\text{N}$ 、正極性、 $T_t=280 \mu\text{sec}$ 、 $g=10 \text{ mm}$ を一定として、Vを変えた場合のU-L特性およびT-L特性である。V=5.5 kVでは全路破壊し、3.0 kVではビート信号が得られなかったため、5.0 kV、4.5 kV、4.0 kV、3.5 kVで実験を行なった。Vが大きいほどコロナの光強度および進展長が大きく、また気泡発生量が多いことが観察された。しかし3.5 kV以下ではコロナも気泡も肉眼では確認できなかった。

Fig. 10よりVが大きいほどUおよびTが早い傾向が認められる。ただしV=3.5 kVのみが極端に遅くなっている。UおよびTが逆転するあるいはほぼ一定となる領域はVを変化した場

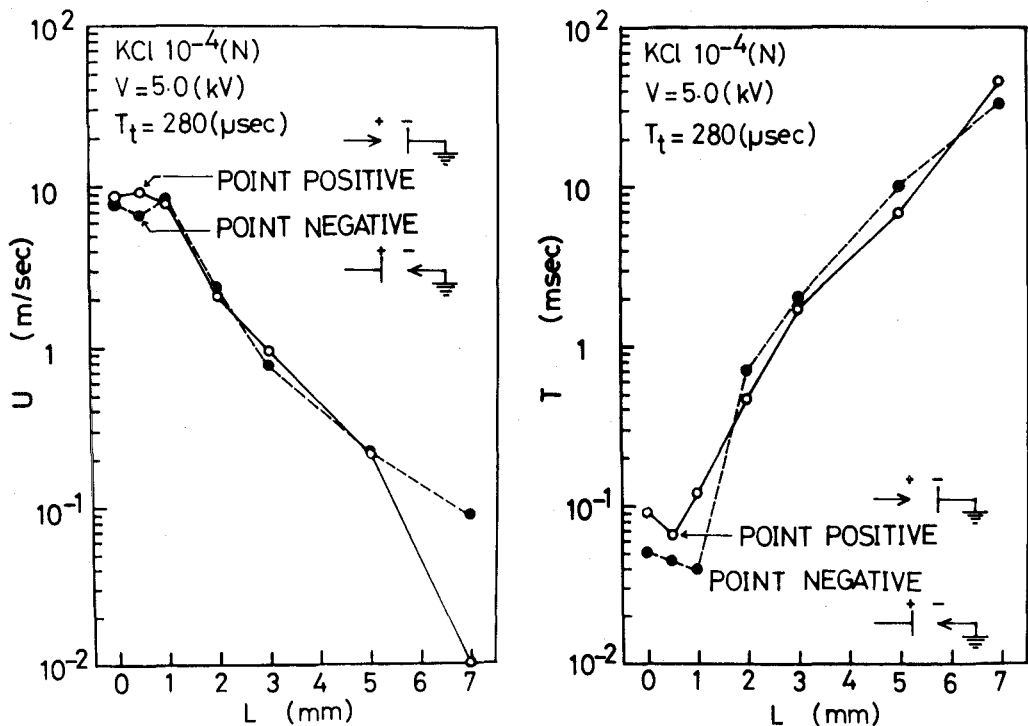


Fig. 9 Effects of impulse voltage polarity on bubble velocity and beat inception time  
(a) and (b) are same conditions as Fig. 8 respectively.

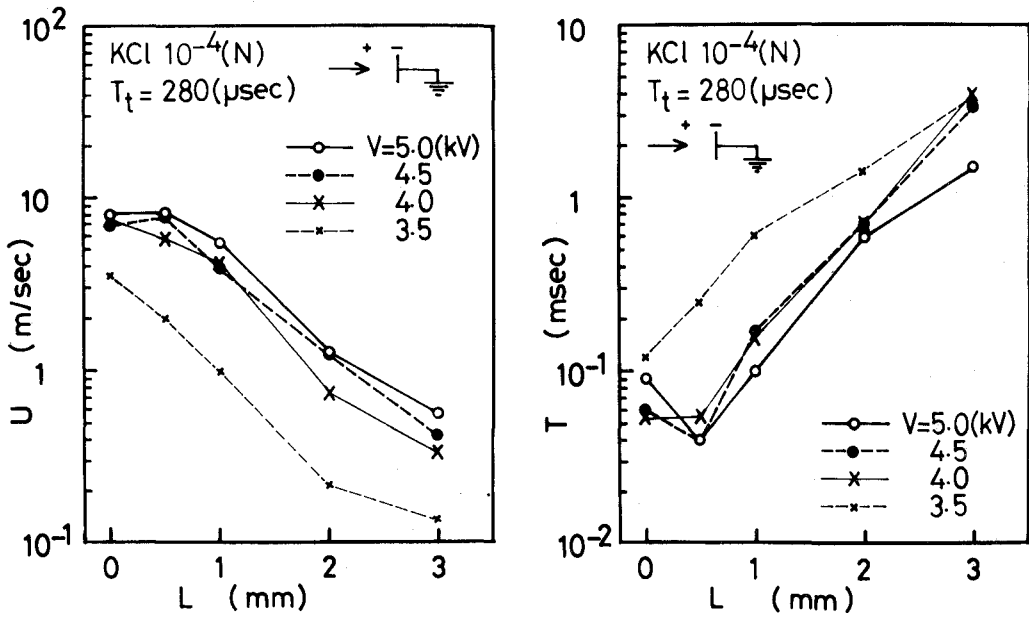


Fig. 10 Effects of peak value of impulse voltage on bubble velocity and beat inception time (a) and (b) are same conditions as Fig. 8 respectively.

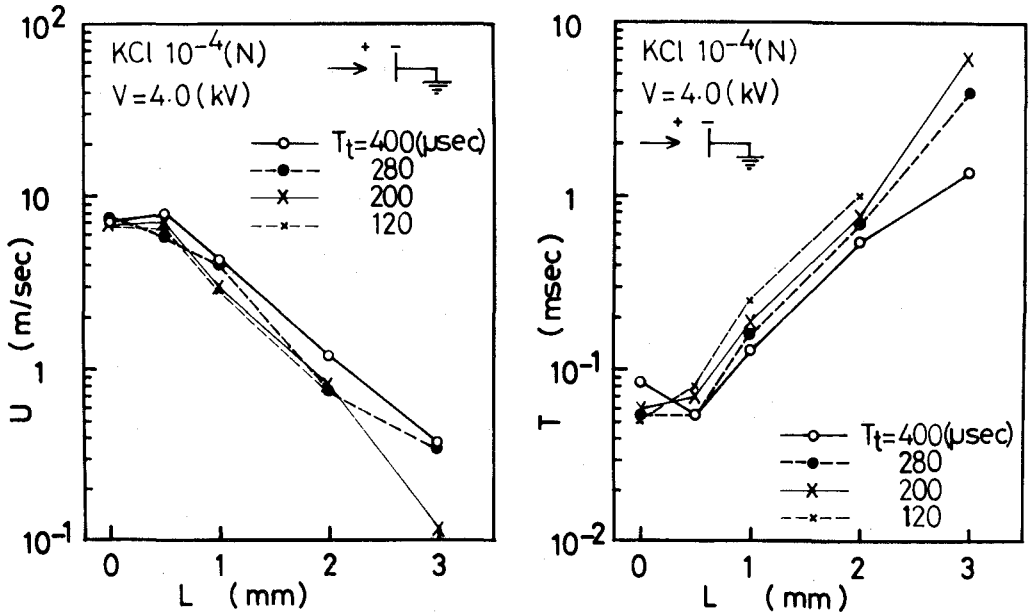


Fig. 11 Effects of tail time of impulse voltage on bubble velocity and beat inception time (a) and (b) are same conditions as Fig. 8 respectively.

合にも存在し、 $V$ を大きくするにつれてこの領域も大きくなる傾向がある。

#### 4. 5 波尾長の影響

Fig. 11 は  $KCl\ 10^{-4}N$ ,  $V_+=4.0\text{ kV}$ ,  $g=10\text{ mm}$  を一定として、 $T_t$ を変えた場合の  $U-L$ 特性および  $T-L$ 特性である。 $T_t$ は  $400\ \mu\text{sec}$ ,  $280\ \mu\text{sec}$ ,  $200\ \mu\text{sec}$  および  $120\ \mu\text{sec}$  として実験を行なった。肉眼によって観察したところ、 $V$ が小さいのでどの場合もコロナがほとんどない状態であった。気泡量は  $T_t$ が短いほど少なく、とくに  $T_t=120\ \mu\text{sec}$  では  $L=3\text{ mm}$  の位置でほとんどビート信号を得ることができなかった。

Fig. 11 から、針先端から離れると  $T_t$ が長いほど  $U$ および  $T$ が早いことがわかる。また  $U$ および  $T$ が逆転するあるいはほぼ一定となる領域は  $T_t$ を変えた場合にも存在し、 $T_t$ を長くするにつれてこの領域が大きくなる傾向を持つ。

### 5. 考 察

水中放電に基本的にかかわる現象として、微小気泡の発生が考えられる。そこで筆者らはこの気泡の研究方法としてレーザドップラ法を採用し、高い空間分解能で気泡の瞬時速度およびビート開始時間を測定することができた。ここでは得られた実験結果に対して若干の考察を加える。

#### 5. 1 針電極の消耗について

$N$ の影響を調べる実験の際に、 $N$ より針電極の消耗が著しく異なることが観察された。これは伝導電流の違いによるものと考えられるが、イルパルス電圧の極性、波高値および波尾長を変更した場合には針電極の消耗に顕著な違いはみられなかった。針電極が消耗すると針先端の曲率半径  $r$ が大きくなり、したがって針電極先端の電界は小さくなる。電界によって気泡が加速されると考えるならば、 $r$ の変化が  $U$ に影響をおよぼすものと考えられる。

金属顕微鏡を使用して供試前の針(きぬ針13号)を写真撮影したところ、 $r$ はほぼ  $10\sim 20\ \mu\text{m}$ の範囲にあり、 $15\sim 16\ \mu\text{m}$ 程度のものが多いようであった。この針に  $V_+=5.0\text{ kV}$ ,  $T_t=280\ \mu\text{sec}$ のインパルス電圧を印加すると、 $KCl\ 10^{-4}N$ およびイオン交換水では針先端が変形する程度で極端な消耗はみられないが、 $KCl\ 10^{-3}N$ では1回の電圧印加でかなり消耗し、10回の電圧印加で  $r$ が約  $30\ \mu\text{m}$ となり、100回の電圧印加では  $r$ が  $50\sim 70\ \mu\text{m}$ となった。

試みに  $KCl\ 10^{-3}N$ の実験で使用した針( $r\cong 60\ \mu\text{m}$ )を使用してイオン交換水で実験した場合には、針先端近傍の  $U$ は  $7\text{ m/sec}$ ,  $T$ は  $40\ \mu\text{sec}$ という値が得られた。

以上のように  $N$ が濃い溶液で実験する場合には針電極の消耗つまり  $r$ の効果を無視することができず、なんらかの方法でさらに厳密な実験が必要とされるであろう。

#### 5. 2 気泡に作用する諸力について

気泡の進展機構を考える場合には、気泡に作用する力について検討する必要がある。

ギャップの電界に着目するならば、まずクーロン力の作用を考慮しなければならない。コロナによってイオン化された針先端近傍の水中には多くの電荷が存在していると考えられる。また電界中の気泡は電気双極子を形成し分極電荷を生じるとも考えられる。気泡のまわりの水は導電性を持っているため、これらの電荷が気泡と共に移動するのか、あるいはすぐに消失してしまうのかは不明であるが、もしこれらの電荷の一部が気泡に付着していると考えれば気泡にクーロン力が働くものと推定できる。また気泡の誘電率は水のそれよりも小さいので気泡界面にはマックスウェルのひずみ力が働く。ギャップの電解は不平等であるため気泡は電気力線に沿って押しやられると考えられる。これらの力と平衡する力としては水の抵抗力が考えられ、Uが大きい時には慣性抵抗、小さい時には粘性抵抗が重きをなす。さらに気泡の浮力、表面張力なども考慮しなければならず、また気泡の粒径、形状なども変化すると考えられるので、気泡の進展機構の定量的説明は非常に複雑なものとなる。ここでは実験結果のいくつかを定性的に説明するにとどめる。

Vおよび $T_i$ を変えた場合、針先端近傍のUおよびTに顕著な違いはみられないが、離れるにしたがってVおよび $T_i$ を大とするとUおよびTが早くなる傾向を持つ。電圧の波高値および維持時間が大きければ、気泡に大きな電界が長い時間かかるわけで、これは電界による気泡の加速を実験的に明らかにしているものと考えられる。

V = 3.5 kV の場合にはコロナおよび気泡が肉眼では確認できなかったにもかかわらずビート信号が得られたが、この場合のUおよびTは他と比較して極端に遅い値であった。UおよびTの違いはおもにコロナの有無の差であると思われ、このことはコロナによって生じたイオンがある程度気泡に付着し、その電荷にクーロン力が作用するという仮定を肯定するものである。

### 5. 3 気泡発生領域について

一般にUおよびTは針先端に近いほど早いと考えられる。しかし本実験では針先端近傍にUおよびTがほぼ一定となるあるいは逆転する領域が存在し、Nを濃くする、負極性とする、Vを高くする、あるいは $T_i$ を長くする場合にこの領域が大きくなった。また本実験では最も早いTは $\text{KCl } 10^{-3}\text{N}$ で $110 \mu\text{sec}$ 、 $\text{KCl } 10^{-4}\text{N}$ で $60 \mu\text{sec}$ 程度であったが、条件は異なるがシュリーレン法による実験では $40 \mu\text{sec}$ 以上で密度変化が確認されている<sup>(2)</sup>。

ここで超微小粒子の存在という一つの仮定を想定することが許されるならばこの領域の存在を説明できるように思われる。レーザドップラ法は大きな粒子による散乱つまりMieの散乱理論によって解析することができ、その散乱粒子の最適直径は $1 \mu\text{m}$ 前後とされているようである。本実験に使用した光学系の速度測定可能な散乱粒子範囲は未確認であるが、最適直径は上記の値に近いものと考えられる。したがって、もし針先端近傍の粒子がこの値よりもかなり小さな粒子であれば、ビート信号が得られないことになる。粒子が小さくなればビート信号の振幅も小さくなるであろうし、さらに粒径が光の波長に比較してじゅうぶん小さくなればもはや

Mieの散乱理論は適用できず、Rayleighの散乱理論が必要となるであろう。つまりこの領域ではTよりも早い時間内に超微小粒子が存在し、得られたビート信号は時間が経過してじゅうぶん大きく成長した気泡によるものと考えられる。この超微小粒子としては非常に小さな気泡あるいは気泡に成長する前段階としての水素原子および水素分子などが考えられる。

気泡の発生機構を解明するためにはこの領域に対する妥当な説明が必要とされるであろうが、この他にコロナ、伝導電流、溶液に含まれる気体などの影響も考慮した総合的な考察を要するものと思われる。

## 6. む す び

水中針対平板ギャップに全路破壊にいたらないインパルス電圧を印加すると微小気泡が発生する。この気泡の発生進展状態をレーザドップラ法によって研究した。気泡速度を測定するために最適なレーザドップラ法光学系および信号処理系を新しく構成し、これを使用して気泡速度およびビート開始時間におよぼす濃度、極性、波高値および波尾長の影響を実験的に研究した。その結果を要約すると次のようになる。

- (1) 針先端近傍の気泡速度は溶液の濃度が濃いほど小さく、KCl  $10^{-3}$ 規定溶液で3 m/sec, KCl  $10^{-4}$ 規定溶液で9 m/sec, イオン交換水で20 m/sec程度である。最も早いビート開始時間は溶液の濃度が濃いほど遅く、KCl  $10^{-3}$ 規定溶液で110  $\mu$ sec, KCl  $10^{-4}$ 規定溶液で60  $\mu$ sec, イオン交換水で20  $\mu$ sec程度である。(V<sub>+</sub>=5.0 kV, T<sub>t</sub>=280  $\mu$ sec, g=10 mm) 但し濃度が濃い溶液で実験する場合には針電極の消耗すなわち針先端の曲率半径の効果を考慮しなければならない。
- (2) インパルス電圧の極性を変える場合、気泡速度には大きな違いはみられないが最も早いビート開始時間に違いがあり、正極性で60  $\mu$ sec, 負極性で40  $\mu$ sec程度である。(KCl  $10^{-4}$ N, V=5.0 kV, T<sub>t</sub>=280  $\mu$ sec, g=10 mm)
- (3) インパルス電圧の波高値および波尾長を変える場合、針先端近傍の気泡速度およびビート開始時間に顕著な違いは見られないが、離れるにしたがって波高値および波尾長を大とした方が気泡速度およびビート開始時間が早くなる傾向にある。このような気泡の進展機構についてはクーロン力、マックスウェルのひずみ力などの気泡に作用する諸力について吟味しなければならない。
- (4) 気泡速度およびビート開始時間がほぼ一定となるあるいは逆転する領域が針先端近傍に存在し、この領域は次のいずれかの場合に大きくなる。①濃度を濃くする、②負極性とする、③波高値を高くする、④波尾長を長くする。超微小粒子の存在を仮定すればこの領域の存在を妥当に説明ができる。
- (5) レーザドップラ法については、水中放電現象に関する新しい分野への応用が示され、これら

の研究を進める手段としてこの方法は有効なものと思われる。特に気泡濃度が低い場合でも速度測定が可能であり、今後さらに高周波用の信号処理装置を使用するなどの改良により空間分解能および時間分解能を向上させることができるであろう。

(昭和52年5月18日受理)

### 参 考 文 献

- (1)中尾：放電研究会資料，ED-74-28 (1974)
- (2)中尾，柏，坂本：放電・絶縁材料合同研究会資料，ED-76-7・EIM-76-14 (1976)
- (3) Y. Yeh, H. Z. Cummins: Appl. Phys. Lett., **4** (1964) 176.
- (4) L. Lading : Appl. Opt., **10** (1971) 1943.
- (5) M. J. Rudd : J. Sci. Instrum. (J. Phys. E), **2** (1969) 55.
- (6) C. P. Wang : J. Phys. E (Sci. Instrum.), **5** (1972) 763.
- (7) 三品，朝倉：応用物理，**42** (1973) 560.
- (8) C. P. Wang : Appl. Opt., **13** (1974) 98.